

修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工学研究科 先進理工学専攻 博士前期課程		
氏 名	名原 大翔	学籍番号	1333075
論 文 題 目	差周波 2 フォノン励起による超広帯域光発生		
<p>要 旨</p> <p>超短パルス光を発生させるために、誘導ラマン散乱を用いた超広帯域光発生の研究を行った。通常、誘導ラマン散乱における反ストークス光はフォノンの振動数だけ間隔が離れた線スペクトルとなる。本研究室では以前、第一ブリルアンゾーン境界における 2 つの光学フォノンの差周波で励起する実験が行われた[1]。その結果、ストークス光が抑制され、反ストークス線も消失し、反ストークス側には、半値全幅で $4,000\text{ cm}^{-1}$ の帯域幅を持った連続スペクトルが観測された。一方、ストークス側には、励起光で与えた周波数差に等しい間隔でサイドバンドが並んだ。この間隔は、フォノンの差周波に相当すると考えている。</p> <p>本研究は、観測されたフォノンの差周波を、狭帯域光で励起することにより、より詳しくフォノンモード結合を調べることを目的とした。</p> <p>本研究では、Chemical Vapor Deposition(CVD) ダイヤモンドを利得媒質とした内部共振器型ラマンレーザーを構成して実験を行う計画である。差周波 2 フォノン励起を行うためには、光学フォノンの差周波に相当する周波数差を持った 2 色励起光が必要である。また、その発振周波数の揺らぎが、ダイヤモンドの線幅以内に抑えられている必要がある。さらに、誘導ラマン散乱を発生させるためには、MW 級の大きなパワーが必要であり [2]、増幅を行う必要がある。そのため、増幅器に合わせた波長域の光源が必要である。</p> <p>本研究では、Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL)を光源とする狭帯域 2 波長レーザーを構成した。VCSEL は共振器長が短いため、広い周波数範囲で単一モード発振させることが可能である。VCSEL の発振波長は、温度によって制御されている。つまり、温度が揺らぐと、発振波長も揺らぐ。VCSEL の発振周波数の温度依存性を測定し、また時間に対する温度の揺らぎを測定することで、1 時間、発振周波数が実験において許容される範囲内で安定したことを示した。今後は、再生増幅器を用いた増幅を行うことを計画している。そして、差周波励起の実験を行うことが目標である。</p> <p>[1] H. Nishioka, Opt. Express Vol. 22, p.p. 26457-26461(2014). [2] A. K. McQuillan, W. R. L. Clements, and B. P. Stoicheff, Phys. Rev. A Vol. 1, p.p. 628-635(1970).</p>			

平成 26 年度修士論文

差周波 2 フォノン励起による超広帯域光発生

電気通信大学大学院 情報理工学研究科

先進理工学専攻 光エレクトロニクスコース

学籍番号 1333075

氏名 名原大翔

主任指導教員 西岡一教授

指導教員 白川晃准教授

提出日 平成 27 年 2 月 26 日

第1章. 序論	1
1-1. 背景	1
1-2. 誘導ラマン散乱を用いた広帯域反ストークス光発生	2
1-3. 本研究の目的	5
第2章. 差周波2フォノン励起の原理	6
2-1. 誘導ラマン散乱	6
2-2. 2フォノン励起	9
第3章. 差周波励起2波長レーザーの設計	12
3-1. ダイヤモンド中のフォノン分散	12
3-2. 励起レーザーの構成	13
3-3. 再生増幅器の構成	15
3-4. VCSELの構造、特徴、波長可変の方法	17
3-5. 導波路半導体レーザーによる増幅	21
3-6. 2波長同時発生とスペクトル制御特性	22
第4章. 結論	30
謝辞	31
参考文献	32
付録	35

第 1 章. 序論

1-1. 背景

本研究は、広帯域光発生に関する研究である。超短パルス光は、広い周波数帯域を持つ。時間領域でのパルス幅と、周波数帯域幅は逆数の関係であり、短パルス化を行うためには、広周波数スペクトル化を実現しなくてはならない[1]。

広帯域光発生を行う方法には、非線形ファイバを用いた非線形効果を利用する方法がある[2]。また、この研究室では以前、希ガス中の自己集束を利用して広帯域光を発生させる報告も行った[3]。

また、誘導ラマン散乱を用いた広帯域光発生の報告も古くから行われている。

誘導ラマン散乱が初めて発見されたのは 1963 年であり、方解石、ダイヤモンド、硫黄を用いたものであった[4][5]。合成ダイヤモンドを用いた誘導ラマン散乱による高次のストークス光や高次の反ストークス光の発生を報告したものもある[6]。

光源に超短パルスレーザーを利用し、フォノンの和周波を駆動することによって、ラマン活性の無い結晶を用いた場合でも誘導ラマン散乱を実証した報告もある[7][8][9]。また、発生したラマンサイドバンドを用いてパルス光を生成する実験も行われている[10]。

1-2. 誘導ラマン散乱を用いた広帯域反ストークス光発生

本研究室では、以前、2つのチャープ光で CVD 成長単結晶ダイヤモンドを励起することにより、広帯域反ストークス光発生を実証した[11][12]。図 1-1 は、実験の方法を示したものである。

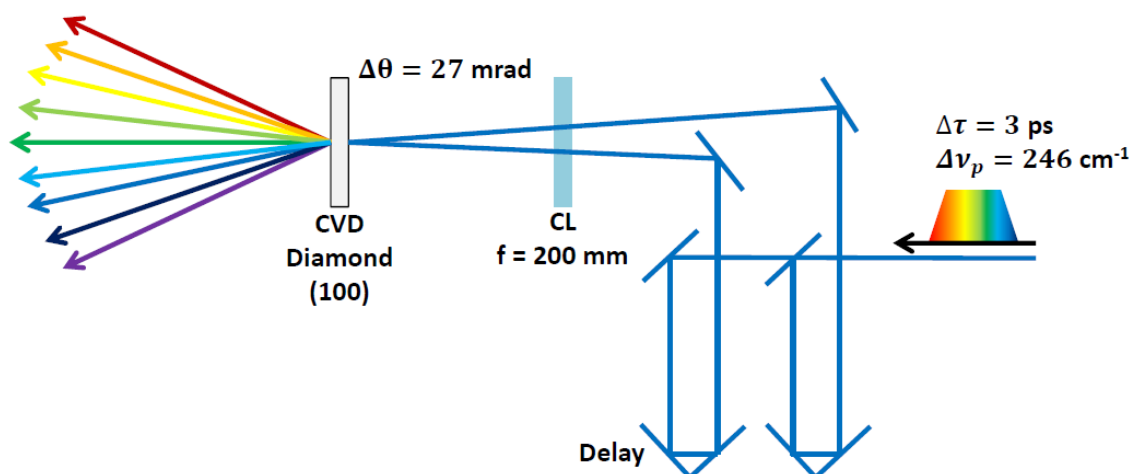


図 1-1 チャープ光を用いた反ストークス光発生実験の構成図[11][12]

Chemical Vapor Deposition(CVD) 単結晶ダイヤモンドの大きさは、幅 6 mm、高さ 2 mm、厚さ 3 mm である。帯域幅 246 cm^{-1} (7.4 THz)である、800 nm 周辺のパルスレーザーを、3 ps のパルス幅となるように正チャープを与えた。光源を 2 つに分け、片方に時間遅延を与え、ダイヤモンドに集光した。片方に時間遅延を与えることで、励起するフォノンを選択することが出来る。

実験の結果を、図 1-2 に示す。

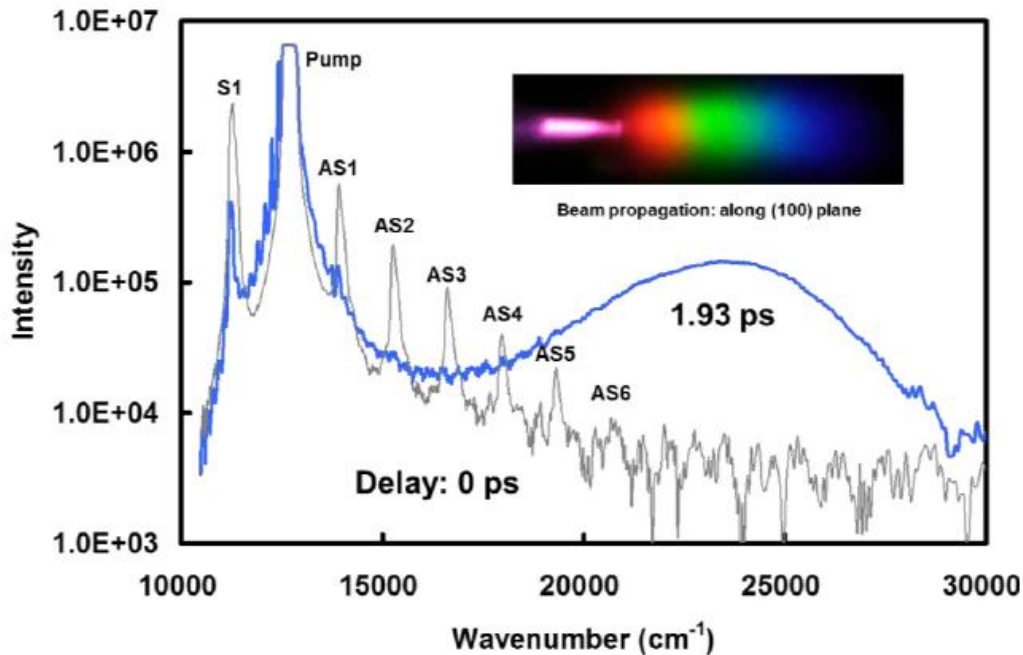


図 1-2 差周波 2 フォノン結合によるストークスの抑制と超広帯域光の発生。1.93 ps の遅延時間は 170 cm^{-1} の離調に相当する。挿図は、1.93 ps の遅延時間を与えた時に発生した超広帯域連続光のビーム断面図である[12]。

灰色の線で描かれたスペクトルは、2 つに分けたチャープ光を同時に集光させた時のスペクトルを示している。励起光と、発生したストークス光の周波数差は 1332.5 cm^{-1} であり、この値はダイヤモンドのストークスシフト[6]と一致していた。また、反ストークス線も、ストークスシフトと同じ間隔で並んだ。

一方、2 つのチャープ光に 1.93 ps の時間遅延を与えて結晶に照射した時の実験結果が、青色の線で示されている。ストークス線の強度は 1 桁抑制され、反ストークス線が消失した。しかし、反ストークス側には、FWHM で 4000 cm^{-1} の帯域をもつ広帯域連続スペクトルが観測された。この値は、2.6 fs の sech^2 型フーリエ限界パルスの帯域幅に相当する。また、ストークス側には 170 cm^{-1} の間隔でサイドバンドが並んだ。拡大した図を図 1-3 及び図 1-4[12]に示す。サイドバンドの間隔は、励起光の時間遅延で作った周波数差に一致し、個々のスペクトルの帯域幅は 40 cm^{-1} であった。スペクトルの帯域幅は、励起光の帯域幅の $1/6$ 程しかなかった。このスペクトルは、パルス列のスペクトルに相当する。スペクトル間隔(170 cm^{-1})の逆数はパルス光の間隔(196 fs)を示し、スペクトルの帯域幅(40 cm^{-1})は、パルス列の持続時間(830 fs)を示している。パルス光の帯域幅は、サイドバンドの強度が比較的強い 2 本目までの帯域である。 sech^2 型フーリエ限界パルスを仮定すると、励起光から 2 本目のサイドバンドまでの帯域幅 510 cm^{-1} の逆数をとって 20 fs であると計算されている。

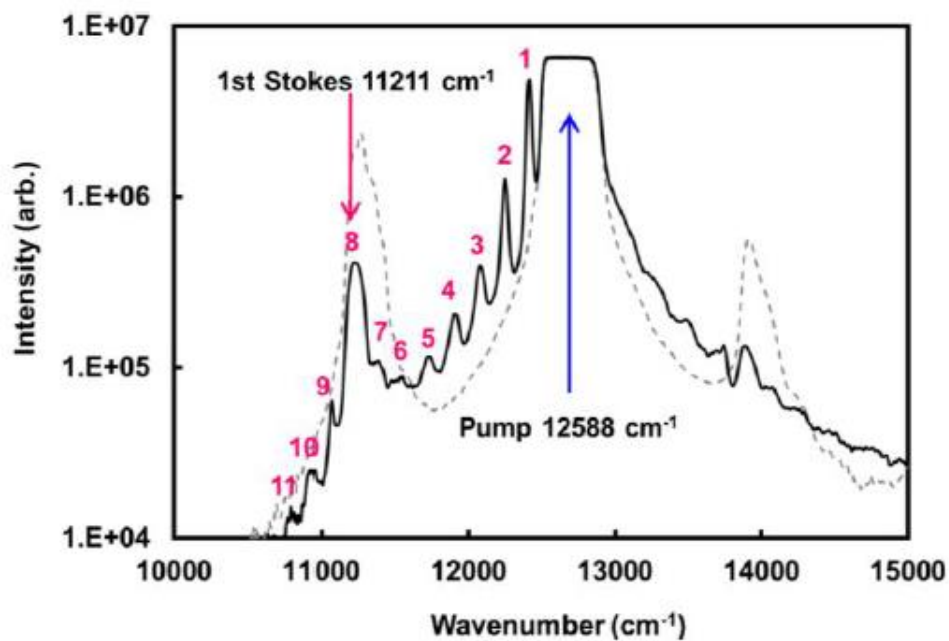


図 1-3 2フォノン結合により周波数シフトの小さいサイドバンドが発生した。点線は、遅延時間を 0 s とした時のシングルフォノン励起のスペクトルを示している[12]。

