

原 純一郎

行列型の kinetic eq. は Wölfle⁽³⁾ によっても解かれているが、我々の方法、即ち、spectral function A を求める方法はより直接的である。 $1/\tau < \Delta$ の範囲では、Bogolon の Boltzmann 方程式が成立していることは、多分正当化されると考えられる。

参 考 文 献

- (1) Leggett-Takagi. Phys. Rev. Letters **34**, 1424 (1975).
- (2) Bhattacharyya et al. Phys. Rev. Letters **35**, 473 (1975).
- (3) Wölfle, J. Low Temp. Phys. **22**, 157 (1976)

Kinetic Equation の $T \simeq T_c$ でのふるまい

山口大・文理 原 純 一 郎

超流動 He-3 の $T \simeq T_c$ での K. E. (Kinetic Equation) のふるまいを調べる。次の様なグリーン関数行列を定義しよう。

$$G_{ij}^{<}(1, 1') = \langle \psi_j^+(1') \psi_i(1) \rangle, \quad G_{ij}^{>}(1, 1') = \langle \psi_i(1) \psi_j^+(1') \rangle$$

ここで、 ψ_j^+ は場の演算子 $\vec{\psi}^+ = (\psi_\sigma^+, \psi_\sigma)$ の j 成分、 ψ_i は $\vec{\psi}$ の i 成分であり、 $\langle \dots \rangle$ は統計平均を表わす。 σ はスピン添字である。 $G_{ij}^{\gtrless}(1, 1')$ の相対座標についてフーリエ変換した $G_{ij}^{\gtrless}(p, \omega, RT)$ に対する定常状態での K. E. は、Kadanoff, Baym に従って、

$$i[\xi, G^{\gtrless}]_{-} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial P}, \frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial R} \right]_{+} - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial R}, \frac{\partial G^{\gtrless}}{\partial P} \right]_{+} = \pm I$$

となる。 ξ は Hatree-Fock 近似でのエネルギー行列、 I は Born 近似での衝突項を表わしている。スペクトル関数 $A(P, \omega, R) = G^{>} + G^{<}$ についてはすぐ解けて、

$$A = \sum_{\nu} \frac{1}{2} \left(1 + \nu \frac{\xi}{E}\right) 2\pi \delta(\omega - \nu E) + i \frac{\nu}{\delta E} \left(\frac{\partial \xi}{\partial P} \frac{\partial \xi}{\partial R} - \frac{\partial \xi}{\partial R} \frac{\partial \xi}{\partial P} \right) 2\pi \frac{\partial}{\partial \omega} \delta(\omega - \nu E)$$

となる。 ν は $\pm$ を取る。 A を使って $G^{\lessgtr}$ は次の様に見える。

$$G^<(P\omega R) = A(P\omega R) f^0(\omega) + \sum_{\nu} \delta F_{\nu}(PR) 2\pi \delta(\omega - \nu E)$$

$$G^>(P\omega R) = A(P\omega R) (1 - f^0(\omega)) - \sum_{\nu} \delta F_{\nu}(PR) 2\pi \delta(\omega - \nu E)$$

$f^0(\omega)$ はフェルミ分布関数である。この様に $G^{\lessgtr}$ を ω 積分した量が Wigner 分布関数に対応するものとなっている。上式を $G^<$ に対する K. E. に代入する事により分布関数 δF_{ν} に対する K. E. が得られ、次の様になる。

$$i[\xi, \delta F_{\nu}]_{-} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial P}, \frac{\partial}{\partial R} \delta F_{\nu} \right]_{+} = - \frac{1}{2\pi} \int d\omega \theta(\nu\omega) I = I_{\nu}$$

