

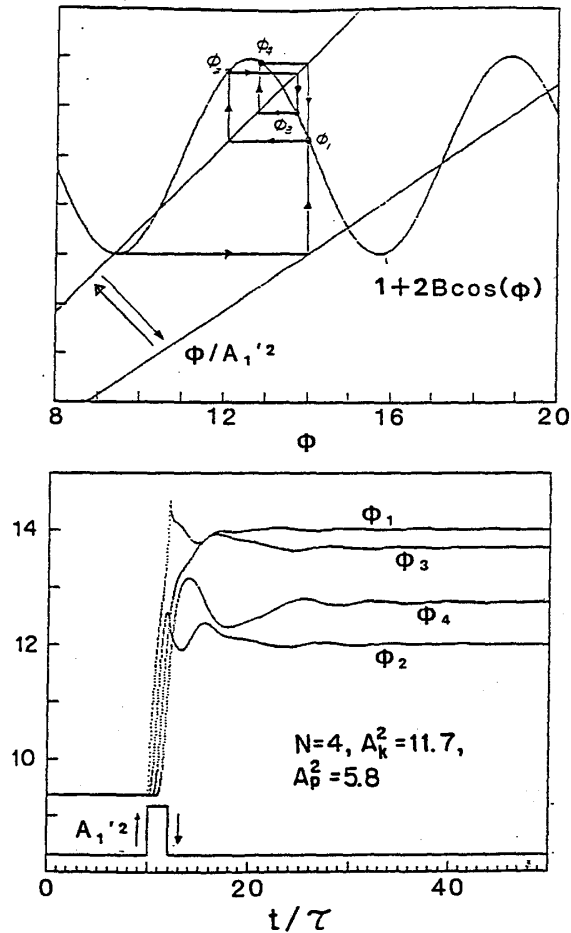


Fig. 7

Fig.7 Assignment to period 4-cycle solution. $N = 4$, $A_k^2 = 11.7$, $A_p^2 = 5.8$

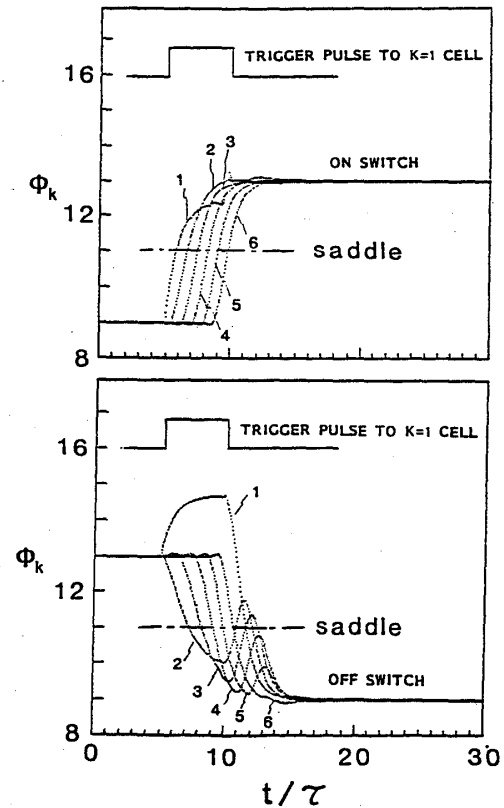


Fig. 8

Fig.8 Cooperative bistable multivibrator operation. $N = 6$, $A_k^2 = 11$, $A_p^2 = 3$

多モードレーザーからのカオス光とその統計的性質

東大・工 小川 哲 生

1. 序 論

時間的インコヒーレント光を用いるレーザー分光法の発展¹⁾に伴い、用いられるレーザー光の統計的性質を明らかにすることが必要となっている。多モードレーザーから発生する良く制御された光カオスは、その光源として有力な候補の一つである。さらに、多モードレーザー系の発振過程の解析から、動特性、変調特性を明らかにし、Lorenz カオスやそのパラメータ変調効果を解明することは、非平衡非線型開放系の研究としても大きな価値がある。そこで、反転

分布が共振器の縦モード間隔の周波数で変調された多モードリングレーザーの動的性質と出力光のコヒーレンス・インコヒーレンス性について、半古典的レーザー方程式を数値計算することにより系統的に解析した。

2. モデル方程式

レーザー電場の包絡函数 E 、レーザー媒質の原子分極の包絡函数 P 、反転分布 D は、共鳴条件下において、Maxwell-Bloch (MB) 方程式：

$$\left[c \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} \right] E(z, t) = -\kappa E + igP, \quad \frac{\partial}{\partial t} P(z, t) = -r_{\perp} P - igED,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} D(z, t) = -r_{\parallel} D + r_{\parallel} D^{(0)} + r_{\parallel} \zeta \cos(\omega_m t) + 2ig[EP^* - E^*P].$$

