
会場 C

領域 6, 7, 8

C-1 価数転移を示す EuNiP の圧力下物性

九大院理^A 後藤政男^A, 光田暁弘^A, 和田裕文^A

化合物中で Eu は 2 価 (4f7, $J=7/2$, 体積大) または 3 価 (4f6, $J=0$, 体積小) の 2 つの価数状態をとることができる。六方晶 ZrBeSi 型構造をもつ EuNiP は $T_1 = 95$ K, $T_2 = 510$ K で価数転移を示す。この化合物における Eu の平均価数は $\nu = 2+n/6$ (n :整数) で表せ、 $T_2 \geq T_1$ で $n=2$ (β 相), $T_1 \leq T_2$ で $n=3$ (γ 相), $T_1 \geq T_2$ で $n=4$ (δ 相) と変化する。さらに $T_c=26$ K において磁気秩序を示す [1]。平均価数が 2.67 価 ($n=4$) で非磁性の 3 価に近いにもかかわらず磁気秩序を示すこと、 $2+n/6$ という平均価数を示すことから 2 価と 3 価が秩序配列する価数秩序が実現している可能性が高い。価数転移と価数秩序を同時に示す物質は珍しく興味深い。我々は圧力印加によって平均価数を更に 3 価寄りにシフトさせた時にどのような振舞が出現するかに興味を持ち、単結晶を用いて圧力下で電気抵抗および磁化を測定した。図に圧力下の電気抵抗の代表的なデータを示す。圧力印加とともに T_1 の異常が急速に高温側へシフトする。0.77GPa で新たに T^* の異常が現れる。この圧力付近で $T=5$ K の飽和磁化が急激に減少することから、 T^* は δ 相より 3 価寄りの相への価数転移と考えら

れる。1.33GPa では T^* はより高温へシフトし、新たに T^{**} の異常が現れる。この圧力付近でも $T=5$ K の飽和磁化が急激に減少しており、 T^{**} は価数転移と考えられる。この圧力では磁気秩序 (MO) の異常が消失し、非磁性的な基底状態となっている。当日の講演ではより詳細なデータを示して EuNiP の T-P 相図を作成し、類似の振舞を示す EuTP ($T=Pt, Pd$) との比較を行い、EuNiP の振舞について考察する。

[1] G. Michels et al., Z. Phys. B 98 (1995) 75

C-2

YBCO 超伝導セラミクスにおけるグレイン間相転移の磁場依存性

九工大工^A, 京都工織大工芸^B, 徳島大理工^C 蕨野龍世^A, 永瀨康之^A, 出口博之^A, 美藤正樹^A, 萩原亮^B, 小山晋之^C

我々は $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ セラミクス試料について磁気測定および電気抵抗率の精密測定を行い、グレイン間の相転移について調べている。今回はガラス転移およびグレイン間超伝導転移の磁場依存性を広範囲な磁場において測定し、磁場-温度相図を実験的に明らかにしたので報告する。グレイン内超伝導転移温度 $T_{c1}=81\text{ K}$ は直流磁化測定のマイスナー反磁性の出現温度より求めた。グレイン間ガラス (カイラルガラス) 転移温度 T_{c2} は非線形磁化率のピーク温度より決定し、グレイン間超伝導転移温度 T_{c3} は直流電気抵抗が消滅する温度より決定した。図に T_{c2} および T_{c3} の磁場依存性を示す。ゼロ磁場では、 T_{c2} および T_{c3} は、ほぼ同じ温度 (61.5 K) で区別しにくい。磁場を印加するにつれて T_{c2} は、 $H < 30\text{ G}$ の低磁場域では上昇するが、 $H > 30\text{ G}$ の高

磁場域では低温側にシフトするという特異な磁場依存を示した。一方 T_{c3} は磁場を印加するにつれ低温側にシフトしていき、両者が高磁場で一致する様子が、明らかになった。

