
会場 E

領域 7, 8, 9

E-1 一般的な蜂の巣格子上の強束縛モデルのグラフェンのエネルギーギャップレスの条件

熊本大教育^A, 兵庫県立大物質理学^B 岸木敬太^A, 上野開^A, 宮本恵梨子^A, 長谷川泰正^B

最近, グラファイト一層からなるグラフェンが発見された [Novoselov, et al., Science **306**, 666, (2004)]. グラフェンは, 電子状態が相対論的ディラック粒子と同じような方程式で記述され, 質量のない二次元ディラック粒子系が実現しているとして, 注目されている. さらに, グラフェンはナノデバイスへの応用が期待されており, エネルギーギャップの大きさはデバイスの特性を決める重要な要素であるので, どのような条件下でギャップが開くかどうかを明らかにしておく必要がある. そのため, バンド計算が見直されてきた. 最近接重なり積分 (t_a, t_b, t_c) をもつ強束縛モデルのバンド計算で, 長谷川ら [PRB. **74**, 033413, (2006)] は, ギャップがゼロになる条件を得ている. ギャップが有限になるには, 例えば, t_b/t_a と t_c/t_a が 0.5 より小さいという強い異方的な値が必要であることが示された. しかしながら, グラフェンへの一軸圧歪の効果が観測され [Ni, *etal.*, ACS, Nano **2**, 2301, (2008)], 一軸圧力とギャップとの関係が今後明らかになる可能性があり, シリコン基板上でのエピタキシャル成長したグラフェン [Zhou *etal.*, Nature Materials **6**, 770, (2007)] ではギャップが観測されている. これらは, ギャップの出現には強い異方性は不要であることを示唆している. よって, 最近接重なり積分だけの強束縛モデルでは, グラフェンのバンドは正確に記述されていない可能性がある.

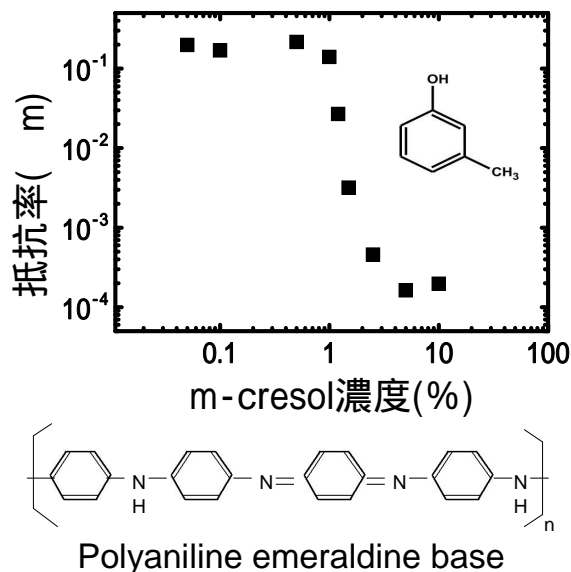
本研究では, 次近接重なり積分 ($t_{2a}, t_{2b}, t_{2c}, t_{2d}, t_{2e}, t_{2f}$) とオンサイトポテンシャル (ϵ_a, ϵ_b) を加えた強束縛モデルで, ギャップがゼロになる条件式を得た [JPSJ **77**, 074707, (2008), J. Phys.: conf. ser. **132**, 012005, (2008)]. その式はナノデバイスとして活用するとき有益である. その式から, 格子の対称性がわずかにでも壊されると, 次近接重なり積分によりギャップが空くことがわかった.

E-2 導電性高分子ポリアニリン膜のホール効果・ゼーベック効果

九大院理^A, 九大高推センター^B, 出光興産、先進技術研究所^C 滝川陽介^A, 山田和正^A, 小久保伸人^B, 篠崎文重^A, 中村浩昭^C

高分子ポリアニリンは化学的な安定性に優れ、酸のドーピングにより伝導度を有し、さらに第二ドーパントを使用することによって再現性よく伝導度を制御することができる。今回我々は、第一ドーパントとしてスルホコハク酸エステルを用いることによって有機溶媒に分散させた後、第二ドーパントとして m-cresol を添加、乾燥させ導電性高分子ポリアニリン膜を準備した。ポリアニリンの伝導機構を明らかにすることを目的として、スルホコハク酸エステルをドーピングしただけの試料 (NEAT) に対してホール係数 R_h 、ゼーベック係数 S を調べた。さらに、第二ドーパントの m-cresol の濃度を変え、伝導率 ρ に対する m-cresol の影響を調べた。図は m-cresol の濃度 x を 0.05 % ~ 10 % の範囲で変化させた導電性ポリアニリン膜における ρ と x の関係を示す。図から分かるように、 x が 1 ~ 2.5 の間で ρ は約 3 桁変化し、この付近で金属-絶縁体転移

