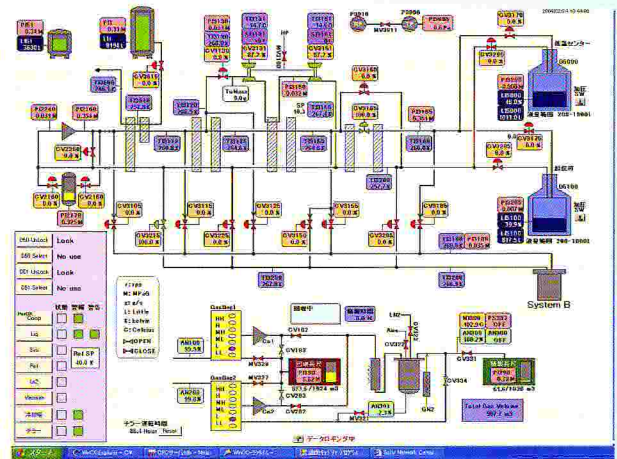


九州大学 低温センターだより

No. 3



2009年3月

目次

ページ

●巻頭言

低温センター長
超伝導システム科学研究センター 船木和夫

(1)

●研究ノート

①高温超伝導SQUIDと冷却銅検出コイルを用いた磁気ノ粒子の検出 (2)

システム情報化学府電気電子システム工学専攻 鍋倉真也、辻祐介、岡田昌二
超伝導システム科学研究センター 松尾政晃、円福敬二

②立方晶化合物YbPdの多段相転移の圧力効果と価数秩序の可能性 (7)

理学研究院物理学部門 磁性物理研究室 光田暁弘、杉島正樹
山田健二、和田裕文

③低温センター伊都地区ヘリウム液化・冷凍機性能試験 (15)

工学研究院エネルギー量子工学部門 河江達也
超伝導システム科学研究センター 佐藤誠樹、松尾政昭、船木和夫

④量子化磁束のフロー状態とメゾスコピック性 (22)

九州大学高等教育開発推進センター 小久保信人

●技術ノート

希釈冷凍 (II) (30)

理学研究院物理学部門 矢山英樹

●サロン

低温国際会議LT25参加記 ～オランダ珍道中2008年夏～ (39)

工学研究院エネルギー量子工学部門 稲垣祐次

●低温センターから

液化ヘリウム供給・ヘリウムガス回収状況 (箱崎地区) (43)

低温センター・箱崎地区センター 上田雄也、上田廣孝

平成20年寒剤供給状況 (46)

平成20年度保安教育実施報告 (48)

お知らせ (49)

低温センターを利用した論文 (2008) (50)

低温センター運営委員 (60)

表紙：九州大学低温センター 伊都地区センター

ヘリウム液化機 (Linde社製LR280) ・オペレーション画面

液化窒素充填・ガスバック (30m³) とガスカードル (75m³×40本)

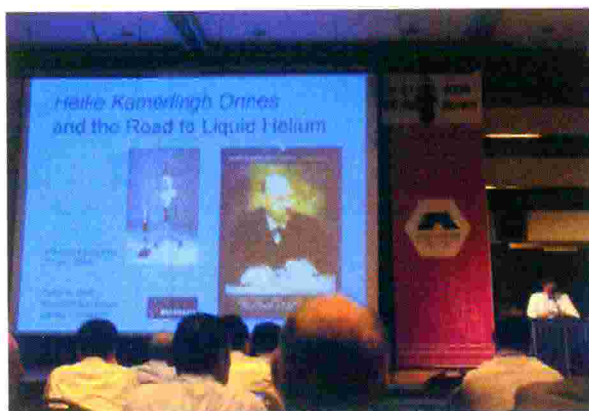
巻頭言

卒業論文仕上げのあわただしさも一段落している時期になっていると思いますが、研究室の学生諸君の中には、卒業論文の冒頭で、「オランダ・ライデン大学の物理学者カメリン・オネスは、1908年にヘリウムの液化に始めて成功し、1911年に水銀の電気抵抗が突然消失する超伝導現象を発見した、云々」から始めていることがよくあります。多くの学生諸君にとりまして、低温との関わりは一通過点での出来事になるかもしれませんが、インパクトのある経験として残しておいてほしいと常日頃から願っているところです。

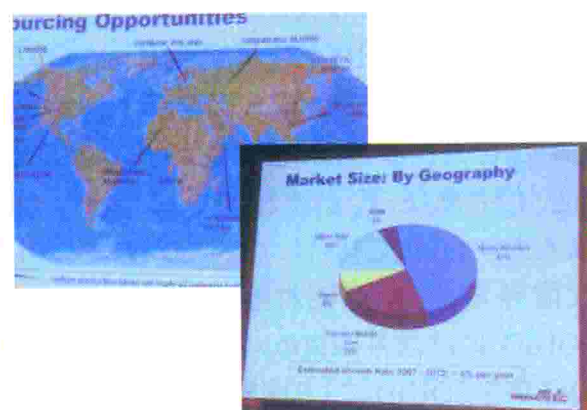
本年度は、このヘリウム液化から100年の節目の年となっており、関連分野ではそれぞれ記念のイベントなどが催されています。昨年の7月に韓国のソウルで開催されました第22回国際低温工学会議(ICEC22/ICMC2008)でも、100周年記念の特別プレナリーが設けられました。下の左の写真はオネスとヘリウム液化についての特別講演(Prof. Dirk van Delft, Leiden Univ.)の1コマです。その後、ヘリウム供給の現状と将来についてのレビューなど(右図)の講演(Prof. Hans Quack, TU Dresden)がありました。低温センターからも、伊都地区のヘリウム冷凍液化設備について、昨年度から進めています性能試験の結果をこの会議で報告しています。模擬熱負荷を接続して実施した冷凍能力試験の結果などについて各国の方々に興味を持っていただきました。その概要につきましては、本誌に投稿させていただきました。

伊都地区での寒剤供給業務を開始して1年余りになっています。利用者のみなさんには初期立ち上がりのご不便をおかけしましたが、その後、体制を整えることができたのではないかと考えております。一方で、箱崎地区では、従来通りに、分離キャンパスの利用者の方々にも寒剤供給を実施しておりますが、ヘリウム液化設備の整備等に関連しまして供給業務に支障が出てこないように体制の強化を図っているところです。これからも、両地区センター協力して寒剤供給を進めてまいります。よろしくご支援をお願いいたします。

低温センター長 船木 和夫



特別プレナリー「オネスとヘリウム液化への路」



ヘリウムの今後の供給や使用予測

(いずれも、ICEC22/ICMC2008より)

高温超伝導 SQUID と冷却銅検出コイルを用いた 磁気ナノ粒子の検出

システム情報科学府電気電子システム工学専攻
超伝導システム科学研究センター

鍋倉真也、辻祐介、岡田昌二
松尾政晃、円福敬二

1. はじめに

磁気マーカーとは、ナノメートルサイズの磁気微粒子を高分子で包みその表面に検査試薬や薬剤を結合したものであり、近年、そのバイオ応用が注目されている。¹⁻⁵⁾ その中の一つに、磁気マーカーを体内に注入して疾患部位に集積させ、病気の診断や治療を行う体内診断・治療が研究されており、磁氣的検査や薬剤輸送/温熱療法と呼ばれている。

これらの応用において、正確な診断や効果的な治療のためには、疾患部位に集積した磁気マーカーの位置と量を正確に知ることが重要となる。実用化のためには、表面から数センチの深さにある 100 μg 程度の磁気マーカーの位置と量を検出する必要がある。このための方法としては、体内に集積した磁気微粒子から発生する磁界信号を体表面でマッピングし、この結果からその位置と量を推定する手法(磁気イメージング技術)が用いられている。しかしながら、磁気微粒子からの信号磁界はダイポール磁界となり距離とともに急激に減少するため、体表面で測定できる信号磁界は nT 程度の微弱な信号となってしまう。このため、微弱な信号磁界を検出できる高感度な磁気センサシステムを用いた高精度なイメージング技術を開発する必要がある。

本研究では、高温超伝導 SQUID と液体窒素温度に冷却した銅検出コイルとを組み合わせ磁気ナノ粒子の検出システムを開発することを目的としている。最初に、センサ性能に及ぼす検出コイルのパラメータの影響を明らかにし、パラメータの最適化を行った。次に、このセンサシステムを用いて磁気ナノ粒子の検出を行った。検出の方法としては外部から励起磁界を印加する、いわゆる磁化率測定法を用い、磁気ナノ粒子からの磁界マップを測定した。この磁界マップを解析することにより磁気ナノ粒子の 3 次元的位置の推定を行った。

2. SQUID センサの設計

Fig. 1 に SQUID と冷却銅検出コイルを用いたセンサシステムの模式図を示す。検出コイル L_p に角周波数 ω の信号磁界 B_s が鎖交すると、信号電圧 V_s が誘起される。検出コイルは入力コイル L_i と結合しており、入力コイルには信号電流 I_s が流れる。この電流により SQUID には信号磁束 $\Phi_s = MI_s$ が伝達され、この磁束を SQUID により検出する構成となっている。

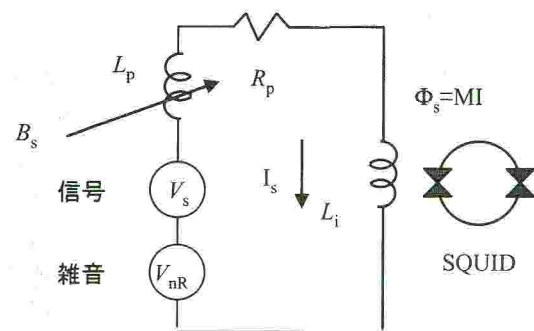


Fig. 1. Measurement system using HTS SQUID and Cu pickup coil cooled at $T=77\text{ K}$

以下に検出コイルのパラメータがセンサ性能に及ぼす影響について述べる。Fig. 1 の回

路において検出コイルの半径を a 、巻数を N とすれば、信号電圧は $V_s = \pi a^2 N \omega B_s$ で与えられる。また、検出コイルの抵抗を R_p とし $L_p \gg L_i$ とすれば、信号電流は $I_s = V_s / [R_p^2 + (\omega L_p)^2]^{1/2}$ で与えられる。従って、検出コイルに鎖交する信号磁界 B_s と SQUID に伝達される信号磁束 Φ_s の間には以下の関係が成り立つ。

$$A_{\text{eff}} = \Phi_s / B_s \approx \frac{M V_s / B_s}{\sqrt{R_p^2 + (\omega L_p)^2}} = \frac{MN\pi a^2 \omega}{\sqrt{R_p^2 + (\omega L_p)^2}} \quad (1)$$

ここで、 A_{eff} はセンサシステムのいわゆる有効面積を表す。

一方、SQUID における雑音磁束は以下のように与えられる。

$$S_\Phi = S_{\Phi R} + S_{\Phi, sq} = \frac{4k_B T R_p M^2}{R_p^2 + \omega^2 L_p^2} + S_{\Phi, sq} \quad (2)$$

ここで、 $S_{\Phi R}$ は検出コイルの抵抗 R_p から発生する熱雑音電圧 V_{nR} の寄与であり、 $S_{\Phi, sq}$ は SQUID 自身の雑音磁束である。

従って、検出コイルで見た磁界雑音は以下のように与えられる。

$$\sqrt{S_B} = \sqrt{S_\Phi} / A_{\text{eff}} \quad (3)$$

Fig. 2 に検出コイルを $T=77$ K に冷却した場合のセンサの性能を示す。Fig. 2(a) は有効面積 A_{eff} であり、2(b) は検出コイルでの磁界雑音 $S_B^{1/2}$ である。なお、検出コイルの半径は $a=5$ mm とし、以下の二つのパラメータの場合について計算した。Case 1 は直径が $d=0.12$ mm の銅線を $N=220$ 回巻いた場合であり、この場合は $R_p=1.8 \Omega$ (at $T=77$ K), $L_p=1.4$ mH となる。一方、Case 2 は直径が $d=0.3$ mm の銅線を $N=35$ 回巻いた場合であり、この場合は $R_p=0.05 \Omega$ (at $T=77$ K), $L_p=30 \mu\text{H}$ となる。また、入力コイル L_i と SQUID の間の相互インダクタンスは $M=1$ nH とした。

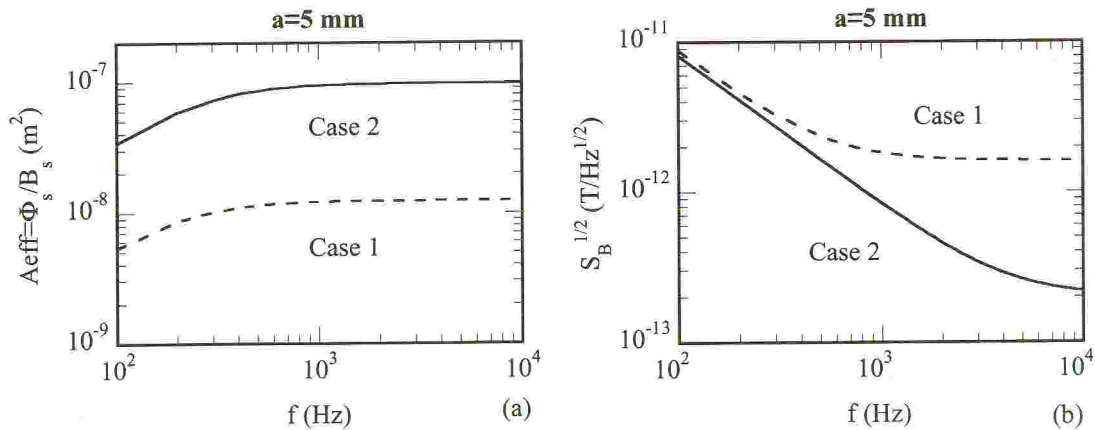


Fig. 2. (a) Frequency dependence of the effective area $A_{\text{eff}} = \Phi_s / B_s$. (b) Frequency dependence of the field noise $S_B^{1/2}$. Parameters of the pickup coil are: $(d, N, R_p, L_p) = (0.12 \text{ mm}, 220, 1.8 \Omega, 1.4 \text{ mH})$ for case 1, and $(0.3 \text{ mm}, 35, 0.05 \Omega, 30 \mu\text{H})$ for case 2.

Fig. 2(a) に示すように、有効面積 A_{eff} は周波数とともに増大し、その後一定値に飽和する。これは(1)式から判るように高周波では $\omega L_p \gg R_p$ となり、 $A_{\text{eff}} = MN\pi a^2 / L_p$ となるためである。有効面積が一定値に飽和する周波数は $f_c = R_p / (2\pi L_p)$ で与えられ、Case 1, 2 の場合にそれぞれ 205 Hz, 265 Hz となる。また Fig. 2(a) から判る様に、銅線の直径を $d=0.3$ mm と太くし、巻数 N を小さくした Case 2 では有効面積を増大させることが出来る。これは飽和値の式 $A_{\text{eff}} = MN\pi a^2 / L_p$ において L_p が N^2 に比例するため、 A_{eff} が $1/N$ に比例することに起因する。Case 1 の場合は $N=220$ であり、Case 2 の場合は $N=35$ である。従って、後者の場合は前者に比べて有効面積を $220/35=6$ 倍に増加させることが出来る。

Fig. 2(b) に示すように、検出コイルでの磁界雑音 $S_B^{1/2}$ は周波数とともに小さくなり、その後、一定値となる。(2)式から判るように、低周波側では $S_{\Phi R} \gg S_{\Phi, \text{sq}}$ となってセンサの雑音は検出コイルの雑音で決まる。この場合には、 $S_B^{1/2} = (4k_B T)^{1/2} (R_p / N^2)^{1/2} / (\pi a^2 \omega)$ となり、磁界雑音は R_p / N^2 の値に依存することになる。Case 1, Case 2 のどちらの場合も $R_p / N^2 = 3.7 \times 10^{-5}$ となる。従って、Fig. 2(b) に示すように低周波側では磁界雑音は等しくなる。

一方、高周波側では磁界雑音は Case 1, 2 で大きく異なる。これは高周波側では、(2)式から判るように、 $S_{\Phi R} \ll S_{\Phi, \text{sq}}$ となってセンサの雑音が SQUID 自身の雑音で決まるためである。高周波側では $S_B^{1/2} = S_{\Phi, \text{sq}}^{1/2} / (MN\pi a^2 / L_p)$ となり、磁界雑音は L_p / N に比例することになる。Case 1, 2 の場合の L_p / N の値を比較すると、後者は前者に比べて $1/6$ となる。従って、Fig. 2(b) に示すように、後者の場合は前者に比べて磁界雑音を $1/6$ に低減することが出来る。

なお、磁界雑音が一定値に達する周波数は(2)式で $S_{\Phi R} = S_{\Phi, \text{sq}}$ の場合であり、検出コイルのパラメータ L_p, R_p が同じでも相互インダクタンス M により変わることが注意しておく。 M の値を大きくすることにより、磁界雑音が一定値に達する周波数を高周波側に移動させることが出来る。

上述したように、センサシステムの性能は検出コイルのパラメータに大きく依存し、Case 2 のパラメータではセンサ性能を改善できる。従って、センサシステムの高感度化のためには検出コイルのパラメータの最適化が重要となる。

3. 磁界イメージングシステム

Fig. 3 に磁気ナノ粒子から発生する磁気信号の磁界マップを測定するシステムの模式図を示す。⁶⁾ 励起コイル L_m に電流 I_m を流して周波数 ω の励起磁界 B_m を発生させ、磁気ナノ粒子を磁化する。その結果発生する磁気信号 B_s を冷却銅コイルと SQUID で検出する方法であり、所謂、磁化率測定法を用いた磁気ナノ粒子の検出となっている。

磁場コイル L_m は 大きさ 10 mm \times 10 mm、コイル間距離 80 mm、巻数 300×2 の矩形コイルで、磁界の印加方向は y 軸方向である。また、磁場コイルのインダクタンスは $L_m = 37$ mH で、抵抗は $R_m = 31$ Ω である。励起磁界としては、振幅 $B_m = 0.4$ mT、周波数 $f = 1$ kHz を用いた。

サンプルはプレート上に固着させた磁気ナノ粒子 (Fe_3O_4) であり、検出コイルから深さ z の位置にある。磁気ナノ粒子の検出は、各コイルを固定した状態でサンプルを電動 X-Y ステージで動かして測定を行った。測定波形の例を Fig. 4(a) に示す。深さ $z = 30$ mm にある重さ

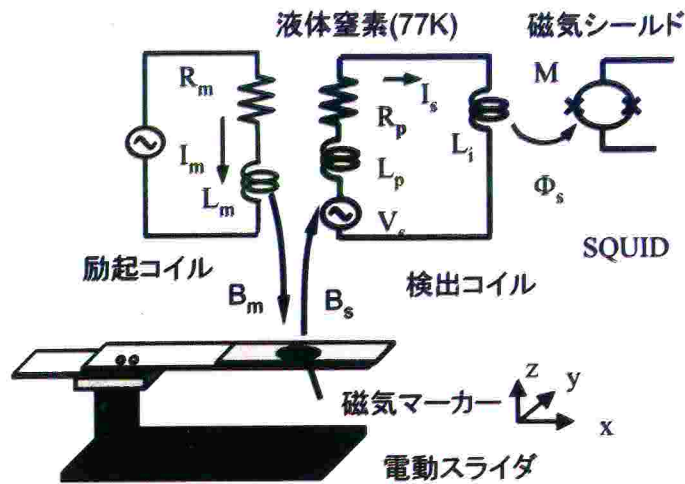


Fig. 3. Schematic figure of the detection system using HTS SQUID and cooled Cu pickup coil. The so-called susceptibility measurement method with an excitation field B_m was used.

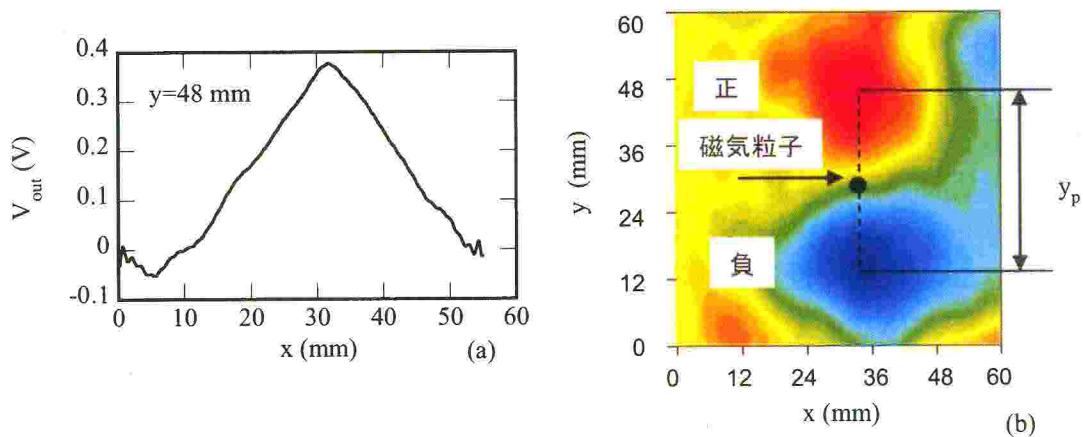


Fig.4 (a) Waveform of the detected signal when the sample is scanned in the x direction. (b) Contour map of the magnetic field from the magnetic nanoparticles. The map is measured by moving the sample with X-Y stage. In the measurement, $100 \mu\text{g}$ of Fe_3O_4 particles located at the distance $z=30 \text{ mm}$ below the pickup coil was used.

$100 \mu\text{g}$ の磁気ナノ粒子を電動ステージで x 方向に動かした場合の測定波形である。同図に示すようにサンプルが検出コイルの真下を通過するときに大きな磁気信号が得られている。

電動ステージを x, y 方向にスキャンすることにより、磁気ナノ粒子からの磁気信号の磁界マップを得ることが出来る。測定した磁界マップを Fig. 4(b)に示す。同図に示すように明瞭な磁界マップが得られている。この磁界マップを解析することにより、磁気ナノ粒子の3次元的な位置を推定することが出来る。すなわち、Fig. 4(b)に示すように磁界マップには正負のピークがある。正負のピークを与える位置の中間点が磁気ナノ粒子の位置に対応し、Fig. 4(b)

の●印が磁気ナノ粒子の x - y 平面での位置となる。また、正負のピークを与える位置の距離 y_p は磁気ナノ粒子の深さ z にほぼ等しいことが判っている。従って、距離 y_p から深さ z を推定することが出来る。

Fig. 5 にはサンプルの重さを $25 \mu\text{g}$ としたときの磁界マップを示している。この場合も明瞭な磁界マップが得られている。現在のシステムでは、深さ $z=30 \text{ mm}$ の位置にある重さ $25 \mu\text{g}$ の磁気ナノ粒子の検出が可能であり、この感度はセンチネルリンパ節生検などに応用できるレベルである。

4. まとめ

高温超伝導 SQUID と液体窒素温度に冷却した銅検出コイルを用いたセンサシステムを開発した。センサ性能は検出コイルのパラメータに大きく依存することを示し、パラメータの最適化を行った。また、このセンサシステムと磁化率測定法を用いた磁気微粒子の検出を行った。現状では、深さ 30 mm の位置にある重さ $25 \mu\text{g}$ の磁気ナノ粒子からの明瞭な磁界マップを測定することが可能である。また、この磁界マップを解析することにより、磁気ナノ粒子の3次元的位置の推定も可能である。今後はさらに微量な磁気微粒子の検出を目指していくとともに、コイルの形状等を改良し、より実践に適したシステムを構築していく予定である。

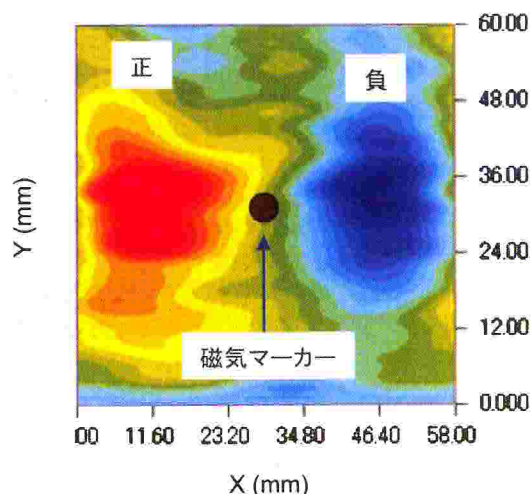


Fig. 5. Contour map of the magnetic field from the magnetic nanoparticles. Sample is the $25 \mu\text{g}$ of Fe_3O_4 particles located at the distance $z=30 \text{ mm}$.

