



Title	大出力レーザーの開発とその応用に関する研究
Author(s)	山中, 龍彦
Citation	大阪大学, 1972, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/2340
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

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

The University of Osaka

大出力レーザーの開発と その応用に関する研究

山 中 龍 彦

正 誤 表

頁	訂正箇所	誤	正
5	上 2 行	$\frac{dN}{dt} = \frac{2\alpha L}{\epsilon_1}$ 重	$\frac{dN}{dt} = -\frac{2\alpha L}{\epsilon_1}$ 重
	上 9 行	共振器実効長を L	共振器実効長を L
	下 8 行	$\frac{d\phi}{dt} = (\alpha \cdot \frac{L}{\epsilon_1}) - 1 \phi$	$\frac{d\phi}{dt} = (\alpha \cdot \frac{L}{\epsilon_1}) n - 1 \phi$
6	Fig 2.1 中	n_0	n_x
7	Fig 2.2 中	n_i/m_0	n_i/m_c
14	下 12 行	短軸方向の	短軸方向の
16	上 3 行	レーザ-光発生として	レーザ-光発生用として
"	下 5 行	(コダック 9645)	(コダック 97740)
22	上 17 行	還 位	遷 移
23	下 7 行	速は $3.5 \times \dots$	束は $3.5 \times \dots$
27	Fig 3.5 中	$\sigma = 2.5 \cdot 10 \text{ cm}^2$	$\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
35	下 3 行	レンズ系焦点距離...	レンズ系は焦点距離...
45	下 5 行	1 エネルギー	エネルギー
46	上 7 行	板の変え	板に变え
51	下 10 行	... 膨張	膨張
71	下 4 行	... とともに電離が上り	... とともに電離度が上り
79	上 5 行	上り, ...	起り, ...
"	上 15 行	一電の結果によるもの	一電の相互作用によるもの...
"	下 2 行	$\frac{2\sqrt{3}k}{9} \frac{\omega_{ek}}{\omega_{ep}} \dots$	$\frac{2\sqrt{3}k}{9} \frac{\omega_{ek}}{\omega_{ep}^2} \dots$
"	下 1 行	$(\nu_{ek} > \Omega_k)$	$(\nu_{ek} < \Omega_k)$
80	下 3 行	... $T^{-\frac{1}{2}}$ で閾値は...	... $T^{-\frac{1}{2}}$ で閾値は...
81	下 4 行	高上りの...	高上りの...
87	(5.1) 式	$-\bar{\sigma}_k(r) \frac{A_r}{r^2} \exp(-)$	$-\bar{\sigma}_k(r) \frac{A_r}{r^2} \exp(-)$
91	上 7 行	2 重構造で	2 重構造で
95	下 10 行	C イッチ	スイッチ
108	下 5 行	$\phi_1, \phi_2 \dots$	$\sigma_1, \sigma_2 \dots$
"	下 11 行	$\sigma = \begin{cases} \dots & (k\nu \ll kT) \\ \dots & (k\nu \gg kT) \end{cases}$	$\sigma = \begin{cases} \dots & (k\nu \ll kT) \\ \dots & (k\nu \gg kT) \end{cases}$
"	下 12 行		
109	上 8 行	[19]	[19] を 取 3

内 容 梗 概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科博士課程に在学中、およびその後3年間に行った大出力レーザーの開発ならびにその応用に関する研究の成果をまとめたものである。

著者は大出力レーザーの工学的諸問題と明らかにし、大出力レーザーの技術開発を行った。また開発に成功した記録的な大出力レーザーを用い、プラズマ工学的立場より核融合プラズマ生成の研究を行い、固体重水素ターゲットにより核融合反応を検出した。さらに新しく異常加熱機構を見出した。このほかレーザーレーザーの開発研究を行い、大気構造を調べ、逆転層の発生状況と明らかにした。

本論文は6章より構成されている。

第1章は緒論であって、大出力レーザーの必要性、問題点を明らかにし、レーザーによるプラズマ生成、レーザーレーザーの工学的意義を示し、本研究の工学的位置づけを行った。

第2章ではQスイッチ方式による大出力レーザー光の発生法の問題点を明らかにし、Qスイッチレーザーの特性について述べている。

第3章では、レーザー増幅の必要性と論じ、レーザー増幅特性を理論的に解明し、大出力レーザーの設計基準を与えた。大出力増幅レーザーに不可欠なパルス幅可変発振器を開発し、5段増幅ガラスレーザー装置と建設した結果について述べている。

第4章は大出力レーザーを用いた応用研究であるレーザーによる核融合プラズマ生成に関する研究をまとめた

ものである。レーガーによる核融合条件を明らかにし、核融合プラズマの加熱機構を解明した。

第5章は開発したレーガーレーダーにより行なった大気構造の観測結果をまとめたものである。

第6章は結論であって、5章にわたって述べた研究成果を総括し、得られた結果をまとめている。

さらに付録により研究結果の一部を集録している。

目 次

第1章	緒 論	1
第2章	Qスイッチによるレーザー発振	4
§ 2.1	まえがき	4
§ 2.2	Qスイッチの原理	4
2.2.1	レーザー出力	4
2.2.2	パルスの立上り	7
§ 2.3	Qスイッチ実験	9
2.3.1	Faraday セル法	9
2.3.2	Kerr セル法	11
2.3.3	回転プリズム法	15
§ 2.4	検 討	17
§ 2.5	お す び	19
第3章	レーザー増幅器の発振	21
§ 3.1	まえがき	21
§ 3.2	増幅の解析	22
3.2.1	増幅パラメーターの測定	22
3.2.2	Rate方程式の解析	25
§ 3.3	Qスイッチパルス(30ns)の増幅特性	33
3.3.1	実験方法	33
3.3.2	実験結果および検討	34
§ 3.4	ナノ秒パルスの増幅特性	37
3.4.1	PTM法によるパルス整形	37
3.4.2	実験方法	43
3.4.3	実験結果および検討	45
§ 3.5	お す び	46

第4章	レーザーによる核融合プラズマの研究	49
§ 4.1	まえがき	49
§ 4.2	レーザーによるプラズマ生成	51
4.2.1	微粒子のプラズマ化	51
4.2.2	無限大ターゲットのプラズマ化	53
§ 4.3	レーザーによる核融合反応条件	56
§ 4.4	核融合プラズマ生成実験	61
4.4.1	実験装置	61
4.4.2	実験方法	64
§ 4.5	レーザープラズマの特性	68
4.5.1	ターゲットと発生プラズマの関係	68
4.5.2	Be, (CH ₃) _n のプラズマ化	70
§ 4.6	中性子発生実験	73
§ 4.7	検討および今後の問題点	78
§ 4.8	おすび	82
第5章	レーザーレーザーによる大気観測	86
§ 5.1	まえがき	86
§ 5.2	レーザーレーザーの原理	86
§ 5.3	実験方法	89
§ 5.4	実験結果および検討	90
§ 5.5	今後の問題点	93
§ 5.6	おすび	94
第6章	結 論	95
	謝 辞	98
付 録 1	光変調素子	99
§ 1.	まえがき	99

§ 2.	Td系結晶の Pockels 効果	99
§ 3.	結晶の製作	101
§ 4.	電気的特性の測定	102
§ 5.	Pockels 定数の測定	103
§ 6.	お す ゐ	105
付 録 2.	レーザーによる気体の電離	106
§ 1.	まえおき	106
§ 2.	実験方法および結果	107
§ 3.	検討	108
§ 4.	お す ゐ	109

業績目録

第1章 緒 論

レーザー光⁽¹⁾⁽²⁾は電波と同様に可干渉性がよく、指向性、
に豊み、エネルギー密度が非常に高いため、物理面、工
学面において多くの応用の可能性を内在している。この
為レーザーの出現以来、実用化の努力が積極的に行なわ
れて来た。特にQスイッチレーザー⁽³⁾⁽⁴⁾の出現により高出力
レーザー光の発生が可能になり、計測分野をはじめとす
る種々の応用面⁽⁵⁾が開かれた。すなわち計測面では、レー
ザーによるプラズマ計測⁽⁶⁾、レーザーのレーダーへの応用、
非線形光学効果への応用^{(8)~(10)}である。また、レーザーエネル
ギーを利用する面では、レーザーによる核融合プラズマ
の生成^{(11)~(14)}、レーザー加工⁽¹⁵⁾がある。これらの研究を推進する
には高出力レーザー技術の開発が不可欠である。

Qスイッチレーザーの発振特性はQスイッチ方式、Q
スイッチ素子の良否、共振器の構成、励起方式等に大き
く影響される。さらにレーザー光の性質が対象とする物理
現象の測定精度に関係するため、Qスイッチレーザーの
動作状態を解明し、効率よくQスイッチ方式を開発する
ことが肝要である。

Qスイッチ方式により得られるレーザー出力は高々100
MWであるため、核融合プラズマ研究用に必要なGW級
の出力を得るには増幅段を付加し、出力の増強を計らね
ばならない。レーザー増幅においても、レーザー光強度
の増加による素子の破壊、増幅段間のカップリングによ
る自己発振、スパーク放电、エーシェン、大電力励起によ
る素子の温度上昇、ソーラリゼーション、増幅利得の飽
和をはじめとする種々の工学的問題が解決されねばなら
ない。

レーザーのプラズマ発生への応用は光による電離機構の解明のみならず、レーザーによる核融合反応炉の開発というプラズマ工学的見地よりも非常に重要な問題である。またレーザーへの応用であるレーザーレーダーは現在問題になっている大気汚染観測、なうびに大気構造の解明という気象工学的見地より興味深い問題である。

筆者は高出力レーザー技術と確立するため、Qスイッチ法によるレーザー光発生に関する諸問題を明らかにし、Qスイッチ法と確立した。また出力100GW級レーザーの開発を目的とし、増幅レーザーの特性を理論的に解析し、5段増幅ガラスレーザーを建設し、その技術開発を行った。

レーザーによるプラズマ生成への応用では、レーザーによるプラズマの加熱機構を解明し、固体重水素のプラズマ化により核融合反応に成功し、レーザーによる核融合炉への可能性を開いた。

レーザーレーダーによる大気構造への応用にめいては逆転層の発生機構を明らかにし、スモッグ発生との関連が解明された。

以下5章にわたって本研究の大略を述べる。
なめ付録として関連研究を記掲した。

参考文献

1. T.H. Maiman : Nature 187, 493 (1960)
2. A. Javan, W.R. Benmet & D.R. Herriott : Phys. Rev. Letters 6, 106 (1961)
3. R.W. Hellwarth : Advances in Quantum Electronics, edited by J.R. Singer (Columbia Univ. Press, New York) pp 334 (1961)
4. F.J. McClung & R.W. Hellwarth : J. appl. Phys 33 828 (1962)
5. S.L. Marshall : Laser Technology and Applications, McGraw-Hill (1968)
6. 山中, 井沢, 糟谷 : 電学誌 88, 774 (1968)
7. G. Fiocco : Nature 199, 1275 (1963)
8. A.D. White, E.I. Gordon & E.F. Labuda : Appl. Phys Letters 5, 97 (1964)
9. D.E.T.F. Ashby & D.F. Jephcott : Appl. Phys. Letters 3, 13 (1963)
10. E.N. Leith & J. Upatnieks : J. Opt. Soc. Am. 53, 1377 (1963)
11. N.G. Basov, et al : Soviet Phys. JETP 19, 123 (1964)
12. J.M. Dawson : Phys of Fluids 7, 981 (1964)
13. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
14. 山中 : 応用物理 34, 628 (1965)
15. 難波, 金 : 応用物理 32, 442 (1963)

第2章 Qスイッチによるレーザー発振

§ 2.1 まえがき

通常の固体レーザーの発振は一連のスパイクよりなり、その出力は数10kW～100kW程度である。しかし最初レーザー共振器のQ値を低い状態に保ち励起を行ない充分負温度が達成された時点で急激に共振器のQ値を高めるQスイッチ法を採用すると急激な帰還作用により極めて短時間に巨大なエネルギーをジャイアントパルスとして放出することが出来る。

Qスイッチングを行なう素子としては従来高速度光シャッターに用いられていた電気光学効果を利用したカーセル²⁾³⁾、ポッケルセル⁴⁾や磁気光学効果を利用したフーラデーセル⁵⁾⁶⁾がある。また機械的に共振器Q値を変化させる回転ポリズム⁷⁾、回転ミラーや可飽和色素、薄膜、超音波セル¹⁰⁾も用いられる。

しかしこれらのQスイッチ素子を用いジャイアントパルスを発生するには素子の動作状態、共振器の構成、励起方法等と発生パルスの関係を明らかにし、Qスイッチレーザーの動作状態を解明することが肝要である。

本章では基本的なQスイッチレーザーの動作原理を示し、各種Qスイッチ素子を用いて発生したジャイアントパルスの特性を明らかにする。

§ 2.2 Qスイッチの原理

2.2.1 レーザー出力¹¹⁾

Qスイッチ時間が光子の増倍時間に比して充分速く、励起の効果、自然放出の効果省略出来る場合光子逆転密度に対するレート方程式は次のようになる。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left(\frac{\alpha l}{\tau_1} - \frac{1}{T} \right) \Phi$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{2\alpha l}{\tau_1} \Phi$$
(2.1)

ここで Φ は光子密度, N は逆転分布密度で, N_2 をレーザ発振準位の活性イオン数, N_1 を終準位の活性イオン数とすると $N = N_2 - N_1$ で与えられる。 α は増幅率で α_0 を活性イオン密度 $N_0 = N_2 + N_1$ に対する増幅率とすると次式で与えられる。 l は活性物質の長さである。

$$\alpha = \alpha_0 N / N_0$$
(2.2)

τ_1 は光子が共振器内を伝播する時間で共振器実効果を L , 光速を c とすると $\tau_1 = L/c$ で与えられる。 T は共振器中での光子の平均寿命で, レーザ系全体の全損失を γ とすると $T = \tau_1 / \gamma$ となる。

(2.1) 式を N_0 で規格化し, $\phi = \Phi / N_0$, $n = N / N_0$ とおき $t = t / T$ とすると (2.1) 式は

$$\frac{d\phi}{dt} = [(\alpha_0 l / \gamma) - 1] \phi,$$

$$\frac{dn}{dt} = -(2\alpha_0 l / \gamma) n \phi$$
(2.3)

となる。

閾逆転分布密度を n_x とすると発振条件より $\alpha_0 l n_x = \gamma$ であるから (2.3) 式は

$$\frac{d\phi}{dt} = (n / n_x - 1) \phi,$$

$$\frac{dn}{dt} = -(2n / n_x) \phi$$
(2.4)

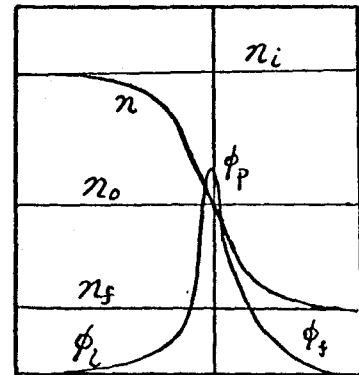
レーザ出力のピークは (2.4) 式より逆転分布密度 n が閾逆転分布密度に達した時に達成され, 光子密度 ϕ , 逆転

分布密度 n は Fig. 2.1 のように変化する。

出力のピーク値は (2.4) 式より時間を消去して次のように得られる。

$$\frac{d\phi}{dn} = (n_x/2n) - \frac{1}{2}$$

$$\phi - \phi_i = \frac{1}{2} [n_x \ln(\frac{n}{n_i}) - (n - n_i)] \quad (2.5)$$



時間 (t)

Fig. 2.1 逆転分布とフトン密度の変化

ここで ϕ_i は初期光子密度で $\phi_i \doteq 0$, n_i は初期逆転分布密度である。出力のピーク値は $n = n_x$ の時であるから

$$\phi_p = \frac{1}{2} [n_x \ln(\frac{n_x}{n_i}) - (n_x - n_i)] \quad (2.6)$$

$n_x \doteq n_i$ の時

$$\phi_p \doteq \frac{1}{4} (n_i - n_x)^2 / n_i \quad (2.7)$$

利用出来るエネルギーは (2.4) 式より

$$\int_0^\infty \phi dt = \frac{1}{2} (n_i - n_f) \quad (2.8)$$

ここで添字 f は発振後の状態を表わし、 $\phi_i = \phi_f = 0$ とした。

終状態の逆転分布密度 n_f は (2.5) 式より $\phi = \phi_f = 0$ として次式で与えられる。

$$\frac{n_i}{n_x} = \ln(\frac{n_f}{n_i}) / \{(\frac{n_f}{n_i}) - 1\} \quad (2.9)$$

Fig. 2.2 に n_f を求めるグラフを示す。

共振器外に取り出せるピークパワーは(2.6)式より次式で与えられる。

$$W_p = \frac{1}{2} [n_t \ln(n_t/n_i) - (n_t - n_i)] V N_0 h\nu / T \frac{\gamma_i}{\gamma} \quad (2.10)$$

ここで V は活性物質の体積、 $h\nu$ は光子エネルギー、 γ_i は共振器外に反射鏡を通して放出される割合である。

2.2.2 パルスの立上り⁽¹²⁾

前節では自然放出の効果を見捨てたが、立上り部分の光子密度の低い状態を取扱う場合は考慮しなければならない。損失項を見捨てる(2.1)式は次のようになる。

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\alpha l}{\tau_i} \Phi + A l (N + N_0) / 2$$

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{2\alpha l}{\tau_i} \Phi - A l (N + N_0) \quad (2.11)$$

ここで A は自然放出係数である。

前節と同様 N_0 で規格化すると

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha_0 l}{\tau_i} n\phi + A l (n+1)/2$$

$$\frac{dn}{dt} = -2 \frac{\alpha_0 l}{\tau_i} n\phi - A l (n+1) \quad (2.12)$$

(2.12)式より $d(2\phi + n)/dt = 0$ であるから

$$2\phi + n = \text{const.} = n_i \quad (2.13)$$

よって (2.13) を (2.12) に代入して

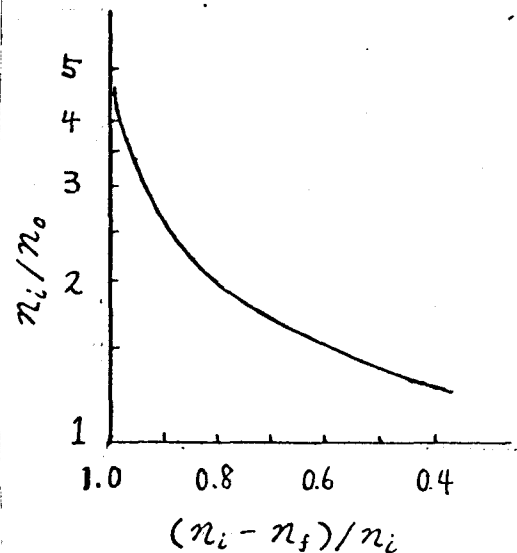


Fig. 2.2 n_f の算出グラフ

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{2\alpha_0 l}{\tau_1} \phi^2 + \left(\frac{\alpha_0 n_i}{\tau_1} - A\right) l \phi + \frac{Al(n_i+1)}{2} \quad (2.14)$$

$$\phi = \frac{1 - \exp\left\{-2\frac{\alpha_0 l}{\tau_1} (\phi_+ - \phi_-)t\right\}}{1 - (\phi_+/\phi_-) \exp\left\{-2\frac{\alpha_0 l}{\tau_1} (\phi_+ - \phi_-)t\right\}} \quad (2.15)$$

∴ ∴ ∴

$$\phi_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\frac{n_i}{2} - \frac{At_1}{2\alpha_0} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{n_i}{2} - \frac{At_1}{2\alpha_0} \right)^2 + \frac{At_1}{\alpha_0} (n_i+1)} \quad (2.16)$$

一般に $At_1/\alpha_0 \ll n_i$ なるから

$$\phi_+ = \frac{n_i}{2} \quad \phi_- = At_1(n_i+1)/2\alpha_0 n_i$$

$$\phi_+ - \phi_- = \frac{n_i}{2}$$

よおけるから (2.15) 式は

$$\phi = \frac{n_i}{2} \cdot \frac{1 - \exp\{-t/\tau_a\}}{1 + C \exp\{-t/\tau_a\}} \quad (2.17)$$

となる。同様に

$$n = n_i - 2\phi = n_i(C+1) \frac{\exp(-t/\tau_a)}{1 + C \exp(-t/\tau_a)} \quad (2.18)$$

∴ ∴ ∴

$$\tau_a = \tau_1/\alpha_0 l n_i \quad C = \alpha_0 n_i^2 / At_1(n_i+1)$$

$\tau_1 = L/c$ であるから

$$\tau_a = L/\alpha_0 n_i l c, \quad C = \alpha_0 n_i^2 c / AL(n_i+1) \quad (2.19)$$

パルスの立ち上りの遅れ時間を (2.17) 式の曲線の変曲点までの時間で定義すると $d^2\phi/dt^2 = 0$ より

$$C \exp(-Td/\tau_a) = 1$$

$$T_d = \tau_a \ln C \quad (2.20)$$

で与えられる。

パルスの立上り時間を (2.17) 式の 10% から 90% までの時間と定義すると、 $C \gg 1$ ならば (2.17) 式は

$$\phi \approx \frac{\pi i}{2} [1 + C \exp(-t/\tau_a)]^{-1}$$

と近似

$$T_R = \tau_a \ln 81 = 4.39 \tau_a \propto \frac{1}{\pi i} \quad (2.21)$$

となる。

(2.20), (2.21) 式よりパルスの遅れ時間, 立上り時間は共振器長 L に比例し, 逆転分布密度に逆比例して変化する事がわかる。

§ 2.3 Q スイッチ実験

2.3.1 Faraday セル法

Faraday セルは磁界により偏光面を回転させるため μsec 以下の短い時間で Q スイッチを行なうことは困難である。

ここでは Q の時間変化がゆるやかで逆転分布が大きくない⁽¹³⁾ 場合の Q スイッチルビーレーザーの発振の状態について述べる。

レーザー共振器は外部鏡型で共振器長は 36cm である。外部鏡は誘電体多層膜蒸着 15 層のもの (I) と 13 層のもの (II) を用いた。反射鏡直径は 30mm で (I) は裏面スリ状である。ルビーロッド直径 5mm, 長さ 50mm, 平行度 5 秒以内平面度 $\lambda/10$, C 軸とロッド軸の角 60° (60° カット) である。励起は最大電気入力 3.75 KJ ($C = 300 \mu\text{F}$, $V = 5\text{KV}$), 長さ 60mm, 内径 30mm, 巻数 5 のヘリカル型 Xe ランプである。放電用コンデンサは $290 \mu\text{F}$ で発振のピークま

での時間は $450\mu\text{s}$ である。

Faraday セルはベルデ定数 0.118 、長さ 20mm 、直径 10mm 、端面平行度 1 分の重フリントガラスを用いた。磁界発生用コイルは 6 ターンでガラスにエポキシ樹脂で固定した。偏光面 90° 回転に必要な磁界は 22.7Kc で磁界作成電流は 8.5KA である。

Fig. 2.3 に実験装置の構成図を示す。このレーザー系での発振の閾値は 2.3KJ で、Faraday セルのない状態との差異はほとんどなかった。

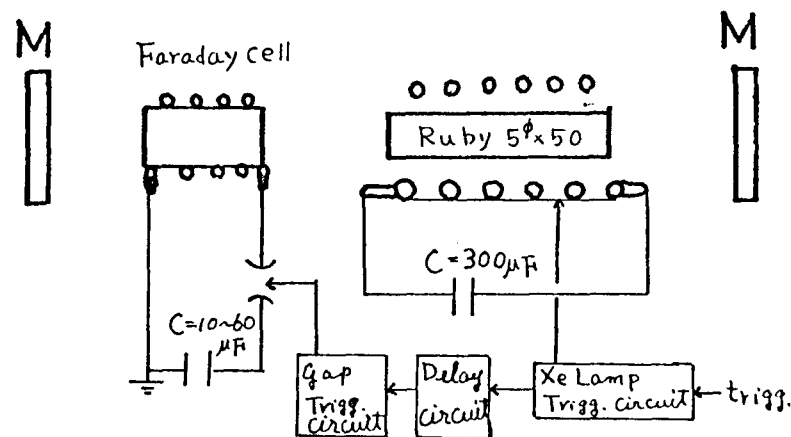


Fig. 2.3 Faraday セル Q スイッチ実験装置
構成図

Faraday セルはコンデンサー放電電流で動作させ、放電電流の周期を変化させ磁界 $B=0$ の時に発振が起るようにした。放電用コンデンサーは $10, 20, 30, 60\mu\text{F}$ で、放電電流の半周期は $17, 24, 30, 60\mu\text{s}$ であった。

Q スイッチは励起入力を一定に保ち (3.1KJ) ランプ点灯後 $600\mu\text{s}$ 経過した励起入力が略一定となった時期に行なった。入力 3.1KJ の際の通常レーザー発振時間はランプ発光後 $450\mu\text{s}$ であった。

レーザー光の観測は半値幅 $80\text{\AA}$ の干渉フィルターを付加した光電子増倍管で行なった。光電子増倍管の負荷

抵抗は $10k\Omega$ で、応答時間は $1\mu s$ であった。波形観測用シンクロスコープの帯域幅は $2MHz$ である。

Faraday セルの磁界の最大値を一定に保ち磁界変動の周期を変化させた時のレーザ発振を Fig. 2.4 に示す。図

中、上のトレースはレーザ発振である。下のトレースは

Faraday セルの電流波形である。

レーザ発振は電流 $I=0$ の所で起っていることがわかる。

時間の経過とともに電流値が減少し Q スポイル効果が低下し通常発振に近づき、出力も

小さくなる。(a) (b) に見るように Q スポイル周期が長くなると発振出力が大きくなる。し

かし Q の時間変動がゆるやかになるために (b) では最初に

小さな発振が起り続いて大きな発振が起る。磁界強度を増し Q の変動割合を大きくすると

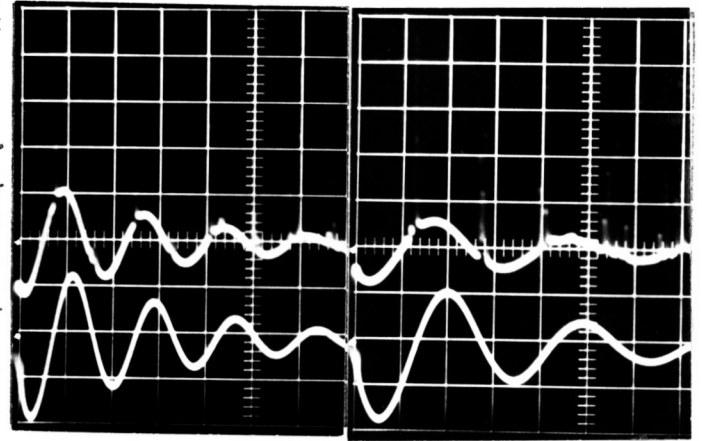
同時発振の数は減少した。Fig. 2.5 に Q スポイル時間とギヤ

アントバルスのピーク値の関係を示す。測定値は $\sigma/1$ 半

周期での値である。X 印は通常

レーザ発振時のレーザ出力のピーク値の平均値である。Q スポイル時間が $60\mu s$ の時の出力は通常発振の

ピーク値の 28 倍に達した。



(a) Q Spoil time $1\mu s$ (b) Q Spoil time $2.5\mu s$

Fig. 2.4. Faraday セル Q スポイル波形 $20\mu s/div$ とレーザ下 Faraday セル電流

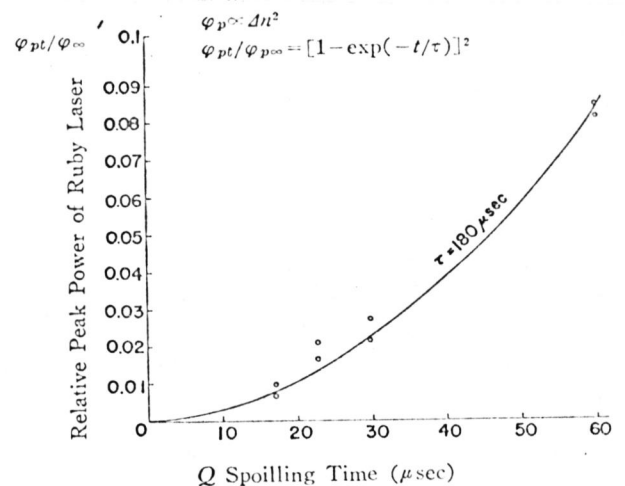


Fig. 2.5 The relation between the relative peak power of ruby laser and the Q spoiling time.

