

色素レーザー励起用窒素レーザーの動作解析

Theoretical Analysis of a Nitrogen Laser as a Pumping Source of Dye Laser

野村 彰夫 翠川 博

鹿野 哲生

Akio NOMURA, Hiroshi MIDORIKAWA and Tetsuo KANO

信州大学工学部情報工学科

Department of Information Engineering,
Faculty of Engineering, Shinshu University

§1, 序論

波長可変な色素レーザーは、大気観測レーザーレーダーシステムにおける有力な光源と考えられる。筆者らは、目下、同時二波長差分吸収あるいは、PROBE (Profile Resolution Obtained By Excitation) 方式¹⁾によるレーザーレーダーシステムを検討中である。このシステムの光源として窒素レーザー励起色素レーザーを予定している。

色素レーザー励起に用いられる窒素レーザーには、高出力、高速繰返し、耐久性、コンパクト等の性能が要求される。一般に、窒素レーザーの出力は、各種パラメータ（放電管電極の間隔と長さ、ガス圧、コンデンサ容量、回路の残留インダクタンス等）に依存していることが従来の研究から明らかにされてきた。また、励起方法も、同軸形、TE形、Blumlein形、電子ビーム励起形等が提案検討され、数10 MWまでの出力が得られている。しかし、窒素レーザーの設計製作に必要な各種パラメータの最適化に関する研究は、石田、矢島²⁾が実験的に検討している以外数少ない。そこで、本報告では、窒素レーザーの最適設計に必要な基礎データを得る目的で理論的な動作解析と数値解析の手法を用いて行ない、レーザー出力の各種パラメータへの依存性について述べる。

§2, 理論

窒素レーザーは、図-1に示されるように三準位系であり、Second Positive bandの $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ 電子項遷移による3371 Å 付近の近紫外線で発振

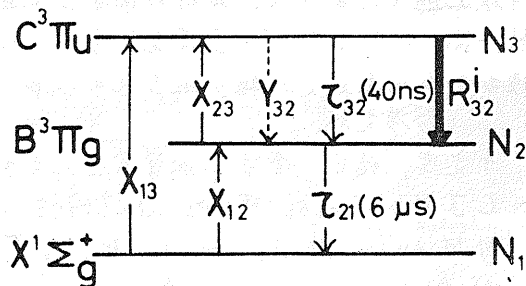


図-1

する。特徴は、 $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ への自然放出寿命(τ_{32})が、40 nsecに対して、 $B^3\Pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$ への τ_{21} は、6 μsecと非常に長い。その為、定常的な反転分布は得られず、連続発振は不可能である。そこで、大電流パルス放電による短時間の反転分布と形成してレーザー発振を行なう。

この三準位系のレート方程式を以下に与える。

$$\frac{dN_3}{dt} = X_{13}N_1 + X_{23}N_2 - (\tau_{32}^{-1} + Y_{32})N_3 - R_{32}^i(N_3 - N_2) \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = X_{12}N_1 - (\tau_{21}^{-1} + X_{23})N_2 + (\tau_{32}^{-1} + Y_{32})N_3 + R_{32}^i(N_3 - N_2) \quad (2)$$

ここで、 X_{ij} は、電子との衝突による $i \rightarrow j$ への励起率、 Y_{ji} は、電子との衝突による $j \rightarrow i$ への減少率、 $R_{32}^i (= N_{\text{photon}} \cdot \sigma_{\text{ind}} \cdot C)$ は誘導放出率である。上記二式に、Gerry,³⁾ Ali⁴⁾らが行った飽和近似（放電開始から0.3 nsec後に inversion density ($= N_3 - N_2$) が飽和する）から求められる条件 ($N_3 - N_2 \ll N_3$, $N_3 \simeq N_2 = N$) を用い、(1) + (2) および、(1) - (2) から次の二式が得られる。

$$\frac{dN}{dt} \simeq \frac{N_1}{2}(X_{13}+X_{12}) - \frac{N}{2\tau_{21}} \quad (3)$$

$$N_{\text{photon}} = R_{32}^i(N_3-N_2) \simeq \frac{N_1}{2}(X_{13}-X_{12}) - \frac{N}{\tau_{32}} + \frac{N}{2\tau_{21}} \quad (4)$$

