

Title	ネオジムレーザーの開発に関する研究
Author(s)	佐々木,孝友
Citation	大阪大学, 1976, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1730
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

# ネオジムレーザーの開発に関する研究

1975.12

### 佐々木孝友

#### 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,ならびに引き続き大阪大学工学部 電気教室において行なってきたネオジムレーザーの開発に関する研究をまとめたもので ある。

著者は核融合プラズマ生成のための大出力レーザーの建設を目的とし,ネオジムイオンを添加した,ガラスレーザー,YAGレーザー,無機液体レーザー等についてその特性を調べ,大出力化のための工学的諸問題点を明らかにし,技術開発を行なった。

本論文は9章及び謝辞より構成されている。

第1章は緒論であってガラスを中心としたネオジムレーザーの必要性,問題点を明 らかにしている。特にガラスレーザーが大出力レーザー装置として用いられるに至った 理由をのべ,大出力レーザー装置の持つ工学的意義を示し,本研究の位置づけを行なっ た。

第2~第4章は発振部に関するものである。核融合プラズマ生成に必要とされるレー ザー波形は発振部で決定される。第2章はナノ秒光パルス発生法について,第3章はピ コ秒光パルス発生法についての記述である。著者はYAGレーザーに可飽和色素モードロ ッキングを施こすことにより,極めて再現性のあるパルス幅可変のレーザー装置を製作 するのに成功した。またピコ秒光パルスは従来の観測手段では,測定不可能であったた め,新しい手法の研究を行なった。第4章ではガラスレーザーの螢光スペクトルが広い ことを利用した発振スペクトル同調についてふれている。エタロンを用いた実験では 200Å以上離れた2周波につき,同時発振が得られており,プラズマ加熱のメカニズム 研究や,ガラスレーザー媒質におけるスペクトル緩和の研究に用いられる。

発振部で作られたレーザー光の増幅の過程の解析を第5章で取り扱っている。

高出力化に伴ない媒質のレーザー光による損傷の問題が生じる。第6章ではレーザー ガラスの内部,表面における損傷の研究結果についてのべている。損傷の閾値を決定す ると共に閾値向上についての研究を行なった。

第7章では以上の研究を基礎とした出力250Jレーザー装置の開発した結果についてのべている。最終段はビーム径が8cmと大きくなるため新型のディスクレーザーを採用した。

Nd<sup>3+</sup>を添加した無機液体レーザーは廉価でしかも液体であるため大型化が容易である。 その上誘導放出断面積がガラスの約4倍であるため、大出力レーザーとして興味深い。 但し非線形屈折率が大きい欠点を有する。これらの点を第8章で取扱っている。

第9章は結論であり、8章にわたって述べた研究成果を総括し、得られた結果をとり まとめている。

i

目

第	1	章		养	者		論	1
第	2	章		7	ナノ	秒光	モベルスの発生	3
		ş	2	•	1	まえ	こがき	3
		ş	2	• 4	2	パル	レス透過モード法の原理	3
		ş	2	. :	3	ν-	-ザートリガーギャップ	4
		ş	2	• 4	4	光ス	マイッチ	5
		ş	2	• •	5	パル	レス幅可変な レーザー光の発生	7
		ş	2	. (	6	むっ	す び	7
		参	7	靲	文	献	<i>է</i>	8
第	3:	章		7	E	ドロ	コッキングによるピコ秒光パルスの発生	
		ş	3,	<b>,</b> ]	l	まえ	がき	9
		8	3.		2	モー	- ドロッキングの理論的取り扱い	
			9	3.	2.	1	まえがき	9
			3	•	2.	2	定常状態におけるモード同期	10
			3	3.	2.	3	過渡状態におけるモード同期	······································
		_	3	3.	2.	4	む す び	14
		§	3.	3	3	可飽	包和色素によるQスイッチパルス発生の解析	14
			3	•	з.	1	まえがき	1 4
			3		3.	2	Rate 方程式の規格化	1 5
			3	5.	3.	3	Rate 方程式の数値解	1 5
			3	•	3.	4	むすび	17
		ş	3.	4	ŀ	ガラ	ラスレーザーによるモードロックパルスの発生とパルス幅の測定	17
			3	•	4.	1	まえがき	
			3	•	4.	2	ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生	
			3	•	4.	3	光相関法によるパルス幅の測定	1 9
			3	•	4.	4	超高速カメラによるパルス幅の測定	2 6
			3	•	4.	5	むすび	30
		ş	з.	5	<b>,</b>	2 -	ド同期用可飽和色素の開発	30
			3	•	5.	1	まえがき	30
			3	•	5.	2	ポリメテン系色素の改良	31
			3	•	5.	3	Ni-complex 色素	
			3	•	5.	4	むすび・・・・・	3 5

§3.6	『ルス幅可変モードロックパルスの発生	
3.6.1	まえがき	
3.6.2	可飽和色素による発振の安定性	
3.6.3	安定なモード同期パルスの発生	
3.6.4	パルス幅可変モード同期レーザー	••••
3.6.5	, む す び	
§3.7 ‡	とめ	
参考文	献	
第4章 ガラス	、レーザーの発振スペクトルの同調	
§4.1 ‡	えがき	
§4.2 /	ーマルモードでの同調	••••••••••••••••••••••••••••••••••••••
4.2.1	実験装置	
4.2.2	計 算	
§4.3 Q	リスイッチモードでの同調	
4.3.1	実 験	
4 3 2	計 算	
1.0.0		
<ul><li>\$ 4.4 む</li><li>参考文</li></ul>	· す び 献	
<ul> <li>\$4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$5.1 季</li> </ul>	♪ す び 献 ペレーザーの増幅 えがき	
<ul> <li>\$4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$5.1 ま</li> <li>\$5.2 増</li> </ul>	♪ す び	
<ul> <li>\$4.4 む</li> <li>\$4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$5.1 ま</li> <li>\$5.2 増</li> <li>5.2.1</li> </ul>	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>シレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>?ミメーターの測定</li> <li>損失係数</li> </ul>	
§4.4 む 参考文 第5章 ガラス §5.1 ま §5.2 増 5.2.1 5.2.2	<ul> <li>すび</li></ul>	
<ul> <li>\$4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$5.1 ま</li> <li>\$5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.2</li> <li>5.2.3</li> </ul>	<ul> <li>すび</li></ul>	
<ul> <li>第4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>§5.1 ま</li> <li>§5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.3</li> <li>5.2.4</li> </ul>	<ul> <li>すび</li></ul>	
<ul> <li>\$ 4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$ 5.1 ま</li> <li>\$ 5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.2</li> <li>5.2.3</li> <li>5.2.4</li> <li>\$ 5.3 R</li> </ul>	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>ベレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>?幅パラメーターの測定</li> <li>損失係数</li> <li>誘導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>ate 方程式</li> </ul>	
<ul> <li>第4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>§5.1 ま</li> <li>§5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.3</li> <li>5.2.4</li> <li>§5.3 R</li> <li>5.3.1</li> </ul>	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>シレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>領幅パラメーターの測定</li> <li>損失係数</li> <li>誘導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>ate 方程式</li> <li>Rate 方程式</li> </ul>	
<ul> <li>\$ 4.4 む</li> <li>\$ 4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>\$ 5.1 ま</li> <li>\$ 5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.2</li> <li>5.2.3</li> <li>5.2.4</li> <li>\$ 5.3 R</li> <li>5.3.1</li> <li>5.3.2</li> </ul>	<ul> <li>すび</li></ul>	
<ul> <li>第4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>§5.1 ま</li> <li>§5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.2</li> <li>5.2.3</li> <li>5.3.1</li> <li>5.3.1</li> <li>5.3.2</li> <li>5.3.3</li> </ul>	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>シレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>倉幅パラメーターの測定</li> <li>損失係数</li> <li>満導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>シロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>ふれe 方程式</li> <li>ホリウムクラウンガラスの場合</li> </ul>	
<ul> <li>第4.4 む</li> <li>参考文</li> <li>第5章 ガラス</li> <li>§5.1 ま</li> <li>§5.2 増</li> <li>5.2.1</li> <li>5.2.2</li> <li>5.2.3</li> <li>5.3.1</li> <li>5.3.2</li> <li>5.3.3</li> <li>§5.4 増</li> </ul>	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>ペレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>?</li> <li>?</li> <li>損失係数</li> <li>誘導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>3ate 方程式</li> <li>Rate 方程式</li> <li>Rate 方程式</li> <li>·</li> <li>·</li></ul>	
第 5 年 3	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>ペレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>増幅パラメーターの測定</li> <li>損失係数</li> <li>誘導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>シロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>ホートガラスの場合</li> <li>シリケートガラスの場合</li> <li>シリケートガラスの場合</li> <li>シリケートガラスの場合</li> </ul>	
第 5 年 第 4 4 む 参 考 文 第 5 章 ガラス § 5 . 1 ま § 5 . 2 増 5 . 2 増 5 . 2 3 5 . 2 4 § 5 . 3 R 5 . 3 1 5 . 3 . 1 5 . 3 . 2 5 . 3 . 3 § 5 . 4 増 5 . 4 増 5 . 4 1 5 . 4 . 1 5 . 4 . 2	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>ペレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>?!幅パラメーターの測定</li> <li>損失係数</li> <li>誘導放出断面積σ</li> <li>逆転密度 n</li> <li>クロス緩和時間と終状態の寿命</li> <li>ate 方程式</li> <li>Rate 方程式</li> <li>Rate 方程式</li> <li>ジリケートガラスの場合</li> <li>ジリケートガラスの場合</li> <li>ジリケートガラスの場合</li> <li>ジリケートガラスの場合</li> </ul>	
第 $$ § $4.4$ む 参 考 文 第 $5章$ ガラス § $5.1$ ま § $5.2$ 増 5.2.1 5.2.2 5.2.3 5.2.4 § $5.3$ R 5.3.1 5.3.2 § $5.3.2$ § $5.3.4$ 増 5.3.3 § $5.4$ 増 5.4.1 5.4.2 § $5.5$ む	<ul> <li>すび</li> <li>献</li> <li>ベレーザーの増幅</li> <li>えがき</li> <li>?</li> <li>?</li></ul>	

.

第6	章			$\nu_{r}$ -	ーザー	- ガラスの損傷耐力向上の研究	61
	§	6	•	1	まえ	がき	61
	§	6	•	2	実験	の方法	·61
	§	6	•	3	実験	結果	63
			6	.3	.1	損傷の種類	63
			6	.3	. 2	プラズマの観測	-65
			6	.3	.3	ベルス幅の影響	66
	§	6	•	4	損傷	5の機構	67
	§	6	•	5	損傷	耐力の向上	70
			6	. 5	.1	フッ酸処理	-70
			6	. 5	. 2	アルカリの除去	71
			6	. 5	.3	表面コーティング	71
			6	. 5	. 4	化学強化法	71
	§	6	•	6	tr -	÷ ۲۶۶	71
	参		考	文	こ前	ζ	72
第7	章			大出	力ガ	「ラスレーザーシステムの開発	73
	ş	7	•	1	まえ	_がき	73
	Ş	7	•	2	大出	カガラスレーザーの構成	73
			7	. 2	. 1	発振段とパルス整形器	7.3
	0		7	.2	. 2	主増幅段	73
	§	7	•	3	ブー	-スターレーザー	78
			7	.3	.1	まえがき	78
			7	.3	. 2	プースターレーザーの設計	78
			7	.3	.3	ディスクプリアンプーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーーー	78
			7	. 3	. 4	ディスクレーザー・・・・	80
	•		7	.3	. 5	まとめ	88
	8	7	•	4	光学	ニコンボーネント	89
			7	• 4	. 1	まえがき	89
			7	• 4	. 2	大人刀フラッシュランプ	89
			7	• 4• •	.3	尤アイソレーター	94
			7	• 4 ·	. 4	フレネル回折の防止	96
	0	~	7	. 4	. 5	<b>ま</b> とめ	99
	8	7	•	Ъ 	希	論	00
	厺	7	考	又	. 献	1	00

第 8	章			Nd	3+:	無機液体レーザーの研究1	01
	§	8	•	1	まえ	がき1	01
	§	8	•	2	無機	液体レーザーの特性1	01
			8	. 2 .	1	レーザー媒質	01
			8	. 2.	2	スペクトル特性1	. 02
			8	. 2.	3	発振特性	03
	§	8	•	3	ν-	-ザーパラメーターの測定1	07
			8	. 3 .	1	まえがき1	07
			8	.3.	2	螢光寿命·······1	07
			8	. 3 .	3	損失係数の測定1	07
			8	.3.	4	誘導放出断面積 $\sigma_{_{32}}$ の測定1	08
			8	.3.	5	ターミナルレベル ${}^{4}I_{11/2}$ の寿命 $\tau_{21}$ の測定	10
	§	8	•	4	大出	力化への応用1	12
			8	.4.	. 1	まえがき1	12
			8	.4	2	計 算1	12
			8	.4.	3	実 験1	14
			8	.4.	4	むすび1	15
	§	8	•	5	異な	ったレーザー媒質間の増幅	16
			8	.5.	1	まえがき1	16
			8	.5.	2	SeOCl, レーザーによるガラスレーザー光の増幅	16
			8	.5.	. 3	POCl <sub>3</sub> レーザーによる Tuning 光の増幅l	17
			8	.5.	4	むすび1	19
	§	8	•	6	液体	マーザーにおける非線形光学現象	19
			8	.6.	. 1	まえがき1	19
			8	.6.	. 2	ピコ秒光パルス発生1	19
			8	.6.	. 3	非線形光学効果1	22
			8	.6	. 4	むすび1	26
	ş	8	•	7	ま。	٤ ۵ ······1	27
	参	-	考	文	、献	č1	27
第9	華			結	論	]]	29
				訜	辞	2 1	32
				<b>*</b> /	演日	· 録	33

#### 第1章 緒

レーザーは可干渉性,指向性に富み,その上エネ ルギー密度が極めて高いため,物理,工学上極めて 重要となっている。前者の性質は情報処理,光通信, プラズマ計測,非線形光学等,各種の新しい計測分 野を開いた。また後者のエネルギー密度を利用する 点では核融合プラズマの生成,レーザー加工が出現 した。筆者は主として,レーザーにより核融合を行 なりための大出力レーザー開発を目的とし,研究を 行なってきた。

固体,液体レーザーは高密度のエネルギーをレー ザー媒質中に蓄え得るため大出力を得るのに適して いる。1960年Maimanはルビーにより最初のレ ーザー光を得たが<sup>1)</sup>,それ以後ガラスレーザーを Snitzerが発振させた<sup>2)</sup>のに続き,各種のガラス, 結晶の高効率,高出力用を目的とした材料開発が各 国で行なわれた。

高出力化をはばむのはレーザー光による媒質損傷 であり、単位面積当りのパワー密度を損傷閾値より 以下におさえる必要がある。高出力を得るためには、 レーザー媒質を大型化しなければならない。ルビー 等の結晶はこの点で大出力化競争から脱落し、大型 化が容易なガラスレーザーが高出力レーザーの主役 となったのである。

1962年頃 Basov等は強いレーザー光でプラズ マを発生加熱すれば核融合反応が起こる事を提案し ていたが、1968年のマイアミで開かれた第5回 量子エレクトロニクス国際会議で中性子発生の報告 を行ない、核融合の可能性を示した<sup>3)</sup>。

レーザー光の持続時間が通常のQスイッチパルス のように数10ナノ秒以上のパルスである時には、 生成したプラズマは電磁流体力学的に膨張し、レー ザー光のエネルギーはまわりに拡散してしまう。し かしナノ秒前後のパルスを用いれば、膨張が始まる までにエネルギーの投入が完了するため、極めて有 論

効な加熱が行なわれることになる4)~7)。

発振段で得られたパルスは何段も増幅器を通り, ビーム径を大きくしながらパワーを上昇してゆく方 法がとられる。

極めて多数の固体,液体,気体のレーザーが開発 された中で,現在核融合装置のプラズマ加熱源とし てネオジムガラスレーザーは最も大規模な装置に まで発展している。

著者は核融合ブラズマ生成用の大出力レーザー装置の建設を目的とした ネオ ジムレーザーの開発研究を行なった。

まずプラズマ生成に必要なナノ秒、ピコ秒の光パ ルス発生法、発振スペクトルの同調法等の技術を確 立した。これについては第2~4章でのべる。また 増幅のふるまいをコンピューターにより解析し,増 幅実験との比較検討を行ない、大出力化への指針を 与えた。これを第5章でのべる。高出化に伴ない媒 質のレーザー光による損傷の問題が生じる。第6章 ではレーザーガラスの内部、表面における損傷の研 究結果についてのべる。損傷の閾値を決定すると共 に、閾値向上についての研究も行なった。第7章で は以上の研究を基礎として設計製作した出力250 Jガラスレーザー装置についてのべる。最終段はビ ーム径が8cmと大きくなるため新型のディスクレー ザーを採用した。ネオジムを添加した無機液体レ - ザーは廉価でしかも液体であるため大型化が容易 であり大出力レーザーとして興味深い。これに関し ては第8章でのべる。

第9章は結論であって、以上8章にわたって述べ た結果をとりまとめレーザーによる核融合研究の見 通しを与えている。

#### (参考文献)

- 1. T.H.Maiman : Nature 187 493 (1960)
- 2. E.Snitzer : Phys. Rev. Lett.,
  7 444 (1961)
- 3. N.G.Basov et al : IEEE J.Quant. Elect. QE-4 864 (1968)
- 4.山中他:電気学会誌 92-A 561 (1972)
  - 5. C.Yamanaka et al : Phys. Rev. A 6 2335 (1972)
  - 6. 山中他:電気学会誌 94 285 (1974)
- 7.山中他:電子通信学会誌 57 584 (1974)

#### 第2章 ナノ秒光パルスの発生

#### §2.1 まえがき

この章ではナノ秒持続時間を持つレーザーパルス 発生法についてのべる。レーザーの持続時間を任意 に変えることができれば、プラズマ生成の研究<sup>1)-3)</sup> のみならず、ナノ秒領域における物理的、化学的な 光と物質との相互作用の現象を研究する上で有効な 手段となる。

ここで言うナノ秒パルスとは約1ナノ秒から数 10ナノ秒の持続時間を持つパルスである。回転プ リズム,ポッケルセル,可飽和色素あるいはこれ等 の組み合わせによる通常のQスイッチパルス発生法 で,得られる最少のパルス幅は高々10ナノ秒まで である。それ以下のパルスはパルス透過モード法等 の特殊な方法を用いる必要がある。

筆者は共振器の内部と外部とでパルス透過モード 法を用い、ナノ秒光パルスの発生を試み、両者の比 較検討を行なった。

#### §2.2 パルス透過モード法の原理

第2-1図に光パルス整形法としての(1)内部変調 法,(2)外部変調法の1例を示す。



第2-1図 パルスモード透過法によるナ ノ秒パルス発生 (1) 内部変調法 (2) 外部変調法 内部変調法

図について動作原理を示す。可飽和色素によりガ ラスレーザーにQスイッチをかける。成長しだした Qスイッチ光の1部を反射鏡  $M_2$  より取り出し,高 電圧ベルス発生器 (Pulse Generator)を動作 させる。この動作により発生した高電圧を光スイッ チ(Light Switch)にかけて光の偏光方向を 90°かえることにより共振器のQを悪くする。この 結果発振は停止し、共振器の内部に残っている光エ ネルギーは偏光方向をかえられることにより偏光子 Pからレーザー出力光として取り出される。取り出 される光パルスの時間幅はもし Pulse

GeneratorとLight Switch の応答時間 の十分はやいものを用いた時には共振器内に残され た光の寿命により決まる。すなわち共振器の長さに より決まる。

内部変調法の特徴は以下の通りである。

1) 共振器のQをかえるために必要な光スイッチ にかける電圧は $\lambda / 4$ 電圧でよい。

2) Qスイッチ用素子(図では可飽和色素を用いている)とパルス整形のための光スイッチ素子の両方を共振器内に入れる必要があり,共振器損失が大きくなる。

3) パルス幅の調節は共振器長で行なわなければならない。最短パルス幅は共振器長Lがいかに短かくなるかで決まる。L=600mなら4nsである。
 (2) 外部変調法

発振器で、通常のQスイッチ発振を行なわせ、 30ns位のパルスを作る。この光は偏光子  $P_1$ 、光ス イッチを通過してゆく。偏光子  $P_2$ は  $P_1$ と 直交して いるため、光は直進できず曲げられ Pulse Generatorを動作させる。この動作により発生 した高電圧を光スイッチにかけて光の偏光方向を 90°かえる。その結果光スイッチに電圧のかかって

いる時間だけ Paから直進したレーザー光が得られる。 外部変調法の特徴は以下の通りである。

1) 光スイッチにかける電圧は  $\lambda / 2$  電圧である。

 Qスイッチングとパルス整形を独立して動作 させるため、発振器で十分モードのきれいなパワー の強いレーザー光が出せる。

 パルス幅の調節は高電圧ケーブルの長さを変 えるだけで任意のものが出せる。

以上の説明からわかるように、いづれの方法の場 合でも高圧パルス発生装置と光スイッチ素子の特性 が全体の動作を支配する。高圧パルス発生にはレー ザートリガーギャップを、光スイッチにはケルセル、 ポッケルセル等を用いた。以下に筆者等が開発した ものについてのべる。

§2.2 レーザートリガーギャップ

高圧パルス発生装置は、レーザー光に対して感度 よくしかも光スイッチ素子を動作させるための立ち 上り時間の極めて速い高電圧(通常数KV以上)を 発生できる必要がある。レーザートリガーによるス パークギャップは

(1)トリガー部と高いギャップ電圧との間に電気的 なカップリングがないので安全であり、動作も安定 している。

(2)放電時間遅れが短かく、ジッターも小さい。

(3)構造が簡単である。

(4)レーザー放射に正確に同期した高電圧パルスを 発生できる。

などの特徴がある。

筆者は真空型<sup>4)</sup>と加圧型<sup>5),6)</sup>の両方のギャップ の特性について調べた。

第2-2図は真空型レーザートリガースパークギ ャップの構造を示す。ギャップ間隔は0.5 mmである。 内部はXe ガスが約10<sup>-3</sup> torr封入してある。真 空ギャップを用いて行なった時の実験装置を第2-3図に示す<sup>7)</sup>。

光スイッチにはケルセルを用いた。可飽和色素に



第2-2図 真空型レーザートリガースパ ークギャップ



Experimental schematic for selecting a single pulse from a train of ultrashort pulses.

第2-3図

よりQスイッチと同時にモードロックがかかり発振 が始まる。出力端ミラーM<sub>2</sub>(R=80%)から出たレ ーザー光がレーザートリガーギャップ(L.T.S.G.) をスイッチする。この時L.T.S.G.と集光レンズ (f=3.5 cm)間の距離を適当にとることによりス イッチオンするタイミングを調節することができる。 これによりケルセルに入/4 電圧がかかる。ケープ ルを長くすることによりQスイッチパルスの持続時 間より十分長い時間ケルセルに電圧がかかっている ようにした。この装置によりモードロックパルス列 からシングルパルスを取り出すことに成功した。第 2-4 図にパルス波形を示す。上図はシングルパル スであり下図は共振器内部のパルス波形を示す。ケ ルセルに電圧がかかった時から共振器のQが悪くな り発振が停止している様子がよくわかる。

真空型ギャップは小型であり簡便であるが,耐圧 が6KV位い以上のものをつくるのが困難であった。 また閉じ込め型であるためギャップ間隔等の調節が できない等の問題点があった。このため次に加圧型



第2-4図 パルス透過モード法により得られ たシングルモードロックパルス(上) と共振器内部のパルス波形列(下)



第2-5図 加圧形レーザートリガーギャップ の構造



第2-6図 レーザーパワー変化に対する放電 時間遅れと立上り時間



第2-7図 立上り時間と電極間距離の関係



第2-8図 LTSGによるパルス電圧波形 (2ns/div)

のものを試作した。

第2-5 図に  $N_2$ ガス封入の加圧形L.T.S.G. を示す。L.T.S.G.は同軸構造で、焦点距離3 cm のレンズは負の電極上に集光するように可動であり、 電極間距離も調節できる。第2-6 図はレーザーパ ワーを変えた時のギャップの放電時間遅れ及び電圧 の立ち上り時間を測定した結果であり、第2-7 図 は電極のギャップ間隔と立上り時間の関係を調べた 結果である。放電時間遅れの時間基準はレーザー光 の立上り10%の所とした。立ち上りの最もはやい 場合の電圧波形を第2-8 図に示す。立ち上り時間 として 0.5 ns 前後のものが得られている。

#### §2.4 光スイッチ

光スイッチ作用にはケル効果,ボッケルス効果等 が一般に使用されている。時間応答に関してはケル 効果は分子の配向分極時間で決まり大体10<sup>---</sup>~ 10<sup>-12</sup> 秒位いで、またポッケルス効果は電子が関 与するのでもっとはやい。いずれにせよ10<sup>-9</sup> 秒の 光スイッチには用いることができる。

筆者は実験の初期にはニトロベンゼンを用いたケ ルセルを使った。(第2-3図)。しかしニトロベ ンゼンは吸湿性で電気抵抗がすぐに悪くなることや, 使用電圧の加減でセル長が数mとなりこのため,強 い発振をさせるとセルフトラッピング等が起こりや すく, パターンが不均一になりやすい等の問題点が あった。このためKDPを用いたポッケルセルを開 発した。ここではポッケルセルのみについてのべる<sup>8)</sup>。

ポッケルセルの特性を決めるパラメーターとして 以下の3つが考えられる。

(1) 挿入損失

これはストレスにより結晶中に生じた複屈折による損失とレーザー光吸収による2つに分けられる。

(2) レーザービームの半径方向に対する透過

(3) 応答速度

第2-9図に筆者が使用したポッケルセルの概略 図をまた第2-10図にセルの構造を示す。変調素 子としてKDPを用いた。寸法は15×15×10 mm



第2-9図 KDPポッケルセルの概略図



第2-10図 ポッケルセル断面図

で温度による複屈折変化を防止すると共に電気光学 効果を2倍にするために、3枚の平行平板電極の間 に2ケのKDPを縦続接続し、中央電極に高電圧を 印加した。結晶の2軸は電極面に垂直であり、レー ザー光は直径10mmの穴を通り2軸方向に伝播する。

(1)の挿入損失を減少させるために KD P 自身には メカニカルな力ができるだけ働かないように組み立 てることが重要である。メカニカルなストレスによ り生じた結晶の複屈折は光スイッチの

Extinction Ratioを下げる。筆者等が組み 立てたもので $10^3$ のオーダーであった。

(2)のビーム半径方向に対する透過ができるだけ一様になることも動作時のExtinction Ratio を上げるのに重要な条件である。第2-9図のよう な電極構造を用いているために結晶には平等電界が かからずこのため不均一透過が生じる。ポッケルセ ルの透過率の場所的変化を調べた結果を第2-11 図に示す。電圧11.4KV 近傍でほぼ一様な透過率 が得られる事が判った。計算上での $\lambda$ /2電圧はほ ぼ  $V_{\lambda/2}$ =9KVである。できるだけ均一透過を得る ためには  $V_{\lambda/2}$ よりかなり大きな値が必要である。



第2-11図 印加電圧によるポッケルセ ルの透過率の場所的変化

(3)のポッケルセルの応答時間はケーブルの Impedance Rとポッケルセルの静電容量Cとの 積RCで決められる。製作したセルのCは約20pF, またケーブルはR=50Ωであるから、これから電 圧の立ち上り時間として約1 ns となる。

#### §2.5 パルス幅可変なレーザ光の発生

以上の特性を持つL.T.S.G.とポッケルセルを 用いて、内部変調、外部変調について特性を調べた。 その結果内部変調法は共振器の損失が大きく、発振 させにくい、TEM<sub>oo</sub>モードのパターンが得にくい、 パルス幅の調節がめんどうである等の点から外部変 調法を採用することにした。



LTSG: レーザトリガスパークギャップ,  $GP_1, GP_2$ : グラン編 光子,  $L_1 \sim L_3$ : 同軸ケーブル, PC: ポッケルセル,  $ND_1$ ,  $ND_2$ : フィルタ, BS: ビームスプリッタ, BP: バイプラナーホトダ イオード

第2-12図 外部変調法



(a) LTSG前のQスイッチレーザパルス、
 水平軸 20ns/div



 (b) 整形レーザパルス、パルス幅 2ns, 水平軸 5ns/div



(c) 整形レーザバルス、バルス幅 l0ns,水平軸 5ns/div
 第2-13図 レーザー波形

第2-12図に回転プリズムを用いたQスイッチ 発振による外部変調法を示す。またこれにより得ら れたレーザー波形を第2-13図に示す。 (a)はL.

T.S.G. にはいる前のレーザー光をビームスプリ ッターにより観測したものである。切り出したレー ザー光が最も強くなるために、L.T.S.G.はレー ザー波形の適当な時間で動作する必要がある。この 調節はL.T.S.G.前に減衰フィルタを置くことに より行なわれた。(b)(c)は切り出したレーザー波形で ある。L<sub>3</sub>のケーブル長を変えることにより2~30 nsの間の任意の決形を得ることができる。レーザ 一光の立上り時間は約1.5 ns であった。ポッケル セルの計算上の立上り時間は前述のように約1 ns であるのでこの値より実験値は少し大きい。これは ポッケルセルにかかる電界の場所的不均一性のため と考えられる。第2-14 図は発振器に可飽和色素



(a) B.Sよりのレーザー波形(20ns/div)



(b) single pulse (20ns/div)

第2-14図 モードロックパルス波形

モード同期レーザーを用いてモードロックパルス列 の中のsingle pulse を切り出した時のレー ザー波形を示す。この場合、パルス間隔は共振器長 により決定され、たとえば100cmの場合には約6.7 ns である。従ってパルス整形部のケープル $L_3$ の 長さは50cm程度にとればよい。

#### §2.6 むすび

外部変調法を用いた安定なナノ秒パルス発生装置 の開発を行なった。レーザー光の立ち上り時間はレ ーザートリガーギャップと光変調素子の電圧立ち上 り時間で決定された。加圧型のギャップにより1ナ ノ秒以下の電圧立ち上り時間が得られた。このギャ ップとポッケルセル光スイッチとの組み合わせで, 立ち上り1.5ナノ秒のレーザー光を得た。可変パル ス幅は2ナノ秒から約30ナノ秒であった。

筆者が用いたポッケルセルの問題点は径方向の透 過率の均一性である。第2-11図に示した如く不 均一性が約10%前後あり、これが光スイッチのS /Nを悪くしている。最近シリンドリカル電極を用 いたポッケルセルはよい特性を持つという報告があ る<sup>9)</sup>。この種の検討をする必要がある。

#### (参考文献)

 C.Yamanaka etal : 2nd Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena (1971-8)

- 2.山中:電気学会誌 92-A 25 昭和47年
  - 3.山中:電子通信学会誌 57 5号 584
     昭和49年
- 4. L.L.Steinmetz : Rev. Scient. Instru. **39** 904 (1968)
- 5. A.J.Alcock, M.C.Richardson 透 and K.Eeopold : Rev. 不 Scient. Instru. 41 1028 S (1970)
  - 6. K.Yoshida T.Sasaki etal : Japan. J.Appl. Phys, 10 1643 (1971)
  - 7.佐々木、山中、中村、山中:電子通信学会量 エレ研究会 QE69-39 10月(1969)
  - 8. 吉田,山中,佐々木,島村,山中:電学誌 92-C 377 昭和47年
- tion and Related Plasma 9. LLL LASER FUSION PROGRAM Phenomena (1971-8) Semiannual Rept. July -Dec. (1972)

第3章 モードロッキングによるピコ秒光パルスの発生

#### §3.1 まえがき

ナノ秒以下のパルス幅を持つ光パルスを電気光学 的シャッターのみで得ることは困難である。この領 域のパルス発生には通常レーザーの多モード発振を 生かしたモード同期による方法が採用される。一般 に固体パルスレーザーは利得が極めて高いため、強 制モード同期による方法は過渡状態的な同期になり 不安定発振を示す。このため変調が十分かかる可飽 和色素による自己モード同期によりビコ秒パルス発 生を行なった。

筆者は、可飽和色素によるビコ秒光パルス発生の メカニズムを解明した。またビコ秒領域における光 計測技術は従来の光検知器とオシロスコープの組み 合わせでは時間応答不足のため、用いることができ ない。このため光相関法、超高速カメラ等の開発を 行なった。さらに安定なビコ秒光パルス発生のため、 の技法を開発した。

#### §3.2 モードロッキングの理論的取り 扱い

3.2.1 まえがき

1961年にHellwarthとMcClungはカー セルを用いるQスイッチ法を考案してパルス幅が 120nsで通常発振(ノーマル発振)よりも,はる かに尖頭出力の大きい(数百KW)いわゆるGiant Pulseを発生するのに成功した<sup>1)</sup>。1962年に は回転ブリズムによるQスイッチ法により10MW 以上の尖頭出力が得られた。その後可飽和色素を用 いるQスイッチ法も発展し,ルビーやNdガラスレ ーザーで容易に1MW以上100MW 程度のパルス発 振が10~100nsのパルス幅で得られるようにな り, 光高調波発生,誘導ラマン散乱をはじめ,種々 の非線形効果の研究や光レーダーなどに用いられて きた。 光共振器の損失または共振周波数をモードの差周 波数に近い周波数で変調するとモード同期(Mode Locking)が起こる。1964年に最初He-Neレ ーザーの連続発振に対してモード同期が実験され<sup>2)</sup>, これによってベルス幅が約1 ns のレーザー出力が 縦モードの差周波数の繰り返しで出ることが示され た。光共振器に非線形素子たとえば可飽和色素を入 れた時にもモード同期が起こる。この方法は主に固 体レーザーに対して用いられ、1965年Mocker とCollins はルビーレーザーのモード同期によ って5×10<sup>-10</sup>秒のベルス幅を<sup>3)</sup>, 1966年に De MariaらはNd ガラスレーザーをモード同期 して約10<sup>-10</sup>秒のベルスを得た<sup>4)</sup>。

ジャィアントパルス発振をモード同期した時,光 共振器内を光が往復する時間を周期としたパルス列 になっている。(第3-1図) レーザー利得の周 波数 $\Delta \nu$ の中で発振している多モードが同時発振す れば,後にも述べるようにその出力のパルス幅では  $\tau \simeq 1 / \Delta \nu$  (3-1)



になることが予想されるが、実測された固体レーザ ーのパルス幅はこれよりもずっと広い。この矛盾は いわゆるモードの同時発振という仮定自体にあるこ とが、最近Letokhov<sup>5)</sup>、Fleck<sup>6)</sup>等により指 摘された。Qスイッチバルスのような過渡現象を正 確に取り扱うためには、周波数領域では、いわゆる パルス自体のもつ性質を正確に記述するのが困難で あり、実時間軸において、取り扱う必要がある。す なわちモード間の同期ということよりも1つの光パ ルスが光共振器内を往復する間に減衰と増幅を受け ると考える方が現象を正しく扱えるわけである。

ここでは参考のため、まず定常状態におけるモー ド同期(周波数領域で取り扱う)についてのべ、つ いでQスイッチバルスのような過渡状態のモード同 期(実時間領域で取り扱う)についてのべる。

 3.2.2 定常状態におけるモード同期(周波数領 域での取り扱い)<sup>7)</sup>

レーザー発振のスペクトルは通常共振器内を光が 一往復する時間を周期とする周波数だけ離れた多数 の縦モードから成っている。(第3-2図(a))異な る縦モード間の位相がたがいに全く無関係の時には, これらを合成した全出力はある平均値を中心に振 幅が不規則に変動する連続光となる。(第3-2図 (b))しかし異なるモード間に特定の位相関係が生ず ると強い干渉によって合成出力の様子は全く変わる。 いま周波数間隔δの縦モードより成る合成電場を一 般に

$$\mathbf{E}(\mathbf{t}) = \sum_{n}^{N} \mathbf{A}_{n} \operatorname{cos}\left(2\pi(\nu_{0} + n\delta)\mathbf{t} + \varphi_{n}\right)$$

(3-2)

と表わし、特に $\varphi_n = 0$ ,  $A_n = - 定の場合を考え$ ると、 $<math>E(t) = A \sum_{n=0}^{N} \cos\left(2\pi\nu_n t + 2\pi n\delta t\right)$ 

$$= A \frac{\sin (\pi N \delta t)}{\sin (\pi \delta t)} \cos (2\pi \nu_0 t + \frac{N-1}{2} 2\pi \delta t)$$

$$\simeq_{A} \left\{ \frac{\sin(\pi N\delta t)}{\sin(\pi\delta t)} \right\} \cos(2\pi\nu_{0}t)$$
(3-3)



MMMMMM

第3-2図 モードスペクトルと波形

となり(Nは全モード数),合成出力光の振幅波形 は第3-2図(c)のようにパルス幅~( $\Delta\nu$ )<sup>-1</sup>( $\Delta\nu$ ) は全発振幅),間隔 $\delta^{-1}$ のパルス列になることがわ かる。特定の位相関係を生じるのは、非線形媒質の 中でのモード間の相互作用によるものとして説明さ れる。いま隣接した周波数 $\nu_1$ , $\nu_2$ の発振モードを 考えると非線形媒質中での混合作用によって周波数  $2\nu_1 - \nu_2$ ,  $2\nu_2 - \nu_1$ の分極成分を生じる。これら は両隣りの発振モードの周波数にほぼ一致するので その位相を $\nu_1$ ,  $\nu_2$ の光の位相に同期させるように ひっぱり込む作用をする。この働きはさらに伝播し て全モードに及ぶことになる。このような同期作用 はレーザー物質自身の非線形性によってもある程度 自然に生ずるが、外部におかれた適当な非線形物質 によってさらに効果的に行なわれる。また非線形吸 収体を用いる代りに変調器を挿入してるの周波数で 共振器の損失を強制的に変調する方法もある。この 場合にも似たような作用によってモード結合が行な われ、バルス列が発生する。

しかし一般に非線形媒質を含む共振器内では電磁 場の固有モードというものは厳密には定義できず、 そこから出てくる光のスペクトル分布は光の強度に よって変化し共振器モードとは必ずしも一致しない。 したがってモード同期という現象を、あらかじめス ペクトルの定まった多モード発振が存在していて、 それらが単に同期発振するものと理解することは厳 密には正しくない。しかしモードという言葉を広く 解釈し、その成因は何であれ結果に注目して、ある スペクトル幅を持つ光のフーリエ成分の1つを意味 するものとすれば、それらの位相が揃った状態が超 短光パルスであるといってさしつかえない。このよ うなモード同期的考えは、超短光パルスの問題を扱 **り場合,或る程度までは,かなり便利なモデルであ** る。しかしパルスの構造やその成因の詳細に立ち入 ってみると、これだけで説明するには、いろいろな 無理が生じ、究極的には後者のようにパルスそのも のを現象の基本要素として考える必要が生じてくる。 それは本質的に非線形な現象を扱っているからであ る。

# 3.2.3 過渡状態におけるモード同期(実時間領域での取り扱い)

実時間領域の取り扱いの1つとしてFleckは電 子計算機によるモデル計算によりQスイッチレーザ ーの発振過程を調べ、ランダムな雑音から出発して 実際に1つか 2つの鋭いパルス出力が得られるこ とを示している<sup>6)</sup>。またLetokhov等は可飽和色 素によるQスイッチモードロッキングを解析的に取 り扱いよく説明している<sup>5)</sup>。ここでは後者の取り扱 いを考察する。

理論的なモデルとして簡単のために,次の仮定を おく。

 $(a) \nu - \psi - 物質の誘導放出断面積 <math>\sigma_a$  と可飽和色素の吸収断面積  $\sigma_b$  との間に

 $\sigma_b T_1^b \gg \sigma_a T$  (3-4) が成立する。ただし $T_1^b$ は色素の上準位の緩和時間, Tは光が共振器中を往復するのに要する時間(T= 2 L/c)である。この条件は可飽和色素によりQ スイッチが生じるための条件である。

(b)レーザーのパルス幅 $\tau_p$ に比べ、  $T_1^b$  は 極めて 短かい。すなわち

$$\tau_{\rm p} \gg T_{\rm l}^{\rm b}$$
 (3-5)

(c)レーザー媒質の励起はレーザーの断面にわたり, 一様である。

(d)初期の色素の吸収係数  $x_o$ は  $x_o \ll 1$ を満たす。 また吸収の飽和は、二準位系の場合のように

 $\mathbf{x}(t) = \mathbf{x}_{0} (1 + \mathbf{I}(t) / \mathbf{I}_{s})^{-1}$  (3-6) で与えられるものとする。

このような仮定のもとで、まず自然放出により発 生した雑音状の波形が、共振器中を往復しながら次 第にパルス出力となる過程を解析する。共振器の往 復時間Tを周期として波形はほぼ繰り返され、レー ザー媒質による増幅と、色素による吸収とで、少し ずつ変化してゆく。取り扱いの便宜上時間 tを

 $t = k T + \tau = t_k + \tau$ , k = 0, 1, 2, ...  $0 < \tau < T$  (3-7)

で表わす。共振器をk回往復したあとの強度変化率 は

$$\frac{\partial P(\tau, \mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} = \left( \alpha(\mathbf{k}) - \gamma - \frac{\mathbf{x_o}}{1 + P(\tau, \mathbf{k})} \right) \times P(\tau, \mathbf{k})$$
(3-8)

で表わされる。ここで  $P(\tau, k) = I(\tau, k) / I_s$ は無次元の強度、 $\alpha(k)$ は、 k 番目の通過を始める時 の利得、 $\gamma$ は線形損失係数である。利得 $\alpha(k)$ は、近 似的に

 $\alpha (\mathbf{k}) = \alpha_{0} + \mathbf{k} ( \mathbf{d} \alpha / \mathbf{d} \mathbf{k} )$  $= \alpha_{0} + \mathbf{k} T ( \mathbf{d} \alpha / \mathbf{d} \mathbf{t} )$ 

(3-9)

と展開し得る。ここで α<sub>o</sub>= x<sub>o</sub>+γは、利得のしき い値、d α/dtは、しきい値におけるポンピングに よる利得の増加率である。しきい値を越してα(k)が 増し、さらに P(τ,k)>1 となって飽和が始まる。

(1)線形領域におけるふるまい。

解析の都合上, α(t)の形を放物線で近似する。

$$\alpha(\mathbf{t}) = \alpha_{\mathbf{m}} \left( 1 - \left( \frac{\mathbf{t} - \mathbf{t}_{\mathbf{m}}}{T_{\mathbf{p}}} \right)^2 \right) \qquad (3-10)$$



 第3-3図 可飽和吸収体によるレーザー発振の解析。α: 増幅率, I:光強度, x<sub>o</sub>: 可飽和吸収体による損失係数

ここで $T_p$  は逆転分布が達成されてから、  $\alpha の最大$ 値 $\alpha_m$  に達するまでの時間、  $\alpha(t_m) = \alpha_m$  である。 (第3-3 図参照)  $t = t_o(threshold)$ で は

 $d\alpha/dt = (2\alpha/T_p)(\eta-1)^{1/2} (3-11)$ だだし $\eta = \alpha_m / \alpha_o d$ ポンピング率である。 閾値に達してから飽和が始まるまでの時間を $\tau_i$ とすと、共振器中の電磁波は

$$\exp\left\{\frac{1}{T}\int_{t_{0}}^{t}\left(\alpha\left(t'\right)-\alpha_{0}\right)dt'\right\}$$

のように立ち上るので(3-10)を仮定すると,  

$$\tau_{1} = \left\{ 2T\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^{-1} ln\left(\frac{I_{s}}{I_{0}x_{0}}\left(\frac{T}{2}\frac{d\alpha}{dt}\right)^{1/2}\right) \right\}^{1/2}$$
(3-12)

とおける。さらに(3-11)を参照すると,

$$\tau_{1} = \left\{ \frac{1}{\alpha_{0}} T T_{p} (\eta - 1)^{-1/2} \ln \left( (P_{0} x_{0})^{-1} \right) \right\}^{1/2} \times \left( \frac{T}{T_{p}} \sqrt{\eta - 1} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}$$
(3-13)

