

文 献

- 1) A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. 31 (1973), 352.
- 2) A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. 29 (1972), 1227.
- 3) P. W. Anderson, W. F. Brinkman, Phys. Rev. Lett. 30 (1973), 1108.
- 4) D. D. Osheroff, W. F. Brinkman, preprint.
- 5) T. J. Greytak, R. T. Johnson, D. N. Paulson, J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 31 (1973), 452.

液体 H_e^3 に於けるパラマグノンと BCS State

東大物性研 黒田 義 浩

液体 H_e^3 の極低温に於ける新しい秩序相について、未解決で残されている本質的な問題の一つに、相図を統一的に説明することがある。ここ 2 年足らずの間になされて来た実験的、理論的研究によって、高温相 (A 相) が、Anderson - Brinkman State^① であろうことは、ほぼ確定している。他方、低温相 (B 相) に就いては、結論は未だ流動的である。ここでは、Anderson - Brinkman の仕事を更に発展させて、B 相が、A 相と同じ部分波からなる Balian - Werthamer State^② である可能性があることを指摘したい。

パラマグノンによる有効相互作用は一般的に次で与えられる。

$$\Gamma(P_1, \alpha; P_2, \beta; P_2 + q, \delta; P_1 - q, r) = \sum_{ij=0}^3 \Gamma_{ij}(q) \cdot \sigma_{\alpha\beta}^{(i)} \cdot \sigma_{\beta\delta}^{(j)},$$

$$\Gamma_{ij} = -\frac{1}{2} I \cdot \delta_{ij} + I \cdot \chi_{ik}^{(0)}(q) \cdot \Gamma_{kj}(q),$$

ここで、 I は、 H_e^3 原子間相互作用の S-wave 部分で、接触型を仮定した。又、 $\sigma^{(0)} \equiv i \mathbb{1}$ ($\mathbb{1}$: unitmatrix), $\sigma^{(1)}$, $\sigma^{(2)}$, $\sigma^{(3)}$ は夫々、Pauli's spin matrices である。 $\chi_{ik}^{(0)}(q)$ は、bare spin susceptibility で

$$\chi_{ik}^{(0)}(q) \equiv -\frac{1}{2} \sum_{p,p'} \ll a_{p+q}^+ \sigma^{(i)} a_p ; a_{p-q}^+ \sigma^{(k)} a_p \gg_{i\omega_n}^{(0)},$$

で与えられる。

これらを用いると, Gap equation が書き下だせて,

$$\begin{aligned} \Delta_i(p) = \sum_q \{ [V(p-q) - \Gamma_{00}(p-q) + \sum_{j=1}^3 \Gamma_{jj}(p-q)] \cdot F_i(q) \\ - 2 \cdot \sum_{j=1}^3 \Gamma_{ij}(p-q) \cdot F_j(q) \}, \quad (i=1, 2, 3) \end{aligned}$$

となる。Vは, H_c^3 原子間相互作用から直接来る部分である。又, F 函数及び order parameter Δ_i に次のような定義を用いた。

$$\begin{aligned} F_1 &\equiv \frac{1}{2} (F_{\uparrow\uparrow} - F_{\downarrow\downarrow}), & \Delta_1 &\equiv \frac{1}{2} (\Delta_{\uparrow\uparrow} - \Delta_{\downarrow\downarrow}), \\ F_2 &\equiv \frac{i}{2} (F_{\uparrow\uparrow} + F_{\downarrow\downarrow}), & \Delta_2 &\equiv \frac{i}{2} (\Delta_{\uparrow\uparrow} + \Delta_{\downarrow\downarrow}), \\ F_3 &\equiv -\frac{1}{2} (F_{\uparrow\downarrow} + F_{\downarrow\uparrow}), & \Delta_3 &\equiv \frac{1}{2} (\Delta_{\uparrow\downarrow} + \Delta_{\downarrow\uparrow}), \end{aligned}$$

以下, Γ_{00} は, 余り重要ではないので, 考えないことにする。今, 実際の場合として, $T_c \ll (1 - I\rho_t) \cdot T_t$ を考えると, 次のようになる。

$$\Gamma_{ij}(q) \simeq \Gamma_n(q) \cdot \delta_{ij} + 2 \cdot \Gamma_n^2(q) \cdot \delta \chi_{ij}(q),$$

$$\begin{cases} \Gamma_n(q) \equiv -\frac{1}{2} I \cdot [1 - I \cdot \chi_n^{(0)}(q)]^{-1}, \\ \delta \chi_{ij}(q) \equiv -\delta_{ij} \cdot (\delta GG + F^+ F) + 2 \cdot \sum F_i^+(p+q) F_j(p), \\ \delta GG \equiv \sum_p [G(p+q) G(p) - G_n(p+q) G_n(p)], \\ F^+ F \equiv \sum_{i=1}^3 \sum_p F_i^+(p+q) F_i(p), \end{cases}$$

