

修士論文

カーボンナノチューブを用いた超
小型モード同期光ファイバレーザ
の高出力化に関する研究

Research on high-power mode-locked short-cavity fiber laser
using carbon nanotubes

指導教官 山下 真司 助教授

2007年2月2日 提出

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

56460 吉田 剛士

目次

| | |
|--|-----------|
| 図目次..... | 4 |
| 第1章 序論..... | 6 |
| 1.1 本論文の背景と目的..... | 6 |
| 1.2 本論文の構成..... | 7 |
| 第2章 カーボンナノチューブ..... | 8 |
| 2.1 はじめに..... | 8 |
| 2.2 カーボンナノチューブの分類と構造..... | 8 |
| 2.3 単層ナノチューブの構造..... | 10 |
| 2.3.1 カイラルベクトル..... | 10 |
| 2.3.2 並進ベクトル..... | 12 |
| 2.4 単層ナノチューブの電子構造..... | 12 |
| 2.4.1 グラフェンシートの電子構造..... | 12 |
| 2.4.2 単層ナノチューブの電子構造..... | 13 |
| 2.4.3 多層ナノチューブの電子構造..... | 15 |
| 2.5 単層ナノチューブの光物性..... | 16 |
| 2.5.1 単層ナノチューブの一次元電子状態と光学遷移..... | 16 |
| 2.5.2 光学遷移における励起子の効果..... | 18 |
| 2.5.3 光学遷移の異方性..... | 19 |
| 2.5.4 カーボンナノチューブの可飽和吸収効果..... | 20 |
| 第3章 モード同期レーザーの動作原理..... | 22 |
| 3.1 はじめに..... | 22 |
| 3.2 モード同期の原理..... | 22 |
| 3.3 能動モード同期の原理..... | 24 |
| 3.4 受動モード同期の原理..... | 25 |
| 3.4.1 可飽和吸収効果..... | 25 |
| 3.4.2 受動モード同期レーザー..... | 27 |
| 第4章 カーボンナノチューブを用いたモード同期光ファイバレーザ..... | 33 |
| 4.1 はじめに..... | 33 |
| 4.2 共振器長 5cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザのパルス発振..... | 36 |
| 4.3 共振器長 1cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザのパルス発振..... | 39 |
| 4.3.1 Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバについて..... | 39 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| 4.3.2 | Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバの増幅利得の理論的検討 | 41 |
| 4.3.3 | ベアファイバ(bare fiber)からフェルールファイバ(Ferrule fiber)への作成方法..... | 44 |
| 4.3.4 | CNT 溶液および CNT 薄膜作成方法..... | 44 |
| 4.3.5 | 共振器長 1cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザの実験系..... | 48 |
| 4.3.6 | 共振器長 1cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザの実験結果..... | 49 |
| 第5章 | 異なる反射率(70%, 90%, 99.8%)を持つミラーを用いたパルス発振と最適なミラー反射率..... | 54 |
| 5.1 | はじめに..... | 54 |
| 5.2 | 異なる反射率{70%, 90%, 99.8%}を持つミラーを用いたパルス発振 | 54 |
| 5.2.1 | 70%のミラー反射率のパルス発振..... | 54 |
| 5.2.2 | 90%のミラー反射率のパルス発振..... | 56 |
| 5.2.3 | 99.8%のミラー反射率のパルス発振..... | 57 |
| 5.3 | パワー特性の実験データによる最適なミラー反射率..... | 59 |
| 第6章 | カーボンナノチューブを用いた 20GHz 短パルスファイバレーザ..... | 61 |
| 第7章 | 結論..... | 63 |
| 7.1 | 本研究の成果..... | 63 |
| 7.2 | 今後の展望..... | 63 |
| | 本研究に関する発表論文 | 66 |
| | 謝辞..... | 67 |
| | 参考文献..... | 68 |

図目次

| | | |
|------------|--|-----------|
| 第2章 | カーボンナノチューブ | 8 |
| Fig.2.1 | Graphen sheet | 9 |
| Fig.2.2 | Configuration of Carbon NanoTube (a)SWNT (b)MWNT | 9 |
| Fig.2.3 | Chiral vector | 11 |
| Fig.2.4 | Various structures of SWNT (a) Armchair (b) Zigzag (c)Chiral..... | 11 |
| Fig.2.5 | Band structure of two-dimensional graphen sheet..... | 13 |
| Fig.2.6 | Brillouin zone of two-dimensional graphen sheet | 14 |
| Fig.2.7 | Possible vectors for chiral tube..... | 15 |
| Fig.2.8 | Electronic density of states for two (n,n) zigzag tubes | 15 |
| Fig.2.9 | (a) structure of nanotube (b) Band structure of semiconducting nanotube (c) Band structure of metallic nanotube..... | 17 |
| Fig.2.10 | Calculation of the absorption spectrum of SWMT | 19 |
| Fig.2.11 | (a) Tube axis and polarization direction (b) Polarized optical absorption spectrum of SWNT distributed polymer | 20 |
| 第3章 | モード同期レーザの動作原理 | 22 |
| Fig.3.1 | Pulse train by mode-locking | 23 |
| Fig.3.2 | Principle of saturable absorption | 25 |
| Fig.3.3 | Relation between incident optical intensity and absorption | 26 |
| Fig.3.4 | Compression Gaussian pulse width by saturable absorption..... | 28 |
| Fig.3.5 | Pulse generation process in passive mode-locking..... | 32 |
| 第4章 | カーボンナノチューブを用いたモード同期光ファイバレーザ | 33 |
| Fig.4.1 | Passively mode-locked laser using CNT (ring cavity) | 33 |
| Fig.4.2 | Passively mode-locked laser using CNT (linear cavity)..... | 34 |
| Fig.4.3 | Results of 2cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train | 35 |
| Fig.4.4 | Experimental setup of 5cm-long passively mode-locked laser using CNT | 36 |
| Fig.4.5 | Pulse generation by passive mode-locking..... | 37 |
| Fig.4.6 | Results of 5cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train | 38 |
| Fig.4.7 | Absorption and fluorescence cross section in Yb and Er..... | 40 |
| Fig.4.8 | Absorption and fluorescence cross section by doping several materials | 40 |
| Fig.4.9 | Er:Yb energy level diagram..... | 41 |

| | |
|---|-----------|
| Fig.4.10 Simulation results (a) Gain vs.pump power (b) Gain vs.input signal power | 43 |
| Fig.4.11 Fabrication of a ferrule fiber | 44 |
| Fig.4.12 Method of making a CNT solution | 47 |
| Fig.4.13 Experimental setup of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT | 48 |
| Fig.4.14 Picture of Fig.4.11 | 48 |
| Fig.4.15 1cm-long laser cavity..... | 49 |
| Fig.4.16 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train (d) RF spectrum (e) Output power | 52 |
| Fig.4.17 Simulation results of 1cm-long cavity laser | 53 |
| 第5章 カーボンナノチューブを用いたモード同期光ファイバレーザ..... | 54 |
| Fig.5.1 Experimental setup | 54 |
| Fig.5.2 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train (70% mirror reflectivity)..... | 56 |
| Fig.5.3 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train (90% mirror reflectivity)..... | 57 |
| Fig.5.4 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT (a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train (99.8% mirror reflectivity) | 59 |
| Fig.5.5 Average output power and pulse width vs. mirror reflectivity..... | 60 |
| Fig.5.6 Simulation result in optimum mirror reflectivity..... | 60 |
| 第6章 カーボンナノチューブを用いた 20GHz 短パルスファイバレーザ | 61 |
| Fig.6.1 Experimental setup of 20GHz pulse laser using carbon nanotube..... | 61 |
| 第7章 結論 | 63 |
| Fig.7.1 Experimental setup of BER measurement | 64 |

第1章 序論

1.1 本論文の背景と目的

近年のデジタル技術の急速な発展によりデータ通信やインターネットが急速に拡大し、通信トラフィックが飛躍的に増加している。それに伴い、通信や情報処理の分野に光技術が急速に浸透し始め、国内の基幹通信網や海底通信システムに光ファイバ通信技術が導入されていることはよく知られている。現在では各家庭にまで光ファイバが引かれ、全世界規模の光ファイバ通信ネットワークが構築され始めている。現在、チャンネルあたりの高速化と、信号を複数の波長に載せて多重化する波長多重(WDM : Wavelength Division Multiplexing)伝送システムの組み合わせで、大容量化が図られている。最近の研究では、一本のファイバでの伝送容量が 10Tbps を越える大容量の WDM 伝送に成功したという報告もある^[1]。チャンネルあたりのビットレートは、10Gbps のシステムが既に実用化され、研究段階では 1 波あたり 40Gbps のデータ伝送を 44 波多重して 1.76Tbps の伝送実験も行われている^[2]。しかし電気による多重化は電子デバイスの性能限界である 40~80Gbps 程度までと推定される。この先確実に増加する伝送容量の需要を支えるには更なる大容量化が必要とされており、光領域で時間多重を行う光時分割多重 (OTDM : Optical Time Division Multiplexing) 方式等も検討されている。これらのシステムを実現するためには、光路の切り替え機能が必要であり、現在このような切り替え機能は光を電気に変換して行っている。しかし、光通信が持つ高速、広帯域という特徴を活かすネットワークを実現するために、光を光のまま空間的に切り替える必要がある。

このように電子デバイスの性能限界を光技術を援用して打破するフォトニックネットワークの研究が現在盛んに行われている。光ファイバ通信技術は、これまでは伝送を主体とする技術であったが、これからは光を用いた情報処理技術も重要になるのである。現在までに報告されている例を挙げると、非線形光学効果を利用した超短パルス発生^[3,4]、全光型スイッチング^[5-7]、光学的な波長変換^[8-10]などを行う様々なデバイスが研究されている。

このような全光型の光デバイスを構築する上で非常に重要になるのは、光信号が通過する媒質の持つ非線形現象である。石英ガラス光ファイバを用いて構成される様々なファイバ型デバイスも開発されているが、これらファイバ型のデバイスは材料である石英自体の非線形性が大きくないため、キロメートルオーダーの相互作用長を確保する必要があることが多く、デバイスの大型化、また大型ゆえの特性の不安定性が問題となる。そのため量子井戸構造、有機材料などにおいて高速応答性と大きな 3 次非線形感受率を併せ持つ材料が模索されていて、PPLN(Periodically Poled Lithium Niobate)を用いた波長変換器や、第 2 高調波を発生可能な半導体型のデバイスが開発されているが、そのデバイスプロセスの複雑性などが問題である。

このように高速応答と大きな非線形性を併せ持つ新たな材料が模索されている中で、最

近、カーボンナノチューブ(CNT : Carbon Nanotube)が光通信で利用される 1550nm 付近の帯域において、光の吸収ピークを持つことが知られるようになった。さらに吸収ピーク波長を制御可能であること、また可飽和吸収効果を示すこと^[11-13]、3 次の非線形定数が大きく現れるということ^[14-19]など、カーボンナノチューブに特有の魅力的な光学的性質が次々と明らかになり、全光型のデバイス用材料として、カーボンナノチューブが極めて有力であることが示された^[20]。CNT の可飽和吸収効果を利用した超短時間モード同期パルスレーザー技術^[21-23]はすでに製品化も果たしており^[24]、CNT を用いることで今までのデバイスよりも安価・安定・コンパクトなデバイスを実現できることは、もはや疑いようがない。他にも、CNT の光学的特性を用いた様々なデバイス応用への道が考えられ、今後この分野の研究がさらに活発化するの確実である。

本論文では、光非線形素子として非常に注目を集めているカーボンナノチューブの可飽和吸収効果を利用したパルスレーザーの特性向上を目的とし、共振器長 1cm、繰り返し周波数 10GHz で、高出力パワー(30mW:15dBm)のパルス発振を実現した。さらに、共振器内部のミラー反射率を変え、各種ミラーでのパルス発振を行い、さらに、その結果より最適なミラー反射率を実験、理論両面より求めた。また繰り返し周波数 20GHz をもつカーボンナノチューブを用いた短パルスファイバレーザーの実験系を提案し、構築した。

1.2 本論文の構成

本論文は 7 章から構成される。第 1 章では、研究の背景と目的を述べる。次の第 2 章では、本研究で用いるカーボンナノチューブについて、その構造、吸収・可飽和吸収といった光学特性等を紹介し、特に、本研究に用いる上で重要となる半導体型のバンドギャップに起因する可飽和吸収特性について詳しく述べる。そして第 3 章では、パルス発生方法としてモード同期法(能動モード同期法、受動モード同期法)について述べ、特に、受動モード同期法について詳しく述べる。第 4 章では、カーボンナノチューブを用いた受動モード同期レーザーのこれまで試みられた研究について述べ、実現した共振器長 1cm、繰り返し周波数 10GHz、出力パワー 30mW(15dBm)の実験系、実験結果について言及する。次に、第 5 章において、共振器内部のミラー反射率(70%, 90%, 99.8%)を変え各種ミラーでのパルス発振を行い、その実験結果を示す。また、その結果より、最適なミラー反射率を実験的に求めた。第 6 章では、繰り返し周波数 20GHz をもつカーボンナノチューブを用いた短パルスファイバレーザーの実験系を提案、構築し、それについて述べる。第 7 章では、結論として、本研究の成果と今後の展望を述べる。

第2章 カーボンナノチューブ

2.1 はじめに

カーボンナノチューブは、 C_{60} を代表とするフラーレン (Fullerene) の大量合成法が見つかってからわずか1年後の1991年に、黒鉛を直流アーク放電で蒸発した際の陰極堆積物の中に偶然発見された^[25]。カーボンナノチューブは名前のように、ナノスケールの大きさを持ち、構造もユニークで簡単である。さらにそのユニークな物性も理論的また実験的に次々と明かされ、学際的領域にとどまらず、工業的応用面にも及び、広がり続けている。

光学的分野においても、カーボンナノチューブに関して様々な興味深い物性が報告されている。当研究室では、光ファイバ通信システムに用いる光デバイスにカーボンナノチューブを応用しようという試みが数多くなされており、カーボンナノチューブを可飽和吸収体として用いた受動同期ファイバレーザ^[22,23]など、すでにいくつか実現されている。本研究においても、カーボンナノチューブが持つ光の吸収という性質を積極的に用いるため、本章では、カーボンナノチューブに関してその種類や構造から、本研究に用いる光物性に至まで詳しく述べていく。

本章の構成は、まず2.2節においてカーボンナノチューブを2つに大別し、単層ナノチューブと多層ナノチューブというものについての紹介を行う。次に、2.3節では、本研究で用いる単層ナノチューブの構造に関して紹介し、2.4節においてカーボンナノチューブの電子構造、特に単層ナノチューブの電子構造に関して詳しく述べる。2.5節では本研究で重要となるカーボンナノチューブの光吸収特性に関して紹介する。

2.2 カーボンナノチューブの分類と構造

CNT (CNT : Carbon NanoTube) は、炭素だけでできた蜂の巣 (ハニカム) 構造のネットが、ナノメートルオーダーの直径の円筒状に丸まったシームレスで中空の管 (チューブ) で、その中心は真空である。この炭素原子の単原子層のハニカムネットをグラフェン (graphene) 、あるいは炭素六角網面と呼び、Fig.2.1のような構造をしている。筒の直径はおおよそ数 nm から数十 nm の範囲の値で、長さは数 μm に及ぶ。したがって、CNT は極細の炭素繊維とみなせる点もあるし、一部の電子的性質はグラファイトのそれと似たところもある。CNT におけるとくに興味深い点は、上述のように長さとの比 (アスペクト比) が 1000 程度に及ぶので、両端の影響を事実上無視することができて、典型的ないわゆる一次元物質として考えられることである^[26]。

CNT は、その円筒構造を構成するグラフェンの枚数により、単層ナノチューブ (SWNT : Single-Walled NanoTube)^[27] と、多層ナノチューブ (MWNT : Multi-Walled NanoTube)^[28] の二つに大別され、それぞれ Fig.2.2(a)、Fig.2.2(b)のような構造をしている。SWNT の直径は、

わずか1~2nmであり、MWNTは外径が5~50nmで、その中心空洞は直径3~10nmである。最近、MWNTのうち、層数の最も少ない二層ナノチューブ(DWNT: Double-Walled NanoTube)が選択的に大量合成できるようになったことから、DWNTがSWNTとMWNTの中間として分類されることもある。

また、CNTの生成時には、先端部分にフラーレンの半球のようなキャップをかぶっていることが観測されている。このキャップは炭素五員環を含むために形成されるが、そのために反応性が高く、その後の精製のときに酸化されて消失してしまうことも多い。上述のように一次元物質として考える時には、キャップの存在を無視することになる。

本研究では、主にFig.2.2のSWNTを用いる。これはSWNTの方がMWNTに比べて直径の制御が容易であることが理由であり、その詳細に関しては後述する。従って、以下特に断らないときは、CNTとはSWNTを表すものとする。

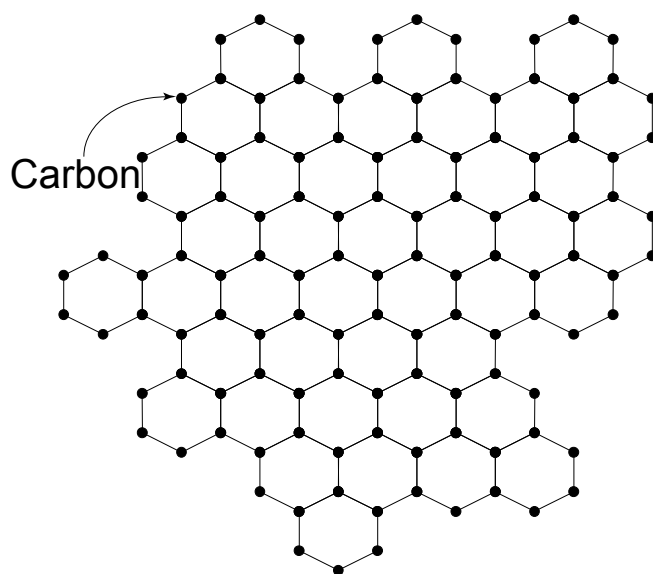
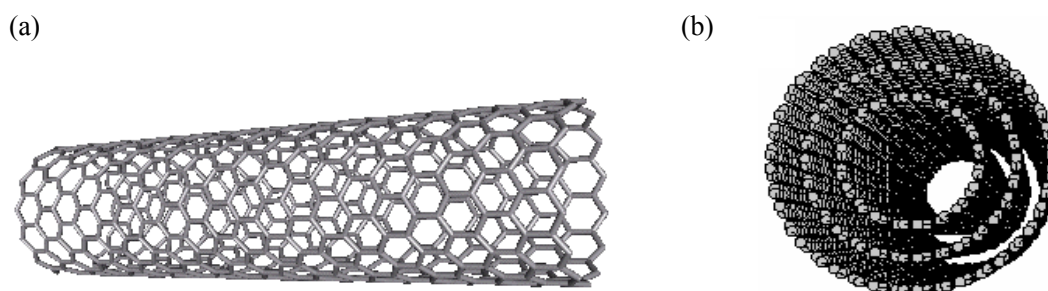


Fig.2.1 Graphen sheet



(a) SWNT:Single-Walled NanoTube (b)MWNT:Multi-Walled NanoTube

Fig.2.2 Configuration of Carbon NanoTube

2.3 単層ナノチューブの幾何的構造

SWNT は、グラフェンの巻き方やチューブの直径などを変えることにより、様々な異なった性質を示すことが知られている。詳しくは後述するが、不純物などをドーピングしないでも、結晶構造の幾何学的な違いにより金属的にもなるし半導体的にもなるのである。このような性質は、炭素チューブ特有のものであり、他に類を見ない。

本節では、SWNT の性質を支配する幾何学的な結晶構造について説明する。2.3.1 ではカイラルベクトルについて、2.3.2 では並進ベクトルについて述べる。

2.3.1 カイラルベクトル

単層ナノチューブの構造は、直径と螺旋の角度を決定するカイラル角 (chiral angle) および螺旋方向の 3 つのパラメータによって完全に指定される。しかし、重要な物理的性質の多くは直径とカイラル角の二つのパラメータのみによって決まるので、以下の議論では螺旋方向は無視する。直径とカイラル角はカイラルベクトル (chiral vector) によって一義的に決まる。カイラルベクトル \mathbf{C}_h は、円筒軸に垂直に円筒面を 1 周するベクトル、すなわち円筒を平面に展開したときの等価な点を結ぶベクトルである。カイラルベクトルの概念図を Fig.2.3 に示す^[35]。カイラルベクトル \mathbf{C}_h は二次元六角格子の基本並進ベクトル \mathbf{a}_1 と \mathbf{a}_2 を用いて

$$\mathbf{C}_h = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2 \equiv (n, m) \quad (2.1)$$

と表すことができる。ここで、 n と m は整数である。この二つの整数の組 (n, m) はカイラル指数 (chiral index) と呼ばれ、ナノチューブの構造を表すのに使われる。チューブの直径 d_t およびカイラル角 θ は n と m を用いて

$$d_t = \frac{a\sqrt{n^2 + nm + m^2}}{\pi} \quad (2.2)$$

$$\theta = \tan^{-1}\left(-\frac{\sqrt{3}m}{2n+m}\right) \quad \left(|\theta| \leq \frac{\pi}{6}\right) \quad (2.3)$$

と表される。ここで、 $a = |a_1| = |a_2| = 0.246 \text{ nm}$ である。 $n = m$ ($\theta = \pi/6$) および $m = 0$ ($\theta = 0$) のときには螺旋構造は現れず、それぞれ Fig.2.4 に示すアームチェアー型、ジグザグ型と呼ばれるチューブとなる^[30]。それぞれの名前は、チューブ円周に沿った原子間結合の幾何学的特長に由来する。残りの $n \neq m \neq 0$ がカイラル型と呼ばれる螺旋構造を持つ一般的なチューブである。実験的には、螺旋構造を持つチューブの存在は SWNT の発見当初から知られていたが、少なくとも、合金触媒を使って高密度に生成されたチューブには、その生成方法に限らず、アームチェアー型が多いようである。

SWNT は、グラフェンの巻き方やチューブの直径などを変えることにより、様々な異なった性質を示すことが知られている。詳しくは後述するが、不純物などをドーピングしない

も、結晶構造の幾何学的な違いにより金属的にもなるし半導体的にもなるのである。このような性質は、炭素チューブ特有のものであり、他に類を見ない。

本節では、SWNT の性質を支配する幾何学的な結晶構造について説明する。2.3.1 ではカイラルベクトルについて、2.3.2 では並進ベクトルについて述べる。

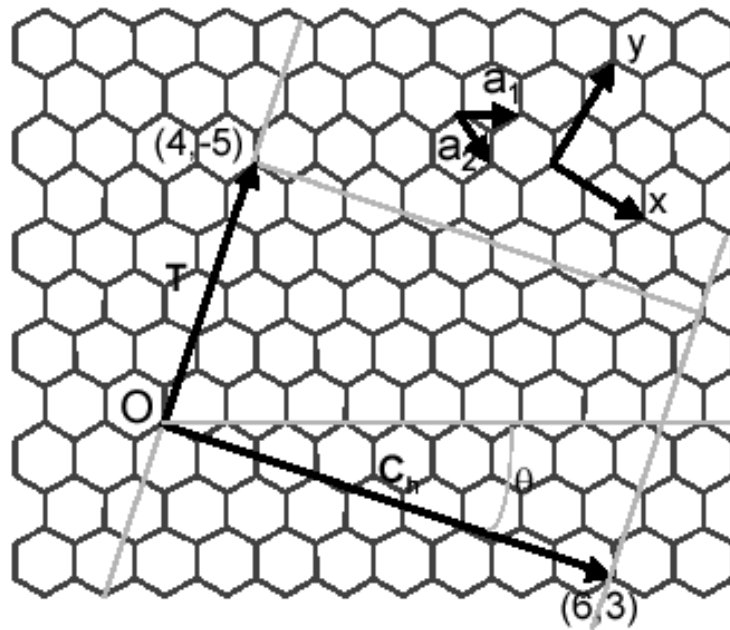


Fig.2.3 Chiral vector^[29]

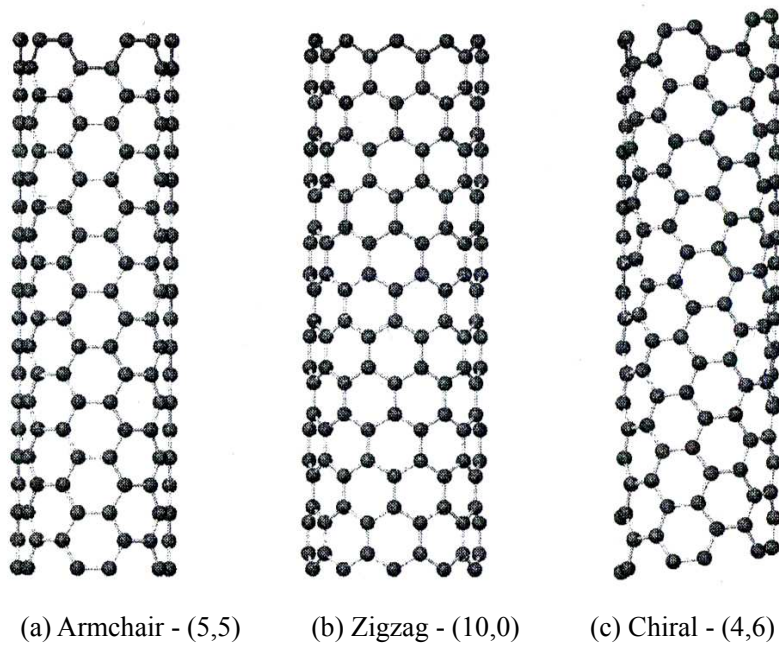


Fig.2.4 Various structures of SWNT^[30]

