

超短パルス高出力レーザーの研究

鍋川康夫

目次

第 1 章 序	1
§1.1 背景	1
§1.2 概要	2
第 2 章 超短パルスレーザー光の発生	3
§2.1 超短パルス発生の必要条件	3
§2.2 モード同期	4
§2.3 カーレンズによるモード同期	5
§2.4 Ti:sapphire	10
§2.5 発振器の製作と評価	11
2.5.1 発振器の構成	11
2.5.2 発振器の性能	13
第 3 章 超短パルスレーザーの増幅	15
§3.1 固体レーザーにおける問題点	15
§3.2 チャープパルス増幅法	15
§3.3 再生増幅器	16
3.3.1 Pockels Cell	17
3.3.2 再生増幅法の原理	17
3.3.3 Pockels Cell の駆動電圧	19
3.3.4 増幅の概観	20
§3.4 Multi Pass Amplifier	22
第 4 章 スペクトルの制御と分散補償	24
§4.1 スペクトルの狭帯域化	24
4.1.1 Gain Narrowing	24
4.1.2 ミラーの帯域	24
4.1.3 Pockels Cell によるフィルタリング	25
§4.2 狭帯域化を防ぐ手法	27
4.2.1 種光のスペクトルによる制御	27
4.2.2 再生パルス成形	28
§4.3 分散の制御	29
4.3.1 パルス光と分散; 基本事項	31
4.3.2 Stretcher と Compressor	35
4.3.3 必要な分散量	41
4.3.4 透過媒質の分散とその補償	41
4.3.5 光線追跡による分散の解析と高次分散制御	47
§4.4 スペクトルと分散補償についてのまとめ	57

第 5 章 熱レンズと増幅器	58
§5.1 熱レンズの発生	58
§5.2 再生増幅器と熱レンズ	62
5.2.1 1kHz の場合	62
5.2.2 5kHz 以上の場合	63
§5.3 マルチパス増幅器における熱レンズ補償	64
5.3.1 これまでの方法	65
5.3.2 本研究における方法～擬共振器構成による熱レンズの補償	67
第 6 章 高繰り返し高出力レーザーの開発	73
§6.1 kHz 0.66-TW	
チタンサファイアレーザーシステム	73
6.1.1 システムの概要	73
6.1.2 各ステージの詳細	74
6.1.3 マルチパス増幅器	76
6.1.4 Compressor	78
6.1.5 結果	79
6.1.6 補足	80
§6.2 全固体 5-kHz 0.2-TW	
チタンサファイアレーザーシステム	82
6.2.1 システムの概要	82
6.2.2 各ステージの詳細	82
6.2.3 Compressor	85
6.2.4 結果	86
§6.3 KrF-Ti:sapphire	
ハイブリッドシステム	87
6.3.1 システムの概要	87
6.3.2 超短パルスの波長変換	88
6.3.3 10Hz、1TW システム	97
6.3.4 kHz、高平均出力 システム	103
6.3.5 KrF レーザーの超短パルス化	106
6.3.6 KrF-Ti:sapphire ハイブリッドシステムについてのまとめ	110
第 7 章 まとめ	111
第 8 章 謝辞	112
付録 A Uncertainty relation	113
付録 B 高速過飽和吸収体モデルによる自己モード同期の原理	115
付録 C Öffner 光学系における像の位置	119
付録 D 媒質のセルマイヤー式	121
付録 E プリズム対による分散補償	123
付録 F 超短パルスの波長変換の基礎	131
F-1 基本方程式	131
F-1-1 基本方程式の導出	131

F-1-2 基本方程式の近似解	136
---------------------------	-----

第1章 序

§1.1 背景

コヒーレント光源としてのレーザーは近年多様な発展を見せている。特に物性研究の分野に於いては超短パルスモード同期発振器の研究開発と共に超高速の光ダイナミックスの解明が進んできてきた。一方、高繰返し高出力レーザーのピークパワーも、パルス幅の短縮と共に増大し、集光時の電場振幅は原子内に於けるクーロン電場を遥かに超える事が可能になった。このような極端に高い電場下での原子の振舞については、レーザーに誘起された電子の振動の歪みとして放出される高次高調波や、Above threshold Ionization などの多光子過程が知られており、これらの物理量（高調波の次数、スペクトル幅、スペクトルシフト、イオンの発生強度、電子のエネルギー分布、等）の計測が多くの事実を明らかにした。理論を含めたこれらの研究は「高強度物理」という新しい分野を開拓しており、この分野の研究の進化と超短パルス高強度レーザーの技術開発は不可分かつ相補的な関係にある。すなわち、レーザー強度の増大やパルス幅の短縮等による新しい現象の観測結果から予測される実験事実を検証するために新たな光源への要求がなされ、これが再び新しい光源技術開発へと結びつくというサイクルがくり返されているのである。これによってレーザー技術、及びその応用実験いずれの分野でも多くの成果得られ、理想的な発展がうながされてきたと言えよう。

特に高次高調波に関する研究に於いては、Q スイッチによるナノ秒程度の比較的長いレーザーパルス光による本格的な研究が始まって以来 [4]、パルス幅の短縮と高強度化が、発生メカニズムの解明に大きく寄与している。これらの実験に用いられてきたのは、大きなエネルギーを取り出す事のできる固体レーザー (Nd:YAG) [4] やピコ秒からサブピコ秒程度までの短パルス発生/増幅が可能なエキシマレーザー [6, 7]、色素レーザー [5] であった。特に、固体レーザーに於てパルス幅の短縮と高強度化を可能にした「チャープパルス増幅 (Chirped Pulse Amplification; CPA)」 [44] の開発は、高次高調波の研究の進歩に大きく貢献している。1993 年、CPA によるガラスレーザー及びチタンサファイアレーザーの高次高調波が 100 次程度に渡ってほぼ同じ強度で発生する (プラトー領域の存在) という報告がなされた [9, 8]。これによって、高調波の最高次数の物理的解釈等、発生メカニズムの詳細が明らかになり [10, 11]、さらに、この理論の検証、あるいは発展を目指して他のレーザーによる高調波発生実験も盛んに行われるようになった。これによって高出力の色素レーザー、エキシマレーザー、そしてチタンサファイアレーザーなどのレーザー開発が再び促されたといえる。

現在、高次高調波はそれ自身が光源としての応用される段階に入っており、光学テーブル上で真空紫外、極端紫外を発生させる光源として期待されている。光源として用いる場合、発生する高調波の量をできるだけ多くするために、いかに効率良く発生させるかという研究と共に、基本波となるレーザー光の改良が重要になってくる。固体分光のような物性研究に用いるならば、1パルスあたりの強度の増大もさることながら、レーザーの繰返しを高め、微弱信号の計測を容易にすることも重要な要素であり、それ故、高強度レーザーの高繰返し化が近年の大きな技術課題になっている。近年の高繰返し超短パルス増幅器の発展の様子を図 1.1 に示す。横軸はレーザーの繰返し周波数、縦軸は1パルスあたりのエネルギーを表す。平均出力 (パワー) はこれらの積なので、各レーザーの比較の基準となるようパワー一定とした時の直線をいくつか引いてある。この図によれば、10Hz と 1kHz の繰返しにおいて平均出力は 20W 近くが得られており [1, 2, 3]、本研究で開発された 5kHz のレーザーはこれらのシステムと同程度のパルス幅で初めて 20W を超える出力を得た (図中、黒の四角及び菱形で示されているのが本研究で開発されたレーザーシステムの値である) 事が分かる。本研究で得られた超短パルスにおける紫外光の 7W の平均出力もまた今の所世界最大である。

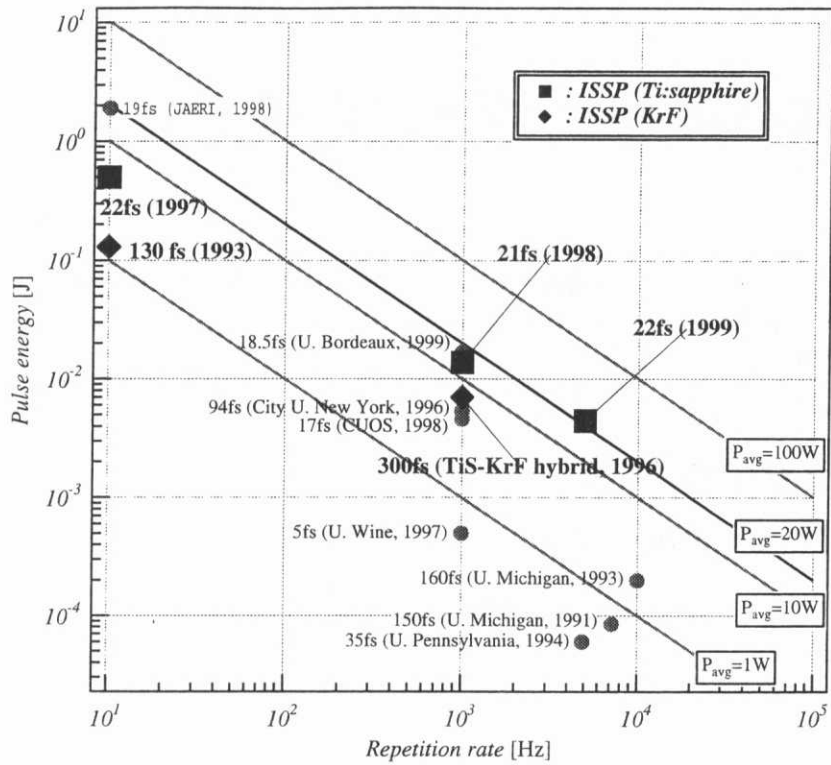


図 1.1: 高繰返し超短パルス増幅器の繰返し周波数と 1 パルスあたりのエネルギーの推移。直線は平均出力一定としたときのエネルギーと繰返しとの関係を表す。

§1.2 概要

本論文は上記の目的の為に筆者らが開発した高出力超短パルスレーザーについての研究をまとめたものである。第 2 章 では被増幅光を発生させる超短パルスのモード同期発振器の原理及び本研究で実際に開発したチタンサファイア発振器について報告する。第 3 章 では発生した超短パルスのシード光を固体レーザーで増幅する際の手法を概観する。第 4 章 では増幅の間にレーザーパルスが系から被る分散の影響を考察し、これを制御する手法を比較した上、筆者らが開発した新しい分散補償法について述べる。第 5 章 では高平均出力の固体レーザーで問題となる熱レンズ効果について考察し、本研究で開発した高繰返し高出力レーザーのためのマルチパス増幅器における熱レンズ補償法を説明する。

これらの基本原理と考察を踏まえ、筆者らが開発したレーザーシステムの詳細が第 6 章の §6.1[13]、§6.2[79]、及び §6.3[94] で述べられる。特に、§6.3 に於いては超短パルスに対する波長変換と紫外光に特有の問題点を議論する。

第2章 超短パルスレーザー光の発生

高出力のパルスレーザー光を得るために発振器からの出力を増幅してゆく手法は、超短パルスの場合に限らず、一般的である。本章では高出力レーザーシステム内で被増幅光を提供する超短パルスのモード同期発振器について報告する。

§2.1 超短パルス発生の必要条件

時間領域での光電場の正周波数振幅成分を $E(t)$ とするとその角周波数成分 $\tilde{E}(\omega)$ はそのフーリエ変換

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dt E(t) \exp(-i\omega t) \quad (2.1)$$

で与えられる。もちろん式 (2.1) の逆変換

$$E(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{E}(\omega) \exp(i\omega t) \quad (2.2)$$

によって時間領域での振幅成分があらわされることは言うまでもない¹。各領域での振幅を重み関数 (の振幅) と考えれば、時刻 t 及び角周波数 ω の平均値 t_0 及び ω_0 は

$$t_0 = \langle e | \hat{t} | e \rangle \equiv \int dt e^*(t) \cdot t \cdot e(t) \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \langle e | \hat{\omega} | e \rangle \equiv \int d\omega \tilde{e}^*(\omega) \cdot \omega \cdot \tilde{e}(\omega) \\ &= \int dt e^*(t) \frac{1}{i} \frac{d}{dt} e(t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

で表される。ここで $e(t)$ は規格化された振幅

$$e(t) \equiv E(t) / \int dt E^*(t) E(t) \quad (2.5)$$

である。 $|e\rangle$ が張られている Hilbert Space 上で演算子 \hat{t} 、 $\hat{\omega}$ は Hermite かつ交換関係

$$[\hat{t}, \hat{\omega}] = i \quad (2.6)$$

を満たすので付録 A で述べられている様に各演算子の期待値まわりの分散

$$\Delta t = \left\{ \langle e | (\hat{t} - t_0)^2 | e \rangle \right\}^{1/2} \quad (2.7)$$

$$\Delta \omega = \left\{ \langle e | (\hat{\omega} - \omega_0)^2 | e \rangle \right\}^{1/2} \quad (2.8)$$

について不等式

$$\Delta t \Delta \omega \geq \frac{1}{2} \quad (2.9)$$

が成立する。従って、時間領域の電場振幅で短い時間幅を得ようとすれば、それに応じて周波数領域での広いスペクトルが必要になる。特に式 (2.9) で等号が成り立つ時、その電場の時間幅はそれ以上短くならないのでこれをフーリエ限界またはトランスフォームリミットの光パルス (電場) と呼ぶ。

¹正周波数成分を考えているので、本来なら式 (2.2) の積分範囲は $0 \rightarrow \infty$ とすべきであるが、ここで考えている光パルスの中心角振動数は 0 より十分大きく直流成分は 0 と考えられるので、通常のフーリエ変換を適用できるものとしている。

通常の光電場では電場の振動周期がパルスの包絡線の変化する時間よりも十分短いので、強度（振幅の絶対値自乗）包絡線の半値全幅（fullwidth half maximum; FWHM）をもってその光パルスのパルス幅と定義するのが慣例となっている。これを δt_H とし、また同様に周波数領域 $\nu = \omega / (2\pi)$ での強度（パワースペクトラム）の半値全幅を $\delta \nu_H$ としたとき、両者の積 $\delta t_H \cdot \delta \nu_H$ を Time-Bandwidth product と呼ぶ。この時、式 (2.9) を起源とする制限がこの積に対して生じるが、等号の成立する最小値は振幅の幅と強度の幅の関数に依存するので一般には決めることはできない。振幅に具体的な関数形を仮定した場合の例を表 2.1 に示す²。これによれば、例えば Gauss 型の波形を仮定した場合 20fs のパルス幅を得よう

表 2.1: パルス波形と Time-Bandwidth product

名称	時間振幅 : $E(t)/E_0$	角周波数振幅 : $\tilde{E}(\omega)/\tilde{E}_0$	$\delta t_H \cdot \delta \nu_H$
Gauss	$\exp\left\{-\frac{(t/T)^2}{2}\right\}$ $T = \delta t_H / \sqrt{2 \ln 2}$	$\exp\left\{-\frac{(T\omega/2)^2}{2}\right\}$	$2 \ln(2)/\pi$ ≈ 0.441
sech	$\text{sech}(t/T)$ $T = \delta t_H / \ln(3 + \sqrt{2})$	$\text{sech}(\pi T\omega/2)$	$\frac{2}{\pi^2} \ln(1 + \sqrt{2}) \ln(3 + 2\sqrt{2})$ ≈ 0.315
sinc	$\text{sinc}(t/T)$ $T = \delta t_H / (2\kappa), \kappa \approx 1.392$	$\theta(\omega + 1/T)\theta(-\omega + 1/T)$	$2\kappa/\pi$ ≈ 0.886
Lorentz	$\left\{1 + \frac{(t/T)^2}{2}\right\}^{-1}$ $T = \delta t_H / (2\sqrt{\sqrt{2} - 1})$	$\exp(-T \omega)$	$\frac{\sqrt{\sqrt{2} - 1}}{\pi} \ln 2$ ≈ 0.142

と思えば 22THz のスペクトル幅が必要となり、中心波長を 800nm 近辺とした場合これは 47nm もの広帯域な波長幅に対応する。従ってこのパルス幅をレーザー発振器として実現しようとした場合、このような広いスペクトル領域で利得を持つレーザー媒質が必要になってくる。

§2.2 モード同期

式 (2.2) で分かる通り、超短パルスは広帯域なスペクトルが存在しているだけでは発生せず、各周波数成分の振幅が決まった位相関係をもってコヒーレントに重ねあわされて初めて発生する。式 (2.2) では無限時間領域での単一パルスとして光電場を扱っているが、レーザー共振器内では共振器長で定められる周期境界条件が電場に課されるため、周波数成分（モード）は離散的になり、時間領域での光パルスはこれを足し合わせる形になる。各モードが決まった位相関係で足し合わされているこの状態をモード同期 (Modelock) と言う。単一モードのスペクトル幅では得られない程の短パルスをレーザー発振器から得ようとする場合には、必ず複数のモードがこの状態になっていなければならない。この時必然的にパルスも周期的に発生（パルス列）し、その周期 T は光パルスが共振器内を一周する時間に相当する。

具体的にモード同期をかける方法は、大別して外部から共振器の利得や損失などに変調をかける強制モード同期と特に外部からの変調を必要とせず自律的にモード同期状態になる自己モード同期の 2 通りがある。

強制モード同期の原理図を図 2.1 に示す。図 2.1 のレーザー共振器内で変調器によって各モードの振幅が角振動数 ω_{mod} で変調された場合を考えてみよう。変調無し n 番目のモードの実電場（負周波数成分を含む） $E_n \cos(\omega_n t)$ に振幅 M の変調 $M \cos(\omega_{\text{mod}} t)$ が加わったとすると、得られる電場は

$$E_n \{1 + M \cos(\omega_{\text{mod}} t)\} \cos(\omega_n t) = \frac{M}{2} E_n \cos\{(\omega_n - \omega_{\text{mod}}) t\} + E_n \cos(\omega_n t) + \frac{M}{2} E_n \cos\{(\omega_n + \omega_{\text{mod}}) t\}, \quad (2.10)$$

²表中の $\theta(x)$ は Heviside 関数。即ち、 $\theta(x) = \begin{cases} 1 & (x \geq 0) \\ 0 & (x \leq 0) \end{cases}$

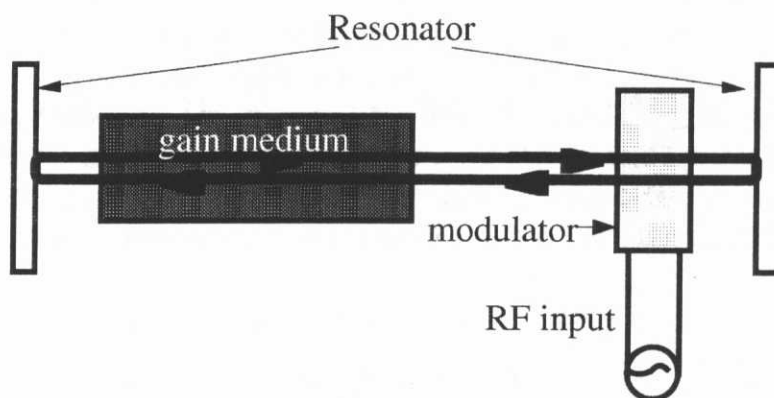


図 2.1: 強制モード同期の原理

となり ω_n から $\pm\omega_{\text{mod}}$ だけ離れた側帯波が生ずる。側帯波の位相はもとの電場と揃っているので、変調の角周波数をモード間隔 $\Delta\omega = \omega_{n+1} - \omega_n$ に近付ければ、側帯波が隣のモードに近付くことになり、これによって各モードの側帯波どうしが引き込み合い、位相が揃う事が期待される。これが強制モード同期の原理である。

一方、自己モード同期の場合共振器内に強度に依存した損失または利得を挿入する事が本質である（図 2.2）。”強度の強い光ほど損失が少ない（利得が大きい）”状態が高速応答で作り出される様になると、限られた時刻に成長した光パルスのみが、共振器中を往復できるようになり、これによってモード同期に至るといのが定性的な説明になる。なお、付録 B において参考文献 [12] に従って、速い可飽和吸収体による自己モード同期のメカニズムを説明した。

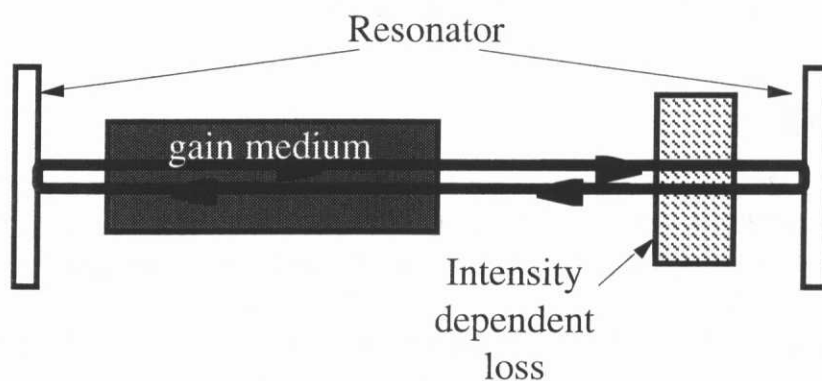


図 2.2: 自己モード同期の原理

§2.3 カーレンズによるモード同期

固体レーザー (Nd:YAG) の場合、1970 年代に、利得帯域幅の狭いレーザー媒質に於ける強制モード同期によって 100ps 程度のパルス幅の発振器が開発されていた [14]。ps 以下の超短パルスを得ようとした場合、このレーザーに Q スイッチをかける事によって強度を上げ、ファイバー中での自己位相変調を引き起こしスペクトル幅を広げた後に位相補償を行って 1ps 程度のパルス幅を得る手法や [15]、モード同期 Nd:YAG レーザーの 2 倍波を利得帯域幅の広い色素レーザーの励起に用いる事によって、利得変調による強制モード同期をかけ、ps 以下のパルス光を得る [16] といった手法が使われていたが、固体レーザー自身から ps 以下の超短パルスを直接発生させる技術は確立していなかった。

しかし、1990年代初頭、Kafkaらは利得帯域幅の広い固体レーザー媒質 Ti:sapphire を用いる事によって \sim ps のモード同期パルスの発生に成功した。彼等は共振器中に AO 変調器と分散補償のための ガイラス・トラス 干渉装置を挿入し 強制モード同期を行っている [17]。また 1991 年、Sarukuraらは、共振器内プリズムペアによる広帯域の分散補償と、可飽和吸収体の挿入により同じく Ti:sapphire の自己モード同期に成功し 60fs という固体レーザーから直接得られたものとしては驚異的に短いパルス幅を得た [18]。さらに、Spenceらは同年に可飽和吸収体を用いる事なく、プリズムペアによる分散補償のみで Ti:sapphire の自己モード同期に成功した [19]。

これら Ti:sapphire レーザーのモード同期実現の報告により、固体レーザー媒質内でのパルス光のふるまいが研究され、このモード同期の起源は主に高強度のレーザーパルス光によって引き起こされるカーレンズ効果にある事が分かってきている。当初の解析では [20] カーレンズ効果によるビーム径の変化と媒質内で利得領域の不整合から生じる損失の効果による振幅変調が、モード同期に寄与しているという説明がなされていたが、摂動の範囲をこえた自己位相変調等も考慮した場合、モデルはファイバー中のソリトン光の発生に似た形になる [21] ことから、カーレンズモード同期と言わずにソリトンモード同期という名称を用いる場合もある。ただしソリトンモード同期のモデルでも振幅変調の効果が安定なモード同期に必要な事が指摘されており [21]、ここでその概観を見てみる事は有意義であろう。以下のカーレンズ効果による振幅変調の説明は参考文献 [20] に基づく。

§2.5 において示すように、通常 カーレンズモード同期の共振器は 2 枚の凹面鏡の間に固体レーザー媒質を置き、2 枚の平面鏡を端のミラーとする構造が基本的である。この際、励起光は凹面鏡を通して発振方向と同軸に入射させる。励起光と発振光が同軸であるので励起光がアパーチャーの役割を果たしている事が重要である。ここではこのような共振器の代わりに簡単のため図 2.3 の様に利得媒質中の平面鏡（ここを位置 1 とする）で折り返し、さらにカーレンズの効果が無い時に、ここから L だけ離れた所（ここを位置 2 とする）で波面の曲率半径がある値 R_2 となる事とし、ここに曲率半径 R_2 の凹面鏡が置かれているものを考える（これで共振器の本質は実際のものとは変わらない）。また、励起光の存在する場所とそうでない場所の違いは位置 1 に置いた半径 w_a のアパーチャーで表すものとする。まず、

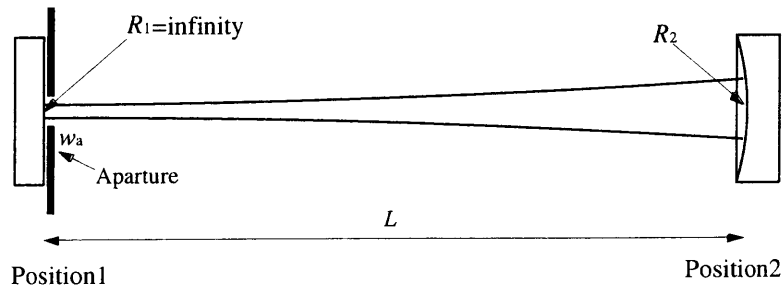


図 2.3: カーレンズの共振器に与える効果

Gaussian Beam がカー媒質を伝播する時波面に受ける影響を考えてみる。Gaussian Beam の強度 I が $I = A_0^2 \exp(-2r^2/w^2)$ (w は伝播方向 z に依存)、カー媒質の屈折率 n が $n = n_0 + n_2 I$ で与えられる時、ビームが微小距離 dz だけ進んだ時の位相の変化 $\delta\Phi$ は $\delta\Phi = kdz = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 dz + \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I dz$ である (k は波数、 λ は波長)。従ってカー効果による位相の変化 $\Delta_{\text{Ker}}\Phi$ は

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{Ker}}\Phi &= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 A_0^2 \exp(-2r^2/w^2) dz \\ &\simeq \frac{2\pi}{\lambda} n_2 A_0^2 (1 - 2r^2/w^2) dz \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{2}{\pi w^2} P (1 - 2r^2/w^2) dz \end{aligned} \quad (2.11)$$

ここで

$$\begin{aligned} P &\equiv \int dx dy I = 2\pi \int dr r I \\ &= \frac{\pi w^2}{2} A_0^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

で与えられる。 P は photon flux である。よってカー効果による中心部に対する周辺部の位相の遅れ $\Delta_{\text{Ker}}\Phi_{\text{R}}$ は

$$\begin{aligned} \Delta_{\text{Ker}}\Phi_{\text{R}} &= \Delta_{\text{Ker}}\Phi|_{r=0} - \Delta_{\text{Ker}}\Phi|_{r=r} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{2P}{\pi} \frac{2r^2}{w^4} dz \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{4P}{\pi} \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \Im^2\left(\frac{1}{q}\right) r^2 dz \end{aligned} \quad (2.13)$$

となる。ただし、ここで導入した q は Optics を表現する ABCD 行列によって 1 次変換を受ける q パラメーターで

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} + i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (2.14)$$

の関係を用いた (R は波面の曲率半径)。なお、 \Im は複素数の虚部を表す。式 (2.13) の右辺は、カー媒質中を微小距離 dz だけビームが進んだ時の波面の曲率変化を $d(1/f)$ とすると $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2} d\left(\frac{1}{f}\right)$ と書かれる事になる。すなわち

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{f}\right) = n_2 \frac{8P}{\pi} \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \Im^2\left(\frac{1}{q}\right) \quad (2.15)$$

であり、 $1/f$ は q を通して式 (2.15) の形で z に依存する。

一方、一般に微小波面変化 $d(1/f)$ 及び微小距離変化 dz を受けた時の q パラメーター変化 $q \rightarrow q' = q + dq$ については、この変化を表す ABCD 行列が

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -d(1/f) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & dz \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \simeq \begin{bmatrix} 1 & dz \\ -d(1/f) & 1 \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

で与えられているので、

$$\begin{aligned} q' &= \frac{q + dz}{1 - qd(1/f)} \\ &\simeq q + dz + q^2 d(1/f) \end{aligned}$$

従って

$$\begin{aligned} dq &= dz + q^2 d(1/f) \\ &\iff \\ -\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{q}\right) &= \frac{1}{q^2} + \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{f}\right) \end{aligned} \quad (2.17)$$

となる。式 (2.17) は波面を z に従って変化させる Optics について一般に成立する微分方程式である。カー媒質中では $d(1/f)$ が式 (2.15) で与えられるのでこれを式 (2.17) に代入すると q についてのみの微分方程式

$$-\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{q}\right) = \frac{1}{q^2} + 2K \Im^2\left(\frac{1}{q}\right) \quad (2.18)$$

が得られる。ここで K を

$$2K \equiv \frac{8P}{\pi} \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 n_2 \quad (2.19)$$

と定義した。あとは式 (2.18) を解けば良い。

式 (2.18) を実部と虚部に分けて書けば

$$-\frac{d}{dz} \left\{ \Re \left(\frac{1}{q} \right) \right\} = \Re^2 \left(\frac{1}{q} \right) - (1 - 2K) \Im^2 \left(\frac{1}{q} \right) \quad (2.20)$$

$$-\frac{d}{dz} \left\{ \Im \left(\frac{1}{q} \right) \right\} = 2\Re \left(\frac{1}{q} \right) \Im \left(\frac{1}{q} \right) \quad (2.21)$$

であるが、 q について以下のようなスケール変換

$$\Im \left(\frac{1}{q_K} \right) \equiv \sqrt{1 - 2K} \Im \left(\frac{1}{q} \right) \quad (2.22)$$

$$\Re \left(\frac{1}{q_K} \right) \equiv \Re \left(\frac{1}{q} \right) \quad (2.23)$$

を行い新しい q パラメーター (ただし K は十分小さく $1 - 2K > 0$ が成立している) q_K を定義しなおすと、 q_K についての微分方程式は

$$-\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{q_K} \right) = \frac{1}{q_K^2} \quad (2.24)$$

という簡単な形になり解は

$$\frac{1}{q_K} = \frac{1}{z + q_K^0} \quad (2.25)$$

(q_K^0 は積分定数) になる。この解は自由空間を z だけ進んだ場合の q パラメーターの変化と同じ形をしている。すなわちカー媒質のビーム伝播は式 (2.23) 及び式 (2.22) の変換の後、自由空間を伝播する形で ABCD 行列を作用させればよい。ビーム径等を得る際には逆変換を行って、実際の q パラメーターに戻す。

カー効果の影響をビーム伝播に取り入れる方法が明らかになったので、図 2.3 の共振器についてビーム径を計算してみる。位置 1 でのビーム径 ($1/e^2$ 半値幅) を $w^{(1)}$ とすると、ここでの波面の曲率半径は無限大だから q パラメーター $q^{(1)}$ は

$$\frac{1}{q^{(1)}} = i \left(\frac{\lambda}{\pi} \right) \frac{1}{(w^{(1)})^2} \equiv i \frac{1}{y^{(1)}} \quad (2.26)$$

で与えられる。式 (2.22) の変換

$$\frac{1}{q_K^{(1)}} = i \sqrt{1 - 2K} \frac{1}{y^{(1)}} \simeq i(1 - K) \frac{1}{y^{(1)}} \quad (2.27)$$

を行えば後は屈折率 n_0 の媒質中の自由行程の伝播として計算できるから、位置 2 での変換された q パラメーター $q_K^{(2)}$ は

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_K^{(2)}} &= \frac{1}{q_K^{(1)} + L/n_0} \\ &= \frac{L/n_0}{(L/n_0)^2 + (1 + K)^2 (y^{(1)})^2} + \frac{(1 + K) y^{(1)}}{(L/n_0)^2 + (1 + K)^2 (y^{(1)})^2} \end{aligned} \quad (2.28)$$

となる。これを再び式 (2.23) 及び式 (2.22) の変換を用いて実際の q パラメーター $q^{(2)}$ を求めると、 $K \ll 1$ の近似の下で

$$\Re \left(\frac{1}{q^{(2)}} \right) = \frac{L/n_0}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)})^2} \left\{ 1 - \frac{2(y^{(1)})^2}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)})^2} K \right\} \quad (2.29)$$

$$\Im \left(\frac{1}{q^{(2)}} \right) = \frac{y^{(1)}}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)})^2} \left\{ 1 + \frac{2y^{(1)}}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)})^2} K \right\} \quad (2.30)$$

である。 K の存在によって $1/q^{(2)}$ の虚部は増加しているので、位置 2 でのビーム径は減少する。これはカー効果によってビームがよりフォーカスされる事を示している。同様に実部についても K によって波面の曲率半径が減少する事が分かる。ところが波面については位置 2 にある凹面鏡の曲率半径 $R_2 = \{\Im(1/q^{(2)})|_{K=0}\}^{-1}$ ($K = 0$ のときの波面曲率半径に R_2 は設定してあるものとする) に固定されなければならないので、 R_2 を保つ様に位置 1 でのビーム径が変化する。これを式で表すと、 $y^{(1)} \rightarrow y^{(1)} + dy^{(1)}$ の変化が起きたとして

$$\frac{1}{R_2} = \frac{L/n_0}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)} + dy^{(1)})^2} \left\{ 1 - \frac{2(y^{(1)} + dy^{(1)})^2}{(L/n_0)^2 + (y^{(1)} + dy^{(1)})^2} K \right\} \quad (2.31)$$

よって

$$dy^{(1)}/y^{(1)} = -K \quad (2.32)$$

式 (2.26) の定義を用いれば、位置 1 でのビーム径の変化分 $dw^{(1)}$ について

$$dw^{(1)}/w^{(1)} = -K/2 \quad (2.33)$$

である。ただしここで K と微量の積は無視した。

式 (2.33) によって位置 1 でのビーム径の増分は負であることが分かった。アパーチャーによる損失は、カー効果の無い場合に往復分で $2\Gamma_0$ とすると

$$\begin{aligned} 2\Gamma_0 \cdot P &= 2\pi \int_{w_a}^{\infty} dr r A_0^2 \exp \left\{ -2 \left(r/w^{(1)} \right)^2 \right\} \\ &= \frac{\pi (w^{(1)})^2}{2} A_0^2 \exp \left\{ -2 \left(w_a/w^{(1)} \right)^2 \right\} \\ &= P \exp \left\{ -2 \left(w_a/w^{(1)} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (2.34)$$

であるから

$$2\Gamma_0 = e^{-2 \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2} \quad (2.35)$$

として損失が与えられる。カー効果による損失の変化 $\delta\Gamma$ は位置 1 でのビーム径の変化に対応しているので

$$\begin{aligned} 2\delta\Gamma &= 2\Gamma|_{w=w^{(1)}+dw^{(1)}} - 2\Gamma|_{w=w^{(1)}} \\ &\simeq e^{-2 \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2} \left(1 - 2 \frac{dw^{(1)}}{w^{(1)}} \right) - e^{-2 \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2} \\ &\simeq 2\Gamma_0 \cdot 4 \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2 \frac{dw^{(1)}}{w^{(1)}} \end{aligned} \quad (2.36)$$

式 (2.33) を代入して

$$= -2\Gamma_0 \cdot 2 \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2 K$$

さらに、式 (2.19) を代入して

$$= -2\Gamma_0 \cdot \left(\frac{w_a}{w^{(1)}} \right)^2 \frac{8\pi}{\lambda^2} n_2 P \quad (2.37)$$

である。即ち、カー効果による位置 1 でのビーム径の減少によってアパーチャーを通る部分が増え、損失が減る。時間依存性を考慮すると photon flux P の定義式、式 (2.12) に於いて $A_0 \rightarrow A(t)$ としてやれば式 (2.37) は

$$2\delta\Gamma = -2\Gamma_0 w_a^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 n_2 |A(t)|^2 \quad (2.38)$$

であり、丁度付録 B に示した、可飽和吸収体による強度依存の損失と同じ形 (式 (B-19)) になっていることがわかる。従って後は付録 B の解析に従ってモード同期に至ると考えられる。

§2.4 Ti:sapphire

レーザー媒質としての Ti:sapphire ($\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$) の歴史は古く、最初に発振が確認された固体レーザー媒質であるルビー ($\text{Cr}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$) と構造が似ている事から、1967 年に既にその準位構造が調べられている [22]。 Ti^{3+} は Ar 型の閉殻に 3d 電子が付け加わった形になっているので、摂動が無い場合のこの電子の状態はスピンの自由度を含めて 10 重に縮退している事になる。これがサファイア結晶中で Al^{3+} のサイトに置換されると結晶場の摂動によりそれらの状態は大きく二つの準位 2T_2 (2×3 重縮退、基底状態側) 及び 2E (2×2 重縮退、励起状態側) に分裂する。さらに各々の準位がスピン-軌道結合相互作用による分裂、Jahn-Teller 効果による分裂 [23] 等を経て、両者とも最終的にはフォノンのサイテーションの効果によって幅のあるバンド構造を持ち、これによって 4 準位系のレーザー媒質になっていると考えられている。実際に測定された Ti:sapphire 結晶の吸収スペクトルと発光スペクトル及びその測定から計算される利得の波長依存性を文献 [24] から引用する (図 2.4)。吸収断面積は $\sim 500\text{nm}$ で最大