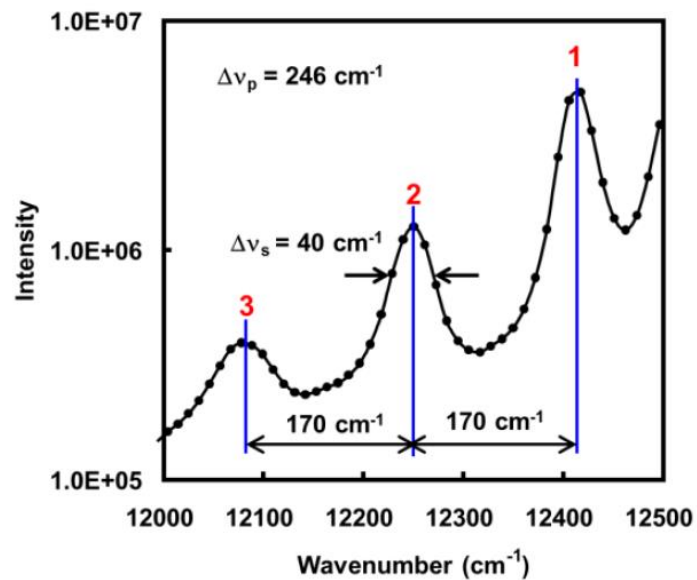


図 1-4 ストークス側のスペクトルを拡大した図。励起光の線幅は 246 cm^{-1} である[12]。

1-3. 本研究の目的

広帯域反ストークス光発生の実験において、ストークス側のサイドバンドの間隔は、ダイヤモンドのフォノンの差周波に等しいと考えている。その差周波を狭帯域光で励起することで、フォノンエネルギーよりも狭い周波数差で誘導ラマン散乱を発生させることを目的としている。また、フォノンの差周波と広帯域光発生を調べることを目的としている。

そこで、本研究では、フォノンの差周波を励起することのできる狭帯域の 2 色レーザーを開発することが目的である。

第 2 章. 差周波 2 フォノン励起の原理

2-1. 誘導ラマン散乱

光散乱の中でも、光学フォノンによる散乱を、ラマン散乱と言う。励起光のエネルギーに相当する周波数から、誘起された光学フォノンのエネルギーに相当する周波数だけ引かれた光(ストークス光)が出射される現象である。励起光と、ストークス光に相当する光を外部光源に用いると、光学フォノンを強く励起することが出来る。それによって、ストークス光も更に増幅される。これを誘導ラマン散乱と言う。

図 2-1 に、誘導ラマン散乱のエネルギー保存則を示す。励起光の周波数を ν_p 、ストークス周波数を ν_s 、フォノンの周波数を ν_Q と示している。フォノンが強く励起されると、励起光の周波数に相当するエネルギーとフォノンの周波数に相当するエネルギーの和のエネルギーを持った光である反ストークス光が観測される。反ストークス光の周波数を ν_{as} と示す。

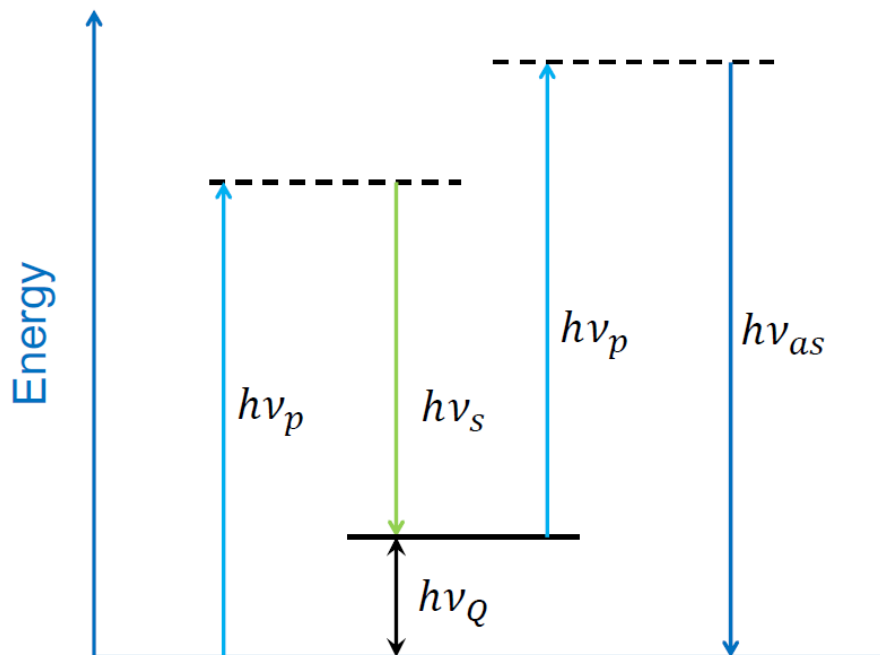


図 2-1 誘導ラマン散乱のエネルギー保存則

通常、ラマン散乱では、励起光、ストークス光とフォノンの運動量が保存していれば良い。図 2-2 に、反ストークス光発生 4 光波混合の場合における運動量保存則を示す。誘導ラマン散乱の場合、ストークスの波数ベクトルと反ストークスの波数ベクトルの和が、励起光の波数ベクトルの 2 倍に一致しなくてはならない。同時に、反ストークス光の波数ベ

クトルが、フォノンの波数ベクトルと励起光の波数ベクトルに一致しなくてはならない。よって、この場合は、フォノンの運動量は一意に決まる。

フォノンが強く励起される場合、高次のストークス光、高次の反ストークス光が観測されることがある。観測される場合、図 2-3 に示すように、フォノンの波数ベクトルを加えた方向に、励起光と位相整合するように発生する。

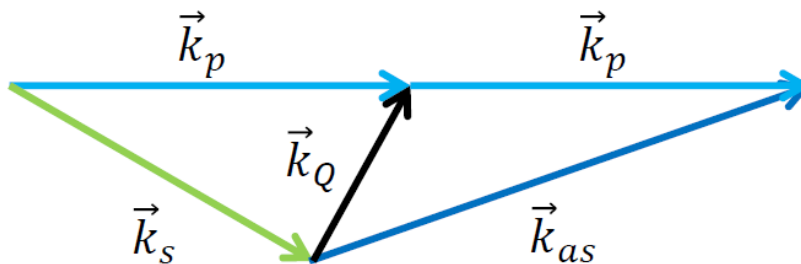


図 2-2 誘導ラマン散乱の運動量保存則

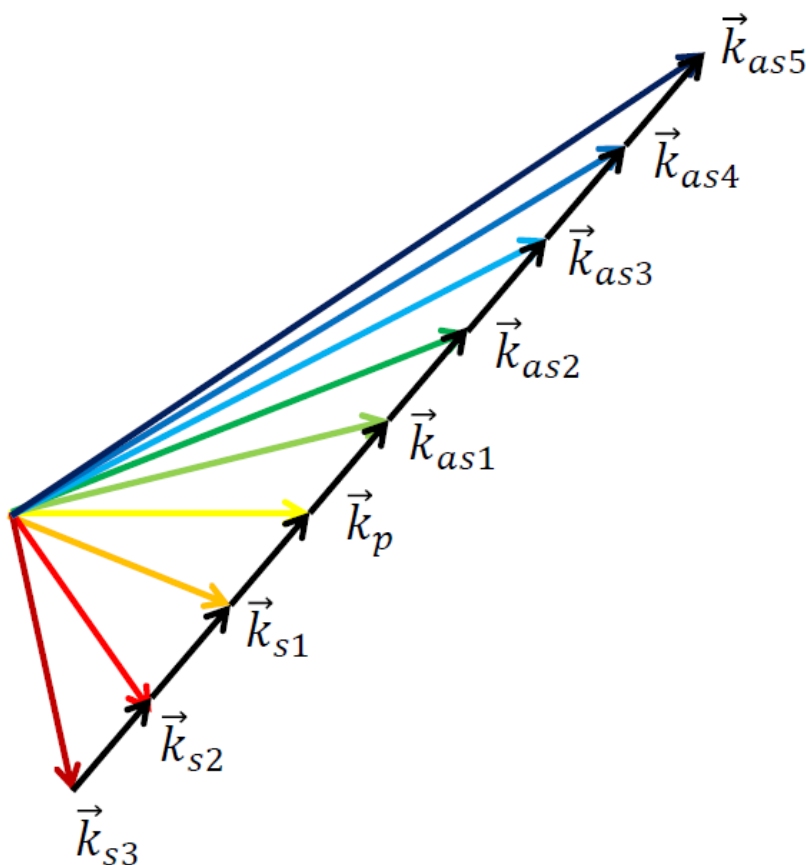


図 2-3 高次のストークス光と反ストークス光発生

計算方法を述べる。励起光とストークス光のエネルギー(E)の関係は、

$$E_p = E_s + E_Q \quad \text{式 2-1}$$

である。周波数を ν とし、プランク定数を h とすると、式 2-1 は、

$$h\nu_p = h\nu_s + h\nu_Q \quad \text{式 2-2}$$

であり、両辺をプランク定数で割ると、

$$\nu_p = \nu_s + \nu_Q \quad \text{式 2-3}$$

である。誘導ラマン散乱を起こすための、励起光とストークス光の周波数差 $\Delta\nu$ は、

$$\Delta\nu = \nu_Q = \nu_p - \nu_s \quad \text{式 2-4}$$

である。

光やフォノンの波数は、単位長さあたりの波の数で定義される。つまり、波長の逆数となる[13]。波数を k 、波長を λ とすれば、

$$k = 1/\lambda \quad \text{式 2-5}$$

となる。

光速を c とする。周波数と波長の関係は、

$$c = \nu\lambda \quad \text{式 2-6}$$

である。この式を、 $\nu(\lambda)$ の式に直し、波長で微分すると、

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -c/\lambda^2 \quad \text{式 2-7}$$

となる。即ち、

$$\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad \text{式 2-8}$$

である。波数差を Δk とし、 $\Delta k = k_B - k_A$ とする。式 2-5 に従って、

$$\Delta k = k_B - k_A = \frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda_A} \quad \text{式 2-9}$$

と求められる。さらに、 $\Delta\nu = \nu_B - \nu_A$ とすると、

$$\Delta\nu = \nu_B - \nu_A = c \frac{\lambda_A - \lambda_B}{\lambda_A \lambda_B} = c \frac{\frac{1}{k_A} - \frac{1}{k_B}}{\frac{1}{k_A k_B}} = c(k_B - k_A) = c \cdot \Delta k$$

式 2-10

と求めることが出来る。

2-2. 2フォノン励起

図 2-1 で示したように、誘導ラマン散乱では、励起光子からストークス光子が生成されるとき、1つのフォノンが発生する。しかし、2フォノンが同時に励起されることがある。2フォノン励起の場合、図 2-4 のように、フォノンの和周波が励起される場合が一般的である。

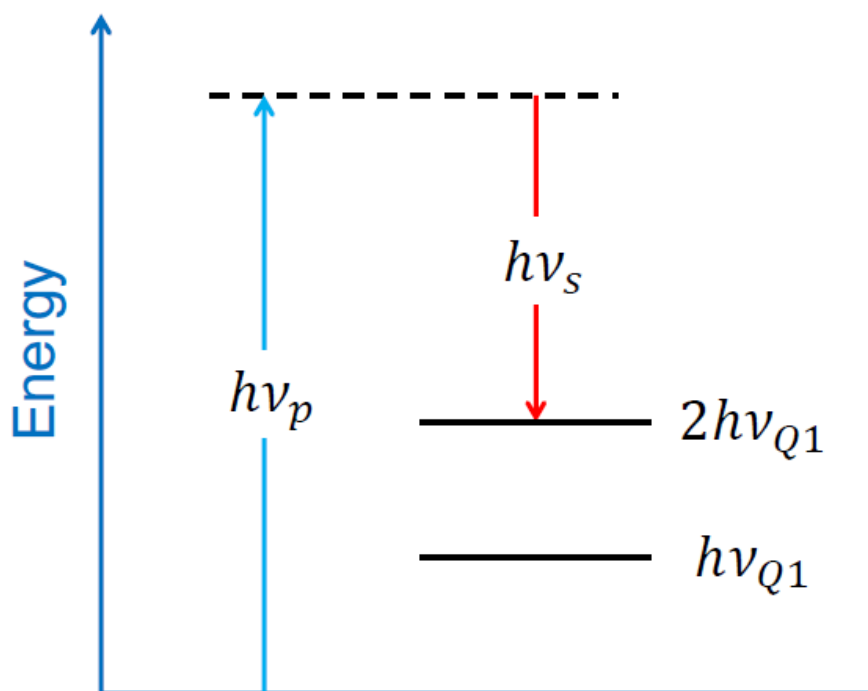


図 2-4 2フォノン和周波励起

一方、本研究では、差周波励起による広帯域光発生を行う。2フォノン差周波励起の概念図を、図 2-5 に示す。

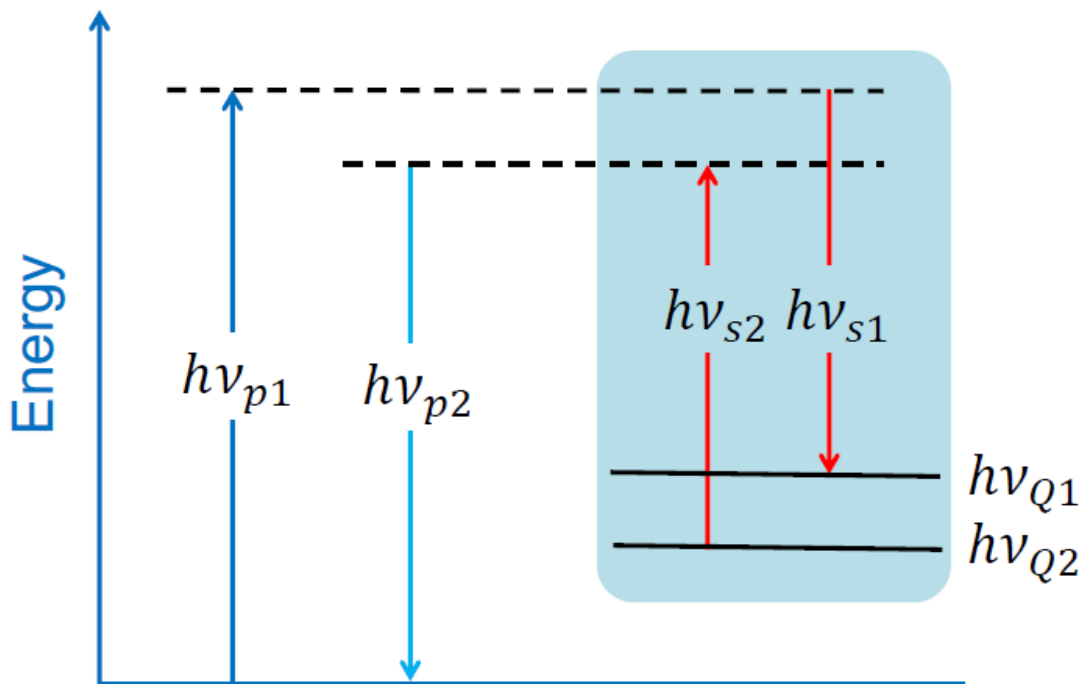


図 2-5 2フォノン差周波励起の概念図[12]

