

物性研だより

第37卷
第6号

1998年3月

目 次

○ Fascinating Japan: a personal impression of a foreign scientist	Yshai Avishai 1
物性研短期研究会報告	
○ 「軌道自由度、電荷揺らぎ、四極子の強相関物理」	5
世話人 後藤輝孝, 上田和夫, 大貫惇睦, 十倉好紀, 倉本義夫, 北岡良雄, 落合 明	
○ 「超強磁場物性の新展開」	46
世話人 後藤恒昭, 本河光博, 木戸義勇, 金道浩一, 三浦 登	
物性研究所フォーラム	
○ 強相関電子系研究の潮流—理論と実験の基礎から最新の成果まで—	136
物性研究所談話会	139
物性研ニュース	
○ 東京大学物性研究所 助手公募	144
○ 東京大学物性研究所 助手公募	146
○ 東京大学物性研究所 助手公募	148
○ 東京大学物性研究所 助手公募	150
○ 人事異動	152
○ テクニカル・レポート 新刊リスト	153
○ 物性研だより 第37巻目録（第1号～第6号）	155
編集後記	

東 京 大 学 物 性 研 究 所

ISSN 0385-9843

Fascinating Japan: a personal impression of a foreign scientist

Yshai Avishai, Department of Physics

Ben Gurion University of the Negev, Beer Sheva
Israel

e - mail: yshai@bgumail.bgu.ac.il

February 19, 1998

Dear Editor

Thank you for asking me to express my impression
of Japan through your periodical. Enclosed is my report.

Having been visiting Japan for five times during summers, it is time to express some personal feelings and impressions of the country, its people, its society and its nature. It is therefore natural to start by expressing a deep gratitude to the Editor of Busseiken Dayori for providing the pertinent arena. Evidently, what is written below is very subjective and expresses solely the opinion of the writer.

Japan is so different from western countries like the United States or England. And yet, it is so developed and modern. In Physics we often encounter the concept of path integral, which requires to know all the possible paths that connect two points in space and time. It seems that the path Japan has chosen to propagate from its ancient period to its present status is unique and distinct. And that make foreigners so curious and interested to know more about this fascinating country.

Japan is an island country, which was isolated for many years from the outside world. Many other isolated countries remained underdeveloped. The first reaction of a foreigner visiting Japan is an utmost surprise. How could an isolated country like that evolve and develop into such a modern state and an economical giant? Isn't it amazing? The answer and the secret lies in the most precious resource Japan has, namely, the Japanese people. On the face of it, Japanese society is extremely homogeneous. But is it really so? Who

are the Japanese people? There are of course many properties which are shared by most Japanese people. They are very skilful hard workers, neatly and cleanly dressed, educated and law abiding, ready to help. But otherwise, Japanese people are composed of very rich textures which combine together. They are the company workers which are so neatly dressed, and which jam the subway stations in an organaized and quiet order. They are farmers who work hard in the field from sunrise to sunset. They are the appliance merchants in Akihabara, or the millions of people strolling the streets in Shinjuku. They are the Kabuki and No theatre actors and folklore singers. They are the masters of electronic industry all over the country. They are the yellow haired youngsters dancing western style dances at Harjuku and, at the same time, they are unbelievably beautiful women wearing their traditional Kimono. They are the university professors which bring the scientific and academic level of Japan to its utmost heights. With all that, only the tip of the iceberg is exposed as to the answer to the question, who really are the Japanese people.

Japanese society was and will apparently always remain a mistery for outsiders. Hierarchy is strictly respected, and, in the language of physicists, it is almost a one dimensional ordered set. The combination of modern attitude toward life and the ancient tradition exemplified by numerous ceremonial events is striking. In which western country can one be exposed to events such as Hina matsuri, Tanabata, Bon odori, Daimonji, Shichi - go - san, and others.

Japan, the country and its people are really lovable. It is nice to walk around in its cities, and yet to feel safe at any hour of the day. It is wonderful to travel around to remote places and to enjoy its Onsens. It is interesting to enter bookstores and glance at journals and other periodicals. Or to visit shrines in Kyoto and watch the worshipers lay their prey. Or to visit Tsukiji fish market early in the morning and smell and see the unbelievable variety and multitudes of fish and other sea products. Or to attend a concert in Metropolitan Art Space hall in Ikebukuro. Or to attent a Theatre or a movie in Shinjuku. Curiosity always drives you to know more about everything in Japan. Like Japan Industry, History, Mass Media, Education, Language, Writing, Literature, Economy, Arts, Urban Problems, Politics, Religion etc.

But the most enjoyable experience of all is to talk to the Japanese people in their own language. To people on the street, to attendants in department stores, to waitress in a restaurant, and even to policemen in a koban. At the onset, many foreigners do not seem to well grasp and understand the subtelties of Japanese conversation and the "Japanese smile" (the present writer is no exception.) But after some period of initiation period it is exposed with all its beauty. Avoiding making direct and explicit judgement of what is good and what is wrong. Taking care and consideration of the other side opinion and doing everything not to hurt his feelings. It is sometimes hard to trace out the exact position of the other side, but that makes it sometimes ever deeper and richer.

Japanese language and writing is an endless fascinating new world. Following idioms and short notations is a daily challenge. Whoever would be able to understand what is todaibusseiken on first hearing it? But for those who like challenges Japanese language is a real bonanza. The power of Kanji and its effectiveness in fast reading via pattern recognition is just one example of how rewarding the study of Japanese language could be. Spending three hours on writing a one page letter to a Japanese friend is sometimes a real pleasure, believe it or not.

The reader should not be led to conclude that everything is well and light, and that there are no shadows. But as far as the present writer is concerned, he was exposed mostly to the positive side of Japanese society and cannot avoid the conclusion that foreign scientists visiting Japan are likely to be rewarded and feel that their visit was an enjoyable experience. Most of them would like to visit again. The present writer is an exception because he not only like to visit the country over and over again, but he simply fell in love with it.

The above essay would not have been so positive and optimistic without the help and consideration of many colleagues and friends, as well as generous grants from numerous institutions. It is now time and opportunity to thank them all. Although the list is long, it is by no means exhaustive. The first and most important are all those who turned ISSP to be my second home.

My host professor M. Kohmoto of ISSP, without whom I would not have come to Japan at all. Whose deep insight in physics inspired me all along. The group of associates and

students in the research group of professor Kohmoto, which was so nice to me during my stay and helped me a lot during my stays in Tokyo, in Particular, Y. Hatsugai, J. Shiraishi, Y. Morita, M. Yamanaka and K. Kimura. Professors T. Ando and K. Ueda who were always open and ready to answer questions. The secretaries Tsuchiya san, Kamino san, Uehara san and Maruyama san, who allways have had a smile for me, morning and evening.

