ねじれ振子による液体 ^4He の粘性率測定

藤井 佳子, 小川 智之, 竹迫 憲浩*, 重松 利信
中村 改樹, 山口 稔, 信貴豊一郎

岡山理科大学理学部 岡山市理大町 1-1

* 現: 三菱電機㈱

(1992 年 11 月 24 日受理)

Viscosity Measurements on Liquid ^4He by Means of a Torsional Oscillator

Yoshiko FUJII, Tomoyuki OGAWA, Norihiro TAKESAKO,*
Toshinobu SHIGEMATSU, Masaki NAKAMURA,
Minoru YAMAGUCHI and Toyoichiro SHIGI

Okayama University of Science, 1-1, Ridai-cho, Okayama 700

* Present address: Mitsubishi Electric Corporation

(Received November 24, 1992)

Synopsis :

The viscosity of liquid ^4He has been measured by means of a high- Q torsional oscillator at temperatures between 1.5 K and 2.7 K under saturated vapor pressure. The viscosity data derived from the resonant frequency difference between the empty cell and the cell filled with liquid ^4He show satisfactory agreement with the results obtained by Welber. When the velocity of cell-wall exceeded the critical velocity below the superfluid transition temperature, the decrease of the resonant frequency caused by the growth of the quantized-vortex was observed. In the case of a cell with rough wall, the critical velocity was low compared with a cell with smooth wall. The rate of the growth of vortex line length also depends on the wall roughness.

Keywords : viscosity measurement, liquid ^4He , torsional oscillator, superfluid transition temperature

1. はじめに

液体 ^4He の粘性率の測定は、これまでに数多くなされてきた。測定方法も多岐にわたり、①細管中の流量測定より求める方法^{1~4)}、②振動板の減衰率を測定する方法^{5~10)}、③ワイヤーを振動させ、その減衰率を測定する方法¹¹⁾、④同心円筒を用い、回転する外側円筒によって引きずられる内側円筒の振れの角度を測定する方法^{12,13)}、⑤ピエゾ効果により円柱をねじれ振動させ、その減衰率を測定する方法^{14,15)}等が用いられた。これらの測定により、特に超流動転移温度 (T_λ) 以下における roton および phonon 間の相互作用についての知見が得られ、1.0 K から 1.9 K の間では、Khalatnikov¹⁶⁾ が Boltzmann の輸送方程式に基づい

て計算した値とかなりよい一致を示している。

ところで、 T_λ 以下において超流体と壁（または常流体）との相対速度がある値以上に達すると渦糸が発生し、このため、常流体による粘性に渦粘性が付加される^{2,17,18)}。Schwartz¹⁹⁾ は渦糸の運動について、実験結果をかなりよく説明しうる理論をたてたが、渦糸はいかにして発生するか、また、渦粘性をもたらすものは何かという問題については未だ定説がない。

我々は、高い Q 値をもつねじれ振子を製作し、1.5 K から 2.7 K の温度領域で、振子の最大振れ角すなわち振子の壁の速度を変えながら、液体 ^4He の粘性率を測定した。その結果、 T_λ 以下では振子の壁の速度がある臨界値を超えたとき、渦糸の発生に伴う振子の固有振動数の付加的变化を観測した。この種のねじれ

振子は、Cornell 大学の Reppy グループによって開発されたものであり^{20,21)}、ねじれの部分に糸状物質を使用する Andronikashvili 型⁶⁾に対し、中空の剛体棒を使用することにより固有振動数が大きくなり Q 値を上げることができるのが特長である。

2. 実験装置

2.1 防振 ^4He クライオスタット

ねじれ振子に外部からの振動が伝わらないように、次のような防振対策を施したクライオスタットを製作した。

- ①支持台からの振動を抑えるためにコイルばね（ばね定数 25 kg/cm ）を4個用いてトップフランジを支持台より浮かせてある。トップフランジは十分な質量を持つよう鋼板を重ねておもりとした。
- ②配管を伝わってくる振動を抑えるために、クライオスタットのすぐ上にベローズを設けた。上下に二つのベローズがあるので、振動はこの部分で吸収されクライオスタットに伝わらない仕組みになっている。
- ③ヘリウム槽を排気するメカニカルブースターポンプおよびキニーポンプは室外に設置した。

