



Title	C02レーザーの最適設計とその応用に関する研究
Author(s)	大道, 博行
Citation	大阪大学, 1981, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/394
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

CO₂レーザーの最適設計とその応用に関する研究

昭和 56 年 1 月

大 道 博 行

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科在学中に行った核融合研究用高出力 CO_2 レーザーシステムの開発研究と、それを用いたターゲット照射実験による研究成果の大概をまとめたものである。

核融合研究用 CO_2 レーザーシステム開発研究の中心課題は、 CO_2 レーザー媒質の量子エレクトロニクス的特性の解明、発振器増幅器等のシステム構成要素の技術開発、システムとしての動作特性解析の諸点である。システム総合特性としての要点は、高出力、短パルスレーザー光を効率よく発生し、精度よく核融合ターゲットに集中、投射しうることであり、レーザー光照射ターゲット上のプラズマの諸特性と一体となってレーザーシステムの最適化を行わなければならない。

著者は、かかる観点より、 CO_2 レーザーの物理及び構成要素の技術開発を行うとともに、計算機シミュレーションの技術をレーザーシステム解析に導入することに努め、ターゲット照射の核融合実験システムとしての動作特性の解明を行った。

本論文は8章及び付録より構成されている。

第1章は緒論であって、慣性核融合研究における本研究の重要性を述べ位置づけを行った。

第2章では、開発したラダー型TEA CO_2 レーザーについて述べ、核融合研究用 CO_2 レーザーシステムの発振器、前置増幅器として用いた時の性能評価を行った。

第3章には、最高15気圧まで動作可能な高気圧 CO_2 レーザー装置の開発、及びこれを用いて行った小信号利得の圧力依存性、受動モードロック発振特性等に関する実験結果について述べた。

第4章では、ターゲットとレーザーシステム中、スパー

シャルフィルター、モードセレクトターを兼ねた Beam Expander のピンホールとの結合による寄生発振の動的過程に関する解析結果について述べた。ターゲットと最終増幅器の間の距離、増幅器の利得立ち上がり時間に対する寄生発振の依存性を明らかにしている。

第5章は、大規模 CO_2 レーザーシステム構成要素のモデル化と、それを用いたシステムのシミュレーション結果について述べた。非線形伝播特性によるレーザーパルス波形の変形と、これのターゲット照射核融合実験に及ぼす影響について解析している。

第6章では、単一パス増幅システムとマルチパス増幅システムの最適設計に関する考察を行い、核融合炉用 CO_2 レーザーシステムの工学的検討を行った。

第7章は CO_2 レーザーによるターゲット照射実験について述べた。ターゲットからの引き出しプラズマの運動量をイオンにより測定し、Charge Collector により得られた値と比較した。これにより、 CO_2 レーザーによる高效率ペレット圧縮の可能性が示された。

第8章は結論であり、得られた結果をまとめ、本論文の総括を行った。

付録においては、パルス幅 1ns 以下のパルス伝播シミュレーションコードの開発状況と問題点を述べる。

目 次

内容梗概

第1章 緒 論 参考文献

第2章 ラダー型予備放電ブルムライン式TEA CO₂レーザーの開発

- 2-1 緒言
- 2-2 装置
- 2-3 動作特性
 - 2-3-1 動作原理と放電特性
 - 2-3-2 発振特性
 - 2-3-3 増幅特性
- 2-4 結論
参考文献

第3章 高気圧CO₂レーザーの開発

- 3-1 緒言
- 3-2 レーザー装置
- 3-3 小信号利得特性
 - 3-3-1 小信号利得の圧力依存性
 - 3-3-2 実験結果の検討
- 3-4 受動モードロック発振特性
 - 3-4-1 ダブルキャビティ
 - 3-4-2 シングルキャビティ
 - 3-4-3 モードロックの安定性に関する検討
 - 3-4-4 モードロックパルス短縮に関する検討
- 3-5 結論
参考文献

第4章 寄生発振の動的特性とその抑制に関する研究

- 4-1 緒言
- 4-2 理論
- 4-3 数値計算結果
- 4-4 結論
- 参考文献

第5章 CO₂短パルスレーザー光の非線形伝搬特性に関する研究

- 5-1 緒言
- 5-2 レーザーシステム構成要素のシミュレーションモデル
 - 5-2-1 レーザー増幅器
 - 5-2-2 可飽和吸収ガス
 - 5-2-3 p-Ge可飽和吸収体
 - 5-2-4 線形損失要素
- 5-3 シミュレーション結果
- 5-4 複数ライン増幅コードの開発
 - 5-4-1 計算モデル
 - 5-4-2 計算結果
- 5-5 結論
- 参考文献

第6章 核融合用 CO₂レーザーシステムの最適設計に関する研究

- 6-1 緒言
- 6-2 烈光Ⅳ号 CO₂レーザーシステム
- 6-3 マルチパス増幅100 kJ レーザーシステム
- 6-4 結論
- 参考文献

第7章 レーザー光照射ふき出しプラズマの運動量測定

7-1 緒言

7-2 実験装置

7-3 実験結果

7-4 結論

参考文献

第8章 結 論

謝 辞

業績目録

付録

第1章 緒 論

核融合エネルギー開発をめざして大型核融合実験装置の建設が各国で進められている。1980年代には、これらの大型装置により科学的ブレークthroughが達成されようとしている。現在進められている核融合方式は大きく分けて2種類ある。第1は強力磁場により、超高温プラズマを安定に閉じ込め熱核融合反応をおこそうとするものである。この方式を代表するトカマク炉は、我が国においては日本原子力研究所を中心に取り組まれている。第2の方式は、核融合反応をおこす標的に超短時間にエネルギーを投射し、慣性でそれが留まっている間に核融合反応をひきおこそうとするものである。一般に慣性閉じ込め方式と呼ばれている。この方式は、我が国においては大阪大学レーザー核融合研究センターが中枢研究機関となつて推進されている。

レーザーによる核融合の可能性は、1962年 Basov らにより提案された¹⁾。1968年に Basov らは LiD をターゲットに用いた実験により中性子の発生を報告した²⁾。その後、フランス、日本、ドイツで固体重水素を用いた実験が行われ 10^5 /shot の中性子が観測された。しかし、この時点で考えられていた方式は、固体密度のプラズマによる核融合でプラズマ加熱は逆制動輻射過程(古典吸収)のみでおこると考えられていたため、ローソン条件を満たすには $10 \sim 100$ MJ のレーザーエネルギーが必要とされた。1972年大阪大学のグループによりレーザー光強度を一定以上増加したとき吸収率が増大する現象の存在することが発表された³⁾。この現象は古典吸収では説明がつかず異常吸収現象と呼ばれている。また、照射ターゲットを高密度に爆縮する概念が提案され⁴⁾レーザー核融合の実現性が極めて高くなった。諸外国においても、この頃から本格的な慣性核融合研究が開始された。

現在、核融合研究用レーザーシステムとして技術が最も確立しているのは、ガラスレーザーである。世界の高出力ガラスレーザーを Table 1-1 に示す⁵⁾。1982年より米国ローレ

Table 1-1 世界の高出力ガラスレーザー

研究所	装置名	ピーク出力(0.1ns)	出力エネルギー(1ns)	動作開始
日本 大阪大学	激光Ⅳ号	4TW	2kJ	1978~
	激光Ⅺ号	40TW	20kJ	1982~
米国 リバモア研	SHIVA	20TW	10kJ	1978~
	SHIVA-NOVA	100-300TW	100-300kJ	1982~
ロンドン大	ZETA	2.5TW	—	1978~
	OMEGA	10TW	—	1980~
ソ連 レバテフ研	Kalmar	—	1kJ	1976~
	Delphin, UMI	—	10kJ	建設中
フランス リナル研	OCTAL	5TW	—	1979~
英国 ラザフォード研	6ビームシステム	4TW	—	1979~
	AWRL	4TW	—	1978~
中国 上海光機研	—	—	10kJ	計画中

ンスリバモア国立研究所の SHIVA-NOVAにより科学的実証実験が行われる予定である。ただし、ガラスレーザーは総合効率が0.1%と小さい。またガラスの熱伝導率が低く且つ固体レーザーであるため繰返し動作に適していないなど核融合炉まで展望した場合は技術的問題点が多い。

ガラスレーザーについて技術の確立しているレーザーはCO₂レーザーである。世界の高出力CO₂レーザーを Table 1-2 に示す。1983年より米国ロスアラモス科学研究所で100kJレーザー ANTARESが稼働を開始する予定である。CO₂レーザーは放電励起を用いることができるため高効率動作が可能であり総合効率20%程度が得られるものと期待されている。

Table 1-2 世界の高出力CO₂レーザー

研究所	装置名	ビーム数	出力エネルギー	動作開始
米国 ロスアラモス研	ヘリオス	8ビーム	10 kJ	稼動中
	アンタレス	72ビーム	100 kJ	(1983)
日本 大阪大学	烈光Ⅱ号	2ビーム	1 kJ	稼動中
	烈光Ⅷ号	8ビーム	10 kJ	(1980)
カナダ NRC	—	2ビーム	100 J	稼動中
ソ連 カザン研	—	1ビーム	1 kJ	稼動中

また、レーザーガスを循環させることにより高速冷却が可能であり、高繰返し動作が行いえる。ただし波長が10 μ mと長くプラズマに対する臨界密度が低い。この点は核融合ターゲットを高密度圧縮する際には、一般的には不利と考えられるが、爆縮の物理の解明等今後の実験結果に待つべき事柄が多い。爆縮の波長依存性が明らかにされれば、レーザー特性としては十分核融合炉用レーザーとなりうる長所を有している。

この他核融合研究用レーザーとしては、西ドイツ、マックスプランク研究所で1TW級のよう素レーザーが開発されており、ターゲット照射実験に用いられている⁶⁾。基礎実験としてはKrFレーザー等が核融合炉用新レーザーとしての可能性を明らかにすべく研究開発されている⁷⁾。レーザー核融合用各種レーザー物質のパラメータをTable 1-3に示す。

大阪大学レーザー核融合研究センターでは、ガラスレーザー激光、CO₂レーザー烈光がターゲット照射実験に用いられており、爆縮の波長依存性等が精力的に研究されている。著者は、主としてCO₂レーザーの開発研究とそれを用いたターゲット照射実験を行った。

本論文は8章、謝辞、業績目録、付録より構成されている。

Table 1-3 各種レーザー物質のパラメーター

Laser Material	σ (cm ²)	λ (μ m)	F (J/cm ²)	$\sigma\lambda F$ (J μ m)
N ₂ (1atm)	$\sim 10^{-14}$	0.3	~ 2	6×10^{-15}
HF (1atm)	$\sim 10^{-16}$	~ 3	~ 4	1×10^{-15}
CO ₂ (3atm)	$\sim 10^{-18}$	10	~ 2	2×10^{-17}
S('S-'D)(.1atm)	5×10^{-19}	0.77	~ 4	2×10^{-18}
Se('S-'D)(.1atm)	5×10^{-19}	0.78	~ 4	2×10^{-18}
I (1atm)	2×10^{-19}	1.3	~ 4	1×10^{-18}
Se('S-'P)(.1atm)	4×10^{-19}	0.48	~ 4	8×10^{-19}
O('S-'D)(.1atm)	9×10^{-20}	0.55	~ 4	2×10^{-19}
Nd: glass	4×10^{-20}	1.0	~ 3	1×10^{-19}
S('S-'P)(.1atm)	3×10^{-20}	0.46	~ 4	6×10^{-20}
Ruby	1×10^{-20}	0.69	~ 3	2×10^{-20}
Kr('S-'P)(.1atm)	5×10^{-23}	0.30	2	3×10^{-22}
KrF	2.5×10^{-16}	0.25	2	1×10^{-15}

σ : Stimulated emission cross-section, λ : Laser wavelength, F: Flux density

第2章では、開発したラダー型 TEA CO₂ レーザーについて述べ、核融合研究用 CO₂ レーザーシステムの発振器、前置増幅器として用いた時の性能評価を行った。

第3章には、最高15気圧まで動作可能な高気圧 CO₂ レーザー装置の開発、及びこれを用いて行った小信号利得の圧力依存性、受動モードロック発振特性等に関する実験結果について述べた。

第4章ではターゲットとレーザーシステム中、スパーシャルフィルター、モードセレクトターを兼ねた Beam Expander のピンホールとの結合による寄生発振の動的過程に関する解析結果について述べた。ターゲットと最終増幅器の間の距離、増幅器の利得立ち上がり時間に対する寄生発振の依存性を明らかにしている。

第5章は、大規模CO₂レーザーシステム構成要素のモデル化と、それを用いたシステムのシミュレーション結果について述べた。非線形伝播特性によるレーザーパルス波形の変形と、これのターゲット照射実験に及ぼす影響について解析している。

第6章では、単一パス増幅システムとマルチパス増幅システムの最適設計に関する考察を行い、核融合炉用CO₂レーザーシステムの工学的検討を行った。

第7章では、CO₂レーザーによるターゲット照射実験について述べた。ターゲットからのふき出しプラズマの運動量をふり子により測定し、Charge Collectorにより得られた値と比較した。これにより、CO₂レーザーによる高効率ペレット圧縮の可能性が示された。

第8章は結論であり、得られた成果をまとめ本論文の総括を行った。

付録においては、パルス幅1ns以下のレーザーパルス伝播シミュレーションコードの開発状況と問題点を述べる。

第1章の参考文献

- 1) N.G. Basov and O.N. Krokhin; Soviet Phys. JETP 19, 123 (1964)
- 2) N. G. Basov, P. G. Kriukov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatsky and S. V. Tchekalin ; IEEE J. Quantum Electron., QE-4, 864 (1968)
- 3) C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki and H. B. Kang ; Phys. Rev. A6, 2335 (1972)
- 4) J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen and G. Zimmerman ; Nature, 239, 139 (1972)
- 5) 核融合研究企画情報センター - 核融合炉作業委員会
「慣性閉じ込め核融合炉の可能性と問題点」 p. 53
1979年8月
- 6) G. Brederlow, R. Brodmann, K. Eidmann, M. Nippus, R. Petsch, S. Witkowski, R. Volk, and K. J. Witte ; IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 122 (1980)
- 7) S. Watanabe, A. Obara, T. Sato, and H. Kashiwagi, A. Endoh ; Appl. Phys. Lett., 35, 365 (1979)

第2章 ラダー型予備放電フルムライン式TEA CO₂ レーザーの開発

2-1 緒言

CO₂ レーザーは、増幅媒質に適当な予備電離を行うことにより、1気圧またはそれ以上の高気圧レーザーガスで安定に動作させることができる。放電体積全体にわたって均一に予備電離を行わせることがその要点である。代表的なものに、強力な電子ビームを用いる方法¹²⁾と、紫外線による光電離を用いる方法³⁾がある。後者は比較的簡単に安定なレーザー動作を得ることができ、小型レーザー装置に適している。著者は、核融合研究用短パルス大出力レーザーシステムの発振器、および前置増幅器として、高い安定性を持ち、比較的高いCO₂, N₂分圧で動作するTEA レーザーの開発を行ってきた。本章ではその成果について述べる。ラダー放電によりレーザー媒質全体にわたって均一に紫外線を照射し、予備電離を行う。これに連い電流立ち上がりを持つ放電回路を用い、CO₂:N₂:He = 1:2:3の混合ガス中で安定にレーザー励起のためのグロー放電を得た。エネルギー密度265 J/2 atm の高い励起放電入力が可能となった。さらに紫外線電離に効果的なシードガスとして、トリ-n-70ロピルアミン添加の効果⁷⁾を調べた。別のTEA レーザーを発振器として増幅特性を調べた。パルス幅70 ns のQスイッチパルスに対する飽和パラメータ、および2 ns短パルスに対する飽和パラメータを測定した。このタイプのTEA レーザー3台を増幅器として使用して3 mJの2 nsパルスを400 mJまで増幅することができた。

2-2 装置

装置の写真をFig. 2-1に、構成をFig. 2-2に示す。Fig. 2-2はこの装置をレーザー光軸に対し垂直方向に切断した図になっている。主放電回路はCs₁, Cs₂ 及び主放電電極間のレ

一ガー励起放電
路より構成され
ている。 C_{s1} , C_{s2}
は単体容量2000
pF 耐圧30kV の
セラミックコン
デンサを、光軸
方向に9個の列
と10個の列を交
互に6段、合計
57個使用してい
る。 C_{s1} , C_{s2} は、

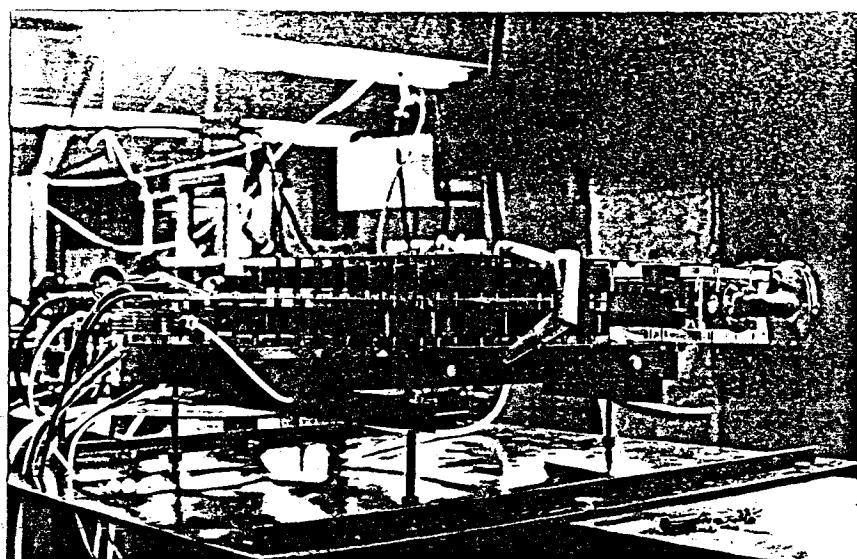


Fig.2-1 Photograph of
blumline TEA CO₂
laser with ladder-
type preionization
discharge.

電極 P_1 , P_2 , P_3 (材質 Cu, 厚さ 1 mm, 光軸方向長 520 mm, 光軸
垂直方向長 P_1 520 mm P_2 , P_3 585 mm) 間でパルス 成形回路 (P
FN) を形成し、 P_2 に対し上下対称に配置して PFN ブルムラ
インを構成している。これにより電流の高速立上がりを実
現した。加圧スパークギャップ (SG) はインダクタンス 20 nH

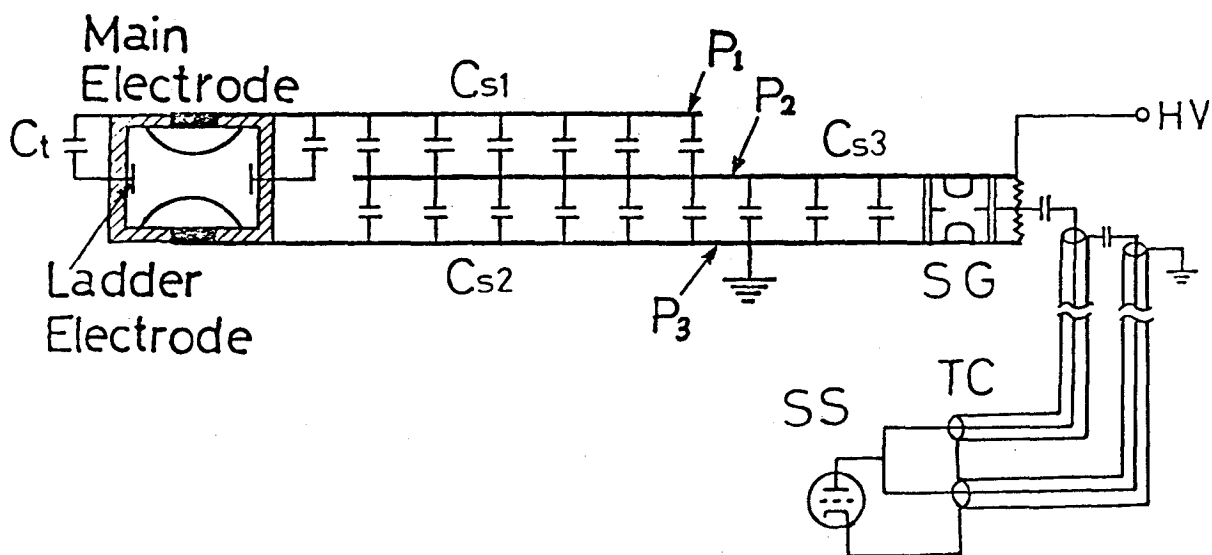


Fig.2-2

Schematic diagram of excitation circuit.
 C_s : storage capacitors, C_{s1} , C_{s2} 2000pF x 50
 C_{s3} : 2000pF x 25, C_t : ladder discharge capacitor,
2000pF, SG: pressurized spark gap;
TC: trigger cable, RG8U 5m; SS: thyatron
switch 2G22P.

の電界歪型のものを製作し、PFNとして動作させるために必要な高速スイッチングを行った。TCは充電されたトリガーケーブルで長さ5mのRG8Uである。SGのサイラトロン2G22Pの導通により、SGの中間電極にケーブル充電電圧11.2kVの2倍のトリガパルス電圧を印加した。またSGによるエネルギー損失を補償するため、2000pFのセラミックコンデンサを合計15個 P_2P_3 間につけ加えた。 C_{35} でこれを表わす。

ラダー放電用キャパシタ C_t は、2000pFのセラミックコンデンサであり、それぞれ30cmのラダー放電回路に接続された。合計4個のラダー放電により主放電電極の両側に60

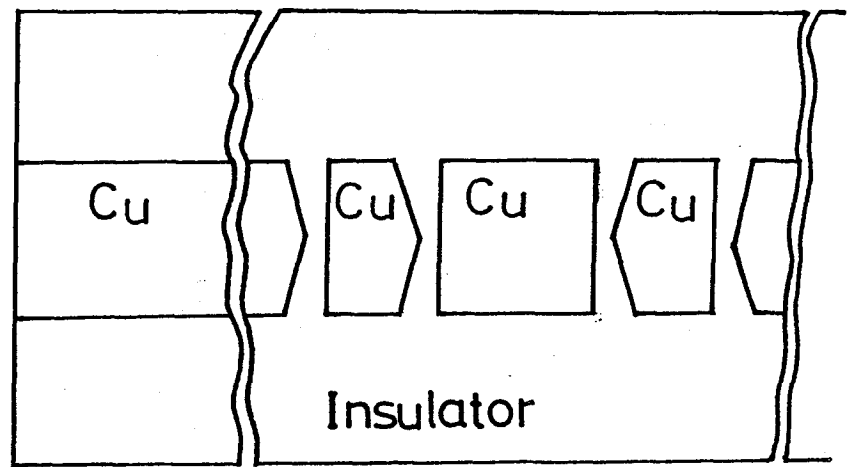


Fig.2-3 Ladder type preionization discharge electrode.

cmの長さにわたって一連のアーーク火花(長さ2.5mm)が発生し、UV光予備電離源の役割を果たした。なお、ラダー放電電極の概形をFig.2-3に示し、その等価回路をFig.2-4に示す。ラダー電極は両面Cu蒸着のプリント基盤にエッチングをほどこして作成した。等価回路中の C_2 は7.5pFになる。

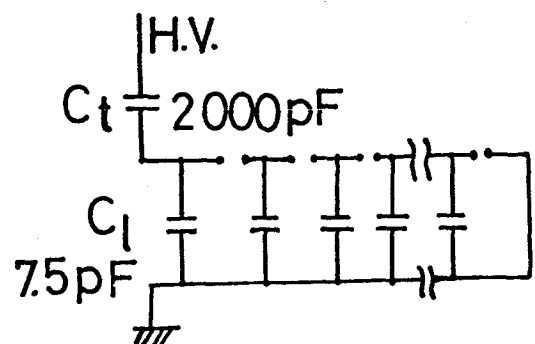


Fig.2-4. Equivalent circuit of the ladder discharge electrode.

主放電電極としては、コン

パクトでかつ電界均一性の良好なcosh型の断面をもったソリッド電極⁸⁾を採用した。材質は真鍮で、表面は十分に研磨されている。放電断面 $2 \times 2 \text{ cm}$ で長さ 60 cm にわたって均一な電界を形成する。また主放電電極とラダー放電電極間で直接放電がおこるのをさけるため、両者の間隔を約 3 cm にしてある。そして、この主放電及びラダー放電をおさめる放電箱は、高さ 100 mm 、光軸方向長 1384 mm 、光軸垂直方向長 150 mm 、厚さ 15 mm のアクリル板を使用した。接合部には接着材を用い、ネジ止めが必要な場所にはゴム板、あるいはOリングを使用し、ガスもれのおこらないように組み立てた。

レーザーガスは CO_2 、 N_2 、 He を任意の割合で混合し、ふき流し、圧力は大気圧で動作させた。またUV電離を効率良く行わせるためのシールドガスとしてトリ-n-プロピルアミンを添加した。

レーザー窓はイルトラングリユースター板を使用した。その大きさは、縦 54 mm 、横 24 mm である。共振器は外部鏡とし、曲率半径 5 m のAu蒸着全反射ミラーと片面ARコート、ゲルマニウム平板により構成されている。共振器長は 1.15 m である。

2-3 動作特性

2-3-1 動作原理と放電特性

加圧スパークギャップ(SG)の導通により C_{s2} の電圧は反転し、その結果充電電圧の2倍の電圧がラダー放電電極および主放電電極に印加される。 C_{s1} 、 C_{s2} はPFNを構成している。SGの高速立ち上がりにより発生する電圧の立ち上がりは急峻である。フルムライン部の1段あたりのインダクタンス L_1 およびキャパシタンス C_1 は、それぞれ平均 7.4 nH および 17 nF であり、特性インピーダンス $\sqrt{L_1/C_1}$ は 0.66Ω である。最初ラダー放電が起こり、各スパークは、

一連の紫外線源となつてレーザーガスを一様に光電離する。ラダー放電は自身の放電電流により2000PFのCtを充電する時間だけ持続する。予備電離により主放電がトリガーされる。

放電電流はログスキークォイルにより、また主放電電極間の電圧はコンデンサ分圧器により観測した。観測された電圧波形は100nsの鋭い立ち上がりを持ち、PFNとして働いていることがわかった。ガス混合比を変え電流波形を観測した結果をFig. 2-5に示す。純粋のHeでは放電部のインピーダンスは低く、電流値は大きいが振動した。レーザー動作条件のガス混合比では、インピーダンスは高く電流値が低い。28kV充電のとき、Cs1, Cs2に充電されたエネルギーの80%が放電中に消費された。ラダーによる予備電離の効果は大きく、純粋のCO₂ガス中でも一様なグロー放電が実現した。ラダー放電を行わない場合は主放電は起こらなかった。

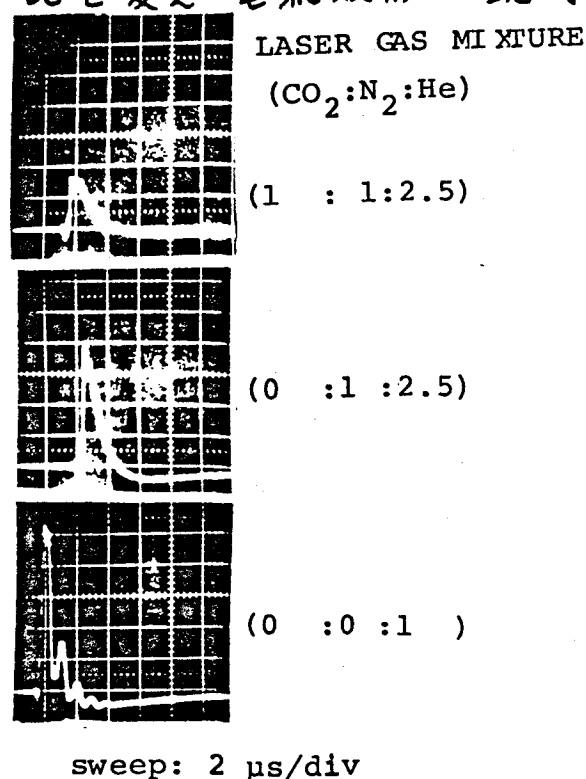


Fig. 2-5
Current wave form of
the main discharge.

2-3-2 発振特性

Fig. 2-6 にレーザーガス混合比をパラメータとした発振出力変化を示す。CO₂:N₂の比をそれぞれ固定し、He分圧の変化に対する出力エネルギーを測定した。CO₂:N₂:He = 1:1:3で最大エネルギーを得た。つぎにレーザーガスに0.5 Torrのトリ-n-70ロピルアミンを添加して同様の実験を行った。トリ-n-70ロピルアミンは低いイオン化電圧(7.23eV)を持ち、レーザーガスではほとんど吸収のない1700 Å程度の輻射をよく吸収し容易に電離す

る。結果を Fig.2-7
 に示す。トリ-n-プロ
 ピルアミンを添
 加すること、よ
 り低い He 分圧で最
 大レーザー出力が
 得られるようにな
 り、各混合比でそ
 れぞれ 25~30% 出
 力エネルギーが増
 加した。混合比
 1:2:3 で最大エネ
 ルギー 2 J を得た。
 出力変動率は shot
 ごとに 5% 以下で安
 定であった。充電
 電圧 28.2 kV のと
 きの実際の放電入
 力は 64 J であり、
 放電体積を $2 \times 2 \times 60$
 cm として単位体積
 当たりの放電入力
 は $265 \text{ J} / 2.0 \text{ atm}$ と
 なる。発振ハター
 ンより発振体積の
 平均断面積は 1.6
 cm^2 と考えられ、
 レーザー出力とし
 て取り出されるエ
 ネルギーは単位体

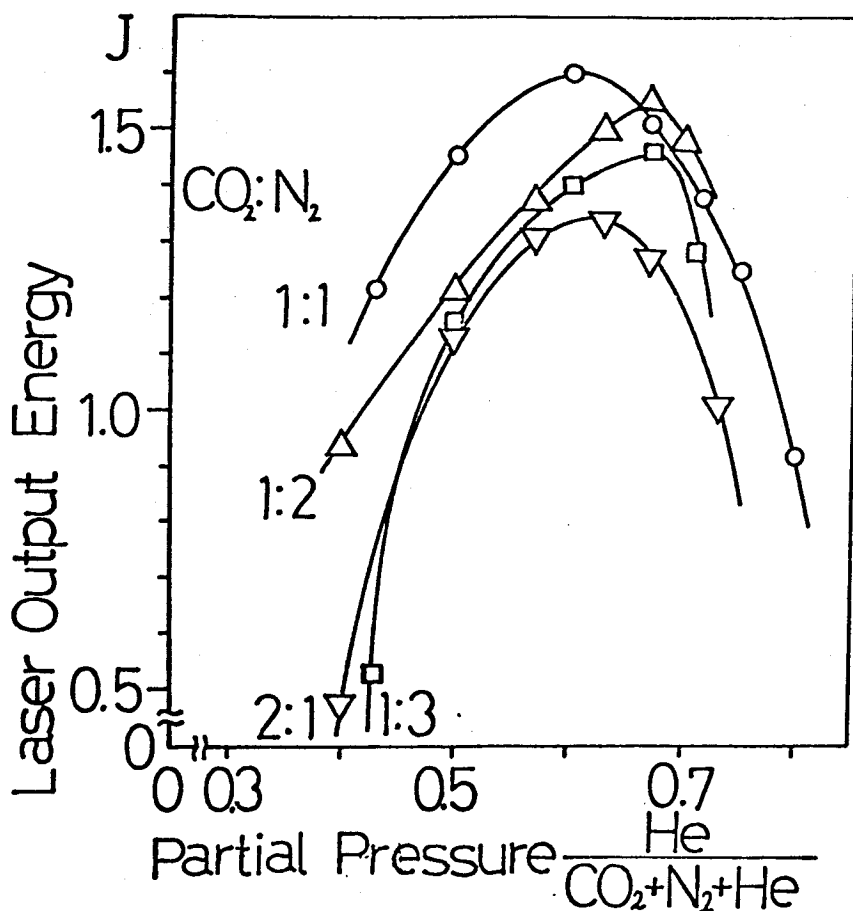


Fig.2-6 Laser output energy vs. gas mixture without tri-n-propylamine. Charged voltage 28.2 kV.

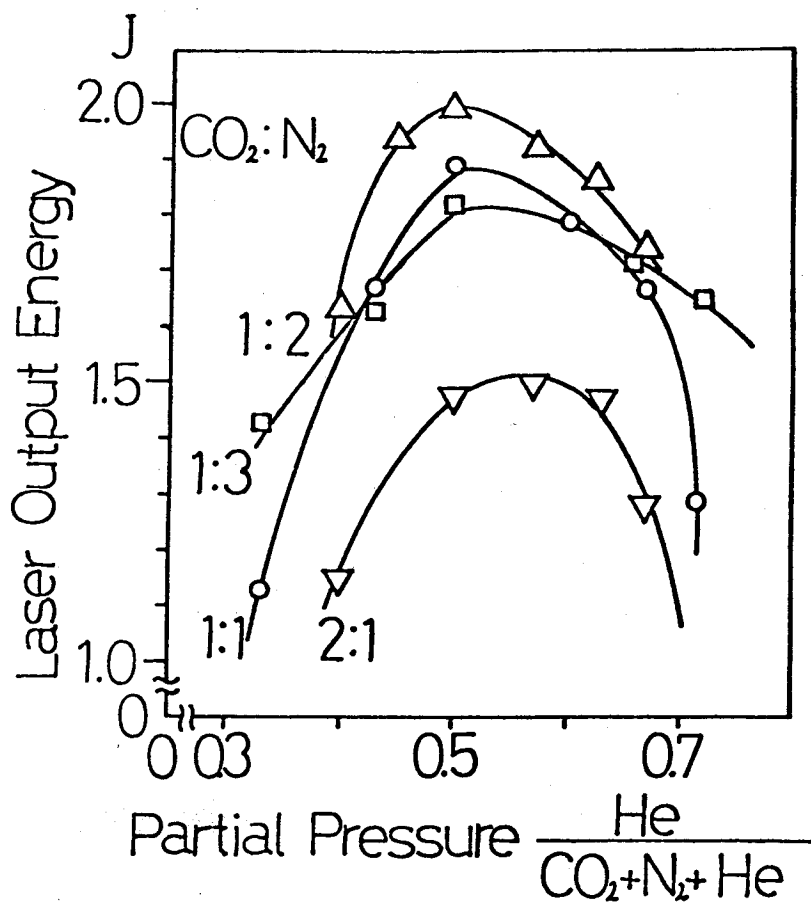


Fig.2-7 Laser output energy vs. gas mixture with 0.5 Torr tri-n-propylamine. Charged voltage 28.2 kV.

積当たり $21\text{ J}/2\cdot\text{atm}$ となる。これより発振体積でのレーザー効率 は 7% となる。またトリ- η - π - π ヒルアミンが添加されなかった場合、Fig. 2-6 の結果より、単位体積当たりの発振出力は $17\text{ J}/2\cdot\text{atm}$ でありレーザー効率は 6.3% となる。

応答時間 0.4 ns のフォトンドラッグディテクタで発振波形を観測した。典型的なレーザーパルスの観測例を Fig. 2-8 に示す。最初のセルフ Q スイッチによるピークに続き、 N_2 の $v=1$ レベルからの緩和による発振が見られる。波形全体にわたって、1 気圧 TEA レーザーにしばしば起こるモードビートが観測された。

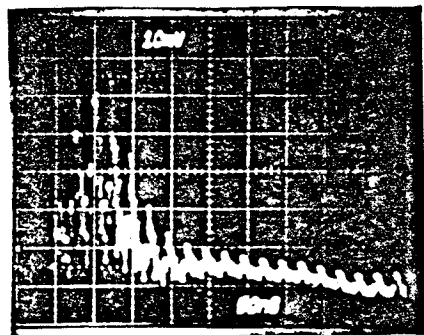


Fig. 2-8

The wave form of laser oscillation.
sweep: 50 ns/div.
laser gas:
 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3.$

ゲイン幅の圧力なかりにより、多数のキャビティ縦モードが不規則に干渉した結果と考えられる。トリ- η - π - π ヒルアミンを添加しない場合には、ガス混合比を変えて波形の変化を観測した。 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ が $2:1:4$ の場合に最大ピークパワーが得られ、セルフ Q スイッチピークの半値幅は 60 ns 、ピーク値は 10 MW であった。最大出力エネルギーは $1:1:3$ の場合に得られ、 N_2 レベルからの緩和により発振波形尾部でエネルギーが増大していることがわかった。

つぎに連続繰り返し動作テストを行った。繰り返し $1\sim 2\text{ pps}$ で 4 万回の動作テストを行った。レーザーは安定であり、ラダー電極表面に若干の放電による損傷が見られた。繰り返し速度は現在充電器能力で制限されている。レーザーガスは数 shot ごとに交換される割合で供給された。

2-3-3 増幅特性

トリ- η - π - π ヒルアミンを添加しないレーザーガスでの増幅特性を 2 通りの方法で調べた。なお、この節の動作条件はあべ

て充電電圧 28.2 kV, レーザーガス混合比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:3$ である。

最初に共振器内に可変損失を挿入し、共振閾値での損失の値より小信号利得を求めた。

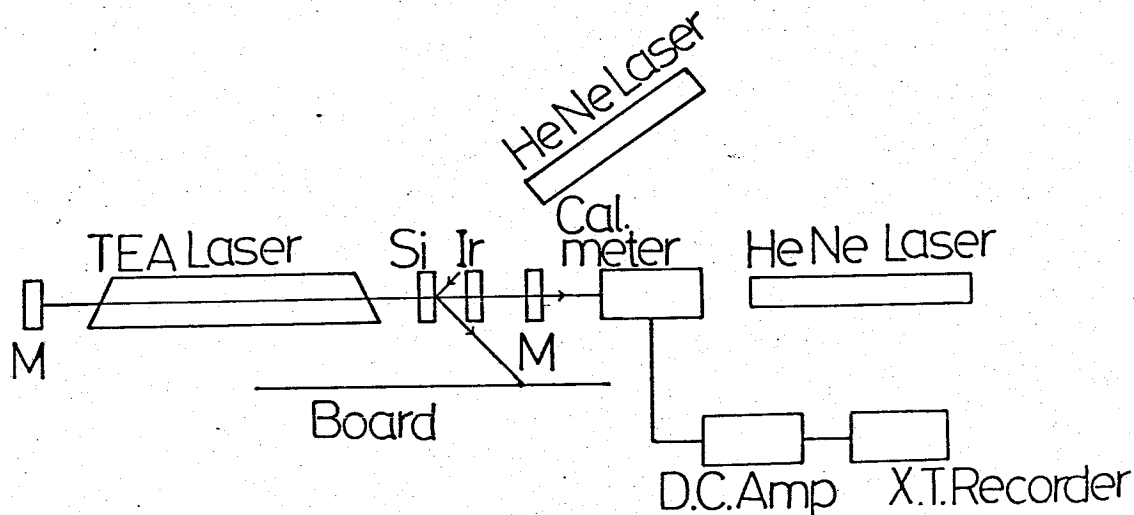


Fig.2-9 Schematic diagram of the small signal gain measurement system.

Fig. 2-9に測定系を示す。キャビティは長さ1.15mで、Auコート全反射ミラーと片面ARコート38%反射出力ミラーにより構成されている。この共振器中に、可変損失として両面研磨したSi平板及びビルトラン結晶板を用い、傾き角を変えることで損失量を変化させた。角度はHe-Neレーザーを結晶板中央に照射し、その反射光を反対側のボード上のものさしに写し出すことにより測定した。光強度に対する透過率を T 、反射率を R で表わすと、共振器1往復あたりの損失と利得は次のように表わせる。

$$L_{\text{Loss}}^{-1} = T_{\text{Si}}^4 \cdot T_{\text{Ir}}^4 \cdot T_{\text{W}}^4 \cdot R_{\text{out}}$$

$$\text{Gain} = \exp(2\alpha_0 l)$$

ここで T_{Si} , T_{Ir} , T_{W} , R_{out} はそれぞれSi板の透過率、Ir板の透過率、NaCl窓の透過率、出力ミラーの反射率を表わす。 α_0 。

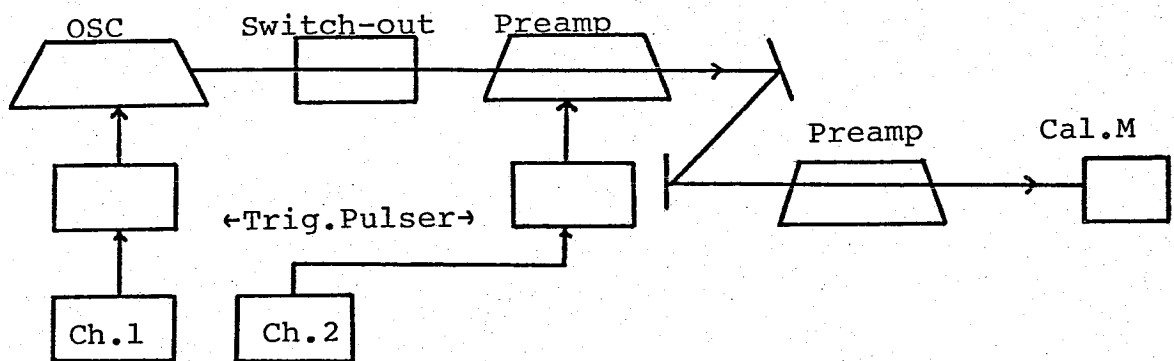
は小信号利得係数、 l は活性媒質の長さである。発振閾値では $\text{Gain} = \text{Loss}$ である。これから α_0 は次のように表わせる。

$$\alpha_0 = \frac{-1}{2l} \ln(T_{\text{Si}}^4 \cdot T_{\text{Ir}}^4 \cdot T_{\text{W}}^4 \cdot R_{\text{out}})$$

実験により $l = 60 \text{ cm}$, $T_{\text{Si}} = 0.68$, $T_{\text{Ir}} = 0.86$, $T_{\text{W}} = 0.8$, $R = 0.36$ が得られた。これから α_0 として $3.4\%/\text{cm}$ が得られた。なお Si 板、Ir 板の透過率は屈折率から理論的に求め、レーザー窓による損失は、結晶板の表面あらさによる散乱ロスが無視できないので、別の TEA レーザー光を入れレーザー本体の前後のエネルギーを測定することにより求めた。

別の TEA レーザーを用いてパルス増幅特性を測定した。発振ラインは、P(20)パルス幅は 70 ns である。このレーザーの出力エネルギーは 48 mJ に固定した。測定はラダー電型レーザーの主放電の立ち上がりをも時間原点にとり、入力レーザーパルスのタイミングを変えて増幅率及びその時間変化を測定した。

その測定系を Fig. 2-10 に示す。そして測定結果を Fig. 2-11



Time Controller

Fig. 2-10 Schematic diagram of pulse amplification measurement system.

に示す。利得は、励起放電後 $1.5\mu s$ で最大となりその後減少した。

パルス幅 $70 ns$ の入射レーザー光エネルギーを変化させることにより、増幅率の変化を測定した。その測定系を Fig. 2-12 に示す。この測定は $1/2$ 入板の角度を変化させることによりレーザー光の偏向方向を変化させ、その後のフリースタックと組み合わせ

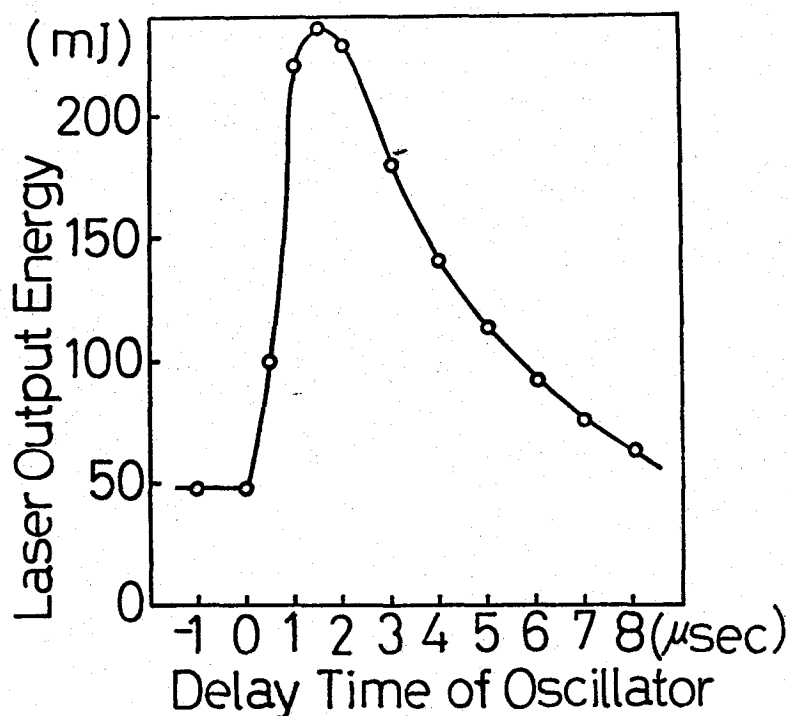


Fig.2-11 Amplified laser energy vs. timing of input laser pulse.
laser gas; $CO_2:N_2:He=1:1:3$

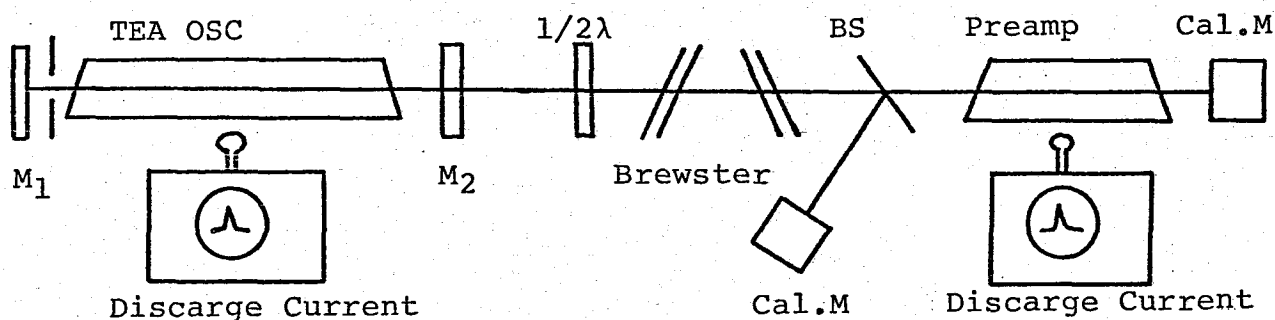


Fig.2-12 Schematic diagram of the amplification measurement system.

