

音響光学変調器を用いたファイバーレーザーの能動モード同期

白川 (晃) 研究室 成富 未夢人

1 研究背景

ファイバーレーザーは導波路構造を持つため空間モードを制御でき高品質なビームを得ることができる。また光ファイバーの製造の容易さ、優れた可搬性、広い表面積による冷却性、安定性などの利便性を持つため様々な産業で応用されている。しかしパルス発振では非線形光学効果や光ファイバーの破壊閾値によって出力上限が決まる。したがって単一の光ファイバーでは得られるビーム出力に限界が生じる。そのためさらなるパワースケーリングのために様々な方法が研究されているが、その中にコヒーレントビーム結合 (CBC) というものがある。CBC は複数のビームを位相を同期させ重ね合わせることで高出力のビームへと合成する方法である。しかし複数のファイバーから出力されたビームを位相を合わせて重ね合わせることは容易ではない。これを解決する一つの方法として、同一のファイバー内に複数のイッテルビウムイオンを添加したコアを持つマルチコアファイバー (MCF) が研究されている。MCF は同一ファイバー内でレーザー発振をさせるため位相同期が比較的容易に行うことができる。しかし各コアごとに位相差が生じるためコアの数だけスーパーモードが存在する。このスーパーモードの中で光電界のすべての位相がそろったモードを in-phase モードと呼ぶ。in-phase モードは遠視野で単一のピークを持つため高いビーム品質を有し、コアの数だけパワースケーリングを行うことができるため様々な応用が期待されている。このモード選択方法として私たちの研究室ではモード同期を持ちいた時間領域モード選択を提案する。時間領域モード選択の概念を図 1 に示す。ファイバー中を伝搬する光電界はモードごとに群速度が異なる。従ってパルスが周回する時間がモードごとに異なるため、時間で開閉するシャッターを設けることで任意のモード (特に in-phase モード) を選択することができる。この方法を実証するために前実験として AOM を用いた能動モード同期ファイバーレーザーの研究を行った。

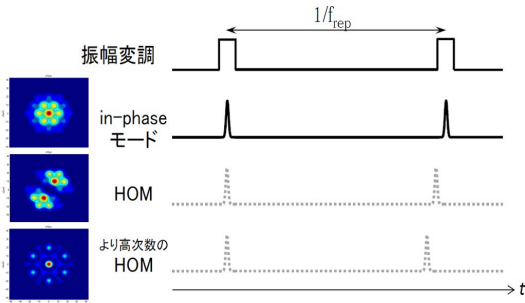


図 1: in-phase mode と高次スーパーモード (High Order Mode:HOM) の繰り返し周波数差を用いた時間領域スーパーモード選択

2 原理

2.1 モード同期の基礎

不均一な広がりを持つレーザーにおいては発振は多くの周波数について同時に起きることができ、その屈折率 $n=1$ と仮定すればその周波数間隔は

$$\omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{l} \equiv \Omega \quad (1)$$

で与えられる。ここで Ω は角周波数の自由スペクトル間隔である。このような多モード発振が起こっている状

態での共振器内の任意の点での光電界は

$$E(t) = \sum_m C_m e^{i(\omega_0 + m\Omega)t + \phi_m} \quad (2)$$

と表される。ここで C_m は m 番目のモードの振幅、 ϕ_m は m 番目のモードの位相である。和は全ての発振モードについてとり、また ω_0 はある一つの発振モードの角周波数として任意に選ぶ。式 2 から $|E(t)|$ は $\tau \equiv 2\pi/\Omega = 2l/c$ を周期とする周期関数である。ここで τ は光が共振器を 1 往復する時間に当たる。式 2 より時刻 $\tau + t$ における電界は次のように書ける。

$$E(t + \tau) = \sum_m C_m e^{i[(\omega_0 + m\Omega)(t + \frac{2\pi}{\Omega}) + \phi_m]} \quad (3)$$

$$= \sum_m C_m e^{i[(\omega_0 + m\Omega)t + \phi_m]} e^{i2\pi(\frac{\omega_0}{\Omega} + m)} \quad (4)$$

$$= E(t) e^{i2\pi\omega_0/\Omega} \quad (5)$$

式 5 は位相因子 $\exp(i2\pi\omega_0/\Omega)$ を除くと $E(t)$ と同一であるということがわかる。しかし $E(t)$ の周期性は位相 ϕ_m が固定されている前提であり、通常のレーザーでは各項の位相 ϕ_m は時間とともに変化しやすい。そのためレーザーの出力は時間によってランダム変動することになり、時間コヒーレンスを大きく損ねる。時間コヒーレンスが悪いことは応用上において有用性を大きく阻害することがある。時間コヒーレントにするために各モードの ϕ_m の相互の関係が一定になるように強制的に制御を行うことをモード同期と呼ぶ。

