

# I\* 液体ヘリウムの実験のレビュー (1)

## —— 液体 He の 2, 3 のトピックスと問題点 ——

東大物性研究所 生 嶋 明

( 8 月 1 日 受 理 )

### §1. 緒 言

ここでは液体 He の 2, 3 のトピックスの現状を述べて問題点を指摘したい。He に関する現研究分野を見わたしてレビューを行うことが望ましいのは無論であるが、ここではむしろ著者が具体的な実験を或る程度考えている事柄を中心に話を進めて行きたい。なお, Fermi liquid としての液体 He の研究の面が大きく抜けているが, これは別稿の檜原氏のお話に期待している。

### §2. 素 励 起

素励起に関連した研究のポイントは,

(1) 分散曲線の構造 一般に,  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  全系での分散曲線の構造

(2) Lower branch の形状

——フォノンの分散:  $r(T, P, x_3)$

ロトンのパラメーター:  $p_0(T, P, x_3)$ ,  $\Delta(T, P, x_3)$ ,  $\mu(T, P, x_3)$

(3) 素励起の寿命, 幅あるいは素励起間相互作用

と整理できよう。

実験は neutron, 光散乱, 音波などの方法で  $\text{He}^4$  で多くの研究が行なわれている。まず, この分野でもっとも直接的な手段である neutron の実験は, よく知られた Cowley ら<sup>1)</sup>の結果に, 最近の Dietrich ら<sup>2)</sup>の圧力下での成果が加わって, neutron 実験の精度の現状としては少なくとも  $\text{He}^4$  の Lower branch に関するデータは出揃った。ここでまず問題にすべきは, フォノンの分散を与えるパラメーター  $r$  の大きさに, Cowley らの音速  $u_1$  us  $Q^2$  のプロット (第 1 図) では, 誤差は同図に示されたように特に  $Q$  の

---

\* この番号は, Vol. 18 No. 6 掲載の基研研究会「量子液体と量子固体の理論」でなされた総合講演の順番を意味する。(編集部注)

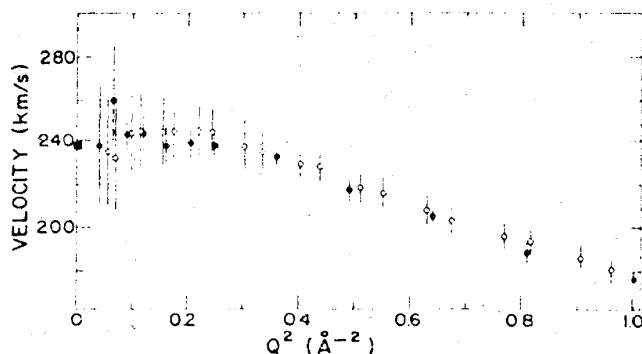
生嶋 明

小さなところで大きい  $(\partial u_1 / \partial Q^2)$

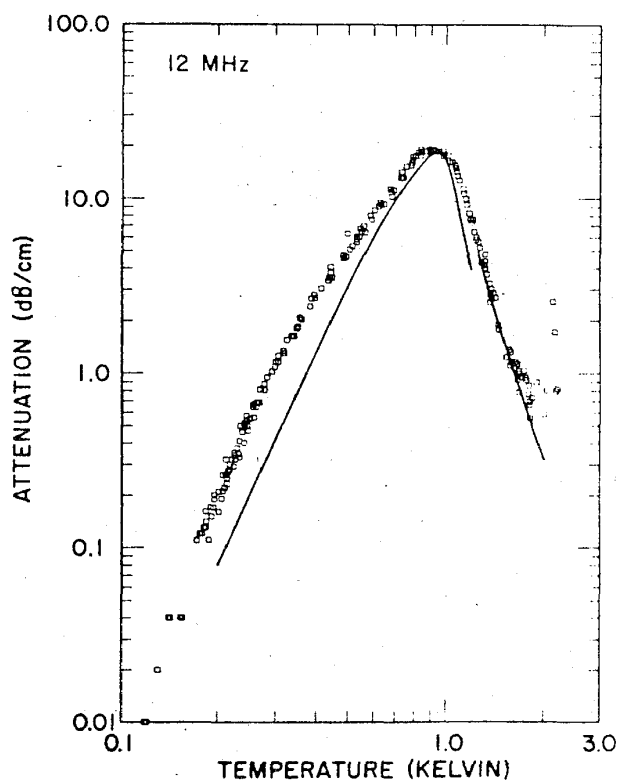
$Q=0$   $\alpha - r > 0$  のように見受けられる。このことに関連して重要なのは、この問題のきっかけを作った低温領域での  $\text{He}^4$  における超音波の実験である。<sup>3) 4)</sup> 周知のように、 $T \lesssim 0.6^\circ \text{K}$  では、

(1) 吸収係数  $\alpha_1$  の絶対値が  $r >$

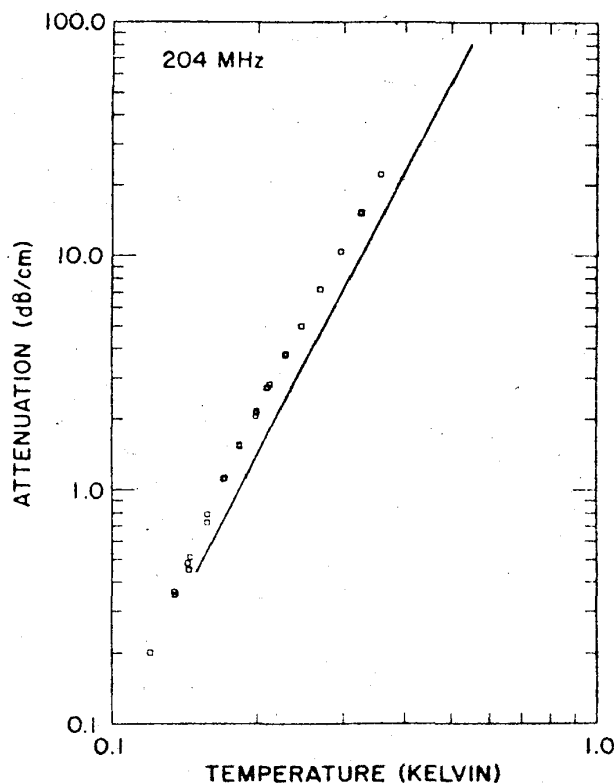
0 としたときの 3-phonon 過程からの期待値に比べて 2~3 倍大きい。(第 2 図)



第 1 図<sup>1)</sup>



(a)



(b)

