

# 卒業研究報告

題目

## Ti:サファイアレーザーによる 超高速光パルスの発生と応用

---

指導教員

神戸 宏教授

---

報告者

中野 雄大

---

平成 13 年 2 月 9 日

高知工科大学 電子・光システム工学科

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
1-1	背景・目的	1
1-2	構成	1
<b>第 2 章</b>	<b>超高速パルスの発生</b>	<b>2</b>
2-1	モード同期の原理	2
2-2	モード同期の方法	6
2-2-1	強制（能動）モード同期	6
2-2-2	受動モード同期	6
2-2-3	再生モード同期	6
2-2-4	カーレンズモード同期	7
<b>第 3 章</b>	<b>超高速パルス光実験装置</b>	<b>8</b>
3-1	実験装置配置	8
3-2	Millenia V	9
3-3	オートコリレーター	10
3-3-1	SHG 相関法の原理	10
3-3-2	オートコリレータの使用方法	11
3-3-3	フェムト秒パルス時間幅測定	12
<b>第 4 章</b>	<b>モード同期チタン:サファイアレーザー</b>	<b>14</b>
4-1	構成・原理	14
4-2	ピコ秒 Ti:サファイアレーザー特性測定	16
4-3	フェムト秒 Ti:サファイアレーザー特性測定	18
4-3-1	パルス光ピーク出力計算	21
4-3-2	励起光出力とパルス光平均出力の関係	23

4-3-3	励起光出力とパルス光スペクトル幅の関係	24
4-3-4	励起光出力とパルス光時間幅の関係	25
4-3-5	パルス発振波長とパルス光平均出力の関係	26
4-3-6	実験のまとめ	27
4-4	まとめ	29
4-4-1	ピコ秒用 Ti:サファイアレーザーの操作の特徴	29
4-4-2	フェムト秒用 Ti:サファイアレーザーの操作の特徴	30
<b>第5章</b>	<b>非線形光学効果</b>	<b>32</b>
5-1	非線形光学効果	32
5-2	光カー効果と自己位相変調	33
5-3	高調波発生	35
5-4	白色光発生実験	36
5-5	SHG 結晶効率特性測定	37
5-5-1	SHG 結晶入射光角度依存性	40
5-5-2	SHG 結晶入射光集光位置依存性	42
5-5-3	SHG 結晶入射光出力依存性	43
5-5-4	SHG 結晶入射光波長依存性	45
5-5-5	第2高調波パルススペクトル	47
5-5-6	測定実験のまとめ	49
<b>第6章</b>	<b>その他実験</b>	<b>51</b>
6-1	光ファイバ特性実験	51
6-2	蛍光発光測定	52
<b>第七章</b>	<b>結論</b>	<b>53</b>
	<b>謝辞</b>	<b>55</b>
	<b>参考文献</b>	<b>56</b>

---

---

# 第1章 序論

---

---

## 1-1 背景・目的

これからの高度情報化社会においてインターネットをはじめ大容量のデータ通信の需要が増大しているなか、それらの伝送技術およびコンピュータなどの処理技術において光技術の果たす役割が重要視されている。

よく知られているように高速かつ大容量伝送ができる光通信システムでは更なる大容量伝送技術の研究開発が盛んである。デジタル光ファイバ通信では、より大容量の情報を伝送するために必要とされるパルス幅の短縮化はもちろんのこと、波長分割多重方式(WDM)、時分割多重方式(TDM)などに代表される多重通信技術、光ソリトン伝送などの長距離伝送技術、またこれらを実現するためのデバイス・ファイバおよびその材料の研究開発において、超高速パルス光やそれに深い関わりを持つ非線形光学効果の研究は重要である。また、超高速光パルスはピコ秒、フェムト秒の時間範囲に起こる物質中での様々な現象を対象とした研究やパルス光ピーク出力の高さを利用した材料加工などへの応用など様々な分野で研究・応用されている。

そのようなことから本研究は波長可変モード同期 Ti:サファイアレーザーを用い、ピコ秒、フェムト秒というパルス幅の超短光パルスを発生させ、高調波・白色光の発生などの光非線形光学効果など、超高速パルス光のもたらす現象を利用することでデバイス・材料測定、光通信分野などへの応用を探ることを目的としている。上に述べたように超高速光パルスの研究は重要であることから、本研究では超高速パルスレーザー装置を立ち上げ、その特性を調べるとともに超高速光パルスを用いた非線形光学効果などの実験をおこなった。

## 1-2 論文の構成

本論文では第2章において超高速光パルス発生 の原理・方法、第3章に超高速光パルスを用いた実験の装置の説明、第4章に超高速光パルスを発振する Ti:サファイアレーザーの特性、第5章に超高速パルス光と関わりの深い非線形光学効果について、第6章に Ti:サファイアレーザーを用いたその他の実験について述べる。

---

---

## 第2章 超高速パルス光の発生

---

---

本論文で述べる超高速パルス光とはパルス時間幅がピコ秒 ( $10^{-12} s$ )、フェムト秒 ( $10^{-15} s$ ) のパルス光のことを指し、超短光パルスなどとも呼ばれる。これらのパルス光はその時間幅が短いとともに高いピーク光強度もつという特徴を持っている。これらの特徴から超短光パルスは物質中で非常に高速に起こる緩和現象の研究や光通信の多重通信技術、非線形光学現象の研究及び光通信技術への応用などに活かされている。

また、現在研究されている光パルスの応用をいくつか挙げると、光導波路などの高速光通信デバイスの材料として注目されているフォトニック結晶の特性測定や、光導波路への光パルス入射による WDM (Wavelegth Division Multiplex) 用の波長の光の発生などから、パルス光ピーク出力の高さを利用してガラスなどの透明な物質中に複数のビームを交差させ、その光学的性質を変化させることで情報の記録をしたり、材料に新たな構造を作ったりするという研究までさまざまなものがある。

本章ではこの超高速パルスの発生の原理となるモード同期の原理、及びその方法について述べる。

### 2-1 モード同期の原理

本研究室の Ti:サファイアレーザーをはじめ、光通信に用いられるような半導体レーザー、ファイバレーザーなどの短パルス光 (パルス幅: ピコ秒、フェムト秒) を発振するレーザーの多くはモード同期という手法により短パルス光を発振させている。

レーザー光の発振波長は増幅媒質で決まる遷移エネルギーと共振器の長さで決まる。発振光のスペクトルには普通、レーザー共振器を往復する時間の逆数に比例する周波数 だけ離れた複数の縦モードからなっていて、その各モードの位相は無関係である。このとき複数のレーザー光は時間的には不規則な

変動を示すが、ここで各縦モードの位相をそろえさせると光が共振器を往復する時間  $1 / \nu$  ( $\nu = 2L / C$ ,  $L$ : 共振器長、 $C$ : 光速) の時間間隔 (周期) で短い時間幅のパルスが放出される。この現象をモードロック (同期) という。モード同期をおこなうと図 2-1 のようなパルスが得られ、現在では約 6 フェムト秒という高速なパルス光が世の中で作られている。

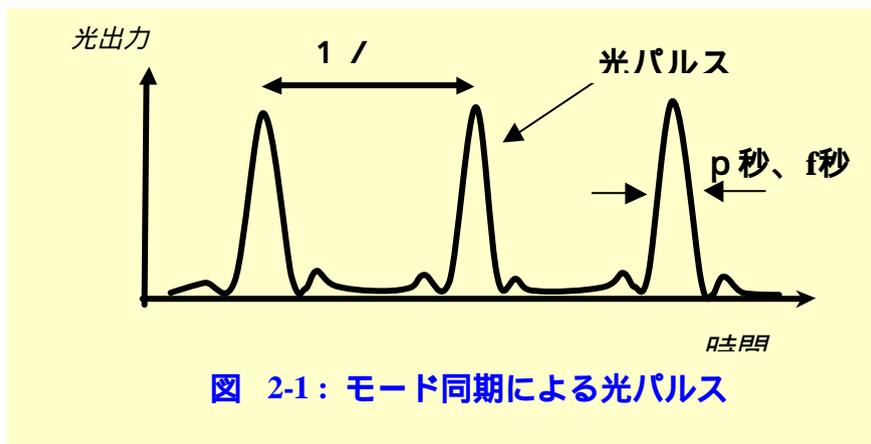


図 2-1: モード同期による光パルス

いまここで、 $(2N+1)$  個の縦モードが同一の振幅  $E_0$  で発振していたとする。そして各モード間の位相  $\phi_k$  が、

$$\phi_k - \phi_{k-1} = \text{一定} \quad (2-1)$$

を満足するような一定の値に保たれていたとする。そのときの全電場強度  $E(t)$  は、

$$E(t) = \sum_{l=-N}^N E_0 \exp i[(\omega_0 + l \Delta\omega) t + \phi_l] \quad (2-2)$$

となる。 $\omega_0$  は発振中心周波数であり、 $\Delta\omega$  は

$$\Delta\omega = 2\pi \nu = c / L \quad (2-3)$$

である。式 (2-2) から、光強度  $I(t) = E(t)^2$  は

$$I(t) = I_0 \left\{ \frac{\sin \left[ \frac{1}{2} (2N+1) (\Delta\omega t + \phi) \right]}{\sin \left[ \frac{1}{2} (\Delta\omega t + \phi) \right]} \right\}^2 \quad (2-4)$$

となる。このことは各縦モード間の位相が式 (2-1) のような一定の関係を持つと各モード間で干渉が起こり図 2-1 のようなパルス光が得られる。

このモード同期の簡単な原理を図 2-2 に示す。同図は縦モードが 4 つの波であるとして、それを合成した波形でモード同期されているもの、いないものにかけてある。モード同期していないものでは合成した 4 つの波の位相の関係はばらばらで合成波は不規則な変動をしているが、モード同期しているものでは 4 つの波の位相を一定の関係にしてある。すると、モード間の干渉が起こり一定間隔でパルスができるようになっている。そしてそのパルスのピークはモード同期していないものに比べ高い値となっている。

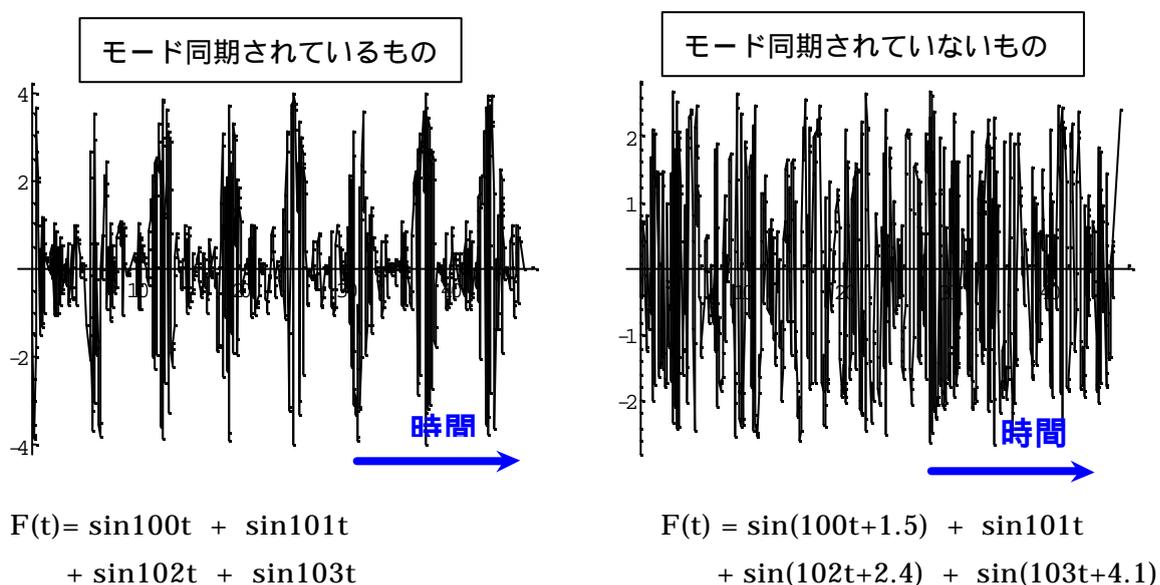


図 2-2 モードロックの簡単な説明

光パルスの時間間隔  $T$  は式(2-4)の分母がゼロになるところで見ると、

$$T = 2 / \dots = 1 / \dots \quad (2-5)$$

となり、共振器を光が一往復するのに必要な時間と等しい。また、光パルスの時間幅  $t$  は

$$t = \frac{1}{2N+1} \cdot \frac{2p}{2N+1} = \frac{1}{2N+1} \cdot \frac{1}{2N+1} \quad (2-6)$$

である。この式(2-6)から縦モードの総数  $2N+1$ 、光増幅スペクトルの波長帯域が広いほどパルス幅  $t$  は短くなるということがわかる。式(2-6)の分母は全発振周波数幅である。

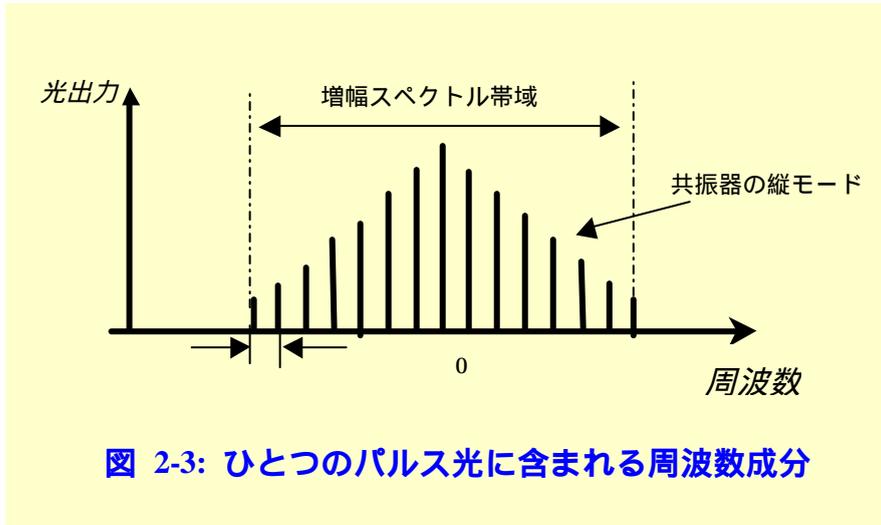


図 2-3: ひとつのパルス光に含まれる周波数成分

ひとつのパルス光に含まれる波長成分は図 2-3 のようになっている。パルス波形の時間依存性と周波数依存性は

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-j\omega t} d\omega \\
 E(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{j\omega t} dt
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} E(t) \\ E(\omega) \end{aligned}} \right\} (2-7)$$

式(2-7)のようなフーリエ変換の関係になっている。時間軸で見たパルス波形の半値全幅 (FWHM) を  $\Delta t$ 、周波数軸で見たパルス波形の半値全幅 (FWHM) を  $\Delta \omega$  とすると、式(2-7)の関係から

$$\Delta \omega \cdot \Delta t \approx 2 K \quad (2-8)$$

の関係が得られる。K の値は実際のパルスの波形によって異なり、矩形波パルスで 1、本研究室 Ti:サファイアレーザーの近似波形  $\text{sech}^2$  形では 0.315 となる。以上のことから増幅媒質で決まるパルス光スペクトル帯域幅を広くとることができれば、パルスの時間幅を短くできるということがわかる。この式(2-8)で等号が成り立つときが最もパルスの時間幅が短いときで、そのパルスを transform-limited パルス (TL パルス) と呼ぶ。

## 2-2 モード同期の方法

モード同期をおこなう方法としては大きくわけて強制（能動）モード同期と受動同期モードに分けられる。以下にそれぞれのモード同期の方法の説明と、そのなかでも本研究で用いた Ti:サファイアレーザー発振に関わるより詳細なふたつのモード同期方法の説明を記す。

### 2-2-1 強制（能動）モード同期

強制（能動）モード同期は共振器中に光変調器を挿入して発振している縦モード間隔周波数  $f = \frac{c}{2nL}$  で外部から損失変調または周波数変調する方法である。この方法は外部信号の周波数  $\omega$  が  $\omega = \frac{c}{2nL}$  のとき各縦モードは  $\pm \omega$  だけ離れた側帯波を生じ、その側帯波は隣接する縦モード周波数と一致することでモード間に結合を生じさせるものである。このようなことがすべての縦モードで生じる結果、すべての縦モードが一定の位相関係と同一のモード間隔を保ち、モード同期状態が得られる。

### 2-2-2 受動モード同期

受動モード同期はレーザー共振器内に入射光強度の増加とともに光の吸収係数が減少する過飽和吸収体と呼ばれるものや、入射光の強度で非線形な屈折率をもつ媒質（関連第5章）を置いてモード同期をおこなう方法である。過飽和吸収体をレーザー共振器内に置くと、この材料の吸収係数の入射光依存性により、入射光強度が強いときは光を通し、入射光強度が小さいときは光を通さないという働きをし、光が何度もこの素子を通過することでパルスが自動的に形成される。

### 2-2-3 再生モード同期

再生モード同期は本研究で用いた Ti:サファイアレーザーでピコ秒パルス発生に用いられているモード同期方法で、強制モード同期の拡張型といえるものである。再生モード同期はレーザーから出た光を光検出器で電気パルス信号に変換し、それから基本周波数正弦波信号を取り出し、これを再び増幅して内部変調器への変調信号としモード同期をおこなうものである。この方式の利点と

しては変調器長を変調器駆動周波数に正確に整合できる点が挙げられる。

#### 2-2-4 カーレンズモード同期 (KLM : Kerr Lens Mode-Lock)

カーレンズモード同期方法は受動モード同期の一形態であり、本研究で用いた Ti:サファイアレーザーのフェムト秒パルスはこの原理で発生する。この Ti:サファイアレーザーのモード同期ではサファイア結晶自体がモードロッカーとして働いていて、その中で自己位相変調 (SPM : 第 5 章参照) を起こし、それを振幅変調することで受動モード同期をおこなっている。