2.3.2 Kerr セル法

電気光学効果を利用した Kerrセルスイッチャーを Q スイッチ素子として用いると Q スイッチ時間の速い状態での発振特性を調べることが出来る。さらに他の方式に比して周辺装置との同期の精度がよいため、Q スイッチ方式としては秀れた方法である。

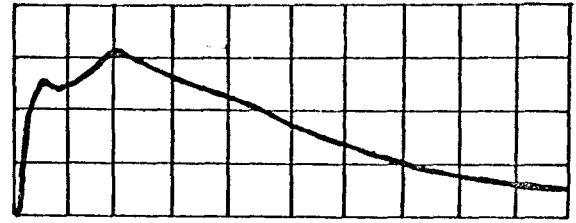
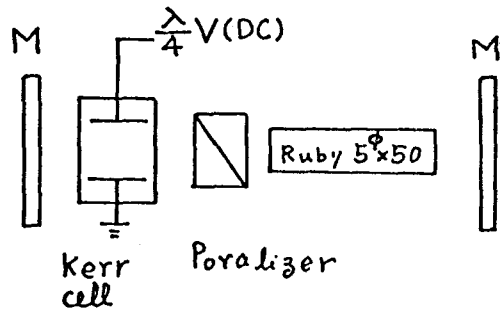
ここではルビーレーザの Q スポイル時間と出力の関係を調べ Kerrセルによる Q スイッチの特性を明らかにする。

実験に用いた Kerrセルは筆者の製作による金属容器性のニトロベンゼン Kerrセルで、ルビーレーザに対する $\lambda/2$ 電圧は 18KV である。電極間距離、電極長はそれぞれ 10mm, 40mm で、電極間容量は 44pF である。ルビーロッドは Faraday セルの場合と同様、直径 5mm、長さ 50mm、C 軸 60° カットである。

Fig. 2.6 に実験装置図を示す。偏光子は 10mm 角のグラントムフンプリズムである。ルビーロッドの偏光方向は通常発振を起させ、その出力を偏光方向の明らかなホロイドフィルムを通し出力が最大になる方向より決定した。

励起はスパイラル Xe ランプと直管形 Xe ランプを用いて行なった。直管の場合にはエネルギー利用率を上げ、結果の解析が容易になるよう delay line 方式を採用した。delay line の特性、インピーダンスは 0.82Ω ($C=400\mu F$, $L=270\mu H$) でランプの発光時のインピーダンスと整合をとった。Fig. 2.7 にスパイラル、直管両ランプの発光波形を示す。

Q スポイルは Kerr セルに $\lambda/4$ 電圧 13KV を印加して行なった。Q スイッチはパルス幅 1.2 μs 以上 0.4 μs の逆方向短形波パルス (Fig. 2.8) を重畳する方法と、直接 $\lambda/4$ 電圧を除く方法により行なった。



(a) スパイラルランプ

Fig 2.6 Kerrセル Qスイッチ実験装置構成図

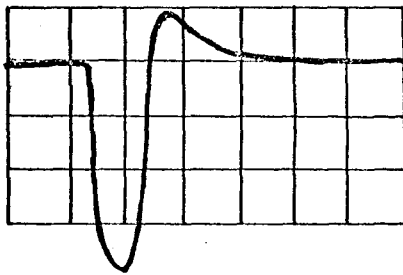
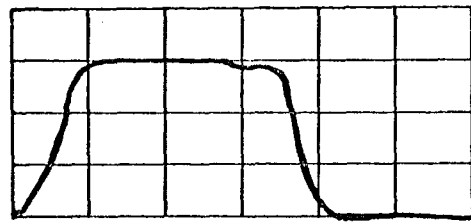


Fig 2.8 Qスイッチ電圧パルス
1.μs/div



(b) 直線ランプ 矩形波発光

Fig 2.7 ランプ発光波形
200μs/div

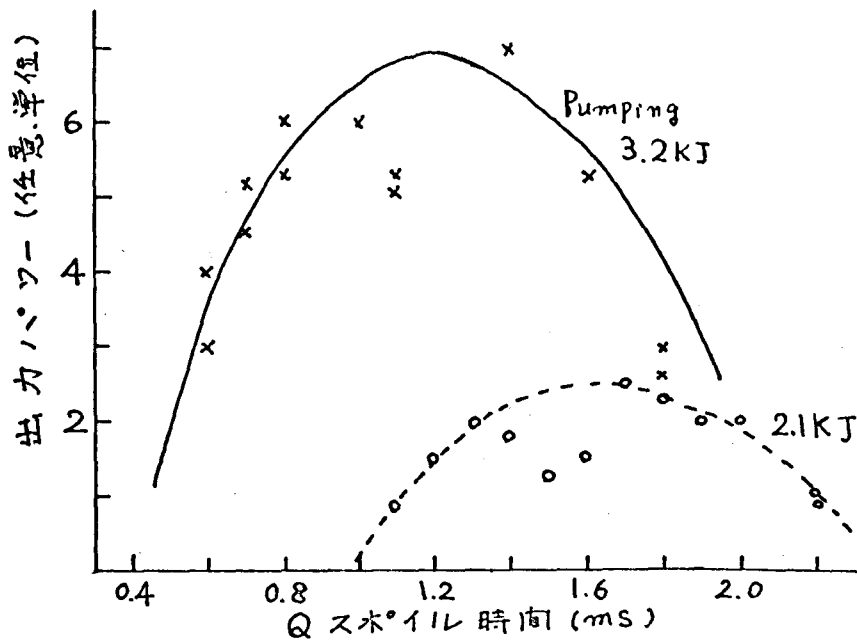


Fig. 9. Qスプォイル時間と出力の関係

発振波形は負荷抵抗 $10\text{ k}\Omega$, $2\text{ k}\Omega$ の光電子増倍管 MS 95 (東芝製) を用い、 30 MHz のシンクロスコープで観測した。

Fig 2.9 にスパイラル Xe ランプにより励起を行ない矩形波パルスにより

Q スイッチを行なった時の Q スポイル時間と出力の関係を示す。実線は偏光子を用いた場合で、点線は偏光子を用いない時である。偏光子を用いない場合は励起が通常発振の閾値の 20% (2.2 kJ) を超すと通常発振が起り Q

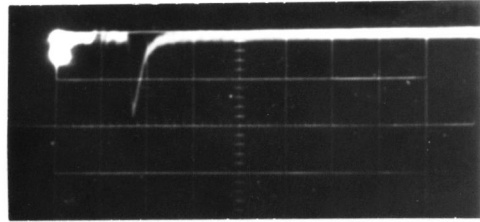


Fig 2.10 Kerr セル Q スイッチレーザー波形 (偏光子なし)
 $1\mu\text{s/div}$ 励起入力 2.1 kJ

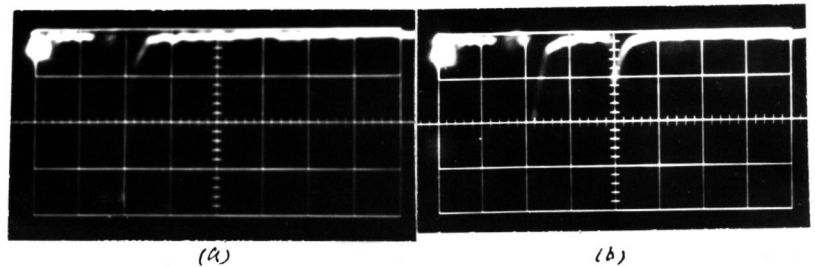


Fig. 2.11 Kerr セル Q スイッチレーザー波形 (偏光子あり)
 $1\mu\text{s/div}$ 励起入力 3.2 kJ

スポイルが完全に行なえなかった。これは使用したルビーローッドが 60° カットで蛍光が楕円偏光をしているため、励起が大になると矩軸方向の偏光に対する利得が増大し発振に至るためである。

共振器中に偏光子を挿入すると通常発振が起らないため出力は非常に増強した。励起入力 3.2 kJ (閾値の 175%) では出力は通常発振の 70 倍強に達した。又励起入力を増加すると出力が最大になるまでの Q スポイル時間は短くなった。

Fig 2.10 に偏光子を用いない時の出力波形の 1 例を又、Fig 2.11 に偏光子を用いた時の出力波形を示す。励起入力はそれぞれ 2.1 kJ , 3.2 kJ である。偏光子を用いず出力が小さい時のジャイアントパルスの立上りは $0.2\mu\text{s}$ で、偏光子を用いた場合は $0.1\mu\text{s}$ であった。励起が大になる

と Fig. 2.11 (b) に見るよう
に共振器の Q の悪い状
態で光の発振が起るこ
とがある。

矩形波励起⁽⁴⁾を行ない、
電圧を直接除去した場合
の Q スポイル時間と出力
の関係を Fig. 2.12 に示
す。 Q スイッチ時間は

$0.1 \mu s$ である。 Fig. 2.13
に Q スイッチ時間が $0.1 \mu s$,
 $0.2 \mu s$ の時のジェイアン

トパルスの波形を示す。
前者の場合のレーザー光
の立ち上がりは $80 ns$ 、パル
ス幅 $120 ns$ で後者の場
合は $100 ns$ 、パルス幅
 $140 ns$ である。又レー
ザー出力も前者の場合の
方が大であった。この場
合にも励起を上げると光
の発振が起るこ
とがしばしばあった。

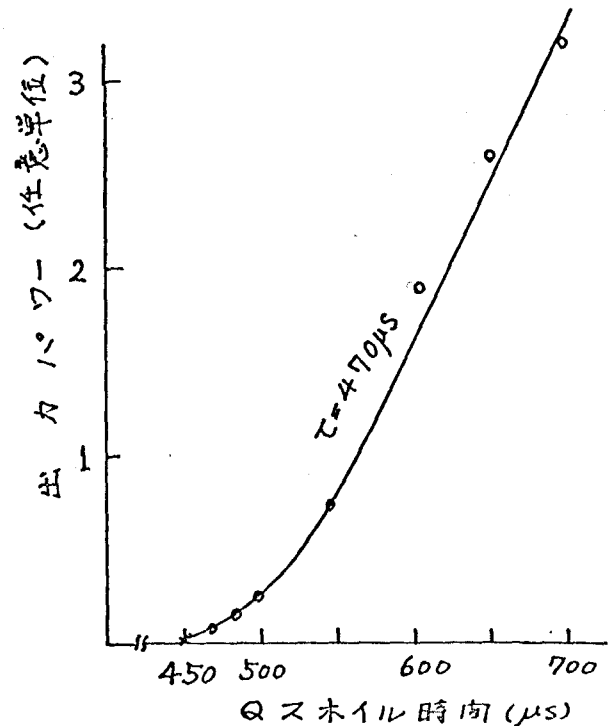


Fig. 2.12 Q スポイル時間と出力の関係

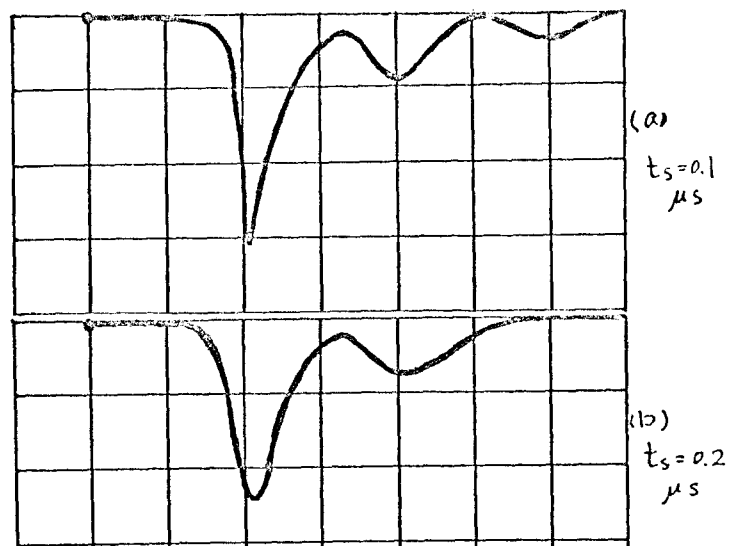


Fig. 2.13 スイッチ時間とパルス立ち上りの関係
 $0.2 \mu s / \text{div}$

2.3.3 回転ポリズム法

機械的に共振器の Q 値を変化させる回転ポリズム Q
スイッチ法は周辺装置との同期の点では Kerr セル法に
劣るが、以下に示す秀れた特長を有する。

1. 光学系の調整が容易である。
2. 大出力に耐え得る。

3. 機械的振動に強い。

4. Qスイッチ素子によるラマン光の発生がない。

このため数10MW級レーザ光発生として秀れている。

ここでは回転プリズムQスイッチによるガラスレーザの出力特性について述べる。

実験に使用したガラスロッドはバリウムクラウン系ガラスで、直径10mm、長さ160mmである。Qスイッチ用プリズムは直角度5秒以内の1辺15mmで、材質はBK7である。プリズムの回転数は30,000rpmである。出力側反射率は60%である。Fig. 2.14に実験装置の構成図を示す。

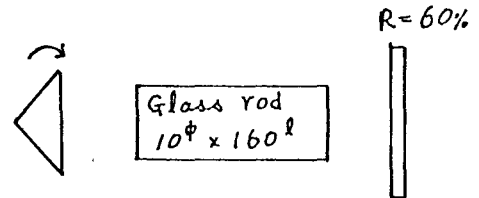


Fig. 2.14 実験装置構成図

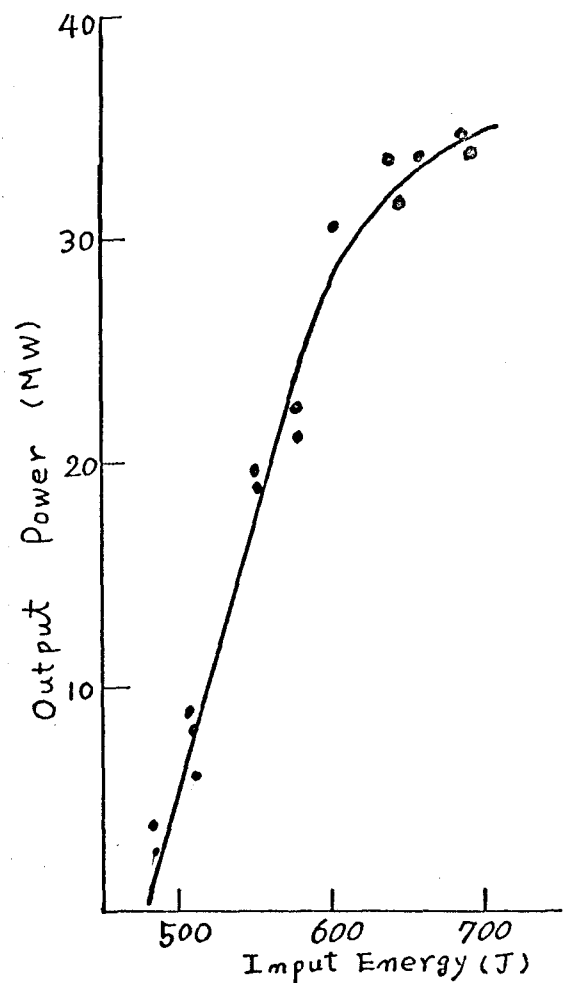


Fig. 2.15 入力と出力の関係

Fig. 2.15に励起入力と出力の関係を示す。本装置により得られた最大出力は約35MWであった。発振パルスの立ち上がり時間は20nsで半値幅は30nsであった。出力35MW以上で発振はダブルパルスになった。回転プリズムに可飽和色素(コダック9645)を併用するとピーク出力が増大し、パルス幅も減少した。

これは可飽和色素を併用することにより実効的にQスイッチ速度が速くなったためと考えられる。

§ 2.4 検 討

Q スイッチレーザの発振出力、パルス立上り時間は Faraday セル, Kerr セルによる Q スイッチの実験結果に示されるように Q スイッチ時間に大きく依存する。

Faraday セル法においては Q スイッチ時間が数 $\mu\text{sec.}$ であるため § 2.2 に示した理論的取扱いは困難になる。このように Q スイッチ時間の遅い場合の発振特性は Fig. 2.16 のように考えられる。

逆転密度が小さく、Q スイッチ速度が速い場合には、Fig. 2.16(a) に示すように大部分のエネルギーが単一のパルスとして放出される。

しかし逆転密度が大になると後続のパルスの発生をとまらうようになり、ピーク出力の増大はあまり期待できない。

特に Faraday セル Q スイッチにおいてはこの現象が顕著に観測された。Q スポイル時間を長くすると Q スイッチ速度が低下するため、Fig. 2.16(b) に示すように多数のパルスが発生する。Kerr セル法、回転プリズム法による Q スイッチにおいても、励起入力が大の状態でダブルパルスの発生を見たのはこのためである。この結果、立上りの速い、尖頭出力の大きい Q スイッチレーザ光を発生するには、Q スイッチ時間をパルスの立上り時間よりも速くする必要がある。ちなみに共振器長 $L = 100\text{ cm}$ 、ロッド長 $l = 15\text{ cm}$ 、自然放出係数 $A = 250\text{ sec}^{-1}$ 、増幅率 $\alpha = 0.2$ 、初期逆転密度 $n_i = 0.2$ の時、発振までの時間遅れは (2.19) (2.20) 式より $3 \times 10^{-8}\text{ sec.}$ とはる。

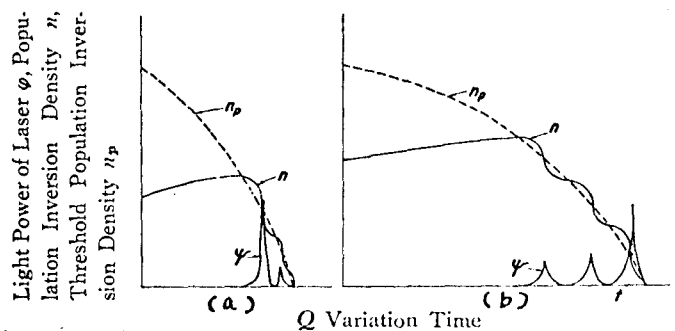


Fig. 2.16 Behaviour of spike height and Q variation time.

Q スイッチ出力と共振器 Q 値との関係¹⁴⁾を考察する。3 準位レーザー系を考えると、逆転密度の時間変化は次のようになる。

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_1}{\tau_1} - \frac{n_2}{\tau_2} \quad (2.22)$$

ここで n_1 , n_2 はそれぞれ基底準位, 励起準位の population である。 τ_1 は励起の速さの逆数で、 τ_2 は励起準位の緩和時間である。全イオン数を N とすると $N = n_1 + n_2$ 、 $t=0$ で $n_2=0$ と仮定すると (2.3) 式中の n は

$$n = \frac{n_2 - n_1}{N} = (1 - 2e^{-t/\tau}), \quad (2.23)$$

ここで

$$\tau = \tau_1 \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2) \quad (2.24)$$

(2.23) 式を (2.6) 式に代入、整理すると

$$\phi_p = \frac{1}{2} (1 - 2e^{-t_u/\tau}) \left[\ln \left(\frac{1 - 2e^{-t_u/\tau}}{1 - 2e^{-t_i/\tau}} \right) + \frac{1 - 2e^{-t_i/\tau}}{1 - 2e^{-t_u/\tau}} - 1 \right] \quad (2.25)$$

ここで t_u , t_i はそれぞれ、通常発振までの時間および、Q スイッチを実行する時間である。

Faraday セル法では $\tau = 180 \mu s$ (Fig. 2.5), Kerr セル法では $\tau = 470 \mu s$ (Fig. 2.12) とすると実験値は (2.25) 式とよく一致する。

τ はレーザー媒質が決まれば、励起の状態で決まる定数であるため、 t_u の大なる低 Q 共振器を用いると出力が増大することになる。

§ 2.5 むすび

Faraday セル法, Kerr セル法, 回転プリズム法による Q スイッチ実験により次のことが明らかになった。

1. Q スイッチ法としては Kerr セル法, 回転プリズム法が Faraday セル法に比べ秀れている。
2. Q スイッチ出力は通常発振出力の 300 倍以上に達した。
3. Q スイッチ時間が速くなると出力が増大し、立ち上がり時間も短くなった。Q スイッチ時間がレーザー発振に至るまでの時間遅れよりも長い場合にはダブルパルス発振となり、出力は増大しなくなった。Q スイッチ時間は 10 nsec. 以下にすべきである。
4. Q スイッチ速度が遅い場合には、可飽和色素を併用すると速い Q スイッチを行なうことが出来る。特に回転プリズムの場合は有効である。
5. Q スイッチ出力の増強をはかるには、共振器の Q 値を低くし（出力側反射率を下げる）励起速度を大にすることが望ましい。
6. 逆転密度とレーザー出力の関係は理論値と一致した。

参考文献

1. R.W. Hellwarth : *Advances in Quantum Electronics* (Columbia Univ. Press) 334 (1961)
2. F.J. McClung & R.W. Hellwarth : *J. appl. Phys* 33 828 (1962)
3. 山中, 辻倉, 山中 : 電気関西連合大会 2-5 (昭39.11)
4. K. Gürs : *Z. für Physik* 172, 163 (1963)
5. J.L. Helfrich ; *J. appl. Phys* 34, 1000 (1963)
6. T. Yamanaka & C. Yamanaka : *Japan. J. appl. Phys* 3, 1.68 (1964)
7. 矢島 : 理研シンポジウム (1962.12)
8. P. Kafalas et al : *J. appl Phys* 35, 2349 (1964)
9. J.T. Masters et al : *Rev. Sci. Instr.* 34, 365 (1963)
10. A.J. DeMaria et al : *J. appl. Phys* 34, 453 (1963)
11. W.G. Wagner & B.A. Lengyel : *J. app. Phys* 34, 2040 (1963)
12. L.M. Frantz : *Appl. Opt.* 3, 417 (1964)
13. C. Yamanaka & T. Yamanaka : *Japan. J. appl. Phys.* 3, 231 (1964)
14. 山中, 都築, 辻倉, 山中 : 電気連大 116 (昭40.4)

第3章 レーザー増幅器の開発

§ 3.1 まえがき

レーザーによる核融合プラズマの研究をはじめとする高次の非線形現象の研究を行なうには、出力数 $\text{GW} \sim$ 数 100 GW 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 Q スイッチ法で発生することは、レーザー素子の破壊、共振器の構成の点より不可能である。ちなみにレーザー素子の破壊強度は、パルス幅 30 nsec. のレーザー光に対して高々 2 GW/cm^2 程度である。このため増幅段⁵⁾を付加し、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抑えながら、全出力の増強をはかる。したがって必然的に増幅段素子の断面積は大きくなる。ルビー素子は母体が結晶であるから、スペクトル的にみればガラスよりはるかに純度は良いが、大きな断面積を持つ光学的に均質な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、光学的に均質な大きな断面積の素子を得ることが出来る。このため 1 GW 程度まではルビーレーザーが有利であるが、これ以上の出力を得るにはガラスレーザーの方が有利である。

筆者は 100 GW 級大出力レーザーを建設するために、増幅機構を解明し、増幅に際して起る種々の問題点⁶⁾、例えばガラスのソーラリゼーション、発振段と増幅段、増幅段間のカップリングの問題、増幅利得の飽和、ガラス素子の破壊等を解決した。

本章においては、5段増幅、出力 100 GW ガラスレーザーの建設にあたって得られた結果について述べる。

§ 3.2 増幅の解析

3.2.1 増幅パラメータの測定

増幅された光パルスの波形、出力は入射レーザー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、媒質の長さ l 、誘導放出断面積 σ 、損失係数 γ 、逆転分布密度 n 、レーザーのターミナルレベルの寿命(4準位レーザーの場合)により決まる。このため、増幅の解析に必要なこれらのパラメータの測定を行なった。使用したレーザーは出力 $20 \sim 30 \text{ MW/cm}^2$ 、パルス幅 30 nsec 、立ち上がり 15 nsec である。

(1) 誘導放出断面積 σ

この値は波長 1.06μ 近傍における素子の吸収スペクトル曲線³⁾より求めた。レーザー素子は Nd_2O_3 濃度が $1.5 \sim 3 \text{ wt\%}$ と低いので、増幅段素子と同材質の Nd_2O_3 濃度 $18 \text{ wt\%}$ の長さ 150 mm の試料を用いた。Fig. 3.1はガラス中の Nd^{3+} のエネルギー準位図である。 1.06μ の遷位に寄与する準位2のイオン数は次式で与えられる。

$$n_2 = n_1 \exp \left\{ -(E_2 - E_1) / kT \right\} \quad (3.1)$$

ここで E は各準位の基底状態より計ったエネルギーで、 T は素子の温度、 k はボルツマン定数である。

吸収係数 α は準位2のイオン数 n_2 と1イオンに対する誘導吸収断面積 $=$ 誘導放出断面積 σ の積であるから(3.1)式より、次のように表わせる。

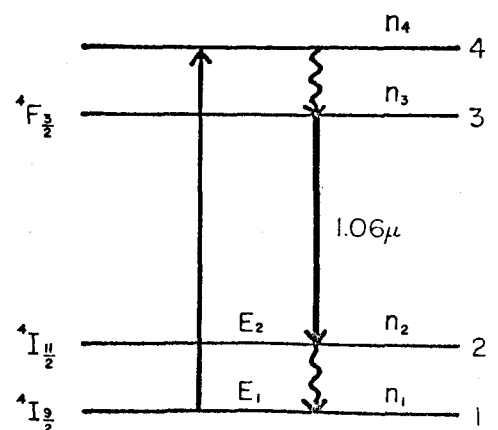


Fig. 3.1. Energy diagram of glass lasers.

$$\alpha = n_2 \alpha = n_1 \alpha \exp \{-(E_2 - E_1)/kT\} \\ \cong n_0 \alpha \exp \{-(E_2 - E_1)/kT\} \quad (3.2)$$

ここで n_0 は素子の Nd^{3+} イオン密度であり Nd_2O_3 濃度 18 wt% のソーダライムシリケートガラスでは $8.75 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ となる。(3.2) 式より

$$\alpha \cong \frac{\alpha}{n_0} \exp \{(E_2 - E_1)/kT\} \quad (3.3)$$

となる。

吸収係数は、モノクロメーターにより分光したスペクトル幅 $16 \text{ \AA}$ のタンングスタニランプの光を用い、試料中を2回通して測定した。Fig. 3.2 に 1.06μ 近傍における吸収曲線を示す。ここで素子の温度は 457°K である。また透過率は素子のエネルギー準位より吸収係数が零と考えられる 1.0μ での透過率で規格化した。温度に対する吸収係数を Fig. 3.3 に示す。これより誘導吸収係数 $\alpha = 9.6 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$, 準位 1, 2 のエネルギー差 0.233 eV (1870 cm^{-1}) が得られた。

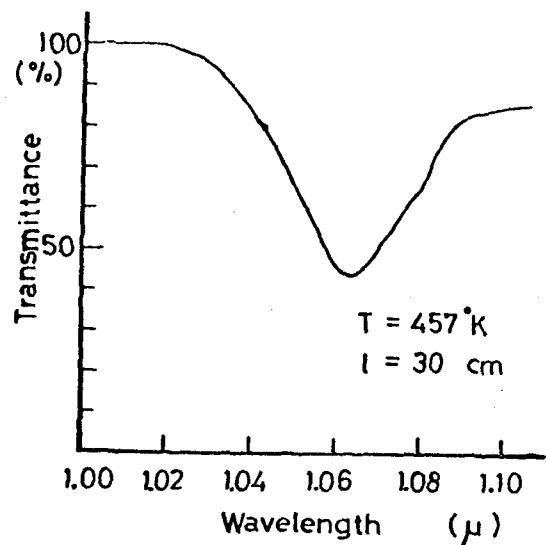


Fig. 3.2 Absorption spectrum of silicate glass about 1.06μ . Nd_2O_3 concentration is 18 wt%. Temperature, 457°K .

<2> 損失係数 γ

損失係数はレーザ素子の良否を決定する重要なパラメーターで、主にロッド中の散乱中心や、ロッドの歪みなどに関係する。この値は増幅実験に用いたガラスロッド

($20\text{mm} \times 300\text{mm}$) を励起しない状態で小出力の Q スイッチレーザー光を通過させ、その時の減衰率より求めた。室温においては 1.06μ の Nd^{3+} の吸収は無視するといか出来る。測定された γ の値は $8 \times 10^{-3} \text{cm}^{-1}$ であった。

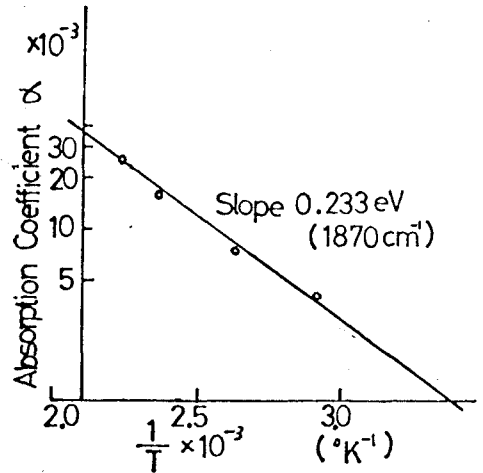


Fig. 3.3 Absorption coefficient dependent upon temperature.

<3> 逆転密度 n

逆転密度を正確に求めるには蛍光強度の絶対測定⁹⁾を

行なう必要のあるが、かなり困難である。ここでは通常発振の閾値より求めた。

通常発振条件は共振器の反射率を R , R' , 逆転密度を n , 活性媒質長を l とすると、

$$R \cdot R' \exp \{ 2(\alpha n - \gamma) l \} = 1 \quad (3.4)$$

の、 γ , l の値は既知であるため、 n の値は (3.4) 式より容易に求まる。長さ 30cm の増幅素子の片端面に反射率 $R = 40\%$ のミラーを置いた時に 7kJ の励起で発振が起った。従ってもう一方の端面における反射率を $R' = 40\%$ とすると (3.4) 式より、 $n = 7.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ となる。このようにミラーの反射率 R を変え種々の励起入力に対する逆転密度の値を求めた。Fig. 3.4 に励起入力と逆転密度の関係を示す。図中実線は蛍光強度の相対値で、励起入力 8kJ で発振条件より求めた n と一致するようにした。逆転密度の曲線は蛍光強度曲線とほぼ一致した。このことにより逆転密度は蛍光強度に比例していることがわかる。

3.2.2

Rate 方程式の解析
レーザー光が4準
位の増幅媒質を通過す
る時の光子束 I による
各レベルの Population
の時間変化は次式で与
えられる。

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x}$$

$$= c(\sigma(n_3 - n_2) - \gamma) I \quad (3.5)$$

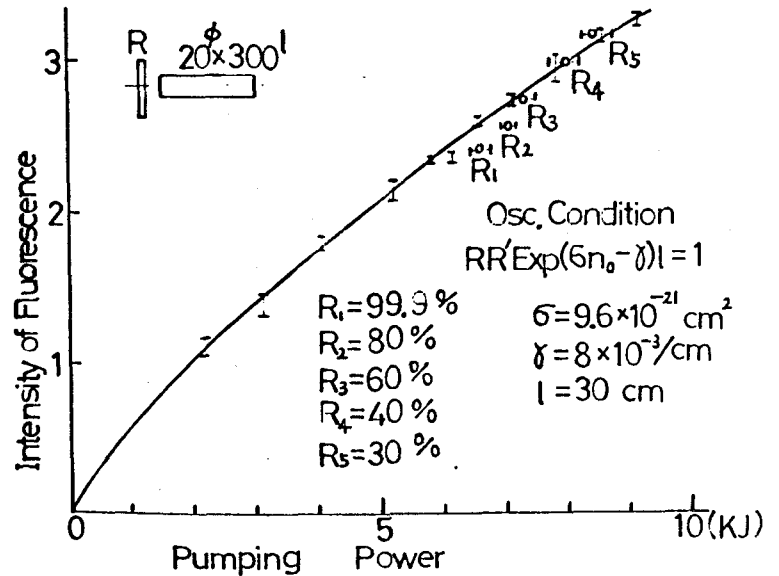


Fig. 3.4 励起入力と逆転密度の
関係

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = -\sigma(n_3 - n_2) I \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma(n_3 - n_2) I - n_2/\tau_2 \quad (3.7)$$

ここで c は媒質中における光速、 σ は誘導放出断面積、 γ は媒質の単位長さ当たりの損失、 x は媒質の軸方向の位置を示す。 n_3 、 n_2 は Fig. 3.1 における準位 3, 2 の分布密度である。 τ_2 は準位 2 の寿命である。これらの式で $n = (n_3 - n_2)$ が逆転密度である。レーザー光が媒質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。

(1) 近似計算による解析

3 準位系の場合について取扱う。

媒質中で

の逆転密度の変化は一定であるとする (3.5) ~ (3.7) 式は次はように書ける。

$$I(t) = I_0(t) \exp \{ (\sigma n - \gamma) l \} \quad (3.8)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2\sigma n I_0(t) \quad (3.9)$$

ここで $I_0(t)$ は入射レーザー光強度である。初期逆転密度を n_0 , 入射レーザー光強度を

$$I_0(t) = I_0 \{ \exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2) \} \quad (3.10)$$

とすると $I(t)$ は

$$I(t) = I_0(t) \exp \{ \sigma n_0 l \exp(-2\sigma \int_0^t I_0(t) dt) \} \quad (3.11)$$

となる。

$2\sigma \int_0^t I_0(t) dt$ の大きさをルビ-レーザーの場合について見積る。 Cr^{3+} 濃度 $0.05 \text{ wt\%}$, $N_0 = 1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma = 2.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ に対して入射尖頭値を 100 MW cm^{-2} (光子速は $3.5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), パルス幅 20 nsec . とすると,

$2\sigma \int_0^t I_0(t) dt \ll 1$ となる。これより

$$\exp \{ -2\sigma \int_0^t I_0(t) dt \} \approx 1 + 2\sigma I_0 \{ \tau_1 \exp(-t/\tau_1) - \tau_2 \exp(-t/\tau_2) \}$$

となり (3.11) 式は次のように書ける。

$$I(t) = I_0(t) K \exp \{ (\sigma n_0 - \gamma) l \} \quad (5.12)$$

$$K = \exp[2\sigma^2 n_0 l I_0 \{ \tau_1 \exp(-t/\tau_1) - \tau_2 \exp(-t/\tau_2) \}] \quad (3.13)$$

(3.13) 式で表わされる K は非線形増幅係数で Fig. 3.5 のようになる。また $I_0(t)$, $KI_0(t)$ は Fig. 3.6 のようになる。

これより $\sigma = 2.5 \times 10^{-20}$
 cm^2 , $I_0 = 3.5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$,
 $n_0 = 1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $l = 15 \text{ cm}$
 $\tau_1 = 10 \text{ nsec.}$, $\tau_2 = 5 \text{ nsec.}$
 のルビーレーザーでピコ
 ーの位置から 1.5 nsec. 程
 度時間の早い方にすれ
 ることかわかる。また
 上の条件で非線形増幅
 が観測されるためには
 $n_0 I_0 > 10^{45} \text{ cm}^{-5} \text{ sec}^{-1}$ でな
 ければならぬ。これ
 は 100 MW cm^{-2} の入射光
 に対して $n_0 \geq 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
 に相当する。

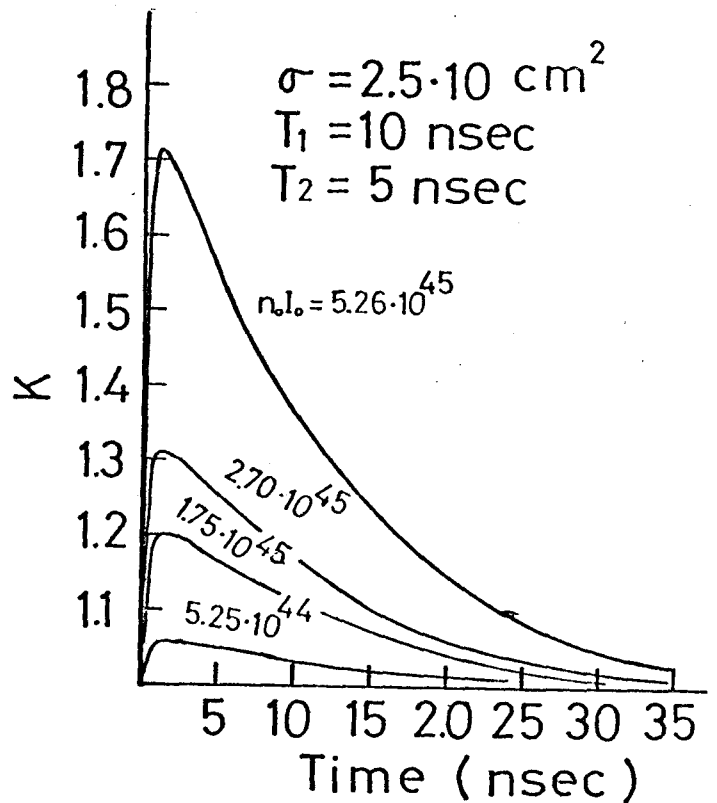


Fig. 3.5 非線形増幅係数

また $\tau_1 = 10 \text{ nsec.}$,
 $\tau_2 = 5 \text{ nsec.}$ のガラスレ
 ーザーで達成するには $\sigma = 10^{-20}$ のガラスに対して $n_0 I_0 \geq$
 6.25×10^{45} となり $I_0 = 100 \text{ MW}$ に対して $n_0 \geq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ となる。
 これは $N_0 = 4.7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ の Nd_2O_3 濃度 5% バリウムフ
 ラウンガラスに対して $n_0/N_0 = 0.02$ となる。また $N_0 = 7.3 \times$
 10^{19} の Nd_2O_3 5% のソーラーライムシリケートガラス
 に対し、 $n_0/N_0 \approx 0.14$ となる。

