高輝度マイクロチップレーザーとエンジン点火

平等 拓範

分子科学研究所 (〒444-8585 愛知県岡崎市明大寺町字西郷中38番地)

High Brightness Microchip Laser and Engine Ignition

Takunori TAIRA

Laser Research Center for Molecular Science, Institute for Molecular Science, 38 Nishigonaka, Myodaiji, Okazaki, Aichi 444-8585

(Received June 16, 2010)

A passively *Q*-switched Nd:YAG/Cr:YAG microchip laser was developed. The output energy of 3 mJ per pulse (totally 12 mJ for 4 pulses) was obtained with the optical-to-optical efficiency of 19 %. The pulse width and M^2 value were 500 ps and 1.2, respectively. The brightness of the microchip laser was calculated to be 0.3 PW/sr-cm² and the optical power intensity of 5 TW/cm² was estimated at the focal point of ignition. A 100 %-ignition was successfully demonstrated by a five-pulse train in a lean mixture of an A/F 17.2, where spark plug ignition failed. Finally, ignition tests for a real automobile engine were performed. A single laser pulse with an energy of 2.3 mJ could ignite and drive the engine stably. It will be lowest energy ever reported for laser ignition of a real automobile engine. We can confirm that an optimally designed, high-brightness, passively *Q*-switched microchip laser reduced the ignition energy dramatically compared with previous ignition lasers and a spark plug and the dimension of the laser head can be reduced to real spark plug size.

Key Words: Passively *Q*-switched microchip lasers, Nd:YAG, Cr:YAG, Laser ignition, Micro solid-state photonics

1. はじめに

化石エネルギーの大量消費による資源枯渇と地球温暖化, 気象変動を含めた環境破壊は今や大きな社会問題となり, 低炭素社会構築のための代替エネルギーおよびエネルギー変換研究に高い期待が寄せられている. 特に我が国は, 一次エネルギーの9割を石炭, 石油, 天然ガスに依存しており, エネルギー変換法としての燃焼方式の高効率化, 低エミッション化の実現は内燃機関(エンジン)を有する自動車, 発電機において大きな課題である. これはハイブリッド車でも状況は同じでエンジンの要求はますます厳しくなり, 次世代高性能エンジンのために制御性の高い点火法が求められている. このような中, 高尖頭出力レーザーを用いた混合気の着火法であるレーザー点火では, 非接触かつ時間・空間的な自由度が高いためシリンダー内での理想的な燃焼状態を作り出せるとされ, プラグに代わる点火装置として期待が寄せられている^{1,2)}. しかしながら, 尖頭値がメガワット以上のジャイアントパルス固体レーザーは, 一般に大型・不

安定で効率も低いいため研究室から持ち出す事ができずレーザー点火は単なる基礎研究に留まっていた. 一方, 近年のマイクロ固体フォトニクスの進展は, 従来とは異なった視点から高輝度光を創り出せるもので, 新たな学術分野の創出にとどまらず, 産業応用も望めるなど, その期待は高い³⁻⁵⁾. 本稿では, 最新の高輝度マイクロチップレーザー*に関し, 自動車におけるフォトニクス展開との観点からエンジン点火を中心に一連の研究を紹介したい⁶⁻¹⁰⁾.

2. 高輝度マイクロチップレーザー

2.1 自動車におけるフォトニクス

最近になりFig. 1に示されるように光科学技術(フォトニクス)の自動車分野への応用が進んでいる. レーザーによる切断, 溶接, 微細加工は今や車体の軽量化と強度向上に不可欠であるが, それ以外でも白色LEDによるヘッドランプは, すでに高級車を中心に搭載が始まっている. また車載カメラにはこれまで主要であったバック

* 本稿では各部品を独立に配置したマイクロレーザーも, 最終的には単体のマイクロチップを目指していることから, 総称してマイクロチップレーザーと呼ぶことにする.

Fig. 1 Photonics for automobile.

モニタからサイドモニタ、フロントモニタなどの視覚確保用カメラシステムや、車線検知システムを応用したアダプティブクルーズコントロール等が開発されており、さらには近赤外線カメラを用いて夜間の歩行者検出を行うナイトビューアーや衝突防止のレーザーレーダーなども一般的な安全装置として導入が検討されつつある。また、液晶ディスプレイ(LCD)や有機ELによるメータ類の表示も進んできているが、さらに各種レーザーディスプレイのヘッドアップディスプレイ(HUD)への展開なども検討が始まっている。その他、運転のモニタに加え赤外線レーザーによる燃焼や排気ガスの解析などの提案もある。加え、近年の自動車はそのインテリジェント化が急ピッチに進められており、このため数10個から、多い場合で100個以上の電子デバイス(ECU)が必要となってきた。そしてECUの増加に伴い配線も複雑かつ膨大となり、ついに車内スペースの占有や車重の増大が無視できないレベルになってきた。そのため金属配線を光ファイバによる光LANに代えることで軽量化、省資源化が図られている。このようにフォトリソグラフィは自動車の様々な領域で欠かせない要素となっているが、その根幹である動力・エネルギーに直接かかる話題はこれまで出てこなかった。当然ながらこのような話題には金属加工やブレイクダウンを引き起こせるようなジャイアントパルス固体レーザーが求められるが、これらは一般に大型かつ不安定で、さらに大容量電源や水冷装置などが必要であり車載は想像することすら困難であった。また装置も高価であり誰もがまともな議論ができるようになるとは思われなかった。そのため天然ガスによる発電システムなどの設置型の大形内燃機関を中心に、特に欧米において精力的な研究が進められてきた。しかし、種々の問題のため基礎研究に留まってきた¹⁻³⁾。それがマイクロ固体フォトリソグラフィの進歩により事情が急変した。驚くことにマイクロチップ化がレーザーの高性能化に繋がり、種々の困難を克服しつつある。

