

Title	フォトリフラクティブ結晶中の光波結合を用いた画像増幅に関する研究
Author(s)	川田, 善正
Citation	大阪大学, 1992, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://doi.org/10.11501/3087934">https://doi.org/10.11501/3087934</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University



OSAKA UNIVERSITY

---

フォトリフラクティブ結晶中の光波結合を用いた  
画像増幅に関する研究

Image Amplification by Wave Coupling in a Photorefractive Crystal

川田善正

Yoshimasa Kawata

*December, 1991*

---

Department of Applied Physics,  
Osaka University

フォトリフラクティブ結晶中の光波結合を用いた画像増幅に関する研究

**Image Amplification by Wave Coupling in a Photorefractive Crystal**

川田善正

**Yoshimasa Kawata**

*Dedicated to my father, mother, and wife.*

# 目次

要旨	1
序論	3
第1章 フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合	5
1-1 フォトリフラクティブ効果	5
1-1-1 フォトリフラクティブ効果のメカニズム	5
1-1-2 フォトリフラクティブ結晶	12
1-2 二光波結合	12
1-2-1 二光波結合による光増幅の原理	14
1-2-2 光波結合方程式の導出	14
1-2-3 二光波結合の増幅率の定式化	18
第2章 干渉縞を移動させることによる増幅率の向上	21
2-1 干渉縞の移動による増幅率向上の原理	21
2-2 実験光学系	23
2-3 増幅率のパラメーター依存性の測定	25
2-4 増幅率のパラメーター依存性のメカニズムの解析	30
2-4-1 屈折率分布の非破壊的な読み出し	30
2-4-2 チャージトランスポートモデルによる 空間電場分布形成のメカニズムの考察	32
2-5 考察	36
第3章 信号光のチョッピングによる増幅率向上	41
3-1 増幅率向上の原理	41
3-2 実験光学系	43
3-3 増幅率の測定	43
3-4 信号光の偏光面を回転させる方法	48
3-4-1 原理	48
3-4-2 増幅率の測定	51
3-5 考察	51
第4章 二光波結合による画像増幅	58
4-1 光トランジスタアレイとしての二光波結合	58
4-2 信号光の選択的な増幅—1次元の場合	58
4-3 選択的な増幅の実験	62
4-4 信号光の選択的な増幅—参照光に2次元分布をもつ パターンを入力する場合	67
4-5 考察	74
第5章 増幅画像の画質の向上—スペckルノイズの除去—	86
5-1 スペckルノイズ除去の原理	87
5-2 実験	87

5-3	考察	90
第6章	二光波結合の光計測への応用—位相物体の可視化—	94
6-1	位相物体を可視化する原理	94
6-2	実験	97
6-3	考察	100
総括		105
謝辞		108
Appendices		109
Appendix A:	チャージトランスポートモデルから電場分布と位相差を求める方法	110
Appendix B:	干渉縞の移動を考慮したチャージトランスポートモデル	111
参考文献		114

## 要 旨

フォトリフラクティブ結晶中での光波結合を用いた光の並列増幅法に関する研究を行なった。本論文は、その研究成果をまとめたものである。論文は、序論、本論6章と総括から構成されている。以下に、本論文の各章毎にその要旨を述べる。

第1章では、フォトリフラクティブ効果のメカニズムと二光波結合による光増幅の原理について述べた。1節では、フォトリフラクティブ効果が起こるメカニズムを、チャージトランスポートモデルを用いて説明した。2節では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合による光増幅の原理を述べ、二光波結合の増幅率の定式化を行なった。

第2章では、干渉縞を移動させる方法を用いて二光波結合を行なった結果について述べた。二光波結合において干渉縞を移動させると干渉縞と屈折率分布の間に位相差を作れるため、増幅率を向上させることができる。3節では、増幅率のパラメーター依存性を測定し、増幅率を最大にするパラメーターの値を求めた。その結果、最大13.6の増幅率を得た。4節では、二光波結合の増幅率がパラメーターに依存するメカニズムについて考察した。

第3章では、二光波結合の増幅率を向上させる手法として、信号光をチョッピングする方法について述べた。3節では、増幅率のパラメーター依存性を測定し、増幅率を最大にするチョッピング周波数などのパラメーターの値を求めた。4節では、信号光をチョッピングする方法と同様の原理に基づく増幅率向上法を、信号光の偏光面を回転させることにより実現した。信号光をチョッピングする方法では11.7、信号光の偏光面を回転させる方法では13.8の増幅率を得た。

第4章では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合を用いて、実際に画像増幅を行なった結果について述べた。1節では、二光波結合の動作とトランジスターの動作との類似性に着目し、二光波結合を用いれば光トランジスターアレイを実現できることを述べた。2節では、信号光の一部分のみを選択的に増幅した。信号光の選択的な増幅は、参照光にパターンを入力することによって実現した。参照光に入力するパターンによって、信号光を選択的に増幅できる場合とできない場合があることを4節に示した。この現象は、BSO結晶のフォトコンダクティビティによって生じると考え、解析を行なった。抵抗が縦横につながったモデルを用いて結晶内に形成される電場分布を求め、そのシミュレーション結果が実験結果と良く一致することを示した。この結果から、参照光パターンをうまく選んでやれば、信号光の一部分だけを選択的に増幅できることを示した。5節では、偏光解析を利用して、結晶内に形成される電場分布を実際に測定した。その結果、フォトコンダクティビティによって、結晶内に電場分布が形成されるとした仮説の正当性が証明できた。

第5章では、増幅画像の画質を良くするために、スペckルノイズを除去する方法について述べた。この方法では、ガルバノミラーを用いて物体への照明方向を結晶上の干渉縞と平行方向の一次元方向に変えることにより、スペckルノイズを除去した。この方法により画質を向上させることができた。

第6章では、二光波結合による画像増幅の応用として位相物体を可視化する方法を

## 要 旨

提案した。この方法では、BSO結晶を位相差法における位相板として用いた。強度の大きな参照光に2次元分布を持つパターンを入力すると、BSO結晶のフォトコンダクティビティのために、結晶内に不均一な電場分布が形成される。不均一な電場分布はポッケルス効果により不均一な屈折率分布を作るので、参照光のパターンをうまく選ばば結晶を透過する0周波数成分の光と高周波数成分の光との間に位相差をつけることができる。この方法では、二光波結合によって信号光の高周波数成分だけを選択的に増幅できる。そのため通常の位相差法のように0周波数成分を弱めなくても、コントラスト良く位相物体を可視化できる。この方法を用いて、ミラーの銀の膜厚が変化している部分をコントラスト良く観察できた。

総括では、以上の内容をまとめ、本研究による結果と知見を下に今後の研究の課題について述べた。



## 序論

光を光で直接増幅できる素子の開発が、光情報処理、光計測、光通信、など様々な分野で望まれている。そのような分野での光増幅器の必要性は、現在の電子技術の発展が増幅素子、つまりトランジスタの発明によりもたらされたことと対応させて考えれば明らかである。光を光で直接増幅できれば、たとえば光情報処理の分野では、多数の処理を電気に変換することなしに繰り返し行なうことができ、光の持つ特性を生かすことができる。光計測の分野では、微弱光の検出や強度の大きな光を照射できない生体試料の観察などへの応用などが考えられる。

光のもつ特性を有効に利用するためには、光増幅器は次の特徴を有することが望ましい。

- (i) 並列処理ができること。
- (ii) 入力と出力の間には、可干渉性が維持されること。
- (iii) 光で直接制御できること。
- (iv) 集積化が可能であること。

現在までに、光を光で直接増幅できる素子は既にいくつか提案されている<sup>8-13</sup>。Orthonber と Vllery は光導電膜と液晶パネルを組み合わせた光増幅器を提案している<sup>8</sup>。この方法は、光を並列に増幅でき、増幅率が高い。しかし、出力光は入力光と可干渉性を持たない。また、Kobayashiらにより、注入同期型半導体レーザーを用いた光増幅器の研究が進められている<sup>9-13</sup>。この増幅器では、入力光に同期してレーザー発振が誘起されるので、出力光は入力光に対してコヒーレントな光になる。しかし、現段階では並列処理ができない。

フォトリフラクティブ結晶中における光波結合を用いれば、上に述べた特徴の全てを有する光増幅器を実現できる。しかも光波結合を用いた増幅器では、光増幅を行なうと同時に様々な処理機能を持たせることができる。入射光の位相共役波を発生したり、フィルターとしての特性を持つ増幅器を実現できる<sup>14-18</sup>。フォトリフラクティブ結晶を用いた光波結合は、四光波結合と二光波結合の二つに大別できる。

四光波結合は、位相共役波を発生する手法としてHellwarthによって提案された<sup>19</sup>。四光波結合を用いれば、自動的に位相整合条件が満たされるので、簡単に位相共役波を発生することができる<sup>19</sup>。四光波結合は、主に位相共役波を発生する手法として研究されてきた<sup>20,21</sup>。しかし最近では、四光波結合においても光増幅を実現した結果が報告されている<sup>22-24</sup>。

二光波結合は、光を増幅する方法として盛んに研究されている。二光波結合による光増幅作用は最初、Staebler と Amodei によって確認された<sup>25</sup>。二光波結合による光増幅では、あまり増幅率が大きくないために、多くの研究者によって増幅率を向上させるための研究が進められてきた<sup>25-28</sup>。

Staebler と Amodei は、結晶に入射する光波が結晶上に作る干渉縞の強度分布と結晶内に誘起される屈折率分布との間の位相差が  $\pi/2$  のときに増幅率が最大になり、位相差が 0 のときには増幅が生じないことを示した<sup>25</sup>。Kukhtarev らは干渉縞の強度分布によって結晶内に誘起される屈折率分布の位相は自動的に  $\pi/2$  ずれることを示した<sup>26,27</sup>。また、

フォトリフラクティブ効果を増強するために結晶に電圧を印加したときには、干渉縞と屈折率分布との間の位相差が、ほとんど0になることも示した<sup>26,27</sup>。したがって結晶に電圧を印加した場合には、フォトリフラクティブ効果は増強されるが、位相差がなくなるので、二光波結合の増幅率は向上しないことを示した。Huignard と Marrakchi は、外部から結晶に電圧を印加したときに、干渉縞と屈折率分布との間に位相差を作るために干渉縞を移動させる方法を提案した<sup>28</sup>。この方法では、結晶に入射する二光波のうち一方の光の周波数を少しシフトさせる。すると、周波数がわずかに異なる二光波によってできる干渉縞は結晶上を一定速度で移動する。その移動干渉縞に対する屈折率分布形成の応答遅れを利用すれば、干渉縞と屈折率分布の間に位相差を作ることができる。Huignard と Marrakchi はこの方法を用いて、 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  結晶中で二光波結合を行なった。その結果、二光波結合の増幅率は、著しく向上した<sup>28,29</sup>。

二光波結合の増幅率は、結晶に印加する電圧、結晶上に形成される干渉縞の縞間隔など、複数のパラメーターに依存する。Huignard と Marrakchi は、干渉縞を移動させて、二光波結合の増幅率パラメーター依存性を測定し、最大の増幅率を与えるパラメーターの値を求めた<sup>28,29</sup>。しかし、彼らは、複数存在するパラメーターのうち一つずつのパラメーターを変化させて増幅率を測定しているため、パラメーター間の相互関係がわからず、増幅率を最大にするにはそれらのパラメーターをどのように決めればよいかはわからない。また二光波結合の増幅率がパラメーターに依存するメカニズムも明らかにはされていない。

Huignard と Marrakchi が干渉縞を移動させる方法を提案して以来、二光波結合の増幅率を向上させる方法は、いくつか提案されている<sup>30,31</sup>。しかし、干渉縞を移動させる方法のように有効な手法は提案されていない。

二光波結合は画像を並列に増幅できる。また増幅と同時に結晶に入射する二光波を画像パターンにより強度変調することにより様々な処理が行なえる。しかし、画像を二光波に入力したときに、二光波結合の増幅率にどのような影響があるかは調べられていない。

著者は、光を光で直接光で増幅できる素子を開発するために、フォトリフラクティブ結晶中での光波結合をもちいて画像増幅に関する研究を行なった。この論文は、その研究成果をまとめたものである。まず二光波結合の増幅率を向上させるために、二光波結合の基礎特性を調べ、増幅率を向上させる方法を提案する<sup>2</sup>。つぎに二光波結合によって実際に画像増幅を行なった結果について述べる<sup>36</sup>。出力像の画質を向上させる方法を述べ、最後に光計測へ応用した結果を示す。

## 第1章 フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合

この章では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合による光増幅の原理について述べる。1節では、フォトリフラクティブ効果が起こるメカニズムを簡単に紹介し、この現象を示す結晶をいくつか紹介する。2節では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合の原理を説明し、二光波結合の増幅率を定式化する。

### 1-1 フォトリフラクティブ効果

フォトリフラクティブ (Photorefractive) 効果とは、ある種の結晶に光を照射すると、その光の強度分布に応じて結晶内に屈折率分布が誘起される現象である。この現象は、Ashkin らにより  $\text{LiNbO}_3$  結晶において光損傷という形で発見された<sup>32</sup>。光損傷と名付けられたことからわかるように、この現象は最初、結晶にダメージを与えるマイナスの効果として観測された。その後、フォトリフラクティブ効果を用いれば光の強度分布を屈折率の変化として結晶内に記録できるので、ホログラムの記録材料として用いることが提案された<sup>33,34</sup>。フォトリフラクティブ結晶を利用したホログラムの記録材料は、現像プロセスを必要とせず、消去可能であるという特徴をもつ。これらの特徴は通常の写真乾板では得られない機能であるので、多くの研究者によって研究が進められた。最近では、フォトリフラクティブ効果を示す結晶中での光波結合が、多くの研究者によって盛んに研究されている<sup>35-39</sup>。フォトリフラクティブ結晶中での光波結合を用いれば、位相共役波の発生や光増幅など従来の光学素子にない機能をもつ光素子を実現できるからである。

フォトリフラクティブ効果のメカニズムは、Kukhtarev らにより提案されたチャージトランスポートモデル<sup>26</sup>、または Feinberg らにより提案されたチャージホッピングモデル<sup>40</sup>を用いて説明することができる。両者のモデルは、多くの場合同じ結論を与える。この節では、チャージトランスポートモデルを用いて、フォトリフラクティブ効果のメカニズムを説明する。

#### 1-1-1 フォトリフラクティブ効果のメカニズム

図 1-1 に示すように、フォトリフラクティブ効果を示す結晶にコヒーレントな二光波、S と R を入射させて結晶上に干渉縞を作る。するとその干渉縞の強度分布に対応して結晶内に正弦状の屈折率分布が形成される。このようなフォトリフラクティブ効果を、チャージトランスポートモデルではバンド構造を用いて説明する。図 1-2 にフォトリフラクティブ効果を説明するためのバンド構造を示す。このモデルは、伝導帯、禁止帯、価電子帯の三層のバンドからなる。

結晶に入射した光は、ドナーサイトにトラップされた電子を、伝導帯へ励起する。もし結晶に入射する光の強度が干渉縞  $I(x)$  などのように空間的に一様でなければ、光強度の大きな部分では多くの電子がドナーレベルから伝導帯へ励起されるが、光強度の小

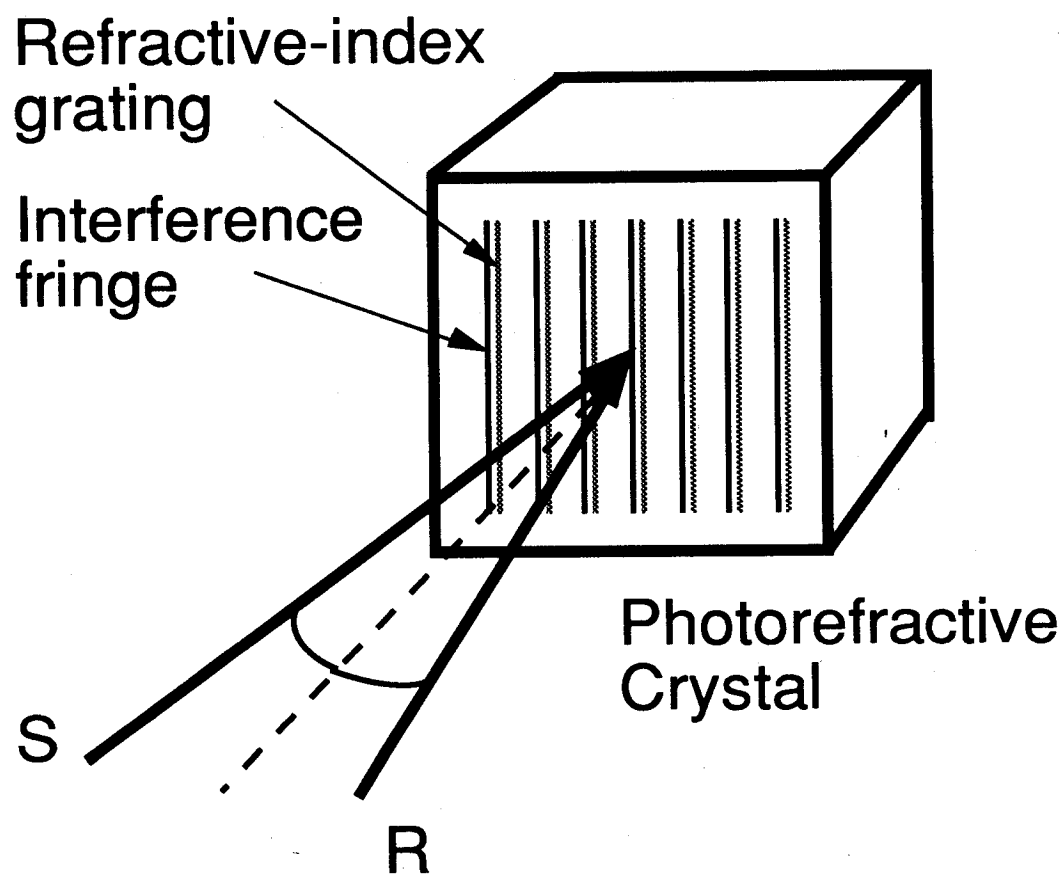


図 1-1. フォトリフラクティブ効果

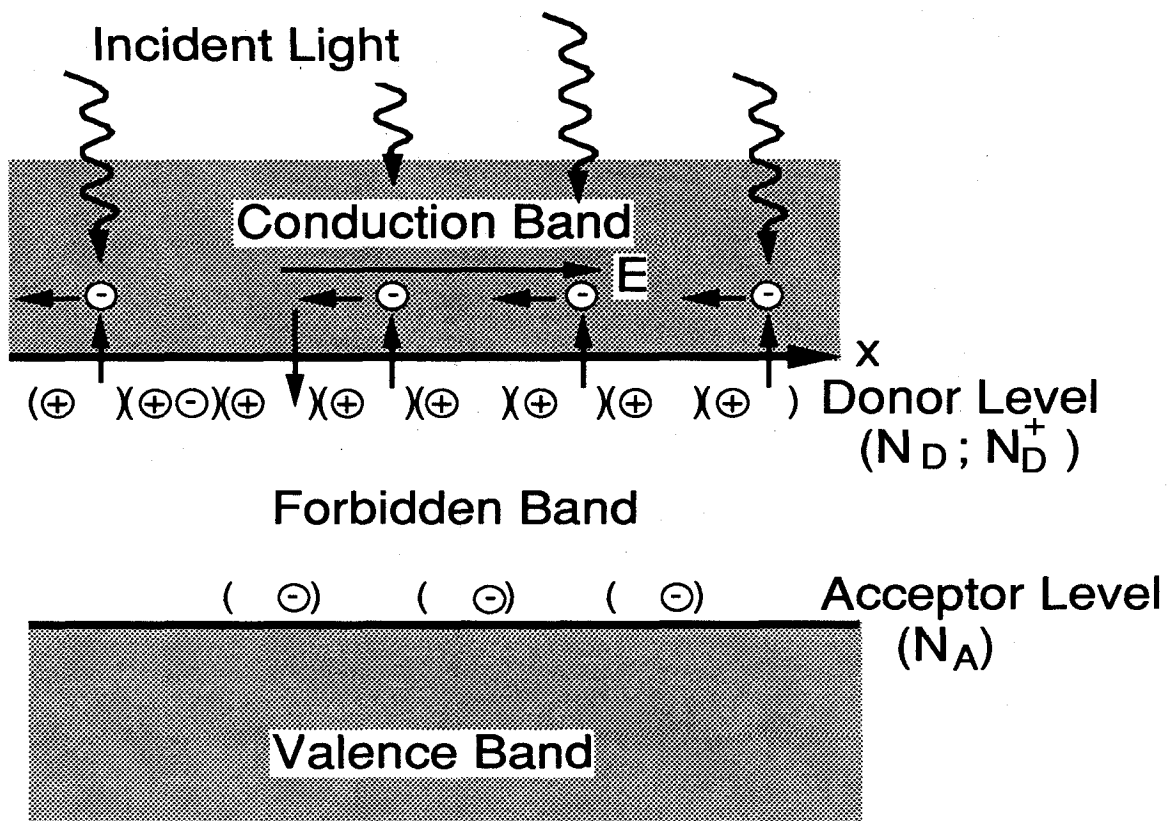


図 1-2. チャージトランスポートモデル

さな部分では、あまり励起されない。そのため光の強度分布によってフォトキャリアーの分布が形成される。この様子を図 1-3 に示す。伝導帯に励起された電子は拡散によって、電圧が結晶に印加されている場合には拡散とドリフトによって、伝導帯内を移動する。移動した電子は、空のドナーサイトへ再結合する。その結果、結晶内に空間的な電荷密度分布  $\rho(x)$  が形成される。空間的に分布をもつ電荷密度は、電場分布  $E(x)$  を形成する。空間電場分布は、ポッケルス(Pockels)効果により結晶内に屈折率分布  $n(x)$  を誘起する。このようなメカニズムによって入射光の強度分布に対応して屈折率分布が形成される。

結晶に電圧が印加されていない場合には、伝導帯に励起された電子は拡散だけで移動する。そのため結晶内に形成される電荷密度分布は干渉縞と同位相になる。電荷密度分布を積分したものが電場になるので、電場分布の位相は、干渉縞にたいして  $\pi/2$  ずれる<sup>26</sup>。屈折率分布はポッケルス効果によって電場と同位相で形成される。したがって、屈折率分布と干渉縞の強度分布との間には、 $\pi/2$  の位相ずれが生じる。結晶に外部電圧を印加した場合には、伝導帯に励起された電子は拡散だけでなく、ドリフトによっても移動する。そのため結晶内に形成される電荷密度分布は干渉縞と同位相にはならない<sup>26</sup>。したがって結晶内に誘起される屈折率分布と干渉縞の強度分布との間の位相差  $\phi$  は、 $\pi/2$  にはならない。この場合には、位相差  $\phi$  は結晶に印加する電圧の大きさに依存する。

フォトリフラクティブ効果によって結晶内に誘起される屈折率変化をを数学的に扱うには、つぎの三式を解かなければならない。つぎの三式から結晶内の電場  $E(x)$  を求めれば、フォトリフラクティブ効果を数学的に記述できる<sup>26</sup>。

$$sI(x)\{N_D - N_D^+(x)\} - \gamma_R n_e(x) N_D^+(x) = 0 \quad (1-1)$$

$$J = e_s \mu n_e(x) + k_B T \mu \frac{d n_e(x)}{d x} \quad (1-2)$$

$$\frac{d E(x)}{d x} = \frac{4\pi e_s}{\epsilon} \{N_D^+(x) - n_e(x) - N_A\} \quad (1-3)$$

ここで、

- |              |                                |         |      |              |       |
|--------------|--------------------------------|---------|------|--------------|-------|
| s:           | イオン化断面積                        | $\mu$ : | 移動度  | $\gamma_R$ : | 再結合定数 |
| $k_B$ :      | ボルツマン定数                        | T:      | 絶対温度 | $e_s$ :      | 電気素量  |
| $\epsilon$ : | 結晶の誘電率                         | J:      | 電流密度 |              |       |
| $E(x)$ :     | 結晶内に生成される電場                    |         |      |              |       |
| $I(x)$ :     | 干渉縞の強度分布                       |         |      |              |       |
| $N_D$ :      | 単位体積あたりのドナーサイト数                |         |      |              |       |
| $N_D^+(x)$ : | 単位体積あたりの正に帯電した(電子を放出した)ドナーサイト数 |         |      |              |       |
| $N_A$ :      | 単位体積あたりのアクセプターサイト数(負に帯電している)   |         |      |              |       |
| $n_e(x)$ :   | 単位体積あたりの伝導帯内の電子数               |         |      |              |       |

である。ドナーレベルから伝導帯へ電子が全く励起されないときには、 $N_D^+(x)$  の値は空間的に一様になり、アクセプターサイト数  $N_A$  と一致する。アクセプターサイトは負に帯電している。(1-1)式はドナーサイトから伝導帯に励起される電子のレート方程式を表わ

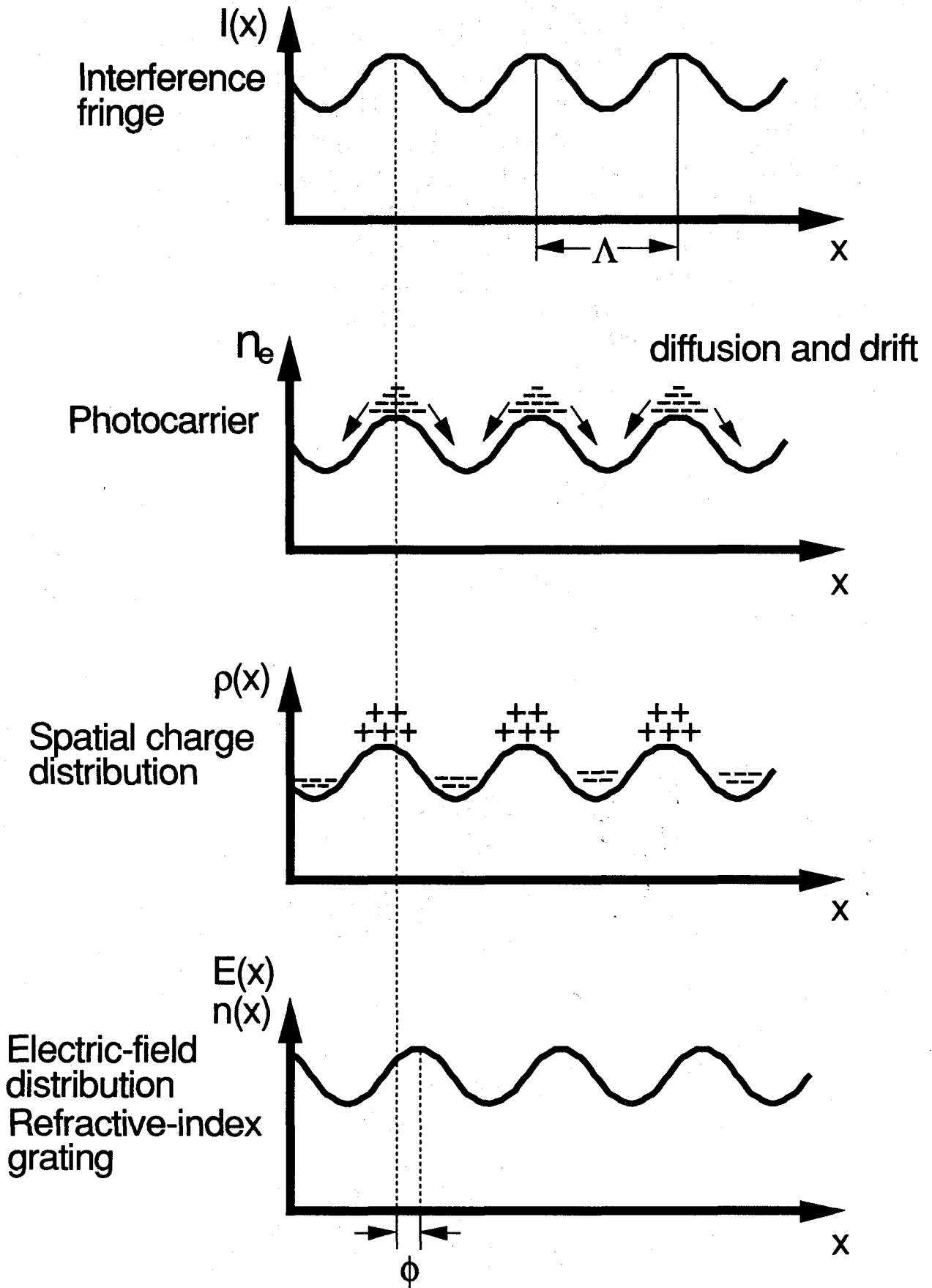


図 1-3. フォトリフレクティブ効果のメカニズム

す。第一項がドナーサイトから伝導帯へ励起される電子の数を表し、第二項は、伝導帯からドナーサイトへ再結合する電子の数を表す。ここで電子が熱的に励起される影響は無視している。(1-2)式は結晶内を流れる電流を表わす式で、右辺の第一項はドリフトによる電子の移動を表し、第二項は拡散による電子の移動を表わす。(1-3)式はポアソンの式である。この式により、結晶内の電荷密度分布から電場分布が求まる。

結晶内の電場分布を求めるには(1-1)、(1-2)、(1-3)式を $E(x)$ について解かなければならない。しかし、(1-1)、(1-2)、(1-3)式から電場 $E(x)$ を厳密にもとめる方法はまだ発見されていない。そこで、結晶上に形成される干渉縞のビジビリティが十分小さく、 $N_D^+(x)$ 、 $n_e(x)$ 、 $E(x)$ が干渉縞と同じ周期で正弦的に変化していると仮定して、電場分布の近似解が求められている。その結果によると、結晶内に形成される電場分布の振幅 $\Delta E$ と干渉縞と電場分布との間の位相差 $\phi$ は、

$$\Delta E = mE_q \sqrt{\frac{E_0^2 + E_D^2}{E_0^2 + (E_q + E_D)^2}} \quad (1-4)$$

$$\tan \phi = \frac{E_D}{E_0} \left( 1 + \frac{E_D}{E_q} + \frac{E_0^2}{E_D E_q} \right) \quad (1-5)$$

となる。ただし、

$$E_D = \frac{k_B T}{e_s} K \quad (1-6)$$

$$E_q = \frac{4\pi e_s N_A}{\epsilon K} \quad (1-7)$$

である。 $K$ は干渉縞の波数で、干渉縞の縞間隔を $\Lambda$ とすれば $K=2\pi/\Lambda$ である。 $m$ は結晶上に形成される干渉縞のビジビリティである。(1-4)、(1-5)式の導出過程はAppendix Aに示す。

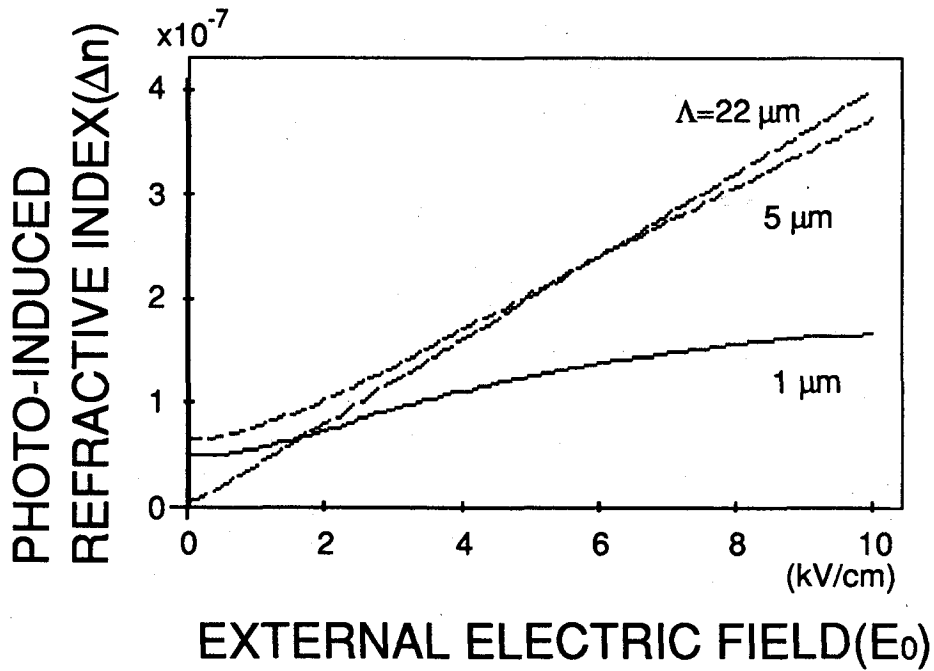
(1-4)式で表される電場によりポッケルス効果で結晶内に形成される屈折率分布の振幅 $\Delta n$ は、

$$\Delta n = \frac{1}{2} m_0^3 \Delta E \quad (1-8)$$

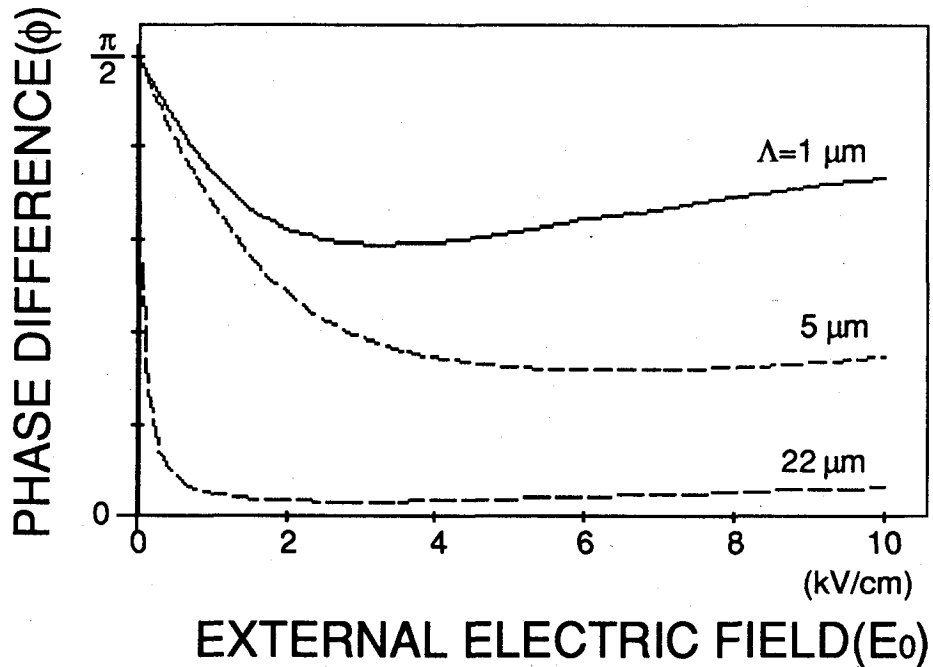
と与えられる。 $r$ は電気光学定数、 $n_0$ は結晶の平均屈折率である。(1-8)式より、屈折率分布と電場分布は同位相で生じるため、干渉縞の強度分布と屈折率分布との間の位相差も(1-5)式の $\phi$ で与えられる。

光波結合に良く用いられるフォトリフラクティブ結晶の一つである $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ の場合について、(1-4)、(1-5)、(1-8)式を用いて実際に計算を行なった。図1-4に屈折率変化の大きさ $\Delta n$ と位相差 $\phi$ を求めた結果を示す。図1-4(a)は干渉縞の縞間隔 $\Lambda$ が1、5、22 $\mu\text{m}$ のときに、屈折率変化 $\Delta n$ の大きさを計算したものである。横軸には、外部から印加する電圧によって結晶内に形成される電場 $E_0$ をとっている。どの場合の干渉縞の縞間隔の場合でも、屈折率変化は外部電場にはほぼ比例して大きくなっている。縞間隔が22 $\mu\text{m}$





(a) 屈折率分布の大きさ  $\Delta n$  と外部電場  $E_0$  との関係



(b) 干渉縞と屈折率分布との位相差  $\phi$  と外部電場  $E_0$  との関係

図 1-4. 屈折率変化と位相差の計算結果 ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  の場合)

のとき、屈折率変化の割合が大きい。図1-4(b)は外部電圧の大きさを変えたときに、(1-5)式から位相差 $\phi$ を計算した結果である。干渉縞と屈折率分布の間の位相差 $\phi$ は、外部電場 $E_0$ が0のとき $\pi/2$ になっている。外部電圧を印加すると、位相差は小さくなる。干渉縞の縞間隔が $22\mu\text{m}$ のとき、最も位相差の変化が大きく、外部電場が0以外のときはほぼ位相差は0になっている。

### 1-1-2 フォトリフラクティブ結晶

フォトリフラクティブ効果は、 $\text{LiNbO}_3$ 結晶において最初に確認された<sup>32</sup>。その後多くの結晶において、フォトリフラクティブ効果が確認されている。例えば、フォトリフラクティブ結晶には、 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO)、 $\text{BaTiO}_3$  (BTO)、 $\text{LiNbO}_3$ 、GaAs、SBN<sup>41-48</sup>などがある。それらのフォトリフラクティブ結晶のなかで、よく光波結合に用いられており、その基礎特性がわかっているものについて表1にまとめる<sup>49-53</sup>。

$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO)結晶は、光波結合に最もよく用いられている結晶である。この結晶は、通常の銀塩の写真乾板と同程度の感度をもつ<sup>54,55</sup>。光が結晶に入射してから屈折率分布が形成されるまでの応答時間は数msecであり、フォトリフラクティブ結晶のなかでは応答が速い<sup>55</sup>。BSO結晶は電気光学定数が小さいため、小さなフォトリフラクティブ効果しか示さない。そのためBSO結晶を光波結合に用いる場合には、外部から電圧を印加してフォトリフラクティブ効果を増強する必要がある。

$\text{BaTiO}_3$  (BTO)結晶は、BSO結晶と同じように光波結合に非常によく用いられる結晶である。BTO結晶は、電気光学定数は大きいので大きなフォトリフラクティブ効果を示す。しかしながら、光が結晶に入射してから屈折率分布ができるまでの応答速度が遅く数秒かかる<sup>55</sup>。また結晶成長させることが難しいため、BTOの大きな単結晶を作ることが困難である。

GaAs結晶は、応答時間が数十 $\mu\text{sec}$ のオーダーで、屈折率分布形成の応答が速い。一方、電気光学定数が小さく、小さなフォトリフラクティブ効果しか示さない<sup>48-51</sup>。GaAs結晶では、近赤外光を用いて光波結合を行なうことができる。そのため、半導体レーザーを光源に使用できる。半導体レーザーとGaAs結晶を用いることにより光波結合の光学系が小型化でき、半導体の微細加工技術を用いれば集積化できる可能性を持つ。

$\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN)結晶は、BTO結晶と同様に大きなフォトリフラクティブ効果を示す<sup>53</sup>。この結晶も単結晶を成長させることが難しく、入手することが難しい。