ることにより、ラダーフリアンプの入射レーザー光エネルギーを変化させた。入射レーザー光エネルギーはBS(ビームスプリッタ)により Cal. meter I で測定し、Cal. meter II でラダーフリアンプ増幅光エネルギーを測定した。測定の精密性を保つため、発振器の放電電流とラダーフリアンプの放電電流をオシロスコープで観測し、放電タイミングの良好なもののみをデータとした。

測定結果を

Fig. 2-13 に示す。

レーザービーム断面を一定とし、増幅器を通過する間の損失を無視すると、パルス増幅特性は次式で表わせる⁹⁾。

$$E_o = E_s \ln \{ 1 + \exp(\alpha \cdot l) \}$$

$$\cdot \left\{ \exp\left(\frac{E_i}{E_s}\right) - 1 \right\}$$

ここで E_o , E_i は出力及び入力エネルギー密度、 α , E_s は小信号利得係数及び飽和パラメータである。 l は増幅媒質の長さである。ビーム径はアパーチャー及

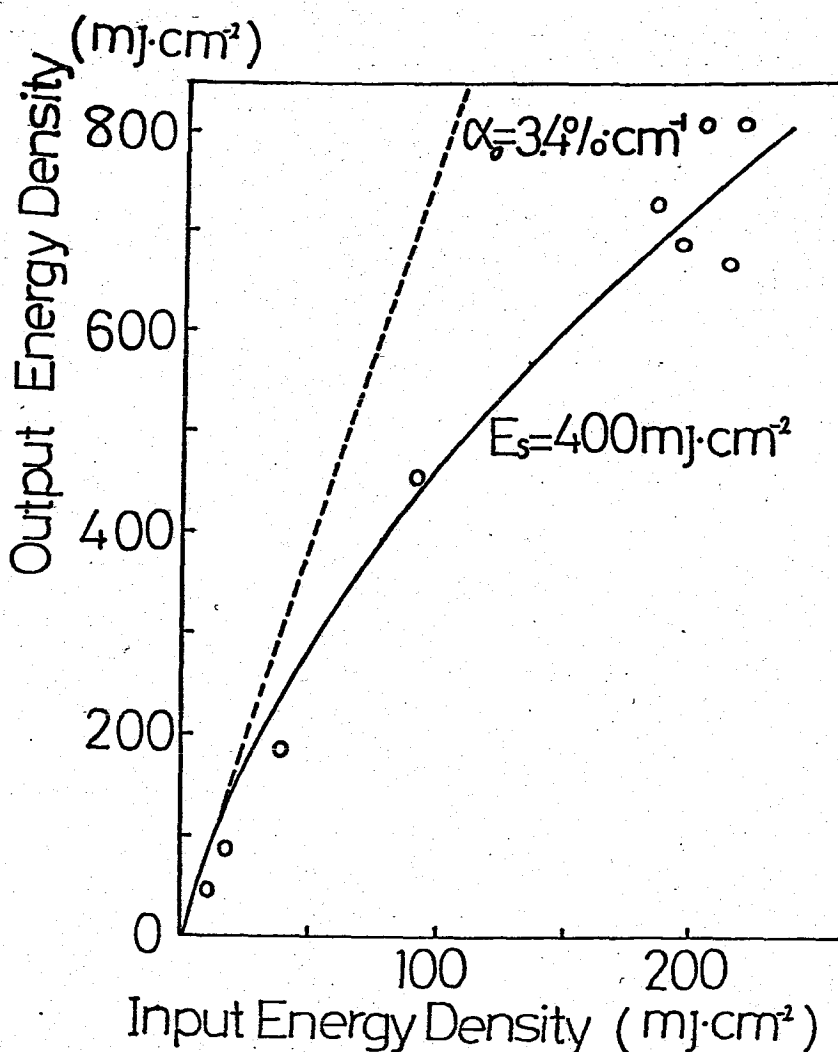


Fig. 2-13 Saturation amplification measurements for a 70 ns normal Q-switched pulse. the The solid curve is the best fit on the experimental data using a value of $\alpha_0 = 3.4\%/\text{cm}$ and $E_s = 400 \text{ mJ}/\text{cm}^2$.

ビームパターンの測定より 0.49 cm^2 $l = 60 \text{ cm}$ である。図中実線は $\alpha_0 = 3.4 \% \cdot \text{cm}^{-1}$ とし、 $E_s = 400 \text{ mJ/cm}^2$ とした計算値を示す。実験値は実線のカーブと比較的一致している。回転準位間の緩和時間は大気圧で 0.15 ns 程度であり、パルス幅に比べ充分短い。このような場合の計算により求められた飽和パラメータの値は 100 mJ/cm^2 である。ゲインQスイッチにより得られたパルスによる他の増幅特性の測定でも、 E_s として $200 \sim 400 \text{ mJ/cm}^2$ の値が得られている。ゲインQスイッチングレーザーパルスはメインピークに続いて $1 \mu\text{s}$ 程度の尾部を持っており、緩和時間 90 ns の $\text{N}_2(V=1)$ から $\text{CO}_2(001)$ へのエネルギー移行が、大きな飽和パラメータを与える原因と考えられる。蓄積エネルギー $\alpha_0 \cdot E_s$ は 1.36 J/l となる。

次に短パルスに対する増幅特性を測定した。入力レーザーパルスはポッケルセルシャッターにより整形され、半値幅 2 ns の単一パルスとなった。増幅器として同型の3台のラター放電型レーザーを接続し、同時に動作させた。入力エネルギーに対する増幅結果を Fig. 2-14 に示す。図中実線は、 $\alpha_0 = 3.4 \% \cdot \text{cm}^{-1}$ 、 $E_s = 35 \text{ mJ/cm}^2$ とした計算値を示す。ただし、3台のレーザー増幅器のうち、最初の2台では飽和は起こっていないため、3台目のレーザーのみが飽和増幅を行うものとした。3台目のレーザー増幅器におけるビーム断面は 3.2 cm^2 であった。

入射パルスの Extinction 比は 10^3 であったが、増幅パルスでは 5×10^2 まで低下した。パルス半値幅は変化しなかった。回転準位間の緩和時間による制限のため飽和パラメータが減少した。

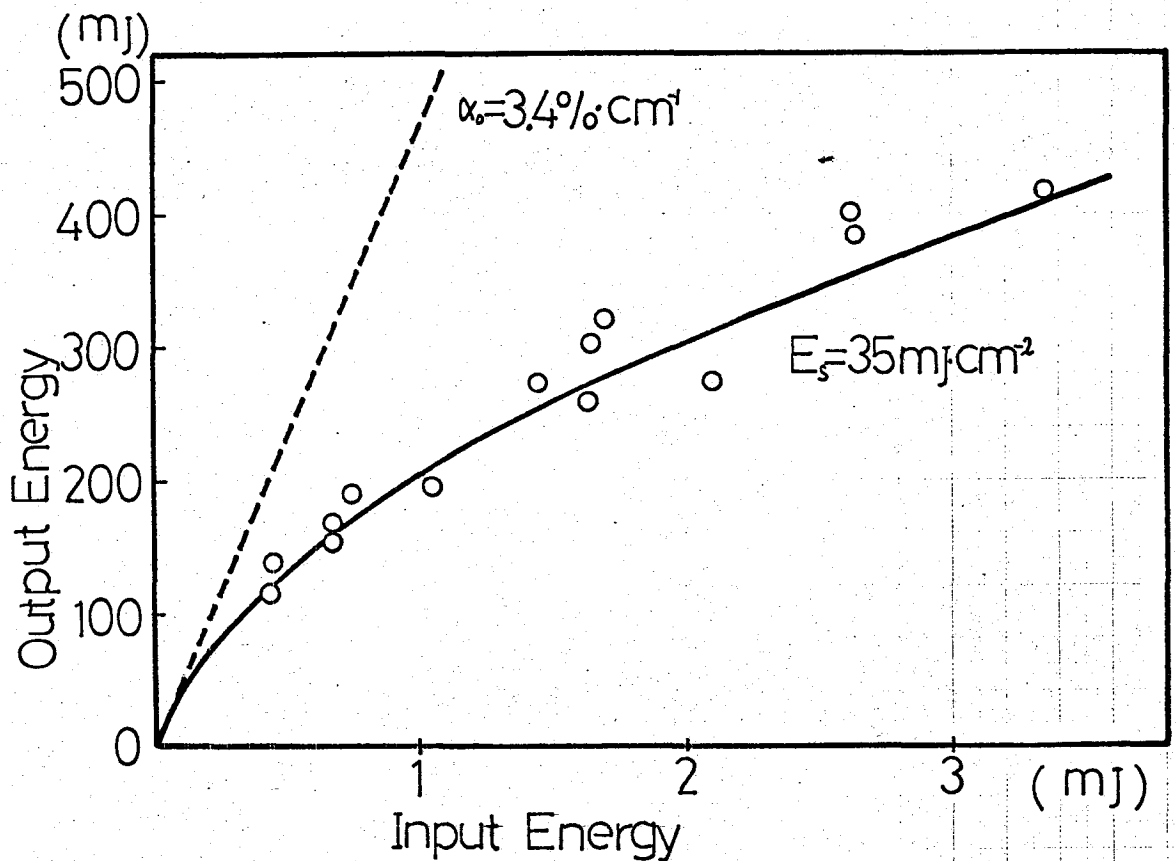


Fig.2-14 Saturation amplification measurements for a 2 ns single pulse. The solid curve is the best fit on the experimental data using a value of $\alpha_0 = 3.4\%/ \text{cm}$ and $E_s = 35 \text{ mJ/cm}^2$.

2-4 結論

ラダー放電を紫外線源とする光予備電離TEAレーザーにPFNフィルムライン型放電回路を組み合わせることにより、高効率でかつ安定な動作が得られた。ラダー放電による光予備電離効果は大きく、純粋の CO_2 ガス中でもグロー放電が実現した。 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:3$ で小信号利得係数 $3.4\% \cdot \text{cm}^{-1}$ が得られ、通常のゲインQスイッチング波形に対し飽和パラメータ 400 mJ/cm^2 が得られた。2nsパルスに対して飽和パラメータ 35 mJ/cm^2 が得られた。増幅器として3台並べて、2ns 400 mJ の出力を得た。またシードガス

としてTri-n-70ロピルアミンの添加により放電入力は265 J/l.atm まで可能であり、レーザー発振エネルギー21 J/l.atm が得られた。コンパクトな装置で出力10 MW, 出力エネルギー2 J が得られ、出力変動率は5% 以下で安定であった。連続繰り返し動作を4万回行って、なお動作は安定であった。以上によって、本レーザー装置を核融合レーザーシステムの発振器、前置増幅器として用いる際の設計パラメータが得られた⁽¹⁾。

第 2 章の参考文献

- 1) C. A. Fenstermacher et al. : Appl. Phys. Letters, 20 (1972) 56.
- 2) 藤田尚徳, 他: レーザー研究, 3 (1975) 34.
- 3) M. C. Richardson et al. : IEEE J. Quantum Electron., QE-9 (1973) 934.
- 4) J. D. Shipman Jr. : Appl. Phys. Letters, 10 (1967) 3.
- 5) M. Geller, D. E. Altman, and T. A. DeTemple: Appl. Opt., 1 (1968) 2232.
- 6) B. Godard: IEEE J. Quantum Electron. QE-6 (1973) 645.
- 7) B. J. Reits et. al.: Appl. Phys. Letters, 26 (1975) 335.
- 8) T. Y. Chang: Rev. sci. Instrum., 44 (1973) 405.
- 9) L. M. Frantz and J. S. Nodvik: J. Appl. Phys., 34 (1963) 2346.
- 10) A. Girard: Opt. Commun., 8 (1973) 68.
- 11) 的場幹史, 大道博行, 中井貞雄, 山中千代衛;
応用物理 45, 869 (1976)

第3章 高気圧CO₂レーザーの開発

3-1 緒言

レーザーによる爆縮核融合の研究は、短パルスによる衝撃圧縮(exploding pusher mode)から成形パルスによる等エントロピー圧縮(ablative modeによる Isentropic compression)へと推移しつつある。パルス幅数ナノ秒の成形パルスを構成するための単位パルスとしては、サフナノ秒のパルス幅が要求される。

これまでCO₂レーザーによるサフナノ秒パルスの発生に関しては種々の方式が報告されている。通常のゲインQスイッチ波形を高速光スイッチを用いて切り出す方法^{1,3)}、光学的フリーインダクションディレイによる方法⁴⁾、モードロックによる方法^{5,7)}、等である。

著者は、高気圧CO₂レーザーの広帯域利得スペクトル幅を利用し、これの受動モードロックによるサフナノ秒パルス発生の研究を行った。その結果、測定最短パルス幅670 psを得た。またモードロックパルス幅の観測から、それが発振時間全域にわたり過渡状態にあることが判明した。さらにパルス列の再現性に関する実験・考察を行い、核融合研究用レーザーシステムの発振器として導入する際の問題点を明らかにした。また開発した高気圧レーザー装置を用いて、小信号利得の圧力依存性を測定し、スペクトル幅の衝突広がり係数4.6 GHz/atmを得た。この結果により、10気圧のCO₂レーザーの利得スペクトル幅がサフナノ秒パルス発生に十分なまで広がっていることが確認できた。

3-2 レーザー装置

開発したレーザー装置は、5気圧から15気圧までの活性媒質圧力で動作するように設計されており、電子ビーム制御放電を採用している⁸⁾。この放電方式の特徴は、「放電を維持する機能」と「レーザー媒質を励起する機能」が分離されてい

ることである。これにより高気圧における通常の放電維持電圧よりも低い領域で、且つレーザー媒質の励起に最適な電圧において放電が可能になった。

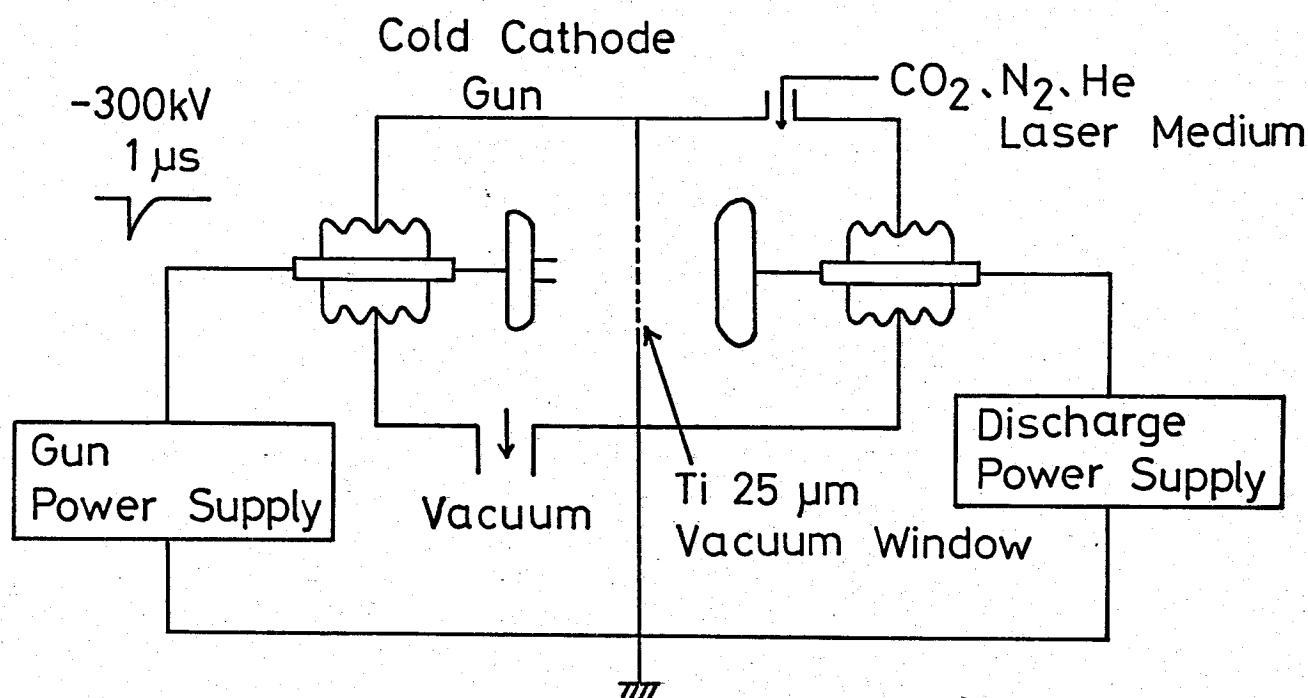


Fig.3-1

Block diagram of the electron beam controlled high pressure CO₂ laser. The dimension of the excited volume was 15 cm in length and 3cm x 3cm in cross section.

レーザー装置の構成をFig. 3-1に、装置の写真をFig.3-2に示す。装置は次の要素により構成されている。

(A) 電子ビーム発生部

- (a) 電子ビーム発生用真空チャンバー(ガンチャンバー)
- (b) 電界放出型電子銃(ガンカソード)
- (c) 電子ビーム加速用高電圧発生装置

(B) 耐高気圧電子ビーム透過部

- (a) 電子ビーム透過気密ホイル
- (b) ホイル支持機構

(C) レーザー励起部

(a) レーザーチャンバー及びレーザー窓

(b) 主励起放電電極

(c) 主励起放電電源

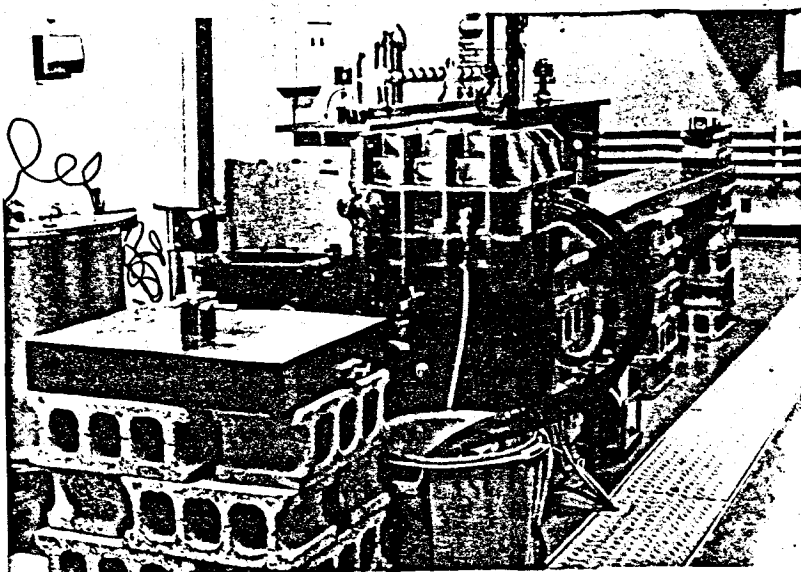


Fig.3-2

Photographic view of the
high pressure CO₂ laser.

電子銃からの電子は-300 kVの電圧で加速され、高気圧レーザーガスと真空とを分離しているホイルを透過し高気圧レーザーガス中に入射し、これを電離する。このようにして電離されてできたプラズマ中を流れる伝導電流により、レーザーガスが励起される。

(A) 電子ビーム発生部

(a) 電子ビーム発生用真空チャンバー(ガンチャンバー)

電子銃がマウントされた真空チャンバーは、回転ポンプと油拡散ポンプにより $\sim 10^{-6}$ Torrまで真空度を上げることができる。真空度は電離真空計を用いて測定した。本装置の場合、チャンバー内の真空度が 10^{-5} Torrから 10^{-7} Torrにわたって変化しても、電子銃の特性にはほとんど影響が見られなかった。電子銃には冷陰極電界放出型を用いているが、電界放出型に通常要求されるような高真空度は本装置の場合必要でない。

(b) 電界放出型電子銃(ガンカソード)

大電流用の冷陰極電子銃では、陰極表面に発生したプラズマが実効的な電子放出面として作用する。いわゆるプラ

ズマカソードが形成される。プラズマは熱速度で膨張し、壁面に達すると同時にアーク放電となる。プラズマの膨張速度は、著者のグループで測定した結果によると、チタニウムで $3\text{ cm}/\mu\text{s}$, タンタルでは $1.5\text{ cm}/\mu\text{s}$ である⁹⁾。電子銃として、チタニウムまたはタンタルの金属フラードを1本または並行に2本並べ、アノードとカソードの間隔を変化させ性能の変化を測定した。その結果、本装置の場合タンタル1本フラードでカソード、カソード間隔 94 mm を採用した。

(c) 電子ビーム加速用高電圧発生装置

電子ビーム加速用高電圧発生装置として、12段マルクス電源を開発した。最大出力電圧 -300 kV の電子ビーム加速電圧を発生する。回路図を Fig. 3-4 に示す。回路のストレイインダクタンスを低く抑えるため同軸形に配置し、 $1\mu\text{s}$ 以下の高速の電圧立ちあがりを得た。また全体をコンパクトにするため、絶縁油を満たした高さ 190 cm , 直径 45 cm のステンレス製円筒容器に収納した。

電源の定格

全容量	1934 PF (20000 PF \times 12段)
最大蓄積エネルギー	90 J
公称電圧	300 kV
極性	負極性
充電抵抗	1 M Ω
放電抵抗	50 k Ω
放電ギャップ: N_2 加圧電界歪型ギャップ	

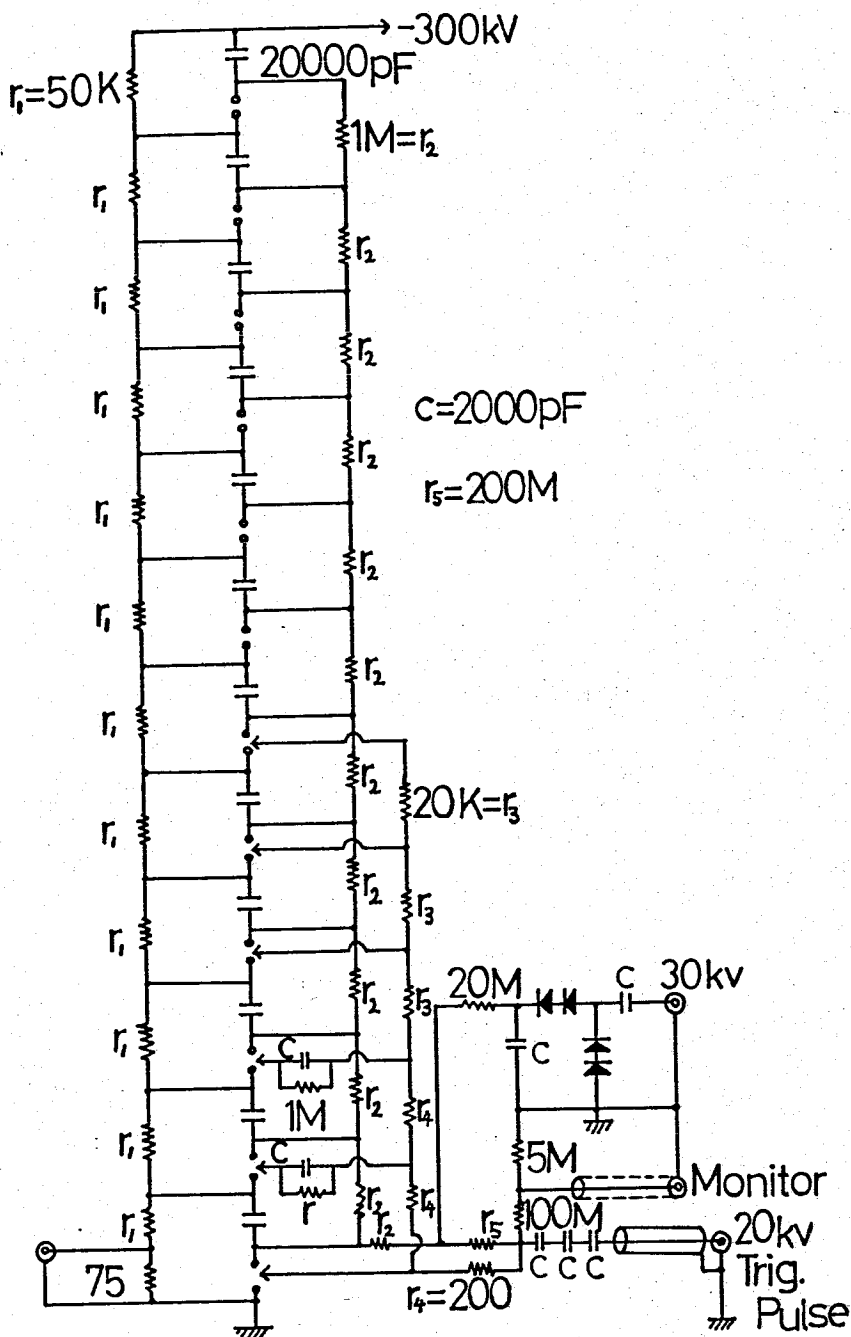


Fig.3-3 Circuit diagram of the gun power supply, which is 12 stages Marx generator.

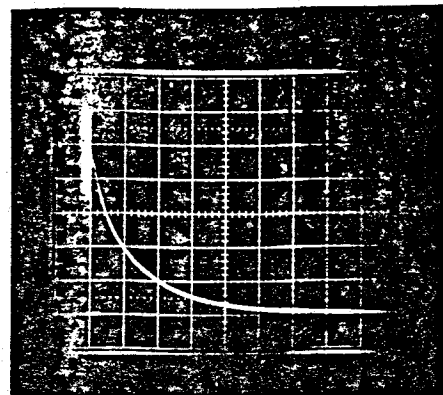


Fig.3-4

Voltage wave form of the gun power supply.
sweep: 10 μ s/div
vertical: 50 kV/div

回路図 (Fig. 3-3) に示すように下 6 段をトリカギヤツ 7° にし Fig. 3-4 に示す電圧波形を得た。測定は 5 k Ω 電圧モニター用抵抗を負荷にして行なった。

(B) 耐高気圧電子ビーム透過部
効率よく電子ビームをレーザー媒質に注入するためには、小さな減衰で高エネルギー電子が透過し

且つ、高圧力のレーザーガス圧力に耐える機械的強度が必要とされる。

透過部は、真空隔膜と膜支持機構により構成される。そして両者の組み合わせにより電子ビーム透過特性が決まる。

一般に、機械的強度を上げると透過特性が悪化する関係にあるので、実用上十分な強度と透過特性を得るように実験的改良を重ねた。本装置の場合、透過特性はガンカソードをアノードから最も離し、且つ、フレード材料にはタンタルを用い、1本フレードで動作させたとき最も良好になった。一般には、Gunカソードをアノードから遠ざけると電子ビームの発散が顕著になり、透過ビーム量が減少するのであるが、本装置の場合そうはならなかった。その原因はガン電源の容量が比較的小さく、カソード、アノード間隔の小さいほど加速電圧が急速に低下することによると考えられる。すなわち、一般に高エネルギー電子ビームほどホイルの透過特性は良く、電圧の急速な降下は高エネルギー電子の全数を少なくする。その結果、ホイルの透過率が低下するのである。本装置の場合、前者の効果よりもガン電源の容量に制限された後者の効果の方が支配的であった。

透過窓の開口率として83%，透過可能な電子ビーム散乱角 $\tan \theta = 0.5$ ，真空隔膜として Ti 25 μm A70 を採用し、強度透過特性とも良好な結果を得た。

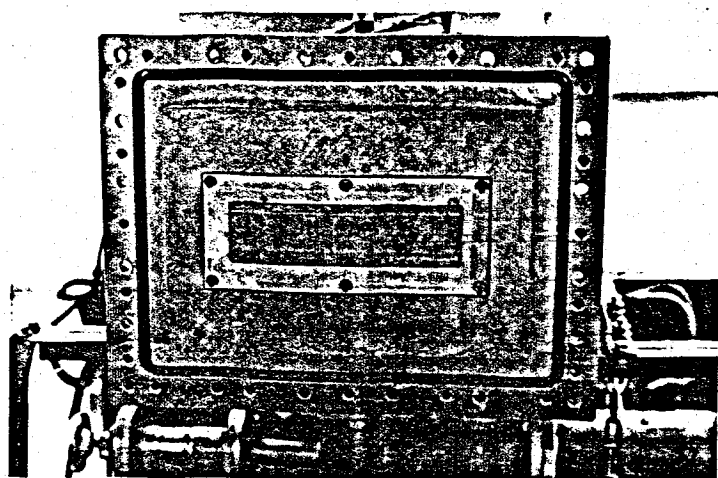


Fig.3-5
Photograph of the foil window.

電子ビーム透過部を Fig.3-5 に示す。また Fig.3-6 に電子ビーム透過部にマイラ膜をはりつけ、電子ビームによる蛍光の写真を示す。この時の Gun 印加電圧は 300 kV である。ほぼ一様な電子ビーム強度になっているものと考えられる。

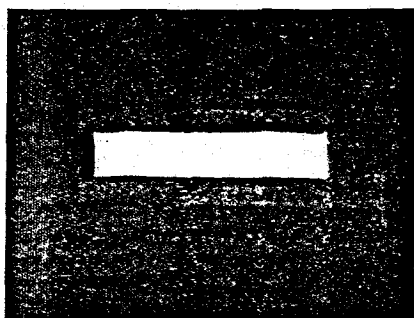


Fig.3-6
Fluorescence of mylar sheet by high energy electron beam.

測定した電子ビーム電流特性を Fig.3-7 に示す。図中電子銃電流 (gun current) はアノード、カソード間に流れる電流である。電子銃印加電圧の 1.5 乗に比例し、空間電荷制限領域の電圧-電流特性¹⁰⁾に一致した。電子ビーム電流 (e-beam current)

は電子銃電流のうち、真空隔膜を透過しレーザガス中に入射した電流値であり、電子銃印加電圧の 2.2 乗に比例した。電子ビームの透過特性は真空隔膜とその支持機構、電子ビームの発散等により決まる。本装置の場合、電子銃印加電圧の 0.7 乗に従って透過率が増加した。最高 15 気圧の活性媒質圧力に耐えうるよう電子ビーム透過部を設計したので、電子銃尖頭電圧 300 kV のとき透過率 1% となった。

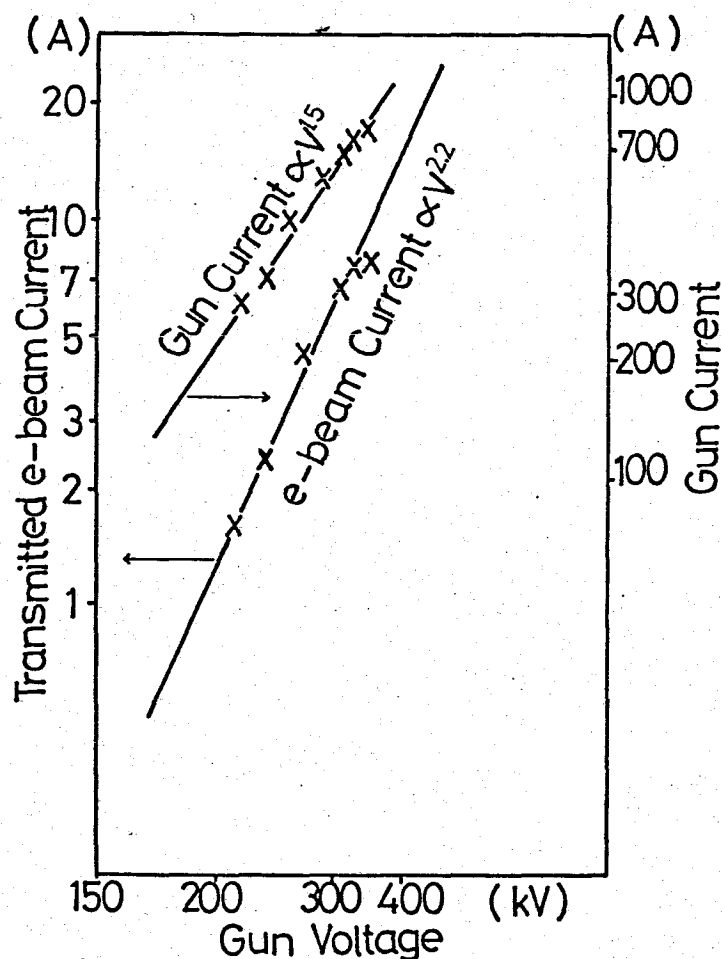


Fig.3-7

Characteristics of the gun current and the electron beam current passing through the titanium thin foil as a function of the applied gun voltage.

(c) レーザー励起部

レーザーガスチャンバーは機械的強度を考慮して補強リブを備えた鉄製とし、レーザー窓には厚さ 50 mm の NaCl 結晶板を用いた。レーザー光軸に対し数度傾けて固定されている。

レーザー媒質の励起部分の体積は可変であり、最大 3 cm × 3 cm × 15 cm である。

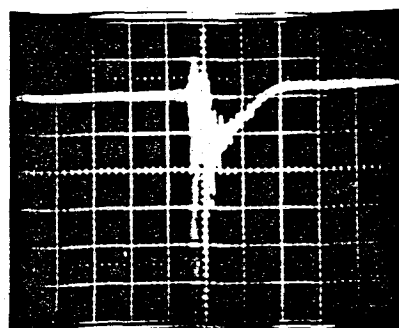
主放電電極は、電界分布の一様性が ±5% 以内、電極端部の最大電位傾度がレーザー媒質の絶縁破壊電圧以下になるように設計した。電子ビーム制御放電は、自己放電維持電圧よりも低い電圧でレーザー励起放電を行わしめるため電界分布の一様性は、アーク放電防止というより小信号利得の空間的一様性を確保するため必要になる。

また、アークスポットにより薄膜が破壊するのを防止するため、電子ビーム透過膜の前に格子状のスクリーンを取り付け、これを陰極とした。

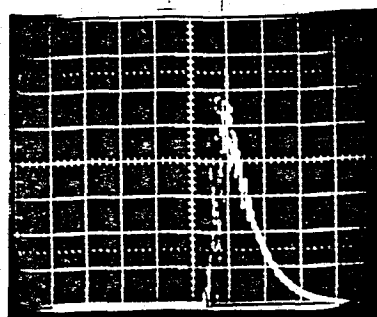
レーザー放電電源にはコンデンサーバンクを用いた。

また Fig. 3-8 にガン電流波形と主放電電流波形を示す。

レーザーガス圧力 8 atm、電子銃尖頭電圧 300 kV で測定した励起入力エネルギーを Fig. 3-9 に示す。横軸はレーザーガス圧力で規格化した実効的電界 (E/P , kV/cm·atm) であり縦軸は励起放電入力エネルギーである。放電入力エネルギーは電界の 2 乗に比例しており、放電インピータ



(a)



(b)

Fig. 3-8

sweep: 1 μ s

(a) Gun current waveform
235A/div

(b) Main discharge current
wave form.

Laser gas pressure: 6 atm

Applied voltage: 32.4 kV

0.2 kA/div

ニスが電子ビームにより制御された完全伝導モードで動作していることを示している。

本装置の場合放電入力エネルギーは、レーザーガス混合比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3$ のとき最大 $220 \text{ J/l}\cdot\text{atm}$, $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:6$ のとき最大 $300 \text{ J/l}\cdot\text{atm}$ まで可能であった。ガス温度上昇による反転分布の減少を考慮すると、最大利得を得るための電気入力として十分な値である¹⁹⁾。

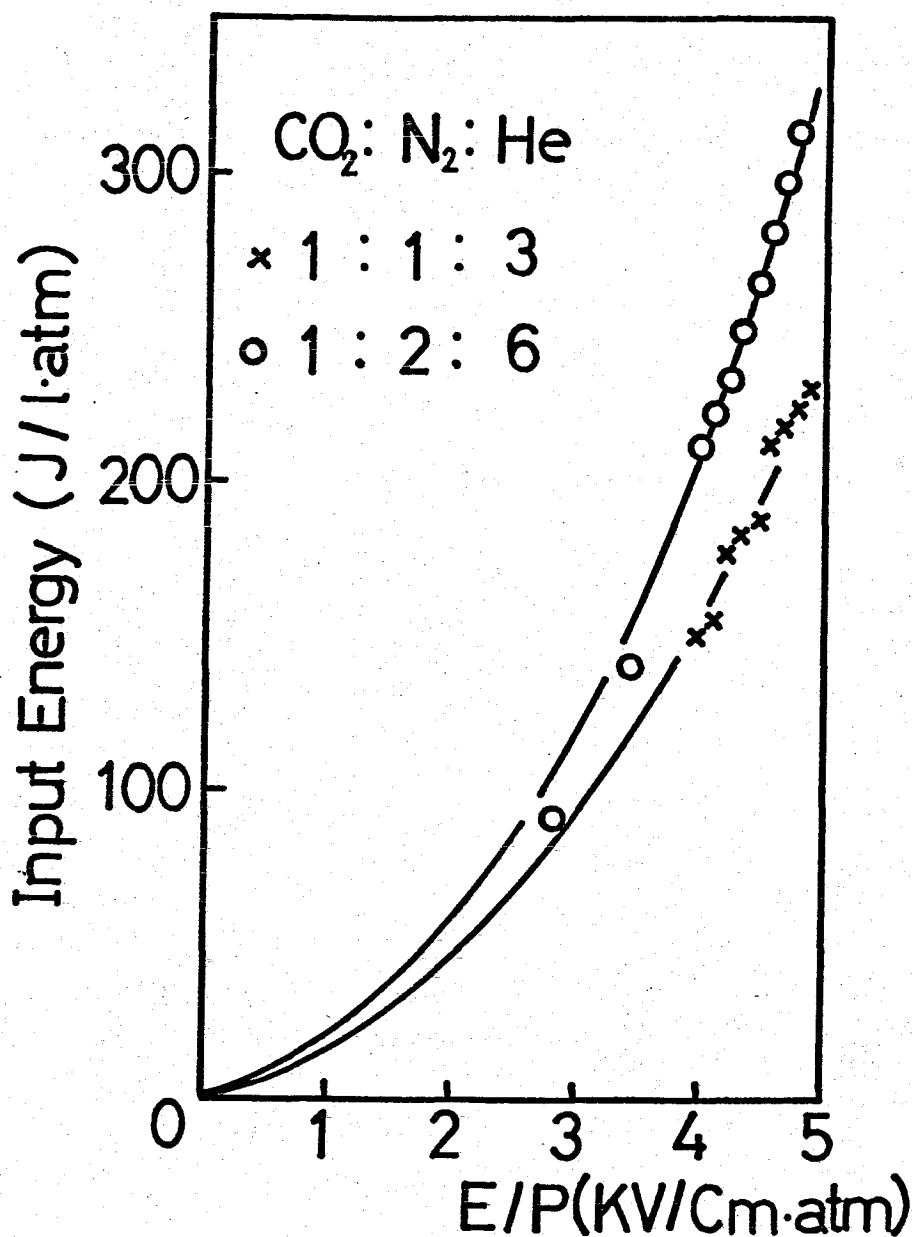


Fig.3-9 Characteristics of the discharge pumping input vs. effective main discharge electric field intensity (E/P) as a function of laser gas mixture ratio.

3-3 小信号利得特性

3-3-1 小信号利得の圧力依存性

一般に10 Torrまでの低圧CO₂ガス中では、利得スペクトルの広がりドップラー広がり支配的であり、レーザーガス圧力増加に伴って小信号利得が増加する。10 Torr以上のガス圧では、衝突による広がり支配的になる。5気圧までは圧力増加とともに小信号利得のスペクトル幅が広がり、小信号利得はほぼ一定に保たれる。5気圧以上の高圧領域では、約50 GHz間隔で並んでいる回転準位の衝突による広がり隣接回転準位にまで及ぶ。小信号利得は利得スペクトルの重なりにより再び圧力増加とともに上昇する。著者は5気圧以上のレーザーガスの小信号利得の測定を行った。

実験で得た小信号利得特性の圧力依存性より、スペクトルの圧力広がり係数を求めることができる。実験結果を同一放電入力に対する小信号利得の圧力依存性としてFig. 3-10に示す。四中実線は、実験結果(点線)に最も近い傾きを与えるよう衝突広がり係数を与えて行った小信号利得の圧力依存性の計算

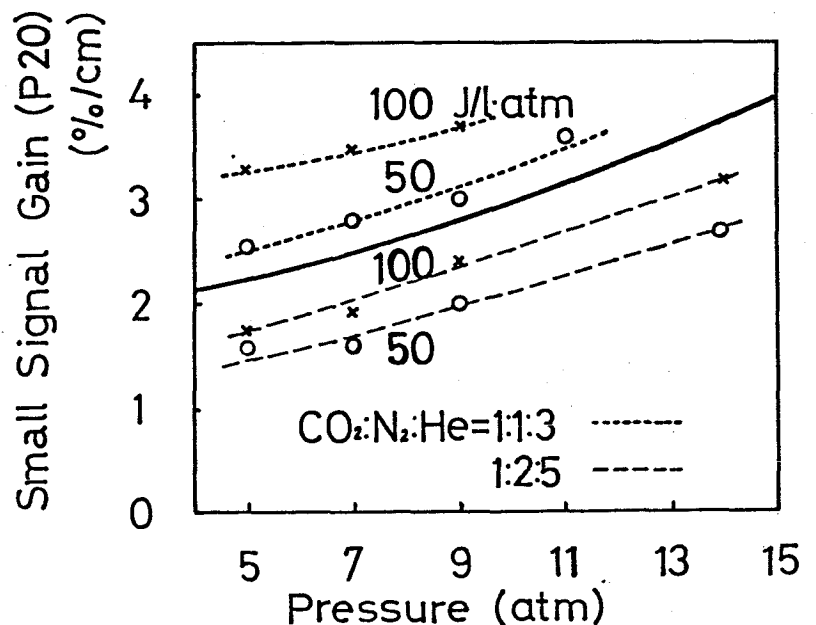


Fig. 3-10

Pressure dependence of small signal gain. Each broken line is the experimental data of same input discharge energy. The solid line is the best fit on the experimental data using a value of collision broadening coefficient of 4.6GHz/atm.