2.2 受動Qスイッチ型マイクロチップレーザー

共振器の良好指数(quality factor)であるQ値を短時間に切り換えることで、レーザー媒質中に蓄積された反転分布エネルギーを瞬時に取り出し、ジャイアントパルス発生を可能とするQスイッチ動作は、長い蛍光寿命を有する固体レーザーの特長とされている。ここでは、マイクロ固体レーザーの短共振器性を損なわない可飽和吸収

体(saturable absorber: SA)による受動Qスイッチ法¹²⁾について考察する(Fig. 2 (a))。この場合、励起光 $h\nu_p$ により発光中心の電子状態が上準位に励起され、次いで下準位への遷移により光子 $h\nu$ が輻射される。共振器内の光子密度が低い初期状態ではSA吸収が強く、共振器損失が大きいためレーザー発振には至らない。しかし励起を続けることで、上準位分布密度が蓄積され、利得が増大、初期損失に打ち勝つ事でSA下準位の電子密度が減少、吸収が飽和し、急激なパルス成長が促されジャイアントパルス発生に至る。

解析的には、SAの初期透過率を T_0 、飽和後の透過率 T_f とした場合の出力パルスエネルギー、パルス幅は

$$E_p = \frac{h\nu \cdot A_g}{2\gamma_g \sigma_g} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_{gi}}{n_{gf}}\right) \quad (1),$$

$$\tau_p = \frac{\ell_c}{c} \ln\left(\frac{n_{gf}}{n_{gi}}\right) \frac{p}{\ln T_0} \frac{1}{Z} \quad (2)$$

で与えられる^{13,14)}。このとき、

$$Z = 1 - \frac{n_{gt}}{n_{gi}} + [1 + (\delta - 1)p] \ln\left(\frac{n_{gt}}{n_{gi}}\right) + \frac{p}{\alpha} (\delta - 1) \left[1 - \left(\frac{n_{gt}}{n_{gi}}\right)^\alpha\right] \quad (3).$$

また、 $\alpha = \gamma_{SA} \sigma_{SA} A_g / \gamma_g \sigma_g A_{SA}$ 、 $p = 2\ln T_0 / (\ln R + 2\ln T_0 - L_g)$ 、 $\delta = \sigma_{ESA} / \sigma_{SA}$ である。なお、 A_g 、 A_{SA} はレーザー媒質、SAでのレーザー光有効面積、 γ_g 、 γ_{SA} は縮退による各々の反転分布減衰因子、 σ_g はレーザー媒質の誘導放出断面積、 σ_{SA} 、 σ_{ESA} はSAの吸収断面積及び励起状態吸収(excited state absorption: ESA)断面積である。さらに、 T_0 、 T_f はSAの初期透過率と飽和透過率、 L_g は共振器残留損失であり、 n_{gi} 、 n_{gt} 、 n_{gf} は、それぞれ発振開始時、発振終了時、出力ピーク時の反転分布密度であり、 n_{gt} と n_{gi} の比及び n_{gt} と n_{gf} の比を求める事で、受動Qスイッチレーザーのパルスエネルギーとパルス幅が解析的に得られることが

Fig. 2 Model of passively Q-switched microchip lasers (a) and photograph of components (b).

示された。

まず、出力エネルギーについて考察する。式(1)よりレーザー出力鏡の反射率を下げ、レーザー媒質におけるビーム面積を広げるとともに、反転分布については初期値を高く、動作終了時のそれを低くする事がパルスエネルギー増大には有効であることが分かる。分光学的には誘導放出断面積が小さく、蛍光寿命の長いレーザー材料が高エネルギー化には適している事になる。輝度の観点からは、式(1)より横モード品質 M^2 値は劣化させずに出力エネルギーを増大させると共にパルス幅を短くすべしとの方針が得られる。一方、式(2)からレーザー共振器長を短くする事は、短パルス化に直接寄与する事が、また、式(1)からは、その事自体は出力エネルギー劣化に繋がらない事が分かる。Fig. 3 (a)にレーザー媒質としてNd:YAG($\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)を、SAとしてCr⁴⁺:YAGを用いた受動Qスイッチ型レーザーにおける出力エネルギーの可飽和吸収体初期透過率特性を、Fig. 3 (b)にパルス幅の共振器依存特性を示す。これら計算及び実験の両面から上記考察の妥当性が検証された。さらに、受動Qスイッチ動作のための可飽和吸収体は、他のQスイッチ法に比べ小型・簡便化が図れるだけでなく、共振器内にあってはソフトアパーチャとして機能するため M^2 値改善にも効果がある。