## 1-2 二光波結合

この節では、二光波結合による光増幅作用の原理を述べる。Kogelnik、Staebler、Huignardらが導いた光波結合方程式に基づいて、二光波結合の増幅率を定式化を行なう。その解析に基づき二光波結合の増幅率は、結晶内に誘起される屈折率分布の振幅 $\Delta n$ と結晶上に形成される干渉縞の強度分布と屈折率分布との位相差 $\phi$ によって決まることを示す。

表1. フォトリフレクティブ結晶の特性

	対称性	電気光学定数 (pm/V)	比誘電率	屈折率	応答時間
LiNbO <sub>3</sub>	3m	r <sub>33</sub> =31	29	2.27	~min
Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub>	23	r <sub>41</sub> =5	56	2.54	~ms
BaTiO <sub>3</sub>	4mm	r <sub>42</sub> =1640	3700	2.40	~s
GaAs	43m	r <sub>41</sub> =1.2	13.2	3.5	~μs
SBN	4mm	r <sub>33</sub> =235	750	2.30	~s

フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合が光増幅作用をもつことは、StablerとAmodeiによって最初に発見された<sup>25</sup>。彼らは、Kogelnikの体積ホログラムの回折効率の解析<sup>56</sup>に基づいて、二光波結合の光増幅作用を解析した。HuignardとMarrakchiはその解析をさらに進めて、結晶に吸収があり結晶の奥行き方向に干渉縞のビジビリティが変化している場合の二光波結合の増幅率を求めた<sup>28</sup>。

### 1-2-1 二光波結合による光増幅の原理

図1-5に二光波結合による光増幅の原理を示す。フォトリフラクティブ結晶にコヒーレントな二光波、信号光Sと参照光Rを入射させる。信号光の強度は参照光の強度より十分小さいものとする。これらの二光波は結晶上に干渉縞を作る。干渉縞の強度分布に対応して、フォトリフラクティブ効果により結晶内に屈折率分布が形成される。その結果フォトリフラクティブ結晶は、体積ホログラム、つまり厚みのある回折格子になる。体積ホログラムにより信号光と参照光はブラッグの回折条件を満たす方向に回折する。信号光と参照光の回折方向は、それぞれ他方の透過光方向と一致する。このとき、干渉縞の強度分布と屈折率分布との間に位相差があれば、信号光と参照光の回折効率は異なる。したがって、適当な位相差を干渉縞と屈折率分布との間に作れば、参照光のエネルギーを信号光へ伝達できる。このエネルギー伝達の効率は干渉縞と屈折率分布との間の位相差が $\pi/2$ のときに最大になる<sup>25</sup>。位相差が $\pi/2$ のときに、参照光の回折光と信号光の透過光の位相が一致するからである。この結果、二光波結合の出力光の強度は、参照光の回折のために結晶に入射する信号光強度より大きくなる。つまり、信号光は増幅される。

### 1-2-2 光波結合方程式の導出

二光波結合の増幅率を定式化するために、まず信号光と参照光との光波結合方程式を導出する。この導出は、Kogelnikにより示されたものである<sup>56</sup>。Kogelnikはブラッグの条件からのずれや吸収による回折格子の形成も考慮して式のなかに含めたが、これから行なう解析では考えないことにする。

図1-6に示すように、厚さ $d$ のフォトリフラクティブ結晶に結晶内の入射角 $\theta_0$ で信号光と参照光が入射している場合を考える。入射光はS偏光であるとする。図1-6に示すように $x$ 、 $z$ 軸をとる。結晶内にはフォトリフラクティブ効果により屈折率分布が形成され、結晶は厚みのある回折格子になる。信号光と参照光は結晶の入射面の法線に対して、対称な角度で入射するので、結晶内の回折格子の格子ベクトルは $x$ 軸に平行になる。格子間隔を $\Lambda$ とすれば格子ベクトルの大きさ $K$ は、 $K=2\pi/\Lambda$ である。

フォトリフラクティブ結晶中を伝播する信号光と参照光の様子は、光の波動方程式、

$$\nabla^2 E + k_c^2 E = 0 \quad (1-9)$$

を解くことによって得られる。Eは光の電場である。 $k_c$ は伝播定数でMaxwellの方程式を解くことにより次式で与えられる。

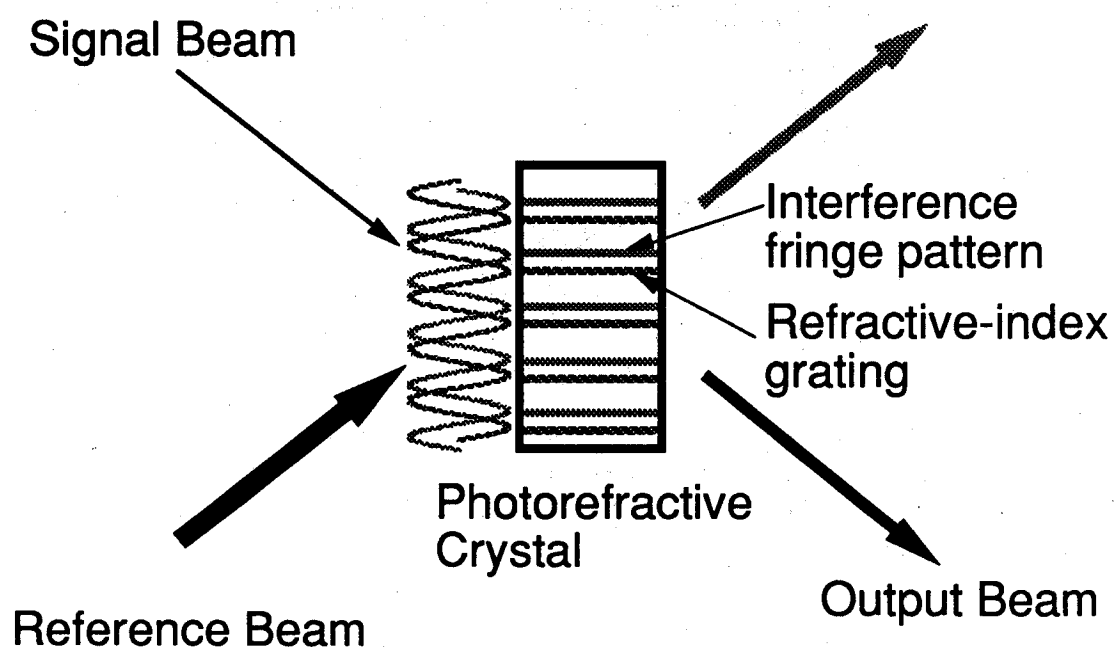


図 1-5. 二光波結合による光増幅の原理

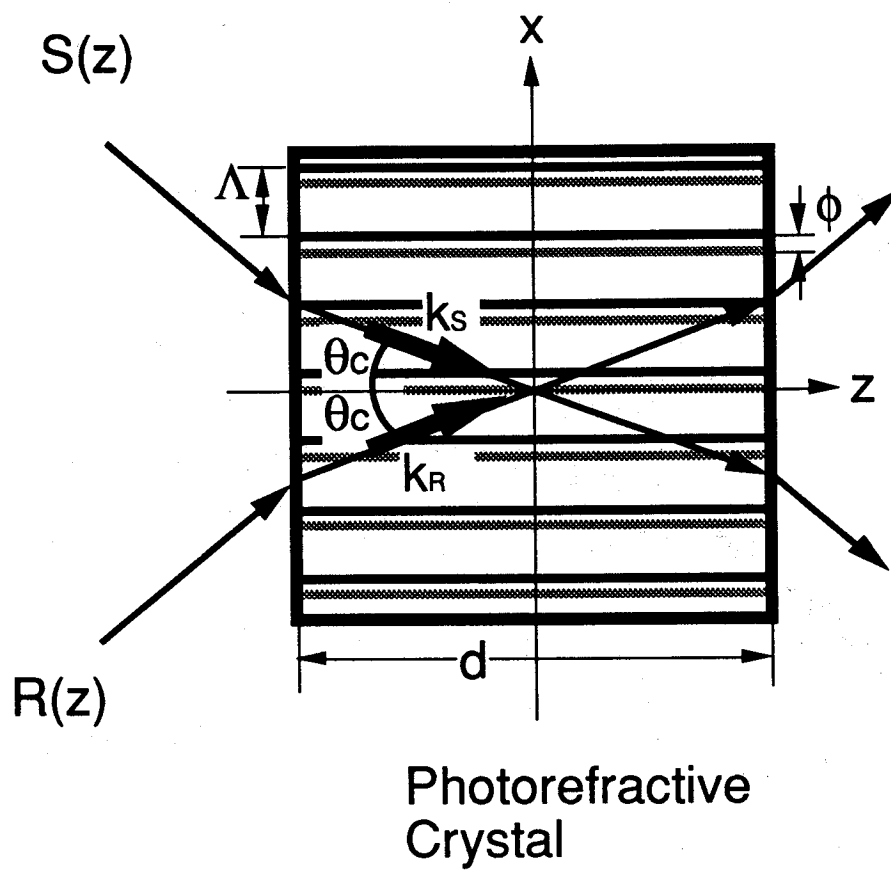


図 1-6. 光波結合方程式の導出に用いるモデル

$$k_c^2 = \frac{2\pi}{\lambda} n(x)^2 - i\omega\mu_m\sigma \quad (1-10)$$

$\lambda$ : 光の波長、  $\omega$ : 光の周波数  
 $\mu_m$ : 結晶の透磁率  $\sigma$ : 電気伝導率

$n(x)$  はフォトリフレクティブ効果により結晶内に誘起された屈折率分布を表す。屈折率分布は、干渉縞の強度分布に対して位相が  $\phi$  ずれるので、 $(\Delta n)^2$  の項を無視すれば、

$$\begin{aligned} n(x)^2 &= \{n_0 + \Delta n \cos(Kx + \phi)\}^2 \\ &= n_0^2 + 2n_0 \Delta n \cos(Kx + \phi) \end{aligned} \quad (1-11)$$

となる。以上より(1-11)式を(1-10)式に代入すると、

$$k_c^2 = \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\right)^2 - 2i\alpha \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\right) + 2\kappa \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\right) \left[ e^{i(Kx+\phi)} + e^{i(Kx-\phi)} \right] \quad (1-12)$$

となる。ここで  $\alpha$  は振幅吸収係数、 $\kappa$  は結合定数でそれぞれ、

$$\alpha = \frac{\mu_m \sigma}{2n_0} \quad (1-13)$$

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} \quad (1-14)$$

で与えられる。

回折格子内を伝播する信号光と参照光の振幅は、吸収や二光波間のエネルギーの交換のために  $z$  方向に沿って変化する。そのため信号光と参照光の複素振幅は、時間に依存する項を省略すれば、 $z$  だけの関数  $S(z)$ 、 $R(z)$  で表せる。回折格子内の全体の光の電場  $E$  は、二光波の電場の重ね合わせになるので、信号光の参照光の波数ベクトルをそれぞれ  $k_s$ 、 $k_R$  とすれば、

$$E(r) = S(z) \exp(-i k_s r) + R(z) \exp(-i k_R r) \quad (1-15)$$

となる。ただし、

$$k_s = \begin{pmatrix} -\frac{2\pi n_0}{\lambda} \sin \theta_c \\ 0 \\ \frac{2\pi n_0}{\lambda} \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (1-16)$$

$$k_R = \begin{pmatrix} \frac{2\pi n_0}{\lambda} \sin \theta_c \\ 0 \\ \frac{2\pi n_0}{\lambda} \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (1-17)$$

である。

光の波動方程式 (1-9) 式に (1-12)、(1-15) 式を代入する。高次の回折光は無視して、 $k_s$  と  $k_r$  の方向に伝播する光にのみ注目する。また、信号光と参照光の間のエネルギーの交換はゆっくり行なわれるとして、振幅  $S(z)$  と  $R(z)$  の2階微分の項は省略する。これらの近似を用いることにより、

$$\cos \theta_c \frac{d R(z)}{d z} + \alpha R(z) + i \kappa S(z) \exp(-i \phi) = 0 \quad (1-18)$$

$$\cos \theta_c \frac{d S(z)}{d z} + \alpha S(z) + i \kappa R(z) \exp(i \phi) = 0 \quad (1-19)$$

が得られる。(1-18)、(1-19) 式が信号光と参照光の間のエネルギーの結合を記述する光波結合方程式である。(1-18)、(1-19) 式ともに、第二項は吸収によるエネルギーの減少、第三項は他方の光が回折することによって生じるエネルギーの増減を表わす。 $\phi$  は屈折率分布と干渉縞との間の位相差である。これら式を境界条件のもとで解くことにより、フォトリフレクティブ結晶中での二光波結合の増幅率を求めることができる。

### 1-2-3 二光波結合の増幅率の定式化

信号光と参照光が結晶上に作る干渉縞の強度分布と誘起屈折率分布との間に位相差が存在する場合の光波結合方程式は、Staebler と Amodei によって解析されている<sup>25</sup>。彼らの解析によると、二光波結合の増幅率は次のように求められる。

光波結合方程式 (1-18)、(1-19) 式の解を求めるために解の形として、

$$R(z) = r_1 \exp(\gamma_1 z) + r_2 \exp(\gamma_2 z) \quad (1-20)$$

$$S(z) = s_1 \exp(\gamma_1 z) + s_2 \exp(\gamma_2 z) \quad (1-21)$$

を仮定する。光波結合方程式 (1-18)、(1-19) 式に、(1-20)、(1-21) 式を代入して、 $\gamma_1$ 、 $\gamma_2$  を求めると、

$$\gamma_1 = -\frac{\alpha}{\cos \theta_c} + i \frac{\kappa}{\cos \theta_c} \quad (1-22)$$

$$\gamma_2 = -\frac{\alpha}{\cos \theta_c} - i \frac{\kappa}{\cos \theta_c} \quad (1-23)$$

となる。境界条件  $S(0)=S_0$ 、 $R(0)=R_0$  を (1-20)、(1-21) 式に代入すれば、 $r_1$ 、 $r_2$ 、 $s_1$ 、 $s_2$  がもとまる。この結果信号光と参照光の振幅  $S(z)$  と  $R(z)$  は次式になる。

$$S(z) = \{S_0 \cos \kappa_\theta z - i R_0 \exp(i \phi) \sin \kappa_\theta z\} \exp(-\alpha_\theta z) \quad (1-24)$$

$$R(z) = \{R_0 \cos \kappa_\theta z - i S_0 \exp(-i \phi) \sin \kappa_\theta z\} \exp(-\alpha_\theta z). \quad (1-25)$$

ここで、 $\kappa_\theta = \kappa / \cos \theta_c$ 、 $\alpha_\theta = \alpha / \cos \theta_c$  とおいた。これを強度に直せばより明確にエネルギーの伝達を表現できる。(1-24)、(1-25) 式より結晶からの出射光強度 ( $z=d$ ) を求めると、

$$\begin{aligned} I_S(d) &= |S(d)|^2 \\ &= \{I_{S0} \cos^2 \kappa_\theta d + I_{R0} \sin^2 \kappa_\theta d + R_0 S_0 \sin(2\kappa_\theta d) \sin \phi\} \exp(-2\alpha_\theta d) \quad (1-26) \end{aligned}$$



$$I_R(d) = |R(d)|^2$$

$$= \left( I_{R0} \cos^2 \kappa_\theta d + I_{S0} \sin^2 \kappa_\theta d - R_0 S_0 \sin(2\kappa_\theta d) \sin \phi \right) \exp(-2\alpha_\theta d) \quad (1-27)$$

となる。(1-26)、(1-27)式において、第三項目が、二光波結合において参照光から信号光へ伝達するエネルギーを表している。この二式より、干渉縞と屈折率分布の間の位相差  $f$  が  $p/2$  のとき最も効率よく参照光から信号光へエネルギーが伝達されることがわかる。

Staebler と Amodei は、フォトリフレクティブ結晶内に形成される屈折率分布の変調度は結晶の奥行き方向 ( $z$  方向) には一様であると仮定して解析を行なった。しかしながら、信号光と参照光の振幅が結晶の吸収や二光波間のエネルギーの交換のために  $z$  方向に沿って変化するので、干渉縞のビジビリティは  $z$  の関数になる。屈折率分布の変調度は干渉縞のビジビリティ  $m$  に比例するので、屈折率分布の変調度も  $z$  の関数になる。

$z$  方向に屈折率分布の変調度が変わることを考慮した光波結合方程式は、Huignard と Marrakchi によって解析されている<sup>28</sup>。彼らの解析によれば、二光波結合の増幅率は次のように求めることができる。

干渉縞のビジビリティ  $m(z)$  は、

$$m(z) = \frac{2R(z)S(z)}{|R(z)|^2 + |S(z)|^2} \quad (1-28)$$

とかける。このとき結晶内の屈折率分布  $n(x, z)$  は、

$$n(x, z) = n_0 + m(z) \Delta n_s \cos(Kx + \phi) \quad (1-29)$$

となる。 $\Delta n_s$  は、(1-11) 式の  $\Delta n$  と  $\Delta n = m(0) \Delta n_s$  の関係がある。

(1-29) 式の屈折率分布を干渉縞と同位相の成分と位相が  $\pi/2$  ずれた成分に展開すると、

$$n(x, z) = n_0 + \Delta n_1 \cos Kx - \Delta n_2 \sin Kx \quad (1-30)$$

$$\Delta n_1 = m(z) \Delta n_s \cos \phi \quad (1-31)$$

$$\Delta n_2 = m(z) \Delta n_s \sin \phi \quad (1-32)$$

となる。(1-26)、(1-27) 式より、結晶上に形成された干渉縞の強度分布と同位相の屈折率分布は、光波結合に関与しないので、この場合は  $\Delta n_2$  のみを考えればよい。したがって、この場合の光波結合方程式は、(1-18)、(1-19) 式より、

$$\frac{dS(z)}{dz} - \frac{1}{2} \Gamma \frac{R(z)^2 S(z)}{R(z)^2 + S(z)^2} + \alpha_\theta S(z) = 0 \quad (1-33)$$

$$\frac{dR(z)}{dz} + \frac{1}{2} \Gamma \frac{R(z) S(z)^2}{R(z)^2 + S(z)^2} + \alpha_\theta R(z) = 0 \quad (1-34)$$

$$\Gamma = \frac{4\pi \Delta n_s \sin \phi}{\lambda \cos \theta_c} \quad (1-35)$$

となる。

$R(z)^2+S(z)^2=(R_0^2+S_0^2) \exp(-2\alpha_\theta z)$  を考慮して、(1-33)、(1-34) 式を解くと、

$$I_S(z) = I_{S0} \frac{R_0^2 + S_0^2}{R_0^2 + S_0^2 \exp(\Gamma z)} \exp((\Gamma - 2\alpha_\theta)z) \quad (1-36)$$

$$I_R(z) = I_{R0} \frac{R_0^2 + S_0^2}{R_0^2 + S_0^2 \exp(\Gamma z)} \exp(-2\alpha_\theta z) \quad (1-37)$$

が得られる。

二光波結合の増幅率を、参照光が存在するときと存在しないときの信号光の出力光 ( $z=d$  のとき) の強度比、

$$\gamma = \frac{I_S(d)[\text{with reference beam}]}{I_S(d)[\text{without reference beam}]} \quad (1-38)$$

で定義すると、(1-36) 式より、

$$\gamma = \frac{(R_0^2 + S_0^2) \exp(\Gamma d)}{R_0^2 + S_0^2 \exp(\Gamma d)} \quad (1-39)$$

が得られる。結晶に入射する信号光の強度に比べて参照光の強度が十分大きいとき、つまり  $R_0^2 \gg S_0^2$  のとき、(1-39) 式より、

$$\gamma = \exp(\Gamma d) = \exp\left(\frac{4\pi\Delta n_s \sin \phi}{\lambda \cos \theta_c} d\right) \quad (1-40)$$

となる。これが二光波結合による光増幅の増幅率を表す式である。この式から増幅率は、誘起屈折分布の大きさ  $\Delta n_s$ 、結晶の厚さ  $d$  の増加とともに指数関数的に増大することがわかる。また干渉縞と屈折率分布の間の位相差  $\phi$  が  $\pi/2$  のとき、増幅率が最大になる。一方干渉縞と屈折率分布が同位相のとき、つまり  $\phi=0$  のとき増幅は全く生じない。

## 第2章 干渉縞を移動させることによる増幅率の向上

この章では、 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) 結晶を用いて実際に二光波結合を行なった結果について述べる。二光波結合の増幅率のパラメーター依存性を測定して、増幅率を最大にするパラメーターの値を求めた結果を示す。この測定では、Huignard と Marrakchi によって提案された干渉縞を移動させる方法を用いて増幅率を向上させている。また増幅率がパラメーターに依存するメカニズムについても考察する。

$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO) 結晶は電気光学定数があまり大きくないために、小さなフォトリフラクティブ効果しか示さない<sup>55</sup>。したがって結晶内に誘起される屈折率分布の振幅が小さいので、BSO結晶を用いて二光波結合を行なうと増幅率が小さい。BSO結晶のフォトリフラクティブ効果を增強するには、結晶に外部から電圧を印加する必要がある。外部電圧は、BSO結晶中でのフォトリフラクティブ効果を增強し、図 1-4 に示したように大きな屈折率変化を引き起こす<sup>26</sup>。しかしながら、外部電圧は二光波結合の増幅率を向上させない。外部電圧はフォトリフラクティブ効果を增強する一方で、干渉縞と屈折率分布の間の位相差を 0 にしてしまうからである<sup>26</sup>。1-2 節で示したように、干渉縞の強度分布と屈折率分布との間の位相差が 0 の場合には、増幅は起こらない。

Huignard と Marrakchi は、外部電圧を結晶に印加した状態で干渉縞の強度分布と屈折率分布との間に位相差を作るために、結晶上に形成される干渉縞を一定速度で移動させる方法を提案した<sup>28</sup>。この方法によって二光波結合の増幅率は著しく向上した<sup>28,29,57</sup>。

干渉縞を移動させる方法を用いて二光波結合を行なうと、増幅率は外部電圧の大きさ、結晶上にできる干渉縞の縞間隔など複数のパラメーターのほかに干渉縞を移動させる速度にも依存する。干渉縞を移動させる方法を用いて二光波結合を行ない、増幅率のパラメーター依存性を測定した結果は既に、いくつか報告されている<sup>28,29,57</sup>。しかしながら増幅率を最も向上させるためには外部電圧、干渉縞の縞間隔、干渉縞の移動速度などの複数のパラメーターをどのように決めればよいかということは明らかにされていない。また、増幅率がパラメーターに依存するメカニズムもよくわかっていない。そこでこの章では、複数のパラメーターを相互に変化させて二光波結合の増幅率を測定し、増幅率のパラメーター依存性のメカニズムについて考察した。その結果から増幅率を最大にするには複数のパラメーターをどのように決めればよいかを調べた。

### 2-1 干渉縞の移動による増幅率向上の原理

BSO結晶に電圧を印加した状態で結晶上にできる干渉縞と結晶内に誘起される屈折率分布との間に位相差を作るためには、干渉縞を一定速度で移動させて結晶の屈折率分布形成の応答遅れを利用する。この方法の原理を図 2-1 に示す。この方法では、参照光の角周波数を  $\Delta\omega$  だけシフトし、信号光との間に周波数差を作る。すると信号光と参照光が結晶上に作る干渉縞は速度  $v = \Delta\omega\lambda/2\pi$  で移動する。この移動する干渉縞に対して

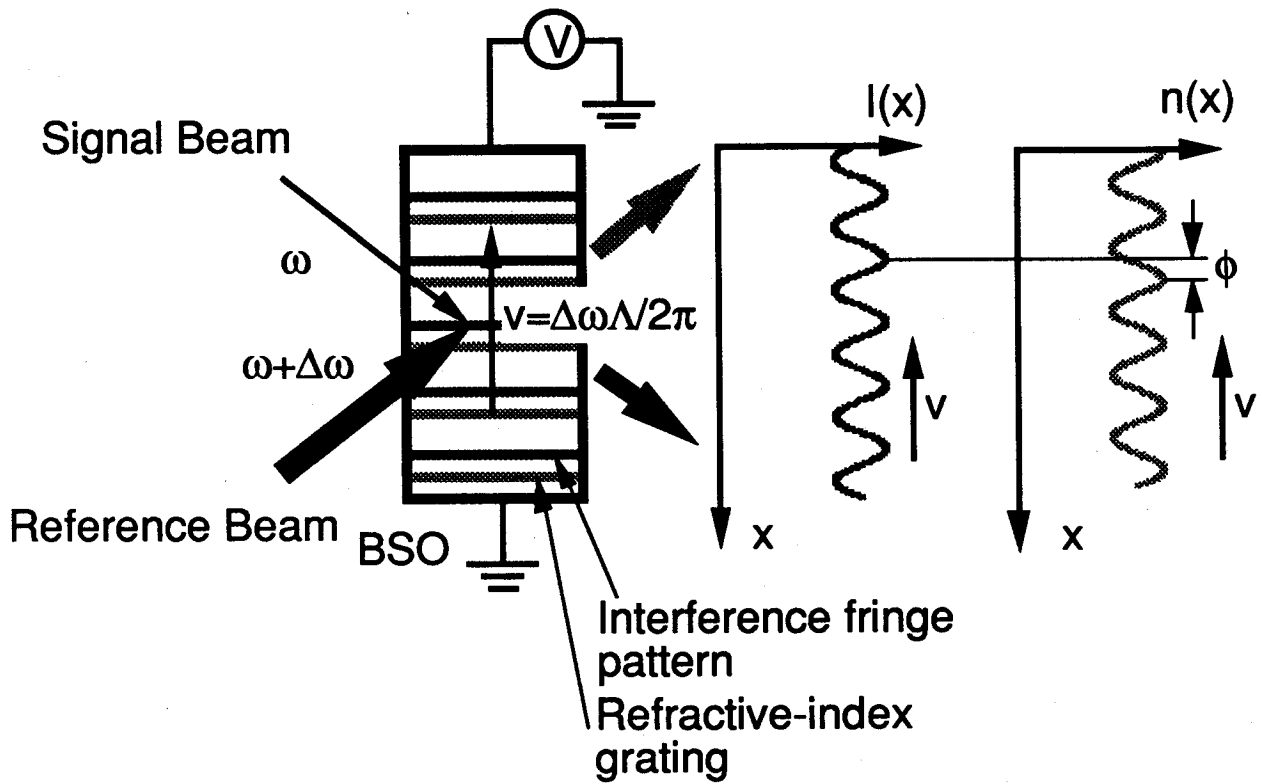


図 2-1. 干渉縞を移動させて増幅率を向上させる方法の原理

フォトリフラクティブ効果により屈折率分布が形成される。屈折率分布の形成には応答の遅れがあるので、移動する干渉縞に対して誘起された屈折率分布は遅れてついていく。この結果、干渉縞と屈折率分布との間に位相差ができる。この位相差により二光波結合の増幅率が向上する。干渉縞の強度分布と屈折率分布との間の位相差は、干渉縞を移動させる速度、つまり参照光の角周波数シフト量を変えることにより調整できる。この方法を用いれば、外部電圧を結晶に印加してフォトリフラクティブ効果を増強したときにも、干渉縞と屈折率分布との間の位相差を最適にでき、二光波結合の増幅率を向上させることができる。

## 2-2 実験光学系

二光波結合の増幅率は、結晶に外部から印加する電圧によって結晶内に形成される電場の大きさ、結晶上に作られる干渉縞の縞間隔、参照光の角周波数シフト量、信号光に対する参照光の強度比の四つのパラメーターに依存する。二光波結合による光増幅の増幅率を実際に測定し、最大の増幅率を最大にするパラメーターの値を求めた。

図 2-2 に二光波結合のパラメーター依存性を測定した光学系を示す。光源には、単一モードセレクトされたアルゴンイオンレーザー（波長 $\lambda=514.5\text{ nm}$ ）を使用した。レーザー光は紙面に垂直方向の直線偏光である。レーザーからの光をまずビームエキスパンダー BE で広げ、ビームスプリッター BS1 で振幅分割する。反射光を信号光、透過光を参照光とする。信号光の強度は参照光の強度に比べて小さくてよいので、BS1 には透過率と反射率との比が 9:1 のビームスプリッターを用いた。信号光は ND フィルターを通してさらに減光され、強度が調整される。

参照光は周波数シフターを通して、周波数シフトされる。Huignard と Marrakchi は、ピエゾミラーを用いてドップラーシフトにより信号光と参照光との間に周波数差を作った<sup>57</sup>が、この実験では二枚の $\lambda/4$ 板 (QWP1 と QWP2) と回転する $\lambda/2$ 板 (HWP) を用いて参照光の周波数をシフトした。一枚目の $\lambda/4$ 板 QWP1 が直線偏光の光を円偏光に変換する。この円偏光の光は、角周波数 $\Delta\omega/2$ で回転する $\lambda/2$ 板 HWP により加速される。二枚目の $\lambda/4$ 板 QWP2 によりもう一度直線偏光に変換され、角周波数が $\omega+\Delta\omega$ にシフトされた光が出射される<sup>58,59</sup>。

角周波数 $\omega$ の信号光と角周波数 $\omega+\Delta\omega$ の参照光がともに、BSO結晶に角度 $\theta$ で入射する。二光波は結晶上で干渉縞を作る。この干渉縞は結晶上を一定速度で移動する。信号光の透過光と参照光の回折光は、レンズLによってピンホールを通して検出器面上に結像される。参照光の透過光と信号光の回折光は、スクリーンによってカットされる。

実験に用いたBSOの大きさは $10 \times 10 \times 10\text{ mm}^3$ のものである。この結晶に銀ペーストの電極を取付け、外部から電圧Vを印加した。また結晶の入射面や射出面での光の損失を防ぐために、反射防止膜をコーティングした。

外部電場 $E_0$ は、外部から結晶に印加する電圧Vを変えることにより調節した。結晶の絶縁破壊を避けるため、結晶には6kVの電圧までしか印加しなかった。干渉縞の縞

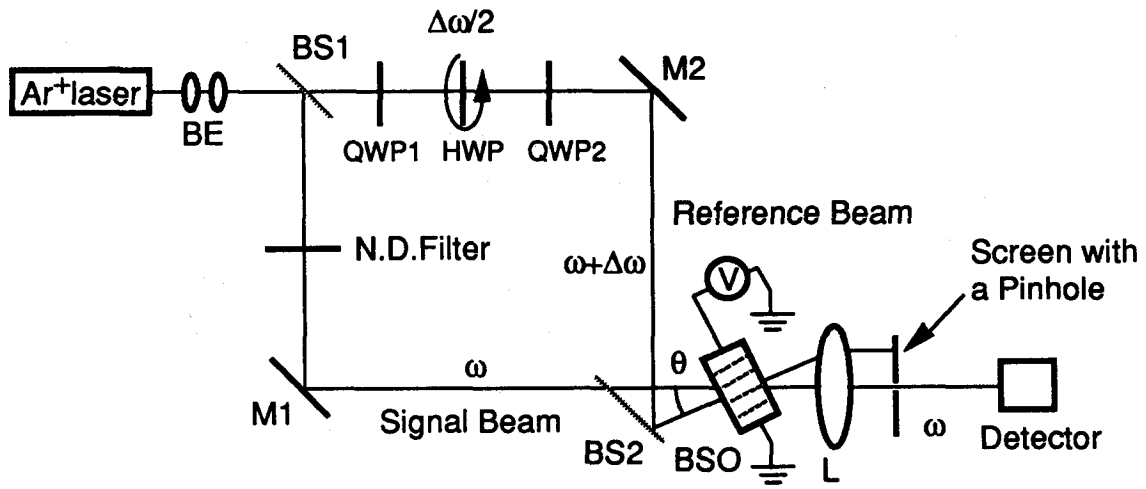


図 2-2. 二光波結合のパラメーター依存性の測定光学系

間隔  $\Lambda$  は、信号光と参照光が結晶に入射する角度  $\theta$  を変えて調節した。参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  は  $\lambda/2$  板 HWP の回転周波数を変えて調節した。信号光に対する参照光の強度比  $\beta$  の調整は、信号光を ND フィルターで減光することにより行なった。

### 2-3 増幅率のパラメーター依存性の測定

増幅率を最大にするパラメーターの決め方を調べるために、複数のパラメーターを相互に変化させて、増幅率のパラメーター依存性を測定した。まず信号光に対する参照光の強度比  $\beta$  を 2910 に固定し、外部電場  $E_0$ 、結晶上にできる干渉縞の縞間隔  $\Lambda$ 、参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  の三つのパラメーターを相互に変化させて、二光波結合の増幅率  $\gamma$  を測定した。

干渉縞の縞間隔が、3.5  $\mu\text{m}$ 、11.1  $\mu\text{m}$ 、22.2  $\mu\text{m}$ 、35.4  $\mu\text{m}$  の場合に参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  を変えて増幅率  $\gamma$  を測定した結果を図 2-3 に示す。それぞれの縞間隔の場合に、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量の値が存在している。その角周波数シフト量の値は、干渉縞の縞間隔が小さくなるに従って、小さいほうへずれていくことがわかる。最大の増幅率は、縞間隔が 22.2  $\mu\text{m}$ 、参照光の角周波数シフト量が 29.9 rad/sec のとき得られている。このときの増幅率の値は、13.0 である。

図 2-4 に、外部電場  $E_0$  が 2.0、3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cm のときに、参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  を変えて、二光波結合の増幅率  $\gamma$  を測定した結果を示す。この測定では干渉縞の縞間隔を 12.6  $\mu\text{m}$  に固定した。外部電場が 2.0 kV/cm のときは、増幅率はほぼ 1 である。外部電場  $E_0$  が 3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cm のときは、それぞれの外部電場の値に対して増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量の値が存在している。それらの値は、外部電場の値が大きければ大きいほど、小さくなっている。

図 2-4 の測定では角周波数シフト量が 34.0 rad/sec のときに、外部電場が 6.0 kV/cm のときより 5.0 kV/cm のときのほうが高くなっている。この現象は、干渉縞の縞間隔が小さいときにより顕著になる。図 2-5 に、参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  が、0.0、3.6、23.9、29.9、34.0 rad/sec のとき、外部電場の大きさ  $E_0$  を変えて増幅率  $\gamma$  を測定した結果を示す。この測定は干渉縞の縞間隔を 5.4  $\mu\text{m}$  にした。参照光の角周波数シフト量が 0.0 rad/sec のとき、つまり干渉縞を移動させないときは、外部電場を大きくしても増幅率はほとんど増加しない。これに対して参照光の角周波数シフト量が 3.6、23.9 rad/sec のときには、外部電場の増加とともに増幅率が増加している。角周波数シフト量が 29.9、34.0 rad/sec のときは、増幅率を最大にする外部電場の値が存在している。角周波数シフト量が 29.9 rad/sec のときは 5.0 kV/cm、34.0 rad/sec のときは 4.0 kV/cm でそれぞれ増幅率が最大になっている。この現象は、干渉縞の縞間隔と参照光の角周波数シフト量を決めたときには増幅率を与える外部電場の値が存在し、それ以上外部電場を大きくすると増幅率は減少する、ということを示している。

次に、増幅率  $\gamma$  の信号光と参照光の強度比  $\beta$  依存性を調べた。図 2-6 に測定結果を示す。信号光と参照光の強度比が大きくなればなるほど、二光波結合の増幅率が大きく

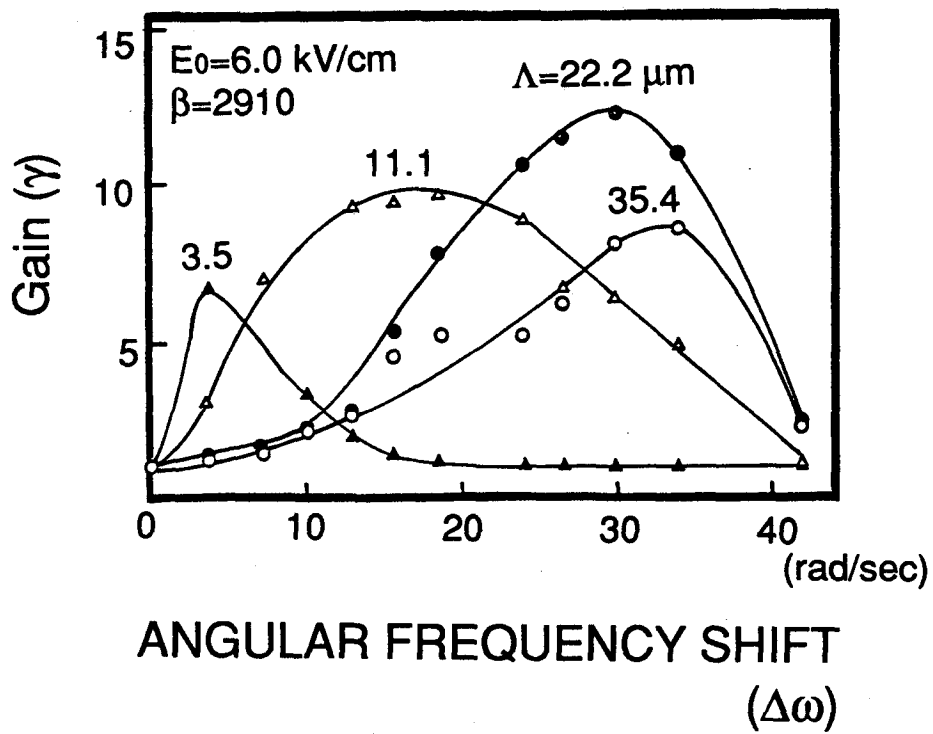


図 2-3. 増幅率の参照光の角周波数シフト量依存性  
(干渉縞の縞間隔をパラメーターにした場合)



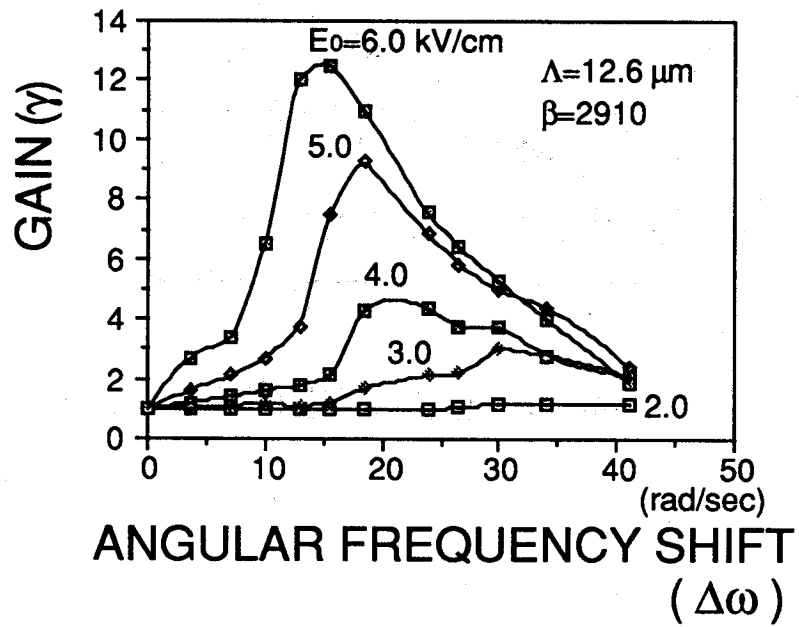


図 2-4. 増幅率の参照光の角周波数シフト量  
(外部電場をパラメーターにした場合)