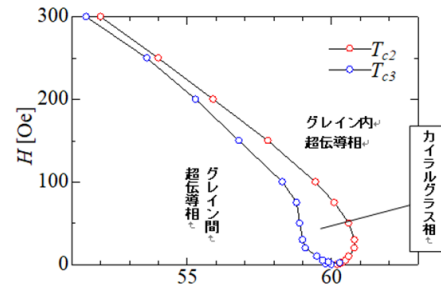


図 グレイン間相転移の磁場-温度相図

C-3

磁束ピン止めナノロッドを導入した YBCO 多層薄膜の弱磁場下におけるガラス特性

九工大工^A 原田明^A, 山田智也^A, 出口博之^A, 美藤正樹^A, 堀出朋哉^A, 松本要^A

YBCO 薄膜とナノロッドを導入した YBCO 薄膜を交互に積層させた多層薄膜を用いて、低磁場においてピン止め中心に侵入した磁束量子のガラス相の磁気特性を調べたので報告する。SrTiO₃ 基板上に PLD 法により BaHfO₃ ナノロッド (7nm 径) を 6wt% 導入した YBCO 薄膜 (膜厚 30nm) 3 層とナノロッドを含まない YBCO 薄膜 (膜厚 30nm) 4 層を交互に積層した多層薄膜を試料として使用した。直流磁化の温度依存性を調べたところ、ゼロ磁場冷却 (ZFC) 磁化は、転移点 $T_c=87\text{ K}$ 以下でマイスナー効果による負の磁化を示したのに対して、磁場中冷却 (FC) 磁化は図 1 のように常磁性の磁化を示した。その他のガラス特性を含めて、単層膜や超伝導セラミクスの場合と比較検討して報告する。

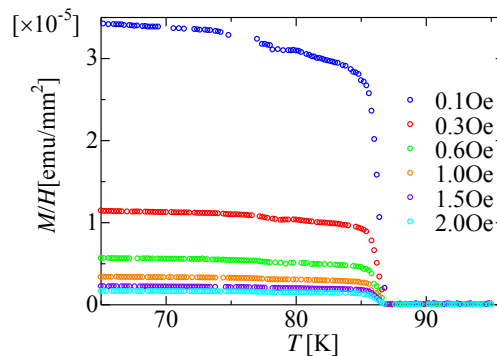


図1 多層薄膜の磁場中冷却における直流磁化率の磁場依存

C-4 イリジウム酸化物 Sr_2IrO_4 の輸送特性におけるキャリアドーブ効果

九州工大院工^A, 九州工大工^B 柴原 怜央^A, 日高 太貴^B, 松平 和之^A

層状ペロブスカイト型イリジウム酸化物 Sr_2IrO_4 は, Ir^{4+} の t_{2g} 軌道が強いスピン軌道相互作用によって有効軌道角運動量 $J_{\text{eff}} = 1/2$, $J_{\text{eff}} = 3/2$ のバンドに分裂することによる反強磁性絶縁体状態が実現している [1]。最近, Sr_2IrO_4 は結晶構造及び電子構造における銅酸化物高温超伝導体との類似性から, キャリアドーブによる超伝導相の出現が理論的に予測されている [2-4]。

我々は, Sr_2IrO_4 のキャリアドーブを行い, 輸送特性 (電気抵抗, 熱電能) に与える効果を明らかにすることを目的に研究を進めている。今回 Sr^{2+} サイトの La^{3+} 置換 (電子ドーブ) による先行研究の追実験 [5, 6] に加えて, Na^+ 置換によるホールドーブを行った結果について報告する。また, Bi^{3+} 置換及び Ir^{4+} サイトの Te^{4+} 置換の結果についても報告する。

- [1] B. J. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 076402 (2008).
- [2] F. Wang and T. Senthil, Phys. Rev. Lett. **106**, 136402 (2011).
- [3] Hiroshi Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 027002 (2013).
- [4] Xiang Chen *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 075125 (2015).
- [5] Y. Klein and I. Terasaki, J. ELECTRON. MATER. **38**, 7 (2009).
- [6] D. Pröpper *et al.*, Phys. Rev. B **94**, 035158 (2016).