KLM ではサファイア結晶中を通過するパルスがビームウエスト付近を通過するとき、その光の強度に依存して、その断面に誘起される屈折率分布によって凸レンズが形成され、それによってビームの形状が変わる (図 2-4)。ここで折り返し用のミラーをパルス通過時の波面に合うよう調整をすると、パルスが共振器全体から受ける損失はパルスピーク付近で最も小さくなり SPM は振幅変調へ変換される。これによって、自発的にモード同期がかかり、結果としてフェムト秒オーダーのパルス光が発生する。

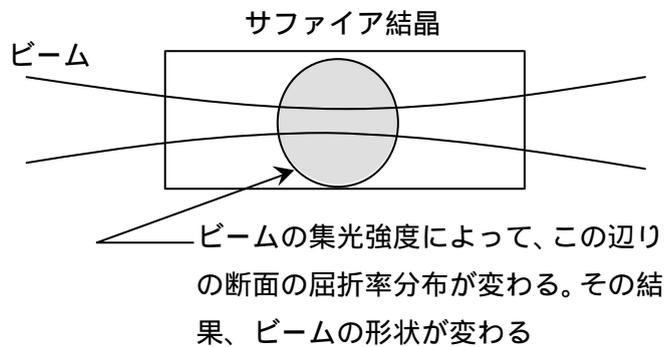


図 2-4 集光強度による屈折率変化

---

---

## 第3章 超高速パルス光実験装置

---

---

本章ではTi:サファイアレーザーを用いた実験装置構成と装置の説明をする。Ti:サファイアレーザーは高調波・白色光発生実験などパルス光を用いた実験はもとより、このレーザーの波長可変の特徴を活かして、蛍光発光実験などのCW波を用いた実験などにも用いられる。なお、Ti:サファイアレーザーについての説明は第四章に記載しているためここでは省略する。

### 3-1 基本装置配置

本研究でのピコ秒、フェムト秒の超高速光パルスを用いた実験は基本的に図3-1の様な装置の構成で行われている。まずTi:サファイアレーザーはMillenia Vというレーザーから励起用レーザー光を得て発振される。Ti:サファイアレーザーからの光は透過と反射の割合が約8.5 : 1.5 (800nmのときの値)のハーフミラーで分けられる。この透過光は実験などの光源に用いられ、反射光はパルス波形を観測するために用いる。

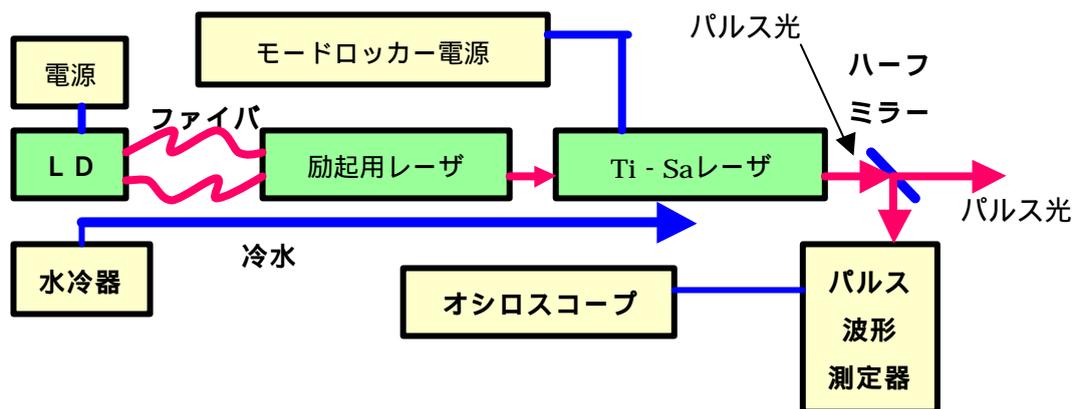


図 3-1 実験装置構成

実験装置の詳細は以下のようにになっている。

- ・超高速パルス光発振システム：

Tunami system(Ti:サファイアレーザー、MilleniaV、モードロッカー)  
Spectra-Physics 社

- ・オートコリレータ（パルス波形測定器）：

モデル 409 オートコリレータ Spectra-Physics 社

- ・オシロスコープ：CS4125 KENWOOD 社

- ・窒素ガス注入器：モデル 3910 Spectra-Physics 社

窒素ガス注入器は長波長帯域でのフェムト秒パルス光を得るための装置である。短波長帯域でパルス光を発生させるときにはこれを用いる必要はない。

### 3-2 MilleniaV

MilleniaVは波長532nmのCWレーザー光を発振する。このレーザーでは、まずレーザーダイオードから波長809nmのレーザー光を発振し、これによってNd-YVOレーザーを励起し波長1064nmの光を発振する。そしてその光をSHG結晶（5-3節参照）に透過することで532nmの光を得る。その構成を図3-2に記す。MilleniaVはTi:サファイアレーザーの励起だけでなく、色素（ダイ）レーザーの励起などにも使われる。MilleniaVの最大出力は5.5Wである。

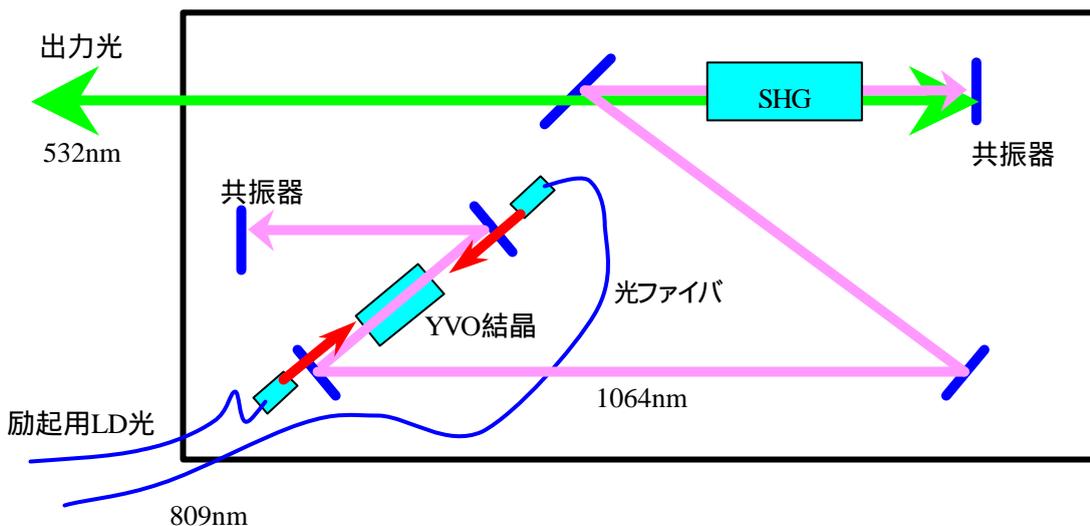


図3-2 MilleniaV

### 3-3 オートコリレーター

パルス波形を観測するにあたって、フェムト秒パルスはフォトダイオードとオシロスコプの時間分解能以下であるため、非線形相関法（SHG 相関法）をもちいたオートコリレーターと呼ばれるパルス時間測定器を用いてパルス波形を観測する。本節ではこの SHG 相関法の原理、及びこれを用いたパルス時間幅の求め方、オートコリレーターの使い方も述べておく。

#### 3-3-1 SHG 相関法の原理

SHG 相関法とは測定するパルス光のビームをふたつに分け、行路差を変えて一方に遅延を加え、ふたつのパルスの重なりを SHG 結晶（5-3 節参照）から発生する第 2 高調波を用いてパルス光を測定するものである。この方法では実際のパルス波形を仮定すると、SHG 光の時間波形からパルス幅を知ることができる。その図を図 3-3 に記す。

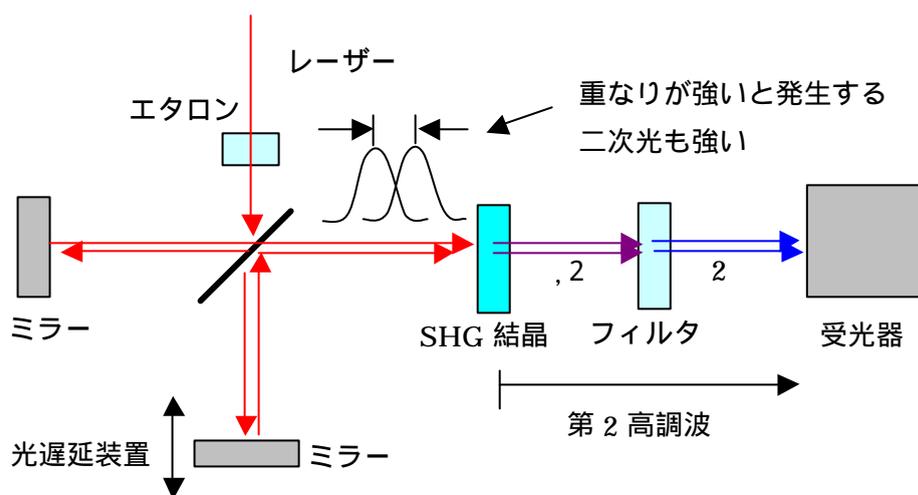


図 3-3 SHG 相関法

光遅延装置で時間をずらして重ねられたパルスは、その重なりが強いほど光強度が強くなるため、SHG 結晶に入射した際、第 2 高調波が発生する。すると遅延距離と第 2 高調波強度の関係がわかり、遅延距離を光速度で割れば、時間と第 2 高調波強度の関係になりパルス幅が計算できる（図 3-4）。

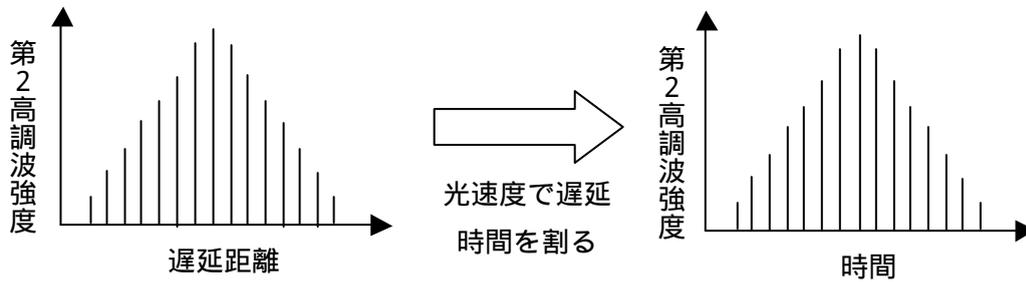


図 3-4 遅延時間からのパルス時間幅の換算

### 3-3-2 オートコリレーターの使い方

本節ではオートコリレーターの使い方を示す。本研究で用いたオートコリレータは取扱説明書によると、近似パルス波形は  $\text{sech}^2$  形で、使用波長は 690 - 1100nm、測定範囲は 60fs - 1ps とされている。本研究室のオートコリレーターの外観を図 3-5 に示す。

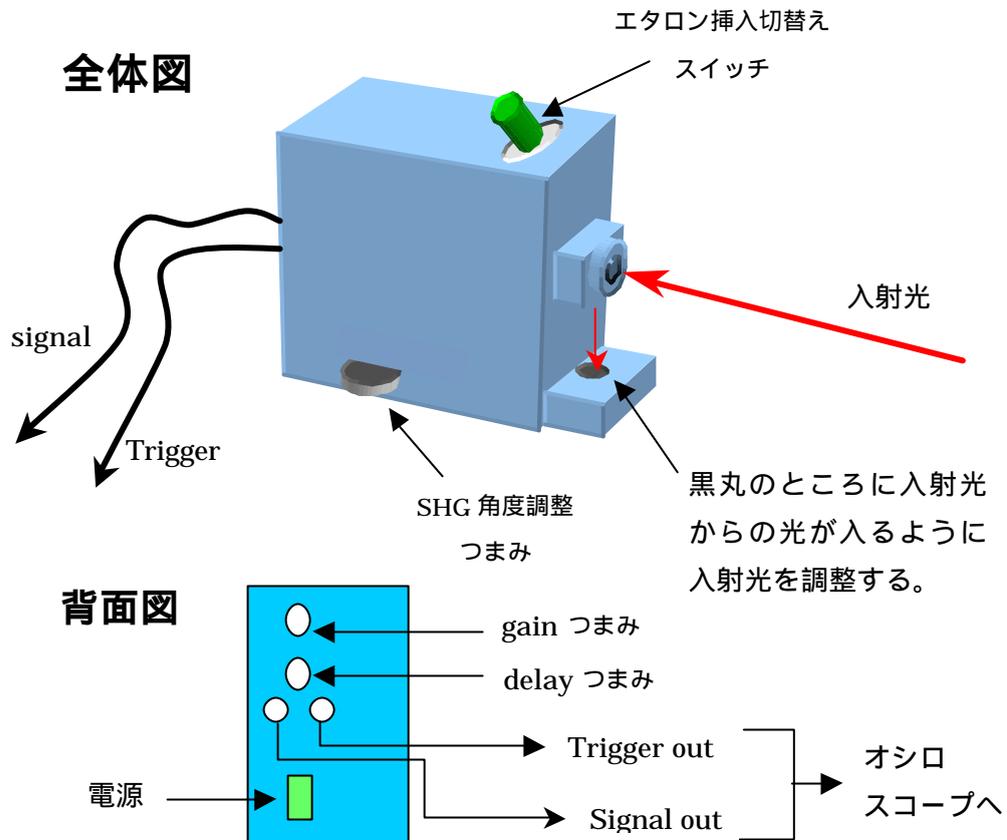


図 3-5 オートコリレータ外観

まず、Signal out、Trigger out につながれた同軸ケーブルをオシロスコープにそれぞれつなぎ作動できる状態にする。そして、オートコリレータの窓にパルス光ビームを入射させ同図のように窓の下にある的にビームがくるように入射光光路を調整する。入射光ビームはあらかじめ分光器等でパルス発振をしているか確認をしておくが良い。次に GAIN つまみで、ある程度出力を出しておいて、オシロスコープに矩形波のような波形が出るように SHG 角度つまみと delay つまみを調整する。このときオシロスコープの時間軸のレンジをある程度おおきくとり、矩形波がいくつか見えるようにしておく。このようにしておくこと次の作業でパルス波形を見つけやすい。最後に、その矩形波が出ているところから微妙に SHG 角度つまみを動かしてゆくと、パルス波形を見つけることができる。あとは、波形を観測しやすいように GAIN つまみ等を調整して波形の半値全幅を調べ、エタロン挿入つまみを動かしパルスの遅延時間を調べて下記のように実際のパルス幅を求めれば良い。上記の作業をおこなってもパルス波形が見つからないときは GAIN つまみと SHG 角度つまみをもう一度調整し、それでも見つからないときは光路をチェックしてみると良い。また、入射光波長を変えると SHG 結晶の角度により変換効率が変わるので、SHG 角度つまみを最大出力となるように調整する。入射光強度や GAIN を大きくしすぎると検出器の飽和のためパルス波形が変わってしまうことがあるので注意する。

### 3-3-3 フェムト秒パルス時間幅測定

本節ではオートコリレータを用いたパルス光時間幅の求め方について述べる。パルス時間幅の観測はパルスのピークとボトムの中央の幅を測る。この時間幅を半値全幅 (FWHM) と呼び、本論文で単にパルス幅と示すものはこのパルス時間幅のことを指すものとする。オートコリレータを使いオシロスコープで観測される波形は実際の波形とは異なるので、パルス時間幅を知るには較正が必要である。図 3-3 のようにエタロンを光路に挿入すると、そのエタロン内の光の速さは空気中のものに比べ遅いので、その分エタロンを挿入したときとしないときでは遅延差があり、オシロスコープに現われる時間軸上でのパルスの位置が異なる。その様子を図 3-6 に示す。一定の光路差を変えるエタロンによって時間軸のスケールが較正できる。

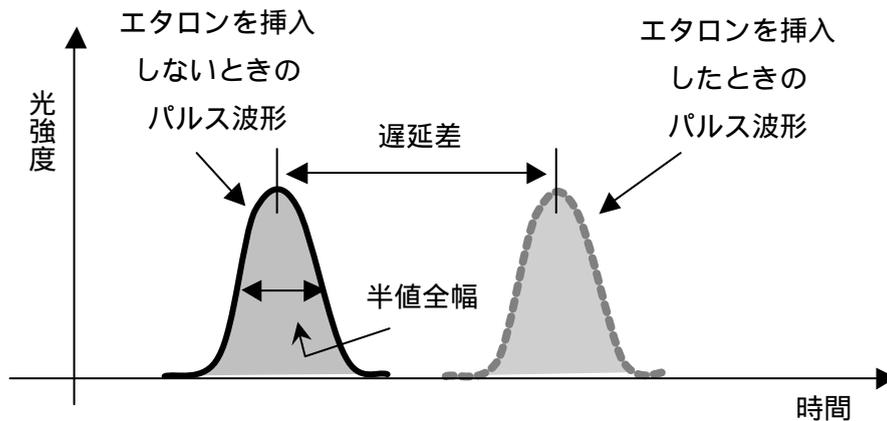


図 3-6 エタロン挿入によるオシロスコープのパルス観測点の違い

そして、このオートコリレータの特性により、実際のパルス波形とは異なる観測パルス波形をオートコリレータのデコンボリューション値で校正する。まとめるとパルス時間幅  $t$  は

$$t = \frac{(\text{エタロンによる遅延時間}) \times (\text{オートコリレータのデコンボリューション}) \times (\text{オシロスコープによる半値全幅})}{(\text{エタロン挿入時のパルスと挿入しないときのパルスの時間差})} \quad (3-1)$$

