

カオス的なレーザー発振の可能性

栗島 史欣* 岩澤 宏* 北嶋 巖*

The Possibility of Chaotic Laser Oscillation

Fumiyoshi KUWASHIMA, Hiroshi IWASAWA, and Iwao KITAZIMA

(Received Feb. 28, 1995)

The chaos laser light has irregular temporal output and broad spectrum. The chaos occurs above three variables. We study some properties of single-mode unidirectional two level ring laser characterized by a homogeneous broadening. First we determine the various classes of stationary solution. Treating the laser equation as three variables and three 1-order nonlinear equations, we find the chaos above the chaos threshold in the bad cavity limit. The analytic linear stability analysis of the stationary solution leads to the conclusion that in the bad cavity limit the second threshold will exist and the chaos threshold too. It is a salient property that they occur at high intensity. Next we consider a single running mode in a ring gas laser where inhomogeneous Doppler broadening is dominant. The analytic linear stability analysis of the stationary solution leads to the conclusion that in the bad cavity limit both the second threshold and the chaos threshold exist; a salient property is that they occur at low intensity in inhomogeneously broadened media while they occur at high intensity in homogeneously broadened. But the bad cavity condition is necessary to obtain the chaos laser light. Naturally the laser is classified by medium constants. The laser near this condition have already been obtained. But it is not necessarily useful. In this paper we suggest that multimode oscillation + delayed feed back is effective to occur the chaos in the laser far from this condition. And the experimental results will be also reported.

第1章. 序論

マクロな系では決定論的方程式で運動が記述された場合は、完全に予測可能であると思われていた。しかし、カオス(chaos)という現象により、初期値の僅かなずれも指数関数的に増大していつて予測を不可能とする事が分かってきた。

Table I に示すように現在人類は3種類の光を手に入れている。第一は太古よりある自然光である。第二はレーザー光であり、1958年に A.Shawlow と C.Townes [1] により理論的に予測され、1960年に Maiman [2] の実験により、ルビーレーザーが発光した。第三の光はカオス

* 電子工学科

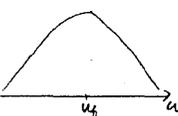
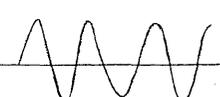
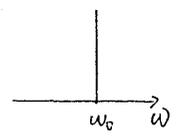
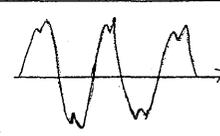
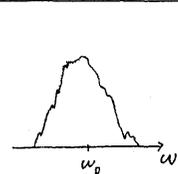
光で、1975年に H.Haken [3] によって理論的に予測され、1982年に C.O.Weiss の実験によって、He-Xe($3.51 \mu\text{m}$) レーザーで発光した。

まず自然放出による発光は、広いスペクトル幅を持ち、時間的にも、空間的にもインコヒーレント (incoherent) な光である。また強度も微弱でマイクロな揺らぎを反映しており、完全なランダム過程で無秩序なものである。系は熱平衡に近く、放出過程のダイナミクスは線形である。

次にレーザー光は反転分布という熱平衡から遠い距離にあり、誘導放出と共振器 (cavity) によるフィードバック (feedback) の効果により単色性に優れ、時間的にも空間的にもコヒーレント (coherent) で強度は大きく、規則的な波形を持ち、決定論的系で、完全に秩序的な光である。この場合、3次の非線形性が重要な役割を果たしている。

最後にレーザーカオス光は、レーザー発振状態よりも1桁遠く平衡状態から離れ、誘導放出と共振器によるフィードバックで発生する。スペクトルは連続的に広がり、時間的には部分的にコヒーレントであるが、空間的には完全なコヒーレントである。また強度はレーザーに比べると弱い、それでも自然光に比べれば非常に強い光で、巨視的に揺らいでいる。即ち決定論的な系でありながら不規則な光を発生している。今回はこのレーザーカオス光について検討してみた。

Table I Some properties and situations of thermal light, laser light, and laser chaos light

	temporal	spectrum	coherence	intensity	K_2	distance equilibri.
I thermal light before 1960	 spont. emission	 ω_0	temporal space ↓ incoherent	weak micro fluctuation	∞ random disorder	near equilibri. nonlinear
II laser light ther. 1958 A. Shawlow C. townes exp. 1960 Maiman	 stimul. emission + feed-back	 ω_0	temporal space. ↓ coherent	strong regular	0 deterministic order	far from equilibri. nonlinear
III laser chaos light ther. 1975 H. Haken exp. 1982 C. O. Weiss	 stimul. emission + feed-back	 ω_0	temporal ↓ partial coherent spatial ↓ coherent	∨ strong macro fluctuation	0 deterministic irregular	more far from equilibri. nonlinear