C-5 パイロクロア型イリジウム酸化物 $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ のホールドーブ効果

九州工大院工^A, 九州工大工^B 谷口智哉^A, 野村拡功^B, 柴原怜央^A, 松平和之^A

パイロクロア型イリジウム酸化物 $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ は室温付近で半導体的な電気伝導性を示し, 165K で反強磁性秩序を伴って絶縁体へ相転移を示すことが知られている [1,2]。この反強磁性絶縁相は $\text{Ln}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ における金属絶縁体転移 [3] と同様な低温相が実現していると考えられている。最近, この反強磁性絶縁相が消失する近傍において, 新たなタイプの量子臨界現象の出現が理論的に予測されている [4]。その量子臨界現象の探求のための一手法として $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ へのホールドーブが挙げられる。

今回, $\text{Y}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ へのホールドーブとして, Ca のみをドーブした場合よりも短時間での試料作成及び高濃度の置換が可能な Ca と Cu による置換 [5] を行った。Cu 置換は 5% に固定し, Ca45% まで置換した試料の合成を行った。電気抵抗測定から, Cu5%, Ca20% 置換では金属的になり反強磁性転移に伴う電気抵抗の増大が消失することが分かった。

講演当日には電気抵抗の詳細及び熱電能, 比熱の結果についても報告する。

- [1] N. Taira *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter, **13**, 5527 (2001).
- [2] H. Fukazawa and Y. Maeno, J. Phys. Soc. Jpn., **71**, 2578 (2002).
- [3] K. Matsuhira *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn., **80**, 094701 (2011).
- [4] L. Savary *et al.*, Phys. Rev. X, **4**, 041027 (2014).
- [5] 山本 祥子: 平成 27 年度 修士論文 (九州工業大学大学院工学府)

C-6

価数転移を示すダブルペロブスカイト酸化物 $\text{Ba}_2\text{Pr}(\text{Ru}, \text{Ir})\text{O}_6$ の輸送特性

九州工大院工^A 羽根田翔^A, 西崎直希^A, 松平和之^A

秩序化ダブルペロブスカイト型酸化物 $\text{Ba}_2\text{Pr}(\text{Ru}, \text{Ir})\text{O}_6$ は室温では Ru に対する Ir の割合が 10% から 50% の範囲において $\text{Ba}_2\text{Pr}^{3+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{5+}\text{O}_6$ と $\text{Ba}_2\text{Pr}^{4+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{4+}\text{O}_6$ が共存する中間価数状態にあり, Ir の割合が 30% 以下のときは $\text{Ba}_2\text{Pr}^{3+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{5+}\text{O}_6$ が多く存在し, 30% 以上のときは $\text{Ba}_2\text{Pr}^{4+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{4+}\text{O}_6$ が多く存在する [1, 2]。また, 中間価数状態にある $\text{Ba}_2\text{PrRu}_{0.70}\text{Ir}_{0.30}\text{O}_6$ は室温から温度を下げていくと, 約 200 K で $\text{Ba}_2\text{Pr}^{3+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{5+}\text{O}_6$ から $\text{Ba}_2\text{Pr}^{4+}(\text{Ru}, \text{Ir})^{4+}\text{O}_6$ への価数転移を示し, 磁化率において, 価数転移に伴うヒステリシスが観測されている [1]。この価数転移による異常が輸送特性において観測されることが考えられる。我々は試料合成, 電気抵抗測定および熱電能測定を行ったので, その結果について報告する。

中間価数状態にある $\text{Ba}_2\text{Pr}(\text{Ru}, \text{Ir})\text{O}_6$ の電気抵抗は室温で $\text{Ba}_2\text{PrRuO}_6$ と比べ 1/10 程度, $\text{Ba}_2\text{PrIrO}_6$ と比べ半分ほど小さくなり, 電気抵抗の温度変化率が大きくなる温度と価数転移が始まる温度がほぼ一致した。熱電能は室温で $\text{Ba}_2\text{PrRuO}_6$ および $\text{Ba}_2\text{PrIrO}_6$ が正になるのに対して, $\text{Ba}_2\text{Pr}(\text{Ru}, \text{Ir})\text{O}_6$ は負であった。価数転移が生じる温度範囲では熱電能の温度に対する変化率が大きくなっており, その変化率が最大となる点が価数転移が始まる温度と一致することを確認した。また, 価数転移に伴い熱電能が負から正に変化することが判った。

[1] M. Wakeshima, Y. Izumiyama, Y. Doi, Y. Hinatsu, Solid State Commun. **120** (2001), 273.

