

Fermi 粒子の超流動体に対する 2 流体方程式の微視的導出
 95 %を与えるので,³⁾ 超流動状態の全温度領域で充分よいものである。 $0.8 \leq t \leq 1.0$
 ($t = T/T_c$)での理論値は Johnson et al.⁴⁾による 20 気圧 (B 相)での実験とはよい
 一致を示すが、最近の Reppy⁵⁾のよい精密な実験値よりも大きな値を出す。これは相互
 作用の運動量依存性を無視したためと思われる。

また低温になると準粒子の数が減少し、平均自由行程 ℓ が長くなるが、正常状態での
 データを用いて低温での ℓ を評価すると $t \lesssim 0.2$ で mm の程度になる。⁶⁾ よって $t \leq 0.2$
 では準粒子は互いにぶつからないで容器の壁にぶつかる様になり、今までの輸送方程式
 は使えなくなることもわかった。

- 1) Y. A. Ono, Ph. D. Thesis, University of Tokyo (1976)
- 2) Y. A. Ono, J. Hara, K. Nagai, and K. Kawamura, J. Low Temp. Phys. 27, 513 (1977)
- 3) Y. A. Ono, submitted to Progr. Theor. Phys.
- 4) R. T. Johnson, R. L. Kleinberg, R. A. Webb, and J. C. Wheatley, J. Low. Temp. Phys. 18, 501 (1975)
- 5) J. D. Reppy, Proceedings of Hakone Symposium on Physics at Ultra low Temperatures (The Physical Society of Japan, Tokyo, Japan, 1978) p. 89.
- 6) Y. A. Ono, Prog. Theor. Phys. 58, 1068 (1977).

5. Fermi 粒子の超流動体に対する 2 流体方程式の微視的導出

山口大文理 原 純一郎

超流動 He-3 において、Bogolinbov 準粒子に対する Kinetic Equation (K. E.) を使って、
 種々の輸送係数が計算され、又 Fermi 粒子の超流動体に対する K. E. の微視的な導出も
 されている。⁽¹⁾ ここでは S-wave B. C. S. 状態に対する K. E. を少し違った方法で導出し、
 さらに 2 流体方程式を導こう。南部表示の場の演算子に対する 2×2 行列 Green 関数
 $G^{\geq}(p, \omega', r, t)$ の K. E. は、

$$\frac{\partial G^{\geq}}{\partial t} + i [\xi, G^{\geq}] - + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial p}, \frac{\partial G^{\geq}}{\partial r} \right] - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial r}, \frac{\partial G^{\geq}}{\partial p} \right] + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \xi}{\partial t}, \frac{\partial G^{\geq}}{\partial \omega'} \right] = \mp I$$

である。ここで、注目する disturbance の振動数 ω 、波数ベクトル q で K. E. が展開出来るよう order parameter の位相を 0 とする gauge 変換がなされている。 ξ は、熱平衡状態での Energy 行列 ξ_0 , Fermi liquid correction $\delta \xi_{FL}$, そして gauge 変換した事によりでてくる $\delta \xi^{ex} = -\delta \mu \sigma_3 + \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_s \sigma_0$ よりなっている。但し、 $\delta \mu$ は位相の時間微分、 $\mathbf{v}_s$ は位相の空間微分に比列している。以下、巨視的極限を考える事とし、 ω 、 q の 1 次までの近似をする事にしよう。Kadanoff & Baym の方法⁽²⁾に従い、まず Spectral 関数 $A(p\omega'rt)$ を 1 次までで求めると 0 次の項 A_0 は、

$$A_0(p\omega'rt) = 2\pi \sum_{\nu} \delta(\omega - \nu E_{\nu p}) \frac{1}{2} \left(1 + \nu \frac{\bar{\xi}}{\bar{E}} \right)$$