ただし  $P_0 = I_0 / I_s$ を得る。従って飽和が始まる までの線形領域における  $\alpha$  の全増加分 $\Delta \alpha$ は

$$\Delta \alpha = \tau_1 \frac{d \alpha}{d t}$$

$$= 2 \left\{ \alpha_0 (\eta - 1)^{1/2} \frac{T}{T_p} \ln ((P_0 x_0)^{-1} \times (\frac{T}{T_p} \sqrt{\eta - 1})^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (3-14)$$

で与えられる。式(3-9)と(3-14)は( $d^2\alpha/dt^2$ ) /( $\tau_1^2/2$ )《 $\Delta \alpha$ , すなわち( $\eta$ -1)<sup>1/2</sup>》 $\tau_1/2T_p$ が成立しないと近似がよくないが, 普通の場合, こ の条件はよく満たされている。

(2)非線形吸収によるパルスの短縮と選択

第3-4図に可飽和色素の2つの働き, すなわちパ ルスの短縮効果と, 強度の高いパルスのみを選択さ せる効果を図式的に示す。これ等2つの働きの度合 は1つのパラメーターで表示することができる。以 下にそれを示す。



第3 - 4図 可飽和色素の働き (a)パルス幅を狭める効果 (b)パルス波高選択効果

式(3-8)の一般解を

 $\mathbf{P}_{\mathbf{k}}(\tau) = \mathbf{f} \left[ \mathbf{P}_{\mathbf{0}}(\tau), \mathbf{k} \right] \tag{3-15}$ 

と表わす。また吊り鐘型のパルス波形に対しては, 微分方程式

$$\tau = \left(\frac{\mathbf{a}}{\mathbf{P}} - \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial \tau^2}\right)^{-1/2}$$
(3-16)

が成立する。ここでaは波形を決める定数で,  $a = 1/\sqrt{2}$ がガウス型に相当する。式(3~15) を2度微分し,(3-16)を考慮すると,k回目に 共振器を通過したあとのパルス幅 $\tau_k$ は

$$\tau_{\mathbf{k}} = \tau_{\mathbf{0}} \left( \frac{\mathbf{P}_{\mathbf{0}}}{\mathbf{P}_{\mathbf{k}}} \frac{\partial \mathbf{P}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{P}_{\mathbf{0}}} \right)^{-1/2}$$
(3-17)

で与えられる。ここで P<sub>o</sub>, P<sub>k</sub> はパルスのビーク強 度を表わすものとする。ここで

$$\mu_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{P}_{\mathbf{o}}}{\mathbf{P}_{\mathbf{k}}} \frac{\partial \mathbf{P}_{\mathbf{k}}}{\partial \mathbf{P}_{\mathbf{o}}}$$
(3-18)

とおけば、(3-17)式は

$$\tau_{\rm k} = \tau_{\rm o} \mu_{\rm k}^{-1/2}$$
 (3-19)

となり, µ<sub>k</sub> がパルス幅の短縮を表わすパラメータ ーになっていることがわかる。

次に可飽和色素のパルス選択性を示す。はじめラ ンダムな状態にある波形の中から2つのパルスのピ ーク値 P<sub>0,1</sub>, P<sub>0,2</sub> を考える。非線形領域で

$$P_{k,1} = f(P_{0,1}, k), P_{k,2} = f(P_{0,2}, k)$$
(3-20)

となる。 2 つのバルスのピーク値が大きく異ならない、 すなわち  $\Delta P_k = P_{k,1} - P_{k,2} \ll P_{k,1}, P_{k,2}$ とすると、

$$\Delta P_{\mathbf{k}} = \Delta P_{\mathbf{o}} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial P_{\mathbf{o}}}$$

としてよいので

$$\frac{\Delta P}{P_{k}} = \frac{\Delta P_{o}}{P_{o}} \left( \frac{P_{o}}{P_{k}} \frac{\partial P_{k}}{\partial P_{o}} \right) = \mu_{k} \frac{\Delta P_{o}}{P_{o}} (3-21)$$

を得る。式(3-21)を用いると,

$$\frac{P_{k,1}}{P_{k,2}} = \left(\frac{P_{0,1}}{P_{0,2}}\right)^{\mu_{k}}$$
(3-22)

を導くことができ,μ<sub>k</sub>>1となるに従い,顕著に ピークの高いバルスが選択的に増加されることがわ かる。

このようにして、周期Tで、幅の鋭い、ピークの 高いパルスが発生することになる。この場合、1つ のパラメーター $\mu_k$ が重要な役割をもつことが、 (3-17)、(3-22)からわかる。 $\mu_k$ を求めるた めに(3-8)の解を求めると、

$$P_{k}^{-1}(\tau) = \left[ \left( \alpha - \mathbf{x}_{0} - \gamma \right) + \left( \alpha - \gamma \right) P_{k}(\tau) \right]^{\mathbf{x}_{0}} / \left( \alpha - \gamma \right) \\ = P_{0}^{-1}(\tau) \left[ \left( \alpha - \mathbf{x}_{0} - \gamma \right) + \left( \alpha - \gamma \right) P_{0}(\tau) \right]^{\mathbf{x}_{0}} / \left( \alpha - \gamma \right) \\ \times e \mathbf{x} p \left[ -\left( \alpha - \mathbf{x}_{0} - \gamma \right) \mathbf{k} \right] \quad (3-23)$$

を得る。ただし $\alpha = \alpha_0 + \Delta \alpha$  とおいた。これは、 非線形領域は短かく、ポンビングの影響による $\alpha$ の 変化は無視してもよいので、よい近似である。 式(3-23)によって

$$\mu_{k} = \frac{(1+P_{o}) \left\{ \Delta \alpha + (\mathbf{x}_{o} + \Delta \alpha) P_{k} \right\}}{(1+P_{k}) \left\{ \Delta \alpha + (\mathbf{x}_{o} + \Delta \alpha) P_{o} \right\}} \quad (3-24)$$

を得るが, P<sub>o</sub>≪∆α, ∆α≪α<sub>o</sub>, x<sub>o</sub> とすると, (3-24)は簡単に

$$\mu_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{x}_{\mathbf{0}}}{\Delta \alpha} \cdot \frac{\mathbf{P}_{\mathbf{k}}}{1 + \mathbf{P}_{\mathbf{k}}}$$
(3-25)

としてよい。このようにして, P. が大きくなると,

$$\mu_{k} \rightarrow \mu = \frac{\mathbf{x}_{0}}{\Delta a} \tag{3-26}$$

となり、 $\mu_k$ は一定値 $\mu$ に近ずく。 $\Delta \alpha$ の値として (3-14)を代入して、非線形領域の終りにおける  $\mu$ の値として、

$$\mu = \frac{1}{2} \mathbf{x}_{o} \left\{ \alpha_{o} \left( \eta - 1 \right)^{1/2} \frac{T}{T_{p}} \ln \left( \frac{1}{P_{o} \mathbf{x}_{o}} \right) \right\}^{1/2} \times \left( \frac{T}{T_{p}} \sqrt{\eta - 1} \right)^{1/2} \right\}^{-1/2}$$
(3-27)

を得る。

例として次のような条件を考える。

共振器長L=1.5m(T=10<sup>-8</sup>s),  $\alpha$ =0.5, x<sub>o</sub>=0.3,  $\gamma$ =0.2, Pumping duration T<sub>p</sub>=10<sup>-3</sup>s, Excess pumping  $\eta$ -1=0.03 とすると, (3-27)式から $\mu$ =30となる。

バルス幅は (3-19)式より  $\mu_k^{1/2} = 5.5$ となり  $\mathbf{k} = 0$  でのバルス幅の 1/5.5となる。 しかし  $\mathbf{k} =$  0 (利得が損失を超えた状態) でのバルス幅は全螢 光幅の逆数にはならない。なぜならthreshold  $\mathbf{k} = 0$ になるまでに、 螢光は増幅を受けており、 gain narrowing が起っていて、スペクトル 幅は狭くなっており、その結果バルス幅は長くなっ

てしまっている。この効果は上に与えたパラメータ ーの数値のもとでは、約65倍に相当する。このた め色素によるパルス幅の狭化の効果はgain narrowingに打ち消されて小さいと云える。

パルスの選択効果は(3-22)式 で与えられ,極 めて大きい。従って効果的にゆらぎの中からピーク 値の高いパルスを抜き出すことができる。

(3)出力波形の統計的取り扱い。

共振器にモードセレクターを含んでいない多モー ド発振レーザーでは,共振器内の電界は各モード間 の位相関係がランダムなため、第3-2図(b)に示す ようなノイズから成る電界となる。電界のゆらぎの 平均的時間幅 $r_p$ は全スベクトル幅 $\Delta \nu$ の逆数程度で あり、その強度分布はレーリー分布と考えられる。

$$W(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} e x p(-\frac{1}{\langle I \rangle})$$
 (3-28)

Iの平均値<I>の $\beta$ 倍の強度を持つパルスが出現 する確率は

$$P(\beta) = \int_{\beta < I}^{\infty} W(I) dI = e^{-\beta} \qquad (3-29)$$

となり、パルスの発生頻度が $1/\tau_p$ であるから、強度が $\beta < I >$ 以上のパルスの頻度は $1/\tau_p \times e^{-\beta}$ となり、その時間間隔は

$$\tau (\beta) = \frac{1}{e^{-\beta} / \tau_p} = \tau_p e^{\beta} = \frac{1}{\Delta \nu} e^{\beta} \qquad (3-30)$$

である。たとえば平均のゆらぎ強度より10倍強い パルスが出る時間は( $\tau_p \sim 5 \times 10^{-13}$ 秒として)  $\tau \simeq 10^{-8}$ 秒となるから、1周期(2L/c)に入る 比較的強度の強いパルスは数個となる。このような ノイズ的なゆらぎの中から最も強度の高いパルスを 選択的に透過させ、そのパルス幅を狭くする働きを するのが可飽和色素である。

3.2.4 む す び

可飽和色素によるパルスモードロッキングの解析 の現状をとりまとめた。可飽和色素の働きには、パ ルス幅狭化効果と、パルス選択効果があり、この2 作用によりピコ秒パルスが形成されることがわかる。

#### §3.3 可飽和色素によるQスイッチパ ルス発生の解析

3.3.1 まえがき

モードの概念を用いず、単に共振器内において、 レーザー媒質と、可飽和色素の組み合わせに対し、 いかなるQスイッチパルスが発生するかは、

Wagner and Lengyelモデル<sup>8)</sup>を基礎とし て解析できる。ここでは4準位レーザー系と、2準 位の吸収体を仮定して、光子束と、イオンの逆転密 度に対するrate 方程式をといた。

4準位系のNd<sup>3+</sup>レーザーとして、ガラスレーザ、 YAGレーザー、液体レーザーの3種類に対して結 果を得た。この解析ではモードロッキングの振舞い を記述することはできないが、Qスイッチ特性は記 述できる。

3.3.2 Rate 方程式の規格化

 $Nd^{3+}$ 



第3 ~ 5 図 可飽和吸収体による Q スイッチパ ルス発生用 共振器の構成図

Absorber



第3-6図 4準位系イオンのエネルギーレベ ルと可飽和吸収体のエネルギーレ ベル図

第3-5図に示すような共振器を考える。ここで 共振器長L,活性媒質長l,吸収体の厚さをsとす る。また第3-6図に4準位系イオンのエネルギー レベルと可飽和吸収体(2準位と仮定)のエネルギ ーレベル図を示す。Nd<sup>3+</sup>イオンは4準位系である から逆転密度は上準位レベルの密度N<sub>a</sub>で表わせる とする。また,可飽和吸収体の分布密度をN<sub>s</sub>(= N<sub>2</sub>-N<sub>1</sub>とする。共振器中における光子密度 $\Phi$ と, N<sub>a</sub>, N<sub>s</sub> に対するrate方程式は以下のようになる。  $\begin{pmatrix} \frac{d\Phi}{dt} = (c\sigma_a N_a \frac{l}{L} + c\sigma_s N_s \frac{s}{L} - \frac{1}{T})\Phi (3-31) \\ dN \end{pmatrix}$ 

$$\frac{\mathrm{d}\,\mathrm{N}_{a}}{\mathrm{d}\,\mathrm{t}} = -\,\mathrm{c}\,\sigma_{\mathrm{a}}\,\mathrm{N}_{\mathrm{a}}\frac{\iota}{\mathrm{L}}\Phi\tag{3-32}$$

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{s}}}{\mathrm{dt}} = -2\,\mathrm{c}\,\sigma_{\mathrm{s}}\,\mathrm{N}_{\mathrm{s}}\,\frac{\mathrm{s}}{\mathrm{l}}\Phi - \frac{\mathrm{N}_{\mathrm{s0}} + \mathrm{N}_{\mathrm{s}}}{\mathrm{t}_{\mathrm{s}}} \qquad (3-33)$$

ここで $\sigma_a$ ,  $\sigma_s$  は活性媒質及び,吸収体の遷移断面 積, Tは共振器中における光子の寿命でT=2t<sub>1</sub>/ $\gamma$ で表わされる。ただしt<sub>i</sub>=L/c,  $\gamma$ =1-R(R: ミラーの反射率)である。またt<sub>s</sub> は吸収体の上準 位の寿命, N<sub>so</sub>は,吸収体の初期濃度を示す。 可飽和色素の寿命t<sub>s</sub>が十分短かく, N<sub>s</sub>は常にФに 追ずいできるとすると, (3-33)式=0とおける。

$$N_{s} = \frac{-N_{so}}{1+2 c \sigma_{s} t_{s} \cdot s / L \cdot \Phi}$$

これを(3-31),(3-32)に代入し、 $t = \tau T$ の 変数変換を行なうと、

$$\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}\tau} = (\mathbf{n}_{a} - \frac{\mathbf{n}_{si} \cdot \sigma}{1 + 2 \sigma \tau_{s} \cdot s / \mathbf{L} \cdot \phi} - 1)\phi \quad (3-34)$$
$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{n}_{a}}{\mathrm{d}\tau} = -\mathbf{n}_{a}\phi \qquad (3-35)$$

ただし  $\phi = \Phi / N_t$ ,  $n_a = N_a / N_t$ ,  $n_{si} = N_{so} / N_t$   $N_t \equiv \gamma / 2 l \sigma_a$ ,  $\sigma = \sigma_s \cdot s / \sigma_a \cdot l$ ,  $\tau_s = t_s / T$ ,  $T = 2 t_t / \gamma$ ,  $t_t = L / c$  である。 $N_t$  は, 吸収体 がない場合の発振閾値におけるレーザー媒質の逆転 密度である。

3.3.3 Rate 方程式の数値解

ガラスレーザー、 POCl<sub>3</sub> 無機液体レーザー、 YAGレーザーに対するパラメーターを、第3-1 表にまとめた。活性媒質の寸法は実際上の値に近い ものをとった。可飽和色素としては、Kodak9740 やNDL112等のポリメチン系色素を仮定してt<sub>s</sub> ご10psととった。また可飽和色素の初期透過率を 74%とすると、セル長0.1 cmより $\alpha$ =3/cmとな り、 $\alpha$ =N<sub>so</sub> $\sigma_s$ よりN<sub>so</sub>=10<sup>16</sup>からn<sub>si</sub>=N<sub>so</sub> /N<sub>t</sub>ご10<sup>-2</sup>となる。式(3-34),(3-35)の

第3-1表 可飽和色素によるQスイッチパル ス解析のためのレーザーパラメー ター

	ガラスレーザー	液体レーザー	YAGレーザー
L (cm)	150	150	150
l (cm)	15	15	7.5
s ( <i>cm</i> )	0.1	0.1	0.1
r	0.5	0.5	0.5
t <sub>s</sub> (sec)	10	1 0 11	10-11
$\sigma_a(cm^{-2})$	$2 \times 10^{-20}$	$8 \times 10^{-20}$	$40 \times 10^{-20}$
$\sigma_{s}^{-2}(cm^{-2})$	$3 \times 10^{-16}$	$3 \times 10^{-16}$	$3 \times 10^{-16}$
t <sub>1</sub> (sec)	$5 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-9}$	$5 \times 10^{-9}$
Т	$2 \times 10^{-8}$	$2 \times 10^{-8}$	$2 \times 10^{-8}$
σ	100	25	10
τ	$5 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-4}$
Nt	$8.3 \times 10^{17}$	$2 \times 10^{17}$	1017
n <sub>si</sub>	$10^{-2}$	10 <sup>-2</sup>	$10^{-2}$



第3-7図 ガラスレーザ(σ=100)の場合 における可飽和色素によるQスイ ッチパルスの解析

初期値として $\phi_i = 10^{-3}$ を考えた。

第3-7図はガラスレーザーの場合( $\sigma = 100$ ) の $\phi$ ,  $n_a$ ,  $n_s$  の時間変化を示したものである。初 期逆転密度として $n_{ai} \equiv N_{ai} / N_t = 4.0$ をとった。



第3-8図 YGAレーザー(σ=10)の場合 における可飽和色素によるQスイ ッチパルスの解析



第3-9図 可飽和色素Qスイッチパルス光の 励起に対する半値幅の変化



第3-10図 可飽和色素Qスイッチパルスの 励起に対するビークパワーの変 化

また第3-8図はYAGレーザーの場合( $\sigma = 10$ ) の  $\phi$ のふるまいを  $n_{ai}$ を関数として描いたものであ る。ポンピング値( $n_{ai}$ 値)によって出力のピーク 値  $\phi_p$  と包路線の半値幅  $\Delta$ Tがどのように変わるか を示したのが第3-9図と、第3-10図である。 実際上のピーク値(共振器内部)は

 $W_{p} = h \nu V \Phi_{p} / T$ 

によって、また半値幅はT $\Delta$ Tによって与えられる。 たとえば、ガラスレーザーを例にとる。直径2mmの モードで発振したとするとV=15× $\pi$ ×(0.1)<sup>2</sup> =4.7(cm<sup>3</sup>)。n<sub>ai</sub>=4をとると、 $\phi_p$ =0.65, 故にW<sub>p</sub>=23.7 MW.また半値幅は $\Delta$ T=2.2, 故に44nsecが得られる。

3.3.4 む す び

可飽和色素によるQスイッチングをWagner & Lengyel Modelにより解析した。3準位系に対 しては A. Szabo 等が解析しているが<sup>9)</sup>, 筆者 はこれを4準位系におきかえて解いた。モードロッ キングが併発する場合には,通常のQスイッチング のみの場合と少し異なるため上の解析を正確にあて はめることは困難かも知れないが,傾向は適用でき ると考えられる。特に上のガラスレーザーの場合の 例として上げた,ピーク値,半値幅は,ほぼ観測結 果と一致している。

## §3.4 ガラスレーザーによるモードロックパルスの発生とパルス幅の 測定

3.4.1 まえがき

可飽和色素によるモードロックの技法は超短光パ ルス発生を可能にすると共に,超短光パルス測定の 技術をも発展させた。従来の光電受光器とオッシロ スコープの組み合せでは,たかだか10<sup>-10</sup>秒位いが 観測の限度であった。ビコ秒領域の新しい測定技術 として光相関法が考え出される一方で、超高速スト リークカメラの開発が行なわれた。この節では筆者 が行なった,ガラスレーザーによるピコ秒パルス発 生の実験とパルス幅測定に関する実験結果について のべる。

3.4.2 ガラスレーザによるモードロックパルス の発生。

第3-11図にモードロックガラスレーザー装置 を示す。用いたガラス素子は直径10mm<sup>4</sup>,長さ165 mm<sup>2</sup>のバリウムクラウンガラスで、モードセレクト作 用を除くため、両端面ブリュスターカットにしてあ る。最大入力2KJの直線キセノンランプで励起を 行なった。共振器のミラーには反射率99%と60 %の平面鏡を用いた。可飽和色素Kodak 9860 によりQスイッチングとモードロッキングを同時に 行なわせた。Kodak 9740も試みたがレーザー 光による破壊閾値が9860に比べて低いため、実 験には用いなかった。色素の破壊が起こるとセルの 内部に黒色の生成物が漂よい、これがセルの窓に付





第3-12図 ガラスレーザによるモードロッ クパルス波形(50ns/div)

 $(\mathbf{a})$ 第3-13図 モードロッキングレーザー出力 **O**Direct Pattern (たて長になるのはロッドがブ リュスターカットのため)

(b)

着する現象が見られた。色素セルの厚さは5mmと2 mmのものを試みた。いずれの場合も色素濃度が,透 過率で65%になるようにした。Qスイッチパルス の出力をTRG 107パワーメーターで測定した結果, 平均0.2 Jが得られた。またこの時に得られたレー ザー光をバイプレナーホトチューブR317と Tektronix 519 オシロスコープで観測したも のを第3-12図に示す。色素は封じ込めになって いるため約100回の励起で交換する必要があり, 最初の10回位いはオシロスコープ上におけるモー ドロックのかかりが悪いという現象が常時見られた。 5mmのセルの方が一般にモードロックのかかりが悪 く, セル窓板の表面破壊が生じやすかった。また発 振光のDirect Patternにはしばしば場所的 に極めて強いフィラメント状のスポットが存在して いた。第3-13図はレーザー発振の Direct Pattern を示す。ガラスロッドが新しくて,内 部にクラックやダメッジがはいってない時には発振 のDirect Pattern は一様なものが得られる。 (第3-13図(a)), しかし強い励起を行なった時 とか、共振器の光軸に狂いが生じているような時に は, (b)図のようなホットフィラメントが生じ,場合 によっては、ガラスロッド中にフィラメント状の損 傷がはいる。第3-14図にガラスロッド内のフィ



第3-14図 ガラスロッド内のフィラメント 状損傷

ラメント状損傷を示す。これがはいるとますます, フィラメント状発振を起こしやすくなり、その結果 損傷が増える。発振波形は最初,第3-15図(a)に 示すようなきれいなモードロックパルス列であるが, フィラメント状損傷が増すにつれ, (b)に示すような 不完全な波形しか得られなくなり、ついにガラスロ ッドは使用不可能となる。可飽和色素の濃度にもよ るが、出力 0.2 J 位いの所では大体 1 0 0 0 回位い



第3-15図 モードロックパルス波形 (50ns/div)

できれいなモードロック波形は得られなくなるよう であった。

3.4.3 光相関法によるパルス幅の測定

(1)まえがき

光相関法は光のエネルギーを直接測定するカメラ による方法よりもはるかに簡便である。相関を調べ ることになるため実際の波形が決定できない欠点を 持っているが、大体の様子を調べるには十分である。 方法にはいろいろあるが、基本原理はみな同じであ る。第3-16図のように被測定光を2つに分け, -方には遅延時間 $\tau$ を与え、再び両者を重ね合わせ、 これを非線形効果を示す物質に加えて, その出力 て の関数として記録する。非線形物質の出力には2重 の光強度の積がきいてくるので、もし入射光が図の ようを規則的なパルス列であれば同様なパターンが 出力図形として得られることになり、これから元の パルスの幅や間隔に関する知識が得られる。 τ は通 常、光路長変化によって与えられるので、これはピ コ秒スケールの時間的パターンをザブmmスケールの 空間パターンに変換して測定することを意味してい 3.

非線形効果としては (a)二光子螢光<sup>10)</sup>, (b)三光 子螢光<sup>11)</sup>, (c)二倍高調波<sup>12)</sup>, (d)三倍高調波<sup>13)</sup>,



第3-16図 相関法による超短光パルス測定 の原理図

などが利用され、(a)、(b)では多光子吸収によって励 起されたエネルギー準位からの螢光の強度, (c),(d) では光高調波の強度をそれぞれの出力として観測す る。これだけならば話は簡単であるが、実はこの方 ),15) 法は大変めんどうな問題があることが、指摘された。 それは、この方法はパルス波形を直接与えるもので なく、光強度の相関を測るものだからである。2つ の光ビームの電場を $E_{t}(t)$ ,  $E_{s}(t+\tau)$ とすると, (a), (b)では  $\int E_1^2(t) E_2^2(t+\tau) dt$  なる量が, また(c), (d)  $\mathcal{C}$  (t)  $= \int \left( E_1^2(t) + E_2^2(t+\tau) \right) E_1^2(t) E_1^2(t+\tau) dt$ なる量が測られることになる。すると入射光が単一 パルスや規則的なパルス列でなく、第3-2図(b)の ような不規則な雑音状の光であってもまったく同様 な出力パターンを生じるので, これからパルス波形 を一義的に決めることは極めて困難である。完全な モード同期パルス光とガウス形雑音光とを区別する 唯一の日安になるのは出力パターンに表われるパル スのピーク値  $I_p$  とバックグラウンドの値  $I_p$  との  $比 R = I_{P} / I_{R}$ であって、これをコントラスト比と よぶ。上記4つの方法に対するそれぞれのコントラ スト比を第3-2表に示す。入射光が上記両極端の 中間の性質を持つ場合には、コントラスト比もその 中間の値をとるが、同時に出力パターンの形も複雑 に変化するので、その解釈には慎重な注意が必要で ある。

螢光法、高調波法いずれの場合も空間的分解能に

	コントラスト	比(I <sub>P</sub> /I <sub>B</sub> )
	モード同期 パルス	雑 音
二光子螢光	3	1.5
三光子螢光	10	2.5
二倍高調波	$\infty$	2.0
三倍高調波	$\infty$ .	3.0

第3-2表 各種のピコ秒構造観測法とそのコ ントラスト比

充分注意すれば10<sup>-13</sup> 秒の領域の測定が可能であ る。

超短パルスのビコ秒構造は特にモード同期Nd ガ ラスレーザーで二光子螢光法によって詳しく調べら れているが、始め2以上のコントラスト比がなかな か得られなかった。しかし測定の分解能を上げるこ とにより、3に近い値が得られ、独立したピコ秒パ ルスが確かに存在することが確認された<sup>16),17)</sup>。こ の場合の二光子螢光パターンは、第3-17回のよ うになっていて、中央に0.2~0.3 ps に相当する 鋭いピークと広いすそをもっている。しかし、この ことからモード同期パルス列の1つのパルスが単一



第3-17図 ザブピコ秒構造を示す二光子螢 光パターンの概念図

のザブビコ秒パルスになっているとは直ちにいえない。第3-17図の螢光パターンを与え得るパルス 波形としては第3-18図のようにいろいろの可能 性があり、螢光パターンだけから、これを一義的に





第3-18図 第3-17図の螢光パターンを 生じる入射光のいろいろな可能 な波形

決定することはできない。現在,種々の実験的およ び理論的研究の結果から,(a),(b)の可能性はあまり なく,(c)のようなパルス波形になっていることがほ ぼ確からしい<sup>18),19)</sup>。また Nd ガラスレーザーから のモード同期パルスには chirping があること にして,回折格子による分散を利用したパルスの圧 縮の実験も行なわれ,積極的にサプビコ秒パルスを つくり出す試みも行われている<sup>20)</sup>。しかしこの場合 にもやはり 2光子螢光パターンに広いすそがあるこ とが報告されており,ある程度,第3-18図(c)の ようになっている可能性が残されている。

この節では筆者が今までに行なったガラスレーザ

-のモード同期バルスの二光子螢光法による測定<sup>21)</sup> と光カー効果によるビコ秒シャッターの実験<sup>22)</sup>に ついてのべる。

(2) 2 光子螢光法

用いたモード同期用ガラスレーザー装置は第3-11図と同じものである。2光子螢光法によるパル ス幅の観測法を第3-19図に示す。前述の相関法



第3-19図 モードロックレーザー装置と2 光子螢光測定法



第3-20図 2光子螢光バターン

 (a)出口側ミラー平行平面板の時
 (b)ウェッジミラー使用,色素セル光軸に対し20°の時
 (c)ウェッジミラー使用,色素セル光軸に対しプリュスター角

の中では最も簡単で適用性も広いので普遍的に用い られている。ローダミン6G(0.2Mo1/1 ジクロ ルエタン溶液)を入れたセル中に互いに逆向きに光 を進行させ、生じた螢光の空間パターンをF1.2の カメラとKodak2475フィルムで撮影した。この 場合光ビームに沿った座標をxとすると $\tau = 2nx/c$ (n:屈折率)となり出力パターンが一度に求まり 便利である。第3-20図に得られたパターンの1 例を示す。これは共振器中におけるモードセレクト 作用を調べた結果である。(a)は出力側ミラーに平行 平板(厚さM=12mm)を用いた時である。多重構 造のパルスから成っていることがわかる。小さなパ ルス間隔dと大きな間隔Mは、それぞれ、色素セル の窓板と、出力側ミラーの厚さに相当していた。共 振器ミラーを 5°傾むけたウエッジ形にすると,(b) のようなパターンが得られた。ミラーの厚さMに相 当するパルスは消え、新たに全反射ミラーと色素セ ルとの間隔しに相当するパルスが現われた。色素セ ルは光軸に対して20°においてあるにもかかわらず、 その窓板の厚さdに相当するパルスが生じている。 (c)のようにセルをブリュスター角に配置すると単一 のパルスが得られた。これは成らずしも完全に再現 性よく単一パルスにならず、場合によっては(b)のよ うになる場合もあった。いずれにしても単一パルス にするためには少なくとも共振器内部のモードセレ クト作用をなくす必要があることがわかった。

第3-21図に示す2光子螢光パターンは,出口 側のミラーがウエッジになっており,99%反射側 のミラーは,平行平板である時に得られたものであ る。これのデンシトメータートレースを第3-22 図に示す。通常,(a)のようなパターンが得られるが, 時に(b)のように微細構造が生じる場合があった。(a) の場合パルス幅は17psであった。また(b)の微細構 造は99%ミラーのモードセレクト作用から生じて いることがわかった。この場合は主パルスに付随し てもう1本の副パルスが存在していることになる。 出力側のミラーに両面パラレルの板を用いた時には







第3-21図 2光子螢光パターン

 (a)ミラーのモードセレクト作用のない時
 (b)ミラーのモードセレクト作用のある時



第3-20図(a)のように副バルスというよりも非常 に多数のバルスから構成されるのが通常である。平 面バラレルの板を用いた時に生じる副バルスの数は ミラーの反射率に依存すると考えてよく、この実験 においてはミラーの1%の透過さえもモードセレク ト作用に影響を与えていることがわかる。得られた コントラスト比は大体2程度であり,理論上の3の 値は得られなかった。1つには完全な形のモードロ ックが得られておらず,主バルス以外にバックグラ ウンドバルスが存在しているためと考えられる。も う1つは写真感度のリニアリティーである。

(3)光カー効果によるピコ秒パルスの測定

Duguay等は高出力のモードロックガラスレー ザー光を用いて、光カー効果を利用したビコ秒シャ ッターを開発した<sup>23),24</sup>)。 この方法によるとビコ 秒光バルスをコントラスト比を問題にせず測定でき るのみならず、ビコ秒光シャッターとして装置が簡 単で極めて便利なものであるため、ビコ秒領域の光 の研究に好都合である。このため筆者はビコ秒光シ ャッターの研究を行ない、従来の2光子螢光法との 比較検討を行なった。

(1) 光カー効果の原理

カー効果は物質に電磁場の印加した時生じる分極 を電場のでき数で展開した時の三次の頂から生じる ものであり、この時の非線形感受率χ<sup>(3)</sup> がその大 きさを決める。二硫化炭素、ニトロベンゼン等が従 来からカー定数の大きい溶液として知られている。 これ等の溶液におけるカー効果は現象論的には非等 方的分極率を持つ分子の電場による配向により生じ ると考えられている<sup>25</sup>。 従ってカー効果に対する 緩和時間τが存在し

 $\tau \simeq 4\pi a^{3} \nu/kT$  (3-36) で表わされる<sup>26)</sup>。ここで a は分子の大きさ、  $\nu$  は溶 液の粘性係数、Tは溶液の温度であり、一般に溶液 に対して、10<sup>-12</sup>~10<sup>-11</sup> 秒のオーダーである。 カー定数には光電場による値(光カー定数  $K_{\alpha}$ )と 直流電場による値(直流 カー定数  $K_{DC}$ )の二種が存 在し、Shenによると、両者の関係は次式で表わさ れる<sup>26</sup>)。

 $\mathbf{K}_{\alpha} = \left[ \left( \mathbf{n}_{o}^{2} + 2 \right) \left( \mathbf{n}_{o}^{2} - 1 \right) \left( \varepsilon + 2 \right) \right] \left( \delta + 2 \right)^{2} \\ \times \left( \delta - 1 \right) \left( \mathbf{K}_{DC} \right)$ (3-37)

ここで n,は溶液の屈折率、 $\delta$ は誘電率、また $\varepsilon$ はデ

バイの関係式で与えられる。

 $(\delta-1)/(\delta-2) = [(\epsilon-1)/(\epsilon-2) + 4\pi\rho_o\mu^2/9mkT]$  (3-38)  $\mu$ は分子の永久双極子モーメントである。無極性分 子に対しては $\mu = 0$ を(3-38)式に代入すると  $\delta = \epsilon$ が得られ、これを(3-37)式に代入するこ とにより、 $K_a \simeq K_{DC}$ となるが、有極性分子に対し ては一般に、 $K_a \ll K_{DC}$ となる。ニトロベンゼンは 有極性分子であるため $K_a \ll K_{DC}$ となっており $K_{DC}$ の値が極めて大きいため直流電場で光スイッチを製 作する時にはよく用いられる。しかし光電場を用い る場合には $K_a$ が問題となり、無極性分子である二 硫化炭素の方がむしろ大きい。この時直線偏光した 光電場Eによって誘起される偏光成分に平行な屈折 率の変化 $\delta$ n, は

$$\delta \mathbf{n}_{\prime\prime} = \frac{2}{3} \mathbf{K}_{\alpha} \lambda \left(\frac{1}{2} \mathbf{E}^2\right) \tag{3-39}$$

で与えられる。

実験に際しカー定数を求める場合には、電場の偏 光方向に対して屈折率の変化分が平行な成分 $\delta n_{\prime\prime}$ と垂直な成分 $\delta n_{1}$ との差として観測される<sup>23</sup>。

 $\delta n_{\prime\prime} - \delta n_1 = n_{2\beta} E^2$  (3-40) ただし E は電場強度の二乗平均、 $n_{2\beta} t K_{\alpha} c t d \mu$ なるカー定数である。 $\delta n_{\prime\prime}$ ,  $\delta n_1$  に対する値を求 めるためには両者の間の関係式を知る必要があるが、 光シャッターを構成する場合には(3-40)式のみ が問題となるので、これについてはここでは考えな い。 Duguay 等によるとレーザー光のパルス幅に 対しカー効果の緩和始間  $\tau$ が問題となる場合には次 式を用いる必要がある。

$$\delta \mathbf{n}_{\prime\prime} - \delta \mathbf{n}_{1} = \mathbf{n}_{2B} / \tau \int_{0}^{t} \mathbf{E}^{2}(t') e \mathbf{x} \mathbf{p}$$

 ${(t'-t)/\tau}dt'$  (3-41) しかし二硫化炭素に対しては $\tau = 2ps$ , また今考 えているパルス幅を第3 - 2 2図のように17psと すると(3-40)のみを考えればよい。媒質に二硫 化炭素( $n_{2B} = 2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{ V}^2$ )を用いその長 さを l とした時の シャッターの透過率は (3-40) 式から

T = s i n<sup>2</sup> (  $\pi l n_{2B} E^2 / \lambda$ ) (3-42) で与えられる。レーザー光強度100MW/cm<sup>2</sup>,  $l = 1 cm, \lambda = 0.53 \mu とおくとT = 0.23(23%)$ の透過率となる。

(ロ)ピコ秒光シャッター実験装置



第3-23図 ピコ秒光シャッター実験装置

第3-23図に用いた実験装置図を示す。 Duguay等による方法を採用した<sup>24)</sup>。KDPで基本波1.06 $\mu$ の高調波0.53 $\mu$ を発生させ、これをビームスブリッターで分離し、適当な光学遅延距離をとり散乱セルに導入した。散乱セル(長さ5cm)は0.53 $\mu$ 光が殆んど減衰されない程度(減衰率数%)に水の中にミルクを極く少量入れたものを用いた。1.06 $\mu$ のパルスが二硫化炭素セル(1cm×1cm角セル)を通過する時のみシャッターが開くように偏光子P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>(三菱ダイクローム偏光板)は互いに直交させてある。通常の電気的カーシャッターと異なる点は光電場を用いている点のみである。モードロッ クバルス列のある1つの0.53μ パルスに対して次 の1.06μのパルスがシャッターを開くことにより 写し出すようになっている。フィルターはカメラに 1.06μの光がはいらないようにまたアイリスは外 部からのもれ光をさえぎるために入れてある。フィ ルムにはKodak Tri X を用いた。また散乱セ ルに対する見込み角αは約10°にとった。

(\*)実験結果



第3-24図 ピコ秒光シャッターの透過率

第3-24図にシャッターの透過率を測定した結 果を示す。第3-23図において散乱セルの代りに ミラーを用い,またカメラの代りにフォットチュー プを用いて2台のオシロスコープで1.06μ光の強 度に対する0.53μ透過光の強度をブロットした。  $P_1 \perp P_2$  はシャッターを開かない時の0.53  $\mu$  光の もれを、また  $P_1 / / P_2$  は 2 枚の偏光を平行にした場 合を示す。いずれの場合も透過光は 1.06  $\mu$  の高調 波光であるため、入力強度  $I_{\omega}$  の 2 乗に比例した出 力光  $I_{2\omega}$ が得られる筈で、これを点線で示してある。 シャッターが動作した時には理論的には(3-42) 式が適用され、透過率の低い場合には近似的に  $I_{\omega}^4$ に比例することになる。得られたデーターはかなり のバラッキを生じており理論値と一致していない。 これはモードロッキングの再現性の悪さが影響して いるものと考えられる。平均して透過率6%が得ら れた。



第3-25図 ビコ秒光シャッターによる超短 パルス光





第3-26図 ピコ秒光シャッターによる超短 パルス光 (モードセレクト作用ある時) 第3-25図に第3-23図の装置により得た光 パルスを示す。光学遅延用のプリズムを移動させる ことにより、光パルスが移動していることがわかる。 右端の光はランプ光のもれが入ったものである。第 3-21図(b)に相当するパルスも時々得られたが,これを第3-26図に示す。図中の長さに対する指示は真空中の長さに直したものである。第3-27図には第3-25、3-26図のデンシトメータートレースを示す。これからパルス幅として21 psが得られた。



第3-27図 ピコ秒光シャッターによる超短 パルス光のデンシトメータート レース (a)モードセレクト作用ない時 (b)モードセレクト作用ある時

(=)考察

(モードロックパルスのパワー評価)

第3-24図の透過率から(3-40)式を用いて, 1.06µの入射パワーを評価すると約70MWとなる。 ガラスレーザーに可飽和色素を用いてモードロック を施した場合は発振開始時と最もパワーが強い時,さ 27) らに発振終了時においてそれぞれパルス幅が異なる。 またウエッジミラーを用い,色素セルを片方のミラ ーに密着させた場合にも完全に単一のパルス列にな らず,付随の副パルスが存在するという報告もされ ているため<sup>28)</sup>,発振器からの出力を直接評価するこ とは困難である。オシロスコープ写真と全出力から パルス列包絡線のビーク近辺における共振器往復時 間?nsの間に放出される全エネルギーは約20mJ となる。パルス幅約20ps,ビークパワー70MW の主パルスが占めるエネルギー占有率は7%となり, Dnguay 等が報告している値13%より悪い<sup>29)</sup>。 これは99%ミラーに平行平面板を用いているため に, 付随の副パルスが彼等の場合よりも多く存在し ているためと考えられる。

(モードロックパルス幅の評価)

光カーシャッターを用いて写した第3-25図, 第3-26図は実際の光パルスではなく,1.06 $\mu$ 光の強度 I の4次の相関となる<sup>24)</sup>。これは散乱セル における 0.53 $\mu$ 光は I<sup>2</sup>に比例しており,またシャ ッターの透過率は透過率が小さい時には(3-42) 式から I<sup>2</sup>に比例するとおけるためであり,これ等 の重なりとして写るためである。0.53 $\mu$ の進行方 向における基準点をz=0ととるとこの相関は

F( z/c) $\infty \int_{-\infty}^{\infty} I^{2}(t) I^{2}(t+z/c) dt$  (3-43)

で表わされる。簡単のために $1.06 \mu$  のパルス波形 がガウス形と仮定して(3-43)式に代入すると F(z/c)の波形のパルス幅は $1.06 \mu$ の幅と同じ になる。従って実験で得られた値21psは $1.06 \mu$ の パルス幅を表わすと考えてよい。二硫化炭素の波長 による分散の効果と見込み角  $\alpha$ を考慮に入れるとパ ルス幅は20psとなる。これは二光子螢光法で得た 値17psとほぼ等しい。(第3-22図) 光カー シャッターを用いた時にはパルスが存在する場所の みカメラに記録されるため、コントラスト比を考慮 する必要がなく、この点で二光子螢光法よりすぐれ ている。なお主パルスの他に副パルスを1つ持つよ うな場合には四次の相関関係から、第3-26図の ように主パルスの両側に副パルスが生じることにな る。

#### (①むすび

光相関法のうち2光子螢光法と,二硫化炭素によ

る光カージャッター法の2つを用いて、モードロッ クガラスレーザーのパルス幅測定を行なった。得ら れたパルス幅が約20psであり、比較的長いのは 99%ミラーの平行平板によるモードセレクト作用 が影響しているためと考えられる。さらに短かいパ ルスを得るためには、ウエッジミラーを用いるほか に圧縮の技術を採用すればよい。これによりサブビ コ秒オーダーのものが得られる<sup>30)</sup>。 この場合ジャ ッターとなるべき媒質の光カー効果に対する緩和時 間がパルス幅より短かいものを選ぶ必要がある。す なわち電子分極の寄与による屈折率の変化の大きな 物質を得ることが、サブビコ秒シャッターの開発に 必要である。

3.4.4 超高速カメラによるパルス幅の測定
 (1)まえがき

前述のように、相関法における欠点は相関波形を 観測する点すなわち真の波形ではない点である。さ らに 2 光子螢光法等はコントラスト比を測定する必 要がある。これに比較し、光エネルギーを直接撮影 する高速度カメラは装置として大がかりであり、費 用がかかるが、正確な測定ができる。原理的には  $10^{-14}$ 秒までの時間分解が可能であり<sup>31)</sup>,現在で はすでに  $10^{-12}$ 秒におよぶ高速度カメラが市販され るに至っている<sup>32)</sup>。また  $10^{-13}$ 秒のものが試験的 に報告されている<sup>33)</sup>。ここでは筆者が試作したカ メラによる YAG レーザーのモードロックバルス波 形観測の結果についてのべる<sup>34)</sup>。

(2)ストリークカメラの原理

(動作原理)

イメージコンバーターストリークカメラは光電変 換管を用い被測定光を光電変換し、同時に、この変 換管内部で電子ビームを時間的に連続に掃引し、螢 光面上に現われる映像を写真撮影などで記録するも のである。第3-28図に示すような光電管を考え る。ここに PC:フォトカソード(バイアス電圧  $V_1$ ) A:アノード(バイアス電圧 0), Def, Def<sub>2</sub>: 間隔 dの平行平板偏向電極(偏向電圧  $V_3 = \pm kt/2$ , t は時間. k は定数), S<sub>c</sub>: 螢光面(バイアス電 圧0)である。電子の電荷, 質量を e, mとすると, 加速方向(PCから Aへ)の電子速度 v<sub>1</sub>は,

$$\mathbf{v}_{1} = \sqrt{2 \mathbf{e} \mathbf{v}_{1} / \mathbf{m}} \tag{3-44}$$

偏向方向に対する電子の運動方程式は

$$n\frac{dv_2}{dt} = e \frac{kt}{d}$$
(3-45)



第3-28図 イメージコンバーターカメラの 原理図

最初の加速電子が偏向電極の前に達した時刻 $t = t_1$ では $v_0 = 0$ ゆえに、電子の偏向方向速度 $v_0$ は

$$v_{2} = \frac{e}{md \left\{ (k/2) t^{2} - (k/2) t_{1}^{2} \right\}} \quad (3-46)$$

したがって, 偏向電極出口での偏向方向の変位 y,は,

$$y_{1} = \int_{t_{1}}^{t_{1}+t_{3}} v_{2} dt = \frac{ek}{6 \operatorname{md} t_{3}^{2}(2t_{1}+t_{3})}$$
(3-47)

ここで、 $t_3 = l_3 / v_1$ 。またこの位置での偏向速度 $v_3(t = t_1 + t_3)$ は

$$v_{2}(t_{1}+t_{3}) = \frac{ek}{2md} t_{3}(2t_{1}+t_{3}) (3-48)$$

螢光面上での偏向による変位 yは,

 $y = y_1 + t_4 v_2 (t_1 + t_3)$  (3-49)

ここで $t_4 = l_4 / v_1$ , したがって次々に偏向電極に 加速されてくる一連の電子によるスクリーン上での ストリーク速度(writing rateと呼ぶ)dy/ dtは

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy_{1}}{dt} + t_{4} \frac{d}{dt} v_{2} (t_{1} + t_{3})$$
$$= \frac{ek}{2mdt_{3} (t_{3} + 2t_{4})}$$
(3-50)

すなわち,被測定光の時間変化は(3-50)式で示 されるような螢光面上での変位の変化となって現わ れる。次にイメージコンバーターカメラによるスト リークカメラの時間分解能について考える。

(分解能)

イメージコンバーターカメラの時間分解能は次の ような要因で規定される。

(イ)ストリークチューブにおける電子の速度の分散 効果

電子が初期速度に有限の広がり $\Delta v_0 \varepsilon$ もっている ために時間分解能に制限を与える。フォトカソード からアノードスクリーンまで一様な加速電界Eを仮 定すると、スクリーンへ達する電子の管内通過時間 広がりて、は次式で与えられる。

$$\tau_{\rm s} = {\rm m} \frac{\Delta \mathbf{v_o}}{{\rm e}} {\rm E} \tag{3-51}$$

 $\tau_s$ のオーダーを評価するために $\Delta v_o$ の実験値を代入 すると上式は

$$\tau_{\rm s} \simeq \frac{10^{-11}}{\rm E} \tag{3-52}$$

したがってフォトカソード近辺の電界強度E=10~ $10^2 cgs$  unit( $3 \times 14^4 \sim 10^5 \nabla / cm$ )が実現 できれば、電子の分散による分解能を $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 秒にすることができる。

(中)電子ビーム掃引速度と空間分解能による効果この効果による時間分解能をて、とすると

$$\tau_{t} = \frac{1}{v_{sw}\delta}$$
(3-53)

で与えられる。ここでは $v_{sw}$ は(3-50)式で与えられたスクリーン上での掃引速度であり、 $\delta$ はスクリーン上における空間分解能である。

カメラの分解能は主として上記の(1), (2)の要因に より支配される。実際上のパルス幅をて、とすると カメラにより観測されるパルス幅でなは

 $\tau_{r}^{2} = \tau_{p}^{2} + \tau_{s}^{2} + \tau_{t}^{2}$  (3-54) となる。現在用いられているコンバーターカメラで はフォトカソード付近の電界強度Eが小さいことと, 掃引時間がまだ十分大きくできないなどの技術的問 題があり、ストリークカメラとしての時間的分解能 は $10^{-10} \sim 10^{-12}$ 秒にとどまっている。しかしこれ らの技術的解決がつけば $10^{-14}$ 秒程度までの超高速 時間分解測定器が使用できることになる。これ以上 の分解能は不確定性原理から不可能である。

(3)イメージインテンシファイア付カメラ

 $10^{-12}$ 秒の分解能をもつイメージコンバーターカ メラでは、超高速度ゆえに本体のみでは十分の撮影 上の光量が得られないため、イメージインテンシフ rイアを付加して用いられるのが一般的である。こ の章では、まず装置の全系についてのべたあと、各 パーツについてのそれぞれの特性にふれ、最後にこ の装置によりビコ秒パルスを測定した結果につい てのべる。

(イメージコンバーターカメラの全系)

第3-29図に筆者が用いている装置の全系を示 す。ガラスレーザーで発振させた1.06µのレーザー 光をKDPにより0.53µの緑色光に一部変換する。 これは用いたイメージコンバーターカメラが S-20 のフォトカソード特性を有しているためである。レ ーザー光の一部はミラーMによりレーザートリガー スパークギャップ(LTSG)を照射し、これにより 高電圧パルスを発生させ、カメラのトリガーに用い る。主レーザー光は減衰フィルターNDを通ったの ち、カメラの前面で拡散板により拡散させられる。 カメラの前にはストリーク写真用のスリットが設置 されている。イメージコンバーターチューブ(I.C. T.)の前面のレンズはF = 0.8のものを用いている。 I.C.T. のあとに F=1.2 のリレーレンズを用い, イメージインテンシフアイア(I.I.)に接続し、 I.I.の螢光面上の信号をポラロイドカメラ(ASA 10,000)で撮影する仕組になっている。



第3-29図 イメージインテンシアファイア付きイメージコンバーターカメラ装置



#### 第3-30図 イメージコンバーターチューブ P856(EEV社製)概観図

筆者等が用いている I.C.T.を第3-30図に示す。 EEV社製 P856 である。光電面はセシウムアンチ モンあるいはマルチアルカリを薄膜にし平板状になっていて、2次の画像変換を行なう。また(3-52) 式で示したE値を大きくするために、フォトカソー ドのすぐあとに加速用グリッド(図でACCELER ATORに相当)を付加しており、グリッドなしの管 に比べると、時間分解能ははるかによい。市販 のものとして、この他によく用いられる球に R C A 社の C-73435 がある。両者の特性を第3-3表 にまとめた。両者共、各種のスペクトル特性のもの を製作しているが、ここではそれぞれS-1とS-20についてのみ記す。EEV-P856の方は加速グ リッドが付いているため、分解能は R CA C73435 より幾分良好である。

(イメージインテンシファイア, I.I.)

