

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	https://doi.org/10.11501/3087934
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka



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 光トランジスターアレイとしての一光波結合 ・・・・・	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 ····································	67
4 - 4 信号光の選択的な増幅—参昭光に 2 次元分布をもつ	02
パターンを入力する場合・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	67
4-5 老容	74
第5章 増幅画像の画質の向トースペックルノイズの除土_	/4 86
5-1 スペックルノイズ 除土の 百冊	00 07
	8/
J = L 天歌 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	87

	5		3		考	察			•	•••	•	•	•	•	•••	•	•	•	•	•••	•	•	•	•	•	•••	•	•	•	•••	•	•	90
第6	章		二	化	皮	結	合の	のう	化詞	计划	則~	~(り	芯月	丮-	- 位	艺材	目生	勿作	本の	り	IJł	見	ľĿ	_			•	•	•	•	•	94
	6		1		位	相	物	体	e	可	視	化	す	る	原	理				•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	•	94
	6	_	2		実	験	•		•	•••	•	•	•	•		•	•	•	•	•••	•	•	•	•	•		•	•	•	• •	, .	•	97
	6		3		考	察	•		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	• .	•	•	٠	•	•	•	•	•	٠	•	100
総括			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•.	•	•	•	٠	•	٠	•	•	•	٠	•	105
謝辞			•	•	•	•	٠	٠	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	٠	•	108
Appe	ndi	ice	S			•	•.	•	•	•	•	•	•	•	•.	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	109
	AĮ	ope	end	ix	A	: `	チ・	4.		ジ	ት :	ラ、	ン)	ス	ポ-		ት =	E ;	デノ	レフ	か												
						1	61	電力	易	分れ	衔 词	と1	立	相差	差る	٤ ک	Ŕ۵	り	37	方礼	去			•	٠	•	•	•	•	•	•	٠	110
	A	ppe	end	ix	B	: -	Ŧì	步	高く	のね	多	勆	\$-?	考》	截	しが	۶ <u>.</u>																
							チ・	ヤ・		ジ	ት :	ラ	7	ス:	ポー		ት ፡	ŧ	デ	レ			•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	111
参考	文	献		•	•	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	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、スペック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、スペック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べ 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。 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ー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⁸⁻¹³。 Orthnber 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⁸。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⁹⁻¹³。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¹⁴⁻¹⁸。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¹⁹。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¹⁹。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^{20,21}。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²²⁻²⁴。

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²⁵。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²⁵⁻²⁸。

Steabler 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²⁵。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^{26,27}。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^{26,27}。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²⁸。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、Bi₁₂SiO₂₀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^{28,29}。

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^{28,29}。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^{30,31}。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¹、増幅率を向上させる方法を提案する²。つぎに二光波結合によっ て実際が画像増幅を行なった結果について述べる³⁶。出力像の画質を向上させる方法を述 べ⁷、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 LiNbO₃結晶において光損傷という形で発見された³²。光損傷と名付けら れたことからもわかるように、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^{33,34}。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³⁵⁻³⁹。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が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²⁶、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 ⁴⁰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 p(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²⁶。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²⁶。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 ϕ は、 $\pi/2$ にはならない。この場合には、位相差 ϕ 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²⁶。

$$sI(x)\{N_{D}, N_{D}^{+}(x)\}-\gamma_{R}n_{e}(x)N_{D}^{+}(x) = 0$$
(1-1)

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

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

ここで、

s:	イオン化断面積	μ:	移動度	γ_{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
ε:	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_n: 単位体積あたりのドナーサイト数

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.(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_p+(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. フォトリフラ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 ΔE と 干渉縞と電場分布との間の位相差 ϕ は、

$$\Delta E = mE_q \sqrt{\frac{E_0^2 + E_D^2}{E_0^2 + (E_q + E_D)^2}}$$
(1-4)
$$\tan \phi = \frac{E_D}{R} \left(1 + \frac{E_D}{R} + \frac{E_0^2}{R} \right)$$
(1-5)

$$\tan \phi = \frac{E_D}{E_0} \left(1 + \frac{E_D}{E_q} + \frac{E_0}{E_D E_q} \right) \tag{1}$$

となる。ただし、

 $E_{\rm D} = \frac{k_{\rm B} T}{e_{\rm s}} \, K \tag{1-6}$

$$E_{q} = \frac{4\pi e_{s} N_{A}}{\varepsilon K}$$
(1-7)