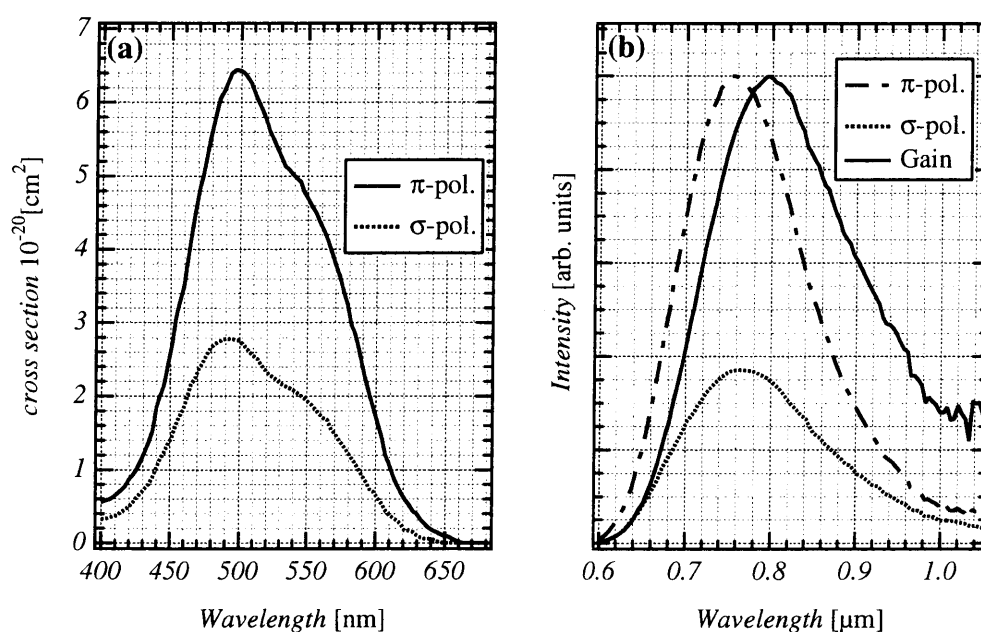


図 2.4: (a) : Ti:sapphire の吸収断面積。 π 偏光は光軸に平行な偏光、 σ 偏光はこれに直交する偏光を表す。(b) : Ti:sapphire の発光スペクトル。利得を示す曲線はこの測定値 (π 偏光) から計算したもの。(a)、(b) いずれも参考文献 [24] から転載。

であるが、ここを中心に幅 $\sim 100\text{nm}$ に渡る広いスペクトル領域に渡って吸収帯を持つので、Ti:sapphire を励起する光源としては、アルゴンイオンレーザー、色素レーザー、Nd:YAG 等の固体レーザーの 2 倍波など、多くの選択肢が存在する。また、利得帯域も 650nm 付近から $1\mu\text{m}$ を超える領域まで広がっているため、この波長域でのフーリエ限界パルスは数 fs にまで到り、超短パルスレーザーの発振器、増幅器として大きな潜在能力を持っている。実際に 1999 年 Shutter らが Ti:sapphire のモード同期発振器から半値全幅 5.8fs のパルス列を直接発生させる実験に成功している [25] 事から考えても、超短パルスレーザーとして、他のどの媒質と比較しても今の所最も適した媒質と断言して差し支えないであろう。

上準位寿命やピーク波長 ($\sim 800\text{nm}$) での誘導放出断面積などの物理データについて表 2.2 にまとめる [39, 40] (比較のために Nd:YAG 及び Cr:LiSAF についても挙げてある)。Ti:sapphire の誘導放出断面積 σ_e は Cr:LiSAF レーザーと比較するとかなり大きいので、低い励起強度で高利得を得られるが、そ

表 2.2: Ti:sapphire の物理的性質

	Ti:sapphire	Nd:YAG	Cr:LiSAF
誘導放出断面積 [cm ²]	~3×10 ⁻¹⁹	5×10 ⁻¹⁹	0.5×10 ⁻¹⁹
上準位寿命 [μs]	~3.2	~240	~67
熱伝導率 [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	46	13	~3
dn/dT [K ⁻¹]	1.3×10 ⁻⁵	0.76 ×10 ⁻⁵	~-0.2 ×10 ⁻⁵

の分飽和フルーエンス $F_{\text{sat}} \equiv \hbar\omega/\sigma_e$ は小さくなるので、単位面積あたりのエネルギー蓄積量については劣る事になる。また、上準位寿命は約 $3\mu\text{s}$ と短いので Nd:YAG レーザーの様にフラッシュ・ランプで励起し、大きなエネルギーを取り出そうと試みる場合にはフラッシュ・ランプを短パルス化するなどの工夫が必要になる。しかし $3\mu\text{s}$ という寿命は Ti:sapphire を超短パルスの増幅媒質として考えた場合、常識的な共振器長を 100 往復以上できる時間であり、利得の得やすさも手伝って、マルチパス増幅及び再生増幅いずれにも適している。

熱的な性質では熱伝導率が他の結晶よりも大きく、単位温度あたりの屈折率変化 dn/dT は小さい。第 5 章で述べるように、これらの物理量は固体レーザー媒質の熱レンズ現象を引き起こす大きな要因であり、熱伝導率が大きく、 dn/dT が小さいという傾向は Ti:sapphire が多くの熱を発生する高繰返しの用途に（固体レーザーとしては）適している事を示している。

§2.5 発振器の製作と評価

参考文献 [19] のカーレンズモード同期の成功以来、発振器の超短パルス化への改善の試みは数多くなされてきたが [26, 27, 28]、その中で重要な要素は共振器中の分散をいかに広帯域に渡って小さくするかという事であった [29]。媒質による正の分散とこれを補償するための負の分散素子についての詳しい解析は第 4 章に譲るが、いずれにしろモード同期発振器内で最も大きな正の分散を与える媒質は Ti:sapphire であるので、この厚みをなるべく小さくし、さらに補償素子（おもにプリズム対 [30]）も低分散にして高次分散を減らす事が超短パルス化への重要なステップであった。もちろん、これを実現するためには、分散素子だけでは無く Ti:sapphire 結晶自身についても、より厚みの薄い結晶で高利得が得られるようにチタンのドーパ量を増やした上に、結晶成長後の処理で FOM³ を改善する技術 [31] を確立する必要もあった。

1995 年にはチャープ補償ミラー [32] によってプリズム対では不可能な領域にまで分散補償を行う事により、10fs を切る超短パルスが得られた [33, 34]。プリズム対と帯域端の分散の振動構造を抑えたダブルチャープミラー [36] で高次分散補償を行い、さらにミラー中の半導体構造を広帯域の可飽和吸収体 [35] として用いる事によって振幅変調を深くかけ、半値中の光学振動のサイクルがわずかに 2 周期しかない程度のパルス（サブ 6fs）の発生に成功しているグループもある [37, 38]。

本研究における Ti:sapphire のモード同期発振器は、増幅システムの種光であり、より超短パルスである事が望ましいが、増幅器の波長域の制限等もあるため 20fs を切る値を得られれば十分であり、また構造の簡潔さ、市販のパーツのみで構成できる利便性とコストを考慮して、プリズム対による分散補償を用いたシンプルな構成を選んだ。これは参考文献 [28] とほぼ同じものである。

2.5.1 発振器の構成

図 2.5 に本研究で用いた発振器の概略を示す。共振器の基本構成は、1 組の凹面鏡の間に Ti:sapphire (Union Carbide 社製) を配置し、平面鏡 2 枚を端においた腕を X 型に折り曲げたものであり、この片方

³Figure of Merit の略。Ti:sapphire の場合 514 nm での吸収係数 α_{514} と 800 nm での吸収係数 α_{800} の比 $\alpha_{514}/\alpha_{800}$ で定義されている。この値が大きいく程、発振波長での吸収が少なく質の良い結晶であると言える。

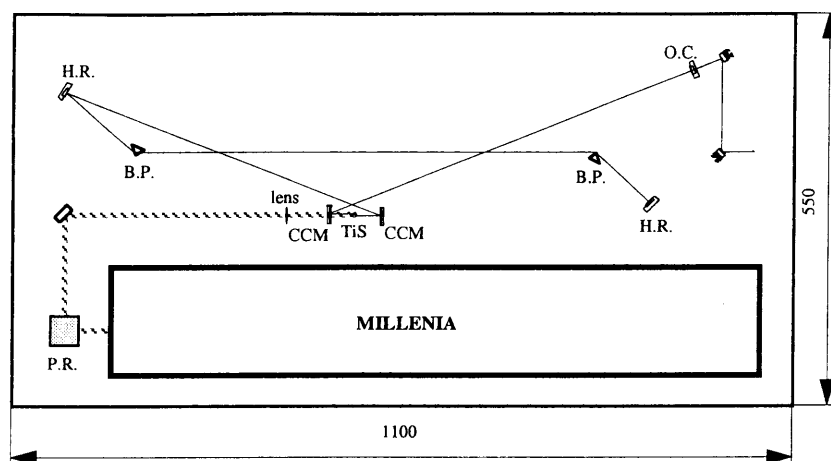


図 2.5: カーレンズモード同期 Ti:sapphire 発振器。CCM:曲率半径 75mm の凹面鏡、H.R.: 反射ミラー、O. C. : アウトプットカップラー、TiS: Ti:sapphire、B.P. : 石英の Brewster Prism。

の腕にプリズム対を入れた形になっている。

Ti:sapphire は $4\text{mm} \times 6\text{mm} \times 4\text{mm}$ 厚の直方体型で、光軸は 6mm の辺に平行にカットしてある。チタン (Ti_2O_3) のドーパ量は $0.25\text{wt}\%$ 、FOM は 150 のものを用いた。Union Carbide 社のカタログによれば、この条件での 514nm の吸収係数は 3.3 cm^{-1} であり、本レーザーの励起光源の波長 532nm において 95% 以上が吸収される事が確認された。凹面鏡 (M1 と M2) の曲率半径は 75mm 、間隔は Brewster 入射の配置にした Ti:sapphire 結晶を含めて 85mm 前後とし (出力とモード同期の状態に合わせて微調整する)、またこれら凹面鏡の入射角は Ti:sapphire への Brewster 入射による非点収差を補正するように設定した (約 8 度)。この 2 枚のミラーには CVI 社の広帯域低分散のダイクロイックコーティングが施されており、 800nm を中心とする約 200nm に渡って高反射、 530nm 付近で透過最大となっている。また裏面には 532nm の反射防止 (AR) コートをして、M1 を通る励起光の損失を最小にした。

アウトプットカップラーは透過率 5% であり、 5W の励起に対してモード同期のかかっていない状態で約 500mW の出力を得ている。このミラーを通る事による分散を極力小さくするため、厚みは通常用いているものよりも薄い 0.25 インチ、材質は BK7 ではなく UV グレードの溶融石英 (UVFS) を用いた。

分散補償に用いられているプリズムは UVFS の Brewster プリズムで、頂点間隔は約 65cm である。この共振器における分散補償の計算例は第 4 章で述べる。

表 2.3: 発振器に用いた部品

品目	図中記号	仕様	製造社型番
0° ミラー	M3, M4	$1''\phi$, $700\sim 900\text{nm}$ HR	CVI 社 TLM2-800-0-1037
凹面鏡	M1, M2	$0.5''\phi$, $R=75\text{mm}$, $700\sim 900\text{nm}$ HR & 532nm HT, 532nm AR on side2	CVI 社 SWP2-R800-T532-0-0525-0.075CC
Output-coupler	O. C.	$1''\phi$, $700\sim 900\text{nm}$, $R=95\%$	CVI 社 PR2-800-R95-1025-UV
Ti:sapphire	TiS	$4 \times 6 \times 4\text{t mm}^3$, $0.25\text{wt}\%$ dope FOM150	Union Carbide 社 ⁴
プリズム	B. P.	UVFS, Brewster@ 800nm	CVI 社
平凸レンズ	L	$f=90\text{mm}$, BBAR	シグマ光機 SLB-30-90BBAR

励起レーザーは MILLENNIA V (Spectra Physics 社製) であり、その中身は半導体レーザーによって励起された Nd:YVO₄ の発振光を共振器内の非線形結晶によって 2 倍波 (532nm) とし、これを TEM₀₀

モードで出力するものである。定格出力は5Wであるが、チタンサファイア発振器にモード同期がかかる状態が必要とされたのは1.5~3.5W程度であった。またこのMILLENNIA Vのレーザーヘッドを冷却した水をTi:sapphireの冷却用に再利用している。

発振器はスペースを節約するためM4によって折り曲げられられ、これにより励起レーザーを含めて、発振器全体が55cm×110cmのブレッド・ボード上におさまった。

表 2.3 に、発振器に用いた部品のリストを示す。

2.5.2 発振器の性能

連続光の発振出力が最大となるよう各ミラーの調整を終えた後、出力鏡側の凹面鏡の位置をわずかにずらす事によってモード同期をかける。この際スペクトル幅が最大になるよう、プリズム間隔と挿入量を調整する。またPINフォトダイオードでパルス列の波形を見て、共振器長に合った発振周波数になるよう励起光のパワーを調整する。スペクトルの連続光成分にも注意する。以上の調整をくり返した後得られたTi:sapphireモード同期発振器のスペクトルを図2.6に示す。半値全幅(FWHM)は約50nmで

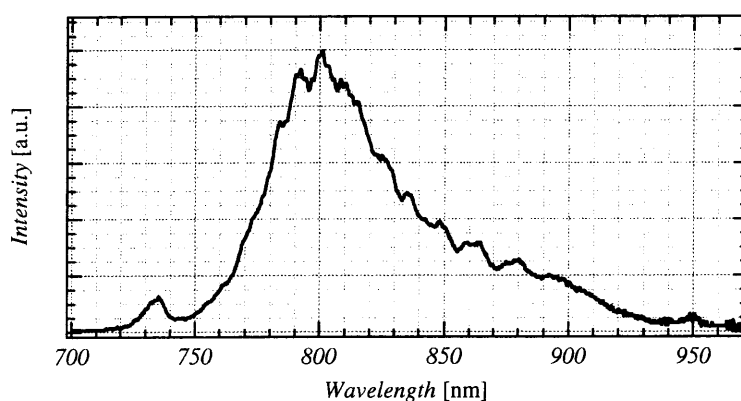


図 2.6: 発振器のスペクトル

長波長側に裾をひいた、非対称な形状が得られた。この時の励起パワーは1.6Wでモード同期のかかった状態での出力は80mWである。

パルス幅については、アウトプット・カップラーの分散を補償するために共振器の外に石英のプリズム対を用意し、これを通した後にフリンジ分解の自己相関測定した。得られた自己相関波形を図2.7に示す。sech型のパルス波形を仮定すると、パルス幅(強度の半値全幅)は11fsという結果が得られるが、

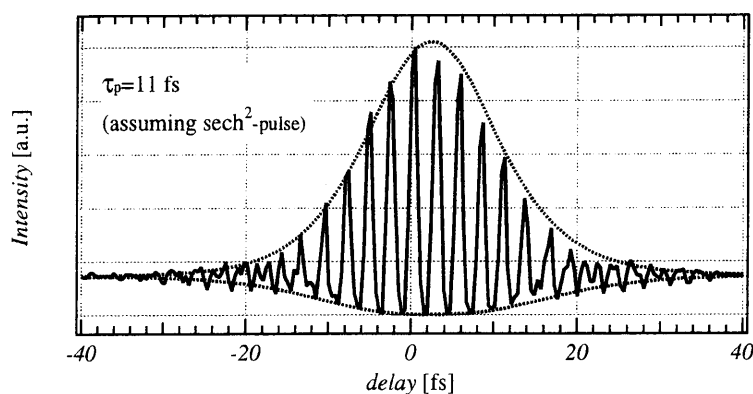


図 2.7: 発振器の自己相関波形

実際には相関波形のベースラインに対する強度比がフーリエ限界にまで到っておらず（これは高次分散の補正がプリズムでは不可能であるためであろう）、またスペクトルの形状も sech 型とは言えないので、実際はもう少しパルス幅は広いと思われる。いずれにしろ、出力パワー、スペクトル、パルス幅とも増幅器の種光としては十分な条件を満たしており、同仕様の発振器 2 台をそれぞれ第 6 章の §6.1 及び §6.2 で述べるレーザーシステムに用いた。

第3章 超短パルスレーザーの増幅

パルスレーザー光の増幅は「反転分布のある利得媒質に種光を通して、誘導放出によりエネルギーを得る」事が基本原理である。Ti:sapphire の超短パルス増幅の場合のように反転分布の寿命がパルス幅に比べて十分長い場合は、自然放出光の増幅がほとんど無視できるので、これを前提にしたレーザー準位についてのレート方程式から導き出しされる Frantz らによるモデル [41] が良く増幅現象を説明する。これによれば増幅媒質に入射されたビームのフルーエンス J_{in} は

$$J_{out} = J_{sat} \ln [1 + G \{ \exp(J_{in}/J_{sat}) - 1 \}] \quad (3.1)$$

のように増幅される [42]。ここで J_{out} 、 J_{sto} はそれぞれ、出力のフルーエンスと媒質に蓄えられたフルーエンスを表しており、

$$G \equiv \exp(J_{sto}/J_{sat}) \quad (3.2)$$

である。この原理に従えば、増幅の限界は飽和フルーエンス程度であり (§3.3、§3.4 を参照)、逆に言えば飽和フルーエンスまで増幅できれば、高効率の増幅が達成できたといえることができる。

§3.1 固体レーザーにおける問題点

固体媒質の屈折率の非線形成分 $n_2 I$ (I は強度) が光電場に与える位相シフト $\Delta\phi_{NL}$ は

$$\Delta\phi = \int dz k_{NL} = n \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \int dz I(z) \quad (3.3)$$

である。 $\Delta\phi$ の値が 2π を大きく超えた場合、自己位相変調 (SPM) が生ずるのみならず空間的な屈折率分布によってビームの自己収束が起こり、媒質の破壊に到る。サファイアの n_2 の値は約 $6 \times 10^{-20} \text{W/m}^2$ なので [43]、 $\Delta\phi < 2\pi$ を満たすためには、1m 程度の光学材料の透過に対して結晶中のレーザー光の強度は数 GW/cm^2 以下でなければならない。ところが第2章で見たように、Ti:sapphire レーザーの飽和フルーエンスは約 1J/cm^2 であるので、もし 20fs という超短パルスをそのまま飽和フルーエンスまで増幅したとすると、パルスのピーク強度は $5 \times 10^{13} \text{W/cm}^2$ という大変大きな値になり、このままでは媒質が破壊されてしまう。従って、Ti:sapphire による効率の良い超短パルス増幅は不可能であると結論される事になる。

§3.2 チャープパルス増幅法

固体レーザーに於ける上記の問題を解決したのがチャープパルス増幅法 (Chirped Pulse Amplification, CPA) である [44]。媒質中で問題になるのはピーク強度である事から、増幅中はパルス幅を伸ばしておき、最後にパルスを圧縮して、高エネルギーの超短パルスを得るというやり方が基本のアイデアである。この中でパルスを伸延する手段として、周波数のチャージング¹ を用いた事から、このような名称が生まれた。参考文献 [44] で CPA の概念が発表された時点では、まだ Ti:sapphire のモード同期発振器は一般的ではなく、増幅媒質もガラスレーザーであったため、パルス伸延の手段としてはシングルモードファイバーが用いられていたが (SPM によるスペクトル幅の拡大とパルス伸延を兼ねていた)、回折格

¹時刻に依存して光の周波数が変化する様子を示す。より遅い時刻に周波数が大きくなる場合をアップチャープ、その逆をダウンチャープと呼ぶ

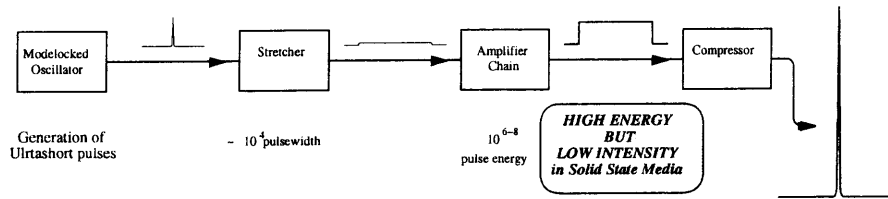


図 3.1: チャープパルス増幅の概念図

子対によるコンプレッサーと丁度逆向きの分散を与える方法が考案された後は、これが独立したストレッチャーとして用いられるようになり、CPA は大きな発展を遂げる事となった。なお、ストレッチャーおよびコンプレッサー等の分散については第 4 章で詳しく議論する。

現在用いられている CPA の手法は図 3.1 に示す通りである。Ti:sapphire レーザーの場合、式 (3.3) と $\Delta\phi < 2\pi$ の条件からからパルス幅は数 100ps まで伸延される必要がある。第 4 章で示す様にチャープが十分大きく、その主な寄与が 2 次の分散 (GDD、 $\phi_0 = d^2\phi/d\omega^2|_0$) である場合、伸延されたパルス幅 δT は式 (4.25) で与えられる。スペクトル幅 $\delta\lambda$ が 70nm 程度であるとすると、このパルスを 400ps まで伸延するために必要な GDD は $\delta\omega \sim -2\pi c\delta\lambda/\lambda^2$ として、(これらの値を式 (4.25) に代入する) $1.8 \times 10^{-24}\text{s}^2$ と見積もられる。この値をストレッチャーで得るためには、グルーヴ数 $d=1200\ell/\text{mm}$ の回折格子を用いた場合 $\ell(\omega_0)$ (定義は第 4 章及び図 4.15 参照) の値は 40cm 程度 (式 (4.50) 及び式 (4.54) 参照) であり、現実的な大きさにおさまることが分る。

CPA に於て重要な役割を果たしている光学素子の一つが回折格子である。特にコンプレッサーに於ては、ビームが回折格子で 4 度回折される事になり、この効率が悪いと、せっかく高率よくパルスを増幅しても多くのエネルギーを失ってしまう。Milton Roy 社、Spectrgron 社、Jovin-Yvon 社などから近赤外域で回折効率の高い (約 90%) プレーズ型またはホログラフィック型の回折格子が市販されており、これらを用いる事によって、増幅したパルスの 60%前後のコンプレッサーの効率が得られている。これらの回折格子はすべて近赤外用として金コートされているため、ダメージ閾値は誘電体多層膜コートのミラーなどよりはるかに低く、高エネルギーのパルスに用いるためには十分大きなビーム径にする必要がある。

§3.3 再生増幅器

CPA によって、従来固体レーザー行われていたパルス光増幅法が (チャープによって伸延された) 超短パルスに於いても適用出来るようになった。例えば Nd:YAG レーザーに於ては 100 ps 程度のパルス幅のモード同期発振器を種光の光源として、再生増幅の手法が用いられていた [45]。再生増幅とは、共振器中にパルス光を閉じ込め、利得飽和直後に共振器からこれを取り出す光パルス増幅法である。Ti:sapphire の場合も発振器出力 ($\sim\text{nJ}/\text{pulse}$) を mJ レベルまで増幅する ($\sim 10^6$ の増幅) 手段として、再生増幅法が広く用いられている [46, 47]。なお、Ti:sapphire の場合、励起レーザーのフルーエンスを損傷閾値近くの数 J/cm^2 まで上げれば 1 パスの小信号利得を 10 倍以上にすることが可能である事から、8-パス程度のマルチパス増幅によって、発振器の出力を mJ レベルまで増幅することが可能である [48] が、低エネルギー高フルーエンスの増幅のためには $100\mu\text{m}$ 程度のビーム径を Ti:sapphire 中でオーバーラップさせなくてはならず、発振器の出力方向のずれに対して増幅器の性能が鋭敏に応答するという不利な点がある。

一方再生増幅法においては、マルチパス程の高フルーエンスは必要とせず、Ti:sapphire 中での利得体積は大きくなるので、種光のインジェクション方向の変化に対して増幅性能はマルチパスほど鋭敏ではない。また再生増幅器の共振器によって空間モードが TEM_{00} に再生されるので、集光性能の良いビームが得られるという利点がある。ただし、共振器構造であるため自然放出光の増幅 (Amplified Spontaneous Emission; ASE) の割合はマルチパスに比べて多くなる [49]。

3.3.1 Pockels Cell

再生増幅器にはいくつかのタイプが開発されているが、いずれの場合もモード同期のパルス列（通常数十 MHz から 100MHz 程度のくり返し）から増幅されるパルスの一つだけを選んで共振器中に閉じ込め、取り出すという作業が必要になる。この目的に用いられるのが結晶の電気光学効果を用いた Pockels Cell である。最も一般的に用いられている KD*P 結晶の場合、光軸方向（z 軸方向）に平行な電場の大きさに比例して x 軸方向の屈折率 n_x と y 軸方向の屈折率 n_y の差 $\Delta n_{xy} \equiv |n_x - n_y|$ が大きくなる ($\Delta n_{xy} = \kappa E_{ext}$) ので、z 軸方向に対して平行に入射したビームの x 方向、y 方向それぞれの偏光に対する位相差 $\Delta\phi_V$ は

$$\Delta\phi_V = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{xy} E_{ext} L \simeq \frac{2\pi}{\lambda} \kappa V_{ext} \quad (3.4)$$

という外部からの印可電圧 V_{ext} に比例する形となる（ λ は波長、 L は結晶長を表す）。従って x 軸に対して 45° 傾けて直線偏光を入射してやれば、 $\kappa V_{ext} = \lambda/2$ のとき偏光は入射に対して直交した直線偏光となるので（この時の電圧を $1/2$ 波長電圧と称する）、偏光子でこれを分離してやれば、印可電圧の有無によって時間的にビームの道筋を選択できる。これが、Pockel Cell によるパルス選択の原理である。 $1/2$ 波長電圧あるいは $1/4$ 波長電圧は結晶の種類や形状によって異なるが、1064nm の波長に於て KD*P で $3.2\sim 3.5\text{kV}$ ($1/4$ 波長電圧)、BBO で 2.8kV ($1/4$ 波長電圧) のものが市販されている [50]。

3.3.2 再生増幅法の原理

共振器中の Pockels Cell の配置の仕方、電圧のかけ方等によっていくつかの異なるタイプの再生増幅器が考案されてきた。図 3.2 に参考文献 [45] で用いられている再生増幅器の原理図を示す。紙面に対し

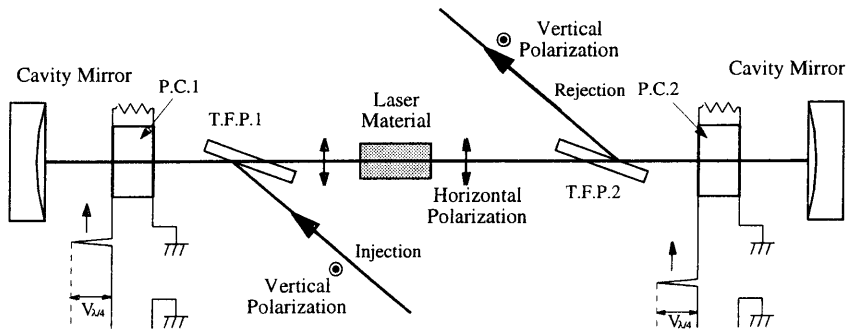


図 3.2: 再生増幅器その 1 : P.C.1 & P.C.2; Pockels Cell, T.F.P.1 & T.F.P.2; Thinfilm Polarizer

て垂直方向に直線偏光した発振器からのパルス列を薄膜フィルム偏光子（Thinfilm Polarizer; T.F.P.）によって共振器内に導く。Pockels Cell にパルス列の間隔以下の短い幅のパルス電圧を加えて、増幅のタイミングに合ったパルスのみ偏光を 90° 回転させ、紙面上横方向としてやる。図 3.2 の配置では入射光パルスが P.C. 1 を往復するので電圧は $1/4$ 波長電圧でよい。横偏光のパルスは T.F.P. を透過するので共振器中を往復することができ、その間にレーザー媒質によって増幅される。パルスエネルギーが飽和した時に P.C.2 に $1/4$ 波長電圧のパルス印可し再び偏光を縦にすると、増幅パルスは T.F.P. によって反射され共振器の外に取り出される。

この再生増幅器の特徴は、共振器内に Pockels Cell を二つ含んでいる点である。光の入口と出口が分かれている事から、増幅パルスを過って発振器にもどす危険性は無いが、ドライバーを含めたコストは倍である。また超短パルス増幅に用いる事を想定すると、Pockels Cell の長さが通常の数倍になり、高次分散の補償を困難にするおそれがある。

参考文献 [47] の再生増幅器は図 3.2 と違って Pockels Cell が一つであり、使用する部品数が少ないという点で優れている（図 3.3）。ただし、Pockels Cell を 1 度通過しただけで偏光を 90° 回転させるため

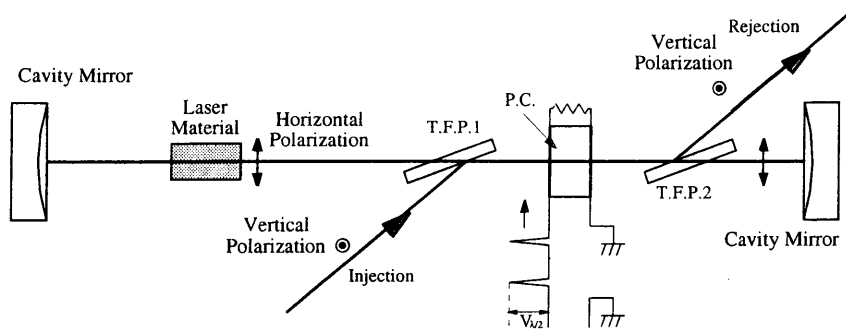


図 3.3: 再生増幅器その 2。

印可電圧は $1/2$ 波長電圧まで上げねばならない。また、この方法では Rejection 時にタイミングを誤ると、増幅されたパルスが入射方向へ逆走する危険性がある。高速の高圧パルスを同一端子に丁度良いタイミングで 2 度印可するのにも工夫が必要で、参考文献 [47] の場合、P.C. 終端をターミネートせず適当な長さの BNC ケーブルを解放端でつけておき、パルス注入時に印可されたパルスをこのケーブル端で反射させパルスの取出しに用いている。

図 3.3 の再生増幅器では増幅されたパルスがパルス注入方向に逆走するのは誤りであるが、むしろパルスの出入り口は同じにして増幅後のパルスはファラデー旋光子 (Faraday Rotator; F.R.) を利用して分離するのが図 3.4 のタイプの再生増幅器である。横方向に直線偏光した入射パルスは T.F.P.1 を透過し、

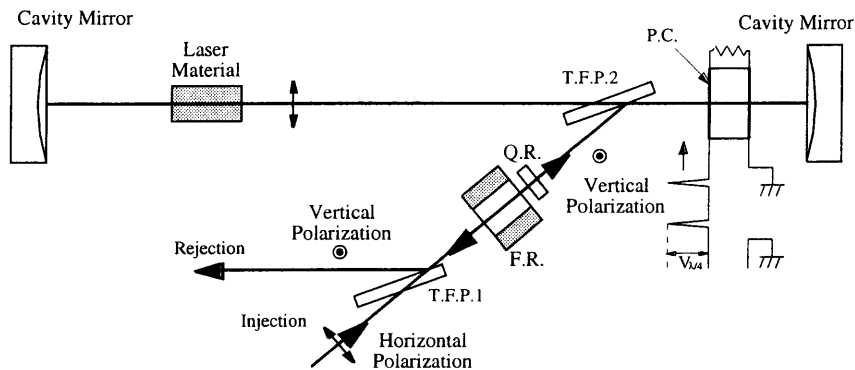


図 3.4: 再生増幅器その 3。F. R. ; Faraday Rotator, Q. R. ; Quartz Rotaator。

ファラデー旋光子 (F. R.) によって 45° 偏光が回転され、さらに α 水晶による旋光子 (Q. R.) によって 45° の回転が与えられるので T.F.P.2 の場所では縦偏光となり、反射されて P.C. に導かれる。 $1/4$ 波長電圧の パルス電圧が印可されている間に P.C. を往復したパルス光のみが再び横偏光となるので、これが共振器中を往復し増幅されることになる。増幅が飽和した直後に $1/4$ 波長電圧の パルス電圧を印可してパルス光を縦偏光にすると、これは T.F.P.2 で反射され、パルス注入の方向に逆走するが、 α 水晶の旋光方向は光の進行方向を基準にして決定されるのに対して、F.R. の場合は加えられている磁場の方向が基準になるので、両者の 45° 偏光回転が相殺されて出射光の偏光は縦となる。従って 出射光は T.F.P.1 によって反射され、入射光と分離される。

図 3.4 の方式は用意する電圧が $1/4$ 波長電圧で済む利点があるが、新たにファラデー旋光子を付け加える必要がある点に於て不利であるかも知れない。しかし図 3.2、図 3.3 の場合でも、通常は発振器を増幅器からの偶発的な発振光から保護するためにファラデーアイソレーターを用いるのが普通であるので、発振器-増幅器間のアイソレーションを兼ねた 図 3.4 の方式は優れたものであると言えるであろう。本研究で用いている再生増幅器はこの第 3 の方式を基本に超短パルス増幅用に電圧の印可方法を変更したも

のである。

3.3.3 Pockels Cell の駆動電圧

3.3.2 で説明された 図 3.4 のタイプの再生増幅器には、まだ考慮されていない不十分な点がある。Ti:sapphire を励起するグリーンレーザーのパルス幅は、フラッシュランプ励起の Q-スイッチ YAG レーザー（繰返し $\sim 10\text{Hz}$ ）の 2 倍波の場合 10ns 程度である。通常の再生増幅器の自己発振は励起から 200ns 程度で立ち上がる（共振器長や励起強度に依存）ので、この場合は 3.3.2 での説明通り、励起光直後にパルス電圧を印可しする事によって種光を注入してやれば、蓄積エネルギーが最大の時に増幅が始まり、自己発振が抑制される。一方アークランプやダイオードレーザー等の CW 光によって励起された 1kHz \sim 10kHz の Q-スイッチ YAG レーザーや YLF レーザーの場合、パルス幅は数十 ns から 200ns 程度の広さとなり、これで Ti:sapphire を励起すると Q の高い発振器の状態のままでは、蓄積エネルギーが最大となる前に自己発振が始まってしまい、効率的なパルス光増幅が行えないおそれがある。

この問題はパルス注入直前まで共振器の Q を低く抑えておけば解決するので、次のような手法がとられる [51]。Pockels Cell は通常の使い方ではビームと光軸を平行にし、電圧を印可しない時には偏光に変化を与えない様に配置するが、これを僅かに平行からずらして丁度 1/4 波長板として働くように配置する。レーザー媒質 (Ti:sapphire) と Pockels Cell の間には T.F.P.2 があるので、再生増幅器の共振器は非常に大きな損失を含むことになり、励起による自己発振は抑制される。一方入射するパルス光列は Pockels Cell の往復で偏光が横になるので T.F.P.2 を通過して共振器を 1 度だけ往復した後再び Pockels Cell の往復で偏光が縦になり共振器の外へ出てゆく。このような状態で Pockels Cell に対して図 3.5(a) のような電圧を印可した場合を考えてみる。増幅されるパルスが共振器内で横偏光になっている時に 1/4

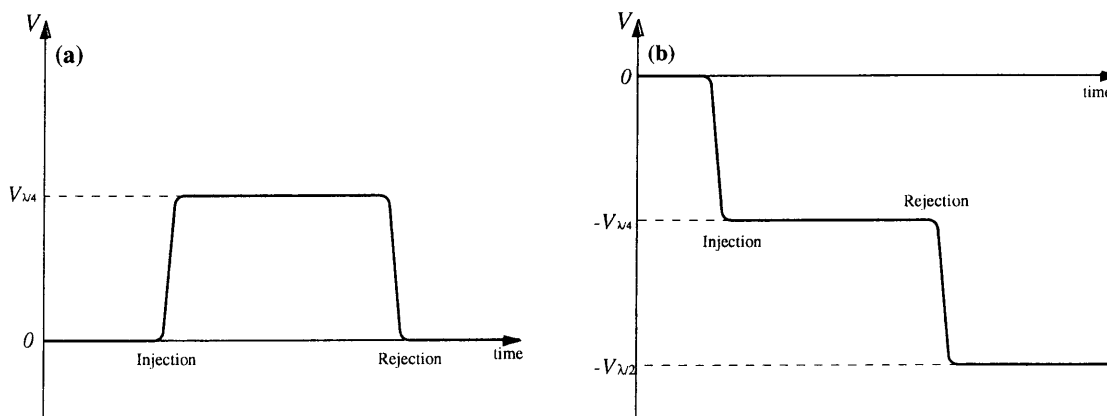


図 3.5: Pockels Cell に印可する電圧；(a)：印可電圧を 0 にすることによってパルスの取出しをする場合；(b)：1/2 波長電圧でパルスの取出しをする場合

波長電圧を印可すると、Pockels Cell は配置によるスタティックな 1/4 波長板の働きに加えて電気光学効果による 1/4 波長板の効果も生じ、全体として 1/2 波長板と同等になる。光の偏光は Pockels Cell を往復する事によって変化しないので 1/4 波長電圧が印可されている間は T.F.P.2 に反射されずに共振器中を往復し、増幅が行われる。増幅されたパルスが T.F.P.2 より左側にある間に印可電圧を 0 に戻してやれば、Pockels Cell は再び 1/4 波長板と同等になりパルス光は T.F.P.2 に反射され共振器の外に取り出される仕組みである。

この方式では、種光の注入前の自己発振を抑制できるのみならず、印可電圧の発生回路についても、高電圧パルスを 2 回（パルス光列の間隔よりもパルス幅が狭くなくてはいけない）発生させるよりも容易である。むしろ印可電圧の立ち上がり立ち下がりパルス光列の間隔よりも短くなければならないので、高速の高電圧スイッチングを行う必要がある。高速の電気パルスの伝導は通常 50 Ω でインピーダ

ンス整合をとって行われるが、BadoらはPockels Cellを小容量のコンデンサーとみなし、大きな容量のコンデンサーからの電荷移行回路によって図3.5(b)のような電圧波形で高繰返し動作を実現した[52]。回路の概念図を図3.6に示す。電荷移行の制御には高電圧高周波増幅用の真空管、トライオードを用い

