

# 超電導性と強磁性

— スピン軌道相互作用の影響 —

都 築 俊 夫 (京大理)

(9月18日 受理)

1° Matthias<sup>(1)</sup> 達は、常磁性不純物を含む或種の合金において、超電導性と強磁性 (不純物強磁性) とが共存しうることを実験的に示した。最近 Gor'kov 達<sup>2)</sup> は、s-d 相互作用を用いて、この問題を説明しようとした。その際、伝導電子のスピン密度は、空間的に一様に存在すると云うモデル (分子場近似) を用いた。温度・磁性不純物密度で表わした phase diagram を consistent に決めることは出来なかつた。特に、強磁性状態のもとでの、正常状態と超電導状態間の転移曲線が consistent に決められない。この原因としては2通りの考え方が出来ると思う。

その1つは、分子場近似は強磁性を強調しすぎている点にある。数 atomic % の磁性不純物を含む際には、不純物は数格子間隔互に離れて分布していると考えてよく、不純物スピンの囲りに、Rutherman-Kittel-Yoshida 型のスピン密度が存在する。スピン密度の空間的変化はかなり long range ではあるが、分子場近似では、内部磁場を強く取りすぎている。

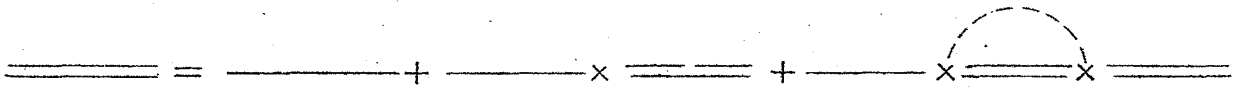
もう1つの原因は、伝導電子のスピン軌道相互作用による散乱である。不純物の混入は、電子にこの型の散乱を起させる。又境界の存在も同様な働きをする。このようにして、かなり強いスピン軌道相互作用があると考えられる。よく知られているように<sup>3)</sup>、この散乱は、電子の常磁性透磁率を増大させる。従つて、強磁性を弱め、超電導性を強める。

この報告では、後者の可能性を調べる。スピン密度に関しては、分子場近似を取り、自然なスピン軌道相互作用の強さのもとで、超電導性と強磁性が共存しうることを示す。

2° 準備: 考える impurity は non-magnetic, magnetic 及び spin-

都築俊夫

orbit(夫々を suffices I, M, S-0 で示す) である。それらは random に分布していて、かつ十分まばらであるとする。従つて局在スピンの直接の相互作用は考えない。グリーン関数<sup>2)4)</sup> を求めよう。我々に必要なのは、不純物の位置について平均したものだけである。ダイアグラムでかくと



であらわされる。太線は求めるグリーン関数のフーリエ成分

$$G_{\omega_n}(p) = \begin{pmatrix} \hat{G}_{\omega_n}(p) & -\hat{F}_{\omega_n}(p) \\ +\hat{F}_{\omega_n}^+(p) & \hat{G}_{\omega_n}(p) \end{pmatrix} \quad (1)$$

である。 $\omega_n = \pi T(2n+1)$   $\hat{G}$ 等は通常の温度グリーン関数の定義を用いている。これらは

$$\begin{aligned} \hat{G}(p) &= G_{\omega_n}(p) \cdot 1, & \hat{G}_{\omega_n}(p) &= \hat{G}_{-\omega_n}(-p) \\ \hat{F}_{\omega_n}^+(p) &= -i\alpha_y F_{\omega_n}^+(p), & \hat{F}_{\omega_n}(p) &= iF_{\omega_n}(p) \alpha_y \end{aligned}$$