である。K は干渉縞の波数で、干渉縞の縞間隔をΛとすれば K=2π/A 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 Δn は、

 $\Delta n = \frac{1}{2} r n_0^3 \Delta E \tag{1-8}$

と与えられる。r は電気光学定数、n_o 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 o 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 $Bi_{12}SiO_{20}$ 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 Δn と位相差 ϕ を求めた結果を示す。図 1-4(a) は干渉縞の縞間隔 Λ が 1、5、22 μ mのときに、屈折率変化 Δn 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ほぼ比例して大きくなっている。縞間隔が 22 μ m



(a) 屈折率分布の大きさ Δn と外部電場 E₀ との関係



⁽b) 干渉編と屈折率分布との位相差 o と外部電場 E との関係

図 1-4. 屈折率変化と位相差の計算結果(Bi₁₂SiO₂₀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 ϕ 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 ϕ 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 μ 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、LiNbO₃結晶において最初に確認された³²。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、Bi₁₂SiO₂₀ (BSO)、BaTiO₃ (BTO)、LiNbO₃、GaAs、SBN ⁴¹⁻⁴⁸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⁴⁹⁻⁵³。

Bi₁₂SiO₂₀ (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^{54,55}。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⁵⁵。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。

BaTiO₃ (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⁵⁵。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 µsec 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⁴⁸⁻⁵¹。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。

Sr_{1-x}Ba_xNb₂O₆ (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⁵³。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 An 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 \$ によって決まること を示す。

	対称性	電気光学定数 (pm/V)	比誘電率	屈折率	応答時間
LiNbO3	3m	r ₃₃ =31	29	2.27	~min
Bi ₁₂ SiO ₂₀	23	r ₄₁ =5	56	2.54	~ms
BaTiO ₃	4mm	r ₄₂ =1640	3700	2.40	~s
GaAs	43m	r ₄₁ =1.2	13.2	3.5	∼µs
SBN	4mm	r ₃₃ =235	750	2.30	~s

表1. フォトリフラクティブ結晶の特性

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、Staebler と Amodei によって最初に発見された²⁵。彼らは、Kogelnikの体積ホログラムの回折効率の 解析⁵⁶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²⁸。

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 n/2 のときに最大になる²⁵。位相差が n/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⁵⁶。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 θ_{o} 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 A とすれば格子ベクトルの大きさ K は、K=2 π/A 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、

 $\nabla^2 E + k_c^2 E = 0$

(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_e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

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

(1-10)

λ:	光の波長、	ω: 光の周波数
μ_:	結晶の透磁率	σ: 電気伝導率

n(x) はフォトリフラ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φずれるので、(Δn)²の項を無視すれば、

$$n (x)^{2} = \{n_{0} + \Delta n \cos (Kx + \phi)\}^{2}$$
$$= n_{0}^{2} + 2 n_{0} \Delta n \cos (Kx + \phi)$$
(1-11)

となる。以上より(1-11) 式を (1-10) 式に代入すると、

$$\mathbf{k}_{c}^{2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}_{0}\right)^{2} - 2i\alpha\left(\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}_{0}\right) + 2\kappa\left(\frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}_{0}\right)\left[e^{i(\mathbf{K}\mathbf{x}+\boldsymbol{\phi})} + e^{i(\mathbf{K}\mathbf{x}-\boldsymbol{\phi})}\right]$$
(1-12)

となる。ここでαは振幅吸収係数、κは結合定数でそれぞれ、

$$\alpha = \frac{\mu_{\rm m} c\sigma}{2n_0}$$
(1-13)
$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda}$$
(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_p とすれば、

 $E(r)=S(z) \exp(-ik_{s}r) + R(z) \exp(-ik_{R}r)$ (1-15) となる。ただし、

	λ	
k _s =	0	
	$\left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\cos\theta_c\right)$	
	$\left(\begin{array}{c} \frac{2\pi n_0}{\lambda}\sin\theta_c \end{array}\right)$	
k _R =	0	
	$\frac{2\pi n_0}{\cos \theta_0}$	

ιλ

 $\left(-\frac{2\pi n_0}{\sin \theta_c}\right)$

(1-17)

(1-16)

- 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、 $k_s \ge k_n$ 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) $\ge R(z)$ 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、

