

原 啓明

1, 2, 3, ……)

$$\langle [\tilde{W}]^k \rangle_{t+dt} = \left[ 1 - k\alpha_0(t) + \frac{k(k-1)}{2}(\sigma_{00} + \sigma_{11}) \right] \langle [\tilde{W}]^k \rangle_t \quad (8)$$

即ち(8)は $\langle [\tilde{W}]^k \rangle$ の漸化式が再び(3)と類似な式となる要請を満す十分条件である。逆に、 $\tilde{W}$ に対する“モーメント” $\langle [\tilde{W}]^k \rangle$ が与えられている時は粗視化を特徴づける特性関数を導入することで、粗視化の“重み”を形式的に与えることが出来る<sup>5)</sup>

### 参 考 文 献

- 1) P. G. de Gennes: J. Chem. Phys. 55, 572 (1971).
- 2) M. Doi and S. F. Edward: J. Chem. Soc. Faraday Trans. II 74, 1789 (1978).
- 3) M. M. R. Williams: “Random Processes in Nuclear Reactors” Pergamon, (1974), ch. 5.
- 4) H. Hara. 物性研究 33, No. 5, E28 (1980).
- 5) H. Hara. 「確率過程論と開放系の統計力学」(研究会 1981, 2月)
- 6) H. Hara (To be submitted to Z. Physik).

## 微 視 的 レ ー ザ ー 理 論

筑波大・物理 有 光 敏 彦  
お茶大・理 柴 田 文 明  
橋 瓜 夏 樹

最近自己組織化ということが、種々の系で議論されている。条件が整うと、ゆらぎが成長して巨視的なパターンなどが形成されるわけである。Haken は、これらの現象を平衡系の相転移と関連させて統一的に解釈しようとしている。つまり、はじめゼロであったオーダーパラメータが、ある条件下で自己組織化(協力現象)によりゆらぎを種にして成長し、有限の値をもつと考えるのである。対称性の低い「相」、つまりオーダーパラメータが有限の値をもつ「相」で巨視的なパターンなどが観測されると考えるのである。

レーザーの発振現象も、オーダーパラメータがゼロである「相」がポンピングのため不安定

となり、ゆらぎが成長することによりオーダーパラメータが有限の値をもつ対称性の低い「相」つまり発振している状態に移ると解釈するのである。こういう考え方は、魅力的であり本質をついているのであろうが、なかなかむづかしい問題も含んでいる。非平衡現象であるというむづかしさもあるが、たとえばオーダーパラメータに対応するものは何かと言われるとこまるのである。現象論的に、あるいは半現象論的にレーザーの場の演算子に対する運動方程式（たとえば、 $\varphi^4$ モデル）を立てて議論することも行なわれているが、あまりにも磁性体などの相転移の話に対応させすぎる感があり、かなり本質はついているものの本当の本質を見失っているのではないかという気もする。たとえば、レーザー場の演算子 $\varphi$ の平均値 $\langle\varphi\rangle$ をレーザー系のオーダーパラメータと考え、 $\langle\varphi\rangle=0$ が非発振状態で、 $\langle\varphi\rangle\neq 0$ が発振状態という分類も、コヒーレンスとの対応を考えるとむづかしい問題を含んでいる。

現象論的なモデルというものは、ある現象の本質を取り出して、簡単にしかも統一的に議論するという面ですぐれているが、そこにはどうしても経験にもとづく概念による制約が入ってしまう。そこで、レーザー系に対する微視的なハミルトニアンから議論をはじめて、原子と光子系の時間発展を一括して扱うことにより、その間のやりとりを正しく取り入れて、コヒーレンスと平衡系におけるオーダーパラメータとの関係や対称性のやぶれとの関連について調べてみることにした。

ハミルトニアンとしては、Haken 達の

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_0 + \mathcal{M}_1, \quad (1)$$

$$\mathcal{M}_0 = \mathcal{M}_L + \mathcal{M}_A + \mathcal{M}_{AL} + \mathcal{M}_R, \quad (2)$$

$$\mathcal{M}_L = \omega b^\dagger b, \quad (3)$$

$$\mathcal{M}_A = \epsilon \sum_{\mu=1}^N S_\mu^z, \quad (4)$$

$$\mathcal{M}_{AL} = g \sum_{\mu=1}^N (S_\mu^+ b + \text{h.c.}) \quad (5)$$

を用いる。ただし、 $b$  は光子を表わすボゾンオペレータで、 $S_\mu$  は原子系を表わすスピンオペレーターである。 $\mathcal{M}_R$  は熱浴のハミルトニアであり、 $\mathcal{M}_1$  はレーザー系と熱浴の間の相互作用を表わすハミルトニアンである。熱浴に関する情報を消去し原子と光子系の密度行列に対する演算子基礎方程式を求め、光子系についてはボゾン=コヒーレント表示を、原子系(2準位モデル)についてはスピン=コヒーレント表示を用いてその演算子方程式を c 数空間に写す。この空間における「分布関数」を、エルミート関数と球面調和関数を用いて固有関数展開して、原子と光子系の時間発展を一括して議論する。式は長いので、ここでは示さない。従来の微視的議論では、原子系の緩和がはやいとして、その定常分布を仮定してその情報を消去してしまうため、

有光敏彦・柴田文明・橋瓜夏樹

原子系と光子系間のやりとりは正しくとり入れられていなかった。以上の我々の方法ではそれらが正しく取入れられているので、発振状態へ移る際の「協力現象」が議論できるわけである。数値計算で時間発展をみるのであるが、原子数 10 個位までの計算が可能と思われる。目下数値計算中であるが、結果については別の機会にまとめて示すことにする。

## 超放射の理論

東大・教養 麻生素子  
お茶の水大・理 柴田文明

超放射を量子論的に扱う際、系の density operator の適当な c-数表示である quasi-probability-distribution-function (以下 QPDF と略す) がよく用いられる。master eq. は QPDF の従う微分方程式に焼き直される。しかし、一般に無限次の微分を含むために解くことができず、一階の微分だけを残し、ゆらぎの効果は初期分布の中に含ませる近似が行なわれる<sup>1~3)</sup> また、電磁場の減衰が非常に早いとして、場の変数を断熱消去することも多い。我々は、高次の微分の影響、断熱消去の有効な範囲などを調べるために、原子系に対しては、Spin-coherent-state 場に対しては通常の coherent state を用いた c-数表示で超放射に対する master eq. を解いてみた。この表示の QPDF を用いると、微分方程式が厳密に二階で切れている。

$N$  個の 2-level atom から成り、single-resonant mode の電磁場と相互作用をしている系を考える。系の density operator は相互作用表示で次の式に従う：

$$\begin{aligned} \frac{d\rho(t)}{dt} &= -ig \{ [bR^+ + b^+R^-], \rho(t) \} + A_F \rho(t) \\ A_F X &= \kappa \{ [bX, b^+] + [b, Xb^+] \} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで  $R^+$ ,  $R^-$  は collective dipole moment operator,  $R_z$  は total population inversion operator,  $b^+$ ,  $b$  は場の annihilation, creation operator である。 $g$  は原子系と場の相互作用の結合定数,  $\kappa$  は場が逃げていく早さを表わす decay const. である。 $\kappa$  と相互作用の強さ  $g\sqrt{N}$  の比が十分小さい時、場から原子系へのはね返りはないとして、場の変数を断熱消去 ( $\tau_R = \frac{\kappa}{Ng^2}$  摂動 parameter  $\sqrt{\frac{1}{\kappa\tau_R}}$ ) すると、原子系に対する reduced density operator  $\tilde{\rho}$  は以下の式に従う<sup>1)</sup>