[2] L. Li, B.J. Kennedy, J. Solid, State Chem. **177** (2004) 3290.

C-7

重い電子状態を示す EuNi_2P_2 の点接合分光実験

九大院工^A, 九大院理^B 沖村健吾^A, 志賀雅亘^A, 光田暁弘^B, 稲垣祐次^A, 和田裕文^B, 河江達也^A

希土類元素を含む化合物では, 近藤効果など様々な現象が現れるため長年研究されてきている。特に Eu 系では, 価数が 2 価と 3 価を熱的にゆらぐことによって価数状態の混成が起こることが知られている。さらに近年, Eu 化合物において f 電子と伝導電子の Hybridization による gap が重要な役割を担っていることが報告された [1]。今回我々は Eu 化合物における f 電子と伝導電子の混成の影響を明らかにするため, 点接合分光法を用いた EuNi_2P_2 の電子状態測定を行った。図 1 は 5.4 K における EuNi_2P_2 の微分伝導度 dI/dV を示す。実験の結果, 重い電子系物質の先行研究で報告されているような非対称のピーク構造が現れることが分かった [2]。この非対称なピークは, f 電子と伝導電子の混成に起因する Hybridization gap に起因すると考えられる。また, この Hybridization gap は温度が上がるにつれて閉じていくことが確認できた。当日はより詳細な温度依存性やコンタクトサイズ依存性の結果を報告する。

[1]V. Guritanu et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 247207 (2012) [2]N. K. Jaggi et al., Phys. Rev. B. **95**, 165123

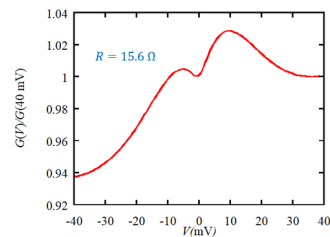


図 1 $\text{EuNi}_2\text{P}_2/\text{W}$ 界面での微分伝導度 ($T = 5.4 \text{ K}$)

C-8 重い電子系物質 CeB₆ 界面での輸送特性

九大院工^A, 茨城大理^B 志賀雅亘^A, 稲垣祐次^A, 伊賀文俊^B, 河江達也^A

超伝導体表面に Fe などの磁性不純物を吸着させると、近藤効果と超伝導の競合により、その界面で新たな束縛状態が形成されることが報告されている [1]。この界面現象は、超伝導体や吸着させる磁性不純物の組み合わせを変えることで、新たな状態が出現する可能性があるため、活発に研究されてきた。今回我々は新奇な束縛状態観測を目指し、磁気秩序と四極子秩序がともに出現する CeB₆ と超伝導体 (Nb) 界面において点接合分光実験を行った。図 1 に CeB₆/Nb 界面での微分伝導度測定の結果を示す。この結果から、ゼロバイアス付近に鋭いピーク構造 (ZBCP) が見て取れる。この ZBCP は、通常の超伝導体/金属界面での現象は説明できない。更に ZBCP の強度の温度依存性から、ピークは T=6-7K で現れ、近藤温度付近で飽和することもわかった。この T=6-7K は、Ce-Ce 間での磁気的な相互が始まる温度と近

い。当日はより詳細なデータを報告し、ZBCP の起源について議論する。[1]K. J. Franke et al., Science 332 (2011) 940.

