

Yb 添加マルチコアファイバーレーザーの in-phase モード選択励振

量子・物質工学専攻 植田研究室 小林 哲也

1. はじめに

ファイバーレーザーは導波路構造により、横モードを完全に制御できるため高いビーム品質を持つ。また、ビーム品質を保持したままファイバー伝送が可能であること、高い冷却能力により自然空冷でも kW 動作が可能であることは、ファイバーレーザーの大きな利点である。近年ファイバーレーザーの高出力化は様々な分野で期待されている。

これまでファイバーレーザーの高出力化は微小コアへの注入励起パワーのスケールアップが問題であった。しかし、輝度の低いレーザーダイオード(LD)光をコアの外側の断面積の大きなマルチモードコア(内部クラッド)に注入し、コアモードでレーザー発振、増幅を可能にしたダブルクラッドファイバーの出現により、注入励起パワーのスケールアップが可能となり、高出力化は飛躍的に進展した。2009年には Yb 添加ファイバーで、CW シングルモード出力 10 kW の高輝度出力が報告され、製品化もされている¹⁾。エネルギー限界に関しては、ファイバーレーザーはコア径が小さく、高いピーク強度を持つため、誘導ラマン散乱、誘導ブリルアン散乱などの非線形現象が誘起されやすいという問題がある。しかし、空孔を周期的に配置することでコアの開口数(NA)を人工的に調整できるフォトニック結晶ファイバー(PCF)の出現により、コアの NA を 0.05 以下にすることができ、大モード面積(LMA)でもシングルモード動作が可能となった。LMA 化により非線形現象を大幅に低減し、パルスファイバーレーザーでは平均パワー 42 W、ピークパワー 4.5 MW(パルス幅 1 ns、パルスエネルギー 4.3 mJ)のシングルモード出力が実現している²⁾。

しかし、ファイバーレーザーは非線形現象以外にも単位断面積あたりの破壊閾値(2~5 GW/cm²)、またパルス動作の場合には、自己収束効果の影響も付随するため、高出力、高エネルギー化には限界がある³⁾。PCF はコアを LMA 化できるので破壊閾値や非線形性の影響を低減できるが、低 NA のため曲げに非常に敏感になるのが欠点である。ロッド型 PCF により曲げ損失を与えずに高出力化させる方法もあるが⁴⁾、ファイバーレーザーの利便性を考えるとあまり好ましくない。また自

己収束パワー($P_{cr} \sim 5 \text{ MW}@1064 \text{ nm}$)は定数であるためコア径のスケールアップが不可能で、パルス幅 1 ns では約 5 mJ が限界である⁵⁾。これよりファイバーレーザーの高出力、高エネルギー化はほぼ限界に達している状態である。よって、更なるファイバーレーザーの高出力、高エネルギー化にはファイバーレーザーのアレイ化が唯一の方法である。

本論文で報告するマルチコアファイバー(MCF)は単一のファイバーに複数のコアを有し、アレイを構築したファイバーである。MCF はパワー限界、エネルギー限界がコア数でスケールアップでき、高出力、高エネルギー化が可能なファイバーである。本研究ではコーティング径 280 μm 、第一クラッド径 180 μm 、空孔サイズ 6.59 μm 、空孔間隔 13.5 μm 、空孔の充填率 0.488 のフォトニック結晶構造を持ち、Yb 添加コアを 27 μm の間隔で等間隔に 6 個配列したマルチコアフォトニック結晶ファイバー(MC-PCF)を用いレーザー発振を行った(Fig.1)。MCF は各コアの伝搬モードをシングルモードとし、コアを等間隔に隣接させ、三角格子状あるいはリング状にコアを配置したものが一般的である⁶⁻⁸⁾。コア同士を隣接させることでエバネッセント結合が起こり、アレイモード(スーパーモード)が励振するため、位相同期出力を得ることができる。ただし、コア数の増加に伴い、複数のスーパーモードが励振するので、有用的に用いるには選択的にスーパーモードを励振させる必要がある。そこで本研究では Talbot 共振器を用い、最低次モードである in-phase(同位相)モードを選択励振させることを目的とした。in-phase モードはすべてのコアが位相差 0 で位相同期し、遠視野で回折限界光を結ぶことができるモードである。