で求められる。ここで用いたオートコリレータのデコンボリューションは 0.65 で、エタロンによる遅延時間は 310fs である。

---

## 第4章 モード同期チタン:サファイアレーザー

---

本章では超高速光パルスを発生する波長可変モード同期チタン (Ti):サファイアレーザーの構成・原理、ピコ秒・フェムト秒装置の特性測定実験について述べ、最後にピコ秒・フェムト秒装置の操作の違いについてまとめる。

### 4-1 構成・原理

本研究で用いた Ti:サファイアレーザー光は 532nm のポンプ光で Ti:サファイア結晶を励起して発振している。Ti:サファイアレーザーからはパルス光、CW(連続波)光のどちらでも発振することができ、パルス光の発振では装置内部の部品の取り外しにより、ピコ秒、フェムト秒の両方のレンジを選択することができる。基本的にこの装置は強制モード同期の拡張型である再生モード同期と呼ばれる方法(2-2-3 節参照)でモード同期をおこないパルス光を発振させている。ここで「基本的に」と述べたのはフェムト秒の装置ではこの再生モード同期の電源を落としてもモードロックをしパルス発振するためである。そのようなことから、このフェムト秒の装置では KLM(Kerr Lens Mode-Lock: 2-2-4 節参照)と呼ばれる一種の受動モード同期方法でパルス光を発生すると考えることができる。この装置は共振器長 1.8m、パルス繰り返し周波数は 80MHz である。図 4-1 に Ti:サファイア装置構成を記す。

ピコ秒の装置は再生モード同期でパルス光発生させている。一方、フェムト秒パルス光は、モードロッカーの電源を落としてもモード同期することから、KLM によるモード同期で発振していて、再生モード同期のモードロッカーは補助的に働いているものと考えられる。これに加え、フェムト秒のパルス光発生では KLM によるチャープの補償、及びパルスの圧縮をおこなうために装置内に群遅延分散の量を正負いずれにも制御できる 4 枚のプリズムを組み込む。

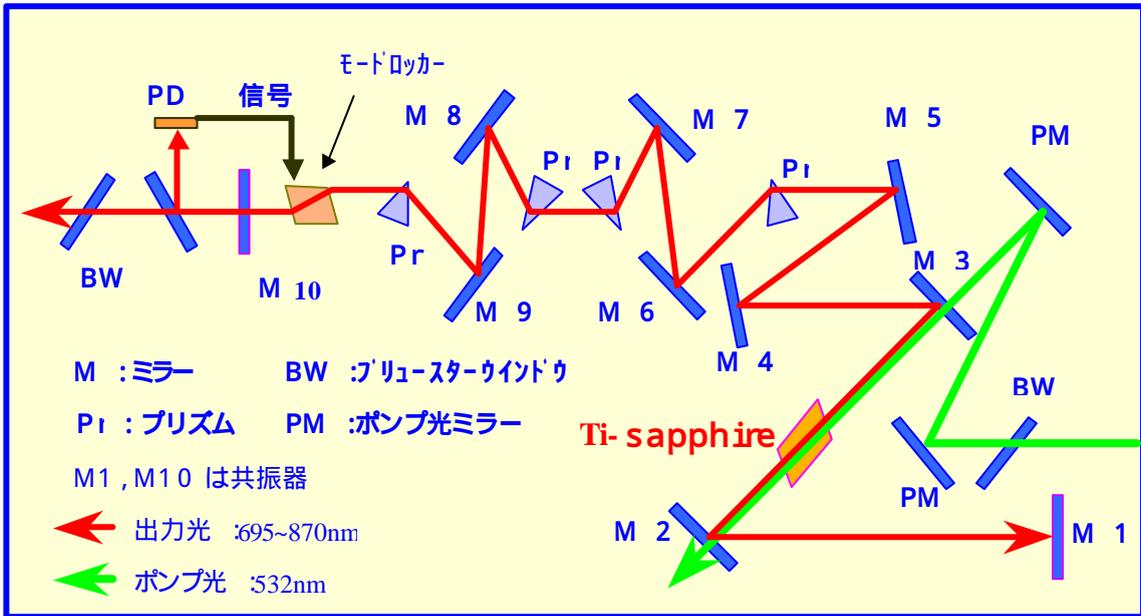


図 4-1 フェムト秒チタン：サファイアレーザー

プリズム等によるチャープ補償、及びパルスの圧縮の原理は図 4-2 のように共振器内の正の群速度分散（5-2 節参照）やアップチャープ（5-2 節参照）によって広がるパルス幅を負の群速度分散を伝搬させてチャープ補償すること（またはこの逆の作業をおこなうこと）で TL パルス（2-1 節参照）に近づけるものである。

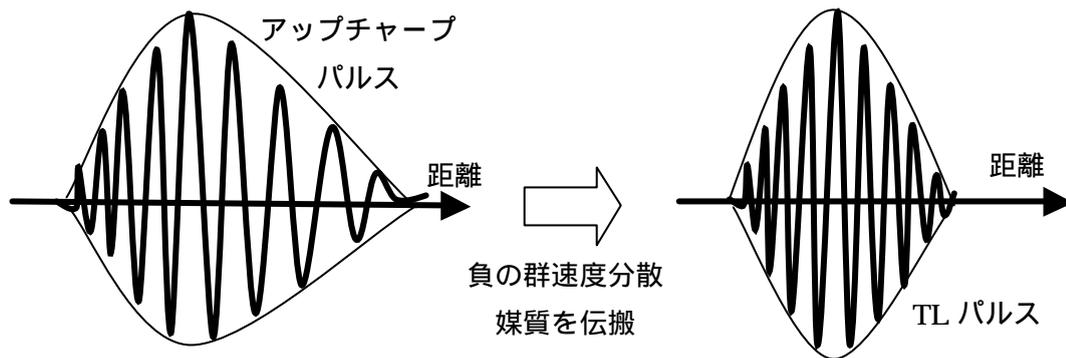


図 4-2 チャープ補償

本研究で用いたフェムト秒装置のようにプリズムを用いたレーザーを 4 プリズムチャープ補償レーザー CPM レーザーと呼ぶ。プリズムは普通、図 4-3 のようになっている、プリズム頂角付近を通過するパルス光はプリズム材料の屈

折率  $n(\lambda)$  に応じて、負の群速度分散となる角度分散を受ける。それに加えてプリズムガラスを通過するため、その通過長に応じて正の群速度分散も受ける。これを利用して一対のブリュースタープリズム（入射面に平行な直線偏光が反射することなく入射・透過するように設計されたプリズムのことで挿入損失は非常に小さい）を向き合う面が平行になるように並べ、その両プリズムの間隔、挿入量を変えることで、正負の群速度分散量を変えることができる。そして、同図のように対称にもう一対のプリズムを挿入することで出射光をもとの光軸に戻すことができる。また、ピンホールを置き、それを垂直方向に変化させることで波長制御をおこなうこともできる。

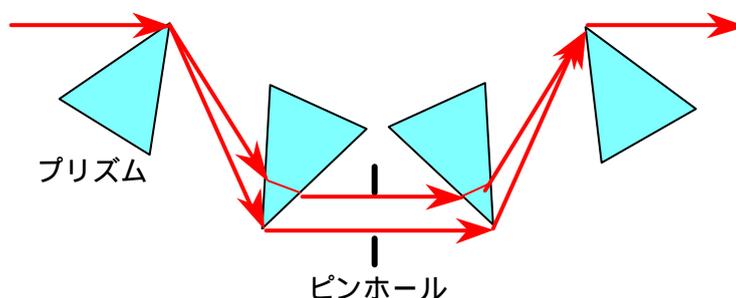


図 4-3 4 プリズム分散素

## 4-2 ピコ秒 Ti:サファイアレーザー特性測定

本節ではピコ秒用に設定をした Ti - サファイアレーザー特性測定について述べる。実験装置の配置を図 4-4 に示す。

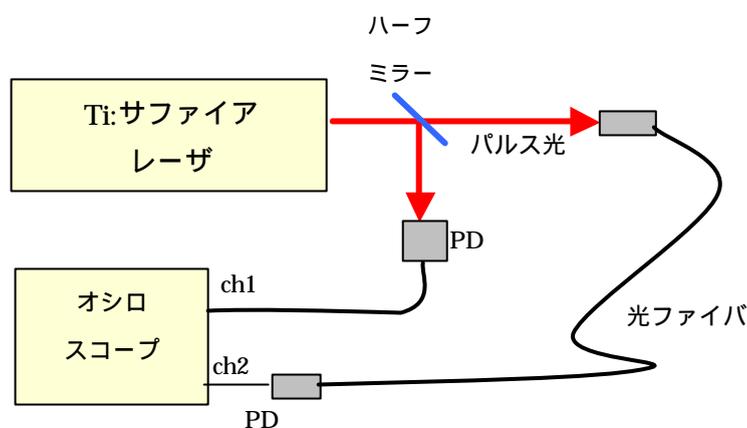


図 4-4 ピコ秒 Ti:サファイア特性実験

実験装置の詳細は以下のようになっている。

- ・超高速パルス光発振・測定システム：三章参照
- ・光ファイバ：MM50/125 ACRTEC
- ・フォトダイオード（ch1）
- ・フォトダイオード（ch2）：  
PICOMETRIX PX-D7 Detector(7ps,60GHz,400-900nm)
- ・分光器：SpectraPro-300i ActonResearchCporation 社
- ・オシロスコープ：infiniumDCA Agilent86100A  
Wide-Bandwidth Oscilloscop AgilentTechnologies 社

実験は励起光出力 4.5Wで Ti - サファイアレーザからパルス光を発生し、そのパルス光をハーフミラーでふたつに分け、ひとつは直接フォトダイオード(以下 PD) で電気信号にし、もうひとつは光ファイバを通し高周波用 PD で電気信号にしてオシロスコープでパルス波形を観測した。すると、観測したパルスの幅は PD で観測したものでは約 100ps、ファイバから PD を用いて観測したものでは約 16ps であった。これは PD で観測したものではここで観測するパルスがその PD の時間分解能を超えているためだと考えられる。一方、高周波用 PD の時間分解能は 7ps であるので、こちらで観測したパルス波形を信頼できるものとする。

また、この装置のパルス光と波長とその平均光出力の関係についても測定をした。その結果を図 4-5 に示す。結果はほぼ取扱説明書にあるものと同じようなデータが得られた。利得は 730nm から 860nm までの波長帯域で得

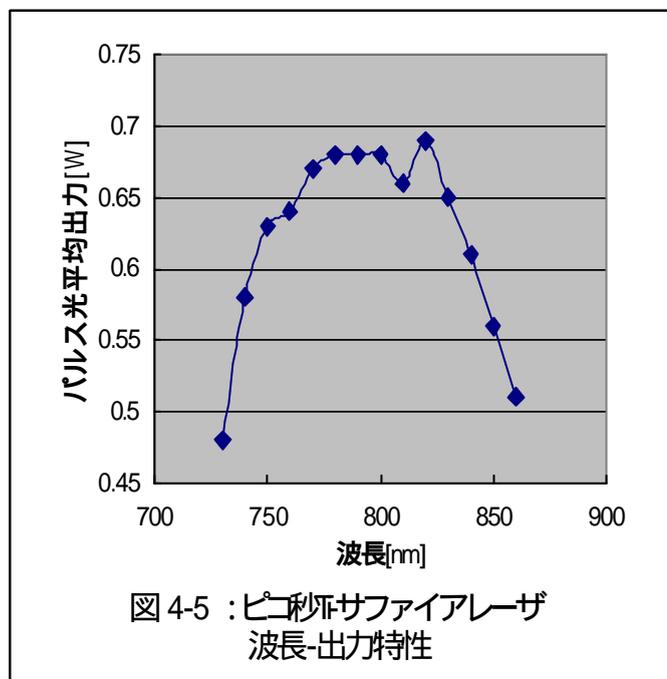


図 4-5 : ピコ秒Ti:サファイアレーザ  
波長-出力特性

られ、波長 780nm から 800nm で最も高い利得が得られた。共振器を調整すれ

ば他の波長帯域でもパルス発振が認められる可能性がある。

ピコ秒の装置では以上に記した以外の特性は詳しく測定をしていないので、現在フェムト秒パルス用に設定してある Ti - サファイアレーザーをピコ秒用に切り替えたときに詳しく測定するものとする。

#### 4 - 3 フェムト秒 Ti:サファイアレーザー特性測定

本節ではフェムト秒用に設定をした本研究で用いた Ti - サファイアレーザーのパルス光ピーク出力の算出、励起光出力とパルス光平均出力の関係、励起光出力とパルス光帯域幅の関係、パルス発振波長とパルス光平均出力の関係、パルス発振波長と帯域幅・時間幅の関係などの特性について述べる。その実験装置の配置を図 4-6 に示す。Ti:サファイアレーザーから発振されたパルス光ビームをハーフミラーでふたつに分け、一方はパルス時間幅の観測、もう一方はパルススペクトル幅の観測に用いる。フェムト秒パルス平均出力は同図の位置で光検出器を用いて測定する。また、今回は再生モード同期のモードロッカーの電源は入れておき、窒素ガスは注入せず波長 700nm ~ 830nm の帯域について測定をした。また、共振器の設定は変えないものとする。

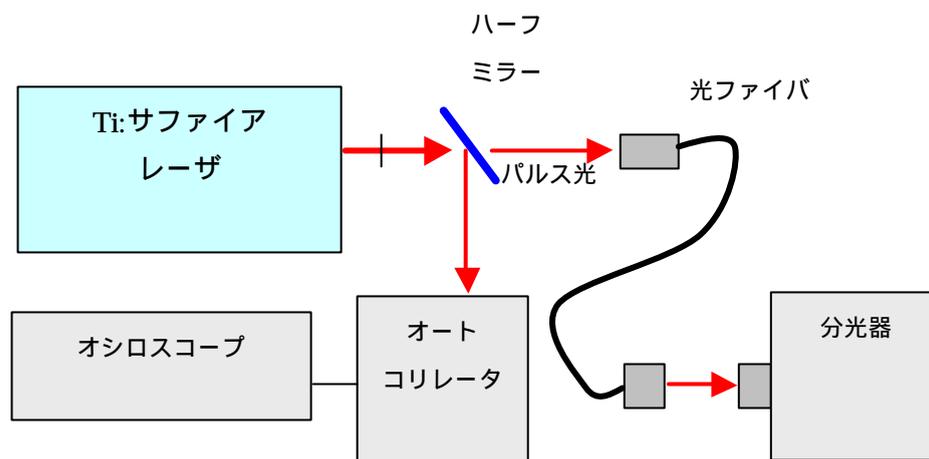


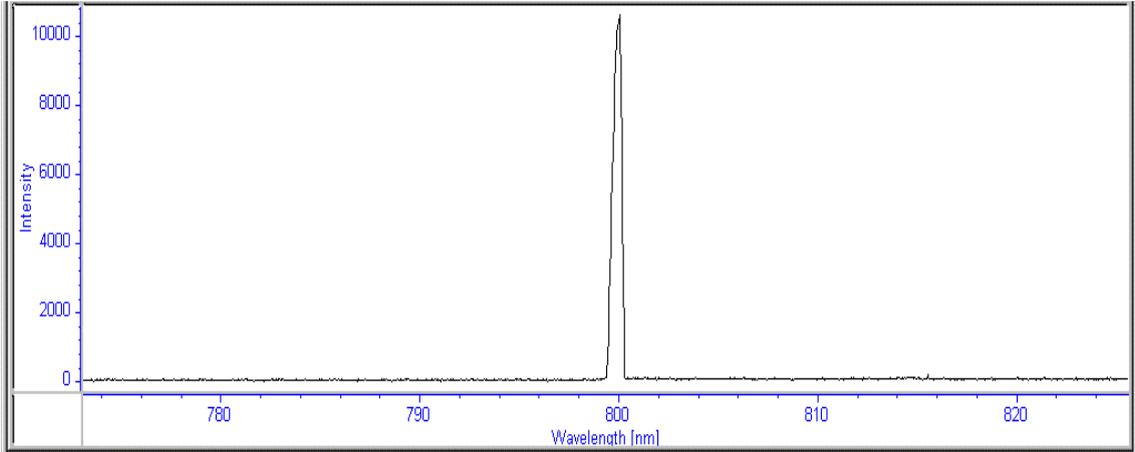
図 4-6 フェムト秒 Ti:サファイア特性実験

実験装置の詳細は以下のようになっている。

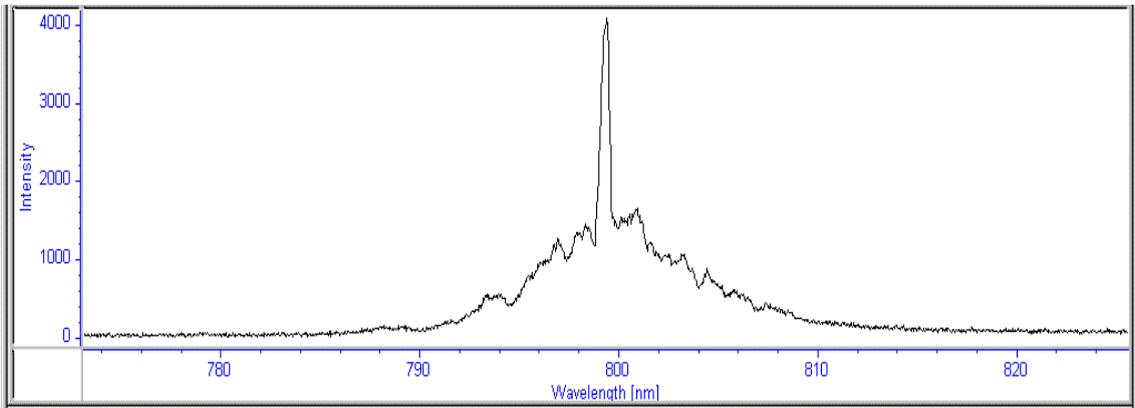
- ・超高速パルス光発振・測定システム：三章参照
- ・光ファイバ：ACROTEC 50/125 マルチモードファイバ
- ・光検出器：モデル 407A TC SpectraPhysics 社
- ・O-E 変換器：PICOMETRIX PX-D7 Detector(7ps,60GHz,400-900nm)
- ・分光器：SpectraPro-300i ActonResearchCporation 社
- ・オシロスコープ：CS-4125 KENWOOD 社