Fig. 2 (b)に、実験に用いた受動Qスイッチマイクロチップレーザーの主要部を示す¹⁴⁾。最終的には、レーザー媒質(長さ5 mmの1.4 at.%Nd:YAG)とQスイッチ用SA(初期透過率30 %のCr:YAG)を接合し全長8 mmの一体構成とし、Cr:YAGの出射面には反射率 $R = 56\%$ の部分反射率、Nd:YAG面には励起光に高透過率、レーザー光に高反射率の誘電体多層膜コーティングを施した。励起には、コア径400 μm 、 $NA = 0.22$ で波長808 nmのファイバ出力半導体レーザー(laser diode: LD)光を倍程度に拡大し、Nd:YAG端面より入射し用いた。ところで、受動Qスイッチでは、励起パワーの増大によりレーザー出力

は増大するものの、パルスエネルギーは増大しない。代わりに繰返し周波数が上昇する¹³⁾。また、ジッターも大きく制御性に欠ける。そこで、LDを100 Hzで変調制御することで繰返し周波数を固定することとした。駆動電流パルス幅は、420 μs と蛍光寿命の約2倍にすることで発振の安定化を図った。LDからの励起パルスパワーは28 Wとし、平均光電力を1.2 Wに抑え空冷を可能とした。この結果、最大で出力エネルギー0.67 mJを得た。パルス幅は400 psとサブナノ秒であったため尖頭出力にして1.7 MWとメガワット出力を達成した。なお、一体化せず、最適動作を図ったときは最大で0.97 mJ、パルス幅460 μs と尖頭値2.1 MWを、また $M^2 = 1.36$ (波面センサー、WaveFront社CLAS-2D)を得た。輝度にして100 TW/sr-cm²が、手のひらサイズで得られた事になる。また、スペクトル幅は5 pm以下と、測定に用いたファブリーペロー干渉計(Burielgh社、WA-4550型)の分解能限界で制限された。輝度温度では少なくとも62 EK(6.2×10^{19} K)にもなり、太陽の 10^{16} 倍もの輝度温度光が手のひらサイズ、パルス当り消費電力12 mWで非常な低消費電力で達成できたことになる¹⁴⁾。

2.3 波長変換とレーザー加工特性

このような高輝度温度の光は非線形光学波長変換に適しているが、Nd:YAGが立方晶系のレーザー材料であるため高出力動作時には圧縮応力による偏光制御¹²⁾が効かず、安定した直線偏光が得られず深刻な問題となっていた。一般に用いられる[100]カットCr:YAGでは90°毎にほぼ同程度の透過率ピークが現れ、2つの偏光方向が許容されるため不安定となるためである。しかし、Fig. 4 (a)に示す配置で初期透過率25 %のCr:YAG[001]軸に対し光強度400 MW/cm²と非飽和時の透過率偏光角度依存性を調べたところ、同図(b)に示すように0°と90°の透過率に過渡的には差が生ずる事を見出した¹⁵⁾。この場合、一方の偏光成分を選択成長できるため、高出力動作

Fig. 3 Output pulse energy as a function of initial transmission (a) and pulse width as a function of cavity length (b). Where $\sigma_g = 2.3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_{SA} = 4.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, $\sigma_{ESA} = 8.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\gamma_g = 2$ and $\gamma_{SA} = 1$. And design parameters $A_g = A_{SA} = 2.0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ($w_p = 370 \mu\text{m}$) and $L_g = 1$.

時においても安定な直線偏光が得られ、高効率な波長変換が可能となった。この受動Qスイッチ型マイクロチップレーザーの出力(600 μJ)をそのまま長さ10 mmのType I位相整合 LiB_3O_5 (LBO)に入射することでパルス幅約400 ps、出力300 μJ の第二高調(SH)波(532 nm)を得た(集光しなくともSHG変換効率は約50%に及ぶ)。この数100 kW尖頭出力の緑色光を、焦点距離110 mmのレンズで約11 μm 直径まで絞り込んだところステンレス鋼(SUS304)への微細穴開けが確認された。Fig. 5 (a)に300 μm 厚までのSUS304におけるアブレーション特性を、また、同図(b)に25 μJ (23 J/cm^2)のパルスにより100 μm 厚のSUS304をドリル加工した際の裏面写真を示す。これによりマイクロ共振器由来のジャイアントパルス光は、高効率波長変換や良好な金属加工も望めるまでに高輝度化されている事が検証された。さらには、LBOを用いた三倍波発生による紫外光(波長355 nm)やBBOによる四倍波発生(波長266 nm)、PPMgLN(耐光損傷のためMgO添加)による高効率、高機能光パラメトリック発生による中赤外光、またMgLNによるテラヘルツ波(波長100~330 μm)発生¹⁶⁾にも成功しており排気ガスや浮遊粒子状物質(suspended particulate matter: SPM)の診断などへの展開が期待されている。そして、このような背景か

