

高出力ガラスレーザーシステム High Power Glass Laser System

伊藤 昇 司 薬 王 輝 雄 守 部 紀 夫
S. Ito T. Yakuo N. Moribe

梁 田 真 井 元 拓
M. Yanada H. Imoto

日本電気株式会社 電波応用事業部
Nippon Electric Company, Limited

1. はじめに

きわめて遠い地点にある，あるいは光散乱損失の大きい媒質中に存在する対象までの距離およびその映像を，レーザー光を用いて観測するには出力の大きい定安なレーザー装置が必要とされる。またかかるレーザー装置は特にレーザーを用いた核融合研究，あるいはプラズマ計測などの物性研究の面においても近年その必要性は高まってきている。

我々は以上の如き分野で利用される高出力レーザー装置の研究開発を多年行なってきたが，今回最終出力100Jのガラスレーザーシステムを開発したので，以下に本システムの構成及び各部性能等について述べる。

2. 構 成

本システムはTEM₀₀モードで安定なガラスレーザー発振器，LTSG(Laser Triggered Spark Gap)を用いた光シャッター，ファラデー・ローテーターを用いた光アイソレーター，及び5段のガラスレーザー増巾器より成り，その配置及び性能は，それぞれ図1及び表1の通りである。

高出力レーザーシステムにおいては，レーザー素子等の光学部品の損傷を避けるために極めて均一な励起が要求されるが，本システムでは発振器～増巾器3まではヘリカル・ランプを使用し，増巾器4及び5はそれぞれ10本のリニヤ・ランプをClosed Wrapに配置し均一な励起を行なっている。又極めて高い拡散反射率を有するCeramicを集光器として使用している。このため出力光は極めて均一なものとなっている他，各増巾段での出力ピーク・パワー密度を600MW/cm²以下にしているため大きな表面損傷及び内部損傷等は生じなかった。

又各レーザー素子の端面は自己発振の防止及び前段への反射を防止するために6°程度カットしてある。

3. レーザ発振器

最終出力の大小を問わず、レーザー発振器はレーザーシステムのうちで最も安定な動作を要求されるものであり、特に周囲温度の変化等に起因する外部じょう乱に対して安定である必要がある。レーザー発振器は長さ1.6mの石英ベンチ上に共振器を構成することにより外部熱じょう乱に対して、極めて安定な構造となっている。このため、レーザー発振器は約100mJ, 70nsec (FWHM)のTEM₀₀モードのパルスで長期間安定に発振可能である。

表. 1

Head	Dia × Length	Pump Length	A (KJ)	P.F.N. Per Lamp	B	Nd ₂ O ₃ Wt%	Following
OSC	6× 250	180	1.25	2×(25μf +196μh)	115mJ	3.1	
Amp. I	6× 250	180	1.25	2×(25μf +196μh)	550mJ	3.1	BE, 2xHR Mirror, Optical shutter
Amp. II	16× 350	285	20	2×(100μf +150μh)	1.2J	3.1	
Amp. III	16× 350	285	20	2×(100μf +150μh)	10J	3.1	2×90°Prism, Isolator BE
Amp. IV	35× 475	300	48	600μf +27μh)	40J	3.1	BE
Amp. V	50× 475	300	48	600μf +27μh)	100J	2	Fresnel's rhomb

A; Maximum Pump Energy B; Typical Output Energy

BE; Beam Expander

又共振器はフレネル損失の大きい平行平面鏡で構成され、更に共振器のほぼ中央に3mmのアパーチャを配置することにより、容易にTEM₀₀モードの発振パターンが得られている。又KODAK I-Zプレートを用いて近視野像を観測した所、極めてガウス型に近い強度分布をしていることがわかった。

