

卒業研究報告

題目

Ti-Sapphire Laser を使用した SHG 出力光の測定

指導教員

野中 弘二 助教授

報告者

鳥井 智正

平成 14 年 2 月 5 日

高知工科大学 電子・光システム工学科

目次

第1章 序論	2
1-1 背景	2
1-2 研究目的	2
1-3 論文構成	2
第2章 非線形光学効果	3
第3章 研究手段	6
3-1 短パルス発生方法	6
3-1-1 強制(能動)モード同期	6
3-1-2 受動モード同期	6
3-1-3 再生モード同期	6
3-2 実験の構成	7
3-2-1 基本装置の配置	7
3-2-2 測定時のフィルタ・レンズ等の配置	8
3-2-3 Ti-Sapphire Laser の発振方法	9
3-3 SHG 結晶(BBO) の特性測定	10
3-3-1 ホットミラーを使用しての可視光測定	11
3-3-2 SHG 結晶への入射光強度変化による測定	13
3-3-3 波長変化による SHG 出力依存性	19
3-3-4 面密度の測定	21
3-4 考察	23
第4章 結論・今後の見通し	24
謝辞	25
参考文献	26

第1章 序論

1-1 背景

近年、情報化の進展とともに、取り扱うデータ量の増加、高速化が進んできている。そのため、バックボーンネットワーク増加、データ伝送速度の高速化、それを取り扱う電子・光デバイスの高機能化、小型化が急速に進んできている。バックボーンネットワークの増加は光ファイバーを張り巡らせ高速化に対応できる。しかしその中を伝送する信号は多くのデータを転送し保存できなければ意味が無い。そこで信号を運ぶ光源の短パルス化・信号を保存する光メディア用光源の短波長化が必要とされている。また、使用される電子デバイス・光デバイスは小型化、高機能化が急速に進んできている。それに必要とされる電子・光デバイスの微細加工プロセスを可能とするためには、単一波長の短波長光源が求められる。短波長でかつ単一波長の光源を実現するために、従来使用していたエキシマ光源に替わり、非線形光学効果と可視のハイパワーレーザを利用し、光パワー単一波長紫外線光源の研究が最近始まっている。

1-2 研究目的

紫外レーザ光は波長が短く集光でき光吸収率が大きいいため熱影響の少ない加工が可能である。エレクトロニクス分野の他にも医療、化学検査分野での利用端にも広がっている。現在実用化されているエキシマレーザは、使用されるガスの寿命や毒ガスを使用しているため、安全面やメンテナンスのコスト面、装置が大型である等の問題がある。そこで安全かつ小型でローコストな半導体レーザを用いて、単一波長紫外線を得る光源の要素技術研究の目的とする。

1-3 論文構成

本論文では、本章で研究全体の目的を明らかにし、第2章で紫外線発生のために必要な非線形光学効果、特に第2高調波発生(SHG)のメカニズムについて説明する。第3章で半導体レーザを使用して得られる出力光の参考値として、赤外固体レーザからSHGを用いた青紫基準光源を得る研究手段として実験手法を論じ、第4章に実験の考察、第5章に研究の見通しを述べる。

第2章 非線形光学効果

本章では紫外線を含む短波長光発生的手段として第2高調波発生現象を説明する。

基礎光学では、物質中の電気分極は光の電場に比例し、したがって、比誘電率は光の強度に依存しないものとして扱う。これは、外から加える光の電場が十分に小さい範囲では正しいが、光の電場が強くなると必ずしも成り立たなくなる。レーザー発振光の場合には、発送スポット径が小さく、位相や波長(周波数)が統一されているため、単位面積当りの光の電場振幅は必ずしも十分に弱くはない。特に、光学集光すると単位面積当りのパワー密度は相当に強くなる。ランプ等のインコーヒーレント光では無視できる電場の2乗や3乗に比例する高次の項の応答が無視できなくなってくる。そして、そのような応答のために、入射した光の高調波が発生したり、物質中を進むに従ってひとりでにビームが絞られていく(Self Focusing:SF)など、いろいろの光パワーに依存した現象が現れる。このように、光の電場に比例しない分極によって生ずるさまざまな現象を、非線形光学効果(Nonlinear Optical Effect)と呼ぶ。

ここで角周波数 ω の交流光電界を結晶に加えた場合、線形結晶中ではいかなる時点でも誘起分極は電界に比例するから、角周波数 ω で図2-1(a)に示すように振動する。非線形結晶中では、図2-1(b)にのような非対称な波形が描ける。

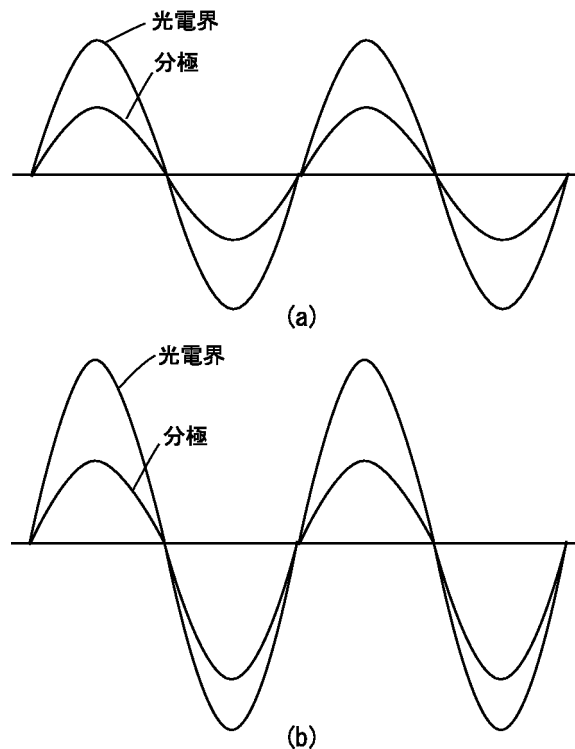


図2-1 (a) 線形結晶中、(b) 反転対称性のない結晶中

非線形分極の図 2-1(b) をフーリエ解析すると、 ω の第 2 高調波成分および平均値 (直流成分) も含まれていることがわかる。平均値、基本波および第 2 高調波成分は 図 2-2 中に描く。

