# 第５章　実験と理論の比較

前章で紹介した実験結果が非等方的超流動体の理論とどう関連づけられ，どの程度まで説明できるかを調べよう。表５－１は実験と理論の対照表である。「理論」の欄に示したのは，結合理論を超えて（つまり第３章で考えた効果を取り入れても）成立すると考えられる結論である。

表５－１

| | Theory | | | Experiments | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Singlet | Triplet ESP | Triplet BW | A | B |
| $\dfrac{\chi(T=0)}{\chi_n}$ | 0 | 1 | $\dfrac{2}{3}\dfrac{1+\frac{1}{4}Z_0}{1+\frac{2}{3}\frac{1}{4}Z_0}$ | $=1$ ? | $<0.4$ (at $T=0.8T_C$) |
| $\dfrac{\rho_S/\rho}{(\rho_S/\rho)_{BCS}}\Bigg\rvert_{T\to T_C}\times\dfrac{\Delta C_{BCS}}{\Delta C}$ | $(1+\frac{1}{3}F_1)^{-1}$ | $(1+\frac{1}{3}F_1)^{-1}$ | $(1+\frac{1}{3}F_1)^{-1}$ | ? | ? |
| $\dfrac{\rho_S/\rho}{(1-\chi/\chi_n)}\Bigg\rvert_{T\to T_C}$ | $\dfrac{1+\frac{1}{4}Z_0}{1+\frac{1}{3}F_1}$ ($\sim 0.05$) | —— | $\dfrac{3(1+\frac{1}{4}Z_0)}{1+\frac{1}{3}F_1}$ ($\sim 0.15$) | —— | $\sim 0.1$ |
| NMR shifts (transverse) | NO | YES | NO | YES | NO |
| NMR resonance (longitudinal) | NO | YES | YES | YES (recent result) | ? |

## §5.1　A相

実験と矛盾しないのはＥＳＰだけであることが表から分かる。種々の実験が具体的にＥＳＰ模型でどう説明できるかを調べよう。

(1)　比熱のとび

弱結合理論ではＥＳＰはＢＷより不安定であるから，Ａ相がＥＳＰであるためには強

結合効果が強くなってはならない。したがって自由エネルギーを秩序パラメータで展開したときの4次の項の係数はBCS理論と異なり，$\Delta C > (\Delta C)_{BCS}$ となっても不思議ではない。（P波のESPを考えると，（2・25）により

$$[\Delta C/C_+]_{BCS} = 1.42 \times \frac{5}{6} \sim 1.2$$

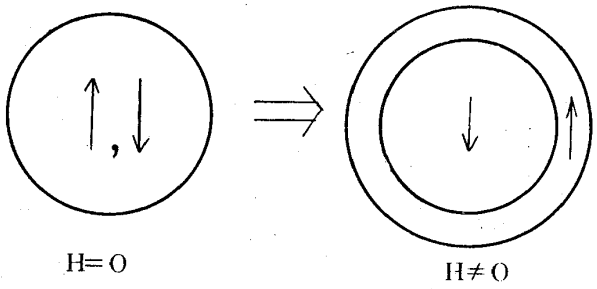
である。）

(2) NMR

EBP模型でうまく説明できる。第6章で詳述する。

(3) 磁場によるA相の分裂

ESP模型は二種類のCooper対（↑↑），（↓↓）を含む。定性的な議論ではこれらは互いに独立と見なしてよい。磁場をかけると↑と↓のFermi球の大きさが変わる（5－1図）が，この効果はペアリングの機構に影響しない。ただ，BCS理論の転移温度の式（2・14）が↑と↓に対して別々に当てはまるだけである。




5－1図

$$T_{C\uparrow} = \text{const} \cdot \exp\{-1/N_\uparrow(0)|V_\ell|\}$$

$$T_{C\downarrow} = \text{const} \cdot \exp\{-1/N_\downarrow(0)|V_\ell|\}$$

ただし $N_\uparrow(0) = \frac{1}{2}(dn/d\varepsilon)_\uparrow$ は↑スピンの状態密度である。$N_\uparrow(0)$ と $N_\downarrow(0)$ の差は小さいので展開すると[1]

$$\frac{\Delta T_C}{T_C} \equiv \frac{T_{C\uparrow} - T_{C\downarrow}}{T_C} \simeq \frac{N_\uparrow(0) - N_\downarrow(0)}{N^2(0)|V_\ell|}$$

