

# 高出力超短パルスレーザーの 単純化および低価格化のための技術開発

福井大学 学術研究院工学系部門

准教授 川戸 栄

(2018年度 一般研究開発助成 AF-2018223-B3)

キーワード：超短パルスレーザー，モード同期，半導体レーザー励起

## 1. 研究の目的と背景

高出力，すなわち，高平均出力かつ高エネルギーの超短パルスレーザーは，金属をはじめとした様々な材料の超精密加工の研究に用いられている．これらの研究の実用化および産業化に対する最大の問題は，レーザーの価格が数千万円以上と極めて高価なことにある．この問題の生じる根本的な理由は，レーザーの装置構成が複雑であり，かつ効率も極めて低いことに起因している．

まず，高出力超短パルスレーザーはモード同期レーザー発振器と増幅器で構成されている．この中で特に増幅器が大型かつ複雑なため，装置全体が複雑になる．装置の制御のために熟練された技術が必要とする場合も多い．さらに，製作には高価な部品も多数必要とする．例えば，増幅器からの戻り光の防止のために数10万円クラスの高価なアイソレーターが必要であり，増幅器には高速光スイッチとして用いるために数百万円クラスの高価なポッケルスセルが必要になる．

また効率に関しては，例えば，出力 mJ 級，パルス幅が数100 fs 級のレーザーの効率は数%以下である．このパルス幅を10分の1にするためには，さらに桁違いに効率が低下する．出力向上には大型の増幅器と励起用の高価な高出力レーザーが必要になり，価格がさらに上昇する．

このため，本研究では，高出力超短パルスレーザーの理論を構築し，この理論を用いて単純化および低価格化を実現するための手法を開発することを目的とした．まず，安価なエッジエミッター型の半導体レーザーを励起光源として，レーザー利得媒質を高密度励起することにより，損失による効率低下を克服し，量子限界に近い高効率化が実現できることを明らかにした．また，高密度励起に起因する光学歪や，半導体レーザーの低ビーム品質や高収を差に起因する効率低下も，高密度励起により克服できることを明らかにした．

出力パルスに関しては，連続波モード同期固体レーザーの共振器内部に高非線形性材料を挿入して自己位相変調を増強制御することにより利得帯域の限界を超える超短パルス化ができることを明らかにした．さらに，高密度励起により，従来に比べて桁違いに高い損失変調が可能になることに着目し，モード同期の損失変調を従来よりも極めて高くすることにより，自己位相変調を用いずに高速化飽和吸収体だけを用いても，利得帯域の限界を超える広帯域化と超短パルス化ができることを明らかにした．

## 2. 理論

### 2・1 準3(4)準位レーザーの効率に関する理論解析<sup>1,2)</sup>

本研究では準3(4)準位系の Yb:YAG を利得媒質とした．まず，レーザーの効率に関する理論解析では，準3(4)準位レーザーに関するレート方程式を用いた．まず，単純化のために，利得媒質への入射励起パワー  $P_p$  を規格化したパラメーターである励起指数  $F$  および，共振器内部パワー  $P_L$  を規格化したパラメーターである共振器内部光子指数  $S$  を以下の式で定義する．

$$F \equiv \frac{2f\sigma_{em}\tau l\eta_p\eta_a P_p}{h\nu_p L V_L} \quad (1)$$

$$S \equiv \frac{2f\sigma_{em}\tau l P_L}{h\nu_L V_L} \quad (2)$$

ここで，利得媒質の長さを  $l$ ，励起量子効率を  $\eta_p$ ，励起光子エネルギーを  $h\nu_p$ ，レーザー光子エネルギーを  $h\nu_L$ ，利得媒質中のレーザーモード体積を  $V_L$ ，また，レーザー上準位と下準位の局所ボルツマン分布  $f_1$  および  $f_2$  の和を  $f$  とする．また，準4準位レーザーの下準位損失を除き，かつ，透過率  $T$  の出力鏡による損失を含めた共振器内部の全損失  $L$  は，共振器の残留損失  $L_i$  を用いて，

$$L = L_i - \ln(1 - T) \quad (3)$$

と表せる．

入射励起パワー  $P_p$  に対するレーザー出力  $P_o$  の比，すなわち，光変換効率  $\eta_{oo}$  は，励起指数  $F$  と光子指数  $S$  を用いて以下の式で表すことができる．

$$\eta_{oo} \equiv \frac{P_o}{P_p} = \eta_c \eta_p \eta_q \eta_a \frac{S}{F} \quad (4)$$