I had the honor and opportunity to meet and discuss physics with other distinguished professors of Tokyo University as well as other universities in Japan, all of whom are to be deeply thanked. They include professors S. Hikami, H. Aoki, M. Suzuki, H. Fukuyama and N. Nagaosa from Tokyo University, S. Kawaji, A. Kawabata, H. Tasaki and T. Koma from Gakushuin University, Y. Okabe from Tokyo Metropolitan University and Nakayama from Hokkaido University at Sapporo. I was also lucky to meet with people at high tech research institutes, like F. Nihey and Nakamura from NEC at Tsukuba, Y. Tokura and S. Tarucha from NTT at Atsugi and T. Katsuyama from Hitachi at Kokubunji.

Last but not the least, I want to thank all the agencies who supported my visits and were very generous in according the pertinent research grants, especially Monbusho and the JSPS.

Sincerely yours,
Y. Avishai

物性研究所短期研究会報告

「軌道自由度、電荷揺らぎ、四極子の強相関物理」

日時：1997年12月24日(水)～25日(木)

場所：生産技術研究所 大会議室

司話人 後 藤 輝 孝 (新潟大学自然科学研究科)
上 田 和 夫 (東京大学物性研究所)
大 貫 悅 瞳 (大阪大学理学研究科)
十 倉 好 紀 (東京大学工学系研究科)
倉 本 義 夫 (東北大学理学研究科)
北 岡 良 雄 (大阪大学基礎工学研究科)
落 合 明 (新潟大学工学部)

希土類化合物の4f電子系ではスピンのみならず軌道成分も存在し、低温では磁気秩序と四極子秩序とが共存し、多彩な物性が出現する。強磁性的な四極子秩序は協力型Jahn-Teller効果と呼ばれ、弾性定数のソフト化や構造変化を伴い、従来から超音波などの興味ある研究課題であった。最近になってCeB₆と希釈合金Ce_xLa_{1-x}B₆, Ce₃Pd₂₀Ge₆, TmTeなどΓ₈基底状態の系では磁気秩序のみならず反強的四極子秩序も出現すると考えられ、実験理論ともに急激な進展がみられる。また、巨大磁気抵抗を示すペロブスカイトMn酸化物などの3d電子系でも、スピンのみならず軌道自由度さらに格子系との結合など多様な物性が出現し、研究が進められている。Yb₄As₃やペロブスカイト酸化物での電荷秩序と異常磁性も強相関電子系の新たな課題となってきた。従来からのf電子系の「強相関物理」と3d電子系の「Mott転移」とを融合した研究会が要望されていたが、この研究会は1997年12月24, 25日の2日間にわたり開催された。Xmasの多忙な時期であるにもかかわらず、100名以上の参加者が集まり、活発な議論が交わされた。今後のこの分野の発展にとって重要な契機となったことを確信している。

プ ロ グ ラ ム

12月24日（水）

は じ め に

後 藤 輝 孝 (新潟大自然)

* * * * * 軌 道 自 由 度 * * * * *

座長 上 田 和 夫

遷移金属酸化物の軌道・電荷整列と金属一絶縁体転移

十 倉 好 紀 (東 大 工)

Fe⁴⁺ペロブスカイト酸化物

稻 見 俊 哉 (原 研)

高 野 幹 夫 (京 大 化 研)

川 崎 修 嗣 (京 大 化 研)

菅 野 了 次 (神 大 理)

武 田 保 雄 (三 重 大 工)

座長 落 合 明

Mn酸化物の軌道秩序形成における磁気揺らぎのスイッチング

吉 沢 英 樹 (東大物性研)

梶 本 亮 一 (東大物性研)

川 野 はづき (理 研)

J. A. Fernandez - Baca (オークリッジ国立研究所)

桑 原 英 樹 (J R C A T)

富 岡 泰 秀 (J R C A T)

十 倉 好 紀 (東 大 工)

La_{1-x}Sr_xMnO₃ x=1/8相における特異な磁場温度相図と軌道秩序

野 尻 浩 之 (東北大金研)

本 河 光 博 (東北大金研)

廣 田 和 馬 (東 北 大 理)

遠 藤 康 夫 (東 北 大 理)

浅 井 吉 藏 (電気通信大)

鈴 木 勝 (電気通信大)

村 田 晓 (電気通信大)

小 林 義 彦 (電気通信大)

近 桂 一 郎 (早 大 理 工)

LaCoO₃の2段階スピン転移と格子異常

志 賀 正 幸 (京 大 工)

BaVS₃におけるスピン1重項形成と軌道秩序化

中 村 裕 之 (京 大 工)
今 井 英 人 (京 大 工)

* * * * * 電 荷 摆 ら ぎ * * * * *

座長 毛 利 信 男

Yb₄As₃の現状と問題点
Yb₄(As_{1-x}Sb_x)₃およびSm₃Te₄における電荷秩序と揺らぎ
Yb₄As₃における電荷秩序について
電荷整列相転移と光電子スペクトル形状 : Yb₄(As_{1-x}Sb_x)₃とSm₄Bi₃

落 合 明 (新潟大工)
根 本 祐 一 (新潟大自然)
後 藤 輝 孝 (新潟大自然)
落 合 明 (新潟大工)
鈴 木 孝 (東北大理)
神 木 正 史 (都立大理)
岩 佐 和 晃 (都立大理)
J.-M. Mignot (L L B)
鈴 木 孝 (東北大理)
落 合 明 (新潟大工)

菅 滋 正 (阪大基礎工)

座長 藤 田 敏 三

少数キャリア系のNMR
強相関電子系のマイクロ波応答

高 木 滋 (東北大理)
小 林 宏 至 (東北大理)
古 沢 真 二 (東北大理)
松 村 武 (東北大理)
松 井 広 志 (府立大先端研)
安 田 隆 則 (府立大先端研)
豊 田 直 樹 (府立大先端研)

Field dependence of the cyclotron mass in Yb₄(As_{0.6}P_{0.4})₃ R. Pittini(Tohoku Univ. IMR)
H. Nojiri(Tohoku Univ. IMR)
M. Motokawa(Tohoku Univ. IMR)
A. Ochiai(Niigata Univ. Eng)
T. Suzuki(Tohoku Univ. Phys)

金材研ハイブリッド磁石を用いた強磁場磁化過程の研究	北澤英明(金材技研)
	鈴木博之(金材技研)
	加藤誠一(金材技研)
	阿部英樹(金材技研)
	木戸義勇(金材技研)
高压下における重希土類六ホウ化物DyB ₆ の熱膨張と磁気相図	酒井健(有明工業高専)
	巨海玄道(熊大工)
	国井暁(東北大理)
Orbital Polarization in Manganese Oxides	永長直人(東大工)