Talbot 共振器は共振器長により各スーパーモード間に損失差を与えられる事が利点であり、Talbot 共振器によりマルチコアファイバーで in-phase モードを選択励振させた報告がある^{8,9)}。ただし、共振器長の増長に伴う回折の影響で再結合効率が低下してしまう問題や、各スーパーモードが再結合する際に他のモードに結合してしまう問題があるため、如何に共振器長を短くし、共振器損失を低減できるか、他モードへの結合を抑制できるかが課題である。本研究ではまず Talbot 共振器による

in-phase モードの選択励振について紹介し、さらに、MC-PCF の空孔を熱で溶融消滅させる方法(エンドシール加工)により、Talbot 共振器で悪影響を及ぼした端面のフレネル反射を抑制し、全ファイバーで in-phase モードの選択励振させる方法を考案し、レーザー実験を行ったので紹介する。次節では MCF のスーパーモードについて記述する。

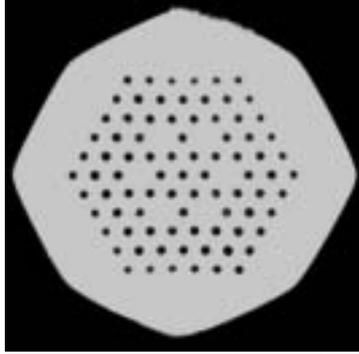


Fig.1 MC-PCF の断面写真

2. マルチコアファイバーのスーパーモード

N 個のコアを有する MCF の全電界 $\mathbf{E}(x, y, z)$ は、m 番目のコアのモード振幅 $A_m(x, y)$ 、伝搬定数 β_m とすると以下のように書ける。

$$\mathbf{E}(z) \equiv \begin{pmatrix} E_1(z) \\ E_2(z) \\ \vdots \\ E_N(z) \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} A_1 \exp(-i\beta_1 z) \\ A_2 \exp(-i\beta_2 z) \\ \vdots \\ A_N \exp(-i\beta_N z) \end{pmatrix} \quad (1)$$

本研究で用いる MCF のようにコア同士が非常に隣接する場合、隣接コア間でエバネッセント結合が起こる。m 番目のコアに隣接するコアを p とすると、コア間の結合の強さを示す結合定数 κ_{mp} は、空気中での波数 k (発振波長 λ を用い $k=2\pi/\lambda$)、 xy 平面全体の屈折率分布 $n(x, y)$ 、 xy 平面においてコア p のみの屈折率分布 $n_p(x, y)$ 、コア m、p のモード振幅 $A_m(x, y)$ 、 $A_p(x, y)$ 、伝搬定数 β_m 、 β_p とすると以下ようになる。

$$\kappa_{mp} = \frac{k^2}{\beta_m + \beta_p} \iint_{-\infty}^{\infty} (n^2 - n_p^2) A_m^* A_p dx dy \quad (2)$$

各コアモードが隣接導波路のみと結合すると仮定すると、結合モード方程式¹⁰⁾により伝搬モードは次式のように表せる¹¹⁾。

$$\frac{dE_m}{dz} = -i\beta_m A_m e^{-i\beta_m z} - i \sum_n \kappa_{mn} A_n e^{-i\beta_n z} \quad (3)$$

すべてのコア径、コア間隔が等しいと仮定すると、 $\beta_m = \beta$ 、 $\kappa_{mn} = \kappa$ となり、結合モード方程式をベクトル表記すると次式のように示せる。

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = \tilde{\mathbf{C}}\mathbf{E}$$

$$\tilde{\mathbf{C}} = \begin{pmatrix} -i\beta & -i\kappa & 0 & 0 & 0 & -i\kappa \\ -i\kappa & -i\beta & -i\kappa & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\kappa & -i\beta & -i\kappa & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i\kappa & -i\beta & -i\kappa & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i\kappa & -i\beta & -i\kappa \\ -i\kappa & 0 & 0 & 0 & -i\kappa & -i\beta \end{pmatrix} \quad (4)$$