図 2-5 において、 $h\nu_{p1}$ と $h\nu_{p2}$ は励起光のエネルギー、 $h\nu_{Q1}$ と $h\nu_{Q2}$ は光学フォノンのエネルギー準位を示している。片方のストークスフォトンが放出された時に、もう一方のストークスフォトンが吸収されるような励起を、差周波2フォノン励起と呼ぶ。この場合、励起光の周波数がフォノンの差周波に一致していて、なおかつ逆相の場合、赤色で示された矢印は互いに打ち消し合う。この場合、励起光の位相差とフォノンの位相差は等しくなる。

和周波励起では、駆動されるのは和のフォノンであり、それぞれのフォノンの位相差を外部光源によってコントロールすることは出来ない。一方、差周波励起では、それぞれの光学フォノンの位相をコントロールすることができる。

図 2-6 に、2フォノン差周波励起における運動量保存則を示す。

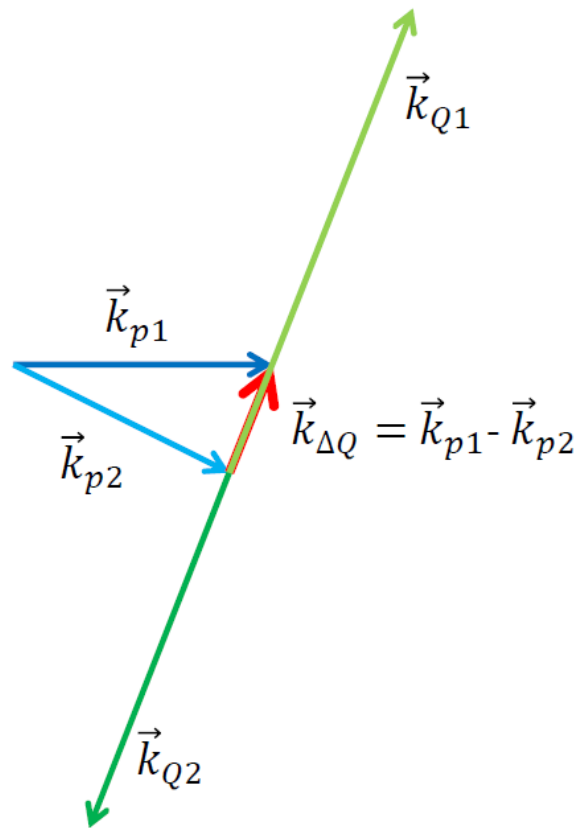


図 2-6 2 フォノン差周波励起における運動量保存則

2つの励起光の波数ベクトルの差が、フォノンの波数ベクトルの差に一致していれば、運動量保存則は成り立つ。音波の波数ベクトルが光波の波数ベクトルに比べて著しく大きな場合でも、その差を固定することが出来れば、運動量保存則が成立する。

第 3 章. 差周波励起 2 波長レーザーの設計

3-1. ダイヤモンド中のフォノン分散

本研究では、差周波 2 フォノン励起を行う媒質に Chemical Vapor Deposition(CVD)ダイヤモンドを選択した。ダイヤモンドは、紫外から遠赤外領域まで透明である[14]。ラマン活性を持っており、ラマンシフトが 1332.5 cm^{-1} [6]と大きい。そのため、広帯域光発生に有用な結晶であると言える。

ダイヤモンド中のフォノンの分散曲線は、中性子散乱によって 1967 年に測定されている [15]。

分散曲線の横軸はダイヤモンドの波数を示しているが、これはフォノン 1 波長分を格子定数で規格化したものである。光学フォノンは、外部電場により駆動する。 Γ 点においては、TO、LO フォノンのエネルギーは縮退しており 1333 cm^{-1} である。 Γ 点から離れると 2 つに分かれ、2 フォノンの同時励起が可能となる。X 点では、 140 cm^{-1} 、W 点では、 170 cm^{-1} と見積もった。先行研究[11][12]では、周波数シフトは 170 cm^{-1} と測定された。この値は、W 点における光学フォノンの差周波であると考えている。

3-2. 励起レーザーの構成

2フォノン差周波励起を行うために、ダイヤモンドをラマン利得媒質とした、内部共振器型ラマンレーザーを構成して実験を行うことを計画している。

レーザー媒質とラマン利得媒質を同一共振器内に挿入した内部共振器型のラマンレーザーは2005年に最初に報告され [16][17][18]、ラマン利得媒質にダイヤモンドを使用したラマンレーザーも報告されている[18][19]。

図3-1に、簡単なラマンレーザーの構成を示す。誘導ラマン散乱の単位長あたりの利得を g とし、利得媒質の長さを L とする。また、単位長あたりの損失を α 、共振器のミラーの反射率を R_1 、 R_2 と置くと、

$$R_1 R_2 \exp[(g - \alpha)2L] = 1 \quad \text{式 3-1}$$

となる。

また、誘導ラマン散乱に必要な光強度を I_{0th} 、誘導ラマン散乱の利得係数を γ とすると、単位長あたりのラマン利得 g (cm^{-1}) は、

$$g = \gamma I_{0th} \quad \text{式 3-2}$$

となる。式3-1と式3-2から、

$$I_{0th} = \frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2\gamma L} + \frac{\alpha}{\gamma} \quad \text{式 3-3}$$

と変換できる。

ここでは、先行実験[11][12]と同じ幅6 mm、高さ2 mm、厚さ3 mmのダイヤモンドをラマン媒質として使用したラマンレーザーを設計する。理想的にラマン損失がない場合を考える。利得長が3 mm、使用するミラーの反射率が両方とも99%である場合を仮定する。ダイヤモンドのラマン利得係数は $\gamma = 6.9 \times 10^{-3} \text{ cm/MW}$ であるから[5]、式3-3に代

入すると、 $I_{0th} = \frac{\ln\left(\frac{1}{0.99 \times 0.99}\right)}{2 \times 6.9 \times 10^{-3} \times 0.3} = 4.86 \text{ MW/cm}^2$ と求められる。

第2章でも述べたように、2フォノン差周波励起を行うためには、フォノンの周波数差に等しい周波数差を持った2色励起光が必要である。本研究では、超短パルス光を励起光に用いた実験[11][12]で観測されたフォノンの差周波と同じ点である、W点における差周波数 170 cm^{-1} (5.1 THz)[15]を利用した実験を行うことを目指している。そのため、2色励起光の周波数差は、光学フォノンの差周波数 170 cm^{-1} に一致していなくてはならない。また、光源の周波数揺らぎが、ダイヤモンドのラマン線幅以内に収まっている必要がある。ダイヤモンドのラマン線幅は、 2.5 cm^{-1} 未満である[20]。本実験の場合は、励起光の差周波数がこの線幅以内に収まっていないといけない。つまり、それぞれの光源の周波数揺らぎが 1 cm^{-1} に抑えられていれば、光源の周波数差は最大でも 2 cm^{-1} の揺らぎとなり、実験に必要な

な条件を満たすことが出来ると考えられ、この値を条件とした。また、光源がコヒーレントに干渉していることも、光源に必要な条件である。

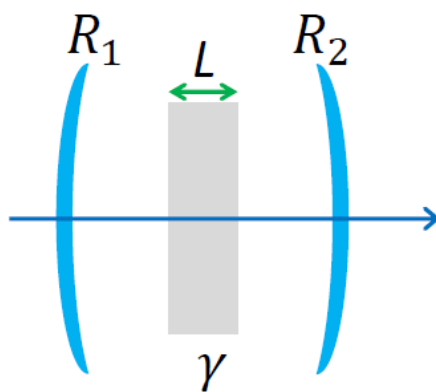


図 3-1 ラマンレーザーの構成図

3-3. 再生増幅器の構成

高い光強度を得るために、ここでは再生増幅器を用いた増幅実験を行う。

2枚の鏡を用いてレーザー光を閉じ込め、その中にある利得媒質の中を、共振器の往復回数だけ通過させて光を増幅し、その後取り出す方法である[21][22]。再生増幅器を用いることで、高利得に増幅することが出来る。2枚のミラーで閉じ込める方法の他に、X型[23][24][25]やリング型[26]の再生増幅器の報告もある。

図3-2に、本研究室にある再生増幅器の構成図を示す。

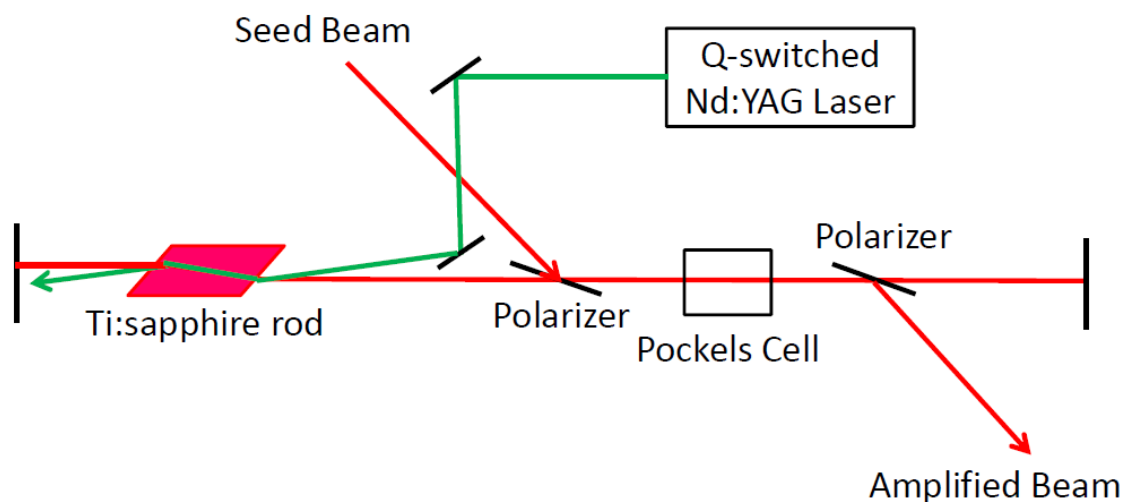


図 3-2 再生増幅器の構成図

再生増幅器は、2枚のミラーの間に光を閉じ込める構成を持つ。増幅器のミラーとミラーの間は、約2mである。励起したい種光の入射および出射は、偏光子とポッケルス・セルによってコントロールされる。閉じ込められた光は、QスイッチNd:YAGレーザーの第2高調波532nm光で励起されるチタンサファイア結晶を通過しながら、増幅器内を往復する。再びポッケルス・セルに電界を印加して、偏光子から光を取り出すことができる。チタンサファイア結晶の利得帯域幅[27]に合わせて、2波長レーザー光源の波長は800nm周辺を選んだ。

再生増幅器から得られるパルス幅は、共振器の往復時間によって決まる。再生増幅器から得られるパルス幅を τ 、共振器長を L 、光速を c_0 とすれば、

$$\tau = \frac{2L}{c_0} \quad \text{式 3-4}$$

で与えられる。共振器長を、 $L = 2 \text{ m}$ とすれば、 $\tau = 13 \text{ ns}$ となる。このパルス幅は、先行研究の励起光のパルス幅[11]と比べて4桁長い。

再生増幅器では、MW 級のパワーまで増幅を行うことができる[22]。高い光強度を得るために、再生増幅器を利用して、実験に必要なパワーを得ることを目指す。

3-4. VCSEL の構造、特徴、波長可変の方法

狭帯域 2 波長レーザーを実現する方法として、注入同期法を用いる方法が知られている [28]。しかし、この方法では、波長の違う 2 つの光が同時に共振するように、共振器長を調整する必要がある。本研究では、シングルモードのストークスシフトに相当する波長を追加することも考えており、さらに別の波長を加えた、3 波長レーザーや多波長レーザーに拡張することも考えている。注入同期法の場合、加えた波長とも共振するように調整しなくてはならず、光源波長の調整を行った場合でも、共振器の調整を同時に行う必要が出てしまう。

また、狭線幅の光源を達成する方法には、ECLD(External-Cavity Laser Diode: 外部共振器半導体レーザー)を用いる方法が一般的である。ECLD は、半導体レーザーとその外部に置かれた回折格子とで共振器を構成する仕組みであり、半値全幅で pm オーダーの線幅にまで狭帯域化を行うことができる [29]。しかし、レーザーと回折格子以外にも共振器が意図せずに組み込まれてしまうことがあり、それによってモードホップが起きやすいという欠点がある [30]。

狭帯域光を発生させるために、光源には VCSEL を用いた。VCSEL は、Vertical Cavity Surface Emitting Laser の略で、日本語では、垂直共振器型面発光レーザーと呼ばれる。このレーザーは、共振器長が波長に近いことにより、単一モードで発振する。また、モードホップが発生しづらいという特徴を持っている [31]。2 色励起を行うので、VCSEL は 2 つ用いる。