第 2 図<sup>3)</sup>

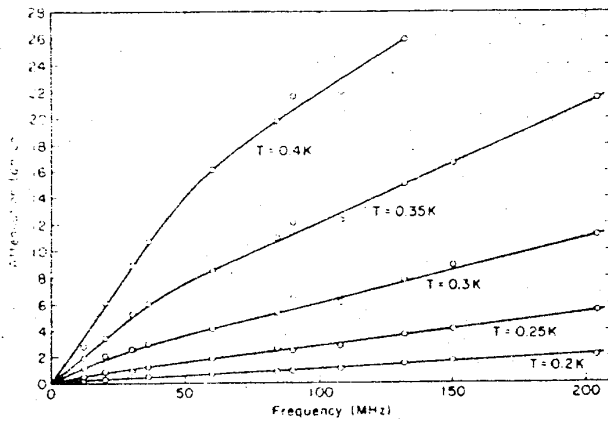
(2)  $\alpha_1 \propto \omega^1$  が  $T \gtrsim 0.3^\circ \text{K}$  では破れる。(第 3 図)

(3) 音速  $u_1$  の周波数依存性がやはり上記の取扱いからの予測に合わない。(第 4 図)

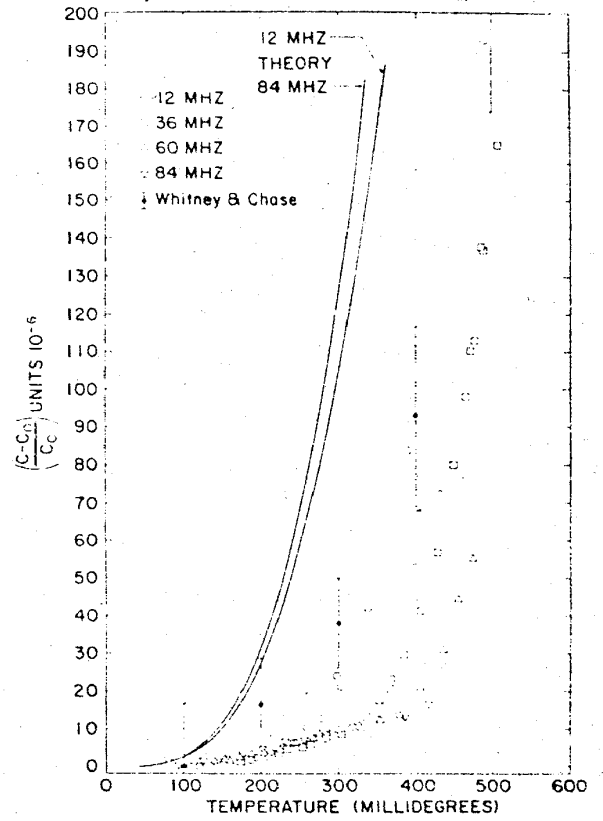
(4) 圧力下での  $\alpha_1(T, \omega)$  に異常な shoulder が出る(第 5 図)<sup>4)</sup>

という問題点が指摘されていた。これに対する最近の Jäckle ら<sup>5)</sup> の考え方は、まず  $\epsilon = u_1 Q (1 - r Q^2 - \delta Q^4)$  と書いて、 $\frac{\partial \epsilon}{\partial Q} = u_1$  を満たす  $Q$  を  $Q_c$  とし(第 6 図)、

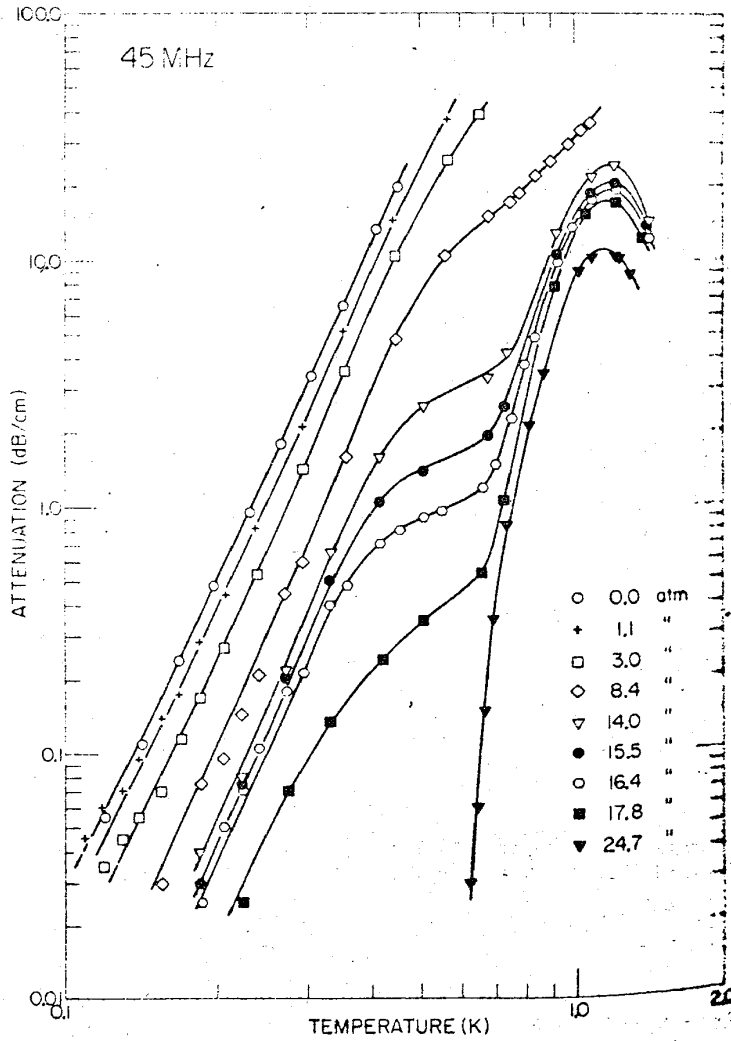
液体ヘリウムの実験のレビュー (1)



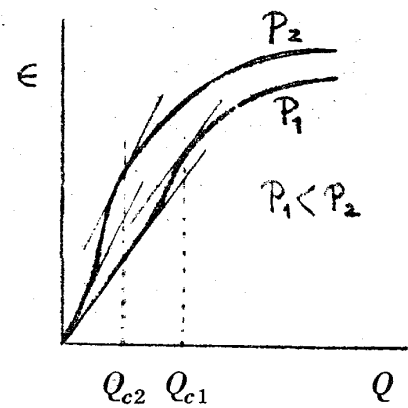
第3図<sup>3)</sup>



第4図<sup>3)</sup>



第5図<sup>4)</sup>



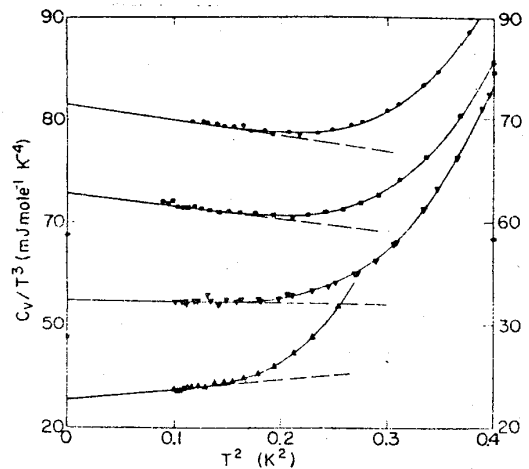
第6図<sup>5)</sup>

生嶋 明

$$k_B T \ll u_1 Q_c \text{ なら } \alpha = A \omega T^4$$

$$k_B T \gg u_1 Q_c \text{ なら } \alpha = \frac{A}{3} \left( \frac{u_1 Q_c}{k_B} \right)^3 \omega T$$