右辺をLandauのFermi液体理論の範囲内で計算することは出来ないが，ある程度の評価はできる。

$$\frac{N_\uparrow(0) - N_\downarrow(0)}{N(0)} \sim \frac{\mu H}{\varepsilon_F}$$

$$(N(0)|V_\ell|)^{-1} = \ell n(1.14\,\varepsilon_C/\kappa_B T_C) \sim \ell n300 \sim 6$$

（$\varepsilon_C/\kappa_B \sim 1$Kとした。）したがって

$$\frac{\Delta T_C}{H} \sim \frac{6\mu T_C}{\varepsilon_F} \sim 3\times10^{-10}\ \mathrm{K/G} \sim 3\times10^{-7}\ \mathrm{K/KG}$$

一方実験は $\Delta T_C/H \sim 7\times10^{-6}$ K/KG であり，２０倍位違う。しかしこの評価にはFermi液体理論に出てくる分子場の効果が入っていないし，直の粒子とLandauの準粒子との違いも無視されている。これらの効果を入れれば，２０倍位の違いは説明できるようである。

以上の定性的な考察はBrinkmanとAnderson[2)]によって精密化された。彼らはパラマグノン理論とは独立なかなり普遍的なものである。簡単のためABM型のギャップを考えよう。

$$\Delta(\underset{\sim}{n}) = \begin{pmatrix} \Delta_1 & 0 \\ 0 & \Delta_2 \end{pmatrix}$$

$H=0$ なら $\Delta_1 = \Delta_2$ である。ABM型以外のESPのときにも，ギャップの形が少し異なるが，以下の議論は同様に成立する。自由エネルギーは

$$F = \alpha(T)\{|\Delta_1|^2 + |\Delta_2|^2\} + \frac{1}{2}\beta\{|\Delta_1|^4 + |\Delta_2|^4\} - \beta\delta|\Delta_1|^2|\Delta_2|^2 - \\ - \eta H\{|\Delta_1|^2 - |\Delta_2|^2\}$$

第３項は $\Delta_1$ と $\Delta_2$ の相互作用を与える（強結合効果）。$\delta$ はこの理論のパラメタである。弱結合理論では $\delta=0$ であった。最後の項は外部磁場の効果を表わす。この形はスピン空間での不変性の議論によって決まる。

この自由エネルギーから，A相転移の種々の性質が計算できる。

(i) $T_{C\uparrow}-T_{CO}\equiv\Delta T_1$，$T_{CO}-T_{C\downarrow}\equiv\Delta T_2$とおく（$T_{CO}$は磁場のないときの転移温度）と，$\Delta T_1$，$\Delta T_2$はそれぞれ$\eta$に依るがその比は$\eta$に依らない。

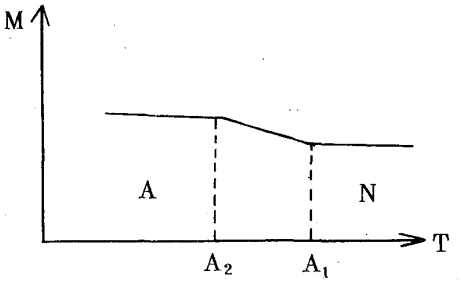
$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}=\frac{1-\delta}{1+\delta} \qquad (5\cdot2)$$

(ii) $T_{C\uparrow}$と$T_{C\downarrow}$での比熱のとびを$\Delta C_1$，$\Delta C_2$とおくと，

$$\frac{\Delta C_2}{\Delta C_1}=\frac{1+\delta}{1-\delta} \qquad (5\cdot3)$$

(iii) 帯磁率のとび[3]

磁化Mは5－2図のようになり，A相の$\chi$は正常値より大きくなる。




5－2図

$$\Delta\chi=\frac{1}{4}(1-\delta^2)\left(\frac{\Delta T_C}{H}\right)^2\frac{\Delta C}{T_C} \qquad (5\cdot4)$$

ただし$\Delta T_C=\Delta T_1+\Delta T_2$，　$\Delta C=\Delta C_1+\Delta C_2$

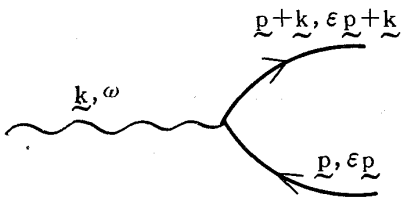
である。(5・2)～(5・4)は同じパメラタ$\delta$を含んでいる。（これらの結果はESP模型とは独立な熱力学的議論からある程度まで導くことが出来る。しかしパラメタ$\delta$の意味はESP模型に基いて初めて明らかになる。）実験的困難のため，理論と実験の比較が出きるのは今の所(5・4)だけである。Wheatleyによると(5・4)から決まる$\delta$はかなり小さいようである。