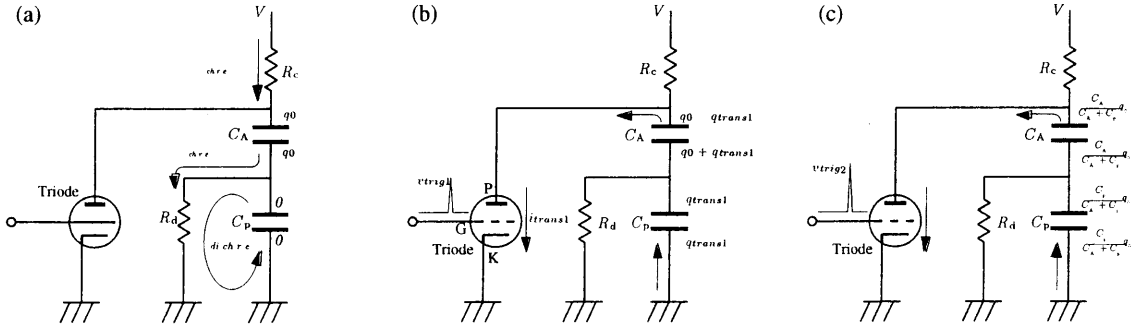


図 3.6: Pockels Cell のドライブ回路の概念図；トライオードを用いた容量移行回路

ているので、高速のトリガーパルスを用意してやれば、この電圧波形 $v_{trig}(t)$ の時間積分に比例して移行電荷 q_{trans} が決まる。すなわち h を増幅アドミッタンスとして

$$q_{trans} = \int dt i_{trans}(t) = \int dt h \cdot v_{trig}(t) \quad (3.5)$$

である。待機状態の時(図3.6(a)) C_p (Pockels Cell) は R_d を通じて導通しており両端の電位差は0である。また、 C_A は ($C_A \gg C_p$) は R_c 、 R_d を通じて充電され、電位差は電源電圧 V に等しい。

パルス注入のための最初のトリガーパルス $v_{trig1}(t)$ がトライオードのグリッドに入力されると、式(3.5)に従ってパルス電流が流れ、 C_p 上端の電位は $-q_{trans1}/C_p = -\int dt h \cdot v_{trig1}(t)/C_p$ になる。この時電圧の立ち上がりはトリガーのパルス幅に比例するので、トリガー電圧のパルス幅はパルス光列の間隔($\sim 10\text{ns}$)より短く無ければならない。また、 q_{trans1}/C_p を丁度 $1/4$ 波長電圧とするためにトリガー電圧の調整が必要になる。 C_p に蓄えられた電荷は R_d によって放電され始めるが、放電の時定数 $R_d C_p$ をパルス注入からパルスの取出しまでの時間より十分長く設定しておけば、この間の端子電圧はほぼ一定とみなせる(図3.6(b))。

パルスの取出しのためには2番目のトリガーパルス $v_{trig2}(t)$ を十分大きな波高値で入力してやる。このとき C_A 、 C_p の接地側の電位が等しくなる所まで電荷の移動が起こるので、 C_p 上端の電位は $V_{pfinal} = -V/(1 + C_p/C_A)$ となり $C_A \gg C_p$ を満たしていればほぼ電源電圧に等しい所まで電位差をつけることができる(図3.6(c))。従って電源電圧は $1/2$ 波長電圧より僅かに大きい値に調整できれば良い。この後次の注入のトリガーが入るまでの間に、 C_p は R_d を通じて放電され、 C_A は R_c 、 R_d を通じて充電され待機状態、図3.6(a)に再び戻るといのが一連の回路動作である。

以上、参考文献[52]に従って、トライオードを用いたドライバー回路で図3.5(b)の印可電圧の発生方法を概観したが、図3.5(a)の形の印可電圧を発生させるドライバー回路も半導体の高電圧スイッチ素子を用いて開発されている[53]。トライオードを用いた場合、 1kHz のくり返しでも冷却は気中への放熱で十分であり、放熱器の水冷によって 10kHz の動作も可能である[54]。しかしながら、いずれの場合も超短パルスの増幅に欠かせない高帯域のスペクトルの増幅には不利な点があり、さらに印可電圧の改善が必要になってくる。この点については第4章でもう一度触れる。

3.3.4 増幅の概観

本研究における再生増幅器の特性についての実験結果は、§6.1、§6.2、及び§6.3で述べる。また共振器設計については熱レンズの効果を含めて第5章で議論する。ここでは式(3.1)、式(3.2)に基づいて、再生増幅器で得られるパルスエネルギーについて予測してみよう[42]。

増幅がまだ行われていない状態では、式 (3.2) における蓄積フルーエンス $J_{\text{sto}}^{(0)}$ は励起フルーエンスを J_{pump} とすると

$$J_{\text{sto}}^{(0)} = \eta J_{\text{pump}} \frac{\lambda_{\text{pump}}}{\lambda_0} \quad (3.6)$$

である。ここで λ_{pump} 、 λ_0 はそれぞれ励起光と被増幅光の波長、また η は励起光から蓄積へのカップリングの効率を表す。パルスが利得媒質を通る度に蓄積フルーエンスは $(J_{\text{out}} - J_{\text{in}})$ だけ減っていくから、 n 回通過後の蓄積エネルギー $J_{\text{sto}}^{(n)} = J_{\text{sto}}^{(0)} - (J_{\text{out}}^{(n)} - J_{\text{in}}^{(n)})$ によって $n+1$ 回目の出力フルーエンス $J_{\text{out}}^{(n+1)}$ が決まる。 $n+1$ 回目の増幅に対する入力フルーエンス $J_{\text{in}}^{(n+1)}$ は共振器の片道の透過効率を R_f とすれば $R_f \cdot J_{\text{in}}^{(n)}$ で与えられるから、結局

$$J_{\text{out}}^{(n+1)} = J_{\text{sat}} \ln \left[1 + G^{(n)} \left\{ \exp \left(J_{\text{in}}^{(n+1)} / J_{\text{sat}} \right) - 1 \right\} \right] \quad (3.7)$$

ここで

$$G^{(n)} = \exp \left(J_{\text{sto}}^{(n)} / J_{\text{sat}} \right) \quad (3.8)$$

$$J_{\text{in}}^{(n+1)} = R_f \cdot J_{\text{out}}^{(n)} \quad (3.9)$$

$$J_{\text{sto}}^{(n)} = J_{\text{sto}}^{(0)} - (J_{\text{out}}^{(n)} - J_{\text{in}}^{(n)}) \quad (3.10)$$

となる。

実際の増幅器に於てはビーム強度の空間的な分布を考慮して、各点でのフルーエンスについて上式を適用してパルスエネルギーを計算する必要がある。再生増幅器は共振器構造になっているので、励起強度分布及び被増幅光の強度分布は Gaussian と仮定する。この際被増幅光の強度分布の幅 w_0 ($1/e^2$ 半幅) は、共振器構造に依存した不変量であると考え、増幅毎に生ずる被増幅光の強度分布の変化を、 $1/e^2$ 半幅 w_a で評価する。すなわち $n+1$ 番目の増幅に対する入力エネルギー $E_{\text{in}}^{(n+1)}$ は

$$E_{\text{in}}^{(n+1)} = \left(\frac{w_a}{w_0} \right)^{\pm 2} \iint dx dy R_f \cdot J_{\text{out}}^{(n)}(x, y) \quad (3.11)$$

で与えられると仮定し、空間分布は幅 w_0 の Gaussian に再生されて入力されるものとする。ここで±の符号は $w_0 > w_a$ なら +、そうで無い時は - とし、空間分布の変化が必ず損失として働く様に決める。

以上のモデルで数値計算を行った結果を図 3.7 に示す。飽和フルーエンスは Ti:sapphire の値 0.82 J/cm^2

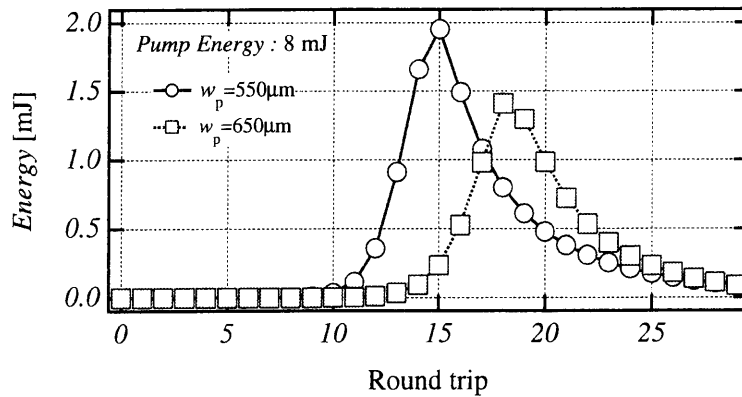


図 3.7: 再生増幅によるパルスエネルギーの増加。縦軸はパルスエネルギー、横軸は共振器の往復回数を示す。 w_p は励起ビームの $1/e^2$ 半幅。計算の詳細については本文参照。

を用い、波長は 800 nm とした。励起は Nd:YAG または Nd:YLF レーザーの 2 倍波を想定して 532 nm 、励起エネルギーは繰返し 1 kHz の市販のレーザーで得られる典型的な値に近い 8 mJ とした。その他細かいパラメーターは、入射エネルギー $E_{\text{in}}^0 = 10 \text{ pJ}$ 、 $w_0 = 500 \mu\text{m}$ 、 $R_f = 0.95$ 、 $\eta = 0.85$ とした。丸及び四

角形で示しているプロットは、励起のビーム径 w_p の違いを表している。励起のピークフルーエンスはそれぞれ約 1.7 J/cm^2 、 1.2 J/cm^2 、と Ti:sapphire の飽和フルーエンスと比較してそれ程大きい値ではないが、15~20 回の共振器の往復で 1mJ 以上のパルスエネルギーが期待できる事がこの計算から分る。

§3.4 Multi Pass Amplifier

§3.3 でも簡単に述べたように Ti:sapphire レーザーはマルチパス増幅法においても有効な利得媒質である。再生増幅器の場合 P. C. 等の透過オプティックスの AR コートの損傷が制限要因となり、大きなエネルギーを取り出す事が難しいので、 $\sim\text{mJ}$ を超えるパルスエネルギーからの増幅に於ては、マルチパス増幅器を用いるのが普通である。

励起レーザーのパルスエネルギーが数 100mJ を超えるような場合には図 3.8(a) のように平行ビームを単純に bow-tie 型に折り返した配置でマルチパスを組む場合が多い [47, 55]。この場合、数 mm 以上

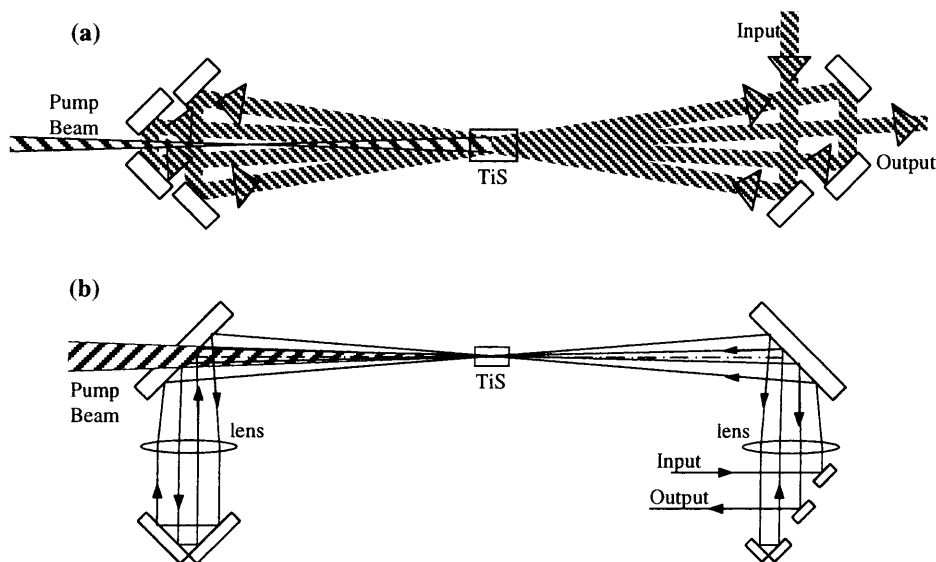


図 3.8: マルチパス増幅器の典型的な配置; (a):パルスエネルギーが大きい場合; (b):パルスエネルギーが小さい場合

のビーム径で十分な励起フルーエンスが得られ、平行ビームで長距離をビームが伝播しても回折広がりがほとんど無視できるので、このような配置が可能となる。一方、発振器出力から mJ レベルへの増幅にマルチパス増幅器を用いる場合は、比較的低エネルギーのパルスであるにもかかわらず、Ti:sapphire 内で高フルーエンスの状態が必要になるので、図 3.8(b) のようにレンズ（または同等な凹面鏡）の焦点に Ti:sapphire を置く confocal geometry を用いる。これらの中間にあたるエネルギーレベル（数 mJ ~ 数十 mJ ）のパルスへの増幅は回折広がりと伝播距離のバランスを考える必要があり、特に 1kHz 以上の高繰返し増幅器の場合、熱レンズが重要な役割を果たすようになるので、章を改めて（第 5 章）議論する事にする。

再生増幅器と同様、マルチパス増幅器で得られるパルスエネルギーも式 (3.7) をもとに予測することができる。図 3.9 は 14mJ の励起エネルギーにおけるマルチパス増幅の様子を計算したものである。入力エネルギーは 0.5mJ 、ビーム径は $480\mu\text{m}$ 、励起のビーム径は $450\mu\text{m}$ （フルーエンスは約 4.7J/cm^2 ）、 $R_f = 0.95$ 、 $\eta = 0.9$ とした。再生増幅器に比べて高フルーエンスの増幅を想定しているので、出力エネルギーは 3 パス目で既に 6mJ に達し、エネルギーの取り出し効率は 40% 近くになることが分かる。パス数が少ないため損失の効果が小さく、高効率の増幅が可能である事が予想され、実験でも同様の結果が得られた。これらの実験結果については §6.1 で報告する。

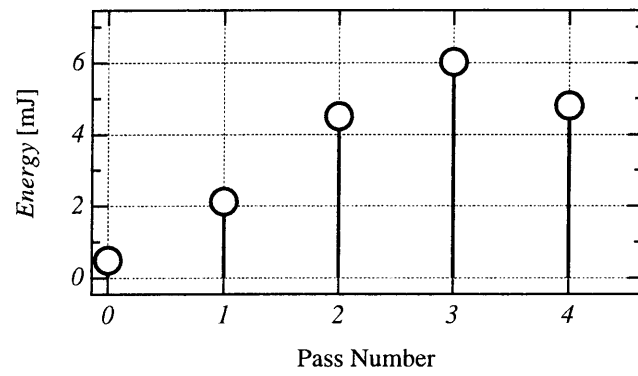


図 3.9: マルチパス増幅で得られるパルスエネルギー

第4章 スペクトルの制御と 分散補償

前章までに超短パルスの発生方法とパルス増幅の手法について述べてきたが、これらをただ組み合わせただけでは 20fs 領域の超短パルス増幅は実現しない。「増幅」に際して「超短パルス」に起因する固有の問題を解決しなければならないからである。

発振器と同様、増幅においてもスペクトルは必要なだけの帯域をもっていなければならないし、またシステムの最後でパルス圧縮を行うためには媒質の分散がコンプレッサーで補償できる形になっていなければならない。増幅システムが本来もっている性質はこれらの条件を阻む方向に働くため、増幅器及びパルスの分散制御が不可欠である。以下超短パルス増幅におけるこれらの問題点を議論し、その解決方法を示す。

§4.1 スペクトルの狭帯域化

4.1.1 Gain Narrowing

超短パルスの必要条件は高帯域のスペクトルを持つ事であるが、増幅が進むにつれてスペクトルの狭帯域化が起こる。Ti:sapphire の場合図 2.4 (b) から分かるように 800nm をピークに広いスペクトル領域で利得を持つが、増幅を繰り返す毎にこの利得プロファイルが掛け合わせられる事になるので、裾の部分の増幅率がピークと比較すると小さくなってしまふからである。マルチパス増幅のように高フルーエンスの増幅では、ピーク波長でのフルーエンスが飽和すればまだ飽和に達していない裾の部分の増幅が指数関数的に行われることが期待でき、これがスペクトルを広げる効果となるので、増幅器自身のスペクトル制御は特に行わなくても、20fs~30fs のパルス幅に必要なスペクトル幅のまま増幅を行うことができる。

これに対して再生増幅器の場合は低フルーエンスで小信号領域の増幅を数多く繰り返すため狭帯域化の効果の方が顕著で、利得飽和によるスペクトル広がり効果が見えなくなってしまう。利得飽和を無視して図 2.4 (b) から再生増幅器の利得プロファイルを計算したものが図 4.1(a) である。点線が図 2.4 (b) の利得プロファイル、実線が再生増幅器で予想される利得プロファイルである（往復回数を 20 と想定したので、点線を単純に 40 乗した）。この計算によれば利得プロファイルの半値全幅 (FWHM) は 33nm 程である。これに実験で得られたスペクトルを掛け合わせて得られるのが図 4.1(b) の実線で、半値全幅は 27nm と発振器のスペクトル幅 53nm の約半分にならなってしまうことが分かる。

4.1.2 ミラーの帯域

モード同期発振器に用いている高帯域の反射ミラー (CVI 社、TLM2 コーティング) は 800nm を中心として 99%以上の反射率を持つ波長域が 156nm (0° 入射の場合)¹あり、超短パルス発生には十分機能しているが、高強度のパルスレーザー光に対するコーティングの破壊閾値が $500\text{mJ}/\text{cm}^2$ と低いいため高エネルギーの増幅器に用いることが難しい。破壊閾値の高い ($10\text{J}/\text{cm}^2$) コーティング (CVI 社、TLM1 コーティング) では同定義の反射スペクトル幅は 88nm であり、まずまずの値であるが、再生増幅器中では反射の回数が多いためその特性は無視できなくなる。本実験の再生増幅器で用いている 0° ミラーの反射率を図 4.2 に示す。共振器を 20 往復すれば、ミラーによって 80 回反射される (4 ミラーの共振器の場合) ので、この反射特性を 80 回掛け合わせたカーブを鎖線で示した (ただし反射率の高い領域

¹CVI 社カタログによる値。TLM1 についても同様。

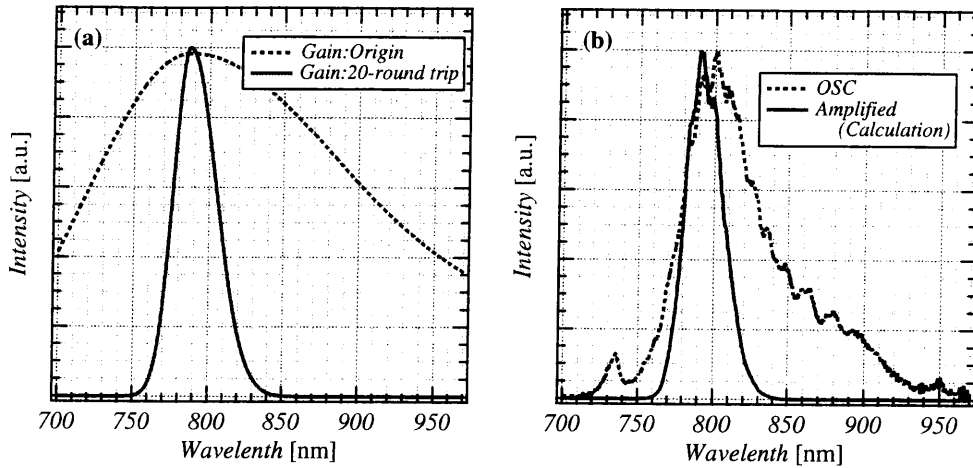


図 4.1: (a): Ti:sapphire の利得プロファイル (点線) と 20 往復した再生増幅器の利得プロファイル (実線)。 (b): 実験で得られた発振器のスペクトル (点線) と再生増幅後に予想されるスペクトル (実線)

は測定値の誤差が大きく影響するので、ピークの反射率が1となるよう再規格化している)。この図から分かる通り、スペクトルの裾の部分では反射の繰り返しによって大きな損失がある。ピークの80%以上の反射率をもつ領域は80nm 近くあるので、増幅スペクトルの半値へ影響は少ないが、スペクトル両端の急激なカットオフは裾の成分を狭帯域化させるので、パルス幅への影響は無視できない。

4.1.3 Pockels Cell によるフィルタリング

3.3.3 で説明した再生増幅器の手法及び Pockels Cell への駆動電圧の印可のやり方を検討してみると、増幅されるパルスが共振器を往復している間は片道に対して Pockels Cell は $1/2$ 波長板 (光軸のチルトによるスタティックな $1/4$ 波長分に電圧印可による $1/4$ 波長分を加えたもの) として働いている事になる。ただし、これはあくまで "中心波長に対して" の効果であり、スペクトルの端に対してはその限りでない。

Pockels Cell を往復した際の x' 方向、 y' 方向、(図 3.4 紙面および光軸に垂直な方向を y 、これに垂直で紙面内の方向を x とし、これら 2 軸にたいして光軸まわりに 45° 回転した軸) それぞれの偏光に対する相対的な位相差 $\Delta\phi$ を考えてみよう。スタティックな波長板としての位相差 $\Delta\phi_s$ は、中心波長を λ_0 、各方向に対する屈折率差を Δn_π 、Pockels Cell 結晶長を ℓ_{pc} 、とすれば、中心波長に対する位相差は往

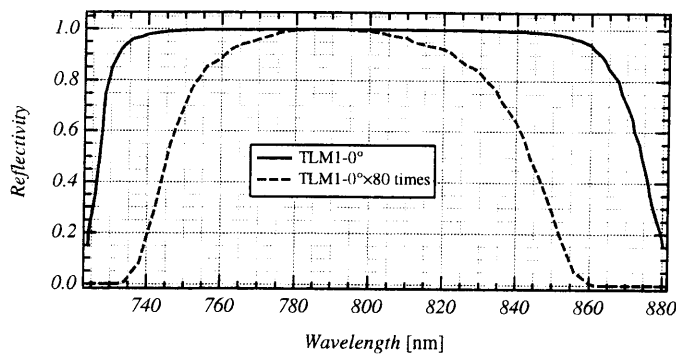


図 4.2: 0° ミラーの反射率。CVI 社の測定したスペックシートより転載 (実線)。鎖線はこれを 80 乗したものの。

復で丁度 π (及びそれに 2π の整数倍を足したもの) になるように配置するから、

$$\begin{aligned}\Delta\phi_s(\lambda_0) &= \Delta n(\lambda_0) \cdot 2\ell_{pc} \frac{2\pi}{\lambda_0} \\ &= 2\pi \left(\frac{1}{2} + m \right) \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)\end{aligned}\quad (4.1)$$

が成立しているはずである。 m は位相差の次数を表す。任意の波長 λ に対しては

$$\Delta\phi_s(\lambda) = \Delta n(\lambda) \cdot 2\ell_{pc} \frac{2\pi}{\lambda}$$

式 (4.1) を代入して、

$$= \frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta n(\lambda_0)} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot 2\pi \left(\frac{1}{2} + m \right) \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)\quad (4.2)$$

という波長依存性になる。簡単のため $\Delta n(\lambda) \simeq \Delta n(\lambda_0)$ と近似 (λ_0/λ より変化は少ない) してやれば、

$$\Delta\phi_s(\lambda) \simeq \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot 2\pi \left(\frac{1}{2} + m \right) \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)\quad (4.3)$$

である。同様に電気光学効果による位相差 $\Delta\phi_v(\lambda)$ は $\frac{\lambda_0}{\lambda}\pi$ で与えられるから、全体の位相差は

$$\Delta\phi(\lambda) = \Delta\phi_s(\lambda) + \Delta\phi_v(\lambda) = 2\pi(m+1) \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)\quad (4.4)$$

である。

共振器中の偏光子によって p-偏光 (図 3.4 紙面内) のみが透過するので、1 往復での透過率 $T_1^{pc} = \cos^2\{\Delta\phi(\lambda)/2\}$ は $m = 0$ の最低次で図 4.3 のようになる²。1 往復の透過率は殆どフラットな特性に見

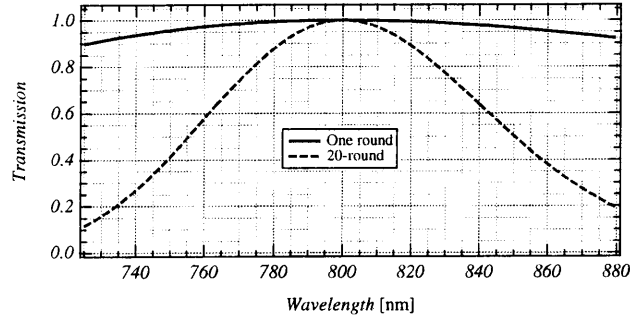


図 4.3: Pockels Cell による波長のフィルタリング。

えるが (実線)、これを 20 往復繰り返した後 (鎖線) を見てみると約 90nm の幅が半値となり、増幅スペクトルの幅をかなり大きく狭める可能性がある。

この問題を解決するためには、増幅の間は偏光の位相差を 0 にする事が必要であり、これはすなわち (1) Pockels Cell の光軸をビーム方向と平行にしてスタティックな波長板の効果を使わない; (2) 増幅中に Pockels Cell に電圧を印可しない; という 2 つの条件を満たさねばならない事を意味する。

そこで、本研究に用いている Pockels Cell 駆動系 (§6.1, §6.2) は図 4.4 に示す印可電圧波形のもの (Medox DR-85 custom) を用いた。Pockels Cell は光軸をビーム方向と平行に配置し、Injection 前の約 $1\mu s$ の間 $1/4$ 波長電圧の Pre-Bias を加えて共振器の自己発振を抑制すると同時に、増幅するパルス光を共振器中に 1 往復させる。この電圧の立ち上がりは Injection と関係ないので緩やかなスロープ ($t_r \sim 100ns$)

² $m = -1$ とすれば、すべての波長で位相差 0 の条件が満たされる。しかし実際の Pockels Cell の配置に於いて $m = -1$ の角度を見いだすのは簡単ではない。またこの場合でも式 (4.3) で無視した屈折率分散の影響と、電気光学定数の波長依存性が問題になる。

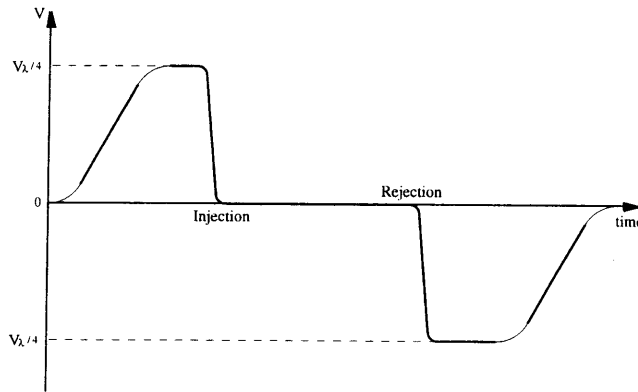


図 4.4: 改善された Pockels Cell への印可電圧波形

でかまわない。これを急激に（パルス光列の間隔以下の時間）に 0V とする事によって、パルス光を共振器中に閉じこめ、増幅が飽和した時に再び $1/4$ 波長電圧をかけて光パルスを共振器の外に取り出す。

この方式ならば、増幅中のスペクトルに対するフィルタリングは無く、広帯域の増幅に適している。ただしその分駆動回路は複雑になり、高電圧のスイッチング素子も Pre-Bias 用、Injection 用、Rejection 用と 3 つ必要になっている。なお、この回路の詳しい原理は公開されていない。

§4.2 狭帯域化を防ぐ手法

§4.1 で見た通り、様々な要因によって増幅パルスのスペクトル幅は狭くなろうとするので、これを補って超短パルスに必要なスペクトル幅を確保する工夫が必要になる。特に再生増幅器においてスペクトルの狭帯域化が著しいので、以下に再生増幅器におけるスペクトル制御の手法を説明する。

4.2.1 種光のスペクトルによる制御

利得のピーク波長の増幅が顕著ならば、その成分を予め減らしておけば、増幅後のスペクトルの幅は広がるはずである。そこで発振器のスペクトルを整形しておいてから増幅する方法が考案された [56]。CPA のストレッチャーでは空間的な色分散を時間的な分散に変換しているので、空間的に分散している場所に（例えば図 4.16 の凹面鏡の前）ビームの一部をカットするマスクを挿入すれば、スペクトルの形をかえる事ができる。Barty らの CPA システムではマスクとして円形のカードを用い、35fs のパルス幅を増幅後に得ている [56]。

しかしながら、この手法では種光の多くの部分をカットしなければ十分なスペクトル幅が得られず、発振器出力が小さい場合には ASE 光の増加が懸念される。また $10^6 \sim 10^8$ の増幅率に対して種光を制御しなければならないため、マスクの位置や形状の変化に対する増幅スペクトルの変型の度合いが大きく、安定したスペクトル形を得にくい。本研究で得られた種光のスペクトルに対して、793nm の成分を 97% まで覆い隠す幅 90nm の Gauss 型マスクを挿入した時の増幅スペクトルを計算した結果を図 4.5 に示す。再生増幅器中を 20 往復した場合を想定して、利得のプロファイルを 40 乗したものに、図 4.2 に示すミラーの反射率の波長依存性を掛け合わせたものをネットの利得プロファイルとした。これに図中鎖線のスペクトルを掛けたものが実線で表される増幅スペクトルである。

この場合、増幅に主に寄与している 750nm から 850nm の領域の成分の内約 80% が失われるが、これとようやく 50nm の半値全幅をもつ増幅スペクトルが得られる結果となった。また、実際のスペクトル整形はビームの一部をブロックして行うため、ディップの深さを 97% にまでするためには、精度良くマスクの位置を決めてやる必要がある。

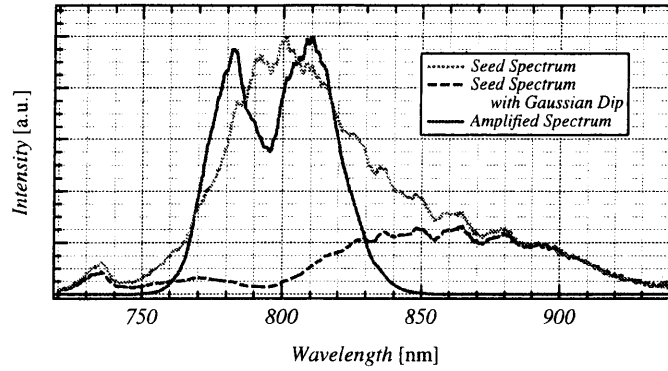


図 4.5: 種光のスペクトル整形による増幅スペクトルの制御。点線：種光のスペクトル、鎖線：マスクをかけた種光のスペクトル、実線：増幅スペクトル

4.2.2 再生パルス成形

種光でのスペクトル整形は、増幅率全体に対してインプットの変化を行おうとしているため、高ダイナミックレンジの制御が要求されるが、再生増幅器の場合、1往復の利得はそれ程大きくないので、この1往復に対する僅かな利得の整形を行えば同様な効果が得られるはずである [57]。簡単な式で考えてみよう。1パスあたりの利得倍率を $G(\lambda)$ 、再生増幅器の共振器1往復あたりの透過率を $T(\lambda)$ 、ミラーの反射率を $R(\lambda)$ とし、これに $I_{in}(\lambda)$ のスペクトルのパルスを入射したとすると、 n 往復した増幅後のパルスのスペクトル $I_{out}(\lambda)$ は

$$I_{out}(\lambda) = \{G^2(\lambda)R^4(\lambda)T(\lambda)\}^n \cdot I_{in}(\lambda) = \{G^2(\lambda)R^4(\lambda)\}^n \cdot T^n(\lambda)I_{in}(\lambda) \quad (4.5)$$

である。第2式から分る通り、種光のスペクトルの制御は $T^n(\lambda)$ に相当し、これは1往復の透過率に対して指数関数的な形で整形を行わなければならない事を意味している。

このような考え方から、再生増幅器に波長依存の損失を挿入しスペクトル整形を行う手法が考案された [57]。以降この手法を参考文献 [57] に従って再生パルス整形 (Regenerative Pulse Shaping) と呼ぶ事にする。基本的な配置は図 4.6(a) に示す通りで、重要なのは波長依存の損失をどのようにして作り出

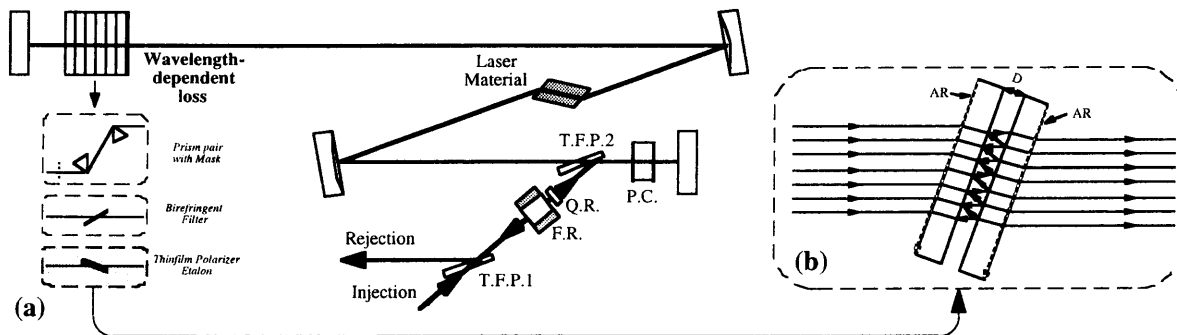


図 4.6: (a):再生パルス整形の基本配置。波長依存の損失を再生増幅器内に挿入する。(b):薄膜フィルム偏光子エタロン。入射角で反射率を調整できる。

すかという点にある。参考文献 [57] に於てはプリズム対でビームを分散させた位置に空間的なマスクを挿入する方法、複屈折フィルターを用いる方法、そして薄膜フィルム偏光子エタロンを用いる方法が試みられ、3番目の方法がスペクトル幅と安定性について最も良好な結果が得られたと報告されている。そこで、本研究においては3番目の方法を採用することとし、薄膜フィルム偏光子エタロンを用いた際に得られるスペクトルについて検討した。

薄膜フィルム偏光子エタロンの構造は図 4.6(b) に示す様に片面に反射防止のコーティングを施したガラス板2枚をコーティングの無い面を向かい合わせて平行に配置したものである。ノーコート面でのフ

レネル反射率 R は入射角 θ を Brewster 角よりも大きくすると 0 ~ 100% の間で変化するので入射角でエタロンのフィネスを調節できる。図 4.7(a) にガラスの屈折率を 1.52 とした場合の反射率の計算値を示す。これを見ると、 $R = 10\%$ 付近での角度変化に対する反射の変化率は約 $2[\%/度]$ であり、入射角の精

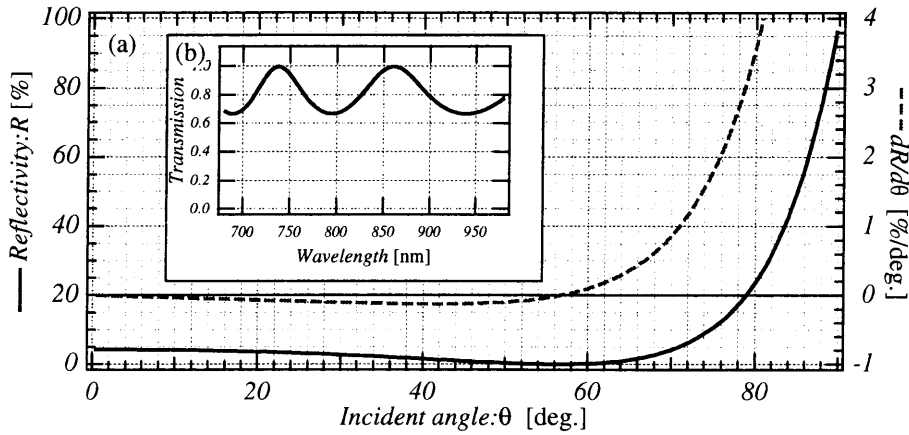


図 4.7: (a):フレネル反射の入射角依存性 (実線) と反射の変化率 (鎖線)。(b):薄膜フィルム偏光子エタロンの透過特性。

度が $1/2$ 度もあれば 1% 単位での調整が可能となる事が分る。また、エタロンの透過率 T_{ET} は、ガラス板の間隔を D ($\ell \equiv D/\cos\theta$)、 $T \equiv 1 - R - \delta_{loss}$ (δ_{loss} は散乱等による損失)、 k を波数として

$$T_{ET} = T^2 / \left\{ (1 - R)^2 + 4R \sin^2(k\ell) \right\} \quad (4.6)$$

で与えられるので、 D (すなわち ℓ) を制御してやればフリースペクトラルレンジ (FSR) を任意に選べる。従って、この薄膜フィルム偏光子エタロンに於ては θ 、 D の変化によってエタロンのパラメータを自由に調節できるという特徴がある事が分る。図 4.7(b) に薄膜フィルム偏光子エタロンの透過率の一例を示す。この計算例では $R = 10\% \Leftrightarrow \theta = 74.7^\circ$ 、 $\ell = 3.228\lambda_0 \Leftrightarrow D = 0.8518\lambda_0$ 、 $\delta_{loss} = 0.002$ とした。透過率曲線のモジュレーションの深さ M_d を

$$M_d \equiv (T_{ET}^{max} - T_{ET}^{min}) / T_{ET}^{max} = 1 - \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right)^2 \quad (4.7)$$

