レーザー技術ノート 2

高出力大気圧窒素レーザー

実野孝久*・中谷寿三*

(1980年11月25日 受理)

High Power TEA N₂ Lasers

Takahisa JITSUNO and Tosizo NAKAYA

(Received November 25, 1980)

1. 序 論

高出力窒素ガスレーザーは現在、色素レーザー励起や光化学反応、アルカリハライド結晶の着色¹⁾等の光源として重要な役割を担っているが、その中で特に大気圧窒素レーザー (TEA) N₂ レーザー) はパルス幅が1 ns以下と短く、高いピークパワーを発生し得るため、短パルス色素レーザーや時間分解測定を行う光化学反応等の光源として適している。TEA N₂ レーザーでは放電管を排気減圧する必要がないため、構造が極めて簡単であり、小型 (放電長30 cm以下) で数百 kWの高い出力を得ること²⁾、および高いくり返し周期 (~1 kHz) で作動させること^{3), 4)}が可能である。また、現在までに多くの技術的報告^{5)~10)}がなされているので、手軽に自作できる。

TEA N₂ レーザーは以上のような特徴を持っているが、反面、高いガス圧力のため、反転分布時間が短くなるので、単純に装置を大型化 (~30 cm以上) しても出力を増大させることはできない。このような短パルスレーザー特有の欠点を改善するために、進行波励起¹¹⁾や多段増幅方

式^{6), 7)}が試みられたが、2 MWを越える出力は得られなかった。この理由はこれらの装置がすべて Blumlein 回路を改良して用いたものであり、単位長さ当りの出力が低い値にとどまっていたことによる。

一般に、分布反転時間の短いレーザー媒質より、高い出力を取り出すためには以下の条件が要求される。

- i) レーザー媒質を高密度に励起し、単位長さ当りの出力を大きくすること。
- ii) 十分な長さを持つレーザー媒質を光の速度に合わせて進行波励起するか、または多段増幅器として順次励起すること。後者の場合、各増幅段の長さは光の走行時間が利得の持続時間に比べて十分に小さくなるように短くすることが必要である。

これらの条件は装置の小型化、出力取り出し効率の向上、および再吸収によるレーザー光の減少防止のために必要とされるものである。

著者らは最近、従来の Blumlein 回路とは全く異なる新しい高速放電回路を TEA N₂ レーザーに用いることにより、単位長さ当りの出力の向上¹²⁾と多段増幅器としての安定な作動¹³⁾

* 甲南大学理学部応用物理学科 (〒 658 神戸市東灘区岡本)

Department of Applied Physics, Faculty of Science, Konan University (Okamoto, Higashinada-ku, Kobe 658).

を達成したので、その概要につきまとめて報告する。

2. 新型高速放電装置

2.1. 装置の構成

Fig. 1 に示すように、本装置は大別して、3段変形マルクス回路とレーザー放電部の2つの部分により構成されている。3段変形マルクス回路は各段に $500\text{ pF} \times 8$ コのセラミックキャパシターを含み、トリガーギャップとスイッチギャップが図のように取り付けられている。レーザー放電部は一对の長さ12cm、厚さ5mmのアルミ電極と、放電電流を増大させるために上下に取り付けられた、ガラスエポキシ・プリント基板で作られたバッファキャパシター ($\sim 600\text{ pF}$) により構成されている。放電電極間隔は可変 ($3 \sim 8\text{ mm}$) で、放電部の一端にアルミ蒸着反射鏡が取り付けられている。

2.2. 作動原理

この3段変形マルクス回路は基本的には反転電圧回路 (Fig. 1 中 C_2) と2段マルクス回路 (同 C_1 , C_3) の組合せであり、回路作動の順序は次の通りであると考えられる。

- 1) トリガーギャップが作動すると、キャパシター C_2 は放電を開始し、 C_2 での電圧はギャップのインダクタンスと C_2 の容量で決まる

時定数でその極性を反転し始める。同時に C_1 と C_3 は通常の2段マルクス回路として作動を始める。 C_2 での電圧の極性が完全に反転すると、同一極性に充電された C_1 , C_2 , C_3 が直列に結ばれたことになり、充電電圧の約3倍の電圧が発生する。

- 2) これらのキャパシターバンクと直列に取り付けられたスイッチギャップの放電が、 C_2 の反転時間程度遅れると、レーザー放電部のバッファキャパシターが最も高い電圧に充電され、高速、大電流のレーザー放電が発生する。スイッチギャップの遅れ時間はその電極間隔により変化するもので、実際にはレーザー出力を観測しながら間隔を調整する。