以上，磁気的性質に関する実験はA相がESP型の非等方的超流動体であることを強く示唆していると思われる。

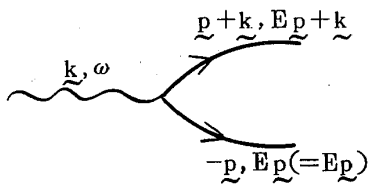
(4) 超音波吸収[4,5]

詳しい計算は示さないが，物理的な考え方は次の通りである。N相での超音波吸収の機構は準粒子と準正孔の生成である。運動量保存を考えに入れるとこの過程は5－3図で表わされる。同時にエネルギーも保存されねばならないから

$$\hbar\omega=\hbar C_S\kappa=\varepsilon_{\underset{\sim}{p}+\underset{\sim}{k}}-\varepsilon_{\underset{\sim}{p}}\simeq\underset{\sim}{v}_F\cdot\underset{\sim}{k}\leq v_Fk$$




5－3図




5－4図

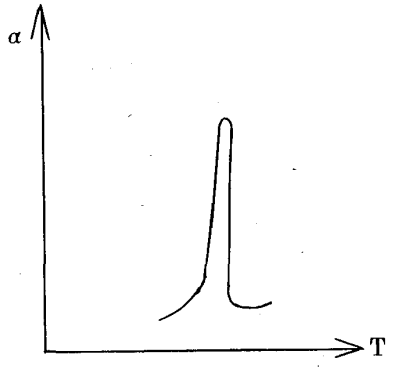
ところが液体$^3$HeのN相では$C_S > v_F$であり，この過程は起こり得ない。一方超流動相では，上の過程が不可能でも，Bogoliubov準粒子を作る過程が可能になる（5－4図）エネルギー保存の条件は

$$\hbar\omega = F_{\underset{\sim}{p}+\underset{\sim}{k}} + E_{\underset{\sim}{p}}$$

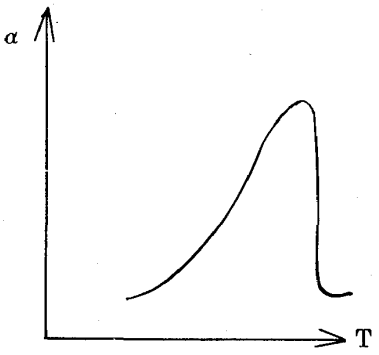
コヒーレンス因子のため$E_p \sim \Delta$の場合以外の遷移確率は小さくなるから，（5・6）は次の式で置き換えてよい。

$$\hbar\omega \sim 2\Delta(T)$$

ギャップが等方的ならばこの過程は非常に狭い温度領域でのみ可能であり，吸収に鋭い山が現われる（5－5図）。ギャップが非等方的な場合には，$\Delta(T) = \Delta(T: \underset{\sim}{n})$ であ




5－5図




5－6図

るから，温度が何であれ，Fermi 球上のある方向で吸収が起こる。このため，吸収線は低温側に長い尾を引く。高温側の立上りは急である（5－6図）。計算結果は，A相がESPであると仮定すると，実験と定性的に合う。P波を仮定すると巾が実験より狭く出る。定量的な一致はF波の方がいいようである。（非等方性が強いほど巾は広くなる。）超音波速度についても実験と定性的に合う。

(5) 超流体密度

温度測定に不定さがあるのではっきりしたことは言えないが，定性的には理論と実験の一致はよい。A相がP波のESPであるとすると，BCS理論の比熱のとびは（5・1）であり，実験は $\Delta C/C_{+} \sim 1.9$ だから

$$\Delta C_{BCS}/\Delta C \sim \frac{2}{3} \qquad (5\cdot 7)$$

となる。よって表5－1により

$$\frac{\rho_S}{\rho} \sim \frac{3}{2}\left(1+\frac{1}{3}F_1\right)^{-1}\left(\frac{\rho_S}{\rho}\right)_{BCS} \sim \frac{1}{4}\left(\frac{\rho_S}{\rho}\right)_{BCS} \qquad (5\cdot 8)$$

という理論的推定が得られる。これは実験とほぼ一致している。

(6) 粘性係数

理論はまだない。$T \leq T_C$ で $\rho_n$ は小さくなるが $\eta_n$ は大きくなる $\rho_n$ が小さくなれば準粒子間の衝突回数が減る，すなわち平均自由行程が長くなるからである。したがって，実験で観測された $\rho_n \eta_n$ のふるまいが理論的に妥当なものであるかどうか，すぐには分からない。