ここで，共振器内部と出力の間の結合効率  $\eta_c$  と原子量子効率  $\eta_q$  は，

$$\eta_c \equiv \frac{2T}{(2 - T)L} \quad (5)$$

$$\eta_q \equiv \frac{h\nu_L}{h\nu_p} \quad (6)$$

である．

連続波励起，定常状態のときの励起指数と共振器内部光子指数の関係は，レーザー発振時には共振器内部で増幅されたパワーと損失により失われたパワーが一致するとい

う条件から,

$$F = \frac{1 + B \int \frac{\phi_0}{1 + sV_L \phi_0} dV}{V_L \int \frac{r_p \phi_0}{1 + sV_L \phi_0} dV} \quad (7)$$

$$B \equiv \frac{2f_1 n_L \sigma_{em} l}{L} \quad (8)$$

となる. ここで, 利得媒質内の励起分布関数 $r_p$ とレーザー分布関数 $\phi_0$ は, 以下の式で規格化されている.

$$\int r_p dV = \int \phi_0 dV = 1 \quad (9)$$

レーザー発振閾値における励起指数は,

$$F_{th} = (1 + B) \frac{V_{eff}}{V_L} \quad (10)$$

となる. ここで, 実効モード体積は,

$$V_{eff} \equiv \frac{1}{\int r_p \phi_0 dV} \quad (11)$$

である. パルス発振のときも, パルス幅とパルス繰り返し時間の両方が蛍光寿命に比べて十分短ければ, 定常状態と同じとみなすことができるため, 上記の条件で効率を解析した.

励起光源にはエッジエミッター型の半導体レーザーを想定し, 速軸を垂直方向, 遅軸を水平方向とした. エッジエミッター型の半導体レーザーは, 他 (ベクセル型やフォトリソグラフィ型) に比べて単位パワーあたりのコストが安価 (~0.1 万円/W) であるが, 輝度が低い (単位 $M^2$ あたりのパワー~1 W/ $M^2$ ) という欠点がある. エミッターが一つ (シングルエミッター型) の半導体レーザーの最大出力は10 W程度であり, 速軸方向のビーム品質 $M^2$ は1程度と低い (良い) が, 単位あたり $M^2$ のパワーが~1 W/ $M^2$ であるため, 遅軸方向のビーム品質 $M^2$ は10程度と高い (悪い).

シングルエミッター型の半導体レーザーを遅軸方向に並べたものがリニアアレイ型の半導体レーザーであり, 最大出力は100 Wクラスである. このリニアアレイ型半導体レーザーのビーム品質は, 速軸方向はシングルエミッターと同様に良いが, 遅軸方向はシングルエミッターを並べた数の倍数だけ悪くなる. これ以上の出力は, リニアアレイ型を速軸方向に積んだ形のスタック型半導体レーザーにより得られる. この遅軸方向のビーム品質はリニアアレイと同様であるが, 速軸方向がリニアアレイを積んだ数の倍数だけ悪化する. このように, エッジエミッター型の半導体レーザーは, 出力が高いほどそれに比例してビーム品質 $M^2$ が高くなる (ビーム品質が低下する). このため, エッジエミッター型の半導体レーザーを励起光源として出力を向上させるには, この低ビーム品質に起因する効率低下を克服する必要がある.

## 2・2 共振器内部の非線形波動伝搬に関する理論

本研究で想定している高出力超短パルスレーザーの概念図を図1に, 対応する数値解析のブロック図を図2に示す. レーザー共振器内部の非線形波動伝搬の解析では, 共振器内部のパルスの電場波形の包絡線 $A(Z, t)$  (往復回数 $Z$ , 時間 $t$ , 単位 $\sqrt{W}$ ) に関する拡張された非線形シュレディンガー方程式,

$$\frac{\partial}{\partial Z} A(Z, t) = \left\{ g(Z, t) \left( 1 + \frac{1}{2\Delta\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - L - q(Z, t) + i \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A(Z, t)|^2 \right\} A(Z, t) \quad (12)$$

をスプリットステップフーリエ変換法を用いて解くことにより, 安定に連続波モード同期ができる条件 ( $\frac{\partial}{\partial Z} A(Z, t) = 0$ ) を求めた. ここで, 飽和 (を考慮した) 利得 $g(Z)$ であり (ただし, 中心周波数), 2.1の準3(4)準位レーザーの理論から得られる式を用いて不飽和単行利得を30dBとした. 利得媒質の応答 (蛍光寿命~マイクロ~ミリ秒) に対してパルス波形の時間変化 (フェムト~サブナノ秒) と繰り返し時間 (ナノ~サブマイクロ秒) が十分速いため, 利得飽和は瞬時パワーではなく平均パワーに依存するとした. 利得スペクトルは利得帯域幅 $2\Delta\Omega_g$ の放物線とした.