であるとするものである。これは  $Q < Q_c$  の phonon は 3-phonon 過程に与かることができるのに対して  $Q > Q_c$  ではそうではないことを考えに入れたものである。なお、 $k_B T \gg u_1 Q_c$  で  $\alpha_1$  の実験値が急激に立上っているのは、 $Q > Q_c$  の phonon の幅を考えれば説明できるとされている。しかし、この計算で Jäckle らが用いている  $r$  の値は Phillips らの比熱の実験値 (第7図)<sup>6)</sup> から求めた  $r$  (この解析法にも疑念のないこともないが) とは明らかに矛盾しており、この辺を救う考え方もその後いくつか出されてはいるが、現状はやはりかなり混乱しているように見える。ここはやはり直接的な実験で  $r$  を出すことが先決であろう。



第7図<sup>6)</sup>

なお、Raman 散乱の実験が roton 間相互作用に対して極めて有効であることはよく知られている。<sup>7)</sup> 現状は少なくとも発表された形では Greytak らの実験から一步も進んでいないが、実験技術の上からは、100 mK 程度までの低温度での実験が行えるようにすること、及び高圧下での実験を行うことが有効であると思われる。He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> 系での測定も非常に興味深い。

最後に、第4音波で roton のパラメーターを定めた実験<sup>8)</sup>を紹介しよう。第4音波の音速は、低周波領域で、

$$u_4^2 = \frac{\rho_s}{\rho} u_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho} u_2^2 \left( 1 - \frac{2u_1^2 \beta}{rS} \right), \text{ 但し } r \equiv \frac{C_P}{C_V}$$

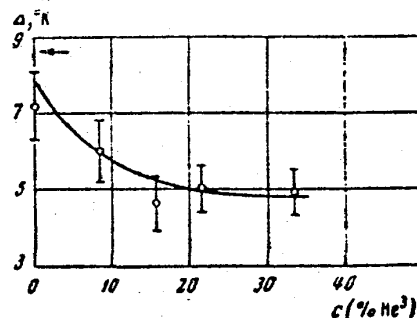
$$\beta \equiv \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

と与えられ、これを変形すれば、

$$\frac{\rho_s}{\rho} = \left( \frac{u_4}{u_1} \right)^2 - \delta$$

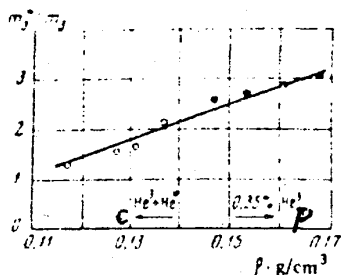
で、 $\delta$  は小さな数である。これで求めた  $\Delta(x_3)$  を第8図に示す。なお、ついでながら第9図に  $m_3^*/m$  の密度依存性を示す。異なる濃度での  $\text{He}^3$ - $\text{He}^4$  系での結果が密度で1つに整理できるのは興味深い。

液体ヘリウムの実験のレビュー (1)



Dependence of the value of the roton minimum on the  $\text{He}^3$  concentration;  $\delta_{\text{max}}$  — maximum experimental error.

第8図<sup>8)</sup>



Dependence of the effective mass of impurity excitations of  $\text{He}^3$  in solution on the density of the liquid.  $\circ$  — present research; the arrow indicates increase in the concentration of solutions;  $\bullet$  — data [26] for a solution with 0.35%  $\text{He}^3$ ; the arrow indicates increase in pressure. (at lower right,  $\rho$ ,  $\text{g}/\text{cm}^3$ )

第9図<sup>8)</sup>

### §3. 臨界現象

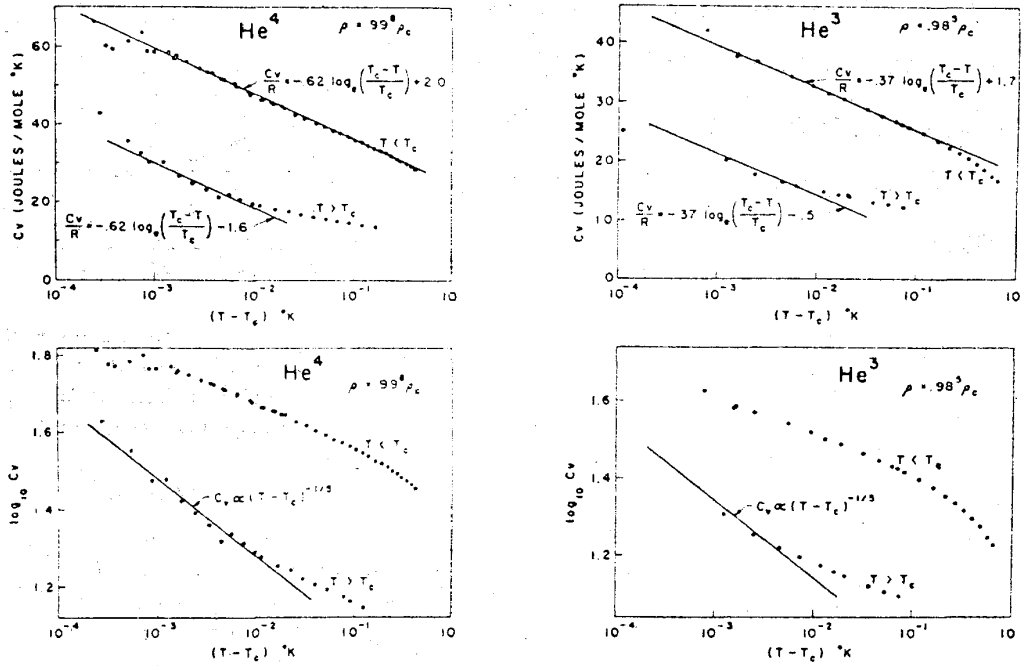
特に  $\text{He}$  の臨界現象で問題にすべきポイントは、

- (1) 量子効果が気相・液相転移でどうあらわれるか。
- (2)  $\lambda$  転移で、(i) 真に臨界揺動の本質を見るために何を測定するか (静的量, 動的量),  
(ii)  $\text{He}^3$  不純物の効果, (iii) 圧力の関数としての臨界指数の変化 (もし有れば) と  $\lambda$  転移の特殊性との関連。
- (3) Tricritical point 近傍の問題 (静的及び動的)。

であろう。

まず、気相液相転移を見ると、 $\text{He}^4$  では  $T < T_c$  で  $\alpha + \beta(\delta + 1)$  の値を測定誤差の上限までとっても 1.89 にしかならないことが甚だ奇妙で<sup>9)</sup>、これはやはり各臨界指数の測定精度が再検討されなければならないことを示している。第10図<sup>10)</sup>はその1例として比熱の data を示してあるが、これで見ると実験精度は未だしという感を免れない。 $\text{He}^3$  についてはこの事情はさらに悪く、実験家側の一層の努力が望まれるところである。なお、この点に関連して注意すべきことの一つは、 $T_c$  の絶対精度であろう。

$\lambda$  点では、有名な Fairbank らの比熱の測定の後 Ahlers が圧力下での測定を行っ



The specific heat of  $\text{He}^3$  and  $\text{He}^4$  at constant volume along nearly critical isochores [Moldover and Little (10)].