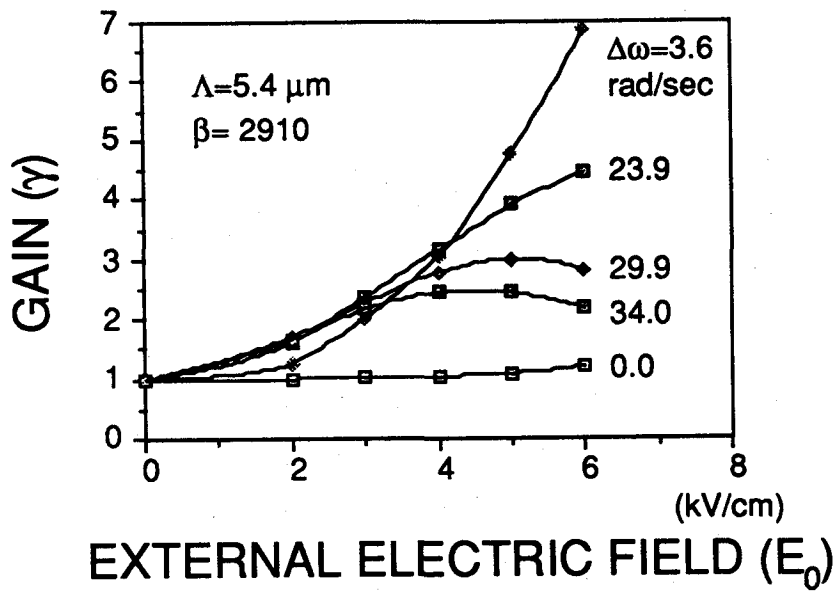


図 2-5. 増幅率の外部電場依存性  
(参照光の角周波数シフト量をパラメーターにした場合)

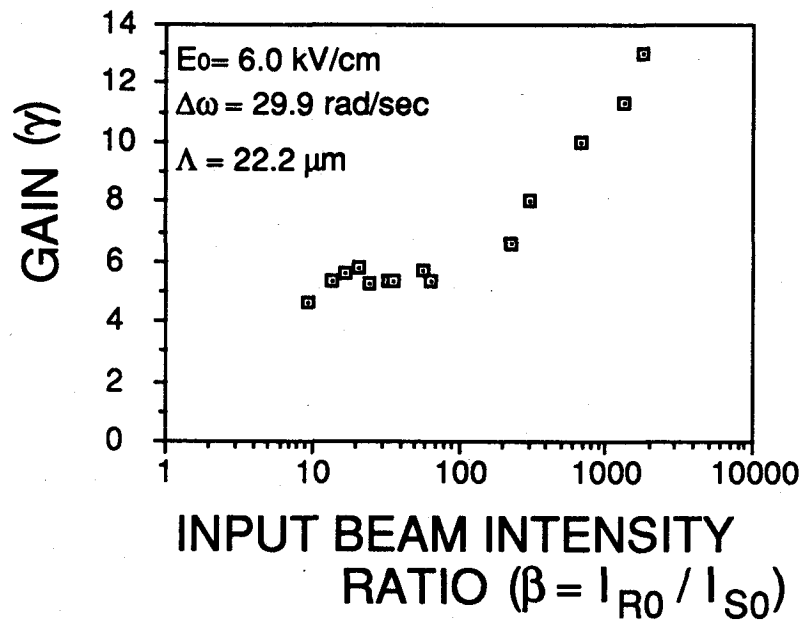


図 2-6. 増幅率の信号光と参照光との強度比依存性

なっている。この測定では、信号光に対する参照光の強度比が5320のときに、増幅率が最大で、その値は13.6であった。さらに強度比を大きくすれば、増幅率も高くなると考える。しかし、信号光と参照光の強度比が大きくなると、出力光強度に対して散乱光強度が相対的に大きくなるため、出力光強度を正確に測定することが困難になる。この測定では $\beta=5320$ が限界であった。

以上これらの測定で得た増幅率のパラメータ依存性についてまとめると次のようになる。

- (i) この測定で得られた二光波結合の増幅率の最大値は、13.6であった。このときのパラメーターの値は、外部電場が6.0 kV/cm、干渉縞の縞間隔が22.2  $\mu\text{m}$ 、参照光の角周波数シフト量が29.9 rad/sec、二光波の強度比が5320であった。
- (ii) 結晶上に形成される干渉縞の縞間隔が小さくなるに従って、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量も小さくなる。
- (iii) 外部電場が大きくなるに従って、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量は小さくなる。
- (iv) 干渉縞の縞間隔と参照光の角周波数シフト量のある値に決めたとき、それらの値に対して、増幅率を最大にする外部電場の最適値が存在する。外部電場が大きければ大きいほど増幅率が高くなるわけではない。
- (v) 信号光強度に対する参照光強度の比は大きければ大きいほどよい。

## 2-4 増幅率のパラメータ依存性のメカニズムの解析<sup>1</sup>

前節に示した増幅率のパラメータ依存性が何によって決まるのか調べるために、結晶内に形成された屈折率分布を非破壊的に読みだした結果について述べる。またその結果から、チャージトランスポートモデルを用いてパラメータ依存性のメカニズムを考察する。

### 2-4-1 屈折率分布の非破壊的な読み出し

二光波結合の増幅率は、屈折率分布の振幅の大きさ $\Delta n$ と干渉縞と屈折率分布との位相差 $\phi$ によって決まる。屈折率分布の振幅が大きければ、大きいほど結晶に入射する参照光の回折効率が高くなる。屈折率分布が結晶内に形成されていなければ、参照光は回折せず、増幅は起こらない。一方、屈折率分布が形成されている場合には、干渉縞と屈折率分布との位相差が $\pi/2$ のときに最も増幅率が大きくなり、位相差が0のときは増幅は生じず、増幅率は1となる。図2-5に示した増幅率の外部電場依存性が、屈折率分布の振幅の大きさ $\Delta n$ と位相差 $\phi$ のどちらによって決まるのか調べるために、ヘリウム・ネオンレーザーを用いて屈折率分布の非破壊的な読みだしを行なった。この測定により、結晶内に形成された屈折率分布の振幅の大きさを求めることができる。

図2-7に、非破壊的な読み出しを行なった光学系を示す。この光学系は、図2-2の増幅率のパラメータ依存性を測定した光学系とほぼ同じである。しかし、図2-7の光

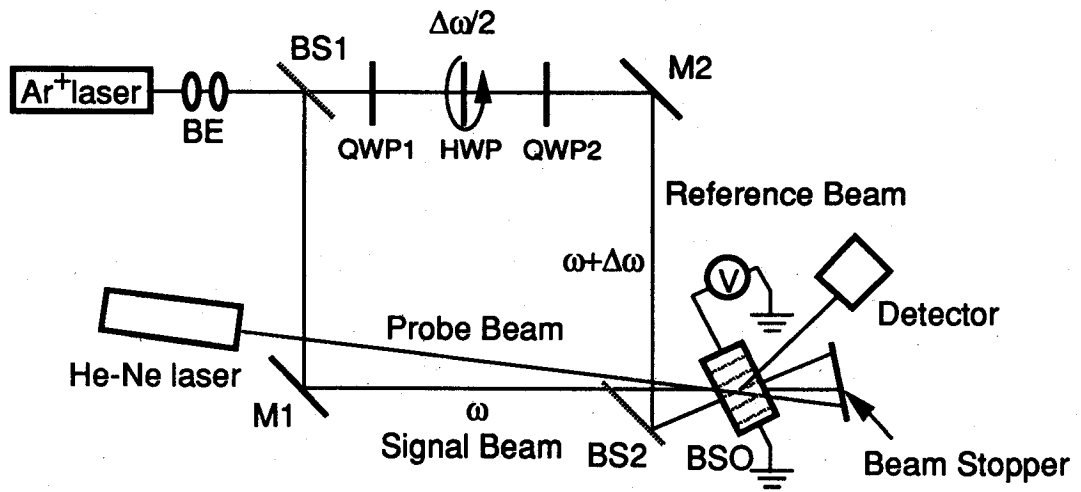


図 2-7. 非破壊的な読み出しを行なう光学系

学系では、二光波結合の出力光は測定しないでカットする。そして、ブラッグの回折条件を満たす方向からBSO結晶にヘリウム・ネオンレーザーからの光を入射させる。結晶内の屈折率分布によって回折されたヘリウム・ネオンレーザー光の一次回折光の強度を検出器で測定する。つまりヘリウム・ネオンレーザーからの光は、結晶内に形成された屈折率分布を読みだすための読み出し光として使用される。BSO結晶は赤色光をほとんど吸収しないので、結晶内の屈折率分布は、ヘリウム・ネオンレーザーからの読み出し光で影響されない。したがって、非破壊的に結晶内の屈折率分布を読みだすことができる。

体積型の位相格子で回折される光の回折効率 $\eta$ は、Kogelnikにより、

$$\eta = \exp\left(-\frac{2\alpha d}{\cos\theta}\right) \sin^2\left(\frac{\pi d \Delta n}{\lambda_n \cos\theta}\right) \quad (2-1)$$

で与えられる<sup>56</sup>。ここで $\theta$ はヘリウム・ネオンレーザー光の伝播方向が入射面の法線方向に対してなす角、 $\lambda_n$ はヘリウム・ネオンレーザー光の波長、 $\alpha$ は632.8 nmの波長でのBSO結晶の振幅吸収係数である。(2-1)式で回折効率を与えられるので、図2-7の光学系で読み出し光の回折効率を測定すれば、結晶内に形成された屈折率変化の大きさ $\Delta n$ を調べることができる。

参照光の角周波数シフト量が0.0、3.6、23.9、29.9、34.0 rad/secのときに、読み出し光の回折効率 $\eta$ の外部電場依存性を測定した結果を図2-8に示す。この測定では、読み出し光の回折効率を高くするために、信号光と参照光の強度比 $\beta$ は9.19とした。図2-8のグラフは形の上では図2-5のグラフと良く似ている。異なっている点は、図2-5のグラフでは参照光の周波数シフト量が0.0 rad/secのときは、増幅率は外部電場を大きくしてもほとんど変化せず1であるが、図2-8のグラフでは読み出し光の回折率効率は、外部電場の大きさが大きくなるにつれて大きくなっていることである。これは、干渉縞を移動させないときには屈折率分布と干渉縞の位相差がほとんど0であるために、屈折率分布が形成されていても二光波結合の増幅率は高くないことに対応している。図2-8においても、参照光の角周波数シフト量 $\Delta\omega$ が29.9 rad/secのときには、外部電場が5.0 kV/cmで回折効率が最大になっている。34.0 rad/secのときは、4.0 kV/cmで回折効率が最大となっている。それらの値より外部電場が大きくなると、回折率効率が小さくなる。したがって図2-5に示した増幅率の外部電場依存性の測定結果は、二光波結合の増幅率が決まる過程を屈折率分布の振幅の大きさ $\Delta n$ と干渉縞と屈折率分布とのあいだの位相差 $\phi$ とに分けた場合、屈折率分布の振幅の大きさの方に起因する。

## 2-4-2 チャージトランスポートモデルによる空間電場分布形成のメカニズムの考察

2-3節の増幅率のパラメーター依存性の結果を理論的に解析するためには、干渉縞の移動を考慮して、第1章で示したチャージトランスポートモデルを非定常状態について解かなければならない。干渉縞の移動を考慮したチャージトランスポートモデルの解析は、Refregier<sup>60</sup>やValley<sup>61</sup>によって試みられている。しかしながら、それらは複雑であり、メカニズムの物理的イメージはつかみにくい。そこで、彼らの導出した結論を

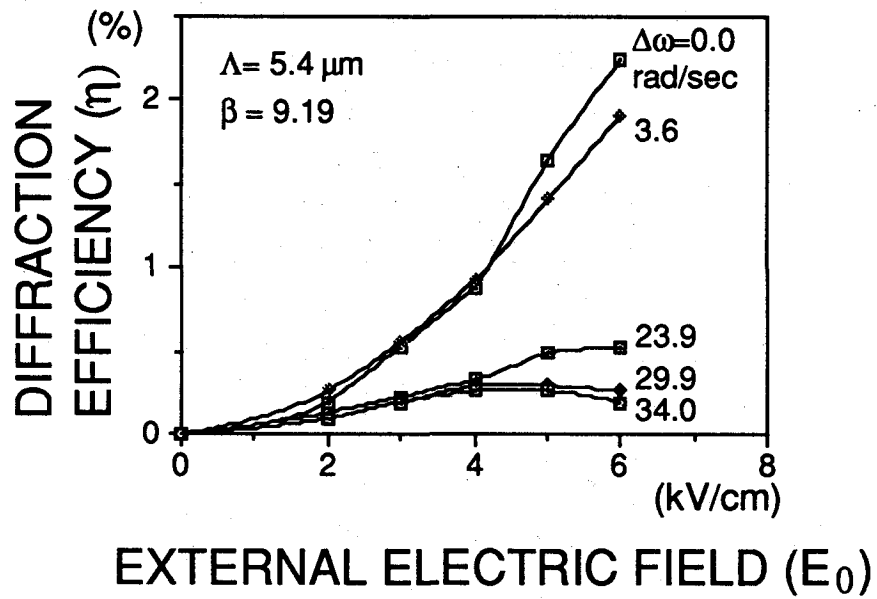


図 2-8. 読み出し光の回折効率の外部電場依存性

用いずに、干渉縞を移動させる場合の屈折率分布の形成のメカニズムについて考察する。屈折率変化の大きさ  $\Delta n$  は、空間電場分布の振幅  $\Delta E$  に比例するので、空間電場分布が形成される様子を考えればよい。

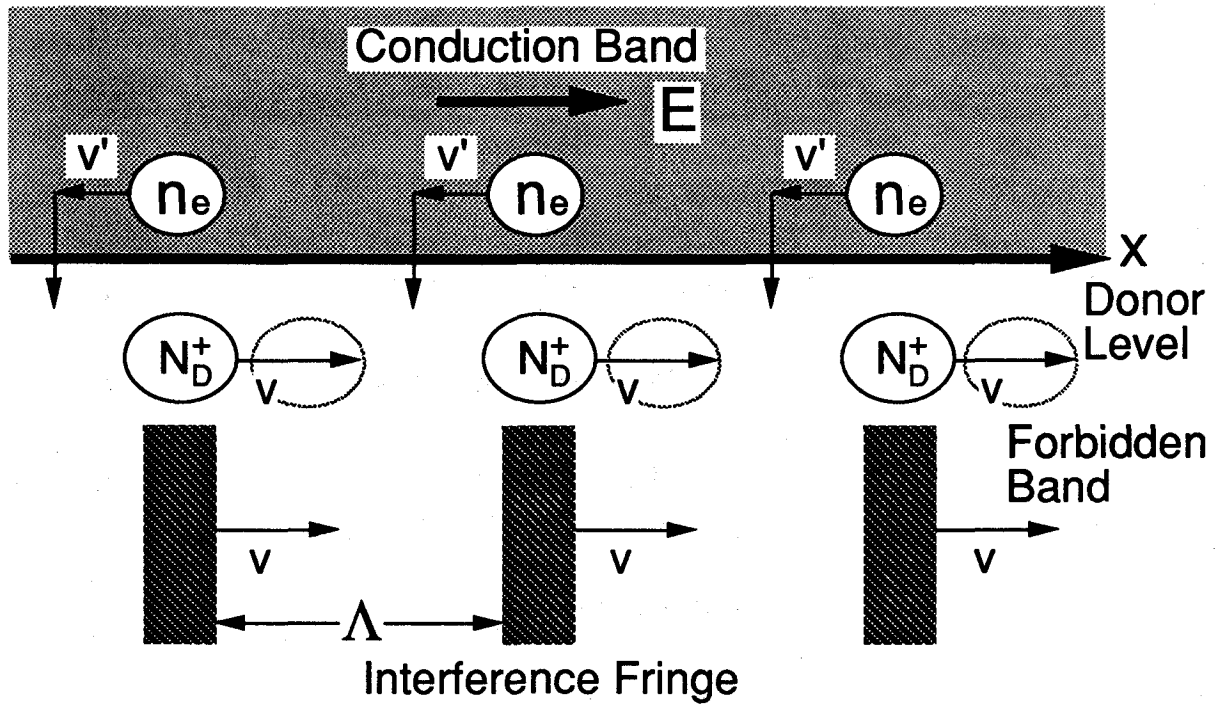
図 1-2 に示したチャージトランスポートモデルの三層のバンド構造を考える。コヒーレントな二光波がフォトリフラクティブ結晶に入射して結晶上に干渉縞を形成する。その干渉縞の強度分布に応じて、ドナーサイトから伝導帯へ電子が励起される。その結果、正に帯電したドナーサイトと電子が形成される。よって正に帯電したドナーサイトの密度  $N_D^+$  が大きい部分は、光強度の大きな部分、つまり干渉縞の明線の部分と一致する。この様子を図 2-9(a) に示す。干渉縞が等速  $v$  で  $x$  軸の正の方向に移動すれば、 $N_D^+$  の大きな部分も同じ速さ  $v$  で  $x$  の正の方向に移動する。これは実際にドナーサイトが移動するのではなく、干渉縞の移動に伴って、つぎつぎに隣のドナーサイトの電子が励起されるので、見かけ上移動しているように見えるためである。これに対して、伝導帯内の電子は、結晶内に形成されている電場  $E$  が、 $x$  の正の方向を向いているとすると、電場の大きさによってきまる速さ  $v' = \mu E$  で  $x$  の負の方向に移動する。つまり、空のドナーサイトの数密度  $N_D^+$  の大きな部分と、電子密度  $n_e$  の大きな部分はそれぞれ逆方向に違った速度で移動する。伝導帯内の電子は、移動しながら空のドナーサイトへ再結合する。このとき、結晶内に大きな空間電場分布が形成されるためには、空のドナーサイトの密度の大きな部分に電子が再結合することは望ましくない。なぜなら、励起された電子が空のドナーサイトの数密度  $N_D^+$  の大きな部分に再結合すれば、電子が励起される前の状態に戻ってしまうために、小さな空間電場分布しか形成されないからである。しかし、電子が空のドナーサイトへ再結合する確率は、 $\gamma_r n_e N_D^+$  で与えられるので、伝導帯内の電子は、空のドナーサイトの密度の大きな部分へ再結合する確率が高い。従って、空間電場分布が結晶内に形成されるためには、伝導帯における電子の寿命を  $\tau_e$  としたときに、

$$\Lambda > \tau_e (v+v') = \tau_e (v+\mu E) \quad (2-2)$$

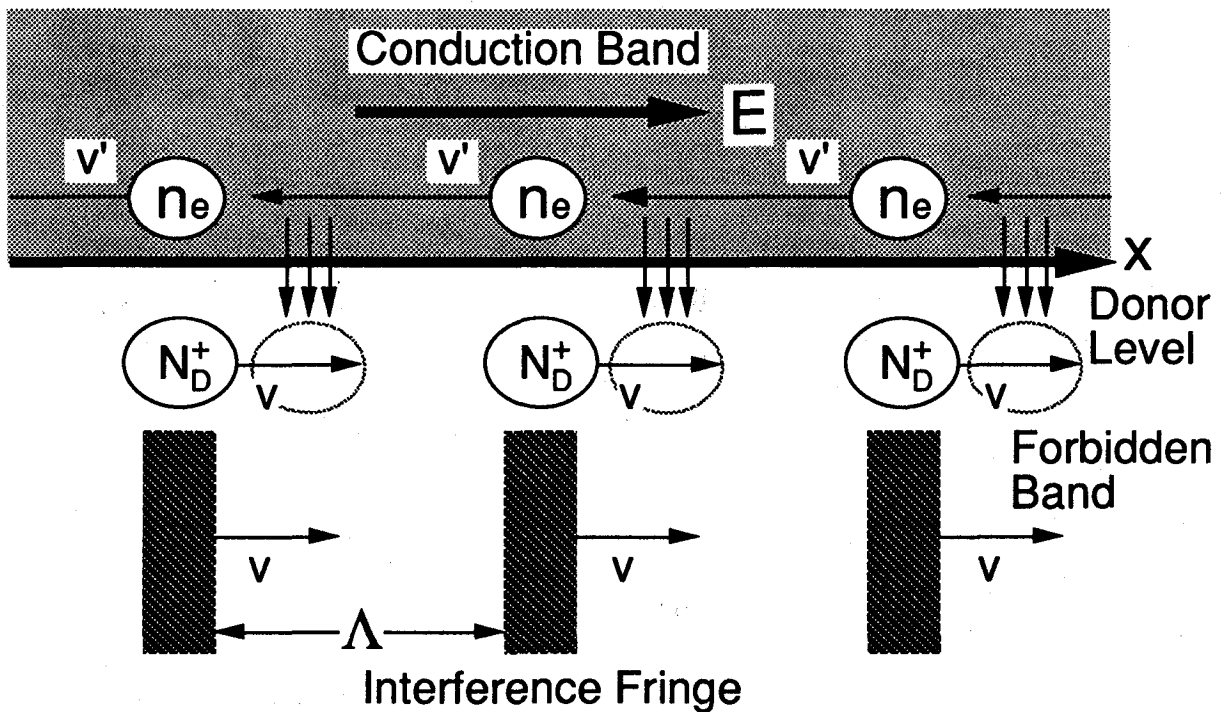
の条件を満たす必要がある。この条件は、明線の位置で励起され、ドリフトによって  $x$  の負の方向に移動していく電子が、隣の明線の部分で形成されたドナーサイトの密度  $N_D^+$  の大きな部分に出会う前に再結合しなければならないという事を意味している。この様子を図 2-9 に示す。図 2-9 (a) が (2-2) 式を満たす場合、図 2-9 (b) が (2-2) 式を満たさない場合である。

(2-2) 式を用いて 2-3 節に示した増幅率のパラメーター依存性を説明できる。結晶上に形成される干渉縞の縞間隔が小さくなると、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量も小さくなる、という依存性は次のように考える。電子の移動速度  $v' = \mu E$  は結晶内の電場  $E$  の大きさによってのみ決まるので、干渉縞の縞間隔には依存しない。一方、干渉縞の移動速度  $v$  は、 $v = \Delta\omega \Lambda / 2\pi$  で与えられるので、縞間隔  $\Lambda$  が小さくなるに従って小さくなる。よって、縞間隔が小さくなると、(2-2) 式において相対的に電子の移動速度  $\mu E$  が大きくなる。そのため、(2-2) 式を満たすためには、干渉縞の移動速度  $v$  が小さくならなければならない。つまり参照光の角周波数シフト量  $\Delta\omega$  が小さくならなければならない。以上のことから干渉縞の縞間隔を小さくすれば、増幅率を最大にする参照光





(a)  $\Lambda > \tau_c(v+v') = \tau_c(v+\mu E)$  の場合



(b)  $\Lambda < \tau_c(v+v') = \tau_c(v+\mu E)$  の場合

図 2-9. 干渉縞の移動を考慮したチャージトランスポートモデル

の角周波数シフト量も小さくなる。

2-3節の外部電場が大きくなるにしたがって、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量も小さくなる、という依存性も(2-2)式を用いて説明できる。外部電場が大きくなれば、(2-2)式において、電子の移動速度 $\mu E$ が大きくなる。よって、(2-2)式を満たすためには $v$ が小さくならなければならない。干渉縞の縞間隔を一定にしているので、 $v$ が小さくなるには参照光の角周波数シフト量 $\Delta\omega$ が小さくならなければならない。したがって、外部電場を大きくすればするほど、増幅率を最大にする参照光の角周波数シフト量は小さくなる。

外部電場にも最適に存在するという結果も同様に説明できる。参照光の角周波数シフト量 $\Delta\omega$ が小さいときは、外部電場を大きくしても(2-2)式は満たされ、増幅率は外部電場とともに大きくなる。しかしながら、参照光の角周波数シフト量が $\Delta\omega$ がある値よりも大きくなると、外部電場の値が小さいところでは(2-2)式が満たされるが、大きくなると(2-2)式が満たされなくなる。したがって、結晶内に小さな空間電場分布しか形成されなくなる。そのため結晶内に誘起される屈折率分布も小さくなり、増幅率が減少する。

この節の説明では、電子の移動方向と干渉縞の移動方向は逆であると仮定している。この仮定は、筆者らが行なった実験結果に基づいている。二光波結合において、干渉縞を移動させて増幅率を向上させる場合、干渉縞を移動させる方向は、結晶内を流れる電流と同方向（電子の移動方向とは逆）でなければならない。干渉縞を電流の流れる方向と逆方向（電子の移動方向と同じ）に移動させたときは、増幅率の向上は全く見られなかった。この現象は、干渉縞の移動を考慮したチャージトランスポートモデルを用いて、パラメータ依存性の説明と同じように説明することができる。干渉縞と電子の移動方向が同じ場合には、干渉縞の明線部分で形成された伝導帯内の電子 $n_c$ と、空のドナーサイトの密度の大きな部分 $N_D^+$ は同方向に移動する。伝導帯内の電子が空のドナーサイトへ再結合する確率は、 $\gamma_R n_c N_D^+$ で与えられるので、この場合には、励起された電子は、元のドナーサイトへ再結合する確率が高くなる。したがって、干渉縞がドリフトによって移動する電子と同方向に移動する場合には、大きな空間電場分布が形成されにくい。その結果大きな屈折率変化が生じず、増幅率は高くない。

## 2-5 考察

### 最大の増幅率を得るためのパラメータの決定方法

2-4節の増幅率のパラメータ依存性のメカニズムに対する考察の結果から、増幅率を最大にするには、二光波結合のパラメータは次のように決めればよい。

- (i) 結晶に印加する電圧は、結晶が絶縁破壊を起こさない範囲で、できるだけ大きな電圧を印加する。
- (ii) 参照光の角周波数シフト量は、結晶の応答によって決まる最適な値に設定する。
- (iii) (i)、(ii)のように定めた外部電圧と参照光の角周波数シフト量に対して、

増幅率が最大になるように干渉縞の縞間隔を決定する。

(iv) 信号光と参照光は強度比をできるだけ大きくする。

### Refregier らの実験結果との違い

筆者が行なった実験で得られた増幅率の最大値は、13.6であった。この増幅率の値は、同様の測定を行なっている他の報告の値に比べると小さい。たとえば、Refregier らは、BSO結晶を用いて二光波結合を行ない、干渉縞を移動させて増幅率を向上させて約2000倍の増幅率を得たと報告している<sup>60</sup>。

筆者らが得た増幅率とRefregier らが得た増幅率の値が異なるのは、光波結合に用いた波長、結晶に印加した電圧、信号光と参照光の強度比など、実験条件の違いによると考える。Refregier らは波長が568 nmのクリプトンレーザーを用いているが、ここで述べた実験では、514.5 nmのアルゴンイオンレーザーを光源に用いている。Huignard と Marrakchi は、514.5 nmの波長のレーザーを用いて、二光波結合の増幅率を測定した結果について報告している<sup>28</sup>。その報告のなかで述べられている結果では、彼らは、筆者が行なった実験結果と同程度の増幅率を得ている。514.5 nmの波長のレーザーを用いた二光波結合において、Refregier らと同程度の増幅率を得た測定はまだ報告されていない。

二光波結合において使用するレーザー光の波長は、増幅率に大きな影響を与えると考える。この理由は、筆者らは、以前488 nmの波長の光を用いて二光波結合の増幅率を測定したが、その結果得られた増幅率の最大値は4で、514.5 nmのレーザー光を用いる場合よりも、小さな増幅率しか得られなかったからである。

信号光と参照光の強度比 $\beta$ が大きければ大きいほど、二光波結合の増幅率は向上する。Refregier は外部電場 $\beta \sim 10^5$ のときに増幅率2000、 $\beta \sim 10^3$ とき約増幅率 $\gamma \sim 100$ を得ている。我々の実験では $\beta \sim 10^3$ である。また、我々の実験では外部電場 $E_0 = 6.0 \text{ kV/cm}$ なので、増幅率が外部電場 $E_0$ に対して指数関数的に増加することを考慮して、Refregier らが行なっている実験条件と同じ $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$ に換算すれば、増幅率は約60になる。この値は、Refregier らの結果と比べると依然小さな値であるが、オーダーはだいたい同じである。

### Refregier ら理論との比較

Refregier らは干渉縞が移動する場合のチャージトランスポートモデルを解いて、空間電場分布を求めている<sup>60</sup>。この理論結果を用いて、屈折率分布の振幅の大きさと位相差を求め、筆者が行なった実験結果と比較する。増幅率 $\gamma$ は、(1-40)式で与えられるので、 $\Delta n \sin \phi$ を求めることにより、増幅率 $\gamma$ のパラメーター依存性を予測できる。

Refregier らの理論結果を用いて、図2-3、2-4、2-5に対応する $\Delta n \sin \phi$ の大きさを計算すると、それぞれ、図2-10、2-11、2-12になる。この数値計算に用いた値はすべて、Refregier らが用いている値をそのまま用いた。ただし、結晶に入射する光の全強度は、筆者らの実験で用いた $3 \text{ mW/cm}^2$ にした。また、イオン化断面積の値をRefregier らは、実験データからフィッティングしているなので、この計算でもイオン化断面積の値は、実験結果にあうように値を選んだ。この計算に用いた値および式の導出過程は、Appendix Bに示す。

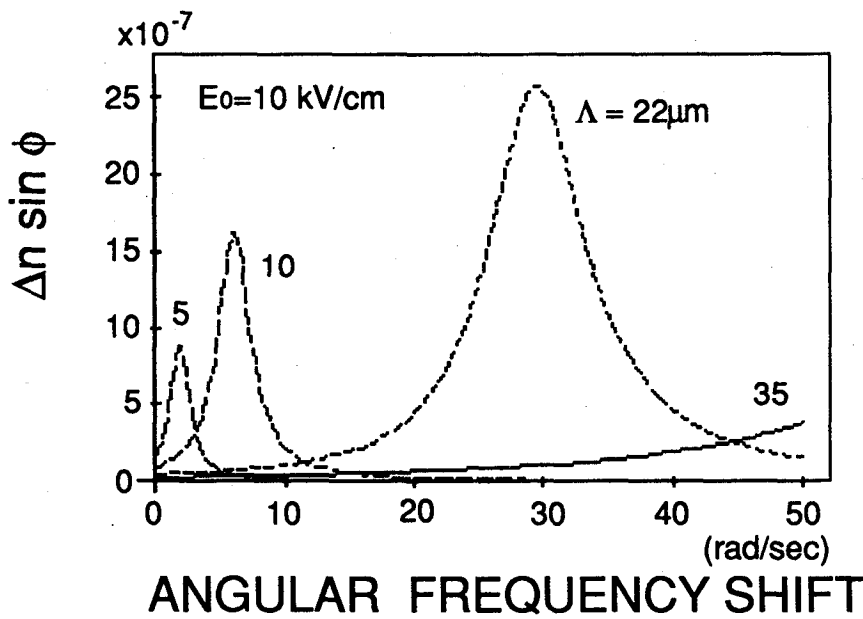


図 2-10.  $\Delta n \sin \phi$  の参照光と角周波数シフト量依存性の計算結果 (干渉縞の縞間隔をパラメーターにした場合)

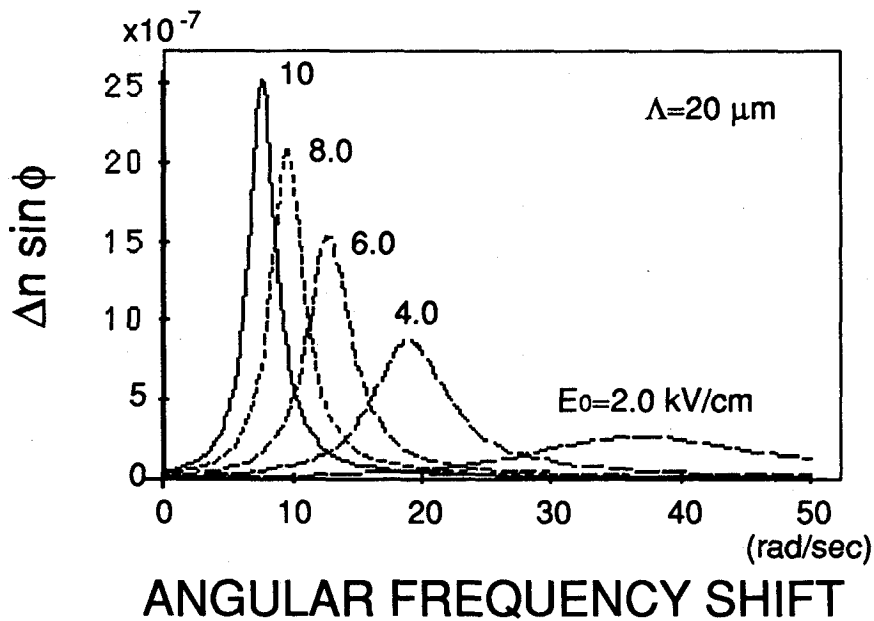


図 2-11.  $\Delta n \sin \phi$  の参照光の角周波数シフト量依存性の測定結果 (外部電場をパラメーターにした場合)

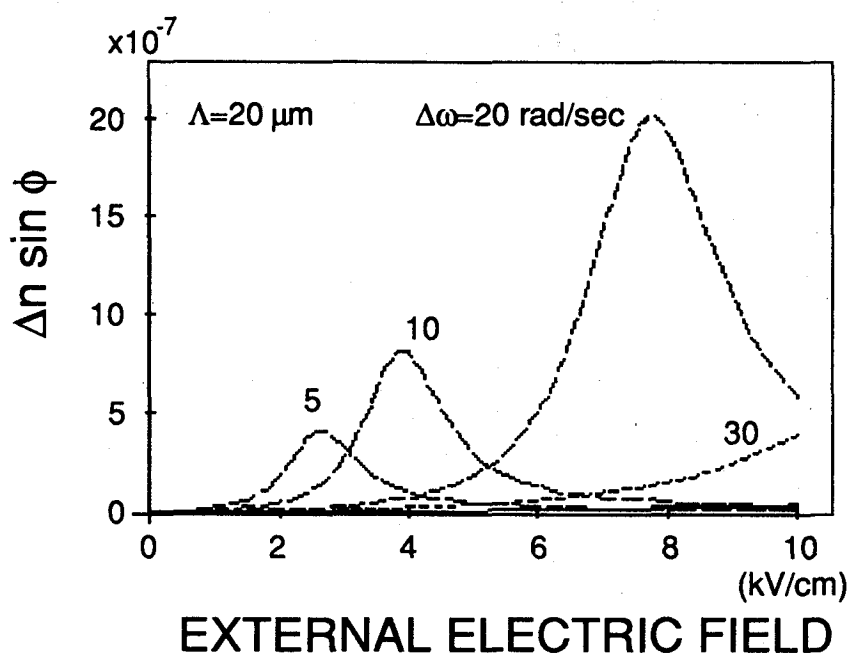


図 2-12.  $\Delta n \sin \phi$  の外部電場依存性の計算結果  
(参照光の角周波数シフト量をパラメーターにした場合)

図2-10は、いくつかの縞間隔に対する  $\Delta n \sin \phi$  の値の参照光の角周波数シフト量依存性である。干渉縞の縞間隔が小さくなるにしたがって、 $\Delta n \sin \phi$  を最大にする参照光の角周波数シフト量は小さくなっている。図2-11は、いくつかの外部電場に対する  $\Delta n \sin \phi$  の値の参照光の角周波数シフト量依存性である。外部電場が大きくなるにしたがって、 $\Delta n \sin \phi$  を最大にする参照光の角周波数シフト量も小さくなっている。図2-12は、いくつかの外部電場に対する  $\Delta n \sin \phi$  の値の外部電場依存性である。外部電場にも  $\Delta n \sin \phi$  を最大にする値が存在している。この理論結果と実験結果とを比較すると、パラメータの値は一致していないが、増幅率のパラメータ依存性の定性的な傾向は非常に良く一致している。

この理論結果と筆者らの実験結果とが異なっている点は、Refregierらの理論結果では、干渉縞を移動させないときに比べて、適当な速さで干渉縞を移動させたときの方が屈折率変化が大きくなっているのに対して、筆者らが行なった非破壊的な測定結果では、干渉縞を移動させないときに最も屈折率分布が大きくなっているという点である。この理論結果と実験結果との不一致は、今後理論と実験を進めていくことによって解析しなければならない。

### 第3章 信号光のチョッピングによる増幅率の向上<sup>2</sup>

この章では、信号光をチョッピングするにより増幅率を向上させることに成功した結果について記述する。同様の原理を実現するもう一つの手法として、回転 $\lambda/2$ 板を用いて、信号光の偏光面を回転させた結果についても述べる。

#### 3-1 増幅率向上の原理

図3-1に信号の光チョッピングによって増幅率を向上させる方法の原理を示す。BSO結晶を用いた二光波結合の増幅率を向上させるために信号光を周期的にチョッピングする。参照光は定常的に入射させておく。信号光の強度は、参照光の強度に比べて十分小さいものとする。BSO結晶には、フォトリフラクティブ効果を増強するために外部から電圧を印加する。

この方法による増幅率向上のメカニズムは次のように説明できる。最初、結晶に信号光が入射すると、定常的に入射している参照光と干渉して、結晶上に干渉縞を作る。この瞬間には、増幅はほとんど生じない。なぜなら結晶内に回折格子がまだ形成されていないからである。その後、光強度の大きな部分で、電子が伝導帯へ励起される。それから、励起された電子は、ドリフトによって移動し、空のドナーサイトへ再結合する。したがって電荷分布は干渉縞の強度分布と同位相になる。電荷分布を積分をしたものが電場分布に等しいというポアソンの式から、電荷密度分布は干渉縞に対して位相が $\pi/2$ ずれた電場分布を形成する<sup>62-65</sup>。

参照光は $\pi/2$ 位相のずれた屈折率分布によって回折される。回折光の位相は信号光の透過光の位相と一致するので、参照光の回折光と信号光の透過光はお互いに強めあい、大きな出力光が得られる。つまり、信号光は増幅される<sup>62-65</sup>。

電子は、その後も次々と伝導帯へ励起される。そのため誘起された屈折率変化 $\Delta n$ は、しだいに大きくなる。それと同時に伝導帯内の電子が定常状態に達するまで移動を続けるので、屈折率分布と干渉縞との位相差が小さくなっていく。定常状態では、屈折率分布と干渉縞とのあいだの位相差はほとんどなくなる。そのため、屈折率変化と位相差とが適当な値のところで、増幅率が最大になる。その後は、屈折率変化は大きくなるが、位相差が小さくなるために、増幅率は減少する<sup>62-65</sup>。