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

$$\cos \theta_c \frac{d S(z)}{d z} + \alpha S(z) + i\kappa R(z) \exp(i\phi) = 0$$
(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。¢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 トリフラ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²⁵。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、

$$\mathbf{R}(\mathbf{z}) = \mathbf{r}_1 \exp(\gamma_1 \mathbf{z}) + \mathbf{r}_2 \exp(\gamma_2 \mathbf{z})$$

 $S(z)=s_1 \exp(\gamma_1 z) + s_2 \exp(\gamma_2 z)$

(1-20) (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、 _{γ1}、 _{γ2} を 求めると、

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

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

となる。境界条件 S(0)=S₀、R(0)=R₀ を(1-20)、(1-21) 式に代入すれば、 $r_1 \ x_2 \ x_3 \ x_2$ 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。

$$S(z) = \{S_0 \cos \kappa_{\theta} z - iR_0 \exp(i\phi) \sin \kappa_{\theta} z\} \exp(-\alpha_{\theta} z)$$
(1-24)

$$R(z) = \{R_0 \cos \kappa_{\theta} z - iS_0 \exp(-i\phi) \sin \kappa_{\theta} z\} \exp(-\alpha_{\theta} z).$$
(1-25)

ここで、 $\kappa_{\theta} = \kappa / \cos \theta_{o}$ 、 $\alpha_{\theta} = \alpha / \cos \theta_{o}$ 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、

$$I_{S}(d) = |S(d)|^{2}$$

= $\{I_{S0}\cos^{2}\kappa_{\theta}d + I_{R0}\sin^{2}\kappa_{\theta}d + R_{0}S_{0}\sin(2\kappa_{\theta}d)\sin\phi\}\exp(-2\alpha_{\theta}d)$ (1-26)

 $I_{\mathbf{R}}(\mathbf{d}) = |\mathbf{R}(\mathbf{d})|^2$

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

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、フォトリフラ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化す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²⁸。彼らの解析によれば、二光波結合の増幅率は次 に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、

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

とかける。このとき結晶内の屈折率分布 n(x, z) は、

 $n(x, z)=n_0+m(z)\Delta n_cos(Kx+\phi)$

(1-29)

(1-28)

となる。 Δn_i は、(1-11)式の Δn と $\Delta n=m(0)\Delta n_i$ 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 π/2 ずれた成分に展開する と、

> $n(\mathbf{x}, \mathbf{z}) = n_0 + \Delta n_1 \cos K \mathbf{x} - \Delta n_2 \sin K \mathbf{x}$ (1-30) $\Delta n_1 = m(\mathbf{z}) \Delta n_s \cos \phi$ (1-31)

> $\Delta n_2 = m(z) \Delta n_s \sin \phi \tag{1-32}$

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 Δn₂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、

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

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

$$\Gamma = \frac{4\pi\Delta n_{s}\sin\phi}{\lambda\cos\theta_{c}}$$
(1-35)

となる。

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

$$I_{S}(z) = I_{S0} \frac{R_{0}^{2} + S_{0}^{2}}{R_{0}^{2} + S_{0}^{2} \exp(\Gamma z)} \exp\{(\Gamma - 2\alpha_{\theta})z\}$$
(1-36)

$$I_{R}(z) = I_{R0} \frac{R_{0}^{2} + S_{0}^{2}}{R_{0}^{2} + S_{0}^{2} \exp(\Gamma z)} \exp(-2\alpha_{\theta} z)$$
(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、

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

で定義すると、(1-36)式より、

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

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 $R_0^2 >> S_0^2$ のとき、(1-39) 式より、

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

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 An、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。また干渉編と屈折率分布の間の位相差φがπ/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 6=0 のとき増幅は全く生じない。

(1-39)

(1-40)

$$(1_{-}30)$$

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、Bi₁₂SiO₂₀(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ー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。

Bi₁₂SiO₂₀(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⁵⁵。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増強するには、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増強し、図 1-4 に示し たように大きな屈折率変化を引き起こす²⁶。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増強する一方で、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²⁶。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²⁸。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^{28, 29, 57}。

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^{28,29,57}。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 Δω 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=ΔωΛ/2π 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 ーモードセレクトされたアルゴンイオンレーザー(波長λ=514.5 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⁵⁷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^{58,59}。

角周波数ωの信号光と角周波数ω+Δωの参照光がともに、BSO結晶に角度θ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 x 10 x 10 mm³ 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 E₀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Λは、信号光と参照光が結晶に入射する角度θを変えて調節した。参照光の角周波数シフト量 Δω は λ/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β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 β 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 Λ 、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 γ を測定した。