ととれる。1は  $2 \times 2$  単位マトリックス,  $\alpha_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ 。細線は、純スイな超電導体内でのグリーン関数である。単一の×印は、相互作用の零フーリエ成分である。今の問題では、Fermi 面の ferromagnetic sliding のみが大切だから、 $n_M u_M(0) \langle S \rangle$ のみを残す。ここで  $u_M$  は exchange interaction の強さ。 $\langle S \rangle$  は不純物スピンの平均値である。点線で結ばれた×印は、同型の相互作用のみをつなぐものとする\*)。点線が交叉するようなダイアグラムからの寄与は、 $p_F l_i \ll 1$  なので小さい。ここで  $p_F$  はフェルミ運動量,  $l_i$  は mean free path ( $i=I, M, S-0$ )。このようにして得られる結果は

\*) 一方に exchange interaction をもち、他方に他の型の相互作用が入ってくるものは、スピン密度の温度変化を与える。exchange interaction の混入は超電導転移温度を大きく下げ、従つて、温度変化はあまり重要でなくなる。

$$\begin{pmatrix} G_{\omega_n(p)} & -F_{\omega_n(p)} \\ F_{\omega_n^+(p)} & \tilde{G}_{\omega_n(p)} \end{pmatrix} = \frac{1}{(\tilde{A}_n)^2(u_n^2+1)+\xi_p^2} \begin{pmatrix} i\tilde{A}_n u_n + \xi_p & \tilde{A}_n \\ -\tilde{A}_n & -i\tilde{A}_n u_n + \xi_p \end{pmatrix} \quad (2)$$

ここで

$$\begin{aligned} i\tilde{\omega}_n - \tilde{I}_n \sigma_z &= i\omega_n - I\sigma_z + \frac{i}{2d} \left\{ \frac{1}{\tau_I} + \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \right\} \frac{u_n}{\sqrt{1+u_n^2}} \\ &\quad + \frac{i}{2d} \left\{ \frac{1}{\tau_{SO}} + 2 \frac{\langle s_x^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \right\} \frac{u_n^*}{\sqrt{1+(u_n^*)^2}} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_n &= d \left[ 1 + \frac{1}{2d} \left\{ \frac{1}{\tau_I} - \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \right\} \frac{1}{\sqrt{1+u_n^2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2d} \left\{ \frac{1}{\tau_{SO}} - 2 \frac{\langle s_x^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \right\} \frac{1}{\sqrt{1+(u_n^*)^2}} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \omega_n + iI\sigma_z &= du_n \left\{ 1 - \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M d} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+u_n^2}} \right\} \\ &\quad + \frac{i}{\tau_{SO}} \frac{\text{Im } u_n}{\sqrt{1+(u_n^*)^2}} - 2 \frac{\langle s_x^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \cdot \frac{\text{Re } u_n}{\sqrt{1+(u_n^*)^2}} \end{aligned} \quad (5)$$

$$u_n = \frac{\tilde{\omega}_n + i\tilde{I}_n \sigma_z}{\tilde{A}_n}, \quad (6)$$

根号は  $\text{Re } u_n > 0$  となるように取る。又、

$$I = n_M u_M(0) \langle s \rangle \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\tau_I} &= \frac{n_I m p_F}{(2\pi)^2} \int |u_I(\theta)|^2 d\theta \\ \frac{1}{\tau_M} &= \frac{n_M m p_F s^2}{(2\pi)^2} \int |u_M(\theta)|^2 d\theta \\ \frac{1}{\tau_{SO}} &= \frac{n_{S-O} m p_F}{(2\pi)^2} \int |u_{SO}(\theta)|^2 \sin^2 \theta d\theta \end{aligned} \right\} (8)$$