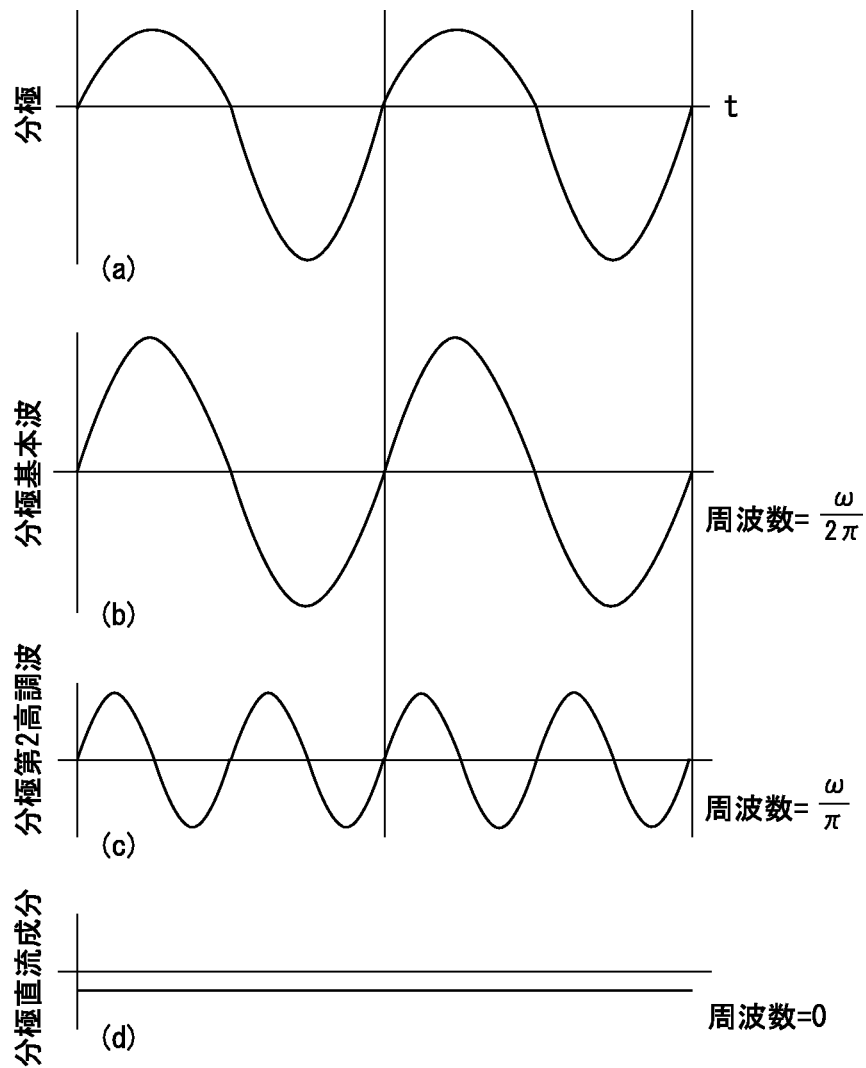


図2-2 非線形分極波 (a) をフーリエ解析した成分

参考文献 [1] より、長さ ℓ の結晶の結晶の出力端における出力光強度は、

$$E^{(2\omega)}(\ell)E^{(2\omega)*}(\ell) = \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right) \frac{\omega^2 d^2}{n^2} |E^{(\omega)}|^4 \ell^2 \frac{\sin^2(\Delta\ell/2)}{(\Delta\ell/2)^2} \quad (2-1)$$

である。ここで d は非線形光学係数、 ℓ は結晶長、 n は屈折率である。

ビームの断面積を $A[m^2]$ とすると、単位断面積あたりのパワー (強度) と電界強度の関係は

$$I \equiv \frac{P_{2\omega}}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |E^{(2\omega)}|^2 \quad (2-2)$$

であるから ω 波から 2ω 波への変換効率を求めると

$$\eta_{\text{SHG}} \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = 2 \left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2 \ell^2 \sin^2(\Delta\ell/2)}{n^3 (\Delta\ell/2)^2} \frac{P_\omega}{A} \quad (2-3)$$

よって、変換効率は入射光強度 P_ω に比例し、 A に反比例することがわかる。

位相整合の効率の良い第 2 高調波発生のための前提条件として $\Delta k = 0$ にできるだけ近い、すなわち

$$k^{(2\omega)} = 2k^\omega \quad (2-4)$$

ということである。 $\Delta k \neq 0$ ならば、例えば ℓ_1 で発生した第 2 高調波は ℓ_2 まで伝搬してきたときに、 ℓ_2 で発生しつつある第 2 高調波と同位相ではない。そのため位相のずれによる干渉が生じ、その様子は式 2-3 中の

$$\frac{\sin^2(\Delta\ell/2)}{(\Delta\ell/2)^2} \quad (2-5)$$

という項で表現される。この空間的な干渉パターンの隣接ピーク間の間隔がコヒーレンス長

$$\ell_c = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{2\pi}{k^{(2\omega)} - 2k^{(\omega)}} \quad (2-6)$$

である。

複屈折素材である光線形光学結晶では、結晶と光入射間の角度により、この位相ずれ量が異なる。よって入力光の波長により結晶角度を調節して「位相整合条件」で用いる必要がある。

位相整合角 θ_m は

$$\sin^2\theta_m = \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2}}$$

で求められる。

本研究では先ず、赤外 (800nm) から可視 (400nm) の SHG 結晶効率の調査に注力し、BBO(BaB_2O_2) 結晶を位相整合角 28° で用いた。また、 $P_{2\omega}$ は P_ω の 2 乗に比例するため、瞬時ピークパワーの増加が効率アップのカギとなる。ピークパワー P_ω を大きくするためより良い短パルス光を入力条件を検討する。

第3章 研究手段

3-1 短パルス発生法

SHG 発生効率を高めるには瞬間的基本波電波パワー P_{ω} 、つまりピークパワーを高くすることが非常に有効である。以下に短パルスを固体レーザーで得るモード同期法の説明をする。短パルス光を発振する方法として一つにはモード同期という手法がある。色素レーザーや実験で使用した Ti-Sapphire Laser などのある種の固体レーザーは、レーザー媒質の利得帯域が広いので超短パルスを得るためによく用いられる。

3-1-1 強制 (能動) モード同期

レーザー共振器の縦モードの共振周波数はほぼ等間隔 ($c/2L$ 、ただし、 L :共振器長) で並んでいる。利得が損失より大きい共振器モードが発振の可能性があり、利得帯域が広いレーザーの場合には同時に複数の縦モードが発振し得る。これらの複数の発振縦モードにおいて、レーザーの分散や非線形効果のため、その発振周波数は完全に等間隔ではなく、それらの相対的な位相関係もかなりランダムとなる場合が多い。そこでレーザー共振器内に光変調器を挿入し、縦モードの周波数間隔は変調周波数に固定 (ロック) でき、さらにそれらの相対位相も固定できる。

3-1-2 受動モード

レーザー共振器内に非線形光学媒質を置けば、その非線形光学効果により、光パルス通過の際、パルス波形に応じ損失変調あるいは位相変調が生じ、モード同期が得られる。つまり、受動モード同期とは光パルスが自分で自分を変調して起こすモード同期である。

3-1-3 再生モード同期

本研究に用いる Ti-Sapphire Laser でピコ秒パルスの発生に用いられているモード同期の方法は、強制モード同期と同様に共振器内に光変調器をもつ。さらに駆動するための高周波信号源として、レーザーのパルス列自身をモニターすることによって得ている。これにより共振器長がドリフトしていても変調器の変調周波数が自動的に追従する、再生モード同期を採用しているためパルス同期状態が安定している。

3-2 実験の構成

非線形光学効果の第2次高調波発生を利用して紫外線の発生を目指す。そのため
にまず、Ti-Sapphire Laser を使用して赤外パルス光を SHG 結晶 (BBO) に通過さ
せ第2高調波の可視光パルス光を得る。ここで得た可視パルス光 (青紫光) を、半
導体レーザの出力光と比較する対象基準光として利用する。

3-2-1 基本装置の配置

本研究でのピコ秒高速光パルスを用いた実験は基本的に図 3-1 の装置の構成で
行われている。まず、Ti-Sa レーザは Millennia V という励起用レーザから励起光
エネルギーを得てパルス発振する。Ti-Sa レーザ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 85% の透過光は
SHG 発生実験などの基本パルス光源に用いられ反射光はパルス波形・波長等を測
定するために用いる。