2.3.2 並進ベクトル

ナノチューブの軸方向の繰り返し周期を表す格子ベクトルを並進ベクトル \mathbf{T} と呼ぶ (Fig.2.3)。 \mathbf{T} は、点 O から \mathbf{C}_h に垂直な方向に伸ばして最初に交わる格子点までを結ぶベクトルである。このベクトルは、チューブ自体の電子構造を決定するものではないが、ナノチューブを一次元系としてとらえ、その物性を議論する場合に重要となるベクトルである。並進ベクトル \mathbf{T} は、式(2.1)のカイラル指数 (n, m) を用いて次のように表される。

$$\mathbf{T} = \frac{\{(2m+n)\mathbf{a}_1 - (2n+m)\mathbf{a}_2\}}{d_R} \quad (2.4)$$

ここで、ベクトル \mathbf{T} の長さは、カイラルベクトルの長さ (つまり、チューブ一周の長さ) L を用いれば、

$$|\mathbf{T}| = \frac{\sqrt{3}L}{d_R} \quad (2.5)$$

$$L = |\mathbf{C}_h| = a\sqrt{n^2 + m^2 + nm} \quad (2.6)$$

となる。 d_R は、 n と m の最大公約数 d を用いて、次式のように定義される整数である。

$$d_R = \begin{cases} d : n-m \text{ が } 3d \text{ の倍数でないとき} \\ 3d : n-m \text{ が } 3d \text{ の倍数のとき} \end{cases} \quad (2.7)$$

つまり、Fig.2.4 に示された (5,5) アームチェア型チューブの場合、 $d_R = 3d = 15$ 、(10,0) ジグザグ型チューブの場合、 $d_R = d = 10$ 、(4,6) カイラル型チューブの場合、 $d_R = d = 2$ となり、 \mathbf{T} の大きさはそれぞれ、 $a, \sqrt{3}a, \sqrt{57}a$ となる。つまり、 (n, m) の組み合わせ方により、チューブ軸方向の周期性が異なってくる。

2.4 単層ナノチューブの電子構造

ナノチューブは天然の擬一次元物質であるが、半導体ヘテロ構造で人工的に作られた量子細線とは大きく異なっている。それは、ナノチューブが通常の量子細線とトポロジカルに異なっていることと、二次元グラファイト上で電子が自由電子とはまるで異なった運動をすることに起因する。このナノチューブの特性はその物性、特に輸送現象に興味深い形で現れる。本節では、ナノチューブの電子状態の特徴を、グラフェンシート、単層ナノチューブ、多層ナノチューブ、それぞれにおいて解説する。

2.4.1 グラフェンシートの電子構造

2次元グラファイトはFig.2.3に示すように蜂の巣格子で特徴づけられる。炭素の価電子は原子あたり4個で、その電子配置は $(2s)^2(2p)^2$ である。 sp^2 混成の炭素は、幾何学的には原子が二次元の六角蜂の巣格子を組み、電子構造においては、3個の価電子が結合 σ 軌道を占め、残り1個の電子が π 電子として電気的性質を支配する。このようなカーボンネットワークでは、電子を2個収容できる結合 π 軌道が完全に詰まった状態にある。また、グラフェンでは、結合 π バンドの上のエネルギーバンドである反結合 π^* バンドとの間にエネルギーギャップがないため、零ギャップ半導体となる。この様子をFig.2.5に示す。しかし、グラフェンがチューブ構造をとると、チューブ円周方向に新たな周期的境界条件が現れ、フェルミ面でバンドギャップを持つ半導体になったり、有限の状態密度を持つ金属になったりする。また、グラフェンシートが積み重なったグラファイトでは、層間のファンデルワールス力による弱い相互作用によって結合 π バンドと反結合 π^* バンドとの間にわずかなエネルギー上の重なりが生じるようになり、半導体となる。

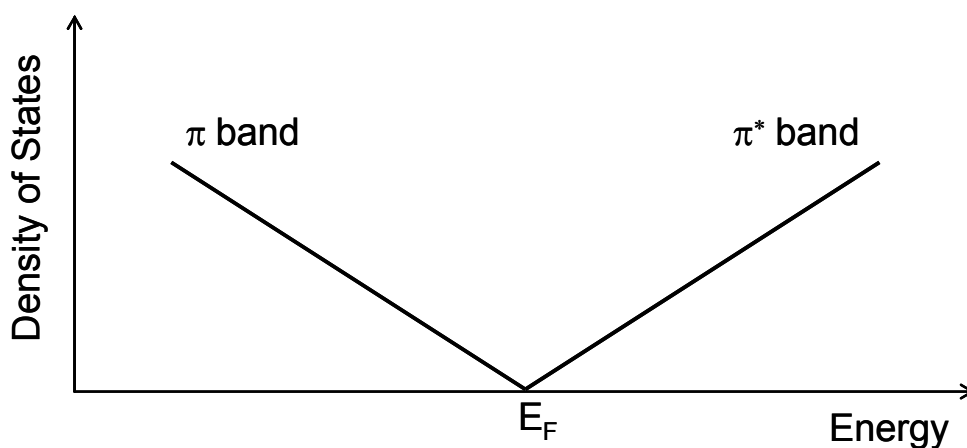


Fig.2.5 Band structure of two dimensional graphene sheet

2.4.2 単層ナノチューブの電子構造

ナノチューブの構造は、Fig.2.3、Fig.2.4に示すように、グラファイトを丸めたときに重なる格子点を結ぶカイラルベクトル \mathbf{C}_h により決まる。円筒状に丸めたための σ 軌道との相互作用や π 軌道間の結合の変化を無視すると、電子状態は円筒の周方向に周期境界条件を課すことにより得られる。すなわち、許される波数 \mathbf{k} は次式を満足するものである。

$$\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{C}_h) = 1 \quad (2.8)$$

これは \mathbf{C}_h と垂直な平行線上の波数である。また言い換えると

$$\mathbf{C}_h \cdot \mathbf{k} = 2\pi j \quad (j \text{ は整数}) \quad (2.9)$$

のようになり、波数 \mathbf{k} は量子化されるが、チューブ軸方向には、式(2.4)の並進ベクトル \mathbf{T} で表される並進対称性を持つ一次元物質となる。したがって、ナノチューブでは、これら

の周期性によりグラフェンの電子構造が変調を受けた電子構造を示す。また、チューブが曲率を持つことによって、価電子帯である結合 π バンドは δ 軌道との混成を起こすが、その効果は小さい。つまり、ナノチューブの電子構造は、グラフェンの π バンドのエネルギー分散 $E(k_x, k_y)$ を基本とし、チューブ軸に垂直な方向では \mathbf{k} の量子化のためにこれが離散化し、チューブ軸方向では連続した分散のある1次元バンドの集まりとして表されるようになる。

周期的境界条件式(3.9)を用いたチューブのエネルギーバンドの計算もすでになされており^[31]、Fig.2.6に示す2次元グラフェンのブリュアンゾーンの結合 π バンドと反結合 π バンドが接するK点 $(\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2)/3$ 、 $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2$ は逆格子ベクトル)を1次元バンドが横切る時は、ギャップがなく金属的になるが、横切らないときは、ギャップが開き半導体的になる。具体的な条件は、次のようにして求めることができる。周期的境界条件式(2.9)を満たす波数 \mathbf{k} が、ブリュアンゾーンのK点を横切るときに金属的になるのだから、式(2.9)に式(2.1)と $\mathbf{k} = (\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2)/3$ を代入することにより、 $n - m = 3q$ という条件が求められ、 $n - m$ が3の倍数になる時は金属的チューブになり、そうでないときは半導体的チューブになるということが分かる。これを図示すると、Fig.2.7のようになり、チューブの電気的性質はカイラリティ、チューブの直径により周期的に変化する。もしどのようなカイラルベクトルを持つチューブでも等確率で生成されるならば、1/3のチューブが金属的、残りの2/3のチューブが半導体的性質を示すようになる。ここで、興味深いことは同程度の直径を持つチューブでも、不純物などをドーブしないで、結晶構造の幾何学的な違いにより金属的にもなるし、半導体的にもなるということである。このような性質は、炭素チューブ特有のものであり、ほかに類を見ない。

Fig.2.8にカイラルベクトルが(10,0)および(9,0)で表される2種類のジグザグ型チューブの電子状態密度をそれぞれ示す^[37]。図中の破線は、比較のためのグラフェンに対する状態密度である。(a)は、エネルギー軸が零(フェルミエネルギー)付近でギャップが開き半導体となっているが、一方図(b)では、フェルミエネルギーのところでは有限の状態密度を持ち金属になっていることが分かる。

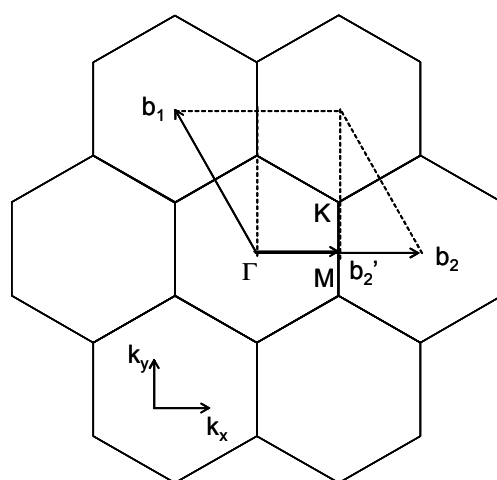


Fig.2.6 Brillouin zone of two-dimensional graphene sheet

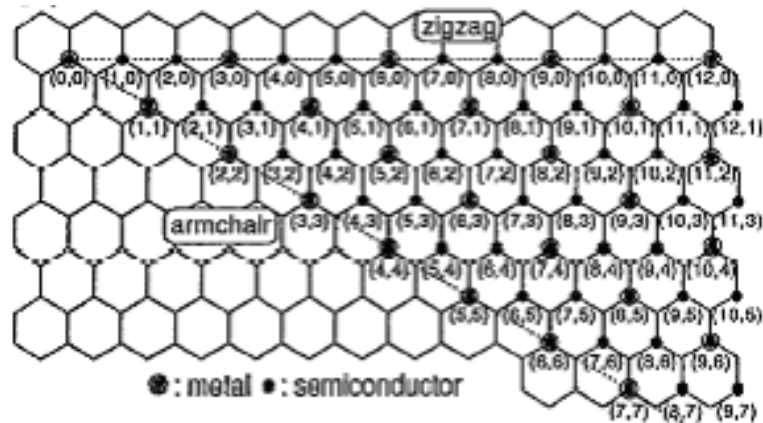


Fig.2.7 Possible vectors for chiral tube.

The circled dots and dots, respectively, denote metallic and semiconducting behavior for each tube^[31].

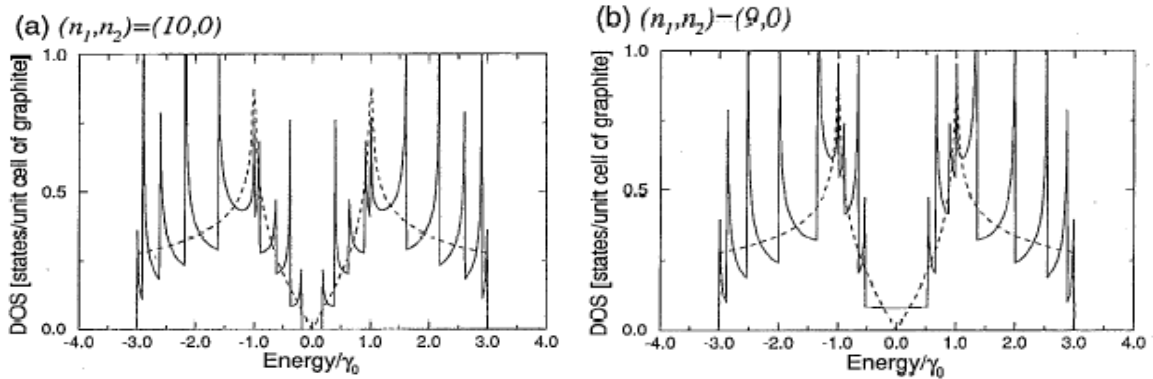


Fig.2.8 Electronic density of states for two (n,n) zigzag tubes : (a) (10,0) and (b) (9,0)^[31]

2.4.3 多層ナノチューブの電子構造

前節では、SWNT に対する電子構造を述べた。同心構造を持つ MWNT については、層間の相互作用を取り入れなければならない。MWNT の層間距離は、グラファイトの層間距離より 2～3%ほど広がっているが、層間はファンデルワールス力による弱い相互作用により結合している。このような相互作用を取り入れた計算は、二層の同軸ジグザグ型、およびアームチェアー型チューブに対して行われた^[38]。計算は同軸チューブが金属 - 金属、半導体 - 半導体、半導体 - 金属 (金属 - 半導体) の組み合わせ全ての場合について行われ、いずれの場合もこのチューブの電気的性質は、それぞれのチューブが単独にある場合と変わらず、金属的な場合は金属的、半導体的な場合は半導体的な性質を保っていることが示された。この結果は、ナノメートルオーダーの太さを持つ金属 - 半導体 - 金属のような構

造を持つ同軸多層ケーブルも作製可能であることを示している点で興味深い

2.5 単層ナノチューブの光物性

本節では、1次元構造を持つ単層ナノチューブの光物性について、光学スペクトルに現れる電子状態の1次元性について紹介する。単層ナノチューブの光吸収スペクトルには、赤外～可視領域にナノチューブ特有の光学遷移が現れるが、その遷移には電子状態の位置次元性が、状態密度の発散や励起子効果として現れている。これらのことは、この材料が光学デバイス材料として有力であることを示している。

2.5.1 単層ナノチューブの一次元電子状態と光学遷移

光学遷移の大きさは、吸収係数 $\alpha(E)$ の光子エネルギー依存性、すなわち光吸収スペクトルから分かる。価電子帯(運動量 $\hbar k_v$ 、エネルギー E_v)と伝導帯($\hbar k_c$ 、 E_c)の間の光学遷移を考える場合には、光子エネルギーを $\hbar\omega$ として、 $\hbar\omega = E_c - E_v$ および $k_v \cong k_c$ を満たすことが、光学遷移の前後のエネルギー、運動量の保存の条件となる。そのような始状態・終状態の組が単位エネルギーあたりいくつあるかをあらわす関数は、価電子帯と伝導帯の結合状態密度あるいは対状態密度と呼ぶ。吸収係数 $\alpha(\hbar\omega)$ は、光学遷移の強さを表す振動子強度 F と結合状態密度 $J(\hbar\omega)$ の積に比例し

$$\alpha(\hbar\omega) \propto FJ(\hbar\omega) \quad (2.10)$$

となる。振動子強度は光学遷移の始状態 $|i\rangle$ と終状態 $|f\rangle$ の波動関数の対称性と、光電場 \vec{E} の偏りに強く依存している。電気双極子遷移では、振動子強度 F は

$$F \propto \left| \langle f | \vec{E} \cdot \vec{r} | i \rangle \right|^2 \quad (2.11)$$

となり、 $\left| \langle f | \vec{E} \cdot \vec{r} | i \rangle \right|$ の値が有限か0で、光学遷移が起こるかどうかが決まる。ナノチューブ

の光学遷移の基礎となるのは、2次元グラファイトの光学遷移である。グラファイトでは、結合性の π 軌道と、反結合性の π^* 軌道間の電気双極子遷移は光学許容である。

光学吸収遷移強度を考える際には、バンド構造に加えて状態密度、および、波数ベクトル保存を考慮した対状態密度を考慮する必要がある。ナノチューブは構造の低次元性を反映してバンド構造の中に多くの極大や極小を持つので、多くの状態密度のピーク(van Hove特異点)が現れる。特に、半導体ナノチューブでは、価電子バンドの上端と伝導バンドの下端に状態密度が集中し、これらのバンド間の対状態密度が非常に大きくなり、大きな光学吸収遷移強度を持つ。このバンドギャップエネルギーは近赤外波長域に相当するので、

半導体ナノチューブが近赤外波長域に強い吸収を持つことが理論的に予測されていたが、実験的にも良質の薄膜資料の作成に成功したことによって初めて観測された^[32]。

ナノチューブをグラファイトの2次元シート(グラフェン)を丸めた円筒だとすれば、電子はこの円筒表面上を運動する。したがって、ナノチューブでは、グラファイトの2次元並進運動のうち、その量子状態はいわば、円周方向に「角運動量」をもった状態となる。もう一つ方向の運動はチューブ軸方向への自由な運動として残り、これがナノチューブの1次元電子状態を実現している。始状態、終状態のそれぞれの角運動量を表す量子数を m , n とすれば、光学遷移は、始状態、終状態のパリティ (π 軌道か π^* か、および角運動量子数) と光電場の方向を考慮すれば Fig.2.9 に示すように

- ・光電場がチューブ軸と平行な場合 (//偏光): $m = n$
- ・光電場がチューブ軸に対して垂直な場合 (\perp 偏光): $m = n \pm 1$

に限り、0 ではない^[31]。したがって、ナノチューブの光学遷移は光電場がチューブ軸に平行な場合、同じ角運動量を持つバンド間の特に van Hove 特異点のエネルギーで強く起こる。一方、光電場がチューブ軸に垂直な場合は、角運動量の量子数が ± 1 だけ変化する異なるバンド間で起こる。

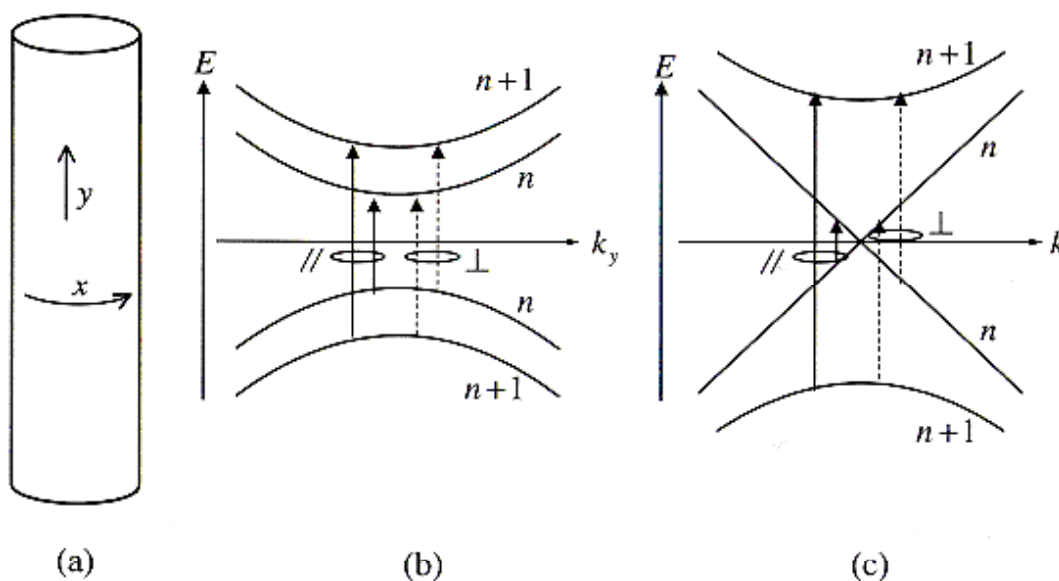


Fig.2.9 (a) Structure of nanotube
 (b) Band structure of semiconducting nanotube
 (c) Band structure of metallic nanotube^[35]

Fig.2.9 では簡単のため、全てのバンドで van Hove 特異点となるエネルギー極小(極大)点は、同じ波数のところにあるとして描いているが、一般のカイラリティーをもつチューブでは、状態密度が発散するこの点は、異なる角運動量をもつバンドでは同じ波数にはな

い。したがって、光電場がチューブ軸に垂直な場合の光学遷移では、偏光が平行な場合に比べ、その強度は小さくなる。実際は、チューブ直径が極めて小さいため、外部光電場によりチューブ上に誘起された分極により、外部電場が打ち消されるという反電場効果により \perp 偏光の場合の光学遷移は抑えられ、光吸収がほとんど現れないと理論的に予測されている。

2.5.2 光学遷移における励起子の効果

1次元電子系では、2.5.1で述べた van Hove 特異点以外に励起子効果が光学過程に重要な役割を示す。一般に半導体では、光励起により作られた電子と正孔が励起子を形成して安定化し、この励起子状態が半導体の光学過程や励起子状態の緩和過程を支配している。励起子状態の束縛エネルギーは、系の次元が低いほど大きくなり、完全な1次元系では発散する。現実の系は横方向に広がりを持つ擬1次元であり、このような発散は抑えられるが、それでも3次元や2次元系に比べて最低状態の励起子は、より大きな結合エネルギーを持ち安定化する。さらに励起子光学遷移の振動子強度はバンド間遷移の振動子強度をほとんど奪い、光学スペクトルには励起子遷移のみが現れることが、理論的に予測される。単層ナノチューブにおいても同様のことが観測されることが、理論的に予測されている。

Fig.2.10はクーロン相互作用を取り込んだ単層ナノチューブの光吸収スペクトルを計算されたものである^[34]。半導体ナノチューブでは、電子間のクーロン相互作用により励起子束縛状態が現れる。このとき励起子状態の光学遷移は、一電子近似(非摂動系)のバンド遷移より高エネルギー側に位置し、電子正孔連続状態の遷移(バンド間遷移)は、さらにその高エネルギー側に現れる。実際の光学遷移では、ナノチューブの持つ「1次元性」のため振動子強度は励起子に集中し、励起子遷移のみが顕著に現れる。一方、2番目の遷移は、連続状態の高エネルギーシフトが励起子形成によるエネルギーの低下分でキャンセルし、結果として観測される吸収ピークのエネルギー位置は非摂動系のギャップ間遷移のエネルギーとほぼ同じになる。実験結果はまさに理論的予測のように、1番目の遷移は非摂動計算に比べて高エネルギー側に観測され、2番目の遷移はほとんどシフトしていない。このことは、半導体的なバンド構造を持つ単層ナノチューブの光学遷移には、顕著な励起子効果(クーロン効果)が現れていることを示していると言える。また、異なった径を持つナノチューブを考えると、小さな径を持つチューブの方がより1次元性が高くなってクーロン効果が大きくなるため、1番目の遷移はより高エネルギー側へシフトする。

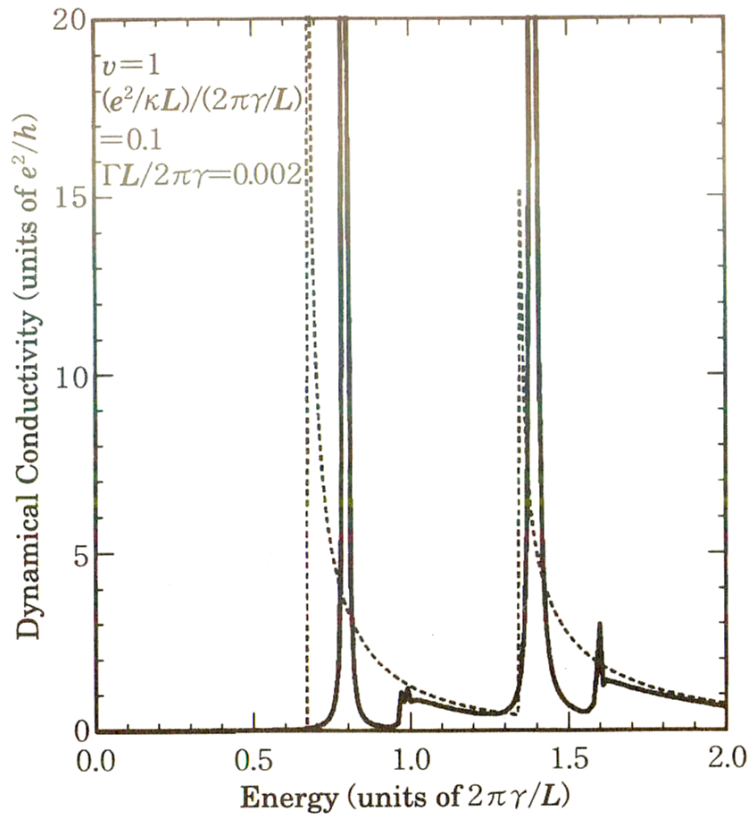


Fig.2.10 Calculation of the absorption spectrum of SWNT^[34]

2.5.3 光学遷移の異方性

2.5.1 で述べたように、単層ナノチューブの基本構造は高い異方性を持っている。それが電子構造に1次元性をもたらしているのだが、同時に光学遷移にも異方性が現れることが期待される。Fig.2.10 は平均直径 1.22nm のナノチューブをポリマー中に配向させた資料の光吸収スペクトルの偏光依存性である^[35]。光吸収スペクトルはチューブの配向軸と入射光電場がなす角度 θ に依存して変化し、吸光度はチューブ軸と入射光の電場が平行 ($\theta = 0^\circ$: //偏光) であるとき最大、垂直であるとき ($\theta = 90^\circ$: \perp 偏光) 最小となり、強い偏光依存性を示す。これらの吸収帯は同じ円周方向の量子数を持つ状態間の遷移であり、光電場がチューブ軸に平行な場合、光学許容である。したがって、電場がチューブ軸に対して、角度 θ で傾いているとき、その吸収の強度は電場のチューブ軸への投影 $\cos\theta$ の2乗に比例する。Fig.2.11 (b) に示す実験結果はそのようになっている。

一方、チューブ軸と電場が垂直な場合 ($\theta = 90^\circ$: \perp 偏光)、異なる角運動量をもつバンド間の光学遷移が光学許容となるが、実験ではそれは現れていない。このことは、理論的に予測されているように^[35]、反電場の効果により吸収が押さえられていることを示している。

