

フェルミ縮退した液体³Heの粘性異常

大阪市立大学 松原 明

³Heはフェルミオンであり、そのフェルミ温度 T_F は約1 Kである。したがって100mK以下の温度において液体³Heはランダウのフェルミ液体論で記述できる。それによると、熱伝導係数は $\kappa \propto T^{-1}$ であり、スピン拡散係数が $D \propto T^{-2}$ 、粘性は $\eta \propto T^{-2}$ となる。しかし、実際には κ の場合[1]も η の場合[2,3,4,5,6]もフェルミ液体論からのずれが報告されている。粘性に関していえば、これらのずれは大別すると2種類あり、1つは10mKよりも高温で ηT^2 が定数とならずに徐々に大きくなっていくものであり、2つめは超流動転移温度 T_C 直上で ηT^2 の減少がみられるというものである。前者に対してはEmeryなどによって[7,8,9]、 $1/\eta T^2 = A - BT$ (A, B は定数)という形の T の一次に比例する補正の必然性の指摘がなされており、実験的にもいくつかのグループで T の一次の温度依存性が得られている。[2,3,4,5,6]一方後者については、当初は液体³Heの流体力学的な取り扱いの近似の限界のためとされ、スリップ近似と呼ばれる近似を行い、スリップ長さという量を導入することで説明されていた。しかしスリップ近似をしたCarlessら[2]のVibrating Wireの実験や、Eskaら[10]のFirst Soundの実験においてもなお T_C 直上での ηT^2 の異常な減少が起こると報告されている。理論的にはEmery[11]が³Heの超流動転移に伴うゆらぎの効果で ηT^2 の異常な減少を説明しているが、Carlessらの実験の精度からは積極的にEmeryの理論を支持できなかった。

我々はこの ηT^2 の異常な減少の原因を解明すべく精度を上げて³Heで実験を行っている。さらに、我々の実験はスリップ長さを測定より直接求めることができるという特徴を持っている。Carlessらの実験ではスリップ近似は行われているが、その時使われるスリップ長さはJensenら[12]の理論で与えられた値 $0.579\lambda_\eta$ (λ_η :粘性平均自由行程)を用いている。我々は、この理論値を用いず、 ζ を直接測定から求め、その値を理論と比較できるようにした。そのために我々は広い隙間を持つTorsional Oscillatorを用いて実験を行った。多くのグループはTorsional Oscillatorの中の³Heの入る空間を薄い隙間を持ったパンケーキ型にしていた。この隙間 d は50 μm 程度であり、低温では粘性侵入長 δ ($\delta^2 = 2\eta/\rho\omega$: ρ 密度, ω 角振動数)に比べて小さくなる。この場合、温度の変化に対しTorsional Oscillatorの共鳴周波数 f_{res} は変化せずにQ値のみが変化する。これから求められる物理量は一つであり、 $\zeta = 0.579\lambda_\eta$ の仮定の下に η を求めていた。我々の広い隙間($d > \delta$)では、 f_{res} もQ値も温度変化し、解析は複雑になるが η と ζ の両方が求められる。このような装置で我々は0.4mK~40mK, 0, 5, 21, 29 barの条件下で測定を行った。

図1は $1/\eta T^2$ の温度依存性のグラフである。これより、 T_C の4~5倍の温度より高温の領域では $1/\eta T^2 = A - BT$ の形の温度依存性を持つことがわかる。係数 A, B については、他のグループの