2.2 モード同期の方法

モード同期はレーザーの損失または利得を角周波数 $\Omega = \pi c/l$ で変調することによって得られる。ここでは損失変調をレーザー共振器内部に薄いシャッターを挿入して与えることを考える。シャッターは 1 周期の大部分を光学的な損失を与えるが、毎周期 $\tau = 2l/c$ ごとに τ_{open} の間だけ開放される。この状態を図 2 に示す。ここで τ_{open} が十分に小さく単一モード発振が発生しないと仮定すると、同様に位相のそろわない多モード発振も抑制される。しかし各モードの位相 ϕ_m が 0 になった場合は幅の狭い進行波のパルスとなる。パルスがちょうどシャッターの開放中にシャッターを通過し、パルスの時間幅 τ_0 がシャッターの開放時間 τ_{open} より短い場合にはシャッターによって減衰されない。だが位相が理想的な値 $\phi_m = 0$ からはずれた場合、パルスの裾部分はシャッターにより切り取られてしまう。この機構が持続的に位相を $\phi_m = 0$ に保っていると考えられている。

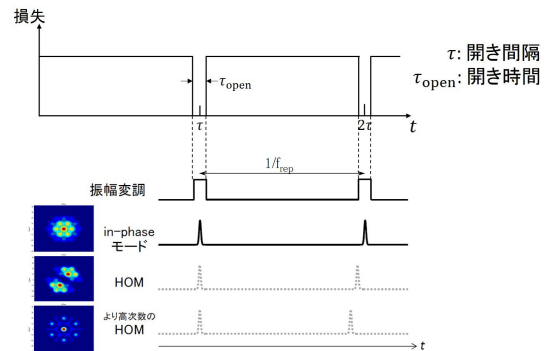


図 2: モード同期を誘起させるためのシャッターによって生じた周期的な損失

2.3 モード同期の理論

損失変調媒質（シャッター）が時間的に透過率が変調されている媒質として扱った場合を考える。損失変調器の1往復での振幅透過率 $T(t)$ を次式のように表す。

$$T(t) = \sigma_0 + 2\sigma_1 \cos(\Omega t) = \sigma_0 + 2\sigma_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\tau} t\right) \quad (6)$$

ここで σ_0 と σ_1 は定数、 τ は共振器を1往復するのに要する時間である。 $T(t)$ は実定数 σ_0 と σ_1 を有する1往復の透過率変調であると仮定する。損失変調器の入り口における電界振幅 E_{in} は

$$E_{in}(t) = \sum_{n=1}^N C_n e^{in\Omega t} \quad (7)$$

ここで C_n は定数、 N は含まれるモードの数である。ここで単純化のため基本波角周波数 ω_0 は無視している。透過変調媒質を通過した電界振幅 E_{out} は透過率変調 $T(t)$ を掛けて次のように書ける。

$$E_{out}(t) = T(t)E_{in}(t) = \sum_{n=1}^N C'_n e^{in\Omega t} \quad (8)$$

ここで C'_n は透過率変調を掛けた定数である。式6を式8に代入すると

$$E_{out}(t) = \sum_{n=1}^N [\sigma_0 C_n + 2\sigma_1 C_n \cos(\Omega t)] e^{in\Omega t} \quad (9)$$

$$= \sum_{n=1}^N [\sigma_0 C_n + \sigma_1 C_n (e^{i\Omega t} + e^{-i\Omega t})] e^{in\Omega t} \quad (10)$$

$$= \sum_{n=1}^N (\sigma_0 C_n + \sigma_1 C_{n+1} + \sigma_1 C_{n-1}) e^{in\Omega t} \quad (11)$$