12月25日(木)

***** 理 論 *****

座長 福山秀敏

Mn酸化物の励起状態	前川禎通(東北大金研)
軌道縮退ハバード模型における金属絶縁体転移の臨界性質	求幸年(東大物性研)
	今田正俊(東大物性研)
Orbital ordering in Perovskite-type 3d transition-metal oxides studied by unrestricted Hartree-Fock calculation	溝川貴司(東大理)
	藤森淳(東大理)

座長 三宅和正

多重極揺らぎの有効媒質理論	福島昇(東北大理)
四重極近藤効果による電気抵抗異常について	倉本義夫(東北大理)
	酒井治(東北大理)
	鈴木俊哉(東北大理)
	清水幸弘(東北大工)
重い電子系の異常ホール効果における結晶場分裂の影響	紺谷浩(東大物性研)
	山田耕作(京大理)

* * * * * 四 極 子 * * * * *

座長 鈴木 孝

Ce_xLa_{1-x}B₆の磁気相図に見るサイト間相互作用と近藤効果の競合

中村 慎太郎 (東北大極低セ)
坂爪 新一 (東北大極低セ)
鈴木 修 (新潟大自然)
後藤 輝孝 (新潟大自然)
国井 曜 (東北大理)

Ce_xLa_{1-x}B₆の反強四重極相互作用と反強磁性交換相互作用の競合

世良 正文 (東北大金研)
広井 政彦 (東北大金研)
小林 慎一郎 (東北大金研)
小林 典男 (東北大金研)
国井 曜 (東北大理)

CeB₆における四重極秩序とNMRの再解釈

椎名 亮輔 (東工大理)
斯波 弘行 (東工大理)
酒井 治 (東北大理)

極端条件におけるUNiSnの四重極子秩序と多重相転移

鈴木 孝至 (広島大理)
赤澤 輝彦 (広島大理)
田原 智弘 (広島大理)
後神 達郎 (広島大理)
堀 純也 (広島大理)
中村 文彦 (広島大理)
藤田 敏三 (広島大理)
高畠 敏郎 (広島大理)
藤井 博信 (広島大総合)

正方晶DyB₂C₂の反強四重極秩序転移の可能性

山内 宏樹 (東北大金研)
小野寺 秀也 (東北大金研)
小坂 昌史 (東北大金研)
鬼丸 孝博 (東北大金研)
大山 研司 (東北大金研)
大橋 正義 (東北大金研)

PrCu ₂ の強四極子秩序とPrPb ₃ の反強四極子秩序	座長 小松原 武 美
Tm _x Yb _{1-x} Teにおける四重極秩序	大 貫 悅 瞳 (阪 大 理)
Ce ₃ Pd ₂₀ Ge ₆ の磁気相図	松 村 武 (東 北 大 理)
Ce ₃ Pd ₂₀ Ge ₆ の強磁場下の磁化測定	宮 内 大 (東 北 大 理)
PrPtBiに於けるQuadrupolar Ordering	鈴 木 孝 (東 北 大 理)
軌道電荷自由度系の超音波物理	武 田 直 也 (東 大 物 性 研)
	北 川 二 郎 (東 大 物 性 研)
	石 川 征 靖 (東 大 物 性 研)
	吉 田 俊 也 (東 北 大 低 温 セ)
	石 黒 晶 子 (東 北 大 低 温 セ)
	木 村 憲 彰 (東 北 大 低 温 セ)
	小 松 原 武 美 (東 北 大 低 温 セ)
	左 近 拓 男 (東 北 大 金 研)
	本 河 光 博 (東 北 大 金 研)
	立 岩 尚 之 (東 北 大 低 温 セ)
	石 黒 晶 子 (東 北 大 低 温 セ)
	澤 田 安 樹 (東 北 大 低 温 セ)
	小 松 原 武 美 (東 北 大 低 温 セ)
	笠 谷 光 男 (東 北 大 理)
	田 澤 大 介 (東 北 大 理)
	後 藤 輝 孝 (新潟大 自然)
	根 本 祐 一 (新潟大 自然)
	鈴 木 修 (新潟大 自然)
	間 広 文 (新潟大 自然)
	落 合 明 (新潟大 工)

遷移金属酸化物の軌道・電荷整列と金属一絶縁体転移

東大工 十倉好紀

3 d 電子軌道の凝縮度を反映して、軌道の整列および揺らぎが、スピン自由度の同等の比重で、遷移金属化合物の電子物性、特に金属一絶縁体(MI)転移やその近傍の金属相の物性、に重要な影響を与えることが明らかになりつつある。特に、3 d 還移金属酸化物では、強相関絶縁体(モット絶縁体)が、バンドフィーリングの変化(キャリヤードピング)によってMI転移を起こすことが多いが、この場合にも、軌道自由度は、電荷自由度との同時整列など、多彩で重要な影響を及ぼす。

ここでは、特にペロブスカイト型遷移金属酸化物でのMI転移と強く関連した軌道・電荷整列の例、たとえば、 LaCoO_3 , $(\text{La}, \text{Sr})\text{FeO}_3$, $(\text{La}, \text{Sr})_2\text{NiO}_4$ など、を紹介し、その研究の現状をレビューした。特に、最近大きな話題になっているペロブスカイト系マンガン酸化物については、軌道・電荷整列の磁場融解効果と巨大磁気抵抗効果の関連、およびMI転移近傍で観測される、完全スピン分極状態(強磁性金属相)での異常な電荷ダイナミクス(ドルーデ重率の消失や有効質量増大の不在など)などについて述べた。

Fe^{4+} ペロブスカイト酸化物

原 研 稲 見 俊 崇

京大化研 高 野 幹 夫

川 崎 修 嗣

神 大 理 菅 野 了 次

三重大工 武 田 保 雄

Fe^{4+} は Mn^{3+} と等電子構造(d^4 : $t_{2g}^3 e_g$)を取るが、その振舞は大きく異なる。 Mn^{3+} では、Jahn-Tellerイオンであることに対応し、その物性に軌道の自由度が大きな役割を果たしているのに対し、 Fe^{4+} はJT歪みを示さない。この違いは有効電荷移動エネルギーが Mn^{3+} では2eVであるのに対し、 Fe^{4+} が-3eVと大きな負の値を持つことに起因していると考えられる。[1]つまり、 Fe_{4+} の場合、酸素のpバンドから鉄のdバンドに電子が流れ込んでしまい、電子状態は d^4 と言うよりも $d^5 L$, (Fe^{4+} +ligand hole)になっており、その電子物性には、このligand hole characterが強く出ていると考えられる。

