

が得られる。 Re を 0 とおくとこれはもちろん $Re = 0$ の場合の良く知られた結果に一致する。座標軸と m, n を適当にとれば(7)で現われた $6\pi a\mu (1 + \frac{3}{8} Re)$ の因子が(8)でも現われることに注意されたい。

(II) $\omega^* \geq O(1)$ の場合;

特異摂動法は不要である。 $\hat{\phi}_{mn}^{\alpha\beta}(\omega)$ は

$$\hat{\phi}(\omega) = (\hat{\phi}^0)(\omega) + o(Re), \quad (9)$$

の形となる。ここで $(\hat{\phi}^0)$ は Re の 0 次の ((5)で $\bar{V}$ を 0 として得られる) 項である。(8)と違って(9)では Re の 1 次の項は 0 である。

なお上記の議論を球以外の粒子に一般化することは、 V の定常性を仮定できる限り難しくない。

Maxwell-Langevin 方程式と久保公式

お茶の水大・理 橋瓜夏樹・柴田文明

H.A. ローレンツ以来、電磁場の微視的方程式からマクロな方程式を導出しようという試みは多い。たとえば、L. ローゼンフェルトの本などが典型的なまとめとなっている。以上は平均量としての電磁場のふるまいに関してであるが、揺動力を伴った電磁場の話はランダウ・リフシッツが現象論的に行った。そこでは揺動散逸定理が仮定されている。すると第一の問題は、揺動を含む電磁場の基礎方程式(標題のM-L方程式)をどのようにしてミクロに導き出し得るのかということになる。その際揺動散逸定理はどうなっているのであろう。

ところで久保による線形応答理論は電磁場と物理量の平均値との間に橋渡しをして、所謂構成方程式を与えている。ここでは電磁場は与えられた c-数として扱われている。かつて Y. Toyozawa が量子化された場における久保公式の妥当性を問われた事があった。これが第二の問題。

以上の二つの問題を、電磁場とそれと相互作用している物質系の双方を量子系としてとり扱い解決しようというのが目的である。方法論は我々が以前に展開した量子論的なブラウン運動の基礎方程式を用いる。Minimalな相互作用を入れたハミルトニアンから出発して写影演算子の方法によって物質系の自由度を消去して行く。

このようにして M-L 方程式をミクロに導くことができる。振動力の交換子の平均値が光子の減衰と分散を与えるが、これが久保の公式を再現する。電気伝導度に対しては S. Nakajima の与えたものと一致する。

したがって上に述べた二つの問題は光子のブラウン運動という立場から解決されたわけである。

式の導出などは面倒なところもあるので本論文（プロGRESS増刊号，1981）を参照して戴きたい。さらに非線形応答への拡張等残された問題も多いが別の機会にゆずる。

非平衡ソフト相転移点近傍における異常揺動

九大・理 増山和子・高吉清文・森 肇
エール大 森田 照 光

非平衡系におけるソフト相転移点近傍での揺ぎの振舞について調べた。従来、均一静止状態からの転移について、G-L 型の方程式が導かれ、平衡系の二次転移との類似性が示されている。しかし実際の系には熱揺動やまた、環境を通じての外的揺ぎがあり、それらの効果が観測可能な場合もある。これらの揺ぎを消去することにより、平衡系の二次転移とは著しく異なった、例えばオーダーパラメーターの分散が転移点近傍でも発散しないような部分を持ったり、転移点がシフトしたり、転移が smooth になったりすることが可能となる^{1), 2)}

例として、nematic 液晶におけるベナード不安定性を考える。nematics は強い配向の揺ぎを持ち、ベナード不安定性³⁾や電磁流体不安定性⁴⁾において大きな揺ぎが実験的に観測され、又白色雑音により誘起された転移点のシフトも報告されている⁵⁾。このように、nematics は非平衡相転移の研究に有用であろう。

nematics におけるベナード不安定性の解析の概略をフローチャートに示した。オーダーパラメータ以外の変数の消去は、amplitude eqs. についてなされるところであるが、図では簡単のため、amplitude eqs. と本質的に等価な H-Z モデルについての結果を示した^{1), 2)}。実際の nematics は少々複雑であるが、本質的な振舞は、このモデルが示すものと同じである。

実際の nematics において、熱揺動 f_{th} 、プレートにおける温度の揺ぎ f_B 、磁場の揺ぎ f_H を考慮した場合、次のような結果が得られる。