過去の実験結果と定性的な一致が見られる。しかし定量的には2～4倍程度の違いがみられる。この一つの原因は温度スケールの違いによるものである。我々は1986年のGreywallスケール [1] を用いている。詳しくは過去の実験データを今の温度スケールでプロットし直してみないとわからないが、かつての温度スケールとGreywallスケールの違いと、かつての実験データと我々の実験データの違いが同じ傾向にあり、我々の実験データは過去の実験の結果と矛盾するものではない。理論の値としては27 barのDy and Pethick [9] などがあるが、2倍程度の違いがある。図2に $T \rightarrow 0$ での ηT^2 の値(1/A)の圧力依存性のグラフ(Carlessら[2]による)を示す。実線はDy and Pethickの理論値であり、破線はWheatlyのレビュー[13]の値(実験データ)である。我々の実験データはWheatlyのレビューの値とよい一致を示しているが、温度スケールが違うのでそのまま比較してよいかどうかは疑問である。Dy and Pethickの理論値とは0 bar付近では一致しているが、高圧になるにしたがって差は大きくなっている。しかし、我々のデータも含めて実験のデータはみな理論値よりも2倍以上大きな値となっており、理論の方に改善の余地があると思われる。

	圧力	A	B
大阪市大(1994)	0 bar	0.48	3.8
Bertinat et.al. (1974)	0 bar	0.5450	1.594
Black et.al. (1971)	0 bar	0.47	1.08
大阪市大(1994)	5 bar	0.58	4.5
大阪市大(1994)	21 bar	0.84	5.0
大阪市大(1994)	29 bar	1.03	5.6
Alvesalo et.al. (1975)	Melting Curve	1.17	3.10
Lawson et.al. (1973)	Melting Curve	0.82	4.43
Dy and Pethick (1969)	27 bar	1.85	2.3

表1 係数A, Bの比較

次に、図3は T_C 付近の ηT^2 の温度依存のグラフである。それぞれの圧力のほぼ直線と見える実線は上述の $1/\eta T^2 = A - BT$ のフィットを行った結果である。また T_C 付近で値が減少する曲線はEmery [11]のゆらぎの効果を入れた計算を我々の実験データにあてはめたものである。この曲線は

$$\eta = \frac{1}{5} \rho v_F \left(\frac{m^*}{m} \right) \tau_\eta$$

で η と関係づけられる粘性コヒーレンス時間 τ_η のゆらぎによる変化を次式で計算したものである。

$$\frac{\delta \tau_\eta}{\tau_\eta} = \Gamma_1 \cdot T_F \tau_\eta (k_F \xi_{00})^{-3} \left[\alpha - \theta^{\frac{1}{2}} \tan^{-1} \left(\frac{\alpha}{\theta^{\frac{1}{2}}} \right) \right]$$

ここで τ_η の値は $1/\eta T^2 = A - BT$ のフィットを行った結果から算出した値を用いており、 ρ は ^3He の密度、 v_F はフェルミ速度、 m 、 m^* はそれぞれ ^3He の質量と有効質量である。 Γ_1 と α はパラメータであり、Emery によると $19.5 < \Gamma_1 < 46.8$ 、 $0.3 < \alpha < 0.5$ であると推定されている。さらに $k_F \xi_{00}$ と θ は

$$(k_F \xi_{00})^2 = \frac{7\zeta(3)}{12\pi^2} \left(\frac{T_F}{T_C} \right)^2, \quad \theta = \frac{T - T_C}{T_C}$$

で定義される。ここに、 $\zeta(n)$ はリーマンの ζ 関数である。また、この式での τ_η は K^{-1} の単位を持ち \hbar/k_B を掛ければ sec 単位になる。図 2 中の曲線は、全圧力で同じパラメータを用いて計算されており、その値は $\Gamma_1 = 30$ 、 $\alpha = 0.5$ である。この理論曲線と実験結果を比較してみると、比較的高温で少しずれはあるものの、 T_C 直上の振る舞いはよく一致している。このことは Emery の理論を支持しており、ゆらぎの効果が実験的に見えているものと考えられる。3mK 付近の温度でのずれはうまく説明できていないが、解析の時の計算および仮定に問題があるのではないかと考えており、再検討する予定である。

図 4 は ζ/λ_η の λ_η 依存のグラフである。理論的には Jensen ら [12] によると、 ζ/λ_η は温度によらない一定値となり、その大きさは 0.579 である。実験データは全体にばらつきはあるものの ζ/λ_η が定数となる点は理論と一致しているが、その値は理論値の約半分 0.32 ぐらいの値となっている。この違いについてはよくわかっていない。