ら、マイクロチップレーザーの高輝度性に着目した新たな自動車フォトリソの議論が始まった。

3. エンジン点火特性

3.1 レーザー点火の特長

19世紀半ばに登場したガソリンエンジン車は、燃料として高いエネルギー密度を有する事からこれより以前に提案された蒸気自動車や鉛蓄電池式電気自動車を淘汰してきた。そして現在もハイブリッドカーを含め低排出、低燃費の小型高出力エンジンを目指し、その特性改善が精力的に進められている。ここで注目すべきは、ガソリンエンジンの点火方式である。スパークプラグの電極間で絶縁破壊を起こし、約6,000 Kの高温の小さな熱プラズマを放電ギャップ間に形成する手法は、スパークプラグの誕生以来100年以上もの間、基本的には変わっていない。しかし、現在普及しているスパークプラグによる電気火花点火(Fig. 6 (a))では、電極による冷却効果により火炎核形成時の燃焼エネルギーの消失が50%以上と大きいこともまた良く知られている。加えて、構造的な問題から燃焼室中央で点火することが困難であり、さらに電極が燃焼室内部に突き出た異物となって、シリンダー内で理想的な高効率燃焼状態を作り出すことには限界がある。燃料の利用効率低下と不完全燃焼が原因となって、発生する一酸化炭素や窒素酸化物の排出を低減する事は困難な状態であり、低NOx、低燃費の観点からガソリンエンジンの超希薄燃焼の実現が望まれる。しかし、従来のスパークプラグによる点火手法では、制御性が乏しく、希薄燃焼限界の拡大に向け点火方式の革新が切望されている¹⁷⁾。

上記手法に対しレーザー点火(Fig. 6 (b))ではそもそも電極が不要で、空間的に自由度が高いため燃焼室中央付近で点火することが可能となり、火炎が冷たい燃焼室壁から受ける損失が小さく高効率な燃焼を促進できる。さらに、レーザー光の照射方式によってはシリンダー内で多点での同時点火も可能で、燃焼時間の短縮と燃焼効

Fig. 4 Relation between the polarization direction and the crystallographic axes (a) and dependence of the transmission of [110]-cut Cr^{4+} :YAG single crystals (b).

Fig. 5 Average ablation rate for pulse energy and fluence (a) and photograph of drilled 100- μm thick SUS304 back surface measured by laser scanned micro-scope (b) (wavelength: 532 nm).

Fig. 6 Schematics of the combustion engines ignited by (a) a spark plug and (b) laser based multi-point breakdown.

率の大幅な改善が期待される。燃焼効率の改善は単に現行のエンジン出力向上だけでなく、燃費の低減、希薄な可燃性予混合気への点火が可能になる点が注目される。さらにレーザー点火の大きな利点として、プラグでは点火が難しい高圧の可燃性予混合気に対しても着火が可能である点が挙げられる。このため10年以上前よりレーザー点火の有用性は世界の著名な研究機関から提案され、種々の検証が為されてきた。そして、可燃性予混合気中でブレイクダウン（絶縁破壊）を起こしてガスに着火させるためには、集光点での光強度としておよそ 100 GW/cm^2 が、また、安定した燃焼状態を可能とするには 20 mJ 以上のエネルギーが必要とされる等の諸特性が明らかになり、自動車用エンジンへのレーザー点火の適用は余り現実的で無いと考えられるに至った。しかし、本当に不可能なのであろうか？我々は、あくまでも自動車エンジンに搭載する事を念頭にブレイクダウンの基礎に立ち返り検討を行った。

3.2 レーザーブレイクダウン点火

レーザー点火としては、一光子過程により生成された化学種によって点火させる光解離点火法と、強力なレーザー光を未燃混合気に集光、ブレイクダウンにより生成される高温プラズマを用いて点火させるレーザーブレイクダウン法に大別される。両者とも興味深い、後者は多光子過程によるためレーザー波長を選ばず、また任意の集光位置での点火が可能などエンジン点火に適した特長を有する。Fig. 7にレーザーブレイクダウン点火の過程を示す。まず未燃混合気中にレーザーを集光することで多光子吸収過程で電離（イオン化）させ、その放出された自由電子を強い電界（集光されたレーザー光）で加速し（逆制動放射）他の分子に衝突、電離させ（電子衝突電離）カスケード的に電子密度を高めて行くことでプラズマが生成される。結果として生じた高い電子数密度のプラズマが更にレーザー光の吸収を高め、電子密度の増加、急激な温度上昇をもたらす衝撃波を生成する。その残りのエネルギーで火炎核が形成される。火炎核は特有の流動形状を保ち、周りの未燃ガスを巻き込みながら燃焼領域を広げて行く¹²⁾。

ところで、多光子吸収の確率は、同一エネルギーであればパルス幅が短くピーク出力が大きいほど高くなる。

Fig. 7 Time scale of ignition by laser induced breakdown.