本研究室フェムト秒 Ti:サファイアレーザーの近似パルス波形は取扱説明書によると  $\text{sech}^2$  形とされている。パルス光の時間幅の観測は 3-3 節にあるようにして求められる。しかし、オートコリレータのエタロン挿入つまみや GAIN 調整つまみ、SHG 角度つまみなどの微妙なずれや、オートコリレータへの入射光の強度によって、オシロスコープで観測されるパルス波形が変わるので、算出したパルス時間幅の値も変わることがある。

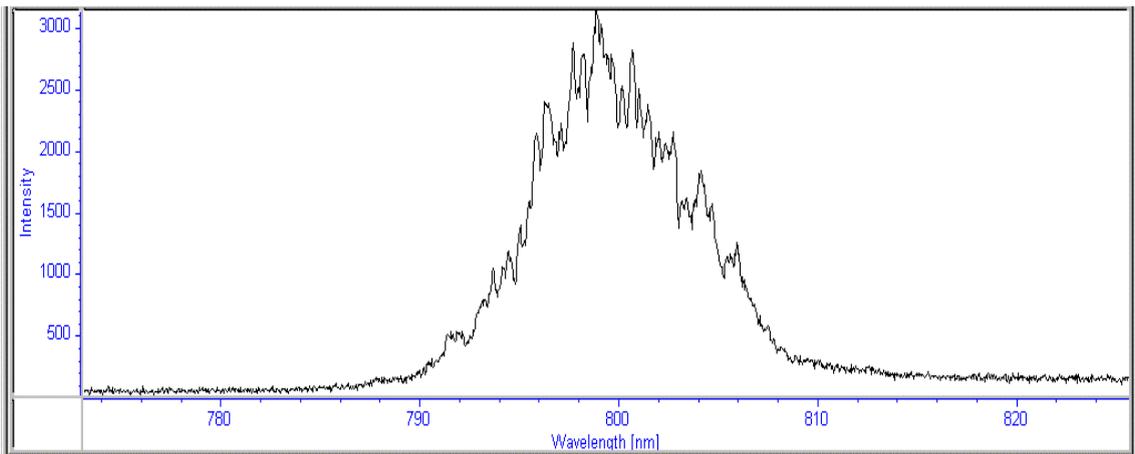
フェムト秒パルス光のスペクトル幅は第 2 章にあるように広いスペクトル幅を持つ、ここで Ti:サファイアレーザーから得られるレーザー光スペクトルを図 4-7 示す。フェムト秒パルス光のスペクトル波形は同図 (c) に、CW (連続波) のスペクトル波形は同図 (a) に、CW(連続波)成分の強いパルス光スペクトル波形は同図 (b) に示す。CW 成分の強いパルス光は不安定な状態でモードロックがはずれやすい状態である。励起光出力が高いと、この状態が起こりやすい。



(a) CW 光スペクトル



(b) CW 成分の強いパルス光スペクトル



(c) パルス光スペクトル

図 4-7 Ti:サファイアレーザー光スペクトル

### 4-3-1 パルス光ピーク出力計算

パルス光のピーク出力はそれがパルスであるため普通の光検出器（本節実験装置の詳細に参照したようなもの）では観測できない。また、第3章で述べたように、ピコ秒パルス光ではオシロスコープでパルス波形を計測することができるが、フェムト秒の場合では SHG 相関法を用いておおよその波形はわかっていてもパルス光ピーク出力は計測することはできない。そこで本節では、本研究室 Ti:サファイアレーザーから発するフェムト秒パルス光のおおよそのピーク出力を計算によって算出する。

そこでまずパルス波形を矩形波としたときのパルス光ピーク出力を、波長 800nm のときの値をパラメーターに用いて計算する。パルスひとつのエネルギーはその波形の面積に相当し、そしてそのエネルギーはパルス出力平均もしくは CW 波のパルス繰り返し時間分の面積、つまり図 4-8 の斜線部の面積に相当するはずである。パルス光平均出力はパルス光を光検出器に入射して検出される値とし、800mW とする。そして、パルス幅  $f=80\text{fs}$ 、パルス繰り返し時間を  $1/f = 1/80\text{MHz} = 1.25 \times 10^{-8}\text{s}$  とすると、そのエネルギーの関係から

$$\begin{aligned} X \times 80 \times 10^{-15} &= 0.8 \times 1.25 \times 10^{-8} \\ X &= 1.25 \times 10^5 [\text{W}] = 125 [\text{kW}] \end{aligned} \quad (4-1)$$

となる。

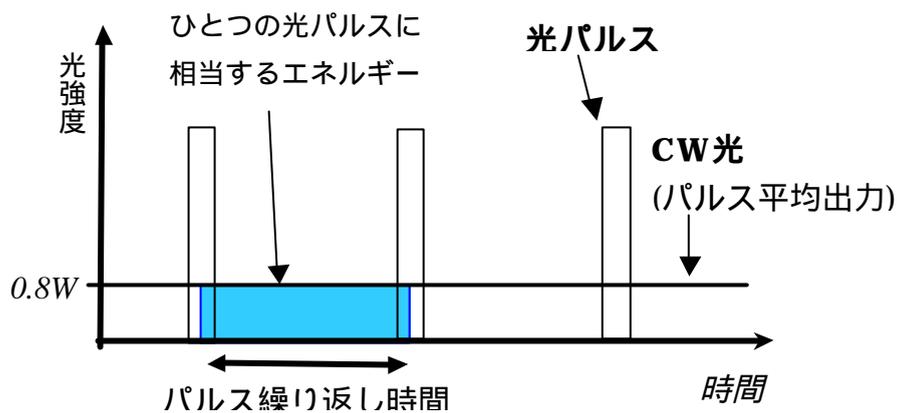


図4-8 パルス光(矩形波)とCW光の関係

一方、パルス波形を式(2-4)で求めたものとして計算してみる。パラメータは先ほどのものを用いる。ここで一定の位相の関係を 0 とし、 $A = 1/2$  とおきかえて、式(2-4)を

$$I(t) = \frac{\sin^2 A(2N+1)t}{\sin^2 At} I_0 \quad (4-2)$$

とする。上式(4-2)を L'Hospital の定理を用いて解くとパルス光のピーク出力値  $I(0)$  は

$$\begin{aligned} I(0) &= I_0(2N+1)^2 \\ &= \frac{I_0}{(t \cdot)^2} \end{aligned} \quad (4-3)$$

となる。また、ひとつのパルスのエネルギーは  $I(t)$  を 0 から  $1/$  まで積分したものの

$$\int_0^{1/} I(t) dt = \int_0^{p/A} I_0 \frac{\sin^2 A(2N+1)t}{\sin^2 t} dt \quad (4-4)$$

である。ここで

$$\int_0^p \frac{\sin^2 nx}{\sin^2 x} dx = np \quad (4-5)$$

という公式をもちいると、ひとつのパルスのエネルギーは

$$\begin{aligned} \int_0^{1/} I(t) dt &= \frac{(2N+1)p}{A} I_0 \\ &= \frac{1}{t \cdot} \cdot \frac{I_0}{t \cdot} = \frac{I_0}{t \cdot^2} \end{aligned} \quad (4-6)$$

となる。ここで矩形波で計算したときと同様に、ひとつのパルスのエネルギーは CW 光強度をパルス繰り返し時間  $1/$  分だけ積分したものに相当することから

$$\begin{aligned} \int_0^{1/} I(t) dt &= 0.8 \times \frac{1}{t \cdot} \\ \frac{I_0}{t \cdot^2} &= 0.8 \times \frac{1}{t \cdot} \\ I_0 &= 0.8 \times t \cdot \end{aligned} \quad (4-7)$$

となる（図 4-9）。

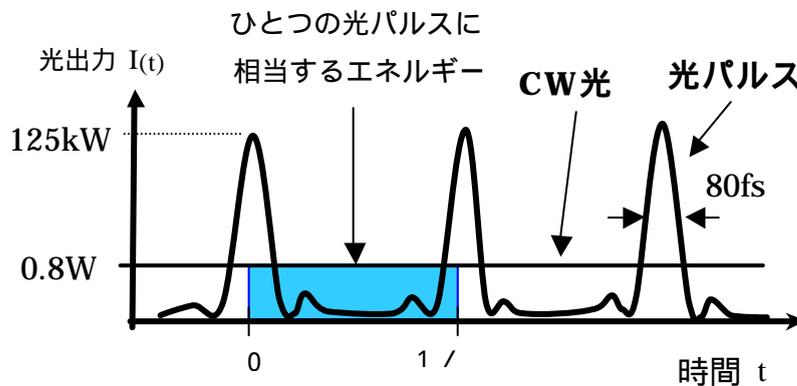


図 4-9 モード同期による光パルス

そして、この  $I_0$  を式(4-3)に代入するとパルス光ピーク出力値  $I(0)$  は

$$\begin{aligned}
 I(0) &= \frac{0.8 \times t \cdot}{(t \cdot)^2} = \frac{0.8}{t \cdot} \\
 &= 1.25 \times 10^5 [\text{W}] = 125 [\text{kW}]
 \end{aligned}
 \tag{4-8}$$

となり、パルスを矩形波に仮定したときの値と同じになる。

よって、本研究室の Ti:サファイアレーザーは発振利得の高い 800nm の辺りの波長では、パルス幅 80fs、平均出力 800mW で約 125kW のパルス光ピーク出力が得られると考えられ、チューニングをあわせれば 200kW 近いピーク出力が得られるものと思われる。

#### 4-3-2 励起光出力とパルス光平均出力の関係

本節ではフェムト秒 Ti:サファイアレーザーの励起光出力とパルス平均出力の関係について述べる。発振波長は 800nm とし、励起光出力を変えながら光検出器でパルス光平均出力を測定した。このとき再生モード同期のモードロッカーは作動させておいた。その結果を図 4-10 に示す。同図のデータは 5-5-3 節のものである。

この図から、励起光出力とパルス光平均出力はほぼ線形な比例関係を持って

いるといえるが、励起光 4.5W  
のあたりで、ずれが生じている。  
このとき Ti:サファイアレーザ  
ーの再生モードロックの調整が  
切り替わり、パルス波形が変化  
したと考えられる。これは第 2  
高調波発生の結果 (図 5-10、

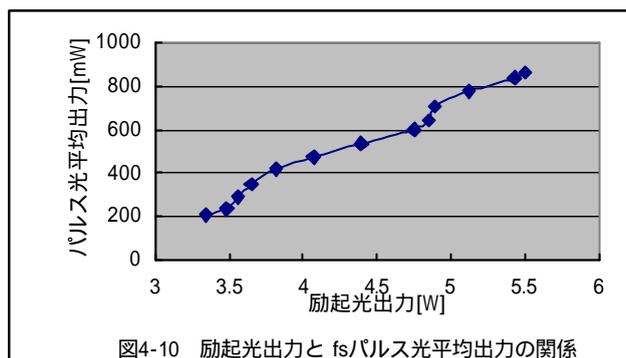


図4-10 励起光出力と fsパルス光平均出力の関係

5-11)、パルス幅が変わったことや、再生モードロック装置のパルス発振表示サインがこのあたりの励起光出力で切り替わるのを確認したことからいえる。この表示サインは基本的にパルス発振しているときに表示されるのだが、状況によっては表示されていないともパルス発振する。その詳しい理由は不明である。

このずれについては単なる測定ミスではなく、なんと測定してもこのようなデータになることや、5-5-3 節の実験にあるように第 2 高調波発生の結果 (図 5-10、5-11) から、パルス幅あるいはパルス波形が変化したためであると推測される。励起光出力とパルス光平均出力の関係の信頼できるデータを得るには、再生モード同期のモードロッカーの電源を落としてパルス光を発振させるなどの対処が必要である。

### 4-3-3 励起光出力とパルス光スペクトル幅の関係

この節では Ti:サファイア励起光とパルス光スペクトル幅との関係について述べる。測定はパルス発振波長 800nm で励起光出力を変えて分光器でパルススペクトル波形を観測した。その結果を図 4-11 に示す。同図は横軸に励起光出力をとり、縦軸にパルス周波数スペクトル波形の半値幅をとる。

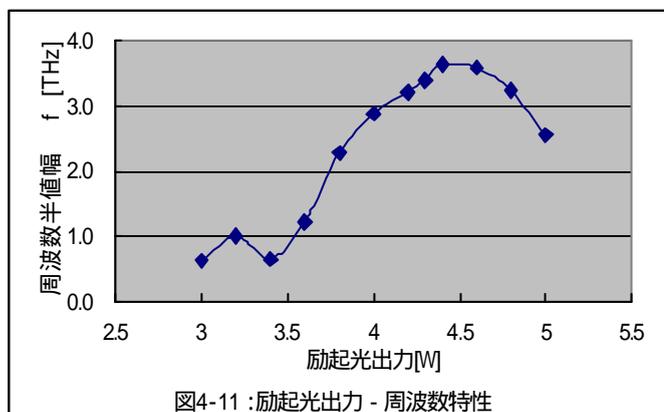


図4-11 :励起光出力 - 周波数特性

実験ではパルス発振をする最低励起光出力は 3W であっ

た。結果は励起光出力 4.4W のときに周波数スペクトル半値幅  $f$  は 3.64THz でピークとなり、そこからは励起光出力を上げてても下げててもスペクトル半値幅は下がっていくというようなデータが得られた。

本測定データを図 4-13 と比べると、図 4-11 のピークの位置と、図 4-13 の波長 460nm 付近での出力値のずれとはほぼ同じ位置である。このことから、励起光出力が 4.5W くらいになると、パルススペクトル幅が広がり、再生モードロック装置が作動しパルス波形が切り替わるか、もしくはその逆で励起光が 4.5W くらいになると再生モードロック装置が作動しパルス波形が切り替わり、パルススペクトル幅が広がるというようなことが推測できる。

#### 4-3-4 励起光出力とパルス光時間幅の関係

本節では励起光出力とパルス光時間幅の関係について述べる。測定はパルス光波長を 800nm とし、励起光出力を変化させパルス光の時間半値幅がどのように変化するのか測定した。その結果を図 4-12 に示す。

同図から、パルス光時間幅は励起光出力 3.7W から 5.5W までほぼ一定で、3.7W 以下から急激にパルス幅が広がるのがわかる。

ここで、本測定データと 4-3-3 節の測定データから、パルス光のスペクトル幅と時間幅の関係について考えてみる。パルス光のスペ

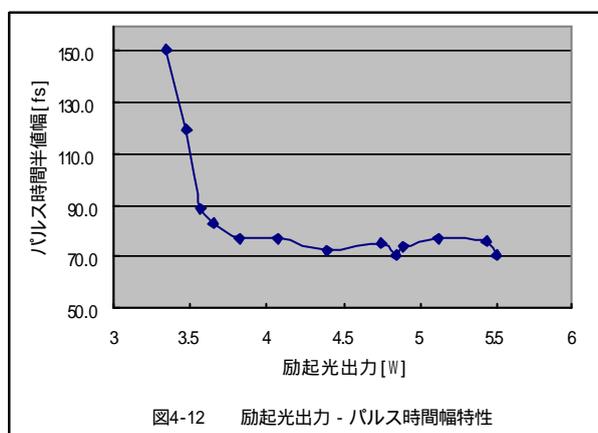


図4-12 励起光出力 - パルス時間幅特性

クトル幅と時間幅の関係は式 (2-8) のようになっている。図 4-11 からパルス光のスペクトル幅が最も広くなる励起光出力は 4.4W であることから、この励起光出力のとき最もパルス光時間幅は短くなるような特性が得られるはずである。しかし、本測定データではこのような結果にはならなかった。このことから考えてもパルス時間幅測定には少なからずミスがあるのではないかと考えられる。また、図 4-11 と図 4-12 は同時に測定したデータではないのであく

まで参考になるが、図 4-11、図 4-12 から励起光 4.4W のときのパルス時間半値幅の値と周波数スペクトル半値幅の値を式 (2-8) にいれて K 値を計算すると、その値は 0.26 となる。本研究で用いる Ti:サファイアレーザーの近似パルス波形  $\text{sech}^2$  の K 値は 0.315 であるのでこのパルスは transform-limited の状態に近いものになると考えられる。しかし、現在の共振器の設定では transform-limited の状態であると判断できるデータは得られていない。

#### 4-3-5 パルス光波長とパルス光平均出力の関係

本節ではパルス発振波長とパルス光平均出力の関係について述べる。測定は励起光を 4.8W に設定し、発振波長を変えながら図 4-6 の位置 でパルス光平均出力を測定した。その結果を図 4-13 に示す。

結果はだいたい取扱説明書に記されているものと同じようなデータとなり、780~800nm 付近の波長帯域で高い出力値が得られた。また、波長 700nm のあたりでは他の波長に比べ、パルス時間幅が広がったことからピーク出力低下による影響もあるものと思われる。このデータでは 710