また、導波するスーパーモードは伝搬方向に伝搬する以外は z に依存しないので、

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = -i\gamma\mathbf{E} \quad (5)$$

と表記できる。(4)、(5)より、行列式の満たす条件

$$(\tilde{\mathbf{C}} + i\gamma\tilde{\mathbf{I}})\mathbf{E} = 0 \quad (6)$$

を解き、固有値 γ 、固有ベクトル \mathbf{E}' を求めることでスーパーモードを計算した。但し $\tilde{\mathbf{I}}$ は単位行列である。

以上(1)~(6)よりコア数、ビーム半径、各コアの電界分布を定義することでスーパーモードを算出できる。但し、本研究で用いた MC-PCF はフォトニック結晶構造を持つため、市販ソフトの FIMMWAVE を使用し、有限要素法によりスーパーモードの電界分布を計算した(Fig.2)。

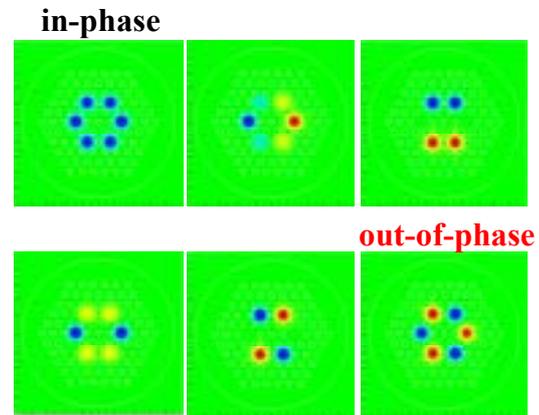


Fig.2 スーパーモードの電界分布

位置 z におけるスーパーモードの電解分布は以下のように書けるので、遠視野におけるビーム広がりが求められる。

$$E^{\gamma}(r, z) = \sum_m E_m^{\gamma} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp\{-i\phi(r, z)\} \quad (7)$$

$$\phi(r, z) = \gamma z - \arctan \frac{z}{z_R} + \frac{kr^2}{2R(z)} \quad (8)$$

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (9)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (10)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right] \quad (11)$$

z_R はレイリー長、 $w(z)$ は位置 z におけるビーム半径、 $R(z)$ は波面の曲率半径である。遠視野像測定した $z=40$ mm の地点でのインコヒーレント、in-phase モードのビーム広がりを計算すると Fig.3 のようになった。

インコヒーレント時のビーム広がりについては各コア間で結合はないので、各コアの強度の和として以下のように書ける¹²⁾。

$$I(r, z) = \sum_m E_m(r, z) E_m^*(r, z) \quad (12)$$

遠視野におけるインコヒーレント時、in-phase モードのビーム広がり角 θ を強度の $1/e^2$ の地点で比較すると、インコヒーレント時は $\theta=5.0$ [deg]、in-phase モードは $\theta=1.2$ [deg] となった。特にインコヒーレント時のビーム広がり単一コアからのビーム広がりに等しいので、

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (13)$$

からも計算できる。

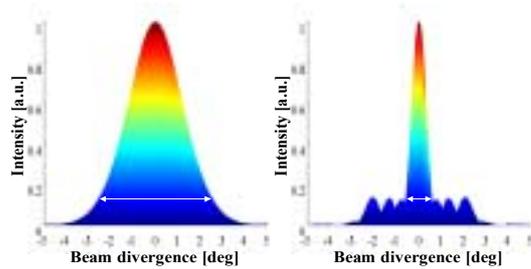


Fig.3 遠視野におけるビームプロファイル (a) インコヒーレント時 (b) in-phase モード

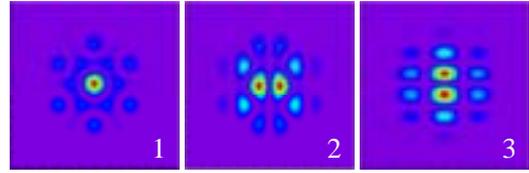
3. ストレール比

MCF のビーム品質評価方法は、遠視野におけるビーム広がりを評価するのが一般的である。しかし、この方法では実際に in-phase モードが何% 励振されているかを定量的に求めることができない。そこで本研究では用いた MC-PCF が in-phase モードのみが遠視野で中心にピークを持つ点に着目した (fig.4)。まず、CCD で測定した遠視野におけるビームプロファイルの中心のパワーの最大値を規格化した値を、計算で求めた in-phase モードの最大値を規格化した値で割ったものをストレール比として評価した。下式に計算式を記す。

$$S = \frac{I_{Max} / \iint I dx dy}{I_{Max}^{in-phase} / \iint I^{in-phase} dx dy} \quad (14)$$