ここで  $n_i$  は密度、 $S$  は不純物スピンの大きさである。 $d$  は energy gap,

$$\xi_p = \frac{p^2}{2m} - \mu.$$

都築俊夫

3° Para-Ferro 転移  $\langle \underline{s} \rangle = 0$  line: まず電導電子スピン密度  $\langle \underline{s} \rangle$  を  $\langle \underline{s} \rangle$  に関して1次までの近似で求める。Gor'kov 達<sup>2)</sup>と同様にして

$$\begin{aligned} \langle \underline{s} \rangle &= T \sum_{\mathbf{a}_n} \int \text{Tr} \{ \hat{\sigma} \cdot \hat{G}_{\omega_n}(\mathbf{p}) \} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \\ &= - \frac{n_{\text{Mm}} \rho_{\text{F}} u_{\text{M}}(0) \langle S \rangle}{\pi^2} \left[ 1 - \pi T \sum_{\mathbf{n}} \{ \Delta (1 + u_{\mathbf{n}}^2) \}^{3/2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{3 \tau_{\text{M}}} (1 + 2u_{\mathbf{n}}^2) + \frac{2}{3} \frac{1}{\tau_{\text{SO}}} (1 + u_{\mathbf{n}}^2) \}^{-1} \right] \end{aligned}$$

不純物スピンには、 $u_{\text{M}}(0) \langle \sigma \rangle$  の field が働く。 $\langle s \rangle$  を求めて最低次の近似から、Para  $\leftrightarrow$  Ferro 転移温度  $T_{\text{K}}$  は

$$T_{\text{K}} = \frac{\chi_{\text{S}}}{\chi_{\text{n}}} T_{\text{K}_0}, \quad T_{\text{K}_0} = \frac{n_{\text{Mm}} \rho_{\text{F}} s^2 u_{\text{M}}^2(0)}{3 \pi^2} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\chi_{\text{S}}}{\chi_{\text{n}}} &= 1 - 2\pi T_{\text{K}} \sum_{\mathbf{n}} \left[ \Delta(T_{\text{K}}) \{ 1 + u_{\mathbf{n}}^2(T_{\text{K}}) \}^{3/2} - \frac{1}{3 \tau_{\text{M}}} \{ 1 + 2u_{\mathbf{n}}^2(T_{\text{K}}) \} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2}{3 \tau_{\text{SO}}} \{ 1 + u_{\mathbf{n}}^2(T_{\text{K}}) \} \}^{-1} \right] \quad (10) \end{aligned}$$

で与えられる。 $\chi_{\text{S}}/\chi_{\text{n}}$  は常磁性超電導合金内の電子の比透磁率である。spin-orbit scattering は  $\chi_{\text{S}}/\chi_{\text{n}}$  を大きくする。ところで、常磁性状態では  $u_{\mathbf{n}}$  は実数となり

$$\omega_{\mathbf{n}} = \Delta u_{\mathbf{n}} \left\{ 1 - \frac{1}{\tau_{\text{M}} \Delta} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + u_{\mathbf{n}}^2}} \right\} \quad (11)$$

になる。

(a) 正常状態:  $\chi_{\text{S}}/\chi_{\text{n}} = 1$  だから

$$T_{\text{K}} = T_{\text{K}_0} \quad (12)$$

即ち、磁性不純物密度に比例する。

(b) 超電導状態: 磁性不純物密度が小さく ( $\Delta \tau_{\text{M}} \gg 1$ ) かつ spin-orbit 相互作用が強い ( $\tau_{\text{SO}}/\tau_{\text{M}} \ll 1$ ) 場合には

$$\left. \begin{aligned} \frac{\chi_S}{\chi_n} &= \left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right)_{S=0} + \delta\left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right) \\ \left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right)_{S=0} &= 1 - 2\pi T_K \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(\omega_n^2 + d^2)(\sqrt{\omega_n^2 + d^2} + \frac{2}{3\tau_{S0}})} \\ \delta\left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right) &= \frac{2\pi T_K d^2}{3\tau_M} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{7\omega_n^2 - d^2 + \frac{4}{\tau_{S0}} \cdot \frac{\omega_n^2}{\sqrt{d^2 + \omega_n^2}}}{(\omega_n^2 + d^2)^2 (\sqrt{\omega_n^2 + d^2} + \frac{2}{3\tau_{S0}})} \end{aligned} \right\} (13)$$