式11から変調周波数が共振器の縦モード間隔と等しいときに n 番目のモードは $n-1$ 番目と $n+1$ 番目のモードと結合することがわかる。ここで電界振幅を定数 C_n の列ベクトルで表すと式7と式11は次のように書ける。

$$\begin{bmatrix} \sigma_0 & \sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ \sigma_1 & \sigma_0 & \sigma_1 & \cdots & 0 \\ 0 & \sigma_1 & \sigma_0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \sigma_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ \vdots \\ C_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \\ C'_3 \\ \vdots \\ C'_N \end{bmatrix} \quad (12)$$

不均一な広がりを持つレーザー系においては発振している各モードに対して同一の利得を仮定することができる。電界振幅に対する1往復の正味利得係数を g とすれば、1往復後の入出力関係は次のようになる。

$$\begin{bmatrix} g\sigma_0 & g\sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ g\sigma_1 & g\sigma_0 & g\sigma_1 & \cdots & 0 \\ 0 & g\sigma_1 & g\sigma_0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & g\sigma_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ \vdots \\ C_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \\ C'_3 \\ \vdots \\ C'_N \end{bmatrix} \quad (13)$$

定常状態では電界は1往復後も同一でなければならない。従って入力電界と出力電界の比例関係が得られる。

$$E_{out}(t) = \eta E_{in}(t) \quad (14)$$

ここで η は定数で、電界が共振器内を1往復する際の振幅透過係数である。定常状態発振のモード振幅ベクトルは式14の固有ベクトルであり、 η はそれに対応した固有値である。固有ベクトルは共振器内の N 個のモードの重ね合わせを表しており、スーパーモードとみなすことができる。ここで式13および式14から漸化式に書き直すと次のようになる。

$$g\sigma_0 C_n + g\sigma_1 C_{n+1} + g\sigma_1 C_{n-1} = \eta C_n \quad (15)$$

ここでモード振幅は次の境界条件を満たす。

$$C_0 = C_{N+1} = 0 \quad (16)$$

この境界条件に従うモード振幅の解は次のようになる。

$$C_n = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin\left(\frac{ns\pi}{N+1}\right) \quad (17)$$

ここで s は整数 ($s = 1, 2, \dots, N$) また $\sqrt{2/(N+1)}$ は規格因子である。これに対応する固定値は

$$\eta = g\sigma_0 + 2g\sigma_1 \cos\left(\frac{s\pi}{N+1}\right) \quad (18)$$

で与えられる。 η は最低次の解 ($s = 1$) で最大となる。このときのモードの振幅は式17から次のようになる。

$$C_n = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin\left(\frac{n\pi}{N+1}\right) \quad (19)$$

式19から振幅は実数であり、位相成分を持たないことがわかる。したがってすべてのモード振幅の位相が固定されていることがわかる。

この解に対して共振器内部の定常状態電界の時間依存波形を計算すると次のように書ける。

$$E(t) = \sum_{n=1}^N C_n e^{in\Omega t} = \sqrt{2/(N+1)} \sum_{n=1}^N \sin\left(\frac{n\pi}{N+1}\right) e^{in\Omega t} \quad (20)$$

式20をオイラーの公式を用いて変形をすると次式に書き直せる。

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{N+1}} \left[\frac{\sin \frac{N}{2}(\Omega t + \alpha)}{\sin \frac{1}{2}(\Omega t + \alpha)} + \frac{\sin \frac{N}{2}(\Omega t - \alpha)}{\sin \frac{1}{2}(\Omega t - \alpha)} \right] e^{i(N+1/2)\Omega t} \quad (21)$$

ここで α は次式

$$\alpha = \frac{\pi}{N+1} \quad (22)$$

式21の電界は時間 τ の周期性を持ち、 $t = 0, \tau, 2\tau, \dots$ においてピークをとる。主ピークのパルス幅をピークから最初に0になるまでの時間と定義するとモードロックパルスの幅 τ_0 は

$$\tau_0 = \frac{3}{2} \frac{\tau}{N} \quad (23)$$

で表される。この τ_0 は半値全幅におおむね等しくなる。[4]

2.4 音響光学変調器

媒質中で機械的歪みにより屈折率が変化する現象を光弾性効果という。特に音波によって生じる屈折率が変化する現象を音響光学効果という。音響光学効果を用いて回折格子を作るデバイスを音響光学変調器 (Acousto-Optic Modulator: AOM) という。