この結果、立上りの速い、パルス幅の狭い出力光を得
 るには n_0 , I_0 , l を大きくすることはもちろんである

が、立上りス～3 nsec
以下の入射レーザ
光を用いる必要があ
るこゝがわかる。

(2) 電子計算機に
よる解析
より正確な結果を
得るために測定した
パラメータを用い
差分法により計算機
解析を行った。式
(3.5)～(3.7) に対す
る差分式を示す。

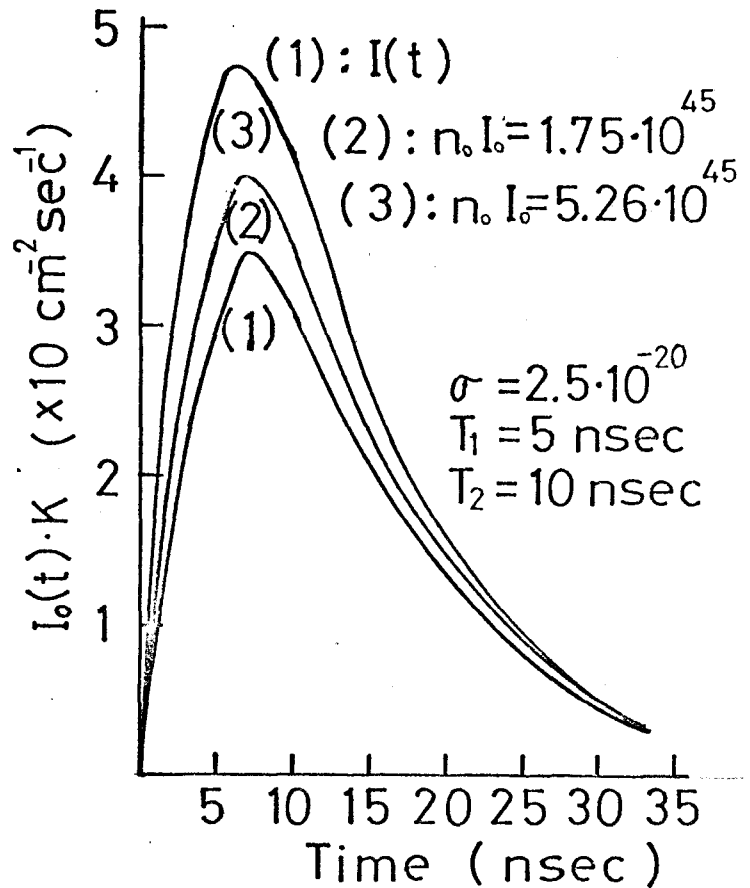


Fig.3.6. 増幅率と逆転発散の関係

$$I^{m,n} = \{ch\sigma(N_3^{m-1,n-1} - N_2^{m-1,n-1}) - ch\tau + 1\} I^{m-1,n-1} \quad (3.14)$$

$$N_3^{m,n} = N_3^{m-1,n} - \sigma h (N_3^{m-1,n} - N_2^{m-1,n}) I^{m-1,n} \quad (3.15)$$

$$N_2^{m,n} = N_2^{m-1,n} + \sigma h (N_3^{m-1,n} - N_2^{m-1,n}) I^{m-1,n} - h N_2^{m-1,n} \frac{1}{\tau_2} \quad (3.16)$$

ここで h は時間分割幅で 5×10^{-11} とした。また距離分割幅 $\Delta x = 1 \text{ cm}$ とし、 $h = \Delta x / c$ とした。境界条件として $x = 0$, $x = L$ で、 $I^{0,0} = I^{L,0} = 0$, $N_3^{0,0} = N_3^{L,0}$, $N_2^{0,0} = N_2^{L,0} = 0$

を採用した。入力波形は矩形波および次式で表わされるものを用いた。ピーク値は 30 MW/cm^2 である。

$$I_0'(t) = \begin{cases} I_0 \exp \left\{ -2 \left(\frac{t - \frac{x}{c}}{T_1} \right)^2 \right\} & (t - \frac{x}{c}) \leq 0 \\ I_0 \exp \left\{ - \left(\frac{t - \frac{x}{c}}{T_1} \right)^2 \right\} & (t - \frac{x}{c}) > 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

$$I_0''(t) = \begin{cases} 0.05 I_0'(t) & (t - \frac{x}{c}) \leq a \\ I_0'(t) \left\{ 0.05 + 0.95 \sin^2 \left\{ \frac{\pi}{2} \left(\frac{t - \frac{x}{c}}{T_2} \right) \right\}^2 \right\} & a < (t - \frac{x}{c}) \leq 0 \\ I_0'(t) & (t - \frac{x}{c}) > 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

ここで $T_1 = 10^{-7} \text{ sec.}$, $T_2 = 1.5 \times 10^{-8} \text{ sec.}$, $a = 1.5 \times 10^{-8} \text{ sec.}$ 時間の原点はパルスのピーク位置にとった。(3.17)式は半値幅 21.3 nsec. , 立上り 12.5 nsec. (slow rise time), (3.18)式は半値幅 16.2 nsec. , 立上り 6.3 nsec. (fast rise time) である。Fig. 3.7 に入射パルス波形を示す。

T_2 の値は数 10 nsec. であるが測定法がなかったため、ここでは $T_2 = 10 \text{ nsec.}$, 20 nsec. , ∞ の3種類を仮定した。Fig. 3.8 に T_2 の増幅率に対する影響を示す。 T_2 が小さくなると増幅率は大きくなるが、その影響はあまり大きくない。以下の計算では $T_2 = 10 \text{ nsec.}$ を採用した。

Fig. 3.9 に種々の逆転密度に対する出力波形を示す。Fig. 3.10 に矩形波パルスの場合を示す。波形の立上りの

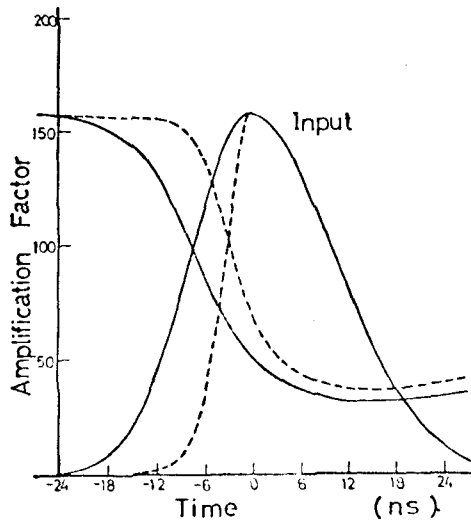


Fig.3.7 Variation of amplification factor at the various points of input pulse. Input pulse forms are also drawn. The solid line shows the input with slow rise time and the dotted line, fast rise time. (Calculated)

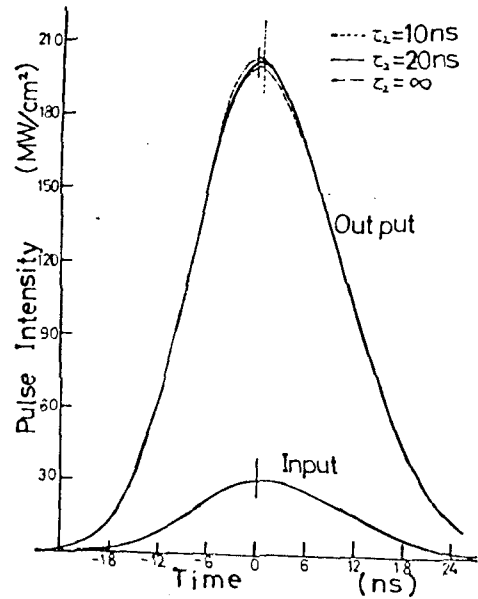


Fig.3.8 Influence of relaxation time τ_2 of level 2 upon the amplification factor. (Calculated)

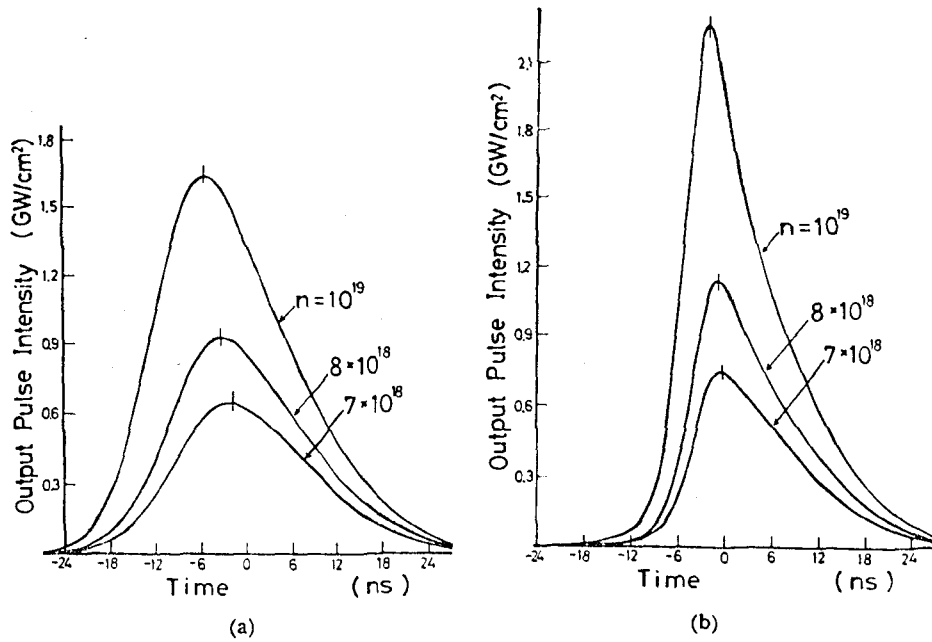


Fig.3.9 Output pulse form at various inversion. (Calculated) (a): the input with slow rise time (b): the input with fast rise time Input pulse forms are shown in Fig. 5. Rod length: 60 cm.

速い場合は増幅率が大きくなり、パルスピークの移動も小である。特に立上り時間無限小の矩形波入力の場合は立上り部の増幅率が非常に大きくなり時間とともに増幅率が急激に減少することになる。

Fig. 3.7 は (3.17)

(3.18) 式で示される入力波形の各時間での増幅率の変化を示したものである。このような非線形増幅作用のために、出力パルスのピークの位置は入力パルスのそれと比べて時間の早

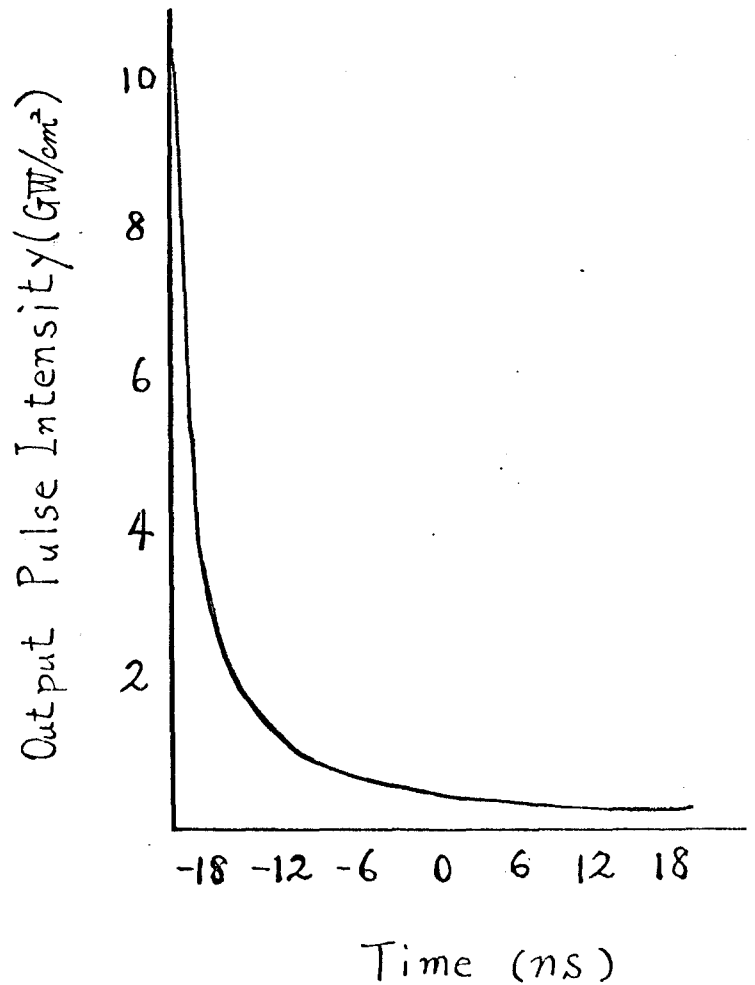


Fig. 3.10 矩形波パルスの増幅

い方に移り、出力パルスの半値幅と立上り時間は入力パルスよりも小となる。Fig. 3.11に媒質長に対する増幅率の変化を示す。媒質長が長くなるにつれ、利得の飽和が生じ、線形増幅から非線形増幅に移ってゆく。そして入力パルスの立上りが遅い程、この利得飽和は、早く生ずる。遅い立上りを持つ入力パルスのピーク値に対する利得の飽和を Fig. 3.12 に示す。これらの結果より、近似計算で明らかになったように、ピークパワーを増すには立上りの速い入力パルスを用いる必要がある。

レーザパルスが増幅素子を通過後の素子中での

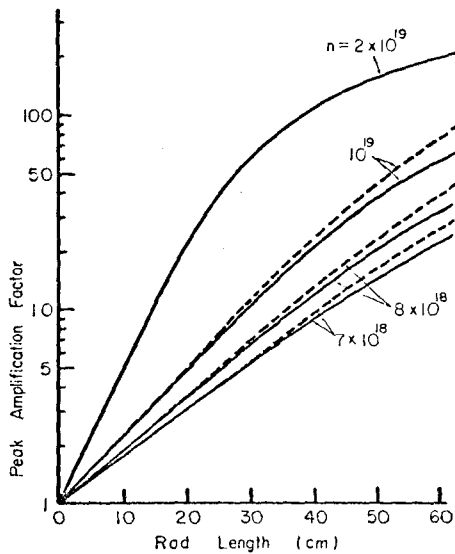


Fig. 3.11 Peak amplification factor dependent upon rod length. Solid line shows the input with slow rise time and dotted line, fast rise time. (Calculated)

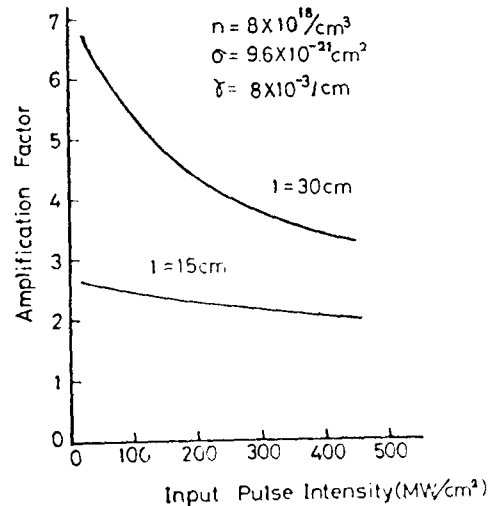


Fig. 3.12 Gain saturation due to input pulse intensity. (Calculated)

逆転密度の分布と Fig. 3.13 に示す。逆転密度の空間的緩和は、パルスの通過時間に対して十分長くと考えられるので、rate方程式にはこの項と省略した。このためパルスが通過した後には、素子中の逆転密度の分布変化が現われる。素子の最初の部分では殆んど逆転密度は減少せず、素子の後方になるほど減少の割合が大きくなり、増幅に大きく寄与していることがわかる。

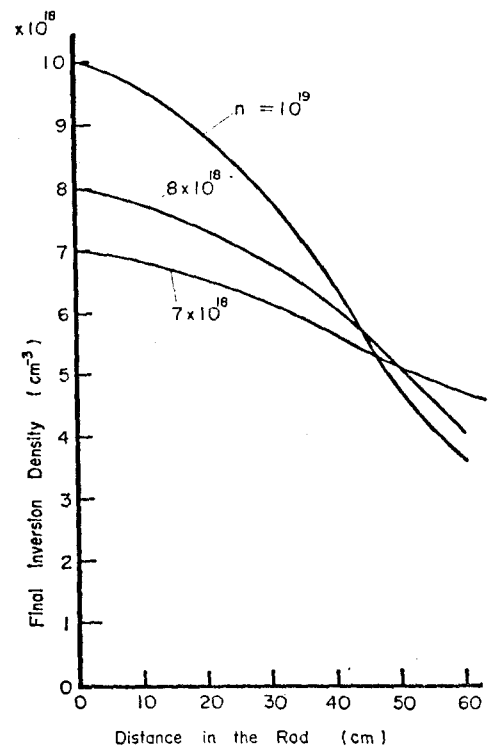


Fig. 3.13 Final inversion density after the pulse passing through an amplifier rod. (Calculated)

§ 3.3 Qスイッチパルス (30 ns) の増幅特性

3.3.1 実験方法

Fig. 3.14 に実験装置の構成図を示す。発振段は倍角式回転プリズムQスイッチ法を採用した。発振段ロッドは直径 10 mm, 長さ 150 mm のソーダ・ライム・シリケートガラスである。

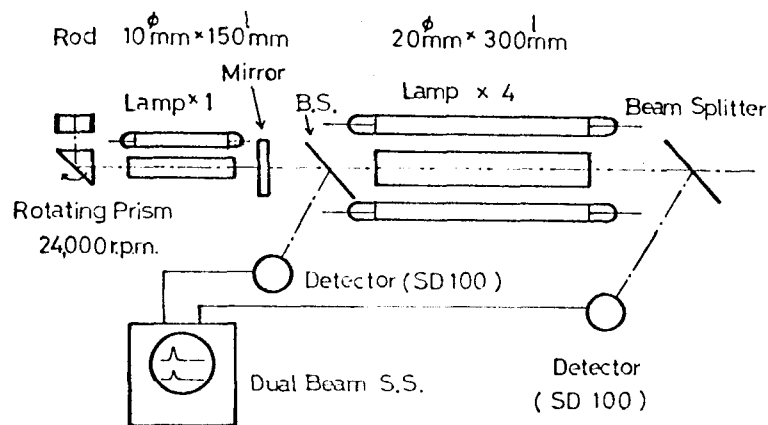


Fig. 3.14 Schematic diagram of experimental setup

出力端反射率は 60% で、回転プリズムの回転数は 24,000 rpm である。発振出力は 30 MW でパルス幅は 30 nsec である。励起は入力 1.5 kJ の直線型 Xe ランプで行った。

増幅段 1, 2 は直径 20 mm, 長さ 30 cm, Nd^{3+} 濃度 1.5 wt% の発振段と同種ガラスである。ロッドの両端面は平行である。励起は入力 4 kJ の直線型 Xe ランプ 4 本を用い closed couple 方式を採用した。ロッド、Xe ランプとも水冷である。

異種ガラスによる増幅実験では、発振段に直径 6 mm, 長さ 10 cm, のソーダ・ライム・シリケートガラスと、増幅段には直径 10 mm, 長さ 150 mm のバリウムクラウンガラスを用いた。

入出力レーザ光はフォトダイオード SD 100 でモニタ

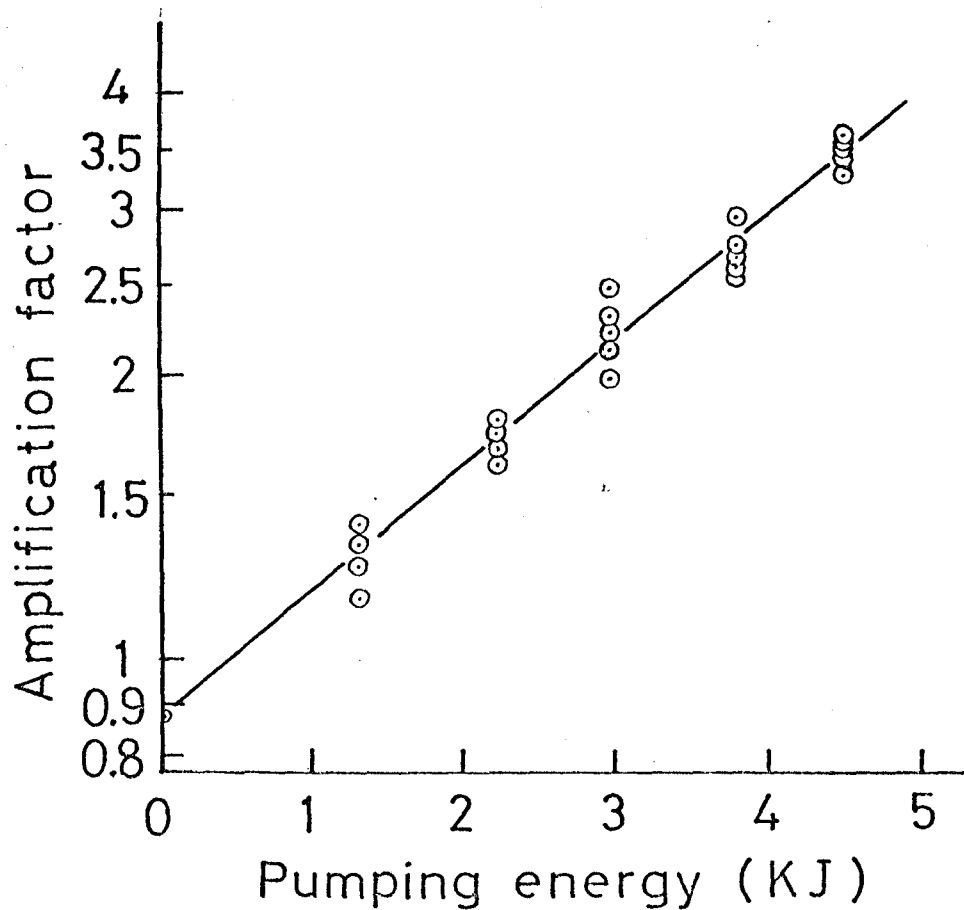


Fig. 3.15 異種ガラスの増幅実験

一し、スピームオシロスコープ (30 MHz) で観測した。

3.3.2 実験結果および検討

Fig. 3.15 に異種ガラスの増幅実験の結果を示す。蛍光スペクトルピークが $5\text{\AA}$ ずれているにもかかわらず、同種ガラスと同程度の増幅度が得られた。これは蛍光スペクトル幅が広く波長間の cross relaxation time が 10^{-12} sec. 程度であるためと考えられる。

Fig. 3.16 に同種ガラスの1段増幅の結果を示す。増幅投入力 15 kJ での増幅率は9倍であった。この時の逆転密度は Fig. 3.4 より 10^{19} cm^{-3} と算出される。この逆転

密度に対する計算値より求めた増幅率は $L=30\text{cm}$ で10倍となり、実験結果と略一致する。

励起を数10回行なうと増幅段素子にソーラリゼーションが生じ Fig. 3.16 に示すように増幅率は半減した。これは Fig. 3.17 に示すようにソーラリゼーションのために紫外領域の吸収が増加した素子中での損失が大きくなったためと考えられる。

このソーラリゼーションは素子を焼鈍することにより容易に元の状態に戻すことが出来た。ソーラリゼーションを生じた後のガラス素子の半径方向の分布における増幅

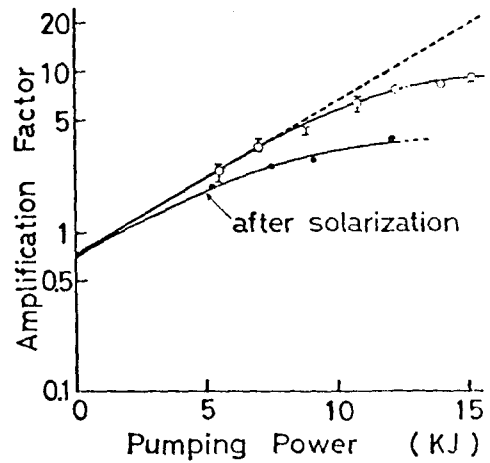


Fig. 3.16 Result of the amplification experiment.

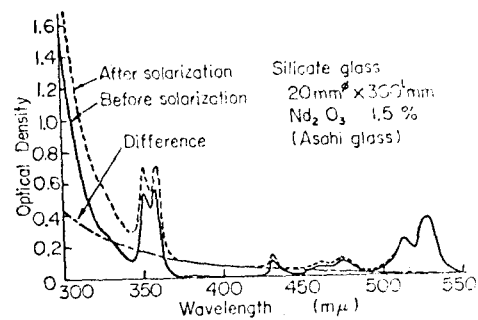


Fig. 3.17 Absorption spectra of an amplifier rod before and after solarization.

率の変化と Fig. 3.18 に示す。入射光は直径 3mm で、増幅段の励起入力は 8KJ である。増幅率は素子の外側よりも中心部の方がやや大であった。これは素子の外側の方が中心よりもソーラリゼーションの割合が強いためである。

Fig. 3.19 に発振段と増幅段の間に afocal レンズを挿入し、単位面積あたりのパワー密度を低下させた時の増幅率の変化を示す。レンズ系焦点距離 150mm の凹レンズと、 300mm 凸レンズを $1.06\mu\text{m}$ のガラスレーザー光に対して共焦点になるように調整した。実験結果は計算で

示されたようにレンズ系を用いた時の方へ、用いない時よりも増幅率は増加した。ただし、レンズ系挿入によるパワーの損失は無視した。

発振段、増幅段ともに平行平面カットのレーザー素子を用いたために光軸調整を完全に行ない、増幅段の励起を充分強く行なうと、Qスイッチレーザー光が増幅段に入射する以前に増幅段素子が発振段出力側ミラーとカップリングして自己発振

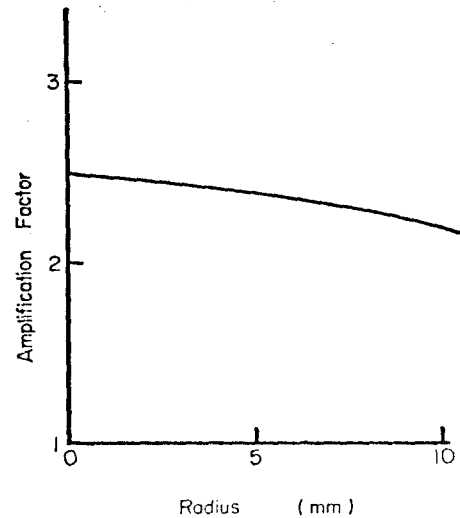


Fig. 3.18 Amplification factor vs. radius of amplifier rod after solarization. Pumping power is 8 kJ and the diameter of input laser beam is 3 mm.

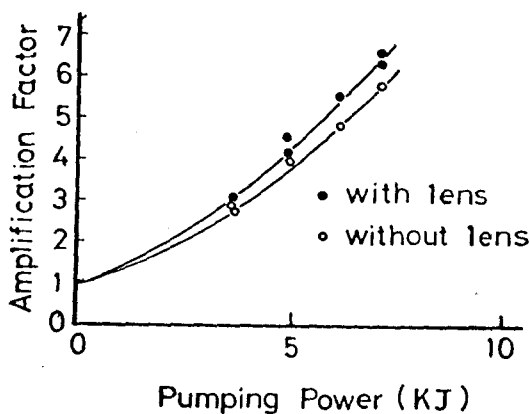


Fig. 3.19 The effect of afocal lens system

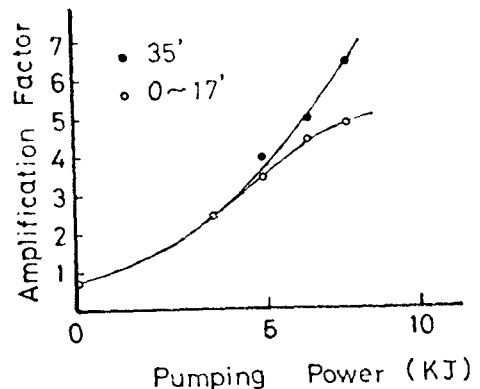


Fig. 3.20 Change of amplification factor due to inclination of the amplifier rod.