チョッパーが回転して信号光をカットすると、参照光だけが結晶に入射し、結晶内の屈折率分布によって回折される。すなわち、参照光によって、屈折率分布の破壊的な読み出しがおこなれる。破壊的な読み出しのために、屈折率変化はしだいに小さくなっていく。最終的には、結晶内の屈折率分布は一様になる。この過程で、参照光の回折効率はしだいに小さくなっていく。その後、チョッパーが回転し、再び信号光が結晶に入射する。上に述べた過程がチョッパーの回転とともに繰り返される。

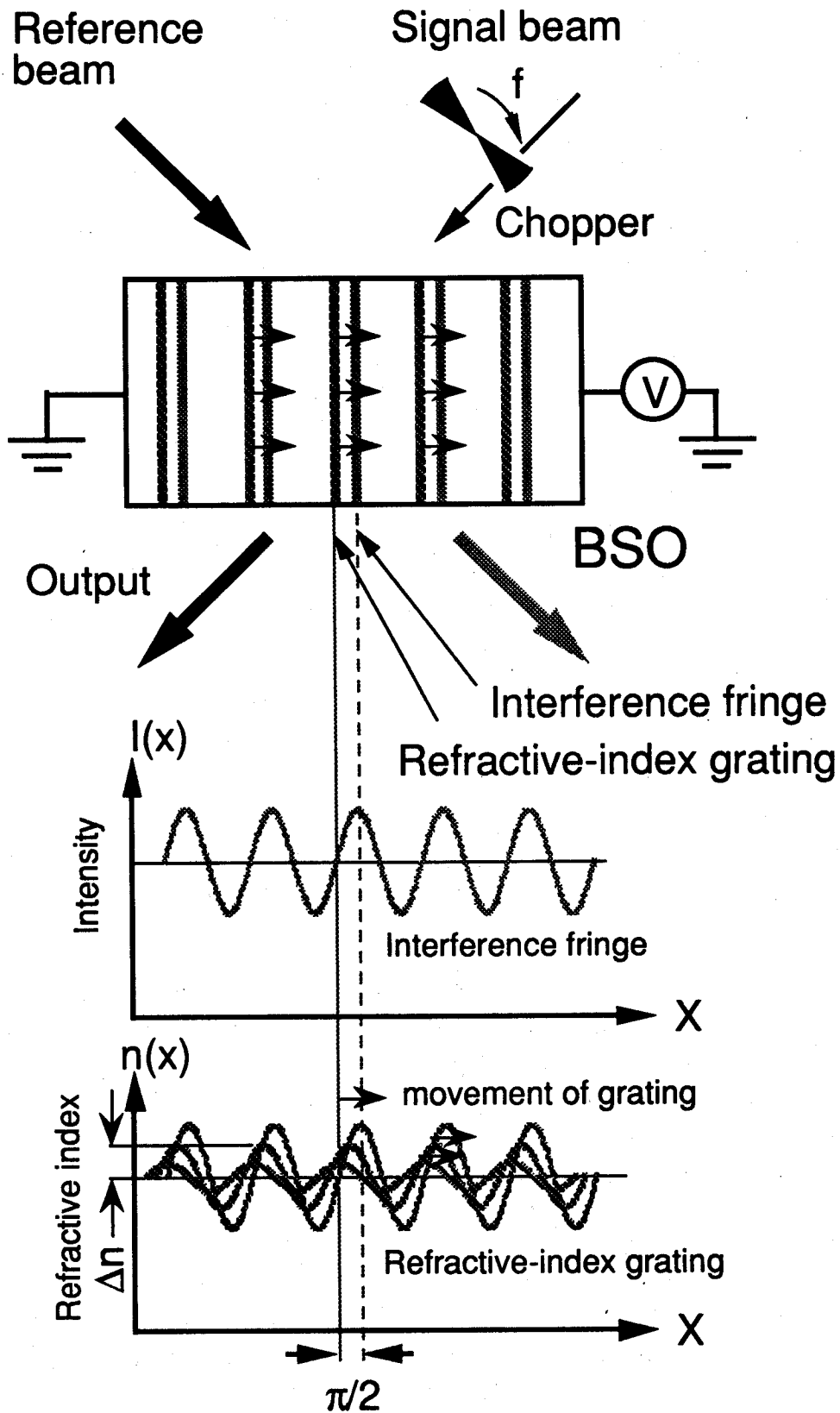


図 3-1. 信号光のチョッピングによる増幅率向上の原理



### 3-2 実験光学系

信号光をチョッピングして二光波結合の増幅率を向上させ、増幅率を測定した。同時に増幅率のパラメータ依存性を測定し、増幅率を最大にするパラメータの値を求めた。図 3-2 に増幅率のパラメータ依存性を測定した光学系を示す。この光学系は、第 2 章において、干渉縞を移動させて増幅率を測定した光学系 (図 2-2) とほとんど同じである。異なっている点は、図 2-2 では参照光の周波数をシフトするために二つの  $\lambda/4$  板と回転する  $\lambda/2$  板を用いているが、図 3-2 ではチョッパーを用いているところである。チョッパーを回転させて、信号光を周波数  $f$  でチョッピングする。

### 3-3 増幅率の測定

図 3-3 に、信号光をチョッピングしたときに二光波結合の出力光強度をオシロスコープで観察した結果を示す。信号光はデューティ比 1、周波数 9 Hz でチョッピングされている。その他のパラメータの値は、外部電場が 6 kV/cm、干渉縞の縞間隔が 22.0  $\mu\text{m}$ 、信号光と参照光の強度比が 1240 であった。図 3-3 (a) は結晶に入射する信号光の強度の時間的な変化を表している。オシロスコープの出力波形 (b) と (c) は、それぞれ信号光をチョッピングしたときとチョッピングしないときの出力光強度を表している。信号光をチョッピングすることにより、二光波結合の出力光強度が大きくなっている。出力光の最大値は、チョッピングをしないときの出力光強度に比べて約 4 倍大きくなっている。

図 3-4 に、干渉縞の縞間隔が、7.4、11.1、22.2、29.5、44.3  $\mu\text{m}$  のときに、チョッピング周波数を変えて二光波結合の増幅率を測定した結果を示す。この測定では、外部電場の大きさは 6.0 kV/cm、信号光と参照光の強度比は 1240 とした。この測定で得られた増幅率の最大値は、干渉縞の縞間隔が 29.5  $\mu\text{m}$ 、信号光のチョッピング周波数が 6.0 Hz のときに、11.7 であった。ここで、信号光をチョッピングする場合の増幅率  $\gamma$  は、

$$\gamma = \frac{I_S(\text{output intensity with signal beam chopping})}{I_S(\text{output intensity without signal beam chopping})} \quad (3-1)$$

で定義した。この測定で得られた増幅率の値は、Huignard と Marrakchi によって提案された干渉縞を移動させる方法<sup>28</sup>を用いた場合の増幅率とほぼ同じであった。

信号光をチョッピングする方法において、複数のパラメータを相互に変化させて増幅率のパラメータ依存性を調べた。まず図 3-4 からわかることは、各々の縞間隔において、増幅率を最大にするチョッピング周波数の値は、干渉縞の縞間隔が小さくなるにしたがって小さくなるということである。

図 3-5 に、外部電場  $E_0$  が、2.0、3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cm のときに、チョッピング周波数を変えて増幅率を測定した結果を示す。干渉縞の縞間隔は、17.7  $\mu\text{m}$  に固定した。外部電場が 2.0、3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cm のときのすべての場合に、増幅率を最大にす

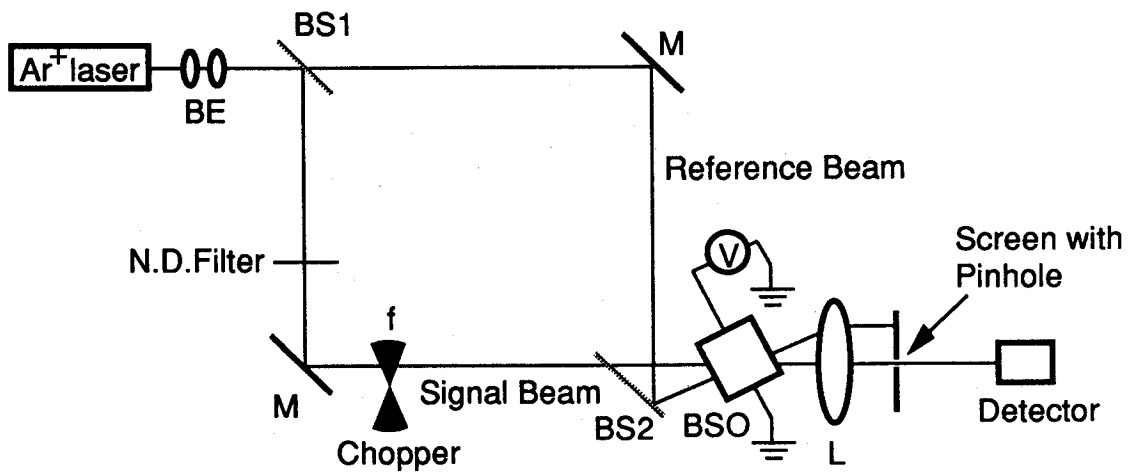


図 3-2. 信号光をチョッピングするときの増幅率の測定光学系

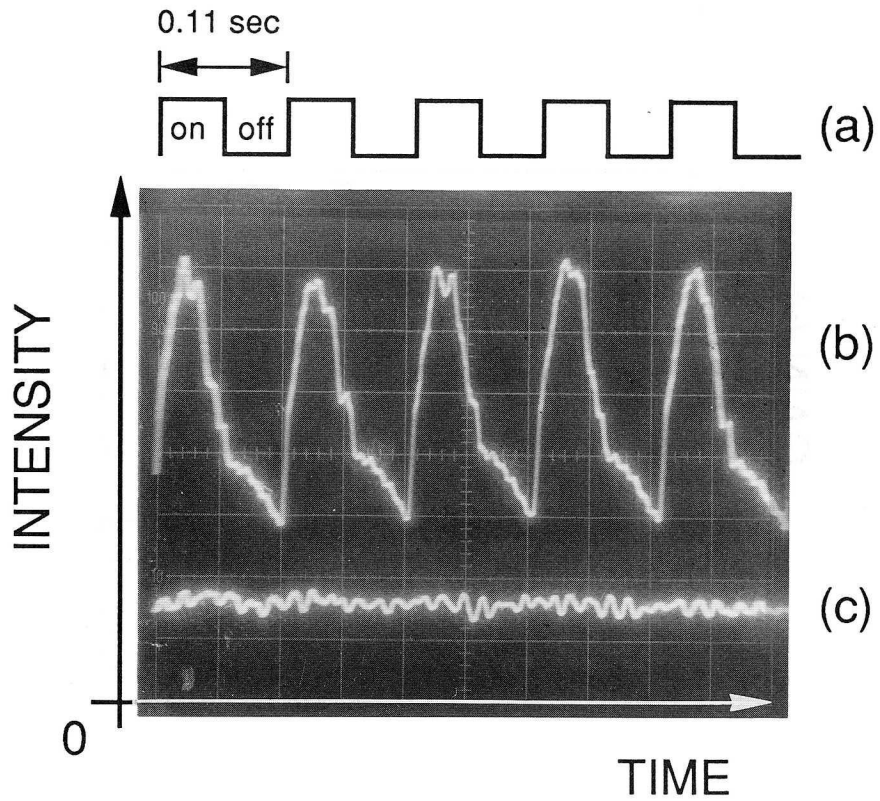


図 3-3. 信号光をチョッピングしたときの出力光強度の波形  
(a) 信号光強度の時間的な変化  
(b) 外部電場が 6 kV/cm のときの出力光強度  
(c) 外部電場が 0 kV/cm のときの出力光強度

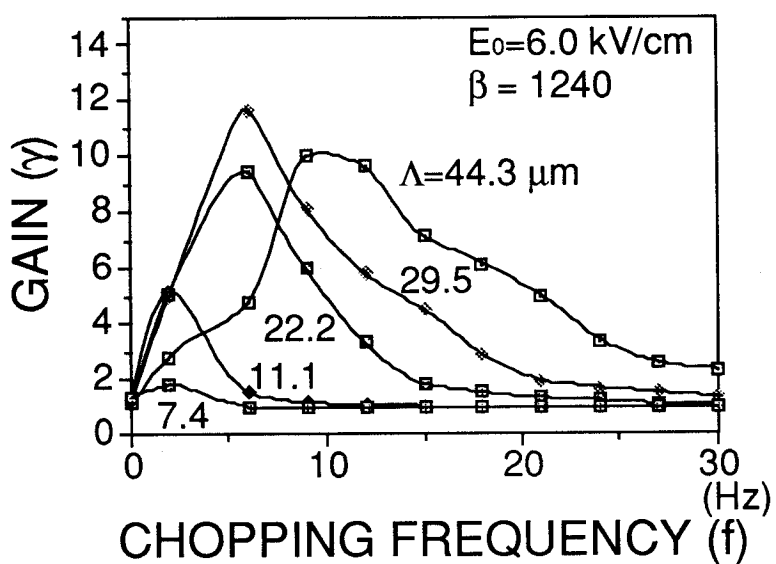


図 3-4. 増幅率のチョッピング周波数依存性  
(干渉縞の縞間隔をパラメーターにした場合)

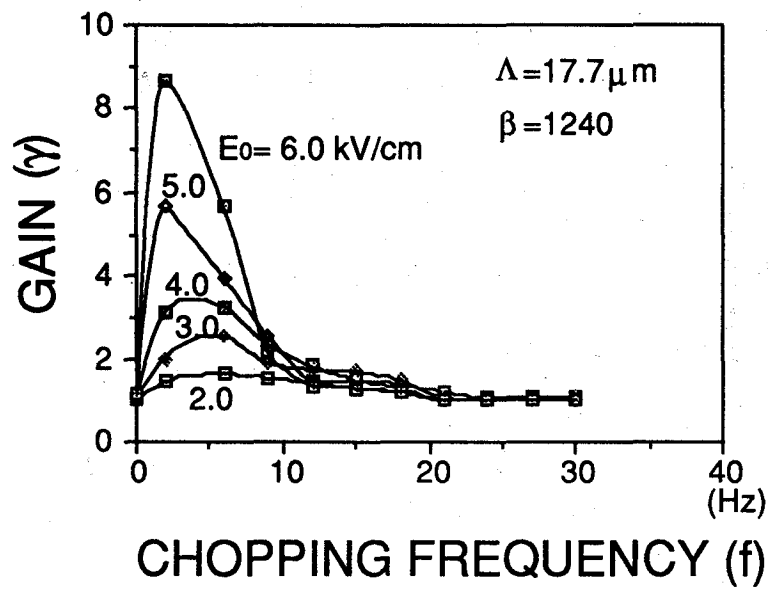


図 3-5. 増幅率のチョッピング周波数依存性  
(外部電場をパラメーターにした場合)

るチョッピング周波数の値が存在している。増幅率を最大にするチョッピング周波数の値は、外部電場の値が大きくなるにつれて小さくなっている。また、チョッピング周波数が12 Hzよりも大きくなると、ほとんど増幅は起こっていない。

図3-6に、干渉縞の縞間隔が17.7  $\mu\text{m}$ 、チョッピング周波数が1.9、6.0、9.0、12.0 Hzのときに、外部電場の大きさを変えて、二光波結合の増幅率を測定した結果を示す。チョッピング周波数が1.9、6.0 Hzのときは、増幅率は外部電場の増加とともに大きくなっている。チョッピング周波数が9.0 Hzと12 Hzのときには、最大の増幅率を与える外部電場の値が存在している。その値より外部電場を大きくすると、増幅率は減少する。

以上の増幅率のパラメーター依存性の測定結果より、パラメーターと増幅率の関係は次のようになる。

- (i) 最大の増幅率は、外部電場が6.0 kV/cm、干渉縞の縞間隔が29.5  $\mu\text{m}$ 、チョッピング周波数が6.0 Hzのときに得られた。その時の増幅率の値は11.7であった。この値は干渉縞を移動させて得た増幅率の値と同程度であった。
- (ii) 結晶上に形成される干渉縞の縞間隔が小さくなるにしたがって、増幅率を最大にするチョッピング周波数の値も小さくなる。
- (iii) 外部電場の値が大きくなると、増幅率を最大にするチョッピング周波数も小さくなる。
- (iv) 干渉縞の縞間隔とチョッピング周波数の値を決めたとき、増幅率を最大にする外部電場の値が存在する。

パラメーター依存性を測定した結果、得られたパラメーターと増幅率との関係は、2-3節で得られた結果と定性的には一致する。

### 3-4 信号光の偏光面を回転させる方法

#### 3-4-1 原理

信号光をチョッピングしてする方法と同じメカニズムに基づく増幅率の向上法を、回転する $\lambda/2$ 板を用いて信号光の偏光面を回転させることにより実現した。この方法の原理を図3-7に示す。直線偏光の光を、周波数 $f/4$ で回転する $\lambda/2$ 板を通過させる。 $\lambda/2$ 板からの出射光の偏光面は、 $f/2$ の周波数で回転する。この光は円偏光ではなくて、直線偏光の偏光面がゆっくり回転する光となる。このような信号光と参照光が、BSO結晶に入射し、干渉縞を形成する。信号光の偏光面がちょうど参照光の偏光面と平行になったときに、干渉縞のビジビリティが最大になる。また信号光の偏光面が参照光の偏光面と垂直になったときには、干渉縞は消える。これらの繰り返し周波数は $f$ となる。

信号光の偏光を回転させると、結晶上に干渉縞が形成されたり、消えたりするので、結果的に信号光をチョッピングするのと同じになる。この方法が3-3節の信号光チョッピングと異なる点は、干渉縞のビジビリティの時間的な変化の仕方である。信号光をチョッピングする方法では、干渉縞のビジビリティは時間的に、矩形状に変化する。

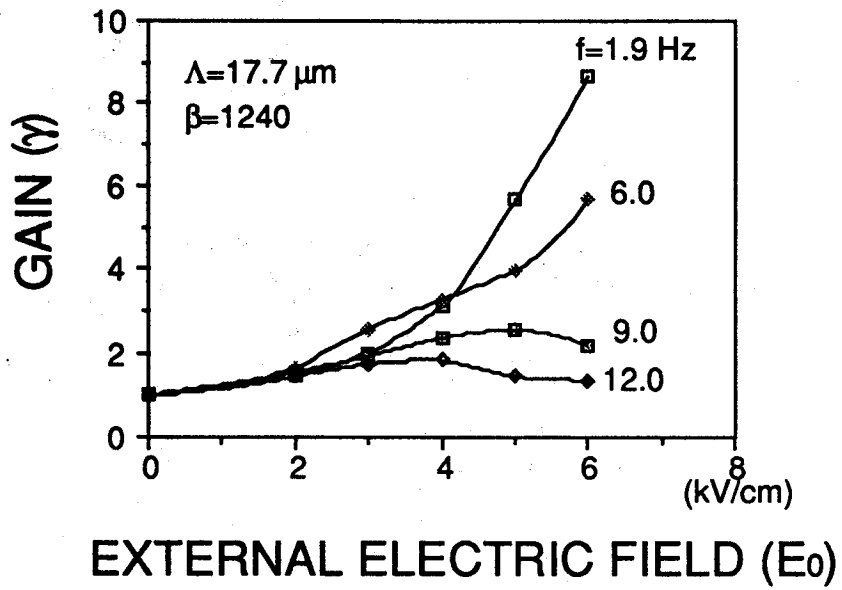


図 3-6. 増幅率の外部電場依存性  
(チョッピング周波数をパラメーターにした場合)

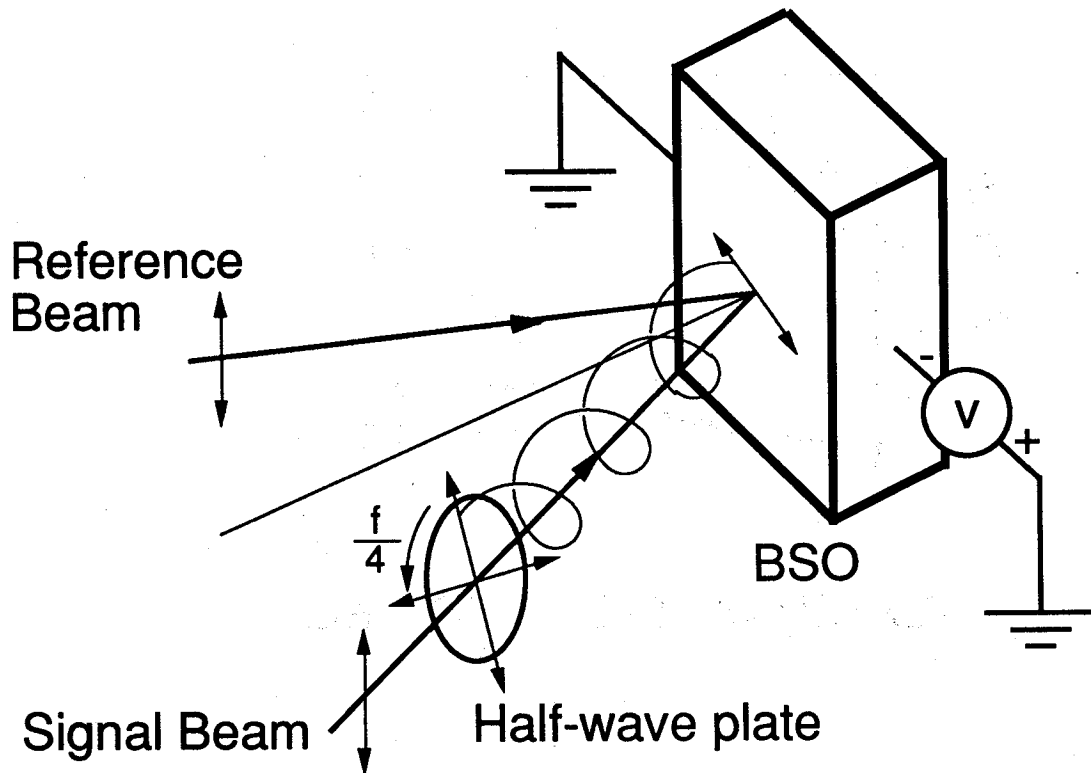


図 3-7. 信号光の偏光面を回転させて増幅率を向上させる方法の原理



る。一方信号光の偏光面を回転させる方法では、干渉縞のビジビリティは正弦状に変化する。また、この方法では、結晶に入射する全光強度は変化しない。両方の方法において、結晶上に干渉縞が形成されてから屈折率分布が誘起される過程において、干渉縞と屈折率分布との間に存在する位相差のために、二光波結合の増幅率が向上する。

### 3-4-2 増幅率の測定

信号光の偏光面を回転させる方法を用いて、二光波結合の増幅率を測定した。図3-8に増幅率を測定した光学系を示す。この光学系は、図3-2のチョッパーの代わりに、回転する $\lambda/2$ 板を使用して、信号光の偏光面を回転させている。

図3-9に、干渉縞の縞間隔が7.4、14.6、19.9、25.3、35.4  $\mu\text{m}$ のときに、信号光の偏光面が参照光の偏光面と一致する周波数を変えて増幅率を測定した結果を示す。この測定では、外部電場が6.0 kV/cm、信号光と参照光の強度比が1240であった。干渉縞の縞間隔が35.4  $\mu\text{m}$ のときは、周波数が大きくなるにしたがって増幅率も高くなっている。それ以外の縞間隔の場合には、各々の縞間隔に対して、増幅率を最大にする周波数の値が存在している。干渉縞の縞間隔が19.9  $\mu\text{m}$ 、信号光と参照光の偏光方向が一致する周波数が7.6 Hzのときに増幅率が最大になっている。このときの増幅率の値は13.8であった。

信号光の偏光面を回転させる方法を用いた場合の増幅率のパラメータ依存性を調べるために、パラメータを相互に変化させて増幅率を測定した。まず図3-9の測定結果では、各々の縞間隔に対して増幅率を最大にする周波数の値は、縞間隔が小さくなるにしたがって小さくなっている。

図3-10に、外部電場が、2.0、3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cmのときに、信号光と参照光の偏光方向が一致する周波数を変えて増幅率を測定した結果を示す。干渉縞の縞間隔は、17.7  $\mu\text{m}$ にした。外部電場が2.0 kV/cmのときは、周波数を大きくするにしたがって増幅率は増加している。外部電場の値が、3.0、4.0、5.0、6.0 kV/cmのときには、増幅率を最大にする周波数 $f$ の値が存在している。増幅率を最大にする周波数 $f$ の値は、外部電場が大きくなるにしたがって小さくなっている。

図3-11に、信号光と参照光の偏光面が一致する周波数を3.2、5.0、5.9、7.6 Hzにしたときの、増幅率の外部電場依存性を測定した結果を示す。干渉縞の縞間隔は、11.1  $\mu\text{m}$ とした。周波数 $f$ が3.2 Hzのときは、外部電場を大きくすればするほど増幅率も大きくなっている。それ以外の縞間隔の場合には、各々の縞間隔に対して、増幅率を最大にする外部電場の値が存在している。それらの値より外部電場を大きくすると増幅率は減少している。

これらの測定から得られた、増幅率を最大にするためのパラメータ間の相互関係は、2-3節、3-3節の結論と同じである。

### 3-5 考察

信号光をチョッピングして増幅率を向上させる実験では、外部電場が6.0 kV/cm、干

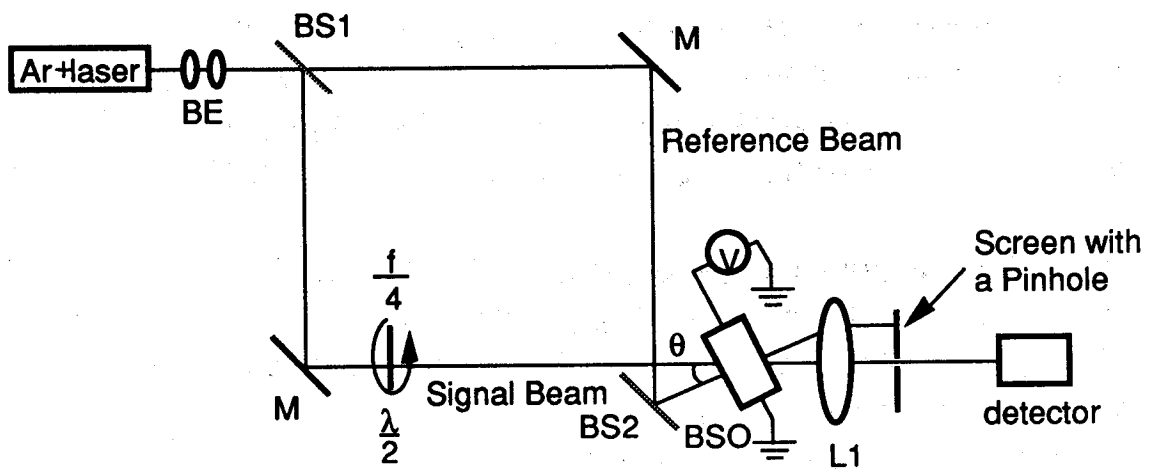


図 3-8. 増幅率のパラメーター依存性の測定光学系

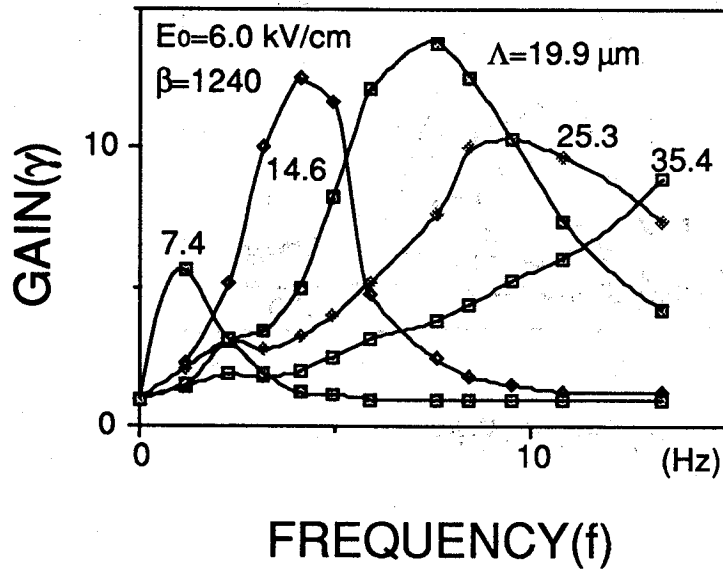


図 3-9. 増幅率の信号光と参照光の偏光面が一致する周波数依存性  
(干渉縞の縞間隔をパラメーターにした場合)

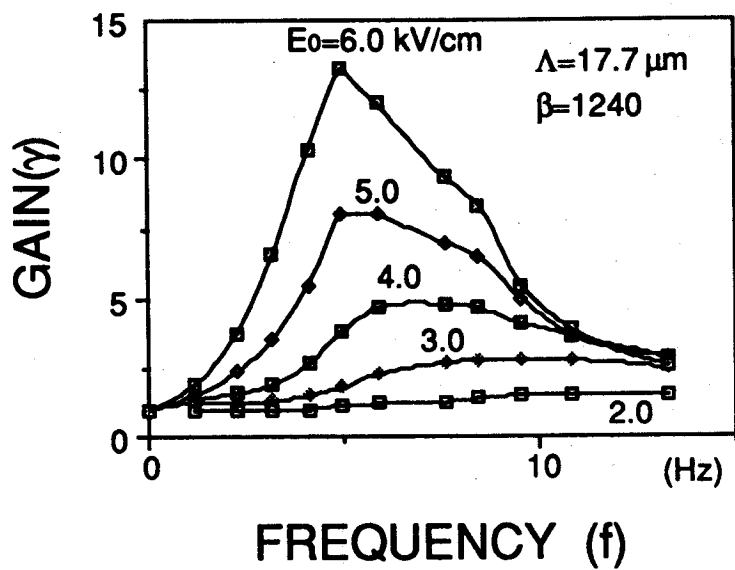


図 3-10. 増幅率の信号光と参照光の偏光面が一致する周波数依存性  
(外部電場をパラメーターにした場合)

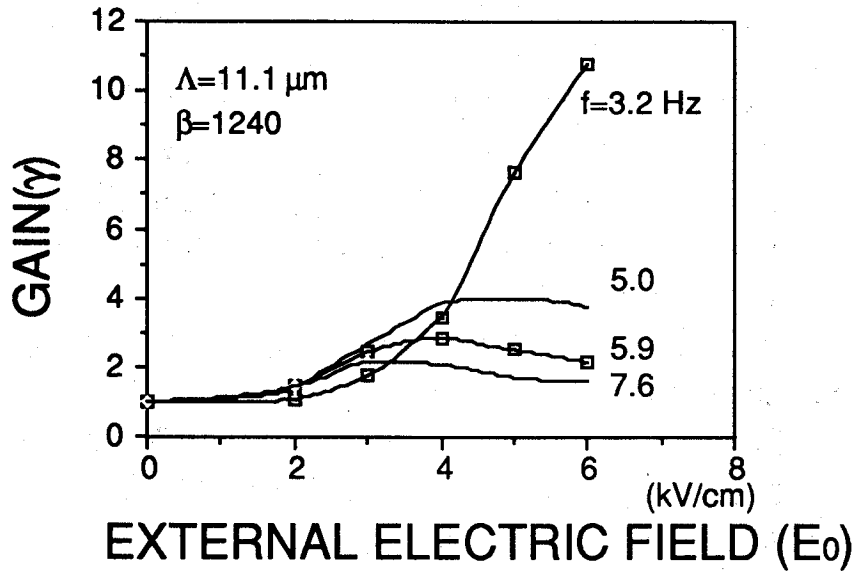


図 3-11. 増幅率の外部電場依存性  
(信号光と参照光の偏光面が一致する  
周波数をパラメーターにした場合)

渉縞の縞間隔が  $29.5 \mu\text{m}$ 、チョッピング周波数が  $6.0 \text{Hz}$ 、信号光と参照光の強度比が  $1240$  のとき増幅率が最大になり、その時の増幅率の値は、 $11.7$ であった。信号光の偏光面を回転させる方法では、干渉縞の縞間隔が  $19.9 \mu\text{m}$ 、信号光と参照光の偏光面が一致する周波数が  $7.6 \text{Hz}$ 、信号光と参照光の強度比が  $1240$  のとき増幅率が最大となり、その時の増幅率の値は  $13.8$ であった。これらの増幅率の値は、干渉縞を移動させて増幅率を向上させた場合と同程度である。したがって、ここで提案した方法は、干渉縞を移動させる方法と同じように、増幅率を向上させる手法として有効である。

信号光をチョッピングする方法、信号光の偏光面を回転する方法ともに、定性的には、同じ増幅率のパラメータ依存性を示した。したがって、これらの方法を用いた二光波結合において、増幅率を最大にするためには、パラメータの決め方は、干渉縞を移動させる場合と同様に次のようにすればよい。

絶縁破壊を起こさない範囲で、できるだけ大きな電圧を外部から結晶に印加し、大きな外部電場を作る。結晶の応答時間からチョッピング周波数を決める。その状態で、増幅率が最大になるように干渉縞の縞間隔を決定する。最後に、信号光強度に対する参照光強度をできるだけ大きくする。この手順に基づいて二光波結合のパラメータを決めれば増幅率を最大にすることができる。

信号光をチョッピングする方法と信号光の偏光面を回転させる方法は、いくつかの異なる速さで移動する干渉縞を重ね合わせる方法と等価であると考えることができる。ただし、この移動する干渉縞のビジビリティは時間とともに変化する。信号光の偏光面を回転させる方法では、偏光方向が一定の参照光と偏光面が回転する信号光が干渉し、結晶上に干渉縞を形成する。この干渉縞の強度分布  $I(x,t)$  は、次式によって与えられる。

$$I(x,t) = I_0 \left( 1 + m \frac{1 + \cos \omega t}{2} \cos Kx \right) \quad (3-2)$$

ここで  $x$  は空間を表す軸で、信号光と参照光の作る平面が結晶の入射面と交わる直線上にとる。 $I_0$  は信号光と参照光の全強度、 $m$  は信号光の偏光面が参照光の偏光方向と平行になったときの干渉縞のビジビリティである。 $\omega$  はチョッピング角周波数 ( $\omega = 2\pi f$ ) で、 $K$  は干渉縞の縞間隔の波数で、 $2\pi/\Lambda$  に等しい。干渉縞のビジビリティは時間とともに変化する、 $m(1 + \cos \omega t)/2$  で表すことができる。

(3-2) 式を変化して、二つの項に分けると、

$$\begin{aligned} I(x,t) &= I_0 \left\{ 1 + \frac{m}{4} \cos(\omega t - Kx) + \frac{m}{4} \cos(\omega t + Kx) + \frac{m}{2} \cos Kx \right\} \\ &= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \left( m \cos \frac{\omega t}{2} \right) \cos \left( \frac{\omega t}{2} - Kx \right) \right\} \\ &\quad + \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \left( m \cos \frac{\omega t}{2} \right) \cos \left( \frac{\omega t}{2} + Kx \right) \right\} \end{aligned} \quad (3-3)$$

となる。(3-3) 式は、干渉縞の強度分布  $I(x,t)$  が同じ速さ  $\omega/2K$  で全く逆方向に伝播する二つの干渉縞に分解できるということを意味している。この互いに逆方向に伝播する干渉縞のビジビリティは、周波数  $\omega/4\pi$  で変化する。

信号光をチョッピングする方法の場合にも同様に考えることができる。この場合には、干渉縞は、フーリエ成分に展開することにより互いに反対方向に、同じ速度で移動するにいくつかの干渉縞の組に分解することができる。それぞれの移動する干渉縞のビジビリティは時間とともに変化する。

信号光をチョッピングする方法では、参照光ではなくて必ず信号光の方をチョッピングしなければならない。なぜなら、信号光がチョッパーによりカットされて結晶上に干渉縞が形成されていないときには、強度が大きく、空間的に一様な参照光によって、屈折率分布を一様にしなければならないからである。この方法では干渉縞が作られてから屈折率分布が形成されるまでの間に干渉縞と屈折率分布との間に位相差が生じることを利用して増幅率を向上させているので、屈折率分布を一様にしなければ3-1節で述べたメカニズムによって増幅率が向上することはない。強度の小さな信号光では、結晶内の屈折率分布を破壊して一様にすることはできない。したがって必ず参照光を定常的に入射させて、信号光をチョッピングしなければならない。一方、信号光の偏光面を回転させる方法では、信号光と参照光の両方とも定常的に結晶に入射しているので、偏光面を回転させるのは信号光と参照光のどちらでもよい。

二光波結合の光学系は、干渉計の光学系と同じであるので、振動に弱い。そのため光学系から機械的な振動部分を除去することが望ましい。信号光をチョッピングをする場合、E-O モジュレーターや液晶シャッターなどを用いれば、光学系のなかから、機械的な駆動部分をなくすことができる。

第4章 二光波結合による画像増幅<sup>3,6</sup>

この章では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合を用いて、実際に画像増幅を行なった結果について述べる。まず二光波結合とトランジスターとの動作の類似性について述べ、二光波結合を用いれば光トランジスターアレイが実現できることを述べる。次に二光波結合による画像増幅において、参照光にもパターンを入力することによって信号光の一部分のみを選択的に増幅した結果について述べる。選択的な増幅を行なうために、参照光に2次元分布をもつ画像を入力する場合には、結晶のフォトコンダクティビティの影響を考慮しなければならないことについて記述する。参照光のパターンをうまく選んでやれば、信号光のある一部分のみを増幅できることを示す。

## 4-1 光トランジスターアレイとしての二光波結合

二光波結合による光増幅は、トランジスターの動作と類似性をもつ。二光波結合による光増幅とトランジスターの動作を図4-1に示す。図4-1(a)の二光波結合では、結晶に強度の小さな信号光が入射したときに、定常的に入射している強度の大きな参照光と干渉して結晶上に干渉縞を作る。干渉縞の強度分布に対応して、フォトリフラクティブ効果により結晶内に屈折率分布が形成される。その屈折率分布によって参照光が回折されることにより増幅された出力光が生じる。信号光が結晶に入力されない場合には屈折率分布が形成されないため、参照光は回折せず、単に結晶を透過する。これは、図4-1(b)に示したトランジスターの動作と全く同じである。つまり、ベースに信号が入ったときにだけ、コレクターからエミッターへ電流が流れ、ベースに入った信号は増幅される。以上の二光波結合とトランジスターの類似性から、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合は、光トランジスターとみなすことができる。

図4-2に光トランジスターの入出力特性を調べた結果を示す。この測定では、入力光強度が大きくなるにしたがって、出力光強度も大きくなっている。つまり、光トランジスターとしての特性を有していることがわかる。出力光強度は、最大で入力光強度の4倍になっている。

