

Ref. )

- (1) H. Hori, O. Ichikawa, M. Wake and M. Date, J. Phys. Soc. Japan 35(1973)1184 .
- (2) 例えば, ランダウ・リフシッツ, 統計物理学, 第二版, 日本語版, 岩波書店(1966)
- (3) K. Okuda, Y. Inaba, ann M. Date : J. Phys. Soc. Japan 34(1973)1425
- (4) 例えば, R. J. Donnelly : Experimental Superfluidity, The university of Chicago Press (1967).

## 超 流 動 $^3\text{He}$

東京教育大理 宗 田 敏 雄

液体  $^3\text{He}$  の相図は第 1 図に示されている通りで, 原子間の相互作用は極めて強いに

	P(atm),	T(K)
1.	$2.7 \times 10^{-4}$	0.520
2.	47.0	1.26
3.	135.4	3.138
4.	1608.0	17.78
5.	28.92	0.32

Table. 1

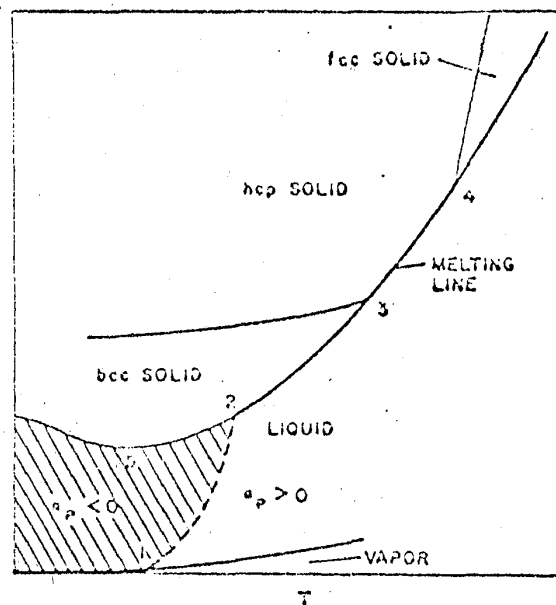


Fig. 1. P-T diagram for  $\text{He}^3$  (schematic): P-T coordinates for numbered phase points appear in Table I.

も拘らず、周囲の原子によってならされた有効ポテンシャルの中にある準粒子の集りとして記述するフェルミ液体の理論で3 mK と云う低温位迄の実験と良く合う。その部分的修正が後に述べるパラマグノンの理論である。

このフェルミ液体理論の適用範囲以下の低温になると、液体  $^3\text{He}$  中の有効相互作用が運動量空間のフェルミ運動量の近くで、D波以上の角運動量成分で引力になることから、2個の  $^3\text{He}$  原子がクーパー対を作り、超流動状態になることが、1960年の始めに Bruecknar - Anderson - Morel と筆者<sup>1)</sup>が、又 Emery - Sessler<sup>2)</sup>及び Pitaevskii<sup>3)</sup>によって理論的に予想された。有効相互作用の大きさの評価が困難を極め、12年間にわたる実験家達の  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  希釈冷凍機の開発を含めての非常な努力にも拘らず数 mK と云う低温の達成もこの超流動の発見をさせなかった。

1972年に米国の Cornell 大学で Osheroff - Lee - Richardson<sup>4)</sup>らが固体と液体との融解曲線に沿うて、液体  $^3\text{He}$  の入った Pomeranchuk 容器に圧力をかけ、同じエントロピーだと固体の方が液体より

りも低温であると云う加圧冷却の原理で約34気圧で2.65 mK と云う低温を得て、圧力の時間変化を測定すると、第2図に示される様な異常性を見出した。この図で圧力をかけて低温にすると云う過程でのA点とB点また圧力を減らして高温にする過程での対応点A'点とB'点での異常性を説明する為に、即ち容器中に出来た固体  $^3\text{He}$  に1次の相転移又は反強磁性的な2次の相移転による為か又は液体  $^3\text{He}$

に異常を生じたかを見る為に、これらの人々に Gully を加えたグループ<sup>5)</sup>が容器中のサンプルの  $^3\text{He}$  に垂直な方向に大きさに勾配を持った外部磁場をかけて NMR の吸収を測った結果が第3図である。吸収の大きさが帯磁率に比例することから、液体の帯磁率

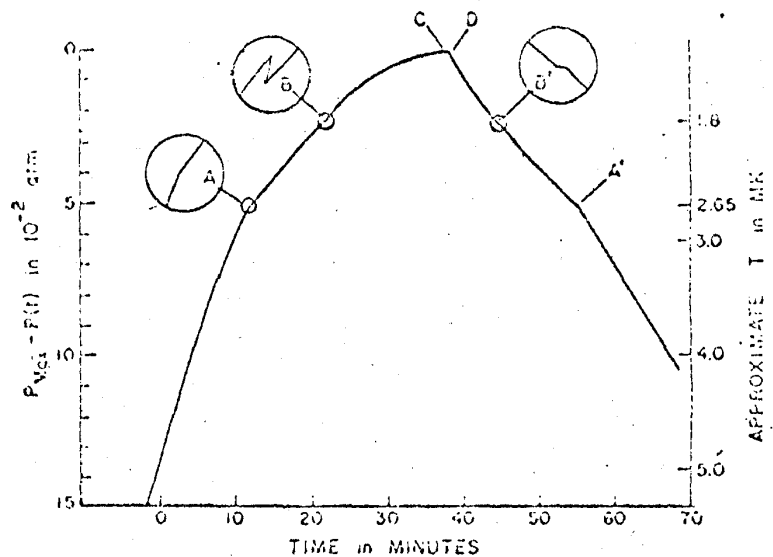


FIG. 2. Time evolution of the pressure in the Pomeranchuk cell during compression and subsequent decompression.