が起きていることを示している。講演では、詳しい ρ, R_h の温度依存性を示す予定である。



E-3 液中衝撃プラズマ法によるカーボンナノチューブの合成 II

熊本大学大学院自然科学研究科^A, 熊本大学大学院先端機構^B, 熊本大学衝撃・極限環境研究センター^C 今田慧^A, エミル・オムルザク^B, 岩本知広^A, 真下茂^C, 横井裕之^A

液中衝撃プラズマ法 [1] によるカーボンナノチューブ (CNT) の新規合成法の開発について報告する。本合成法では溶液 (純水, エタノール等) 中に 2 本の電極 (炭素または金属触媒含有炭素) を浸漬させ、電極間に断続的な電位差を発生させることで衝撃プラズマを発生させる。これにより CNT の合成を試みる。前回の報告において本方法により多層から 2 層までの CNT の生成が確認された。エタノール/Fe 含有電極での合成において、合成した試料の熱過酸化水素法による精製を試みた (Fig 1.)。さらに、同条件において放電のパルス幅を変化させた合成も試みた。[1] E. Omurzak et al., J. Nanosci. Nanotechnol. 7, 3157 (2007).

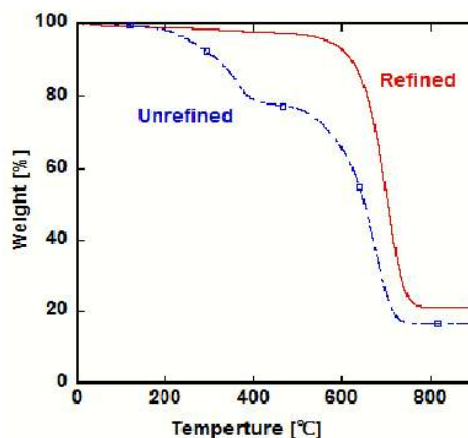


Fig 1. 精製前後の熱重量分析曲線

E-4 単層カーボンナノチューブ磁場配向膜における高配向化プロセスの開発

熊本大学大学院自然科学研究科^A, 物質・材料研究機構量子ドット研究センター^B
中島大介^A, 百田寛^A, 横井裕之^A, 高増正^B

電子的, 光学的性質を利用した実用素材として期待されている単層カーボンナノチューブ (SWNT) の基礎物性の解明とデバイス等への応用を考えた場合, SWNT が孤立分散した状態で高配向した薄膜の作製が望まれる。本研究では, 鉛直方向に磁場を発生するハイブリット磁石を用いて, 磁場配向 SWNT-ゼラチンゼツカン膜の作製を試みた。24T までの磁場下で作製した SWNT-ゼラチンゼツカン膜における SWNT の配向度は偏光吸収スペクトルから求めた光学異方性で評価した。Fig.1 に示したとおり, 膜の光学異方性は磁場の増加とともに増加した。また, 配向度に対するゼラチン濃度の影響についても議論する。

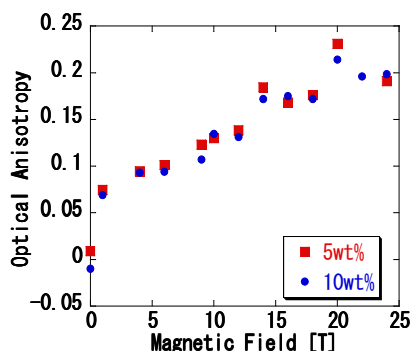


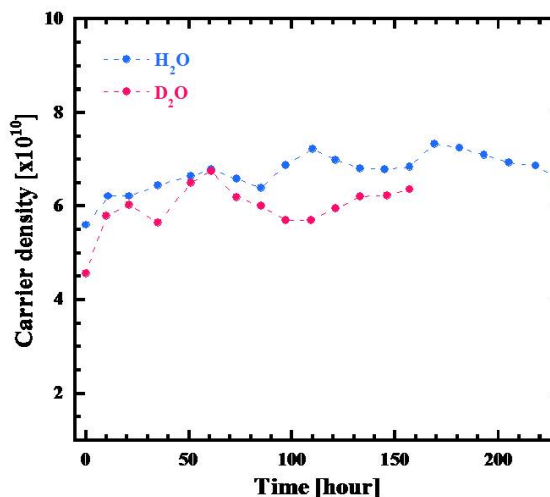
Fig.1 Optical anisotropies of the SWNTs-gelatin composite film at absorption peak energy of 1.53 eV with respect to magnetic field applied during the sol-gel transition.