- 3) 高電圧パルスが放電部に到達すると、レーザー放電部側壁表面で弱いコロナ放電が発生し、そこから発生した紫外線が放電部で N_2 ガスの予備電離を起こし、均一なグロー放電が発生する⁸⁾。

発光ダイオードを用いた高圧プローブ¹²⁾ を使用しての実際の回路での測定によれば、 C_2 の反転時間は約30ns、レーザー放電部での電圧の立上り時間は約14nsであった。

2.3. レーザー出力特性

Fig. 2 に充電電圧が異なる場合のレーザー出力の放電電極間隔依存性を示す。この場合、すべての測定点は最適のスイッチギャップ間隔に

Fig. 1. Experimental set-up using a modified Marx generator.

Fig. 2. Dependence of the laser output energy on the electrode separation for different values of charging voltage.

おける値である。出力エネルギーの測定には Quantronix 500 型エネルギーメーターおよびマイクロボルトメーターを用い、パルス幅の測定は HTV R-617 バイプラナー光電管および Tektronix 7904 オシロスコープにより行った。レーザー出力の半値幅は充電電圧 23kV、電極間隔 6mm の時約 0.8 ns であった。分光測定によれば、レーザー発振は 337.1nm のみであった。

長さ 12cm のグロー放電は内部に局在アークを全く含まず極めて均一性がよく、約 1.4 MW (1.1mJ, 0.8ns) の出力が得られた。この出力は 1/50 に減少させてもローダミン G 色素を共振器なしで発振させるのに十分であった。

3. 多段増幅装置

3.1. 装置の構成

先に述べた新型放電装置は一組の放電回路で 1.4 MW 以上の高い出力を発生することが可能であり、放電長が約 12cm で、光の走行時間が約 0.4 ns と短いので、そのまま多段発振増幅装置の構成回路として用いることができる。

Fig. 3 に 6 段発振増幅装置の構成を示す。図には一組の放電回路のみが示されているが、実際には 6 組の回路が共通の平板伝送線とトリガーギャップにより始動されるように取り付けられている。各回路は基本的には前述の放電装置と同じで、変形マルクス回路の各段のキャパシターバンクは $600 \text{ pF} \times 8$ コ、放電部上下のバッファキャパシターは各々 400 pF および 580 pF の容量を持つ。6 組の放電電極は約 1 cm の間隔を取って設置されており、発振器となる側の端にアルミ蒸着反射鏡が取り付けられている。各増幅段の回路を同時に始動させるための平板伝送線は厚さ 0.8mm のガラスエポキシ・プリント基板で作られており、各段のキャパシターバンクとトリガーギャップを結ぶ低インダクタンス導体として働く。

以上の様に、各放電回路は多段増幅器の各ユニットとして作動し、同時に始動されるけれども放電開始時刻は独立に変えることができる。レーザー光を効果的に増幅しようとする場合、各段は約 0.4 ns の時間間隔をおいて順次作動する必要があるが、普通のギャップをスイッチギャ

Fig. 3. Schematic diagram of the six-stage oscillator-amplifier system.

ップとして用いたのでは、ジッターが数 ns 程度あるので、安定な増幅を行い得ない。このため、本装置では Fig. 4 に示すように各段のスイッチギャップに予備電離を行い、ジッターを抑制している。 G_1 および G_2 はスイッチギャップ電極、 P_1 , P_2 は予備電離用沿面放電電極 (5 cm 幅)、 R は予備電離放電がパルス電圧印加時にのみ起

Fig. 4. Details of the switching gap.

きるようにするための抵抗 ($\sim 9 \text{ k}\Omega$) である。また、カップリングキャパシターは各々約 100 pF の容量を持ち、ギャップの側壁のプリント基板で構成されている。

3.2. 装置の作動

共通のトリガーギャップが作動すると、各放電ユニット中の一段のキャパシターバンクが極性を反転し、各スイッチギャップの放電開始時刻が適当であれば、各変形マルクス回路には充電電圧の3倍の電圧が過渡的に発生して、レーザー電部に高い電圧が印加される。このため、以下の2つの要求が同時に満足されるようにスイッチギャップの放電が開始する必要がある。