第2章. 理論

理論的研究としては1975年 Haken [3] は均一広がり単一モードレーザーのCW発振領域から低いQ値の共振器条件 (bad cavity condition) の下でカオスが発生する事を理論的に予測し、流体系のローレンツモデルの方程式との等価性を見出した。以後、T. Yamada, R. Graham [4] 及びそのグループは内部変調を行った場合のモデルについて、光信号注入をした場合については L.A. Lugiato, L.A. Narducci, et al. [5] によりカオスが発生する事及びその閾値の低下について理論的考察を行うなど、多くの理論的研究が行われ、それらは、1985年 Acherhalt, Milonni, Shih [6] などによって総合報告されている。

レーザー準位が2準位系で単一モードで均一拡がりの場合、単純化のため一方向性リング共振器の場合を考えると、レーザーの基本方程式は半古典論では、

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \kappa P - \kappa E \\ \dot{P} &= \gamma_{\perp} E S - \gamma_{\perp} P \\ \dot{S} &= \gamma_{\parallel} (\Lambda + 1) - \gamma_{\parallel} S - \gamma_{\parallel} \Lambda E P \end{aligned} \quad (1)$$

但し、 γ_{\perp} ：横緩和定数、 γ_{\parallel} ：縦緩和定数、 κ ：共振器損失、 S_0 ：未飽和反転分布密度(励起パラメータ)である。また電場と誘導分極を各々

$$E(Z, t) = E^{(-)}(Z, t) e^{-i\omega t} + E^{(+)}(Z, t) e^{i\omega t} \quad (2)$$

$$P(Z, t) = P^{(-)}(Z, t) e^{-i\omega t} + P^{(+)}(Z, t) e^{i\omega t} \quad (3)$$

としている。ここで、 $E^{(-)}(Z, t)$, $E^{(+)}(Z, t)$ は $e^{\pm i\omega t}$ に比べて十分ゆっくり変化する複素振幅で、 $P^{(-)}(Z, t)$, $P^{(+)}(Z, t)$ についても同様である。