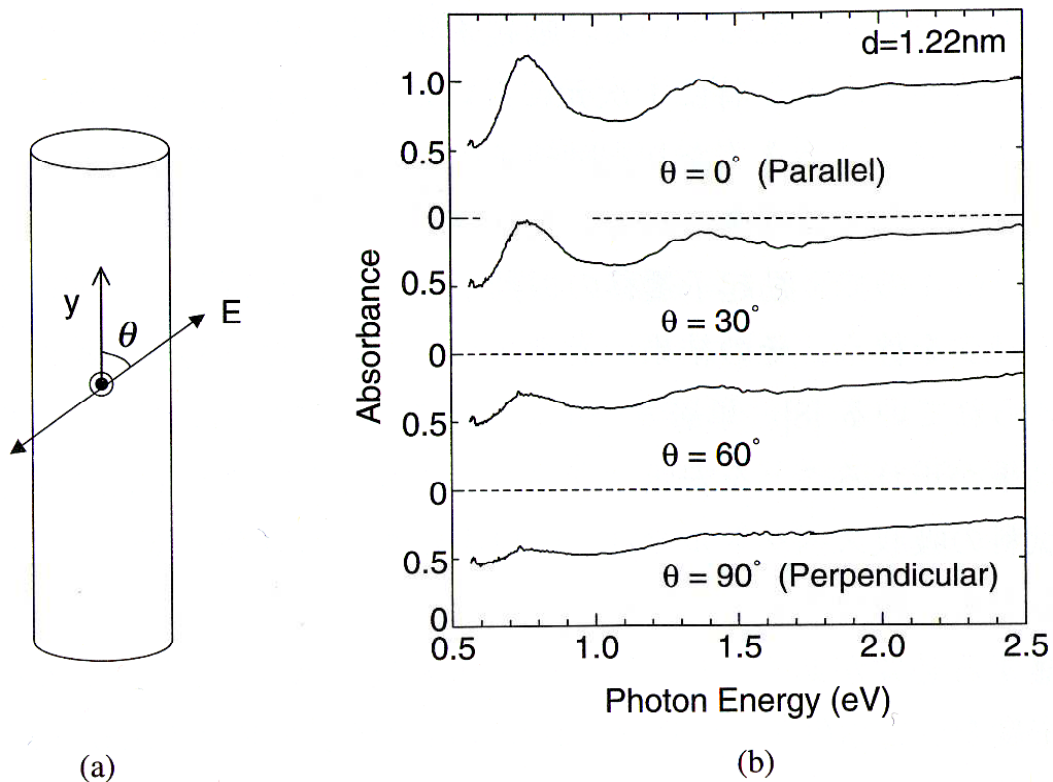


Fig.2.11 (a) Tube axis and polarization direction

(b) Polarized optical absorption spectrum of SWNT distributed in polymer^[35]

2.5.4 カーボンナノチューブの可飽和吸収効果

本節では、ナノチューブの持つ光吸収特性について述べているが、ナノチューブでは光学遷移が起こる際に可飽和吸収効果と呼ばれる吸収飽和現象が生じることが知られており、この可飽和吸収効果を様々な光デバイスへ応用することができる。可飽和吸収効果とは、Fig.2.12 に示すように入射光の強度が大きくなると光吸収遷移に関与する2準位間の状態分布の差が小さくなり光吸収係数が小さくなる現象である。遷移振動子強度が大きく、励起状態の寿命が長い物質は吸収飽和を起こしやすい。しかし、吸収飽和が起きやすければ良いというものではなく、用途に応じて、以下のようなパラメータがバランスよく備わってなければならない。

- ・ 飽和光強度
- ・ 飽和回復時間
- ・ 透過率の変化幅
- ・ スペクトル変化

可飽和吸収効果を示す材料として重要な条件は、その材料が本研究で用いる 1550nm 付近で強い光学遷移吸収を持つことである。 π 共役電子の強い光学遷移を持つ有機色素の中には、

可視域から 1.1 μm くらいの近赤外域の間で可飽和吸収効果を示す材料が数多く知られている。しかし、光通信で用いる 1550nm という長波長まで光学吸収がある有機色素は知られていない。また長期の耐久性が要求される光デバイスに用いるには有機色素の耐光性の脆弱さは致命的な欠点となる。したがって、1550nm 付近で大きな光学遷移吸収を持つナノチューブは、耐久性にも優れており、光通信で用いるデバイスへの応用可能性を大きく秘めていると言える。

第3章 モード同期レーザの動作原理

3.1 はじめに

ファイバレーザによって単パルスを発生する方法としては、「Q スイッチ」と「モード同期」の2つの方法が知られている。ファイバレーザのQ スイッチは、30~40nm の範囲で同調可能な1kW 以上という高いピークパワーの光を発生させるためには依然有用な方法である。しかし、Q スイッチは100ns 程度の比較的パルス幅の広い光を発生する。これに対し、モード同期法では100fs 以下の超短パルス光を発生できる。特に、1989 年からは、光通信での応用に有力なため1.5 μm モード同期エルビウムドープファイバレーザ (Erbium-Doped Fiber Lasers : EDFLs) に関心が集中してきた。

モード同期には、モードロッカーとして外部変調器を用いる能動モード同期と、モードロッカーに可飽和吸収体や非線形ループミラー (Nonlinear Optical Loop Mirror : NOLM^[36], Nonlinear Amplifying Loop Mirror : NALM^[37]) を構成する、といった受動素子を用いる受動モード同期、さらには能動モード同期と、受動モード同期を併用したハイブリッドモード同期の3種類がある。本研究ではカーボンナノチューブ (Carbon Nanotube : CNT) を用いた受動モード同期に注目し、実験を行った。この章では、まず、3.2 節において、モード同期における基本的原理を数学的な側面から紹介・説明し、3.3 節において、モード同期のうちの能動モード同期に関して紹介する。次に、3.4 節で本研究において利用する受動モード同期の原理、ここでは特に可飽和吸収体を用いた受動モード同期に関して述べる。

3.2 モード同期の原理

モード同期を達成するためには、多数の縦モードを位相コヒーレンスをもって発振させなければならない。エタロンのような波長選択素子がなければ、ファイバレーザは多数の共振器縦モードで同時に発振する。このモードの周波数間隔は

$$\Delta\nu = c/L_{opt} \quad (3.1)$$

で与えられる^[38]。ここで、 L_{opt} は共振器を1往復するときの光路長である。リング共振器の場合は、 \tilde{n} を有効モード屈折率、 L をファイバの長さとする、 $L_{opt} = \tilde{n}L$ であるが、ファブリペロー共振器では、 L_{opt} は $2\tilde{n}L$ となる。多モード発振は、利得帯域幅がこの縦モード間隔 ($\Delta\nu \approx 10\text{MHz}$) より大きいとき起こる。利得曲線の中には数1000 のモードが入るので、利得ピーク付近のモードは同じ利得を得るため同時に閾値に達することになる。全体の光電場は

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp(i\phi_m - i\omega_m t) \quad (3.2)$$

と書かれる。ここで、 E_m, f_m, ω_m は m 番目のモードの振幅、位相、周波数である。整数 m は縦モードにつけた番号であり、 $2M + 1$ はその合計を表す。全てのモードがお互い独立に発振し、決まった位相関係を持たないとすると、全強度 $|E(t)|^2$ 中の干渉項は消えて、全強度の時間依存性がなくなる。これが多モード連続発振レーザの状態である。

モード同期は各縦モードの位相が同期し、任意の隣り合う 2 つのモードの位相差が一定値 ϕ に同期されるとき起こる。

$$\phi_m - \phi_{m-1} = \phi \quad (3.3)$$

この位相関係の影響を見るため、 $\phi_m = m\phi + \phi_0$ が式(3.3) の解であることに注意する。これよりモード周波数 ω_m は $\omega_m = \omega_0 + 2m\pi\Delta\nu$ と書くことができる。この関係を式(3.2) に使い、簡単のためすべてのモードが同じ振幅 E_0 を持つと仮定すると、和は解析的に実行されて、強度は

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2[(2M + 1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2 \quad (3.4)$$

となる。単一モードの強度 E_0^2 にかかる係数は時間依存性があり、この係数は、周期 $\tau_r = 1/\Delta\nu$ の周期関数である。式(3.1) を使って分かるように、 τ_r はレーザ共振器を 1 往復する時間である。このように、レーザ出力はパルス間隔 τ_r のパルス列の形となる。この結果を簡単に解釈すると、1 つのパルスがレーザ共振器中を巡回し、そのパルスが出力用結合器にあたる毎にそのパルスエネルギーの一部がレーザから放出されることになる。

式(3.4) からパルス幅も $\tau_p = [(2M + 1)\Delta\nu]^{-1}$ として与えられる。 $(2M + 1)\Delta\nu$ は $(2M + 1)$ 個の縦モードの全体帯域幅を表すので、パルス幅は利得帯域幅 $\Delta\nu_g$ の逆数に比例する。実際、 $\Delta\nu_g^{-1}$ は大抵のモード同期レーザのパルス幅の大体の目安となる。正確な関係は利得スペクトルの形と利得幅広がり（均一か不均一か）に依存する。定性的に言うと、パルス幅は、多数の縦モードの位相が同期できる帯域幅の逆数に比例する。

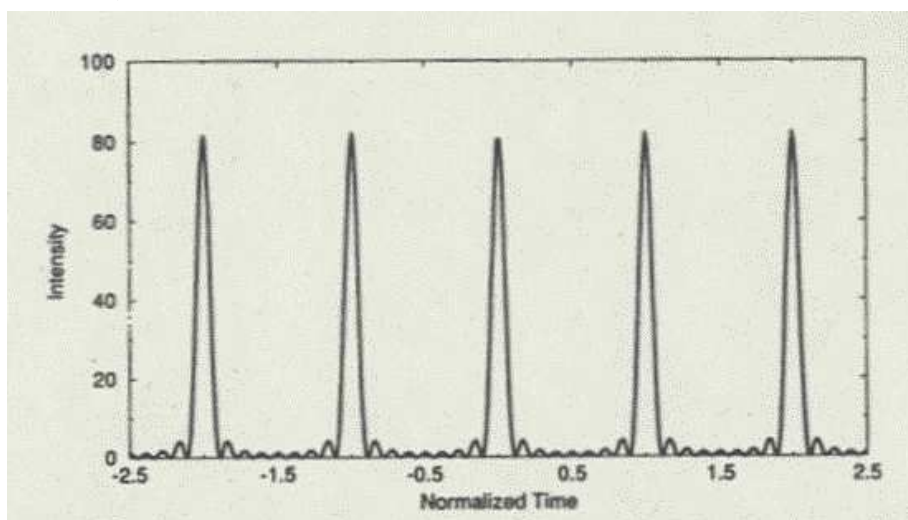


Fig.3.1 Pulse train by mode-locking

Table.3.1 Active mode-locking vs. passive mode-locking^[40-42]

| | モード同期の方法 |
|---------|---|
| 能動モード同期 | 音響光学(Acousto-Optic)、電気光学(Electro-Optic)変調 |
| | 利得変調 |
| 受動モード同期 | 可飽和吸収体 |
| | 非線形光学ループミラー(Nonlinear Optical Loop Mirror:NOLM)、非線形光学増幅ループミラー(Nonlinear Amplifier Loop Mirror:NALM) |
| | 非線形偏光回転(Nonlinear Polarization Rotation) |

モード同期には、後に述べる能動モード同期、受動モード同期、さらにはそれらをあわせたハイブリッドモード同期がある。

能動モード同期、受動モード同期を起こす方法は各種あるが、表にすると Table3.1 の様に示される。

3.3 能動モード同期の原理

能動モード同期では、共振器内の光電場の振幅か周波数 (または位相) を、縦モード間隔 $\Delta\nu$ (またはその整数倍) に等しい周波数 f_m で変調する必要がある。振幅変調か周波数変調かに応じて AM (振幅変調) モード同期、または FM (周波数変調) モード同期と呼ばれる。能動モード同期の理論は良く知られたものであり、このレーザの発振機構は、定性的には次のように理解できる。AM と FM どちらの場合でも変調周波数 f_m の間隔の変調側波帯が発生する。 $f_m = \Delta\nu$ の場合には、その側波帯は隣り合ったモードと重なり合う。1つのモードの位相情報が変調側波帯を通じて隣のモードに引き渡されるので、この重なり合いにより全体の位相同期が起こる。

パルス形成過程を時間軸で理解することもできる。共振器損失が周波数 $\Delta\nu$ で変調される。レーザは損失が最小のとき、強い光を発生するので、共振器内の光電場、そしてその結果レーザ出力も同じ周波数で変調される。この小さな強度の差は光が共振器内を巡回するうちに増大し、定常状態ではこのレーザはモード同期パルス列を放射する。言い替えると、このときの有効共振器損失は連続発振に対する場合よりパルス発振に対する場合のほうが低い。これは、共振器内光強度が損失の低い時にだけ、存在するからである。これによりパルス発振のレーザ閾値が下がる。その結果、このレーザは連続出力の代わりにパルス列を放出する。FM モード同期も同じように動作する。

音響光変調器と電気光変調器のどちらもが能動モード同期に使われてきた。しかし、これらの変調器は普通大きく、その大きさと結合損失のためファイバレーザには適さない。例外として LiNbO₃ 電気光変調器があり、これはファイバ共振器の中に比較的小さい結合損失で集積化できる。この電気光変調器では、広い変調帯域幅をもつものを作ることができ

る。このため LiNbO₃ 電気光変調器は、ファイバレーザの能動モード同期のモードロッカーとして例外なく使用されている。

3.4 受動モード同期の原理

受動モード同期は、非線形効果を利用して、超短パルスを発生するレーザを作る方法で、能動モード同期レーザのように、レーザ共振器内に電気光変調器や音響光変調器のような能動的部品を必要としない。この方法は、入射光に対して強度依存性のある応答をする非線形素子を用いることにより、光の周期的パルス列を得る手法である。

3.4.1 可飽和吸収効果

可飽和吸収効果とは、Fig.3.2 に示すように、入射光の強度が大きくなると光吸収遷移に
関与する 2 準位間の状態分布の差が小さくなり、光吸収係数が小さくなる (吸収が飽和す

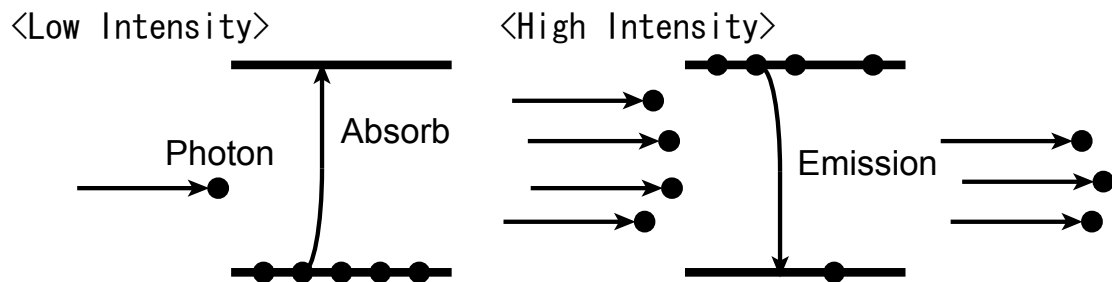


Fig.3.2 Principle of saturable absorption

る) 現象である。遷移振動子強度が大きく、励起状態の寿命 (失活時間) が長い物質は、吸収飽和を起こしやすい。

今、準位 1(下準位)、準位 2(上準位)からなる 2 準位系の物質を考え、各準位にある系の数を N_1, N_2 とし、系の総数を $N = N_1 + N_2$ とする^[43]。準位 2 からは、自然放出などによって、時定数 T_1 で、準位 1 へと緩和起きているとする。すなわち、光などとの相互作用を考慮しない場合に、

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{N_1}{T_1} \quad (3.5)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \frac{N_1}{T_1} \quad (3.6)$$

が成り立つとする。そこに、この系と共鳴する光が入射するものとし、その強度を I とする。この光による吸収及び誘導放出の遷移速度が光の強度に比例するとすると、各準位の占有数の時間変化は、

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{N_1(t)}{T_1} + aI[N_2(t) - N_1(t)] \quad (3.7)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \frac{N_1(t)}{T_1} - aI[N_2(t) - N_1(t)] \quad (3.8)$$

のように表せる。光強度 I が時間的に一定だとして、これを解くと、定常状態の解として

$$N_2 - N_1 = \frac{1}{1 + 2aT_2I} N \quad (3.9)$$

が得られる。この系による光吸収の強さは、 $N_1 - N_2$ に比例するので、吸収は光強度が増加するにしたがって、減少することになる。その原因は、強い光によって上準位に多くの系が移り、また、下準位の系が減少したことにある。このような現象を可飽和吸収という。系の吸収係数を光強度の関数として

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad (3.10)$$

の形に表したとき、 I_s は飽和強度(Saturation intensity)という。可飽和吸収は、3 次の非線光学効果の一例である。この式より吸収と光強度の関係を模式的に示すと Fig.3.3 になる。

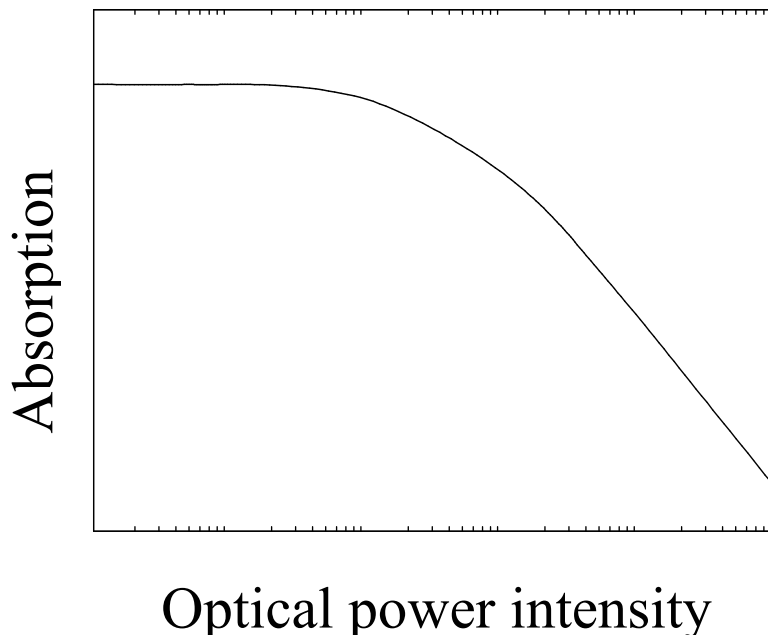


Fig.3.3 Relation between incident optical intensity and absorption

可飽和吸収効果を発現する材料の特性としては、吸収飽和が起きやすければ良いというものではなく、用途に応じて、以下のようなパラメータがバランスよく備わってなければならない。

- ・ 飽和光強度
- ・ 飽和回復時間
- ・ 透過率の変化幅
- ・ スペクトル変化

材料の探索指針としてまず重要なのは、その材料が当該波長（本研究では 1.55 μm 付近）で強い光学遷移吸収を持つことである。 π 共役電子の強い光学遷移をもつ有機色素の中には、可視域から 1.1 μm くらいの近赤外域の間で、可飽和吸収効果を示す材料が数多く知られている。しかし、1.55 μm 付近という長波長まで光学吸収がある有機色素分子を得るのは困難である。また、光通信デバイスという長期耐久性を求められるデバイスに用いる材料としては、有機色素の耐光性の脆弱さは致命的な欠点となってしまう。したがって、従来の有機色素よりも長波長側に光吸収を持ち、かつ耐久性に優れた新材料の開拓が必要であった。

3.4.2 受動モード同期レーザー

可飽和吸収は、1970 年以來受動モード同期に使われてきたが、基本的考え方は、高速可飽和吸収体を考えると容易に理解できる。高速可飽和吸収体とは光に対する応答時間が極めて短く、光透過特性が入射光パルス強度に十分追従できるような吸収体のことをさす。

光パルスがこの吸収体中を伝搬する時、パルスの中央部が十分強くて吸収体が飽和すると、パルスの両翼は中央部より強い吸収を受ける。その結果、パルスがこの吸収体を通ると幅が短くなる。可飽和吸収体における短パルス化の程度は次式のように定義される^[39]。

$$\ln(P_{out}/P_{in}) + (P_{out} - P_{in})/P_s + \alpha_0 l_a = 0$$

ここで、 α_0 は可飽和吸収体の小信号吸収係数であり、 P_{in} と P_{out} は入力パワーと出力パワー、 P_s は飽和パワー、 l_a は可飽和吸収体の長さである。高速応答可飽和吸収体の場合、式(3.5) はパルスのどの部分でも成立し、これにより与えられた入射パルス波形 $P_{in}(t)$ に対する出力波形 $P_{out}(t)$ を求めることができる。Fig.3.4 に $P_{in}(t) = P_0 \exp(-t^2/T_0^2)$ 、 $\exp(-\alpha_0 l_a) = 0.001$ 、 $P_0/P_s = 100$ として入射パルスと出力パルスを示した。強度が低い両翼の吸収のため出力パルスが入射パルスよりも狭くなっている。

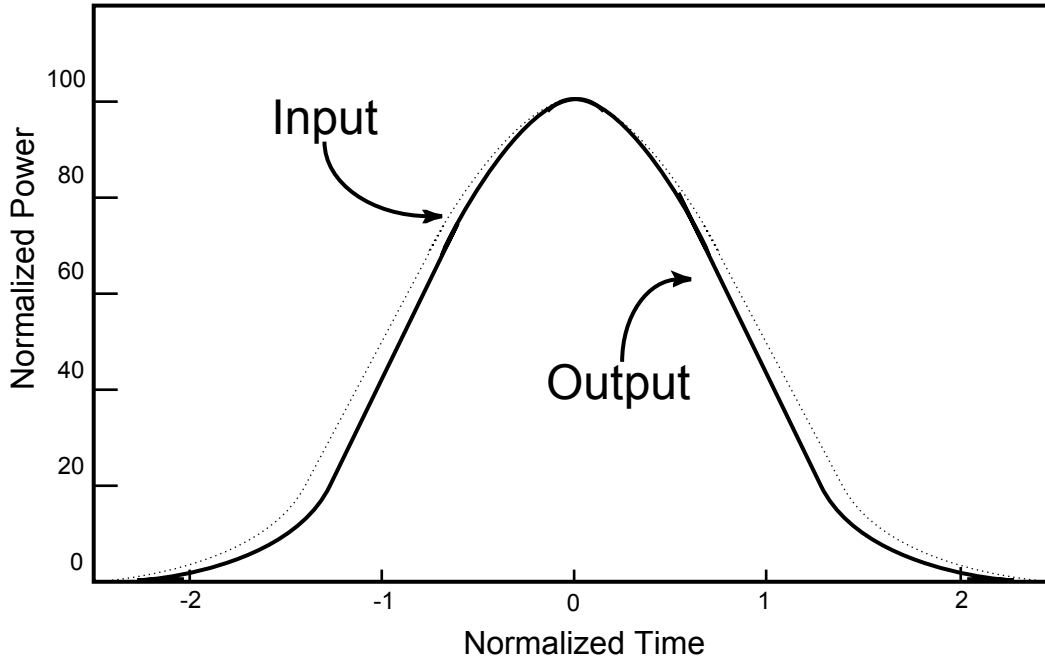


Fig.3.4 Compression of Gaussian pulse width by saturable absorber

受動モード同期レーザのパルス形成過程は非常に複雑である。自然放出光の入射光の揺らぎは、共振器を巡回するほどに強いパルスとなる。このパルスはスペクトル幅が利得幅を越えるまで短くなり続ける。ファイバレーザの場合、群速度分散 (Group Velocity Dispersion : GVD) と自己位相変調 (Self Phase Modulation : SPM) もモード同期パルスの発展に重要な役割を演じる。それゆえ、受動モード同期の動作理論はドーパントの有限の利得帯域幅と可飽和吸収体としてのモードロッカーのパワーに依存する損失の2つの要素を含めて一般化した非線形シュレディンガー方程式に基づく。そのため、受動モード同期ファイバレーザはチャープソリトンの形のパルスを放出し、その振幅は

$$u_s(\tau) = N_s [\operatorname{sech}(p\tau)]^{1+iq} \quad (3.11)$$

で与えられる。ここで、パルスパラメータ N_s , p , q をソリトンの幅 T_s , ピークパワー P_s , 周波数チャープ $\delta\omega$ に関係づけると、

$$T_s = T_2/p \quad (3.12)$$

$$P_s = |\beta_2| N_s^2 / (\gamma T_2^2) \quad (3.13)$$

$$\delta\omega = q \tanh(p\tau) / T_s \quad (3.14)$$

となる。

遅い可飽和吸収体によるモード同期においては光パルスの形成は可飽和吸収体と利得媒質自身の飽和特性との両方の作用によって達成されるため、Fig.3.4 のような直感的な説明は厳密には成り立たない。遅い可飽和吸収体によるモード同期における光パルスの形成機構

は次のように説明される。光パルスが光共振器内を往復または周回するときに、光パルスの前縁は吸収飽和が起きる以前の可飽和吸収体によって部分的に吸収される。一方、光パルスの中心部は利得媒質で増幅されることによって利得 (反転分布) をいわば「食い尽く」していく。利得や共振器のパラメータを適当に選ぶことによって、光パルスの後縁部に対しては共振器内部での損失を上回るまでに増幅するだけの利得 (反転分布) はもはや残されていないようにすることができる。その結果、光パルスの前縁部と後縁部は吸収と飽和利得によって圧縮され、中心部は増幅される。半導体レーザのモード同期はこのような遅い可飽和吸収体によるモード同期に属する。