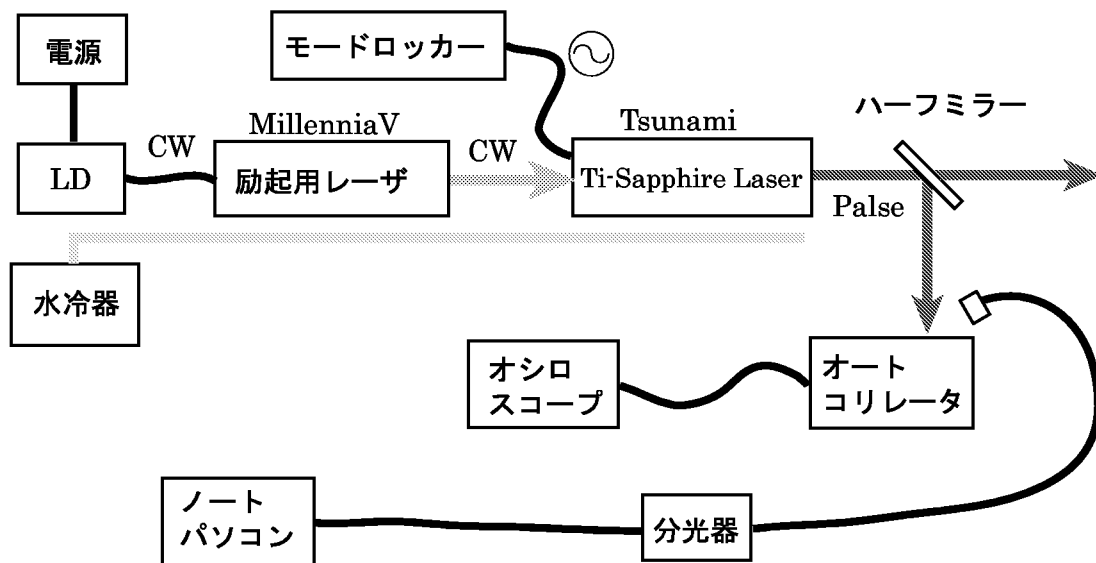


図 3-1 パルス光発振の構成

3-2-2 測定時のフィルタ・レンズ等の配置

Ti-Sa レーザーからの出力光をレンズ1に入射し、BBO 結晶内部にに焦点が合うようにレンズの位置を調整する。

BBO 結晶後の通過光は基本波である赤外光とSHGである可視光ほとんど同方向から混合出力となって出射する。そのままパワー測定したのでは必要な可視光の値だけではなく赤外光パワーも拾ってしまう。そこでホットミラー (赤外のみを高反射率を有するフィルタ) を使用することにより可視光を選択的に測定することができる。ただし完全に赤外光をカットできるのではなく、また可視光すべてが通過するわけではない。ホットミラーの特性は図 3-3 を参照。図から可視光は 90 % (有効数字 2 桁) 通過し赤外光は 99 % (有効数字 2 桁) 反射する。

ND フィルターは、光が強すぎ光パワーメータでは測定範囲を超える場合や、励起出力を固定したまま SHG 結晶に入射させる光を減らしたい場合に使用する。

測定により、可視光を取り出した後、レンズ2を使用して光ファイバーの中に可視光を入れる。そして光ファイバーからサンプリングオシロスコープ、スペクトラムアナライザ等に接続し波形・波長を見るのに使用する

ホットミラーの特性を図 3-3 に示す。このグラフからだと可視光は 90 % 位通過し、赤外光は 100 % に近い値で反射する。可視光を測定した場合、90 % 位しか通過しないので、100 % 通過した場合と換算した値を求める必要がある。

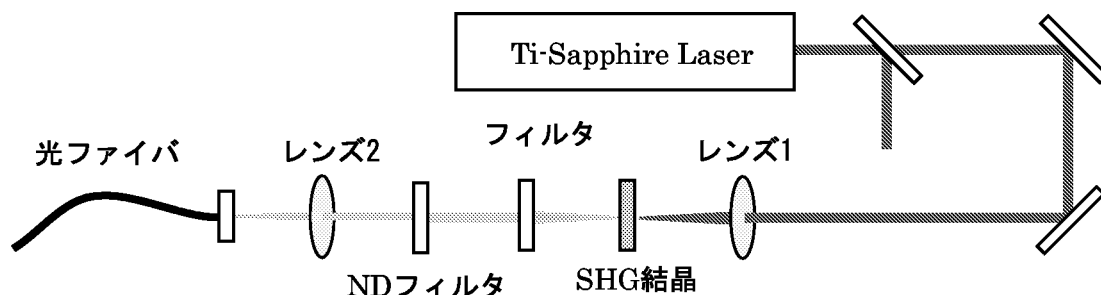


図 3-2 フィルタ、レンズ等の配置

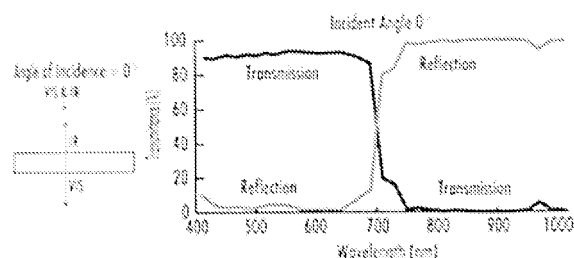


図 3-3 ホットミラーの特性

3-2-3 Ti-Sapphire Laser 発振方法

Millennia V の励起用 LD の電源は常時オンとなっている。LD から波長 809nm のレーザ光を発振し、励起用レーザへは光ファイバを通して入れている。この入射光により Millennia V 内の Nd-YVO レーザを励起し波長 1064nm の光を発振する。波長 1064nm の CW 光を Millennia V 内の SHG 結晶に通過することにより、波長 532nm のレーザ出力光を得る。Millennia V からのパルス発振 Ti-Sapphire Laser である Tsunami への励起出力を変えるには LD 電力コントローラーを操作する。Millennia V からの波長 532nm の CW 光で Tsunami 内の Ti-Sapphire 結晶を励起し発振させる。このとき再生モード同期でパルス光を発生させる。Tsunami からのパルス光の波長を変えるには波長つまみをまわし共振器長を変え必要な波長を得る。

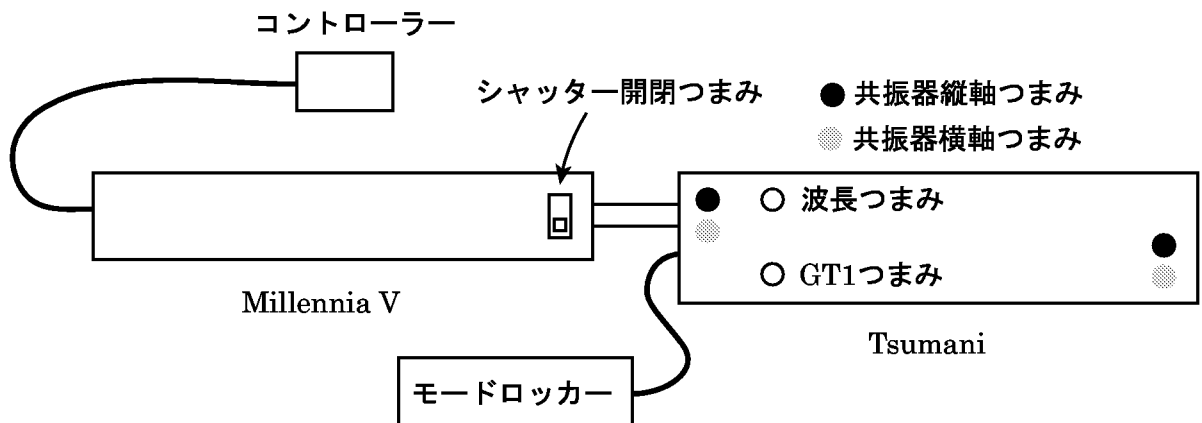


図 3-4 Millennia V、Tsunami 操作部位

実験光源の主な装置を以下に示す。

- ・ 超高速パルス光発振システム：

Tsunami system (Ti-Sapphire Laser、Millennia V、LD コントローラー、モードロッカー)

Spectra-Physics 社

- ・ オートコリレータ：モデル 409 Spectra-Physics 社
- ・ オシロスコープ：TDS210 Tektronix 社

3-3 SHG 結晶 (BBO) の特性測定

BBO とは化学式 BaB_2O_6 誘電体結晶で 800nm の Ti-Sapphire 光とは、角度 28° で SHG 結晶が位相整合する。

測定での装置配置を図 3-5 に示す。測定する内容により多少レンズ、フィルター等の位置が変わるが基本的には図 3-5 の様な構成である。

赤外光の多いホットミラーまでは光熱変換型の電力計を使用し測定した。ホットミラー後は SHG 出力である可視光のみを測定する。光電力計は熱を感知し変換しているため、低アベレージパワー可視光の測定には向かない。そこで ND フィルターで減衰し、高感度の光パワーメーターを使用し、測定したい波長にセットしパワー減衰度を補正して測定した。

