

我々は参考文献1)の方法を拡張し、希薄溶液中の高分子鎖の動的性質を調べた。具体的には、elongationalな流れがあるときの異方的末端間分布関数のスケーリング関数を計算した。モデルはRouse Zimmモデル、使った近似はいわゆる4次元からの展開法である。詳細については文献2)を参照されたい。

文 献

- 1) Y. Oono, T. Ohta and K. F. Freed, J. Chem. Phys. 1981年6月号
- 2) K. Yamazaki and T. Ohta, J. Phys. (England) A in press.

生 体 膜 の 相 転 移

東大・教養 伊豆山 健 夫

生体膜は生理学的温度のあたりで相転移を起し、高温側が液晶相、低温側がゲル相、と考えられている。実際の細胞膜では、この相転移は、かなり広い温度巾の中でじわじわと起る。この相転移の統計力学を確立するのは未だ難かしい。細胞膜は、何種類もの脂質分子から成りたっているし、また、いろいろな蛋白分子が、はめ込まれているからである。それらは単なるimpuritiesとしてではなく、生理現象における協力現象そのものに、何か重要な役割を果たしているように思われるのである。

このような難問題の準備として、構造が純粹で、かつ簡単な“合成された生体膜”の相転移を調べる。この系は一種類の脂質分子の作る二重膜である。蛋白は殆どはめ込まれていない。この系では脂質分子の液晶ーゲル間相転移は、シャープである。

この相転移は、1次でありながら、臨界現象らしきものを見せる。その理由は、実はこの相転移がスピノーダル点に近く、そのため凝臨界現象が見えているのだ、というのがこの話の主張の一つである。従って Ikegami et. al, の超音波の音速異常のデータも、この視点から理解できると思われる。動的臨界現象は、こんな所にも現れる。

この相転移は、脂質分子の炭化水素鎖の形状変化が引き起す協同現象が基調になっているものである。この形状変化は、 CH_2 同志が重なり合うことができないことによる妨害効果を著く受けている。また、形状変化は、主として、 $\text{C}-\text{C}$ ボンドと CH ボンドとが位置を入れ替わ

伊豆山健夫

ることによるものであると考える。

以上の特徴を捕えるために、この脂質分子の集合系を、まず修正されたダイマー模型で記述することを考える。膜の厚さは無限大であるとする。この模型は、三次元正方格子をダイマー格子とし、水平ボンドにダイマーを置くと、垂直ボンドに置いたときよりも、エネルギーが ϵ_0 だけ高いとし、垂直ボンドは、交互に、ダイマーを置けるボンドと置けないボンドとに分かれているものとする。この模型の統計力学は厳密な処理ができて、無秩序パラメータを ρ とすると、自由エネルギーは

$$F(\rho) = a_1\rho + a_2\rho^2 + a_3\rho^3 + \dots, \quad a_1 = (\epsilon_0 - k_B T \cdot \ln 4), \\ a_2 > 0, \quad a_3 > 0, \quad \dots$$

となる。 $T < T_c \equiv (k_B \cdot \ln 4)^{-1} \epsilon_0$ では $S \equiv 0$ となり、 $T > T_c$ では $S = (\text{正の定数}) \cdot (T - T_c) + \dots$

となって、 T_c で二次転移が起り、臨界現象は全く見られないことがわかる。

次にダイマー格子が広がることが可能であるとしよう。つまり模型を少々拡張する。広がれば CH_2 間のファン・デル・ワールスのポテンシャルは上昇してしまうが、 CC ボンドと CH ボンドの入れ替えはより容易になって、 ϵ_0 は下がる。そこで、上の自由エネルギーの ϵ_0 を $\epsilon = \epsilon_0 - \alpha Q$ とし、更に $\frac{1}{2} \omega \cdot Q^2 + P \cdot (1 + Q)^2$ を加えたものを新に自由エネルギーとする。 Q は炭化水素鎖の間隔のひろがりを表し、ファン・デル・ワールス・ポテンシャルの上昇が $\frac{1}{2} \omega \cdot Q^2$ で表され、圧力効果が $P \cdot (1 + Q)^2$ で表わされる。

この模型のもとで、上記の相転移は一次になる。 $T < T_m$ で $\rho \equiv 0$ で、 $T \geq T_m$ で $\rho > 0$ となり、X線回折の実験を説明するために、 $\lim_{T \rightarrow T_m+0} \rho$ は一応 0.1 位でなければいけない。この条件の下では、比熱 C_p は T_m の近くで或る上限値を越えることはできない。実験 (Hinz and Sturtevant) では C_p が $T \rightarrow T_m + 0^+$ で極めて大きくなっているが、何故か？

この謎は、ダイマー格子の厚さが有限であることを考慮することによって解かれる。この厚さ (= 高さ) を M とすると、 $F(\rho)$ には、更に $\frac{k_B T}{M} \rho \ln \rho$ が加わる。これ以外の $1/M$ 効果は trivial であることもわかる。 $M \sim 40$ なので、この効果は著しい。

推移行列の最大固有値を評価するために、強磁性フェルミオン波動関数を試行波動関数に選び、これ以上の近似なしに、 a_2, a_3, a_4 を計算し、 α, ω, P を無理のない値に選ぶと、 T_m をスピノーダルの近くに見出すことができた。従って C_p は強いピークを示し、実測値に近い値が得られた。

超音波の減衰, その他の動的臨界現象の計算は未だである。生体膜は, 材料を適当に選ぶことによって, 生理的溫度領域で, スピノーダル近傍が実現され, 凝臨界現象を演じている。細胞膜にあっても, これが生理現象の重要な一端を担っているかも知れない, というのが我々の夢である。

本研究は, 大学院生, 阿久津泰弘氏との共同研究である。

KUBO-TOYABE THEORY REVISITED BY MUONS

AND

STUDY OF DYNAMICS OF SPIN GLASSES

Toshimitsu Yamazaki

Department of Physics, University of Tokyo

In 1967 Kubo and Toyabe [1] formulated a stochastic theory of resonance line shape in a randomly oriented local field with Gaussian distribution at zero and low external field, but it has not attracted any attention among solid state physicists, simply because NMR is not possible at zero external field except for spin-ordered systems. The following unique features of zero-field spin relaxation have been recognized recently by muon spin physicists [2–5], where muon spin relaxation can be observed without assistance of external field.

i) The zero-field relaxation function of Kubo-Toyabe in the static limit

$$G_z(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - A^2 t^2) \exp(-\frac{1}{2} A^2 t^2)$$

damps but recovers to the hard-core value 1/3. This “1/3 tail” is extremely sensitive to slow modulation of local field (see Fig. 1).

ii) The second moment of nuclear dipolar field detected by the zero-field method shows enhancement by a factor 5 over the Van Vleck value, because the truncation due to external field is released (“5 effect” versus “10/3 effect”).

The zero-field relaxation method has been applied not only to nuclear dipolar systems, but also to atomic spin systems, such as spin glasses. This method is unique in detecting dynamical behavior