(7) 熱伝導度

これも理論がない。

(8) 種々の量のゆらぎ

定性的な話をすると，Cooper 対の波動函数は二つのベクトル $\underset{\sim}{S}$ と $\underset{\sim}{L}$ で記述できる。双極子相互作用のために $\underset{\sim}{S} \perp \underset{\sim}{L}$ となるのが安定である。また磁場をかけると $\underset{\sim}{S} \parallel \underset{\sim}{H}$（$\parallel \underset{\sim}{Z}$）となる。しかしこれだけでは x－y 平面内での $\underset{\sim}{L}$ の方向は決まらない，つまり $\underset{\sim}{L}$ の方向はゆらぎやすい。このゆらぎが種々の物理量のゆらぎとして観測されるのであろう。が，この考えではHが大きくなるとゆらぎは減りこそすれ増えることはあり得ないこと

なり，超音波吸収のゆらぎが$H^2$に比例するという実験結果は理解し難い。

(9) 熱緩和時間

A相に入ると$\tau$は長くなる。これがKapitza 抵抗の増加によるものとする仮定はESP模型と矛盾するようである。なぜならスピン三重項のペアリングによってCMNのスピン$^3$Heのスピンの相互作用が有効に働き，Kapitza抵抗はむしろ減少すると見るのが自然だからである。

## §5.2 B相

帯磁率が急激に下がるからB相はESPではない。三つの可能性が考えられる。

1) BW状態

2) 一重項（例えばD波）状態

3) 何か未知の状態

それぞれについて検討しよう。

(1) BW状態

Landauパラメタ$Z_2$，$Z_4$……が無視できるならば，註) T＝0での帯磁率は

$$\frac{\chi(T=0)}{\chi_n}=\frac{2}{3}\,\frac{1+\frac{1}{4}Z_0}{1+\frac{1}{6}Z_0}\sim 0.35$$

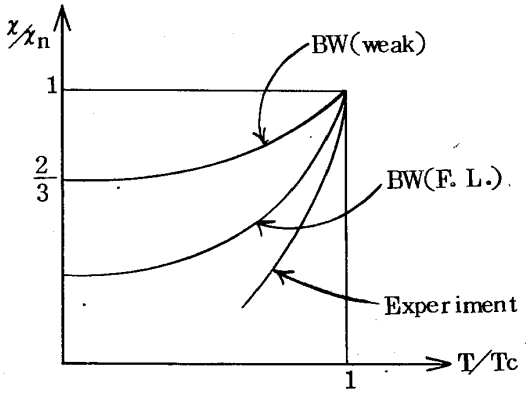
ところが実験を見るとT～0.8$T_C$ですでに$\chi/\chi_n<0.4$であり，理論と実験は合わない。$Z_2$，$Z_4$…… が重要だとすると，一概にこのように断定することは出来ない。弱結合理論の結論，分子場$Z_0$の効果を入れた場合，および実験の対比を5－7図に示す。

$T_C$近傍に着目すると理論からは

$$\frac{\rho_S/\rho}{1-\chi/\chi_n}\sim 0.15$$

となるが，実験では～0.1であり，よい一致とは言えない。

超音波吸収係数については，すでに§5.1の(4)で述べたように，P波




5－7図

のBW状態（このときギャップは等方的）では観測された広い巾を説明できない。F波のBW状態ならばよいかも知れない。

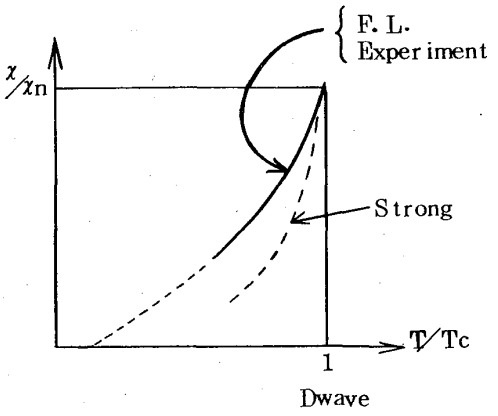
BW状態をB相の候補とするとパラメグノン理論との関連で一つの困難がある。BW状態に入ると$\chi$が小さくなるのでパラマグノンが弱くなり，有効引力が減少する。よって$\Delta C < (\Delta C)_{BCS}$となるはずであるが，これは実験とは逆だからである。