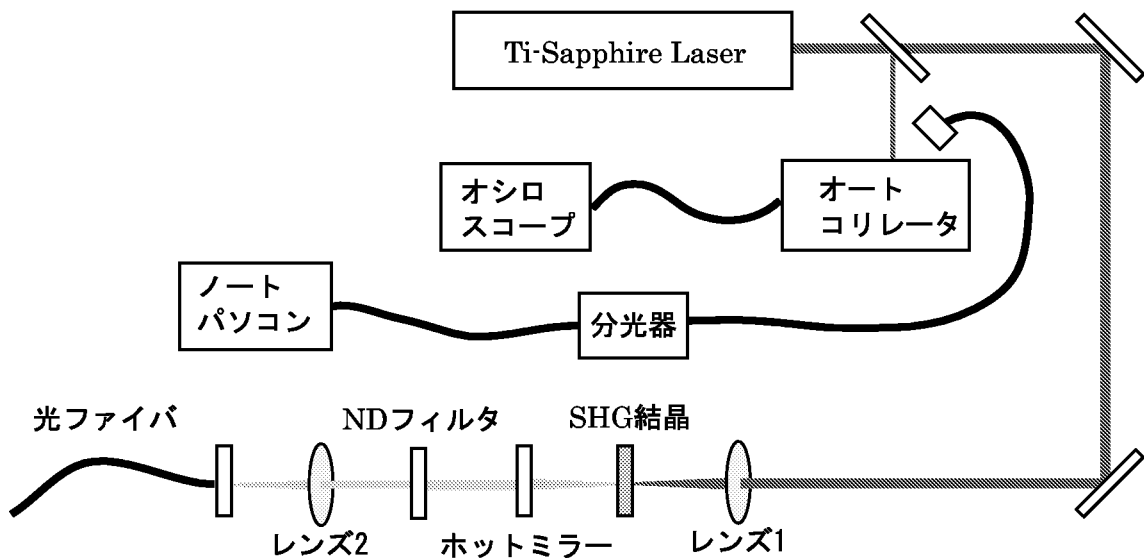


図 3-5 SHG 出力測定実験系

3-3-1 ホットミラーを使用しての可視光測定

SHG 結晶からの第 2 高調波を測定するために、そのままでは入射光も測定してしまうためここではホットミラーを使用した。

測定基本装置の配置は図 3-5 である。Ti-Sapphire Laser から波長 800nm のパルス光をレンズ 1、SHG 結晶、ホットミラー、レンズ 2、光ファイバーの順に通過させ、スペクトラムアナライザを用いて波形を測定した。その波形を図 3-6 に示す。この波形から使用したホットミラーでは赤外光は 100% 反射されず 5% 以上通過していることが確認できる。

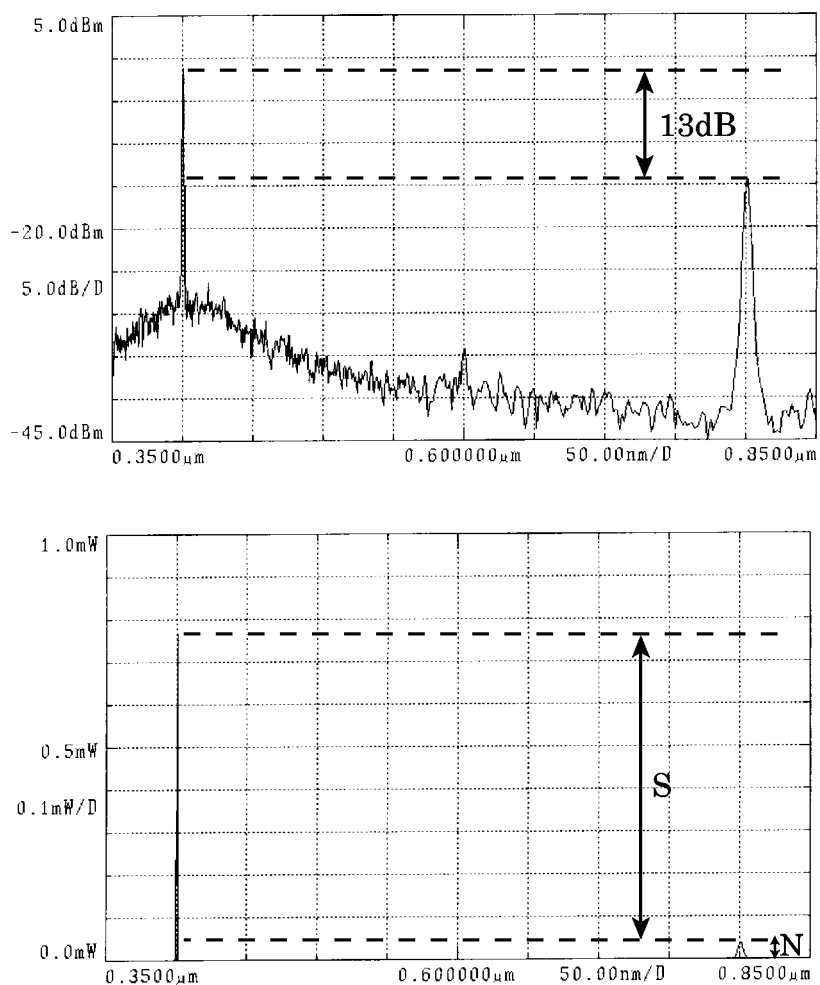


図 3-6 スペクトラムアナライザの波形

また波形をサンプリングオシロスコープを使用し測定した。そのときの波形を図3-7に示す。タイミングがずれた2つの光が確認できる。

さらに、スペクトラムアナライザで波形を見たときには分からなかったが、サンプリングオシロスコープで拡大して波形を見ると、図3-7の様にダブルパルスが観測され、互いの波形にタイミング揺らぎが見られた。

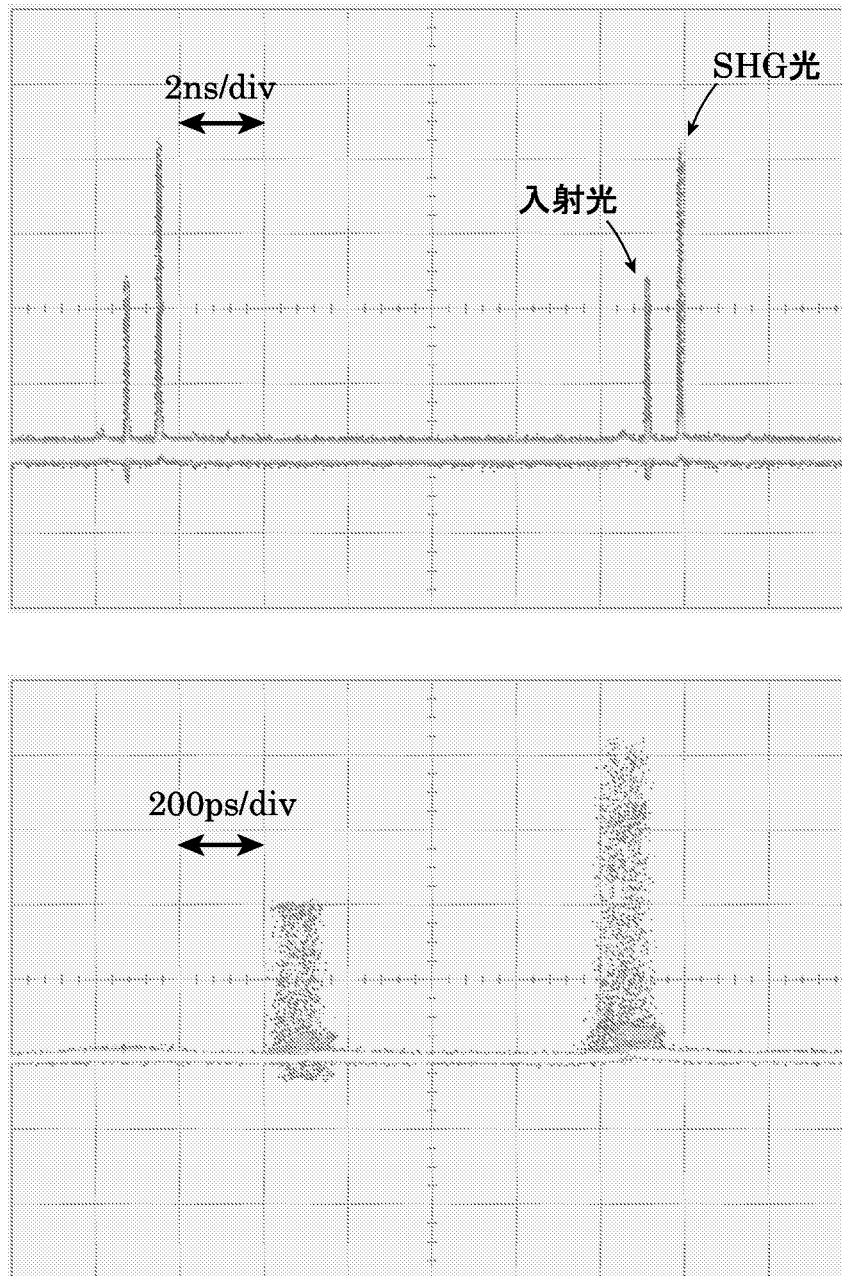


図3-7 サンプリングオシロスコープの波形

3-3-2 SHG 結晶の入射光強度変化による測定

この実験では SHG 結晶の入射光に対する青色パルス光の光強度を調べる。

測定する波長を決め、SHG 結晶に入射する光強度を変えていき、第 2 高調波の平均出力を測定した。SHG 結晶への入射光強度を変える方法として、Millennia V の励起出力を変える方法と、Ti-Sapphire Laser からのパルス光を ND フィルターを使用して変える方法とで測定した。