2.2 測定セル

ねじれ振子による粘性測定セルの構造を Fig. 1 に示す。全体は、黄銅ブロック、decoupler, torsion ロッド、サンプルセル、バイアス電極、ドライブ電極、ディテクト電極よりなりたっている。

黄銅ブロックは振子のねじれ運動の支点となる重要なものである。振子のねじれ軸に対する黄銅ブロックの慣性能率は $4,050 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ であり、振子の慣性能率 $3 \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ と比べて3桁以上大きいので、ねじれの支点として十分な大きさであった。

ねじれ振子の感度を上げるためには、外部からの振動が振子に伝わるのを極力抑える必要がある。そこでステンレス製の直径 0.02 cm のワイヤー3本で作った decoupler の下に黄銅ブロックを吊り下げ、振子を機械的に孤立させた。水平方向の振動に対しても効果があるように、ワイヤーは45度の角度に張った。

Torsion ロッドは振子の Q 値を決める重要な部分である。 Q 値を上げるには、剛性率の大きい材料を使う必要がある。そこで Be-Cu を用い、旋盤加工後、 325°C 、3時間の熱硬化処理を行った。ロッドは長さ 0.8 cm 、外径 0.2 cm 、内径 0.1 cm に加工した。この 0.1 cm の穴は、液体 ^4He をセルに導入するラインで

Torsional Oscillator

Fig. 1 Schematic view of the torsional oscillator.

ある。

液体 ^4He の満たされるサンプルセルは、内径 1.6 cm 、高さ 1.6 cm であり、エポキシ樹脂スタイキャスト 1266 で製作（肉厚 0.15 cm ）したものと、黄銅で製作（肉厚 0.03 cm ）したものを使用した。空のセルの慣性能率に対する、液が壁にひきずられることによる慣性能率の増加分の比率を大きくするために、サンプルセルはできるだけ軽くした。

バイアス電極は黄銅製で、サンプルセルの下部に絶縁用カプトン膜を挟んで、エポキシ樹脂スタイキャスト 2850 FT で貼りつけた。ドライブおよびディテクト電極は、バイアス電極との間隔を狭く保って、黄銅ブロックにビスで固定し、組立後間隔を測定した。電極間隔は $50\sim 80 \mu\text{m}$ であった。

2.3 測定電気回路

ねじれ振子は、ドライブ電極に加えられた矩形波電圧によって振子を駆動させ、その固有振動数をディテクト電極に現れた正弦波信号から知るものである。振子を固有振動数でかつ、ある一定振幅のドライブ電圧で駆動させるために、Fig. 2 のような帰還回路を構成した。

Fig.2 Schematic diagram of the electrical circuit of torsional oscillator. The feedback circuit allowed the torsional oscillator to self-resonate.

コンデンサーを形成している電極間に働く力は、 $F=CV^2/(2d)$ (C : コンデンサーの容量, V : 電極間の電圧, d : 電極間隔) で表される。ドライブ電極に加えられる矩形波電圧は 1 V 程度であるので、200 V のバイアス電圧をかけることにより、電極間に働く力を大きくすると同時に、ドライブ電圧の変化に対する力の变化を一次比例で近似することができる。

Pre amp. には、NF 社の電流入力型 (Model LI-76) を使用し、 $10^4 \sim 10^6$ の増幅を行った。Lock-in amp. (EG&G 社, Model 124 A) はバンドパスフィルターとして使用している。

振子の振動モードのうちねじれ振動を励起するためには、入力信号と出力信号の位相差を $\pi/2$ に保つ必要がある。そこで、信号の位相を任意に変化させることのできる位相調整回路を自作した。

Zero cross detector は、一定の電圧をドライブ電極に印加するためのものである。位相調整回路から出力された任意の大きさの正弦波は、zero cross detector を経て、一定の大きさで、正弦波と同じ周波数をもつ矩形波に変換される。振子を安定駆動させるには、矩形波の正出力と負出力の大きさと時間間隔が、かなり正確に等しい必要がある。

2.4 温度測定

校正済みの Ge 温度計 (Scientific Instruments 社, Model 4 SHe 3 B 1) により、カーボン抵抗温度計 (Allen-Bradley, 1/8 W, 51 Ω より成形) を校正し、これでサンプルセルの温度を測定した。カーボン抵抗温