ここで衝突項は、未知関数 δF_{ν} だけを含んでおり、 $A f^0(\omega)$, $A(1 - f^0(\omega))$ からの寄与はエネルギー保存則より消えてしまう。上式をさらに Bogolin bov 変換して、

$$i[E_0 \hat{\alpha}, \delta \widetilde{F}_{\nu}]_{-} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial P} E_0 \hat{\alpha}, \frac{\partial}{\partial R} \delta \widetilde{F}_{\nu} \right]_{+} + \frac{1}{2} \left[U_0 \frac{\partial}{\partial P} U_0^{\dagger} E_0 \hat{\alpha} - \hat{\alpha} E_0 U_0 \frac{\partial}{\partial P} U_0^{\dagger}, \frac{\partial}{\partial R} \delta \widetilde{F}_{\nu} \right] = U_0 I_{\nu} U_0^{\dagger}$$

となる。 $E_0 \hat{\alpha} = U_0 \xi U_0^{\dagger}$, $\delta \widetilde{F}_{\nu} = U_0 \delta F_{\nu} U_0^{\dagger}$, U_0 , $U_0^{\dagger}$ は Bogolin bov 変換行列である。以下簡単の為 BCS 状態を考える。He-3 で実現している ABM 状態, BW 状態に対しても同様の議論が出来ると思われる。 $\delta \widetilde{F}_{\nu}$ は BCS 状態の時次の様に見える。

$$\delta \widetilde{F}_{+} = \begin{pmatrix} \delta f(p) \sigma_0 & \vdots & \delta n(p) i \sigma_y \\ & \ddots & \\ -\delta n^{*}(p) i \sigma_y & \vdots & -\delta m(p) \sigma_0 \end{pmatrix} \quad \delta \widetilde{F}_{-} = \begin{pmatrix} \delta m(-p) \sigma_0 & \vdots & \delta n(-p) i \sigma_y \\ & \ddots & \\ -\delta n^{*}(-p) i \sigma_y & \vdots & -\delta f(-p) \sigma_0 \end{pmatrix}$$

σ_0 は単位行列, σ_y は Pauli 行列の y 成分である。又、局所平衡状態での分布関数 $\delta \widetilde{F}_{\nu}^{\ell}$ を $\delta \widetilde{F}_{\nu}^{\ell} = \frac{1}{2} (1 + \nu \hat{\alpha}) \delta f_{\nu}^{\ell}$ と取ろう。 δf_{ν}^{ℓ} は例えば粘性係数などを計算する時は $\delta f_{\nu}^{\ell} = \frac{\partial f^0}{\partial E} \nu (\mathbf{p} \cdot \mathbf{u})$ である。又、 $\hat{\alpha}$ は、対角成分が $(1, 1, -1, -1)$ の対角行列である。 $\delta f(p)$, $\delta m(p)$, $\delta n^k(p) = \delta n(p) + \delta n^{*}(p)$, $\delta n^I = \frac{1}{i} (\delta n(p) - \delta n^{*}(p))$ に対する

K. E. は、衝突項を緩和時間近似で書くと、次の様になる。

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial}{\partial R} \delta f' &= \frac{1}{\tau} \delta f & -\frac{1}{2} \frac{\Delta}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial}{\partial R} \delta f' &= \frac{1}{2} \frac{1}{\tau} \delta n^k + E_0 \delta n^l \\ E_0 \delta n^R - \frac{1}{2} \frac{1}{\tau} \delta n^l &= 0 & \delta m &\simeq 0 \end{aligned}$$

但し、 $T \simeq T_c$ の附近を考える事とし、coherence factor の $O(\Delta^2)$ の寄与をする項は無視している。以下2つの場合について解を求めて見る。 $\Delta > \frac{\hbar}{\tau}$ の時、

$$\begin{aligned} \delta f &\sim \frac{\varepsilon}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial}{\partial R} \delta f' \tau & \delta n^R &\sim \frac{\Delta}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial f'}{\partial R} \times \left(\frac{1}{2\tau E}\right)^2 \\ \delta m &\sim 0 & \delta n^l &\sim \frac{\Delta}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial f'}{\partial R} \times \left(\frac{1}{2\tau E}\right) \end{aligned}$$