参考文献

1. Q. A. Pankhurst, J. Connolly, S. K. Jones and J. Dobson: J. Phys. D 36 (2003) R167.
2. W. Weitschies, O. Kosch, H. Monnikes and L. Trahms: Advanced Drug Delivery Reviews, Vol.57 (2005) 1210-1222.
3. R Jurgons, C Seliger, A Hilpert, L Trahms, S Odenbach and C Alexiou: J. Phys. Condens. Matter. Vol.18 (2006) S2893-S2902.
4. E. R. Flynn, H.C. Bryant, C. Bergemann, R. S. Larson, D. Lovato, D.A. Sergatskov: J. Magn. Mater. Vol.311 (2007) L429-L435.
5. I.-Chin Tan and A. Brazdeikis: IEEE Trans. Magn. Vol.43-6 (2007) L2409-L2411.
6. K. Enpuku S. Nabekura Y. Tsuji, S. Okada, M. Matsuo, A. Tsukamoto, T. Mizoguchi and A. Kandori: to be published in Physica C (2009)

立方晶化合物 YbPd の多段相転移の圧力効果と価数秩序の可能性

理学研究院物理学部門 磁性物理学研究室
光田暁弘、杉島正樹、山田健二、和田裕文

1. はじめに

希土類金属の磁性は不完全に詰まった 4f 電子が担っている。4f 電子は 5s、5p 閉殻の内側に存在し、結晶中でも外界の影響を受けにくいために安定に局在することができる。よって、全軌道角運動量 L と全スピン角運動量 S を結合した全角運動量 $J(=L+S)$ がよい量子数となって、比較的大きな磁気モーメントを形成する。この磁気モーメントは伝導電子を媒介とした RKKY (Ruderman – Kittel – Kasuya – Yosida) 相互作用によって低温で磁気秩序をして、磁気エントロピーをゼロにする[1-3]。しかしながら、一部の希土類金属においては、4f 電子は結晶中で不安定になり、Kondo 効果によって伝導電子と混成して遍歴的になったり[4]、2 種類の 4f 電子数の間で時間・空間的に揺らいだり[5]、その割合を変化させるものが存在する[6]。この場合は、低温で局在磁気モーメントが消失することにより、磁気エントロピーをゼロにする。RKKY 相互作用と Kondo 効果が競合すると、局在的な性質をもった 4f 電子が結晶中を動き回ろうとするために強い電子相関が働き、重い電子[7]、異方の超伝導[8]、非フェルミ液体[9]といった特異で興味深い基底状態が出現することから盛んに研究が行われてきた。

我々はこれまで、局在磁気モーメントが消失する機構として、4f 電子数が大きく変化する現象に注目して研究を行ってきた。このような現象は主に Ce、Sm、Eu、Yb などを含む一部の金属間化合物で観測されている。これらの希土類金属において 4f 電子は $4f^n (5d, 6s)^3$ か $4f^{n+1} (5d, 6s)^{3+1}$ の 2 種類の状態をとることができ、一方は大きな J を持ち磁性的であるのに対し、もう一方は $J=0$ で非磁性的になる。5d、6s 電子は伝導バンドを形成しているが、これらを価電子とみなせば、4f 電子数の変化は価電子数の変化と対応する。よって、希土類金属における 4f 電子数が大きく変化する現象を価数転移と呼んでいる。価数転移を示す例として YbInCu₄[10] を紹介すると、高温で Yb は $4f^{13} (5d, 6s)^3$ の 3 価状態 ($J=7/2$) にあり $4\mu_B$ の磁気モーメントを持つが、40K 付近で価数転移を起こし、低温では $4f^{13.1} (5d, 6s)^{2.9}$ の 2.9 価状態 ($J=0$) となって磁気モーメントを消失する。更に 2 価は 3 価に比べてイオン半径が大きいので、この価数転移に伴い、降温とともに体積が膨張する。本稿でとりあげる YbPd も降温とともに鋭い体積膨張を伴う相転移を示すことから、価数転移の可能性が検討されたこともあった[11]。しかしながら、現段階では、この相転移は価数転移ではなく、2 価と 3 価の Yb の規則配列によるものと我々は考えている。このような現象は従来、電荷秩序と呼ばれ、Yb₄As₃[12] や Fe₃O₄[13] など報告されてきた現象に似ている。しかし、YbPd は金属的な伝導を示しており、先に挙げた 2 つの物質が電気伝導性の悪い低濃度キャリア系に分類される点で区別されるべきで、電荷秩序というよ

りは価数秩序と呼べるものとする。本稿では、YbPdについての我々の研究を紹介して、2種類の価数状態のYbが規則配列する可能性について考察する。

2. YbPdのこれまでの報告と研究目的

まず、YbPdについてこれまでの報告について簡単にまとめておく。YbPdは立方晶CsCl型構造をもつ。非常に単純かつ対称性の高い結晶構造であり、Ybサイトは1サイトである。にもかかわらず、 $T_0=0.5$, $T_m=1.9$, $T_1=105$, $T_2=125$ Kの4つの相転移を示すことが報告されていた(以下、4つの相転移を T の添字で区別する)[11]。このうち $T_m=1.9$ Kの相転移が磁気秩序に伴うものであることを除いて、その機構は明らかになっていない。 $T_1=105$, $T_2=125$ Kでは、いずれも降温とともに体積が増加する負の熱膨張が観測される。 T_1 , T_2 には比熱に一次相転移を示唆する鋭いピークも見られる。一方、粉末X線回折から構造相転移は観測されない。上述のように当初、価数転移の可能性も検討されたが、 L_3 -吸収端におけるX線吸収実験によって見積もられたYbの価数はこの温度領域でほとんど変化していない。平均価数の値は約2.8価で、2価と3価の間で価数が時間的・空間的に揺らぐ価数揺動状態が実現していると考えられる。また、 ^{170}Yb メスbauer効果[14]が調べられており、非磁性的なYbと磁性的なYbのスペクトルがほぼ1:1の強度比で共存することが明らかになっている。このうち磁性的なYbは1.9K以下で内部磁場を感じていることから、 $T_m=1.9$ Kは磁気秩序であると結論づけられる。Ybサイトは1サイトであるにも関わらず、2種類の磁性を持つYbが共存することは大変興味深い。この磁性の違いがYbの価数に起因しているとするれば、2価と3価のYbが共存しているはずであり、エントロピーをゼロにするために規則配列しているはずである。そのような規則性が生じるとすれば、機構が未知の $T_1=105$, $T_2=125$ Kである可能性が高い。従って、これらの相転移の性質をより詳しく調べることを目的として、圧力下で磁化率、電気抵抗の測定を行うことにした。

3. 試料作製と実験方法

YbPdの融点は 1460°C [15]と非常に高温であり、Ybの沸点(1196°C)に比べてはるかに高いため、試料溶解中にYbが蒸発しやすい。現にこの試料をアーク溶解で作製することはできなかった。そこで本研究では、YbとPdをTa管中にAr封入して、縦型のモリシリ炉(MoSi₂をヒータに用いた炉)を用いて 1400°C に加熱した後、この炉の温度勾配を利用してゆっくりと冷やすことで試料作製に成功した。

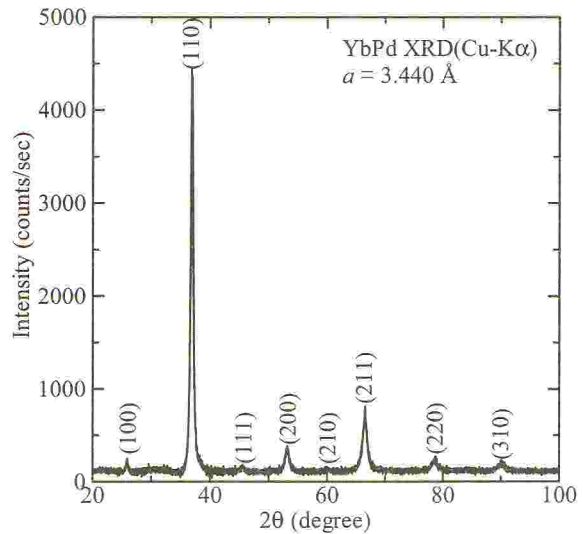


図1: YbPdの粉末X線回折パターン。

仕込み組成や熱処理条件を最適化することでほとんど不純物を含まない純良多結晶試料が得られている。図 1 に示すように、粉末 X 線回折パターンの全ピークは立方晶 CsCl 型構造の面指数と対応づけることができ、格子定数も $a=3.440\text{\AA}$ と文献値[15]に近い。

圧力下の磁化測定には、CuTi 合金製のピストンシリンダー型圧力セルを用いた。このセルは Cu(反磁性)と Ti(常磁性)の磁性がうまく打ち消し合うような合金材料で作製されている[16]。圧力セル材料としてよく使われる CuBe 合金にはバインダーとして強磁性金属の Co が少量添加されているためにセル自身が磁性を持つという弱点がある。CuTi は CuBe に比べて磁性が小さいので圧力下の磁化測定に向けた高圧セル材料といえる。圧力媒体はフロリナート(FC70 : FC77 = 1 : 1 混合液)を用いた。最高印加圧力は 1.0GPa である。圧力校正は Pb の超伝導転移温度の圧力依存性を利用した。磁化測定には、九州大学低温センター箱崎地区センターに設置されている Quantum Design 社製の MPMS(Magnetic Properties Measurement System)を用いて 2K~300K の範囲で行った。

圧力下の電気抵抗測定には、CuBe+NiCrAl の二層式ピストンシリンダー型圧力セルを用いた。圧力媒体は上と同じフロリナート混合液を用い、圧力校正には Sn の超伝導転移温度の圧力依存性を用いた。本研究の最高印加圧力は 2.48GPa である。電気抵抗測定は Linear Research 社製交流ブリッジ LR-700 を用いて、交流四端子法で行った。温度範囲は 1.5K~300K である。

4. 実験結果

図 2 に磁化率の温度依存性のグラフを示す。各圧力に対して原点を平行移動してプロットしてある。磁化率はいずれの圧力においてもキュリーワイス則的に低温に向かって上昇する振舞を示す。注目すべき点は常圧における相転移点 $T_1=105\text{K}$, $T_2=125\text{K}$ に全く異常を示さないことである。 T_1, T_2 が価数転移であれば、低温に向かって磁化率は減少する振舞を示すはずであるが、そのような振舞は観測されていない。図 3 に逆磁化率を示す。こちらも各圧力に対して原点を平行移動してプロットしてある。高温では温度に対して直線的な振舞を示していることからキュリーワイス則に従っていることがわかる。150K 以上で直線にフィッティングして有効ボーア磁子数 p_{eff} とワイス温度 Θ_p を求めたところ、いずれの圧力においても p_{eff} は 3.7 前後、

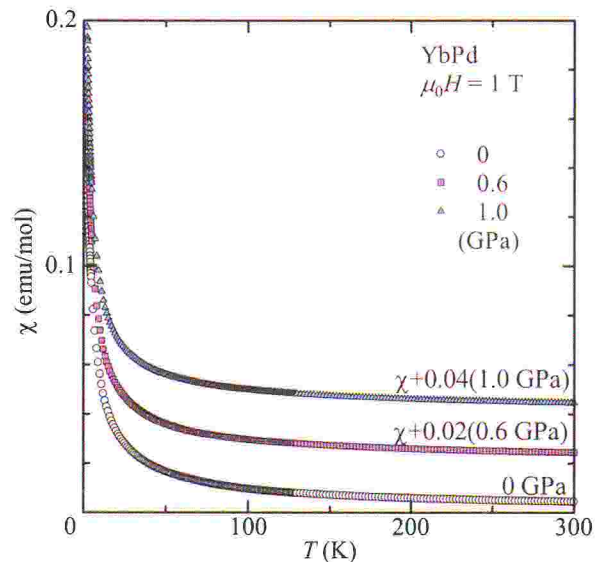


図 2: YbPd の磁化率の温度依存性。各圧力下のデータは上下方向に平行移動してある。

Θ_p は -90K 前後となった。3 価の $\text{Yb}(J=7/2)$ の p_{eff} の理論値は 4.54 であるから、3 価の Yb に比べて磁気モーメントが小さくなっているか、その数が少なくなっていることが示唆される結果である。X 線吸収実験から、 Yb の価数は 2.8 価と見積もられているが、 p_{eff} から大雑把に価数を見積もると 2.7 価であり比較的近い値となっている。一方、 Θ_p は通常、磁気モーメント間に働く相関の種類と強さを表すが、この物質には 90K 付近で磁気秩序の報告はない。Ce や Yb 系の価数揺動物質において絶対値の大きな負のワイス温度が報告されており、この場合のワイス

温度は近藤温度に対応した量として解釈されている。 YbPd においても同様に考えることができる。磁化率の振舞は 150K 付近以下でキュリーワイス則からずれ始め、磁化率のより大きい(逆磁化率のより小さい)方向へ外れていく。ずれ始める温度は T_2 に近いことからこれらの相転移に関係している可能性はあるが、現時点でははっきりとしたことはわかっていない。また、ずれ始める温度が圧力とともに低温へシフトしているようにも見える。

図 4 に電気抵抗率の温度依存性を各圧力で測定した結果を示す。まず、常圧のデータに注目すると、低温に向かって電気抵抗が減少し金属的な振舞を示している。特徴的な振舞としては $100\sim 130\text{K}$ に 2 つのステップ状の異常が現れる。この振舞は従来の報告と一致しており、 T_1, T_2 の相転移に相当している。相転移点は図 4 の挿入図にあるように曲線の傾き dp/dT が最大となる温度で定義することにするが、 T_2 の異常はやや不明瞭であり、圧力変化を正確に調べることは難しかった。本稿には載せていないが、最近我々が測定した高压

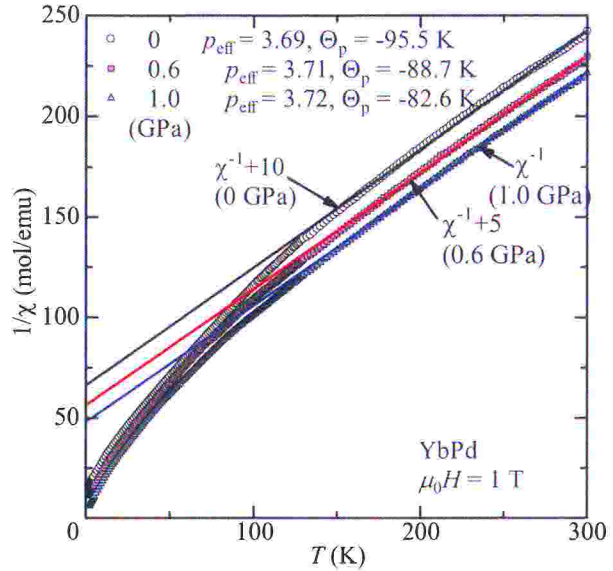


図 3: YbPd の逆磁化率の温度依存性。各圧力下のデータは上下方向に平行移動してある。

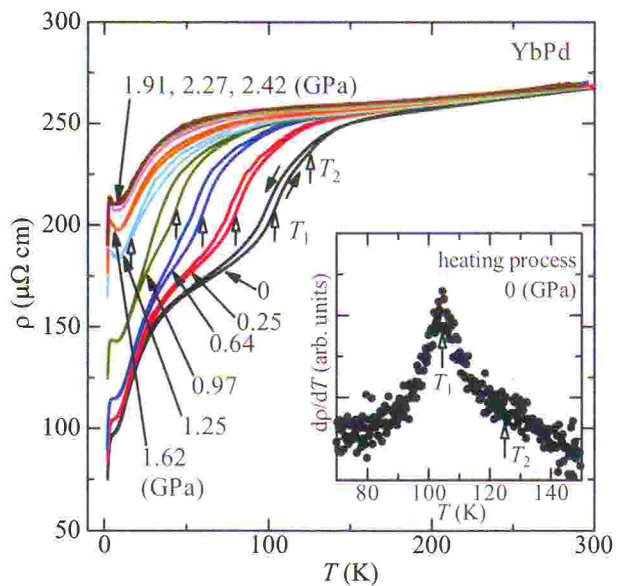


図 4: YbPd の圧力下電気抵抗率の温度依存性。挿入図は常圧における温度微分を示している。

下の熱膨張では T_2 の異常が顕著に観測され、圧力とともに低温へシフトしている[17]。 T_1 , T_2 では温度ヒステリシスも観測されていることから一次相転移であることが示唆される。更に低温の振舞に注目すると、図 5 に示すように $T^*=2.8\text{K}$ 付近に肩をもって折れ曲がる振舞が観測される。磁気秩序と考えられている $T_m=1.9\text{K}$ には大きな異常は観測されないことから、 2.8K の折れ曲がり磁気秩序に関する振舞と考えられる。続いて、 T_1 , T_2 の圧力変化に着目する。前述のように T_2 は圧力とともに不明瞭になり定義が難しいので、 T_1 のみを図 4 に白い矢印で示す。 0.97GPa までは大きなヒステリシスを保ちながら、低温へシフトしていく。 1.25GPa ではヒステリシスは急激に小さくなっており、 dp/dT が最大となる温度がヒステリシスの場所と大きくずれている。おそらく、 T_1 の相転移は消失またはその寸前の状態で、 T_2 の相転移のみが残っているものと考えられる。 1.62GPa 以上ではヒステリシスはほぼ消失しており、圧力変化も見られなくなる。この圧力付近で、相転移 T_1 , T_2 よりも高温側の相が低温まで安定化していると考えられるが、先ほど述べた圧力下の熱膨張の結果を外挿すると、 T_2 が消失するのはもう少し高压の $3\sim 4\text{GPa}$ 程度と考えられる[17]。これらの振舞に連動して、 2.8K の折れ曲がりの異常や最低温度の電気抵抗の増強が顕著になっていく。図 5 に示すように圧力とともに折れ曲がり部分の電気抵抗は徐々に上昇していき、折れ曲がりピークへ移行する。それに伴って、低温に向かって電気抵抗が上昇する振舞が観測されるようになる。 $-\log T$ 的な温度依存性を示しているようにも見え、近藤効果の可能性も考えられるが、温度領域が狭いためはっきりとしたことは言えない。

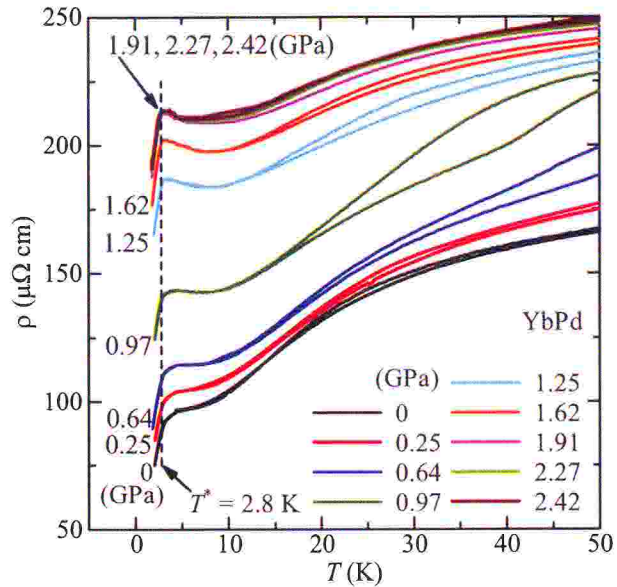


図 5: 圧力下電気抵抗率の圧力依存性。低温部分の拡大図。

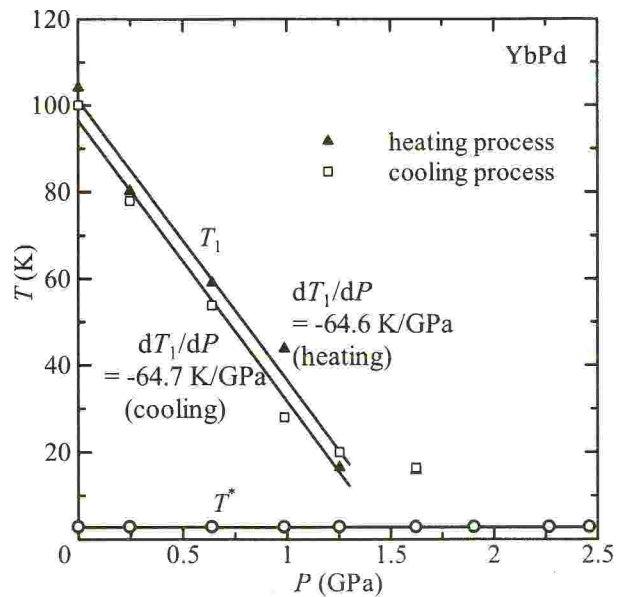


図 6: YbPd の温度-圧力相図。

電気抵抗測定から求めた相図を図6に示す。 T_1 は圧力とともに直線的に減少することがわかる。その振舞を外挿するとおよそ1.5GPaで絶対零度に到達していると考えられる。 T_1 の圧力変化率を相図から求めると温度上昇過程も下降過程もほぼ $dT_1/dP = -65\text{K/GPa}$ である。この相転移は一次相転移であるのでクラウジウス・クラペイロンの関係式 $dT/dP = \Delta V/\Delta S$ が成り立つはずである。ここで ΔS , ΔV はそれぞれ相転移に伴うエントロピー変化と体積変化を示している。これらの値は過去の論文[11]で報告されている結果を読み取り、 $\Delta S = 1.2\text{ J/K mol}$, $\Delta V/V = -0.3\%$ であった。体積は本研究の粉末X線回折で求めた室温の格子定数から $V = 4.1 \times 10^{-29}\text{ m}^3$ を用いた。これらの値を用いて $\Delta V/\Delta S$ を計算したところ、 -61K/GPa となり、クラウジウス・クラペイロンの関係式がよく成り立つことがわかる。よって、 T_1 の転移が一次相転移と考えることは妥当である。一方、電気抵抗の折れ曲がりの温度 T^* は圧力変化をほとんど示さない。磁気転移点に関係した量であれば、加圧によってRKKY相互作用やKondo温度が影響を受けるために変化してもよいはずである。この振舞の検証については今後の課題である。

5. 考察

本実験の結果をまとめると、

- (1) 磁化率は高温でキュリーワイス則に従うが、有効ボーア磁子数は3価の理論値(4.54)よりもかなり小さく、価数揺動状態にあると考えられる。
- (2) 磁化率では T_1 , T_2 に相当する明確な異常は観測されないが、 T_2 以下で(1)のキュリーワイス則から外れていくように見える。
- (3) 電気抵抗から T_1 , T_2 は圧力とともに低温へシフトする。1.5GPa付近で T_1 は消失している。
- (4) 最低温度の電気抵抗が圧力とともに急激に増大する。この振舞は T_1 , T_2 の消失過程と連動しているようにも見える。また、Kondo効果を暗示するような $-\log T$ 的な温度依存性も示す。

以上の結果と過去に報告されている結果から考察を行う。 T_1 , T_2 よりも高温では、過去に報告されたX線吸収実験や本研究の磁化率からYbの価数は2.7~2.8であり、価数揺動状態であることを示している。ここでは、非磁性的な2価と磁性的な3価の間で価数が時間的・空間的に揺らいでいる。一方、最低温度付近では、磁性的と非磁性的なYbがほぼ1:1で観測され、このうち磁性的なYbのみが磁気秩序を示す。2つの磁性状態のYbは、エントロピーをゼロにするために規則的に配列しているはずである。そのような規則化が起こっているとすれば、 T_1 , T_2 の相転移であると考えられる。電気抵抗率はこれらの温度で降温とともに鋭く減少する。 T_1 , T_2 より高温では価数が揺らいでいるため、伝導電子の感じる結晶からのポテンシャルが乱れており、散乱を受ける。一方、価数秩序が起こるとYbの2価と3価が規則正しく配列するためにポテンシャルの乱れがなくなり、散乱が小さくなる。このように考えると電気抵抗の鋭い減少は理解される。最近、8GPa

まで圧力をかけて電気抵抗を測定したところ、 T_1, T_2 の相転移が完全に消失するとともに、 $T^*=2.8\text{K}$ のピークが消失する振舞が観測された[17]。高温の価数揺動状態が低温まで安定化した結果、価数秩序が消失し、磁性的な3価のYbも消失してしまったために磁気秩序も消失したと考えられる。