E-5 単層カーボンナノチューブに対する水分子吸着効果の赤外分光評価 II

熊本大学大学院自然科学研究科^A, 熊本大学工学部^B, 産業技術総合研究所ナノチューブ応用研究セ^C 岡部史典^A, 渡邊あゆみ^B, 横井裕之^A, 早水裕平^C, 畠賢治^C

我々は, 直径約 3 nm の SWNT を用いて, FT-IR 測定により水分子吸着によるキャリア注入について調査している。試料はスーパグローブ法により作製した面方向に配向した厚さ約 7 μm の SWNT 薄片であり, 顕微 FT-IR 分光装置により, 700~6800 cm^{-1} の範囲で吸収スペクトルを測定した。前回の報告で, 乾燥 Ar ガスフロー下での昇温・降温時のスペクトルの温度変化, あるいは純水または重水による加湿 Ar ガスフロー下でのスペクトルの経時変化から, 水分子吸着によってキャリア注入が起こっていることを定性的に議論した。今回は, 吸収スペクトルをドルーデモデルとガウス関数による吸収ピーク・フィッティングで解析することによって, キャリア濃度を定量的に評価した。右図は, ドルーデ

モデルから求めたキャリア密度の加湿 Ar ガスフロー下経時変化である。加湿により SWNT のキャリア濃度が増加する傾向が確認された。

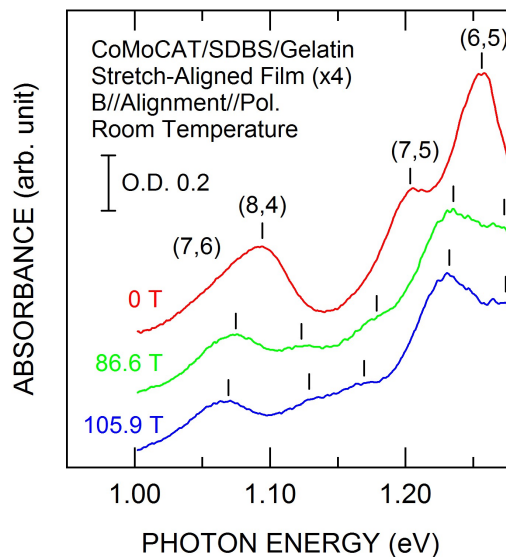


E-6 単層カーボンナノチューブの超強磁場下近赤外光吸収

熊本大学大学院自然科学研究科^A, 東京大学物性研究所^B, 産業技術総合研究所ナノテクノロジー研究部^C 横井裕之^A, 小嶋映二^B, 嶽山正二郎^B, 南信次^C

単層カーボンナノチューブ (SWNT) の励起子状態に関して、一重項状態の光学活性 (bright) 励起子と不活性 (dark) 励起子のエネルギー配置が重要な課題となっている。我々は、100 T を超える超強磁場を SWNT のチューブ軸に平行に印加し、Aharonov-Bohm 効果を利用して dark 励起子を光学活性化することにより、その励起子エネルギー位置を調査している。これまで可視光域の超強磁場下光吸収測定を行って、半導体 SWNT の第 2 サブバンド励起子光状態について調査を行ってきた。今回、さらに第 1 サブバンドの励起子状態を調査するために超強磁場下近赤外光吸収システムを開発し、図に示す通り 106 T までの超強磁場における励起子吸収スペクトルの観測に成功した。その結果、(6,5), (7,5)SWNT については dark 励起子が、(8,4)SWNT については bright 励起子が低エネルギー側に位置することが示唆された。これまでの磁気発光測定による研究で

は、すべての SWNT で dark 励起子が低エネルギー側に位置すると報告されているが、磁気光吸収の結果も踏まえて検討を進める必要がある。

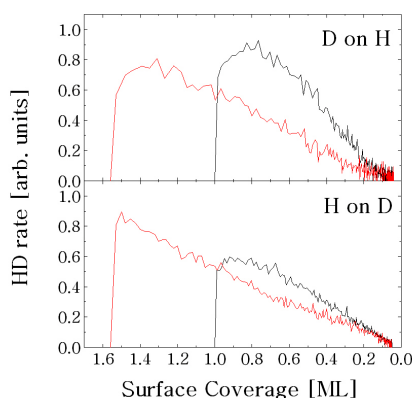


E-7 Ru 表面上での水素の吸着と脱離

九州工業大学大学院^A 安富伍郎^A, 後藤隆宏^A, 並木章^A

Ru(0001) 表面に吸着した水素の熱脱離 (TPD) と引き抜きを行った。H(D) の表面吸着は 150 K にて行い、 $H_2(D_2)$ の TPD スペクトルは一定昇温速度のもと QMS にて測定した。1.0 ML より余剰の原子を吸着させると新たなピークが見られ、さらに H(D) 原子を照射すると被覆度は 1.56 ML まで増加した。吸着水素原子の引き抜きは、表面に 1.0 ML 又は 1.56 ML の H(D) 原子を吸着させた後、D(H) 原子を照射し、脱離する HD 分子を照射時間の関数として測定した。右図に HD 脱離レートを残存水素被覆度に対してプロットした。初期被覆度が変わると、

残存被覆度が同じときの脱離レートは異なる。



E-8 Ru 表面上での吸着酸素の水素原子による引き抜き

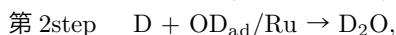
九州工業大学大学院^A, 株式会社 半導体先端テクノロジーズ (SELE^B 後藤隆宏^A, 安富伍郎^A, 並木章^A, 西山岩男^B, 老泉博昭^B, 穴澤俊久^B