上記二式を求める時、影響の小さな項、 Y_{32} , X_{23} については省略した。 X_{ij} がわかれば、(3)より N が求まり、その N を用いて(4)よりレーザー出力が求められる。 X_{ij} は一般に次式で与えられる。

$$X_{ij} = Ne \int_0^\infty g(T_e, v) \sigma_{ij} 4\pi v^3 dv \quad (5)$$

ただし、 Ne は、電子密度、 $g(T_e, v)$ は、規格化されたMaxwell-Boltzmann 分布関数、 T_e ；電子温度、 v ；電子速度、 σ_{ij} ； $i \rightarrow j$ への励起断面積である。 Ne の時間変化は、次の微分形によって

$$\frac{dNe}{dt} = SN_i Ne = \alpha v_d Ne \quad (6)$$

表わされるが、右辺は、タウンゼントの電離係数 α 、および、電子の drift velocity v_d によっても表わされる。ただし、 S は、ionization rate coefficient である。(5)(6)を解くに必要な α , v_d , T_e は、放電の分野の研究から、 E/P (E ；レーザー管電極間の電界、 P は管内圧力) の関数として実験的に求められている。³⁾

$$v_d \simeq 2.9 \times 10^5 \left(\frac{E}{P}\right) \text{ (cm/sec)} \quad (7)$$

$$\frac{\alpha}{P} \simeq 1.4 \times 10^{-8} \left(\frac{E}{P}\right)^{3.7} \text{ (Torr} \cdot \text{cm)}^{-1} \quad (8)$$

$$T_e \simeq 0.11 \left(\frac{E}{P}\right)^{0.80} \text{ (eV)} \quad (9)$$

ただし、 $E/P = 20 \sim 150 \text{ V/cm Torr}$ 励起断面積 σ_{ij} は、 σ_{13} については、Burns⁶⁾らの実測値を用い、 σ_{12} は、実測値がないので、分布形は σ_{13} と同じと仮定して、ピーク位置を、 $14\text{eV} \rightarrow 10\text{eV}$ に、thresholdを $11\text{eV} \rightarrow 6.6\text{eV}$ へシフトさせ、最大値は、Fitzsimmons⁷⁾がレーザー出力から逆算した $6.35 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ を用いた。

結局、レート方程式を解くのに必要な物理量は、レーザー電極間の電界 E の時間変化となる。

この電界 E は、レーザーの回路方程式を解く

ことによって求められる。本報告では、筆者らが現在実験的に検討しているBlumlein形について解析を行なう。図-2に、Blumlein形窒素レーザーの概略図を示し、図-3に等価回路を示す。

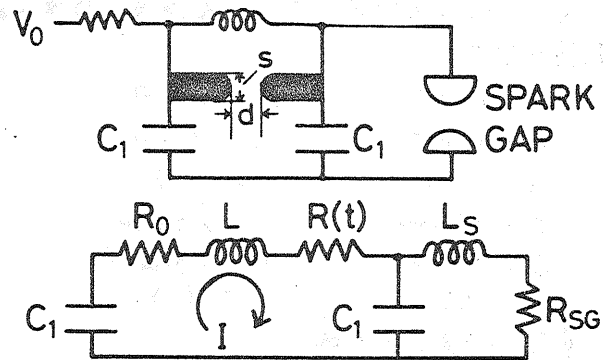


図-2(上) . 図-3(下)

図-3の等価回路から次の回路方程式が得られる。

$$L \frac{dI}{dt} + (R_0 + R(t))I = V_{\text{EFF}} \quad (10)$$

ただし、 V_{EFF} は、次式で与えられる。

$$V_{\text{EFF}} = \begin{cases} V_0(1 - e^{-t/\tau} \cos \omega t) - \frac{2}{C_1} \int_0^t I dt & (10-1) \\ V_0^* - \frac{2}{C_1} \int_0^t I dt & (10-2) \end{cases}$$

ただし、 $\tau = 2LS/R_{\text{SG}}$, $\omega = \sqrt{L/C_1}$ である。

10-1式は、Blumlein形の動作そのものを表わし、10-2式は、計算時間が少なくすむ近似式である。ただし、10-2式においては、 V_0 を用い、スパークギャップが放電開始してから、20 nsec後(主放電が開始する時間)に電極間にかかる電圧 V_0^* を用いる。これは、非常に良い近似を与える。(10)式から I を求め、次式に入れて、レーザー管電極間の E を求める。

$$E = \frac{1}{d} (R(t)I + \epsilon L \frac{dI}{dt}) \quad (11)$$

ただし、 ϵ は、電極間インダクタンスの主放電回路全体のインダクタンスに対する割合で、ここでは、10%としている。

以上述べてきた、レート方程式、および、回路方程式は、解析的に解くのが困難であるので、Runge-Kutta法による数値解析により電子計算機(ACOS-600S)で計算を行った。