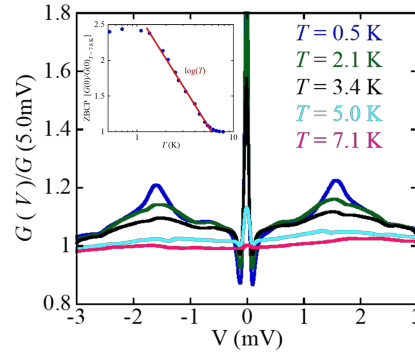


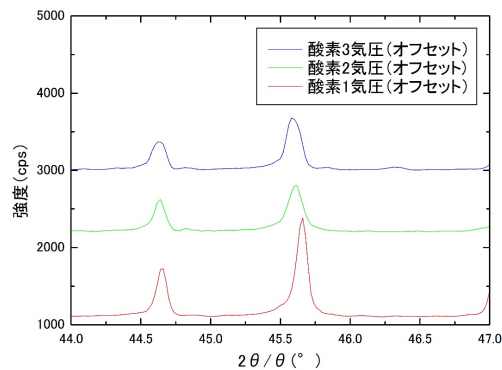
図1 CeB₆/Nb界面での微分伝導度

C-9 酸素分圧を制御した Ca₂RuO_{4+δ} の結晶育成と物性測定 I

久留米工業大学^A, 広島大学 先端物質科学研究科^B 瀬崎涼帆^A, 伊敷竜太^A, 酒見龍裕^A, 江藤徹二郎^A, 野田常雄^A, 中村文彦^{A,B}

モット絶縁体 Ca₂RuO₄ (CRO) は、室温で 40 V/cm の電場印加で構造転移を伴い金属化する。一部の酸化物絶縁体では電場誘起金属化が酸素欠損・過剰の移動で説明されている。また、酸素欠損・過剰 CRO 系で興味ある現象も報告されている。我々は CRO における酸素欠損・過剰の影響を調べるため、酸素量を制御した単結晶を FZ 法で育成した。ここでは、酸素量制御した CRO 単結晶の物性について述べる。X 線回折実験の結果、酸素過剰欠損のない CRO の (006) ピーク 45.6° が高酸素分圧で育成することで低角側にずれた。これは高酸素分圧育成で単結晶に過剰酸素を導入。また、単結晶のロッキングカーブ測定から過剰酸素が増えるにつれ結晶の乱れを示す半値幅が増加している。すなわち、単結晶

に過剰酸素導入は可能だが、乱れを導入することにもなる。

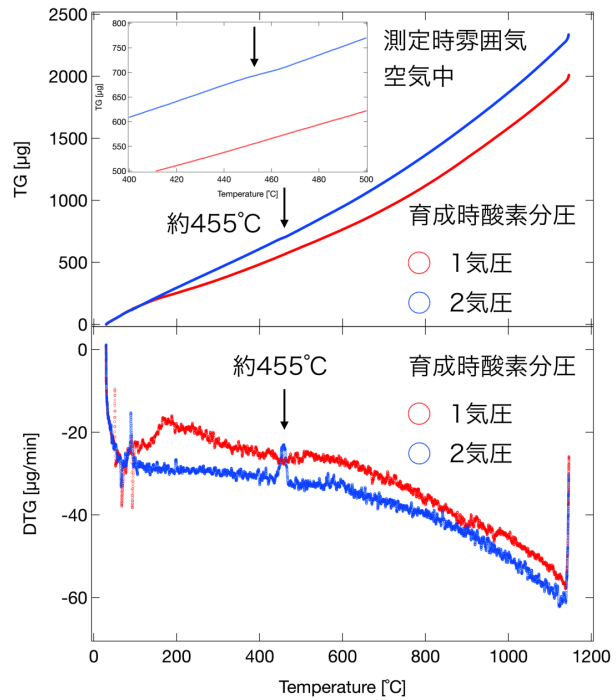


C-10

酸素分圧を制御した $\text{Ca}_2\text{RuO}_{4+\delta}$ の結晶育成と物性測定 II

久留米工業大学^A, 広島大学 先端物質科学研究科^B 伊敷竜太^A, 瀬崎涼帆^A, 酒見龍裕^A, 江藤徹二郎^A, 野田常雄^A, 中村文彦^{A,B}

モット絶縁体 Ca_2RuO_4 (CRO) では、わずかな外場で様々な量子現象 (モット転移, 軌道秩序, 強磁性, 超伝導, 巨大反磁性) が誘起される。最近, 酸素欠損で誘起された巨大な負熱膨張 (名大 工 竹中ら) や, 多結晶体中にできたナノ単結晶で観測された 96 K の超伝導 (北大 工 國貞) が報告された。これらの現象は酸素欠損または過剰が CRO の物性に大きな影響を与えることを示している。そこで我々は、酸素量を制御した CRO 単結晶を FZ 法で育成し、この系での酸素欠損, 過剰の効果を調べた。酸素量制御は、育成時の酸素分圧を 0~3 気圧まで変化させて行った。また、酸素量の評価は TG・DTA で行った。図からわかるように酸素分圧 2 気圧で育成した単結晶で、約 455 °C で酸素の放出を示す変化が見られた。また、酸素過剰単結晶は出来やすいが酸素欠損単結晶は出来にくい事がわかった。