は固体のそれよりも小さく、  
 2.65 mK を越えて低温になると、液体の帯磁率のまゝで残り、すべてが液体の時の点線の形の位置より少しずれて来て B 点の 2.0 mK になると元の位置に戻るが、帯磁率の大きさは約半分になる。ついで垂直磁場の大きさの勾配をやめて一定にして共鳴吸収の大きさを測定したのが第 4 図である。固体の Larmor 振動数からのずれは圧力と温度だけの関数で 2.0 mK に達すると消えて固体の位置に戻るが、ずれた輪郭の形は、すべてが液体  $^3\text{He}$  だけの時の点線の輪郭と相似である。この相似と云うことと、大きな帯磁率比や、圧力変化を固体エントロピーだけに負わせると実験値の方が約 25% 大き過ぎると云うことから、前記のサンプル中の圧力の時間変化の異常を惹き起したのは液体  $^3\text{He}$  であることが推論された。

第 4 図の振動数のずれを平行なスピンド P 波の角運動量を持つクーパー対による超流動状態が出来んとして計算して示したのが、Leggett<sup>6)</sup> である。

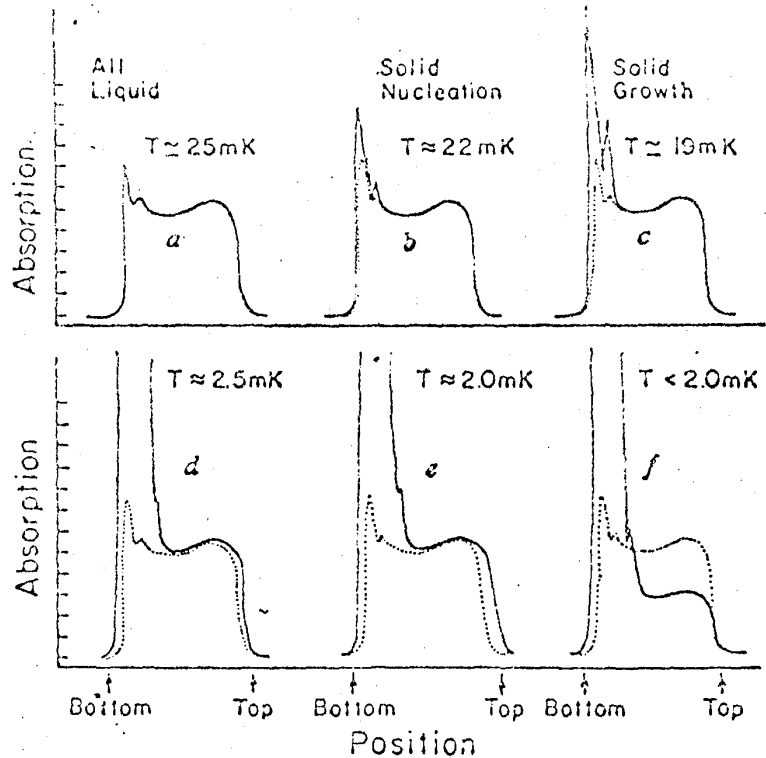


FIG.3. Profiles of NMR absorption as a function of position along the NMR coil length at various stages during compression. Extrapolated melting-curve temperatures below 3 mK are only approximate. Dotted line, initial all-liquid profile.

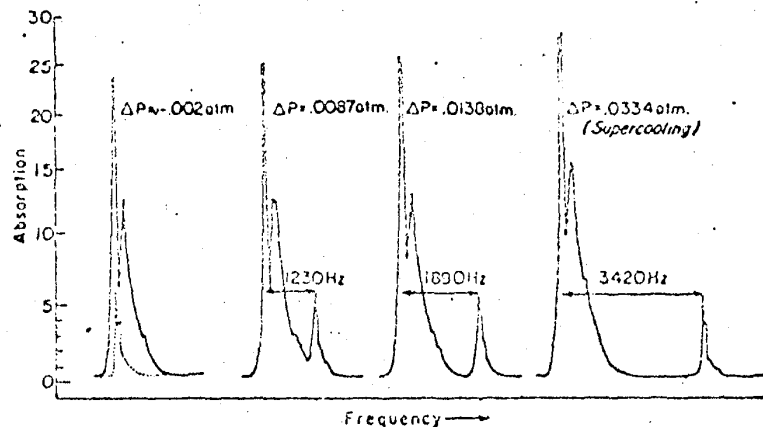


FIG.4. Frequency profiles obtained at various pressures above  $P(A)$  as indicated by  $\Delta P = P(t) - P(A)$ , showing the frequency splitting as measured in a 466-G magnetic field. Dotted line, the initial all-liquid profile.

A点とB点の間にある液体<sup>3</sup>HeをA相と呼び、B点以下をB-相と呼ぶが、A相はどのような性質を持っているかを調べる実験として、CMNを用いた demagnetization の冷却によって低温を得て比熱を測定したのが Wheatley 達<sup>7)</sup>のグループで第5図に示してある。ここでは顕著な2次の相移転が見られる。Goodkiod 達<sup>8)</sup>も同様な方法でかなり低温迄の比熱を測定し、加圧冷却の方法でヘルシンの Anufriev ら<sup>9)</sup>のグループも比熱を測定した。零音波励起の速度と減衰の測定の実験が Cornell 大の Lawson ら<sup>10)</sup>と、Wheatley 達<sup>11)</sup>によって行われ、前者では 10 MHz の零音

