

お知らせ: wwwにホームページをつくりました。

<http://www.cmt.phys.kyushu-u.ac.jp/~A.Yoshimori/bsbtrtk03.htm>

授業中に配るプリント、お知らせ、質問の回答と採点結果等を載せます。ご利用ください。

### I-3. 久保公式の証明

目標 久保公式の証明、特に仮定を理解する。具体的には、次の事を理解する。

- 久保公式は主に次の4つが仮定されている。
  1. 外場は充分弱い。
  2. 外場はハミルトニアンに含まれる。
  3. 初期の時間は、 $-\infty$ で、その分布は平衡。
  4. 平衡分布はカノニカル。
- これらの仮定の中で、おおまかには分布関数を摂動展開して、比例する項だけをとれば久保公式が得られる。
- さらに、分布関数の時間発展の演算子( $iL$ )に対する共役演算子( $-iL$ )が、物理量の時間発展を表すことも使う。
- 久保公式の証明には不可逆性は関係しない。

- 目次 (1) はじめに  
 (2) ハミルトニアン  
 (3) 分布関数の摂動論  
 (4) 公式の証明  
 (5) まとめ

#### (3) 分布関数の摂動論

分布関数 $\rho(\{q_l, p_l\}, t)$ を $i\Delta L(\tau)$ で展開するのは、次の恒等式(厳密)を使う(宿題6参照)。

$$\rho(\{q_l, p_l\}, t) = \underbrace{e^{\Delta t i L_0} \rho(\{q_l, p_l\}, t_0)}_{i\Delta L(\tau) \text{ によらない}} + \int_{t_0}^t e^{(t-\tau)iL_0} \underbrace{i\Delta L(\tau)}_{\tau < t \text{ の } i\Delta L(\tau)} \underbrace{\rho(\{q_l, p_l\}, \tau)}_{\text{ここにも } i\Delta L(\tau) \text{ が含まれる}} d\tau \quad (1)$$

(1)式で、右辺1項目は、 $i\Delta L(\tau)$ を含んでいない。2項目は $i\Delta L(\tau)$ に比例しているが、実は被積分関数 $\rho(\{q_l, p_l\}, \tau)$ の中にも $i\Delta L(\tau)$ が含まれている。だから、 $i\Delta L(\tau)$ で展開して、1次の項だけ取るには、右辺の $\rho(\{q_l, p_l\}, \tau)$ の中の、 $i\Delta L(\tau)$ の寄与を無視すれば良い。

$$\rho(\{q_l, p_l\}, t) = e^{\Delta t i L_0} \rho(\{q_l, p_l\}, t_0) + \int_{t_0}^t e^{(t-\tau)iL_0} i\Delta L(\tau) \rho_0(\{q_l, p_l\}, \tau) d\tau + i\Delta L(\tau) \text{ の 2 次 以上 の 項} \quad (2)$$

$\rho_0(\{q_l, p_l\}, \tau)$  は、時刻  $t_0$  以降、 $i\Delta L(\tau) = 0$  として時間発展した分布関数だから、 $\rho_0(\{q_l, p_l\}, \tau) = e^{\Delta\tau iL_0} \rho(\{q_l, p_l\}, t_0) d\tau$ 。ここで  $\Delta\tau = \tau - t_0$ 。また、**仮定1**から、 $i\Delta L(\tau)$  の2次以上の項を無視すると、

$$\rho(\{q_l, p_l\}, t) = e^{\Delta t iL_0} \rho(\{q_l, p_l\}, t_0) + \int_{t_0}^t e^{(t-\tau)iL_0} i\Delta L(\tau) e^{\Delta\tau iL_0} \rho(\{q_l, p_l\}, t_0) d\tau \quad (3)$$

**仮定3**  $t_0 \rightarrow -\infty$  で、かつ  $\rho(\{q_l, p_l\}, t_0) = \rho_{eq}$ :  $f(t) = 0$  での平衡分布

この仮定を (3) 式に代入すると、

$$\rho(\{q_l, p_l\}, t) = e^{\Delta t iL_0} \rho_{eq} + \int_{-\infty}^t e^{(t-\tau)iL_0} i\Delta L(\tau) e^{\Delta\tau iL_0} \rho_{eq} d\tau \quad (4)$$

平衡分布は時間変化しない。つまり  $iL_0 \rho_{eq} = 0$ 。だから、 $e^{t iL_0} \rho_{eq} = \rho_{eq}$ 。これを使うと、

$$\rho(\{q_l, p_l\}, t) = \rho_{eq} + \int_{-\infty}^t e^{(t-\tau)iL_0} i\Delta L(\tau) \rho_{eq} d\tau \quad (5)$$