VCSEL の発振波長は、半導体に注入する電流や、共振器の温度によって変化する。VCSEL の温度は、TEC(Thermoelectric cooler)によって調整されている。TEC は、ペルチェ効果を利用した小型冷却デバイスである [13]。VCSEL の温度及び VCSEL の半導体レーザー部分に流す電流の調整は、THORLABS 社製の Laser Diode Combi Controller (モデル番号は ITC502) を用いて行った。この装置では、半導体レーザーに流す電流を 0.01 mA 単位で行うことが出来る。温度は、VCSEL に内蔵されているサーミスタを用いて測定される。コントローラーには、サーミスタの抵抗値が表示される。サーミスタの抵抗値 R から、VCSEL の温度 T を

$$T(R) = \frac{B_{val} \cdot T_0}{T_0 \cdot \ln\left(\frac{R}{R_0}\right) + B_{val}} \quad \text{式 3-5}$$

の式 [32] を用いて求めた。ここで、 R_0 は温度 T_0 におけるサーミスタの抵抗値であり、 T_0 は標準温度と呼ばれる。ここでは、 $T_0 = 298.15 \text{ K}$ が用いられている。また、 B_{val} はエネルギー定数と呼ばれるものである。使用した 2 つの VCSEL の R_0 と B_{val} の値は、VCSEL のそれぞれのデータシートから引用した [33][34]。その引用した値を表 3-1 に示す。VCSEL A は短波長側、VCSEL B は長波長側の光源である。また、サーミスタの抵抗値と示す温度の関係

を図 3-3 に示す。図に示したように、抵抗値と温度は指数関係にあり、低温側では抵抗値の揺らぎに対して温度の変動が小さくなることが分かる。コントローラーを用いることで、サーミスタの抵抗値を 0.01 k Ω 単位で測定することができる。

表 3-1 サーミスタの抵抗値と温度の関係式で用いる定数の値[33][34]

式 3-5 の定数	VCSEL A	VCSEL B
T_0 (K)	298.15	298.15
R_0 (k Ω)	10	10
B_{val}	3892	3978

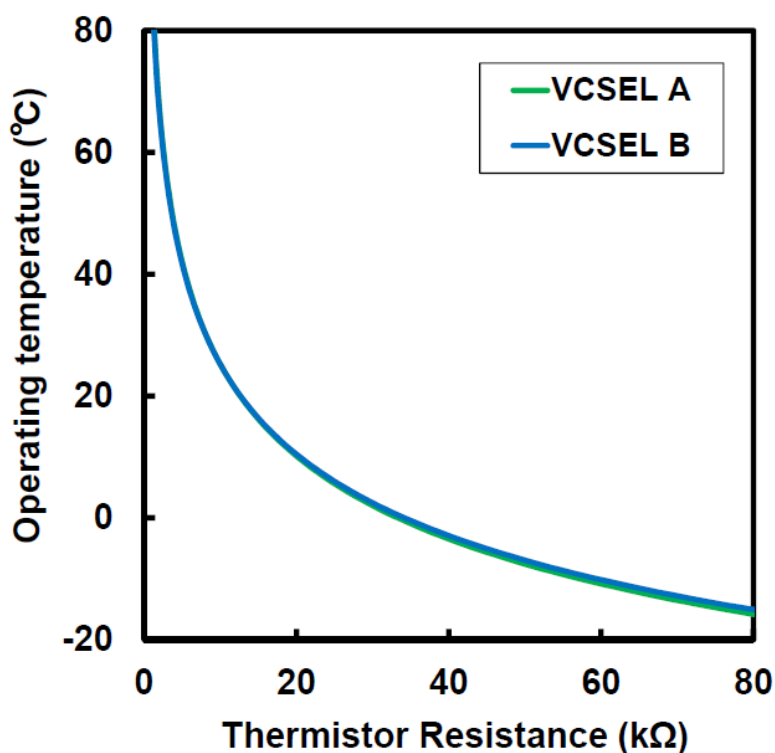


図 3-3 サーミスタの抵抗値と温度の関係

発振波長の調整は、温度を調整して行う。最初に、VCSEL の発振波長の温度依存性を測定した。発振波長の測定は、PMA-50 を用いて行った。図 3-4 に、実験のセットアップを示す。分光器の波形を確認し、レーザーのスペクトルのピークと分光器のチャンネルが一致するように VCSEL の温度を調整することで、波長を測定した。また、VCSEL に流す電流は一定とした。結果を、図 3-5 に示す。

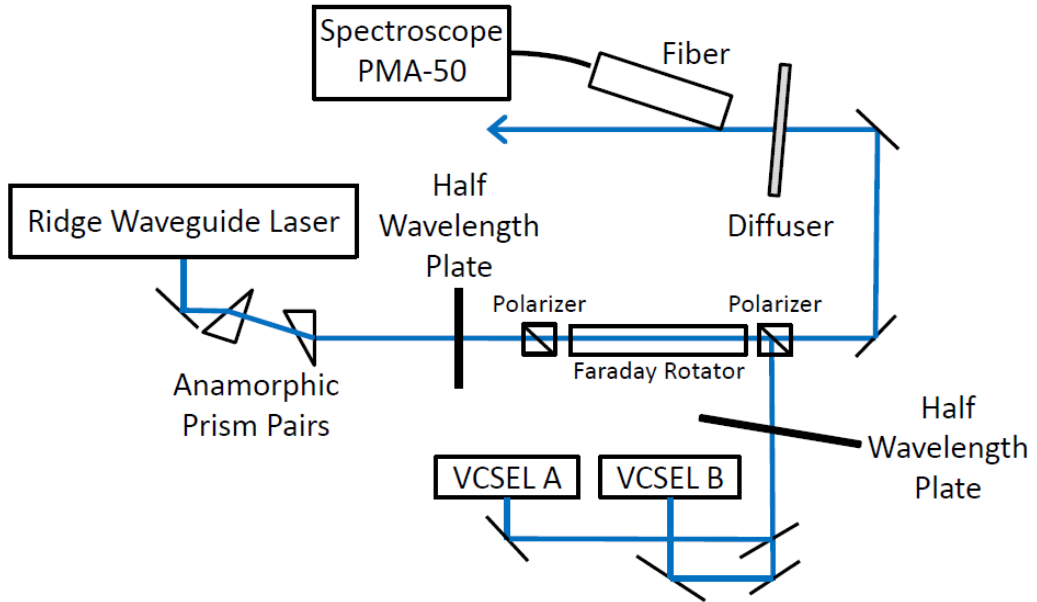


図 3-4 発振周波数の温度依存性の測定を行った時のセットアップ

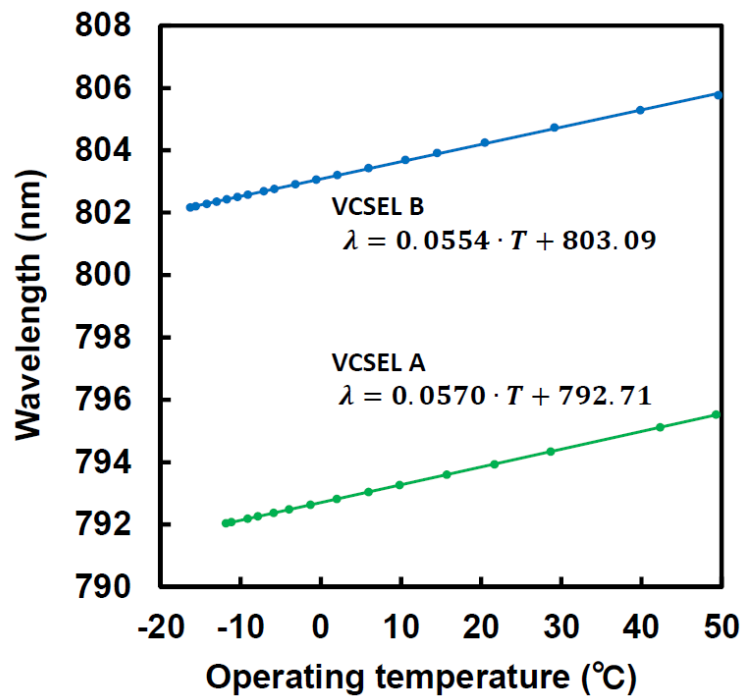


図 3-5 VCSEL の発振波長の温度依存性

このように、VCSELの発振波長は、レーザーに流す電流を一定にした場合、温度に対する変化率は一定であり、測定温度範囲内ではモードホップが発生しないことが分かった。

また、レーザーの温度を一定に保った時の、発振波長の電流依存性を測定した。その結果を、図 3-6 に示す。

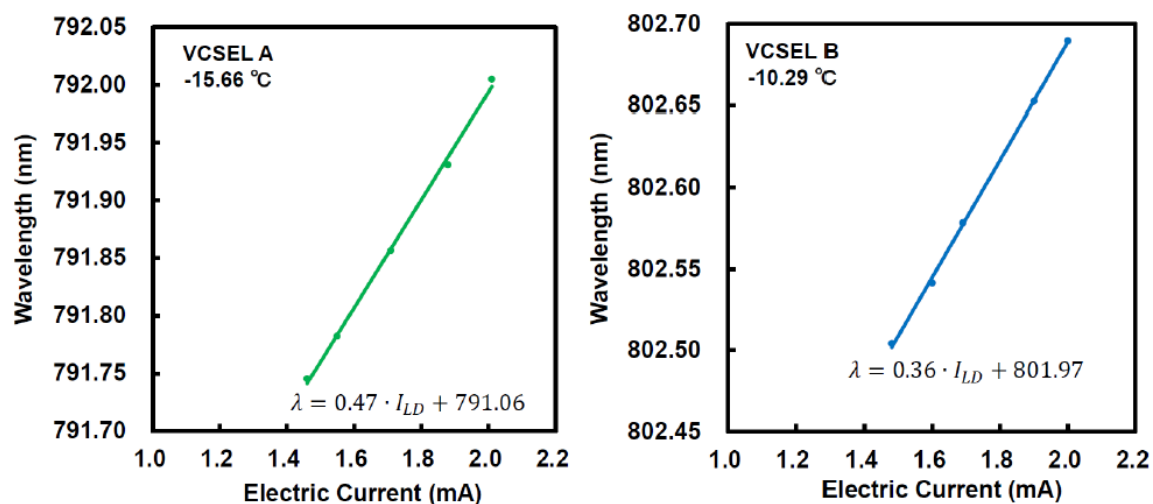


図 3-6 VCSEL の発振波長の電流依存性

温度を固定したうえで電流を変化させて発振波長を制御しようとする、レーザーの出力も変化する。さらに、波長可変域は温度による制御に比べて狭くなってしまふ。以上の結果から、電流を固定したうえで、温度を調整することにより、励起光に必要な周波数差を達成した。

3-5. 導波路半導体レーザーによる増幅

2 つの VCSEL から出た光を結合するために、1 つの半導体レーザー導波路に 2 つの VCSEL を結合させた。寄生発振しないように、端面に無反射コートを施すことで、半導体光増幅器として使用する。半導体光増幅器は、電流注入で励起を行うことができる[35]。実験には、Eagleyard Photonics 社製の Ridge Waveguide Laser[36]を使用した。ファブリー・ペロー型 GaAs 半導体増幅器である。

3-6. 2波長同時発生とスペクトル制御特性

作成した2波長レーザー光源のセットアップの図を、図3-7に示す。その写真を図3-8に示す。

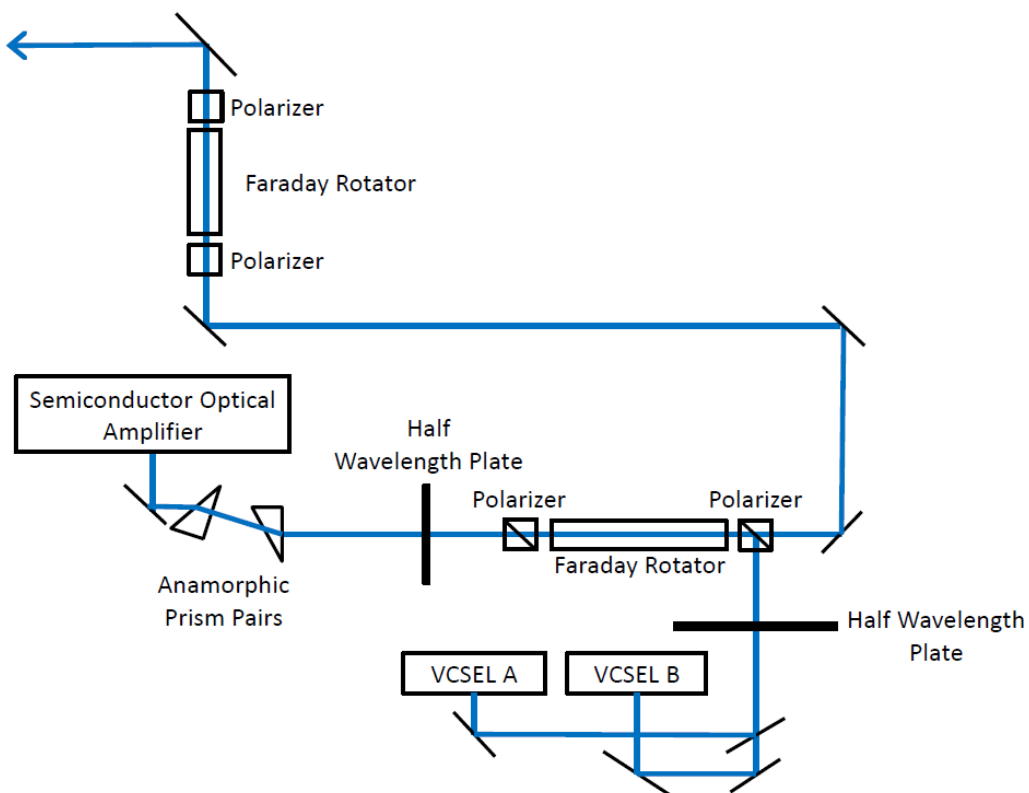


図3-7 2波長レーザー光源のセットアップ図



図 3-8 構成した 2 波長レーザー

光源の性能が必要な条件を満たしているかを確認するために、発振波長の安定性の測定を行った。

最初に、分光器でスペクトルを測定し、その中心波長の変動から、光源の発振波長の揺らぎを求める方法を用いた。VCSEL に注入する電流の値は固定とし、フォノンの差周波に相当する 170 cm^{-1} に 2 波長レーザーの周波数を固定した。1 時間に渡り 10 秒間隔で測定を行った。しかし、1 チャンネル以上の揺らぎを観測することが出来なかった。

