VHFプラズマ励起スラブ型炭酸ガスレーザーの短パルス化

森 啓*, 橋西 良延*,†, 鈴木 薫**, 中田 順治**

* 日本大学大学院 理工学研究科電気工学専攻 (〒101-8308 東京都千代田区神田駿河台1-8-14)

** 日本大学 理工学部電気工学科 (〒101-8308 東京都千代田区神田駿河台1-8-14)

A Method to Produce Short Pulse on a VHF-Plasma Excitation Slab-Type CO₂ Laser

Akira MORI,* Yoshinobu HASHINISHI,*† Kaoru SUZUKI,** and Junji NAKATA**

* *Electrical Engineering Major, Graduate School of Science and Technology, Nihon University*

1-8-14 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308

** *Department of Electrical Engineering, College of Science and Technology, Nihon University*

1-8-14 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101-8308

(Received February 22, 1999)

We propose a novel method for producing a short pulse from a VHF-discharge-excitation slab-type CO₂ laser using a halved confocal of an unstable concave and convex resonator. This method utilizes a full reflection concave mirror with a function of variable curvature, which can be controlled using a piezo electric device (PZT). Generally, slab-type lasers are modulated directly by varying pulse voltage; however, there is a fluctuation of plasma at the transition of the kHz pulsation. Consequently, the repetitive frequency is less than 10 kHz. On the other hand, the pulse oscillation with our method has a short pulse width of 300 ns and a maximum repetitive frequency of about 58 kHz. The peak power at the pulse oscillation is about 12 times as high as that of the CW oscillation.

Key Words: Slab-type CO₂ laser, Cavity dumping, Short pulse, Unstable resonator

1. まえがき

炭酸ガスレーザーは発振効率がよく高出力を得られること、及び各種材料での吸収率が大きいことから加工を中心とした産業に広く用いられている。このレーザーを加工に用いるに当たり、加工部周辺域での変形や変質といった熱的影響を防ぎ加工精度を向上させる必要から加工用光源であるレーザー光の短パルス化が要求されている。また、コスト面からレーザー装置の小型化、高出力化、高効率化、及びパルス繰り返し周波数の増大が要求されている¹⁾。そこで、著者らは比較的発振効率がよく、小型の装置でも高出力が得られるスラブ型の炭酸ガスレーザー²⁻⁷⁾に着目し、このレーザー出力を短パルス化することを目的に研究を行っている。

このレーザーは幅広のレーザー媒質を有し、効率等の面から不安定共振器が用いられている⁸⁾。パルス化の方法としては、一般に電源変調法が用いられているが、アフターグローの影響等によるプラズマの消滅時間による制限のために繰り返し速度は10kHz程度となり、高い繰り返し周波数で短パルス発振を行う方法が要求されている。そこ

で、アフターグローの影響を防ぐため、入力電力を変化させずレーザー媒質を一定の状態にし、光共振器の形態を変化させるキャビティダンピング法⁹⁾を適用することを検討した。

この方法を用いることにより、パルス幅(半値幅)は最短で約300nsec、繰り返し周波数は58kHz、波高値は最大で連続発振時の約12倍の出力を持つパルス発振を行うことに成功した。また、レーザーは不安定共振器を構成する全反射ミラーの形状を変化させるかどうかで容易にパルス発振にするか、連続発振にするかを切り替えられる特徴も有している。

本論では、このパルス化方法の検討及び実際にこの方法によりパルス化を行った測定結果とレート方程式を用いた数値解析結果を報告する。

2. 実験装置と方法

著者等が考案したキャビティダンピング法の概略をFig.1に示す。Fig.1 (a)は一次元不安定共振器の概略である。レーザー光は共振器を構成する出力側ミラー(凸面鏡)

† 現在の所属：凸版印刷(株) (〒101-0024 東京都千代田区神田和泉町1)

† Present affiliation: Toppan corporation, 1 Kanda-Izumicho, Chiyoda-ku, Tokyo 101-0024

(a)

(b)

Fig.1 (a) Principle of the cavity dumping method (Output Condition). (b) Principle of the cavity dumping method (Amplification Condition).