干渉縞の縞間隔が、 $3.5 \mu m$ 、 $11.1 \mu m$ 、 $22.2 \mu m$ 、 $35.4 \mu m$ 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 γ 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 μm 、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 γ 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 μ 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 γ 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 μ 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、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 γ の信号光と参照光の強度比 β 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

第2章 干渉稿を移動させることによる増幅率の向上

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 β=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 µm、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を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ー依存性のメカニズムの解析1

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ー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 Δn と干渉縞と屈折率分布との位 相差 ϕ 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 照光の回折効率は高くなる。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 Δn と位相差 ϕ 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ー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 η は、Kogelnik により、

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

で与えられる⁵⁶。ここで θ 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、 λ_n はヘリウム・ネオンレーザー光の波長、 α は 632.8 nm の波長での BSO結晶の振幅吸収係数である。(2-1)式で回折効率が与えられるので、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 Δn 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 η 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β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ら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 のときには、外部電場が 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 Δn と干渉縞と屈折率分布とのあいだの位 相差 ϕ 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、Refregier⁶⁰や Valley⁶¹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 Δn は、空間電場分布の振幅 ΔE 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_n+ 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_n+ 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 動するのではなくて、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'=μE 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_n+ の大きな部分と、電子密度 n_ 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_+ 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、ynN,*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てとしたとき に、

 $\Lambda > \tau_{e}(v+v') = \tau_{e}(v+\mu E)$

(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_p^+ 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'=µE 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 Λ 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 µE 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) $\Lambda > \tau_{e}(v+v') = \tau_{e}(v+\mu E) の場合$



(b) $\Lambda < \tau_{e}(v+v') = \tau_{e}(v+\mu E) の場合$

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μE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Δω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Δω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Δω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、パラメーター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_eと、空のド ナーサイトの密度の大きな部分 N_b⁺ は同方向に移動する。伝導帯内の電子 n^e と、空のド ナーサイトへ再結合する確率は、 $\gamma_{Rn}N_{b}^{+}$ 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、増幅率は高くならない。

2-5 考察

最大の増幅率を得るためのパラメーターの決定方法

2-4節の増幅率のパラメーター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ー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て約 2000 倍の増幅率を得たと報告している⁶⁰。

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²⁸。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β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 β ~10⁵のときに増幅率2000、 β ~10³とき約増幅率 γ ~100を得ている。我々の実験では β ~10³である。また、我々の実験では外部電場 E_0 =6.0 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 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⁶⁰。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γは、(1-40)式で与えられるので、 Δn sin φ を求めることにより、増幅率γ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Δn sin φ 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 3mW/cm² 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ングしているので、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. Δn sin φ 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. Δn sin φ 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. Δn sin φ 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 ーの値は一致していないが、増幅率のパラメーター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²

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λ/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。B SO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 π/2 ず れた電場分布を形成する⁶²⁶⁵。

参照光は π/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⁶²⁶。

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 Δn 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⁶²⁶⁵。

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。図 3-2 に増幅率のパラメーター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λ/4板と回転するλ/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9Hzでチョッピングされ ている。その他のパラメーターの値は、外部電場が 6 kV/cm、干渉縞の縞間隔が 22.0 µm、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 μm 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 μm、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γは、

 $\gamma = \frac{I_{S}(\text{output intensity with signal beam chopping})}{I_{S}(\text{output intensity without signal beam chopping})}$ (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²⁸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、複数のパラメーターを相互に変化させて 増幅率のパラメーター依存性を調べた。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 E₀ 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 μm 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6kV/cmのときの出力光強度

(c) 外部電場が0kV/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) 第3章 信号光のチョッピングによる増幅率の向上

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17.7µm、チョッピング周波数が1.9、6.0、9.0、12.0Hz 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 μm、 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 λ/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 λ/2 板を通過させる。λ/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