時間幅の短い現象の直接測定を行なうには、イメ ージの増倍が必要である。その理由として、1つは 短時間現象は少量の光しか放出しない点である。も う1つは光パルスが短くなるにつれてきびしくなる 光電変換部での過負荷の問題である。もし螢光面上 の掃引像を直接写真撮影する必要があるとすると、 明りょうな負の光学濃度を生するには、螢光面上の

第3-3表	イメ	ージコ	ンバー	ターチュ	ーブ特性表
-------	----	-----	-----	------	-------

-		and the second se			
				R C A – C	E E V - P
				73435 T	856 G
ス・	ペクト	ル感	度	S - 1	S - 2 0
7	ォトカ	ソー	۲.		
	材		料	Ag-O-Cs	Na - K - Sb - Cs
	形		状	spherical	plane
	有效	か 面	積	$9.6 \text{ cm}^2$ ( $35 \text{ mm}\phi$ )	$11 \times 9\mathrm{mm}$
全			長	252mm	312mm
最	大	直	径	$103\mathrm{mm}\phi$	$106 \mathrm{mm}\phi$
螢	Ħ	4	面		
	phos	spho	r	P-11	P-11
	phos 有 效	s pho 方 面	r 積	P−11 2.8×6.4cm	P−11 7.5×4 cm
集	phos 有 效 束	s pho b 面 方	r 積 法	P-11 2.8×6.4cm 静 電 型	P-11 7.5×4 cm 静 電 型
集 偏	phos 有 效 束 向	s pho 面 方 感	r 積 法 度	P-11 2.8×6.4cm 静 電 型 1/42~1/50 mm/V	P-11 7.5×4 cm 静電型 1/50 mm/V
集 偏 最	phos 有 效 束 向 大	s ph o b 面 方 感 定	r 積法 度格	P-11 2.8×6.4cm 静電型 1/42~1/50 mm/V	P-11 7.5×4 cm 静 電 型 1/50 mm/V
集 偏 足(	pho: 有 効 束 向 大 ファノ	spho 加 方 感 定	r 積法 度格 正	P-11 2.8×6.4cm 静電型 1/42~1/50 mm/V 16kV	P-11 7.5×4 cm 静電型 1/50 mm/V
集 偏 D(	pho: 有 効 束 向 大 こ アノ ングリッ	spho 方 成 定 下2電	r 積法度格圧圧	P-11 2.8×6.4cm 静電型 1/42~1/50 mm/V 16kV 2.2kV	P-11 7.5×4 cm 静電型 1/50 mm/V -20kV -19.4kV
集 偏 し ( の	pho: 有 効 束 向 大 アノッド	s ph o か 面 方 感 一 ド 2 電 1 電	r 積法度格EEEE	P-11 2.8×6.4 c m 静電型 1/42~1/50 mm/V 16kV 2.2 kV ±200V	P-11 7.5×4 cm 静電型 1/50 mm/V -20kV -19.4kV
集 偏 最 D ( <i>グ</i> 加	pho: 有 束 向 大 ア リッド グ	spho 方 感 定 ド2 電 リッ	r 積法度格圧圧圧ド	P-11 2.8×6.4 c m 静 電 型 1/42~1/50 mm/V 16kV 2.2 kV ±200V	P-11 7.5×4 cm 静 電 型 1/50 mm/V -20kV -19.4kV 300V

各像要素は、ある光量子の数Nを放出しなければな らない。このN値は現在の技術水準では10<sup>4</sup>~10<sup>5</sup> である。このN値が時間分解 $\Delta$ t につき螢光面を打 つ電子数nで達成されるとすると、イメージコンバ ーターのフォトカソード電流 I pc は

I  $_{\rm pc}$  = ( n/ $\Delta t$  ) e (3-55)したがって、時間分解能 $\Delta t$  が $10^{-8}$ 秒から $10^{-14}$ 秒になると極度に電流を流さなければならなくなる。 実際上 $\Delta t \leq 10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒よりも短かくなると、 この過負荷の問題が生じはじめる。過負荷電流によ り出力像が歪むことになるが、これはフォトカソー ドが有限の抵抗値をもつことと空間電荷を形成する ことに起因している。

#### 第3-4表 イメージインテンシファイア EMI-9694 特性表

フォトカソード	スペクトル感度	S 2 O
	材 料	Sb-K-Na-Cs
	入力感度	110µA∕1m
	量子効率。	18%
	(4200A)	
利得	30kV時	105
	40kV時	10 <sup>6</sup>
増 倍 段 数		4
空間分解能		251s/mm

以上の理由から、超高速の現象撮影には I.C.のほ かに I.I.が必要となる。第3-4表に筆者等が用い ている EMI 社製 9694 インテンシファイアの特性 を示す。

(トリガー回路)

高速時間分解測定においては,時間分解能が上が るにつれ、現象と測定器の同期は困難となる。また カメラの露出時間と偏向時間との同期もとらなけれ ばならない。第3-29図に示した装置では前述の レーザーギャップを用いた。

(4)実験結果





#### 第3-31図 モードロック YAGレーザー 発振波形のストリーク写真

第3-31図にモードロックYAGレーザー光の 2倍高調波光(0.53µ)のストリークチューブのみ
による観測結果を示す。これから得られるレーザー パルスの半値幅は410psであった。一方装置の分 解能を考えてみる。

フォトカソード印加電圧16.8KV,加速グリッド 印加電圧17KV,収束用電極印加電圧16.5KVで あった。この条件に対しては掃引速度2.5×10<sup>8</sup>cm /secとなり動特性時における空間分解能が4本/ mmであることから(3-53)式より $\tau_t \simeq 100 \text{ ps}$ となる。また(3-52)式 $\tau_s \sim 10 \text{ ps}$ となる。こ れ等条件を(3-54)に代入すると $\tau_p \simeq 400 \text{ ps}$ が得られる。後にのべるように2光子螢光法の測定 からは大体パルス幅100 psが得られているので, この $\tau_p = 400 \text{ ps}$ は大きすぎる。これはイメージ コンバーターのフォトカソードに入射する光量が多 すぎるためのフォトカソードで過負荷が生じ、光像 に歪みが生じたためと考えられる。ストリーク像形 成後に光像増幅が必要であることがわかった。

(5)あとがき

ストリークチューブを用い、モードロックYAG レーザーの波形観測を行なった。装置の持つ分解能 が約100psの場合に、パルス幅が約400psの波 形が得られたが、これは2光子螢光法で得られた値 より約4倍も大きい。フォトカソードが過負荷のた めに飽和していると考えられる。この事から 高速 掃引の場合には、イメージインテンシファイアを付 加しなければならないことがはっきり分った。現在 インテンシファイアを付けた実験を行なっている。

現在開発されている超高速カメラの第1の問題点 はトリガー系である。LTSGは十分なレーザー光が ある時には安定であるが、そうでない時にはトリガ 一遅延時間が大きくなってしまう。この点の改良と してColeman 等 はアバランシェトランジスタ回 路を製作した。これによるとトリガーに要するレー ザーのエネルギーはナノジュールでよいため遅延の 問題は全くなくなる<sup>35</sup>。

最近行なわれているもう1つの改良点は、イメー ジインテンシファイブチューブの代わりにファイバープ レートを用いるものである<sup>35)</sup>。極めて小型であり, 磁場も要しないため,その開発が急がれている。 3.4.5 む す び

モードロックパルス幅の観測に,光相関法と高速 カメラによる方法を用いた。光相関の方法は簡便で あり,経費の点では安価であるが,相関を用いる故 に実際上の光波形の測定でない。また微弱光測定に は困難である。ピコ秒領域の研究が進むにつれ,ま すます超高速のカメラの開発が行われてゆくと考え られる。

§3.5 モード同期用可飽和色素の開発
 3.5.1 ま え が き

Qスイッチ素子として可飽和吸収体に要求される 条件は

- 1) レーザー光の吸収係数が高いこと
- 2)レーザー光の照射に対し分解しないこと。また可視、紫外光の長時間照射に対し劣化しないこと。
- 3) 色素の上準位の緩和時間が10<sup>-8</sup>~10<sup>-12</sup> 秒 位いであること。特にモード同期を必要とす る時には、10<sup>-10</sup>秒以下位いが望ましい。

従来ガラスレーザーQスイッチングにはKodak 9740,9860の2種が使用されてきた。いづれも ポリメチン系の色素である。これ等は1),3)の条 件は満たしているが、2)の条件に対しては十分と は言えなかった。このため筆者は、ポリメチン系に 関する種々の同位体について調べ、特に光劣化に強 い色素を見い出すのに成功した。

ー方ポリメチン系色素に対し、Ni-complex 色素は非常に光劣化に強いことが2年ほど前にわか った。所がこれは条件3)に関して問題がある。筆 者は種々の溶媒に対して上記の条件を満たすものを 調べた。その結果Ni-complex 色素のCH<sub>2</sub>I<sub>2</sub>溶 液は安定なモードロックパルスを発生できることを 見い出した。 2.5.2 ポリメチン系色素の改良



第3-32図 ポリメチン系色素構造図



第3-33図 NDL102, Kodak 9860 吸収スペクトル

筆者が調べたポリメチン系色素の構造を第3-32 図に示す。ただし $R_1$ ,  $R_2$ ,  $X^{-1}$ に関しては第3-5 表に示す。このうちNDL102がKodak9740の 構造に相当すると考えられる<sup>37)</sup>。NDL102のジク ロルエタン溶液の1.06 $\mu$  近傍の吸収特性を第3-33図に示す。他の色素の吸収特性も同じ様な特性 を示す。分子構造の差によるスペクトル変動はピー ク値で100Å以内にすぎなかった。第3-34図は これらの色素の光劣化特性を示す。1KW高圧キセ ノンランプ光を照射し、Optical Density の減少を測定した。この測定からNDL111,112 第3-5表 1.06 µ用Qスイッチ色素

	R	. R <sub>2</sub>	x
NDL101	Η	Н	C104
NDL102	CH3	H	C104
NDL104	Н	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	C104
NDL105	CH3	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	C1 O <sub>4</sub>
NDL106	Н	CH3	C104
NDL107	CH3	$CH_3$	C104
NDL109	Η	CH <sub>3</sub>	BF4
NDL111	CH3	CH3	BF4
NDL112	Η	Η	Br



第3-34図 光劣化特性

が特に良好であることがわかる。

次に温度に対する安定性について調べた。色素溶 液を恒温槽75°Cに保ちその褪色効果を見た。その 結果を第3-35図に示す。温度に対する安定性は Kodak9860, NDL112, 101が優れており, 800分径過後も、Optical Densityの変 動は30%以内であった。第3-36図は可飽和色





素のOptical Density をかえた時のレーザ ー出力を測定した結果である。同一濃度に対しては NDL101が最も良い出力特性を示している。また それについでNDL112もよい特性を示している。

以上の結果をまとめると以下のようになる。 光吸 収に よる 劣化 は, 光に より 励 起された 分子 が 励 起 状 態 に お い て 構 造 に 歪 み を生じ, その 歪みが一部に集中した場合永久歪,分解が生じ る。光劣化特性を見ると, X<sup>-</sup> イオンは NDL 101 と NDL 112, NDL 106 と NDL 109を比較して,  $C10_4^-$  イオンより  $BF_4^-$ ,  $Br^-$  イオンの方が安定で



第3-36図 Qスイッチ(モード同期)出力 特性

あることがわかる。 $R_1$ についてはHより $CH_3$ の方 がより安定である。(NDL 106 , 107 )  $R_2$ 分子 が $C_2H_5$ と大きくなると特性は悪くなる。

温度特性は分子の基底状態での振動に対する安定 性でこれは $R_1$ , $R_2$ 構成分子が簡単なもの程耐熱性は 高いことがわかる。これは熱振動に対する構成分子 の応答能力が作用しているものと思われる。

結局光劣化,熱劣化に強く,出力特性も十分希待 できるNDL112は,従来のKodakの色素特性を うわまわると言える。現実には可飽和色素セルを循 環型にし,ケミカルボンブで色素溶液を循環させた 時,大体1日位いの運転で色素が使用不可となる程 度である。(使用不可というのは吸収係数が初期値 よりも5%程度落ちQスイッチバルス包絡線が広く なりはじめるような状態をいう。)

3.5.3 Ni-Complex 色素

上述の如く現在一般的に使用されているポリメチン系色素では,まだレーザー光及び背景光の照射に

よる光吸収の劣化が問題がある。最近二価遷移金属 のジチエン錯化合物が赤外域に強い吸収を有すること により、 $1.06 \mu \nu - \tau - \pi$ 可飽和色素として注目 を集めている<sup>38),39</sup>。 既に $C_2H_5I$ を溶媒に使用し た場合にはモード同期が得られることは報告されて いる<sup>40),41</sup>。 所が、この溶液中では色素の劣化が 極めて速い。ジクロルエタン中においては全く劣化 しないと言ってさしつかえないが、この場合は色素 の上準位の寿命がナノ秒となりモードロック波形が 得られなくなる。このため筆者は種々溶媒に対して、 光劣化特性とモード同期特性を調べた。この結果ボ リメチン系色素に比べ、安定なビコ秒ベルスを発生 させることができた。

実験に用いた色素は bis-(4-dimethylamino-dithiobenzil)-Niで構造図を第3-37 図に、またジクロルエタン中における吸収曲線を第 3-38図に示す。



bis (4-dimethylamino-dithiobenzil)nickel

第3-37図 Ni-complexの構造式

(1)モード同期特性

モード同期実験は共振器長1200mのNd:YAG レーザー装置で行なった。色素を全反射ミラーの前 面の厚さ0.5mmの色素セル中に封じ込めてパルスを 発生させた。出力波形はバイプラナーフオトダイオ ードとTektronix519 で観測した。ポリメチ ン系色素の一般的溶媒であるジクロルエタンやクロ ルペンゼンを溶媒とした時のモード同期は部分的に 観測されたに過ぎなかった。第3-29図(a)にその



第3-38図 ジクロルエタン中の Ni -Complex の吸収曲線





第3-39図 Ni-Complex によるモード 同期波形 (a)溶媒:ジクロルエタン (b)溶媒:CH<sub>2</sub>I<sub>2</sub> (20ns/div.) 波形の一例を示す。これは色素の緩和時間がポリメ チン系色素に比べ長いためと考えられる。改善方法 として次の二種の効果を持つ溶媒を選択した<sup>42)</sup>。

(a)重原子効果 溶液中に重い原子を含ませることにより、色素の三重項のクエンチングを促進させ、 緩和時間を短かくする効果である。溶媒はC2H5Iと CH3I。を使用した。

(b) Reversible Electron Transfer 効果 励起Ni-Complex 色素ではNi 原子は 正イオンの状態にあり、溶液中に電子の供給源とな りやすい陰イオンの濃度を高めることによって基底 状態への帰着を早める効果である。溶媒として (CH<sub>4</sub>),SO,(C<sub>4</sub>H<sub>5</sub>),SO<sub>4</sub>,(C<sub>4</sub>H<sub>6</sub>O)SO を用いた。

各種溶媒中で、最適濃度のNi-Complex色素 によるモード同期パルスを観測した。第3-39図 (b)は CH<sub>2</sub>I<sub>2</sub>の場合の出力波形である。C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>Iの場合 も同様の結果が得られた。重原子効果溶媒でのモー ド同期は出力が安定で、極めて再現性良好であった。 しかし、Reversible Electron Transfer 効果の溶媒はNi-Complex に対し難溶性を示し、 溶液不均一のため出力は極端に不安定であった。そ のため再現性の要求される実験には使用困難である と言える。

(2)光劣化特性

光劣化特性に関してポリメチン色素と同じ方法で 調べた。第3-40図にその結果を示す。 Ni-Complex ジクロルエタン,  $(C_2H_5)_2SO_4$ ,

 $(CH_3)_2SO$ 溶媒は長時間の光照射に対しても変化 はなく特に光化学的に安定である。 $CH_2I_2$ ,  $C_2H_5I$ では光照射の結果  $I_2$ の解離が起こり、吸収の劣化 を示すが、 $CH_2I_2$ 溶媒ではkodak 9860やNDL 112に比べても緩かな劣化であり、安定であると 言える。

以上,各溶液のモード同期特性,光劣化特性の測 定結果をまとめると第3-6表のようになる。

得られた結果は以下の通りである。

(1)Ni-Complex 色素の緩和時間を短かくする



第3-40図 可飽和色素光劣化特性

第3-6表 Ni-Complex のモード同期, 光劣化特性 ○:良 △:不可 ×:全くよくない

Solvent	Mode- Lock	Life
Normal		
(CH <sub>2</sub> Cl) <sub>2</sub>	×	0
$C_6H_5C$ l	×	
Heavy Atom Ef.		
$C_2H_5I$	0	×
CH <sub>2</sub> I <sub>2</sub>	0	
Electron Transfer		
Et.		
$(C_2H_5)_2SO_4$		0
( CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> S O	×	0
(C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> O) <sub>2</sub> SO		—

ために、重原子効果は特に有効である。

(2) Reversible Electron Transfer 効果を示す( $C_2H_5$ )<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>等は色素に対し難溶性を示 すため溶液不均一を生じ出力は不安定となる。

(3)Ni-Complex 色素の  $C_2H_5I$  溶液は光照射に よる劣化が激しく、ビコ秒実験には使用困難である。

(4)CH<sub>2</sub>I<sub>2</sub>溶液(濃度10<sup>-4</sup>Mol/l)はポリメチン 系色素に比べ,光劣化特性がよく安定なピコ秒パル スを発生させることができる。

3.5.4 むすび

筆者が見い出したNi-Complex 色素の  $CH_2I_2$ 溶液は従来までのポリメチン系色素に比較すれば、 光劣化特性は良好である。まだ緩和時間  $\tau$ の測定は 行なっていないが、 $\tau$ の値はポリメチン系色素より 長い可能性があり( $C_2H_5I$ 中では約 0.2 nsと云われ る<sup>40)</sup>)数10 psのパルスを発生させる場合にはポリ メチン系色素の方がよいと考えられる。

Ni-Complex は光劣化に対してはすぐれた特性 を持つので今後は $\tau$ の短かくなる溶媒をいかに求め るかが問題となる。

# §3.6 パルス幅可変モードロックパル スの発生

3.6.1 まえがき

核融合用レーザーにはパルス幅が数10psから数 100psの安定したパルスが要求される。この節で はまず可飽和色素によるモードロックパルスの安定 発振についてのべる。次にYAG レーザーを用いた 安定発振の実験結果とピコ秒領域におけるパルス幅 可変レーザーを製作した結果についてのべる。

3.6.2 可飽和色素による発振の安定性<sup>36),43),44)</sup> すでにのべたよりにLetokhov等は可飽和吸収体 によるビコ秒バルス発生の機構を解析したが、これ は安定発振に対する指針を与えるものであり<sup>5)</sup>それ 以後実時間領域における取り扱いでの安定発振に関 する論文が出ている<sup>45),46)</sup>。

可飽和色素によるピコ秒パルス発生のメカニズム は簡単には以下のように考えられる。共振器内部の 誘導放出光が弱くて色素を飽和するに到らない段階 (線形増幅領域)では何度か共振器内を光が往復す る間にスペクトルの逆数に相当する位いの時間的ゆ らぎを持つ雑音光が成長する。これが可飽和色素を 飽和する位いの強度にまで成長すると可飽和色素の 強度選択性がききはじめ、共振器内部の比較的弱い 強度を持つ光のゆらぎは消滅してゆき(非線形領域) 理想的な場合には、最も強い光パルスのみが1つ共 振器内部で成長する。以上の過程から考えると、安 定なビコ秒パルス発生のために、次の条件が考えら れる。

(1)  $1/\Delta \nu > \tau_p$ , ここで $\Delta \nu$ は線形増幅領域の最 終時における光のスペクトル幅,  $\tau_p$ は可飽和色素 の上準位の寿命である。 $1/\Delta \nu$ は非線形領域に入 る前の共振器内部における雑音光の時間的ゆらぎで あり,この時間よりも光シャッターの時間( $\tau_p$ )が 短かくないと安定なビコ秒パルスが期待できない。 一般に  $\tau_p$ の値は不可変なので,共振器内にモード セレクト作用を施こすことにより $\Delta \nu$ を調節し,こ の条件を満足できる。ガラスレーザー用の色素 Kodak 9860の $\tau_p$ が約9 psec,ルビー用の DDIで約14 psecであるから,これらより短か い光パルスは発振器だけでは安定に得られない。

(2)非線形領域で可飽和色素が十分の強度選択性を 持つこと。1つ1つのピコ秒パルスの構造が(1)の条 件を満たしていても、共振器の内部で何本かの光パ ルスが最終的に残るようでは発振は安定でない。す なわち satellite pulseを押えることが必要 である。

Curso等は光パルスのエネルギー $E_n$ (nは共振 器内での光の通過回数)とその時のレーザーの上準 位,下準位のイオン密度 $N_n^u$ , $N_n^l$ に対するrate 方程式

$$E_{n+1} = R \ln \left( 1 + (e^{E_n} - 1) T_0 \right)$$
 (3-56)

$$\frac{\mathrm{d} \, \mathrm{I}_{\mathrm{n}}}{\mathrm{d} \, l} = \sigma_{\mathrm{L}} \, \mathrm{N}_{\mathrm{o}} \, \mathrm{N}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{u}} \, \mathrm{E}_{\mathrm{n}} - \gamma \, \mathrm{E}_{\mathrm{n}}^{2} \tag{3-57}$$

$$N_{n+1}^{u} = (1 - T_{RT} / \tau_{f1}) N_{n}^{u}$$
$$-\sigma_{L} / \sigma_{A} \cdot E_{n} (G_{n} - 1) + P \qquad (3-58)$$

$$\begin{pmatrix} N_{n+1}^{-1} = (N_n^{-1} + \sigma_L / \sigma_A \cdot E_n (G_n - 1)) \\ e x p (-T_{RT} / \tau_1) & (3-59) \end{pmatrix} \\ E_n' = E_n G_n \\ G_n = e x p (\sigma_i L N_0 N_n^{-u}) \\ \sigma_L, \sigma_A : \nu - \vartheta - , \ \Delta \neq 0$$
誘導放出及び吸収   
断面積   
L:  $\nu - \vartheta -$ 活性媒質長   
T\_0: Initial Dye Transmission   
T\_{RT}: Cavity Round Trip Time   
 $\tau_{f1} : \nu - \vartheta -$ 螢光減衰寿命   
R:  $\leq j -$ 損失   
P: Pump Power Rate   
 $\gamma : 2$ 光子吸収係数   
 $\tau_1: \nu - \vartheta -$ 下準位寿命

を解き、可飽和色素の濃度に対して Pump Power を変えた時の共振器内部のパルス選択性を求めてい る<sup>46</sup>。 これを第3 - 41 図に示す。実験結果と合





わせるため2光子吸収によるE<sub>n</sub>の損失を入れている。(図内実線)ほぼ強度の等しい2本のパルスの 最終的な比がSelectivityを示しており、こ れからMain Pulseと Satellite Pulse の強度比が仮に200以上を安定発振とすると色素 透過率0.5の所でPump Power Rateとして約 ±5%位いの安定性が要求されることになる。すな わちSatellite Pulse を押えるためには Pumping Powerの十分な制御が必要である。

(3)共振器内部における自己集束効果を押えること。 共振器内部で生じる自己集束効果は、しばしば誘電 体ミラー、活性媒質に損傷をもたらす。共振器内部 の媒質の非線形屈折率  $n_2$ は できるだけ小さくする ことが望ましい。可飽和色素は溶媒中に溶かして使 うため  $n_2$ が大きい。このためセル長はできるだけ 短かくすることが望ましい。

これ等3つの条件の他に次の点も重要である。 (4) TEM<sub>co</sub> モードで発振させること。

縦モード間の同期を行なわせることからも必要で ある。通常は共振器内部に diaphragmを挿入す る。TEM<sub>oo</sub> モードで発振させることは、自己集束 効果を押えるためにも重要である。

(5)励起により生じる活性媒質中の熱歪みを除去すること。

(6)可飽和色素を循環させ発振を安定化させる。 3.6.3 安定なモード同期パルスの発生

上述の安定条件を満たすネオジムレーザーとし て筆者はYA1O<sub>3</sub>(またはYAG)レーザーを採用 した。YA1O<sub>3</sub>は結晶であり、ノーマル発振時のス ベクトル幅は数Åであり、可飽和色素のモードセレ クト効果と相まって容易に $1/\Delta \nu > \tau_p$ とすること ができる。第3-42図に実験装置を示す。可飽和 色素セル厚は500µ、また色素は10~200m/sec の割合で循環させた。ポンプはポリプロビレン製、 また配管には6mm<sup>Ø</sup>の銅管を用いた。共振器長は 1500mにとった。第3-43図に得られたモード ロックベルス波形を示す。平均発振間隔は20秒で 連続して17回発振させた。オシロスコープ上での ビークのばらつきは平均値に対し±20%以内であ った。可飽和色素にはNDL-112の5×10<sup>-5</sup>Mol



Dye Circulation Circuit

第3-42図 可飽和色素による安定モードロ ック発振装置



第3-43図 モードロックパルス波形の再現性 (20ns/div)

/ l (セル透過率約50%)濃度のものを用いた。 極めて再現性があるにも拘わらず、大体平均して



第3-44図 色素循環の効果

50ショットに一回位いはミラー(全反射側)に非 常に小さい損傷がはいりこのため発振が停止した。 これは国産の誘電体蒸着ミラーであって一般に米国 製に比べて損傷閾値が低いと言われている。この点 の改良を行なう必要がある。第3-44図に発振間 隔を40秒とした時に、色素を封じこめた時と流し た時の出力測定結果を示す。これから色素の循環に より出力の安定性が著るしく向上することがわかる。 前節でのべたように、ポリメチン系色素を用い循環 させた場合には、大体1日位い安定に使用すること ができた。

以上おおむね短時間(数時間オーダー)において は、再現性のある安定なモード同期パルスを得るこ とができるようになった。長時間(数日以上)にわ たる安定性に関してはポリメチン可飽和色素の分解 の問題があり今の所得られていない。

3.6.4 パルス幅可変モード同期レーザー

(1)エタロン板によるパルス幅の伸長

ピコ秒パルスのパルス幅の伸長はエタロン板によるモードセレクト作用を用いることにより可能である。

エタロン板の厚さをd,その屈折率をnとすると,  $\Delta \lambda = \lambda^2/2$ ndのスペクトル間隔でモードセレク ト作用が生じ波長により反射と透過の山と谷ができ る。第3-45図は2mmと3.5mmのサフアイアエタ ロン板の反射率を波長に対して描いたものである。



第3-45図 エタロンによるモードセレクト 作用

ただし $\lambda = 1.06\mu$  n = 1.77を用いている。 YA1O<sub>3</sub> レーザーをノーマル発振させた時通常の発振スペクトル幅は数Åある。したがって、たとえば 厚さ 3.5 mmのエタロンを共振器内に入れ少し光軸より傾むけて透過形で用いた場合には 0.91Å ずつ離れた数本の発振スペクトルが得られる。可飽和色素を併用してQスイッチ発振させた時には、可飽和色

素のnatural mode select 作用によりそ の中の1本のみが発振することになる。そしてその 時の発振スペクトル幅は第3-45図に示すような 透過率曲線に大きく支配されることになる。かくの 如く共振器内のエタロン板の厚さを変えることによ り発振スペクトル幅の制御を行い、これによりモー ドロックパルスの幅を変えることができる。第3-46図に実験装置を示す。パルス幅の測定には2光 子螢光法を用いた。またモードロックパルス列の中 の中央部の1本のみをポッケルセルとLaser Trigger Spark Gapにより取り出した場合 についてはパワーが弱いためガラスレーザーにより 増幅したのち2光子螢光法で測定を行なった。第3 - 47図にパルス列全体を用いて測定した時の結果 を示す。これ等をまとめると第3-48図のように なる。77psから100psまでエタロン板の厚さを 変えることにより、ほぼ linear にパルス幅を変 えられることができることがわかる。単一パルスで 行なった結果についてもほぼ同様の結果が得られた。 これは2光子螢光法では強度の大なるパルスほど測 定への寄与が大きいため、差が生じないのであろう。

(2)パルス幅の収縮

ピコ秒パルスの幅の収縮としてはChirpingによる圧縮<sup>47)</sup>,誘導ラマン散乱効果を利用する方法 がある<sup>48)</sup>。 圧縮による方法は技術的に精密な調整



第3-46図 エタロン板を用いたパルス幅伸長装置



第3-48図 エタロン板厚とパルス幅の関係 (全パルス列に対して)

が必要である。一方誘導ラマン散乱は励起レーザー パルス幅より狭くなるが波長がシフトする欠点があ る。これに対し可飽和色素とレーザー媒質を交互に 49) 通過させてパルス幅を狭くする方法が考え出された。 この方法は再現性および出力強度の点から信頼性の あるものと言える。

筆者は収縮の予備実験として次のような実験を行 なった。まず発振器のエタロン板をはずし、約80 psのパルスを発振させ、次に利得約10倍の増幅 器を通したのち種々の透過率を持つ色素セルを通過

第3-49図 可飽和色素によるパルス幅の収縮

させた。2光子螢光法による測定結果を第3-49 図に示す。色素透過率が50%位いの時は殆んどバ ルス幅の収縮は見られないが濃度を濃くし透過率を 下げると顕著に収縮の効果が見られ大体5%の透過 率の時には35psになった。

3.6.5 む す び

この節で得られた結果は以下の通りである。

- (1)可飽和色素による安定な再現性のあるピコ秒パルス発生法について考察した。
- (2)上の考察に基づきYA1O<sub>3</sub> レーザーを使った安 定なモードロックレーザーを作製した。短期間 (数時間)では再現性のよいモードロック波形 が得られた。長時間(数日)にわたる場合は色素 の劣化が問題となる。
- (3)サファイアエタロン板により80~110psの任 意のパルスを発生させることができた。
- (4)共振器外部で可飽和色素と増幅器を組み合わせ、 パルス狭化の実験を行なった。その結果、パル ス狭化が確認できた。

## §3.7 まとめ

ビコ秒光パルスはレーザープラズマのみならずー 般に物質と光との相互作用の研究にとって極めて重 要なものである。

筆者は可飽和色素を用いた安全なモードロックパ ルス発生の研究を行なった。その結果数10ビコ秒 以上のパルスは安定に発生できるようになった。長 期にわたる(数日以上)安定発振を得るためには劣 化の生じない色素を探す必要があり、これは今後の 問題である。

(参考文献)

- 2. L.E.Hargrove, R.L.Fork and M.A.Pollack: Appl. Phys.

Letters **5** 4 (1964)

- 3. H.W.Mocker and R.J.Collins: Appl. Phys. Letters 7 270 (1965)
- 4. A.J.DeMaria, D.A.Stetser and H.Heynau: Appl. Phys. Letters 8 174 (1966)
- 5. P.G.Kryukov and V.S.Letokhov : IEEE J.Quant. Elect. QE-8 766 (1972)
- 6. J.A. Fleck : Appl. Phys. Letters
  12 178 (1968)
  Phys. Rev. B1 84 (1970)
- 7. A.J. DeMaria et al: Proc. IEEE
  57 2 (1969)
  霜田光一;日本物理学会誌 25 584 (1970)
  矢島達夫;物性12月 671 (1970)
- 8. W.G.Wagner and B.A.Lengyel: J.Appl. Phys. 34 2040 (1963)
- 9. A.Szabo and R.A.Stein: J.Appl. Phys. **36** 1562 (1965)
  - L.E.Erickson and A.Szabo:
    - J.Appl. Phys. 37 4953 (1966)
- 10. J.A.Giordmaine, P.M.Rentzepis, S.L.Shapiro and K.W.Wecht : Appl. Phys, Letters 11 216 (1967)
- 11. P.M. Rentzepis, C.J. Mitshele and A.C. Saxman: Appl. Phys. Letters 17 122 (1970)
- 12. J.A.Armstrong: Appl. Phys. Letters: 10 16 (1967)
- 13. R.C.Eckardt and C.H.Lee: Appl. Phys. Letters: 15 425 (1969)
- 14. H.P.Weber: Phys. Letters 28A 393 (1968)

15. J.R.Klauder et al: Appl. Phys.

40

Letters: **13** 174 (1968)

- 16. S.L. Shapiro and M.A. Duguay :
   Phys. Letters 28A 698
   (1969)
- 17. D.J.Bradley, G.H.C.New and S.J.Gauchey: Phys. Letters 30A 78 (1969)
- 18. O.Svelto: Appl. Phys. Letters
   : 17 83 (1970)
- 19. R.H.Picard and P.Schweitzer: Phys. Rev. Al 1803 (1970)
- 20. E.B. Treacy: Appl. Phys. Letters 14 112 (1969)
- 21. T. Sasaki, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. **9** 228 (1970)
- 22. 佐々木,山中:応用物理 41 1150 (1972)
- 23. M.A.Duguay and J.W.Hansen: Appl. Phys. Letters 15 192 (1969)
- 24. M.A. Duguay and A.T. Mattick: Appl. Opt. 10 2162 (1971)
- 25. C.C.Wang : Phys. Rev. **152** 152 (1966)
- 26.Y.R.Shen: Phys. Letters 20 378 (1966)
- 27. V.V.Korobkin, A.A.Malyutin and M.Ya. Shchelev: JETP Letters 11 103 (1970)
- 28. A.A.Malyutin and M.Ya Shchelev: JETP Letters **9** 266 (1969)
- 29. M.A.Duguay, J.W.Hansen and S.L.Shapiro: IEEE J.Quant. Elect. QE-6 725 (1970)
- 30. R.A. Fisher, P.L.Kelley and T.K.Gustafson: Appl. Phys.

Letters 14 140 (1969)

- 31. E.K. Zavoisky and S.D. Fanchenko: Appl. Opt. 4 1155 (1965)
- 32.たとえば IMACON600, John Hadland 社(英国)
- 33. N.G. Basov et al : Conf. Nonlinear Opt. Minsk, July (1972)
- 34. 佐々木,山中:画像技術 5 49 (1974)
- 35. L.W. Coleman et al: 10th Int'l High Speed Photo. Conf. p.127 France (1972)
- 36. 佐々木,小河,山中:電気学会電子装置研究会 資料 EDD-74-77 (1974)
- 37. R.C.Pastor, H.Kimura and B.H.Soffer: J.Appl. Phys. 42 3844 (1971)
- 38. K.H.Drexharge and U.T Müller -Westerhoff: IEEE J.Quant. Elect. QE-8 759 (1972)
- 39. D.Marge, B.A.Bushaw and M.W. Windsor: IEEE J.Quant Elect. QE-10 394 (1974)
- 40. D.Marge, B.A.Bushaw and M.W. Windsor: Chem. Phys. Letters **28** 263 (1974)
- 41. R. C. Greenhow and A. J. Street: IEEE I.Quant. Elect. QE-11 59 (1975)
- 42. K.H.Drexharge and G.A. Reynolds: Opt. Commun. 10 18 (1974)
- 43. 佐々木,山中:応用物理 42 1119 (1973)
- 44.佐々木:エレクトロニクス 19 1215 (1974)
- 45. B. Hausherr et al : IEEE J.