モード同期にはカーレンズモード同期を想定し, 振幅変調は損失 $q(Z, t)$ , 可飽和損失 $q_0$ , 飽和パワー $P_A$ の高速可飽和吸収体

$$q(Z, t) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(Z, t)|^2}{P_A}} \quad (13)$$

とし, 自己位相変調の係数は $\delta$ である. また, 分散は2次分散 $\beta_2$ のみを取り入れた.

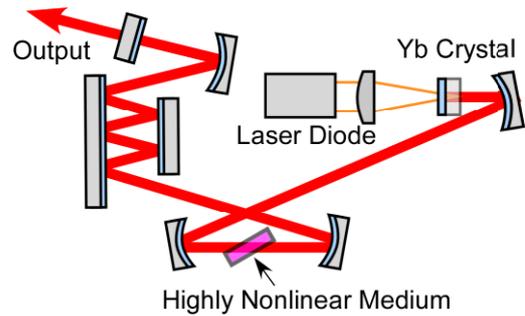


図1. 高平均出力超短パルスレーザーの概念図

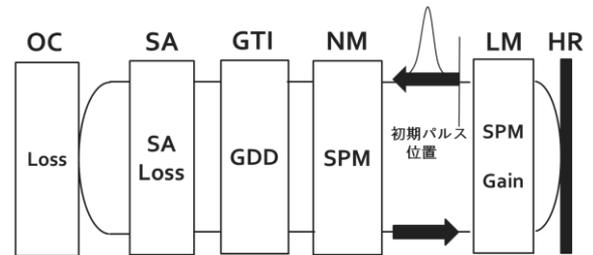


図2. 理論解析に対応するブロック図

## 2・3 実験

理論の信頼性を確認するための実験構成を図3に示す。利得媒質はYbイオン添加濃度20at.%、厚み1mmのマイクロチップYb:YAGであり、共振器側の出力鏡側の端面にレーザー・励起光に対する反射防止膜、共振器の端面側(励起光源側)の端面にダイクロイック膜(励起光に対する反射防止、レーザーに対する高反射膜)を蒸着している。また、共振器の端面側には冷却のために、反射防止膜が蒸着されたサファイア結晶を光学接着剤で接着している。利得媒質はヒートシンクに取り付けられており、その温度は室温(298K)に制御されている。

励起光源はシングルエミッター型半導体レーザーであり、ビーム品質の測定値は水平方向 $M_x^2 = 1.5$ 、垂直方向 $M_y^2 = 20$ であった。励起光の集光半径は、最小モード体積のときの集光半径 $w_{px} = 12 \mu\text{m}$ 、 $w_{py} = 43 \mu\text{m}$ に対して、実測値は $w_{px} = 10.5 \mu\text{m}$ 、 $w_{py} = 40.1 \mu\text{m}$ 、実験における最大励起パワーは $P_p = 3.87 \text{ W}$ (集光強度 $308 \text{ kW/cm}^2$ )とした。

## 3. 結果および考察

### 3・1 レーザーの効率に関する解析

理論解析において、利得媒質の物性値は先行研究の値を用いた。レーザー分布関数はビーム品質が水平方向、垂直方向とも $M^2 = 1$ のTEM<sub>00</sub>、集光位置は利得媒質の共振器側の端面とした(集光半径水平方向 $w_{lx}$ 、垂直方向 $w_{ly}$ )。一方、励起分布関数は、集光位置はレーザーと同じく利得媒質の共振器側の端面とした。水平方向と垂直方向のビーム品質が $M_x^2$ 、 $M_y^2$ のガウシアンとした。

まず、シングルエミッター型半導体レーザー(ビーム品質は測定値と同じ $M_x^2 = 1.5$ 、 $M_y^2 = 20$ )を励起光源とした解析(図4、5)を行なったところ、利得媒質の温度が室温(298K)のときの結果(図5)を定量的に表すことができた。これにより、一般に半導体レーザーの横モード(出力ビームの強度分布)には複数の高次モードが含まれているため複雑であるが、本理論、すなわち、励起分布を測定されたビーム品質をもつガウシアンと仮定した理論が定量的にも信頼できることが明らかになった。また、従来は、高密度励起には起因する熱光学歪の高さ(例えば、本実験では熱レンズ焦点距離の最小値は1mm以下)による効率