以下に、分散がない時の遅い可飽和吸収体による受動モード同期を解析的に紹介する^[38]。簡単のため、可飽和吸収体と利得媒質は密着して存在し、かつ両者は 1 箇所に集中して存在していると仮定する。光共振器中を往復または周回する光パルスは可飽和吸収体による損失を飽和にむかわせ、その結果光パルスのピーク部分は正味の利得を感じるに至る。一方、光パルスは増幅されると同時に利得を飽和しつつ前進するから、利得は光パルスの後方に向かって飽和していくことになり、光パルスの後縁部は正味の損失を感じるようになる。利得も損失も光パルスが再び戻ってくるまでに回復に向かうが、その光パルスの到着以前に雑音光による別の発振が起これないためには光パルス到着直前では損失が利得を上回っていないなくてはならない。すなわち損失の回復時間は利得の回復時間より短くなくてはならない。あるいは、そのように設計されねばならない。また、利得飽和によるパルスの先鋭化によって大きなエネルギーの光パルスを得ようとするならば、光共振器往復・周回時間は活性媒質の回復時間と同程度であるべきことが分かる。

光パルス到着直前における規格化された利得と損失の初期値をそれぞれ $g^{(i)}, 1+q^{(i)}$ とし、規格化された利得 g と損失 $1+q$ の時間依存をそれぞれ、

$$g = g^{(i)} \exp\left\{-\int^t |v|^2 dt/E_L\right\} \quad (3.15)$$

$$1+q = 1+q^{(i)} \exp\left\{-\int^t |v|^2 dt/E_A\right\} \quad (3.16)$$

のようにモデル化する。ただし、 E_L と E_A はそれぞれ利得媒質と可飽和吸収体の飽和エネルギーを表す。利得が時間とともに変化するので能動モード同期のように利得媒質の帯域幅帯域幅の効果を取り入れることはできないが、その代わりに帯域幅 ω_c のフィルタが挿入されたとして、その効果を拡散演算子 $(1/\omega_c^2)(d^2/dt^2)$ によってモデル化する。これらをモード基本方程式に代入し、さらに指数関数を 2 次までのべき級数展開で近似して方程式

$$\left[\left(g^{(i)} - 1 - q^{(i)} \right) - \left(\frac{g^{(i)}}{E_L} - \frac{q^{(i)}}{E_A} \right) E + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{g^{(i)}}{E_L} \right)^2 - \left(\frac{q^{(i)}}{E_A} \right)^2 \right\} E^2 - \frac{\Delta}{\omega_L} \frac{d}{dt} + \frac{1}{\omega_c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] v = 0 \quad (3.17)$$

が導かれる^[40]。ここで、 $E \equiv \int |v|^2 dt$ であり、式(3.17) は

$$v = V_0 / \cosh(t/\tau_p) \quad (3.18)$$

の形の解を持つことが知られている。式(3.18) を方程式(3.17) に代入し、 $V_0^2 \tau_p \equiv E_p$ で定義される量 E_p を導入し、双曲線関数のおおののべきの項の係数をそれぞれ 0 に等しいとすることで、各パラメータの間の関係式が導かれる。

パルス幅は実数でなければならないという要請から可飽和吸収体は利得媒質よりも容易に飽和しなければならないということに対応する条件

$$g^{(i)} (E_p / E_L)^2 \leq q^{(i)} (E_p / E_A)^2 \quad (3.19)$$

が得られる。また、パルス幅は活性媒質や可飽和吸収体の緩和時間によって制限はされない。 $\Delta = 0$ の場合に対して、

$$g^{(i)} - 1 - q^{(i)} + 1 / (\omega_c^2 \tau_p^2) \quad (3.20)$$

が得られ、これから初期利得は初期損失を下回らねばならないという定常パルス解に対する必要条件

$$g^{(i)} \leq 1 + q^{(i)} \quad (3.21)$$

が導かれる。

遅い可飽和吸収体によるモード同期においてより高い性能を引き出すための工夫として衝突パルスモード同期 (Colliding Pulse Mode-locking: CPM) という方法がある。これはリング構成の光共振器を用いるなどして共振器中を互いに反対方向に伝播する 1 対のパルスがちょうど可飽和吸収体の中で衝突するようにしたものである。2 個の光パルスが同時かつコヒーレントに足し合わさって作用するので可飽和吸収体の飽和効果は $2\sqrt{2}$ 倍に増大し、より鋭い光パルスが得られる。

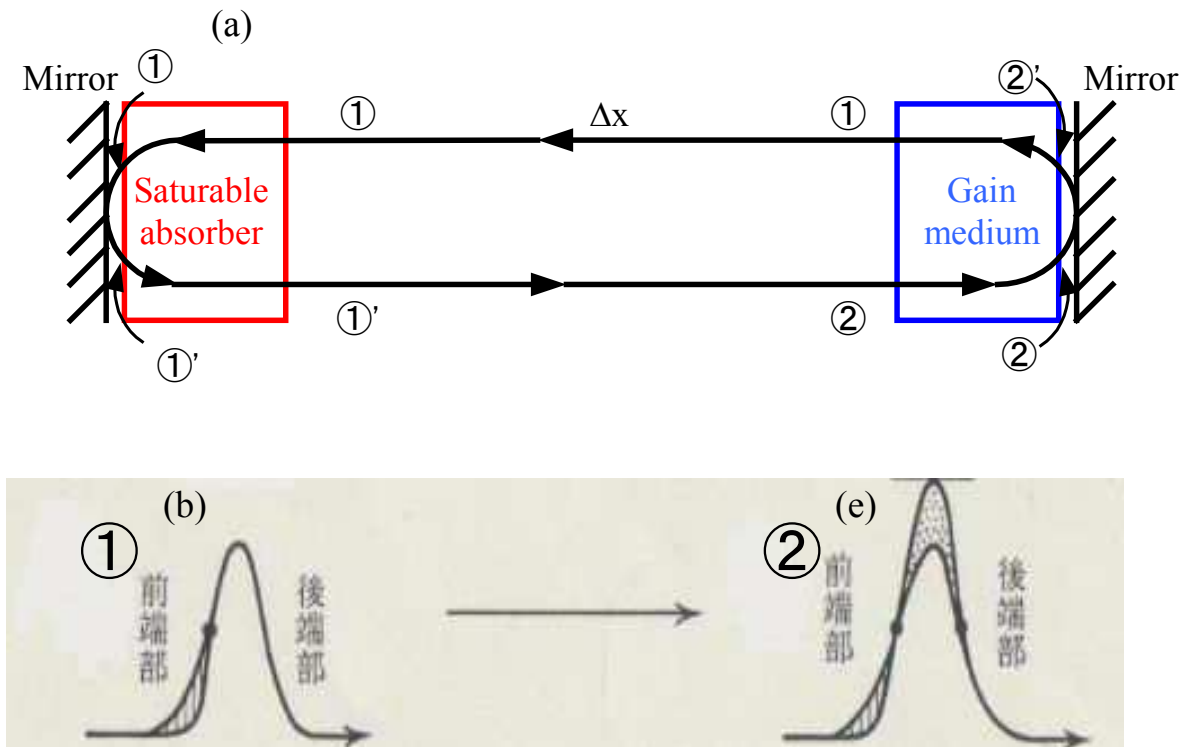
大部分の固体レーザーでは、可飽和吸収体として有機色素を使っている。ファイバレーザの場合は、多重量子井戸または超格子構造の形の半導体吸収物質を使うほうが適している。また、半導体レーザ増幅器も、閾値以下にバイアスして可飽和吸収体として使われる。これを使うと、自動開始受動モード同期エルビウムドープファイバレーザを作ることができ、このレーザは、増幅器のバイアス電流を変えるだけで、モード同期動作と連続発振動作を

切り替えることができる。

また、パルス波形の形成過程を Fig.3.5 に示す(以下①、②は Fig.3.5 中の数字を示す。)⁴⁴⁻⁴⁷⁾

過程①: Fig.3.5(a)において、二つのミラーによって構成された共振器の中で発生したランダムなパルス光のうち、パルスエネルギーの最も大きいパルスが、可飽和吸収体による損失が最も小さくなるため、可飽和吸収体を選択的に通過する(パルス波形は変形される)。すなわちこの時、パルス先端部は吸収され、(Fig.3.5(b), (c), (d))、変動部は平滑化され、パルスの中心から後部では可飽和吸収により透過される。従って、パルスが共振器内を多数回往復して可飽和吸収体を多数回通過すると、パルス先端部が急峻化されパルス幅は狭くなる。単位面積当たりのパルスエネルギーが大きくなると、可飽和吸収体の単位面積当たりの飽和エネルギー $E_{SA} = \hbar\omega_0 / \sigma_A T_A$ (ω_0 はレーザーパルス中心周波数)を超えた可飽和吸収点(Fig.3.4(c)の α)が速く現れ、この現象はより急激に生じる。

過程②: 次にパルスが利得媒質を通過するとき(Fig.3.5(e), (f), (g))を考える。励起レーザーパワーは、パルス先端から中心部までのパルスエネルギーで利得媒質の単位面積当たりの飽和エネルギー $E_{SG} = \hbar\omega_0 / \sigma_G T_G$ (σ_G は誘導放出断面積)を超える様に合わされている。このため、通過するパルスの中心部は増幅されるが、パルス後部では、完全に利得が消失しており、増幅されない。従って、増幅利得を多数回通過すると、パルス後部が相対的に急峻になる。



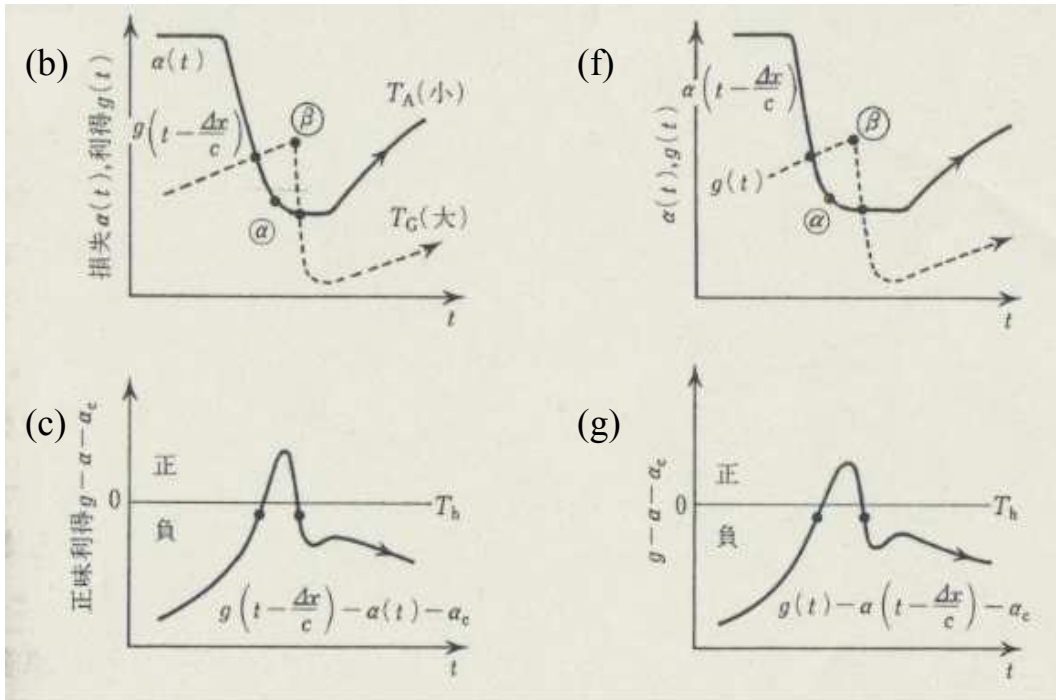


Fig.3.5 Pulse generation process in passive mode-locking

第4章 カーボンナノチューブを用いたモード同期光ファイバレーザ

4.1 はじめに

従来の光通信技術の中ではそれほど注目されてこなかったが、近年 WDM システムの広域化・高密度化に伴い、今後、積極的に利用することが期待されるものとして、非線形光学効果がある。現在の光通信システムでは、コア径 $10\mu\text{m}$ 程度か、それ以下のシングルモードファイバに 1W 程度の光パワーを入力する場合は、電力密度は $1\text{MW}/\text{cm}^3$ にも及ぶ。この様に非常に大きいパワーが光ファイバのコア部には集中する為、石英ファイバと石英ファイバの間に非線形性の大きい媒質を用いた非線形光デバイスを挿入しておけば、色々な使い道があると期待される。

非線形光学効果には色々な物がある。挙げればきりが無いが、たとえば、非線形分極におけるポッケルス効果(Pockels effect)、カー効果(Kerr effect)、四光波混合(Four wave-mixing)、誘導ラマン散乱(Stimulated Raman Scattering)、誘導ブリルアン散乱(Stimulated Brillouin scattering)がある。これらの非線形光学効果を利用した光デバイスも数多く取り組まれている。中でも可飽和吸収効果という共鳴効果を用いた非線形光学効果を利用すると、様々な非線形光通信デバイスを製作することが出来る。近年、カーボンナノチューブがナノテクノロジーの代表的な物質としてさまざまな分野で研究開発が急速に進められている。これまでは CNT の光学特性はそれほど注目されてこなかったが、CNT 薄膜が光ファイバ通信で用いられる波長 $1.55\mu\text{m}$ 帯で超高速(ps 以下)な可飽和吸収特性を持つことから雑音抑圧効果をもち、さらに光ファイバレーザ中に用いることで受動モード同期によりパルス発振する

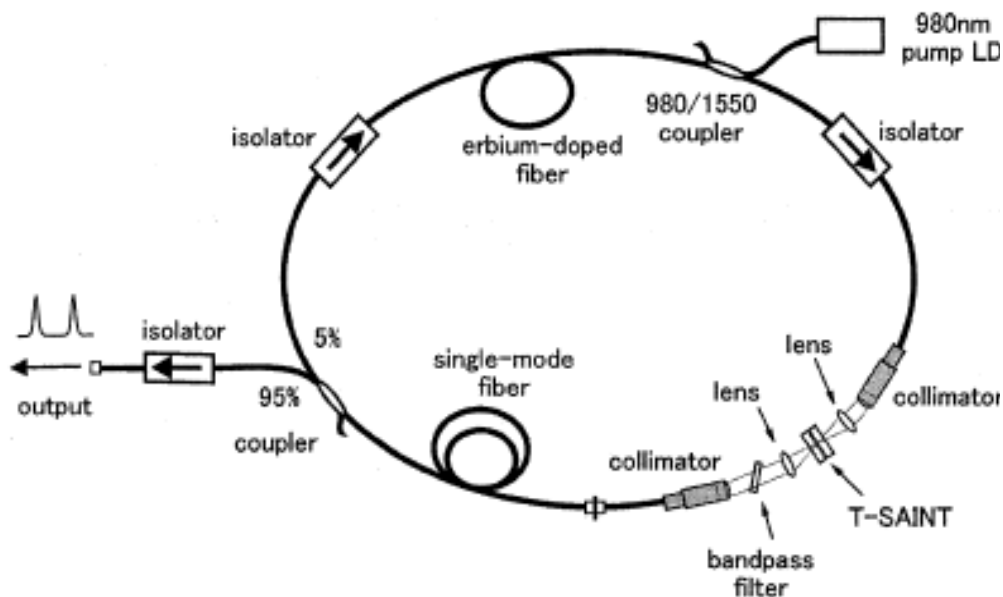


Fig.4.1 Passively mode-locked laser using CNT(ring cavity)^[70]

ことが示された。

Fig4.1 にあるように、この実験系はリング型共振器でファイバ長が長くなってしまったため繰り返し周波数が数 MHz 程度と遅い物であった。この欠点を克服する為に、本研究の先行研究として、Fig4.2 にあるようなリニア型共振器のファイバレーザが示された。

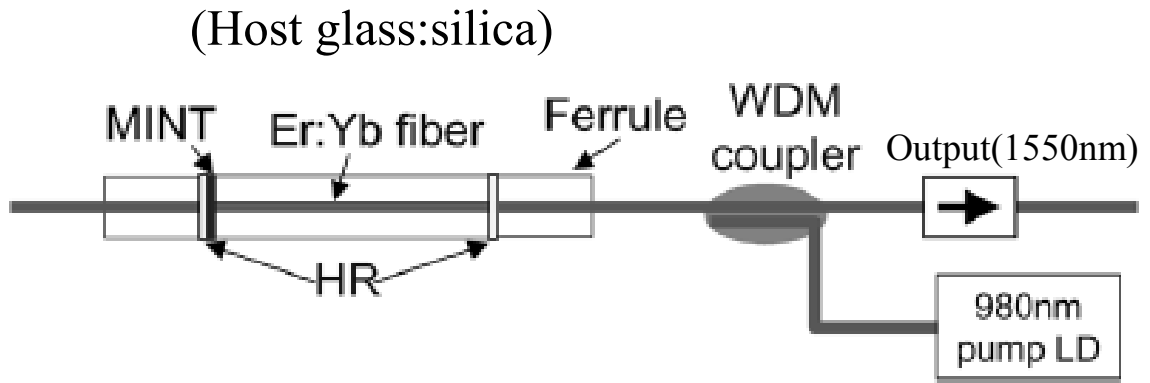
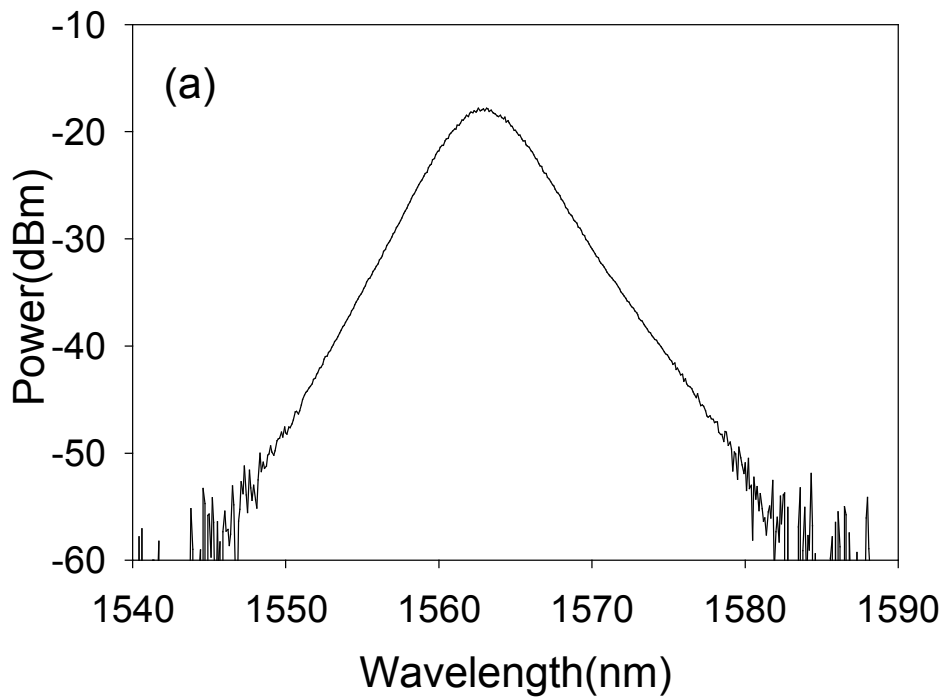
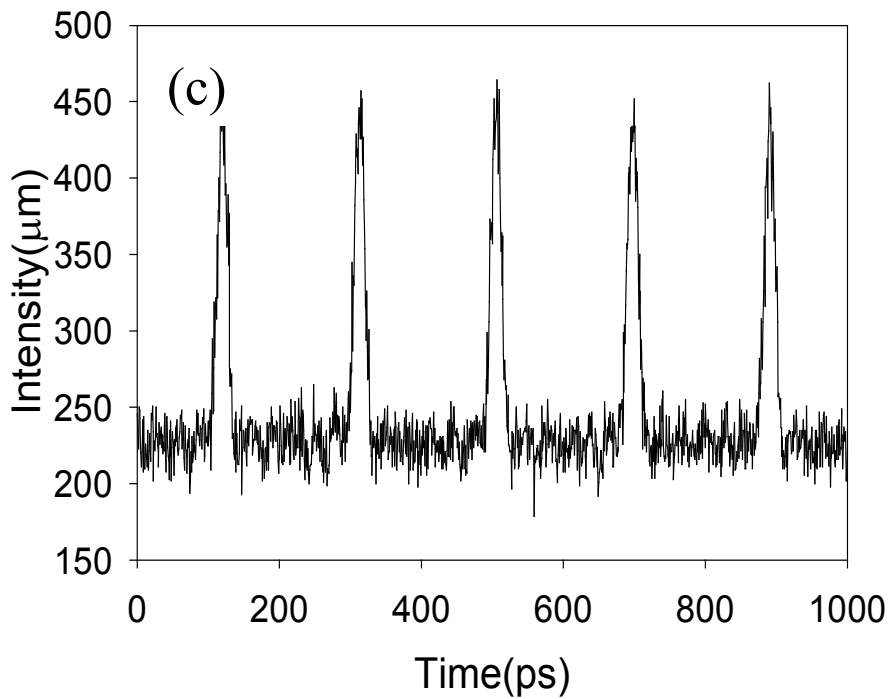
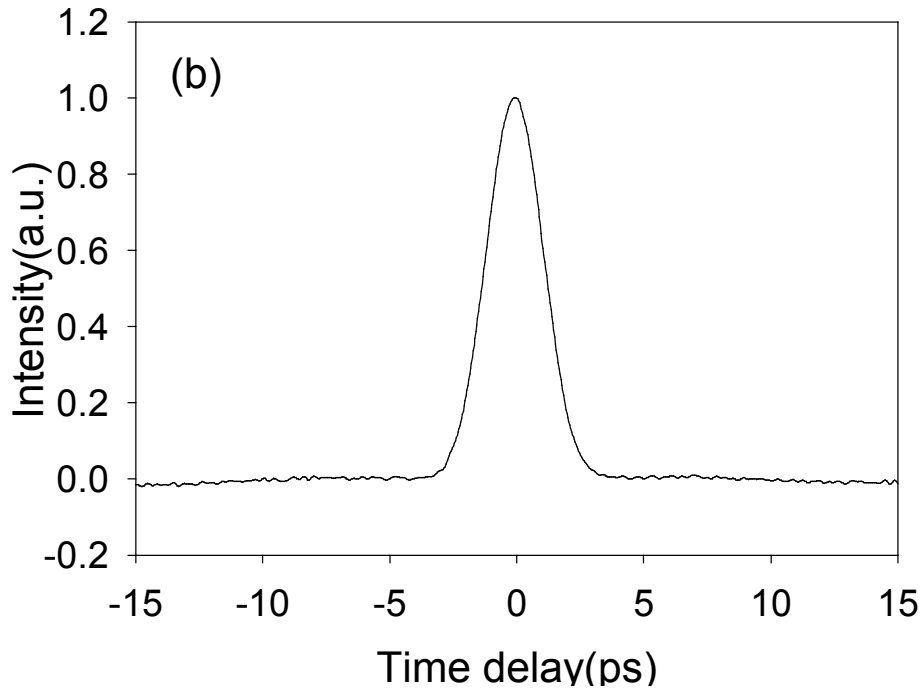


Fig.4.2 Passively mode-locked laser using CNT(linear cavity)^[49]





(a) Pulse spectrum(3dB width:4.7nm) (b) Pulse profile(pulse width:0.68ps) (c) Pulse train

Fig.4.3 Results of 2cm-long passively mode-locked laser using CNT

このレーザ系で共振器長 $L=2\text{cm}$ のものが実現され、繰り返し周波数は $f = c/2nL$ より、 5.1GHz のものが実現された。しかし、この CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザにおいて出力パワーがポンプパワー 100mW で $-7\text{dBm}(0.2\text{mW})$ 程度と小さく、そのため、安定した出力が出ないという問題があった。そのため、本研究では、出力を改善すると共に、さらなる短共振器化 1cm を目指し取り組んだ。

4.2 共振器長 5cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザのパルス発振

本研究の先行研究として共振器長 2cm のファイバレーザが実現されているが、出力の不安定さから一旦は発振したものの、その後、出力しなくなるという事になった。そのため、提案されている Fig.4.2 の様な実験系で発振が起こるのか確認するため Fig.4.4 のように共振器長 5cm で実験系を組み発振を行った(ここで、 5cm の共振器長、つまり、 5cm のゲインファイバを用いた理由は、繰り返し周波数は 2cm の場合と比べて小さくなるが、出力をより大きくする為にこの共振器長を選択した)。

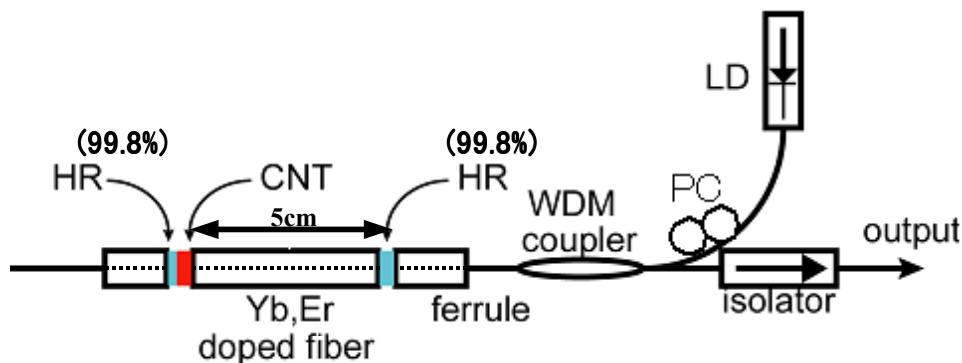


Fig.4.4 Experimental setup of 5cm-long passively mode-locked laser using CNT

実験系は Fig.4.4 となる。詳しく述べると、波長 980nm のポンプレーザ(Laser Diode:LD)から出力される光が WDM カプラを通る。ここで、ポンプレーザの出力をより大きく調節できるように偏波コントローラ(Polarization Controller:PC)を挿入してある。WDM カプラを通った波長 980nm のポンプ光は右端の高反射率ミラー(High Reflecton mirror:HR)を通り、増幅媒質である Yb(Ytterbium)、Er(Erbium) ドープファイバを周回し、共振器長 L によって決まるこの間隔で発振する。共振器長 $L=5\text{cm}$ であるため、 2GHz の間隔で発振する。共振器の左端は単層ナノチューブ(SWNT)薄膜($\sim 1\mu\text{m}$)がスプレー散布された高反射率ミラーとなっ