Quant. Elect. QE-9 445 (1973)

- 46. A.Caruso et al: IEEE J.Quant. Elect. QE-9 1039 (1973)
- 47. E.B. Treacy: Phys. Letters 28 A 34 (1968)
- 48. M. J. Colles : Appl, Phys. Letters **19** 23 (1971)
- 49. A. Penzkofer et al: Appl. Phys. Letters 20 351 (1972)

第4章 ガラスレーザーの発振スペクトルの同調

## §4.1 まえがき

ガラスレーザーはスペクトル的には不均一な広が りを持っており、1.06μを中心とした螢光の半値 幅は一般に300Å以上にも及ぶ。従って共振器に波 長選択性を持たせることにより発振スペクトルの同 調を行なうことができる。近年ガラスレーザーによ る核融合プラズマの研究が行われるに到っている。 波長可変Qスイッチレーザー光はレーザーとプラズ マとの相互作用特に波長依存性等を調べるのに有効 と考えられる<sup>1)</sup>。また、波長可変なパラメトリック 発振器への光源としても用いることができる。

筆者はガラスレーザーの発振波長同調性をノーマ ル発振モードとQスイッチモードの2種について調 べた。ノーマル発振の場合には波長分散媒質として 回析格子を用いた。レーザー光が約1 MW/cm<sup>2</sup> 以上 になった時,回析格子にレーザー光による損傷が生 じ,このためQスイッチ実験には用いることができ なかった。代りとして誘電体蒸着のエタロンを用い た。この場合同調波長は Free Spectral Rangeで制限されるため回析格子ほどにはとれな かったが、Qスイッチモードに十分耐え得た。25  $\mu$ mの厚さのマイラーをエタロンのスペーサーに用 い約200 ÅにわたるQスイッチ発振光を得た。

# §4.2 ノーマルモードでの同調

4.2.1 実験装置

実験装置の概略図を第4-1図に示す。ガラスレ ーザーロッドは直径10mm<sup>¢</sup>,長さ160mm<sup>¢</sup>のもので, 直管(EGG FX47C) で励起した。共振器長は 120cmである。出力側のミラーの反射率は80%で あった。回析格子には300本/mm,有効面積900 mm×700mm のものを用いた。光軸合わせは1次の 回折光を合わせる配置(Littrow配置)をとった。 また回折格子の分解能を高めるためと、レーザー光 による損傷を防止するために,共振器中にAfocal Telescope(×6)を挿入した<sup>2)</sup>。発振スペク トルは分光器(NALUMI-RM23)と赤外線用フィル ムKodak 1-Zを用いて観測した。第4-2図に







発振スペクトルのデンシトメータートレースを示す。 半値幅は2.3 Åであった。波長同調範囲は約350Å にも及んだ。この値はポンピングエネルギーにより 依存し,強く励起するほど広範囲の同調が得られた。 第4-3図は回折格子の光軸からの傾き角に対する 発振スペクトル波長の関係を示す。

4.2.2 計 算

Littrow 配置に対する発振波長は次式によって 表わされる。 sin  $\theta = \lambda/2b$  (4-1) ここで  $\theta$  は光軸に対する回折格子の傾き角度,  $\lambda$  は 発振波長, b は格子定数である。 $\lambda = 1.06 \mu$  とす ると  $\theta$  は  $9^\circ 9'$  となる。第4 - 3 図から分るように この値は実験値と一致している。共振器の持つバン ド幅を ( $\Delta \lambda$ )<sub>R</sub>, とし, N回共振器を往復した後発 振に到りスペクトル幅が $\Delta \lambda$ になったとすると, Gain Narrowing の関係より

 $\Delta \lambda = (\Delta \lambda)_{R} N^{-1/2}$  (4-2) ( $\Delta \lambda$ )<sub>R</sub>は発振器のビーム発散角と回折格子の分散 d $\theta$ /d  $\lambda$ に依存する。ここで

$$\frac{\mathrm{d}\,\theta}{\mathrm{d}\,\lambda} = \frac{1}{2\,\mathrm{b}\,\mathrm{c}\,\mathrm{o}\,\mathrm{s}\,\theta} \tag{4-3}$$

である。また共振器内部にTelescopeが挿入さ れている時には分散は倍率比だけ上昇する。ビーム 発散角を5 mr adとすると $(\Delta \lambda)_{R} = 22.2$ Åとな る。また $\Delta \lambda$ は測定値(第4-1図)より 2.3Å, 従がって第(4-2)式よりN $\simeq$ 94となる。



第4-3図 回折格子の傾き角と発振波長

回折格子は広範囲にわたる発振スペクトルの同調 をとることができるため、非常に好都合であるが、 Qスイッチモードで用いた場合には、Telescope を挿入して、パワー密度を落げた場合でもレーザー 損傷を受け、実用できなかった。損傷の閾値は30 nsのパルスで約1MW/cm<sup>2</sup>位いであった。このた めQスイッチ発振には2枚のハードコートした誘電 体多層膜蒸着ミラーを組み合わせエタロンとし、こ れを波長選択素子として用いた。

4.3.1 実 験

Qスイッチモードでの実験装置を第4-4図に示



(Qスイッチ発振)

す。Qスイッチには回転プリズムを用いた。レーザ ーヘッドはノーマル発振に用いたものと同じもので ある。出力側のミラーは反射率60%のものを、ま た共振器長は60㎝とした。反射率50%の2枚の 誘電体蒸着ミラーを組み合わせエタロン板とし、こ れを共振器内に挿入した。スペーサーには厚さ25 μ m と 50μ m の マイラーを用いた。第4-5図は エタロンの挿入角度に対する発振スペクトルの関係 を示すものである。第4-5図(a)はエペーサー厚さ  $25\mu$ mの時、(b)は  $50\mu$ mの時である。第4-6図 には理論値と比較するために第4-5図の値をグラ フに書きなおしたものである。実験値は、おおよそ、 発振閾値の約1.1倍のポンピングのもとで得られた ものである。エタロンをある角度まで傾むけると、 発振スペクトルはジャンプを示す。またこの傾きの 近辺で少し強い励起を行なった時には, Free Spectral Pange に相当する間隔で2本の波 長での同時発振が得られた。第4-7図はエタロン



(b)エタロン板のスペーサー 50µm

(Free Spectral Range 112Å)

反射率が $\mathbf{r}_1$ ,  $\mathbf{r}_2$ からなるミラーから構成される エタロン板の合成反射率は、次式で表わされる<sup>3)</sup>。

45



第4-7図 Qスイッチ発振スペクトルのデン シトメータートレース (半値幅 5.7Å)

$$R = \frac{(r_{1}^{1/2} - r_{2}^{1/2})^{2} + 4(r_{1}r_{2})^{1/2} \sin^{2} \phi}{(1 - (r_{1}r_{2})^{1/2})^{2} + 4(r_{1}r_{2})^{1/2} \sin^{2} \phi}$$
(4-4)

ここで

 $\phi = 2 D \cos \theta / \lambda$  (4-5)  $\lambda は \nu - - - 光 の 波長、 D は エ タ ロ ン 板 の 実効 的 厚$  $さ、 <math>\theta$ は エ タ ロ ン に 対 す る 入射 角 で あ る。 2 面 の 反 射率を等しく r に とった時には、(4-4)式 は

$$R = \frac{4r \sin^2 \phi}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \phi}$$
(4-6)

となる<sup>4)</sup>。第4-8図はrをパラメーターとし、 $\phi$ の関数として反射率 Rを描いたものである。エタロン板を共振器内に傾むけて挿入した時にはバンドバスフィルターの働きをする。すなわち第4-8図で $\phi=0(or\pi)$ の所で反射率が0となり、これに相当する波長で発振することになる。(4-5)式よりD=一定、 $\phi=0$ とすると、 $\theta$ をかえることにより、 $\lambda$ を変化できることがわかる。また、反射率rを大きくしてゆくと、透過幅が狭くなってゆくことがわかる。ここでエタロン板による共振器のハンド幅



第4-8図 ゆとエタロンの実効反射率 Rとの 関係

$$(\Delta \lambda)_{R}$$
を求める。式(4-5)より  
| d \lambda | = | d \phi |  $\frac{\lambda^{2}}{2\pi D \cos \theta}$  (4-7)

$$\vec{x} (4-6) \geq (4-7) \leq b$$

$$(\Delta \lambda)_{R} = \frac{\lambda^{2}}{\pi D \cos \theta} S \operatorname{in}^{-1} \frac{1-r}{\sqrt{2(1+r^{2})}}$$
(4-8)

発振波長は前述のように R=0 で与えられ るから式 (4-5)より

$$\phi = \frac{2\pi \operatorname{D} \operatorname{cos} \theta}{\lambda} = n\pi \quad (n = 0, 1, 2, 3; \cdots)$$

故に

$$\lambda = \frac{2 \text{ D c os } \theta}{n} \tag{4-9}$$

またFree Spectral Range  $\Delta\lambda$ は

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2 \operatorname{D} \operatorname{cos} \theta}$$
(4-10)

第4-6図においてエタロンのスペーサーとして公称25 $\mu$ m,50 $\mu$ mの厚さのマイラーを用いたが、

(4-9)式にこの値を代入した時,実験値と一致し ない。実験値に合わせると,(a),(b)においてそれぞ れ,D=25.051 $\mu$ m,49.876 $\mu$ mでなければ ならないことが分る。このようにして,逆にスペー サーの精密な厚さを決定することができる。また Free Spectral Range  $\Delta$ λは式(4-10) より(a),(b)の場合それぞれ224Å,112Å( $\theta$ ~0,  $\lambda = 1.06 \mu$ )となるが、この値は大体実験で得た値 と一致している。

さて次に発振スペクトル幅について考えてみる。 (4-8)式にD=25 $\mu$ m,  $\lambda$ =1.06 $\mu$ m, r=0.5 を代入すると( $\Delta\lambda$ )<sub>R</sub>=46.8 Å が得られる。一方 発振スペクトル幅は第4-7図より $\Delta\lambda$ =5.7Å で ある。故に(4-2)より,発振に致るまでの光の共 振器中での往復回数は

$$N = \left(\frac{46.8}{5.7}\right)^2 \simeq 67$$

1往復時間は約4nsなので、Qスイッチされた時間から、発振するまでの時間は約270nsとなるが、 これはWagner等のQスイッチングによる解析<sup>5)</sup>の結果から見てもほぼ妥当な値といえる。

#### §4.4 む す び

回折格子,エタロン板等を用いてカラスレーザー の発振波長の同調を行なった。結果を以下にまとめ る。

(1)回折格子により350Åにも及ぶ広範囲の波長で、 ノーマル発振での同調ができた。発振スペクトル幅

は約2.3 Åであった。

(2)回折格子は約1 $MW/cm^2$ のパワーでレーザー損傷 を受けた。

(3) Qスイッチモードではエタロン板により同調をとった。エタロンのスペーサーが公称 25 $\mu$ mと50 $\mu$ m のものを用いたが、Free Spectral Range に相当する値の範囲での同調ができた。Qスイッチ モードでの発振スペクトル幅は約5.7Åであった。 (4)エタロン板による共振器のバンド幅の評価を行ない、Gain Narrowingの式と測定された発振 スペクトル幅からQスイッチパルスが発生する時間 を評価した。270nsの値が得られたが、この値は 計算機モデルから考えて、ほぼ妥当な値である。

Qスイッチモードでの波長可変レーザーは種々の 応用が考えられる。たとえば、レーザープラズマ相 互作用の研究、スペクトルクロス緩和の研究等であ る。誘電体ミラーは出力10MWを超すと、しばし ばレーザー損傷を受ける。サファイア板等のエタロ ンを使用することにより、これは解決できると考え られる。

## (参考文献)

- C.Yamanaka, T.Yamanaka,
   T.Sasaki et al: Phys. Rev.
   A 6 2335 (1972)
- 2. P.C.Magnante : J.Appl. Phys. 40 4437 (1969)
- 3. M.Born and E.Wolf: Principles of Optics (Pergmon, London 1959) p.60
- 4. E.Snitzer: Appl. Opt. 5 121 (1966)
- 5. W.G.Wagner and B.A.Lengyel: J.Appl. Phys. **34** 2040 (1963)

# 第5章 ガラスレーザーの増幅

§5.1 まえがき

レーザーによる核融合プラズマ生成の研究をはじ めとする高次の非線形光学現象の研究には、出力数 GWないし数100GWのレーザー光が要求される。 このような巨大レーザー光を発振器のみで得ること は、レーザー素子の破壊、共振器の構成の点から不 可能である. レーザー素子の破 壊 強度 はバルス幅 30nsecのレーザー光に対して高々2GW/cm程 度である、このため増幅器を付加し、 $^{1}, 2$ ) 増幅段素 子の断面積を増加させ、パワー密度を破壊限度内に おさえながら,全出力の増強をはかる.ルビー素子 は母体が結晶であり, スペクトル的な純度はガラス よりはるかに良いが、大きな新面積をもつ素子を得 ることは困難である。一方ガラスはスペクトル的に はルビーに劣るが、光学的に均一を大きい断面積の 素子を得ることができる、このため1GW程度の出 力以上では大部分ガラスレーザーが用いられている。

レーザー光の増幅器中でのふるまいを知るには, レーザー媒質中における光子束と逆転密度に関する rate方程式を解く必要がある。筆者は4準位ガラ スレーザーに対する種々の増幅パラメーターの測定 を行ない,得られた値を用いてrate 方程式を解 析した.また増幅器を用いた実験を行ない得られた 結果と理論値との比較検討を行なった。なお核融合 用の大出力レーザーについては後章でのべ,この章 では増幅の基礎的ふるまいのみをのべるにとどめる。

実験の初期(1969年~71年)には旭硝子社 製のシリケートガラス(サンルックスD)を中心に、 また後半(1971年~73年)には保谷硝子社製 のバリウムクラウンガラスを用いた。両者のレーザ 一特性はかなり異なっているため、解析結果は2者 についてのべる。

#### §5.2 増幅パラメーターの測定

増幅された光パルスの波形は、入射光に対しては、 パルス強度とその波形に、また増幅段素子に対して は増質長 l 、誘導放出断面積  $\sigma$  、損失係数  $\gamma$  、逆転 密度 n、レーザーターミナルレベルのイオンの寿命  $\tau$ 等により決まる。そこで rate方程式に代入すべ きこれらのパラメーターの測定を行なった。

5.2.1 損失係数 Y

現在問題とする損失は線形のもの、すなわち、レ ーザー強度に対して一定のもののみを考える。これ はレーザー母体による散乱,吸収,歪等に起因する。 ガラスレーザーの場合はルビー等に比較し、均質な ものを製作しやすく、散乱,歪等はあまり問題にな らない。ガラス原料中に含まれる遷移金属の不純物 (Fe,Ni,Co,Cu,V)は1µ近傍で強い吸収を示 し、これをいかに少くするかがポイントとなる。<sup>3)</sup> 筆者が用いた測定装置を第5-1図に示す。タング ステンランプを分光器に通し、Nd<sup>3+</sup> イオンの吸収



第5-1図 ガラスロッド吸収係数の測定装置

をさけるため 1 μ のみを選び, この光による ガラス の吸収を調べた. 1 cm 当りの損失係数をγとおくと 出力光 I は

 $I = I_o T^2 \cdot exp(-\gamma l)$  (5-1) ここでlは媒質長, Tは端面における透過率,  $I_o$ は入射光強度である. Tの値は1.0 $\mu$ におけるガラス の屈折率より計算により求めたものを用いた.得ら れた結果を第5-1表に示す.

第5-1表 種々のレーザー媒質に対する損失係数

	$\gamma$ ( ×1 0 <sup>-3</sup> /cm )
Sodalime Silicate	8
Ba-K	2
KGCC	6
Nd <sup>3+</sup> POC l <sub>3</sub> Liquid	8

5.2.2 誘導放出断面積 σ

ガラスレーザーは結晶のレーザーと異なり発光ス ペクトルがプロードでありスペクトル線が重なって いるため,誘導放出係数を求めるのが複雑である。 筆者が行なった 1)吸収法と2)螢光強度変化法につ いてのべる。

1) 吸収法<sup>6)</sup>

媒質の温度を上げ<sup>4</sup> I<sub>11</sub> レベルのイオン分布数を 多くし<sup>4</sup> I<sub>11</sub> → <sup>4</sup> F<sub>3</sub>の吸収断面積を求め、これより 誘導放出断面積を求める方法である.シリケートガ ラスに対してこの方法を採用した.レーザー媒質の Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 濃度が薄かったので(1.5wt%)吸収を直 接はかることができなかった。そこで増幅段素子と 同材質のものでNd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 濃度が18wt%のものを用 いた。第5-2 図はMichon 等によって求められ たガラスレーザーのエネルギー図と1.06µ近傍の 螢光である.<sup>7)</sup> レーザー母体がかわるとエネルギー レベルは多少変わるが、大体似た構造を持つ。各レ ベルの分布密度をnで表わすと1.06µに関与する レベルに対しては次式が成り立つ。

 $n_2 = n_1 exp\{-(E_2-E)/kT\}$  (5-2) ここでEはそれぞれの準位のエネルギーであり、T は素子の温度、kはボルツマン定数である。吸収係 数  $\alpha$  d  $n_2 \geq 1$  つのイオンの持っ吸収断面積  $\sigma_{23}$  の積





第5-2図 ガラスレーザーエネルギー図と1.06µ近傍の螢光

であるから(5-2)式は次のように表わせる。  $\alpha = n_2 \sigma_{23}$ 

$$= \mathbf{n}_{1} \sigma_{23} \operatorname{ex} \mathbf{p} \{-(\mathbf{E}_{2} - \mathbf{E}_{1})/\mathbf{k} \mathbf{T} \}$$
  

$$\cong \mathbf{n}_{0} \sigma_{23} \operatorname{ex} \mathbf{p} \{-(\mathbf{E}_{2} - \mathbf{E}_{1})/\mathbf{k} \mathbf{T} \}$$
(5-3)

ここで $n_0$ は素子に添加されたイオンの密度であり、 $Nd_2O_3$ 18wt%では8.75×10<sup>20</sup>/cmとなる.(5-3)式から

 $\sigma_{32}^{2-\frac{\alpha}{n_{0}}} \exp\{(E_{2}-E_{1})/kT\}$ (5-4) 第5-3 図は1.06µ近傍における吸収スペクトル 曲線の1例であり、素子の温度は457℃である。 透過率は素子のエネルギー準位から吸収係数が0と 考えられる1.0µでの透過率で規格化した。温度に 対する吸収係数を第5-4図に示す。これより吸収 断面積 $\sigma_{23}^{2-\frac{\alpha}{3}}$ 9.6×10<sup>-2</sup>cm,準位1,2のエネルギー -差0.233eV(1870cm<sup>-1</sup>)が得られた。

この値から誘導放出断面積を求めるには  ${}^{4}$  I  $_{\underline{11}}$ の 縮退度を知る必要がある。  ${}^{4}$  I  $_{\underline{11}}$  のレベルは第5-



第5-3図 ケイ素ガラスの吸収スベクトル (1.06µ 近傍)Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>濃度 18wt%



Measurement of Absorption Coeff.

第5-4図 ケイ素ガラスにおける温度と吸収係数 の関係

2 図のようになっていると考えると2本に分離した レベルの縮退度、 $g_{2,1}, g_{2,2}$ の間には $g_{2,1}+g_{2,2}=$  6の関係が成り立つ、一方<sup>4</sup> F<sub>3</sub>の方は2本にレベ ルが分離した時には縮退はとけてそれぞれ1となる、 Dumanchin等の測定によると $g_{2,1} = 2$ の値が得 られている。 誘導放出断面積 $\sigma_{32}$ と吸収断面積 $\sigma_{23}$ との間には $\sigma_{23}g_{21} = \sigma_{32}g_{31}$ が成立するから $g_{21}$ = 2,  $g_{31} = 1$ を入れて $\sigma_{32} = 2\sigma_{23} = 1.92 \times 10^{-20}$ critとなる。

2) 螢光強度変化法

第8章の液体レーザーの項では誘導放出断面積 を求めるのにQスイッチ発振をさせ、それに伴なう 螢光の変化を測定している。この方法に対してレー ザーをノーマル発振させ、その螢光の変化を測る方 法が提案された<sup>9)</sup>この方法はQスイッチングを用い なくともよいので、測定装置が簡単になる。ここで はこれにより測定を行なった。原理図を第5-5図 に示す。  ${}^{4}F_{3}$ レベルのイオン密度をNとし、発振



第5-5図 螢光の時間的変化

させた時の添字を 2, させない時のを 1 とする. またNは  ${}^{4}F_{3}$  レベルの近傍すべてのイオンを含むものとし,波長依存性(したがってクロス緩和)は考えないとする.発振させた時と,させない時で次の式が成り立つ、

$$\frac{dN_{1}(t)}{dt} = W(t)N_{0} - A_{0}N_{1}(t)$$
 (5-5)

$$\frac{\mathrm{d}N_{2}(t)}{\mathrm{d}t} = W(t)N_{0} - A_{0}N_{2}(t) - \sigma_{\mathrm{eff}}I(t)N_{2}(t)$$
(5-6)

51

ただしW(t)は上準位への励起の割合、Aは自然放 出係数、NdNd1 $\pi$ ンの添加量、I(t)は発振時のレ ーザ強度である。この2式をt = 0から $\infty$ まで積分 し両辺それぞれ引くと、

$$\frac{\int_{0}^{\infty} (N_{1}(t) - N_{2}(t)) dt}{N_{2}(t_{av})} = \frac{\sigma_{eff} Q_{o}}{A_{o}} \quad (5-7)$$

ことで Qはレーザー煤質中における全フォトンフラ ックスである.

 $Q_0 = \int_0^\infty I(t) dt \qquad (5-8)$ 

また $N_2(t_{av})$ は発振中における平均値である。 第5-5 図のようにオシロスコープ上での $N_1(t)$ と $N_2(t)$ の面積差を $\Delta S$ ,  $N_2(t_{av})$ を $\overline{H}$ , スケール変換ファクターをaとすると(5-7)式は

$$\frac{\Delta S}{\overline{H}} = \frac{\sigma_{eff} Q_0}{A_0 a}$$
(5-9)

となる、実際の測定には第5-6図の装置を用いた。



第5-6図 ノーマル発振を用いたσの測定装置

得られた発振エネルギーを E, またレーザーロッドの 発振断面積を S, レーザーの出力側ミラーの反射率を rとした時第(5-9)式は次のようになる.

$$\frac{\Delta S}{\overline{H}} = \frac{(1+\mathbf{r}) \sigma_{eff} E}{\mathbf{a}(1-\mathbf{r}) \mathbf{h} \nu \mathbf{A}_{0} S}$$
(5-10)

螢光の測定には  ${}^{4}F_{3} \rightarrow {}^{4}I_{\frac{9}{2}}(\lambda \simeq 0.88\mu)$ を 用いた. 螢光の測定に  $1.06\mu$ 光を用いると発振光 のもれが入り,正確な  $N_{2}(t)$ の測定ができなくなる ためである. 螢光測定の 1 例を第5-7 図に示す. また各種サンプルの  $A_{0}($ 螢光寿命の逆数)は別に 2  $\mu$  sのX e ランプ光を照射し,螢光の減衰より求め た.得られた測定結果を第5-2表に示す.



第5-7図 螢光測定(200µs/div)
 (a) ノーマル発振ない時
 (b) ノーマル発振ある時

第5-2表 ノーマル発振螢光法によるσの測定結果

	ガラスサンプル	$\tau$ ( $\mu$ s )	$\sigma_{\rm eff}(\times 10^{-20} \rm cm^2)$
保谷硝子	LCG-11	370	2
	LSG-91	295	2.4
	ED-2X	290	2.5
旭硝子	Sunlux D	315	2.47
	Sunlux G	365	2.39

螢光変化によるσの測定法は縮退度を求める必要 がなく、方法も簡便である。測定の誤差は径方向の 均一発振が得られるかどうかと1.06μの発振光が 螢光中にはいらないようにできるかどうかにある。 誤差は大体20~30%位いと考えられる。

#### 5.2.3 逆転密度 n

逆転密度を求めるには螢光強度の絶対測定を行う ことによる方法もあるが、かなりめんどうなもので ある.<sup>10)</sup> ここでは簡単な方法を採用した。それを 以下にのべる。ノーマル発振の起る条件は次式で表 わされる。

R・R' exp(2 σn-γ) l=1 (5-11) ここでR, R'd 共振器の反射率であり, n dt発振に 必要な逆転密度である。 l は媒質長である。 σ, γ の値はすでにわかっているので, n dt容易に上式か ら求めることができる。長さ300mの増幅段素子の 片端面に反射率40%のミラーを置いて約7KJの 励起を行なった時に発振が起った。従ってもう一方 の端面における反射率を4%と仮定すると, (5-11)式からn=7.8×10<sup>18</sup>/ m<sup>2</sup>となる。(ただしこ こでは σ=9.6×10<sup>-2</sup> cm, γ=8×10<sup>-3</sup>/ cm を用 いた。)このようにしてミラーの反射率をかえるこ とにより, 種々の励起入力に対する逆転密度の値を 求めた。これを第5-8図に示す。図中実線は螢光



第5-8図 励起入力に対する増幅段素子中の逆転密度

強度曲線を示している。逆転密度の曲線はほぼ,螢 光強度曲線と一致させることができる。このことか らこの励起の領域では、逆転密度と螢光強度は比例 しているといえる.

5.2.4 クロス緩和時間と終状態の寿命

レーザーのスペクトル線が不均一な広がりを持っ ている時,その1部のスペクトルで発振が生じたと すると,その部分はスペクトル的なホールバーニン グによりイオン分布が減少する。ある時間たてば, イオン分布は熱分布すなわち元の分布にもどるわけ で,この時間をクロス緩和時間という。Grigoryants等はこの緩和の割合Fを以下のような方法 で求めている。<sup>9</sup> 統字1を発振がない時,2を発振が ある時とすると,4準位レーザーにおける逆転密度 nは次式によって表わされる。

$$\frac{d n_{1}(\nu, t)}{d t} = W(t) N_{0}g(\nu, \nu_{0}) - A_{0}n_{1}(\nu, t)$$
(5-12)  
$$\frac{d n_{2}(\nu, t)}{d t} = W(t) N_{0}g(\nu, \nu_{0}) - A_{0}n_{2}(\nu, t)$$
+  $F(n_{p_{2}}(\nu, t) - n_{2}(\nu, t))$  (5-13)

$$\frac{dn_{p_2}(\nu, t)}{dt} = W(t) N_0 g(\nu, \nu_0)$$
  
-A\_0 n\_{p\_2}(\nu, t) - g(\nu, \nu\_0)  
$$\times \int n_2(\nu, t) d\nu \int \sigma_i f(\nu, \nu')$$
  
× I(\nu', t) d\nu' (5-14)

ただしg(v,v<sub>o</sub>)は熱平循時における イオンの分布であり、n<sub>p2</sub>は発振させ た時の全イオン数をN<sub>2</sub>(t)と表わすと、 n<sub>p2</sub>(v,t) = g(v,v<sub>o</sub>)N<sub>2</sub>(t) で表わされるものである.(5-12)、 (5-13),(5-14)式より  $\begin{cases} \frac{d\Delta n(v,t)}{dt} = -A_0 \Delta n(v,t) + B \\ \frac{d\Delta n^*(v,t)}{dt} = -(A_0 + F) \Delta n^*(v,t) \\ + B \end{cases}$  が求まる。ただし $\Delta n = n_1(\nu, t) - n_{p_2}(\nu, t), \Delta n^* = n_2(\nu, t) - n_{p_2}(\nu, t), B = g(\nu, \nu_0) \int n^{(2)}(\nu, t) d\nu$ × $\int \sigma_i f(\nu', t) I d\nu'$  である。この上2式を0から ∞までtにつき積分すると

$$\frac{\mathbf{F} + \mathbf{A}_{o}}{\mathbf{A}_{o}} = \frac{\Delta S}{\Delta S^{*}}$$
(5-15)

が出る、ただし $\Delta$ S ~ $\int_0^\infty \Delta$ n (ν,t)dt, $\Delta$ S \*~  $\int_{0}^{\infty} \Delta n^{*}(\nu, t) dt. \Delta S^{*}$ は実際にはレーザー発振さ せた時の全体のスペクトルについて見た 螢光強度 から1部のスペクトルのみを見た螢光強度の差とし て表わされる. Grigoryants はガラスレーザ ーで上の方法を用いて F~105/sec の値を得てい る,このようを値から考えると、ガラスレーザーは かなり不均一なひろがりを持っていることになる。 一方Mi chon 等の螢光測定ではQスイッチガラス レーザーで全くスペクトルのホールバーニングが観 測されておらず、彼等によると均一と見なさせると いうことである、)筆者等は直接 Fの測定を行なう実 験は行わなかったが、YAGレーザーをそれぞれ発 振器とし多段ガラス増幅の実験を行なった結果、両 者ともほぼ同一の出力を得ている。パルスはQスイ ッチパルスでありスペクトルはYAGレーザーで5 。 A位い,ガラスで50Å 位いであった。従ってスペ クトルが 50Å 位いまでの範囲においてはガラスレ -ザーは均一とみなせると考えられる. もしノーマ ル発振をさせた時には発振スペクトルは100Åから 200Åへと広がり、不均一性が現われてくるものと 思われる. すなわちガラスレーザーは数10Åの均 一なスペクトルが集まって全体としては不均一なス ペクトルを構成していると考えられる。

レーザーの終状態の寿命では<sup>4</sup> I<u>9</u>(終状態)か 6<sup>4</sup> I<u>1</u>(基底状態)への遷移が5 $\mu$ でありガラス の母体に吸収されるため直接的な測定が困難である。 Michon 等はQスイッチレーザー光に対しガラス 増幅器を均一な広がりを持っていると考え,光子束 と逆転密度に対するrate方程式をたててた仮定し 解いた。これと増幅実験とから、 $\tau_2$ を出し、 $\tau_2$ <br/>100nsを求めている。<sup>8)</sup>しかし実験の誤差から考えると $\tau_2$ >数10nsと思われる。

## §5.3 Rate 方程式

スペクトルが数10Å 位までを問題にするならば, ガラスレーザーは均一広がりを持っていると見なせ るので増幅のふるまいを数式的に取り扱うことが簡 単になる。ここでは前節で求めたレーザーパラメー ターを用いて, 媒質中における光子束と逆転密度に 対するrate方程式をといた結果を示す。

5.3.1 Rate方程式

レーザー光が 4 準位の増幅媒質を通過する時の光 子束 1 および各レベルの分布密度の時間変化は次式 で与えるれる<sup>1),2)</sup>

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c \{ \sigma (n_3 - n_2) - \gamma \} I \qquad (5-16)$$

$$\frac{\partial \mathbf{n}_3}{\partial \mathbf{t}} = -\sigma \left(\mathbf{n}_3 - \mathbf{n}_2\right) \mathbf{I} \tag{5-17}$$

$$\frac{\partial \mathbf{n}_2}{\partial \mathbf{t}} = \sigma \left( \mathbf{n}_3 - \mathbf{n}_2 \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{n}_2}{\tau_2} \tag{5-18}$$

ここで c は媒質中における光速度,  $\sigma$ は誘導放出断 面積,  $\gamma$ は媒質の単位長さ当りの損失, x は媒質の軸 方向の位置,  $n_3$ ,  $n_4$ レーザーの上準位と下準位の 分布密度,  $\tau_4$ は準位2の寿命である.レーザー光が 媒質中を通過する時間は短いので, この間における 自然放出と励起による逆転密度の増加は無視できる. 式(5-16)~式(5-18)を差分法を用い計算した. 5.3.2 シリケートガラスの場合(加硝子社製)<sup>11)</sup>

誘導放出断面積  $\sigma$ は吸収法で測定した。 $\sigma$ の 算出のため下準位の縮退度を1と仮定した。 ( $\sigma$ =9.6×10<sup>-21</sup> cm<sup>2</sup>)入射レーザーベルスはピー ク値が30MW/cm<sup>2</sup>のもので第5-9図に示すような 立ち上りの速いもの(立ち上り6.3ns)と遅いも の(12.5ns)を用いた。また $\gamma$ =8×10<sup>-3</sup>, $\tau_2$ =10nsを用いた。第5-10図は種々の逆転密度 に対する出力波形を示す。 $\ell$ =60cmの時である。 入力のピーク値が同じ30MW/cm<sup>2</sup>でも波形の立ち上



第5-9図 入力パルスの各点における増幅率の変化 実線:slow rise tims 点線:fast rise tins



第5-10図 計算結果による出力波形 (a) slow rise tine

り時間が遅い場合(a)の増幅率は速い場合(b)の増幅率 よりも小さい。これはパルスの立ち上り部分で主に 逆転密度を消費するためである。第5-11図はレ



第5-10図 (b) fast rise time

ーザーバルスが増幅素子を通過した後の素子に残っ ている逆転密度の分布を示す。逆転密度の空間的緩 和時間はパルスの通過時間に比べて十分長いと考え られるので, rate方程式の中には含まなかった。 このためにパルスが通過した後に第5-11図のよ うに素子の位置により分布の変化が現われるのであ る。素子の最初の部分では殆んど逆転密度は減少せ ず,素子のうしろになる程, パルス形成に大きく寄 与していることがわかる。第5-12図は媒質長と 増幅率の関係を示す。

5.3.3 バリウムクラウンガラスの場合

実験の後半では主として保谷硝子のバリウムクラ ウンガラスを用いたが、この場合ののは材料により  $1.5\sim2.5\times10^{-20}$  cm であった、このためのの差 による増幅率の変化を調べた。またレーザーパルス も半値幅 20 n s と 2 n s の 2 種 (共にガウス形)を 用いて解析した。さらに終状態の緩和時間  $\tau$  の影響 も調べた。用いた r a t e 方程式は同じである。



第5-13図 増幅率の飽和に対するσの影響

第5-13図は2ns パルスに対する増幅率の変 化を誘導放出断面積をパラメーターとして示したも のである.レーザーパワー密度が1GW/chi位いまで ならばσは大きい程増幅率が大きいことがわかる. それ以上のパワーでは飽和が強く起こり増幅率が下 がる.実際上は光学コンポーネントのレーザー破壊 の問題点からたかだか,1GW/cdどまりで使用する. この領域までならば,もら少し大きなσの値が最も 大きい利得を示すであろう.

第5-14図は2ns パルスに対する増幅率の変



第5-14図 入射パワーに対する増幅率の変化

化を逆転密度を パラメーターとして示したものである。実線は  $\sigma = 2.5 \times 10^{-20}$  cm, 点線は  $2 \times 10^{-20}$  cm の時を示す。

第5-15図は入射パワー密度が3GW/cfdの2ns パルスの増幅率に対する終状態の緩和時間 $\tau$ の影響 を示す $\bullet$ のである。 $\tau$ が $10^{-8}$ 秒以上では差はなく,



第5-15図 終状態の寿命ての影響

また $10^{-9}, 10^{-1}$ 秒にしても影響が少ないことがわ かる。第5-16図は20nsパルス(実線)と2ns



第5-16図 パルス幅の差による増幅率の飽和

パルス(点線)の増幅率に対する差を示したもので ある。増幅率はビーク値をとっている。増幅の飽和 はピークパワーでなくエネルギーによって決まるか ら、20nsパルスの方が低いレーザーパワーで先に 飽和を起こす。2ns パルスに比べ丁度パワーの1 桁低い所で飽和が起こるのがグラフを移動させてみ ることによりわかる。

### §5.4 増幅の実験

5.4.1 シリケートガラスの場合

発振段: 直径10mm,長さ150mmのシリケート ガラスに回転プリズムでQスイッチをかけた。出力 30MW,半値幅30ns・

増幅段:直径20mm,長さ300mmのシリケート ガラス。Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 濃度1.5wt%.4本の直管(全 入力15KJ)で励起。

入出力パルスはホトダイオードでモニターし,ピ ーク値の増幅率を測定した。第5-17図に増幅 実験の結果の1例を示す。増幅段励起入力15KJに





対して得られた増幅率は9倍であった。この励起入 力に対して第5-8図から逆転密度は約 $10^{19}$ /m生じていることになる。第5-12図の実線の曲線 からこの値に対し媒質長30mの所で増幅率は10 倍である。従って増幅の実験結果はほぼ計算と一致 している。

励起を数10回行なった後には増幅率は第5-17 図に示すように半減した.これは増幅段素子でソー ラリゼーションが生じたためである、ソーラリゼーション前 後の素子の吸収スペクトルを第5-18図に示す、ソ ーラリゼーションが生じると母体の紫外領域の吸収



第5-18図 ソーラリゼーション前後の吸収スペ クトル

が増加しこのために利得が減少するのである。これ は素子を焼き鈍すことにより容易に元にもどすこと ができた、紫外領域の光を吸収するガラスフィルタ ーを用いることによりソーラリゼーションをほぼ防 止することができた、最近のガラスでは各メーカー の努力により殆んどこの種の問題は解決された。

増幅段と発振段のカップリングは重要な問題であ る。これを完全に防ぐには光学的アイソレーターが 必要である。この実験では増幅段素子を光軸から傾 むけることによりこれを防いだ。この時の増幅率の 変化を第5-19図に示す。光軸とのずれが17'程 度まではあまり効果はないが、35'になるとカップ リングがなくなり利得の飽和は生じなくなった。こ



第5-19図 増幅段素子を傾むけることによる効果

のため増幅段素子の両端面を 5°カットにし、カップ リングによる増幅段素子の発振を防いた。

5.4.2 バリウムクラウンガラスの場合

ここではパルス幅の差による増幅率の変化の実験 結果についてのべる。パルス幅の変化法は第2章で のべたポッケルセルとレーザーギャップの組み合わ せによる方法を用いた。レーザー波形を第5-20 図に示す。レーザー光を一たんプリアンプにより増





幅し、出力約50MW/cn 位いにしてから測定用の増 幅器に通した。実験装置を第5-21図に示す。増 幅器は直径20mm $\phi \times 300^{l}$ mmのガラスロッドか らなる。入力光、出力光を同一のホトダイオードで モニターし、そのピーク比を取り増幅率を求めた。 結果を第5-22図に示す。2.5nsパルスと10 ns パルスは立ち上りが同一であるためビーク位置





幅率の変化 (入力光 50**MW/cn**)

における増幅率は同じ値になったと思われる。11.2 KJの励起に対して2.5nsパルスで4.4位の利得 20nsパルスで約3倍の利得を示している。第5-16図の計算結果のグラフ上に実験点を示す。逆転 密度は両パルスに対し約0.5J/cc に相当する。 これから20nsと2ns の増幅率の差は増幅の飽和 によるためと言える。

## §5.5 む す び

この章ではガラスレーザー増幅に関する基礎的な ふるまいを調べた。

(1)誘導放出断面積,損失係数,逆転密度などの増

幅パラメーターの測定を行なった。

(2)ガラスレーザーをスペクトル的に均一な広がり を持つとみなし,光子束と逆転密度に対するrate 方程式をたて求めた増幅パラメーターを用い解析した。

(3)直径20mm<sup>Φ</sup>,長さ300mm<sup>4</sup>のガラスロッドを 用いた増幅の実験を行なった。得られた結果は理論 値とほぼ一致していた。これよりさらに大きな増幅 器の解析に対しても得られた結果は適用できる。

## (参考文献)

- R. V. Ambartsumyan, et al: IEEE
   J. Quant.Elect.QE-2 436(1966)
- 2. P. V. Avizonis and R. L. Gvotbeck: J.Appl Phys. 37 687(1966)
- 3. E. Snitzer: Appl. Opt. 5 1487 (1966)

- 4. A. Penzhofer and W.Kaizer: Appl. Phys.Letters **21** 427(1972)
- 5. M.E. Vance: IEEE J. Quant. Elect. QE-6 249(1970)
- 6. P. Mauer: Appl.Opt.3 433(1964)
- 7. M.Michon: IEEE J. Quant.Elect. QE-2 612(1966)
- 8. R. Dumanchin et al: IEEE J.Quant Elect.QE-7 53(1971)
- 9. V. V. Grigoryants: Soviet Phys. JETP 31 853(1970)
- 10. P. V. Avizonis: J. Appl. Phys. 37 780(1966)
- 11. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi and C. Yamanaka: Japan J. Appl. Phys. 8 1037(1969)

# 第6章 レーザーガラスの損傷耐力向上の研究

## §6.1 まえがき

大出力レーザーとしては固体レーザーが重要であ り、現在の所ガラスレーザーが最もすぐれている。 ガラスレーザーの出力をさらに増大させるためには、 レーザーガラスのレーザー光による損傷耐力の向上 が急務である。筆者等は、ガラス損傷の機構を明ら かにし、大出力ガラスレーザーに最適なガラスを開 発する目的で、Qスイッチガラスレーザー光による レーザーガラス損傷の研究を行なった。

レーザー素子として用いるガラスは、光学ガラス に要求される諸特性を満たすと同時に、Nd<sup>3+</sup>を必 要量ドープでき、かつ螢光寿命、誘導放出断面積、 損失係数など、発振諸特性がすぐれたものでなけれ ばならない。大出力レーザー素子としては、さらに 損傷耐力が、重要な特性として加わる、損傷耐力の 点からだけ考えれば、石英ガラスやホウケイ酸ガラ ス(BK-7)がすぐれているが、前者はNd<sup>3+</sup>をド ープできず、後者は螢光寿命や、誘導放出断面積が 劣るため使用できない。レーザーガラスとして一般 にバリウムクラウン系、シリケート系が用いられる が、組成は多種多様である.

筆者等は, レーザー照射時に ガラスの内部または 表面で発生するブラズマの観測を通じて, プラズマ によるレーザーガラスの損傷の機構を調べ, プラズ マに駆動された衝撃波が, 表面の損傷の原因である ことを示した。また, ガラス表面プラズマ発生を, 一定立ち上り時間を持つ光束で, パルス幅を変えて 試験した所, ナノ秒以上の領域ではプラズマ発生の 閾値は一定パワーになることを見い出した。これは 逆制動輻射の理論によって説明できる。さらにレー ザーガラスの最も弱点である表面を強化するためい くつかの試みを行ない, フッ酸処理が表面のプラズ マの発生を抑制すること, 化学強化法はガラス表面 にプラズマそのものを発生しやすいが, プラズマの 衝撃波による攻撃に対して,表面を保護する効果の あることを見出した.

## §6.2 実験の方法

実験の方法として、Active TestとPassive Testの2種類がある。前者はポンピングと 同時にレーザー光を照射する方法、後者はレーザー 光をレンズで集光して試験する方法である。

Passive Testの装置図を第6-1図に示す. テストビームを発生するためのガラスレーザー発振 段は $10^{\phi_{mn}} \times 150^{mn}$  のガラスロッドを用い励起用 フラッシュランプは直管1本で約1KJ のポンプエ ネルギーである。Qスイッチには回転プリズム方式 を用いた。出力側のミラー反射率は60%、出力は 約30MW, 半値幅30ns, ビーム発散角約2mrad であった。また横モードはマルチモードである。シ ングルモードを用いて試験すると、損傷の閾値は1 ~2 椨ほど高くなると報告されている。1)筆者らか2 枚の凸レンズと 4 ㎜ <sup>Ø</sup>の紋りを共振器内に入れ、ポ ッケルセルQスイッチで TEM。モードを発振させて 調べた結果によると、シングルモードを用いた方が マルチモードを用いた場合の少なくとも5倍の閾値 を示すことがわかった。違いの原因はマルチモード の場合、局部的なパワー集中が存在するためと考え られる。

パルス幅の影響を調べる実験の場合は、発振段を 出た所でポッケルセル光スイッチを用い、2ns~ 30nsまでの幅のパルスを整形し、これを増幅段で 増幅したものを用いた。波形を第6-2図に示す。

発振出力の一部をビームスプリッターでホトダイ オードに導き, Tektronix 519オシロスコー プを用いて, パワーを測定した。較正にはTRG

61



第6-1図 Passive Test 実験装置



第6-2図 Passive Test用レーザー波形 上:発振段パルス(20ns/div) 中: 2nsパルス(5ns/div) 下:10nsパルス(5ns/div)

107カロリーメーターを使用した・パワーの大きさの調整はポンピングエネルギーを変える事で行なった。He-Neレーザーは光軸合わせ用のものである。

(1) Passive Test

レーザー光をガラス試料に照射し、その時の損傷の 有無、ブラズマの様子等を調べる。方法として簡単 であり、条件をうまく選ぶと、実際のロッドの耐力 と一致した結果が得られる。集光用レンズには焦点 距離3~6.5 cm のものを用いた。セルフフォーカス を避ける場合や、強いパワー密度が必要な場合に短 焦点のものを用いた。集光面積の測定はアルミニウ ムと銅板にレーザー光を照射したこん跡で行なった。 両者はほぼ同じ数値を示した。

Passive Testによるブラズマの研究には STL駒取りカメラとストリークカメラ,およびモ ノクロメーターNALUMI-RM23(分解能0.4Å) を用いた。スペクトルの時間変化観測には1P28光 電子増倍管とTektronix454オシロスコープを 用いた。

(2) Active Test

発振段は Passive Testと同じものを用い, 増幅段を4段用いて行なった。試料ガラスをレーザ - ロッドに仕上げ,第4段目の増幅段に組み込んだ。 ロッド寸法は1,2,4段目が20 $mn^{\phi} \times 300 mn^{\ell}$ ,3段 目が30 $mn^{\phi} \times 300 mn^{\ell}$ のものを用いた。3段目と 4段目の間には凸凹の共焦点のレンズ系を入れ,光 束密度を増し,ビームの直径が15mnになるように した。テストに用いたパルスは30nsガウス形のも のであった.

ガラス表面のテストの場合には特にガラス表面の 状態が重要な要素となる。筆者らの実験では表面の 有機物を除去するため、トリクレンで洗浄し、デシ ケーター中で乾燥した後、レンズクリーニング用ベ ーパーで表面を拭い実験に供した。

以下の節で用いる損傷に関する呼称は以下の通り とする.損傷(Damage)とはガラスにプラズマの 発生,傷の発生など目で認められる何らかの変化が 起ることをいう.またマイクロクラック(Microcrack)とは,ガラスにたとえば白金が原因で生 じる傷のようなミクロン程度の裂目が生じることを 云う.さらにクラック(Crack)とはガラスのビー ム出口表面における傷のような数百ミクロンまたは それ以上の裂目が生じることをいう.

## §6.3 実験結果

6.3.1 損傷の種類

第6-3図は白金混入のない良質ガラスの入口, 内部,出口に生じる損傷の閾値の比較図である.数



## 第6-3図 レーザーガラス損傷しきい値の比較図 (30nsパルス)

値はバリウムクラウンガラスの値を示している.ナ ノ秒以上のパルス幅の場合,表面では約1GW/cm 付近でプラズマの発生が目で認められた.第6-4 図に表面上に発生したプラズマの静止写真を示す.