S_0 を変化させると平衡からの距離が変化し、式(1)のレーザー系で不安定性が生じ、種々の秩序構造が階層的に現れる。

まず、(1)式の定常解を求め、そのまわりで解の不安定性を調べる。

(a) CW解と第一閾値

(イ) S_0 が第一閾値 (1st threshold) S_{c1} より小さいとき

$$S = S_0, \quad E^{(-)} = 0, \quad P^{(-)} = 0 \quad (4)$$

で安定な定常解となり、インコヒーレントな自然放出をする。

(ロ) $S_0 > S_{c1}$ のとき

$$S = S_{c1}, \quad P^{(-)} = P_{cw}, \quad E^{(-)} = E_{cw} \quad (5)$$

で安定な解となり、アトラクター (attractor) は安定結節点となり、コヒーレントな発光となる。

(b) 自己パルス形成と第二閾値

R.Graham, H.Haken (1968) [14] により証明されたように、

$$S_0 > S_{c2} = (1 + \Lambda_C) S_{c1} > S_{c1} \quad (6)$$

但し S_{c2} は第2閾値 (2nd threshold) であり、

$$\Lambda_C = 4 + 3\epsilon + 2\sqrt{2(1 + \epsilon)(2 + \epsilon)} \quad (7)$$

$$\epsilon = \gamma_{\parallel} / \gamma_{\perp} \quad (8)$$

であるとき、アトラクターは極限閉軌道 (limit cycle) となり、自己パルス形成 (self-pulsation) が起こる。

また S_{c2} は

$$\epsilon \rightarrow 0 \quad (9)$$

のとき、すなわち

$$\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} \quad (10)$$

のとき

$$S_{c2} \approx 9S_{c1} \quad (11)$$

となり

$$\epsilon \approx 1 \quad (12)$$

のとき、すなわち

$$\gamma_{\perp} \approx \gamma_{\parallel} \quad (13)$$

のとき

$$S_{C2} \approx 13S_{C1} \quad (14)$$

となる。

このような条件は通常のレーザーでは満たすことができず、均一拡がりのレーザーでは実験で観測するのは不可能であった。

(c) カオス発生とカオス閾値

さらに励起を上げていくとカオスが起きる。

$$\Lambda = S_0 / S_{C1} \quad (15)$$

とおくと

$$\Lambda - 1 > 0 \quad (16)$$

の範囲で、CW 発振をするが、ここで S_0 を上げていくと、

$$\kappa > \gamma_{\perp} + \gamma_{\parallel} \quad (17)$$

という bad cavity condition の下で

$$\Lambda > \Lambda_T = \frac{(\gamma_{\perp} + \gamma_{\parallel} + \kappa)(\kappa + \gamma_{\perp})}{\gamma_{\perp}(\kappa - \gamma_{\perp} - \gamma_{\parallel})} \quad (18)$$

というカオス閾値 (chaos threshold) を Λ が超えると、アトラクターは奇妙な (strange) アトラクターとなり、レーザー光はカオス的な (chaotic) な光となる。

例えば、

$$\gamma_{\perp} \approx \gamma_{\parallel}, \quad \kappa \approx 3\gamma_{\perp} \quad (19)$$

のとき

$$\Lambda \approx 21 \quad (20)$$

となる。

しかし、ここで $(\Lambda_T)_{min}$ が存在して

$$\kappa_{min} = \epsilon + 1 + \sqrt{4(\epsilon + 1)(\epsilon + 2)} \quad (21)$$

のとき

$$(\Lambda_T)_{min} = 4 + 3\epsilon + 2\sqrt{2(1 + \epsilon)(2 + \epsilon)} \quad (22)$$

となり、第2閾値 [3] と一致する。

従って、CW から直接カオスに移ることが出来て、この時の Λ は

$$\Lambda \approx 13 \quad (\epsilon = 1) \quad (23)$$

と低下する事になる。しかし、このままでは実際のレーザーでは実現不可能である。

そこで、不均一拡がりのレーザーについて考えてみる。不均一拡がりの単一モードレーザーにおいては、ホールバーニング (hole burning) 効果により、モード分離 (mode splitting) が促進されることにより、第2閾値 (2nd thr.) が低下する。即ち、

$$S_{C2} \approx 2 \sim 3S_{C1} \quad (24)$$

となる。また bad cavity condition の下では $(\Lambda_T)_{min}$ が存在しこれが 第2 閾値 (2nd thr.) と一致するため

$$(\Lambda_T)_{min} \approx 2 \sim 3 \quad (25)$$

となる。

これは理論的には 1971 年に Casperson と Yariv [15] により数値計算で求められ、実験的には 1978 年に Casperson により、He-Xe(3.51 μ m) レーザーにより実現された。

次に、レーザー媒質定数によるレーザーの分類をする。レーザーの媒質定数の大小によるレーザーの分類を Table II に示す。Bad cavity condition に近い方から、classIV ~ classI という様に分ける。

ClassIV のレーザーは、 $\kappa \geq \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ となっており、bad cavity condition を満たしやすい。また γ_{\perp} も γ_{\parallel} も κ に比べて小さい為、 E, S, P のどれも減衰が遅く、それぞれが主導となり他に従属しないので、3 変数型となる。このようなレーザーには He-Ne(3.39 μ m), He-Xe(3.51 μ m), F I R ガス等がある。これらは高利得で低いガス圧で (γ_{\perp} の低下) 低い Q の共振器で発振するので、 $\kappa \geq \gamma_{\perp} + \gamma_{\parallel}$ を満たすのが容易である。従ってカオスは発生しやすい。しかしこれらのレーザーはあまり有用とは云えない。

ClassIII のレーザーは $\gamma_{\perp} \gg \kappa > \gamma_{\parallel}$ となっているため bad cavity condition を満たさない。また γ_{\perp} が大きい為 P が速く減衰し、 E と S に従属する。また $\kappa > \gamma_{\parallel}$ という条件のため S の減衰が遅く、どちらかという S が E を支配するようになり、外力に敏感になる。これは E と S の 2 変数型となる。このようなレーザーには R b, Y A G, Nd^{3+} , glass, CO_2 , semicond.laser+saturable absorber 等がある。

ClassII のレーザーは、 $\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} > \sim \kappa$ となり γ_{\parallel} と κ が class III とは入れ替わり、更に bad cavity condition から遠ざかる。この場合も γ_{\parallel} が大きい為 P が速く減衰し、 E と S の 2 変数型となる。その内でも $\gamma_{\parallel} > \sim \kappa$ の条件により、 S の減衰が少し速く E 主導型となる。