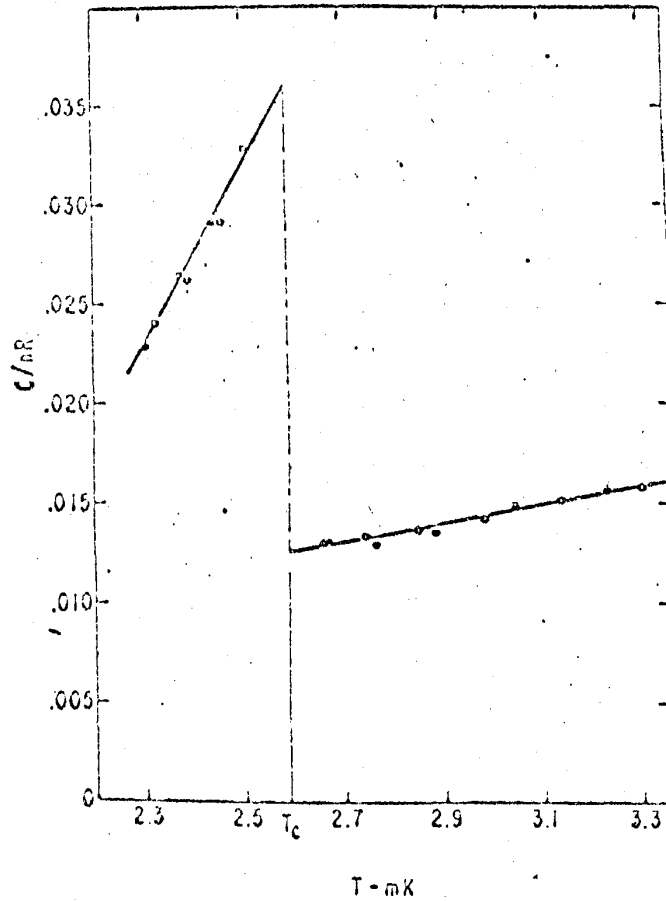


FIG.5. Total molar heat capacity as a function of temperature of liquid He<sup>3</sup> at a pressure of 484.5 lb/in.<sup>2</sup> as deduced from the measurements and a T\*-T relation discussed in the text.

波の減衰係数がA点とB点で peak を示し、A点では磁場をかえると peak が2つに分れる。B点では液体の2つの相の間にある液面での音波が散乱されるらしいことや 48mK で零音速 424 m/sec がB点以下で 408 m/sec と減少することを見出した。後者の Wheatley らは 5, 15, 25 MHz の零音波を用いて、2.65 mK の直下で振動数が高いもの程大きい極大のピークが出ることや、零音速が低温になると第1音速に近づくことを第6図に見られる様の実験で示した。

ついで画期的な実験は Lounousma ら<sup>12)</sup>のグループによる粘性の実験で NbTi で作った 2.5 cm の長さで厚さ 0.21 mm の針金を Pomeranchuk 容器中の液体<sup>3</sup>He の中で振動させてその振巾の減少を測定した。この振巾は粘性の平方根に逆比例するが、第7図に示される様に融解曲線に沿うて温度を下げてゆくと粘性はフェルミ液体論に従って T<sup>-2</sup>

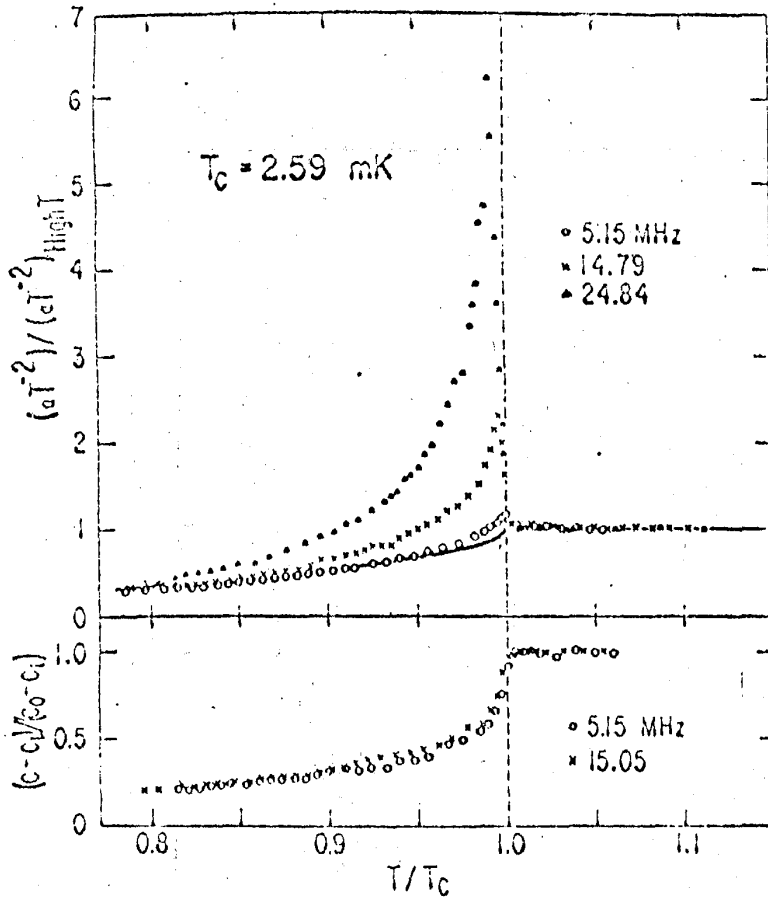


FIG. 6. The reduced amplitude attenuation  $\alpha T^{-2} / (\alpha T^{-2})_{\text{high } T}$  and reduced velocity  $(c - c_1) / (c_0 - c_1)$  as a function of the reduced temperature  $T/T_c$  for liquid  $\text{He}^3$  at 480.9 lb/in.<sup>2</sup>. The absolute temperature scale used is the  $T_S$  scale given in Table I and discussed in the text. The solid line on the reduced attenuation plot is the BCS-like expression  $2 / (1 + \exp(\Delta/kT))$ , where  $\Delta$  is a temperature-dependent energy gap taken from the tables of Mühlischlegel (Ref. 13) as calculated for superconductors.