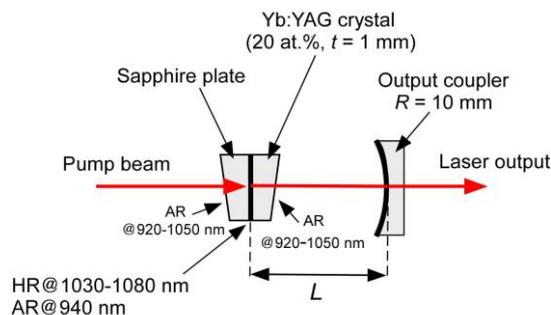


図3. 半球共振器マイクロチップレーザーの概念図

の低下という欠点があると考えられていたが、これも十分克服できることが明らかになった。

理論の信頼性が担保されたため、この半導体レーザーのビーム品質と出力パワーの条件で励起光およびレーザーの集光径、出力鏡透過率などの最適化を行なったところ、さらに効率を向上できることが明らかになった(残留損失 $L_i = 0.2\%$ 、励起光の集光半径 $w_{px} = 12 \mu\text{m}$ 、 $w_{py} = 43 \mu\text{m}$ に対して、レーザー集光半径 $w_{lx} = 9 \mu\text{m}$ 、 $w_{ly} = 59 \mu\text{m}$ 、で光光変換効率 $\eta_{oo} = 76.4\%$ など)。さらに、レーザーの集光径が最適値からずれたとしても、効率の低下は低い(集光径のずれが1割に対して効率低下は1ポイント%以内)ことがわかった。従来、レーザーの効率向上には、励起光とレーザー光の横モードの幾何学的な重なりが重要であると考えられていたが、高密度励起の条件(かつ、高効率化の最適条件下)では、幾何学的な重なりが効率に与える影響は低いことが明らかになった。

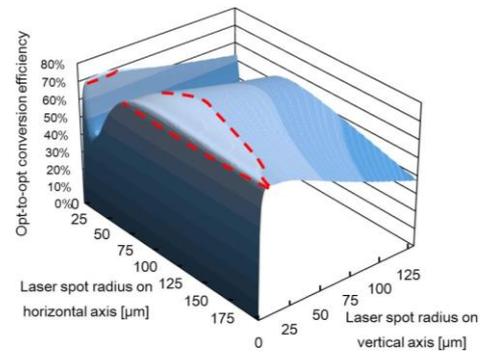


図4. マイクロチップレーザーの光光変換効率のレーザー集光半径(垂直 $w_{lx}$ 、水平 $w_{ly}$ )依存性、励起光集光半径 $w_{px} = 10.5 \mu\text{m}$ 、 $w_{py} = 40.1 \mu\text{m}$ 、励起パワー $P_p = 3.87 \text{ W}$ 、出力鏡透過率 $T = 5\%$ 、残留損失 $L_i = 0.2\%$ 、利得媒質の温度298K、赤い破線は実験値

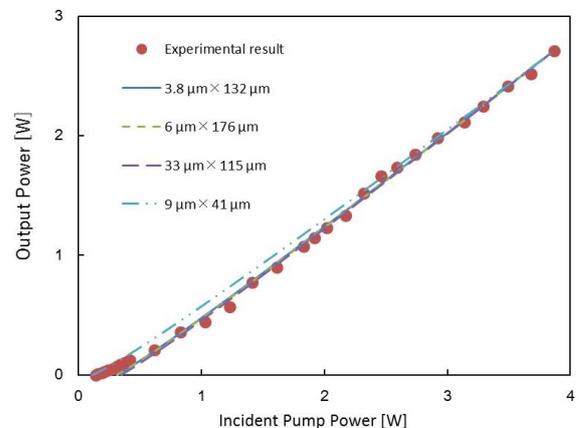


図5. 半球共振器マイクロチップレーザーの入出力特性、赤丸は実験値、出力鏡透過率 $T = 5\%$ 、線はすべて理論値(レーザー集光半径 $w_{lx} \times w_{ly}$ )