本研究は Ru(0001) 表面上に吸着した酸素の水素原子を用いた除去を目的とする。

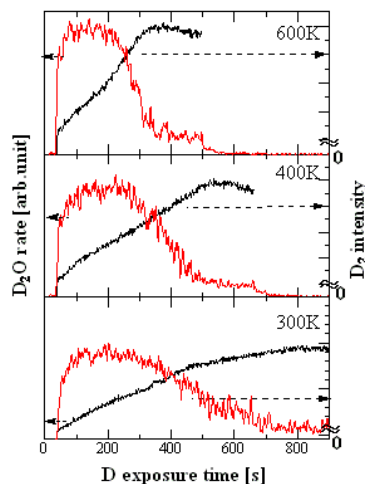
実験は、3 段の差動排気を持つビーム室とその原子ビームを試料に照射する反応室で行った。手順としてまず、表面温度 300K の Ru 試料に O を被覆し、その後 D 原子を照射した。この時脱離する D₂O を QMS で測定した。表面温度は 200K から 600K の間変化させた。

図は D 照射による D₂O 脱離レート、及び、D₂ 分圧の時間変化である。D₂O 脱離レートの立ち上がり、及び、ピーク後の減衰カーブは表面温度の上昇とともに早くなり、そのピークも大きくなる。他方、D₂ 分圧の時間変化は D₂O のピークを過ぎた辺りまで直線的に増加し、その後飽和する。この D₂ 分圧の増加は O 原子を置換した吸着 D 原子の気相 D 原子による引き抜きの結果生じた D₂ によるものである。

Ru 表面では次の 2 段階の反応プロセスにより D₂O の脱離が起こっていると考えられる。



この反応におけるレート方程式を解き、実験値のフィッティングを行った。しかし、満足いくフィットは得られなかった。

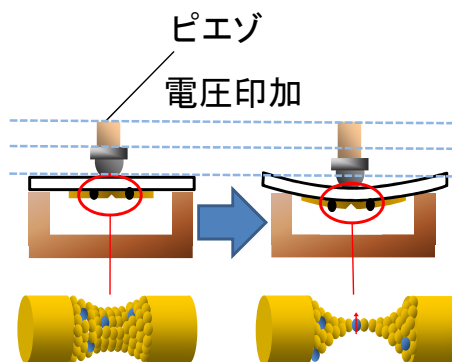


E-9 極低温下における磁性不純物を含んだ金属細線の量子伝導測定

九大院工^A, 金沢大教育^B 家永紘一郎^A, 中島尚也^A, 中尾貴史^A, 稲垣祐次^A, 河江達也^A, 辻井宏之^B

近年、ブレークジャンクション法 (MCBJ 法) や STM を用いた金属細線の電気伝導測定が行われてきた。我々は特に金属細線の間単分子を挟んだ系の電気伝導測定に興味を持っているが、この系では極低温下真空中において近藤効果やクーロンブロッケードなどの多彩な物理が報告されている。Au, Ag, Cu のような貴金属細線の破断の最終段階では、ランダウアの公式 $I/V = NG_0 (N = 1, 2, 3 \dots, G_0 = 12.86 \Omega^{-1})$ で与えられるような、 G_0 の整数倍のステップ状のコンダクタンストレースが得られることが知られている。一方で特に遷移金属においては、ステップが G_0 の整数倍から外れることが報告されている。図 1 に示すように、CuMn などの合金を MCBJ 法を用いて破断させていくことで、磁性原子を間に挟んだ系を作成できると考え実験を行った。この実験系においては圧電素子を用いることで細線の径を自由に変化させることができ、さらに 4.2K では細線の径

を一定時間保つことができる。当日は様々な径で I-V 特性測定を行った一連の成果について、Cu と CuMn の結果を比較しながら報告する。



E-10 VO₂ ナノ粒子の金属絶縁体転移

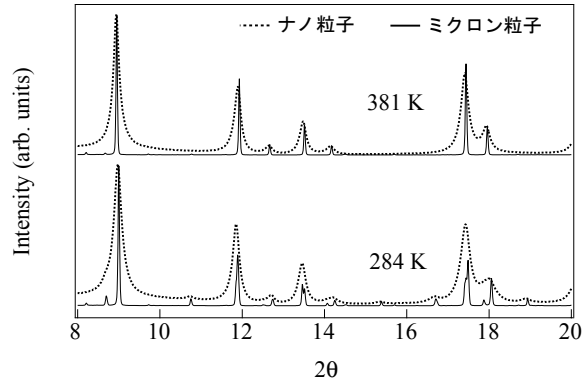
佐賀大理工^A, 弘前大院理工^B, 広大放射光^C, 九大院工^D 末廣智^A, 副泰之^A, 萩原雅人^A, 手塚泰久^B, 森本理^C, 河江達也^D, 石渡洋一^A, 鄭旭光^A