を起こした。このカップリングを防ぐためにはファラデーローテーターのような光学アイソレーターを用いる必要があるが、本実験では増幅段素子と光軸より傾き、カップリングを防いだ。Fig. 3.20はこの時の増幅率の変化を示す。光軸とのずれが 17° 程度まではあまり効果は

ないが、35' にはるとカッポリングの効果はなくなり利得の飽和は生じなくなった。この為、増幅段素子の両端面を5°カットにし、カッポリングによる増幅段素子の発振を防いだ。

表3.1に2段増幅の結果の1例を示す。第2段目のガラス素子は直径30mm, 長さ30cmで6本の直線型Xeランプ(全入力最大18kJ)により励起した。増幅段1段目, 2段目はカッポリングを防ぐために光軸に対して数度傾けた。得られた最大出力は1.1GWであった。この出力は計算結果と略一致した。

表3.1 2段増幅特性

	発振段	増幅段 I	増幅段 II
励起入力	1.56 kJ	7.1 kJ	12 kJ
出力	0.6 J 20 MW	5.6 J 185 MW	33 J 1.1 GW

§ 3.4 ナノ秒パルスの増幅特性

3.4.1 P.TM法によるパルス整形

増幅の解析で明らかになるように、高い増幅率を得るには立上りの速いパルスが必要となる。本節では Laser Trigger Spark Gap (LTSG)⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾を用いた Pulse Transmission Mode (PTM)^{(12)(14)~(16)}法による5段増幅用ナノ秒パルス発生について述べる。

<1> LTSGの特性

LTSGの特性はパルス整形時のパルスの立上り時間に大きく影響するため、スイッチ時間、電圧パルスの立上りの速いインピーダンス整合の取れたものが要求される。筆者の製作による加圧形 LTSG の構造を Fig. 3.2/1 に示す。

電極は SUS27 で、低圧側電極にレーザー光導入用の 2mm の穴を設けた。レーザー光集光レンズは焦点距離 30mm で、レーザー光は負の電極上に集光した。充電用ケーブルは RG8u ($Z_0 = 52 \Omega$) である。

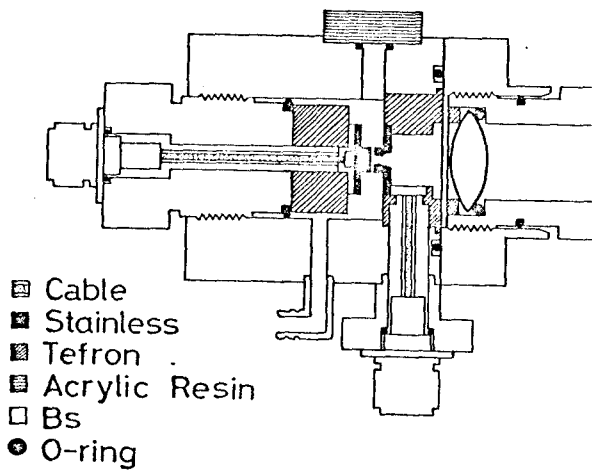


Fig. 3.21 加圧形 LTSG の構造

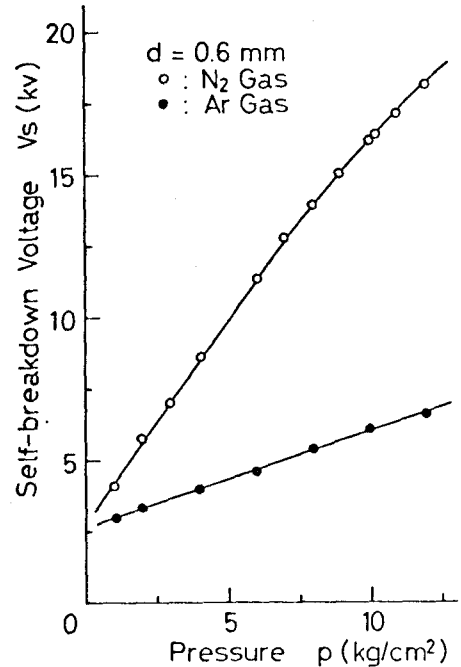
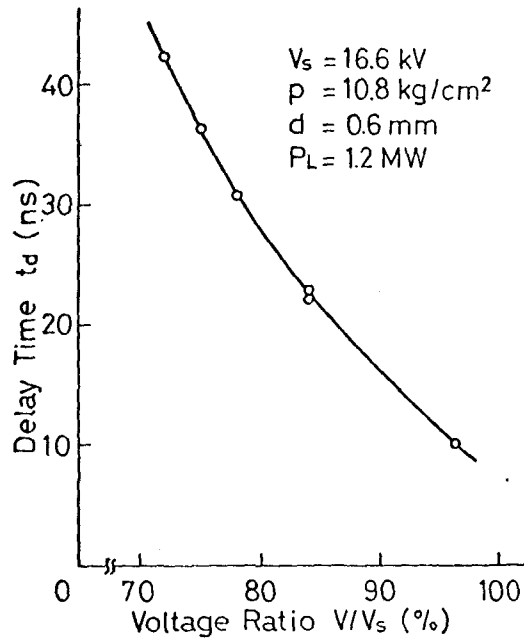
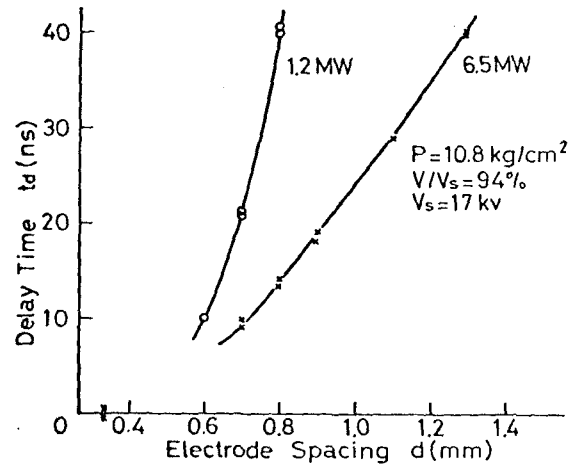
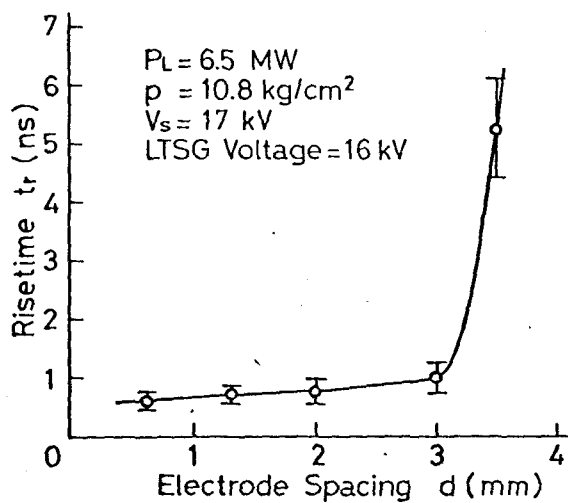


Fig. 3.22 自己放電電圧 V_s とガス圧の関係

電極間距離 $d = 0.6 \text{ mm}$ の時の自己放電電圧とガス圧 V_s との関係と Fig. 3.22 に示す。N₂ ガスの自己放電電圧は Ar ガスのそれより高いため、N₂ ガスを使用した。

Fig. 3.23 に圧力 10.8 kg/cm^2 、電極間距離 $d = 0.6 \text{ mm}$ ($V_s = 16.6 \text{ kV}$)、入射レーザーパワー $P_L = 1.2 \text{ MW}$ (パルス幅 30 ns) での印加電圧 V と放電時間遅れ t_d の関係を示す。ここで時間遅れはレーザー光強度が 10% になる時刻を $t = 0$ とした。 $V = 0.96 V_s$ で $t_d = 10 \text{ nsec.}$ であった。表面状態により t_d はかなり変化した。Fig. 3.24 に電極間距離と放電時間遅れの関係を示す。レーザーパワーが小さい時は電極間距離が大きくなると発生プラズマが対向電極に到達する

Fig. 3.23 Delay time vs. V/V_s Fig. 3.24 Delay time vs. gap length d Fig. 3.25 Rise time vs. gap length d

までに減衰するため、
 両電極間距離を越えろ
 と時間遅れが急激に増
 大する。

電圧の立ち上り時間 t_r
 と電極間距離の関係と
 Fig. 3.25 に示す。電極
 間距離が 3 mm の
 bridge over の閾値を
 越えろと立ち上り時間は
 急激に増大した。

Fig. 3.26 に $d = 0.6 \text{ mm}$,
 $P = 10 \text{ kg/cm}^2$, $V = 16 \text{ kV}$ の
 時の放電時間遅れ t_d
 と立ち上り時間 t_r の関
 係を示す。 t_d はレ-

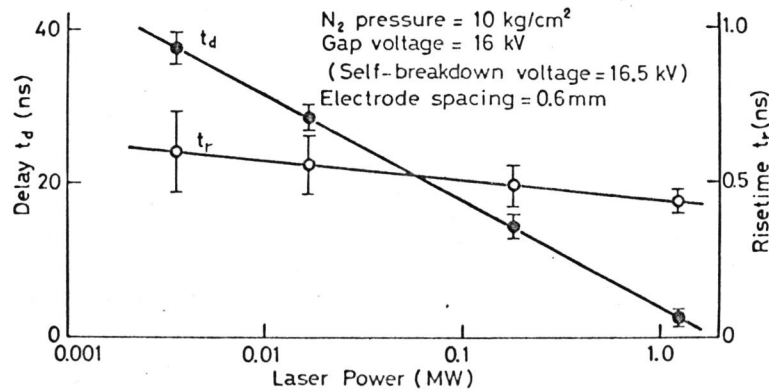


Fig. 3.26 Delay time and risetime vs. laser power.

ガーパワーの増大とともに急激に減少するが、 t_r はあまり変化しなかった。Fig. 3.27にLTSGに長さ40cmの終端短絡ケーブルを設置しスイッチング抵抗52Ωを用いて519オシロスコープで測定したパルス幅5nsec.の波形を示す。パルス直上りは0.5nsec.でリフツも少ないことがうかがえる。

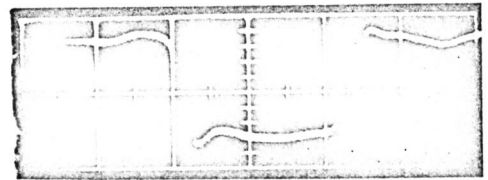


Fig. 3.27 パルス電圧波形
2 nsec./div.

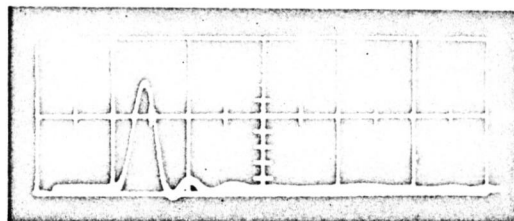
(2) パルス整形

PTM法によるパルス整形実験の構成図をFig. 3.28に示す。レーザーは回転ポリズム式Qスイッチレーザーである。GP₁, GP₂は直交Glanポリズムで、PCはPockelsセルである。L₁は充電ケーブルで、L₃はパルス幅を決定する終端短絡ケーブルである。Fig. 3.29にKDP Pockelsセルの構成図を示す。KDPは15×15×10mm³で、温度による

KDP シャッターの各点での透過率を示す。ケーブル L_1 への充電電圧 $24kV$ では中心の透過率は 65% であった。

LTSG のスイッチング時間 はフィルターによりレーザー光の強度を調整して変化させた。Fig. 3.31 に整形パルスおよび、LTSG への入射レーザー光波形を示す。(a) はパルス幅 $2nsec$ 、(b) は $10nsec$ である。レーザーパルスの立ち上がり時間は $1.7nsec$ であった。

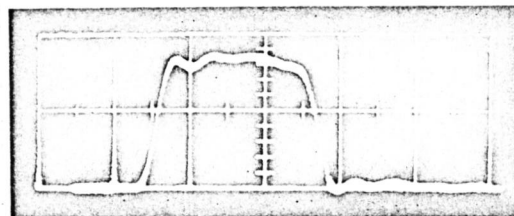
終端ケーブル L_3 のかわりに LTSG¹⁾ を用い、LTSG の点火時間を変えてパルス幅を決定すると充電ケーブル L_1 の電圧は半分になり、整形レーザーパルスの立ち上がりには影響がなかった。



2 msec パルス

5 msec/div

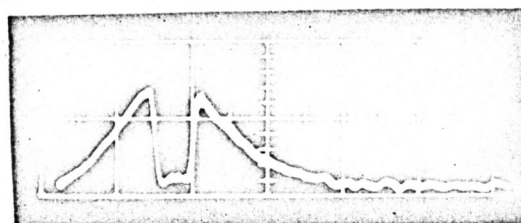
(a)



10 msec パルス

5 msec/div

(b)

LTSGにおける
レーザー波形

20 msec/div

Fig 3.31 ナノ秒パルス波形

3.4.2 実験方法

Fig. 3.32 に 5 段増幅レーザの構成図を示す。使用レーザロッドは白金フリーのバリウムクラウンガラスである。発振段は回転プリズム Q スイッチに PTM 法を付加したパルス幅可変レーザである。発振段ロッドは直径 10mm, 長さ 16mm で、出力は発振パターンと一様に保つために 10MW 以下に制限した。Xe ランプ, ロッドは水冷した。

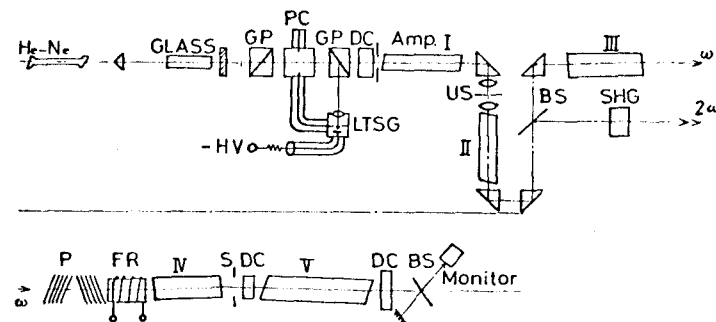


Fig. 3.32 5 段増幅レーザの構成

増幅段の構成を表 3.2 表に示す。励起は直線型 Xe ランプを用い closed couple 方式で行なった。レーザロッドは 0.2 mol/l の NaNO_2 溶液で冷却した。Xe ランプは脱イオン水により冷却した。各ロッドは自己発振を防止するために両端面光軸に対して 6° カットにした。

発振段出口には漏れ光を低下させるために可飽和色素を設置した。増幅段 I, II の間にプラズマスイッチと、増幅段 III, IV の間に Faraday セルを設置しプラズマよりの反射光を減衰させた。

ナノ秒パルス増幅ではエネルギー利用率が低いため、

表3.2 5段増幅レーザーの特性

Amp.	I	II	III	IV	V
Rod Dimension	20 ϕ ×320	20 ϕ ×320	30 ϕ ×320	30 ϕ ×320	40 ϕ ×600 mm
Nd ₂ O ₃	3.5	3.5	3.5	3.5	3.5 wt%
Flash Lamp	4	4	6	6	10
Pumping Energy (Max. Pump. Ener.)	9 (20)	9 (20)	13.5 (30)	13.5 (30)	60 kJ (200)
Gain	7	5	4.5	4	3.5
Power (λ 4.5 μ m)	315	158	709	2900	10000 MW

増幅段 I を用い、スパス増幅率を測定した。Fig. 3.33 に実験の構成図を示す。入出力光は同一のバイフラナフォトダイオード R317 と 519 オフシロスコープで観測した。

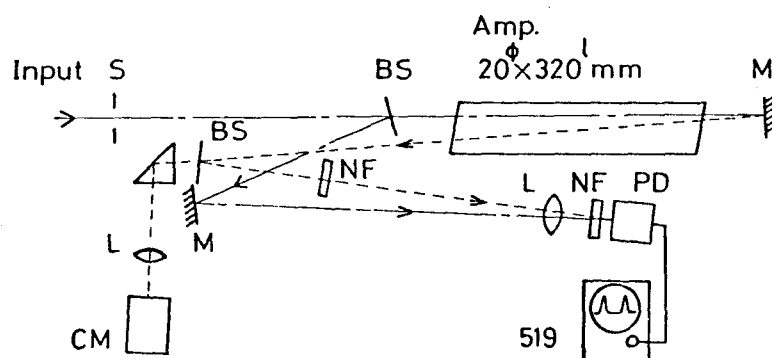
Experimental Set-up of Two Passes
Gain Measurement

Fig. 3.33 2パス増幅実験装置構成図

3.4.3 実験結果および検討

表 3.2 表 に入力 4.5 MW , パルス幅 2 nsec . パルスに対する増幅結果の 1 例を示す. 増幅段の後段に及ぶ程パワー密度は増大し、増幅率は低下した。

Fig. 3.34 に 10 nsec . パルスの 4 段増幅結果を示す。

励起入力は 35.5 kJ で入射レーザーエネルギーは 30 mJ で、増幅段の出力は 1 J であった。Fig. 3.35 にパルスの各段での増幅率を示す。増幅率は表 3.2 に示されたように時間の早い部分が非常に大であった。パルス幅は 10.2 nsec . から 9.8 nsec . に減少し、パルスの立ち上がり時間は 1.7 nsec . から 1.5 nsec . になった。

Fig. 3.36 に 2 nsec . パルスによる 2 パス増幅の結果を示す。A は 1 パス増幅率で、B は 2 パス増幅率である。2 パス増幅率は 1 パス増幅率の 2 倍となり、ナノ秒パルス増幅では前段増幅器の 1 エネルギー利用率が低いことがわかる。

プラズマ生成時の反射レーザー光は発振段位置で 10^{-4} に減衰した。

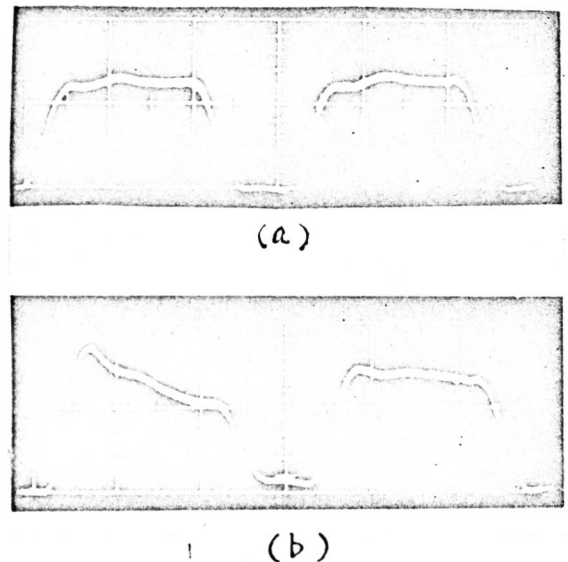


Fig. 3.34 Gain measurement oscillogram of input (right) and amplified (left) laser pulse. (a) A case of nonpumped amplifiers. (b) A case of pumped amplifiers by 35.5 kJ . 5 ns/div

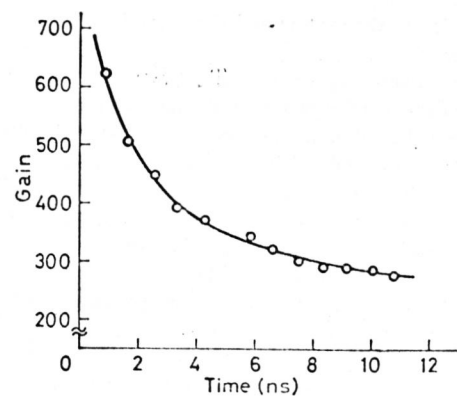


Fig. 3.35 Amplitude gain as a time function of 10 ns laser pulse.

Faraday セル用ガラス・スタック偏光子に平行平板を用いると、各面よりの反射光の干渉効果により、ビームの中心部の強度は非常に減少した。平行平板の歪み平行度 4° のガラス板を用い、干渉効果をなくするとビームの中心部での減衰はなくなった。

増幅段間距離が短い時（平均 1m ）には増幅段間のカッティングにより励起を大きくするとスーパ

ーラディエーションが起った。この問題は増幅段間に可飽和色素を設置し、増幅段距離を十分取ることにより解決された。

レーザーロッドの破壊はビームのセルフトラップに起因するまで生じなかった。また表面破壊強度は HF 処理により 15% 改良された。

§. 3.5 むすび

白金フリーガラスを用い、5 段増幅ガラスレーザーを建設し、出力 100GW 級のレーザーの開発に成功した。理論解析実験により得られた結果を次に示す。

1. 立ちりの速いパルス程、増幅率は大きくなる。立ちりのゆるやかなパルスの増幅では、パルスの波頭で逆転強度が消費され、パルスのピークでの増幅率が低下し、ピーク位置が時間の早い方へ移動する。

2. 増幅段素子中のパワー密度が増加すると、増幅

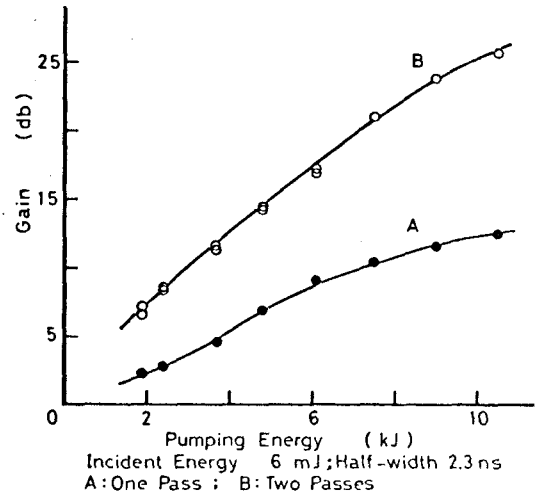


Fig. 3.36 スパス増幅

率は低下する。

3. 増幅により消費されるエネルギーは素子の後段ほど大となる。

4. ツーダーライム・シリケートガラスと発振段に、バリウムフラウンガラスと増幅段に用いた異種ガラス増幅により、同種ガラス増幅と同程度の増幅率を得た。

5. 立上り 1.7nsec. パルス幅 10nsec. の矩形波パルス増幅により、理論解析結果とよく一致するパルス変形が観測された。

6. パルス幅 2nsec. のスパス増幅により、1パス増幅率の2乗の増幅率を得た。

7. LTSG を使用した PTM 法により立上り 1.7nsec. 、パルス幅 $2\text{nsec.} \sim 10\text{nsec.}$ の矩形波パルスが得られた。

8. Faraday セル、可飽和色素、プラスマスイツチを用いることにより、プラスマよりの反射光を発振段位置で 10^{-4} に減衰できた。

9. 可飽和色素の導入および増幅段間距離を十分取ることにより、スパーラディエーションを防止できた。

10. 増幅段ロッドを 6° カットにすることにより自己発振および発振段ミラーとのカツプリングが防止出来た。

11. 白金フリーガラスを使用することによりロッドの内部破壊は解決された。

12. ロッドのソーラリゼーションは 0.2mol/l の NaNb_2 溶液をフィルターとして使用することにより防げた。

参考文献

1. J. M. Dawson : Phys of Fluids 7, 981 (1964)
2. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
3. N. G. Basov, P. G. Kruikov, S. D. Zakharov, Yu. V. Senatsky & S. V. Tchekalin : IEEE J. Quantum Electronics, QE-4, 864 (1968)
4. T. Yamanaka, N. Tsuchimori, T. Sasaki & C. Yamanaka : Technol. Rep. Osaka Univ. 18, 155 (1968)
5. R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, V. S. Zuev, P. G. Kryakov & V. S. Letokhov : IEEE J. Quant. Elec. QE-2, 436 (1966)
6. P. V. Avizonis & R. L. Grotbeck : J. appl. Phys 37, 687 (1966)
7. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi & C. Yamanaka : Japan. J. appl. Phys. 8, 1037 (1969)
8. P. Maunder : Appl. Opt. 3, 433 (1964)
9. P. V. Avizonis : J. appl. Phys. 37, 780 (1966)
10. M. Michon : IEEE J. Quant. Elect. QE-2, 562 (1966)
11. L. L. Steinmetz : Rev. Scient. Inst. 39 904 (1968)
12. 佐々木, 山中, 山中 : 量子エレクトロニクス研究会 (電子通信学会) 資料 QE69-11 (1969)
13. A. J. Alcock et al : Rev. Scient. Inst. 41, 1028 (1970)
14. G. I. Kachen, et al : IEEE J. Quant. Elec. QE-6, 84 (1970)
15. M. Michon et al : J. appl. Phys 41, 2739 (1970)
16. A. J. Alcock, et al : Opt. Commun. 2, 65 (1970)
17. K. Yoshida, T. Yamanaka, T. Sasaki, C. Yamanaka, et al : Japan. J. appl. Phys. 10, 1643 (1971)

第4章 レーザーによる核融合プラズマの研究

§4.1 まえがき

Qスイッチ技術, レーザー増幅技術の進歩¹⁾²⁾により, 出力数 10GW , パルス幅数 nsec ²⁾のレーザー光が容易に得られるようになり, レーザーはプラズマ工学³⁾においても重要な地位を占めるようになった. レーザーによるプラズマ発生³⁾, プラズマ計測⁴⁾がこれである. 特にプラズマ発生は, 光による物質の電離・加熱機構の解明のみならず, レーザーによる核融合プラズマ発生^{3)5)~10)}というプラズマ工学的見地よりも非常に興味深い.

レーザーによるプラズマ発生法は従来の気体をプラズマ化する方法とは異なり, 大出力レーザー光のエネルギーを局所に集中し, 固体を一挙にプラズマ化する方法である. レーザー光に対するプラズマの遮断密度は 10^{21}cm^{-3} と高いため, 高密度での加熱が有効に行なわれ, 不純物を含まない完全電離の高温高密度プラズマをマイクロ秒程度の成長時間よりも短い時間内に作ることも可能である. また磁界の影響を受けることなくプラズマにエネルギー投入が出来るため, 磁界中の任意の点にプラズマを配置し, プラズマ密度に依りたレーザー光を用いることにより, 効率よくプラズマ加熱が行なえる. 特にプラズマの膨張^{5)7)~10)}を上まわる速度でエネルギー投入を行なうと核融合反応を達成することも出来る.

レーザーによるプラズマの加熱は, プラズマ温度が低い場合には, 古典的な逆制動吸収過程¹¹⁾に支配される. この過程での吸収長は遮断密度近傍では

$$\ell \approx 5 \times 10^{39} T^{3/2} n^{-2} [\mu\text{m}]$$

となる。ここで T は eV で表わした電子温度で、 n は電子密度である。密度 10^{21} , 温度 1KeV に対して、吸収長は 150μ となる。これはプラズマ径 100μ に対して臨界値となり、レーザー光は、レーザー周波数 ω がプラズマ周波数 ω_p より大か小で、完全反射もしくは完全透過となる。このため、高温状態での加熱機構⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾を解明することは、レーザーによる核融合プラズマ研究を行なう上に重要な問題である。

本章においてはレーザーによる核融合プラズマの発生実験により得られた結果について述べる。

§ 4.2 レーザーによるプラズマ生成

レーザー光を物質に集光照射すると、多重光子吸収、逆制動吸収過程により、プラズマが発生する。その後電子イオン、光子の3体衝突による逆制動吸収過程により電子が加熱される。この結果プラズマの膨張が起りエネルギー吸収の割合は低下する。電子からイオンへのエネルギー緩和は古典的な衝突により行なわれる。

ここでは固体のプラズマ化の基本的な取扱について述べる

4.2.1 微粒子のプラズマ化

真空中に懸垂^{(12), (13), (4)}したレーザー集光径よりも小さい固体のプラズマ化を取扱う場合には、プラズマ以外へのエネルギー輸送を考える必要がないため取扱いが簡単になる。

発生プラズマの温度は一樣で、圧力 P が

$$P = P_c (1 - r/R) \quad (r \leq R) \quad (4.1)$$

で変わると仮定すると r 点でのプラズマの密度 n 、膨張速度 dr/dt は次で与えられる。

$$n = n_c (1 - r/R) \quad (r \leq R) \quad (4.2)$$

$$dr/dt = (r/R) dR/dt \quad (r \leq R) \quad (4.3)$$

ここで R はプラズマ半径 P_c, n_c はそれぞれプラズマの中心での圧力、密度で、 dR/dt はプラズマの境界の膨張速度である。プラズマよりの輻射損を無視し、磁界印加によりプラズマの圧力分布が変わらず、不安定性も起らないとすると、プラズマの運動方程式およびエネルギー保存式は次のようになる。

$$(P_c - \frac{B^2}{8\pi}) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = \frac{1}{5} M \frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (4.4)$$

$$\frac{3}{2} (N_e + N_i) k \frac{dT}{dt} + (P_c - \frac{B^2}{8\pi}) 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} = W \quad (4.5)$$

ここで M , N_e , N_i はプラズマの全質量、全電子数、全イオン数で、 P_c , W は次式で与えられる。

$$P_c = (N_e + N_i) kT / (\frac{4}{3} \pi R^3) \quad (4.6)$$

$$W = \begin{cases} \Phi(t) \frac{K^2}{T^2} \left\{ 1 - \exp\left(-\int_{-R}^R K(r) dr\right) \right\} \\ \Phi(t) \left\{ 1 - \exp\left(-\int_{-R}^R K(r) dr\right) \right\} \end{cases} \quad (4.7)$$

ここで Φ はレーザ光束、 T は焦点面上でのレーザ光半径、 $K(r)$ は r 点でのプラズマの吸収係数である。電子密度を $n \text{ cm}^{-3}$ 、レーザ周波数を ν 、プラズマ周波数を ν_p 、電子温度を $kT [\text{eV}]$ とすると

$$K = \frac{1.17 \times 10^{-8} \varepsilon^2 n^2}{3 \nu^2 (kT)^{3/2}} \cdot \frac{\ln 1}{(1 - \nu_p^2 / \nu^2)^{1/2}} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (4.8)$$

Fig. 4.1 に直径 50μ の LiH を出力 10 GW 、立上り 2 ns のガラスレーザ光でプラズマ化した時のプラズマ温度、膨張速度、プラズマ半径の計算値を示す。実線は磁界 $B = 2 \times 10^5 \text{ G}$ で、点線は $B = 0$ の場合である。

プラズマの温度上昇とともに膨張速度が増加し、温度上昇の割合は低下する。/ nsec 以後では膨張による熱エネルギーが運動エネルギーへの変換の結果、温度は急激に低下する。しかし磁界を印加すると、磁気圧とプラズマ圧のバランスにより膨張が停止し、運

動エネルギーが熱エネルギーに変換され、再びプラズマの温度は上昇する。この結果、効率よくプラズマを加熱するには立上りの非常に速いパルスを用い、1 ns 以下でエネルギーを投入する必要がある。

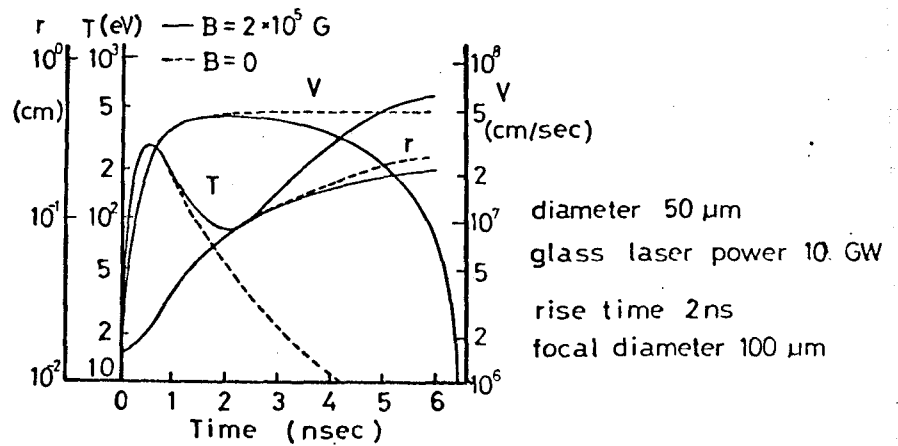


Fig. 4.1 プラズマの加熱.

4.2.2. 無限大ターゲットのプラズマ化¹⁵⁾

レーザー集光径よりも十分大きいターゲットのプラズマ化においては、まわりへのエネルギーの散逸を考慮しなければならない。特にプラズマ発生により生ずる衝撃波が問題となる。

固体表面にレーザー光を照射しプラズマを発生すると Fig. 4.2 に示すように固体中に衝撃波が伝播し、プラズマは膨張波として真空中に伝播する。問題を簡単にするために、流れは平面的で一次元とし、レーザー光は cut off 密度の近傍のみで吸収されるものとする。衝撃波はプラズマ発生と同時に瞬時的に発生するため、衝撃波の発生機構を無視する。熱伝導によるエネルギーフローを無視すると膨張波フロントはレーザーエネルギー吸収面となる。Fig. 4.2 に示すように領域 (E) は圧縮率 β のプラズマ、(S) は圧縮率 β の気体とする。

膨張波フロントより等温的に膨張するプラズマの密度

分布はプラズマ中でのイオンの音速と $v_{ac} = (\frac{\gamma T_k}{m_i})^{1/2}$ とすると

$$\rho = \rho_R \exp \left\{ \frac{u - u_R}{v_{ac}} \right\} \quad (4.9)$$

となる。ここで ρ_R , T_R は膨張波フロントでの密度、温度で u , u_R はそれぞれ領域 (E) および膨張波フロント R での粒子速度で、 u は次式で与えられる。

$$u = x/t - v_{ac} \quad (4.10)$$

レーザー光束を Φ , プラズマと衝撃波領域でのエネルギーを A とすると

$$\Phi = \frac{dA}{dt} \quad (4.11)$$

$$A = M_s u_s^2 + \frac{\gamma M_k v_{ac}^2}{\gamma - 1} + \int_{x=R}^{-\infty} \rho \frac{u^2}{2} dx + \int_0^x p dt \quad (4.12)$$

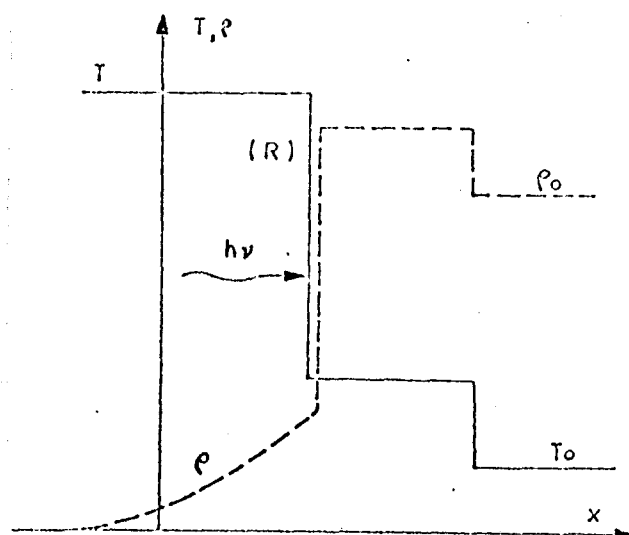
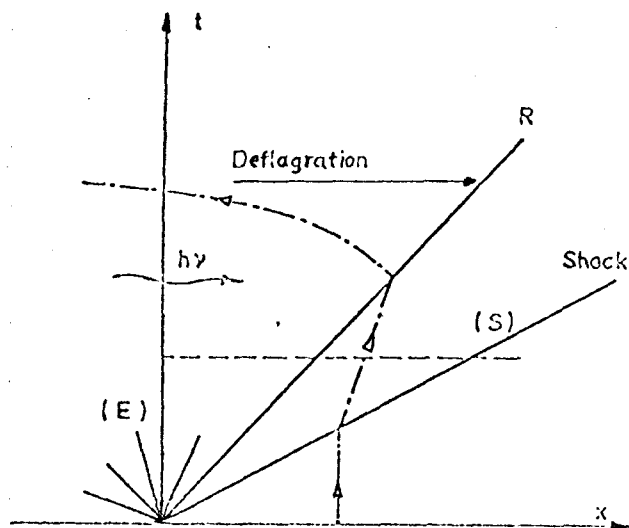


Fig. 4.2

(4.12)式の第一項は衝撃波領域 (S) の全エネルギー、第二項はプラズマの内部エネルギー、第三項はプラズマの運動エネルギー、第四項はプラズマより放出される放射エネルギーである。 M_s は衝撃波領域の全質量、 u_s は衝撃波フロントの後方の粒子速度である。 M_R は膨張波

フロントを通過したプラズマの全質量である。(4.11), (4.12)より

$$\Phi = \frac{d}{dt} \left[M_s U_s^2 + M_R \left(\frac{2\gamma-1}{\gamma-1} \frac{V_{ac}^2}{2} - V_{ac} U_R + \frac{U_R^2}{2} \right) \right] + P \quad (4.13)$$

$U_R = U_R + V_{ac} \approx U_s$ (Chapman - Jouquet 条件) と, 衝撃波と膨張波内の質量と運動量保存式を用い, (4.13) を U_s と R での温度 T_R を変数とする式に書き替えると

$$\Phi(U_s, T_R) = \frac{V_{ac}}{4} \left[\frac{7\gamma-5}{\gamma-1} - \left(\frac{U_s}{V_{ac}} \right)^2 \right] \frac{\beta+1}{2} \rho_0 U_s^2 + P \quad (4.14)$$