T_1, T_2 で価数秩序すると考えるときに問題となるのが、この温度で構造相転移が観測されていない点である[11]。そこで構造相転移を伴わずに価数秩序を形成できるか、その可能性を考えてみる。図7にその一候補となる価数秩序配列を示す。ちょうど2価と3価のYbを交互に並べた構造になっており、この場合、Pdの原子は変位しない。この構造を仮定した場合の粉末X線回折パターンをシミュレーションした結果を図8に示す。価数秩序した場合に現れる超格子反射のピークは非常に小さく、(110)の強度を100とした場合に超格子反射(1/2 1/2 1/2)の強度は0.003である。すなわち、通常の粉末X線回折装置で観測することはかなり困難である。今後は、このような秩序状態を直接検証することが重要である。我々は現在、中性子回折実験を予定している。低温では、3価のYbのみが磁気モーメントをもち磁気秩序することから、この磁気構造には価数秩序構造の情報も含まれるはずである。磁気構造決定により価数秩序の有無を検証したい。

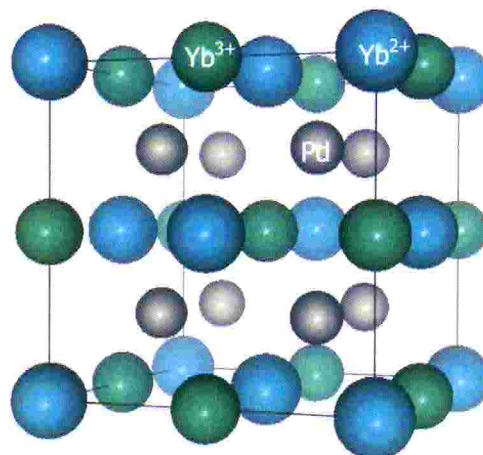


図7: 予想される価数秩序配列。

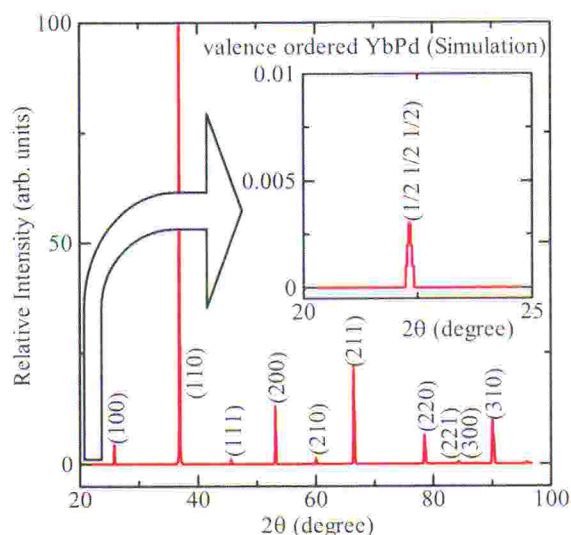


図8: 価数秩序状態のX線回折パターンのシミュレーション。挿入図はその際に出現する最大の超格子ピーク。

6. まとめ

以上、YbPdに関する我々の研究を紹介させて頂いた。今のところ、実験結果は価数秩序を仮定すると矛盾なく説明できそうである。しかし、いくつか疑問も残る。例えば、なぜ、 T_1, T_2 の2つの相転移が出現するのか、 $T_0=0.5\text{K}$ の相転移は何かといった点である。今後、これらの疑問についても調べていきたい。また、近々、価数秩序の直接的な検証を行なう予定である。この低温だよりが発行される頃には、その結果について皆さまにご報告できる予定である。

本研究は多くの方々との共同研究によって行なわれている。とくに考察で紹介した価数秩序構造については神戸大理の播磨尚朝教授に有意義なコメントを頂きました。ここに謝意を表します。また、低温センター箱崎地区センターの上田廣孝さん、上田雄也さんには寒剤供給でいつもお世話になっています。ここに感謝する次第です。

参考文献

- [1] M. A. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
- [2] T. Kasuya, *Prog. Theor. Phys.* **16**, 45, 58 (1956).
- [3] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [4] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.* **32**, 37 (1964).
- [5] M. Kasaya, J. M. Taraseon and J. Etourneau, *Solid State Comm.* **33**, 1005, (1980).
- [6] E. V. Sampathkumaran, L. C. Gupta, R. Vijayaraghavan, K. V. Gopalakrishnan, R. G. Pillay, and H. G. Devare, *J. Phys. C* **14**, L237 (1981).
- [7] Y. Ōnuki, Y. Shimizu and T. Komatsubara, *J. Phys. Soc. Jpn.* **53**, 1210 (1984), **54**, 304 (1985).
- [8] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz, H. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892 (1979).
- [9] H. v. Löhneysen, T. Pietrus, G. Portisch, H. G. Schlager, A. Schröder, M. Sieck, and T. Trappmann, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3262 (1994).
- [10] I. Felner and I. Nowik : *Phys. Rev. B* **33**, 617 (1986).
- [11] R. Pott, W. Boksich, G. Leson, B. Politt, H. Schmidt, A. Freimuth, K. Keulerz, J. Langen, G. Neumann, F. Oster, J. Röhler, U. Walter, P. Weidner, D. Wohlleben, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 481 (1985).
- [12] A. Ochiai, T. Suzuki, T. Kasaya, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 4129 (1990).
- [13] E. J. W. Verwey, *Nature (London)* **144**, 327 (1939).
- [14] P. Bonville, J. Hammann, J.A. Hodges, P. Imbert, G. J. Jéhanno, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2733 (1986).
- [15] A. Iandelli, G. L. Olcese, A. Palenzona, *J. Less-Common Met.* **10**, 317 (1980).
- [16] 深道和明, 後藤恒昭, *日本金属学会誌* **36**, 173 (1997).
- [17] M. Sugishima, in preparation

低温センター伊都地区ヘリウム液化・冷凍機性能試験

河江達也、佐藤誠樹、松尾政昭、船木和夫、木下慎¹、伏見知朗¹、Nusselein Uwe²
九州大学低温センター、小池酸素工業(株)¹、Linde Kryotechnik²

九州大学低温センター伊都地区センター（以下、伊都地区センター）新設に伴い、ヘリウム液化・冷凍機が設置された。この装置は(1)液体ヘリウムの液化運転 (2) 10–70K の温度域で冷凍機運転 (3) ヘリウム液化と冷凍機の同時運転、という 3 タイプの運転が可能という他に例のない特徴を持つ。今回各タイプの運転について性能試験を実施した。これよりヘリウム液化機および冷凍機としての単独運転では仕様書のデータを大きく超える性能を示すことがわかった。また液化・冷凍同時運転では、液化・冷却能力はともに装置の温度とともに大きく変化した。T=15K では液化能力が 40 ㍈/時間、冷却能力は約 800W であった。一方 T=60K では液化能力が約 170 ㍈/時間以上であり冷却能力は 450W であった。

1. はじめに

九州大学低温センターを介した液体ヘリウムの利用者は工学系、理学系、農学系という広い学問分野、またその研究内容も基礎から応用研究と多岐にわたっている。それを反映してヘリウム寒剤の用途も、大型超伝導磁石あるいは T=1K 以下の極低温冷凍機の冷却のように 1 度に百㍈以上の大量の液体ヘリウムを消費する実験から、NMR や超伝導量子干渉磁束計(SQUID 磁束計)などの超伝導を利用した高精度測定装置の冷却のように長期間安定な液体ヘリウム供給が必要になる場合など様々である。平成 17 年度より工学研究院、システム情報科学研究院、超伝導科学研究センター等の伊都地区への移転が始まった。それにともない伊都キャンパスでの寒剤供給体制の整備が重要課題となった。さらに伊都地区センターに設置されるヘリウム液化機は、上のような多様な寒剤利用状況を十分に支援できるものでなければならなかった。幸い、多くの皆様に多大なご支援とご協力を賜り、平成 18 年度の概算要求で伊都地区センターに最新鋭の液体ヘリウム・冷凍機の導入が実現し、現在順調に稼働をはじめ新たな結果も得られるようになってきた[1-9]。そこで低温センターだよりの場を借りて、伊都地区センターに導入されたヘリウム液化・冷凍機の特徴と能力を紹介する。

このヘリウム液化・冷凍機の最大の特徴は従来の液体ヘリウムの製造に加えて、 $10\text{K} \leq T \leq 70\text{K}$ の温度域における冷凍機能も備えている点である。これにより MgB_2 や高温超伝導体などでできた超伝導磁石などの性能試験なども可能になった。さらにこの装置は、液体ヘリウムの製造に加えて冷凍運転も同時に行えるという非常にユニークな特徴を持っている。今回、隣接の超伝導科学研究センターに設置された疑似冷凍負荷と長尺トランスファーチューブを介して接続運転し、液化・冷凍能力の評価試験を行い、その結果を昨年ソウルで行われた第 22 回国際低温工学会議(ICEC22)で発表した。本稿はその発表内容 (i) 冷凍運転時の冷却能力 (ii) 液化・冷凍同時運転時の液化・冷却能力、が中心になっている[10]。

2. ヘリウム液化・冷凍機システム

図1に液化機本体の写真、図2に本液化・冷凍機の概略図を示している。主要設備となるヘリウム液化・冷凍機はリンデ社 LR280、液化冷凍機用圧縮機はKAESER社 ESD411であり、これらは低温センターに設置されている。この装置は195ℓ/時間あたりの液体ヘリウムが供給できる仕様となっている。これらに加えてヘリウムガスの回収設備、10,000ℓの液体窒素タンクなどが低温センターの主要設備と

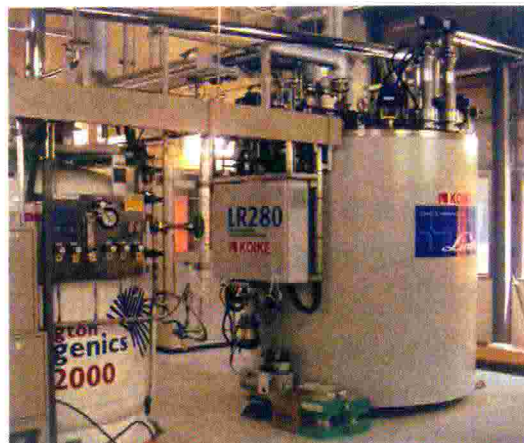


図1：Linde社製ヘリウム液化・冷凍機LR280（右）と液化ヘリウム容器（左）

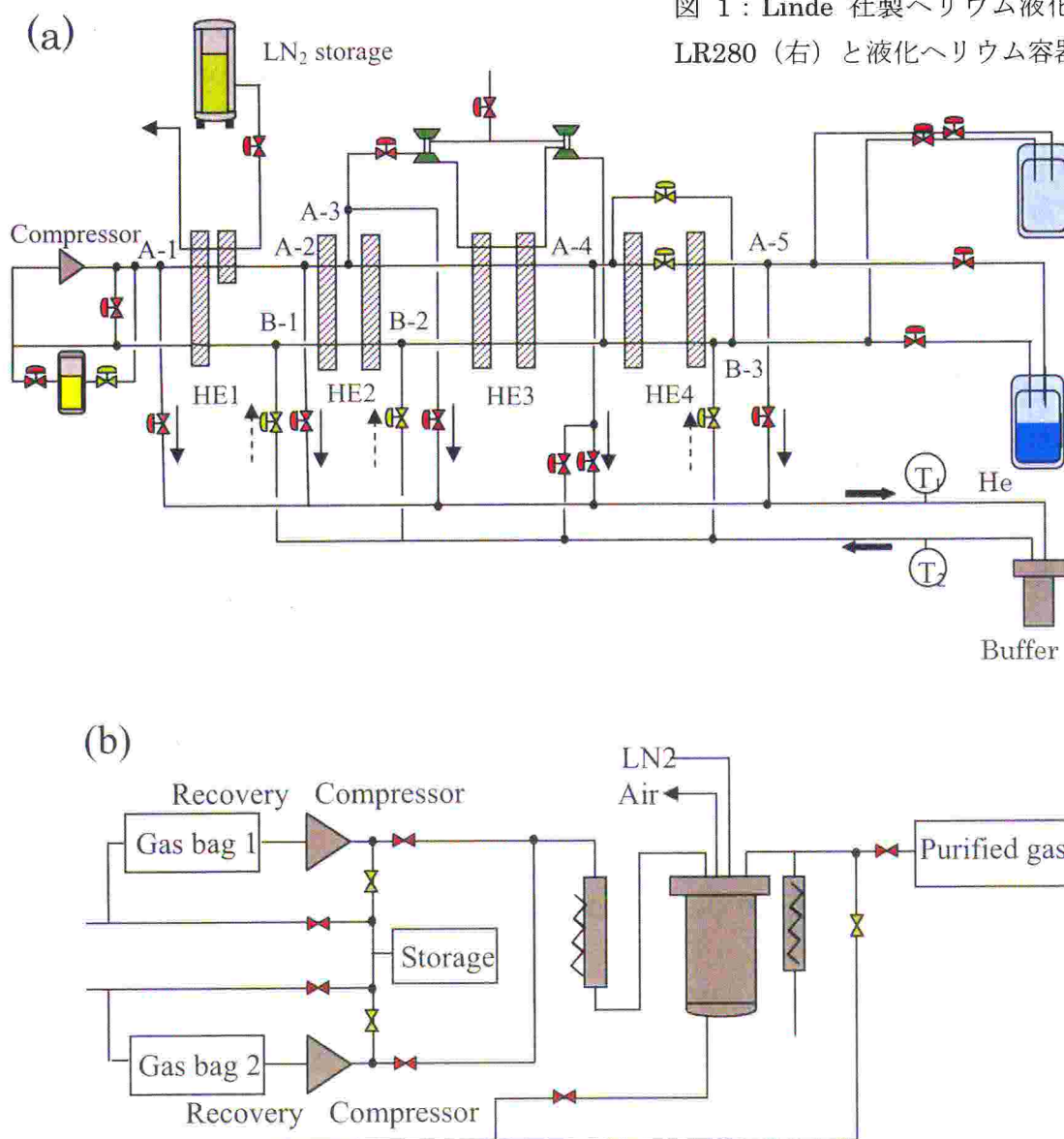


図2：(a)はLR280液化・冷凍機的气体フローチャートを示す。冷凍運転では矢印方向にガスが流れ、バッファ装置を経由して本体に戻ってくる。(b)に示すヘリウム回収、精製システムは液化機本体とは独立に運転される。

して設置されている。この液体窒素タンクは伊都地区各研究室への液体窒素の供給用としてだけでなく図 2(a)に示すように液化・冷凍運転を行う際のヘリウムガスの予冷に使用されている。

製造された液体ヘリウムは、低温センター、超伝導科学研究センターのそれぞれに設置された 2,000 ℓ 容器に貯蔵され、それぞれ独立にくみ出しが行えるようになっている。両センターは独立の建屋になっているため、液体ヘリウムは約 10 メートルの長尺トランスファーチューブを通り低温センターから超伝導科学研究センターに移送される。現在得られているこの装置の最大液化能力は 230 ℓ/時間であり、仕様書を超越する能力が得られている。このヘリウム液化・冷凍機は回収ヘリウムガスの精製システムが図 2(b)のように液化・冷凍機本体から切り離されている。これによりガスの精製作業が液化運転とは独立に実施できるようになり、上述した冷凍機運転、液化・冷凍機の同時運転など様々な状況に応じて柔軟に対処できるようになった。

次に冷凍運転の方法について簡単に説明する。磁場中にある超伝導体は交流ロスのため大きな冷凍負荷になる。そのため転移温度が液体窒素温度を超える高温超伝導体などについて交流ロスを研究するためには、液体ヘリウムの蒸発温度($T=4.2\text{K}$)以上の広い温度範囲で大きな冷却能力を持つ冷凍機が必要になる。この装置はヘリウムガスの循環ラインを液化用と冷凍用の 2 種類取り付けることで、大型冷凍機としての機能も併せ持つような構造になっている。図 2(a) に本装置のヘリウムガスの循環経路を示す。液化運転の場合は高圧ヘリウムガスは熱交換器 HE1~HE4 および膨張タービンを出た後 J-T 弁を通り液化され容器に貯蔵されていく。一方、冷凍運転では図 2(a) に示した各温度ステージ A-1~A-5 からガスを取り出し、そのガスを冷媒として循環させている。このとき A-1 は室温、A-2 は窒素温度、A-3, A-4 はそれぞれタービンの入り口、出口温度、A-5 は J-T 弁の入口温度に対応するガスを供給している。この各温度にあるガスを目的温度になるように混ぜ合わせることで、冷凍機的气体出口温度 T_1 を調節している。

冷凍機が制御不能にならないよう安全に運転を行うには、冷凍機に戻ってくる循環ガスの温度 T_2 を出口温度 T_1 より十分高くして一定に保つ必要がある。この冷凍機では T_2 が T_1 に対して $T_2 = T_1 + 10\text{K}$ で安定に動作するように設計されている。このためガス温度制御用にバッファ装置が、冷凍実験を行う超伝導科学センターに設置されている。図 2(a) に示すように、冷凍機から長尺トランスファーチューブを通



図 3 : ガス温度調整用バッファ装置

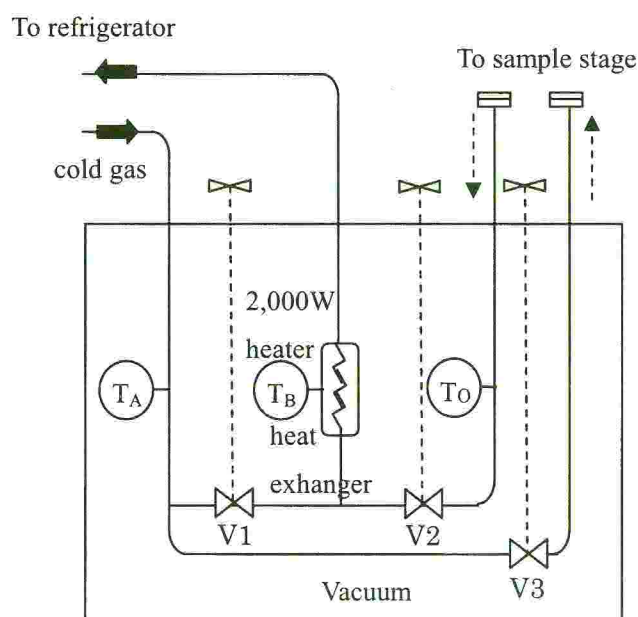


図 4 : バッファ装置の概略図。 T_A, T_B, T_C はそれぞれ 温度計を表す。本実験中にはバルブ V_1 は開、 V_2, V_3 は閉となっている。循環ガスは熱交換器を通して 2,000W ヒーターで加熱される。

てきた低温のヘリウムガスはバッファ装置で加熱され温度 T_2 に昇温された後、B-1, B-2, B-3 部を通して液化・冷凍機に戻っていく。

図3にガス温度制御用のバッファ装置の外観を示している。大きさは直径 0.7m 高さ 1.3m あり、ステンレス製真空容器からできている。図4の装置概略図に示すように断熱真空相内にはガス加熱用ヒーター、銅製の熱交換機、バルブが取り付けられている。今回のテストでは冷凍機本体の冷却能力をテストしたため、図4で示すバルブ V1 を開け V2 および V3 を閉じ試料を取り付けない状態で行った。つまりバッファ装置自体が疑似負荷となっている。一方実際の交流ロス実験などは、バッファ装置の先にトランスファーチューブを延長して V1 バルブを閉じ V3 バルブを開けてガスの循環ラインを確保した上で行う。双方の場合ともにガスは熱交換器部でヒーター加熱され、温度 $T_2 = T_1 + 10\text{K}$ となるように制御される。

3. 冷凍運転モードにおける冷却能力

冷凍機運転ではヘリウムの液化は行わないので、装置で発生する寒冷はすべて負荷の冷却に使用できる。したがって本実験結果が、現段階における本冷凍装置の冷却能力といえる。上述のように本実験ではバッファ装置内のバイパスバルブ V-1 を開け V-2 と V-3 は閉じ、冷凍機のガス出口温度 T_1 に対して、戻りガス温度 $T_2 = T_1 + 10\text{K}$ となるようにヒーター出力を制御した。図5に示すように戻りガスの温度 T_2 は、加熱後数分以内に安定になった。実験中、冷凍機の出口温度 T_1 とガスがバッファ装置内に入ってきたときの温度

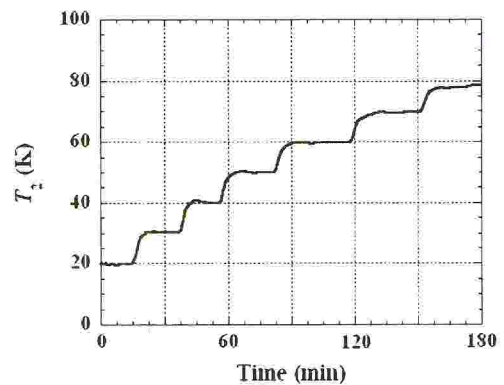


図5：冷凍機へのガス戻り温度 T_2 の時間変化

T_A はほぼ一致していた。これより途中配管における熱の侵入は小さく、ガス温度の上昇はヒーター加熱によって発生したと考えている。

図6にガスの出口温度 T_1 を 5K から 70K まで変化させたとき、戻りガス温度 $T_2 = T_1 + 10\text{K}$ とするために必要であった熱量をプロットしている。これが各温度における冷却能力になる。 $T_1 = 10\text{K}$ で極大値をとっているが、これは本冷凍装置の最大冷却能力に対応する。あるいは諸パラメーターが $T_1 = 10\text{K}$ 近傍で最大冷凍能力が得られるように設定されているともいえる。 $T_1 = 10\text{K}$ より高温側では冷却能力は一旦低下し $T_1 = 40\text{K}$ で極小となり、より高温側では上昇に転じている。さらに $T_1 = 60\text{K}$ および 70K ではヒーターの最大値

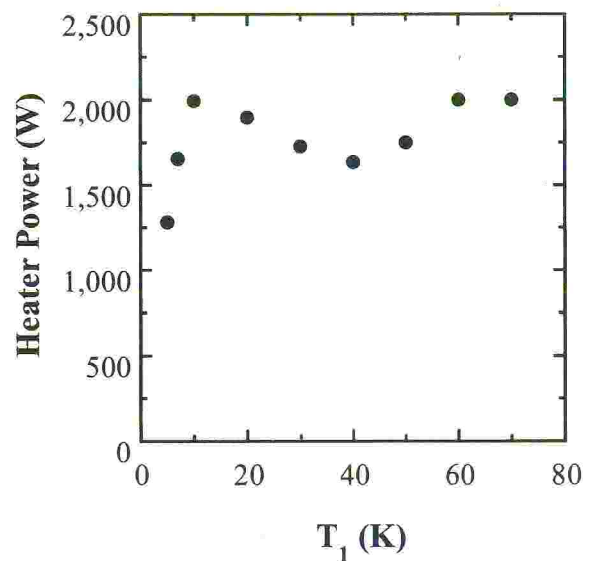


図6：冷凍運転モードにおいて、循環ガス温度を $T_2 = T_1 + 10\text{K}$ に昇温するため必要なヒーター値の T_1 依存。ヒーター値は装置の冷却能力に対応する。

2,000W で加熱しても、戻りガスの温度はそれぞれ $T_2=69.9\text{K}$ および 79.8K に抑えられ $T_2-T_1=10\text{K}$ の温度差が得られなかった。つまり $T_1=60\text{K}$ 以上では、2,000W 以上の冷却能力が得られるわけである。 $T_1 \geq 40\text{K}$ における冷却能力の上昇は装置内を流れるガスの設定方法と強く関連している。図2に示すとおり、冷凍機から出てくるガスは A-1 から A-5 までの各温度ステージにあるガスを混ぜ合わせ、出口温度 T_1 になるよう調整したものである。このため T_1 の設定温度が高くなると、熱交換機 HE1 を通して液体窒素で予冷されたガスの割合が増える。したがって $T_1 \geq 40\text{K}$ の冷却能力の上昇は装置本来の冷却能力に加え、液体窒素による寒冷が付加されたことを意味している。

本装置(LR280)の冷却能力として仕様書では表1に示すようにそれぞれ $330\text{W}@4.4\text{K}$, $1,440\text{W}@20\text{K}$, $1,575\text{W}@60\text{K}$ である。図6の実験データは各温度において仕様書を超えるものとなっており、冷凍機モードに関する現在の設定が本装置の能力を十分に引き出すものになっていることがわかる。