次に、以下の計算に用いた各パラメータの初期値を記す。

$C_1 = 10 \text{ nF}$	$L = 2 \text{ nH}$
$V_0 = 19 \text{ kV}$	$L_s = 15 \text{ nH}$
$R_0 = 0.7 \Omega$	$R_{sq} = 1 \Omega$
$P = 65 \text{ Torr}$	$d = 2.54 \text{ cm}$
$S = 0.7 \text{ cm}$	$W = 50 \text{ cm}$
$Ne = 10^{18} / \text{cm}^3$	(レーザー管の長さ)

§3 結果および検討

窒素レーザーが動作中の各物理量および出力の時間変化を図-4に示す。スパークギャップが

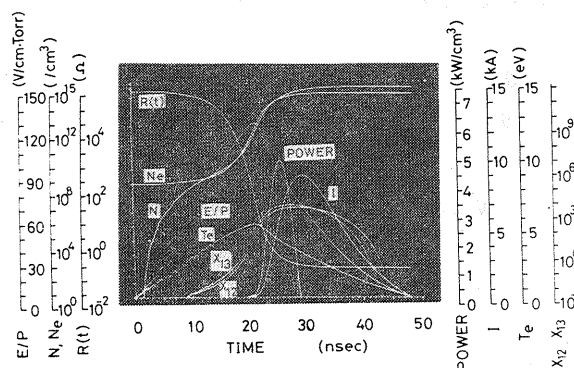


図-4

放電開始してから約20 nsec後に主放電が開始している。出力は、電流Iの立ち上りの時に得られている。さらに、出力の最大値は、 $E/p \approx 80 \text{ J/cm}^2 \text{ Torr}$ の時である。

次にLを変化させた場合のピーク出力および半値幅(FWHM)の変化を図-5に示されている。Lの減少とともに、ピーク出力の増加、半値幅の減少を示している。図-6に、出力および電流の時間変化を示す。この図から、電流の立ち上がりおよびピーク値が、Lに大いに依存していることがわかり、電流の立ち上がりが良い程、大きな出力が得られている。