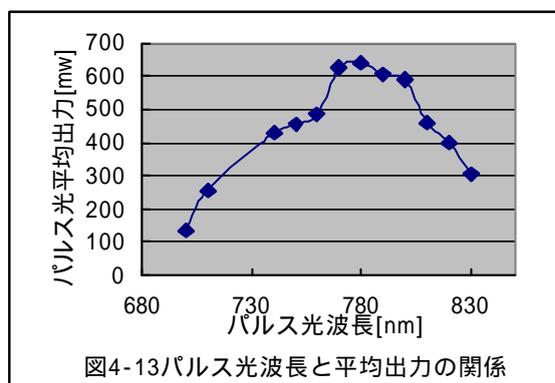


図4-13パルス光波長と平均出力の関係

~740nm あたりの波長帯域のデータが抜けているが、このあたりの波長帯域では CW 成分が強くなり、安定してパルス発振しないために値を取っていない。

#### 4-3-6 実験のまとめ

本節では前節の Ti:サファイア特性測定実験の結果からいえることを以下にまとめる。

今回の実験で測定された本研究に用いたフェムト秒 Ti:サファイアレーザー最短パルス幅は約 70fs であった。このパルス光のピーク出力は約 200kW であると推測される。半値全幅 70fs のパルス光は発振利得の高い波長帯域である 780 ~ 800nm 付近の波長で測定された。

パルス発振をするための最適な励起光電力は波長によって異なる。

パルス時間幅測定はオートコリレーターの調整つまみの微妙な調整のずれによるなどによって波形が変化することから、確実に実際のパルス幅を求める方法を検討しなければならない。

パルス光は励起光を高くすると CW 成分が強くあらわれる。そのパルス発振波長との関係の詳細は不明であるが、パルス光波長 720nm から 730nm、810nm 以上の波長ではそれが顕著に現われる。このとき励起光出力をだいたい 4.5W 以下にしないと、この CW 成分が消えることはない。一方、Ti:サファイアレーザーの利得が最大となる 800nm 付近では、励起光を装置限界の 5.5W にしてもプリズム等の調整で CW 成分をなくすることができる。

CW 成分が強くあらわれるとパルス発振が難しくなるため、 の理由から波長によってはパルス発振する最大励起光出力というものがある。

再生モード同期のモードロッカーの電源をいれておいた状態で、パルス発振したまま励起光出力を変えていくと、あるところでのモードロッカーの影響を受けてパルス波形が変わると思われる現象がおこる。これは励起

光出力 - パルス光スペクトル幅特性にも何らかの関わりがあるものと考えられる。

励起光出力とパルス光平均出力は、 の影響がなければ、線形な比例関係といえる。

パルススペクトル幅がもっとも広くなる励起光出力はパルス発振波長 800nm のときでは、4.4W である。そのことからパルス発振波長 800nm のときでは、励起光出力 4.4W で最短パルス時間幅が得られるはずである。しかし、そのような励起光出力とパルス時間幅の関係は認められていないので、このような視点からもパルス時間幅測定には何らかの誤差があるものと考えられる。

今回の測定データは共振器を波長 700 ~ 830nm の広い帯域でパルス発振できる設定にしたもので、パルス光の共振器に対する依存性は測定していない。これは今後の課題である。

#### 4-4 まとめ

本節では 4-2 節、4-3 節の測定データからピコ秒・フェムト秒 Ti:サファイアレーザーの操作上の特徴についてまとめる。Ti:サファイアレーザーはピコ秒の装置とフェムト秒の装置で若干操作方法に違いがあり、それを 4-4-1 節、4-4-2 節にまとめる。

図 4-14 に操作するとき用いるつまみの配置を記す。装置の外見はピコ秒、フェムト秒のものも同じであるが、発振される光の操作に使うつまみが異なる。

Ti:サファイアレーザーは室温の影響を受けるとみられ、あまり低温であると発振されるレーザー光の出力は普段より低いものとなり、パルス発振もしない。室温 18 以下であるときこのような状態になり、経験から最適室温は 20~25 くらいであると思われる。

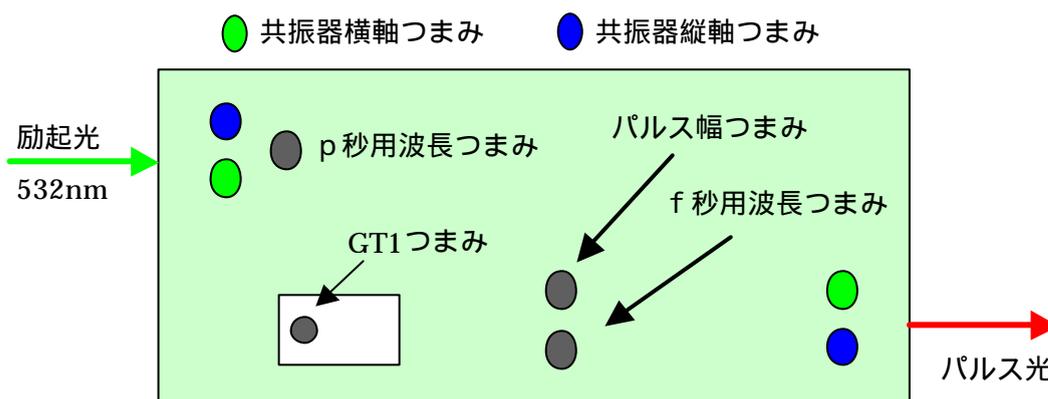


図 4-14 Ti:サファイアレーザー操作つまみ

##### 4-4-1 ピコ秒用 Ti:サファイアレーザーの操作の特徴

ピコ秒装置では上図 4-14 のピコ秒用波長調整つまみ、GT1 つまみ、縦横共振器つまみと、それに加えモードロッカー装置（再生モード同期のもの）の PHASE つまみでパルス光を調整する。波長は基本的に波長調整つまみのみによって可変することができる。パルス幅つまみ、フェムト秒用パルス調整つまみはプリズム挿入時に用いるもので、ピコ秒パルス光発生には関わりがないものである。ピコ秒の装置ではパルス光を発振するとき、帯域幅である

730~860nm の範囲においてどのあたりでもモード同期のしやすさは変わらず、波長を変えたときのモード同期のしやすさは励起光の出力に依存しない。この装置では波長つまみのみをまわし、波長を変えていくとモード同期するところはとびとびでしかできることがなく、波長を変えながら連続で発振することはできない。しかしそのときにモード同期しなかったところは GT1 つまみを調整することによってモード同期させることができる。GT1 つまみは図 4-1 の M1 の共振器を調整しているものと思われる。基本的に共振器軸つまみを調整することなく、この装置では帯域幅全体でモード同期させ、パルス光を発振することができる。

#### 4-4-2 フェムト秒用 Ti:サファイアレーザーの操作の特徴

フェムト秒装置では図 4-14 のフェムト秒用波長調整つまみ、パルス幅つまみ、縦横共振器つまみでパルス光を調整する。GT1 つまみ、それに加えモードロッカー装置の PHASE つまみはこの装置では使用しない。また前節 4-1 でも述べたように再生モード同期のモードロッカーの電源をいれなくてもモード同期する。フェムト秒の装置の波長帯域はだいたい 680nm から 1 $\mu$ m である。しかし現在のところ約 695nm から 870nm までの帯域でしかパルス光が得られていない。CW 光では短波長側では 680nm が得られているが、長波長側ではまだ測定をしていない。また、長波長側では窒素ガスを装置内に注入すると光が得られやすい。

この装置ではピコ秒用装置と比べて、パルスの発振のしやすさは波長によって大きく異なっている。最も光出力が大きく、モード同期しやすい波長は 800nm 付近である。しかし、いずれの波長においてもモード同期をし、パルスを発振させることができる。ただし、ある波長でパルスを発生させ、これを保ったまま連続で波長を変えていかないと、波長帯域の端である 700nm 付近や 870nm 付近でのパルス発振は困難である。この理由はこれらの波長領域でパルス光を最初から発振させようとするにつまみの調整が微妙なためにモード同期する位置が探しづらいことと、一度モード同期が外れるとモード同期をしやす

いところまで波長を戻さないと発振しないことにある。

また、この装置では波長によってパルスの発振させやすい励起光出力が変わってくる。長波長域では窒素ガスの有無にも依るが、波長帯域端の領域ではだいたい 4.2W 以上の励起光出力がないとパルス発振は容易ではない。基本的に発振波長が 800nm に近づくと励起光出力をそれより下げても発振するようになる。波長 800nm では 3W あたりの励起光でもモードロックが可能である。また、このようなことから高い出力の励起光を用いればどの波長でもモードロックするようにも見えるが、励起光波長によっては励起光出力を高くすると CW 成分が多く現われモード同期がはずれることがあるので、単に励起光を強くすれば良いというものでもない。

この装置では短波長から長波長までパルス光を得るためには共振器の調整が必要になってくる。800nm から 695nm までの波長では共振器のあるところに設定すると、そこから共振器を調整することなくパルス光を発振することができるのであるが、長波長側でパルス光を得るときにはやはり共振器の調整が必要となってくる。しかし、共振器のつまみにはメモリがなく、どの位置が最適であるのか読むことはできないことや、あまり共振器を大きく動かすとレーザー発振しなくなるような共振器の動かし方をすると装置のカバーをはずし、中の光軸を合わせなければならないこともありうる。

このようにフェムト秒の装置をあつかう際にはモード同期がはずれると、次にモードロックするために時間を多く費やさなければならなかったり、復旧するときに共振器の調整等をしなければならぬことから、実験途中でデータが大きく変わってしまったり、即座にパルス光をえることができなかつたりすることがある。こうならないためにも、必要とする光に応じて、条件の良い設定ができれば共振器などのつまみを動かさないなどの工夫が必要である。

---

---

## 第5章 非線形光学効果

---

---

非線形光学効果は光ファイバ通信や超短光パルスなどの分野に対して制御、測定、応用などの様々な面で深い関わりがある。また、前章に述べた受動モード同期によるパルス光の発生やパルス補償・圧縮など、本研究で用いた Ti:サファイアレーザーにもこの非線形光学効果が活かされている。本章では非線形光学効果が起きる理由、それに関するさまざまな現象についてのまとめや実験について述べる。

### 5-1 非線形光学効果

非線形光学効果は媒質に入射した光の電界が大きいとき、媒質中に誘起される分極密度が比例関係でなくなるために起こる現象である。第2章で述べたように超短光パルスはそのピーク出力が高いために非線形光学効果が起こしやすい。そして、この非線形な分極は自己位相変調(5-2節)や高調波発生(5-3節)、入射光強度の吸収飽和変化、和周波・差周波の発生など様々な現象をひき起こす。これらの現象は非線形光学効果と呼ばれ、本節ではこの要因となる非線形分極についてまとめておく。

どんな誘電体でも電磁場の強度が強いと光に対して非線形応答を示す。その理由は印可された場によって起こる束縛電子の非調和運動と関係したもので、その結果、電気双極子に起因する誘導分極  $P$  は電界  $E$  に比例しなくなる。ここで、 $\epsilon_0$  を真空の誘電率、 $c^{(1)}, c^{(2)}, c^{(3)}$  をそれぞれ一次、二次、三次の感受率で一般にテンソルで表される。そして、ここでは簡単のためにその感受率をそれぞれ

$$\mathbf{c}^{(1)} = \begin{pmatrix} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{pmatrix} \quad \mathbf{c}^{(2)} = \begin{pmatrix} b_{11} & 0 & 0 \\ 0 & b_{22} & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} \end{pmatrix} \quad \mathbf{c}^{(3)} = \begin{pmatrix} c_{11} & 0 & 0 \\ 0 & c_{22} & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} \end{pmatrix}$$

とする。ここで電界を  $\mathbf{E}$  とすると、誘導分極  $\mathbf{P}$  は

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P} &= \mathbf{e}_0 (\mathbf{c}^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{c}^{(2)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E} + \mathbf{c}^{(3)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \\
 &= \mathbf{e}_0 \left\{ \begin{pmatrix} a_{11} & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_{11} & 0 & 0 \\ 0 & b_{22} & 0 \\ 0 & 0 & b_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x^2 \\ \mathbf{E}_y^2 \\ \mathbf{E}_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{11} & 0 & 0 \\ 0 & c_{22} & 0 \\ 0 & 0 & c_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x^3 \\ \mathbf{E}_y^3 \\ \mathbf{E}_z^3 \end{pmatrix} + \dots \right\} \\
 &= \mathbf{e}_0 \left\{ \begin{pmatrix} a_{11} \mathbf{E}_x \\ a_{22} \mathbf{E}_y \\ a_{33} \mathbf{E}_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} b_{11} \mathbf{E}_x^2 \\ b_{22} \mathbf{E}_y^2 \\ b_{33} \mathbf{E}_z^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_{11} \mathbf{E}_x^3 \\ c_{22} \mathbf{E}_y^3 \\ c_{33} \mathbf{E}_z^3 \end{pmatrix} + \dots \right\} \quad (5-1)
 \end{aligned}$$

となり、x 方向の電界を考えると

$$\mathbf{P}_{(x)} = \mathbf{e}_0 (a_{11} \mathbf{E}_x + b_{11} \mathbf{E}_x^2 + c_{11} \mathbf{E}_x^3 + \dots) \quad (5-2)$$

となる。簡単のため電界ベクトルが 1 つの座標成分のみのときには

$$\mathbf{P} = \mathbf{e}_0 (\mathbf{c}^{(1)} \mathbf{E} + \mathbf{c}^{(2)} \mathbf{E}^2 + \mathbf{c}^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (5-3)$$

と表される ( $c_{11}$  は x 方向の感受率)。この式のそれぞれの項は二次、三次・・・の非線形現象を引き起こす。また、式(5-3)から二次、三次の非線形現象はそれぞれ  $\mathbf{E}^2$ 、 $\mathbf{E}^3$  に比例していることがわかる。式(5-3)は入射光強度の低いときには一次以外の項は無視することができ、そのときには入射光強度と分極の関係は線形に表すことができる。

## 5-2 光力ー効果と自己位相変調

光力ー効果は式 (5-3)の三次の項による非線形効果で、光の強度に依存する屈折率変化のことである。ここで時間を  $t$ 、光強度を  $I(t)$  とし、線形の屈折率を  $n_0$ 、非線形屈折率を  $n_2$  とすると

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t) \quad (5-4)$$

というように光強度と屈折率  $n(t)$  の関係が表せる。屈折率  $n$  の微小距離  $x$  を光パルス通過したときの光電界の時間軸上の位相のずれ  $f$  は

$$f = -nk \cdot x \quad (5-5)$$

である。kは真空中の波数である。式(5-4)と式(5-5)から位相のずれ  $\phi(t)$ は

$$\phi(t) = -[n_0 + n_2 I(t)]k x \quad (5-6)$$

となり、これを自己位相変調という。自己位相変調 (SPM: Self-Phase Modulation) は光カー効果によって引き起こされる位相変調のことであり、パルス光自らの強度によって位相が変化する現象である。この自己位相変調はパルス光の強度分布によって瞬時周波数のずれをつくるような現象を起こす。以下にそれまでの説明を記す。

このパルス光による位相のずれ  $\phi(t)$ は同時に、そのパルス光強度によって瞬時周波数のずれ  $\delta\omega(t)$ を

$$\delta\omega(t) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi(t)}{\partial t^2} = -n_2 \frac{k}{2\pi} \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (5-7)$$

のように変化させる

この式(5-7)から  $n_2 > 0$  のときには瞬時周波数のずれ  $\delta\omega(t)$ はパルスの立ち上がりでは負に、立ち下がりでは正に大きくなる。そのことから  $n_2 > 0$  のときには周波数がパルス前部で下がり、後部で高くなる。  $n_2 < 0$  のときはこの逆である。この現象をチャープと呼び、  $n_2 > 0$  のときすなわち時間とともに周波数が高くなることをアップチャープ、  $n_2 < 0$  のときすなわち時間とともに周波数が低くなることをダウンチャープと呼ぶ。ここで例としてアップチャープの図を図5-1に示す。

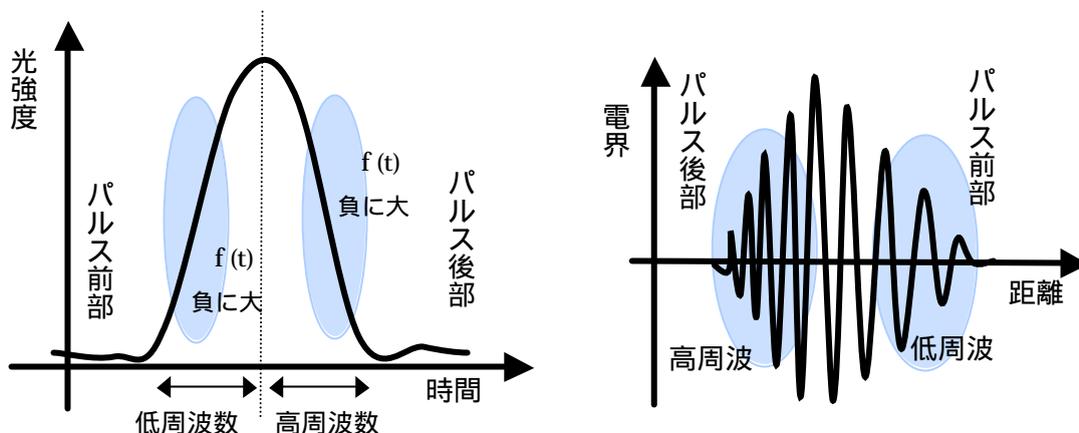


図 5-1 アップチャープパルス

この自己位相変調の応用としては第4章のTi:サファイアの原理のところでも述べたパルスの補償及び圧縮や後節で述べる白色光の発生、光通信の分野ではソリトン伝送とよばれるパルス光を一定波形に保ったまま長距離伝搬する技術が挙げられる。ソリトン伝送は自己位相変調によるアップチャープを負の群速度分散をもつファイバーに通すということによって行われている。