4. 液化・冷凍同時運転モードにおける冷却能力

次に液化・冷凍同時運転モードにおける液化および冷却能力を調べた。冷凍能力の実験条件は冷凍運転のみの場合と同様に、 $T_2=T_1+10\text{K}$ となるようにバッファ内のヒーターを調節した。この運転モードでは $T_1=10\text{K}$ 以下の温度では、戻りガスの温度 T_2 が低くなりすぎるため実験ができなかった。また冷凍運転同様に T_2 はヒーター加熱後数分以内に安定になった。

実験結果を図7に示す。この運転モードではヘリウムを液化しているため冷凍機としての冷却能力はかなり小さくなる。ガス出口温度 T_1 に対する冷却能力の変化は以下の特徴

が見て取れる。まず $T_1=15\text{K}$ 近傍で冷却能力が最大になる。また $T_1 \geq 50\text{K}$ で冷却能力が増加に転じているように見える。低温側で冷却能力の極大が現れ、高温側で冷却能力が上昇するという特徴は3章で既述した冷凍運転モードの結果と定性的に一致しており、冷凍運転時の特徴といえるだろう。またヘリウム液化能力を見てみると、 $T_1=15\text{K}$ で約 $40\text{L}/\text{時間}$ から T_1 の上昇とともに液化能力は急激に上昇することがわかる。 $T_1 \geq 50\text{K}$ では $170\text{L}/\text{時間}$ 以上というように、ヘリウム液化運転モードにおける装置の仕様値 $195\text{L}/\text{時間}$ に近い液化能力が得られた。

上で得られた冷却能力、液化能力をもとに装置の持つ全冷却能力を計算した。その温度依存を図8に示す。全冷却能力は $T_1 \geq 40\text{K}$ で急激に増大している。一方、 $T_1 \leq 25\text{K}$ では $1,000\text{W}$ 程度で大きな変化はなく、また $T_1=15\text{K}$ 近傍で見られた冷却能力の極大も消失している。これを冷凍運転モードで得られた冷却能力と比較してみると、両者は以下のように大きく異なることがわか

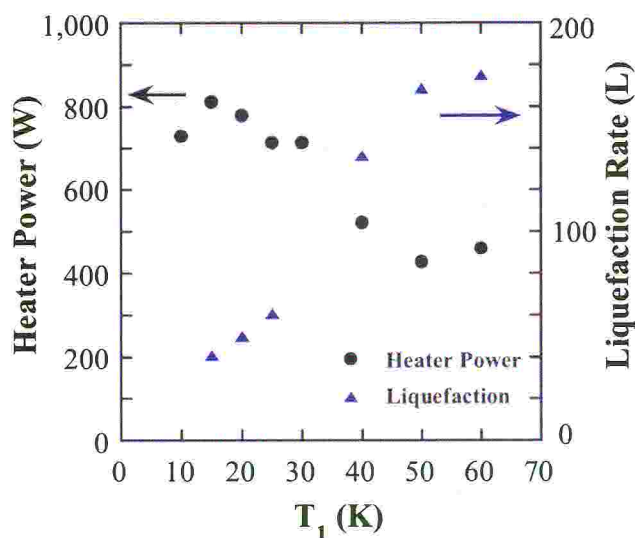


図7：同時運転モードにおけるヒーター値、液化能力の T_1 依存。

る。まず、同時運転モードでは $T_1 \leq 25\text{K}$ における全冷却能力は約 1,000W 程度なのに対し、冷凍機運転モードでは約 1,700W 以上と倍近い冷却能力が得られている。一方、高温側を比較してみると、同時運転モードの方が大きな冷却能力が得られている。この両モードにおける冷却能力の違いは、冷凍機運転において A-1 から A-5 で混合されるガス比率の違いに起因していると考えている。とくに同時運転モードでは低温側の冷却能力が下がり、高温側が強力になるような設定になっている可能性がある。

ここで仕様書データと同時運転モードの実験値を比較してみる。表 1 および図 7 に示すように同時運転モードでは $T_1 \leq 25\text{K}$ における冷却能力は 700W 以上が得られているが、これは仕様書 540W@20K に比べてかなり大きい。また、液化能力は $T_1 \leq 25\text{K}$ で 60 ㊦/時間以下しか得られておらず、仕様書 70 ㊦/時間@20K より小さい。一方、 $T_1 \geq 40\text{K}$ の高温側に注目すると、冷却能力は仕様書 1,000W@60K より小さいが、液化能力は仕様書 70 ㊦/時間@60K よりかなり大きい。以上明らかのように、現時点で得られた同時運転モードの実測値は仕様書データから大きくずれている。これについても原因は上述したように A-1 から A-5 で混合されるガス比率の問題と考えている。同時運転モードに関してはガス混合比を最適化することで、設計値が得られるように設定を改良していく必要がある。

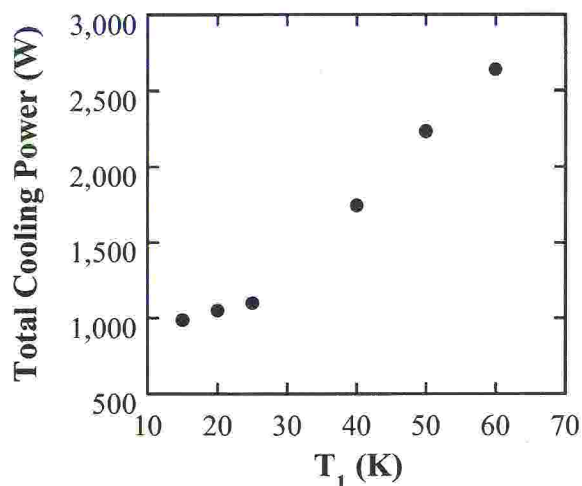


図 8：液化・冷凍同時運転から計算した装置の全冷却能力の温度依存。

表 1：液化、冷凍、液化・冷凍同時モードにおける仕様書と実験値の比較

	仕様書	実験値
液化モード	195 ㊦/時間	最大 230 ㊦/時間
冷凍モード	330W @ 4.4 K (冷却能力) 1,440W @ 20 K 1,575W @ 60 K	1,283W @ 5 K (冷却能力) 1,895W @ 20 K 2,000W 以上 @ 60 K
液化・冷凍同時モード	70 ㊦/時間 + 540 W @ 20 K 70 ㊦/時間 + 1,000W @ 60 K	50 ㊦/時間 + 779 W @ 20 K 175 ㊦/時間 + 460 W @ 60 K

5. まとめ

九州大学低温センター伊都地区センター新設に伴い、液化・冷凍機が設置された。これはリンデ社の LR280 を主体とするヘリウム液化・冷凍機と循環ガスの温度制御を行うためのバッファ装置からなっている。この装置の性能試験より以下の結果が得られた。ヘリウムの液化運転では

最大 230 ㊦/時間の液体が得られている。冷凍運転モードでは 10K から 70K の温度域で 1,200W 以上の冷却能力が得られ、また $T=10K$ 近傍で約 2,000W の極大を示す。これら液化、冷凍単独運転で得られた性能は仕様書のデータを大きく超えるものである。液化・冷凍同時運転モードでは、液化・冷凍能力ともに装置の温度に大きく依存する。 $T_1=15K$ では液化能力が 40 ㊦/時間であり冷却能力は約 800W である。一方 $T_1=60K$ では 170 ㊦/時間以上の液体が得られたのに対して冷却能力は 450W である。これらについては当初予定していた能力が得られていない点があり、今後装置の設定を改善していく予定である。

なお最後になりましたが本研究を行うにあたり、九州大学低温センター、超伝導科学研究センター関係者をはじめとして多くの方々に支援をしていただきました。この場をお借りして感謝申し上げます。

参考文献

1. K. Kajikawa, K. Tomachi, N. Maema, M. Matsuo, S. Sato, K. Funaki, H. Kumakura, K. Tanaka, M. Okada, K. Nakamichi, Y. Kihara, T. Kamiya and I. Aoki
J. Phys. Conf. Ser., Vol. 97, 012140 (2008).
2. K. Funaki, T. Sueyoshi, K. Kajikawa, M. Iwakuma, K. Tanaka, M. Okada, H. Kumakura and H. Hayashi
J. Phys. Conf. Ser., Vol. 97, 012316 (2008).
3. Z. Zulkifli, T. Kiss, M. Inoue, K. Enpuku, N. Kashima, T. Watanabe, M. Mori, S. Nagaya, A. Ibi, S. Miyata, Y. Yamada and Y. Shiohara
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1518-1521 (2008).
4. M. Suenaga, M. Iwakuma, T. Sueyoshi, T. Izumi, M. Mimura, Y. Takahashi and Y. Aoki
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1714-1717 (2008).
5. K. Funaki, T. Sueyoshi, M. Iwakuma, K. Shikimachi, N. Hirano and S. Nagaya
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1723-1726 (2008).
6. K. Tanaka, K. Funaki, T. Sueyoshi, Y. Sasashige, K. Kajikawa, M. Iwakuma, M. Okada, H. Kumakura and H. Hayashi
Supercond. Sci. Technol., Vol. 21, No. 9, 095007 (2008).
7. 船木和夫, 久保輝朗, 中尾彰浩, 佐藤誠樹, 松尾政晃, 柁川一弘, 田中和英, 岡田道哉, 熊倉浩明, 林秀美
低温工学, Vol. 43, No. 10, pp. 423-429 (2008).
8. K. Enpuku, T. Tanaka, Y. Tamai, F. Dang, N. Enomoto, J. Hojo, H. Kanzaki and N. Usuki
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 10, pp. 7859-7865 (2008).
9. T. Kawae, K. Yaita, Y. Yoshida, Y. Inagaki, M. Ohashi, G. Oomi, K. Matsubayashi, T. Matsumoto and Y. Uwatoko
Rev. Sci. Instrum., Vol. 80, 025102 (2009).
10. T. Kawae, S. Sato, M. Matsuo, K. Funaki, M. Kinoshita, T. Fushimi and Nusslein Uwe
To be published in Proceedings of International Cryogenic Engineering Conference 22.

量子化磁束のフロー状態とメソスコピック性

九州大学高等教育開発推進センター 小久保 伸人

超伝導体のピン止め特性の違いを利用して、サブミクロン幅のフロー線路(チャンネル)を人工的に作成し、僅か数列にスライスされた磁束格子のフロー特性を調べてきた。磁束運動の周期性を捉えるモードロック共鳴法により、磁束格子が一例ずつ階段状に成長するメソスコピック性や、チャンネル幅と磁束密度のマッチング条件によって変化する磁束秩序構造、さらにこれが磁束ピン止め力の強弱と密接に関連することを明らかにしたので紹介する。

はじめに

第二種超伝導体を貫く量子化磁束の“集合体”は、固体の融解、ガラス化、秩序化といった多くの物質固体材料に共通する基本的でかつ重要な相転移現象を、系統的かつ再現性よく調べる物理モデルとして注目されている。磁束は、互いに働く斥力相互作用により、規則的な周期配列(通常三角格子)を組む。磁束の密度は印加磁場の大きさによって決まるため、規則格子を特徴づける格子定数や弾性定数の大きさを磁場で制御できる。典型的な超伝導体における磁束格子の弾性定数は僅か ~ 10 Pa(シエア弾性定数)程度である。通常の物質原子固体の弾性定数が $\sim 10^{10}$ Paであることから、磁束は非常に柔らかい弾性格子を組むことが分かる。このため昇温すると、熱エネルギーが磁束格子の弾性エネルギーを容易に超え、その結果、磁束格子は磁束の液体へ熱的に融解(磁束格子融解)する[1]。さらに、超伝導体に不純物や欠陥、粒界などピン止め中心を人工的に導入すると、磁束格子の周期性(秩序性)を壊し、磁束配列に乱れを取り入れることができる。ピン止めの影響が強い場合、アモルファスやガラス(グラス)といった乱れた不秩序状態が現れる。昇温して熱揺らぎの影響を高めると、これら不秩序状態は液体状態へ連続的に融解する(逆に温度を下げて液体から固化することをグラス転移と呼ぶ)[2]。一方、磁場を変化させて弾性力を強めると、規則格子状態へ秩序化(秩序・不秩序転移)させることもできる[3]。中性子線に曝された固体材料の脆性・延性転移の問題と関連して大変興味深い[4]。このような磁束状態の相転移は、温度・磁場を変化させるだけで、母体の超伝導体を破壊することなく“繰り返し”、“何度でも”、“再現性よく”調べることができる。一般の物質材料にはない最も重要な利点である。さらに、最近の実験技術の向上により、磁束格子を直接観察・可視化できるようになったことも量子化磁束系の研究を後押ししている[5]。

磁束を舞台とした研究の興味は、最近、電流で磁束を駆動¹したフロー状態へ移ってきている [6,7]。ピン止めの影響が支配的な場合、プラスチック・フローやフィラメント・フローと呼ばれる乱れた磁束フロー状態が現れる。これに対し、磁束間相互作用が支配的になると、ムービング・ブラッグ・グラスと呼ばれる磁束格子フロー状態 [6]、さらに格子フロー状態と乱れたフロー状態の間にスメクティック・フローと呼ばれる新しい層状のフロー状態が理論的に提案されている [7]。秩序性の異なるこれら磁束フロー状態は、興味深いことに、駆動力の大きさに応じて現れ、その結果、フローの秩序化や相転移が駆動力をパラメータとして起こるといのである。駆動力とフロー状態の研究は、最近注目されているソフトマターやグラニューラー系の動特性と関連性が高く、物理的に新しい現象を多く含んでいて大変興味深い。磁束を扱う利点は、その運動が速度に比例する電圧²を伴うことによる。抵抗ゼロ（電圧ゼロ）の超伝導状態に現れるため、単純な電圧測定から明確にかつ感度よく磁束の運動を捉えられるのである。

駆動された磁束が示す多様なフロー状態を実験的に調べるには、磁束格子を細いチャンネルに閉じ込めた磁束フローチャンネルで調べるのが都合がよい [8-16]。本稿では、磁束フローの秩序構造を捉えられるモードロック共鳴という新しい実験手法を取り入れ、磁束フローチャンネルで見出したフローの秩序構造をサイズ効果（メゾスコピック性）も含めて紹介する [11-16]。

磁束フローチャンネル

磁束フローチャンネルの模式図を図 1（上図）に示す。基本的にピン止め特性が大きく異なる二枚の超伝導薄膜を組み合わせたものである。ピン止め特性が強い NbN 膜 ($T_c \approx 12$ K) をピン止め特性が非常に弱いアモルファス NbGe 膜 ($T_c \approx 3$ K) 上に成膜し、チャンネル部分において強いピン止め層を取り除いた。チャンネルの幅はサブミクロン程度 ($0.2 \sim 0.7 \mu\text{m}$) に選んだ (図 1

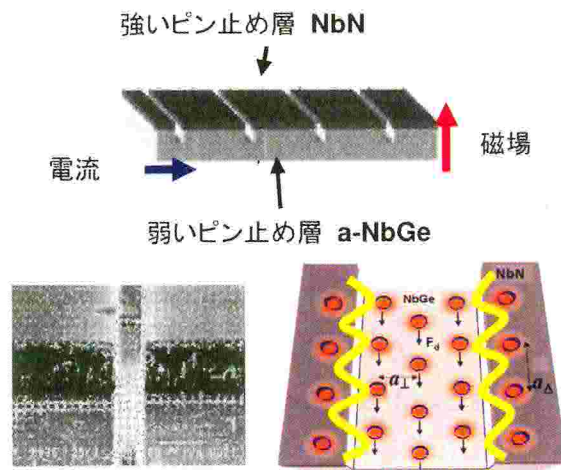


図1、磁束フローチャンネルの模式図(上図)。ピン止め特性の強い NbN 膜と非常に弱いアモルファス NbGe 膜で構成される。実際の磁束フローチャンネルの SEM 写真を左下図に示す。磁場を印加すると、磁束はチャンネル内外に誘起される(右下図)。チャンネル幅は磁場侵入長より細い。このためチャンネル内の磁束は、チャンネルエッジにピン止めされた磁束から強い相互作用を受ける。この相互作用はエッジポテンシャル(波線)を形成し、チャンネル磁束をピン止めすると同時に、マッチング効果をもたらす。なお a_{\perp} および a_{\parallel} はそれぞれ磁束格子の格子定数、列定数である。

¹ 電流と磁束密度に比例する駆動力 $F = \vec{I} \times \vec{B}$ を電流・磁場に直行する方向に受ける。

² 速度と磁束密度に比例する電場 $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ が速度・磁場に直行する方向、即ち電流方向に現れる。

左下)。この幅は、磁束間相互作用が強くなる磁場範囲 (0.1 ~ 1 T) において、磁束格子定数の数倍程度となる。すなわち磁束が格子を組んだとき、磁束格子の数列分に相当する磁束列が細いチャンネルに現れることになる (図 1 右下)。なおチャンネルの幾何学的構造により、磁束格子の向きはチャンネル方向に揃うことを付け加えておく。チャンネルの外にある磁束は強いピン止め層 (NbN) を貫くのに対し、チャンネル内の磁束は弱いピン止め層 (NbGe) しか貫かない。すなわちチャンネル内外で磁束が受けるピン止め力が異なる。電流をチャンネルに対して垂直に印加し駆動力をチャンネル方向に与えると、チャンネル内の磁束のみをフローさせることができる。このため我々は磁束フローチャンネルと呼んでいる。

磁束格子の列間隔は印加磁場の大きさにしたがって変化する。このため磁場の大きさにチャンネルに現れる磁束格子の“厚さ”を制御できる。一列の磁束列という一次元鎖も用意できるので、一次元系のフロー特性や二次元への次元クロスオーバーも調べられる [15,16]。

エッジポテンシャルとシェアデピニング及びマッチング効果

磁束間相互作用が及ぶ典型的な距離は、磁場侵入長で特徴付けられる。チャンネルを構成する超伝導膜 (NbGe) の磁場侵入長は $0.7 \mu\text{m}$ ($T=0\text{K}$) であり、この長さはチャンネル幅を超える。このためチャンネル内の磁束には、互いに働く相互作用だけでなく、チャンネル近傍に強くピン止めされた磁束 (列) から受ける相互作用も考慮する必要がある。特に後者の相互作用は図 1 右下に模式的に示すようなエッジポテンシャル (黄色の波線) を形成すると考えられ、これがチャンネル磁束をピン止めするだけでなく、チャンネル磁束の配置に大きな影響を与える。

まず、エッジポテンシャルによるピン止めについて考える。図 1 から明らかなように、チャンネル内の磁束格子の最外列はエッジポテンシャルに“トラップ”される。この影響は、格子としての性質 (弾性) により、チャンネル磁束格子全体に及ぶため、駆動力を与えてもチャンネル磁束は容易にフローしない。しかしこのとき、駆動力 F とチャンネル幅 w の積で与えられる圧力 ($=Fw$) により、チャンネル内の磁束格子は弾性 (シェア) 変形を起こす (図 2 右図)。圧力をさらに加え磁束格子の変位 A が弾性リミット A_p を越えると (図 2 左図)、チャンネル内の磁束格子全体はエッジポテンシャルをスリップ (デピニング) し、その結果、磁束格子フローがはじめる。このときの駆動力の大きさが臨界力 (デピニング力) F_p 、それをもたらす電流値の大きさが臨界電流 I_c となる。不純物等のピン止め中心からデピニングする場合と違い、チャンネルにおけるデピニングは純粋に磁束格子のシェア変形による。このため、チャンネルのデピニング力 F_p はシェア弾性定数 c_{66} に直接比例する。

次にエッジポテンシャルが与える磁束配置構造への影響について述べる。チャンネル内の

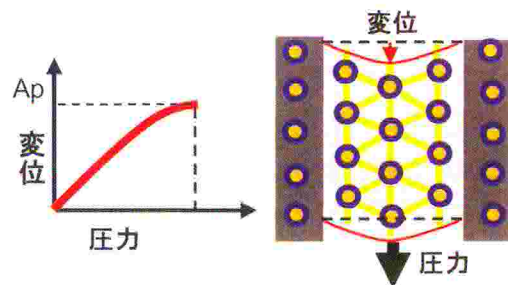


図 2、磁束格子の連続体極限における変位と圧力の関係 (左図) および模式図 (右図)。

磁束はエッジ両側に形成されたエッジポテンシャルにより閉じ込められるため、チャンネル幅³ w と磁場で変化する磁束間隔の間に釣り合い（マッチング）効果が現れる。チャンネル幅が磁束格子の列定数⁴ a_{\perp} と釣り合ったとき、すなわち $w = n a_{\perp}$ （ n は整数）、チャンネル内の磁束は秩序した規則格子を組む。一方、これらが釣り合わない場合、チャンネル内に生じた磁束格子の格子欠陥により、格子構造は乱される。したがって、釣り合い条件によって、チャンネル磁束秩序構造が変化する。

実験で得られたデピニング力⁵ F_p を磁場に対してプロットした結果を図3に示す。デピニング力の全体的な振る舞いは、実曲線で示したシヤ弾性定数 c_{66} の磁場依存性、 $c_{66} \propto b(1-b)^2(1-0.58b+0.29b^2)$ （ただし $b = B/\mu_0 H c_2$ 、 B は磁束密度）でよく説明できる[17]。スムーズな振動は、チャンネル磁束の秩序構造の変化を示唆する。 F_p の振動と秩序構造の関係は次のモードロック共鳴実験から明らかにした。

モードロック共鳴

ピン止め環境下中で（直流）駆動された磁束が格子構造を保ってフローすると、自身の持つ格子の周期性を反映した速度変調が励起される[5]。たとえば、超伝導体に小さな孔を周期的に並べた場合、その周期間隔とフローする磁束格子の格子定数 a_{FLOW} が一致することがある。このとき、磁束格子の速度は、平均速度 v と a_{FLOW} できまる内部周波数 $f_{\text{int}} = qv/a_{\text{FLOW}}$ で変調される。この運動は、磁束格子を一つの粒子とし、それが周期間隔 a_{FLOW} の洗濯板ポテンシャルを転がり落ちる描像と基本的に等価で

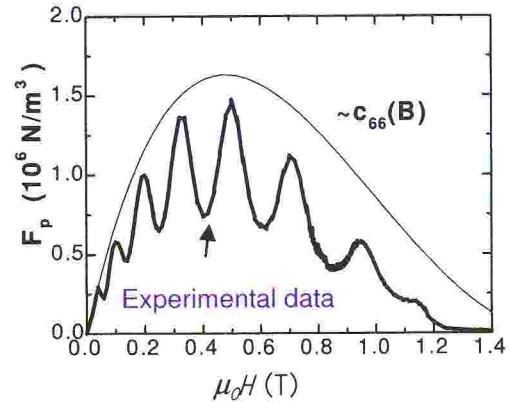


図3、磁束フローチャンネル($w = 330$ nm)で得られたデピニング力の磁場依存性。実曲線はシヤ弾性定数の磁場依存性を示す。

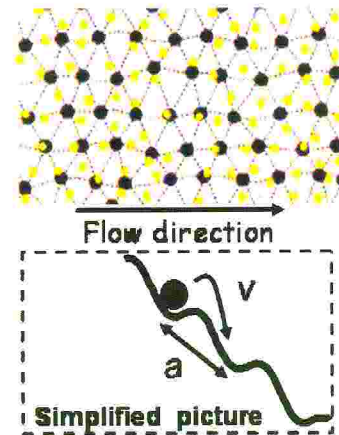


図4、ピン止め環境下中で磁束格子を右方向に直流駆動した模式図(上図)。格子運動の周期性がピン止めポテンシャルの成分と結合したとき、集団的速度変調が励起される。磁束格子を一つの粒子とし、それが周期間隔 a_{FLOW} の洗濯板ポテンシャルを転がり落ちる描像と基本的に等価である(下図)。

³ 両側のエッジポテンシャル間の距離が磁束系における“有効チャンネル幅” w_{eff} ($> w$)となる。マッチング効果では、 w_{eff} は物理的な実際のチャンネル幅 w より重要となる[9,10,14]。

⁴ 磁束格子の格子定数 a_{Δ} と列定数 a_{\perp} には関係式 $a_{\Delta} a_{\perp} = \Phi_0 / B$ が成り立つ。

⁵ 電流電圧特性を測定し、電圧が現れる臨界電流値 I_c から $F_p (= I_c B)$ を求めた。

ある (図 4)。磁束が格子を組んで運動すれば、ランダムなピン止め環境下でも、周期運動を反映した速度変調が起こることが知られている[18]。我々はこの速度変調を格子モードと呼んでいる。