フォトリフラクティブ結晶は広い入射面をもち、入力画像を並列に増幅することができる。この場合、入力画像の各画素毎に、上で述べたトランジスターの動作を行なっていると考えることができる。つまり、フォトリフラクティブ結晶は、図4-3に示すような光トランジスターが2次元状に並んだ光トランジスターアレイであると見なすことができる。したがって、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合を用いれば、光トランジスターアレイを実現できる。

## 4-2 信号光の選択的な増幅—1次元の場合



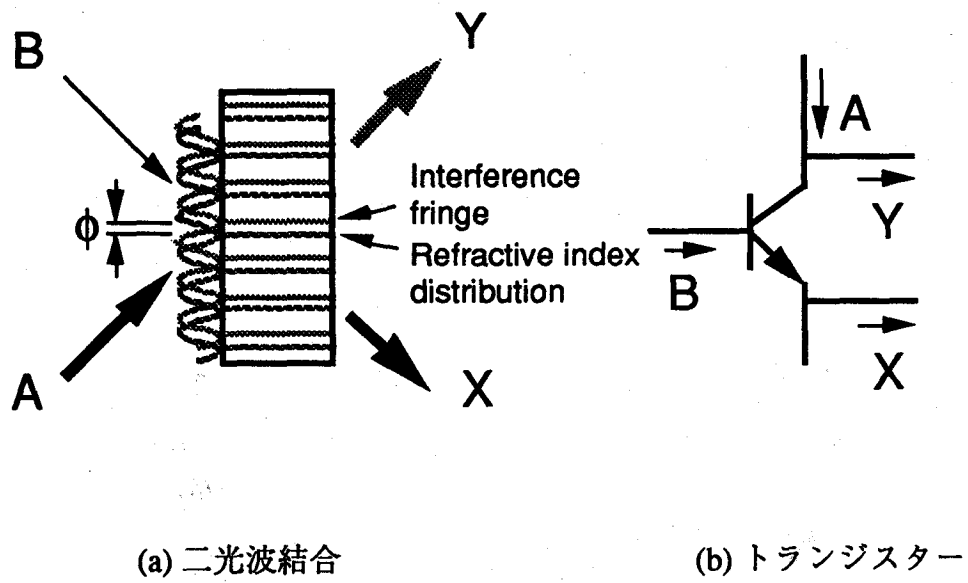


図 4-1. 二光波結合とトランジスターとの類似性

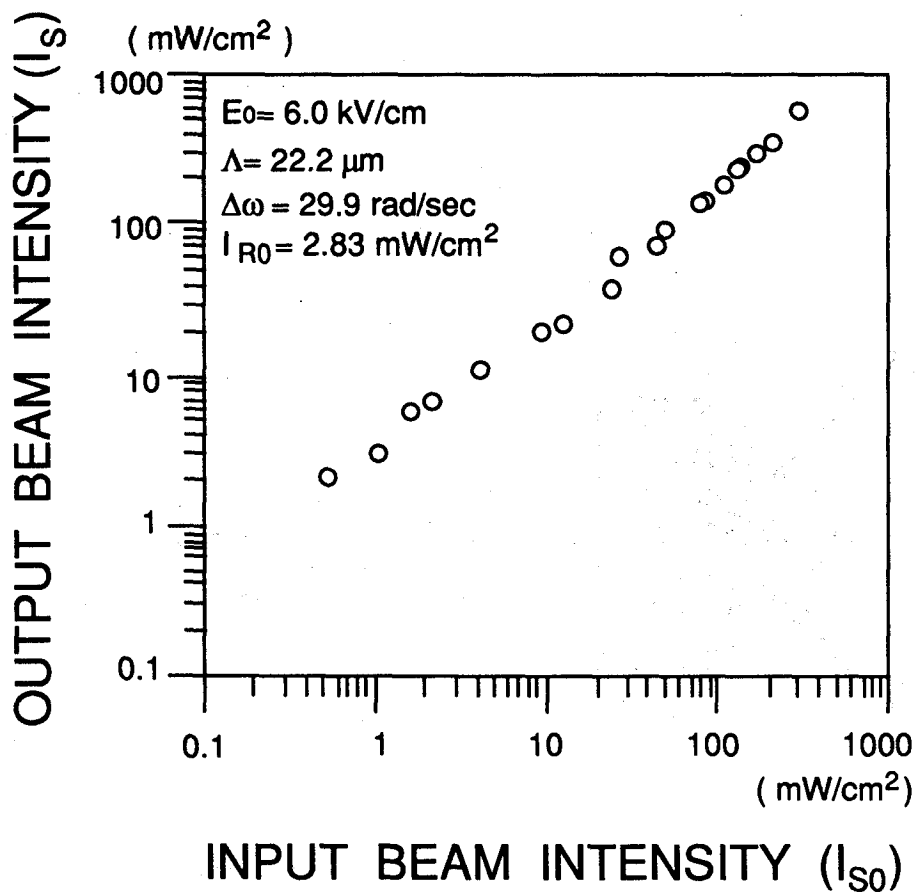
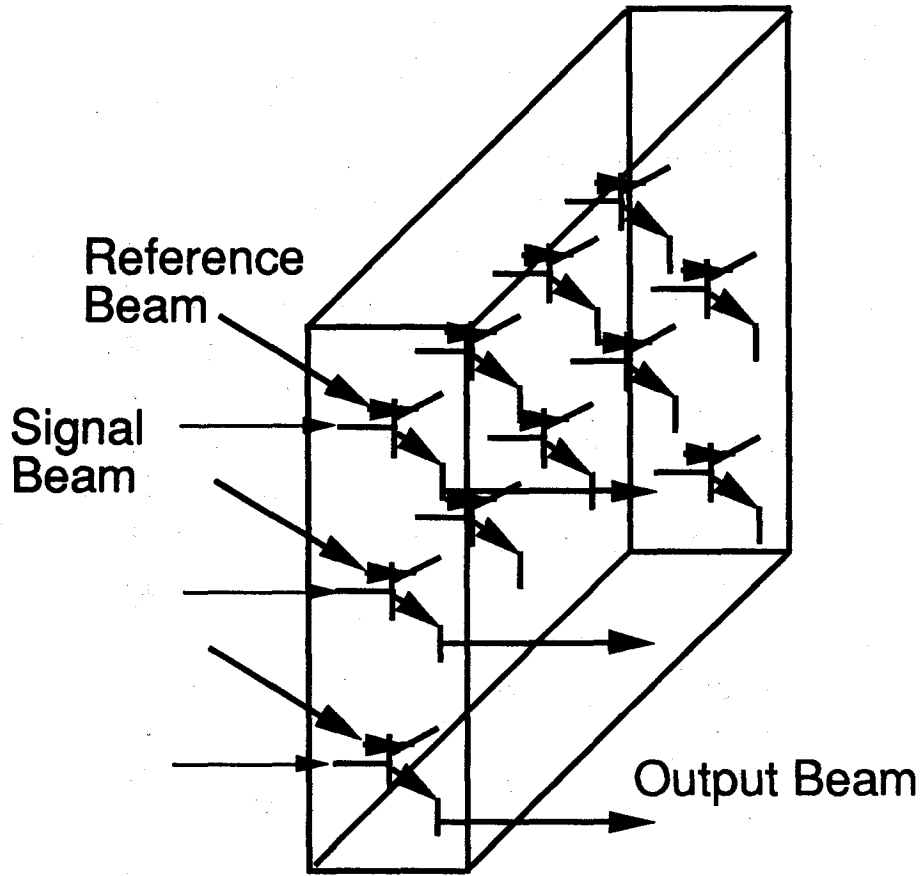


図 4-2. 光トランジスターの入出力特性



### Photorefractive Crystal

図 4-3. 光トランジスタアレイ

二光波結合による光増幅を用いて、信号光の一部分のみを選択的に増幅した。図4-4に、二光波結合による信号光の選択的な増幅の原理を示す。一つの例として、信号光と参照光に図に示したようなパターンを入力したときの二光波結合について考える。信号光には、図中右半分だけ光を透過し、左半分は全く光を透過しないパターンを入力する。一方参照光には、上半分だけ光を透過させ、下半分は光をカットするパターンを入力する。BSO結晶上で四つに分けた領域のうち、右上の領域だけ信号光と参照光が存在するので、この部分だけで干渉縞ができ、屈折率分布が形成される。したがってこの領域だけで、参照光が回折する。そのため、信号光のうちで、参照光の存在する領域に対応する上半分の領域のみが増幅されることになる。結果として、出力光は、信号光パターンのうちで上半分の部分だけ選択的に増幅されたものになる。

信号光の選択的な増幅を光トランジスタの動作として説明すると、次のようになる。この説明図を図4-5に示す。BSO結晶上で四つに分けた領域のそれぞれに、一個ずつのトランジスタA、B、C、Dがあると考える。右上のトランジスタAには、信号光と参照光、つまりベース電流とコレクター電流が流れるため、トランジスタは動作し、増幅された出力が得られる。左上のトランジスタBには、コレクター電流は流れているがベース電流（信号）が流れないため出力は得られない。右下のトランジスタCにはコレクター電流が流れていないため、信号が入力しても出力は得られない。左下のトランジスタDには、ベース電流もソース電流も流れていないため、全く出力は得られない。

信号光と参照光にパターンを入力して二光波結合を行なう場合には、参照光パターンに対応して、信号光の一部分のみを増幅することができる。このような二光波結合を光トランジスタアレイとして解釈する場合には、参照光は、2次元状に並んだトランジスタアレイのうちどの光トランジスタをオンにしたり、オフにしたりするかを決める役目をすると考えることができる。この説明図を図4-6に示す。つまり、参照光は2次元状に並んだ光トランジスタの動作を制御できるので、使用する光トランジスタの個数を制御できることになる。これは、電気回路と対応させて考えると、電気回路を変えることに対応する。したがって、二光波結合による光トランジスタアレイでは、参照光パターンの形を変えることによって、光トランジスタの回路を変えることができる。

### 4-3 選択的な増幅の実験

参照光にパターンを入力して、信号光を選択的に増幅する実験を行なった。図4-7に、信号光の選択的な増幅を行なった実験光学系を示す。この光学系は、基本的には、マッハ・ツェンダー干渉計の光学系である。光源からの光をビーム・エキスパンダーBEで広げ、ビーム・スプリッターBS1で二つに分ける。ビーム・スプリッターBS1で反射した光は信号光として用い、透過した光は参照光として用いた。参照光の強度を信号光の強度に比べて強くするために、BS1には、透過率と反射率の比が9:1のビーム・スプリッターを用いた。信号光は、NDフィルターでさらに減光され、フォトフィルムパター

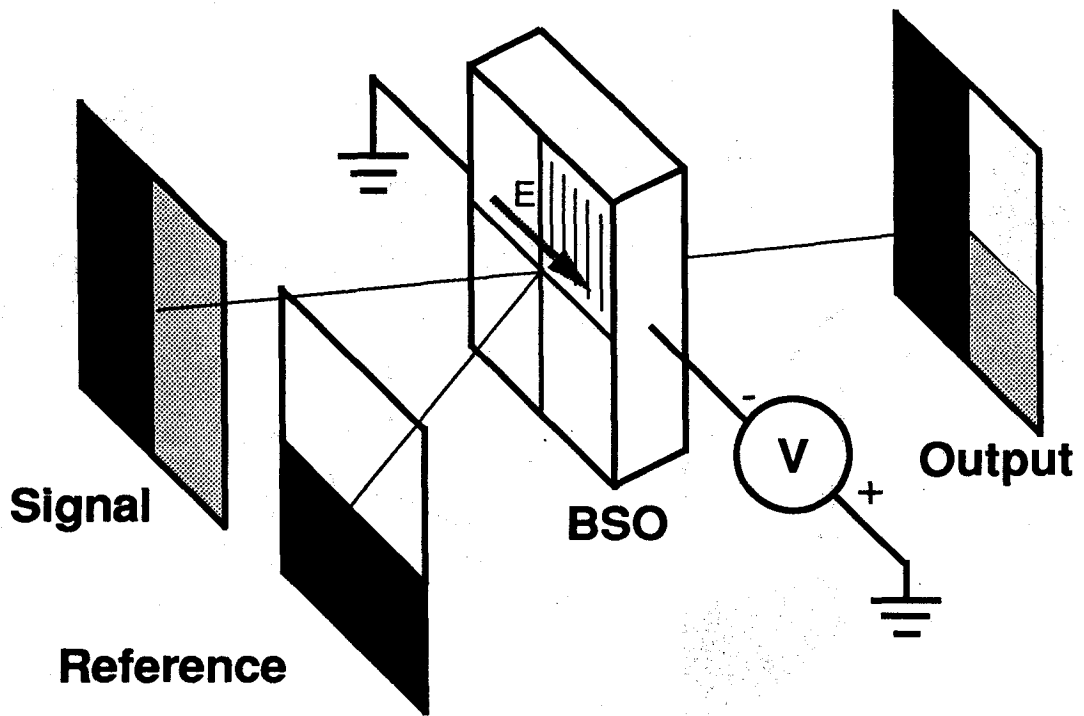


図 4-4. 信号光の選択的な増幅—1次元の場合—

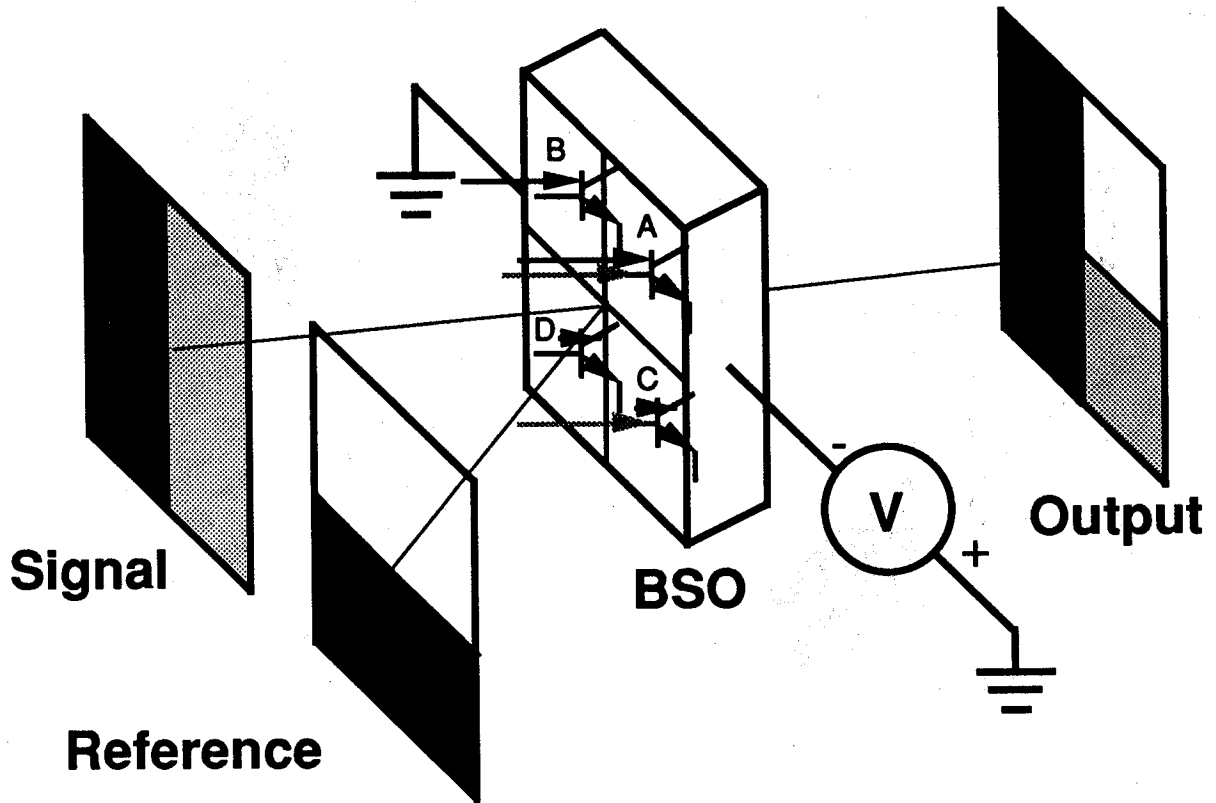


図 4-5. 光トランジスタアレイによる信号光の選択的な増幅

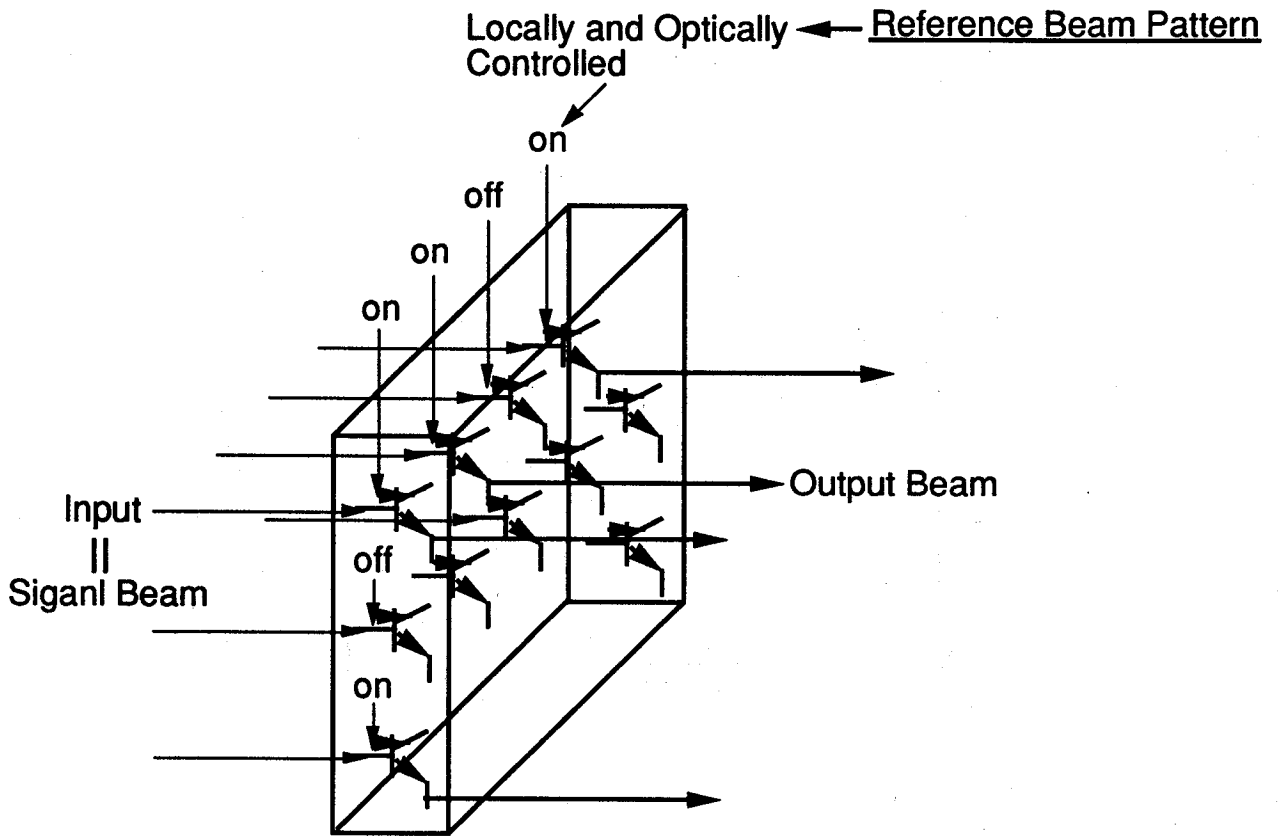


図 4-6. 参照光による光トランジスタアレイの制御

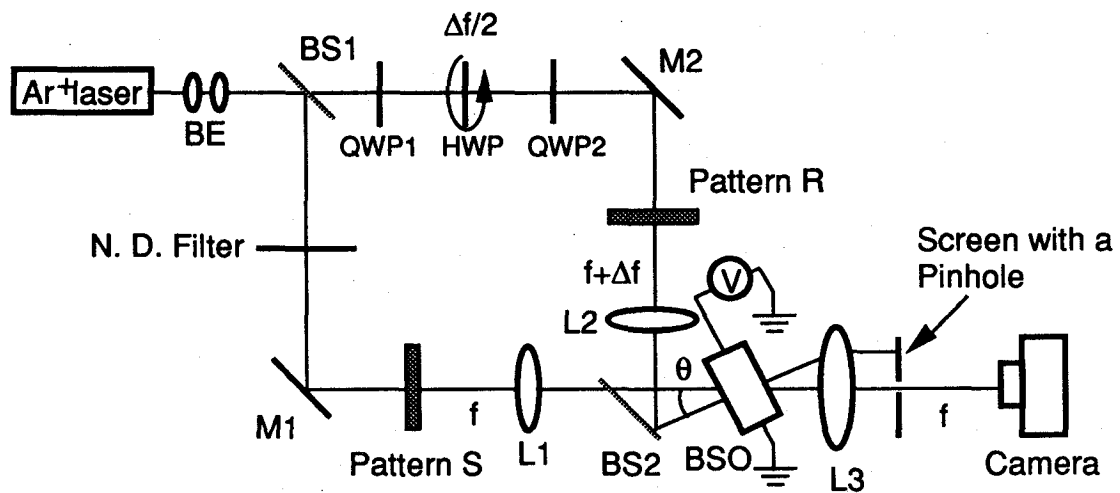


図 4-7. 信号光の選択的な増幅の光学系



ンSによって空間振幅変調される。

参照光は、干渉縞を移動させて二光波結合の増幅率を上げるために、二つの $\lambda/4$ 板(QWP1とQWP2)と回転する $\lambda/2$ 板からなる周波数シフターをによって、周波数シフトされる。参照光もフォトフィルムパターンRによって、空間振幅変調される。

信号光のパターンSと参照光のパターンRはともに、レンズL1、L2によって、結晶上に、角度 $\theta$ で結像される。BSO結晶からの信号光の透過光と参照光の回折光は、ピンホールを通して、レンズL3でカメラのフィルム上に結像される。一方、信号光の回折光と参照光の透過光はレンズL3を通過後、スクリーンによってカットされる。

用いたBSO結晶の大きさは、 $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ であった。この結晶に6kVの外部電圧を印加した。信号光と参照光のなす角 $\theta$ は、約2.3度で、参照光の周波数シフト量 $\Delta f$ は、9.5 Hzであった。結晶に入射する参照光の強度は約 $3 \text{ mW/cm}^2$ であり、信号光強度は、その100分の1であった。

図4-8に信号光の一部分を選択的に増幅した実験結果を示す。図4-8(a)が信号光のパターン、図4-8(b)が参照光のパターンである。この二つの画像を用いて、信号光の一部分のみを選択的に増幅した結果が図4-8(c)である。信号光のうちで、参照光の存在する右上部分だけが選択的に増幅されている。この部分の増幅率は、約8倍であった。右下半分の領域は、増幅率が1で単なる信号光の透過光になっている。

同様の実験を行なった結果を図4-9、4-10に示す。図4-9、4-10のどちらの場合にも、(a)は信号光、(b)は参照光、(c)は出力光の像である。出力像では、信号光の像のうち、参照光の存在する領域に対応する部分のみが選択的に増幅されている。

#### 4-4 信号光の選択的な増幅—参照光に2次元分布をもつパターンを入力する場合

4-3節の実験では、参照光は1次元方向にしか変化していない。つまり、図4-8、9、10では、参照光のパターンは、図中横方向に印加されている外部電圧の方向には一様になっている。電圧の印加方向と垂直方向にだけ参照光パターンは変化している。

そこで、参照光パターンに2次元分布をもつパターンを入力したときはどうなるか、また参照光にどのようなパターンを入力したときでも、参照光の強度パターンに応じて信号光が増幅されるかどうか調べた。その結果、参照光パターンは二光波結合の増幅率を決めるうえで、非常に重要であることがわかった。参照光パターンが外部電圧の印加方向には一様で、電圧の印加方向と垂直方向の1次元方向にのみ変化している場合には、信号光は参照光の強度パターンに対応して増幅される。しかし、電圧の印加方向と垂直方向に一様であるような1次元パターンを入力した場合には、信号光はどの部分も全く増幅されない。

図4-11に増幅が全く生じない場合の例を示す。図4-11(a)の信号光に用いたパターンは、上半分のみ光を透過し、下半分は光を透過しない。参照光は、右半分のみ領域に存在し、左半分は強度が0である。つまり参照光は、図中横方向に印加されている電

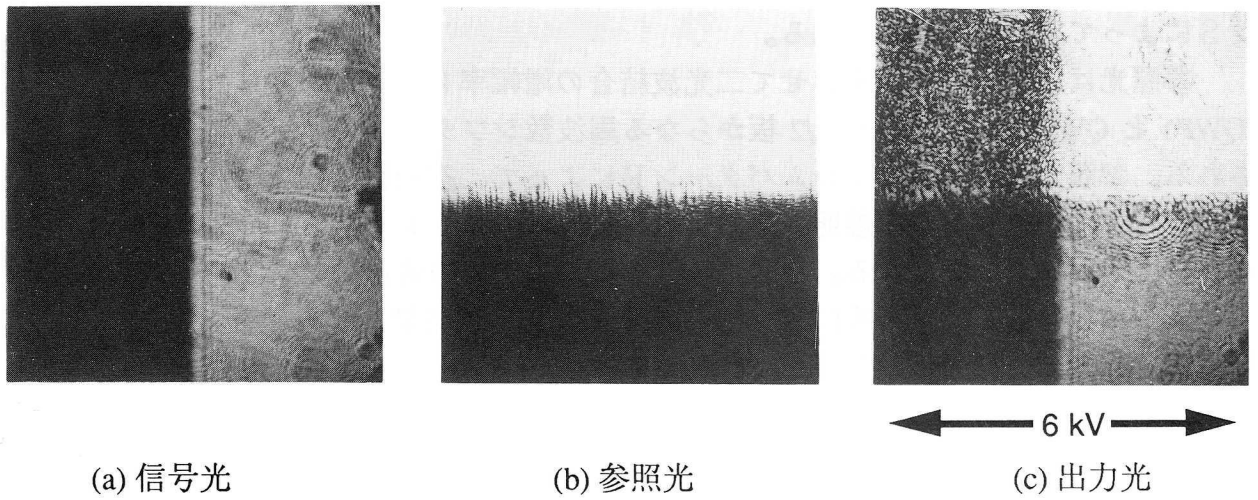


図 4-8. 信号光の選択的な増幅の実験結果 1

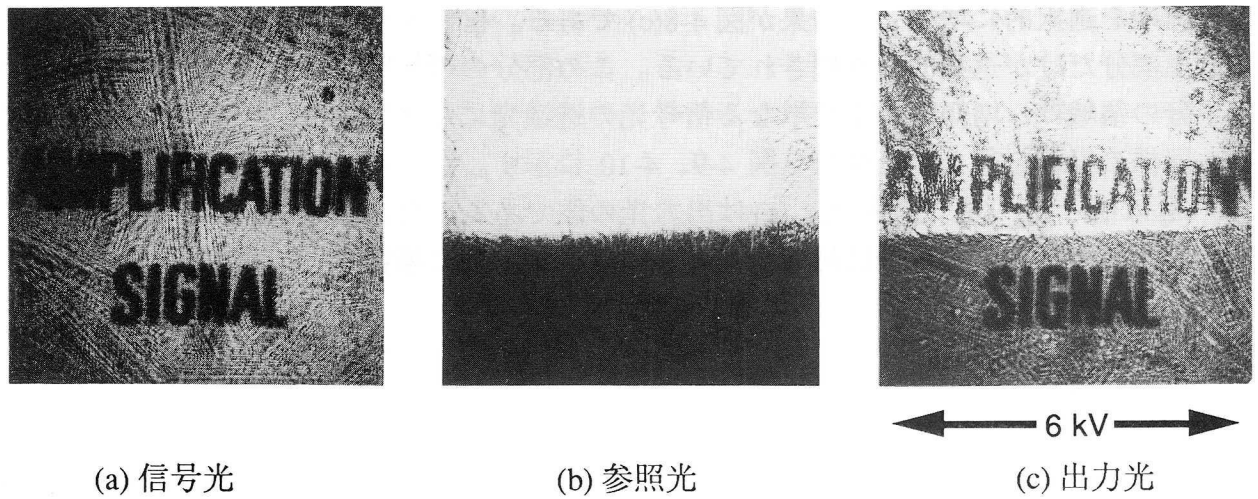


図 4-9. 信号光の選択的な増幅の実験結果 2

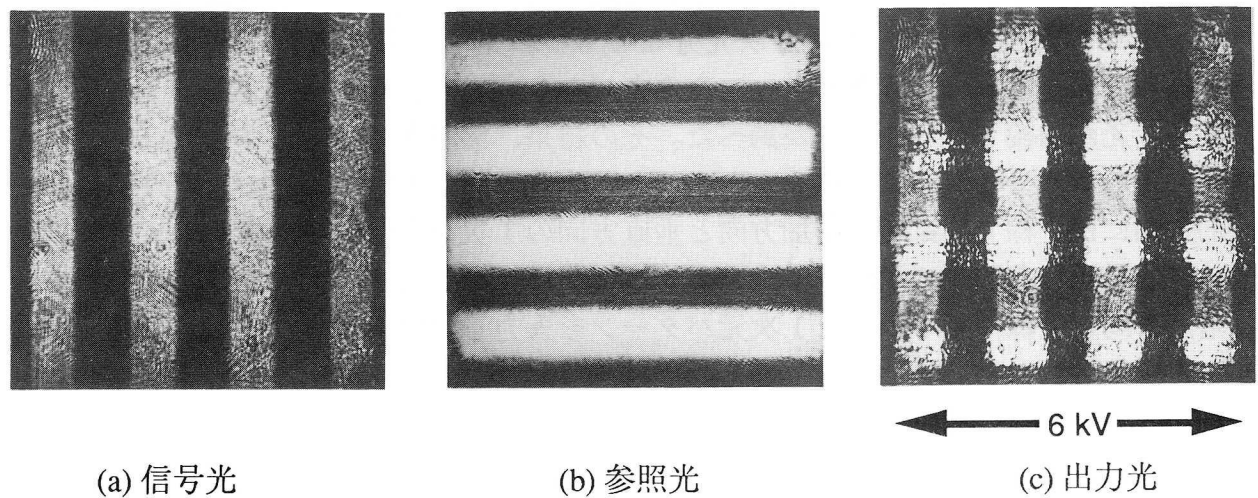


図 4-10. 信号光の選択的な増幅の実験結果 3

圧の方向に変化しており、垂直方向には一様になっている。この場合の二光波結合による画像増幅の結果が図4-11(c)である。この出力像において、右上の部分は、結晶上で干渉縞が存在しているにもかかわらず、増幅が起こっていない。信号光の像全体は、単なる透過光となっている。この測定の実験条件は、図4-8、4-9、4-10の実験と同じである。

この現象は、BSO結晶のフォトコンダクティビティの影響を考えると説明することができる。二光波結合の増幅率に対するフォトコンダクティビティの影響を図4-11に示す。BSO結晶は、光を入射させるとその光強度に反比例して結晶の電気的な抵抗値が小さくなるというフォトコンダクティビティの現象を示す<sup>66</sup>。図4-11(b)の場合には、強度の大きな参照光が結晶の右半分のみに入射している。したがって、右半分の結晶の抵抗値  $R_1$  は小さくなり、左半分の抵抗値  $R_2$  は大きいままになる<sup>66</sup>。そのため、外部から印加している電圧は、抵抗値の大きな左半分の領域、つまり参照光が入射していない領域にほとんどかかってしまい、参照光が入射したために抵抗値が小さくなった右半分の領域には、ほとんど電圧はかからない。つまり、 $R_1 \ll R_2$  なので、 $V_1 \sim 0$ 、 $V_2 \sim V$  になる。第1章の理論解析、第2章の増幅率のパラメータ依存性の測定結果から、二光波結合の増幅率は、外部電圧が結晶内に形成する電場に大きく依存する。したがって外部電圧がほとんど加わらない右半分の領域（参照光が入射している領域）では、増幅がほとんど生じない。

参照光に2次元分布をもつパターンを入力した場合には、BSO結晶のフォトコンダクティビティのために、参照光によって照明されている領域は抵抗値が小さくなるので、結晶内に抵抗値の2次元分布が形成される。抵抗値の分布が形成されると、結晶に外部から印加している電圧は結晶内に空間的に一様な電場を作らず、電場分布を形成する。その電場分布のうちで、電場の大きい領域で信号光が増幅される。したがって参照光に2次元分布をもつパターンを入力した場合には、結晶内にどのような電場分布が形成されているかを調べなければ、信号光のうちでどの部分が選択的に増幅されるかを調べることはできない。

フォトコンダクティビティによって結晶内に形成される電場分布を求めるために、抵抗値のネットワークモデルを考えた。そのモデルを図4-13に示す。このモデルではBSO結晶を、抵抗が縦横につながったものと考えた。これらの抵抗のうちで、参照光が入射している領域に対応する部分の抵抗値を、参照光が入射していない領域の抵抗値に比べて、小さくする。そしてネットワークモデルの図中の右端の端子はすべて、一定電圧  $-V$  を印加し、左端の端子の電位は0とする。反復法によって各端子の電位を求め、その結果から、 $x$ 方向の電場の大きさを計算する。二光波結合の増幅率は、 $y$ 方向は電場の大きさには依存しないので、 $x$ 方向の電場に大きさだけを求めればよい<sup>67</sup>。

図4-13の斜線部分のみに、参照光を入射した場合に結晶内に形成される電場分布をシミュレーションにより求めた結果を図4-14に示す。この場合の参照光パターンは1次元ではなく、電圧の印加方向に一様にはなっていない。この計算結果では、図4-13の斜線部分のみの電場の大きさを表示した。この理由は、斜線部分以外の領域では、参照光が入射していないので、その領域の電場は二光波結合の増幅率には関係ないからである。

