



Title	超短光パルス生成と制御に関する研究
Author(s)	森本, 朗裕
Citation	大阪大学, 1991, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3086312
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

超短光パルス生成と制御に関する研究

1991 年

森本 朗裕

超短光パルス生成と制御に関する研究

1991 年 (平成 3 年) 9 月

森本 朗裕

大阪大学 基礎工学部

[内容梗概]

本論文は、ピコ秒からサブピコ秒、さらにはフェムト秒という超短時間域で光波形を自在に制御し、超短光パルスを生成することを目的として、筆者が行った研究をまとめたものである。

光波は、その高い周波数から、本質的に広帯域、高速の可能性を有しており、フェムト秒領域の超高速光パルスの発生も既に報告されている。しかし、任意のレーザから任意の超高速光波形を得ることは困難であり、その解決が望まれている。電気光学変調器を利用して電氣的に光波形を制御する方法は、制御性に優れておりレーザを選ばないという利点があるものの、従来は変調帯域による高速性の限界を重視するあまり、フェムト秒に向けての超高速光波形制御、光パルス生成の研究はほとんど行われていない。

光波は、干渉性、空間並列性、伝搬に伴うフーリエ変換特性などの性質も有しているが、これらの性質を有効に利用することができれば、従来にない光変調素子や光制御法を実現できると考えられる。そこで本論文ではいくつかの新しい光制御法を提案し、それにより超短光パルスを生成できることを実験的に明らかにしている。

本文は、6章から構成されている。以下に各章について、その内容の概要を述べる。

第1章 序論

研究の背景として超短光パルス生成の歴史とその応用分野について述べ、現在の光技術、光エレクトロニクスにおける超短光パルス生成と制御の重要性を示す。そして、本研究の意義と目的、および有用性を明確にする。

第2章 超短光パルス生成法の概要

従来から開発されてきたピコ秒からフェムト秒領域の超短光パルス生成法の概要と得られる光パルスの性質についてまとめ、本研究で行い第3章以下において述べている新しい光パルス生成、制御法の超短光パルス生成法全体の中での位置づけを明確にする。超短光パルスを発生させるには、いかにして広いスペクトル広がりを生成するかが最も重要であることを指摘して、広帯域スペクトル生成の観点から超短光パルス生成を見直し、周波数領域での制御による超短光パルス制御の有用性を示す。

第3章 電気光学変調による超短光パルス生成

純粋な電気光学的手法を用いた光制御による超短光パルス生成について研究を進め、実験的にピコ秒からサブピコ秒領域の光パルスが生成できることを明らかにした。

まず、光波の多重干渉を利用して変調器の能率を向上させることを考え、ファブリ・ペロー形電気光学変調器について研究を進め、純粋な電気光学的手法によってサブピコ秒光パルスをはじめて得た。

次に、超短光パルスを得るために必要な広帯域のスペクトル生成に大振幅の電気光学変調が利用可能であると考え、マイクロ波領域の大振幅位相変調器を試作し、電気光学変調によるものとしては最も広帯域の 640 GHz という変調サイドバンドを得た。そして、このような電気光学位相変調光を、従来の回折格子対を用いるのではなく、はじめて光ファイバの正常分散性を用いることによって圧縮し、ピコ秒光パルスを得ることに成功した。

さらに、周波数領域で光波の振幅と位相を制御することによる超短光波形合成の考えに基づき、大振幅電気光学位相変調による広帯域変調サイドバンドから、ファブリ・ペロー干渉フィルタを用いて選択的にサイドバンド抜き出すことによる光波形生成法を提案し、75GHz という超高繰り返しピコ秒光パルス列の発生を実験的に確認している。

第4章 電気光学空間変調器を用いたモード同期による超短光パルス生成

よりよい超短光パルスをレーザのモード同期によって得るために、新しいモード同期法を提案し、その動作を確認した。光波の空間並列性、伝搬にともなうフーリエ変換特性に着目し、高速の電気光学空間変調器を利用したモード同期について、その動作解析、および実験を行っている。

まず、空間的に1次の位相変化である光偏向器を変調素子として用いたモード同期を提案し、その動作解析を行うことによって、定常的なモード同期パルスの幅を与える式を導く。そして Nd: ガラスレーザを用いてモード同期実験を行い、Nd: ガラスレーザの純粋な強制モード同期としては最短の 6ps という超短光パルスを得た。

次に、空間的に2次の位相変化である電気光学レンズを用いたモード同期を提案し、解析によって定常的なパルスの幅を与える式を導くとともに、実験によりモード同期を確認している。

第5章 進行する位相格子による超高速光制御

媒質中を走行する位相格子を用いて光ビームに対して時間的、空間的な変調を加えることによる新しい超高速の光パルス制御法を提案し、実験によりその動作を確認している。

まず、電気光学効果によって結晶中に形成される位相格子を光ビームと直角に進行させることによる、新しい超高速光制御法を提案している。進行する位相格子によって引き起こされる光波のラマン・ナス回折を利用し、周波数成分の生成とそれらの空間的制御によって超高速光偏向器が実現できることを示す。本光偏向器は十ギガヘルツ以上の超高速繰り返して光ビームを、回転する多面体ミラーのように、単一方向にのみ掃引できる新しいものである。本素子の動作解析を行うとともに素子を試作し、さまざまな空間的制御によって、16 GHzでの単一方向光偏向動作を確認した。また、本素子を応用した新しい超高速光制御法について検討を行い、ピコ秒パルス合成の実験を行って動作を確認した。

次に、光ビームの進行方向と同方向に走行する位相格子を用いた超高速光スイッチを提案している。超短光パルスの干渉によって非線形媒質中に形成される光誘導位相格子を用いて入力信号光を進行波的にブラッグ回折させることにより、超高速の光スイッチを構成する。4光波結合の解析により大信号時の動作を明らかにするとともに、モード同期 Nd: ガラスレーザを光源にピコ秒のスイッチ動作を確認した。

第6章 結論

この研究で得られた成果を総括し、さらに今後の課題と発展についての展望について述べる。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 本研究の目的と意義	4
1.3 本論文の構成と概要	5
第 2 章 超短光パルス生成法の概要	9
2.1 序言	9
2.2 超短光パルス	9
2.3 超短光パルス発生法の種類と特徴	13
2.4 結言	18
第 3 章 電気光学変調による超短光パルス生成	19
3.1 序言	19
3.2 ファブリ・ペロー変調器による超短光パルス生成	20
3.2.1 ファブリ・ペロー変調器による超短光パルス生成の原理	20
3.2.2 パルス生成実験	23
3.3 周波数変調光の圧縮による光パルス生成	26
3.3.1 パルス生成の原理	26
3.3.2 マイクロ波電気光学変調器	31
3.3.3 光ファイバを用いた光パルス生成実験	32
3.4 ファブリ・ペロー干渉フィルタによる光波形制御	37
3.4.1 波形制御の原理	37
3.4.2 高繰返し光パルス合成実験	42

3.5	結言	46
第4章	光空間変調器を用いたモード同期による超短光パルス生成	49
4.1	序言	49
4.2	電気光学偏向器を用いたモード同期の理論	50
4.2.1	電気光学偏向器の光強度変調器としての特性	50
4.2.2	光共振器内での偏向器の効果	53
4.2.3	自己無撞着なパルスの導出	58
4.3	電気光学偏向器を用いた Nd: ガラスレーザのモード同期実験	61
4.3.1	実験構成	61
4.3.2	モード同期の特性	63
4.4	電気光学レンズを用いたモード同期	68
4.4.1	電気光学レンズによるモード同期の原理	68
4.4.2	モード同期実験	70
4.5	結言	72
第5章	進行する位相格子による超高速光制御	75
5.1	序言	75
5.2	進行波電気光学位相格子を用いた単一方向光ビーム偏向器	77
5.2.1	単一方向光ビーム偏向の原理と動作解析	77
5.2.2	位相格子形電気光学変調器	87
5.2.3	単一方向光ビーム偏向実験	90
5.2.4	超高速光制御への応用	95
5.3	光誘導位相格子による超高速光スイッチ	98
5.3.1	原理	98
5.3.2	4 光波結合方程式による動作解析	99
5.3.3	実験および結果	103
5.4	結言	106
第6章	結論	109

謝辞	113
参考文献	115
本研究に関する発表論文	119

主要記号表

$a_d, b_d, c_d, a_l, b_l, c_l =$

自己無撞着なパルスのパラメータ

$A_q =$ 回折光に対する振幅, 位相制御項

$c =$ 真空中の光速

$d =$ 開口の半径,

周波数の異なる光源の間隔

$D =$ 変調器/偏向器の口径

$E(t) =$ 光電界

$E_0 =$ 入射光電界強度

$f_1, f_2 =$ フーリエ変換レンズの焦点距離

$f_m =$ 変調周波数

$\mathcal{F} =$ ファブリ・ペロー干渉計のフィネス $P_{NL} =$ 非線形分極

$\mathcal{F}[E, x, f] =$ 入射光 E の焦点距離 f のレンズによるフーリエ変換 $R =$ ミラーの曲率半径, 光反射率

$g =$ 媒質中心波長での飽和利得

$J_q =$ q 次のベッセル関数

$k_0 =$ 入射光の波数

$k_3 =$ 出力面上の回折光の波数

$k_g =$ ゲート光の波数

$k_s =$ 信号光の波数

$k_x =$ 走行する位相格子の波数

$k_0 =$ 入射光の波数ベクトル

$k_1 =$ 回折光の波数ベクトル

$k_2 =$ 信号光の波数ベクトル

$k_3, k_4 =$ ゲート光の波数ベクトル

$k_x =$ 走行する位相格子の波数ベクトル

$\Delta k =$ 非整合の大きさ

$L =$ 光共振器の光学長

$L_i =$ 相互作用長

$M(x, t) =$ 時間的, 空間的変調関数

$n =$ 屈折率

$\Delta n =$ 位相格子の屈折率振幅

$N =$ 分解可能スポット数

$T, T' =$ 光透過率

$T_m =$ 変調周期

$\Delta t =$ パルス幅

$v =$ 位相格子の走行速度

$v_3 =$ 出力像の走行速度

$w =$ スポットサイズ

$w_0 =$ ガウス形スリットのスロットサイズ

$W(x)$ = 入射光電界の空間分布関数

$X(x)$ = 出力面上の瞬時回折パターン

α = パルス幅の補正係数

$\delta(x)$ = ディラックのデルタ関数

ϵ = 誘電率

ϵ_0 = 真空誘電率

θ_0 = 光学バイアス

$\theta(t)$ = 回折像の現れる角度

$\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ = 入射および出射角度

$\Delta\theta$ = 偏向角度,
位相/強度変調の変調深さ

Λ = 位相格子のピッチ

λ = 波長

μ_0 = 真空透磁率

ν = 光周波数

$\nu(t)$ = 瞬時周波数

ν_0 = 光中心周波数

ν_r = 干渉フィルタの透過周波数

$\Delta\nu$ = スペクトル幅

$\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4$ = 光波の振幅

τ = 群遅延

$\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ = 光波の位相

$\Delta\phi$ = 位相格子の位相振幅,
偏向器口径内での位相変化

ω_m = 変調角周波数

$\Delta\omega$ = 媒質の利得幅

χ_3 = 3 次の非線形感受率

第 1 章 序論

本章では、本研究の位置づけとして研究の背景、目的および意義について述べる。また、最後に本論文の構成と概要を示す。

1.1 本研究の背景

レーザの発明以来、光技術は急速に進歩してきた。超短光パルス技術も、レーザの出現に端を発し、以来、レーザの進歩とともに着実に進歩してきた [1],[2]。図 1.1 は発生可能な超短光パルスの幅が、年代をおってどのように短くなってきたかを示している。レーザ出現の 1960 年以前の時代では、当時の高周波電子回路の急速な進歩にもかかわらず、発生可能な光パルスの幅はナノ秒領域に達するのも困難であった。レーザの出現で状況は一変し、直ちにナノ秒の時代に入った。レーザのモード同期によってピコ秒領域に到達した 1966 年以降が、超高速光技術の時代といえる [3],[4]。1981 年以降、CPM レーザの出現で本格的なフェムト秒時代を迎え [5]、現在では発生可能な最短光パルス幅は 6 フェムト秒と極限的に短くなっている [6]。

超短光パルスは、現在ではさまざまな分野に応用されている [7]–[9]。モード同期技術の開発によって初めて我々はピコ秒光パルスを発生することができるようになったが、このような超短光パルスは、時間的、空間的短さのほかに高いピークパワーを持ち、物理、化学、生物、物性、分光、プラズマ物理などのさまざまな分野に、新しい研究手段を提供している。たとえば超短光パルスを用いたポンプ・プローブ法による材料の超高速応答の計測は、現在では必須の研究手段になっている [10]。このとき、パルス幅の短縮は、そのまま計測精度の向上につながっている。このように計測分野では超短光パルスは初期から利用されているが、ほかにもさまざまな応用分野が考えられてきた。光パルス制御技術の進歩にともない、通信や情報処理などエレクトロニクスとも密接に結びつくようになった [11]。現在の光ファイバ通信はその具体例であり、

超短光パルスの光ファイバ内での安定な存在形態である光ソリトンは将来の大容量光通信への利用が期待されている。また超短光パルスを利用した光サンプリング技術は超高速電子回路のピコ秒応答の計測手段として注目されている [12]。このほか超高速並列光演算への応用も考えられている [13]。

現在報告されているなかで最も短い 6 フェムト秒という超短光パルスは、その中心波長 $0.6\mu\text{m}$ に対してわずか 3 サイクルほどの光パルスでしかない。このように極限的な光パルスはレーザ自体で得られたものではなく、超短光パルス制御技術の代表である光パルス圧縮技術と併用してはじめて可能になったものである。超短光パルスの圧縮は 1970 年頃より行われてきたが、もともとモード同期パルスに含まれている周波数チャープを分散性素子により圧縮してフーリエ変換限界のパルス (Transform Limited Pulse) に整形することを目的としていた [14],[15]。その後、レーザの外部でチャープを積極的に与えるために非線形媒質が利用されるようになり、それに光ファイバを用いるようになってはじめて、現在のように光パルス圧縮が有効な光技術として確立されるに至った [16],[17]。

光パルス圧縮技術の発展過程において、圧縮後の光パルスの波形をできるだけ短く、またできるだけフーリエ変換限界に近づけたいという要求はますます強いものになってきた。今日のように得られる光パルス幅が短くなってくると、多くの分野において現在のフェムト秒というパルス幅の短さは十分なものとなり、パルスのエネルギー、安定性、使いやすさなどに関心がもたれるようになってくると同時に、得られるパルス波形および瞬時周波数の変動にも、強い関心が持たれるようになってきた [18]。たとえば、超短光パルスを用いた光ファイバ通信では光パルスの瞬時周波数の変動は重要なパルス広がり要因になり、また、ある種の光非線形過程では特殊な波形および位相変化を持った超短光パルスが必要になる。

このようななかで、パルス波形を制御する試みがいくつか行われるようになってきた。光パルス圧縮の過程においてスペクトルを制御することにより、消光比およびサイドパルスの除去比を改善しようとする試みなどである [19]。これは、現在、モード同期超短光パルスのスペクトル制御による超高速光波形整形の試みに発展している [20],[21]。ピコ秒からフェムト秒の領域において任意の強度波形、位相変化を有する光パルスを自在に作り出すことをめざして研究が進められている [22]。現在、超短光パルス技術は急速に進歩しており、今後ますます超高速光パルスの応用分野は広がってゆくもの

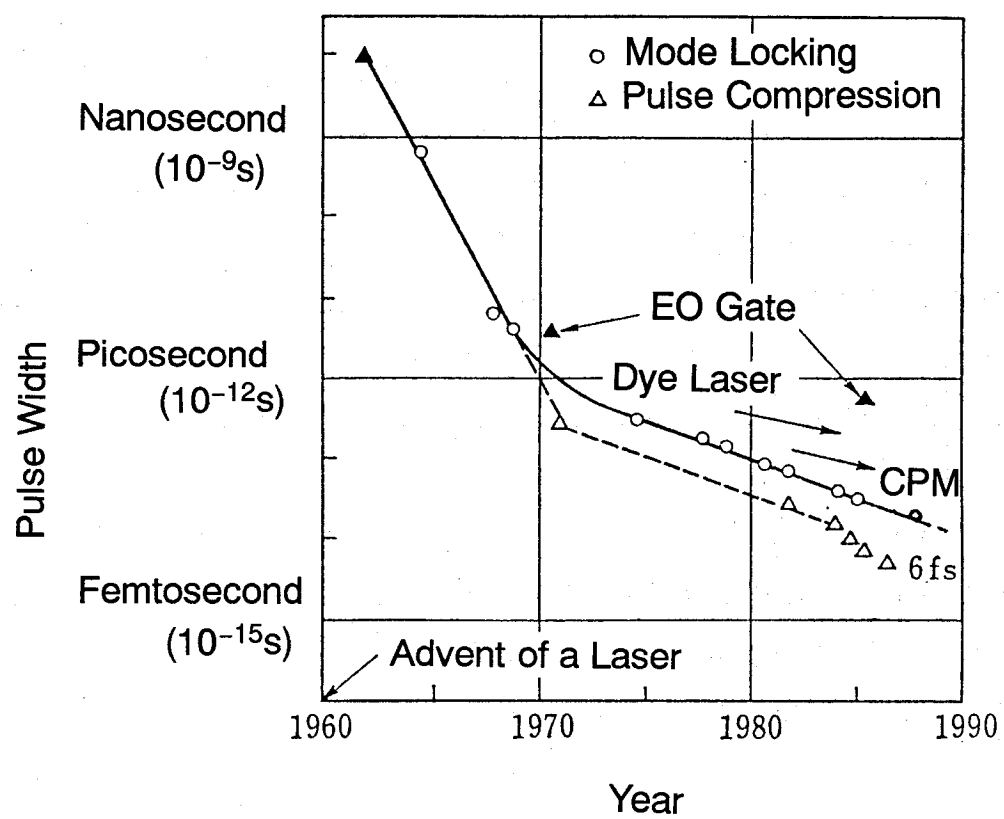


図 1.1: 発生可能な超短光パルスの幅の変遷.

と期待される [23] .

1.2 本研究の目的と意義

超短光パルスを実際に利用する上で、フェムト秒という極限的光パルスを直接発生することのできるレーザに限られているのは大きな問題である。現在、フェムト秒レーザとして一般的に利用できるようになっているのは色素レーザのみである。最近でこそ Ti: サファイアレーザが利用可能になりつつあるが、残念ながら任意のレーザから、任意の波長、任意の光強度で、任意のパルス幅を得ることは、いまだに困難である。これには、モード同期により発生することのできるパルス幅がレーザ媒質の利得帯域とモード同期用変調素子の能力によって制限されていることが原因の一つとしてあげられる [24] . 変調素子と変調方式にはまだ改良の余地があると考えられるが、近年ではあまり研究が進展していないようである。新しい強制モード同期法の開発により、多数のレーザでサブピコ秒からフェムト秒の超短光パルスが発生できるようになることが望まれる。

超短光パルスのパルス幅の記録の歴史は、レーザのモード同期とそれによる光パルスをもとにした関連技術の進歩によるものであるが、一方で、電気光学変調器に代表される電氣的に光を制御する技術も着実に進歩してきている。

広帯域の電気光学変調器の変調周波数帯域は数十ギガヘルツにまで達しており、光通信などに利用されるとともに、さまざまな高速光機能素子に応用されている [25],[26] . しかしながら、数十ギガヘルツの帯域といえども時間になおせば数十ピコ秒でしかない。ピコ秒からサブピコ秒、さらにはフェムト秒領域の光パルスを電氣的に発生し、自在に制御することができれば、その応用分野ははかりしれない広がりを持つと期待される。

電気光学的に生成される光パルスは、その幅こそレーザのモード同期によるものにおよばないものの、制御性や安定性に優れている。また、モード同期の場合、パルス幅はレーザ媒質の利得幅によって制限され、フェムト秒を生み出すことのできるレーザは限られるが、電気光学的手法によればレーザの種類にかかわらず超短光パルスを発生させ、制御できるという利点がある。さらに、光エレクトロニクス分野への超短光パルスの応用を考えると、電気信号と光信号との同期は避けて通れない問題であ

る。受動モード同期により生成されるフェムト秒光パルスと電気信号との同期をとることは容易なことではなく、光サンプリング技術などでは光信号をもとに電気信号を発生してエレクトロニクス of 計測に利用していることが多い。純粋に電氣的に発生した光パルスではこのような問題は起こらない。

光波は、その高い周波数から、本質的に広帯域、高速の可能性を有しているが、そのほかにも干渉性、回折性、さらには空間並列性や伝搬に伴うフーリエ変換特性などの特徴も有している。これら、光波の特徴に注目して有効に利用することができれば、従来にない機能を有する光変調、光機能素子、レーザ制御を実現できる可能性がある。例えば、光波の干渉性を利用することによって変調能率を大幅に向上させ、ピコ秒光パルス発生をも可能にしたのが、ファブリ・ペロー変調器であるといえる [27]。それ以外にも、光波の空間的特性、空間並列性に着目することにより、超短光パルス生成、制御ができると期待される。しかし、電氣的にはフェムト秒はおろかピコ秒光パルスさえも困難という先入観があるためか、従来このような研究はあまりなされていない。

本研究ではこのような観点から、光波の特性に着目したいいくつかの新しい変調法、制御法を提案し、ピコ秒からフェムト秒領域の超短光パルス生成と制御を行っている。

1.3 本論文の構成と概要

本論文は、著者が行ってきた超短光パルス生成と制御に関する一連の研究をまとめたものであり、図 1.2 に示すように構成されている。

第 2 章では、各論に入る前に、まず、従来から研究されてきた超短光パルス生成法の概要と得られる光パルスの性質について述べ、第 3 章以下において述べる新しい光パルス生成、制御法の超短光パルス生成法全体の中での位置づけと特徴を明確にする。そして、超高速光パルス発生においては、生成される光スペクトルの広がり最も基本的なパルス幅制限要因であることを指摘し、広帯域スペクトル生成の観点から超短光パルス生成を見直すことによって、周波数領域での制御によるパルス制御の重要性を示す。

第 3 章では、純粋な電気光学的手法による超短光パルス生成について述べ、その可能性を明らかにしている。超短光パルスの生成を目的として電気光学変調を利用するとき、同時に光波のさまざまな性質を有効に利用することによって、光変調器単体で

の能力をはるかに越えた超短光パルスを生成できる可能性がある。

まず、光波の多重干渉を利用して変調能率を格段に拡大するという考えから、ファブリ・ペロー形電気光学変調器について研究を進め、純粋な電気光学的手法によるサブピコ秒光パルスをはじめて得た。次に、大振幅の電気光学変調によって生成される広帯域スペクトルを利用することによって、超短光パルスが得られることを明らかにした。実験では、大振幅周波数変調光を光ファイバの分散性を用いて圧縮することにより、ピコ秒光パルスを生成することに成功した。さらに、広帯域スペクトルの周波数領域での制御による超短光波形合成の考えに基づき、大振幅位相変調による広帯域の変調サイドバンドから、ファブリ・ペロー干渉フィルタを用いて選択的に抜き出すことによる光波形生成法を提案し、実験的に動作を確認し、75 GHz という超高繰り返し頻度のピコ秒光パルス列を発生させている。

第4章では、よりよい超短光パルスを得るために新しいモード同期法を提案し、その動作を確認している。光波の空間並列性、伝搬にともなうフーリエ変換特性に着目し、高速の電気光学空間変調器を利用したモード同期による超短光パルス生成について、その動作解析、および実験を行った。

まず、空間的に1次の位相変化である光偏向器を変調素子として用いたモード同期を提案し、その動作を解析して、定常的なモード同期パルス幅を与える式を導く。また Nd: ガラスレーザを用いてモード同期実験を行うことによって、Nd: ガラスレーザの純粋な強制モード同期としては最も短い6 ps の超短光パルスを得た。次に、空間的に2次の位相変化である電気光学レンズを用いたモード同期を提案し、解析によりパルス幅を与える式を導くとともに、実験により動作を確認した。

第5章では、媒質中を走行する位相格子により光ビームに対して時間的、空間的な変調を加えることによる新しい超高速の光パルス制御法について述べている。

まず、光ビームの伝搬方向と直角に進行する電気光学位相格子を用いた超高速光制御法を提案する。電気光学効果による進行波位相格子を用いて引き起こされる光波のラマン・ナズ回折を利用し、周波数成分の生成とその空間的制御によって超高速光偏向器が実現できることを示す。この新しい光偏向器は十ギガヘルツ以上の超高速繰り返しで光ビームを回転ミラーのように単一方向にのみ掃引できる。動作解析を行うとともに、素子を試作し、さまざまな空間的制御によって16 GHz での単一方向光ビーム偏向動作を確認した。また、本素子を応用した新しい超高速光制御法について検討

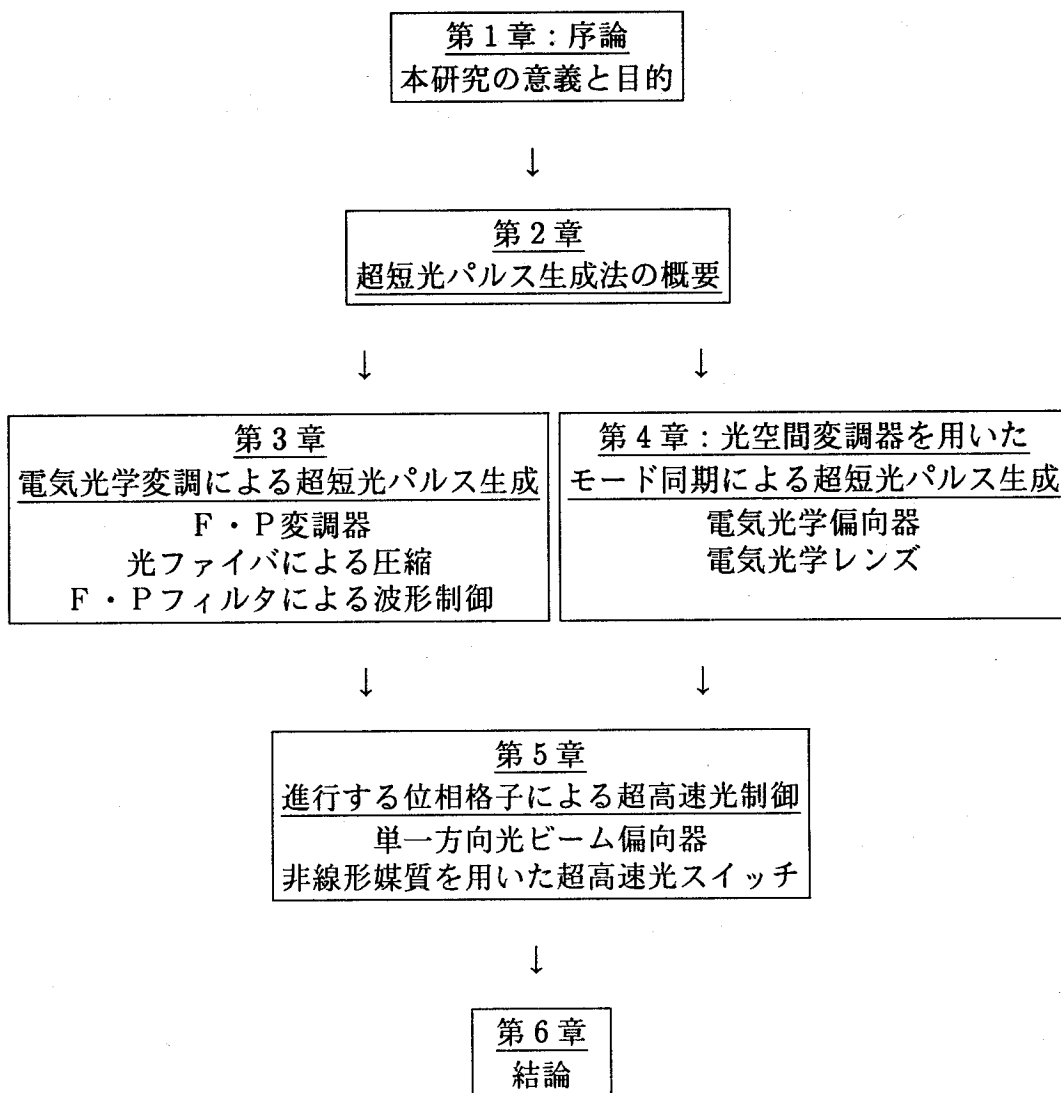


図 1.2: 本論文の構成.

を行っている。

次に、光ビームと同方向に進行する過渡位相格子による超高速光スイッチを提案している。超短光パルスの干渉によって非線形媒質中に形成される光誘導位相格子を利用し、信号光の進行波形ブラッグ回折により超高速光スイッチを構成する。4 光波結合の解析により大信号時の動作を明らかにするとともに、モード同期 Nd: ガラスレーザを用いた実験によりピコ秒のスイッチ動作を確認した。

第 6 章ではこの研究で得られた成果を総括し、さらに今後の課題と発展についての展望について述べている。

第 2 章 超短光パルス生成法の概要

2.1 序言

今日得ることのできる光パルスは、フェムト秒と極限的にパルス幅が短く、また光強度もペタワット (10^{15} W) という非常に強力なものが生成されている。そして、この超短性、高い光強度を利用し、さまざまな方面で応用されている。このような超短光パルスの生成法は現在までにさまざまな方法が考案されてきた。レーザの超短光パルス発生の研究は 1965 年頃から報告されており、受動モード同期によってピコ秒光パルスが生成されているが、今日では光ファイバを用いた光パルス圧縮技術によってフェムト秒の極限領域に至っている [6]。

本論文は超短光パルスの発生とその制御に関するものであるが、各論に入る前に、この章では超短光パルスの基礎概念と従来から行われているその生成法、制御法についてまとめて述べる。超短光パルスを生成するにあたり、いかにして広帯域のスペクトルの広がりを生み出すかが最も本質的なことである。そのような広帯域光を生成するためにさまざまな手法が開発されてきたともいえる。さまざまな方法が開発されているがそれらはそれぞれに特徴があり、使用するレーザや波長、光強度、繰り返しなどにより適した方法を選択せねばならない。方式ごとにその特徴を述べると同時に、次章以降で提案し実証する方法の超短光パルス生成技術全体における位置づけと特徴を明らかにする。

2.2 超短光パルス

本論文で扱っている超短光パルスとはピコ秒 (10^{-12} s) あるいはフェムト秒 (10^{-15} s) の単位で呼ばれる光パルスである。1 ピコ秒の間には光はわずか 0.3 mm しか進行することができないので、超短光パルスは空間的にも非常に局在し、空間分解能が高い

といえる [28] .

現在発生可能な 6 フェムト秒の光パルスでは、その空間幅はわずか $1.8 \mu\text{m}$, 中心波長の $0.6 \mu\text{m}$ に対してわずか 3 サイクルでしかない。また、多くの超短光パルスではこのように短い時間/空間の中に光のエネルギーが閉じ込められており、光強度は非常に高くなっている。たとえば平均 1 W のレーザであっても、繰り返し 100 MHz , パルス幅 10 fs の超短光パルスを発生しているのであれば、そのピークパワは 1 MW にもなる。

どのような方法を用いても光パルスの幅は、そのスペクトル広がり の逆数程度が下限となる。これは、フーリエ変換の原理より明らかである。例えば、強度波形がガウス形の光パルス、

$$\exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\Delta t} \right)^2 \right]$$

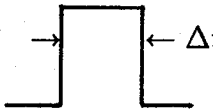
を考える。瞬時周波数が ν_0 で一定とすると、フーリエ変換からスペクトル形状は、

$$\exp \left\{ -\frac{1}{\ln 2} [\pi \Delta t (\nu - \nu_0)]^2 \right\}$$

となる。 Δt はパルスの強度波形の半値全幅 (FWHM) である。 Δt と $\Delta \nu$ (スペクトルの半値全幅) の積は $2 \ln 2 / \pi = 0.441$ となり一定値となる。この積の値は波形によって多少異なるものの、ほぼ 0.1 から 1 の範囲にある。表 2.1 に代表的な光波形に対するスペクトル波形と $\Delta t \cdot \Delta \nu$ をまとめる。実際のパルスでは瞬時周波数が変動していることも多く、その場合、 $\Delta t \cdot \Delta \nu$ はこれらの値よりも大きくなる。時間波形では瞬時周波数が一定であるとき、あるいはスペクトル領域で全周波数成分の位相が同一であるとき、 $\Delta t \cdot \Delta \nu$ はこれらの下限値をとる。このようなパルスはフーリエ変換限界パルス (Transform Limited Pulse) と呼ばれており、同一幅のパルスとしては最もスペクトル広がりが小さい。

短い光パルスを発生させるためには、光のスペクトルを拡大することが最も基本的なことであることがわかる [2] 。周波数軸上での位相関係が確立された広帯域の光であれば、たとえパルスになっていなくても、なんらかの手法によりそのスペクトル幅の逆数程度の光パルスにまで圧縮可能である [28] 。問題はどのようにしてそのような広帯域光を発生させるかである。モード同期や、光ファイバの非線形性による光パルス圧縮、電気光学変調などの超短光パルス生成法は、広帯域スペクトルを生成しそれをフーリエ変換限界パルスに合成するための技術であるといえる。

表 2.1: パルス波形とスペクトル形状

	光強度波形 ($ g(t) ^2$)	スペクトル形状 ($ G(f) ^2$)*	$\Delta t \cdot \Delta \nu$
方形波		$\frac{\sin^2(\pi \Delta t f)}{(\pi \Delta t f)^2}$	0.886
単一正弦波	$\cos^2\left(\frac{\pi t}{2\Delta t}\right)$ ($ t \leq \Delta t$)	$\left[\frac{\cos(2\pi \Delta t f)}{1 - (4\Delta t f)^2}\right]^2$	0.594
ガウス形	$\exp\left[-\ln 2 \left(\frac{2t}{\Delta t}\right)^2\right]$	$\exp\left[-\frac{1}{\ln 2} (\pi \Delta t f)^2\right]$	$\frac{2 \ln 2}{\pi}$ = 0.441
sech ² 形	$\text{sech}^2\left(1.76 \frac{t}{\Delta t}\right)$	$\text{sech}^2\left(\frac{\pi^2 \Delta t f}{1.76}\right)$	0.315
両指数形	$\exp\left[-2 \ln 2 \frac{ t }{\Delta t}\right]$	$\frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\pi \Delta t f}{\ln 2}\right)^2\right]^2}$	$\sqrt{\sqrt{2} - 1} \frac{\ln 2}{\pi}$ = 0.142
片指数形	$\exp\left[-\ln 2 \frac{t}{\Delta t}\right]$ ($t \geq 0$)	$\frac{1}{1 + \left(\frac{4\pi \Delta t f}{\ln 2}\right)^2}$:ローレンツ形	$\frac{\ln 2}{2\pi}$ = 0.110

* 実際のスペクトルは光中心周波数 ν_0 までずらせば得られる. すなわち $f = \nu - \nu_0$.