となり $\frac{1}{2\tau E} < 1$ であるので、 δf つまりボゴロンの分布関数だけをこの範囲では考えておけばよい。反対に $\frac{\hbar}{\tau} > \Delta$ の場合は、

$$\begin{aligned} \delta f &\sim \frac{\varepsilon}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial f'}{\partial R} \tau & \delta n^R &\sim \frac{\Delta}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial f'}{\partial R} \tau \\ \delta m &\sim 0 & \delta n^l &\sim \frac{\Delta}{E} \frac{\partial \varepsilon}{\partial P} \frac{\partial f'}{\partial R} \tau \times (-2\tau E) \end{aligned}$$

となりこの時は、 δf 、 δn^R だけを考えてやればよい。さらに $\delta f = \frac{\varepsilon}{E} \delta Q$ 、 $\delta n^R = \frac{\Delta}{E} \delta Q$ として、 δQ に対する K. E. を求めてやると、その K. E. は Normal での K. E. と Back scattering の項もふくめ、同じになっている。一方、粘性係数の $T \simeq T_c$ でのふるまいは、運動量流速 Π_{ij} が、

$$\Pi_{ij} = \int dp \, 2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial P_j} p_i \left\{ \frac{\varepsilon}{E} (\delta f + \delta m) - \frac{\Delta}{E} \delta n^R \right\}$$

の形をしているので、 δf 、 δm 、 δn^R に今求めた解を入れてやると、 $\Delta > \frac{\hbar}{\tau}$ の時、Normal での粘性係数を η_n として、

$$\eta \sim \eta_n (1 + a\Delta)$$

となり、 Δ に比例する項が出てくる。反対に $\Delta < \frac{\hbar}{\tau}$ の時は $O(\Delta)$ の項は打ち消しあっ

て出て来ず,

$$\eta \sim \eta_n (1 + O(\Delta^2))$$

の形になる。

$^3\text{He-A}$ での 2, 3 の問題

筑波大 宗 田 敏 雄

(1) 円筒容器中の $^3\text{He-A}$ の遅い回転

$^3\text{He-A}$ でオーダー・パラメーターより作られる軌道ベクトル ℓ が組織の様子をなしているが、軸対称な解として Mermin-Ho(M-H) と Anderson-Toulouse(A-T) の解があることが見出されている。

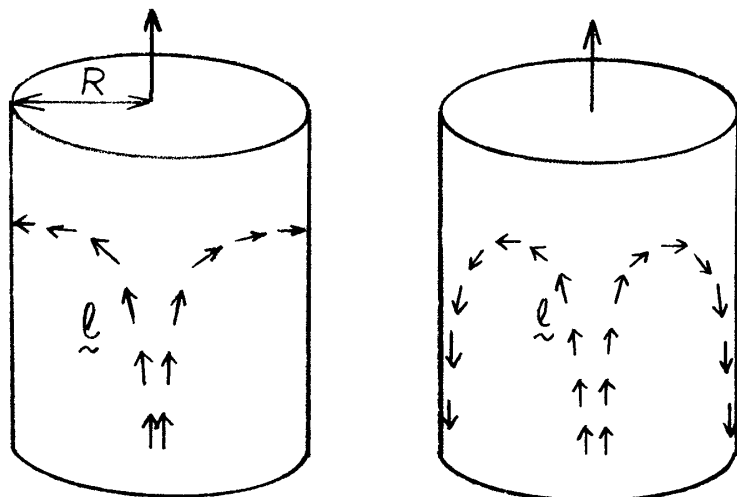
然しながら、この容器をゆっくり回転した時にどう云う ℓ の組織が出来るかが大変興味がある。

ここでは角速度 ω で回転してみて、自由エネルギー $F_{\omega=0} - L\omega$ を最低にする様に、

$$\begin{aligned} \ell = & \cos \chi(\rho) \hat{z} \\ & + \sin \chi(\rho) \hat{\rho} \end{aligned}$$

(1)

の $\chi(\rho)$ の形を求めて、角運動量や自由エネルギー



(a)

(a) M-H型組織

(b)

(b) A-T型組織

第 1 図