度計は、サンプルセルの液体 ^4He に浸されている。抵抗測定には交流ブリッジ (RVE 社, Model AVS-46) を使い、 10^{-10} W 以下の電力で測定した。

3. 測定原理

ねじれ振子の運動方程式は次のように記述される。

$$I_0 \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\mu\theta - \beta_n \frac{d\theta}{dt} - T_4 - T_r + T_{ex} \quad (1)$$

ここで、 I_0 は空のセルの慣性性能率、 θ はねじれ角、 μ はねじれの定数、 $\beta_n d\theta/dt$ はねじれ振子自体に起因する減衰項、 T_4 は液体 ^4He の粘性により振子に及ぼすトルク、 T_r はセルの壁の突起が振動に伴い ^4He を押しのけることにより振子に及ぼすトルク、 T_{ex} はドライブ電極の交流電場によるトルクで、この項により振子は固有振動数で強制振動を行う。

振子の振幅が大きくなると右辺第 2 項が効いてくるが、実際の測定においては、この項が無視できる程度の振幅で測定を行った。今、セルが空で、 $\beta_n \approx 0$ とすると、固有角振動数 ω_0 は、

$$\omega_0 = \left(\frac{\mu}{I_0} \right)^{1/2} \quad (2)$$

ただし、

$$\mu = \frac{\pi}{32} (D_2^4 - D_1^4) \cdot \frac{G}{l}$$

D_1 : Rod の内径、 D_2 : Rod の外径、 l : Rod の長さ、 G : 剛性率である。

次に、セルに液体 ^4He を満たして振子をねじれ振

動させるとき、液の粘性によって振子に加わるトルク T_4 について考える。粘性流体中で振動している面の単位面積あたりに働く摩擦力は、ナヴィエ・ストークスの方程式を境界条件のもとに解き、壁での流体の速度勾配に粘性率 η を乗じて求められる。 z 軸のまわりに小さな振幅の回転振動 $\theta = \theta_0 \cos \omega t$ ($\theta_0 \ll 1$) を行っている面の上側の流体の角速度 $\Omega(z, t)$ は²²⁾,

$$\Omega = -\omega \theta_0 e^{-z/\delta} \sin\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \quad (3)$$

$$\delta = \left(\frac{2\eta}{\omega\rho}\right)^{1/2}$$

ここで ρ は粘性流体の密度であるが、超流動状態では、常流体の密度 ρ_n となる。 δ は、振幅が $1/e$ に減少する距離を示し、粘性侵入の深さと呼ばれる。約 1 kHz で振動させるとき、液体 ^4He の δ は、数ミクロンのオーダーである。したがって我々の円筒セルの内径 ($2R$) や高さ (h) は δ に比べ無限に大きいという近似のもとに T_4 の計算を行うことができ、次式のようになる。

$$\begin{aligned} T_4 &= \omega \theta_0 \pi (\omega \eta \rho)^{1/2} (R^4 + 2R^3 h) \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \\ &= \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{2}} (\omega \eta \rho)^{1/2} (R^4 + 2R^3 h) \right\} (-\omega \theta_0 \sin \omega t) \\ &\quad + \left\{ \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{1}{\omega} (\omega \eta \rho)^{1/2} (R^4 + 2R^3 h) \right\} (-\omega^2 \theta_0 \cos \omega t) \\ &\equiv \beta_1 \dot{\theta} + \beta_2 \ddot{\theta} \end{aligned}$$

セルの壁が滑らかでなく、粘性侵入深さ程度の凹凸がある場合には、 T_r の項を考慮しなければならない。黄銅製セルの内壁は、旋盤加工したままの状態であるので、 δ と同程度かそれ以上の凹凸があると考えられる。一方スタイキャスト製セルでは、旋盤加工後、内壁に液体状のスタイキャストを上塗りし、滑らかな表面とした。今、液体中で前後に速度 u で振動している半径 r の球を考えると、この球に働く抗力は振動数が大きい場合、

$$F = 3\pi r^2 (2\eta \rho \omega)^{1/2} u + \frac{2}{3} \pi \rho r^3 \frac{du}{dt} \quad (5)$$