VO₂ ナノ粒子の金属絶縁体転移 (MIT) を調べるために放射光 X 線回折 (SR-XRD)、軟 X 線吸収分光 (XAS) 及び軟 X 線発光分光を行った。ナノ粒子は遊星型ボールミルによる粉砕法を用いて作製した。

VO₂ は $T_c = 340$ K において MIT と構造相転移を起こす。 $T > T_c$ ではルチル構造となるが、 $T < T_c$ ではルチル構造の c_r 軸上に沿って V-V ペアを形成し、さらに c_r 軸と垂直に反強誘電的な歪みが生じる。この構造変化と MIT との関わりについて議論が続いている。図はナノ粒子と粉砕前のミクロン粒子の SR-XRD パターンである。 $T > T_c$ ではナノ粒子はミクロン粒子と比較して目立った違いが見られない。一方 $T < T_c$ ではピーク位置に変化が見られないが、ピーク強度比に明らかな違いが現れている。リートベルト構造解析の結果からナノ粒子

について V-V ペアの結合距離が 1 %ほど広がり、 c_r とのずれが 2 %ほど減少していることが示された。

$T < T_c$ における XAS スペクトルからは、ナノ粒子でギャップの減少を示す ~ 0.1 eV のシフトが見受けられた。ナノ粒子で見られた構造変化との関わりが予想される。



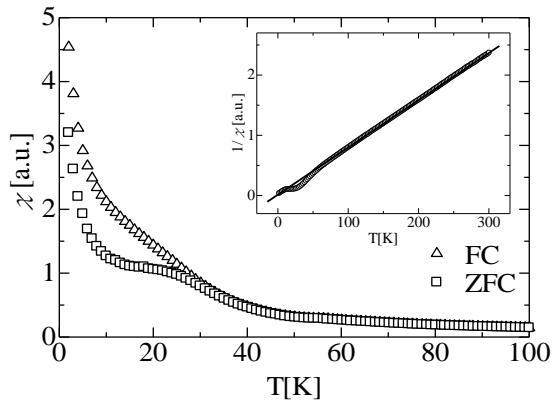
E-11 メソ多孔体 SBA - 15 中の DyMnO₃ ナノスケール結晶の磁性

九工大工^A, 福岡大理^B 寺下夏樹^A, 宝代信也^A, 出口博之^A, 古曳重美^A, 美藤正樹^A, 高木精志^A, 田尻恭之^B, 香野淳^B

マルチフェロイック物質は (反) 強磁性及び (反) 強誘電性等のフェロイック特性を複数併せ持つという特徴がある。そのうちの一つである DyMnO₃ は反強磁性、強誘電性の物理特性を示し、giant magnetcapacitance (GMC) を発現することから盛んに研究されている。DyMnO₃ のナノスケール結晶を作成し、その磁気サイズ効果を調べることを研究目的とした。

作成したバルク結晶とナノ結晶に対し、直流磁化率測定を行った。ナノ結晶の直流磁化率と逆帯磁率を図に示す。バルク結晶で観測される Dy のモーメントの秩序化による $T=5$ K のピークは、ナノ結晶では消失している。また、ZFC、FC 間にヒステリシスが生じる温度 T_{irr} はバルクより低温にシフトした。さらに Curie-Weiss

温度はバルク結晶では -18.5 K だが、ナノ結晶では -1.82 K と大きく変化した。講演では交流磁化率測定、磁化過程測定、ESR 測定等の結果についても報告する。



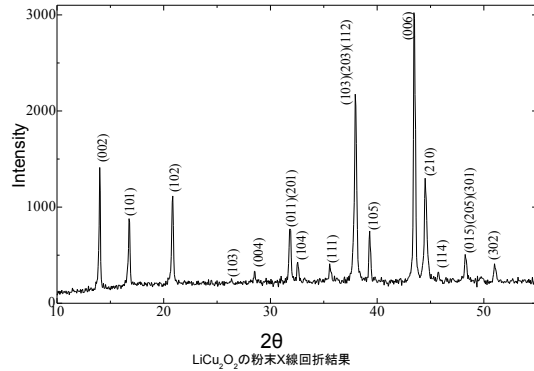
ナノ結晶の直流磁化率と逆帯磁率

E-12 マルチフェロイックス物質 LiCu_2O_2 の単結晶作製と電気的性質

佐賀大理工^A 納身洋輔^A, 森義志^A, 真木一^A, 鄭旭光^A

LiCu_2O_2 では 2 枚の $\text{LiCu}^{2+}\text{O}_2$ 層の Cu^{2+} が b 軸方向にジグザグのはしご構造をとり、その 1/2 スピンが約 23K 以下でらせん磁性を形成する。このらせん磁性は磁性強誘電性を誘起するため、 LiCu_2O_2 はマルチフェロイックス物質の一つとして注目されている。ただ、 LiCu_2O_2 では磁性研究に比べ電気的性質の報告例が少ない。そこで、本研究は LiCu_2O_2 単結晶を作製し、電極を最適化して電気的・誘電的性質に知見を深めることを目指す。 LiCu_2O_2 単結晶は Al_2O_3 坩堝を用いた flux 法で作製を試みた。図は、育成された結晶の粉末 X 線回折結果である。これは LiCu_2O_2 の c 面におけるディフラクトパターンと一致する。