本実験の装置配置は図 3-8 である。測定ポイントは Ti-Sapphire Laser の出口を A、レンズ 1 前を B、ホットミラー後を C とした。

変換効率

$$\text{効率 [\%]} = \frac{\text{第 2 高調波平均出力}}{\text{入射光強度}}$$

で求めた。

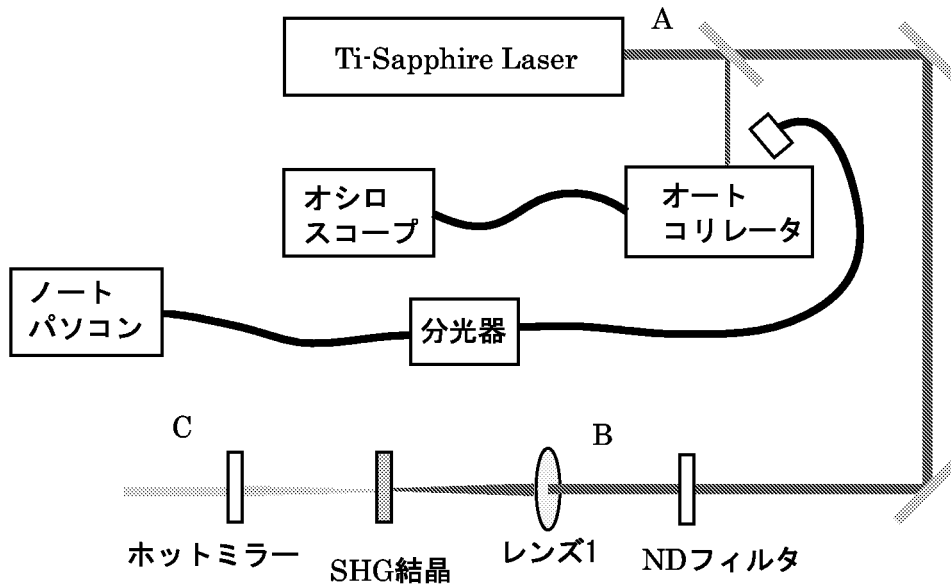


図 3-8 強度測定

Ti-Sapphire Laser からの波長 800nm のパルス光を SHG 結晶へ入射し、入射光強度は Millennia V の励起出力を変えていき測定した。入射光強度は B、第 2 高調波平均出力は C のポイントで測定した。そのときの測定結果を図 3-9 に示す。

測定条件

SHG 結晶への入射光波長 800nm

Ti-Sapphire Laser への励起出力 2.8 ~ 5W

室温 19

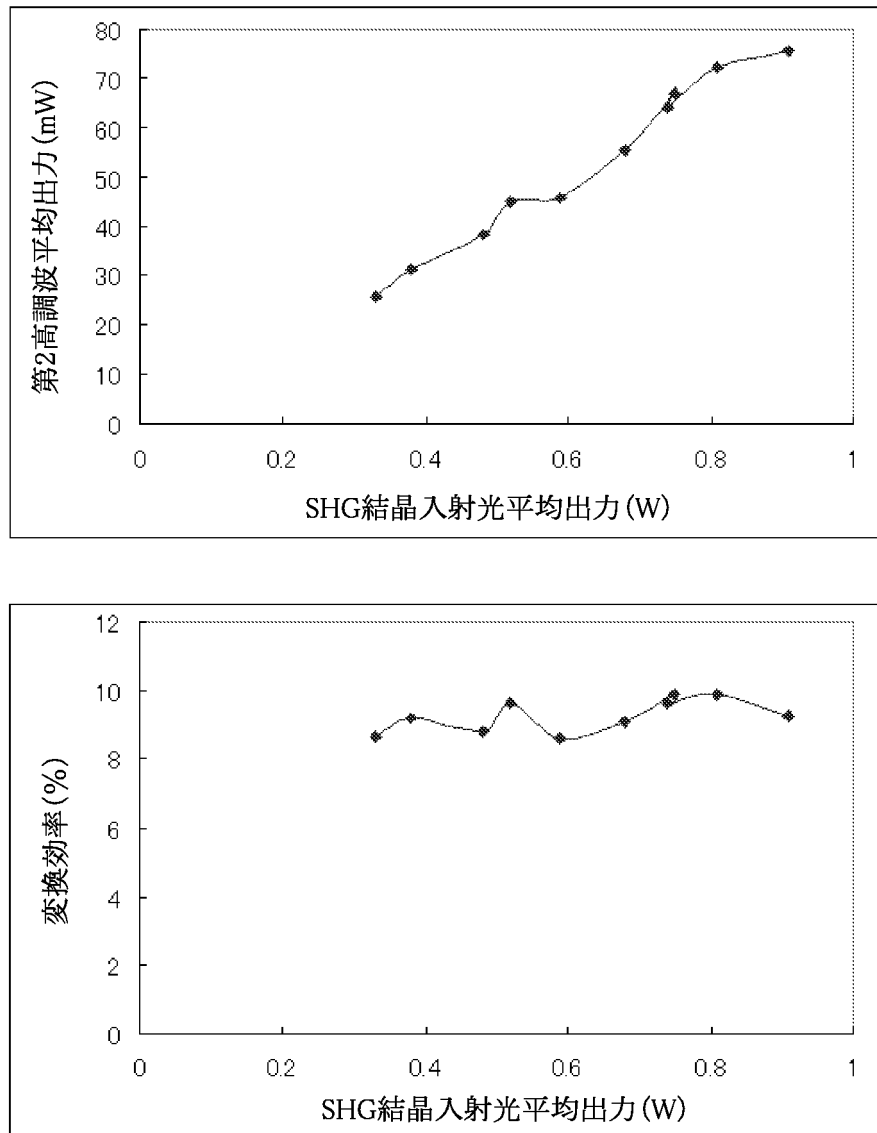


図 3-9 SHG(BBO) 結晶の入射光強度依存性

次に Ti-Sapphire Laser の励起出力を 4.5W に固定し、ND フィルターを使用して SHG 結晶へ入射する光強度を順次変えて測定した。そのときの測定結果を図 3-10 に示す。