結果である。こうして求めた $10.4 \mu\text{m}$ のバンドの衝突広がり係数は 4.6 GHz/atm である。計算にあたっては次のことを仮定した。ラインの形状はローレンツ形であり、半値幅 $\Delta\nu_L$ を用いて次式のように表わされる。

$$g(\nu - \nu_J) = \frac{2\Delta\nu_L}{\pi} \frac{1}{4(\nu - \nu_J)^2 + \Delta\nu_L^2} \quad (3-1)$$

ここで ν_J は J 準位の周波数、 ν は任意の周波数である。さらに圧力 P のとき、半値幅 $\Delta\nu_L$ は衝突広がり係数 β_{eff} を用いて $\Delta\nu_L = \beta_{\text{eff}} \cdot P$ と表わされる。また P プラント J 準位の小信号利得 α_J は次式で与えられる¹²⁾。

$$\alpha_J(\nu) = \Delta\nu_J \cdot J \left\{ R \exp\left[-B_2 J(J-1) \frac{hc}{kT}\right] - \exp\left[-B_1 J(J+1) \frac{hc}{kT}\right] \right\} g(\nu - \nu_J) \quad (3-2)$$

ここで $R = (N_2 B_2 / N_1 B_1)$, B_1, B_2 は回転定数であり、それぞれ 0.3866 cm^{-1} , 0.3897 cm^{-1} を用いた¹³⁾。h, c, k はそれぞれプランク定数, 光速, ボルツマン定数である。T は回転温度であり 325 K を用いた。

任意の周波数 ν での小信号利得 $\alpha(\nu)$ は、隣接準位の重なりを考慮し次式で与えられる。

$$\alpha(\nu) = \sum_J \alpha_J(\nu) \quad (3-3)$$

Fig. 3-10 の実線は、衝突広がり係数 4.6 GHz/atm としたときの $\alpha(\nu)$ の計算値である。

3-3-2 実験結果の検討

前節で求めた衝突広がり係数 β_{eff} は混合ガスに対する実効的な値であり、次式で表わすことができる。

$$\begin{aligned} \Delta\nu_L &= \beta_{\text{eff}} \cdot P_{\text{tot}} \\ &= \beta_{\text{CO}_2} \cdot P_{\text{CO}_2} + \beta_{\text{N}_2} \cdot P_{\text{He}} + \beta_{\text{He}} \cdot P_{\text{He}} \end{aligned} \quad (3-4)$$

ここで P_{CO_2} , P_{N_2} , P_{He} はそれぞれ CO_2 , N_2 , He の分圧を表わす。
また β_{CO_2} , β_{N_2} , β_{He} はそれぞれ CO_2 , N_2 , He の衝突広がり係数を表わす。

各ガスに対する β の値は、主に低圧ガスの吸収を測定することにより種々求められている。Abrams は波長可変 CO_2 レーザーを用いて、数十 Torr の低圧ガスの吸収ラインスペクトルの形状を測定した。これにより以下の β 値を得た。¹⁴⁾
 $\beta_{CO_2} = 7.61 \text{ MHz/Torr}$, $\beta_{N_2} = 5.58 \text{ MHz/Torr}$, $\beta_{He} = 4.88 \text{ MHz/Torr}$ 。
これらの値は Patty ら¹⁵⁾, McCubbin ら¹⁶⁾, Drayson ら¹⁷⁾, Boulet ら¹⁸⁾ が行った吸収による衝突広がり係数の測定値によく一致している。著者の行った実験に用いたガス混合比 $CO_2:N_2:He = 1:1:3$ の場合の衝突広がり係数を Abrams の求めた β 値より求めると 4.2 GHz/atm となった。この値は著者が小信号利得の圧力依存性を測定することにより求めた値に 10% 程度の差で一致した。

Alcock らは、レーザーガス圧力 15 気圧までの UV 光予備電離形高気圧 CO_2 レーザーを用いて小信号利得の圧力依存性を測定し、 $10.4 \mu\text{m}$ バンドの衝突広がり係数として 5.3 GHz/atm を得た。¹⁹⁾ このとき、レーザーガス混合比は $CO_2:N_2:He = 1:1:8$ である。この値は吸収測定から予想される値に比べて 50% 程度上回っている。

著者の実験結果と Alcock らの実験結果の違いは、励起放電方式の違いによると考えられる。すなわち、著者の用いた電子ビーム制御放電形では、レーザー上準位 ($00^{\circ}1$) へ最も効率よく励起することのできる実効的電界 ($E/P \sim 4.0$) のもとでレーザーを動作させることができるが、Alcock らの用いた UV 光予備電離形では放電が自己維持されなければならず、最適な実効的電界の数倍から十数倍の値で動作させざるを得ない。この高い E/P の値により、UV 光予備電離形レーザーでは、レーザー上準位 ($00^{\circ}1$) 以外にホットバンド

(01¹1) やシーケンスバンド(00⁰2)(00⁰3)に多くの励起エネルギーが注入されてしまう。10気圧程度の高圧レーザー媒質では、これらのバンドのレギュラーバンド(00⁰1~10⁰0, 02⁰0)小信号利得へ与える影響が無視し得なくなる。Reidらは、UV光予備電離形の放電条件でシーケンスバンドがレギュラーバンドの小信号利得の増加に与える効果を定量的に検討した。その結果、Reidらはレーザーガス圧力14気圧の小信号利得はレギュラーバンドのみ考慮した場合の1.4倍になることを示した¹⁹⁾。

以上から、著者が用いた電子ビーム制御放電形レーザーでは、最適E/Pで動作させることにより選択的にレーザー上準位(00⁰1)に励起エネルギーが注入されることが明らかになった。これらのより詳細な定量的解明は、レーザーガス圧力数気圧の電子ビーム制御放電形大容量レーザー増幅器の最適励起との関連で研究を進めている。衝突広がり係数4.6GHz/atmを用いた10.4μmバンドの小信号利得のスペクトルをFig.3-11に示す。横軸は周波数(THz)、縦軸は小信号利得(任意尺度)を表わす。図中、上の曲線は9気圧、下の曲線は3気圧の場合の利得スペクトルである。

3-4 受動モードロック発振特性

一般にモードロックパルスの最短パルス幅では、レーザー媒質の利得スペクトル幅を $\Delta\nu$ とすると次式で表わされる。

$$\tau \sim 1/\Delta\nu$$

(3-5)

前節で述べたように、約50GHz間隔のCO₂分子の回転準位は、5気圧以上で重なり合いの効果が現われる。10気圧程度のレーザーガスでは、衝突による回転準位の広がり幅と回転準位の間隔が等しくなるため、実効的な利得スペクトル幅が数百GHzにも達する。利得スペクトル幅はピコ秒パルス発生に十分な値まで広がっている。

CO₂ Small Signal Gain Characteristics

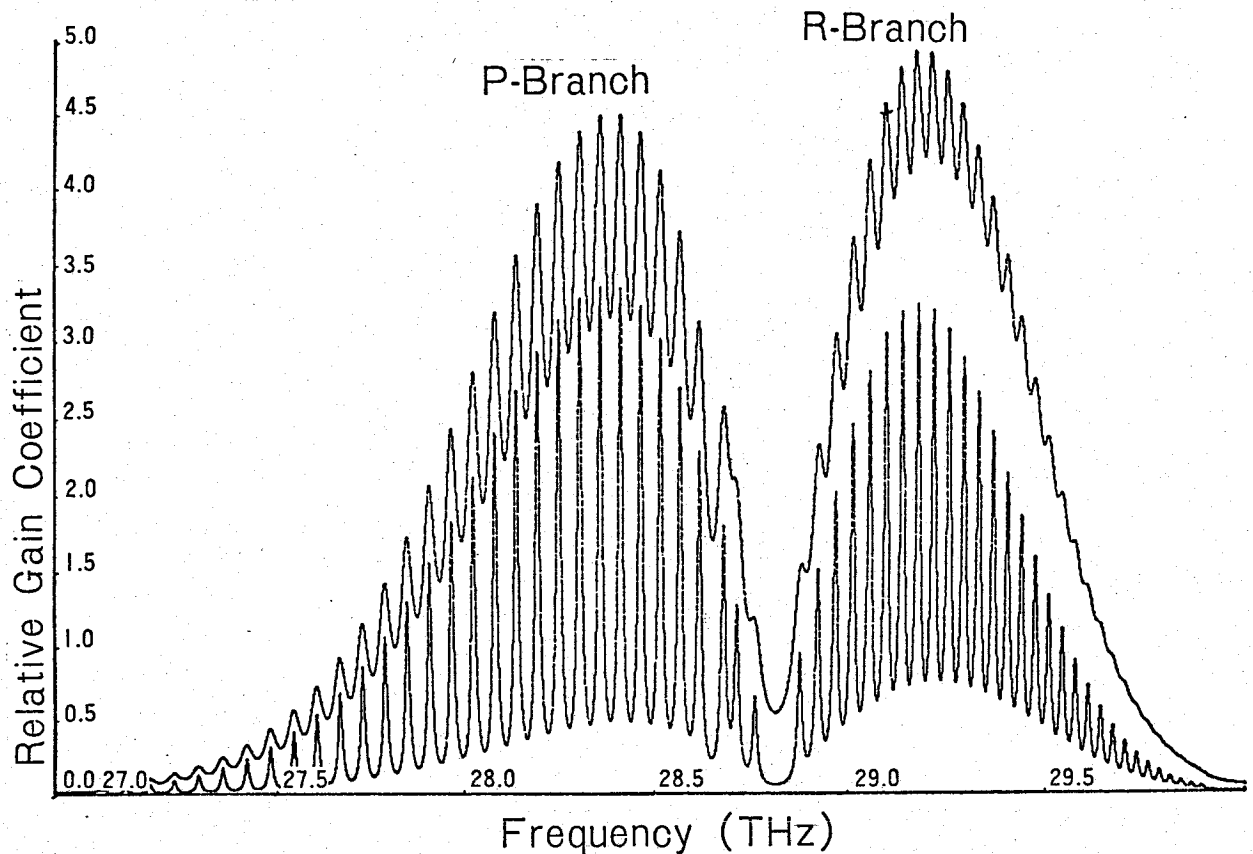


Fig.3-11

Small signal gain spectrum. Upper curve is computed 10.4 μm gain spectrum for 9 atm and lower curve is for 3 atm. Values of 4.0 and 4.6 GH/atm were used for the inversion ratio and collision broadening coefficient respectively

再現性よく、かつ可能な限り短いパルス幅を有するモードロックパルス列を発生するためには、以下の条件が必要とされる²⁰⁾。

- (1) 可飽和吸収体は共振器の端か中央に配置する。
- (2) レーザーは単一横モード(TEM₀₀モード)でかつ共振閾値のごく近傍で動作させる。
- (3) 可飽和吸収体が共振器の中で支配的な損失になるよう共振器を構成する。

これらの条件に従って2とおりの共振器を構成し、受動モードロック発振特性の観測を行った。

3-4-1 二重共振器

開発したレーザー装置を用いて Fig. 3-12(a) に示す共振器でモードロック発振を試みた。反射率100%, 曲率半径10mの金蒸着ミラー M_1 に対しARコートしていない可飽和吸収体 p-Ge (反射率35%) と反射率89% ゲルマニウム平板ミラー M_2 で二重共振器を構成した。p-Ge は吸収係数 2.26 cm^{-1} , 厚さ3mmのp形ゲルマニウム平板である。

レーザーのガス

圧力は9気圧, ガス混合比は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$ であった。また $L_1 = L_2 = 201.5 \text{ cm}$ とした。ミラー M_2 により p-Ge の表面反射損失を実効的に抑制し、p-Ge の非線形吸収が支配的な損失になるように共振器を構成することができた。

この共振器で得た典型的なモードロック波形を Fig. 3-13 に示す。横軸1 div は 50 ns である。波形観測はテクトロニクス7904 オシロスコープ (垂直プラグイン 7A24) と7オ

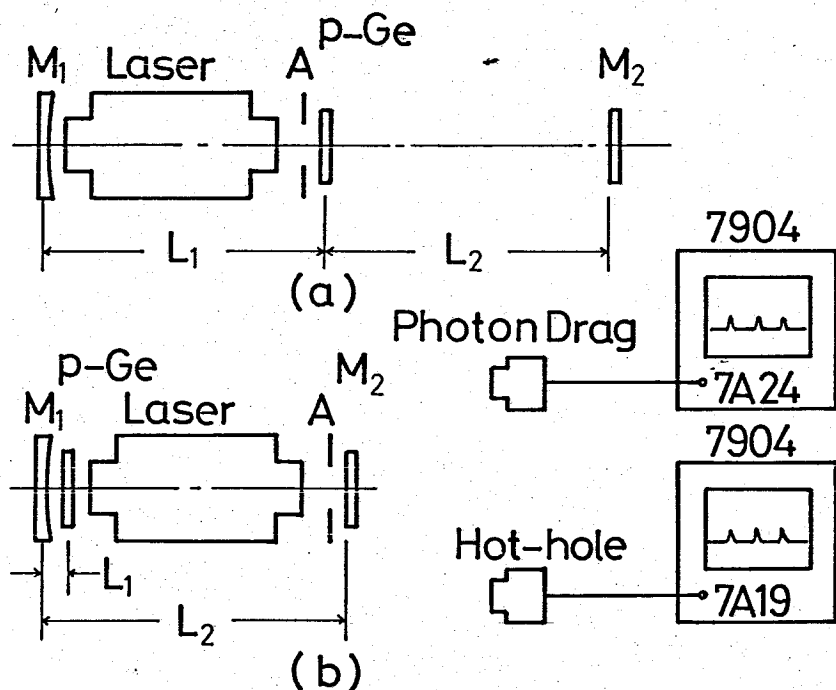


Fig. 3-12

Schematic diagram of the resonators and observation systems.

(a) M_1 : 10 m radius of curvature gold coated mirror.

M_2 : Plane reflector having 89% reflectivity.

p-Ge: 3 mm^t 1 cm p-type germanium absorber.

$L_1 = L_2 = 201.5 \text{ cm}$

(b) M_1 : 5 m radius of curvature gold coated mirror.

M_2 : Plane reflector having 89% reflectivity.

p-Ge: AR coated p-type germanium absorber.

$L_2 = 119 \text{ cm}$

トンドラック検知器を用いて行った。観測装置の周波数帯域幅はオシロスコープで決まり350 MHzであった。

この共振器の問題点としてショットノイズの再現性が悪いことがあげられる。共振器ミラーの傾き角度、共振器中の p-Ge の位置をそれぞれ 0.25 mrad 、 1 mm ずつ変化させて発振特性を調べた。単一包絡線状のパルス列を再現性よく得ることはまれであった。実用上十分な再現性を得るには光路長 L_1 と L_2 が波長程度の精度で安定に保たれなければならないが、技術的に困難であった。

3-4-2 単一共振器

光路長 L_1 、 L_2 に起因する再現性の悪さを改善するため、両面 AR コート p-Ge を共振器ミラー近くに配置し実験を行った。共振器と測定系の構成を Fig.3-12(b) に示す。M₁ として曲率半径 5 m の金蒸着ミラー、M₂ として反射率 89% のゲルマニウム平板ミラー、p-Ge として両面 AR コートした厚さの異なる 2 種類の p⁺Ge_{0.01} を用いた。吸収係数はいずれも 1.3 cm^{-1} である。キャビティ長 (L_2) は 119 cm である。波形観測装置は二重共振器

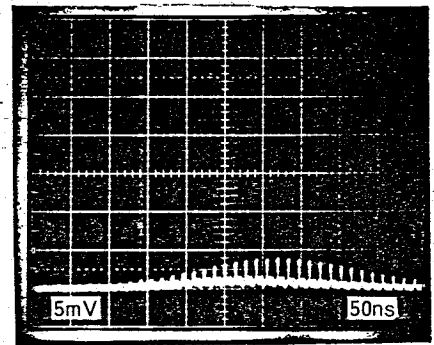


Fig.3-13

A typical pulse train detected by a photon drag detector and Tektronics 7904 oscilloscope (50ns/div). The CO_2 gas pressure was 9 atm and the gas mixture ratio was $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3$.

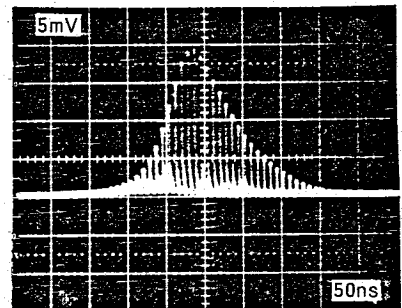


Fig.3-14

A typical pulse train detected by a photon drag detector and Tektronics 7904 oscilloscope (50ns/div). The CO_2 gas pressure was 8 atm and the gas mixture ratio was $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:6$.

の実験と同じものを用いた。この共振器で得た典型的なモードロック波形を Fig. 3-14 に示す。このときガス圧力は 8 気圧、ガス混合比は $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:6$ であった。p-Ge の厚さは、4.07 mm であった。測定パルス幅は 2 ns であり、ダブルエンベロープのモードロックパルス列が極めて発生しやすかった。この原因は、p-Ge と共振器ミラーが 6.2 cm 離れており、その差だけ時間的にシフトした 2 個のモードロックパルス列が同時に発生しやすいことによると考えられる。

単一包絡線状でかつ再現性よくモードロックパルスを発生させるためには、パルス列の時間シフトが単一パルスのパルス幅に比べて無視できるまで p-Ge を共振器ミラーに接近させる必要がある。このため p-Ge を共振器ミラーのごく近傍 (間隔 1 mm) まで接近させ、かつ単一横モード化のため直径 9 mm のアパーチャを出力ミラー (M_2) 近傍に配置したときのモードロック発振特性を調べた。 M_1 として曲率半径 3 m の金蒸着ミラー、 M_2 として反射率 89% のゲルマニウム平板ミラーを用いた。レーザーガス圧力は 9 気圧、ガス混合比は $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:6$ であった。p-Ge として吸収係数 1.3 cm^{-1} の両面 AR コートした厚さの異なる p-Ge を使い、厚さ 1.13 mm, 1.65 mm, 2.27 mm の順にモードロック発振特性を調べた。この実験の場合、厚さが増すに従って単一包絡線状でかつ再現性の良いモードロックパルス列を得ることができた。一般に厚さが増すに従って p-Ge の非線形損失が共振器中で支配的になるので妥当な結果といえる。ただし、実用的には厚さが増すに従い発振閾値が上がり、高い励起入力エネルギーが必要となる。

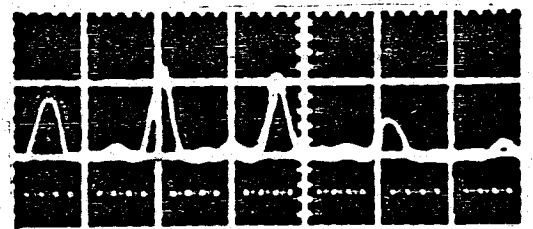
p-Ge として厚さ 2.27 mm のものを用いたときの典型的なモードロック波形を Fig. 3-15 に示す。(a) は横軸 1 div が 5 ns, (b) は 1 ns である。パルス幅は (a) のパルス列中後 3 から 2 番目のパルスで 1.0 ns であり、パルス列の後部になるに従って

短縮されている。このパルス幅は測定系の応答時間により制限された値である。

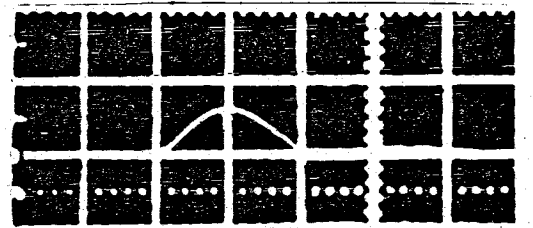
次に、より詳細にパルス幅を測定するため Roffin 社製ホットホール検知器(MODEL 7460)とテクトロニクス 7904 オシロスコープ(垂直アンプゲイン 7A19)を用いて波形観測を行った。観測波形を Fig. 3-16 に示す。測定パルス幅は 670 ps であった。なお測定に際して入力光がゼロのとき、オシロスコープのビームを目盛り板水平線に合わせておいた。水平線の上下に振れている小振幅の波形は測定ノイズと考えられる。オシロスコープ垂直アンプの周波数帯域幅は 500 MHz であり、これにより制限されたパルス幅が観測できた。

3-4-3 モードロックの安定性に関する検討

前節で述べた共振器についてモードロック発振の安定性を調べた。単一包絡線状で再現性の良いモードロック波形を得ることのできる共振器は単一共振器で共振器ミラーと p-Ge の間隔が 1 mm の場合であ



(a)



(b)

Fig. 3-15

A typical pulse train detected by a photon drag detector and Tektronics 7904 oscilloscope. The CO_2 gas pressure was 9atm and the gas mixture ratio was $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:6$. (a) 5ns/div (b) 1ns/div.

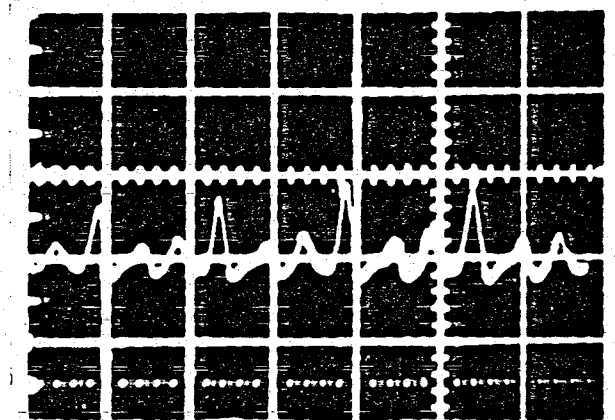


Fig. 3-16

A typical pulse train detected by a hothole photoconductive detector and Tektronics 7904 oscilloscope (5ns/div). The CO_2 gas pressure was 9atm and the gas mixture ratio was $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:6$.

った。この共振器で得たモードロック波形を、レーザー出力エネルギー値ごとに整理し、再現性に関する検討を行った。このとき p-Ge は厚さ 2.27mm のものを用いた。各エネルギー値に対応する典型的な波形を Fig. 3-17 に示す。

これから発振閾値のごく近傍(出力エネルギー 5mJ)において、単一包絡線状かつ再現性の良いパルス列の得られることがわかった。出力エネルギー値 10mJ 以上では、ショットごとの再現性は悪化しパルス幅も数 ns 以上になり、複数包絡線状のパルス列の発生する割合も増加した。この結果は、レーザーの利得を発振閾値のごく近傍に固定したとき最も大きな確率で単一パルスの選択がおこり、再現性よく単一包絡線状のパルス列が発生することを示した Glenn の受動モードロックに関する理論解析結果¹⁾に一致している。

以上から、レーザー出力エネルギーの値を発振閾値のごく近傍の 5mJ 程度に厳密に固定しなければならないことが結論できる。発振出力測定により、本装置ではショットごとの主励起放電エネルギーの変動を 0.5% 以下に抑えることが最低限必要である。

3-4-4 モードロック パルス短縮に関する検討
モードロックパルスが発振時間全域にわたり過渡状態に

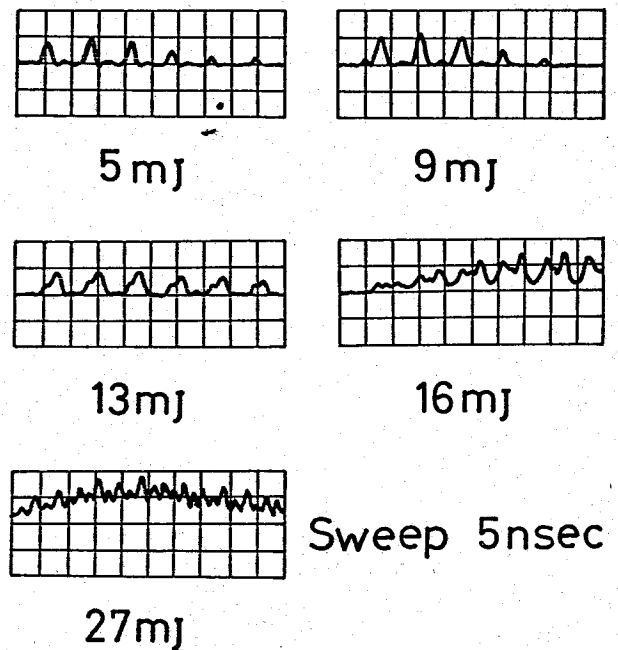


Fig.3-17

Typical pulse trains detected by a photon drag detector and Tektronics 7904 oscilloscope (5ns/div).

あることを観測した。すなわち、Fig.3-15のモードロック波形に典型的に現われているように、パルス列の後部にゆくに従いパルス幅が短縮されている。タフルキャビティの実験で得た典型的なモードロック波形を用いてパルス短縮に関する検討を行った。Fig.3-18にこの効果を示す。横軸

はパルス列中最前部のパルスを1とし、後部に向かって順に番号を対応させた。縦軸はパルス幅で対数目盛りである。最前部のパルス幅が2.9ns、14番目が0.9nsであり、パルス幅はパルス列の後部にゆくに従い指数関数的に短縮されている。

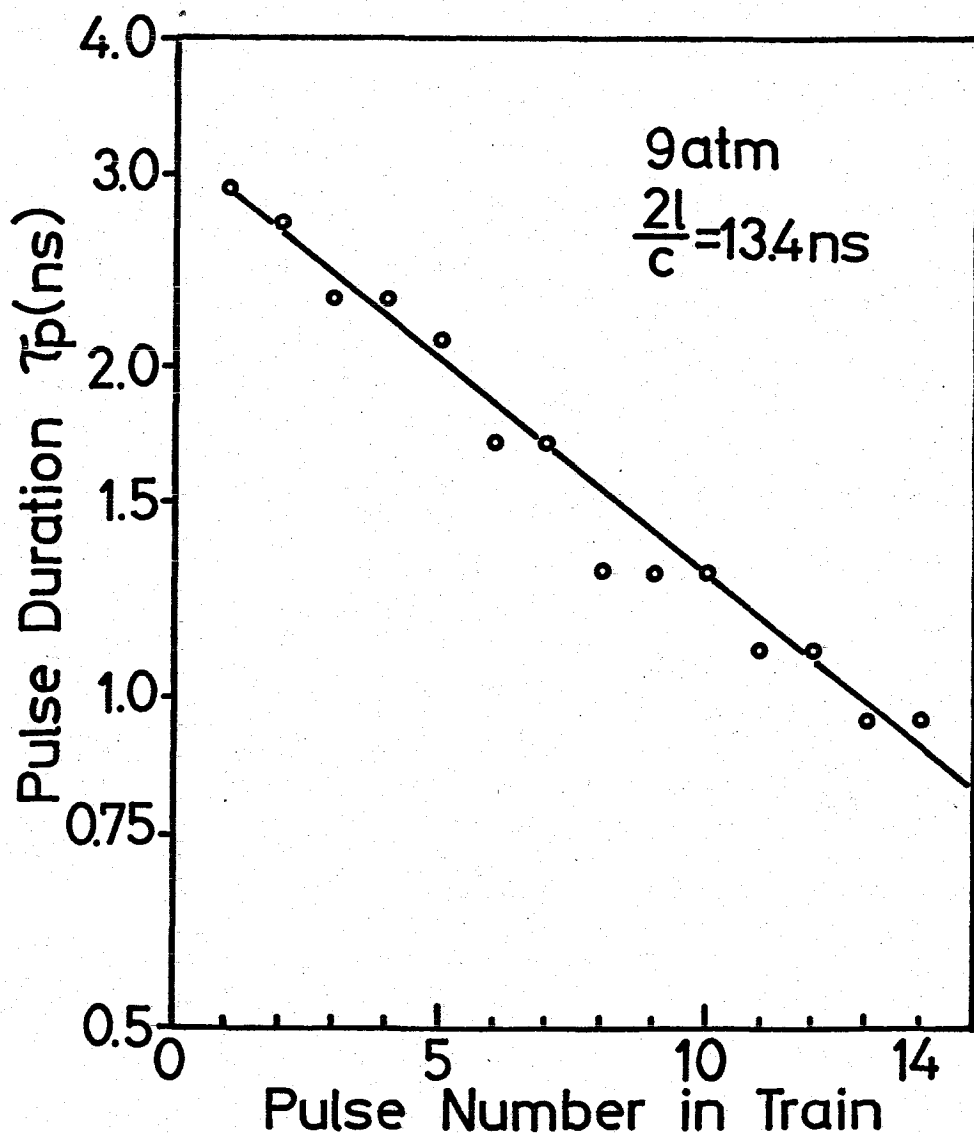


Fig.3-18

Pulse duration as a function of pulse number in the train.

あるパルスとその一

前のパルスのパルス幅の比(短縮比)は0.92である。

p-Geの飽和パワー密度は約4 MW/cm²である²²⁾。また緩和時

間は数psである²⁰⁾。一方、10気圧程度のレーザーガスの飽和パワー密度は、パルス幅1ns程度のとき約150 MW/cm²である。レーザー出力エネルギーから見積もったキャビティ内のピークパワー密度は10 MW/cm²である。観測されたパルス列については、パルスのピークパワーはパルス列全体にわたりほぼオーダーは一致している。これらのことから、増幅媒質は線形増幅の範囲にあり、パルスがp-Geを通過するごとに、ほぼ一定の割合でその両端が削りとられている(吸収されている)と考えられる。この結果は、同様の仮定のもとに短縮効果を解析したFeldmanらの結果²³⁾と定性的に一致した。

モードロックが過渡状態にあることは次のように説明される。CO₂レーザー上準位の寿命は数μs程度であり、利得の存在している時間内に光子のキャビティ往復回数かせいぜい10²回程度しかない。したがって、増幅媒質の利得スペクトル幅で制限される値までパルスが短縮される前に発振が停止してしまうことになる。レーザーガス圧力を高めると、それにほぼ反比例してレーザー上準位の寿命は短くなる²⁾。したがって利得スペクトル幅の広かりの効果が一方で利得時間幅の短縮の効果を合わせ持っていることになる。

以上から、可能な限り短いパルス幅でかつ安定にモードロックパルス列を発生するためには、レーザーガス圧力を高く保った状態で、できるだけ利得の時間幅が長く保たれるようにする必要がある。このため、たとえばN₂ガス分圧を高めるなどして、レーザーガス混合比を最適化することが考えられる。またFig. 3-18に示したパルス短縮効果を示す直線の傾きができるだけ大きくなるようにp-Geの最適化を行えば、一定発振時間内で、より短いパルスが期待できる。p-Geのパルス短縮比が最も大きくなるのは、飽和パワー密度の約10倍の入射光パワー密度の場合である。²²⁾再

現性に関する検討から、レーザーの動作は発振閾値近傍に固定しなければならず、短縮比が最も大きくなるように共振器中のパワー密度を上げることができない。このことから、p-Geの飽和パワー密度を 1 MW/cm^2 程度まで低下させることが必要になる。一般に飽和パワー密度 I_s は次式で表わされる。 $I_s = h\nu / 2\sigma\tau$ 。ここで σ は吸収断面積、 τ は緩和時間、 h はプランク定数、 ν はレーザー光の周波数である。これから、より大きな σ の値を持つようp-Geの物性的検討を行う必要がある。これらは今後に残された研究課題である。

3-5 結論

最高15気圧までのレーザーガスで動作可能な高気圧 CO_2 レーザーを開発した。これを用い小信号利得の圧力依存性を測定し、スペクトル幅の衝突広がり係数 4.6 GHz/atm を得た。また、この装置を用いて受動モードロック発振特性を実験的に明らかにした²⁴⁾。

核融合研究用レーザーシステム発振器に必要な特性としては、サガナノ秒パルス発生とその再現性が要点である。モードロックパルス列におけるパルス短縮を観測し、短パルス発生のための技術的問題点を明らかにした。測定最短パルス幅 670 ps を得た。また再現性よく単一包絡線状のモードロックパルス列を発生させるための問題点を明らかにした。その一つは、飽和吸収特性をもつ、受動モードロック素子を共振器ミラーのごく近傍 ($\leq 1\text{ mm}$) に配置し、共振器を構成することである。次に励起放電入力エネルギーの変動を 0.5% 以下に抑え、発振閾値のごく近傍にレーザー動作を固定しなければならぬことである。

これらの結果より、高気圧レーザーの受動モードロック発振により、実用上十分な再現性をもってサガナノ秒パルスも発生するための技術的問題点、可能性が明らかになった。

第3章の参考文献

- 1) M.C. Richardson: Opt. Commun. 10 (1974)-302.
- 2) 中塚正大、久保亨市: 電気学会電子装置研究会資料 EDD-75-78 (1975)
- 3) 中井貞雄、的場幹史、鳥家秀昭、山中千代衛、他: 電気学会電子装置研究会資料 EDD-74-72 (1974).
- 4) H. S. Kwok and Eli Yablonovitch: Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 158.
- 5) A. J. Alcock and A. C. Walker: Appl. Phys. Lett. 25 (1974) 299.
- 6) P. B. Corkum, A. J. Alcock, D. F. Rollin and H. D. Morrison: Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 27.
- 7) T. Sakane: Opt. Commun. 12 (1974) 21.
- 8) 的場幹史、大道博行、中井貞雄、山中千代衛: 電気学会電子装置研究会資料 EDD-76-98 (1976).
- 9) 的場幹史、藤田尚徳、中井貞雄、山中千代衛
L-サ-研究 6 (1978) 47.
- 10) 大越孝敬: 基礎電子回路 (オーム社, 1967) p. 12.
- 11) 高出力 L-サ-装置調査専門委員会技術報告 [II], 電気学会技術報告 (II 部) 第 68 号 (電気学会, 1978) p. 24.

- 12) A. J. Alcock, R. Fedosejevs and A. C. Walker: IEEE J. Quantum Electron. QE-11(1975) 767.
- 13) N. C. Chang and M. T. Tavis: IEEE J. Quantum Electron. QE-10(1974) 372.
- 14) R. L. Abrams: Appl. Phys. Lett. 25(1974) 609.
- 15) R. K. Patty, E. R. Manring and J. A. Gardner: Appl. Opt. 7 (1968) 2241.
- 16) T. K. McCubbin and T. R. Mooney: J. Quantum Spectrosc. Radiant. Transfer 8 (1968) 1225.
- 17) S. R. Drayson and C. Young: J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer 7 (1967) 993.
- 18) C. Boulet, E. Arie, J. P. Bouunich and N. Lacome: Can. J. Phys. 50(1972) 2178.
- 19) J. Reid and K. J. Siemsen: IEEE J. Quantum Electron, QE-14 (1978) 217.
- 20) A. F. Gibson, M. F. Kimmitt and B. Norris: Appl. phys. Lett. 24 (1974) 306.
- 21) W. H. Glenn: IEEE J. Quantum Electron. QE-11(1975) 8.
- 22) LASL Progress Report LA-6982-Pk (1977) p.32.

23) B. J. Feldman, J. F. Figueira: Appl. Phys. Lett., 25 (1974) 301.

24) 大道博行, 小出利率, 的場幹史, 中井貞雄, 山中千代衛;
応用物理 48, 424 (1979)

第4章 寄生発振の動的特性とその抑制に関する研究

4-1 緒言

多段の高利得増幅器よりなる高出力 CO_2 レーザーシステムにおいては、わずかな反射面の存在で容易にフィードバックループが形成され、寄生発振が生じる。フィードバックループの違いによる異なったモードの寄生発振が実験的に確認されている¹⁾。すなわち、

- (1) 増幅段相互の結合による寄生発振
- (2) レーザー光照射ターゲットと主増幅段 Beam Expander 中 共焦点位置に配置されたピンホール の結合による寄生発振
- (3) 最終増幅器内部の寄生発振¹⁾

等である。

従来行われてきた(1)のモードの寄生発振の抑制法は、適当な可飽和吸収体を増幅段間に挿入し実効的小信号利得を減少させる方法²⁾³⁾、レーザー光路中のシステム構成要素の反射率を減少させる方法などである。実験的には、任意の複数台の増幅器と可飽和吸収体の組み合わせにより構成されるレーザー光路中において、小信号利得係数から小信号吸収係数を差し引いた値(正味の利得係数)が10を越えないように増幅段を構成する必要があることが判明している。(3)のモードの寄生発振は、増幅器チャンバ内面、主放電電極に光学的ARコートをはどこすことにより抑制する方法がある¹⁾。

本章では、(2)のモードの寄生発振の動的過程の解析結果を述べる。また、これまでの寄生発振抑制法は、フィードバックループの小信号利得と損失に着目した静的な観点からの抑制法であったが、本章では寄生発振の動的過程に着目した抑制法について述べる。

4-2 理論

Fig. 4-1 にターゲットと Beam Expander のピンホールの結合による寄生発振の解析に用いるモデル図を示す。基礎方程

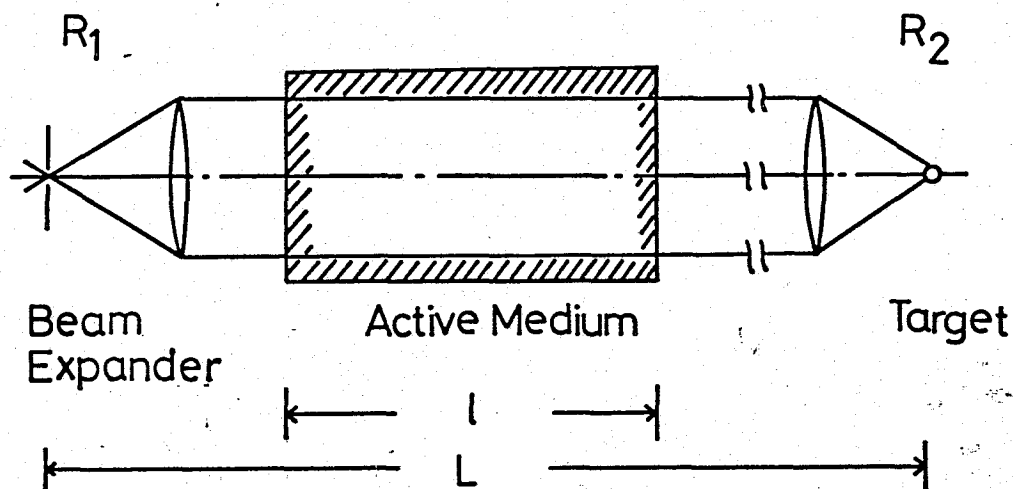


Fig. 4-1 Schematic diagram of target and pinhole of the beam expander in the final pass of the triple pass amplification system in LEKKO II.

式は次のとおりである。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{cnlg(t)}{L} + \frac{cn \ln(R_1 R_2)}{2L} + AKg(t) \quad (4-1)$$

ここで c は光速、 n は光子数密度、 L は実効的共振器長、そして R_1 、 R_2 はピンホールの反射率、ターゲット面の反射率をそれぞれ表わしている。 l は増幅媒質の長さであり、 $l \ll L$ である。 $g(t)$ はレーザー励起の時間に依存した利得係数である。 A はアイニシユタインの A 係数、そして K は増幅器から見込んだターゲットの集光光学系の立体角に等しい幾何学定数⁹⁾ である。モデルより K は実効的共振器長の二乗に反比例することになる。 $AKg(t)$ は自然放出光を表

わし発振のソースになる。 $(cn/2L) \ln(R_1 \cdot R_2)$ は光子密度に対する損失項を表わし、 $(cn/L) \lg(t)$ は増幅媒質による光子密度の増加を表わす項である。動的過程に着目した寄生発振抑制法の基本的な考え方は、次のとおりである。実効的共振器長 L を長くするか、または増幅器の利得立ち上がり時間を速くすれば(4-1)式の光子数増加項 $(c/L) \lg(t)$ が減少するということである。

寄生発振によるターゲット表面のダメージ閾値は数mJである。一方CO₂レーザー増幅器の飽和エネルギーは数百mJ/cm²である。それ故、計算は非常に低い発振エネルギー領域、すなわち線形増幅領域で行えばよい。この仮定の下では、時間に依存した利得 $g(t)$ は光子密度 n に独立となる。(4-1)式は常微分方程式となり、解は次のように解析的に求まる。

$$n(t) = \exp \int_0^t \left[\frac{c \lg(t)}{L} + \frac{c}{2L} \ln(R_1 R_2) \right] dt$$

$$\int_0^t AKg(t) \exp \left\{ \int_0^t \left[\frac{c}{L} \lg(t) + \frac{c}{2L} \ln(R_1 R_2) \right] dt \right\} dt$$

(4-2)

ここで解析を簡単にするため、利得時間波形を三角形で近似する。これは、実際の利得波形の良い近似である⁵⁾。寄生発振の波形は数値積分を実行することにより求まる。この解析に用いたパラメータは次のとおりである。ターゲット表面の反射率は5%である。レーザーシステム中の表面反射率は1%以下である。実効的共振器の反射率 R_1, R_2 は 10^{-2} と仮定した。増幅媒質長 l は2mである。ターゲットと最終増幅器間の距離にほぼ等しい。実効的共振器長 L は30m, 50m, 100mの3通りとした。増幅器の利得係数 $g(t)$ のピーク値は2, 2.4, 2.8, 3%/cmの4通りとした。利得の立ち上がりからピークまでの時間(利得立ち上がり時

間) は 2, 3, 5 μs とした。これらのパラメータを用いてそれぞれのケースについての数値計算を行った。

4-3 数値計算結果

典型的な寄生発振の波形を Fig. 4-2 に示す。増幅器のエネルギー取り出し効率を高くするため発振段で得た短パルスレーザー光は増幅器利得のピーク時に到着するように放電タイミングが調節してある。寄生発振波形の斜線部分(利得波形ピーク値より前の部分)はフリップエネルギーと定義される。これは、

高出力短パルスレーザー光が到着する前にターゲット表面にダメージを生じさせるエネルギーに対応している。重ね書きした三角波形は利得波形を示している。

Fig. 4-3 に異なった小信号利得をパラメータにした時の

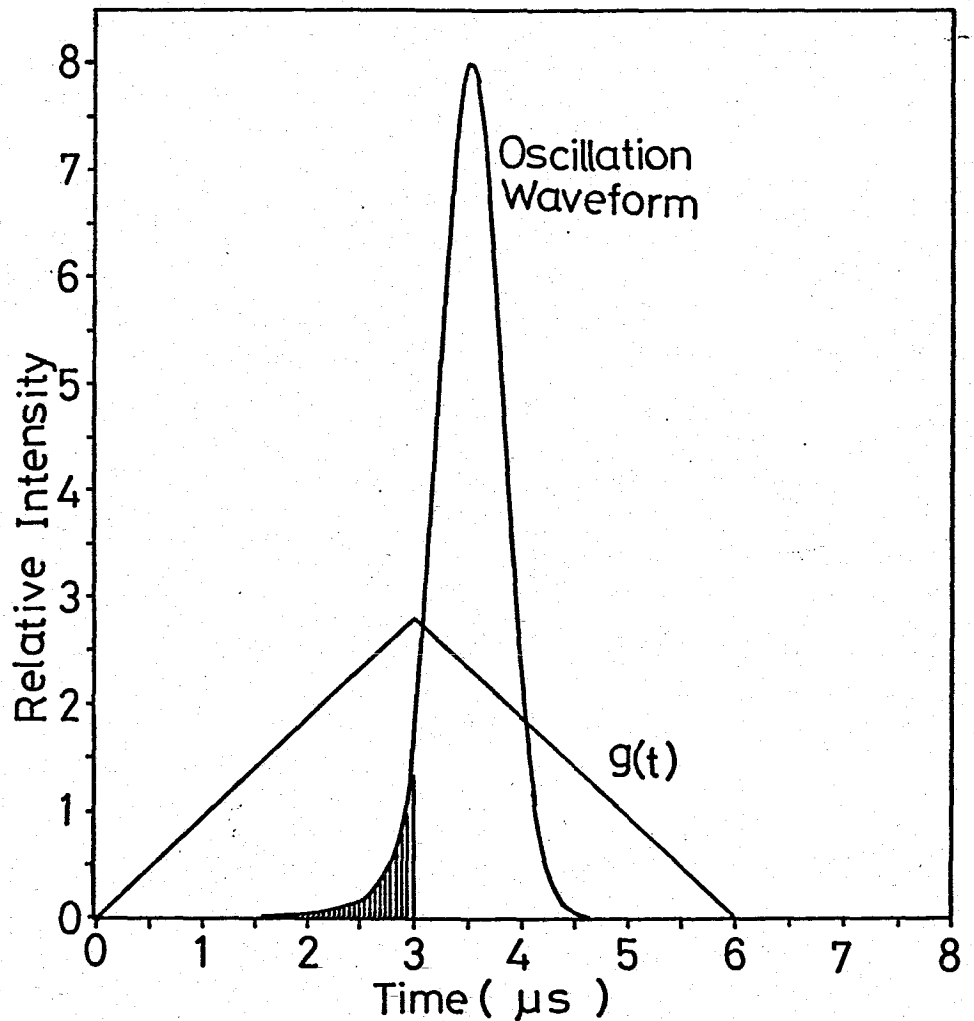


Fig. 4-2 Typical oscillation waveform and the gain history of the amplifier. Shaded region represents the irradiation energy for the target before a main laser pulse arrives.

共振器長に
対するフリ
パルスエネ
ルギーの値
を示してい
る。縦軸は
任意目盛の
フリパルス
エネルギー
値を表わす。
しかし、Fig.
4-4 と同一
の単位の任
意目盛を採
用している
のでそれら
の間での比
較は可能で
ある。ピー
ク利得 2.4
%/cm はこ
のシステム
の寄生発振
の静的な利
得閾値を示

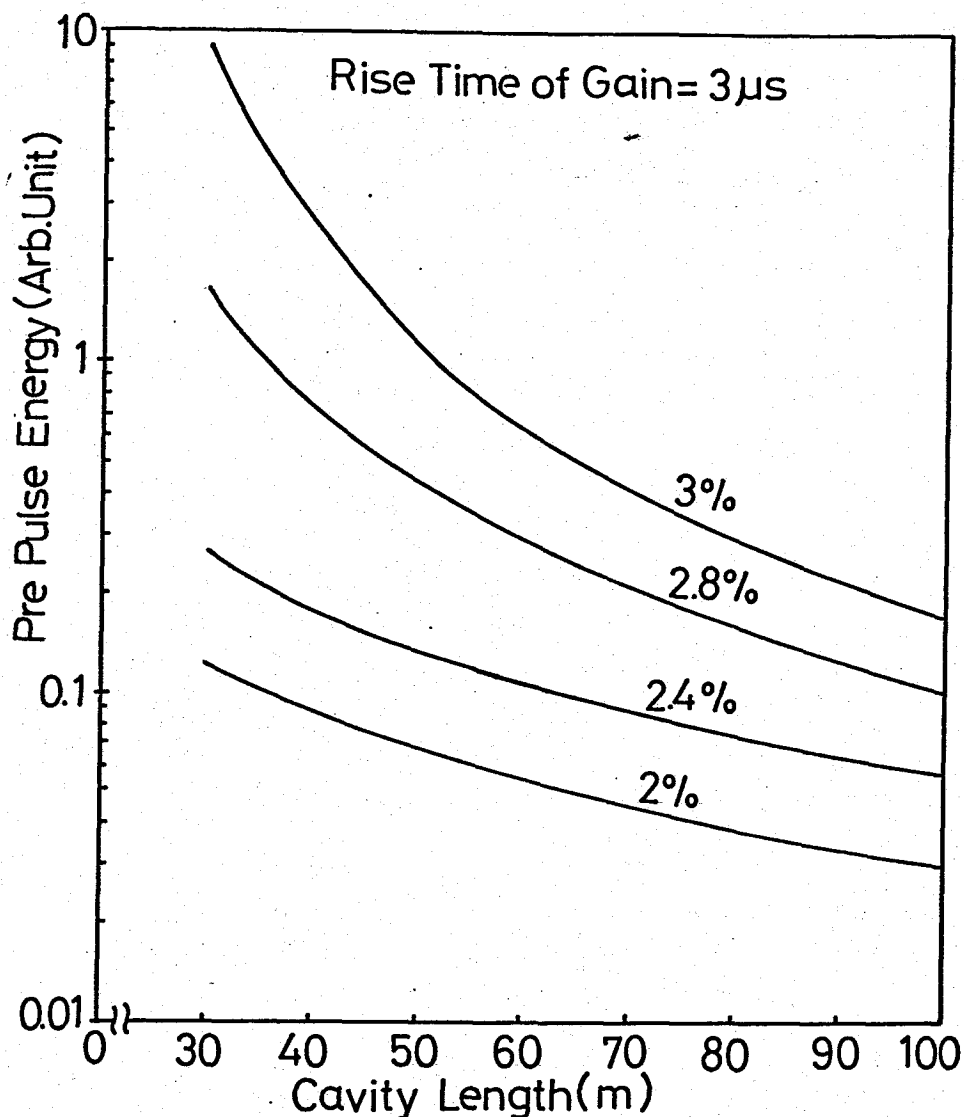


Fig. 4-3 Prepulse energy characteristics as a function of cavity length. Gain rise time is assumed to be $3\mu s$. The magnitudes of the unit of the vertical axes of Fig. 3 and 4 are the same.