当日は、結晶作製の詳細と共に、直流電気抵抗率や複素誘電率の測定結果も報告したい。

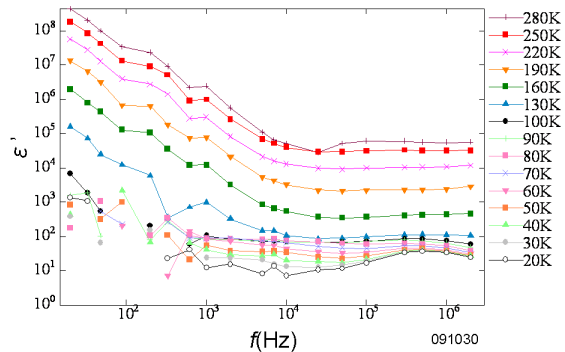


E-13 層状 Co 酸化物における複素誘電率測定

佐賀大理工^A 森義志^A, 竹村優治^A, 町田晃一^A, 真木一^A

層状コバルト酸化物は、熱電変換材料として興味のもたれる物質である。この物質では CoO_2 層で Co イオンが混合価数をもち大きなエントロピーを生み出している。こうした混合価数系では、電荷の局在/非局在性や不均一性などが誘電性に反映されと考えられる。そこで我々は、酸素濃度制御により価数制御が可能な $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5+x}$ で単結晶試料を作製し、その誘電特性を調べている。図は、600 °C のアルゴンガス中でアニールした $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5+x}$ の CoO_2 面内方向の複素誘電スペクトル (実部) である。高周波側では周波数に殆ど依存しない誘電率が、 10^4Hz 以下の低周波領域で急激に増大する様子が判る。また、高周波側の誘電率が温度

と共に増大していく点にも特徴がある。面間方向の測定結果も併せ、詳細は当日に発表する。



E-14 結晶場基底状態 Γ_3 2重項を持つ Pr 化合物の磁化測定

九大工^A, 九工大^B, 物材機構^C 中村有花^A, 諸富大樹^A, 稲垣祐次^A, 河江達也^A, 美藤正樹^B, 北井哲夫^B, 鈴木博之^C

$\text{Pr}_x\text{La}_{1-x}\text{InAg}_2$ は基底状態が Γ_3 2重項で第1励起状態 Γ_4 3重項が約 60K にある。これまでの実験より $T=20\text{K}$ 以上の帯磁率は結晶場モデルでよく再現される。一方 $T=20\text{K}$ 以下では $\chi \propto -\ln T$ の非フェルミ液体的振舞いを示すことがわかっている。四極子近藤効果理論では非線形帯磁率 χ_3 に $\chi_3 \propto -\ln T$ の異常が予想されているため、これまでの実験で観測されている $\chi \propto -\ln T$ の異常は非線形成分の影響によるものではないかと考えた。そこで今回、磁化測定、交流帯磁率測定を行い、非線形帯磁率 χ_3 による寄与の解明を目指した。図1に $x=0.1$ の磁化測定結果を示す。これより $M = \chi_1 H +$

$\chi_3 H^3$ として、非線形成分 χ_3 の導出を行った。

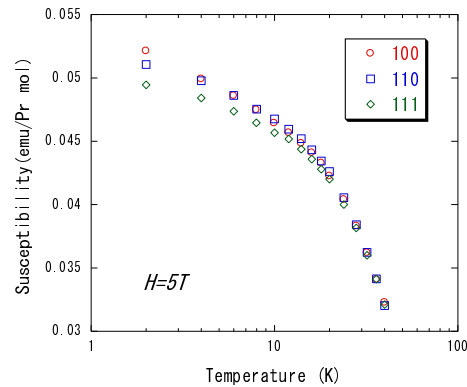
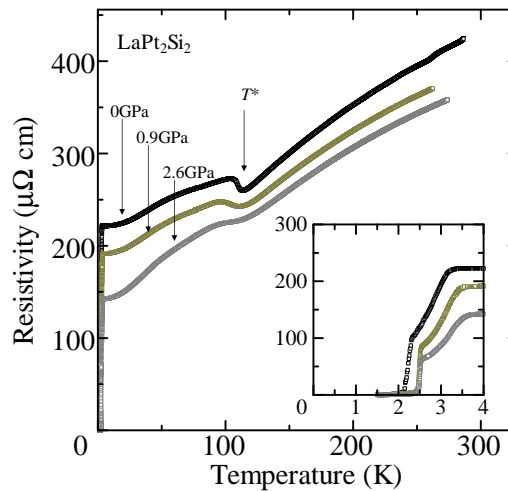


