る比を$P_c(S_\ell|S_i;T,\tau_0)$とするならば$\mu[S_i;T,\tau_0]=1 \leftrightarrows P_c(S_{\ell\neq i}|S_i;T,\tau_0)=0$。証明は背理法による(省略)。

要旨の証明:前定理より,可算個の$\{S_i\}$の内から漸近構造として実現される構造S_xは$x=\{i:\max\{\exp[-h_i]\}\}$を満足する。即ち$\min\{h_i\}$を満足する構造が漸近構造として実現されることになる。一方観測者にとって生起確率測度$P(t)$$(=\exp[-\tilde{h}t])$の事象の分割のエントロピーは$H=-\log_2 P(t)$であり,それの単位時間あたりの増分,即ち不可逆過程に関するK−エントロピーは$\tilde{h}\log_2 e$となる。よって最小K−エントロピーの構造が漸近構造として実現される。証明了。但し,粗視化に基づく位相空間の分割の仕方(観測の仕方)が異れば対応するK−エントロピーの最小値も一般に等しくない。

系1:同一結果を有限量子系に拡張出来る。

系2:構造の揺ぎは中央極限定理に従わない。

系3:平衡の近傍での最小K−エントロピーは最小熱力学エントロピー生成率を導く。

参考文献

1) K.Matsuno, Prog. Theor. Phys. 50 (1973), 327

定常状態近傍での不可逆性について

九大・理　古川　浩

熱力学第二法則が熱平衡状態の安定性を保証しているとすれば,定常状態の安定性を保証する何らかの法則が存在しても良い。最初,Glansdolff と Prigogine[1] によってこの方向の研究が行なわれたが,彼らの研究では定常状態を最終状態としてとらえたことになっているのかどうか疑問である。ここでは多少形式的であるがすこし違った方法で同じ問題を考えて見る。[2] 局所平衡の仮定は不用である。

一般にある量の流れ$J(t)$はそれに共やくな外場$F(t)$の汎関数として表わされるだろう:

3

$$J(t) = J_{in}(F(t') : t),\qquad(1)$$

ここにＪ及びＦは，たとえば，電流・電圧の強さを表わすと考えてよい。さて（1）式は力学方程式の代りと見なすことが出来る。ただし，初期条件は設定したと見なす。さて，次の意味で力学方程式が決定論的であることを仮定しよう。すなわち（1）式をＦについて逆に解けると仮定する：

$$F(t) = F_{in}(J(t') : t)\qquad(2)$$

その為の必要条件は（1）を変分した

$$\delta J(t) = \int G(t\,;\,t')\,\delta F(t')\,dt'\qquad(3)$$

が同様に δF について逆に解けることである。したがって Cramer の定理 $G(t\,;\,t')$ の固有値 g_m が０でないことが要求される：

$$g_m \neq 0\qquad(4)$$

次に（2）式の右辺に於いて $J=$ 一定としたものを $F_{in}(J)$ とおくと次が示される。

$$\begin{aligned}&\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_t^{t+T}(J(t')-J(t))(F-F_{in}(J(t)))dt'\\&=\lim_{T\to\infty}\frac{(\Delta F)^2}{T}\int_t^{t+T}\int_t^{t+T}G(t'\,;\,t'')\,dt'\,dt''\\&=(\Delta F)^2\,g_0\,,\end{aligned}\qquad(5)$$

ここに外場 $F(t')$ は，$F(t')\ F_{in}(J(t))\,;\ t'<t$，$F(t')=F_{in}(J(t))+\Delta F=F\,;\ t'>t$ と選んである。いま（4）により $g_0\neq 0$ となることが示される。したがって g_0 を正に選んで（5）から次を得ることが出来る。

$$(J_\infty - J(t))\,\frac{\partial\phi(F, J(t))}{\partial J(t)} \geq 0\qquad(6)$$

ここに

$$J_\infty = \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_t^{t+T}J(t')\,dt'\qquad(7)$$

$$\phi(F, J) = FJ - \int_0^J F_{in}(J')\,dJ' \qquad (8)$$

J_∞ は $J(t)$ の $t\to\infty$ での値であることを考えれば，不等式(6)は ϕ が $t\to\infty$ で ϕ 自体の極大値に等しくなることを意味する。すなわち書き換えて

$$\lim_{t\to\infty} \phi(F, J(t)) = \mathrm{Max}\,\phi(F, J(t))。 \qquad (9)$$

この形式的な表式は不可逆性を表現しているが，(8)は自由エネルギー に対応するもので，それ故(9)は第二法則と同形である。(9)は(1)式が逆に解けるという要請から導かれた。上の方法は熱力学第二法則から出発するGlansdolff と Prigogine の方法と異なり，より基本的な仮定から出発している。非平衡状態の理解に役立つものと思う。

参 考 文 献

1) P.Glansdolff and I.Prigogine, Physica 30 (1964) 351

2) H.Furukawa, Prog. Theor. Phys. 51 No.3 (1974)

非線形ランダム媒質内における多重散乱

(非マルコフ過程)

電波研　　古 津 宏 一

変数 $\{\psi\} = \{\psi_1, \psi_2, \cdots, \psi_n\}$ で記述される1つの物理系が，これに影響をうけない充分大きな外部系と変数 $q(x)$ を通じて結合しているものとし，次の形の“運動方程式”をみたすものとする，

$$L[\psi] = V[q, \psi] + \eta \qquad (1)$$

ここでL及びVは時間及び空間微分を含む ψ 及び q に関する non-linear なオペレーターとし，η は ψ についての外部源である。ここで外部系の変数 $q(x)$ に関する統