第 10 図<sup>10)</sup>

て、約 22 気圧で臨界指数の異常を認めている<sup>11)</sup>。これが事実かどうかはさらに固化の限界圧までの範囲で十分に検討すべきであろう。次に比熱と音速との間に Pippard の関係式

$$1/u_1^2 = \beta_T/V - T\alpha_P^2/C_P \simeq (C_0 - \alpha_0 \Lambda V_\lambda T_\lambda)/\Lambda^2 V_\lambda^2 T_\lambda - C_0/\Lambda^2 V_\lambda T_\lambda C_P$$

$$\alpha_P \equiv \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_P, \quad \beta_T \equiv \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

$$\Lambda \equiv \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_\lambda, \quad C_0 \text{ は定数}$$

が成り立つかどうかをチェックした実験の結果を第 11 図に示しておこう<sup>12)</sup>。もし、この Pippard の関係式が成り立てば、

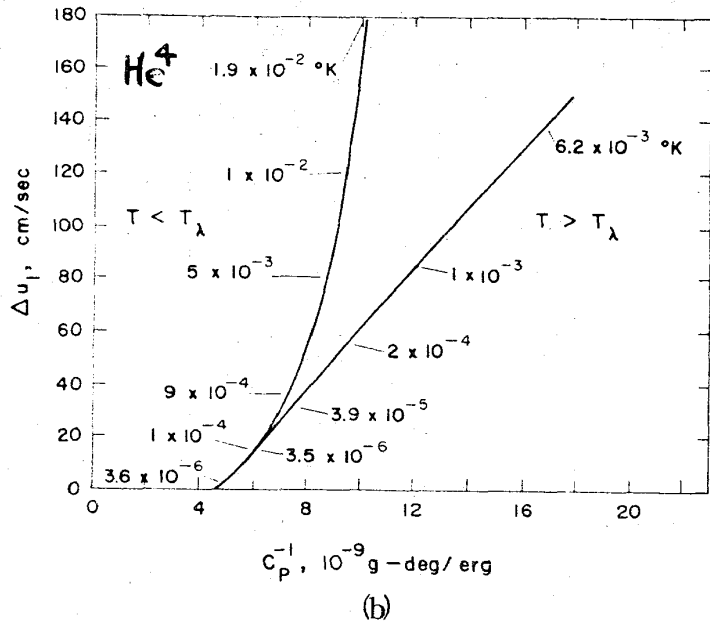
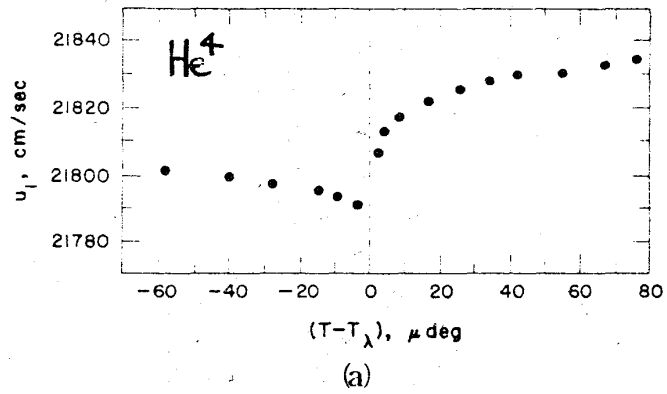
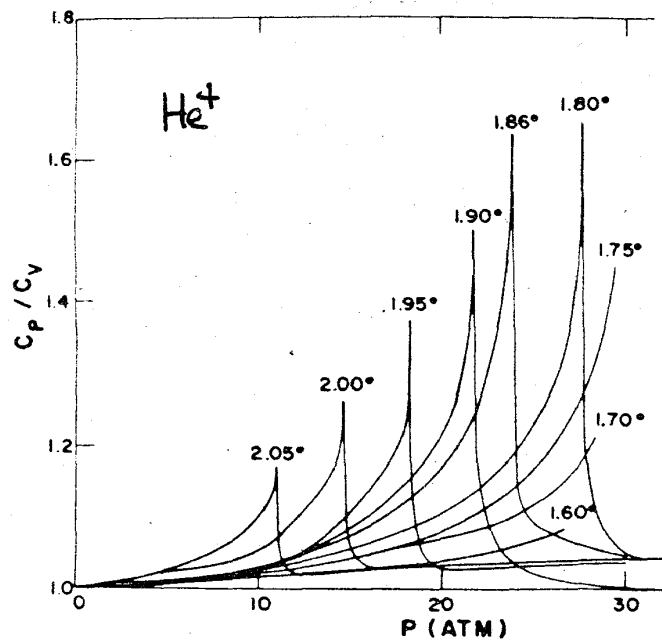
$$\Delta u_1 \equiv u_1 - u_1(\lambda) \propto \frac{1}{C_P}$$

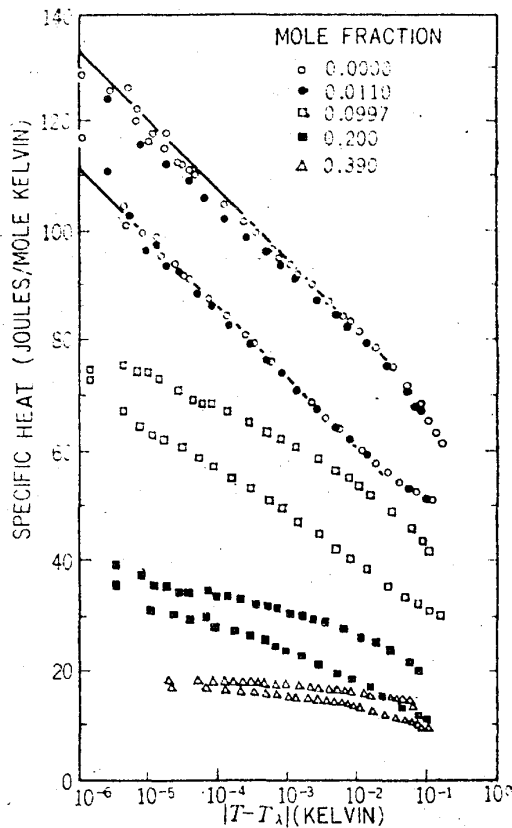
となる筈である。 $T < T_\lambda$  での振舞い (第 11 図 (b)) は、必ずしも満足していない。

比熱ではこの他圧力下での  $\text{He}^4$  の  $C_P/C_V$  の測定 (第 12 図)<sup>13)</sup> 及び  $\text{He}^3 - \text{He}^4$  の  $\lambda$  点