となる²²⁾。このことより、 T_r は角速度に比例する項と角加速度に比値する項の和として表されることがわかる。

$$T_r = \beta_1' \dot{\theta} + \beta_2' \ddot{\theta} \quad (6)$$

β_1' , β_2' は凹凸の大きさや数に依る係数であり、このうち β_2' は(5)式でわかるように液体全体の密度に比

例し粘性率には依らない。

(4), (6) 式を (1) 式に代入し、 $\beta_n \approx 0$, $T_{\text{ex}} = T_0 \cos \omega t$ として整理すると、

$$\begin{aligned} \ddot{\theta} + \frac{\beta_1 + \beta_1'}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} \dot{\theta} + \frac{\mu}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} \theta \\ = \frac{T_0}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} \cos \omega t \end{aligned} \quad (7)$$

よって固有角振動数 ω は、

$$\begin{aligned} \omega &= \left\{ \frac{\mu}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} - \frac{1}{4} \left(\frac{\beta_1 + \beta_1'}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} \right)^2 \right\}^{1/2} \\ &\simeq \left(\frac{\mu}{I_0 + \beta_2 + \beta_2'} \right)^{1/2} \simeq \left(\frac{\mu}{I_0} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\beta_2}{2I_0} - \frac{\beta_2'}{2I_0} \right) \\ &= \omega_0 \left(1 - \frac{\beta_2}{2I_0} - \frac{\beta_2'}{2I_0} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

セルが空のときの固有振動数を f_0 とし、液体 ^4He をセルに満たしたとき固有振動数が Δf だけ減少したとすると、

$$\begin{aligned} \Delta f &= \frac{1}{2} \frac{\beta_2}{I_0} f_0 + \frac{1}{2} \frac{\beta_2'}{I_0} f_0 \\ &= \frac{1}{2} (\pi f_0 \rho \eta)^{1/2} R^3 \left(h + \frac{R}{2} \right) \frac{1}{I_0} + \frac{1}{2} \frac{\beta_2'}{I_0} f_0 \end{aligned} \quad (9)$$

(9) 式の第 1 項の R , h , I_0 を含む係数はあらかじめ正確に計算することはできないので、その不確定要素を考え k 倍する。また $T \leq 2.5 \text{ K}$ では、液体 ^4He の密度の温度変化は 0.7 % 以下であるので第 2 項は温度に依らない一定値 C と置いてよい。したがって (9) 式は、

$$\Delta f = \frac{k}{2} (\pi f_0 \rho \eta)^{1/2} R^3 \left(h + \frac{R}{2} \right) \frac{1}{I_0} + C \quad (9)'$$

と書くことができる。これが、 η を求める式である。

次にセルの壁の速度を求める方法について考える。ディテクト電極側に流れる電流 i は、真空中の誘電率を ϵ_0 、ディテクト電極の面積を S_2 、バイアス・ディテクト電極間の平均距離を d_2 、ディテクト電極の中心における振幅を d' とすると $d' \ll d_2$ の場合、

$$i = -\frac{\epsilon_0 S_2}{d_2^2} V \omega d' \cos \omega t$$

よって、セルの壁の振幅 D' は、セルの中心からディテクト電極の中心までの距離を r_0 、 i の peak to peak 値を $2i_0$ とすると、

$$D' = \frac{R}{r_0} \frac{d_2^2}{\epsilon_0 S_2 V} \frac{i_0}{2\pi f} \quad (11)$$

これより、セルの壁の平均速度 $\bar{v}$ は次式で与えられる。

Fig.3 Temperature dependence of the resonant frequencies of the StyCAST cell filled with liquid ^4He for several drive voltages peak-to-peak). The high drive voltage corresponds to the high average velocity of the cell-wall.