す。共振器長を 30 m から 100 m に延ばしたら、許容されるピーク利得は 0.4 % / cm 増加することわかる。

Fig. 4-4 に利得立ち上がり時間に対するフリパルスエネルギーの特性を示す。ピーク利得 2.8 % / cm に着目する。利得立ち上がり時間を $5\mu s$ から $2\mu s$ に短縮すると、フリパ

ルスエネルギーは共振器長100mのとき50%になり、共振器長50mのとき25%になる。

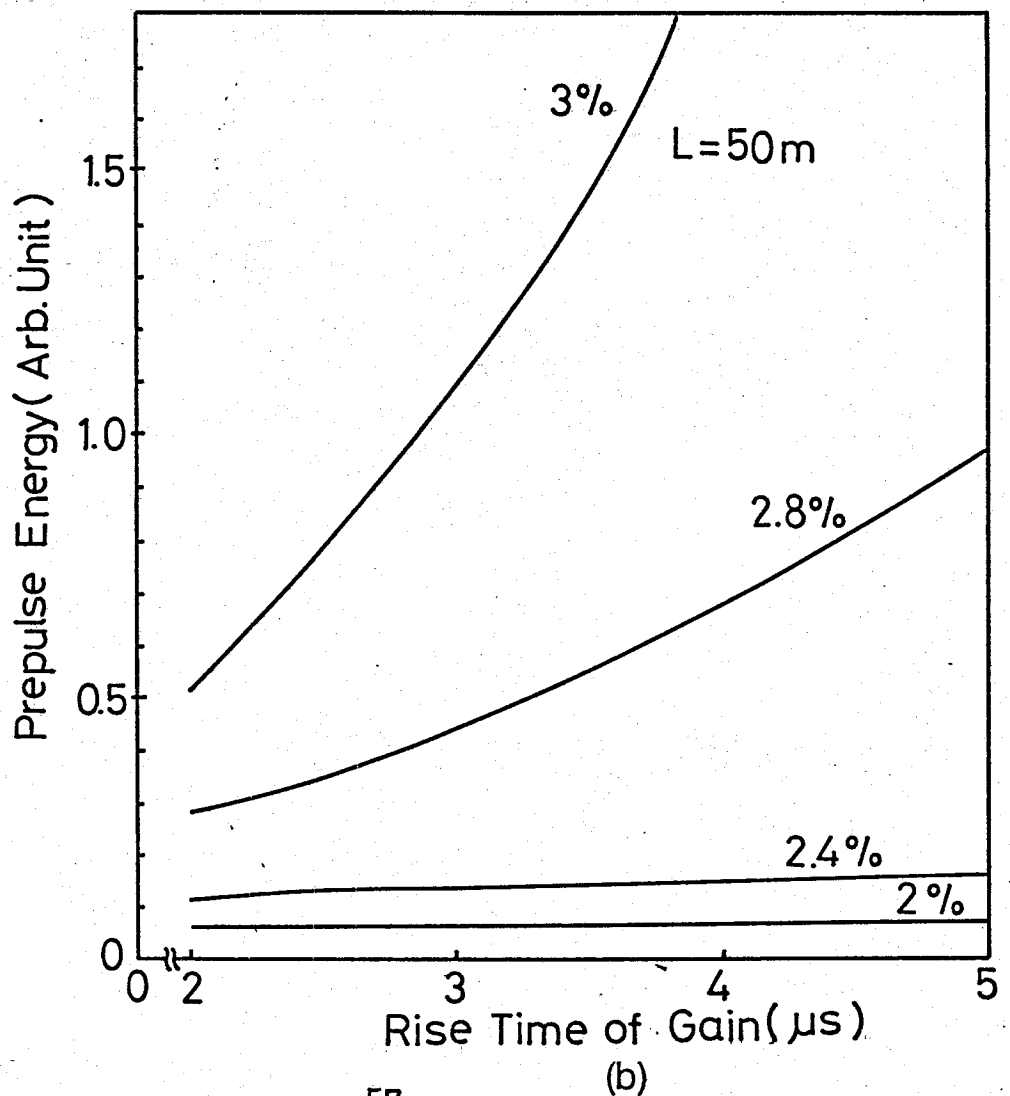
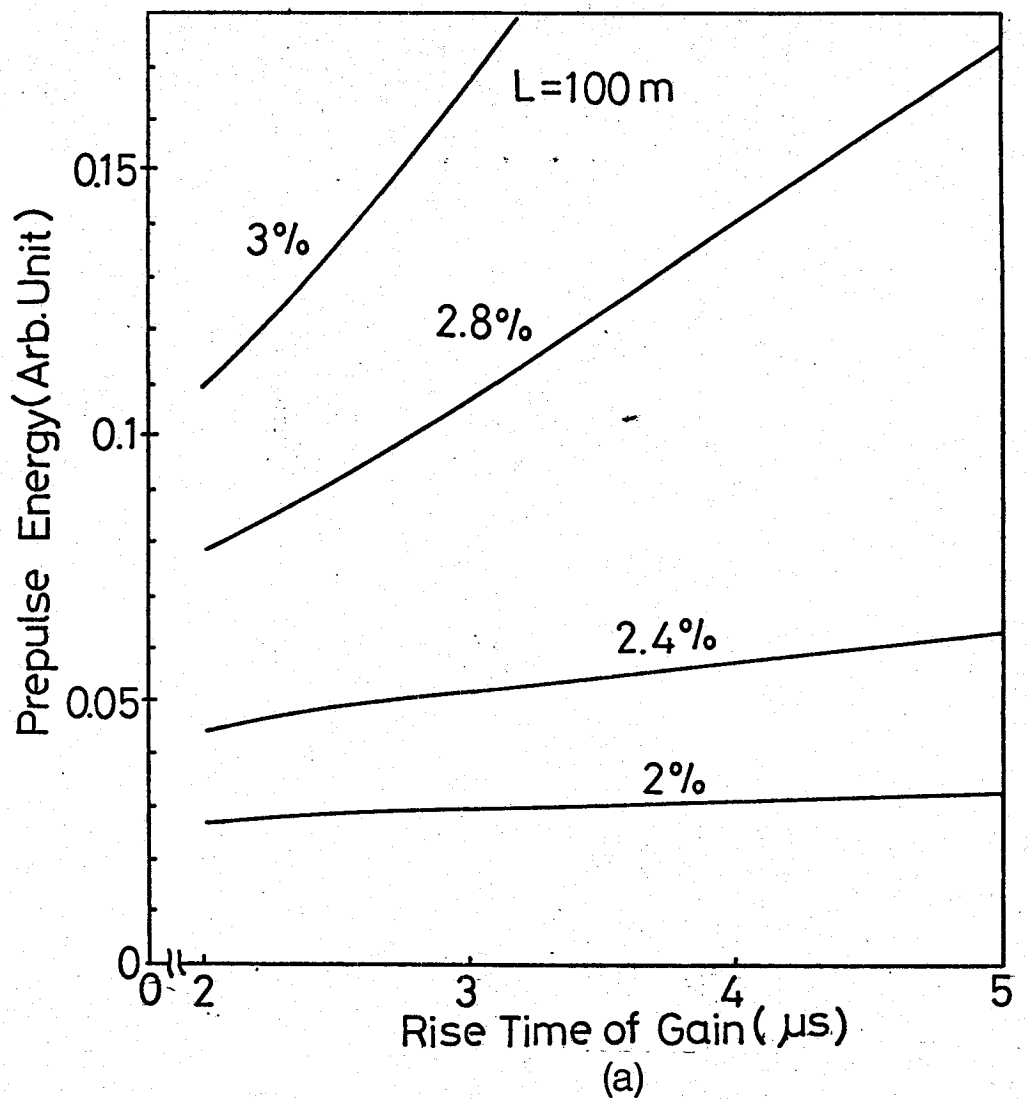


Fig.4-4
Prepulse energy characteristics as a function of the gain rise time. In (a) and (b) the effective cavity lengths are 100 and 50m, respectively.

4-4 結論

ターゲットとレーザーシステム中の Beam Expander のペンホルルの結合による寄生発振の動的過程について、単純化したシート方程式モデルを用い数値計算を行った。寄生発振の立ち上りの動的過程に着目し、その抑制法について考察を加えた。結果は次のとおりである。すなわち、ターゲットから最終増幅器までの光路長をできるだけ長くすること、できるだけ速い利得立ち上がり時間を採用することである。光路長を 30 m から 100 m まで長くすると、許容されるピーク利得は 0.4%/cm 増加し、利得立ち上がり時間を $5\mu\text{s}$ から $2\mu\text{s}$ に短縮すると光路長 50 m のとき 70% のパルスエネルギーは 25% になる。高速利得立ち上がりは大電流高速励起により得られ、励起電源設計に必要とされる仕様がこの解析からも得られる。

これらの結果により、レーザー核融合用高出力 CO_2 レーザーシステムの大規模化に伴う寄生発振抑制に着目した設計基準が得られた。

第4章の参考文献

- 1) Annual Progress Report on Laser Fusion Program, ILE-APR-78 (1978), p. 69.
- 2) M.D. Montgomery et.al., Appl. Phys. Lett. 32, 324 (1978).
- 3) S.J. Czuchlewski, A.V. Nowak, E. Foley, and J.F. Figueira, Opt. Lett. 2, 39 (1978).
- 4) H. Maeda and A. Yariv, Phys. Lett. A. 43, 383 (1973).
- 5) C.B. Mills, J. Appl. Phys. 45, 1336 (1974).
- 6) H. Daido, S. Ido, M. Matoba, S. Nakai, and C. Yamanaka Appl. Opt., 19, 3181 (1980)

第5章 短パルスレーザー光の非線形伝播特性に関する研究

5-1 緒言

核融合研究用高出力 CO_2 レーザーシステムの特性を定量的に解析し、所定の特性を満足する最適なレーザーシステムの設計基準を得ることを目標に、システムの電算機シミュレーションを行った。これまで、増幅媒質中のパルス伝播特性は種々報告されてきた⁽¹⁵⁾。しかし、これらの報告では高出力 CO_2 レーザーシステムに必要な可飽和吸収体のパルス伝播特性は含まれていない。飽和増幅と飽和吸収の結合したパルス伝播特性は、高出力 CO_2 レーザーシステムの解析にとって本質的重要性を持っている。

本章第2節では、レーザーシステムを構成する個々の要素のシミュレーションモデルについて述べる。第3節では開発した構成要素のシミュレーションコードを用いて行ったレーザーシステム全体の動作シミュレーション結果について述べる。特にパルス波形変形について測定結果との比較対比を行い、これのターゲット照射実験に及ぼす影響について考察する。第4節は、複数の回転準位スペクトルライン増幅モードの計算モデルとその計算結果について述べる。なお、パルス幅1 ns以下のパルス伝播シミュレーションについては、シミュレーションモデル、コード手法に検討すべき点が多い。これらについての研究成果と、問題点を一括して付録で述べる。

5-2 レーザーシステム構成要素のシミュレーションモデル

レーザーシステム構成要素の中で、非線形伝播特性を有するのは、増幅器と可飽和吸収体である。他は線形損失要素として取り扱える。

5-2-1 レーザー増幅器

横緩和時間 T_2 を考慮に入れたコヒーレント効果を含んだ方程式については付録で述べるが、大気圧以上の CO_2 レーザーでは T_2 が100ps以下であり、数nsのパルス伝播を論じる際には通常この効果は問題にならない。また、 CO_2 分子の振動準位間、 N_2 分子の振動準位と CO_2 分子の振動準位の間の緩和時間は、大気圧程度のがス圧力では数十ns以上あり、レーザーパルス幅数nsに比べて十分長くこれも無視し得る。計算に含まなければならないのは、レーザー上準位と下準位の回転準位間の緩和時間のみである。ここでは、3nsのパルス幅の光パルスの伝搬の基礎方程式に用いたFrantz, Nodvik型のレート方程式モデル¹⁶⁾について述べる。計算モデルのエネルギー準位をFig.5-1に示す。 $J_0 \rightarrow J_0+1$ 遷移の単一回転準位スベクトルを有する平面波パルスの伝搬を記述する方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial n}{\partial x} = \sigma c n \delta^{J_0} \quad (5-1)$$

$$\frac{\partial \delta^{J_0}}{\partial t} = -2\sigma c n \delta^{J_0} - \frac{\delta^{J_0} - \kappa(J_0)\Delta}{T_R} \quad (5-2)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2\sigma c n \delta^{J_0} \quad (5-3)$$

ここで T_R は回転緩和時間でありレーザー上準位、下準位で等しい値を有するとした。また、各回転準位が一樣に熱平衡状態を回復するように緩和がおこるとした。 T_R は増幅媒質の圧力、ガス混合比、ガス並進温度の関数であり、次式で与えられる⁷⁾。

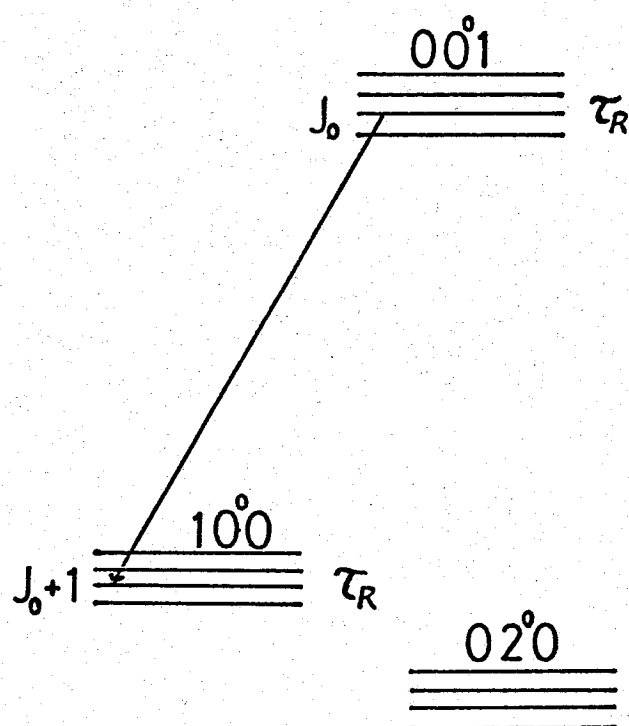


Fig.5-1 Energy level diagram of CO_2 laser levels including rotational levels.

$$T_R = [(1.3\psi_C + 1.2\psi_N + 0.6\psi_{He}) \cdot P \cdot (300/T_g)^{3/2} \cdot 10^7]^{-1} \quad (5-4)$$

ここで ψ_C , ψ_N , ψ_{He} は CO_2 , N_2 , He の規格化されたガス分圧を表わす。 P はガスの全圧 (Torr) である。 T_g はガス並進温度 (K) である。 $n(x, t)$ は媒質中の位置 x , 時刻 t における光子数密度を表わす。 $\delta^J(x, t)$ は、レーザー上準位中 J_0 番目の回転準位と、下準位中 (J_0+1) 番目の回転準位間の反転分布密度を表わす。 $k(J_0)$ は、1つの振動準位中の Boltzmann 分布した回転準位の中で、 J_0 番目の回転準位がしめる割合である (Boltzmann Partition Fraction)。式 (5-1) は光子の伝搬を表わし、式 (5-2) 振動準位中の回転準位の運動方程式を表わす。式 (5-3) は振動準位の運動方程式を表わす。

5-2-2 可飽和吸収ガス

寄生発振防止のためレーザー増幅器段間に可飽和吸収体が挿入される。挿入された可飽和吸収体は S/N 比の向上にも寄与する。ここでは可飽和吸収ガスの中で、現在最も特性が良く、数多くのパルス透過実験のデータが得られている SF_6 について述べる。 SF_6 可飽和吸収ガスを透過したレーザーパルスは、非線形吸収特性により波形状形がひきおこされる。

実験結果の解析からレーザーパルス幅が数 ns の場合、数 Torr の SF_6 ガスのレーザーパルス透過特性は、入射レーザーパルスエネルギーにのみ依存すると仮定した。このことは SF_6 の吸収ラインの分布の回復時間が、数 ns のレーザーパルス幅に比べて十分長いことを意味する。

レーザー光強度に対する透過率を与える関数は、実験的に次のように定めた。

$$T = T_L - (T_L - T_S) \exp(-E_{in}/\Delta) \quad (5-4)$$

ここで T_L は大信号透過率であり、実験結果から定められた。

T_s は小信号透過率であり、 $T_s = \exp(-\alpha_0 \cdot P \cdot L)$ の値から定められた。ここで α_0 は小信号吸収係数、 P は吸収ガスの圧力そして L は吸収ガスの光伝播方向長である。 E_{in} は入射レーザーパルスエネルギー値であり、次式で与えられる。

$$E_{in} = \int_{-\infty}^{t-L/c} c h \nu n(t) dt \quad (5-5)$$

ここで、 $n(t)$ は光子数密度、 h はプランク定数、 ν はレーザー光の周波数、そして c は光の速度である。 Δ は、計算した透過率が測定点に合うように定めたパラメータであり、媒質の飽和エネルギー密度に対応する量である。A. Zembrodらの測定では、1 Torrの SF_6 の横緩和時間は20 nsである。しかし CO_2 レーザー10.4 μm バンドの $P(20)$ から $P(16)$ ラインのスペクトルを有する入射レーザーパルスにおいては、 SF_6 の共鳴準位の縮退の効果により、 π パルス効果が打ち消し合って、透過レーザー光波形には現われていない⁷⁾。それ故10.4 μm バンドの $P(20)$ 回転ラインスペクトルを有する光パルスの伝搬を解析する場合は、 SF_6 のコヒーレント伝播効果はそれほど重要ではない。

実験的に与えられた透過率を与える関数(5-4)式の物理的意味は、次のように考えられる。入射レーザーパルス幅より十分長い分布の回復時間を有する、2準位システムにおけるレーザー光強度に対する透過率を与える関数は、次とおりである⁽⁶⁾⁽⁸⁾。

$$T = \{1 - (1 - T_s^{-1}) \exp(-E_{in}/E_s)\}^{-1} \quad (5-6)$$

ここで、 T_s と E_{in} は(5-4)式と同様である。 E_s は可飽和吸収体の飽和エネルギー密度であり、 $E_s = h\nu/2\sigma$ で与えられる。ここで σ は光吸収断面積である。この関数を用いて計算すると、入射レーザーパルスエネルギーが増大するに従って、透過率は実験結果より急速に増大してしまう。すなわち、

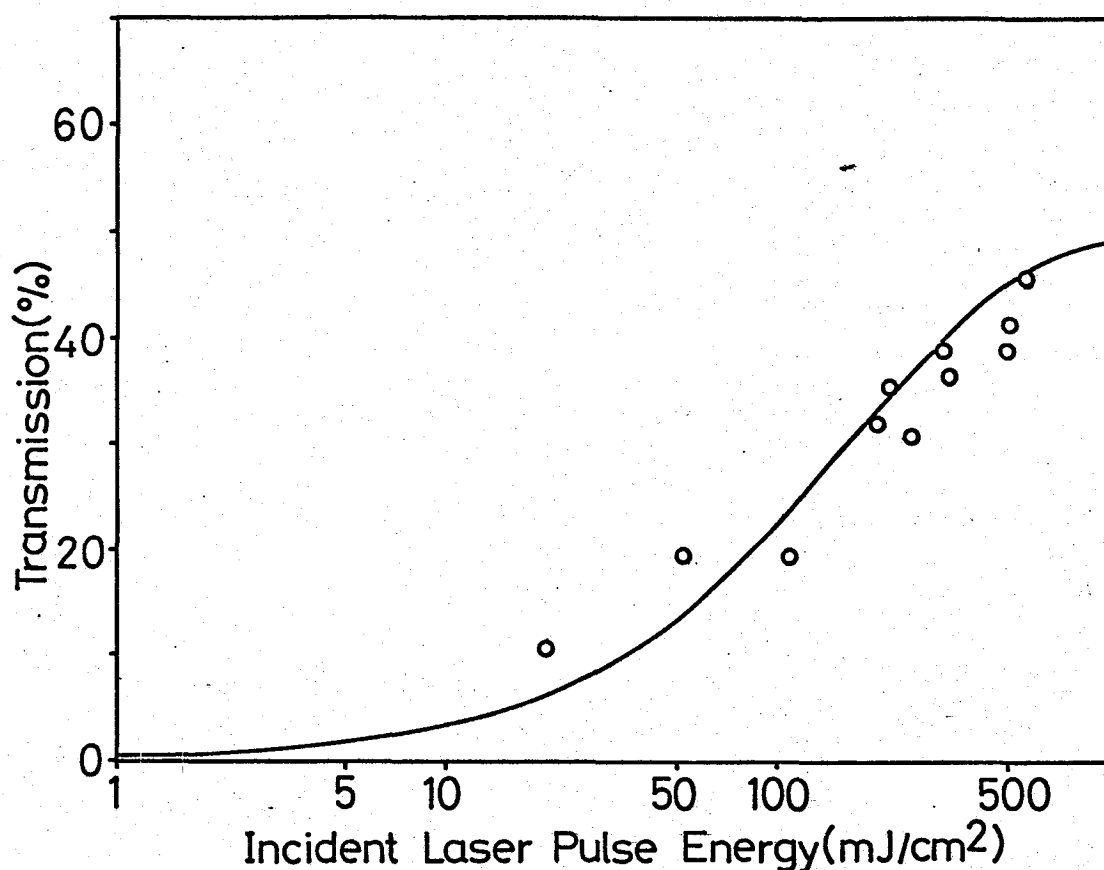


Fig.5-2 Calculated transmission curve and measured points of SF_6 saturable absorber as a function of incident laser pulse energy. The gas pressure is 2 Torr and the absorbing length is 13 cm. The incident laser pulse width is 3 ns.

Fig. 5-2 の透過率を与える曲線が、実験結果に比べて急速に立ち上がってしまうのである。 SF_6 可飽和吸収ガスの場合、多光子吸収、多準位にわたる遷移の効果等のため、2準位モデルでは扱えないのである。式(5-6)は、こういった効果を含めうるように変更されなければならない。実験結果を近似的に表現するため導入した(5-4)式は、入射レーザー光強度の増大に伴ない、2準位モデルに比べて、ゆっくり飽和してゆく効果を実効的に含んでいる。

Fig. 5-2は、測定点に一致するように(5-4)式のパラメータを定めた時の、計算で与えられた曲線と測定点を表わ

す。この場合、 T_L は0.65である。 T_S は小信号吸収率の測定により与えられた値を用いて計算した値であり、 2.6×10^{-4} である。 SF_6 ガス圧力は2 Torrであり、光の伝播方向の長さは13 cmである。 Δ の値は $80 \text{ (mJ/cm}^2\text{)}$ を用いた。このモデルに従うと、入射レーザーパルスの立ち上がり部分は強力に吸収され、吸収体透過後パルス波形の急峻化がおこっている。入射レーザー光エネルギー 0.1 J/cm^2 の場合の典型的なレーザー光波形の計算結果を、Fig.5-3(a)に示す。実験で得られた典型的なレーザー波形をFig.5-3(b)に示す。ほぼ同様な波形変形のおこっていることがわかる。

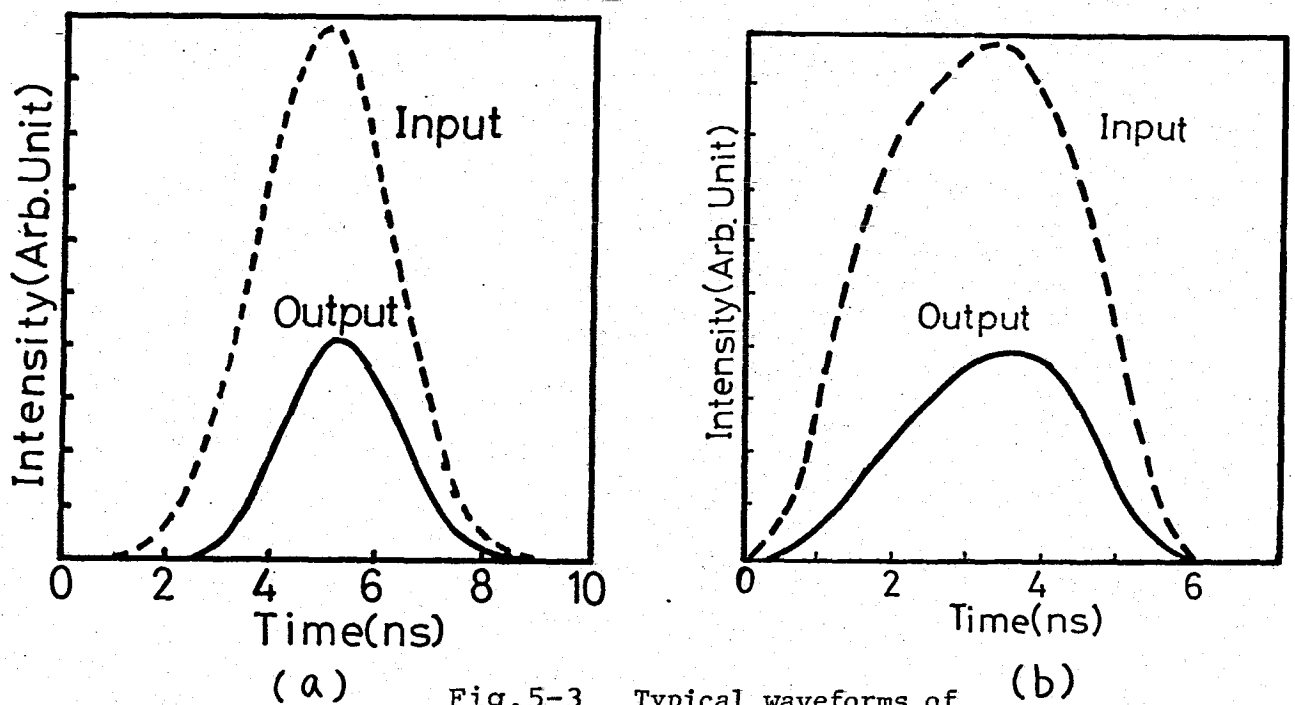


Fig.5-3 Typical waveforms of incident and transmitted laser pulse. Incident laser pulse energy is 0.1 J/cm^2 . The absorbing medium is the gaseous SF_6 .
 (a) Calculated waveforms.
 (b) Measured waveforms.

5-2-3 p-Ge 可飽和吸収体

p-Geは、CO₂ レーザースペクトルの存在する波長9 μ m から10 μ m にかけて、ほぼ一様な吸収特性を有する。両面ARコートしたp-Ge板の小信号吸収スペクトルを Fig.5-4に示す。

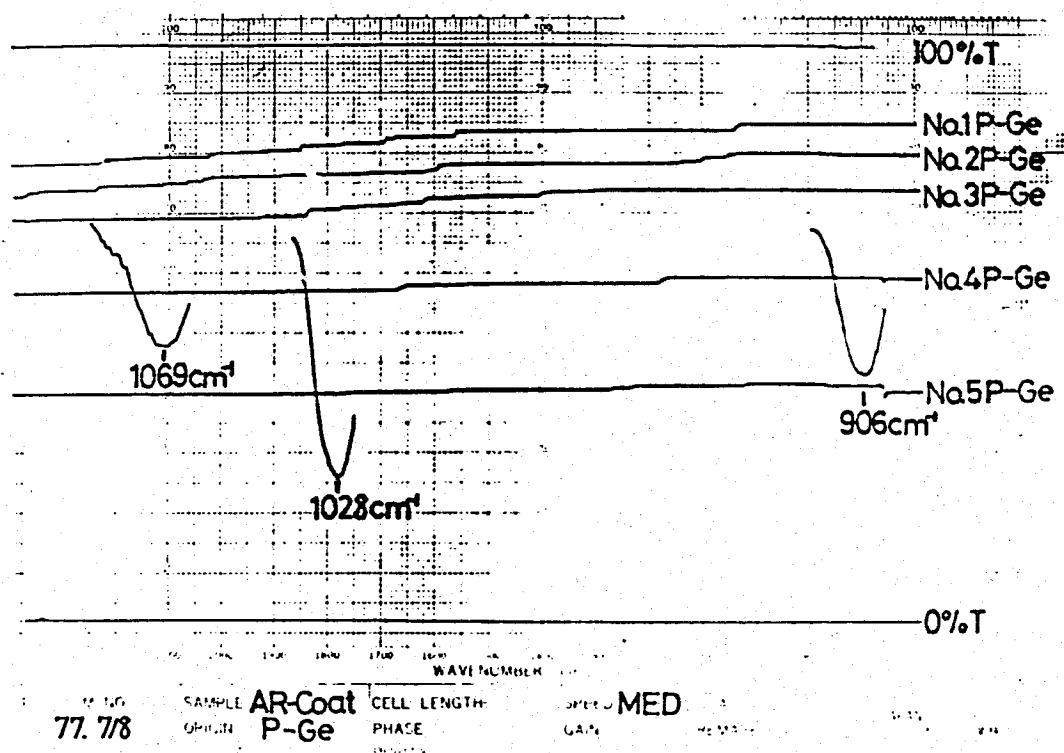


Fig.5-4 Small signal absorption spectrum of AR coated p-Ge plates.

No.1からNo.5までのp-Geは厚さがそれぞれ1.13, 1.65, 2.27, 4.07, 7.10mmである。

吸収飽和特性も良く、増幅段間のアイソレータとしてきわめて良好な特性である。ただし、光強度に対するダメージ閾値が数十MW/cm²と低く、高出力段では使用できない。ここではp-Ge中の短パルス透過特性を記述する方程式を導き、計算コードの中での取扱法について述べる。

均一広がり吸収スペクトルを有する2準位系の吸収体とレーザー光の相互作用を記述する基礎方程式は次のように表わせる。⁹⁾

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{I\sigma}{h\nu_L} (N_1 - N_2) + \frac{N_2}{\tau} \quad (5-7)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{I\sigma}{h\nu_L} (N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau} \quad (5-8)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{\eta} \frac{\partial I}{\partial x} = -\frac{c}{\eta} I\sigma (N_1 - N_2) \quad (5-9)$$

ここで、 N_1, N_2 は下準位、上準位の分布密度、 τ は上準位の緩和時間である。 I はレーザー光強度、 h はプランク定数、 ν_L は遷移周波数である。 c は光速度、 η は屈折率、 σ は吸収断面積である。(5-7)式(5-8)式は吸収体の下準位上準位の分布の時間変化を記述する運動方程式、(5-9)式は吸収体中のレーザー光の伝播を記述する方程式である。

$n \triangleq N_1 - N_2$, $N = N_1 + N_2$ とおくと

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{2I\sigma}{h\nu_L} n + \frac{N-n}{\tau} \quad (5-10)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{\eta} \frac{\partial I}{\partial x} = -\frac{c}{\eta} I\sigma n \quad (5-11)$$

p-Geの τ は数ps程度であり、レーザー光パルス幅($\sim ns$)に比べて十分短いから $\frac{dn}{dt} = 0$ とおける。(5-11)式より

$$\frac{dI}{dx} = -I\sigma n \quad (5-12)$$

一方(5-10)式より

$$n = \frac{h\nu_L N}{2\sigma\tau I + h\nu_L} \quad (5-13)$$

故に

$$\frac{dI}{dx} = \frac{-I\sigma h\nu_L N}{2\sigma\tau I + h\nu_L} \quad (5-14)$$

ここで飽和レーザー光強度 $I_s \triangleq h\nu_L / (2\sigma\tau)$ を定義すると

$$\frac{dI}{dx} = \frac{-\sigma I}{1 + I/I_s} I \quad (5-15)$$

上式において x 方向の長さ l (吸収体の光伝播方向長) が十分小さいときは、 $-\sigma N / (1 + I/I_s)$ の変化が無視できて次式のように表わされる。

$$I(x=l) = I(x=0) \cdot \exp\left(\frac{-\sigma N l}{1 + I/I_s}\right) \quad (5-16)$$

不均一な光の吸収スペクトルを有する吸収体の場合、レーザー光透過特性は次のように表わされる。

$$I(x=l) = I(x=0) \cdot \exp\left(\frac{-\sigma N l}{\sqrt{1 + I/I_s}}\right) \quad (5-17)$$

電子計算機を用いた p -Ge板のレーザー光透過特性の解析は、2準位系の定常モデルを基礎にし、最大透過率を1.0以下の一定値に抑えるように線形損失を加えた。(5-16)(5-17)式が成立するように、 p -Ge板を仮想的に波長程度($10\mu\text{m}$)の厚さのスライス片に分割した。そのスライス状 p -Ge板を所定の厚さに達するまで、レーザーパルスが何度も入射、透過を繰り返すモデルを用いた。計算により求めた典型的なレーザー波形をFig. 5-5に示す。図の条件はFig. 5-3と同じである。2準位定常モデルを基礎にしているので、パルス波形中 p -Geの飽和レーザー光強度以下の部分が左右対称に強かに吸収されているのかわかる。このとき入射レーザー光エネルギーは 30 mJ/cm^2 である。また p -Ge板の厚さ l は 0.5 cm 、小信号吸収係数 σN は $3.2/\text{cm}$ 、飽和レーザー光強度 I_s は 2 MW/cm^2 とした。

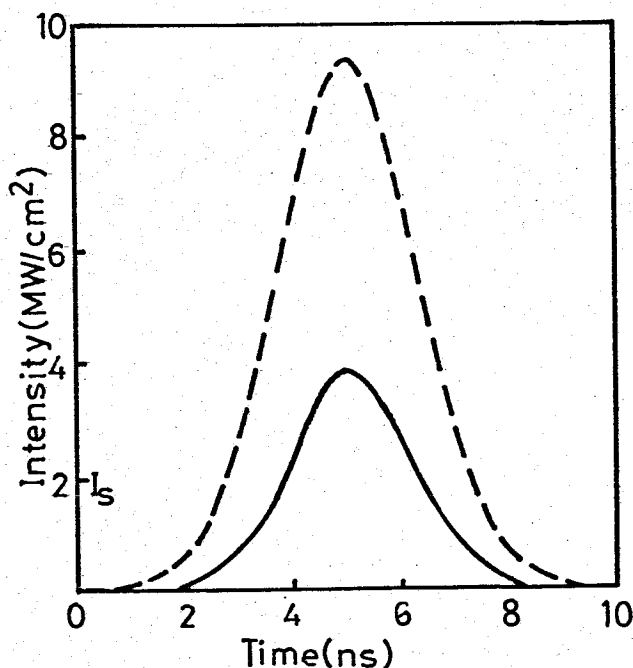


Fig.5-5 Calculated waveforms of incident and transmitted laser pulse. The waveform of incident pulse is Gaussian. The absorbing medium is p -Ge.

5-2-4 線形損失要素

線形損失要素中の出力光パルス波形は、入射光パルス波形に透過率をかけあわせることにより与えられるとした。レーザーシステム中の線形損失要素とその透過率を Table 5-1 に示す

Table 5-1 線形損失要素

名 称	材 質	透 過 率
レーザー窓	NaCl 結晶	0.92
ビームスプリッター	Ge	0.5
ビームエクspander	両側のミラー含まず ピンホール部のみ	1.0
ミラー	Au Coated	0.95
フアラードローター	Ge	0.7
ユニガイト	ミラー等含まず 川原方向は 理想的透過を示すとした	1.0

5-3 シミュレーション結果

この節では、前節で述べた各構成要素を用いてシステムを構成した場合の、短パルスレーザー光の伝搬特性について述べる。LEKKO II システムの最終増幅段である 3 パス増幅器を Fig. 5-6 に示す。このシステムのシミュレーションモデルは、前節で述べたように、非可干渉性の非線形伝播を基礎にしている。このシステムのパラメータを Table 5-2 に示す。増幅されるレーザーパルスは、 $10.4 \mu\text{m}$ P(20) 回転ラインのスペクトルを有する。Fig. 5-7 は、3 パス増幅シス

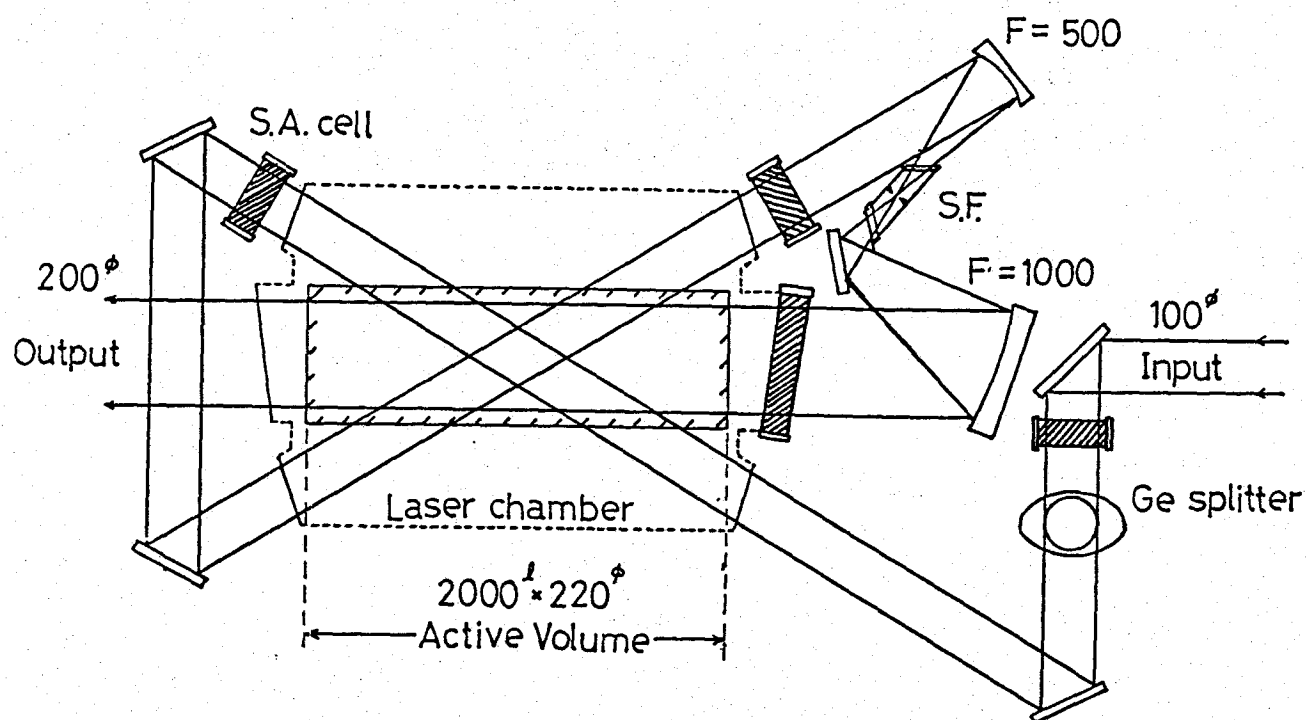


Fig.5-6 Schematic diagram of the triple pass amplification system.

Table 5-2 Parameters of the triple pass amplification system

Absorbers			
Press. Length	T_L	T_S	Δ (mJ/cm ²)
1.4 Torr 13 cm	0.65	0.0031	57.6
0.9 Torr 13 cm	0.65	0.024	37.2
0.82 Torr 13 cm	0.65	0.034	34.0
1.5 Torr 13 cm	0.65	0.0021	62.0
Amplifiers			
Press. Length	Small Signal Gain	Saturation Energy	
1.5 atm. 120 cm	4.4 %/cm	132 mJ/cm ²	
1.5 atm. 120 cm	4.4 %/cm	132 mJ/cm ²	
1.5 atm. 200 cm	4.4 %/cm	132 mJ/cm ²	

テムの入射レーザーパルスエネルギーに対する出力レーザーパルスエネルギーの依存性を示している。図中、白丸は実験値であり、実線は計算結果である。強い飽和増幅特性は、計算の結果と良く一致した。

観測された典型的なレーザー波形と、計算されたレーザー波形の一例をFig.5-8に示す。このとき、出力レーザーパルスエネルギーは約100J

であった。がウス型の時間波形を有する入射レーザーパルスは、4台の可飽和吸収ガスセルを含むパス増幅器を通過することにより、急峻化がおこる。レーザーパルスの立ち上がり部分は、SF₆可飽和吸収ガスの非線形透過特性により強く吸収され、その結果急峻化がおこる。急峻になったパルスの立ち上がり部分は、増幅器の非線形増幅特性により、多くの場合さらに急峻になる。このようにレーザーパルスの急峻化が可飽和吸収体と増幅器の相乗効果により進行する。

Fig.5-9 に3種の異なった入射レーザーパルス波形を示す。実線はがウス型波形を示し、一点鎖線と破線で示す波形は、がウス型から少しずれた左右非対称な波形を示す。

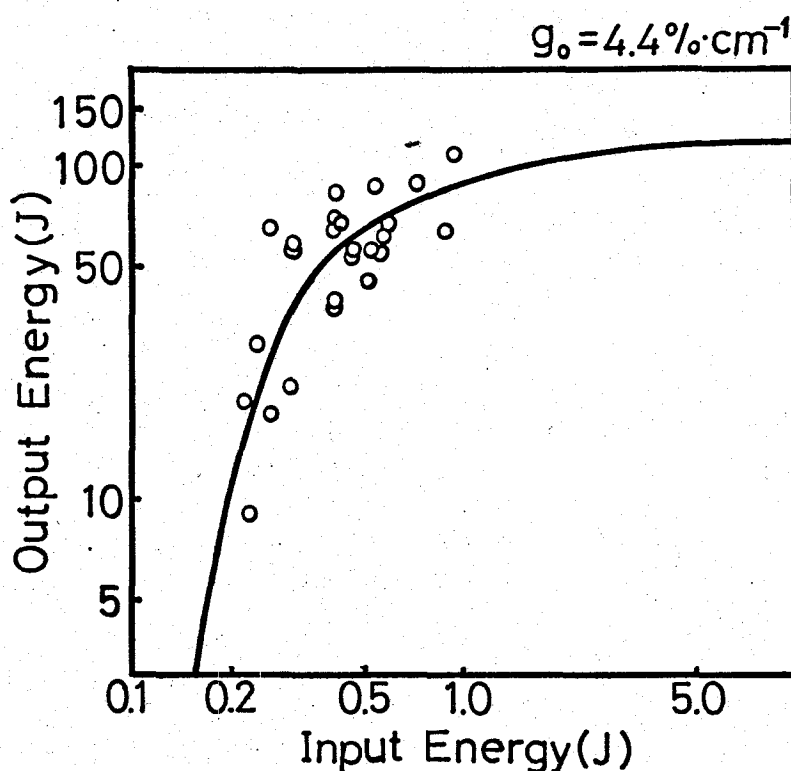


Fig.5-7 The measured output laser pulse energy and the calculated laser pulse energy as a function of incident laser pulse energy of the triple pass amplification system.

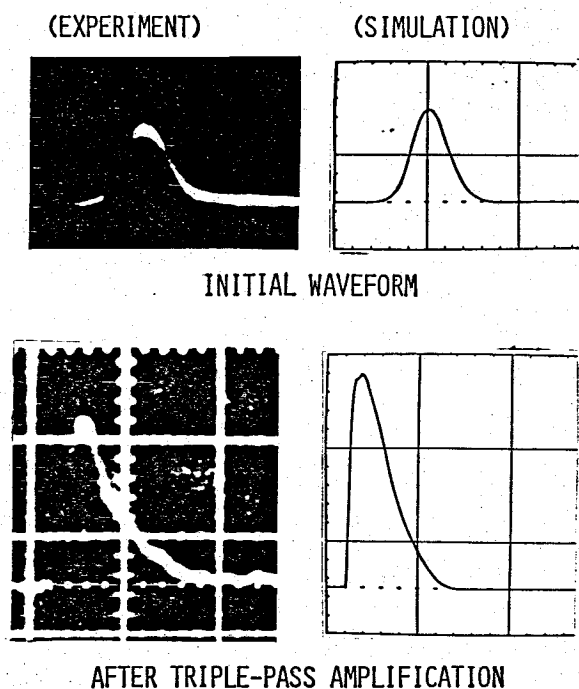


Fig.5-8 The computed and the measured waveforms of incident and output laser pulse of the triple pass amplification system. The output laser pulse energy is about 100 J. (Sweep: 5 ns/div.)

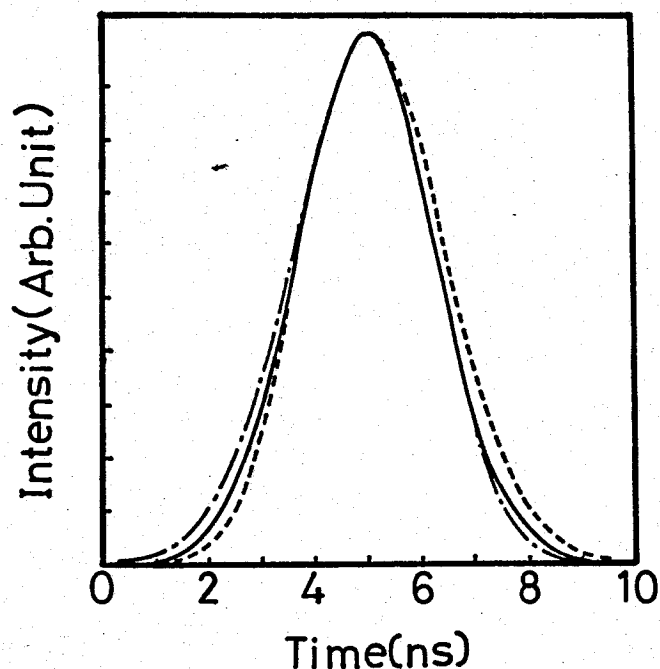


Fig.5-9 The incident laser pulse waveforms. The solid line represents a Gaussian waveform and the others represent slightly distorted waveforms from a Gaussian. These have same incident energy and pulse width.