近傍での比熱の測定 (第13図)<sup>14)</sup> が興味深い。前者は、実験自体はまだ十分に信頼できるものではないようであるが、どういう圧力下で $\lambda$ 点を見れば $C_p$ あるいは等温圧縮率が見られるかを示している点で意味があると思われ、この点で光散乱の議論もある。後者は、混合系の $\lambda$ 転移に関する基礎的データを出した恐らく最初のもので、 $\text{He}^3$ が増すと比熱の発散が次第に大きな $\epsilon$ で止って行く様子がよくわかる。これは最近の川本、高木の理論的<sup>15)</sup> 取扱いと比較して見るとよいであろう。

$\lambda$ 点近傍での動的な物理量の測定としては、まず第1音波の吸収 $\alpha_1$ を挙げよう。この量はFerrellら<sup>16)</sup>の議論でも明らかなように、critical modesには関係の薄いものであるが、これまでに比較的多くの測定があって、臨界指数が求められて来た。しかし最近のRudnickのgroupでの測定結果 (第14図)<sup>17)</sup>を見ると、 $T_\lambda$ より下に $\alpha_1$ のピークが認められており、従来の結果はこのピークを $T_\lambda$ として解析していたという点でことごとく再検討せねばならない。なお、RudnickらのピークはPokrovskiiとKhalatnikov


 第11図<sup>12)</sup>

 第12図<sup>13)</sup>



He<sup>4</sup> および Mixtures の  $\lambda$  点近傍の比熱。  
 $x = 0.0000$  と  $x = 0.0110$  の data は  $40 \text{ J/mole}$   
 だけ上にずらせて書いてある。1組の data のう  
 ち大きな方の branch が  $T_\lambda$  より下の data.

F. Gasparini et al.)<sup>14)</sup>

第 13 図<sup>14)</sup>

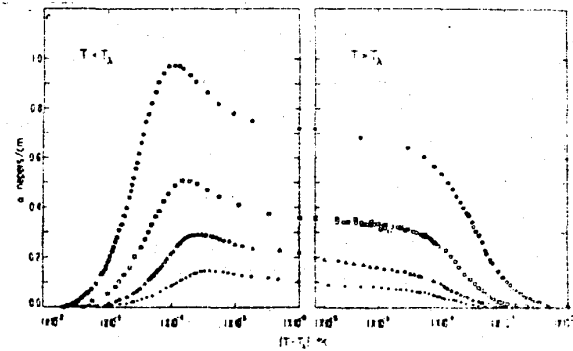


Fig. 1. Attenuation of first sound. Beginning with the lowest curve, the frequencies are 600 KHz, 1 MHz, 1.75 MHz, and 3.17 MHz.

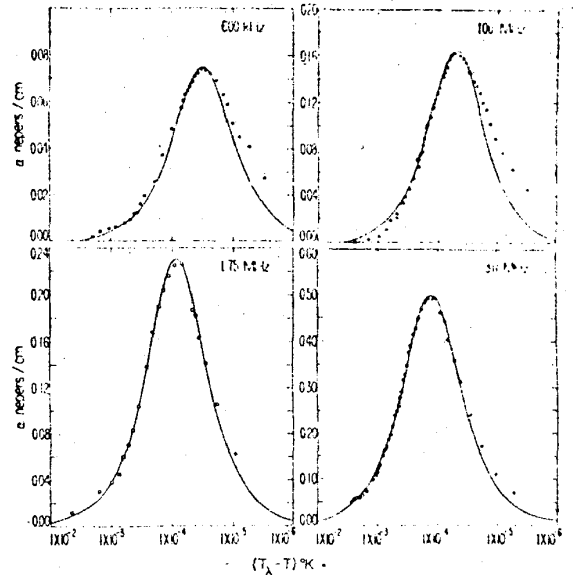
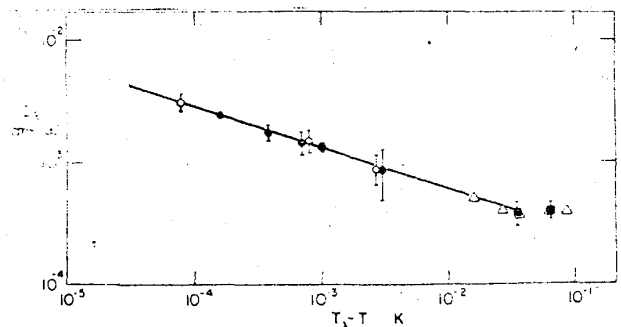


Fig. 2. The points were obtained by subtracting the attenuation in He I from that in He II at the same value of  $\epsilon = |T_\lambda - T|$  using the data of Fig. 1. The curves are plots of Eq. (2).

第 14 図<sup>17)</sup>

が緩和時間  $\tau \sim \xi/u_2$  ( $\xi$  は coherence の長さ,  $u_2$  は第 2 音速) で記述されるとしたものであることが  $\xi$  の実際の値から確認されるに至っている。

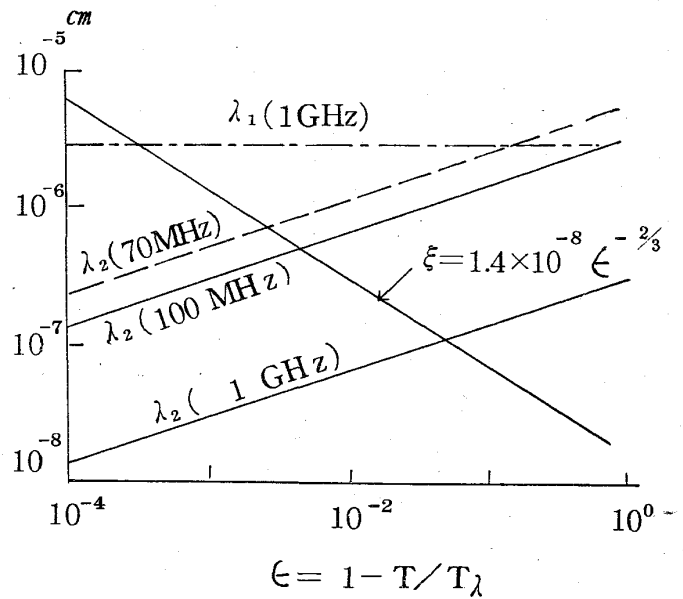
次に第 2 音波に触れたい。第 2 音波はこれが  $\lambda$  転移の臨界モードであるためにもっとも本質的な量である。現在までその速度  $u_2$  の測定がもっぱら低周波で行われて超流動密度  $\rho_s$  が求められているが、第 2 音波の吸収  $\alpha_2$  の測定は比較的古い論文が 1 つ有るだけである (第 15 図)<sup>18)</sup>。なるべく広い