最後に classI のレーザーは $\kappa \ll \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ となり bad cavity condition から遠く離れたレーザーとなる。この場合は γ_{\parallel} も γ_{\perp} も大きい為 S も P も速く減衰し、 E のみの一変数型として振る舞うこととなる。

そこでレーザーによるカオス光の発生法としては classIV のレーザーは、 $\kappa \geq \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ のため、 $\kappa > \gamma_{\perp} + \gamma_{\parallel}$ という bad cavity condition を満たしやすく、単にカオス閾値以上に励起を上げればよい。 γ_{\perp} は分極の位相のずれてくる時間の逆数、 γ_{\parallel} は上準位の寿命 (life time) の逆数で、あまり変えられない。 κ は cavity 内に photon の入れる時間 (photon life time) の逆数となるので、これはミラーの反射率を落とすことによって大きくできる。反対に言うとも共振器の損失が大きくても発振するような利得 (gain) の大きいレーザーが classIV に入ることになる。classIII のレーザーは外力に敏感という性質を利用して外力を加えることにより、変数を 3 とし、カオスに導ける。外力を加えるには (a) loss modulation, (b) delayed feedback, (c) signal injection, (d) saturable absorber の挿入などの方法があり、半導体レーザー、 CO_2 レーザー等で用いられている。

ClassII 及び classI のレーザーは外力にも敏感ではないので、マルチモード発振をさせることにより Ruelle Taken route のように 2 つの周波数の極限閉軌道 (limit cycle) を作り、カオスに行けるのではないかと考えられる。

以上をまとめると

Table II Classification of lasers by medium constants

class I	class II	classIII	class IV
$\kappa \ll \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$	$\gamma_{\perp} \gg \gamma_{\parallel} \sim \kappa$	$\gamma_{\perp} \gg \kappa > \gamma_{\parallel}$	$\kappa \geq \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$
Dye	He-Ne(0.6328[μm]) Ar ⁺	Rb, YAG, Nd ³⁺ , glass CO ₂ , semicond. Laser + Sat. Abs.	He-Ne(3.39[μm]) He-Xe(3.51[μm]) FIR gas laser
single mode	S, E : same time scale	damp. relax. osc	bad cavity condition
higher instability	higher instability	sensitive for an external force	higher instability
N=1, E P, S:adiabatic elimination	N = 2, E, S P:adiabatic elimination E \geq S	N=2, S, E P:adiabatic elimination S \geq E	N=3 (E S P) adiabatic elimination \times

- 1) $\kappa > \gamma_{\perp} + \gamma_{\parallel}$ という Bad cavity condition は種々のレーザーでのカオス発生の閾値条件を制約する壁となっていること。
- 2) 不均一拡がりのレーザーでは自己パルス形成の第2 閾値が第1 閾値の2～3 倍に低下し、bad cavity condition 下でカオスの閾値 $(\Lambda_T)_{min}$ が第2 閾値まで低下する。
- 3) $\kappa, \gamma_{\perp}, \gamma_{\parallel}$ の大小関係によってレーザーを bad cavity condition からの距離と関係させて、4つのクラスに分け、それぞれの特徴とレーザー系としての振る舞いについて考察した。以上の結果、bad cavity condition から遠い有用なレーザー、即ち classII の Ar⁺, He-Ne (6328Å) レーザーや、classI の Dye レーザーではカオス発生は困難であるが、
 - (1) classII に対しては最低2モード以上で動作させ N = 3 とした上で、外部鏡等によるフィードバック効果を与えること。
 - (2) classI に対しては、3モード以上の多モード動作を行いRuelle-Taken Route の変形を行ってカオスへ導くことが出来ると考えている。

以上のようにカオスは三変数以上で起こるが、レーザーの方程式を3変数の一階微分の系として扱うとカオスが始まる。これには bad cavity condition という条件が付く。この条件の満たしやすさでレーザーを分類した。即ち、bad cavity condition に近いレーザーはカオスになりやすいが、あまり有用ではない。そこで、bad cavity condition より遠いレーザーについて、外力 + 多モード(multimode) という方法でカオスを起こす方法を検討してみた。