#### (4) 公式の導出

$x(t) = \langle X(t) \rangle = \int d\Gamma X(\{q_l, p_l\}) \rho(\{q_l, p_l\}, t)$  を考えて、 $\langle X(t) \rangle_{eq} = 0$  を仮定すれば、

$$x(t) = \int_{-\infty}^t d\tau \int d\Gamma X(\{q_l, p_l\}) e^{(t-\tau)iL_0} [i\Delta L(\tau) \rho_{eq}] \quad (6)$$

共役の定義から ( $\{q_l, p_l\} \rightarrow \pm\infty$  で、 $\rho_{eq} \rightarrow 0$ )

$$x(t) = \int_{-\infty}^t d\tau \int d\Gamma [e^{-(t-\tau)iL_0} X(\{q_l, p_l\})] i\Delta L(\tau) \rho_{eq} \quad (7)$$

$iL_0 = iL_0(\{q_l, p_l\})$  で、 $\{q_l, p_l\} = \{q_l(0), p_l(0)\}$  と考えれば、授業ノート (23) 式から、 $e^{-(t-\tau)iL_0} X(\{q_l, p_l\}) = X(t - \tau)$  だから、

$$x(t) = \int_{-\infty}^t d\tau \int d\Gamma X(t - \tau) i\Delta L(\tau) \rho_{eq} \quad (8)$$

$x(t) = \int_{-\infty}^t d\tau \alpha(t - \tau) f(\tau)$  で、 $i\Delta L(t) = f(t) i\Delta L'$  とすると ( $i\Delta L' \equiv -[X, \cdot]$ )、

$$\alpha(t) = \int d\Gamma X(t) i\Delta L' \rho_{eq} \quad (9)$$

とかける。 $\Delta L'$  の定義から

$$i\Delta L' \rho_{eq} = -[X, \rho_{eq}] \quad (10)$$

**仮定4**  $\rho_{eq}$  は、カノニカル分布:  $\rho_{eq} \propto e^{-\beta H(\{q_l, p_l\})}$

として、

$$i\Delta L' \rho_{eq} = \beta \dot{X} \rho_{eq} \quad (\text{宿題7}) \quad (11)$$

(11) 式を (9) 式に代入すると、

$$\alpha(t) = \int d\Gamma X(t) \beta \dot{X} \rho_{eq} = \beta \int d\Gamma f(\{q_l, p_l\}, t) \dot{X}(\{q_l, p_l\}) \rho_{eq}(\{q_l, p_l\}) \quad (12)$$

これは相関関数の定義そのものだから、結局

$$\alpha(t) = \beta \langle X(t) \dot{X}(0) \rangle = -\beta \langle \dot{X}(t) X(0) \rangle \quad (13)$$

2つめのイコールは、宿題8参照。

**宿題:**

5 (40 点) まったく相互作用していない3次元の  $N$  個の粒子系  $\{\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i\}$  を考える。運動方程式は、相互作用が無く、その他の力も働かないとすると、 $\dot{\mathbf{p}}_i = 0$ 。この時、カノニカル分布を仮定すると、 $\langle \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_i \rangle = 3mk_B T$  となるが、Liouville 演算子  $iL$  を使って、 $\langle \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{p}_i \rangle = \langle m[-iL\mathbf{r}_i] \cdot \mathbf{p}_i \rangle$  と書ける。 $-iL$  の共役演算子が  $iL$  である事を使うと、 $\langle m[-iL\mathbf{r}_i] \cdot \mathbf{p}_i \rangle = \langle m\mathbf{r}_i \cdot iL\mathbf{p}_i \rangle = \langle m\mathbf{r}_i \cdot \dot{\mathbf{p}}_i \rangle = 0$  となり、矛盾する。この議論のどこがおかしいか説明せよ。

6 (15 点) (1) 式を示しなさい。

7 (10 点) (11) 式を示しなさい。

8 (30 点) (13) 式において、定常過程ならば、相関関数について、

$$\beta \langle X(t) \dot{X}(0) \rangle = -\beta \langle \dot{X}(t) X(0) \rangle \quad (14)$$

が成り立つことを示しなさい。ただし、 $\dot{X}(0) = iLX(\{q_i, p_i\})$ 、 $\dot{X}(t) = iLX(\{q_i(t), p_i(t)\})$  とし、相関関数は、初期値で平均する定義を使いなさい。初期分布は、平衡とし、また、 $\{q_i, p_i\} \rightarrow \pm\infty$  で、 $\rho(\{q_i, p_i\}, 0) \rightarrow 0$  を仮定する。

9 (30 点) 2変数の久保公式: ハミルトニアンが  $H = H_0 - Xf(t)$  で書ける時、別の物理量  $Y$  に対して、

$$Y(t) = \int_{-\infty}^t \alpha_{YX}(t-t') f(t') dt' \quad (15)$$

が成り立つ時、

$$\alpha_{YX}(t) = -\beta \langle \dot{Y}(t) X(0) \rangle \quad (16)$$

を証明しなさい。