第 15 図<sup>18)</sup>

周波数範囲での  $\alpha_2$  を測定することは非常に重要であろう。これに加えて充分高周波の第2音波によって critical regime で実現し (第16図),  $u_2$ ,  $\alpha_2$  を測定することは、極めて興味深いことのように思われる。ここではレーザーによるブリラン散乱の利用,あるいは少なくとも detector としての利用が1つのポイントとなる。これに関連してイタリアのグループによる 15 MHz までの実験結果を第17図<sup>19)</sup>で見ておきたい。まだ  $T_\lambda$  に充分近づいていないためにここでは格別な異常は見えない。第2音波の吸収に対比するものとして熱拡散率があるが, Archbald らの結果 (第18図)<sup>20)</sup>では測定セルの spacing によって何か size 効果が見られるという。この原因はまだわからない。

粘性係数もまた重要な量である。ただ残念なことにいままでの測定では回転粘度計, 水晶の振り振動粘度計などを用いているために, 測定子のサイズが大きく温度制御の精度がまだ充分ではない。第19図は最新のデータ<sup>21)</sup>であるが, 現状では  $T_\lambda$  で粘性係数の何次の微係数で不連続になるのかを議論することは甚だ



第16図

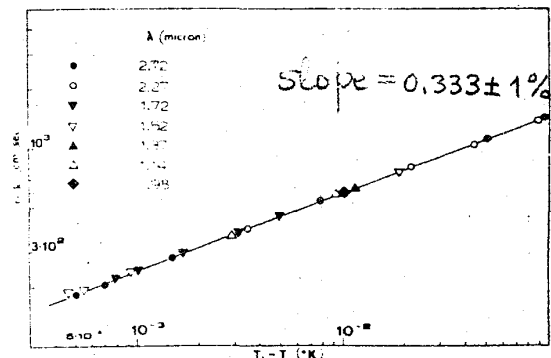
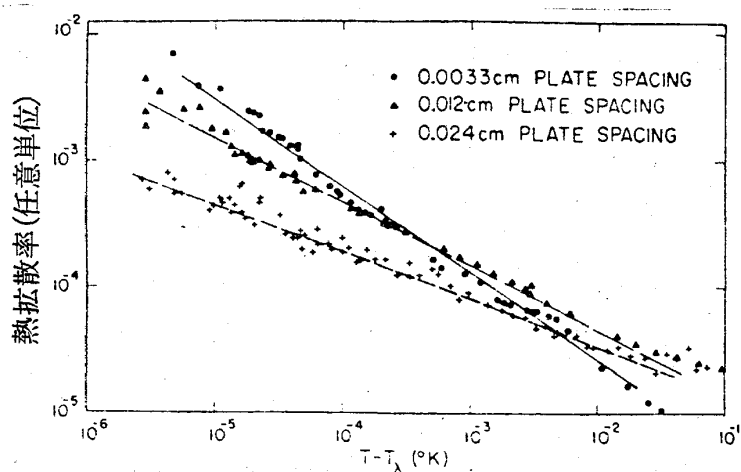
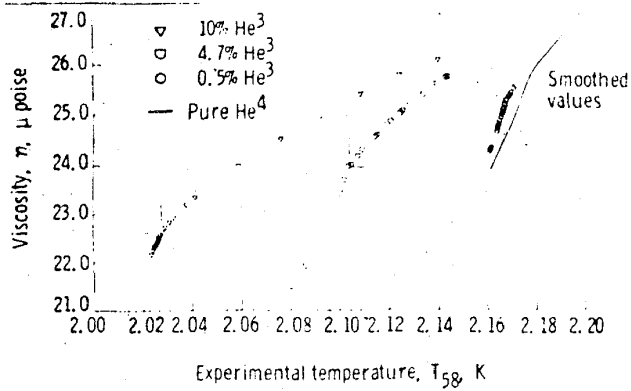


Fig. 3. Summary of the data for the second sound phase velocity.

 第17図<sup>19)</sup>

 第18図<sup>20)</sup>

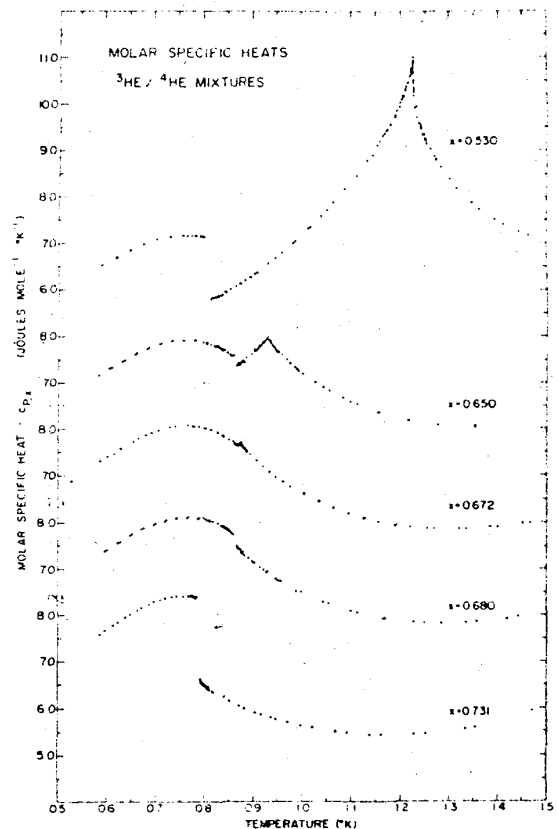


第 19 図<sup>21)</sup>

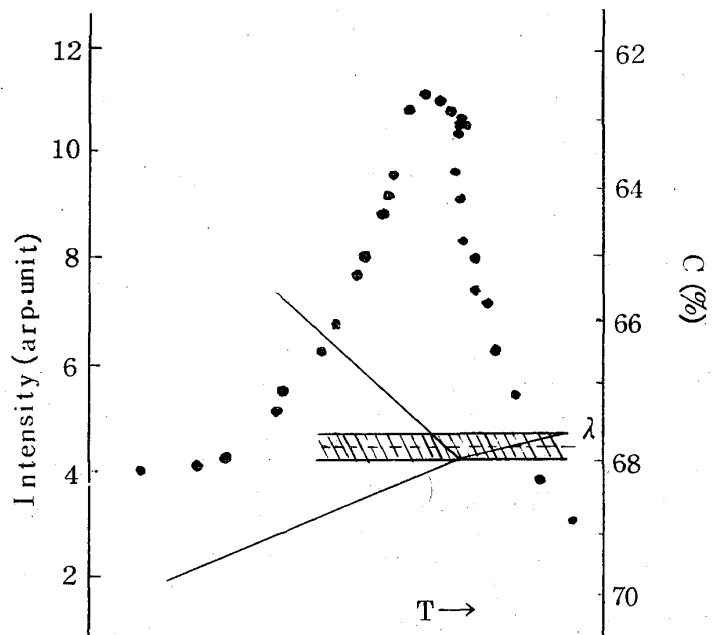
困難であると思われる。

最後に Tricritical point に簡単に触れたい(くわしくは高木伸氏のお話を御参照いただく)。この点は転移の次数の異なる  $\lambda$  線と相分散線が会合することで興味深い。現在まで比熱(第 20 図)<sup>22)</sup>ではじめいくつかの静的物理量が測定され、二液混合系との analogy