3種の波形は、パルスエネルギーとパルス幅(FWHM)が等しい。計算結果の出力レーザーエネルギー値は、入射レーザー波形が異なっているのにもかかわらず、Fig.5-7で示された実線にほぼ一致した。

出力レーザーパルスエネルギーに対する測定されたパルス幅(FWHM)、パルス立ち上がり時間(10%~90%)と計算結果との比較をFig.5-10に示す。図中、実線、破線、一点鎖線は、Fig.5-6に示したパルス波形を入射パルスとしたときの出力パルスに対応する。100Jまでのレーザーパルスエネルギーでは、パルスエネルギーが増加するに従って、パルスの立ち上がり時間は短縮され、パルス幅(FWHM)は広がる。計算された曲線は測定点に良く一致している。

このシステムの非線形伝播特性に起因する他の効果についても調べた。入射レーザーパルスエネルギー 0.15 J の場合、主に SF_6 可飽和吸収ガスの非線形吸収特性によりパルスのピークが実効的に遅れる。他方、入射レーザーパルスエネルギー 10 J の場合主に増幅器の非線形増幅特性によりパルスのピーク値が実効的に進む。これらの効果を Fig. 5-11 (a), (b) に示す。パルス伝搬に伴い、このような現象が現われるのは、 CO_2 レーザーがエネルギー蓄積型の飽和増幅器として働くからであり、線形増幅システムでは現われない。一般に、エネルギー蓄積型の飽和増幅器は、励起エネルギーに対する取り出しレーザーエネルギーの比率（取り出し効率）が高く、また高い取り出し効率を得るためのエネルギー取り出し（増幅）法も比較的容易であるが、そうであるが故に、支払わなければならない代償と考えられる。

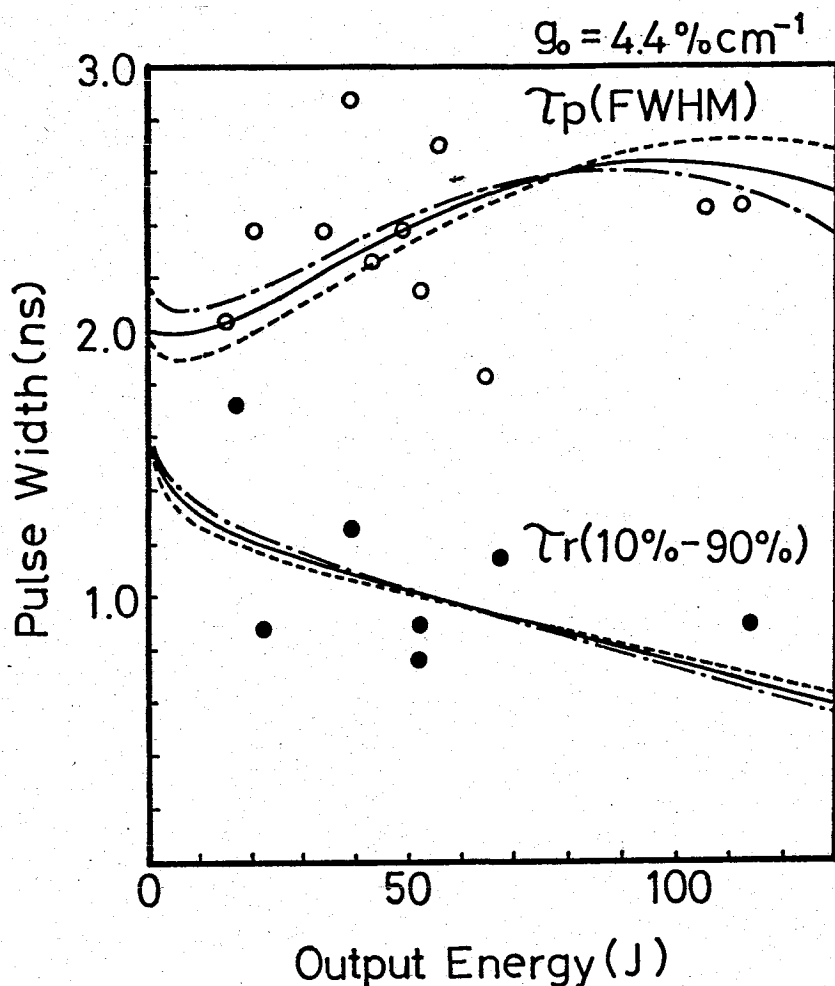
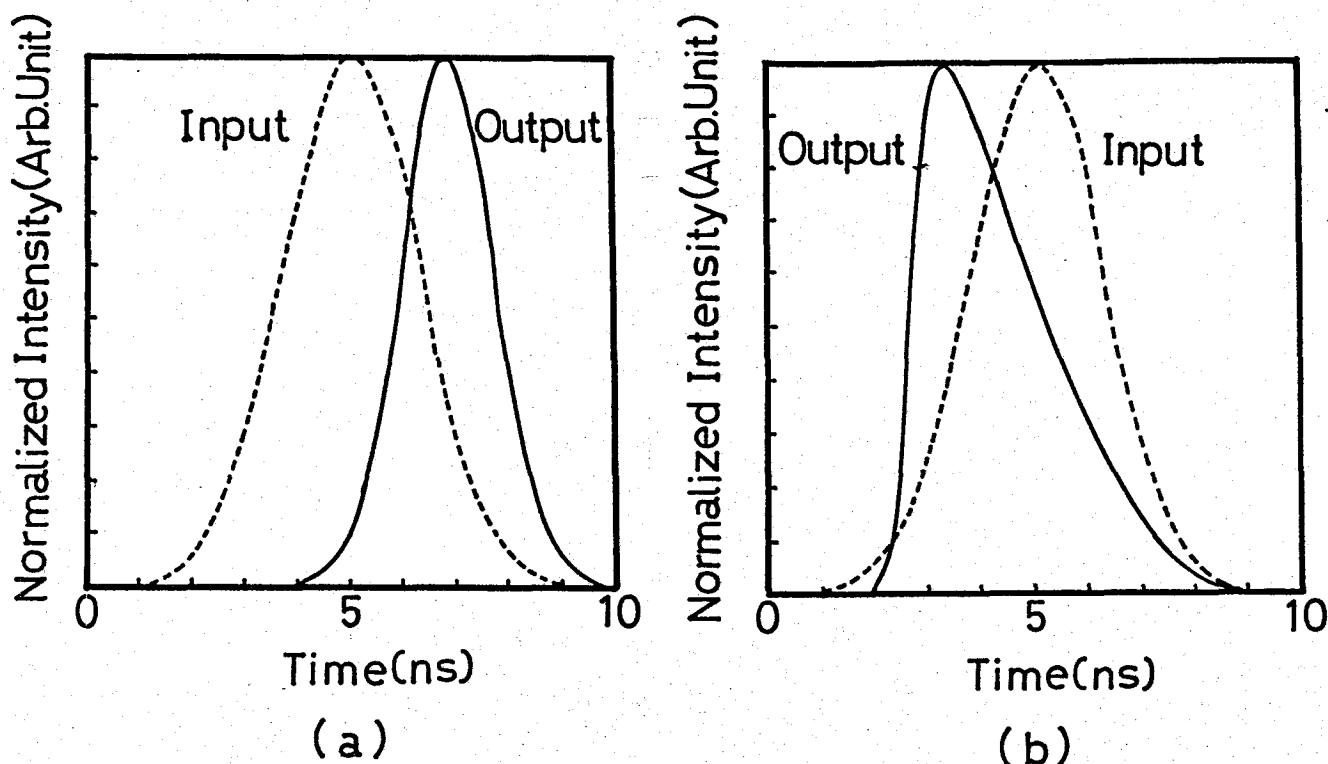


Fig. 5-10 Pulse width (FWHM) and 10%-90% rise time of output laser pulse as a function of laser output energy. The dots represent the measured points. The solid lines represent the computed prediction.



(a) Incident laser pulse energy is 0.15 J and the delay time of the pulse peak is about 1.8 ns.

(b) Incident laser pulse energy is 10 J and the forward time of the pulse peak is about 1.8 ns.

Fig.5-11 Normalized incident and output laser pulse waveforms.

このレーザーパルスピークの実効的な遅れと進みの効果を3パス増幅システムの入射エネルギーに対して、定量的に計算した結果をFig. 5-12に示す。ここで実線は、増幅器の利得が4.4%/cmのときのパルスピークの時間シフト量を示す。破線と一点鎖線は、増幅器の利得がそれぞれ4.3%/cmと4.5%/cmの場合のパルスピークの時間シフト量である。入射レーザーパルスエネルギーが1Jのとき、増幅器と可飽和吸収体の非線形伝播特性が打ち消し合う。入射レーザーパルスエネルギーが1Jの近辺では、増幅器の利得が0.1%/cm変化すると、パルスピークの時間シフトは約100psになる。一方、入射レーザーパルスエネルギー1Jの近辺では、入射レーザーパルスエネルギーが10%変化す

ると、パルスピークの時間シフトは約70psになる。以上から、ターゲット照射に必要とされる精度で、十分正確な増幅器の動作条件の制限と入射レーザーパルスエネルギーの分割が、多ビームCO₂レーザーシステムには必要とされる。

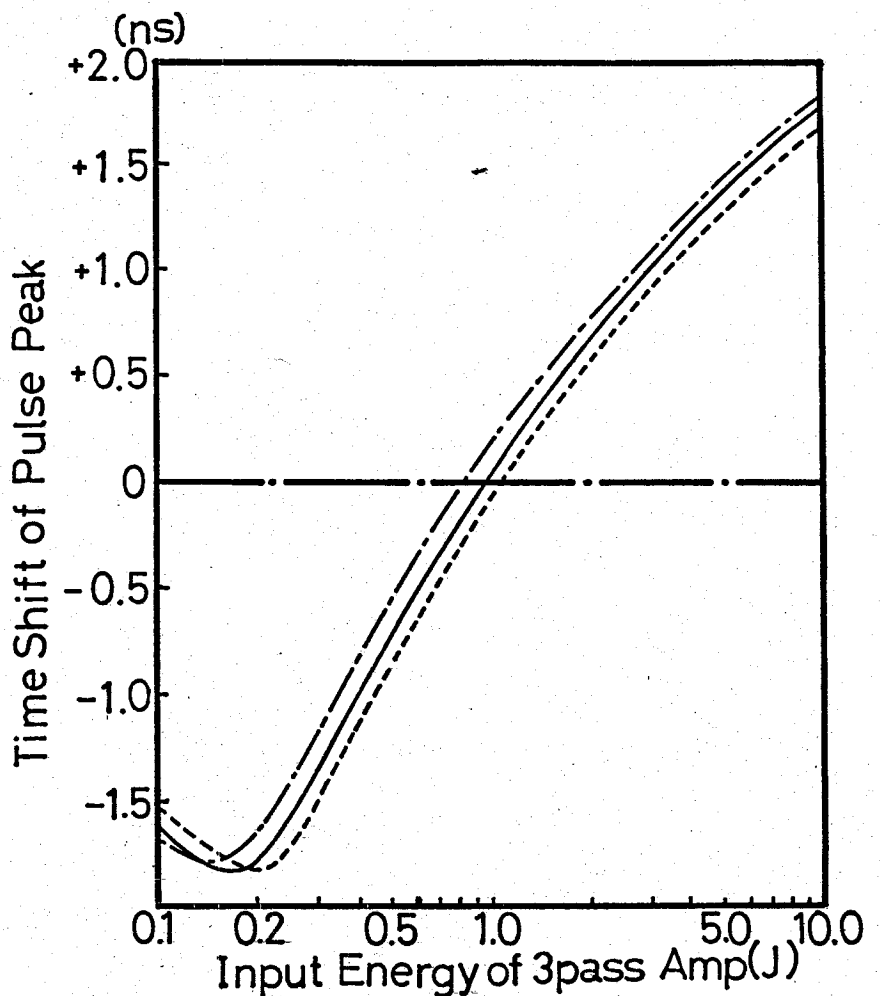


Fig.5-12 Delay time and forward time of the pulse peak of the output laser pulse in comparison with the incident pulse as a function of the incident laser pulse energy. The laser amplifier gain of 4.5%/cm, 4.4%/cm and 4.3%/cm represent the dotted line, the solid line and the broken line, respectively.

5-4 複数ライン増幅コードの開発

5-4-1 計算モデル

複数ライン増幅コードを開発した。2バンド複数ライン増幅の基礎方程式は次のとおりである³⁾。

$$\partial n_j / \partial t + c \partial n_j / \partial x = \delta_j^i \sigma_j n_j \quad (5-18)$$

$$\partial \delta^j / \partial t = -2\sigma_j c_j - \{ \delta^j - \kappa(j) \Delta_j \} / \tau_r \quad (5-19)$$

$$\partial \Delta^j / \partial t = -c (2 \sum_j \delta^j \sigma_j n_j + \sum_j \delta^j \sigma_j n_j) \quad (5-20)$$

$$\partial \Delta / \partial t = -c (2 \sum_j \delta^j \sigma_j n_j + \sum_j \delta^j \sigma_j n_j) \quad (5-21)$$

ここで τ_r は回転準位の緩和時間、 n は光子数密度、 c は光速度、 $\kappa(j)$ は1つの振動準位中の熱平衡分布した回転準位の中で、 j 番目の回転準位がしめる割合である。 δ は回転準位の反転分布密度、 σ は誘導放出断面積である。 Δ は振動準位の反転分布密度である。式(5-18)はレーザー媒質中の光子の伝搬を表わし、式(5-19), (5-20), (5-21)はそれぞれ回転準位の運動方程式、10.4 μm バンドと9.4 μm バンドの振動準位の運動方程式を表わす。Fig.5-13は10.4 μm と9.4 μm

遷移の振動準位の構造を示す。CO₂とN₂の他の振動準位の分布は無視し得る。すなわち、それらの分布の緩和時間は、レーザーガス圧力が大気圧程度では数百

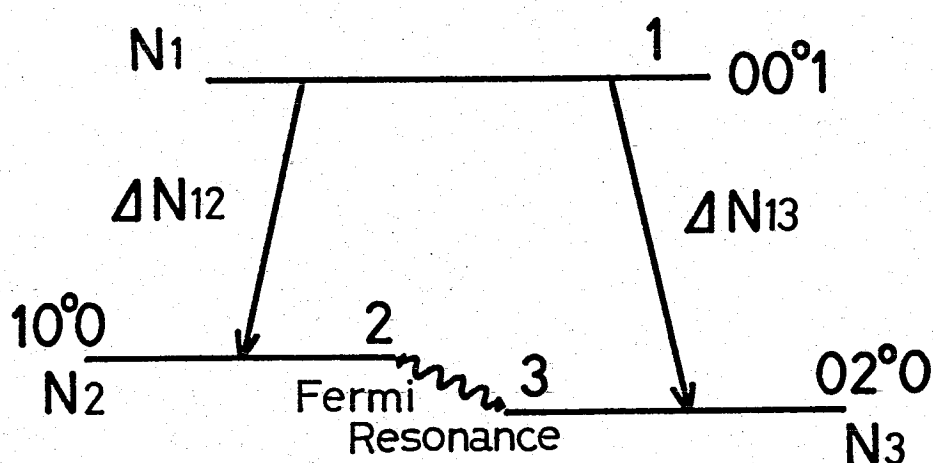


Fig.5-13 Schematic diagram of the CO₂ laser vibrational levels of both 10.4 μm and 9.4 μm transition.

nsであり、着者の研究に用いたレーザーパルス幅数nsに比べ十分長い。レーザー上準位の分布はN₁とした。レーザー下準位である10°0準位、02°0準位はそれぞれN₂, N₃とした。

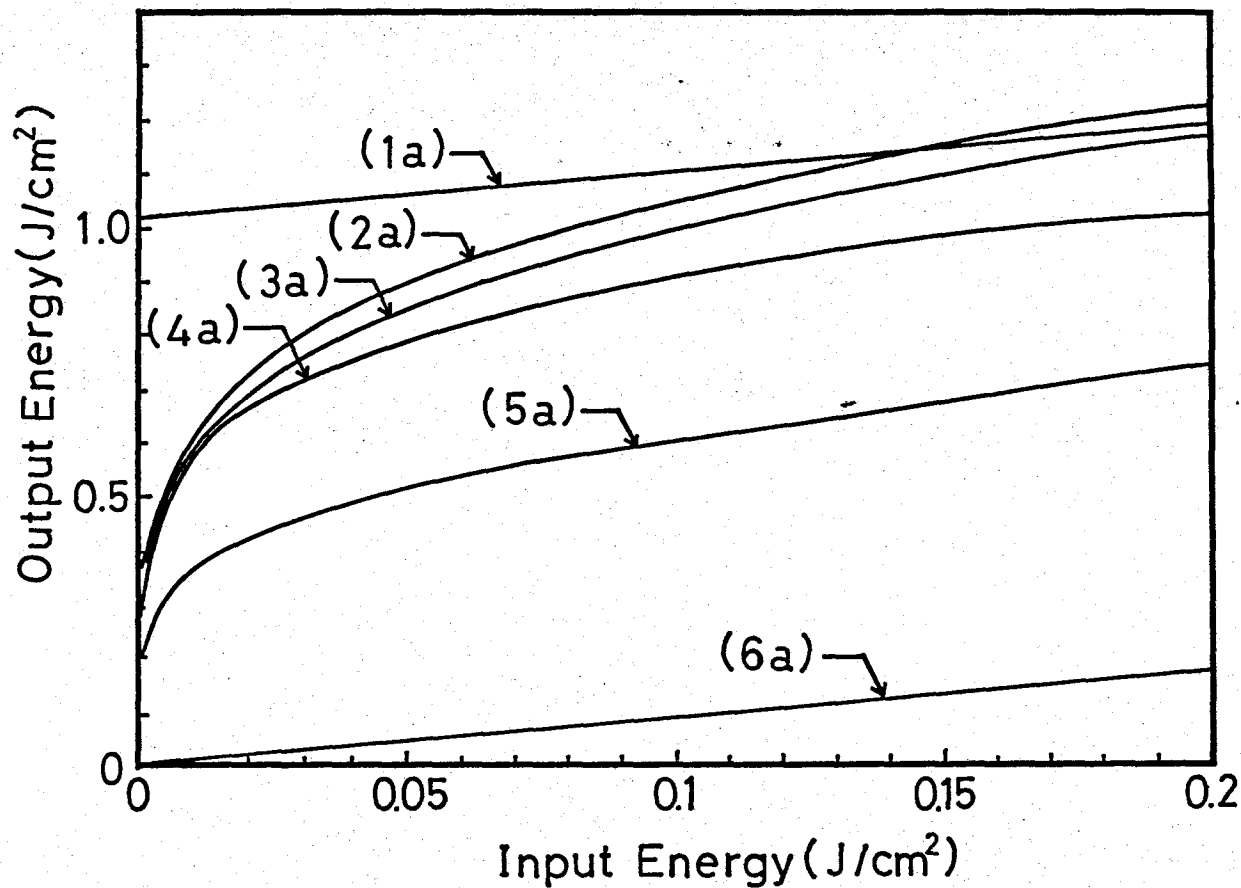
10°0準位と02°0準位の間の緩和時間は、回転準位の緩和時間を除けば、比較的速いことに注意しなければならない。それ故、10°0準位と02°0準位の間は励起時間(数 μ s)に比べて十分速く熱平衡に達している。この仮定を採用すると、 $N_1/N_2 = a$, $N_3/N_2 = \exp(E_{23}/T_v) = b$ を既知とすれば、準位1と準位2の間の反転分布密度 ΔN_{12} は次式のように与えられる。

$$\Delta N_{13} = (a-b) / (a-1) \cdot \Delta N_{12} \quad (5-22)$$

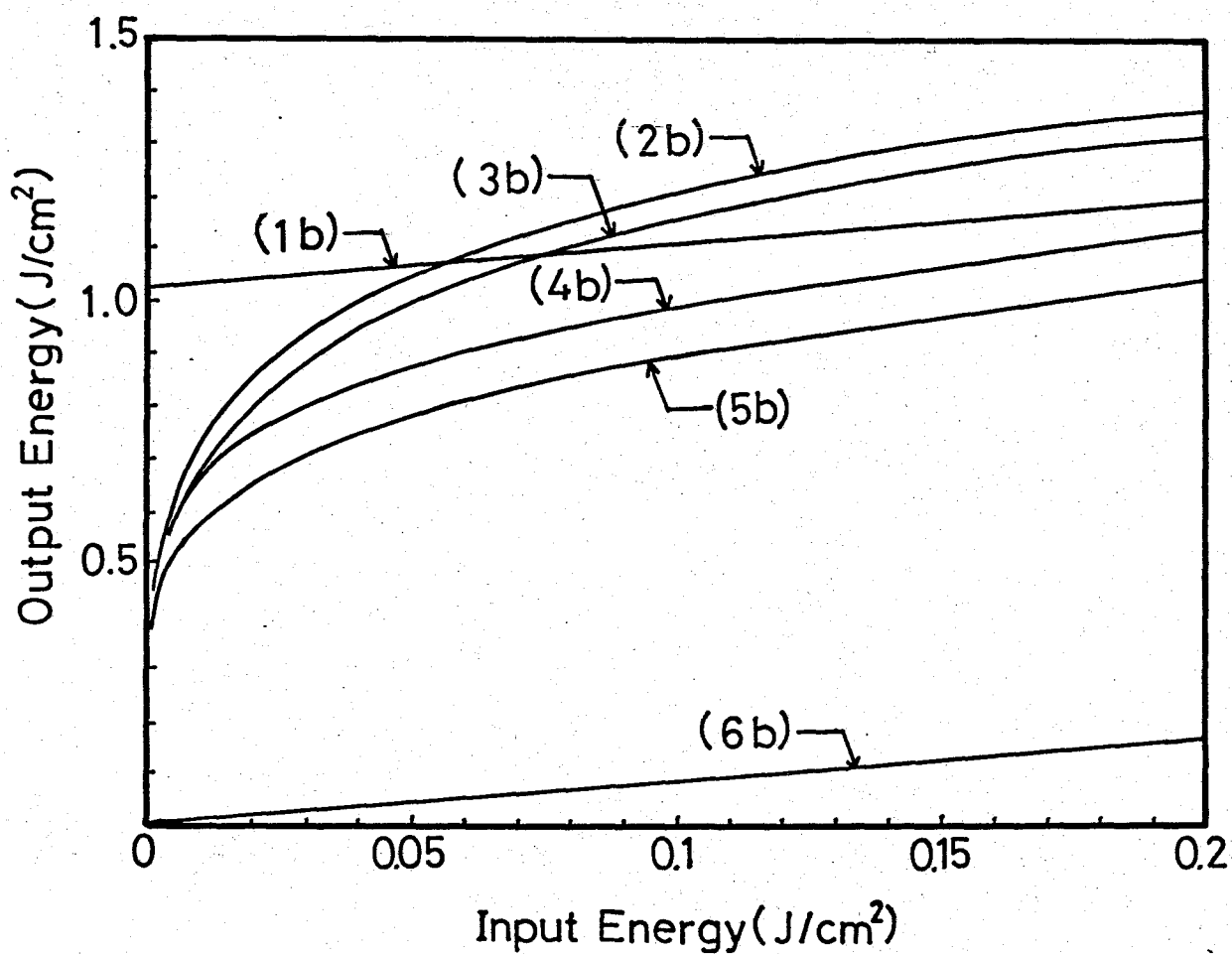
ここで、 ΔN_{12} は準位1と準位2の間の反転分布密度、 E_{23} は10°0準位と02°0準位の間のエネルギー差である。パラメータ a と b は励起条件に依存しており、複数バンドのレーザーエネルギーの取り出し効率も、励起条件に依存していることになる。複数バンド増幅における取り出し可能なエネルギーは、1バンドのそれと比べて4/3倍より小さいことになる。

5-4-2 数値計算結果

Fig. 5-14 (a)(b)に取り出しエネルギーの数値計算結果を示す。このときレーザーガス圧力は1.5気圧、ガス混合比は $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$ である。10.4 μ mバンドP(20)ラインの小信号利得は4%/cmである。回転準位の温度は350Kとした。Fig. 5-14 (a)(b)は、入射レーザーパルス幅がそれぞれ0.7nsと3nsの場合に対応する。直線(1a)と(1b)は10.4 μ mバンドの最大取り出しエネルギーを表わす。曲線(2a)と(2b)は2バンド4本ラインの場合の取り出しエネルギーを示す。すなわち、10.4 μ mバンドP(20), P(16)ラインと、9.4 μ mバンドP(22), P(18)ラインで、9.4 μ mバンドの反転分布密度に対する10.4 μ mバンドの反転分布密度の比率は0.95と仮定した。曲線(3a)と(3b)は(2a), (2b)と同じ回転ラインで、9.4 μ mのバンドの反転分布密度に対する10.4 μ mバンドの反転分布密度の比率が0.87の場合の取り出しエネルギー



(a) Incident laser pulse width is 0.7 ns.



(b) Incident laser pulse width is 3 ns.

Fig.5-14 Computed output laser pulse energy as a function of incident laser pulse energy.

一を示す。(4a)と(4b)は $10.4\mu\text{m}$ バンド4本ラインの場合の
取り出しエネルギーを示す。すなわち、 $10.4\mu\text{m}$ バンドP(20)
P(18), P(16), P(14)ラインである。ここで、各回転ライン
に対する入射レーザーパルスエネルギーは、すべて等しい
値にして計算を行った。(5a)と(5b)は、 $10.4\mu\text{m}$ バンドP(20)
ラインのエネルギー取出しを示している。(6a)と(6b)は、
レーザーパルスが増幅されずに透過するときの特性を示し
ている。これらの結果は、透過率0.92と仮定された2つの
NaCl窓の透過が含まれている。2バンド4本ラインの場合
と、1バンド4本ラインの場合の $K(i)$ の和が等しくなる
ように回転ラインを選んだ。こうすると、1バンドから2
バンドにバンドの数を増やした時のエネルギー取出し効
率の変化が比較しやすくなる。入射レーザーパルスのパル
ス幅が3msのときの方が、パルス幅0.7msのときより2バ
ンドにした効果が大きくなった。回転準位緩和時間は約0.2
msである。入射パルス幅3msのときは、レーザー準位を
個々の回転準位と考えるよりもそれらが強く結合した全体
すなわち一つの振動準位と考えた方が適切な位十分パルス
幅が広い。一方、入射パルス幅0.7msのときは回転準位緩
和時間に比べてパルス幅が十分広いとはいえない。これら
のことは、Fig. 5-14(a)の(2a)と(4b), Fig. 5-14(b)の(2b)と
(4b)を比較すれば明らかである。

取り出しエネルギーの観点から見た複数回転ライン増幅
の効果は、入射レーザーパルスのパルス幅が0.7msの方が
パルス幅3msのときより大きい。パルス幅0.7msのとき、
個々の回転ラインは相対的に孤立しており、回転遷移の数
を増やせば取り出しエネルギーは大きくなる。

$10.4\mu\text{m}$ バンド4本ラインのときの、レーザー増幅器伝播
後の全パルスエネルギーに対する個々の回転ラインのパル
スエネルギーの比率をFig. 5-15に示す。増幅器のパラメー

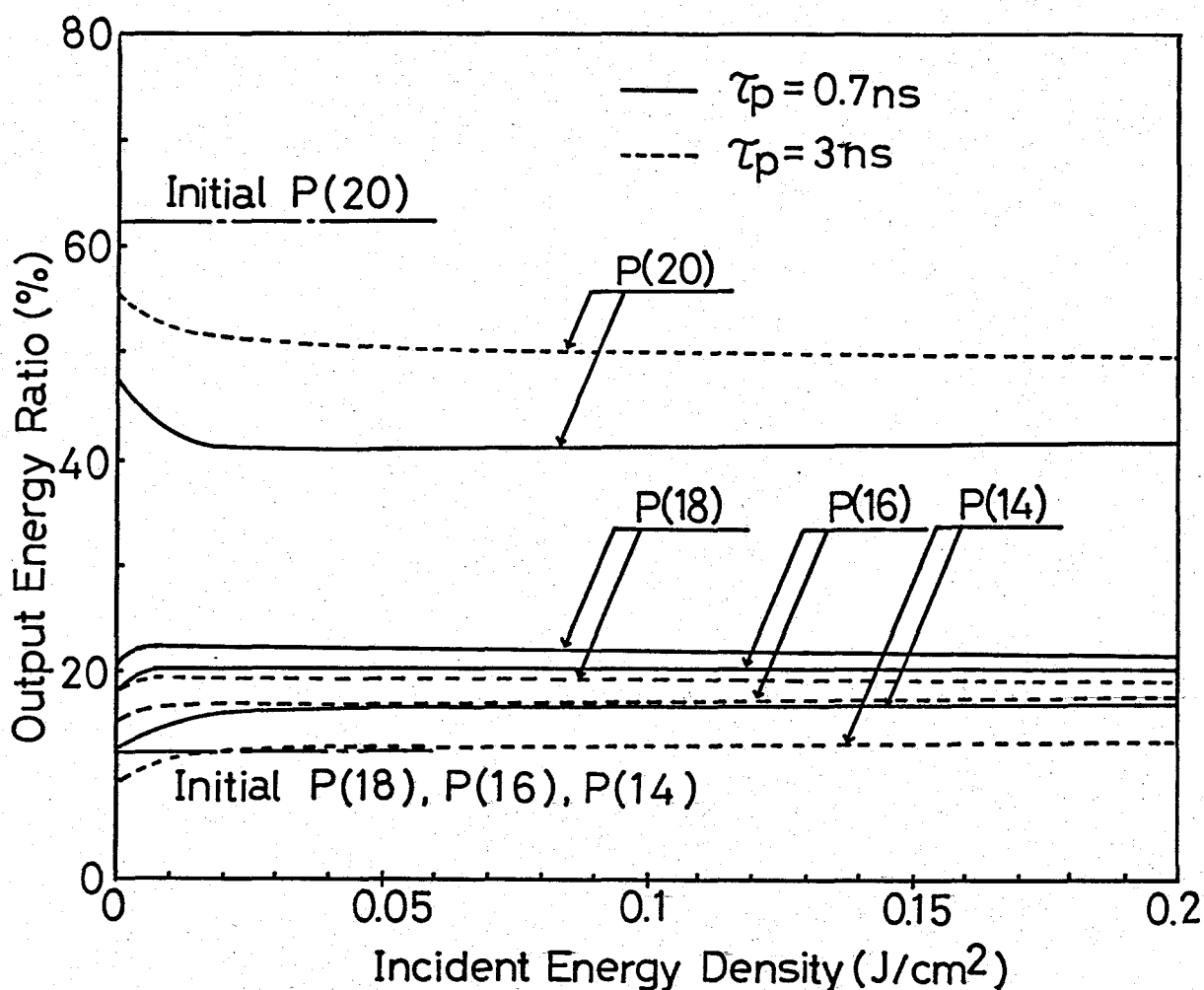


Fig.5-15 The ratio of the pulse energy of the individual rotational line to whole pulse energy after passing through the laser amplifier in the case of 10.4 μ m band four lines.

タはこれまで述べたものと同じである。個々の回転ラインのパルスエネルギーに対する入射レーザーパルスの割合は次のとおりである。P(20)ラインは62.5%, P(18), P(16), P(14)はそれぞれ12.5%である。入射パルス幅0.7nsのとき、個々の回転ラインの出力パルスエネルギーの比率はパルス幅3nsのときと比べて均等化の程度が大きい。パルス幅が0.7nsのときは回転ライン間の結合は弱い。それで実効的な各

回転ラインの飽和エネルギーは小さくなり、孤立した1本の回転ラインの飽和エネルギーに近づく。この効果が入射パルスエネルギーの大きい回転遷移の増幅を抑え、全体として各回転遷移出カエネルギーの全パルスエネルギーに対する比率を均等化していると考えられる。

5-6 結論

高出力、短パルス CO_2 レーザーシステムの構成要素をモデル化した。増幅器はFrantz, Nodvik型のレート方程式モデルを用いた。 SF_6 可飽和吸収体は、測定結果を基礎にした実験的モデルを用いた。これらのモデルを用いて烈光II号システム、3パス増幅システムのパルス伝播特性の計算機シミュレーションを行った。パルスエネルギー、パルスの立ち上がり時間、そしてパルス幅(FWHM)について実験結果と計算結果が比較対比された。出力パルス波形は入射パルス波形に敏感に依存するが、出力エネルギーは入射パルス波形には、ほとんど影響を受けないことが明らかになった。また、小さい入射パルスエネルギーの範囲では、 SF_6 可飽和吸収体の非線形吸収特性によりパルスのピーク値が実効的に遅れる。一方、大きい入射パルスエネルギーの範囲では、 CO_2 レーザーの非線形増幅特性により、パルスのピーク値が実効的に進む。パルスの進み、遅れが生じないレーザー光強度は非線形吸収と非線形増幅の効果が相互に打ちけしあうところであり、システム設計上重要な意味をもつ。レーザーパルスピーク値の遅れ進みの効果が多ビームターゲット照射実験に与える影響を定量的に検討した¹²⁾。

複数回転ラインスペクトル増幅コードを開発し数値計算を行った。次に述べる3点について考察した。第1に1バンドと2バンドの場合の取り出しエネルギーの比較、第2に回転ラインの数により、取り出しエネルギーがどの様に変化するかということ、第3にレーザー増幅器伝播後、全

パルスエネルギーに対する個々の回転ラインのパルスエネルギーの比率が、どの様に变化するかということである。結果は、取り出しエネルギー向上に寄与する主要な効果はパルス幅 0.7 ns 程度では回転ラインの本数を増すことであり、パルス幅 3 ns 程度では、2バンドにすることである。また個々の回転ラインエネルギーの全パルスエネルギーに対する比率は、レーザーパルス幅が短くなるに従い均等化される度合が強くなることわかった¹³⁾。

数値計算と実験値の詳細な比較、検討は今後に残された課題である。

第5章の参考文献

- 1) G.T. Schappert; *Appl. Phys. Lett.* 23, 319 (1973)
- 2) J.C. Goldstein and F.A. Hopf; *Opt. Commun.*, 11, 118 (1974)
- 3) B.J. Feldman; *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 1070 (1973)
- 4) B.B. McFarland; *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 731 (1973)
- 5) B.J. Feldman; *Opt. Commun.*, 14, 13 (1975)
- 6) L.M. Frantz and J.S. Nodvik; *J. Appl. Phys.*, 34, 2346 (1963)
- 7) A. Zembrod and Th. Gruhl; *Phys. Rev. Lett.*, 27, 281 (1971)
- 8) J.D. Macomber; *J. Appl. Phys.*, 38, 3525 (1967)
- 9) A. Penzkofer; *Opto-electronics*, 6, 87 (1974)
- 10) A. Yariv 著, 夕田邦雄, 神谷武志 訳; *光エレクトロニクスの基礎*
丸善 (1974) p. 100
- 11) E.E. Stark, Jr.; *Appl. Phys. Lett.*, 23, 335 (1973)
- 12) H. Daido, J. Okehara, S. Ido, M. Matoba, S. Nakai, and C. Yamanaka;
Jpn. J. Appl. Phys., 19, 1487 (1980)
- 13) H. Daido, J. Okehara, S. Ido, M. Matoba, S. Nakai, and C. Yamanaka;
Technol. Repts. Osaka Univ., 30, 45 (1980)

第6章 核融合用CO₂レーザーシステムの最適設計に関する研究

6-1 緒言

本章では、増幅効率に着目したCO₂レーザーシステムの最適設計について述べる。

核融合研究用CO₂レーザーの短パルス増幅効率を向上するため、次の3種類の方法が提案されている。¹⁾

第1の方法は、最も効率が改善されると考えられるマルチパス法である。この方法は、同一レーザー媒質中に何度も短パルスレーザー光を入射しCO₂のみならずN₂振動準位に蓄積されたエネルギーをも取り出そうとするものである。第3節に述べるように総合効率10%以上が期待できる。

第2の方法は、レーザー媒質圧力を高くすることである。第3章3節で述べたように、レーザーガス圧力が大気圧程度では圧力増加に比例して利得スペクトル幅が広がり、反転分布密度が増加しているにもかかわらず小信号利得はほぼ一定に保たれる。これから誘導放出断面積 σ はレーザー媒質圧力が高くなるのに反比例して低下していることがわかる。増幅媒質の飽和エネルギー束 E_s は、 $h\nu$ をプランク定数、 ν をレーザー光周波数とすれば $E_s = h\nu / (2\sigma k(T))$ と表わされるので圧力増加に伴って E_s が増加することになる。ここで $k(T)$ は振動準位中の J 番目の回転準位分布密度のしめる割合である。レーザー媒質単位体積あたり取り出せるレーザーエネルギーの上限は $E_s \rho_0$ と表わせる。ここで ρ_0 は小信号利得である。また回転緩和時間 τ_r は圧力増加に反比例して小さくなり、回転緩和の効果が十分発揮されることになる。このような機構により、レーザーガス圧力上昇に伴って短パルス増幅効率が向上する。ただしレーザーガスの光パルスによる破壊レーザー光強度は、ガス圧力増加に

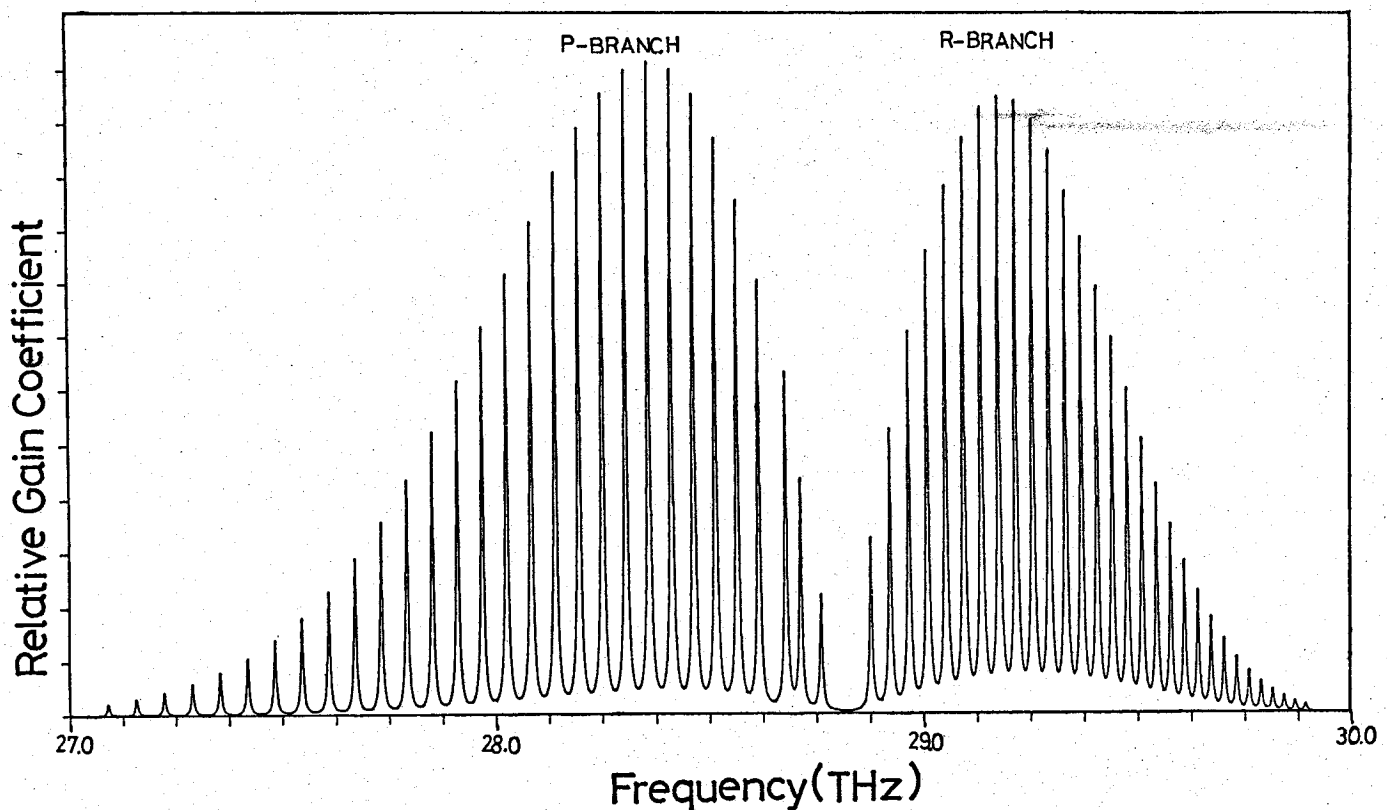


Fig.6-1 Computed small signal gain spectrum of CO_2 laser $10.6\mu\text{m}$ band. The gas pressure is 1.5atm and the inversion ratio is assumed to be 4.

伴って低下する。このためガス圧力の上限は3気圧程度で制限されている。

第3の方法は、第5章4節で述べた $10.4\mu\text{m}$ バンドと $9.4\mu\text{m}$ バンドにわたり複数回転遷移スペクトルを有する光パルスが発生し、増幅する方法である。計算により求めた $10.4\mu\text{m}$ バンドの小信号利得スペクトルを Fig. 6-1 に示す。ガス圧力は1.5気圧、回転温度は350 K、レーザー上準位と下準位の反転分布密度比は4とした。図に示された回転ラインのうち複数本を同時に増幅し、実効的に回転緩和時間を減少させ増幅効率を高めるのである。また2バンドにわたるスペクトルを有するパルスの場合は、1バンドのそれと比べて増幅効率が約 $4/3$ 倍になることが期待される。

これら短パルス増幅効率の改善法のうち、第2、第3は

CO₂ 分子の振動準位中に蓄積されたエネルギーのうち、レーザー上準位の各回転準位に蓄えられたエネルギーを有効に取り出そうとするもので、シングルパス増幅での効率改善に有効である。CO₂ 分子のみならず N₂ 分子の振動エネルギーをも有効に利用するためには第1のマルチパス増幅を用いることになる。

本章第2節では、開発のほぼ終了した8ビーム10kJシステムである烈光VIII号システムの計算機シミュレーション結果について述べる。このシステムは現在稼働中のCO₂ レーザーの中では、米国ロスアラモス研究所のヘリオスと並び世界最大級のものである。第5章で述べたシミュレーション手法を用い最終増幅器出口のレーザーパルスエネルギー、パルス幅(FWHM)、パルス立ち上がり時間(10% - 90%)、S/N比を求めた。また増幅器のエネルギー取り出し効率も求めた。

本章第3節では、実用核融合炉を展望しうる1MJレーザーの1モジュールであるマルチパス増幅法を用いた高効率(総合効率>10%) CO₂ レーザーシステム増幅特性の計算結果について述べる。

本章第4節では、得られた結果をまとめ本章の総括を行う。

6-2 烈光VIII号CO₂ レーザーシステム

烈光VIII号システムの構成図をFig. 6-2に示す。最終増幅器の写真をFig. 6-3に示す。電子ビーム制御放電双頭型増幅器である。写真の中のレーザー窓のうち最大のものの口径は27 cmである。

発振器で得られた滑らかなゲインQスイッチパルスを電気光学シャッターで任意のパルス幅の短パルスレーザー光に整形する。このパルスをTEA前置増幅器、双頭型電子ビーム制御前置増幅器に導き、最終増幅器をドライブする

に十分なまで増幅する。最終増幅器は同一レーザーチャン
バー内に3回レーザー光を通すことによりシステムの簡単

STAGING OF LEKKO VIII

OSAKA UNIVERSITY

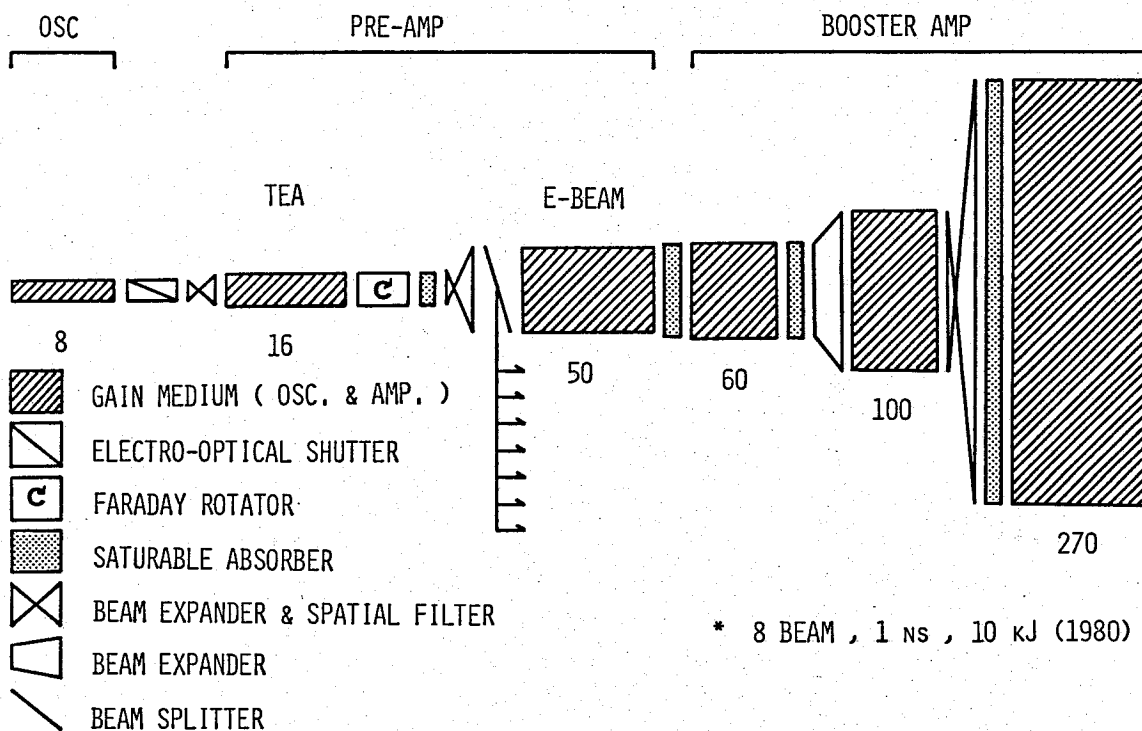


Fig.6-2 Schematic diagram of the Lekko VIII system.

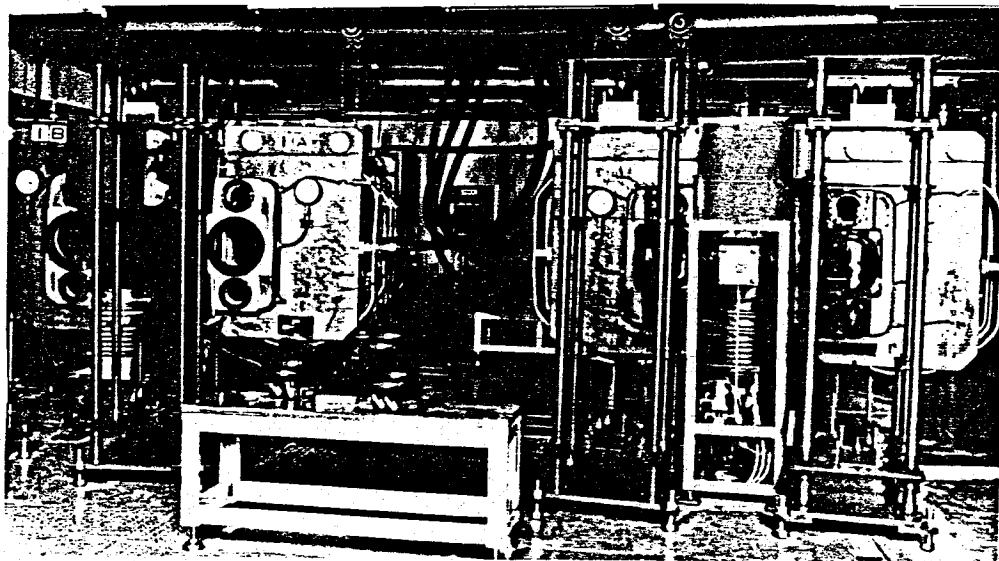


Fig.6-3 Photograph of the final amplifier of Lekko VIII system.