第3章. 実験

実験的研究としては、最初に意識的にレーザーカオス光発生を行ったのは C.O.Weiss らであり、He-Neレーザー (3.15 μm) で周期倍分岐径路(periodic doubling route), 間欠性径路(intermittency route) などによるカオス発生を報告した [7]。その後、主として He-Ne レーザー [8]、CO₂ レーザー [9] [10] [11]、半導体レーザー [13]、FIR レーザー [12] 等で実験が行われている。

ClassIV のレーザーは bad cavity condition を満たし易いので、比較的簡単にカオスを起こし易い。また classIV は自由度が3ということでもカオスを起こし易いと言える。

それに比べてclassIII～Iのレーザーは自由度が2又は1なので、補助的手段を用いて自由度を3以上にしなければならない。これには外力を加えて自由度を増せばよい。ClassIIIのレーザーでは外力に敏感という特徴を利用して、外力を加えるのみでカオスになる。例えば遅延帰還(delayed feedback)をかける事などによってカオスになる。

それに対して classII のレーザーは外力に敏感でないので、外力を加えるのみではカオスにならない。そこで多モード(multimode)にして、外力を加える事で Ruelle Takens route の応用をすることでカオスになるのではないかと考えたので、He-Ne レーザーを classII のレーザーとして使い、多モードと、遅延帰還を用いて、カオスの発生の可能性について実験してみた。

$3.39 \mu\text{m}$ の光は高利得(high gain)であるが、 $0.6328 \mu\text{m}$ の光は $1.1526 \mu\text{m}$ の光と同じ $2P_4$ のエネルギー準位へ落ちるので利得が少ない。

また媒質定数は $\gamma_{\parallel} \sim 10^6$ ($\tau_u \sim 1 \mu\text{s}$), $\kappa \sim 10^6$ ($\tau_{\text{photon}} \sim 1 \mu\text{s}$), $\gamma_{\perp} \sim 10^8$ となるので classII のレーザーになる。

このレーザーは外力を加えても、外力に敏感でないので、これだけではカオスにならない。それで多モード発振と、外力を加えることにより、自由度を3以上にすることにより、カオスを起こす事を試みている。

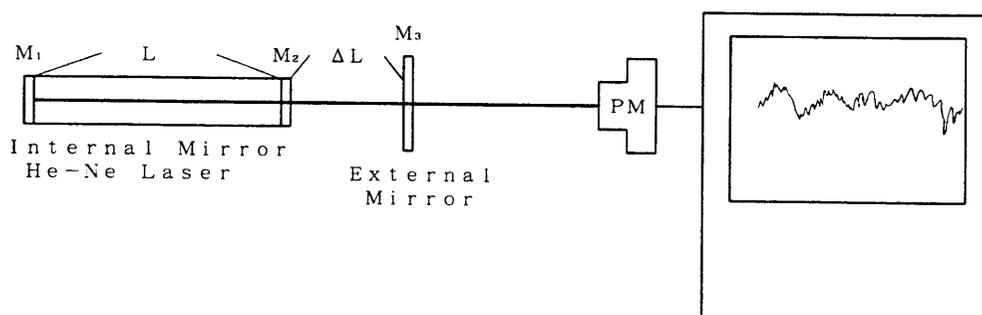


Fig.1 Experimental setup for temporal behavior observation

3-1 実験系

実験系を Fig.1 及び Fig.2 に示す。

まず時間波形の測定の際は、シングルモードレーザーとして NEC の Glg-5000 を使い、多モードレーザーとして、NEC の Glg-2034 を用いた。又出力の検出は PMで行った。

Glg-5000 は共振器長 20cm で、Glg-2034 は共振器長 50cm のレーザーである。また又外部鏡の位置は特に変えて測定はしていないので、今後 ΔL を変えて最適な位置を調べる必要があると思われる。この実験系は Fig.1 に示す。

周波数測定は時間波形測定で用いたものと同じレーザーで行った。そのレーザーの光をファブリペローエタロン(Fabry-Pérot etalon) (SA2)を通して、フォトダイオード(PD 1 S)で検出した。このファブリペローエタロンはコントローラー (FPZ 1 CV)により厚さを連続的に変える。これは電圧の変化に対応して厚みが変わる。この電圧は鋸波として変化させ、エタロンの厚さを変えると同時に、オシロスコープの掃引もしている。これによって周波数測定が出来る。なお単一モードレーザーの放電電流は5.94mAとしている。多モードレーザーでは電流を変えられなかった。