C-11

ディラック点とセミディラック点のランダウ準位

熊本大学教育学部^A, 兵庫県立大物質理学研究科^B 綾部真知^A, 岸木敬太^A, 長谷川泰正^B

質量ゼロのディラック電子系が 2 次元グラフェンにおいて実現している [1]. フェルミエネルギー近傍では線形のバンドがディラック点と呼ばれる点で接し、ディラック点近傍ではバンドは円錐 (コーン) 形をしている (左図). 磁場 (B) を与えた場合, ランダウ準位は \sqrt{B} に比例する [2].

重なり積分の大きさに異方性を入れると ($t_a = 2t_b$, $t_b = t_c$), 2 つのディラック点が一点で重なる. その点はセミディラック点と呼ばれ [3], セミディラック点近傍では、二方向 (q_x と $-q_x$) は線形であり、二方向 (q_y と $-q_y$) が二次曲線である (右図). ランダウ準位は $B^{\frac{2}{3}}$ に比例することがわかって [4].

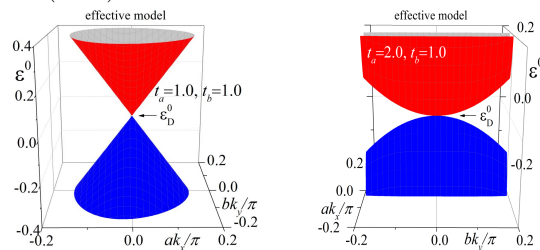
本研究では、重なり積分の異方性を考慮し、ディラック点付近の有効ハミルトニアンを導出する. その有効ハミルトニアンからランダウ準位を計算し、. セミディラック点からディラック点へ変化するときのランダウ準位について調べる.

[1] K. S. Novoselov, *et al.*, Science **306**, 666 (2004).

[2] J.W. McClure, PR **104**, 666 (1956).

[3] Y. Hasegawa, R. Konno, H. Nakano, and M. Kohmoto, PRB **74**, 033413 (2006).

[4] P. Dietl, F. Piéchon and G. Montambaux, PRL **100**, 236405 (2008).



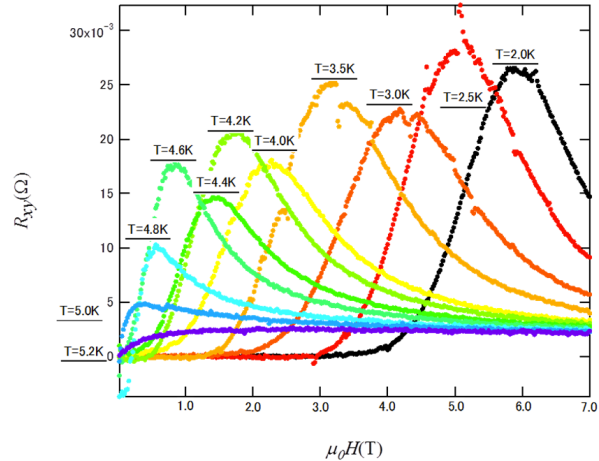
C-13

MoN, MoRu 薄膜の超伝導特性とホール抵抗の磁場、温度依存性

熊大自然^A, 産総研^B, 九大理^C, 熊大理^D 溝上裕也^A, 藤野洋平^A, 野上達也^A, 牧瀬圭正^B, 篠崎文重^C, 市川聡夫^D

超伝導デバイスの設計や最適構造の評価方法を開発するために2次元超伝導相転移における諸特性を定量的に調べている。NbNに引き続き、多結晶MoNや非晶質MoRu薄膜において、超伝導-絶縁体転移(SIT)の臨界面抵抗、臨界温度 T_c 、対破壊パラメータ、非弾性散乱時間などを求めている。MoNはMgO基板上にDC反応性スパッタリング法で成膜した。MoRuはin-situ法でガラス基板上に、ex-situ法でサファイア基板にそれぞれ成膜した。in-situ法では電子ビーム蒸着法、ex-situ法ではRF反応性スパッタリング法を用いた。MoN, MoRu薄膜の両方で膜厚誘起SITと磁場誘起SITを観測した。MoNとMoRuの T_c とノーマル面抵抗 R_{sq}^N の関係はFinkel'steinの式で説明できた。MoRu薄膜では成膜方法によりパラメータが異なった。MoRu薄膜では T_c 以下で、図に示すように、Hall抵抗 R_{xy} の磁場依存性にピークが観察された。 T_c 以下でピーク磁場 $H_p(T)$ は上