群速度分散とはひとかたまりの光波内に含まれるそれぞれの周波数成分ごとに媒質中での光速度が異なることから、その伝搬速度が異なってしまいうことをいう。周波数が高くなったときに速度が上昇することを正常分散、その逆を異常分散とよぶ。群速度分散は線形光学効果で、これと似たような言葉に群遅延分散というものがある。

### 5-3 高調波発生

高調波発生とはある非線形媒質に光を入射すると入射光の2倍、3倍・・・の周波数の光が発生するという現象である。二次の非線形効果で起こるものを第2高調波とよび、三次の非線形効果で起こるものを第3高調波というように呼ぶ。第2高調波の起こる様子を図5-2に示し、以下に第2高調波を例にあげて説明をする。

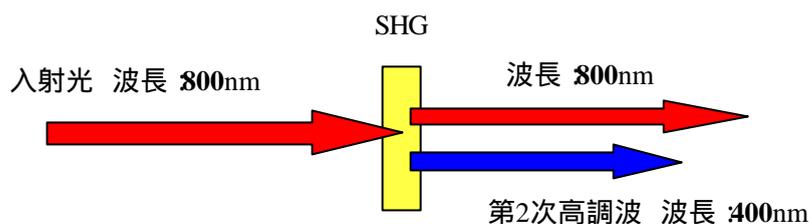


図 5-2 第2高調波の発生

式 5-3 の二項目から二次の非線形効果による分極  $P_2$  は

$$P_2 = \epsilon_0 c^{(2)} E^2 \quad (5-8)$$

となる。ここで入射光の周波数を  $\omega$  とし、電界  $E$  を

$$E = A \sin(\omega t) \quad (5-9)$$

とすると、式(5-8)は

$$\begin{aligned} P_2 &= \epsilon_0 c^{(2)} A^2 \sin^2(\omega t) \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c^{(2)} A^2 (1 - \cos 2\omega t) \end{aligned} \quad (5-10)$$

となることから、入射光の2倍の周波数  $2\omega$  の光が発生することがわかる。

#### 5-4 白色光発生実験

本節では非線形光学効果を用いた実験のひとつとしておこなった白色光発生を試みた実験について述べる。

白色光はパルス光をサファイア結晶に入射し、パルスに自己位相変調をおこさせることで得ることができる。その原理は自己位相変調によって光パルス内の強度分布による瞬時周波数のずれをつくることで、ひとつのパルス内に長波長から短波長まで広い帯域の波長成分の光を持たるといものである。ここでの白色光というのはこのように広い帯域の波長成分をもつ光のことを指し、実際、白色に見える。白色光の発生方法を図 5-3 に示す。この原理の応用として光通信の分野で用いられるスーパーコンティニューム光などが挙げられる。

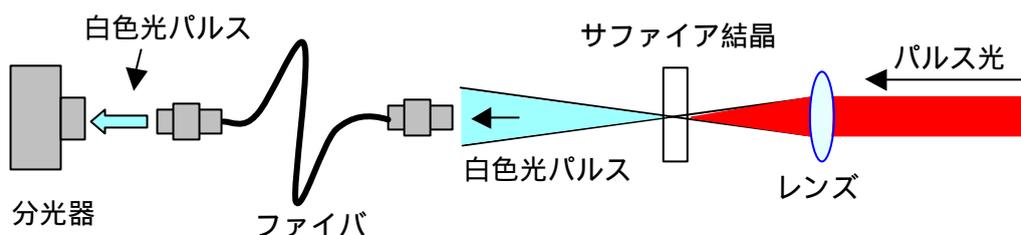


図 5-3 白色光発生実

実験装置の詳細はは以下のようにになっている。

- ・ 超高速パルス光発振・測定システム：三章参照
- ・ サファイア結晶
- ・ レンズ：焦点距離 55mm、80mm、160mm のものを使用
- ・ 光ファイバ：マルチモードファイバ MM50/125 ACROTEC
- ・ 分光器：SpectraPro-300I ActonResearchCporation 社

本実験では平均出力約 1W、パルス幅約 80fs、ピークパワー125kW のパルス光ビームをレンズで絞りサファイア結晶に透過させ白色光の発生を試みた。そして、入射光のサファイア結晶に対する入射角度、レンズとサファイア結晶の距離、レンズの焦点距離を変え、出射光の帯域幅がどのように変化するか分光器を用いて観測した。

しかし、焦点距離 55mm、80mm、160mm のどのレンズでも、入射光のサファイア結晶に対する入射角度、レンズとサファイア結晶の距離を変えて測定しても帯域幅の変化は認められなかった。白色光の発生しない原因としては、

- ・ 入射強度の不足
- ・ 結晶の非線形の感受率が低いこと
- ・ 非線形効果が起きるほどビームウエストの距離が長くない

などの可能性が挙げられる。今後の対策としてはよりビームウエストの細いレンズを用いる、または入射光強度を上げるなどの方法が挙げられるが、現在の装置ではいくらパルスを transform-limited にしても得られる入射光強度には限界があることや現在の入射光強度で帯域幅の変化が全く見られないことから、まず別の非線形媒体を用いて実験をおこなうのも良いかもしれない。

## 5-5 SHG 結晶効率特性測定

本節では本研究で用いた SHG( Second Harmonic Generation:第 2 高調波発生) 結晶の波長依存性、集光依存性、入射光角度依存性、入射光強度依存性等の特性を測定した結果を述べる。この結晶はその名のとおり第 2 高調波を発生するもので、本研究室の SHG 結晶は BBO(  $BaB_2O_2$  ) と呼ばれる物質である。これらの測定実験は図 5-4 のように行われた。また、このとき Ti:サファイアレーザーの再生モード同期のモードロッカーの電源はいれておいた。

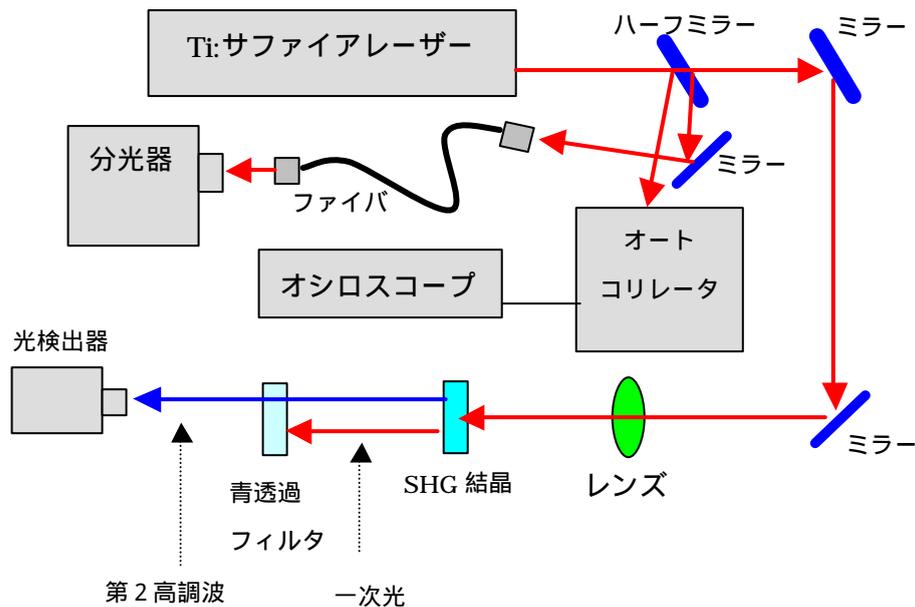


図 5-4 SHG 効率実験

本実験は Ti:サファイアレーザーによるフェムト秒パルス光をレンズで集光し、SHG 結晶に入射させ第二次高調波を発生させる。SHG 結晶の後ろに置いたフィルターで入射光をカットし光検出器で第 2 高調波のみを検出しそのパルス光平均強度を観測する。

第 2 高調波の入射光に対する効率は

$$\text{効率} = \frac{(\text{位置 第2高調波平均出力}) - (\text{位置 平均出力}) \times \frac{(\text{位置 青色透過光})}{(\text{位置 入射光平均出力})}}{(\text{位置 平均出力})} \quad (5-11)$$

で求められる ( の数字は図 5-4 のもの) が、位置 の青色透過出力は青色の波長のみを遮断するフィルタ c3c22 (詳細は下記参照) を透過してくる光の強度である。この強度は 位置の入射光平均出力に比べ無視できるくらい小さいので、効率は

$$\text{効率} = \frac{(\text{位置 第 2高調波平均出力})}{(\text{位置 入射光平均出力})} \quad (5-12)$$

とする。第二次高調波 2 の強度  $P_2$  は、 $P$  を入射光強度とし、 $B$  を様々なパラメータのまとめとすると

$$P_{2w} = BP_w^2 \quad (5-13)$$

となり、ここでビームの断面積を  $S$  とすると、第 2 高調波への変換効率  $h_{SHG}$  は (単位面積あたりの入射光強度  $I_w$ ) 分の (そこから発生する第 2 高調波強度  $I_{2w}$ ) で求められるので

$$h_{SHG} = \frac{I_{2w}}{I_w} = \frac{B(I_w / S)^2}{I_w / S} = \frac{BI_w}{S} \quad (5-14)$$

となる。このようなことから第 2 高調波強度が入射光強度の 2 乗に比例すること、SHG 変換効率が入射光強度に比例し、ビームの単位断面積  $B$  に反比例することがわかる。

この実験の実験装置の詳細は以下のようになっている。

- ・超高速パルス光発振・測定システム：三章参照
- ・レンズ：焦点距離 80mm (記載表示)
- ・光ファイバ：マルチモードファイバ MM50/125 ACROTEC
- ・第 2 高調波用光検出器：ADVANTEST 社 OPTICAL SENSOR Q82214
- ・入射光用光検出器：SpectraPhysics 社 model407A
- ・分光器：ActonResearchCporation 社 SpectraPro-300I
- ・オシロスコープ：KENWOOD 社 CS-4125
- ・フィルタ：C3C22(第 2 高調波透過、入射光遮断 図 5-5 参照)、  
kc13(入射光透過、第 2 高調波遮断 図 5-5 参照)
- ・SHG 結晶：BBO ( $BaB_2O_2$ )

ここで扱う光検出器は、入射光用光検出器では第 2 高調波の値が小さいために検出ができないことと、入射光強度が第 2 高調波用光検の限界基準 50mW を上まわっていて第 2 高調波用光検出器では入射光を測定できないことから、光検出器を第 2 高調波用、入射光用とわけている。また、フィルタの波長と透過率特性を図 5-5 に記す。本論文の測定データはこのフィルタ特性を較正したものである。

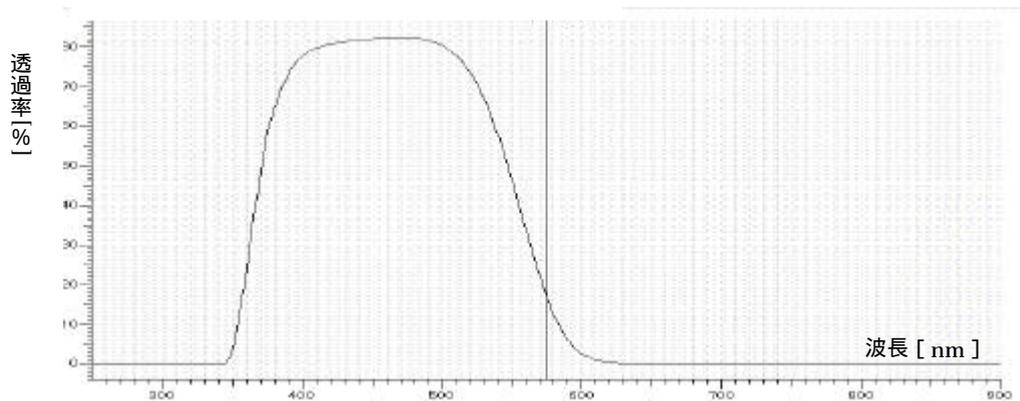


図 a フィルタ c3c22 の特性

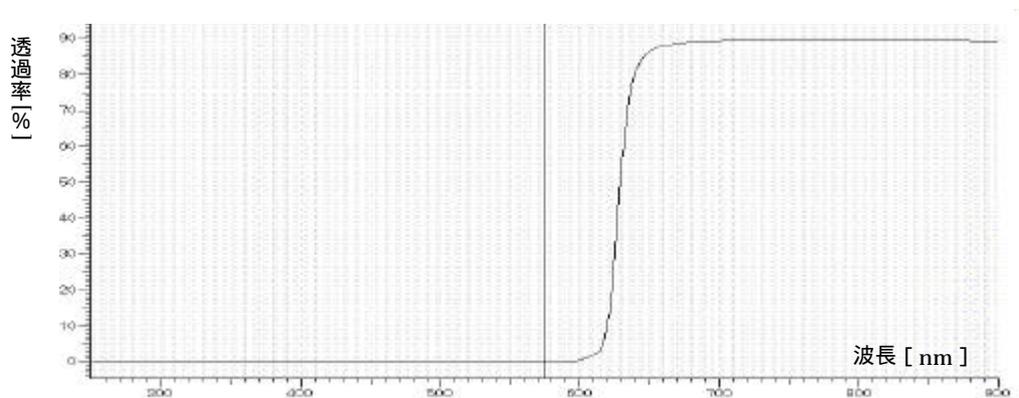


図 a フィルタ kc13 の特性

図 5-5 使用フィルタの特性

### 5-5-1 SHG 結晶入射光角度依存性

本節では SHG 結晶の入射光に対する角度とそこから発生する第 2 高調波の平均出力との関係を測定したことについて記す。この測定実験では発振波長、励起光出力、SHG 結晶入射光（位置）平均出力、レンズ - SHG 結晶距離を以下の測定条件にあるように一定にしてある。これらの値は強い入射光電界が非線形光学効果を起こすことを考慮して設定した。

SHG 結晶の角度はマイクロメーターを用いて可変する。しかし、その角度とマイクロメーターのメモリの関係について記した資料などもなく、はっきりとした角度がわからないため、そのメモリの値をデータの値とした。また、SHG 結晶を光軸に合わせて配置する際にも多少ずれが生じるため具体的なメモリと

の対応は難しい。本測定実験では、入射光に直角であるときのメモリはだいたい 3.25 くらいで、メモリの限界でも入射光に対して 45° 以下の角度である。今後は角度メモリと実際の値を対応させるデータをまとめておくと思い考えられる。

#### 測定条件

波長：800nm  
 励気光出力：5.5W  
 SHG - 光検出器距離：36cm  
 位置（入射光）平均出力：855W  
 レンズ - SHG 距離：10cm  
 フィルタ - 光検出器距離：7.5cm  
 室内温度：22

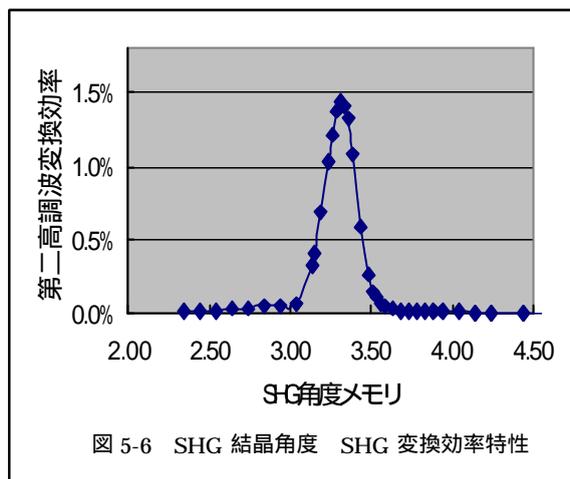


図 5-6 SHG 結晶角度 SHG 変換効率特性

測定結果を図 5-6 に示す。同図から第 2 高調波は結晶のある角度で急激に発振効率を増すことがわかる。言い換えると、この SHG 結晶は効率よく第 2 高調波を発生する最適な入射光角度を持っているといえる。

また、この最適な角度は入射光強度や集光位置に依存することはないが、図 5-7 のように入射光波長に対して依存性を持っている。図 5-7 のデータは 5-5-4 節の実験データで、それぞれの入射光波長のもっとも効率の良いところ

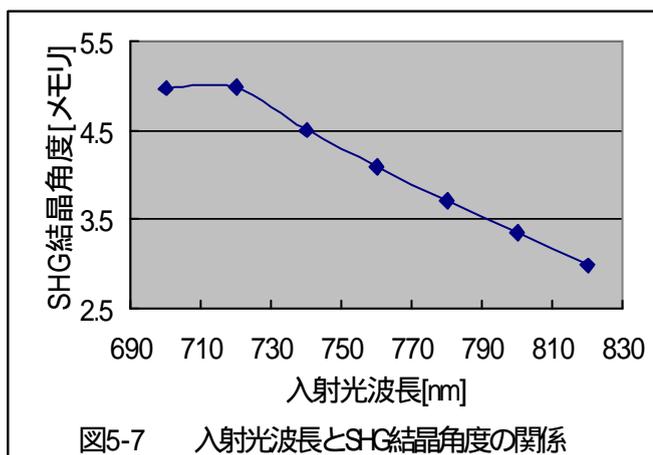


図5-7 入射光波長とSHG結晶角度の関係

を点にとっている。同図からそれぞれの波長のもっとも効率よく第 2 高調波が発生する角度メモリの値は、入射波長に対してほぼ線形の関係になっているといえる。これは SHG 結晶角度の変化から光の結晶通過距離が変わり、位相整合がおこることによるものと考えられる。

### 5-5-2 SHG 結晶入射光集光位置依存性

本測定実験では SHG 結晶とレンズとの距離を変化させことで、入射パルス光ビームの集光具合と第 2 次高調波効率の関係がどのようになっているのかを調べた。ここでは焦点距離 80mm と記されているレンズを用い、入射パルス光波長、入射光 ( 図 5-4 位置 ) 平均出力、SHG 結晶角度を下記測定条件のように一定にして第 2 次高調波の平均出力を測定した。