表 2.2: 種々の超短光パルス生成法

分 類		用いるもの	パルス幅制限要因		適用されるレーザの例 (パルス幅)	備考
発	過渡発振	利得スイッチ Qスイッチ キャビティダンブ	短パルス励起 光スイッチ, 可飽和吸収体 光スイッチ	共振器内光子寿命 共振器往復時間	半導体 (10ps) Nd: YAG (8ns) Nd: YAG, Glass	
	振 制 御	モード同期*	音響光学 (AO) 変調器	レーザの 利得帯域 変調深さ 変調周波数	Nd: YAG (70ps) Nd: YLF (35ps) Ar (150ps) Nd: Glass (6ps)* He-Ne (0.6ns)	
電気光学 (EO) 変調器* (損失, 位相変調) 同期励起			共振器内 群遅延分 散 励起幅, 強度		色素 (29fs)	受動モード同期併用
受動モード同期 CPM		可飽和吸収体	非線形性の応答時間	Nd: Glass (2.7ps) 色素 (29fs) 半導体 (0.6ps)		
パルス付加モード同期 ソリトンレーザ		(自己位相) 変調パルスの帰還 + 干渉によるパルス短縮		Ti: Al ₂ O ₃ (1.6ps) カラーセンター (130fs)		
パルス圧縮*	チャープピング圧縮* ソリトン 変調不安定	位相変調 + 群遅延分散* 自己位相変調 + 群遅延分散 自己位相変調 + 負の群遅延分散を 有する光ファイバ	生成周波数スペクトルの広がり 分散の非直線性	Nd: YAG (1.8ps) 色素 (6fs) Nd: YAG (90fs) — (15THz)	高次ソリトン形成	
	光ゲート*	電気光学スイッチ* 光・光スイッチ* アラズマズスイッチ	光ゲート速度	— (サブピコ秒) — (ピコ秒) — (サブピコ秒) CO ₂ (2ps)	利得帯域には無関係	
光シンセサイザ*		周波数分解 + 制御 + 合波	入力光のスペクトル広がり	— (フェムト秒)	任意波形可	
チェレンコフ放射		相対論的電子ビームパルス	電子パルス幅	[粒子加速器] (20ps)		

* 本研究において用いた手法

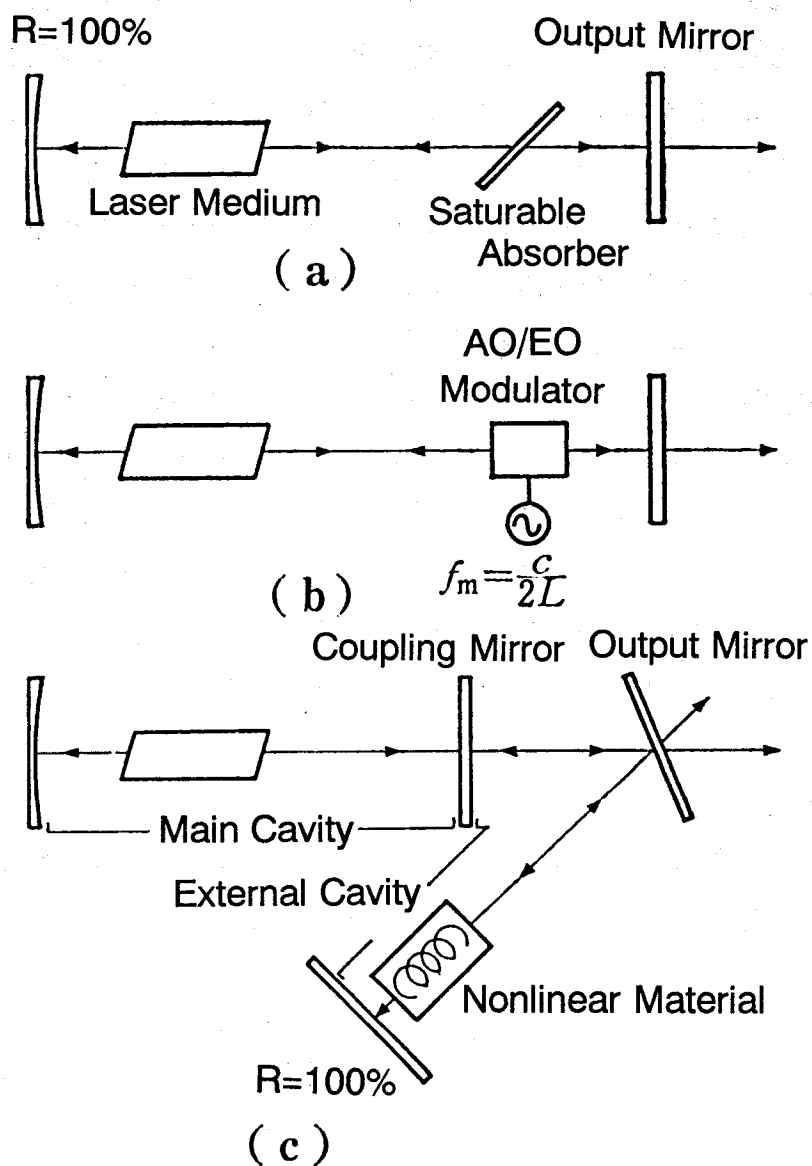


図 2.1: モード同期の基本構成. (a) 受動モード同期, (b) 強制モード同期, (c) パルス付加モード同期.

2.3 超短光パルス発生法の種類と特徴

先に述べたように, レーザの出現以来, 人類が手にすることのできる光パルスの幅は着実に短くなり, 現在では極限的に短い光パルスの生成も可能になっている. 表 2.2 は代表的な超短光パルス生成法と適用されるレーザ, 得られるパルス幅をまとめたものである. 表中には本研究においてパルス発生と制御に利用した方法に印を付けてある.

・モード同期

モード同期法は初めてピコ秒光パルスを発生させるのに成功した方法であり、現在も最もよく用いられている。図 2.1 にその基本構成を示す。レーザ共振器には多数の縦モードがあり、多数の異なる周波数の光が同時に存在可能であるが、実際に多数のモードを励振し、それらの位相をなんらかの方法ですべて一定の関係にすることがモード同期である [29]。この結果、レーザからは縦モード間隔の周波数で繰り返す光パルスが生成される。縦モード間の位相関係を特定するには、共振器内で縦モード周波数に同期したなんらかの変調を行わなければならないが、このためにレーザの外部から信号を供給した光変調器を用いるのが強制モード同期、可飽和吸収色素などの非線形効果を用い、外部同期信号を必要としないものが受動モード同期である。最近では結合共振器構成によりいったん外部に取り出した光パルスに非線形光学効果で変調を加え、再び共振器内に注入することにより干渉効果によってパルスを短縮するというパルス付加モード同期 (Additive Pulse Mode Locking, Coupled Cavity Mode Locking) が試みられており、これも受動モード同期の一種と見ることができる。

一般に強制モード同期の方がパルスの安定性、制御性に優れているが、パルスの幅自体は受動モード同期の方が短いことが多く、また構成も簡単である [30]。ただし、強制モード同期のパルス幅は用いる変調の速度や深さなどによって影響される。Kuizengaらの解析によれば [31],[32]、均一広がりレーザで強度変調によるモード同期を行ったとき、十分にパルスが成長した安定状態では、パルス幅は

$$\Delta t = 2\sqrt{2\ln 2} \frac{g^{1/4}}{\sqrt{\Delta\theta\omega_m\Delta\omega}} \quad (2.1)$$

となる。ここで $\Delta\theta$ は強度変調の深さであり、 $t=0$ のまわりでの変調器往復透過係数を $\exp(-\Delta\theta^2\omega_m^2 t^2)$ と仮定している。 $\Delta\omega$ は媒質の利得帯域幅、 g は中心波長における飽和利得、 ω_m は変調角周波数である。また、位相変調を用いても同様にモード同期によってパルスが得られるが、このときのパルス幅は、

$$\Delta t = 2\sqrt{2\sqrt{2}\ln 2} \left(\frac{g}{\Delta\theta}\right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{\omega_m\Delta\omega}} \quad (2.2)$$

と与えられる。ここで $\Delta\theta$ は位相変調の変調深さであり、往復での透過係数を $\exp(-j\Delta\theta\omega_m^2 t^2)$

としている。

式(2.1), (2.2) はともに変調度の増加にしたがってパルス幅が短くなることを示しており, 強度変調の場合にはパルス幅は変調指数の $1/2$ 乗に逆比例して, 位相変調では $1/4$ 乗に逆比例して短くなる。

一般にモード同期パルスが成長するには時間がかかり, パルスレーザのようにマイクロ秒からナノ秒という短時間しか発振しないレーザでは, 式に示したパルス幅を達成させるのは困難であり, 受動モード同期を利用することが多い。しかし, パルスの成長も変調指数に依存しており, 大きな変調を与えることができればそれだけ急速に成長する。十分に変調速度が早ければ強制モード同期によっても受動モード同期に匹敵する超短光パルスを得ることが可能と考えられる [30]。このことについては 4 章において改めて考察する。

・過渡発振

レーザの過渡発振を利用したパルス発生法では, パルス幅が共振器光子寿命により制限されているので, フェムト秒領域の極限光パルスの発生は困難である。半導体レーザなどの共振器長の短いレーザに適した方法である [33]。

・光パルス圧縮

レーザの発振制御を行うパルス発生法では, いずれもパルス幅は使用するレーザの特性によって制限されてしまう。それらとは異なり, レーザ外部で変調, スイッチ, 圧縮などを行う方法では, レーザの特性は制限要因にならない。現在最も短い光パルスである 6 fs というパルスは, モード同期パルスをもとにしているものの, 光ファイバの非線形性を利用してチャープをかけ, それをさらに回折格子対などの分散素子を用いて圧縮して得られたものである [16],[17]。この場合, ファイバの非線形性を用いているので圧縮特性が入射光強度やパルス幅に依存するという性質があり, パルスの安定性の確保が非常に重要になる。

・光スイッチ

光スイッチを用いる光パルス発生法では, 得られる光パルスの幅はスイッチ速度そのものであり, レーザにかかわらず超短光パルスを生成できるという特徴がある。特に電気光学効果を利用した方法は, 光非線形過程を利用しておらず, 安定性に優れて

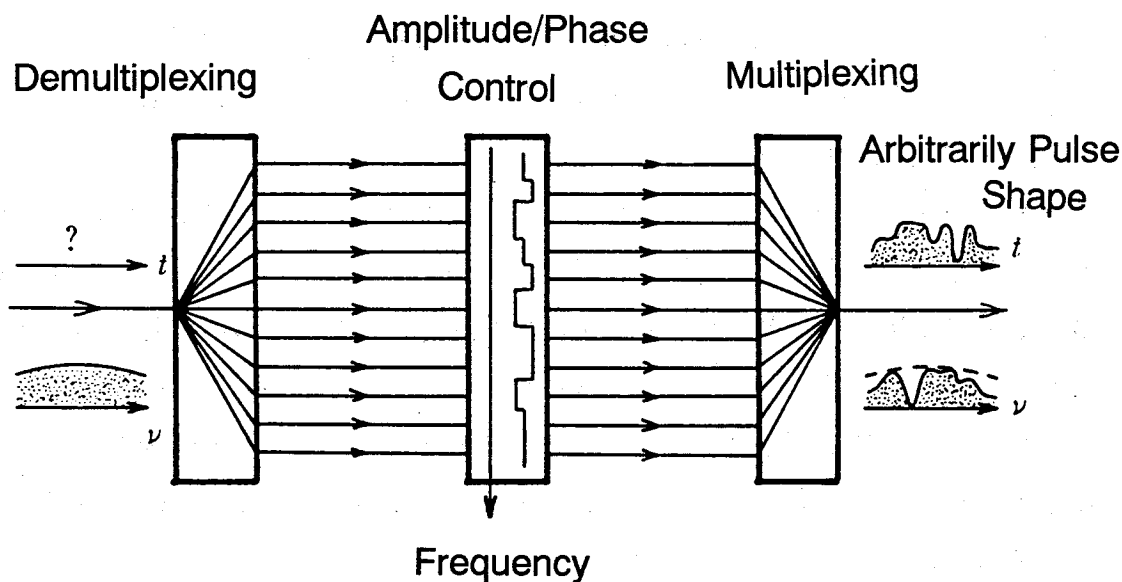


図 2.2: 光シンセサイザの概念.

いる [34]。ただし、光スイッチの場合、得られる超短光パルスのピークパワーは入射光強度そのものであり、パルス幅を短くすればするほどパルスあたりのエネルギーが小さくなり、エネルギー利用効率が低下する。

・ 光シンセサイザ

任意の光波形は、フーリエ変換の原理により、あるスペクトル形状と周波数軸上での位相特性に対応しているが、逆に周波数軸上でのスペクトル形状、位相特性を制御することにより任意の光波形を合成することも可能と考えられる。これが光シンセサイザの原理である [20]。

図 2.2 はこの光シンセサイザの概念を表している [35]。入射光には、波形にかかわらずとにかくスペクトルの広いことだけが必要である。ただし雑音光のようなものではなく、コヒーレントな光で、スペクトルの位相関係が一定である必要はある。この入射光をスペクトルに分解し、それぞれの周波数成分の振幅と位相を制御した後、合波すれば任意の光波形を作り出すことができる。たとえば、ある時刻においてすべての周波数成分の正弦波の山が一致するように、つまり同相になるように、位相を制御するならば、フーリエ変換限界の超短光パルスが得られる。

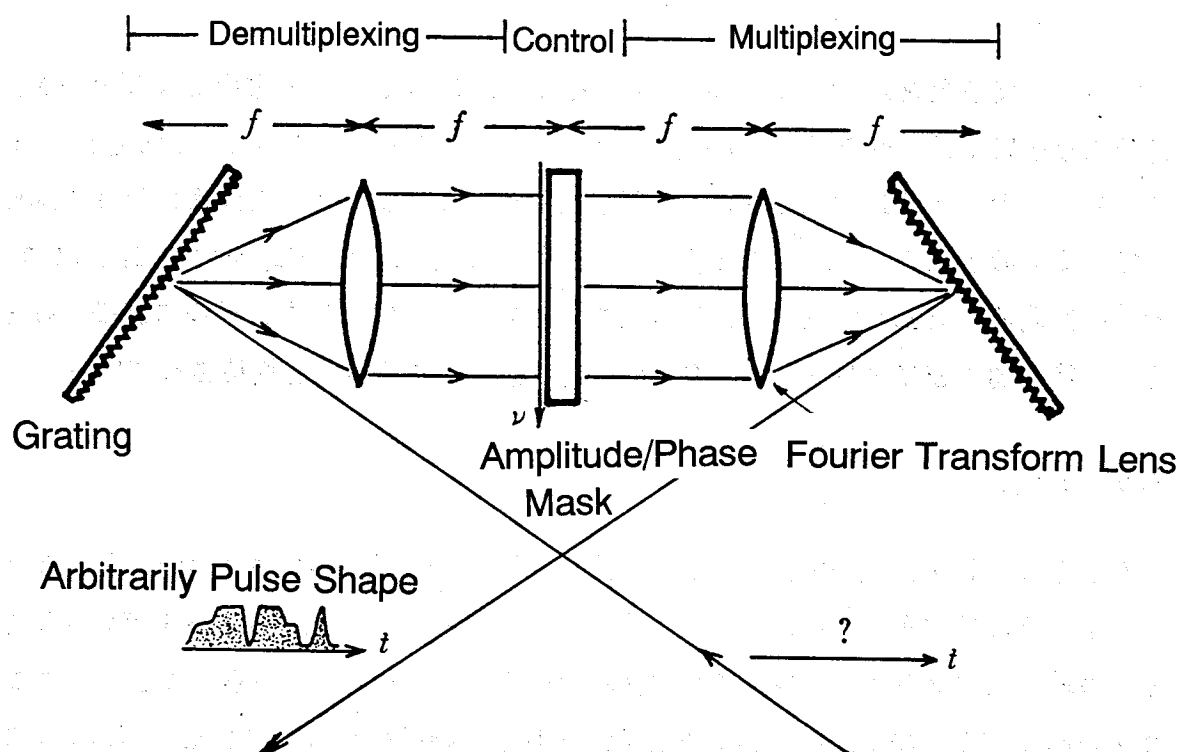


図 2.3: 回折格子を用いた光シンセサイザの構成例.

分波と合波部分に例えば回折格子などを用いて空間的に周波数を分離すれば、必要な制御を空間的に与えることができる。回折格子を用いた光パルスシンセサイザの構成例を図 2.3 に示す。

入射光としては、先に述べたとおり広帯域光が必要であるが、これにはモード同期パルス、光ファイバによる自己位相変調光、光ファイバ中の変調不安定性などのほか、大振幅の電気光学変調などが利用可能である。高周波の電気光学変調を用いるとき、サイドバンドは変調周波数ごとに離れて現れるので、個別の制御が比較的容易である。また、変調指数によってサイドバンドの強度と位相がすべて計算可能なことも、光シンセサイザには都合がよい。

群遅延分散素子を用いた光圧縮においては、周波数軸上での 2 次の位相変化を用いて連続スペクトルをパルスに圧縮していることになるが、光シンセサイザの考えに基づけば、より高度な制御が可能である。周波数成分をすべて同相にしてフーリエ変換限界のパルスを生成すると、群遅延素子による圧縮よりもパルス幅が多少短くなり、また、パルスの消光比が改善されることが知られている [36]。これを実現することは、連続スペクトルでは困難な場合があるが、電気光学変調光のような離散的サイドバンドであれば容易である。

すべての周波数成分を同相にしたとき、図 2.3 の右半分、つまり振幅および位相調整部分より後段では光は空間的に偏向されたビームとして走行している。この意味では、この光シンセサイザは偏向器を用いた任意波形光パルス生成装置と同様の原理で動作しているものと見ることができる [37]。このように、光波の空間的並列性に注目して、光波の空間的な制御を時間的制御に利用するという手法は、超短光パルス制御のみならず今後の超高速光エレクトロニクスの分野で活用されるものと期待されている。

2.4 結言

本章では次章以下の基礎とするため、超短光パルスの特性と発生法についてまとめた。

まず、超短光パルスの特性についてまとめ、超短光パルスを生成する上でいかにして広帯域のスペクトルを生成するかが基本的なことであることを明らかにした。次に、種々の超短パルス発生法についてまとめ、それらの特徴を明らかにした。パルス発生法ごとに適用されるレーザと得られるパルス幅をまとめ、次章以降で提案し実証する方法の超短光パルス生成技術全体における位置づけを明確にした。

本研究では、従来から行われている超短光パルス生成法についての考察をもとに、さまざまな新しい超短光パルス生成法および制御法の開発を行った。これらは、従来のものとは異なり、特に光波の持つ、干渉性、空間並列性などの特徴に着目し、これを周波数領域および時間領域での制御に応用したものである。

第3章 電気光学変調による超短光パルス生成

3.1 序言

超短光パルスを生成するにあたり、いかにして広帯域のスペクトルの広がりを生み出すかが最も本質的なことである。そのような広帯域光を生成するにあたり、レーザのモード同期や非線形媒質を利用したチャープによるパルススペクトルの拡大が利用されてきた [5],[16]。光波の持つ干渉性や空間並列性を有効に利用することができれば、電気光学変調によってもモード同期に劣らない広帯域の変調サイドバンドを生成できる可能性があり、フェムト秒の光パルスを生成することも可能と考えられるが、従来このような観点からの研究はあまりなされていない。本章では超短光パルスの生成に電気光学変調を利用することの可能性を探り、実際に純粹に電気光学的手法によってもピコ秒からサブピコ秒の光パルスが生成可能であることを明らかにする。

本章では、まず、光波の多重干渉を利用して変調器の機能を格段に向上させるという考えに基づいて行った、ファブリ・ペロー変調器によるサブピコ秒光パルス生成について述べる。次に、大振幅の位相変調によって生成された広帯域サイドバンドをもとに、超短光パルス生成を行った。大振幅の位相変調光は周波数変調光でもあり、群遅延分散性素子を用いることにより超短光パルスに圧縮できる [36],[38]–[40]。ここでは正常分散性媒質である光ファイバを用いて行った圧縮実験について述べる。

さらにこのようなサイドバンド広がりをもつ光をもとにして、光シンセサイザの考え方からさまざまな光波形を合成することができる [22],[41]–[47]。そのためにはスペクトルを得たい波形になるように調整するための、波長ごとの位相および振幅制御機構が必要である。この制御機構の波長分解能および振幅・位相調整能力はそのまま出力光の波形合成能力にかかわってくる。任意波形生成を考えれば自由に制御できる

プログラマブルフィルタのようなものが必要であるが、簡単なフィルタを用いても多くの有用な波形合成が可能と考えられる。

ここでは、この周波数フィルタとしてファブリ・ペロー干渉フィルタ (F・Pフィルタ) を用いた波形合成について検討し、行った実験について述べる [48]。F・Pフィルタはサイドバンドスペクトルの中から、等間隔に並んだ周波数成分を抜き出す機能を有している。これにより変調周波数の任意の整数倍で高繰り返し光パルス列を容易に得ることができると考えられる。実験によりパルス幅 6 ps, 72 GHz までの高繰り返し光パルス列がアルゴンレーザの連続光を光源として生成できることを確認している。

高繰り返し光波形生成は近年いくつかの方法が提案され、実験も行われているが、これらの多くはモード同期レーザの超短光パルス等を光源としており、数十ギガヘルツからテラヘルツという超高繰り返しのパルス列に整形したとき、パルスの強度を一定に保つのが困難と考えられる [49]–[51]。それらに対し本方式は連続光を光源とした完全に電気光学的方式であるため、レーザの種類にかかわらず超短パルス列が安定に得られるという特徴があり、また制御性にも優れていると考えられる。

3.2 ファブリ・ペロー変調器による超短光パルス生成

3.2.1 ファブリ・ペロー変調器による超短光パルス生成の原理

超短光パルスを発生させるには、いかにして広帯域のスペクトルを生み出すかが最も本質的なことからである。電気光学変調を用いてこのような広帯域スペクトルを生成し超短光パルスを生成するにあたり、光波の多重干渉を利用すると変調器の性能を格段に向上させることができる。このような考えから、ファブリ・ペロー変調器 (F・P変調器) に注目し、これを利用したサブピコ秒光パルス生成を行った。ファブリ・ペロー変調器は図 3.1 に示すような構成をしており、2つのミラーで構成されるファブリ・ペロー光共振器の中に位相変調素子を挿入したものである [27]。F・P光共振器は図 3.2 の左図に示すように光周波数に対して鋭い透過特性を有しているが、この特性を利用して内部で位相変調することによって透過周波数を変調し、パルスを切り出すものである。内部変調器が光共振器に同期して $c/2L$ (L : 光共振器光学長) の整数倍の周波数で駆動されているとき、光波は共振器一往復後も同じ位相変調を受けるため、その光波にとっては常に一定の光学長の光共振器を往復していることになる。そのた

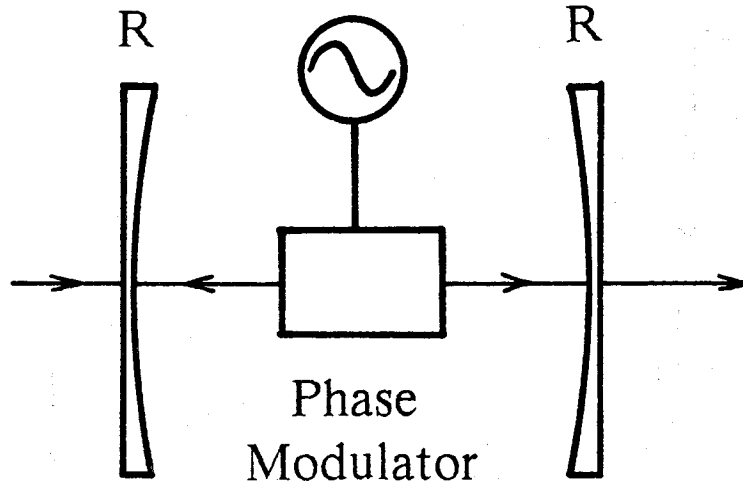


図 3.1: ファブリ・ペロー変調器.

め F・P 変調器では内部変調器が光共振器の往復周波数に同期して駆動されている限りは、高周波動作時にも静特性が再現されるという特長がある。したがって非常に高い周波数で変調可能であり、超短光パルス生成に利用可能である。すでにピコ秒光パルスを生成したという報告はあるが [34]，サブピコ秒からフェムト秒領域の超短光パルス生成も可能と考え研究を進めた。

F・P 変調器の透過光電界は、

$$E(t) = E_0 \cdot e^{j2\pi\nu_0 t} \frac{T \cdot \exp\{-j[\Delta\theta \sin(2\pi f_m t) + \theta_0]\}}{1 - R \cdot \exp\{-2j[\Delta\theta \sin(2\pi f_m t) + \theta_0]\}} \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで L は F・P 干渉計の光学長、 ν_0 はキャリア周波数、 θ_0 は光学バイアス、 $\Delta\theta$ は内部に挿入する位相変調器の位相変調指数である。変調周波数 f_m は F・P 干渉計の往復周波数 $c/2L$ の整数倍であるものとしている。また R と T は干渉計を構成する 2 つのミラーの電力反射率と透過率で、ミラーは両方とも同じ特性であるものとしている。なお、無損失のミラーでは $R + T = 1$ の関係がある。

式 (3.1) は通常の F・P 干渉計の静特性が電気光学変調によって正弦的に振動し、それによって図 3.2 に示すように入射光が切り出されることを表している。光学バイアスが 0 で位相変調指数が π よりも小さいとき、パルスは変調周期のうち $t = 0, 1/2f_m$ の 2 箇所に形成される。これらのパルスはそれぞれ、 R が 1 に近くフィネスが十分大

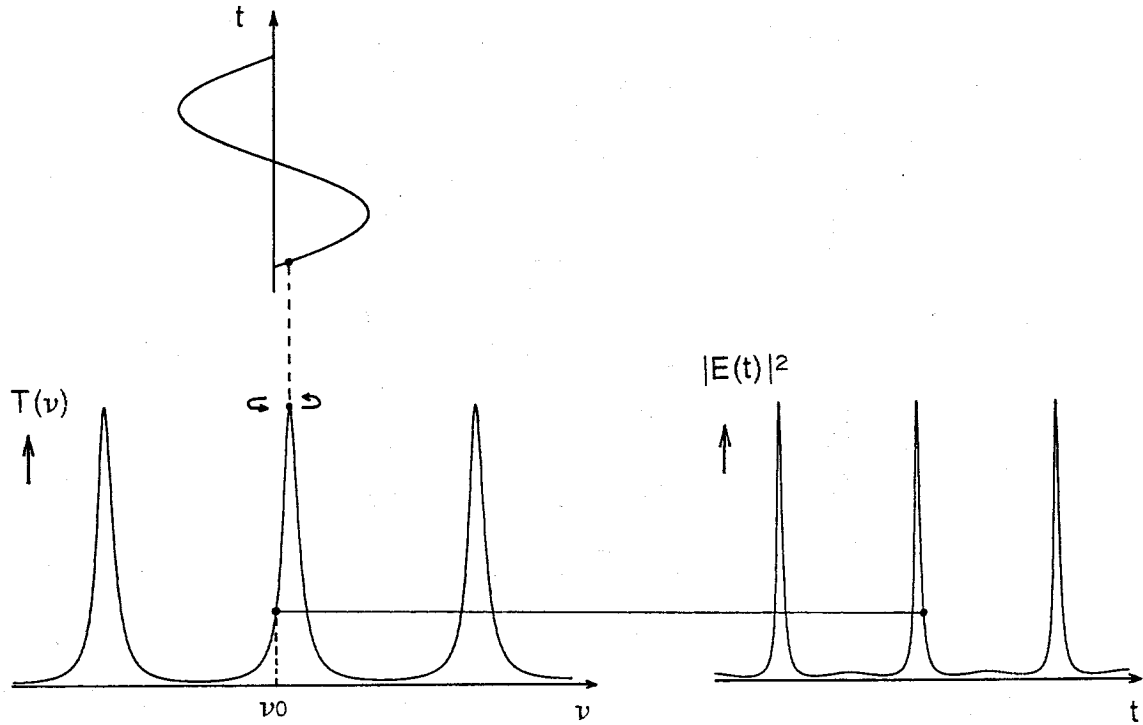


図 3.2: ファブリ・ペロー変調器による光パルス生成の原理.

きいとき, 式 (3.1) より,

$$E(t') \simeq E_0 \cdot e^{j2\pi(\nu_0 \mp \Delta\theta f_m)t'} \frac{1}{1 \pm j \frac{4\pi R}{1-R} \Delta\theta f_m t'} \quad (3.1')$$

で与えられる. 復号は同順である. これより得られるパルスはローレンツ形をしており, 変調周期内の二つのパルスはそれぞれ中心周波数が異なっていることがわかる. 式 (3.1') のローレンツ形パルスのスペクトルは, それぞれのパルスでは向きの異なる片指数形であるが, 二つを合わせると両指数形になる.

式 (3.1) より F・P 変調器により得られる光パルスの幅は, ほぼ

$$\Delta t \simeq \frac{1}{2f_m \Delta\theta \mathcal{F}} \quad (3.2)$$

で与えられる. ここで $\mathcal{F}$ は F・P 干渉計のフィネスであり, $\pi\sqrt{R}/(1-R)$ で与えられる [52].

F・P変調器では光波の多重干渉の効果によって、内部変調器単体でのサイドバンド生成能力がほぼフィネス倍に拡大されている。パルス幅を短くするには、1) 変調周波数を高くする、2) 変調指数を上げる、3) フィネスを高くする、という方法が考えられる。変調周波数については、なるべく高くした方がよいが、通常の光位相変調器とは異なり、単一周波数のみで動作すればよいので、設計は比較的容易である。変調指数については、動作原理上 π を越えない比較的変調指数の低いところで通常は動作させることになる。変調指数が大きくなると超短光パルスとそれよりも幅の広いパルスが同時に生成されることになる。フィネスについては最近では 10,000 を越える F・P 干渉計も存在していることから、非常に大きな効果が期待できる。例えば、容易に製作することができるフィネス 100 程度の干渉計であっても、変調周波数を 20 GHz、変調指数を 10 rad と仮定すると、生成可能なパルス幅は 25 fs と計算される。このようなパルス幅では電気光学結晶の群速度分散がむしろパルス幅制限要因になる。

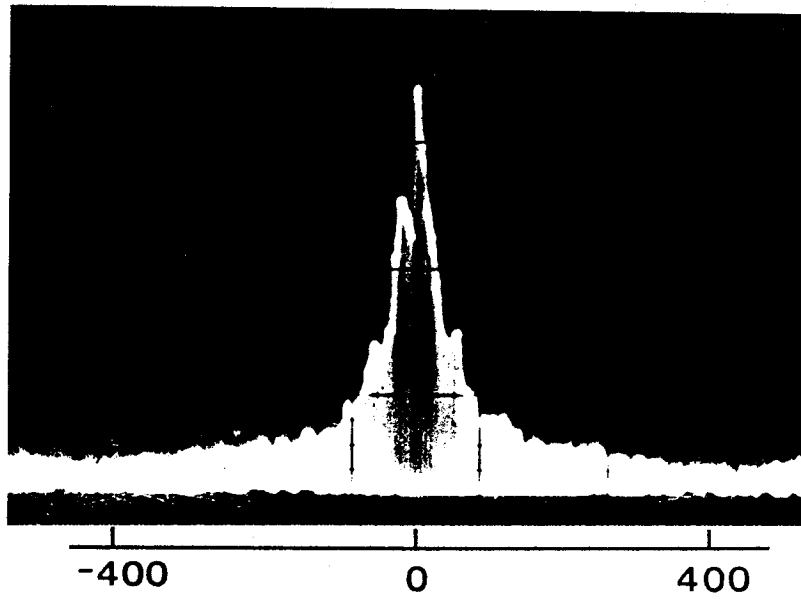
3.2.2 パルス生成実験

マイクロ波からミリ波領域で動作する位相変調器を利用して F・P 変調器を構成すると、純粋に電気光学的な手法によってもフェムト秒光パルスの発生が可能となることが解析の結果わかった。そこで、マイクロ波動作の F・P 変調器を試作し、電気光学的手法による極限的な超短パルス生成実験を行った [53],[54]。

実験に用いた位相変調器はテーパ導波管の短絡終端に $1.5 \times 2.8 \times 8$ mm の LiTaO₃ 結晶を装荷したものであり、変調周波数は 9.35 GHz である。給電導波管の途中に E-H チューナを挿入しマイクロ波共振器構成としている。F・P 干渉計は長さ 16 cm の共焦点光共振器であり、フィネスは位相変調器を挿入した状態で約 40 であった。光源には 514.5 nm の単一モードアルゴンレーザを用いた。

図 3.3(a) に得られた超短光パルスのスペクトルを示す。スペクトルは掃引形 F・P 干渉計で観測した。内部変調器の位相変調指数は 1.9 rad である。スペクトルの中央部にかなり強度が集中しているが、それら除き、まわりには理論的に予想される広い指数関数的スペクトル広がりが見られる。図 3.3(b) はこのスペクトルを対数表示したものである。スペクトルの計算によれば、スペクトルの中央部は図 3.2 に見られる波形のペDESTAL などによるものであり、超短パルスの幅はスペクトルの中央部を除いた指数関数的広がりによって与えられる。本パルス生成法ではパルス波形はローレンツ

(a)



(b)

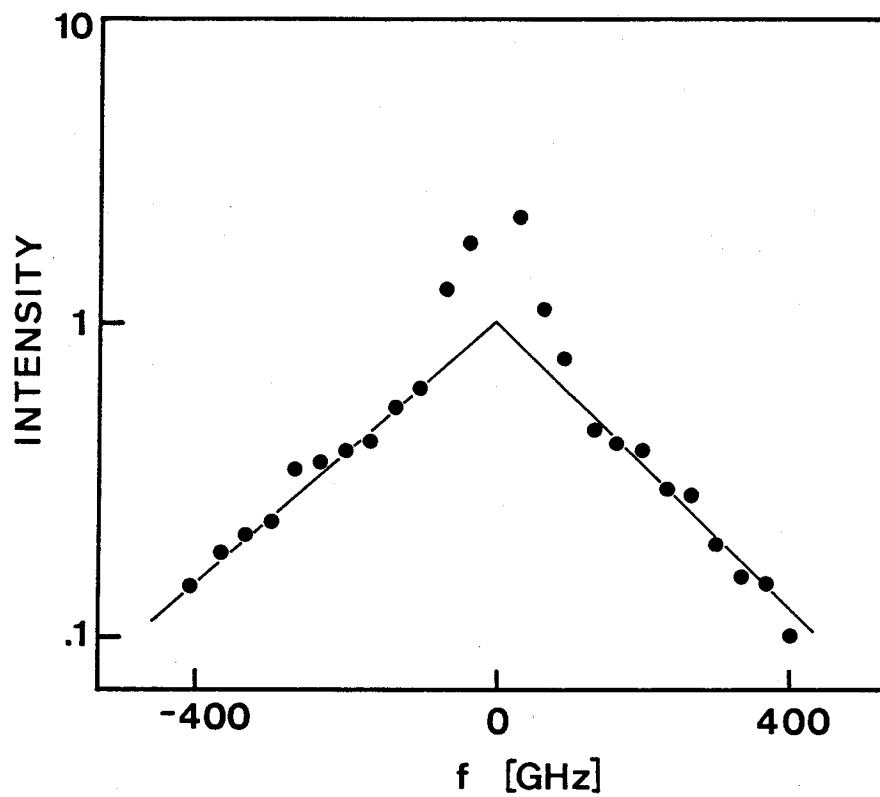


図 3.3: 試作 F・P 変調器による広帯域変調サイドバンド. (a) は実験結果であり, (b) はそれを対数表示したもの. 中央部を除いた指数関数的広がり半値全幅は 280 GHz. $f_m = 9.35$ GHz.

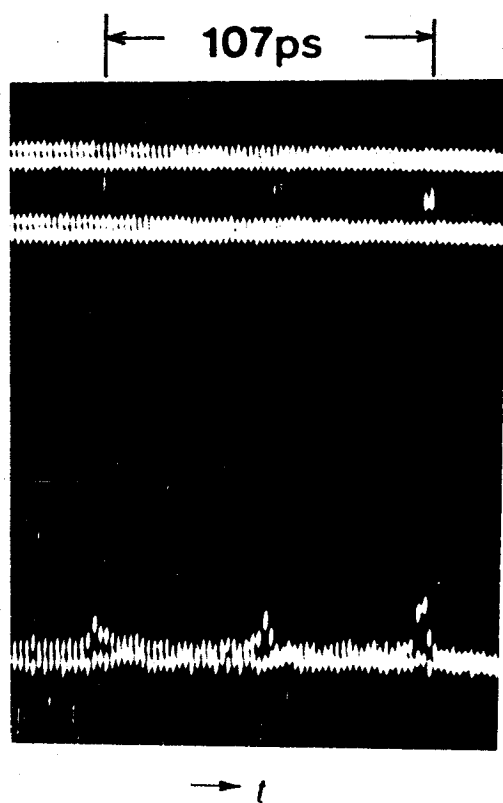


図 3.4: ストリークカメラで観測した超短光パルス. 上はストリーク像, 下はその強度トレースである. パルス幅は分解能 (8 ps) 以下である.