測定条件

SHG 結晶への入射光波長 800nm

Ti-Sapphire Laser への励起出力 4.5W

室温 19

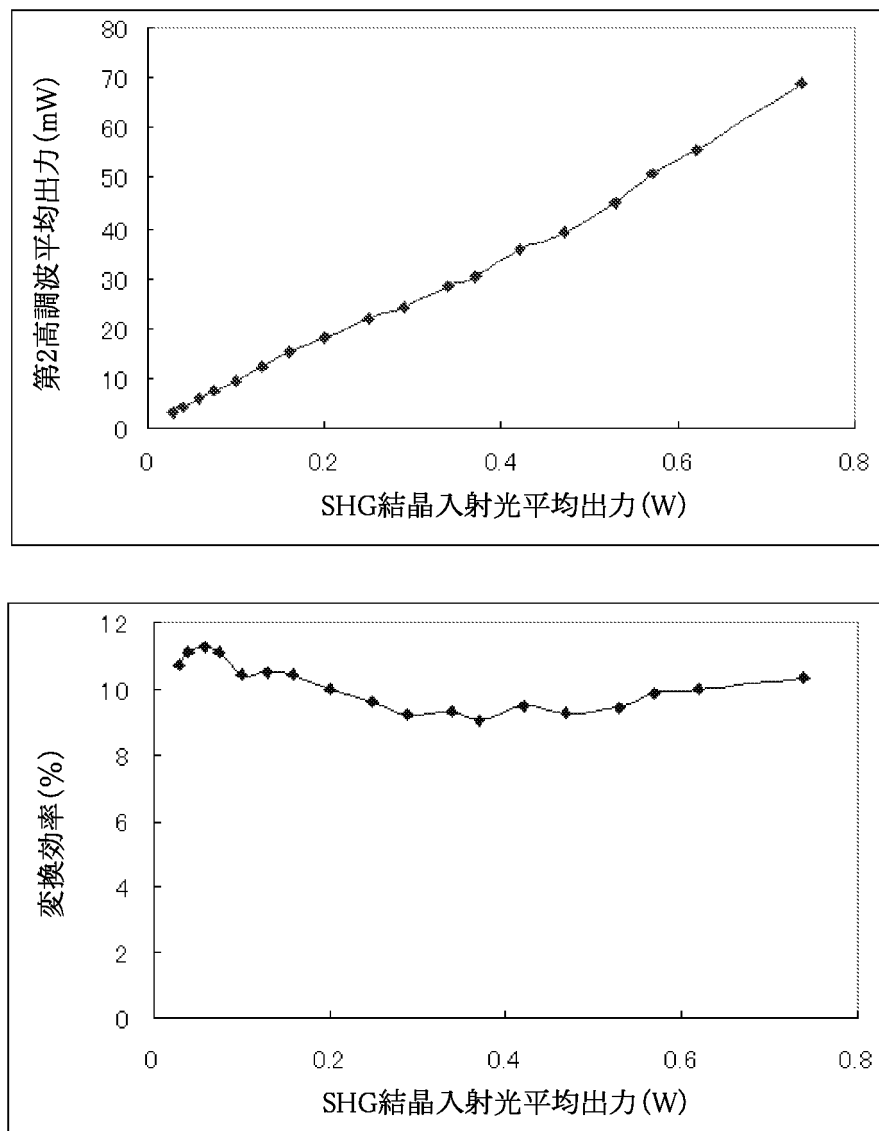


図 3-10 SHG(BBO) 結晶の入射光強度依存性

Ti-Sapphire Laser への励起出力を変えて入射光強度を変えた場合と、ND フィルターを使用して変えた場合の両方で入射光に対しての第 2 高調波平均出力の関係が同じだとグラフから考えられる。図 3-9 では波形に多少のばらつきが見られるがこれは励起出力を変えた場合、Ti-Sapphire Laser の波形が安定しない状態があり GT1 等で調整したためだと考えられる。この測定で使用した SHG 結晶では入射光出力の値が測定した範囲内では効率が 9 ~ 10 % 位である。気になる点は図 3-10 の入射光平均出力が 0.3W 付近以下から効率が上がってきていることである。測定方法に問題があるのか、または、本当に効率が上がってきているのか、今後測定方法を改善して見なければならない。

式 2-3 を簡単化するために、 $\left(\frac{\mu}{\varepsilon_0}\right)^{3/2} \frac{\omega^2 d^2}{n^2} \ell^2$ は波長、非線形光学係数、屈折率等の値が決まり、前提条件として $\Delta k = 0$ とすれば、定数と考えることが出来る。よって、出力光強度は $|E^{(\omega)}|^4$ となり入射光出力は $|E^{(\omega)}|^2$ から第 2 高調波強度は入射光強度の 2 乗に比例するはずであることが分かる。

しかし、測定したデータの第 2 高調波平均出力を見るかぎりでは効率にパワーによる大きな改善はみられず、基本パワーの 2 乗に比例していないという問題が発生する。何が原因でこうなったのかは説明できていない。

そこで原因を考えると、根本的な測定方法の間違い、入射光強度不足、測定機器の問題等いくつか上げられる。一番の原因として測定方法の間違いであると考えられ、ホットミラーの赤外光通過率の測定と 光スペアナを用いて入射光 (波長 800nm と 400nm) を分離し SHG 出力光の波長 400nm のパワーを測定をした。

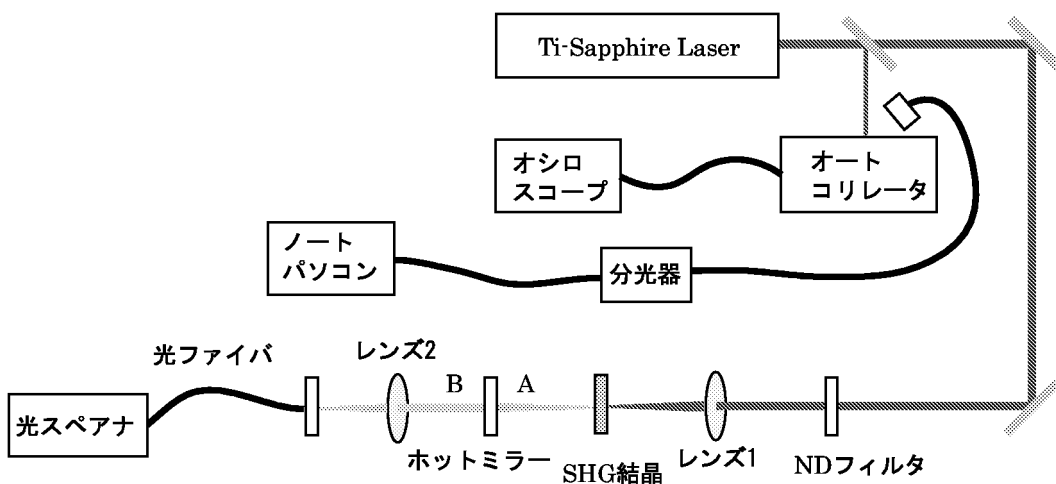


図 3-10a 実験系

ホットミラーの赤外光混入率の測定

ホットミラー後の赤外光混入率測定の実験系は図 3-10a である。測定ポイントはホットミラー前を A、ホットミラー後を B とした。光パワーメーターを使用し、波長 800nm の赤外光をホットミラー前 A とホットミラー後 B で測定し、その比率で求めた。測定結果は赤外光混入率約 4% という測定結果が得られた。ここで、ホットミラーの赤外通過率が一定なので、SHG 変換効率が入射光強度に比例するとすれば、入射光強度が小さい場合に SHG 出力光に対する赤外光のホットミラー通過パワーが無視できない。そのため、図 3-9、10 の測定結果が得られたと考えられる。

光スペアナを用いて入射光 (波長 800nm と 400nm) を分離し SHG 出力光の波長 400nm のパワーを測定

光スペアナで SHG 出力光を測定する実験系は図 3-10a にである。SHG 結晶への入射光強度は ND フィルタを使用し変化させ、SHG 出力光をレンズ 2 を用いて光ファイバへ入射する。そして光ファイバを光スペアナに接続し、入射光波長の 800nm と 400nm を分離させて表示し 400nm のパワーを測定する。ここでの光スペアナを用いた測定は SHG 出力光強度の絶対値を測定し、理論式通りに SHG 結晶への入射光強度の 2 乗に比例するグラフになるかを確認するための測定である。測定結果を図 3-10b に示す。