$\delta(\chi_S/\chi_n) \sim (\tau_{S0}/\tau_M) (\chi_S/\chi_n)_{S=0}$ であることを示すことが出来る。従つて

$$T_K = \left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right)_{S=0} T_{K0} \left\{ 1 + O\left(\frac{\tau_{S0}}{\tau_M}\right) \right\} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\chi_S}{\chi_n}\right)_{S=0} &= 1 - \frac{1}{\rho_S} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{\cosh^{-1} \rho_S}{\sqrt{\rho_S^2 - 1}} \right], \quad \text{for } \rho_S > 1, T \ll T_C \\ &= 1 - \frac{1}{\rho_S} \left[ \frac{\pi}{2} - \frac{\cos^{-1} \rho_S}{\sqrt{1 - \rho_S^2}} \right], \quad \text{for } \rho_S < 1, T \ll T_C \\ &= 1 - \frac{2d^2(T_C)}{(\pi T_C)^2 \rho_C} \left\{ \frac{\pi^2}{8} + \frac{1}{2\rho_C} \left[ \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1+\rho_C}{2}\right) \right] \right\} \quad \text{for } |T - T_C| \ll T_C \end{aligned} \right\} (15)$$

となる。ここで  $\rho_S = 2/3 \tau_{S0} d_0$ ,  $\rho_C = 2/3 \pi \tau_M T_C$ ,  $d_0 = \pi T_C / r$ , ( $r=1.78$ ),  $T_C$  は常磁性合金の超電導転移温度である。 $T_K$  は  $n_M$  に比例する。特に  $d\tau_{S0} \gg 1$  では

$$T_K = \frac{\pi}{4} \rho_S T_{K0} \quad (16)$$

$\tau_M/\tau_{S0} \ll 1$  では Gor'kov 達の結果と一致する。

$$T_K = \frac{\pi}{8} \rho_M (1 + 2 \frac{\tau_M}{\tau_{S0}}) T_{K0} \quad (17)$$

次に  $|T_C - T_K| \ll T_C$  の場合の計算をする。 $d$  は小さいので、2次まで取る

$$\frac{\chi_S}{\chi_n} = 1 + Z(T_K, n_M) \quad (18)$$

都築俊夫

$$Z(T_K, n_M) = \frac{3d^2 \tau_M}{4\pi T_K} \left(1 - \frac{\tau_M}{\tau_{SO}}\right)^{-1} \left\{ \psi' \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \tau_M T_K}\right) \right) \right. \\ \left. + 3\pi \tau_M T_K \left(1 - \frac{\tau_M}{\tau_{SO}}\right)^{-1} \left\{ \psi \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{3\pi \tau_M T_K} \left(1 + 2\frac{\tau_M}{\tau_{SO}}\right)\right) \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \psi \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \tau_M T_K}\right) \right) \right\} \right\} \quad (19)$$

常磁性状態で  $d^2$  を求め代入すれば

$$Z(T_K, n_M) = \frac{8(3\pi \tau_{M0} T_C)^2}{\psi'' \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \tau_{M0} T_C}\right) \right)} \left(1 - \frac{\tau_{M0}}{\tau_{SO}}\right)^{-1} \\ \times \left\{ \psi' \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \tau_{M0} T_C}\right) \right) + 3\pi T_C \tau_{M0} \left(1 - \frac{\tau_{M0}}{\tau_{SO}}\right)^{-1} \right. \\ \times \left\{ \psi \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1+2\frac{\tau_{M0}}{\tau_{SO}}}{3\pi T_C \tau_{M0}}\right) \right) - \psi \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi T_C \tau_{M0}}\right) \right) \right\} \\ \times \left\{ \left(1 - \frac{1}{2\pi T_C \tau_{M0}} \psi' \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi T_C \tau_{M0}}\right) \right) \right) \frac{T_K - T_C}{T_C} \right. \\ \left. + \frac{1}{2\pi T_C \tau_{M0}} \psi' \left( \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi T_C \tau_{M0}}\right) \right) \frac{n_M - n_{M0}}{n_{M0}} \right\} \quad (20)$$