形に、スペクトルは両指数関数形になるが、このときの $\Delta t \cdot \Delta \nu$ は0.22と計算される。これより実験結果のスペクトル広がり280 GHzからパルス幅は0.8 psと見積られる。内部変調器の変調指数とフィネスから出力波形を計算すると0.7 psのパルスが得られることになるが、実験結果はこれによく一致している。

ストリークカメラにより時間波形を観測し、超短光パルスが形成されていることを確認した。結果を図3.4に示す。図中、上はパルスのストリークトレース、下はその強度波形である。変調周期の107 psに二つの光パルスが観測されているが、これによりF・P変調器によって理論どおりに超短光パルスが形成されていることが確認できる。ただし、パルス幅はストリークカメラの分解能(8 ps)以下である。観測は単掃引で行っているため、波形はかなり雑音成分を含んだものになっており、S/N比はあまり高くない。波形の積算処理を行うことによってS/N比は飛躍的に向上することが期待されるが、その場合、積算に伴うトリガジッタのため時間分解能が低下してしまう。本実験では、少しでも時間分解能を向上させるため、すべて単掃引を用いた。

本実験で得られた光パルス幅は純粋な電気光学的手法によるものとしては最も短いものである。このように光波の多重干渉を利用することにより、電気光学変調器単体では困難な高度な性能を実現できることを示した。本パルス生成法は、光ゲートによる連続光からの切り出しによるものであり、パルス幅を短くするほどパルスあたりのエネルギーが減少してゆく。実験においては図3.3に示した以上のサイドバンド広がりも得られたが、雑音レベルなどの問題もあり、これ以上の測定は困難であった。フェムト秒領域の超短光パルス発生も本方式により可能と考えられるが、そのときには、パルスあたりのエネルギーを増加させるなんらかの方法を併用する必要があるだろう。

3.3 周波数変調光の圧縮による光パルス生成

3.3.1 パルス生成の原理

前節では電気光学変調を利用して超短光パルスを生成するにあたり、光波の干渉を利用することによって電気光学変調器単体で生成することのできる変調サイドバンド広がりよりもはるかに広いサイドバンド広がりが見られ、サブピコ秒の光パルスが得られることを示した。本節では超短光パルスを生成するにあたり、電気光学変調器自体で生成することのできるスペクトル広がりを利用することとし、そのため変調器性

能の極限を追求するとともに、そのスペクトル広がりを利用した光圧縮による超短光パルス生成を行っている。本節では電気光学変調とその圧縮を行うという方法によってもピコ秒光パルスが生成できることを示しているが、このような研究は従来はほとんど行われていない。

超短光パルスを繰り返し発生する目的において電気光学変調を用いるとき、変調周波数が高いことは望ましいが、必ずしも電氣的帯域は問題にならない。たとえ狭帯域の変調器であっても大振幅の変調を行えば非常に広い変調サイドバンドを生み出すことが可能であり、なんらかの方法を用いればパルスを生成できる可能性があるからである。

電気光学変調によって広帯域スペクトルを生成するには、大振幅の光位相(周波数)変調を利用することが可能と考えられる [55]。位相変調された光波の電界は、

$$E(t) = E_0 \cdot e^{j\{2\pi\nu_0 t + \Delta\theta \sin(2\pi f_m t)\}} \quad (3.3)$$

と書くことができる。ここで $\Delta\theta$ は位相変調指数、 ν_0 は光波のキャリア周波数、 f_m は変調周波数である。いま、式(3.3)の位相項を時間微分して瞬時周波数を求めると、

$$\nu(t) = \nu_0 + \Delta\theta f_m \cdot \cos(2\pi f_m t) \quad (3.4)$$

となり、キャリア周波数を中心に $\Delta\theta f_m$ の振幅で正弦的に振動していることがわかる。また、式(3.3)をフーリエ級数に展開すると、

$$E(t) = E_0 \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(\Delta\theta) e^{j2\pi(\nu_0 + q f_m)t} \quad (3.3')$$

となり、周波数領域でのサイドバンドの各成分の振幅と位相が与えられる。ここで J_q は q 次のベッセル関数である。 $\Delta\theta$ が1より十分大きいとき、 $J_q(\Delta\theta)$ は $|q|$ が $\Delta\theta$ より小さな範囲で大きな値を取り、また $|q|$ が $\Delta\theta$ に近いところで極大になる。従って位相変調によるスペクトル広がり、は、ほぼ、

$$\Delta\nu \simeq 2\Delta\theta f_m \quad (3.5)$$

となる。これは式 (3.4) の瞬時周波数の変動幅に一致している。

例えば、変調数波数 20 GHz，変調指数 50 rad の変調が可能となれば，スペクトル広がり約 2 THz となり，これはフェムト秒光パルス生成をも可能にするものである。

位相変調光すなわち周波数変調光をもとにして超短光パルスを生成させるために，ここでは群遅延分散素子を用いた光圧縮を用いた。光パルス圧縮は従来より広く行われているが，電気光学変調を利用した連続光の超短光パルスへの圧縮はほとんど行われていない。図 3.5 は，この手法を模式的に示したものである。周波数が線形に変化している光を群遅延分散素子に入射させると，分散素子では周波数によって群遅延が異なるので，光をある時刻を中心に圧縮して，パルスを形成することも可能になる。群遅延分散素子には回折格子や光ファイバなどが利用可能である。周波数変調された光の瞬時周波数は，式 (3.4) で与えられるが，図 3.6 に示すようにキャリア周波数の部分を中心に，線形に瞬時周波数が上昇 (アップ・チャープ) している部分と，下降 (ダウン・チャープ) している部分とがある。周波数変調によるチャープの大きさは，

$$\frac{\partial\nu}{\partial t} = \pm\Delta\theta \cdot 2\pi f_m^2 \quad (3.6)$$

で与えられるが，これを補償するような群遅延分散を与えればよい。すなわち群遅延を τ として，

$$\frac{\partial\tau}{\partial\nu} \simeq - \left(\frac{\partial\nu}{\partial t} \right)^{-1} = - \frac{1}{\pm\Delta\theta \cdot 2\pi f_m^2} \quad (3.7)$$

となる素子を挿入すれば超短光パルスが得られることになる。周波数変調光のチャープの方向は正負両方があるので，圧縮のための群遅延分散素子としては，正常分散 (周波数が高くなるほど群遅延が増加する。式 (3.7) の符号が正) と異常分散 (同減少，負) のいずれでも利用可能である [36]。結晶，ガラス，液体など通常の透明材料は可視域

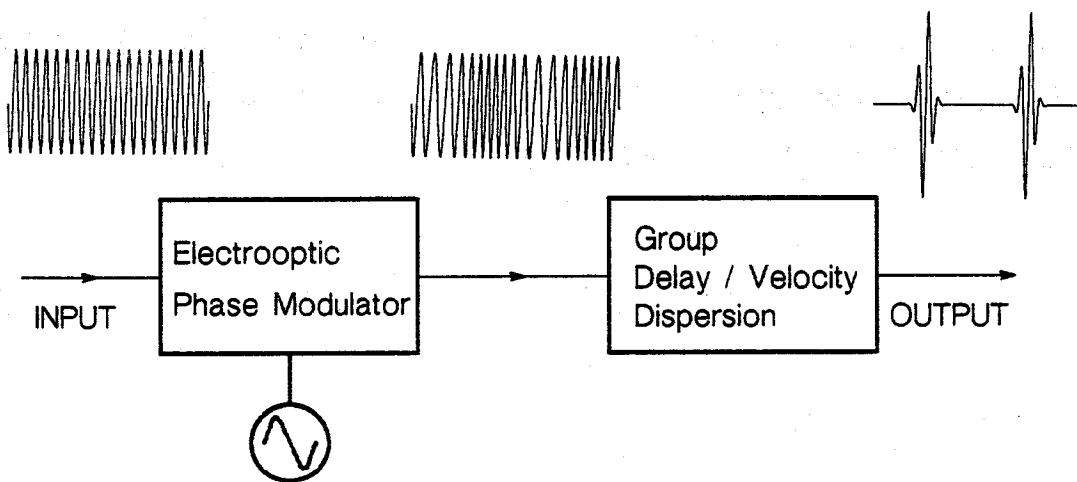


図 3.5: 群遅延分散素子による周波数変調光の圧縮の概念図.

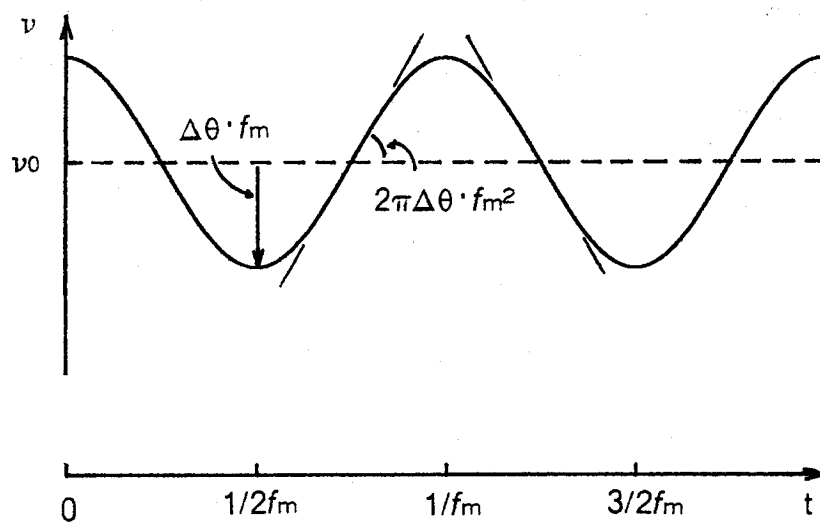


図 3.6: 位相変調光の瞬時周波数.

ではほとんどが正常分散性を有している。また異常分散性を有する素子の代表としては回折格子対があげられる。

分散性素子を用いて位相変調光を超短光パルスに圧縮するための条件と周波数領域での位相遅れとの関係を考察しておく。一般に、分散性素子を通過したときの光波の位相遅れ ϕ は、中心周波数 ν_0 のまわりで2次まで級数展開することにより、

$$\phi(\nu) \simeq \phi_0 + \frac{\partial \phi}{\partial \nu}(\nu - \nu_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \nu^2}(\nu - \nu_0)^2 \quad (3.8)$$

の形で書き表せる。群遅延 τ は、

$$\tau(\nu) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \phi(\nu)}{\partial \nu} \quad (3.9)$$

によって与えられるので、式(3.8)の右辺第一項は固定的な位相遅れを、第二項は周波数によらない固定的な群遅延を、そして第三項が群遅延分散の大きさを表している。群遅延分散は、周波数領域では2次の位相シフトに対応している。式(3.8)から導かれる各周波数ごとの位相遅れを式(3.3')に追加して合成することにより、周波数領域から出力光波形が計算できる。

線形なチャープであれば式(3.7)の条件のときに最も効率よく圧縮できると考えられるが、正弦波変調であるので必ずしもこの条件が最適とは限らない。周波数領域で出力光波形を計算することによって最適なパルスが生成される条件を求めてみた。それによれば、最短の光パルスが得られるのは多少オーバーバンチングのときである。変調指数にもよるが、式(3.7)の条件よりも分散量を1~2割方多くしたとき、パルス幅は最も短くなる。ただし、このときの出力波形では式(3.7)の条件のときよりもサイドパルスが多少高くなる。このような条件で、最短光パルスに圧縮したときのパルス幅 Δt は、変調指数に対してほぼ、

$$\Delta t \simeq \frac{0.7}{2\Delta\theta f_m} \quad (3.10)$$

で与えられることがわかった [36]。先の例で，変調数波数 20 GHz，変調指数 50 rad であれば，最適に圧縮すれば約 350 fs の超短光パルスが得られることになる。

3.3.2 マイクロ波電気光学変調器

大振幅変調のための電気光学位相変調器を試作し，超短光パルス生成のための広帯域変調サイドバンド生成を行った。電気光学結晶は電界を印加すると屈折率に変化し，それによって光の位相変調を行うが，大きな変調をするためには大きな屈折率変化と，変調電界と光波の長い相互作用長が必要である。どこまで大きな屈折率変化を与えることができるかの限界を考えると，材料的な固有の限界として放電破壊電界強度が考えられる。また，相互作用長の限界は，光波と変調電界を形成するマイクロ波の速度非整合によって決まる。これらの限界はバルク形，導波形いずれの場合にもあてはまり，変調効率を別にすれば変調器の構造によらず，ほとんど同じ大きさの変調までかけられるものと期待される。そこでここでは，製作が容易なバルク形の位相変調器を試作し，極限的な大振幅の位相変調を試みた [55]。

図 3.7 は試作した変調器の構造を示している。電気光学結晶に LiTaO_3 を用いている。マイクロストリップ線路の途中に結晶 (幅 1.1 mm，厚さ 1.6 mm，長さ 20 mm) を線路と直角に挿入し，線路の終端を短絡することによってマイクロ波の定在波を立てる。定在波の腹が結晶の中央部にできるように各部分の長さを設定した。設計周波数は 9.35 GHz であり，この周波数で変調が最大になるようにストリップ電極の幅を 5.4 mm に設計した。また，給電部分からストリップラインを 2 つに分岐し，変調部分を 2 か所に設け，その間隔を変調周期当りに光パルスが結晶中を走行する距離に設定し，変調が加算されるようにした。両電極間の間隔は 14.6 mm であり，変調の一周期に光パルスが結晶中を進む距離にあたっている。変調部を 2 つに分けることにより，一つの変調部に供給される電力は $1/2$ になるが，それぞれの変調電界は $1/\sqrt{2}$ になるため，全体としては変調度は $\sqrt{2}$ 倍になると期待される。放電の限界まで変調電力を加えることを考えると，その場合の限界の変調度は二段にしたことによって二倍になると予想される。変調器全体に高周波誘電損失の小さな不活性液体 (フロロカーボン，FC-40) を満たし，放電をおさえるようにした。

光源には 514.5 nm のアルゴンレーザを用い，9.35 GHz の大振幅位相変調実験を行った。変調器の給電側に整合回路を挿入し，電源へのマイクロ波の反射を除くと同時に，

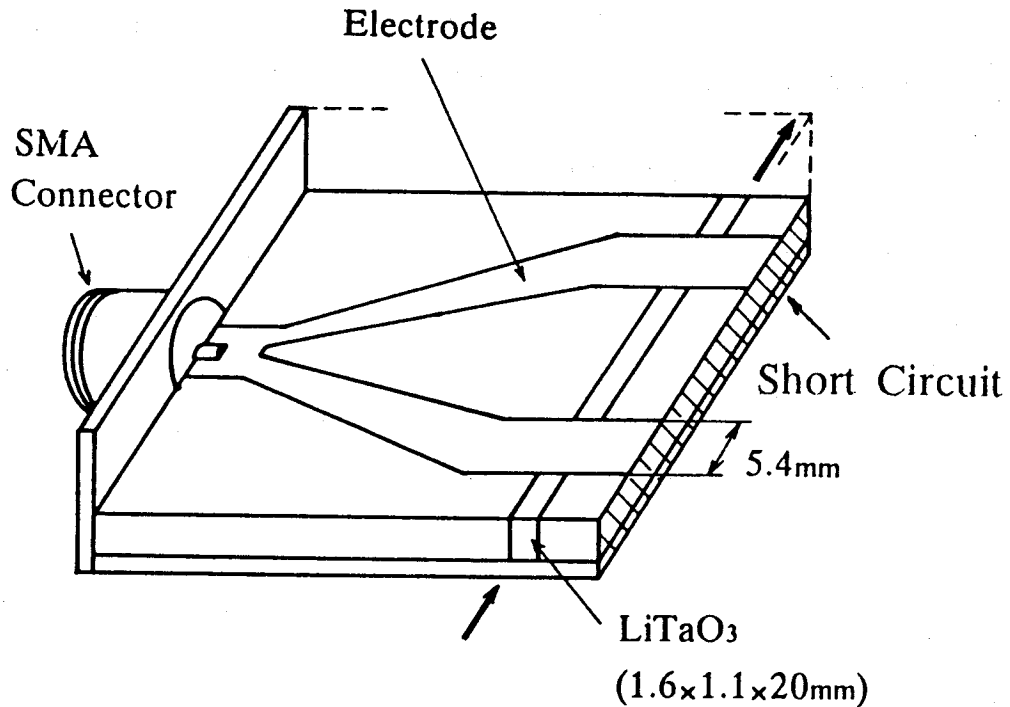


図 3.7: 試作マイクロ波位相変調器。動作周波数は 9.35GHz。

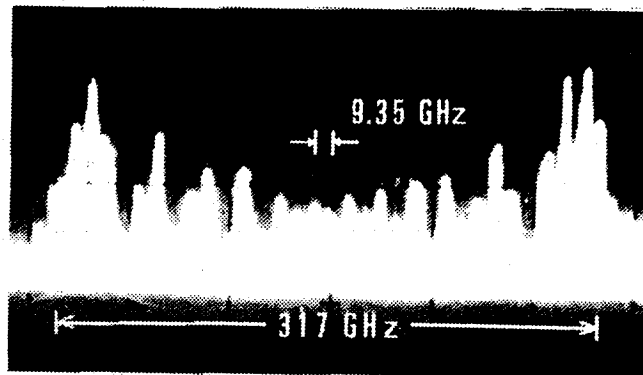
全体を共振器構成として変調度を向上させている。変調電力は電極部での放電が起こらない範囲で、限界まで大きくしている。変調度は掃引形ファブリ・ペロー干渉計で観測した。

図 3.8 に変調実験の結果得られたサイドバンドを示す。図 3.8(a) は変調器を一度通過したときの実験結果であり、9.35 GHz の間隔のサイドバンドが全体として 317 GHz に広がっている。変調指数は計算との対応により 17.0 rad と見積られる。図 3.8(b) は同じ変調器を往復で用いたときの結果である。サイドバンド広がり (a) の約 2 倍の 640 GHz、変調指数は 34.2 rad と見積られる。

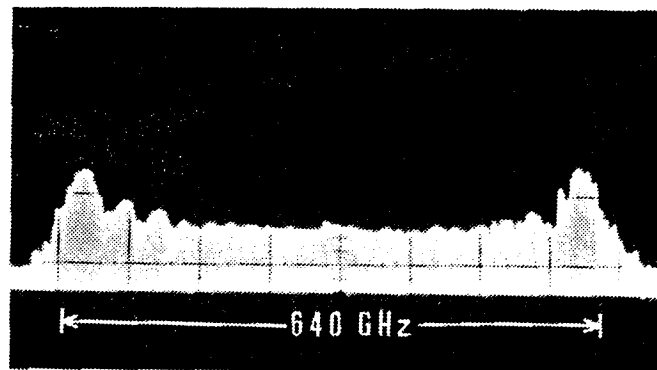
本実験により得られたサイドバンド広がり (a) は電気光学変調器単体で生成したものとしては世界最大であり、なんらかの方法でパルスに成形すれば 1 ps 以下の超短光パルスを可能にするものである [36],[56]。

3.3.3 光ファイバを用いた光パルス生成実験

大振幅の周波数変調光を群遅延分散素子を用いて圧縮することにより超短光パルス生成を行った。ここでは、光ファイバを正常分散性媒質として用いることにより圧縮



(a)



(b)

図 3.8: 大振幅位相変調実験結果. 変調周波数 9.35GHz. (a) 変調指数 17.0 rad, スペクトル幅 317 GHz. (b) 変調器を往復使用したとき. 変調指数 34.2 rad, 幅 640 GHz.

表 3.1: 圧縮に用いた単一モード光ファイバの 514.5 nm での特性.

Core Diameter	3.6 μm
Fiber Diameter	124.7 μm
Difference of Refractive Indices	0.0035
Loss ($\lambda = 514.5 \text{ nm}$)	14.0 dB/km
Cut Off Wavelength	440 nm
Group Velocity Dispersion	526 ps/km·nm
Length	96 m

して超短光パルスを発生させることを試みている [38],[57].

光ファイバは優れた透明光伝送媒体であるばかりでなく、光非線形性や群速度分散性をも有した素材である [11]. これらの特性は、モード同期による超短光パルスに自己位相変調をかけ、圧縮するための重要な要素になっている [5]. 光非線形性は光強度がかなり大きな場合にしか効果を持たないが、分散性は光強度にかかわらず現れる. 本研究では、光非線形性は利用しておらず、線形な効果のみを用いているので制御性に優れていると考えられる. 光ファイバの群速度分散性のみを用いてはじめて電気光学変調光をピコ秒光パルスに圧縮した.

表 3.1 は本実験で用いた光ファイバの特性をまとめたものである. この光ファイバはアルゴンレーザの 514.5 nm の波長においてシングルモードである. ファイバの群速度分散にはいくつかの要因があるが、実験条件のもとでは材料分散が支配的である. 波長がかなり短いため、光ファイバとしては損失はかなり大きい. 入射光は図 3.5 の変調器によるものであり、位相変調度は 15.7 rad であった. このスペクトルを図 3.9 に示す. この変調光を最適に圧縮すると、式 (3.10) より、約 2.4 ps の超短光パルスが得られるものと期待される. しかし、このとき約 320 m のファイバが必要となると計算されるが、ここでは都合により表 2.2 に示した 96 m のファイバで実験を行った.

図 3.10 に実験条件における計算結果 (a) と、ストリークカメラで観測した圧縮実験結果 (b) を示す. 図 3.10(b) で上は生成されたパルスのストリーク像、下はその強度波形である. 変調周期の 107 ps ごとにパルスが観測されており、これにより、実際に光ファイバの正常分散性で周波数変調光が圧縮され、光パルスが形成されることが確認された. 実験結果のパルスは雑音成分が多く消光比もあまり高くないが、これは測定

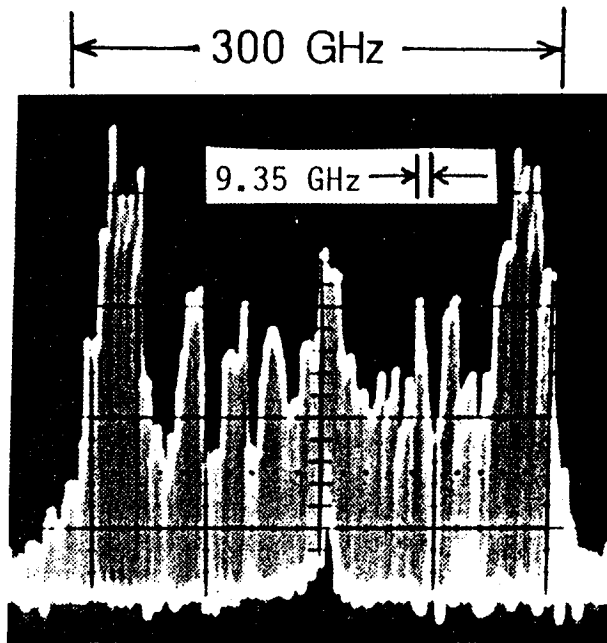


図 3.9: ファイバ入射光のスペクトル. 変調周波数 9.35 GHz で位相変調指数 15.7 rad である.

が単掃引で行われていることの他に、計算結果によってもわかるように、分散量が最適状態にないので消光比が最大でも 2 対 1 程度にしかならないためと考えられる。

光ファイバを用いて圧縮することの利点としては、圧縮系が小さくできること、挿入損失を少なくできること、などがあげられる。圧縮系に回折格子を利用した場合、分散量を調整することができ、それによっても挿入損失がさほど変化しないという特徴があるものの、回折効率によって挿入損失が決まるため、挿入損失を極端に小さくすることは困難である。また圧縮系が大きくなりがちである。光ファイバを用いて圧縮する場合、分散量はファイバの長さで調整することになる。分散量はファイバの長さに比例し、式 (3.7) の条件のとき最適に圧縮される。最適長は変調度に反比例するが、光ファイバの挿入損失は長さに比例しているので、大きな変調をかけるほど挿入損失を小さくできる。

実験条件では、入射光を最適に圧縮したとすると 2.4 ps の超短光パルスが得られることになるが、このときのファイバ長は約 320 m となり、挿入損失は約 4.5 dB と計算される。通常の回折格子では回折効率は約 0.6 程度であるので、この光ファイバの挿入損失の値は回折格子を利用した場合とほぼ同程度である。実験を行った状態での変調度 15.7 rad は、挿入損失の点から考えて回折格子を用いるべきか光ファイバを用

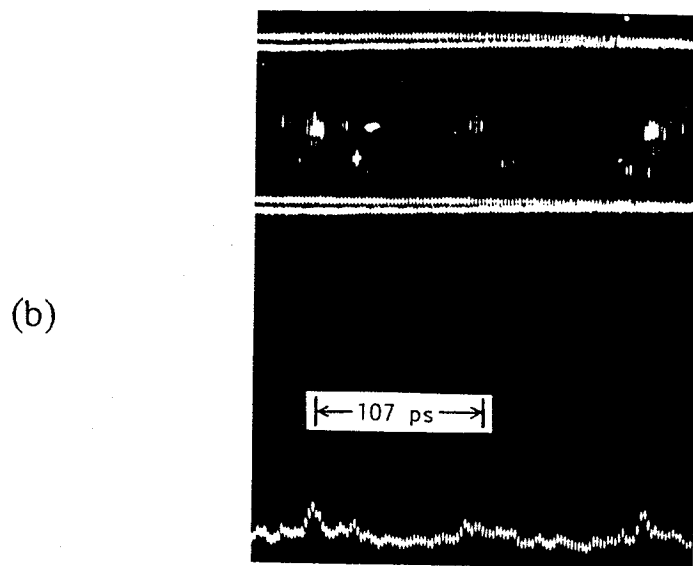
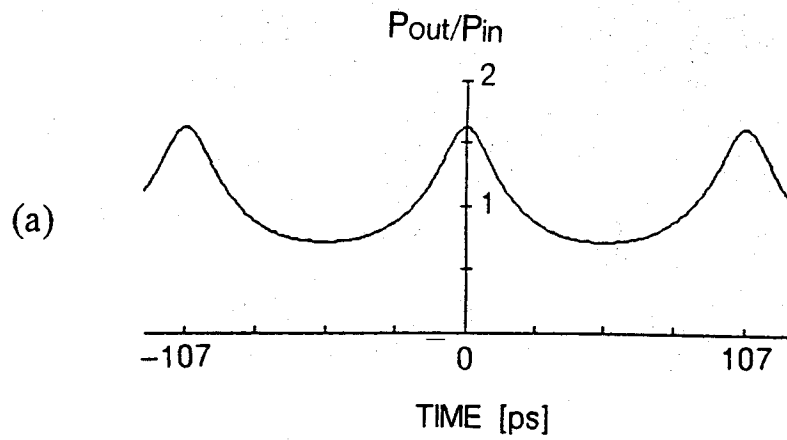


図 3.10: 光ファイバによる圧縮実験結果. 上は理論計算結果, 下はストリークカメラでの観測結果.

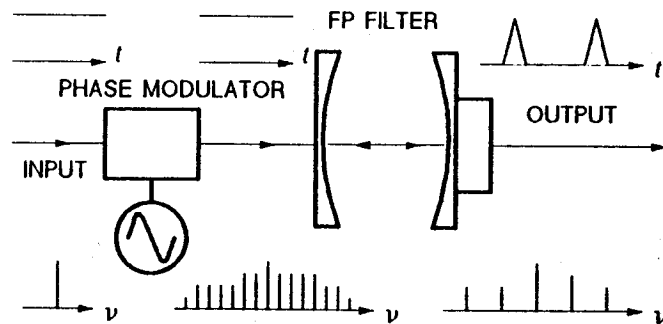


図 3.11: 電気光学位相変調とファブリ・ペロー干渉フィルタ (F・P フィルタ) を用いた高繰り返し光パルス列生成の基本構成.

いるべきかの境界にあるといえる. これよりも大きな変調度の場合には光ファイバを用いて圧縮を行った方が, 挿入損失の点でも圧縮系の大きさの点でも有利である.

3.4 ファブリ・ペロー干渉フィルタによる光波形制御

3.4.1 波形制御の原理

本節では電気光学変調によるサイドバンドをもとに, 前章で述べた光シンセサイザの考えに基づく光波形合成を行った.

光シンセサイザの最も簡単な構成は, 広帯域光を周波数 (波長) フィルタに通過させ, 必要な周波数成分だけを透過させることにより実現できる [58]. このように周波数フィルタを用いることは, 図 2.2 に示す分波, 制御, 合波の 3 つの過程を 1 つの素子で実現していることにあたる. 前章の図 2.3 に示した構成は任意の特性を実現できる周波数フィルタと見ることができるが, 単純なフィルタを利用した場合でも, 簡便に有用な光波形を合成できると考えられる. このようなフィルタとしては, 変調周波数以下の高い周波数分解能を持つものが必要であり, ファブリ・ペロー干渉フィルタ (F・P フィルタ) などの干渉フィルタの利用することを考えた [41].

図 3.11 に電気光学位相変調と F・P フィルタを用いた光波形合成システムの基本構成を示す. 前節で示したマイクロ波領域の大振幅電気光学位相変調や FM レーザのように大きな変調指数の位相変調光 (周波数変調光) を周波数フィルタである F・P 干渉フィルタに通すことにより波形合成・超短パルス生成を行おうというものである. F・

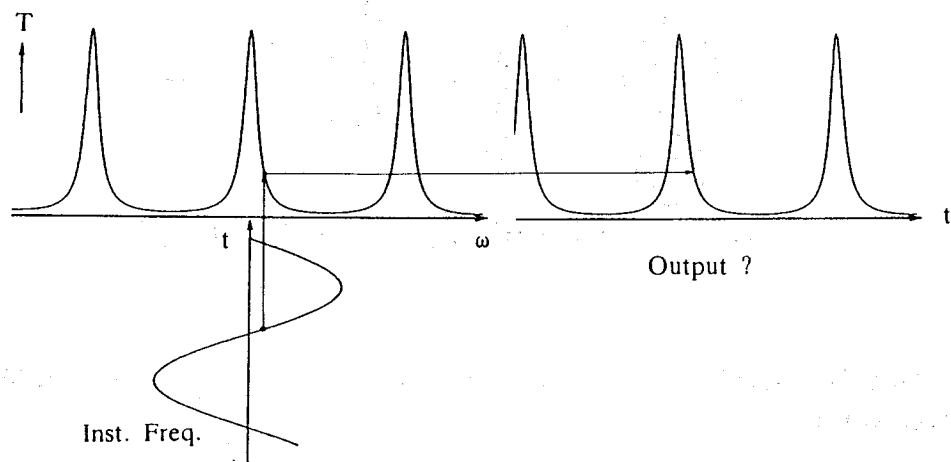


図 3.12: 瞬時数波数の選択による周波数変調光からのパルス生成の考え方. この方法ではパルスの短縮に限界がある.

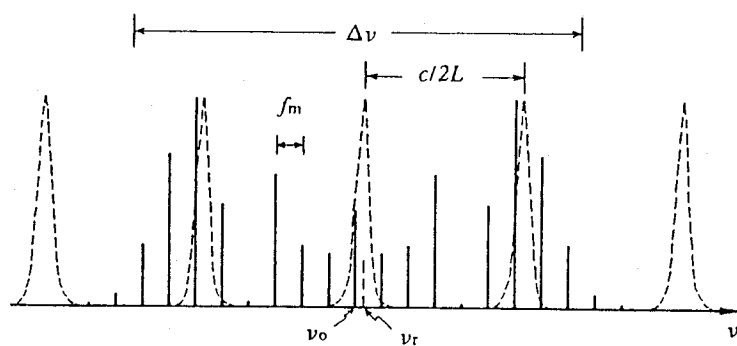


図 3.13: 変調スペクトルとF・Pフィルタの透過特性. フィルタによりサイドバンドを選択する.

P干渉計を用いた光波形生成といえば前節で示したようにF・P変調器による超短光パルス生成がよく知られているが、ここではF・P干渉計を外部で用いることによってパルスだけではなく、さまざまな超高速光波形に整形することを目的としている。

ところで、図 3.11 と同様の構成においてF・P干渉計により超短光パルスを生成するという方法は以前にも提案されたことがある。それは図 3.12 に示すように大振幅で周波数変調された光を狭帯域のフィルタに通すことによって、ある瞬時周波数のところだけを抜き出し、短いパルスにしようというものであった [31]。しかしながらこの考えは本質的に矛盾をはらんでいる。すなわち、短いパルスを得ようとすればそれだけ狭いフィルタを使わなければならないが、狭いフィルタにすればするほどフーリエ変換の原理によってパルスが広がるからである。本研究での方式はそれとは異なり、光シンセサイザの考えに基づいてF・Pフィルタをサイドバンド選択素子として用いた超高速波形生成法である。このようなフィルタを用いた波形整形では、周波数領域において透過スペクトルの強度および位相を求め、それから波形を計算しなければならない。

・周波数領域における解析

電気光学変調光をF・Pフィルタに通過させたときの出力波形を周波数領域で計算することにより求めた。図 3.13 は周波数領域でみた変調サイドバンドの広がり と F・P干渉フィルタの透過特性を示している。周波数変調光の電界は式 (3.3) で与えられ、各サイドバンド成分は式 (3.3') のようにベッセル関数 $J_q(\Delta\theta)$ によって振幅と位相が与えられる。したがって変調度が定まれば各成分の位相および振幅はすべて完全に判明する。F・P干渉フィルタは図中破線で示すような透過特性を持っているが、超短光パルスを合成させるために、これを用いて変調サイドバンドを等間隔に抜き出すことにする。出力光電界 E は式 (3.3') に対して次式のように与えられる。

$$E(t) = E_0 \cdot \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(\Delta\theta) e^{j2\pi(\nu_0 + qf_m)t} \frac{T \cdot \exp[-j2\pi L(qf_m + \nu_0 - \nu_r)/c]}{1 - R \cdot \exp[-j4\pi L(qf_m + \nu_0 - \nu_r)/c]} \quad (3.11)$$

ここで L はF・Pフィルタの光学長、 ν_r は図 3.13 に示したようにキャリア周波数 ν_0 に最も近いF・Pフィルタの透過周波数である。また R と T はフィルタを構成するミラーの電力反射係数と透過係数で、両方のミラーは同じ特性であるものとしている。

式 (3.11) から計算される出力波形は、変調指数、変調周波数、干渉フィルタの透過周波数間隔 (フリースペクトルレンジ)、フィネス、および離調 ($\nu_0 - \nu_r$) などに強く依存する。図 3.14 は変調サイドバンドと F・P フィルタを透過した後の出力波形の計算例を示している。この図の計算では $\nu_0 = \nu_r$ とした。

図 3.14(a) は先に述べた瞬時周波数を選択するという考えに基づいてパルスを発生させた場合の計算例である。周波数領域でみれば、これは F・P フィルタの一つの透過帯域のみを用いて変調サイドバンドの中央部分を広く取り出していることに対応する。変調度がかなり大きいにもかかわらずパルス幅はあまり短くなく、また波形も崩れてきていることがわかる。これは干渉フィルタの帯域幅に出力パルス幅が制限されているためである。

ここで注目したいのは図 3.13 に示す F・P フィルタの透過スペクトルの多数のピークを利用し、これらによって入力スペクトルの等間隔に並んだいくつかの成分を抜き出すという方法である。抜き出されたスペクトルの全体の広がりを入力スペクトルの広がり $\Delta\nu$ にほぼ等しい。したがって出力波形は入力スペクトルの広がりを有効に利用したフーリエ変換限界の波形になっている。抜き出されるサイドバンド成分をすべて同じ位相にするならば、出力はそれらの間隔の周波数で繰り返す超短光パルス列になる。多数の透過ピークはそれぞれサイドバンド成分を抜き取る働きのみをしており、基本的には F・P フィルタを用いての位相調整は行わなくてよい。これは、図 3.14 の (a) に対応する以前の考え方とは異なる新しいものである。

このような考えから図 3.14(b)–(e) はそれぞれ F・P 干渉フィルタの透過周波数間隔を変調周波数の 2 倍、4 倍、8 倍、20 倍にして繰り返しパルス列を生成させた場合の計算例である。選択されるサイドバンドは図中左側に矢印で示してある。変調指数は、選択されるサイドバンドが同位相になるようにそれぞれ計算により定めた。図 3.14(b)(c) の 2 倍、4 倍の場合には出力光パルスの最大強度はほぼ入射光強度に等しい。(d)(e) の場合、最大出力光強度は入射光強度にくらべて多少低下するが、非常に高速の繰り返し光パルスが得られる。例えば変調周波数を 20 GHz とすると、図 3.14(e) ではパルスの繰り返しは 400 GHz となる。本光パルス生成法では、マイクロ波、あるいはミリ波で変調することにより、数百ギガヘルツからテラヘルツにおよぶ高繰り返し光パルス列が簡単な構成により得られることがわかった。

変調指数、F・P フィルタの光学バイアス、フリースペクトルレンジ等の調整により

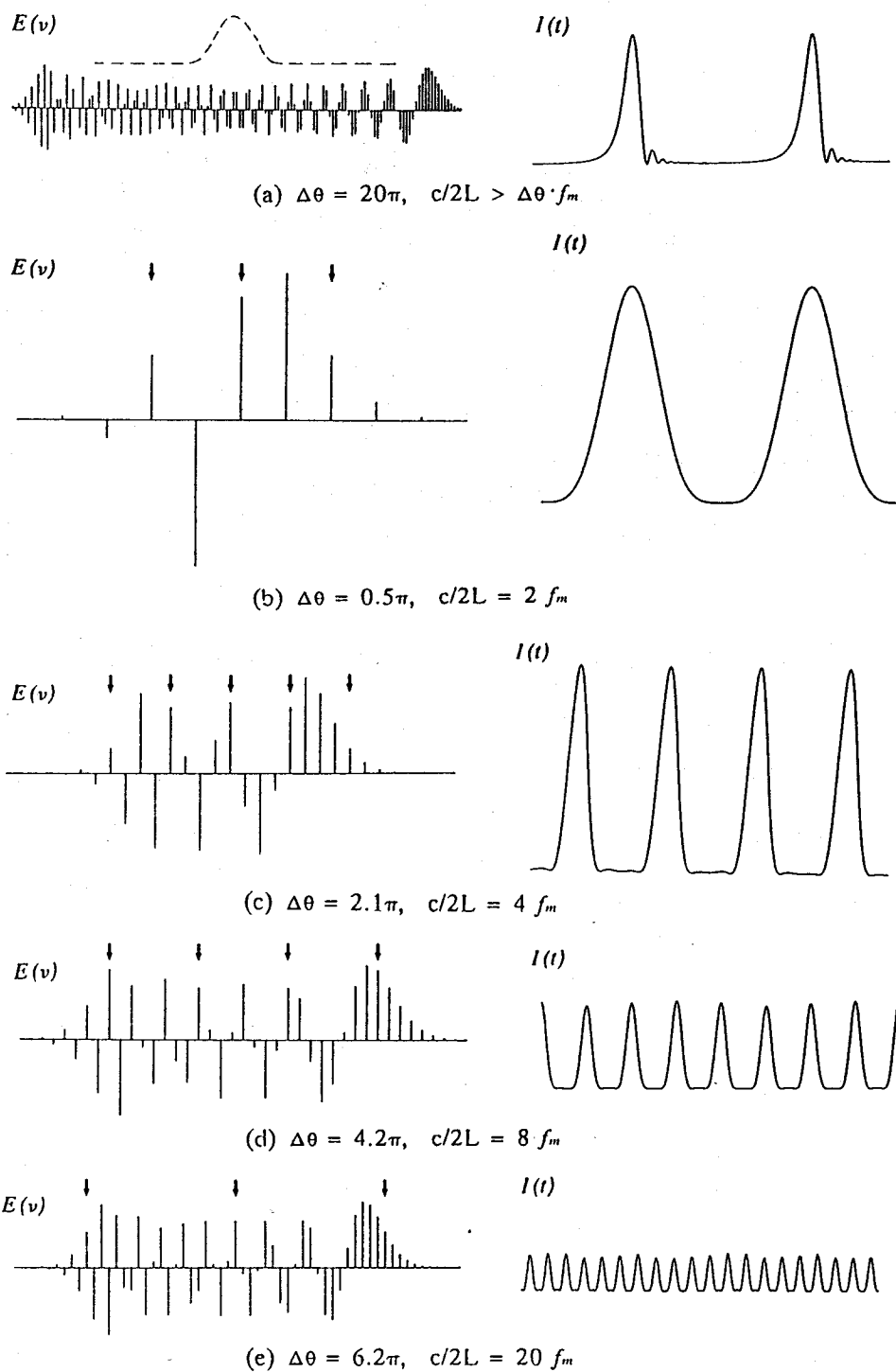


図 3.14: 出力光パルス列の計算例. (a) は瞬時周波数の選択の考え方による従来のものに対応している.