第6-4図 バリウムクラウングラスの表面上に発 生したプラズマの静止写真(出口)

各種試料に対するプラズマ発生の閾値を第6-1表 に示す。プラズマ発生の跡は透明であるが、息を吹 きかけると集光面積の数倍の大きさの薄い模様が現 われる。ガラス表面にくぼみは認められない。レー ザーパワーをさらに増大するとプラズマの大きさは 少しずつ大きくなる。しかしクラックは発生しない。 その代わり熱歪みが,発生するようになる。プラズ マ発生の閾値の数倍のパワーを繰り返し同一場所に 照射した後, 顕微鏡で見ると網目状のマイクロクラ ックが認められた。出口表面でも約1GW/cmでプラ ズマが発生した。この場合は、パワーを増大してゆ くと簡単にクラックがはいる。このクラックは錐で たたいたような傷である。さらにパワーを増大する とプラズマもクラックも急速に大きくなった。入口 および出口表面のクラックの模様を第6-5図に示 す。また表面上におけるクラック近辺の歪みを直交 偏光子を用いて調べた結果を第6-6図に示す。

第6-1表 各種ガラス表面のプラズマ発生閾値

試	料	しきい値 (GW/c㎡)
レーザガラス	ラウン	$0.9\pm0.2 \\ (4.5\pm1.0)^*$
リチウム・	アルミナ・シリケート	0.7±0.1
ソーダライム・シリ	ケイト	$0.7 \pm 0.3$
ホウケイ酸ガラス (	$1.3 \pm 0.3$	
石英ガラス	4.3±0.3	
()*	1:10 + 7	

(30nsパルス)

ガラス内部では3GW/cd 程度でセルフフォーカス による糸状の傷が生じた。短焦点のレンズを用いて セルフフォーカスを防いだ場合,内部損傷の閾値は 約13GW/cd と非常に高かった。内部ではプラズマ が生じると必らずクラックが生じた。

次に内部に白金を含むガラスの損傷について述べ る.通常の光学ガラスは白金るつぼで製作されるが, 酸化雰囲気中では PtO,がガラス内に潜入し,内部

で金属白金を析出する。この白金がレーザー光の吸 収中心となり、ガラス損傷の一因となる。Ba-Kガ ラスに意識的に白金をドープして損傷テストを行な った。100 ppm の白金をドープした試料を用いて Passive Testを行なった所,損傷の閾値は半値幅 30nsで12±3J/cm であった。白金が10ppmの 試料では、マイクロクラックは100ppmのものよ り少なかったが、閾値は同じであった。ポンピング光 が損傷に与える影響を調べるためNd。Oの重量のパ ーセントが5%のソーダライムガラスと3.5%の Ba-KガラスでActive Test を行なった. 最 大のレーザー入力は30J/cm(1GW/cm)であった。 ソーダライムガラスは白金を多量に含んだものを用 いたため, He-Neレーザービームにより調べると 多くの散乱中心が認められた。マイクロクラックは 2 J/cn (67MW/cn)で生じた。これは明らかに Passive Testによるものより小さい. パワー を増大するとマイクロクラックの数は増大した。 Ba-Kガラスの散乱中心の認められない試料を用い



(a)
 (b)
 第6-5図 レーザー光によるガラス表面のクラック
 (a)入口 (b)出口



第6-6図 直交偏光子によるガラス表面における 残留歪み

た所,閾値はPassive Testによるものと殆ん と同じ値を示した。この際のマイクロクラックは時 間の経過とともに周囲からの復元応力による回復現 象が認められた。

このように白金はレーザーガラスに特に有害であ るため、特殊雰囲気中での処理が行なわれ、白金が 混入しないように製作する。また、セラミックるつ ほによる溶解によって金属不純物の混入を避ける方 法も行なわれており、現在では白金などの不純物に よる損傷の問題は、ほぼ解決がついている。

6.3.2 プラズマの観測

レーザー光によってガラスにクラックがはいる場 合、ブラズマの発生が必ず伴うことを見い出したた め、ガラスのレーザーブラズマの挙動の観測を行な った。著しい特徴はガラス内部ではブラズマは膨脹 しない(第6-7図)のに比べて、ガラス表面ではブ ラズマの急激な膨脹が見られる。(第6-8図)第 6-8図のストリーク写真において左側の線はガラ スレーザー光の第2高調波で、時間的な解析のため に写したものである。この写真から再結合の平均時 間は約100nsであること、ブラズマの脹脹速度が 約5×10<sup>6</sup> cm/secであることがわかる。内部と表



第6-7図 ガラス内部に発生したプラズマの駒取り写真

面のプラズマの著るしい相違は分光写真においても確認さ れた. 内部プラズマの分光写真は連続した一様な帯スペ クトルを示し、(第6-9図)所々にガラスによる吸収スペクトル が黒線として確認された。一方表面では線スペクトルが確 認された。(第6-10図)第6-11図はBa-Kガラス のプラズマの分光写真をデンシトメーターにかけた 結果である、Ba+,Caなどが強いスペクトルとし て現われている。Siなど紫外のスペクトルは受光 系のレンズによる吸収のために現われていない。ま た空気のプラズマのスペクトルがガラスプラズマの スペクトル強度に匹敵する位い強く現われていると とがわかる。照射したレーザーパワー密度は空気が 単独では電離しない大きさであるからこの空気の電 離はガラスプラズマによって引き起こされている。 第6-12図はBa-Kガラス入口表面のプラズマ光 の単一スペクトルの時間追跡であり, Ba+(4,554



第6-8図 ガラス表面におけるプラズマのストリ ーク写真(出口) レーザー光の Second Harmonicsはレーザー 光照射とプラズマ発生とのタイミング を示す。

Å),  $Ca^+(3,968 \text{Å})$ および $N_2(5,011 \text{Å})$ について調べた。 $Ba^+ \& Ca^+$ のふるまいにはほとんど差がなく, $N_2$ の立上り速度は上の二つに比して遅い。 プラズマ光はいずれも約50 $\mu$ s持続した。内部ブラズマの持続時間は約1ms であった。

以上の実験結果から,ガラス表面においてはガラ スプラズマの急激な膨張によって衝撃波が生じ,強 い空気の電離が生じるものと考えられる.レーザー によって,ブラズマが生じた場合,膨脹したプラズ マがレーザー光を吸収するためレーザー光は最初の プラズマ中心まで到達しえず,プラズマ中心がレー ザービームの進行と逆の方向に移動する.プラズマ 膨脹の圧力はガラス表面を強くたたき,その力はビ ーム出力側において著るしい.この圧力がガラス内



第6-9図 ガラス内部におけるプラズマの分光写真

部に衝撃波を発生させ<sup>2)</sup>著るしい応力を生じガラス の破壊をもたらす。3.1 節で述べたビーム入口で の損傷の様子の違いはこのようにして説明される。 6.3.3 パルス幅の影響

以上の結果はガラス損傷の試験を半値幅 30 n s のガウス形Qスイッチバルスを用いて行なったもの であるが、大出力レーザーの重要な用途である核融 合プラズマ生成用ガラスレーザーに使用されるバル スは、半値幅 2 n s 程度のバルスである。また、こ れまでバルス幅が変わるとガラス損傷の閾値は変わ るといわれた。<sup>3)</sup>このためバルス幅がガラスプラズ マ発生に与える影響を調べた。その結果を第6-13 図に示す。これは Ba-Kガラスの入口表面の視覚で 認められるプラズマ発生の閾値をバルスのビークバ


第6-10図 ガラス表面におけるプラズマの分光写真 (a) Ba-Kガラス (c) 空気 (b) ライトフリントガラス (d) Hg

ワーで表わしたものである. ブラズマはパルス幅の いかんにかかわらず1GW/㎡付近で生じた. ガウス 形パルス(半値幅30ns)によるブラズマ発生の閾 値もビークバワー約1GW/㎡で生じた. このことか らガラスプラズマ発生の閾値は,試験したパルス幅 の領域ではパワー一定の特性を示す事が判明した.

### §6.4 損傷の機構

ガラスのような透明な誘電体のレーザー光に よる損傷の機構に関しては, 電気歪み効果, 誘 導ブリリアン散乱,<sup>4)</sup> 多光子過程<sup>5)</sup>等の説明が 試みられたが,いずれも過程の完全な説明には 成功しなかった、Sharma 等はシリケートガ ラスの光電子に関する実験を行ない、 レーザー 光により多光子吸収が生じ、ガラスのイオン化 による光電導が生じることを示した。5)しかしこ の過程のみではプラズマの発生は説明できず、 また各種シリケートガラスの光電子発生の順位 と損傷発生の閾値の順位の間にも相関性がない。 実験的に、ある閾値をこえたレーザー光により 電子なだれが発生する所から、Sharma 等は、 逆制動輻射による電子の急速な加速が, ガラス プラズマを発生させ、このプラズマがガラス損 傷の原因であるとして, ガラス内部における損

傷の閾値を逆制動輻射によって電子増倍の生じる光 束の閾値から算出した.<sup>6)</sup>

筆者らの実験結果を逆制動輻射の理論によって説 明する。固体に関する逆制動輻射の理論式は現在の 所,確立していないので,Wrightの提出した原 子を自由粒子と考えたモデルに従がい検討を進める?) ある1個の自由電子に注目すると,これが逆制動輻 射で得るエネルギーの時間的割合は次式で与えられる。



第6-11図 Ba-Kガラスの表面プラズマのスペクトルグラフ

67



(b)

(c)

第6-12図 Ba-Kガラス表面のプラズマ光の時 間変化 (a) Ba<sup>+</sup>(4,554Å) (b)  $Ca^+(3, 968 \text{\AA})$ (c)空気(5,011Å)

$$\frac{\mathrm{dW}}{\mathrm{d} t} = \mathrm{NS}\,\sigma^{5/2}\,\hbar\,\omega - \mathrm{N}\sigma\,v \,\frac{2\mathrm{m}}{\mathrm{M}}\,\mathrm{W} \tag{6-1}$$

ここでW:注目している自由電子の運動エネルギー, したがって N: ガラスの平均原子密度, S: レーザーの光束,



第6-13図 ナノ秒領域におけるパルス幅とプラ ズマ発生の閾値の関係の実験結果

 $\sigma$ : ガラス内の電子と原子の散乱断面積,  $h \omega$ :  $\nu$ ーザー光の光子のエネルギー, v:電子の速度, m :電子の質量, M:原子の質量, である.

右辺の第1項は電子がレーザー光の照射のもとで, 原子またはイオンと衝突する際,光子を吸収して得 るエネルギー, 第2項は電子が原子またはイオンと の衝突によって失うエネルギーを弾性衝突のモデル で計算したものである.

この式はσがエネルギーの関数なので解析的に解 くことはできないが、 $\sigma$ , v, Wを平均値 $\sigma$ , v, Wで置き換えることによって近似的に解くことがで きる。ガラスの電離ポテンシャルを I とし, W= Io/2とおけば、電離によって生じた電子が次の電 離を引き起こすのに要する時間t」は

電子のなだれが電離数Aのプラズマを形成するの に要する時間を t とすれば

$$2 t_{p} t_{d} = A \tag{6-3}$$

$$t_{p} \simeq (1 n A) t_{d} = A' t_{d} \qquad (6-4)$$

68

$$t_{p} = A' \frac{I_{o}}{NS\overline{\sigma} \, 5^{2} \hbar\omega - I_{o}N\overline{\sigma} \, \overline{v} m/M} \qquad (6-5)$$

この式でN,  $\overline{\sigma}$ ,  $I_o$ ,  $\overline{v}$ , Mはガラスの物性によって決まる量, A'は集光体積に比例する一定量であるから,  $t_p$  とSを変数としてみることができて, 両者は双曲線の関係にある.

t,→∞とすると

 $S = I_{o} \overline{v} (m/M) / \sigma^{3/2} \hbar \omega = \text{const.} \quad (6-6)$ となり、また  $t_{p} \rightarrow 0$  の領域においては (6-5)式の分母の定数項は無視できて

St  $_{p} = A' I_{o} / N \overline{\sigma}^{-5} \hbar \omega = \text{const.}$  (6-7)

(6-6)式と(6-7)式はレーザーパワーと ブラズマ発生に要する時間との関係式を与える. パ ルス幅の長い領域では(6-6)式が成立してパワ ー一定,パルス幅の短かい領域では(6-7)式が 成立してエネルギー一定となる. 筆者等の実験結果 はナノ秒領域で(6-6)式が成立することを示し ている.

以上の考際から、ナノ秒以外のパルス幅に対する 実験結果を予想することができる。まずパルス幅の 大きい領域では、パワー一定の特性がこのまま続く ものと考えられる。なぜなら、パルス幅がいくら増 大しても、(6-6)式のパワーをこえれば、わず か数ナノ秒のうちにプラズマが形成されて、パルス の残りは過剰のエネルギーを供給するにすぎないか らである。一方、パルス幅の短かい領域では、(6 -7)式の関係が成立するはずである。これ等の関 係を図示すると第6-14図bのようになる。

グラフの立上りがどの時間域で起こるかについて、 おおざっぱな予想をたてることができる。プラズマ が生成するためには照射エネルギーが電離数と電離 エネルギーの積に等しいことが少なくとも必要であ る。今、ガラス表面の10<sup>2</sup>列の原子が電離するもの とする。1 cmあたりのこの領域の原子数は約10<sup>16</sup>



Pulse Duration

第	6	 1	4 🗵	広い	い領域	むにわ	たる	パル	ス幅と	:損傷の
				閾値	重の厚	氰係				
		$\mathbf{a}$	:内普	羽ク ラ	ラック	,発生				
		b	:表面	面プラ	ぅズ゠	7発生				
		c	:不約	电物₩	こよる	5マイ	クロ	クラ	ック	
		0	:筆す	皆にょ	:る(	パル	マ立	上り	2 n s	)
		•	: Y o	ung	ç K ↓	: る <sup>8)</sup>				

×10<sup>2</sup>=10<sup>18</sup>個である。表面の電離エネルギーを5 eVとすると,合計の電離エネルギーは,10<sup>18</sup>×  $5\times10^{-19}=0.8 J/cd$ ,吸収率を考慮すれば,最底 1J/cd程度のエネルギーは必要ということになる。それ故,グラフはSt<sub>p</sub>=1J/cd の近傍に位置するはずであるから,第6-14図bのようにピコ秒領域ではグラフは立上っているはずである。ガラス内部でも第6-14図aのように表面と似たような曲線になるとと予想される。

パルス幅の長い領域の実験を行なったYoungの 実験結果<sup>8)</sup>を縦軸をパワーに換算して書くと第6 – 1 4図 cの曲線が得られる。一見して分るように a と cは極めて異なった変化を示している。この違い の原因は明らかである。Youngが報告しているよ うに, この曲線は白金による損傷を表わしている。 白金はレーザー光の局所吸収体として働くために, 透明な一様物質とは基本的に異なり, エネルギーが 一定の量になると熱損傷を生じると思われる。 cの 曲線でパルス幅の長い領域での直線からのずれは白 金サイドからの熱伝導による損失が効いてくるため と考えられる。白金混入のないガラスについては, まずプラズマが発生し,それがレーザーエネルギー を吸収し,内部では熱歪,表面ではショック波を通 じてガラスにクラックを生じさせるので,逆制動輻 射による電子増倍の閾値をこえる光束を与えなけれ ば照射時間を増大しても損傷は生じないのである. エネルギー的に考えれば,逆制動輻射による電子増 倍の閾値以下の光束では,レーザー光の吸収は多光 子吸収によって生じた初電子によって行なわれるの

みであり、ほとんどのレーザーエネルギーは透過し てしまりのである。

プラズマが牛成するとレーザー光はほぼ完全吸収 され急激な温度上昇が生じる。ガラス内部ではこの 熱ショックでクラックが生じる<sup>6)</sup>セルフホーカスに よる損傷も光束密度が物質を通過中に高くなる点を 除けば、同じ理由である。この光束密度の増大はガ ラス旗質の非線形効果によるもので, 電気歪効果と 熱効果が考えられている。<sup>9)</sup>損傷の生じる位置および 糸状の損傷の長さはパルスの波形や強さと密接に関 係している。10) 実際問題として、 レーザーガラスの 内部損傷が生じるのは, セルフホーカスによるもの のみである。他方、表面ではプラズマの発生は直ち にクラックの発生とは結びつかない。これは表面で は熱ショックの張力が緩和されるためであろう。レ ーザーパワーがブラズマ発生の閾値より増大してプ ラプマの加熱が行なわれると、衝撃波がビームに逆 行する方向により強くガラスを打つ、このため出口 側では,錐でたたいたよりなクラックが生じる.入 口表面では巨視的なクラックは生じず、熱歪みや、 わずかに顕微鏡で認められるような網目状のマイク ロクラックを生じるのみである.

### §6.5 損傷耐力の向上

以上のような機構であるからレーザーガラスの損 傷耐力向上の方法も明らかになる.すなわち弱点で ある表面の強化が最も重要で,そのためには,まず 表面でプラズマを発生しにくくすること.次に特に 出口側においてガラスの機械的強度を強化して衝撃 波に対する耐力を増大することである。以下にその 試みと結果について述べる。

表面のプラズマを発生しにくくする方法としては, (1)フッ酸処理,<sup>11)</sup>(2)アルカリの除去,(3)表面コーティングを試みた.この結果を第6-2表に示す.また,表面を衝撃波の打撃から守る方法としては,(4) 化学強化を試みた、この結果は第6-3表に示す.

第6-2表 表面処理によるプラズマ発生閾値の変 化(30nsパルス)

	L	きい	值 (	GW	ſ∕cħ	)
	処	理	前	処	理	後
フッ酸処理(10%10分)	7			1.	3±0	. 2
アルカリの険去				٥.	9±0	. 2
SiO <sub>2</sub> コーティング	<i>\</i> 0.	$9 \pm 0$	. 2	0.	9±0	. 2
MgF <sub>2</sub> コーティング				0.	$3 \pm 0$	. 2

試料はバリウムクラウンガラス

第6-3表 化学強化法による表面強化

(30nsパルス)

	しきい値(GW/cm <sup>*</sup> )			
	処理前	処理後		
プラズマ発生	0.7±0.1	0.4±0.1		
<b>ビーム</b> 出口における クラックの発生	0.8±0.1	1.0±0.1		

試料はリチウム・アルミナ・シリケイト,処理層は 96μm厚

6.5.1 フッ酸処理

Ba-Kガラスの表面を10%のフッ酸で10分間 処理した所,プラズマ発生の閾値は約1.4 倍に向 上した、この効果は3ヶ月後の試験でも持続してい る事が確認された。フッ酸処理に先だつ研磨時間の 影響や,フッ酸の濃度,処理時間の影響について実 験を行なった結果,研磨時間は長いほど良いが一定 時間で効果が飽和すること,フッ酸の濃度と処理時 間は大なほど効果があるが,10%10分を越える とガラス表面にダレが生じ始め,光学的な特性がそ こなわれることを見出した.フッ酸がプラズマを発 生しにくくする原因については,種々の考え方が成 り立つ.よく知られているように,フッ酸にはガラ ス表面の研磨傷を除去して表面をなめらかにする働 きがある.筆者等は荒く研磨したガラス表面でプラ ズマが生成しやすいことを確認しており,表面のな めらかさは重要な要素と考えられる.化学的な効果 としては,フッ酸がアルカリやアルカリ土類金属を 溶かしだしてSiO<sub>2</sub>に富む表面を作り出す効果や, 金属原子のフッ酸化合物を作ってイオン化ポテンシ ャルを向上させる効果などが考えらる.

6.5.2 アルカリの除去

Ba-Kガラスの組成からアルカリ金属を省いて製造したガラスについて試験した所,閾値の差は表われなかった。これはアルカリ土類金属の存在がアルカリ除去の効果をマスクしているためと考えられる。 6.5.3 表面コーティング

Ba-Kガラスの表面に $SiO_2$ なよび $MgF_2$ を 200mµm コーティングした。コーティングはガラ ス表面に $H_2O$ などの不純物の付着を防ぐ効果がある ために試みたものである。 $SiO_2$ は閾値にほとんど 変化を与えず、 $MgF_2$ は閾値を約  $J_3$  に減じた。こ のことからガラス表面の金属化合物がプラズマの発 生に関連していることが明らかである。

6.5.4 化学強化法

この方法はガラス表面のアルカリを質量大のもの と置換して、ガラス表面に圧縮力を生じさせ、機械 的強度を増大させる方法である。試料はシリカアル ミナガラスを用い、強化層の厚さは種々変化させて 試製した。強化層96µmのときプラズマ発生の閾値 は約40%下がったが、ガラスの裏側でのクラック 発生の閾値は約25%向上した。

### §6.6 むすび

レーザーガラスの損傷の機構を明らかにし,損傷 耐力を向上させる目的で,Qスイッチガラスレーザ ーパルスを用いて種々の実験を行ない,次の結論を 得た。

(1)白金混入のないレーザーガラスの損傷には,レ ーザーによるガラスプラズマの発生が本質的な役割 を演じる.プラズマの発生は多光子吸収によって生 じた初電子が,逆制動輻射によって加速され,電子 なだれを生じることによって引き起こされる.この ためのプラズマ発生に必要なレーザーパルスの大き さの閾値はパルス幅がナノ秒以上ではパワー一定, ビコ秒以下ではエネルギー一定の特性を持つ.プラ ズマが発生するとレーザー光の吸収が有効に行なわ れ,イオンの加熱が行なわれる.

(2)加熱されたレーザーブラズマのふるまいは,ガ ラスの内部と表面で大きく異なる。内部ではプラズ マは閉じ込められ高圧化してスペクトルは帯状を呈 し,発光は長く持続する。表面ではプラズマの膨張 が観測され,膨張速度は約5×10<sup>6</sup>cm/sである。ス ペクトルは線スペクトルで発光の持続は短かい。

(3)ガラス表面ではプラズマの膨張により衝撃波が 発生し、そのために空気の電離が引き起こされる。 プラズマはレーザービームの進行方向と逆の方向に より強く膨張するため、ビームの出口のガラス表面 に衝撃波が強く発生し、このためクラックが発生す る。ビーム入口では巨視的なクラックは発生せず、 顕微鏡で認められる程度の網目状のマイクロクラッ クが生じる。内部ではクラックの発生は熱歪みによ って生じる。損傷発生の閾値は表面より高い。セル フフォーカスによる損傷は媒質による光束密度の増 大という点を除けば、発生の理由は同じである。

(4)白金混入のないガラスで最も損傷しやすいのは 表面であり、したがって表面の損傷耐力のすぐれた ガラスが必要である。材質的には Ba-Kガラスが良 い。処理による表面強化の方法としては、プラズマ の発生を防止する方法と、表面を衝撃波に対して機 械的に強化する方法とがある。前者はフッ酸処理に よって、後者は化学強化法によって達成された。

(5)白金混入のあるガラスの損傷は機構が全く異なる。すなわち、白金がレーザー光の局所吸収体とし

て働くために,一定のエネルギーのレーザー光を投 射すると熱損傷が生じる.レーザーガラスから白金 混入を防ぐ技術はすでに確立している.

### (参考文献)

- 1. A.J.Glass et al:NBS Spec.Pub.
  No341(1970)
- 2. I.A.Fersman et al:Soviet Phys. Tech.Phys.15 834(1970)
- 3. E.S.Bliss; ASTM Spec.Tech.Pub. No469 9(1969)
- 4.たとえば, R.Y.Chaio, et al: Phys. Rev.Letters 13 479(1964)

- 5. B.S. Sharma et al: Canad.J. Phys. 45 3781 (1967)
- 6. B.S.Sharma et al:Canad.J. Phys.48 1178(1970)
- 7. J.K. Wright: Proc. Phys. Soc. 84 41(1964)
- 8. C.G. Young: Proc. IEEE 57 1267 (1969)
- 9.たとえばG.M.Zrerev.et al:Soviet Phys.JETP 30 416(1970)
- 10.たとえばS.A.Akhmanov et al: Soviet Phys.USPEKHI 10 609 (1968)
- 11. J.E. Swain: J. Quant. Elect. QE-4 362(1968)

# 第7章 大出力ガラスレーザーシステムの開発

### §7.1 まえがき

第5章でガラスレーザー増幅の計算機解析と増幅 の基礎実験を行ない,ほぼ計算と実験とが一致する ことをのべた。

この章では計算機解析に基づき開発した核融合プ ラズマ生成用大出力ガラスレーザーについてのべる。 出力は 2ns パルス幅で 250Jである。大出力ガラ スレーザーは大きく分けると発振段,主増幅段,プ ースター増幅段となる。発振部詳細についてはすで に、第2,第3章でのべた。ここではまず全システ ムの概要についてのべる。ついで増幅部として最も 大切なブースター部について筆者が行なった設計, 開発結果をのべる。最終段は新型のディスクレーザ ーを採用した。このほか,大出力化に伴なって大入 力フラッシュランプ,光アイソレーター,ソフトア パチャー等の光学コンポーネントの開発を行なってき た。これ等についてもふれる。

### §7.2 大出力ガラスレーザーの構成

第7-1図に出力 250 J (パルス幅 2ns) のガ ラスレーザーの構成図および装置写真を示す。発振 器→パルス成形器, → Pre・Amp.1 → Pre。Amp.2 → Faraday Rotator 1 → Amp I → ユニガイド スリット → Amp II → Amp II → 可飽和色素 → Am p IV→ Faraday Rotator 2 → 可飽和色素 → Amp V → Disc PreAmp. → Disc I, II, II → ターゲットの順になっている。 Amp I から Amp Vまでを主増幅段, Disc PreAmp と Disc レ ーザーを便宜上プースターレーザーとよぶ。 この節 ではまず,発振段,主増幅段についてふれ,プース ターレーザーとファラデーローテーター等の光学的 コンポーネントについては後節でのべる。

7.2.1 発振段とパルス整形器

発振段の構成図を第7-2図に示す。(1)はポッケ

ルセルQスイッチによるナノ秒発振器で(2)は可飽和 色素モードロックによるビコ秒発振器である。大出 カレーザーの発振器として大切なことは、TEM<sub>00</sub> モードのパターンを安定に発振することである。共振器 のミラーは一面を曲率 8 mに、片面を平面とし、さら に 2.5 mm<sup>Ø</sup>のアパチャーを挿入して TEM<sub>00</sub> モード を得やすいようにした。さらに温度の変化による共 振器の狂いを極力さけるため、ミラー間の支持にイ ンバール材を用いた。この結果、(1)の装置では数ケ 月にわたり無調整で使用することができるようにな った。(2)のモードロックパルスの安定発振について は第3章にのべた。

このようにして得た発振光をレーザートリガーギ \*ップとポッケルセルの組み合わせによりパルス整 形した。パルス整形に関しては第2章でのべた。大 出力レーザー用のパルス整形器として注意しなけれ ばならない点はこの後に $10^4 \sim 10^5$ の利得を持つ増 幅器が来る点である。パルス整形器でのS/Nは少 くとも $10^4 \sim 10^5$ が必要となる。筆者等の測定によ ると1つのポッケルセルで得られる S/N比は高々 300位いであった。このため第7-2図のように 2つシリーズにして用いS/Nを $10^4$ 以上にあげる ようにした。

7.2.2 主増幅段

第7-1表に用いた増幅器の特性を示す。 Pre AmplがYAG である以外すべて増幅器のガラス は HOYA LSG - 91日を用いた。 このガラスは誘 導放出断面積が  $2.5 \times 10^{-20}$  cm<sup>2</sup>,損失係数が 0.001 cm<sup>-1</sup> である。またソーラリゼーションに対しても 改良がなされており Xe ランプからの紫外線をフィ ルター等でカットする必要がない。 このガラスの諸 特性を第7-2表に示す。 5段目までの利得は約  $5 \times 10^4$ , 出力は 2 ns パルスに対し約 50 Jであっ た。なお励起用の Xe ランプに関しては後節でくわ





第7-1図 250J ガラスレーザーシステム



第7-2図 発振段構成図

しくのべる。

主増幅器の構成上の問題点は(1)増幅段間のカップ リング、(2)ガラスロッドの損傷である。

(1) 増幅段間のカップリング防止

増幅器全体での利得が10<sup>5</sup>にも至るため、当然自 然放出光の誘導増幅が生じ、この結果、ガラス内部 の逆転密度が失なわれることになる。今各ガラスロ ッドの逆転密度をNとし、仮に各段同志のQが悪い とする。ある時刻にQを突然良くすると、片一方の 端から出た自然放出光は逆転密度Nの中を通り増幅 されてゆく。出力をEとすると<sup>1)</sup>

$$E = \int_{0}^{I} \left(\frac{\mathrm{Nh}\nu}{\tau}\right) e^{\mathrm{N}\sigma x} \mathrm{d}x \frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi} t$$
$$= \left(\mathrm{Nh}\nu e^{\mathrm{N}\sigma t} \mathrm{d}\Omega/\tau \mathrm{N}\sigma \cdot 4\pi\right) \cdot t \quad (\mathrm{J/cm}^{2})$$
$$(7-1)$$

ここでl:全ロッド長、 $\sigma$ :誘導放出断面積、N: 逆転密度、 $\tau$ : Nd<sup>3+</sup>の自然放出の寿命、t:パル ス幅、 dQ:立体角である。

全系の長さをL、出力端のガラスロッド半径をr とすると、

$$\mathrm{d}\,\mathcal{Q} = \frac{\pi\,\mathrm{r}^2}{\mathrm{L}^2} \tag{7-2}$$

で与えられる。またtは自然放出光がLを通過する 位いの時間で与えられる。今L=20m,r=2 cm, l=240 cm, t=60ns,  $\tau=300\mu$ s とすると

$$\begin{array}{c} N_{o} = 0.5 \text{J/cm}^{3} \text{E} = 3 \times 10^{-4} \text{J/cm}^{2} \\ N_{o} = 0.6 \text{J/cm}^{3} \text{E} = 0.08 \text{J/cm}^{2} \\ N_{o} = 0.8 \text{J/cm}^{3} \text{E} = 56 \text{J/cm}^{2} \end{array} \right\} (7-3)$$

が得られる。実際には励起が始まる時から,Qは良いわけだから,自然放出光の出力Eは(7-3)式の値を上まわると考えられる。この自然放出光Eの値を小さくするためには(7-2)式のdQを小さくすればよい。すなわちカップリングを押えるためには Lを増加させるのが最もよい。

システムの都合上Lをあまり大きくとれない時に は、可飽和色素セルを途中何ケ所かに置いて各段の カップリングをおさえることもある。(第7-1図)

核融合プラズマの実験では自然放出光はレンズに より集光されターゲットに照射されるので極力押え, 数mJ 以下にする必要がある。<sup>2)</sup>

75

	Pre Amp	Pre Amp	Amp					Disc		Disc	
	1	2	I	П	Ш	IV	v	PreAmp	I	Π	ш
ロッド寸 法	$5^{\phi} \times 150^{\prime}$ YAG	15 <sup>¢</sup> ×320 <sup>1</sup>	20 <sup>¢</sup> ×320′	20 <sup>¢</sup> ×320 <sup>1</sup>	30 <sup>¢</sup> ×320′	30 <sup>¢</sup> ×320′	40 <sup>¢</sup> ×600 <sup>1</sup>	60 <sup>¢</sup> ×450 <sup>7</sup>	145×80 ×25 <sup>t</sup> 4 枚	4 枚	4 枚
Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (wt %)		3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5	1.5	3	3	3
フラッシュランプ	1	1 LX 8000	4 LX 8000	4 LX 8000	6 LX 8000	6 LX 8000	1 0 LX20000p	LX 1 0000	1 0 LX 20000	1 0 LX 20000	1 0 IX 20000
C (µF)	100	300	300× <b>2</b>	300×2	300×3	300×3	400×10	$1000 \times 5$	313×10	313×10	313×10
L (µH)		i 50	210	210	210	210	210	210	150	150	150
最大励起エネルギー (KJ)	3	2	20	20	30	30	125	100	100	100	100
レーザー入力(J)	$\sim$ 0.001	0.01	0.07	0.7	4	7	12	50		120	
レーザー出力 (J)	~0.01	0.07	0.7	4	7	12	50	120		240	
利得	10	7	10	6	1.8	1.6	4.2	2.4		2	

第7-l表 各増幅段の特性(レーザーパルス幅 2ns)

第7-2表 HOYA LSG-91Hの諸特性

Glass type		LSG-91H
Neodimium doning		3.0  wt.%
Fluorescent life time		(300  #sec.)
Fluorescent wave leng	th	$(1.062 \ \mu)$
Fluorescent line widt	h	(260  Å)
Cross section for sti	mulated emission	$(2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2)$
Specific gain		(0.133  cm/ioule)
Loss coefficient (at	1.060 <b>u</b> )	$(0.001 \text{ cm}^{-1})$
Lasing threshold		(110  J)
$(10 \times 160 \text{ mm Bod}, not$	mal osc.	(110 0)
60% output mirror	)	
Slope efficiency	/	(2,0%)
Befractive index	$363 m \mu (n;)$	1.58552
inciracerito mata	435.8 (n <sub>r</sub> )	1.57346
	486.1 (n <sub>F</sub> )	1.56804
	587.6 (n <sub>d</sub> )	1.56115
	656.3 (n <sub>a</sub> )	1.55812
	768 $(n_{A})$	1.55471
	1014 ( <b>n</b> <sub>t</sub> )	1.55024
	1060 (n <sub>1.06</sub> )	1.54980
Abbe's number		56.56
Density		$2.81 (g/cm^3)$
Young's Modulus		8,890 (kg/mm <sup>2</sup> )
Shear Modulus		3,590 (kg/mm <sup>2</sup> )
Poisson's Ratio		0.237
Knoop Hardness (100 g	)	590
Brewster's Angle	• •	57°10'
Linear Coefficient of	thermal expansion	$105 \times 10^{-7} (°°)$
(25 − 300 °C)	•	
Softening temperature	(point) S <sub>n</sub>	505 C
Transformation temper	ature $(T_g)^p$	465 °C
Thermal conductivity	( 25 °C)	0.89 kcal/m.h.C)
Specific Heat	(50℃)	0.15 cal/g °C
	(122 °C)	0.17 cal/g °C
	(246 °C)	0.19 cal/g C
Chemical durability	(weight loss)	
H <sub>2</sub> O	(100 °C lhr.)	0.036 %
HNO <sub>3</sub> ·Ph 2.2	(100 °C lhr.)	0.039 %

(2) ガラスロッドの損傷防止

プラズマ生成用大出力レーザーで問題となる損傷 の原因として

1) プラズマからの反射光による損傷

 ii) フレネル回折によるセルフフォーカスによる 損傷

が上げられる。 1)は集光ターゲットからの反射光 が、増幅器を逆進し発振段までもどる現象で、発振 段近辺で非常に強い光となり、ボッケルセル、グラ ンプリズム等に損傷を及ぼす。これを押えるため光 アイソレーターを用いる必要がある。筆者等はユニ ガイドスリットやファラデーローテーターを用いた。 i)はガラスロッドをレーザー光が通過する時、円孔 などのために回折が生じ、径方向に光の強弱ができ るもので、媒質中で自己集束現象を起こし、損傷に 及ぶものである。これを押えるためには Soft Apertureを用いる必要がある。

これ等の詳細は後節の光コンポーネントの所での べる。

# **§7·3** ブースターレーザー<sup>3),4)</sup> 7.3.1 まえがき

主増幅段の出力 50 Jをさらに 250 Jまで上げる ため、プースターレーザーの付加を行なった。プー スターレーザーはディスクレーザー用の プリアンプ とディスクレーザー本体から構成される。まずブー スターレーザーの設計についてのべる。次に設計に 基づいて製作したプースターレーザーの詳細につい てのべる。

7.3.2 プースターレーザーの設計

ディスクブリアンプはロッド型で直径 6 cm, 長さ 45 cm (実質励起長 36 cm)の HOYA LSG 91 H ガラスを用いた。ディスクレーザーは口径 8 cm(実 質口径 7 cm)のダ円形ディスク(厚さ 2.5 cm) を 合計 1 2 枚用いた。実質の媒質長は 3 6 cm である。 第5章の rate 方程式の解析結果を用い設計した。 ディスクブリアンプは利得が 2.4 倍 でレーザー入 力 50 J, 出力 120 J が得られるよう, またディ スクレーザーは利得が2倍でレーザー入力120J, 出力240Jが得られるように設計した。それぞれ の設計データーを第7-3表,第7-4表に示す。 正味の利得を得るために必要な蓄積エネルギー、フ ラッシュランプへの入力, レーザー出力光の単位面 積当りの値等を算出した。またこの入力でのランプ の爆発点灯回数も与えている。この値は後節のフラ ッシュランプの項で求めたものである。 レーザーパ ワー密度を表示しているのは ガラス表面での レーザ - 損傷の点からである。第6章からレーザー光がシ ングルモードでガラス表面が沸化水素処理してある 時の損傷閾値は、約9J/cm<sup>2</sup>であるから、各設計 データーに対してガラスの表面損傷の問題はないと 言える。フラッシュランプへの入力値を出すのにレ ーザーヘッドの励起効率を仮定したが、これは以前 の予備的実験で得られた値を用いた。

7.3.3 ディスクプリアンプ

第7-3回に設計製作したディスクプリアンプの 構造をまた第7-4回にその装置写真を示す。

ガラスロッドは  $60^{\phi} \times 450 \text{ mm}^{\prime}$  と大口径であ る。励起光が中心まで届くように $\operatorname{Nd}_2O_3$  濃度 1.5 wt % とした。フラッシュランプ(LX10000)を 10本ガラスロッドの回りに配置して,その間に円 筒のパイレックスガラスを入れている。ロッドは水 冷した。またフラッシュランプの冷却には窒素ガス を用いた。

第7-5回は電解アルミ板を反射鏡とした時の small signal gain である。入射レーザー光 はパルス幅4ns,出力0.06J/cm<sup>2</sup>を用いた。 このデーターより蓄積エネルギーを算出したのが第 7-6回である。実験値に対し第7-3表の設計値 も示した。これから見ると,設計の時に仮定した励 起効率より少し悪くなっている。仮定した励起効率 は主増幅器における第5段目のもの(口径4cm)で ある。従がって口径6cmのディスクプリアンプに対 してはこれより効率が悪くなるのはうなずける。目標

#### 第7-3表 ディスクプリアンプ設計値

(	入ナ	jパワ	7 — 晋	密度	1.77 J/cm <sup>2</sup>
$\left\{ \right.$	媒	后	Ę	長	36 cm
l	励	起	効	率	$6.9 \times 10^{-3}$

Net Gain	Stored Energy Density	Pumping Energy	Shot Number till Explosion	Output Energy Flux
Go	$n_0 (J/cm^3)$	E (kJ)	Ν	$(J/cm^2)$
2.4	0.326	48.1	$2.2 \times 10^4$	4.2
3.7	0.377	55.6	$6.1 \times 10^3$	4.8
3.0	0.416	61.4	2.6 $\times 10^3$	5.3

第7-4表 ディスクレーザー 設計値

(入)	リパワー領	密度	1.69 J/cm <sup>2</sup>
媒	質	長	36 cm
励	起 効	率	$2.8 \times 10^{-3}$

Net Gain	Output Energy Flux	Stored Energy Density	Pumping Energy	Shot Number till Explosion
Go	$(J/cm^2)$	n <sub>o</sub> (J/cm <sup>3</sup> )	E (kJ)	N
2.0	2.6	0.308	305	$1.6 \times 10^4$
2.5	3.3	0.394	390	$1.8 \times 10^3$
3.0	3.9	0.475	471	$3.4 \times 10^2$

の利得2.4倍を得るための蓄積エネルギー0.326J /ccは十分に得られることがわかった。なお以上の データーはガラスロッド中心での値である。第7一 7図はロッドの径方向の利得を調べたものである。 中央では利得がほぼ一様で両端で上昇している。励 起入力50KJに対してはNd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> 濃度がさらに低 い方が望ましい。第7-8図は電界研磨アルミ板と 金メッキ板の両反射鏡の利得に対する差を調べたも のである。これよりアルミ反射鏡の方がすぐれた特 性を持っていることがわかった。 ディスレーザーは水平偏光のレーザー光が通過す る時反射損が最小になるように設計されている。従 ってディスクプリアンプのロッド内に熱歪みが残っ ていて、その結果複屈折が生じた場合、ディスクレ ーザーに入射したレーザー光は大きな反射損失を生 じることになる。複屈折は He-Ne レーザービー ムを用い、ロッドの径方向に対して測定された。第 7-9図に測定結果を示す。2分間隔でレーザーロ ッドを励起(40KJ)した。中心より 25mmの点 では15%もの複屈折が見られた。しかし10分間



第7-3回 ディスクプリアンプ設計図



第7-4図 ディスクプリアンプ装置写真

隔で行なった時は最も外側の部分でさえ、1%以下 7.3.4 ディスクレーザー の値を示した。したがって10分以上の間隔で実験 を行えば、熱歪みによる複屈折は問題にしなくとも よいことがわかった。

(1) まえがき

レーザーの大出力化を計るには増幅段素子の断面 積を増加させ、パワー密度を破壊限度内におさえな ければならない。しかし従来のロッドタイプでは, 以下の理由により大口径化を計ることが困難である。



第7-5図 ディスクプリアンプ Small Signal Gain





第7-6図 ディスクラリアシラの蓄積エ ネルギー 実験値(Exp)と 設計値(Cali)の比較



反射鏡に対する増幅率



1) 一様な励起の困難性

ディスクプリアンプのように大口径のロッドタイ プだと Nd<sup>3+</sup> 濃度を低くしないと中心まで励起光が 届かなくなり、一様な逆転密度が得られにくくなっ て来る。また Nd<sup>3+</sup> 濃度が低くなるため単位長さ当 りの利得も落ちてくる。

2) 複屈折

ロッドタイプで大口径化をはかるにつれ体積/表 面積の比が大きくなってくるため、Thermal Relaxation Time がそれにつれ大きくなっ てくる。このためロッドに熱歪みが残りこれが複屈 折の原因となる。

これ等の問題を解決するためにはディスクタイプ のレーザーを採用する必要がある。ディスクレーザ ーは大口径ロッドタイプのガラスを円板状にカット し、これを光軸に対しプリュスター角に配置し,面 励起を行う構造になっている。他方1枚のディスク の口径が大きくなるためディスク内部で誘導放出, 寄生発振を生じ逆転密度を消費する問題点がある。 ここでは寄生発振防止策と、それをほどこしたディ スクレーザー装置の構造,特性について報告する。

(2) 螢光増幅と寄生発振

大口径ディスクレーザー内で螢光増幅,寄生発振

が起こると励起エネルギーが消費され励起効率が減 少する。特に寄生発振は可能な逆転密度の上限を決 定し、螢光増幅より重大な問題を引き起こす。 Trenholmedこれに関してコンピューターにより詳 細な計算を行なっている。<sup>5)</sup> ここでは簡単に彼等の 計算結果を示し、筆者の行なった実験と比較する。

まず螢光増幅についてのべる。ディスクガラスの 一端から出た自然放出光は逆転密度中を通過するこ とにより増幅される。エッジの部分での反射はない として、ディスクガラス中の光線追跡を行なうこと により(モンテカルロ法)螢光増幅によるエネルギ ー損失を計算した1例が第7-10図である。横軸 は利得係数 $\alpha$ とダ円形ディスクの長軸長Dとの積 $\beta$ (= $\alpha$ D)を示す。たて軸は誘導放出光の自然放出 光強度に対する比である。また遷移のスペクトルの 形をパラメーターにとってある。この図より $\beta$ が大 となってくると誘導放出光が増加してくることがわ かる。螢光増幅によるエネルギー損失はこの図より わかるよりに $\beta$ の値に対しかなりかんまんなもので ある。これに対し寄生発振は一度生じるとエネルギ