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 λ/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 µm 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 µm 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 µm、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ー依存性を調 べるために、パラメーター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、各々の編間隔に対して増幅率を最大にする周波数の値は、編間隔が小さくなる 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 µm 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 µm 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ー間の相互関係 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6.0kV/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29.5μm、チョッピング周波数が6.0 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19.9μm、信号光と参照光の偏光面が一致する周 波数が7.6 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ー依存性を示した。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、パラメーターの決め方は、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ーを決 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。

$$I(x,t) = I_0 \left(1 + m \frac{1 + \cos \omega t}{2} \cos Kx \right)$$
 (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。 ω 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 化し、m(1+cos ωt)/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、

$$I(x,t) = I_0 \left\{ 1 + \frac{m}{4} \cos(\omega t - Kx) + \frac{m}{4} \cos(\omega t + Kx) + \frac{m}{2} \cos Kx \right\}$$
$$= \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \left(m \cos \frac{\omega t}{2} \right) \cos \left(\frac{\omega t}{2} - Kx \right) \right\}$$
$$+ \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + \left(m \cos \frac{\omega t}{2} \right) \cos \left(\frac{\omega t}{2} + Kx \right) \right\}$$
(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 ω/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 ω/4π 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、干渉編は、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編の組に分解することができる。それぞれの移動する干渉編のビ 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3-6

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の参照光 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ので、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



(a) 二光波結合

(b) トランジスター

図 4-1. 二光波結合とトランジスターとの類似性



INPUT BEAM INTENSITY (Iso)

図 4-2. 光トランジスターの入出力特性



Photorefractive Crystal



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編ができ、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ー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ーA、B、C、Dがあると考える。右上のトランジスター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、トランジスターは 動作し、増幅された出力が得られる。左上のトランジスターBには、コレクター電流は 流れているがベース電流(信号)が流れないために出力は得られない。右下のトランジ スター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ー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 光トランジスター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 ジスターアレイのうちどの光トランジスターをオンにしたり、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ーの動作を制御できるので、使用する光トランジスタ ーの個数を制御できことになる。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ーアレイでは、 参照光パターンの形を変えることによって、光トランジスター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. 光トランジスター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ーアレイの制御



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 λ/4 板 (QWP1 と QWP2) と回転する λ/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 θ 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 x 10 x 10 mm³ であった。この結晶に 6 kV の外部 電圧を印加した。信号光と参照光のなす角 θ は、約 2.3 度で、参照光の周波数シフト量 Δf は、9.5 Hz であった。結晶に入射する参照光の強度は約 3 mW/cm² 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、右半分のみの領域 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



(a) 信号光

(b) 参照光

(c) 出力光

図 4-8. 信号光の選択的な増幅の実験結果1



(a) 信号光

(b) 参照光

(c) 出力光

(c) 出力光

図 4-9. 信号光の選択的な増幅の実験結果2



(a) 信号光

(b) 参照光

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。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にのみ入射している。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。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、 $R_1 << R_2$ 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ー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B SO結晶を、抵抗が縦横につながったものと考える。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⁶⁷。

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。



(a) 信号光

(b) 参照光

(c) 出力光

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。



(c) 出力光

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-



(a) 信号光

(b) 参照光

(c) 出力光

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

(c) 出力光



(a) 信号光

(b) 参照光

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、挾まれ 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γは、外部電場の大きさをE₀とすると、(1-40)式より近似的に、

 $\gamma \sim \exp(CE_0)$ (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 γ は、

$$\gamma' = \gamma_0^{\underline{E}} \tag{4-2}$$

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~1.3E₀ なので γ =10 とすれば、 γ =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~1.8E₀ なので、 γ =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は、BSO結晶のフォトコンダクティビィ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ィティがどれぐ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^{68,69}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、



Signal

Reference Pattern

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

$$E_{x}(z) = E_{0}e^{-i\delta z} \left\{ \cos\left(\kappa^{2} + \Gamma^{2} + \delta^{2}\right)^{\frac{1}{2}} z - \frac{i\delta \sin\left(\kappa^{2} + \Gamma^{2} + \delta^{2}\right)^{\frac{1}{2}} z}{\left(\kappa^{2} + \Gamma^{2} + \delta^{2}\right)^{\frac{1}{2}}} \right\}$$
(4-3)

$$E_{y}(z) = E_{0} \frac{(\kappa + i\Gamma)e^{-i\delta z}}{(\kappa^{2} + \Gamma^{2} + \delta^{2})^{\frac{1}{2}}} \sin(\kappa^{2} + \Gamma^{2} + \delta^{2})^{\frac{1}{2}} z$$
(4-4)

$$\delta = \frac{1}{2} (\mathbf{k}_{\mathbf{x}} - \mathbf{k}_{\mathbf{y}}) \tag{4-5}$$