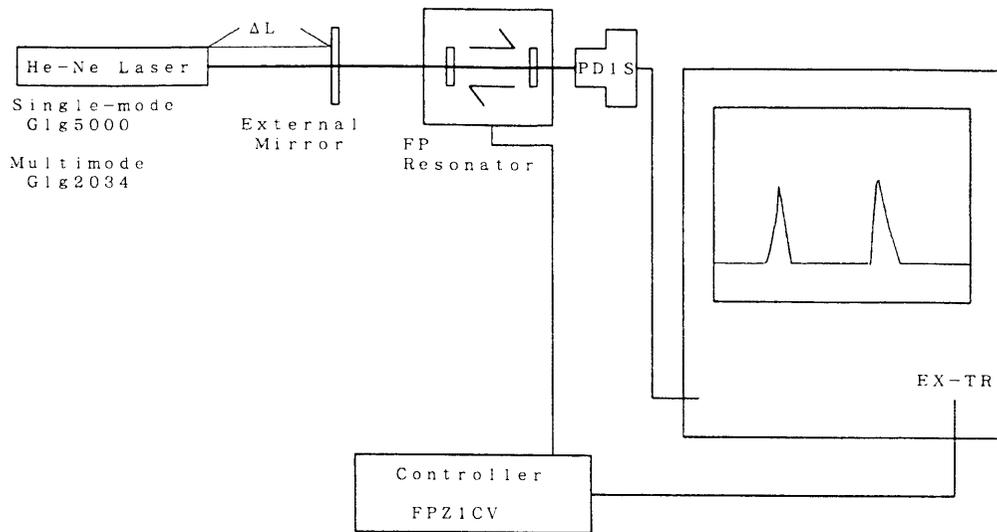


Fig.2 Experimental setup for spectral analysis

3-2 実験結果

Fig.3 に時間波形を示す。

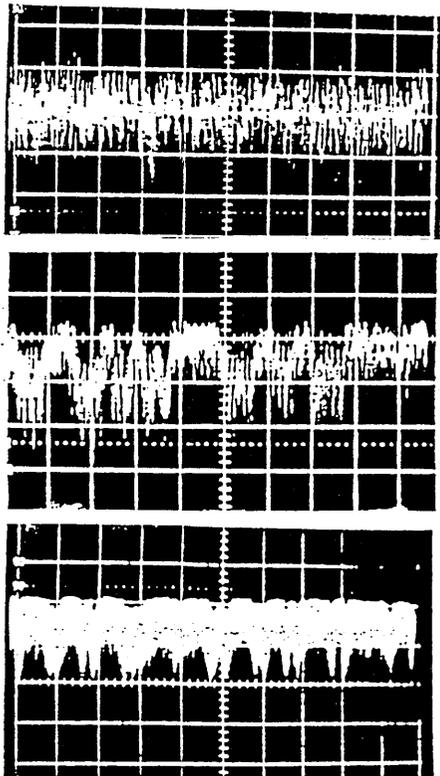


Fig.3 The laser output of a He-Ne laser under various conditions (5 ms/div)

(a) Multimode laser oscillation without external mirror, 5 modes, $L=50\text{cm}$

(b) Multimode laser oscillation with external mirror ($R = 95\%$), $\Delta L = 10\text{cm}$, $L=50\text{cm}$

(c) Singlemode oscillation with external mirror ($R = 95\%$), $\Delta L = 25\text{cm}$, $L = 20\text{cm}$

- a) では外部鏡を入れない多モードレーザーの出力を示している。波形は安定している。
 b) では外部鏡を入れた。こうすることにより、多モードレーザーの出力が激しく揺らいでいる。
 c) では単一モードレーザーに外部鏡を入れた例を示すが、b) に比べて揺らぎは少ない。

これによって、多モード発振と外部鏡によってカオスが起き易いと考えられる。今回は励起は同じままでやったが今後励起を上げていった実験が必要である。また外部鏡も適当に置いているので、最適位置を見つけるのも大切だと思われる。

Fig.4 及び Fig.5 に周波数特性を示す。Fig.4 は単一モードレーザーを放電電流 5.94mA とし用いた時の周波数特性である。

- a) はフィードバックをかけないときの周波数特性である。単一モードレーザーのはずだから、本来は 1 本の周波数しか出ないはずであるが 2 本出ている。これは管の劣化により多模式的に働く様になってしまったと考えられる。しかし、それでも周波数的には少ない。
 b) はエタロン板によるフィードバックをかけたときの波形である。a) に比べて発振周波数が増えているのが判る。
 c) はエタロン板と外部鏡によってフィードバックをかけたときの発振周波数特性である。この時は b) より更に周波数が増え、ほぼ連続的になっている。