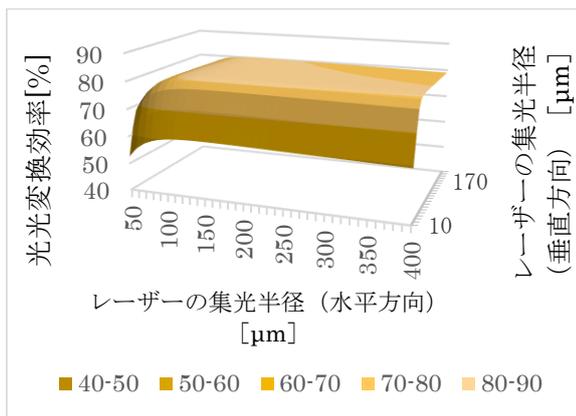
さらに、利得媒質の温度が室温 (298 K) に対して、398 K 上昇した場合の効率 $\eta_{oo}$ の低下も7.4 ポイント%以下に抑えることができた。一般に、イッテルビウムのような準3(4)準位レーザーは、温度上昇によるレーザー下準位損失の増大に起因して効率が低下することが知られている。例えば、Yb:YAG (発振波長 $\sim 1030$  nm) の場合、従来の励起密度 (数 $10$  kW/cm $^2$ のオーダー) では、10 Kの温度上昇に対して効率が1割程度下がってしまう。つまり、従来の励起密度の条件では、利得媒質の温度が室温に対して100 Kも上昇すればほぼ発振しないと考えられる。これに対して、本研究のように励起密度を向上させれば、温度上昇に起因する効率低下を大きく抑制できることが明らかになった。この理由は、高密度励起による高利得化のために、下準位損失に起因する効率低下を抑制できるためと考えられる。

一般にマイクロチップレーザーは冷却面積が狭く (数 mm $^2$ )、かつ、励起領域と冷却面の間隔が広い (数 mm) ために冷却効率が低いという欠点がある。しかし、本研究により、高密度励起が利得媒質の温度上昇に起因する効率低下を抑制できることが明らかになった。これは、本実験

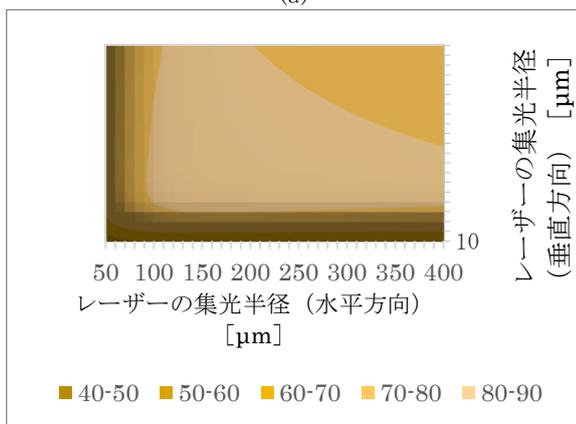
で用いたように冷却のためにサファイアを接着しなくても、効率の低下は殆ど無いこと (1 ポイント%以下) を意味している。

さらに、利得媒質として微細ロットや薄型スラブを用いれば、マイクロチップに対して冷却面積が桁違いに広く (数 $10$  ~ 数 $100$  mm $^2$ )、励起領域と冷却面の間隔が桁違いに狭い (数 $100$   $\mu$ m以下) ため冷却効率が桁違いに高い。そこで、次に、平均出力の向上のために、励起パワーを向上させたときの解析を行った。励起光源は、最大出力120 Wのスタック型半導体レーザーを10個重ねたスタック型半導体レーザー (つまり、最大出力1.2 kW) とした。このスタック型半導体レーザーのビーム品質は、リニアアレイ型 (シングルエミッター型と同じビーム品質 $M_x^2 = 1.5$ を仮定) を10個重ねているため、リニアアレイ型のビーム品質の10倍、つまり、 $M_x^2 = 15$ とした。また、遅軸側のビーム品質は、単位ビーム品質あたりのパワー (1 W/ $M^2$ と仮定) から、 $M_y^2 = 80$ とした。

まず、利得媒質の温度が室温 (298 K)、残留損失 $L_i = 1\%$  のときの光光変換効率 $\eta_{oo}$ のレーザー集光半径依存性を図6に示す。最高の光光変換効率 $\eta_{oo} = 80.8\%$  (最適出力鏡透