4. レーザ増巾器

Frantz と Nodvik によると完全3単位系において矩形波入力時のエネルギー利得GEは(1)(2)にて与えられる。〔1〕

$$GE = Q \ln \{ 1 + \exp(noa\ell) [\exp(1/Q) - 1] \} \quad (1)$$

$$\text{ただし } Q = (h\nu s) / (2aE_{in}) \quad (2)$$

ここでnoは反転分布、aは誘導放出断面積 ($2.5 \times 10^{-20} \text{cm}^2$)〔2〕、ℓはロッド長、hν

は光子エネルギー， S はビーム断面積， E_{in} は入力エネルギーである。

ところが，完全4準位系の場合は $Q \rightarrow 2Q$ とすれば良いこと及び(1)(2)は入力波形によらないことが容易に証明できる。入力エネルギー密度 E_{in}/S が小さい時は(1)(2)は $GE \sim \exp(\text{noal})$ となり；3準位系と4準位系との差はない。 E_{in}/S が大きい時は $GE \mid 3\text{LEVEL}$ と $GE \mid 4\text{LEVEL}$ との間には大きな差が生じる。

ところが N_d ：ガラスは一般には4準位($\Delta E \gg kT$)と言われているがターミナル・レベルのDecay timeが50~100nsecと長いため[3]，実際には完全3準位と完全4準位の中ほどに動作領域があると思われる。従って，入力エネルギー密度 E_{in}/S が大きい時は，良く知られた各レベルでの寿命をも考慮したレート方程式(3)~(6)を解く必要がある。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial I(t,x)}{\partial t} + C \frac{\partial I(t,x)}{\partial x} = C \left[a \{ N_3(t,x) - N_2(t,x) \} - r \right] I(t,x) \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_3(t,x)}{\partial t} = -a I(t,x) \{ N_3(t,x) - N_2(t,x) \} - \frac{N_3(t,x)}{\tau_3} \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N_2(t,x)}{\partial t} = a I(t,x) \{ N_3(t,x) - N_2(t,x) \} + \frac{N_3(t,x)}{\tau_3} - \frac{N_2(t,x)}{\tau_2} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{out} = Sh\nu \int_{-\infty}^{\infty} I(t,x=L) dt \end{array} \right. \quad (6)$$

ここで $I(t,x)$ は光子束， C は媒質中での光速， $N_3(t,x)$ ， $N_2(t,x)$ は夫々上準位，下準位の分布密度， τ_3 ， τ_2 は夫々上準位，下準位の寿命である。

又唯一の不^定確量である反転分布密度は種々の測定法があるが，我々は小信号利得より求めた。これにより得られた結果，すなわち，Gain Coefficient(noal) VS. Pump を図2~図4に示す。これによると図3.4においてGain Coefficientの飽和の傾向が見られる。ディスク型増巾器においても同じ様な現象が観測されているが〔4〕Gain Coefficient ≥ 3 となると自然放出光の増巾が著しくなり，反転分布の生長が妨げられるためと考えられる。同図において破線は自然放出光の増巾効果を見無視した時の計算値であり(7)にて求められる〔5〕。

$$\frac{dN_3(t)}{dt} = \eta P(t) \{ N - N_3(t) \} - \frac{N_3(t)}{\tau_3} = 0 \quad (7)$$

ここで η はPump効率， $P(t)$ はPumpパワー， N は N_d^{3+} のドープ密度である。

図5は増巾器1の出力エネルギー対Pumpエネルギーの関係を図示したもので実際は(1)(2)にて $Q \rightarrow 2Q$ とした時の計算値であり，点はカロリ-メータにより得た実験値である。図6は光シャッター通過後のパルス波形である。図7~図10は(3)~(5)を差分方程式に変換して計算機により求めた出力波形であるが観測結果に近いものが得

られている。現在各パラメーターの値を変えて計算を続行中である。

5. 光シャッター及び光アイソレータ

本システムでは通常の LTSG を使用しているが、ギャップへの印加電圧をガスの絶縁破かい電圧の 95% 程度になる様ギャップ長又はガス圧を調整することにより 15nsec 程度の立ち上がりは容易に得られている。又更に速い立ち上りを得たい時は、同軸型のシャッター〔6〕を用いる必要がある。