化と効率向上を計った3パス増幅器になっている。図中増

幅器の下の
数字はレー
ザーパルス
の口径(mm
)である。

レーザ
システム中
の各増幅器
、各可飽和
吸収体の入
口、出口の
パルス増幅
特性、S/N
比を Fig.6-4
に示す。

1本の回転
ラインスペ
クトルを有
するパルス
の場合、出
力エネルギー
1mJが
期待でき、
2バンドで
4本の回転
ラインスペ
クトルを有
するパルス
の場合、出力

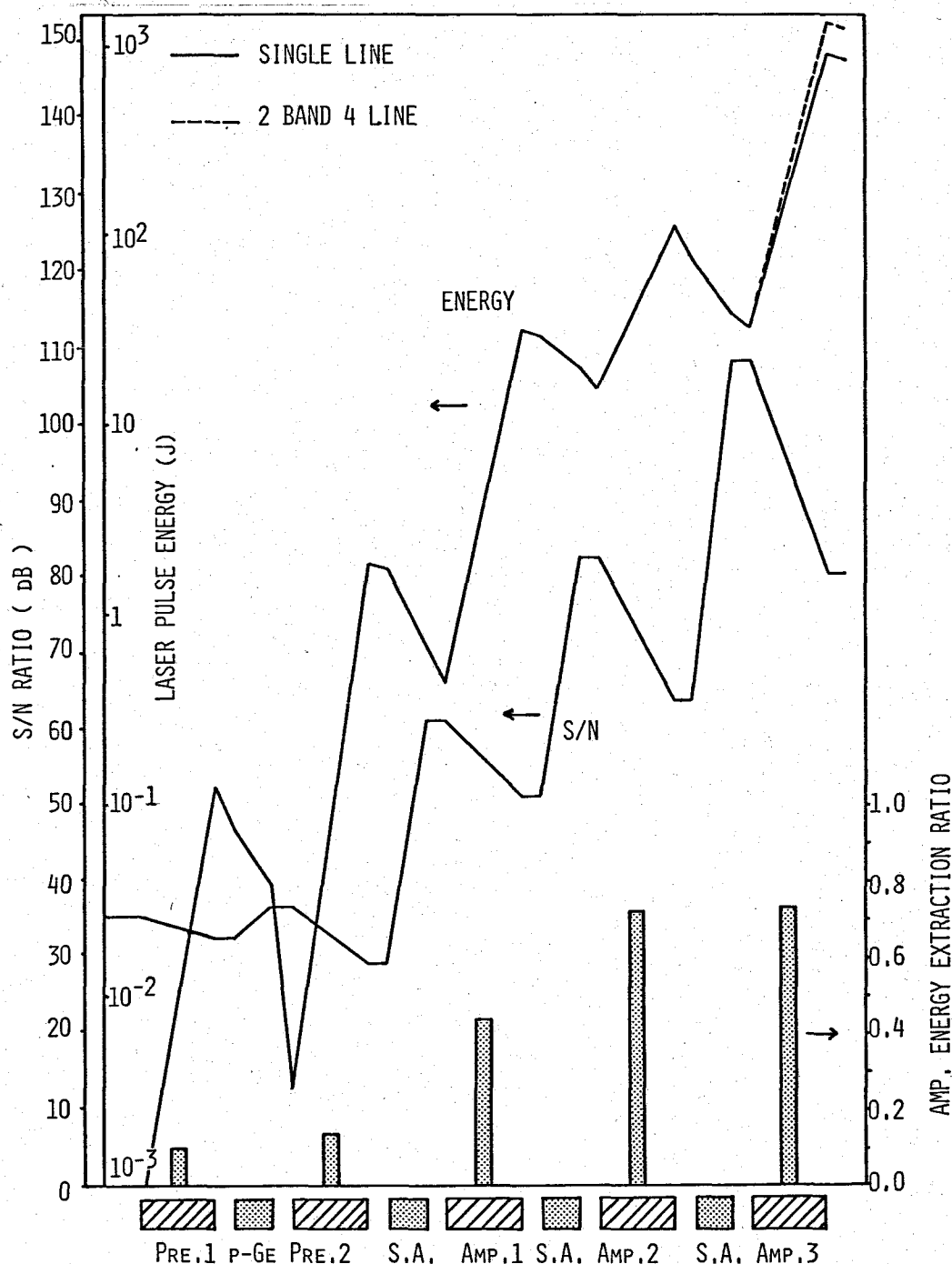


Fig.6-4 Computed laser pulse energy, S/N ratio and the energy extraction ratio of the amplifiers as a function of the position of the Lekko VIII system.

エネルギー 1.25 kJ が期待できる。また S/N 比は最終増幅器出口で約 80 dB になった。S/N 比の計算では、電気光学シャッター出口での値が約 35 dB とし、それ以降ノイズ成分は増幅器、吸収体で小信号増幅、吸収されていくとした。シミュレーションコードで得られた主パルスのピークレーザ光強度をノイズ成分の光強度で割り S/N 比とした。ペレット爆縮実験に十分な S/N 比が得られている。1 本の回転ラインスペクトルを有するパルスに対する各増幅器のエネルギー取り出し効率を棒グラフで示す。最終増幅器のレーザーエネルギー取り出し効率が 72% 程度で前段の増幅器ほど取り出し効率が低い。CO₂ レーザーは飽和増幅器であるから、システム全体の効率は媒質容量が最大の最終増幅器の効率で決まってしまう。この点を考慮すると、ほぼ理想的なシステム構成になっていることがわかる。Fig.6-5 にレーザーパルスがシステム中を伝播す

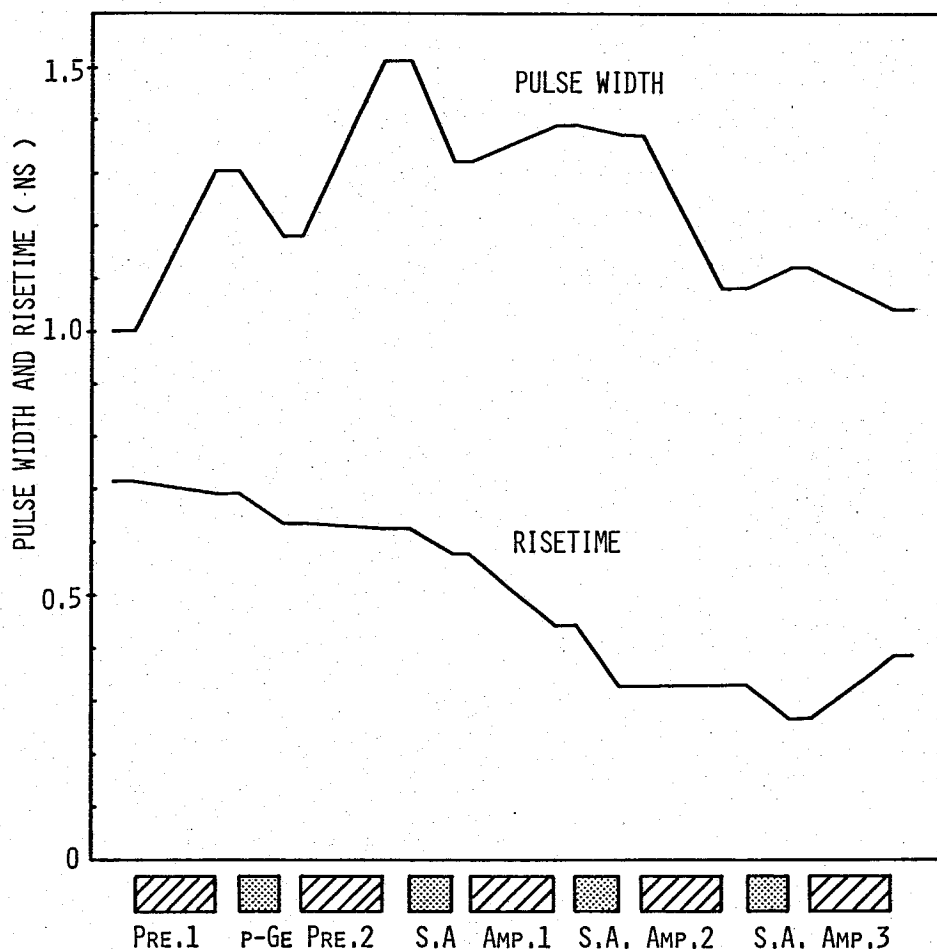


Fig.6-5 Computed waveform variation as a function of the position of the Lekko VIII system.

ることにより生ずるパルス変形のシミュレーション結果を示す。横軸は Fig. 6-4 と同じである。パルス立ち上がり時間は増幅器、可飽和吸収体を通過するごとに短くなっている。電気光学シャッター出口におけるレーザーパルスのパルス幅 1 ns 、立ち上がり時間 0.72 ns 、ガウス型とすると、最終増幅器出口でパルス幅は約 1 ns 、立ち上がり時間は 0.4 ns になり波形の急峻化がおこる。

なお、計算に用いた小信号利得係数は、前置増幅器 1 が $3.5\%/cm$ 、前置増幅器 2 が $4\%/cm$ 、主増幅器 1, 2, 3 が $5\%/cm$ である。主増幅段のレーザーガスは励起効率の良い混合比 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 4 : 1$ 、2 気圧が用いられている²⁾。また寄生発振防止のため、可飽和吸収体とレーザー増幅器との任意の組合わせにより構成されるレーザー光路中において、小信号利得係数から小信号吸収係数を差し引いた値（正味の利得係数）が 10 を越えないように可飽和吸収体が増幅段間に配置されている。

この烈光 VIII システムの全電気入力エネルギーに対するレーザー出力エネルギー（総合効率）は 1.2% である。理想的に CO_2 レーザー上準位に蓄積されるエネルギーの放電入力エネルギーに対する割合が 4% 程度であるから²⁾、体積利用効率、電源効率、電子銃に消費されるエネルギー等種々の効率を考えれば、この値はシングルパス増幅システムとしてはかなり高い値であり、マルチパス増幅により 10% 以上の効率実現の見通しが得られるものである。

6-3 マルチパス増幅 100 kJ レーザーシステム

緒言で述べたように短パルス CO_2 レーザー増幅効率の根本的向上は、同一レーザー媒質中に何度もレーザーパルスを入射し CO_2 分子、 N_2 分子の振動準位に蓄積されたエネルギーを有効に取り出す必要がある。

シングルパス増幅の場合、最大取り出しエネルギー密度

E_{ext}^S はレーザー上準位に蓄積された値の半分、すなわち

$$E_{\text{ext}}^S = E_s g_0$$

で与えられる。一方マルチパス法による最大取り出しエネルギー密度 E_{ext}^m は、 N_2 分子の振動準位に蓄積されたエネルギーに加えてレーザー下準位の分布の緩和により、おおまかに次のように与えられる。

$$E_{\text{ext}}^m = 4 E_s g_0$$

CO_2 分子、 N_2 分子の振動準位のエネルギーダイアグラムを Fig. 6-6 に示す。またこの図に対応する CO_2 分子と N_2 分子の振動準位間の緩和時間を Table 6-1 に示す。振動準位の緩和を有効に用いて蓄積エネルギーの取り出しを行うためには、それぞれの緩和時

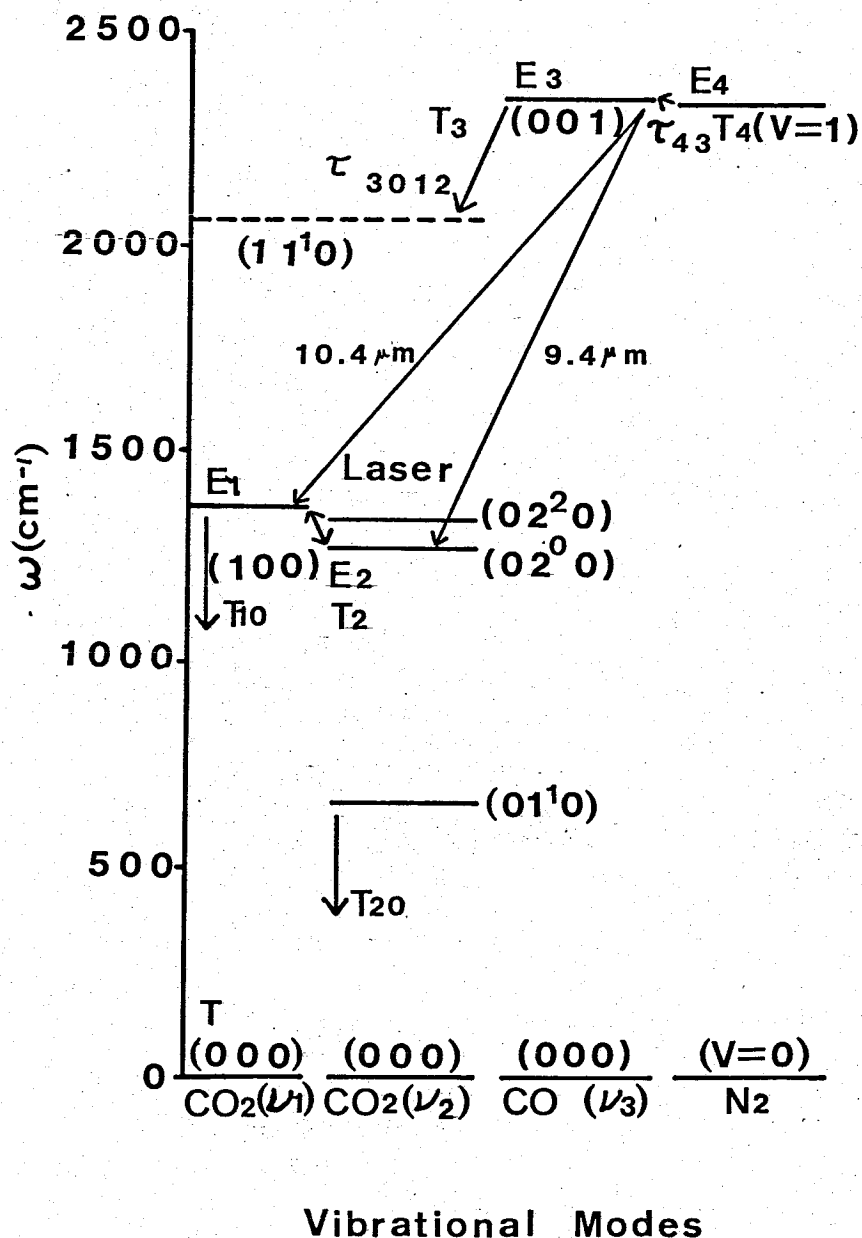


Fig.6-6 Schematic diagram of the CO_2 , N_2 vibrational levels.

TABLE 6-1 RELAXATION TIME OF THE CO₂ VIBRATIONAL LEVELS

CO ₂ :N ₂ :He	T ₁₀	T ₂₀	T ₁₂	T ₃₀₁₂	T ₄₃
1:0:0	39.0μs/ATM	8.66μs/ATM	4.50ns/ATM	8.96μs/ATM	—
4:1:0	46.6μs/ATM	10.4μs/ATM	5.10ns/ATM	9.53μs/ATM	85.8ns/ATM
1:1:3	3.00μs/ATM	0.666μs/ATM	14.1ns/ATM	18.1μs/ATM	0.346μs/ATM
1:1:8	2.30μs/ATM	0.511μs/ATM	24.6ns/ATM	24.3μs/ATM	0.690μs/ATM

間程度の入射レーザーパルス間隔を採用する必要がある。

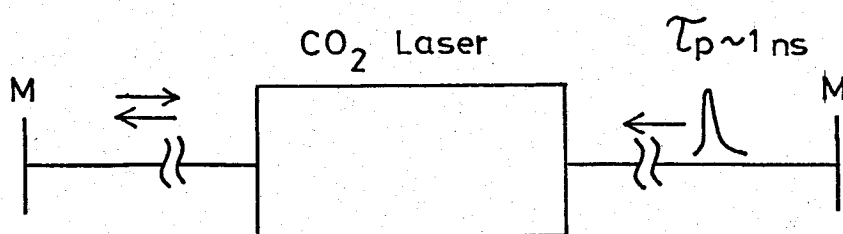


Fig.6-7 Schematic diagram of the multi-pass amplification system.

最初に利得回復過程を簡単化されたレート方程式で

記述したときのマルチパス増幅特性の計算について述べる。レーザーガスはHeを多く含む場合に限定する。計算に用いたモデル図をFig. 6-7に示す。採用した仮定は次のとおりである。短パルスレーザー光のレーザー媒質中の伝播を記述する式は、Schappertの式を用いた³⁾。それを次式に示す。

$$E_o = E_s \ln[1 + \exp(\eta_o L) \{ \exp(E_i/E_s) - 1 \}] \quad (6-1)$$

ここで E_s は飽和エネルギー束, E_i , E_o はそれぞれレーザー入射エネルギー, 出力エネルギー, η_o はレーザー媒質の小信号利得係数, L は増幅器長である。

レーザー光が媒質中に無いときは、振動準位間の緩和により利得の回復がおこるか、これを記述する式は次のように簡単化して表わした。レーザー上準位の緩和はN₂との間でのみおこると仮定した。Heを多く含むレーザーガス中ではレーザー上準位とCO₂分子の他の振動準位の間での緩和が10

μs 以上になり、それ以外の緩和時間に比べて十分長い。Heを多く含むレーザーガスの小信号利得波形を Fig. 6-8 に示す。またマルチパスによりエネルギーを取り出せる時間はレーザーパルスの往復光路長の制約もありせいぜい $1\text{ }\mu\text{s}$ 程度である。これから仮定は妥当であると言える。

$$\frac{dN_2}{dt} = P_{12}N_1 - \frac{1}{\tau_{23}}(N_2 - N_2^0) - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{32}}(N_3 - N_3^0) \quad (6-2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = P_{53}N_5 + \frac{1}{\tau_{23}}(N_2 - N_2^0) - \frac{1}{\tau_{32}}(N_3 - N_3^0) \quad (6-3)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = P_{54}N_5 - \frac{1}{\tau_{45}}(N_4 - N_4^0) \quad (6-4)$$

ここで N は振動準位の分布密度， τ は振動準位間の緩和時間である。また N^0 は熱平衡状態における分布密度である。 P はポンピング定数である。添字の数字は Fig. 6-9 に示

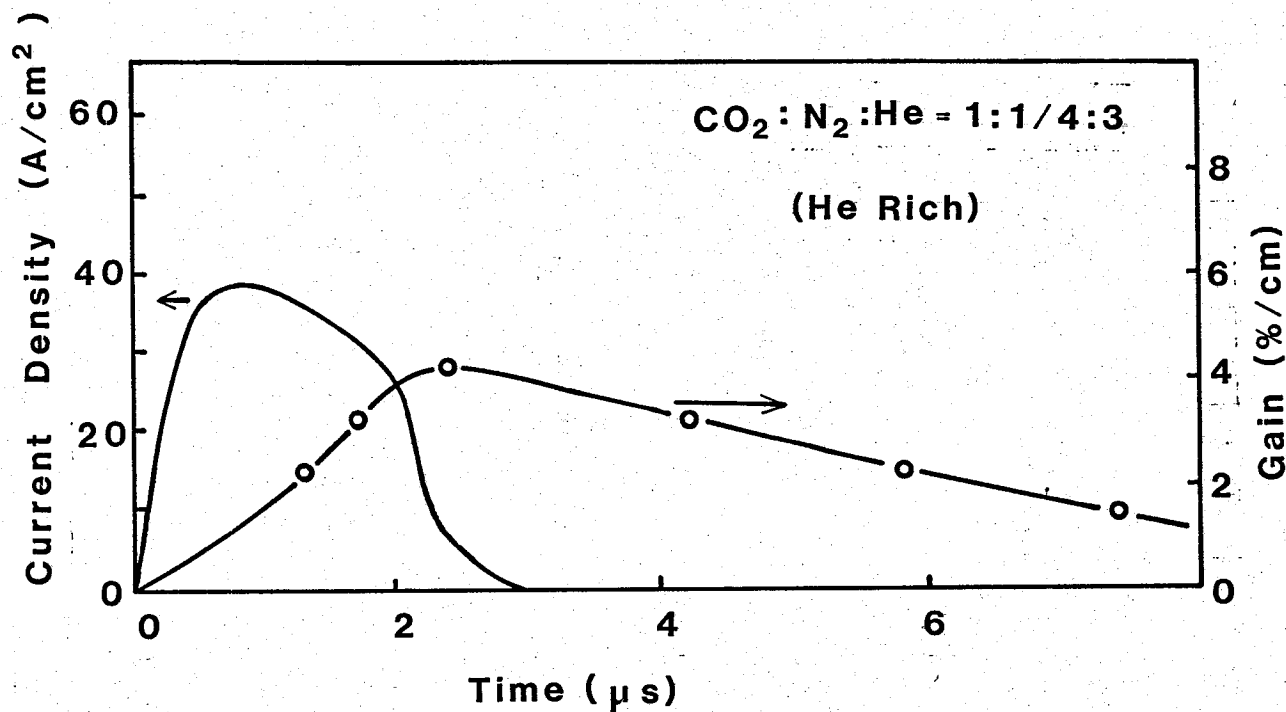


Fig.6-8 Gain history of the CO_2 laser. Laser gas pressure is 1.5atm and $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1/4:3$.

す振動準位に対応する。ここで解析を簡単にするためレーザー励起終了後のマルチパス増幅特性について計算する。 P はすべて無視できる。また N_2 分圧と CO_2 分圧が等しいとして、 CO_2 (00^01) 準位と N_2 ($V=1$) 準位間のエネルギー差が 18cm^{-1} と小さいので無視し $N_2^0 = N_3^0$ と置く。 $N_4^0 = 0$ と置く。こうすると各準位の分布密度の時間変化が解析的に求まる。それを次に示す。

$$N_2(t) = \frac{-N_3^i + N_2^i}{2} \exp\left(\frac{-2}{\tau_{23}} t\right) + \frac{N_2^i + N_3^i}{2} \quad (6-5)$$

$$N_3(t) = \frac{-N_2^i + N_3^i}{2} \exp\left(-\frac{2}{\tau_{23}} t\right) + \frac{N_2^i + N_3^i}{2} \quad (6-6)$$

$$N_4(t) = N_4^i \exp\left(-\frac{t}{\tau_{43}}\right) \quad (6-7)$$

ここで添字 i は初期値を表わしている。初期反転分布比を R 、初期小信号利得を g_0 とすればそれぞれ次のように与えられる。

$$R = N_3^i / N_4^i \quad (6-8)$$

$$g_0 = (N_3^i - N_4^i) \sigma_k(\nu) \quad (6-9)$$

計算手順は次のとおりである。 g_0 と R の初期値を決める。短パルスレーザー光の増幅過程を(6-1)

式で計算する。短パルス増幅時には振動準位間の緩和は無視する。
 η を次のように定義する。

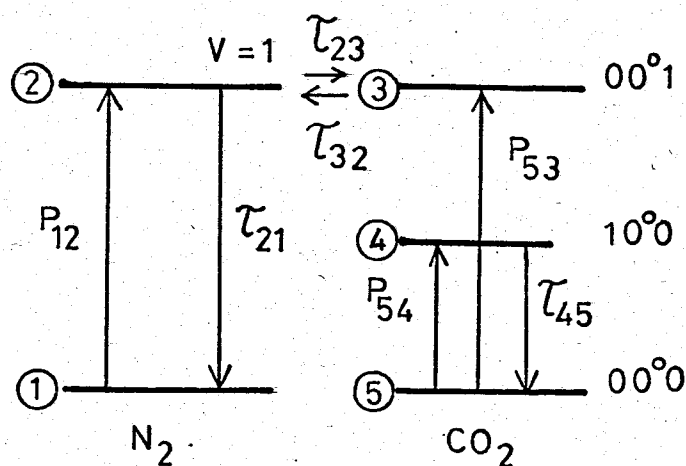


Fig.6-9 Simplified energy level diagram of CO_2 and N_2 .

$$\eta = \frac{E_0 - E_{in}}{E_s g_0 L}$$

こうすると CO_2 レーザ上準位の短パルスが入射する直前の分布密度を N_3^0 , 短パルス伝播直後のそれを N_3^n とし, 同様に下準位の分布密度を N_4^0 , N_4^n として次式が得られる。

$$N_3^0 + N_4^0 = N_3^n + N_4^n$$

$$(1-\eta)(N_3^0 - N_4^0) = N_3^n - N_4^n$$

また

$$N_2^0 = N_2^n$$

これから、新しい振動準位の分布密度が求まる。

これらの値を初期値にして振動準位分布密度の時間変化を求め、入射レーザーパルスの時間間隔に対応する利得の回復過程を計算する。以下必要な回数だけこの計算を繰返すことによりマルチパス増幅特性が計算できる。

計算結果を Fig. 6-10 に示す。横軸にレーザー増幅器中の短パルスの通過回数を表わし、縦軸に増幅パルスエネルギーを示す。また小信号利得の回復過程も合わせて示す。実線はパルスの間隔が 50 ns のときに対応し、破線はパルスの間隔が 100 ns のときに対応する。レーザーガスは $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:4$ であり 2 気圧である。パルス間隔 50 ns のとき短パルスレーザー光を 19 回同一レーザー媒質に入射すると総合効率 10% が得られた。小信号利得 3 %/cm を得るためには、主放電入力エネルギーが 100 J / l. atm 必要であることが実験により得られている。²⁾ この値を効率の見積りに用いた。

次に利得回復過程に 5 温度モデル⁴⁾ を用いて計算を行った。短パルス伝播時の取り扱い は 前述した式を用いた。5 温度モデルの式は次のように表わせる。

$$\frac{dE_1}{dt} = N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^e}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + h\nu_1 \Delta N W I_\nu \quad (6-10)$$

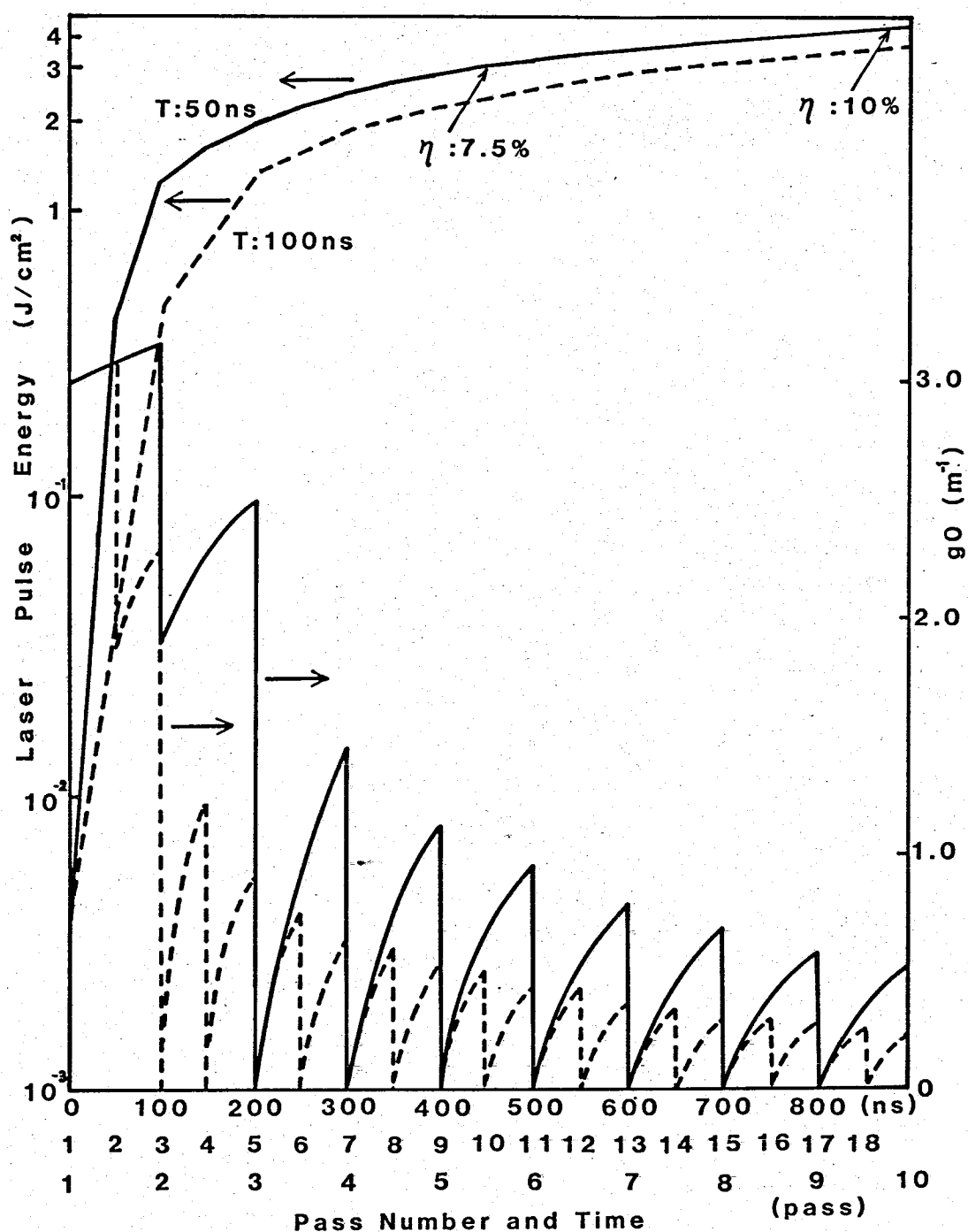


Fig.6-10 Multi-pass amplification property and gain recovery process. The solid lines and the broken lines correspond the pulse to pulse time interval of 50ns and 100ns respectively.

$$\frac{dE_2}{dt} = Ne(t) N_{CO_2} h\nu_2 X_2 - \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \quad (6-11)$$

$$\frac{dE_3}{dt} = Ne(t) N_{CO_2} h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}} - h\nu_3 \Delta NWI_\nu \quad (6-12)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = Ne(t) N_{N_2} h\nu_4 X_4 - \frac{E_4 - E_4^e}{\tau_{43}(T)} \quad (6-13)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_p} \left\{ \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left(1 - \frac{h\nu_2}{h\nu_3} - \frac{h\nu_4}{h\nu_3} \right) \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \right\} \quad (6-14)$$

$$C_p = \left(\frac{5}{2} N_{N_2} + \frac{5}{2} N_{CO_2} + \frac{3}{2} N_{He} \right) k \quad (6-15)$$

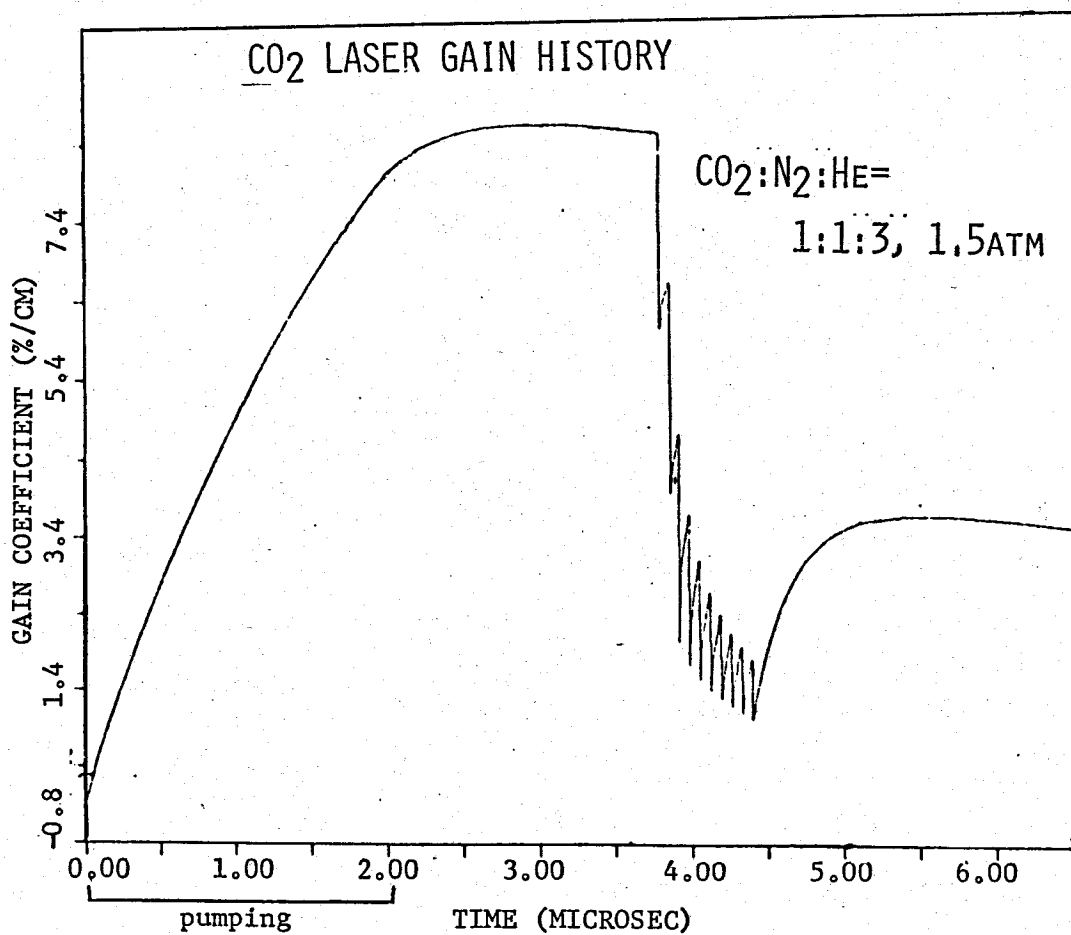


Fig.6-11 Gain recovery process of multi-pass using 5 temperature kinetic equations.

添字 1, 2, 3 はそれぞれ CO_2 分子の振動モード ν_1, ν_2, ν_3 に対応している。また添字 4 は N_2 の振動モードに対応している。また (6-14) 式はガス並進温度の時間変化を記述する方程式である。各振動モードエネルギーの熱平衡値、各緩和時間は (6-14) 式と結合して計算されている。(6-10) 式と (6-12) 式の右辺の最後の項は誘導放出を表わしている。この項が短パルス増幅における分子の振動エネルギーから光子エネルギーへの変換を表わしている。レーザーガス混合比 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3$, ガス圧力 1.5 気圧のときのマルチパス増幅に伴う利得回復過程の一例を Fig. 6-11 に示す。このモデルを用いた各ガス圧、ガス混合比に対する計算、その実験結果との比較検討は今後に残された課題である。

6-4 結論

シングルパス増幅システムである烈光 VIII 号のシミュレーションを行いシステム設計手法を開発した。各増幅段のエネルギー取り出し効率の評価からシステム配置の最適化に関する検討を行った。寄生発振を抑制し高 S/N 比を保ったシステム配置で単一回転ラインスペクトルを有するパルスで 1 ビームあたり 1 kJ, 複数回転ラインパルスで 1 ビームあたり 1.25 kJ, 8 ビームで 10 kJ の出力エネルギーが達成できることを示した。

次に核融合炉用レーザーシステムを急頭に置いてマルチパス増幅システムの解析を行った。He を大量に含むレーザーガスするとき、同一増幅媒質に対しレーザー光を 19 回通過させることにより効率 10% が得られることを示した。これにより核融合炉実用レーザーとしての CO_2 レーザーの可能性が明らかにされた。

第6章の参考文献

- 1) B.J. Feldman ; IEEE J. Quantum Electron., QE-9, 1070 (1973)
- 2) K. Okamura ; H. Fujita , M. Matoba, S. Nakai, and C. Yamanaka ;
Technol. Repts. of the Osaka Univ., 29, 449 (1979)
- 3) G.T. Schappert ; Appl. Phys. Lett., 123 , 319 (1973)
- 4) A.R. Davies, K. Smith, and R.M. Thomson ;
Computer Physics Communication, 10 , 117 (1975)

第7章 レーザー光照射ふき出しプラズマの運動量測定

7-1 緒言

CO₂ レーザー光は波長 10 μ m と長く、低いプラズマの臨界密度を有し、ペレットターゲットの高密度圧縮には種々の問題が伴うことが予想される。その一つに多量の高速電子の発生が上げられる。これまで高速電子の発生、伝播等が詳しく調べられてきた¹⁾。CO₂ レーザーを用いたペレットターゲットの高密度圧縮には、この高速電子をうまく利用するようにターゲット構造の最適化を行う必要がある。このため、種々の構造のターゲットに対する長波長レーザー光による照射を行い、ふき出しプラズマの反作用によるパルス超高圧発生メカニズムを解明し、ターゲット構造の最適化を行う目的でターゲット加速実験を行った。

7-2 実験装置

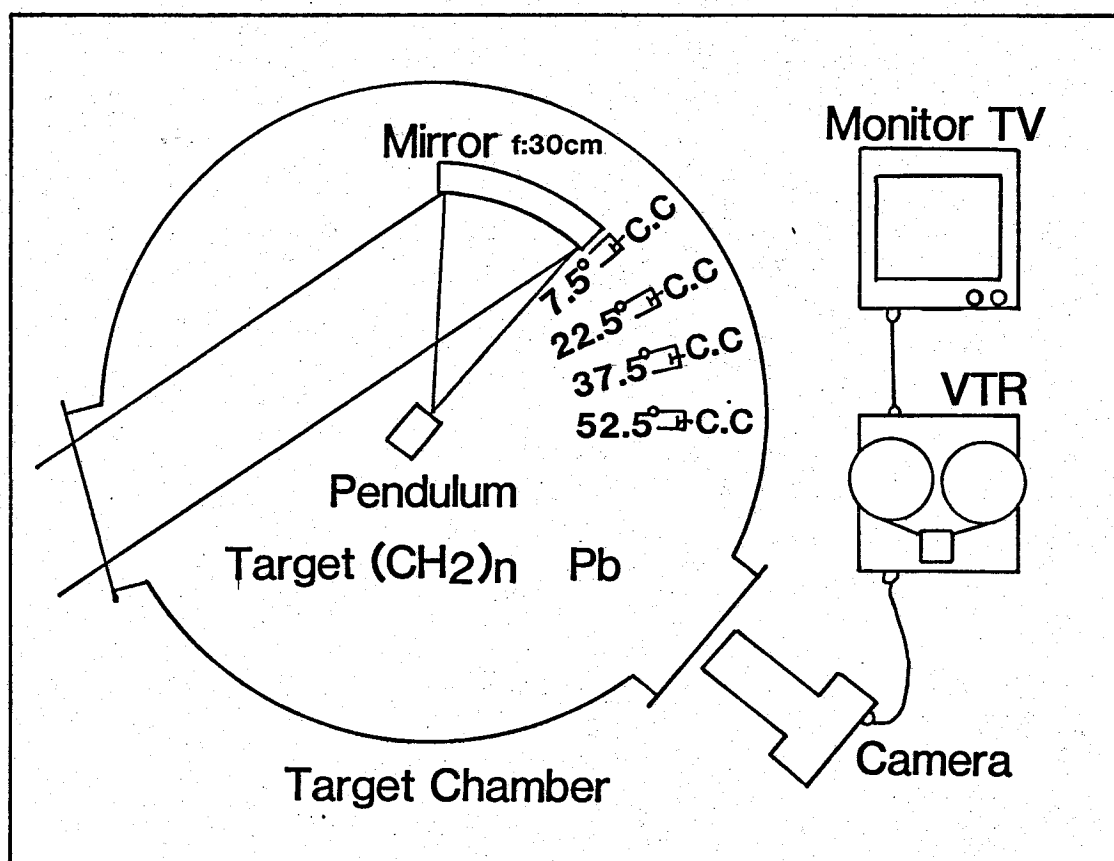


Fig.7-1 Schematic diagram of the observation system of the ablation pressure in the target chamber of the Lekko II.

照射に用いたレーザーはCO₂レーザー烈光Ⅱ号である。2ビームのうち1ビームのみ照射実験に用いた。レーザーパルス幅1ns, レーザー出力エネルギー10J~100Jである。ターゲットチャンバー内の測定装置の配置等をFig.7-1に示す。集光系として、直径35cm, 焦点距離30cmの放物面鏡を用いた。ターゲットチャンバー内につり下げられた振り子をターゲットとしてレーザー光を照射し、その振れの大きさからふき出しプラズマの運動量を求め、ふき出し圧力を算出した。振り子の振れはTVカメラとVTRを用いてモニターした。カメラはターゲットの振れる面に対して垂直方向に配置した。ターゲットの質量は1gr, 振り子の長さは100cm(周期は2秒)とした。同時に、チャージコレクター(c.c.)をターゲット前面に4個配置し、ふき出しイオンの速度成分、角度分布を測定した。

振り子ターゲットの構造をFig. 7-2に示す。Brassの大きさは2.5×4.5×9.0mm, Pbは2.5×4.5×0.5mm, (CH₂)_nは2.5×4.5×0.5mmである。ターゲットをつり下げる系は材質がテグスで太さ200μmの極細のものを用いた。系の質量は7.2mg/mである。

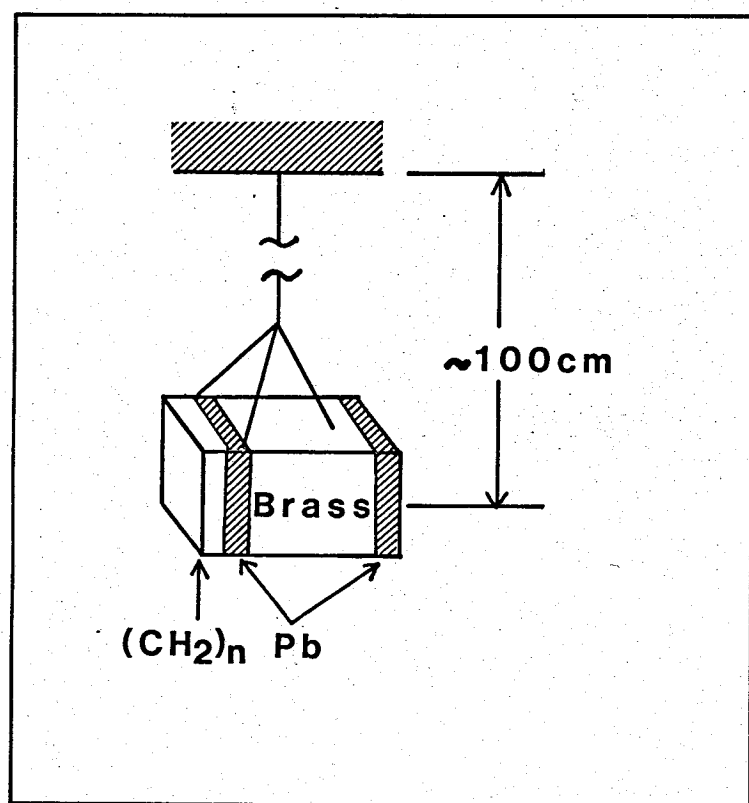


Fig.7-2 Schematic diagram of the target pendulum.

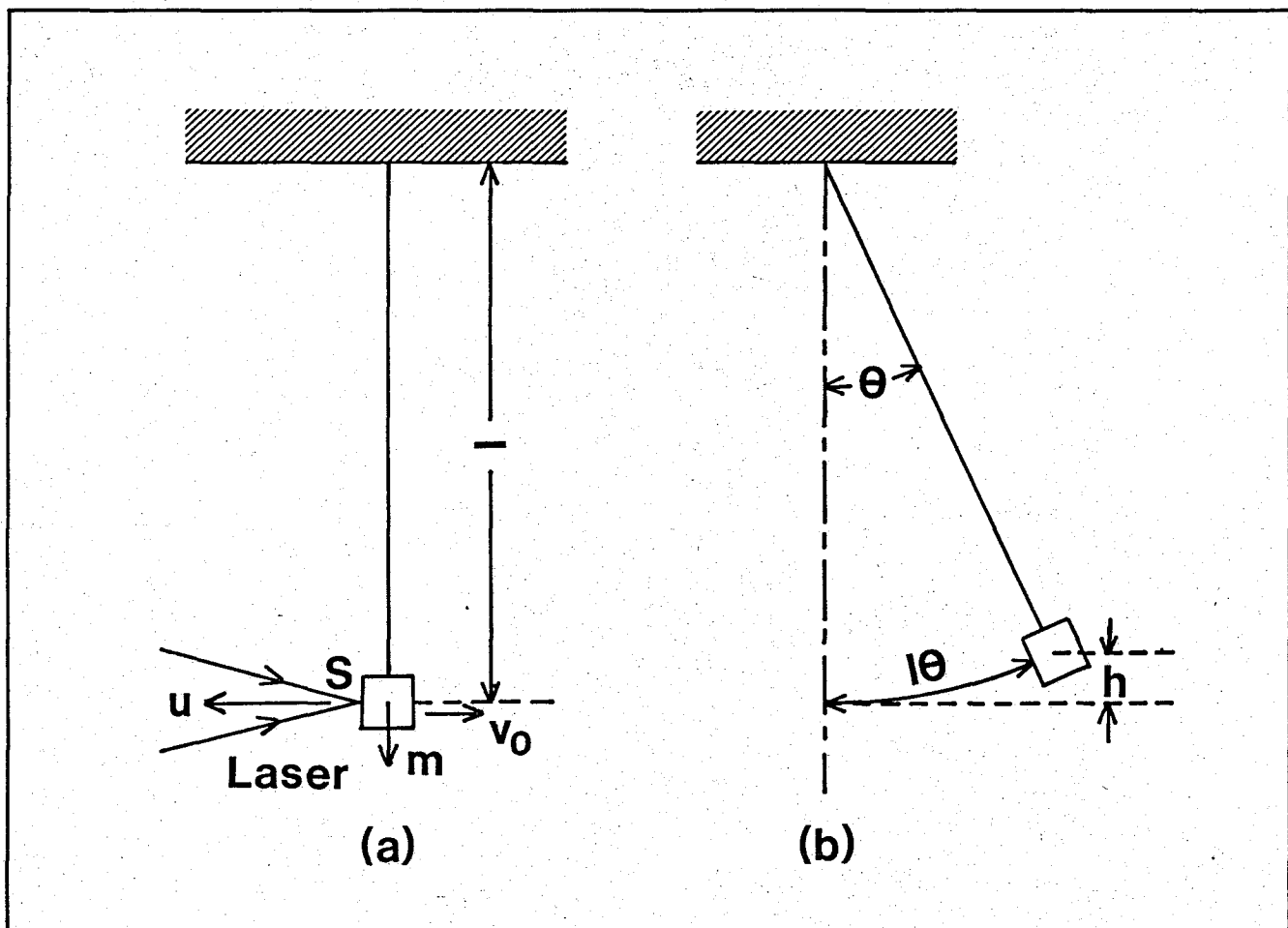


Fig.7-3 Schematic diagram of the target pendulum.
 a) When the target is irradiated.
 b) When the target is moving after irradiated.