格子モードは内部周波数程度の周波数の交流駆動を直流駆動に重畳することによって捉えることができる。交流駆動の周波数と格子モードの周波数が調和的に関係付けられると、すなわち

$$f = pf_{\text{int}}, \text{ or } v = \frac{p}{q} fa_{\text{FLOW}} \quad (1)$$

の条件を満たすとき、格子モードによる速度変調は交流駆動に共鳴的にロックされるからである。ここで p と q は整数である。この動的共鳴は、モードロック共鳴と呼ばれ、電流電圧特性に共鳴電流ステップとして現れる (図 5)。

モードロック共鳴条件をフローチャンネルに適用すると、チャンネル磁束フローの秩序構造を捉える非常に重要な関係式が得られる。フローチャンネル一本あたりにおける基本共鳴電圧 $V_{1/1}$ は

$$V_{1/1} = nf\Phi_0 \quad (2)$$

となる [11-16]。ここで f は周波数、 Φ_0 は磁束量子、 $n (=w/a_1)$ はチャンネル内でフローする磁束列数 (磁束格子の厚さ) である。(2)式はちょうど直接に n 個つながったジョセフソン接合系において、Giant Shapiro Step が起こる電圧条件式と等価である。興味深いことに磁場や温度といった変数がない。周波数は実験的に決まっているため、共鳴電圧からチャンネルでフローする磁束列数を直接求められる。我々はこの共鳴条件を使って、磁束列数が印加磁場 (磁束密度) に対してどのように成長するのか調べた。

チャンネル磁束のフロー構造

基本共鳴電圧を印加磁場に対してまとめた結果を図 6 の上図に示す。共鳴電圧を周波数と磁束量子の大きさに割った⁶。(2)式から明らかなように、この量 ($V_{1/1}/f\Phi_0$) はチャンネルに

⁶ 実際フローチャンネル 200 本 (N_{ch}) 分の電圧を測定している。測定電圧を N_{ch} で割った。

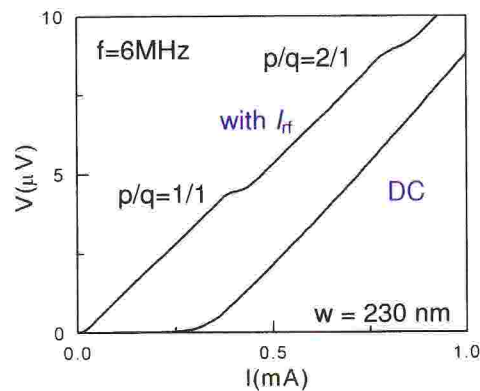


図 5、電流電圧特性とモードロック共鳴。6 MHz の交流電流を重畳すると明確な共鳴ステップが現れる。

における磁束列数 n に相当する。 $V_{11}/f\Phi_0$ は印加磁場に対して複数の電圧プラトーを狭い磁場範囲で示し、磁場に対して階段状に増加する。また、それぞれのプラトーは一定の電圧間隔を保ち、その大きさは磁束一列分に相当する。したがって、このように得られた階段状の振る舞いは、磁束列数 n が磁場（磁束密度）に対して一列ずつ増加していること示す。すなわち、磁束格子フローのメソスコピック性が現われているのである。

この階段状の振る舞いから、釣合い条件も決めることができる。隣り合う二つのプラトーの境界付近に着目すると、二つの列数 (n と $n+1$ 列) を持つ磁束フロー構造が共存していることが分かる。ここでは磁束格子の列定数がチャンネル幅と最も不釣合いな状態であるといえる。これに対し釣合い状態は、それぞれの電圧プラトーの中心付近であると考えられる。したがって、階段状の振る舞いは釣合い・不釣合い状態の連続転移が磁場に対して起きていることを示す。

図6下図にデピニング力のスムーズな振動を示す。上図と比較すると、デピニング力の振動は磁束フローの秩序構造と密接に関係していることが分かる。すなわち、 F_p の極大値は最も不釣合いな状態で現れる一方、極小値は釣合った状態で現れる。通常のマッチング効果では、 F_p の極大値は釣合い状態で起こり、最も不釣合いな状態で極小となる。この振る舞いは通常の F_p のマッチング効果と正反対である。

この物理的起源を明らかにするため、磁束フロー構造とデピニング力の対応を分子動力学シミュレーションで調べた。釣合い条件では、磁束フローは明確な整数列の軌跡を組み、ある時間のスナップから磁束配置構造をみると、チャンネル内の磁束はそれぞれ六つの最近接磁束に囲まれていることが分かった。このことは、格子フローが起きていることを示す。これに対し、不釣合い状態の結果では、 n 列と $n\pm 1$ 列フローの領域が共存するだけでなく、フロー軌跡が複雑に絡みあった領域も現れる。スナップの磁束配置構造を見ると、格子欠陥（転位）が多量に誘起されていることがわかった。フロー軌跡が複雑になっているところでは、転位が集まり、互いにその運動をブロックしていることが分かる。このためフローはジャムし、大きなデピニング力の起源になっていると考えられる。

不釣合いから釣合い条件へ向かうと、転位の数は減少する。このためジャムフロー領域

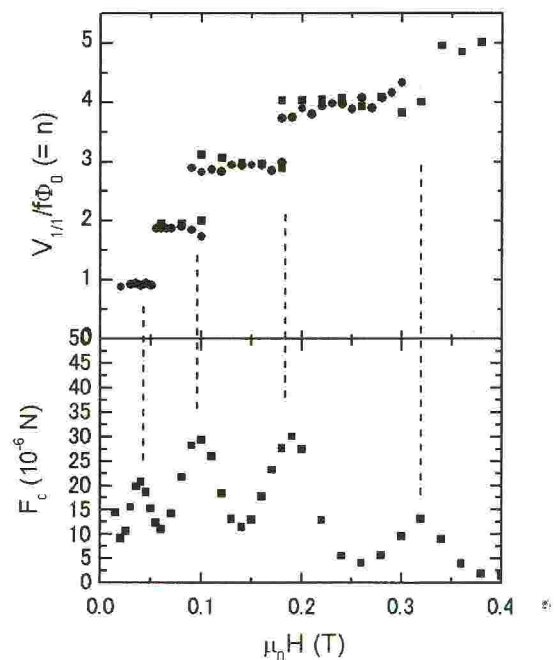


図 6、上図に基本共鳴電圧の磁場依存性を示す。共鳴電圧は周波数と磁束量子で割ってある。下図はデピニング力の磁場依存性である。破線で示したように、デピニング力の極大値が現われる磁場で共鳴電圧の飛びが起こる。

が減少し、その結果デピニング力は減少する。これは図3・図6で示したデピニング力のスムーズな振動を定性的に説明する。

チャンネルフローからバルクフローへ

最近、チャンネル構造を持たないバルクな試料における磁束フロー特性をモードロック共鳴法により調べている。チャンネルとの大きな違いは、まず共鳴電圧にメゾスコピック性は現れない。すなわち、印加磁場に対して共鳴電圧は連続に変化する。また、チャンネルのような幾何学的な閉じ込め効果がなくなるため、磁束格子が本来持つ回転の自由度が回復する。すなわち図7に示したように、運動方向に対して磁束格子の方位は必ずしも平行とは限らない。たとえば、運動方向に対して格子方位が垂直となる場合が存在する。この場合、運動方向の周期間隔 a_{FLOW} はもう1つの格子パラメータである列定数 a_{\perp} ($=(\sqrt{3}/2) a_{\Delta}$) で与えられる。バルクな試料において平行及び垂直な格子方位の共鳴電圧条件はそれぞれ

$$V_{p/q} = \frac{p}{q} f l B a_{\Delta} \quad (3a)$$

$$V_{p/q} = 2 \frac{p}{q} f l B a_{\perp} \quad (3b)$$

と与えられる。列定数は格子定数に比べて $\sqrt{3}/2$ 倍小さい。このため、共鳴電圧の大きさから格子方位を決めることができる [19,20]。アモルファス MoGe 超伝導膜で得られた結果例を図8に示す。実曲線及び破曲線はそれぞれ平行、垂直な格子方位の共鳴条件を示す。1 T 以下の低磁場および 3 - 3.5 T の高磁場では、平行な格子フローが現れている。一方、1 - 3 T の磁場範囲では、垂直な格子フローが現れていることが分かる。すなわち、磁場により磁束密度(または相互作用)を高めていくと、磁束格子の方位は平行から垂直へ1 T 付近で回転し、やがて 3 T 付近において平行へ戻る。回転をもたらす物理的起源はいまだ明らかにされていない。

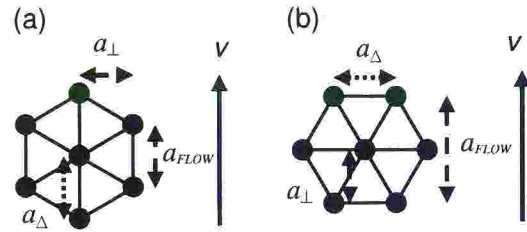


図7、磁束格子の格子方位例:(a)格子ベクトルが運動方向 v に平行な場合。(b)格子ベクトルが運動方向 v に対して垂直な場合。格子パラメータ a_{Δ} 、 a_{\perp} は、それぞれ格子定数、列定数を示す。

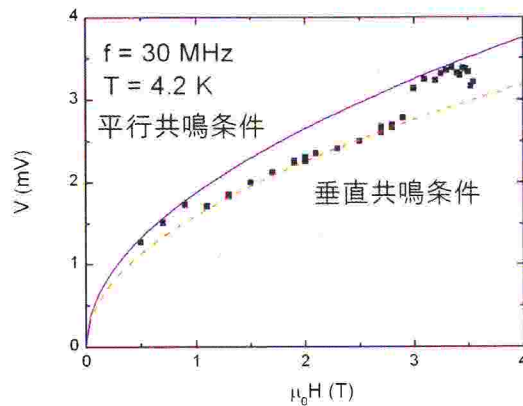


図8、アモルファス MoGe 膜で得られた共鳴電圧の磁場依存性。温度は 4.2 K、測定周波数は 30 MHz である。実曲線及び破曲線はそれぞれ平行、垂直な格子方位の共鳴条件を示す。1 T 以下の低磁場および 3-3.5 T の高磁場では、平行な格子フローが現れている一方、1-3 T の磁場範囲において垂直な格子フローが現れていることが分かる。

さらに垂直な格子方位はピン止め環境下における磁束格子運動の散逸最小条件を満たさない新しいフロー状態であり、大変興味深い。現在、垂直格子フローに与えるサイズ効果や幾何学的形状の影響を調べられる新しいフローチャンネルの作成を進めている。

まとめ

磁束格子をサブミクロン幅のフロー線路に閉じ込めることにより、僅か数列の磁束格子が示すメゾスコピックな格子の成長過程や、マッチング効果に伴う秩序構造の変化、そしてデピニング力の強弱と秩序構造の関係を、バルクな系における格子回転も含めて紹介した。本稿で紹介した磁束フローチャンネルは、電子の代わりに磁束量子を制御し、デバイス化を目指す応用研究 (Fluxtronics) の基礎技術として注目されている。また磁束秩序構造を調べるモードロック共鳴法は、磁束状態を検出する手段としても注目されている。微小超伝導体における新奇磁束状態を探る研究例も報告されており大変興味深い。本稿が磁束量子を用いた応用研究の発展につながれば幸いである。

参考文献:

- [1] E. Zeldov *et al.*, Nature (London) **375**, 373 (1995).
- [2] S. Okuma and N. Kokubo, Phys. Rev. B **56**, 14138 (1997).
- [3] N. Kokubo, K. Kadowaki, K. Takita, Phys. Rev. Lett., **95**, 177005 (2005).
- [4] 町田昌彦、私信
- [5] A. M. Troyanovskii, J. Aarts, P. H. Kes, Nature **399**, 665 (1999).
- [6] T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996).
- [7] L. Balents, M. C. Marchetti, and L. Radzihovsky, Phys. Rev. B **57**, 7705 (1998).
- [8] A. Pruymboom, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **60**, 1430 (1988)
- [9] M. H. Theunissen, E. Van der Drift, and P. H. Kes, Phys. Rev. Lett., **77** 159 (1996).
- [10] S. Anders, *et al.*, Phys. Rev. B **62**, 15195 (2000).
- [11] N. Kokubo, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **88**, 247004 (2002).
- [12] R. Besseling, N. Kokubo, P. H. Kes, Phys. Rev. Lett. **91**, 177002 (2003)
- [13] N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Phys. Rev. B **69**, 064504 (2004).
- [14] N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Physica **C412–414**, 362 (2004).
- [15] N. Kokubo, R. Besseling, T.G. Sorop P. H. Kes, Phys. Rev. B **73**, 224514 (2006).
- [16] T. G. Sorop, N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Physica **C 437–438**, 285 (2006).
- [17] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **34**, 6514 (1986).
- [18] Schmid and Hauger, J. Low Temp. Phys. **11**, 667 (1973).
- [19] N. Kokubo, B. Shinozaki, and P. H. Kes, Physica **C 468**, 581–584 (2008).
- [20] 大熊哲、井上甚、小久保伸人、固体物理 **44**, 1-15 (2009).

希釈冷凍 (II)

九州大学大学院 理学研究院 物理学部門 矢山英樹

本稿は希釈冷凍についての紹介であるが、分量が多いので分割して掲載する予定である。全体の構成は、次のとおりである。

(I) 1. 希釈冷凍の物理的原理 [九州大学低温センターだより No.2 に既掲載]

(II) 2. 混合器 3. スティル [本号に掲載]

(III) 4. 熱交換器 5. 1Kポット

(IV) 6. 希釈冷凍機の種類 7. 液体ヘリウムを用いない希釈冷凍機

(III)と(IV)は、次号以降に掲載予定である。

2. 混合器 (Mixing chamber)

定常運転状態における混合器の温度 T_m は、外から入ってくる熱量 \dot{Q}_m と戻ってくる ^3He が持ち込む熱量の和に依存する。混合器の温度 T_m は混合器での熱流のバランスを表す方程式を用いて次のように記述できる。

$$\dot{Q}_m + \dot{n}_3 [H_3(x_C, T_i) - H_3(x_C, T_m)] = \dot{n}_3 [H_3(x_D, T_m) - H_3(x_C, T_m)] \quad (2)$$

ここで、 \dot{n}_3 は ^3He の循環速度、 T_i は最終段の熱交換器から混合器に入ってくる濃厚相溶液の温度を表わす。式(2)は、上の相から下の相へ等温条件で ^3He が移動する際に吸収される熱量 (右辺) が、外から入ってくる熱量 \dot{Q}_m と ^3He を T_i から T_m へ冷却するために取り除くべき熱量 (左辺) を補償することを示している。この式では、循環しているガスは ^3He だけであると仮定し、混合器中の溶液の粘性によって発生する熱量については考慮していない。

式(2)に現れるエンタルピーの値を、図 3(a,b)に示す。また、 $H_3(x_D, T)$ と $H_3(x_D, T) - H_3(x_C, T)$ の値を、温度 T および濃度 x_D の関数として表 5 に示す。温度が 0.04 K 以下では、式(2)は 1%以内の誤差で次のように表わされる[1]。

$$\dot{Q}_m = \dot{n}_3 [H_3(x_D, T_m) - H_3(x_C, T_i)] = \dot{n}_3 (96T_m^2 - 12T_i^2) \quad (3)$$

もし、 $\dot{Q}_m = 0$ ならば $T_i/T_m = 2.8$ である。それはすなわち、熱流入がない場合には、連続的な運転によって得られる最低温度は、混合器に入ってくる濃厚溶液の温度の約 1/3 になることを示している。最低温度は、熱流入が制限されているときに得られる。もし、循環速度が与えられて、 $T_m = T_i$ ならば

$$(T_m)_{\min} = 0.11 \sqrt{\dot{Q}_m / \dot{n}_3} \quad (4)$$

である。これは、無限大の表面積をもった理想的な熱交換器を用いたときに到達可能な最低温度である (現実の熱交換器の場合、(4)式は 4 節に示されるように修正されなければならない)。

本稿は、ウクライナ科学アカデミー低温物理工学研究所編、矢山英樹、I.B.ベルクトフ訳「超低温の実験技術」九州大学出版会、2000年、からの抜粋である。

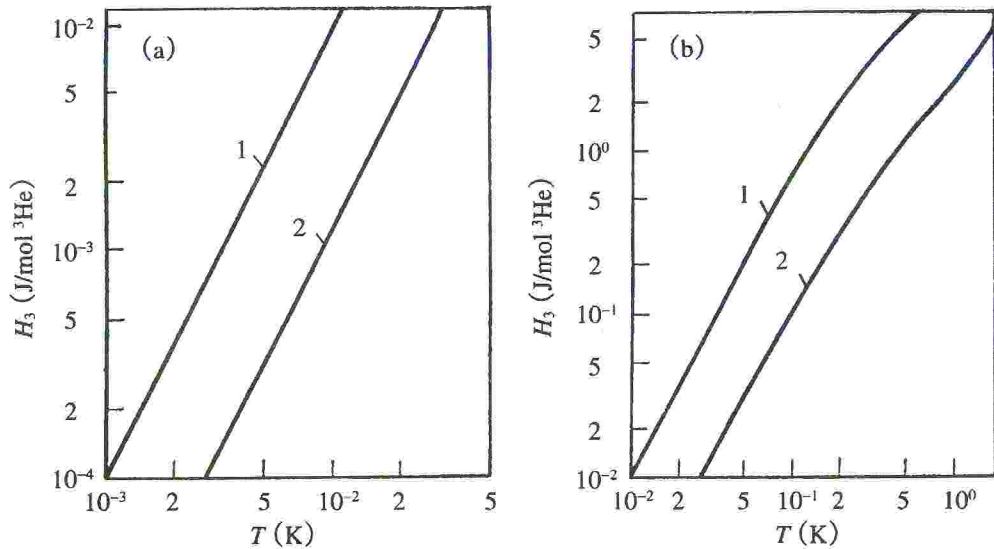


図 3 ${}^3\text{He}$ 1 モル当たりのエンタルピーの温度依存性 [1]. (a) は低温, (b) は高温の部分を表わす.

1 は D 相のエンタルピー $H_3(x_D, T)$, 2 は純粋な ${}^3\text{He}$ のエンタルピー $H_3(T)$.

現実の希釈冷凍機の場合, 循環溶液の中には, ${}^4\text{He}$ も ${}^3\text{He}$ 中に混じって存在している (10%以下). もし, 循環しているガスが 60%以上の ${}^3\text{He}$ を含んでいれば, 混合器の温度が混在する ${}^4\text{He}$ から受ける影響は非常に小さい. しかし, それは冷却能力を減少させることになる [1]. 循環している ${}^3\text{He}$ ガスへの ${}^4\text{He}$ ガスの混入は, 流れの中に超流動ブリッジを形成する. そして, それによって液体の分離が生じ, この分離によって発生した熱は, 熱交換器によって吸収されその温度が上昇する [2,3].

その他に, 混合器の温度に影響を与えるものとしては, 粘性発熱がある. これは, 循環している溶液がパイプの中を通るときに粘性により生じるものであり, 次式で表わされる熱の発生を伴う.

$$\dot{Q} = Z\eta\dot{V}^2 \quad (5)$$

ここで, η は粘性係数, \dot{V} は溶液の体積流速, Z は流体力学的流れの抵抗でありシステムの形状やパイプの直径および長さに依存する. すなわち,

$$Z = \frac{128l}{\pi d^4} \quad (6)$$

で表わされる. 粘性発熱による温度の増加は次の式によって計算される.

$$\Delta T = \frac{Z\eta\dot{V}^2}{\dot{n}_3 C} \quad (7)$$

ここで, C は溶液の熱容量である. 結果的に, (7)式では $\eta \sim T^2$ であり $C \sim T$ であるから $\Delta T \sim T^{-3}$ となる. すなわち, 粘性発熱の問題は, 最低温度付近で重要になる. 混合器内部の最低温度は, 粘性発熱によって制限される.

希釈冷凍機をワンショットで運転すると, 混合器からパイプを通して ${}^3\text{He}$ を取り除くときに熱が発生する. このとき, 溶液の熱容量は有限であるから, その熱が混合器の中に入ってくる. この場合, 最低温度は $T_{m0} = 4d^{-1/3} \text{ mK mm}^{1/3}$ である. すなわち, 出口のパイ

表 5 ^3He 1 モル当たりの希薄相のエントロピーとエンタルピーの値 [1].

T (K)	x_D	$H_3(x_D, T)$ (J/mol ^3He)	$S_3(x_D, T)$ (J/K mol ^3He)	$H_3(x_D, T)$ $- H_3(x_C, T)$ (J/mol ^3He)
0.000	0.064000	0.0	0.0	0.0
0.001	0.064000	9.451×10^{-5}	0.10716	8.188×10^{-5}
0.002	0.064002	3.781×10^{-4}	0.2143	3.277×10^{-4}
0.004	0.064007	1.513×10^{-3}	0.4286	1.312×10^{-3}
0.006	0.064016	3.404×10^{-3}	0.6427	2.954×10^{-3}
0.008	0.064029	6.050×10^{-3}	0.8567	5.254×10^{-3}
0.010	0.064045	9.452×10^{-3}	1.0705	8.214×10^{-3}
0.015	0.06410	0.02125	1.604	0.01850
0.020	0.06418	0.03772	2.134	0.03288
0.025	0.06429	0.05881	2.660	0.05132
0.030	0.06443	0.08443	3.182	0.07377
0.035	0.06459	0.11448	3.697	0.10072
0.040	0.06480	0.14884	4.206	0.13028
0.045	0.06503	0.1873	4.705	0.1641
0.050	0.06530	0.2298	5.195	0.2014
0.060	0.06596	0.3257	6.141	0.2857
0.070	0.06680	0.4347	7.032	0.3813
0.080	0.06784	0.5549	7.867	0.4865
0.090	0.06906	0.6844	8.643	0.5995
0.10	0.07042	0.8213	9.362	0.7186
0.12	0.07361	1.1122	10.643	0.9699
0.14	0.07731	1.4190	11.739	1.2328
0.16	0.08157	1.736	12.670	1.502
0.18	0.08628	2.058	13.468	1.774
0.20	0.09144	2.383	14.154	2.046
0.25	0.10618	3.195	15.49	2.718
0.30	0.12363	3.988	16.43	3.364
0.35	0.14373	4.749	17.10	3.975
0.40	0.1665	5.471	17.59	4.541
0.45	0.1918	6.150	17.96	5.061
0.50	0.2201	6.732	18.22	5.478
0.55	0.2527	7.338	18.39	5.916
0.60	0.2908	7.810	18.46	6.216

プの直径が 1 mm であれば, 4 mK の温度が得られることを示している. 更に低温にするためには, T_{m0} の d 依存性は小さいから, 出口のパイプの直径を非常に大きくしなければならない[2,3].

より低温を得るために, 1 つの冷凍機に複数の混合器を用いることが考えられた[4, 5, 6, 7]. 混合器が 2 つの場合の模式図を図 4 に示す. 循環速度 \dot{n}_0 で温度 T_0 の戻ってきた液体が熱交換器から混合器へ入る. この液体の一部が循環速度 \dot{n}_1 で第 1 の混合器 (MC1) で希釈され, インピーダンス Z_1 のパイプを通して熱交換器へ戻る. 流れの残りの

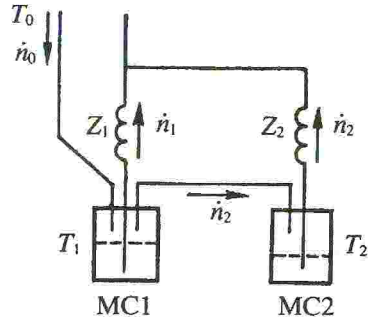


図 4 2つの混合器をもつ場合の模式図 [7].
MC1 は混合器 1, MC2 は混合器 2.