となる。ここで  $T_C, \tau_{M0}$  は与えられた密度  $n_{M0}$  における値である。この式についての詳しい議論は後にする。

4° Normal-Super 転移,  $d=0$  line:  $\eta_n = d u_n$  を用いるとよい。転移温度  $T_C$  は

$$\ln T_C / T_{C0} = 2\pi T_C \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \text{Re} \frac{\text{Sign Re } \eta_n}{\eta_n} - \frac{1}{\omega_n} \right\} \quad (21)$$

で与えられる。ここで

$$\omega_n + i I \sigma_z = \eta_n - \frac{\langle S_z^2 \rangle}{S^2} \text{Sign Re } \eta_n$$

$$-2 \frac{\langle s_x^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} \frac{\text{Re} \eta_n}{\eta_n^*} \text{Sign Re} \eta_n + \frac{i}{\tau_{SO}} \frac{\text{Im} \eta_n}{\eta_n^*} \text{Sign Re} \eta_n \quad (22)$$

(23) の解は

$$\frac{1}{\eta_n} = \frac{\omega_n + \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_{SO}} - iI}{(\omega_n + \frac{1}{\tau_M}) (\omega_n + \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_{SO}}) + I^2} \quad (23)$$

で与えられる。従つて

$$\ln \frac{T_C}{T_{C0}} = 2\pi T_C \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{\omega_n + \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_{SO}}}{(\omega_n + \frac{1}{\tau_M}) (\omega_n + \frac{\langle s_z^2 \rangle}{s^2} \cdot \frac{1}{\tau_M} + \frac{1}{\tau_{SO}}) + I^2} - \frac{1}{\omega_n} \right] \quad (24)$$

(a) 常磁性状態:  $I=0$  において

$$\ln \frac{T_{C0}}{T_C} = \psi\left(\frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\pi \tau_M T_C}\right)\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \quad (25)$$

となる。この関係式は Gorkov 達<sup>5)</sup> により調べられた。

(b)  $d=0$  line と  $\langle s \rangle = 0$  line との交点 ( $n_M^*$ ,  $T^*$ )

$$T^* = \frac{1}{3\pi^2} n_M^* m p_F s^2 u_M^2(0) \quad (26)$$

$$\ln \frac{T_{C0}}{T^*} = \psi\left(\frac{1+3\zeta}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right) \quad (27)$$

$$\zeta = \frac{|u_M(\theta)|^2}{u_M^2(0)}, \quad |u_M(0)|^2 = \frac{1}{4\pi} \int d\theta |u_M(\theta)|^2$$

(c) 強磁性状態: 交点近傍では  $\langle s \rangle$  は小さい。  $\langle s \rangle^2$  まで取つて、転移曲線は

$$\frac{T_C - T^*}{T^*} = -\frac{Y}{1-Y} \cdot \frac{n_M - n_M^*}{n_M^*} \quad (28)$$

$$Y = \left\{ 1 - \frac{5}{4\pi} \cdot \frac{n_M^*}{n} (p_F l_M^*) \left(1 - \frac{3 l_M^*}{2 l_{SO}}\right)^{-1} \right\} \psi\left(\frac{1+3\zeta}{2}\right) + \frac{5}{4\pi \zeta} \cdot \frac{n_M^*}{n} (p_F l_M^*) \left(1 - \frac{3 l_M^*}{2 l_{SO}}\right)^{-2} \left\{ \psi\left(\frac{1+3\zeta}{2}\right) - \psi\left(\frac{1-\zeta(1+\frac{l_M^*}{l_{SO}})}{2}\right) \right\} \quad (29)$$

都築俊夫

となる。ここで mean free path  $l_i = p_F \tau_i / m$ ,  $n$  は電子密度である。

(29) の右辺で  $n_M^*/n$ ,  $(p_F l_M^*)$  は  $n_M^*$  に依存しないことに注目しよう。

5° 共存領域:  $n_M$  が小さいときの Super-Para と Super-Ferro 間の転移曲線は(16) (17) で与えた。交点  $(n_M^*, T^*)$  近傍の discussion をする。