我々はさらに超流動側においても測定を行った。この結果についてはまだ十分考察していないが、測定の結果を示しておく。図 5 は超流動転移温度 T_C とそこでの粘性係数 η_C で規格化した粘性係数の温度依存のグラフである。測定時の未知量は、常流動側では η と ζ の二つであったが、超流動側では η 、 ζ の他に常流動成分の密度 ρ_n が未知量となり f_{res} と Q 値の測定からは三つすべてを求めることはできない。そこで我々は ρ_n として Parpia ら [14] の測定データを用いて他の二つ η 、 ζ を求めた。図の中の曲線は Einzel [15] による理論曲線である。 $T/T_C > 0.5$ で理論とデータの振る舞いは定性的によく一致している。 $T/T_C < 0.5$ での粘性係数の急激な減少は、系が Ballistic になり、流体力学的な取り扱いができない領域に入ったためと考えられる。これは 0 bar において最も顕著に現れている。また、実験では Einzel の理論結果よりも圧力依存性が少ないが、理由はわかっていない。

図 6 は ζ/λ_η の T/T_C 依存のグラフである。実線は Einzel ら [16] の理論計算によるものであり、上の線が散乱過程として Andreev 散乱で計算したもの、下の線が diffuse 散乱で計算したものである。実験データは転移点では diffuse 散乱と同じ値をとるが、低温にいくにしたがって徐々に大きくなり、 $T/T_C < 0.5$ で Andreev 散乱の場合よりも大きな値をとる。 $T/T_C < 0.5$ での振る舞いは図 5 の場合と同じで流体力学的取り扱いの限界を越えているためと考えられる。 $0.5 < T/T_C < 1$ の範囲では、実験データは Andreev 散乱と diffuse 散乱の間にあり、 ^3He 準粒子の壁表面での散乱が一部 Andreev 散乱的になっていることを示しているとも考えられないことはないが、 ^3He の流体としての近似的取り扱いの結果として ζ/λ_η の値が大きくなっているとも考えられ、この実験の精度からは何ともいえない。

今後我々としては、壁の影響をみるために ^4He での測定を行い、さらに解析についてももう一度検討をし直してみたい。

参考文献

1. D. S. Gerywall, *Phys. Rev.* **B33**, 7520 (1986).
2. D. C. Carless, H. E. Hall and J. R. Hook, *J. Low Temp. Phys.* **50**, 583 (1983).
3. T. A. Alvesalo, H. K. Collan, M. T. Loponen, O. V. Lounasmaa and M. C. Veuro, *J. Low Temp. Phys.* **19**, 1 (1975).
4. D. T. Lawson, W. J. Gully, S. Goldstein, J. D. Reppy, D. M. Lee and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **13**, 503 (1973).
5. M.P. Bertinat, D.S. Betts, D.F. Brewer and G.J. Butterworth, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 479 (1974).
6. M.A. Black, H.E. Hall and K. Thompson, *J. Phys.* **C4**, 129 (1971).
7. V. J. Emery, *Phys. Rev.* **170**, 205 (1968), *Phys. Rev.* **175**, 251 (1968). 8
8. M. J. Rice, *Phys. Rev.* **159**, 153 (1967), *Phys. Rev.* **162**, 189 (1967).
9. K. S. Dy and C. J. Pethick, *Phys. Rev.* **185**, 373 (1969).
10. G. Eska, K. Neumaier, W. Schoepe, K. Uhlig and W. Wiedemann, *Phys. Rev.* **B27**, 5534 (1983).
11. V. J. Emery, *J. Low Temp. Phys.* **22**, 467 (1976).
12. H. Højgaard Jensen, H. Smith, P. Wölfle, K. Nagai and T. Maack Bisgaard, *J. Low Temp. Phys.* **41**, 473 (1980).
13. J. C. Wheatly, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 415 (1975).
14. J. M. Parpia, D. G. Wildes, J. Saunders, E. K. Zeise, J. D. Reppy and R. C. Richardson, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 337 (1985).
15. D. Einzel, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 427 (1984).
16. D. Einzel, P. Wölfle and P. J. Hirschfeld, *J. Low Temp. Phys.* **80**, 31 (1990).