を用いて臨界指数が求められている。ただしその濃度は特に  $\text{He}^3$  濃度が独立変数となる場合には極めて悪く、今後の研究が待たれるところである。なお、必ずしも動的な測定ではないが濃度の揺ぎによるレーリー散乱の結果を見ておこう。(第 21 図)<sup>23)</sup>。



第 20 図<sup>22)</sup>



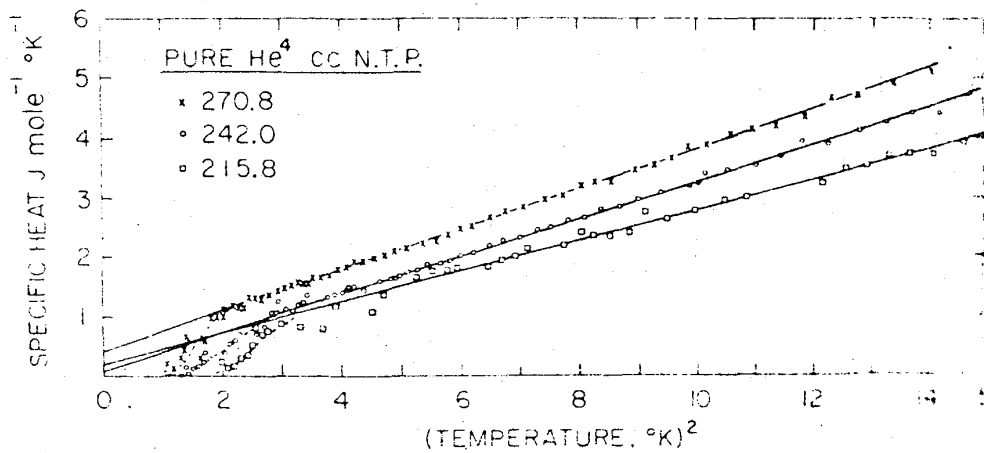
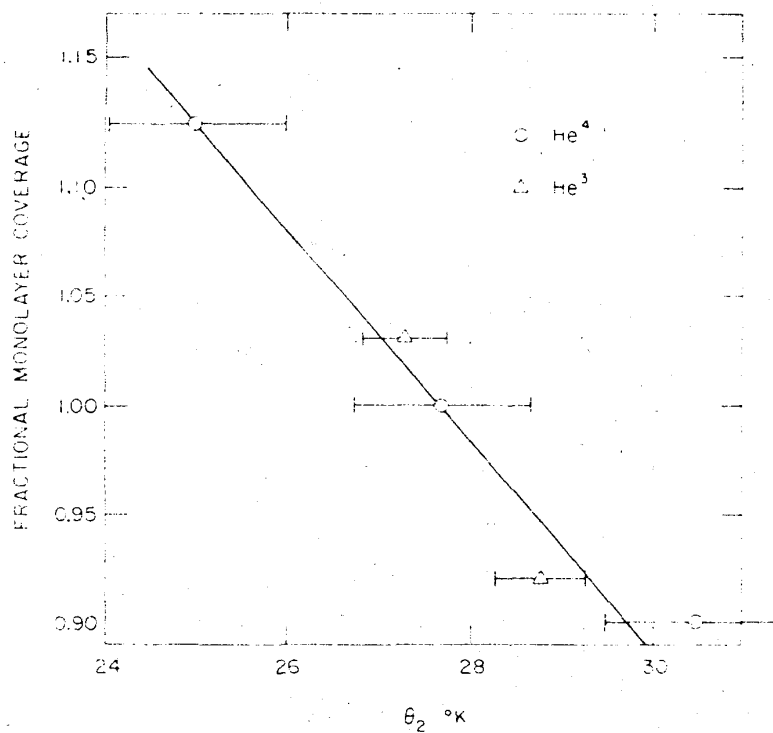
Rayleigh 散乱<sup>3)</sup>

第 21 図<sup>23)</sup>

## §4. Restricted-dimensional System

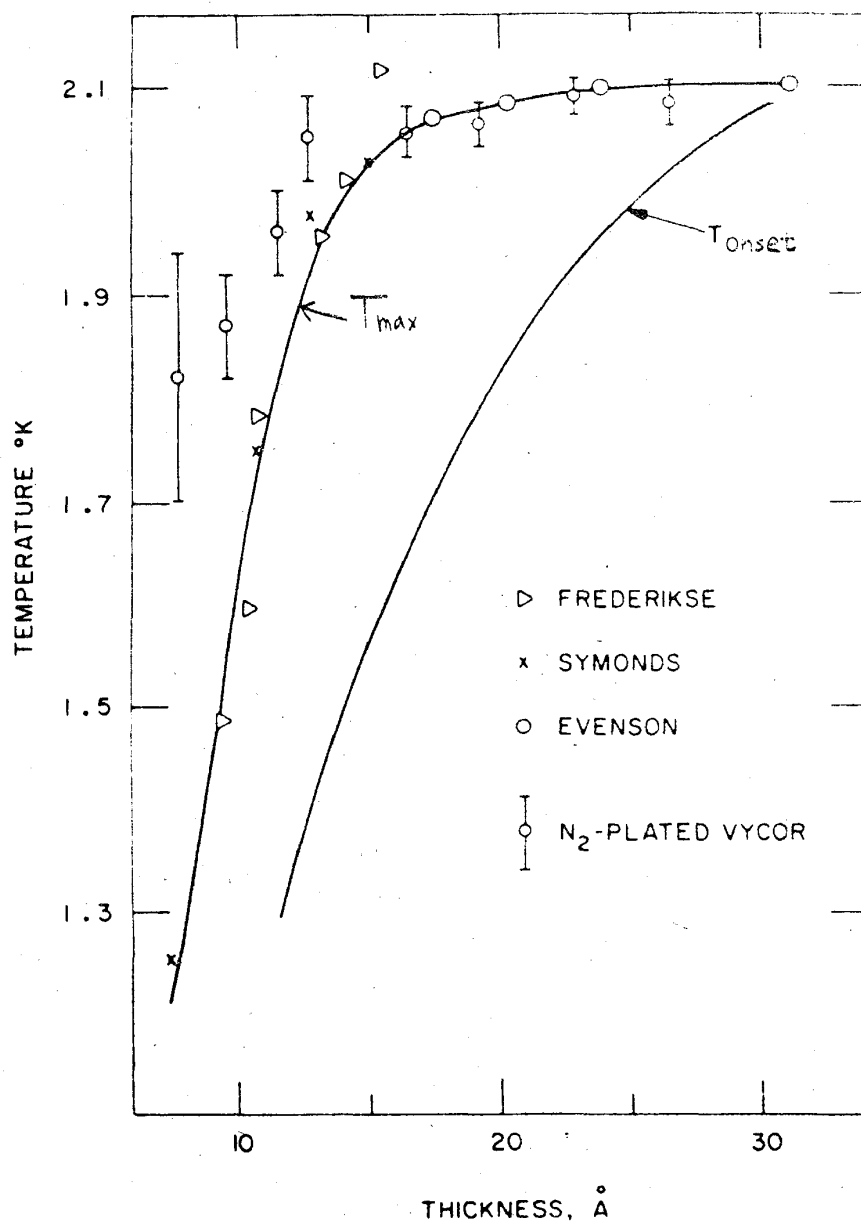
比較的最近、吸着 He 膜についての種々の測定が行われるようになった。この研究のポイントは、超流動の onset に関する問題、二次元系での励起の問題、磁氣的性質 ( $\text{He}^3$ ,  $\text{He}^3\text{-He}^4$ ) など、なお実際には基板との境界部分での He の状態をきちんとおさえないとかなり厄介な問題を含んでいる。