SrFeO_3 はこのような系の特徴を良く表しており、低温まで立方晶ペロブスカイト構造と金属的な電気伝導を保つ。これに対し、 CaFeO_3 は、斜方晶GdFeO₃型に歪んでおり、バンド巾が狭くなっていると考えられる。このため CaFeO_3 では290Kで二次転移的に金属-半導体転移を起こし、

このとき Mössbauer分光から形式的な価数が(4 - δ)価と(4 + δ)価の2種類のFeイオンに分かれる、価数不均化が起こっていることが知られている。温度が下がるほどδは1に向けて大きくなる。[2]

SrFeO₃は134Kで磁気的に秩序し、磁気構造はホールの非局在による強磁性的な相互作用と反強磁性的な交換相互作用の競合によるとと思われるスクリュー構造である。CaFeO₃も同様にスクリュー型の磁気構造を持つが、ホールの局在性を反映して、強磁性的な相互作用が弱くなり、スクリューの周期が短くなっている。

FeサイトのCoによる置換は金属的な性質を強くする傾向がある。例えばCaFe_{0.9}Co_{0.1}O₃では、価数不均化は観測されなくなり、電気伝導度の温度変化は金属的になり、加えて強磁性的な相互作用が強くなったことに対応してスクリューの周期も長くなり、SrFeO₃のそれに近くなっている。この変化は連続的に、反強磁性(価数不均化)絶縁体: CaFeO₃→反強磁性(価数均一)金属: SrFeO₃, CaFe_{0.9}Co_{0.1}O₃→強磁性金属: SrFe_{1-x}Co_xO₃ ($x > 0.1$), CaFe_{1-x}Co_xO₃ ($x > 0.2$)と移り変わっているように観測される。[3]

Reference

- [1] A. E. Bocquet *et al.*: Phys. Rev. B45 (1992) 1561.
- [2] M. Takano *et al.*: Mat. Res. Bull. 12 (1977) 923.
- [3] S. Kawasaki *et al.*: in preparation.

Mn酸化物の軌道秩序形成における磁気揺らぎのスイッチング

東大物性研 吉沢英樹

梶本亮一

理化学研 川野はづき

オークリッジ国立研究所 J. A. Fernandez-Baca

J R C A T 桑原英樹

富岡泰秀

東大工 十倉好紀

Mn系では、電荷秩序と軌道秩序の同時秩序化を示し、電荷・軌道秩序の形成に伴って電気伝導や磁性に大きな変化が生じる。例えばPr_{1-x}Ca_xMnO₃系では軌道秩序の形成に伴い、電気抵抗がステップ状に増大する。中性子非弾性散乱により、この時のスピニン揺らぎの変化を調べると、スピニン相関やそのエネルギースケールに変化が生じている。一般に、電荷秩序を示さないMn系の常磁性

絶縁体相では、系のスピン揺らぎは強磁性的相關を示し、そのエネルギー・スケールは低温におけるスピン波エネルギーから評価されるオーダーより約一桁ほど小さい。この特異な強磁性スピン揺らぎは、一電子バンド幅Wが狭いMn系に特徴的なスピン揺らぎであり、ホール濃度が $x=0.30$ から 0.55 にかけての非常に広い濃度領域で存在する。このエネルギー・スケールの小さい強磁性的スピン揺らぎは低温相が強磁性金属相の場合には、磁気秩序転移温度で通常の帶磁率の示す臨界発散を示さないことから、通常のスピン帶磁率とは容易に区別される。

一方、低温相の磁気秩序が反強磁性である場合には、電荷秩序の形成とともに超交換相互作用のパスが形成されるので、系のスピン揺らぎに反強磁性成分が発生する。電荷秩序転移点で強磁性スピン揺らぎは散乱強度が半減するが消失するわけではなく、反強磁性スピン揺らぎへの完全なスイッチングは磁気秩序が形成されるネール点で生じる。従ってMn系では電荷秩序転移点以下の温度領域で強磁性スピン揺らぎと反強磁性スピン揺らぎとが共存している。軌道秩序の自由度が凍結し、スピン秩序の自由度のみであるはずの電荷秩序常磁性相で、強磁性スピン揺らぎが残存する理由は、CE型電荷秩序の場合には完全な電荷秩序が形成されるのは $x=0.50$ の場合のみであり、その他の濃度では系内の乱れた部分が強磁性揺らぎを許すからである。この点に関して注目されるのは $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ 系では $x=0.50$ の試料でも電荷秩序常磁性相で強磁性揺らぎが観測される。この理由も、やはり系内に存在する乱れであって、複雑なCE型の磁気秩序は、実は真の長距離秩序を形成していないからである。

$\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ 系では、電荷・軌道秩序形成温度と磁気秩序温度が分離しているため、スピン相關のスイッチングが2段階に生じるが、 $x>0.50$ の $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ 系では、磁気転移点で磁気秩序・軌道秩序の形成、および軌道秩序に伴うMnイオンの波動関数の異方性に由来する結晶構造の変化を同時に生じる。この場合には、結晶構造から系に磁気的にも電気的にも異方性が発生していると予想され、スピン波分散を調べることにより、たしかに磁気的に層状構造を反映した擬2次元的スピン波分散を示していることが観測される。しかも、 $x=0.5$ 近傍における異方性は、静的な軌道秩序を示さず、動き廻っているホールによって安定化された動的軌道秩序であり、それは反強磁性相の電気抵抗が金属的であることに典型的に現われている。

La_{1-x}Sr_xMnO₃ x=1/8相における特異な磁場温度相図と軌道秩序

東北大金研 野尻浩之

本河光博

東北大理 廣田和馬

遠藤康夫

La_{1-x}Sr_xMnO₃のx=1/8近くでは、室温付近で結晶が一度ヤンテラー歪みを起こした後170K付近で強磁性に秩序化しさらに140K付近でCAF相になるとともにヤンテラー歪みが解消する。この相に関して結晶構造のリエントラントやポーラロン秩序相などの提案がなされているがまだ詳細は不明である。我々はTcとT_{CAF}の間で数テスラの磁場を印加すると磁気モーメントの大きな強磁性相へ一次転移を示すこと、この一次転移とともにヤンテラー歪みが解消することを見いだした。この転移磁場はT_{CAF}にちかづくと連続的にゼロ磁場にちかづいてゆく。すなわちT_{CAF}が磁場により顕著に増大するよう見える。CAF相が磁場により安定化することは、Tc以下の相が二重交換相互作用によるFM相だと考えると理解できない。むしろCAF相とFM相の間に軌道秩序をともなった絶縁体の強磁性相FIがあると考えると理解できると思われる。この観点からは磁場中の一次転移はFMからFIの相転移で、FI相での強磁性は超交換相互作用により担われていると考えられる。またこの一次転移の鋭さがホール濃度に極めて敏感なことから、LSNO等のx=1/8における電荷秩序との関連は興味深い。またx=1/8付近ではCAF相における磁化の反強磁性成分はごく小さく、これが本質的なものか、二相共存のためなのかどうかも今後つめる必要がある。