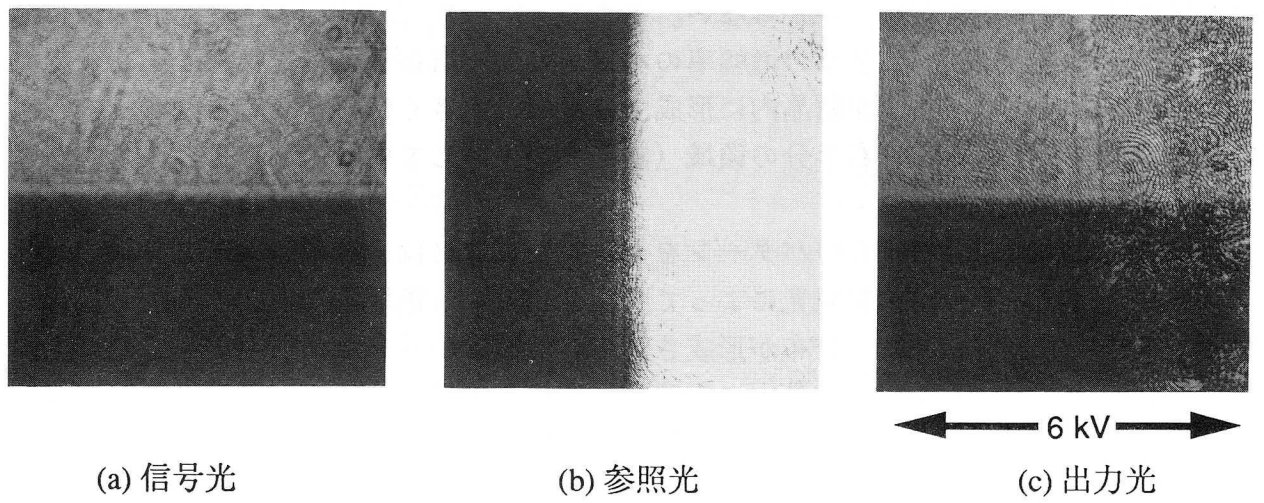


図 4-11. 信号光の選択的な増幅—増幅が起こらない場合

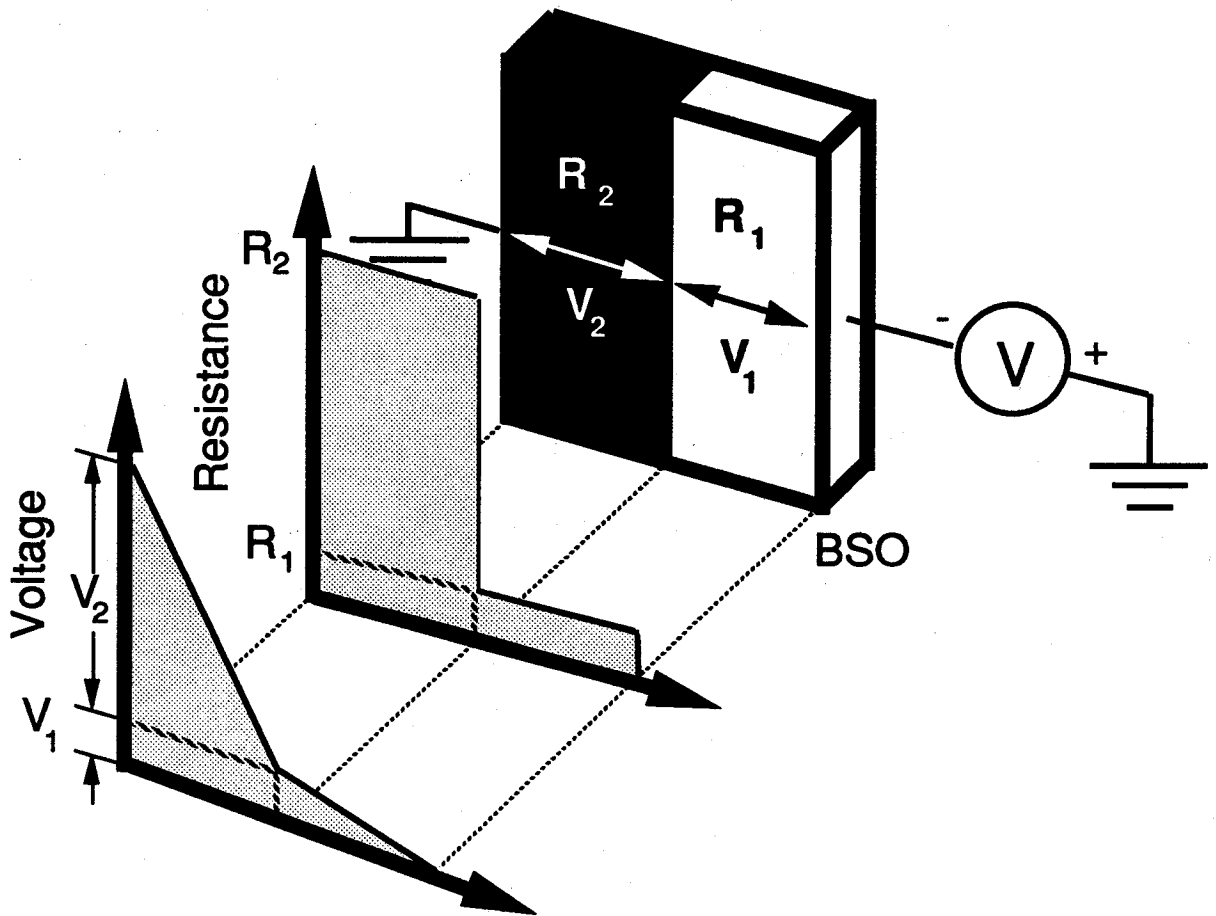


図 4-12. フォトコンダクティビティの影響

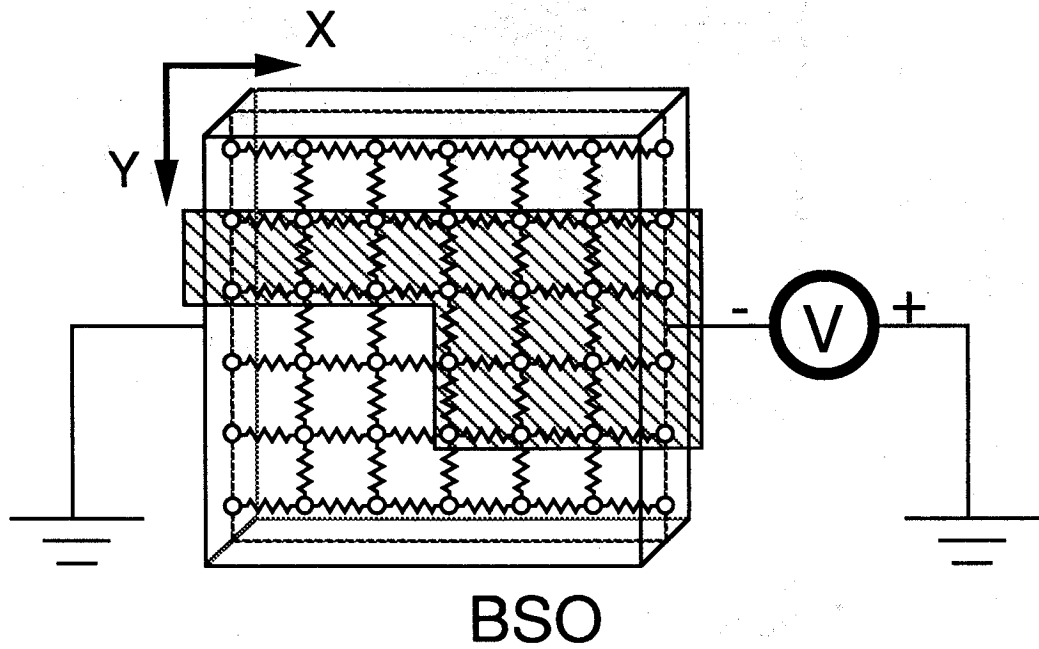


図 4-13. 抵抗値のネットワークモデル

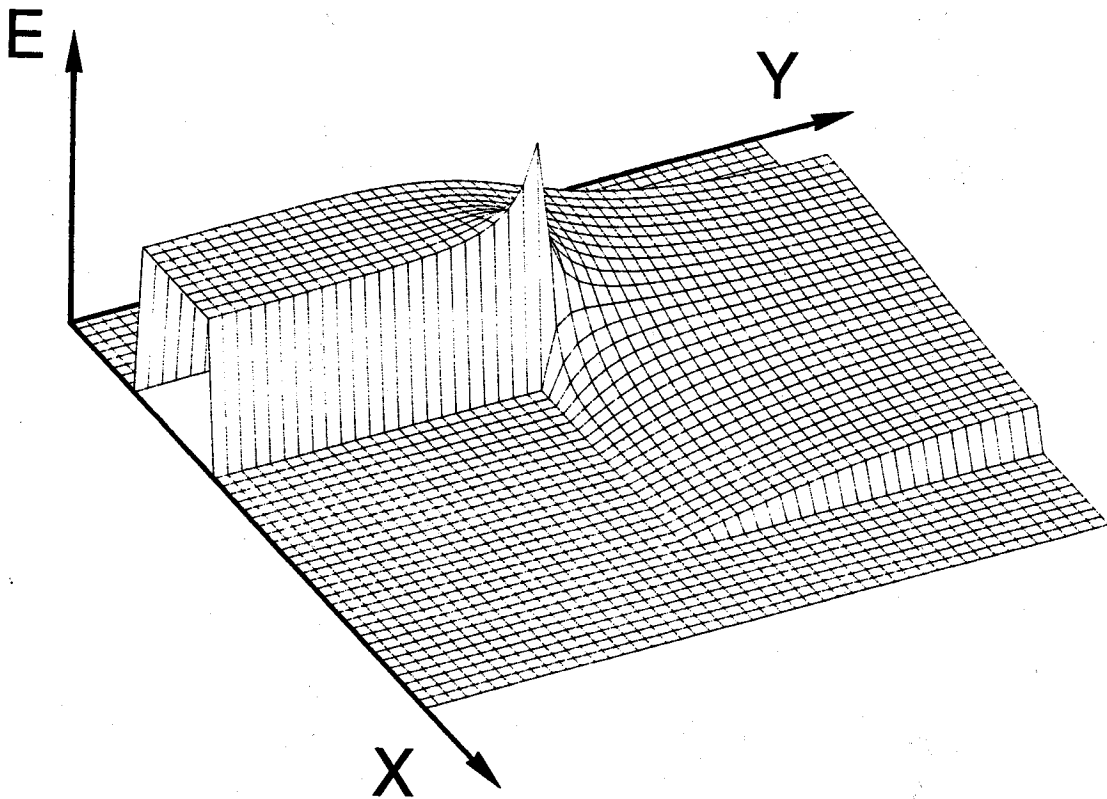


図 4-14. 結晶内の電場分布のシミュレーション結果

図 4-14 では、参照光の入射領域が狭い左半分の領域で大きな電場が形成されている。一方右半分の入射領域が広い部分では、小さな電場しか形成されていない。このシミュレーション結果から、参照光に、図 4-13 の斜線部分のような 2 次元パターンを入力したときには、参照光の入射領域の狭い部分に対応する信号光の領域は増幅されるが、入射領域の広い部分に対応する部分はあまり増幅されない、ということが予想できる。

抵抗値のネット・ワークモデルを用いて行なった解析を検証するために、図 4-13 の斜線部分と同じ形のパターンを参照光に入力して二光波結合を行なった。図 4-15 に画像増幅の結果を示す。図 4-15(a) は信号光の像で、一様に結晶に入射している。図 4-15(b) は参照光の像で、図 4-13 の斜線部分に対応するパターンが入力されている。図 4-15(c) が二光波結合による画像増幅の出力像である。一様な信号光のうちで、参照光の入射領域の狭い左の部分に対応する部分は、増幅されている。しかし、入射領域の広い部分に対応する信号光の領域はほとんど増幅されていない。この結果は、図 4-14 のシミュレーション結果と良く一致している。この実験結果は、参照光に入力するパターンを適当に選んでやると、信号光の一部分のみを選択的に増幅できるということを意味している。

図 4-16 に、参照光に 2 次元パターンを入力することにより、信号光の一部分を選択的に増幅したもう一つの例を示す。図 4-16(a) の信号光は一様に結晶に入射している。図 4-16(b) の参照光の像は 2 次元的な分布をもつ。図 4-16(c) が二光波結合によって得られた出力像である。信号光のうちで、9 つのセグメントだけが選択的に増幅されている。図 4-16(b) のような強度分布をもつ参照光を結晶に入射したときに、結晶内に形成される電場分布を抵抗値のネットワークモデルを用いて計算した結果を図 4-17 に示す。シミュレーション結果でも 9 つのセグメントの電場が大きくなっており、実験結果と良く一致している。

図 4-15、16 に示した信号光の選択的な増幅では、どちらの場合も信号光の強度は一様で、パターンをもたなかった。信号光が強度パターンをもつときでも、選択的な増幅を行なうことができる。図 4-18 に、信号光にパターンを入力した場合に選択的な増幅を行なった例を示す。図 4-18(a) が信号光の像で、9 つの文字が入力されている。図 4-18(b) が参照光の像で、2 次元強度分布をもつ。図 4-18(c) が二光波結合の出力像である。信号光の 9 つの文字のうちで、真ん中の列の B、S、O の三文字だけが選択的に増幅されている。参照光のパターンを適当に変えてやれば、信号光の文字のうちほかの文字も増幅できる。

## 4-5 考察

4-4 節では、参照光に 2 次元パターンを入力することによって、信号光の一部分のみを選択的に増幅できることを示した。しかしこの方法を用いることによって、信号光の任意の部分を増幅できるわけではない。たとえば、参照光にどのようなパターンを入力しても、信号光の右半分の領域全体を増幅することはできない。



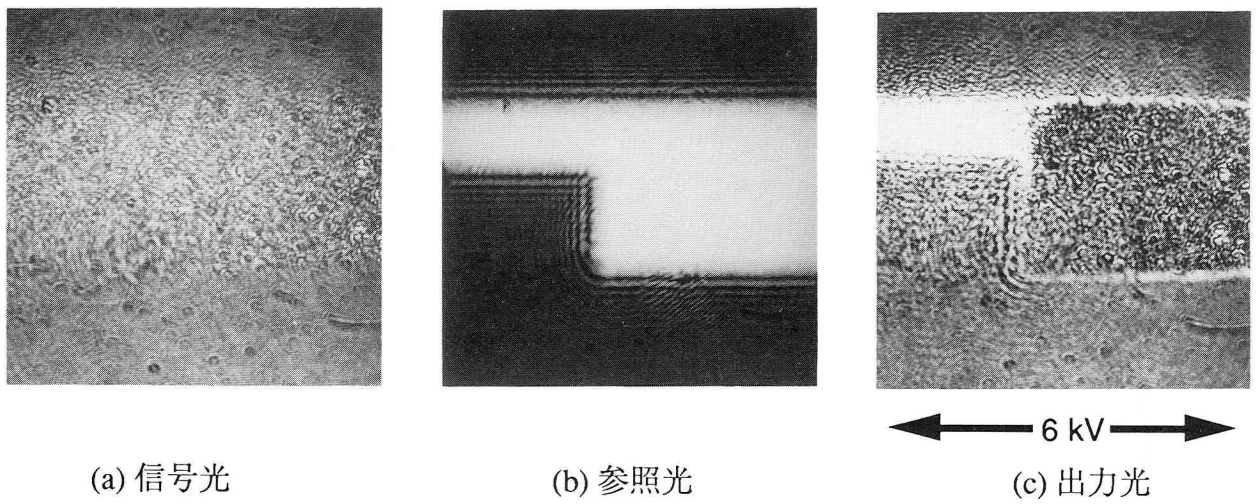


図 4-15. 信号光の選択的な増幅—参照光が2次元強度分布を持つ場合—

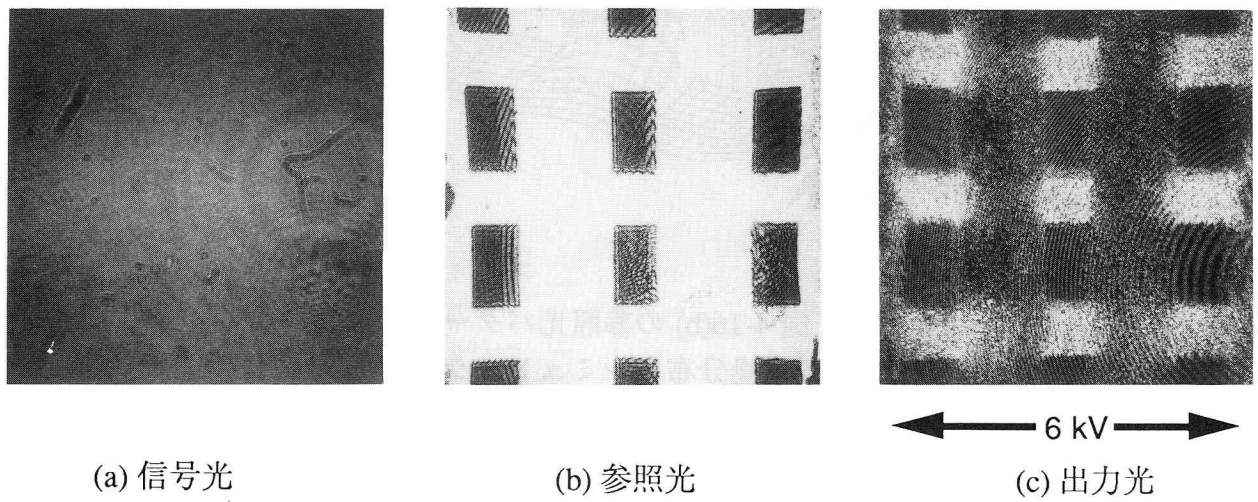


図 4-16. 信号光の選択的な増幅—参照光が2次元強度分布を持つ場合—

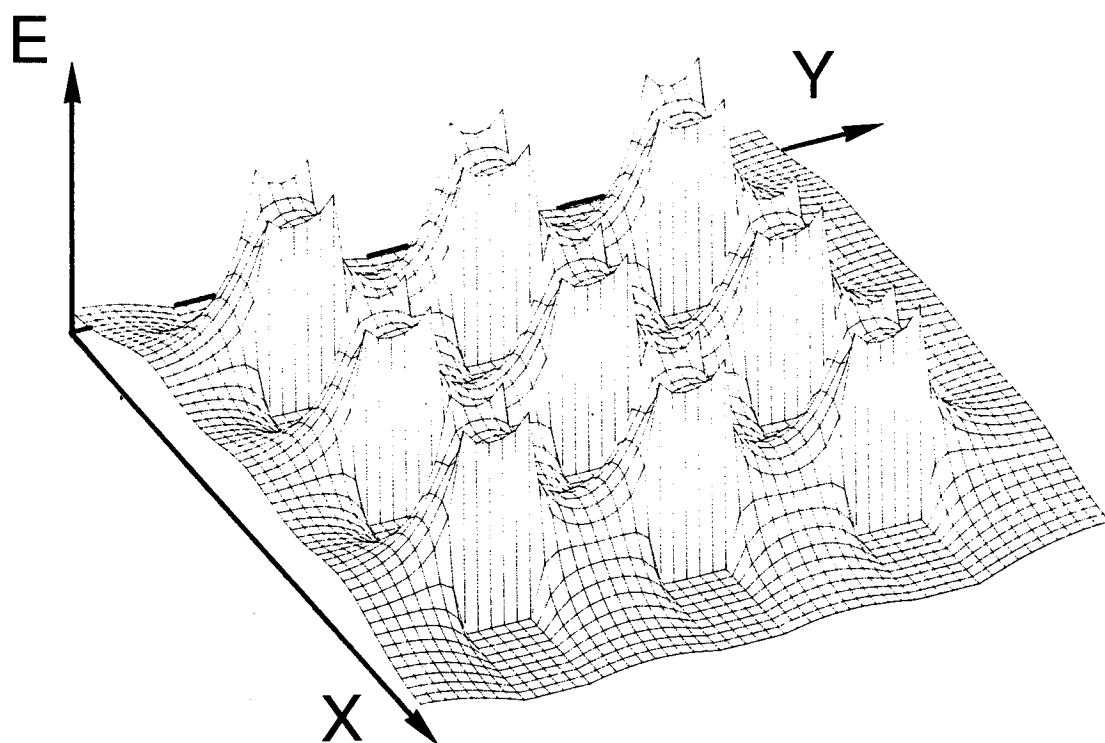


図 4-17. 図 4-16(b) の参照光パターンを入力したときの電場分布のシミュレーション結果

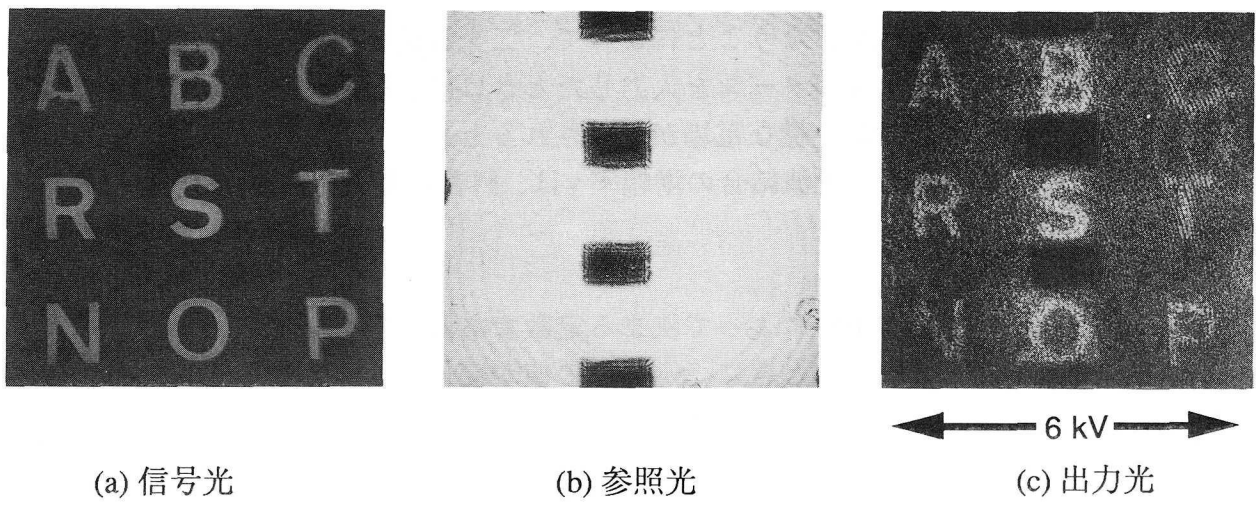


図 4-18. 信号光選択的な増幅  
(信号光が強度パターンを持つ場合)

### 参照光パターンの設計方法

図4-16の実験結果では一様な信号光のうちで、9つのセグメントだけ選択的に増幅されている。この増幅されている部分は、参照光パターンのうちで、電圧方向の印加方向には一様で、垂直方向には上下から黒い部分、つまり光を透過しない部分で、挟まれている領域に対応している。この実験結果から、信号光の一部分を選択的に増幅するための参照光のパターンの設計方法を一般化できる。設計方法を図4-19に示す。信号光の斜線部分を選択的に増幅したいとする。信号光の斜線部分に対応する参照光の領域を、電圧の印加方向には一様に光が入射するようにする。電圧の印加方向と垂直方向には、斜線部分に対応する参照光の領域を上下から光を透過しない部分で挟む。このようにして参照光に入力するパターンを設計すれば、信号光の一部分を選択的に増幅することができる。

### 選択的な増幅による増幅率の向上

信号光の選択的な増幅を行なうことによって、二光波結合の増幅率を向上させることができる。参照光に2次元パターンを入力したときには、結晶内に不均一な電場分布が形成されるので、結晶内に一様な電場が形成されるときよりも、大きな電場が部分的に形成されるからである。二光波結合の増幅率 $\gamma$ は、外部電場の大きさを $E_0$ とすると、(1-40)式より近似的に、

$$\gamma \sim \exp(CE_0) \quad (4-1)$$

で与えられる。Cは、実験条件によって決まる定数である。参照光に2次元パターンを入力して二光波結合を行なったときに、定数Cの値が変化しないとすると、この場合の増幅率 $\gamma$ は、

$$\gamma = \frac{E}{\gamma E_0} \quad (4-2)$$

となる。ここで、Eは参照光が2次元強度分布をもつために結晶内に形成された電場の大きさで、場所によって異なる。図4-15の場合には、参照光の入射領域が狭い部分では、 $E \sim 1.3E_0$ なので $\gamma=10$ とすれば、 $\gamma=20$ となる。図4-16では、増幅されてる9つのセグメントでは、 $E \sim 1.8E_0$ なので、 $\gamma=65$ になる。

### 偏光解析による結晶内の電場分布の測定

4-4節では、参照光に2次元パターンを入力したときに、信号光が増幅されたりされなかったりするのには、BSO結晶のフォトコンダクティビティのために結晶内に不均一な電場が形成されるためであると仮定して、解析を行なった。この仮説を検証するため、またフォトコンダクティビティがどれくらい結晶内の電場分布形成に影響するか調べるために、偏光解析を利用して結晶内の電場分布を実際に測定した。

Yariv<sup>68,69</sup>らの解析によると、外部電圧が印加されているフォトリフラクティブ結晶に直線偏光の光を入射させると、結晶からの出射光は、

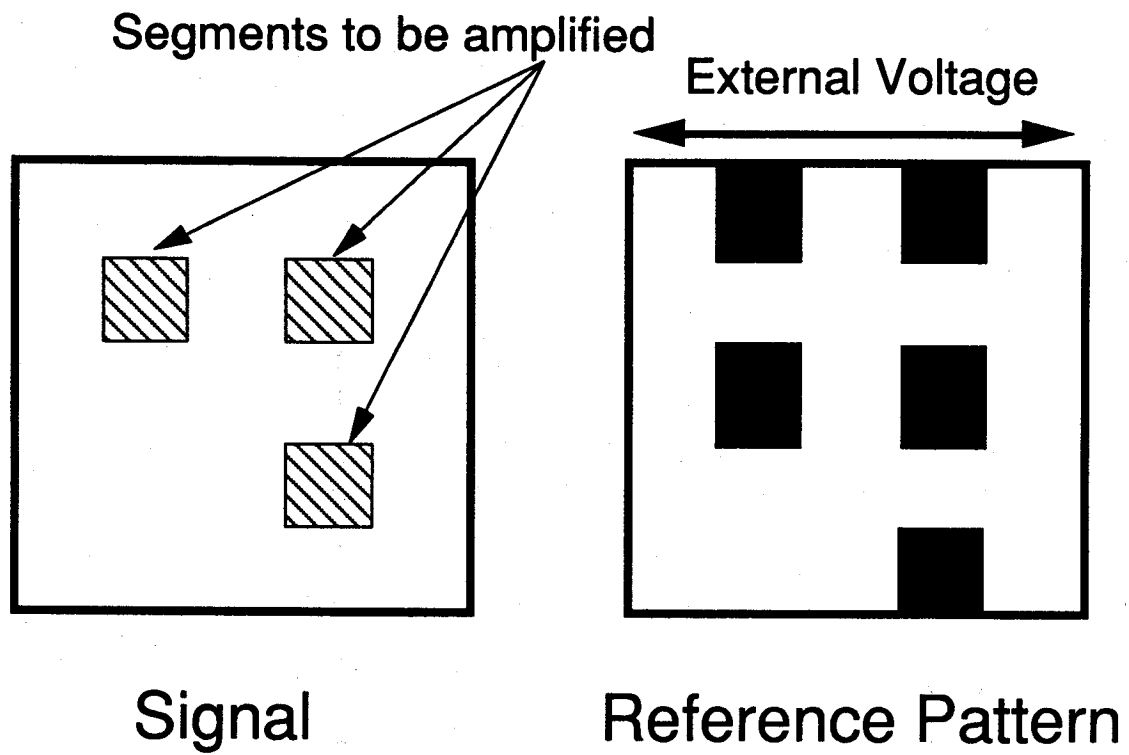


図 4-19. 信号光の選択的な増幅を行なうための  
参照光パターンの設計方法

$$E_x(z) = E_0 e^{-i\delta z} \left( \cos(\kappa^2 + \Gamma^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}} z - \frac{i\delta \sin(\kappa^2 + \Gamma^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}} z}{(\kappa^2 + \Gamma^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (4-3)$$

$$E_y(z) = E_0 \frac{(\kappa + i\Gamma) e^{-i\delta z}}{(\kappa^2 + \Gamma^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}}} \sin(\kappa^2 + \Gamma^2 + \delta^2)^{\frac{1}{2}} z \quad (4-4)$$

$$\delta = \frac{1}{2}(k_x - k_y) \quad (4-5)$$

という式で表され、一般に楕円偏光になる。ここで、 $x$  軸は電圧の印加方向と垂直方向にとり、 $y$  軸は電圧の印加方向にとる。結晶に入射する光は、 $x$  方向の直線偏光であるとする。(4-3)、(4-4)式より結晶からの出射光の偏光状態は、結晶内の電場の大きさに依存する。そのため、出射光の偏光状態を調べれば、結晶内部の電場分布を知ることができる。

図4-20に結晶内の電場分布を測定した光学系を示す。この測定では、結晶内の電場の空間的な分布を一度に調べるため、結晶からの出射光の偏光状態を光強度として検出している。

アルゴンイオンレーザーからの光をビームエキスパンダーBE1で広げ、フォトフィルムパターンで空間振幅変調する。このパターンには、4-3、4-4節で参照光に投入したパターンと同じものを用いた。レンズL1を用いて、このパターンの像をBSO結晶上に結像する。この2次元パターンに応じてBSO結晶内に電場分布が形成される。この形成された電場分布を、同時に結晶に入射させるヘリウム・ネオンレーザー光の偏光状態で測定する。ヘリウム・ネオンレーザー光をビームエキスパンダーBE2で広げ、偏光板P1で直線偏光にする。この光がBSO結晶に入射する。結晶から出射されるアルゴンイオンレーザーからの光は、干渉フィルターIFでカットされる。結晶から出射されるヘリウムネオンレーザー光は、干渉フィルター、検光子P2を通過し、BSO結晶上の像がフィルム面上に結像される。

この測定では、偏光状態の変化を検光子P2を通過する光の強度として検出する。まず、結晶に電圧を印加しない状態で、検光子P2を透過する光が最小になるように検光子P2の向きをあわせる。BSO結晶は光学的に活性な結晶なので、検光子P2の向きが偏光板P1の向きと一般には垂直にならない。結晶に電圧を印加していくと、結晶内の電場によってヘリウムネオンレーザー光の偏光状態が変化する。その結果、検光子を通過する光強度が増える。したがって、検光子を通過する光強度を測定すれば、結晶内の電場の大きさを知ることができる。

この方法では、光強度と電場の大きさが常に一対一に対応するとは限らない。結晶に印加する電圧の方向を逆にしたり、また結晶内に形成される電場が大きすぎると、一意性を失う。しかし、結晶に印加する電圧は常に一定方向であり、また電場の大きさが約15 kV/cm以下のときは一意性を失わないので、この実験条件の範囲では一意性を失わない。

図4-21に外部電圧を大きくしたときに検光子を通過する光強度を測定した結果を示

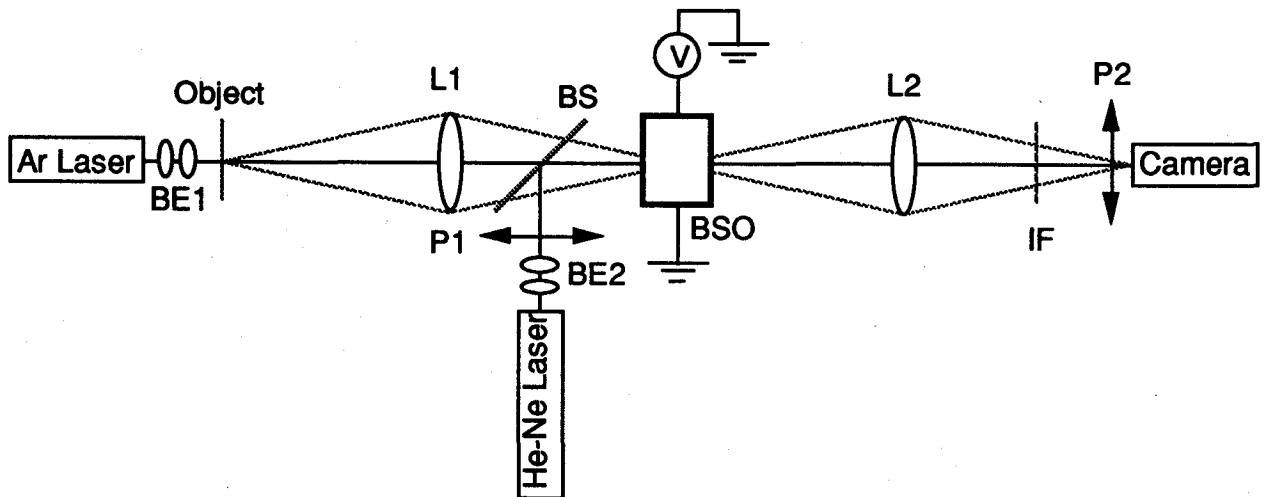


図 4-20. 偏光解析による結晶内の電場分布の測定光学系

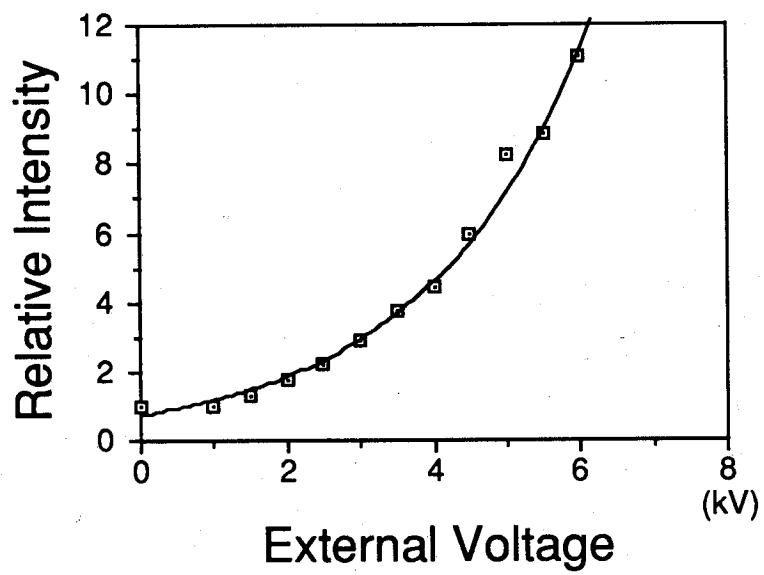


図 4-21. 検光子 P2 を透過する光強度の外部電場依存性



す。外部電場が大きくなるとともに、検光子を通過する光強度も大きくなっている。この測定では、オブジェクトに一樣なものを用い、アルゴンイオンレーザー光を一樣に結晶に入射させた。

図 4-22 に、BSO 結晶内の電場分布を測定した結果を示す。図 4-22(a) がオブジェクトに用いたパターンで、一樣である。図 4-22(b) は  $E_0=0$  kV/cm のときの出力像、図 4-22(c) は  $E_0=6.0$  kV/cm のときの出力像である。 $E_0=0$  kV/cm の状態で最も出力光が弱くなるように検光子の向きをあわせているので、図 4-22(b) では出力像は一樣に暗くなっている。中心から少し左上の部分が少し明るくなっている。これは、電場分布を測定したすべての出力像に共通しているので、電場によるものではなく結晶の格子欠陥などほかの原因によるものであると考える。図 4-22(c) では、結晶全体が図 4-22(b) に比べて一樣に明るくなっている。この場合には、結晶内にほぼ一樣な電場が形成されている。

図 4-23 には、結晶の下半分だけ光を入射させるようなパターンを用いた場合の電場分布の測定結果を示す。図 4-23(a) は、オブジェクトに用いたパターンで、これは図 4-8(b) の参照光パターンと同じである。このパターンによって形成される電場分布を測定した結果が図 4-23(b) である。この結果では、中心に薄く横線が見えるが、ほぼ一樣な電場が形成されていることがわかる。像の明るさも図 4-22(b) とほぼ同じであるので、図 4-23(b) のパターンを用いた場合には、結晶内に一樣な電場分布が形成されている。

図 4-24 に結晶の左半分だけに光を入射させた場合の電場分布の測定結果を示す。図 4-24(a) はオブジェクトに使用したパターンで、左半分だけ光を透過させ右半分の光はカットする。このオブジェクトは、図 4-11(a) の参照光パターンと左右が逆である。図 4-24(b) が結晶内の電場分布を測定した結果である。右半分は明るくなっているが、左半分は暗くなっている。つまり結晶内には参照光が入射している左半分の領域には小さな電場しか形成されておらず、参照光が入射していない右半分の領域のみに電場が形成されていることがわかる。出力像の右半分の強度は、図 4-22(c) の光強度よりも大きい。したがって結晶内に一樣な電場が形成されるときよりも、図 4-24(b) の右の領域には大きな電場が形成されていることがわかる。この測定結果は、3-4 節で記述した解釈と良く一致している。

図 2-25 に、オブジェクトに 2 次元分布をもつパターンを入力した場合の電場分布の測定結果を示す。図 4-25(a) がオブジェクトに使用したパターンであり、これは図 4-15(b) で使用した参照光パターンと同じである。図 4-25(b) の測定結果から、参照光の入射領域のうち、左半分の入射領域が狭い部分では高い電場が形成されているが、右半分の入射領域が広い部分では、小さな電場しか形成されていない。これは、シミュレーション結果 (図 4-14)、二光波結合による画像増幅の結果 (図 4-15(c)) とよく一致している。

以上の測定により、BSO 結晶では参照光に 2 次元パターンを用いるとフォトコンダクティビティにより、結晶内に不均一な電場が形成されることが示された。同時に 3-4 節の解析の正当性が証明できた。

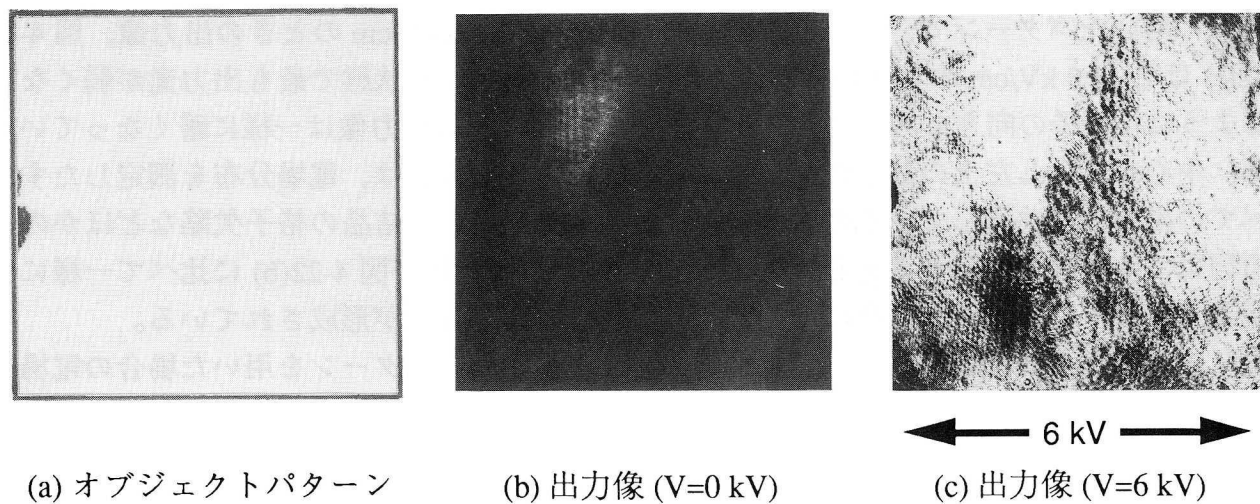


図 4-22. B S O 結晶内の電場分布の測定

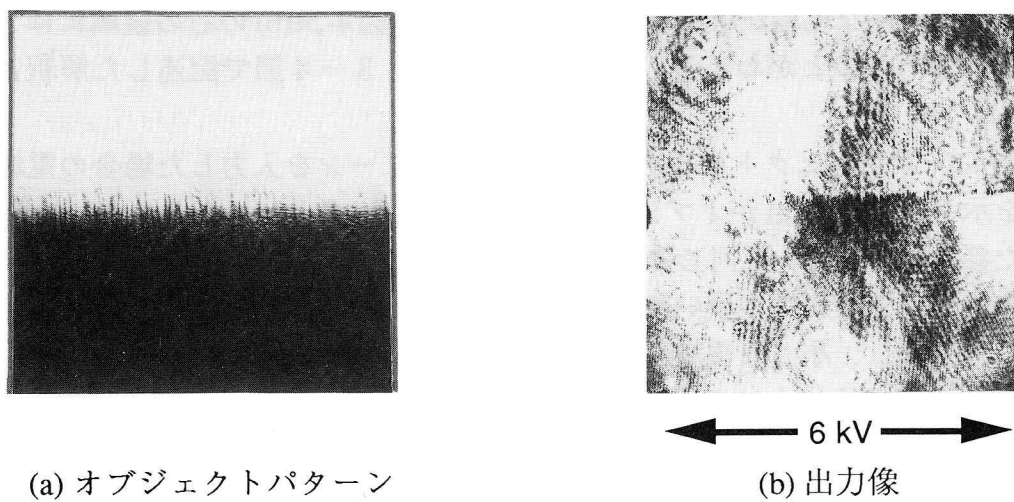


図 4-23. B S O 結晶内の電場分布の測定結果  
(結晶の上半分の領域のみに光を入射した場合)

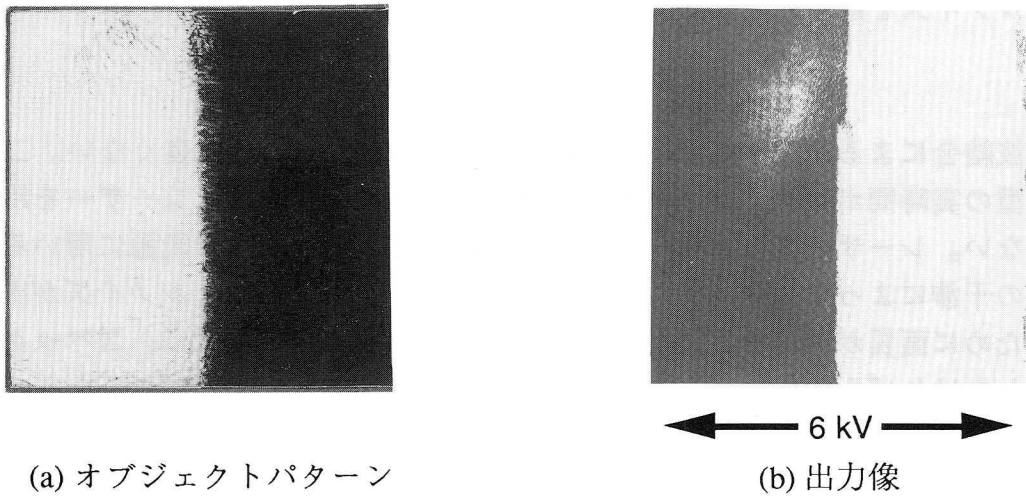


図 4-24. BSO 結晶内の電場分布の測定結果  
(結晶の左半分領域のみに光を入射した場合)