実験では比熱、帯磁率、第 3 音波の音速などがこれまでに測られている。まず第 22 図<sup>24)</sup> は比熱で、 $C \propto T^2$  の振舞いが見られる。この結果及び  $\text{He}^3$  での同様な結果とを第 23 図にまとめてあるが、問題点は、(1) 二次元系として求めたデバイ温度が  $\text{He}^3$  と  $\text{He}^4$

第 22 図<sup>24)</sup>第 23 図<sup>24)</sup>

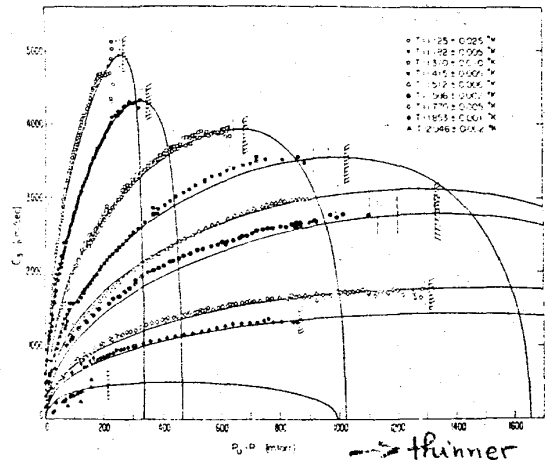
生嶋 明

とで同じであること, (2) デバイ温度が coverage と共に減少すること (すなわち Gruneisen 定数  $< 0$  ), (3) 温度に依存しない部分があること, である。この最後の点は表面原子の "skating" という考え方が出されている。これより若干厚い膜で熱を温度の関数として測定し, その極大を与える温度 (ニラムダ点) と超流動 onset の温度とを第 24 図に plot してある。  $T_{\max}$  と  $T_{\text{onset}}$  との間は超流動ではないが correlated phase である領域で, この原因が表面の特殊な励起であるとする考え方その他が出されている。なお,  $T_{\text{onset}}$  で比熱には全く何の異常も出ないようで, 若干気になることである。



第 24 図<sup>24)</sup>

帯磁率の測定については省略して、最後に第3音波の速度について触れたい。その測定結果は第25図<sup>25)</sup>ようになる。ポイントは(1) Gingburg-Pitaevskii 理論による計算(図中の曲線)に合わせるためには、基板に接している第1層を固体と考えること、healing length  $\ell$  とを考慮することが必要であること、(2) 第3音波が検出できない膜厚が温度の関数としてあり、これが超流動の onset point に対応していることである。第3音波の吸収の測定はほとんどない。

第25図<sup>25)</sup>

## 参 考 文 献

- 1) R. A. Cowley et al., Canad. J. Phys. **49**, 177 ('71)
- 2) O. W. Dietrich et al., Phys. Rev. ('72)
- 3) R. J. Donnelly, Phys. Letters **39A**, 221 ('72)
- 3) B. M. Abraham et al., Phys. Rev. **181**, 347 ('69)
- 同, "Physical Acoustics" Vol. VI.
- 4) P. R. Roach et al., Phys. Rev. (A) **5**, 2205 ('72)
- 5) J. Jackle et al., Phys. Rev. Letters **27**, 654 ('71)
- 6) N. E. Phillips et al., 同上 **25**, 1260 ('70)
- 7) T. J. Greytak, 作並の Summer School ('70)
- 8) N. E. Dyumin et al., Soviet Phys. JETP **29**, 406 ('69)
- 9) P. R. Roach et al., Phys. Rev. Letters **17**, 1083 ('66)
- 10) M. R. Moldover et al., 同上 **15**, 54 ('65)
- 11) G. Ahlers, Proc. of LT12 ('70)
- 12) M. B. Barmatz et al., Phys. Rev. **170**, 224 ('68)
- 13) E. R. Grilly, Phys. Rev. **149**, 97 ('66)
- 14) F. Gasparini et al., Phys. Rev. Letters **23**, 749 ('69)
- 15) 私信
- 16) Ferrell et al., Annals of Physics **47**, 565 ('68)

生嶋 明

- 17) R. D. Williams et al., Phys. Rev. Letters 25, 276 ('70)
- 18) J. A. Tyson, Phys. Rev. Letters 21, 1235 ('68)
- 19) T. A. Aluesalo et al., LT12 ('70)
- 20) M. Archbald et al., Phys. Rev. Letters 21, 1156 ('68)
- 21) R. W. H. Webeler et al., Phys. Rev. (A) 5, 1820 ('72)
- 22) T. A. Aluesalo et al., LT12
- 23) D. Randolph et al., Int. Conf. on Scattering of Light by Fluids  
(Paris, '72)
- 24) D. F. Brewer, J. Low Temp. Phys. 3, 205 ('70)
- 25) I. Rudnick, LT12 ('70)

液体 He の実験 (Review) (1)

生嶋 氏 (東大物性研)

◎ 素励起に関する質疑応答

(生嶋氏) 第一音波の吸収係数  $\alpha_1$  の圧力・温度依存性に関する Jäckle et al. の理論 ('71) は,  $r < 0$  ( $\epsilon_p = CP \cdot (1 - rP^2)$ ) が, その基礎になっているが, 比熱の実験 (Phillips et al. ('70)) (低圧側で  $r < 0$ , 高圧になると  $r > 0$ ) とは相入れないように思う。

(鈴木氏) 両者の実験とも,  $r$  の符号の変わる前後の圧力下でのデータがないから, これらの結果だけからは, 必ずしも, 矛盾していると言えない。

(生嶋氏) やはり, 音速の波数依存性を測定するのが, 最も直接的であろう。

◎ 臨界現象に関する質疑応答

(生嶋氏) He II ( $T < T_\lambda$ ) 相で,  $T_\lambda$  に近づくと, むしろ, Pippard Relation ( $\Delta u_1 \propto 1/C_p$ ) からづれるのだが?

(高木氏) Pippard Relation は,  $T_\lambda$  近傍での singular part についての関係式の筈で, むしろ,  $C_p$  の発散がより強い側 ( $T < T_\lambda$ ) で成立しないのは不思議に思える。