LaCoO₃の2段階スピン転移と格子異常

電通大電子物性 浅井吉藏

鈴木勝

村田暁

小林義彦

早大理工近桂一郎

LaCoO₃は温度上昇に伴い、Co³⁺イオンが非磁性から磁性状態へスピン転移を起こす物質として注目されてきたが、転移温度が100K近傍であるとする議論と500K近傍であるとする議論とがあった。本研究では格子体積の温度変化を中性子散乱により調べ、100K近傍と500K近傍の両温度領域で同程度の大きさの体積異常膨張のあることを明らかにした¹⁾ [図1(a)]。この異常膨張はCo³⁺イオンのd₇軌道への電子の分布、即ちスピン転移によるものと解釈される。低スピン(LS, S=0),

中間スピン(IS, $S=1$)、高スピン(HS, $S=2$)の3つのスピン状態のエネルギーの体積依存性を考慮したモデルによる解析を行ない、100K領域ではLSからISへの転移が主であり、500K領域ではISからISとHSが混合した状態へ転移するとして実験結果を定性的に説明した[図2(a)の点線]。しかし500K領域の転移はこのモデルから期待されるよりも急速におこっており、この差異は500Kでのスピン転移が格子体積以外の自由度とも結合した協力現象であることを示唆する。格子体積以外の自由度との結合をeffectiveに取り入れたモデルは格子膨張[図2(a)の実線]のみならず、有効Bohr磁子数の温度変化[図1(b)]の実験]も定量的に説明する。この拡張されたモデルでは、転移の進行に伴いISとHS間のエネルギーギャップが急速に減少して遂には消滅しており[図2(b)]、転移の高温側で新たな電子状態が出現することを示唆している。このことと500K領域での電気抵抗の急速な減少との関係が注目される。

本研究で得られたスピン状態エネルギーの格子体積依存性は100K領域のスピン転移の圧力依存性²⁾から得られたものと極めてよい一致をしている。LaCoO₃の2段階スピン転移で重要な役割をもつIS状態はJahn-Tellerイオンでありスピン転移と格子歪みとの関係が注目されるが、これを明らかにすべく現在超音波による研究が進行中である。予備的実験においてスピン転移に伴う音速と吸収の異常が観測している。

本研究は白根元、J. Tranquada(BNL)、松本武彦、名嘉節(金材研)、毛利信男、高橋博樹(物性研)各氏との共同研究である。

1) K. Asai, A. Yoneda, O. Yokokura, J. M.

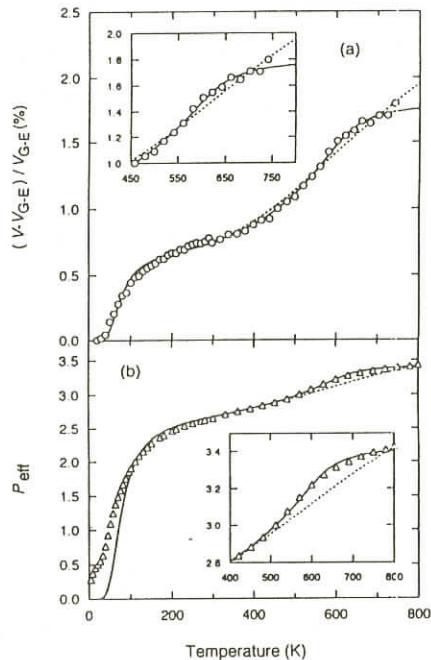


図1 (a)格子の異常膨張と(b)有効Bohr磁子数の温度変化。点線はスピン状態エネルギーの体積依存性のみを考慮したモデルによるfitting。実線はeffectiveに他の自由度との相互作用もとり入れたモデルによるもの。

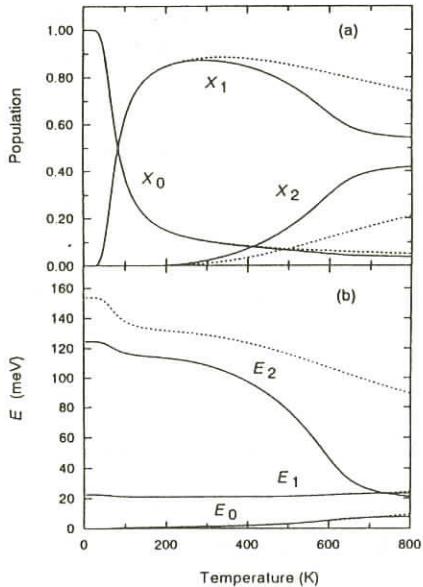


図2 (a)LS, IS, HS(添え字0,1,2に対応)への分布と(b)エネルギー。点線と実線は図1の2つのモデルによる。

- Tranquada, G. Shirane, and K. Kohn; J. Phys. Soc. Jpn., in press.
- 2) K. Asai, O. Yokokura, M. Suzuki, T. Naka, T. Matsumoto, H. Takahashi, N. Mori, K. Kohn; J. Phys. Soc. Jpn. 66 (1997) 967.

BaVS₃におけるスピン一重項形成と軌道秩序化

京都大学大学院工学研究科 志賀正幸
中村裕之
今井英人

BaVS₃は70Kで金属絶縁体転移(M-I転移)を起こす物質として知られているが、その原因や絶縁体相の磁性は不明であった。結晶構造は六方晶プロブスカイト型であり、V原子は4価イオンで、ほぼ正八面体を形成するS原子に囲まれ、c軸方向に1次元鎖をつくる。ただし、250Kで結晶が歪みV原子はzigzag鎖となり、単位胞は斜方晶となる。70Kで金属絶縁体転移を起こし基底状態は絶縁体相である。金属相の帶磁率はほぼキュリー・ワイス則に従い有効ボア磁子数はS=1/2に近い。70Kでシャープなピークを示し一見反強磁性的である。しかし、中性子回折では反強磁性スピン配列は見いだされていない。ただ、30K付近で磁気秩序の発生を示唆する実験事実がある。このように絶縁体相については、磁気構造はおろか磁気モーメントが存在するかどうかも不明であった。この物質のNMR(NQR)の測定を行った結果¹⁾ 4Kにおいて $\nu_Q = 8.37\text{MHz}$, $\eta = 0.916$ という極めて非対称で大きな電場勾配による四重極共鳴が観測された。(2) 磁場掃引スペクトルでは30K以下では四重極効果によるブロードなピークが観測された。この強度は温度とともに減少し30Kに近づくと T_2 の減少により急激に減少する。(3) 驚くべきことに30K以上で再び吸収が観測されるがそのスペクトルは30K以下のそれと全く異なり小さな1軸異方性磁場をもつシャープなスペクトルとなる。スピンエコー強度の変調から4重極分裂が見積もれ、 $\nu_Q = 0.17\text{MHz}$ と電場勾配は2桁近く減少し、Vは殆ど立方対称の結晶場を感じている。70Kに近づくと T_1 が指數関数的に減少し約250Kのスピンギャップが存在することがわかる。以上の結果から、この物質は70Kで絶縁体となると同時にスピンギャップが発生しスピン・シングレットとなる。基底状態もシングレットであるが縮退したd_z軌道が整列する。30K以上ではNMRで見ると軌道整列は消失するが、軌道無秩序状態への相転移ではなく、軌道間の跳び移り時間がラマ一周波数より早くなるためである。最近、フラストレートした3角格子について軌道整列によるスピンシングレットの形成を予測する理論が提出されており²⁾ この系の興味ある物性はこのシナリオで説明できるかもしれない。