二酸化テルルや二オブ酸リチウムなどの音響光学結晶に電極を取り付け超音波を発生させると音響光学効果に基づく屈折率変化によって、結晶内に超音波波面による回折格子が形成される。このため電極に矩形波信号を与えることで透過と回折格子を切り替えることができるのでモード同期のシャッターとして使用されることがある。音波によってできる回折格子の周期 Λ は次式で与えられる。

$$\Lambda = \frac{v_{ac}}{f_{ac}} \quad (24)$$

ここで v_{ac} は音速、 f_{ac} は超音波周波数である。形成された回折格子に光波（媒質内での波長 λ 、波数 k ）を入射角 θ_{in} で入射させると、光波が回折角 θ_{dif} で出射される。回折の様子は次式であらわせる。

$$\Lambda(\sin \theta_{in} + \sin \theta_{dif}) = m\lambda (m: \text{回折次数}) \quad (25)$$

式 25 は回折光が回折次数と波長に依存して異なる方向から現れることを示している。この原理に基づき光を波長ごとに分解する素子を音響光学フィルタという。また応用上重要なパラメータとして、回折光強度の入射光強度に対する比 β を回折効率という。

それに対し、超音波周波数 f_{ac} が高くなり、その波数 k_{ac} が光の媒質内での波数 k と同程度になると光波と超音波の相互作用が十分に生じブラッグ回折になる。このときブラッグ回折 θ_B は式 25 で $\theta_{in} = \theta_{dif} = \theta_B$ で与えられる。ここで回折次数 m の回折光に対するブラッグ角 θ_B は式 25 に $k_{ac} = 2\pi/\Lambda, k = 2\pi/\lambda$ を代入すると

$$\sin \theta_B = \frac{m\lambda}{2\Lambda} = \frac{mk_{ac}}{2k} \quad (26)$$

を満たす。

本研究で用いる AOM の特性は表 1 のとおりである。

表 1: 音響光学素子の特性 [3]

	GPM-400-65-1550
Optical Power Density	100 W/mm ²
Active Aperture	0.075 mm
Beam Diameter Inside Crystal	0.063 mm
Rise Time	8.5 ns
Digital Modulation Bandwidth	65 MHz
Optical Oplarization	Liner, horizontal

2.5 能動モード同期

複数存在する縦モードは互いにランダムに干渉するためレーザーの出力は時間とともにランダムに変化する。そのためレーザーの時間コヒーレンスは損なわれてしまう。[5] そのため、単一の縦モード発振だけを出力させその他の縦モード発振をさえぎることでレーザー出力を安定化する方法がとられる。これをモード同期という。モード同期には受動モード同期と能動モード同期が存在する。受動モード同期には可飽和吸収体を用いて自発的にモード同期を掛けることができる。しかしモードロックパルスの繰り返し周波数は共振器の基本モード周波数に制限されてしまう。それに対し能動モード同期では AOM のようなモードロッカーに印加される変調周波数に依存するので、能動モード同期では比較的容易に高いパルス繰り返し数を得ることができる。

3 外部共振器の製作

次に外部共振器を製作した。実験配置図を図 3 に示す。平行ビームを焦点距離 $f=100\text{mm}$ で集光し、ビームウェストとなる位置に高反射レーザーミラー (High Refraction Mirror:HR) を配置した。HR で反射されたレーザー光は再度ファイバーに入射され共振器となる。この系から射出されるレーザー光のパワーを測定した。

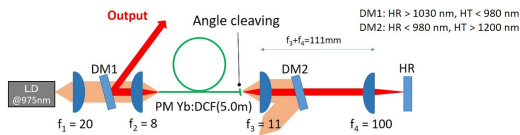


図 3: 外部共振器を用いたレーザー共振器の実験配置図

3.1 出力特性

外部共振器を用いたレーザー共振器のレーザー出力特性を図 4 として載せる。このときのスロープ効率は 73% となった。ファイバー端面の反射による共振器のスロープ効率に比べ 9% 程効率が低下しているが、これは再結合による損失によって生じる。