に従う。ここで反転分布は、その dc 成分 $D^{(0)}$ の回りに振幅 ζ で変調されており、この $D^{(0)}$ と ζ を制御パラメータとする。 $r_{\perp}$ 、 $r_{\parallel}$ はそれぞれ横緩和、縦緩和定数で、物質系の緩和を表す。この MB 方程式とリング共振器の境界条件との偏微分方程式の境界値問題を、「モード」の概念を導入し、空間モード展開の手法を用いることによって、連立常微分方程式の初期値問題に帰着させることができ、^{2), 3)} この高次元非自励 ODE 系について解析した。MB 方程式の定常解の線型安定性解析からレーザーパラメータ空間は 2 つの領域：(1) Good-cavity ($K < r_{\perp} + r_{\parallel}$) 及び (2) Bad-cavity ($K > r_{\perp} + r_{\parallel}$) とに大別され、各領域でのレーザー系の動特性に大きな差が生じる。ここで、 K は場の有効減衰定数である。(1) では、定常励起下では定常解は常に安定であるが、(2) では、無変調でも高励起下では、Lorenz 不安定性³⁾を示す。

3. Good-cavity 条件下での発振特性^{2), 3)}

相図 (図 1) に示すように、変調振幅 ζ の増大に伴い 2 つの転移が生じ、 ζ が十分大きい領域では、レーザー電場を記述する 2 つのオーダーパラメータ：振幅と位相ともに秩序あるモード同期状態 (P) になる。その前段階として、振幅のみオーダーし、位相は無秩序な不完全同期状態 (QP) が存在する。これは、位相を秩序づける力が定常レーザー過程では存在しないことに起因する。この QP と P 領域の転移点近傍では、間歇現象 (I)

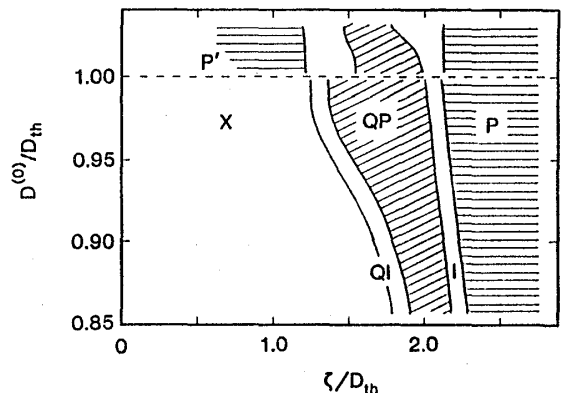


図 1 Good-cavity 条件下でのレーザー動特性の定常反転分布と変調振幅に対する相図

も見られる。Good-cavity 下での動特性の詳細は、文献 2), 3) を参照されたい。

4. Bad-cavity 条件下での発振特性²⁾

相図 (図 2) に示すように、高励起下での Lorenz 不安定性 (LC) に加え、強変調下では、準周期不安定性 (QPC) が存在し、2 種類の光カオスが極限領域で得られる。各領域でのカオス電場振幅が形成するアトラクターの相関次元は、いずれも非整数で、LC 領域: 1.55~1.60, QPC 領域: 1.78~1.80 となり、有意な差がある。この 2 領域での光カオスの差は、カオス発生の機構の違いから生じる。LC カオスは、強い定常励起による共鳴モードの励起が、Bad-cavity 性によっ

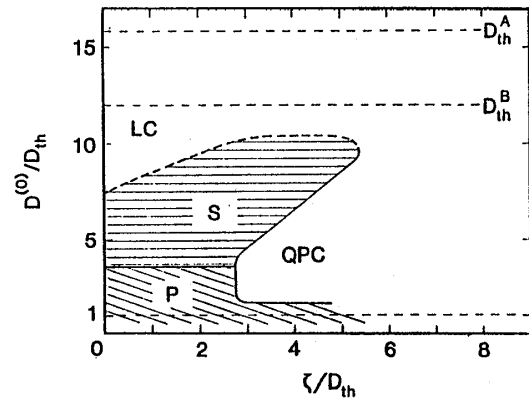


図 2 Bad-cavity 条件下でのレーザー動特性の定常反転分布と変調振幅に対する相図

て非共鳴モードに移乗し、その非共鳴モードが Lorenz 不安定になることに起因し、QPC カオスは、系に内在する自然振動と外部からの強制振動との競合による準周期不安定性に起因する。これらの光カオスの他に、コヒーレント或は、インコヒーレントなパルス発振 (P), CW 発振 (S) も得られる。