ている。この SWNT が可飽和吸収体の役割を果たし、ポンプレーザからのポンプパワーを増加させていくことで、あるところで受動モード同期がかかり、パルスが発生する。パルス発生 の過程をもう少し詳しく述べると、レーザ共振器中に可飽和吸収体を入れると、Fig4.5 に示すように、種となる自然放出による光ノイズのうち比較的光強度が大きい成分が可飽和吸収によりさらに大きくなり、何度も共振期中を周回するうちにクリーンな光パルスへと成長する。このプロセスは光スペクトル上で考えると、可飽和吸収体がない場合の多モード発振での縦モード間の位相関係を揃えて同期させるということになる。出力される光パルス幅は主に可飽和吸収体の応答時間と増幅媒質の帯域で決まる。また、出力パルスが共振器中に反射して戻ってくることを避けるため、出力にはアイソレータを挿入している。

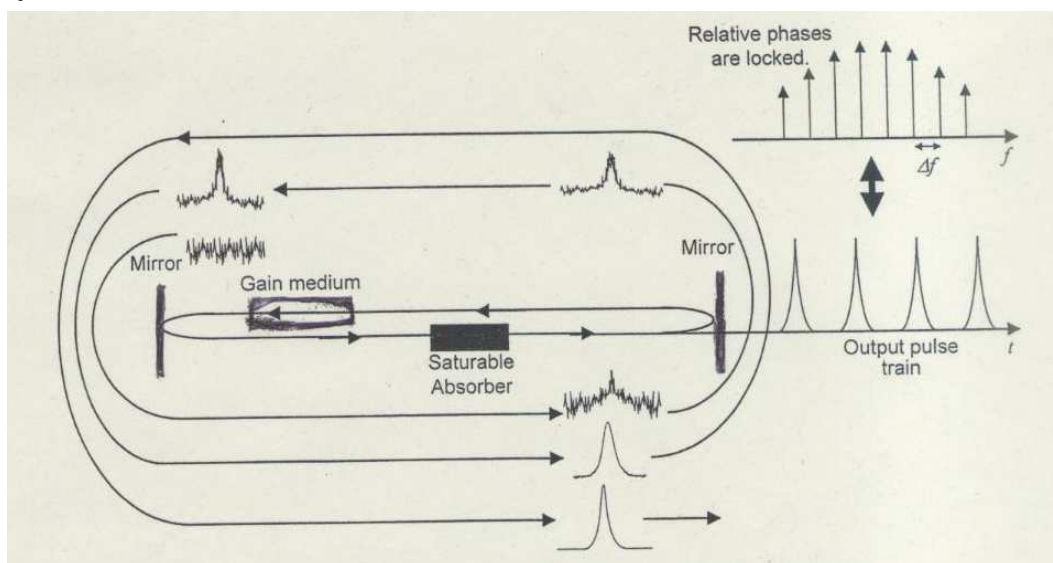
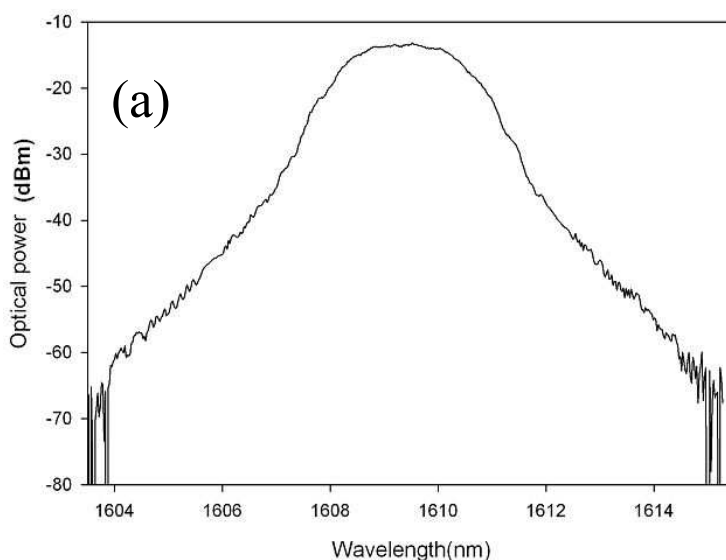
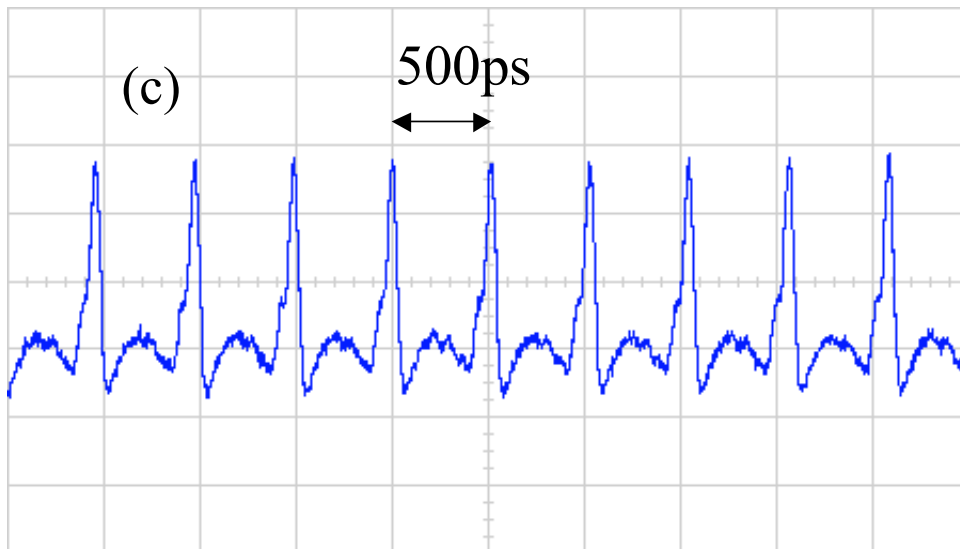
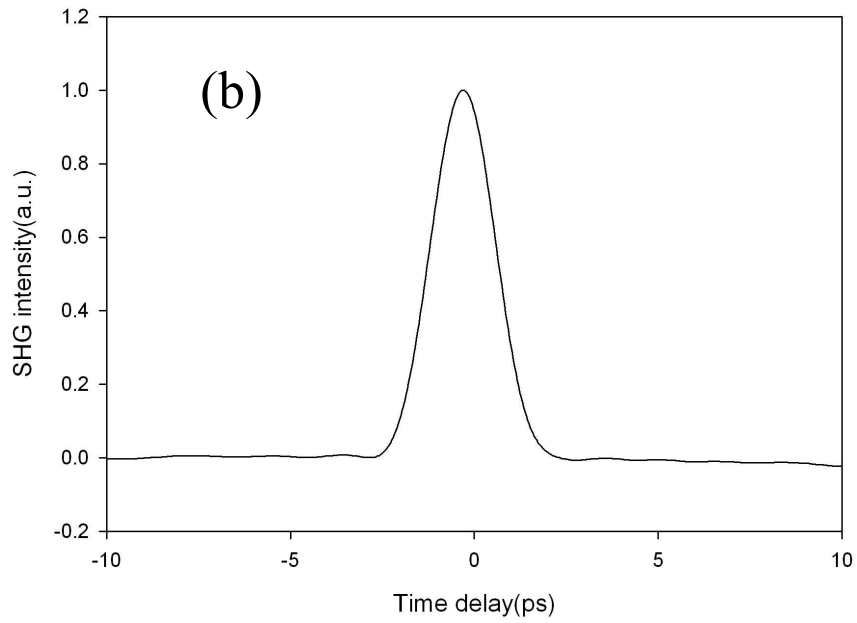


Fig.4.5 Pulse generation by passive mode-locking

実験結果を、Fig.4.6 にしめす。ポンプパワー120mW で出力パワーは-3dBm、スペクトルの3db 幅は 2.14nm、パルス幅は、2.04ps となり、提案されている実験系でカーボンナノチューブを用いた受動モード同期ファイバレーザのパルス発振を行うことを確認した。





(a) Pulse spectrum (3dB width:2.14nm) (b) Pulse profile(pulse width:2.04ps) (c) Pulse train(2.04GHz)

Fig.4.6 Results of 5cm-long passively mode-locked laser using CNT

4.3 共振器長 1cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザのパルス発振

共振器長 5cm の CNT ファイバレーザのパルス発振が確認された。これにより先行研究で達成されている共振長 2cm を超えて、さらなる特性向上として、共振器長 1cm の CNT ファイバレーザに取り組んだ。先行研究の 2cm より短い共振器、つまり、増幅利得では出力パワーが従来のままの増幅媒質では小さくなってしまい、パルス発振が上手くいかなくなると思われる。そこで、短いゲインファイバ長でも利得を多く得られる Er:Yb の bare fiber(アリゾナ大学 Dr.Polynkin 氏より)^[59]を入手し、実験を行うことにした。この Er:Yb ファイバは、ホストガラスとしてシリカではなく、リン酸ガラス(Phosphate glass)を用いている。このファイバについては、4.3.1 で述べる。したがって、このゲインファイバを用いることで、短いファイバ長でも増幅利得大きく得ることが可能となる。また、このゲインファイバはどれくらい増幅利得を持つのか理論的にシミュレーションを行った。

4.3.1 Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバについて

本研究では、増幅媒質として、Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバを用いている、このファイバについてこの節では述べたい。まず、Er:Yb の共添加ドープファイバを用いる理由としては、増感作用及び濃度消光の防止の 2 つのメリットがある^[50-58]。

- ① 増感作用: Yb³⁺の吸収・蛍光断面積は 800nm-1000nm の範囲である。Er³⁺の吸収波長は 980nm を中心として 950nm-1000nm の狭い範囲であるが、Yb³⁺を共添加する事により、Yb³⁺の 800nm-1100nm にかけての広い吸収帯を励起波長に利用することが出来る。
- ②濃度消光の防止:Er³⁺を高濃度添加する場合、ガラス中に Er の塊(クラスタ)が生成され濃度消光の原因になるが、Yb³⁺を共添加する事で、これを防ぐ事が可能である。Yb³⁺は、Er³⁺と同程度のイオン半径を持つため、Er³⁺の代わりにクラスタの中に入る。この結果、Er³⁺1 つに対して複数の Yb³⁺が対となったクラスタが生成されることになる。これにより、Er³⁺同士を遠ざける事が出来るため、Er³⁺の濃度消光を防ぐことが出来、かつ、Yb³⁺が Er³⁺周辺に存在する事から、効率の良いエネルギー伝達が行われる。

Fig.4.7 に Yb、Er の吸収断面積を示してあるが、見て分かる様に、Er より Yb の方が、吸収に関する波長が、広がっている事がわかる。

また、ホストガラスに P₂O₅(5 酸化 2 リン)を添加することにより、蛍光スペクトルをやや変化させることが可能であり(Fig.4.8)、前述した様な、Er イオンのクラスタ化を防ぐ効果がある。これにより、さらに Er の添加が可能になり、より高い増幅利得を得ることが可能になる。従って、本研究で使用した Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバの様に、短いファイバ

長でも高い増幅利得を発生させることが可能となっている。

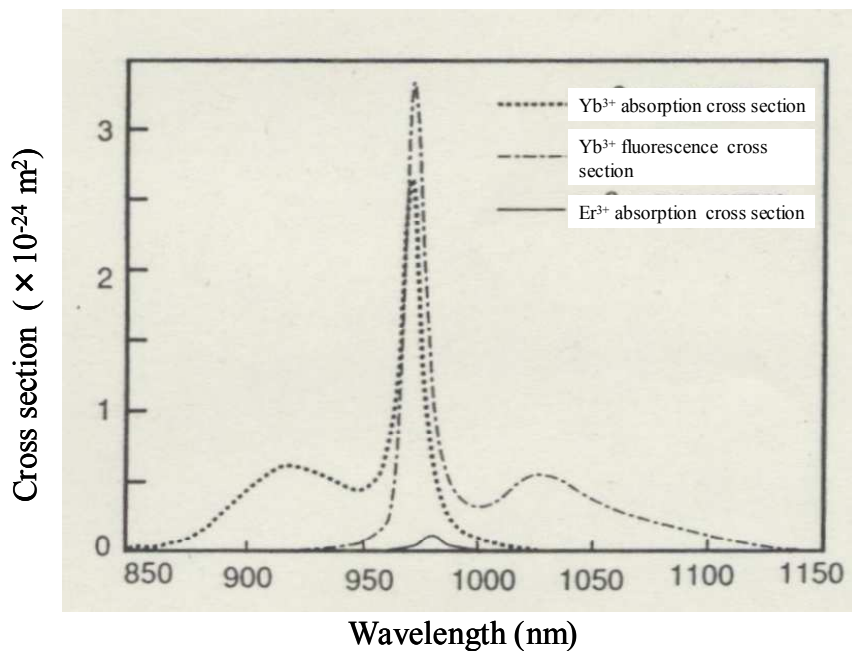


Fig.4.7 Absorption and fluorescence cross section in Yb and Er

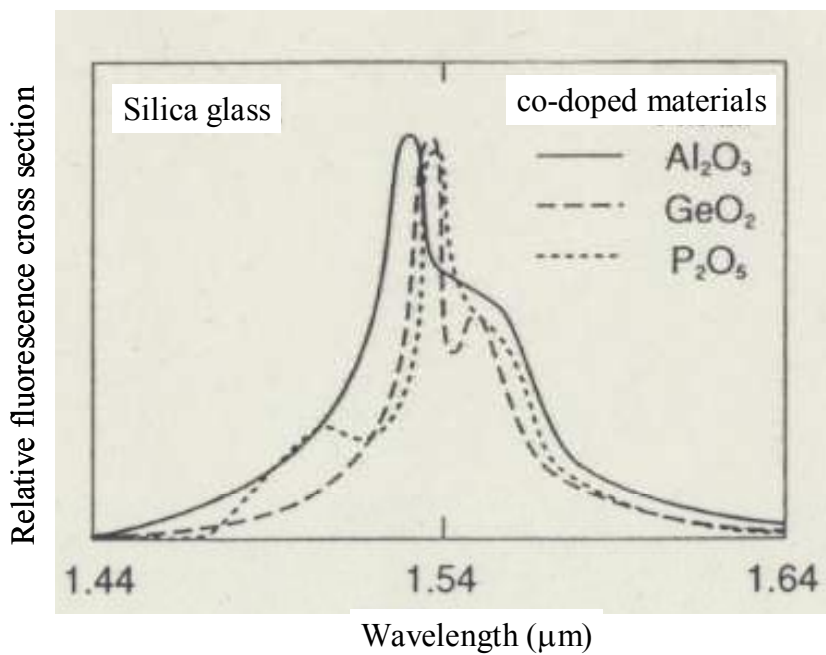


Fig.4.8 Fluorescence cross section by doping several materials

4.3.2 Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバの増幅利得の理論的検討

まず、Er:Yb のエネルギーダイアグラムとして Fig.4.9 に示す。

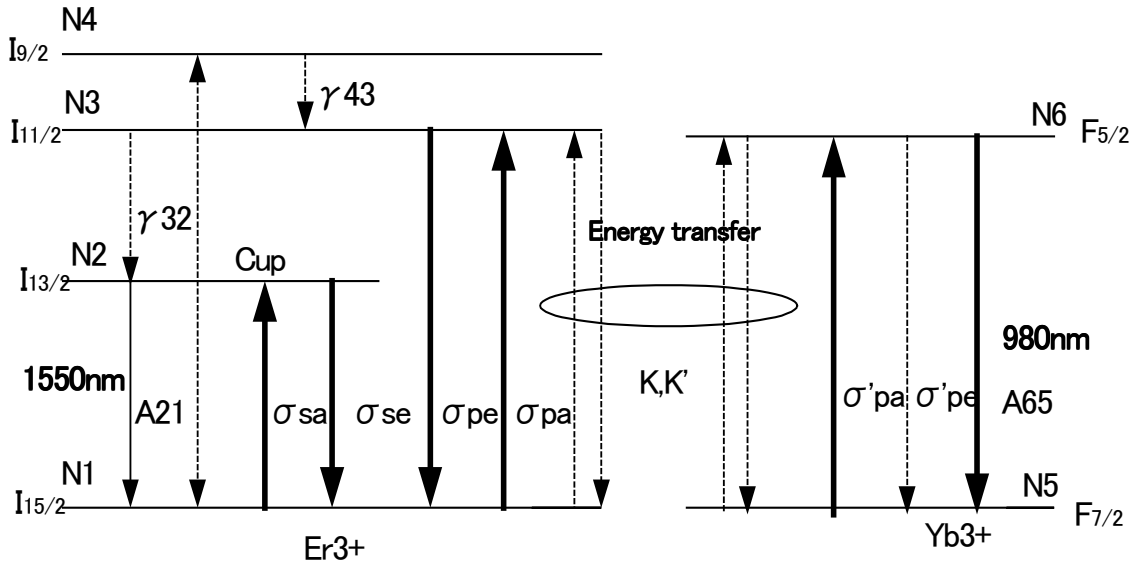


Fig.4.9 Er:Yb energy level diagram

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_2}{dt} &= -A_{21}N_2 - 2C_{up}N_2^2 + N_1\sigma_{sa}\phi_s - N_2\sigma_{se}\phi_s + \gamma_{32}N_3 \\
 \frac{dN_4}{dt} &= C_{up}N_2^2 - \gamma_{43}N_4 \\
 \frac{dN_3}{dt} &= -N_3\sigma_{pe}\phi_p + N_1\sigma_{pa}\phi_p + KN_6N_1 - K'N_3N_5 - \gamma_{32}N_3 + \gamma_{43}N_4 \\
 \frac{dN_5}{dt} &= -KN_6N_1 + K'N_3N_5 - N_5\sigma'_{pa}\phi_p + N_6\sigma'_{pe}\phi_p + A_{65}N_6 \\
 N_1 + N_2 + N_3 + N_4 &= N_{Er} \quad N_5 + N_6 = N_{Yb}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

このようなレート方程式を定常状態で解き、 $N_1 \sim N_6$ の値が求まる。また、この時の Er : Yb ゲインファイバから出る 1550nm の波長の信号光 S (S はパワーの値) のファイバ内の局所的なパワーは以下の様になる。

$$\frac{dS}{dz} = -S \iint_A [(N_{Er} - N_2)\sigma_{sa} - N_2\sigma_{se}] \overline{\Psi_s} dx dy \tag{4.2}$$

ここで $\overline{\Psi_s}$ は規格化されたモード包絡線。また、用いたパラメータとして、以下の物を示す(σ

は吸収及び放出断面積、N はイオン濃度)^[60-62]。

$$\begin{aligned}
 \sigma_{se} &: 2.6 \times 10^{-25} \text{ m}^2 & \sigma_{sa} &: 5.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2 \\
 \sigma_{pe} &: 5.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2 & \sigma_{pa} &: 5.5 \times 10^{-25} \text{ m}^2 \\
 \sigma'_{pe} &: 1.5 \times 10^{-24} \text{ m}^2 & \sigma'_{pa} &: 2.0 \times 10^{-24} \text{ m}^2 \\
 N_{Er} &: 1.1 \times 10^{26} \text{ ions / m}^3 & N_{Yb} &: 8.6 \times 10^{26} \text{ ions / m}^3
 \end{aligned}$$

これらの関係式、パラメータから、増幅利得を求める。式(4.1)より、

$$N_2 = \frac{N_{Er} (\sigma_{sa} \phi_s + \sigma_{pa} \phi_p + KN_6)}{A_{21} + \sigma_{se} \phi_s + \sigma_{sa} \phi_s + \sigma_{pa} \phi_p + KN_6} \quad (4.3)$$

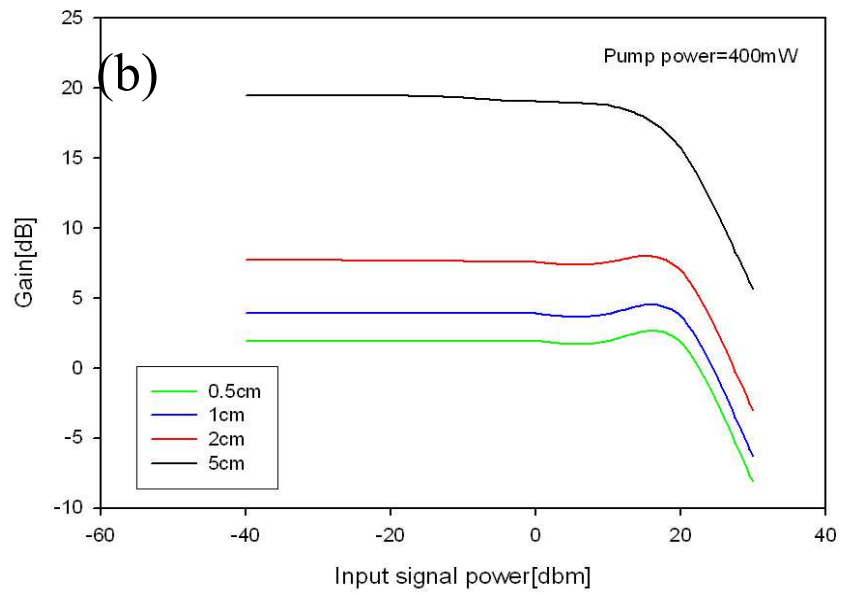
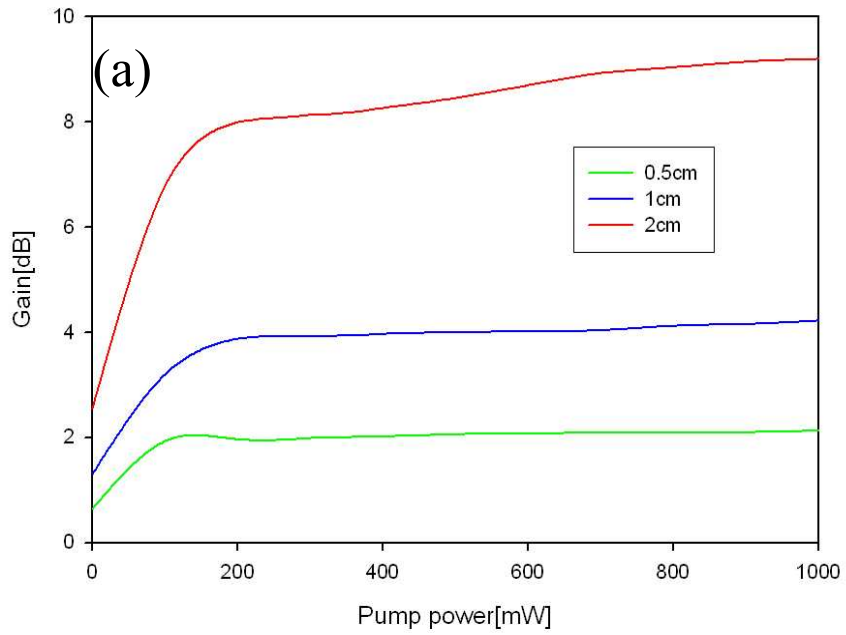
$$N_6 = \frac{\phi_p N_{Yb} \sigma'_{pa}}{\sigma'_{pa} \phi_p + \sigma'_{pe} \phi_p + A_{65} + K(N_{Er} - N_2)} \quad (4.4)$$

($A_{21}: 1.72 \times 10^3 [\text{s}^{-1}]$ 、 $A_{65}: 4.55 \times 10^3 [\text{s}^{-1}]$ 、 ϕ_s, ϕ_p は photon densities)。ここで、 $S, P[W]$ は photon densities に起因する信号光パワー、ポンプ光パワー。この微分方程式を解き、また、 $L[\text{m}]$ のゲインファイバの長さにおいて、 $L=0$ の時の S を S_{in} 、 $L=L$ の時の S を S_{out} とし、利得 G の関係式は式(4.5)の様になる。

$$G = 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{S_{out}}{S_{in}} \right) \quad (4.5)$$

この様に、式(4.2)-式(4.5)より、増幅利得を算出することが出来る。

この信号光より、ポンプパワーを変えて信号光の利得を取ったのが Fig.4.10 である。Fig.4.10 から分かるように、このゲインファイバを使用した 1cm の Er-Yb ファイバはポンプパワー 100mW 以上で 4dB 程度の利得が得られることが分かった。これは、パルス発振をする上で十分な利得を得ることが出来ると考えられ、このゲインファイバを使用し、短共振器化を行った。



(a) Gain vs.pump power (b) Gain vs. input signal power

Fig.4.10 Simulation results

4.3.3 ベアファイバ(Bare fiber)からフェルールファイバ(Ferrule fiber)への作成方法

アリゾナ大学より頂いた Er:Yb リン酸ガラスファイバはベアファイバというむき出しのファイバなので、これをフェルールに挿入することによりフェルールファイバにする。その方法を Fig.4.11 に示す。まず、ジルコニアフェルールを用意し、そのコアにエポキシを注射器でコアの部分に隅々まで行き渡らせる。その後ベアファイバをコア部分に挿入し、電熱器で 80°C,30 分間加熱。フェルールよりはみ出たベアファイバを切断し、フェルールの両端を研磨機により研磨し、完成となる