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節で参照光に入 力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15kV/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、オブジェクトに一様なものを用い、アルゴンイオンレーザー光を一様に結 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、一様である。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) では出力像は一様に暗くなってい 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) に比べて一様に 明るくなっている。この場合には、結晶内にほぼ一様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、ほぼ一様な電 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、結晶内に一様な電場分布が形成されている。

図4-24に結晶の左半分にだけ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 がって結晶内に一様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 ダクティビィティにより、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。



(a) オブジェクトパターン (b) 出力像 (V=0 kV)

図 4-22. BSO結晶内の電場分布の測定



(a) オブジェクトパターン



(c) 出力像 (V=6 kV)

(b) 出力像

図 4-23. BSO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)





(a) オブジェクトパターン

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





(a) オブジェクトパターン

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⁷⁰⁻⁷²。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⁷³、 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⁷⁴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^{75,76}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⁷⁷。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⁷⁸。 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⁷⁹。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 スペックルノイズ除去の原理

スペック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編と平行方向の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 にスペック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ック 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、スペックルのない出力像を得ることができる。

5-2 実験

図 5-2 にスペック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 120 Hz で振動させた。照明方向を変化させる角度が、0.96





第5章 増幅画像の画質の向上―スペックルノイズの除去



図 5-2. スペック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 全体にスペック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 E₀ 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。出力像全体にスペック 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。スペックルノイズは、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。スペック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、スペック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。この像はスペック 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ッ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) と比べてスペック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ック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、スペック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) E₀=0 kV/cm 照明方向の変化: 0 度



(c) E₀=6 kV/cm 照明方向の変化: 0.36 度



(b) E₀=6 kV/cm 照明方向の変化: 0 度



(c) E₀=6 kV/cm 照明方向の変化: 9.7 度

図 5-4. 画像増幅の出力像



(a) 信号光パターン



(b) 参照光パターン

図 5-5. 信号光の選択的な増幅に用いたパターン



(a) Eo=0 kV/cm 照明方向の変化: 0 度



(b) E0=6 kV/cm 照明方向の変化: 0 度 (c) E0=6 kV/cm 照明方向の変化: 9.7 度

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ッ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ックルノ 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場合 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、画像のエッヂ強調など様々な処理ができる^{80,81}。そのため、今後はフォトリフラク ティブ結晶が像面にない場合にもスペック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一位相物体の可視化一

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⁸²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、

$$\Delta n = \frac{1}{2} r n_0^3 \Delta E$$

(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を意味している。



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⁸²。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 π/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次元的に強 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、通常の位相差法と違って、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 なくて、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φは、AとBの領域の電場の大きさの差をΔE、結晶の厚さをdとすると、

 $\phi = 2\pi\Delta nd/\lambda$

 $= 0.157\pi\Delta Ed$

(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 1x10¹² m/V、屈折率 n₀=2.6、波長 λ = 514.5 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 ΔE は 3.18 kV/cm、結晶の厚さ d は 10 mm なので、位相差 φ は、

 $\varphi = 0.499\pi$

≅π/2

(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、π/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 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 - 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 λ/4 板と回転する λ/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 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 λ/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 E₀=0 kV/cm

(b) 出力像 E₀=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って 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 幅率のパラメーター依存性を測定した。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、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ー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、パラメーター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編の編間隔を決定する。
- (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 チョッピングするの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、干渉編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っ 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 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、スペック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 干渉編と平行方向の1次元方向に変えることにより、スペック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、不純物をドープしたり、超格子を作製することなどが今後重要になるだろ

給 括

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。

Appendix A: チャージトランスポートモデルから電場分布 Δn と位相差 φ を求める方法^{26,55}

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。

$$sI(x)\{N_{\rm D} - N_{\rm D}^{+}(x)\} - \gamma_{\rm R}n_{\rm e}(x)N_{\rm D}^{+}(x) = 0$$
(A-1)

$$J = e_{s}\mu n_{e}(x) + k_{B}T\mu \frac{d n_{e}(x)}{d x}$$
(A-2)

$$\frac{d E(x)}{d x} = \frac{4\pi e_s}{\varepsilon} \{ N_D^+(x) - n_e(x) - N_A \}$$
(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。

- (ii) N_n>>N_n⁺≥N₄>>n₂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_p⁺(x)、伝導帯内の電子の数密度 n_s(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渉縞の強度分布が、
 - $I(x)=I_0(1+\cos Kx)$