と定義すれば、この時の M_d は約 33% である。増幅に寄与する波長域に限ってみると、透過の最小は 794.6nm 、最大は 737.8nm と 860.8nm にあるので、FSR はこの部分の波長換算で 130nm に及ぶ。この計算結果を式 (4.5) に従って種光のスペクトルに適用したものが図 4.8(a) の実線である。利得のプロファイル及びミラーの反射率については図 4.1 及び図 4.2 の値を用いた。図中の鎖線及び一点鎖線から分る通り、エタロンの透過曲線は丁度 Ti:sapphire の利得プロファイルを相殺する形になっているので、広帯域での増幅が期待できる。計算結果を見てみると、増幅スペクトルの半値全幅は 79nm に達して、種光のスペクトル整形の場合の計算結果よりも 20nm 近く広いスペクトル幅が得られる事が予想された。

本研究に於て開発された高繰返しの Ti:sapphire レーザーシステムで得られたスペクトル (§6.2) とこの計算結果を比較したものが図 4.9 である。実験結果と計算結果はよく一致しており、再生パルス整形の有効性が確認された。

§4.3 分散の制御

§2.2 で見たように、超短パルス増幅のための種光はモード同期発振器によって作りだされる。この時得られるパルス光列は、文字通りスペクトルの”モードが同期したパルス光”即ち、各モードの位相が秩序だって重ねあわされた状態にあり、スペクトル幅が十分に確保できていさえすれば、増幅後も超短パル

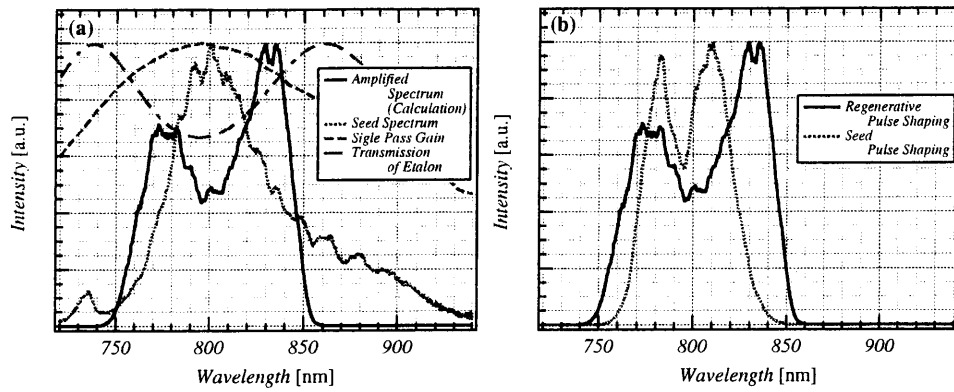


図 4.8: (a): 実線:再生パルス整形によって得られるスペクトルの計算例、点線:種光のスペクトル、鎖線:利得プロファイル、一点鎖線:エタロンの透過曲線。(b): 実線:(a)の実線と同じ、点線:種光のスペクトル整形で計算された増幅スペクトル

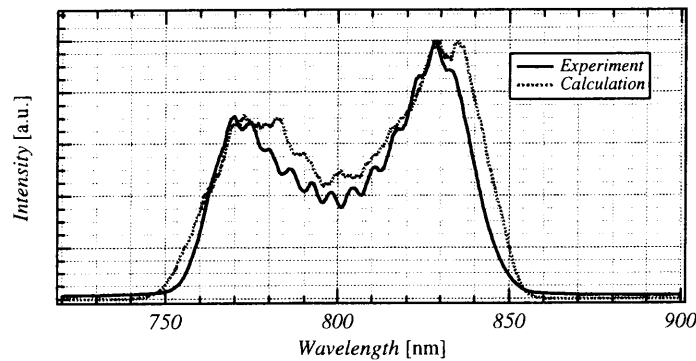


図 4.9: 再生パルス整形の計算と実験の比較。実線:実験結果、点線:計算結果

スになるはずである。しかし実際の増幅システムにおける被増幅光は、光パルスの位相秩序を変化させる光学系を数多く通過するため、増幅を経ただけでは超短パルス光を得る事ができない。むしろ用いる光学系は位相秩序を変化させるとは言うものの、空間及び時間コヒーレンスを消滅させるような乱雑なものではなく、系によって一意に決まる“分散”という形で光の通過に寄与するものである。計算や計測によってその度合いを求め、これを取り除く分散補償の方法を模索する事は可能である。特にCPAは大きな分散をわざと種光に与えて大幅にパルス光を伸ばし(パルス伸延器、Stretcher)、増幅後にこの分散を取り除く(パルス圧縮器、Compressor)という手法であるため、系の分散の大部分をこの2つのステージが占める事になり、これらの分散の解析が大変重要になる。また再生増幅器では、Ti:sapphire、Pockels Cell、薄膜フィルム偏光子などの分散媒質を光パルスが数多く通過し、20fs領域に於ては無視できない影響をパルス光に与えるため、これをいかにして取り除くかが大きな課題となる。

以下のサブセクションでは分散がパルスに与える影響を概観した後、Stretcher、Compressorの分散に対する基本的な考え方、システム全体の分散についての考察を経て、本研究に於て開発された再生増幅器中プリズム対と回折格子による組み合わせ型の手法を中心に、これらを如何にしてコントロールするかを述べる。

4.3.1 パルス光と分散; 基本事項

個々の光学系の分散を議論する前に、一般に分散がパルス光にどのような影響を与えるかを述べる。光電場は z 軸方向に進行するパルス状の振幅を持つ平面波とし、その複素振幅 $E(t; z)$ が

$$E(t; z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{E}(\omega) e^{i\{\omega t - k(\omega)z\}} \quad (4.8)$$

で与えられるものとする。真空中では (光速を c として) $k(\omega) = \omega/c$ だから $E(t; z) = E(t - z/c; 0)$ であり、パルスは形を変型せずに光速で伝播する。

パルス光であるので、その Fourier 成分 (角周波数成分) の大きさ $|\tilde{E}(\omega)|$ はある正角周波数 ω_0 を中心に $\Delta\omega$ 程度の幅で分布していると考えられる。このとき伝播に起因する Fourier 成分の位相項 $\phi(\omega) \equiv k(\omega)z$ が ω_0 を中心に Taylor 展開可能であるとする。すなわち

$$\begin{aligned} k(\omega)z &= \phi(\omega) \\ &= \phi_0 + \dot{\phi}_0(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!}\dddot{\phi}_0(\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (4.9)$$

である。ここで、

$$\dot{\phi}_0 = \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad \ddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad \dddot{\phi}_0 = \left. \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0}, \dots \quad (4.10)$$

と定義した。積分変数を $\omega' = \omega - \omega_0$ と置き換えて後、再び $\omega' \rightarrow \omega$ としてやれば、式 (4.8) は

$$E(t; z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) e^{i\omega\{t - \tau(\omega)\}} e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} \quad (4.11)$$

となる。ここで、

$$\tau(\omega) \equiv \phi_0 + \frac{1}{2!}\ddot{\phi}_0\omega + \frac{1}{3!}\ddot{\phi}_0\omega^2 + \dots \quad (4.12)$$

$$\tilde{A}_{\omega_0}(\omega) \equiv \tilde{E}(\omega + \omega_0) \quad (4.13)$$

と定義した。

$\tilde{A}_{\omega_0}(\omega)$ は大きさのピークを $\omega \simeq 0$ に持つので、積分中の ω の値は、だいたい $\Delta\omega$ 程度の大きさで押さえる事ができる。従って、 $\Delta\omega$ があまり大きく無くなく $\dot{\phi}_0 \ll \ddot{\phi}_0\Delta\omega$ 等が成立している時は式 (4.12) 右辺の ω の冪乗に比例する項は無視できて、

$$\begin{aligned} E(t; z) &\simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) e^{i\omega(t - \tau_0)} e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} \\ &= E(t - \tau_0, 0) \end{aligned} \quad (4.14)$$

という近似式が得られる。この場合もパルス波形は変化しないが、 $\tau_0 \equiv \tau(0) = \dot{\phi}_0 = k_0 z$ なので

$$v_g(\omega_0) = \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}^{-1} \quad (4.15)$$

で定義される群速度 $v_g(\omega_0)$ でパルスの包絡線が進行する事になる。包絡線中の振動の位相そのものは積分の外にある $e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} = e^{i\omega_0\{t - (k_{\omega_0}/\omega_0)z\}}$ の指数部分であるから、位相の進行速度 (位相速度) $v_p(\omega_0)$ は $\{k(\omega_0)/\omega_0\}^{-1}$ で与えられ、一般には $v_g(\omega_0)$ と一致しない。従って包絡線内での振動は固定した位相ではなく、包絡線内を移動して行く。この事実はパルスの伝播そのものによるパルス広がりを意味するものではないが、非線形結晶中の波長変換においては変換後のパルス幅に対して重要な効果をもたらす (§6.3 参照)。

次に式 (4.12) の $\tau(\omega)$ について $\ddot{\phi}_0$ (2 次の分散) が著しく大きく ($|\ddot{\phi}_0|\Delta\omega^2 \gg 1$)、それ以降の項が無視できる場合を考えてみよう。この時式 (4.11) は

$$\begin{aligned} E(t; z) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i\left(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0}\right)} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty d\omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i\left(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0}\right)} \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty d\omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(-\omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i\left(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0}\right)} \end{aligned} \quad (4.16)$$

と書ける。ただし、

$$T \equiv t - \tau_0 \quad (4.17)$$

である。

まず、 $\ddot{\phi}_0 < 0$ の場合について考える。第一項の被積分関数を複素数 Ω 上に拡張して Ω 平面上の積分経路 $C_{\Omega+}$ を図 4.10(a) のようにとる。 $C_{\Omega+}$ は実軸 $\Re\{\Omega\}$ 上、原点から Ω_0 までの直線 C_1 と Ω_0 から角度

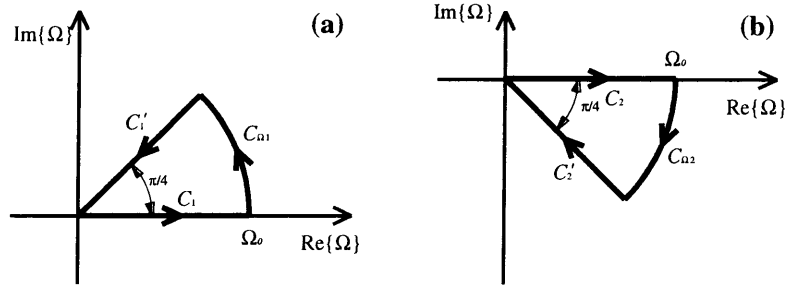


図 4.10: Ω 平面上の積分経路

$\pi/4$ の円弧 C_{Ω_1} 、そして C_{Ω_1} の端点から原点に戻る直線 C'_1 の 3 つの部分に分けられる。 $\tilde{A}_{\omega_0}(\Omega + T/\ddot{\phi}_0)$ が $C_{\Omega+}$ で囲む平面内に極を持たないとすれば

$$\begin{aligned} 0 &= \int_{C_{\Omega+}} d\Omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\Omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\Omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) \\ &= \int_{C_1} d\Omega \dots + \int_{C_{\Omega_1}} d\Omega \dots + \int_{C'_1} d\Omega \dots \end{aligned} \quad (4.18)$$

である。 C_{Ω_1} での積分の大きさは

$$\begin{aligned} \left| \int_{C_{\Omega_1}} d\Omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\Omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\Omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) \right| &= \left| i \int_0^{\pi/4} d\theta e^{i\theta} \Omega_0 e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\Omega_0^2 e^{2i\theta}} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\Omega_0 e^{i\theta} + T/\ddot{\phi}_0 \right) \right| \\ &< \int_0^{\pi/4} d\theta \Omega_0 e^{\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\Omega_0^2 \sin(2\theta)} \left| \tilde{A}_{\omega_0} \left(\Omega_0 e^{i\theta} + T/\ddot{\phi}_0 \right) \right| \end{aligned} \quad (4.19)$$

という形で上限が押さえられているが、 $\ddot{\phi}_0 < 0$ かつ $0 < \theta < \pi/4$ に於て $\sin(2\theta) > 0$ であるので式 (4.19) の右辺は $\Omega_0 \rightarrow \infty$ の時 0 と考えられる³。

C'_1 上の積分は $\Omega = \omega e^{i\pi/4}$ として ω の積分範囲を Ω_0 から 0 とすれば良いので、式 (4.18) を $\Omega_0 \rightarrow \infty$ に於て適用すれば結局、

$$\int_0^\infty d\omega e^{-i\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega + T/\ddot{\phi}_0 \right) = \int_0^\infty d\omega e^{\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega e^{i\pi/4} + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i\pi/4} \quad (4.20)$$

³ $\left| \tilde{A}_{\omega_0} \left(\Omega_0 e^{i\theta} + T/\ddot{\phi}_0 \right) \right|_{\Omega_0}$ に対する発散の度合いは Gaussian よりも少ない事が予想される。例えば \tilde{A}_{ω_0} が Gaussian ならば十分にこの条件は満たされる

が成立する。式 (4.16) 第 2 式についても同じ積分経路 $C_{\Omega+}$ をとってやれば同様な結果が得られるので、積分範囲を $-\infty$ から ∞ としても式 (4.20) は成立する事になる。

$\ddot{\phi}_0 > 0$ の場合は図 4.10(b) のように Ω 平面上の第 4 象限に積分路 $C_{\Omega-}$ をとってやれば $\ddot{\phi}_0 < 0$ の場合と同じ議論が成り立つ。従って式 (4.16) から $E(t; z)$ は

$$E(t; z) = \begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega e^{-i\pi/4} + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0} - \frac{\pi}{4})} \quad (\ddot{\phi}_0 > 0 \text{ の時}) \\ & \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{\frac{\ddot{\phi}_0}{2}\omega^2} \tilde{A}_{\omega_0} \left(\omega e^{i\pi/4} + T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0} + \frac{\pi}{4})} \quad (\ddot{\phi}_0 < 0 \text{ の時}) \end{aligned} \quad (4.21)$$

となる。 $|\ddot{\phi}_0| \Delta \omega^2 \gg 1$ の場合を考えているので、 $e^{-\frac{|\ddot{\phi}_0|}{2}\omega^2}$ の幅は $|\tilde{A}_{\omega_0}(\omega e^{\mp i\pi/4} + T/\ddot{\phi}_0)|$ の幅より十分狭い。よって積分に寄与するのは $\omega \simeq 0$ であると考えて、 $e^{-\frac{|\ddot{\phi}_0|}{2}\omega^2} \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{|\ddot{\phi}_0|}} \delta(\omega)$ と近似してやれば、式 (4.21) の積分が実行できて

$$E(t; z) \simeq \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{|\ddot{\phi}_0|}} \tilde{A}_{\omega_0} \left(T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0} - \frac{\pi}{4})} & (\ddot{\phi}_0 > 0 \text{ の時}) \\ \frac{1}{\sqrt{|\ddot{\phi}_0|}} \tilde{A}_{\omega_0} \left(T/\ddot{\phi}_0 \right) e^{i(\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0} + \frac{\pi}{4})} & (\ddot{\phi}_0 < 0 \text{ の時}) \end{cases} \quad (4.22)$$

という結果が得られる。式 (4.22) から時間領域での位相 $\Phi(t)$ は、 $\omega_0 t - \phi_0 + \frac{T^2}{2\ddot{\phi}_0} \mp \frac{\pi}{4}$ で与えられる事が分るから、時刻 t での瞬間周波数 $\omega(t)$ は $\ddot{\phi}_0$ の符号に関係なく、

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \frac{d\Phi(t)}{dt} \\ &= \omega_0 + \frac{1}{\ddot{\phi}_0} \cdot (t - \tau_0) \end{aligned} \quad (4.23)$$

すなわち、包絡線が位置 z にたどり着く時刻 $\tau_0 = z/v_g(\omega_0)$ を原点として、角周波数は ω_0 を中心に時刻に比例して変化する (線形のチャープ)。 $\ddot{\phi}_0 > 0$ の時角周波数は時刻の遅い方が大きくなる (短波長成分の到着が遅れる) のでこれを正の分散と定義し、逆を負の分散とする。

一方、式 (4.22) で方絡線関数に注目すると、電場強度 $I(t; z) = \frac{\varepsilon}{2} |E(t; z)|^2$ (ε は誘電率) は

$$I(t; z) = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \frac{1}{|\ddot{\phi}_0|} \left| \tilde{A}_{\omega_0} \left(\{t - z/v_g(\omega_0)\} / \ddot{\phi}_0 \right) \right|^2 \quad (4.24)$$

であるから、パワースペクトラムの形がそのまま時間波形に反映される。 $\ddot{\phi}_0$ の符号によって時間順序は異なるが、スペクトルにおける角周波数における幅 $\delta\omega$ は、時間領域での幅を δT とすると、

$$\delta T = \delta\omega \cdot \ddot{\phi}_0 \quad (4.25)$$

という対応関係にあるから、 $\delta\omega$ 及び $\ddot{\phi}_0$ が大きい程、伝播後のパルス幅は大きくなる。

以上、2 次の分散の影響についての説明を、図 4.11 にまとめた。

なお、Gaussian の包絡線を持つパルス光の場合 (表 2.1 参照) は式 (4.16) の積分は直接実行できる。分散を受ける前の電場が $E_{\text{in}}(t; 0) = E_0 \exp\{-t^2/T_{\text{in}}^2\}$ (強度の半値全幅は $\delta t_{\text{in}}^{\text{FWHM}} = \sqrt{2 \ln 2} T_{\text{in}}$) で与えられる時、距離 z 進行後に受けた 2 次の分散が $\ddot{\phi}_0$ であったとすると、得られる電場 $E_{\text{out}}(t; z)$ は、

$$E_{\text{out}}(t; z) = \frac{E_0}{\sqrt{1 + i(2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2)}} \exp \left[-\frac{(t - z/v_{g0})^2}{T_{\text{in}}^2 \left\{ 1 + (2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2)^2 \right\}} \right] \exp \left[i \left\{ \omega_0 t - \phi_0 + \frac{(t - z/v_{g0})^2}{2\ddot{\phi}_0 \left\{ 1 + (T_{\text{in}}^2/2\ddot{\phi}_0)^2 \right\}} \right\} \right] \quad (4.26)$$

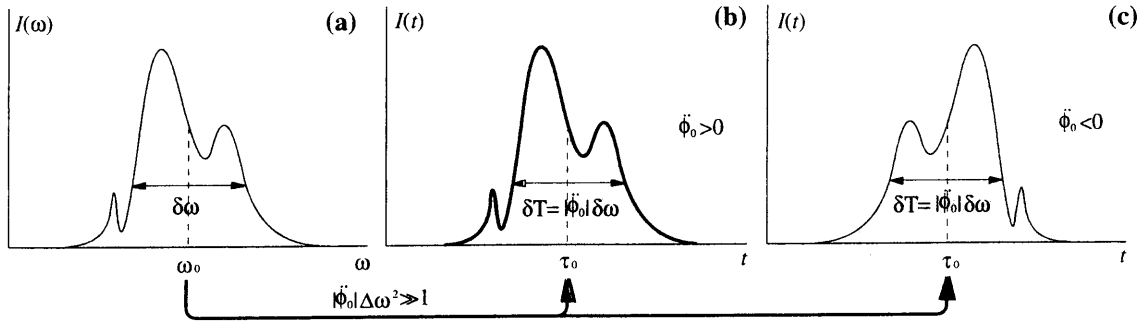


図 4.11: 十分に大きい 2 次の分散 ($\ddot{\phi}_0 \Delta \omega^2 \gg 1$) によって線形チャープを受けたパルス波形。(a): パワースペクトラム。(b): 正のチャープの場合。(c): 負のチャープの場合。

となるので、 $E_{\text{out}}(t; z)$ パルス幅 T_{out} は $T_{\text{out}} = T_{\text{in}} \sqrt{1 + (2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2)^2}$ で与えられる。強度の半値全幅の關係に直せば、

$$\delta t_{\text{H}}^{\text{out}} = \delta t_{\text{H}}^{\text{in}} \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{\ddot{\phi}_0}{\delta t_{\text{H}}^{\text{in}^2}}\right)^2} \quad (4.27)$$

である。

位相については

$$\begin{aligned} 1/\sqrt{1 + i \left(2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2\right)} &= \left\{1 + \left(2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2\right)^2\right\}^{-1/4} \\ &\exp \left[\mp i \text{Tan}^{-1} \left\{ \frac{\sqrt{1 + \left(2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2\right)^2} - 1}{\sqrt{1 + \left(2\ddot{\phi}_0/T_{\text{in}}^2\right)^2} + 1} \right\} \right] \end{aligned} \quad (4.28)$$

($\ddot{\phi}_0 > 0$ の時 - 符号。逆の時 + 符号)

であるから、 $|\ddot{\phi}_0|/T_{\text{in}}^2 \gg 1 \Leftrightarrow |\ddot{\phi}_0| \Delta \omega^2 \gg 1$ のとき、式 (4.26) の位相は近似式 (4.22) と一致する。

式 (4.26) 及び式 (4.27) は $\ddot{\phi}_0$ の大きさにかかわり無く成立するので、 $|\ddot{\phi}_0| \Delta \omega^2 \sim 1$ 程度の時のパルス幅の評価に用いる時に便利である。

以上、パルス幅を広げる要因となる最低次 (2 次) の分散の影響について述べたが、本研究では 20fs 程度のパルス幅を持つ極超短パルスを扱うためパルス形成に寄与するスペクトル幅 $\Delta \omega$ が広く、3 次以降の高次の分散の効果が無視できない。高次の分散の効果を簡単に見てみよう。 $\ddot{\phi}_0$ が 0 であり、かつ $\ddot{\phi}_0 \Delta \omega^3$ が十分小さく、 $\exp(-i\ddot{\phi}_0 \omega^3/3!) \simeq 1 - i\ddot{\phi}_0 \omega^3/3!$ と近似できる場合、式 (4.11) より

$$\begin{aligned} E(t; z) &\simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) e^{i\omega \left\{ (t-\tau_0) - i \frac{\ddot{\phi}_0}{3!} \omega^2 \right\}} e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} \\ &\simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) e^{i\omega(t-\tau_0)} e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} + \frac{\ddot{\phi}_0}{3!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) (i\omega)^3 e^{i\omega(t-\tau_0)} e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} \\ &= e^{i(\omega_0 t - \phi_0)} \left(1 + \frac{\ddot{\phi}_0}{3!} \frac{d^3}{dt^3} \right) A(t - \tau_0) \end{aligned} \quad (4.29)$$

となる。 $A(t)$ は

$$A(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \tilde{A}_{\omega_0}(\omega) e^{i\omega t} \quad (4.30)$$

で定義されるパルスの包絡線関数であり、この微分量がパルス波形に変化を付け加える形になっている事から、より急峻に変化するパルスに対して 3 次の分散 (Third Order Dispersion、TOD) の効果が大き

きい事がわかる。例えば Gaussian パルス $A(t) = A_0 e^{-(t/T)^2}$ の場合、TOD による付加項は

$$\frac{\ddot{\phi}_0}{3!} \frac{d^3}{dt^3} A(t) = -\frac{4}{3!} \frac{\ddot{\phi}_0}{T^3} \left\{ 2(t/T)^3 - 3(t/T) \right\} A(t) \quad (4.31)$$

となり、パルス幅の3乗に反比例して大きさが増える。Ti:sapphire レーザーの CPA システム開発の初期に於ては 100fs 程度のパルス幅が常識的な値であったが、これを本研究の場合の様に、20fs と 1/5 のまで縮めようとした場合、TOD は 100fs に於て許容できる値の 1/125 以下に抑えなければならない事がこの式から分る。以降の高次分散についても同様な考察が可能であり、パルス幅の減少に従って、加速度的に高次分散の制御が重要になってくる。本研究における具体的な分散制御の手法は、光線追跡による数値解析の結果と合わせて 4.3.5 で述べる。

4.3.2 Stretcher と Compressor

CPA に於て最も大きな分散を与える光学系は Stretcher と Compressor である。Stretcher は大きな正の分散によってパルス幅を 100ps 以上にまで伸延し、Compressor は逆向きの分散でパルスを再び 100fs 以下の超短パルスに圧縮する働きをする。以下にこれらの原理を説明する。Stretcher は Compressor の光線経路を反転させたものとして理解できるので、まず Compressor をとりあげる。

Compressor

Compressor の構造は 2 枚の回折格子を平行に向き合わせたもので、これに光パルスを図 4.12 のように通すことによって、負の分散を得る。短波長の光の経路の方が長波長側より短い事からこの系は負の分散を持つ事がわかる。分散量の具体的な値は次のようにして求まる。波長 λ_0 、角振動数 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ (c は

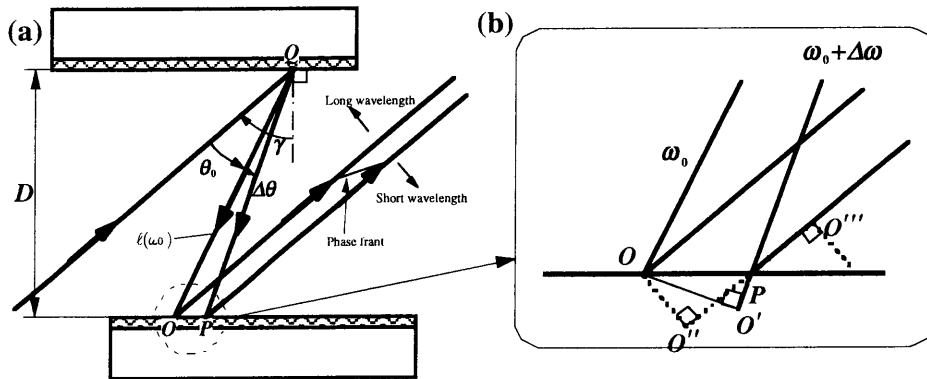


図 4.12: (a): Compressor の配置図。2 枚の Grating を平行に配置する。(b): 2 枚目の Grating 近くの拡大図。角振動数 ω_0 のビームの経路は $Q \leftarrow O$ である。角振動数 $\omega_0 + \Delta\omega$ のビームに対して O と同じ位相フロントを持つ位置は、等価的に O' である。

真空中の光速) のビームの経路が $Q \rightarrow O$ で与えられるとする。最初に回折された点 Q では ω の値に関係なく位相フロントは一致しているので経路の原点をここにとる。 ω_0 のビームが伝搬し位相フロントが位置 O にたどり着いた時、これに対して $\Delta\omega$ だけ角振動数がずれたビームの位相フロントがどの位置にあるかを考える。このビームの実際の経路は点 Q での回折の後、点 P を経て再び回折されるが、Fermat の原理により 位相フロント O に等価な位置は、直線 \overline{QP} 上で最も O に近い場所、即ち O から直線 \overline{QP} に下ろした垂線との交点 O' である (図 4.12b)⁴。従って、 ω_0 のビームの伝搬距離を $l(\omega_0) \equiv \overline{QO}$ と定義すれば、これと同じ位相フロントまでの $\omega_0 + \Delta\omega$ のビームの伝搬距離は $l(\omega_0 + \Delta\omega) \equiv \overline{QO'}$ で与えられる事になる。図 4.12a の様に ω_0 のビームに対する回折角を θ_0 とし両ビームの回折角の差を $\Delta\theta$ と

⁴実際の位相フロントの位置は回折光に垂線を下ろした交点 O'' を P を中心に折り返した点 O''' である。

すれば ($\omega_0 + \Delta\omega$ のビームに対する回折角を $\theta_0 + \Delta\theta$ とする)、幾何学的な関係から

$$\ell(\omega_0 + \Delta\omega) = \ell(\omega_0) \cos(\Delta\theta) \quad (4.32)$$

が成立する。右辺を $\Delta\theta$ について Taylor 展開すると $\cos(\Delta\theta) = 1 - (\Delta\theta)^2/2! + O((\Delta\theta)^4)$ であるから、回折角 θ の ω 依存性

$$\Delta\theta = \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \Delta\omega + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \right|_0 (\Delta\omega)^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3\theta}{d\omega^3} \right|_0 (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) \quad (4.33)$$

から $\cos(\Delta\theta)$ は

$$\cos(\Delta\theta) = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \right\}^2 (\Delta\omega)^2 - \frac{1}{2} \cdot \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \cdot \left. \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \right|_0 (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) \quad (4.34)$$

の様に $\Delta\omega$ に対して展開出来る。なおここで " $|_0$ " は微分演算の後に $\omega = \omega_0$ とする事を意味する。

一方、式 (4.32) の左辺は Taylor 展開によって

$$\ell(\omega_0 + \Delta\omega) = \ell(\omega_0) + \left. \frac{d\ell(\omega)}{d\omega} \right|_0 \Delta\omega + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\ell(\omega)}{d\omega^2} \right|_0 (\Delta\omega)^2 + \frac{1}{3!} \left. \frac{d^3\ell(\omega)}{d\omega^3} \right|_0 (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) \quad (4.35)$$

となる。これらの展開式 (4.34) 及び式 (4.35) を式 (4.32) に代入してやれば、

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\ell(\omega)}{d\omega} \right|_0 \Delta\omega + \frac{1}{2!} \left[\left. \frac{d^2\ell(\omega)}{d\omega^2} \right|_0 + \ell(\omega_0) \left\{ \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \right\}^2 \right] (\Delta\omega)^2 \\ + \frac{1}{3!} \left[\left. \frac{d^3\ell(\omega)}{d\omega^3} \right|_0 + 3\ell(\omega_0) \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \left. \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \right|_0 \right] (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) = 0 \end{aligned} \quad (4.36)$$

となり、ここから ω_0 における $\ell(\omega)$ の微係数と $\theta(\omega)$ の微係数の関係が分かる。まず、式 (4.36) の両辺を $\Delta\omega$ で割った後 $\Delta\omega = 0$ としてやれば、

$$\left. \frac{d\ell(\omega)}{d\omega} \right|_0 = 0 \quad (4.37)$$

が得られる。これは ω_0 のビームに対して経路が最短となっている事 (Fermat の定理) の反映である。式 (4.37) を式 (4.36) に代入し、両辺を $(\Delta\omega)^2$ で割った後 $\Delta\omega = 0$ としてやれば、

$$\left. \frac{d^2\ell(\omega)}{d\omega^2} \right|_0 = -\ell(\omega_0) \left\{ \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \right\}^2 \quad (4.38)$$

として $\ell(\omega)$ の ω_0 における 2 次の微分係数の関係が分かる。さらにこれを式 (4.36) に代入し、両辺を $(\Delta\omega)^3$ で割った後 $\Delta\omega = 0$ としてやれば、

$$\left. \frac{d^3\ell(\omega)}{d\omega^3} \right|_0 = -3\ell(\omega_0) \left. \frac{d\theta}{d\omega} \right|_0 \left. \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \right|_0 \quad (4.39)$$

であり、3 次の微分係数も得られる。以上式 (4.37)、式 (4.38)、式 (4.39) の 3 式から、回折角 θ の ω 依存性が明らかになればビーム経路の ω による変化が求められる事がわかる。

回折角 θ の ω 依存性を計算する前に分散と回折角の関係をまず見てみる。式 (4.9) を参照すれば、 ω_0 のビームの位相は $k(\omega_0)\ell(\omega_0) = \omega_0\ell(\omega_0)/c$ で与えられるから、これに対する $\omega_0 + \Delta\omega$ のビームの位相変化 $\Delta\phi_0$ は

$$\begin{aligned} \Delta\phi_0 &= \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{c} \ell(\omega_0 + \Delta\omega) - \frac{\omega_0}{c} \ell(\omega_0) \\ &= \frac{1}{c} \left\{ \omega_0 \left. \frac{d\ell(\omega)}{d\omega} \right|_0 + \ell(\omega_0) \right\} \Delta\omega + \frac{1}{c} \left\{ \frac{\omega_0}{2!} \left. \frac{d^2\ell(\omega)}{d\omega^2} \right|_0 + \left. \frac{d\ell(\omega)}{d\omega} \right|_0 \right\} (\Delta\omega)^2 \\ &\quad + \frac{1}{c} \left\{ \frac{\omega_0}{3!} \left. \frac{d^3\ell(\omega)}{d\omega^3} \right|_0 + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2\ell(\omega)}{d\omega^2} \right|_0 \right\} (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) \end{aligned} \quad (4.40)$$

である。これに式 (4.37)、式 (4.38)、式 (4.38) を代入すると、

$$\begin{aligned} \Delta\phi_0 = & \frac{\ell(\omega_0)}{c} \Delta\omega - \frac{1}{2!} \frac{\ell(\omega_0)}{c} \left\{ \frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 \right\}^2 (\Delta\omega)^2 \\ & - \frac{1}{3!} \left\{ 3 \frac{\ell(\omega_0)}{c} \right\} \left[\frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \Big|_0 + \frac{1}{\omega_0} \left\{ \frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 \right\}^2 \right] (\Delta\omega)^3 + O((\Delta\omega)^4) \end{aligned} \quad (4.41)$$

となるから、 $\Delta\omega$ の各次数の係数を $\Delta\phi_0 = \phi(\omega_0 + \Delta\omega) - \phi(\omega_0)$ の Taylor 展開の係数と比較することによって

$$\frac{d\phi}{d\omega} \Big|_0 = \frac{\ell(\omega_0)}{c} (= \tau(\omega_0)) \quad (4.42)$$

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} \Big|_0 = -\frac{\omega_0}{c} \ell(\omega_0) \left\{ \frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 \right\}^2 \quad (4.43)$$

$$\frac{d^3\phi}{d\omega^3} \Big|_0 = -3 \frac{\omega_0}{c} \ell(\omega_0) \frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 \left\{ \frac{1}{\omega_0} \frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 + \frac{d^2\theta}{d\omega^2} \Big|_0 \right\} \quad (4.44)$$

の様に各次数の分散が求まる。式 (4.42) より点 Q を基準とした群遅延 $\tau(\omega_0)$ はビームが光路を進むのに要する時間そのものになる事がわかる。

回折角 θ の角振動数 ω に対する依存性については、溝の間隔が d_g の回折格子に対して、入射角 γ を図 4.12 に示す方向を正と決めたととき、回折条件が

$$\sin \gamma + \sin(\gamma - \theta) = \frac{\lambda}{d_g} = \frac{2\pi c}{\omega d_g} \quad (4.45)$$

で与えられるので、この両辺を微分した後に $\omega = \omega_0$ としてやれば、1 次及び 2 次の微分係数が

$$\frac{d\theta}{d\omega} \Big|_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0^2 d_g} \cdot \frac{1}{\cos(\gamma - \theta_0)} \quad (4.46)$$

$$\frac{d^2\theta}{d\omega^2} \Big|_0 = -\frac{4\pi c}{\omega_0^3 d_g} \cdot \frac{1}{\cos(\gamma - \theta_0)} \cdot \left\{ 1 + \frac{\pi c}{\omega_0 d_g} \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (4.47)$$

という形で与えられる。ここで θ_0 は式 (4.45) で $\omega = \omega_0$ とした時の θ の値である。式 (4.46)、式 (4.47) を式 (4.42)、式 (4.43)、式 (4.44) に代入すれば、

$$\frac{d^2\phi}{d\omega^2} \Big|_0 = -\frac{4\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \frac{\ell(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (4.48)$$

$$\frac{d^3\phi}{d\omega^3} \Big|_0 = \frac{12\pi^2 c}{\omega_0^4 d_g^2} \frac{\ell(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \left\{ 1 + \frac{2\pi c}{\omega_0 d_g} \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (4.49)$$

として GDD、TOD が得られる。

実際の Compressor では図 4.12 の出力側のビームに空間的な色分散があるので、これをルーフミラーで折り返し、もう一度逆向きにビームを通しす事によって空間的な色分散を取り除く。これによって経路の長さが 2 倍になるので Compressor の GDD、 $d^2\phi_{CP}/d\omega^2|_0$ 及び TOD、 $d^3\phi_{CP}/d\omega^3|_0$ は結局

$$\frac{d^2\phi_{CP}}{d\omega^2} \Big|_0 = -\frac{8\pi^2 c}{\omega_0^3 d_g^2} \frac{\ell(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (4.50)$$

$$\frac{d^3\phi_{CP}}{d\omega^3} \Big|_0 = \frac{24\pi^2 c}{\omega_0^4 d_g^2} \frac{\ell(\omega_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \left\{ 1 + \frac{2\pi c}{\omega_0 d_g} \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (4.51)$$

になる。式 (4.50)、式 (4.51) から分る通り GDD は γ の値にかかわらず負の値をとるが、TOD については実用的な Compressor の配置 ($0 < \gamma - \theta_0 < \pi/2$) に於ては正の値をとる。

Stretcher

Stretcher の基本的なアイデアは Compressor の配置を "反転" させる事によって分散を "反転" させる事にある。"反転" の具体的な意味を図 4.13 に示す。回折格子を用いて波長に応じた出射角度分布を