使用した分光器の分解能は 20 GHz である。また、チャンネル間の波長間隔は、 0.0371 nm であり、周波数に換算すると 800 nm 周辺で 17.4 GHz と計算される。このように、分光器の分解能が充分ではないため、 30 GHz 以内に発振周波数の揺らぎが抑えられているかを調べるためには、別の方法を用いる必要がある。

VCSEL の発振周波数は温度によって制御されている。VCSEL の温度はサーミスタの抵抗値で示されており、サーミスタの抵抗値は $0.01 \text{ k}\Omega$ 単位で測定される。

図 3-5 に示した、発振波長の温度依存性の測定結果を利用し、サーミスタの抵抗値が $0.01 \text{ k}\Omega$ 変動した時の、発振波長の揺らぎを測定した。その結果を、図 3-9 に示す。

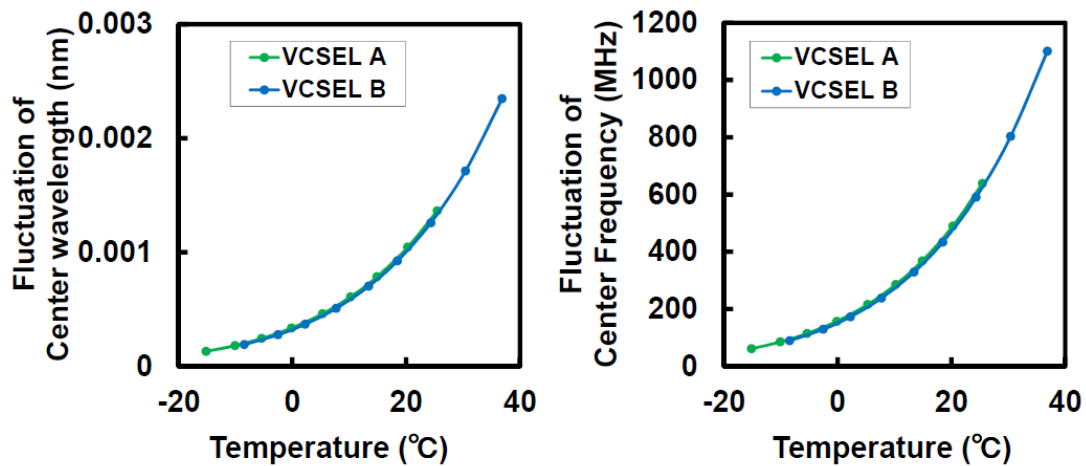


図 3-9 サーミスタの抵抗値が 0.01 kΩ 変動した時の設定温度周辺での発振波長の変動

その結果、サーミスタの温度変化を求めることで、分光器よりもより細かく揺らぎを測定できると考えた。そこで、設定したサーミスタの抵抗値から、0.01 kΩ 抵抗値が変動した時の温度変化を求め、その測定結果を用いて波長変化を計算する方法を用いた。1 時間に渡り 20 秒間隔で、サーミスタの抵抗値を測定し、温度に対する VCSEL の発振波長の揺らぎを測定した。VCSEL 電流も、同時に確認した。図 3-4 のセットアップと同じである。測定結果を図 3-10、図 3-11 に示す。図 3-10 に短波長側(VCSEL A)、図 3-11 に長波長側(VCSEL B)の、時間経過による発振周波数の変動を示した。また、右側は縦軸を拡大したものであり、縦軸のスケールは、± 15 GHz である。光源に許される揺らぎは 1 cm⁻¹ である。800 nm 周辺では 30 GHz である。測定した結果、VCSEL 電流、VCSEL 温度は共に、一定であった。

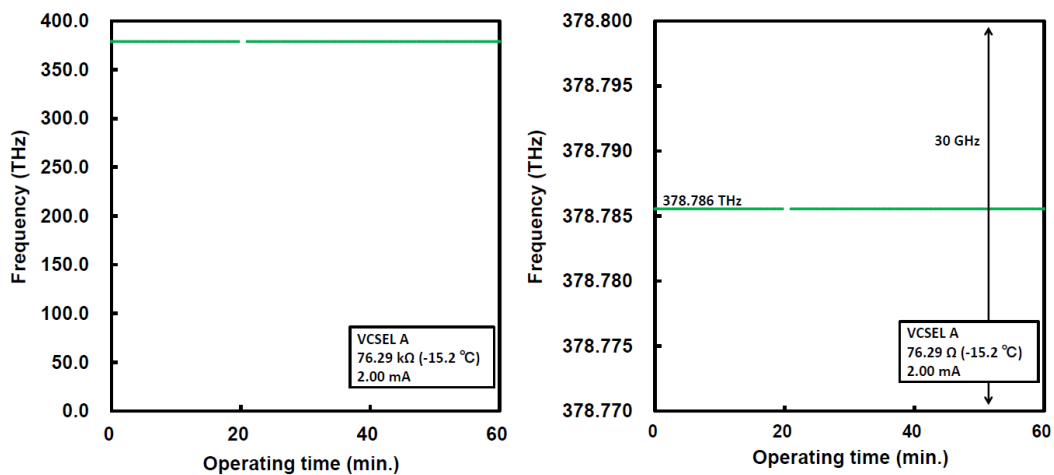


図 3-10 低波長側の VCSEL の発振周波数の時間変化(右は縦軸を拡大したグラフ)

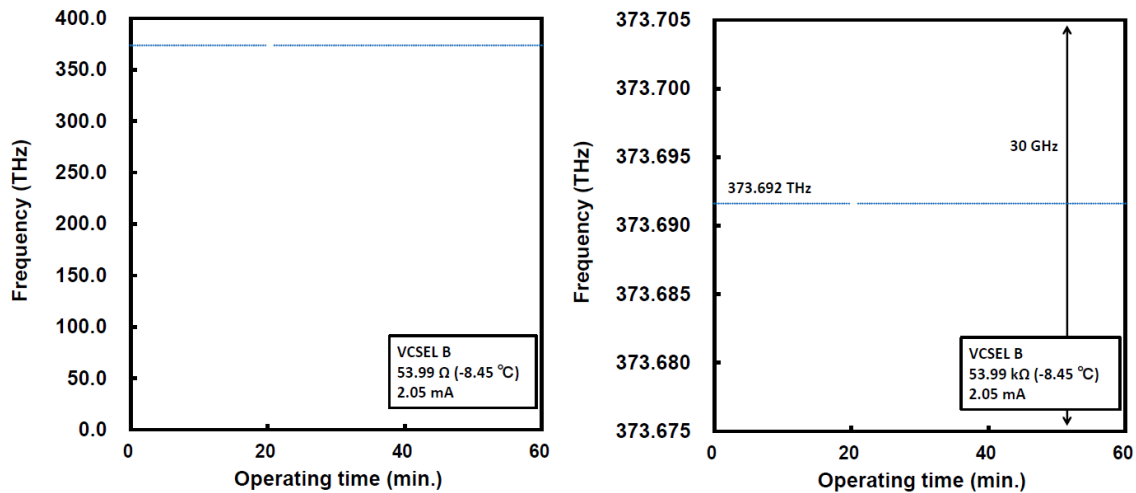


図 3-11 長波長側の VCSEL の発振周波数の時間変化(右は縦軸を拡大したグラフ)

発振周波数の揺らぎを、測定したスペクトルをガウス曲線に近似して見積った。近似の方法を付録に示す。図 3-4 のセットアップを用いて、1 時間に渡り 10 秒間隔で VCSEL のスペクトル測定を行い、測定したスペクトルをガウス近似することによって、周波数揺らぎと半値全幅を測定した。結果を、図 3-12 から図 3-15 に示す。図 3-12 と図 3-13 は、VCSEL A の発振周波数と半値全幅の測定結果であり、図 3-14 と図 3-15 が、VCSEL B の発振周波数揺らぎと半値全幅の測定結果である。

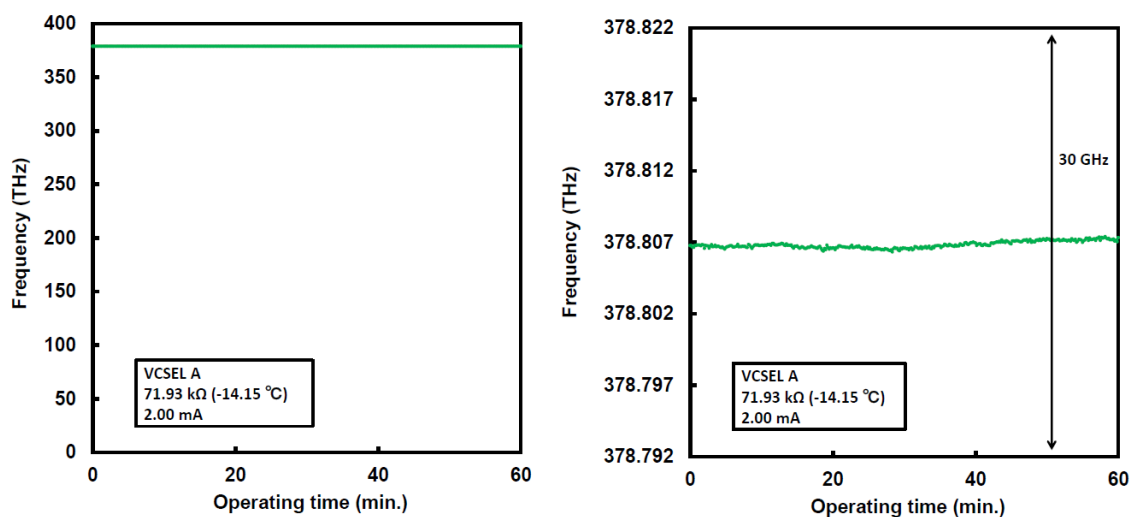


図 3-12 VCSEL A の発振周波数の測定値(左)と縦軸の拡大図(右)

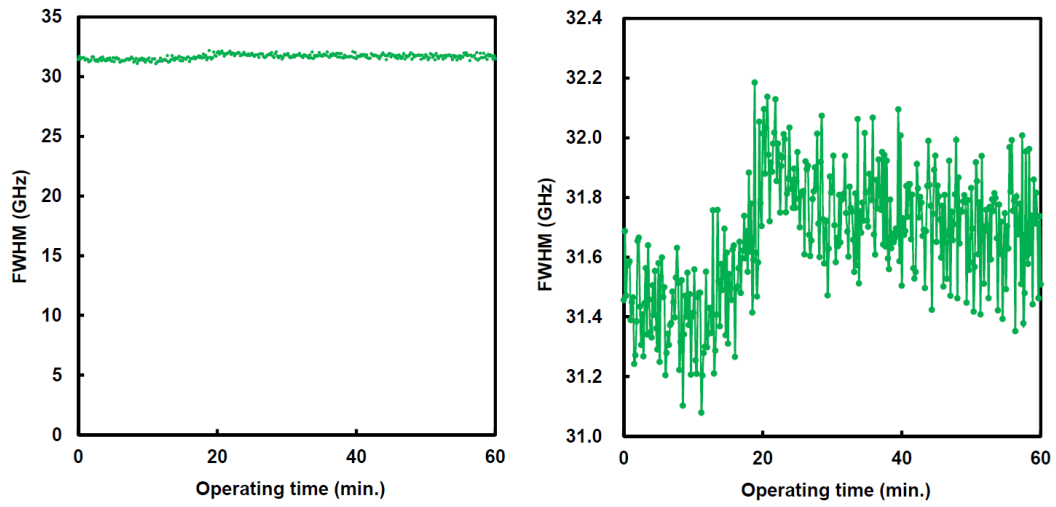


図 3-13 VCSEL A の半値全幅の測定値(左)と縦軸の拡大図(右)

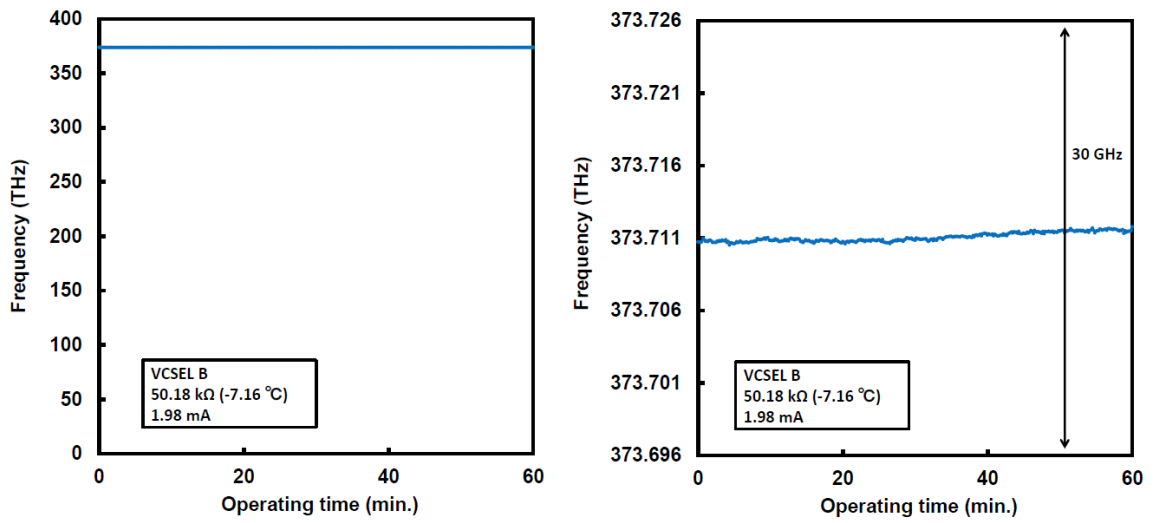


図 3-14 VCSEL B の発振周波数の測定値(左)と縦軸の拡大図(右)