この方法により遠視野で中心にパワーを持つのは in-phase モードのみなので、理想的な in-phase モードが励振されていればストレール比は 1 となり、それ以外のモードは実質 0 となる。本研究ではストレール比の値より、in-phase モードが何% 励振されているか評価した。

in-phase



out-of-phase

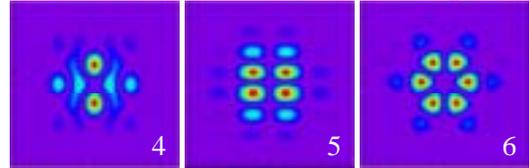


Fig.4 遠視野における各スーパーモードのビームプロファイル

4. Talbot 共振器

周期的に配列されたレーザーアレイは伝搬に伴い、回折、干渉によりある距離ごとに空間パターンが再構築される。このような現象を Talbot 効果といい、その周期を示す Talbot 距離 Z_T は、アレイ間隔 d 、伝搬空間中の屈折率 n とすると以下のように書ける^{13,14)}。

$$Z_T = \frac{2nd^2}{\lambda} \quad (15)$$

Talbot 共振器は、ミラー等で共振器長を Talbot

距離の1/2あるいは1/4の整数倍に選択することで、最低次モード、あるいは最高次モードを選択的に位相同期させることができる外部共振器である。使用したMCFのTalbot共振器長を $d=27\ \mu\text{m}$ 、 $n=1$ 、 $\lambda=1.05\ \mu\text{m}$ として求めると $Z_T=1389\ \mu\text{m}$ となる。Talbot共振器長における各スーパーモードの再結合効率を求めるために、共振器長 z 、ミラーで折り返して往復 $2z$ 伝搬した時のモード j の振幅再結合効率 η_{jj} とし下式より算出した⁹⁾。

$$\eta_{jj}(2z) = \left| \iint A_j^*(x, y, 0) A_j(x, y, 2z) \right| \quad (16)$$

但し、出射直後のモード振幅を $A_j(x, y, 0)$ 、 z 軸方向に $2z$ 伝搬したときのモード振幅を $A_j(x, y, 2z)$ とした。

その結果共振器長により、各モードの再結合効率が異なり、特に共振器長 $1500\ \mu\text{m}$ 以降ではin-phaseモードが他の高次スーパーモードに比べビーム広がり小さいことから、他のスーパーモードよりも高効率で再結合していることが分かった(Fig.4(a))。但し、計算で求めたTalbot共振器長付近ではin-phaseモードの再結合効率は高効率化しなかった。これはTalbot共振器は一般的に1次元アレイを想定したものであり、本研究で用いたMC-PCFはリング状にコアを配置したものであり、1次元アレイではないからである。

次にシールファイバー中の各スーパーモードの再結合効率を算出した¹⁵⁾。シールファイバー中ではすべてのモードが全反射条件を満たすため、再結合効率は一様に増加した(Fig.4(b))。その反面、自由空間中のTalbot共振器に比べ全モードが回折損失なく再結合するため、共振器長によって各スーパーモード間に大きな損失差を与えることが困難になった。しかし、シール長により各スーパーモード間に損失差を与えることは可能で、特にシール長 $3000\ \mu\text{m} \sim 3500\ \mu\text{m}$ の位置ではin-phaseモードが優先的に再結合することが分かる。