(A-4)

と書けるとする。ここでに I_0 は結晶に入射する二光波の全強度、K は干渉縞の波数で、 干渉縞の縞間隔を Λ とすれば、K=2 π/Λ となる。m は干渉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。

$N_{D}^{+}(x) = N_{D0}^{+} + \Delta N_{D}^{+} \cos Kx$	(A-5)
$n_{x}(x)=n_{x}+\Delta n_{x}\cos Kx$	(A-6)

 $E(x)=E_0+\Delta E\cos Kx$

(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 ΔN_{D}^+ 、 Δn_e 、 ΔE は複素数で、干渉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。cosKx 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、

 $sI_0N_D = \gamma_R n_{c0}N_{D0}^+,$

$$m = \frac{\Delta N_D^+}{N_{D0}^+} + \frac{\Delta n_e}{n_{e0}}$$

(A-9)

(A-8)

(A-2)式より、

(A-10)

(A-11)

$$\frac{J}{e_sm} = n_{e0}E_0$$

 $E_0 \Delta n_e + \Delta E n_{e0} + i E_D \Delta n_e = 0$

(A-3) 式より、

$$\frac{N_{D0}^{+}}{N_{A}} = 1$$

$$i \Delta E = \frac{\Delta N_{D}^{+}}{N_{A}} E_{q}$$
(A-12)
(A-13)

(A-8~13) 式から、ΔE を求めると、電場分布の振幅 ΔE と干渉編と電場分布との位 相差φは、つぎのようにもとまる。

$$\Delta E = mE_{q} \sqrt{\frac{E_{0}^{2} + E_{D}^{2}}{E_{0}^{2} + (E_{q} + E_{D})^{2}}}$$

$$\tan \phi = \frac{E_{D}}{E_{0}} \left(1 + \frac{E_{D}}{E_{q}} + \frac{E_{0}^{2}}{E_{D}E_{q}} \right)$$
(A-14)
(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、

$$\Delta n = \frac{1}{2} r n_0^3 \Delta E \tag{A-16}$$

で与えれる。(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、

$k_{B}^{=1.38 \times 10^{-23}} [JK^{-1}]$	$e_{s} = 1.60 \times 10^{-19} [C]$
$e=56 \times 8.85 \times 10^{-12} [Fm^{-1}]$	$N_{A} = 0.95 \times 10^{22} [m^{-3}]$
T=300 [K]	r=4.51 x 10 ⁻¹² [mV ⁻¹]
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^{60,61}

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、

$$e_{s} \frac{\partial N_{D}^{\pm}(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial J(x,t)}{\partial x}$$
(B-1)
$$\frac{\partial N_{D}^{\pm}(x,t)}{\partial t} = sI(x,t)N_{D} - \gamma_{R}n_{e}(x,t)N_{D}^{\pm}(x,t)$$
(B-2)

- 111 -

$$J(x,t) = e_{s}\mu n_{e}(x,t)E(x,t) - k_{B}T\mu \frac{\partial n(x,t)}{\partial x}$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{4\pi e_{s}}{e} (N_{D}^{+}(x,t) - n_{e}(x,t) - N_{A})$$
(B-3)
(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と、干渉縞の強度分布 I(x, t) は、

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

(B-5)

と書ける。空のドナーサイトの数密度 $N_{p}^{+}(x, t)$ 、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と、

$N_D^+(x,t) = N_{D0}^+ + \Delta N_D^+ \cos K(x-vt)$		(B -6)
$n_e(x,t) = n_{e0} + \Delta n_e \cos K(x-vt)$		(B-7)
$J(x,t) = J_0 + \Delta J \cos K(x-vt)$		(B-8)
$E(x,t) = E_0 + \Delta E \cos K(x-vt)$	44	(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、cosK(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、

	$- e_s K v \Delta N_{D0}^{+} = K \Delta J.$		(B-10)
(B-2) 式よ	Ŋ.	41. 	
	$sI_0N_D = \gamma_R n_{e0}N_{D0}^+,$		(B-11)
	$-iKv\Delta N_{D}^{+}=sI_{0}N_{D}m-\gamma_{R}n_{e0}\Delta N_{D}^{+}-\gamma_{R}\Delta n_{e}N_{D}^{+}.$		(B-12)
	10		