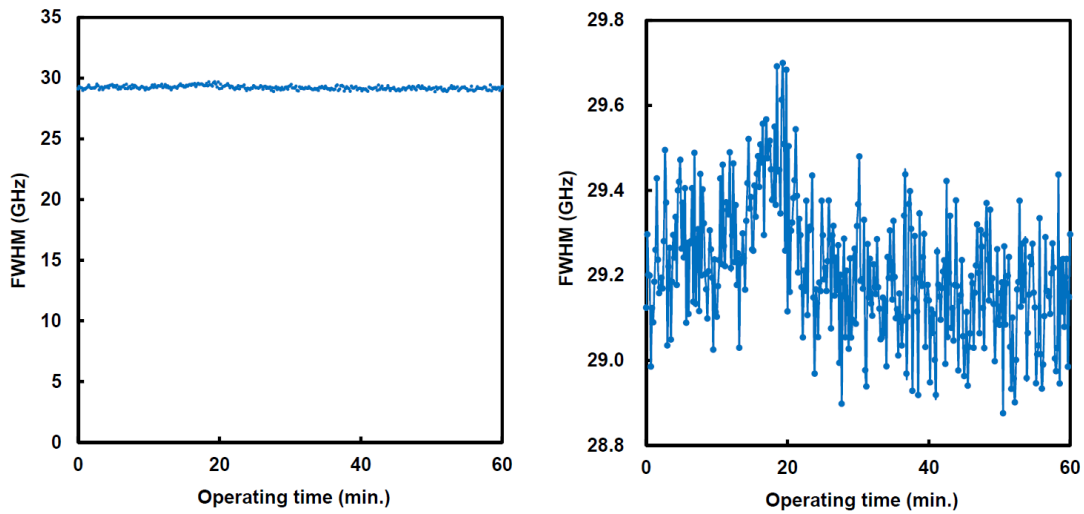


図 3-15 VCSEL B の半値全幅の測定値(左)と縦軸の拡大図(右)

ガウス近似を行った場合、発振周波数の揺らぎは、実験において許容される揺らぎである 1 cm^{-1} 以内であることが確認された。分光器の分解能に限界があるため、より詳しく測定を行うためには、別の方法を用いる必要がある。

その方法として、ファブリー・ペロー干渉計を用いる。ファブリー・ペロー干渉計はエタロンを用いた干渉計である。エタロンに光をほぼ垂直に入射させると、エタロン内部で多重反射する。それによって出てくる平行多光束をレンズで集光し、干渉縞を作る。エタロンの距離を d 、エタロンの内部の気体の屈折率を n 、フィネスを \mathcal{F} とおくと、この干渉計の分解能 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ は、

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2\mathcal{F}nd}{\lambda} \quad \text{式 3-6}$$

である[37]。エタロンの反射率を R とおくと、フィネスは、

$$\mathcal{F} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad \text{式 3-7}$$

となる[13]。 $R=0.9$ とすると、 $\mathcal{F}=30$ となるため、内部が空気である、 1 cm の間隔を持ったエタロンを使用した場合、 800 nm 周辺での分解能は、 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 750000$ と求められる。また、ファブリー・ペロー干渉計における自由スペクトル域(FSR)は、

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd} \quad \text{式 3-8}$$

と表される[37]。半値全幅は、FSR をフィネスで割った値で得られる[38]。より正確な測定を行う為に、エタロンを使用した測定を行うことを計画している。

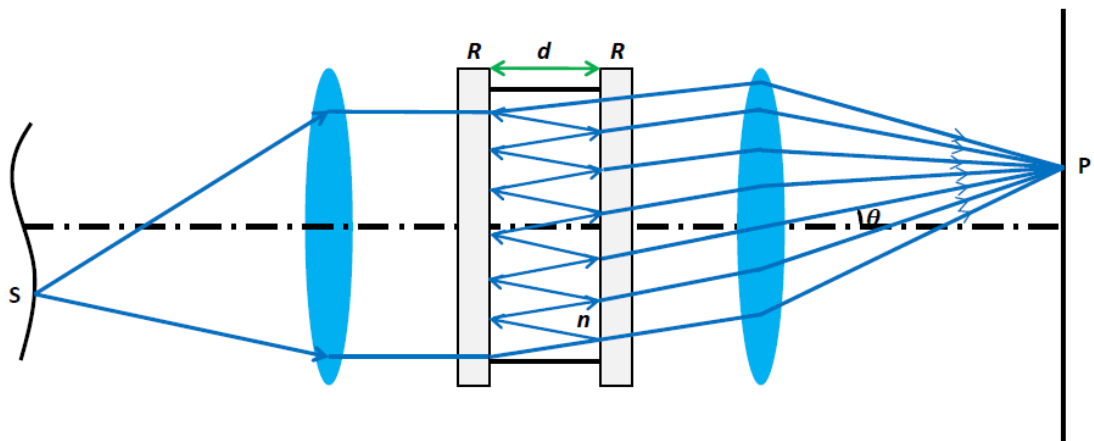


図 3-16 ファブリー・ペロー干渉計の構成図

VCSEL の温度を固定し、フォノンの差周波に一致するように、光源の周波数差を固定した状態で、導波路半導体レーザーに電流を注入し、2 波長レーザーのスペクトルを測定した。セットアップを、図 3-17 に示す。

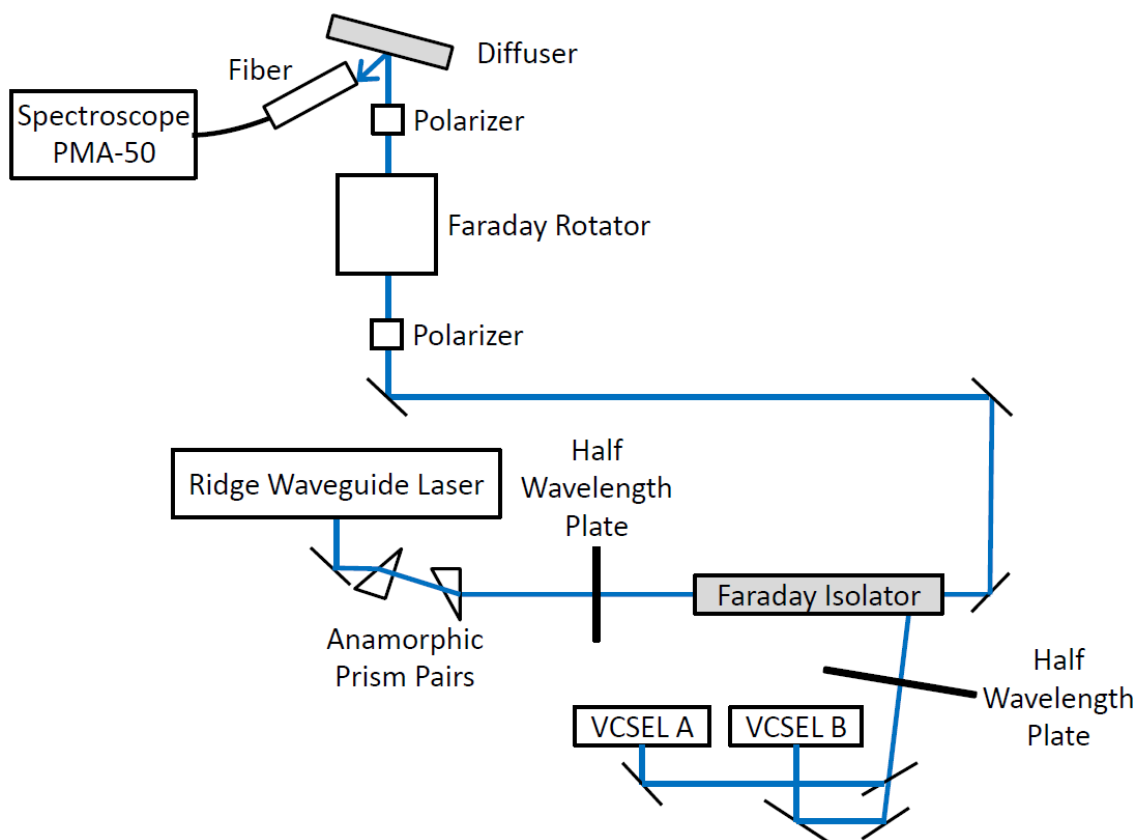


図 3-17 増幅を行った際の実験構成図

導波路半導体レーザーに 121 mA の電流を注入した時の 2 波長レーザーのスペクトルを 図 3-18 に示す。

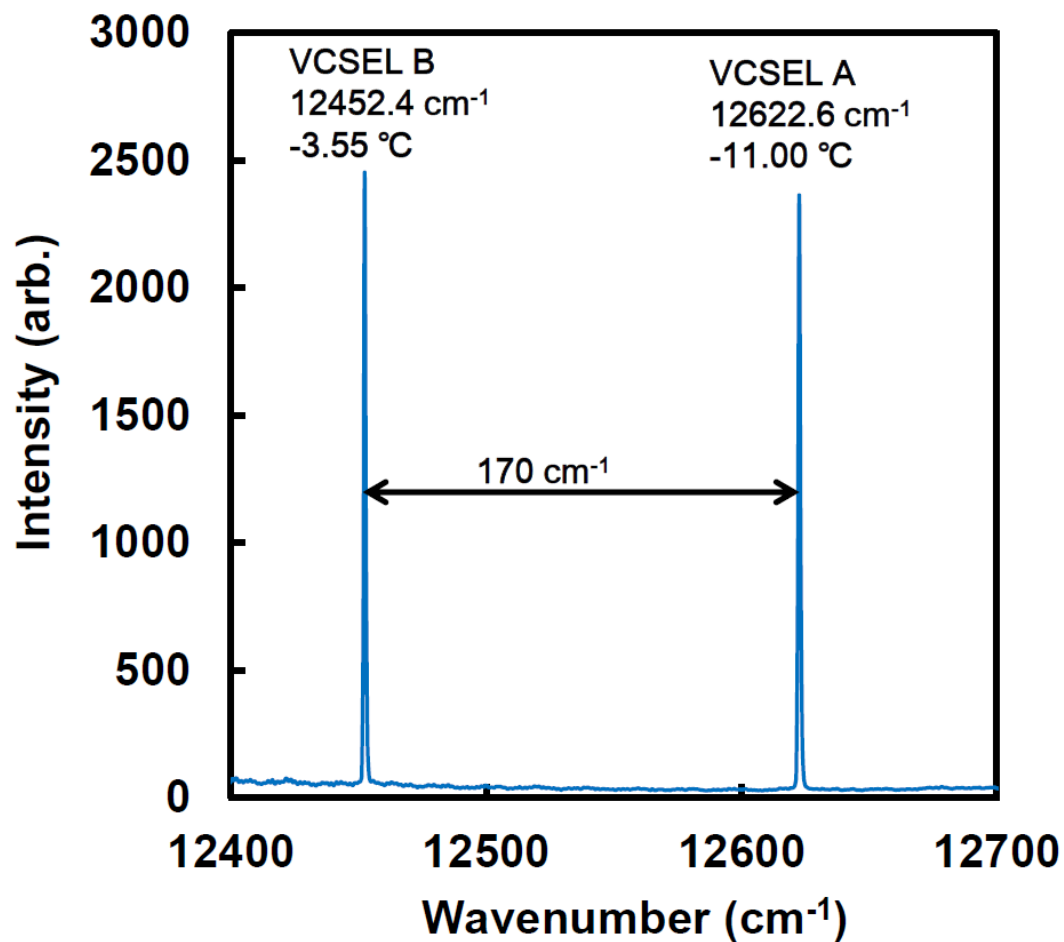


図 3-18 フォノンの差周波に波長を固定した時の 2 波長レーザーのスペクトル

以上のように、 170 cm^{-1} の周波数差を持った 2 波長レーザーが達成できた。

誘導ラマン散乱を発生させるためには、より高い光強度が必要となるため、今後は再生増幅器を用いた増幅実験を行うことを計画している。

第 4 章. 結論

本研究では、ダイヤモンドの BZ 境界(W 点)における光学フォノンの差周波を励起することによる、誘導ラマン散乱の実証と広帯域光発生を行うことを目指した。

差周波励起を行うために、2 波長レーザーを構成した。光学フォノンの差周波は 170 cm^{-1} で、2 波長レーザーの差周波がこの値に一致していなくてはならない。同時に、光源の周波数揺らぎは、それぞれ 1 cm^{-1} 程度に抑えられる必要がある。

2 波長レーザーの光源には VCSEL を選んだ。VCSEL は、の温度変化を測定して、発振周波数揺らぎを見積もった。その温度安定性から、光源の周波数揺らぎが 30 GHz 以内であることを推測しつつ、より正確に求めるために、エタロンを用いたファブリー・ペロー干渉計を用いて測定を行う。2 波長レーザー光源が、実験に有用な光源であることを実証した。

今後は、再生増幅器による増幅を行い、誘導ラマン散乱を発生させることを目指す。

謝辞

本研究は、著者が電気通信大学大学院情報理工学研究科博士前期課程在学中に、同大学先進理工学部西岡一教授の指導のもとに行ったものである。本研究を進めるにあたり、三年間、熱心に指導して頂いた、西岡一教授に御礼申し上げます。本論文の作成に当たり、的確な助言を賜り、指導して頂きました、西岡一教授、白川晃准教授に御礼申し上げます。また、同じ居室である米田研、中川研、向山研、森永研、戸倉川研の皆様、及び ILS の同期、先輩、後輩の皆様には、この三年間の研究室での生活を支えていただきました。感謝いたします。また、ILS 以外の研究室に所属する同期の皆様、他学科の研究室に所属している同期の皆様にも、良き相談相手となっていただきました。感謝いたします。