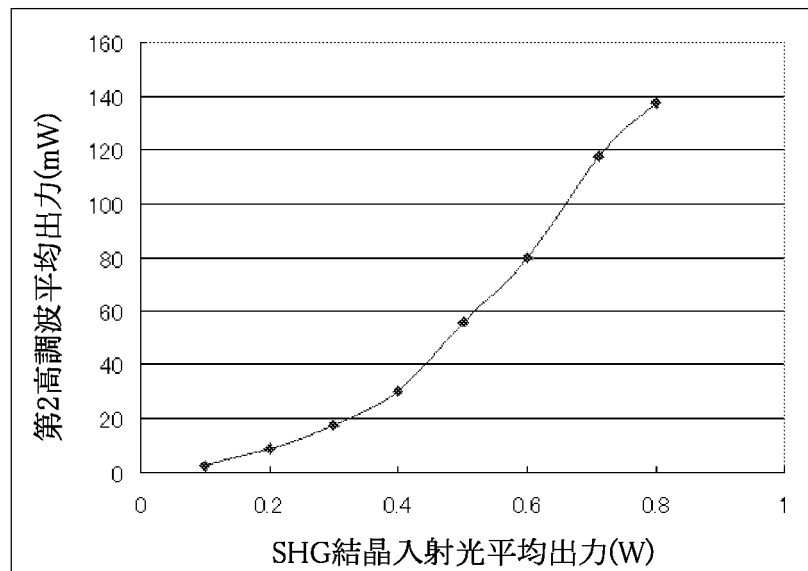


図 3-10b 光スペアナを用いた測定

本実験により、理論式に近いグラフが得られた。このことからホットミラーの特性により 3-9、10 のような測定結果が得られたと考えられる。本実験により理論予測に近い測定データは得られたが、SHG 光の光ファイバーへの入射時の減衰等により SHG 出力光パワーの絶対値は測定できていない。そのため効率よく入射できるように、光ファイバーの特性、実験系配置等を検討する必要がある。

3-3-3 波長変化による SHG 出力依存性

Ti-Sapphire Laser からのパルス光の波長を変化させ、そのときの第2高調波の平均出力を測定する。装置配置、測定ポイント等は図 3-8 である。測定結果を MillenniaV の $\lambda = 532\text{nm}$ 、CW 励起出力 3.5W の場合を図 3-11、4.5W の場合を図 3-12、5.0W の場合を図 3-13 に示す。

測定条件
入射光波長
770nm ~ 820nm
Ti-Sapphire Laser への
励起出力 3.5W
室温 19

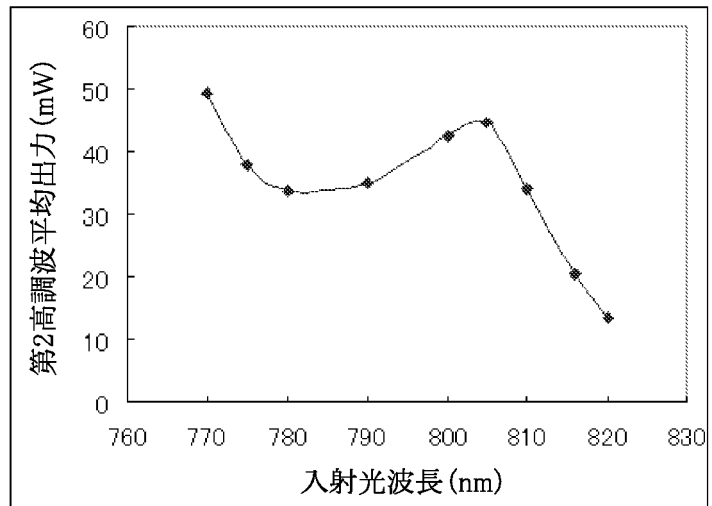


図 3-11 測定結果

測定条件
入射光波長
800nm ~ 820nm
Ti-Sapphire Laser への
励起出力 4.5W
室温 19

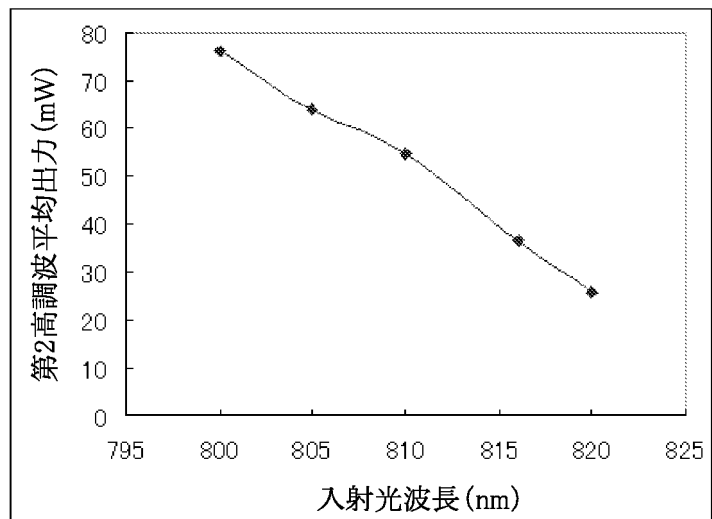


図 3-12 測定結果

測定条件
 入射光波長
 800nm ~ 820nm
 Ti-Sapphire Laser への
 励起出力 5.0W
 室温 19

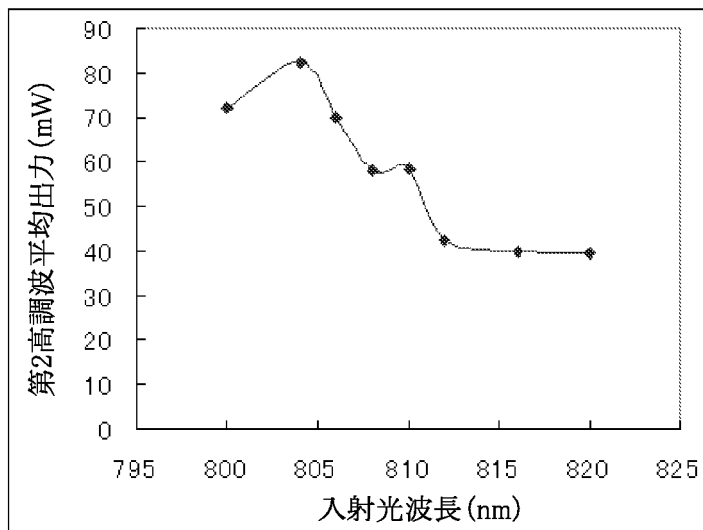


図 3-13 測定結果

測定結果の図 3-11 の入射光波長 770nm ~ 800nm の結果はホットミラーの特性が原因と Ti-Sapphire Laser の波長を変えていく過程での出力光の影響が考えられる。まず、使用したホットミラーは 400nm 以下の波長に対しての特性が示されていないためこのような結果に対し、可視光透過率が変動しての影響があるかの有無は不明である。次に Ti-Sapphire Laser の原因として、波長を変えていく際に 775、780nm の 2 点でパルス時間幅が広がったためピークパワーが低下し第 2 高調波の出力が減少したとも考えられる。図 3-11、12、13 を通して、入射光波長 800nm 付近を境に第 2 高調波出力が減少している。これはホットミラー特性が多少なり影響があるものと疑われるが、この傾向もむしろ、Ti-Sapphire Laser の出力による、パルス時間幅の広がりによるものと考えられる。

3-3-4 面密度の測定

この実験ではSHG結晶の透過光をホットミラーを使用し第2高調波を取り出す。その後、レンズ2で第2高調波を集光させる。焦点が合うところにマイクロメーターに取り付けたナイフエッジを設置し移動量を測定する。その移動量から面積を求め、第2高調波の面密度を求める。

$$\text{面積 (cm}^2\text{)} = \left(\frac{\text{移動量}}{2} \right)^2 \times \pi$$

$$\text{面密度 (mW/cm}^2\text{)} = \frac{\text{第2高調波光強度}}{\text{面積}}$$

測定での装置の配置を図3-14に示す。SHG結晶からの通過光をホットミラーを使用し、第2高調波を通過させその光をレンズ2で集光させる。焦点の位置に微動台に取り付けたナイフエッジを置き、光の径を測定する。測定はナイフエッジで光を遮っていき、白紙に映される像を肉眼で確認しながらの測定と、光パワーメーターを使用し、遮る前と後の光出力を見て測定した。