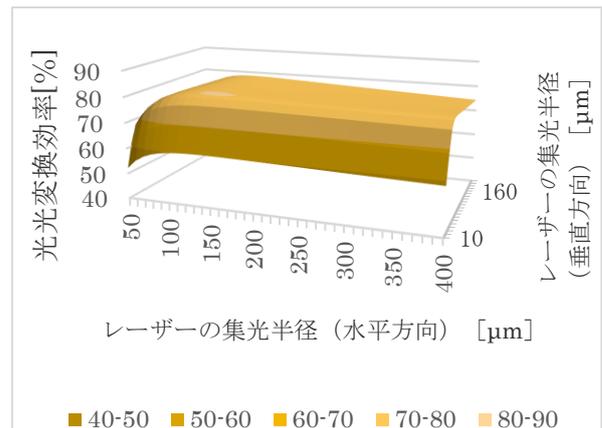


(a)

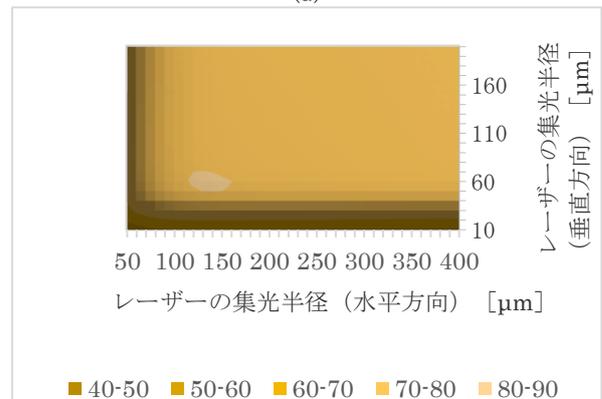


(b)

図6. 光光変換効率のレーザー集光半径依存性, 励起パワー1.2 kW, 励起光ビーム品質 $M_x^2 = 15$ ,  $M_y^2 = 80$ , 残留損失 $L_i = 2\%$ , 出力鏡透過率 $T = 21\%$ 最高効率時の最適結合, 利得媒質の温度298 K



(a)



(b)

図7. 光光変換効率のレーザー集光半径依存性, 励起パワー1.2 kW, 励起光ビーム品質 $M_x^2 = 15$ ,  $M_y^2 = 80$ , 残留損失 $L_i = 1\%$ , 出力鏡透過率 $T = 21\%$  (最高効率時の最適結合) 利得媒質の温度598 K

過率 $T = 21\%$ , 励起集光半径 $w_{px} = 37 \mu\text{m}$ ,  $w_{py} = 86 \mu\text{m}$  レーザ集光半径 $w_{lx} = 66 \mu\text{m}$ ,  $w_{ly} = 152 \mu\text{m}$ ) であり, レーザの集光半径を数倍のオーダーで変化させても80%以上の効率が得られた. また, 図7に示すように利得媒質の温度を598Kとしたときの最高効率も80%以上であり, 室温に対する低下も1ポイント%以下に抑えることができた.

利得媒質に成膜されている誘電体多層膜の耐熱温度(～200℃)を考慮に入れると, 利得媒質の現実的な温度は498K程度以下と考えられるため, 598Kという温度は非現実的ではある. しかし, 非現実的なまでに利得媒質の温度を上げたとしても, 高密度励起により温度上昇に起因する効率低下を抑制できることが明らかになった. さらに, レーザの集光径を数倍のオーダーで変化させても効率の低下を抑制できるということは, 従来, 高効率化に必須とされていたが熟練の技術を必要としたレーザ共振器の調整が容易になることを意味している. さらに, 励起光とレーザの幾何学的な重なりが小さくても効率に及ぼす影響が少ないということから, 従来は励起光を利得媒質に導入するため必要であったダイクロイック膜の成膜が必須ではないことを意味している. また, ブリュースターカットの利得媒質を用いれば, 反射防止膜の成膜も必要としない. これらの成果は, レーザの製作のために熟練の技術者を必要としないことや, 利得媒質を単純化, かつ, 冷却機構も単純化できることを意味しており, 高平均出力レーザのコストを下げることに繋がると考えられる.

### 3・2 レーザのパルス出力に関する解析

自己位相変調を用いずに, 高速可飽和吸収体のみを用いた場合のパルス幅の飽和パワー依存性を図8に, 飽和パワーを最適化した場合の最短パルス幅(図8の最短パルス幅に対応)の可飽和損失依存性を図9に示す. 図8の黒い点線は発振スペクトルを利得スペクトルと同じ(ただし, 利得が負になる周波数帯 $\sqrt{2}\Delta\Omega_g < |\Delta\omega|$ の振幅をゼロとする)としたときのフーリエ変換限界パルス幅である. この発振スペクトル形状ではスペクトルが裾を引かずに( $\sqrt{2}\Delta\Omega_g < |\Delta\omega|$ で)ゼロであるために実際の利得スペクトルを発振スペクトルとしたときのフーリエ限界パルス幅(～120 fs)よりも広がっているが, このパルス幅(黒い点線)が放物線状の利得スペクトルに対する最短パルス幅の限界の目安を示している.