一方、電子衝突電離は電子加速と衝突電離を連鎖的に起こして行くため、強電界に保持される時間が長いほどその確率は大きくなる。すなわち、適したパルス幅のレーザーを選ぶことで効果的な点火が可能になる。ところで、レーザーブレイクダウンにはジャイアントパルスが適していることからQスイッチNd:YAGレーザーが用いられることが多いが、一般には、ビーム品質は悪く、輝度（付録参照）は余り高く無くパルス幅は 10 ns とナノ秒 (ns : 10^{-9} sec) 程度となる。また、尖頭出力を高くするためにはモード同期 (ML: mode locking) 法が最適でTi:S (Ti: Sapphire) レーザーの出現によりフェムト秒 (fs : 10^{-15} sec) が切り開かれたが、パルスエネルギーを高くすることは困難で、発振器レベルで比較するならパルスの尖頭出力はQスイッチ法に比べ低くなるのが一般である。すなわちエネルギーが決定的に不足する。そして、実はピコ秒 (ps : 10^{-12} sec) 領域の良い光源が無かったため、この時間領域のレーザーブレイクダウンに関する研究は進んでいなかった。一方、マイクロチップレーザーにおけるQスイッチでは、Fig. 3 (b)からも分かるように共振器を短くする事で従来のパルスギャップ (pulse-gap) 時間域への展開が望める。そこで、 35 ps から 200 ps までパルス幅を可変のモード同期レーザー（波長 532 nm ）を準備し、それらの最小ブレイクダウンエネルギーを調べた (Fig. 8)。ナノ秒レーザーの中で最小絶ブレイクダウンエネルギーが最も小さいものでも 0.8 mJ 程度であった事と比べ、実験では $0.24 \sim 0.36 \text{ mJ}$ と非常に小さな値を示した。しかもパルス幅が 200 ps と 100 ps では最小絶縁破壊エネルギーに大きな変化は無いものの、さらに短くなると増大する事も分かった。一般にパルス幅が短くなれば尖頭出力を高く取れるため最小ブレイクダウンエネルギーも小さくすると思われるが、 $35 \sim 200 \text{ ps}$ の実験範囲ではそれとは逆の傾向が得られた。今回の実験範囲では、短パルス化に伴う電子衝突電離確率低下の効果が、ピーク出力増大による多光子吸収確率増加の効果より大きく、最小ブレイクダウンエネルギーが増大したと考えられる。以上のように点火用レーザー光源として実用的なナノ秒～ピコ秒領域では、短パルス化が必ずしも最小ブレイクダウンエネルギー、ひいては点火エネルギー低減には繋がらない事が分かった。結果、実用的な点火用レーザー光源として従来は余り注目されなかった数 100 ps 領域が適していることが、また、短い共振器によ

Fig. 8 Minimum breakdown energy as a function of laser pulse duration.

る Q スイッチ型マイクロチップレーザーが点火に大変適している事が明らかになった^{7,8)}。

3.3 エンジン点火用高輝度マイクロチップレーザー

次に、火炎核成長のためのエネルギー投入法について考察する。原理的にブレイクダウン以前の入射エネルギーは点火に寄与せず透過することから、従来のナノ秒パルスによる点火ではFig. 9 (a)のように半分近くのエネルギーが点火に寄与せず透過するのに対し、サブナノ秒での適切な間隔で多重パルスを入射する場合、ブレイクダウンエネルギーの最小化と第二パルス以降への効率的なエネルギー注入が見込めるため、同図(b)のようにその損失を $(1/n)$ に抑える事も望める。これはパルス当たりの入射エネルギーを小さくできるためレーザーやエンジン周りの光学系の負荷を低減できる。すなわち、多重点火では

- 1) 点火に寄与するエネルギーの向上(エンジンの高効率化・高出力化)
- 2) エンジン負荷に応じた点火力のデジタル制御が可能(エンジンの高性能化)
- 3) レーザーの動作電力や熱問題の低減(光源仕様の緩和・簡単化)
- 4) エンジン室への入射窓など光学系への負荷低減(全体装置の高信頼化・長寿命化)

などの特長が期待できる。これを受け、レーザーブレイクダウンにおけるプラズマ強度に及ぼすダブルパルスの影響を実験的に評価した。その結果、パルス間隔が100 ns以下、もしくは1 μ s以上であれば多重点火が有効

Fig. 9 Model of laser breakdown with single pulse (a) and multiple pulses (b) for ignition.