第7-10図 ダ円形ディスク板における 誘導放出と自然放出光の比 の割合

-損失は大であるため、螢光増幅より問題点が大きい。次にこれについて述べる。

第?-11図は屈折率 $n_2$ をもつディスクガラスの 周辺に屈折率 $n_3$ のレーザー光吸収媒質をコートした もので、この形に対する寄生発振を考える。ディス ク直径をD、また図中の光線が各端で取る角度を図 のようにとる。 $n_2 \ge n_3 \ge 0$ 境界面での全反射があ ると無損失モードでの寄生発振が生じるため $n_2 > n_3$ にとる。この条件では境界面で部分反射があるから 損失のあるモードの寄生発振が問題となる。エッジ での反射率Rは

$$R = \left(\frac{\sin(\phi - r)}{\sin(\phi + r)}\right)^{2}$$
 (7-4)

ここで

$$\mathbf{r} = \sin^{-1} \left( \mathbf{n}_2 / \mathbf{n}_3 \sin \phi \right)$$
  
$$\phi = \cos^{-1} \left( \mathbf{n}_1 / \mathbf{n}_2 \cos \psi \right)$$

エッジ反射における光路長は

$$D \cos \psi / \sin \theta_c = D n_2 / n_1 \cos \psi$$
 (7-5)

発振条件は(7-4),(7-5)式から

$$\left(\frac{\sin(\phi-\mathbf{r})}{\sin(\phi+\mathbf{r})}\right)^2 \frac{\alpha \operatorname{Dn}_2}{\operatorname{e}^n} \cos\phi = 1$$

ここで $\alpha$ はline peak での利得係数である。

$$\beta (\psi) = \alpha D = \frac{2n_1 \ln \left(\frac{\sin(\phi + r)}{\sin(\phi - r)}\right)}{n_2 \cos \psi}$$

よって

$$\beta(0) = 2\rho \ln\left(\frac{\sqrt{\sigma^2 + \rho^2 - 1} + \rho}{\sqrt{\sigma^2 + \rho^2 - 1} - \rho}\right) \quad (7-6)$$

$$\beta\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{4\rho^2}{\sqrt{\sigma^2 - 1}} \qquad (7-7)$$





第 7-11図 ディスクガラス内部における光路 (n<sub>1</sub>, n<sub>2</sub>, n<sub>3</sub>はそれぞれ、空気、レーザーガ ラス、レーザー光吸収体の屈折率を示す)



ここで $\rho = n_1 / n_2$ ,  $\sigma = n_3 / n_2$ である。この計算は  $n_1 < n_2$ ,  $n_3 > n_2$  すなわち $\rho < 1$ ,  $\sigma > 1$ の時有効 であり、この範囲内では $\beta(0)$ は常に $\beta(\pi/2)$ より

83

小さい。最も閾値の低いモードはディスクの直径を 横切る光路の場合で(7-6) 式で与えられる。  $n_{3}/n_{2} = \sigma$ を関数として(7-6)を用いて $\beta$ を計算 した結果を第7-12図に示す。図は励起に対する 螢光増幅による損失を見込んだ $\beta$ 値をまず曲線で示 しており、その上に $\sigma$ の値に対して寄生発振により 規制される $\beta$ 値を書き込んでいる。なおディスクの エッジがスリガラス状の場合も寄生発振が極めて低 いβ値で起こるのも同時に計算している。コーティ ングの屈折率とディスクガラスの屈折率をできるだ け等しくすることが重要であることがわかる。

(3) ディスクレーザーの構造

第7-13図にディスクガラスレーザーヘッド1 段の設計図を,また第7-14図に装置写真を示す。



第7-13図 ディスクレーザーヘッド設計図



第7-14図 ディスレーザーヘッド装置写真

145 mm × 80 mm × 25 <sup>t</sup> mm のプリュスターカッ ト楕円形ディスクガラスが | つのヘッドに 4 枚はい っている。これ等のディスク面を放電長 67 cmのXe フラッシュランプ (USHIO LX-20000) 1 0 本で 励起する。発光半値幅は 560  $\mu$ s である。ディス クガラスとフラッシュランプは窒素ガスで冷却を行 なった。ディスクレーザーはこの種のヘッド 3 台から 構成されており、ディスク板 1 2 枚、全レーザー媒 質長は 36 cm である。 (4) プラックコートディスクガラス

第7-15図に筆者が用いたディスクガラスの寸 法ならびにブラックコートしたディスクガラスの写 真を示す。長軸145mm,短軸80mm,厚さ25 mmのもので光軸に対しブリュスター角に配置する ようになっている。周辺は前節でのべたように1.  $06\mu$ 光(その他8800Å,1.35 $\mu$ の螢光)を吸 収し寄生発振を防止するためのブラックガラスがコ ートしてある。ブラックガラスに要求されることは,





#### 第7-15図 プラックコートディスクガラス

螢光を吸収すること、境界面での反射のないように レーザーガラスと屈折率が出来るだけ近いこと、強 力な励起光による熱膨脹があるため、熱膨張係数は レーザーガラスとほぼ等しいこと等である。第7-5表に本実験に用いたプラックソルダーガラスの特 性を、また第7-16図に透過率の波長依存性を示 す。



第 7-16図 プラックソルダーガラスの 透過率曲線

次にこのディスクガラスからの螢光強度測定結果 についてのべる。励起システムは前述のディスクレ ーザーヘッドを用い、この中に1枚だけディスクガラ スを入れた。観測装置を第7-17図に示す。測定 結果を第7-18図に示す。蓄積エネルギーへの換



第 7-17 図 ディスクガラスからの螢光 測定装置



第 7-18図 ブラックコートディスクガラス の蓄積エネルギー

算は別に行なったレーザー光の小信号利得の実験と 対比させ行なった。ブラックソルダーガラスは3種 テストした。その結果 BSL-4-N(保谷硝子)の コートが最適であることがわかった。ディスクガラ スの周辺をすり状にした時には蓄積エネルギーの飽 和が生じてしまっており 0.3 J/cc以上の値は得ら れないことがわかる。この値を第7-1 2 図の $\beta$ に ひきなおすと $\beta$ =0.6となり、大体理論値と合うこ とがわかる。ブラックコートすることにより最高 0.38 J/cc の蓄積エネルギーが得られた。

(5) 増幅特性

製作したディスクレーザー装置の小信号利得,大 信号利得測定結果と,設計値との比較をのべる。第 7-19図は0.06J/cm<sup>2</sup>,パルス幅 4nsのレーザー 光に対する利得を測定した結果である。このグラフ より利得は励起エネルギーに対しリニアに変化して おり, 62.5KJ の励起エネルギーに対し1.8 倍の 利得が得られた。これより蓄積エネルギーを算出す ると0.38J/cc となった。

第7-20図はディスクレーザーの励起分布を測定



第7-19図 ディスクレーザー(1段分) 中心部の小信号利得

した結果である。中央部の利得値で規格化している。 (a)は横方向,(b)は縦方向の分布を示す。これより径 方向に対しかなり均一な励起が行なわれていること がわかる。

第7-21図は利得飽和の測定結果である。小信号 利得測定時と同じように 4ns に整形された光パル スを主増幅器及びディスクプリアンプを使って増幅

を行ない、 $1 \sim 500 \, \text{MW/cm}^2$ の光パルスとし、こ れを用いて増幅の飽和特性を調べた。装置はディス クレーザーヘッド2台(ディスク8枚)を用いてい る。図中実験値は励起エネルギーを 47.3 KJ ( 蓄 積エネルギー密度  $n_0 = 0.27 \text{ J/cc}$ ) 一定にした時 の入力信号に対する増幅率の測定結果である。実線 及び一点鎖線はレート方程式のコンピューター解の 結果である。実験と計算結果がかなり一致している。 第7-22図に上の実験から得られた結果をもとに して、レーザーヘッド3台(ディスク12枚)に対 して得られた利得を示す。実線が実験値より得られ たもので効率として5.4×10<sup>-3</sup>となっている。一 方点線は、第7-5表における設計値を示す。この ょうに設計値の約2倍に相当する効率の上昇が見ら れた。今回設計したディスクレーザーヘッドは特化 フラッシュランプとディスクガラスの距離を接近さ セ効率の上昇を考慮したのがプロトタイプで得られ た効率(2.8×10<sup>-3</sup>)を上まわった原因と考えら れる。

なおディスクブリアンプの時と同様に複屈折の測 定を行なったが、ほぼ20秒で複屈折が完全に取れ







第7-5表 プラックソルダーガラス特性表

### BLACK SOLDER GLASS

0	REFRACTIVE INDEX AT 1.06 $\mu$
	(LASER GLASS
0	LINEAR COEFFICIENT OF THERMAL
	EXPANSION
	(LASER GLASS
0	THICKNESS OF COATING
0	DIFFUSION LAYER

た。この事からもディスクレーザーの冷却効果の良いことがわかる。

(6) むすび

この節で得られた結果を以下にまとめる。

 レーザー出力をさらに大きくするためディス ク型のレーザーを設計製作した。

2) 有効径 8 cm,厚さ2.5 cm のダ円形ディスクガ ラスの蓄積エネルギーの測定を行なった。ディスクガ ラスの周辺にプラックソルダーガラスをコートする ことが蓄積エネルギーを増加させる上で重要である。 コートがない時は0.3 J/cc, コートをした時には



第 7-22図 ディスクレーザー利得の実験値 (実線)と理論値(点線)の比較

0.38J/cc までの蓄積エネル ギーが測定された。

3) 大入力信号に対し,8枚 のディスクガラスで約2.3倍の 利得を得た。設計値の約2倍の 効率が得られた。

4) ディスクガラスの径方向に 対し一様な励起がなされている ことが確 かめられた。

5) 励起光によるガラス中に 生じる複屈折の効果はディスク

プリアンプよりさらに問題にならなかった。

7.3.5 まとめ

μ

1.67 1.55)

40

 $135 \times 10^{-7} \text{C}^{-1}$ 

 $105 \times 10^{-7}$ )

 $150 \sim 200 \ \mu$ 

ディスクプリアンプ,ディスクレーザーからなる プースターレーザーを設計製作した。ディスクプリ アンプは,ほぼ設計値通り,またディスクレーザー は設計効率の約2倍の値が得られ,最終出力250J (2nsパルス幅)を得ることができた。

ただディスクレーザーのフラッシュランプに関し て問題が生じた。すなわち1本のみのランプでは全 く破壊を起こさないような入力に対して, レーザー ヘッド内部に組みこんだ場合に,破壊,爆発を起こ すことがあった。ランプの爆発に関しては次節でく わしくのべる。現在一応3つのディスクレーザーへ ッドに対し合計 150KJまでの入力におさえている が、これでも第7-22図から利得は十分2倍以上 はある。

### §7.4 光学コンポーネント

#### 7.4.1 まえがき

この節では大出力ガラスレーザー装置に付随した 光コンポーネントについてのべる。これにはまず大 入力フラッシュランプがある。レーザーの大出力化 に伴ないランプも大型となり、特に爆発の問題が重 要となる。

次にレーザー光によるガラスの損傷を防止するた めのコンポーネントについてのべる。集光ターゲッ トからもどってきた反射光による損傷を防ぐために ファラデーローテーターや筆者等が開発したユニガ イドスリット等がある。また、フレネル回折による セルフトラッピングのため生じる損傷をおさえるに はソフトアパチャーを用いる必要がある。

7.4.2 大入力フラッシュランプ

(1) まえがき

Xenon フラッシュランプは、高輝度、高効率、 大容量化が可能、長寿命等のすぐれた特性を持って いるため、パルス動作用固体レーザーの標準的な励 起光源となって来た。レーザーの大出力化に伴なっ て励起光源である Xe ランプの大型化が要求される に致っている。

本節においては、 Xeフラッシュランプの最適電 源回路の設計方法と、大入力フラッシュランプの寿 方程式(7-10)は 命および破壊についてのべる。

(2) 回路の最適設計

第7-23図に示すようなフラッシュランプの放 電回路を考える。大電流フラッシュランプの電圧— 電流特性は

$$V = \pm K_0 | i |^{1/2}$$
 (7-8)



第 7-23 図 Xe フラッシュランプ放電回路

と表わすことができる。ここで符号は電流の符号と 同じになるように選ぶ。また

$$K_{0} = k l/d [Q(Amp)]^{2} ] \qquad (7-9)$$
  

$$k = 1.33 \times (P/450)^{0.2}$$

d, lはそれぞれ放電柱の直径及び長さ[cm]を示し, kはガスの種類と圧力に依存する定数で、 Xe ガス の場合は上式のように表わすことができ、 Pはガス 圧[torr]である。第7-23図の放電回路では次 のような非線形微分方程式が得られる。6)

$$L \frac{di}{dt} \pm K_{o} |i|^{1/2} + \frac{1}{C} \int_{0}^{t} i dt = V_{o} \quad (7-10)$$

ここで次のように置き換える。

$$Z_{o} = \sqrt{L/C}, \quad i = I \frac{V_{o}}{Z_{o}}, \quad \tau = \frac{t}{T}$$
$$T = \sqrt{LC} \quad (7-11)$$

$$\alpha = K_0 / \sqrt{V_0 Z_0}$$
 (7-12)

$$dI/d\tau \pm \alpha |I|^{1/2} + \int_0^{\tau} Id\tau = 1 \qquad (7-13)$$

となる。Tはパルス幅の約 1/3 (Peakより測定し て), αはdamping parameterで初期電圧 Vo に依存し, ある値の時に critical damping が 成立する。式(7-13)の解は digital computer によりαの値をパラメーターにして得られる。(第 7-24図)この図よりα~0.75 で critical damping となる。コンデンサーに蓄わえられる初 期のエネルギーは

$$E_0 = 1/2 C V_0^2$$
 (7-14)

となり,式(7-12)からVoを消すと

$$C^{3} = \frac{2 E_{o} \alpha^{4} T^{2}}{K_{o}^{4}}$$
(7-15)

を得る。

(3) フラッシュランプの爆発定格の評価

パルスランプは大電流を流すことにより管壁にシ ョックが加わり疲労のために最終的に爆発を起こす。 1回の点火によりランプが爆発する場合の電気入力 を $E_{exp,air}$ とすると、 $E_{exp,air}$ は実験的に

$$E_{exp,air} = 2.46 \times 10^4 d l \sqrt{T}$$
 (7-16)

で与えられる。<sup>7)</sup> ここでdはランプ内径(cm), *l* はアーク長(cm), Tは(7-11)式で与えられる (sec)。またE<sub>exp</sub>は(Joule)である。またラン プを cavity内に入れた時の爆発の閾値E<sub>expcavity</sub> は経験的に

$$E_{exp.cavity} = E_{exp.air} / 1.5$$
 (7-17)

となる。

電気入力をE<sub>o</sub>とした時のフラッシュランプが爆発 するまでの点火回数(寿命)Nは

$$N = (E_{o} / E_{exp.cavity})^{-8.5}$$
(7-18)

(4) フラッシュランプの回路設計例

以上の事からフラッシュランプの設計の手順につ いて示すと次のようになる。

1) まずランプの発光時間を決定する。これは活性媒質の上準位の寿命とのかねあいで決まる。Nd<sup>3+</sup>の寿命が保谷硝子LSG-91日で約300 $\mu$ s であるから、T $\simeq$ 300 $\mu$ s とした。









第 7-24図 α をパラメーターとした時の 電流 I の変化

2) 次にランプの寸法を決定する。これは使用す るガラスロッドの大きさ等から決定される。これが 決まるとKの値が決まる。

3) 次にフラッシュランプへの電気入力 E を決め る。E。はもちろん十分の逆転密度を作るような値で あるべきであるが、同時に点火寿命回数が十分ある べきである。

1),2),3)の上記の与えられた条件を持つランプ の最適放電回路として

K <sub>o</sub>		$\int C^3 = \frac{2 E_0 \alpha^4 T^2}{r^4}$
T		$L = T^2 / C$
Eo	式(7-15)	
$\alpha = 0.75$	式(7-11)	$\int V_0 = \sqrt{2E_0} / C$

により C,L,V, を求める。計算結果を第7-6表, n本の円形対称配置されたフラッシュランプに働 第7-7表に示す。

(5) フラッシュランプ破壊の原因

ディスクレーザー用フラッシュランプLX-20000 を10本用いてディスクレーザーヘッドに組み込み, 入力 $E_0 = 3.9 \text{ KJ}$  (1本当り), 電圧 V = 5KV, パ ルス幅 650 µs (半値幅)で使用した時約200回 のショットで、10本のうち2本が破壊を起こした。 (7-18)式からはN>10<sup>6</sup>となる。すなわち1本の ランプだけでは到底爆発しない入力エネルギーなの に、 レーザーヘッドに組み込んだことにより、 極端 に低いエネルギーで爆発が起った事になる。この原 因として次の2つが考えられる。

①フラッシュランプ間のmagnetic forceの相 乗効果。

②酸素分子の紫外線吸収により生じる音響波ショ ックの相乗効果。

1) Magnetic Force の影響<sup>8)</sup>

第7-25図に示すようなランプの配置を考える。 2導体間単位長さ当 り に 働く Magnetic Force Fは

 $F = 2 \times i_1 \times i_2 / d$ (7-19) ここで, i,, i,を[emu](lemu=10A),dを[cm] とすると Fは[dyne/cm]となる。半径 Rの円周上 にある2本のランプに働く力は

$$F = 2 i^{2}/2R \sin \left(\frac{\theta}{2}\right)$$
 (7-20)

半径方向は

$$F_r = F \sin \frac{\theta}{2} = \frac{i^2}{R}$$
 (7-21)

接線方向は

$$F_t = F \cos \frac{\theta}{2} = \frac{i^2}{R} \cot \frac{\theta}{2}$$
 (7-22)

となる。

く、半径方向の合成力は、電流方向が同一の場合は

$$\Sigma F_r = (n-1) i^2 R$$
 (7-23)

nが偶数で電流方向が交互に逆方向になっている時 は

$$\Sigma F_{r} = i^{2} / R \qquad (7-24)$$

の力が外方向に働き、フラッシュランプの本数とは 無関係となる。

また接線方向の成分 Ft は対称性のために打ち消 し合って0となる。ただし、もし1本のランプが点 灯しなかったとすると接線方向の成分が生じて来て, 特にその隣りのランプには最大の F<sub>+</sub> が, 生じるこ とになる。

以上の結果を実際のディスクレーザーに適用して みる。

第7-13図ではランプ本数は合計10本,30分 割で配置し、 レーザーヘッドの上下 2 ケ所はランプ 無しの状態でR=6.6 cmである。 使用ランプ LX 20,000 に対し, 第7-7表の条件で N>10<sup>5</sup>で 使用するとする。計算結果を第7-8表に示す。電

	LX-8,000	LX-10,000	LX 20,000 p	LX 20,000		
全 長 (cm)	43.0	50.0	70.0	89.0		
アーク長 (cm)	30.0	34.5	57.0	70.0		
外 径 (cm)	2.0	2.4	2.1	2.4		
内 径 (cm)	1.5	1.8	1.5	1.8		
ガース	Xe	Xe	Xe	$\mathbf{Xe}$		
E 力 (torr)	600	600	600	600		
k	1.408	1.408	1.408	1.408		
К <sub>о</sub>	28.2	27.0	53.5	54.8		
$T$ ( $\mu_s$ )	300	300	300	300		
E <sub>ex.air</sub> (J)	19,173	26,459	36,429	53,685		
E <sub>ex.cavity</sub> (J)	12,782	17,639	24,285	35,790		
En of に対する	爆発すでの ランプ 入力 (1)					
	14 699	20 120	07 7.04	10.040		
燥 10 回 発 10 <sup>2</sup>	14,023	15 309	21,101	40,940		
$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{10^3}$	8.505	11 730	16 169	01,229		
$\vec{O}$ $\vec{I}$ $\vec{O}$	6,487	8,953	10,102	20,010		
$\vec{z}$ $10^5$	4,948	6.829	9 409	13 955		
	3,774	5,208	7,170	10,587		
Ex consister に対する	0,,,,			10,001		
爆 ( 10 回	9,749	13.454	18,522	27,297		
発 10 <sup>2</sup>	7,436	10,261	14,127	20,819		
$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	5,671	7,826	10,774	15,879		
$\rightarrow 10^4$	4,325	5,969	8,218	12,111		
$\frac{3}{9}$ 10 <sup>5</sup>	3,299	4,552	6,268	9,237		
★ ↓ 1 06	2,516	3,472	4,780	7,045		

第7-6表 フラッシュランプの爆発定格

流(今,第7-7表より4640Aと仮定)が同一方 向の時には半径方向に約21kg重の力が働く。 もし交互に流した時には、作用する力は1/9の2.3 kg重である。また1本のランプが点灯しなかった 時,となりのランプに生じる接線方向の力 $F_t$ は8.7 kg 重である。

一方ランプ(石英管)の機械的な強度は引張り強 さ3,000~8,000 $kg/cm^2$ ,圧縮強さ19,800 $kg/cm^2$ ,曲げ強さ690 $kg/cm^2$ 位いである。 ランプ にかかる力を等分布荷重のはりの問題と考えて、は りの両端でランプをささえているとする。はりの長 さを1、曲げ応力を $\sigma$ 、最大許容全荷重をWとする と、

$$W = \frac{8 \sigma S}{l}$$
(7-25)

なる関係が成立する。ただしSは断面係数で

$$S = \frac{\pi (D_2^4 - D_1^4)}{32 D_1}$$
 (7-26)

	LX 20,000		LA 20,000p	LX 10,000	
N (回)	104	$10^{5}$	$10^{5}$	105	10 <sup>5</sup>
E <sub>o</sub> (J) (1本当り)	12,111	9,237	6,268	4,552	4,552
$\mathrm{K}_{0}(\mathcal{Q}\cdot\mathrm{A}^{1/2})$	54.8	54.8	53.5	27.0	54.0 (2本 シリーズ)
Τ (μs)	300	300	300	300	300
C (μF)	424	388	352	787	394
L (#H)	212	232	256	114	229
V <sub>0</sub> (V)	7,554	6,900	5,969	3,401	6,798
$I_{max}$ (A)	5,555	4,640	4,268	4,647	4,637
	LX 8,000				
N (回)	105				
E <sub>o</sub> (J)(1本当り)	3,299				
$K_{o} \left( \mathcal{Q} \cdot A^{1/2} \right)$	56.4 $\binom{2x}{y_{j-x}}$	ただし,電流最大値 I <sub>max</sub> は			
$T(\mu_s)$	300	$\frac{1}{100} = 0 + \overline{100} + \frac{1}{100} = 0 + \overline{100} + \frac{1}{100} = 0$			

第7-7表 フラッシュランプ最適設計例

第7-24図から、I = 0.52とし $i = 0.52 \sqrt[4]{\sqrt{I/C}}$ より求めた。

第7-8表 フラッシュランプにかかる Magnetic Force

ランプ: FX-20,000 (*l*=70 cm); 最大電流 I<sub>max</sub>=4640 A (第7-7表)
 本 数: 10本 (30° 配置, レーザーヘッドの上下 2 ケ所 ランプ無し。 R=6.6 cm)

		単位長当りの力	全長にかかる力
電流が同方向の時の	F <sub>r</sub>	2.9 $\times 10^5$ dyne/cm	21 Kgr 重
電流を交互にした時の	F <sub>r</sub>	3.1 $\times 10^4$ dyne/cm	2.3Kgr 重
接線方向の最大力	$F_t$	$1.22 \times 10^5$ dyne/cm	8.7Kgr 重
$(\theta = 30^{\circ})^{\circ}$			

で表わされる。ここで $D_1$ ,  $D_2$  はランプの内径, 外 径である。FX 20000 に対してW = 97.6 kg 重 となる。ただし $\sigma = 690$  kg/cm<sup>2</sup>,  $D_1 = 1.8$  cm,  $D_2 = 2.4$  cm, l = 70 cm を用いた。 この値と, 第 7 - 8表からの値を比較した場合, 1回のフラッシ ュで, Magnetic Force によりランプが爆発す

330

270

6,289

3,615

C (μF)

L (#H)

 $V_{0}(V)$ 

I<sub>max</sub> (A)

るとは考えられない。しかし疲労の効果も考える必 要があると思われる。電流を交互に流した時はかな り Magnetic Force の影響は小さくなる。

2) 音波ショックの影響

ランプに加わるもう1つの力として、音波による ショックが考えられる。<sup>9)</sup> ショックの原因は、ブラ

93



第 7-25図 円筒配置された導体に及ぼす Magnetic Force

ズマより放射された紫外光を酸素が吸収し、急に膨張を起こすことである。第7-26図に酸素吸収係数  $\alpha$ 、石英管の透過率 $\tau_Q$ 、パイレックスガラスの透過率 $\tau_p$ 及び積 $\alpha \tau_Q$ を示す。 この図より酸素分子



第 7-26図 21%の酸素を含んだ空気の吸収 係数αと石英の%透過率τ<sub>Q</sub>,バ イレックスの%透過率τ<sub>p</sub>

の吸収波長域は約1400 A を中心として 300 A の幅を持っている事がわかる。

酸素分子の影響については定量的な測定は行なわ なかった。試作のディスクレーザーヘッドのランプ 冷却には  $N_2$  ガスを用いたが、完全な酸素除去を行 なっていないためか、空気を冷却に用いた時と、音 波ショックの大きさは変らなかった。完全な効果を 得るためには十分の酸素除去が必要なように思われ る。1本のランプだけでは到底爆発しないのに、デ ィスクレーザーヘッドに組み込んだ時に極端に低い エネルギーで爆発が起こるのは、音波ショックの相 乗効果があるためと思われる。

この他の原因としては、石英管自体に製作時に歪 みがはいっていたため等も考えられる。

(6) あとがき

筆者の使用している大出力レーザー用の Xe フラ ッシュランプの設計方法と,フラッシュランプ爆発 定格の評価についてのべた。また大入力フラッシュ ランプ破壊について考察した。特にレーザーヘッド にランプを持ち込み何本か同時に使用した時に異常 に低い入力値でランプが爆発を起こしたが,大電流 による磁場の相乗効果よりも,音響波ショックによ る相乗効果が大きく作用しているよりに思われる。 今後この異常爆発現象を究明する必要がある。

7.4.3 光アイソレーター

(1) まえがき

大出力レーザーシステムにおいて, レーザー光を ターゲットに集光照射して高温プラズマ発生実験を 行うような時にはプラズマからの反射光が20%に も及び,それが増幅器により逆方向に順次増幅され 破壊閾値の低い発振部や増幅部に損傷を与える。反 射光防止装置として,ここでは筆者等が開発したユ ニガイドスリット,ファラデーローテーターについ てのべる。

(2) ユニガイドスリット<sup>10)</sup>

第7-27図に示すように共焦点に配置された2個 の凸レンズと焦点近傍に設置された10µm 程度の



第7-27図 ユニガイドスリット

プラスチック薄膜を持つピンホールよりなる。この 装置はレーザー光強度が余り高くない発振段近傍か, 主増幅段前部に設置し,入射レーザー光ではプラズ マが発生しないが,強度の高い反射レーザー光でプ ラズマを作り反射光を吸収させるものである。この 方法で反射光を10<sup>-4</sup> 程度に減衰できる。

(3) ファラデーローテーター

反射光を除去する最もかんたんな方法の1つはフ ァラデー効果を用いる事である。ファラデーローテ ーターに偏光面が45°回転するように磁場をかけて おくと入射光と反射光との間に90°の偏光面の差が できる。入射光と同じ偏光方向の光を通すように偏 光子をファラデーローテーターの前に設けておくと 反射光はここで反射され,進入を防ぐことができる。 昔からある光アイソレーターにも拘わらずあまり使 用されなかったのは、大口径用の偏光子がなかった こととベルデ定数の高いガラスの開発が遅れていた ことによる。

最近蒸着膜技術の発達で Thin Film Polarizer と称する大口径偏光子の製作が可能になり、 これにより光アイソレーターとしてファラデーロー テーターが注目されるに至った。以下に筆者等が開 発した大口径ファラデーローテーターについてのべ る。

第7-28図に Thin Film Polarizen (CR 社製 5 cm×10 cm)の波長透過率特性を示す。



第7-28図 Thin Film Polarizer の波長透過特性

Polarizer は5mm の厚さのガラス板の片面を蒸 着してある。もう一面の反射損を最小にするためブ リュスター角度(約57°)にセットして使用するよ うになっている。 P成分の透過率は約92%, S成 分に対しては約1%の透過(ただし1.06 $\mu$ )にな っている。またレーザー光強度 2GW/cm<sup>2</sup> に対し ても損傷を生じない。

第7-9表にファラデーローテーター用ガラスの 特性を示す。また第7-29図には製作したファラデ ーローテーターとそのテスト回路を示す。プロープ 光には Ar レーザーの5145Åを用いた。磁場放電 回路には L, Cの組み合わせ回路を用い電流波形の 整形を行なっている。磁場をかけない時と磁場をか けた時のホトマルの信号比より Extinction Ratio を求めた。測定結果を第7-30図に示す。 45°の回転角に対して, ほぼ 20d Bの Extinction Ratioが得られた。この実験では5145Åで の実験であるが、ガラスレーザーでは波長1.06 $\mu$ 

第7-9表 ファラデーローテーター用ガラス の特性表(ホヤガラス製)

	FR - 4	FR–N 5
Verdet Constant (6328Å) (min∕Oe-cm)(1.06µ)	-0.104 -0.0345	-0.251 -0.0826
Absorption Coeff $(cm^{-1})$ $(1.06\mu)$	0.0024	0.0043
Laser Damage Threshold (GW) (14ns)	1.1	2.0
Refractive Index (1.06µ)	1.5566	1.67







第7-29図 ファラデーローテーター (a) 口径 60mm ファラデーローテーター(FR-4)

(b) 実験装置



第 7-30図 ファラデーローテーターの Extinction Ratio の測定 結果

であるからベルデ定数がほぼ 1/6.4 の値となるので、 6.4倍の磁場強度が必要となる。

(4) あとがき

光アイソレーターとしてユニガイドスリット、フ ァラデーローテーターを製作した。ファラデーロー テーターでは 20 dB 以上の Extinction Ratio が得られた。 250 Jレーザーにおいては第7-1 図 の如く2 ケ所挿入する準備をすすめている。

7.4.4 フレネル回折の防止

(1) まえがき

回折現象は大出力ガラスレーザーシステムにおい て重大な影響を及ぼす。たとえ発振段においてTE M<sub>00</sub> モードのレーザービームを発生させても円孔( ポッケルセル、ガラスロッドなども円孔の働きをす る)を通過すると回折が生じある距離ののちには径 方向の強度の揺動が起こる。これがレーザーガラス 媒質内で自己集束現象を引き起こし大出力レーザー の最大出力エネルギーを規制する。<sup>11),12)</sup> この節で は回折防止のためのソフトアバチャーについて筆者 等が考案したものを中心にのべる。 (2) フレネル回折の解析<sup>13)</sup>

電磁波の真空中の伝播方程式は

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \mathbf{t}^2} = 0 \qquad (7-27)$$

で表わされる。 ここで E (x, t)を ε(x) e<sup>i(k Z-ωt)</sup> とおくことにより上式は

$$\nabla^2 \epsilon + 2 \mathrm{i} \mathrm{k} \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathrm{Z}} = 0$$

となる。ここで $\mathbf{k} = \boldsymbol{\omega} / \mathbf{c}$ で伝播は $\mathbf{Z}$ 方向である。 上式で $\partial^2 \boldsymbol{\varepsilon} / \partial \mathbf{Z}^2$ を無視し,円柱座標系に書きかえ ると,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) + 2 \mathrm{i} \mathrm{k} \frac{\partial \epsilon}{\partial \mathrm{Z}} = 0 \qquad (7-28)$$

を得る。入射ビームの形を

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_{0} e^{-(\boldsymbol{\rho}^{2} \boldsymbol{2} \mathbf{a}_{p}^{2})}$$
(7-29)

で書くことにする。ここで ap はガウス形ビームの 半径である。一様ビームの回折をみる時には ap を アパチャーの径より大きくすればよい。入射ビーム は次式で与えられる透過特性をもつアパチャーを通 るとする。

f 
$$(\rho) = \frac{1}{1 + e^{(\rho - a)d}}$$
 (7-30)

ここでaはアパチャーの半径(f(a)=1/2)でdは apodizationの量を表わす。

$$\rho^{\star} = \frac{\rho}{a} \tag{7-31}$$

F = 
$$\frac{a^2}{\lambda Z}$$
 (フレネル数) (7-32)

とおくと(7-28)式は

$$\frac{1}{\rho^{\star}} \frac{\partial}{\partial \rho^{\star}} \left( \rho^{\star} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho^{\star}} \right) - 4\pi \mathbf{i} \mathbf{F}^{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{F}} = 0 \quad (7-33)$$

入射ビームを表わす(7-29)式は次のようになる。

f 
$$(\rho^{\star}) = \frac{1}{1 + e^{(\rho^{\star} - 1)/0.1\delta}}$$
 (7-34)

ここで $\delta = 10(d/a)$ である。 ハードアパチャー の場合は(7-34)式でたとえば $\delta = 0.05$ のように 小さい値を採用する事により議論できる。第7-31 図にはF=11の場合のハードアパチャーによる回折 パターンの結果を示す。第7-32図には同じフレ ネル数に対しソフトアパチャー( $\delta = 0.3$ )の時に 得られるパターンを示す。半径方向の強度分布に大 きな差があることがわかる。

次にソフトアパチャーの効果を定量的に議論する ためにフリンジの山と谷の比をはかりその中から最 も大きいものを選び,それを入射強度で割ったもの を描くと、第7-33図のようになる。この図は5種 類のアパチャーに対する平面波の回折を調べたもの で、横軸にフレネル数、縦軸にフリンジの相対強度 を取っている。 $\delta$ が0.5まで大きくなると殆んどフ リンジの強弱はなくなることがわかる。このクラフ



97



第7-33図 種々のアパチャーについての フリンジ強度比 (平面波の場合)

から回折フリンジを取り除くのに必要なるを決定で きる。第7-34図は同様入射ビームをガウス形と し強度1%の所をアパチャーでカットした時のもの である。このような場合はハードなアパチャーに対 してもずいぶんフリンジ強度比は弱くなることがわ かる。



第7-34図 ガウス形ビームの強度比1%の 所を2種類のアパチャーにより 切った時のフリンジ強度比

以上のことから apodization  $\delta$  を増してゆく とフリンジの振動が滅衰し,フレネル回折が生じな くなることがわかった。それと同時に透過エネルギ ーも減少してくる。大出力レーザーにソフトアパチ ャーを挿入する時には apodization と透過エネ ルギーの両者の兼合いにより最適の $\delta$ を決定する必 要がある。

(3) 吸収体を用いたソフトアパチャーの製作

ソフトアパチャーは写真フィルムを用いた場合に は、割合手軽に製作できる。<sup>14)</sup>しかしレーザー損傷 閾値が極めて低く(~40 $mJ/cm^2$ )現実には大出力 レーザーには適さない。<sup>15)</sup>一方凸レンズと平面板を 組み合わせ、間に吸収体を入れる形式のものが報告 された。<sup>16)</sup>このタイプは損傷閾値が1J/cm<sup>2</sup>とかな り高く,<sup>15)</sup>手軽に製作できるが、凸レンズを用いて いるため前節の Apodization  $\delta$  が非常に大きく なり、結果として透過エネルギーが極めて小さいも のとなってしまう。

第7-35図に筆者等が考案した形のものを示す。 諸寸法は図中に入れてある。凸レンズの代りに図の ような形をしたものを用いた。吸収体はNDL112 をクロルベンゼンにとかし(吸収係数25 cm<sup>-1</sup>)た ものを用い,屈折率の整合をはかった。半径方向 の透過率を第7-35 図(b) に示す。この透過曲線に よる光損失は15%にすぎない。このソフトアバチ



### 第 7-35図 (a) 吸収色素を用いたソフト アパチャー (b) 透過率曲線

\* -を用いて回折の効果を調べた結果を第7-36図 に示す。入射ビームは(a)のようなガウス型をしてい る。このビームの直径 1.6 cm に相当するハードア バチャーによる回折バターンが(b)図である。(アパ チャー、スクリーン間距離10m)(c)図は試作のソ フトアパチャーによる回折パターンには全く回折に よるフリンジを生じていないことがわかる。

(4) むすび

フレネル回折によるビームパターンの歪みはセル フトラッピングを引き起こし,ガラス媒質の損傷を



- 第7-36図 試作ソフトアパチャーによる 回折パターン
  - (a) 入射レーザー光
  - (b) ハードアパチャーから10mの所の パターン
  - (c) 試作のソフトアパチャーから10 m の所のパターン

導びくのみならず,ターゲットでのレンズによる集 光を悪くする。

筆者等はこれを除くため,非球面レンズと吸収体 を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。これ はレーザー損傷閾値も高く光透過エネルギーも従来 のものに比較し大きく取れる長所を持っている。欠 点は色素吸収体を用いているため長時間(数時間以 上)の使用には不安定である。この点は色素を循環 することで解決できると考えられる。また現在レン ズの非球面部の形状に関しては最適の研磨になって おらず,この点さらに改良の余地がある。

7.4.5 まとめ

この節で得られた知見を以下に示す。

(1) 主増幅器, ブースター増幅器用の大入力フラ

ッシュランプの回路の最適設計を行なった。

(2) フラッシュランプの爆発破壊について考察した。 特にレーザーヘッド内における多数ランプの同時点火 はしばしば非常に低い電気入力で破壊を生じたが、 これは音響波ショックの重なりのためと考えられる。

(3) 光アイソレーターとして,ユニガイドスリット,ファラデーローテーターを開発した。ファラデ ーローテーターはThin Film Polarizerを用いたので大口径( $6 \text{ cm}^{\phi}$ )のものが製作可能であった。 Extinction Ratio は 20dB以上であった。

(4) フレネル回折防止用に非球面レンズと吸収体 を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。エネ ルギー透過率が75%と高く、しかも10m離れた 点でガウス型ビームに対し殆んとフリンジなしのパ ターンを作ることができた。

#### §7.5 結 論

筆者が現在までに行なってきた,核融合プラズマ 生成用の大出力ガラスレーザー装置についてのべた。

以上のべた問題点の他に レーザー装置としての問 題点がある。たとえば レーザーガラスの非線形屈折 率 $n_2$ の値と単位面積当りのレーザーパワー I はビー ムの性能を大きく支配する。媒質長を l とした時  $k \int n_2 I dl$  が 4~5を越えると波面の位相の変化 率が大きくなり、レンズで十分集光できなくなる問 題点が最近云われている。こういった問題点はレー ザーパワーをさらに増大させる時の大きな問題点である。

核融合によるエネルギー発生はプラズマ密度の2 乗に比例するため Target を圧縮すれば、その発 生効率は極めてよくなる。 Targetを 10<sup>4</sup> にまで レーザー光により圧縮すれば Break Even Point (レーザーエネルギーと核融合で発生したエネルギ ーが等しくなる点)に必要なレーザーエネルギーは 計算機上で 10KJ 前後といわれている。現在のレ ーザー装置をさらに多ビーム化し、媒質における非 線形効果を極力押えながら合計の出力を 10KJ に まで上昇させる必要がある。

## (参考文献)

- 1. C.G. Young, J.W.Kantorski and E.O. Dixon : J. Appl. Phys. 37 4319 (1966)
- 2. G. Charatis et al : IAEA Preprint CN-33/F 1 Tokyo (1974)
- 3. C. Yamanaka, T. Sasaki etal : "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena" edited by H.J. Schwartz and H. Hora **3**B (1974), Plenum.
- 4. K. Yoshida, T. Sasaki, C. Yamanaka etal : Technol. Repts. Osaka Uni.
  24 83 (1974)
- 5. J.B. Trenholme : NRL Momo. Repts. 2480 (1972)
- 6. J.P. Markienicz and J.L. Emmett : IEEE J. Quant. Elect. QE-2 707 (1966)
- 7. ILC Co. Technical Bulletin No.5
- 8. J. Moffat Jr. : ILC Report R-ILC-73-8 April (1973)
- 9. R.C. Elton : Plasma Phys. 6 401 (1964)
- 10. C. Yamanaka etal : Phys. Rev. A6 2335 (1972)
- 11. A. J. Campillo etal : Appl. Phys. Letters **23** 85 (1973)
- J.A. Fleck etal : Appl. Phys. Letters
   467 (1973)
- 13. G.R. Hadley : IEEE J. Quant. Elect. QE-10 603 (1974)
- 14. A.J. Campillo etal : Opt. Commun. 10 313 (1974)
- V.R. Costich and B.C. Johnson : Laser Focus, Septem. 43, (1974)
- 16. L.L.L Fusion Program Semiannual Repts. Jan.~ June (1973)

### §8.1 まえがき

無機液体レーザーは Nd<sup>3+</sup>イオンを発光中心とす る数多くのレーザーの中で新しく開発されたものの 1つである。

1966年 A.Heller が SeOCl,:Nd<sup>3+</sup> レー ザーを最初に発振させた。1)続いて E.J.Schmitschek 等が1968年,溶媒に POC1。を用いて発 振に成功した。<sup>2)</sup>SeOCl,,POCl。を溶媒とする このレーザーはスペクトル的にみれば、YAGやCa-WO, を中心とする結晶グループと、 数多くの種類 のガラスレーザーの中間的特性を示すものである。 従ってガラスレーザーよりも大きな誘導放出断面積 を持つ故に高効率であり、また液体である故にYAG 等の結晶と異なり極めて大型のレーザーの製作が可 能である。こういう特性を備えているため、大出力 レーザーに用いる事が考えられる。筆者は、液体レ ーザーの持つ,誘導放出断面積,下準位レベルの緩 和時間等レーザーパラメーターの測定を行った。次 にこれ等パラメーターを用いて、増幅特性の解析を 行なった。また、大型の液体レーザーを製作し、増 幅実験を行ない理論値との比較を行なった。液体レ ーザーは、大出力化を行なった場合に、液中におけ る非線形効果が問題となる。このためモードロック パルスを用い誘導ラマン散乱,非線形屈折率 n。の 測定を行ない、大出力レーザーへの可能性を検討し た。

### §8.2 無機液体レーザーの特性

8.2.1 レーザー媒質

無機液体 レーザーの溶媒として要求される条件は 次のものである。

(1) Nd<sup>3+</sup>イオンの周囲分子が規則的な配列をしており、不規則な擾乱からイオンを保護する。これ は分子が強い極性を示すことを意味する。 (2) 分子振動による励起イオンのエネルギー損失 を防ぐために分子の基本振動数が低い。

(3) イオン塩の溶解度が高い。即ち溶媒の誘電率 が高い。

(4) 活性イオンの吸収波長域,発光波長域で透明 である。

以上の条件をすべて満たされるものとして、Se OCl<sub>2</sub>、POCl<sub>3</sub>が選び出された。第8-1表にその諸特性を示す。

第8-1表 無機液体レーザー溶媒の諸特性

	_			SeOCl 2	POCl <sub>3</sub>
誘	電	率	ε	46	14
屈	折	率	n	1.651	1.478
沸		点	C	114	105
粘	性	率	ср	12	5
密		度	g⁄cm <sup>3</sup>	2.5	1.8
基本振動数 cm <sup>-1</sup>		9 <b>5</b> 5	1,215		

Nd<sup>3+</sup> イオンの溶解度を増すために溶媒を酸性に し、安定性を高めるために Lewis 酸を上記の溶媒 に加える。Lewis 酸としては SnCl<sub>4</sub>, TiCl<sub>4</sub>, ZrCl<sub>4</sub> 等が使用される。特に POCl<sub>3</sub> については Nd<sup>3+</sup> イオンの溶解度は低く、純粋な POCl<sub>3</sub> では 充分なレーザーイオン濃度を得ることができず、 Lewis 酸の助けが必要である。 POCl<sub>3</sub>に ZrCl<sub>4</sub> を用いた場合、レーザー溶液は [Nd (PO<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>)<sub>3</sub>]<sub>m</sub> (ZrCl<sub>4</sub>)<sub>n</sub>, (ただし n  $\geq$  m)と巨大分子になり、 非常に安定である。