部分 \dot{n}_2 ($\dot{n}_1 + \dot{n}_2 = \dot{n}_0$) は, MC1 で前もって冷やされた後, 第 2 の混合器 (MC2) へ向かい, インピーダンス Z_2 のパイプを通して熱交換器へ戻る. 熱力学的解析によって, 最低温度にある混合器の温度はインピーダンスの比 Z_1/Z_2 と \dot{n}_0 の増加とともに減少することが分かる. この 2 つの混合器によって得られた最低温度は 2.8 mK である. この構造に用いられたインピーダンスの値は, $Z_1 = 2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ および $Z_2 = 8 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ である. 第 1 の混合器のパイプのパラメータは希薄相側が $l_{1D} = 14 \text{ cm}$, $d_{1D} = 0.6 \text{ cm}$ であり, 濃厚相側が $l_{1C} = 15 \text{ cm}$, $d_{1C} = 0.45 \text{ cm}$ である. 一方, 第 2 の混合器のパイプのパラメータは $l_{2D} = 8 \text{ cm}$, $d_{2D} = 0.85 \text{ cm}$ である. また, 両混合器をつなぐパイプのパラメータは, $l = 24 \text{ cm}$, $d = 0.61 \text{ cm}$ である. MC1 に入ってくる溶液の温度は循環速度 $\dot{n}_0 = 4 \times 10^{-4} \text{ mol s}^{-1}$ で $T_0 = 9.5 \text{ mK}$ である. このとき, 混合器への熱流入は粘性発熱を含めて $\dot{Q}_1 = 80 \text{ nW}$, $\dot{Q}_2 = 60 \text{ nW}$ である. この希釈冷凍機が, 1 つの混合器で到達できるのは 5.2 mK である. このように複数の混合器を有する希釈冷凍機は, 1 つしか混合器をもたない希釈冷凍機よりもより低温に達することができる可能性を与えた. しかし, 複数の混合器を有する冷凍機の冷凍パワーは混合器が 1 つの場合より低い.

冷凍機の連続的な運転のためには, 相境界が混合器の中にくるようにしなければならない. この相境界の位置は, 最初の溶液濃度 x_0 と, 混合器の容積 V_m , スティルの容積 V_s , およびそれらの温度 T_m , T_s で決まる. 溶液の濃度と総量は, 実際の装置についてのこれらのパラメータの下で, 相境界が混合器の中にくるように適当に調整されなければならない.

いま, n モルの溶液を考えると, 次式が成り立つ.

$$nV(x_0) = V_m + V_s = V_m(1+r) . \quad (8)$$

ここで, $r = V_s/V_m$ であり, $V(x_0)$ は x_0 の濃度をもつ溶液のモル体積である. このモル体積は濃度が $x_0 \leq 30\%$ の場合, 誤差 0.3% 以内で次式のように表わされる.

$$V(x_0) = 27.58 + 7.60x_0 + 1.65x_0^3 \quad (\text{cm}^3/\text{mol}) . \quad (9)$$

希釈冷凍機が動作を開始し, 相分離が起こったとしよう. この場合, 混合器内の一部が, 希薄相で占められる. 全混合器の容積とこの希薄相の体積の比を h_m とし, スティルの容積とスティル内の溶液の体積の比を h_s とする. もし, 熱交換器と凝縮器の容積が, V_s および V_m よりも小さければ, 液体 ^3He と全溶液の量を表わす条件式は次のように書くことができる.

$$\left(\frac{x_D}{V(x_D)} - \frac{c}{V(x_C)} \right) h_m + \frac{rx_s}{V(x_s)} h_s = \frac{(1+r)x_0}{V(x_0)} - \frac{x_C}{V(x_C)} \quad (10)$$

$$\left(\frac{1}{V(x_D)} - \frac{1}{V(x_C)} \right) h_m + \frac{rh_s}{V(x_s)} = \frac{1+r}{V(x_0)} - \frac{1}{V(x_C)} \quad (11)$$

希薄相の濃度 x_D と濃厚相の濃度 x_C の温度依存性を、表 2 と表 3 にそれぞれ示す。スティル中の溶液の濃度は、図 8 に示されるデータを用いて求められる。

h_s と h_m の値は式(10)と(11)から得られる。 h_s の温度依存性は小さい (1~5%)。相境界を決定する h_m の値を図 5 に示す。もし、 $h_m \leq 0$ ならば、混合器内は濃厚溶液のみが存在し、希釈冷凍機は動作しない。なぜなら、温度の低下と共に相境界が熱交換器またはスティルへ移動するからである。もし $h_m \geq 1$ ならば、混合器内には希薄溶液のみが存在するが、温度の低下と共に相境界は混合器内に入ってくるることができる。最適値は、 $0 < h_m < 1$ であり、それは図 5 から求めることができる。

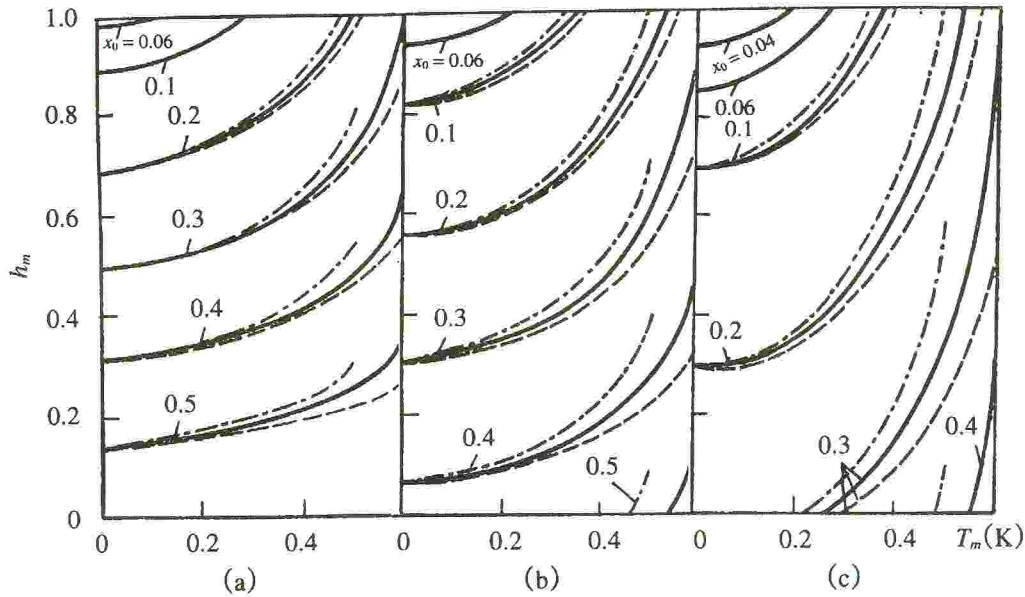


図 5 混合器温度をパラメータにして表わした、希薄溶液の比体積の温度依存性 [1].
(a) は $V_s/V_m = 0.5$, (b) は $V_s/V_m = 1$, (c) は $V_s/V_m = 2$. 一点鎖線は $T_s = 0.5$ K, 実線は $T_s = 0.6$ K, 破線は $T_s = 0.7$ K.

もし、熱交換器や凝縮器の容積が V_s および V_m に比べて無視できないときは、近似的に計算をすることができる。混合器の容積 V_m の代わりに修正した容積 V_m^* を用いる必要がある。 V_m^* の値は、 V_m の値はもちろん、凝縮器の容積、濃厚溶液が入っている側の熱交換器の容積、および希薄溶液が入っている側の熱交換器の容積の半分を加えたものすべてを含んでいる。スティルの容積を修正した V_s^* の値は、 V_s はもちろん、希薄溶液が入っている熱交換器の容積の半分を加えたものである。この場合、図 5 を用いて $r^* = V_s^*/V_m^*$ を定義することができる。しかし、そのときは h_m^* は別の値であることに注意しなければならない。例えば、 $V_s = V_m = 4 \text{ cm}^3$ の場合、熱交換器中の希薄相の体積は 3 cm^3 であり、凝縮器と熱交換器の濃厚相側の容積を合わせたものは 2 cm^3 である。そのとき、 $V_s^* = 5.5 \text{ cm}^3$, $V_m^* = 7.5 \text{ cm}^3$, $r^* = 0.73$ である。図 5(a) と図 5(b) のデータ間の補間をする必要がある。 $T_s = 0.6 \sim 0.7$ K,

$T_m = 0 \text{ K}$ の場合, $x_0 < 0.5$ にする必要がある ($h_m > 0$). $T_m = 0.6 \text{ K}$ の場合, $x_0 > 0.8$ にする必要がある ($h_m > 0$). $x_0 = 0.35 \sim 0.40$ にとるのが適当であり, 溶液の量を式(8)と(9)から見出すことができる.

混合器の構造は, 多くの種類がある. 研究の対象とする試料は混合器の内部の溶液中に浸すこともできるし, また, 実験セルとしてネジまたは特別なコネクターを用いて混合器に固定することもできる. 混合器を作る際の材料としては, 実験条件に応じてさまざまなものが用いられている. 通常は, ステンレス, 銅, またはエポキシ樹脂などである.

液体ヘリウムの研究のためには, 混合器の内部を実験空間とすることができる (図 6 を参照せよ). 混合器と実験セルとの接合は, ネジによって行われる. それらは, すべて銅で作られる. 速やかに熱平衡状態に到達するために, 混合器内の溶液と実験セルの間には, 銅粉でできた小さな熱交換器が用いられる. 混合器内の溶液の体積は 25 cm^3 である. 肉厚の厚い実験セルを用いると, 高圧の実験が可能である. このような実験セルは, インジウムシールを用いて開け閉めが簡単にできるようになっている.

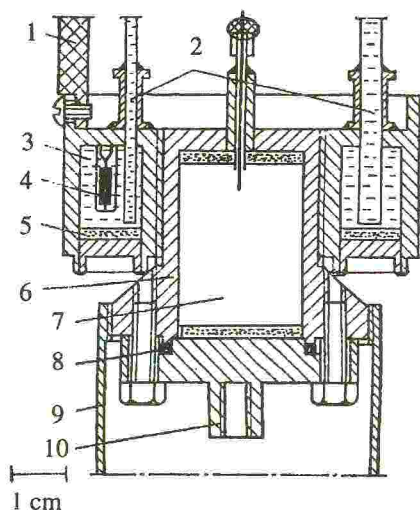


図 6 銅製の混合器の構造と簡単に着脱可能な実験ポット [8].

1 はサポート, 2 は希薄溶液と濃厚溶液のパイプ, 3 は混合器, 4 は抵抗温度計, 5 は焼結熱交換器, 6 はネジで着脱可能な実験ポット, 7 は実験空間, 8 はインジウムシール, 9 は輻射シールド, 10 は CMN 温度計のコネクター.

パワーの大きな希釈冷凍機の混合器は, 核断熱消磁の核ステージを冷却するのに用いられる (図 7 の模式図を参照せよ). 混合器には, グリセリンと石鹼を 50 : 50 に混ぜたシール剤を用いるエポキシ製のコーン型の擦り合わせ接合部が用いられている. 主接合部の直径は 30 mm である. 濃厚溶液および希薄溶液が出入りするのためのパイプとの接合部分は, 直径がそれぞれ 6 mm と 13 mm である. 混合器の全容積は 100 cm^3 であり, この容積の 80 % は希薄溶液で占められている. 銀粉製の熱交換器は, 銀線を束ねた熱伝導体につながれ核ステージから混合器へ熱を運ぶ. この混合器の下部は細くなっている「フィンガー」と呼ばれている. そこには, NMR 温度計と振動ワイヤー粘性計が装備されており, 温度測定がなされる.

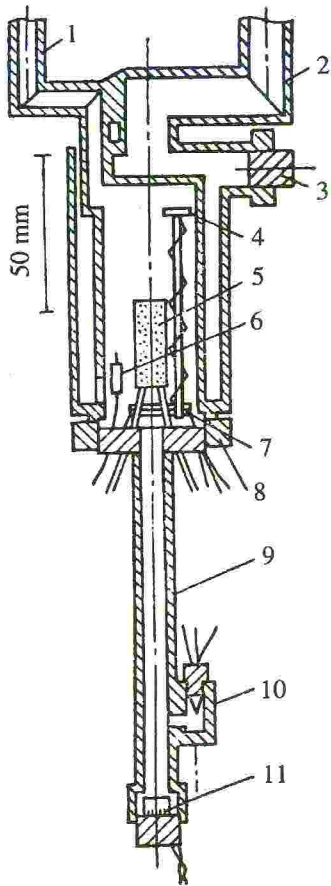


図 7 エポキシ製混合器の構造 [5].

1は濃厚溶液のパイプ, 2は希薄溶液のパイプ, 3は補助擦り合わせコネクター, 4はヒーター, 5は焼結銀熱交換器, 6は抵抗温度計, 7はCMN温度計とSQUID, 8は主擦り合わせコネクター, 9は「コールド・フィンガー」, 10は振動ワイヤー型粘性計, 11はプラチナNMR温度計.

3. スティール

スティールでは, 外からの侵入熱 \dot{Q}_s と, 戻ってくる ^3He が凝縮器の温度 T_c からスティールの温度 T_s まで冷却される際に持ち込む熱量とが, ^3He の蒸発によって吸収される熱量とバランスしている. 理想的な熱交換器の場合には, それは次式で表わされる.

$$\dot{Q}_s + \dot{n}_3 [H_3(x_C, T_c) - H_3(x_C, T_s)] = \dot{n}_3 L_{3D}(x_{D_s}, T_s) \quad (12)$$

ここで, $L_{3D}(x_{D_s}, T_s)$ は, 濃度 x_{D_s} , 温度 T_s での ^3He 1モル当りの蒸発潜熱を表わす. 式(12)を用いる際に必要な値, $H_3(T_c)$, $H_3(T_s)$ を図 3 に示す. スティール中の溶液の濃度 x_{D_s} は, T_s と T_m に依存する. ケミカルポテンシャル一定の場合の x_{D_s} の計算を図 8 に示す. もし, スティールの温度が 0.7 K であれば, ^3He 濃度は $x_{D_s} \approx 0.9\%$ である. 蒸発熱を循環速度で規格化したものを, スティールの温度の関数として図 9 に示す. このデータと式(12)を用いて, $\dot{n}_3 = 5 \times 10^{-5} \text{ mol/s}$, $T_c = 1.2 \text{ K}$, $T_s = 0.7 \text{ K}$ のとき $\dot{Q}_s = 1.2 \text{ mW}$ が得られる. すなわち, 外部からの侵入熱は十分吸収されることがわかる. 実際には, 必要な循環速度を維持するために, 通常, スティールに熱を供給して温度を確保する必要がある.

図 9 にはまた, 液体-気体ダイアグラムから計算されたガス中の ^3He 濃度も, T_m をパラメータとした T_s の関数として示されている. このグラフから, $T_s = 0.7 \text{ K}$ のとき ^3He 濃度は 97% であることがわかる. しかし, 実際にはこの濃度より小さくなる, なぜなら ^4He の超流動膜による輸送があるからである. 循環ガスの中に ^4He が混入すると, 冷凍機の冷

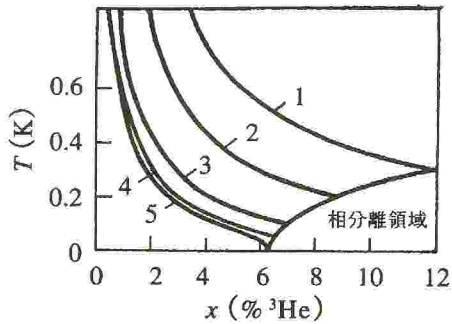


図 8 混合器の温度をパラメータとして表わした，希薄相濃度の温度依存性. $\mu_4 = \text{const}$ [1].
1: $T_m = 0.3$ K, 2: 0.2 K, 3: 0.1 K, 4: 0.05 K, 5: 0 K.

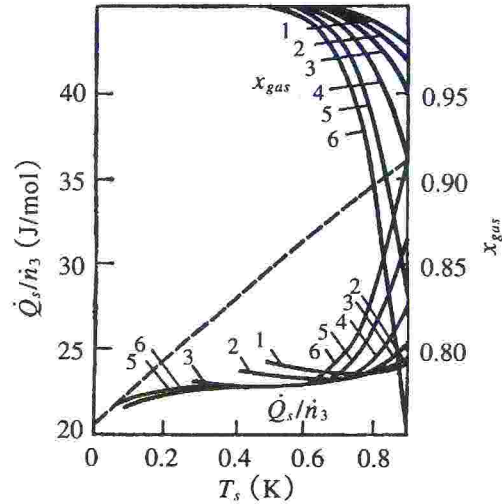


図 9 スティール温度に対する，スティール中の蒸発熱と蒸気中の ^3He 濃度. 超流動フィルムによる熱流入は無視して計算したもの [1].
1: $T_m = 0.5$ K, 2: 0.4 K, 3: 0.3 K, 4: 0.2 K, 5: 0.1 K, 6: 0 K, --- は純粋 ^3He の蒸発熱.

却能力が減少し動作が不安定になるため，この超流動膜を抑える必要がある．最も簡単な方法は，直径 0.5 ~ 2 mm の穴の空いたオリフィスと呼ばれるくびれをポンピングラインに入れることである．しかし，このオリフィスは ^3He に対しては十分に大きな循環速度を与えなければならない．超流動膜による ^4He の輸送を抑えるために，特別なスティール構造が考えられている．

スティール中の液体表面はヘリウムの蒸発速度を大きくするために十分広くなければならない．スティールの容積は，循環溶液の量と濃度，および冷凍機の他の部分のサイズに依存する (2 節を参照すること)．スパイラル熱交換器は，通常，銅のパイプをスティールの中に巻いて作られ，戻ってくる溶液を温度 T_s まで冷却する．この熱交換器のサイズはあまり重要ではない．通常，内径 0.3 ~ 1 mm，長さ 1 ~ 5 m である． ^3He がガスのままスティールの熱交換器にまで来るのはよくないので，これを防ぐため，スティールの熱交換器入り口近くにフローインピーダンスを設けて，凝縮温度よりも高い圧力差 ΔP をつける．もし，凝縮温度が $T_c = 1.1 \sim 1.2$ K ならば， $\Delta P > 4$ kPa であり，インピーダンス中の流れが層流であると仮定すれば，次の式が成り立つ．

$$\Delta P = Z\eta\dot{V} \quad (13)$$

温度 1.2 K では，粘性係数は 2.5×10^{-5} poise であり， ^3He に対して体積循環速度は $\dot{V} = 1.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ，モル循環速度 $5 \times 10^{-5} \text{ mol s}^{-1}$ である．この場合，流体力学的流れの抵抗は，式(13)から $Z \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ でなければならない．このような大きな値を得るには，通常，内径 0.2 ~ 0.5 mm のキャピラリーに，それとほぼ同じ外径の線を挿入したものが用いられる．抵抗値は実験的に決められる．すなわち，室温か液体窒素温度でガスを流して \dot{V} と P を測定し，ガスの粘性を考慮して式(13)を用いて Z を計算する．

スティールの構造の一例を，図 10 に示す．銅製のスティールの容積は 80 cm^3 である．銅の

熱交換器と表面積 315 cm^2 の銅チューブでできた循環溶液を冷却するための熱交換器がスチール中に置かれている。スチールは、超流動フィルムを蒸発させるための銅パイプとヒーターから成る超流動フィルムバーナーを装備している。これは、肉薄のステンレスパイプによってスチール本体とつながっている。銅パイプとステンレスパイプの隙間は 0.1 mm であり、そこでは熱い壁の上で超流動 ^4He 膜の蒸発が起こり、冷たい壁の上で凝縮が起こる。凝縮した液体は特別なパイプを通過してスチールに戻ってくる。温度計とヒーターは、スチールの外部に置かれている。

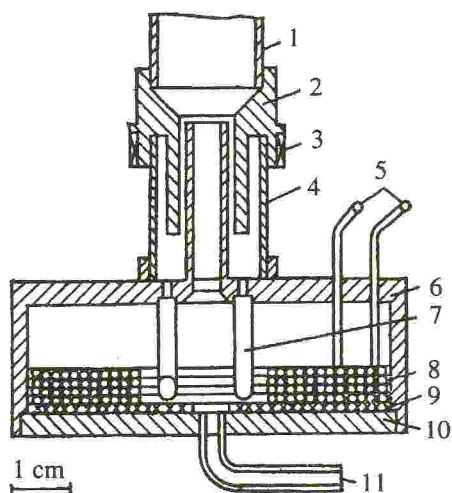


図 10 フィルムバーナーを備えたスチールの構造 [9].

1 はポンピングライン, 2 はフィルムバーナー, 3 はヒーター, 4 はステンレスパイプ, 5 は濃厚相の入口と出口のパイプ, 6 はスチール本体, 7 は凝縮した液体が流れ落ちるためのパイプ, 8 は戻っていく溶液の熱交換器, 9 は焼結熱交換器, 10 は下の蓋, 11 は希薄相の入口。

参考文献

- [1] Radebaugh R. Thermodynamic properties of ^3He - ^4He solutions with applications to the ^3He - ^4He dilution refrigerator, Nat. Bur. Stand. Techn., 1967, Notes 362, pp. 1-137.
- [2] Wheatley J.C., Rapp R.E., Johnson R.P., Principles and methods of dilution refrigeration II, J. Low Temp. Phys., 1971, vol. 4, No. 1, pp. 1-39.
- [3] Wheatley J.C., Vilches O.E., Abel W.R., Principles and methods of dilution refrigeration I, Physics, 1968, Vol. 4, No. 1, pp. 1-64.
- [4] De Waele A., Reekerc A., Gijsman H., Poclednie dostigeniya v razrabotke kriostatov rastvoreniya (Russian), Kvantov'e jidkosti i kristall', M: Mir, 1979, pp. 322-334.
- [5] Bradley D.I., Gradshow T.W., Guenault A.M., A dilution refrigerator combining low base temperature high cooling power and low heat leak for use with nuclear cooling, Cryogenics, 1982, Vol. 22, No. 6, pp. 296-304.
- [6] De Waele A., Reekers A.B., Gijsman H.M., A ^3He circulating dilution refrigerator with two mixing chambers, Physica BC, 1976, Vol. 81, No. 2, pp. 323-324.
- [7] Frossati G., Hebral B., Schumacher G. *et al.*, Double mixing chamber system on dilution refrigerator, Cryogenics 1978, Vol. 18, No. 5, pp. 277-280.
- [8] Rudavskii E. Ya., Chazovets V.K., Prostoi refrigerator rastvoreniya dlya fizicheskikh issledovaniy (Russian), Tez. dokl. XXI Mejdunar. konf. stranchlenov SEV po fizike i tekhnike nizkikh temperatur, Sofiya, 1983, pp. 295-298.
- [9] Gohchrov V.A., Grizorbev V.N., Lukashov V.N. *et al.*, Moshnyi refrigerator rastvoreniya ^3He v ^4He (Russian), Kharkov, 1985, p. 10, (Preprint, AN USSR, FTINT; No. 10-85)

低温国際会議 LT25 参加記 ～オランダ珍道中 2008 年夏～

工学部 稲垣 祐次

2008年8月6日午前8時過ぎ、私はオランダ・アムステルダムで開催される第25回低温国際会議(LT25)に参加する為、福岡空港を飛び立った。約60年前の同日ほぼ同時刻に広島で起こった惨劇を思い、機内で黙とうを捧げた。関空でKLMに乗り換え、直接アムステルダムへ飛ぶ。オランダは以前にトランジットで空港のみ利用したことがあるが、対応の悪さから印象は良くない。

あまり気が進まないが、何といっても今回のLTは特別である。2008年は、オランダのカマリン・オンネス先生がヘリウムの液化に成功した1908年から数えて丁度100年の節目に当たり、それを記念してのオランダでの開催である。

アムステルダムのスキポール空港では、先にハンブルグから到着していた吉田君と合流した。吉田君は現在、ハンブルグ大学でポスドクをしている。元気そうである。同機だった岡山大の神戸氏と3人でLTの会場であるアムステルダムRAI国際会議場へと向かうことにした。会場で参加登録を済ませ、ウェルカムパーティーも早々に切り上げ、神戸氏の面々と食事に繰り出した。料理はボチボチであったが、会話はそれなりに弾み、気付けば終電の時間。解散して駅に向かうが、結局、終電には間に合わず、仕方ないので吉田君とタクシーで予約を入れてある郊外の宿に向かった。宿は吉田君と神戸氏の櫻井氏と3人で予約していたが、

櫻井氏の姿が見えない。後で聞いた話では、関空発の飛行機の出発が遅れたせいで経路地のフィンランドで長時間滞在する羽目になり、結局、オランダに到着したのは翌日の午後であった。櫻井氏によれば、ホテルに電話して到着が遅れる旨、伝言を頼んだそうであるが、そんな話は聞いていない。電話ではフロントの人が「オ～ケ～、オ～ケ～、ノ～プロブレム～！」と叫んでいたそうであるが、陽気でその場しのぎの対応には思い当たる節がある。チェックイン時のフロントのオッサンだ。ヨレヨレのシャツを着て、少しお酒も入っているのか若干赤ら顔の陽気なオッサンは、支払方法に関してこちらが何を言っても聞く耳を持たない。不適切かもしれないが「オッサン」以外の表現を私は思い浮かばない。そのオッサン、決して悪い人ではない。会議の最終日、私は一足先に帰国したが、残っていた吉田君とギターを持ち出して盛り上がったようである。

滞在2日目の8月7日から本格的な会議がスタートした。ロンドン賞、サイモン賞などの受賞記念講演、プレナリーレクチャーが続く。今回のサイモン賞はNEC(RIKKEN)の蔡兆申(Jaw-Shen Tsai)氏と中村泰信氏が「超伝導体の量子コヒーレント状態に関する研究」で受賞された。調べてみると、1959年から始まる本賞を日本人が受賞したのは初めてのようである。ちなみにロンドン賞の方は、1987年に近藤淳先生が受賞されている。

3日目以降は朝から5会場でパラレルセッションがあり、夕方からポスターセッションのスケジュールで会議が進行していく。どのセッションも多くの聴衆で埋まってお

り、日本人も多く見られる。過去の統計によると、参加者は毎回1000人~1500人程度、その内、日本人参加者が2~3割を占めているようだ。帰国すれば多くの雑用（特に最近では意味不明の雑用）が待ち受けている日本人研究者達。だけど、みんな楽しそうだ。Allez Japon!