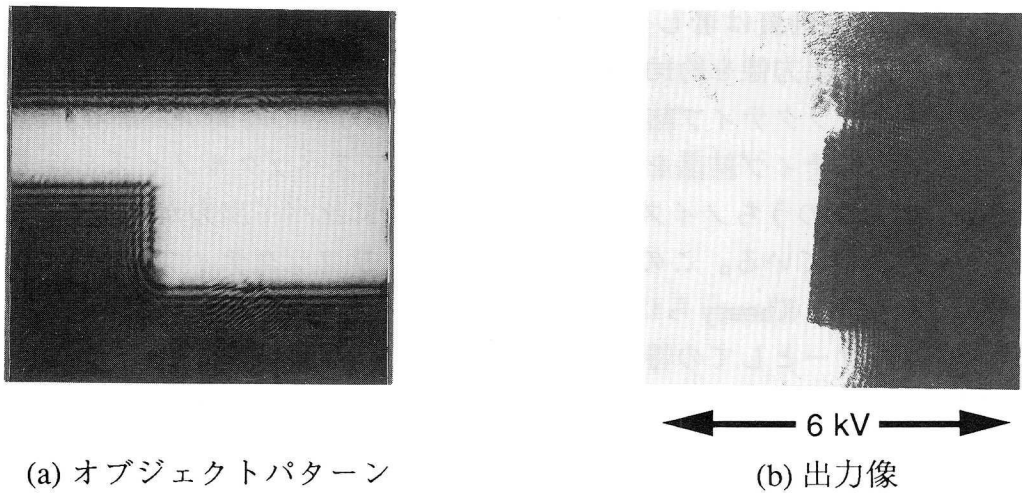


図 4-25. BSO 結晶内の電場分布の測定結果  
(2次元パターンを用いた場合)

## 第5章 増幅画像の画質の向上—スペックルノイズの除去—

この章では、出力像の画質を向上させるために、二光波結合を用いた画像増幅においてスペックルノイズを除去した結果について述べる。

二光波結合による画像増幅では、一般に出力像の画質があまり良くない。二光波結合は体積型の実時間ホログラフィーと等価であるために、光源にはレーザーを用いなければならない。レーザー光はコヒーレンスがよいので、レーザーを光源に用いると、必ず散乱光の干渉によってスペックルノイズが生じる。そのスペックルノイズが出力像に重畳するために画質が悪くなる。したがって、画質を向上させるには、スペックルノイズを除去しなければならない。

ホログラフィーにおいて、スペックルノイズを除去する方法はいくつか提案されている<sup>70-72</sup>。しかしそれをそのまま、体積型の実時間ホログラフィーである二光波結合に用いることは出来ない。拡散板を回転させて光の空間コヒーレンスを減少させる方法は<sup>73</sup>、干渉縞が一平面に局在化するために体積型のホログラフィーには使えない。多重露光する方法<sup>74</sup>は、処理に時間がかかるために実時間型のホログラフィーには使えない。ホログラフィーの再生光学系の瞳面で小さな開口を回転させる方法<sup>75,76</sup>は、増幅された出力光を小さな開口でさえぎってしまう。つまり光のエネルギーをロスする。また並列処理もできない。

二光波結合においてもスペックルノイズを除去する方法が既にいくつか提案されている。Huignardらは、拡散板を用いて独立なスペックルノイズを持つ出力画像を多数枚作り、それらの画像を積算してスペックルノイズを除去した<sup>77</sup>。この方法は四光波結合において提案されたが、そのまま二光波結合にも用いることができる。この方法を用いることにより、出力像の画質は著しく向上した。しかしながらこの方法では、独立なスペックルノイズを持つ出力像を約100枚必要とするために、一枚の出力像の画質をよくするために、フォトリフラクティブ結晶の応答時間の約100倍の時間がかかる。Rajbenbachらは、フォトリフラクティブ結晶をゆっくり回転させてスペックルノイズを除去した<sup>78</sup>。この方法では、出力像のうちノイズ成分は信号の成分に比べて出力が得られるまでの応答が遅いことを利用している。この方法では、フォトリフラクティブ結晶から生じるノイズしか除去できない。Khouryらは、フォトリフラクティブ結晶の非線形性によって生じるウィナーフィルターとしての特性を利用して、スペックルノイズを除去した<sup>79</sup>。この方法は、参照光強度と信号強度が同じくらいのときに用いることができ、二光波結合を用いて光増幅を行なう場合には使えない。

この章では、二光波結合においてスペックルノイズを除去し、増幅画像の画質を向上させる方法について述べる。この章で述べる方法は、フォトリフラクティブ結晶の応答時間よりも長く積算する必要がない。またこの方法を用いることで二光波結合の増幅率が減少することもない。

## 5-1 スペckルノイズ除去の原理

スペckルノイズを除去するために光源の空間コヒーレンスを、信号光と参照光が結晶上につくる干渉縞と平行方向の1次元方向に減少させる。これは回転ミラーを用いて信号光パターンと参照光パターンへの照明方向を1次元方向に変化させることにより実現する。

図5-1にスペckルノイズ除去法の原理を示す。アルゴンイオンレーザーからの光を回転ミラーで反射して、二光波結合を行う光学系に入射させる。ビームスプリッターBSで振幅分割し、反射光を信号光、透過光を参照光とする。信号光は、フォトフィルムパターンSで空間振幅変調される。フォトフィルムパターンSの像はBSO結晶上にレンズL3で結像される。一方参照光もフォトフィルムパターンRにより空間振幅変調され、BSO結晶上にレンズL4により結像される。

BSO結晶に入射した信号光と参照光は干渉し、結晶上に干渉縞を作る。二光束ホログラムであるので干渉縞はほぼ垂直方向に真っ直ぐ形成される。干渉縞の強度分布はフォトリフラクティブ効果により結晶内に屈折率分布を誘起する。誘起された屈折率分布によって参照光が回折し、増幅が起こる。信号光の透過光と参照光の回折光は開口を通してフィルム上に結像される。参照光の透過光と信号光の回折光はスクリーンによってカットされる。

二光波結合を行う光学系において、光源の空間コヒーレンスを減少させてスペckルノイズを除去する。空間コヒーレンスを落とすために、回転ミラーM3を水平方向を軸に回転させてフォトフィルムパターンSとRの照明方向を上下に変化させる。このことはビームエキスパンダーの二つのレンズL1、L2の間に存在する疑似光源が垂直方向、つまり干渉縞方向に沿って1次元方向に広がることを意味する。この疑似光源でパターンSとRを照明する。信号光パターンSと参照光パターンRは、それぞれレンズL3、L4によって結晶上に結像されているので、パターンの照明方向を変えても結晶上で像の位置は動かない。一方、干渉縞の強度分布は水平方向を軸に回転する。しかし照明を変化させる方向が干渉縞と平行なので、干渉縞の強度分布は結晶中でほとんど変化しない。したがって、信号光パターンと参照光パターンの照明方向はフォトリフラクティブ結晶の応答速度より十分速く動かしてもよい。信号光パターンと参照光パターンの照明方向を、フォトリフラクティブ結晶の応答速度より十分速く動かし、応答時間の間だけ出力像を積算すれば、スペckルのない出力像を得ることができる。

## 5-2 実験

図5-2にスペckルノイズ除去の実験を行った光学系を示す。アルゴンイオンレーザーからの光をガルバノミラーで反射させ、二光波結合を行う光学系に入射させる。二光波結合を行う光学系は、第4章で画像増幅を行った光学系と同一である。ガルバノミラーは水平方向を軸に振動して、信号光パターンと参照光パターンの照明方向を変える。ガルバノミラーは周波数120Hzで振動させた。照明方向を変化させる角度が、0.96

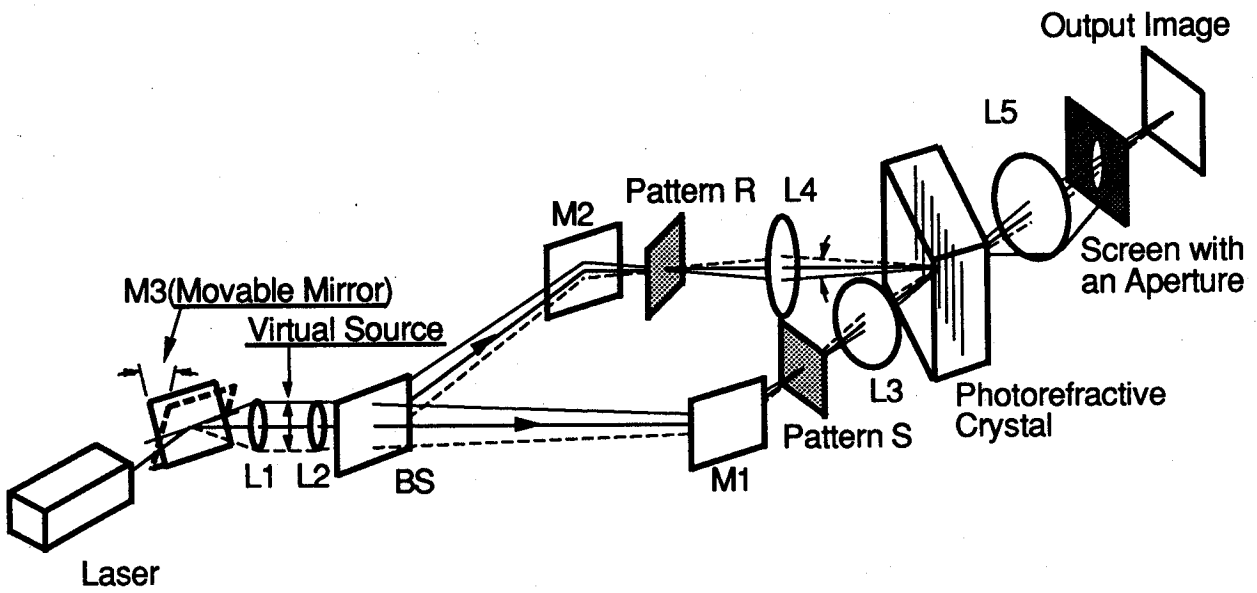


図 5-1. 二光波結合におけるスペckルノイズ除去の原理

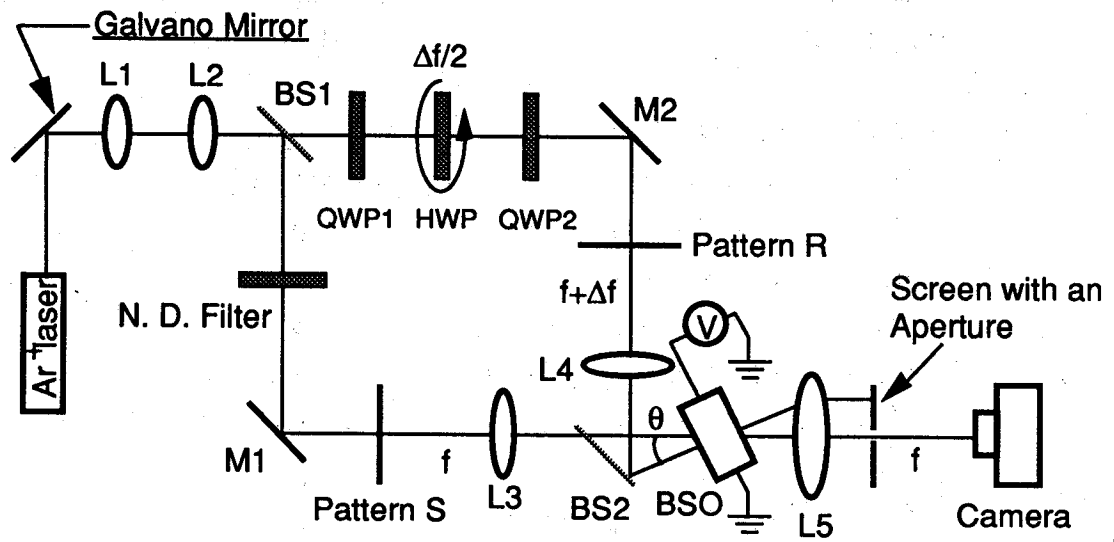


図 5-2. スペckルノイズ除去の実験光学系

度と9.7度の2通りの場合について実験を行なった。この実験に用いたレンズL1、L2、L3、L4、L5の焦点距離はそれぞれ、40、300、150、150、150 mmであった。

図5-3に実験に用いた信号光パターンSと参照光パターンRを示す。図5-3(a)は信号光パターンSである。パターンSは、透明なフィルムの上に「AMPLIFICATION」と「SIGNAL」の二つの単語を持つ。図5-3(b)は参照光パターンRである。パターンRの上半分は、透明で光を透過させるが、下半分は不透明で光を透過しない。

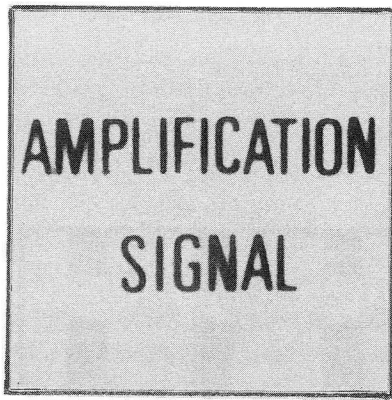
図5-4に実験結果を示す。図5-4(a)は、外部電場が0 kV/cmの二光波結合の出力像である。この場合には増幅が生じておらず、出力像は信号光の透過光となっている。像全体にスペckルノイズが重畳しており、画質が悪くなっている。図5-4(b)は、外部電場 $E_0$ が6.0 kV/cmのときの出力像である。この場合には、参照光の強度が存在する上半分に対応する信号光の領域が増幅されている。このときには、ガルバノミラーは動いておらず、信号光と参照光パターンの照明方向は変化していない。出力像全体にスペckルが重畳しており、画質が悪くなっている。図5-4(c)は同様に外部電場が6.0 kV/cmのときの増幅結果である。この場合には、信号光パターンと参照光パターンの照明方向が0～0.36度の範囲で変化している。出力像では、図5-4(b)と同じように、増幅が起こっている。スペckルノイズは、少し移動してコントラストを失っているが、画質はまだ悪い。図5-4(d)は、パターンの照明方向を0～9.7度の範囲で変化させたときの出力像である。スペckルノイズはコントラストを失い消えている。このとき、像は動いていない。増幅率は図5-4(b)、(c)と同じであった。

次に参照光に二次元分布を持つパターンを入力したときに、スペckルノイズを除去した例を示す。図5-5にこの実験に用いた信号光のパターンと参照光のパターンを示す。図5-5(a)は信号光パターンで、一様に光を透過させる。図5-5(b)は信号光パターンで、グリッド状のものが並んでいる。これらのパターンを用いて、二光波結合を行った実験結果を図5-6に示す。図5-6(a)は、外部電場が0 kV/cmのときの出力像である。この場合増幅は起こっておらず、単なる信号光の透過光となっている。この像はスペckルが重畳しておりきれいな像ではなくなっている。図5-6(b)は外部電場が6.0 kV/cmのときの出力像である。信号光のうちで9つのセグメントが選択的に増幅されている。この出力像では、パターンの照明方向を変化させていないのでスペckルノイズが存在し画質が悪くなっている。図5-6(c)はパターンの照明方向を0～9.6度の範囲で変化させたときの出力像である。図5-6(c)では、図5-6(b)と比べてスペckルノイズが除去されており、画質が向上している。

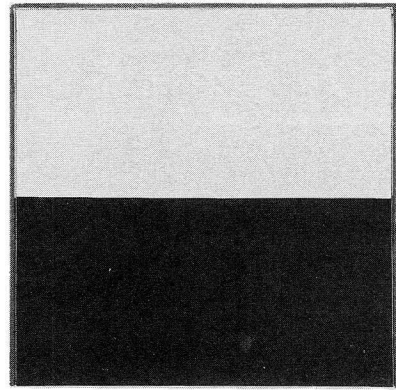
### 5-3 考察

この章では、二光波結合を用いた画像増幅においてスペckルノイズを除去する方法を提案した。この方法を用いて二光波結合を行うことにより、増幅画像の画質を向上させることができた。この章で提案した方法は、イメージホログラムだけにだけに適用できる。したがって、四光波結合においてもフォトリフラクティブ結晶を像面に配置する光学系を用いれば、スペckルノイズを除去できる。





(a) 信号光パターン

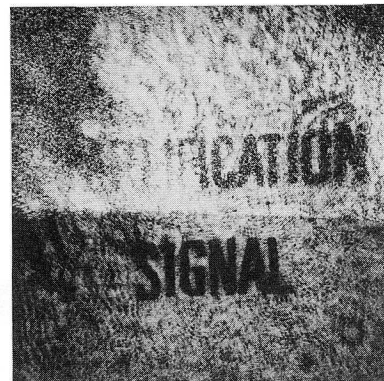


(b) 参照光パターン

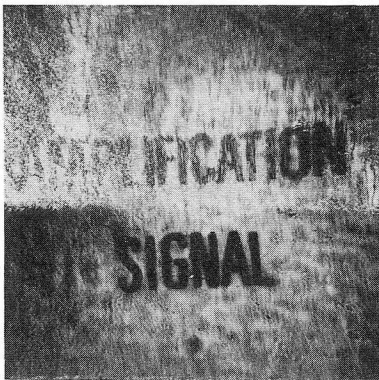
図 5-3. 画像増幅の実験に用いたパターン



(a)  $E_0=0$  kV/cm  
照明方向の変化: 0 度



(b)  $E_0=6$  kV/cm  
照明方向の変化: 0 度



(c)  $E_0=6$  kV/cm  
照明方向の変化: 0.36 度



(c)  $E_0=6$  kV/cm  
照明方向の変化: 9.7 度

図 5-4. 画像増幅の出力像

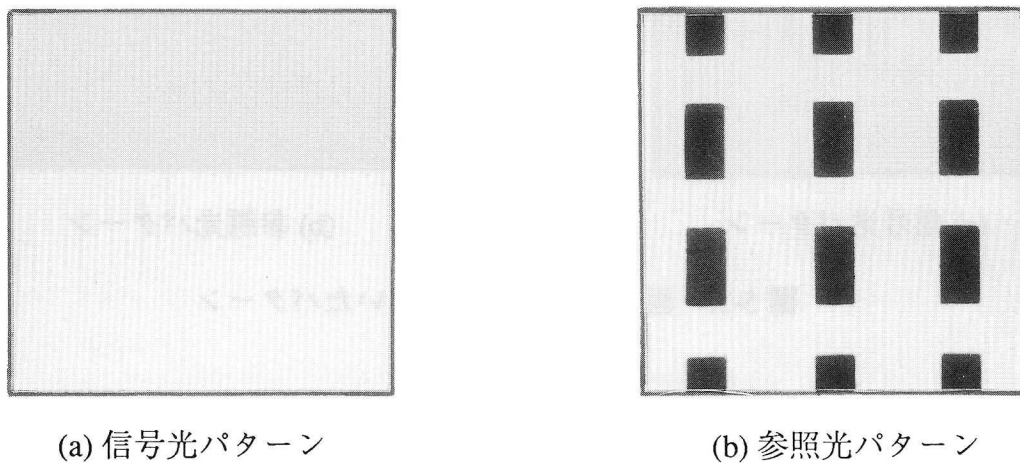


図 5-5. 信号光の選択的な増幅に用いたパターン

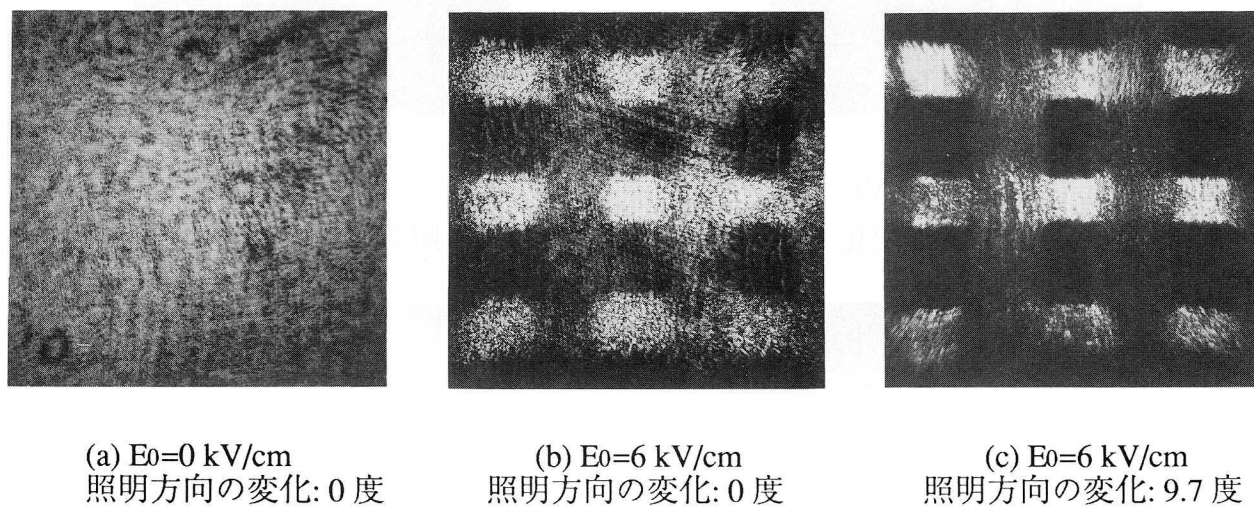


図 5-6. 画像増幅の出力像

実験では、ガルバノミラーを周波数 120 Hz で振動させた。この章の実験条件では、BSO 結晶の応答時間は、80 msec 程度である。したがって、パターンの照明方向を変化させる速さは、BSO 結晶の応答速度よりも十分はやい。

この章で提案した方法では、像面から発生するスペckルノイズは原理的には除去できない。したがって、BSO 結晶の格子欠陥や結晶の不均一性から生じるスペckルノイズは完全には除去できない。

二光波結合による画像増幅では、フォトリフラクティブ結晶を像面に配置するケースが多い。しかし、フォトリフラクティブ結晶を物体のフーリエ面に配置することによって、画像のエッジ強調など様々な処理ができる<sup>80, 81</sup>。そのため、今後はフォトリフラクティブ結晶が像面でない場合にもスペckルノイズを除去できるような手法の開発が望まれる。

## 第6章 二光波結合の光計測への応用—位相物体の可視化—

この章では、二光波結合の光計測への応用として、位相差法の原理を用いることにより、位相物体を可視化する方法をについて述べる。実際に位相分布を可視化した実験結果も示す。

## 6-1 位相物体を可視化する原理

位相物体を可視化するには、BSO結晶を位相差法<sup>82</sup>の位相板として用いる。BSO結晶を位相板として用いるには、局所選択的な二光波結合によって結晶内に誘起される電場分布を利用する。

BSO結晶中での二光波結合において、参照光に2次元分布を持つパターンを入力すると信号光の一部分だけを選択的に増幅することができる。参照光が強度パターンを持つ場合、結晶のうちで参照光に照明された部分の抵抗値は、BSO結晶のフォトコンダクティビティのために小さくなる。その結果、結晶内に参照光の強度分布パターンに対応した抵抗値の分布が形成される。その抵抗値の分布のために結晶に印加された電圧は、結晶内に空間的に一様な電場を作らず、電場分布を形成する。二光波結合の増幅率は外部電場の大きさに強く依存するので、電場の大きな領域に入射する信号光は大きく増幅され、電場の小さな領域に入射する信号光はあまり増幅されない。このことを利用すれば、信号光の一部分だけを選択的に増幅することができる。

具体的な例として、図6-1に示す十字形のパターンを参照光に入力してBSO結晶を用いて十字形に照明する場合を考える。このようなパターンによって照明されたときに結晶内に形成される電場分布は図6-2になる。電場分布は、図4-13のネット・ワークモデルを用いてシミュレーションにより求めた。図6-2の斜線部分の電場を見ると、中心部分の電場が小さくなっており、その周りの電場は高くなっている。したがって、結晶の中心領域Bに入射する信号光は、電場の小さな領域に入射するのであまり増幅されない。図6-2の中のA、Cの領域に入射する信号光は、電場の大きな部分に入射するので大きく増幅される。つまり、A、Cの領域に入射する信号だけを選択的に増幅できる。

選択的な増幅は、結晶を透過する信号光の位相部分に注目すれば、次のように考えることができる。ポッケルス効果によって生じる屈折率変化は、

$$\Delta n = \frac{1}{2} r_0^3 \Delta E \quad (6-1)$$

で与えられるので、外部電場の大きさに比例する。したがって、結晶のA、Cの領域とBの領域では、結晶の屈折率が異なる。そのため結晶のA、Cの領域とBの領域を透過する信号光の間には、位相差をつけることができる。このことは、BSO結晶を位相板として用いることができるということの意味している。

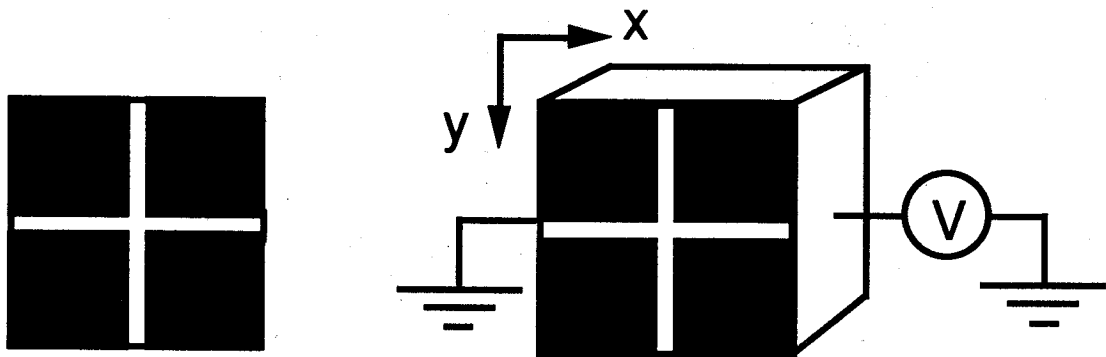


図 6-1. 参照光に入力するパターンと結晶への電圧の印加方向

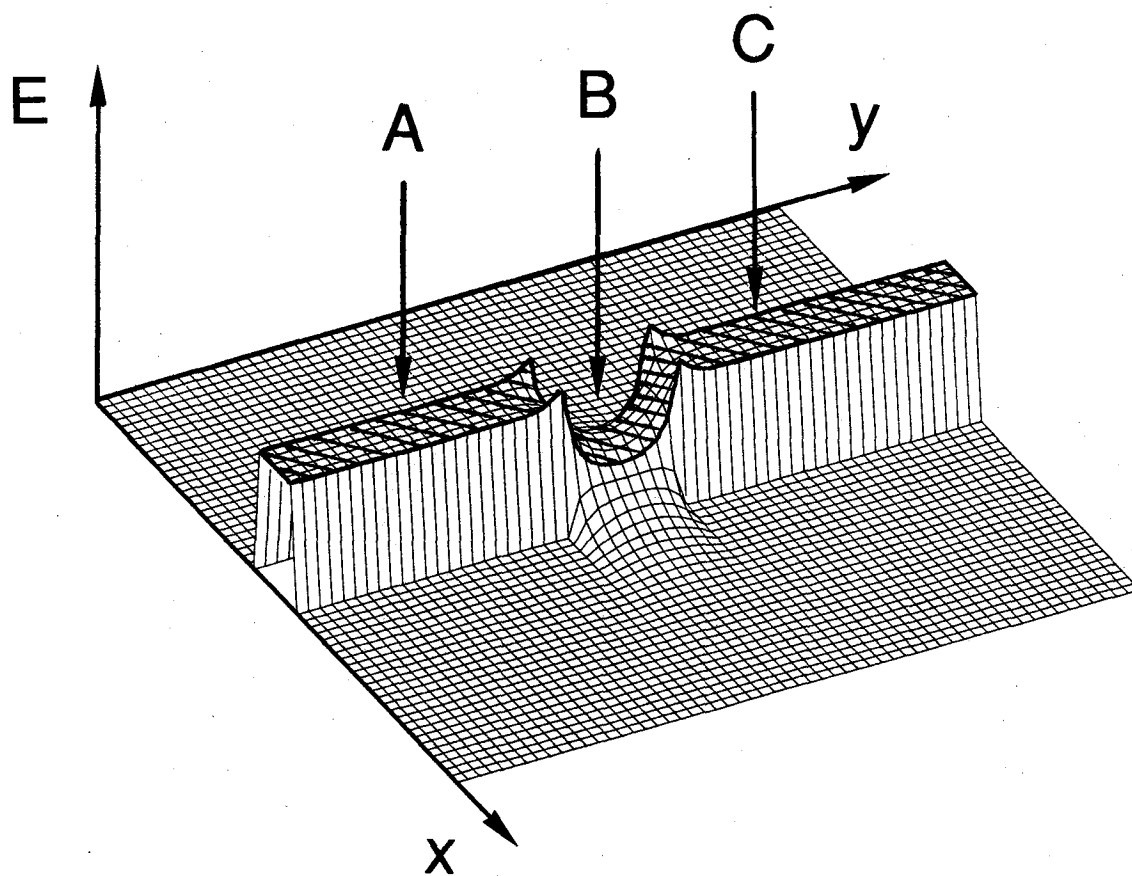


図 6-2. 結晶内の電場分布のシミュレーション結果  
(図 6-1 の参照光パターンを用いた場合)

局所選択的な二光波結合を用いれば、BSO結晶を位相板として使用することができるので、位相差法における位相板として用いることにより二光波結合により位相分布を可視化できる。まず、位相差法の原理を簡単に述べる<sup>82)</sup>。図6-3に位相差法の原理を示す。点光源からの光は、レンズL1でコリメートされ、位相物体に入射する。位相物体に入射した光は、位相物体を透過する0周波数成分（実線）と、位相物体により回折される高周波成分（波線）とに分れる。位相物体のフーリエ面に配置された位相板によって、この0周波数成分と高周波数成分との間に $\pi/2$ の位相差をつける。位相差がつけられた0周波数成分と高周波数成分とが、レンズL3で逆フーリエ変換され、像面で干渉する。その結果、物体の位相の分布が、出力像では像の明暗として検出される。位相板は、0周波数成分と高周波数成分との間に位相差を設けるだけでなく、0周波数成分の光を吸収し弱くする。これにより、出力像のコントラストを高くする。

図6-3の位相差法において、位相板の代わりにBSO結晶を配置することによって、二光波結合によって位相分布を可視化できる。二光波結合によって位相分布を可視化する原理を図6-4に示す。アルゴンイオンレーザーからの光をビームエキスパンダーBEで広げ、ビームスプリッターBSで振幅分割する。ビームスプリッターBSを透過した光は、信号光として位相物体を照明する。ビームスプリッターBSを反射した光は、参照光として、2次元分布をもつフォトフィルムパターンRを照明する。この2次的に強度分布をもつ参照光によって、結晶内に電場分布が誘起される。位相物体を透過した光は、レンズL1でフーリエ変換され、位相物体のフーリエ面に配置されたBSO結晶に入射する。位相物体を透過した光は、BSO結晶上で空間周波数成分にわかれる。これらの空間周波数成分の光が、BSO結晶をそれぞれ透過する。結晶内には2次元強度分布をもつ参照光のパターンによって、図6-2の電場分布が形成されているので、十字形のパターンの中心に0周波数成分の光を入射させると、0周波数成分と高周波数成分との間に位相差をつけることができる。したがって、位相差法と同じ原理で位相分布を可視化できる。

二光波結合を用いて位相物体を可視化する場合は、通常位相差法と違って、0周波数成分の光強度を弱めなくてもよい。BSO結晶を位相板として用いれば、高周波数成分の光を選択的に増幅できるからである。つまり、0周波数成分の光を弱めるのではなく、高周波数成分の光を増幅して強くすることによって出力像のコントラストを向上させることができる。すなわち0周波数成分の光を弱める必要がないので、光のロスなく像を観察することができる。

## 6-2 実験

BSO結晶を位相板として用いる場合に、0周波数成分と高周波数成分との間にどれぐらいの位相差がつけられるか計算によって求める。0周波数成分と高周波数成分との間の位相差 $\varphi$ は、AとBの領域の電場の大きさの差を $\Delta E$ 、結晶の厚さを $d$ とすると、

$$\begin{aligned}\varphi &= 2\pi\Delta nd/\lambda \\ &= 0.157\pi\Delta Ed\end{aligned}\tag{6-2}$$

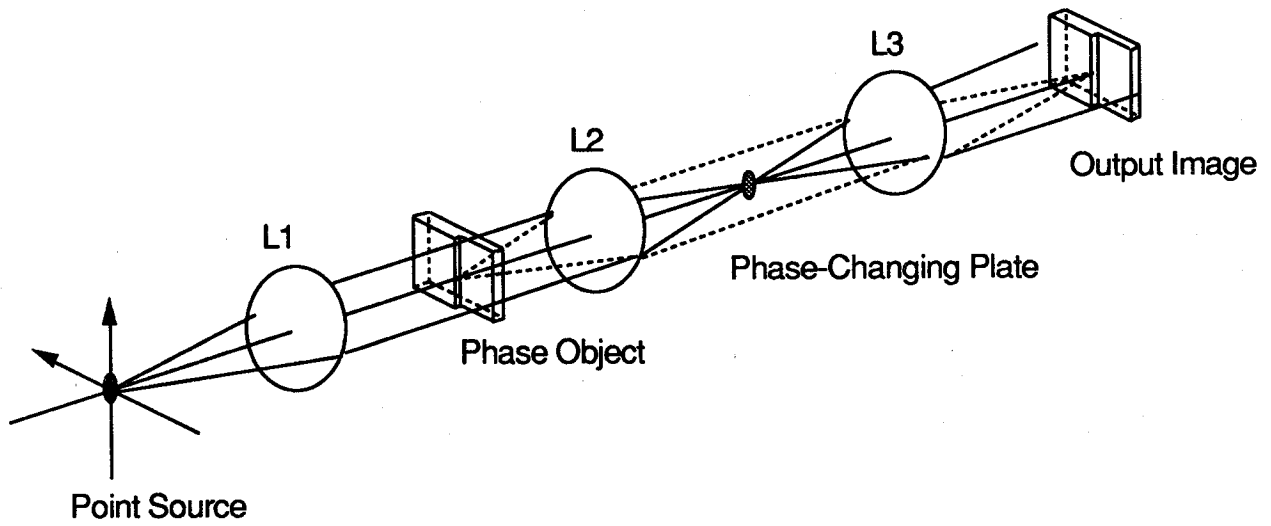


図 6-3. 位相差法の原理



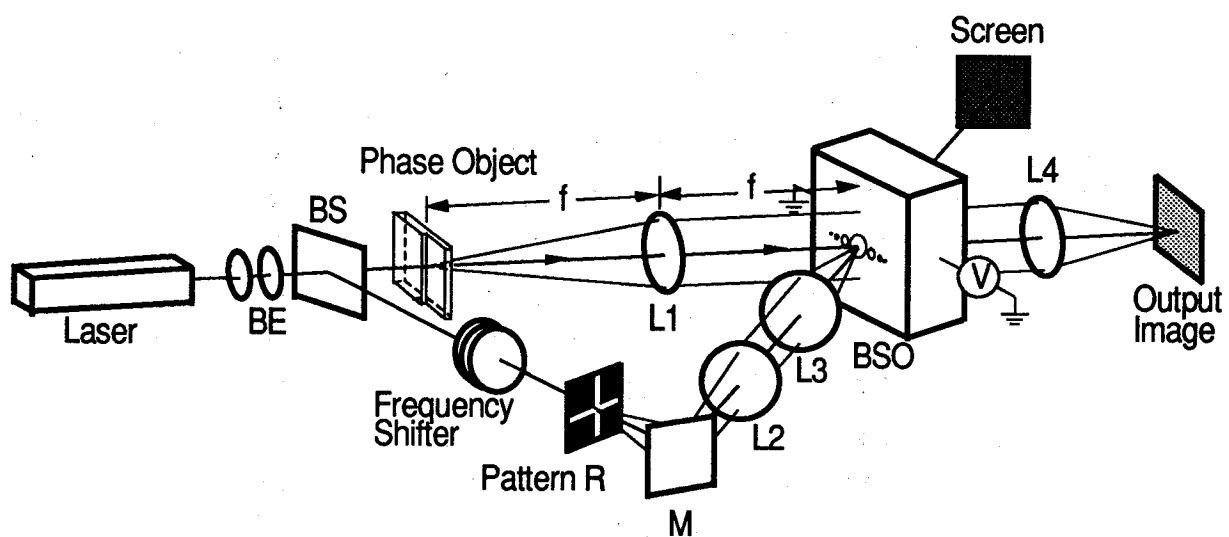


図 6-4. 二光波結合による位相物体の可視化の原理

となる。ここで、電気光学定数  $r = 4.5 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 、屈折率  $n_0 = 2.6$ 、波長  $\lambda = 514.5 \text{ nm}$  の値を用いた。図 6-2 に示したシミュレーションの結果から、結晶の A、C の領域と B の領域との電場の大きさの差  $\Delta E$  は  $3.18 \text{ kV/cm}$ 、結晶の厚さ  $d$  は  $10 \text{ mm}$  なので、位相差  $\phi$  は、

$$\phi = 0.499\pi \approx \pi/2 \quad (6-3)$$

になる。したがって、BSO 結晶を位相板として用いれば、0 周波数成分の光と高周波数成分の光との間に、 $\pi/2$  の位相差をつけることができる。

実際には、二光波結合を用いて、位相物体を可視化する実験を行なった。位相物体には、ミラー基盤上に厚みを変えて銀を蒸着し、段差を付けたものを用いた。試料の説明図を図 6-5 に示す。銀の膜厚の差は、 $86 \text{ nm}$  にした。このミラーで光を反射させることで位相差をつけた。

図 6-6 に位相物体の可視化を行なった実験光学系を示す。アルゴンイオンレーザーからの光は、ビームエキスパンダー BE で広げられ、ビームスプリッター BS1 で振幅分割される。ビームスプリッター BS1 で反射された光は信号光として、ビームスプリッター BS3 で反射し、位相物体に入射する。図 6-5 に示したミラーで反射することにより、位相差がつけられる。信号光は、レンズ L1 によりフーリエ変換されて、位相物体のフーリエ面に配置された BSO 結晶に入射する。参照光は干渉縞を移動させて増幅率を向上させるために、二枚の  $\lambda/4$  板と回転する  $\lambda/2$  板とを用いて周波数シフトされる。そして参照光は、パターン R により空間振幅変調され、レンズ L2、L3 を用いてテレセントリック光学系により、BSO 結晶上に結像される。

BSO 結晶からの信号光の透過光と参照光の回折光は、レンズ L4 によって逆フーリエ変換されカメラで検出される。参照光の透過光と信号光の回折光は、レンズ L4 を通った後、スクリーンによってカットされる。

図 6-7 に、位相物体を可視化した結果を示す。図 6-7(a) は結晶に印加する電圧が 0 のときの二光波結合の出力像である。図 6-7(b) は結晶に印加する電圧が  $6 \text{ kV}$  のときの出力像である。銀の膜厚が変化している部分が明るくなっており、コントラスト良く位相物体が可視化できていることがわかる。図 6-7(b) で、右半分が試料上で、銀の膜厚の厚いほうに入射した光で、左半分が、銀の膜厚の光の薄いほうに入射した光である。そのため、右よりも左の部分の光の位相が遅れている。位相の遅れている左の部分が暗くなっているので、この場合の出力像はダークコントラストの像になっている。