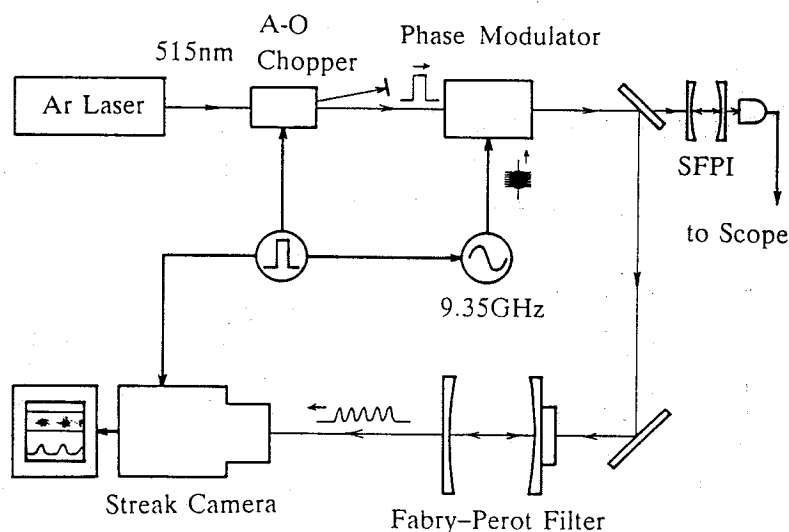


図 3.15: 実験構成.

超短光パルス以外にも様々な波形が生成されることが波形の計算の結果わかった. 本方式は原理的に入力スペクトルのサイドバンド成分を抜き取るものであるため, 入出力の電力効率はあまり高くないという問題があるものと予想される. しかし実際に波形を計算してみると, ピーク電力では従来の光ゲートでパルスを切り出す方法とくらべて必ずしも低いわけではなく, 超高速光ゲートと同程度の電力効率であることがわかった. 本方式では構成が簡単であることが大きな利点と考えられる.

3.4.2 高繰り返し光パルス合成実験

動作を確認するために超短光パルス列生成実験を行った. 実験構成を図 3.15 に示す. 単一モードアルゴンレーザの連続光を光源としてこれに位相変調をかけ, F・P 干渉フィルタを用いて高繰り返し超短光パルス列を生成させた. 位相変調器は電気光学結晶に LiTaO_3 を用いた図 3.7 に示したもので, 変調周波数は同じく 9.35 GHz である. 変調電源そのもののほかに, 給電部に設けた整合回路を調整することによって変調指数を微調整している. これにより, 高繰り返し超短光パルスあるいは望みの波形にするための, サイドバンドの振幅と位相を与えている. 位相変調された 514.5 nm の光はフィネス約 10 の F・P 干渉フィルタを通過して, 超高速の光波形に整形される. 変調指数および F・P 干渉フィルタのフリースペクトルレンジを様々に変えて超短パルス

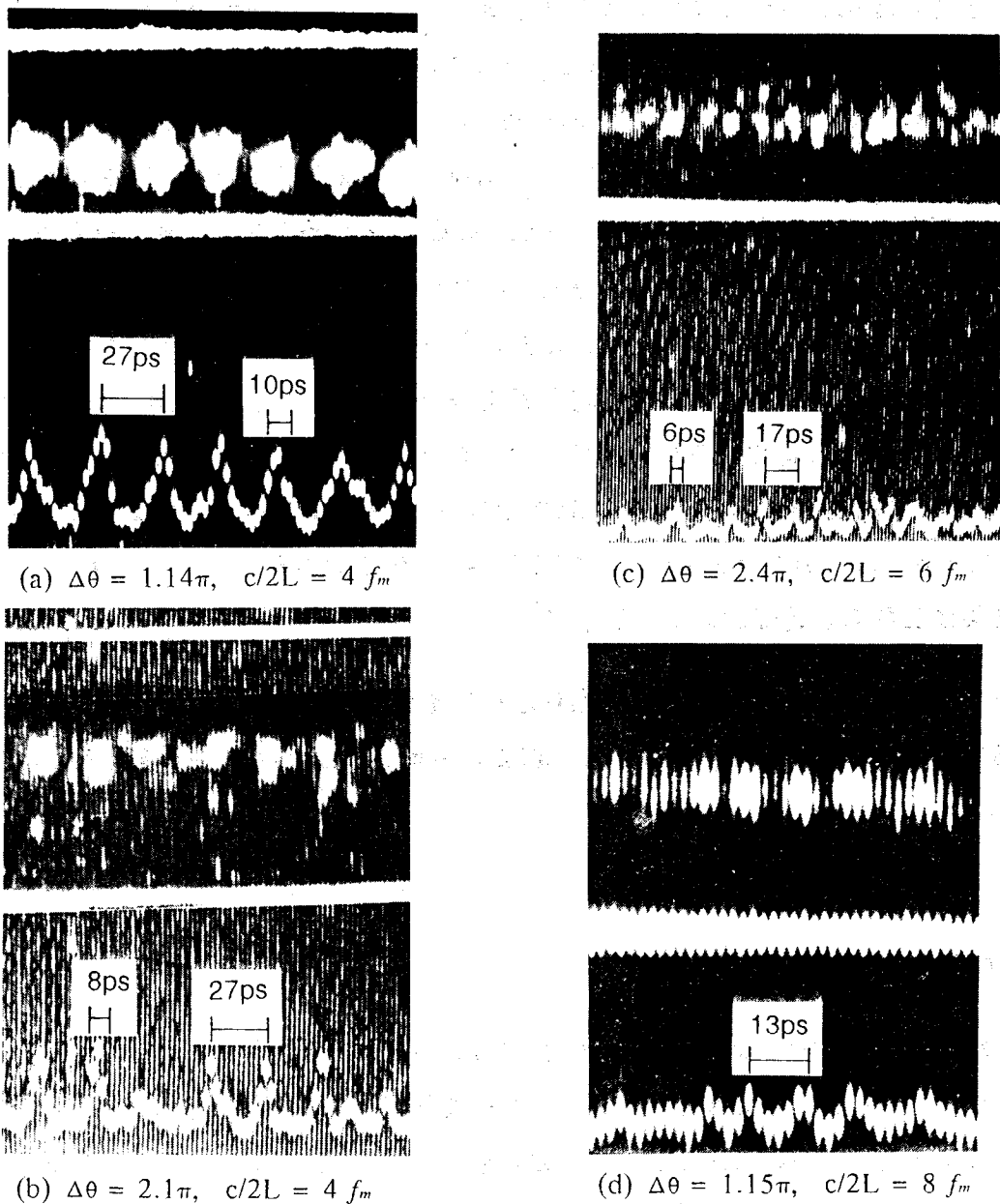


図 3.16: 実験結果. それぞれ, 上はストリーク像, 下はその強度波形である.

列を発生させた. 波形は単掃引のストリークカメラで観測した.

・高繰り返し超短光パルス生成

等間隔に並んだ同位相のサイドバンド成分のみをF・Pフィルタで抜き出すことによって高繰り返し超短光パルス生成を行った. 実験結果の例を図 3.16 に示す. 写真はそれぞれ上がパルス列のストリーク像, 下がその強度波形である. 図 3.16 の (a) と (b)

では、ともに変調周波数の 4 倍の繰り返し 37.4 GHz パルス列が観測されている。(a) と (b) では変調指数は (b) の方が大きく、パルスの形成に寄与するサイドバンドの本数は (a) で 3 本、(b) で 5 本となっているため、パルス幅も (b) の方が短くなっているのがわかる。(c) は変調周波数の 6 倍で 56.1 GHz、(d) は 8 倍で 75 GHz の繰り返しの光パルス列を生成して観測した結果である。75 GHz という非常に高速の繰り返し光信号が純電気光学的方法によって生成された。ただし (d) では選択されているサイドバンドの本数が少ないため、ほとんど正弦的になっており、パルスとは呼びにくい。観測に使用したストリークカメラの時間分解能 (8 ps) の関係で、75 GHz が本実験で観測した最も繰り返し周波数の高い波形になっている。なおパルス幅は時間分解能を補正して、(a) で約 8 ps、(b)、(c)、(d) では約 6 ps と見積られる。理論的なパルス幅は (a) で 9.6 ps、(b) で 5.9 ps、(c) で 5.3 ps、(d) では 6.8 ps と計算されているが、実験結果はこれらと比較的よく一致している。

本方式ではここで得られた以上の繰り返しの光パルス列生成も容易であり、変調指数次第で数百ギガヘルツからテラヘルツにおよぶ超高速繰り返しも可能と考えられる。

・高繰り返し光波形合成

本光波形合成法では、超短光パルス列以外にも変調指数、F・P 干渉計の離調、フリースペクトルレンジ等の調整によって様々な波形が発生可能なことは先に述べた。本方式ではフィルタの制限によって任意の波形を合成するのは困難であるが、固定パターンでよければ有用なさまざまな超高速光波形が生成できる。実験においても実際にさまざまな波形の発生を確認することができた。

一例を図 3.17 に示す。変調指数 3.58 rad の位相変調光から 2 本おきにサイドバンドを抜き出したものである。ここでも F・P フィルタは単にサイドバンドを抜き出す働きのみをさせている。下は実験条件に対応する計算結果である。この波形は繰り返しが 18.7 GHz であり、6 ビット 2 進光符号列とみることができる。ただしビットパターンを任意に制御することは困難であった。この波形を 2 進符号列とみたときのビットレートは 112 ギガビット毎秒となり、非常に高速である。

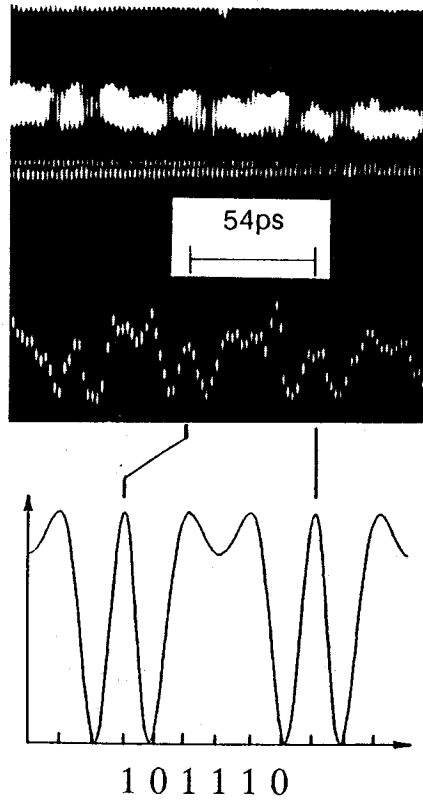


図 3.17: 波形合成の例. 繰返し 19 GHz. 6 ビット 2 進符号列 (112 ギガビット毎秒) とみることができる. $\Delta\theta = 1.14\pi$, $c/2L = 2f_m$.

3.5 結言

従来、レーザのモード同期によってしか得られなかった超短光パルスが、電気光学的手法によっても得られることを示した。光波の多重干渉を利用した変調能率の向上や大振幅の電気光学変調を利用することにより、ピコ秒からサブピコ秒、さらにはフェムト秒の超短光パルスが生成可能である。

まず、光波の多重干渉を利用して変調器の性能を向上させるという考えに基づき、ファブリ・ペロー電気光学変調器による超短光パルス生成を行った。9.35 GHz のマイクロ波でファブリ・ペロー変調器を同期駆動することによって、サブピコ秒の光パルスが生成できることをはじめて実験的に示した。

次に、マイクロ波領域の大振幅位相変調器の試作と動作実験を行い、テラヘルツにおよぶ広帯域の変調サイドバンドが、電気光学変調器単体でも生成可能であることを示した。また、このような周波数変調光は、群遅延分散素子によって圧縮することにより超短光パルスに成形可能である。本研究では群遅延分散素子として、従来用いられている回折格子対ではなく、光ファイバを利用することにより実際にピコ秒光パルスの発生に成功した。これらにより、電気光学的手法のみを用いてもモード同期に匹敵するピコ秒からサブピコ秒の超短光パルスが生成できることを明らかにした。

電気光学的手法を用いた超短光パルス生成の特徴として、生成されるパルスの特性が光源となるレーザの特性に左右されることがなく、あらゆるレーザに適用可能であることがあげられる。また、本研究において開発された大振幅位相変調器およびそれによる広帯域変調サイドバンドは、超短光パルスの生成と制御のみならず、周波数の絶対計測のための周波数標準(周波数コム)としての応用など、さまざまな分野への応用が期待される [59]。

周波数領域で光波の振幅と位相の制御により光波形を制御するという、光シンセサイザの考えは、今後の超短光パルス制御の基礎技術として期待されるものである。本章では、さらに、この光シンセサイザの考えに基づく光波形制御として、最も簡単な構成と考えられる周波数フィルタを用いた光波形合成を試みた。位相変調された光をファブリ・ペロー干渉フィルタに通すという簡単な構成によって、高速な繰り返しの光パルス列を生成でき、また様々な超高速光波形が合成できることを示した。これは光シンセサイザの有用性を実証するものである。実験では、大振幅の位相変調光を F・P

フィルタに通過させて、多数のサイドバンドのうち等間隔に並んだものを抜き取るという方法によって波形合成を行った。その結果、変調周波数 9.35 GHz の 2 倍、4 倍、6 倍、8 倍の繰り返し光パルス列を非常に簡単な構成で得ることができた。観測できた最大の繰り返し周波数は 75 GHz、パルス幅は約 6 ps であったが、これは観測系の分解能の限界であり、原理的にはより高速の光パルス列を得ることも容易と考えられる。また、超短パルス列のみならず、2 進光符号列ともいえる高速光波形の生成が確認できた。将来の超高速光回路のクロックパルスや高速光 PCM システムのキャリアパルスの生成器などに有用と考えられ、将来の発展が期待される。

第4章 光空間変調器を用いたモード同期による超短光パルス生成

4.1 序言

本章では高速電気光学変調素子をレーザ制御に用いた超短光パルス発生について述べる。

レーザのモード同期は超短光パルスを発生させるうえで最も一般的に用いられている方法であり、超短光パルス技術の中核をなすものである [29]。モード同期法には受動モード同期と強制モード同期があるが、フェムト秒領域の極限的光パルスが得られるのは受動モード同期である。強制モード同期法は光パルスの短さ、簡便さでは受動法に一步譲るものの、安定性、制御性に優れており、レーザシステムを構成する際にタイミングを取るのが容易になる。それゆえ実際的な大型パルスレーザシステムでは強制モード同期を利用することが望ましく、また実際にそうなっている。しかしパルス幅の広さが克服されるべき問題の一つである。特に高出力の超短パルスレーザシステムでは発振持続時間がマイクロ秒以下になることも多く、モード同期の成長時間が十分に取れないということも問題である。

強制モード同期を用いる場合パルス幅が短くならない、あるいは短くなるのに時間がかかるのは、レーザ共振器内に挿入する変調素子の変調速度 (シャッターの開き時間) が、受動モード同期に用いる可飽和吸収体におよばないためである [60]。変調深ささえ十分であれば、強制モード同期によっても受動モード同期に匹敵する超短光パルスを得ることも可能である [30]。

強制モード同期は既に確立された手法と考えられている面もあるが、多くは変調素子に音響光学変調器が用いられており、現在要求されているパルス幅、精度、能率、安定度の達成は困難な状況にある。本論文では前章において電気光学的手法を用いた超

短光パルス生成および制御について述べ、その高速性を明らかにしてきた。このような高速変調器をレーザ制御に応用し、これを変調素子としてモード同期を行えば、純粹な電気光学的手法によるよりもさらに短い光パルスが発生でき、また従来受動モード同期によるしかなかった超短光パルスの発生も強制モード同期によって可能になると考えられる。しかし電気光学変調器は十分な高速性を持つものの、共振器内に挿入するモード同期用変調器(モードロッカ)として利用するためには解決すべき問題も多く、十分な研究はなされていないようである。

このような背景から、強制モード同期に電気光学変調を利用する研究を行った。光波の空間並列性、伝搬に伴うフーリエ変換特性に着目し、高速電気光学空間変調器を利用したモード同期を提案している [61],[62]。空間的位相分布を変調する電気光学空間変調器は、レーザ共振器のパラメータの変調を通じて共振器損失を変調する効果がある。空間的に一次の位相変化である電気光学偏向器および二次の位相変化である電気光学レンズを用いたモード同期について、解析により得られた結果と動作を確認した実験について述べる。

4.2 電気光学偏向器を用いたモード同期の理論

4.2.1 電気光学偏向器の光強度変調器としての特性

モード同期に電気光学偏向器、電気光学レンズなどの光空間変調器を利用するという考えは従来にない新しいものである。ここではまず電気光学偏向器をモード同期に利用する上でどのような効果が期待できるかを従来のモード同期用光強度変調器と比較して考察する。

モード同期に従来からよく用いられている光強度変調器は直交ニコル形の電気光学変調器や音響光学変調器などである [63]。これらの変調器の正弦波駆動した時の時間に対する光強度透過関数はよく知られているように次式で与えられる。

$$T(t) = \cos^2 \left[\frac{\Delta\phi}{2} \sin(\omega_m t) \right] \quad (4.1)$$

ここで $\Delta\phi$ は変調指数に対応しており、電気光学強度変調器では直行する二偏波間の位相差(リターデーション)である。また、ブラッグ回折状態の音響光学変調器では、形

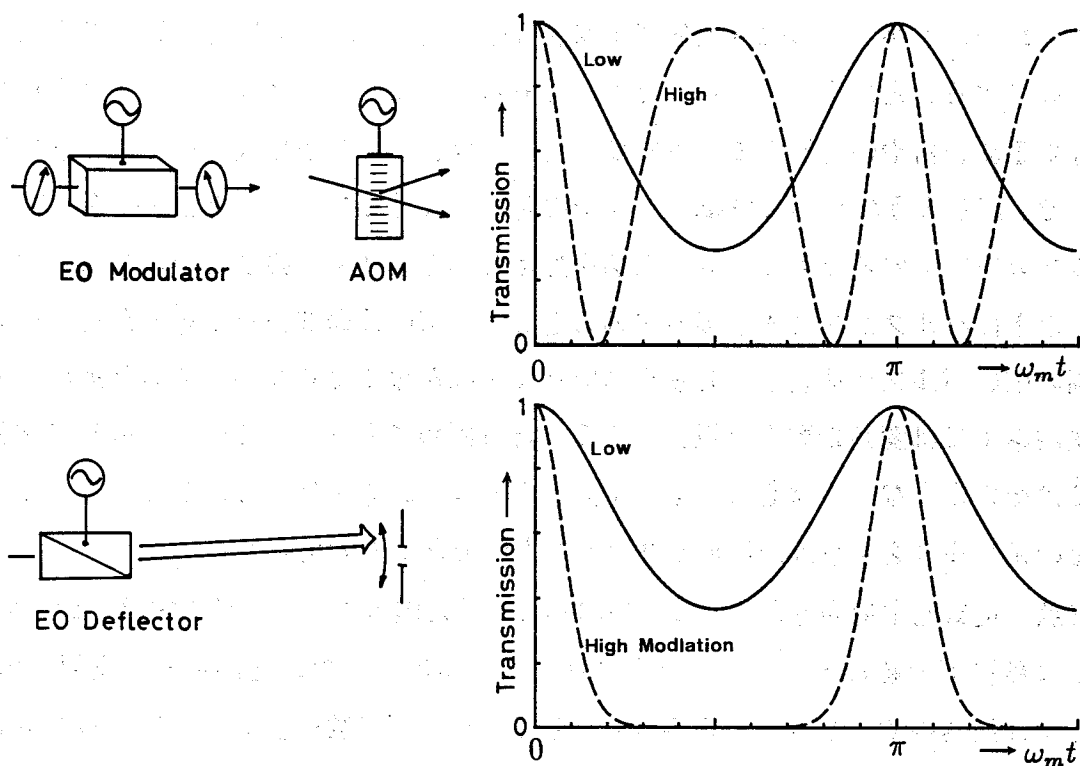


図 4.1: モード同期用変調器の時間的変調特性. (a) 電気光学強度変調器, 音響光学変調器. (b) 電気光学偏向器とスリット. 実線および破線はそれぞれ変調度が小さいときと大きいとき.

成される位相格子の振幅に対応している [64].

これに対し, 電気光学偏向器を高周波で駆動し, 出力ビームを幅の狭いスリットで切り取った場合の光強度透過関数は, ビーム形状がガウス形であるとして, ほぼ

$$T'(t) \simeq \exp \left\{ - \left[\frac{\Delta\phi}{2} \sin(\omega_m t) \right]^2 \right\} \quad (4.2)$$

のように書くことができる [37]. ここで $\Delta\phi$ は偏向器口径内での位相変化である.

図 4.1 はこれらの透過特性の時間変化を図示したものである. 図中実線は変調が比較的小さいときのものであり, 従来の変調器と偏向器の間に特に大きな差はない. 破線は大きな変調をかけたときの透過特性であり, 従来の変調器では変調一周期内で本来光が透過可能な $\omega_m t = 0, \pi$ の時刻以外にも光の通る部分が現れてくる.

強度変調を用いた強制モード同期による定常状態でのパルス幅は、2章の式(2.1)で与えられているが、この式は光強度変調器の透過極大の部分を経過する時間に対して2次の関数に展開することによって得られたものである。したがって図4.1に示すような特性を有する変調器や偏向器をモード同期に用いた場合、変調が比較的小さいときにはどちらでも同じようなパルスが $\omega_m t = 0, \pi$ の時刻に成長してくると予想される。しかし、パルス幅を短くするために大きな変調を加えたとき、従来の強度変調器では変調が小さいときにパルスが成長する場所以外のところに広い透過部分ができるため、そちらに幅の広いパルスが成長してしまうのでパルス幅が短くならない。そのために、従来の変調素子では変調指数を π 以上にすることは困難であった。その点、電気光学偏向器ではそのようなことは起こらず、十分に大きな変調をかけることができるので、より短い光パルスをより高速に成長させることができると考えられる。

実際、電気光学偏向器とスリットを組み合わせた超短光パルス発生実験においては、十ピコ秒以下の超短光パルスが発生されている[37]。このことからみて光偏向器は、レーザ共振器内でスリットと組み合わせることにより、数往復でピコ秒パルスをも成長させることのできる、十分なパルス短縮効果を有するモード同期用損失変調器になるものと期待できる。

また電気光学偏向器はその動作原理上、温度変化に対して安定である。これは、電気光学偏向器が偏向器出力断面内での一偏波の位相差による空間変調を利用しているからであり、基本的に変調度の分布した位相変調器だからである。これに対し従来の電気光学強度変調器は、直行する二偏波の間の位相差(リターデーション)を利用しているため、モード同期用の変調器として使用するときには光学バイアスの設定の問題とその温度変動の影響を避けるために、KDPやADP等の比較的電気光学効果の小さな結晶で縦形の変調器構成を取らざるをえなかった。しかし電気光学偏向器ではそのような問題はないので、 LiTaO_3 や LiNbO_3 等の電気光学効果の大きな複屈折結晶を用いて構成することもできる。

なお、このような結晶を用いた位相変調器によってもモード同期は可能であり、その場合も温度的には安定であるが、得られる光パルスの幅は式(2.2)に示されるように強度変調によるものにくらべてかなり広くなる。また、音響光学変調器の場合においても音響波の共振を用いているため、結晶の温度変動は非常に問題である。

電気光学偏向器はその光強度変調特性から優れたモード同期用変調素子になり得る

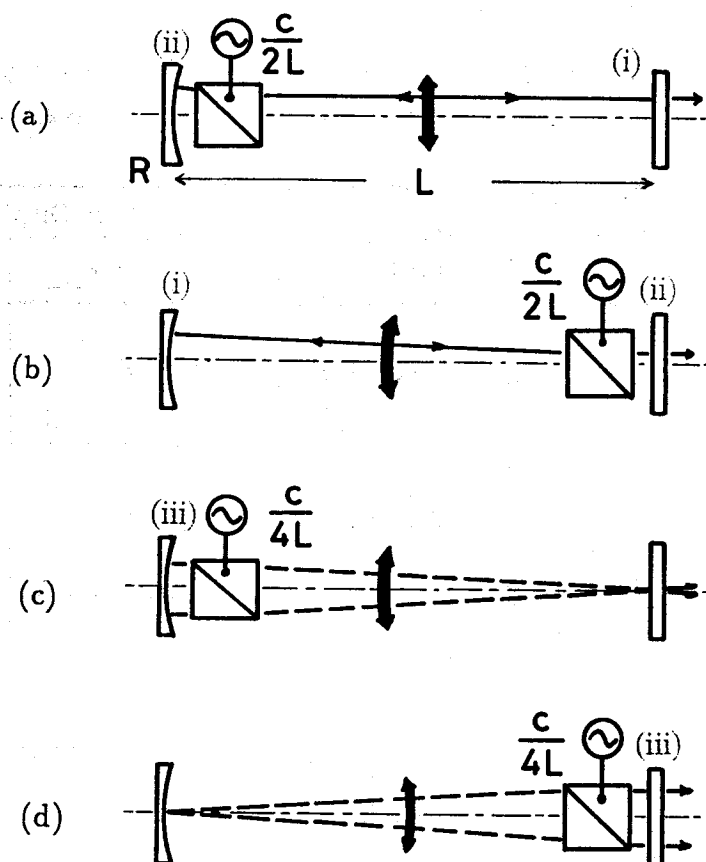


図 4.2: 偏向器の挿入による定常的発振光路の変化.

と予想した.

4.2.2 光共振器内での偏向器の効果

電気光学偏向器の光共振器内での効果について考察を行った. 電気光学偏向器は光ビームを曲げるだけの効果しか持たないから, スリットと組み合わせではじめて光強度変調器として動作する [65],[66]. レーザ共振器内に偏向器を挿入したとき, その位置とスリットの位置および変調周波数によってさまざまな効果が生じると予想される.

まずスリットが存在しない場合を考えると, 共振器内の光偏向器は発振するレーザービームの経路を移動させる効果を持っている. 偏向器の駆動周波数が光共振器の縦モードに同期しているとき, 偏向器に入射する光は共振器一往復後も同じ偏向角を「見る」ことになるので, この光に対して偏向器は単にミラーを傾けたのと同じことになり, 発振は偏向がないときの発振ビームの位置からずれた位置で起こる. ただしミラーの傾

表 4.1: 偏向器の挿入による発振ビームの移動量. $\Delta\theta$: 偏向角, L : 共振器長, R : ミラーの曲率 (もう一方は平面を仮定). 表中の (i)–(iii) はそれぞれ図 4.2 の各位置, および図 4.4 の各線に対応している.

Modulation Frequency	Number of Pulses in the Cavity	Deflector Position	Beam Displacement	
			Curved End	Flat End
$c/2L$	2	Curved End	$\Delta\theta \cdot R$ (ii)	$\Delta\theta \cdot R$ (i)
		Flat End	$\Delta\theta \cdot R$ (i)	$\Delta\theta \cdot (R-L)$ (ii)
$c/4L$	1	Curved End	$\pm\Delta\theta \frac{R \cdot L}{R-L}$ (iii)	0
		Flat End	0	$\pm\Delta\theta \cdot L$ (iii)

き角は周期的に振動していることになる.

片方のミラーの曲率が R , もう一方が平面の場合について, 発振するものと予想される光ビームの経路を図 4.2 に模式的に示す. ある時刻にある場所に存在した光が, その後共振器内でどのような軌跡を描くかを示したものである. 図 4.2(a)(b) は変調周波数が共振器往復周波数 $c/2L$ に等しい場合で, 共振器一往復の間に 2 度, 偏向器にかかる電圧が 0 になる. このため, モード同期を行った場合の出力パルスの繰り返しは共振器往復周波数の倍になる. 図 4.2(c)(d) は変調周波数が共振器往復周波数の半分の $c/4L$ の場合で, 共振器一往復に一度だけ偏向器にかかる電圧が 0 になるので, 出力パルスの繰り返し周波数は共振器往復周波数と同じになる. このとき光パルスは一往復ごとに逆の偏向角を「見る」ことになるので, 光の通路は二本に分離する.

図 4.3 は図 4.2(c) の場合に共振器内に存在可能な光ビームの形状を変調周期内での時間を追って示したものである. スリットが共振器内に存在しないとき, レーザ共振器内にはこのように蛇行しながら移動する光ビームが存在可能と考えられる.

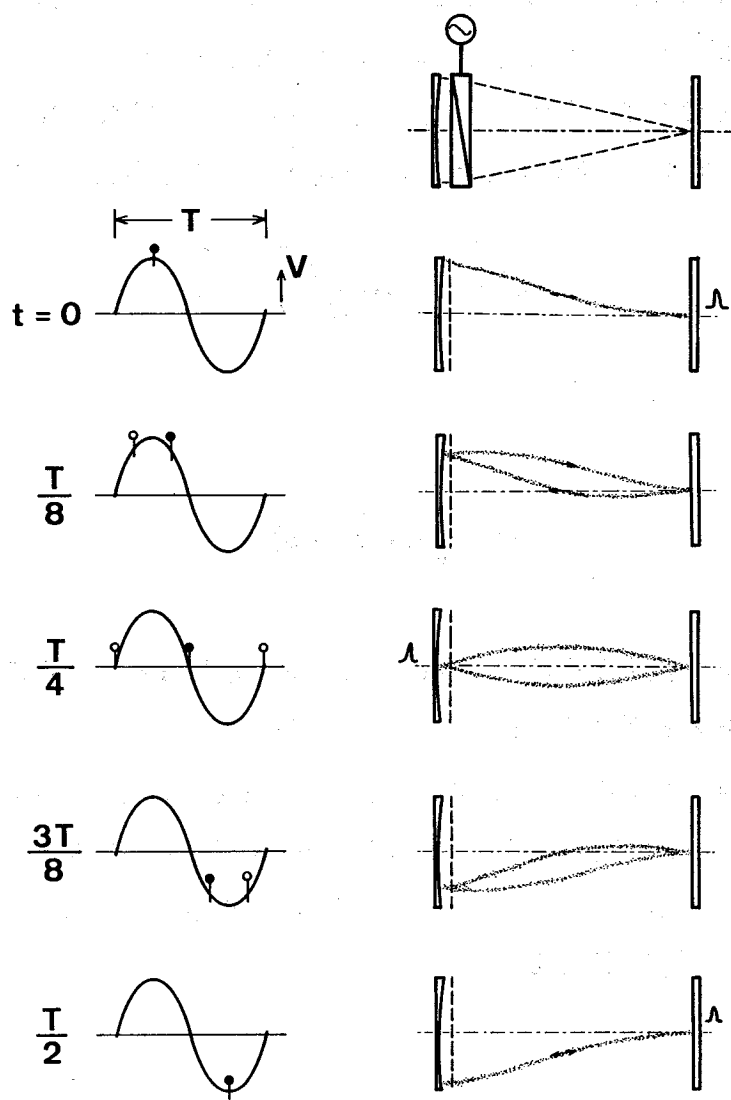


図 4.3: 共振器内に存在可能な光の場の時間変化. 図 4.2(c) の場合である.

図 4.2 の 4 つの共振器構成において、偏向器の最大偏向角を $\Delta\theta$ としたときの発振ビーム中心軸の最大移動量を表 4.1 にまとめる。共振器内にスリットを挿入することにより損失変調が引き起こされるが、損失変調の深さは、このビーム移動量と、スリット幅、スポットサイズなどにより決まると考えられる。入れるべき適正なスリット幅は、無偏向時には損失が十分小さく、偏向時に大きな損失を与えるべきものであることから、その位置でのスポットサイズを考慮して定めなければならない。

図 4.2 の共振器でスポットサイズ w は、よく知られているように、曲率ミラー側では、

$$w^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot R \sqrt{\frac{L}{R-L}}$$

平面ミラー側では、

$$w^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R-L)}$$

で与えられる。結局、損失変調の大きさは、ビームの移動量とこれらのスポットサイズの比に比例するものと考えられる。

ミラーの曲率に対する変調深さを図 4.4 に示す。電気光学偏向器の性能は偏向角ではなく、分解可能スポット数によって定まるので、図 4.4 では偏向器断面内での誘導移相量の差 $\Delta\phi$ ($\Delta\phi = 2\pi$ でほぼ 1 スポット分解できる) で規格化してある。ただし、偏向角を $\Delta\theta$ 、偏向器の口径を D として

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta\theta D}{\lambda} \quad (4.3)$$

の関係を用いており、 D はスポットサイズの 2 倍と仮定している。

図中の各線 (i)–(iii) は 表 4.1、図 4.2 の中の各変位 (i)–(iii) に対応している。これからわかるように、損失変調の大きさはレーザ共振器のミラー構成によって大きく変化する。 $L/R = 0$ (平行平面系) あるいは $L/R = 1$ (半球面系) の近くでは非常に大きな変調も期待できる。ただしこの付近ではスポットサイズが無限大あるいは零に近づくので、実際に作製可能な偏向器の口径が一つの限界となってくる。

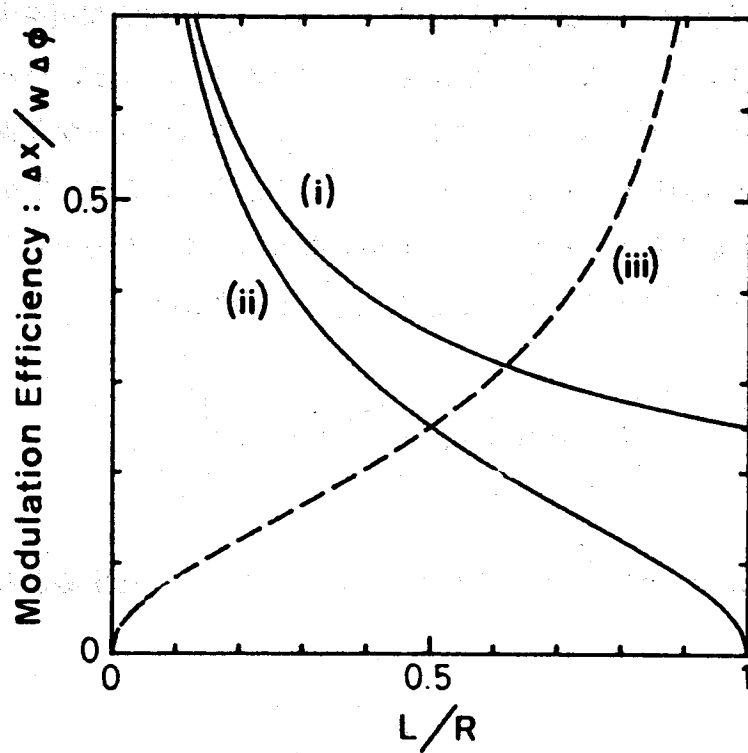


図 4.4: 共振器のミラー構成による変調深さの変化. 図中, (i)-(iii) の各線は図 4.2 および表 4.1 のそれぞれに対応している.