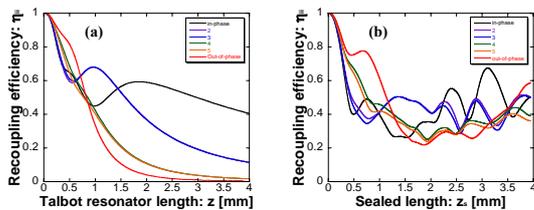


Fig.4 各スーパーモードの再結合効率 (a) Talbot共振器 (b) シールファイバー中

5. デュアル Talbot 共振器マルチコアファイバーレーザー

Fig.5に実験配置図を示す。最大出力70W、発振波長 $975\ \text{nm}$ のファイバー結合レーザーダイオード(LD)でファイバー長 $5\ \text{m}$ のMC-PCFをクラッド励起した。両端面を劈開し、双方出力側にTalbot共振器を構築し、レーザー発振を行った(fig.5)。後方出力側は反射率99.5%の全反射鏡を用い、前方出力側は反射率95、70、40%の三枚の出力鏡を用い測定を行った。

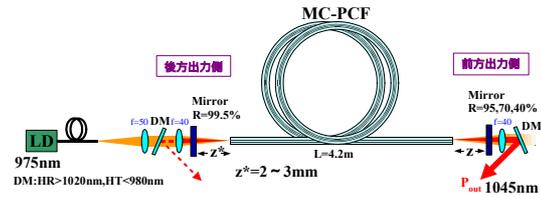


Fig.5 実験系

後方出力側の全反射鏡はin-phaseモードが選択励振された $z^*=2\ \text{mm}$ 付近に固定し、前方出力側の出力鏡をファイバー端面にブツカップルさせ、徐々に離れた時の共振器長依存性を測定した(Fig.6)。

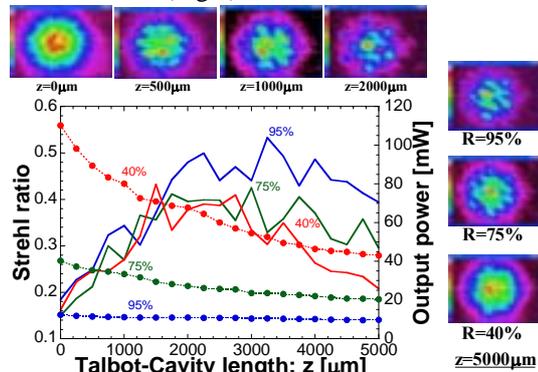


Fig.6 Talbot共振器の共振器長依存性

出力パワーは共振器長の増長に伴ない回折損失が増加するため、出力鏡の反射率に依らず一様に低下した。

次に、CCDで遠視野像のビームプロファイルを測定した所、 $z=0\ \mu\text{m}$ ではすべてのモードが均一に戻るのにインコヒーレント、 $z=500\ \mu\text{m}$ ではOut-of-phaseモード(交代位相モード)、 $z=1000\ \mu\text{m}$ では2,3番目の高次モード、 $z=2000\ \mu\text{m}$ ではin-phaseモードのビームプロファイルがそれぞれ見られた。この結果はFig.4(a)の再結合効率の計算結果と一致する。これより、Talbot共振器がスーパーモードの選択方法として有効であることが分かる。しかし、共振

器長が遠方の位置では反射率の低い出力境を用いた時程光束品質は悪化した。これは反射率の低い出力境ほどファイバーへの戻り光が減少するため、すべてのモードが均一に戻る端面のフレネル反射が支配的になり、光束品質が悪化してしまったと考えられる。

次に出力境を in-phase モードが励振された $z=2000 \mu\text{m}$ の位置に固定し、出力特性を測定した(Fig.7)。

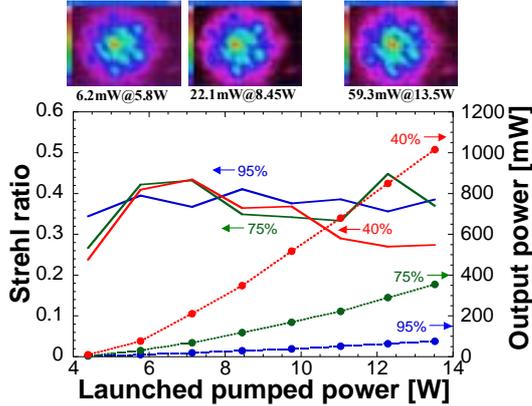


Fig.7 出力特性とストレール比

ストレール比は出力パワーに依らず 0.3 ~ 0.4 となった。これより、約 30 ~ 40% の in-phase モードが出力に依らず励振することができたと判断できる。