とエンドミラー(凹面鏡)の間を少しずつ光軸をずらしながら反射・往復し、増幅され、最終的に出力側ミラーの一端より共振器外に出力される(出力状態)。ここでエンドミラーを曲率可変構造とし、その曲率半径を変化させると、同一の共振器においてFig.1 (b)のようにレーザー光が共振器内に閉じこめられ、共振器外に出力されない状態(増幅状態)を作ることが可能になる。この状態においてレーザー光は共振器内に閉じこめられ、増幅し強められるだけとなる。エンドミラーの曲率を超音波振動子などにより高速で変化させ、増幅状態と出力状態を周期的に切り換えれば、増幅状態で共振器内に閉じこめられたレーザー光を出力状態になった瞬間にパルスとして出力させることができる。

実験装置の概略図をFig.2に示す。

スラブレザーは、長さ430mm×幅35mmの銅製電極2個を間隔2mm一定になるように対向させたものである。スペーサはバイレックスガラスを用いた。レーザー媒質はCO₂:N₂:He=1:2:7の混合ガスを管内気圧25Torr一定になるようにフローさせ、100MHzの高周波電源により放電電力300W一定で放電させている。

共振器は出力側ミラーとして曲率半径4.4m、長さ25mmの全反射ミラー(三重光学製、BeCu表面に金蒸着)を、エンドミラーは曲率半径を可変できる構造とした全反射ミラーを用いた。なお共振器の間隔は0.6mである。

エンドミラーの構造をFig.3に示す。ミラーは長さ60mm×幅30mmの金属板表面をミラー加工したものである。取り付け部より25mmの位置(以下変位供給点と呼ぶ)において後方よりスライドステージ(シグマ光機製:MF-50)と圧

Fig.2 Schematic diagram of experimental apparatus.

Fig.3 Configuration of the end mirror (Variable curvature).

電素子(PZT、トーキン製、共振周波数58kHz)により変位を加えることでミラーに曲率を与える構造とした。スライドステージでエンドミラーに定常的な曲率を与えて連続発振を行わせ、その状態から圧電素子に交流電圧を印加することで高速な曲率の変化を与えパルス化を行った。

パルス発振時のレーザー出力はCdTe製Photo Detector (Rabimex製、R005-2、応答速度1ns)とデジタルストレージスコープ(岩崎通信機製、DS-8606)、CW発振時の出力はLASER POWER METER (Ofiele製、PWX-30)で測定した。

尚、圧電素子の振動量は超精密非接触変位計(Optmetric OM-10)で測定した値を用いた。尚、共振周波数の58kHzでの印加電圧と振動量の関係は170nm/Vであった。

3. レート方程式の適用について

炭酸ガスレーザーにおいてその発振過程をレート方程式により解析する際、Fig.4に示す三準位モデルがよく用いられる。このモデルより得られるレート方程式は以下のようになる。

$$\frac{dn}{dt} = Bn(M_1 - M_2) + AM_1 - kn \quad (1)$$

Fig.4 The model of energy level for the CO₂ laser (Three-level laser) oscillator system.

$$\frac{dM_0}{dt} = R_{10}M_1 + R_{20}M_2 - (P + R_{02})M_0 \quad (2)$$

$$\frac{dM_1}{dt} = -Bn(M_1 - M_2) + PM_0 - (R_{10} + R_{12})M_1 + R_{21}M_2 \quad (3)$$

$$\frac{dM_2}{dt} = Bn(M_1 - M_2) + R_{12}M_1 + R_{02}M_0 - (R_{20} + R_{21})M_2 \quad (4)$$

但し, n : 光子密度, M_i : 各エネルギー準位にある分子密度 ($i = 0, 1, 2$), k : 管内損失率, P : ポンピング確率, A : 自然放出係数, B : 誘導放出係数, R_{ij} : 準位より j 準位への遷移率である. ここで低いエネルギー準位から高いエネルギー準位への遷移率はその逆過程に比べ十分に小さいとして 0 Hz にした. 自然放出係数 A も誘導放出係数 B よりも十分に小さいとして 0 Hz とした. その他の数値については実験及び成書^{10,11)}を参考に求めた. 尚, M は炭酸ガス分子の全分子密度 ($= M_0 + M_1 + M_2$) である.

このパルス化法によるパルス発振の動作を解析する際は, 取り出し率の変化による結合損失がレーザー共振器の形状変化により変化するものとして計算した.

4. 実験結果と検討

4.1 ミラーのたわみ方とスライドステージによる曲率変化について

装置を構成するにあたり, まず円弧状に連続してたわむエンドミラーの材料を検討することとした.