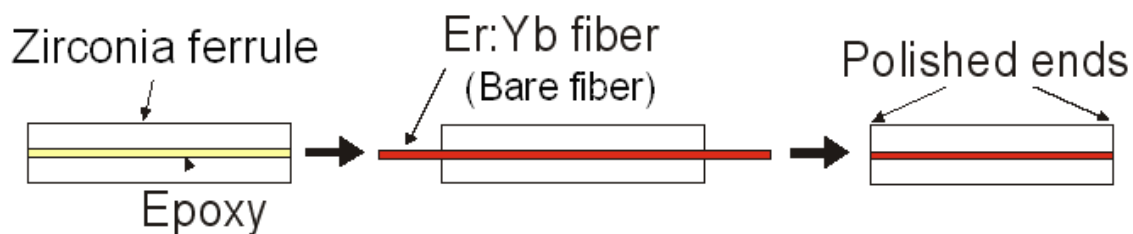


Fig.4.11 Fabrication of a ferrule fiber

4.3.4 CNT 溶液および CNT 薄膜作成方法

ファイバミラー端面に CNT 薄膜をスプレー散布する為には、CNT 溶液を作成する必要がある。その作成方法を Fig.4.12 に示す。

① CNT(SWNT) powder

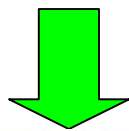
溶媒: ジメチルホルムアミド
(Dimethylformamide:DMF)



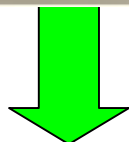
②



超音波振動機
(Supersonic agitator)
10分程度かける。



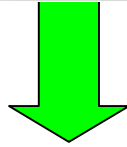
超音波振動機にかけた後の CNT 溶液



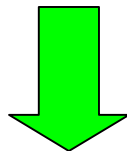
③



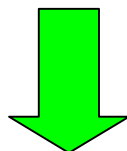
遠心分離機
(Centrifugal separator)
4000G で 5 分かける。



遠分機にかけた溶液の上澄みを取り、
DMF を足し、さらに②～③の工程を 3 回
程繰り返し、CNT 溶液を得る。



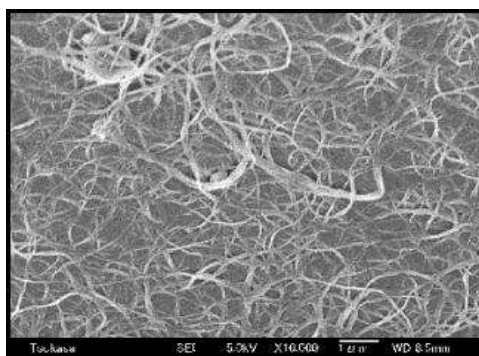
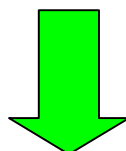
CNT(SWNT)溶液



④



CNT スプレー装置



SEM image of CNTs

Fig.4.12 Method of making CNT solution

先ず、本研究で使用する粉末状の単層カーボンナノチューブ (SWNT) を用意する。次に、溶媒としてジメチルホルムアミド(Dimethylformamide:DMF)に SWNT を溶かす(工程①)。溶媒として DMF を使用する理由としては、カーボンナノチューブは軸の方向と直径方向の比(アスペクト比)が 1000:1 となっている為、ナノチューブ同士が非常に絡まりやすく、これでは、十分有効に光特性を発現させることが難しくなる。DMF には、個々のナノチューブを溶液中で分散させる作用があるので本研究で使用している。次に、ナノチューブを溶液中に均一に溶解させる為に、超音波振動器 (Supersonic agitator) と遠心分離機(Centrifugal separator)を用いる(工程②~③)。超音波振動器は 10 分間行う。これによって CNT の絡まりをとる。遠心分離機は、4000G で 5 分間かける。遠心分離機を使用することで、不純物を下に沈殿させることができる。遠心分離機をかけた溶液の上澄みをとる、これが CNT が均一に溶解した溶液となる。上澄みを採った、残りの溶液に、DMF を足し、超

音波振動機、遠心分離機の工程②～③を3回程度繰り返すことで、ある程度の量のCNTが均一に溶解した溶液を作製することができる。この溶液をもとにCNTの溶液をエアブラシに注ぎ、ファイバミラーにスプレーすることにより、ファイバミラー上にCNTの薄膜を作製することができる④。また、スプレーの際には、なるべく、ファイバミラーの中心部(つまり、共振器を構成した時に、ファイバのコアに相当する部分)にCNTが付着する様に、エアブラシの角度、距離、発射の強さ、ファイバミラーの配置に工夫をした。

4.3.5 共振器長 1cm の CNT を用いた受動モード同期ファイバレーザの実験系

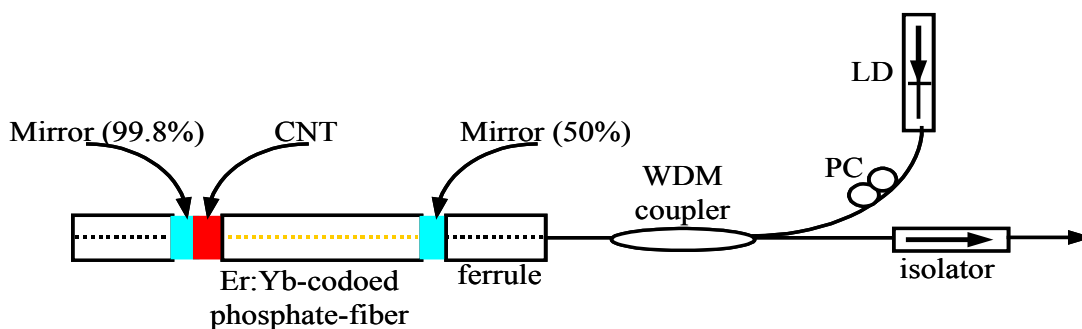


Fig.4.13 Experimental setup of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT

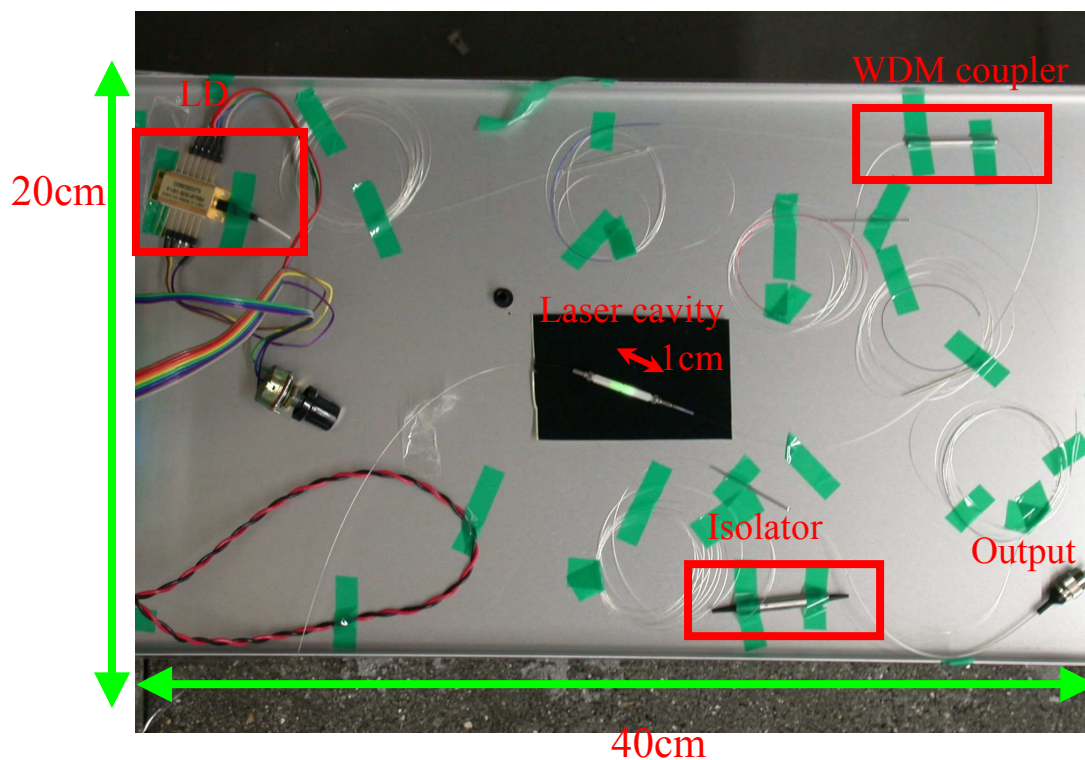


Fig.4.14 Picture of Fig.4.13

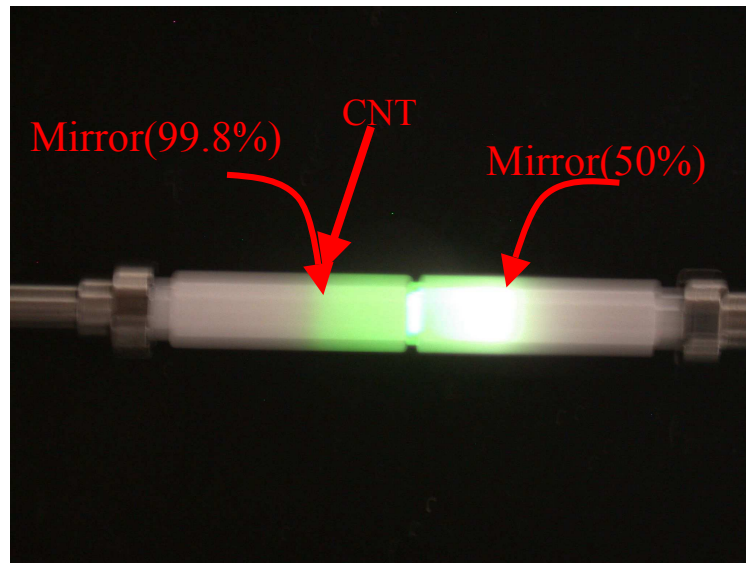


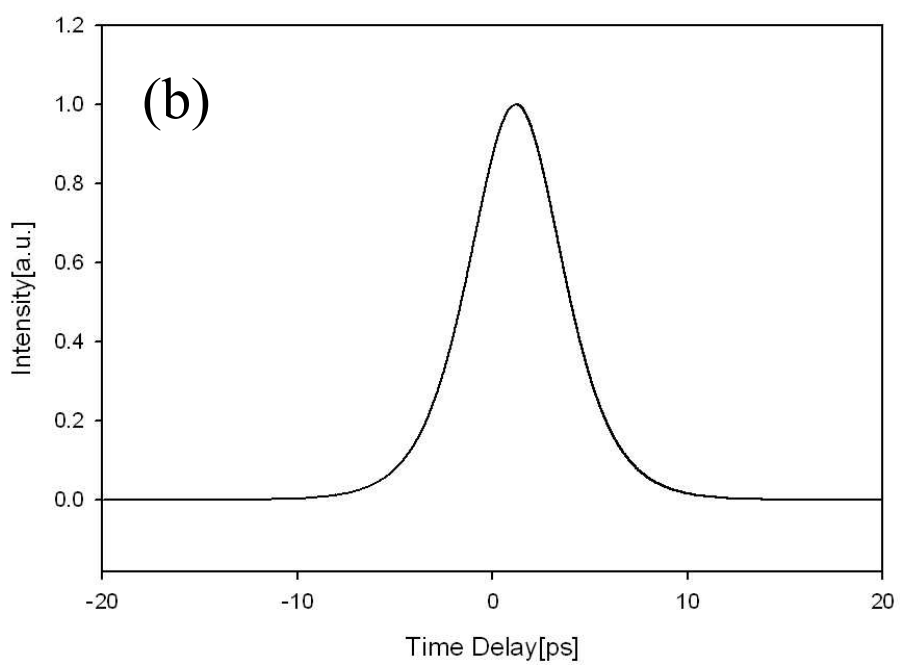
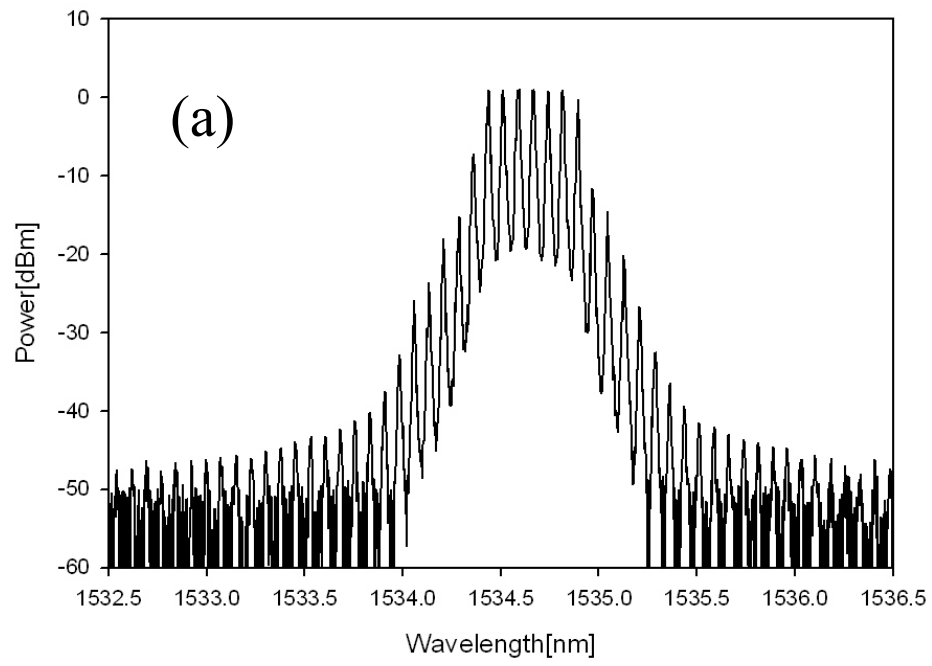
Fig.4.15 1cm-long laser cavity

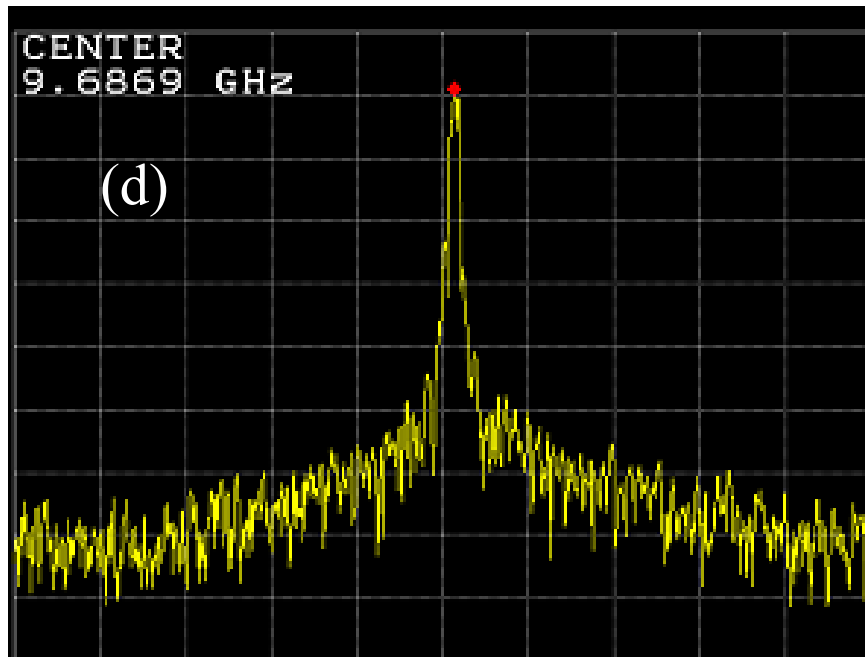
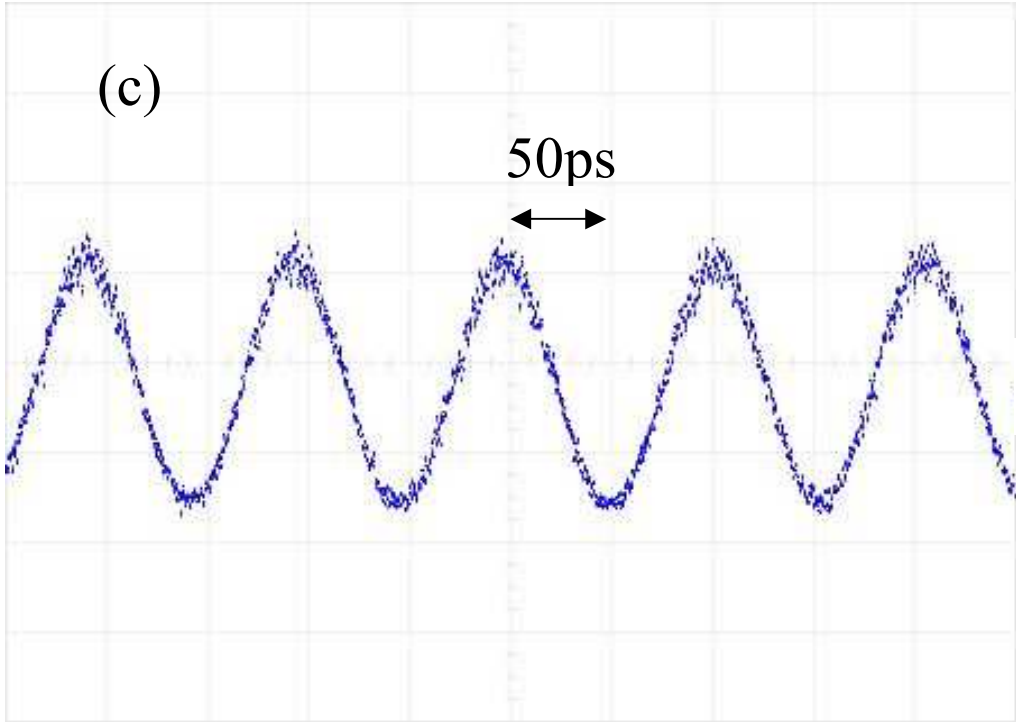
前述

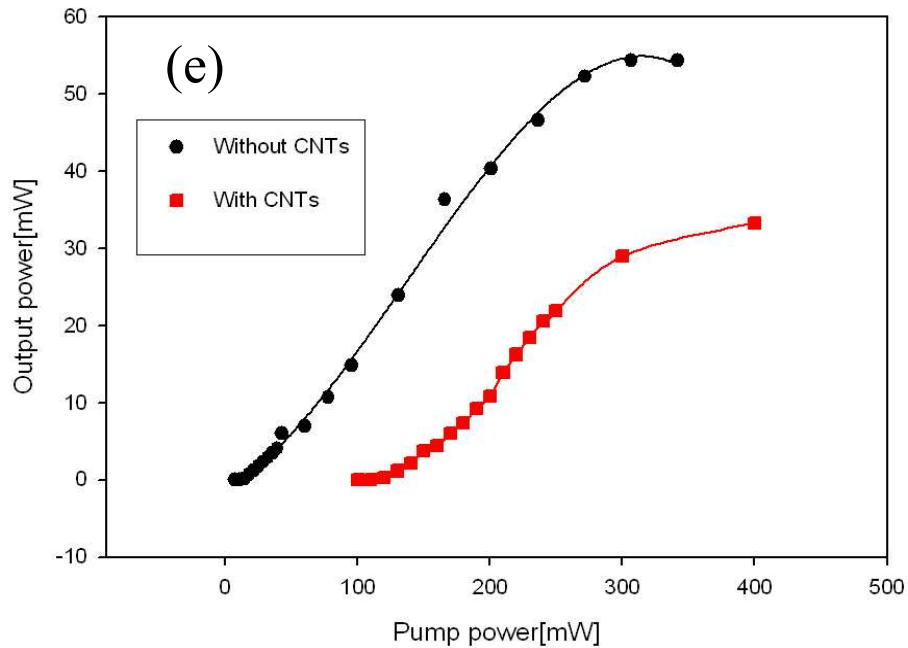
した様な方法で、Er:Ybリン酸ガラスファイバのフェルールファイバ及び、CNT薄膜が散布されたフェルールミラーを作製し、Fig.4.13の実験系を構築した。この実験系において、出力パワーをより多く外に取り出すために、共振器右端のミラーの反射率を従来の99.8%から50%にして実験を行った。また、この実験系は、LDドライバ、LDの温度コントローラを小さなチップにすることにより、Fig.4.14の様に縦20cm、横40cm程度のボックスの中に収める事が可能になる。またFig.4.15にパルス発振時の共振器の写真を載せたが、980nmのポンプ光が、1550nmの出力光として出てくるその差の波長570nm(緑色)の光が出ている為、この様に緑色に光っている。また、CNT薄膜を作る為に2.5mlを1単位として、CNT溶液を4回スプレーし、CNTが付着したファイバミラーを作製した。

4.3.6 共振器長1cmのCNTを用いた受動モード同期ファイバレーザの実験結果

Fig.4.16に実験結果を示す。3dBスペクトル幅は0.436nm、中心波長は1534.6nmとなった。スペクトルのwavelength separationは10GHzに相当する0.08nmである。autocorrelationによって sech^2 としてフィッティングを行った時のパルス幅は4.07ps、繰り返し周波数は9.69GHzとなった。ポンプ光300mWで十分なパルス発振を行い、出力パワー30mW(15dBm)が得られた。共振器長2cm、繰り返し周波数5GHzのものより、より短共振器(より高い繰り返し周波数)で出力パワーの大きい(22dB改善)、カーボンナノチューブを用いたパルスレーザを実現した。







(a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train (d) RF spectrum(RBW:1kHz VBW:1kHz) (e) Output power(with and without CNTs)

Fig.4.16 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT

さらに、この実験に関して、4.3.2において理論的にEr:Ybゲインファイバの増幅利得を求めたが、これを更に進めて、共振器長 1cm の CNT をスプレー散布していない CW(Continuous Wave)発振での実験結果と理論結果を Fig.4.17 に示す。Fig.4.15 から、理論、実験結果は、ほぼ一致していることが分かる。理論曲線(赤線)より、共振器長 1cm の CW レーザの閾値は 50mW、スロープ効率 η_s は 26%であることが分かった。

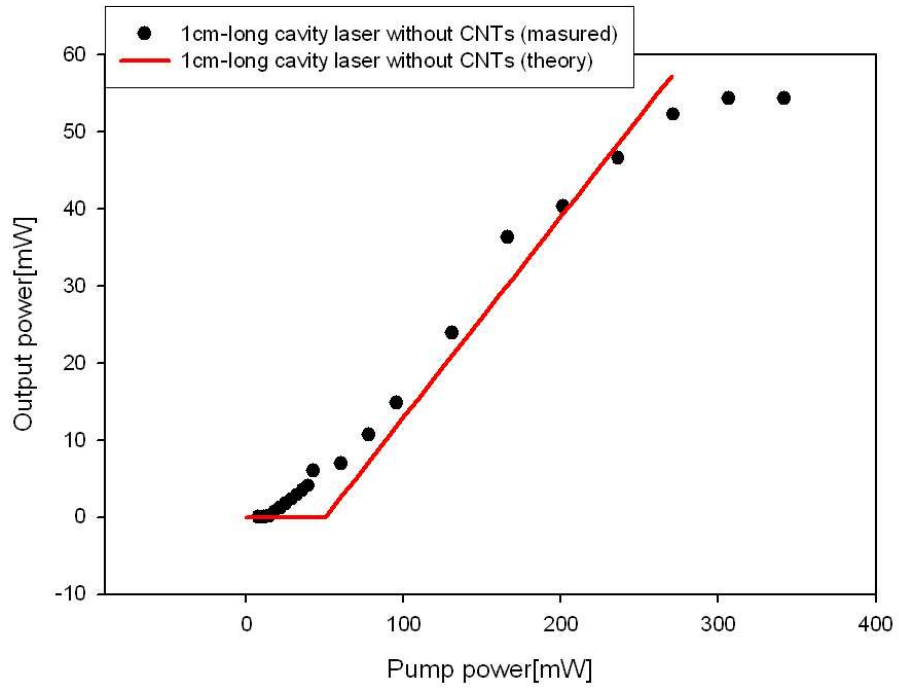


Fig.4.17 Simulation result of 1cm-long cavity laser

第5章 異なる反射率(70%, 90%, 99.8%)を持つミラーを用いたパルス発振と最適なミラー反射率

5.1 はじめに

4.3.4 では、共振器の左端のミラー反射率を 99.8%、右側(出力側)の反射率を 50%にしてパルス発振を行ったが、より最適なミラー反射率の組み合わせを求める為に、これを、さらに右側(出力側)のミラー反射率を 70%、90%、99.8%の 3 種類のミラーを使用しパルス発振を行った。また、この実験結果より、高出力のパワーを得られるミラー反射率を実験求め、シミュレーションより理論的にも求めた。この実験系を Fig.5.1 に示す。基本的な構成は、4.3.4 と変わりはないが、共振器の出力側のミラー反射率を 70%、90%、99.8%に変えて系を構成した。