4.2.3 自己無撞着なパルスの導出

それ自体では損失変調器として働かない光偏向器であっても、光共振器内では損失変調器として働き、モード同期を実現することが可能であることを示した。このような方式によるモード同期においてどの程度の光パルスが得られるかを見積るために解析を行った。

解析は Kuizenga らの手法にならい [31],[32]、さらに空間的な変調項を導入することにより均一広がりレーザにおける定常解を求めた [62],[67]。まず、パルスの時間的および空間的形状としてガウス形を仮定する。この光パルスがレーザ共振器を一往復した後の空間的形状は回折積分により求めることができる。ここで、解析を簡単にするためにガウス形の透過特性を持つスリットが共振器内にあるものとする。正弦波駆動される電気光学偏向器による時間的および空間的な変調関数は、

$$M(x, t) = \exp \left[-j \frac{\Delta \phi x}{d} \sin(\omega_m t) \right] \quad (4.4)$$

と表すことができる。十分に短いパルスが $t = 0$ の周りにのみ存在すると考え、式 (4.4) の変調関数を、

$$M(x, t) = \exp \left(-j \frac{\Delta \phi x \omega_m t}{d} \right) \quad (4.4')$$

と近似する。ガウス形パルスの電界として、

$$E(x, t) \propto \exp(-a_d x^2 - b_d x t - c_d t^2) \quad (4.5)$$

を仮定し、自己無撞着な解を求める。

共振器構成が図 4.2(b) であるとして、平面ミラーの位置から共振器一往復に対応する回折積分を行った後、式 (4.5) のガウス形の各係数を比較することによって自己無撞着な界の係数として、

$$a_d = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{w_0^2} + \sqrt{\frac{1}{w_0^4} + \left(\frac{k}{L} \right)^2 \frac{L/R}{1-L/R}} \right] \quad (4.6)$$

$$b_d = \frac{\Delta\phi\omega_m}{d} \cdot \frac{1 + j \frac{k}{2a_d L}}{\frac{k}{2a_d L} \cdot \frac{L/R}{1-L/R} + j} \quad (4.7)$$

$$c_d = \frac{\Delta\omega}{8\sqrt{ga_d}} \left(\frac{\Delta\phi\omega_m}{d} + j b_d \right) \frac{1}{\sqrt{1 + j \frac{k}{4a_d L} \cdot \frac{1-2L/R}{1-L/R}}} \quad (4.8)$$

を得た。ここで、 w_0 はガウス形スリットのスポットサイズ、 k は光の波数 ($= 2\pi/\lambda$)、 g は利得中心における飽和利得である。偏向器を一回通過することによるサイドバンドの広がり ($\sim 2\Delta\phi\omega_m$) は利得幅 $\Delta\omega$ に比べて十分小さいものと仮定している。

さらに $R = 2L$ (半共焦点系) の場合で、ガウス形スリットのスポットサイズ w_0 が発振ビームのスポットサイズ w よりもかなり大きいとき、上式は、

$$a_d \simeq \frac{k}{2L} \quad (4.9)$$

$$b_d \simeq \frac{\Delta\phi\omega_m}{d} \quad (4.10)$$

$$c_d \simeq (1+j) \frac{\Delta\omega}{8\sqrt{ga_d}} \cdot \frac{\Delta\phi\omega_m}{d} \quad (4.11)$$

と近似できる。パルス幅は係数 c_d の実部から求めることができるが、偏向器の大きさをスポットサイズから決定して $d = 2w$ とすると、式 (4.11) より

$$\Delta t = 2\sqrt{2 \ln 2} \frac{g^{1/4}}{\sqrt{\Delta\phi\omega_m \Delta\omega}} \quad (4.12)$$

となる。このパルス幅の式は強度変調による強制モード同期の式 (2.1) と全く同じであり、本方式によるモード同期が強度変調と同様、変調度の $1/2$ 乗に逆比例して短くなることを示している。先に述べた電気光学偏向器を用いたモード同期の特長により、効率のよい結晶を用いた偏向器の構成と十分に大きな変調をかけられることから、従来

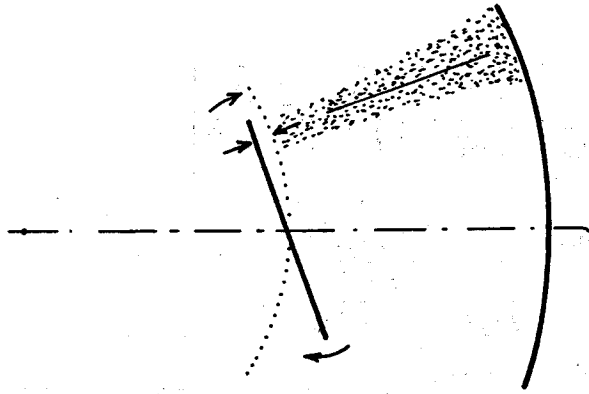


図 4.5: 偏向による位相変調の効果. 安定な共振器では共振器長は無偏向時が最も短く, パルスはその前後でドップラーシフトを受ける.

の光強度変調器を用いた場合に比べて偏向器ではよりよいモード同期が実現できると考えられる.

本モード同期において式 (4.11) で与えられる係数 c_d が一般に複素になることは, 光パルスにチャープが存在することを意味しており, これは位相変調によりモード同期を行った場合のパルスの特徴でもある. したがって, 電気光学偏向器を用いたモード同期は強度変調と位相変調の共同したモード同期とみなすことができ, 大きなパルス短縮効果が期待できるものである. 通常の位相変調によってモード同期を行った場合, このチャープは正負いずれの符号でもとることができる. しかし, 偏向器を用いたモード同期では, 式 (4.4') の位相変調関数の指数部の符号を反転させた場合でも, 式 (4.11) における虚数部の符号は同一であることを示すことができる. パルスは常に長波長側へのチャープとなる. したがって位相変調によるモード同期において問題となるパルスの不定性はなく, このパルスは常に正常分散素子によって圧縮可能である. このチャープは, 図 4.5 に示すように, 共振器の片方のミラーが偏向により回転することによって引き起こされるパルスのドップラーシフトによると考えることができる. 共振器長は無偏向時が最も短く, パルスの前半では正の, 後半では負のドップラーシフトを受けることによって説明できる.

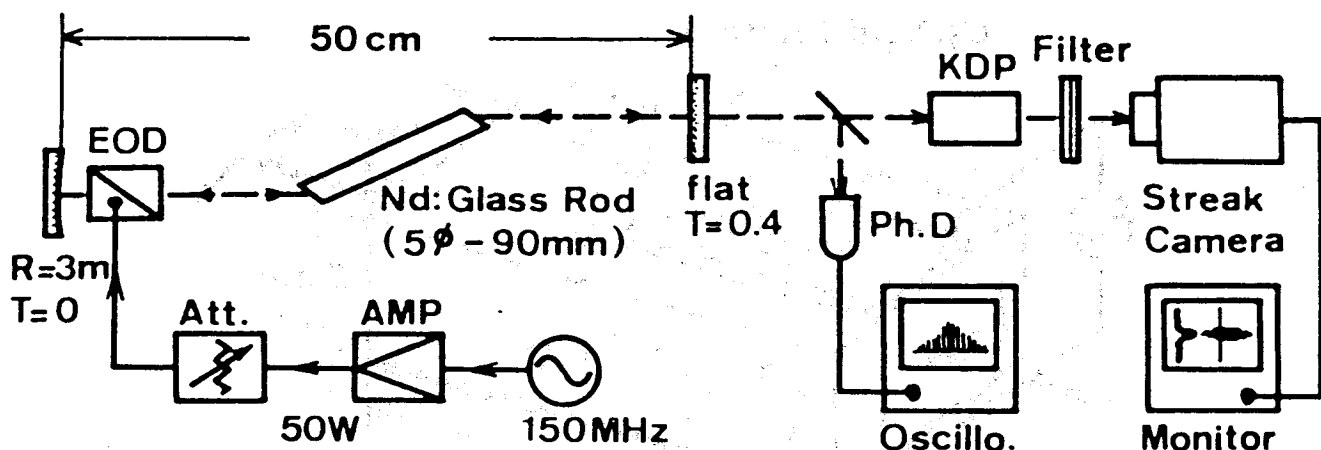


図 4.6: Nd: ガラスレーザの電気光学偏向器によるモード同期実験構成.

4.3 電気光学偏向器を用いた Nd: ガラスレーザのモード同期実験

4.3.1 実験構成

電気光学結晶に LiTaO_3 を用いたモード同期用電気光学偏向器を試作し、パルス発振の Nd: ガラスレーザのモード同期実験を行った. 図 4.6 に実験構成を示す. 試作したレーザの共振器は全反射凹面ミラー (曲率 3 m) と反射率 60 % の平面ミラーで構成されており、共振器光学長は 50 cm である. Nd: ガラスロッドは LHG-8 (HOYA) で直径 5 mm, 長さ 90 mm, 両端面はブルスタ角に切っている. レーザの発振しきい値は電気光学偏向器を挿入した状態でフラッシュランプの電気入力にして 55 J であった. 実験は主にこのしきい値のわずかに上, 約 60 J の入力で行っている. 電気光学偏向器は凹面ミラー側に配置してある. 光偏向によって損失変調を起こすために特にスリットは挿入していないが, 偏向器の口径 (2×2 mm) とガラスロッドの口径自体がスリットの働きをしている. 変調周波数は 150 MHz で, 図 4.2 中の (c) の構成にあっている. 変調電力は最大で 50 W までであり, LC 整合器を介して電気光学偏向器に加えられる. 変調電力 50 W は偏向器電極上の電圧にして 1 kV(peak-to-peak) にあたり, このときの偏向角は 1.5 mrad(peak-to-peak) であった. 変調はレーザのフラッシュランプの放電に同期しており, 約 500 μs の間, 電気光学偏向器に加えられる.

試作して実験に用いた電気光学偏向器の構成を図 4.7 に示す. 2 個の台形の LiTaO_3 結晶が光学軸を反対にしてオプティカルコンタクトによって接合されている. 通常, プ

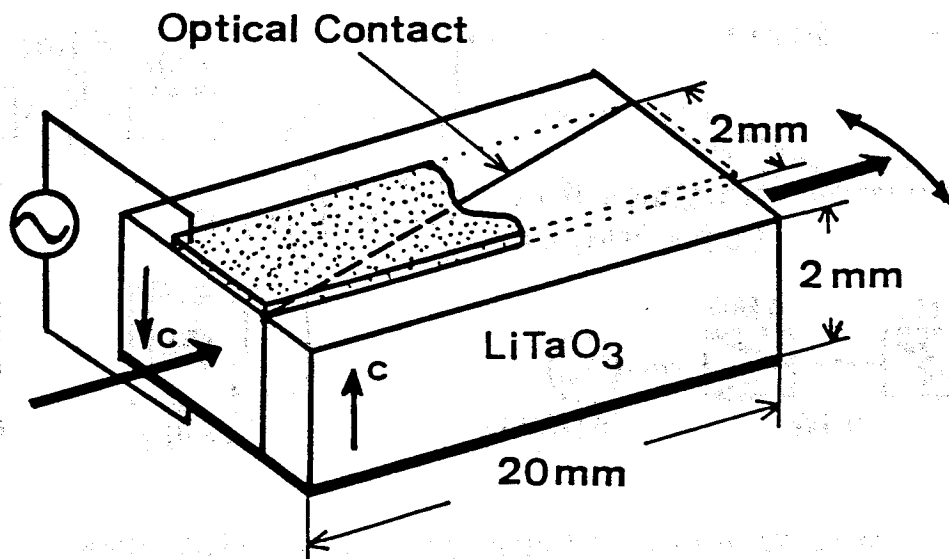


図 4.7: ダブルプリズム形電気光学偏向器.

リズムなどの接合には接着剤が用いられているが、電気光学偏向器では結晶の屈折率が高いことと光の接合面への入射角度が大きいため、オプティカルコンタクトにしなければ挿入損失が大きくなりすぎる。光学軸方向に電界を印加すると結晶の屈折率が片方は増加しもう一方は減少するので、入射した光はコンタクト面で屈折させられる。偏向器の両端面は、発振波長の $1.06\ \mu\text{m}$ の光に対して無反射コーティングが施されている。偏向器の有効口径は $2\times 2\text{mm}$ とかなり大きい、これはレーザ共振器内に挿入したときの損失を極力少なくするためである。また、長さは $20\ \text{mm}$ である。1 スポット分解するのに必要な電圧は約 $340\ \text{V}$ ($\lambda = 1.06\ \mu\text{m}$)、偏向角は波長によらず一定であるが $1.5\ \text{mrad/kV}$ と測定された。

出力パルスの概形をバイプナ光電管 (HTV-R617) とオシロスコープで概形を観測した。この観測系の時間分解能は約 $0.8\ \text{ns}$ である。詳しいパルス波形の観測は、KDP 結晶で第二高調波光 ($0.53\ \mu\text{m}$) を発生させ、これをストリークカメラで観測することにより行った。第二高調波光に変換するのは使用したストリークカメラの光電面がガラスレーザの発振波長 $1.06\ \mu\text{m}$ の光に対して感度がないためである。なお、軸合わせ用の He-Ne レーザビームを遠方にてフォトダイオードで受光することにより、偏向角も同時に監視した。

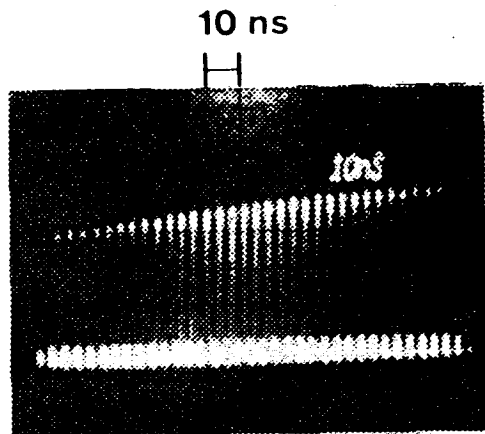


図 4.8: モード同期パルス列.

4.3.2 モード同期の特性

実験の結果、電気光学偏向器をモード同期用変調素子とすることによって安定で再現性のよいモード同期が得られることが確認できた。パルス列の包絡線はショット毎で安定しており、可飽和吸収色素などの非線形媒質を用いた場合になどによく見られるパルス列のショット毎の変化はほとんど観測されなかった。図 4.8 に光電管で観測したモード同期パルス列を示す。パルス列全体にわたって安定なモード同期がかかっているのがわかる。300 MHz で繰り返すモード同期パルスの幅はオシロスコープの測定限界以下であった。

図 4.9 はストリークカメラで観測した第二高調波パルスのストリーク像である。図 4.9(a) は変調電力 50 W のときのパルスで、この幅はストリークカメラの分解能 (8 ps) に非常に近い。第二高調波光のパルス幅がもとのパルス幅の $1/\sqrt{2}$ になること (ガウス形の場合)、およびストリークカメラの分解能から逆算して、もとのパルス幅は約 6 ps であると考えられる。この値は Nd: ガラスレーザにおいて受動モード同期を行った場合に得られるパルス幅にほぼ等しい。図 4.9(b) は変調電力が約 4 W と比較的小さいときのパルスの観測結果であり、この場合にはパルスは複数個の短いパルスの連なったものになっている。

・パルス幅の変調電力依存性

変調電力に対するパルス幅の変化を図 4.10 に示す。変調電力が比較的小さいときに

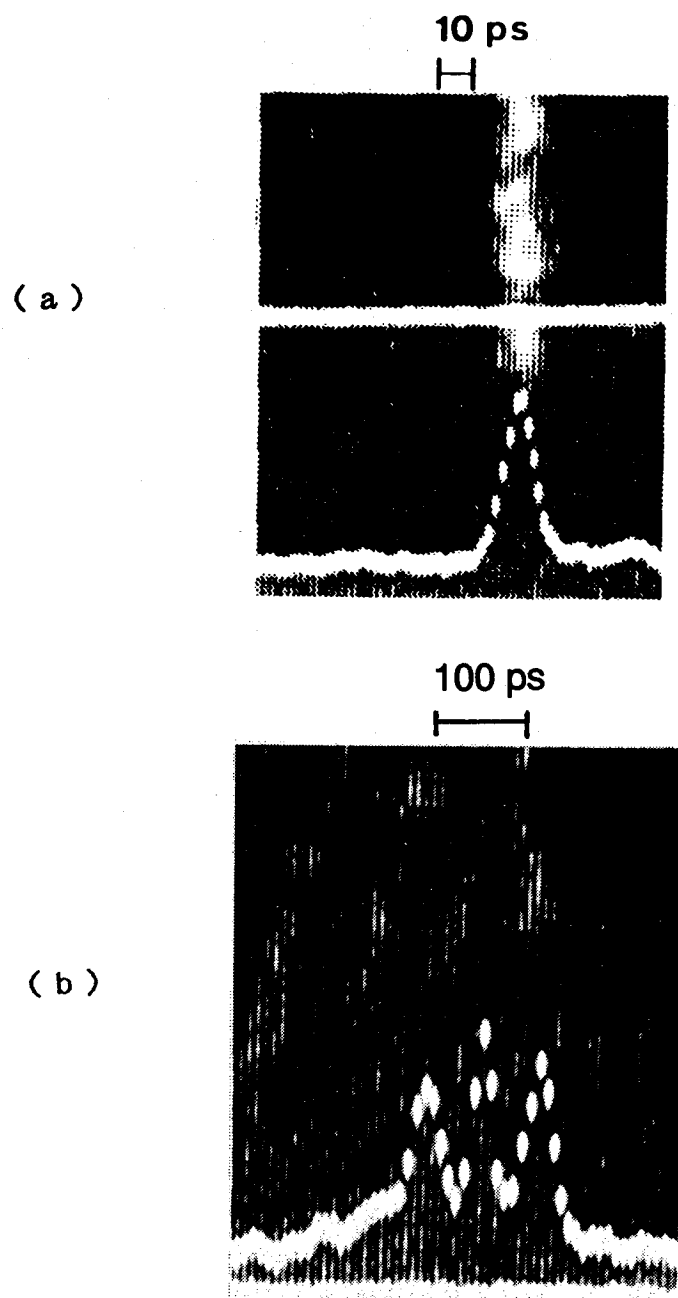


図 4.9: ストリークカメラで観測したモード同期パルス. (a) 変調電力 50 W, (b) 4 W.

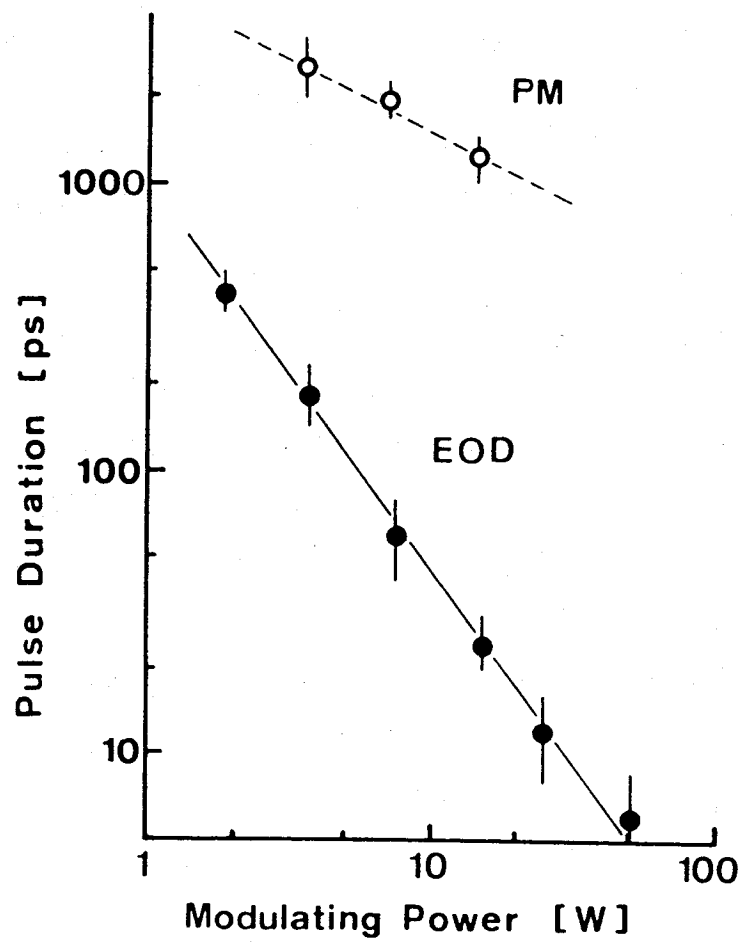


図 4.10: モード同期パルス幅の変調電力依存性. 実線は偏向器, 破線は位相変調器 (2×2.5×20mm) によるもの.

は、パルス幅は図 4.9(b) に示したように複数個のパルスの集合になっている。通常モード同期と比較するために、電気光学位相変調器を用いたモード同期を行い、そのパルス幅の変調電力依存性も示した。電気光学位相変調器は偏向器と同じく LiTaO_3 によって構成されており、大きさも偏向器とほぼ同様の $2.5 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ である。なお、この場合の共振器長は 1 m である。

光偏向器を用いたモード同期では、位相変調によるものにくらべて変調電力に対してはるかに急速にパルス幅が減少しており、この傾きの違いから、本方式のモード同期が損失変調によるモード同期の特性を有すると考えることができ、解析結果を裏付けるものとなっている。また、最短のパルス幅も約 6 ps と受動モード同期に匹敵する超短光パルスを得ることができた。

しかし、図 4.10 で変調電力に対するパルス幅短縮の割合は、解析による結果よりもかなり大きい。パルス幅が変調電力の増加に対して非常に早く減少すること、および図 4.8 の発振持続時間から考えて、モード同期はまだ成長過程にあるものと考えられる。モード同期が成長段階にある状態での図 4.8(b) に見られる複数個のパルスは Nd: レーザガラスの特性によるものと考えられ、このとき全体の幅が偏向器のシャッターとしての特性と成長時間で与えられている。

最大変調電力におけるパルス幅 6 ps は純粋な強制モード同期によるものとしては、ガラスレーザでは最も短いものである。パルス幅はかなり短いものの、まだガラスの利得帯域幅全体を十分に利用しているわけではないので、電気光学偏向器の改良、変調度の増加、および発振持続時間の増大を図ることによってさらに短い光パルスも発生可能であろう。

・パルス幅の離調特性

共振器長を変化させてモード同期パルス幅の離調に対する特性も測定した。図 4.11 は変調電力 4 W における離調に対するパルス幅の変化を示したものである。通常モード同期と同様、パルス幅は共振器長の調整に非常に敏感であった。変調電力 4 W では最適位置でもパルス幅は約 200 ps とあまり短くないものの、それでも共振器長が最適位置から $50 \mu\text{m}$ (共振器長の 10^{-4}) 以上ずれるとパルスが目に見えて広がってることが観測された。

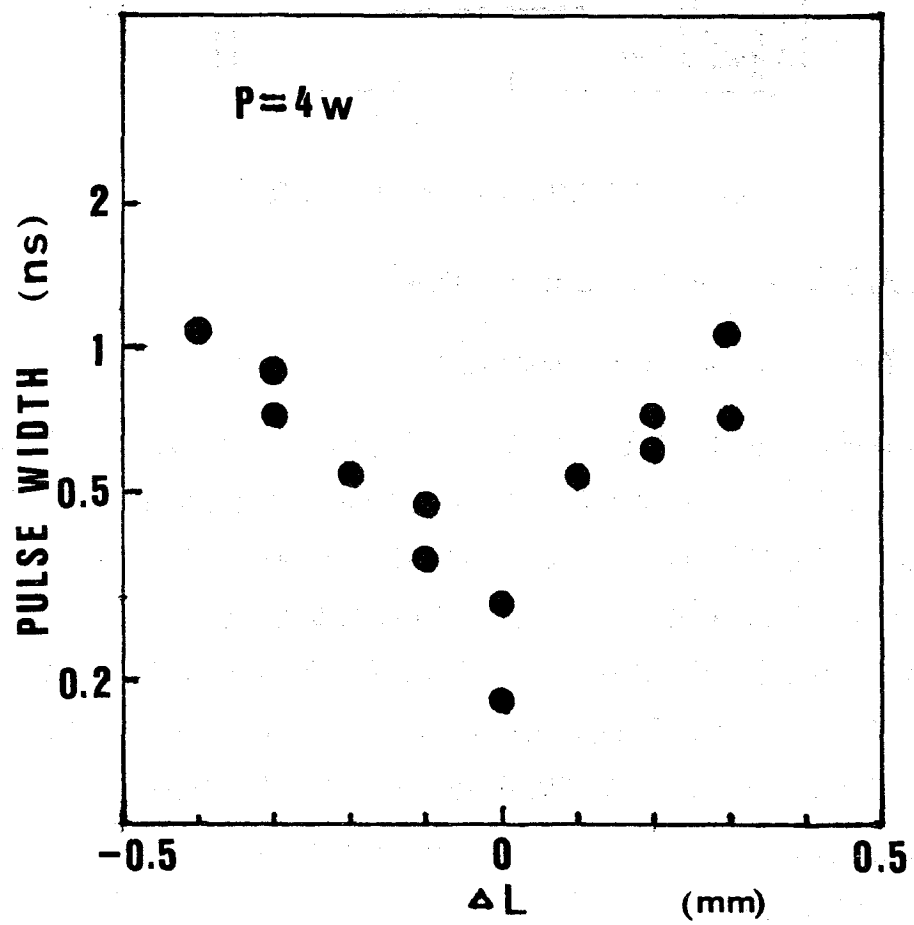


図 4.11: パルス幅の共振器長依存性.

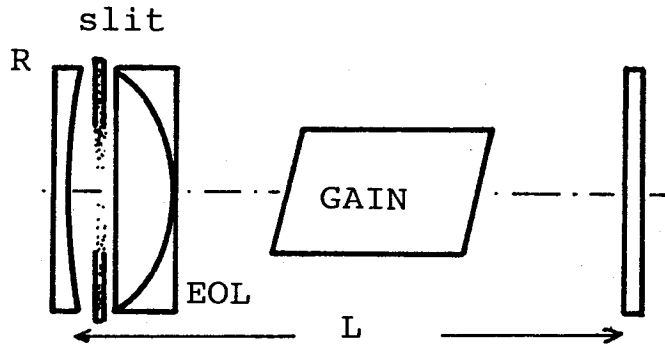


図 4.12: 電気光学レンズによるモード同期.

4.4 電気光学レンズを用いたモード同期

4.4.1 電気光学レンズによるモード同期の原理

偏向器は空間的に一次の位相変化であるが、二次の位相変化であるレンズ効果の時間的変調によってもモード同期が可能と考えられる [68]. 例えば図 4.12 に示すようにレーザ共振器中に電気光学効果などによって焦点距離が周期的に変化する素子 (電気光学レンズ) を挿入すると、共振器の回折損失が周期的に変化することになるのでモード同期が引き起こされると予想される. しかし従来このような研究は行われていない. 前節と同様にして、このような周期的に焦点距離の変化するレンズをレーザ共振器内に挿入したときにどのようなモード同期効果が引き起こされるかを解析した.

いま、1次元の電気光学レンズ (シリンダリカルレンズ) を高周波で駆動したときの空間的および時間的変調を

$$M(x, t) = \exp \left[j\Delta\phi \cdot \left(1 - \frac{x^2}{d^2} \right) \cos(\omega_m t) \right] \quad (4.13)$$

と表わし、 $t = 0$ の周辺で 2 次まで展開することにより、

$$M(x, t) = \exp \left[j\Delta\phi \cdot \left(1 - \frac{x^2}{d^2} \right) \left(1 - \frac{\omega_m^2 t^2}{2} \right) \right] \quad (4.13')$$

とする. 共振器内の界としては、

$$E(x, t) \propto \exp(-a_l x^2 - b_l x^2 t^2 - c_l t^2) \quad (4.14)$$

を仮定し、図 4.2(c) の共振器構成で偏向器の代わりにレンズがあるとする。共振器一往復の回折積分を行い、ガウス形パルスの係数を比較することによって自己無撞着なパルスのパラメータとして

$$a_l = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{w_0^2} - j \frac{k}{2R} + \sqrt{\frac{1}{w_0^4} + \left(\frac{k}{L}\right)^2 \left(1 - \frac{L}{R}\right) \frac{L}{R} + j \frac{1}{2w_0^2} \left(\frac{k}{L}\right)^2 \left(1 - \frac{2L}{R}\right)} \right] \quad (4.15)$$

$$b_l = -j \frac{\Delta\omega\omega_m^2}{d^2} \frac{1}{1 + \frac{1}{(2a_l L/k + j)^2}} \quad (4.16)$$

$$c_l = \frac{\Delta\omega\omega_m}{4} \sqrt{j \frac{\Delta\phi}{g}} \cdot \sqrt{1 - \left[4d^2 \left(a_l - \frac{1}{2w_0^2} + j \frac{k}{4R} \right) \right]^{-1}} \quad (4.17)$$

を得た。ここで偏向器の場合と同様、 w_0 はガウス形スリットのスポットサイズ、 k はレーザ光の波数、 L は共振器長である。

式 (4.17) の実数部分よりパルス幅を求めると、

$$\Delta t = \alpha \cdot 2\sqrt{2\sqrt{2}\ln 2} \left(\frac{g}{\Delta\phi} \right)^{1/4} \frac{1}{\sqrt{\omega_m \Delta\omega}} \quad (4.18)$$

となった。ただし、

$$\alpha = \sqrt{\Re \left[\sqrt{\frac{2j}{1 - \left[4d^2 \left(a_l - \frac{1}{2w_0^2} + j \frac{k}{4R} \right) \right]^{-1}}} \right]} \quad (4.19)$$

である。

式 (4.18) は α の項を除けば位相変調によるモード同期パルス幅の式 (2.2) と全く同じ形をしている。つまりレンズの中央部の位相変調の効果によってパルスが形成され、共振器条件の変動による損失変調の効果が α の項に反映されている。 α の大きさは安

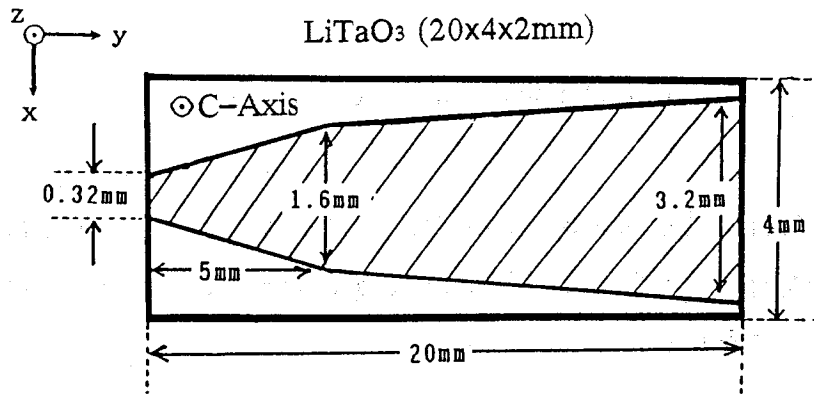
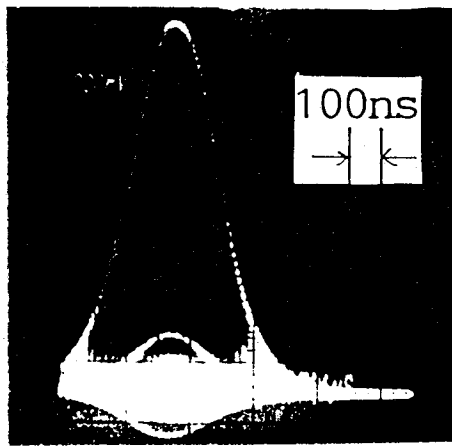
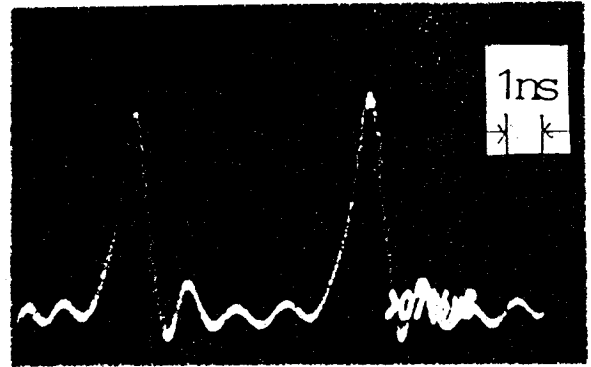


図 4.13: 試作電気光学レンズの構造. 電極は結晶上下面とも同形. 電圧印加により鞍形のレンズとなる.



(a)



(b)

図 4.14: 電気光学レンズによるモード同期パルス列.

定な共振器構成ではほぼ 1 程度であり, この場合, 電気光学レンズによるモード同期のパルス短縮効果は位相変調の場合と同程度であると予想される. ただし通常の位相変調によるモード同期とは異なり, 共振器損失を変調する効果もあるため, 位相変調を用いた場合に問題になる変調周期内でのパルス形成位置の不定性, およびチャープの方向の不定性はない. また不安定共振器との境界領域では α の項による大きな損失変調効果も期待できる.

4.4.2 モード同期実験

電気光学レンズを試作し, 偏向器の場合と同様に Nd: ガラスレーザを用いてモード同期実験を行った. 図 4.13 に試作した電気光学レンズの電極構造を示す. LiTaO₃

(2×4×20 mm) 結晶の上面と下面に図に示すような電極を形成し、電圧印加時の結晶内の屈折率変化によって出力光ビームには全体として中央部から外に向かって放物形の位相変化が起こり、実質的にレンズが形成されるようにしてある。電極の形状は最もレンズの歪みが少なくなるように結晶内の電界を数値計算することによって定めた。なお、この試作電気光学レンズは鞍形の位相変化を引き起こすことがわかっている。すなわち、縦方向が凸レンズになっているとき、横方向はほぼ焦点距離の等しい凹レンズになることが計算によって示されている。このように矩形結晶上に電極を構成する電気光学レンズを考えるかぎり鞍形になるのは避けられないようであった。したがって、先の解析で仮定したような完全なシリンダリカルレンズではないため、レンズによる共振器損失の変調効果が縦方向と横方向で相殺される可能性がある。しかし現実には共振器中のスリット幅には縦横の相違があり、それによる共振器損失の変調効果も期待した。なお、試作レンズに 1 kV の電圧を印加したときの焦点距離はそれぞれ $\pm 1.8 \text{ m}$ ($\pm 0.56 \text{ Dptr/kV}$) と測定された。

実験構成は図 4.6 に示した偏向器の場合とほぼ同様であり、位相変調によるモード同期を行ったときの構成と同じである。すなわち共振器長 1 m の Nd: ガラスレーザの曲率ミラー側に試作レンズを配置し、最大で 25 W の変調電力を LC 共振回路を介して印加した。このときレンズの電極には最大で約 1 kV(peak-to-peak) の電圧が印加されている。

実験の結果、モード同期を確認した。図 4.14 にバイプラナ光電管とオシロスコープで観測したパルス波形の例を示す。時間分解能は 0.8 ns である。ストリークカメラでも波形を観測したが、パルス幅はあまり短いものではなく、短い場合で数百ピコ秒、通常は 1 ナノ秒程度でかなりばらつきがあった。実験の結果は図 4.10 に示した位相変調によるモード同期のパルス幅とほぼ同程度であり、位相変調による効果が支配的であることがわかった。先の解析によれば、安定なレーザ共振器においては位相変調の効果が支配的であり、レンズの効果はパルス位置の安定化に寄与すると予測されていたが、実験においてはパルス列の包絡線にはかなりばらつきがあり、また変調周期内のパルスの存在位置も可能な 2 つの位置のうち常にどちらか一方にあるとは限らないことが認められた。これらは試作レンズが鞍形になっていたことに起因するものと考えられ、完全なレンズが利用できる場合にはこのような不安定性は解消できると考えられる。

電気光学空間変調を利用してモード同期が実現できることを明らかにしたが、1 次の位相変化である電気光学偏向器と2 次の位相変化である電気光学レンズとをくらべて、低次の位相変化である偏向器を用いたほうがよい結果が得られることが解析的にも実験的にもわかった。レンズのように2 次の効果を利用する場合は、不安定共振器との境界に置き、より高速の変調を行う必要がある。その意味で電気光学的なレンズ効果ばかりでなく非線形効果によるレンズ効果を用いるとより高速の変調が期待できるが、先の解析はこのような非線形効果によるレンズ効果を用いたモード同期についても適用できると考えられる。

4.5 結言

電気光学空間変調器を用いることにより、ピコ秒からサブピコ秒の超短光パルスが生成できることが知られている。このような変調器を用いてモード同期を行うことを提案し、実験により動作を確認した。空間的位相分布を変調する電気光学空間変調器は、レーザ共振器のパラメータの変調を通じて損失を変調する効果があり、深い変調効果と短いシャッタ開き時間が期待される。

まず、空間的に一次の位相変化である電気光学偏向器を用いたモード同期を提案し、動作を検討するとともに実験を行った。偏向器を利用する場合、従来の光強度変調器よりも深い変調を加えることができることから、パルス発振のレーザにおいても有効なモード同期法であることを示した。共振器構成によってさまざまな変調効果が期待できることを明らかにし、解析によって定常状態のモード同期パルス幅を与える式を導出した。この結果、モード同期パルス幅は変調指数に対して強度変調によるものと同様の式で与えられるものの、パルスにはチャープが存在しており、位相変調と強度変調のがともに働いて一つのパルスを成長させていることが明らかになった。さらに、モード同期用の電気光学偏向器を試作し、これを用いて Nd: ガラスレーザのモード同期実験を行った結果、モード同期がまだ成長過程にあるにもかかわらず約 6 ps という超短光パルスを得ることができた。このパルス幅は Nd: ガラスレーザでは受動モード同期によるものとはほぼ同程度であり、純粋な強制モード同期では最も短いものである。今後の改良により、さらに短いサブピコ秒の超短光パルスの発生も可能と考えられる。なお、偏向器によるモード同期は Nd: ガラスレーザのみならず他のレーザにも有効と

考えられる。

また、二次の位相変化である電気光学レンズを用いたモード同期を提案した。変調の効果について検討を行い、解析により定常状態におけるパルス幅を与える式を導出した。この式は位相変調によるモード同期パルス幅を与える式と補正係数を除いて同じ形をしている。この結果、電気光学レンズによるモード同期の場合、安定な共振器ではレンズの位相変調による効果がパルス幅を主に決定し、共振器損失の変調効果がパルスの位置の安定化に寄与していることを明らかにした。さらに、電気光学レンズの設計と試作を行い、これを用いて偏向器と同様に実験を行った結果、モード同期を確認した。

空間変調器を共振器内に挿入したレーザ制御としては横モード同期が知られているが [24]，ここで提案し実験を行った方法は縦モードの同期に空間変調器を用いて超短光パルスを発生させるものであり、まったく新しい独自のものである。高速で深い変調効果が期待できることから、今後の発展が期待される。また、本章で行ったモード同期の解析は、空間変調効果を用いたものとして一般的なものであり、電気光学変調のみならず非線形効果による自己集束や自己偏向などの空間的自己位相変調効果を用いたモード同期にも適用可能と考えられる [69],[70]。

第5章 進行する位相格子による超高速光制御

5.1 序言

前章までに、電気光学的手法による光制御の超高速性を明らかにし、ついで空間的に1次の位相変化である偏向器と2次の位相変化であるレンズを用いたレーザ制御について述べてきた。本章では、位相格子の一つと考えられる空間的に正弦的な屈折率変化を媒質内に形成し、それを走行させることによって引き起こされる効果を利用した、超高速の光制御について述べる。このような進行する位相格子による光制御が超高速光偏向、超短光パルス発生、光波形合成、超高速光スイッチなどに応用できることを明らかにする。

本章では、まず、進行する位相格子を用いた新しい高速光偏向器を提案している。本光偏向器は超高速繰り返して光ビームを一方向のみに掃引できるという特長を有している。

高速に光ビームを偏向することは、変調とならんで高速光制御技術の中でも基本的なものの一つである。変調は基本的に光波に対する時間軸上での制御と考えられるが、偏向ではこれに対して空間軸上での制御が加わる。高速の光偏向は空間的に分布した多数の光変調器による光波制御の一つと考えてよく、光の空間的並列性を有効に利用したものである [37]。ガルバノミラーや回転する多面体ミラーを用いた光ビーム偏向器は、すでに多方面で実用になっている。しかし、これらの機械的な光ビーム偏向器の偏向速度は、高々1スポットあたりマイクロ秒程度でしかない。高速性の確認されている電気光学的手法を用いて偏向器を構成すれば、1スポットあたりピコ秒以下という超高速の光ビーム偏向も可能と考えられる。近年、超短光パルス技術の進歩とともにフェムト秒領域の極限的な光パルス生成が可能になり、非常に短い時間領域で

の光制御が可能になってきたことは、前章までに述べたとおりである。電気光学偏向器についてもいくつかの研究がなされており、ギガヘルツ以上の高速性が確認されていると同時に、超高速光波形制御への応用も考えられてきた [71]–[73]。

通常の電気光学偏向器、たとえば前章でモード同期に利用したようなプリズム形の電気光学偏向器では、偏向角は印加電圧に比例している。一度偏向した後、再度同じようにビームを走査しようとするときには、印加した電圧を元に戻さなければならない。このとき、光ビームははじめに走査されたのと同じ経路を逆にたどって元の位置に戻らなければならない(フライバック)。このフライバックには有限の時間がかかるので、超高速繰り返して光ビームを偏向しようとするとき、真に有効な偏向動作の時間は限られたものになる。また、望みの偏向動作をさせるには印加電圧波形自体を整形しなければならないが、十ギガヘルツ以上で動作する電気光学偏向器においてこのような電圧波形を得るのは困難である。このため超高速動作を目的とした従来の電気光学偏向器では正弦的偏向動作にならざるをえなかった。これに対し、回転多面体ミラーを用いた機械的な偏向器などでは、動作は遅いものの、光ビームを一方向のみに偏向することができる。すなわち、出力面上で光ビームは偏向開始点から終了点まで走査された後、消滅し、同時に開始点に再び現れる。電気光学偏向器においてもこのような動作ができるものが望まれる。

第2章で述べた周波数領域での波形合成、光シンセサイザ、の構成のうち、周波数を空間的に分布させたものは、超高速の単一方向光偏向器として利用が可能である。なぜなら光偏向器の出力面上には、空間的に周波数が分布した光源があるとみることができるからである [37]。事実、図 2.3 の光シンセサイザの構成において、中央部の周波数面上で位相をすべて同相にしたとき、後段には単一方向にのみ偏向される光ビームが現れる [22]。

ここで提案する光偏向器は、この光シンセサイザに必要な周波数成分の生成と空間分離に、進行波電気光学位相格子による光ビームのラマン・ナス回折を利用したものである。本偏向器について行った考察、試作、および 16 GHz での動作を確認した実験について述べる [74],[75]。入射光ビームと直角方向に進行する位相格子によって引き起こされるラマン・ナス回折によれば、遠視野領域には多くの周波数の異なる回折光が空間的に分離して生成されるので [76],[77]、各周波数成分の振幅と位相を制御することによって単一方向への光ビーム偏向を実現できる。また、本光偏向器の構成を

利用した光シンセサイザによる超短光パルス生成およびその他の光制御への応用についても述べる [13].