Fig.5 はエンドミラーの材質によるたわみ方の変化を, He-Ne レーザーを用いた光線追跡法により求めた結果である. 材料の厚さはすべて 0.3 mm であり, 材料はりん青銅, 銅, 真鍮を用いた. 測定は変位供給点で計算上最も出力の得られる曲率半径 5.6 m となるようにして行った. また, 図中の曲線は曲率半径 5.6 m の円弧を示す. これによると, この材質の中ではりん青銅が最も円弧に近い形で変形することが判明した.

Fig.6 はりん青銅の厚さの違いによるエンドミラーのたわみ方の変化を, 同様の方法と条件で求めた結果である. 厚さを 0.1 mm から 0.5 mm まで変化させ測定した結果, 厚さ 0.3 mm のものが最も円弧に近い形で変形することが判明した. 以後エンドミラーには厚さ 0.3 mm のりん青銅製を用いることとした.

Table 1 Parameter values used in the numerical calculation.

Pumping rate	P	200 Hz
Rate of the vibration relaxation (0, 0, 1) - (0, 0, 0)	R_{10}	2.5 kHz
Rate of the vibration relaxation (0, 0, 1) - (1, 0, 0) or (0, 2, 0)	R_{12}	50 Hz
Rate of the vibration relaxation (1, 0, 0) or (0, 2, 0) - (0, 0, 0)	R_{20}	870 kHz
Confident of stimulated emission (B) $\times$ Total molecule density (M)	$B \times M$	4.3 GHz
Cavity-loss rate	k	Varied

Fig.5 Dependence of the displacement on the end mirror of materials. Experimental results are indicated with $\circ$, $\times$, $+$. The solid line is the calculated arc of a circle with a radius of 5.6 meter.

Fig.6 Dependence of the displacement on the end mirror of thickness. Experimental results are indicated with $\square$, $\bullet$, ∇ . The solid line is the calculated arc of a circle with a radius of 5.6 meter.

エンドミラーの曲率半径変化の連続性を調べるためにスライドステージ駆動直流電圧を変化し, 曲率半径の変化を調べた結果を Fig.7 に示す. スライドステージにより曲率半径を 10 m ~ 3 m の間で調整でき, かつ曲率半径 5.6 m 付近において印加電圧に対し曲率半径が直線的に変化することが確認された.

4.2 不安定共振器における連続発振時の出力観測とシミュレーション

Fig.8 の黒点は前項のエンドミラーを用いて実際に不安定共振器を形成し連続発振させ, エンドミラーの曲率半径に対するレーザー出力特性を測定した結果である. レーザー出力は曲率半径 5.6 m で最大となり, その前後で急激に減少している. 尚, レーザー発振は曲率半径が 3.5 m ~ 6.4 m の領域で確認された. このことから, 曲率半径 5.6 m 付近が

Fig.7 Dependence of the curvature radius at the end mirror on voltage at slide stage.

Fig.8 Dependence of the laser power (represented by dots) and the Transmittance (represented by solid line) on the curvature radius.

出力状態 (Fig.1 (a)) に、曲率半径が5.6mより小さくレーザー出力の小さな領域が増幅状態 (Fig.1 (b)) にあたると考えられる。

実際の取り出し率は回折等により変化し且つ、レーザー取り出し口に設置したSlitの影響により取り出し口の大きさが制限され、出口より拡散する成分が損失となるので極値が存在する。よって測定結果よりこの不安定共振器の出力の取り出し率を近似し、Fig.8の実線に示す。共振器の形状変化によるパルス化を解析する際にはこの取り出し率が変化するものとして計算を行った。

4.3 ミラーのずれがレーザー出力に与える影響について

Fig.9はミラーの中心軸のずれがレーザー発振に与える影響について検討した結果である。ミラーの中心軸を上下方向にずらすと、レーザー発振の確認された領域及び最大出力が得られる曲率半径は軸ずれに対応して変化し、かつレーザーの最大出力の値は低下することが判明した。

本パルス化法においては、レーザー出力の変化が大きいため短パルスで高波高値を望めると考えられるので軸ずれのないよう注意する必要がある。

4.4 連続発振時とパルス発振時の出力比較

今回最も大きい波高値の得られたパルス発振時の波形 (PZT印加周波数58kHz, PZT振動変位量1.0 μ m (peak to peak, 曲率半径の変化に換算して約0.1m)) とCW出力時をチョッパでチョッピングし測定した波形の比較をFig.10に示す。

Fig.9 Dependence of the laser power on the axis difference.