ここでは放電電流を 5.94mA としたがこれを増やしてみても波形的には、余り変化は見られなかった。更に励起を上げたときの実験は今後の課題と思われる。また外部鏡の距離 ΔL は適当に決めたが、これも最適位置を見つける必要があると思われる。

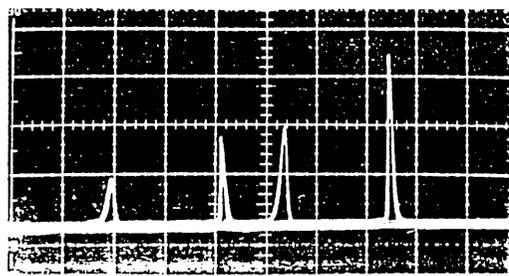
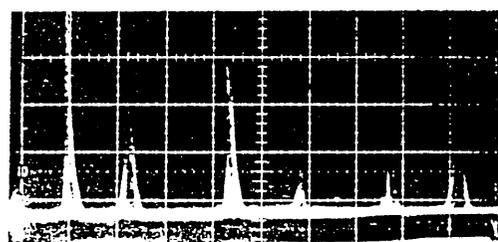
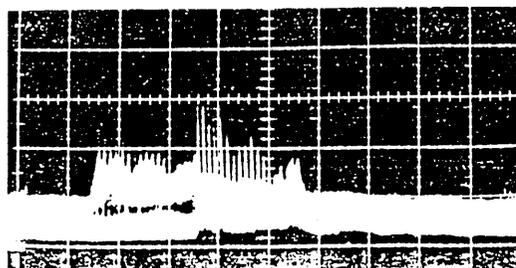


Fig.4 Spectrum of Single-mode laser
(330 MHz/div)

(a) Nonfeed-back $L = 20\text{cm}$



(b) Feed-back by F.P. resonator, $L = 20\text{cm}$



(c) Feed-back by F.P. resonator and external mirror, $\Delta L = 25\text{cm}$, $L = 20\text{cm}$

Fig.5 は多モードレーザーのスペクトルである。

a) はフィードバックをかけない時のスペクトルである。多モードの波形が綺麗に出ている。この時のモード間隔は300MHzである。実験結果もほぼそうになっている。

b) はエタロン板によるフィードバックをかけたときの波形である。a) に比べてスペクトル幅が増えたのが判る。ここで波形が2重になっているのは鋸波の上がるときと下がるときで、ずれが生じたためと思われる。

c) はエタロン板と外部鏡によりフィードバックをかけたときの波形である。この場合はスペクトルが連続的となっている。また測定していてもスペクトルが常に変動していた。この実験の時も ΔL は適当にしておいたが、その最適位置を調べる必要があると思われる。また励起は今では上げられないので、レーザーを改良して励起を変化させたときの波形の変化についても見る必要がある。

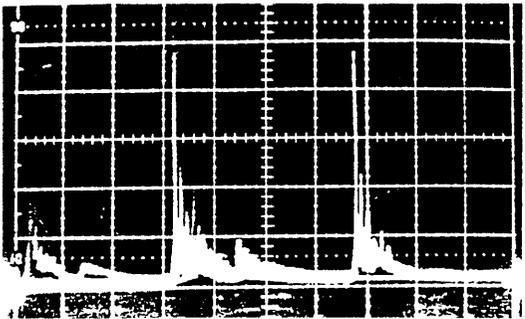
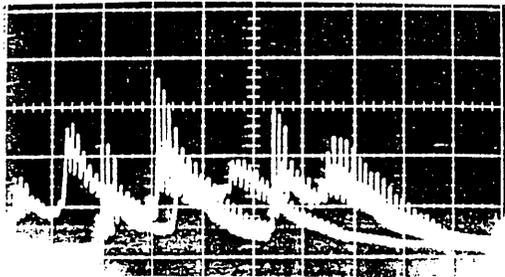
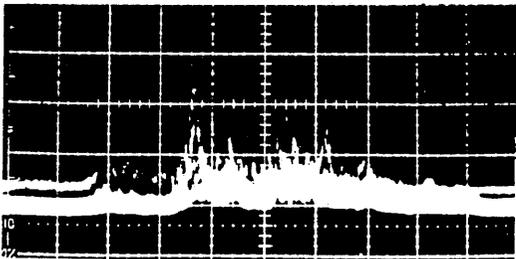