- 1) 進行波増幅を行うため、各放電ユニットの放電開始が順次 0.4 ns 程度の時間差で起こること。
- 2) 各放電ユニット中の変形マルクス回路が高い電圧を発生し得るように適当な時間遅れ ($\sim 30 \text{ ns}$) で放電すること。

以下の要求は、反転電圧回路の反転時間(2)が相互遅れ時間(1)より十分長い場合、スイッチギャップの間隔を調整することによって容易に実現

することができる。

実際の装置では、各ユニット中の変形マルクス回路に高い電圧が発生すると、各スイッチギャップの予備電離電極 P_1 と P_2 間に弱い沿面コロナ放電が発生し、スイッチギャップのジッターを減少させ、その電極間隔の差によって進行波増幅に必要な時間差を持ってレーザー放電部に高電圧パルスが送られることになる。

3.3. 増幅特性

発振増幅システムにおいて得られる出力は増幅器へのレーザー光の入射のタイミングにより大きく影響されるので、利得の時間変化を知る必要がある。この目的のため、増幅器のスイッチギャップの間隔を変えて発振器に対する増幅器の放電の遅れ時間を変化させ、増幅特性を測定した。Fig. 5 に遅れ時間のギャップ間隔に対する依存性を示す。遅れ時間の測定は発光ダイオードを用いた高圧プローブにより行った。遅れ時間 $\tau_d = 0$ および電極間隔 $\delta d = 0$ は利得が最大を示す遅れ時間 ($\sim 0.4 \text{ ns}$) と電極間隔 (21 kV で約 7.5 mm) に対応している。Fig. 6 に遅れ時間に対する増幅器よりの出力を示す。図に示した点線は増幅器への入力エネルギーを表す。この測定は充電電圧 21 kV、レー

Fig. 5. Functional relation of mutual delay τ_d to the electrode separation of the switching gap δd .

Fig. 6. Dependence of the amplified laser output on the mutual delay τ_d (charging voltage; 21kV, laser electrode separation; 5mm).

ザー電極間隔 5mmで行われ、出力エネルギーの測定には校正したフォトセル (HTV S・876-1010BQ) を用いた。

Fig. 6より明らかなように、 τ_d が負の領域、すなわち増幅器の放電が早く起こりすぎる時には、出力エネルギーは入力エネルギーよりも減少する。この現象については従来二つの原因が考えられていた。一つはレーザー光の再吸収¹⁰⁾であり、他はレーザー光の拡散¹¹⁾である。著者らが行った実験で、拡散によるレーザー光の分布変化が極めて小さいことから、再吸収が主たる原因であることが判明した¹³⁾。

3.4. 多段増幅特性

§ 3.3. で得られた結果に基づき、6段発振一増幅実験を行った。Fig. 7に放電長 (増幅段数) に対する出力エネルギーを示す。測定は充電電圧23kVで、レーザー電極間隔は全て7mmとして行われ、初段を発振器として用いた。各段のスイッチギャップは最大出力が取り出されるようにその間隔が調整された。出力エネルギーの測定には、2種類の異なったエネルギーメーター (Quantronix 500および Scientech 36-0001) で校正したフォトセルと減光フィルターを用い

Fig. 7. Laser output energy for different values of the effective discharge length (charging voltage; 23 kV, laser electrode separation; 7 mm).

た。これらのエネルギーメーターの指示値は互いに5%以内で一致していた。レーザーパルス幅の測定は § 2.3. と同様に行われ、最大出力エネルギー 8.8mJの時約1nsであった。レーザー発振は分光測定の結果、337.1nm 以外の波長では認められなかった。

3.5. 利得係数と飽和エネルギー密度

レーザー出力は Fig. 7より明らかなように、放電長を増やすと大きく増大しているが、これらの値から利得係数や飽和エネルギー密度を求めることはできない。理由は、この種のレーザーではビーム拡がり角が一般に大きく、放電管内での損失が無視できないからである。このため、利得係数等の測定には、ビーム拡がり角を十分に小さくし、その強度を広い範囲で変化させることのできるレーザー光を光源として用いる必要がある。実際の測定では6段装置の1~4段を光源とし、各段の間にいくつかのアイリスを挿入し、減光フィルターを用いて光の強度を広い範囲で変えて、最終段を増幅器として用いた。