一方膨張波フロントでの連続の式より

$$U_s^2 = \frac{4\rho_R}{(\beta+1)\rho_0} V_{ac}^2 \quad (4.15)$$

ここで ρ_0 は固体の密度, ρ_R は膨張波フロントでのレーザー光に対する cut off 密度である。(4.14), (4.15)より

$$\Phi(T_R) = \frac{V_{ac}^3}{2} \rho_R \left(\frac{7\gamma-5}{\gamma-1} - \frac{4\rho_R}{(\beta+1)\rho_0} \right) + P \quad (4.16)$$

輻射損を無視すると

$$\left. \begin{aligned} D_R &\propto \Phi^{1/3} \\ D_s &\propto \Phi^{1/3} \\ T_R &\propto \Phi^{2/3} \end{aligned} \right\} \quad (4.17)$$

となり, 発生プラズマの温度はレーザーパワーの $2/3$ 乗で増加することがわかる。

§ 4.3 レーザーによる核融合反応条件²⁾

レーザーによるプラズマ発生の特長は局所的にエネルギーを集中し、 10^{-9} sec. のオーダーの時間で高温高密度プラズマを生成出来る点である。このため核融合反応としてはパルスの反応又は連続反応のトリガーを目標とすべきである。ここでは重水素、三重水素を用い、磁界下でのプラズマの運動を無視したパルスの核融合反応を達成する条件について考察する。

プラズマ加熱は波長 $1.06 \mu\text{m}$ ガラスレーザー、波長 $10.6 \mu\text{m}$ 炭酸ガスレーザーにより行なう。核融合反応の完成は反応出力が投入レーザーエネルギーを上まわった状態で定義する。

<1> 加熱および冷却機構

レーザー光によるプラズマの加熱は逆制動吸収過程により電子が加熱され、加熱電子とイオンの衝突により緩和が行なわれる。イオン・電子場における逆制動輻射機構による吸収係数 K_ν は (4.8) 式で与えられる。

$$K_\nu = \frac{1.17 \times 10^{-8} z^2 n_e n_i}{3 \nu^2 (kT)^{3/2}} \cdot \frac{\ln \Lambda}{(1 - \nu_p^2 / \nu^2)^{1/2}} \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (\nu_p < \nu) \quad (4.18)$$

レーザー光がプラズマ中に侵入するには、プラズマ周波数がレーザー周波数より小でなければならぬため、対象とするプラズマ密度 n_e は次式で与えられる。

$$n_e \leq \begin{cases} 1.01 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} & (\lambda = 1.06 \mu\text{m}) \\ 1.01 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} & (\lambda = 10.6 \mu\text{m}) \end{cases} \quad (4.19)$$

密度 $10^{19} \sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 $0.5 \sim 10 \text{ keV}$ のプラズマに対して

$\ln \Lambda$ は $20 \sim 30$ とする。上記条件のもとで直径 D_{cm} 、密

度 $n_e \text{ cm}^{-3}$, 温度 kT の D-T プラズマを作るに必要なレーザーエネルギー E_L は,

$$E_L = 1.675 \times 10^{-19} n_e (kT) D^3 \{1 - \exp(-K_D D)\}^{-1} \quad (4.20)$$

となる。熱平衡時間 τ_{eq} は

$$\tau_{eq} = 3 \times 10^8 A (kT)^{3/2} / n_e \ln \Lambda \quad (\text{sec}^{-1}) \quad (4.21)$$

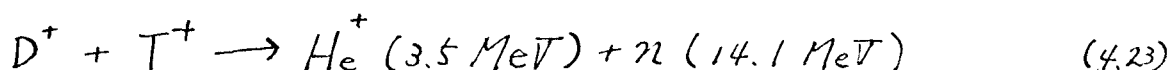
で与えられる。ここで A は原子量である。密度 10^{21} cm^{-3} , 温度 5 keV の D-T プラズマに対して τ_{eq} は 10^{-9} sec となる。

プラズマの冷却は輻射損、電荷交換損、熱伝導損によるが、レーザープラズマに対しては輻射損のみが問題となる。高 β のプラズマよりの輻射は制動輻射、表面サイクロトロン輻射であるが、サイクロトロン輻射の二次までは近紫外領域であるため適当な反射壁を設けることにより減少出来る。従って X 線領域に中心波長を持つ制動輻射損 P_B のみを考慮すればよい。

$$P_B = 1.69 \times 10^{-32} n_e^2 (kT)^{1/2} \quad \text{W/cm}^3 \quad (4.22)$$

<2> 反応出力

D-T 反応過程は次式で与えられる。反応あたりのエネルギーは 17.6 MeV である。



出力 P_R は

$$P_R = 2.82 \times 10^{-12} \overline{\sigma v} n_D n_T \quad (\text{W/cm}^3) \quad (4.24)$$

発生中性子数 N は

$$N = \overline{\sigma v} n_D n_T \quad (\text{cm}^{-3} \text{sec.}) \quad (4.25)$$

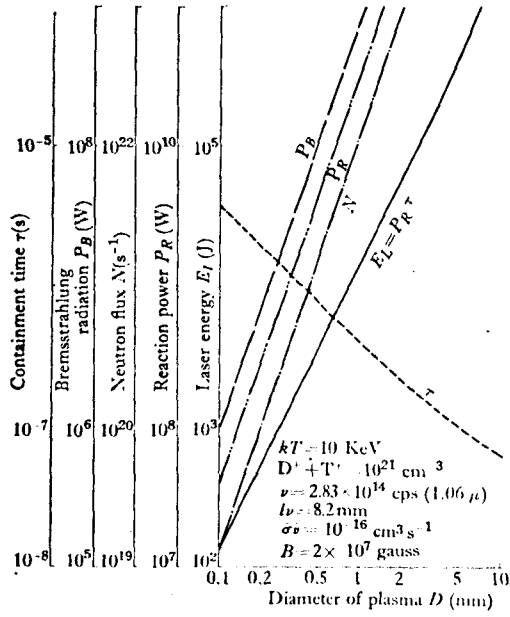
投入レーザエネルギー E_L を上まわる出力を得るに要する
周込め時間 τ と、所要磁界 ($\beta=1$) は次式で与えられる。

$$\tau P_R \geq E_L + P_B \tau \quad (4.26)$$

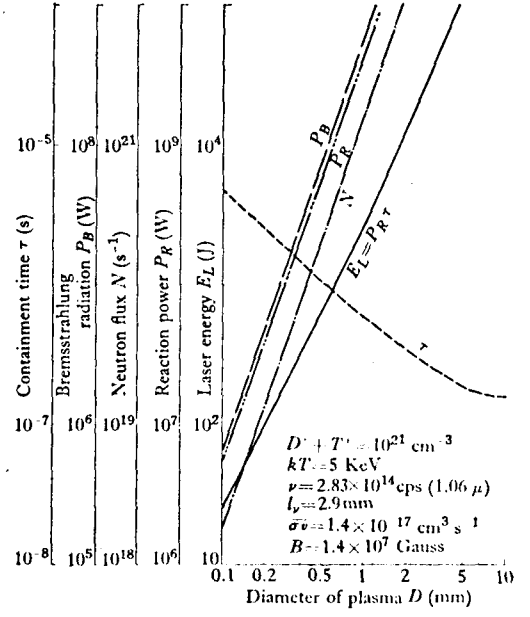
$$\frac{B^2}{8\pi} \geq 1.6 \times 10^{-12} (n_e + n_i) kT \quad (4.27)$$

Fig. 4.3 に波長 1.06μ , 10.6μ のガラスレーザ、および CO_2 レーザを用いた場合の結果を示す。ここでプラズマ密度はガラスレーザ、 CO_2 レーザに対し、それぞれ 10^{21}cm^{-3} , 10^{19}cm^{-3} である。ガラスレーザの場合温度 10keV 、プラズマ径 $0.1 \sim 1 \text{m/m}$ に対して必要なレーザエネルギーは $9 \times (10^2 \sim 10^5) \text{J}$ となる。保持時間は $3.8 \sim 0.4 \mu\text{s}$ である。パルス幅 50ns のレーザを用いると $180 \sim 1.8 \times 10^5 \text{GW}$ である。周込め時間でエネルギー投入を行なうとレーザパワーは $240 \text{MW} \sim 2.3 \times 10^3 \text{GW}$ となる。プラズマ周込めに必要な磁界は $2 \times 10^7 \text{G}$ である。温度 5keV の時は必要なレーザエネルギーは 1桁下がる。

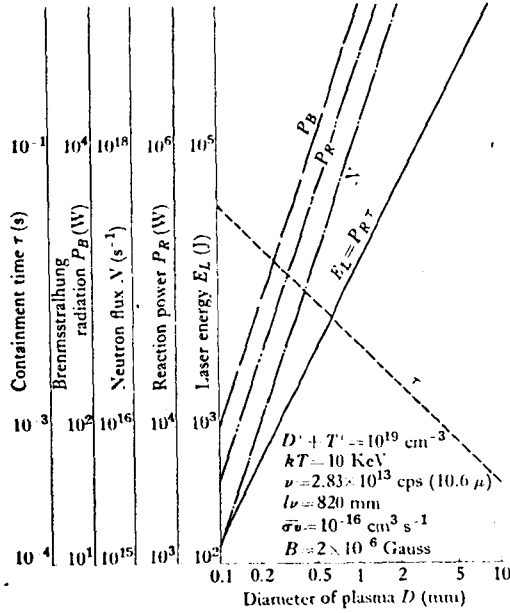
CO_2 レーザを用いるとプラズマ密度が 10^{19}cm^{-3} となるため所要磁界は 1桁低下し 1MG となる。所要レーザエネルギーは、吸収係数が低下するため、ガラスレーザの場合と同じである。



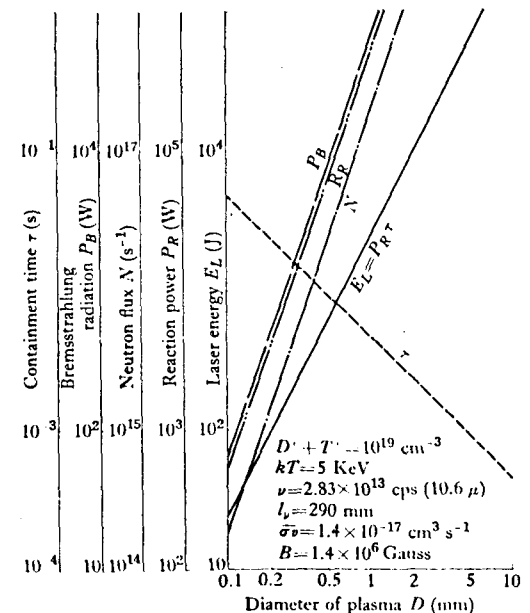
(a): Initial plasma density and temperature are 10^{21} cm^{-3} and 10 KeV, respectively. 1.06μ glass laser is used.



(b): Initial plasma density and temperature are 10^{21} cm^{-3} and 5 KeV, respectively. 1.06μ glass laser is used.



(c): Initial plasma density and temperature are 10^{19} cm^{-3} and 10 KeV, respectively. 10.6μ CO₂ laser is used.



(d): Initial plasma density and temperature are 10^{19} cm^{-3} and 5 KeV, respectively. 10.6μ CO₂ laser is used.

Fig.4.3 Necessary condition for thermoneuclear reaction by large power laser,

現在の強磁界発生技術により発生出来る磁界は3MG,
数¹⁰usec.程度である。CO₂レーザーによるプラズマの加熱
の場合には磁界による閉込めが有効になると考えられる。
しかしガラスレーザーの場合は磁界による閉込めが不可
能となる。この場合には4.4.2で取扱った貫性閉込め¹¹に
よる方式が有効であると考えられる。すなわちプラズマ
の膨張速度を上まわる速さで、レーザーエネルギーを注
入し、平均プラズマ密度 10^{21} cm^{-3} 以上で核融合反応を起
させる方式である。

初期密度 $6 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ の D-T系を用いると零出力を得る
に必要なレーザーエネルギーは 10^8 J ⁽⁸⁾ となる。プラズマ
化体積は 0.1 cm^{-3} となる。

§ 4.4 核融合プラズマ生成実験

4.4.1 実験装置

実験には第3章で述べた最大出力 100GW 5段増幅レーザーを用いた。特に本実験では発振器を次の3構成にした。第1, 第2はガラスレーザーで、ナノ秒領域、ピコ秒領域のパルス発生である。第3はYAGレーザーで、その発振スเปクトル幅が $0.1\text{\AA}$ 以下であるため、レーザー計測を実施する際に使用した。

ナノ秒発振器はパルス幅 $2\text{ nsec.} \sim 10\text{ nsec.}$ の間で可変である。パルス整形はPTM法により実施した。パルスの立ち上がり時間は 1.7 nsec. で、出力はパルス幅 2 nsec. で 9 mJ である。

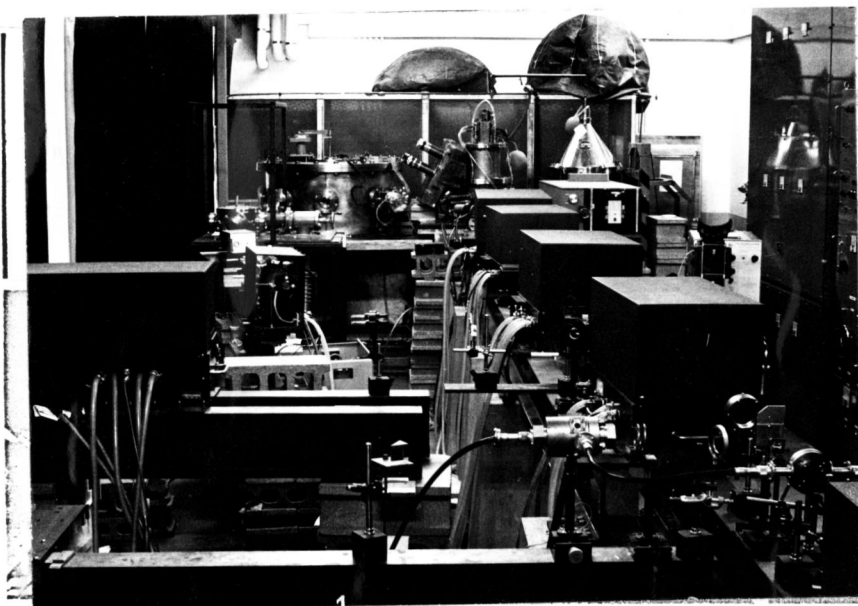
ピコ秒パルスはモードロックパルス列より1パルスをPTM法により抽出し、前置増幅器 ($10^\circ \times 160^\circ$) で増幅した。出力はパルス幅 50 psec. で 1 mJ である。

YAGレーザーは $5^\circ \times 50^\circ$ で、QスイッチはKDP Pockelsセルで実施し、前置増幅器 ($10^\circ \times 160^\circ$) を付加した。出力はパルス幅 2 nsec. で 6 mJ である。

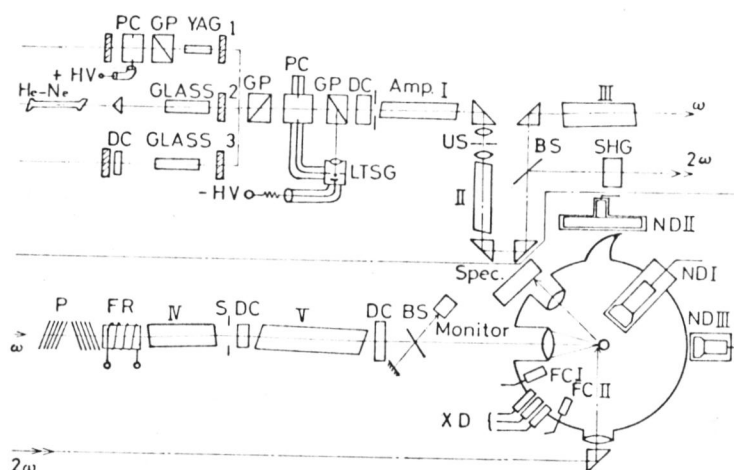
5段増幅後のビーム発散角は 1 mrad である。プラズマよりの反射レーザー光による発振要素子の破損を防ぐため、実験は 20 GW (2 nsec. 40 J) 以下で行なった。

固体重水素による核融合プラズマ生成実験の構成図および、装置写真を Fig. 4.4 に示す。

レーザー光の集光には筆者の設計による焦点距離 50 mm , $F/0.83$ の非球面レンズ、および焦点距離 60 mm , $F/1.0$ の3枚構成ルボセフ型3枚構成無収差レンズを使用した。特にルボセフ型レンズの場合は、レーザー光によるレンズの破損を避けるため、第3レンズの中心に径 1 mm の穴をあけた。レーザー光のプラズマ化ターゲット上への集光位置は、レンズ位置を調整して変えた。レンズの可動精



(a)



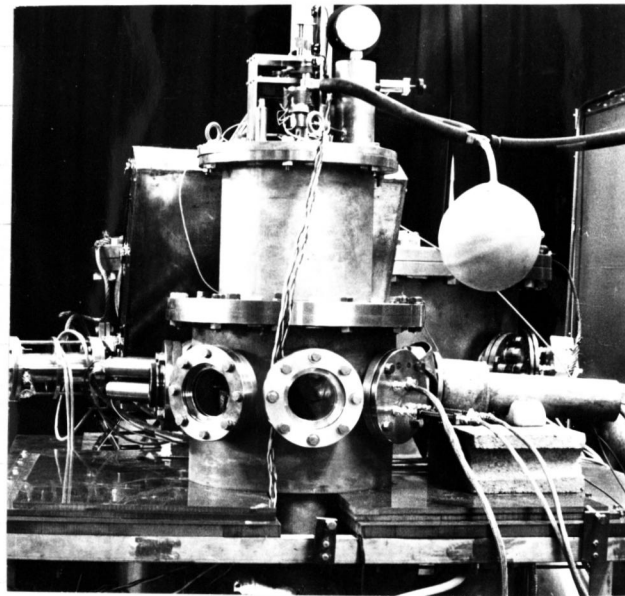
(b)

1. ホッケルセル Q-スイッチ YAG レーザー, 2. 回転プリズム Q-スイッチ ガラスレーザー,
 3. モードロック ガラスレーザー, PC: ホッケルセル, GP: グランプリズム, DC: 色素セル,
 US: ユニファイト・プラズマ・スイッチ, BS: ヒームスプリッター, P: 偏光子, FR: フラデー・ローター,
 XD: X線検出器, ND: 中性子検出器, FC: 荷電粒子検出器

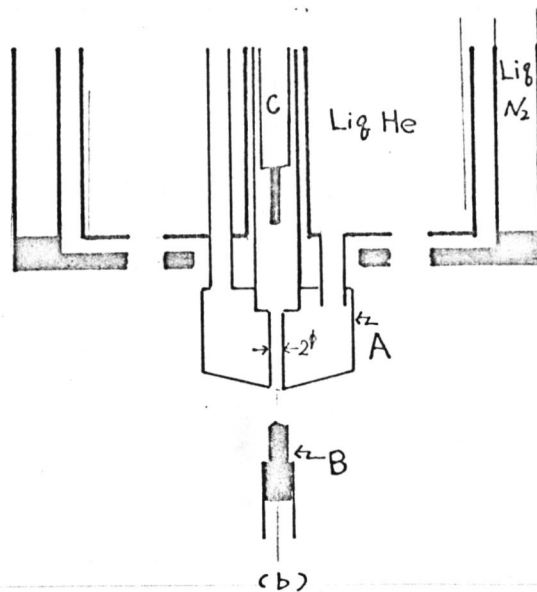
Fig 4.4 核融合プラズマ生成実験装置

度は 15μ 以下である。

固体重水素は Fig. 4.5 に示す液体 He クライオスタットで作った。固化器 A を交換することにより固体重水素の形状を変えることが出来る。実験に使用した固体重水素は直径 $2mm$ の円柱である。



(a)



(b)

Fig. 4.5 固体重水素生成用
液体 He クライオスタ
ット。

4.4.2 実験方法

<1> 電子温度の測定法

電子温度の測定はX線の吸収膜法¹⁹⁾により行なった。プラズマが熱平衡状態であると、振動数 ν と $\nu+d\nu$ の間に放射される制動輻射強度は、²⁰⁾

$$dI_\nu = g \frac{32\pi}{3^{3/2}} \left(\frac{2\pi}{kT} \right)^{1/2} \frac{e^6}{m_e^{3/2} c^3} n_e \sum (n_i z^2) \cdot \exp(h\nu/kT) d\nu \quad (4.28)$$

ここで g は Gaunt 因子, kT はプラズマ温度, m_e は電子の質量 e は電子の電荷, n_e , n_i は電子, イオン密度, z はイオンの電荷量, $h\nu$ は輻射光子エネルギーである。吸収係数 $K(h\nu)$, 厚さ D_1 , D_2 なる吸収膜を透過した全輻射強度 I_1 , I_2 の比は、

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^\infty \exp\{(-h\nu/kT) - K(h\nu)D_2\} d(h\nu)}{\int_0^\infty \exp\{(-h\nu/kT) - K(h\nu)D_1\} d(h\nu)} \quad (4.29)$$

となる。吸収膜に厚さ 25μ , 50μ , 100μ の Be, 8μ よび 18μ の Al を使用した時のプラズマ温度と透過X線強度比の関係を Fig. 4.6 に示す。Fig. 4.7 に Be に対するX線の透過率を示す。 25μ Be の遮断光子エネルギー (透過率が $1/e$ になる点) は $\approx 1\text{keV}$ であるため酸素までの不純物元素による再結合放射の影響は無視出来る。測定には厚さ 25μ , 100μ の Be, 8μ , 18μ の Al を用いた。シンチレータには厚さ 15mm のプラスチックシンチレータを使用した。X線受光面は直径 10mm である。光電子増倍管

は HTV-R292 である。Fig. 4.8 に受光系の構成図を示す。

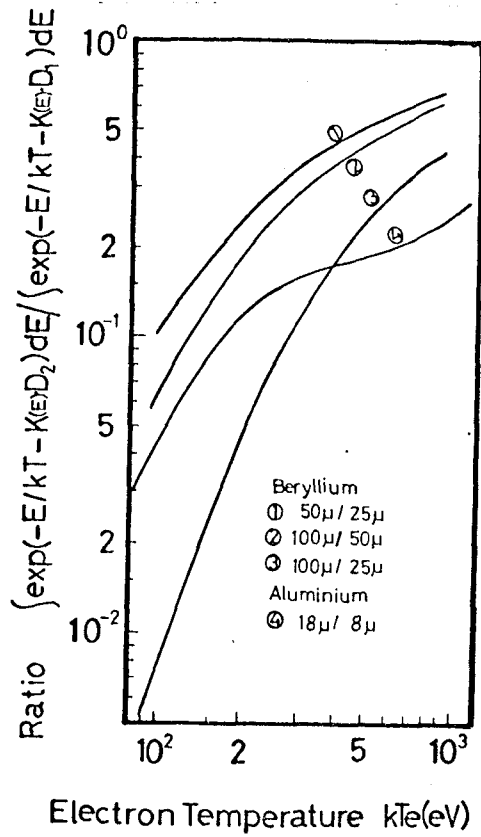


Fig. 4.6

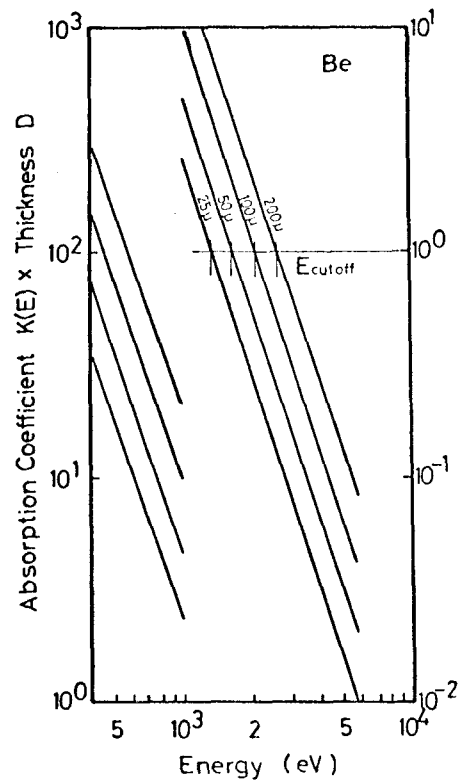
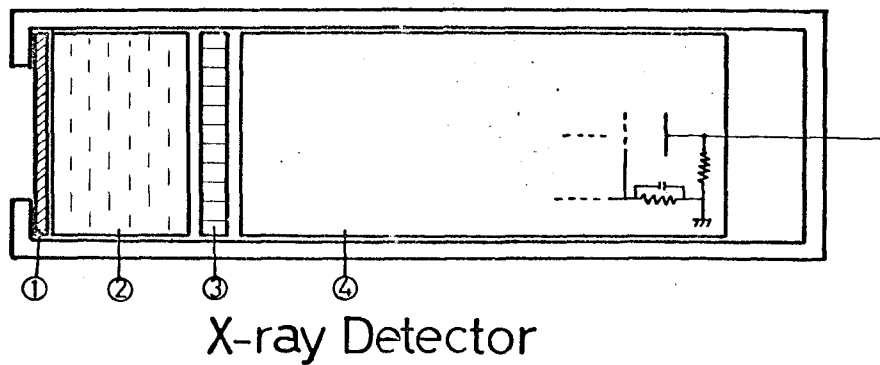


Fig. 4.7



1. Absorber (Be : 25μ , 100μ), 2. Plastic scintillator
3. Neutral density filters , 4. Photomultiplier (HTV - R 292)

Fig. 4.8

光電子増倍管への光量はフィルターで調整し、直線性の十分保たれる領域で測定した。測定系の時間応答は 10 nsec である。測定臭はプラズマから 22 cm の臭である。

〈2〉 イオン温度の測定

Fig. 4.9 に示すエネルギーアナライザーにより捕集したイオンの *time of flight* よりイオンエネルギーを決定した。またイオンエネルギーの分布より、次式に示す1次元の Maxwell 分布測²¹⁾よりイオン温度と決定した。

$$f(v^2) = \left(\frac{m_i}{2kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{m_i(v - v_d)^2}{2kT} \right) \quad (4.30)$$

ここで m_i はイオンの質量, v , v_d はそれぞれ粒子速度および分布の中心での粒子速度である。

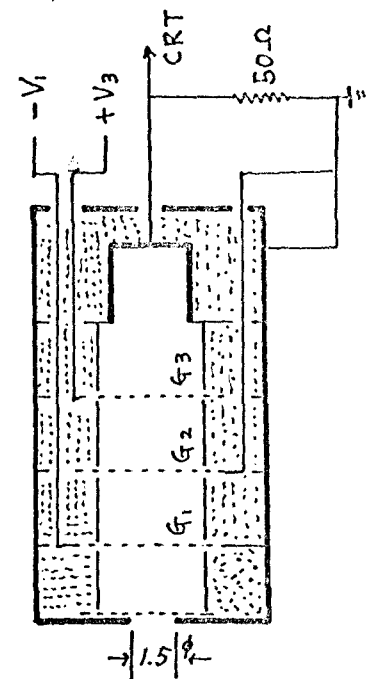


Fig. 4.9 エネルギーアナライザー

〈3〉 中性子計測

中性子計測は、反跳陽子による蛍光を計測するシンチレーション法²²⁾により行なった。シンチレーターは市販のプラスチックシンチレーターである。Fig. 4.4 の NDI, NDI は直径 10 cm , 厚さ 10 cm で, NDI は 1 辺 50 cm , 厚さ 10 cm である。光電子増倍管は RCA 6943A および RCA 6810A を用い、シンチレーターにシリコンオイル ($10,000\text{ cs}$) を介して密着した。シンチレーター、光電子増倍管は厚さ 3 mm の鉛と、厚さ 5 mm の SUS で覆った。この状態での透過 γ 線のエネルギーは 600 keV 以上である。Fig. 4.10 にシンチレ

ーターの構成図を示す。

中性子に対する感度校正は、 $D-D$ 反応に近いエネルギーの中性子を発生し、 γ 線を含まない $Am-Be$ で行なった。

NDI , $NDII$ の統計平均感度は $5mV/pulse$ であった。

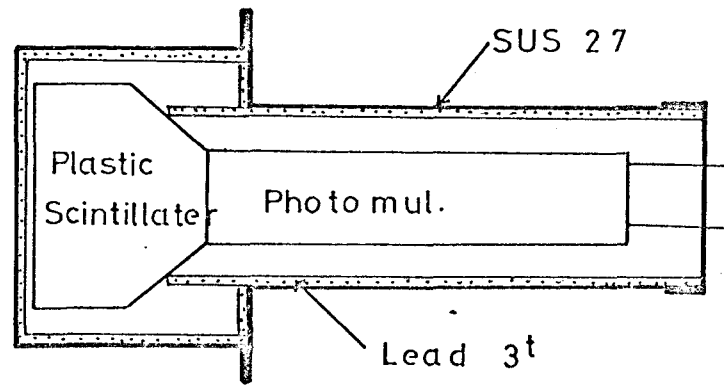


Fig 4.10 中性子カウンター

§ 4.5 レーザープラズマの特性

4.5.1 ターゲットと発生プラズマの関係

直径 50μ の LiH, および C の無限大ターゲットを用いて調べたターゲットと発生プラズマの関係について述べる。

三相回転電界により真空中に懸垂した直径 50μ の LiH に出る 300MW のレーザー光を照射した時の STL カメラにより撮影した流し写真を Fig. 4.11 に示す。レーザー集光径は 200μ

である。プラズマは等方的に膨張し、膨張速度は $5 \times 10^7 \text{cm/sec.}$ であった。プラズマ発生より 30cm の所でエネルギーアナ

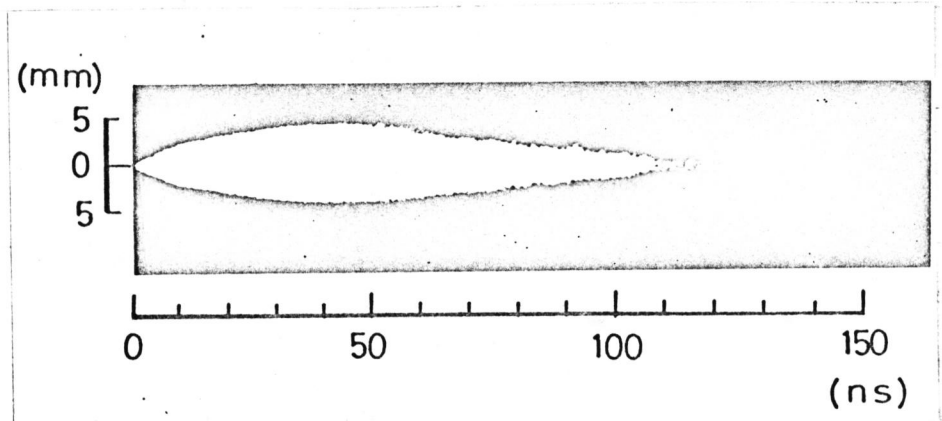


Fig. 4.11 LiH プラズマの流し写真

ライザーにより測定した H^+ , Li^+ , Li^{2+} の速度はそれぞれ $2.4 \times 10^7 \text{cm/sec.}$, $2.7 \times 10^7 \text{cm/sec.}$, $4 \times 10^7 \text{cm/sec.}$ であった。レーザー集光径に対して粒子径が大きくなると発生プラズマは非等方になった。

無限大ターゲットへのレーザー照射によるプラズマ発生では Fig. 4.12 に示すように濃密な中性原子が発生した。炭素の場合中性粒子密度は 10^{20} 以上に達した。Fig. 4.13 に Q スイッチレーザーにより発生した炭素プラズマの空間分布を示す。Fig. 4.12 に示すように分布は等方的で、特に 30° 方向の成分は少なかった。