(9), (18) から  $\langle s \rangle = 0$  line は

$$\frac{T_K - T^*}{T^*} = \frac{1 - \frac{3}{2} \zeta \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right) \alpha}{1 + \left\{ 1 - \frac{3}{2} \zeta \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right) \right\} \alpha} \cdot \frac{n_M - n_M^*}{n_M^*} \quad (31)$$

$$\alpha = \frac{8}{\zeta^2 \psi''' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right)} \left( 1 - \frac{l_M^*}{l_{SO}} \right)^{-1} \left\{ \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right) + \frac{1}{\zeta} \left( 1 - \frac{l_M^*}{l_{SO}} \right)^{-1} \left\{ \psi' \left( \frac{1+\zeta(1+\frac{2l_M^*}{l_{SO}})}{2} \right) - \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right) \right\} \right\} \quad (32)$$

となる。

(a) Strong Spin-orbit interaction  $l_{SO} \ll l_M^*$ : この場合には

$$\alpha \simeq - \frac{8}{\zeta^2 \psi''' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right)} \cdot \frac{l_{SO}}{l_M^*} \quad (33)$$

$$Y \simeq \left\{ 1 + \frac{5}{6\pi} \cdot \frac{n_M^*}{n} (p_F l_M^*) \frac{l_{SO}}{l_M^*} \right\} \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right) \quad (34)$$

$l_{SO} \rightarrow 0$  limit では、 $T_C$  曲線は常磁性状態の、 $T_K$  曲線は正常状態の夫々曲線に近づく。有限の  $l_{SO}$  に対して、 $T_C$ ,  $T_K$  の勾配は  $(n_M^*, T^*)$  で不連続に変化する。 $T_K$  line は正の、 $T_C$  line は負の勾配をもつ。このように共存領域は存在する。 $l_{SO}$  の増大と共に、 $T_C$  の勾配はむしろ急速に変化する。 $l_{SO}$  がある値をとる前後で  $T_C$  の勾配は  $-\infty$  から  $+\infty$  に変化する。その際の  $l_{SO}/l_M^*$  は

$$\frac{l_{SO}}{l_M^*} \simeq \frac{6\pi}{5} \cdot \frac{n}{n_M^*} (p_F l_M^*)^{-1} \frac{1 - \psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right)}{\psi' \left( \frac{1+3\zeta}{2} \right)} \quad (35)$$

通常の場合  $\left( \frac{n_M^*}{n} \right) (p_F l_M^*) \sim 2 \times 10$  程度だから



$$\frac{l_{so}}{l_M^*} \sim 0.1$$

となる。この値は、実際に考えられる場合よりもかなり弱い Spin-orbit 相互作用になっている。〈s〉 = 0 line は

$$\frac{T_K - T^*}{T^*} \simeq 2.7 \frac{n_M - n_M^*}{n_M^*}$$

となる。

(b) Weaker Spin-orbit interaction :  $l_{so}$  が更に大きくなるにつれて、 $T_K$  の勾配は正で増大し、 $T_C$  の勾配は正で減少する。やがて、2つの直線は一致する。order estimate すれば、 $l_{so} \sim l_M^*$  である。更に弱くなると共存領域はなくなる。ここで分つたことは、共存するかしないかは、比  $l_{so}/l_M$  のみによつて決ると云うことである。

次に  $T_C$  が零になる critical density を求めよう。 $T_C \approx 0$  では、

(24) で和を積分に変えて

$$T_C^2 = T_{cp}^2 - \frac{6}{\pi^2 \tau_M^2} \cdot \frac{l_{so}}{l_M} \left\{ 1 + \frac{1}{3\pi\zeta} \cdot \frac{n_M}{n} (p_F l_M) \left\{ 1 - 2 \ln \frac{\pi T_C \tau_M}{2r} \right\} \right\} \quad (36)$$