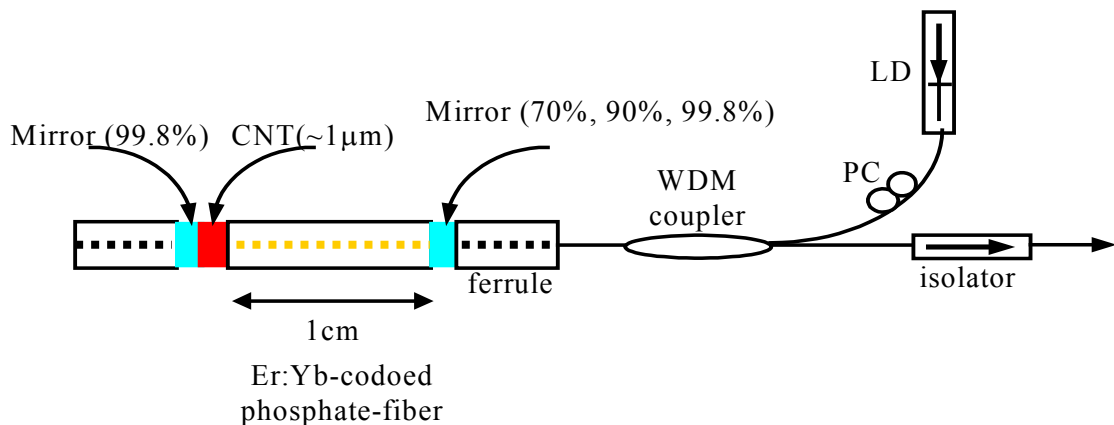
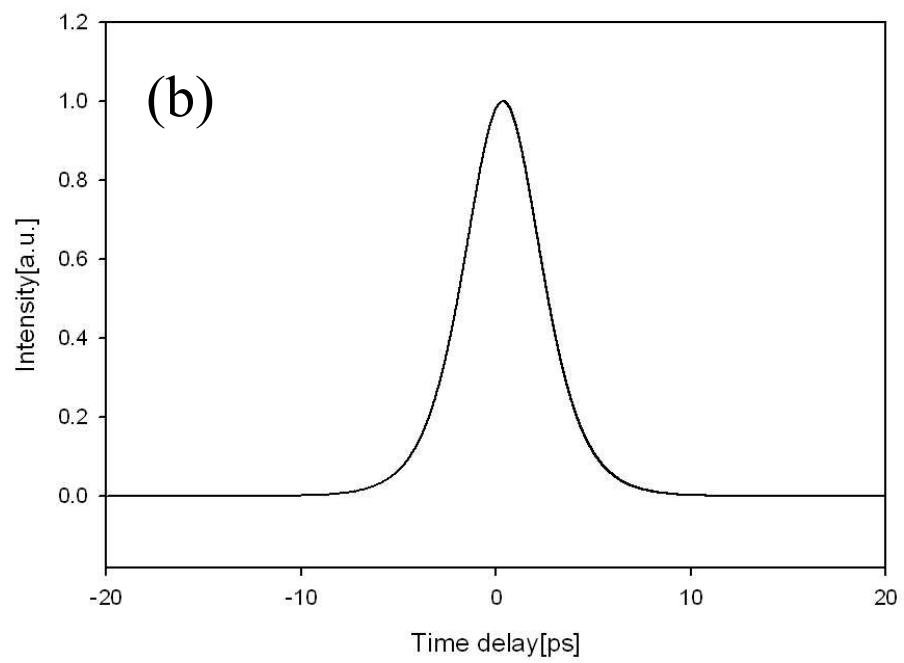
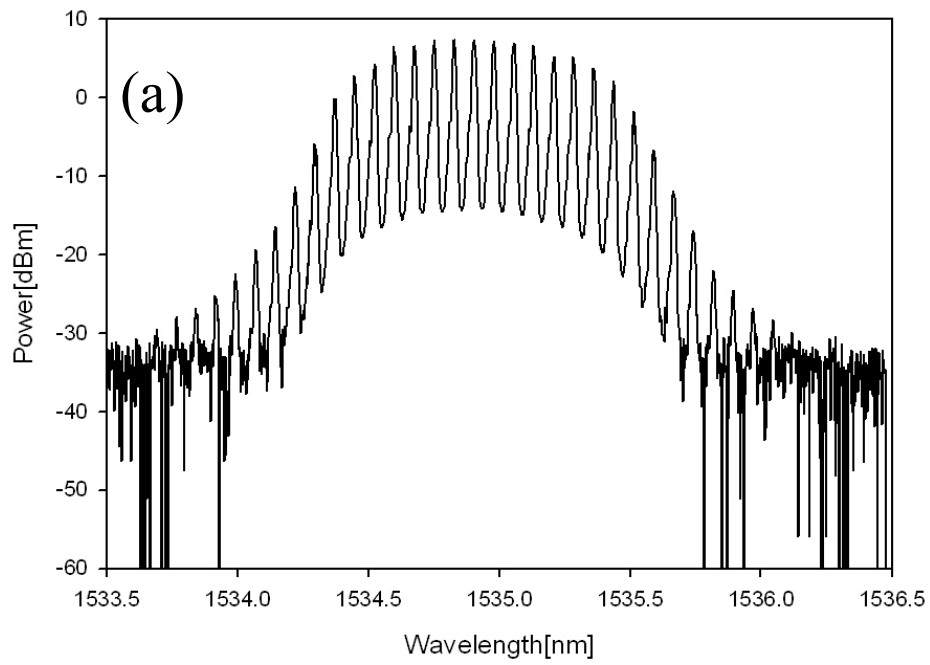


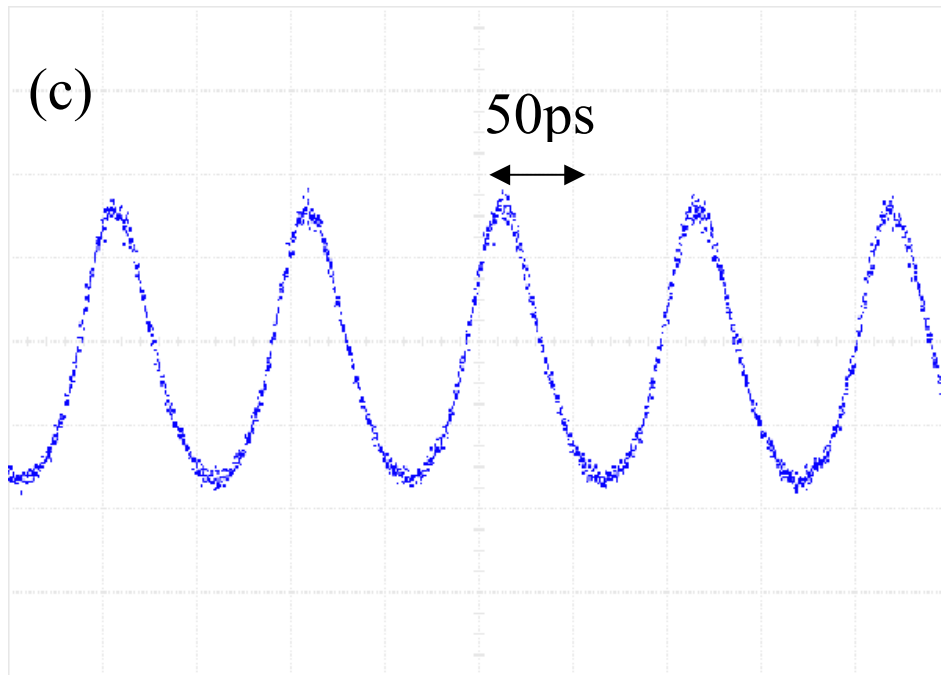
Fig.5.1 Experimental setup

5.2 異なる反射率(70%, 90%, 99.8%)を持つミラーを用いたパルス発振の実験結果

5.2.1 70%のミラー反射率のパルス発振

70%のミラー反射率のパルス発振の実験結果を Fig.5.2 に示す。3dB スペクトル幅は 0.743nm、autocorrelation によって sech^2 としてフィッティングを行った時のパルス幅は 3.04ps、出力パワーは 16.9dBm となった。



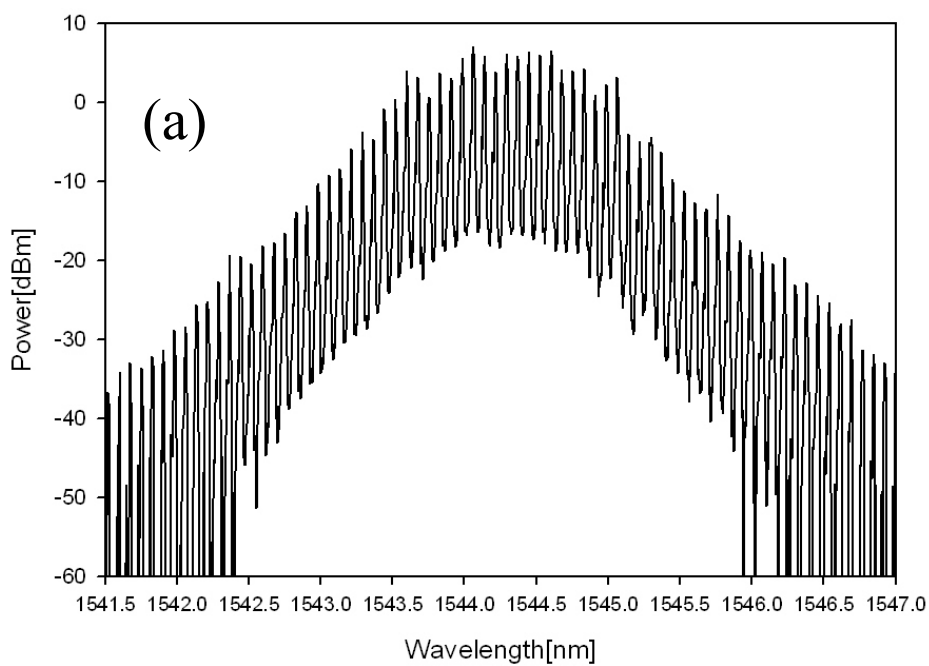


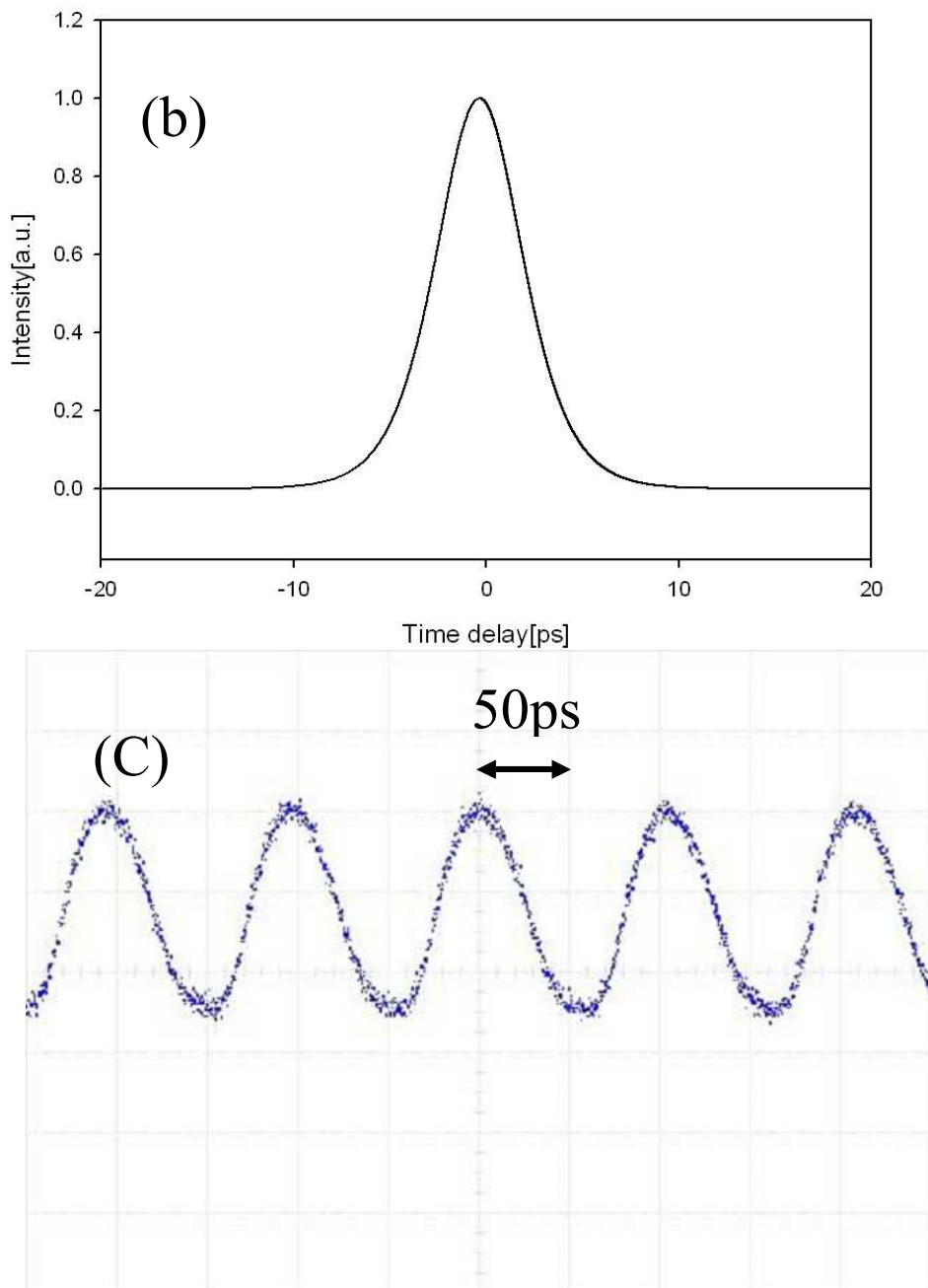
(a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train

Fig.5.2 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT(70% mirror reflectivity)

5.2.2 90%のミラー反射率のパルス発振

90%のミラー反射率のパルス発振の実験結果を Fig.5.3 に示す。3dB スペクトル幅は 1.08nm、autocorrelation によって sech^2 としてフィッティングを行った時のパルス幅は 3.42ps、出力パワーは 5.61dBm となった。



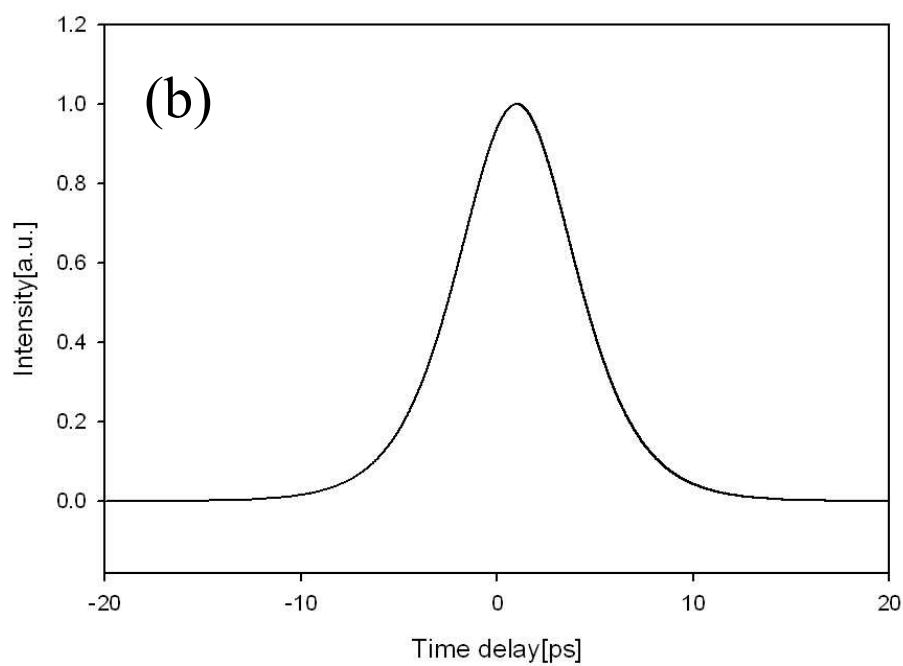
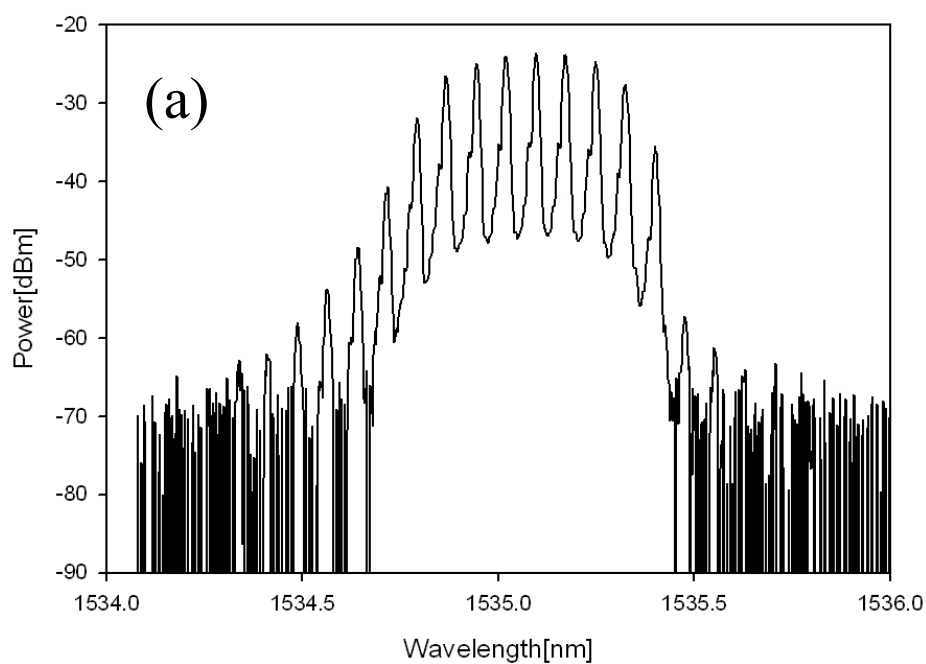


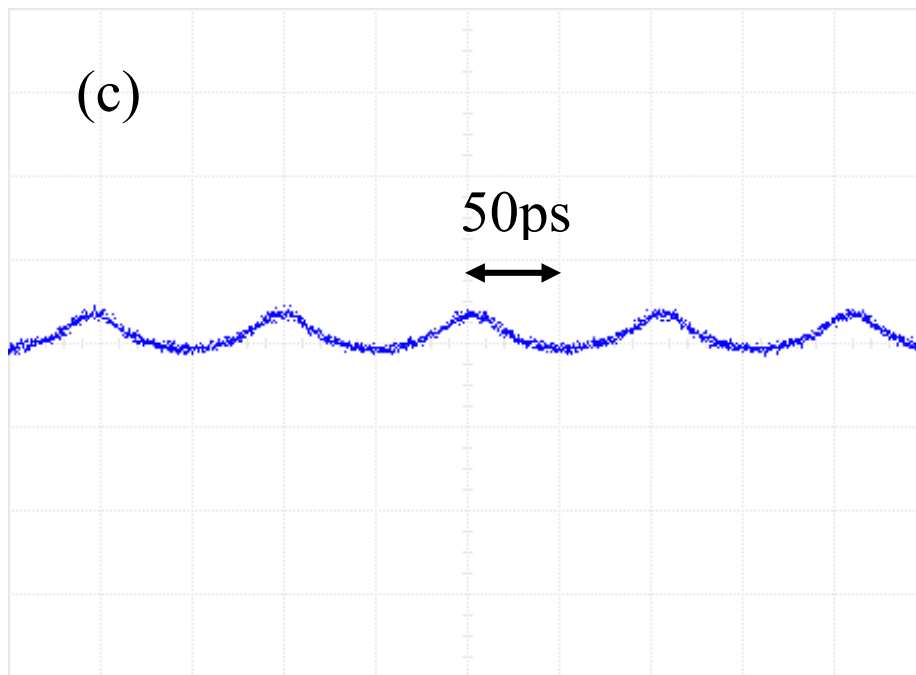
(a) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train

Fig.5.3 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT(90% mirror reflectivity)

5.2.3 99.8%のミラー反射率のパルス発振

99.8%のミラー反射率のパルス発振の実験結果を Fig.5.4 に示す。3dB スペクトル幅は 0.44nm、autocorrelation によって sech^2 としてフィッティングを行った時のパルス幅は 4.39ps、出力パワーは-10.6dBm となった。パルススペクトルはややきれいではないが、これは出力パワーが小さい為と考えられる。





(b) Pulse spectrum (b) Pulse profile (c) Pulse train

Fig.5.4 Experimental results of 1cm-long passively mode-locked laser using CNT(99.8% mirror reflectivity)

5.3 出力パワーを最大にする最適なミラー反射率

5.2 より異なったミラー反射率によるパルス発振を行ったが、この実験結果から、より高いパワーを得られる最適なミラー反射率を実験的に求めた。また、短パルス発生時のレーザという観点からパルス幅の実験結果の比較も行った。そのグラフは、Fig.5.5.の様になった。黒点が出力パワーの測定値で黒線が測定値のフィッティング曲線である。赤四角の点がパルス幅の測定値で、赤線が測定値のフィッティング曲線である。Fig.5.5 より、最も出力パワーを得られる、ミラー反射率は、64%で、この時、出力パワーは 18.6dBm(72mW)となる。また、パルス幅が最小になるのは、ミラー反射率 73%で、この時、2.96psとなる。この2つのパルスレーザのパラメータから、出力側のミラー反射率を 65%~75%にする事で、出力パワーが 15~18dBm の高出力で、なおかつ、パルス幅が 2.9~3.0ps の短パルスを発生させることが可能になることがわかる。従って、ミラー反射率を能動的に選ぶことにより、特性の良いパルス発振を行うことが出来ると考えられる。

また、4.3.2 の Er:Yb リン酸ガラスファイバの増幅利得のシミュレーションを進めて、この 10GHz ファイバレーザのパワー特性の最適なミラー反射率をシミュレーションの結果より求めた。結果は Fig.5.6 となる。この場合、出力パワーを最大にするミラー反射率は、67%であり、この時の出力パワーは 17.4dBm(55mW)となる。最適ミラー反射率および、シミュレーション曲線共に、実測値とほぼ近いものとなった。

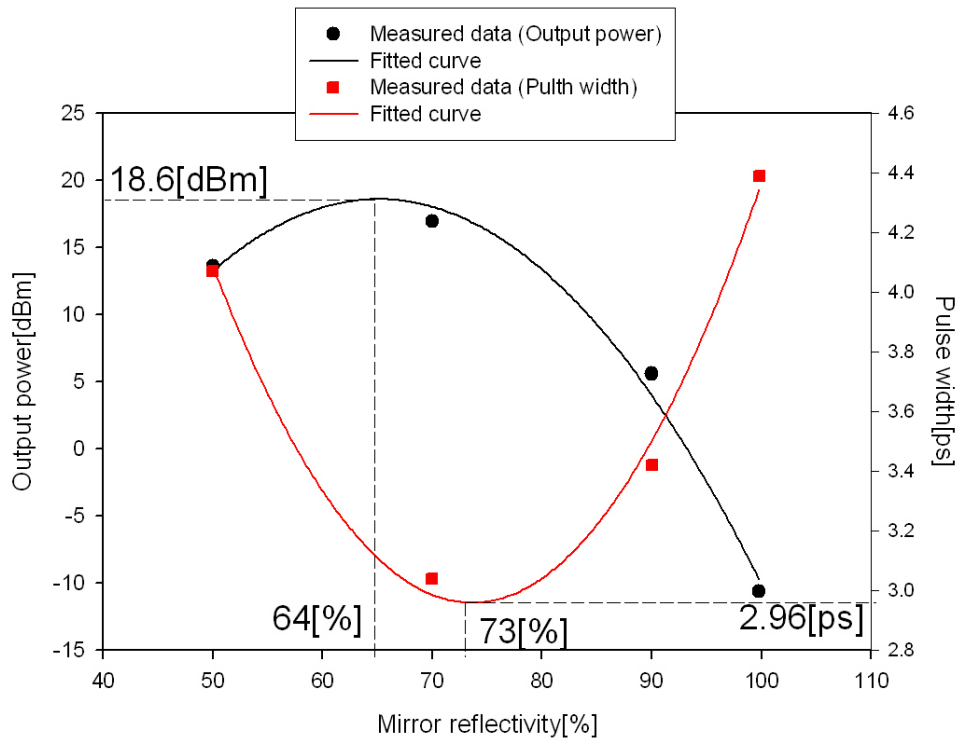


Fig.5.5 Average output power and pulse width vs. mirror reflectivity

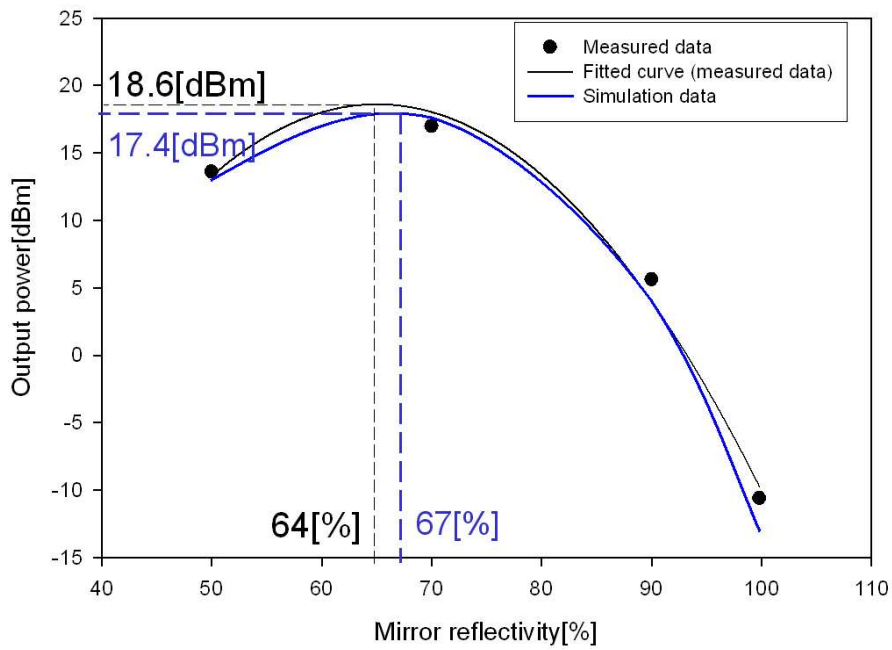


Fig.5.6 Simulation result in optimum mirror reflectivity

第 6 章 カーボンナノチューブを用いた 20GHz 短パルスファイバレーザ

4.3.4 で共振器長 1cm で繰り返し周波数 10GHz の短パルスファイバレーザを実現したが、このパルスレーザの出力は 15dBm 程度とかなり大きなものであるので、カーボンナノチューブを共振器の片方だけでなく、両方につけたとしても、出力パワーはそれほど弱まらず、発振可能な出力を得られるのではないかと考え、共振器の増幅利得を可飽和吸収体としてカーボンナノチューブを両面に付着させる実験系を提案した。この系は Fig.6.1 の様になる。光が共振器内を 1 周する間に可飽和吸収体であるカーボンナノチューブを 2 回通過するので、共振器の片方にカーボンナノチューブを付着させた時の繰り返し周波数の倍、つまり、この系だと、20GHz になる。また、出力側のミラー反射率は最適なミラー反射率(64%)に最も近い 70%の反射率を持つミラーを用いた。