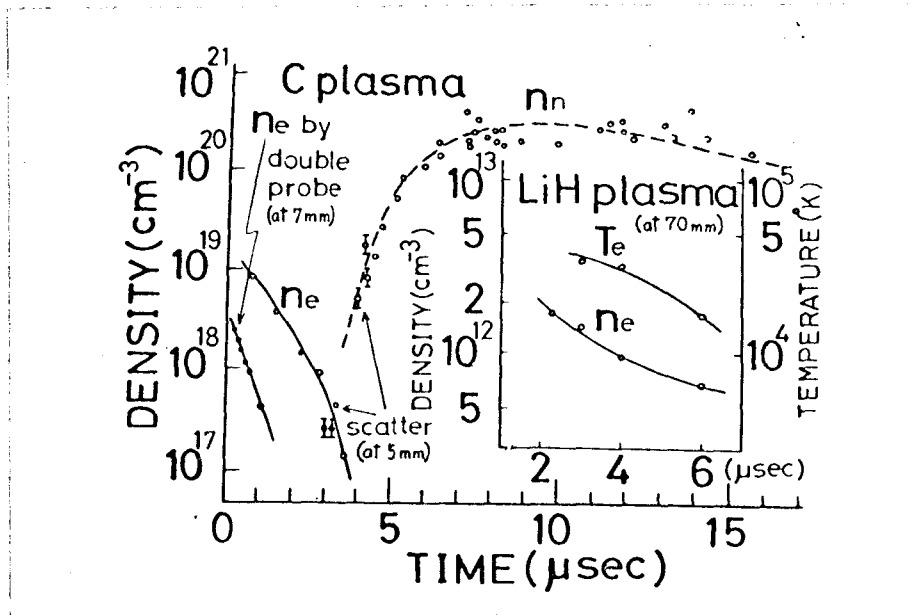


Fig.4.12 無限大ターゲットよりのプラズマの密度変化

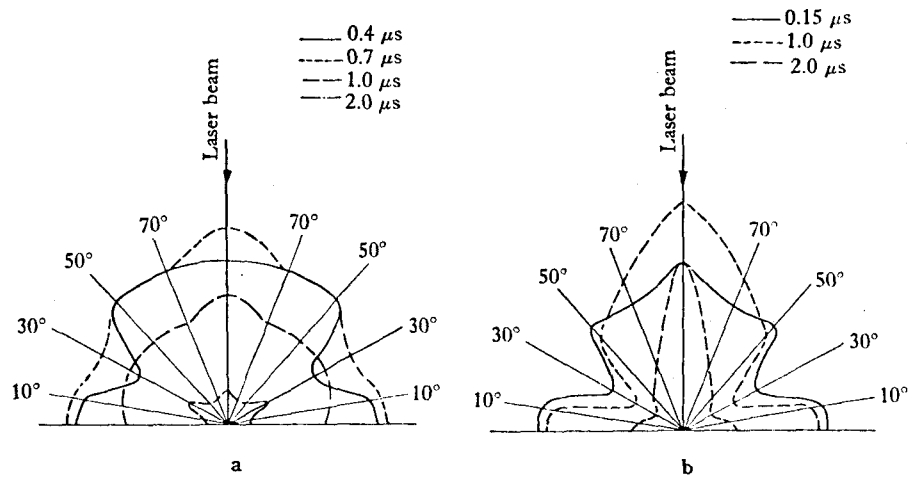


Fig4.13. Spacial angular distribution of electrons and ions.
(a) Electronic angular distribution
(b) Ionic angular distribution

4.5.2. Be, C, $(CH_2)_n$ のプラズマ化

発生プラズマと電子温度の関係を Fig. 4.14 に示す。レーザーの集光径は 200μ である。誘電体の $(CH_2)_n$ の場合、電子温度はレーザーパワー P の $2/3$ 乗で増大し 4.2 に示した流体力学的取扱いで説明できる。しかし金属ベリリウムの場合には $P^{0.35}$ で増大した。パルス幅を $2nsec.$ $10nsec.$ まで変化させた時、発生プラズマ量は増加したが、Fig. 4.14 に示すように電子温度の上昇は顕著されなかった。

プラズマよりのレーザー光の反射は Fig. 4.15 に示すように $1.5nsec.$ から急激に低下し、 $2nsec.$ 以後では初期反射率の $1/4$ 程度に低下した。また $(CH_2)_n$ の場合電子温度 $200eV$ の近傍で Fig. 4.16 に示すように $1.6GHz$ の振動が現われた。

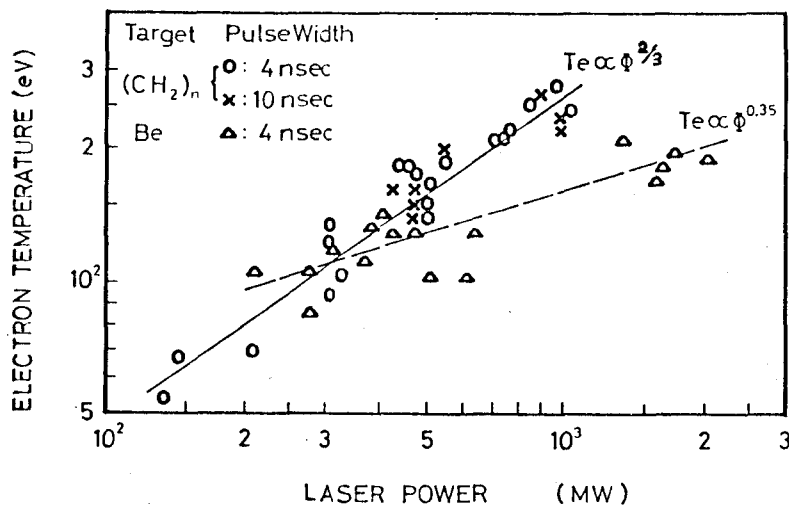


Fig. 4.14 レーザーパワーと電子温度の関係

Fig. 4.17 にエネルギーアナライザーにより測定した Be プラズマのエネルギー分布を示す。測定点はターゲットより 44 cm で、レーザー光軸に対する角度は 20° である。イオンのエネルギー分布は Maxwell 分布であった。第 4.1 表にレーザーパワーに対するイオン温度、イオンエネルギーの関係を示す。イオン温度、エネルギー、粒子数はともに電離度が高くなる程大であった。電子温度 100 eV 程度までは電子温度と高電離イオン温度は一致した。

X 線強度より算出したパルス幅一定の状態での入射レーザーパワーと発生プラズマ量 ($\sum (z_i n_i)$) の関係を Fig. 4.18 に示す。レーザーパワーの増大とともに $\sum z_i n_i$ は増加し、レーザーパワー 700 MW 近傍で飽和した。これはプラズマ温度の増大とともに電離が上り再結合により生成される低電離イオン数が減少するためである。電子温度 200 eV (700 MW) ではプラズマはほぼ完全電離であると考えられる。

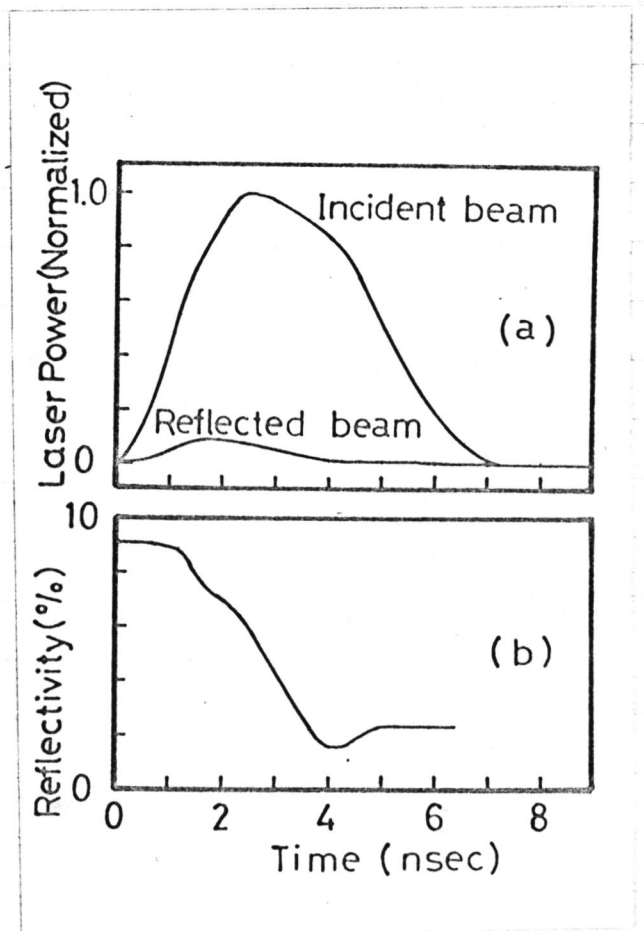


Fig. 4.15 反射率

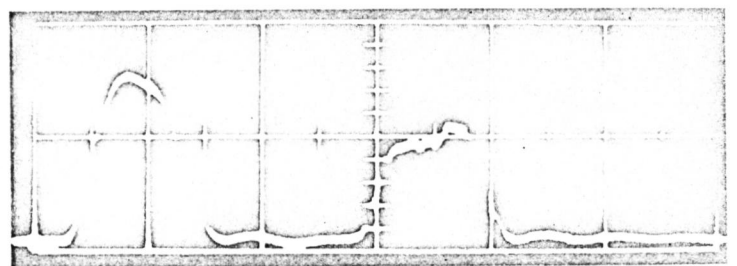
Fig. 4.16 入射光(左)と反射光(右)
(5 ns/div)

表 4.1 Be プラズマの特性

Ion Species	Laser Power (MW)	Ion Temp (eV)	Drift Velocity & Drift Energy ($\times 10^7$ cm/sec) (KeV)	
Be^+	190 ~ 240	few	0.90	0.38
Be^{2+}		27	1.25	0.73
Be^{3+}		75	1.64	1.30
Be^{4+}		100	2.15	2.20
Be^+	470 ~ 625	few	1.10	0.57
Be^{2+}		32	1.60	1.20
Be^{3+}		120	2.15	2.20
Be^{4+}		120	2.55	3.00

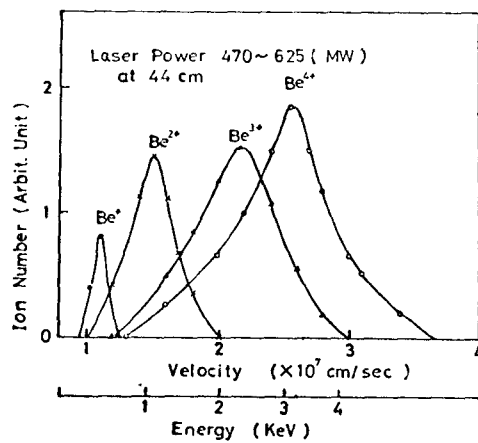


Fig. 4.17 Be プラズマのエネルギー分布

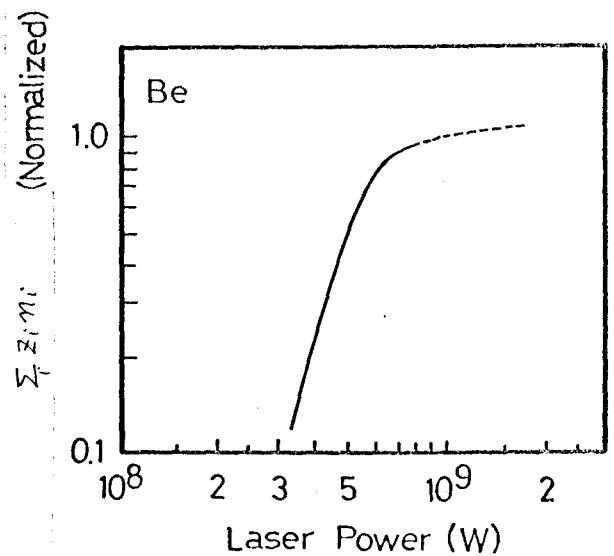


Fig 4.18. X線強度より算出した $\sum Z_i n_i$

§ 4.6 中性子発生実験

ターゲット上でのレーザー光の集光径は 100μ であった。 25μ , 100μ Be を用い透過X線強度比より測定した電子温度とレーザーパワーの関係を図 4.17 に示す。レーザーパワー 1GW (パワー密度 10^{13}W/cm^2 , $T_e \approx 200\text{eV}$) 以下では、電子温度はレーザーパワー P の $2/3$ 乗で増大した。 $T_e > 200\text{eV}$ では測定値にバラツキを生じたが、平均として $P^{1/2}$ で増大した。レーザーパルス幅の電子温度へ及ぼす影響はパルス幅 $2\text{nsec.} \sim 10\text{nsec.}$ では観測出来なかった。図 4.18 に示すようにX線強度より算出した粒子数は、レーザーパワーの増加とともに減少した。

プラズマの発生点より 13cm の所で測定したイオンの time of flight の波形を図 4.19 に示す。上のトレースは 60° 方向で下のトレースは 30° 方向

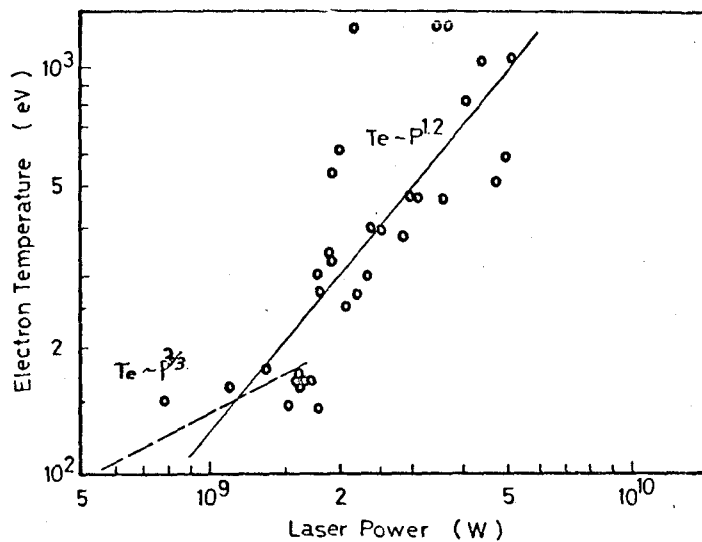


Fig. 4.17
電子温度

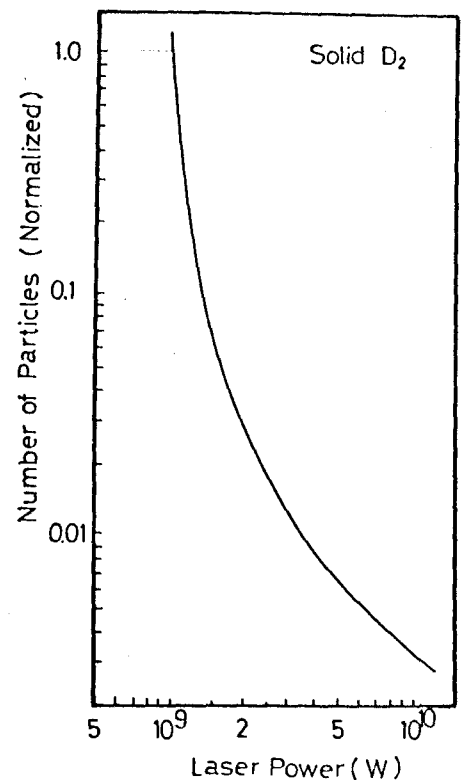
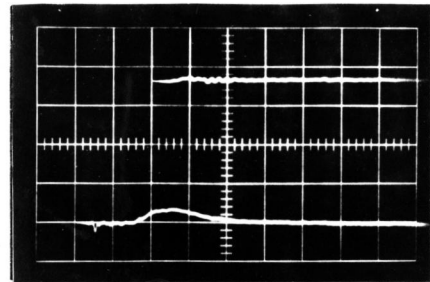
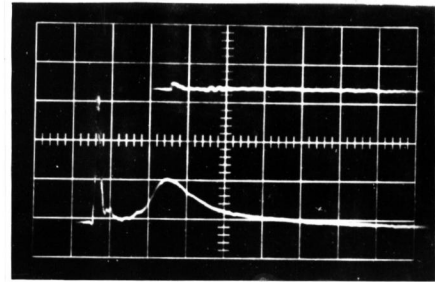


Fig. 4.18

である。60° 方向ではイオンはほとんど観測されなかった。(a)はレーザーパワー 1.1 GW, (b)は 3 GW の時の波形である。 $T_e > 200$ eV では (b) に示されるようにイオンは fast イオンと slow イオンの二群に分かれた。この fast イオンのエネルギーは Fig. 4.20 に示すように 10 keV にも達した。slow イオンのエネルギーは電子温度の増大につれ増加したが 200 eV 程度であった。イオンの速度分布は略 Maxwell 分布であった。この分布の幅より算出したイオン温度を Fig. 4.21 に示す。Fast イオンは $P^{1.2}$ で slow イオンは $P^{0.3}$ で増大した。また Fig. 4.22 に示すように fast イオンは電子温度の増大とともに増加したが、slow イオンは逆に減少した。この fast イオンの出現は電子温度の異



(a)



(b)

Fig. 4.19 charge collector の信号

(a) レーザーパワー 1.1 GW, (b) 3 GW

(200 ns/div)

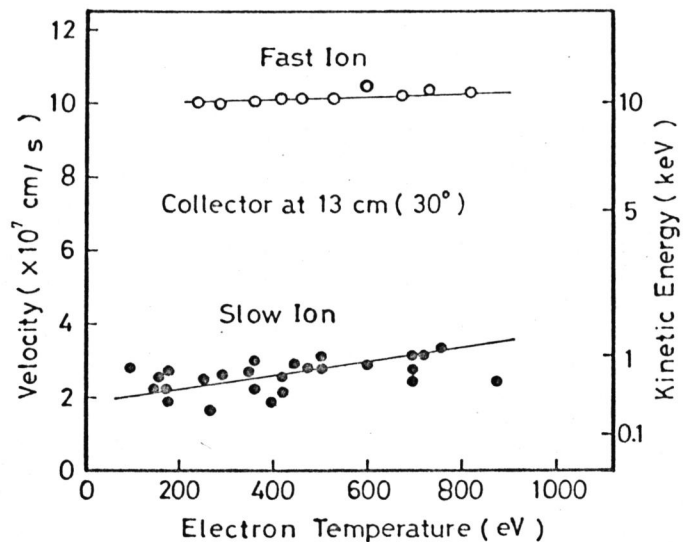


Fig. 4.20

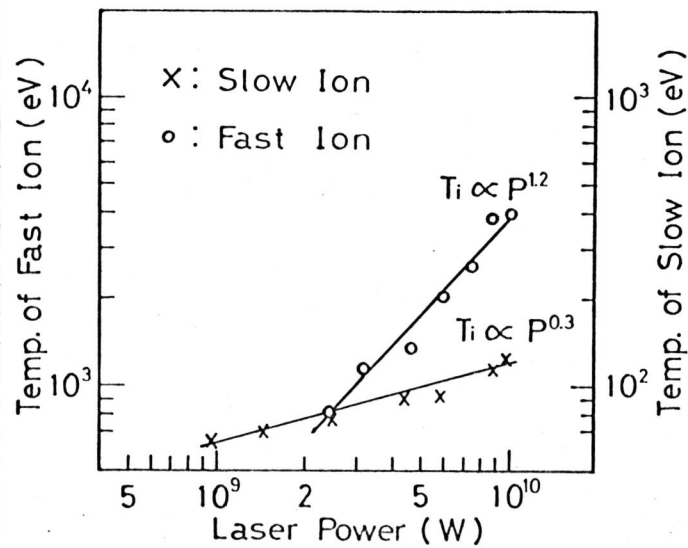


Fig. 4.21 イオン温度

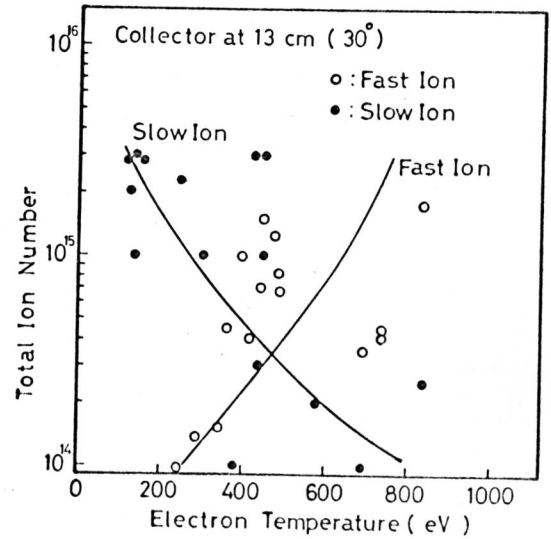


Fig. 4.22 イオン収量

常増加，中性子の発生，プラズマからの反射レーザー光の異常増加と密接に関係している。

Fig. 4.23 にプラズマからの反射レーザー光の波形の1例を示す。プラズマの反射率はレーザーパワー、 10 GW (10^{13} W/cm^2)と境に4%から20%に急激に増加し、パワー密度の増大とともに漸次増加した。

中性子計測は Fig. 4.4 に示すようにプラズマ発生点より5cm, 10cm, 40cmで行なった。

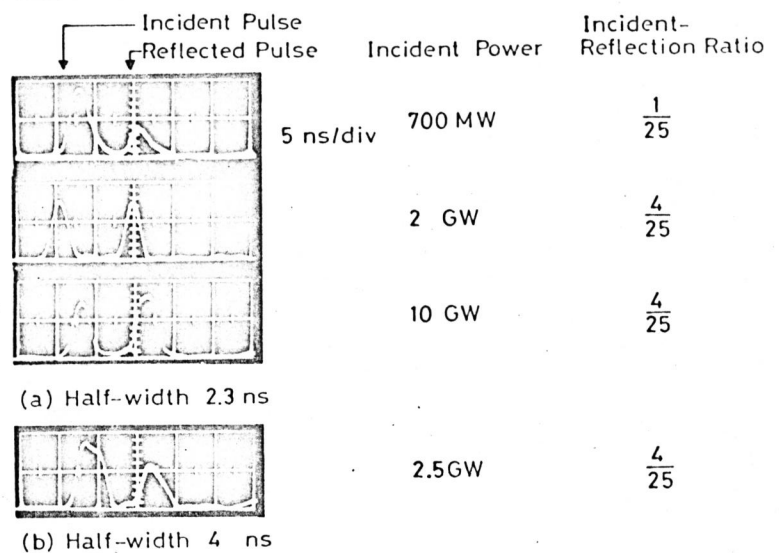


Fig. 4.23 入射光およびプラズマからの反射光

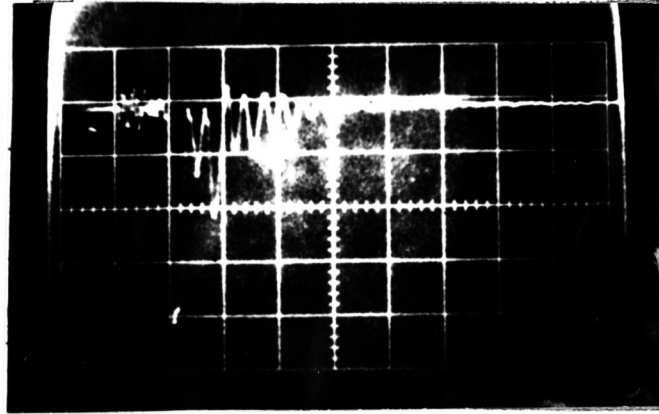


Fig. 4.24 中性子信号 (50ns/div)

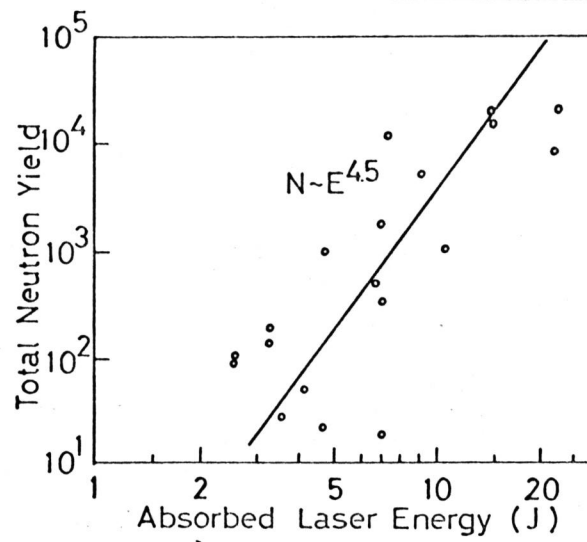


Fig. 4.25 中性子数

中性子の発生は焦点位置に非常に影響した。中性子発生
の閾値は 2 nsec . パルスで 5 J , $T_e \approx 500\text{ eV}$ であった。レー
ザーエネルギー 10 J では 40% の確率で中性子が観測され、
 15 J 以上では常に観測された。Fig. 4.24 にフラッシュシ
ンチレーターにより観測した中性子信号の波形を示す。
発生中性子数は Fig. 4.25 に示すようにレーザーエネルギ
ー E の 4.5 乗で増大した。吸収エネルギー 20 J で 10^4 の
中性子が観測された。

重水素ターゲットを水素ターゲットにかえると中性子
は観測されなかった。

表 4.2 D_2 プラズマの特性

Input Energy (J)	Electron Temp. T_e (keV)	Fast Ion		Slow Ion		Total Neutron Yield
		E_k (keV)	T_i (keV)	E_k (keV)	T_i (eV)	
3	~ 0.2	—	—	0.6	70	—
5	~ 0.5	9	0.8	0.9	80	~ 300
12	2	18	2.1	1.5	90	~ 5000
20	4	27	4	2	140	~ 20000

表 4.2 に測定結果の一覧表を示す。Fast イオン数 10^{15} とするとイオン温度 2.5 keV , 時間 1 nsec で 10^4 の中性子が発生する。

§ 4.7 検討および今後の問題点

パルス幅 $n\text{sec}$ 以上のレーザー光でプラズマを作ると、プラズマの膨張により、吸収係数が急激に低下し、加熱が行われなくなる。そして、それ以後のレーザーエネルギーは新しいプラズマの生成に使われる。この結果有効な加熱を行うには、プラズマの膨張が始まるまでにエネルギー注入を完了する必要がある。

レーザーによるプラズマ加熱は逆制動吸収過程によるため、レーザーエネルギーは電子に供給される。そして電子・イオン衝突によりイオン温度を上昇する。それゆえ古典的な過程によるイオン温度の上昇には限界がある。古典論による電子・イオンのエネルギー緩和時間 τ_{eg} および、プラズマの膨張の特性時間 τ_s は次式で与えられる。

$$\tau_{eg} = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi} \cdot \frac{m_i T_e^{3/2}}{m_e^2 e^4 z^2 n_e \ln \Lambda} \quad (4.31)$$

$$\tau_s \sim \lambda_0 / v_{ac} = \lambda_0 \left(\frac{5zT_e}{3m_i} \right)^{-1/2} \quad (4.32)$$

ここで λ_0 はプラズマ径で、 10^{-2}cm のオーダーである。 m_e , m_i は電子, イオンの質量, z は電荷数, n_e は電子密度, v_{ac} は音速である。 $T_e = 200\text{eV}$, $n_e = 10^{21}\text{cm}^{-3}$ とすると $\tau_{eg} \sim 10^{-10}\text{sec}$, $\tau_s \sim 10^{-9}\text{sec}$ となる。電子温度が増大すると τ_{eg} は増大し、 τ_s は減少、エネルギー緩和は低下する。エネルギー緩和の目安となる $\tau_{eg} = \tau_s$ となる温度を T_e^* とすると $T_e^* > T_e$ ではイオン加熱は有効に行われる。重水素プラズマに対して $T_e^* = 400\text{eV}$ となる。 $(\text{CH}_2)_n$, Be の実験では $T_e < 100\text{eV}$ では $T_e \approx T_i$ であっ

た。

$T_e < 200 \text{ eV}$ では電子温度はレーザーパワー $P^{2/3}$ で増大し、§ 4.2 に示される流体力学的取扱いで説明出来る。 $T_e > 200 \text{ eV}$ では次に示す機構によりレーザー光の異常吸収²⁴⁾が上り、高エネルギー電子が発生し、分布が Maxwell 分布よりずれ、見かけ上の温度が増大し、 $2/3$ 乗則からはずれたと考えられる。

プラズマ中のレーザーパワー密度が 10^{14} W/cm^2 程度になると $\omega_0 \approx \omega_{ep}$ なる cut off 密度近傍では種々の非線型現象^{25) 26) 27)}が発生し、レーザー光の異常吸収が起ると考えられる。 ω_0 , ω_{ep} はそれぞれレーザー周波数および電子プラズマ振動数である。代表的な現象は、パラメトリック不安定性 (decay 不安定性)、2流体不安定性²⁷⁾、誘導ラマン散乱である。誘導ラマン散乱はプラズマ波とレーザー光の結果によるものであるため、閾値は前者よりも高く、 10^{16} W/cm^2 ²⁵⁾ 以上である。西川²⁷⁾の Dipole 近似の理論によると Bohm-Gross 周波数を ω_{ek} とすると、 $\omega_{ek} \geq \omega_0$ で2流体不安定性 (Oscillating two stream 不安定性) が、 $\omega_{ek} \leq \omega_0$ でパラメトリック不安定性が起る。不安定性発生 の 閾 値 は

(1) 2流体不安定性

$$P_T = 2 \gamma_e \frac{\omega_{ek} \nu_{ek}}{\omega_{ep}^2} n C k T_e \quad \text{W/cm}^2 \quad (4.33)$$

(2) パラメトリック不安定性

$$P_P = \begin{cases} \frac{2\sqrt{3} \gamma_e}{9} \frac{\omega_{ek} \nu_{ek}^2 \nu_{ik}}{\omega_{ep} \Omega_k^2} n C k T_e & \text{W/cm}^2 \quad (\nu_{ek} > \Omega_k) \\ \frac{\gamma_e \omega_{ek} \nu_{ek} \nu_{ik}}{\omega_{ep}^2 \Omega_k} n C k T_e & \text{W/cm}^2 \quad (\nu_{ek} > \Omega_k) \end{cases} \quad (4.34)$$

となる。ここで γ_e は電子プラズマの圧縮率、 n はプラズマ密度、 kT_e は電子温度、 c は光速である。 Ω_K はイオン音波の周波数、 ν_{ek} , ν_{ik} は電子およびイオンの衝突周波数で、ラングウ減衰を含み、次式で与えられる。

$$\Omega_K^2 = \frac{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i}{m_i} K^2 \quad (4.35)$$

$$\nu_{ek} = \nu_{ei} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{ep}}{K^3 \lambda_e^3} \exp \left[-\frac{1}{2K^2 \lambda_e^2} \right] \quad (4.36)$$

$$\nu_{ik} = \nu_{ii} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\kappa^2}{K \lambda_e} + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Omega_K \left(\frac{Z T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{Z T_e}{2 T_i} \right]$$

$$\approx \nu_{ii} + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \Omega_K \left(\frac{Z T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{Z T_e}{2 T_i} \right]$$

$$(T_e \gg T_i)$$

$$(4.37)^{28)}$$

ここで γ_i はイオンプラズマの圧縮率、 T_i はイオン温度、 K は励起波の波数、 ν_{ei} , ν_{ii} はそれぞれ電子-イオン、イオン-イオンの衝突周波数、 λ_e は Debye 長、である。 κ は励起プラズマ波の振動数の実部である。数値の計算値を Fig. 4.26 に示す。パラメトリック不安定性の数値は低温領域では、イオン-イオンの衝突がイオン音波の減衰に、電子-イオンの衝突がプラズマ波の減衰に効き、 $\sim T_e^{-1/2}$ で温度の上昇とともに減少する。高温領域ではイオンのラングウ減衰がイオン音波の減衰に、電子-イオンの衝突がプラズマ波の減衰に効き、 $T_e^{-1/2}$ で数値は減少する。 $T_e \lesssim 200 \text{ eV}$ では二流体不安定の数値の方がパラメトリック不安定性の数値よりも低い。 10^{19} W/cm^2 以上であ

るため観測されることはない。

$T_e \approx 200 \text{ eV}$ のパラメトリック不安定性の閾値 $\approx 10^{13} \text{ W/cm}^2$ は、電子温度の異常増加が発生する温度 $T_e = 200 \sim 300 \text{ eV}$ でのパワー密度 $2 \sim 4 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ とよく一致する。さらに反射レーザー光の振動の出現温度 $T_e \approx 200 \text{ eV}$ とよく一致する。異常吸収が導入される $T_e \approx 200 \text{ eV}$ ではレーザーパワー $\approx$ 不安定性の閾値で波の成長率が小であるため、イオン音波のビートとして反射光に振動が観測されるものと考えられる。閾値よりも十分高い

所での不安定性の成長率は非常に大きくなるため、波のエネルギーが急速に電子の熱エネルギーに変換され、異常吸収が起り高温電子が発生するものと考えられる。

この高エネルギー電子の出現によりイオンが加速され高エネルギーイオンが生成され、核融合反応が起るものと考えられる。

X線強度より算出した重水素プラズマ粒子の見かけ上の減少はこの高エネルギー粒子の急速な膨張によりプラズマ密度が減少するためと考えられる。

高上りのゆるやかなレーザーでプラズマを発生すると温度上昇が期待出来ないため再結合の効果が大きくなり、低電離イオンが多く出現するが、高上りの速いレーザー光を使用すると、高温プラズマが発生する結果再結合の