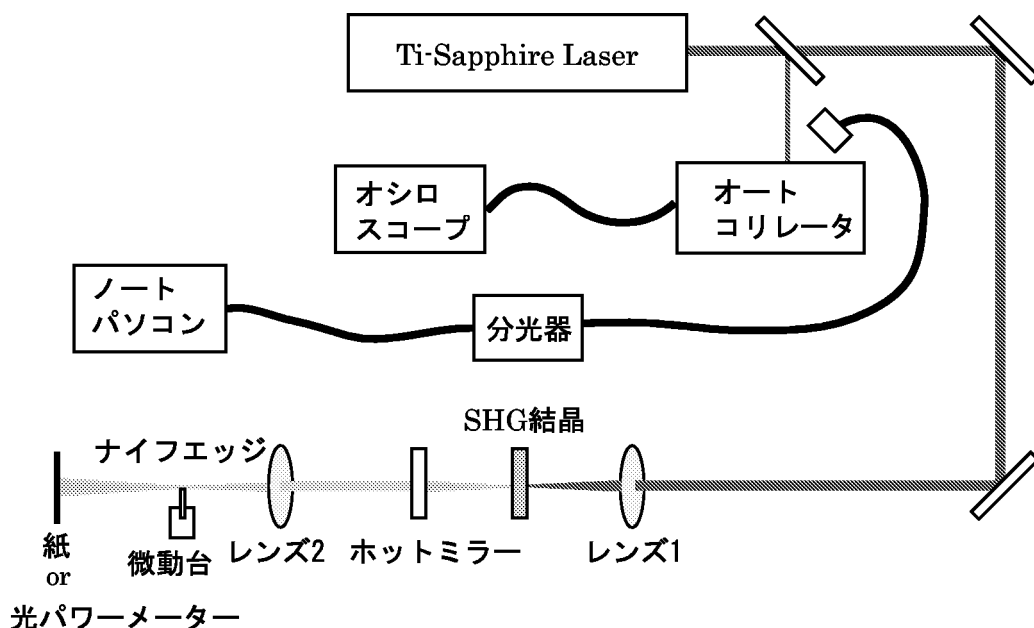


図 3-14 面密度

測定結果は、表 3-1 がナイフエッジで光を遮っていき、白紙に映される像が消えたときの移動量を示す。表 3-2 は光パワーメーターで第2高調波の出力を測定し、その値の90%~10%までの出力範囲でナイフエッジの移動量を示す。表 3-3 は表 3-2 と同じ方法で第2高調波の出力が95~5%までの範囲内での移動量を示す。

表3-1 肉眼でビーム通過状態測定した場合

入射光平均出力(W)	第2高調波平均出力(mW)	焦点の直径(mm)	面密度(W/cm ²)
0.38	21.6	0.07	562
0.38	21.6	0.11	227
0.17	12.4	0.06	439
0.17	12.4	0.08	247

表3-2 光パワーメーターで通過パワーを10～90%の間で測定した場合

入射光平均出力(W)	第2高調波平均出力(mW)	焦点の直径(mm)	面密度(W/cm ²)
0.38	21.6	0.21	62
0.17	12.4	0.15	70

表3-3 光パワーメーターで通過パワーを5～95%の間で測定した場合

入射光平均出力(W)	第2高調波平均出力(mW)	焦点の直径(mm)	面密度(W/cm ²)
0.38	21.7	0.27	38
0.17	12.4	0.25	25

測定結果から肉眼で測定した場合には光パワーメーターで測定した場合に比べて1/2程度の直径である。肉眼での値が正しいと言い切れないが光パワーメータだと散乱光まで測定していて、遮へい直径を大きく見積もりすぎている可能性も高い。そのことを考慮して光強度の10～90%と5～95%の出力の間でエッジを移動させ測定した。しかし、散乱光を拾わないよう対策をしたが不十分であった。これは表3-2から入射光平均出力が低い場合(出力が低いので散乱光も低下した)に焦点の直径が小さくなっていることから考えられる。また都合上エッジもしくはレンズ2に微動台を取り付けられなかったために、うまく焦点に合わせられていない事も原因である。よって改善策として焦点距離の長いレンズを使用し現状より焦点を合わせやすくするか、うまく精度の高い微動台へのナイフエッジの取り付けをすることが上げられる。

3-4 考察

測定結果から SHG 結晶の波長変化による出力変化は入射光波長 800nm 付近では比較的 2 高調波の出力が高い。しかし、励起出力や波長を変えていくと、モードロックが外れたり安定しないことがあるため、その都度調整するので安定した値が測定できない。そこで波長は 800nm に固定し、ND フィルターを使用して常に安定 (この場合の安定とは、Ti-Sapphire Laser の調整をしないこと) した状態で入射する光出力を変えたところ図 3-10 のデータが得られた。

図 3-10 のグラフから入射光と出力光はほぼ比例関係で変換効率は 9 ~ 10 % であった。しかし、ここで疑問が生まれる。式 2-1 の理論的予測から 2 高調波強度は入射光強度の 2 乗に比例し、式 2-3 から変換効率は入射光強度に比例するはずである。実験で式からの理論値と多少のずれが生じることは考えられるが、本実験では根本的に傾向がずれている。原因解明のため、測定方法を変え光スペアナを用いて波長 400nm と 800nm を分けて測定した結果図 3-10b の結果が得られ、理論式通りであるといえる。よってホットミラーの赤外光反射率がカタログでほぼ 100 % に見えるが数%通過していて、その値が無視できないことに気付かなかったため図 3-9、10 の測定結果が得られた。

SHG の特性を測定するために Ti-Sapphire Laser では入射光強度に対する 2 高調波の出力は比較的容易に測定できるが、SHG 結晶の入射光波長に対する 2 高調波を測定するためには波長を変えても安定した出力、パルス時間幅を得られるように Ti-Sapphire Laser の調整方法、パルス品質評価方法を検討する必要がある。方法の一つとして、何種類か、波長が固定されているレーザで測定すること。また、波長を変えても安定しているレーザで測定することも一つの方法である。

本実験で使用した SHG 結晶 (BBO) では入射光強度を減少させていった場合にも 2 高調波が得られたので、半導体レーザで紫外線を発生させるための SHG 結晶 (CLBO) でも今回の知見が生かせる結果が得られるものと期待できる。

第4章 結論・今後の見通し

半導体レーザーで必要十分な光強度が得られればSHG結晶から出力される第2高調波出力は半導体レーザーの出力に比例すると考えられる。本実験で使用したTi:Sapphire Laser同様の品質の短パルス光を発振できる半導体レーザーであれば比較的容易に出力の高い第2高調波を得られると考えられる。

半導体レーザーで第2高調波が得られるものとし、変換効率を上げるためには

- ・パルス時間幅を細くし、ピーク出力を上げる
- ・パルス光の断面積を小さくする
- ・SHG結晶をレーザーの共振器内に設置する

ということがあげられる。

今後の見通しは、紫外線用SHG結晶(CLBO)での第2高調波発生のために今回の研究で得られた青色用SHG結晶(BBO)の特性から(出力が小さくてもSHG出力が得られると予想できるから)SHG結晶(CLBO)の場合でも今回の知見を生かした手法で第2高調波発生により紫外線発生が可能であると考えられる。今後、紫外線発生のための測定方法を検討する必要がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、御指導いただきました野中弘二助教授に感謝いたします。また、本研究を行うにあたり研究の場を御提供いただきました神戸宏教授に感謝いたします。そして、本研究を行うにあたり参考となる資料等を拝見させていただきました中野雄大氏に感謝いたします。

最後に本研究を進めるにあたり、御協力いただきました小原健治氏、測定器の使用法、助言をいただきました渡辺啓太氏、石川美津朗氏、高橋潤氏、田中聡氏、飯田雄希氏をはじめ、電子・光システム工学科教員、卒研室学生の皆様に感謝いたします。

参考文献

- [1] 光エレクトロニクス 展開編 Amon Yariv 丸善
- [2] レーザー 日本物理学会編 丸善 1978.6.30
- [3] 実用レーザー技術 平井紀光 共立出版 1987.12.20
- [4] 非線形光学計測 小林孝嘉 学会出版センター 1996.12.30
- [5] レーザ応用光学 小原かん 荒井恒憲 緑川克美 コロナ社 1998.9.25
- [6] 超高速光技術 矢島達夫 丸善 1990.3.15
- [7] 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 中野雄大