次に、光ビームと同方向に進行する位相格子を利用した超高速光スイッチを提案している。非線形媒質中に超短光パルスの干渉によって過渡的に形成される位相格子を用いて入力信号光を進行波的にブラッグ回折させれば、超高速の光スイッチが構成できる [78]。これは光-光スイッチの一種であるが、回折を利用しているためゲート光と信号光を空間的に分離することができ、消光比がよい。4 光波結合による大信号時のスイッチ特性の検討、およびピコ秒の動作を確認した実験について述べる。

5.2 進行波電気光学位相格子を用いた単一方向光ビーム偏向器

5.2.1 単一方向光ビーム偏向の原理と動作解析

・空間的に分布した波源の合成による光偏向

通常の電気光学偏向器は、変調度の異なる光位相変調器が多数空間的に分布したものであり、このときの変調度は距離の一次関数であると考えることができる。光偏向器出力面での光周波数を考えると、高速に偏向されている光ビームでは、偏向器の出力面上には周波数の分布した光源があるものとみなすことができる。この周波数成分の分布は、偏向器によるドップラーシフトによって生み出されたと考えることができるが、逆に、なんらかの方法で周波数成分を生成しそれを空間的に分布させれば偏向器が構成できる。

周波数合成を利用した光ビーム偏向の原理を図 5.1 に示す。光源面上に同一間隔 d で、周波数の異なる光源が並んでおり、隣合う光源同士の周波数差は f_m で一定あるものとする。ある時刻 ($t = 0$) に全体としての等位相面が光源面に平行だったとして、時間がたつにつれて周波数が異なるために等位相面は傾いてくる。等位相面に垂直な方向が全体としての光の進行方向であるから、この出力光ビームは偏向されていくことになる。

偏向角度 $\Delta\theta$ は等位相面の傾きと同じであり $t = 0$ のまわりでは、

$$\Delta\theta(t) = \frac{\lambda f_m}{d} t \quad (5.1)$$

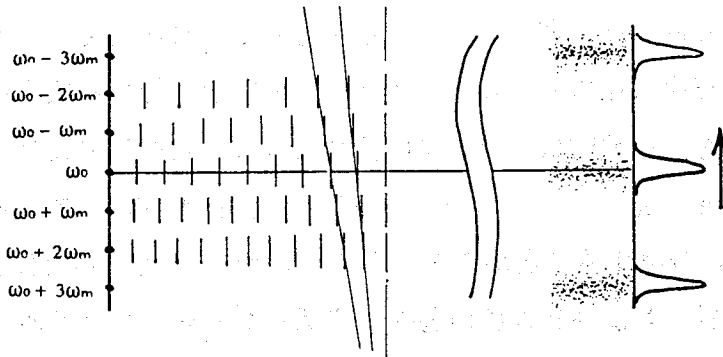


図 5.1: 周波数合成による光ビーム偏向の原理.

で与えられる. λ は中心周波数に対する波長である.

また, 遠視野 (フーリエ変換面) には, 光源の個数と形状で決まる回折像が現れる. ある時刻での回折像は, 多重スリットによるものと同じで, $t = 0$ で同相として回折像が強く現れる角度は $q\lambda/d$ で与えられる. ここで q は整数である. しかし周波数が異なるために, その回折像は一方向に走行する. 結局, 回折像の現れる角度 θ は時間に対して

$$\theta(t) = \frac{(q + f_m t)\lambda}{d}, \quad (5.2)$$

と与えられることになる. 回折像の一つのピークが次のピークのある位置まで走行するのにかかる時間は, 光源の周波数差の逆数に等しい. つまり, 光源の周波数差が, ビーム走査の繰り返し周波数にあたる. 個々の回折像の形状は主に光源の個数とその全体としての強度分布で与えられ, 一つの光源の大きさや形状で決まる包絡線の中をそれらの個々の回折像が走行する形となる. このように, 回折パターンは一方向に走行するので, ビームの戻りのない一方向のみの偏向が実現できる.

・進行波位相格子による光周波数生成・分離

周波数が異なり, 位相がそろった光を空間的に分布させるには, さまざまな方法が考えられる. 最も単純には, フェムト秒光パルスのような超短光パルスを図 2.3 に示

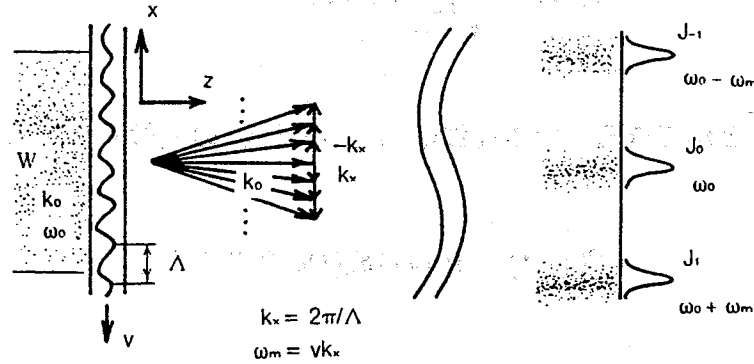


図 5.2: 進行波位相格子による周波数生成・分離.

した構成のように回折格子を用いて分光すればよい. このとき, 出力面には連続スペクトルが現れて分布する. 入射光として第 3 章で述べたような大振幅の変調光を利用することもできる. このときには, 変調周波数間隔のサイドバンドが空間的に別れて現れる.

ここでは, 周波数成分を空間的に分離して生成するため, 進行波形の電気光学位相格子を利用することを考えた [76]. 図 5.2 にその概要を示す. 電気光学結晶を基板にしてマイクロストリップ線路を構成する. 線路を進行するマイクロ波によって, 結晶内には進行する位相格子が構成される. この位相格子による入射光のラマン・ナス回折により, 遠視野面には多数の回折次数の光が現れる. また, それらはおのこの異なる周波数を有している.

進行する位相格子による空間位相変調は,

$$M(x, t) = \exp[j\Delta\phi \sin(2\pi f_m t + k_x x)], \quad (5.3)$$

と表される. ここで $\Delta\phi$ は空間位相変調の振幅, f_m は変調周波数, k_x は位相格子の波数であり, $k_x = 2\pi/\Lambda$ で与えられる. ここで Λ は位相格子の波長である. 式 (3.3)(3.3') と同様に, 式 (5.3) はベッセル関数を用いた級数として,

$$M(x, t) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(\Delta\phi) e^{jq(2\pi f_m t + k_x x)}, \quad (5.3')$$

と書き換えることができる。いま周波数 ν_0 、波数 k_0 の入射光ビーム $E(x_1, t)$ を、

$$E(x_1, t) = W(x_1) E_0(t) e^{j2\pi\nu_0 t} e^{-jk_0 x}, \quad (5.4)$$

とすると、位相格子の出射ビームは

$$E(x_1, t) = W(x_1) E_0(t) \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(\Delta\phi) e^{j2\pi(\nu_0 + qf_m)t} e^{-j(k_0 z - qk_x x_1)}, \quad (5.5)$$

と与えられる。ただし $qk_x \ll k_0$ 。式 (5.5) より、進行波位相格子の出力には多数の周波数成分 ($\nu_0 + qf_m$) が存在し、それらはおのおの別々の方向 ($\mathbf{k}_0 + q\mathbf{k}_x$) に進んでいることがわかる。したがって、遠視野面上では各周波数成分を空間的に分離することができる。各々の周波数成分は、回折次数を q として、ベッセル関数 $J_q(\Delta\phi)$ に比例した振幅と位相を有している。したがって位相に関しては、ベッセル関数の符号に対応した 0 か π しか取りえない。

本変調器は、一つの素子で広帯域サイドバンドを生成することと、それらを空間的に分離するという二つの機能を合わせ持っている。サイドバンドが空間的に分離するためには、入射光ビームの断面内に数周期の位相格子が含まれているだけでよい。

・単一方向光ビーム偏向器の構成

周波数成分が空間的に分離できているならば、遠視野面上で簡単な位相制御をすることにより、すべての成分の位相をそろえ、単一方向光ビーム偏向器を実現することができる。本光ビーム偏向器の基本構成を図 5.3 に示す [74]。進行波位相格子形電気光学変調器と 2 つのフーリエ変換レンズ (あるいはミラー)、および周波数面上での振幅・位相制御部からなる。

周波数面上での界分布は式 (5.5) のフーリエ変換により与えられ、

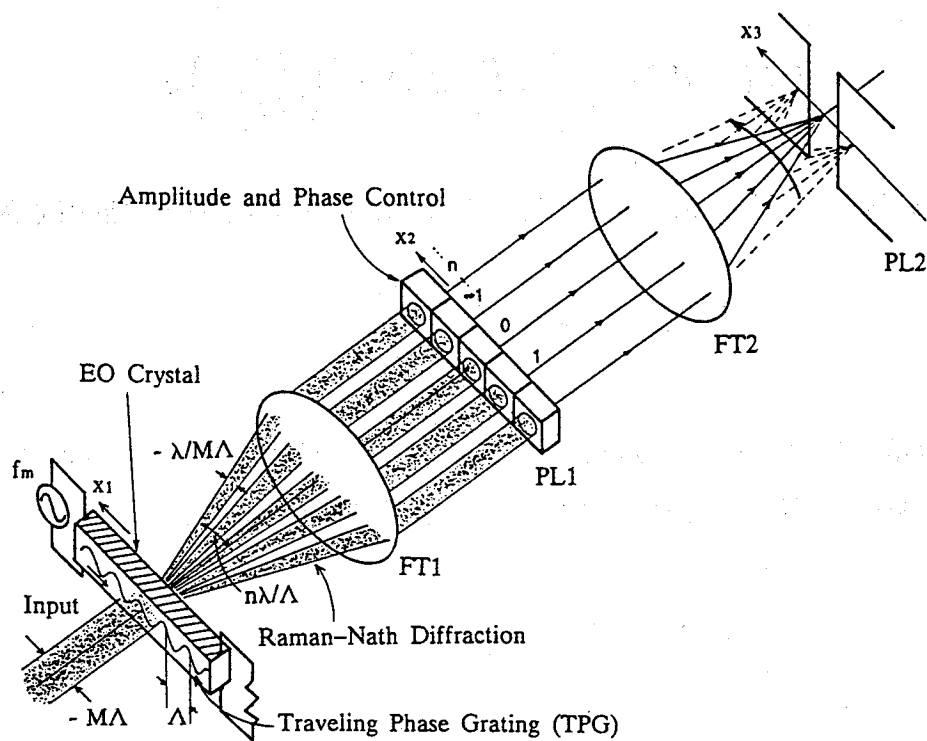


図 5.3: 単一方向光ビーム偏向器.

$$\begin{aligned}
E(x_2, t') &= \mathcal{F}[E(x_1, t'), x_2, f_1] \\
&= E_0(t') e^{j(2\pi\nu_0 t' - k_0 z)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(\Delta\phi) e^{j2\pi q f_m t'} \delta(x_2 + qd) \otimes \mathcal{F}[W(x_1), x_2, f_1]
\end{aligned} \tag{5.6}$$

となる。ここで、 $\mathcal{F}[E, x, f]$ は 1 次元のフーリエ積分を表しており、一定の位相項を無視することによって、

$$\mathcal{F}[E(x), x', f] = \frac{1}{\sqrt{\lambda f}} \int_{-\infty}^{\infty} E(x) \exp\left(j \frac{2\pi}{\lambda f} x x'\right) dx,$$

で定義されている。 d は周波数面上に現れるおのこの回折ビームの間隔であり、

$$d = \frac{k_x \lambda f_1}{2\pi} = \frac{\lambda f_1}{\Lambda}, \tag{5.7}$$

で与えられる。 f_1 はフーリエ変換レンズの焦点距離、 $\delta(x)$ はディラックのデルタ関数である。演算子 $\otimes$ は 1 次元の空間的畳み込み積分を表しており、

$$f(x) \otimes g(x) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} f(x') g(x - x') dx',$$

で定義されている。

式 (5.6) からわかるように、おのこの周波数成分の空間分布は入射光ビームの空間形状 $W(x)$ のフーリエ変換によって決定されている。いま、スポットサイズが w のガウス形の入射ビーム、

$$W(x) \propto \exp\left[-\left(\frac{x}{w}\right)^2\right],$$

を仮定すると、周波数面上でのおのこの回折光のスポットサイズは、

$$\frac{\lambda f_1}{\pi w}$$

で与えられる。各周波数成分が空間的に分離されるためには、

$$d > 2 \frac{\lambda f_1}{\pi w}$$

を満足せねばならない。これより

$$\Lambda < \frac{\pi w}{2}$$

となり、入射ビーム断面内にわずか数ピッチの位相格子を含むだけで周波数成分の空間分離が可能ながわかる。

周波数面上で q 次の周波数成分に対して A_q の振幅および位相制御項を加えることにより、式 (5.6) は

$$E(x_2', t') = E_0(t') e^{j(2\pi\nu_0 t' - k_0 z)} \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_q J_q(\Delta\phi) e^{j2\pi q f_m t'} \delta(x_2' + qd) \otimes \mathcal{F}[W(x_1), x_2', f_1], \quad (5.6')$$

と書き直される。さらに焦点距離 f_2 のフーリエ変換レンズを通過させることにより、出力面上に現れる界は、

$$\begin{aligned} E(x_3, t'') &= \mathcal{F}[E(x_2', t''), x_3, f_2] \\ &= \sqrt{\frac{f_1}{f_2}} W\left(-\frac{f_1}{f_2} x_3\right) E_0(t'') e^{j(2\pi\nu_0 t'' - k_0 z)} X(x_3 - v_3 t''), \end{aligned} \quad (5.8)$$

と表すことができる。ここで

$$X(x_3) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} A_q J_q(\Delta\phi) e^{-jqk_3 x_3}, \quad (5.9)$$

となる。ただし

$$k_3 = \frac{2\pi d}{\lambda f_2} = \frac{f_1}{f_2} k_x,$$

であり,

$$v_3 = \frac{2\pi f_m}{k_3} = \frac{f_2}{f_1} \frac{2\pi f_m}{k_1} = \frac{f_2}{f_1} v,$$

である。\$v\$ は位相格子の進行速度である。

式 (5.9) より \$X(x)\$ は空間的に周期関数であり、その周期は、

$$\frac{k_3}{2\pi} = \frac{f_2}{f_1} \Lambda$$

であることがわかる。式 (5.8) においては式 (5.9) で与えられる回折像 \$X(x_3)\$ が \$x_3\$ 方向に速度 \$v_3\$ で進行しており、全体には重み関数として入射ビームの形状より、\$W(-f_1 x_3/f_2)\$ がかかっている。出力面上の一点で観測したときの時間波形は、進行波位相格子と同じ周期 \$T_m (= 1/f_m)\$ で繰り返される。

周波数面上でのさまざまな振幅および位相制御について検討を行った。

・全サイドバンド成分の位相を同じにした場合

周波数面上に現れる全ての光の位相を同相にしたとき、先に述べたように単一方向の光ビーム偏向器が実現できる。式 (5.8)(5.9) において、

$$|A_q| = 1, \quad A_q J_q(\Delta\phi) \geq 0,$$

となるような \$A_q\$ を仮定すると、式 (5.9) は

$$X(x_3) = |J_0(\Delta\phi)| + \sum_{q=1}^{\infty} 2|J_q(\Delta\phi)| \cos(qk_3 x_3), \quad (5.9')$$

となる。

式 (5.9') によれば、 $X(x_3)$ は $x_3 = q\Lambda f_2/f_1$ (q は整数) となる位置に鋭いピークを持ち、その他の場所では比較的小さな値になる。出力面上の一点で観測すると超短光パルス列が得られるが、数値計算によればそのパルス幅 Δt は、ほぼ、

$$\Delta t \simeq \frac{0.7T_m}{2\Delta\phi}, \quad (5.10)$$

と与えられる。この式は位相変調光を圧縮して得られるパルス幅と同じ形をしている。光偏向器においては分解可能スポット数が性能の指標となるが、本偏向器においては式 (5.10) から、

$$N = \frac{T_m}{\Delta t} \simeq \frac{2\Delta\phi}{0.7}, \quad (5.11)$$

と与えられる。

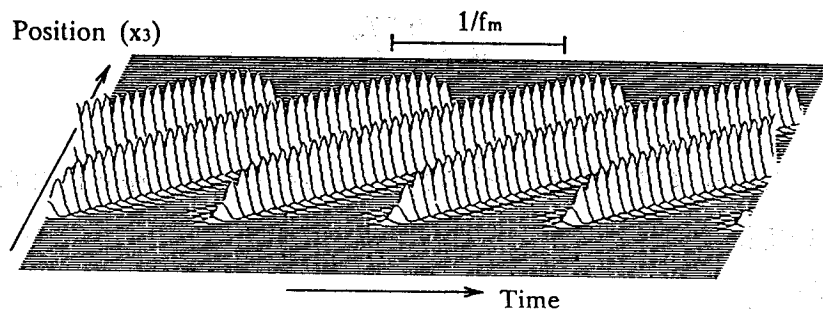
出力面上での界の計算例を図 5.4(a) に示す。この図から明らかなように、出力面上で光ビームが一方向にのみ走査されており、ビームの戻りは存在しない。

実際の位相の調整のためには、周波数面上で $1/2$ 波長板を $J_q(\Delta\phi)$ が負になる部分にだけ挿入すればよい。液晶などを用いた変調器アレイも有効である。負になるサイドバンド成分が少ない場合には、それらを取り除いてしまうという方法も考えられる。

・2次の位相変化を用いる場合

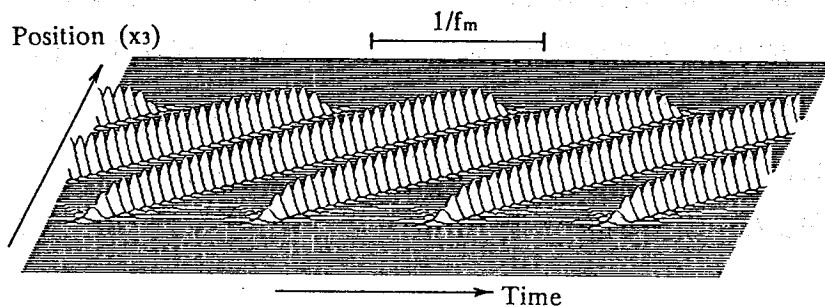
進行波位相格子による遠視野回折像は、通常の位相変調光を回折格子により分光したものと等価である。位相変調光は瞬時周波数がチャープしているが、第3章に示したようにチャープの部分は群遅延分散を用いて圧縮できる。式 (3.8) で指摘したように群遅延分散は周波数軸上でみると2次の位相変化に対応しているので、図 5.3 の周波数面上で2次の位相変化を与えればチャープ圧縮を行っているのと同じことになり、同相にした場合と同様に単一方向への光偏向が実現できると考えられる。

周波数面上での2次の位相変化は、図 5.3 の制御面にレンズを挿入することにより簡単に実現できる。焦点距離 f のレンズによる空間的位相変化は $k_0 x^2/f$ で与えられるので、これを図 5.3 の制御面に挿入したときの周波数に対する位相変化は、



(Modulation: 4.4 rad)

(a)



(b)

図 5.4: 計算例. (a) すべてのサイドバンド成分を同相にした場合. (b) 周波数面上に 2 次の位相変化を与えたとき.

$$\phi(\nu) = k_0 \frac{d^2}{f f_m^2} (\nu - \nu_0)^2$$

で与えられる。\$d\$ は制御面上での回折光の間隔、\$k_0\$ は波数である。したがって、式 (3.7) より、レンズの焦点距離を、

$$f = \pm 2k_0 d^2 \Delta\phi \quad (5.12)$$

としたときにパルス圧縮条件が満足され、単一方向への光偏向が実現できる。

あるいは図 5.3 の構成で単にフーリエ変換レンズ間の距離を変えて、フーリエ変換条件からはずすだけでもよい。なぜなら、焦点距離 \$f\$ のレンズを制御面に置くことと、進行波位相格子と最初のフーリエ変換レンズとの距離 \$\ell\$ を通常 \$f_1\$ ではなく、

$$\ell = f + \frac{f^2}{f_1} \quad (5.13)$$

とすることとは、等価であることが示されるからである。

3 章で示したのと同様に、多少オーバーバンチングになるような 2 次の位相変化を与えた場合の計算結果を図 5.4(b) に示す。同相に制御を行った場合と同様、出力面上で光ビームが一方方向にのみ走査されているのがわかる。同相の場合との違いは、ビームスポット間にわずかな光が存在していることである。また、2 次の位相変化による場合は制御面上で連続的な制御を行っているので、離散的な制御を行う場合以上に、十分に回折光が空間的に分離されている必要がある。

5.2.2 位相格子形電気光学変調器

進行波位相格子による回折は音響光学効果を用いたものや非線形光学効果を用いた光波の干渉では観測されているが、電気光学効果を用いたものは見あたらない。そこでまず、新たに位相格子形電気光学変調器を設計・試作し、進行波電気光学位相格子によるラマン・ナス回折実験を行った。図 5.5 に試作した変調器の概要を示す。厚さ 0.5 mm のひし形の LiTaO₃ 結晶上にマイクロストリップ電極を形成し、結晶裏面が接地

電極になるバルク形の変調器である。結晶軸の方向はこれらの電極に垂直である。マイクロストリップ電極の幅は 5 mm であり、終端は短絡されている。終端と入力コネクタ部分までのマイクロストリップラインはマイクロ波共振器を構成しており、変調効率を高めている。動作周波数は 16 GHz である。結晶内で光ビームは約 30 度の角度で電極に入射するが、このときのビーム直径は約 6 mm である。

マイクロ波共振器内には前進波と後進波とが存在しているが、入射光ビームをストリップラインに斜めに通過させ、角度を選択することによって、前進波に対して速度整合が取れ、後進波に対しては変調が打ち消されるようにできる。このような角度を選択したとき、電極幅はいくらでも長くできることになり、変調効率を十分に高くすることができる。ただし、電極幅を広げるとそれにしがって線路の特性インピーダンスが低下し、また、高周波では高次モードが励振されやすくなるので、ここでは 5 mm とした。試作変調器では入射角度 20 度のときに速度整合が取れるが、電極幅が有限であること、および、入射角度を大きく取った方が進行波位相格子の実効的なピッチが狭くなり、回折光の分離が容易になることから、ここでは入射角度を約 30 度とした。

形成される位相格子のピッチは約 3 mm なので、入射光ビームはその断面内にほぼ 2 波長の位相格子を含むことになる。回折がラマン・ナス回折であるための条件は、

$$\frac{2\pi\lambda L_i}{n\Lambda_{eff}^2} \ll 1,$$

で与えられる [79]。ここで n は電気光学結晶の屈折率、 L_i は相互作用長、 Λ_{eff} は実効的な位相格子のピッチである。試作電気光学変調器の作る位相格子による回折はこの条件を完全に満足している。

図 5.6 の実験構成でまず進行波電気光学位相格子によるラマン・ナス回折実験を行った。光源にはアルゴンレーザを用い、波長 514.5 nm で単一縦モード発振させている。変調電源には周波数 16 GHz のマグネトロンを用いた。進行波位相格子形変調器で入射光を変調した後、フーリエ変換ミラーにより周波数面を作る。ミラーの焦点距離は 1.5 m であり、回折ビームは周波数面上では 170 μm ずつ離れると計算される。この周波数面に CCD カメラを置き、回折パターンを観測した。

実験結果の一例を図 5.7 に示す。上が回折パターン、下がその強度トレースである。

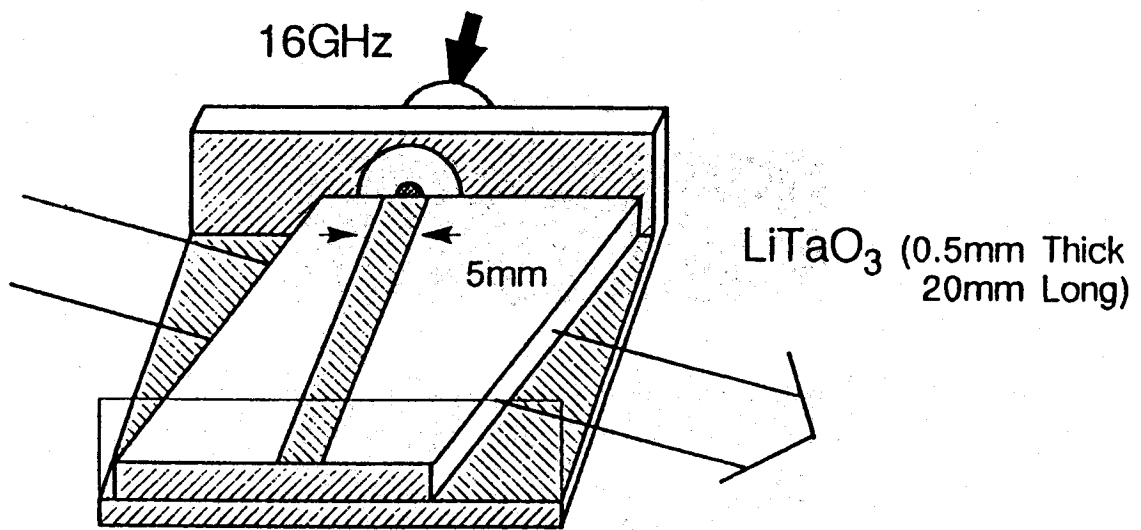


图 5.5: 位相格子形電気光学変調器.

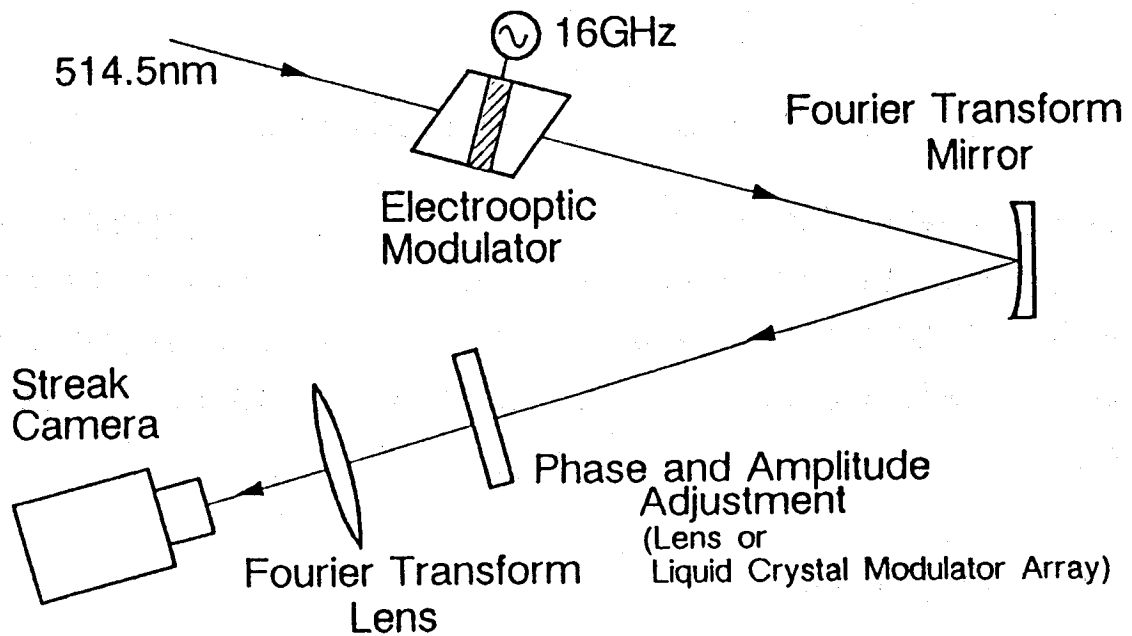


图 5.6: 実験構成.

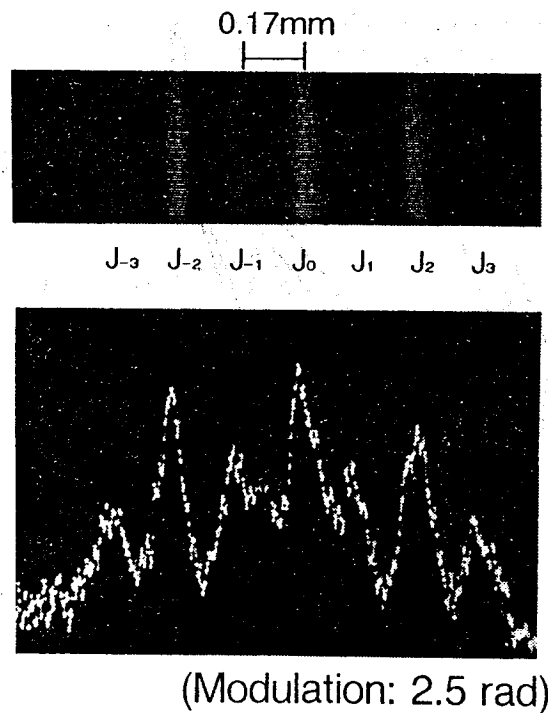


図 5.7: 位相格子形変調器による回折像とその強度波形.

7 本の回折像が観測されており、それらの間隔は $170 \mu\text{m}$ であった。回折像の中央にキャリアがあり、その周りにはそれぞれ 16 GHz ずつ離れた変調サイドバンドがある。サイドバンドがほぼ完全に空間的に分離されているのが観測された。回折像の強度分布とベッセル関数との対応により、位相格子の変調振幅はこの場合 2.5 rad と見積られた。

5.2.3 単一方向光ビーム偏向実験

図 5.6 の実験構成で、周波数面上でさまざまな位相および振幅制御を行い、再度フーリエ変換することによって単一方向光ビーム偏向実験を行った。出力面ではストリークカメラを用いて光ビームパターンの時間変化を観測した。

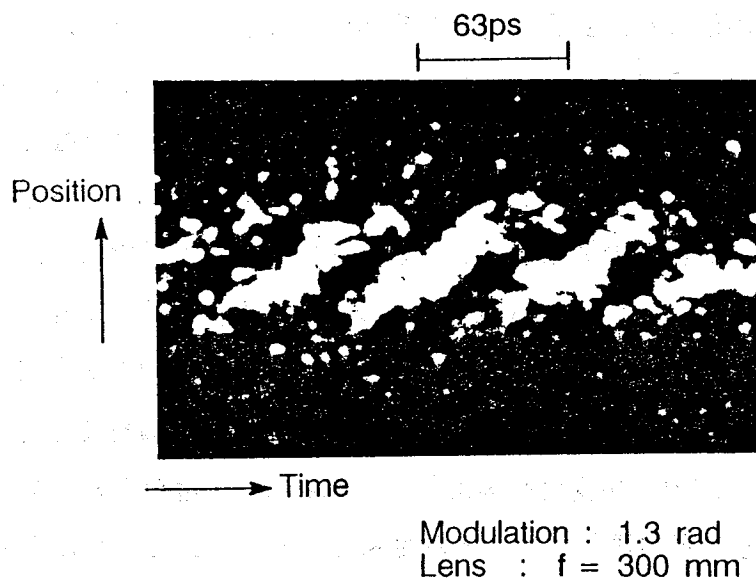


図 5.8: レンズにより 2 次の位相変化を与えた場合の実験結果.

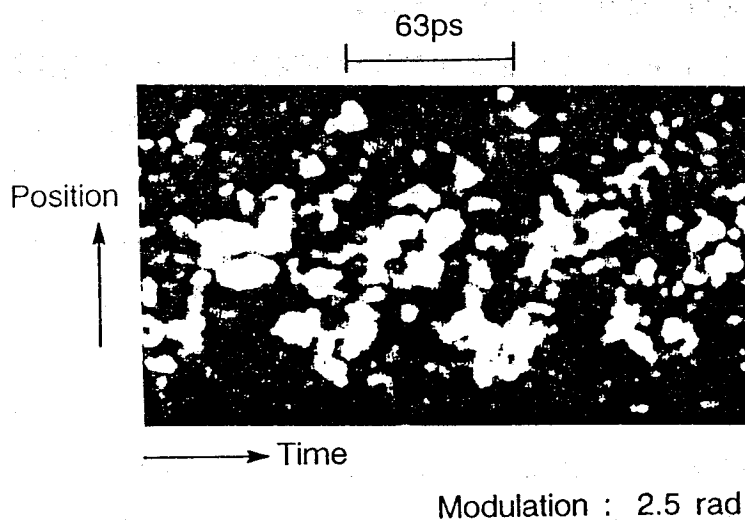


図 5.9: フーリエ変換ミラーの位置偏移により, 2 次の位相変化を与えた場合.