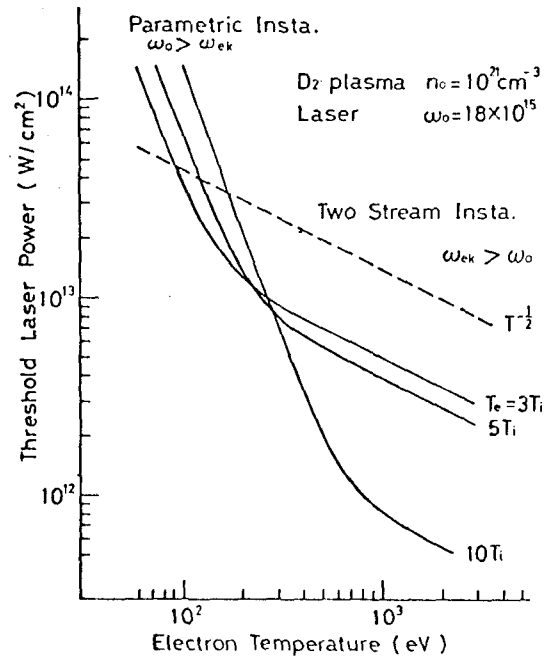


Fig. 4.26 異常吸収の閾値

効果²⁹⁾が少なくなり、高電離イオンが多く出現するものと考えられる。

現在の出力 100 J 程度のレーザーにより発生出来る中性子量は $10^4 \sim 10^6$ 程度と低い。レーザーによる核融合装置としての見通しを立てるには不十分である。このためレーザーの出力を増強するとともに、有効な加熱を行なう方式を研究する必要がある。さらに高温状態でのイオンの加熱機構を解明することが肝要である。

レーザープラズマは高温高密度で現象が $1/nsec$ 以内に完了するため、従来の計測法は無能になる。このため、この分野の研究の進展は、今後のサブナノ秒の計測技術の進歩の如何にかかっている。

零出力の核融合炉を建設するには、効率 10% のレーザーで $10^8 J$ 程度のエネルギーが必要である。ガラスレーザーは効率 1% 又はそれ以下³⁰⁾であるため、効率 20% に達する大出力 CO_2 レーザーの開発が不可欠である。

§ 4.8 ちすび

レーザーによる核融合の研究は、未だ始まって日が浅く未解決の問題も多く含んでおり、今後の研究に待つ所が大である。本研究により明らかになった点を次に示す。

1. D-T系を用い、零出力の核融合反応を達成するには $10^8 J$ のレーザーエネルギーが必要である。密度 10^{21} , 磁界 $10^6 G$ で $10^6 J$ のガラスレーザーエネルギーが必要となる。
2. 固体重水素ターゲットにより核融合反応を検出した。発生中性子量の平均値は吸収レーザーエネルギーの 4.5 乗に比例した。中性子発生の閾値は $2 nsec$ 幅レーザーで 5 J であった。吸収エネルギー 20 J の時 10^4 の中性子

が観測された。

3. プラズマの加熱は、電子温度 $\approx 200\text{eV}$ 以下では逆制動吸収過程によりエネルギー吸収が起り、流体力学的膨張過程を通し、電子温度はレーザーパワーの $1/3$ 乗で増大した。 $T_e > 200\text{eV}$ ではパラメトリック不安定性による異常加熱が発生した。

4. 異常吸収が起ると高エネルギー電子、イオンが発生し、見かけ上の電子温度はレーザーパワーの $1/2$ 乗で増大し、核融合反応による中性子が発生した。

5. 立上りの速いレーザーでプラズマを生成すると、加熱が有効に行われ、熱平衡の完全電離プラズマが発生する。低電離イオンは膨張過程で起る再結合により生成される。

6. 高電離イオンは低電離イオンよりも良く熱化が進み、電子温度 100eV 前後まではイオン温度はほぼ電子温度に等しい。

7. 立上り 1nsec. のレーザーを用いると、プラズマ加熱は 2nsec. 以内に完了し、後続のエネルギーは新しいプラズマ生成と膨張のエネルギーに消費される。

8. レーザー集光径よりも小さいターゲットをプラズマ化すると、球対称の全体として運動量を持たないプラズマが出来る。このプラズマは磁界とプラズマの相互作用を調べるプラズマ源として有効である。

9. 無限大ターゲットを用いプラズマを発生すると、発生プラズマにより固体が加熱され、プラズマにつづいて濃密な中性粒子が発生する。

参考文献

1. T. Sasaki, T. Yamanaka, G. Yamaguchi, C. Yamanaka : Japan. J. appl. Phys. 8, 1037 (1969)
2. K. Yoshida, T. Yamanaka, C. Yamanaka et al : Japan. J. appl. Phys. 10, 1643 (1971)
3. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
4. 山中, 井沢, 糟谷 : 電学誌 88, 774 (1968)
5. N. G. Basov, et al : IEEE J. Quant. Elect. QE-4, 864 (1968)
6. J. M. Dawson : Phys. Fluids 7, 981 (1964)
7. F. Filoux : IQEC, Kyoto, 1-3 (1970)
8. C. Yamanaka, T. Yamanaka, et al : IQEC, Kyoto, 2-5 (1970), Int. Conf. on Laser Plasma, Moscow, (1970)
9. C. Yamanaka, T. Yamanaka, et al : Second Workshop on "Laser-Interaction and Related Plasma Phenomena", Hartford, (1971)
10. 山中, 山中, 善, 吉田, 脇 : 電学誌 (投稿中)
11. L. Spitzer, Jr : "Phys. of Fully Ionized Gases" (Interscience Publishers, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1962)
12. T. Yamanaka, N. Tsuchimori, T. Sasaki, E. C. Yamanaka : Technol. Rep. Osaka Univ. 18, 155 (1968)
13. A. F. Haught, et al : Int. Conf. Plasma Phys. & Controlled Nuclear Fusion, CN-21/110 (1965)
14. 山中, 佐々木, 山中他 : 物理, 応物連合講演会 31P-EH-4 (1968)
15. J. L. Bobin, et al : Nuclear Fusion 9, 115 (1969)
16. F. G. Tonon et al : Int. Conf. on Laser Plasma, Moscow (1970)
17. 山中₄ : 応用物理
18. H. Hora : 2nd Workshop on "Laser-Interaction and Related Plasma Phenomena", Hartford (1971)
19. F. C. Jahoda, et al : Phys. Rev. 119, 843 (1960)
20. G. Bekefi : Radiation Processes in Plasma, (John Wiley & Sons, N.Y. 1966)

21. 八田 : 気体放電 (近代科学社 1960)
22. 三浦, 菅, 俣野 : 放射線計測学 (裳華房 昭43)
23. N.G. Basov, et al : Quantum Radiophysics Lab. preprint No 60 (1970)
24. P. Kaw & J. Dawson : Phys. Fluids 12, 2586 (1969)
25. G.G. Comiser : Phys Rev. 141 200 (1966)
26. M. Decroisette, J. Peyraud & G. Piar : Private communication
27. K. Nishikawa : J. Phys Soc. Japan. 24, 916 (1968)
28. 西川 : プラズマ物理研究 総合報告集 (名古屋大学プラズマ研究所, 1968)
29. M. Mattioli : Plasma Phys. 13, 19 (1971)
30. S.W. Mead, R.E. Kidder & J.E. Swain : Private communication.

第5章 レーザーレーダーによる大気観測

§ 5.1. まえがき

レーザー光は単色性が極めて良好で、指向性が良く、ビーム幅が角は $10^{-3} \sim 10^{-4}$ rad である。さらに Q スイッチパルスはパルス幅が 10 nsec. のオーダーで出力は 100 MW に達する。このようなレーザー光をレーダー系¹⁾に用いると従来の電波レーダーに比して、距離分解能、方位分解能、信号対雑音比の秀れたレーダーを構成することが出来る。波長が電波に比して 5 桁以上も短かいため、電波レーダーでは感知出来ない微小な対象物、大気分子、密度温度の変動、スモッグ等に鋭敏に感ずる。従ってレーザーレーダー^{2), 3)}は上層大気⁴⁾や、イオン層の観測、気象状態⁵⁾(逆転層、ミスト、霧、雲、晴天乱流)をはじめ一般の大気構造の解明に威力を発揮する。特に共鳴散乱⁶⁾を利用すると大気中の微量成分をも測定出来るため、大気汚染で問題になっている SO_2 や窒素化合物濃度の決定が可能になる。

本章においては筆者が製作したルビーレーザーレーダーによる大気構造の観測結果について述べる。

§ 5.2. レーザーレーダーの原理¹⁾

レーザーレーダー方式の動作原理は、よく知られた送信電力と受信電力との関係式、すなわちレーダー方程式で示される。Fig. 5.1 図に示すようにレーザー光出力を P_0 、受信レーザー光を $P_R(r)$ とすると次式に示すレーザーレーダー方程式が成立する。

$$P_R(r) = P_0 R_0 \eta_T \eta_R N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) \frac{A_R}{r^2} \exp \left\{ -2 \int_0^r \alpha(r) N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) dr \right\} \quad (5.1)$$

ここで $R_0: \tau/2c$ (τ : レーザーパルス中, c : 光速), $\eta_T \eta_R$: 送受信系の効率, $N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)$: レーダー散乱断面積 ($N(r)$: 散乱粒子密度, $\bar{\sigma}_\pi$: 平均後方散乱断面積), A_R : 受信望遠鏡の有効開口面積, r : 散乱点までの距離, $\alpha(r)$: 減光係数 $= \int_0^a n(a) \sigma_T(a) da / \int_0^a n(a) \bar{\sigma}_\pi(a) da$ ($n(a)$: 粒子径 a の粒子密度, $\sigma_T(a)$: 全散乱断面積, $\bar{\sigma}_\pi(a)$: 後方散乱断面積)。

(5.1) 式の対数をとって r で微分すると

$$\frac{1}{\{N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)\}^2} \cdot \frac{d\{N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)\}}{dr} - \frac{1}{\{N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)\} r^2 P_R(r)} \frac{dr^2 P}{dr} = -2\alpha(r) \quad (5.2)$$

(5.2) 式と $N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)$ について解く

$$N(r) \bar{\sigma}_\pi(r) = \frac{P_R(r) r^2}{P_0 R_0 A_R \eta_T \eta_R - 2 \int_0^r \alpha(r) P_R r^2 dr} \quad (5.3)$$

上式より $\alpha(r)$ の値が既知であれば、受信光の時間波形より $N(r) \bar{\sigma}_\pi(r)$ が求まり、空間的な粒子の分布状態を知ることが出来る。

しかし各粒子に対する $\alpha(r)$ の値は、その粒子と波長との比、粒子の屈折率により大きく変化する。ミミ散乱の領域では粒子半径 a , 波長 λ , 屈折率 m の複雑な函数となる。Fig. 5.2 にルビ-レーザー光に対する水滴の α の計算値を示す。 α の値は $2\pi a/\lambda$ の変化に対して激しく変動する。しかし自然界に存在する水滴をはじめと

する粒子は、種々の径の粒子がほぼ連続的に分布するため α は平均化される。第5.1表に水滴により形成される雲や、もやに対する α の平均値 $\bar{\alpha}$ の値を示す。

表5.1 種々の全散乱断面積
後方散乱断面積

粒子モデル	Rayleigh 散乱粒子	雲	大陸性 もや	海洋性 もや
$\bar{\alpha}$	$\frac{8}{3}\pi$	21.2	39.0	45.2

ミー散乱に寄与する粒子($2\pi a/\lambda > 1/10$)が存在しない時は、レーリ-散乱のみとなり大気による吸収を無視するとレーザ-レーダ-信号は(5.1)式よりわかるように r^{-2} で減少する。 r^{-2} からのずれが大気による吸収となる。ミー散乱の寄与が加わるとFig.5.3のように小さな肩が現われ r^{-2} の減衰からはずれる。

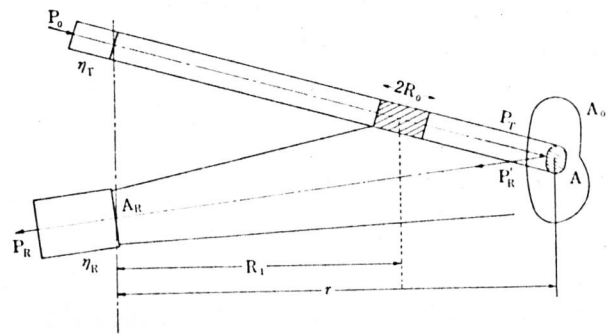


Fig.5.1 レーザ-レーダによるレーダ-光波の送受信方式

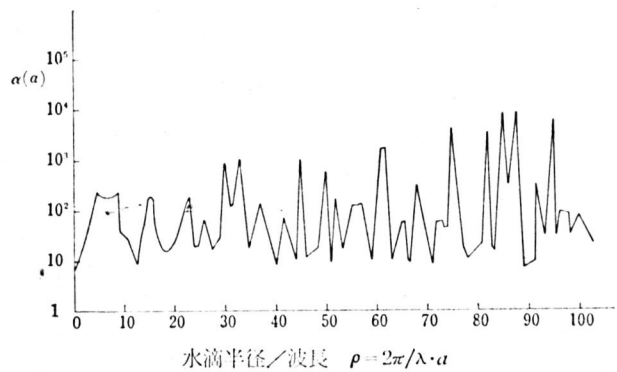
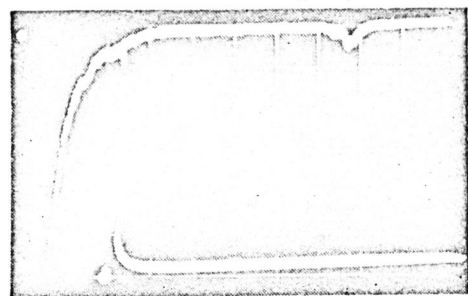


Fig.5.2 水滴半径に対する減光係数 α の変化⁹⁾



仰角21° 昭和42年9月15日 午前3時33分
天候 曇, 視界3km, 温度 25°,
風速 4.7m/s, 湿度 61%,
1目盛 2 μ s 上トレース 受信波形
下トレース 送出波形

Fig.5.3 レーザ-エコー

§ 5.3 実験方法

Fig. 5.4 に示すようにレーザ-レーダーは、Q スイッチレーザ-、送信用および受信用光学系、光検出部よりなる。

Q スイッチレーザ-は回転ポリズム式で、ポリズム回転数は $24,000 \text{ rpm}$ である。ルビー-ロッドは $10^\circ \times 100 \text{ mm}$ 、 c 軸 90° 、両端面平行である。出力側は反射率 90% の誘電体多層膜蒸着である。励起は内径 36 mm 長さ 110 mm のヘリカル型 Xe ランプで行なった。ランプ最大入力 5 kJ である。励起光の集光にはガラス管に封入した MgO を用いた。

レーザ-出力は 30 MW であった。送信望遠鏡は倍率 10 倍で、送出側有効径は 100 mm である。入射側、送出側レンズの焦点距離はそれぞれ 500 mm , 50 mm である。この系によりレーザ-ビーム発散角は 6 mrad から 0.6 mrad に改良された。

受信望遠鏡は反射型で主鏡焦点距離は 1300 mm 、有効径 150 mm 、倍率 9.8

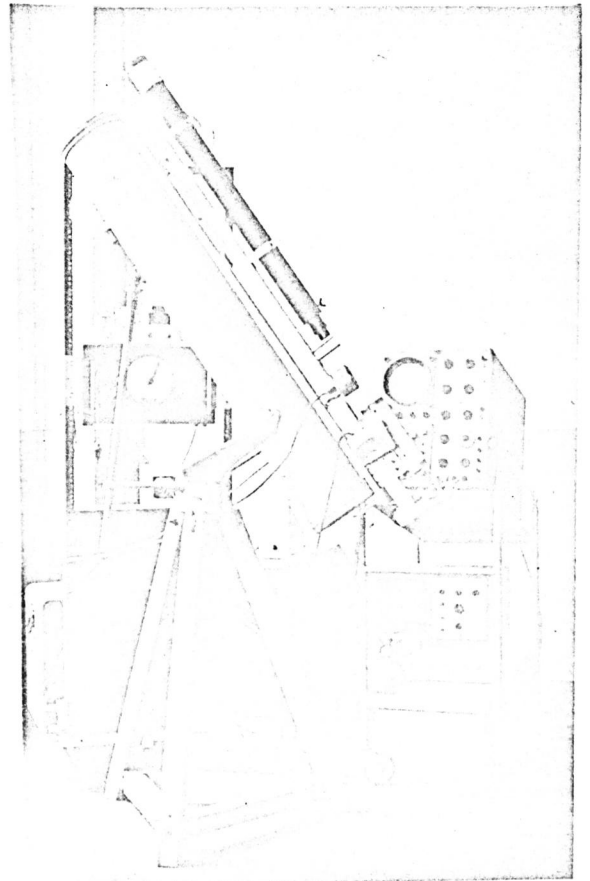


Fig 5.4 (a) レーザ-レーダ装置。

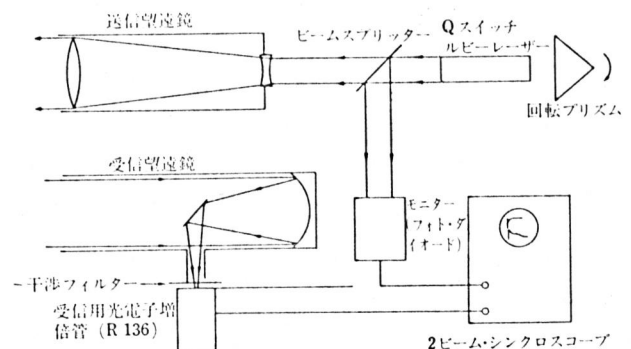


Fig. 5.4 (b) レーザ-レーダの概略図

倍である。受光器側には S/N を上げるために絞りこみ、半値幅 $10 \text{ \AA}$ 、中心波長 $6943 \text{ \AA}$ の干渉フィルターを設置した。

レーザーエコー受信には光電子増倍管 HTR-136 を、送出レーザー光モーター用にはフォトダイオード SD-100 を用いた。表示は 30 MHz 、スビー・ウシニク・クロスコープによる A スコープ方式を採用した。

観測は主に夜間に実施した。昼間の場合は受信望遠鏡が直接太陽を見ないようにして行なった。観測基地は大阪市都島区東野田町 9丁目の大阪大学工学部一ス号館 7 階である。観測方位は南々西より北々西である。Fig. 5.5 に色々の仰角で測定した時の異常エコー信号の高さを示す。

§ 5.4 実験結果および検討

四季を通しての大気観測の結果、夏期は大気構造が安定であるが、冬期は非常に不安定であることが判明した。冬期の観測結果を中心に述べる。 N/π の算出にあたっては α を次のように仮定した。 r^{-2} の減衰に近い領域では $\alpha=10$ 、異常散乱の所では $\alpha=20$ とした。

視程が 5 km 以上で湿度が低い日には無風状態でも異常散乱層の発生はほとんど見られず、レーザーレーダー信号は $1/r^2$ に近い減衰を示し、散乱断面積 N/π は $4 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ 程度又はそれ以下であった。地上平均 20 m で測定した視程 15 km 時の本基地と、大阪大学基礎工学部内のルビラーレーザー光の減衰率は $16''/13.7 \text{ km}$ であった。

視程が 3 km 以下となり湿度が高くなるとレーザー光の減衰が大となり、散乱断面積が増加し、異常散乱層が発

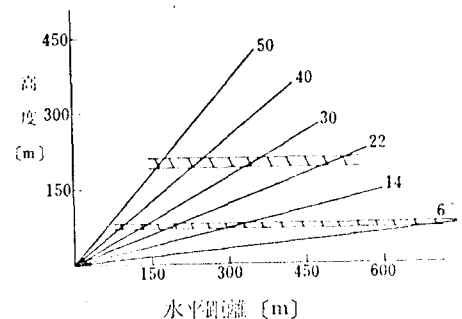


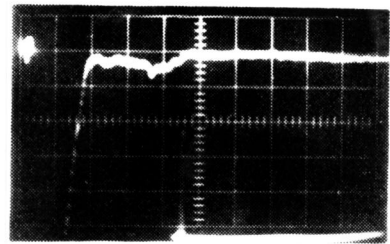
Fig. 5.5 大気層構造を示すエコー

生ずる。この異常散乱層は冬期には、地上 100~200m の所に発生した。Fig. 5.6 に視程 3km, 温度 4°C, 湿度 82%, 风速 4m/s, 快晴時のレーザレーダー信号、および、 $N(r)$ の高度変化を示す。信号は $1/r^2$ からずれ減衰が大きく、大きな異常散乱層が認められる。この異常散乱層はスモッグで、高度 120m の所で層状に広い地域にわたって長時間存在した。地上で発生した大気汚染物質は高度 60m 以下に堆積し、ほとんど変化しなかった。

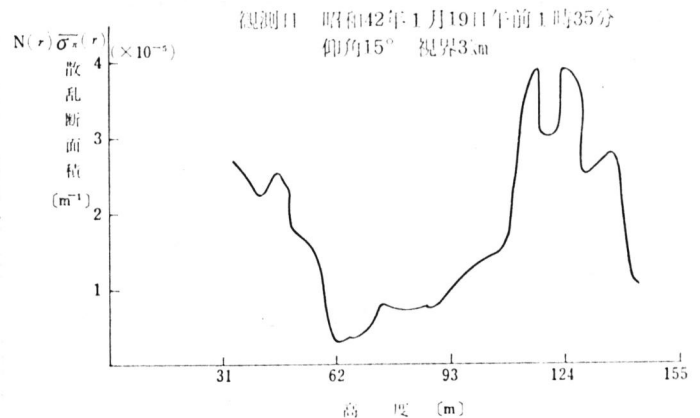
この上層の異常散乱層は逆転層に蓄積した大気汚染物質の層で、翌朝の濃厚なスモッグ発生の原因となった。

Fig. 5.7 にスモッグ発生の前日の大気構造の変化を示す。黒雲の

密な所は $N(r) \approx (4 \sim 6) \times 10^{-5} m^{-1}$ である。22時までは逆転層の形成は見られず、100m 以下の所に汚染物質(以下地表汚染という)が堆積しているのみである。22時以後になると気温が低下し、高度 130m の所に逆転層が形成され、汚染物質の堆積が始まった。この逆転層は 23時以後高度を上げ、高度 200m の所に濃い層を形成した。23時45分頃に、この逆転層は消滅し、地表汚染の高度も 100~50m に低下した。しかし地表汚染の上限は 0時すぎよ



昭和42年1月19日午前1時35分
仰角15° 視界3km 1目盛 1μs
(a) 受信波形



(b) 散乱断面積の高度変化

Fig. 5.6 冬視界3kmの時の例

り高度が上り、3時20分頃より再び逆転層が発生し、高度200mの所で停滞し、濃厚なスモッグ発生の原因となった。

この上層の異常散乱層が出現した翌朝はスモッグが発生した。地表汚染は安定に存在し、雨または強風により洗い流されるまで消滅することはなかった。

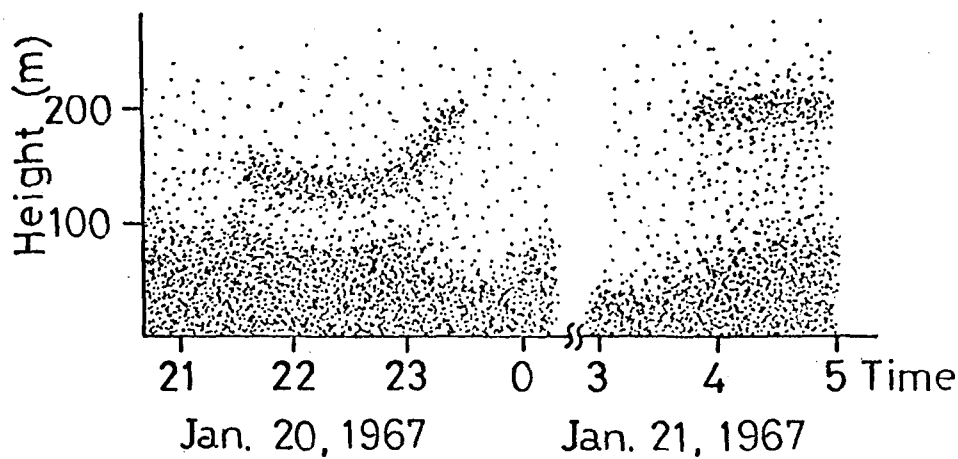
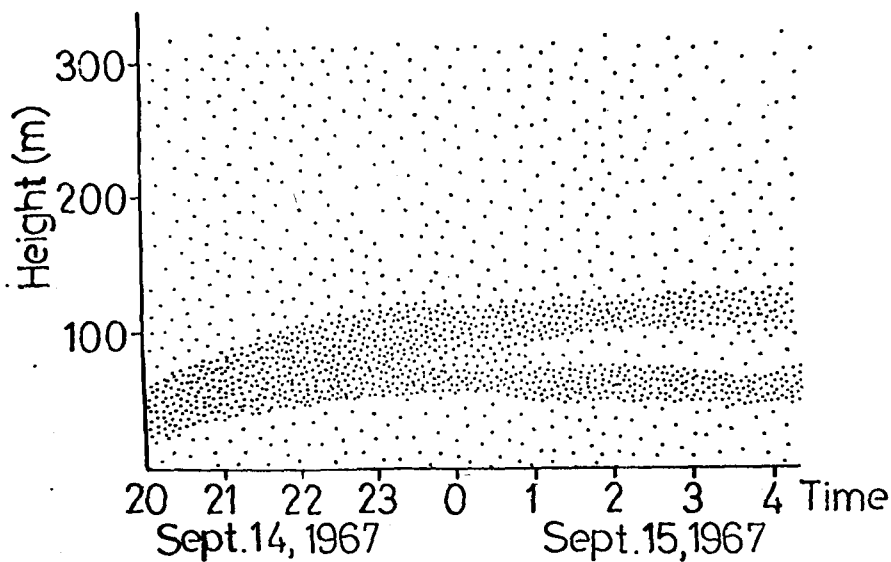


Fig 5.7 冬のスモッグ発生前日の大気構造



昭和42年9月14日午後8時20分より

Fig 5.8 夏の 大気構造の時間変動

Fig. 5.8 に夏期の散乱断面積の時間変化の 1 例を示す。 $N_{0\sigma}$ は 10^{-6} m^{-1} のオーダーで高度 100 m 近傍に異常散乱層が発生することがあるが、濃度は非常に低い。通常は異常散乱層が見られず、高度に対してほぼ単調に減少している。

Fig. 5.9 に地上 20 m における上昇気流によるエコーを示す。オスのビークが 10 m/sec 程度の上昇気流によるエコーである。若干の風塵を含んでいる可能性があるが、全く目視出来ない空気の乱れからの鋭いエコーが現われている。

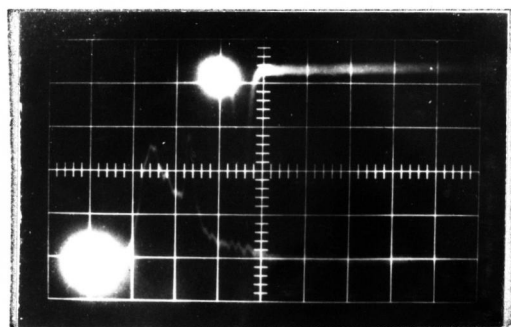


Fig. 5.9 上昇気流によるエコー

§ 5.5 今後の問題点

筆者が行なった単一波長のレーザーレーダーによる大気観測法では、減光係数 α を仮定して大気構造を決定しなければならぬため、散乱に寄与する大気成分を決定出来ない。このためこのようなレーザーレーダーは雲の高さ、逆転層の位置決定、相対的粒子分布の測定には威力を発揮するが、現在問題となっている SO_2 をはじめとする大気中に含まれる公害^ガスの測定には無力となる。しかしラマン散乱^の、共鳴散乱を用いると可能である。現在の^大気汚染基準は $10^{13-3} \text{ cm}^{-3}$ のオーダーで、ラマン散乱断面積は 10^{-31} cm^2 のオーダーであるため高繰返しの数 100 MHz のレーザーレーダーを開発し、光子計測を行なう必要がある。一方共鳴散乱断面積は 10^{-12} cm^2 と大まいたが、物質により共鳴波長が異なるためスペクトル幅の狭い高出力の色素レーザーレーダーの開発が必要である。

§ 5.6 むすび

出力 30MW のレーザーレーダーを開発し、大阪市内の大気観測を実施し、その性能が粒子による大気汚染測定にきわめて有効であることが実証された。以下に大気観測により明らかになった結果を示す。

1. 冬期においては大気構造が不安定で、気温、湿度、風速により大きく変化した。
2. 乾燥した暖かい快晴の日は $\overline{N\alpha_{\pi}}$ は 10^{-6} cm^{-1} のオーダーで、時間、高度による変化は少なく、明方に急激に温度が低下しても逆転層は発生しなかった。
3. 湿度の高い風の多い寒い日には、 $\overline{N\alpha_{\pi}}$ は $10^{-4} \sim 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ と大きく、地上 100~150m の所に逆転層が発生し、スモッグ発生の原因となった。
4. 夏期は大気構造が安定で、 $\overline{N\alpha_{\pi}}$ も 10^{-6} オーダーで、スモッグ発生の原因になる大きな逆転層は観測されなかった。
5. 風速 10m の上昇気流が観測出来た。

参考文献

1. 広野：電波研究所季報 10, 169 (1964)
2. 中塚, 山中, 山中, 清木, 牧本：応用物理 10, 507 (1966)
3. C. Yamanaka, T. Yamanaka et al.: Laser und Strahlentechnik, Nr. 1 (1969), Electron Technology, 2, 209 (1969)
4. G. Fiocco & G. Colombo: J. Geophys. Res. 69, 1795 (1964)
5. 山中, 山中, 姜, 小林：生産と技術 19 NO 12 P6 (1967)
6. 山中, 山口, 井沢：宇宙観測シンポジウム (Nov. 1968)
7. H. Hodara: Proc. IEEE 54, 368 (1966)
8. C. V. Raman: Indian J. Phys. 2, 387 (1928)

第6章 結 論

大出力レーザーの開発を推進するため、レーザー発振器、増幅器の特性を詳細に解明し、大出力レーザーに関する技術的問題を解決した。その結果、完全に国産部品による1004W5段増幅ガラスレーザーの建設に成功した。この結果国際的にも重要性が認められ、あるレーザーによる核融合反応に成功し、中性子を検出した。レーザーによる高温プラズマの加熱機構は古典的吸収より、プラズマ不安定性に基づく異常吸収が中心であることを明らかにした。さらに計測分野での応用例として、レーザーレーダーによる大気観測を実施し、レーザーレーダーの有用性を明らかにした。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うになる。

大出力レーザーの中心となるQスイッチ発振器に関してはFaradayセル、Kerrセル、Pockelsセル、回転プリズムQスイッチの特性を調べ、その長所、短所を明らかにし、Qスイッチ速度と出力の関係が解明された。

1. FaradayセルはCスイッチ時間が遅いため、Qスイッチ素子としては不適当である。しかし増幅段間のアイソレーターとして重要である。
2. Kerrセル法は周辺機器との同期が容易で、電界を光軸に対して垂直に印加するため、空間的に一様な発振が得られやすい。しかし、高電界を要し、高出力時には誘導ラマン光が発生する。
3. Pockelsセル法はKerrセル法と同様に周辺機器との同期が容易である上に、Kerrセル程高電界を必要とせず、誘導ラマン光の発生がない、Qスイッチ速度

が速い等の特長がある。しかし、高出力に耐え得る KDP (KD*P) では電界を光軸方向に印加するため、大光径時には漏れ光を生じ、複屈折の効果が生ずる欠点がある。

3. 回転プリズム法は共振器の構成が容易で、安定性、信頼性、高出力に耐え得る点で、最も秀れている。周辺機器との同期の点でややある。また TEM_{00} モードの発振が得にくい。

4. Qスイッチ速度が共振器中でのレーザー光の立上り速度よりも遅い場合には、ダブルパルス発振となり、出力が低下するばかりでなく、パルスの立上り時間も長くなる。また高出力を得るには共振器 Q 値を低くし、励起速度を速くする必要がある。

高出力レーザーの要めである増幅器の開発に関しては、次の点が明らかとなった。

1. 高い増幅率を得るには、発振段レーザーとして、立上りの速いレーザーが必要である。立上りの遅いパルスの増幅では、増幅段に貯えられたエネルギーの大部分が、立上り部分で消費され、パルスのピークが時間の早い方へ移動し、増幅率の飽和が発生する。また増幅段素子中のパワー密度が増大すると増幅の非線形効果により増幅率の飽和が発生する。
2. レーザー増幅の結果は理論値とよく一致する。またレーザー発振の中心スペクトルの $5\text{\AA}$ 程度の不一致は実用上問題にならないことが明らかとなった。
3. 増幅段間のカップリング、スーパーラディエーション、レーザー照射物体からの反射光による素子の破壊の問題、ソーラリジェーション等の技術的問題が解決された。

4. ナノ秒, ピコ秒パルスの発生法として, 高気圧 Laser Trigger Spark Gap を用いた Pulse Transmission Mode 法の技術が確立された。