レーザー光照射プラズマによるふき出し圧力の測定原理図を Fig.7-3 に示す。Fig.7-3(a) はターゲットにレーザー光が照射された瞬間である。このとき光圧力は無視しうるのでふき出しプラズマとターゲットの間で運動量保存則が成立している。

$$mv_0 = \Delta mu$$

(7-1)

ここでふき出しプラズマの質量はターゲット質量のうちごく微少な部分であるから、振り子の質量の変化は無視しうる。この実験はふき出しプラズマによるパルス起高圧の発

生を測定するためのモデル実験であるから、流体力学的効率については考慮せず、ぶり子の質量 m を Δm に比べて十分大きくした。(7-1)式より

$$v_0 = \Delta m u / m \quad (7-2)$$

となる。真空チャンバー中に十分細い糸でターゲットをつり下げているので摩擦は無視しうる。Fig. 7-3(b) にターゲットが最大角度 θ までふれた瞬間の図を示す。このとき、ターゲットの運動エネルギーが位置エネルギーにすべて変換されているので次式が成立する。

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = m g h \quad (7-3)$$

ここで g は重力加速度である。(7-2)式, (7-3)式より

$$h = \Delta m^2 u^2 / (2 g m^2) \quad (7-4)$$

一方 $h = l(1 - \cos \theta)$ だから θ が十分小さいとしてターゲットのふれの大きさ $l\theta$ は次式のように与えられる。

$$l\theta = \frac{\Delta m}{m} u \sqrt{\frac{l}{g}} \quad (7-5)$$

m, l, g は既知であるので $l\theta$ を測定することによりぶき出しプラズマの運動量 $\Delta m u$ が求まる。

7-3 実験結果

ターゲットにレーザー光を照射するとターゲットが並進運動をするだけでなく回転運動をもなった。そこで回転エネルギー分を並進運動エネルギーに加える必要が生じた。ターゲットの慣性モーメントを計算により求め補正を行った。回転の角周波数はモニター T.V. 画面上で測定し回転エネルギーを求めた。これを E_{rot} とすると補正項は次式のように求まる。

$$\alpha_{rot} = \sqrt{2 l E_{rot} / m g} \quad (7-6)$$

$\alpha = l\theta$ とすると並進運動に換算したターゲットのふれ α_{tot} は次式で与えられる。

$$\alpha_{tot} = \alpha + \alpha_{rot} \quad (7-7)$$

この値を用いてふき出しプラズマの運動量を求めた。この運動量からふき出しプラズマの圧力が次式のように求まる。

$$P = mv_0 / (\tau_L S) = \frac{m}{\tau_L S} \sqrt{\frac{q}{l}} \lambda_{tot} \quad (7-8)$$

ここで τ_L はふき出しプラズマのふき出し時間であり、照射レーザー光パルス幅にほぼ等しいものとする。 S は照射レーザー光のスポット面積である。スポット径は $300\mu m$ であるので $S = 7.07 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ となる。またターゲットに吸収されたレーザー光強度は、ターゲット集光光学系の透過率(η_{TR})ターゲットの吸収率(η_{ab})に照射レーザー光強度をかけることにより求まる。 $\eta_{TR} = 0.6$, $\eta_{ab} = 0.8$ とした。こうして求めた

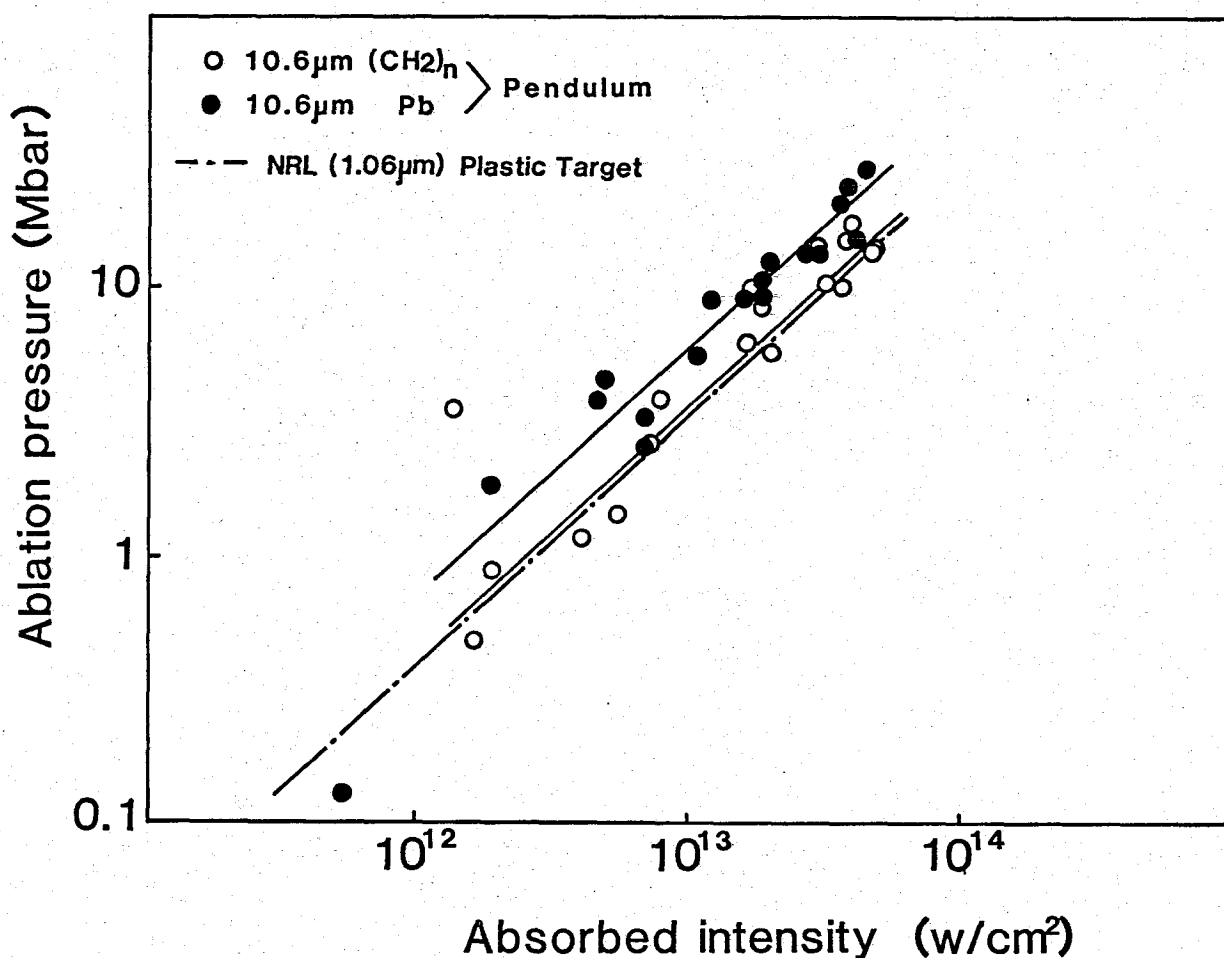


Fig.7-4 Ablation pressure as a function of absorbed laser pulse intensity. The solid lines represent the experimental results and the dotted broken line represents the Glass laser result at N.R.L.

吸収レーザー光強度に対するふき出し圧力の依存性を Fig. 7-4 に示す。吸収レーザー光強度 10^{13} W/cm^2 で約 10 Mbar のパルス超高压が発生しているのかわかる。ターゲット材料に高 Z 材料である Pb ($Z=82$) と低 Z 材料である $(\text{CH}_2)_n$ ($\bar{Z} \cong 2$) を用いた。同一吸収光強度のとき高 Z 材料である Pb の方がふき出し圧力は大きくなった。波長 $1.06 \mu\text{m}$ のガラスレーザーを用いた同様な実験²⁾で得られたふき出し圧力の吸収レーザー光強度依存性は、波長 $10.6 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザーの値にほぼ一致した。

チャージコレクターの信号中、ピーク値をその速度成分に対応する平均電荷量で割算し加重平均してイオンの平均ふき出し速度を求めた。 $(\text{CH}_2)_n$ は $1.9 \times 10^7 \text{ cm/s}$, Pb は $3 \times 10^6 \text{ cm/s}$ であり、吸収レーザー光強度にはほとんど依存しなかった。

また、同様にしてふき出し Mass Rate を求めた。次にその手順を述べる。チャージコレクターは飛んでくる荷電粒子を電流としてとらえ、それを時間分解するものであるから速度分布 dN/dv (単位速度あたりの粒子数) を求めることができる。³⁾ コレクターの窓の立体角を $\Delta\Omega$ とすると単位立体角、単位速度あたりの速度 v に対するイオン数 dN/dv は次式で与えられる。

$$\frac{dN(v)}{dv} = \frac{I(t)t^2}{gl\Delta\Omega} = \frac{I(t)t^2}{Zel\Delta\Omega} \quad (7-9)$$

ふき出しイオンの平均電荷数 (Z) は次のように定めた。 $(\text{CH}_2)_n$ に対しては、トムソンパラボラによる測定結果から高速成分の Z は 5, 熱化された成分の Z はほぼ完全電離しているとして 2.7 を用いた。さらに低速成分に対しては、C が 1 価から 6 価まで均等に電離しているとして $Z=2$ を用いた。Pb に対しては、トムソンパラボラによる測定結果から、高速成分の Z は 41 とした。また、低速成分はコロナモデルを

用いて $Z=13$ とした。これらの Z 値を仮定して $(CH_2)_n$, Pb の信号を Laser 出力、チャージコレクターの方向 (ターゲット垂直方向に対し 7.5° , 22.5° , 37.5° , 52.5°) 別にイオン速度に対する dN/dv のグラフを作成した。ここでイオンは等温膨張すると仮定した。こうして各方向成分のイオン数 N_θ を求めた。チャージコレクター窓の立体角を考慮してふき出しイオンの総数をふき出し方向全体にわたって立体角積分して全イオン数を求めた。なおイオンのふき出しはターゲット前面方向に対し円周対称とした。ふき出し質量 m_{abl} は $(CH_2)_n$ に対してはイオン1個あたりの平均質量を掛け合わせて求めた。また Pb も同様にして求めた。ふき出し Mass Rate m_{MR} はスポット面積を S , ふき出し時間を τ_{abl} とし

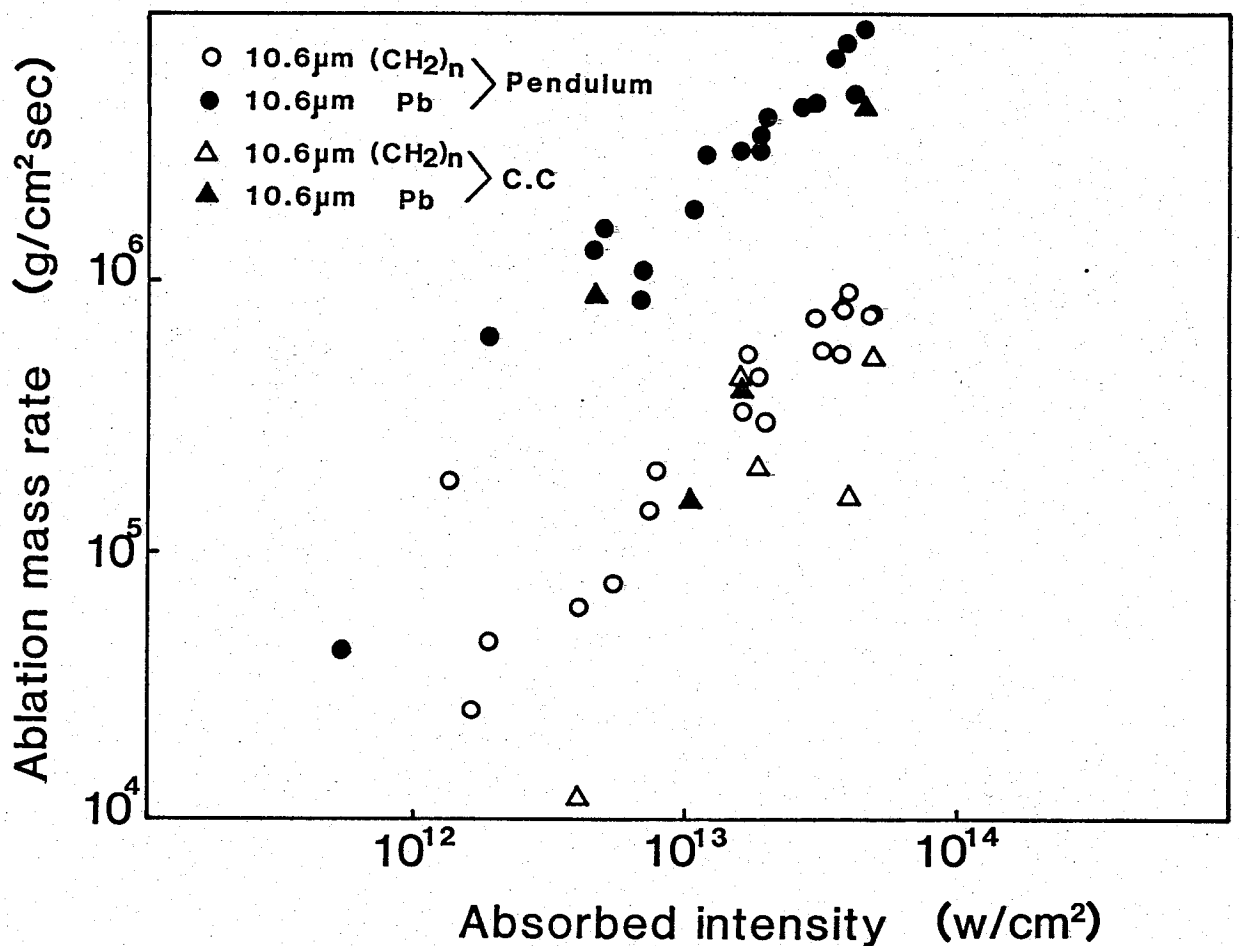


Fig.7-5 Ablation mass rate as a function of absorbed laser pulse intensity.

て次式のように与えられる。

$$M_{MR} = M_{abl} / (S \cdot T_{abl}) \quad (7-10)$$

こうして求めた吸収レーザー光強度に対するふき出し Mass Rate の依存性を Fig. 7-5 に示す。図中丸印(白抜き、黒塗り)は、振り子のふれから求めた運動量を、チャージコレクターの信号解析から求めたイオンの平均ふき出し速度で割算することにより求めたふき出し Mass Rate である。三角印(白抜き、黒塗り)は、前述した方法に従ってターゲットの周囲に取りつけられた4個のチャージコレクターの信号解析のみ行うことにより求めたふき出し Mass Rate の値である。このようにして求めたふき出し Mass Rate の値は、振り子のふれから求めた値にほぼ等しくなった。これから、振り子のふれより求めたふき出しプラズマの運動量はペレットターゲットの圧縮に有効な成分にほぼ等しいことがわかった。

7-4 結論

開発された CO_2 レーザー烈光Ⅱ号を用いターゲット照射実験を行った。振り子状ターゲットを用いてふき出しプラズマの運動量を測定した。同一吸収レーザー光強度に対するふき出し圧力は、波長 $1\mu m$ と $10\mu m$ のレーザー光でほぼ一致した。 $10^{13} W/cm^2$ で $10 Mbar$ である。これらから CO_2 レーザーでもガラスレーザー並みの高効率圧縮の可能性が示された。

第7章の参考文献

- 1) H. Nishimura et al.; Phys. Rev A to be published.
- 2) B. H. Ripin et al.; NRL Memorandum Report 4212
- 3) 阪部周二 ; レーザー核融合プラズマの研究
(大阪大学工学部修士論文, 昭和50年3月)

第8章 結論

CO₂ レーザーの核融合用レーザーとしての高出力、高効率動作の可能性、長波長レーザー光によるペレット爆縮核融合の問題点を明らかにするべく高出力レーザーシステムの開発、波長10ミクロンのCO₂ レーザーによるターゲット照射実験を行った。まず高出力CO₂ レーザーシステムの発振器、前置増幅器として用いられるTEAレーザーの開発研究を行い、システム設計に必要とされる動作パラメータを測定し、合わせて発振過程、増幅過程の量子エレクトロニクスの解明を行った。ついで計算機シミュレーションの技術をレーザーシステム解析に導入した。寄生発振、レーザーパルス増幅、吸収過程の計算機シミュレーションコードを開発しシステム設計を行い種々の工学的問題点をあきらかにした。これにより核融合用CO₂ レーザーシステムの設計手法を確立し、システム開発の指針を得ることができた。

得られた結果を各章ごとにまとめると次のようになる。

第2章 ラダー放電を紫外線源とする光予備電離DPFNゲルマライン型回路による主放電を組み合わせることにより、高効率でかつ安定に動作するTEA CO₂ レーザーの開発に成功した。レーザーガス混合比CO₂:N₂:He=1:1:3のとき、小信号利得係数3.4%/cm, 2nsレーザーパルスに対する飽和パラメータ35 mJ/cm² が得られた。これにより多段高出力CO₂ レーザーシステムの発振器及び前置増幅器段に関する技術が確立した。

第3章 最高15気圧までのレーザーガスで動作可能な高気圧CO₂ レーザーを開発した。小信号利得の圧力依存性を測定し、この結果よりレーザースパワトルの衝突広がり係数4.6 GHz/atm を得た。さらに可飽和吸収素子としてARコートのパ型ゲルマニウム板を用いた受動モードロック発振により最短パルス幅670 ps が得られた。単一包絡線状の

モードロックパルス列を安定に発生するための条件として
1) 受動モードロック素子を共振器ミラーにできるだけ近づけ
2) 励起放電入力エネルギーの変動を0.5%以下に抑え、かつ
3) 発振閾値のごく近傍にレーザー動作を固定する必要があること等が得られた。これらの結果より実用上十分な再現性をもってサフナノ秒パルスが発生するための技術的問題点、可能性が明らかになった。

第4章 レーザーシステム中のスペーシャルフィルタに用いられているピンホールとレーザー光照射ターゲットとの結合による寄生発振の動的過程について数値計算による解析を行った。ターゲットから最終増幅器までの光路長、増幅器の利得立ち上がり時間に対するフリパルスエネルギーの依存性を求めた。光路長を30mから100mまで長くすると、許容されるピーク利得は0.4%/cm増加し、利得立ち上がり時間を5 μ sから2 μ sに短縮すると光路長50mのときフリパルスエネルギーは25%になった。

第5章 高出力、短パルスCO₂レーザーシステムの構成要素を、その物理過程を考慮した数値モデルとして記述した。これを用いて核融合用レーザーシステムのパルス伝播シミュレーションを行った。その結果によると、出力パルス波形は入射パルス波形に敏感に依存するか、出力エネルギーは入射パルス波形にはほとんど影響を受けない。また非線形増幅吸収特性によりパルスピーク値が実効的に進み遅れの効果を示すことを明らかにした。この効果の多ビームターゲット照射実験に及ぼす影響について検討した。その結果、ターゲット照射に必要とされる範囲でできるだけ厳密に各ビームのレーザー動作条件が設定されなければならないことが明らかになった。複数ライン増幅コードを作成し取り出しエネルギーに着目した数値計算を行った。その結果、取り出しエネルギーに与える回転ラインとバンド

の効果が明らかになった。取り出しエネルギー向上に寄与する主要な効果はパルス幅の7ns程度では回転ラインの本数を増すことであり、110ns程度では2バンドにすることである。また増幅パルスの各回転ラインエネルギーの全パルスエネルギーに対する比率を調べた。その結果パルス幅が短くなるに従いその比率が均等化されることかわかった。

第6章 単一パルス増幅システムである烈光Ⅱ号のシミュレーションを行い、システム設計手法を開発した。実用炉級システムを念頭に置いてマルチパルス増幅システムの解析を行い、同じ増幅媒質に対しレーザー光を回通過させることにより効率 %が得られることを示した。これにより核融合炉実用レーザーとしてのCO₂レーザーの可能性が明らかにされた。

第7章 CO₂レーザーシステム烈光Ⅱ号を用いターゲット照射実験を行った。ターゲット表面からの吹き出しプラズマの運動量を測定した。この結果よりターゲット吸収レーザー光強度 10^{13} W/cm^2 で約10Mbarの圧力の発生が推定され、波長10 μm の場合噴出プラズマの反作用としての爆縮圧力が波長1 μm のそれにほぼ一致した。この結果によりCO₂レーザーによるペレットターゲットの高効率圧縮が可能であることが示された。

以上により高出力、高効率の核融合研究用CO₂レーザーの動作特性が解明され、高出力化に向けた設計指針が得られた。CO₂レーザーの高効率、高繰返し動作等、核融合用レーザーとしての優れた特徴よりみて、ペレット爆縮効率の波長依存性を明らかにすることがレーザー核融合研究推進の現下の最重要課題であろう。これに関する予備的実験結果も、長波長レーザー光による効率よい圧縮力発生の可能性を示している。この研究がCO₂レーザーによるペレッ

ト爆縮核融合へ向けての研究推進のいしづえとなれば著者として喜びに耐えない次第である。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜わりました山中千代衛教授、中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた木下仁志教授、西村正太郎教授、大石嘉雄教授、故川辺和夫教授、藤井克彦教授、鈴木胖教授、横山昌弘教授、山中龍彦教授に謝意を表します。

終始御指導、討論、激励を戴いた井沢靖和助教授、加藤義章助教授、佐々木孝友助教授、望月孝晏助教授、西原政修助教授、三間園興助教授、中塚正大助教授に謝意を表します。

研究室において、研究生生活の苦楽を共にし、熱心な討論激励を戴いた的場幹史助手、藤田尚徳助手、井門俊治助手、北川米喜助手をはじめとするレーザー核融合研究センターのスタッフの方々に、謝意を表します。

本研究に協力して戴いた、河村良行氏、岡村勝也氏、鳥家秀昭氏、をはじめとする卒業生の方々、並びに井上満夫、福丸文雄、沢井清信、桶原準喜、寺井清寿、大田一義、堅山隆治の各氏に謝意を表します。

発表論文

- (1) 高気圧CO₂レーザーの受動モードロック発振特性 応用物理 48, PP.424 (1979)
大道博行, 小出利幸, 的場幹史, 中井貞雄, 山中千代衛
- (2) Computer Simulation of Nonlinear Propagation of CO₂ Laser Pulse
Technology Reports of Osaka University Vol.30,45 (1980)
H.Daido, J.Okehara, S.Ido, M.Matoba, S.Nakai, and C.Yamanaka
- (3) Computer Simulation of Nonlinear Propagation Characteristics
of CO₂ Laser Pulse
Japanese Journal of Applied Physics Vol.19,1487 (1980)
H.Daido, J.Okehara, S.Ido, M.Matoba, S.Nakai, and C.Yamanaka
- (4) Analysis of Dynamic Characteristics of Parasitic Oscillation
Applied Optics Vol.19, 3181 (1980)
H.Daido, S.Ido, M.Matoba, S.Nakai, and C.Yamanaka
- (5) ラダー型予備放電フルムライン式TEACO₂レーザー 応用物理 45, PP.869 (1976)
的場幹史, 大道博行, 中井貞雄, 山中千代衛
- (6) Nonlinear interaction processes between a CO₂ laser and plasma
Physical Review Vol.A17,1133 (1978)
S.Nakai, M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, H.Daido, N.Banjyoya,
K.Iba, and C.Yamanaka
- (7) Thermo Nuclear Fusion Plasma Produced by CO₂ Laser
Technology Reports of the Osaka University Vol.28,185 (1978)
H.Nishimura, H.Fujita, Y.Kawamura, N.Banjyoya, H.Daido, Y.Yanase,
T.Seki, K.Iba, M.Matoba, S.Nakai, and C.Yamanaka

- (8) High-Power CO₂ Laser System for Plasma Research (Lekko I)
IAEA Advisory Meeting on the Technology of Inertial Confinement
Experiments (Dubna USSR) Jun.1976
S.Nakai, M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, N.Banjyoya, H.Daido,
T.Seki, K.Iba, and C.Yamanaka
- (9) Anomalous Interaction of Laser with Plasma
IEEE International Conference on Plasma Science
(Rensselaer Polytech. Inst. Troy, N.Y. USA) May.23-25,1977
M.Matoba, H.Fujita, H.Nishimura, H.Daido, N.Banjyoya, Y.Yanase,
K.Iba, S.Nakai, and C.Yamanaka
- (10) Suppression of Parasitic Oscillation and Analysis of System
Performance of CO₂ Laser
Topical Meeting on Inertial Confinement Fusion
(San Diego, California USA) Feb.26-28, 1980
H.Fujita, Y.Kawamura, H.Daido, K.Okamura, M.Inoue, F.Fukumaru,
S.Ido, M.Matoba, S.Nakai, and C.Yamanaka
- (11) 電子ビーム制御高気圧CO₂レーザー 電気学会電子装置研究会
的場幹史, 大道 博行, 中井貞雄, 山中千代衛 資料番号 EDD-76-98
- (12) 高出力炭酸ガスレーザーシステム用赤外光学コンポーネント 電気学会レーザー工学研究会
的場幹史, 藤田尚徳, 河村良行, 岡村勝也 資料番号 LEG-78-27
大道 博行, 加藤正和, 坂尻正, 中井貞雄, 山中千代衛

学会報告

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1976.4.3	200J電子ビーム制御CO ₂ レーザーⅦ(烈光Ⅰ号) — 発振器 —	東京電機大学	電気学会全国大会
1976.11.8	CO ₂ レーザー(烈光Ⅰ号)の特性	大阪府立大学	電気関係学会関西 支部連合大会
1977.3.28	核融合研究用高出力電子ビーム制御CO ₂ レーザー (烈光2号)Ⅶ — 電子ビーム制御高気圧発振器 —	慶応大学	応用物理学会
1977.7.31	核融合研究用2ビームCO ₂ レーザーシステム(烈光Ⅱ) — 発振段 —	北海道大学	電気学会全国大会
1977.4.5	高気圧CO ₂ レーザーによる超短パルス発生	山口大学	物理学会春の分科会
1977.10.11	高気圧CO ₂ レーザーによる超短パルス発生	東京理科大学	物理学会年会
1977.10.14	高気圧CO ₂ レーザーのモードロック発振特性	岡山大学	応用物理学会
1978.4.1	高気圧CO ₂ レーザーによる超短パルス発生	東北大学	物理学会年会
1978.3.28	高気圧CO ₂ レーザーのモードロック発振特性	武蔵工業大学	応用物理学会
1978.11.5	短パルスCO ₂ レーザー増幅特性の電算機 シミュレーション	近畿大学	応用物理学会
1979.4.1	烈光Ⅱ号—Ⅳ システム計算機シミュレーション—	大阪大学	物理学会年会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1979.4.4	核融合研究用レーザーシステム(烈光2号) I ーシステムシミュレーションー	近畿大学	電気学会全国大会
1979.10.3	高出力CO ₂ レーザー-烈光Ⅱ号[Ⅱ] ーシステム計算機シミュレーションー	愛媛大学	物理学会 分科会
1980.3.29	高出力CO ₂ レーザー-烈光Ⅱ号(Ⅱ) ーシステム計算機シミュレーションー	早稲田大学	物理学会年会
1979.11.4	核融合研究用レーザーシステム(烈光Ⅱ号) Ⅱ. システム計算機シミュレーション	同志社大学	電気関係学会関西 支部連合大会
1980.10.1	高出力CO ₂ レーザー-烈光Ⅱ号(Ⅱ) ーシステム計算機シミュレーションー	福井大学	物理学会分科会
1980.9.23	Computational Analysis of CO ₂ Laser Amplification	関西地区大学 セミナーハウス(神戸)	Workshop on New Lasers and Laser Interaction with Matter
1976.3.27	200J電子ビーム制御CO ₂ レーザー-TV(烈光2号)-発振器-	早稲田大学	応用物理学会
1976.3.27	200J電子ビーム制御CO ₂ レーザー-TV(烈光2号)(Ⅱ)システム	早稲田大学	応用物理学会
1976.4.7	E beam CO ₂ レーザー(烈光2号)による核融合 プラズマの研究Ⅰ レーザー装置	名古屋大学	物理学会年会
1976.4.7	E ビーム CO ₂ レーザー(烈光2号)による核融合 プラズマの研究Ⅱ プラズマ実験	名古屋大学	物理学会年会
1976.4.4	電子ビーム制御CO ₂ レーザー(烈光2号)	名古屋大学	物理学会年会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1976.10.1	200丁電子ビーム制御CO ₂ レーザー V(烈光2号)	東北大学	応用物理学会
1976.10.7	CO ₂ レーザー(烈光1号)による核融合プラズマの研究 I	山形大学	物理学会 分科会
1976.10.7	CO ₂ レーザー(烈光1号)による核融合プラズマの研究 II	山形大学	物理学会 分科会
1976.10.5	CO ₂ レーザー(烈光1号)の特性	山形大学	物理学会 分科会
1976.11.9	CO ₂ レーザー(烈光1号)による核融合の研究	大阪府立大学	電気関係学会関西支部 連合大会
1977.3.28	核融合研究用高出力電子ビーム制御CO ₂ レーザー(烈光2号) VI (1) - システム -	慶応義塾大学	応用物理学会
1977.4.4	CO ₂ レーザーによる核融合の研究 I(烈光2)	山口大学	物理学会 分科会
1977.4.4	CO ₂ レーザーによる核融合の研究 II (ターゲット照射)	山口大学	物理学会 分科会
1977.4.5	核融合用 CO ₂ レーザーシステム(烈光2号)	山口大学	物理学会 分科会
1977.7.31	CO ₂ レーザーによる核融合の研究 I (烈光システム)	北海道大学	電気学会全国大会
1977.7.31	CO ₂ レーザーによる核融合の研究 II (レーザープラズマ相互作用)	北海道大学	電気学会全国大会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1977. 7. 31	核融合研究用 2ビーム CO_2 レーザシステム (烈光Ⅲ) — 増幅段 —	北海道大学	電気学会全国大会
1977. 10. 10	CO_2 レーザ- 烈光による核融合の研究Ⅰ — レーザシステム —	東京理科大学	物理学会年会
1977. 10. 10	CO_2 レーザ- 烈光による核融合の研究Ⅱ — 相互作用 —	東京理科大学	物理学会年会
1977. 10. 10	CO_2 レーザ- 烈光による核融合の研究Ⅲ — エネルギー輸送 —	東京理科大学	物理学会年会
1977. 11. 6	CO_2 レーザによる核融合の研究Ⅰ — レーザシステム —	大阪市立大学	電気関係学会関西支部 連合大会
1977. 11. 6	CO_2 レーザによる核融合の研究Ⅱ — X線計測 —	大阪市立大学	電気関係学会関西支部 連合大会
1977. 11. 6	CO_2 レーザによる核融合の研究Ⅲ — エネルギー輸送 —	大阪市立大学	電気関係学会関西支部 連合大会
1978. 4	CO_2 レーザによる核融合の研究Ⅰ — 烈光2号システム —	日本工学院 専門学校	電気学会全国大会
1978. 4	CO_2 レーザによる核融合の研究Ⅱ — ターゲット照射実験 —	日本工学院 専門学校	電気学会全国大会
1978. 10. 4	烈光Ⅱ号 — マルチライン増幅による エネルギー取り出し効率の改善	静岡大学	物理学会分科会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1978.10.4	烈光Ⅱ号 — システム動作解析	静岡大学	物理学会分科会
1978.10.5	CO ₂ レーザ烈光Ⅱ号による核融合の研究Ⅰ — レーザシステム —	静岡大学	物理学会分科会
1978.10.5	CO ₂ レーザ烈光Ⅱ号による核融合の研究Ⅱ — ホレット 照射 実験 —	静岡大学	物理学会分科会
1978.10.5	CO ₂ レーザ烈光Ⅱ号による核融合の研究Ⅲ — レーザ プラズマ 相互作用 —	静岡大学	物理学会分科会
1978.10.29	CO ₂ レーザ烈光Ⅱ号によるホレット爆縮 の研究	京都工芸繊維 大学	電気関係学会関西 支部連合大会
1978.11.5	2ビームCO ₂ レーザシステム“烈光Ⅱ号” に於る寄生発振の防止	近畿大学	応用物理学会
1979.3.30	CO ₂ レーザ烈光Ⅱ号のシステム解析と 動作特性	学習院大学	応用物理学会
1979.4.1	烈光Ⅱ号 — V システム動作特性	大阪大学	物理学会年会
1979.4.3	烈光Ⅱ号による核融合の研究Ⅰ — レーザシステム —	大阪大学	物理学会年会
1979.4.3	烈光Ⅱ号による核融合の研究Ⅳ — ホレット 圧縮 —	大阪大学	物理学会年会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1979. 4. 4	CO ₂ レーザー烈光2号による核融合の研究Ⅰ — レーザーシステム —	近畿大学	電気学会全国大会
1979. 4. 4	CO ₂ レーザー烈光2号による核融合の研究Ⅱ — ホレット照射実験 —	近畿大学	電気学会全国大会
1979. 10. 1	ナノネコパルス炭酸ガスレーザーにおける マルチライン増幅特性の研究	北海道大学	応用物理学会
1979. 10. 3	ガラスレーザー激光による爆縮核融合 研究Ⅷ (計算機によるデータ処理)	愛媛大学	物理学会分科会
1979. 10. 3	高出力CO ₂ レーザー烈光Ⅱ号Ⅲ — システム計算機シミュレーションⅡ —	愛媛大学	物理学会分科会
1979. 11. 4	核融合研究用レーザーシステム(烈光Ⅱ号) Ⅰ. レーザーシステム	同志社大学	電気関係学会関西 支部連合大会
1980. 3. 29	高出力CO ₂ レーザー烈光Ⅱ号Ⅰ — システム動作特性 —	早稲田大学	物理学会年会
1980. 4. 4	混合ガスアイソレータにおける炭酸ガス レーザーの波形変形	山梨大学	応用物理学会
1980. 4. 4	核融合研究用レーザーシステム(烈光Ⅱ号)	埼玉工学院 専門学校	電気学会全国大会
1980. 10. 2	慣性閉じ込め核融合炉の設計研究Ⅱ-d (炉用エネルギードライバの概念設計)	福井大学	物理学会分科会

発表年月日	題 目	発表場所	発表機関
1980.10.19	核融合用CO ₂ レーザー増幅段における 高効率化	名古屋工業大学	応用物理学会
1980.11.24	炭酸ガスレーザー放電特性の計算機 解析	大阪工業大学	電気関係学会関西 支部連合大会

付録

A1 コヒーレント方程式

本文第5章では、非可干渉性の非線形パルス伝搬について述べた。レーザー光と物質の相互作用にコヒーレント効果を含むためには、レーザー光を Maxwell 方程式に従う古典的波動として取り扱い、物質を密度行列で記述する必要がある。

本節では2準位系の物質とレーザー光の相互作用を記述する基礎方程式を与え、それを拡張して CO₂ レーザー光増幅過程の基礎方程式を導く。また、コヒーレント方程式に近似を導入してレート方程式を導く。最後に開発した CO₂ レーザーコヒーレント増幅コードの計算結果とレート方程式に従う増幅コードの計算結果の比較対比を行う。

z 方向に伝搬する電場 $E_x(z, t)$ 、磁場 $H_y(z, t)$ の直線偏光した光平面波パルスと誘電率 ϵ 、透磁率 1 の物質との相互作用を記述する Maxwell 方程式はガウス電磁単位系を用いると次のように表わせる。

$$\frac{\epsilon}{c_v} \frac{\partial E_x}{\partial t} = - \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{4\pi}{c_v} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (A1-1)$$

$$\frac{1}{c_v} \frac{\partial H_y}{\partial t} = - \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (A1-2)$$

ここで c_v は真空中の位相速度、 P は分極である。計算を簡単化するため次の量を定義する。

$$E^+ = \sqrt{\epsilon} E_x + H_y \quad (A1-3)$$

$$E^- = \sqrt{\epsilon} E_x - H_y \quad (A1-4)$$

E^+ は (A1-1) 式 の分極の項を無視したとき、z 方向に同一波形を保ったまま進む波動を表わす。そのとき E^- はゼロになる。分極がある場合 E^- はゼロにはならないが、 E^+ に比べ

て十分小さく無視しうる。このときエネルギー密度 u は次のように表わせる。

$$u = E^{+2} / 16\pi \quad (\text{J/cm}^3)$$

またポインティングベクトルの大きさ S は媒質中の位相速度を C として次のように表わせる。

$$S = \frac{C}{16\pi} E^{+2} \quad (\text{W/cm}^2)$$

(A1-1), (A1-2) 式は E^+ を用いると次のように表わされる。

$$\frac{1}{C} \frac{\partial E^+}{\partial t} + \frac{\partial E^+}{\partial z} = - \frac{4\pi}{C\sqrt{\epsilon}} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{A1-5})$$

ここで分極の項は光パルスと物質の相互作用を表わしている。次にこの分極の項を量子力学的に求める。2準位系の密度行列は次のように表わせる。

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{12}^* & \rho_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{A1-6})$$

永久双極子モーメントを持たない物質の電気双極子演算子行列は次のように表わされる。

$$\mu = \begin{pmatrix} 0 & \bar{\mu} \\ \bar{\mu} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A1-7})$$

ここで $\bar{\mu}$ は実効的電気双極子行列要素を表わす。すなわち電気双極子行列要素の電場方向成分の統計平均である。分布差 (Population difference) 行列は次のように表わされる。

$$\eta = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A1-8})$$

これらを用いて分極 P は次のように表わされる。

$$P = N \text{Tr} (\mu \rho) = N \bar{\mu} (\rho_{12}^* + \rho_{21}) \quad (\text{A1-9})$$

分布差密度 n は次のように表わされる。

$$n = N \text{Tr} (\eta \rho) = N (\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (\text{A1-10})$$

ここで N は活性分子密度である。

密度行列の時間変化を記述する微分方程式は次のようになる。

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} - (E_i - E_j) \rho_{ij} = [H', \rho]_{ij} + [\Gamma, \rho]_{ij} \quad (A1-11)$$

ここで $H' = -\mu E_x$ は電気双極子相互作用ハミルトニアンである。 Γ は現象論的緩和定数行列を表わす。この式より 2 準位系の密度行列を記述すると次のようになる。

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} + (-i\omega_0 + T_2^{-1}) \rho_{12} = \left(\frac{i\bar{\mu}}{2\hbar\sqrt{e}} \right) (\rho_{12} - \rho_{12}^*) E^+ \quad (A1-12)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} + \frac{\rho_{22} - \rho_{22}^0}{T_1} = \left(\frac{i\bar{\mu}}{2\hbar\sqrt{e}} \right) (\rho_{12} - \rho_{12}^*) E^+ \quad (A1-13)$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} + \frac{\rho_{11} - \rho_{11}^0}{T_1} = \left(\frac{i\bar{\mu}}{2\hbar\sqrt{e}} \right) (\rho_{12}^* - \rho_{12}) E^+ \quad (A1-14)$$

T_1 は縦緩和時間、 T_2 は横緩和時間である。(A1-13), (A1-14) 式に N をかけて差をとると次式を得る。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n^0}{T_1} = \frac{i\bar{\mu}N}{\hbar\sqrt{e}} (\rho_{12} - \rho_{12}^*) E^+ \quad (A1-15)$$

ここで $n^0 = N(\rho_{22}^0 - \rho_{11}^0)$ であり、熱平衡状態における分布差を表わしている。 E_2, E_1 を 2 準位系の上準位、下準位のエネルギーとすれば $\hbar\omega_0 = E_2 - E_1$ である。ここで ω_0 は共鳴線中央の角周波数を示す。

ここで規格化を行う。

$$E' = \sqrt{\frac{C}{16\pi\hbar\omega_0}} E^+ \quad (A1-16)$$

$$\rho'_{12} = i \frac{4\pi\omega_0}{C} \sqrt{\frac{C}{16\pi\hbar\omega_0}} \rho_{12} \quad (A1-17)$$

$$\sigma_0 = \sigma(\omega_0) = \frac{4\pi\omega_0 T_2}{\hbar C e} \bar{\mu}^2 \quad (A1-18)$$

これらの規格化された変数を用いると (A1-5), (A1-12), (A1-15) 式は次のように書ける。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E'}{\partial t} + \frac{\partial E'}{\partial z} = - (1 + i\delta) N \bar{\mu} \rho'_{12} + c.c. \quad (A1-19)$$

$$\frac{\partial \rho'_{12}}{\partial t} + \left(-i\omega_0 + \frac{1}{T_2}\right) \rho'_{12} = -\frac{1}{2} (T_2 N \bar{\mu})^{-1} \nabla_0 n E' \quad (A1-20)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n^0}{T_1} = 4 N \bar{\mu} (\rho'_{12} + \rho'^*_{12}) E' \quad (A1-21)$$

ここで $\delta = (\omega_0 T_2)^{-1}$ であり、ポインティングベクトルの大きさは $S = \hbar \omega_0 E'^2$ である。キャリア周波数 ω_c の光パルスを仮定すると、光パルスの包絡線が光の周期、波長に比べて十分ゆっくり変化していれば E_x, H_y, P は一般的に $f(z, t) \cos(\omega_c t + \phi)$ と表わせる。ここで $f(z, t)$ は光周波数の周期、波長に比べて十分ゆっくり変化する。これにならって E', ρ'_{12} を次のように定義する。

$$E' = \mathcal{E}(z, t) \exp[i(\omega_c t - kz)] + c.c. \quad (A1-22)$$

$$N \bar{\mu} \rho'_{12} = \rho(z, t) \exp[i(\omega_c t - kz)] \quad (A1-23)$$

ここで $k = \omega_c / c$ である。一般に光の周期に比べ T_2 はずっと大きいので $\delta = (\omega_0 T_2)^{-1} \simeq 0$ である。(A1-22)式, (A1-23)式を(A1-19)式に代入し $\delta = 0$ とおき回転波近似を導入すると次式が導ける。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -\rho \quad (A1-24)$$

同様に(A1-20)式, (A1-21)式より次の方程式が導ける。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \left\{ i(\omega_c - \omega_0) + \frac{1}{T_2} \right\} \rho = -\frac{\sigma_0 n \mathcal{E}}{2 T_2} \quad (A1-25)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n^0}{T_1} = 4 (\rho \mathcal{E}^* + c.c.) \quad (A1-26)$$

(A1-24)式, (A1-25)式, (A1-26)式を基礎にしてパルス幅 n_s の CO_2 レーザー光の増幅過程を記述する方程式を導く。要点は2準位系を基礎にして回転準位相互間の緩和過程を取り入れることである。Fig. 5-1 にエネルギー準位図が示す

れている。レーザー上準位である(00^0)準位内の回転準位の運動方程式はレーザー遷移を $\rho(J'')$ とすると次のように表わせる。ここで $\rho(J', J)$ は J から J' 準位への緩和定数である。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n^u(J''-1) + n^u(J''-1) \sum_{J=0}^{\infty} \rho^u(J, J''-1) \\ - \sum_{J=0}^{\infty} n^u(J) \rho^u(J''-1, J) = 2(\rho_{J''} \varepsilon_{J''}^* + \text{c.c.}) \end{aligned} \quad (A1-27)$$

同様に下準位(10^0)または(02^0)準位中の回転準位の運動方程式は次のように表わせる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n^l(J'') + n^l(J'') \sum_{J=0}^{\infty} \rho^l(J, J'') - \sum_{J=0}^{\infty} n^l(J) \rho^l(J'', J) \\ = -2(\rho_{J''} \varepsilon_{J''}^* + \text{c.c.}) \end{aligned} \quad (A1-28)$$

熱平衡状態における密度 N の振動準位中で個々の回転準位の密度は、ボルツマン分布 $z(J)$ に従う。 J 番目の回転準位の密度は次式で表わされる。

$$n(J) = Nz(J)$$

ここで $z(J) = (2hc B_r / k T_g) (2J+1) \exp[-hc B_r J(J+1) / k T_g]$ また T_g はガスの並進温度である。詳細均合の原理より、振動準位中の回転緩和定数は次式を満足しなければならない。

$$\frac{\rho(J', J)}{\rho(J, J')} = \frac{n^o(J')}{n^o(J)} = \frac{Nz(J')}{Nz(J)} = \frac{z(J')}{z(J)} \quad (A1-29)$$

ここで J から J' への緩和定数 $\rho(J', J)$ が初期の準位 J に無関係に決まるとする。すなわち ρ に選択則がないとする。規格化の条件から次式が与えられる。

$$\sum_{J=0}^{\infty} z(J) = 1$$

また(A1-29)式より次の関係式が求まる。

$$\sum_{J=0}^{\infty} z(J) \rho(J', J) = \sum_{J=0}^{\infty} z(J') \rho(J, J')$$

$$\Gamma(J', J) \sum_{J=0}^{\infty} Z(J) = Z(J') \sum_{J=0}^{\infty} \Gamma(J, J')$$

故に $\Gamma(J', J) = Z(J') \Gamma_0$ (A1-30)

ここで $\Gamma_0 = \sum_{J=0}^{\infty} \Gamma(J, J')$

任意の回転準位の他の全回転準位に対する緩和定数は選択則がないとしたので等しいことになる。この結果を用いて (A1-27) 式, (A1-28) 式を書き直すと次のようになる。

$$\frac{d}{dt} n^u(J''-1) + \Gamma_0^u [n^u(J''-1) - Z^u(J''-1) N^u] = 2(\rho_{J''} \varepsilon_{J''}^* + c.c.)$$

(A1-31)

$$\frac{d}{dt} n^l(J'') + \Gamma_0^l [n^l(J'') - Z^l(J'') N^l] = -2(\rho_{J''} \varepsilon_{J''}^* + c.c.)$$

(A1-32)

ここで

$$N^u = \sum_{J=0}^{\infty} n^u(J), \quad N^l = \sum_{J=0}^{\infty} n^l(J)$$

である。 N^u, N^l はそれぞれレーザー上準位、下準位振動準位の密度である。ここでさらに次の仮定を導入する。

- 1) 回転緩和定数は上準位、下準位で同一の値 Γ_0 である。
- 2) $J \gg 1$ では $Z^u(J-1) \approx Z^l(J)$

$P(J)$ 遷移の回転準位反転分布密度は次のように表わせる。

$$n_J = n^u(J-1) - n^l(J)$$

これを用いると $J \gg 1$ として次の $P(J)$ 回転遷移に対する方程式が得られる。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \varepsilon_J}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_J}{\partial \varepsilon} = -\rho_J$$

(A1-33)

$$\frac{\partial \rho_J}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_J = -\frac{1}{2} T_2^{-1} \sigma_J n_J \varepsilon_J$$

(A1-34)

$$\frac{\partial n_J}{\partial t} + \frac{n_J - n_{J^0}}{\tau_R} = 4(\rho_J \varepsilon_J^* + c.c.)$$

(A1-35)

$$\therefore \text{ここで } n_J^0 = \sum (J) (N^U - N^L)$$

$$\tau_R = T_1 = \Gamma_0^{-1}$$

(A1-31)式、(A1-32)式をJに関して総和をとると次の振動準位分布密度の時間変化に対する方程式が求まる。

$$\frac{d}{dt} N^U = 2 \sum_J (\rho_J \mathcal{E}_J^* + \text{c.c.}) \quad (\text{A1-36})$$

$$\frac{d}{dt} N^{L10} = -2 \sum_J (\rho_J \mathcal{E}_J^* + \text{c.c.}) \quad (\text{A1-37})$$

$$\frac{d}{dt} N^{L9} = -2 \sum_J (\rho_J \mathcal{E}_J^* + \text{c.c.}) \quad (\text{A1-38})$$

(A1-33)式から(A1-38)式までが、短パルス CO_2 レーザパルスの増幅過程を記述するコヒーレント方程式である。(00°1)準位と(02°0)準位の反転分布密度を与える式は(A1-36)から(A1-37)を引くことにより求まる。

$$\frac{dN}{dt} = 4 \sum_J (\rho_J \mathcal{E}_J^* + \text{c.c.}) \quad (\text{A1-39})$$

レーザーパルスの光強度 (W/cm^2) の計算結果のみ知りたいときは“Zero Phase”解を求めればよい。すなわち、 \mathcal{E} と ρ を実数として取り扱い、分散に関しては無視するのである。基礎方程式を(A1-33)式、(A1-34)式、(A1-35)式、(A1-38)式とすると“Zero Phase”方程式は次のように書き直せる。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{E}_J}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{E}_J}{\partial z} = -\rho_J \quad (\text{A1-40})$$

$$\frac{\partial \rho_J}{\partial t} + T_2^{-1} \rho_J = -\frac{1}{2} T_2^{-1} \sigma_J n_J \mathcal{E}_J \quad (\text{A1-41})$$

$$\frac{\partial n_J}{\partial t} + \frac{n_J - n_J^0}{\tau_R} = 8 \rho_J \mathcal{E}_J \quad (\text{A1-41})$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = 8 \sum_J \rho_J \mathcal{E}_J \quad (\text{A1-42})$$

$$\therefore \text{ここで } \mathcal{E} = \sqrt{I / (2 \hbar \omega_c)} \quad (\text{A1-43})$$

である。次に (A1-40) 式から (A1-42) 式までの方程式に近似を用いて レート 方程式を導く。 ϵ_J, p_J の時間変化が T_2 に比べて十分遅いとき (A1-41) 式の時間微分項は無視することができる。(A1-41) 式から次式が導ける。

$$p_J = -n_J \sigma_J \epsilon_J / 2 \quad (A1-44)$$

また (A1-43) 式より

$$\epsilon = \sqrt{c n_p / 2}$$

と表わせる。ここで n_p は光子の数密度である。 n_p を用いて ϵ を書き直し、かつ (A1-44) 式の関係を用いると次のレート方程式が求まる。

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + c \frac{\partial n_p}{\partial x} = c \sigma_J n_p n_J \quad (A1-45)$$

$$\frac{\partial n_J}{\partial t} + \frac{n_J - n_J^0}{T_R} = -2c \sigma_J n_J n_p \quad (A1-46)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -2c \sigma_J n_J n_p \quad (A1-47)$$

(A1-40) 式から (A1-42) 式までのコヒーレント方程式と (A1-45) 式から (A1-47) 式までのレート方程式の数値計算結果の比較を Fig. A1-1 に示す。実線がレート方程式の結果を示し、破線がコヒーレント方程式の結果を示す。 CO_2 レーザー増幅器は増幅長 2m, 増幅利得は 4/m とした。レーザーガス圧は 1 気圧でありガス混合比は $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3$ とした。また入射レーザーパルスは半値幅 1ns のガウス波形とした。このとき T_2 は 81.8ps である。なお T_2 は次式を用いて決めた。

$$\begin{aligned} \Delta \nu_H &= (\pi T_2)^{-1} \\ &= 7.61 (\psi_C + 0.733 \psi_N + 0.64 \psi_{He}) \\ &\quad \cdot P \cdot (300/T_g)^{\frac{1}{2}} \text{ (MHz)} \end{aligned}$$

ここで P はガス圧 (Torr) であり、 T_g はガスの並進温度 (K) である。 $\psi_C, \psi_N, \psi_{He}$ はそれぞれ $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$ ガス分圧である。

結果は増幅エネルギーは両方程式でほぼ一致しているが、パルス立ち上がり時間は、コヒーレントコードの方が20%短くなっている。コヒーレント方程式の場合、レーザーパルスが媒質に入射すると分極が誘起され、それから急速に応答し立ち上がり部分を急峻化しているものと考えられる。このような事をさらにはっきりさせるため、 T_2

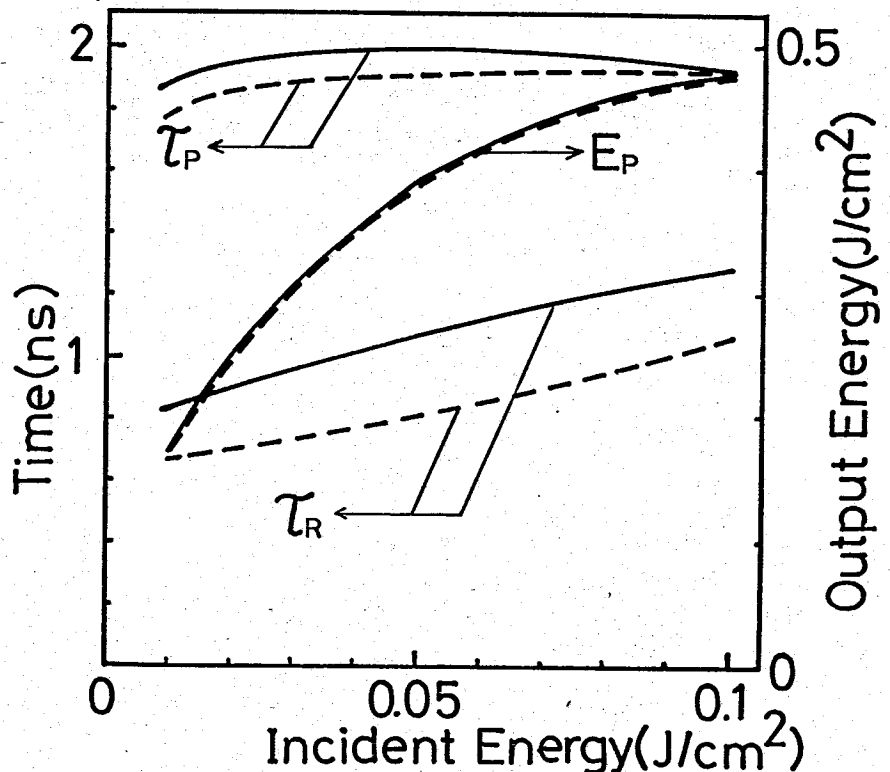


Fig.A1-1 Pulse width (FWHM) τ_P and 10%-90% rise time τ_R of output laser pulse as a function of incident laser pulse energy and the calculated laser pulse energy E_P as a function of incident laser pulse energy.