- 1) H.Nakamura et al., Phys. Rev. Letters 79 (1997) 3779.
2) H.F.Pen et al., Phys. Rev. Letters 78 (1997) 1323.

Yb₄As₃の現状と問題点

新潟大工 落 合 明

Yb₄As₃は当初キャリアーの少ない重い電子系との認識から磁性-伝導結合系として研究が進められてきた。しかし、ここ数年の研究は、磁性と伝導の担い手は別個であり、それらが個別に異常物性を発現させていることを示唆している。この新しい認識はYb₄As₃の物性を理解するのに都合が良いが、まだ未解決の問題も数多く存在する。以下に、この物質についての現状と問題点を列挙する。

- Yb₄As₃の高温相は立方晶系のanti-Th₃P₄型構造を有し、Yb²⁺とYb³⁺が約3:1の割合で混在する価数揺動状態と信じられている。同型物質のEu₄As₃のメスバウアー効果の実験からの類推により、それは熱的価数揺動状態と思われるが、直接の証拠はない。最近、Yb₄(As_{0.71}Sb_{0.29})₃の超音波吸収の実験から緩和時間が熱活性型であることが判明し（新潟大・根本）、熱的価数揺動状態を示唆しているが、Yb₄As₃自身での直接証拠は未だ得られていない。なお、Yb₄As₃の高温相の電気抵抗が金属的な理由は、熱的価数揺動でのホッピング伝導を通常のバンド的伝導が覆い隠しているためと考えられる。一方、Yb₄As₃のAsを完全にSbで置き換えたYb₄Sb₃は4fと価電子帯が重なって通常の価数揺動状態を示すが、熱的価数揺動状態から通常の価数揺動状態への移行過程がどうのようになっているか明かではない。
- 300K付近で立方晶系から菱面体晶系への構造相転移を起こすが、これに伴って電荷秩序状態が形成される。しかしながら、この時放出されるエントロピーはわずか0.3J/molKであり、完全な秩序-無秩序相転移が起きた場合に比べて二桁近く小さい。これは、光電子分光の実験等でこの相転移が明確に観測されないこと（阪大・菅）とも関連していると思われる。また、菱面体晶系での主軸間の角度 α がYb₄As₃と同型物質（Yb₄P₃, Sm₄Bi₃, Eu₄As₃）のすべてで約90.8°であることも不思議な点である。
- Yb₄As₃の重い電子系的振舞いの内、大きな電子比熱係数や帶磁率のプラトーは、<111>方向に配列されたYb³⁺の反強磁性的チェインにより解釈されることとなった（都立大・神木, MPI・Flude）。これは、Yb₄(As_{1-x}Sb_x)₃やYb₄(As_{1-x}P_x)₃でキャリアー数が大きく変化するにもかかわらず重い電子系的振舞いが変わらないこととも矛盾しない。また、磁気秩序がYb₄As₃で観測されずSm₄Bi₃では観測されることも、3価の一次元チェインにより理解され得る。しかしながら、Yb₄As₃の抵抗が何故T²に従うかは問題として残っている。また、偏極中性子の実験（都立大・神木）で見られるチェイン外でのモーメントの存在も問題であり、低温での帶磁率の上昇や比熱の磁場依存性と関連するかもしれない。
- 最近、サイクロトロン共鳴（府立大・松井）で有効質量の比較的軽いキャリアーの存在が明らかになったが、依然としてその電子構造については良く判っていない。ホール係数はその混晶系も含

めて常に正であり、キャリアーにはホールのみが関わっているように見えるが、高圧実験（物性研・毛利）や混晶系の実験結果をうまく説明するにはバンド計算（阪大・播磨）から示唆されるように半金属であることが都合が良いように思われる。そのような解釈に立てば、 $\text{Yb}_4(\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x)_3$ や $\text{Yb}_4(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_3$ の伝導は、伝導帯と価電子帯の重なりの増加（Sb ドープの場合）或いはその間のギャップの出現（P ドープの場合）や 4f レベルとそれらの相対位置を考慮すると理解されると思われるが、その検証にはドハース効果等の実験的証拠が必要である。

・最近、低温での磁場中熱膨張係数に異常が見出された（MPI・Steglich）。熱膨張係数は磁場により縮重のとけた系のショットキー異常の如くの振る舞いを示すが、本来ショットキー異常が出現しても良いはずの比熱にはそのような振る舞いは示さず、その原因は不明である。

$\text{Yb}_4(\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x)_3$ および Sm_3Te_4 における電荷秩序と揺らぎ