Fig.10 Comparison between laser power at CW oscillation and at the pulse oscillation. Fig (a) shows the waveforms after chopping at CW oscillation. Fig (b) shows the waveforms at the pulse oscillation. The waveform of V is voltage at PZT. The waveform of P is laser power.

図中のVはPZT印加電圧波形、Pは測定波形である。

PZTの1振動周期に1回鋭いパルス発振が生じていることが確認された。パルス発振時の波高値は最大で連続発振時の約12倍の大きさである。

4.5 初期曲率の違いによるパルス出力特性

Fig.11はエンドミラーにスライドステージによって加えられる初期曲率を変え、パルス波形の形状変化を調べた結果である。PZT印加電圧の周波数はPZTの共振周波数である58kHz, PZTの振動変位量はpeak to peakで1.0 μ mとした。図中VはPZT印加電圧波形、Pは測定波形、nは三準位レート方程式を用いた計算結果における光子密度の波形である。また、Bias Pointは各条件における曲率変化域の中で曲率半径が最大の点を示す。

測定結果及び計算結果ともにBias Point 5.6mにおいて波高値が最大でパルス幅が最小になっている。このことからエンドミラーの曲率半径を曲率半径5.6mから曲率半径

Fig.11 Dependence of pulse wave (observed (V, P) and calculated (n)) on Bias point. The waveform of n is photon density.

の小さい方に変動させると最も短パルスを得られることが判明した。尚、このときのパルス幅は約300nsecであり、raise timeは240nsec, fall timeは425nsecであった。

この比較結果から我々の行ったキャビティダンピング法によるパルス化は三準位レート方程式において取り出し率の変化により解析できることを示唆している。

5. まとめ

スラブ型炭酸ガスレーザーをパルス化する新しい方法を実験・計算の両面から検討し以下の結果を得た。

- 1) 凸面鏡と凹面鏡を対向させた不安定共振器において、凹面鏡の曲率半径を制御するキャビティダンピング法により連続発振スラブ型炭酸ガスレーザーの出力をパルス化することに成功した。
- 2) パルス幅は最短で約300ns, 繰り返し周波数は58kHz, 波高値は最大で連続発振時の約12倍の出力を持つパルス発振が得られた。
- 3) キャビティダンピング法によるパルス化は三準位レート方程式において取り出し率の変化により解析できることが示唆された。

尚、本研究においてはキャビティダンピング法を実践するための条件について研究を行ったが、ミラーを振動させる条件については更なる検討が必要である。また、本論ではパルス機構の解析を成書の値を参考とした数値を中心に数値計算を行ったが、今後パルス特性やプラズマ特性を実測しそのデータを基にした解析を行う必要があると考える。

6. 謝 辞

本研究を行うにあたり御教授、御指導を賜りました升谷孝也名誉教授に深甚の謝意を表します。また、実験に協力していただいた猪目 孝志、藤島 剛、日高 康博、高久 雅弘、北林 哲、嘉成 和孝各氏を初めとする放電・レーザー研究室の方々に深く感謝いたします。

参考文献

- 1) 浅見 義弘, 稲葉 文男, 犬石 嘉雄, 桜井 健二郎, 菅原 吉彦, 難波 進, 平野 順三, 山中 千代衛: レーザ工学 (東京電機大学出版局, 1983) p.184.
- 2) 小原 實, 荒井 恒憲, 緑川 克美: レーザ応用工学 (コロナ社, 1998) p.4.
- 3) C. G. Parazzoli and K. Chen: IEEE J. Quantum. Electron **QE-22** (1986) 479.
- 4) W. Schock, B. Walz, K. Wessel, and E. Wildermuth: *SPIE 1225 High power gas lasers* (1990) 349.
- 5) 葛本 昌樹: 平成八年電気学会全国大会講演論文集 (1996) S.4-27-S.4-30.
- 6) D. H. Hall and D. R. Hall: IEEE J. Quantum. Electron **QE-20** (1989) 509.
- 7) 西前 順一, 吉沢 憲治: 電学論 **A 112** (1992) 1.
- 8) R. Nowack, H. Opower, U. Schaefer, K. Nessed, and T. Hall: *SPIE lasers and applications II* (1990) 18.
- 9) レーザー学会編: レーザーハンドブック (オーム社, 1982) p.196, p.362.
- 10) M. Tachikawa, K. Tanii, M. Kajita, and T. Shimizu: Appl. Phys. B **39** (1986) 83.
- 11) M. Tachikawa, K. Tanii, M. Kajita, and T. Shimizu: J. Opt. Soc. Am **5** (1988) 24.