で増加してゆき A 点に到達すると粘性は減少し始め B 点に達するとそこで不連続に減少してから急速に粘性が無くなり、最小の粘性は A 点のその 1/1000 になる。しかも圧力をかけて A 点から B 点に行く過程と、圧力を減らして B' 点を通って A' 点に行く過程では同じ値を取らず hysteresis loop をとることが見出された。

理論的發展としては前記 Loggett<sup>6)</sup> の仕事の他に中島<sup>13)</sup>、Anderson-Brinkman<sup>14)</sup> が殆ど強磁性に近い液体  $^3\text{He}$  では原子のスピンが相互作用で並び易いと云う paramagnon の理論で、平行なスピンを持つ粒子 (ESP) の方が singlet の反平行のスピンの方

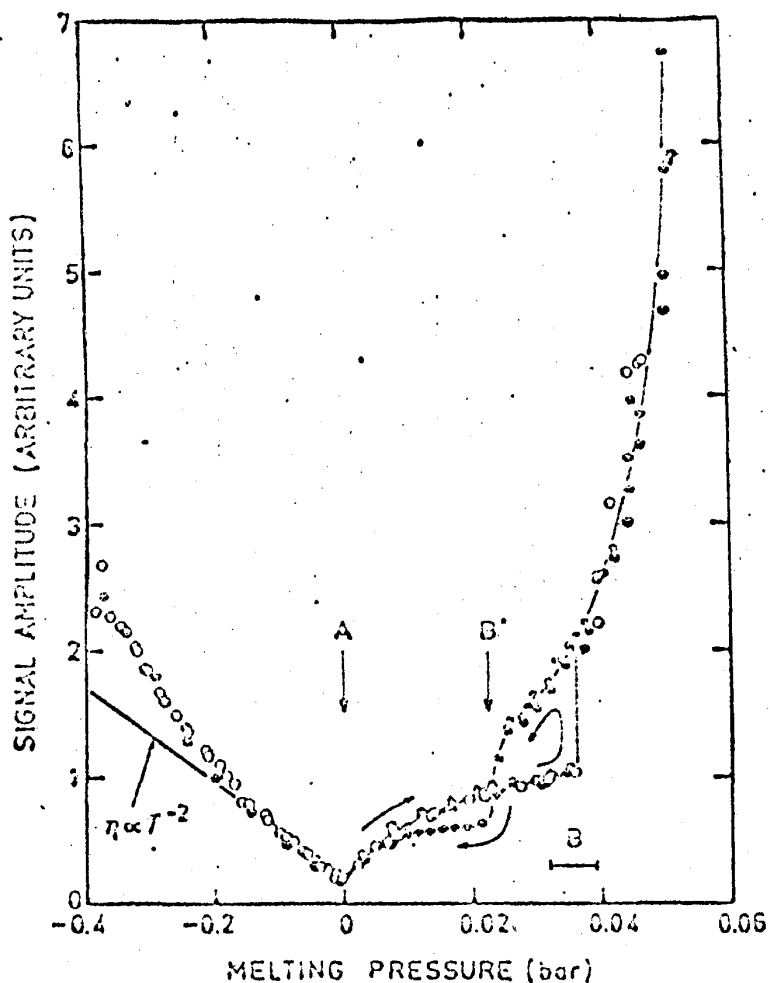
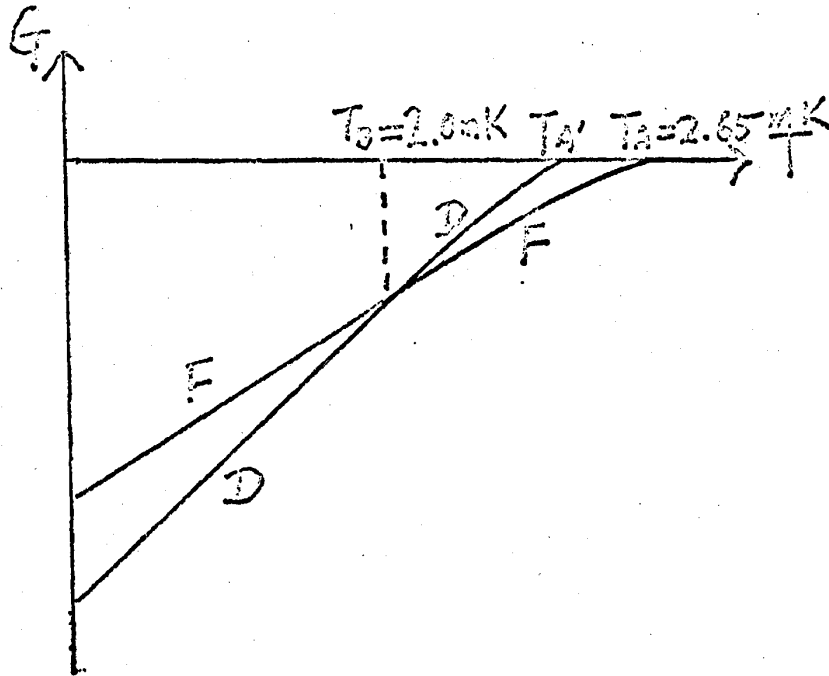


FIG.7. Normalized viscometer signal amplitudes from six runs as functions of the <sup>3</sup>He melting pressure, with the zero set at the A transition. Note that the pressure scale is different on both sides of A and that the temperature decreases towards the right. To a reasonable approximation the signal amplitude should be proportional to  $(1/\eta)^{1/2}$ ; the straight line to the left of A shows the expected behavior if  $\eta T^2 = \text{const}$ . The double hysteresis loop, corresponding to compression through the A and B transitions and decompression through B' and A, is marked with bent arrows. The pressure interval at which the B transition occurs during the first compression of a run is also shown. Open circles, 0.6-T field in the lower chamber; closed circles, zero field in the lower chamber.