新潟大自然 根本祐一
後藤輝孝
新潟大工 落合明
東北大理 鈴木孝

少数キャリア系物質 Yb_4As_3 は $T_c=292\text{K}$ で電荷秩序にともない立方晶（空間群 T_d^6 ）から三方晶（空間群 C_{3v}^6 ）へ構造相転移する。高温相では $\text{Yb}^{3+} : \text{Yb}^{2+} = 1 : 3$ で存在し、価数揺動状態にある。弾性定数 C_{44} は $292\sim400\text{K}$ の温度範囲で約 18% のソフト化を示す。希釈系の $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.88}\text{Sb}_{0.12})_3$ では C_{44} のソフト化は $T_c=231\sim350\text{K}$ の温度範囲で約 36% と 2 倍に増大し、転移点近傍での電荷揺らぎはきわめて大きくなっている。いずれも C_{44} がソフトモードであることから、相転移の秩序変数は歪み ε_{yz} , ε_{zx} , ε_{xy} に対応した Γ_5 対称性を持つことを示している。希土類イオンだけを考え電荷の広がりを無視し、単位格子中での電荷の中性条件を仮定した上で、 C_{44} のソフト化がどのような電荷揺らぎに起因し、低温相ではどんな電荷秩序の配列パターンが実現されるのかを群論的に考察した。その結果、高温相では $\Gamma_1 \oplus \Gamma_2 \oplus \Gamma_4 \oplus \Gamma_5$ の電荷揺らぎモードが存在していることがわかった。これらの中で 3 重縮退している Γ_5 の電荷揺らぎモードと歪み ε_{yz} , ε_{zx} , ε_{xy} が結合し、低温相では三方晶へ変形することから、 Γ_5 対称性の秩序変数 Q_{yz} , Q_{zx} , Q_{xy} が転移点で同時に等しい値をもち凍結する。したがって、秩序相ではある特定の [111] 方向へ Yb^{3+} が一次元的に整列するという結果が得られた。 $\text{Yb}^{2+}(L=0, S=0)$ は非磁性イオンであるから、理想的な Yb_4As_3 は 1 次元系の可能性があると考えられる。

Yb₄As₃における電荷秩序について

都立大理 神木 正史

Yb₄As₃は、室温以上の温度では立方晶のanti-Th₃P₄型の結晶構造をとり、電子構造的にはYb³⁺とYb²⁺の価数揺動物質である。この物質は室温付近の温度で電荷秩序をおこし、結晶はわずかに菱面体に変形する。偏極中性子回析の結果、この電荷秩序は、立方晶の<111>方向に1次元的に並んだYbイオン（全体の4分の1：YbI）がほぼYb³⁺となり、他のサイトのYbイオン（YbII）がほぼYb²⁺となるものであることが明らかになった¹⁾（図1）。

Yb₄As₃において興味ある点は、低温におけるキャリアー数が10⁻³/Ybと極端に少ないにもかかわらず系が典型的な重い電子的な振る舞いを示すことである。ところが、中性子非弾性散乱の実験の結果、約20K以下の低温で、この電荷秩序によって生じたYb³⁺の1次元鎖によると考えられる磁気励起が観測され、しかもこの磁気励起が $S=1/2$ 1次元ハイゼンベルグモデル ($\pi J=3.5\text{meV}$) でよく表されることが明らかになった²⁾（図2）。さらに、上記の重い電子的異常のうち、少なくとも比熱および帯磁率の異常については、このモデルによりほぼ説明がつくことも明らかになった。このことは、この系における電荷秩序が一種のモット転移を伴っており、このモット転移により生じた1次元反強磁性がこの系の低温における主要な物性を規定していることを示している。しかし、系はキャリアー数が極端に少ないといえ金属であり、電気伝導における重い電子異常の存在を考えるなら、単純な1次元ハイゼルベルグ系とは考えられない。また、偏極中性子回析の結果は、YbIIがYbIの十数%のYb³⁺成分を持つことを示している。さらに、極低温まで磁気秩序を示さないことも3次元性を持った現実のハイゼルベルグ系では考えにくいことである。この

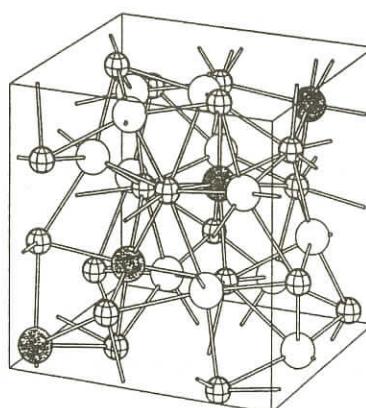


図1 Yb₄As₃ の結晶構造

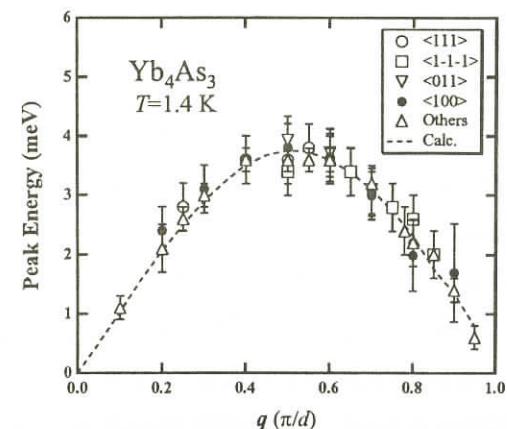


図2 磁気非弾性散乱のピーク位置

ことは、この系の重い電子異常が、電荷の結晶化（電荷秩序）とモット型金属一絶縁体転移近傍の新しい現象であることを示唆している。

この研究は、都立大の岩佐和晃、新潟大工の落合明、東北大理の鈴木孝、LLBのJ.-M. Mignot、以上の各氏との協力のもとで行われた。

- 1) M. Kohgi, K. Iwasa, A. Ochiai, T. Suzuki, J.-M. Mignot, B. Gillon, A. Gukasov, J. Schweizer, K. Kakurai, M. Nishi, A. Donni and T. Osakabe, Physica B 230 - 232 (1997)638.
- 2) M. Kohgi, K. Iwasa, J.-M. Mignot, A. Ochiai and T. Suzuki, Phys. Rev. B 56(1998) R11388.

電荷整列相転移と光電子スペクトル形状： $\text{Yb}_4(\text{As}_{1-x}\text{Sb}_x)_3$ と Sm_4Bi_3

大阪大学大学院基礎工学研究科	菅 滋 正
共同研究者	落 合 明
	鈴 木 孝
	関 山 明
	今 田 真

Yb_4As_3 の物性はすでに前の講演で紹介されたとおりである。我々は高分解能光電子分光によって電子状態を直接研究する。Tt=287Kの Yb_4As_3 とTt=231Kの $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.88}\text{Sb}_{0.12})_3$ のYb 4fスペクトルの温度を変えた測定結果を、相転移をほとんど示さない $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.71}\text{Sb}_{0.29})_3$ の結果と比較して議論する。特に二価のYbの4fスペクトルをバルクと表面成分に分解しバルク成分のガウス幅（1／2全半値幅：G）の温度変化を評価した。その結果x=0.29の試料ではスペクトルのわずかな温度変化はフォノンによる寄与で説明できるのに対して、x=0と0.12ではフォノンの寄与では説明できない顕著な温度変化がある事が分かった。フェルミ準位近傍の光電子強度も低温で著しく減少する。これらが電荷整列と関連がある事は明らかであるが、興味ある点はバルク4f成分の幅の変化がTtで離散的に起こっているのではないと言う事実である。x=0と0.12ではTt以下の広い温度領域で低温になるにつれてGが小さくなっている。Fuldeらによれば<111>方向にならんでいるYb鎖はTt以下で1本の短鎖（三価）と3本の長鎖（二1価）にわかれる。その際歪みオーダーパラメタや短鎖、長鎖での4f占有電子数はTtで急激に変化し始めるものの約1/2Ttまでの範囲で更に変化すると予想されており、光電子の結果はこの予測を支持する。ただ光電子では1/2Tt以下でも更に変化が見られる。これは中性子散乱実験より1.3Kという低温においても長鎖上に三価成分が観測されるという不完全な電荷整列を考えると、鎖内電荷ゆらぎによるのではないかと考えられる。