であることが分かった⁸⁾。

上記の事柄を踏まえ、まずは基本特性を把握するため、長さ4 mmの1.1 at.%Nd:YAGとCr:YAGを一体化せず、マイクロチップレーザー構成として長さ10 mmの共振器内部に配置した。励起には、コア径600 μ m, $NA = 0.22$ のファイバ出力型の出力120 WのLD(波長 $\lambda_p = 808$ nm, 100 Hzのパルス駆動)光をNd:YAG端面より入射し用いた。この構成に、初期透過率30 %のCr:YAGを用いて1パルスの出力エネルギーとして最大3 mJ, 光-光変換効率として19 %を得た。パルス幅は500 psとサブナノ秒であったため尖頭出力は $P_p = 6$ MWに達した。また、横モード品質も $M^2 = 1.2$ と良好であったため輝度にして $B = 0.3$ PW/sr-cm²に至る。また、スペクトル幅は5 pm以下と、測定に用いたファブリペロー干渉計(Burielgh社, WA-4550型)の分解能限界で制限されたため輝度温度では少なくとも $T_b = 0.46$ ZK (4.6×10^{20} K)にもなる。ところで、受動 Q スイッチでは、励起パルス幅が100 μ s増加する毎に新しいレーザーパルスが発生し出力エネルギーは階段状に増加するため7パルスで20 mJを得た(Fig. 10)。そこで、LD駆動電流パルス幅を500 μ sとし4パルスを100~120 μ sインターバルで発生させ合計12 mJを得る構成とした。これにより同一エネルギーを得るために要求されるLDの仕様が緩和でき、制御装置の簡便化などが可能となる⁶⁻¹⁰⁾。

3.4 エンジン点火実験

試作したマイクロチップレーザーを用いたプラグとの燃焼比較実験を室温(25 $^{\circ}$ C), 大気圧(100 kPa)の静止場定容器(室約200 cm³)にて行った。使用した燃料ガスはプロパン(C_3H_8)で、空気との質量混合比(A/F)は理論空燃比(ストイキ, $A/F = 15.3$)とした。Fig. 11に点火トリガー後6 msまでのシュリーレン撮影写真(高速カメラ, 毎秒25000フレーム)を示す。なお、レーザーからの合計パルスエネルギーは9 mJ(3パルス合計)、プラグへの印加電力は35 mJとし、同じ観察位置、同じ倍率で撮影した。図のように点火6 ms後においてレーザーの方がプラグに比べ写真中火炎核が占める面積が約3倍大きい。

Fig. 10 Output-energy and optical-to-optical conversion efficiency of microchip laser as a function of pump duration.

レーザーにおいては投入エネルギーが1/3であるにもかかわらず、電極による冷却効果を受けないため火炎核の成長がプラグに比べ著しく早いことを確認できた⁹⁾。

次に、同じ定容容器を用いて空気の混合比を増やしたリーン状態での燃焼の様子を調べた。まず、 $A/F = 15.2$ においては、わずか3 mJのパルスエネルギーでも100 %の着火確率が得られた。プラグの約1/10のエネルギーで着火できたことは、レーザー点火の優位性と同時に今回開発したマイクロチップレーザーの優れた集光性とサブナノ秒多重パルスが点火に非常に有利に働いていることを証明するものである。さらに励起光パルス幅を長くし、パルス数を増やすことで、よりリーンな可燃性予混合気でも着火可能になり、5パルス(13 mJ)照射時には A/F で17.2においても100 %着火が実現されている。プラグの場合にはストイキからわずかにリーンな $A/F = 15.7$ においても既に着火確率が100 %を切っており、もともと燃焼速度が遅い(着火しにくい)リーンな可燃性予混合気では電極による冷却効果が、より悪影響を及ぼす様子が理解できる^{9,10)}。

比較燃焼実験より、今回試作した小型高輝度受動Qスイッチマイクロチップレーザーのエンジン点火用光源としての実用性と優位性を確認した。次に、市販の2.0 L、4気筒のガソリンエンジン1AZ-FSE(Toyota Motor Corp.)を用いた比較評価を行った。ここではエンジン上部に組んだ槽に試作したマイクロチップレーザーを一台配置し、4気筒の内1気筒を照射できる構成とした。繰り返しは、エンジンの1600 rpmに対応すべく13.3 Hzに設定した。Fig. 12に従来のスパークプラグと比較したマイクロチップレーザーによる点火特性のシュリーレン撮影写真を示す。スパークプラグには35 mJ、マイクロチ

ップレーザーは1パルス2.3 mJを投入し、 $A/F14.5$ での特性を調べたところ、ほぼ同程度の燃焼特性を確認できた。すなわち、高輝度マイクロチップレーザーでは、従来のスパークプラグに比べ約1/4の点火エネルギーでもプラグと同程度のエンジン点火が可能であることを実証した^{8,10)}。

4. まとめ

自動車におけるフォトンクスとの観点から、特にそのエンジン点火を目指し受動Qスイッチ型マイクロチップレーザーの高性能化を図ったところ、4パルス列動作による12 mJ出力を(パルスエネルギー3 mJ、尖頭出力6 MW)、また7パルス動作では合計20 mJを達成した。縦横モードも良好で輝度0.3 PW/sr-cm²、輝度温度にして0.46 ZK(4.6×10^{20} K)を得ており回折限界に近い集光が可能となる。また輝度が高いからこそ、大気中でのブレイクダウンも確認でき、定容容器静止場における混合ガス点火実験においては、通常のスパークプラグを上回る性能が検証できた。また、実際の自動車エンジンに適用しその優れた点火特性も実証できた。一方、マイクロチップレーザーの小型化も進んでおり励起集光光学系、Cr:YAG/Nd:YAGなど一式を全長57 mmのプラグ型筐体に造り込む事も行った(Fig. 13)。なお、写真の筐体には集光レンズも内蔵されており大気中で安定なブレイクダウンが観測できる。一方で、その特性改善も進んでおり、これまでにパルスエネルギー4 mJ、4パルス合計16 mJの出力を光-光変換効率23 %で得ている。また、パルスの時間幅も300 ps程度にまで短くできるため、尖頭値は15 MWに至る。また、焼結法によるセラミックNd:YAG/

Fig. 11 Schlieren photography of the flame kernel ignited by a microchip laser (a) and spark plug (b) in a constant.