B相がBW状態かどうかを決める一番明確な手段は，縦核磁気共鳴の実験である。Cornell大学でこの実験が行われようとしている。

(2) 一重項状態

D波の一重項を考え，弱結合理論に分子場$Z_0$の効果を入れた$\chi$の式（3・5）を用いると，実験と非常によく合う。しかし$\Delta C > (\Delta C)_{BCS}$を説明するためには強結合効果を無視することは出来ない。$\Delta C$が実験と合うようにギャップの温度変化を手直ししてやると，もはや$\chi$の実験を定量的に説明することは出来ない（5－8図）。

この点をもっとはっきりさせるためには，(1)でやったのと同じく，$\rho_S/\rho$と$1-\chi/\chi_n$の比を調べればよい（この比の値は$T_C$近傍では強結合効果に依らない）。実験値～0.1に対し，一重項状態では～0.05となる。




5－8図

なお，$\Delta C$についてはBWの時のような困難は生じない。一重項状態に入ると$\chi$が小さくなるのでパラマグノンが弱くなるのはBWの場合と同じである。ところが，パラマグノンは一重項に対しては斥力として働いているから，有効引力は増大することになる。つまり$\Delta C < (\Delta C)_{BCS}$となる。

一重項状態を採用したときの困難の一つはゆらぎの問題である。実験ではB相におけるめらぎはほとんど見られないが，一重項状態ではギャップの異方性軸の方向のゆらぎが起こると考えられるからである。

(3) 未知の状態

これについては全く分からない。BCS的な理論では記述できないかも知れない。仮

にBCS的な考え方から出発したとしても，Cooper 対の間の相関が重要になっているのかも知れない。ところで，(1)と(2)で調べたように，$\chi$および$(\rho_S/\rho)/(1-\chi/\chi_n)$の実験値が一重項とBWの中間に来ているようである。一重項の対は全くスピン帯磁率をもたず，一方BWの対は2/3 がスピン帯磁率をもつことを考え合わせてみると，B相は対の約1/2 がスピン帯磁率をもつような超流動体であるのかも知れない。

註) 一般に$Z_\ell$が無視できないときの$\chi$の表式については§3.3 の註2で述べた。具体的にP波のBW状態について考えてみよう。T＝0とすると，(2・29)により

$$f_{ij}(T:\underset{\sim}{n}) = \delta_{ij} - n_i n_j$$

これを部分波に分解するとS波とD波の成分が現れる。

$$f_{ij}(T:\underset{\sim}{n}) = \frac{2}{3}\delta_{ij} - (n_i n_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}) \qquad (5.9)$$

さて(3・10)において$f(T:\underset{\sim}{n})$と$\chi(\underset{\sim}{n})$は3×3行列と考えて$\chi(\underset{\sim}{n})$を$f(T:\underset{\sim}{n})$で表わすと

$$\frac{\chi(\underset{\sim}{n})}{\chi_{on}} = f(T;\underset{\sim}{n})\{1-\hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n}) + \hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n})\hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n}) - \hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n})\hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n})\hat{Z}(\underset{\sim}{n})f(T;\underset{\sim}{n}) + \cdots\cdots\}$$

ただし$\hat{Z}$は積分演算子で，任意の函数$g(\underset{\sim}{n})$に対し

$$\hat{Z}(\underset{\sim}{n})g(\underset{\sim}{n}) \equiv \frac{1}{4}\int\sum_{\ell=0}^{\infty} Z_\ell P_\ell(\underset{\sim}{n}\cdot\underset{\sim}{n'})g(\underset{\sim}{n'})\frac{d\Omega'}{4\pi}$$

と定義される。(5・9)と(5・10)から

$$\hat{Z}(\underset{\sim}{n})f_{ij}(T;\underset{\sim}{n}) = \frac{1}{4}\{Z_0\frac{2}{3}\delta_{ij} - \frac{1}{5}Z_2(n_i n_j - \frac{1}{3}\delta_{ij})\}$$

$$= \frac{1}{4}\{\frac{2}{3}(Z_0 - \frac{1}{5}Z_2) + \frac{1}{5}Z_2 f_{ij}(T;\underset{\sim}{n})\}$$

ここで

$$f(T;\underset{\sim}{n})\,f(T;\underset{\sim}{n}) = f(T;\underset{\sim}{n})$$

を用いると

$$f(T;\underset{\sim}{n})\,\hat{Z}(\underset{\sim}{n})\,f(T;\underset{\sim}{n}) = \frac{1}{4}\left(\frac{2}{3}Z_0 + \frac{1}{3}\cdot\frac{1}{5}Z_2\right) f(T;\underset{\sim}{n})$$