Fig.4 Temperature dependence of the resonant frequency difference (Δf) between the empty cell and the cell filled with liquid ^4He . The average wall-velocity was calculated by Eq. (12). This shows the results of the StyCAST cell.

$$\bar{v} = 4D'f = \frac{2R}{\pi r_0} \frac{d_s^2}{\varepsilon_0 S_2 V} i_0 \quad (12)$$

常流体はセルの壁にひきずられて動くので、 $\bar{v}$ はすなわち壁の近くの常流体と超流体との相対速度を表している。

4. 測定結果と解析

まずセルが空の状態では固有振動数 f の温度変化を測定した。温度降下につれ f はわずかに上昇し、2.7 K から 1.5 K における変化は 1×10^{-8} Hz であった。空の状態での Q 値は、スタイキャスト製セルの場合 2×10^5 、黄銅製セルの場合 9.5×10^5 であった。次にセル

Fig.5 Model of the vortex line distribution in a oscillating cell. (a) Vortex lines are tangled within the penetration depth. (b) Part of the vortex lines generated within the penetration depth diffuse to the inner place of a cell. The ends of the vortex lines are pinned at the top and the bottom of a cell.

に液体 ^4He を一杯に満たし、飽和蒸気圧下において、固有振動数を測定した。ドライブ電圧を変えることにより、セルの壁の平均速度を変えて測定したところ、Fig.3 に示すようになった。 T_λ 以上では、ドライブ電圧による f の差はなかったが、 T_λ 以下では、大きな差異が現れた。Fig.3 はスタイクキャスト製セルの結果を示す。測定は温度降下の方と上昇の方で行い一致することを確認した。周波数の精度は 3×10^{-4} Hz であった。セルが空のときと液体 ^4He が入ったときとの f の差 Δf の温度変化を、セルの壁の平均速度 $\bar{v}$ をパラメーターとして Fig.4 に示す。ここで $\bar{v}$ はディテクト電極に流れる電流を測定し、(12) 式から求めた。 Δf は、液体ヘリウムによって壁が受けるトルクに比例して大きくなる。 T_λ 以下で Δf が $\bar{v}$ の大きさに依存しているのは次の機構によるものと考えられる。 $\bar{v}$ が増すとそれにつれ壁および壁にひきずられる常流体と、ひきずられない超流体の間の相対速度が大きくなり、ある臨界値を超えたところで渦糸が発生し、この渦糸により壁が余分なトルクを受ける。Fig.4 において $\bar{v}$ が 0.2 cm/s と 0.4 cm/s の場合 T_λ 以下でも差異は見られず、この速度までは渦糸が発生してなくて、常流体の粘性のみが存在すると考えられる。そこで、(9)' 式において Welber¹⁵⁾ が測定した 1.8 K と 2.5 K における常流体の粘性率 η_n (2.5 K では液の粘性率) をそれぞれ代入し、右辺の値が $\bar{v} = 0.2$ cm/s の場合の 1.8 K と 2.5 K のそれぞれの測定値 Δf と一致するように k および C を決めた。結果は $k=1.11$, $C=0.0016$ Hz となった。ここで ρ_n には

文献²³⁾の値を用いた。逆にこの k , C の値を用い 0.2 cm/s の場合の測定値 Δf より η を求めると、 $1.5 \text{ K} \leq T \leq 2.5$ では Welber の $\eta_n(\eta)$ の値と 2% 以内で一致した。このことより、 $\bar{v}$ が 0.4 cm/s 以下のとき、我々は常流体の粘性率を正しく測定していたことが確かめられた。

$T > 2.5 \text{ K}$ では ρ の温度変化が無視できなくなるので $C=C(T)$ として ρ の温度依存性を考え C を求めた。以上の解析より、小さい振幅でねじれ振子を振動させ、その固有振動数を測ることにより、液の粘性率 (T_λ 以下では常流体の粘性率) を導出できることがわかった。ただし、二つの温度において η の較正を行う必要がある。

次に、 T_λ 以下において $\bar{v}$ がある臨界値を超えたときに生ずる固有振動数の減少分について詳しく考察する。ねじれ振子における流体の動きについて考えると、常流体は壁の近くでは壁に引きずられて運動しており、粘性侵入深さの程度以上離れたところでは静止している。一方、超流体は壁に引きずられないので静止しており、壁のすぐ近くでは、壁および常流体と超流体との間の相対速度は、ほぼ壁の速度の大きさである。そして、壁から粘性侵入深さ程度以上離れたところでは、常流体と超流体との間の相対速度は零である。したがって、超流動ヘリウムの流れの中に生ずる渦糸は¹⁷⁻¹⁹⁾ $\bar{v}$ がある臨界値を超えたとき壁から粘性侵入深さ程度の幅の領域においてまず発生すると考えられる。そして $\bar{v}$ が増加するにつれ渦糸密度は増加するが、この渦糸がセルの中にどのように分布している

Fig. 6 $(\Delta f - \Delta f_0)$ versus average velocity of the StyCAST cell wall.
 Δf_0 : the resonant frequency difference in the case of $\bar{v}$ smaller than the critical velocity.