図1. $\text{Pr}_{0.1}\text{La}_{0.9}\text{InAg}_2$ の帯磁率の温度変化

E-15 超伝導体 LaPt_2Si_2 の置換及び圧力効果

九大院理^A, 新潟大院自然^B, 新潟大理^C 荒岡信隆^A, 光田暁弘^A, 和田裕文^A, 石川文洋^B, 山田裕^C

最近 FeAs の層状構造を持つ高温超伝導体が発見され盛んに研究されている。我々は、同様の層状構造を持つ LaPt_2Si_2 (正方晶 CaBe_2Ge_2 型) に注目する。電気抵抗は全温度域で金属的な振舞を示すが、 $T^* \sim 120\text{K}$ 付近で低温に向かって僅かに上昇する振舞が観測され、何らかのギャップが開いている可能性が示唆される。更に $T_c = 2.2\text{K}$ で超伝導転移を起こす。これらの振舞は FeAs 系の超伝導体と似ている。我々は T^* の異常の原因と超伝導の性質を調べる事を目的として、原子置換と圧力下の物性測定を行った。右図に LaPt_2Si_2 の圧力下の電気抵抗を示す。圧力とともに T^* の異常は少しずつ低温へシフトし、異常の明瞭さも徐々につぶれていく。一方、 T_c は僅かに高温へシフトすることが分かった。これらの振舞は、電荷密度波 (CDW) と超伝導が共存する $\text{Lu}_5\text{Ir}_4\text{Si}_{10}$ と似ている。



E-16 PrB₆ の多重極限環境下における比熱測定 II

九大院工^A, 広大先端物質^B 木村俊哉^A, 諸富大樹^A, 稲垣祐次^A, 河江達也^A, 伊賀文俊^B, 世良正文^B

PrB₆ は $T_{IC}=4.2\text{K}$ で整合-不整合転移、 $T_N=7\text{K}$ で反強磁性転移が出現することが報告されている。これらは反強四極子相互作用と反強磁性相互作用の複雑な共存、競合関係によるものと考えられている。我々は今回、PrB₆ を圧力下磁場中での比熱測定により相互作用の圧力依存の解明を試みた。P=0GPa においては磁場の印加に伴い整合-不整合転移温度は緩やかに上昇する。これに対し右図に見られるように、圧力 P=0.1GPa をかけることによりこの整合-不整合転移温度（低温側のピークの温度）は $T_{IC}=5\text{K}$ 程度に上昇する。さらに磁場の印加に伴い 3T までは下降した後、3T 以上では上昇するという複雑な挙動を示した。これは二つの相互作用の効き方のバランスが変化したことを示唆している。また他方で高温側のピークの温度（反強磁性転移温度）は圧力や磁場の印加に対しあまり変化が見られなかった。当日はより高圧下での磁場

中比熱測定結果も合わせて発表する予定である。

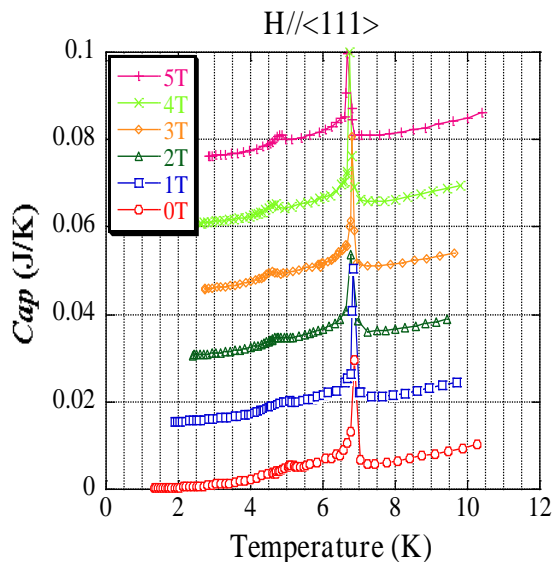


図. P=0.1GPaにおける比熱測定結果

E-17 PrPb₃ の強磁場・圧力下での比熱測定

九大院工^A, 広大先端^B, 物材機構^C 佐藤由昌^A, 河江達也^A, 稲垣祐次^A, 諸富大樹^A, 坂元康剛^A, 鬼丸孝博^B, 鈴木博之^C

PrPb₃ は結晶構造が AuCu₃ 型の立方晶であり、結晶場の効果により基底状態は非磁性の Γ_3 2重項となる。また磁気異方性を有しており、[100][110][111] の3つの結晶軸方向で異なる磁気相図が描けることが知られている。

今回我々は純良単結晶 PrPb₃ の磁場中比熱測定を行った。図1にその結果を示す。これより、H=0T では0.43Kに反強四極子転移に由来するピークが見られることがわかった。これまでの測定では $T_q=0.4\text{K}$ が相転移温度と報告されており、この30mKの転移温度の上昇は今回の測定で用いた試料の純良さに由来するものであると考えている。この純良試料を用いることでPrPb₃ の新しい磁気相図を描くことができると期待して、現在、3つの結晶軸方向について測定を行っている。