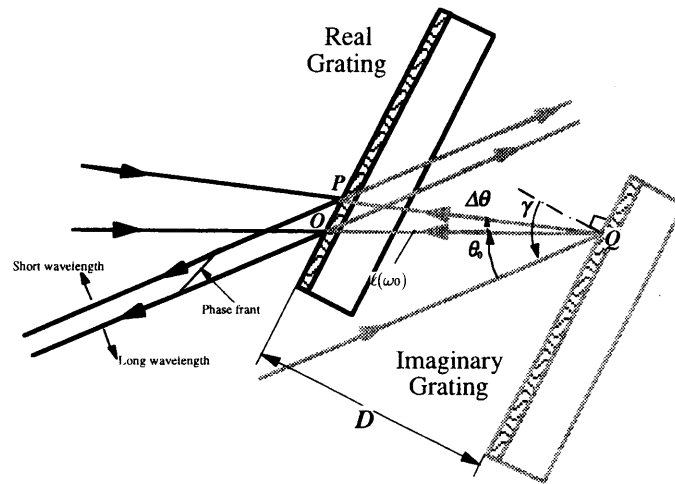


図 4.13: Stretcher の原理。平行配置の回折格子から出射されるビームと同じ角度で逆向きのビームを回折格子に入射させるようにする。

持たせたビームを適当な光学系を通す事によって回折格子からの出射ビームと同じ角度分布をもちながら反対方向に進行するビームとし、これをもう一つの回折格子にあてることによって平行ビームに戻してやる。このようにすると、図 4.13 の灰色線で示している部分の様に、平行ビームに戻す回折格子の裏側に仮想的な回折格子を平行に配置し、この仮想的な回折格子によって空間分散を受けたビームが逆行した形になる。これは図 4.13 の点 Q がビームの等位相面となるように光学系を配置した事を意味するので角振動数 ω_0 のビームの経路長 $L(\omega)_0$ は

$$L(\omega_0) = L_0 - \ell(\omega_0) \quad (4.52)$$

で与えられる。ここで L_0 は途中の光学系できまる (ω に依存しない) 定数である。この時 $\omega_0 \rightarrow \omega_0 + \Delta\omega$ の角振動数変化に対しての経路長は式 (4.52) の ω_0 を $\omega_0 + \Delta\omega$ に置き換えれば与えられる。 L_0 は定数だからこの変化に対して経路長の変化に寄与するのは結局 $-\ell(\omega_0)$ の部分のみである。従ってこの光学系全体でパルスに与える分散は丁度 Compressor と反対符号になる。ただしこの場合の $\ell(\omega_0)$ は、実際の回折格子の後ろ側にできるビームの等位相点が基準になっている。

以上の議論は「回折格子からの出射ビームと同じ角度分布をもちながら反対方向に進行するビーム」を作り出す光学系の存在を仮定した上で行っていたが、これを実現するためにはどうすれば良いであろうか。最も簡単に考えられるのは図 4.14(a) に示すような、焦点距離 $f(> 0)$ のレンズ 1 枚によるイメージ転送を利用したものであろう。この図においてレンズの左側からビームが入射した場合を考える。入射側焦点位置 F を原点として距離 Z だけレンズ側 (右向きが正) に離れた位置を物点 O とすると、この物点が像を結ぶ点 O' の位置は Newton の結像公式、

$$ZZ' = -f^2 \quad (4.53)$$

によって $Z' = -f^2/Z$ としてもとまる。ただしここで Z' はレンズ右側の焦点を原点として右向きを正とした像点の位置を表す (図では $Z < 0$, $Z' > 0$)。 $Z = -f$ としてやれば $Z' = f$ となるので、この位置に図 4.14(a) のように回折格子を置いてやれば、等位相点が $Z' = f$ に出来、もう一つの回折格子をこの前に置けば図 4.13 の状況を作ることができる。

しかし、実際のレーザー光は有限なビーム半径を持つため、ビームの中心を $Z = -f$ になる様に回折格子を配置した場合、ビーム中心以外の場所では必ず $Z \neq -f$ になる。この結像系では像の縦倍率 α_m 、横倍率 β_m 、角倍率 γ_m はそれぞれ f^2/Z^2 、 f/Z 、 $-Z/f$ 、とすべて Z に依存しているので (図 4.14(b) にビーム位置による横倍率の違いを示した)、ビーム位置依存した分散が与えられる事になってしまう。特に角倍率が 1 からずれる影響で、2 つめの回折格子によるビームのコリメーションが不可能となり、この配置は実用にならない。

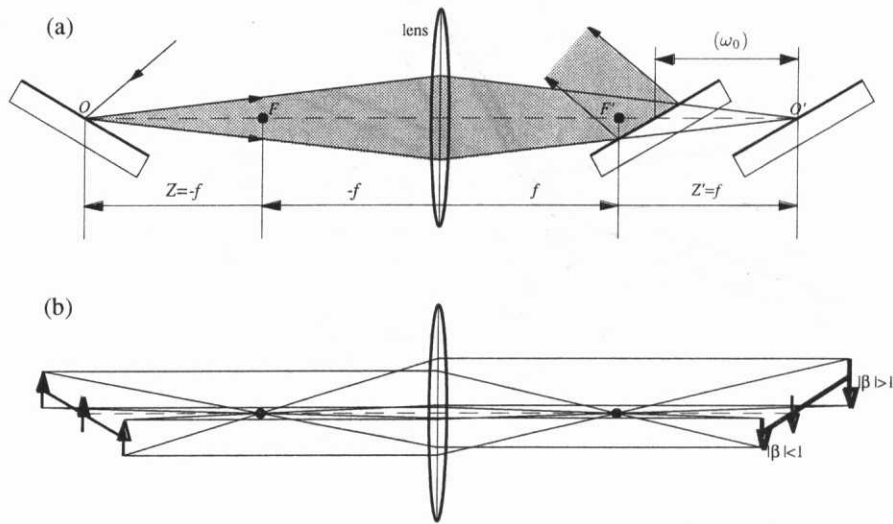


図 4.14: (a):単レンズによる光路の反転 (b):単レンズによる近軸結像。縦倍率 α_m 、横倍率 β_m 、角倍率 γ_m がすべて物点の位置に依存してしまうため有限な大きさのビーム径では分散がビームの位置に依存してしまう。

この問題を解決するためには、主平面が無遠方にある telescope 系を用いて Z によらない結像系を組めば良い [58]。図 4.15(a) に Martinez が考案した Stretcher の概念図を示す [58]。Martinez はこの光学系を CPA の Stretcher としてではなく $1.5\mu\text{m}$ 帯における異常分散を補償するための正分散系として考案したが、後に Pessot らによって CPA の Stretcher として転用され [59] 広く用いられる事となった。

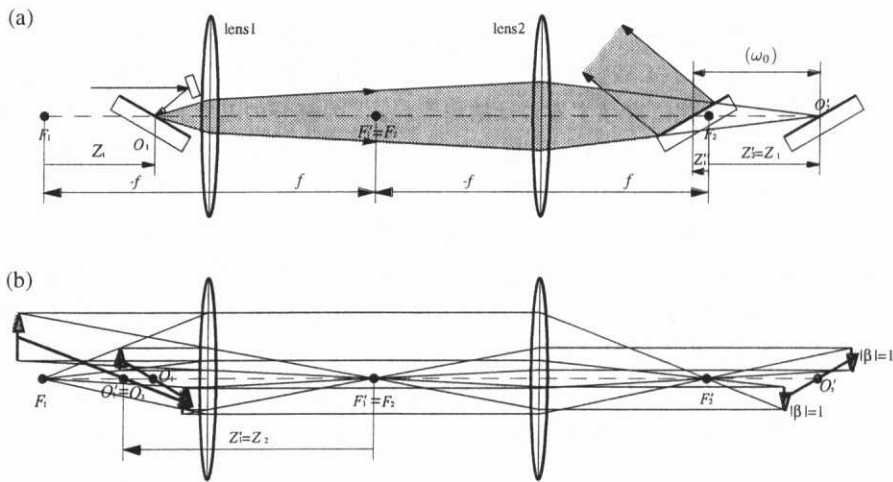


図 4.15: (a):telescope による光路の反転。(b):telescope による像の転送。物点 O_1 が 1 枚目 (左側) のレンズの左側焦点よりもレンズ寄りにある場合、像は 1 枚目のレンズの左側に虚像 $O'_1 = O_2$ として転送され、2 枚目のレンズによって 2 枚目のレンズの焦点よりも右側に像 O'_2 を結ぶ。倍率は図中で定義された Z_1 に依存しないので回折格子にあたったビーム径全体が反転して像を結ぶと考えられる。

焦点距離 f のレンズ 2 枚を距離 $2f$ だけ隔て、回折格子をこの光軸上に配置する。よく知られている通り、このレンズ 2 枚は 1 対 1 の telescope であり、近軸の任意の物点に対して $\alpha_m = 1$ 、 $\beta_m = -1$ 、 $\gamma_m = 1$ が成立するので、レンズ 1 枚での像転送で生じる問題を回避できる。各々のレンズについて左焦点を原点とした像の位置を Z_1 、 Z_2 、右焦点を原点とした像の位置を Z'_1 、 Z'_2 、としすべて右向きを正と定義すれば、各レンズについて Newton の結像式、 $Z_1 Z'_1 = -f^2$ 、 $Z_2 Z'_2 = -f^2$ が成立するが、さら

に、レンズ1の右焦点とレンズ2の左焦点が一致している事から、レンズ1による虚像の位置について $Z'_1 = Z_2$ が成り立つ。これらの式より $Z'_2 = Z_1$ が得られ、レンズ1の左焦点に対して右側に Z_1 だけ離れた所に回折格子を置けば、レンズ2の右焦点から右側にこれと同じ距離だけ離れた場所に（図中上下反転した）回折格子の像が転送される事が分かる。2枚目の回折格子をこの像と平行になるように配置すれば、求めていたビーム経路の反転が達成され、このとき2枚目の回折格子の位置をレンズ2の焦点から左向きを正として Z'_1 だけ離れているとすれば

$$l(\omega_0) = Z_1 + Z'_1 \quad (4.54)$$

という形で、角振動数 ω_0 のビームに対する経路長 $l(\omega_0)$ が得られる。

Öffner タイプの Stretcher

前節で明らかにした様に Stretcher の本質は1対1の telescope によって「Compressor を反転させる」事であった。これを用いて実際に sub-ps 領域での 1000 倍に及ぶパルスの伸長-圧縮の実験も成功している [59]。しかしながら 20fs という超短パルスに於ては、図 4.15 にある Martinez タイプの Stretcher をレンズによって組んだ場合、この光学系の理想的な telescope からのずれ、すなわち収差によって生じる付加的な分散の影響を考慮しなければならない。レンズを用いる事による色収差は凹面鏡を用いる事によって無くす事が可能であるが、その他の収差については単純な反射光学系への置き換えでは取り除く事ができない。セクション 4.3.4 で触れるように、この収差による付加的な分散をうまく利用してシステムに含まれる透過媒質の分散をキャンセルする方法も開発されているが、一般には Stretcher は完全に Compressor と逆向きの分散を与える様にした方が分散補償を考える際に便利であろう。

Salin らは Öffner 光学系が高次の収差まで 0 [60] である事に着目して、これを Stretcher に適用した [61]。図 4.16 にこのタイプの Stretcher の構成例を示す。

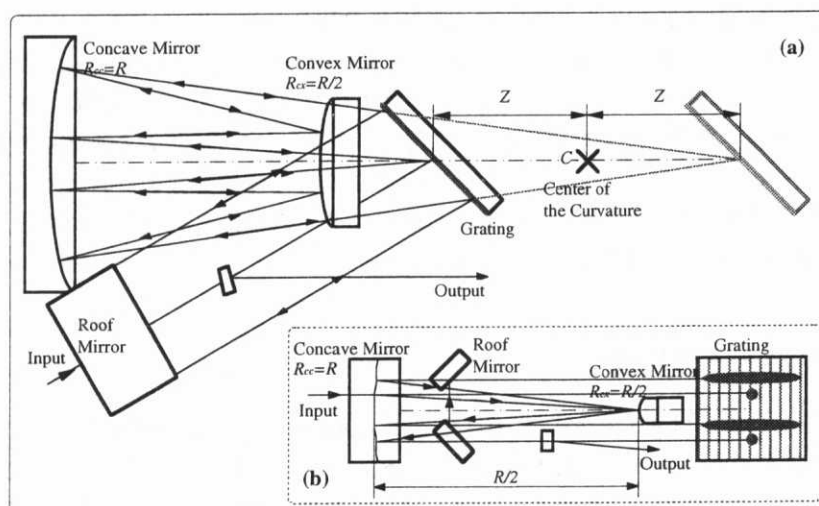


図 4.16: Öffner タイプの Stretcher (回折格子1枚での構成)。(a)鳥瞰図；(b)側面図。曲率半径 R の凹面鏡と $R/2$ の凸面鏡を $R/2$ だけ離して配置する。両者の共中心に対してミラーに近い側に距離 Z の位置に回折格子を置くと図の灰色線で示した位置に回折格子の像ができる。

曲率半径 R の凹面鏡と $R/2$ の凸面鏡を距離 $R/2$ だけ離して配置する事によって得られる telescope は、その曲率半径の共中心の近傍で収差がほとんど無い事が知られている (Öffner 光学系 [60]) ので、回折格子をこの近くに配置すれば理想的なビーム経路の反転が行える。Stretcher を構成するには、ビームを分散させる回折格子とこれをコリメートする回折格子の2枚を同時に共中心に置く事はできないので、完全に無収差とは言えないが実用上は問題ない事が光線追跡による数値計算から明らかになっている (4.3.5 参照)。

実際の Stretcher 構成としては 2 枚の回折格子を用いて 1 枚を共中心に、もう 1 枚をそれと平行に配置するタイプと、1 枚の回折格子のみで構成するタイプが考えられたが [61]、本研究では配置の容易さから図 4.16 に示す回折格子 1 枚によって構成されるタイプを採用した。

ルーフミラーの間から入射したビームは回折格子によって空間的な分散を受け、凹面鏡-凸面鏡-再び凹面鏡を経た後回折格子に戻ってコリメートされ、ルーフミラーによって上下方向に位置をずらされる。このビームが逆の順に光学素子を辿って、最後は蹴り出しのミラーで跳ねられて外に取り出される。

回折格子 1 枚で構成する Öffner 型の Stretcher では、回折格子は共中心 C よりも凹面鏡に近い位置 (距離 Z) に回折格子を置く。回折格子の像は C に対して反対向きに Z の距離の位置にできるので (付録 C)、Compressor に於ける $l(\omega_0)$ と等価量は $2Z$ である事が分る。従って、収差による付加的な分散が無視できる事を考えれば、Öffner タイプの Stretcher で与えられる GDD ($\left. \frac{d^2\phi_{ST}}{d\omega^2} \right|_0$) と TOD ($\left. \frac{d^3\phi_{ST}}{d\omega^3} \right|_0$) は Compressor の GDD と TOD を与える式 (4.50) 及び式 (4.50) の $l(\omega_0)$ を $2Z$ に置き換え、符号を逆向きにしたものに等しいと考えて良い。すなわち、

$$\left. \frac{d^2\phi_{ST}}{d\omega^2} \right|_0 = \frac{8\pi^2c}{\omega_0^3 d_g^2} \frac{(2Z)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \quad (4.55)$$

$$\left. \frac{d^3\phi_{ST}}{d\omega^3} \right|_0 = -\frac{24\pi^2c}{\omega_0^4 d_g^2} \frac{(2Z)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \left\{ 1 + \frac{2\pi c}{\omega_0 d_g} \frac{\sin(\gamma - \theta_0)}{\cos^2(\gamma - \theta_0)} \right\} \quad (4.56)$$

である。

4.3.3 必要な分散量

以上で Stretcher 及び Compressor の分散が解析式で与えられたので、実際のシステムで必要とされる分散量を得るための具体的な数値を考えてみよう。第 3 章のセクション §3.2 で検討した通り、伸延されるパルス幅の目標値を 400ps とすると必要な GDD は約 $1.8 \times 10^{-24}[\text{s}^2]$ である。ここで、スペクトル幅は 70nm (図 4.8 をもとにこの値を決定) として、式 (4.25) を適用した。

市販の回折格子で近赤外域で回折効率の高いものはグループ数が $1200\ell/\text{mm} \sim 2400\ell/\text{mm}$ であるが、高次の分散の影響を低減するためにはなるべくグループ数の少ないものを選択するのが賢明である。そこで $1200\ell/\text{mm}$ の回折格子に必要な GDD を得ようとする、式 (4.50) から $l(\omega_0)$ は約 0.4m の長さになる。この計算では入射角 γ を 17° 程度としているが、この値の決定には媒質を含めた高次の分散を補償する方式、実際の光学素子 (回折格子、ミラー) の配置に際してビームを遮らないようにするための制限等が複雑に絡んでくるので、ここでは詳しく言及しない。

4.3.4 透過媒質の分散とその補償

CPA における基本的な分散制御は 4.3.2 で見た Stretcher と Compressor の寄与が大きく、100fs 以上のパルス幅ではこれらの基本パラメータを考慮すれば事足りる。しかし、本研究の目的である 20fs 程度のパルス幅を得るためには、その他の透過媒質から受ける分散の影響が無視できない。特に再生増幅器を用いる場合、増幅器の共振器中に含まれる Ti:sapphire、ポッケルスセル、薄膜フィルムポラライザー等の分散媒質を 20~40 回も通過するため、これらの影響をどう取り除くかが問題となってくる。

各媒質の分散

本研究で開発した CPA システムに用いられている透過媒質の単位長さあたりの群遅延/L (GD)、GDD/L、及び TOD/L を表 4.1 に示す。垂直入射の透過媒質によって角振動数 ω の光電場に与えられる位相項 $\phi_{\text{mat}}(\omega)$ は $k(\omega)l_{\text{mat}} = n(\omega)\frac{\omega}{c}l_{\text{mat}}$ ($k(\omega)$ は媒質中での波数、 l_{mat} は媒質の長さ、 $n(\omega)$ は屈折率) で与えられるので、式 (4.10) による、群遅延 ($\dot{\phi}_{\text{mat}}$)、GDD ($\ddot{\phi}_{\text{mat}}$)、TOD ($\dddot{\phi}_{\text{mat}}$) の定義に従って、これらの値を計算できる。ただし屈折率は付録 D に示すセルマイヤー式によって波長に対する依存

表 4.1: 各媒質の分散

媒質	群遅延/L [ps/mm]	GDD/L [fs ² /mm]	TOD/L [fs ³ /mm]
石英ガラス	4.894	36.1620	27.4973
BK7	5.092	44.6518	32.1014
CaF ₂	4.780	27.8734	16.3422
Sapphire (O)	5.943	58.0389	42.1238
Sapphire (E)	5.915	56.6263	41.3993
KD*P (O)	5.059	35.3192	37.3236
KD*P (E)	4.916	37.4029	24.9959

性が与えられているので、 $\dot{\phi}_{\text{mat}}$ 、 $\ddot{\phi}_{\text{mat}}$ 、 $\dddot{\phi}_{\text{mat}}$ を角振動数ではなく、波長依存の形で表した方が便利であろう。すなわち、

$$\dot{\phi}_{\text{mat}} = \left\{ n(\lambda) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right\} \frac{\ell_{\text{mat}}}{c} \quad (4.57)$$

$$\ddot{\phi}_{\text{mat}} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \ell_{\text{mat}} \quad (4.58)$$

$$\dddot{\phi}_{\text{mat}} = -\frac{\lambda^2}{4\pi^2 c^3} \left(3\lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda^3 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right) \ell_{\text{mat}} \quad (4.59)$$

である。これらの式にセルマイヤー式の値を代入し、 $\lambda=0.8[\mu\text{m}]$ 、 $\ell_{\text{mat}}=1[\text{mm}]$ としたものが表 4.1 に示されている値である。

システム全体での Stretcher と Compressor 以外の分散媒質を考えると、再生増幅器中に、Ti:sapphire、薄膜フィルム偏光子 (TFP)、ポッケルスセル (KD*P)、薄膜フィルム偏光子エタロン (TFPE) を含み、さらにこの他に、マルチパス増幅に用いる Ti:sapphire、発振器のアウトプットカップラー、薄膜フィルム偏光子 (TFP)、ファラデーローテーター、グランレーザー偏光子、さらにミラーの分散等がある。実際に用いる光学素子に基づいて、これらをまとめた場合の分散量を示したのが表 4.2 である。な

表 4.2: システム全体の分散 (Stretcher と Compressor 以外) : モデル 1

	媒質	長さ	GDD [s ²]	TOD [s ³]
再生増幅器内 (15 往復)	Sapphire (Brewster)	12mm ×30	2.3432×10^{-26}	1.71091×10^{-41}
	KD*P	20mm ×30	2.1192×10^{-26}	2.2394×10^{-41}
	BK7(TFP) 72° 入射	3.2mm ×30	5.4977×10^{-27}	3.9426×10^{-42}
	BK7(TFPE) 72° 入射	3.2mm ×2 × 30	1.0995×10^{-26}	7.8852×10^{-42}
	Etalon 構造	* ×30	1.6569×10^{-29}	1.2546×10^{-42}
再生増幅器外	Sapphire (Brewster)	30mm ×5	9.7632×10^{-27}	7.1287×10^{-42}
	その他 石英換算	80mm	2.8930×10^{-27}	2.1996×10^{-42}
合計			7.3789×10^{-26}	6.1914×10^{-41}

お表中のエタロン構造による分散は式 (4.6) にあるエタロンの複素透過振幅 T_{ET} から計算した。また、ファラデーローテーター等の分散量は特定できなかったため「その他」として石英換算で 80mm と仮定している⁵。

合計の GDD は Stretcher や Compressor の与える GDD の大きさと比較すると数%程度であり一見無視できる様に見えるが、この分散が 20fs のフーリエ限界パルスに与えられると 10ps 以上までパルス幅が広がる事から、簡単には無視できない値である事が予想される。実際の影響の様子はセクション 4.3.5 において、光線追跡の手法を用いて明らかにする。

媒質の分散の補償～今までの主な方法

前節で検討したような材料分散の影響をパルス圧縮の段階でいかにして少なくするかが超短パルスの CPA システムを構築するための鍵の一つである。考え方としては、大きく分けると

1. 透過媒質の長さを減らす。
2. 媒質の分散を含んだ形での分散補償の手段を用いる。

という 2 つ方針が立つ。もちろん後者の場合でも透過媒質長が短い方が容易に分散補償ができる訳で、両者は対立する概念ではないが、材料分散の多くの部分が再生増幅器中をパルス光が数多く往復する事によって与えられることを考慮すると、前者の考え方を重要視した場合、増幅器の各ステージすべてに於てマルチパス増幅器を用いざるを得ない。むしろこの場合でもパス数を減らすためになるべく高いフルエンスの増幅を行い、Ti:sapphire も結晶長を短くするために、励起光の吸収係数の大きい（チタンドープ量の多い）結晶を用いる等の配慮が必要である。

典型的な例として Backus らの開発した繰り返し 1kHz での超短パルス CPA システムが挙げられる。彼らは 2 枚の凹面鏡と 1 枚の平面鏡を組み合わせたリング型のマルチパス増幅器を用いて 8 パスの増幅を行い、13.8mJ の吸収励起光に対して 1.6mJ の増幅出力を得、パルス圧縮後に 21fs のパルス幅を得ている [62]。このシステムでは分散が徹底的に排除されており、Stretcher は Martinez 型のものをミラー系によって組んだものであるが、グループ数 600 ℓ /mm の回折格子を用いており、伸長されたパルス幅は 45ps と通常の 1/10 程度である⁶。これによって、Stretcher 自身による分散を小さく抑えると同時にミラーの収差の影響も最低限にする意図がある。また増幅に用いている Ti:sapphire の長さは 5mm で、一般的に（例えば本研究の再生増幅器に用いている結晶は長さ 12mm である）増幅器に用いられる結晶長の半分程度で、透過による分散もこれによって大きく低減されている事になる。ただしシステムの拡張性を考えた場合、この方針をそのまま続けていく事はかなりの困難が予想される。もっと大きなエネルギーを得るために、さらにマルチパス増幅器のステージをつけ加えると、もともとの分散の絶対量が少ないため、これに伴う材料分散の付加がシステム全体の分散マネジメントに大きな影響を与えるはずである。実際 Backus らは、このシステムを 0.2TW の kHz システムに拡張する際に、4 パスの増幅ステージを追加しているが、この場合には Stretcher 直後のプリズムペアにビームをダブルパスさせて、材料透過による正分散の低減を図る必要があった [63]。

同様な考え方から 10Hz のシステムにおいても全ての増幅をマルチパスによって行うシステムが開発されている [64]。このシステムにおける Stretcher は Öffner 型であり、用いている回折格子のグループ数は 1200 ℓ /mm であるので、パルスの伸長は十分に行われている。後述するように、Stretcher が完全に Compressor と逆向きの分散を与えるならば、例え付加的な材料分散があったとしても、回折格子に対する入射角の調整によって 3 次の分散までは 0 にできるので、さらに高次の材料分散が影響しない程度の媒質長であれば、このシステムの場合のように 30fs 台のパルスを得る事ができる。しかし、この場合でも再生増幅器を往復する事によって被る程度の分散になってくると、超短パルスを得るのは難しい（次節を参照）。

⁵本研究において開発された分散補償の手法は、再生増幅器外での透過媒質長の多少の増減に対しては比較的簡単に対応できるのは、仮定した分散量の正確さはそれ程重要で無い

⁶本来なら結晶の破壊が懸念される値であるが、増幅に用いている結晶長が短いため自己収束を免れていると考えられる。

一方、多量の材料分散を積極的に補償する方法を用いる事ができれば、上記の様に増幅方法が制限されることはない。Lemoffらは特殊な構成の Stretcher を用いると、再生増幅器から被る程度の材料分散があっても 4 次以上の分散を低減できる事を見いだした [65]。図 4.17 にこの Stretcher の構成を示す。Martinez タイプの telescope による Stretcher を基本としているが、用いているのはシリンドリカルミ

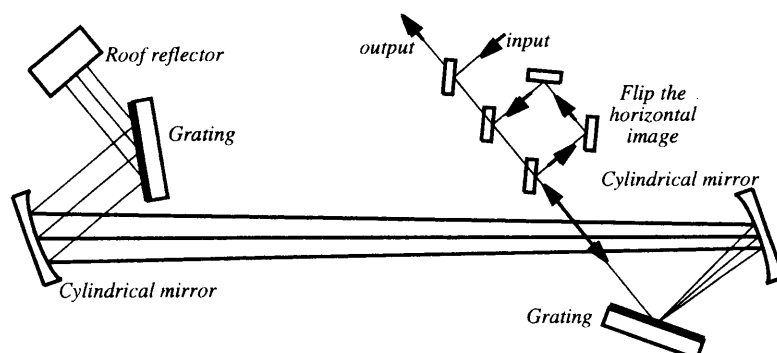


図 4.17: Lemoff 型の Stretcher。基本は Martinez 型の telescope であるが、収差による付加的な分散を利用して材料分散の高次の寄与を補償する。構成は凹面のシリンドリカルミラーを 2 枚用いており、ビームの空間プロファイル中で異なる分散を受けることを防ぐために、パルスは Stretcher 内を 1 往復した後、横方向のイメージを反転させてもう 1 度往復する。

ラーであり、さらにビームは Stretcher を 1 往復した後、横方向にイメージを反転させ、さらにもう 1 度 Stretcher を往復する。これは空間プロファイルの位置によって異なる分散を受けるのを防ぐ目的である。シリンドリカルミラーへの入射角は垂直方向から大きくはせずように配置するので、この事によって生ずる収差が付加的な分散を生む。この時、Compressor の配置を系のトータルな GDD 及び TOD が 0 になるように調整した際に、透過材料からの高次分散成分がキャンセルようなシリンドリカルミラーへの入射角及び Compressor への入射角が存在することを Lemoff たちは光線追跡による数値計算によって見出し、実験で確かめた。

この方法は大きな材料分散があっても補償出来るという点で画期的であるが、幾つかの欠点も持っている。第 1 に収差と付加的な分散の関係が解析的に求められていないため、数値計算を行う前にどのような Stretcher 配置が適切であるのかを知る目安が分からないという点がある。第 2 に、これが最も重要な問題であると思われるが、得られる条件として Compressor の回折格子に対する入射角がリトロー角から大きくずれてしまう事が挙げられる。例えば Yamakawa 等の開発した 10Hz、10TW の CPA システムではこの方式を用いているが [55]、Compressor の回折格子 (1200 ℓ /mm) に対する入射角は 62.1° であり、800nm でのリトロー角 28.7° から 30° 以上も離れている。このシステムで用いている回折格子は Milton-Roy 社の Braze Grating (750nm 用) であり、この入射角に対する回折効率率は 90 %程度であると報告されている [55]。しかしながら、一般に Compressor 用の回折格子は、リトロー角近くで用いた場合に効率よく回折するように設計されるのが普通であり、Holographic Grating の場合は特にその傾向が大きい。従って、この特殊な Stretcher を用いる場合、使用出来る回折格子の種類は限られたものとなり、汎用性は少々劣ると言える。

Squier らは上記の方法とは異なり、Stretcher としては Öffner タイプを用いるが回折格子のグループ数を Compressor と異なるものを使用する事によって、透過媒質に起因する高次分散を補償できる事を見出した [66]。この手法の場合、Compressor の回折格子として 1800 ℓ /mm 程度のものを用いる事ができるため、回折効率の高いものを選択し易くなる利点がある。しかし、市販の回折格子のグループ数は限られた種類しか存在せず、この選択範囲の中で高次分散を補償できる組み合わせを見極める必要がある。

媒質の分散の補償～本研究の方法”HYCOME”

前節で紹介した通り、超短パルス CPA における高次の分散補償は様々な手法で解決が計られてきており、それぞれ一長一短の特徴を有している。本研究ではそれらをふまえた上で独自の補償方法を開発した。これは、図 4.18 に示す様な再生増幅器の共振器内にプリズム対を挿入し、これを Öffner タイプの Stretcher と組み合わせて使用するものである。以下これを簡単のため **HYCOME** (Hybrid Compensation Method) と称する事にする。

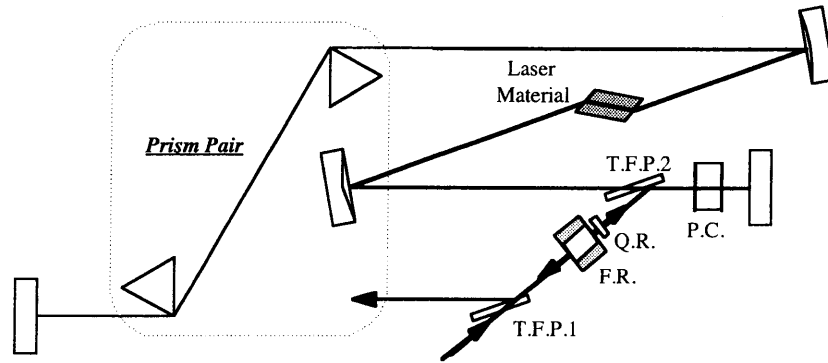


図 4.18: 再生増幅器中に挿入するプリズム対

材料分散の多くの部分は再生増幅器中の媒質によってもたらされるので、再生増幅器内でこの分散を補償出来るならば、あとは Öffner タイプの Stretcher を用いて純粋に Stretcher からの分散のみを Compressor で補償すれば良い。モード同期発振器に於いては共振器内での材料分散の補償は、§2.5 でも触れたように、プリズム対を用いる事によって行われて来た。モード同期発振器の場合、含まれる分散媒質の長さは（ミラーの分散も含めて）短く、2次の分散（GDD）を補償すれば、それ以上の高次の項がパルス幅に殆ど影響を与えない条件を見出すことができた。しかし再生増幅器の場合、レーザー媒質の他にポッケルスセルと薄膜フィルム偏光子が不可欠で、これらによる GDD をプリズム対のみによって 0 にすると、3次の分散（TOD）が補償過剰になり大幅に負の値の方にシフトしてしまう。この考え方によって分散補償した実験例もあるが [67]、この場合でも Ti:sapphire の厚みを極力減らし、さらに共振器の外でもプリズム対を用いる等の努力が必要とされている。

本研究での方法は参考文献 [67] とは異なり、再生増幅器内での GDD を 0 とする事を目標とするものではない。基本的な考え方は、「媒質から受ける正の 2 次の分散量を減らして、残りの分散は Compressor の入射角で補償し、この時高次の分散のバランスをとる事によって超短パルスを得る」というもので、Öffner タイプの Stretcher、プリズム対、そして Compressor の組み合わせによって初めて高次分散の補償を行うハイブリッド型と言える。

実際にプリズム対が Stretch~Compression にどのような影響を与えるか考えてみよう。Stretcher と Compressor を除く系全体の GDD 及び TOD をそれぞれ $\Phi_{\text{mat}}^{(2)}(\omega_0)$ 、 $\Phi_{\text{mat}}^{(3)}(\omega_0)$ とすれば、出力パルスでは GDD も TOD も 0 でなければならないので

$$\Phi_{\text{st}}^{(2)}(\gamma_{\text{st}}, \ell_{0\text{st}}; \omega_0) + \Phi_{\text{cp}}^{(2)}(\gamma_{\text{cp}}, \ell_{0\text{cp}}; \omega_0) + \Phi_{\text{mat}}^{(2)}(\omega_0) = 0 \quad (4.60)$$

$$\Phi_{\text{st}}^{(3)}(\gamma_{\text{st}}, \ell_{0\text{st}}; \omega_0) + \Phi_{\text{cp}}^{(3)}(\gamma_{\text{cp}}, \ell_{0\text{cp}}; \omega_0) + \Phi_{\text{mat}}^{(3)}(\omega_0) = 0 \quad (4.61)$$

ここで st, cp の添字は Stretcher、Compressor に関する変数を表し、 γ は回折格子に対する入射角、 ℓ_0 は角振動数 ω_0 の光に対する回折格子間隔（Stretcher の場合は式 (4.55) における $2Z$ ）を示す。 $\Phi_{\alpha}^{(i)} \equiv d^i \Phi_{\alpha} / d\omega^i|_0$ ($\alpha = \text{st}, \text{cp}$, $i = 2, 3$) については、式 (4.50)、式 (4.51)、式 (4.55)、式 (4.56) で変数をそれぞれに対応するものとしてやれば良いから、これらは変数 γ_{cp} 、 $\ell_{0\text{cp}}$ 、 γ_{st} 、 $\ell_{0\text{st}}$ についての連立方程式となる。特に、Sellmeir 方程式などによって $\Phi_{\text{mat}}^{(2)}(\omega_0)$ 、 $\Phi_{\text{mat}}^{(3)}(\omega_0)$ が既知となり、増幅時に必要なパルス幅から Stretcher の配置が決定されれば、未知数は 2 つとなるので、これらの式は γ_{cp} 、 $\ell_{0\text{cp}}$ について

一意の解を持つことになる。すなわち、

$$\gamma_{cp} = \arcsin \left(\frac{2\pi c}{\omega_0 d} - \left(\frac{\sqrt{1 + 4A^2} - 1}{2A} \right) \right) \quad (4.62)$$

$$\ell_{0cp} = C_{cp} \left(C_{st}^{-1} \ell_{0st} + \ell_{mat}^{(2)} \right) \quad (4.63)$$

である。ただし、

$$A \equiv \frac{\omega_0 d}{2\pi c} \left\{ \frac{\Delta_{st} - (\ell_{mat}^{(2)} + \ell_{mat}^{(3)}) / (C_{st}^{-1} \ell_{0st})}{1 + \ell_{mat}^{(2)} / (C_{st}^{-1} \ell_{0st})} \right\} \quad (4.64)$$

$$\Delta_{\alpha} \equiv \frac{2\pi c}{\omega_0 d} \frac{\sin(\gamma_{\alpha} - \theta_{0\alpha})}{\cos^2(\gamma_{\alpha} - \theta_{0\alpha})} \quad (\alpha = cp, st) \quad (4.65)$$

$$C_{\alpha} \equiv \cos^2(\gamma_{\alpha} - \theta_{0\alpha}) \quad (\alpha = cp, st) \quad (4.66)$$

さらに、

$$\ell_{mat}^{(2)} \equiv \frac{d^2 \omega_0^3}{8\pi^2 c} \Phi_{mat}^{(2)}(\omega_0) \quad (4.67)$$

$$\ell_{mat}^{(3)} \equiv \frac{d^2 \omega_0^4}{24\pi^2 c} \Phi_{mat}^{(3)}(\omega_0) \quad (4.68)$$

と定義している。

式(4.67)、式(4.68)で与えられている $\ell_{mat}^{(2)}$ 、 $\ell_{mat}^{(3)}$ は GDD と TOD を長さの次元で表したものであり、これらが式(4.64)に現れることによって、Compressor の入射角が Stretcher に対するものと異ならなければならないことが見てとれる。この式(4.64)中で $\ell_{mat}^{(2)}$ 、 $\ell_{mat}^{(3)}$ は分子、分母共に $C_{st}^{-1} \ell_{0st}$ で割られる形で入っており、これによって Stretcher での分散量が多い程 (ℓ_{0st} が大きい程)、そして回折されるビームの方向が 90° に近い程 ($\gamma_{st} - \theta_{0st}$ が 90° に近い程) 材料分散による入射角の違いは小さくなる事が分かる。Lemoff らの Stretcher がリトロ角から遥かに離れた入射角で高次分散を補償できる条件を見出したのは [65] この事実と無縁ではない。

さらに重要なポイントは $\ell_{mat}^{(2)}$ と $\ell_{mat}^{(3)}$ の和が式(4.64)に現れている点である。プリズム対による分散補償は大抵の場合、2次の分散を負の値にする配置にすると3次の分散は負の方向に振れ、その絶対値は材料分散による正の3次分散より大きくなる場合が多い。

本研究で用いているモード同期発振器を例にとってみよう。4.7mm 厚の Ti:sapphire 結晶を往復した時の波長 800nm での GDD : $\Phi_{TIS}^{(2)}(\omega_0)$ 及び TOD : $\Phi_{TIS}^{(3)}(\omega_0)$ はそれぞれ 532.288 fs²、389.154 fs³ である。石英プリズム対を往復する分散は付録 E の式(E-45)、式(E-46)及び表 E-2 によって与えられるから、これによって GDD を補償する事を考えると、

$$0 = \Phi_{TIS}^{(2)}(\omega_0) + A_{11}^{FS} \ell_0^P + A_{12}^{FS} x^P \quad (4.69)$$