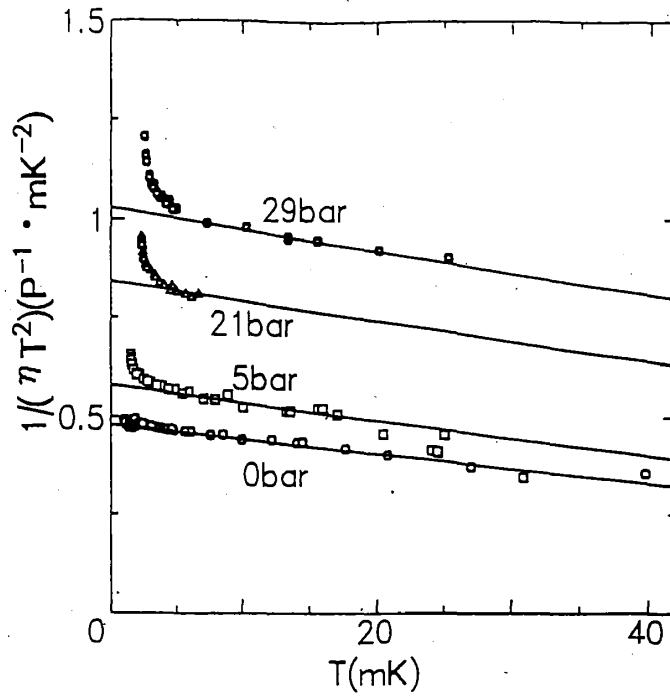


図1 $1/\eta T^2$ の温度依存性のグラフ
 どの圧力のデータも高温で温度に対して直線的に変化している。図中の直線はデータを温度の一次の関数でフィットしたものであり、各圧力での係数は表1に示してある。

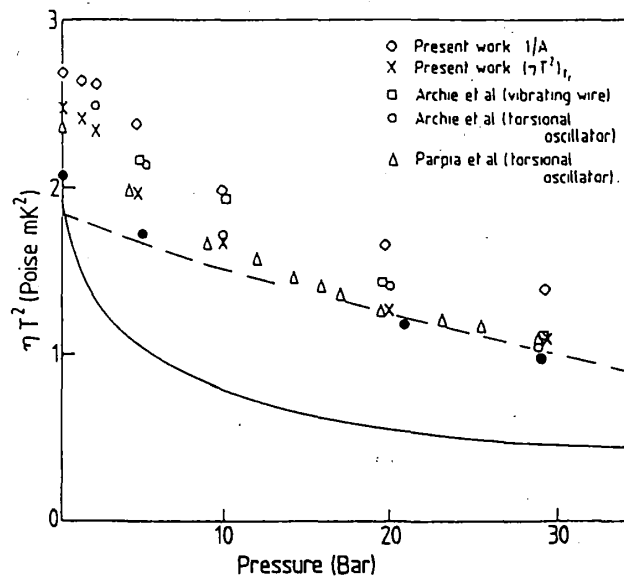


図2 $T \rightarrow 0$ での ηT^2 の値 ($1/A$) の圧力依存性のグラフ (Carlessら[2]による。)
 破線は Wheatly のレヴュー[13] の値であり、実線は Dy and Pethick [9] の理論曲線である。我々のデータは、●で示してある。我々のデータのみ温度スケールが違う。