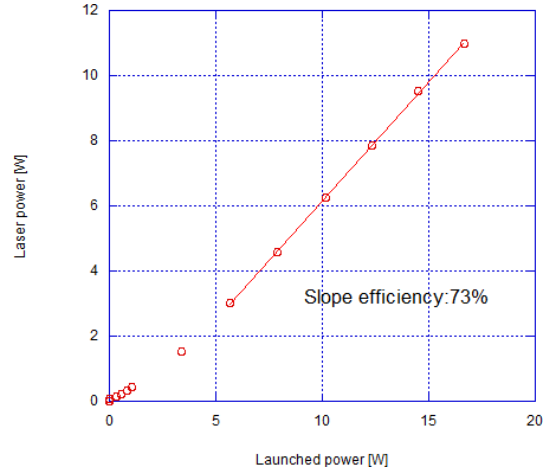


図 4: 外部共振器を用いたレーザー共振器の Launched power vs. Laser power

4 偏波消光比の測定

次に外部共振器を用いたレーザー共振器の偏波消光比を測定した。今回使用した AOM は水平偏光水晶を用いており水平偏光で入射することで高い回折効率を得ることができる。水平偏光成分だけを AOM に入射するために共振器内に偏光素子として $\lambda/2$ 波長板と偏光ビームスプリッタ (PBS) を配置した。実験配置図を図 5 として示す。 $\lambda/2$ 波長板と偏光ビームスプリッタ (PBS) を配置し偏光を調整した。また出力されたレーザー光をフィルターとグランレーザープリズム (GLP) に通し偏波消光比を測定した。

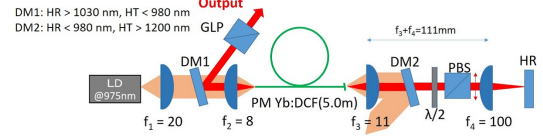


図 5: 偏波消光比測定実験配置図

その結果を表 2 にまとめた。

表 2: 偏波消光比の測定結果

励起パワー/W	Pmax	Pmin	偏波消光比/dB
1.16	250	17	12

次に AOM を製作した外部共振器を用いたレーザー共振器に配置した。実験配置図を図 6 に示す。AOM に電圧を印加していない状態で 5V の固定電圧を印加した状態でレーザー光のパワーを測定した。結果を表 3 に示す。AOM に電圧を印加しなかった時の出力に比べ 5V を印加した時の出力は 1/3 になったため、能動モード同期実験を行うことにした。

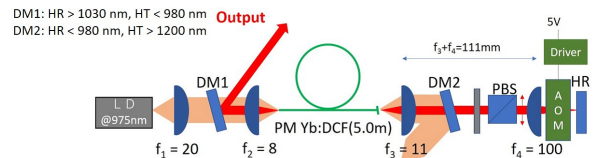


図 6: AOM を配置したレーザー共振器

表 3: AOM を配置した共振器の出力特性

印加電圧/V	Laser Power/mW
0	360
5	120

5 AOMを用いた能動モード同期実験

前章で作成したレーザー共振器を用いた能動モード同期実験を行った。実験配置図を7に示す。ファンクションジェネレータ (FG) を用いて 0V から 5V までの矩形波信号を AOM に印加した。FG の信号周波数 f_{ac} を変えることで能動モード同期をかけることを試みた。

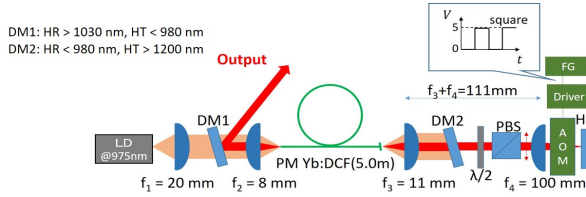


図 7: 能動モード同期実験配置図

AOM に印加する矩形波信号の周波数 f_{ac} は共振器の光路長から計算して求めた。その結果次のようになった。

$$f_{ac} = \frac{c}{2(nL_{Fiber} + L_{air})} \quad (27)$$

$$= \frac{3.0 \times 10^8}{2(1.45 \cdot 5 + 0.22)} \simeq 20\text{MHz} \quad (28)$$

ここで n はファイバーの屈折率、 L_{Fiber} はファイバー長、 L_{air} は空間の長さである。この結果、繰り返し周波数 f_{ac} は約 20 MHz であることが分かった。また RF スペクトルアナライザーにて繰り返し周波数を測定したところ同様に約 20 MHz の値を示した。したがって AOM には 20 MHz 付近の繰り返し周波数を印加し、能動モード同期を試みた。