出力パワーはミラーの反射率の低下に伴ない増加し、反射率 40% の出力境使用時には注入パワー 13.5W 励起で出力 1W、スローブ効率 12.6% を達成した。

6. エンドシール共振器マルチコアファイバーレーザー

デュアル Talbot 共振器では双方向から in-phase モードを選択励振させることができたが、前方出力側のミラーの反射率の低下に伴ない端面のフレネル反射の影響が支配的になり、共振器長が遠方の位置では光束品質は悪化してしまった。また、スローブ効率も 12.4% と低かった。そこで MC-PCF の前方出力側をエンドシールし、オールシリカ Talbot 共振器(エンドシール共振器)を構築することで、端面のフレネル反射の影響を抑制した。また、シール長を変化させ各スーパーモードに損失差を与えることで in-phase モードを選択励振させることを目指し、レーザー実験を行った(Fig.8)。

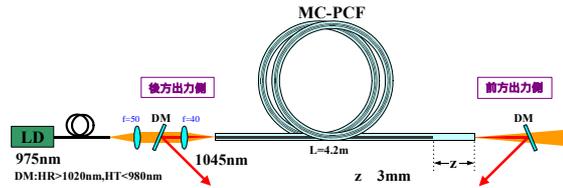


Fig.8 実験系

シール長約 3 mm 時の前方出力側の遠視野における光束プロファイルは、出力に依らず中心にピークを持つ光束プロファイルが得られた。Fig.4 よりシール長 3 ~ 3.5 mm では in-phase モードが優先的に再結合するので、in-phase モードが励振することで光束品質が向上したと考えられる。

また、高出力になるほど光束品質は向上するという興味深い結果が得られた。特に後方出力側では低出力時にはマルチスーパーモード化してしまっていたが、高出力時には in-phase モードの光束プロファイルが得られた。Fig.2 より、全スーパーモードですべてのコアに均一にパワー分配されているのは in-phase モードと out-of-phase モードのみであることに着目すると、高出力時では各コアのパワーが均一化されることで、in-phase モードが励振されやすくなり、光束品質が向上したと考えられる。

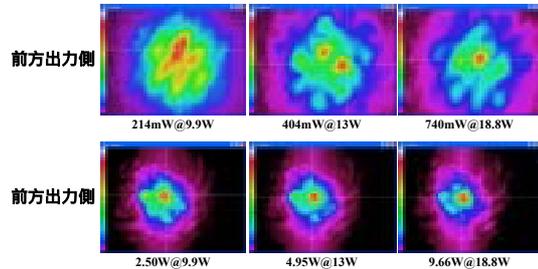


Fig.10 遠視野における光束プロファイル

前方出力側と後方出力側の光束プロファイルを比較してみると、後方出力側に比べ、前方出力側の方が、サイドローブのパワーが減少し、中心パワーが増加しているのが分かる。特に前方出力側の出力 9.66 W 時の光束プロファイルの中心パワーの占める割合を計算すると 36.8% となる。デュアル Talbot 共振器で in-phase モードが効率良く励振された Fig.6 の $z=2000 \mu\text{m}$ 時の光束プロファイルの中心パワーの割合が 18% であるので、エンドシール時には中心パワーは約 2 倍にまで向上したことになる。今回シール加工はヒーターを用いて徐々に空孔を熔融消滅させたので、MC-PCF とシールファイバーとの間には空孔

サイズの変移領域が存在する。この領域では空孔サイズの減少によりコアの閉じ込め効果が弱くなり、Fill-factor が向上する(Fig.11)。これによりサイドローブのパワーが減少し、中心パワーが増大するのでビーム品質が向上したと考えられる。