そして、ILS の先生方及び指導して頂いた先生方、家族、その他支えていただいた全ての皆様に感謝いたします。

参考文献

- [1] 矢島達夫 編, “超高速光技術,” 丸善株式会社, p. 17(1990).
- [2] 外林秀之, “超広帯域光生成技術とその応用,” 情報通信研究機構季報 Vol. 52, p.p. 33-38(2006).
- [3] H. Nishioka and K.-I. Ueda, “Super-broadband continuum generation with transient self-focusing of a terawatt laser pulse in rare gases,” *Appl. Phys. B* Vol. 77, p.p. 171-175(2003).
- [4] G. Eckhardt, D. P. Bortfeld, and M. Geller, “Stimulated Emission of Stokes and Antistokes Raman Lines From Diamond, Calcite, and Sulfur Single Crystals,” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 3, p.p. 137-138(1963).
- [5] A. K. McQuillan, W. R. L. Clements, and B. P. Stoicheff, “Stimulated Raman Emission in Diamond: Spectrum, Gain, and Angular Distribution of Intensity,” *Phys. Rev. A* Vol. 1, p.p. 628-635(1970).
- [6] A. A. Kaminskii, R. J. Hemley, J. Lai, C. S. Yan, H. K. Mao, V. G. Ralchenko, H. J. Eichler, and H. Rhee, “High-order stimulated Raman scattering in CVD single crystal diamond,” *Laser Phys. Lett.* Vol. 4, p.p. 350-353(2007).
- [7] E. Matsubara, K. Inoue, and E. Hanamura, “Dynamical Symmetry Breaking Induced by Ultrashort Laser Pulses in KTaO_3 ,” *Journal of the Phys. Soc. of Japan* Vol. 75, p.p. 024712(2006).
- [8] K. Inoue, J. Kato, E. Hanamura, H. Matsuki, and E. Matsubara, “Broadband coherent radiation based on peculiar multiple Raman scattering by laser-induced phonon gratings in TiO_2 ,” *Phys. Rev. B* Vol. 76, p.p. 041101(2007).
- [9] E. Matsubara, T. Sekikawa, and M. Yamashita, “Generation of ultrashort optical pulses using multiple coherent anti-Stokes Raman scattering in a crystal at room temperature,” *Appl. Phys. Lett.* Vol. 92, p.p. 071104(2008).
- [10] E. Matsubara, Y. Kawamoto, T. Sekikawa, and M. Yamashita, “Generation of ultrashort optical pulses in the 10 fs regime using multicolor Raman sidebands in KTaO_3 ,” *Opt. Lett.* Vol. 34, p.p. 1837-1839(2009).
- [11] H. Nishioka, “Broadband anti-Stokes generation in a CVD-grown single crystal diamond pumped by two chirped pulses,” *CLEO S&I*, paper CTuX4(2011).
- [12] H. Nishioka, “Stokes suppression and supercontinuum generation by differential two-phonon excitation,” *Opt. Express* Vol. 22, p.p. 26457-26461(2014).
- [13] 物理学辞典編集委員会, “改訂版 物理学辞典,” 株式会社培風館(1992).
- [14] Diamond Materials, “The CVD diamond booklet,”
http://www.diamond-materials.com/downloads/cvd_diamond_booklet.pdf

- [15] J. L. Warren and J. L. Yarnell, "Lattice Dynamics of Diamond," *Phys. Rev.* Vol. 158, p.p. 805-808(1967).
- [16] H. M. Pask, "Continuous-wave, all-solid-state, intracavity Raman laser," *Opt. Lett.* Vol. 30, p.p. 2454-2456(2005).
- [17] A. A. Demidovich, A. S. Grabtchikov, V. A. Lisinetskii, V. N. Burakevich, V. A. Orlovich, and W. Kiefer, "Continuous-wave Raman generation in a diode-pumped Nd³⁺:KGd(WO₄)₂ laser," *Opt. Lett.* Vol. 30, p.p. 1701-1703(2005).
- [18] W. Lubeigt, G. M. Bonner, J. E. Hastie, M. D. Dawson, D. Burns, and A. J. Kemp, "Continuous-wave diamond Raman laser," *Opt. Lett.* Vol. 35, p.p. 2994-2996(2010).
- [19] W. Lubeigt, V. G. Savitski, G. M. Bonner, S. L. Geoghegan, I. Friel, J. E. Hastie, M. D. Dawson, D. Burns, and A. J. Kemp, "1.6 W continuous-wave Raman laser using low-loss synthetic diamond," *Opt. Express* Vol. 19, p.p. 6938-6944(2011).
- [20] Elementsix "CVD Single Crystal Diamond for Raman Laser Applications."
- [21] K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, D. N. Fittinghoff, and C. P. J. Barty, "Ultra-high-Peak and High-Average Power Chirped-Pulse Amplification of sub-20-fs Pulses with Ti:Sapphire Amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* Vol. 4, p.p. 385-394(1998).
- [22] K. Yamakawa and C. P. J. Barty, "Ultrafast, Ultra-high-Peak, and High-Average Power Ti:Sapphire Laser System and Its Applications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* Vol. 6, p.p. 658-675(2000).
- [23] J. Kawanaka, K. Yamakawa, H. Nishioka, and K. Ueda, "30-mJ, diode-pumped, chirped-pulse Yb:YLF regenerative amplifier," *Opt. Lett.* Vol. 28, p.p. 2121-2123(2003).
- [24] Y. Akahane, M. Aoyama, K. Ogawa, K. Tsuji, S. Tokita, J. Kawanaka, H. Nishioka, and K. Yamakawa, "High-energy, diode-pumped, picosecond Yb:YAG chirped-pulse regenerative amplifier for pumping optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.* Vol. 32, p.p. 1899-1901(2007).
- [25] K. Ogawa, Y. Akahane, M. Aoyama, K. Tsuji, S. Tokita, J. Kawanaka, H. Nishioka, and K. Yamakawa, "Multi-millijoule, diode-pumped, cryogenically-cooled Yb:KY(WO₄)₂ chirped-pulse regenerative amplifier," *Opt. Express* Vol. 15, p.p. 8598-8602(2007).
- [26] K. Yamakawa and C. P. J. Barty, "Two-color chirped-pulse amplification in an ultrabroadband Ti:sapphire ring regenerative amplifier," *Opt. Lett.* Vol. 28, p.p. 2402-2404(2003).
- [27] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 3, p.p. 125-133(1986).

- [28] M. Katsuragawa and T. Onose, "Dual-wavelength injection-locked pulsed laser," Opt. Lett. Vol. 30, p.p. 2421-2423(2005).
- [29] 田中優紀, "外部共振レーザーの自作設計," 光学 Vol. 41, p.p. 340-341(2012).
- [30] M. Tanaka, S. Yoshida, Y. Nagasaka, T. Saeki, Y. Watanabe, H. Oka, T. Miyake, T. Ueyama, and Y. Kurata, "Mode-Hopping Detection Technique for External-Cavity Laser Diodes," Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 48, p.p. 03A039(2009).
- [31] 伊賀健一, 小山二三夫, "面発光レーザーの基礎と応用," 共立出版株式会社, p.p. 1-5(1999).
- [32] Thorlabs, "Operation Manual Thorlabs Instrumentation Laser Diode Combi Controller" (2008).
- [33] ULM PHOTONICS, "780/795±1 nm Single Mode VCSEL TO46 & TEC," ULM PHOTONICS Datasheet.
<http://www.light-catcher.com.cn/ProductFiles/ULM795-01-TN-S46FOP.pdf>.
- [34] Vixar, "795 nm Single-Mode VCSEL with TEC Cooler," Vixar Datasheet.
<http://vixarinc.com/pdf/795S-xC01.pdf>.
- [35] 小山二三夫, "半導体光増幅器," 応用物理 Vol. 64, p.p. 13-18(1995).
- [36] Eagleyard Photonics. "RIDGE WAVEGUIDE LASER with AR-COATING EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000," Eagleyard datasheet.
http://www.eagleyard.com/uploads/tx_tdo-productstorage/EYP-RWE-0790-04000-0750-SOT01-0000.pdf.
- [37] 河野嗣男, "ファブリ・ペロ分光とその応用," 応用物理 Vol. 41, p.p. 861-868(1972).
- [38] 吉原章, "散乱とその応用 第4講 ブリルアン散乱の基礎とその応用," 分光研究 Vol. 44, p.p. 202-212(1995).
- [39] 三和義秀, "Excel で学ぶやさしい統計処理のテクニック," 共立出版株式会社, p.p. 53-62(2005).
- [40] 浜松ホトニクス"PMA-50,"
http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/sys/SDSS0003J_PMA50.pdf.
- [41] 浜松ホトニクス, "PMA 取扱説明書."
- [42] 国立天文台, "理科年表 平成 23 年度版," 丸善株式会社, p.p. 436-439(2011).
- [43] 名原大翔, 西岡一, "2 フォノン干渉を用いた超広帯域光の発生," 第 14 回レーザー学会東京支部研究会, paper P-1, 2014 年 3 月 5 日.
- [44] 名原大翔, 西岡一, "差周波 2 フォノン励起による超広帯域光発生," レーザー学会学術講演会第 35 回年次大会, paper 12pIV06, 2015 年 1 月 12 日.

付録

付録 1. Excel におけるソルバー機能を用いたガウス近似

多チャンネル光検出器を用いた測定では、測定値が離散的で、スペクトルの中心を正確に測定することができない。そこで、最小二乗法を用いてスペクトル線をガウス近似して、ピーク位置のチャンネル数を小数点以下まで求める方法を用いた。

ソルバー機能とは、目標セルに入力されている数式の最適値、或いは最小値や最大値を求めることのできる機能である。

光強度を I とし、チャンネル数を n とする。ガウス曲線(正規分布曲線)は、

$$I(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad \text{式 5-1}$$

で示される[39]。ここで、 n_0 は平均値、 σ は標準偏差である[39]。式 5-1 から $n = n_0$ となる時に最大値 $\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$ をとる。

測定した結果をグラフに表示し、その上に式 5-1 のグラフを重ねて描画する。その際、式 5-1 を用いて描画した曲線と、測定結果のプロット点が近くなるように、 σ と n_0 の値を調整して、式 5-1 による曲線を調整する。その後、同じチャンネル数における測定値の強度と理論式の強度の差をとって二乗する。関数の範囲の中で、チャンネル数ごとに同じ作業を行い、二乗した値の和をとる。この和が最小値となる時の σ と n_0 の値を、ソルバー機能を用いて求めることが出来る。近似計算は、この方法を用いた。

付録 2. 分光器の波長軸較正

使用した分光器は、浜松ホトニクス製の PMA-50 である[40][41]。この分光器は、3 種類の回折格子が内蔵されているツェルニターナ型分光器である。回折格子の格子定数はそれぞれ、300 gr/mm, 600 gr/mm, 1200 gr/mm である。分光器の入射スリット幅は、20 μm まで狭くすることが出来る。

受光部には、CCD リニアイメージセンサが内蔵されたマルチチャンネル光検出器が用いられている。センサーの幅は 24.576 mm であり、チャンネル数は 1024 チャンネルである。チャンネル間隔は、24 μm となる。

この分光器は、測定する波長域を変えることができ、測定光の波長にあわせた計測が可能である。

波長軸較正を行うために、ここでは水銀アルゴンランプを用いた。測定する光源は 800 nm 周辺の近赤外光であるため、分光器の波長軸較正は 800 nm 周辺で行った。ランプの光を分光器で測定し、文献[42]から得られるスペクトルの波長と比較した。

その結果を図 5-1 に示す。スペクトルの上に記載した波長は、水銀アルゴンランプの輝線スペクトルの波長を文献[42]から引用したものである。また、スペクトルに対し、波長の短い方から順に、A から F の記号を付けている。なお、一番右のスペクトルは、他と比べても強度が低く、スペクトル線が同定出来なかったため、ここでは除外している。スリット幅は最も狭い 20 μm とし、回折格子は最も分解能が高くなる 1200 g/mm のものを使用した。

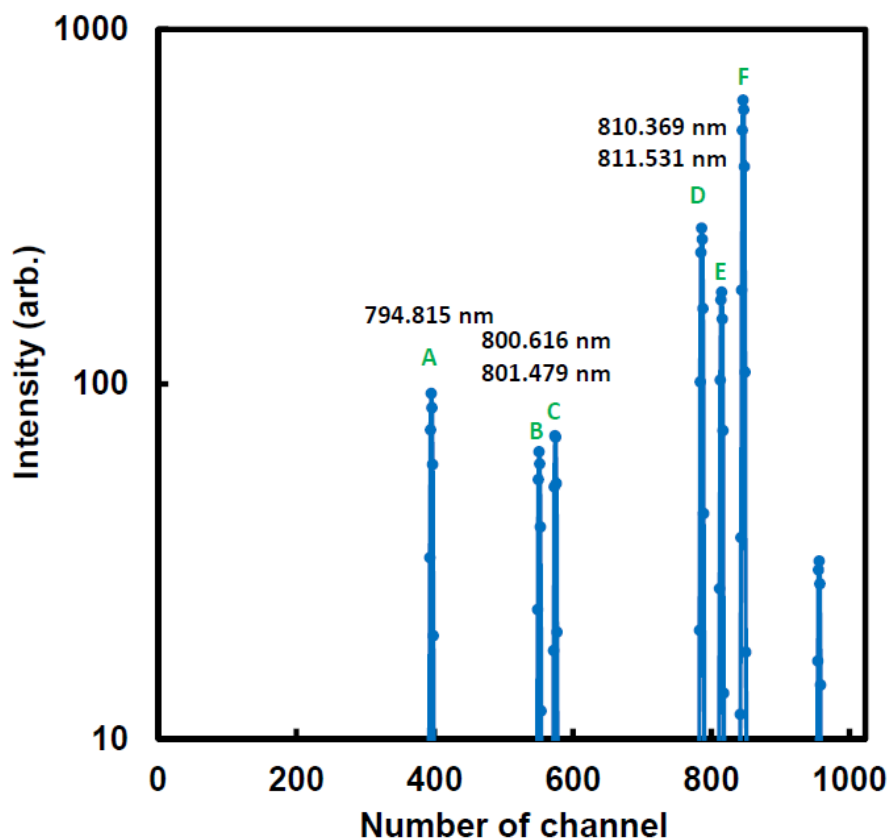


図 5-1 水銀アルゴンランプのスペクトルと対応する波長

図 5-1 において、800 チャンネル周辺ではスペクトル線が 3 本測定された。しかし、較正に用いることのできるスペクトル線は 2 本であるため、較正を行う際に 1 本を除く必要があった。ここでは、先に低いチャンネル側の 3 つのスペクトル(A, B, C)におけるチャンネル番号を用いて近似直線を求め、800 チャンネル周辺のスペクトルから、該当するスペクトル 2 本を選びだし、改めてその 2 点を含めた 5 点で近似直線を求めることで、チャンネルに対する波長分散を求める方法を用いた。また、スペクトルはガウス近似を施して中心波長を計算した。