溶解度を増す方法としては、 $H_2O$ 分子を加える 方法がある。水を加えると溶解度は非常に増す。<sup>3)</sup> しかしこの場合H-0の振動準位は3600 cm<sup>-1</sup>で Nd<sup>3+</sup>の<sup>4</sup>F<sub>3/2</sub>→<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub>の5640 cm<sup>-1</sup> に近くな り、エネルギー損失が非常に高くなるため、反応後 蒸留による脱水、H compound の除去を行なわな ければならない。

溶媒は2種共に反応性が強く、毒性、腐食性を有 す。従かって取扱いには充分の注意が必要である。 SeOCl<sub>2</sub>に較べ、POCl<sub>3</sub>の方が毒性、腐食性が低 く、また粘性度も1/2であるため取扱いやすい。 8.2.2 スペクトル特性

SeOCl<sub>2</sub>と POCl<sub>3</sub>溶媒の吸収スペクトルを第8 -1図に示す。 POCl<sub>3</sub>の方が全体的に短波長側に シフトしている。吸収強度を比較すると<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>→ <sup>4</sup>G<sub>7</sub>(~5800Å)の主要励起遷移,<sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>→ F<sub>3</sub> (~8800Å)の共鳴遷移,共にSeOCl<sub>2</sub>が勝っ ている。実際のレーザー素子として見た場合,スペ クトル全体の励起を考慮する必要があり単純にSe OCl<sub>2</sub>が良いとは云えない。すなわち第8-1図で



`́́́, э́

も分るように Se OCl<sub>2</sub> にとかした場合には 4000 Å近傍で非常に大きな吸収が生じているが、これは Nd<sup>3+</sup> イオンによる吸収ではない。これは第8-2 図に溶媒のみの吸収スペクトルを示す如く、Se OCl<sub>2</sub> 自身の吸収によるものであって、レーザー発振には 寄与しない。POCl<sub>3</sub>は 3000 Å 位いまで透明であ るから Nd<sup>3+</sup> イオンの 3500 Å の吸収が利用でき る。実際上のレーザーセルについて吸収による励起



第8-2図 溶媒の吸収特性

光の減衰を考えた時には主要励起遷移における吸収 強度の差はさほど効果がなく、結局全スペクトルに ついて計算した場合にはPOCl<sub>3</sub>の方が吸収エネル ギーは高くなる。<sup>3)</sup>

吸収スペクトルと同様に螢光スペクトルもPOCl<sub>3</sub> の方が短波長側にある。<sup>3)</sup>(第8-3図)<sup>4</sup>  $F_{3/2}$ -<sup>4</sup>  $I_{11/2}$ (1.06 $\mu$ )のレーザー遷移では螢光のピー



第8-3図 螢光スペクトル (a) SeOCl<sub>2</sub> (300°K) (b) POCl<sub>3</sub>

クは POCl<sub>3</sub>で 1.053 $\mu$ , SeOCl<sub>2</sub>で1.056 $\mu$  で ある。レーザー遷移の螢光強度は吸収スペクトルと 反対に POCl<sub>3</sub>の方が強い。従がってレーザー発振 に対しては POCl<sub>3</sub>の方が効率が高いと云える。第
8-3図は室温におけるスペクトルであり、スペクトルの微細構造は表われていない。媒質を低温で固体状にして螢光スペクトルを測定したのが、第8-4図である。(a)は室温,(b)は急冷して4.2°K にし





第8-4図 POCl<sub>2</sub>溶液中のNd<sup>3+</sup>の螢光 スペクトル (a) 300°K (b),(c) 4.2°K

た場合である。(a),(b),(c)を較べた時, 螢光線の広 がりのみ差が生じ, ビーク波長は不変のままである。 (b)では分子配列が不整いのまま凝固し,(c)では分子 配列が結晶状になっていると考えられるから, POCl<sub>3</sub> 中での Nd<sup>3+</sup>のスペクトルは結晶中と同じ位細いと 云える。また螢光波長が不変である事から溶媒中の Nd<sup>3+</sup>は complex compound を形成しており周 囲の電場の影響から保護されていると考えられる。 この compound と囲りの分子の熱振動, 拡散速度 の差が螢光線の広がりを与えている。溶媒の結合体 からなる complex compound は非常に安定であ ることが示された。<sup>4</sup>)

以上のことから液体レーザーは結晶体母体と固容 体母体の中間的な性質を有すると云える。これは母 体自体の性質から当然予測できる結果であり、この 性質は他のレーザー特性についても同じことが云え



第8-5図 各種Nd<sup>3+</sup> レーザーのノーマル 発振スペクトル (a) YAG (b) ガラス (c) SeOC1, (d) POC1,

 $(1.063\mu)$   $(1.062\mu)$   $(1.056\mu)$   $(1.053\mu)$ 

8.2.3 発振特性

ここでは $Nd^{3+}$ : POCl<sub>3</sub>レーザーのノーマル発振, Qスイッチ発振特性について述べる。

(1) レーザーセル

無機液体レーザーは有毒,腐食性が強いという性 質を持っている上,水によるレーザー特性の劣化が 激しいという理由から,外気との完全な遮断が至上 の要求となっている。このため種々のタイプのセル を製作したが,最終的に第8-6図に示すような構 造のものを用いた。二重管セル,窓板共に石英製で ある。セル端面窓は融着しているが,その際窓板が



(内径 8 mm,長さ 150mm)

熱によりだれないような断面構造となっている。レ ーザー媒質は封じ込めになっており,ポンピング時 の膨張を逃げるため空気溜をつけた。このタイプの セルは現在までの所,全く満足できる性能を示して おり,内径 8 mm, セル長 150 mmと300 mm の2 種を有する。この構造により,従来のガラス等の固 体レーザーロッドと同等のハウスその他の装置が使 用可能となった。現在では全く1本のロッドとして 取扱っている。

フラッシュランプの紫外光は媒質中で熱になり、 熱歪をもたらすため、紫外光カットのため $NaNO_2$ の約0.2 Mol/lの水溶液を冷却と兼用して流した。  $NaNO_2$  液は約3.500 Åより短かい光をカットした。

以下の実験では、レーザー媒質に 0.3 Mol/l

(1.8×10<sup>20</sup>ケ/cc)のNd<sup>3+</sup>濃度をもつPOCl<sub>3</sub>:
 ZrCl<sub>4</sub>を用いた。
 (2) ノーマル発振特性

第8-7図にノーマル発振時における出力特性の 一例を示す。使用セルは内径8 $mm^{\phi}$ ,長さ150mm



第8-7図 Nd<sup>3+</sup>:POCl<sub>3</sub>・ZrCl<sub>4</sub>の ノーマル発振特性

のもの,またレーザーヘッドは Xe ランプ(直管) 2本をステンレス薄板で密閉形につつんだ構造のも のであった。 C=350 $\mu$ F,L=250 $\mu$ H,ランプ の発光半値幅 400 $\mu$ s である。出力は TRG 107 themopileで測定した。共振器長は 40 cm,また 出力側のミラーを10~80%の範囲でかえた。

入力エネルギーをパラメーターにして反射率の対 数と出力の関係に書き換えたのが第8-8回である。 これから~2KJ入力に対する最適ミラー反射率は 30~40%と低い。これはPOC1<sub>3</sub>レーザーの誘 導放出断面積 $\sigma$ がガラスに較べて、1桁大であるこ とに関係している。すなわち大きな $\sigma$ はPOC1、レ

104



第8-8図 ミラー反射率対出力の関係 (ノーマル発振)

ーザーの1往復利得を大きなものとしており、その ため最適反射率は 30~40%と低い値となるのであ る。

第8-9図は繰返し間隔 40秒で得たノーマル発 振の Direct Pattern を示す。(A)は出力側ミラ ー(R=30%)より10 cmの所,(B)は100 cmの所 である。入力は1.9KJ である。これ以上速い繰り 返しで行なうとバターンに再現性がなくなり、リン グ状の発振バターンとなり、ついに発振は停止する。 位置 100 cmの所では回折のためにわかりにくくな っているが、10 cm の所では、はっきり分るよう に、バターンは細いフィラメント状発振をしている。 この現象は液体において、しばしば見られるSelf - Trapping の現象と考えられる。<sup>5)</sup>

POCl<sub>3</sub>・ZrCl<sub>4</sub>のノーマル発振波長を測定する と、第8-10図のように 1.053 $\mu$ となった。 これをミクロフォトメーターにかけたものが第8-



第8-9図 ノーマル発振の Direct Pattern (A) ミラーより10cm, (B) ミラーより100cm

11図である。大体4~6 $\stackrel{\circ}{A}$ になっており、ガラス レーザーの~100 $\stackrel{\circ}{A}$ , YAGレーザーの1~2 $\stackrel{\circ}{A}$ の 中間的な値を示している。



発振スペクトル (右端の3本の線は水銀光)



第8-11図 POCl<sub>3</sub> レーザーノーマル発振 スペクトル

(3) Qスイッチ発振特性

Qスイッチは 25,000 rpm の回転プリズムと固 定ミラーによる倍角方式で行なった。 レーザーハウ スは前述のものと同じである。第8-12 図にQスイ ッチバルス波形を示す。励起入力が高い場合,出力



(a)



(b)

第8-12図  $Nd^{3+}$ : POCl<sub>3</sub>・Zr Cl<sub>4</sub>  $\nu$ -ザ-Qスイッチ波形 20ns/div

(a) 通常の場合

.1.

(b) 異常Qスイッチング

波形が(b)のようにパルス半値幅 20ns の波形の上 に 4~5 ns の非常に鋭どいパルスが発生する事が あった。このような現象はガラス, ルビー等の固体 レーザーでは観測されていない。この理由として考 えられるのは, 媒質が全体としてQスイッチ発振す ると同時に, 部分的に非常に鋭いQスイッチがかか り, その部分が filament 状に近い発振をしてい るということである。この現象は液体レーザーに特 異な現象である。

Qスイッチ発振出力は 10 MW 以上のものが容易 に得られた。励起を強くしてゆき,出力が 40 MW 以上位いになると共振器内の高電界のために,回転 プリズム,反射ミラー等の損傷が観測された。しか し媒質の損傷、劣化は見られず,高出力の場合にお ける液体媒質の長所が示された。

# §8.3 レーザーパラメーターの測定

8.3.1 まえがき

たが、モデルを組みたてて、 Qスイッチパルスある いは増幅のふるまい等を解析するような場合には、 レーザーの諸パラメーターをまず測定する必要があ る。この章では POCl, 無機液体レーザーの螢光寿 命で,損失係数γ,誘導放出断面積 σ32, レーザー ターミナルレベルの寿命  $\tau_{_{21}}$  等測定した結果につい てのべる。

てはレーザー上準位に貯わえられるエネルギー量 のめやすになるし,γは特に液体レーザーでは,不 純物, 散乱物の量を知る上で重要である。 $\sigma_{32}$  は最 大利得,最大出力, Saturation Flux 等を大き く決定する。 て, は大出力レーザーシステム特に高 出力、短パルスレーザーの場合に大きな影響を与え るものである。媒質は  $0.3 \text{ Mol}/l \mathcal{O} \text{ Nd}^{3+}$ : POCl,

·ZrCl, を用いた。

8.3.2 螢光寿命

第8-13図のような4準位レーザーエネルギー図 を考える。レーザー準位の励起イオン数の緩和は

 $n_3 = n_0 (t_0) exp(-t/\tau)$ (8-1)

で表わされる。 naはレーザー準位からの自然放出の



第8-13図 Nd<sup>3+</sup>イオンのエネルギーレベル図

螢光強度に比例するから, 螢光強度の時間的変化よ りτを測定できる。第8-14図は半値幅 5μsのXe 前節で液体 レーザーの発振特性を現象論的にのべ 🏹 ランプで励起を行なった時の螢光を示す。これより  $\tau = 300 \mu_{\rm s} \ge c_{\rm s}$ 



第8-14図 螢光強度の時間変化 100µs/div

8.3.3 損失係数の測定

損失としては,不純物による散乱,吸収,媒質の 光学的歪みがある。液体レーザーの場合、作製中の 蒸留,純化不十分のための不純物が大きく作用する。 反応性,特にH,O分子との反応性は非常に高く, また H,O 分子が 1.06 μ を強く吸収し損失が増え る。

レーザー発振の条件は

$$R_{1}R_{2}\exp 2\left(\sigma_{32}N_{T}-\gamma\right)l=1 \qquad (8-2)$$

ここでR, R,は共振器のミラーの反射率, N<sub>π</sub> は発 振閾値でのレーザー準位のイオン密度、しは媒質長。 NT は入力エネルギー Ethに比例するとすると(8-2) 式から閾値における  $E_{th}$  と  $\gamma$  の関係式

$$E_{th} = E_{to} \left( \frac{1}{2 \gamma l} \ln \frac{1}{R_1 R_2} + 1 \right)$$
 (8-3)

を得る。<sup>6)</sup> ここで $E_{to}$  は $R_1 = R_2 = 1$  即ち出力0の 場合の入力エネルギーである。(8-3)式からR<sub>1</sub>R, をパラメーターにして  $E_{th}$ を測定し、 $E_{th} \propto - \ln$ 

 $R_1R_2$ の比例定数から $\gamma$ を求める。第8-15図に $R_1$ に対する  $E_{th}$ の実験結果を示す。ここで $R_2$ =0.99に固定した。 $\gamma$ 算出において、レーザーセルの端面反射は損失となるので、石英の反射率を4%として



第8-15図 損失係数測定

(8-3) 式の  $\mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 \epsilon (0.96)^2 \cdot \mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 \ \ell \mathbb{B}$ きかえ た。結果は  $\mathbf{E}_{to} = 90 \mathbf{J}, \gamma = (1.0 \pm 0.1) \times 10^{-2}$ /cm が得られた。この値は Same lson 等が得た 値とほぼ一致している。<sup>7)</sup> 筆者がガラス等で得た値 よりも5倍ほど,液体レーザーでは損失係数が大き い。これはやはり媒質中に根本的に散乱体のような ものが存在しているためと考えられ、この点ではガ ラスレーザーよりも現時点では劣るようである。 8.3,4 誘導放出断面積  $\sigma_{q2}$ の測定

(1) まえがき

レーザー媒質の $\sigma_{_{32}}$ の測定方法としては次の3つ があげられる。

(A) <sup>4</sup>  $I_{9/2} \rightarrow {}^{4}F_{3/2}$ の吸収断面積を分光学的に測 定することから  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ の放出断面積 $\sigma_{32}$ を 計算する。<sup>8)</sup> この方法は一般的であるが、吸収を測 定しているが故に放出断面積算出時に縮退度を仮定 しなければ求まらない。

(B) 媒質の温度を上げ、 <sup>4</sup> I<sub>11/2</sub> (ターミナルレベル)のイオン分布数を多くし、 <sup>4</sup> I<sub>11/2</sub> → <sup>4</sup> F<sub>3/2</sub>の吸収断面積から $\sigma_{32}$ を算出する。これは本質的には(1)と同じ方法である。<sup>9)</sup>

(C) レーザー動作中のレーザー準位からの螢光強 度の変化より σ, を求める。

(C)の螢光変化の測定法は Grigoryants 等によって提案された方法であり、 $^{10}$  縮退度を仮定する必要がなく、直接測定から求めることができる点がすぐれている。

無機液体レーザーの $\sigma_{32}$ と次節にのべるターミナ ルレベルの寿命 $\tau_{21}$ は今までにまだ測定されていな かったので,(C)の方法を用いて測定した。以下にそ の方法を述べる。

(2) 理 論

第8-16図 にエネルギー準位と螢光の時間的変 化を示す。完全4準位のレーザーにおいてQスイッ



第8-16図 4準位レベルとn<sub>3</sub>(t)の変化

チ動作中のポンピング効果,自然放出の効果は無視 できるので,レーザー準位の rate 方程式は

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{n}_{32}}{\mathrm{d}t} = -\boldsymbol{\sigma}_{32} \mathbf{I}(t) \mathbf{n}_{3}(t) \qquad (8-4)$$

となる。Qスイッチパルスの開始時,終了時を各々 $t_1, t_2$ とすると

$$n_{3}(t_{2}) = n_{3}(t_{1}) \exp \left\{ -\sigma_{32} \int_{t_{1}}^{t_{2}} I(t) dt \right\}$$
  
(8-5)

が得られる。ここで I (t)は光東密度である。出力を  $E_{em}$ ,出力側ミラーの反射率をR,媒質断面積をSとすると

$$\int_{t_1}^{t_2} I(t) dt = \frac{1+R}{1-R} \cdot \frac{E_{em}}{h\nu S}$$
 (8-6)

となり,結局

$$\sigma_{32} = \frac{h\nu S}{E_{em}} \cdot \frac{1-R}{1+R} \cdot \ln \frac{n_3(t_1)}{n_3(t_2)} \quad (8-7)$$

 $n_{3}(t)はレーザーレベルの螢光強度に比例するから、$  $<math>t_{1} \ge t_{2}$ の密度比は螢光強度比 $\alpha$ に置換できる。従っ て $E_{em} \ge \alpha$ を測定すれば $\sigma_{32}$ が求まる。

上の理論は媒質のスペクトルの広がりが均一と仮 定して進めたが、もし不均一の場合には、hole burning が生じ、測定される螢光はある平均値と なり、 $\sigma_{32}$ の測定値に影響を与える。<sup>11)</sup>イオン線の 形を定める関数と媒質のスペクトル幅を導入して (8-4)式をかきかえると

$$\frac{\partial \mathbf{n}_{3}(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{t})}{\partial \mathbf{t}} = -\mathbf{n}_{3}(\boldsymbol{\nu}, \mathbf{t}) \mathbf{I}(\mathbf{t}) \boldsymbol{\sigma}_{i} \mathbf{f}(\boldsymbol{\nu}, \boldsymbol{\nu}_{c})$$
(8-8)

ここでf はイオン線の関数(f( $\nu_c$ , $\nu_c$ ) =1),  $\sigma_i$ は $\nu = \nu_c$  での誘導放出断面積。

発振時における全光子数を $\mathbf{Q} = \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{I}(t) \, \mathrm{d}t \, \mathrm{d}t$ 

くと,

$$\frac{n_{3}(t_{2})}{n_{3}(t_{1})} = \int_{0}^{\infty} g(\nu,\nu_{0}) \exp \left\{-\sigma_{i} f(\nu,\nu_{0})Q\right\} d\nu$$
(8-9)

の形に分布密度比は表わされる。ここでg は $\nu = \nu_0$ に中心を持つスペクトル分布を示す関数である。 (8-9) 式から  $\int_0^\infty g(\nu, \nu_0) d\nu = 1$ ,  $\overline{\sigma_i f(\nu, \nu_c)}$ を平均定理から $\sigma_{eff}$  とすると

$$\frac{\mathbf{n}_{3}(\mathbf{t}_{2})}{\mathbf{n}_{3}(\mathbf{t}_{1})} = \exp\left(-\sigma_{eff}\mathbf{Q}\right) \qquad (8-10)$$

となる。  $\sigma_{eff}$  は分布密度比から求まる実効値で、 一般に媒質と信号の特性で変わる。即ち発振スペクトル幅と媒質のスペクトルの不均一性の度合により  $\sigma_{eff}$  は螢光強度変化の量を定めるQの関数となる。 例えば、不均一な広がりをもつ媒質では信号入射に 伴ないhole burning が生じ、螢光スペクトルに 不均衡が生じる。しかしレーザー発振に寄与しない スペクトル部からの螢光が測定される螢光強度変化 量を小さくする。即ち $\sigma_{eff}$ の値が低下する。従っ て $\sigma_{32}$ の値はQ→0(出力0)の時の値を見なけれ ばならない。またQと $\sigma_{eff}$ の関係からスペクトル の不均一の度合いを知る事が出来る。

(3) 実 験

螢光変化法の測定装置図を第8-17図に示す。回転プリズムQスイッチにより発振したレーザー光は レンズとプリズムを用いてTRG107 thermopile に導びかれ,  $E_{em}$  が測定される。 ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ のレーザー光と同軸方向の螢光を測定するためにレ ンズで赤外光透過用フィルター(東芝IRD1-A) を通じて光電子増倍管(RCA7102)に入れる。Xe フラッシュランプからの1µ近傍の光を遮断するた めに赤外カットフィルター管をランプに巻きランプ 光の影響を防いだ。測定された螢光変化の1例を第 8~18図に示す。この螢光強度比から式(8-7)を 用いて得た実効的な誘導放出断面積 $\sigma_{eff}$  を種々の



第8-17図 螢光変化を用いた σ<sub>32</sub> 測定装置





出力に対して示したのが第8-19図である。 この グ ラフから $\sigma_{32} \simeq 8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  の値が得られた。 (4) 考 察

螢光変化法で得た Nd<sup>3+</sup>: POCl<sub>3</sub>・ZrCl<sub>4</sub> レーザ ーの $\sigma_{32}$  の値は Samel son 等が吸収スペクトルか ら得た値<sup>8)</sup>, F.Collier らが<sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> の吸収から 得た値<sup>9)</sup>と良く一致している。(8-7) 式ではレー ザーは媒質全体で均一発振していると仮定した。し かし現実には均一でなく,そのため値を出すのに単 に発振面積で平均している。しかも発振閾値近傍で は特に均一発振は成立しにくく,このため微少出力 の測定に誤差が生じやすい。第8-18図で E<sub>em</sub> → 0の近くでデーターが大きくばらついたのはそのた めである。また実験上注意すべき点は、レーザー媒 質のうち,発振をしている部分からのみの螢光を測 定しなければならない事である。これもやはり誤差 をまねく原因となる。

以上のような問題点はあるが, 螢光から直接のを 求めることができる点は簡便であり, 縮退度の仮定 をする必要がない点も長所である。

- 8.3.5 ターミナルレベル  ${}^{4}I_{1/2}$ の寿命  $\tau_{21}$ の 測定
  - (1) まえがき

ターミナルレベルの寿命  $\tau_{21}$ の大きさは、レーザ ーが小出力の時には、問題にならない。すなわち小 信号故に完全に四準位レーザーと見なせる。しかし レーザー出力が大きくなってくると、しかもレーザ ー信号がQスイッチパルスのように短かい時にはタ ーミナルレベル  $\tau_{21}$  故にレーザーは三準位のように ふるまう。このためての大きさがどの程度であるか 評価することは大出力レーザーを考える上で重要で ある。

(2) 理 論

誘導放出断面積の測定に用いた螢光変化法を利用 して実験的に  $\tau_{21}$ の値を評価する。<sup>12)</sup>今までの議論 では完全四準位系( $\tau_{21} = 0$ ) としていたが、ここ では  $\tau_{21}$  が有限の値を持っているとする。液体レー ザーはスペクトル的にみて均一とみなせるからQス イッチバルスに対する  $n_3$ ,  $n_2$  の rate 方程式は

$$\frac{dn_{3}(t)}{dt} = -\sigma_{32} I(t) \left[ n_{3}(t) - n_{2}(t) \right] \quad (8-11)$$



第8-19図 誘導放出断面積の決定

)

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{n}_{2}(\mathbf{t})}{\mathrm{d}\mathbf{t}} = \boldsymbol{\sigma}_{32} \ \mathbf{I}(\mathbf{t}) \left[\mathbf{n}_{3}(\mathbf{t}) - \mathbf{n}_{2}(\mathbf{t})\right] - \frac{\mathbf{n}_{2}(\mathbf{t})}{\tau_{21}}$$
(8-12)

レーザーパルスが強度  $I_o$ , 発振時間 Tの短形と仮定すると、

$$\frac{d^{2} n_{3}(t)}{dt^{2}} + \left[ 2\sigma_{32} I_{0} + \frac{1}{\tau_{21}} \right] \frac{dn_{3}(t)}{dt} + \frac{\sigma_{32}}{\tau_{21}} n_{3}(t) = 0 \qquad (8-13)$$

となる。 (8-13) 式をQスイッチ開始時 $t_1$ で $n_3$ =  $n_3(t_1), n_2(t_1) = 0の条件で解くと,$ 

$$\frac{n_{a}(t_{2})}{n_{a}(t_{1})} = \frac{1}{2\sqrt{a^{2}+b^{2}}} \left[ (\sqrt{a^{2}+b^{2}}-b) \times e^{-\left[(a+b)+\sqrt{a^{2}+b^{2}}\right]} + (\sqrt{a^{2}+b^{2}}+b) e^{-\left[(a+b)-\sqrt{a^{2}+b^{2}}\right]} \right]$$

$$(8-14)$$

$$\mathbf{b} = \frac{1}{2\tau_{21}}$$
$$\mathbf{a} = \sigma \int_{0}^{t_{2}} \mathbf{I}(t) \, \mathrm{d} t = \sigma \cdot \frac{1 + \mathbf{R}}{\mathbf{I} + \mathbf{R}} \cdot \frac{1}{\mathbf{I} + \mathbf{R}} \cdot \frac{1}{\mathbf{I}$$

E<sub>em</sub>

が得られる。

m

螢光変化と誘導放出の割合 $\sigma$ Qは $T/2\tau_{21}$ の関数となる。(8-14)式から $b=T/2\tau_{21}$ をパラメ ーターにした螢光変化に対する $\sigma$ Qの計算結果を第 8-20図に示す。 これを見ると同一出力に対し短 かいバルス程ターミナルレベルをイオンがみたす効 果が強いため、 $\tau_{21}$ の効果が強く作用し、パルスが  $\tau_{21}$ と同程度以下では3準位系として解析しなけれ ばならないことがわかる。

(3) 実 験

 $\tau_{21}$ の測定には $\sigma_{32}$ の測定と同じ装置を用いた。 (第8-17図)回転プリズムによりT=50nsのパ ルスと,また共振器中の倍角用固定プリズムの方向 を変えることによりノーマル発振に近い状態の15 $\mu$ s

111



第8-20図  $\sigma_{32}$  Qとn<sub>3</sub>(t<sub>2</sub>)/n<sub>3</sub>(t<sub>1</sub>)の関係

持続する バルスの2つを用いて螢光強度変化を測定した。測定結果は第8-20図に示す。 50 ns バルスは〇印で、 $15 \mu \text{ s}$  パルスは×印で実験値を入れている。 グラフより  $\tau_{11} < 5 \text{ ns}$  の値が出た。

(4) 考察

理論式では均一発振矩形パルスの仮定を行なって いるが、実験では常に均一発振の保証は得られず、 パルス波形もQスイッチパルスはガウス形と見なし た方がよく、ノーマル発振もCW発振でないため計 算値との誤差が大きくなり  $\tau_{21}$ の正確な決定はでき なかった。 $\tau_{21} < 5 ns$ の値は液体レーザーにおける 緩和時間としてはそう矛盾した値とは思われない。 (気体になればもっと長いと考えられる。)より正 確な値を決定するには  $\tau_{21}$ と同程度のパルス幅を持 ったパルスで測定する必要がある。

# §8.4 大出力化への応用<sup>13)</sup>

8.4.1 まえがき

前述の如く誘導放出断面積は 8×10<sup>-20</sup>/cm<sup>2</sup> と 約ガラスの 4倍の値が得られた。この値はレーザー 自身の効率の良さを示すものであり、増幅器として 考えた場合,魅力的なものである。ここでは,まず 前節で得た,種々のバラメーターを用い,レーザ ー媒質の中で光がどのように増幅されるかを解析し た。特にガラスレーザーとの比較も行なった。さら に大型の液体レーザー増幅器を製作し実験を行ない 計算値との比較をした。増幅の計算,実験結果から, 大出力レーザーへの指針を見い出した。

8.4.2 計算

ガラスレーザーの章で用いた如く増幅の解析には 以下の rate 方程式を計算する。

光子束 I に対する変化は式(5-16)より

$$\frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{t}} + \mathbf{c} \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{x}} = \mathbf{c} \left\{ \boldsymbol{\sigma}_{32} [\mathbf{n}_3(\mathbf{t}) - \mathbf{n}_2(\mathbf{t})] - \boldsymbol{\gamma} \right\} \mathbf{I}$$
(8-15)

分布密度n<sub>3</sub>,n<sub>2</sub>に対する変化の式は(5-17)(5-18)より

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{n}_{3}(t)}{\mathrm{d}\,t} = -\sigma_{32}\,\mathrm{I}\left(t\right)\left[\,\mathbf{n}_{3}\,t\right) - \mathbf{n}_{2}(t)\right] \qquad (8-16)$$

$$\frac{\mathrm{dn}_{2}(t)}{\mathrm{d}t} = \sigma_{32} I(t) (n_{3}(t) - n_{2}(t)) - n_{2}(t) / \tau_{21} (8-17)$$

112

この偏微分方程式はガラスレーザーの場合と同じよ うに差分法により計算機NEAC 2200を用いてとか れた。パラメーターには前節で求めた値を用いた。

第8-21図にはターミナルレベルの寿命で。をパ ラメーターとした時の出力波形の変化を示す。入力 波形は半値幅 20ns,ピーク値が 100 MW/cm<sup>2</sup> の



第8-21図 増幅波形に与えるて、の影響

ガウス形信号である。これを見ると高出力レーザー の増幅にはていが大きく波形増幅率に作用すること がわかる。前節の実験では $\tau_{21} < 5 ns$ の値が得られ たので、以下の計算では、T=5nsとして解いた。 第8-22図は媒質長を変えた場合の波形変化である。 入力波形には実際の実験と対応できるように半値幅 20ns, ピーク値 30MW/cm<sup>2</sup>を仮定した。また第8



第 8-23 図 媒質長に対する増巾率

-23図には種々のn。の値をパラメーターとして媒 質長に対する増幅率の変化を表わした。比較のため にガラスレーザーの場合も示した。入力波形は液体, ガラスい ずれ の場合もピーク値が  $10 \text{MW/cm}^2$ , 半 値幅が20nsのガウス形波形を仮定している。媒 質長が20~30cmまでの短かい場合には、液体レー ザーの方がはるかに低い蓄積エネルギーで十分の増 幅率が得られる事が分るであろう。媒質が長くなる とレーザー光は飽和をはじめる。第8-24図は飽和 の効果をみるために横軸にレーザー入射強度、縦軸 に増幅率をとったものである。この場合媒質長は30 cm にとった。同じくガラスレーザーの場合と比較 している。これからもわかるように低いn。の分布密 度でガラスレーザーと同じか、それ以上の増幅率が 得られる。しかも媒質長は短かくてよい。しかし信 号が大きくなってくると増幅率は飽和してくる。と れは saturation flux  $h\nu/\sigma$ を比較してみると, 液体レーザーの場合で 0.424 J/cm<sup>2</sup>, ガラスで 1.7 J/cm<sup>2</sup> と低いことからもわかる。



# 第8-24図 レーザー入射強度に対する 増幅率の変化

以上の計算が正しければ,液体レーザーで大出力 レーザーを作る場合には,できるだけ媒質長を短か くし,入射パワー密度を落とすよう,すなわちビ ームの口径を広げつつ増幅をしてゆけばよいことが わかる。

8.4.3 実 験

第8-25図 に増幅実験装置写真を示す。発振段 はQスイッチ特性を測定した実験装置と同じで回転 プリズムを用いた。増幅段は $8^{\phi} \times 300 \text{ mm}^{\prime}$ を1段 目、30 cm 長のランプ4本励起(1本2KJ Max), 2段目は $16^{\phi} \times 300 \text{ mm}^{\prime}$  レーザーセル、ランプ6 本励起となっている。

増幅率の測定には増幅器の入、出力波形をビーム スプリッターで取り出し、R 317バイプレーナーホ トチューブと Tektronix 519 で観測した。それ ぞれのピーク値の比を増幅率とした。また出力エネ ルギーモニター用に TRG 107 thermopile を 用いた。

増幅段1段目の増幅特性を第8-26図に示す。 横軸に励起時間をとり,励起エネルギーをパラメー ターとして測定した。増幅器の励起用ランプの発光 半値幅は600µs,すそで1msであった。入力 信号は0.6J/cm<sup>2</sup>,半値幅20nsであった。最大 励起4.1KJの時に増幅率20という高い値が得ら れた。増幅段への励起入力が5KJになった時には、 増幅器と発振器がカップリングを起こし,正常なQ スイッチ発振が得られなくなった。これは増幅段か らの強い誘導放出光が,発振器の出口側ミラー(反 射率40%)を通じて、発振器に入り,Qスイッチ がかかる以前に発振段の蓄積エネルギーを消費して しまうためで,これを防止するためには,発振器と、 増幅器間の距離をさらにはなす,発振段の出口ミラ ーの反射率を高める等の手段をとる必要がある。

増幅率が計算値にあうかどうかを調べるため、入 力信号の変化に対する増幅率の変化(飽和のふるま い)を調べる実験を行なった。装置を第8-27図 に示す。出力波形は光学的遅延回路を通って入力波 形と同一の R317 バイプレーナー 光電管に導びい た。得られた結果は 第8-24図の理論値の中に入



液体レーザー増幅装置 第8-25図 (発振段と増幅段2段からなる)



第8-26図 増幅率の時間変化

れている。入力信号は 5MW/cm<sup>2</sup> から100 MW/cm<sup>2</sup> まで変えた。また増幅段への励起は一定で 6KJ で あった。実験結果は計算結果で得られた蓄積エネル ギー0.3 J/cm<sup>3</sup>の曲線にほぼ一致している。この 出断面積の大きさの差による。

実験では独立した蓄積エネルギーの測定 はしなかったため, 励起 6 KJ での蓄積 エネルギーの値はわからないが, すくな くとも飽和の特性に関しては理論と実験 が一致していると云える。

増幅実験において最大出力 400MW /cm<sup>2</sup>が得られた。

8.4.4 むすび

この節で得られた結果は以下の通りで ある。

(1) 測定したレーザーパラメーターを 用い,光子束,逆転密度に対するrate 方程式をとき,液体レーザーによる増幅 のふるまいを解析した。

(2) ガラスレーザーと比較した時,小信号におい ては、利得が大きいが、大信号になるほど、利得の 飽和が生じてくることがわかった。この差は誘導放



第8-27図 増幅実験装置

(3) 信号の大きさに対する利得の飽和は実験によっても確かめる事ができた。

(4) 液体レーザーにより大出力レーザーを製作す る場合には信号による飽和を考慮すれば、効率のよ いレーザーができる。すなわちレーザー入射断面積 をできるだけ大きく取り、媒質長を短かくして飽和 を生じさせないようにしながら増幅を行うこと。

飽和の問題があるため、本質的には蓄積エネルギ ーの大きく取れるガラスレーザーの方が、大出力レ ーザーに適していると言える。ディスクレーザーの ように大口径で、媒質長が十分取ることができない ような場合には、むしろのの大きい方が効率が良く なるわけで、製作上の問題、冷却の問題はあるが、 液体レーザーをディスクレーザーに用いることはレ ーザー特性上かなっていると思われる。

# §8.5 異なったレーザー媒質間の増幅 8.5.1 まえがき

レーザー増幅器としては同一媒質間の増幅が望ま しい。それは螢光のピークが一致しているため利得 が最も高いからである。他方同じNd<sup>3+</sup>をドーブし たレーザーでも母体の差からガラスレーザー,液体 レーザー等では螢光のピーク波長が多少共ずれる。 こういったピークがずれているレーザー媒質間での 増幅特性を調べることは、利得の面では大きな興味 はないが、スペクトル的なふるまい、すなわち均一 とか,不均一な広がりがどの程度かを調べる には意義ある。増幅の過程を理論的に解析す るには,光子束,逆転密度のrate方程式に 波長依存性を入れる必要が出るし,スペクト ル的な緩和も考慮する必要が出て来るので, 現実には非常に複雑な式となってしまい,解 析がむずかしい。このため筆者は増幅実験を 直接行うことにより,実験を通じてのスペク トル的なふるまいの考察を行なった。

8.5.2 SeOCl<sub>2</sub>レーザーによるガラスレ ーザー光の増幅<sup>14),15)</sup>

第8-28図に SeOCl<sub>2</sub> レーザーと 2種類の組成 を持つガラスレーザーの発振スペクトルを示す。第 8-28図 から分るように SeOCl<sub>2</sub>レーザーはバリ



第8-28図 SeOCl<sub>2</sub>,ガラスレーザーの
 発振スペクトル。右端の3本の線は水銀光である。

ウムクラウンガラスとシリケートガラスの両方の発 振波長に overlap する発振を有していない。増幅 段には媒質長が 30 cm の SeOCl<sub>2</sub> レーザーで Nd<sup>3+</sup> イオンは 0.056 Mol / l,発振段にはシリケ ートガラス、バリウムクラウンガラス、SeOCl<sub>2</sub>, の3種のレーザーを用いた。第8-29図 は得られ た増幅率を示す。これから得られる興味ある結果は、





発振のスペクトルが異なるにも拘わらず利得が得ら れるということである。第8-30図は増幅前後に おけるレーザー光のスペクトルを示す。増幅された レーザー光のスペクトル中には第8-30図(c),(d) のように特に強く増幅された線がみられる。発振段 のみのベルス中にも存在していた線がさらに強くな っている。これは増幅器である液体レーザーのスペ クトルがかなりの程度均一であり、このためにエネ ルギーが特にあるモードに集中するものと考えられ る。

8.5.3 POCl<sub>3</sub>レーザーによる Tuning 光の増幅<sup>13)</sup> 第4章で確立した ガラスレーザーの Tuning の技 術を用いて発振スペクトルを広範囲に変化させた増 幅実験を行なった。 第8-31図に装置図を示す。 Tuning は  $25\mu$ のマイラーをスペーサーとしたエ タロン板によって行なった。発振スペクトルは第4 章の第4-5図(a)に示す如く発振スペクトル幅約6 Åで, 10MWの出力パルスを 200Åにわたって 発生した。共振器内のレンズ系はエタロン損傷をお さえるためである。増幅段の仕様は次の通りである。 POC1<sub>3</sub> セルは長さ 30 cm, 有効径 8 mmのもの を用いた。また比較のためガラスレーザー(ソーダ ライムシリケート)の 20 mm<sup>9</sup> × 300 mm<sup>1</sup> のもの も用いた。 Nd<sup>3+</sup>イオン濃度は各々 0.3 Mo1/1,



- 第8-30図 増幅後のレーザー光分光写真
  - (a) 入射光
  - (b) 増幅光(2重写し)
  - (c) 增幅段 4.9 KJ 励起
  - (d) // 6.4 KJ 励起



第8-31図 Tuning 光増幅の実験装置図

1.5 wt %とほぼ同様の濃度である。第8-32図 は実験結果である。一見すればガラスレーザーに比 べて POCl<sub>3</sub> 液体レーザーはその利得曲線が平担な



第8-32図 Tuning 光の増幅

ようにみえる。これを螢光から求めた利得曲線と比較した結果を第8-33図(a),(b)に示す。明らかに POCl<sub>3</sub>レーザーの方が平担な利得特性を有するこ とがわかる。同時にガラスレーザーにおいては2K Jと3KJのポンピングに対する利得の波長特性が

> 完全に一致していることが注目される。 またPOCl<sub>3</sub> レーザーにおいては1. 065 μの螢光の肩も実験に表われてい るように実験データーの信頼度が相当 高いことを示すと共に,螢光からの利 得曲線にくらべて増幅利得が上まわっ ている。

これ等2つの結果についてはレーザ ー媒質の根本的なイオンのエネルギー 準位内の状態移動が関係していると考 えられるが、本実験においては増幅器 の増幅前後の螢光から増幅時のLine

Shape を測定するといった過程を欠いているので、 どのようなメカニズムが存在するかについては推測 の域を出ない。しかし増幅特性の波長依存性は本実



Wavelength ()<sup>µ</sup>)

# (b) 増幅器ガラスレーザーの場合

験から基本的には通常の利得曲線に沿っていること が明らかにされた。 8.5.4 むすび

以上まとめると次の通りである。

(1) 螢光のピークが異なるNd<sup>3+</sup>レーザー間の増 幅実験を行なったが、ほぼ螢光曲線に応じた増幅率 が得られた。

(2) POCl<sub>3</sub>液体レーザーはスペクトル的にガラ スレーザーよりも均一と考えられる。

# §8.6 液体レーザーにおける非線形光学現象

8.6.1 まえがき

この節では可飽和色素のモードロッキングによる Nd<sup>3+</sup>: POCl<sub>3</sub> レーザーのビコ秒パルス発生なら びに液中の非線形効果についてのべる。モードロッ クパルスはビーク値が高く、レーザー媒質中で種々 の非線形光学的効果をもたらす。 POCl<sub>3</sub>は液体で あり, 非線形効果はガラス等の固体より大きいと考 えられ,大出力レーザーにおいては損失となる可能 性が大である。このためレーザー発振時に おける 誘導 ラマン 散乱について 調べた。また,液 の非線形屈折率  $n_2$ を評価した。そして非線形光学 効果により生じる大出力レーザーへの問題点を明ら かにした。

8.6.2 ピコ秒光パルス発生

第3章でのべたように安定なビコ秒を発生するた めの条件は $\frac{1}{\Delta \nu} \simeq \tau_p \gg \tau_b$  である。ここで $\tau_b$ は可飽和色素の上準位の寿命,  $\Delta \nu$ は発振開始時の スペクトル幅,  $\tau_p$  はスペクトル幅 $\Delta \nu$ により生じ るノイズパルスのパルス幅である。 $\tau_b \simeq 10 \text{ ps}$ とおこう。液体レーザーのノーマル発振幅が第8-11図より $\Delta \lambda = 4$  Å とすると $\Delta \nu = 1.08 \times 10^{13}$ Hz,  $\tau_p = 9.4 \text{ ps}$  となる。発振開始時には gain narrowing がおこり,  $\Delta \nu$ はもっと狭くなるから 上の条件はほぼ満たされることになる。

実際,液体を用いてモードロックの実験を行った 時にはガラスレーザーよりも安定したモードロッキ ング波形が得られた。第8-34図に実験装置図を



第8-34図 液体レーザーモードロックパルス発生装置

示す。可飽和色素とミラー間によって生じるサイド パルスを除くため可飽和色素セルをミラーに密着さ せたものを用いた。すなわちセルは片側の窓が全反 射ミラーになっており、他方は外側がブリュスター 角になったガラスプロックを用いた。セル厚さ1mm である。光軸合わせ用のHe-Ne レーザーと 1.052 μの発振波長によるガラスブロックの分散との較正 のために色素セルはマイクロメーターヘッドで微調 可能となっている。得られたシンクロスコープ写真 の一例を第8-35図に示す。特徴的な事は、YAG レーザーの場合と異なり包絡線の長さが非常に長い ことであり、300ns以上パルスが経続するのが常 であった。ガラスレーザーの場合は,非線形屈折率 n,の効果のために自己位相変調がもたらされ、これ が原因で, gain limiting が起こり, 包絡線が 長くなると説明されている。16)液体レーザーに於い



第8-35図 モードロックパルス列 50ns/div

ては誘導ラマン,自己位相変調等の非線形効果がガ ラスよりも大きく起こるであろうことは十分予測で き、このために包絡線が長くなっているのであろう。 非線形効果についてはさらに次節でくわしく説明す る。さてパルス幅は2光子螢光法で測定された。こ れを第8-36図に示す。大体30ps 位いのパル スが得られた。この値は共振器の構成によりモード セレクト効果がかなり変わるために、一定なもので はないが、ガラスレーザーとYAGレーザーで得ら れたパルス幅の中間にあることは、発振スペクトル から考えても納得のゆくものである。

ベルス幅が時間的にどのように変化をしているか を調べるには高調波発生法による方法を用いるのが 便利である。<sup>17)</sup> 実験装置図を第8-37図に示す。 原理をのべる。ホトダイオード(P.D.) とシンク ロスコープ(CRT)の組み合せでは時間応答がた かだか1ns前後である。従って数10ビコ秒のベ ルスは積分されてしまい、シンクロスコープ上での 高さはエネルギーを示すことになる。基本波、2倍 高調波の強度波形を $w_f(t)$ , $w_s(t)$ とする。シンク ロスコープ上のそれぞれのエネルギー強度を $w_f$ ,  $w_s$ とおくと、高調波発生の変換効率7は次式で表 わされる。