部臨界磁場 $H_{C2}(T)$ に近い振る舞いを示した。MoN薄膜では超伝導転移温度以上においても同様にHall Peakが見られるCritical Ghost Fieldが観察された。ホール伝導度の温度依存性は超伝導ゆらぎ理論で説明出来ることがわかった。



C-14

異方性を有するCu-Ni-Sn合金のスピンオーダー分解

長崎大学工学部^A, 長崎大学工学研究科^B 愛智滉大^A, 近藤慎一郎^B, 森村隆夫^B, 中島弘道^B

Cu-Ni-Sn合金は実用材料として耐熱性、加工性に優れたリードフレーム材料や、ばね材料として適用できる合金であるが、スピノーダル分解を生じることが知られている。しかしながら当合金に関してスピノーダル分解異方性が存在する事はあまり報告されていない。そこでXSAS(小角散乱)を用いて異方性について検討する。高純度無酸素銅, 99.99%の高純度Niそして99.99%の高純度Snを, Cu-15wt%Ni-8wt%Snになるように秤量後, Arガス雰囲気下で溶融を行い、インゴットを作製した。更に溶体化処理後、350°Cで30min、60min、120min、300min、1200minで時効処理を施した。これらの試料についてXSAS測定を行った。350°Cで300min時効処理した試料のXSASプロファイルでは、スピノーダル分解特有の小さなピークは観察されなかった。なおこの試料はXRD測定ではサイドバンドが観察されている。その理由としては、XSAS測定における試料の研磨が考えられる。今回の実験では厚さをおおよそ20μm程度にするため、試料に研磨を行った。そのために、スピノーダル分解の異方性の問題からピークが消失したものと思われる。そこでz方向に濃度揺らぎが存在する場合について散乱強度シミュレーションを行ったところ、濃度揺らぎ方向に対してX線入射方向が直角に近づくにつれ散乱強度が激減することがわかった。

C-15

水素により生じる超伝導ナノ接合の微分伝導度の異常

九大工^A, 九大院工^B 宮川一慶^A, 高田弘樹^B, 梶原裕太^B, 稲垣祐次^B, 河江達也^B

これまで我々は低温での金属への水素吸蔵現象に注目して、液体水素中に晒した金属ナノコンタクトにおいて非弾性電子分光実験を行ってきた [1]。一連の実験では、水素吸蔵による格子振動の変化を dI/dV を通して検出してきた。超伝導を用いることで金属内水素の物性変化をより高感度に追跡できるのではないかと考え、今回超伝導ナノコンタクトを用いて実験を行った。図は、 $T \sim 5.0$ K の鉛超伝導ナノ接合における真空中での dI/dV 信号と水素中での dI/dV 信号を比較したものである。バイアス電圧 $|V| < 1.3$ mV で、水素中での dI/dV 信号に、真空中では見られなかった多重のピークが見られ、ほとんど水素吸蔵しない鉛においても、電気伝導特性に変化が生じることが分かった。また温度上昇に伴って、 $V \sim 2.2$ mV のピークは低バイアス側にシフトしており超伝導ギャップに起因しているが、 $V < 1.3$ mV のピーク位置は温度に依存しない。本講演では、このような dI/dV 信号の振る舞いについて、詳細に報告する。

[1]K. Ienaga, et al, Appl. Phys. Lett. 106, 021605 (2015)