Fig.5 Spectrum of multimode laser
(86 MHz/div)

(a) Nonfeedback $L = 50\text{cm}$



(b) Feed-back by F.P. resonator,
 $L = 50\text{ cm}$



(c) Feed-back by F.P. resonater and
external mirror, $\Delta L = 5\text{ cm}$,
 $L = 50\text{cm}$

4. 結論

レーザーカオス光の発生について述べてきた。レーザーの励起を上げていく事によって、レーザーを3変数系で考えると、bad cavity condition を満たすことによってカオスが起きることが判った。またカオス閾値の最小値は第2 閾値と一致する事も判った。

しかし、この bad cavity condition は classIV のレーザーのみにしか使えないので、非常に厳しい制限となる。

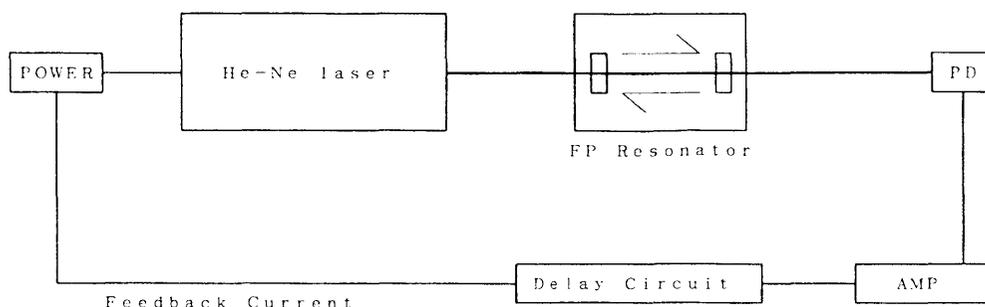


Fig.6 Experimental setup with a delayed feed-back circuit.

しかし、class I～III のレーザーでも工夫によってカオスになることも判った。例えば class III のレーザーでは外力に敏感という事を利用して外力を加えれば良い。また class II 及び class I は多モードにして外力を加えれば良いのではないかと考えた。その2つの組み合わせにより、変動の大きい出力が出ているのでこの方法は有効と思われる。

今後の問題としては class IV のレーザーや、class III のレーザーにおいてはカオス光は既に発光しているので class II や class I のレーザーによるカオス光の発生を目標としたい。

またその方法として、外部鏡や ファブリペローエタロンを併用する方法に加えて、Fig.6 のようにレーザーの出力をフォトダイオードで受けて、遅延をかけた後、その信号でレーザーの電流を直接変調することによりカオスを発生させることを検討している。

参考文献

- [1] A.L.Schawlow and C.H.Townes : Phys.Rev.,112,(1958)1940.
- [2] T.H.Maiman : Phys.Rev.Lett.,4(1960)564.
- [3] H.Haken : Phys.Lett.,53A(1975)77.
- [4] T.Yamada, R.Graham : Phys.Rev.Lett.45(1980)1322
- [5] L.A.Lugiato, L.A.Nauducci : Opt.Commun.46(1982)64
- [6] J.R.Acherhalt, P.W.Milomni and M.L.Shih : Phys.Rep 128(1985)205
- [7] C.O.Weiss, A.Godone and A.Olafsson : Phys.Rev.A23(1983)982
- [8] R.S.Gioggia and N.B.Abraham : Phys.Rev.Lett.51(1983)650
- [9] F.T.Arecchi, R.Mencchi, G.P.Puccioni and J.R.Tredicce : Phys.Rev.Lett 49(1982)1217
- [10] M.Tachikawa, K.Tanii, T.Shimizu : Phys.Rev.Lett.59(1987)2624
- [11] M.Tachikawa, K.Tanii, T.Shimizu : J.opt.Soc.Am135(1988)1077
- [12] D.J.Biswas,R.G.Harrison,C.O.Weiss. et al.; Instabilities and Chaos in Quantum Optics. Ed. F.T.Arecchi,(1987)109, Springer Verlag
- [13] K.A.Shore : Proc. SPIE 667(1986)109
- [14] R.Graham and H.Haken ; Z. Phys 213(1968)420.
- [15] L.W.Casperson and A.Yariv ; Appl.Phys.Lett.17(1970)259.