これに対して, 図8の赤は従来の変調と同じオーダーの可飽和損失 $q_0 = 0.005$ の場合のパルス幅, 青は高密度励起により可能となった変調可飽和損失 $q_0 = 6$ の場合のパルス幅であり, 点は数値解析の値, 破線と一点鎖線は, F. X. Kaertner らによる, 高速可飽和吸収体のみを用いたときパルス幅の近似式 (Kaertner 近似)<sup>3)</sup>

$$\tau_K = \frac{1.76}{\Omega_g} \cdot \sqrt{\frac{l_c + q_0}{q_0}} \quad (14)$$

を用いて得られた値である. 従来, このパルス幅が高速可飽和吸収体のみを用いた場合の最短パルス幅を示しており, かつ, このパルス幅は利得スペクトルの境界のパルス幅よりも狭くならないと考えられていた<sup>3)</sup>.

まず, 従来モード同期の条件である可飽和損失 $q_0 = 0.005$ のときの Kaertner 近似のパルス幅は, 利得スペク

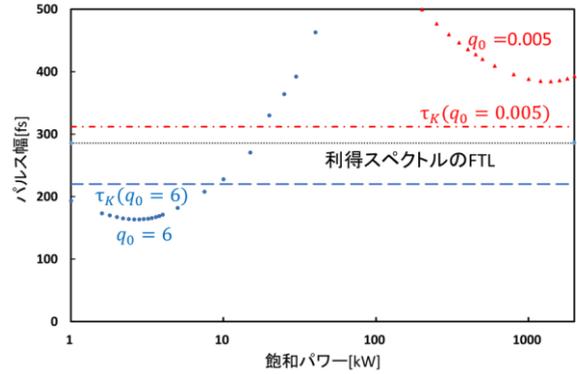


図8. 高速可飽和吸収体のみを用いた場合のパルス幅の飽和パワー依存性, 利得スペクトルの形状は幅9 nmの放物線, 可飽和吸収体の損失を除いた共振器損失1%, 赤は可飽和損失 $q_0 = 0.005$ (従来の変調と同じオーダー), 青は可飽和損失 $q_0 = 6$ (高密度励起により可能となった値), 点は数値解析の結果, 破線と一点鎖線はKaertnerによる近似式の値, 黒い点線は発振スペクトルを利得スペクトルと同じ(ただし, 利得が負になる周波数帯 $\sqrt{2}\Delta\Omega_g < |\Delta\omega|$ の振幅をゼロとする)としたときのフーリエ変換限界パルス幅

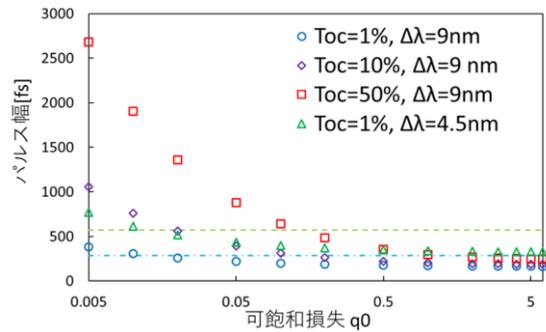


図9. 高速可飽和吸収体のみを用い, 飽和パワーを最適化した場合のパルス幅の可飽和損失依存性, 利得スペクトルは放物線, 緑はスペクトル幅4.5 nm, 他は9 nm, 破線と一点鎖線は発振スペクトルを利得スペクトルと同じ(ただし, 利得が負になる周波数帯 $\sqrt{2}\Delta\Omega_g < |\Delta\omega|$ の振幅をゼロとする)としたときのフーリエ変換限界パルス幅, Toc は可飽和吸収体の損失を除いた共振器損失