又光アイソレータは多段増巾器を用いる場合には増巾器間の結合による発振をおさえるために必要であるが、印加磁界の均一性に考慮する必要がある。本システムでは 1% 以内の均一性（計算値）が得られている。

6. む す び

以上ここでは立ち上りの早い大出力ガラスレーザー・システムの概要について述べた。現在立ち上り 15nsec 程度であるが、前述の如き同軸型のシャッターを用いることによりサブ nsec 程度の立ち上りにすることは可能である。又現在 $dn/dT=0$ のガラス素子も開発されており、くり返しも素子の熱破かい限界まで上げることは可能であると思われる。

7. 参考文献

1. L.M.FRANTZ AND J.S.NODVIK "Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier" J.Appl.Phys., Vol. 34, NO. 8, Aug. 1963 pp 2346~2349
2. HOYA 硝子 カタログ
3. P.C.MAGNANTE "Influence of the Lifetime and Degeneracy of the $^4I_{11/2}$ Level on Nd-Glass Amplifiers" IEEE Quantum Electron., Vol. QE-8, NO. 5, May 1972, pp 440~448
4. J.L. Emmett "High Power Glass Laser" Proceeding of the Japan U.S. Seminar on LASER INTERACTION WITH MATTER.
5. P.V.AVIZONIS AND W.R.WILLOUGHBY "Studies of Ruby Superfluorescence and Population Inversion" J.Appl.Phys., Vol. 37, No. 2, Feb. 1966 pp 682~687
6. A.M.VAKULENKO et al "High-speed electrooptic DKDP crystal switch" Sov. J. Quant. Electron., Vol. 4, No. 1, July 1974 pp 76~77



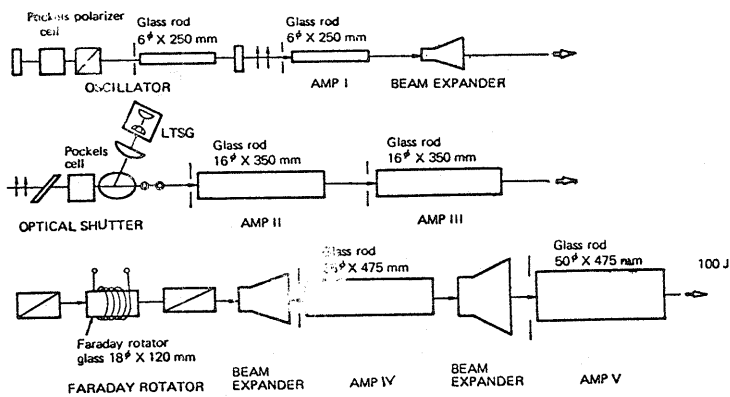


Fig. 1

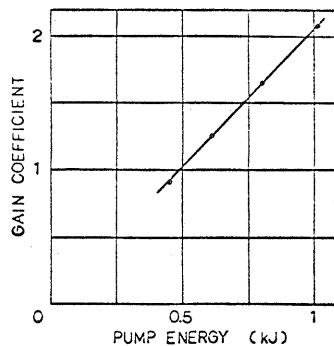


FIG. 2 GAIN CHARACTERISTICS OF AMP. I.

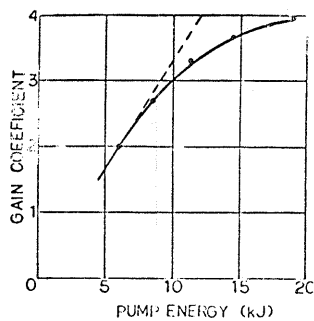


FIG. 3 GAIN CHARACTERISTICS OF AMP II AND AMP III.

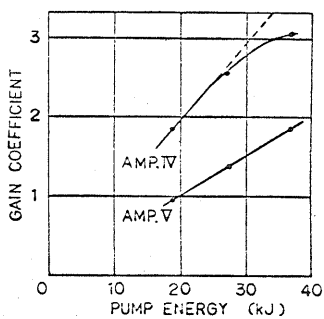


FIG. 4 GAIN CHARACTERISTICS OF AMP IV AND AMP V.