この測定に用いた試料では、約  $\lambda/3$  の位相差があるので、弱位相近似は使えず、位相が変化するエッジの部分だけが強調されている。

### 6-3 考察

局所選択的な二光波結合を行ない、位相差法の原理を用いることにより、位相分布を可視化できた。この方法では、高周波数成分の光を選択的に増幅できるので、通常の位相差法のように 0 周波数成分の光を弱めなくても、コントラストの良い像が得られ

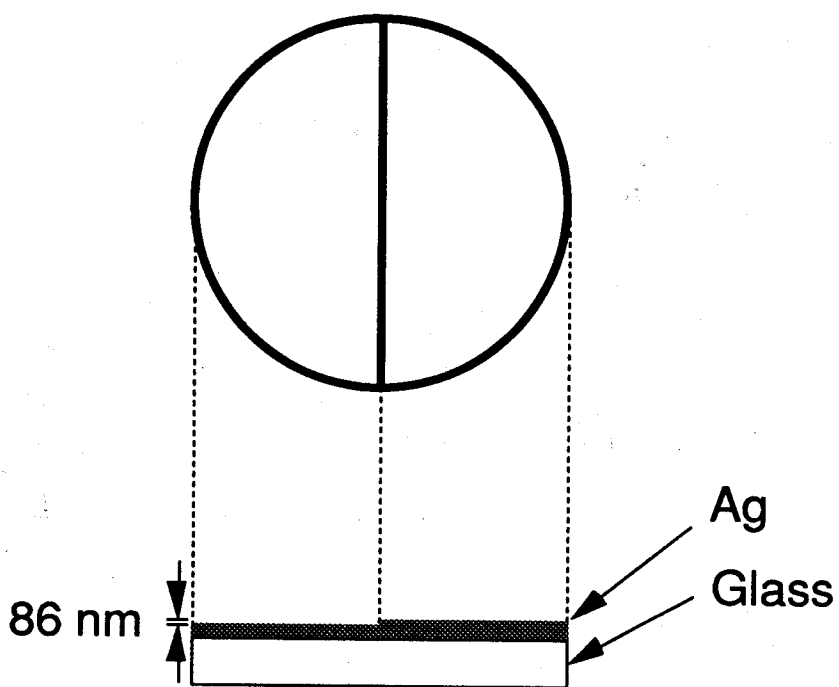


図 6-5. 実験に用いた位相物体

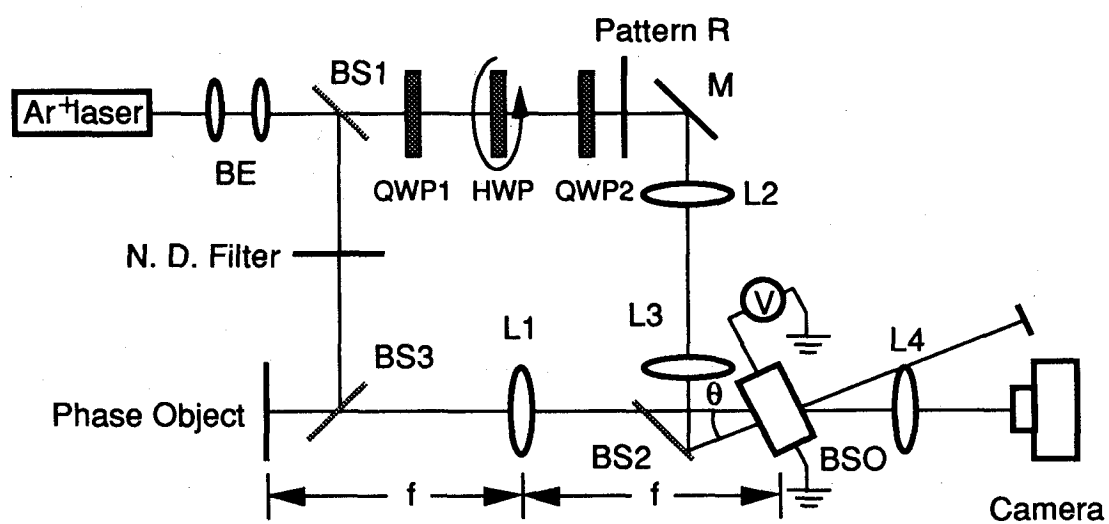
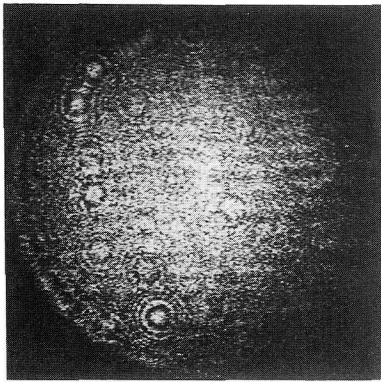
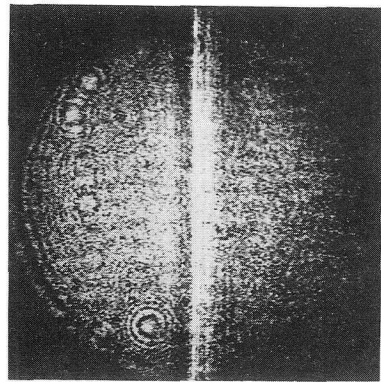


図 6-6. 位相物体の可視化を行なう実験光学系



(a) 出力像  $E_0=0$  kV/cm



(b) 出力像  $E_0=6$  kV/cm

図 6-7. 位相物体の可視化の実験結果

る。つまり光のロスなく、位相物体を可視化できる。

この方法では、2次元分布を可視化できるような参照光パターンがまだ見つからないので、1次元方向の位相分布だけが可視化できる。様々なパターンを参照光に入力したときの電場分布をシミュレーションし、2次元位相分布を可視化できるような参照光パターンを見つける必要がある。

この方法では、参照光パターンを変えるだけで、結晶内の電場分布を変えることができるので、BSO結晶上に入射する特定の空間周波数の位相を実時間で変調することができる。たとえば、ブライトコントラストを実現できるような参照光のパターンが発見できれば、実時間で出力像をダークコントラストからブライトコントラストに変えたりすることができる。このような処理は、画像処理の技術と組み合わせることにより、様々な応用が期待できる。

## 総括

本論文では、フォトリフラクティブ結晶中での光波結合を用いて、画像を並列に増幅することについて述べた。本研究により得られた結果を、以下各章毎に総括し、最後に今後の課題について述べる。

第1章では、フォトリフラクティブ効果のメカニズムと二光波結合による光増幅の原理について述べた。1節では、フォトリフラクティブ効果が起こるメカニズムを、チャージトランスポートモデルを用いて説明した。光波結合に良く用いられるフォトリフラクティブ結晶をいくつか紹介し、その特性をまとめた。2節では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合の原理を述べ、二光波結合の増幅率の定式化を行なった。その結果、二光波結合の増幅率は、フォトリフラクティブ効果によって誘起される屈折率変化の大きさだけでなく、結晶上に形成される干渉縞の強度分布と誘起される屈折率分布との位相差にも大きく依存することを示した。

第2章では、干渉縞を移動させる方法を用いて二光波結合の増幅率を向上させ、増幅率のパラメータ依存性を測定した。3節では、増幅率のパラメータ依存性を測定し、増幅率を最大にするパラメータの値を求めた。その結果、最大13.6の増幅率を得た。4節では、非破壊的な読みだしを行なって屈折率分布の振幅を測定することにより、二光波結合の増幅率がパラメータに依存するメカニズムについて考察した。その結果、増幅率を最大にするには、パラメータの値はつぎのように決めればよいことがわかった。

- (i) 結晶に印加する電圧は、結晶が絶縁破壊を起こさない範囲で、できるだけ大きくする。
- (ii) 参照光の角周波数シフト量は、結晶の応答によって決まる最適な値に設定する。
- (iii) (i)、(ii)のように定めた外部電圧と参照光の周波数シフト量に対して、増幅率が最大になるように干渉縞の縞間隔を決定する。
- (iv) 信号光と参照光は強度比をできるだけ大きくする。

第3章では、二光波結合の増幅率を向上させる手法として、信号光をチョッピングする方法について述べた。3節では、増幅率のパラメータ依存性を測定し、増幅率を最大にするチョッピング周波数などのパラメータの値を求めた。4節では、信号光をチョッピングすると同様の原理に基づく増幅率向上法を、信号光の偏光面を回転させることにより実現した。信号光をチョッピングする方法と信号光の偏光面を回転させる方法の両者において、干渉縞を移動させる方法と同程度の増幅率向上を実現できた。

第4章では、フォトリフラクティブ結晶中での二光波結合を用いて、実際に画像増幅を行なった結果について述べた。1節では、二光波結合の動作とトランジスターの動作との類似性に着目し、二光波結合は光トランジスターと見なせることを述べた。またフォトリフラクティブ結晶に2次元情報を入力して二光波結合を行なえば、光トランジスターアレイが実現できることを示した。2節では、信号光の一部分のみを選択的に増幅した。信号光の選択的な増幅は、参照光にパターンを入力して結晶に入射する参照光の領域を制御することにより実現した。このとき、参照光に入力するパターンによ

て、信号光の一部分だけを選択的に増幅できる場合とできない場合があることを4節に示した。この現象は、BSO結晶のフォトコンダクティビティによって生じると考え、解析を行なった。結晶内に形成される電場分布を、抵抗値のネットワークモデルを用いて求め、そのシミュレーション結果が実験結果と良く一致することを示した。この結果により、参照光パターンをうまく選んでやれば、信号光の一部分だけを増幅できることを示した。5節では、偏光解析を利用して、結晶内に形成される電場分布を実際に測定した。その結果、フォトコンダクティビティによって、結晶内に電場分布が形成されることとした仮説の正当性が証明できた。

第5章では、増幅画像の画質を良くするために、スペckルノイズを除去する方法について述べた。この方法では、ガルバノミラーを用いて物体への照明方向を結晶上の干渉縞と平行方向の1次元方向に変えることにより、スペckルノイズを除去した。この方法により画質を向上させることができた。

第6章では、二光波結合による画像増幅の応用として位相物体を可視化する方法について述べた。この方法では、BSO結晶を位相差法における位相板として用いている。BSO結晶を位相板として用いるには、参照光に2次元分布をもつパターンを入力したときに、結晶内に形成される電場分布を利用すればよい。不均一な電場分布が形成されると、ポッケルス効果により、不均一な屈折率分布が作られ、結晶を通過する0周波数成分の光と高周波数成分の光との間に位相差をつけることができる。この方法の特徴は、二光波結合によって、信号光の高周波数成分だけを選択的に増幅できるので、通常の位相差法のように0周波数成分を弱めなくても、コントラスト良く位相分布を可視化できることである。この方法を用いて、ミラーの銀の膜厚が変化している部分をコントラスト良く観察できた。

本論文では、二光波結合を用いて、光を並列に増幅することを目的として研究を行なった結果について述べた。二光波結合による光増幅は、光で直接制御できるなど、いくつかの優れた特徴を有する。しかし、現段階では実用には到っていない。以下に二光波結合において、実用化に向けて今後解決しなければならない問題点と、今後の展望について述べる。

まず問題となるのは、フォトリフラクティブ効果のメカニズムが必ずしも明確でないことである。フォトリフラクティブ効果のメカニズムは、チャージトランスポートモデルやホッピングモデルを用いて説明することができる。しかし、これらの厳密な解はもとまっていない。そのため、これらのモデルでは、たとえば、結晶に形成される干渉縞のビジビリティが大きいときに誘起される屈折率分布を記述することができない。今後は、フォトリフラクティブ効果のメカニズムを明らかにしていかなければならない。

次に、大きなフォトリフラクティブ効果を示し、かつ応答の速い結晶を発見することが重要な課題となる。現在フォトリフラクティブ効果が確認されている結晶では、大きなフォトリフラクティブ効果を示すものは応答速度が遅く、応答が速いものは小さなフォトリフラクティブ効果しか示さない。したがってフォトリフラクティブ効果が大きく応答の速い結晶を作製するために、フォトリフラクティブ効果のメカニズムの解析に基づいて、不純物をドーブしたり、超格子を作製することなどが今後重要になるだろう。



う。

光波結合は、光トランジスターと見なせるので、集積化すればより応用範囲が広がる。集積化するためには、フォトリフラクティブ結晶を導波路化し、導波路内で光波結合を行なうなどの技術が開発される必要がある。

光波結合では、実時間で光を光で直接増幅できるので、微弱光の検出や、強度の大きな光を照射できない生体試料の観察、顕微鏡への応用が今後期待できる。また、光通信の分野でも光増幅器としての応用や、光ファイバーによる2次元情報の伝送などの技術の実用化が期待できるであろう。

## 謝 辞

本研究は、大阪大学工学部応用物理学教室において、南茂夫教授の指導のもとに行なったものである。終わりに望み、終始懇切なるご指導を賜りました南茂夫教授に心から感謝の意を表します。

本研究の全てにわたり、丁寧なご指導、ご討論をいただきました本学工学部講師河田聡博士に厚く御礼申し上げます。

本学工学部 中島信一教授、増原宏教授には、論文作成にあたり御検討いただき、貴重な御教示、御示唆を頂きました。ここに深く御礼申し上げます。

研究の初期において有益なご討論、御助言をいただきました電子技術総合研究所光技術部光情報研究室 松原浩司博士に感謝いたします。

日頃ご指導いただいた本学部助教授 内田照雄博士、本学部助手 南慶一郎氏に深く感謝します。

東海大学海洋学部助教授 千賀康弘博士、郵政省通信総合研究所 阪井清美博士には大阪大学在籍中に数々の有益な御助言をいただきました。ここに深く感謝の意を表します。

住友電気工業株式会社 龍見雅美氏、並川靖生氏にはBSO結晶の作製および提供を頂きました。また、BSO結晶の物性面において貴重な御教授をいただきました。ここに慎んで御礼申し上げます。

日本ガイシ株式会社 豊田周平氏には、BSO結晶を提供していただきました。厚く御礼申し上げます。

著者が研究を行なうにあたり事務的な面で御助力をいただきました研究室秘書 佐藤充恵氏、松永千鶴子氏に感謝します。

本研究を遂行するにあたり、様々な形で御協力、御援助頂きました大阪大学大学院博士後期課程 埜田友也氏をはじめとする南研究室の皆様と多くの友人たちに感謝します。

最後に研究の遂行を暖かく見守り、励ましてくれた妻 智佳代に心から感謝する。

**Appendices**

## Appendix A: チャージトランスポートモデルから電場分布 $\Delta n$ と位相差 $\phi$ を求める方法<sup>26,55</sup>

1-1-1節に示したように、フォトリフラクティブ効果によって結晶内に誘起される屈折率変化を数学的に扱うには、つぎの三式を解かなければならない。つぎの三式から、結晶内の電場  $E(x)$  を求めれば、フォトリフラクティブ効果を数学的に記述できる。

$$sI(x)\{N_D - N_D^+(x)\} - \gamma_R n_e(x) N_D^+(x) = 0 \quad (A-1)$$

$$J = e_s \mu n_e(x) + k_B T \mu \frac{d n_e(x)}{d x} \quad (A-2)$$

$$\frac{d E(x)}{d x} = \frac{4\pi e_s}{\epsilon} \{N_D^+(x) - n_e(x) - N_A\} \quad (A-3)$$

この三式を厳密な解法はまだ見つかっていない。そこで近似解を見つけるために、つぎのような仮定をする。

- (i) 結晶上に形成される干涉縞のビジビリティは十分小さく、空のドナーサイトの数密度  $N_D^+(x)$ 、伝導帯内の電子の数密度  $n_e(x)$ 、電場分布  $E(x)$  は干涉縞と同じ周期で正弦状に変化している。
- (ii)  $N_D \gg N_D^+ \geq N_A \gg n_e$  を満たす。
- (iii) 正弦状に変化している空のドナーサイトの数密度  $N_D^+(x)$ 、伝導帯内の電子の数密度  $n_e(x)$ 、電場分布  $E(x)$  の振幅の二次の項は十分小さい。

フォトリフラクティブ結晶に入射する二光波が作る干涉縞の強度分布が、

$$I(x) = I_0(1 + \cos Kx) \quad (A-4)$$

と書けるとする。ここで  $I_0$  は結晶に入射する二光波の全強度、 $K$  は干涉縞の波数で、干涉縞の縞間隔を  $\Lambda$  とすれば、 $K = 2\pi/\Lambda$  となる。 $m$  は干涉縞のビジビリティである。(i) の仮定より、空のドナーサイトの数密度  $N_D^+(x)$ 、伝導帯内の電子の数密度  $n_e(x)$ 、電場分布  $E(x)$  はそれぞれつぎのように書き表すことができる。

$$N_D^+(x) = N_{D0}^+ + \Delta N_D^+ \cos Kx \quad (A-5)$$

$$n_e(x) = n_{e0} + \Delta n_e \cos Kx \quad (A-6)$$

$$E(x) = E_0 + \Delta E \cos Kx \quad (A-7)$$

ここで、 $E_0$  は結晶に外部から印加する電圧  $V$  が結晶内に作る電場で、結晶の幅を  $d$  とすれば、 $E_0 = V/d$  となる。振幅  $\Delta N_D^+$ 、 $\Delta n_e$ 、 $\Delta E$  は複素数で、干涉縞の強度分布との位相差の項を含んでいる。(A-5)、(A-6)、(A-7)式を(A-1)、(A-2)、(A-3)式に代入する。 $\cos Kx$  の項を含む部分と含まない部分とに分けて、それぞれを等しいとおくと、(A-1)式より、

$$sI_0 N_D^+ = \gamma_R n_{e0} N_{D0}^+, \quad (A-8)$$

$$m = \frac{\Delta N_D^+}{N_{D0}^+} + \frac{\Delta n_e}{n_{e0}} \quad (A-9)$$

(A-2)式より、

$$\frac{J}{e_s m} = n_{e0} E_0 \quad (\text{A-10})$$

$$E_0 \Delta n_e + \Delta E n_{e0} + i E_D \Delta n_e = 0 \quad (\text{A-11})$$

(A-3) 式より、

$$\frac{N_D^+}{N_A} = 1 \quad (\text{A-12})$$

$$i \Delta E = \frac{\Delta N_D^+}{N_A} E_q \quad (\text{A-13})$$

(A-8~13) 式から、 $\Delta E$  を求めると、電場分布の振幅  $\Delta E$  と干渉縞と電場分布との位相差  $\phi$  は、つぎのようにもとまる。

$$\Delta E = m E_q \sqrt{\frac{E_0^2 + E_D^2}{E_0^2 + (E_q + E_D)^2}} \quad (\text{A-14})$$

$$\tan \phi = \frac{E_D}{E_0} \left( 1 + \frac{E_D}{E_q} + \frac{E_0^2}{E_D E_q} \right) \quad (\text{A-15})$$

ポッケルス効果により電場分布が誘起する屈折率変化は、

$$\Delta n = \frac{1}{2} r m_0^3 \Delta E \quad (\text{A-16})$$

で与えられる。(A-16)、(A-15) 式を計算すれば、図 1-4(a) (b) になる。この計算に用いた数値は、

$$k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ [JK}^{-1}\text{]}$$

$$e_s = 1.60 \times 10^{-19} \text{ [C]}$$

$$e = 56 \times 8.85 \times 10^{-12} \text{ [Fm}^{-1}\text{]}$$

$$N_A = 0.95 \times 10^{22} \text{ [m}^{-3}\text{]}$$

$$T = 300 \text{ [K]}$$

$$r = 4.51 \times 10^{-12} \text{ [mV}^{-1}\text{]}$$

$$n_0 = 2.62$$

$$m = 1/100$$

の値を用いている。

## Appendix B: 干渉縞の移動を考慮したチャージトランスポートモデル<sup>60,61</sup>

Refregierらは、干渉縞の移動を考慮して、非定常状態の場合のチャージトランスポートモデルを解いている。非定常状態の場合には、

$$e_s \frac{\partial N_D^+(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial J(x,t)}{\partial x} \quad (\text{B-1})$$

$$\frac{\partial N_D^+(x,t)}{\partial t} = s I(x,t) N_D - \gamma_R n_e(x,t) N_D^+(x,t) \quad (\text{B-2})$$

$$J(x,t) = e_s \mu n_e(x,t) E(x,t) - k_B T \mu \frac{\partial n(x,t)}{\partial x} \quad (\text{B-3})$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{4\pi e_s}{e} (N_D^+(x,t) - n_e(x,t) - N_A) \quad (\text{B-4})$$

を考えなければならない。これらの四式から、電場分布  $E(x,t)$  を求めればよい。

結晶上に形成される干渉縞が、速さ  $v$  で移動しているとする、干渉縞の強度分布  $I(x,t)$  は、

$$I(x,t) = I_0 \{1 + \cos K(x-vt)\} \quad (\text{B-5})$$

と書ける。空のドナーサイトの数密度  $N_D^+(x,t)$ 、伝導帯内の電子の数密度  $n_e(x,t)$ 、電流密度  $J(x,t)$ 、電場分布  $E(x,t)$  が正弦状に変化しており、干渉縞と強度分布と同じ速度で変化しているとする、

$$N_D^+(x,t) = N_{D0}^+ + \Delta N_D^+ \cos K(x-vt) \quad (\text{B-6})$$

$$n_e(x,t) = n_{e0} + \Delta n_e \cos K(x-vt) \quad (\text{B-7})$$

$$J(x,t) = J_0 + \Delta J \cos K(x-vt) \quad (\text{B-8})$$

$$E(x,t) = E_0 + \Delta E \cos K(x-vt) \quad (\text{B-9})$$

と書き表すことができる。(B-5~9)式を(B-1~4)式に代入する。Appendix Aの仮定が成り立つものとし、 $\cos K(x-vt)$ を含む項と含まない項に分離してそれぞれを等しいとする。

(B-1)式より、

$$-e_s K v \Delta N_{D0}^+ = K \Delta J. \quad (\text{B-10})$$

(B-2)式より、

$$s I_0 N_D^+ = \gamma_R n_{e0} N_{D0}^+, \quad (\text{B-11})$$

$$-i K v \Delta N_D^+ = s I_0 N_D^+ m - \gamma_R n_{e0} \Delta N_D^+ - \gamma_R \Delta n_e N_D^+. \quad (\text{B-12})$$

(B-3)式より、

$$\frac{J_0}{e_s \mu} = n_{e0} E_0, \quad (\text{B-13})$$

$$\frac{\Delta J}{e_s \mu} = n_{e0} \Delta E + \Delta n_e E_0 - i \Delta n_e E_D. \quad (\text{B-14})$$

(B-4)式より、

$$N_{D0}^+ = N_A, \quad (\text{B-15})$$

$$\Delta N_D^+ = -i N_A \frac{\Delta E}{E_q}. \quad (\text{B-16})$$

(B-10~16)式から、 $\Delta E$ を求める。この計算は簡単に解けて、 $\Delta E$ は次式で与えられ

る。

$$\Delta E = \frac{i m}{-\frac{E_0}{E_q} + b \left(1 + \frac{E_D}{E_M}\right) + i \left(1 + \frac{E_D}{E_q} + b \frac{E_0}{E_M}\right)} (-E_0 + i E_D) \quad (\text{B-17})$$

ここで、

$$b = K v \tau_d,$$

$$E_M = \frac{\gamma R N_A}{\mu K},$$

$$\tau_d = \frac{\epsilon}{c_s \mu n_{e0}},$$

とおいた。(B-17)式から、 $\Delta E \sin \phi$ を計算するとつぎのようになる。

$$\Delta E \sin \phi = m \frac{E_M^2}{E_0} \frac{\frac{E_0}{E_q} + \frac{E_D}{E_0} \left(1 + \frac{E_D}{E_q}\right) - b}{\left(b + \frac{E_M}{E_q} \left(1 + \frac{E_D}{E_q}\right)\right)^2 + \left(\frac{E_M}{E_q} - b \left(\frac{E_M}{E_0} + \frac{E_D}{E_0}\right)\right)^2} \quad (\text{B-18})$$

この式を用いて (A-16) 式から、 $\Delta n \sin \phi$ を計算することにより、図 2-10、2-11、2-12 のグラフを得ることができる。この計算に用いた値は、つぎのものを用いた。

$$s = 2.5 \times 10^{-4} [\text{m}^2 \text{J}^{-1}]$$

$$N_D = 10^{25} [\text{m}^{-3}]$$

$$\mu = 10^{-5} [\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}]$$

$$\gamma_R = 1.65 \times 10^{-17} [\text{m}^3 \text{s}^{-1}]$$

$$I_0 = 30 [\text{Wm}^{-2}]$$

これらの値のうち、イオン化断面積と入射光の全強度は、第2章の実験に合うように値を選んだ。それ以外のものは、Refregierらが用いた値と同一のものを用いた<sup>60</sup>。

## 参考文献

## 著者発表論文

## 第2章

1. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Gain dependence on external electric field in two-wave coupling with a BSO crystal," *Optik* Vol. 89, No.1 (1991).

## 第3章

2. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Gain enhancement by signal beam chopping for two-wave coupling with a BSO crystal," *Appl. Opt.* 30, 2453-2457 (1991).

## 第4章

3. S. Kawata and Y. Kawata, "Image coupling and amplification by two-wave coupling," in *Optical Computing in Japan*, S. Ishihara, ed. (NOVA Science, New York, 1990), pp. 249-254 (1990).
4. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Locally-controllable image amplification by two-wave coupling with a BSO crystal," *Jpn. J. Appl. Phys.* 29, L1547-1549 (1990).
5. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Image amplification with local addressing by two-wave coupling in a  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystal by application of direct-current voltage," *J. Opt.Soc. Am.* B7, 2362-2368 (1990).
6. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Locally-controllable image amplification by two-wave coupling with a BSO crystal," *Conference Records of 1990 International Topical Meeting in Optical Computing, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 1359, pp. 173-174 (1990).

## 第5章

7. Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Speckle-free image amplification by two-wave coupling in a photorefractive crystal," *Appl. Opt.* (submitted)

## その他の文献

8. R. Orthner and L. Vley, "Solid state image intensifier," *J. Opt. Soc. Am.* 44, 297-299 (1954).
9. S. Kobayashi and T. Kimura, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, 681-689 (1981).
10. A. Sasaki and M. Kuzuhara, "In GaAsP-InP heterojunction phototransistors and light amplifiers," *J. J. Appl. Phys.* 20, 283 (1981).
11. A. Sasaki, M. Taneya, and H. Yano, "Optoelectronic integrated device with light amplification and bistability," *IEEE Transaction electron device* ED-31, 805 (1984).
12. K. Okumura, Y. Ogawa, H. Itoh, and H. Inaba, "Optical bistability and monolithic logic functions based on bistable laser/ light-emitting diodes," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-21, 377 (1985).
13. Y. Ogawa, H. Ito, and H. Inaba, "New bistable optical device using semiconductor laser



- diodes," J. J. Appl. Phys. 20, 646(1981).
14. J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Two-wave mixing and energy transfer in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals: application to image amplification and vibration analysis," Opt. Lett. 6, 622-624 (1981).
  15. E. Ochoa, L. Hesselink, and J. W. Goodman, "Real-time intensity inversion using two-wave and four-wave mixing in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ," Appl. Opt. 24, 1826-1832 (1985).
  16. A. E. T. Chiou and P. Yeh, "Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing," Opt. Lett. 10, 621-623 (1985).
  17. H. Rajbenbach, Y. Fainman, and S. H. Lee, "Optical implementation of an iterative algorithm for matrix inversion," Appl. Opt. 26, 1024-1031 (1987).
  18. J. Feinberg, "Optical novelty filters," IEEE J. Quantum Electron. QE-25, 635-647 (1989).
  19. R. W. Hellwarth, "Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction," J. Opt. Soc. Am 67, 1-3(1977).
  20. A. Yariv, "Compensation for atmospheric degradation of optical beam transmission," Opt. Commun. 21, 49-50 (1977).
  21. A. Yariv, "Four wave nonlinear optical mixing as real time holography," Opt. Commun. 25, 23-25 (1978).
  22. A. Yariv and D. Pepper, "Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing," Opt. Lett. 1, 16-18 (1977).
  23. B. Fischer, M. Cronin-Golomb, J. O. White, and A. Yariv, "Amplified reflection, transmission, and self-oscillation in real-time holography," Opt. Lett. 6, 519-521 (1981).
  24. H. Rajbenbach, J. P. Huignard, and Ph. Refregier, "Amplified phase-conjugate beam reflection by four-wave mixing with photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals," Opt. Lett. 9, 558-560 (1984).
  25. D. L. Staebler and J. J. Amodei, "Coupled - wave analysis of holographic storage in  $\text{LiNbO}_3$ ," J. Appl. Phys. 43, 1042-1049 (1972).
  26. N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vietskii, "Holographic storage in electric crystals. I. Stead state," Ferroelectrics 22, 949-960 (1979).
  27. N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling-light amplification," Ferroelectrics 22, 961-964 (1979).
  28. J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Coherent signal beam amplification in two - wave mixing experiments with photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals," Opt. Commun. 38, 249-254 (1981).
  29. J. P. Huignard, H. Rajbenbach, Ph. Refregier and L. Solymar, "Wave mixing in photorefractive bismuth silicon oxide crystals and it's application," Opt. Eng. 24, 586-592 (1985).
  30. S. I. Stepanov and M. P. Petrov, " Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external altering electric field," Opt. Commun. 53, 292-295 (1985).

31. F. Vachss and T. Y. Chang, "Cross-polarization two-wave coupling in optically active photorefractive media," *J. Opt. Soc. Am. B6*, 11683-1692 (1989).
32. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, H. J. Levinstein and K. Nassau, "Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ," *Appl. Phys. Lett.* 9, 72-74 (1969).
33. L. d'Auria, J. P. Huignard, C. Slezak, and E. Spitz, "Experimental holographic read-write memory using 3-D storage," *Appl. Opt.* 13, 808-818 (1974).
34. W. J. Burke, D. L. Staebler, W. Phillips, and G. A. Alphonse, "Volume phase holographic storage in ferroelectric crystal," *Opt. Eng.* 17, 308-316 (1978).
35. J. P. Herriau, J. P. Huignard, and P. Aubourg, "Some polarization properties of volume holograms in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals and applications," *Appl. Opt.* 17, 1851-1852 (1978).
36. P. D. Foote and T. J. Hall, "Influence of optical activity on two beam coupling constants in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ," *Opt. Commun.* 57, 201-206 (1986).
37. A. Marrakchi, R. V. Johnson, and A. R. Tanguay, Jr., "Polarization properties of photorefractive diffraction in electrooptic and optically active sillenite crystals [Bragg Regiem]," *J. Opt. Soc. Am. B* 3, 321-336 (1986).
38. G. C. Valley, A. L. Smirl, M. B. Klen, K. Bohnert, and T. Boggess, "Picosecond photorefractive beam coupling in GaAs," *Opt. Lett.* 11, 647-649 (1986).
39. A. Partovi, E. M. Garmire, and L. J. Cheng, "Enhanced beam coupling modulation using the polarization properties of photorefractive GaAs," *Appl. Phys. Lett.* 51, 299-301 (1987).
40. J. Feinbarg, D. Heiman, A. R. Tanguay, Jr. and R. Hellwarth, "Photorefractive effects and light-induced charge migration in barium titanate," *J. Appl. Phys.* 51, 1297-1305 (1980).
41. N. Kukhtarev and S. Odoulov, "Degenerate four - wave mixing in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ," *Opt. Commun.* 2, 183-186 (1980).
42. J. O. White, M. Cronin - Golomb, B. Fischer, and A. Yariv, "Coherent oscillation by self - induced grating in the photorefractive crystal  $\text{BaTiO}_3$ ," *Appl. Phys. Lett.* 40, 450-452 (1982).
43. Y. Fainman, E. Klancnik, and S. H. Lee, "Optimal coherent image amplification by two-wave coupling in photorefractive  $\text{BaTiO}_3$ ," *Opt. Eng.* 25, 228-234 (1986).
44. G. Albanese, J. Kumar, and W. H. Steier, "Investigation of the photorefractive behavior of chrome - doped GaAs by two - beam coupling," *Opt. Lett.* 11, 650-652 (1986).
45. L. J. Cheng and A. Partovi, "Temperature and intensity dependence of photorefractive effect in GaAs," *Appl. Phys. Lett.* 49, 1456-1458 (1986).
46. L. J. Cheng, G. Gheen, T. H. Chao, H. K. Liu, A. Partovi, J. Katz, and E. M. Garmire, "Spatial light modulation by beam coupling in GaAs crystals," *Opt. Lett.* 12, 705-707 (1987).
47. B. Imbert, H. Rajbenbach, S. Mallick, J. P. Herriau, and J. P. Huignard, "High photorefractive gain in two-beam coupling with moving fringes in GaAs:Cr crystals," *Opt. Lett.* 13, 327-329 (1988).
48. M. B. Klen, "Beam coupling in undoped GaAs at  $1.06 \mu\text{m}$  using the photorefractive effect," *Opt. Lett.* 9, 350-352 (1984).

49. H. Nakajima and R. Frey, "Collinear nearly degenerate four-wave mixing in intracavity amplifying media," *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22, 1349-1354 (1986).
50. J. Kumar, G. Albanese, W. H. Steier, and M. Ziari, "Enhanced two - beam mixing gain in photorefractive GaAs using alternating electric field," *Opt. Lett.* 12, 120-122 (1987).
51. J. Kumar, G. Albanese and W. H. Steier, "Measurement of two - wave mixing gain in GaAs with a moving grating," *Opt. Commun.* 63, 191-193 (1987).
52. L. J. Cheng and A. Partovi, "Index grating lifetime in photorefractive GaAs," *Appl. Opt.* 27, 1760-1763 (1988).
53. W. W. Clark III, G. L. Wood, M. J. Miller, E. J. Sharp, G. J. Salamo, B. Monson, and R. R. Neurgaonkar, "Enhanced photorefractive beam fanning due to internal and external electric field," *Appl. Opt.* 29, 1249-1258 (1990).
54. J. P. Huignard and F. Micheron, "High - sensitivity read - write volume holographic storage in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  and  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  crystals," *Appl. Phys. Lett.* 29, 591-593 (1976).
55. G. C. Valley and M.B. Klein, "Optimal properties of photorefractive materials for optical data processing," *Opt. Eng.* 22, 704-711 (1983).
56. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell. Syst.Tech. J.* 48, 2909-2947 (1969).
57. H. Rajbenbach, J. P. Huignard, and B. Loiseaux, "Spatial frequency dependence of the energy transfer in two-wave mixing experiments with BSO crystals," *Opt. Commun.* 48, 247-252 (1983).
58. J. P. Huignard and J. P. Herriau, "Frequency shifters for photorefractive crystals," *Appl. Opt.* 24, 4285-4286 (1985).
59. M. P. Kothiyal and C. Delisle, "Optical frequency shifter for heterodyne interferometry using counterrotating wave plates," *Opt. Lett.* 9, 319-321 (1984).
60. Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard, "Two - wave coupling in photorefractive  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals with moving grating : Theory and experiments," *J. Appl. Phys.* 58, 45-47 (1985).
61. G. C. Valley, "Two - wave mixing with an applied field and moving grating," *J. Opt. Soc. Am. B* 1, 868-873 (1984).
62. P. N. Gunter, "Transient energy transfer between writing beams hologram formation in  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ," *Opt. Commun.* 41, 83-88 (1982).
63. J. M. Heaton and L. Solymar, "Transient effects during dynamic hologram formation in BSO crystals : Theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron.* 24, 558-567 (1988).
64. N. Kukhtarev, V. Markov, and S. Odulov, "Transient energy transfer during hologram formation in  $\text{LiNbO}_3$  in external electric field," *Opt. Commu.* 23, 338-343 (1977).
65. D. R. Erbschloe and T. Wilson, "A simple analytic solution for transient two-wave mixing in photorefractive materials," *Opt. Commun.* 72, 135-138 (1989).
66. M.Peltier and F. Michron, "Volume Hologram recording and charge transfer process in  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  and  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ," *J. Appl. Phys.* 48, 3683-3690 (1977).
67. A. Marrakchi and J. P. Huignard, "Diffraction efficiency and energy transfer in two-wave

- mixing experiments," *Appl. Phys.* **24**, 131-138 (1981).
68. A. Yariv and J. F. Lotspeich, "Coupled-mode analysis of light propagation in optically active crystals," *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 273-277 (1982).
69. A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *J. Quantum Electron.* **QE-9**, 919-933 (1973).
70. T. S. McKechnie, "Speckle reduction," in *Laser Speckle and Related Phenomena*, J. C. Dainty, ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1984), pp. 123-170.
71. F. T. S. Yu and E. Y. Wang, "Speckle reduction in holography by means of random spatial sampling," *Appl. Opt.* **12**, 1656-1659 (1973).
72. A. Tai and F. T. S. Yu, "Holographic speckle reduction by complementary spatial sampling," *Appl. Opt.* **16**, 1371-1375 (1977).
73. W. Martienssen and S. Spiller, "Holographic reconstruction without granulation," *Phys. Lett.* **24A**, 126-128 (1967).
74. M. Kato and Y. Okino, "Speckle reduction by double recorded holograms," *Appl. Opt.* **12**, 1199-1201 (1973).
75. J. C. Dainty and W. T. Welford, "Reduction of speckle in image plane hologram reconstruction by moving pupils," *Opt. Commun.* **3**, 289-294 (1971).
76. T. S. McKechnie, "Reduction of speckle in an image by a moving aperture second order statics," *Opt. Commun.* **13**, 29-39 (1975).
77. J. P. Huignard, J. P. Herriau, L. Pichon, and A. Marrakchi, "Speckle-free imaging in four-wave mixing experiments with  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  crystals," *Opt. Lett.* **5**, 436-437 (1980).
78. H. Rajbenbach, A. Delboulbe, and J. P. Huignard, "Noise suppression in photorefractive image amplifiers," *Opt. Lett.* **14**, 1257-1277(1989).
79. J. Khoury, C. L. Woods, and M. Cronin-Golomb, "Noise reduction using adaptive spatial filtering in photorefractive two-beam coupling," *Opt. Lett.* **16**, 747-749 (1991).
80. T. Y. Chang, J. H. Hong, and P. Yeh, "Spatial amplification: an image-processing technique using the selective amplification of spatial frequencies," *Opt. Lett.* **15**, 743-745 (1990).
81. G. Mobus, B. Schmidt, and H. J. Tiziani, "Self-induced photorefractive spatial frequency filter," *J. Opt. Soc. Am.* **B7**, 2374-2379 (1990).
82. F. Zernike, "Das phasenkontrastverfahren bei der mikroskopischen Beobachtung," *Z. Tech. Phys.* **16**, 454-457 (1953).

**Image Amplification by Wave Coupling in a Photorefractive Crystal**

**Yoshimasa Kawata**

**Department of Applied Physics,**

**Osaka University**