昼食は毎日ランチボックスが支給される。パンが3個、リンゴひとつ、ドリンクのセット。これが毎日続く。かなり厳しい（図1）。パンが喉を通らない。櫻井氏はリンゴがいたく気に入ったようで、いつもリンゴだけ完食していた。夜は外食することになるが、これまた厳しい。オランダ人はあまり外食しないと聞いたことがある。そのせいか、気の利いたレストランは少ないように感じた。何度も中華、日本食にお世話になった(図2)。

食べ物は若干厳しいものがあったが、お店の人々の対応は良い。街行く人々も含めて、オランダ人は思っていたより気さくで、流暢な英語で親切に対応してくれる。滞在期間中、気分を害することは一度もなく、かなり印象が変わった。

滞在4日目の午後、ポスターセッションで自身の発表を行った。話を聞きに来てくれた“お客さん”はそれほど多くなかったが、一人、熱心に聞いてくれるフランス人と友達になった。見知ったアメリカ人を見つけて声をかけたが、最初、「お前誰だ？」みたいな対応で、すっかり忘れられていた。話すうちに思い出してくれたようだが。それにしても、海外に来ていつも思うことは、自身の英語力の低さである。正直、言語として英語が好きになれない。ともあれ、この日の発表を無事に終え、一息ついた。



図1 ランチボックスに閉口する面々。会場正面玄関にて。左から吉田（ハンブルグ大学）、鈴木（物性研）、立岩（原研）、辻（金沢大）（敬称略）。



図2 日本食に喜色満面の櫻井氏と吉田君。これがけっこう美味しい。



図3 ライデンで日本企業に勤めているらしい地元の二人組と。



図4 月曜日は閉館。



図5 オンネスのヘリウム液化機。ガラス製の5重管構造になっている。

さて、滞在5日目の8月10日はライデンへのエクスカージョンだ。これに参加するために遥々オランダまで出向いてきたと言っても過言ではない。ヘリウムユーザーのはしぐれとして、世界初のヘリウム液化装置を一度は見ておかなければならない。

早朝、学会会場に集合し、チャーターバスでライデンまで向かう。準備されたバスは10台、参加者は640名！である。こんな参加者の多いエクスカージョンは体験したことがない。1時間弱、風車が点在する長閑な風景の中を走り、午前11時頃にライデンに到着した。綺麗な街並みである。

昼食後、自由行動となった。午後からは低温の歴史に纏わるヒストリックレクチャーが開催されていたが、私と櫻井氏、それから物材機構の木俣君と3人でライデンの町を散策がてら博物館めぐりすることにした。木俣君は一眼レフのデジカメで、しきりに鳥の写真を撮っている。さすがは野鳥の会。

さて、お目当ての世界初ヘリウム液化装置はBoerhaave博物館というところに展示してあるようだ。迷いながらもなんとか博物館に到着した。思っていた雰囲気とは異なり、様々なものが展示してある。が、それら諸々の陳列物には目もくれず、低温関係の展示室へと急ぐ。展示室は2階のようだ。そしてついにその展示室に足を踏み入れた。あるある、当時の実験機器、オンネス達の写真。ヘリウム液化機を探す。「おー！あったあった！・・・あれ？」。あるにはあるが、陳列ケース内に収めてあるのは液化機の写真である。「うーむ・・・」。これを見る為に俺は遥々やってきたのか・・・。早々に退散することにした。博物館入口では続々とエクスカージョン参加者が入場していき、見知った面々ともすれ違う。感想を求められるが事実を告げるわけにもいかず、「まあ、思ったよりショボイっすよ」とお茶を濁しておいた。

その後、シーボルト博物館などを見学し、自転車で転んで前歯がない地元の陽気な二人組みとカフェでビールを飲む(図3)。ベロンベロンに酔っているのと歯がないのと、何を言ってるのかよくわからないが、何故か盛り上がった。午後5時からウェルカムパーティーに参加、それも早々に退散し、7、8人でタイ料理だったか、とにかくア

液化ヘリウム供給・ヘリウムガス回収状況

(箱崎地区センター)

低温センター箱崎地区センター

上田 雄也 上田 廣孝

低温センターは、寒剤（液化窒素・液化ヘリウム）の安全・安定・安価な供給を通して、低温を利用する教育研究を支援するという目的で平成 18 年度に発足した。今後九州大学の寒剤供給を担う伊都地区センターは、平成 19 年度から本格的な寒剤供給をスタートさせている。しかし箱崎地区センターも依然としてかなりの寒剤供給量があり、キャンパス移転までの数年間、安全・安定・安価な供給を行なわなければならない。今回は箱崎地区センターの液化ヘリウム供給の状況・ヘリウムガス回収の状況を紹介したい。箱崎地区センターの主な設備の仕様は表にまとめておく。

表 主な設備の仕様（箱崎地区センター）

▼ヘリウム液化機 PSI 社 1610 J 型 液化能力：70L/h (pure 運転時)	▼液化ヘリウム貯槽 大阪酸素工業（ジャパンエアガズ） 500L 容器
▼液化用圧縮機 前川製作所 MYCOM 1612LSC 650N m ³ /h	▼回収ヘリウムガス用カードル 大阪酸素工業（ジャパンエアガズ） 7 m ³ ×90 本 (impure ガス)
▼回収用圧縮機 2 台 東亜潜水 YS85 20 N m ³ /h	▼液体窒素貯槽 大阪酸素工業（ジャパンエアガズ） 5000L CE タンク

液化ヘリウムは、ヘリウムガスを液化機にかけ製造する。各研究室に供給した後、蒸発するガスを回収配管により箱崎地区センターのガスバックへ回収し、回収用圧縮機でカードルに充填後、再利用している。平成 20 年の箱崎地区センターにおける液化ヘリウム年間供給量は約 12,000 リットル、液化機年間運転時間は約 550 時間である。液化機（PSI 社 1610J 型）の液化能力は、impure 運転で約 50L/h であるが、液化用圧縮機入口の圧力低下が慢性的に起きており、圧縮機の容量を 60%～80%まで落としているため、約 35L～45L/h で運転している。回収配管は、極低温実験室（2 インチ）・理学部 2 号館（1 インチ）・先導物質科学研究所（2 インチ）に敷設され、総延長は約 600 メートルにおよぶ。

ご存知のようにヘリウムガスはもともと大変高価な上、近年の物価高騰の影響を受け H19 年 6 月に約 20%の価格上昇、さらに H20 年 4 月に約 20%の価格上昇となった。ヘリウムガスの回収率が悪いと、当然その損失分のヘリウムガスを購入しなければならない。現在低温センターが供給する液化ヘリウムの単価は 522 円/L であるが、この価格は前述したヘリウムガスの価格上昇もあって、箱崎地区センターを運営するにあたりぎりぎりの価格である。コスト削減・安価供給のためには回収率の向上が必要不可欠となっている。

箱崎地区センターのヘリウムガス回収率は、平成 16 年度 64%、平成 17 年度 50%、平

成 18 年度 64%、平成 19 年度 50%となっている。全体的に回収率が低い（目標としては 80%以上）。これは回収配管のない研究室への液化ヘリウム供給があることが挙げられるが、それだけではなく、どこからかのリーク若しくは大気放出があるからだと考えられる。平成 17 年度と平成 19 年度は特に低いが、これは液化機が故障し、回収したヘリウムガスを溜めておくカードルが一杯になり長期にわたり回収不能となったためである。

以下は現在の回収率算出式である。

■現在の回収率算出式

$$\text{回収率} = [1 - \{\text{He ガス購入量} / (\text{液化He 使用量} \times 0.738)\}] \times 100 \quad \text{----- (1)}$$

※液化ヘリウム 1L = ヘリウムガス 0.738 m³ (15°C、1atm)

(1) 式では、ガスマーターを設置していないため、ヘリウムガス購入量をヘリウムガス損失量と見なし、(1-損失率) × 100 で算出している。しかしこれでは全体の回収率は算出できても、どこで損失が起きているのかが分からず、対応のしようがない。そこで箱崎地区センターでは、各研究室にご協力いただき、ヘリウムガス回収配管（図 1）の回収口 33 箇所すべてにガスマーターを設置した。

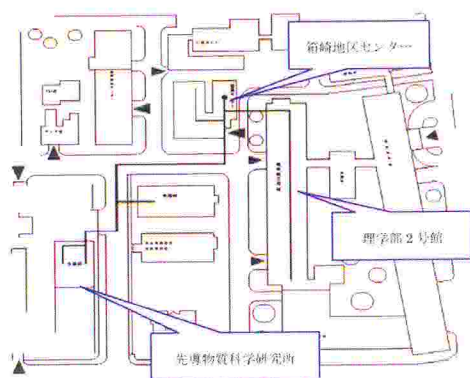


図1 回収配管（箱崎地区センター周辺図）



図2 先導研に設置したガスマーター

このガスマーターを定期的に計測し回収率を算出することで、どこで損失が起きているのかを明確にすることが可能となった。算出は以下の算出式を用いて行なう。

■今後の回収率算出式

$$\text{回収率} = \{(A+B) / (C+D-E)\} \times 100 \quad \text{----- (2)}$$

A: ガスマーター流量（期間初め～期間終わり）

B: 低温センターへの液化 He 返却量

C: 低温センターからの液化 He 持ち出し量

D: 期間初めの研究室の液化 He 残量（装置内含む）

E: 期間終わりの研究室の液化 He 残量（装置内含む）

※液化ヘリウム 1L = ヘリウムガス 0.738 m³ (15°C、1atm)

(2) 式は、(回収量/使用量) ×100 となっている。D・E は研究室の液化ヘリウム残量値であり、計測のため各研究室には協力をお願いしている。計測期間は、ユーザー数・使用量ともに多くないことから、半年間で行なうことにしており、最初の回収率算出は、平成 21 年度 4 月の予定である。回収率が著しく悪い回収口がある場合には、今後回収率の値を液化ヘリウム単価に反映することも検討課題になると考えている。

最後になりましたが回収率の算出についてご教授頂いた、東京大学物性研究所低温液化室の土屋光氏・九州大学低温センター伊都地区センターに感謝したい。

平成20年 寒剤供給量 (箱崎地区センター)

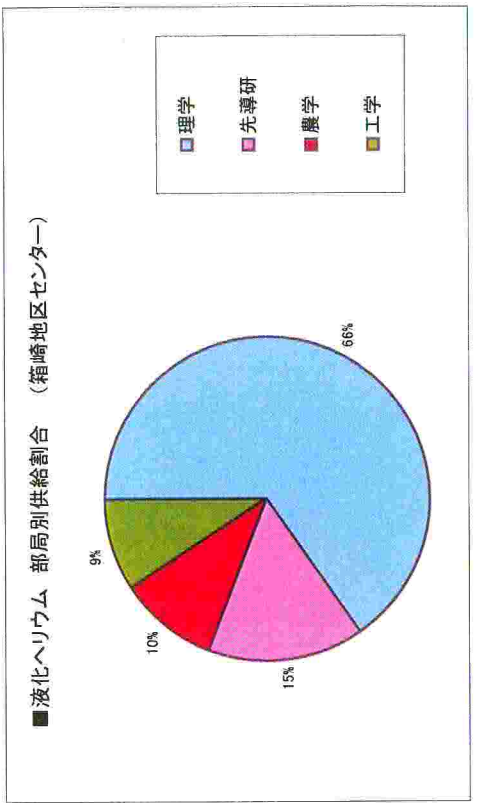
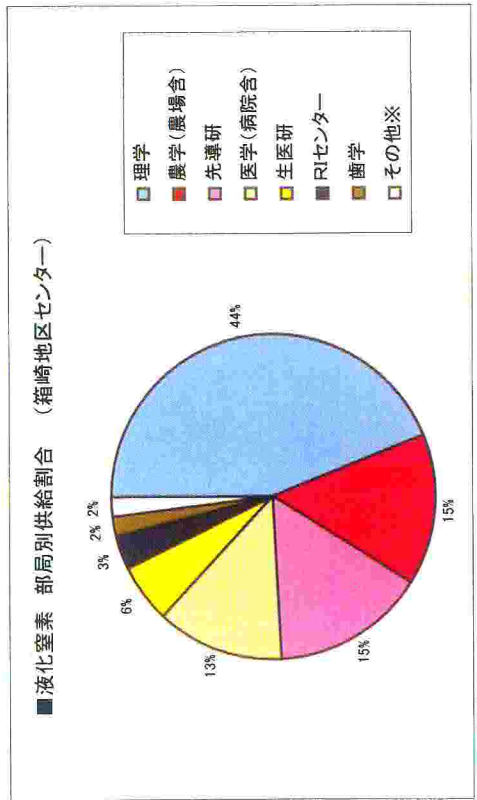
単位:リットル

部局	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	合計
理学研究院	5545.0	3934.0	3728.0	3821.0	5360.0	5215.0	5596.0	4320.0	5331.0	6036.0	5022.0	5249.0	59157.0
農学研究院(農場含)	1821.0	1361.5	1504.0	1229.0	1632.0	1978.0	1922.0	1826.0	1769.0	1968.0	1611.0	1838.0	20459.5
先導物質科学研究所	1480.0	1654.0	1824.0	1387.0	1764.0	1696.0	1823.0	1633.0	1860.0	1742.0	1600.0	2201.0	20464.0
医学研究院(病院含)	1210.0	1240.0	1280.0	1136.0	1440.0	1705.0	1645.0	1325.0	1785.0	1475.0	1410.0	1565.0	17216.0
生体防御医学研究所	720.0	500.0	780.0	480.0	870.0	510.0	780.0	620.0	620.0	525.0	440.0	960.0	7805.0
アイソトープ総合センター	320.0	500.0	270.0	380.0	390.0	330.0	440.0	277.0	380.0	469.0	380.0	415.0	4551.0
菌学研究院	170.0	220.0	170.0	140.0	301.0	200.0	235.0	150.0	300.0	250.0	200.0	280.0	2616.0
その他※	125.0	340.0	225.0	185.0	230.0	270.0	410.0	63.0	120.0	415.0	195.0	90.0	2668.0
合計	11391.0	9749.5	9781.0	8758.0	11987.0	11904.0	12851.0	10214.0	11965.0	12880.0	10858.0	12598.0	134936.5

※その他は、工学研究院・システム情報学研究院・総合理工学研究院・総合理工学情報学研究院・総合理工学文化研究院・バイオアークキテクチャーセンターの合計

液化ヘリウム

部局	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	合計
理学研究院	480.5	871.1	799.6	336.2	664.0	437.8	1089.0	593.0	195.5	804.0	859.7	495.0	7625.4
先導物質科学研究所	121.5	125.0	127.0	110.0	251.0	58.0	162.5	213.5	128.0	191.5	112.0	205.0	1805.0
農学研究院	216.9	0.0	0.0	0.0	255.6	473.0	0.0	0.0	0.0	229.3	0.0	0.0	1174.8
工学研究院	0.0	55.5	179.0	110.4	202.4	0.0	314.0	0.0	0.0	192.3	0.0	0.0	1053.6
合計	818.9	1051.6	1105.6	556.6	1373.0	968.8	1565.5	806.5	323.5	1417.1	971.7	700.0	11658.8



平成20年 寒剤供給量 (伊都地区センター)

単位:リットル

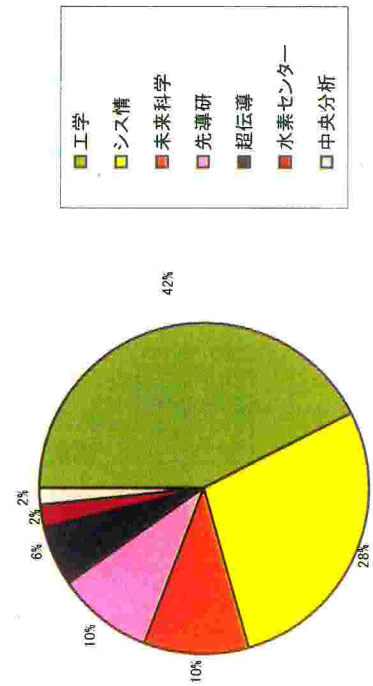
■ 液化窒素

部局	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	合計
工学研究院	5380.0	2926.0	2759.5	2640.0	3264.5	3415.0	3015.0	1843.0	2295.0	3207.5	3051.5	2826.0	36623.0
システム情報科学研究院	2581.0	2262.0	743.0	884.5	2414.0	2237.0	2256.5	1763.0	2453.5	2059.0	1913.0	2321.0	23887.5
未来科学創造センター	0.0	0.0	0.0	0.0	1074.0	1191.0	1045.0	951.0	1016.0	1284.5	1286.5	1097.5	8945.5
先端物質科学研究所	717.5	618.0	619.5	513.0	623.0	714.5	630.5	731.0	850.5	927.0	574.0	703.0	8221.5
超伝導システム科学研究センター	1056.0	220.0	110.0	10.0	20.0	140.0	240.0	665.0	482.0	644.0	1158.0	128.0	4873.0
水素利用技術研究センター	0.0	276.0	189.5	91.5	149.5	201.5	102.0	127.0	237.0	217.0	183.5	245.5	2020.0
中央分析センター	147.5	186.0	97.5	69.5	108.0	108.0	109.5	88.0	120.5	110.0	90.5	108.5	1343.5
合計	9882.0	6488.0	4519.0	4208.5	7653.0	8007.0	7398.5	6168.0	7454.5	8449.0	8257.0	7429.5	85914.0

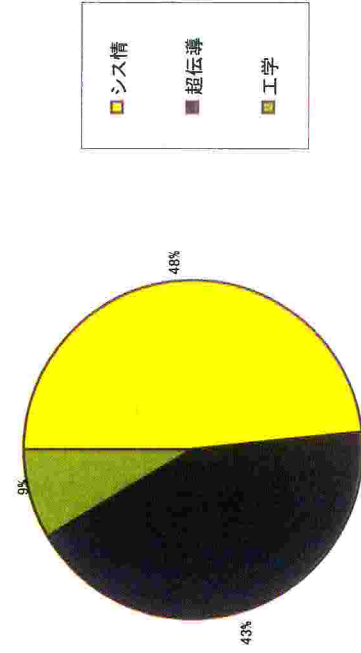
■ 液化ヘリウム

部局	1月	2月	3月	4月	5月	6月	7月	8月	9月	10月	11月	12月	合計
システム情報科学研究院	1730.0	1180.0	0.0	0.0	490.0	1014.0	890.0	260.0	850.0	1160.0	945.0	750.0	9269.0
超伝導システム科学研究センター	910.0	840.0	0.0	0.0	0.0	430.0	950.0	1520.0	700.0	1740.0	520.0	640.0	8250.0
工学研究院	59.0	133.0	120.0	63.0	0.0	287.0	220.0	122.0	76.0	184.0	333.0	51.0	1648.0
合計	2699.0	2153.0	120.0	63.0	490.0	1731.0	2060.0	1902.0	1626.0	3084.0	1798.0	1441.0	19167.0

■ 液化窒素 部局別供給割合 (伊都地区センター)



■ 液化ヘリウム 部局別供給割合 (伊都地区センター)



平成 20 年度 保安教育実施報告

九州大学低温センター長

船木 和夫

九州大学低温センターでは寒剤利用者のための全学保安教育を、伊都地区においては伊都地区センター・LCSセンター（業者）、箱崎地区・馬出地区・筑紫地区においては箱崎地区センターが主導の下、下記の要領で行いました。本年度も多数の参加者を得ることができ、寒剤を用いた実験を安全に行うための知識と技術を深めていただくことができたと思っております。今後ともご協力を賜りますよう、よろしくお願いいたします。

保安教育は、寒剤を安全に利用していただくために行なっておりますので、寒剤ユーザーの皆様は必ず受講していただきますようお願いいたします。

最後になりましたが各地区において講義室の準備等、ご支援をしていただいた皆さまに御礼を申し上げます。

記

- 伊都地区
 - ①平成 20 年 5 月 27 日（火） 西講義棟第一講義室
講師：LCSセンター技術スタッフ 受講者：75名
 - ②平成 20 年 7 月 10 日（木） 超伝導センター会議室
受講者：24名
講師：佐藤 誠樹／松尾 政晃
(伊都地区センター職員／超伝導システム研究センター職員)

- 箱崎地区
 - ①平成 20 年 5 月 13 日（火） 九州大学国際ホール（主として理学部対象）
講師：上田 雄也（箱崎地区センター職員） 受講者：191名
 - ②平成 20 年 5 月 16 日（金） 九州大学国際ホール（主として農学部対象）
講師：上田 雄也（箱崎地区センター職員） 受講者：179名

- 馬出地区
 - 平成 20 年 5 月 21 日（水） 総合研究棟 102 講義室
講師：上田 雄也（箱崎地区センター職員） 受講者：17名

- 筑紫地区
 - 平成 20 年 5 月 27 日（火） 総合研究棟 3 階 301 号室
講師：上田 雄也（箱崎地区センター職員） 受講者：4名

お知らせ

1 投稿のお知らせ

低温センターだより編集部では、「低温センターだより」への投稿あるいは記事を希望される執筆者（自薦・他薦）を歓迎しております。研究に関するものに限らず、一般的に役立つような実験技術、情報等もお寄せください。

1) 研究ノート

最近の研究に関する報告、話題の紹介、新しい試みなど。

2) 技術ノート

技術面からの話題の紹介、知っておいたら役に立ちそうな事柄等。

3) その他

編集部よりの報告・紹介等。

投稿、推薦したい場合は、以下の内容をご連絡下さい。

- 題目
- 執筆者
- 所属
- 連絡先
- E-mail Address
- アブストラクト

みなさまからの気軽な連絡をお待ちしております。

2 低温センターからの学内 LAN 利用について

パーソナル・コンピューター（もしくはワークステーション）を学内 LAN に接続して利用することを希望される方、今後、学内 LAN の利用を検討しようとお考えの方は、LAN 管理者（下記）までご連絡下さい。

■ 箱崎地区センター／伊都地区センター

連絡先 大学院理学研究院 助教授 浅野貴行

092-642-4342（内線 箱崎 4342）asano@phys.kyushu-u.ac.jp

低温センターを利用した論文 (2008)

理学研究院 物理学部門

●和田研究室

- 1 High-Magnetic-Field X-ray Absorption Spectroscopy of Field-Induced Valence Transition in $\text{EuNi}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$
Yasuhiro H. MATSUDA, Toshiya INAMI, Kenji OHWADA, Yuto MURATA, Hiroyuki, NOJIRI, Youichi MURAKAMI, Akihiro MITSUDA, Hirofumi WADA, Hiroshi MIYAZAKI, Isao HARADA
J. Phys. Soc. Jpn. vol.77, p.054713-1-7 (2008)
- 2 Transport properties accompanied by collapse of antiferromagnetism of $\text{Eu}(\text{Pt}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{Si}_2$
A. Mitsuda, Y. Ikeda, N. Ietaka, S. Fukuda, Y. Isikawa
Physica B vol. 403, p. 1567-1569 (2008)
- 3 構造を有する一次元磁性体 $\text{Cu}_3(\text{CrO}_4)(\text{OH})_2\text{C}_5\text{H}_5\text{N}_2$ の合成と磁性
大学院理学府・修士課程・基礎粒子系科学専攻
市村収太(2007年度)
- 4 ErNi の比熱に及ぼす元素置換効果
大学院理学府・修士課程・基礎粒子系科学専攻
鈴木寛志(2007年度)
- 5 YbInNi_4 の強磁性に対する原子置換効果
大学院理学府・修士課程・基礎粒子系科学専攻
平野正士(2007年度)
- 6 圧力下における $\text{MnAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ の磁気熱量効果
大学院理学府・修士課程・基礎粒子系科学専攻
松尾省吾(2007年度)
- 7 YbPd の高圧・強磁場効果
大学院理学府・修士課程・基礎粒子系科学専攻
山田健二(2007年度)
- 8 立方晶ラーベス型 Yb 化合物の試料作製
理学部物理学科
荒岡信隆(2007年度)
- 9 CoS_2 の圧力下での磁気熱量効果
理学部物理学科
佐田國修(2007年度)