これらの表式を, Gap eq. に代入し, 又, それに対応した Self-energy correction を F 函数に考慮した後, Gap eq. 全体を Δ_i で積分すれば, Free energy の, normal state からのずれの部分 (δF) を知ることが出来る。結局, それらは, 大きく2つの部分 (δF_{BCS} と δF_{pm}) に分けられる。

$$\delta F_{\text{BCS}} = -\rho_f \cdot T^2 \cdot \left\{ \ell_n \frac{T_c}{T} \cdot \left\langle \frac{|D|^2}{T^2} \right\rangle_q - \frac{1}{2} B_0 \cdot \left\langle \frac{|D|^4}{T^4} \right\rangle_q + \frac{1}{3} C_0 \left\langle \frac{|D|^6}{T^6} \right\rangle_q \dots \right\},$$

$$\delta F_{\text{pm}} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \sum_q \left[\Gamma_n(q) \cdot \delta \chi_{ij}(q) \right]^2,$$

ここで、 $B_0 \approx 0.10656$, $C_0 \approx 0.007735$, 又、 $\langle A(q) \rangle_q$ は、 A の q の角度に就いての平均値を表わす。後者のより具体的な表式は、 $\delta F_{\text{pm}} = \delta F_1 + \delta F_2$ として、

$$\delta F_1 = -\rho_f T^2 \cdot \bar{\gamma}_T \cdot \sum \left\{ B_1 \cdot \left\langle \left\langle \frac{D_i^* D_j}{T^2} \right\rangle_p^2 \right\rangle_q - C_1 \cdot \left\langle \left\langle \frac{D_i^* D_j}{T^2} \right\rangle_p \cdot \left\langle \frac{D_i^* D_j |D|^2}{T^2} \right\rangle_p \right\rangle_q + \dots \right\},$$

$$\delta F_2 = \rho_f T^2 \cdot \bar{\gamma}_T \cdot \left\{ B_2 \cdot \left\langle \left\langle \frac{|D|^2}{T^2} \right\rangle_p^2 \right\rangle_q - C_2 \cdot \left\langle \left\langle \frac{|D|^2}{T^2} \right\rangle_p \cdot \left\langle \frac{|D|^4}{T^4} \right\rangle_p \right\rangle_q + \dots \right\},$$

$$\bar{\gamma}_T \equiv \frac{T}{T_f} \cdot \int_0^1 dx \cdot (I \rho_f)^2 \cdot [1 - I \cdot \chi_n^{(0)}(2k_f x)]^{-2},$$

ここで、 $B_1 \approx 15.2$, $C_1 \approx 1.55$, $B_2 \approx 3.8$, $C_2 \approx 0.31$, 又、 $\langle A(p, q) \rangle_p$ は、 A の p ($p \perp q$) の角度に就いての平均値を表わす。

今、 $D_i(q) \equiv D_0 \cdot \Omega(q)$ (但し、 $\langle |\Omega(q)|^2 \rangle = 1$) と置いて、 $\frac{\delta}{\delta D_0} \delta F = 0$ より、求める Free energy δF_{min} を得ることが出来る。Balian - Werthamer State ($D_i(k) \equiv D_0 \cdot (k_i/k)$, $i = 1, 2, 3$) 及び Anderson-Brinkman State ($D_3(k) \equiv \sqrt{\frac{3}{2}} D_0 \cdot (k_1 + ik_2)/k$, $D_1 \equiv D_2 \equiv 0$) に就いての δF_{min} の値を、夫々、 $\delta F_{\text{min}}^{\text{BW}}$, $\delta F_{\text{min}}^{\text{AB}}$ とすると、

$$\delta F_{\text{min}}^{\text{BW}} - \delta F_{\text{min}}^{\text{AB}} \approx -\rho_f T^2 \cdot [\ell_n(T_c/T)]^2 \times [(0.782 - 398 \cdot \bar{\gamma}_0) + 1.0227 + 163 \cdot \bar{\gamma}_0] \cdot t + \dots,$$

但し、 $t \equiv (T_c - T)/T$, $\bar{\gamma}_0 \equiv \bar{\gamma}_T(T = T_c)$ で、この表式を導くに当って、 $B_0 \gg B_1 \cdot \bar{\gamma}_0$, $C_0 \gg C_1 \bar{\gamma}_0$ を用いた。この最後の式をみれば解かるように、 $\bar{\gamma}_0 \geq 0.782 / 398$ のとき、 T_c より低い温度 T で、Anderson-Brinkman State から、Balian - Werthamer State への遷移が起きることになる。実際、パラマグノン効果の圧力依存性を考慮すれば、相図の定性的な傾向も説明出来る。より詳しい定量的な解析は、目下、実行中である。

黒田義浩

文 献

- 1) P. W. Anderson and W. F. Brinkman, Phys. Rev. Letters **30** (1973), 1108.
- 2) R. Balian and N. R. Werthamer, Phys. Rev. **131** (1963), 1553.