でなければならない。各 notation の定義は付録 E の式(E-47)、式(E-48)式(E-49)、式(E-50)に従っている。ただし添字^{FS}は石英プリズムに於ける値であることを表わす。発振器の場合、ビーム径は数 mm 以下であるのでプリズムのトータルの挿入量を 6mm と仮定すれば式(4.69)をプリズム間距離、 ℓ_0^P について解いてやる事によって、 $\ell_0^P = 62.480\text{cm}$ が得られる。このときのプリズム対往復の TOD は式(E-46)によって -892.122 fs³ となり、ネットの TOD の値は -502.969 fs³ と大きさでは Ti:sapphire の TOD 以上になる。

同様な事が再生増幅器中のプリズム対でも起こり、再生増幅器内をビームが往復する事によって負の TOD が積み重ねられる。プリズムの材質をうまく選べば、再生増幅器以外の材料分散を加えても $\ell_{mat}^{(3)}$ の符号は負となり、同時に $\ell_{mat}^{(2)}$ と同程度の大きさにできる。この結果 $\ell_{mat}^{(2)}$ との和はプリズム対が無いときに比べて小さくなり、これによって Stretcher と Compressor の回折格子に対する入射角の違いが緩和され、高次の分散を減らす事ができるのである。

なおここで忘れてならない事は、Stretcher の分散が単純に Compressor の逆符号、即ち式(4.55)、式(4.56)で表わす事ができる場合のみこのような簡単な解析が行えるという事実である。わざわざ Stretcher

として「Öffner タイプのものと組み合わせる」と断らなければならない理由はここにある。もし、Martinez タイプの古典的 Stretcher を用いるとしたら、収差による付加的な分散の効果を含めた上で議論を進めなければならない。これによって、Stretcher-Compressor 系とそれ以外の光学系に起因する分散、という単純な分け方ができなくなり、上記のような簡単な指針を導き出すのが困難になる。もちろん [65] において成功した方法から類推すると、Martinez タイプの Stretcher の収差を含んだ形に於ても **HYCOME** の有効性が予想されるが、実際に高次分散を補償できる配置を得るには、多くのトライ&エラーが必要になるであろう。

4.3.5 光線追跡による分散の解析と高次分散制御

4.3.4 では、再生増幅器中プリズム対と Öffner タイプの Stretcher の組み合わせによる分散補償 (**HYCOME**) が、GDD と TOD の同時補償という観点から有効であると定性的に説明されていたが、4 次以上の高次分散の値について具体的な知見が与えられていた訳では無い。Stretcher の配置を固定した場合、分散補償に際して変化させる事のできる変数は Compressor の回折格子の間隔と入射角度、プリズム対の間隔と挿入量、という 4 種類なので、システム全体の GDD と TOD を 0 とする条件式 (4.60) と式 (4.61) の 2 式に、さらに 4 次と 5 次の分散を 0 とする拘束条件を加えて、4 元の連立方程式とする事が原理的には可能である。しかしながら回折格子への入射角と回折角の差の余弦 ($\cos(\gamma_{CP} - \theta_{0CP})$) は非線形な形でこの連立方程式に含まれるため、解の存在は自明ではない。また、必ずしも高次の分散を 0 にしなくとも、これらがバランスをとりあってほとんどフーリエ限界に近いパルスが得られる事も知られており、高次の分散を 0 とするよりもむしろパルス幅を縮めるような条件を見出す事の方が重要であろう。そこで光線追跡の手法により数値的にシステム全体の分散を計算し、フーリエ限界に近いパルス幅が得られるような分散制御系の配置を決定した。以下、具体的な光線追跡の計算手法について述べる。

光線追跡

本研究で用いた光線追跡の手法を簡単に説明する。ここでの目的は、回折格子やミラーといった光学素子の組み合わせによって得られる光学系に対して光の角振動数 ω に応じたビームの光路長を算出し、これを数値的に ω で微分する事によって GDD、TOD 等を得る事にある。

考えている光学系の m 番目の光学素子から光線が出射したとき、その起点の位置ベクトル $\mathbf{r}_m(\omega)$ 、波面法線方向（復屈折がなければ光線の方向と一致） $\hat{\mathbf{k}}_m(\omega)$ 、そして $m+1$ 番目の光学素子の情報（基準点の位置、形状等）が与えられれば、 $m+1$ 番目の光学素子上にたどり着く光線の位置 $\mathbf{r}_{m+1}(\omega)$ が分る。その空間の屈折率を $n(\omega)$ とすると、群遅延 $\tau(\omega)$ は $\tau(\omega)_{m+1} = \partial\{n(\omega)\omega\Delta r_{m+1}/c\}/\partial\omega$ で与えられるので、この微分を適当な ω の離散化によって数値的に実行し、同様な微分操作を順次行えば、この経路における GDD、TOD が計算できる。ここで c は真空中の光速、 $\Delta r_{m+1} \equiv \sqrt{(\mathbf{r}_{m+1} - \mathbf{r}_m)^2}$ である。ただし、式 (4.50) の導出で説明されている様に、回折格子による経路の変化は群遅延そのものが含まれる事になるので、Stretcher および Compressor の計算においては $\tau(\omega)_{m+1} = \Delta r_{m+1}/c$ としなければならない。

以上の考え方から m 番目の光学素子にあたった光線を決定づける変数を次のように定めた。

光線 起点の位置ベクトル： \mathbf{r}_m 、波面法線（方向）ベクトル： $\hat{\mathbf{k}}_m$ ($|\hat{\mathbf{k}}_m| = 1$)、屈折率： $n(\omega)$ 、起点の光学素子が回折格子か否かの変数： g (回折格子なら $g = 1$ 、それ以外なら $g = 0$)。

図 4.19 に示すとおり、光線を表すこれらの変数が個々の光学素子で変化を受ける度に 1 つ前の光学素子との間の GDD (と TOD) を計算し、これを足し合わせて系全体の分散を得るアルゴリズムで計算を行う。位相は全体の GDD (または群遅延) を再び積分する事によって得られる。各光学素子の与える変化を表す関数 (モジュール) を用意すれば、あとはこれらを計算機のプログラム上で順番に並べてやれば良いので実際の光学系との対応が付けやすい。

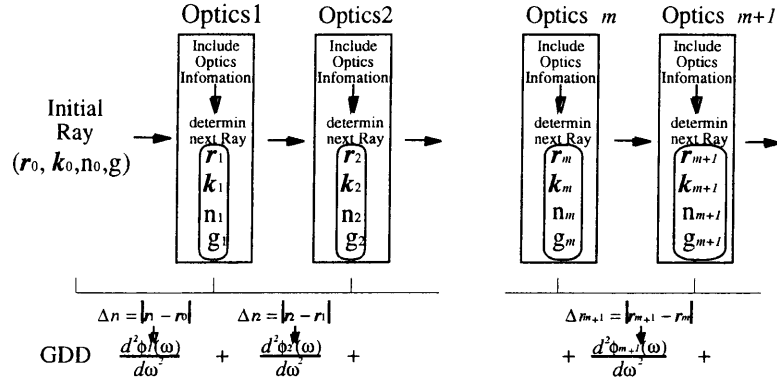


図 4.19: 光線追跡のアルゴリズム。一つ前の光線の情報と光学素子の情報から次の光線を決定する。各光学素子間の光線の長さから GDD を計算し、これを足し合わせて行く。

各変数が個々の光学素子でどのように変化するかは、初等的な計算で次の通りに計算できる。

平面鏡 平面鏡を特定するのは、その中心の位置ベクトル r_{fm} と向きを表す法線ベクトル n_{fm} ($|n_{fm}| = 1$) である。この平面鏡が $m+1$ 番目の光学素子であるとして、上記 m 番目の光線が当たったとき ($m = 0, 1, 2, \dots$) その交点 (平面鏡から出射する光線の起点) r_{m+1} 、及び出射方向ベクトル \hat{k}_{m+1} は

$$r_{m+1} = \left\{ \frac{n_{fm} \cdot (r_{fm} - r_m)}{n_{fm} \cdot \hat{k}_m} \right\} \hat{k}_m + r_m \quad (4.70)$$

$$\hat{k}_{m+1} = \hat{k}_m - 2 (\hat{k}_m \cdot n_{fm}) n_{fm} \quad (4.71)$$

で与えられる。ただし平面鏡の裏では反射されないので入射する光線の方向ベクトルと平面鏡の法線ベ

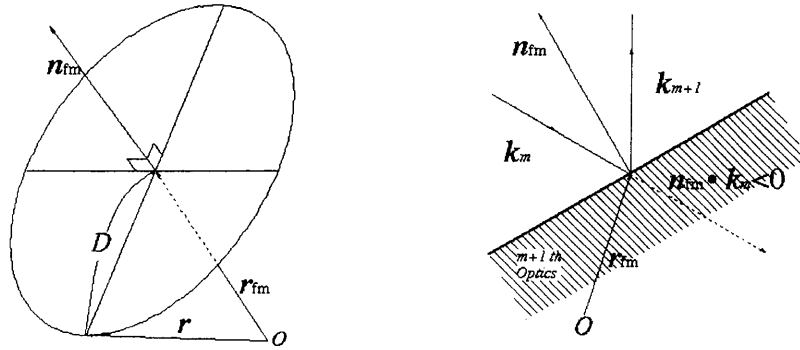


図 4.20: 平面鏡を決める変数と反射の条件。右図の様に反射が起こるのは \hat{k}_m と n_{fm} の角度が $\pi/2$ 以上の時。

クトルの間の角度が $\pi/2$ 以上の時、即ち $\hat{k}_m \cdot n_{fm} \leq 0$ の時のみ上式で与えられる数値を返すようにしている。また平面鏡の大きさも有限なのでその大きさを D として

$$(r_{fm} - r_m)^2 > D^2 \quad (4.72)$$

となる時は数値を返さない事とした。その他の変数については $n(\omega) = 1$ 、 $g = 0$ である。

凹面鏡 凹面鏡を特定するのはミラー表面上の中心の位置ベクトル r_{ccm} と、この点に於ける接平面に対する法線ベクトル n_{ccm} 、そして曲率半径 R である。 n_{ccm} は曲率中心に向かう方向を正とする (図 4.21(a))。

m 番目の光線に対するこの凹面鏡の交点（凹面鏡から出射する光線の起点） \mathbf{r}_{m+1} は球面に対する直線の交点なので、一般には2つの解が得られる。すなわち、

$$\mathbf{r}_{m+1} = \hat{\mathbf{k}}_m s_m^\pm + \mathbf{r}_m \quad (4.73)$$

。ただしここで

$$s_m^\pm \equiv -\hat{\mathbf{k}}_m \cdot (\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_{0\text{ccm}}) \pm \sqrt{\left\{ \hat{\mathbf{k}}_m \cdot (\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_{0\text{ccm}}) \right\}^2 - (\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_{0\text{ccm}})^2 + R^2} \quad (4.74)$$

と定義した（複合同順）。式 (4.74) 中の $\mathbf{r}_{0\text{ccm}}$ は凹面鏡の曲率中心の位置ベクトルで

$$\mathbf{r}_{0\text{ccm}} = \mathbf{n}_{\text{ccm}} + R\mathbf{n}_{\text{ccm}} \quad (4.75)$$

で与えられる。それぞれの解について接平面の法線ベクトルは

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^\pm) = \frac{-\mathbf{r}_{m+1}^\pm + \mathbf{r}_{0\text{ccm}}}{\sqrt{(-\mathbf{r}_{m+1}^\pm + \mathbf{r}_{0\text{ccm}})^2}} \quad (4.76)$$

であるから、平面鏡と同様に反射の条件として

$$\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{n}_{\text{ccm}} \leq 0 \quad (4.77)$$

を課す。さらに、得られる2解のうち

$$\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^\pm) \leq 0 \quad (4.78)$$

を満たす方が反射する位置である。このような条件の場合、図 4.21(b) のようにミラーを通り抜けて反射する事が許されるが、条件が複雑になるのでここでは考慮に入れなかった。凹面鏡の大きさの条件は

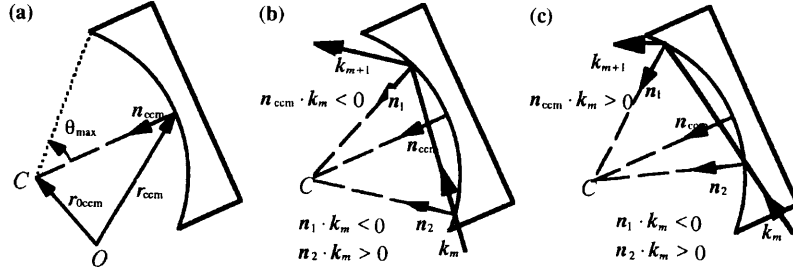


図 4.21: 凹面鏡による反射。(a): 凹面鏡の位置と方向。(b): 反射する場合。 $\hat{\mathbf{k}}_m$ と \mathbf{n}_{ccm} の角度が $\pi/2$ 以上ならば、 $\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{n}_1 < 0$ となる1の場所で反射するものとする（実際は2の位置でビームがけられる）。(c): 反射しない場合。 $\hat{\mathbf{k}}_m$ と \mathbf{n}_{ccm} の角度が $\pi/2$ より小さい場合は反射はしないものとする（(b)の条件に則るならばこの図の場合も反射が許されることになるが、ここでは禁止する）。

$\arccos(\mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^\pm) \cdot \mathbf{n}_{\text{ccm}}) \leq \theta_{\text{max}}$ としておき、交点の位置が曲率半径を角度の中心として、凹面鏡中心より θ_{max} 以上になるものは反射しないものとする。

以上の反射条件を満たした交点 \mathbf{r}_{m+1} に於ける法線ベクトル $\mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1})$ を用いて、反射の方向ベクトル $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ は

$$\hat{\mathbf{k}}_{m+1} = \hat{\mathbf{k}}_m - 2 \left\{ \hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}) \right\} \mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}) \quad (4.79)$$

と表される。その他の変数については、 $n(\omega) = 1$ 、 $g = 0$ である。

凸面鏡 凸面鏡を特定するのはミラー表面上の中心の位置ベクトル \mathbf{r}_{cxm} と、この点に於ける接平面に対する法線ベクトル \mathbf{n}_{cxm} 、そして曲率半径 R である。ただし凹面鏡とは反対に \mathbf{n}_{cxm} は曲率中心から外へ向かう方向を正とする。従って、曲率中心の位置ベクトル $\mathbf{r}_{0\text{cxm}}$ は

$$\mathbf{r}_{0\text{cxm}} = \mathbf{r}_{\text{cxm}} - R\mathbf{n}_{\text{cxm}} \quad (4.80)$$

であたえられるが、光線との交点は凹面鏡の場合と同じで式 (4.73)、式 (4.74) において $\mathbf{r}_{0\text{ccm}}$ を $\mathbf{r}_{0\text{cxm}}$ に置き換えればよい。交点での接平面の法線ベクトルは凹面鏡の場合と符号が反対になり、

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^{\pm}) = \frac{\mathbf{r}_{m+1}^{\pm} - \mathbf{r}_{0\text{cxm}}}{\sqrt{(\mathbf{r}_{m+1}^{\pm} - \mathbf{r}_{0\text{cxm}})^2}} \quad (4.81)$$

となる。反射の条件は

$$\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^{\pm}) \leq 0 \quad (4.82)$$

$$\arccos(\mathbf{n}(\mathbf{r}_{m+1}^{\pm}) \cdot \mathbf{n}_{\text{cxm}}) \leq \theta_{\text{max}} \quad (4.83)$$

の2式である。式 (4.78) に相当する条件はこの場合必要ない。その他の変数については、 $n(\omega) = 1$ 、 $g = 0$ である。

回折格子 回折格子の場合平面鏡と同様に、その中心の位置ベクトル \mathbf{r}_g と向きを表す法線ベクトル \mathbf{n}_g ($|\mathbf{n}_g| = 1$) の他に、溝の方向と間隔についての情報が必要である。そこで溝に沿った方向の単位ベクトルを $\hat{\mathbf{s}}_g$ (ただし $\mathbf{n}_g \perp \hat{\mathbf{s}}_g$ でなければならない) とし、さらに $\hat{\mathbf{d}}_g \equiv \hat{\mathbf{s}}_g \times \mathbf{n}_g$ として溝の間隔方向の単位ベクトルを定義する。溝の間隔は d_g とする。

交点 (回折格子から出射する光線の起点) \mathbf{r}_{m+1} については平面鏡と同様に求めることができる。出射方向については以下の様にした。まず回折条件は

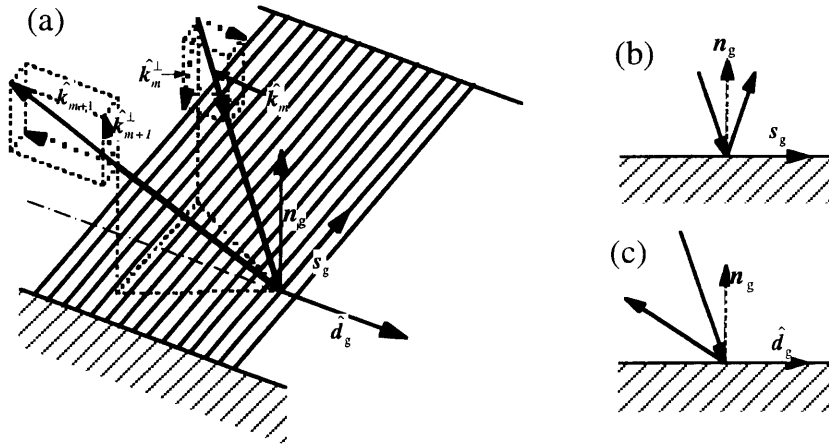


図 4.22: 回折格子による光線の経路変化。(a): 溝の方向 $\hat{\mathbf{s}}_g$ と法線ベクトル $\hat{\mathbf{n}}_g$ 、及びそれらから定義される方向ベクトル $\hat{\mathbf{d}}_g$ 。(b): $\hat{\mathbf{n}}_g - \hat{\mathbf{s}}_g$ 面内。(c): $\hat{\mathbf{n}}_g - \hat{\mathbf{d}}_g$ 面内。

$$\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\mathbf{d}}_g - \hat{\mathbf{k}}_{m+1} \cdot \hat{\mathbf{d}}_g = \pm \frac{2\pi c}{\omega d_g} \quad (4.84)$$

と書くことができる。光線の方法ベクトルの $\hat{\mathbf{s}}_g - \mathbf{n}_g$ 平面上の成分 $\hat{\mathbf{k}}_m^{\perp}$ (入射)、 $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}^{\perp}$ (出射) は反射条件式 (4.71) を満たすから (図 4.22(a)、(b) 参照)、

$$\hat{\mathbf{k}}_{m+1}^{\perp} = \hat{\mathbf{k}}_m^{\perp} - 2(\hat{\mathbf{k}}_m^{\perp} \cdot \mathbf{n}_g) \mathbf{n}_g \quad (4.85)$$

ただし、

$$\hat{\mathbf{k}}_m^\perp = \frac{\hat{\mathbf{k}}_m - (\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\mathbf{d}}_g) \hat{\mathbf{d}}_g}{\sqrt{1 - (\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\mathbf{d}}_g)^2}} \quad (4.86)$$

である。ここで、 $\hat{\mathbf{k}}_m$ は入射光線の方方向ベクトルである。出射光線の方方向ベクトル $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ は $\hat{\mathbf{s}}_g - \mathbf{n}_g$ 平面上の成分と $\hat{\mathbf{d}}_g$ 方向成分の和で書けるから、

$$\hat{\mathbf{k}}_{m+1} = \alpha_m \hat{\mathbf{k}}_{m+1}^\perp + \beta_m \hat{\mathbf{d}}_g \quad (4.87)$$

として係数 α_m 、 β_m を求めれば良い。式 (4.87) を回折条件式 (4.84) に代入してやれば、 $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}^\perp \cdot \hat{\mathbf{d}}_g = 0$ (回折条件は $\hat{\mathbf{n}}_g - \hat{\mathbf{d}}_g$ 平面で満たされる) だから、

$$\beta_m = \hat{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\mathbf{d}}_g \mp \frac{2\pi c}{\omega d_g} \quad (4.88)$$

という形で β_m を求める事が出来る。ただし $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ の規格化条件が $\alpha_m^2 + \beta_m^2 = 1$ で与えられるから、 $|\beta_m| \leq 1$ となる符号が選ばなければならない。 $2\pi c/\omega d < 1$ の時は、条件によって (垂直入射に近いとき) どちらの符号も許されるが、この場合は適切な方を人間が判断する事にする。

α_m は上記規格化条件から

$$\alpha_m = \sqrt{1 - \beta_m^2} \quad (4.89)$$

$\beta_m = 0$ の時、 $\hat{\mathbf{k}}_{m+1} = \hat{\mathbf{k}}_{m+1}^\perp$ でなければならないので、根号の前の符号は+とした。以上、式 (4.87)、式 (4.88)、式 (4.89) によって $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ が定まった。

大きさ、回折する面についての条件は平面鏡に準ずる。またその他の変数については、 $n(\omega) = 1$ 、 $g = 1$ となる。

透過材料 結晶、ガラス等の透過材料は平面の界面を持つものを考える。その中心の位置ベクトル \mathbf{r}_{mat} と向きを表す法線ベクトル \mathbf{n}_{mat} によってその位置と方向を特定する。またこの界面以降では $n(\omega) = n_{m+1}(\omega)$ という材料固有の屈折率を持つものとする。

光線と界面の交点 (透過材料 界面から出射する光線の起点) \mathbf{r}_{m+1} は平面鏡と同様に求める事が出来る。出射の方方向ベクトル $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ については Snell の法則に基づいて以下のように計算する。透過材料の界面に光線がたどり着くまでの屈折率を $n_m(\omega)$ とすれば Snell の法則は

$$\frac{n_{m+1}(\omega)}{n_m(\omega)} = \frac{\sqrt{1 - (\mathbf{n}_{\text{mat}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_m)^2}}{\sqrt{1 - (\mathbf{n}_{\text{mat}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_{m+1})^2}} \quad (4.90)$$

と書ける。一方 $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}$ は \mathbf{n}_{mat} と $\hat{\mathbf{k}}_m$ の張る平面上にあり、

$$\hat{\mathbf{k}}_{m+1} = \alpha_m^M \hat{\mathbf{k}}_m + \beta_m^M \mathbf{n}_{\text{mat}} \quad (4.91)$$

と書けるので、これを式 (4.90) と規格化条件 $\hat{\mathbf{k}}_{m+1}^2 = 1$ に代入する事によって定数 α_m^M 、 β_m^M が求められる。すなわち、

$$\alpha_m^M = n_m(\omega)/n_{m+1}(\omega) \quad (4.92)$$

$$\beta_m^M = -(\mathbf{n}_{\text{mat}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_m) \frac{n_m(\omega)}{n_{m+1}(\omega)} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{1}{(\mathbf{n}_{\text{mat}} \cdot \hat{\mathbf{k}}_m)^2} \left\{ \frac{n_{m+1}(\omega)^2}{n_m(\omega)^2} - 1 \right\}} \right] \quad (4.93)$$

である。

面の大きさ、屈折の条件等は平面鏡と同じである。また、その他の変数については、 $n(\omega) = n_{m+1}(\omega)$ 、 $g = 0$ である。

数値計算の精度

数値計算は WaveMetrics 社のソフトウェア、IGOR Pro ver.3.01 で行った。光線の始点位置及び方向ベクトルを、離散化した角振動数の値を引き数とした 3 次元のベクトルデータ (IGOR Pro ではこのデータ列を "wave" と称する) として用意し、これに各光学素子表わす関数 (前節の計算式) で変化を与えて順次 GDD、TOD を計算して足し合わせて、系全体の分散を得る。前節で述べたように経路長から群遅延を得るやり方は光学素子によって異なるので、位相は経路長の和からではなく、GDD の和を 2 度角振動数について積分する事によって求めている。

この数値計算の精度を確かめる為、解析的に GDD と TOD が計算できる光学系 (回折格子による Compressor とプリズム対) についての計算結果の比較した。結果を表 4.3 に示す。計算している波長

表 4.3: 光線追跡及び解析解によって求めた分散の値の比較

	GDD: $\Phi^{(2)}$		
	analitical	Ray Trace	$ \Delta\Phi^{(2)} /2!$
Compressor	-1773113.7399 [fs ²]	-1773115.0827 [fs ²]	0.6714 [fs ²]
Prism Pair	-478.5572778 [fs ²]	-478.5585796 [fs ²]	0.0006509 [fs ²]
	TOD: $\Phi^{(3)}$		
	analitical	Ray Trace	$ \Delta\Phi^{(3)} /3!$
Compressor	4619310.9996 [fs ³]	4619325.8554 [fs ³]	2.476 [fs ³]
Prism Pair	-831.760773267 [fs ³]	-830.774210091 [fs ³]	0.1644 [fs ³]

は 800nm で、Compressor の入射角は 18.6°、回折格子の間隔は 0.4m (800nm の光線経路に沿って) である。プリズム対については 800nm に対する Brewster 入射の石英プリズムを間隔 0.6m、挿入量 6mm (光線追跡では 1 番目のプリズムが 2mm、2 番目のプリズムが 4mm) で配置した場合の計算値を示している。

GDD と TOD は、位相を中心角振動数まわりに Taylor 展開した時の係数として現れるので、解析解による数値と光線追跡による数値の差を展開係数のファクターで割った値 ($|\Delta\Phi^{(2)}|/2!$ と $|\Delta\Phi^{(3)}|/3!$) を表の右端に示した。いずれも fs のべき乗のオーダーであり、位相の計算に対して十分な精度を持っていると考えられる。

再生増幅器内プリズム対の効果

光線追跡の手法の妥当性が確かめられたので表 4.2 のモデルに基づいて、システム全体の分散がパルスにどのような影響を与えるかを計算してみる。

最初に、再生増幅器内にプリズム対を挿入しない場合の位相を図 4.23(a) の点線で示す。この時 Stretcher は 1200ℓ/mm の溝数を持つ回折格子 1 枚を用いた Öffner 型とし、これを構成する凹面鏡の曲率半径は 800mm、凸面鏡の曲率半径は 400mm である。中心波長 800nm に対する 2Z (式 (4.56) 参照) は 400mm、回折格子に対する入射角は 18.6° に設定している。折り返しのルーフ反射鏡による縦方向のビームのずれは 8mm で、すべての値は実際のシステム (§6.1、§6.2 参照) に用いている Stretcher とほぼ一致している。以下 Stretcher の配置はすべてこの値を用いて計算した。

式 (4.62)、式 (4.63) によって GDD と TOD を同時に 0 にする Compressor の配置が計算できるので、この配置を中心に Compressor の回折格子間隔と入射角を僅かに変化させて光線追跡を行い、得られた位相の中で比較的パルス幅が狭くなるものを選んだ。この時の Compressor の間隔は 800nm の光線に沿って 444.76mm、入射角は 21.61° である。

図 4.23(a) を見て明らかな様に、角振動数に対する位相の変化は 2 つの底を持つ井戸型の典型的な 4 次関数の形になっており、4 次以上の高次の分散がスペクトル幅の間で大きく影響を与える事がわかる。計算されたパルス波形も半値全幅がフーリエ限界よりも広がるのみならず、両脇にサテライトパルスが

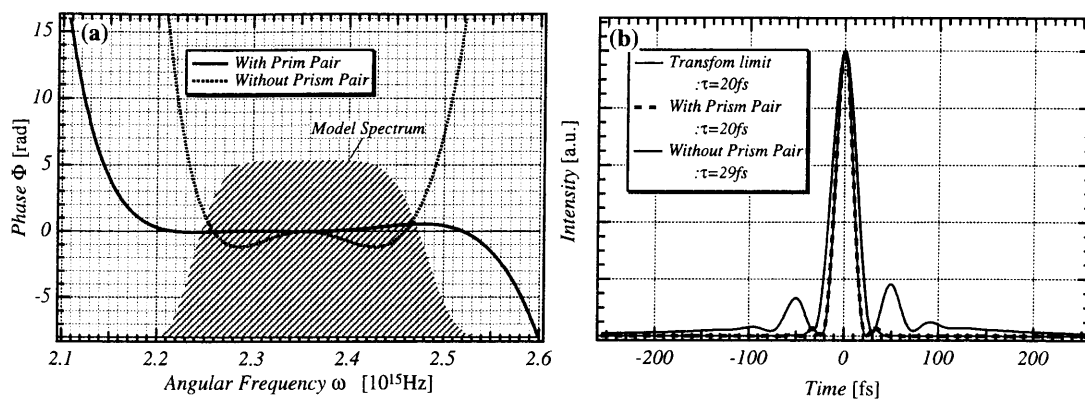


図 4.23: システム全体の分散と得られるパルス波形。(a): 角振動数に対する位相の変化。ハッチで示しているのがモデルに用いたスペクトル(強度)波形。フーリエ限界で 20fs となるようにスペクトル幅を決めた。(b): (a) の位相とモデルスペクトルから計算されるパルス波形。

生じ、数 100fs に渡るバックグラウンド成分がだらだらと続いている事が分る。

これに対してプリズム対を再生増幅器に入れた場合は図 4.23(a) の実線で示す通り、スペクトル幅の範囲での位相変化は十分小さく、この位相から得られるパルス波形も殆どフーリエ限界に近い。この時のプリズムの材質は Shott 社の LaSF014 (小原光学製の LAH64 と同等) で、プリズムの間隔は 370mm、トータルの挿入量は 5.5mm である。また Compressor の回折格子の間隔は 419.43mm、入射角は 21.19° としている。これらの値の決定方法については次節で述べる。

プリズムの材質の比較

前節の計算ではプリズムの材料として LaSF014 を選んだが、分散補償に用いる事のできるガラス材料の候補は数多く存在し、これらすべてを検討し計算を行って、闇雲に最適なものを探す訳にはいかないので、材料選択の際の条件として

1. 10cm~50cm のプリズム間隔で再生増幅器 1 往復の GDD と同程度の大きさの負の GDD を持つ事。
これは再生増幅器の共振器構成が決まっているので、プリズム間隔をあまり広く出来ない事による。
2. 上記の配置で TOD の大きさ (通常は負の値) があまり大きくならない事。

を基準に幾つかの材料を選択し分散補償に相応しいかどうかを試してみた。

上記 1 番目の条件から、石英や BK7 等の分散の少ない材料はこの場合相応しくない。また 2 番目の条件はあまり大きな分散をもつ材料 (SF59 など) では TOD が大きく負の方向に振れてしまい $|\ell_{\text{mat}}^{(2)} + \ell_{\text{mat}}^{(3)}|$ の大きさがかえって大きくなる可能性がある (式 (4.67)、式 (4.68) 参照) 事から設けた基準である。候補として選んだのはいずれも Shott 社のガラスで、SF6、SF10、LaFN28、LaFN8、LaSF014 で分散式は小原光学より提供された資料にある Laurant 式をフィッティングしなおして、Sellmeir 式に直したものをを用いた (付録 D)。

各材質に対する最適なプリズム対の配置を一意に決定する事は難しいのでそれぞれの材質について

1. 再生増幅器 1 往復分の GDD の 1/4 から 1/2 程度の大きさの負の分散を与えるようにプリズム対を配置。
2. プリズム対を含めた系全体 (再生増幅器の往復分も当然含めて) の透過材料による GDD と TOD を求める。
3. 得られた GDD と TOD を式 (4.62)、式 (4.63) に代入して Compressor の配置をきめる。Stretcher

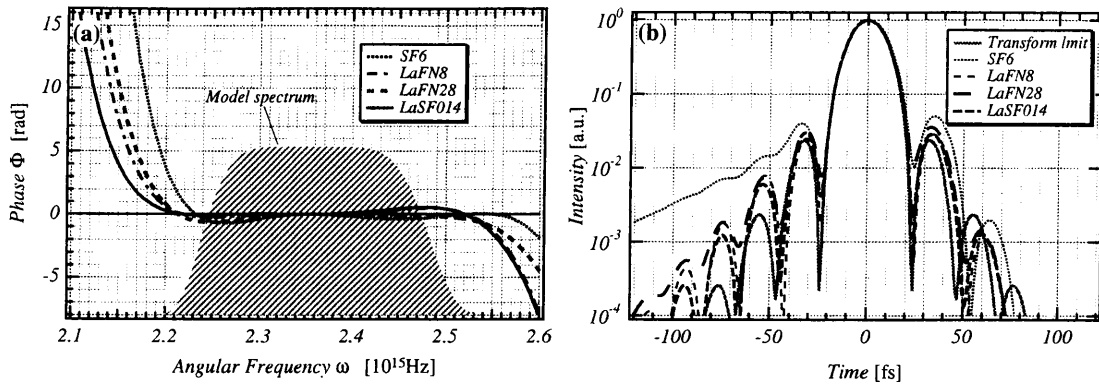


図 4.24: (a): 異なるガラスのプリズム対を再生増幅器内に挿入した場合の Compressor 後の位相。横軸は角振動数。(b): (a) で与えられたスペクトルと位相から計算されるパルス波形。縦軸は log スケール。

については前節で述べた配置に固定⁷。

- (a) 系全体の分散を光線追跡で計算し位相に直す。モデルスペクトルにこの位相を与えたときのパルス波形を計算し、パルス幅、パルス波形をフーリエ限界パルスと比較。
- (b) Compressor の回折格子間隔、入射角の微調整、光線追跡、パルス波形の計算を繰り返し、最短のパルスを得る。

4. プリズム対の配置を調整して 2. からの手順を繰り返し、最短パルスを得るようにする。

という手順でプリズム対と Compressor の配置を決定した。

得られた位相とパルス波形を図 4.24 に示す。図 4.24(a) を見ると、どのガラス材料のプリズム対の場合でも傾向としては角振動数の低い（長波長）側から高い（短波長）側にかけて小さくなる方向に位相が変化し、中心周波数付近ではほぼ平坦となっている。各材料の違いは主に長波長側の位相の変化の仕方に現れており、特に SF6（SF10 も同様であるのでここでは示さなかった）では他の材料に比べて急峻なカーブを描いている。パルス波形で見ると（図 4.24(b)）やはり SF6 の場合はその部分でフーリエ限界と若干異なり、その他の材料に比べると不適当である事が分かる。その他の材料、LaFN28、LaFN8、LaSF014、についての違いはそれ程大きくはなく、どの材料も条件をもう少しつめれば殆どフーリエ限界に近いパルスが得られると思われる。従って本実験に於いては同等品が容易に手に入った事から LaSF014（LAH64、小原光学）を実験に用いた。

各計算に於けるプリズム、Compressor の配置等を表 4.4 に示す。 $\ell_{\text{mat}}^{(2)}$ 、 $\ell_{\text{mat}}^{(3)}$ は式 (4.67)、式 (4.68) で定義された長さで、システム全体で Stretcher と Compressor 以外の光学素子から受ける分散について計算した値を示している。4.3.4 で述べた様に、これらの和の大きさが小さい方が Stretcher と Compressor の入射角の違いが緩和される。プリズム対を用いない場合、これらの値はそれぞれ 2.82587 cm、1.86095 cm で、両者の和が 4.68682 cm であるのに対し、表 4.4 にあるプリズム対を用いた場合では、すべて $\ell_{\text{mat}}^{(3)}$ が負の値となり、 $\ell_{\text{mat}}^{(2)} + \ell_{\text{mat}}^{(3)}$ の値は 1 cm 程度あるいは、それ以下に抑えられている事が分かる。

HYCOME の利点

前節までは「HYCOME は 20fs の CPA の分散補償が可能」である事を示しただけであった。HYCOME はそれだけでは無く他の方法よりも有利な点が幾つかある。その 1 つがシステムの拡張性の容易さである。

⁷この配置は十分長いチャープパルスを得、色分散したビームが折り返しのルーフミラーによって妨げられず、さらに色分散したビームを受ける光学素子の大きさが実用的な範囲におさまる様に決定した。

表 4.4: プリズムの材質と配置、分散他

	SF6	LaFN8	LaFN28	LaSF014
プリズム間隔 [cm]	12.0	37.0	40.0	37.0
プリズム挿入量 [mm]	4.11	6.0	5.0	5.5
プリズム対の GDD [fs ²]	-936.205	-1549.03	-1970.21	-1634.26
プリズム対の TOD [fs ³]	-6634.06	-6505.26	-5594.93	-7066.26
再生増幅器 1 往復の GDD [fs ²]	3139.33	2526.50	2105.33	2437.60
再生増幅器 1 往復の TOD [fs ³]	-3128.37	-2999.57	-2089.24	-3572.03
$\ell_{\text{mat}}^{(2)}$ [cm]	2.28807	1.93603	1.69409	1.86552
$\ell_{\text{mat}}^{(3)}$ [cm]	-1.13007	-1.07200	-0.661565	-1.33009
Compressor への入射角 [°]	20.73	20.29	20.28	20.19
Compressor の回折格子間隔 [mm]	428.35	421.24	419.63	419.43