を100psとして両方程式で計算した出力パルス波形をFig. A1-2に示す。破線がコヒーレント方程式の計算結果、実線がレート方程式の計算結果であり、それぞれのパルスピーク値ですべて規格化されている。このときレーザーの利得は4/m, 入射レーザーパルスの半値幅は1ns, エネルギーは0.01 J/cm²である。1ns以下のレーザーパルスの伝播の際には、両方程式を使いわけれるようにコードは整備されている。実験結果との比較検討等は今後に残された課題である。

A2 差分方程式の改良

前節で述べたコヒーレント方程式を電子計算機を用いて

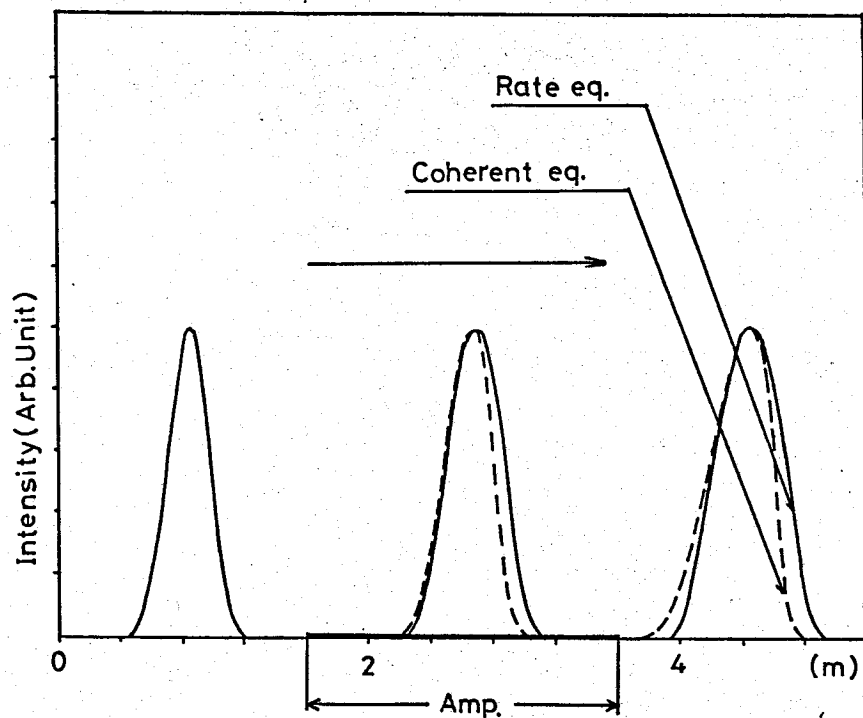


Fig.A1-2 Pulse propagation characteristics using a coherent equation (broken line) and a rate equation (solid line).

計算するため差分方程式の改良を行った。

CO₂レーザー増幅過程を記述する(A1-40)式から(A1-43)式または、(A1-45)式から(A1-47)式の解は解析的には求まらないので、同様に伝播方程式に非線形ソース項をもち、かつ解析解のわかっている Frantz Nodvik 型の方程式を用いて差分方程式の精度を検討した。方程式は次のように書ける。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial n}{\partial x} = \sigma c n \Delta \quad (A2-1)$$

$$- \frac{\partial \Delta}{\partial t} = - 2\sigma c n \Delta \quad (A2-2)$$

ここで、物理的には n は光子数密度、 σ は誘導放出断面積、 Δ は反転分布密度、 c は光速度を表わす。この方程式に対

する解析解は次のように表わせる。

$$n(x,t) = \frac{n_0(t-x/c)}{1 - \{1 - \exp[-\alpha \int_0^x \Delta_0(x') dx']\} \{ \exp[-2\alpha c \int_{-\infty}^{t-x/c} n_0(t') dt'] \}} \quad (A2-3)$$

差分方程式の空間メッシュ δx と時間メッシュ δt は基礎になる微分方程式固有の変化のスケールより十分小さくし、かつ $c\delta t/\delta x$ は差分方程式の安定性の条件を満たすように決められなければならない。しかし、メッシュ間隔を小さくして時間発展のステップ数を多くすると計算機の有限桁計算に制約されて丸目誤差が増大し、計算時間も増加する。それ故、メッシュ間隔を小さくすればするほど良いとは言えない。メッシュ間隔を一定にして (A2-1) 式と (A2-2) 式を種々の差分方程式を用いて解き、解析解 (A2-3) 式と比較した。Fig. A2-1 には通常 of Lax Wendroff 法³⁾ を用いたときの計算結果と解析解との比較を示す。パルスは図中中央矢印の方向に伝播する。

次に通常 of Lax Wendroff 法の精度の解析を行ったとき、最初に現われる空間3階微分に起因する分散の効果を取り除いた差分方程式を作成した。この式を用いて計算した結果を Fig. A2-2 に示す。Fig. A2-1 に比べてやや改善されているが、パルスピーク値の位置、その大きさともに解析解からずれており満足な結果は得られなかった。

次に衝撃波の伝播解析によく用いられる FCT 法⁴⁾ を用いて計算を行った。最初差分方程式の中に大きな散逸項を入れ波形を十分くずし、次のステップでその散逸性を打ち消すため correction を行う方法である。結果を Fig. A2-3 に示す。Fig. A2-2 とほぼ同じ結果になった。

A, B を規格化のための定数として (A2-1) 式と (A2-2) 式を次のように書き直す。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial n}{\partial x} = A n \Delta \quad (A2-3)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = -2 B n \Delta \quad (A2-4)$$

$\frac{c \delta t}{\delta x} = \varepsilon$ と置いて Lax Wendroff 法により差分方程式に直すと次のように書ける。

$$n_j^{n+1} = n_j^n - \frac{\varepsilon}{2} (n_{j+1}^n - n_{j-1}^n) + \frac{\varepsilon^2}{2} (n_{j+1}^n - 2n_j^n + n_{j-1}^n) + A n_j^n \Delta_j^n \quad (A2-5)$$

$$\Delta_j^{n+1} = \Delta_j^n - 2 B n_j^n \Delta_j^n \quad (A2-6)$$

この式を n_j^n, Δ_j^n のまわりにテーラー展開して $\delta t, \delta x$ に関して 3 次以上の項を無視し、整理すると次のようになる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \underline{c(1 - \delta t A \Delta)} \frac{\partial n}{\partial x} = \underline{A n \Delta} - \frac{\delta t}{2} S_n A \Delta - S'_\Delta + C_2 \frac{\partial \Delta}{\partial x} \quad (A2-7)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = \underline{-2 B n \Delta} - \frac{\delta t}{2} S_\Delta B n n - S'_n + C_3 \frac{\partial n}{\partial x} \quad (A2-8)$$

$$:: \text{で } C_2 = C \frac{\delta t}{2} A n$$

$$C_3 = C \frac{\delta t}{2} B \Delta$$

$$S_n = A n \Delta$$

$$S_\Delta = -2 B n \Delta$$

$$S'_\Delta = S_\Delta \frac{\delta t}{2} A n$$

$$S'_n = S_n \frac{\delta t}{2} B \Delta$$

である。(A2-7)式, (A2-8) 式中アンダーラインを引いた項以外は差分方程式で微分方程式を近似したことにより生じた誤差項である。これから、この差分方程式の主要な誤差の原因となっているのは非線形ソース項であることがわかる。この誤差項を打ち消す項を (A2-5)式, (A2-6) 式につけ加え

て計算を行った。結果を Fig. 2-4 に示す。パルスの立ち上がり部分でわずかに誤差が生じているが、ほぼ解析解と一致した。

CO₂ レーザー光の伝播を記述するコヒーレント方程式は次のように書ける。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial t}{\partial z} = -\rho \quad (A2-9)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \rho = -\frac{\delta \sigma \epsilon}{2 T_2} \quad (A2-10)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\delta - k \Delta}{\tau_r} = 8 \rho \epsilon \quad (A2-11)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial t} = 8 \rho \epsilon \quad (A2-12)$$

(A2-7) 式, (A2-8) 式と同様な計算を行ってこれらの式を差分方程式に書き直すと次のようになる。

$$\begin{aligned} \epsilon_j^{n+1} = & \epsilon_j^n - \frac{a}{2} (\epsilon_{j+1}^n - \epsilon_{j-1}^n) + \frac{a^2}{2} (\epsilon_{j+1}^n - 2\epsilon_j^n + \epsilon_{j-1}^n) + S_p \\ & - \frac{\delta t}{2} c S_n + \frac{\delta t a c}{2} (\rho_{j+1}^n - \rho_j^n) \end{aligned} \quad (A2-13)$$

$$\begin{aligned} \rho_j^{n+1} = & \rho_j^n + S_n - \frac{\delta t}{2 T_2} S_n - \frac{\sigma \epsilon \delta t}{4 T_2} S_n - \frac{\delta t \sigma \delta}{4 T_2} S_p \\ & + \frac{\delta t a \sigma \delta}{4 T_2} (\epsilon_{j+1}^n - \epsilon_j^n) \end{aligned} \quad (A2-14)$$

$$\begin{aligned} \delta_j^{n+1} = & \delta_j^n + S_N + 4 \rho \delta t S_p - 4 a \delta t \rho (\epsilon_{j+1}^n - \epsilon_j^n) \\ & + 4 \delta t \epsilon S_n - \frac{\delta t S_N}{2 \tau_r} + \frac{\delta t k S_p \epsilon}{2 \tau_r} \end{aligned} \quad (A2-15)$$

$$\begin{aligned} \Delta_j^{n+1} = & \Delta_j^n + S_{pe} + 4 \delta t \rho S_p - 4 \delta t \rho a (\epsilon_{j+1}^n - \epsilon_j^n) + 4 \epsilon \delta t S_n \end{aligned} \quad (A2-16)$$

ニニ七"

$$S_p = -c\rho\delta t$$

$$S_n = -\left(\frac{1}{T_2}\rho + \frac{\delta\sigma\epsilon}{2T_2}\right)\delta t$$

$$S_N = \left(8\rho\epsilon - \frac{\delta - K\Delta}{\tau_r}\right)\delta t$$

$$S_{p\epsilon} = 8\rho\epsilon\delta t$$

コヒーレント方程式はLax Wendroff法を改良した、これらの
差分方程式を用いてコード化されている。

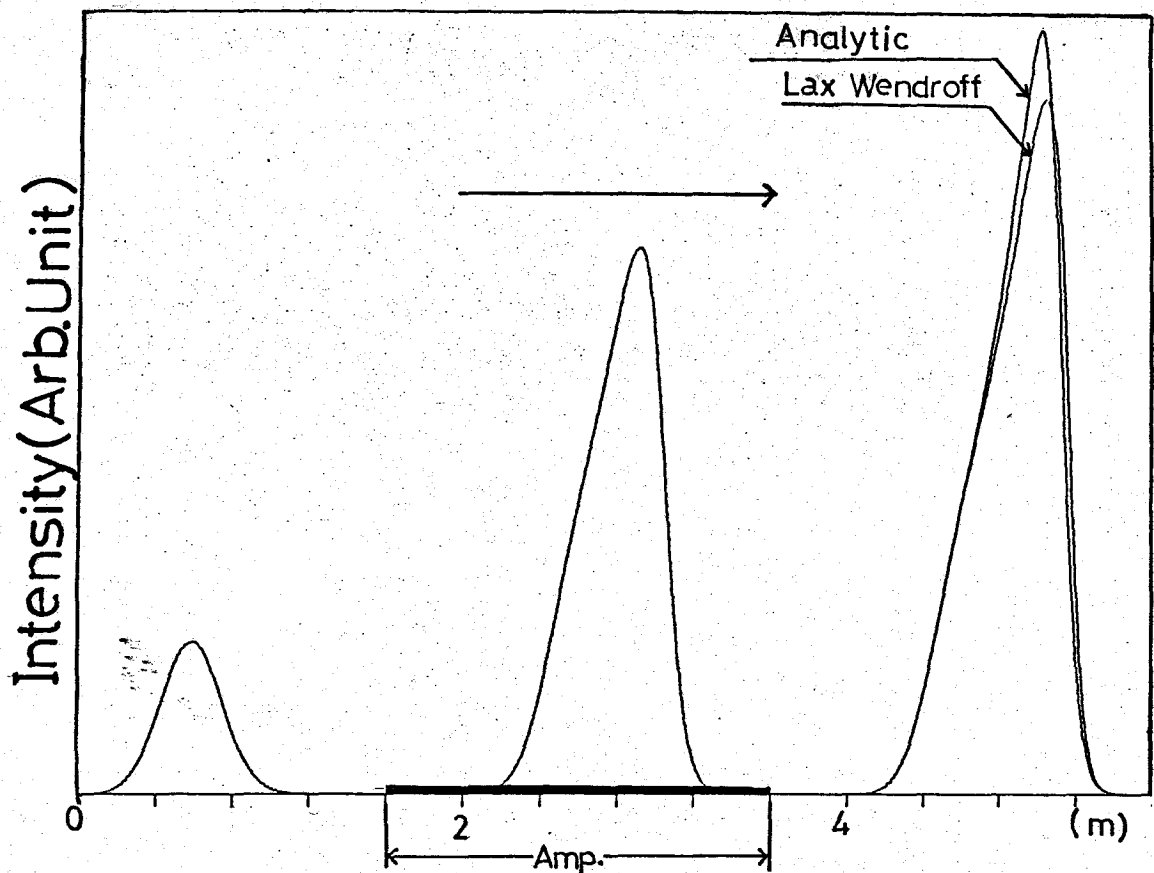


Fig.A2-1 Pulse propagation property using a Lax Wendroff method. The result is compared with the analytic solution.

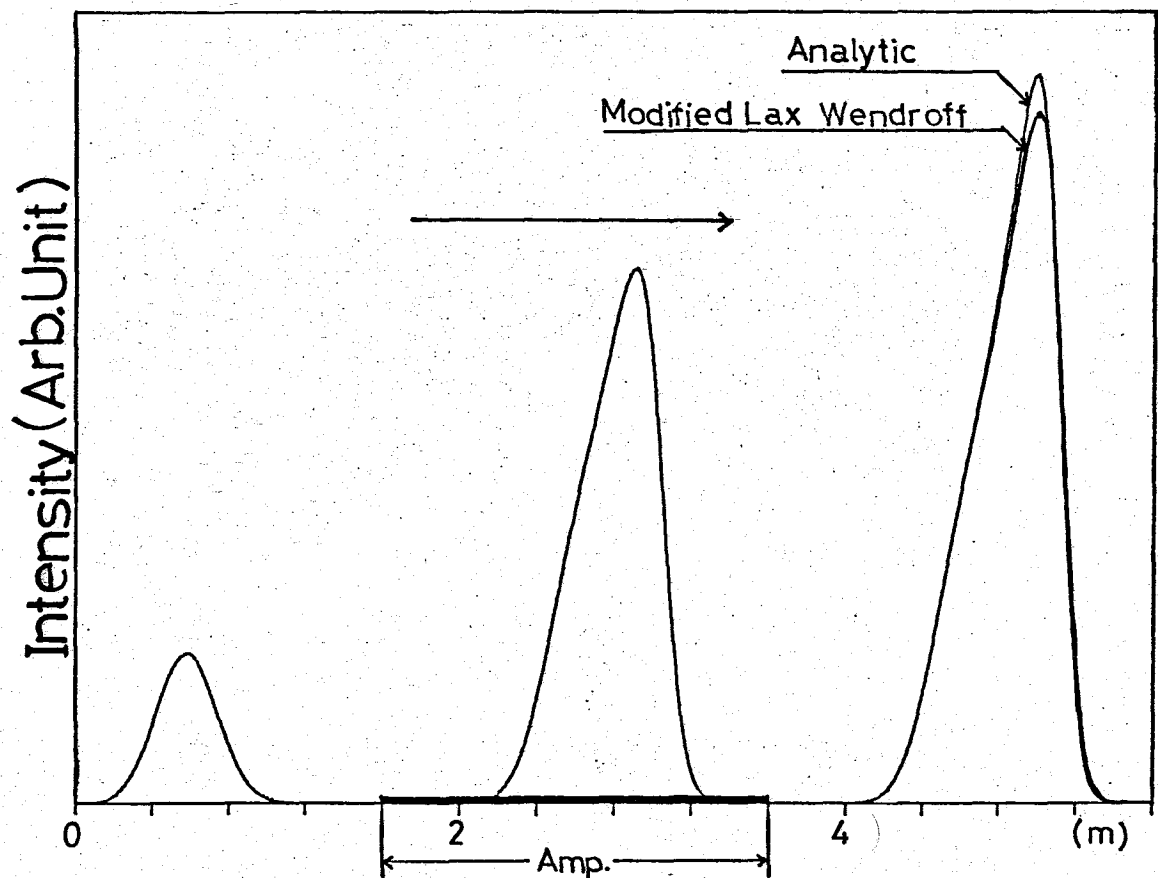


Fig.A2-2 Pulse propagation property using a modified Lax Wendroff method. The result is compared with the analytic solution.

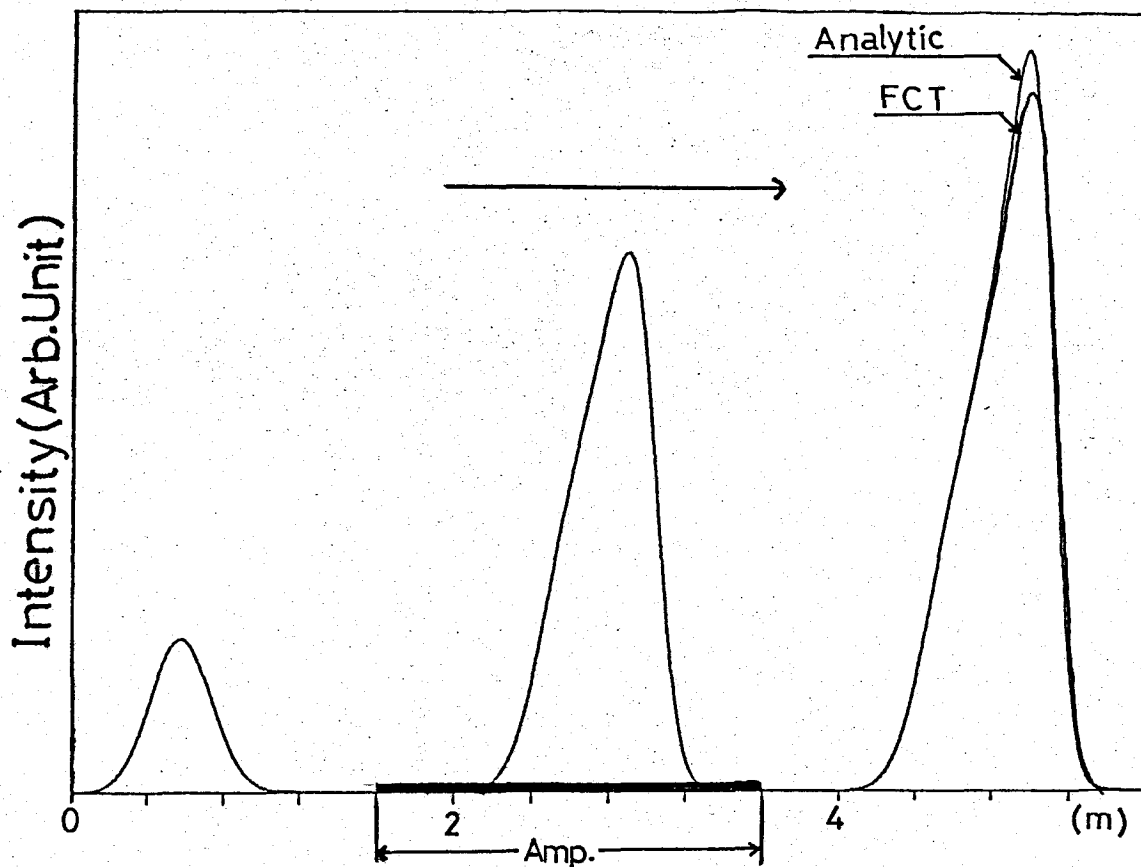


Fig.A2-3 Pulse propagation property using a Flux Corrected Transport method. The result is compared with the analytic solution.

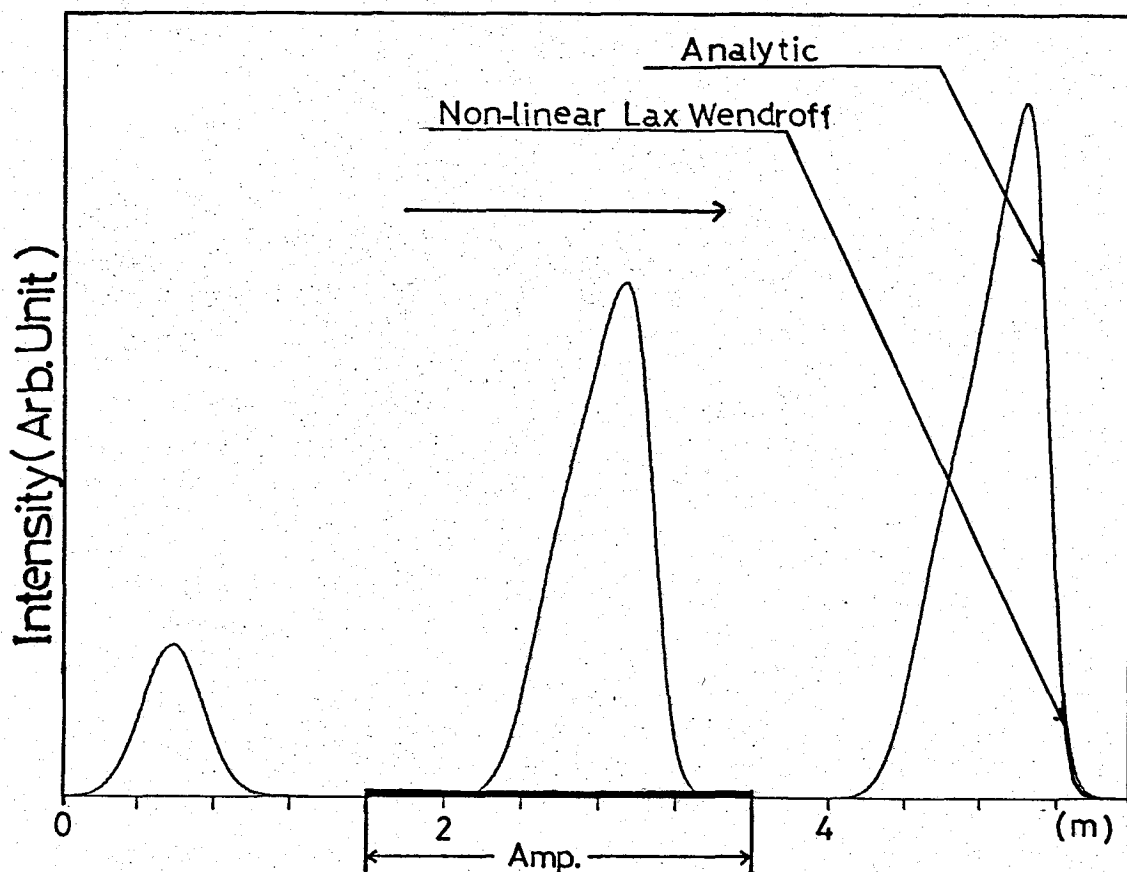


Fig.A2-4 Pulse propagation property using a Non-Linear Lax Wendroff method. The result is compared with the analytic solution.

A3 1ns CO₂レーザーパルスの伝搬特性

パルス幅1ns以下のパルス伝播特性の計算機シミュレーション結果について述べる。またその結果と実験結果との比較を行う。

第5章で述べたレーザーシステム構成要素のモデル化のうち改良を行ったのは、可飽和吸収体 SF₆ ガス中の透過特性である。SF₆ ガスの飽和吸収特性にパルス幅依存性があることが実験的に示された。結果を Fig.A3-1 に示す。図中

丸印は入射レーザーパルス幅が1ns程度のときの実験値である。破線は透過関数を実験値に一致するようにしたときの計算結果である。実線はパルス幅3nsのときの透過曲線である。これから、これらの結果を基礎にしてパルス幅が変化したときには透過率が適当に変化するように透過関数にパルス幅依存性をもたせた。こうして第5章で示した烈光Ⅱ号システムのパルス伝播特性の計算機シ

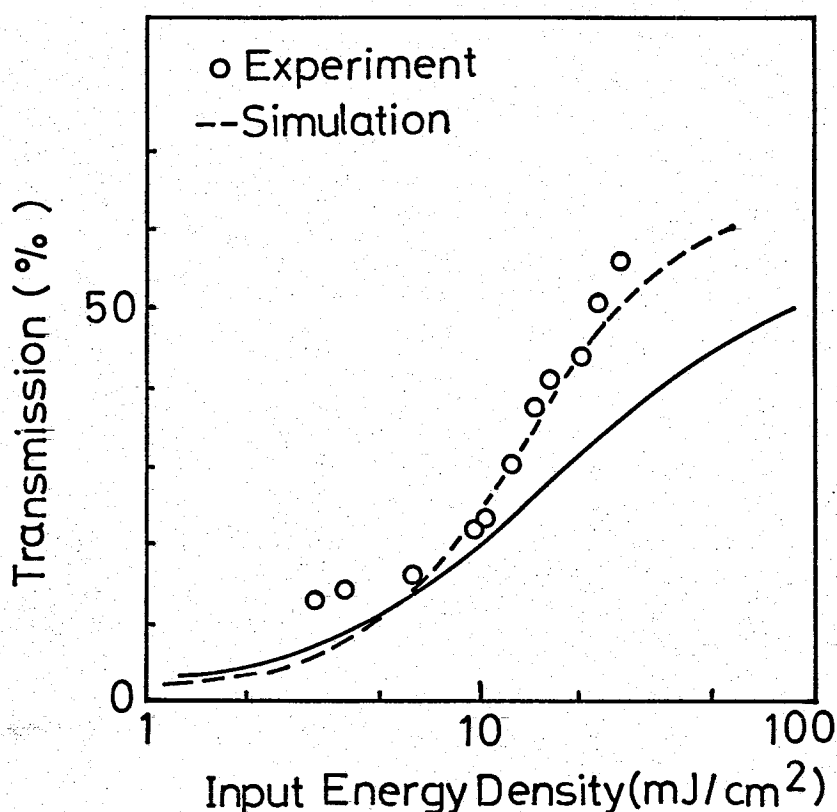


Fig.A3-1 Calculated transmission curve and measured points of SF₆ saturable absorber as a function of incident laser pulse energy. The open circles are experimental results and the broken line represents the simulation model of the pulse width of 1ns. The solid line represents the calculated transmission curve of the pulse width of 3ns.

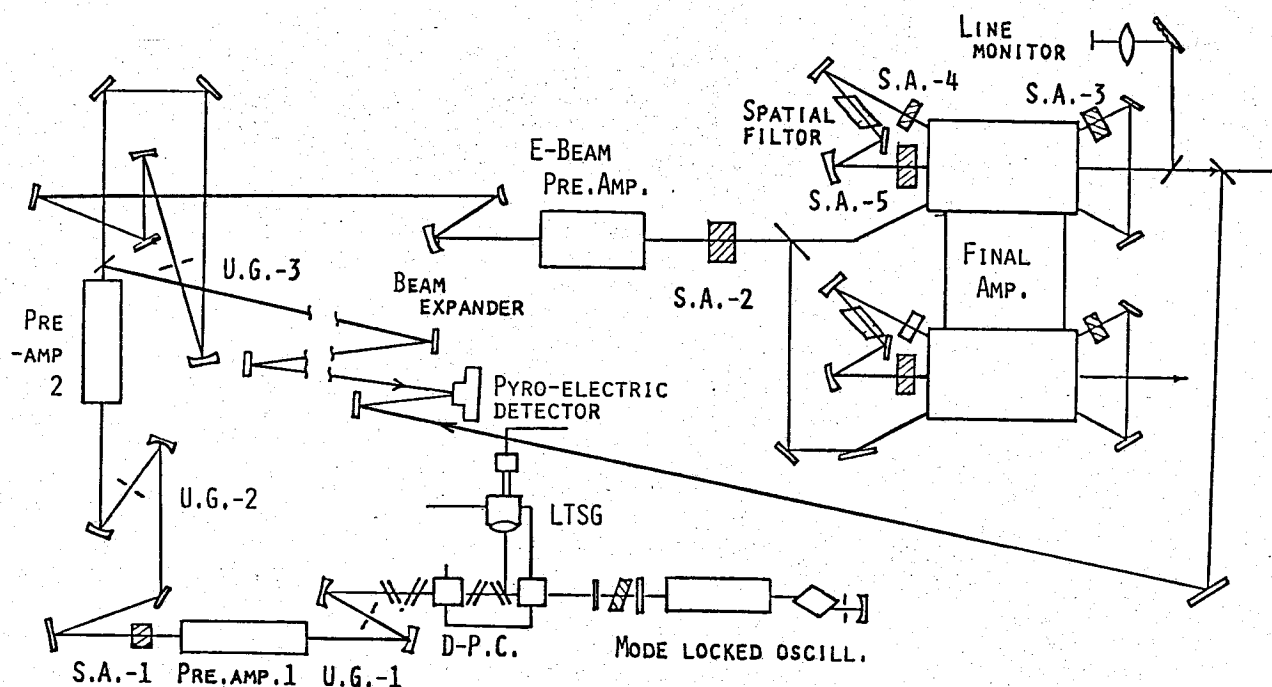


Fig.A3-2 Observation system of initial and final laser pulse in Lekko II.

ミュレーションを行った。システムの構成を Fig. A3-2 に示す。計算は烈光Ⅱ号システムの70リアン70段の出口と最終増幅器出口の間で行った。結果を Fig. A3-3, Fig. A3-4 に示す。計算結果がばらついているのは、入射レーザーパルス波形とレーザー動作条件を実験結果に合わせて変化させているためである。Fig. A3-2 に示されているように入射レーザー光エネルギーに対する出力エネルギーの変化は、実験結果と計算結果が一致している。波形変形に関しては、Fig. A3-4 に示されているようにパルス立ち上がり時間は計算結果と実験結果が比較的一致しているが、パルス幅は計算値の方が実験値よりかなり長くなった。この原因は、SF₆ ガス中の透過特性のモデル化の精度が不十分なためと考えられる。透過特性のパルス波形依存性を含めて、モデルの精密化を行う必要がある。

次に第5章でも述べたパルスピーク値の進みと遅れにつ

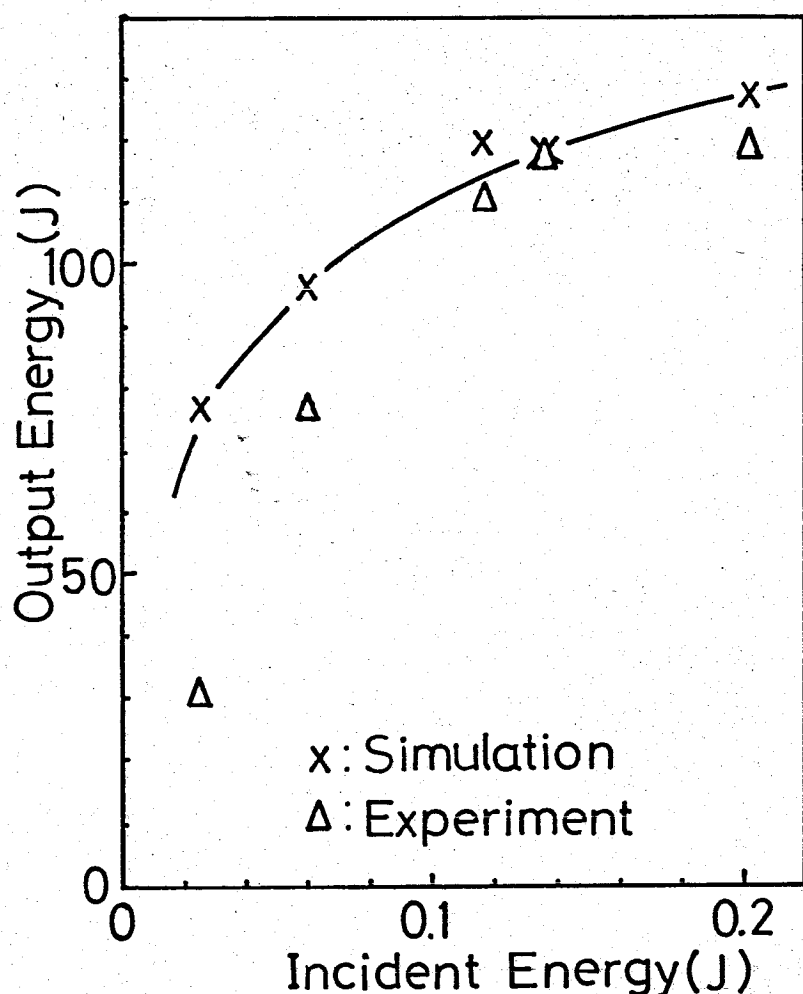


Fig.A3-3 The measured output laser pulse energy and the calculated laser pulse energy as a function of incident laser pulse energy.

いての計算結果について述べる。結果を Fig.3-5 に示す。横軸は最終増幅器の放電入力エネルギーから求められた小信号利得である。

測定は前置増幅器段出口のパルス波形と最終増幅器出口のパルス波形を、適当な光路差をつけて同一の光検知器に導き、オシロスコープ上画面に写し出すことにより行った。すなわち両パルスのピーク

値の位置の差を読みとり、相対的なパルスピーク値の遅れと進みの効果を測定したのである。これを縦軸に示す。図中、白丸は測定結果であり、実線は計算結果の傾きを示す。測定結果と計算結果の傾きは比較的一致している。これは、パルス立ち上がり時間に関しては、計算結果と実験結果が比較的よく一致していることから妥当な結果と言える。

今後に残された課題のうち最も重要と思われるものは、

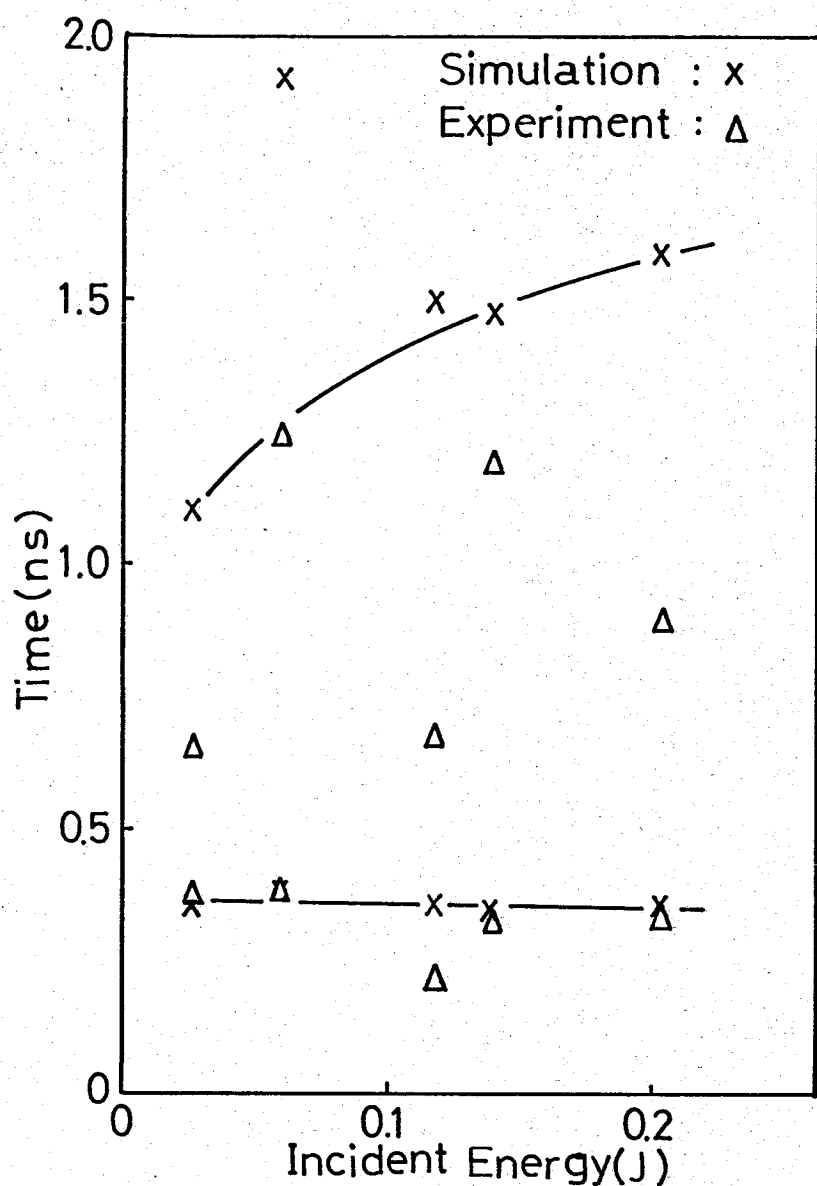


Fig.A3-4 Pulse width (FWHM) and 10%-90% rise time of output laser pulse as a function of incident laser pulse energy. Delta represent the measured points and cross represent the computed prediction.

ガス可飽和吸収体の透過特性を入射パルス波形依存性まで含めて実験的に明らかにし、計算モデルに取り入れることである。

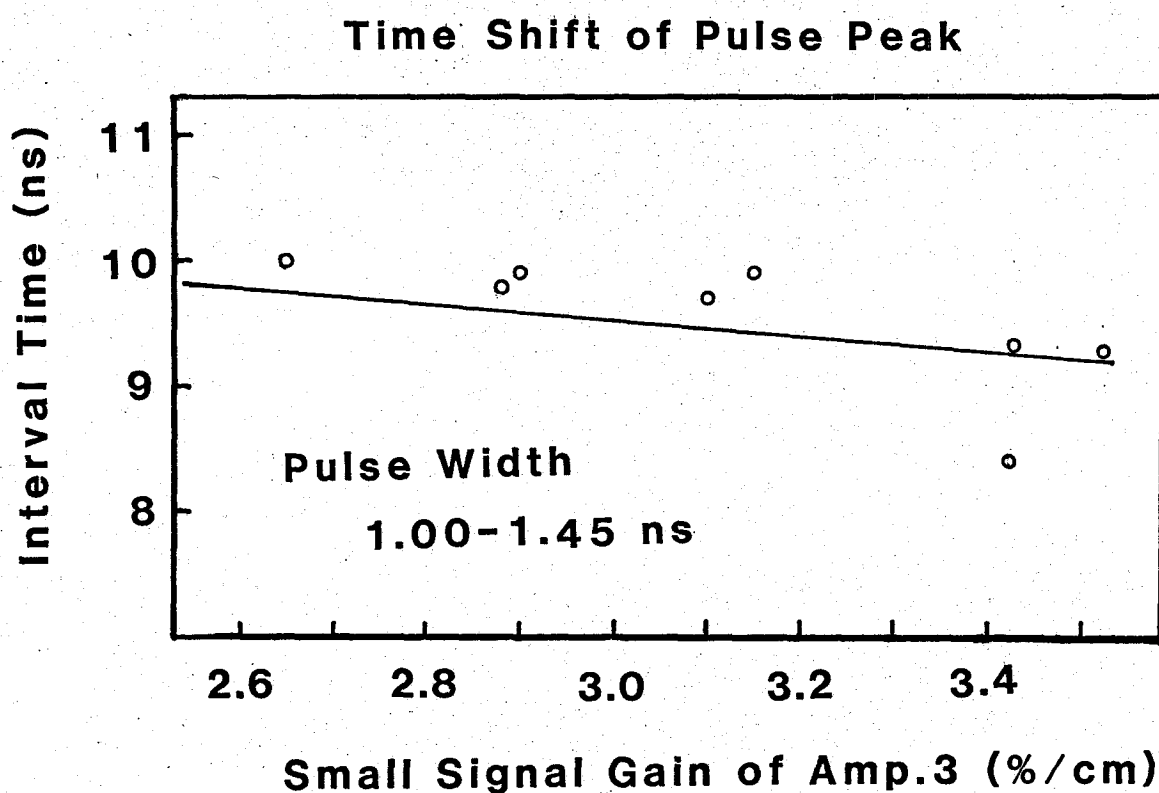


Fig.A3-5 Time shift of the pulse peak as a function of the small signal gain of the final amplifier of LekkoII. The open circle are measured points and solid line is computed prediction.

付録の参考文献

- 1) H. C. Volkin ; J. Appl. Phys., 50, 179 (1979)
- 2) L. M. Frantz and J. S. Nodvik ; J. Appl. Phys., 34, 2346 (1963)
- 3) D. Potter ; Computational Physics, P72, John Wiley & Sons Ltd
(1973)
- 4) J. P. Boris and D. L. Book ; J. Computational Physics, 11, 38 (1973)