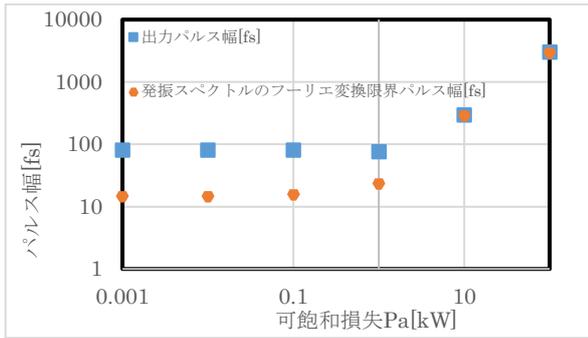


図 10. 自己位相変調と高速可飽和吸収体を用いた場合の  
パルス幅の飽和とパワー依存性, 利得スペクトルの形状は  
幅 9 nm の放物線で周波数帯  $\sqrt{2}\Delta\Omega_g < |\Delta\omega|$  の利得はゼ  
ロ, 共振器内部の分散は 2 次分散のみ ( $\beta_2 = 2000 \text{ fs}^2$ ),  
可飽和吸収体の損失を除いた共振器損失 20%, 可飽和損  
失  $q_0 = 6$  (高密度励起により可能となった値), 青の四角  
は出力パルス幅, 橙の菱形はフーリエ限界パルス幅

トルの限界となるパルス幅(黒い点線)よりも広く, かつ,  
数値解析における最短パルス幅も, Kaertner 近似 (赤い  
一点鎖線)よりも広く, 従来の常識通りの結果を示してい  
る. これに対して, 可飽和損失  $q_0 = 6$  の場合のパルス幅に  
ついては, Kaeltner 近似のパルス幅 (青い破線) は利得  
スペクトルの限界よりも狭く, かつ, 数値解析における最  
短パルス幅は更に狭くなっていることが分かる. これらの  
結果は, 高速可飽和吸収体を用いるだけでは利得スペク  
トルの限界のパルス幅を超えることができないという常識  
を覆すものである.

次に, 高速可飽和吸収体に加えて自己位相変調も用いた  
ときのパルス幅の飽和とパワー依存性を図 10 に示す. 高非  
線形材料を用いて自己位相変調と分散を制御することに  
より, 利得帯域の限界を大幅に超える超短パルス化が可能  
であることがわかる.

### 3. まとめ

本研究では, 高出力超短パルスレーザーの理論を構築し,  
この理論を用いて単純化および低価格化を実現するた  
めの手法を開発した. まず, 単位出力あたりの価格が安価な  
エッジエミッター型半導体レーザーを用いて高密度励起

することにより, レーザー共振器の精密な調整を必要とせ  
ずに量子限界に近い高効率化とキロワットクラスの高出  
力化を実現できることを明らかにした. また, 従来は問題  
と考えられていた, 高密度励起に起因する光学歪や半導体  
レーザーの低ビーム品質や高収差に起因する効率低下も,  
高密度励起により克服できることを明らかにした.

出力パルスに関しては, 連続波モード同期固体レーザー  
の共振器内部に高非線形材料を挿入して自己位相変調  
と分散を制御し, 可飽和吸収を最適化することにより利得  
帯域の限界を大幅に超える超短パルス化ができることを  
明らかにした. さらに, モード同期の損失変調を従来より  
も極めて高くすることにより, 自己位相変調を用いずに高  
速化飽和吸収体だけを用いた場合でも, 利得帯域の限界を  
超える超短パルス化ができることを明らかにした. 可飽和  
吸収体によるモード同期は, カーレンズモード同期よりも  
共振器の調整や分散の制御が容易であるため実用性が極  
めて高い. これらの成果は, 高出力超短パルスレーザーの  
単純化および低価格化につながるものである.

### 謝 辞

本研究は, 福井大学光エレクトロニクス研究室の学生  
(前田氏, 青柳氏, 柴田氏, 川嶋氏, 韓氏, 後藤氏, 上島  
氏, 木藤氏, 戸谷氏, 小川氏, 稲葉氏, 片岡氏) の協力の  
下に行われました. 本研究は天田財団の助成を受けました.

### 参考文献

- 1) M. Shibata, T. Kawashima, M. Yamashita, S. Kawato, Theoretical analysis of high efficiency blue-laser-diode-pumped Ti:sapphire laser by high intensity pumping, Laser Physics Letters, 2021, 105001(9 pp.).
- 2) S. Kawato, T. Kawashima, High-efficiency continuous-wave Ti:sapphire laser with high-intensity pumping using a commercially available crystal, Applied Sciences, 2022, 4815 (18 pp.).
- 3) F. X. Kaeltner, J. A. Au, U. Keller, Mode-locking with slow and fast saturable absorbers-what's the difference, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1998, 4, 2, 159-168.