したがって

$$\frac{\chi(\underset{\sim}{n})}{\chi_{on}} = \frac{f(T;\underset{\sim}{n})}{1+\frac{1}{4}\left(\frac{2}{3}Z_0 + \frac{1}{15}Z_2\right)}$$

$$\therefore\ \frac{\chi}{\chi_n} \equiv \frac{\chi_{on}}{\chi_n}\int\frac{\chi_{zz}(\underset{\sim}{n})}{\chi_{on}}\,\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2}{3}\,\frac{1+\frac{1}{4}Z_0}{1+\frac{1}{4}\left(\frac{2}{3}Z_0 + \frac{1}{15}Z_0\right)}$$

二個のパラメタ $Z_0$, $Z_2$ だけで書けるのはP波を考えたからであり，F波のBW状態の場合にはもっと多くのパラメタが必要になる。また $T \neq 0$ では Yosida 函数の $\underset{\sim}{n}$ 依存性のため，一般に無限個のパラメタが利いてくる。

## §5.3　相図

相図に関して最大の困難はPCP近傍（4－2図）にある。非等方的超流動体の理論の枠内で次の二つの可能性がある。

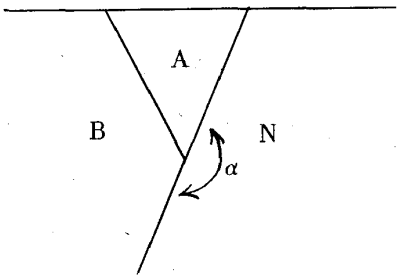
i）A相とB相が同じ部分波のペアリングの場合

圧力が同じならA相とB相で $T_c$ は同じである。$T_c(P)$は圧力Pのなめらかな函数と考えられるので，PCPに異常が現われるとは考えられない。つまり $\alpha = 180°$ である。この仮定はBell 研究所で，はやっている（5－9図）。

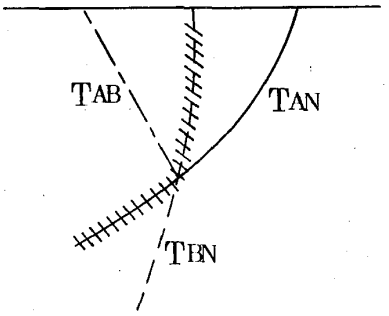
ii）A相とB相が異なる部分波のペアリングの場合

圧力が同じでもA相とB相で $T_c$ が違う（5－10図）。斜線をつけた部分は物理的に意味のない線である（たとえばPCPより下で考えると，まずN→Bの転移が起きる

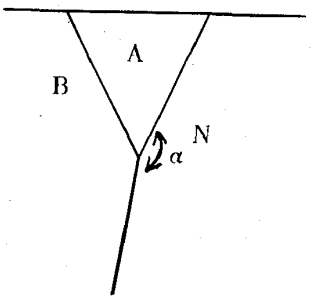
のでA⇆Nの境界を示す線$T_{AN}$は意味がない）から，考えられる相図は5－11図のようになるはずである。つまり$\alpha<180°$となる。




5－9図




5－10図




5－11図

いずれの場合にも実験（$\alpha>180°$）に反する。しかしこの困難は単に非等方的超流動体理論の困難であるのみならず，もっと基本的な熱力学的考察に抵触する問題であることが，以下の議論から明らかになる。[6] 次の三つの仮定を議論の基礎とする。

仮定1：A⇆N，B⇆Nは二次相転移，A⇆Bは一次相転移であり，いずれもEhrenfestの意味での相転移であるとする。即ち，Gibbsの自由エネルギーGの二階微分$\partial^2G/\partial T^2$，$\partial^2G/\partial T\partial P$，$\partial^2G/\partial P^2$は，各相の内部でPCPに近づくとき，それぞれ有限の極限値をもつとする。

仮定2：$\alpha\equiv C_p/T=(\partial S/\partial T)_p$とおくとき，$\Delta\alpha_{AN}\equiv\alpha_A-\alpha_N>0$，$\Delta\alpha_{BN}\equiv\alpha_B-\alpha_N>0$である。また，相の境界線傾きを$p\equiv dP/dT$とかくとき，$p_2\equiv(dP/dT)_{BN}>0$である。

仮定3：二つの温度T，T′におけるエントロピーは，T＞T′ならS(T)＞S(T′)である。[註1)]