無論  $l_{so}/l_M \ll 1$  とした。 $T_{cp}^2 = \frac{6}{\pi^2 \tau_M^2} \ln \frac{\pi T_C \tau_M}{2r}$  で、常磁性状態での転移温度である。

$T_C = 0$  となる critical concentration

$$\frac{n_{Mp}^c}{n_M^c} \ln \frac{n_{Mp}^c}{n_M^c} = \left\{ 1 + \frac{1}{3\pi\zeta} \cdot \frac{n_M^c}{n} (p_F l_M^c) \right\} \frac{l_{so}}{l_{Mp}^c} \quad (37)$$

or

$$\frac{n_M^c}{n_{Mp}^c} = 1 - \left\{ 1 + \frac{1}{3\pi\zeta} \cdot \frac{n_M^c}{n} (p_F l_M^c) \right\} \frac{l_{so}}{l_{Mp}^c} \quad (38)$$

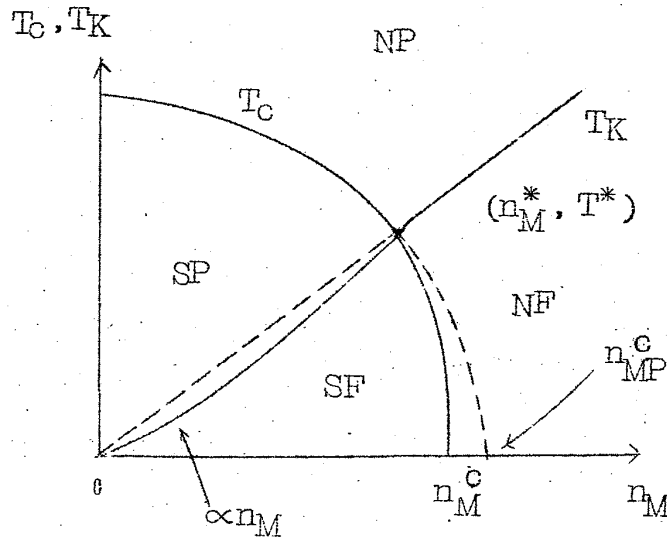
$l_{so}/l_{Mp}^c \sim 5 \times 10^{-2}$  ととると、critical concentration は、常磁性状態の critical concentration より約 10% 減少することになる。

6° まとめ: Spin-orbit 相互作用を考えると、超電導性と強磁性が共存しうることを示した。共存するかしないかは比  $l_{so}/l_M$  の値に依存している。

都築俊夫

Spin-orbit interaction がある程度以上強くなければならない。しかし現実の実験における条件は十分安全に充している。

Systematic な phase diagram をかくと左図のようになる。T<sub>C</sub>, T<sub>K</sub> 曲



線は  $(n_M^*, T^*)$  で折れ曲る。

$l_{so}$  の増大とともに  $T_C$  は  $T_K$  に比して急速に変化する。これは一般的に納得のゆくことである。転移温度近くでは、Spin-orbit interaction は、超電導状態にはほとんどきかないが、常磁性比透磁率  $\chi_s/\chi_n$  には強くきくからである。

1°で述べたもう1つの可能性に

ついては、別の機会に報告する予定である。

最後に松原先生と森先生に、この報告の討論をして下さったことに感謝します。

### 文 献

- 1) B. Matthias: J. Applied Phys. 31 (1960) 23S.  
N.E. Phillips and B.T. Matthias: Phys. Rev. 121 (1961) 105.  
R.M. Bozorth, D.D. Davis and A.J. Williams: Phys. Rev. 119 (1960) 1570.
- 2) L.P. Gor'kov and A.I. Rasinov: JETP. 46 (1964) 1360.
- 3) A.A. Abrikosov and L.P. Gor'kov: JETP. 42 (1962) 1088.
- 4) A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov and I.E. Dzyaloskimski: Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics
- 5) A.A. Abrikosov and L.P. Gor'kov: JETP. 39 (1960) 1781.