大出力レーザーの応用研究の中心である, レーザーによる核融合プラズマ生成に関しては, 固体重水素により核融合反応の中性子を検出し, 次の真が解明された。

1. 高温状態でのプラズマの加熱はレーザー光とプラズマの相互作用により誘起されるパラメトリック不安定性に基づく異常吸収が主体である。
2. 中性子発生量は吸収レーザーエネルギー E の $4/5$ 乗に比例し, 1次元のプラズマの膨張を仮定した場合の中性子発生則と一致する。
3. 電子温度が 100eV 以下ではプラズマの特性膨張時間が, 電子・イオンの緩和時間と比較して十分長いため, 電子温度とイオン温度は等しくなる。
4. 直上りの速いレーザーでプラズマを生成すると, 加熱が有効に行われ, 完全電離プラズマが発生する。

レーザーレーダーによる大気観測の結果, スモッグ発生は, 高度 $150\sim 200\text{m}$ に発生する逆転層に原因することが明らかになった。

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, 技術的問題の多くが解決された。またレーザープラズマのプラズマ源としての有実性が明らかとなり, 核融合反応炉への新しい一歩を開くことが出来た。さらにレーザーレーダーは現在問題となっている大気汚染観測の有力な武器になると考えられる。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜わ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、御教示を戴いた山田豊教授、西村正太郎教授、犬石嘉雄教授、藤井克彦教授、川辺和夫教授に謝意を表します。

名古屋大学プラズマ研究所において御指導、御鞭達を戴いたプラズマ研究所長伏見康治教授、同副所長高山一男教授に謝意を表します。

また終始変らぬ指導、討論、激励を戴いた横山昌弘助教授、中井貞雄助教授、理化学研究所豊田浩一博士、電子総合技術研究所南条基氏に謝意を表します。

さらに熱心な協力を戴いた大出力ガラスレーザ一開發研究会のメンバー、大阪工業試験所第4部長上野力氏、三菱電機北伊丹製作所々長喜連川隆氏、旭硝子研究所金井英三氏、ウシオ電機研究室長広井得輔氏、および保谷硝子技術研究所長泉谷徹郎氏に謝意を表します。

終りに山中研究室において、研究生活の苦樂を共にし、熱心な討論、激励を戴いた故山口元太郎助教授、岐阜大学阪上幸男助教授、プラズマ研究所善衛富氏、大阪工業奨励館井沢靖和博士をはじめ、研究室の諸氏、卒業研究に際して本研究に協力された卒業生諸氏に感謝する。

付録1 光変調素子

§1 まえがき

Qスイッチや光変調^(1,2)を効率よく行なうには効率の良い、取扱いの容易な光変調素子としては、磁気光学効果を利用した Faraday セル、一次電気光学効果を用いる Pockel セル、二次電気光学効果を利用した Kerr セル^(1,5)がある。

Pockels セルは取扱いが簡単で効率も良い。現在大出力レーザー用として使用されている Pockels 定数の大きい結晶は Vd 系の KDP, ADP が主である。しかし、これらは印加電界の方向と光を通す方向が平行で、かつ入射角の大きい光線に対しては漏水光を持つ欠点がある。しかるに

Td 系立方結晶である $CuCl$ (オ-塩化銅)、 $N_4(CH_2)_6$ (ヘリキテレンテトラミン)、 ZnS (内亜鉛鉱)等は電界を印加しない時は等方的⁽⁶⁾であり、電界印加により光学的異方性が発生する。したがって電界印加方向と光の方向と垂直に選ぶことが出来、さらに互いに直交する二つの方向より変調を同時にかけることが出来る等の利点がある。

ここでは $CuCl$ ⁽⁶⁾、 $N_4(CH_2)_6$ ⁽⁷⁾を製作し、その電気的特性、Pockels 定数を測定し、Qスイッチ素子としての可能性と調べた結果について述べる。

§2 Td 系結晶の Pockels 効果

Td 系結晶は光学的に等方結晶であるから、屈折率楕円体は次式で与えられる。

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} = 1 \quad (1)$$

ここで n_0 は結晶の主屈折率である。

結晶に電界 $E (E_x, E_y, E_z)$ を印加すると屈折率楕円体は

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2\gamma_{41}(E_x yz + E_y zx + E_z xy) = 1 \quad (2)$$

となる。ここで γ_{41} は Pockels 定数である。

新しい光学軸 (x', y', z') ならびにその方向の屈折率 $(n_{x'}, n_{y'}, n_{z'})$ は座標軸を回転して次式で与えられる。

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1 \quad (3)$$

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1 & \beta_1 & \gamma_1 \\ \alpha_2 & \beta_2 & \gamma_2 \\ \alpha_3 & \beta_3 & \gamma_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (4)$$

ここで $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \dots$ は座標系と結ぶ方向余弦である。また $n_{x'}, n_{y'}, n_{z'}$ はつぎの判別式の根で与えられる。

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{n_0^2} - n & \gamma_{41} E_z & \gamma_{41} E_y \\ \gamma_{41} E_z & \frac{1}{n_0^2} - n & \gamma_{41} E_x \\ \gamma_{41} E_y & \gamma_{41} E_x & \frac{1}{n_0^2} - n \end{vmatrix} = 0 \quad (5)$$

Td 系の結晶では (001) , (110) , (111) 面に垂直に電界を印加するのが普通である。そして位相差が最大になるのは (110) 面に垂直に電界を印加し、 $(\bar{1}10)$ 面に垂直に電界方向が $[110]$ に偏光した光を通し、 z 軸である。この時に生ずる位相差 Δ は

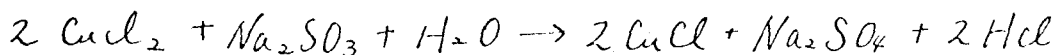
$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \ln n_0^3 r_{41} \frac{V}{d} \quad (6)$$

である。ここで l は光路長, d は電極間距離, λ は自由空間での波長, V は印加電圧である。

§3 結晶の製作

<1> CuCl の製作

市販の CuCl_2 特級よりつぎの化学操作で CuCl を製作した。



こうして得られた CuCl を乾燥 N_2 ガス中で氷酢酸、メチルアルコール等で洗淨乾燥させ、ゾーンメルティングを行い純度の高い CuCl を得る。結晶化にはブリッジマン法を用いた。

このようにして得られた結晶はほとんど完全な単結晶で透明であった。

米国より購入したものと比較して透明度も良く、歪も少なかった。

<2> $\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$ の製作法

ヘキサメチレンテトラミン(ヘキサミン)はアルコールに対する溶解度が高く、上気圧も高いため、結晶生成法としては、再結晶法又は昇華法が適している。

a). 再結晶法

市販のヘキサミン粉末を $60^\circ\sim 70^\circ\text{C}$ の特級メチルアルコールに溶かし濾過精製し、飽和溶液を作る。この飽和溶液ビンと恒温槽中の摩法ビンに入れ、摩法ビン中の湯の温度と恒温槽の温度差を 5°C に保ち、恒温槽の温度を

1°C/hour で低下させ結晶化した。12面体の 5mm 程度純晶の集りの 10~20mm 角のものが得られた。

b) 昇華法

再結晶で製作したヘキサミンをガラス管中に封入し、ロータリーポンプで排気し、蒸気圧の高い不純物（主にアルコール）を飛ばし真空チップした。減圧中結晶化を行なわせる管の中心部にヘキサミンが付着しないよう、フレキシブルヒーターで 40°C 程度に加熱した。

この結晶製作容器を恒温槽中に取り付け、結晶化させる部分を外気と連結した銅板で冷却した。銅板の温度の調整は連結パイプの温度を制御し、恒温槽との温度差を一定に保った。恒温槽の温度は 112°~113°C であった。

0.1~0.2mm の種結晶が出来るまで温度差を 7°C に保った。この状態で種結晶が出来るまでに要した時間は約 5 分であった。種結晶が出来てからは温度差を 3°C に保った。8 時間程度で 8×8×2mm 程度の結晶が得られた。

§4 電気的特性の測定

CuCl , $\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$ を光変調素子として使用するためには結晶の破壊電圧、ならびに電気伝導度を測定しておく必要がある。

測定は CuCl A (国産 6.9×6.9×9.5mm), CuCl B (米国製 6×6×6mm) と $\text{N}_4(\text{CH}_2)_6$ (2×1×1mm) について行なった。常温における電気伝導度ならびに破壊電圧を表 1 表に、電気伝導度対温度の関係を Fig. 1 に示す。

Fig. 1 より CuCl の活性化エネルギーは試料 A, B 共 0.52 eV であった。試料 B は -28°C に *knick point* があらわれたが、試料 A は -70°C まで測定したところ *knick point* はあらわれなかった。また試料 B の方が試料 A より

表1 絶縁破壊強度と電気伝導度

試料	絶縁破壊強度 (KV/mm DC)	電気伝導度 ($\Omega^{-1}\text{-cm}^{-1}$)
CuCl A	6	1×10^{-7}
CuCl B	—	1.5×10^{-6}
$N_4(\text{CH}_2)_6$	3	7.2×10^{-12}

(注) 測定温度 20°C

CuCl A: 筆者等製作 $6.9 \times 6.9 \times 9.5 \text{ mm.}$

CuCl B: 米国製 $6 \times 6 \times 6 \text{ mm.}$

$N_4(\text{CH}_2)_6$: 筆者等製作 $2 \times 1 \times 1 \text{ mm.}$

りも電気伝導度が1桁大きかった。以上のことより試料Aの方が純度ははるかに高いものと思われる。

一方 $N_4(\text{CH}_2)_6$ は電気伝導度は CuCl よりも小さい。絶縁破壊電圧が低く、機械的強度も小さい。

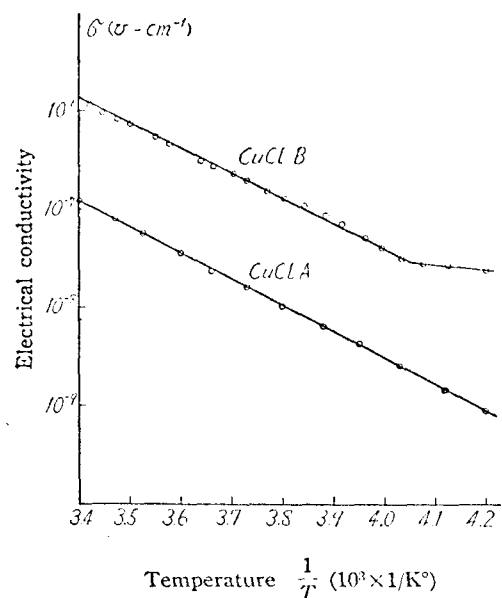


Fig. 1. Relation between conductivity and temperature of CuCl.

§5. Pockels 定数の測定

試料は電気的特性を測定する際に用いたものと同じ物である。測定は試料を乾燥室に入れ、電界は(110)面に垂直に印加した。使用した光は、 6900 Å の直線偏光で Fig.2 に示す Senarmont の補正器⁽¹⁰⁾を用いた。

Senarmont 補正器を用いた場合、Pockels 効果によって

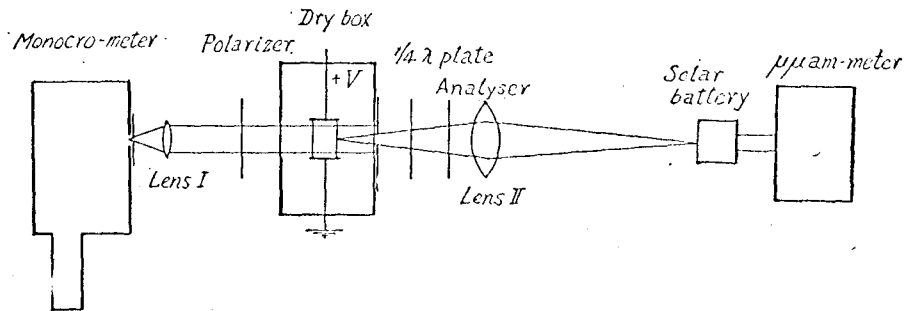


Fig. 2 The optical arrangement used to retardation measurement.

生じた位相差 Δ は次式で与えられる。

$$\Delta = \phi/2 \quad (7)$$

ここで ϕ は検光子の回転角である。一方 Pockels 定数 γ_{41} は (3.6) 式より

$$\gamma_{41} = \frac{\Delta}{2\pi} \cdot \frac{d}{l} \cdot \frac{\lambda}{n_0^3} \cdot \frac{1}{V} \quad (8)$$

と求まる。

Fig. 3 に印加電圧対位相差の関係を示す。また (8) より計算した Pockels 定数を表 2 に示す。ただし Fig. 3 における CuClB の値は $N_4(CH_2)_6$ と同一資料長に換算して示してある。 γ_{41} の計算に際して $6900\text{\AA}$ に対する屈折率は直接測定せず、CuCl に対しては 1.9, $N_4(CH_2)_6$ に対しては 1.6 の D 線に対する値を用いた。

Fig. 3 から CuCl は $N_4(CH_2)_6$ より

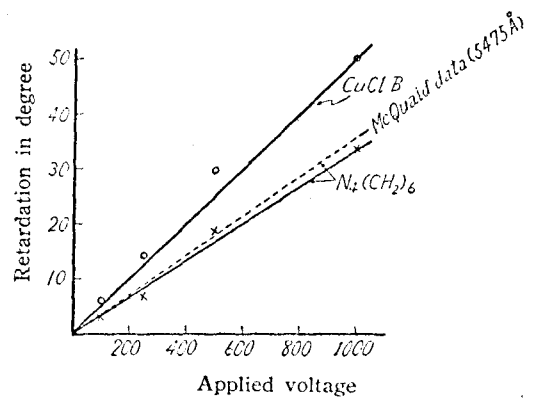


Fig. 3 Relation between retardation and applied voltage. Voltage is applied perpendicular to the surface of (110) and light beam ($6900\text{\AA}$) is directed to the surface of ($\bar{1}\bar{1}0$). Crystal size is $l=3$ and $d=1.8$.

りも δ_{41} は小さい、屈折率が大きい、ために、生ずる位相差は大きくなり $N_4(CH_2)_6$ よりも秀れている。

表2 Pockels 定数

Sample	CuCl B $\begin{matrix} l=6 \\ d=6 \end{matrix}$	$N_4(CH_2)_6$ $\begin{matrix} l=3 \\ d=1.8 \end{matrix}$
Pockels constant $r_{41} \times 10^{-8}$ cm/stat. V	24	27

お す び

$CuCl$, $N_4(CH_2)_6$ を製作し、光変調素子として使用するために必要な測定を行なった。両者とも Pockels 定数も大きく屈折率もかなり大きいので低電圧で使うことが出来る。このことは Faraday セル、Kerr セルが高電圧、高磁場を必要とするのに比して大きな利点である。ただ $N_4(CH_2)_6$ は破壊電圧がかなり低くもろいという欠点がある。また $CuCl$ は大気中で長時間使用する際は適当な表面処理を行なわなければならない。

参 考 文 献

1. 山中, 山村: 電学誌 78, (昭 33)
2. 山中, 南条: 高速複写真研究会資料 93 (昭 38)
3. C.F. Bahner: App. Opt. 2, 839 (1963)
4. 山中: 第11回応用物理関係連合学会年会 31P-H2 (1964)
5. 山中, 山中: 第11回応用物理関係連合学会年会 1P-B9 (1964)
6. C.D. West: J. Opt. Soc. Am., 43, 335 (1953)
7. R.W. McQuaid: App. Opt. 2, 320 (1963)
8. S. Nanba: J. Opt. Soc. Am., 51, 76 (1961)
9. 山中, 山村: 電学誌 79, 867 (1959)
10. 物理実験学 (河出書房, 昭 14)

付録2. レーザーによる気体の電離

§1. まえびき

レーザーによる気体のプラズマ化は、レーザー光による電離機構を解明するのみならず、分光用光源、衝撃波研究用プラズマ源としても重要である。^{22, 3)}

電離機構としてはマイクロ波放電機構、多重光子吸収、逆制動吸収^{6, 7, 8)}が考えられる。マイクロ波放電理論は電磁波のエネルギーが電子のエネルギーよりも十分小さい領域での理論であるため、振動のエネルギー 1.79 eV (ルビ-レーザー) の場で論ずることは不可能である。^{4, 5)}

多重光子吸収のみによる電離を考えると、Ar, He においては電離エネルギーはそれぞれ 15 eV , 24 eV である。ルビ-レーザーの光量子エネルギーは 1.79 eV であるから 7~12個の光子と同時に吸収しなければならぬ。1段階の吸収割合を 10% とすると Ar と He の破壊電界の比が 10^5 におよぶ。しかるに実測値の開きは 1.7 程度であるから、これも不適当である。

逆制動輻射機構は天体プラズマの連続吸収スペクトルを説明するために構成されたものである。

イオン場にある電子が光子を吸収して加速され、この加速電子と原子の衝突により電離が起こる。今の場合 10^{-6} cm^3 程度の焦桌面体積中に 10 nsec. の時間内で破壊が起こるために必要な初期電子の存在確率はきわめて小である。この初期電子は多重光子吸収により励起され、その後累積電離が起こることにより供給されるものと考えられる。⁹⁾

筆者は累積電離の機構を調べるため、 H_2 , Ar の破壊の閾値の圧力、レーザー周波数依存性を調べた。

§ 2. 実験方法および結果

Fig. 1. に実験装置の構成図を示す。Q スイッチレーザーは回転プリズム方式で回転数は最高 30,000 rpm である。気体は Ar と H₂ を用い、圧力は 1 気圧から 10 気圧で行なった。レーザー光はルビーレーザー (0.694μ) と Nd³⁺ ガラスレーザー (1.06μ) を用いた。レーザービームの広がり角は 0.8 mrad , パルス幅は 30 nsec で、出力は 30 MW 以下で用いた。集光用レンズは焦点距離 13 mm である。

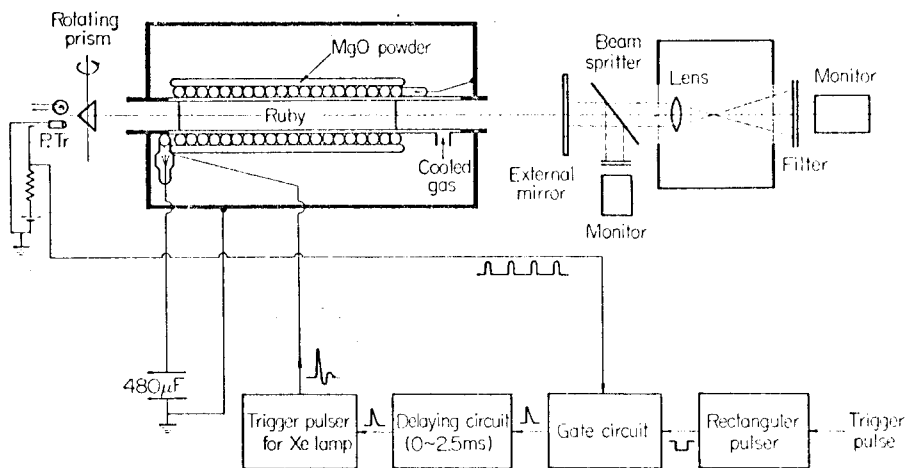


Fig. 1. 実験装置ブロック線図

Ar と H₂ の破壊の閾値を Fig. 2. に示す。H₂ の閾値は Ar の 2.3 倍で、この比は波長に依存しない。 0.69μ と 1.06μ による比は Ar では 3.5 : 1, H₂ では 4 : 1 であった。圧力を P とすると閾値は $P^{-1/2}$ に比例し、表 1 表のようになる。

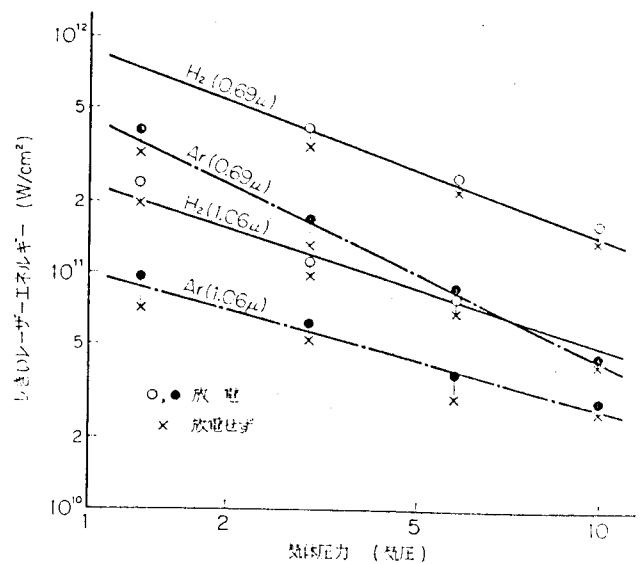


Fig. 2. 光放電のしきい値

第1表 k の測定値

気体	波長	0.694 μ	1.06 μ
Ar		0.9	0.6
H ₂		0.8	0.6

パルス間隔 0.3 $\mu\text{sec.}$ のダブルパルスレーザー⁽¹⁰⁾を用い、気体の電離を行なうと、オスのパルスは100%吸収された。これは残存イオン、励起原子が電離に大きく影響しているためである。

§.3. 検 討

逆制動吸収過程に対するブラウン A (P. F. Browne) の計算による H^- ($\text{H} + \text{電子}$) の逆制動吸収過程の吸収断面積 σ は次式で与えられる。

$$\sigma = \begin{cases} 2.5 \times 10^{-10} N_e / \nu^2 & \text{cm}^2 \quad (k\nu \ll kT) \\ 4.7 \times 10^{-10} N_e / (\nu_0 \nu^{\frac{3}{2}}) & \text{cm}^2 \quad (k\nu \gg kT) \end{cases}$$

ここで N_e , ν , ν_0 はそれぞれ電子数, レーザー周波数, 初期電子速度である。又閾値は圧力の逆数に比例する。

Ar, H₂ の電離エネルギーはそれぞれ 13.6 eV, 15.8 eV とエネルギーよりも十分高いため電子増倍過程では(1)式で与えられる吸収断面積で近似できる。ルビ-レーザー光, ガラスレーザー光に対する吸収断面積を ϕ , ϕ_2 とすると、

$$\phi_1 / \phi_2 \div \frac{(1.06)^2}{(0.694)^2} = 2.42$$

となり破壊に必要なレーザーパワーの比は 4.13 となる。実験値は水素に対して 4, アルゴンに対して 3.5 とかた

り良い一致を示す。又圧力依存性は第1表の値で P^{-1} とは異なるが、これは電子の拡散が効いているものと考えられる。

§. 4. む す び

Ar, H_2 の破壊の閾値をルビレーザ、ガウスレーザ光を用い調べた。気体の光放電は次の過程により起るものと思われる。多重光子吸収により生成された初期電子は逆制動輻射 [19] で光子よりエネルギーを獲得し中性原子と衝突しイオン化に至る。その後プラズマの加熱が光エネルギーにより行われ強い *detonation wave* が発生する。この過程は衝撃波理論で取り扱われる。また磁界との相互作用を調べると *collisionless shock* の研究に最適の実験が可能である。

参考文献

1. 山中, 山中 : 電学誌 87, 1858 (1967)
2. R. W. Minck : J. App. Phys 35, 252 (1964)
3. D. H. Gill, et al : Phys. Rev. Letters 15, 845 (1965)
4. R. G. Meyerand, et al : Phys. Rev. Letters 13, 7 (1964)
5. H. B. Bebb, et al : Phys. Rev. 143, 1 (1966)
6. J. K. Wright : Proc. Phys. Soc. 84, 41 (1964)
7. P. F. Browne : Proc. Phys. Soc. 86, 1323 (1965)
8. 山中, 他 : 宇宙航空研報告 2, 119 (昭44)
9. 山中, 山中他 : 核融合研究 15, 224 (1965)
10. 山中, 山中他 : 核融合研究 15, 674 (1965)

発 表 論 文

題 目	発 表 機 関
(1) The Oscillation Patterns of the Ruby Laser	Technol. Rep. Osaka Univ. 14, No 592 513 (1964)
(2) The Behaviors of Spikes of a Q Varying Ruby Laser	Japan. J. appl. Phys. 3, 168 (1964)
(3) The Relation between the Spikes and the Q Spoiling Time in a Ruby Laser	Japan. J. appl. Phys. 3, 231 (1964)
(4) 立方結晶を用いた光変調素子	応用物理 33, 423 (1964)
(5) ナノセカンド光ハルスの発生	応用物理 33, 834 (1964)
(6) Interaction of the Laser Beam with Gaseous Matters	Technol. Rep. Osaka Univ. 16, No 662, 233 (1965)
(7) Qスイッチレーザーによるプラズマ生成	核融合研究 15, 224 (1965)
(8) レーザーとプラズマの相互作用	核融合研究 15, 674 (1965)
(9) レーザレーダによる大気観測と伝播実験	応用物理 35, 507 (1966)
(10) 衝撃波と電磁波との相互作用	東大宇宙航空研報告 2, A119 (1966)
(11) レーザーによる電離現象	電学誌 87-10, 1858 (1967)
(12) 大気汚染観測用レーザーレーダー	生産と技術 19, 1012, 6 (1967)
(13) A Simulation of Space Plasma by Laser Produced Plasma	Japan. J. Appl. Phys 7, 84 (1968)
(14) High Density and High Temperature Plasma Produced by Large Power Laser.	Technol. Rep. Osaka Univ. 18, No 814, 155 (1968)
(15) High Power Nonlinear Amplifier Laser.	Technol. Rep. Osaka Univ. 18 No 815, 169 (1968)
(16) Density Measurement of Laser Produced Plasma by Laser Light Scattering	Japan. J. appl. Phys. 7, 954 (1968)

題 目	発 表 機 関
(17) 大出力増幅段付レーザー	超高温研究 6 173 (1969)
(18) レーザープラズマの研究	超高温研究 6 167 (1969)
(19) A Construction of the High Power Laser Amplifier Using Glass and Selenium Oxycchloride Doped with Nd^{3+}	Japan. J. appl. Phys 8, 1037 (1969)
(20) Meteorologisches Laser Radar	Laser und angewandte Strahlentechnik Nr. 1 18 (1969)
(21) Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasma	Technol. Rep. Osaka Univ 19 10862 10/ (1969)
(22) Experiments on Collisionless Shock Waves in Plasma	Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research L 103 (1969) (Int. Atomic Energy Agency, Vienna)
(23) Meteorological Laser Radar	Electron Technology 2, 209 (1969)
(24) An Investigation of Pulse Structure of Mode Locked Glass Laser Using Two Photon Fluorescence Measurement Technique	Japan. J. appl. Phys 9 228 (1970)
(25) Generation and Amplification of Laser Pulse with a Variable Pulswidth Using PTM Method	Japan. J. appl. Phys 10, 1643 (1971)
(26) 大出力レーザーによる核融合の研究	電学誌 (投稿中)
(27) Plasma Generation and Heating to Thermonuclear Temperature by Lasers	IPP-J of Nagoya (投稿中)

学会発表

発表年月	題 目	発表機関
昭和38. 4	Ruby Optical Maser 1	電気四学会連大
4	ルビーレーザーの発光について	物理学会年会
10	ルビーレーザー II	物理学会分科会
10	ルビーレーザー III	電気関西連大
39. 4	ルビーレーザー IV	電気四学会連大
4	ルビーレーザー V (ジャイアントパルス)	物理学会分科会
10	ルビーレーザー VI (ジャイアントパルスとラマン効果)	物理学会年会
11	ルビーレーザー VII (レーザー増幅)	応用物理学会
11	ルビーレーザー VIII (Giant Pulse & Laser Modulator)	電気関西連大
40. 4	高出力ルビーレーザーによるプラズマの発生	電気四学会連大
4	ラマンレーザー	物理学会分科会
7	ルビーレーザーによるプラズマ生成	物理学会分科会
10	レーザーによるプラズマ生成 II	物理学会年会
11	レーザーによるプラズマの発生	電気関西連大
11	レーザーによる測距と大気観測	電気関西連大
11	ルビーレーザー光 13.7 Km 伝播実験	信学会全国大会
41. 3	レーザーによるプラズマ生成 III	物理学会年会
3	レーザービームの大気中伝播 (Rayleigh 散乱, Mie 散乱)	物理学会年会
3	レーザーによるプラズマの研究	応用物理学会
4	レーザーによるプラズマ生成	電気四学会連大
4	レーザーによる大気観測 (Rayleigh 散乱と Mie 散乱)	電気四学会連大
10	レーザービームによる固体粒子の高温プラズマ化	物理学会分科会
10	レーザー照射面に発生するプラズマ	電気関西連大

発表年月	題 目	発表機関
昭和 43. 4	GW Class Self Narrowing Laser Amplifier	応用物理学会
4	レーザーによるスペースプラズマの模擬	応用物理学会
4	プラズマ衝撃波の高速干渉パターン	応用物理学会
4	レーザーによる大気構造の観測	応用物理学会
4	レーザーによる固体粒子のプラズマ化Ⅱ	物理学会年会
4	レーザーによる金属プラズマの加熱緩和現象	電気四学会連大
4	レーザーレーザーによる大気観測	電気四学会連大
4	Self Narrowing 効果を用いた大出力増幅レーザー	電気四学会連大
10	GW級ガラス増幅器レーザー	物理学会分科会
10	GW級レーザーによるプラズマの発生と伝い込め	物理学会分科会
10	磁界中レーザープラズマの不安定性	物理学会分科会
11	大出力レーザーによるプラズマの研究	電気関西連大
11	大気汚染観測用レーザーレーザーの開発	電気関西連大
43. 3	非線形増幅効果を用いた大出力 Nd ³⁺ レーザー	電気四学会連大
3	レーザープラズマの不安定の研究	電気四学会連大
3	巨大レーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
3	大気観測用レーザーレーザーⅡ	電気四学会連大
4	巨大レーザーによる高温高密度プラズマの生成Ⅱ	物理学会年会
5	Laboratory Experiments on Solar Flare Model by Laser	COSPAR Symp. on Solar Flares & Space Research
7	Experiments on Collisionless Shock Wave in Plasmas	3rd. Conf. on PPCNF

発表年月	題 目	発表機関
昭和 43. 8	Collective Scattering of Laser Light by Plasmas	Int. Conf. on Plasma Diagnostics
10	巨大レーザーによる高温高密度プラズマ の生成 V	物理学会 分科会
10	レーザープラズマの揺動と光散乱	物理学会 分科会
10	レーザープラズマの分光測定	物理学会 分科会
10	プラズマ研究用大出力レーザー装置	物理学会 分科会
11	レーザーによる核融合プラズマの生成	電気関西連大
11	レーザーによる Detonation Wave と Blast Wave	電気関西連大
11	レーザー増幅器	電気関西連大
11	大気観測用レーザーレーダー	電気関西連大
44. 3	100 GW ガラスレーザー	電気四学会連大
3	光散乱によるレーザープラズマの計測	電気四学会連大
3	Crigawatt レーザーによる高温高密度 プラズマの生成	電気四学会連大
3	レーザーによる多重電離現象の研究	電気四学会連大
4	レーザープラズマ	物理学会 年会
10	100 GW ガラスレーザーの開発	電気関西連大
45. 3	1 TW ガラスレーザーの開発	物理学会 分科会
3	Nd^{3+} (ガラス, PO_2Cl_3) レーザーにおける ピコ秒カントパルス	物理学会 分科会
3	レーザーによる多重電離現象	電気四学会連大
9	High Power Laser System of Glass and Nonorganic Liquid Lasers	I. Q. E. C.
9	Investigation of Plasma Generation and Heating by Laser	I. Q. E. C.
10	大出力ガラスレーザーの開発 II	物理学会 年会
10	大出力ガラスレーザーによるプラズマ生成 II	物理学会 年会

発表年月	題 目	発表機関
昭和45. 11	大出力ガラスレーザーの開発Ⅱ	電気関西連大
11	Investigation of Plasma Generation and Heating by Laser	Int. Conf. Laser Plasma (Moscow)
46. 3	大出力レーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
	大出力ガラスレーザーの開発(Ⅳ)	電気四学会連大
3	大出力ガラスレーザー	応物学会
4	大出力ガラスレーザーシステムの実用	電子通信全国大会
5	大出力ガラスレーザーによるプラズマ生成Ⅲ	物理分科会
8	Plasma Generation and Heating to Thermonuclear Temperature by Lasers	2nd Workshop (Hartford)
10	プラズマ生成用大出力ガラスレーザー	物理学会年会
10	レーザーによるプラズマの生成と加熱	"
	レーザープラズマの軟X線分えによる診断	"
	レーザープラズマの粒子計測	"
	レーザープラズマのシュリーレン計測	"
10	大出力ガラスレーザーによる核融合プラズマの生成	電気四学会連大
11	100 ㏄ ガラスレーザー	電気関西連大
	レーザーによる核融合プラズマの生成	"