Fig. 7 $(\Delta f - \Delta f_0)$ versus average velocity of the brass cell wall.

のかは明らかではない。この分布の様子については、二つの場合が考えられるであろう。一つは Fig. 5(a) に示すように粘性侵入深さの領域に絡み合った渦糸が分布しているというモデルであり、他の一つは Fig. 5(b) に示すように、壁の近くで発生した渦糸が 1 本に連なりセルの中に侵入してセルの上下に渦糸の端があるというモデルである。渦糸は常流体および壁と相互作用をする結果、(a) の場合渦糸の存在は、粘性が付加されたようなトルクを振子に及ぼすとして取り扱うことができる。一方、(b) の場合はセルの上下にある程度ピン止めされた渦糸が、渦糸の張力によってセルの振動運

動を妨げるように振子にトルクを及ぼすとして取り扱うことができる。

今、 T_1 以下の測定値 Δf において、セルの壁の速度がある臨界値以下のときの Δf を Δf_0 と書くことにすると、 $(\Delta f - \Delta f_0)$ は渦糸が振子に及ぼすトルクに比例する量を示している。そこで $(\Delta f - \Delta f_0)$ が $\bar{v}$ の増加につれて増大していく様子を示すと Fig. 6 のようになる。これより $\bar{v}$ が約 0.5 cm/s 以上で渦糸が発生していることがわかる。黄銅製セルについての測定値を同様に解析した結果を Fig. 7 に示す。この場合、渦糸は約 0.2 cm/s で発生していることがわかる。渦糸が

発生するときの $\bar{v}$ を臨界速度 v_c と呼ぶことにすると、 v_c は黄銅製セルのほうが小さい。しかし、渦糸が振子に及ぼすトルクの大きさは、スタイキャスト製セルのほうが $\bar{v}$ の増加につれ急激に増加している。スタイキャスト製セルと黄銅製セルによる上記の違いは、壁の粗さの違いによると考えられる。同様な旋盤加工を行った別の黄銅製セルについて、Fig. 7 の結果が再現されることを確かめた。

渦糸についての研究はこれまでに、一方向に回転する円筒状セルや、細管中の熱カウター流および超流体流等において数多く行われているが²⁴⁾、1 kHz 程度の大きな振動数で振動運動するバルクな超流動ヘリウム中に生じた渦糸については、公表された結果がない。振動する系での渦糸の研究は、渦糸の相互作用や緩和時間を知る上で重要であるが、その解析は複雑であり、現段階では臨界速度の大きさや渦糸の分布の様子を理論的に予測することは困難である。我々の測定結果からいえることは次の2点である。

1) 壁が粗いほうが臨界速度は小さい。壁の粗さは速度場に影響を与え、また小さな突起は渦糸のピン止めセンターとなる。黄銅壁を顕微鏡で観測したところ数 μm の筋状の凹凸があった。スタイキャスト壁の粗さはサブミクロンであった。Schwarz は壁の粗さが渦糸の生成にどのような影響を与えるかを、細管中の流れの場合についてシミュレーション計算している²⁵⁾。それによると、渦糸の生成が超流体の速度場により引き起こされる場合は、壁が粗いほど生成は促進される。一方、常流体の速度場により渦糸の生成が引き起こされる場合は壁が粗いほど生成は抑制される。ねじれ振子のセルの場合、壁に対し動いているのは超流体であるので、超流体の速度場が渦糸の生成を引き起こしていると考えることができ、定性的には Schwarz の予測と合っている。しかし、振動する系について Schwarz の計算が適用できるかどうかは明らかではない。