より形成され易いことでA相がP波のクーパー対による超流動であることを説明した。真木-海老沢<sup>15)</sup>と高木<sup>16)</sup>はダイアグラム展開でNMRの理論を立て、前者<sup>15)</sup>は、Wölfle<sup>17)</sup>と共に超流動フェルミ液体の密度のゆらぎから零音波の音速と減衰を計算し定性的な一致を得た。宗田-山崎<sup>18)</sup>は、 $^3\text{He}$ が[1] A点でF stateのクーパー対による超流動の状態に2次の相転移を行い、[2] B点でD stateのsingletのクーパー対による超流動の状態に1次の相転移をしたと云う仮説を立て、consistentになるかどうかと云うことを理論的に計算で示した。いま超流動を惹き起こす1波の有効相互作用を $U_1$ と書くと、[1]の仮説より $T_A = 1.14\xi \exp\left[-\frac{1}{N(0)U_3}\right]$  ( $\xi$ はcut off energyで $N(0)$ はフェルミ面での状態密度)で与えられる。[2]の仮説より第8図に示される様に、 $T_A$ よりやや低い $T_{A'} = T_A(1-\epsilon) = 1.14\xi \exp\left[-\frac{1}{N(0)U_2}\right]$ でD stateが始まり、 $T_B$ でギブスの自由エネルギー $G$ がF stateのそれと等しくな



第8図

り、D stateがF stateに取って替る。即ち $G_F(T_B, P) = G_D(T_B, P)$ 、ここで $P$ は圧力である。この式をヘルムホルツの自由エネルギーで書いて体積 $V$ で展開すると非常に良い近似で、

$$F_3(T_B, V_D) = F_2(T_B, V_D) \quad (1)$$

と書ける。ここに  $F_3$  と  $F_2$  は、F と D の超流動とノーマルの自由エネルギーの差である。 $^3\text{He}$  では引力が D とか F とかの角運動量状態にあるので、エネルギーギャップは非等方的で、かつクーパー対のメンバーのスピン状態によるので  $\hat{A}_k = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \hat{A}(\Omega_k)$   $= (4\pi)^{\frac{1}{2}} \sum_{\nu=0,1,2,3} u_\nu(\Omega_k) \sigma_\nu(i\sigma_2)$  で与えられる。ここに  $\Omega_k$  は立体角で、 $\sigma$  はパウクスピンである。F 状態としては弱結合で最低自由エネルギーを与える次のギャップの

$$\frac{1}{4} \left( \frac{7}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{r^3} \begin{pmatrix} -z(5z^2 - 3r^2) + ix(5x^2 - 3r^2) & y(5y^2 - 3r^2) \\ y(5y^2 - 3r^2) & z(5z^2 - 3r^2) + ix(5x^2 - 3r^2) \end{pmatrix}$$

Barton-Moore の triplet 状態か、Paramagnon による強い相互作用によって ESP 状態 ( $i \neq 0$  の  $u_i$  の一つが消える) が自由エネルギーをより低く与える場合は最低エネルギーの状態  $Y_{32}(z)$  にエネルギーが  $10^{-3}$  だけ近い  $Y_{32}(z) + (-)^{\frac{1}{3}} Y_{32}(x) + (-)^{\frac{2}{3}} Y_{32}(y)$  を取る ( $Y_{32}(z)$  は NMR の shift に 0 を与えるので)。D state としては最低エネルギーを与える Anderson-Morel による  $u_0 = \frac{1}{2^{\frac{1}{2}}} Y_{20} + \frac{1}{2} (Y_{22} - Y_{2-2})$  を取る。

さて自由エネルギーとギャップを GL 展開する。今  $t = 1 - T/T_c$  とすると、

$$A^2(T) = \frac{9.4}{K} k_B^2 T_c^2 t \left[ 1 - \left( 1.5 - 0.6835 \frac{L}{K^2} \right) t \right]$$

及び

$$F_S - F_N = -4.9 N(0) k_B^2 T_c^2 t^2 \left[ 1 - \left( 1 - 0.4577 \frac{L}{K^2} \right) t \right]$$

で与えられ、ここで  $K = 4\pi \int r_\kappa (u_0^2 + u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)^2$ ,  $L = (4\pi)^2 \int dr_\kappa \left( \sum_{\nu=0}^3 (u_\nu)^2 \right)^3$

で与えられる。 $T_A = 2.65 \text{ mK}$  と  $T_B = 2.0 \text{ mK}$  として各状態に対する K と L を計算

して(1)式に代入する。

$$\begin{array}{ll} T_{A'} = 2.63 \text{ mK} & \text{triplet F の場合} \\ & 2.61 \text{ mK} \quad \text{ESP F の場合} \end{array}$$

の値が得られ、仮説 [1] と [2] が consistent であることが解る。後に述べる A 相と B 相の間の相境界線に沿って、 $T_{A'} = T_A(1 - \epsilon)$  の  $\epsilon$  を計算すると、それは



$0.00754(0.0151) \geq \epsilon \geq 0$  (括弧内は ESP 状態) の間の  $\epsilon$  を  $T_B$  から tricritical point ( $\epsilon = 0$ ) の間で単調減少の値を取り, これも consistent である。