以下の便宜のために次の量を定義しておこう。

$$\beta \equiv \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T, \qquad \gamma \equiv -\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$$

仮定1により境界線AN，BN上でEhrenfestの関係が成立する。

$$p_1 \equiv \left(\frac{dP}{dT}\right)_{AN} = \frac{\Delta\alpha_{AN}}{\Delta\beta_{AN}} = \frac{\Delta\beta_{AN}}{\Delta\gamma_{AN}}$$

$$p_2 \equiv \left(\frac{dP}{dT}\right)_{BN} = \frac{\Delta\alpha_{BN}}{\Delta\beta_{BN}} = \frac{\Delta\beta_{BN}}{\Delta\gamma_{BN}}$$

境界線AB上ではClapeyron−Clausiusの式が成り立つ。

$$p_3 \equiv \left(\frac{dP}{dT}\right)_{AB} = \frac{\Delta S_{AB}}{\Delta V_{AB}}$$

線AB上をPCPに近づくとき，$\Delta S_{AB}$，$\Delta V_{AB}$は共に0に近づくから，

$$p_3 = \frac{1}{\Delta\gamma_{AB}}\left\{\Delta\beta_{AB} - \sqrt{(\Delta\beta_{AB})^2 - \Delta\alpha_{AB}\Delta\gamma_{AB}}\right\}$$

となる。[註2)] (5・11)と(5・12)から

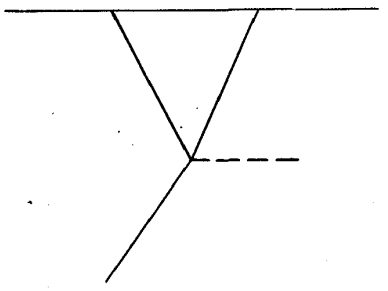
$$p_1 \leqq p_2$$

となる。[註3)] つまり実験($p_1 < p_2$)と矛盾する。

以上の議論で，仮定2は実験で確認されている。仮定3は充分妥当性がある。したがって，もし実験が正しいならば，次のような可能性が挙げられよう。

1) PCP近傍では臨界揺動が大きくて仮定1が破れる。

2）N相の中にもう一つの相転移線がある。もしこの線が温度軸にほとんど平行であるとすれば（5－12図），圧力一定で温度を変える従来の実験にかからなかったとしても不思議ではない。



5－12図

註1）一つの相内では安定性条件から$C_p > 0$であり，$S(T) > S(T')$は明らかである。一次相転移の境界線上でSの微係数が定義できない場合にも，Sは高温側の相の方が抵温側の相よりも大きいという仮定である。

註2）PCPに近づくと$S_A \to S_N$，$S_B \to S_N$，よって$\Delta S_A = S_A - S_B \to 0$である。したがってPCP近傍で展開すると

$$\Delta S_{AB} = \Delta\alpha_{AB}\,dT - \Delta\beta_{AB}\,dP$$

同様に

$$\Delta V_{AB} = \Delta\beta_{AB}\,dT - \Delta\gamma_{AB}\,dP$$

$$\therefore\ p_3 = \frac{\Delta\alpha_{AB} - \Delta\beta_{AB}\,p_3}{\Delta\beta_{AB} - \Delta\gamma_{AB}\,p_3}$$

これは$p_3$についての二次方程式で二つの根をもつ。ところが，相図が5－13図のうちのいずれの形であっても，仮定3により

$$\frac{d\,\Delta V_{AB}}{dT} > 0$$

ただし$d/dT$は線ABに沿っての微分である。例えば(イ)の場合には$\Delta S_{AB} > 0$，$p_3 < 0$だから$\Delta V_{AB} = \Delta S_{AB}/p_3 < 0$，これと$dT < 0$より。）つまり

$$\Delta\beta_{AB} - \Delta\gamma_{AB}\,p_3 < 0$$

この条件によって解は（5・12）に定まる。

註3） $\Delta\alpha_{AB}=\Delta\alpha_{AN}-\Delta\alpha_{BN}$ などの関係と，（5・11）から得られる関係

$$(\Delta\beta_{AB})^2=\Delta\alpha_{AN}\Delta\gamma_{AN}$$

などを使って（5・12）を書き直すと

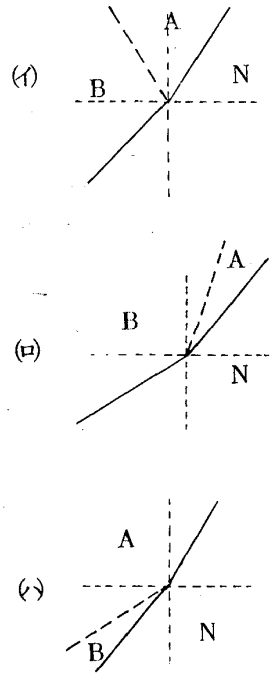
$$\Delta\beta_{AB}-\Delta\gamma_{AB}p_3=\sqrt{\Delta\alpha_{AN}\Delta\gamma_{BN}+\Delta\alpha_{BN}\Delta\gamma_{AN}-2\Delta\beta_{AN}\Delta\beta_{BN}}$$