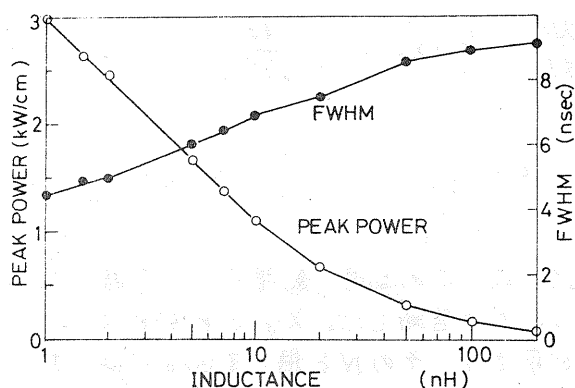


図-5

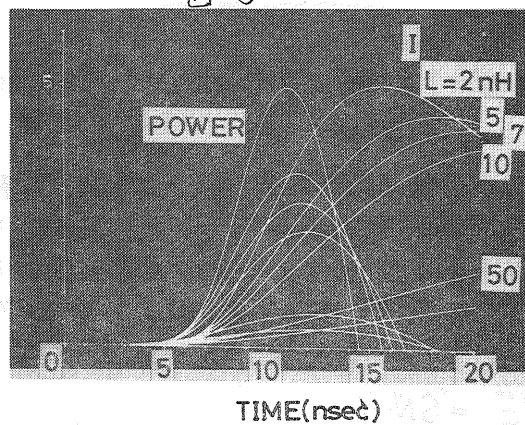


図-6

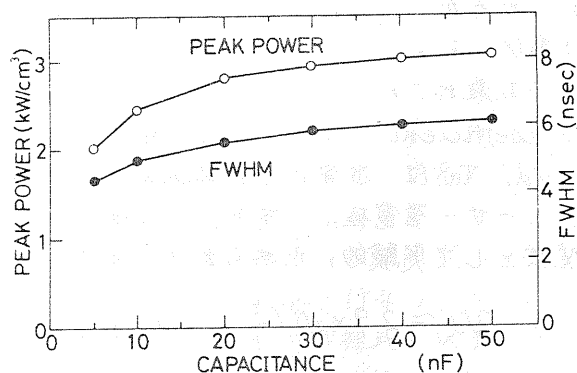


図-7

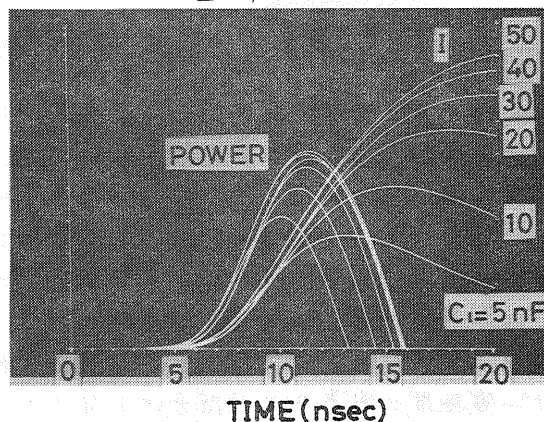


図-8

次にコンデンサーの容量の影響について図-7に示す。Cの増加とともに出力は増加するが飽和の傾向にある。これは、図-8から明らかなように、Cの容量の変化によって、電流の立ち上りは変化せず、ピーク値だけが增加しているに過ぎず、容量の大きい方では、出力への帰与が小さくなる。

次に圧力Pおよび電極間隔のレーザー出力への影響について図-9に示す。この結果からは、 E/p が200~250 V/cm·Torrの間で最大出力を得られるが、同じ E/p でも、圧力を小さく、電極間隔を広げた方がより大きな出力が得られる事を示している。

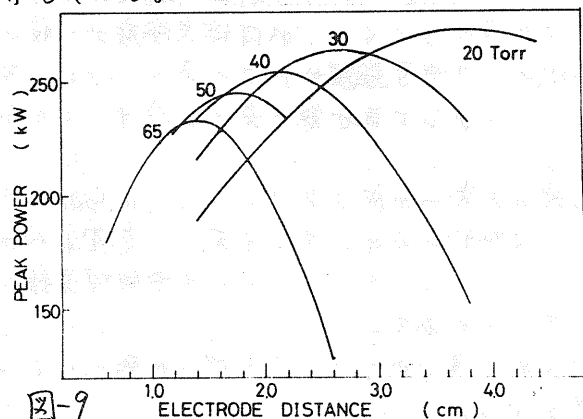


図-9

スパークギャップ側の残留インダクタンス L_s の出力への影響を調べた結果を図-10に示す。従来 L_s を小さくした方が良いとされてきたが、この結果からでは、 L_s が小さすぎると、出力は減少の傾向を示している。この原因は、 L_s を小さくすることにより、 V_{eff} の立ち上りは改善されるが、 V_{eff} の変化が振動形から臨界制動に近づく為、最大電圧が減少することによるものと考えられる。

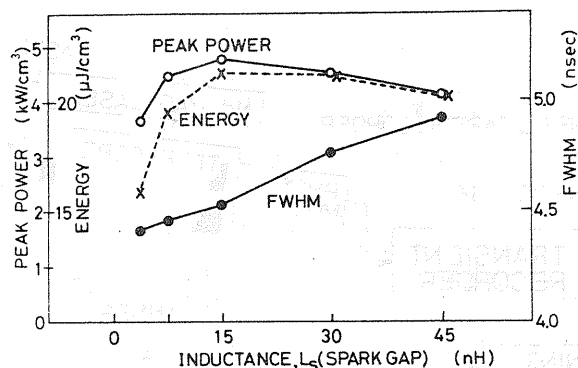


図-10

以上述べてきた他、印加電圧 V_0 、初期電子密

度 N_0 の影響等についても調べた。印加電圧に関しては、出力は直線的な増加の傾向を示し、また、初期電子密度 N_0 について、 $10^7 \sim 10^{11} / \text{cm}^3$ まで調べたが、ほとんど出力への影響はないということが明らかとなった。

§5. まとめ

レーザー出力は、電流の立ち上りの間で得られるので、この立ち上りを改善するという方向で、各パラメータを設定すれば、より大きな出力のレーザーが得られる。この意味で、主放電回路の残留インダクタンスをより小さくすることが最も重要となる。また、コンデンサーの容量は、20~30 nFあれば、十分であるといえる。圧力と電極間隔については、 E/p が200~250 V/cm·Torrになるように設定すれば良い。 L_s については、 V_0 および R_{sq} とのかねあいで、最適値がある。

文献)

- 1) R. M. Measures, Appl. Opt. 16 (1977) 3016
- 2) 石田・矢島, 応用物理 46 (1977) 996
- 3) E. T. Gerry, Appl. Phys. Letters, 7 (1965) 6
- 4) A. W. Ali et al, Appl. Opt: 6 (1967) 2115
- 5) W. A. FitzSimmons et al, IEEE J. Quant. Electron Q-12 (1976) 624
- 6) D. J. Burns et al, J. Phys. B 2 (1969) 52