さてこの理論で計算すると NMR の shift はくりこみ常数を少く調整しただけで実験値と良く合うこと, また B 点で 1 次の相転移により潜熱や比熱の跳びを予想させ, またそこで静的帯磁率が ESP の F state の場合, normal value から D state の normal value の 33% に減ることを予想される。実際にこれらのことが, 以下に述べる最近の実験で確められたことをここに述べておこう。

1973 年の夏以後の実験としては Halperin ら<sup>19)</sup> の実験で B 点での圧力変化と磁化変化の測定から B 転移が 1 次の相転移であることを明らかにした。第 9 図が測定した結果でこの圧力変化から潜熱を求め, エントロピー変化  $\Delta S = 7.3 \pm 1.0 \times 10^3 \text{ erg mole}^{-1}$  と B 点での体積変化

$$\Delta V = \left( \frac{dP_B}{dT} \right)^{-1} \Delta S = 2.4 \times 10^{-7}$$

$\text{cm}^3 \cdot \text{mole}^{-1}$  を得, 磁化率の減少  $\Delta M = (0.35 \pm 0.15) \times 3 \times 10^{-6} \text{ ergs g}^{-2} \text{ mole}^{-1}$  を求

めた。また Gully ら<sup>20)</sup> は, A 転移での磁場の影響を実験し, 磁場によって転移温度が磁場の大きさに比例して 2 つに割れることと更に 3 つ目に割れる  $A_2$  feature についてはうまく説明出来ないと述べている。前者  $A_1$ ,  $A_2$  については Ambegaonkar と Mermin<sup>21)</sup> の weak coupling の理論と定量的に合うことを述べている。この転移温度と磁場と圧力の全体的な様子は第 10 図に示してある。ついで Wheatley 達<sup>22)</sup> は CMN を用いて demagnetization による低温の下で熱流の実験を行い, 熱伝導の急激に変化する温度を抑えて相の境界曲線を第 11 図に示した様に求めたのみならず, 熱抵抗の温度依存性

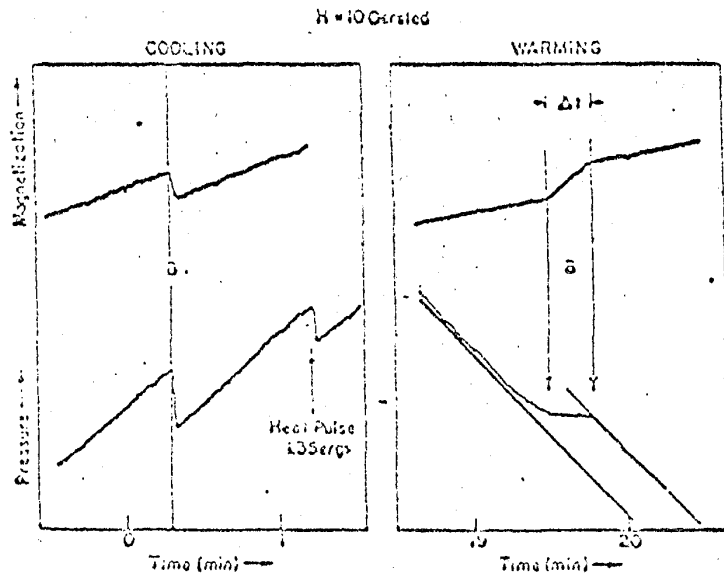


Fig. 9. Simultaneous chart recorder tracings of  $^3\text{He}$  pressure and magnetization show the B transition in liquid  $^3\text{He}$  both on cooling and warming in a 10 Oe magnetic field. A heat pulse injected into the sample demonstrates the short thermal equilibrium time associated with liquid  $^3\text{He}$  on the melting curve.