表 5-1 は、観測されたスペクトル線に最小二乗法を用いてガウス近似を行った時の、チャンネルの番号である。ガウス近似を行ったため、チャンネル数は整数でない値となっている。

表 5-1 分光器で測定したスペクトルのピークにおけるチャンネル数

スペクトル記号	チャンネル数
A	395.5559764
B	551.4666323
C	574.7057501
D	786.3773775
E	814.9892502
F	846.5341008

この測定結果を用いて、チャンネルに対する波長分散を求めた。

最初に、A、B、C の 3 本を用いて、波長分散を計算した。横軸にチャンネル数、縦軸にランプのスペクトル線の波長([44]を参照)をとってプロットし、線形近似を行うことで、

$$\lambda = 0.0372 \cdot n + 780.1 \quad \text{式 5-2}$$

と求めた。

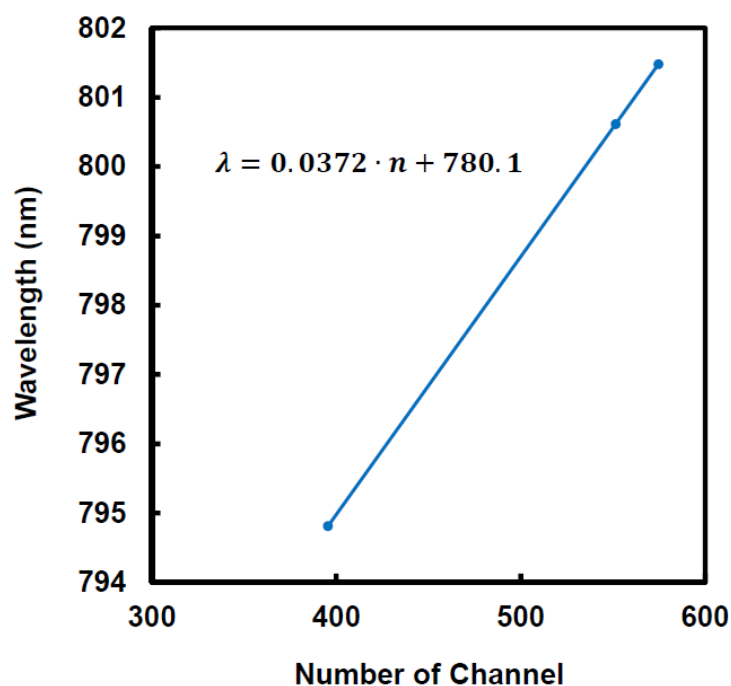


図 5-2 スペクトル A、B、C を用いた時のチャンネルに対する波長分散

次いで、D、E、F の 3 つについて、同じ方法で波長分散と切片を求めた。その結果を、表 5-2 に示している。

表 5-2 D、E、F のスペクトルから 2 本取り出して波長分散を求めた時の近似直線の式

スペクトル記号	近似直線の式
D-E	$\lambda = 0.0406 \cdot n + 778.43$
E-F	$\lambda = 0.0368 \cdot n + 780.35$
D-F	$\lambda = 0.0193 \cdot n + 795.18$

最も適切な結果は、E と F の 2 本を用いた場合だと考え、この 2 本を含めた 5 本のスペクトル線を用いて、分散直線を求めた。その結果を、図 5-3 に示す。

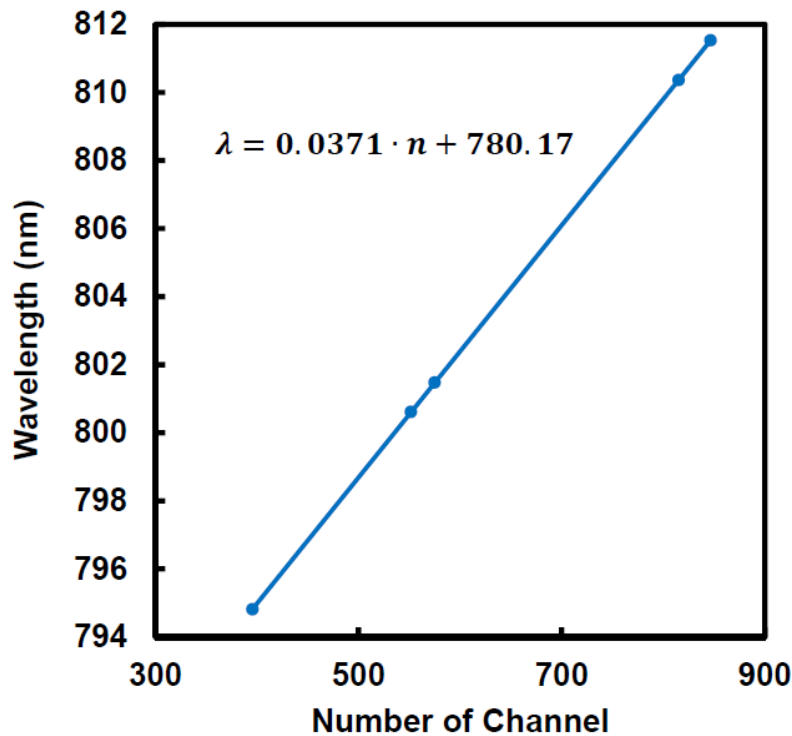


図 5-3 分光器のチャンネルに対する波長分散

式 5-2 を求めた時と同じ方法を用いて、近似直線を

$$\lambda = 0.0371 \cdot n + 780.17 \quad \text{式 5-3}$$

と求めた。チャンネル 0 の波長は 780.17 nm の値をとり、1 チャンネルごとの波長分散は、0.0371 nm と測定した。

また、入射スリットの幅を、100 μm から 20 μm まで 10 μm ごとに狭くしていきながらスペクトルを測定し、スリット幅に対する半値全幅を測定した。結果を、図 5-4 に示す。半値全幅を周波数で示した。

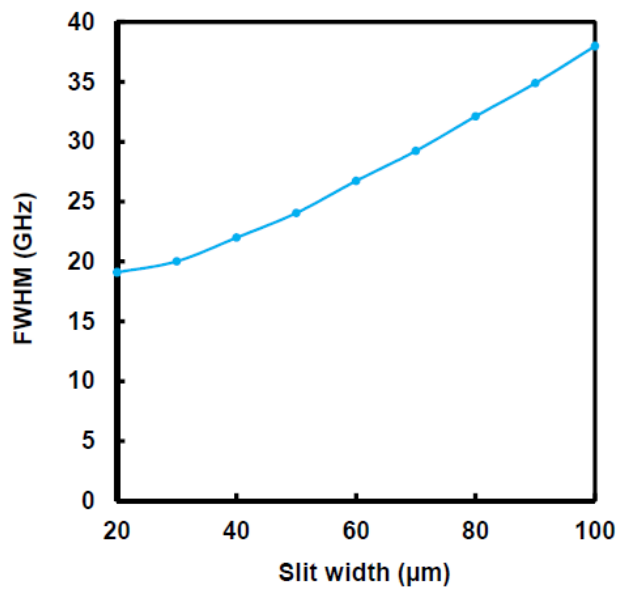


図 5-4 使用する分光器の周波数分解能

2 フォノン干渉を用いた超広帯域光の発生
 Ultra-broadband continuum generation based on two-phonon interference
 ○名原大翔, 西岡 一 電通大レーザー研
 ○Hiroka NAHARA and Hajime NISHIOKA
 Institute for Laser Science, The University of Electro-Communications

第 1 ブリュアンゾーン境界における 2 フォノン励起では、一般に個々のフォノンエネルギーやその和に相当する周波数差でストークス光が観測される。このとき、個々のフォノンはその位相和が固定されるのみで、相対位相は保存されない。一方、2つのフォノンモードの差周波を用いて励起すると、2つのモード間のスペクトル位相を固定することができる。ここでは、位相結合されたフォノンモード対から散乱される光の干渉を用いて、モード同期された高次ストークス光の発生を行ったので報告する。

チタンサファイヤレーザーを用いて、線形チャープ光を発生させその時間遅延を利用して CVD 単結晶ダイヤモンドを 2 色励起した[1]。Figure 1 は 1 フォノン励起、差動 2 フォノン励起を行った際のスペクトルの変化である。1 フォノン励起ではダイヤモンド中の光学フォノンエネルギー間隔でストークス光、反ストークス光が観測される。一方、ブリュアンゾーン境界におけるフォノン周波数差 (170cm^{-1}) で 2 色励起を行うと、ストークス側には周波数差に相当する散乱光が 11 次まで観測された。また、反ストークス光は連続スペクトルを形成し、励起光周波数の 2 倍を超える超広帯域光を生成した。狭帯域光で 2 フォノン励起を行えば、媒質の緩和時間を越えた光コムの生成が可能であると予想され、狭帯域 2 色レーザーの開発を行っている。

[1]Hajime Nishioka, CLEO S&I, paper CTuX4(2011).

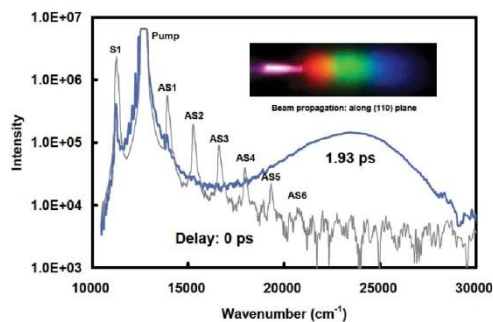


Fig.1 High order Stokes and anti-Stokes continuum generated in a single crystal diamond by the differential two-phonon excitation. The gray line is showing spectra under single phonon excitation for comparison.

差周波 2 フォノン励起による超広帯域光発生

Super-broadband generation with two-phonon difference frequency pumping

○名原 大翔^{AB}, 西岡 一^{AB}(^A電通大院 情報理工学研究所, ^B電通大 レーザー研)

^{AB}Hiroka NAHARA, ^{AB}Hajime NISHIOKA (^AThe Univ. of Electro-Comm., ^BInst. for Laser Sci.)

1. はじめに

超短パルス光を発生させるために、誘導ラマン散乱による超広帯域光発生の研究に取り組んでいる。通常、誘導ラマン散乱における反ストークス光は、フォノンの振動数に等しい周波数間隔を持ったスペクトル線となる。しかし、フォノンエネルギーよりも低い差周波で励起したところ、反ストークス側に広帯域の連続スペクトルを観測した。同時に、ストークス側にフォノンの差周波に相当するサイドバンドを観測した(図 1)。

本研究では、その差周波を狭帯域光で直接励起し広帯域光を発生させることを目的としている。

2. 広帯域反ストークス光発生

図 1 は、CVD ダイヤモンドを用いて誘導ラマン散乱を発生させた時の実験結果である。光源には、正チャープを与えた 2 つのパルス光(パルス幅 3 ps, 帯域幅 246 cm^{-1})を使用した。1.93 ps の時間遅延を与えると反ストークス線は消失し、代わって帯域幅が $15,000 \text{ cm}^{-1}$ の連続スペクトル光が観測された。この帯域幅は、モノサイクルパルスに相当する。同時に、ストークス光の強度は 1 桁低下した。ストークス側には、11 個のサイドバンドが観測され、その間隔は 170 cm^{-1} であった。この間隔は、励起光周波数差に等しい値であった。また、個々のサイドバンドの帯域幅は 40 cm^{-1} であり、励起光と比較して狭帯域であった。

観測された 170 cm^{-1} の間隔は、第 1 ブリュアンゾーン境界における 2 つの光学フォノン([2])の差周波に相当する。2 つのフォノンの間で位相同期が行われ、干渉が起こった結果、広帯域光が発生していると考えている。

3. 狭帯域光を用いた差周波 2 フォノン励起

狭帯域光を励起光として用いることで、よりコヒーレンスの高いフォノンモード同期を期待できる。本研究では、フォノンの差周波に相当する狭帯域 2 波長レーザーを構成し、差周波 2 フォノン励起によって広帯域光を発生させることを目指す。

光源は、その線幅が結晶のラマン線幅以内に収まる条件となる。また、励起を行うためには、MW 程度のパワーが求められる。共振器長が短く、広い周波数範囲で単一モード発振が可能である VCSEL を光源として使用する。また、MW 級のパワーを達成するために、再生増幅器を用いる。

参考文献

- 1) H. Nishioka, "Broadband anti-Stokes generation in a CVD-grown single crystal diamond pumped by two chirped pulses," CLEO S&I, paper CTuX4(2011).
- 2) J. L. Warren and J. L. Yarnell, "Lattice Dynamics of Diamond," Phys. Rev. Vol. 158, p.p. 805-808(1967).

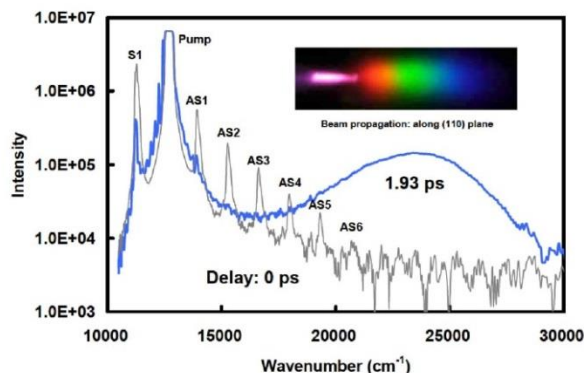


図 1 広帯域反ストークス光の発生[1]