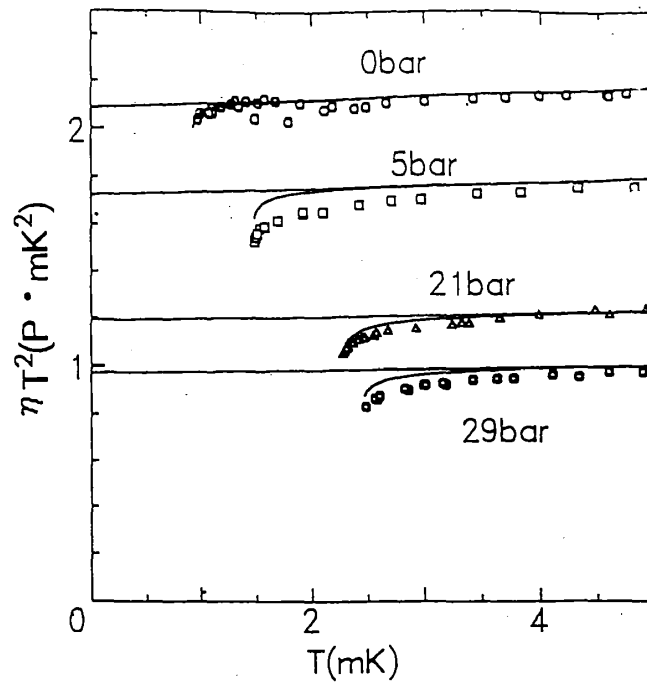


図3 T_c 付近の ηT^2 の温度依存のグラフ
 ほぼ直線と見える実線は図1で $1/\eta T^2 = A - BT$ の形でフィットした線であり、曲線は Emery [11] の理論を用いて $1/\eta T^2 = A - BT$ のフィットを行った結果から求めた線である。パラメータは $\Gamma_1 = 30$, $\alpha = 0.5$ を用いた。3mK 付近でデータと曲線の不一致があるが、 T_c 直上での振る舞いはよく一致している。

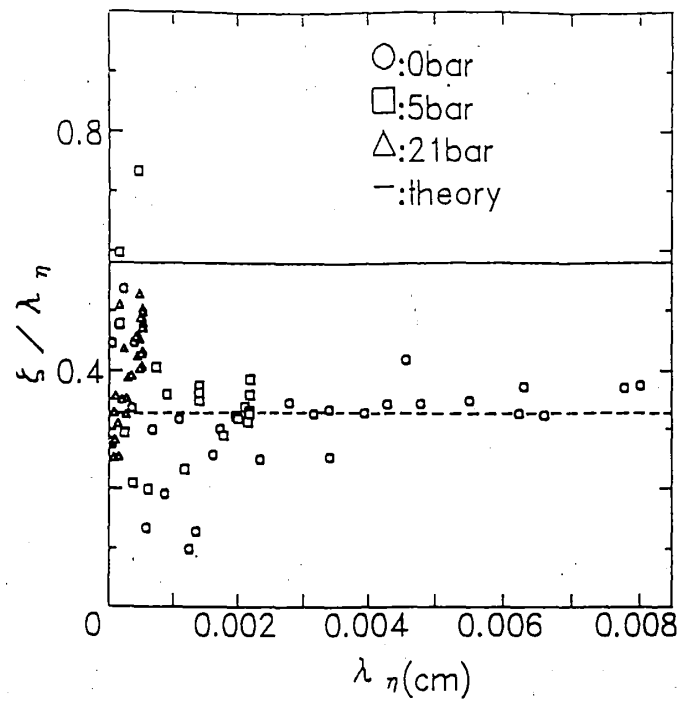


図4 ξ/λ_η の λ_η 依存のグラフ
 直線は Jensen ら [12] の理論値であり、値は 0.579 である。破線は guide for eyes である。測定データにはばらつきがあるが、 λ_η の長い領域のデータから判断してほぼ 0.32 で一定値とみなしてよい。