#### 測定条件

波長 : 800nm

位置 ( 入射光 ) 平均出力 : 900mW

励起光 : 5.5W

室温 : 19

位置 平均出力 : 1.1W

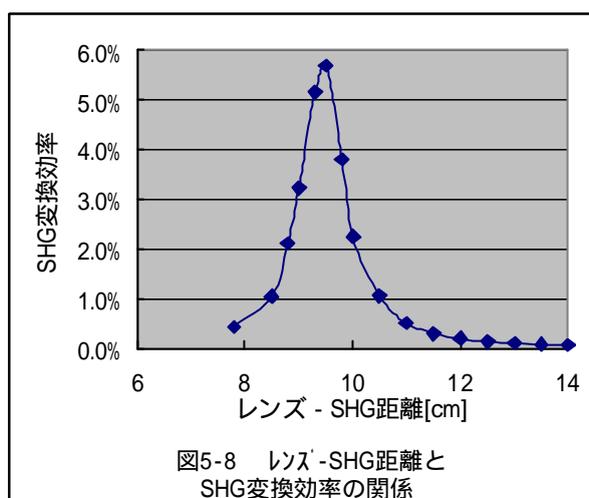


図5-8 レンズ - SHG 距離と SHG 変換効率の関係

測定データを図 5-8 に示す。このデータから第 2 次高調波の変換効率はレンズ - SHG 結晶距離が 9.3cm のときにピークとなっていることがわかる。ここでレンズの焦点距離が 8cm とされているので、この差はレンズを固定する台によるレンズ-SHG 間距離や焦点距離に誤差であると考えられる。もし、このレンズ焦点距離とピークの出たレンズ-SHG 間距離が同じでないと仮定すると、焦点は SHG 結晶中心からずれていることになる。この焦点が SHG 結晶中心からずれた位置でピークが出るならば、図 5-9 のように SHG 結晶中心を軸にこの位置の対称となる位置に焦点がきたときにもピークが出るはずである。

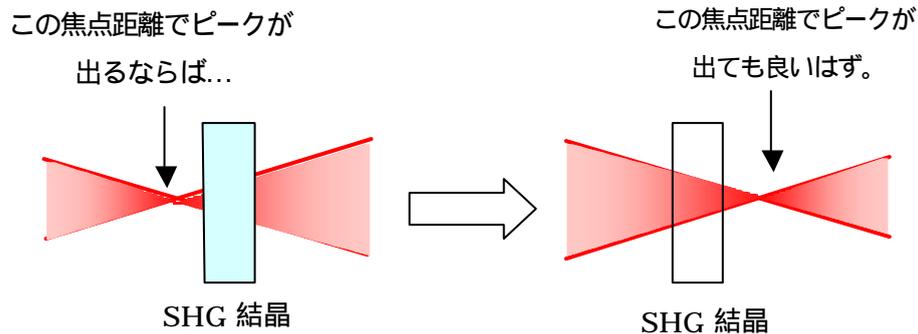


図5-9 焦点距離とレンズ-SHG距離についての仮定

しかし、このデータでのピークはひとつであるし、ピークの範囲が広いわけではないので、レンズ-SHG 間距離や焦点距離には誤差がありピークの出たレンズ-SHG 間距離はレンズの焦点距離であると考えられる。また、式 5-14 より SHG 変換効率は入射光ビーム断面積に反比例しているのので、焦点が SHG 結晶中心からはずれてゆくと、その距離の 2 乗に比例して SHG 変換効率は減衰していくはずである。したがって、実際の焦点距離は 9cm 程度と考えられ、焦点に絞られた光が SHG 結晶中にあれば高い SHG 変換効率が得られているものと考えられる。

### 5-5-3 SHG 結晶入射光出力依存性

この実験では SHG 結晶への入射光出力と SHG 効率の関係を調べた。入射光波長を 800nm とし、SHG 結晶角度、レンズ SHG 結晶距離を以下に記す測定条件のように一定にして、入射光出力を変化させながら第 2 高調波の出力を測定した。出力光は Ti:サファイア励起光出力を変えることで変化した。

測定データは表 5-1、図 5-10、5-11 のようになった。このデータでは、入射光強度に対する第 2 高調波強度のグラフは入射光 500mW あたりで一度第 2 高調波出力光が下がりまた再び上昇していくようなずれがあり、効率ではこれがさらに顕著に現われている。これはこのとき Ti:サファイアレーザーの再生モードロックの調整が切り替わり、パルス波形が変化したと考えられる。これは表 5-1 のようなパルス幅の変化や、4-3-2 節に記したことから言える。

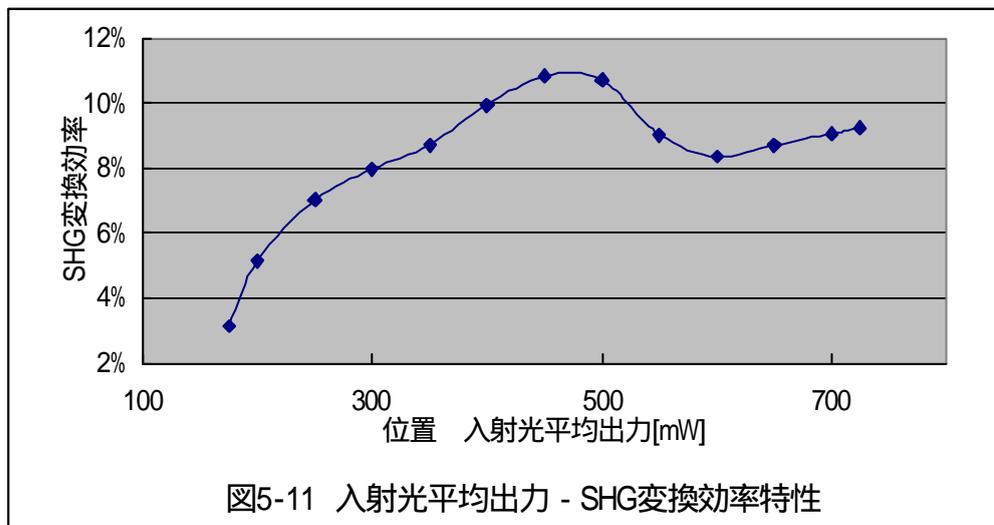
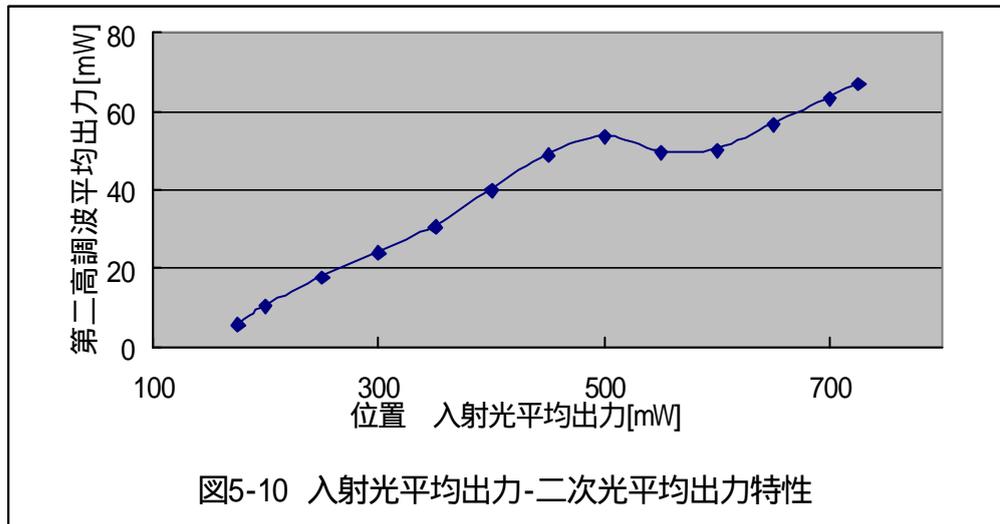
表5-1 SHG効率入射光強度依存性

励気光出力 [mW]	パルス幅 [fs]	入射光 平均出力[mW]	第二高調波 平均出力[mW]	効率
5.5	71.1	725	86.1	11.9%
5.43	75.9	700	81.5	11.6%
5.12	77.0	650	72.8	11.2%
4.89	74.1	600	64.4	10.7%
4.85	71.1	550	63.8	11.6%
4.75	75.2	500	68.8	13.8%
4.39	73.0	450	62.6	13.9%
4.07	77.0	400	51.2	12.8%
3.82	77.0	350	39.2	11.2%
3.65	83.0	300	30.7	10.2%
3.56	88.9	250	22.6	9.05%
3.48	119.4	200	13.2	6.62%
3.34	151.1	175	7.08	4.05%

入射光強度依存性

測定条件

入射光波長 800nm  
 室温 22  
 SHG結晶角度 3.3  
 リンズ SHG距離 9.3cm



このような理由から入射光出力と第2高調波出力の関係がずれ、効率との関係にも影響していると考えられる。このことは、最大第2高調波出力は励起光出力最大 5.5W のときで 86mW であるのに対して、最大効率値は励起光出力 450mW のときで 13.9%になるという測定結果にもあてはまると考えられる。励起光 5.5W のときの第2高調波出力値は光検出器の限界基準を超えているのでなんともいえないが、このデータからでは励起光出力 450mW のときに効率よくパルス発振をし、その分パルスピーク出力が上がり、SHG 効率が上昇したと考えられる。

入射光強度変化による第2次高調波出力、SHG 変換効率のグラフは式 5-13、式 5-14 からそれぞれ、2次曲線、比例直線になるはずである。しかし今回の測定ではそのような結果が出ることはなく、モード同期変化によるパルス波形変化というパラメータの依存の影響も受けてしまった。これを改善するには、入射光出力を励起光で調整するのではなく、ある一定のパルス光を発振しておいて減衰器などで調整をして測定することや、再生モードロッカーの電源を入れずに計測をするなどの対処が必要である。このような対処をしてデータを測定すれば入射光強度に対する第2高調波出力はもう少し理想にそった関係になるのではないかと思われる。

#### 5-5-4 SHG 結晶入射光波長依存性

本実験では SHG 変換効率が波長に対してどのように変化をするのか測定した。ここでは入射光強度を Ti:サファイアレーザーの発振効率がいちばん悪い波長 700nm のときのパルス光平均出力である 170mW にあわせ、入射光波長ごとに結晶角度、励起光出力をこの入射光出力 170mW でもっとも第2次高調波変換効率がよいところを測定した。レンズ - SHG 結晶距離は上記実験でもっとも効率がよいところにあわせた。

結果は表 5-2、図 5-12 のようになった。これは測定されたデータをフィルタの値で較正したものである。理論的には式 (5-13) (5-14) の B の値は入射光周波数の2乗に比例していることから、第2高調波強度、SHG 変換効率とも

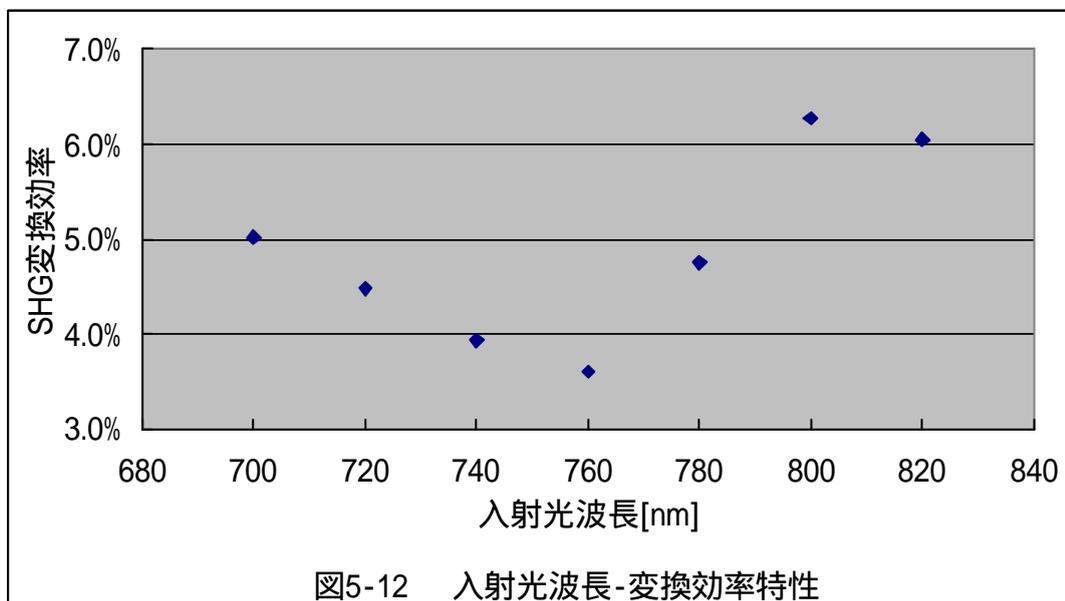
に入射光波長の2乗に逆比例する。しかし、本測定データは波長750nmから長波長側では効率が上昇するものとなった。表5-2のパルス幅の違いからのピーク値の高さによるデータの依存性を考えてみても、このパルス幅の値がこのようなグラフを形づくるとは考えられない。そのようなことから、本実験データはフィルタ特性の影響が強く現われたものであると考えられる。今後はより適切なフィルタを用いて測定したいと考えている。

SHG変換効率  
入射光波長依存性

測定条件  
入射光平均出力 :170[mW]  
レンズ-SHG結晶距離 9.3cm  
室温:21  
SHG-光検出器距離 :37.5cm

表5-2 入射光波長 - SHG変換効率特性

入射光波長	パルス幅	第二高調波	SHG変換効率
[nm]	[fs]	平均出力[mW]	
700	97.0	8.54	5.0%
720		7.61	4.5%
740	77.5	6.69	3.9%
760	71.0	6.13	3.6%
780	79.4	8.09	4.8%
800	72.0	10.67	6.3%
820	96.4	10.29	6.1%



### 5-5-5 第2高調波パルススペクトル

本節ではフェムト秒パルス光を入射して得られる第2高調波パルスのスペクトル特性について述べる。図 5-12、5-14 に第2高調波パルスの波長スペクトル依存性を示す。このときの入射パルス光の波長は 800nm で、そのスペクトル依存性を図 5-14 に示す。図 5-13、図 5-14 から入射パルス光波長半値幅  $\Delta\lambda_1$  は 18nm、第2高調波パルスの波長半値幅  $\Delta\lambda_2$  は 2nm であることがわかる。

また、実験から第2高調波パルスの波長スペクトル波形は入射光に対する SHG 結晶角度を変えると、入射光パルス波長スペクトル幅  $T$  の半分の波長スペクトル幅  $T/2$  の範囲内でピーク出力を変えながら連続に移動することがわかった。この様子を図 5-12 示す。図 5-14 は第2高調波波長波形でピーク出力が最大になるものであり、そのピークの波長は 400nm であった。