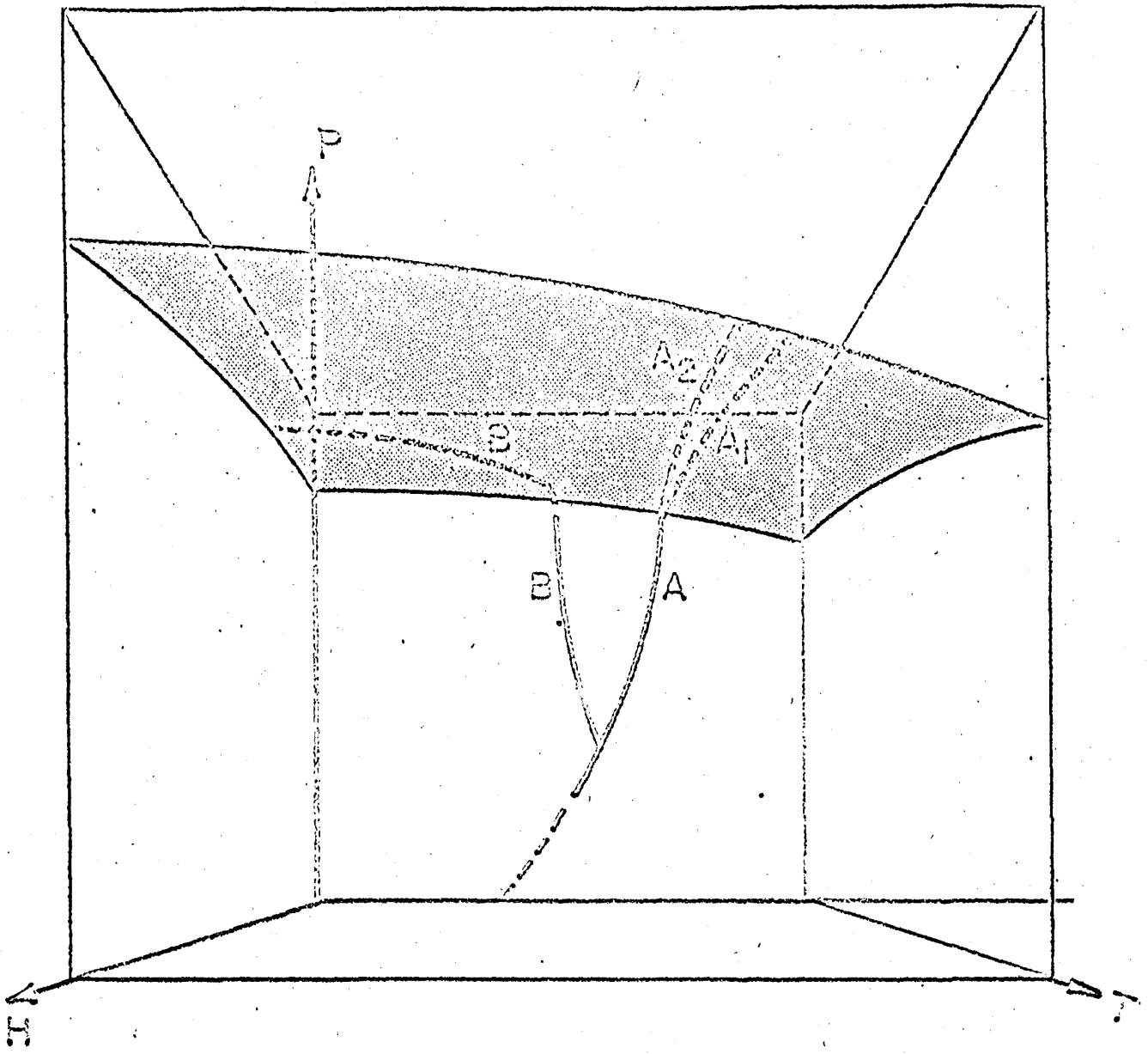


FIG. 10

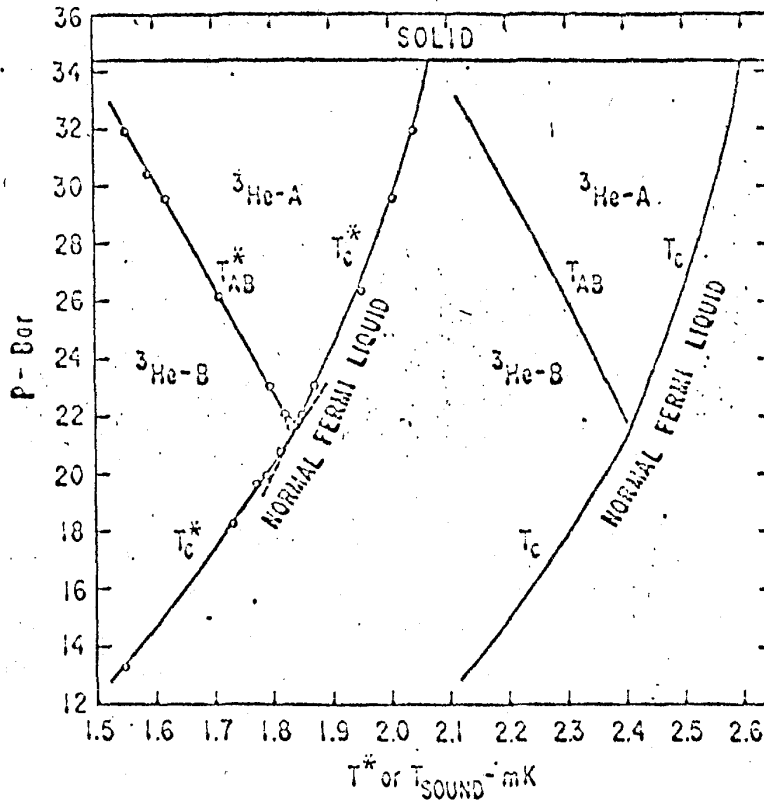


FIG. 11. Partial phase diagram of  $^3\text{He}$  in zero external magnetic field. Both measured magnetic temperatures  $T^*$  and tentative absolute temperatures  $T_{\text{sound}}$  (from Ref. 5) are shown.

から超流動と常流動の2流体モデルでないことと実験の結果が説明出来ないことを示した。

最後に美事な帯磁率の測定を行った Wheatley 達<sup>22)</sup> の実験の結果を第12図と第13図に示す。前図ではA相とB相との間の  $T_{\text{AB}}$  曲線での帯磁率の跳びを示し、第13図の方ではA相では normal の液体  $^3\text{He}$  の帯磁率と変わらない、つまり ESP の odd 角運動量状態のクーパー対の超流動の帯磁率を示し、B相になると D state の singlet のクーパー対による超流動の液体  $^3\text{He}$  の帯磁率と実験の結果が合うことを示している。