となる。ここで $\xi = \bar{\xi} - \frac{1}{2} \hbar \xi$ 、 $\bar{E}$ は $\bar{\xi}$ の固有値、 $E_{\nu p} = \bar{E} + \nu \frac{1}{2} \hbar \bar{\xi}$ である。1 次の項 A_1 の具体的な表式は以下の議論では必要ない。Green 関数 $G^{\geq}$ の成分は Spectral 関数の成分と、分布関数の成分の積でかけ、

$$G_{ss'}^{\geq} \sim (A_0 + A_1)_{ss'} (f_0^{\geq}(\omega') + f_{1ss'}^{\geq})$$

$$\sim A_{ss'} f_0^{\geq}(\omega') + A_{0ss'} f_{1ss'}^{\geq}$$

となる。ここで $f^<(\omega') = 1 - f^>(\omega')$ は、Fermi 分布関数である。さらに、 $A_{ss'} = G_{ss'}^> + G_{ss'}^<$ を考えて、

$$G_{ss'}^{\geq} \sim A_{ss'} f_0^{\geq}(\omega') \mp \sum_{\nu} \delta F_{\nu ss'} 2\pi \delta(\omega' - \nu E_{\nu p})$$

と書ける。この表式を $G^{\geq}$ の K. E. に代入し、Spectral 関数の満足する式を考えると、 δF_{ν} に対する K. E. を導出できる。Chapman, & Enskog の方法⁽³⁾に従って、K. E. を解く為、まず局所平衡状態での分布関数 F^{ℓ} をもとめると、

$$F^\ell = \sum_{\nu} \frac{1}{2} \left(1 + \nu \frac{\bar{\xi}^\ell}{E} \right) f \left(\beta \left(\nu E_{\nu p} - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_n \right) \right)$$

となる。ここで, normal 成分の速度 $\mathbf{v}_n$ を導入した。 $f \left(\beta \left(\nu E_{\nu p} - \mathbf{p} \cdot \mathbf{v}_n \right) \right)$ は, Bogoliubov 準粒子の局所平衡状態の分布関数に対応している。この形を, K.E. の Drift 項に代入し, 分布関数の 1 次の項 δF_ν を求めると, $\tau \Delta \gg 1$ の極限で

$$\delta F_\nu = \frac{1}{2} \left(1 + \nu \frac{\xi_0}{E_0} \right) \frac{\partial f^0}{\partial E_0} \phi_\nu + f^{(2)} a_2$$

の形の解が, すべての disturbance に対して得られる。第 1 項は, Bogoliubov 変換すればわかるように, $\frac{\partial f^0}{\partial E_0} \phi_\nu$ が Bogoliubov 準粒子に対する分布関数の 1 次の項を表わしている。第 2 項は, order parameter の位相に寄与する項なので, $\mathbf{p}$ - 積分すれば 0 となるべき項である。この様にして求まった分布関数を, K.E. に代入し, 衝突に際する粒子数運動量, エネルギーの保存則を使うと, 通常の 2 流体方程式が導入できる⁽⁴⁾。この方程式の含んでいる種々の輸送係数は, $T \simeq T_c$ においては, particle-hole symmetry が成立しているとして Δ/ϵ_F の項を落すと,

$$\zeta_1 = \zeta_4 = 0$$

$$\zeta_3 = \left(\frac{1}{N_0} \right)^2 \sum_{\mathbf{p}} \left(\frac{\epsilon \mathbf{p}}{E \mathbf{p}} \right)^2 \frac{\partial f^0}{\partial E \mathbf{p}} \tau_3$$

$$\eta = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}} p_\alpha v_{f\beta} \frac{\partial f}{\partial E \mathbf{p}} \left(\frac{\epsilon}{E} \right)^2 \tau_\delta \left(v_{f\alpha} p_\beta - \frac{1}{3} \delta_{\alpha\beta} v_{f\ell} p_\ell \right)$$

$$\kappa = \frac{1}{3} \sum_{\mathbf{p}} \epsilon^2 \mathbf{p} v_f^2 \frac{\partial f}{\partial E \mathbf{p}} \tau_7$$

となる。ここで輸送係数の記号は, Khalatnikov の教科書⁽⁴⁾に従った。又 τ_i は適当な relaxation time である。 ζ_2 は non zero で残るが, Δ/kT_c についての order がはっきり求まっていない。

文 献

- 1) P. Wölfle, J. Low, Temp. Phys. 22, 157 (1976)
V. S. Shuméiko, JETP. 36 330 (1973)
- 2) L. P. Kadanoff & G. Baym, Quantum Statistical Mechnics (Benjamin)
- 3) S. Chapman & T. G. Cowling, Mathematical Theory of Non-uniform gases. (Cambridge)
- 4) I. M. Khalatnikov, Introduction to the Theory of Superfluidity. (Benjamin)