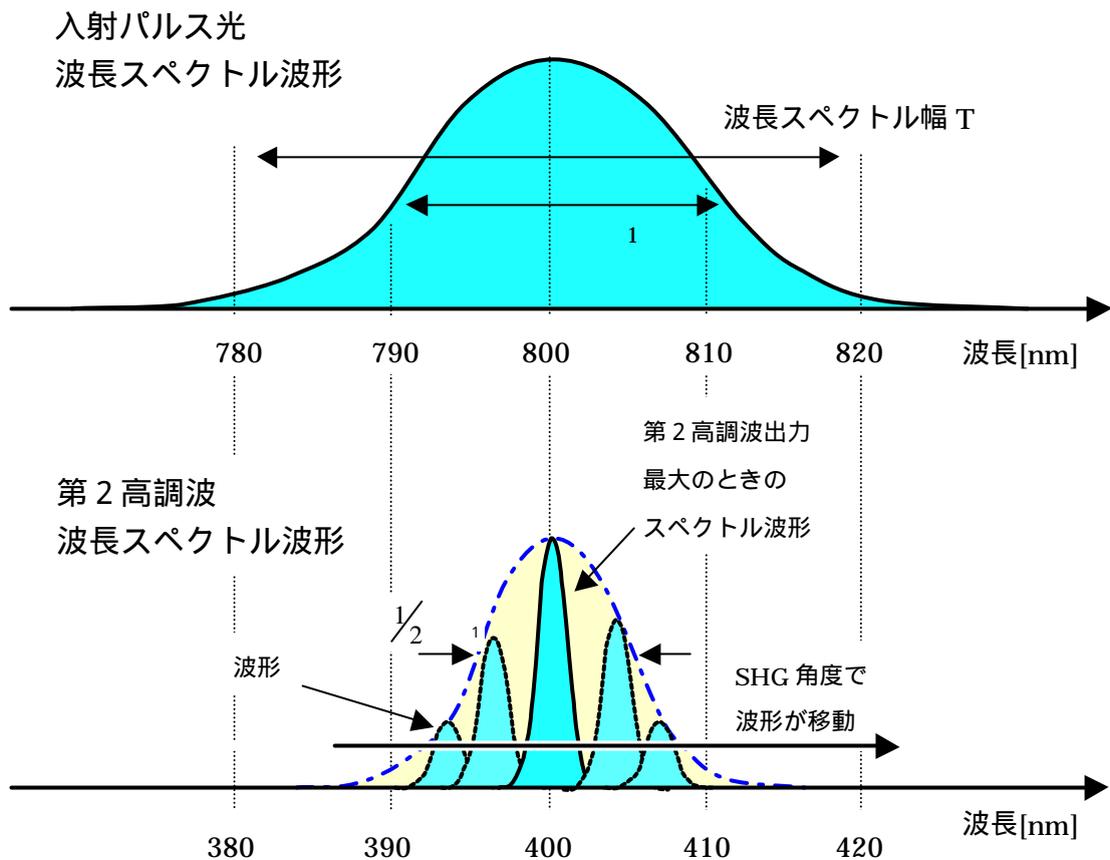


図 5-12 SHG 結晶角度による第2高調波スペクトル波形の変化

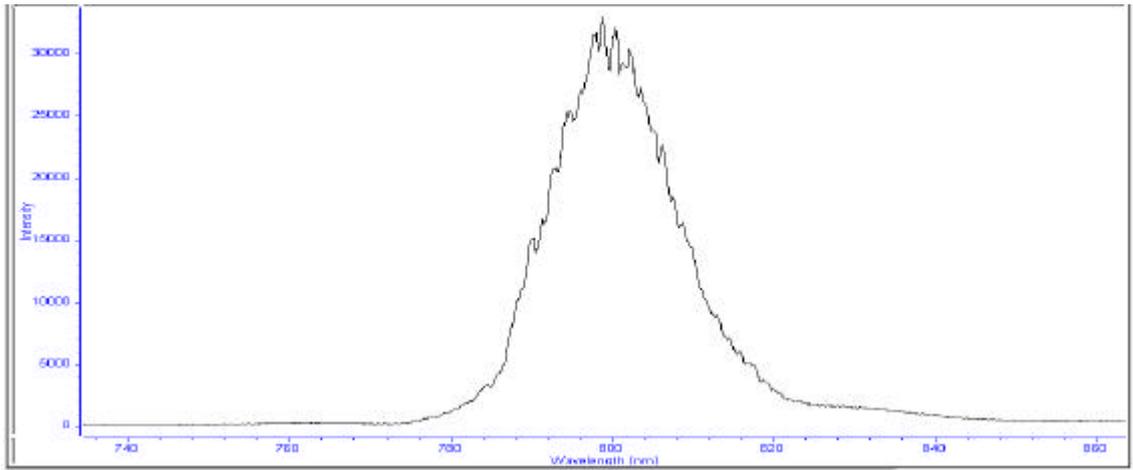


図 5-13 入射パルス光 (800nm) スペクトル波形

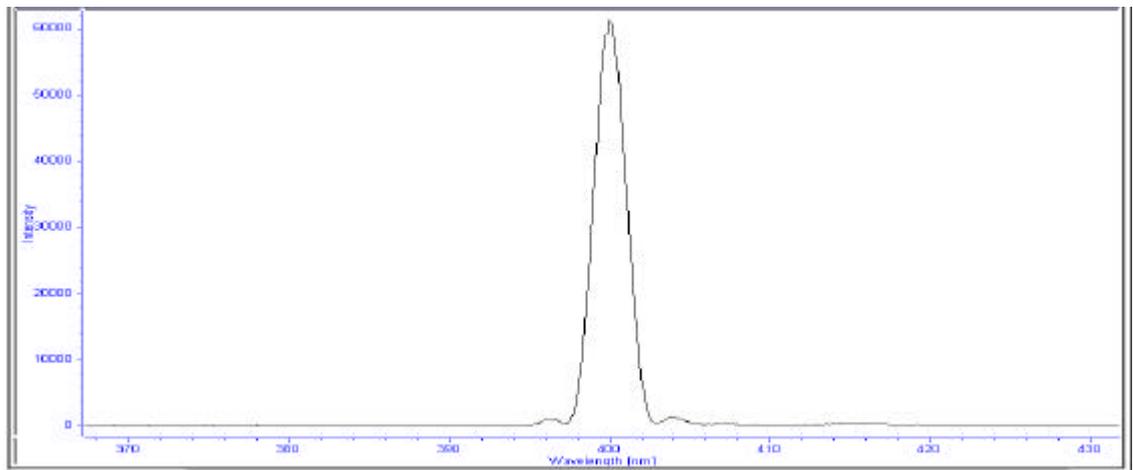


図 5-14 第 2 高調波パルススペクトル波形 (入射光波長 800nm)

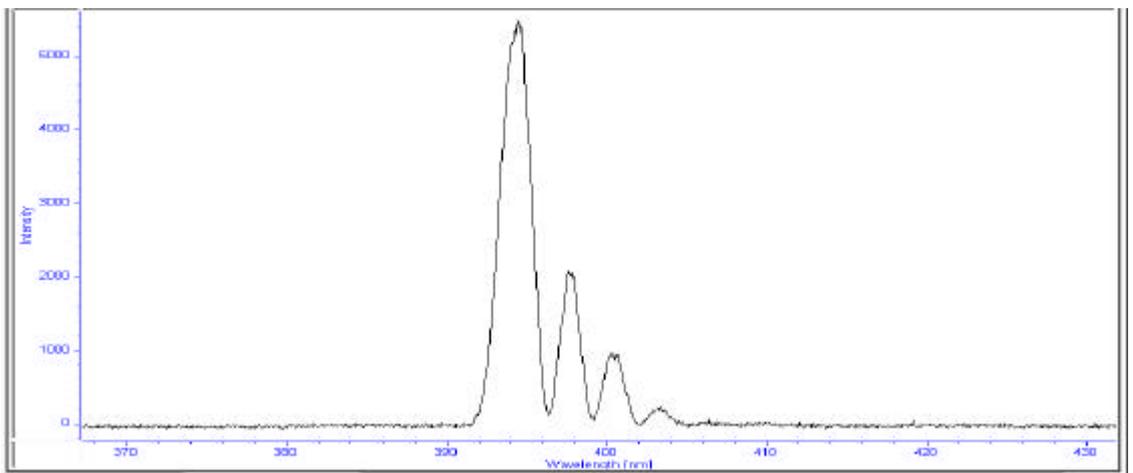


図 5-15 第 2 高調波パルススペクトル波形

このように第 2 高調波のスペクトル波形が SHG 結晶角度によって変化するのは、5-5-1 節に記したように SHG 結晶角度の変化で位相整合がおこなわれることによるものと考えられる。図 5-15 は第 2 高調波が発生する範囲  $T/2$  の端の第 2 高調波パルススペクトル波形 (図 5-12 波形 ) である。これは SHG 結晶通過距離の変化により第 2 高調波が干渉して現れる波形であると考えられる。

今後、第 2 高調波パルスの時間幅等の観測できるようになれば、そのピークパワーなどの特性もわかるようになる。

#### 5-5-5 実験のまとめ

本節に記した実験から今回実験で用いた BBO の SHG 結晶の特性は以下のよう

- ・ 今回この SHG 結晶から得られた第 2 高調波の最高出力値は 67mW で、最高効率値は 10.8% であった。フィルタの特性を考慮して較正をおこなった結果、約 86mW の最大第 2 高調波出力が得られるものと考えられる。このときの測定条件は入射光波長 800nm、レンズ-SHG 距離 9.3cm であった。
- ・ 本研究で用いた SHG 結晶は効率よく第 2 高調波を発生する入射光角度を持つことがわかった。その角度は入射光の強度、集光性には依存しないが、入射光波長に対しては依存性を持つ。SHG 結晶角度が変わると光の結晶通過距離が変化すること、入射光波長ごとに位相整合されるのに適した結晶通過距離が異なることから、効率よく第 2 高調波を発生する SHG 結晶角度は入射光波長に依存すると考えられる。

- ・ SHG 結晶の効率よく第 2 高調波を発生する入射光ビーム集光具合は、レンズ焦点距離やレンズ-SHG 距離の誤差を踏まえて、焦点が結晶の中心に位置するときであると考えられる。
- ・ SHG の第 2 高調波変換効率は入射光強度に応じて上昇するものと考えられる。しかし、今回の測定データは、パルス波形等に依存したものになり、理論式どうりの結果にはならなかった。信頼できるデータを得るには減衰器を用いて入射光強度の調整するなどの対処をして測定をしなければならない。
- ・ SHG 変換効率の波長依存性を調べた実験結果は理論式どおりにはならなかった。これはフィルタの特性の影響を受けたものであると考えられ、今後はより適したフィルタを用いて実験しなければならない。
- ・ 第 2 高調波パルスの波長スペクトル幅は入射パルス光波長スペクトル幅  $T$  の半分の  $T/2$  であると考えられていたが、本研究で得られた第 2 高調波パルスの波長スペクトル幅はそれよりも狭いものであった。さらに、この第 2 高調波パルスの波長スペクトル波形は SHG 結晶の角度を変えると、 $T/2$  の範囲内でピーク出力を変えながら移動することがわかった。これは SHG 結晶での位相整合によるものと考えられる。

---

---

## 第6章 その他実験

---

---

本章では前章までに記述した実験以外で、現段階でデータ収集が未完成の実験について記述する。

### 6-1 光ファイバ特性測定

本節では使用する光ファイバによって、入射したパルス光が分散などの影響によるパルス波形の変化の観測を試みたことについて記す。ファイバの特性を知ることができれば、高調波のパルス波形計測など多くの実験をすることができるようになる。本実験ではTi:サファイアレーザーから得られるフェムト秒パルス光ビームを光ファイバに入射し、レンズを用いて平行ビームにしたファイバからの出射光をオートコリレータに入射しパルス幅の観測を試みた。その様子を図6-1に示す。

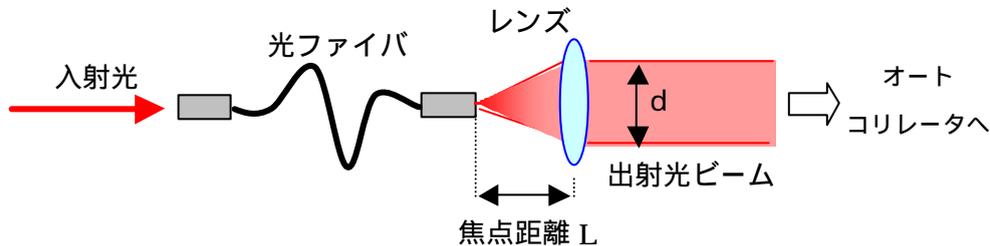


図6-1 オートコリレータ入射までのファイバ出射光ビーム

しかし、ファイバによって広がった出射光ビームは、本研究室のレンズを用いてもオートコリレータに入射できるほど細くかつ平行にはできないため、光ファイバ出射後のパルス波形を観測することはできなかった。

ファイバからの広がったビームはファイバとレンズの距離をレンズの焦点距離  $L$  と同じ距離にすると平行ビームとなることや、平行にしたビームの直径  $d$  がファイバによって広がった大きさに比例することから、光ファイバ出射後のビームを細くかつ平行にするには、ビームの直径  $d$  は焦点距離  $L$  の短いレンズを使用し、そして光ファイバ出射端とレンズの距離を  $L$  とすればよい。このような方法を用いれば光ファイバ出射後のパルス波形を観測できると考えられる。

## 6-2 蛍光発光測定

蛍光発光測定は Ti:サファイアレーザーの波長可変性をもちいて半導体をはじめとするサンプルにポンプ光をあて、そこから発生する蛍光を観測しようというものである。ポンプ光としてサンプルのバンドギャップより高いエネルギーの光を入射するとそのバンドギャップに相当する波長の光が得られる。実験装置の配置を図 6-2-1 に示す。

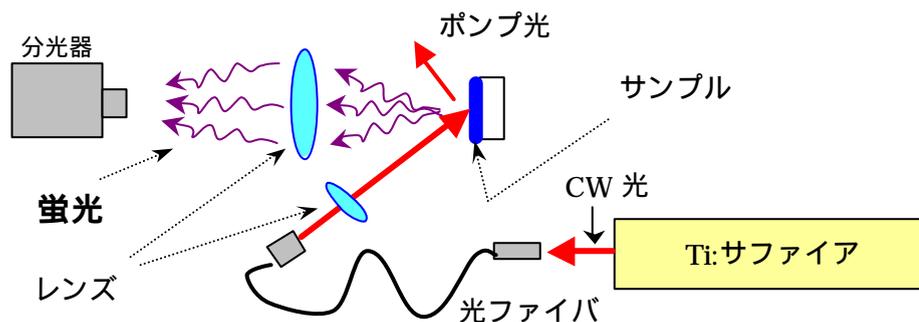


図 6-2-1 蛍光測定実験

本実験ではポンプ光は Ti:サファイアレーザーの CW 波を使用し、サンプル上に焦点がくるようにレンズを設置する。そして、そこから発生した蛍光をレンズで集め、分光器で波長スペクトル波形を観察する。

本測定実験は現在データを測定中であるので、本節では GaAs-AlGaAs の超格子をサンプルから得られた蛍光スペクトル波形を図 6-2-2 に示すのみとする。サンプルの GaAs-AlGaAs は量子井戸構造 50 層の超格子で、層の厚さは GaAs 層 80 、AlGaAs 層 100 である。

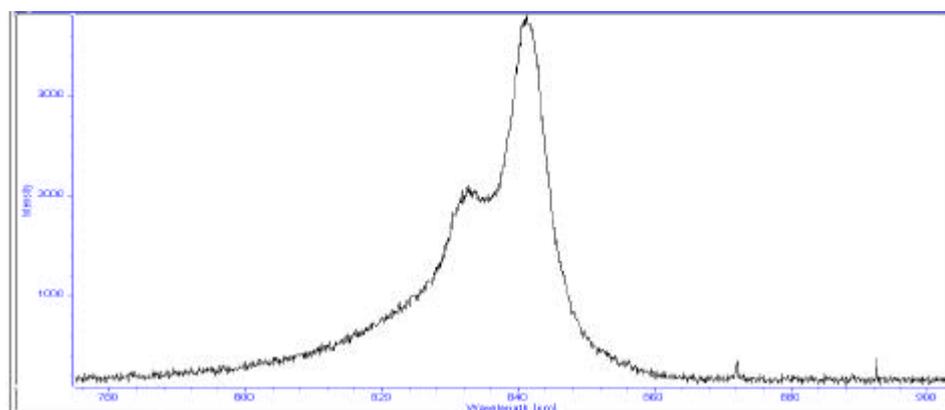


図 6-2-2 GaAs-AlGaAs 超格子サンプルの蛍光スペクトル波形

---

---

## 第7章 結論

---

---

本研究において得られた結果とその考察を以下に示す。

- 1 . Ti:サファイアレーザーレーザー、及びそこから発生するパルス光の特性が得られたことでピコ秒・フェムト秒パルス発生的手法を確立し、操作法を明らかにした。確実なパルス時間幅測定方法の確立や、共振器の調整によるパルス光の依存性を考慮したときの特性については今後の課題である。
- 2 . SHG 結晶の第二高調波発生に関する特性が得られ、効率よく第2高調波を発生させる条件を明らかにした。
- 3 . 光ファイバ特性測定については、ファイバからの出射光を観測できない理由と、その対処法を明らかにした。このことから今後は光ファイバの特性について測定ができるものと考えられ、第2高調波のパルス時間波形の観測などいくつかの応用ができるものと思われる。
- 4 . 白色光発生実験ではパルス光の自己位相変調によるスペクトルの広帯域化は認められなかった。その原因についても不明であることから、今後は水など別の媒質を用いて白色光発生を試みたいと考えている。白色光発生に成功すればWDM用導波路などへの実験光源として用いるなどの応用が考えられる。
- 5 . 現在実験中である蛍光測定など Ti:サファイアレーザーの励起光光源としての使用については、その出射光、第2高調波を用いていくつかの材料について評価できるものと思われる。

本研究では以上のように超高速パルス光についてある程度の基礎的なデータが集められ、その結果からその応用方法についてもいくつか挙げられるようになった。今後、基礎データの収集を付け加えていくとともに、超高速光パルスを用いた具体的な応用研究に取り組んでいけたらよいと考えている。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、日頃から御指導御鞭撻をいただく原学科長をはじめ高知工科大学電子・光システム工学科の教職員の皆様に感謝いたします。特に、本研究の緒より常に暖かい御指導、御教示を賜りました神戸宏教授に心から感謝いたします。また、現在の光通信分野で研究開発を行う企業等を案内していただくとともに、有益な御助言を賜りました野中弘二助教授に深く感謝いたします。

最後に、本研究を進めるにあたり分光器の使用法について助言をいただいた掛水瞳氏、色素レーザーの使用法について助言をいただいた片桐泰斗氏、受光素子等について助言をいただいた加瀬川亮氏をはじめ、ともに研究を進め、多くの御討論をいただいた本研究室の皆様に深く感謝いたします。

## 参考文献

- ・ 非線形ファイバ光学 G. P. Agrawal 吉岡書店 1997.5.25
- ・ 光エレクトロニクスの基礎 Amon Yariv 丸善 1974.7.20
- ・ 超高速デバイス 齋藤 富士郎 共立出版 1998.6.15
- ・ 超高速光技術 矢島 達夫 丸善 1990.3.15
- ・ 光と量子 大津 元一 朝倉書店 1994.12.1
- ・ Y.Yamabayashi, M.Nakazawa and K.Takiguchi : “Terabit Transmission Technologies”, NTT R&D Vol.48 No.1 1999
- ・ H.Toba, Y.miyamoto, M.Yoneyama, S.Kawanishi and Y.Yamabayashi : “Next generation ultra-high-speed transmission technologies”, NTT R&D Vol.48 No.1 1999
- ・ Y.Cho : “Fundamentals of Mode-Locking Technology”, The Review of Laser Engieenring Vol.27 Number11 July 6 1999
- ・ K.Torizuka : “Ultrashort Pulse Generation by Mode-Locked Solid-State Laser”, The Review of Laser Engieenring Vol.27 Number11 July 8 1999
- ・ K.Kikuchi : Method of Ultrashort Optical Pulse Measurement”, The Review of Laser Engieenring Vol.27 Number11 June 28 1999