・ 2 次の位相変化による単一方向光ビーム偏向

周波数面にレンズを挿入し, 2 次の位相変化を与えた. 実験の結果得られたストリーク像の一例を図 5.8 に示す. 出力面での回折像の時間的および空間的变化を単掃引で

観測したものである。横が時間軸、縦が空間軸であり、ストリーク像は右上に直線状に走行している。この図より、変調周期である 63 ps ごとに光ビームが一方向に走査されており、ビームのフライバックは存在しないことがわかる。これにより、本光偏向器の動作が確認された。なお、位相格子形電気光学光変調器の変調振幅は 1.3 rad、2 次の位相変化を与えるために挿入したレンズの焦点距離は 30 cm である。この偏向器の分解可能スポット数は変調振幅から計算して 3.5 になるはずである。実験結果では約 1.5 と見積られる。このような違いが起こったのは、2 次の位相変化を与えるレンズの焦点距離が最適値(約 37 cm)にないことが最も大きな原因であると考えられる。

次に、位相格子形電気光学光変調器とフーリエ変換ミラーの間隔を変えることによって、レンズと同様の 2 次の位相変化を与えた。図 5.9 はこの場合の結果である。変調振幅は 2.5 rad であり、変調器とミラーとの間隔をフーリエ変換条件の 1.5 m ではなく 4.5 m にしている。レンズを用いた場合と同様、一方向に光ビームが走査されていることが確認できた。図には雑音が多いが、距離が長くなったため回折損失が増大したこと、また、観測位置の調整も不十分であったものと考えられる。

・液晶変調器アレイを用いた単一方向光ビーム偏向

次に液晶変調器アレイを用いて振幅および位相を調整し、単一方向光偏向を実現する実験を行った。液晶変調器アレイは、TN 形液晶を用いた小型液晶テレビ用パネルである。液晶パネルの前後に平行に偏向板を置き、300 Hz の方形波を印加して振幅および位相透過特性を測定した。結果を図 5.10 に示す。この液晶パネルでは電圧を印加しないとき、出力偏波は入射偏波に対して直角になるので、光は透過しない。電圧を印加してゆくと出力偏波は楕円偏波を経てしだいに入力と平行になるが、光透過率が急激に変化し始めるあたりで、位相が 0 から π まで変化していることがわかった。したがって、この液晶変調器アレイは振幅調整だけでなく、位相調整にも利用できることがわかる。なお、使用した液晶変調器のアレイ間隔が 300 μm であったので、隣接する 2 つの回折光は同じ制御を受けることになる。以下の実験ではそのような制御が有効になるような条件で行った。

この液晶パネルを位相変調器アレイとして用いることによって、全ての変調サイドバンドの位相が同相になるように調整した。実験の結果を、図 5.11 に示す。変調振幅は 1.3 rad である。ここでも理論どおり、一方向へビームが走査されていることが確認

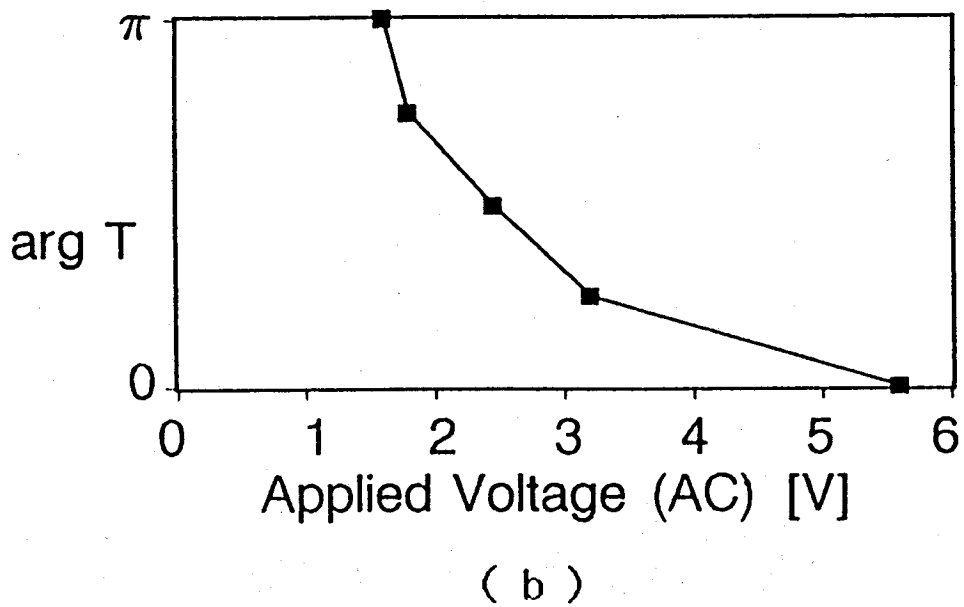
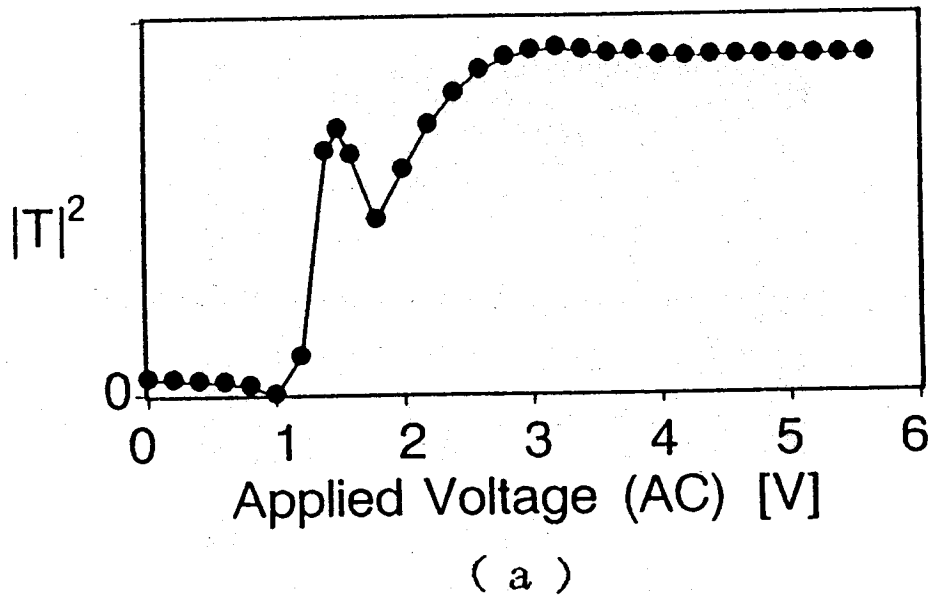


図 5.10: 実験に用いた液晶変調器の (a) 振幅および (b) 位相透過特性.

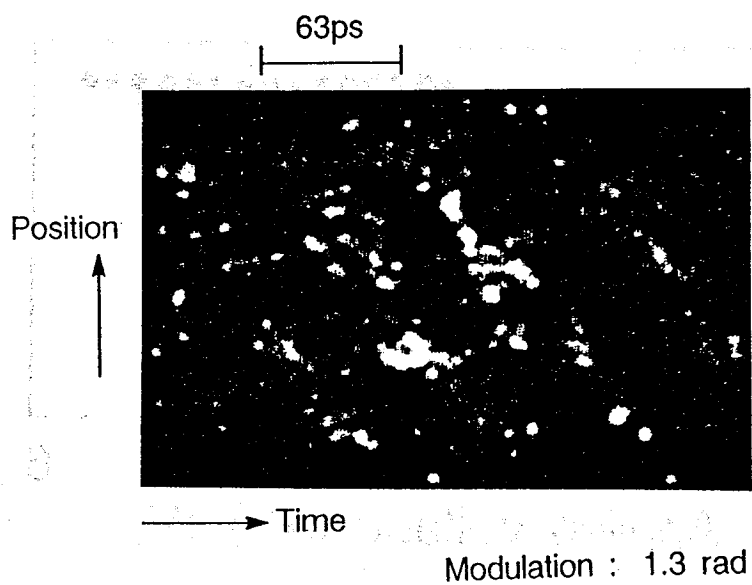


図 5.11: すべての成分を同相にした場合.

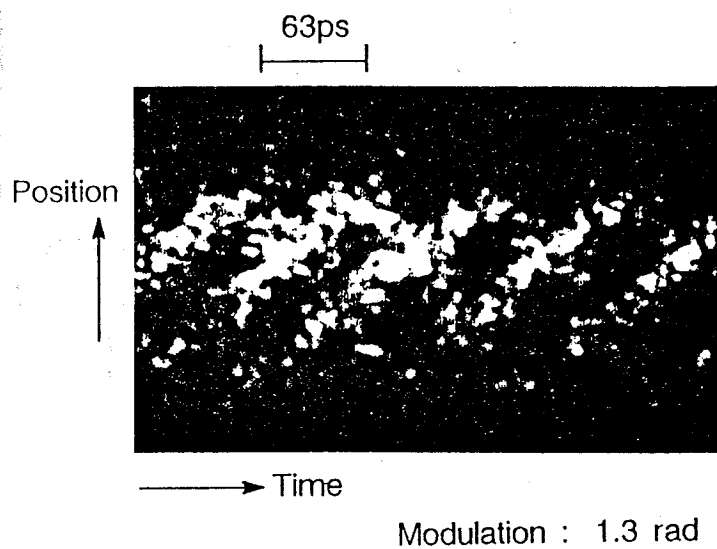


図 5.12: 同相成分のみを抜き出した場合.

できた。図を見ると多少雑音成分が多いが、これは液晶パネルの挿入損失により光量が減少したことによる。

また、液晶パネルを強度変調器アレイとして用いる実験を行った。強度変調は連続的なものではなく透過と遮断の2状態のみを用い、サイドバンド選択素子として用いることによって、逆相成分を除去し同相成分のみを抜き出した。結果を図5.12に示す。変調振幅は1.3 radである。この場合にも一方向への光偏向動作が確認できた。

5.2.4 超高速光制御への応用

進行波位相格子による光波の回折はさまざまな光制御への応用が期待できる[80]。本研究における超高速単一方向光ビーム偏向器の、ピコ秒領域の光波形生成、光信号処理など、超高速光制御への応用について検討し、いくつかの新しい方法を提案した[13]。図5.13はそれらを示したものである。

図5.13(a)は第2章で述べた光シンセサイザを本素子を用いて構成したものである。図2.2、2.3の広帯域スペクトル生成部と分波部を進行波電気光学位相格子を用いて構成している。任意波形のピコ秒/サブピコ秒光パルス列が生成できる。

図5.13(b)は超高速光入力信号パルス列に対するシリアル-パラレル変換器である。単一方向光ビーム偏向器に超高速信号パルス列を入力し、掃引にフライバックが存在しない特長を有効に利用し、出力面上に並べた多くの出力ポートに信号を分配するものである。信号分配の繰り返しは進行波位相格子の周波数で、出力ポート数の最大値は偏向器の分解可能スポット数で定まる。例えば実験に用いた変調周波数16 GHzで、分解可能スポット数が16と仮定すれば、入力パルスとして256 Gppsまで処理できる超高速シリアル-パラレル変換器が構成できることになる。本シリアル-パラレル変換器は、非常に広帯域の入力スペクトルを処理できるという特長がある。回折効果を利用しているので波長依存性はあるが、その影響は大きくない。入力スペクトル広がりとは位相格子による回折角度の広がりとして表れてくるが、もともとの回折角度が中心波長に比例するので、スペクトル広がりが[中心波長/分解可能スポット数]程度までならばほとんど動作に影響はないと考えられるからである。

図5.13(c)は並列電気入力に対する超高速シリアル光信号生成器である。単一方向光ビーム偏向器の出力面上に高速光変調器アレイを置き、これを位相格子の変調周波数に同期して変化する並列信号により駆動した後、並列光出力を一つのポートに入れる

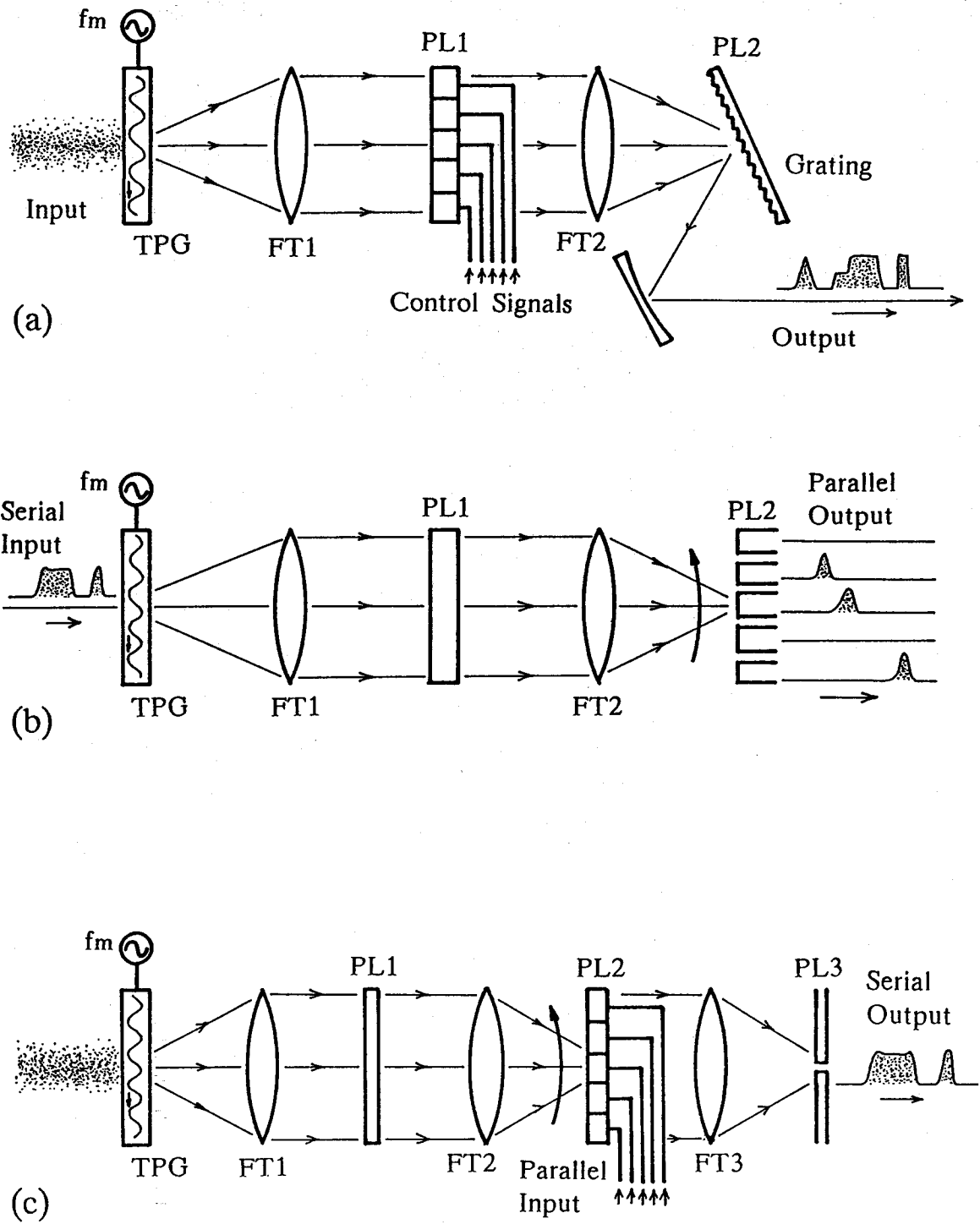


図 5.13: 進行波電気光学位相格子を用いた単一方向光偏向器の超高速光制御・信号処理への応用例. (a) 光パルスシンセサイザ, (b) 超高速光シリアルーパラレル変換器, (c) パラレルーシリアル変換器.

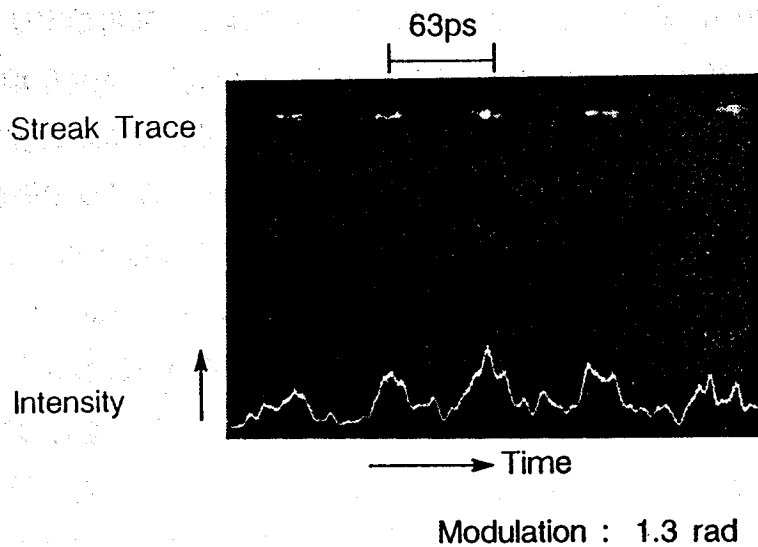


図 5.14: 2 次の位相変化による圧縮パルス.

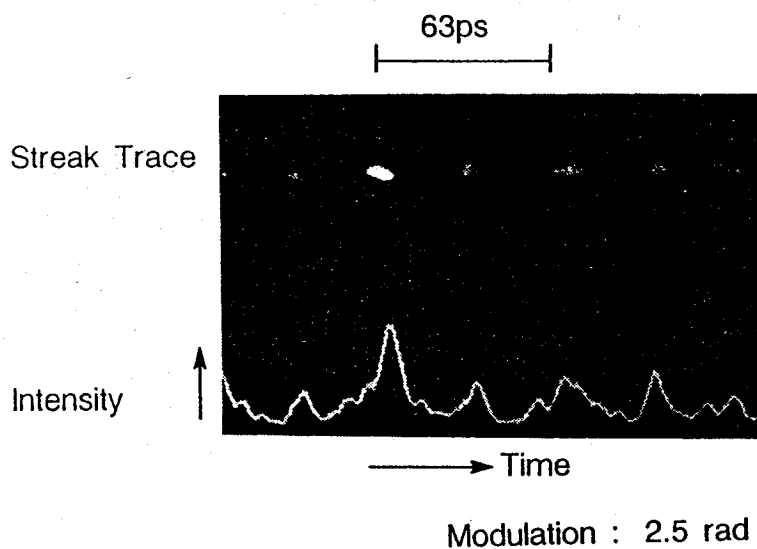


図 5.15: 中央部周波数成分除去による倍周期パルス列.

ことによって超高速光信号を生成している. ここでも変調器アレイの数は分解可能スポット数によって定まる.

図 5.13(a) の構成に基づきピコ秒光パルス列生成実験を行った. 光偏向器を用いて光パルスを生成させるには, 最も単純には出力面上にスリットを置けばよい. 出力面上

でのビームの空間パターンがそのまま、出力パルスの時間波形になるわけである。しかし、スリットを用いた場合、入射光強度に対するエネルギー利用効率はあまり高くない。そこで、図 5.13(a) のように出力面上に回折格子を配置し、光を圧縮すれば、時間波形はそのままエネルギー利用効率は格段に改善される。図 5.5 の実験構成で出力面上に回折格子を置くことにより圧縮し、波形をストリークカメラで観測した。

図 5.14 は、周波数面上に 2 次の位相変化であるレンズを挿入した場合の、ストリーク像とその強度波形である。位相格子形光変調器の変調振幅は 1.3 rad である。変調周期と同じ 63 ps の周期でピコ秒光パルス列が生成されているのがわかる。

図 5.15 は、図 5.7 に見られる中央の 3 つの周波数成分を除去した場合の結果である。変調振幅は 2.5 rad である。理論的には、このとき変調周波数の倍の繰り返しの光パルス列が得られることが予想されるが、実験結果のパルス繰り返し周波数は 32 GHz であり、動作が確認された。

5.3 光誘導位相格子による超高速光スイッチ

5.3.1 原理

超高速の光ゲートは最も基本的な光制御素子であり、従来より時間分解光計測などで最も一般的に用いられてきた。電気光学的手法による光ゲートも着実にその性能を向上させてはいるものの、極限的な時間領域での光計測はいまだに光-光ゲートが利用されている。それは、光-光制御では基本的にもとになる超短光パルスの性質によって性能が決定され、いまだに電気光学的手法によるものよりも高速だからである。ここでは、光波の持つ時間的高速性と空間的並列性を有効に利用した、新しい光-光スイッチについて述べる。超短光パルスの干渉による光誘導位相格子を用いた光-光スイッチである。従来の光-光ゲート、例えば光カーシャッタではゲート光と信号光の分離に工夫が必要であるが、本方式では空間的に容易に分離できる。光誘導回折格子を用いた光計測は以前にも提案され、実際に利用されてはいるが、これらはおもに媒質中の高速緩和過程の測定に用いられており、光スイッチとしての研究はされていないようである [10]。

図 5.16 に本光スイッチの基本的な構成を示す [78]。二つの超短光パルスを 3 次の光非線形媒質 (光カー媒質) 中で交差させることによって光誘導位相格子を形成する。

ゲート光に超短光パルスを用いたとき、この位相格子は媒質中の一部にだけ存在し、光パルスとともに媒質中を進行する。この位相格子によって信号光を進行波的にブラッグ回折させることにより、光スイッチ動作をさせる。ブラッグ回折が起こるためには4つの光波の波数ベクトルの間に $\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 = 0$ の関係が成立する必要がある。この条件を図 5.16(b) に図示する。 $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ は出力回折光および入力信号光の、 $\mathbf{k}_3$, $\mathbf{k}_4$ はゲート光の波数ベクトルである。

位相格子によるブラッグ回折は結合波方程式により解析され、信号光強度が十分小さいときには、回折効率は

$$\sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n L_i}{\lambda} \right) \quad (5.14)$$

で与えられる [81]。ここで、 Δn は位相格子の屈折率振幅、 L_i は相互作用長、 λ は信号光の真空中での波長である。位相格子の屈折率振幅は二つのゲートパルス強度の幾何平均に比例している。

式 (5.14) は従来の光カーシャッタと同じ形をしており [7]、違いは Δn に誘導複屈折の大きさではなく屈折率の振幅を使用することである。ブラッグ回折を用いても光カーシャッタとスイッチ効率が変わらないことがわかる。

5.3.2 4 光波結合方程式による動作解析

式 (5.14) の回折効率は信号光が十分小さく、ゲート光に強度変化を引き起こさないという条件のもとで与えられている。実際に超短光パルスをスイッチするとき、この条件がいつも満足されるとは限らない。そこで4光波の結合を解析した。

光カー媒質の3次の非線形性は、超短光パルスの包絡線には応答するが、光周期には応答しないものとする。このとき非線形分極は、

$$P_{NL} = \epsilon_0 \chi_3 \langle E \cdot E \rangle E \quad (5.15)$$

の形で与えられる。ここで $\langle E \cdot E \rangle$ は光周期での時間平均を表しており、 χ_3 は3次の非線形感受率である。簡単のために全ての光波の偏波は同一方向であるとして、スカ

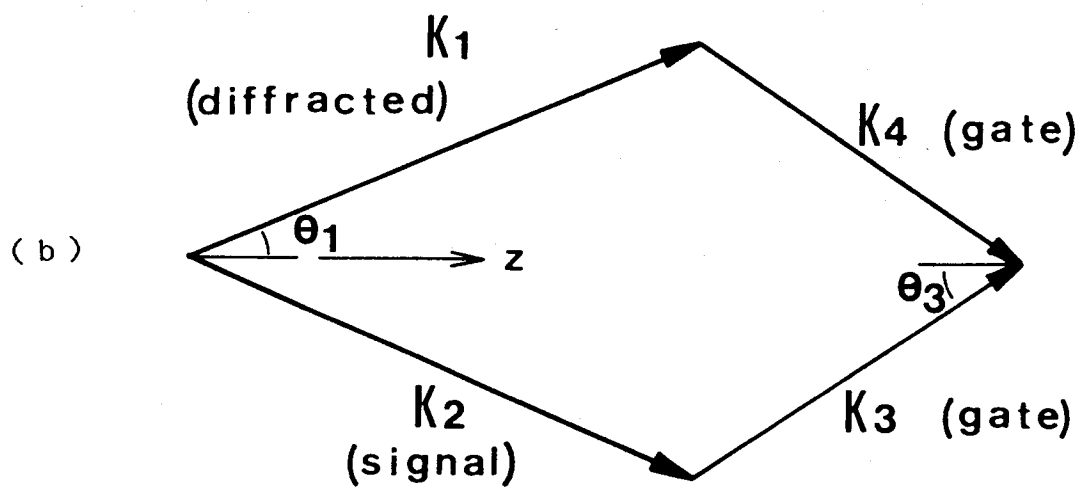
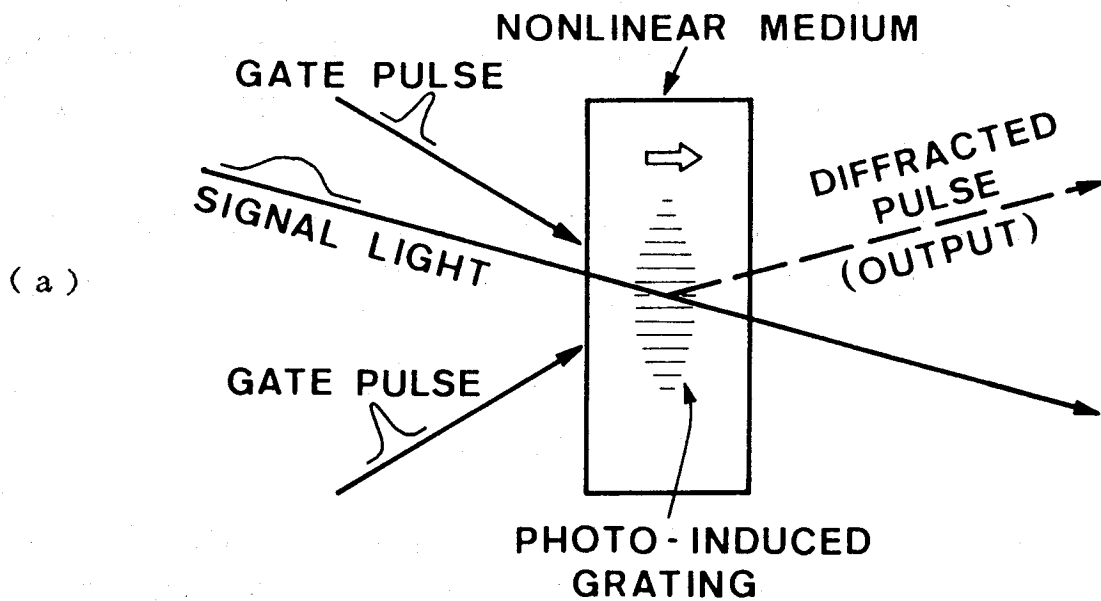


図 5.16: 光誘導回折格子を用いた光スイッチの基本構成 (a) と位相整合条件 (b) .

ラーの波動方程式を用いて解析する [82]。波動方程式は、

$$\nabla^2 E - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL} \quad (5.16)$$

となる。電界 E が図 5.16 の 4 平面波のものであるとして

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \left[E_i e^{j(\omega_i t - \mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})} + \text{c.c.} \right] \quad (5.17)$$

とする。ここで添え字の 1, 2, 3, 4 は図 5.16 に対応しており, $\omega_1 = \omega_2$, $\omega_3 = \omega_4$ である。式 (5.17) を式 (5.16) に代入することにより、

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dr_1} &= -j \frac{k_s}{4n} \chi_3 \left[E_2 E_3 E_4^* e^{-j\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + E_1 E_2 E_2^* \right] \\ \frac{dE_2}{dr_2} &= -j \frac{k_s}{4n} \chi_3 \left[E_1 E_3^* E_4 e^{j\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + E_2 E_1 E_1^* \right] \\ \frac{dE_3}{dr_3} &= -j \frac{k_g}{4n} \chi_3 \left[E_1 E_2^* E_4 e^{j\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + E_3 E_4 E_4^* \right] \\ \frac{dE_4}{dr_4} &= -j \frac{k_g}{4n} \chi_3 \left[E_1^* E_2 E_3 e^{-j\Delta \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + E_4 E_3 E_3^* \right] \end{aligned} \quad (5.18)$$

を得る。ここで $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$, n は光波が存在しているときの非線形媒質の平均屈折率であって、

$$n^2 = \epsilon + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_3 \sum_i E_i E_i^* \quad (5.19)$$

で与えられる。 k_s と k_g は信号光とゲート光の真空中での波数である。 r_i はそれぞれの光波の進行方向に対する距離である。式 (5.18) より、4 光波の間にはマンレー・ローの関係式、

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{d(E_1 E_1^*)}{dr_1} = -\frac{1}{\omega_2} \frac{d(E_2 E_2^*)}{dr_2} = -\frac{1}{\omega_3} \frac{d(E_3 E_3^*)}{dr_3} = \frac{1}{\omega_4} \frac{d(E_4 E_4^*)}{dr_4} \quad (5.20)$$

が成立していることが示される。式 (5.20) から 4 光波結合のおおまかな振舞いは示される。すなわち、ゲート光の強度の和は常に一定であり、また信号光と回折光の強度の和も一定である。さらに、信号光が回折されると、それによる全体の運動量の変化を補償するようにゲート光にも逆方向の回折が起こることがわかる。

信号光が十分小さいときゲート光の変化はほとんどなくなり、式 (5.18) は 2 光波の結合に帰着されるが、そのときの回折効率も式 (5.14) に等しくなる。

式 (5.18) を解くために、 $E_i = \rho_i \exp(j\phi_i)$ とおき、図 5.16 の全体としての伝搬方向 $z = r_i \cos \theta_i$ に対して式を書き換える。 $\Delta k = 0$ のとき、

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_1}{dz} &= -\frac{k_s \chi_3}{4n \cos \theta_1} \rho_2 \rho_3 \rho_4 \sin \Phi \\ \frac{d\rho_2}{dz} &= \frac{k_s \chi_3}{4n \cos \theta_1} \rho_1 \rho_3 \rho_4 \sin \Phi \\ \frac{d\rho_3}{dz} &= \frac{k_g \chi_3}{4n \cos \theta_3} \rho_1 \rho_2 \rho_4 \sin \Phi \\ \frac{d\rho_4}{dz} &= -\frac{k_g \chi_3}{4n \cos \theta_3} \rho_1 \rho_2 \rho_3 \sin \Phi\end{aligned}\quad (5.21)$$

および、

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi}{dz} &= \frac{k_s \chi_3}{4n \cos \theta_1} (\rho_1^2 - \rho_2^2) - \frac{k_g \chi_3}{4n \cos \theta_3} (\rho_3^2 - \rho_4^2) \\ &+ \left[\frac{k_g \chi_3}{4n \cos \theta_1} \left(-\frac{\rho_2 \rho_3 \rho_4}{\rho_1} + \frac{\rho_1 \rho_3 \rho_4}{\rho_2} \right) + \frac{k_g \chi_3}{4n \cos \theta_3} \left(\frac{\rho_1 \rho_2 \rho_4}{\rho_3} - \frac{\rho_1 \rho_2 \rho_3}{\rho_4} \right) \right] \cos \Phi\end{aligned}\quad (5.22)$$

となる。ここで $\Phi = \phi_1 - \phi_2 - \phi_3 + \phi_4$ である。式 (5.23) を式 (5.21) を用いて積分することにより、

$$\rho_1 \rho_2 \rho_3 \rho_4 \cos \Phi = \Gamma_0 + \frac{1}{4} (\rho_1^4 + \rho_2^4 + \rho_3^4 + \rho_4^4)\quad (5.23)$$

の関係を得る。ここで Γ_0 は初期条件により定まる定数である。

式 (5.23) を用いて式 (5.21) から Φ を消去することにより、

$$\frac{d\rho_1^2}{dz} = \pm \frac{k_s \chi_3}{2n \cos \theta_1} \sqrt{F(\rho_1^2)} \quad (5.24)$$

を得る。ここで

$$F(\rho_1^2) = \rho_1^2 \rho_2^2 \rho_3^2 \rho_4^2 - \left[\Gamma_0 + \frac{1}{4} (\rho_1^4 + \rho_2^4 + \rho_3^4 + \rho_4^4) \right]^2 \quad (5.25)$$

である。式 (5.20) より ρ_1^2 と ρ_2^2 の和、 ρ_3^2 と ρ_4^2 の和、および ρ_1^2/ω_1 と ρ_3^2/ω_3 の和はそれぞれ一定であることがわかるので、この関係から式 (5.25) は ρ_1^2 のみの式に書き換えられる。 ρ_2^2 、 ρ_3^2 、 ρ_4^2 についても同様の式が得られる。

式 (5.24) の解は楕円積分、

$$z = \pm \frac{2n \cos \theta_1}{k_s \chi_3} \int_{\rho_1^2(0)}^{\rho_1^2(z)} \frac{d\rho_1^2}{\sqrt{F(\rho_1^2)}} \quad (5.26)$$

によって与えられる。この解の ρ_1^2 は楕円関数であり、 $F(\rho_1^2) = 0$ の隣合う二つの解の間を振動する形になる。回折光は最初はないので一つの解は 0 である。もう一つの解は正の値をとるが、 ρ_2^2 の初期値よりは小さいことが示される。したがって最大の回折効率も光強度によって異なり、理論的には 100 % になることはない。

式 (5.25) の根を求め、最大での回折効率が信号光強度に対してどのように変化するかを見積った。図 5.17 はその結果を示している。横軸は信号光強度を一方のゲート光強度で規格化したものであり、ゲート光強度は双方が同じであるとしている。また、信号光とゲート光の波数と角度をパラメータに取っている。この図から取り扱える入射信号光強度の最大値が予想できるが、条件によっては信号光強度が変化しても回折効率はほとんど変化せず、ゲート光強度と同程度以上の入射光までスイッチできることがわかった。

5.3.3 実験および結果

動作確認のための実験を行った [78]。実験構成を図 5.18 に示す。受動モード同期 Nd: ガラスレーザの波長 $1.06 \mu\text{m}$ のピコ秒光パルスをゲートパルスに用いる。信号光とし

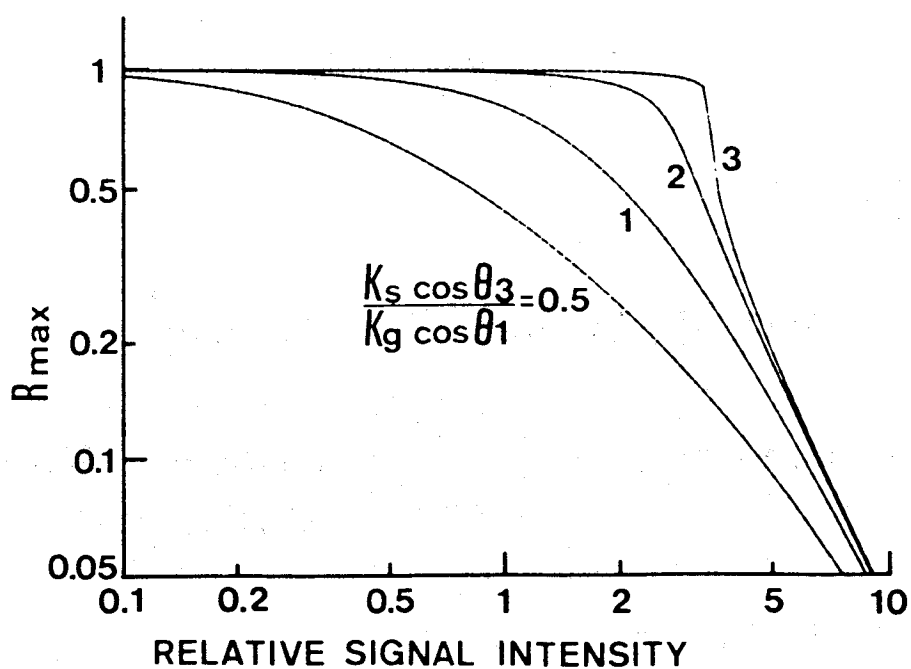


図 5.17: 最大回折効率の信号光強度依存性.