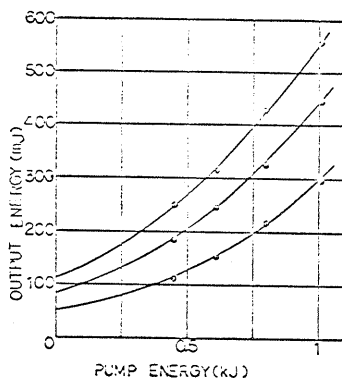


FIG. 5 AMP I OUTPUT ENERGY vs. PUMP ENERGY.

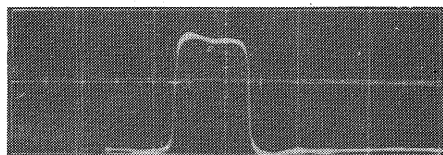


FIG. 6

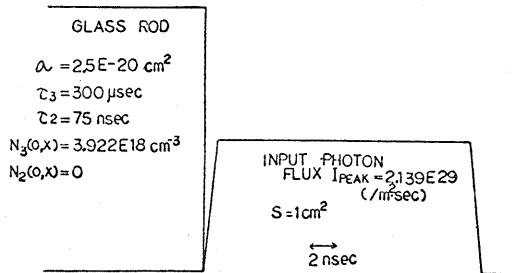


FIG. 7 INITIAL AND BOUNDARY CONDITIONS.

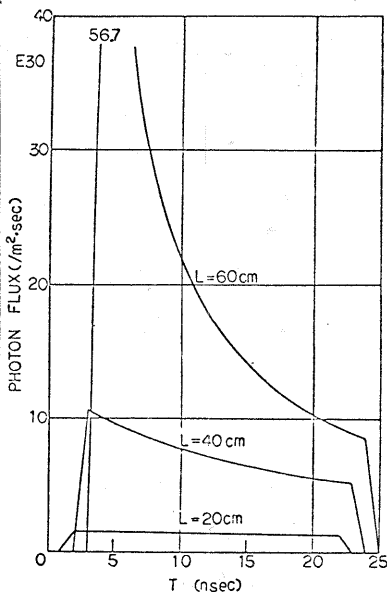


FIG. 8 PHOTON FLUX vs. TIME L: ROD LENGTH.

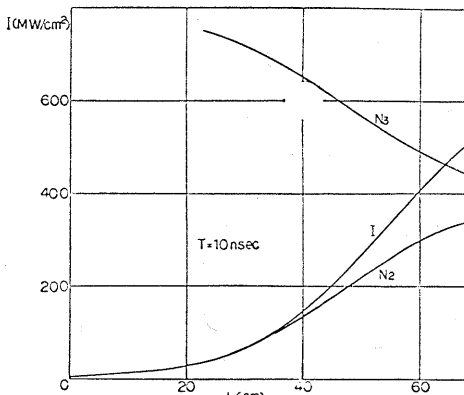


FIG. 9 PHOTON AND POPULATION DENSITY vs. ROD LENGTH AT T=10nsec.

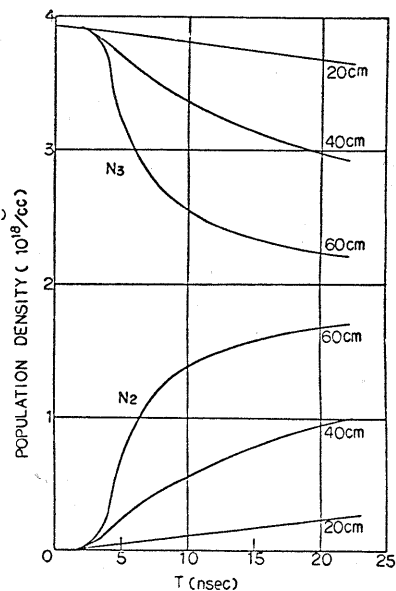


FIG. 10 POPULATION DENSITY vs. TIME.