高出力レーザーに於ては増幅器のステージ数を順次増やす事によって出力エネルギー／パワーを増強してゆくのが標準的な手法である。例えば Backus らは 1kHz、20fs の Ti:sapphire システムに於て、当初は 8-パスの増幅ステージ 1 段であったものを [62]、さらに 1 段のマルチパス増幅器を付け加える事によって 0.2TW のピークパワーを持つシステムに拡張した [63]。あるいは Yamakawa らの 10Hz、sub-20fs のシステムに於ては、10TW のピークパワーを得た後に [55] やはりマルチパス増幅器のステージを追加し、100TW のピークパワーを得ている [1]。これらのレーザーはいずれも 20fs 領域の超短パルスシステムであり、付加した増幅器の分散をどう補償するかが問題となる。4.3.4 でも述べた様に、Backus らの場合は「材料分散をとにかく小さくする」方針であるため、この拡張によって新たに 5mm 程度の長さの Ti:sapphire を 4 パスさせただけ (Ti:sapphire は液体窒素冷却であるため、実際は真空槽の窓の分散も大きいと思われる) にもかかわらず、プリズム対の 1 往復を増幅器の前に付け加えねばならなかった⁸。Yamakawa らの場合は、付け加わった Ti:sapphire の分を含めると、高次分散補償の可能な Stretcher と Compressor の配置が変化するはずであるが、10TW のシステムに於ける Compressor の入射角と 100TW のシステムに於ける入射角はほとんど同じである [55, 1]。Stretcher の配置については参考文献 [1] に記述が無いため比較ができないが、原理的には Stretcher の入射角は異なるはずで、組み直しが必要であろう。

一方、本研究に於ける **HYCOME** では、マルチパス増幅器の付加に対して簡単に対応できる。例として長さ 30mm で Brewster カットの Ti:sapphire を 8 パス加えた場合を考えてみる。実際に開発したシステムのモデル (表 4.2) にこれだけのパスを加えるという事は、現在の高繰返しのシステムに於ては殆ど非現実的な高出力をめざす事に相当するが、ここでは仮にこれだけの長さの材料を通ったものとして議論を進める事にする。

この 8 パスによって付け加わる GDD 及び TOD はそれぞれ 15621.14fs²、11405.85fs³ である。一方プリズム対の挿入量 1mm あたり (15 往復積算) で変化する GDD は 5627.38fs²、TOD は 1861.28fs³ であるから、プリズムの挿入量 1mm 程度の調節で付加された GDD の 1/3 程度が補償される計算になり、挿入量の微調整で高次分散補償が可能である事が期待される。実際に前述のアルゴリズムに従ってプリズムの挿入量と Compressor の配置の調整を行うと、図 4.25(b) の 2 点鎖線 (Adding TiS (A)) に示す通り Ti:sapphire を加えない場合と殆ど同じパルス波形が得られる。この時のプリズムの挿入量は 4mm であり、もとの状態から 1.5mm だけ引き抜いた配置になっている。また Compressor は間隔 424.18mm、入射角 20.41° であった。

さらにプリズム対の間隔も調整可能であれば⁹、図 4.25(a)、(b) に於けるダッシュの曲線で示した通り

⁸分散補償の観点からすればプリズム対の入る場所はシステムのどの位置でも等価であるが、増幅後にプリズム対を入れた場合の僅かな損失を Backus らは嫌ったのだと思われる。

⁹プリズム対の間隔調整のために再生増幅器の共振器配置を一部変更したとしても、再生増幅器からの出力ビームの方向はポッケルスセル側のエンドミラーの方向ではほぼ決まっているので、以降の増幅ステージの再立ち上げは容易に行う事ができる。

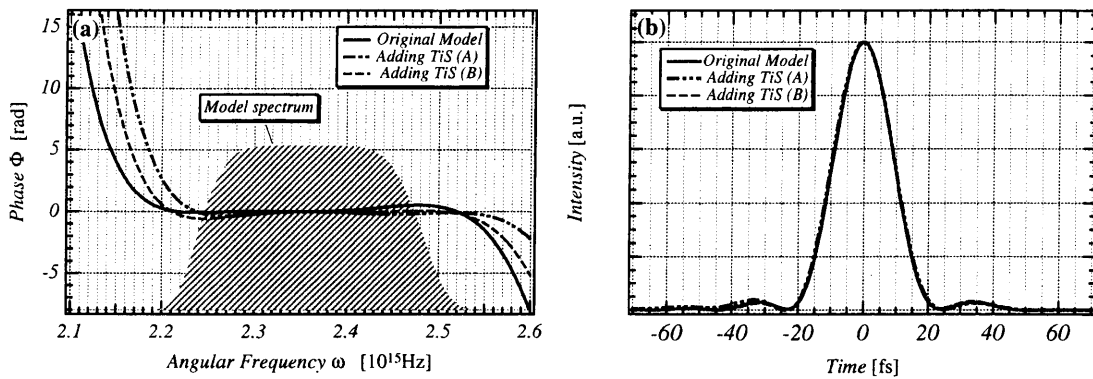


図 4.25: (a): Brewster Cut で長さ 30mm の Ti:sapphire、8 パスを加えた時の Compressor 後の位相を、もとの位相と比較。(A) はプリズム対の挿入量のみ変化させて計算したもの。(B) はプリズム対の距離、挿入量共に変化させてけいさんしたもの。(b): (a) で与えられたスペクトルと位相から計算されるパルス波形。(A)、(B) の意味は (a) と同じ。

((Adding TiS (B))、ほとんど元のモデルのパルスと等しい波形が得られる。この時のプリズム対の間隔は 400mm、挿入量は 5mm、Compressor の間隔は 423.75mm で、入射角は 20.36° である。

以上の結果から、HYCOME は増幅ステージの増設、あるいはもっと一般的に言って、分散媒質の付加に対して、プリズム対と Compressor の僅かな調節で柔軟に対応できる事が分かった。これは他の分散補償方式では見られない重要な利点である。

さらに、これまでの計算では Stretcher の配置を、入射角 18.6° 、 l_{0st} (式 (4.60)) を 400mm に固定して行っていたが、これもまた事情 (ビームのとりあい、光学素子の大きさ等の幾何学的制限や、回折格子の回折効率) にあわせて変化させる事ができる。例として、入射角 38° の場合での計算結果を図 4.26 に示す。この時、回折するビームの方向はリトロ角 (溝数 $1200\ell/\text{mm}$ 、波長 800nm では 28.69°) を挟んで今までの反対側となる。なお、 l_{0st} は 400mm のままとすると、Stretcher の GDD が元のモデルより大幅に少なくなるため、 l_{0st} を 600mm とした。また、これに合わせて Öffner 光学系を構成する球面鏡の曲率半径も大きくし、曲率半径 1200mm の凹面鏡と 600mm の凸面鏡の組み合わせを用いたとして光線追跡を行った。この時のプリズム対 (LaSF014) の配置は、間隔 32cm、挿入量 6mm であり、

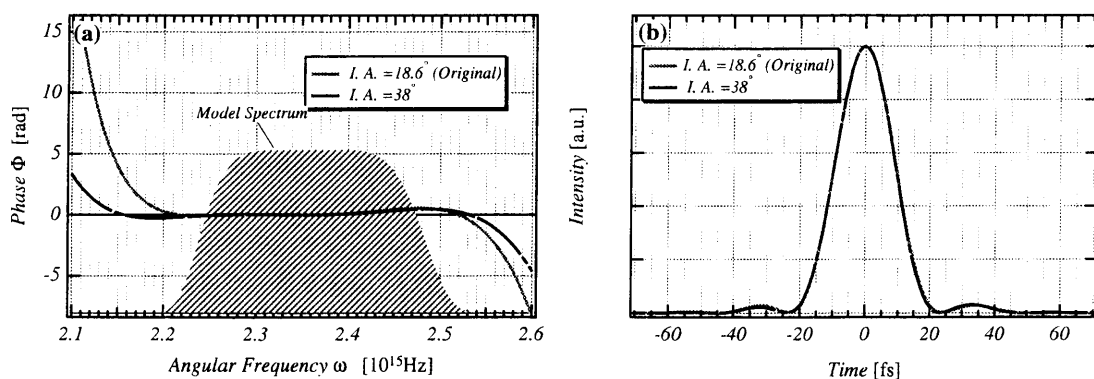


図 4.26: (a):Stretcher の回折格子に対する入射角の違いによる、位相の比較。灰色の実線が 18.6° (今までの計算) の場合で、点線が 38° の場合。ただし 38° の場合は l_{0st} を 600mm としている (本文参照)。(b): (a) で与えられたスペクトルと位相から計算されるパルス波形。

Compressor については入射角 39.73° 、間隔 630.91mm であった。

図 4.26(a) を見て分かる通り、角振動数に対する位相の変化の仕方は元の配置よりもむしろ緩やかになり、得られたパルスも (図 4.26(b)) 殆どフーリエ限界に近いものとなっている。実験は (§6.1、§6.2) 省スペースを考慮して元の配置で行っているが、超短パルス性を重視するのであればむしろこの 38° の

入射角の配置の方が好ましいかもしれない。いずれにしろ **HYCOME** に於いては回折格子に対する入射角をかなり自由に設定できる事を、この例から窺い知る事ができる。

§4.4 スペクトルと分散補償についてのまとめ

§4.1 及び §4.3 で述べた通り、20fs の超短パルス増幅を実現するためのスペクトル制御、分散制御の手法が開発された。スペクトルの狭帯域化は、参考文献 [57] で考案された再生パルス整形によって防ぐ事ができる事がわかり、計算によって得られたスペクトル波形は実験とよく一致した。また、分散補償については、本研究独自の手法である **HYCOME** によって、ほぼフーリエ限界に近い 20fs のパルスが得られる事が光線追跡による計算結果によって明らかになった。なおパルス幅についての実験結果は §6.1、§6.2 で述べられる。

第5章 熱レンズと増幅器

本研究の主題の一つは超短パルスを増幅光として得るための技術開発であるが、もう一つの重要な開発テーマは、レーザーパルス増幅器の高繰り返し化であり、これを高エネルギー超短パルス増幅と同時に達成する事にある。例えば本研究で開発したレーザーの使用目的の一つである高調波発生は、TW から sub-TW 程度のピーク強度を必要とする。このピーク出力を高繰り返しで得ようとする、平均のパワーは 1kHz で数 W から 10W 以上必要となり、市販のレーザーではまかないきれない値となる。

これまで高平均出力の増幅器の開発を簡単に行う事ができなかった理由の一つが、熱によるレーザービーム伝搬への影響である。§6.3 で述べるエキシマレーザー等のガスレーザーではチェンバーの冷却とガス循環の高速化によって、熱の影響を抑える事が比較的容易にできるが、固体レーザーの場合、熱伝導の悪さ（金属に比較して）や表面積の小ささから、例えば強力な冷却方法を用いたとしても、ビーム伝搬への影響を避けることは困難である。従って、高平均出力の固体レーザーでは熱に誘起された様々な効果を低減する事、あるいは、これを補償するような増幅器の設計が非常に重要な課題となる。

もちろん熱による効果と一口に言ってもさまざまなものがある。高平均出力の固体レーザー 発振器（主に Nd:YAG レーザー）に対しては

1. 熱分布とそれに伴う屈折率変化による熱レンズ
2. 熱によるレーザー媒質に対するストレスに起因する光弾性効果=>媒質の方向に依存した複熱レンズ効果
3. 熱によるレーザー媒質に対するストレスに起因する光弾性効果=>媒質の方向に依存した複屈折効果

等が古くから知られており [69]、これらの問題を解決する方法は今までに数多く研究されてきている [70, 71, 72]。

一方、本研究のテーマである Ti:sapphire の増幅器と参考文献 [70, 71, 72] のの例を比較すると、これら Nd:YAG の発振器は主にレーザーロッド全体を励起してロッド全体を利得媒質として利用する、口径の大きい共振器構成であるのに対して、Ti:sapphire の増幅器はロッドの中心部の極一部をレーザー光と同軸に励起する構造になっている違いがある。上記の問題の内、熱によるストレスの発生は主に円柱形状のロッドに対する境界条件に起因するものである [69] 事から、ロッドの中心部の一部分のみを用いる Ti:sapphire の増幅器では 3つの問題の内 2. と 3. は（Nd:YAG 発振器に比べれば）それ程厳しいものではないことが予想される。なぜならばロッドの中心部分のみを励起するため、媒質は等方にほとんど無限遠まで続いているとみなせるからである。

従ってここでは、残るもう一つの最も重要な効果、熱レンズが生じた時の増幅器（特にマルチパス増幅器）設計の問題点を明らかにし、これらに対処する幾つかの方法を紹介した後、本研究で開発した熱レンズ補償方法について述べる事とする。

§5.1 熱レンズの発生

まず最初に、熱レンズがどのようにして発生するかを説明する。ここでは図 5.1 に示すようなロッド状の固体レーザー媒質を、増幅されるレーザービームと同軸方向に光励起する場合を考えている。励起光の内、レーザー光、あるいは蛍光となって放出されるエネルギー以外の大部分は熱に変わるから、励起光のプロファイルと熱伝導率に応じて温度分布がロッド内に生ずる事になる。一般に固体レーザー媒

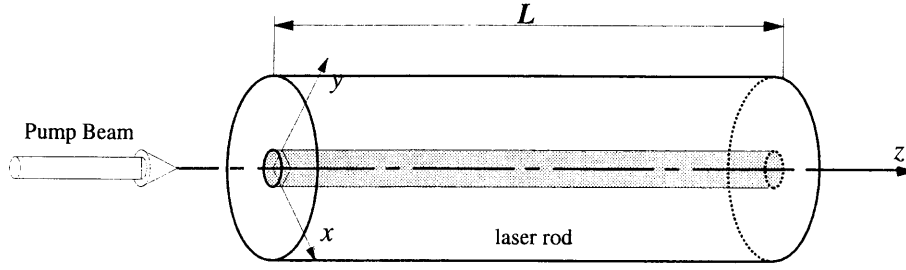


図 5.1: レーザーロッドの同軸励起。レーザーの進行方向を z 、それと垂直な面内に x 、 y 方向を定義する。

質の屈折率は温度によって変化するので、この温度分布に対応する屈折率分布が生じ、結果としてレンズと同等の働きをするようになる、というのが定性的な説明である。もちろん温度分布による屈折率変化の他に、変形等によるレンズ効果も考えられるが、ここでは簡単のため屈折率変化に的を絞って熱レンズを取り扱う事にする。なお、以下の議論は参考文献 [73, 74] に基づいている。

図 5.1 の様に座標軸を決め、励起ビームはガウシアンプロファイルである場合を考える。簡単のためビームに沿った方向の励起光分布は一様であると仮定する [73]。この時結晶長を L_{rod} とすれば、ビームに垂直な面内の位置 (x, y) での (原点は励起ビームの中心) 単位面積、単位長さあたりの励起パワー (密度) $P_L(r)$ ($r \equiv \sqrt{x^2 + y^2}$) は

$$P_L(r) = \frac{2P_{\text{all}}}{\pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) \quad (5.1)$$

と書ける。ここで P_{all} は全励起パワー、 w_p は励起ビームの $1/e^2$ 半値幅である。このうち χ だけが熱になるとすれば、この部分に発生する単位時間当たりの熱量 $\partial q_{\text{ext}}/\partial t$ は $\chi \cdot P_L(r)$ で与えられる。一方、ロッドの密度を ρ 、比熱を C_V とすれば、この熱 q_{ext} による温度変化 Θ_{ext} は

$$\Theta_{\text{ext}} = q_{\text{ext}} / (\rho C_V) \quad (5.2)$$

である。従って励起ビームによる単位時間当たりの温度変化 $\partial \Theta_{\text{ext}}/\partial t$ は式 (5.1) を時間で微分してやる事によって

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta_{\text{ext}}}{\partial t} &= \frac{1}{\rho C_V} \frac{\partial q_{\text{ext}}}{\partial t} \\ &= \frac{2}{\rho C_V} \cdot \frac{P_{\text{all}}}{\pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

という形になることが分かる¹。

よく知られている通り、温度分布 $\Theta(r)$ は、 K_{th} を熱伝導率としたとき、熱伝導方程式

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{K_{\text{th}}}{\rho C_V} \nabla^2 \Theta + \text{external source term} \quad (5.4)$$

を満たす。この場合の外部からの source term は励起レーザーによる温度変化 $\partial \Theta_{\text{ext}}/\partial t$ に他ならないから、結局

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{K_{\text{th}}}{\rho C_V} \nabla^2 \Theta + \frac{\partial \Theta_{\text{ext}}}{\partial t} \quad (5.5)$$

の解を求めれば良い。

必要なのは熱平衡状態における温度分布であるので $t \rightarrow \infty$ で $\Theta \rightarrow \Theta_{\text{eq}}$ ($\partial \Theta_{\text{eq}}/\partial t = 0$)、と仮定すると式 (5.5) は

$$0 = \frac{K_{\text{th}}}{\rho C_V} \nabla^2 \Theta_{\text{eq}} + \frac{2}{\rho C_V} \cdot \frac{P_{\text{all}}}{\pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) \quad (5.6)$$

¹実際に用いている励起レーザーはパルス状であるため、本来であれば時間依存性をこの部分に含めなければならないが、ここではレーザーの繰り返しが高頻度で、ほとんど連続光みなせるものとして考えることにする

となる。 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ によって円柱座標になおすと、source term に z 、 ϕ 依存性が無いことから、変数分離によって $\partial \Theta_{\text{eq}} / \partial z = 0$ 、 $\partial \Theta_{\text{eq}} / \partial \phi = 0$ としても一般性を失わない。よって解くべき方程式は

$$0 = \left(r \frac{d^2}{dr^2} + \frac{d}{dr} \right) \Theta_{\text{eq}}(r) + \frac{r}{b^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_p^2}\right) \quad (5.7)$$

である。ここで

$$\frac{1}{b^2} \equiv \frac{2\chi P_{\text{all}}}{K_{\text{th}} \pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \quad (5.8)$$

と定義した。式 (5.7) の両辺を 0 から r' まで積分してやれば

$$0 = r' \frac{d\Theta_{\text{eq}}(r')}{dr'} - \frac{w_p^2}{4b^2} \left(e^{-\frac{2r'^2}{w_p^2}} - 1 \right) \quad (5.9)$$

となる。変数を r に戻して $r^2/w_p^2 \ll 1$ の近似の下で ($e^{-\frac{2r'^2}{w_p^2}} \simeq 1 - 2r'^2/w_p^2$) この式は

$$\frac{d\Theta_{\text{eq}}(r)}{dr} \simeq -\frac{r}{2b^2} \quad (5.10)$$

という簡単な形になるので、さらに積分が実行できて

$$\Theta_{\text{eq}}(r) \simeq \Theta_{\text{eq}}(0) - \frac{r^2}{4b^2} \quad (5.11)$$

という解が得られる。重要なのは温度の絶対値ではなく、中心部分との差 $\Delta\Theta_{\text{eq}}(r) \equiv \Theta_{\text{eq}}(r) - \Theta_{\text{eq}}(0)$ すなわち、

$$\begin{aligned} \Delta\Theta_{\text{eq}}(r) &= -\frac{r^2}{4b^2} \\ &= -\frac{\chi P_{\text{all}}}{K_{\text{th}} \pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \left(\frac{r^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

であり、これによって温度分布は励起の中心付近で方物型に変化する事がわかる。 r^2 に対する係数が $K_{\text{th}} \pi w_p^2$ を分母に含んでいることから、熱伝導率が大きい程、また励起の面積が大きい程、変化の度合いが小さくなる事もわかる。

温度 $\Theta_{\text{eq}}(0)$ の近くで、温度変化による屈折率変化の割合を $\partial n / \partial \Theta$ とすれば、この温度プロファイルに対する屈折率変化 $\Delta n_{\text{th}}(r)$ は

$$\Delta n_{\text{th}}(r) = \frac{\partial n}{\partial \Theta} \Delta\Theta_{\text{eq}}(r) \quad (5.13)$$

と書けるから、結局屈折率の分布 $n(r)$ は

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{\kappa_2}{2} r^2 \right) \quad (5.14)$$

で与えられる。ただし n_0 はロッド中心での屈折率で、 κ_2 は

$$\kappa_2 \equiv \frac{1}{n_0} \frac{\partial n}{\partial \Theta} \frac{\chi P_{\text{all}}}{K_{\text{th}} \pi w_p^2 L_{\text{rod}}} \quad (5.15)$$

と定義した。 z 方向については一様な熱分布を仮定しているので屈折率分布も z 方向に一様である。

式 (5.14) の様に中心の屈折率が高く、方物型に減少して行く媒質に対するビーム伝搬は、一般に $ABCD$ 行列

$$\mathcal{G} = \begin{bmatrix} \cos\left(\sqrt{\kappa_2/n_0}z\right) & \sqrt{n_0/\kappa_2} \cdot \sin\left(\sqrt{\kappa_2/n_0}z\right) \\ -\sqrt{\kappa_2/n_0} \cdot \sin\left(\sqrt{\kappa_2/n_0}z\right) & \cos\left(\sqrt{\kappa_2/n_0}z\right) \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

を用いて表すことが出来る [75] ので、この結晶に平行ビームを入射したときの集光点の位置を熱レンズの焦点距離 f_{th} と考えれば、

$$\begin{aligned} f_{th} &\simeq \sqrt{\frac{n_0}{\kappa_2}} \cot \left(\sqrt{\frac{\kappa_2}{n_0}} L_{rod} \right) \\ &\simeq \frac{n_0}{\kappa_2 L_{rod}} \\ &= \frac{n_0^2 \pi w_p^2 K_{th}}{\chi P_{all} \frac{\partial n}{\partial \Theta}} \end{aligned} \quad (5.17)$$

という形で熱レンズが表される事になる。なおこの計算では、 $\sin(\sqrt{\kappa_2/n_0} L_{rod}) \simeq \sqrt{\kappa_2/n_0} L_{rod}$ 等の近似が成立する場合のみを考えた。

レーザーの利得に直接関係しているのは励起の平均パワー P_{all} よりもむしろ、励起のフルーエンスであるから、この式を励起のピークフルーエンス F_p で表わす事を考える。励起のパルスエネルギーを E_p とすれば、ガウシアンプロファイルの仮定から、

$$E_p = \frac{\pi w_p^2}{2} F_p \quad (5.18)$$

一方 P_{all} はパルスの繰返し周波数 ν_{rep} を用いて

$$P_{all} = E_p \nu_{rep} \quad (5.19)$$

と書けるから、この2式を式 (5.17) に代入して、

$$f_{th} = 2 \frac{n_0^2 K_{th}}{\chi \frac{\partial n}{\partial \Theta}} \cdot \frac{1}{\nu_{rep} F_p} \quad (5.20)$$

となる。式 (5.20) を見て分る通り、1パルスあたりのフルーエンスを大きくすると、熱レンズの焦点距離はそれに反比例して短くなる。これはすなわち高利得の増幅器程、熱レンズの効果が著しくなる事を意味している。また、励起レーザーの繰返しに反比例して熱レンズの焦点距離が短くなる事はさらに重要な結論である。1kHz に於ては可能であったマルチパス増幅器の設計が5kHz では成立しなくなる原因はここにあり、本研究では、この問題を解決する手法を新たに考案し、マルチ kHz 以上の繰返しで初めて30W以上の出力を持つマルチパス増幅器を開発した。解析の詳細は本章の次節以降、実験結果については §6.2 に述べる。

ただし、式 (5.17) はあくまでも一つのモデルに基づく計算結果に過ぎない事に注意する必要がある。このモデルでは熱レンズの焦点距離はあくまでもガウシアンビームで z 方向に一様な励起を行う事を仮定した上、与えられた温度分布の external source に対しての特解のみを求めているため、現実のロッドの冷却で重要な役割を果たす表面に対する境界条件が考慮されていない。直感的に考えれば、同じ径のロッドでも長さが長く、 z 方向の熱の発生が一様な方が表面からの冷却の効果が大きいはずで、これによって熱レンズの効果も緩和されるはずである。実際、高繰返しでの Ti:sapphire 再生増幅器において、励起光に対する吸収係数が小さく長い Ti:sapphire ロッドを、吸収係数が大きく短いロッドに交換したところ、発振が不安定になったという報告があり、これは熱レンズの焦点距離が変化したためであると推測されている [76]。

この実験結果を参考にして (上記の計算では熱レンズの焦点距離はロッドの長さ L_{rod} に依存しない結果となっているが)、本研究で開発した高出力高繰返しレーザーのマルチパス増幅器の部分にはすべて、吸収係数が小さく (チタン濃度 0.05wt%、吸収係数 $\alpha=1\text{cm}^{-1}@514\text{nm}$) 長い (30mm) のロッドを用いている²。

熱レンズをどのように補償してゆくかを考える際には、これ以降式 (5.17)、式 (5.20)、または式 (5.16) をもとに解析を進めるが、必要な時は適宜上記のような条件を考慮してゆく。

²表 2.3 に挙げた発振器用の Ti:sapphire 結晶と比較すると、その違いがよく分かる。チタン濃度は 1/5、長さは 6 倍以上である。

§5.2 再生増幅器と熱レンズ

5.2.1 1kHz の場合

3.3.4 で述べた通り、再生増幅器は、レーザーパルスが共振器中を往復する事によって増幅されるので、ビームの横モードは共振器設計によって決まる。典型的な 1kHz 再生増幅器の例として、8mJ の励起ビームを用いた場合の増幅の様子（パルスエネルギーのパス毎の増加）を 3.3.2 で計算したが、ここでは Ti:sapphire 上のビーム径が実際にこの条件を満たすように共振器を構成した時の熱レンズの影響を考える。

1kHz の Ti:sapphire 再生増幅器は、Mourou らがこれを開発した当初から殆どその共振器構成が確立されており、本研究では共振器中にプリズム対を挿入する必要があったため、これを 4 ミラー構成に変更したものをベースしている（図 4.18 参照）。これと等価なレンズによる共振器構成を図 5.2 示す。共

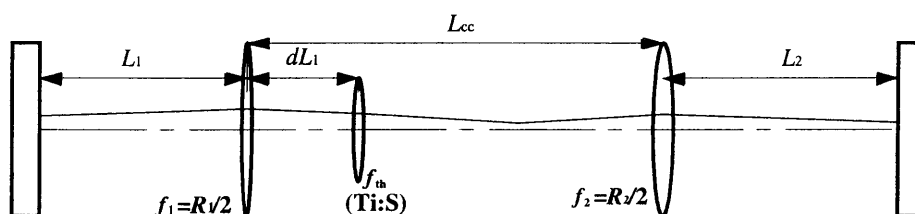


図 5.2: 再生増幅器と等価な共振器構成。曲率半径 R_1 、 R_2 の凹面鏡を焦点距離 $R_1/2$ 、 $R_2/2$ のレンズとし、Ti:sapphire の位置にも熱レンズ（焦点距離 f_{th} ）があると考える。

振器中の光学素子の破壊閾値は Pockels Cell の AR コートが最も低いので、曲率半径の異なる（図中の R_1 、 R_2 で $R_1 > R_2$ ）凹面鏡 2 枚を用い、ビーム径の大きい、 R_1 の側の腕に Pockels Cell を入れ、平面鏡 2 枚を共振器終端に配置する。

再生増幅器に実際に用いている凹面鏡の曲率半径はそれぞれ $R_1 = 1.0$ m、 $R_2 = 0.5$ m、配置の仕方は凹面鏡間隔 L_{cc} が約 90 cm、凹面鏡から平面鏡までの距離 L_1 、 L_2 がそれぞれ約 0.4 m、0.5 m、となっており、Ti:sapphire（熱レンズ）の位置は凹面鏡 1 (R_1) から約 23 cm である（§6.1 参照）。パルスの injection/switch-out の都合上共振器全体の長さはモード同期発振器の共振器長より短く設定する必要がある。

この構成における共振器の特性を考えてみよう。まず Ti:sapphire に生じる熱レンズの焦点距離 f_{th} を求める。表 2.2 の値を参照すると、 $K_{th} = 46 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 、 $\partial n / \partial \Theta = 1.3 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ であるから、これを式 (5.17) に代入してやると f_{th} は約 2.2m となる。ここで 3.3.2 のモデルに従って $w_p = 550 \mu\text{m}$ 、 $P_{all} = 8 \text{ W}$ 、とし 60% が熱になる ($\chi = 0.6$) と仮定した。前節で述べたようにこの値は熱レンズのモデルに依存しており、また現実の増幅器においては共振器の損失に応じて励起のビーム径も変化させて（励起フルエンスを変化させて）調整を行うため、実際の熱レンズの値はこれほど厳密にきめる事はできない。式 (5.3)(a) の斜線部分の様にある程度の幅をもって考えた方がよいであろう。

熱レンズの値が決まったのでこれを共振器内のどこに配置するかを考える。増幅のモデルでは増幅されるビームの径を $500 \mu\text{m}$ としていたが、Ti:sapphire が Brewster カットであることを考えて、もう少しビーム径の小さい所にこれを配置する事にする。熱レンズが存在しない時ビーム径が $300 \mu\text{m}$ から $400 \mu\text{m}$ となる場所 ($R_1 = 1.0$ m の凹面鏡 1 から 20cm から 30cm 離れた場所) に熱レンズを置いたとして、そこでのビーム径の変化を f_{th}^{-1} に対してプロットしたのが式 (5.3)(b) である。一点鎖線は凹面鏡 1 と熱レンズの間隔が 20cm の時、実線は 23cm の時、そして点線が 28cm の時を表わす。斜線部分は再生増幅器に必要なフルエンスに対して予想される f_{th} の範囲を示しているが、いずれの場合でもこの範囲内でのビーム径の変化は小さく、励起フルエンスの調整によって大きく共振器の条件が変化することはないのが見てとれる。むしろ、励起フルエンスが（あるいは熱レンズのモデルの妥当性が）2 倍以上も異なっていた場合は話が別であり、熱レンズの位置が 20cm の場合には急激にビーム径が拡大し不

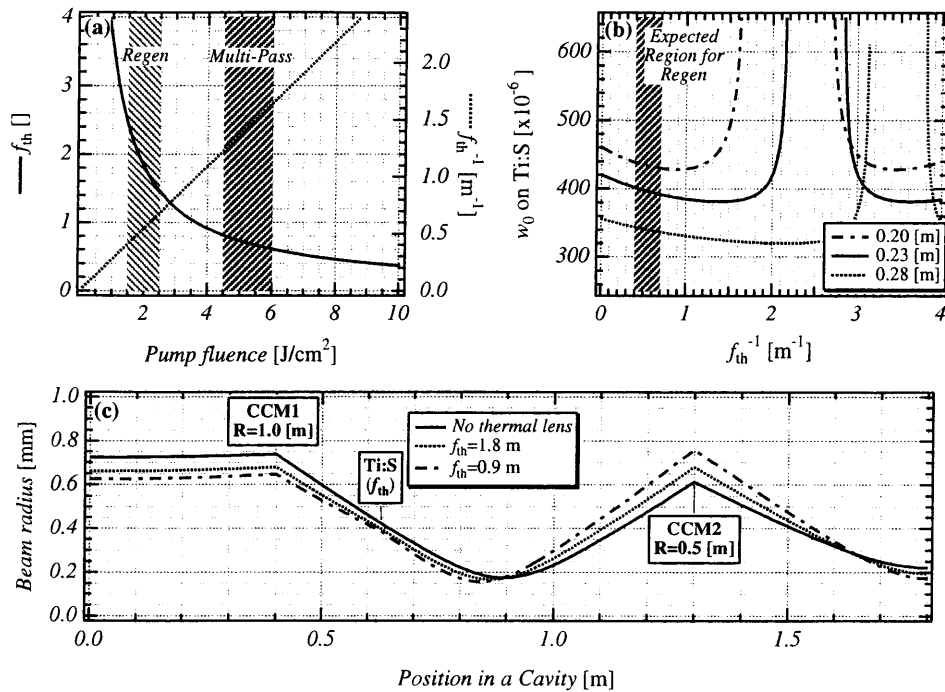


図 5.3: (a) 繰返しを 1kHz とした時の励起フルーエンスに対する熱レンズの焦点距離 f_{th} (実線、左側の縦軸) とその逆数 (点線、右側の縦軸) の関係。斜線は再生増幅器とマルチパス増幅器に必要なフルーエンスの領域を示す。(b) f_{th}^{-1} に対する Ti:sapphire でのビーム径。各曲線は凹面鏡 1 から Ti:sapphire (熱レンズ) までの距離の違いを表わしている。斜線部分は (a) の斜線部分 (再生増幅器に対するフルーエンス) に対応。(c) 共振器内でのビーム径。熱レンズの位置は凹面鏡 1 から 23cm に固定。実線は熱レンズが無い場合、点線は $f_{th}=1.8$ m、一点鎖線は $f_{th}=0.9$ m の場合を表わす。

安定共振器になってしまうおそれがあるので、実際の配置では 23cm が採用された。

この位置に熱レンズが生じた時の共振器内でのビーム径を計算したものが式 (5.3)(c) である。実線は熱レンズが生じない場合のビーム伝播の様子を示しているが、これを見て分かる通り、励起フルーエンスから予想される熱レンズの焦点距離よりも遥かに短い f_{th} の値 (0.9m) であっても、ビーム伝播の様子はそれ程大きく変化しない。

これらの結果から 1kHz の再生増幅器では熱レンズの効果はビーム伝播に対してそれ程深刻な影響は与えないと考えられる。

5.2.2 5kHz 以上の場合

レーザーの繰返し周波数に反比例して熱レンズの焦点距離が短くなるため、5kHz 以上もの高繰返しでは、比較的低フルーエンスの励起である再生増幅器においても、熱レンズの効果に注意を払う必要がある。例として 10kHz の繰返し、3mJ のパルスエネルギー (平均のパワー 30W) で励起する場合を考えてみよう。これは実験に用いた励起用のレーザーが半導体レーザー励起の cw-Q スイッチ Nd:YAG レーザーの 2 倍波で、10kHz の繰返しで 100W の平均出力を持つ事から (§6.2 参照)、再生増幅器 1 段とマルチパス増幅器 1 段をこのレーザーで励起し、エネルギーを 3:7 で配分した状況を想定している。

励起のピークフルーエンスを $2\text{J}/\text{cm}^2$ に設定すると、ビーム径 ($1/e^2$ 半幅) は約 $300\mu\text{m}$ 、熱レンズの焦点距離 f_{th} は約 0.17m になるが、この程度の小さなビーム径になると短焦点の集光系を必要とするため、わずかの調整の差でビーム系が変化する可能性があり、また Ti:sapphire 内でビーム系が大きく変化する事を考慮すると、実質的な f_{th} の値はここから大きくずれている可能性もある。そこで、 f_{th} の値として、0.075m、0.15m、0.30m、の 3 種類の場合について、Ti:sapphire (熱レンズ) 上でのビーム径を計算した。結果を図 5.4 に示す。

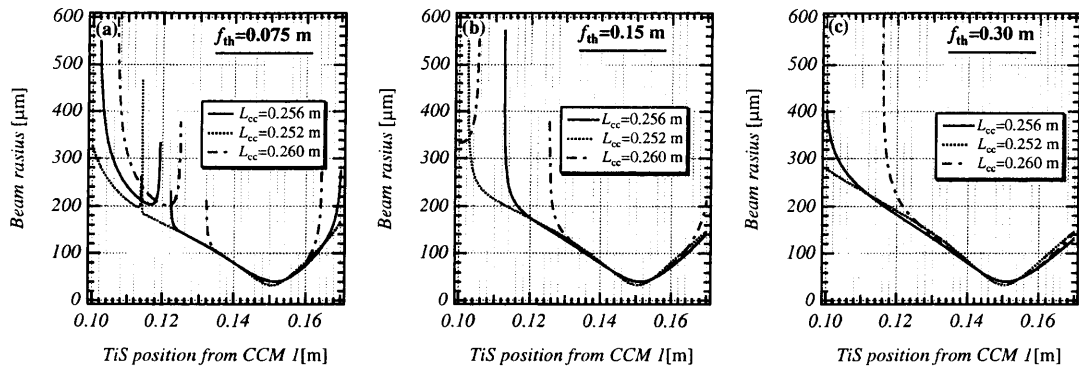


図 5.4: 高繰返し (10kHz) 再生増幅器内の Ti:sapphire (熱レンズ) 上でのビーム径。横軸は凹面鏡 ($R_1=0.3$ m) からの距離である。また実線は凹面鏡間隔 L_{cc} ($R_2=0.2$ m なので $L_{cc}=0.25$ m とするとコンフォーカルになる) が 0.256m の場合、点線は 0.252m の場合、一点鎖線は 0.260m の場合を示している。(a) 熱レンズの焦点距離が 0.075m の時。(b) 熱レンズの焦点距離が 0.15m の時。(c) 熱レンズの焦点距離が 0.30m の時。

想定している共振器の構成は凹面鏡 1 の曲率半径 R_1 が 0.3m、凹面鏡 2 の曲率半径 R_2 が 0.2m、凹面鏡 1 の側の腕の長さ L_1 が 0.7m、凹面鏡 2 の側の腕の長さ L_2 が 0.84m である。凹面鏡の間隔 L_{cc} の違いは各グラフの実線 ($L_{cc}=0.256$ m)、点線 ($L_{cc}=0.252$ m)、一点鎖線 ($L_{cc}=0.260$ m) によって区別している。グラフの横軸は凹面鏡 1 から Ti:sapphire (熱レンズ) までの距離であり、これを調整する事によって Ti:sapphire 上でのビーム径がどのように変化するかを示している。

励起のビーム径の値から考えると Ti:sapphire 上でのビーム径は $200\mu\text{m}$ 前後が理想的であり、どの場合でも $dL_1=0.11\sim 0.13$ m の所に Ti:sapphire を置けば良い事がこれらのグラフから見てとれる。ただし、 f_{th} の値が小さい時 (図 5.4(a)(b)) は、凹面鏡間隔によって $dL_1=0.12$ m 付近に不安定領域を生ずるため、凹面鏡の間隔の調整には十分注意が必要である。

実験では繰返しを 5kHz とし、発振のビーム形状、得られるエネルギー等をモニターしながら微調整を行い、 dL_1 は約 0.12m の位置とした。結果については §6.2 で述べる

以上、再生増幅器における熱レンズは比較的低フルーエンスの励起である事と、熱レンズと同程度、あるいはそれ以上のタイトフォーカスの凹面鏡を用いた共振器中に熱レンズを配置するような解が存在するため、比較的容易に安定条件を持つ共振器設計が可能である。