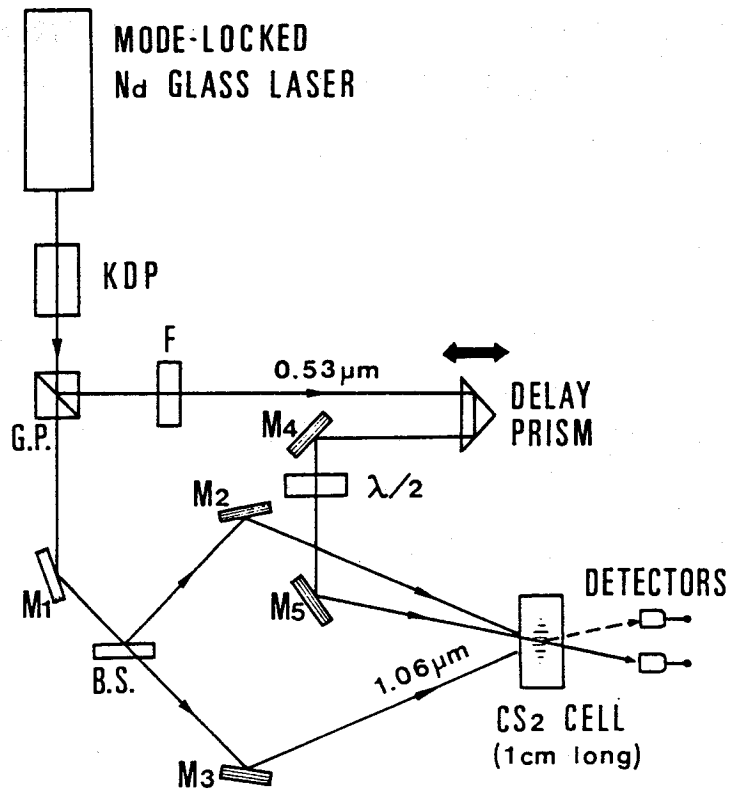


図 5.18: 実験構成.

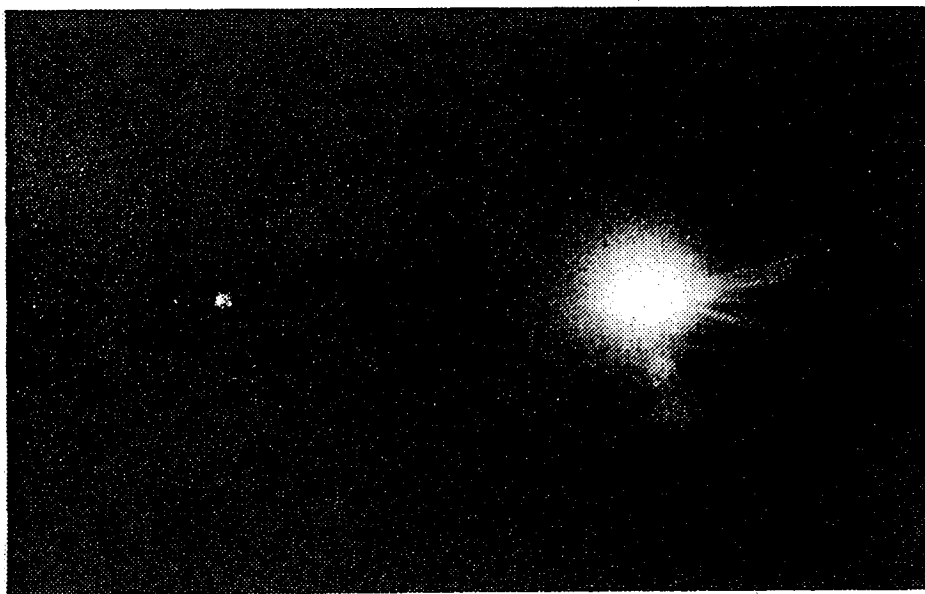


図 5.19: 透過信号光 (右) と回折光 (左). 相互の角度は約 10 度である.

てはレーザ出力を長さ 2 cm の KDP 結晶に通して発生させた第 2 高調波パルスを用いた. レーザの出力はパルス幅 5 ~ 10 ps 程度であり, 20 ps 間隔でサテライトパルスがいくつか続いている. ゲートパルスは二つに分け, 非線形媒質を満たした長さ 1 cm のセル中で交差させた. セル外部でのゲート光の交差角度は約 20 度, 形成される位相格子のピッチは約 $3\text{ }\mu\text{m}$, そこでのビーム径は約 3 mm である. 非線形媒質には二硫化炭素 (CS_2) である. CS_2 の光カー効果の緩和時間は 2.1 ps であるので, ピコ秒の超高速スイッチが期待できる. ブラッグ条件を満足する角度で信号光となる第 2 高調波パルスを入射させ, ゲートパルスとの時間遅延を変化させながら回折光強度を測定した.

図 5.19 に透過信号光および回折光の写真を示す. 信号光と回折光が約 10 度の分離角度で空間的に完全に分離されて現れていることがわかる. 回折効率は最大で 1 % 程度であったが, これは従来の光カーシャッタと同程度である. 図 5.20 は遅延時間に対してスイッチ出力の測定したものである. 連続している超短パルスがほぼ完全に分離されていることから, 時間分解能は 10 ピコ秒以下と考えられる.

実験により光スイッチ動作が確認された. 本光スイッチの時間分解能は光カーシャッタと同様, 光パルス幅のみならず, 媒質中でのゲートパルスと信号光の群速度の差, 光カー効果の応答時間, ビームの幾何学的配置などによって変化する. ゲート光のパルス幅による制限であるが, 本光スイッチは干渉効果を利用しているので, 基本的にパルス

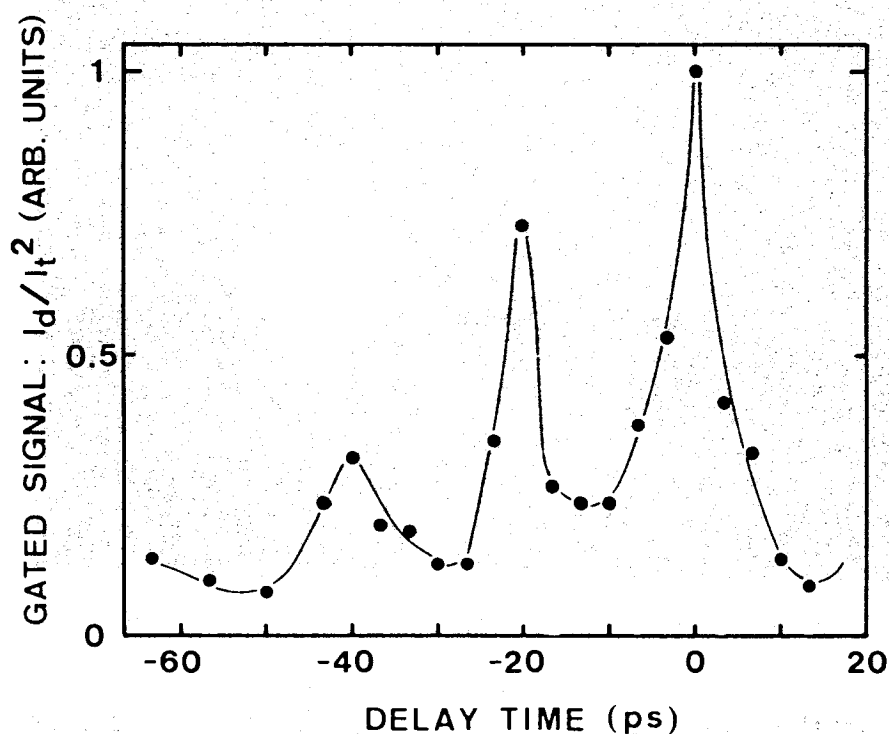


図 5.20: 回折光強度の遅延時間依存性. ゲート時間は 10 ps 以下である.

幅ではなく干渉距離(コヒーレンス長)がスイッチ時間の下限を決定している. フーリエ変換限界でないパルスゲート光に用いたとき, むしろ時間分解能は向上する [83]. さらに, 本光スイッチでは従来の光カーシャッタとは異なり, ブラッグ回折を利用しているため空間的に分布した多くの光波を同時にスイッチすることが可能になる [84]. このように位相格子を利用することは, ゲート光パルスの時間的, 空間的特性と信号光との相関を並列演算していることに対応し, 今後さまざまな応用が期待できる.

5.4 結言

媒質中を進行する位相格子は時間的, 空間的変調効果があり, 光波の空間的並列性を有効に利用することによるさまざまな光制御に応用が可能と考えられる. ここでは超高速の光偏向, スイッチへの応用を提案し, 実験によりその動作を確認した.

高速に光ビームを偏向することは, 変調とならんで高速光制御技術の中でも基本的なものの一つである. 高速の光偏向は空間的に分布した多数の光変調器による光波制御の一つと考えてよく, 光の空間的並列性を有効に利用したものである. 高速性の確

認されている電気光学的手法を用いて光偏向器を構成すれば、時間分解能ピコ秒以下という超高速の光ビーム偏向も可能と考えられるが、従来の電気光学偏向器では偏向角は印加電圧に比例しており、一度偏向した後、再度偏向しようとする、光ビームが掃引経路を逆にたどってもとに戻るといったフライバックが避けがたい。本研究では、広帯域の電気光学変調光の周波数領域での制御、しかもその空間的制御に着目し、単一方向にのみ掃引できる新しい光偏向器を開発した。

16 GHz で動作する進行波位相格子形電気光学変調器を試作し、変調と同時に空間的にサイドバンドを分離できることを確認した。周波数面上で振幅と位相を空間的に制御することによって、ピコ秒領域での光ビーム偏向器が実現できることを示した。2次の位相変化および液晶変調器アレイを用いた周波数面上での制御を行い、いずれも実験的に単一方向の光偏向動作を確認した。本偏向器は超高速光信号処理の分野でさまざまな応用が期待できる。本素子を用いて光シンセサイザを構成しピコ秒光パルス生成実験を行い、その動作について述べた。そのほかにもいくつかの応用例を示したが、今後の発展が期待される。

また、非線形媒質中に超短光パルスの干渉により誘導される過渡位相格子を用いて超高速の光-光スイッチが実現できることを示し、実験によりその動作を確認した。本光スイッチは4光波の時間的、空間的結合によって成り立っており、多くの時空間演算が並列的に行われていることから、今後の発展が期待される。

1. The first part of the paper discusses the importance of the study of the history of the United States. It is argued that a knowledge of the past is essential for a full understanding of the present and for the development of a sound policy for the future. The author points out that the study of history is not only a means of satisfying our curiosity about the past, but also a means of training the mind and of developing the character. It is through the study of history that we learn the lessons of the past and are enabled to avoid the mistakes of our ancestors. The author also emphasizes the importance of the study of the history of the United States, particularly in the light of the fact that the country is now approaching the centennial of its independence. It is suggested that a thorough knowledge of the history of the United States is essential for every citizen, and that it should be made a compulsory part of the curriculum in all schools and colleges.

2. The second part of the paper discusses the importance of the study of the history of the United States. It is argued that a knowledge of the past is essential for a full understanding of the present and for the development of a sound policy for the future. The author points out that the study of history is not only a means of satisfying our curiosity about the past, but also a means of training the mind and of developing the character. It is through the study of history that we learn the lessons of the past and are enabled to avoid the mistakes of our ancestors. The author also emphasizes the importance of the study of the history of the United States, particularly in the light of the fact that the country is now approaching the centennial of its independence. It is suggested that a thorough knowledge of the history of the United States is essential for every citizen, and that it should be made a compulsory part of the curriculum in all schools and colleges.

3. The third part of the paper discusses the importance of the study of the history of the United States. It is argued that a knowledge of the past is essential for a full understanding of the present and for the development of a sound policy for the future. The author points out that the study of history is not only a means of satisfying our curiosity about the past, but also a means of training the mind and of developing the character. It is through the study of history that we learn the lessons of the past and are enabled to avoid the mistakes of our ancestors. The author also emphasizes the importance of the study of the history of the United States, particularly in the light of the fact that the country is now approaching the centennial of its independence. It is suggested that a thorough knowledge of the history of the United States is essential for every citizen, and that it should be made a compulsory part of the curriculum in all schools and colleges.

第 6 章 結論

ピコ秒からフェムト秒領域の超短光パルスを発生し、自在に制御することは、近年の光エレクトロニクスの進展と高速エレクトロニクスの進展にともないますます重要になってきた。このような超高速光パルスの発生および制御において、光波の有する干渉性、空間的並列性、伝搬に伴うフーリエ変換特性などの特徴を有効に利用することにより、新しい機能を持つ素子を開発することはきわめて重要なことである。特に、すべてのパラメータを電氣的に制御できる電気光学的手法は、本質的に優れた方法であると考えられるが、従来、電気光学的手法による光制御では、光波の有する特徴を十分に引き出した、超短光パルス生成、制御へむけての研究はあまりなされていなかった。

本研究では光波の多重干渉、空間並列性などの特徴に着目し、その能力を発揮すべく新しい超短光パルス発生法、制御法の開発を行った。

まず第 2 章では、通常の超短光パルス生成法についてまとめ、その中で本研究の特徴を明らかにした。

次に第 3 章では、生成される光スペクトル広がりがあるパルス幅短縮の最も基本的な要因であることに着目し、そのような広帯域光を生成するにあたり、光波の多重干渉を利用したファブリ・ペロー形電気光学変調器、および大振幅の電気光学変調の利用が可能であることを実験的に明らかにした。ファブリ・ペロー形電気光学変調器では従来は受動モード同期によるしかなかったサブピコ秒光パルスを生成することができた。また、大振幅の電気光学位相変調では、従来とは異なり光ファイバを群遅延正常分散素子に用いた圧縮を行い、実験によりピコ秒光パルスが発生できることを示した。さらに、広帯域スペクトルを周波数領域で制御することによって、単に超短光パルスを生成できるだけでなく、任意の時間波形、位相特性に合成可能であるという光パルスシンセサイザの考えに基づき、ここでは簡便な周波数フィルタを用いた超高速光波形合成法を提案した。これは大振幅位相変調による多数の変調サイドバンドの中から、干

渉フィルタを用いて適したものを選択的に抜き出すという方法である。この方法により高繰り返し超短光パルス列を発生できることを示し、実際にパルス幅 6 ps、繰り返し 75 GHz の光パルス列を得た。

第 4 章では、第 3 章で高速性の確認された電気光学的手法を空間変調に適用し、それによるレーザ制御によって、従来よりも優れた超短光パルス発生法の開発を試みた。高速の電気光学空間変調器を利用することにより、従来の縦モードのみに着目したモード同期ではなく、光共振器の空間特性まで含めて変調に利用することを考えた。まず、光偏向器を変調素子として用いたレーザのモード同期を提案し、理論的にパルス幅を与える式を導いた。そして、Nd: ガラスレーザを用いてモード同期実験を行い、6ps という超短光パルスを得た。これはガラスレーザの純強制モード同期では最短のものである。また、空間的に 2 次の位相変化である電気光学レンズを用いたモード同期を提案し、解析によりパルス幅を与える式を導くとともに、実験によりモード同期を確認した。

第 5 章では、超高速光制御のための新しい光空間変調素子として、媒質中を進行する位相格子を利用することを提案した。これを用いることにより、十ギガヘルツ以上の超高速繰り返しで光ビームを単一方向にのみ掃引できる光偏向器、あるいは超高速の光スイッチが実現できる。まず、光ビームの進行方向と直角に進行する電気光学位相格子を用いた光波のラマン・ナス回折により、周波数成分の生成とその空間的制御により光偏向器を構成することを提案している。この素子を実際に試作し、実験により 16 GHz での単一方向光ビーム偏向動作を確認した。また、本素子を応用した新しい超高速光制御法について検討を行った。空間分布した周波数面上での制御による光シンセサイザについて、実験を行い、ピコ秒光パルス発生、波形合成の動作を確認した。さらに、超短光パルスの非線形媒質中での干渉による光誘導位相格子を入力信号光と同方向に走行させることによって光スイッチを構成することを提案し、4 光波混合による解析を行うとともに、実験によりそのピコ秒でのスイッチ動作を確認した。

本研究により開発されたさまざまな光パルス制御手法は、

- 光波の有する空間並列性、伝搬にともなうフーリエ変換性、多重干渉などを有効に利用する、
- 電氣的には狭帯域ではあっても大振幅の変調を行えばスペクトルを拡大できる、

- 光波の周波数領域で振幅および位相を制御することにより光波形を合成する,

ことにより成り立っている。これらは、超高速光エレクトロニクスにおける今後の一つの方向を示しているものといえる。本研究で行った実験は主に原理の確認であり、使用した変調器の変調効率にはまだ改良の余地がある。これらの手法は高効率変調器の利用により、実用化に向けての発展もただちに期待できるものであって、今後が期待される。

1. The first part of the paper is devoted to the study of the properties of the function $f(x)$ which is defined by the equation $f(x) = \int_0^x f(t) dt$. It is shown that $f(x)$ is a continuous function and that it satisfies the differential equation $f'(x) = f(x)$. The solution of this equation is $f(x) = Ce^{x}$, where C is an arbitrary constant. The value of C is determined by the initial condition $f(0) = 1$, which gives $C = 1$. Therefore, the function $f(x)$ is $f(x) = e^x$.

謝辞

本研究を進めるにあたり、常に適切なご指導、ご教示を賜りました大阪大学基礎工学部・末田正教授に深く感謝の意を表します。

本研究に関して、終始一貫して、ご指導、ご助言いただきました小林哲郎教授に心から感謝いたします。

日頃から有益なご指導、ご助言を賜ります大阪大学基礎工学部・浜川圭弘教授、山本錠彦教授、小林猛教授、蒲生健次教授、難波進名誉教授に深く感謝いたします。

本研究を進めるに際して、有益なご指導、暖かい激励をいただきました井筒雅之助教授、松島朋史氏に心から感謝いたします。

本研究を行うにあたり、常に実験装置、測定装置に関してご援助いただきました大阪大学基礎工学部山本研究室の岡村康行助教授、芳賀宏助教授、西村貞彦助手、北谷和弘氏、ならびに日頃ご教示、ご討論いただく大阪大学基礎工学部電気工学科の皆様、わけても奥山雅則教授、高井幹夫助教授、岡本博明助教授、藤原康文講師に深く感謝いたします。

日頃ご教示、ご討論いただく大阪府立大学・張吉夫教授に感謝いたします。

本研究は著者一人によってできたものではなく、大阪大学基礎工学部末田研究室の多くの卒業生、修了生のご協力によるものである。なかでも、天野一彦氏、高見武志氏、土居正治氏、野田昭宏氏、平澤伸也氏、藤田富弘氏、藤本定也氏、八尾宏氏に負うところが大きく、深く感謝いたします。

本研究の一部は、文部省科学研究費・奨励研究(A)、昭和62年度国際通信研究奨励金、平成元年度稲盛財団助成金の補助により行われたものであり、ここに深く感謝いたします。

参考文献

- [1] 小林 哲郎, 森本 朗裕, 末田 正 : レーザー研究, **13**, pp.948-958, 1985.
- [2] 小林 哲郎 : 電子情報通信学会誌, **72**, pp.171-180, 1989.
- [3] H.W. Mocker and R.J. Colins : Appl. Phys. Lett., **7**, p.270-273, 1965.
- [4] A.J. DeMária, F.A. Stetser, and H. Heynau : Appl. Phys. Lett., **8**, pp.174-176, 1966.
- [5] R.L. Fork, B.I. Greene, and C.V. Shank : Appl. Phys. Lett., **38**, p.671-672, 1981.
- [6] R.L. Fork, C.H. Brito-Cruz, P.C. Becker, and C.V. Shank : Optics Lett., **12**, pp.483-485, 1987.
- [7] S.L. Shapiro, ed. : *Ultrashort Light Pulses* (Springer-Verlag, Berlin, 1977).
- [8] 霜田 光一 : 物理学会誌, **25**, pp.584-591, 1970.
- [9] 霜田 光一, 矢島 達夫, 上田 芳文, 清水 忠雄, 粕谷 敬宏 : 量子エレクトロニクス (上) (裳華房, 東京, 1972).
- [10] 檜田 孝司 : 量子光学 (朝倉書店, 東京, 1981).
- [11] 末田 正 : 光エレクトロニクス (昭晃堂, 東京, 1985).
- [12] K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell, D.M. Bloom : IEEE J. Quantum. Electron., **24**, pp.198-220, 1988.
- [13] T. Kobayashi, A. Morimoto, S. Hirasawa, and T. Sueta : *Conf. Record 1990 Optical Computing (OC'90)* (Kobe, 1990) 12A2.
- [14] M.A. Duguay and J.W. Hansen : Appl. Phys. Lett., **14**, p.14, 1969.
- [15] E.B. Treacy : IEEE J. Quantum Electron., **QE-5**, p.454, 1969.
- [16] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A.C. Balant : Phys. Rev. Lett., **47**, pp.910-913, 1981.
- [17] B. Nikolaus and D. Grishkowsky : Appl. Phys. Lett., **43**, pp.228-230, 1983.
- [18] K. Naganuma, K. Mogi, and H. Yamada : IEEE J. Quantum Electron., **25**, p.1225-1233, 1989.
- [19] J.P. Heritage, R.N. Thurston, W.J. Tomlinson, A.M. Weiner, and R.H. Stolen : Appl. Phys. Lett., **47**, p.87, 1985.
- [20] T. Kobayashi, A. Morimoto, M. Doi, B.Y. Lee, and T. Sueta : *Ultrafast Phenomena VI* (Springer-Verlag, Berlin, 1988) pp.135-138.
- [21] A.M. Weiner, J.P. Heritage, and E.M. Kirshner : J. Opt. Soc. Am. B, **5**, pp.1563-1572, 1988.
- [22] T. Kobayashi and A. Morimoto : *OSA Proc. on Picosecond Electron. and Optoelectron.*, vol.4, Eds. D.M. Bloom, et al., pp.81-86, 1989.

- [23] 末田 正, 神谷武志 編 : 超高速光エレクトロニクス (培風館, 東京, 1991).
- [24] P.W. Smith, M.A. Duguay, and E.P. Ippen : *Progress in Quantum Electronics* (Pergamon Press, Oxford, 1974) pp.109-229.
- [25] H. Haga, M. Izutsu, and T. Sueta : *J. Lightwave Technol.*, **LT-3**, pp.116-120, 1985.
- [26] H. Haga, M. Izutsu, and T. Sueta : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, pp.902-906, 1986.
- [27] T. Kobayashi and Y. Matsuo : *Appl. Phys. Lett.*, **16**, pp.217-218, 1970.
- [28] 矢島 達夫, 編 : 超高速光技術 (丸善, 東京, 1989).
- [29] 森本 朗裕 : 応用物理, **59**, pp.1231-1232, 1990.
- [30] 森本 朗裕 : レーザー研究, **15**, pp.863-868, 1987.
- [31] A. E. Siegman and D. J. Kuizenga : *Opto-Electronics*, **6**, pp.43-66, 1974.
- [32] D.J. Kuizenga, D.W. Phillion, T. Lund, and A.E. Siegman : *Optics Commun.*, **9**, (1973).
- [33] 森本 朗裕, 郭 鳳珍, 小林 哲郎, 末田 正 : レーザー研究, **10**, pp.603-608, 1982.
- [34] T. Kobayashi, T. Sueta, Y. Cho, and Y. Matsuo : *Appl. Phys. Lett.*, **21**, pp.341-343, 1972.
- [35] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 光学, **18**, pp.479-480, 1989.
- [36] T. Kobayashi, H. Yao, K. Amano, Y. Fukushima, A. Morimoto, and T. Sueta : *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, pp.382-387, 1988.
- [37] T. Kobayashi, H. Ideno, and T. Sueta : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, pp.132-136, 1980.
- [38] A. Morimoto, T. Takami, T. Kobayashi, and T. Sueta : *2nd Optoelectronic Conf.* (Tokyo, 1988) PD-2.
- [39] M.A. Duguay and J.W. Hansen : *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-4**, p.477-481, 1968.
- [40] B.H. Kolner : *Appl. Phys. Lett.*, **52**, pp.1122-1124, 1988.
- [41] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : *XVI Int'l Conf. Quantum Electron.* (IQEC'88) (Tokyo, 1988) ThH6.
- [42] 小林 哲郎, 八尾 宏, 森本 朗裕, 末田 正 : 輻射科学研究会, **RS87-19** (1988).
- [43] A.M. Weiner and D.E. Leaird : *Optics Lett.*, **15**, pp.51-53, 1990.
- [44] A.M. Weiner, D.E. Leaird, J.S. Patel, and J.R. Wullert : *Optics Lett.*, **15**, p.326, 1990.
- [45] F. Shimizu : *Jpn. J. Appl. Phys. Part2*, **26**, pp.L53-L55, 1987.
- [46] K. Ema, N. Kagi, and F. Shimizu : *Optics Commun.*, **71**, pp.103-106, 1989.
- [47] 小林 哲郎, 八尾 宏, 天野 一彦, 福島 保, 森本 朗裕, 末田 正 : 第 34 回応用物理学関係連合講演会, 30p-ZG-14 (1987).
- [48] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 電子情報通信学会論文誌 C-I, **J73-C-I**, pp.297-303, 1990.
- [49] T. Sizer II : *XVI Int'l Conf. Quantum Electron.* (IQEC'88) (Tokyo, 1988) ThI5.
- [50] A.M. Weiner, J.P. Heritage, D.E. Leaird, and E.M. Kirshner : *Conf. Lasers and Electro-Optics* (CLEO'89) (Baltimore, 1989) FA1.
- [51] K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, and A. Hasegawa : *Appl. Phys. Lett.*, **49**, pp.236-238, 1986.

- [52] A. Yariv : 光エレクトロニクスの基礎 (丸善, 東京, 1974).
- [53] 藤田 富弘, 天野 一彦, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 33 回応用物理学関係連合講演会, 1p-M-5 (1986).
- [54] T. Kobayashi, A. Morimoto, T. Fujita, K. Amano, T. Uemura, and T. Sueta : *Ultrafast Phenomena V* (Springer-Verlag, Berlin, 1986) pp.134-136.
- [55] K. Amano, T. Kobayashi, A. Morimoto, and T. Sueta : IEEE J. Lightwave Technol., LT-5, pp.1454-1458, 1987.
- [56] 天野 一彦, 藤田 富弘, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 46 回応用物理学学術講演会, 3a-L-4 (1985).
- [57] 森本 朗裕, 高見 武志, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 49 回応用物理学学術講演会, 5p-ZB-2 (1988).
- [58] 八尾 宏, 土居 正治, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 48 回応用物理学学術講演会, 18p-ZC-13 (1987).
- [59] M. Kourogi, K. Nakagawa, C.H. Shin, M. Teshima, and M. Ohtsu : 1991 Tech. Dig. Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'91) (Baltimore, 1991) CThR57.
- [60] A. Pentzkofer and N. Weinhardt : IEEE J. Quantum Electron., QE-19, pp.567-573, 1983.
- [61] A. Morimoto, S. Fujimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta: *Ultrafast Phenomena IV* (Springer-Verlag, Berlin, 1984) pp.84-86.
- [62] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : IEEE J. Quantum Electron., QE-24, pp.94-98, 1988.
- [63] A. Yariv : *Quantum Electronics, 2nd ed.* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975).
- [64] 小山 次郎, 西原 浩 : 光波電子工学 (コロナ社, 東京, 1983).
- [65] 森本 朗裕, 藤本 定也, 小林 哲郎, 末田 正 : 信学技報, OQE83-49 (1983).
- [66] 森本 朗裕, 藤本 定也, 小林 哲郎, 末田 正 : 輻射科学研究会, RS84-7 (1984).
- [67] 森本 朗裕, 藤本 定也, 小林 哲郎, 末田 正 : 電気学会光応用・視覚研究会, LAV-84-23 (1984).
- [68] 森本 朗裕, 野田 昭宏, 小林 哲郎, 末田 正 : 輻射科学研究会, RS87-5 (1987).
- [69] J.D. Kafka and T. Baer : Tech. Dig. 1991 Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'91) (Baltimore, 1991) JMA2.
- [70] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 25 回応用物理学関係連合講演会, 28a-C-4 (1978).
- [71] T. Kobayashi and T. Sueta: Tech. Dig. 1984 Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'84) (Anaheim, 1984) WG-1.
- [72] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 34 回応用物理学関係連合講演会, 30p-ZG-11 (1987).
- [73] T. Kobayashi, H. Ibe, S. Fujimoto, A. Morimoto, and T. Sueta: IEEE J. Quantum Electron., QE-19, pp.674-679, 1983.
- [74] A. Morimoto, S. Hirasawa, T. Kobayashi, and T. Sueta : Tech. Dig. 1990 Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO'90) (Anaheim, 1990) CFC8.
- [75] 森本 朗裕, 平澤 伸也, 李 奉永, 山口 茂男, 小林 哲郎, 末田 正 : 信学技報, OQE90-55, ED90-56 (1990).
- [76] 平澤 伸也, 土居 正治, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第 49 回応用物理学学会学術講演会, 5p-ZB-3 (1988).

- [77] 平澤 伸也, 山口 茂男, 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第37回応用物理学関係連合講演会, 30p-G-2 (1990).
- [78] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : Jpn J. Appl. Phys., **20**, pp.1129-1133 (1981).
- [79] M. Born and E. Wolf : *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1980) ch.12.
- [80] A.V. Lugt : Proc. IEEE, **62**, pp.1300-1319, 1974.
- [81] H.A. Haus : *Wave and Fields in Optoelectronics* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1984) pp.258-262.
- [82] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan : Phys. Rev., **127**, p.1918 (1962).
- [83] N. Morita, T. Yajima, and Y. Ishida : *Ultrafast Phenomena IV* (Springer-Verlag, Berlin, 1984) pp.239-241.
- [84] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : 第27回応用物理学関係連合講演会, 4a-K-6 (1980).

本研究に関する発表論文

1. 論文

- [1] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : "A Picosecond Optical Gate Using Photo-Induced Grating," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, pp.1129-1133, 1981.
- [2] T. Kobayashi, H. Ibe, S. Fujimoto, A. Morimoto, and T. Sueta: "High-Speed Optical Fourier Transformer," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, pp.674-679, 1983.
- [3] A. Morimoto, S. Fujimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Active Mode-Locking Using Fast Electro-Optic Deflector," *Ultrafast Phenomena IV*, ed. by D.H. Auston and K.B. Eiseenthal (Springer-Verlag, Berlin, 1984) pp.84-86.
- [4] T. Kobayashi, F.-C. Guo, A. Morimoto, T. Sueta, and Y. Cho : "Novel Method of Waveform Evaluation of Ultrashort Optical Pulses," *Ultrafast Phenomena IV*, ed. by D.H. Auston and K.B. Eiseenthal (Springer-Verlag, Berlin, 1984) pp.93-95.
- [5] T. Kobayashi, A. Morimoto, T. Fujita, K. Amano, T. Uemura, and T. Sueta : "Direct Generation of Picosecond to Subpicosecond Optical Pulses Using Electrooptic Modulation Methods," *Ultrafast Phenomena V*, ed. by G.R. Fleming and A.E. Siegman (Springer-Verlag, Berlin, 1986) pp.134-137.
- [6] K. Amano, T. Kobayashi, H. Yao, A. Morimoto, and T. Sueta : "Generation of 0.64THz-Width Optical Sidebands by a Novel Electrooptic Modulator for the Purpose of Forming Ultrashort Optical Pulses," *J. Lightwave Technol.*, **LT-5**, pp.1454-1458, 1987.
- [7] T. Kobayashi, A. Morimoto, M. Doi, B. Y. Lee, and T. Sueta : "Picosecond to Femtosecond Optical Synthesizer," *Ultrafast Phenomena VI*, ed. by T. Yajima, K. Yoshihara, C.B. Harris, and S. Shionoya, (Springer-Verlag, Berlin, 1988) pp.135-138.
- [8] A. Morimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Active Mode Locking of Lasers Using Electrooptic Deflector," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**, pp.94-98 (1988).
- [9] T. Kobayashi, H. Yao, K. Amano, Y. Fukushima, A. Morimoto, and T. Sueta : "Optical Pulse Compression Using High-Frequency Electrooptic Phase Modulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, pp.382-387 (1988).
- [10] T. Kobayashi and A. Morimoto : "Electro-Optical Synthesis of Picosecond Optical Pulses," *Picosecond Electron. and Optoelectron.*, vol.4, ed. by T.C.L.G. Sollner and D. Bloom (Opt. Soc. America, Washington,DC, 1989) pp.81-86.
- [11] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正 : "変調サイドバンドの選択制御による高繰返しピコ秒光パルス生成," *電子情報通信学会論文誌 C-I*, **J73-C-1**, pp.297-303, 1990.
- [12] T. Kobayashi, A. Morimoto, B. Y. Lee, and T. Sueta : "A New Method of Ultrashort Pulse Generation: Modified Fabry-Perot Electrooptic Modulator," *Ultrafast Phenomena VII*, ed. by C.B. Harris, E.P. Ippen, G.A. Mourou, and A.H. Zewail (Springer-Verlag, Berlin, 1990) pp.41-44.

- [13] A. Morimoto, S. Hirasawa, B. Y. Lee, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Ultrafast Unidirectional Electrooptic Beam Scanner," IEEE J. Quantum Electron. (Submitted).

2. 研究集会（審査あり）

- [1] T. Kobayashi, A. Yoshikawa, A. Morimoto, Y. Aoki, and T. Sueta : "Generation of Ultrashort Optical Pulse by Pulse Driving of a Semiconductor Diode Laser," *11th Int'l Quantum Electron. Conf.*, J. Opt. Soc. America 70, p.667 (1980).
- [2] A. Morimoto, S. Fujimoto, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Active Mode-Locking Using Fast Electro-Optic Deflector," *4th Top. Meet. Ultrafast Phenomena* (Monterey, 1984) WC-17.
- [3] F.-C. Guo, T. Kobayashi, A. Morimoto, T. Sueta, and Y. Cho : "Novel Method of Waveform Evaluation of Ultrashort Optical Pulses," *4th Top. Meet. Ultrafast Phenomena* (Monterey, 1984) WC-20.
- [4] T. Kobayashi, K. Amano, T. Fujita, T. Uemura, A. Morimoto, and T. Sueta : "Picosecond Optical Pulse Generation Using Electro-Optic Method," *5th Top. Meet. Ultrafast Phenomena* (Snowmass, 1986) WD-5.
- [5] A. Morimoto, H. Yao, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Generation of High Repetition Rate Optical Pulses Using an Electrooptic Phase Modulator and a Fabry-Perot Filter," *XVI Int'l Conf. Quantum Electron* (Tokyo, 1988) ThH-6.
- [6] T. Kobayashi, A. Morimoto, H. Yao, Y. Fukushima, and T. Sueta : "Picosecond to Femtosecond Optical Synthesizer," *6th Int'l Conf. Ultrafast Phenomena* (Kyoto, 1988) FB-5.
- [7] A. Morimoto, T. Takami, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Picosecond Pulse Forming by the Compression of Frequency Modulated Continuous Light with an Optical Fiber," *2nd Optoelectronics Conf.* (Tokyo, 1988) PD-2.
- [8] T. Kobayashi and A. Morimoto : "Electro-Optical Synthesizing of Picosecond Optical Pulses," *4th Top. Meet. Picosecond Electron. and Optoelectron.* (Salt Lake City, 1989) WB-4.
- [9] T. Kobayashi, S. Hirasawa, A. Morimoto, and T. Sueta : "Ultrafast Optical Signal Processing Using New Type One-Way Optical Beam Scanner," *1990 Int'l Top. Meet. Optical Computing* (Kobe, 1990) 12A2.
- [10] T. Kobayashi, A. Morimoto, B. Y. Lee, and T. Sueta : "New Method of Ultrashort Pulse Generation - Modified Fabry-Perot Electrooptic Modulator -," *7th Top. Meet. Ultrafast Phenomena* (Monterey, 1990) WC-16.
- [11] A. Morimoto, S. Hirasawa, T. Kobayashi, and T. Sueta : "Ultrafast Unidirectional Electrooptic Deflector," *1990 Conf. Lasers and Electro-Optics* (Anaheim, 1990) CFC-8.
- [12] B. Y. Lee, T. Kobayashi, A. Morimoto, and T. Sueta : "Picosecond Electrooptic Modulator/Deflector with Velocity Matching," *1991 Conf. Lasers and Electro-Optics* (Baltimore, 1991) CTuR4.
- [13] T. Kobayashi, A. Morimoto, and T. Sueta : "Coherent Push-Pull Transition for Ultrafast Optical Switching," *1991 Quantum Electron. and Laser Science* (Baltimore, 1991) QWD21.

3. 解説論文

- [1] 森本 朗裕, 小林 哲郎: “ピコ秒パルス光の測定 (光カーシャッタによる方法),” 応用物理, **49**, p.41, 1980.
- [2] 森本 朗裕, 郭 鳳珍, 小林 哲郎, 末田 正: “半導体レーザーによる超短光パルスの発生と測定,” レーザー研究, **10**, pp.603-608, 1982.
- [3] 小林 哲郎, 森本 朗裕: “(ピコ秒パルスレーザー光の発生) 気体レーザー,” 応用物理, **52**, p.967, 1983.
- [4] 森本 朗裕, 小林 哲郎: “(ピコ秒パルスレーザー光の発生) 半導体レーザー,” 応用物理, **52**, p.970, 1983.
- [5] 小林 哲郎, 森本 朗裕, 末田 正: “超短光パルス,” レーザー研究, **13**, pp.948-958, 1985.
- [6] 森本 朗裕: “固体レーザーのパルス発生,” レーザー研究, **15**, pp.863-868, 1987.
- [7] 森本 朗裕, 小林 哲郎, 末田 正: “レーザーの超高速波形制御,” 光学, **18**, pp.479-480, 1989.
- [8] 森本 朗裕: “(超短光パルスの発生) 固体レーザー,” 応用物理, **59**, pp.1231-1232, 1990.
- [9] 森本 朗裕, 小林 哲郎: “(光の極限計測技術) 超短パルス光計測,” 応用物理, **60**, pp.598-599, 1991.