Fig. 12 Schlieren photography of the early stage of ignitions and combustions in #4 cylinder by a spark plug (a) and microchip laser (b).

Fig. 13 Photograph of a prototype microchip laser head (oscillating) and spark plug.

Cr:YAGコンポジット材料¹⁸⁾の性能向上も著しく、同様の構成で上記値に匹敵する特性が得られつつあり将来の量産化にも道が拓かれつつある。加えて、100℃を越える温度範囲でのレーザーの安定動作も確認され¹⁰⁾、高信頼化も期待できるため、バイオ燃料車やハイブリッド車を含めた次世代自動車エンジンの高性能化に有望である。

一方で、エンジン点火は天然ガスによる発電システムであるコジェネレーションが直面する点火スパークプラグの問題を解決し、高効率化、長寿命化に繋がるともされる¹⁹⁾。また、ジャイアントパルスNd:YAGレーザーのSH波(532 nm)によるレーザーピーニング²⁰⁾は、定期点検時に原子炉壁の強度改善ができるとして世界的にも注目が集まっている。未処理のSUS404では応力腐食割れが発生するもののレーザー照射による光の弾で材料を強化することで腐食割れを防ぐことができる。しかし、これには大型のレーザーを用いた施工システムが必要とされ海外での普及を妨げていた。本稿で紹介したマイクロチップレーザーは、既に金属加工を可能としており、原子力発電所におけるピーニング用レーザーとしても期待が高い。

以上、マイクロ固体フォトリニクスの展開により可能となったマイクロチップレーザー点火方式は、化石エネルギーの高度利用を可能とするもので近未来の低排出、低燃費の高効率・高出力自動車エンジンに期待されている。また、天然ガスや原子力などの魅力的な発電システムへの適用も検討が始まっている。一方で、航空機などのように内燃機関が必須のシステムもあり、加えて、サブナノ秒の高輝度マイクロチップレーザーは非線形光学波長変換やアブレーションも高効率に行えるもので、可視、紫外から中赤外、さらにはテラヘルツ波発生における励起光源や、物質の微細加工用の光源としても有用性が実証されており、広い意味での自動車フォトリニクスへの展開が見込まれる。今後、より多くの研究者の参加による精力的な研究・開発を期待したい。

謝 辞

本研究に関連しご協力、ご議論頂いた、ルーマニア国立原子物理学研究所のNicolae PAVEL博士、(株)島津製作所の齊川 次郎博士、浜松ホトニクス(株)の酒井 博氏、菅 博文博士、分子科学研究所の常包 正樹博士、(株)豊田中央研究所の藤川 武敏氏、蝦名 正輝氏、秋濱 一弘氏、(株)日本自動車部品総合研究所の猪原 孝之氏、安藤 彰浩氏、木戸 直樹氏、金原 賢治氏らに感謝します。さらに、レーザー点火コジェネレーションに関しては産総研の古谷 博秀博士、原子炉のレーザーピーニングに関しては(株)東芝の佐野 雄二博士から多くの情報を頂いた。ここに感謝します。また、本研究は一部、文部省科学技術振興調整費「輻射制御直接励起マイクロチップレーザー」(平成14～16年度)、科学研究費地域連携推進研究「界面制御による高機能光計測用広帯域波長可変クロマチップレーザーの開発研究」(No. 12792003)、科学技術振興機構育成研究「光波反応制御型内燃機関をめざしたマイクロレーザーの研究開発」(平成18年～20年)の補助を受けた。関係者各位に謝意を表する。

付録A 輝度と輝度温度

レーザー光を取り扱う際、収差などを考慮しても計算通りの集光径(スポットサイズ)が得られないことが多々ある。これは、多くのレーザー装置は高次横モードが混入しビーム品質を劣化させているため回折限界光であることを前提とした計算に乗らない事による。このような混乱を避けるため M^2 因子を用いた標準化が進んでいる。 M^2 因子は、いわゆる積分表示であるため一部、空間分布に関する情報は失われるが、二次モーメントで定義されるビーム径および空間伝搬については正確な記述が可能になる。すなわち、この因子によりレーザーの集光特性が記述できる。さらには、発光体の単位面積の明るさである輝度(brightness)を表す事も可能になる²¹⁾。