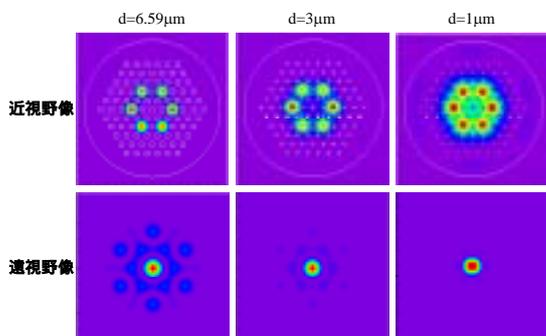


Fig.11 空孔サイズにの減少による in-phase モードのビームプロファイルの変化

出力パワーは Talbot 共振器と比較し、前方出力側の端面の 3~4% のフレネル損失、Talbot 共振器の回折損失等の共振器損失を抑制できたので飛躍的に向上し、注入パワー 18.8W で双方出力 10.4W、スロープ効率 84.1% を達成した(Fig.12)。

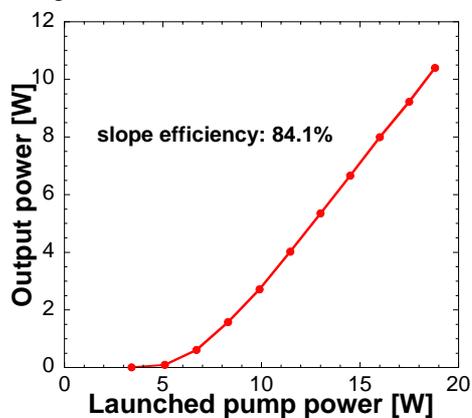


Fig.12 出力特性

7. まとめと展望

デュアル Talbot 共振器により、共振器長 $z=2000 \mu\text{m}$ で双方向から出力に依らず、約 30~40% の in-phase モードを選択励振することができた。この時の最大出力は注入パワー 13.5W 励起で出力 1W、スロープ効率 12.6% を達成した。さらに、MC-PCF をエンドシール加工することで全ファイバーで in-phase モードを選択励振させることができ、注入パワー

18.8W で双方出力 10.4W、スロープ効率 84.1% を達成した。今後はエンドシール共振器が及ぼすビーム特性の変化を考察する予定である。

8. 参考文献

- 1) B. Shiner : CLEO/Europe, Munich, June, 2009, paper TF1.2.
- 2) F. D. Teodoro and C. D. Brooks : Conf. on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, May, 2007, paper CFI3.
- 3) 白川 晃, 植田 憲一 : 光学 **38**, p.25 (2009).
- 4) J. Limpert, N. Degui-Robin, I. Manekonninger, F. Salin, F. Roser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen : Opt. Express **13**, p.1221 (2005).
- 5) F. D. Teodoro and C. D. Brooks : Conf. on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, paper CFI3, May, 2007.
- 6) Y. Huo, P. K. Cheo, and G. G. King : Opt. Express **12**, p.6230 (2004).
- 7) M. Wrage, P. Glas, D. Fischer, M. Leitner, N. N. Elkin, D. V. Vysotsky, A. P. Napartovich and A. P. Troshchieva : Opt. Com. **205**, p.367 (2002).
- 8) L. Michaille, C. R. Bennett, D. M. Talor, and T. J. Shepherd : IEEE J. Quantum Electron, **15**, p.328 (2009).
- 9) P. K. Cheo, A. Liu, and G. G. King : IEEE Photon. Tech. Lett. **13**, No.5, p.439 (2001).
- 10) A. Yariv: Optical Electronics In Modern Communications Fifth Edition Chap. 13.9. (2000).
- 11) P. K. Cheo, A. Liu, and G. G. King : IEEE Photon. Tech. Lett. **13**, No.5, p.439 (2001).
- 12) Y. Li, L. Qian, D. Lu, D. Fan, S. Wen : Optics & Laser Tech. **39**, p.957 (2007).
- 13) D. Mehuys, K. Mitsunaga, L. Eng, W. K. Marshall, and A. Yariv : Appl. Phys. Lett. **53**, p.1165 (1988).
- 14) 神成 文彦, 河野 祐子: レーザー研究 **28**, p.214 (2000).
- 15) H. Li, M. Brio, L. Li, A. Schulzgen, N. Peyghambarian, and J. V. Moloney: Opt. Soc. Am. **24**, No.10, p.2707 (2007).