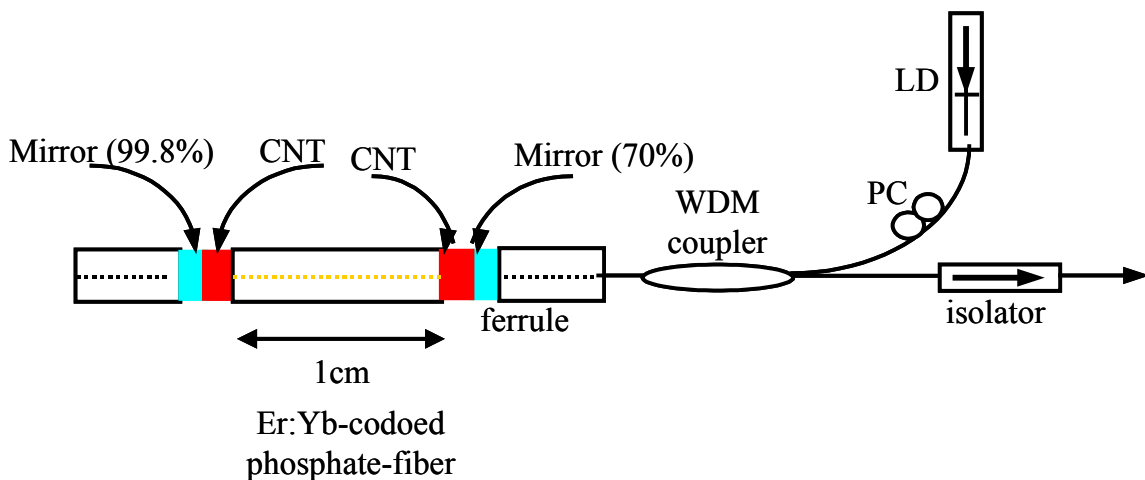


Fig.6.1 Experimental setup of 20GHz pulse fiber laser using carbon nanotube

出力パワーは 13.6dBm となった。この構成の 10GHz の場合出力パワーは、16.9dBm なので、その差 3dB 程度は出力側に付いたカーボンナノチューブの損失と考えられる。光スペクトラムアナライザ(OA)によって出力スペクトルにおいて wavelength separation が 20GHz に相当する 0.16nm であるがどうかを調べた。しかし、wavelength separation は 0.08nm であり、10GHz のスペクトルとなり、20GHz での発振はしていないと考えられる。原因としては、出力側のミラーにあるカーボンナノチューブの可飽和吸収効果がパルス形成に寄与していないと考えられる。カーボンナノチューブは、より多くミラーにスプレーすると、可飽和吸収効果は大きくなり、一方、カーボンナノチューブ自体の損失が大きくなってしまいうトレードオフがあるが、この実験系の場合、出力パワーは 13.6dBm と高いもの得られているので、出力側のスプレー回数を増やし(8,10 回等)、損失が大きくなって、まだ、出力パワーは十分なものが得られると考えられる。本研究では、両方のカーボンナノチューブのスプレー回数は 4 回であるが、今後、回数を回数を増やした CNT 薄膜ファイバミラーを使用し(出

力側 CNT8 回、反対側 4 回等)、より大きく可飽和吸収効果が生じるように実験を行う必要があると考えられる。また、このカーボンナノチューブを用いた 20GHz ファイバレーザを数個使用し、多重化を行うことにより 40Gbps 伝送のパルス光源として利用できると考えられる。見て分かる様に、このレーザは簡易な方法、構成でパルス列を発生させることが出来るので、従来のパルスレーザよりも簡単な構成で、高速な通信伝送に耐えうる、有用なものになると言える。

第7章 結論

7.1 本研究の成果

本論文で述べた研究は、カーボンナノチューブを用いた短パルス光ファイバレーザに関するものである。このコンパクトで、高い出力を有する安定的なパルス光源は、近い将来実現するであろう全光型光ファイバ通信技術で必要となる光源の中核的な役割を担うのに大きな可能性をもつものと考えられる。また、光通信のみならず、分光計測や3次元の光計測等へも大きなポテンシャルをもつといえる。今後は、このような Telecom 以外の用途への応用も目指して更なる特性向上が望まれる。以下に本研究で得られた成果をまとめる。

・カーボンナノチューブを用いたモード同期 10GHz 短パルス光ファイバレーザの実現

CNT が光通信で用いられる波長 1550nm 帯において吸収ピークを持ち、さらに入力パワーを上げると吸収が飽和する可飽和吸収特性を示すことが知られている。この CNT の吸収特性を利用し、また Er:Yb リン酸ガラスファイバを用いて、繰り返し周波数 10GHz、出力パワー 15dBm のパルス発振を実現した。繰り返し周波数、出力パワー共に特性を向上した。

・異なるミラー反射率を用いたパルス発振を行い、より高い出力パワーを得られる最適なミラー反射率を実験、理論両面から求めた。

カーボンナノチューブを用いた 10GHz のパルスレーザの共振器内のミラー反射率を変えて(70%, 90%, 99.8%)発振を行った。また、この実験結果から、より高い出力、また短パルスを得られるミラー反射率を、実験的に求め、また、Er:Yb リン酸ガラスファイバの増幅利得から始めて、レーザの出力パワー特性までシミュレーションし、理論的にも求め、実験結果とほぼ近いものとなった。

・繰り返し周波数 20GHz のカーボンナノチューブを用いたモード同期短パルスファイバレーザの提案

第6章で述べたが、カーボンナノチューブをスプレーしたミラー2つでゲインファイバを挟み込むことにより繰り返し周波数 20GHz を得られる、カーボンナノチューブを用いたモード同期短パルスファイバレーザの実験系を提案し、構築した。

7.2 今後の展望

今後の展望として以下の様な取り組みが考えられる。

・通信用光源への応用として符号誤り率(Bit Error Rate)を測定する。

カーボンナノチューブを用いた 10GHz パルスレーザを実際に通信用光源として用いる為に、Bit Error Rate を測定する必要がある。通信用光源としては、BER の値として、光ファイバ通信システムでよく用いられる指標としては 10^{-9} 、つまり 10 億ビットに 1 ビットの誤りを含むと言うレベルである。また、アイパターンにより、雑音と伝送波形劣化の影響の度合いを可視化して検証する必要もある。BER 測定の実験系を Fig.7.1 に示す。

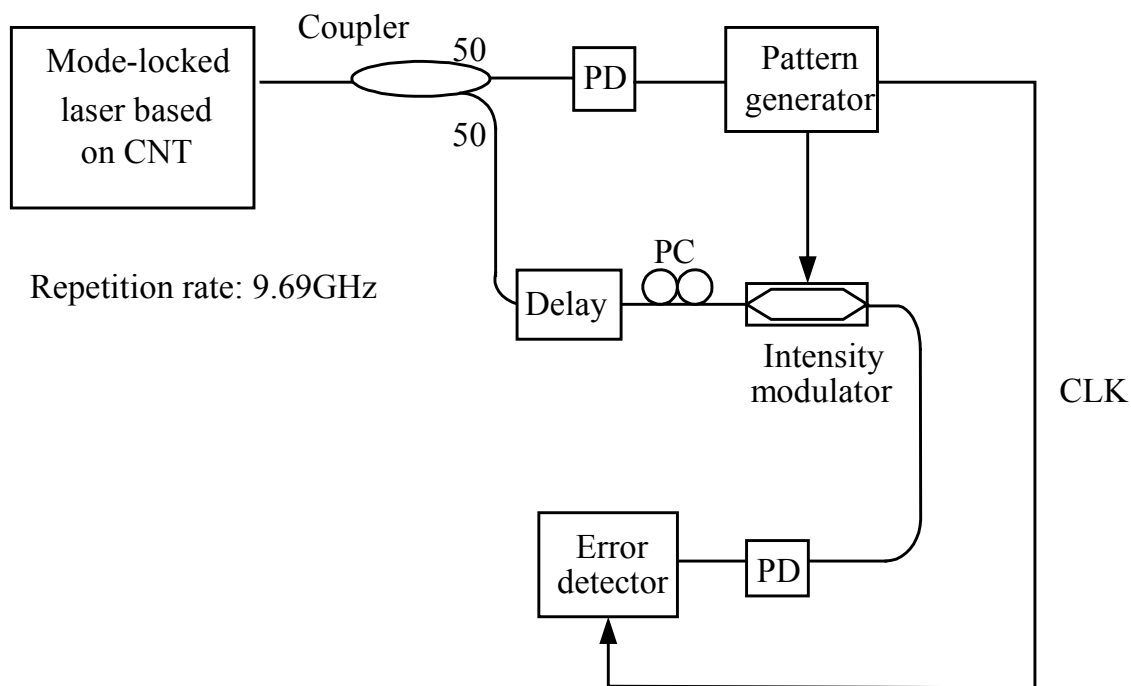


Fig.7.1 Experimental setup of BER measurement

・繰り返し周波数を通信のビットレートに乗せるために、PLL(Phase Lock Loop)を用いて、正確に SDH(Synchronous Digital Hierarchy)周波数(10GHz SDH 周波数:9.95328GHz)でパルス発振させる。

現在の、カーボンナノチューブを用いた 10GHz パルスレーザの繰り返し周波数は 9.69GHz となっており、これは、こちらで制御出来ないものとなっている。しかし、通信用光源として通信システムに組み込む為には、SDH 周波数で正確に発振する必要がある。10GHz SDH 周波数は 9.95328GHz である。その為、PLL の構成で繰り返し周波数を正確に制御可能な実験系を構築し、発振させる必要がある。

・繰り返し周波数 20GHz のカーボンナノチューブを用いたモード同期短パルスファイバレーザの発振を実現する。

本研究では、実験系の提案と構築に留まったが、今後、この実験系を用いて、パルス発振を実現させ、スペクトラム、パルス波形、パルス列を測定する必要がある。この場合、パルススペクトラムの wavelength separation は 20GHz に相当する 0.16nm になると考えられる。

本研究に関する発表論文

[1] 吉田剛土, 山下真司, S.Y.Set, P.Polynkin, N.Peyghambarian,
“カーボンナノチューブを用いた受動モード同期 10GHz Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバ
レーザ”, 電子情報通信学会ソサエティ大会, 金沢, 2006 年 9 月

[2] S.Yamashita, T.Yoshida, S.Y.Set, P.Polynkin, N.Peyghambarian
“Passively Mode-Locked Short-Cavity 10GHz Er:Yb-codoped Phosphate-Fiber Laser using Carbon
Nanotubes”, SPIE Photonic West, California, USA, Jan. 2007

[3]吉田剛土, 山下真司, S.Y.Set, P.Polynkin, N.Peyghambarian,
“カーボンナノチューブを用いた受動モード同期 10GHz Er:Yb 共添加リン酸ガラスファイバ
レーザ”, 電子情報通信学会光エレクトロニクス研究会(OPE), 東京, 2007 年 2 月

謝辞

本論文を執筆するにあたり、多くの方々の御支援、御協力を頂きましたことを、この場を借りて心より深く感謝申し上げます。

山下真司助教授には、研究者としての心構えを始めとして、終始懇切丁寧な御指導を賜りましたことを深く感謝致します。カーボンナノチューブというやりがい満ちた研究テーマを提案して頂くとともに、私が光デバイスの知識に関して無知だったにもかかわらず、本研究の細部に至るまで数々の御助言、丁寧なご指導を頂きました。

また、保立和夫教授には研究に関する御助言だけでなく、日頃から叱咤激励して頂き、心から感謝致します。何祖源助教授、岸真人助手には研究面の御助言、実験機材の手配など、様々な面で御世話になったことに、この場で感謝の意を表します。

アルネアラボラトリの S. Y. Set 氏、小竹智治氏には、カーボンナノチューブのサンプル作製、ファイバ研磨等に協力して頂き、お世話になりましたことをこの場を借りて感謝致します。

また、アリゾナ大学 Polynkin 助教授、Peyghambarian 教授にはゲインファイバを提供して頂き、心より感謝申し上げます。

保立・山下研究室の皆様には大変お世話になりました。秘書の増原迪子様、若林紀江様、水野典子様、町田薫様には、経理面、生活面で大変お世話になりました。研究室での楽しく快適な生活環境を与えて頂いた事に心から厚く御礼申し上げます。

博士課程、修士課程、卒論生の皆様には、研究についての議論を通じて様々なアドバイス・アイデアを頂き、さらに、共に楽しい研究室の雰囲気を作成することが出来まして、非常に有意義な研究室生活を送ることが出来ました。

参考文献

- [1] K.Fukuchi, T.Kasamatsu, M.Morie, R.Ohhira, T.Ito, K.Sekiya, D.Ogasawara, and T.Ono, "10.92-Tb/s (273/spl times/40-Gb/s) triple-band/ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment," Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001, PD 24-P1-3 vol. 4, March, 2001.
- [2] "<http://pr.fujitsu.com/jp/news/2002/10/17-1.html>"
- [3] S.V.Chernikov, J.R.Taylor, and R.Kashyap, "Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fibre for soliton pulse generation and compression", Electronics Letters, vol. 30, no. 5, pp. 433-435, 1994.
- [4] S.V.Chernikov, D.J.Richardson, E.M.Dianov, and D.N.Payne, "Picosecond Soliton Pulse Compressor Based on Dispersion Decreasing Fiber", Electronics Letters, vol. 28, no. 19, pp. 1842-1844, 1992.
- [5] K.Uchiyama, H.Takara, S.Kawanishi, T.Morioka, and M.Saruwatari, "Ultrafast Polarisation Independent All-Optical Switching Using A Polarisation Diversity Scheme in The Nonlinear Optical Loop Mirror", Electronics Letters, vol. 28, no. 20, pp. 1864-1866, 1992.
- [6] K.Uchiyama, S.Kawanishi, H.takara, T.Morioka, and M.Saruwatari, "100Gbit/s to 6.3Gbit/s demultiplexing experiment using polarization-independent nonlinear optical loop mirror", Electronics Letters, vol. 30, no. 11, pp. 873-875, 1994.
- [7] P.A.Andrekson, N.A.Olsson, J.R.Simpson, D.J.Digiovanni, P.A.morton, T.Tanbun-Ek, R.A., and K.W.Wecht, "64Gbps All-Optical Demultiplexing with the Nonlinear Optical-Loop Mirror", Optics Letters, vol. 4, no. 6, pp. 644-647, 1992.
- [8] T.Morioka, H.Takara, S.Kawanishi, T.Kitoh, and M.Saruwatari, "Error-free 500Gbit/s all-optical demultiplexing using low-noise, low-jitter supercontinuum short pulse", Electronics Letters, vol. 32, no. 9, pp. 833-834, 1996.
- [9] Takashi Hasegawa, Kyo Inoue, and Kazuhiro Oda, "Polarization Independent Frequency Conversion by Fiber Four-Wave Mixing with a Polarization Diversity Technique", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 5, no. 8, pp. 947-949, 1993.
- [10] P.A.Anderson, N.A.Olsson, J.R.Simpson, T.Tanbun-Ek, R.A.Logan, and M.Haner, "16Gbit/s All-Optical Demultiplexing Using Four-Wave Mixing", Electronics Letters, vol. 27, no. 11, pp. 922-924, 1991.
- [11] S.Set, H.Yaguchi, M.Jablonski, Y.Tanaka, Y.Sakakibara, A.Rozhin, M.Tokumoto, H.Kataura, Y.Achiba, and K.Kikuchi, "A Noise Suppressing Saturable Absorber at 1550nm Based on Carbon Nanotube Technology", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2003. OFC 2003 Technical Digest, pp. 723-725, March 2003.

- [12] Y.Sakakibara, A.G.Roshin, H.Kataura, Y.Achiba, and M.Tokumoto, "Carbon Nanotube-Polymer Composite Saturable Absorber for ASE Noise Suppression in Optical Amplifiers", European Conference on Optical Communication (ECOC2003), Postdeadline Papers, September, 2003.
- [13] Youichi Sakakibara, Satoshi Tatsuura, Hiromichi Kataura, Masoka Tokumoto, and Yohji Achiba, "Near-Infrared Saturable Absorption of Single-Wall Carbon Nanotubes Prepared by Laser Ablation Method", Japanese Journal of Applied Physics, vol. 5A, no. 1, May, 2003.
- [14] Xuchun Liu, Jinhai Si, Baohe Chang, Gang Xu, Qiguang Yang, Zhengwei Pan, Sishen Xie, Peixian Ye, Junhua Fan, and Meixiang Wan, "Third-order optical nonlinearity of the carbon nanotubes", Applied Physics Letters, vol. 74, no. 2, pp. 164-166, January, 1999.
- [15] Zujin Shi, Yongfu Lian, Xihuang Zhou, Zhennan Gu, Yaogang Zhang, Sumio Iijima, Qihuang Gong, Hongdong Li, and Shu-Lin Zhang, "Single-wall carbon nanotube colloids in polar solvents", Chemical Communications, no. 6, pp. 461-462, 2000.
- [16] Rui-Hua Xie and Jie Jiang, "Nonlinear optical properties of armchair nanotube", Applied Physics Letters, vol. 25, no. 8, August, 1997.
- [17] Sean M. O'Flaherty, Stephanie V. Hold, Margaret E. Brennan, Martin Cadek, Anna Drury, Jonathan N. Coleman, Werner J. Blau, "Nonlinear optical response of multiwalled carbon-nanotube dispersions", Journal of Optical Society of America B, vol. 20, no. 1, pp. 49-58, January, 2003.
- [18] L.Vivien, D.Riehl, F.Hache, and E.Anglaret, "Nonlinear Scattering Origin in Carbon Nanotube Suspensions", Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, vol. 9, no. 3, 2000.
- [19] Zhaoxia Jin, Xuan Sun, Guoqin Xu, Suat Hong Goh, and Wei Ji, "Nonlinear optical properties of some polymer/multi-walled carbon nanotube composites", Chemical Physics Letters, vol. 318, pp. 505-510, March, 2000.
- [20] Y.-C.Chen, N.R.Raravikar, L.S.Schadler, P.M.Ajayan, Y.-P.Zhao, T.-M.Lu, G.-C.Wang, and X.-C.Zhang, "Ultrafast optical switching properties of single-wall carbon nanotube polymer composites at 1.55 μm ", Applied Physics Letters, vol. 81, no. 6, pp. 975-977, August, 2002.
- [21] S.Y.Set, H.Yaguchi, Y.Tanaka, M.Jablonski, Y.Sakakibara, A.Rozhin, M.Tokumoto, H.Kataura, Y.Achiba, and K.Kikuchi, "Mode-locked Fiber Lasers based on a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotube", Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2003, OFC2003 Postdeadline Papers, pp. PD44-1, March, 2003.
- [22] S.Yamashita, Y.Inoue, Y.; Hsu, K.; Set, S.Y.; Jablonski, M.; Yaguchi, H.; Kotake, T.; Sato, K., "A 2cm-long fiber fabry-perot mode-locked laser incorporating carbon nanotubes", Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). Conference on, vol. 1, pp. 464-465, May, 17-19, 2004
- [23] S.Y.Set, S.Yamashita, H. Kevin, K.H.Fong, Y.Inoue, K.Sato, "10GHz Short-Cavity Fiber Pulsed Laser Passively Mode-Locked Using Carbon Nanotube", The Optoelectronics and Communications Conference/ The Conference on Optical Internet (COIN) (OECC/COIN2004), pp. 778-779, July, 12-16, Yokohama, Japan, 2004

- [24] <http://www.alnair-labs.com/>
- [25] S. Iijima, "Helical microtubules of graphitic carbon", *Nature*, 345, pp.56-58, 1991
- [26] 齋藤弥八, 坂東俊治. "カーボンナノチューブの基礎" コロナ社, 1998.
- [27] "<http://www1.accsnet.ne.jp/~kentaro/youki/nanotube/nanotube.html>"
- [28] "<http://www.photon.t.u-tokyo.ac.jp/~maruyama/agallery/nanotubes/mwnt.gif>"
- [29] "<http://www.photon.t.u-tokyo.ac.jp/index-j.html>"
- [30] 齋藤弥八, "カーボンナノチューブの材料科学入門", コロナ社, 2005.
- [31] R. Saito, M. Fujita, G. Dresselhaus, and M. S Dresselhaus, "Electronic structure of chiral graphene tubules", *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 18, pp. 2204-2206, May, 1992.
- [32] Riichiro Saito, G. Dresselhaus, and M. S. Dresselhausd, "Electronic structure of double-layer graphene tubules", *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 2, pp. 494-500, May, 1993.
- [33] H.Kataura, Y.Kumazawa, Y.Maniwa, I.Umezu, S.Suzuki, Y. Ohtsuka and Y. Achiba, "Optical properties of single-wall carbon nanotubes", *Synthetic Metals*, vol. 103, pp. 2555-2558, 1999.
- [34] シーエムシー編集部, "カーボンナノチューブー期待される新材料ー", 株式会社シーエムシー, 2001
- [35] 齋藤理一郎, 篠原久典, "カーボンナノチューブの基礎と応用", 培風館, 2004.
- [36] N.J.doran and David Wood, "Nonlinear-optical loop mirror", *Optics Letters*, vol. 13, no. 1, pp. 56-58, 1988.
- [37] M.E.Fermann, F.Haberl, M.Hofer, and H.Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror", *Optics Letters*, vol. 15, no. 13, pp. 752-754, 1990.
- [38] Govind P. Agrawal. "Nonlinear Fiber Optics 3rd ed.". ACADEMIC PRESS, 2001.
- [39] 齋藤富士郎, "超高速光デバイス", 共立出版, 1998.
- [40] 小林哲郎, "レーザ研究", vol. 15, no. 11, 832, 1987
- [41] 小林哲郎, "電子情報通信学会誌", vol. 72, no. 2, 171, 1989
- [42] 小林哲郎, 森本朗裕, vol. 15, no. 4, 286, 1986
- [43] P. N. Butcher and D. Cotter, "The elements of nonlinear optics", *Cambridge studies in modern optics* 9, 1990
- [44] J. A. Valdmanis, R. L. Fork and J. P. Gordon, *Opt. Lett*, vol. 10, 131, 1985
- [45] J. Herrmann and B. Wilhelmi, "Lasers of Ultrashort Light Pulses", North-Holland, p.159, 1987
- [46] R. L. Fork, B. T. Greene, and C. V. Shank, *Appl. Phys. Lett*, vol. 38, 197, 1981
- [47] 山下幹雄, "応用物理", vol. 56, 235, 1987
- [48] Set.Y Sze, et al, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, January 2004
- [49] S.Yamashita, et al, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 4, April 2005
- [50] E. Snitzer and R. Woodcock, "Yb³⁺-Er³⁺ Glass Laser", *Applied. Physics Lett*, vol. 6, pp.45-46, 1965

- [51] J. E. Townsend, W. L. Barnes, K. P. Jędrzejewski, and S. G. Grubb, "Yb³⁺ sensitized Er³⁺ Doped Silica Optical Fiber with Ultrahigh Transfer Efficiency and Gain", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp.1958-1959, 1991
- [52] S. G. Grubb, W. F. Humer, R. S. Cannon, S. E. Vendetta, K. L. Sweeney, P. A. Leilabady, M. R. Kuer, J. G. Kwasegroch, T. C. Munks and D. W. Anthon, "+24.6 dBm Output Power Er/Yb Codoped Optical Amplifier Pumped by Diode-Pumped Nd:YLF Laser", *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 13, pp.1275-1276, 1992
- [53] S. G. Grubb, D. J. Digiocanni, J. R. Simpson, W. Y. Cheung, S. Sanders, D. F. Welch and Ben Rockney, Sweeney, "Ultrahigh Power Diode- Pumped 1.5 μ m Fiber Amplifiers", *Tech. Digest of OFC'96*, paper Tuj2, 1995
- [54] P. R. Morkel, "Modeling Erbium/Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers", *Proc. OAA'92*, Paper FD2, pp.206-207, 1992
- [55] X. Zou and T. Izumitani, "Excitation Energy Transfer of Nd³⁺-Yb³⁺-Er³⁺ in Several Glasses", *J. Ceramic Society of Japan*, vol. 101, pp.84-88, 1993
- [56] X. Zou and T. Izumitani, "Spectroscopic and Dynamic Characteristic of Energy Transfer of Nd³⁺→Yb³⁺ and Yb³⁺→Er³⁺ in Aluminate Glasses", *J. Ceramic Society of Japan*, vol. 101, pp.89-94, 1993
- [57] O. Lumholt, T. Rasmussen and A. Bjarklev, "Modeling of Extremely High Concentration Erbium-Doped Silica Waveguide", *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 5, pp.495-496, 1993
- [58] C. Lester, A. Bjarklev, T. Rasmussen and P. G. Dinsen, "Modeling of Yb³⁺-Sensitized Er³⁺-Doped Silica Waveguide Amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 5, pp.740-743, 1995
- [59] P. Polynkin, A. Polynkin, D. Panasencko, N. Peyghambarian, M. Mansuripur, and J. Moloney, "All-fiber passively mode-locked laser oscillator at 1.55 μ m with watts-level average output power and high repetition rate", *Optics Letters*, vol.31, no.5, pp.592-594, 2006
- [60] F. Di Pasqual and M. Federighi, "Improved Gain Characteristics in High-concentration Er³⁺/Yb³⁺ Codoped Glass Waveguide Amplifiers", *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 30, no.9, 1994
- [61] E. Desurvire, "Erbium-Doped fiber Amplifiers", A Wiley-Interscience Publication, 1994
- [62] S. Yamashita and J. Nishijima, "Gain and Noise Performance of a L-Band Erbium-Doped Fiber Amplifier Incorporating an Inline C-band Fiber Gating Laser", *OECC/IOOC*, 2001