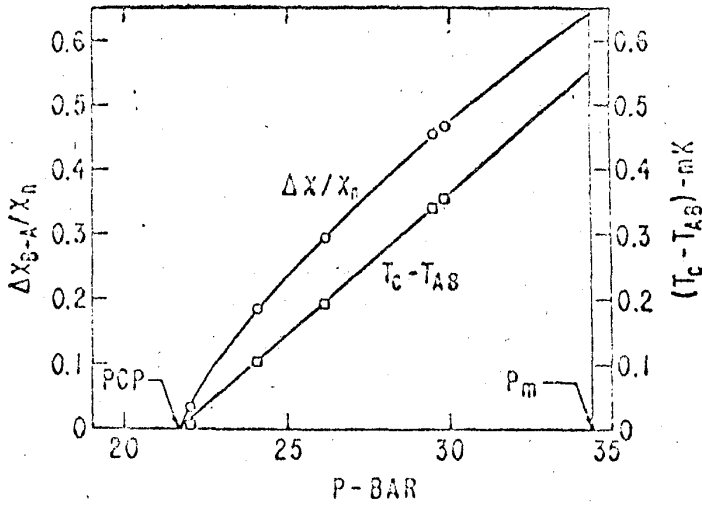


FIG. 12 Increase of nuclear susceptibility relative to that in the normal state when  ${}^3\text{He-B}$  transforms into  ${}^3\text{He-A}$  at  $T_{AB}$  (circles) and the difference between  $T_c$  and  $T_{AB}$  (squares) as functions of pressure.  $P_m$  is melting pressure and PCP denotes the polycritical point.

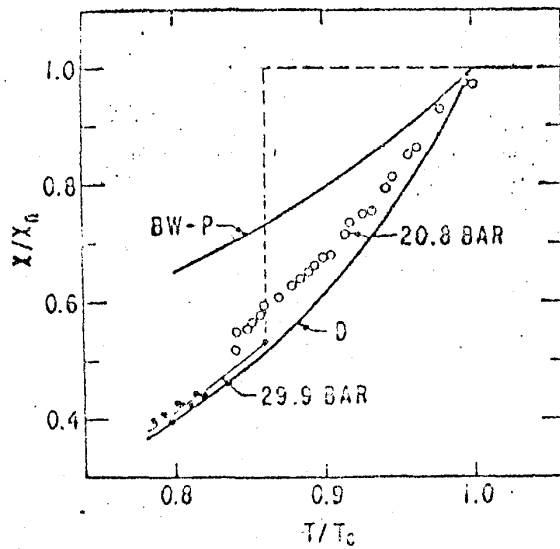


FIG. 13 Nuclear susceptibility relative to that in the normal state as a function of temperature relative to  $T_c$  for two pressures. The smooth curves are based on theory and described in the text.

## 文 献

- 1) K. A. Brueckner, T. Soda, P. W. Anderson and P. Morel, Phys. Rev. 118(1960)1442
- 2) V. J. Emery and A. M. Sessler, Phys. Rhys. Rev. 119(1960)43
- 3) L. P. Pitaevskii, Soviet Physics, JETP 10(1960)1267
- 4) D. D. Osheroff, R. C. Richardson and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. 28(1972)88
- 5) D. D. Osheroff, W. J. Gully, R. C. Richardson and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. 29(1972)920
- 6) A. J. Leggett, Phys. Rev. Lett. 29(1972)1227
- 7) R. A. Webb, T. J. Greytak, R. T. Johnson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 30(1973)210
- 8) J. M. Dundon, D. L. Stolfi and J. M. Goodkind, Phys. Rev. Lett. 30(1973)829
- 9) Yu Anufriyev, T. A. Alvesalo, H. K. Collan, N. T. Opheim and P. Wennerström, Phys. Lett, 43A(1973)175
- 10) D. T. Lawson, W. J. Gully, S. Goldstein and D. M. Lee, Phys. Rev. Lett. 30(1973)829
- 11) D. N. Paulson, R. T. Johnson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 30(1973)829
- 12) T. A. Alvesalo, Yu. D. Anufriyev, H. K. Collan, O. V. Lounosma and P. Wennerström, Phys. Rev. Lett. 30(1973)962 .
- 13) S. Nakajima, Prog. Theor. Phys. 50(1973)1101 .
- 14) P. W. Anderson and W. F. Brinkman, Phys. Rev. Lett. 30(1973)1108
- 15) K. Maki and H. Ebisawa, Prog. Theor. Phys. 50(1973) no. 5 and preprints
- 16) S. Takagi, Prog. Theor. Phys. 51(1974) no. 1
- 17) P. Wolfle, Phys. Rev. Lett. 30(1973)1169 .
- 18) T. Soda and K. Yamazaki, Prog. Theor. Phys. 51(1974) no. 2

- 19) W. P. Halperin, R. A. Buhrman, D. M. Lee and R. C. Richardson, Phys. Lett. 45A(1973)233 .
- 20) W. J. Gully, D. D. Osheroff, D. T. Lawson, R. C. Richardson and D. M. Lee, preprint.
- 21) V. Ambegaobar and N. D. Mermin, Phys. Rev. Lett. 30(1973)81 .
- 22) T. J. Greytak, R. T. Johnson, D. N. Paulson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 31(1973)452
- 23) D. N. Paulson, R. T. Johnson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. 31(1973)746

## 液体 He に於ける paramagnon と BCS-State

東大物性研 黒田 義 浩

液体 He<sup>3</sup> が、極低温で、BCS-State 様の超流動状態——しかも、それが全く異種の 2 つの相からなる——になることが、Osheroff 等の先駆者的実験<sup>1)</sup> 及び、その後の数多くの実験的、理論的研究によって、ほぼ確められて来た。特に、最近の La Jolla group の一連の仕事<sup>2)</sup> によって、相図の定量的な描像も、かなり明確になって来た。一方、それらを統一的に理解するための理論的背景は、未だ、必ずしも完全であるとは云えないが、Anderson-Brinkman<sup>3)</sup> によっても指摘されたように、問題解決のための一つの重要な鍵は、spin fluctuation (paramagnon) 効果であろう。ここでは、彼等の仕事に多少の修正を加え、それに関連した重要なコメントを付加したい。

モデルは、文献 3) と全く同じものを用いることにする。すると paramagnon による有効相互作用は、ladder-bubble 近似の範囲内で、一般的に次で与えられる。

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