放射損失の少ない2準位増幅媒質において、レーザーパルス幅が励起時間に対して十分に短い場合、レーザー光の増幅は次の式で与えられる¹⁴⁾。

$$\frac{dE}{dx} = g_0 E_s [1 - \exp(-E/E_s)] \quad (1)$$

ここで E は光のエネルギー密度, g_0 は小信号利得係数であり, E_s は飽和エネルギー密度で, これは利得が $1/e$ だけ減少するエネルギー密度を表わす¹⁵⁾。媒質の長さを L として, (1) を積分すると,

$$E_2 = E_s \ln \{ 1 + \exp(g_0 L) [\exp(E_1/E_s) - 1] \} \quad (2)$$

となり, 入力および出力エネルギー密度 E_1 , E_2 の関係が得られる。(2) は Frantz と Nodovic の式¹⁶⁾ と同じ形である。入力エネルギー密度が十分に大きい場合 ($E_1 \gg E_s$) には, 出力エネルギー密度は次の値に漸近する。

$$E_2 = E_1 + g_0 E_s L \quad (3)$$

Fig. 8. Functional relation of the output energy density E_2 to the input energy density E_1 . Experimental plots and the theoretical curve (solid line). The broken line refers to the relation $E_2 = E_1$ (charging voltage; 23 kV, discharge length of the amplifier L ; 12 cm).

Fig. 8 に入力エネルギー密度に対する出力エネルギー密度の測定値を示す。実線は次のようにして g_0 と E_s を見積った場合の(2)式により計算さ

れた曲線であり, 点線は $E_2 = E_1$ を示す。まず漸近線と点線との差より $g_0 E_s L$ の値を求め, 次に g_0 と E_s を, その積の値を一定に保ちながら変化させ, (2)式のカーブが実測値に最もよく合うようにして求める。この結果, 今回の測定に用いた放電回路では, $g_0 = 0.5 / \text{cm}$, $E_s = 0.6 \text{ mJ/cm}^2$ の値が得られた。これらの値は, レーザー光のパルス幅の間に, レーザー準位の励起と失活がないと考える限定されたモデルによるものであるが, 装置の増幅特性を近似的に把握する上で有用である。

4. 結論

3 段変形マルクス回路を用いた高速放電回路により, サブ・ナノ秒 TEA N_2 レーザーを高密度に励起することが可能となり, この回路を構成要素とした多段発振増幅装置では, 従来の Blumlein 回路を用いたレーザーで報告されている最大出力の 4 倍以上の高い出力を得られることが実証された。また, 高出力短パルスガスレーザー励起に必要な進行波増幅についても, 技術的には完全に解決することができた。この励起方式を高出力 VUV H_2 レーザーや He-N_2 , Ar-N_2 等の高気圧混合ガスレーザーに応用する研究が現在進行中である。

最後に, 有益な議論に加わっていただいた木村吉武教授と技術的な協力をいただいた鈴木正章氏に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) K. Kagawa, J. Phys. Soc. Japan, **41**(1976) 507
- 2) V. Hasson, H. M. von Bergmann and D. Preussler, Appl. Phys. Letters, **28**(1976) 17
- 3) H. Strohwalde and H. Salzmann, Appl. Phys. Letters, **28**(1976) 272
- 4) H. M. von Bergmann and A. J. Penderis, J. Phys. E: Sci. Instrum., **10**(1977) 602
- 5) W. Herden, Phys. Letters, **54 A**(1975) 96
- 6) H. M. von Bergmann, J. Phys. E: Sci. Instrum., **9**(1976) 982
- 7) H. M. von Bergmann, V. Hasson and J. Brink, J. Appl. Phys., **47**(1976) 4532
- 8) V. Hasson and H. M. von Bergmann, J. Phys. E: Sci. Instrum. **9**(1976) 73
- 9) E. E. Bergmann, Appl. Phys. Letters, **28**(1976) 84

- 10) H. M. von Bergmann and V. Hasson, J. Phys. D: Appl. Phys. **11**(1978) 2341
- 11) H. Salzmann and H. Strohwal, Opt. Commun., **12**(1974) 370
- 12) T. Jitsuno, T. Mitani and T. Nakaya, J. Phys. D: Appl. Phys., **12**(1979) 1503
- 13) T. Jitsuno, J. Phys. D: Appl. Phys., **13**(1980) 1405
- 14) P. G. Kryukov and V. S. Letokhov, Sov. Phys.-Usp., **12**(1970) 641
- 15) J. L. Lachamber, J. Gilbert, F. Rheault, R. Fortin and M. Blanchard, IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**(1973) 459
- 16) L. M. Frantz and J. S. Nodvik, J. Appl. Phys., **34**(1963) 2346