- 10 EuCo₂P₂ の試料作製と磁性
理学部物理学科
松浦圭介(2007 年度)
- 11 YbPd の高圧下磁化測定
理学部物理学科
的場智広(2007 年度)
- 12 ボールミルによる Fe₂P 型化合物の作製と磁気熱量効果
理学部物理学科
桃枝理彰(2007 年度)

●巨海研究室

- 13 The enhanced negative magnetoresistance of Fe/Tb multilayer at multiextreme conditions
M. Ohashi, G. Oomi, E. Ohmichi, T. Osada, K. Takano, H. Sakurai, and F. Itoh
J Appl. Phys. **104**, 073901 (2008).
- 14 Electronic states of single crystal CeAl₂ near the pressure-induced quantum critical point
H. Miyagawa, G. Oomi, M. Ohashi, I. Satoh, T. Komatsubara, M. Hedo, and Y. Uwatoko
Phys. Rev. B **78**, 064403 (2008).
- 15 Elastic anomalies of SmRu₄P₁₂ under high pressure and magnetic field
P. Sun, Y. Nakanishi, T. Fujino, M. Nakamura, M. Ohashi, G. Oomi, C. Sekine, I. Shirovani,
and M. Yoshizawa
Physica B **403**, 1619 (2008).
- 16 Ni を含む弱強磁性合金の磁気不安定点近傍における電子物性
九州大学大学院理学府 基礎粒子系科学専攻 多体系基礎論講座 II
岩井貞憲 (2007 年度)
- 17 高濃度近藤物質 CeAu₂Si₂ の電子物性と圧力の効果
九州大学大学院理学府 基礎粒子系科学専攻 多体系基礎論講座 II
大村 美央 (2007 年度)

●篠崎研究室

- 18 Electron weak localization and Electron-phonon interaction in amorphous zinc-doped Indium
Oxide films
K. Makise, M. Funaki, B. Shinozaki, K. Yano, K. Yano, Y. Shimane, K. Inoue and
H.Nakamura,
Thin Solid Films **516** (2008)5805-5808
- 19 Mode locking and lattice orientations of driven vortex matter in amorphous MoGe films,
N.Kokubo, B.Shinozaki and P.H.Kes,
Physica C **468** (2008) 581-584

- 20 Shell structures of vortices in superconducting disks on an amorphous MoGe film,
N. Kokubo, S. Okayasu, and B. Shinozaki,
Physica C **468** (2008)1316-1318
- 21 Electron-phonon scattering in amorphous In₂O₃-ZnO In₂O₃ and Sn-doped In₂O₃ films,
M. Funaki, K. Makise, B. Shinozaki, K. Yano, F. Utuno, K. Inoue and H. Nakamura,
*J.Appl.Phys.***103** (2008) 113701
- 22 Thickness-tuned superconductor-insulator transitions in quench-condensed Mo and Mo-Ru
films,
A. Hirakawa, K. Makise, T. Kawaguti and B. Shinozaki,
J.Phys.Condens. Matter **20** (2008) 485206 1-6.
- 23 Ge/In 多層膜における超伝導・絶縁体相における輸送特性
理学府凝縮系科学専攻量子物性科学講座 I I
谷岡 肇

●町田研究室

- 24 ¹³C NMR Determination of Orientational Order of Nematic Liquid Crystal,
J. I. Ranasinghe and M. Machida, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 034801-1-6(2008).

理学研究院 化学部門

●香月研究室

- 25 Aluminum Oxidation Catalysis under Aqueous Conditions: Highly Enantioselective
Sulfur Oxidation Catalyzed by Al(salalen) Complexes
松本 和弘、山口 哲史、藤崎 順一、齋藤 文内、香月 昶
Chemistry-An Asian Journal, **3** (2)、351-358、(2008)
- 26 Asymmetric Simmons-Smith Reaction of Allylic Alcohols with Al Lewis Acid/N Lewis Base
Bifunctional Al(Salalen) Catalyst
舌間 裕晃、香月 昶
Angewandte Chemie International Edition, **47** (13)、2450-2453、(2008)
- 27 Asymmetric oxidation of sulfides under solvent-free or highly concentrated conditions
松本 和弘、山口 哲史、香月 昶
Chemical Communications, (14)、1704-1706、(2008)
- 28 Asymmetric epoxidation of olefins catalyzed by Ti(salan) complexes using aqueous hydrogen
peroxide as the oxidant
松本 和弘、沢田 勇二、香月 昶

- Pure and Applied Chemistry, 80 (5), 1071-1077, (2008)
- 29 Vanadium-catalyzed asymmetric transcyanation of aliphatic aldehydes with acetone cyanohydrin
高木 順子、江上 寛通、松本 和弘、齋藤 文内、香月 勲
Chemistry Letters, 37 (5), 502-503, (2008)
- 30 Nb(salan)-catalyzed asymmetric epoxidation of allylic alcohols with hydrogen peroxide
江上 寛通、香月 勲
Angewandte Chemie International Edition, 47 (28), 5171-5174, (2008)
- 31 Asymmetric hetero Diels-Alder reaction catalyzed by chromium complexes of heterogeneously hybridized salen/salan ligands
江野 里美、江上 寛通、内田 竜也、香月 勲
Chemistry Letters, 37 (6), 632-633, (2008)
- 32 Optimization of asymmetric oxidation of sulfides with the Fe(salan) complex in water and the expanded scope of its application
江上 寛通、香月 勲
Synlett, (10), 1543-1546, (2008)
- 33 Construction of aryliridium-salen complexes: Enantio- and cis-selective cyclopropanation of conjugated and nonconjugated olefins
末松 英浩、寒竹 重史、内田 竜也、香月 勲
Journal of the American Chemical Society, 130 (31), 10327-10337, (2008)
- 34 ASYMMETRIC OXIDATION OF CYCLIC SULFIDES CATALYZED BY AN ALUMINUM(SALALEN) COMPLEX AS THE CATALYST
松本 和弘、山口 哲史、香月 勲
HETEROCYCLES, 76 (1), 191-196, (2008)
- 35 A m-Oxo-m-h²:h²-Peroxo Titanium Complex as a Reservoir of Active Species in Asymmetric Epoxidation Using Hydrogen Peroxide
近藤 章一、猿橋 康一郎、関 健一、松原 巧達、宮地 克明、久保 卓也、松本 和弘、香月 勲
Angewandte Chemie International Edition, 47 (52), 10195-10198, (2008)
- 36 Study on Metal(Salalen)-Catalyzed Asymmetric Simmons-Smith Reaction: Catalysis of Zn-Tridentate Salalen and Al-Salalen Complexes
理学研究院、分子科学専攻、博士後期課程、
舌間 裕晃

●桑野研究室

- 37 Catalytic Asymmetric Hydrogenation of 2,3,5-Trisubstituted Pyrroles
RYOICHI KUWANO, MANABU KASHIWABARA, MASATO OHSUMI, and HIROKI KUSANO
Journal of the American Chemical Society, 130, 808, (2008)
- 38 Suzuki-Miyaura Coupling of Diarylmethyl Carbonates with Arylboronic Acids: A New Access to Triarylmethanes
JUNG-YI YU and RYOICHI KUWANO
Organic Letters, 10, 973, (2008)
- 39 Benzyl Protection of Phenols under Neutral Conditions: Palladium-Catalyzed Benzylations of Phenols
RYOICHI KUWANO and HIROKI KUSANO
Organic Letters, 10, 1979, (2008)
- 40 Palladium-Catalyzed Cross-Coupling of Benzylic Carbonates with Organostannanes
MASATO OHSUMI and RYOICHI KUWANO
Chemistry Letters, 37, 796, (2008)
- 41 Catalytic Asymmetric Hydrogenation of 5-Membered Heteroaromatics
RYOICHI KUWANO
Heterocycles, 76, 909, (2008)
- 42 パラジウム触媒によるベンジル位求核置換反応を利用した新しい環化付加反応の開発
理学部化学科
大坪 雅和 (2007 年度)
- 43 パラジウム触媒によるビス(o-置換アリール)アミンとアリールハライドの交差カップリング
理学部化学科
松本 康敬 (2007 年度)
- 44 ルテニウム触媒を用いた二置換ピロールの触媒的不斉水素化
理学部化学科
三国 優太 (2007 年度)
- 45 Palladium-Catalyzed Decarboxylative Benzylolation of *b*-Ketocarboxylates
大学院理学府分子科学専攻
牛島 健太 (2007 年度)
- 46 Entering New Phases of Palladium-Catalyzed Nucleophilic Substitution of Benzylic Carbonates: Etherification and Use of *α*-Substituted Benzyl Substrates
大学院理学府分子科学専攻

草野 博喜 (2007 年度)

- 47 Mechanistic Study and Asymmetric Catalysis for Palladium-Catalyzed Nucleophilic Substitution of Benzylic Carbonates

大学院理学府分子科学専攻

堂山 大介 (2007 年度)

●北川研究室

- 48 Construction of Highly-Oriented Crystalline Surface Coordination Polymers Composed of Copper Dithiooxamide Complex
K. Kanaizuka, R. Haruki, O. Sakata, M. Yoshimoto, Y. Akita, H. Kitagawa
J. Am. Chem. Soc., 130, 15778-15779 (2008).
- 49 On the Nature of Strong Hydrogen Atom Trapping Inside Pd Nanoparticles
H. Kobayashi, M. Yamauchi, H. Kitagawa, Y. Kubota, K. Kato, M. Takata
J. Am. Chem. Soc., 130, 1828-1829 (2008).
- 50 Hydrogen Absorption in the Core/Shell Interface of Pd/Pt Nanoparticles
H. Kobayashi, M. Yamauchi, H. Kitagawa, Y. Kubota, K. Kato, M. Takata
J. Am. Chem. Soc., 130, 1818-1819 (2008).
- 51 Nano-Size Effects on Hydrogen Storage in Palladium
M. Yamauchi and H. Kitagawa
J. Phys. Chem. C, 112, 3294-3296 (2008).
- 52 Proton conductivity of biopolymer-platinum nanoparticle composite under high humidity.
M. Fujishima, H. Takatori, K. Yamai, Y. Nagao, H. Kitagawa, K. Uchida
Journal of Materials Science, 43(9), 3130-3134, (2008).
- 53 Ultrafast dynamical study of self-trapped excitons in ladder type of halogen-bridged Pt complexes.
Suemoto, Tohru; Takahashi, Youtarou; Yasukawa, Keizo; Kawakami, Daisuke; Takaishi, Shinya;
M. Yamashita, A. Kobayashi, H. Kitagawa
Journal of Luminescence, 128(5-6), 1081-1083, (2008).
- 54 Enhanced Hole Injection in a Hybrid Organic-Inorganic Light-Emitting Diode
K.Morii, M.Omoto, M.Ishida, M.Graetzel
Jpn. J. Appl. Phys., 47(9), 7366 (2008).
- 55 High efficiency and stability in air of the encapsulation-free hybrid organic-inorganic light-emitting diode
K.Morii, T.Kawase, S.Inoue

Appl. Phys. Lett., 92(21), 213304 (2008).

- 56 多孔性配位高分子のプロトン伝導とアモルファス・結晶相互変換の研究
理学府凝縮系科学専攻（化学コース）修士課程
重松 明仁

●田中研究室

- 57 Millimeterwave spectroscopy of CoNO produced by UV laser photolysis of $\text{Co}(\text{CO})_3\text{NO}$.
A. Sakamoto, M. Hayashi, K. Harada, T. Tanaka, and K. Tanaka,
J. Chem. Phys., **129**, 134303(1-7)(2008).
- 58 Microwave spectrum of GeCl radical.
Keiichi Tanaka, Hiroaki Honjou, Masaki J. Tsuchiya, and Takehiko Tanaka,
J. Mol. Spectrosc. **251**, 369-373 (2008).
- 59 Spectroscopic study of the vinyl radical in millimeter-wave region.
(ビニルラジカルのミリ波分光)
大学院理学府 分子科学専攻 博士論文
林 雅人 (2008 年度)
- 60 High resolution Fourier transform emission spectroscopy of the $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma_i$
electronic transition of the CICN^+ ion produced by Penning ionization.
(ペニングイオン化によって生成した CICN^+ イオンの $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma_i$ 電子遷移
の高分解能フーリエ変換発光分光)
大学院理学府 分子科学専攻 修士論文
佐藤 徹典 (2008 年度)
- 61 FeCO ラジカルの振動励起状態のミリ波分光
理学部 化学科 学士課程
小山田 直子 (2008 年度)
- 62 ペニングイオン化で生成した ICN^+ イオンのフーリエ変換発光分光
理学部 化学科 学士課程
山道 彰 (2008 年度)

工学研究院 エネルギー量子工学部門

●河江研究室

- 63 Defect-induced short-range-order from a spin-ice related state in deformed
pyrochlore $\text{Co}_2(\text{OH})_3\text{Cl}$
X. G. Zheng, M. Hagiwara, T. Kawae, C. N. Xu

- Physical Review B, Vol. 77, 024418 1-5 (2008).
- 64 新幾何学的フラストレーション物質 $\text{Co}_2(\text{OH})_3\text{Cl}$ のスピン制御
萩原雅人、藤原理賀、鄭旭光、河江達也
九州大学低温センターだより No.2 pp.3-9 (平成 20 年).
- 65 $\text{Pr}_x\text{La}_{1-x}\text{Pb}_3$ の低温物性
河江達也
九州大学低温センターだより No.2 pp.18-25 (平成 20 年).
- 66 Synthesis and Characterization of Novel Ferrocene-Containing Pyridylamine
Ligands and Their Ruthenium(II) Complexes; Electronic Communication through
Hydrogen-Bonded Amide Linkage
Takahiro Kojima, Daisuke Noguchi, Tomoko Nakayama, Yuji Inagaki, Yoshihito Shiota,
Kazunari Yoshizawa, Kei Ohkubo, and Shunichi Fukuzumi
Inorganic Chemistry Vol. 47, No3, 886-895 (2008)
- 67 Magnetic Phase Diagram of DMACuCl_3
Yuji Inagaki, Osamu Wada, Koichiro Ienaga, Tatsuya Kawae, Yasuo Yoshida,
Takayuki Asano, Yuji Furukawa, and Yoshitami Ajiro
Journal of Physics: Conference Series, in press
- 68 結晶場基底状態に $\cdot_3 2$ 重項を持つ $\text{Pr}_x\text{La}_{1-x}\text{Pb}_3$ の圧力効果
赤司淳
- 69 重い電子物質 CePtSi_2 の高圧下比熱測定
財津弘毅

先導物質化学研究所

●三島研究室

- 70 Competition of the Loss of a Beta Fluoride and Hydron Transfer Between Carbon
and Oxygen During Exchange and Elimination Reactions
Heinz F. Koch, Judith G. Koch, Masaaki Mishima, Pasquale Iacono, Nicole M.
Wedgwood
Z. Phy. Chem. **2008**, 222, 1175-1184.
- 71 Acid-catalysed hydrolysis of methoxy-substituted trityl trifluoroethyl ethers:
A kinetic and computational investigation of leaving group effects
Moisés Canle L, Ibrahim Demirtas, Masaaki Mishima, Howard Maskill,
J. Phys. Org. Chem. **2008**, 21(7-8), 614-621.
- 72 Structural Effects on Interconversion of Oxygen-Substituted Bisketenes and
Cyclobutenediones

Nanyan FU, Annette D. ALLEN, Shinjiro KOBAYASHI, Thomas T. TIDWELL, Sinisa VUKOVIC, Takeshi MATSUOKA, Masaaki MISHIMA

J. Org. Chem., **2008**, 73(5), 1768-1773.

- 73 Pentakis(trifluoromethyl)phenyl, a Sterically Crowded and Electron-withdrawing Group: Synthesis and Acidity of Pentakis(trifluoromethyl)benzene, -toluene, -phenol, and -aniline
Agnes KUTT, Valeria MOVCHUN, Toomas RODIMA, Timo DANSAUER, Eduard RUSANOV, Ivo LEITO, Ivari KALUJURAND, Juta KOPPEL, Viljar PIHL, Ivar KOPPEL, Gea OVSJANNIKOV, Lauri TOOM, Masaaki MISHIMA, Maurice MEDEBIELLE, Enno LORK, Gerd-Volker RÖSCHENTHALER, Ilmar A. KOPPEL, Alexander A. KOLOMEITSEV
J. Org. Chem., **2008**, 73(7), 2607-2620
- 74 Thermodynamic stabilities of propylenebenzenium ions in the gas phase. Substituent effect of unsymmetrical phenonium ions
MUSTANIR, Soe THAN, Shuhei ITOH, Masaaki MISHIMA,
ARKIVOC, **2008**, 135-150.

超伝導システム科学研究センター

- 75 Fundamental investigation of a superconducting level sensor for liquid hydrogen with MgB₂ wire
K. Kajikawa, K. Tomachi, N. Maema, M. Matsuo, S. Sato, K. Funaki, H. Kumakura, K. Tanaka,
M. Okada, K. Nakamichi, Y. Kihara, T. Kamiya and I. Aoki
J. Phys. Conf. Ser., Vol. 97, 012140 (2008)
- 76 AC loss properties of Cu-sheathed MgB₂ composites with Nb barriers
K. Funaki, T. Sueyoshi, K. Kajikawa, M. Iwakuma, K. Tanaka, M. Okada, H. Kumakura and H. Hayashi
J. Phys. Conf. Ser., Vol. 97, 012316 (2008)
- 77 冷却銅検出コイルと SQUID ピコボルトメータを用いた磁気粒子の検出
田雑和也, 鍋倉真也, 円福敬二
九州大学大学院システム情報科学紀要, Vol. 13, No. 1, pp. 37-42 (2008)
- 78 Improvement of spatial homogeneity in IBAD based YBCO coated conductors
Z. Zulkifli, T. Kiss, M. Inoue, K. Enpuku, N. Kashima, T. Watanabe, M. Mori, S. Nagaya, A. Ibi,

- S. Miyata, Y. Yamada and Y. Shiohara
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1518-1521 (2008)
- 79 Effects of a ferromagnetic substrate on hysteresis losses of a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ coated conductor in perpendicular ac applied magnetic fields
M. Suenaga, M. Iwakuma, T. Sueyoshi, T. Izumi, M. Mimura, Y. Takahashi and Y. Aoki
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1714-1717 (2008)
- 80 Basic AC loss properties of IBAD/CVD-YBCO tapes for pancake-type coils
K. Funaki, T. Sueyoshi, M. Iwakuma, K. Shikimachi, N. Hirano and S. Nagaya
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1723-1726 (2008)
- 81 A round robin test for pre-standardization of a saddle-shaped pickup coil method to measure AC losses in Bi-2223 Ag-sheathed tapes
K. Funaki, M. Iwakuma, T. Sueyoshi, J. Fujikami, N. Ayai, T. Ishida, Y. Tanaka and K. Osamura
Physica C, Vol. 468, Nos. 15-20, pp. 1787-1791 (2008)
- 82 AC loss properties of MgB_2 multifilament wires
K. Tanaka, K. Funaki, T. Sueyoshi, Y. Sasashige, K. Kajikawa, M. Iwakuma, M. Okada, H. Kumakura and H. Hayashi
Supercond. Sci. Technol., Vol. 21, No. 9, 095007 (2008)
- 83 MgB_2 超伝導線材における常伝導部伝播現象の定量的評価
船木和夫, 久保輝朗, 中尾彰浩, 佐藤誠樹, 松尾政晃, 柁川一弘, 田中和英, 岡田道哉, 熊倉浩明, 林秀美
低温工学, Vol. 43, No. 10, pp. 423-429 (2008)
- 84 Size distribution of magnetic marker estimated from ac susceptibility in solution for biosensor application
K. Enpuku, T. Tanaka, Y. Tamai, F. Dang, N. Enomoto, J. Hojo, H. Kanzaki and N. Usuki
Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 10, pp. 7859-7865 (2008)
-

低温センター運営委員

(2009年3月現在)

低温センター長	超伝導システム科学研究センター	教授	船木 和夫
副低温センター長	大学院理学研究院	教授	和田 裕文
伊都地区センター長			(低温センター長の兼任)
箱崎地区センター長			(副低温センター長の兼任)
複担教員	大学院理学研究院	助教授	光田 暁弘
複担教員	大学院工学研究院	助教授	河江 達也
	大学院理学研究院	教授	北川 宏
	大学院工学研究院	教授	石原 達己
	大学院システム情報科学研究院	助教授	木須 隆暢
	大学院農学研究院	教授	黒田 健一
	大学院歯学研究院	准教授	小林 家吉
	先端物質科学研究所	教授	佐藤 治
	理学部等	事務長	秋枝 一敏
	工学部等	事務部長	東島 利昭

九州大学 低温センターだより

No.3 (2009年3月)

編集委員会：船木和夫、和田裕文、柁川一弘
河江達也、光田暁弘、上田雄也

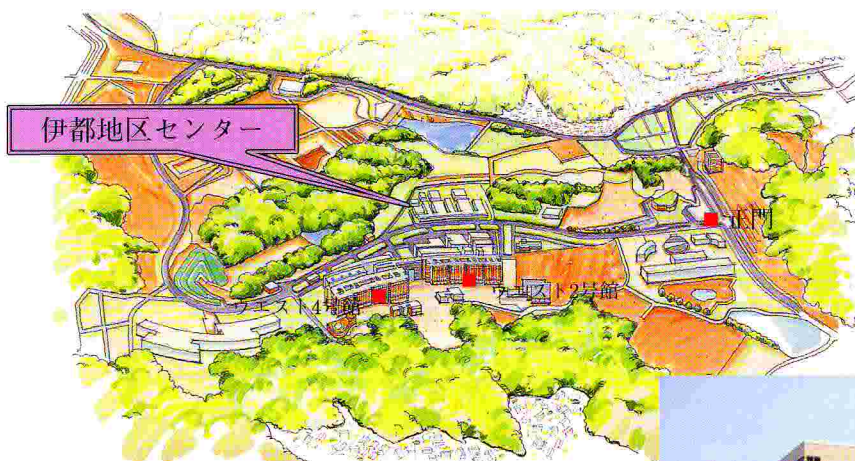
発行者：九州大学低温センター

Tel/Fax 0928023940 (伊都地区)

Tel/Fax 0926422701 (箱崎地区)

印刷：サガプリンティング

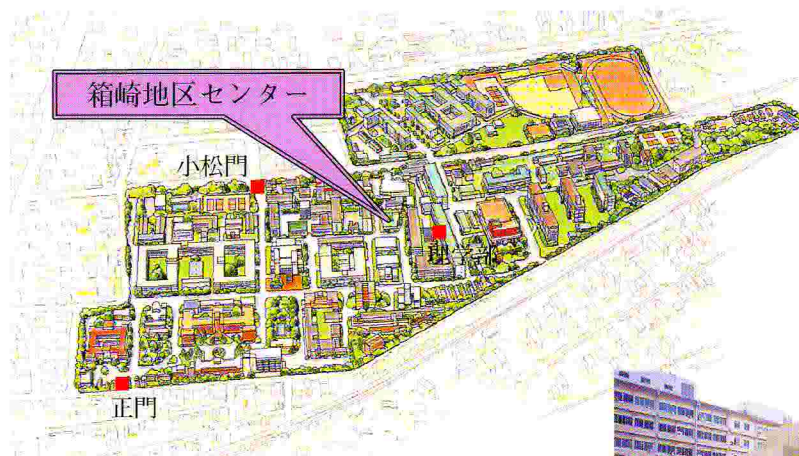
伊都キャンパス



低温センター伊都地区センター
〒819-0395 福岡県福岡市西区元岡744
TEL (FAX) 092-802-3940
http://www.ltc.kyushu-u.ac.jp/ito_top.html



箱崎キャンパス



低温センター箱崎地区センター
〒812-8581 福岡県福岡市東区箱崎6-10-1
TEL (FAX) 092-642-2701
http://www.ltc.kyushu-u.ac.jp/hakozaki_top.html