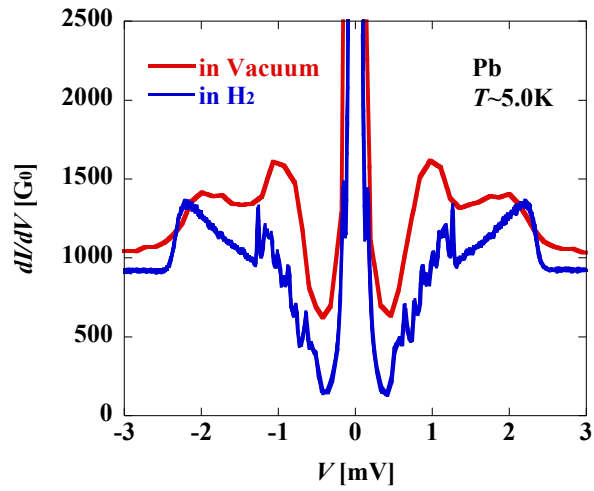


図 鉛超伝導ナノ接合における真空中（赤線）および水素中（青線）での dI/dV 信号。

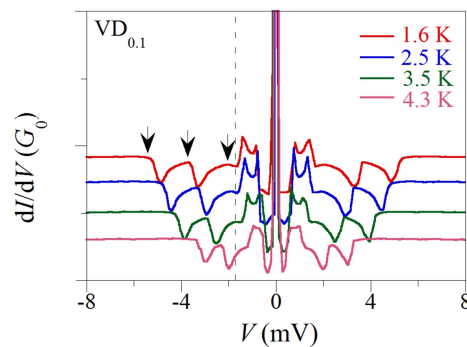
C-16

Impurity Effect of Hydrogen and Deuterium on Superconducting Niobium and Vanadium

九大院工^A, 九大院総理工^B 司文^A, モハメドサイフルイスラム^A, 志賀雅亘^A, 高田弘樹^A, 稲垣祐次^A, 橋爪健一^B, 河江達也^A

To study the impurity effect of hydrogen (H) and deuterium (D) on superconducting Josephson junctions, we study vanadium (V) and niobium (Nb) doped with a few percent of H and D impurities. The nano-junctions are prepared by stretching the wires with the impurities, which are loaded by a gas absorption method, with a mechanical controllable breaking junction technique. The figure shows the temperature dependence of the differential conductance dI/dV , which is measured by a lock-in technique, in VD_{0.1}. The peak-shape anomalies are seen at around $V = 0.8$ and 1.6 mV at $T=1.6$ K, which are caused by the superconducting energy gap. On the other hand, dip-shape anomalies called over-the-gap structure (OGS) appear outside the superconducting energy gap. Note that

OGS is not observed in the pure samples and the temperature dependence is well fitted by the BCS theory. The origin of OGS will be discussed in the presentation.



C-17

超伝導細線における異常磁気抵抗-III

九州大学^A, 産総研^B, 福井大学^C 篠崎文重^A, 牧瀬圭正^B, 浅野貴行^C

超伝導細線は線幅 w が超伝導コヒーレント長程度になると、thermal activated phase slip(TAPS)、quantum phase slip(QPS) によって超伝導オーダーパラメーターの長距離秩序は失われる。TAPS によって量子化磁束がバリアーを横切ると「抵抗=ゼロ」の超伝導の特性を失われる。QPS も incoherent であれば同様に散逸的で、 $T=0K$ でも有限な抵抗が残る。一方、coherent QPS(CQPS) はジョセフソン効果と量子力学的双対関係にあり、磁束はエネルギー散逸なく超伝導細線を横切る。電流標準として期待され、盛んに研究されている。我々は超伝導細線の $R(T,H)$ 特性を QPS の立場から調べている。今回、 $w=20nm$ で細線長=1000nm の途中に $100nm^2$ の *superconducting island* (*si*) を持つ細線の磁気抵抗 $R(H)$ 測定に加え電流 I - 電圧 V 特性を調べた。図は $T_{co} = 8.0K, si = 1$ の例である。電圧が生じる臨界電流 I_c は磁場増加に伴い減少する。 $is = 0$ の場合

、 I_c で *sharp* な電圧発生を示すのに対して、*si* を有する場合は図から分かるように多段 *jump* 構造を示す。さらに低電流域での「負電圧」や低磁場域での「非対称な負の磁気抵抗」が観測された。これらの現象と「*is* 数」との関係等議論する。