2) 壁の平均速度の増加につれ渦糸が成長していく様子は、壁の粗さに依存している。スタイキャスト製セルでは $(4f - 4f_0)$ は $\bar{v}$ のほぼ 2.4 乗に比例し (Fig. 6)、黄銅製セルでは $(4f - 4f_0)$ は $\bar{v}$ のほぼ 1.2 乗に比例している (Fig. 7)。

臨界速度を決める要因は何であるか、また渦糸はどのように成長し、定常状態ではどのように分布しているのかを知るためには、今後、壁の粗さを体系的に変えたセルによる測定や、形の異なったセルによる測定が必要である。

5. ま と め

ねじれ振子を製作し、液体 ^4He の粘性率を、飽和蒸気圧下 1.5 K から 2.7 K の温度領域で測定した。セルの壁の速度が小さいとき、粘性率は Welber¹⁵⁾ の結果と 2% 以内で一致した。

セルの壁と超流体との間の相対速度が臨界速度を超えると、 T_λ 以下では渦糸が発生し、セルの壁は余分な力を受け固有振動数の減少が見られた。スタイキャスト製セルの臨界速度は 0.5 cm/s、黄銅製セルの臨界速度は 0.2 cm/s であり、壁の粗いほうが臨界速度が小さくなった。壁の速度が増加するにつれ、振子が渦糸より受けるトルクの大きさは増大するが、滑らかな壁をもつセルのほうが急激に増大した。

臨界速度を決める要因や、渦糸の分布を知るためには、今後、壁の粗さを体系的に変化させ、またセルの形も変えて測定することが必要である。

最後に、本論文をまとめるにあたり、有益なご助言をいただいた名古屋大学名誉教授の山田一雄先生に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) R. Bowers and K. Mendelssohn : Proc. R. Soc. A **204** (1950) 366
- 2) S.M. Bhagat and K. Mendelssohn : Cryogenics **2** (1961) 34
- 3) H. H. Tjerkstra : Physica **18** (1952) 853
- 4) K. N. Zinov'eva : Soviet Phys. JETP **7** (1958) 421
- 5) W. H. Keesom and G. E. Macwood : Physica **5** (1938) 737
- 6) E. L. Andronikashvili : J. Phys. U. S. S. R. **10** (1946) 201
- 7) A. De. Troyer, A. Van Itterbeek and G. J. Van Den Berg : Physica **17** (1951) 50
- 8) A. C. Hollis-Hallett : Proc. R. Soc. A **210** (1952) 404
- 9) J. G. Dash and R. D. Taylor : Phys. Rev. **105** (1957) 7
- 10) R. D. Taylor and J. G. Dash : Phys. Rev. **106** (1957) 398
- 11) Z. Sh. Nadirashvili and J. S. Tsakadze : J. Low Temp. Phys. **37** (1979) 169
- 12) W. J. Heikkila and A. C. Hollis Hallett : Can. J. Phys. **33** (1955) 420
- 13) A. D. B. Woods and A. C. Hollis Hallett : Can. J. Phys. **41** (1963) 596

- 14) K. M. Eisele and A. C. Hollis Hallett : Can. J. Phys. **36** (1958) 25
- 15) B. Welber : Phys. Rev. **119** (1960) 1816
- 16) I. M. Khalatnikov : Usp. fiz. Nauk. **59** (1956) 673
- 17) W. F. Vinen : *Progress in Low Temperature Physics Vol. 3*, North Holland, Amsterdam (1961) Chap. 1
- 18) J. H. Tough : *Progress in Low Temperature Physics Vol. 8*, North Holland, Amsterdam (1982) Chap. 3
- 19) K. W. Schwarz : Phys. Rev. **B 18** (1978) 245 ; Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 283
- 20) D. J. Bishop and J. D. Reppy : Phys. Rev. **B22** (1980) 5171
- 21) C. N. Archie, T. A. Alvesalo, J. D. Reppy and R. C. Richardson : J. Low Temp. Phys. **42** (1981) 295
- 22) ランダウ=リフシッツ著, 竹内 均訳, 流体力学1, 東京図書, 東京 (1970) 第2章24節
- 23) J. Wilks and D. S. Betts : *An Introduction to Liquid Helium*, Oxford Univ. Press, Oxford (1987) 41
- 24) R. J. Donnelly : *Quantized Vortices in Helium II*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1991)
- 25) K. W. Schwarz : Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3342