発表では磁場中比熱測定の結果をふまえて、その磁気相図について報告する。

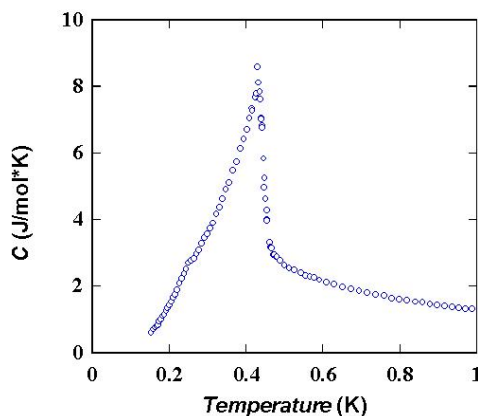


図1 PrPb₃の零磁場中比熱

E-18 $\text{Eu}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ における磁性と超伝導の競合

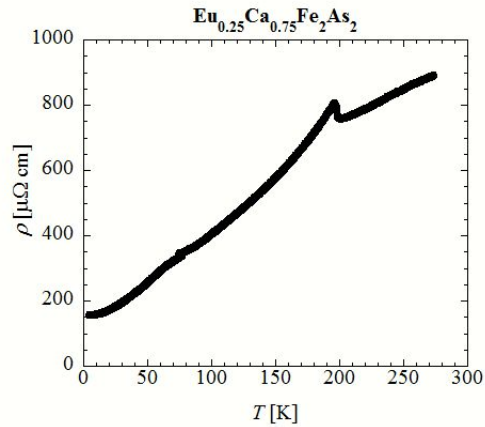
九大理^A, 九大院理^B 清家諭^A, 的場智広^B, 光田暁弘^B, 和田裕文^B

ThCr_2Si_2 型構造を持つ BaFe_2As_2 において K 置換 (ホールドープに相当) や、高圧によって $T_c = 38\text{K}$ の超伝導が誘起されることが発見された [1]。また、同構造の EuFe_2As_2 においても K、Na 置換や圧力によって超伝導が誘起されるが、高圧下においては、Eu の磁性と超伝導の競合が起こっている [2][3][4]。

我々は、Eu を同価数で非磁性の Ca で 50% 置換した試料を作製し、圧力を加えたところ、ゼロ抵抗の超伝導を観測した [5]。Ca 置換によって Eu の磁性が弱められた結果、FeAs 層の超伝導が出現したと考えられる。

今回は、Ca 置換量を更に細かく変化させ、Eu の磁性と超伝導の競合について調べることにした。図に Ca75% 置換の試料の常圧の電気抵抗を示す。190K にスピン密度波転移に伴う異常が観測され、超伝導は観測されていない。当日は、この圧力下のデータを示し、磁性と超伝導の競合についての考察を述べる。

- [1] N.Ni *et al.*, PRB 78 (2008) 014507
- [2] Qi.YP *et al.*, J Phys 10 (2008) 123003
- [3] H.S. Jeevan. *et al.*, PRB 78 (2008) 092406
- [4] T.Terashima *et al.*, JPSJ 78 (2009) 083701
- [5] A.Mitsuda *et al.*, arXiv 0911 (2009) 0862



E-19 $\text{Eu}_{0.5}\text{Ca}_{0.5}\text{Fe}_2\text{As}_2$ における圧力誘起超伝導

九大院理^A, 新潟大院自然^B, 新潟大理^C 的場智広^A, 光田暁弘^A, 和田裕文^A, 石川文洋^B, 山田裕^C

近年、神原氏ら [1] によって高温超伝導物質の $\text{LaFeAsO}_x\text{F}_{1-x}$ ($T_c = 26\text{K}$) が発見されて以来、FeAs 系の物質についてさまざまな研究がなされてきた。今回、その中でも EuFe_2As_2 の系に着目した。 EuFe_2As_2 は約 190K でスピン密度波 (SDW) 転移による異常が観測され、 $T_N = 20\text{K}$ で Eu の反強磁性転移が観測されている。圧力をかけると超伝導転移が観測されるが、Eu の反強磁性転移のために超伝導が破壊され、ゼロ抵抗が観測されない [2]。そこで、我々は Eu と同じ 2 価で非磁性の Ca で置換することで Eu の磁性を弱めた時、超伝導への影響を調べた。右図に電気抵抗の測定結果を示す。常圧では、SDW の異常が 190K で観測され、 T_N は 4K まで低下する。超伝導は観測されない。圧力とともに SDW は低温にシフトし、1.27GPa 以上でゼロ抵抗の超伝導 ($T_c = 24\text{K}$) が観測された。Ca 置

換によって Eu の磁性が弱められた結果、ゼロ抵抗の超伝導が出現したものと考えられる。

- [1] Y.Kamihara *et al.*, J. Am. Chem. Soc. 130, 3296 (2008)
- [2] C.F.Miclea *et al.*, Phys. Rev. B 79, 212509 (2009)