レーザー共振器を 1.16W 励起、FG の信号周波数を 22.61MHz にしたところ能動モード同期が得られた。モード同期の様子を図 8 に示す。またスケールを広くしたパルス波形を図 9 に示す。一回目のモード同期に比べパルス幅が広がった。また図 9 より各パルスのピークが揃っていることから CW モード同期だとわかる。信号周波数を 22.61 ~ 22.62MHz の間で CW モード同期のパルス波形が得られた。このときのパルス幅やピークを計算し表 4 にまとめた。パルス幅は 8.30 ns と広がったためオシロスコープで直接測定することができた。パルス幅が広い原因として、パルス幅が AOM のゲート開放時間に依存していることがあげられる。本研究で製作した空間結合型ファブリペロー共振器内にはパルス幅を制御する素子が AOM しか設置されていない。したがってパルス幅を制御する要素は AOM のゲートのみであり、パルス幅は AOM のゲート開放時間に応じた長さが許されることになる。今回の実験ではゲート開放時間は 22.1 ns で、これに対しパルス幅の 8.30 ns は十分許容される幅である。

表 4: CW モード同期時のパルスの状態

励起光 /W	平均出力 /mW	パルス幅 /ns	パルスエネルギー /nJ	ピーク出力 /W	ゲート開放時間 /ns
1.16	250mW	8.30	11.1	1.33	22.1

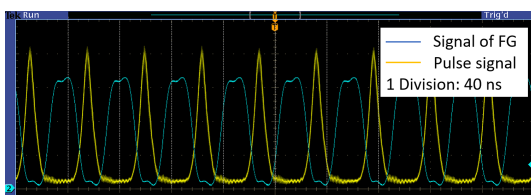


図 8: CW モード同期パルス波形 (22.61 MHz、40 ns)

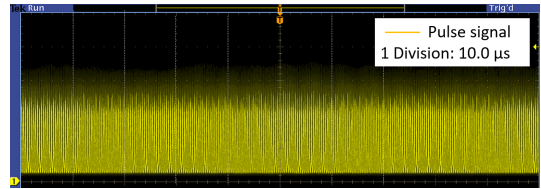


図 9: CW モード同期パルス波形 (22.61 MHz、10 μs)

6 結論

空間結合型ファブリペロー共振器を製作し能動モード同期ファイバーレーザーの製作に成功した。AOM に 22.62 MHz の矩形波信号を印加することによって CW モード同期が生じパルスを得ることができた。CW モード同期時では 1.16 W の励起光に対し平均パワーは 250 mW であった。このときのパルス幅は 8.30 ns、パルスエネルギーは 11.1 nJ、ピークパワーは 1.33 W であった。パルス幅が大きいのは AOM のゲート開放時間に依存しているからだと考えられ、このときのゲート開放時間は 22.1 ns であった。

現在の問題点として共振器の耐久性とパルス幅の大きさがあげられる。本研究で製作した共振器はモード同期後にレーザーのパワーが低下し、モード同期も不安定になってしまった。この原因として緩和発振のモード同期が生じた際に高いピークパワーによってファイバー端面が損傷したことが考えられる。したがって今後はエンドキャップを施すことにより単位面積当たりのパワーを下げ端面の保護を行い、耐久性を確認する。また現状ではパルス幅が 8.30 ns と非常に大きいためパルス幅の制御としてまず AOM のゲート開放時間を短くする。AOM のゲート開放時間は約 8 ns まで短くでき、パルス幅もそれに応じた長さになると考えられる。また高反射ミラーを半導体可飽和吸収ミラーに変えることでさらなるパルス幅のスケールアップを行う予定である。また分散保障として透過型格子対を設置、また長期の能動モード同期のためにパルスの繰り返し周波数をフィードバックする装置の製作を予定している。その後 MCF に適用し、時間領域スーパーモード選択の実証を行う。

参考文献

- [1] 荒井慎一, 齊藤裕文, 小山直人, 中村肇宏, 横溝健二, 相曾景一, “偏波保持光ファイバー”, 古河電工時報 (2002)
- [2] A.Yariv, “光エレクトロニクス 基礎編 原書 6 版”, 丸善 (2010).
- [3] GPM-400-65-1550 Datasheet, brimrose corporation of america.
- [4] M.Y.Jeon, H.K.Lee, K.H.Kim, E.J.L, W.Y.Oh, B.Y.Kim, H.W.Lee, Y.W.Koh, “Harmonically mode-locked fiber laser with an acousto-optic modulator in a Sagnac loop and Faraday rotating mirror cavity”, Optics Communications. 149 (1998) 312-316.
- [5] 左貝潤一, “光エレクトロニクス入門”, 森友出版 (2014)