(B-3)式より、

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

$$\frac{\Delta J}{e_{s}\mu} = n_{e0}\Delta E + \Delta n_{e}E_{0} - i\Delta n_{e}E_{D}.$$
(B-14)

(B-4) 式より、

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

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

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

(B-17)

る。

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

ここで、

b=Kvτ,,

$$E_{\rm M} = \frac{\gamma_{\rm R} N_{\rm A}}{\mu {\rm K}}, \qquad \qquad \tau_{\rm d} = \frac{\varepsilon}{e_{\rm s} \mu n_{\rm e0}},$$

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

この式を用いて (A-16) 式から、Δn sin φ 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 x 10-4 [m²J⁻¹] $N_D = 10^{25} [m^{-3}]$ $\mu = 10^{-5} [m^2V^{-1}s^{-1}]$ $\gamma_R = 1.65 \times 10^{-17} [m^3s^{-1}]$ $I_0 = 30 [Wm^{-2}]$

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⁶⁰。

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 twowave 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 twowave 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 twowave coupling with a BSO crystal," Jpn. J. Appl. Phys. 29, L1547-1549 (1990).
- Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Image amplification with local addressing by twowave coupling in a Bi₁₂SiO₂₀ crystal by application of direct-current voltage," J. Opt.Soc. Am. B7, 2362-2368 (1990).
- Y. Kawata, S. Kawata, and S. Minami, "Locally-controllable image amplification by twowave 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. Orthnber and L. Vlley, "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, "Optoelectonic integrated device with light amplification and bistability," IEEE Transaction electron device ED-31, 805 (1984).
- 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 bisatable optical device using semiconductor laser

diodes," J. J. Appl. Phys. 20, 646(1981).

- J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Two-wave mixing and energy transfer in Bi₁₂SiO₂₀ crystals: application to image amplification and vibration analysis," Opt. Lett. 6, 622-624 (1981).
- E. Ochoa, L. Hesselink, and J. W. Goodman, "Real-time intensity inversion using two-wave and four-wave mixing in photorefractive Bi₁₂GeO₂₀," 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).
- R. W.Hellwarth, "Generation of time-reversed wave fronts by nonlinear refraction," J. Opt. Soc. Am 67, 1-3(1977).
- A. Yariv, "Compensation for atomospheric degradation of optical beam transmission," Opt. Commun. 21, 49-50 (1977).
- 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).
- H. Rajbenbach, J. P. Huignard, and Ph. Refregier, "Amplified phase-conjugate beam reflection by four-wave mixing with photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals," Opt. Lett. 9, 558-560 (1984).
- 25. D. L. Staebler and J. J. Amodei, "Coupled wave analysis of holographic storage in LiNbO₃", 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).
- 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).
- J. P. Huignard and A. Marrakchi, "Coherent signal beam amplification in two wave mixing experiments with photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals," Opt. Commun. 38, 249-254 (1981).
- 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).

参考文献

- 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).
- 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 LiNbO₃ and LiTaO₃," 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).
- J. P. Herriau, J. P. Huignard, and P. Aubourg, "Some polarization properties of volume holograms in Bi₁₂SiO₂₀ crystals and applications," Appl. Opt. 17, 1851-1852 (1978).
- P. D. Foote and T. J. Hall, "Influence of optical activity on two beam coupling constants in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀," Opt. Commun. 57, 201-206 (1986).
- A. Marrakchi, R. V. Johnson, and A. R. Tanguay, Jr., "Plarization 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 LiNbO₃ and LiTaO₃," 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 BaTiO₃," Appl. Phys. Lett. 40, 450-452 (1982).
- 43. Y. Fainman, E, Klancnik, and S. H. Lee, "Optimal coherent image amplification by twowave coupling in photorefractive BaTiO₄," 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 dependense 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).
- M. B. Klen, "Beam coupling in undoped GaAs at 1.06 μm 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).
- W. W. Clark III, G. L. Wood, M. J. Milller, 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 Bi₁₂SiO₂₀ and Bi₁₂GeO₂₀ 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).
- Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard, "Two wave coupling in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ 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 Bi₁₂GeO₂₀," 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 LiNbO₃ 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).
- M.Peltier and F. Michron, "Volume Hologram recording and charge transfer process in Bi₁₂SiO₂₀ and Bi₁₂GeO₂₀," 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, "Spekle-free imaging in fourwave mixing experiments with Bi₁₂SiO₂₀ 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).
- 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