$$B = \frac{P}{S\Omega} = \frac{P}{(\pi d_0^2/4) \Omega} \quad (A1)$$

ここで、 P はレーザーのパワー、 $S = \pi(d_0/2)^2$ は面積、 $\Omega = \pi(\theta/2)^2$ はその立体角である。輝度は単位立体角当りの光度であり、準単色光については強度に比例する。定義式 $M^2 = (\pi/4\lambda)d_0\theta$ を考慮するなら、(A1)が容易に導ける。レーザー光の特長は、コヒーレンスが高く、パワーが大きい事であろう。これはまた、輝度温度(brightness temperature)が高いとも表現できる。光源の輝度温度とは、それと同じ輝度で熱放射する黒体の温度と定義される。いま、周波数 ν 、スペクトル幅 $\Delta\nu$ の、ある偏りを持つ光を考え、それが同じスペクトル範囲内の黒体放射(温度 T_b)と同じ輝度であるとする。黒体表面のある偏りを持つ単位面積当り、単位立体角内に放出される光のパワーは $cU(\nu)\Delta\nu/8\pi^*$ で与えられるから、

$$\frac{P}{S\Omega} = \frac{h\nu^3}{c^2 \{ \exp(h\nu/k_B T_B) - 1 \}} \Delta\nu \quad (\text{A2})$$

が成立する。式(A1)の関係とレーザー光の輝度温度が極めて高い事を($k_B T_B \gg h\nu$)考慮するなら輝度温度は、

$$T_B = \frac{P}{(M^2)^2 k_B \Delta\nu} \quad (\text{A3})$$

となる。ここで、 k_B はボルツマン因子、 h はプランク定数である^{22,23)}。誘導吸収・放出の定義より、このレーザーを物質に照射する場合、物質温度がレーザーの輝度温度に達するまでは吸収され続けると理解される。ちなみに太陽表面温度でも約6,000 Kであるが、レーザーは上回る値を容易に達成できる。それゆえに、レーザーによる金属加工や、絶縁破壊なども可能になる。また、高輝度温度の光は、物質との強い相互作用が可能であるため、当然、非線形光学効果なども顕著となる。

参考文献

- 1) P. D. Ronney: Opt. Eng. **33** (1994) 510.
- 2) H. Furutani: Oyo Buturi **77** (2008) 1315.
- 3) D. Graham-Rowe, et. al.: Nature Photonics **2** (2008) 515.
- 4) T. Taira: Rev. Laser Eng. **37** (2009) 227.
- 5) T. Taira: O plus E **31** (2009) 1292.
- 6) M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira: Rev. Laser Eng. **37** (2009) 283.

- 7) T. Taira and M. Tsunekane: Optronics **28** (2009) 124.
- 8) T. Taira, M. Tsunekane, T. Fujikawa, M. Ebina, K. Akihama, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, and K. Kanehara: J. Combustion Soc. Japan **51** (2009) 288.
- 9) M. Tsunekane, T. Inohara, A. Ando, N. Kido, K. Kanehara, and T. Taira: IEEE J. Quantum Electron. **46** (2010) 277.
- 10) M. Tsunekane, T. Inohara, K. Kanehara, and T. Taira: *Advances in Solid-State Lasers: Development and Applications*, Mikhail Grishin ed. (INTECH, 2010) pp.195-212.
- 11) E. Schwarz, I. Muri, J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner: Laser Phys. **20** (2010) 1545.
- 12) J. J. Zayhowski and C. Dill III: Opt. Lett. **19** (1994) 1427.
- 13) N. Pavel, J. Saikawa, S. Kurimura, and T. Taira: Jpn. J. Appl. Phys. **40** (2001) 1253.
- 14) H. Sakai, H. Kan, and T. Taira: Opt. Express **16** (2008) 19891.
- 15) T. Taira, Y. Matsuoka, H. Sakai, A. Sone, and H. Kan: in *Conference on Lasers and Electro - Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies 2006 Technical Digest* (Optical Society of America, Washington, DC, 2006) CWF6.
- 16) S. Hayashi, T. Shibuya, H. Sakai, T. Taira, C. Otani, Y. Ogawa, and K. Kawase: Appl. Opt. **48** (2009) 2899.
- 17) T. Shiraishi and T. Urushihara: J. Combustion Soc. Japan **51** (2009) 31.
- 18) T. Taira: IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13** (2007) 798.
- 19) 古谷 博秀, 稲見 昭一, 宮田 淳也: 三井造船技報 **199** (2010) 18.
- 20) T. Uehara, M. Yoda, Y. Sano, N. Mukai, I. Chida, and H. Kato: in *Proc. of the 16th Int. Conf. on Nuclear Engineering* (ASME, Orlando, Florida, USA, 2008) ICONE16-48202.
- 21) T. Taira: The Review of Laser Engineering **26** (1998) 723.
- 22) T. Taira: *Systems, devices and materials for the holographic data storage*, T. Shimura ed. (CMC books, 2006) p.228.
- 23) T. Taira: in *CLEO/Europe-IQEC* (IEEE, Munich, 2007) CA3-3-MON (2007). CD-ROM.

* $U(\nu)$ は、単位周波数当りの黒体エネルギー密度なので $U(\nu) = 8\pi h\nu^3/c^3 (e^{h\nu/k_B T_B} - 1)$ となる。