§5.3 マルチパス増幅器における熱レンズ補償

マルチパス増幅器は主に再生増幅器では得られない高エネルギーの増幅に対して用いられる事が多い。もちろん図 3.8(a) に示した様に、レンズによるコンフォーカル型のマルチパス増幅器では、ビームウエストに Ti:sapphire が置かれていることから、低エネルギー高フルーエンスの増幅器として再生増幅器の代わりに用いることは可能である。

しかしながら本研究のテーマである高繰返し高エネルギーの増幅器の場合、適度なビーム径を保ちながら Ti:sapphire を何度も通すには、図 3.8(a)、図 3.8(b) いずれの配置においても、なんらかの工夫が必要になってくる。例えば 1kHz の繰返しに於いては図 5.3(a) に示す通り、マルチパス増幅器に必要なフルーエンスで励起すると、生ずる熱レンズの焦点距離は 1m 以下である。一方、高エネルギーの増幅器を想定して励起エネルギーを 40mJ (平均のパワー 40W) とすると、このフルーエンスを得るためのビーム径は約 $800\mu\text{m}$ となり、平行ビームを通す通常の Bow-tie 型の配置 (図 3.8(a)) では熱レンズによる集光のため、一定のビーム径を保つ事が難しい。コンフォーカル型の配置では、これ程大きいビーム径を (増幅されるビームはこれより小さい径でなければ放物線型の屈折率分布の近似が成立しないが) 焦点位置で得ることは困難である。また、励起とのミスマッチを承知の上で増幅光の径を小さいままコンフォーカル型の増幅器によってマルチパス増幅を行うと、熱レンズの効果で折り返しミラー上でのビー

ム径が極端に大きくなり、正常な増幅動作が不可能でになると報告されている [63]。

次節ではこれらの問題を解決するために用いられてきた手法について議論し、その後、本研究で新たに考案したマルチパス増幅器の熱レンズ補償の手法について述べる。

5.3.1 これまでの方法

sub-TW のピーク出力を持つ kHz の Ti:sapphire CPA システムを初めて開発したのは、ミシガン大学の Backus らであった [63]。彼等は 23W の (Ti:sapphire に吸収された) 励起パワーに対して 7W の増幅出力 (入力は 0.7W) を 2 段目のマルチパス増幅器から得ている。このシステムに於ける増幅器はすべて

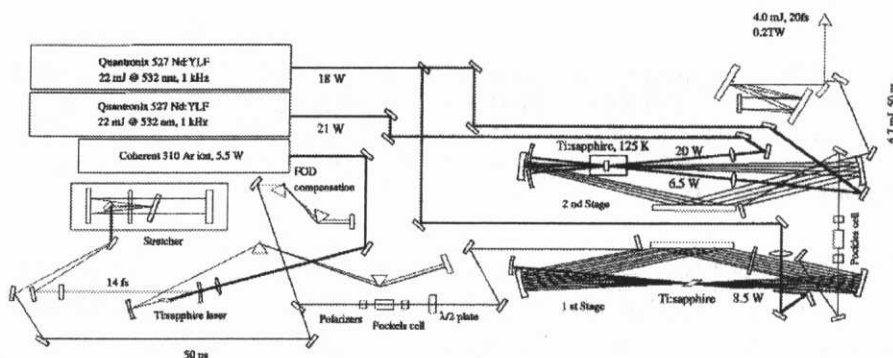


図 5.5: ミシガン大学於いて開発された kHz, 0.2TW Ti:sapphire レーザーシステム。増幅器はすべてマルチパスで構成されている。

リング型のコンフォーカルマルチパス増幅器で初段の 8 パス増幅器による nJ レベルのパルスエネルギーから sub-mJ レベルへの増幅 (励起は 8.5W) は特に熱レンズを問題にすることなく行われている。しかし、2 段目の増幅器では Ti:sapphire 結晶をクライオスタットに封入した上、液体窒素冷却を行っているのが大きな特徴である。

式 (5.17) で示した通り、熱レンズの焦点距離は熱伝導率に反比例するが、Ti:sapphire の熱伝導率は液体窒素温度にまで冷却すると $46\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ から $2000\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ へ変化し、さらに屈折率の温度変化の割合も $1.3 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$ から $3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ へと減少するので熱レンズ焦点距離が大幅に長くなる³。これによってリング型のコンフォーカル配置においてもマルチパス増幅が可能になり、少なくとも上記の平均出力までは十分増幅可能であることが示された。しかしこれ以上のパワーの増幅器に対しては、液体窒素の冷却が十分に行えるかどうかの問題になってくると思われる。

比較的パルス幅の長い kHz システムについては Bow-tie 配置のマルチパス増幅器にレンズを挿入して熱レンズを補償する Fu らの試みもあった [77]。彼らのマルチパス増幅器の基本構成は Bow-tie 型であったが、熱レンズを補償するために焦点距離 0.4m のレンズを Ti:sapphire の隣に置いている。この方法を用いたレーザーシステムでは、1kHz の cw-Q スイッチ YLF レーザーの 2 倍波出力 35W を約 1.5mm の径に集光して Ti:sapphire を励起し、1W の入力で 4 パス増幅後 10.5W の出力が得られている。このレーザーのパルス幅は 94fs と、超短パルスレーザーとしては比較的長いので、レンズの透過によるパルスフロントの歪み⁴ はさほど問題にならないが、20fs 程度のパルス幅の場合、単レンズを何度も透過させるのはあまり好ましくない。

これらの方法に対して Salin らは Bow-tie 型のマルチパス増幅器であってもパスの長さをうまく選んでやれば、各パスで同じビーム径が Ti:sapphire 上で再現される条件が存在する事を見出し、これを「熱固有モード (Thermal eigenmode)」と名付けた [78]。彼らは参考文献 [78] の中で、熱分布が放物線型で近似できる範囲を明らかにし、ABCD 行列によるビーム伝播の解析が妥当である根拠を示した。その

³彼等の計算では常温での焦点距離は 0.45m、液体窒素冷却時では 5.6m となっており、10 倍強のびるとしている。式 (5.17) を適用すると、これ以上の効果があるはずであるが、これは熱レンズに対するモデルの違いによるものであろう。

⁴レンズの中心部と周辺部の厚みの違うため、パルス包絡線の到達時刻がビームの周辺部と中心部で異なってしまう現象

上で（既に §5.1 で行っている様に）、Ti:sapphire をレンズとみなして、マルチパスによるレンズ透過において固有のモードが存在する条件を計算したのである。

簡単に彼らの方法を説明すると、図 5.6 の様になる。Ti:sapphire をレンズとみなす事が出来るので、

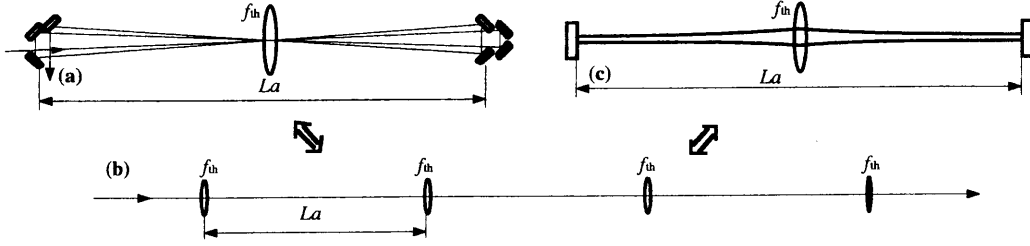


図 5.6: 熱固有モードの概念図。(a): Ti:sapphire をレンズとみなした Bow-tie 型のマルチパス増幅器。パスの長さを L_a とした。(b): (a) を経路に沿って展開した図。 L_a の間隔で並んだレンズの列をビームが通過する事になる。(c): (b) のレンズの列が無限に続いたときの等価的な共振器。

Bow-tie 型のマルチパス増幅器は図 5.6(a) に示す通り、中心にあるレンズをビームが何回か通過する事と同等である。折り返しの部分をのばして考えれば、これは図 5.6(b) のようなレンズの列がパスの長さ L_a ごとに配置され、ここをビームが通過する事に相当する。さらに、レンズ列が無限に続く場合には図 5.6(c) の共振器と同じ構造になるから、熱固有モードとは結局熱レンズ 1 枚で構成される共振器が発振したときのモードを指している事になる。熱レンズの焦点距離を f_{th} とすれば、この共振器の安定条件は

$$0 < L_a < 4f_{th} \quad (5.21)$$

であり、熱レンズの場所に於けるビーム径 ($1/e^2$ 半径) w_{th1} は

$$w_{th1} = \left(\frac{2\lambda f_{th}}{\pi} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{L_a}{4f_{th} - L_a} \right)^{1/4} \quad (5.22)$$

で与えられる。ここで λ は増幅されるビームの波長である。式 (5.22) から、ビーム径と f_{th} がわかれば、パスの長さは

$$L_a = \frac{4f_{th} \left(\frac{\pi w_{th1}^2}{\lambda} \right)^2}{4f_{th}^2 + \left(\frac{\pi w_{th1}^2}{\lambda} \right)^2} \quad (5.23)$$

と一意に決定される。参考文献 [78] の計算によれば（この中で熱レンズの焦点距離を与える公式は式 (5.17) と 2 倍だけ異なる）、 w_{th1} を 0.5mm、励起のパワーを 10W から 40W (1kHz) としたときに必要となるパスの長さ L_a は、約 0.5m から 0.8m であり、Salin らはこの値で増幅実験を行っている。その結果 20W で励起（吸収は 18W）した Ti:sapphire の 5 パス増幅器で 7.5W（入力 0.8W）の出力が得られており、さらにこのビームを 20W で励起した Ti:sapphire の 2 パス増幅器を通して 14.7W まで増幅する事に成功した。また、この実験の後、増幅器を拡張、再構成して 28W まで（励起 40W、入力 16W、2 パス構成）増幅を行い、パルス圧縮の後 1TW のピークパワーを得ている [2, 3]。

以上の様に、「熱固有モード」を利用した Bow-tie 型のマルチパス増幅器は 1kHz の繰返しに於いては有効に機能したと言える。しかしながら、1kHz 以上の繰返しに対してこの方法を利用しようとすると問題が生ずる。式 (5.20) に示した通り、熱レンズの焦点距離は繰返し周波数に反比例して短くなるが、熱レンズの焦点距離が短くなると、モードが再生される条件（共振器の安定条件、式 (5.21)）によって、パスの長さが、これに対応して短くなる必要が生ずる。具体的に繰返し ν_{rep} に対する L_a の依存性を考えてみよう。増幅されるビームの径 w_{th1} は励起のビーム径 w_p に比例すると仮定すれば、 $w_{th1} = \epsilon_p w_p$ となるので（ ϵ_p は比例係数） $\pi w_{th1}^2 = \epsilon_p^2 \pi w_p^2 = 2\epsilon_p^2 E_p / F_p$ と書ける。これを式 (5.23) に代入してやると

$$L_a = \frac{8\alpha_{th}}{1 + 4\epsilon_p^{-2} \lambda^2 \alpha_{th}^2 \cdot P_{all}^{-2}} \cdot \frac{1}{\nu_{rep} F_p} \quad (5.24)$$

ただし、

$$\alpha_{th} \equiv \frac{n_0^2 K_{th}}{\chi \frac{\partial n}{\partial \Theta}} \quad (5.25)$$

と定義した。また $P_{all} = \nu_{rep} E_p$ を用いた。

式 (5.24) を見て分る通り、励起の平均パワーが一定であるとする、必要なパスの長さは繰返し周波数に反比例して短くなる（フルエンスが一定になるようビーム径を調節した場合）。従って、本研究で開発した 5kHz のシステムにこの方法を適用しようとする、パスの長さは 10cm 程度の短さとなり、マルチパスの折り返しミラーの配置、あるいはビームの重なり等の条件から、実現は困難である事が予想される。さらに、もっと高エネルギーの増幅器への拡張を考えた場合、この配置では原理的に折り返しミラー上でビーム径が最も小さくなるので、これらのコーティングの破壊も懸念される。

そこで、5kHz 以上のマルチパス増幅器にも適用可能な手法を本研究では考案し、1kHz、5kHz の増幅器を開発した。次節に、その基本的な考え方を説明する。

5.3.2 本研究における方法～擬共振器構成による熱レンズの補償

前節で述べた通り、Salin らの解析から [78] 熱レンズを確かに「レンズ」として取り扱って良い事が明らかになった。また、Ti:sapphire の位置でのモードの再生は、共振器として安定条件を満たす事が必要条件である事も分かった。そこで、熱レンズ以外の集光光学系をマルチパス増幅器に加えて、熱レンズの補償を行うというのが、基本的な発想である。ただし、参考文献 [77] で行われている様なレンズの使用は避けなければならない。

マルチパス増幅器は通常 Ti:sapphire を中心に対称な構造であるから、熱レンズ補償の最初の候補となる最も単純な配置は、凹面鏡 2 枚を用いた共振器をマルチパスに置き換えたものという事になる（図

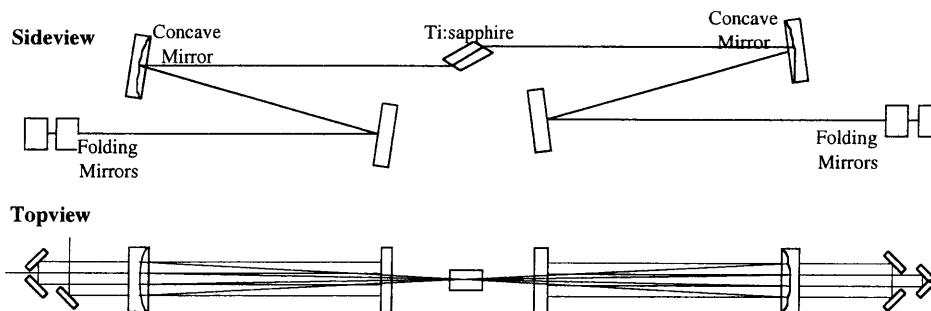


図 5.7: 凹面鏡 2 枚を用いたマルチパス増幅器の配置。図 5.5 のマルチパス増幅器と根本的に異なるのは共振器としての安定条件を満たすために、凹面鏡の間隔をコンフォーカルにしない所である。各パスの折り返しミラーは独立に動かせる様にしておく必要がある。

5.7)。一見すると図 5.5 のリング型増幅器を往復型にただけの様に見えるが、モードの再生の条件を考慮に入れる事により、凹面鏡の配置が必ずしも共焦点にならないという点が大きな違いである。従って、図 5.5 の様に 1 枚のミラーによってすべてのパスを折り返す事はできず、各パスの折り返しは独立になされる必要がある。

この配置（名前をつけておかないと後で面倒になるので、ここでは仮に Stable quasi Cavity to Thermal road ; "SCAT" と呼ぶ事にする）が熱レンズ補償に有効であることを確かめてみよう。前節で行った方法に従い、Ti:sapphire の位置にレンズがあるものとし、モードが再生される条件をこの配置と等価な共振器の安定条件であると考え。凹面鏡の曲率半径を R_{cc} （焦点距離 $f_{cc} = R_{cc}/2$ ）、熱レンズの焦点距離を f_{th} 、凹面鏡の間隔を L 、凹面鏡から折り返し（共振器の場合は終端）ミラーまでの腕の長さを L_a であるとすると、この共振器を 1 周した時の ABCD 行列 C は

$$C = \mathcal{N}^2 \quad (5.26)$$

で与えられる。ただし

$$\mathcal{N} \equiv \mathcal{M}(f_{cc})\mathcal{L}(2L_a)\mathcal{M}(f_{cc})\mathcal{L}(L/2)\mathcal{M}(f_{th})\mathcal{L}(L/2) \quad (5.27)$$

と定義した。 $\mathcal{M}(f)$ 、 $\mathcal{L}(\ell)$ はそれぞれ焦点距離 f のレンズ、伝播距離 ℓ の自由空間、を表わす ABCD 行列である。

安定条件は $|\text{Tr}\{C\}| \leq 2 \Leftrightarrow |\text{Tr}\{\mathcal{N}\}| \leq 2 \Leftrightarrow 0 \leq \mathcal{N}_{11} + \mathcal{N}_{22} + 2 \leq 4$ であるから⁵、これに \mathcal{N}_{11} 、 \mathcal{N}_{22} の値を代入すれば

$$0 \leq (\alpha - 1)(\beta - 1) - \Delta(\beta - 1) \{(\alpha - 1)(\beta - 1) - 1\} \leq 1 \quad (5.28)$$

が、この共振器の安定条件である事がわかる。ただしここで $\alpha \equiv L_a/f_{cc}$ 、 $\beta \equiv L/(2f_{cc})$ 、 $\Delta \equiv f_{cc}/(2f_{th})$ と定義した。すなわち、 α は凹面鏡の焦点距離で規格化した腕の長さ、 β は同様に規格化した凹面鏡の間隔 (の 1/2)、そして Δ が熱レンズの強さを表わしている。定義から明らかな様に、熱レンズが生じない時 ($f_{th} \rightarrow \infty$)、 Δ は 0 となり式 (5.28) は良く知られた 2 レンズの共振器の安定条件と一致する。 β を横

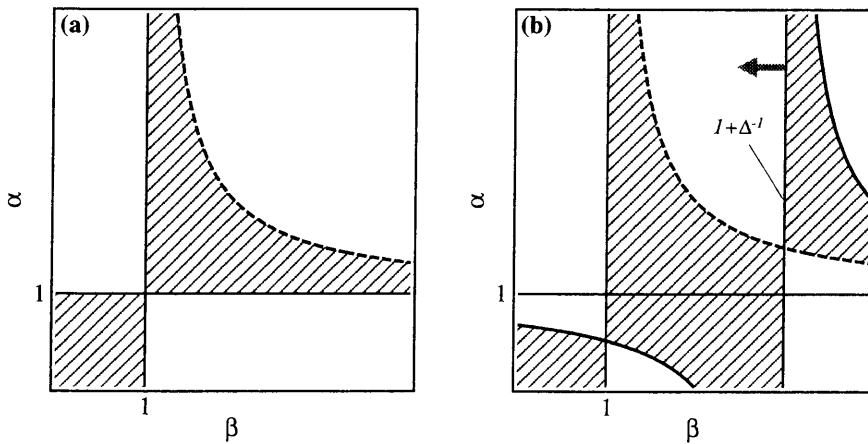


図 5.8: β - α 平面での共振器の安定領域。(a): 熱レンズが無い場合 (凹面鏡 2 枚のみの場合)。(b): 熱レンズがある場合。新たな境界線 $\beta = 1 + \Delta^{-1}$ が生じ、熱レンズの焦点距離が短くなるにつれて矢印の方へ移動してゆく。

軸、 α を縦軸とした平面内で安定領域を図示すると図 5.8(a) のように、 $\alpha = 1$ と $\beta = 1$ の漸近線を持つ、お馴染みの双曲型の境界である。これに、熱レンズが加わると図 5.8(b) のように、新たに $\beta = 1 + \Delta^{-1}$ の境界が出来る。熱レンズの焦点距離が短くなるにつれてこの境界線が $\beta = 1$ に近付いて行くため、安定領域はせまくなるが、少なくとも Δ が有限な間は $\beta > 1$ 、すなわち $L > 2f_{cc}$ の部分で必ず安定領域が存在する事がわかる。従って、熱レンズの焦点距離が短くなっても f_{cc} の値さえ適切にしておけば、前節の Bow-tie 型の「熱固有モード」のマルチパス増幅器で生じた様なミラー配置の問題は生じない。

以上、安定条件について **SCAT** は有効である事が明らかになったので、増幅に適したビーム径を得るための具体的な光学系を検討してみよう。ビーム径の計算には ABCD 行列を用いれば良いが、その計算の前にこれまでの議論では安定条件を式 (5.28) という分かり易い形にするために、モデルを単純化してきた事に注意せねばならない。ここで、もう少し詳しく光学系を検討しておく。今までは Ti:sapphire を厚さを無視できるレンズとして取り扱ってきたが、実験で用いている Ti:sapphire ロッドは長さが 30mm もあるのに対し、高繰返し (数 kHz) での熱レンズの焦点距離は数 10mm と見積もられ、このような近似が成立するかどうか微妙な条件になっている。このような条件の下では、式 (5.17) で表わされる熱レンズ焦点距離を持つレンズの ABCD 行列ではなく、むしろ式 (5.16) による ABCD 行列で Ti:sapphire 中のビーム伝播を記述すべきであろう。また、Brewster カットによる結晶界面でのビーム伝播も考慮する

⁵ $\text{Tr}\{C\} = (\text{Tr}\{\mathcal{N}\})^2 - 2$ 。これを安定条件 $|\text{Tr}\{C\}| \leq 2$ に代入すれば $|\text{Tr}\{\mathcal{N}\}| \leq 2$ が得られる。ただし、 $\det \mathcal{N} = 1$ を用いている。

必要があり、さらに、凹面鏡の非点収差も影響があるはずである。これらを考慮して tangent、sagittal 各々の方向⁶に対する伝播の計算をこれ以降行ってゆくものとする。

なお励起フルーエンス F_p と励起ビーム径の関係は、Brewster 入射をすると tangent 方向にはビーム径が $\tan \theta_B$ 倍⁷されるので、Ti:sapphire 中心での sagittal 方向のビーム径 ($1/e^2$ 半径) を $w_{p(\text{sg})}$ とすると

$$F_p = E_p / (\pi w_{p(\text{sg})}^2 \cdot \tan \theta_B / 2) \quad (5.29)$$

である。sagittal 方向のビーム径 $w_{p(\text{tg})}$ は当然

$$w_{p(\text{tg})} = w_{p(\text{sg})} \tan \theta_B \quad (5.30)$$

で与えられる。

1kHz の場合

§3.4 で示したマルチパス増幅のモデルでは、励起フルーエンス F_p が 4.7 J/cm^2 のときに高効率な増幅が可能である事を示した。ここでは、損失の条件等が厳しく、もう少しフルーエンスを上げねばならない場合を想定して、励起フルーエンス 6 J/cm^2 におけるビーム伝播を考える事にする。

kHz の増幅器 1 ステージに対する値としては最大に近い [2, 3, 13, 77] 35mJ (平均の励起パワーは 35W) で計算を行ってみると、式 (5.29)、式 (5.30) より、励起ビームの径は Ti:sapphire 中で sagittal、tangent の各方向にたいしてそれぞれ、 $w_{p(\text{sg})}=460\mu\text{m}$ 、 $w_{p(\text{tg})}=810\mu\text{m}$ となる。この時生ずる熱レンズ効果もこれらの径に応じて各方向で異なるはずであるが、§5.1 のモデルではこれを定性的に明らかにする事はできないので、ここでのビーム伝播の計算では式 (5.15) の w_p に、それぞれの方向に対するビーム径を代入して得られる $\kappa_{2(D)}$ ($D=\text{sg, tg}$) を取りあえずの値として用いることにする。この場合、 $\kappa_{2(D)}$ の値は sagittal 方向 ($D=\text{sg}$) と tangent 方向 ($D=\text{tg}$) で $\tan \theta_B^2$ だけ異なり、 $\kappa_{2(\text{sg})}=170 \text{ m}^{-2}$ 、 $\kappa_{2(\text{tg})}=54.9 \text{ m}^{-2}$ となる ($\chi=0.6$ 、 $L_{\text{rod}}=30 \text{ mm}$ とした。また、等価的な熱レンズ焦点距離ではそれぞれ、0.345m と 1.07m に相当)。

増幅されるビームの径が励起ビームと同程度のとき (§3.4 の例では励起ビームの径の方が若干小さい) 効率の良い増幅が行えるが、熱による屈折率の放物線型分布の近似が成立する範囲は励起ビーム中心近傍であるので、Ti:sapphire 中心での増幅されるビーム径が励起ビーム径以下となるマルチパス (擬共振器) を 3 種類検討した。構成はいずれも曲率半径 1.5 m の凹面鏡 2 枚を Ti:sapphire を中心として対称に

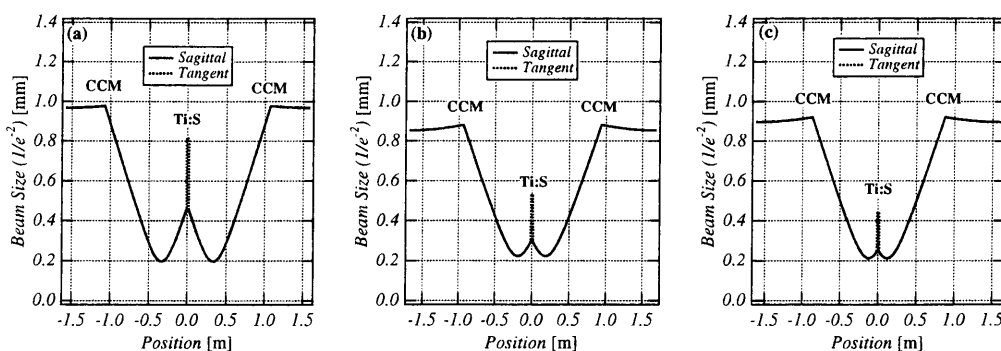


図 5.9: 擬共振器中のビーム径 (1kHz)。横軸は Ti:sapphire を中心とした共振器内での相対的な位置、縦軸はその位置でのビーム径 ($1/e^2$ 半幅) を示す。(a)、(b)、(c) はそれぞれ凹面鏡間の距離を変えて、Ti:sapphire 中心でのビーム径 ($w_{0(\text{sg})}$: sagittal 方向) が $460 \mu\text{m}$ 、 $300 \mu\text{m}$ 、 $200 \mu\text{m}$ 、となるようにした場合を示している。

⁶通常の配置では、図 5.7 の様に凹面鏡に対する tangent plane、sagittal plane は Ti:sapphire に対する tangent plane、sagittal plane と一致させる。このようにすると、(熱レンズが無ければ) Brewster 入射と凹面鏡への斜入射による非点収差が相殺される条件が存在する事が知られている。

⁷ θ_B は Brewster 角。今の場合は Ti:sapphire の屈折率 n_{sap} が約 1.76 なので $\theta_B = \tan^{-1} n_{\text{sap}} \approx 60.4^\circ$ 。

配置するもので、この凹面鏡間隔を調整することによって、Ti:sapphire 中でのビーム径が変えられる。図 5.9(a)~(c) に計算された擬共振器中でのビーム径を示す。各グラフの横軸は Ti:sapphire を中心とした擬共振器内での相対的な位置を表わし、凹面鏡の置かれている場所を”CCM” で示した。縦軸はその位置でのビーム径 ($1/e^2$ 半幅) で、灰色の実線が sagittal 方向、点線が tangent 方向を表わす。また、(a)、(b)、(c)、はそれぞれ Ti:sapphire 中心でのビーム径 ($w_{0(sg)}$: sagittal 方向) が、 $460\mu\text{m}$ 、 $300\mu\text{m}$ 、 $250\mu\text{m}$ 、となるように凹面鏡間隔を調整した場合に対応している。詳しい条件は表 5.1 に示す。表中 L_a

表 5.1: 1kHz 擬共振器の計算パラメータ

図番号	図 5.9(a)	図 5.9(b)	図 5.9(c)
Ti:S (Brewster) 長さ	30 [mm]	30 [mm]	30 [mm]
κ_{2sg} [m^{-2}]	170	170	170
L_a [m]	0.51	0.75	0.75
凹面鏡曲率半径 [m]	1.5	1.5	1.5
凹面鏡入射角	3.9°	4.0°	4.3°
L_{cc} [m]	1.059	0.923	0.867

は凹面鏡からエンドミラーまでの長さ (腕の長さ)、 L_{cc} は凹面鏡から Ti:sapphire 表面までの長さを表わす。

これらのグラフから、凹面鏡間隔をその曲率半径よりも十分大きくとる事によって Ti:sapphire の位置ではビーム径が一旦広がり、Ti:sapphire の熱レンズによって再び絞られ、これらの効果がバランスして安定状態となっている事がわかる。またビーム径の最小値が共振器の中心ではなく Ti:sapphire の外にあるため、適度なビーム径が Ti:sapphire 内で得られる事が見てとれる。さらに、このときの凹面鏡上あるいは共振器の端におけるビーム径は Ti:sapphire 中よりも遥かに大きく、使用するミラーの破壊を避けるためにも好ましい状態であることも分る。sagittal 方向、tangent 方向に対するビーム伝播の仕方についても、凹面鏡への入射角、腕の長さを適当に調節する事によって、どの場合でもほとんど一致させる事ができた。

図 5.9 の各グラフはすべて熱レンズの効果を固定して計算されたものであるが、実際の熱レンズの効果についてはモデルの立て方、考え方によってかなりの違いが生ずる事はこれまで何度も述べてきた通りである。SCAT の場合、熱レンズ効果が検討した値とは異なっていたとしても凹面鏡間隔 ($2L_{cc}+l_c$ 、 l_c は Ti:sapphire の長さ) を変化させることによって、簡単に対応できる利点がある。これを表わした

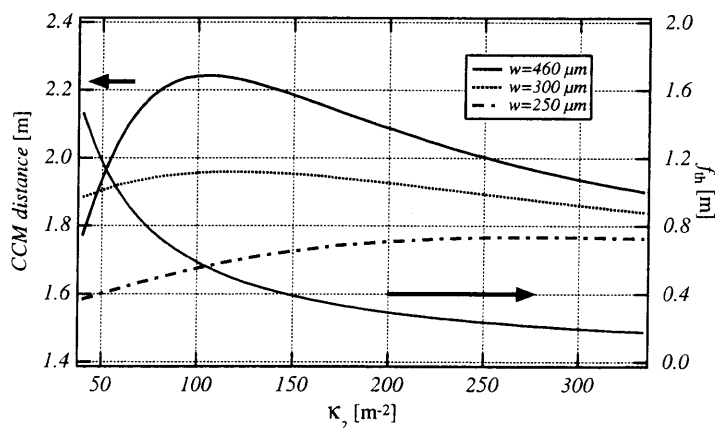


図 5.10: 熱レンズ効果に対する目的のビーム径を得るための凹面鏡間隔。横軸は屈折率変化の係数 κ_{2sg} 。細い実線は右側の縦軸に於いて対応する熱レンズ焦点距離を表わす。

のが図 5.10 である。

横軸に sagittal 方向の屈折率変化の係数 κ_{2sg} 、縦軸に凹面鏡間隔（曲率半径 1.5 m）をとってみると、ビーム径の各目標値（実線: $w_{0sg} = 460\mu\text{m}$ 、点線: $w_{0sg} = 300\mu\text{m}$ 、一点鎖線: $w_{0sg} = 250\mu\text{m}$ 、）に応じて凹面鏡間隔を変化させてゆけば、常に必要なビーム径が得られる事がこのグラフから分る。とくに $w_{0sg} = 300\mu\text{m}$ の場合、 $\kappa_{2sg} = 70 \sim 200 \text{ m}^{-2}$ に渡って凹面鏡間隔はそれほど大きく変化せず、熱レンズの変化に対して、ほとんど一定のビーム径を Ti:sapphire 中にもたらず、安定な配置になっていることを示している。

以上の計算から、これまでに行われている最大級の平均パワーにおいても、1kHz の増幅器への SCAT の適用が有効であることが明らかになった。

5kHz の場合

繰り返し 2kHz 以上、平均の励起パワー 30W 以上での増幅をマルチパスで行った例を筆者は知らない。おそらく本研究が初めての高平均出力マルチ kHz のマルチパス増幅器の開発例であると思われる。同じ平均励起パワーであれば繰り返し周波数に反比例して熱レンズの焦点距離が短くなる事は式 (5.20) に示した通りであり、5kHz ではこの原理に従って、1kHz で生ずるよりも 5 倍強い熱による屈折率変化を補償して、Ti:sapphire 中での適切なビーム径を得なければならない。

想定する励起パワーを 70W (14mJ/pulse) とし、その他の Ti:sapphire についてのパラメーターは 1kHz の場合と同じであるとする、6 J/cm² のフルエンスを得るための励起ビーム径は、 $w_{p(sg)} = 290\mu\text{m}$ 、 $w_{p(tg)} = 510\mu\text{m}$ となり、この径から計算される熱による屈折率変化の係数は、sagittal 方向 (κ_{2sg}) で約 900 m⁻²、tangent 方向 (κ_{2tg}) で約 290 m⁻² になる。1kHz の場合に対して、これらの値は 5 倍厳しい熱レンズ効果となっている。これを補償しながら、増幅されるビームの径を Ti:sapphire 中で 290 μm 以下にする擬共振器配置の例を図 5.11 に示す。強力な熱レンズ（等価的な焦点距離は sagittal 方向

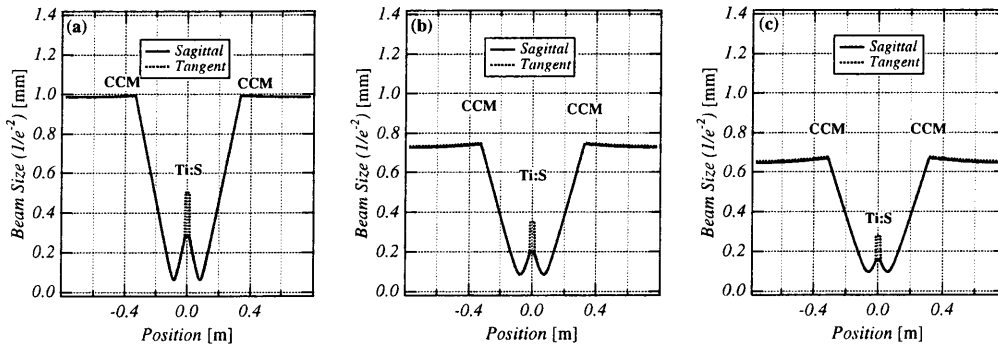


図 5.11: 擬共振器中のビーム径 (5kHz)。横軸は Ti:sapphire を中心とした共振器内での相対的な位置、縦軸はその位置でのビーム径 ($1/e^2$ 半幅) を示す。(a)、(b)、(c) はそれぞれ凹面鏡間の距離を変えて、Ti:sapphire 中心でのビーム径 ($w_{0(sg)}$): sagittal 方向) が 290 μm 、200 μm 、160 μm 、となるようにした場合を示している。

で約 65mm) を補償するため使用する凹面鏡の曲率半径は 0.5 m とし、腕の長さ（凹面鏡から折り返しミラーまでの長さ L_a ）は実際の配置が可能な 0.45 m に設定している。その他の細かい値については以下の表 5.2 に示す。

どのグラフも 1kHz の場合と同様、凹面鏡の間隔を十分広げる事によって Ti:sapphire 中で目標のビーム径が得られており、また sagittal、tangent 両方向の伝播の様子もほぼ一致している。ビーム径を調節するための凹面鏡間隔については、1kHz の増幅器では 250 μm と 460 μm のビーム径の違い（倍率で 1.84 倍、差で 210 μm ）を得るために必要な凹面鏡間隔の差が 18cm 以上あるのに対し、5kHz では 160 μm と 290 μm の違い（倍率で 1.82 倍、差で 130 μm ）を得るために必要な凹面鏡間隔の差は 20mm 程度しかない。これは、5kHz でのマルチパス増幅器に於ては凹面鏡間隔をより細かく調整しなければ、適正なビーム径が得られない事を意味している。

1kHz の場合と同様に計算した 5kHz での凹面鏡間隔の熱レンズ依存性を図 5.12 に示す。等価な熱レ

表 5.2: 5kHz 擬共振器の計算パラメータ

図番号	図 5.11(a)	図 5.11(b)	図 5.11(c)
Ti:S (Brewster) 長さ	30 [mm]	30 [mm]	30 [mm]
κ_{2sg} [m^{-2}]	900	900	900
L_a [m]	0.45	0.45	0.45
凹面鏡曲率半径 [m]	0.5	0.5	0.5
凹面鏡入射角	4.9°	5.0°	4.0°
L_{cc} [m]	0.3194	0.3114	0.2997

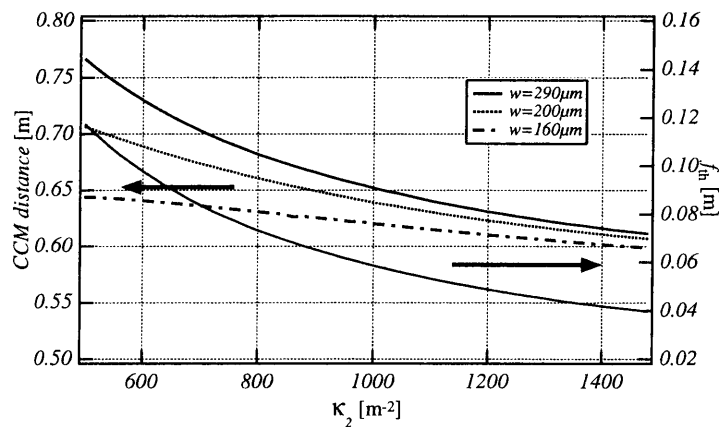


図 5.12: 熱レンズ効果に対する目的のビーム径を得るための凹面鏡間隔。横軸は屈折率変化の係数 κ_{2sg} 。細い実線は右側の縦軸に於いて対応する熱レンズ焦点距離を表わす。

レンズ距離（グラフの右側縦軸、細い実線）が凹面鏡の焦点距離の 1/5 以下になっても **SCAT** は十分機能し、凹面鏡間隔をコンフォーカルに近付ける事によって、適正なビーム径が得られる事がこの図から分る。ただし、熱レンズ効果が激しくなるに従って僅かな間隔の差が大きなビーム径の違いに反映されるようになるため、ビーム径のコントロールは容易でなくなるであろう。

以上 5kHz においても **SCAT** は有効であることが分かった。