5. 光カオスの統計的性質⁵⁾

2 つの領域で得られるカオス光複素電場の実部、虚部の相互相関解析から、これらは統計的無相関であることがわかった。しかし、複素ガウス過程には従わず、振幅の static な確率密度は、図 3(a)(b) のように、いずれもガウス分布 (Rayleigh 分布) よりも裾が長く、LC カオスは、巾の tail を持つ F 型分布に、QPC カオスは、変形された指数分布に従う。LC カオスはスペクトル函数 (図 4) も巾の tail をもつ。これは、系を記述するスケールが存在しない広義の自己相似性に由来している。このような長い tail は、より高次の統計量に強く反映され、たとえば、4 次の統計量の強度自己相関函数 $C^{(2)}$ のピーク値は、図 5 からわかるように、ガウス統計に従う場合の 2 よりも大きく、3.78 となっている。このような、統計的性質を持つカオス光を用いてインコヒーレント分光を行う場合、物質系の緩和時間 T_1 , T_2 の測定に、ガウス光としての解析からの有意な差が生じるので、注意が必要である。

6. 結 論

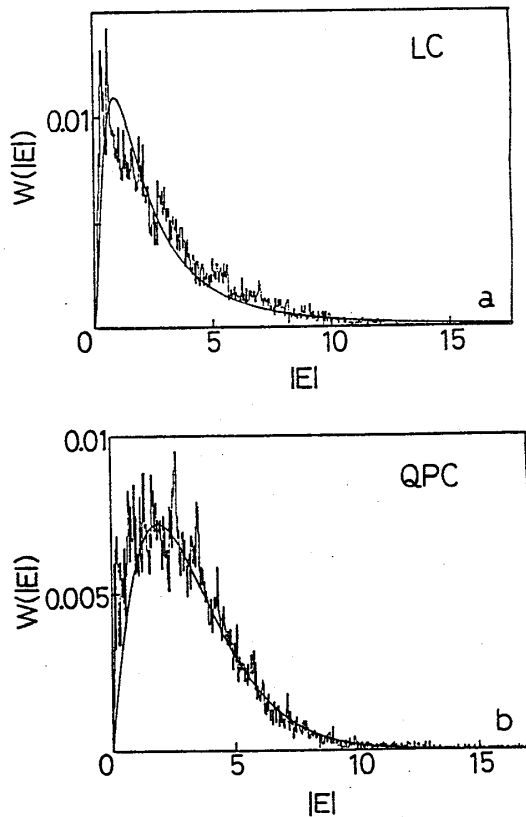


図3 (a) LC領域カオス光の電場振幅の確率密度。実線は、F型分布函数。(b) QPC領域。実線は、変形された指数分布。

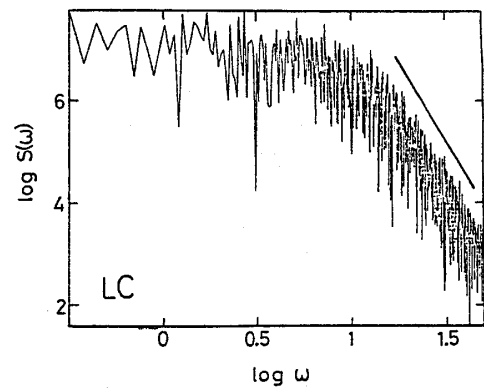


図4 LCカオス光のパワースペクトルの両対数プロット

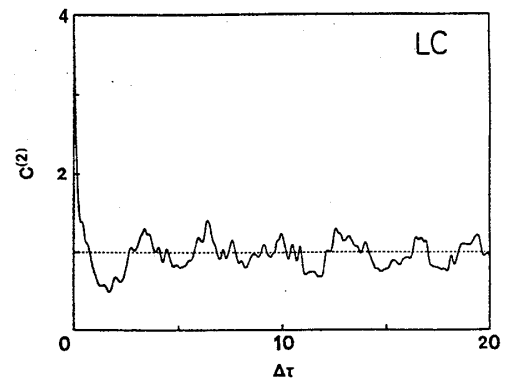


図5 LCカオス光の強度自己相関函数。

以上のように、レーザーの動特性、レーザー光のコヒーレンス性は、物質系の緩和定数 $r_{\perp}$, $r_{\parallel}$ と場の減衰定数 K に強く依存することがわかった。また、電場の位相や原子分極が重要な働きをしているので、レート方程式近似・断熱近似の適用に当たって、十分な注意が必要である。さらには、Bad-cavity 下で得られた2種の光カオスの dynamical な統計性とその起源の物理的描像を掴み、実験的にも確認する必要がある。

参考文献

- 1) N. Morita and T. Yajima: Phys. Rev. A **30** (1984) 2525.
- 2) T. Ogawa and E. Hanamura: Appl. Phys. B (in press).
- 3) T. Ogawa and E. Hanamura: Opt. Commun. **61** (1987) 49.
- 4) E. N. Lorenz: J. Atmos. Sci. **20** (1963) 130.
- 5) T. Ogawa: unpublished data.