第8-36図 2光子螢光パターン



第8-37図 高調波発生装置図

$$\eta \propto \frac{w_{\rm s}}{w_{\rm f}^{2}} \propto \frac{\int w_{\rm f}(t) w_{\rm f}(t) \, \mathrm{d} t}{\left\{ \int w_{\rm f}(t) \, \mathrm{d} t \right\}^{2}} \tag{8-18}$$

 $\gamma$ はパルス幅に逆比例することになる。従がって $\gamma$ を各パルス毎に測定してゆくことにより,そのパル ス幅の変化が推測できる。第8-38図に得られた シンクロスコープ写真を示す。基本波に対し,高調 波の方は共振器の通過時間( $I_{e}$ )だけ遅延させ同 ーのホトダイオードに入れた。第8-39図 a にそ の変換効率  $w_{s}/w_{f}^{2}$ を示す。横軸は各パルスに対 する時間を示す。またべつのシンクロ写真からは b のようなものが得られた。すなわち完全な再現性は ないが,常にパルス列の前部では変換効率が高く, 後部で小さくなる傾向がみられる。これより明らか



第8-38図 基本波,高調波のモードロック バルス列 (50ns/div)全体 にビークの小さい方が高調波光 である。



第8-39図 モードロックバルス列に対する 高調波の変換効率の変化

に前部ではパルス幅が狭く,後部にゆくほどパルス 幅の広がりが起っているように思われる。ただしガ ラスレーザーにおいては,Letokkov等は, これ はパルス幅が広くなるのではなく,ビーク値の低い 何本かの狭いパルスから構成されているのであると 説明し,実際に高速写真でそれを示している。また その原因はガラスレーザー内部で生じる非線形損失 効果のためであるとしている。筆者等の場合は高速 カメラでの観測は行なわなかったので,パルス幅が 広がっているのか,多重パルスから構成されている のかはいえないが,非線形損失効果は十分に考えら れるため,ガラスレーザーと同様な多重パルス構造 に近いのではないかと思われる。

8.6.3 非線形光学効果

この章ではモードロックパルスを用いた無機液体 レーザーの非線形光学効果の研究結果についてのべ る。大出力レーザーを前提とする場合,誘導ラマン 効果,自己位相変調等の効果はパワーを減少させる ことになる。

 $POCl_{3} \cdot ZrCl_{4}$  液体レーザーでは溶媒の POCl\_3 が  $C_{3r}$  の対称性を持つ非等方物質であり、高い分極を示すため、非線形感受率が高いと考えられ、非線形効果については十分の検討をする必要がある。

(1) 誘導ラマン散乱

無機液体レーザーの自然及び誘導ラマン散乱断面 積の詳細な実験は Alf ano 等によって報告されて いる。<sup>18)</sup>また誘導ラマン,誘導ブリリアン散乱の 値を求めている。筆者がここで行なった実験は,実 際の無機液体レーザーを可飽和色素によってモード ロック発振させ,その結果発生する誘導ラマン散乱 光の挙動を調べ,これがいかにモードロックパルス 発生のメカニズムと関連しているかを調べた。

レーザーセルは第8-37図 で示したもので、両 端面はフリュスター角ではなく数度光軸よりはずれ ているものである。セル内経8mm<sup>Ø</sup>,長さは30cm であった。共振器長は 150cm にとった。まず誘導 ラマン光を回折格子分光器と Kodak 1-Z 赤外フ ィルムを使って測定した。写真とデンシトメーター トレースを第8-40図に示す。(b)からスペクトル の半値幅を求めると、レーザー光で51 cm<sup>-1</sup>、スト ークス光で32cm<sup>-1</sup>であった。このスペクトルの広 がりは Shot 毎に異なった。しかしレーザー光の広 がりとストークス光の広がりには大きな相関があっ た。第8-40図からストークス光の波長を測定す ると1.1074 $\mu$ となり、ラマンシフト 494 cm<sup>-1</sup>が 得られた。これはAlfano等の測定と一致する。<sup>18)</sup> アンチストークス光, 高次ストークス光は1-乙フ ィルム上では得られなかった。1次のアンチストー クス光の発生波長は丁度可飽和色素の吸収体にかか っているため吸収されてしまって誘導光として成長 しないのではないかと考えられる。大体共振器内部 でのレーザー強度が 200~400 MW/cm<sup>2</sup>位いから, 強い誘導ラマン光が得られるようであった。

次にPOCl<sub>3</sub>・ZrCl<sub>6</sub> レーザーのモードロック パルス列におけるラマン光変換効率の時間的変化を 調べるのに、第8-41図に示す装置を用いた。発 振光の1部と,分光器により取り出された誘導ラマ ン光を光学遅延を用いて同時観測した。得られた波 形を第8-42図に示す。出力パワーレベルは、(a) の場合で1GW/cm<sup>2</sup>,(b)で約0.5GW/cm<sup>2</sup> である。 包絡線が時間的にはやい変化をしている方が誘導ラ マン光の方である。これより、ラマン変換効率を示 したのが第8-43図である。 $I_{R}( = \gamma \cdot \chi), I_{L}( \nu - \psi - \chi)$ をシンクロスコープ上でのピーク値(応答の都合上シグナル は積分されておりエネルギーを観測している)とし, その比  $I_{\rm B}/I_{\rm L}$  を縦軸に示した。このようにShot 毎のばらつきはあるが、変換効率はパルス列の初め では高く、終りの方では低いことで一致している。 この現象は、液体セルにルビーレーザーやガラスの SHG 光を照射し, 共振器外部で誘導ラマン光を発 生させた時にも報告されている。19)原因としてはモ ードロックパルス列自体が生長するにつれて自己位 相変調の効果によりスペクトルが広がり出し、この 結果スペクトル当りのラマンゲインが低下するため





第8-40図 レーザー光とラマン光のスペクトル分光写真

と云われている。共振器内部においても同様の現象 が起っていると考えられる。

さらに注意すべきことは第8-42図の(c)におい て、パルス列の後半部では、レーザー光の方は単一 のパルスに見えるのが、誘導ラマン光の方は2つの パルスになってしまっていることである。くわしい

ことはわからないが,たまたまレーザー光の方は多 重パルス構造を持っていてもピーク値の加減からシ ンクロスコープ上では積分されて1本に見えたもの が,誘導ラマン光においては,かならずしもレーザ ー光のピークと一致した強度にならなかったため, 多重パルス構造が表面化したものと考えられる。



第 8-41図 誘導ラマン散乱の時間的変化 測定装置



(a)



(b)

第8-42図 レーザーバルス列とストークスパルス列 (50ns/div)

このように誘導ラマン効果を調べることにより, 液体レーザーのモードロックバルス列も,ガラスレ ーザー等と同様な非線形効果によるバルス幅の変化 の効果を受けていることがわかった。 (2) 非線形屈折率 n2の測定

液体における非線形屈折率は一般に固体よりも大きく、 レーザー光の自己位相変調、Self-focusing 等の問題解析に重要な値である。 この節では POCl<sub>3</sub> ・ Zr Cl<sub>4</sub> レーザー媒質の非線形屈折率  $n_2$ の測定に ついてのべる。

光と相互作用する物質の非線形分極**P<sup>NL</sup>のうち入** 射光と同じ**ω**成分をもつ項のみ問題とすると

$$\mathbf{P}^{\mathrm{NL}}(\omega) = \boldsymbol{\chi}_{3} \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}^{\star}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \qquad (8-19)$$

で表わされる。(ただしこれより高次の項は省略) ここで  $\chi_3$ は3次の非線形感受率である。物質の屈

折率 n は,線形屈折率  $n_0 = \sqrt{\varepsilon_0 + \chi_1}$ とおいた時

$$n = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{\epsilon_0 + \chi_1 + \chi_3} |\mathbf{E}|^2$$
$$\simeq n_0 \left(1 + \frac{\chi_3}{2n_0} |\mathbf{E}|^2\right)$$
で表わされ、 $n_2 = \chi_3 / 2n_0$  とおくと

 $n = n_0 + n_2 |E|^2$  (8-20)

を得る。光電界と相互作用している物 質中で、マックスウエルの方程式

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} = \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{P}^{NL}}{\partial t^{2}}$$

を Z 軸を光軸として電界についてとく と

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{0} \exp \left( \mathbf{i} \mathbf{n}_{2} | \mathbf{E}_{0} \right)^{2} \mathbb{Z} / \mathbf{n}_{0}$$

$$(8-21)$$

を得る。これは光の強度に比例し、位 相のずれを生じることを表わしている。

即ち位相速度が光強度が高くなる程減少して物質中 で光が収束してゆくことを示している。

物質中でレーザー光がセルフフォーカスするまでの距離fと入射光との関係は次式で表わされる。<sup>20)</sup>



弟8-43図 モートロックハルス列におりる 誘導ラマン散乱光への変換率

$$f = \frac{1}{4} D \left(\frac{n_0}{n_2}\right)^{1/2} < E^{-1}$$
 (8-22)

ここでDは入射半径、<E>は入射光電界の平均値。 (8-22)からfとD、<E>を測定すれば媒質の $n_2$ は求まる。しかし<E>を実験的に正確に求める ことはめんどうであるから、既に $n_2$ が知れている物 質を参照に用い、等しい入射レーザー光を照射する 方法をとる。すなわち(8-22)式は $f_{sample}$ と f<sub>Ref</sub>の比から

$$\frac{f_{sam}}{f_{Ref}} = \left(\frac{n_0}{n_2}\right)_{sam}^{1/2} \cdot \left(\frac{n_2}{n_0}\right)_{Ref}^{1/2}$$
(8-23)

となりセルフォーカス長比からn2が求まる。

セルフフォーカス長 f の測定には 3 光子螢光法 (3 PF)<sup>21)</sup>を用いた。 3 P F 強度はレーザー光強 度の 3 乗に比例し,セルフフォーカスしているレー ザー光強度は光の径の 2 乗に反比例するから,結局 光径の 6 乗に 3 P F 強度は反比例することになる。 従って非常に感度良くセルフフォーカス長を測定で きる。

実験装置図を第8-44図に示す。モードロック パルス発生には前節でのべたのと同じ発振器を用い



#### 第8-44図 セルフフォーカスを用いた n<sub>2</sub> 測定装置

た。またビークパワーを高めるため増幅器 8%300'mm を加えた。出力は約1GWであった。3光子吸 収体としては反応性の高い POCl<sub>3</sub>中でも安定であ り、3500Å に吸収帯を持つシンチレーターとし て一般に用いられている BBOT を用いた。第8-45図に POCl<sub>3</sub>, CS<sub>2</sub>にとかした時の発光及び吸 収スペクトル特性を示す。なお、 BBOT 以外のシ ンチレーターも POCl<sub>3</sub>にとかしてみたが反応が起 こり使用できなかった。参照容液には Optical Kerr 定数Kがすでに既知であるCS<sub>2</sub>を用いた。 CS<sub>2</sub>ではK=32.6×10<sup>-8</sup>となりKと n<sub>2</sub>との関係は



(a) 溶媒 POC1,



(b) 溶媒 CS,

第8-45図 溶媒中における BBOTの吸収, 発光特性

 $\mathbf{n}_2 = \frac{1}{3} \mathbb{K} \lambda \tag{8-2.4}$ 

で表わされるから  $n_2(CS_2) = 11.4 \times 10^{-12}$  e su (at 1.052µ)となる。以上の条件で 第8-44 図 にて POCl<sub>3</sub>, CS<sub>2</sub>にそれぞれ レーザー光を入射す ると、ある距離でセルフフォーカスが生じ、強い 3 光子吸収が起こって発光する。これを横からカメラ で写して fを求めた。 3PF用のセル寸法は 20 mm<sup>¢</sup>×100mm<sup>l</sup>であり、 POCl<sub>3</sub>、 CS<sub>2</sub> 溶解に B BOTを約 10<sup>-3</sup> Mo 1/l とかしたものを入れた。 3PF パターンは Kodak 2475 Recoding Film で記録した。結果を第 8-46 図 に示す。各々のセ ルフフォーカス長を測定すると $CS_2$  で2.9 cm, POCl<sub>3</sub>で8.2 cmとなった。また $n_0=1.63(CS_2)$ , 1.47(POCl<sub>3</sub>)であるから、(8-23)式から POCl<sub>3</sub>に対し、 $n_2=1.33\times10^{-12}esu$ が得られた。

B. La cour 等はガラスレーザーQスイッチパルス (40ns 半値幅)を用いて Optical Kerr定数を 決める方法から POCl<sub>3</sub>の  $n_2$ を求めている。<sup>22)</sup>彼等 によると  $n_2$ = 0.72×10<sup>-12</sup> suであり筆者が得た値 よりやや小さい。Kerr定数から  $n_2$ を算出する際に 用いた係数の違いによるものと思われる。POCl<sub>3</sub> の  $n_2$ =1.33×10<sup>-12</sup> esu の値は CS<sub>2</sub> の $n_2$ =11.4 ×10<sup>-12</sup> esu よりは1桁小さい。しかし Duguay 等が BK-7 ガラスに対して測定した  $n_2$ =1.8× 10<sup>-13</sup> esu より逆に1桁大きい。これは液体レーザ ーが、ガラスレーザーに比較して、非線形光学効果 を起こしやすいことを意味している。

8.6.4 むすび

この節で得られたことがらをまとめる。

(1)  $Nd^{3+}$ : POCl<sub>3</sub>·ZrCl<sub>4</sub> レーザーを用いて, 可飽和色素によるモードロックパルス発生を試みた。 パルス幅約 30 ps のものが得られた。ガラスレー ザーより安定な発振であった。

(2) 高調波発生法によりピコ秒パルス列における パルス幅の変化を調べた。ガラスレーザーと同じよ うにパルス列の前半では2倍高調波発生の効率が高 く,後半になる程,その効率は下がった。非線形効 果が作用しているためと考えられる。

(3) 共振器内部における誘導ラマン散乱光の時間 的変化を測定した。ラマン光変換効率はモードロッ クパルス列の前半で大きく,後半になるほど小さく なった。この測定からもモードロックパルスの非線 形効果による劣化(小さなピークのパルスが多発す る現象)がいえる。

(4) 誘導ラマン散乱の閾値は 200~400 MW/cm<sup>2</sup>
 であった。

(5) 3光子螢光法によるセルフフォーカシング



を用いて POCl<sub>3</sub>の非線形屈折率  $n_2$ を測定した。  $n_2 = 1.33 \times 10^{-12} esu$  が得られた。 この値は BK - 7等のガラスより 1 桁高いものであり, POCl<sub>3</sub> レーザー中で非線形効果が起こりやすい事を意味す る。

# §8.7 まとめ

無機液体レーザー、特にPOCl<sub>3</sub>を溶媒とした液体 レーザーを中心にその諸特性をガラスレーザーと比 較しながら調べ、大出力レーザーへの可能性を検討 した。

液体レーザーはガラスに比し、誘導放出断面積が 大であり、高効率なレーザーである。また液体であ るから容易に大型の素子が製作可である。逆に増幅 率の飽和や、非線形光学効果が、ガラスレーザーよ り起こりやすい。これ等のことから、単位面積当り のパワー密度が数100MW/cm<sup>2</sup> 位いにおさえた、 中型級の増幅器には効率のよいレーザーとして適し ていると考えられる。

# (参考文献)

(a)

 $(\mathbf{b})$ 

- 1. A.Heller : Appl. Phys. Letters
  9 106 (1966)
- E.J.Schimitscheck : J.Appl. Phys. 39 6120 (1968)
  - C. Brecher and K.W. French : J. Phys. Chem. 73 1785 (1969)
- M.N. Tolstoi, E.I. Lyubimov and I.M. Batyaev : Opt. & Spect. 28 389 (1970)
  - 5. E.J.Schimitscheck and J.A. Trias : IQEC 1970 Kyoto
  - 6. D. Findilay and R.A. Clay : Phys. Letters : 20 277 (1966)
  - 7. H. Samelson etal : J. Appl. Phys. 41 2459 (1970)
  - 8. H. Samelson, A. Heller and C. Brecher : J. Opt. Societ.

America 58 1054 (1968)

- 9. P.Mauer : Appl. Opt. 3 433 (1964)
- V.R. Belan, V.V.Grigoryants and M.E.Zchabotinski ; IEEE J.Quant. Elect. QE-3 11 (1967)
- 11. V.V.Grigoryants : private communication
- 12. V. V. Grigoryants, M. E. Zhabotinski and V.M. Markushev : J. Appl. Spectrosc. 14 73 (1971)

(U.S.S.R. in Russian)

- M. Hongyo, T. Sasaki, Y. Nagao, K.
   Ueda and C. Yamanaka : IEEE J.Quant. Elect. QE-8 192 (1972)
- 14. C. Yamanaka, G. Yamaguchi, T. Sasaki, T. Yamanaka : 7 th Int'l Conf. MOGA, Hamburg, (1968)
- T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi and C. Yamanaka : Japan J. Appl.

127

Phys. 8 1037 (1969)

- 16. M.A. Duguay, J.W. Hansen and S.L. Shapiro : IEEE J. Quant. Elect. QE-6 725 (1970)
- W.H.Glenn and M.J.Brienza : Appl. Phys. Letters 10 221 (1967)
- 18. R.A.Ifano, A. Lempicki and S.L.
  Shapiro : IEEE J. Quant. Elect.
  QE-7 416 (1971)

- 19. R.L.Carman and M.E.Mack : Phys. Rev. A 5 341 (1972)
- 20. P.L.Kelly : Phys. Rev. Letters 15 1005 (1965)
- 21. M.R. Topp and P.M. Rentzepis : J. Chem. Phys. 56 1066 (1972)
- 22. B.Lacour and J.P.Pocholle ; IEEE J.Quant. Elect. QE-8 456 (1972)

著者は核融合プラズマ生成のための大出力レーザ ーの建設を目的としネオジムイオンを添加した, ガラスレーザー, YAGレーザー, 無機液体レーザ ー等について, その特性を調べ,大出力化のための 工学的諸問題点を明らかにし技術開発を行なった。 実験および理論的考察により得られた結果を総括す ると次のよりになる。

## (第2章)

(1) ナノ秒光パルスの発生に内部変調法と外部変 調法の両方を実験し比較検討した。その結果,外部 変調法が安定で,パルス幅も変化させやすいことが わかった。

(2) 加圧式のレーザートリガーギャップを製作したが、立ち上り時間が lns 以下でかつ l0~20 KV に及ぶ矩形波電圧をレーザー光に同期させ発生 することができた。

 (3) レーザートリガーギャップとKDPポッケル セルの組み合わせによりパルス幅2nsから30ns
 までの任意のナノ秒光パルスを発生することができた。

## (第3章)

 (1) 可飽和色素のQスイッチ動作をWagner & Lengyel Model に従がって解析した。解析の結果 得られたピーク値,半値幅はほぼ,実験結果と一致 していた。

(2) ガラスレーザーのピコ秒光観測に2光子吸収 法と、二硫化炭素を用いた光カーシャッター法を用 いた。得られたパルス幅は約20ps であり、両者 共ほぼ同一の値が得られた。

(3) 可飽和色素によるピコ秒光発生におけるサテ ライトパルスの生じる原因は共振器内部のモードセ レクト効果に基づいていることがわかった。単一ビ コパルスにするにはモードセレクト作用を除去する ことが必要である。

(4) 超高速ストリークカメラによるピコ秒光観測 を行なった。十分の時間分解を持たせるためにはス トリーク管単独では不可能で、イメージインテンシ ファィアを付加することが必要であることがわかった。

(5) ポリメチン系の可飽和色素の改良を行なった。
 NDL 112(日本感光色素社製)は、従来の Kodak
 社のものよりも光劣化特性において良好な結果を示した。

(6) 可飽和色素に用いられる Ni-Complex の 溶媒のうち  $CH_2 I_2$  が従来報告されていた溶媒  $C_2$ H<sub>5</sub> I よりもより安定であることを見い出した。

(?) 可飽和色素による安定な再現性のあるピコ秒 パルス発生法について考察した。これに基づきYA 10<sub>3</sub> レーザーを使った安定なモードロックレーザ ーを作製した。短期間(数時間)にわたり再現性の よいモードロック波形が得られた。長期間(数日) にわたる場合は色素の劣化が問題となる。

(8) 種々の厚さのサファイアエタロン板を共振器 内部に挿入することにより 80~110 ps の任意の パルスを発生させることができた。

#### (第4章)

(1) 回折格子を用いガラスレーザーの発振波長の 同調を行なった。 350 A 以上にも及ぶ広範囲のチ ューニングが可能であった。

(2) 回折格子のレーザー損傷閾値は約1MW/cm<sup>2</sup>
 (30nsパルス)であった。

(3) エタロン板によりQスイッチモードでのチュ ーニングを行なった。  $25\mu$ m のスペーサーに対し て Free Spectral Range (約200Å)に相当 する範囲でのチューニングが取れた。発振スペクト ル幅は約 5.7 イ であった。

(4) エタロン板による共振器のバンド幅の評価を 行ない, Gain Narrowing の式と測定された発 振スペクトル幅からQスイッチパルスが発生するま での時間を評価した。 270 nsの値が得られたが, この値は計算機モデルから考えてほぼ妥当な値であ る。

#### (第5章)

(1) レーザーガラスにおける誘導放出断面積,損失係数逆転密度等の増幅パラメーターの測定を行なった。誘導放出断面積は増幅のふるまいを大きく決定するバラメーターであるので、吸収法と螢光変化法の両方での測定を行なった。螢光変化法は縮退度を仮定する必要がないのでより正解であると思われる。

(2) ガラスレーザーをスペクトル的に均一な広が りを持つとみなし、光子束と逆転密度に対するrate 方程式をたて求めた増幅パラメーターを用い解析し た。

(3) 直径 20mm<sup>Ø</sup>, 長さ 300mm<sup>I</sup> のガラスロッ ドを用いた増幅の実験を行なった。レーザー光の立 ち上りの異なるパルスについての増幅実験を行なっ たが,得られた結果は理論値とほぼ一致していた。 この結果からさらに大きな増幅器の解析に対しても 得られた結果は適用できるといえる。

## (第6章)

(1) 白金混入していないレーザーガラスの損傷に はレーザーによるガラスプラズマの発生が本質的な 役を演じる。プラズマの発生は多光子吸収で生じた 初電子が,逆制動輻射により加速され電子なだれを 生じることにより引き起こされる。プラズマ発生に 必要なレーザーパルスの大きさの閾値はパルス幅が ナノ秒以上ではパワー一定,ピコ秒以下ではエネル ギーー定の特性を持つ。

(2) ガラス表面ではプラズマの膨張により衝撃波

が発生しそのために空気の電離が引き起こされる。 プラズマはレーザービームの進行方向と逆の方向に より強く膨張するため、ビームの出口のガラス表面 に衝撃波が強く発生し、このためクラックが発生す る。入口では巨視的なクラックは発生せず、顕微鏡 で認められる程度の網目状のマイクロクラックが生 じる。

(3) 加熱されたレーザープラズマのふるまいはガ ラスの内部と表面で大きく異なる。内部ではプラズ マは閉じ込められ高圧化してスペクトルは帯状を呈 す。表面ではプラズマの膨張が観測され、その速度 は約5×10<sup>6</sup> cm/secであった。スペクトルは線ス ペクトルであった。

(4) 白金混入のないガラスで最も損傷しやすいの は表面であり、表面の損傷耐力のすぐれたガラスが 必要である。フッ酸による表面処理は損傷閾値を約 1.4倍上昇させた。

#### (第7章)

(1) ガラスレーザー増幅の計算機解析に基づき核 融合プラズマ生成用大出力ガラスレーザー装置を設 計,建設した。発振段, バルス波形整形器,前置増 幅器2段,主増幅器5段, ブースター増幅器(ディ スクプリアンプとディスクレーザーよりなる)から 構成されている。出力は2nsのパルスに対し250 Jであった。

(2) 増幅段間のカップリングによる螢光増幅光を 減少させるには増幅段間の距離を十分にとる必要が ある。上述の装置では発振段から最終のディスク増 幅段まで約50mの距離をとった。

(3) レーザー光が大出力化するにつれ, レーザー ビーム径を大きくしてゆく必要がある。均一励起を 得るためとレーザーガラスの冷却上の問題から最終 段(口径8 cm)は新型のディスクレーザーを用い た。

(4) ディスクガラス内部での螢光増幅と寄生発振 をおさえ著積エネルギーを十分に得るために,ディ スクガラス周辺にブラックソルダーガラスをまき, 螢光の吸収をはかった。ディスク周辺がすりガラス 状の時には0.3 J/cc以上の蓄積エネルギーを得る ことが不可能であったが, ブラックソルダーガラス により0.38 J/cc まで得ることができた。

(5) 大入力信号に対し8枚のディスクガラスで約 2.3倍の利得を得た。これは設計値の約2倍の効率 であった。プロトタイプのディスクレーザー装置に 比し、ランプ等をクローズドタイプにしたためこの ような高い効率が得られたと思われる。またディス クガラスの径方向に対し一様な励起がなされている ことが確かめられた。

(6) 大入力フラッシュランプの回路の最適設計を 行なった。またランプの爆発破壊について考察した。 特にレーザーヘッド内における多数ランプの同時点 火はしばしば非常に低い電気入力で破壊を生じたが、 これは音響波ショックの重なりのためと考えられる。

(7) 光アイソレーターとして、ユニガイドスリット、ファラデーローテーターを開発した。ファラデ ーローテーターはThin Film Polarizerを用いたので大口径(6 cm<sup>Ø</sup>)のものが製作可能であった。 Extinction Ratio は 20 dB 以上であった。

(8) フレネル回折防止用に非球面レンズと吸収体 を組み合わせたソフトアパチャーを開発した。エネ ルギー透過率が75%と高く、しかも10mはなれ た点でガウス型ビームに対し殆んどフリンジなしの パターンを作ることができた。

(第8章)

(1) 液体レーザーの螢光寿命,損失係数,誘導放 出断面積 $\sigma$ ,レーザーターミナルレベルの寿命で等 のレーザーパラメーターの測定を行なった。これ等 のうち特に $\sigma$ とては今までに測定されていなかった。 共に螢光変化法を用いて測定したが、 $\sigma$ は $8\times10^{-20}$ cm<sup>2</sup>とガラスレーザーの場合の約4倍の値が得られ た。またでは 5ns 以下と評価された。

(2) 測定したレーザーパラメーターを用い光子束

と逆転密度に対する rate 方程式をたて増幅のふる まいを解析した。その結果、ガラスレーザーと比較 した時小信号時には利得が大であるが、大信号にな るほど利得の飽和が大きく生じてくることがわかっ た。この差は誘導放出断面積の大きさの差による。 またこの利得の飽和は実験によっても確かめること ができた。

(3) 液体レーザーにより大出力レーザーを製作す る場合には信号による飽和を考慮すれば効率のよい レーザーができる。すなわち設計上レーザー入射断 面積をできるだけ大きく取り, 媒質長を短かくし飽 和を生じさせないようにしながら増幅を行うのがよい。

(4) 螢光のピークが異なる Nd<sup>3+</sup> レーザー間の増 幅実験を行なったが,ほぼ螢光曲線に応じた増幅率 が得られた。

(5)  $Nd^{3+}$ : POCl<sub>3</sub> レーザーを用いて可飽和色 素によるモード同期パルス発生を試みた。パルス幅 約 30 ps のものが得られた。ガラスレーザーより 安定な発振であった。

(6) 高調波発生法によりピコ秒パルス列における パルス幅の変化を調べた。ガラスレーザーと同じよ りにパルス列の前半では2倍高調波発生の効率が高 く,後半になる程,その効率は下がった。非線形効 果が作用しているためと考えられる。

(7) 共振器内部における誘導ラマン散乱光の時間 的変化を測定した。ラマン光変換効率はモードロッ クバルス列の前半で大きく,後半になるほど小さく なった。この測定からもモードロックバルスの非線 形効果による劣化が云える。誘導ラマン散乱の閾値 は200~400 MW/cm<sup>2</sup>であった。

(8) 3光子螢光法による セルフフォーカシング効果 を用いて POCl<sub>3</sub>溶液の非線形屈折率  $n_2$ を測定した。  $n_2=1.33\times10^{-12}esu$ が得られた。この値は BK-7等 のガラスより1桁高いものであり、 POCl<sub>3</sub> レーザー 中で非線形現象が起こりやすいことを意味する。

以上の結果により大出力レーザーの設計基準が明らか になり、技術的問題点の多くを解決することができた。

131

本研究の遂行に際し,終始懇篤なる御指導,第鞭 達を賜わった山中千代衛教授に深厚なる謝意を表し ます。大学院在学中および本学電気工学教室におい て御指導,御教示を載いた,故山村豊教授,西村正 太郎教授,犬石嘉雄教授,藤井克彦教授,川辺和夫 教授,宅間宏教授,横山昌弘教授,木下仁志教授, 鈴木辟教授に謝意を表します。

また著者が学部4年次より終始変らぬ指導,討論 ,激励を戴いた山中龍彦助教授,中井貞雄助教授, 井沢靖和助教授,故山口元太郎助教授に謝意を表し ます。

さらに熱心な協力を戴いた大出力ガラスレーザー 開発研究会のメンバー,大阪工業試験所第4部長上 開発研究会のメンバー,大阪工業試験所第4部長上 野力氏,三菱電機中央研究所所長喜連川隆氏,旭硝 子研究所石山正彦氏,ウジオ電機研究室室長広井得 輔氏,および保谷硝子技術研究所所長泉谷徹郎氏に 謝意を表します。

また各種のモードロック用色素の提供を戴いた日 本感光色素研究所伴野賢氏に感謝します。

終りに山中研究室において研究生活の苦楽を共に し、熱心な討論、激励を戴いた、吉田国雄助手、姜 衡富氏をはじめ、研究室の諸氏、卒業研究に際して 本研究に協力して戴いた卒業生諸氏に感謝する次第 である。

論

		B	発表機 関
(1)	Self-Narrowing Pulse	Laser	電通学会量エレ研究会
	Amplifier		(昭和42年)2月
(2)	大出力レーザーによる電磁流体衝撃	≰波	東大宇宙研 電磁流体シンポ
			p. 103 (1967)
(3)	High Power Nonlinear	Amplification	Technol. Repts. Osaka
	Laser		Univ. <b>18</b> 169 (1968)
(4)	High Density and High	Temperature	Technol. Repts. Osaka
	Plasma Produced by La	rge Power	Univ. <b>18</b> 155 (1968)
	Laser		
(5)	Tandem Amplifier Syst	em of Glass	7th Int'l Conf. MOGA,
	and SeOCl <sub>2</sub> Liquid Lase	r S	Hamburg, Sept. (1968)
(6)	大出力増幅段付レーザー		超高温研究 6 129 (1969)
(7)	大出力10GW ガラスレーザー		電通学会量エレ研究会
			QE 69-11 (1969-06)
(8)	A Construction of the	High Power	Japan J. Appl. Phys. 8
	Laser Amplifier Using	Glass and	1037 (1969)
	Selenium Oxychloride	Doped with	
	$N d^{3+}$		
(9)	Laboratory Experiment	s on Solar	Solan Flars and Space
	Flare Model		Research Conf. North-
			Holland (1969)
(10)	100GWガラスレーザーの開発		電通学会量エレ研究会
			QE69-38 (1969-10)
(11)	An Investigation of P	ulse Structure	Japan J. Appl. Phys. 9
	of Mode Locked Glass	Laser Using	228 (1970)
<b>I</b> .	Two photon Fluorescen	ce Measurement	
	Technique		
(12)	Investigation of Plas	ma Generation	6th Int'l Quant. Elect
	and Heating by Laser		Conf., Kyoto (1970)
(13)	High Power Laser Syst	em of Glass	6th Int'l Quant. Elect.
	and Nonorganic Liquid	Lasers	Conf., Kyoto (1970)
(14)	Investigation of Dama	ge in Laser	Symposium. Ameri. Soci
	Glass		Test. Material. 356 104

<b></b>		発 表 機 関
		(1971)
(15)	Improvement of Damage Threshold of	J. Quant. Elect. QE-8
	Glass Laser	535 (1972)
(16)	Investigation of Glass Damage by	Technol. Repts. Osaka
	Laser	Uni. <b>21</b> 537 (1971)
(17)	Glass and Liquid Laserの特性	電通学会 量エレ研究会
<b>.</b>		QE - 70 - 44 (1971)
(18)	Generation and Amplification of	Japan J. Appl Phys. 10
	Laser Pulse with a Variable Pulse	1643 (1971)
	Width Using PTM Method	
(19)	High Power Nd <sup>3+</sup> POCl <sub>3</sub> Liquid Laser	IEEE J. Quant. Elect.
	System	QE-8 192 (1972)
(20)	High Power Nd Laser	Proc. Japan US Seminar
		p.19 (1972)
(21)	Thermonuclear Fusion Plasma by	Proc. Japan US Seminar
{	Anormalous Heating by Lasers	p.283 (1972)
(22)	トーザ・トリガースパークギャップ(LTSG)とポッケル	電気学会誌
	セルによるレーザパルスの整形について	92-C 377 (1972)
(23)	光カー効果によるビコ秒パルス幅の測定	応用物理 <b>41</b> 第10号1150 (1972)
(24)	レーザーガラスの損傷耐力向上に関する研究	電気学会誌 92-C 10月361 (1972)
(25)	Anormalous Heating of a Plasma by	Phys. Rev. A 6
	a Laser	No.6. 2335 (1972)
(26)	Nonlinear Effects of POCl <sub>3</sub> Liquid	Technol. Repts. Osaka
	Laser	Univ. 23 455 (1973)
(27)	Measurement of Picosecond Pulse	Technol. Repts. Osaka
	Width Using Optical Kerr Effect	Univ. 23 195 (1973)
(28)	パルス励起レーザーによるビコ秒光パルス発生法	応用物理 42 1119 (1973)
(29)	レーザーの異常加熱による熱核融合反応プラズマの生成	超高温研究
		10 No.1 37 (1973)
(30)	レーザーによる核融合の研究	電気学会プラスマ研究会資料
		EP-73-11 10月 (1973)
(31)	ダイによるステープルモードロッキングとパルス幅の伸長	電気学会電子装置研究会
	と収縮	EDD - 74 - 77 (1974)
(32)	光学材料のレーザー損傷	電気学会電子装置研究会
(33)	Brillouin Backscattering and	Phys. Rev. Letters
	Parametric Double Resonance in	<b>32</b> 1038 (1974)

	題目	発表機 関
	Laser-Produced Plasma	
(34)	ピコ秒計測用イメージコンバーターカメラ	画像技術 5 49 (1974)
(35)	レーザーによるピコ秒光パルス発生とその計測	エレクトロニクス
		19 1215 (1974)
(36)	The Laser Interaction with Solid	IEEE J. Quant. Elect.
	Hydrogen and Deuterium Targets -	QE-10 716 (1974)
	Isotope Effect	
(37)	Thermonuclear Fusion Plasma Produced	IAEA Ext. Summaries
	by Lasers	F3 - 5 (1974)
(38)	The Laser Interaction with Plasma	Proc. ICO Conf. Japan
	Brillouin Backscattering and	(1974)
	Isotope Shift	
(39)	The Laser Interaction with Plasma	Proc. Fuji Seminar
		p.63 (1975)
(40)	ニッケル新色素による安定なモードロック	応用物理(投稿中)
(41)	Liquid Apodized Aperture for High	Appl. Opt (投稿中)
	Power Laser System	
(42)	Laser Driven Fusion	9th Int'l Shock Tube
		Sympo. July, Kyoto
		(1975)

学

会

報

H.

年	Ξ日		題目	発表機関
(1)	昭和42年	4月	GW Class Self Narrowing Laser	第1 4 回応物学会
			Amplifier	
(2)	4.2年	4月	Self-Narrowing効果を用いた大出力増幅レーザー	電気4学会連合大会
(3)	42年1	0月	GWレーザーによるプラズマの発生と閉じ込め	物理学会
(4)	42年1	0月	GW級ガラス増幅器レーザー	物理学会
(5)	42年1	1月	大出力レーザーによるプラズマの研究	電気学会関西支部大会
(6)	43年	3 月	G W級増幅投付N d レーザー Ⅱ	第15回応物学会
(7)	43年	4月	SeOCl <sub>2</sub> -Nd <sup>3+</sup> によるガラスレーザー光の増幅	物理学会第23回年会
(8)	43年	4.月	巨大レーザ−による高温高密度プラズマの生成 Ⅳ	物理学会第23回年会
(9)	43年	4月	非線形増幅効果を用いた大出力Nd <sup>3+</sup> レーザー	電気4学会連合大会
(10)	43年	4月	巨大レーザーによる核融合ブラズマの生成	電気4学会連合大会
(11)	43年	9月	プラズマ研究用大出力レーザー装置	物理学会秋の分科会
(12)	43年	9月	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成 Ⅳ	物理学会秋の分科会
(13)	43年	9月	レーザープラズマの分光測定	物理学会秋の分科会
(14)	43年	9月	Tandem Amplifier System of Glass	7th Int'l
			and SelOCl <sub>2</sub> Liquid Lasers Doped	Conf. MOGA,
			with Neodimium	Hambur g
(15)	43年1	0月	大出力Nd <sup>3+</sup> ガラスレーザー ■	物理学会秋の分科会
(16)	43年1	1 月	レーザー増幅器	電気学会関西支部大会
(17)	4.4年	3 月	100GW ガラスレーザー(Picosec Pulse)	物理学会第24回年会
(18)	44年	3月	100GW ガラスレーザー	電気四学会連合大会
(19)	44年	6月	大出力10GW ガラスレーザー	電通学会量エレ研究会
(20)	4 4年	9月	Laboratory Experimints on Solar	Solar Flares and
1.			Flare Model	Space Res. Conf.
(21)	44年1	0月	大出力Nd <sup>3+</sup> レーザー(ガラス・液体)	物理学会秋の分科会
(22)	44年1	0月	ガラスレーザーによるピコセカンドパルスの研究 Ⅱ	物理学会秋の分科会
(23)	44年1	0月	100GW ガラスレーザーの開発	電気学会関西支部大会
(24)	45年	4月	Nd <sup>3+</sup> (ガラス・POCl <sub>3</sub> ) レーザーにおけるピコセカ	物理学会春の分科会
			ンドパルス	·
(25)	45年	4 月	1TWガラスレーザーの開発	物理学会春の分科会
(26)	45年	4月	1 TWレーザーの開発	電気四学会連合大会
(27)	45年	4 月	ピコセカンドパルスのパルス幅制御	電気四学会連合大会
(28)	45年	9月	Investigation of Plasma Generation	6th IQEC

白	F 月 日		題目	発表機関
			and Heating by Laser	Kyoto
(29)	昭和45年	9月	High Power Laser System of Glass	6th IQEC
			and Nonorganic Liquid Lasers	Kyoto
(30)	45年1	0月	大出力ガラスレーザーの開発 Ⅳ	物理学会第25回年会
(31)	45年1	0月	Frequency Tuning Glass Laser	物理学会第25回年会
(32)	45年1	0月	高速繰返し循環発振液体レーザー	物理学会第25回年会
(33)	45年1	0月	100GW ガラスレーザー	第31回応物学会
(34)	45年1	0月	レーザー光によるガラスの破壊	第31回応物学会
(35)	45年1	1月	大出力ガラスレーザーの開発 (Ⅳ)	電気学会関西支部大会
(36)	45年1	1月	レーザー光によるガラスの破壊	電気学会関西支部大会
(37)	45年1	1月	Frequency Tuning Glass Laser	電気学会関西支部大会
(38)	46年	3 月	大出力 ガラスレーザー (『)	応用物理学会
(39)	46年	3 月	大出力 POCl <sub>3</sub> 液体レーザー	応用物理学会
(40)	46年	4月	ガラスレーザーの増幅特性	物理学会
(41)	46年	4月	大出力ガラスレーザーの開発 ( V )	電気学会全国大会
(42)	46年	4月	大出力ガラスレーザーシステムの応用	電通学会シンポジウム
(43)	46年	6月	High Power Nd <sup>3+</sup> POCl <sub>3</sub> Liquid Laser	CLEA, (1971)
			System	
(44)	46年1	1月	ガラスレーザーの損傷	応用物理学会
(45)	46年1	1月	複合 Nd <sup>3+</sup> Laser の特性	応用物理学会
(46)	46年1	1月	液体レーザーの動作特性	応用物理学会
(47)	47年	4月	POCl <sub>3</sub> 液体レーザーの高出力化	物理学会
(48)	47年	4月	大出力ガラスレーザー	物理学会
(49)	47年	4月	レーザー材料の損傷	物理学会
(50)	47年	4月	Optical Kerr Effect を用いたピコ秒	応物学会 高速写真
			シャッター	シンポジウム
(51)	47年	4月	大出力液体レーザーの関発	応物学会
(52)	4.7年	4月	大出力ガラスレーザー (Ⅱ)	応物学会
(53)	47年	4月	レーザー材料の損傷	応物学会
(54)	47年	44月	複屈折によるピコ秒シャッター	電気学会全国大会
(55)	47年	9月	High Power Nd Laser	Japan-US Seminar
(56)	47年1	0月	大出力ガラスレーザーの増幅	電気学会関西支部大会
(57)	47年1	0月	ガラスレーザーリング発振器	//
(58)	47年1	0月	ピコ秒パルス励起による色素の誘導放出	"
(59)	47年1	0月	YAG·YAlO <sub>3</sub> Laser の音響光学効果によるモード	"
			ロッキング	

· ·	年月日	題目	発表機 関
(60)	昭和47年10月	大出力ガラスレーザー(超短光パルスとディスクレー	物理学会
		ザー)	
(61)	48年 3月	イメージインテンシファイア付イメージコンバータカメラ	応物学会高速写真
			シンポジウム
(62)	48年 3月	種々の可飽和吸収体による超短光パルス発生	第28回物理学会年会
(63)	48年 3月	High-Z プラズマと X線レーザー	11
(64)	48年 4月	イメージインテンシファイア付超高速度カメラ	電気学会全国大会
(65)	48年 4月	Mode Locked YAG Laserのガラスによる増 幅時社の研究	<i>//</i>
(66)	4.8年10日		電与学会開西士部十合
(67)	4.8年10月	Black Coated Disc Glass	电水子云闲四又印入云
(68)	48年10月	Disc Glass Laser $(\mathbf{I})$	"
(69)	48年10月	レーザービーへとプラズマとの相互作用	"
(70)	48年11月	ブラックコートディスクガラスレーザー	· 物理学会
(71)	48年11月	北線形効果によるビコかパルスの成形	10 建于云
(72)	49年 3月	2.50 1ディスクガラスレーザーの開発(発振部)	雷与学会全国大会
(,~)	104 071	(增幅部)	
(73)	4.9年 3月	レーザー光とプラズマの相互作用	"
(74)	49年 4月	イメージインテンシファイア付ピコ秒ストリークカメ	応物学会高速写真
		<b>7</b>	シンポジウム
(75)	49年 4月	250Jディスクガラスレーザーシステム(発振段)	応物学会
		// (発振段)	//
(76)	49年 4月	250Jディスクガラスレーザーシステム	物理学会
(77)	49年 4月	ガラスレーザーによる核融合の研究	<i>II</i>
(78)	49年10月	ブラズマインプロージョンのピコセカンド計測	第35回応物学会
(79)	49年10月	ガラス・レーザによる Pellet Implosion	第29回物理学会年会
(80)	49年10月	250Jディスクガラスレーザーシステム Ⅱ	"
(81)	50年 4月	ディスクガラスレーザーシステム 🎚 (発振部)	応用物理学会連合大会
		" ( 增幅部 )	"
(82)	50年 4月	高速度カメラによるレーザー核融合プラズマの観測	応用物理学会高速度写
			真 シンポジウム
(83)	50年 4月	ディスクガラスレーザーシステム (Ⅱ)	第30回物理学会年会
		レーザーによる核融合の研究 (Ⅱ)( 増幅特性)	<i>II</i>
		レーザーによる核融合の研究 (Ⅳ)	"
		(ペレットインプロージョン)	"