（5・11）を用いて $\Delta\alpha$，$\Delta\gamma$ を消去し，かつ

$$\frac{p_1}{p_2}=y,\ \frac{p_3}{p_1}=z,\ \sqrt{\frac{\Delta\alpha_{AN}}{\Delta\alpha_{BN}}}=q$$

とおけば

$$(y^2-q^2)z+q^2-y=q|1-y|$$




5－13図

（ただし仮定2により $\Delta\beta_{BN}=\Delta\alpha_{BN}/p_2>0$ であることを使った。）$y>1$ と仮定すると

$$z=\frac{1+q}{y+q}\qquad\therefore\quad y^{-1}<z<1$$

ところがA相とB相が接するためには $z<y^{-1}$ または $z\geqq 1$ でなければならない。したがって $y\leqq 1$ でなければならない。

## §5.4　過冷

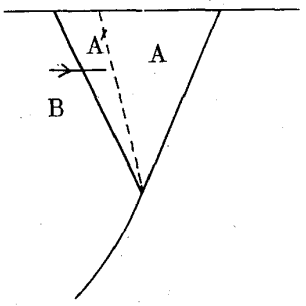
BCS的な非等方的超流動体は非常に安定であり，A相はどこまでも過冷できそうである。$T_{AB}$ での潜熱Lは $L/E_n(T_c)<0.02\sim 0.06$（$E_n$はN相の内部エネルギー）と小さく，A相とB相の違いは微妙に見える。$\rho_S$ の実験値が $T_{AB}$ でとびを示さないのもこ

れからすれば自然である。しかし過冷が起こることを考えるとA相とB相の違いは大きいとも言える。つまり見方はよって違って見えたり似かよって見えたりするようである。

## §5.5　熱パルスの効果

B相のNMR信号が熱パルスをかけると消えることを§4.6で述べた。この説明として，熱パルスによって局所的に温度が上昇しB相がA相に移るのではないか，とも考えられる。A相のNMR信号は温度によって異なるシフトをするので，局所的な温度の違いによって様々のシフトが起こり，5－14図のような巾の広い低い信号になるはずである。Pomeranchukを使う実験では，このような信号は固体$^3$Heの信号の中に埋もれてしまって見えないのではないかと考える訳である。しかし実験家に言わせるとこの説明は正しくないらしい。私の考えでは，B相を急に熱すると，A相とは異なる相A′に入るのではなかろうか。A相では$\chi \approx 0$であるとすれば説明がつく。むろん，これは単なる当て推量である（5－15図）。

5－14図




5－15図

## §5.6　結論

ESP模型に基く明確な理論的予言のある性質（NMRシフト，静的性質）については，予言はA相の実験とよく一致する。ただし理論のほとんどの論文は，ESPの内でもP波しか考えていない（これは単にP波が一番扱いやすいという理由による）。しかしP波であるという実験的根拠はない。種々の性質の非等方性が測定されればどの部分波であるか推定できるだろう。

B相についてはあまりよく分かっていない。

A，B両相とも，まだ理論が全然出来ていない現象（熱伝導，粘性，過冷，熱パルスなど）がたくさんあって，理論と実験の比較は完成していない。これらが結着を見ない限り，非等方的超流動体模型が正しいと言い切るのは早計に過ぎない。

参考文献（第5章）

1) V. Ambegaokar and N. D. Mermin, Phys. Rev. Lett. 30, 1135 (1973)

2) W. F. Brinkman and P. W. Anderson, Phys. Rev. A8, 2732 (1973)

3) S. Takagi, Prog. Theor. Phys. 51, №6 (1974)

4) P. Wolfle, Phys. Rev. Lett. 30, 1169 (1973): preprint

5) H. Ebisawa and K. Maki, Prog. Phys. 51, 337 (1974)

6) A. J. Leggett, Prog. Theor. Phys. 51, №4 (1974)