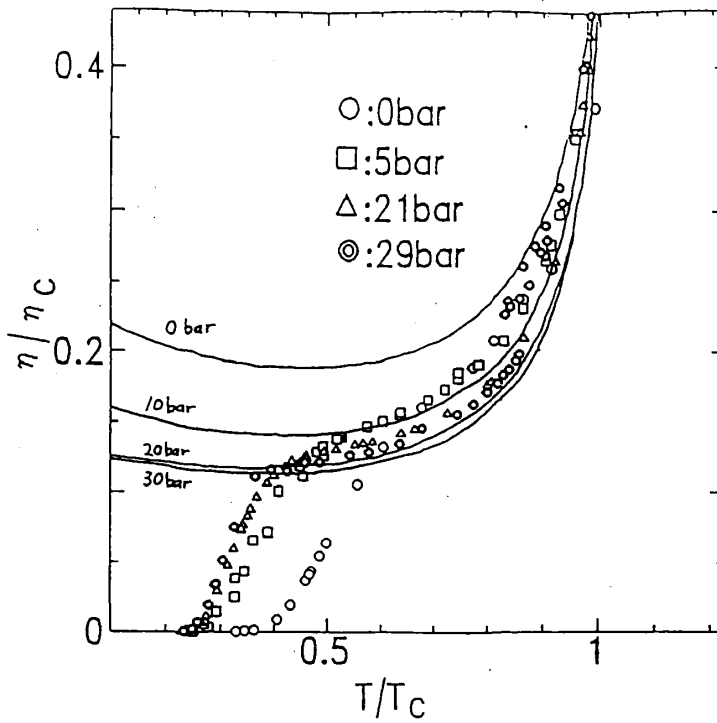


図5 超流動側での粘性係数の温度依存性のグラフ

粘性係数、温度ともに、それぞれの圧力での超流動転移温度 T_C とそこでの粘性係数 η_C で規格化してある。粘性係数の算出に当たっては Parpia ら[14] の常流動成分の密度のデータを用いている。 $T/T_C < 0.5$ での粘性係数の急激な減少は ^3He の流体力学的取り扱いの近似が成り立たなくなったためと考えられる。実線は Einzel [15] の計算結果である。

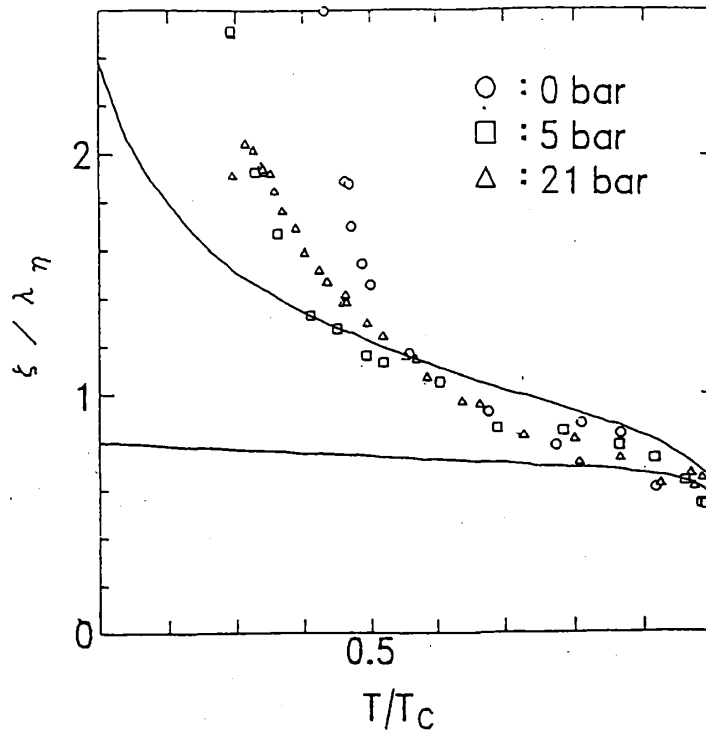


図6 ξ/λ_η の T/T_C 依存のグラフ

曲線はともに Einzel ら[16] によるものである。上の線は Andreev 散乱を考慮したもの、下の線は diffuse 散乱を考慮したものである。