Sm₄Bi₃はTt=260Kで電荷整列を示すが光電子スペクトルの温度変化はYb₄As₃に比べるかに小さい。二価のSmの4f⁵終状態の⁶H, ⁶Fバルク成分の非対称性パラメタ α が300Kと200Kとで0.14と0.08に変化すると考えればスペクトル形状を理解する事ができる。これはTt以下で電荷整列のために長鎖上で二価が安定化してTtより上で存在していた5d電子が減少するためにスクリーニングが弱くなる効果として理解できる。

少数キャリア系のNMR

東北大理	高木	滋
小林宏至		
古沢真二		
松村武		
青木英和		
上村孝		
鈴木孝		
新潟大工	落合	明

少数キャリアおよび関連するf電子系のうち, (1) Yb₄(As_{1-x}P_x)₃系の³¹P核NMR, (2) (Ce_xLa_{1-x})P系の³¹P核NMRと(Ce_{0.95}Y_{0.05})Pの磁気相図について報告した。

(1) Yb₄(As_{1-x}P_x)₃系の³¹P核NMR: Yb₄As₃は半金属的振舞を示す。Asの一部をSbで置換したYb₄(As_{1-y}Sb_y)₃系では伝導はより金属的になり, 他方PをドープしたYb₄(As_{1-x}P_x)₃系ではxがある程度以上では半導体的になる。それにもかかわらず, 帯磁率, 低温比熱などから見た磁気的振舞は, $y \leq 0.29$, $x \leq 1.0$ の範囲で顕著なドーピング依存性を示さない。このような伝導と磁性との乖離は, $x = 0.05$, 0.40の³¹P核NMRの $1/T_1$ が, pure Yb₄As₃の⁷⁵As核NQRの $1/T_1$ と非常に類似した温度変化を示すことから, 動的磁性の観点からも裏付けられることを報告した。Yb₄(As_{1-x}P_x)₃系でいま一つ非常に不思議なのは, ³¹P核NMRの常磁性シフト(K)および磁場掃引スペクトルの全半値幅(ΔH)の温度依存性である。Yb₄(As_{1-x}P_x)₃系では, 帯磁率が一旦プラトーを作った後, 温度の降下とともに再び上昇するが, K および ΔH は, 少なくとも1T程度以下の弱磁場領域では, この帯磁率の再上昇の始まる温度 $T^* \approx 7\text{K}$ 以下で, いずれも帯磁率の温度依存性から期待される以上に急激に増加する。 T^* 以下でも ΔH は外部磁場に比例しており, $1/T_1$ にも $1/T_2$ にも T^* 近傍で異常がまったく認められないことから, この異常は磁気秩序の発生によるものとは考えられない。更にまた, この振舞は $x = 0.05$ と0.40とで定量的にもほぼ同一であることから, Pをドープしたことによるものとも考えられない。系の(Pドーピング以外)の何らかのランダムネスが重要な役割を演じてい

ると考えられるが、NMRスペクトルの1次(K)および2次(ΔH)モーメントの双方に、しかもある温度以下であたかも2次相転移的に異常が現われるというのは、我々の知る限り他に例がなく、如何なる機構によるものか現在検討中である。

(2) CeP関連系:CeP及び(Ce_xLa_{1-x})P系の ^{31}P 核NMRの様々な問題点、および($Ce_{0.95}Y_{0.05}$)Pで、低温・高磁場で Γ_8 層が出現していると考えられる証拠を磁場中比熱の実験から見い出したについても、それぞれ簡単に報告した。

強相関電子系のマイクロ波応答

大阪府立大学先端科学研究所 松井 広志
安田 隆則
豊田 直樹

Yb_4As_3 のサイクロトロン共鳴(CR)と表面インピーダンス、及び、 $CeRu_2Si_2$ のメタ磁性移転に伴うマイクロ波の応答について最近の実験結果を報告する。

中性子散乱、比熱測定等により、 Yb_4As_3 の重い電子的振る舞いは、 Yb^{3+} の短い $<111>$ 鎖上に生じた一次元スピinnは励起に起因することが明らかにされた。透過型矩系空洞共振器を用いて、マイクロ波強度の磁場依存性を測定したところ、18.36GHz(TE₁₀₁)で0.47TにCRを観測し、CR質量は0.72m₀と求まった。播磨は Yb_4As_3 の電荷秩序状態を考えるために、Lu Yb_3As_3 のバンド計算を行い、半金属になることを示した。 Γ 点を中心とするAsの4pバンドの有効質量は0.7m₀と計算されており、実測値とほぼ一致する。

Yb_4As_3 の動的な輸送特性を調べるために、170K以下で表面インピーダンスを測定し、複素電気伝導度($\sigma_1 + i\sigma_2$)の温度依存性を計算した。実部 σ_1 は75K付近に極小を持つ。また、虚部 σ_2 は170～150Kではほぼゼロであるが、150K付近から上昇し、50K以下では σ_1 とほぼ重なっている。電気抵抗で T^2 が観測される領域で複素電気伝導度が異常であり、スピinn波励起との関係を今後明らかにしたい。

$CeRu_2Si_2$ のマイクロ波反射の測定は、以前Hampelにより行われている。空洞共振器を用いて、マイクロ波の振動磁場が最大の位置に試料を置き、スピinnによる寄与を研究している。45.53GHz(TE₀₁₁)のとき、Hampelの結果と同様に19K以下で透過振幅に異常が生じた。透過振幅に生じた異常は、スピinn波に関係すると考えられる。 $10^{-10}sec$ 程度の動的プローブでは、高温からスピinnの揺らぎが見られると考えられる。

Field dependence of the cyclotron mass in $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4})_3$

R. Pittini^a, M. Yoshida^a, H. Nojiri^a, M. Motokawa^a, A. Ochiai^b, and T. Suzuki^c

^a*Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan*

^b*Department of Material Science and Technology, Niigata University, Niigata 950-21, Japan*

^c*Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980-77, Japan,*

$\text{Yb}_4(\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4})_3$ is a semiconductor with an energy gap of the order of 0.07 eV [1]. There are no valence p states nor conduction d states at the Fermi level. But there are some $4f$ holes, in connection with the intermediate valence of this material. Therefore, in a cyclotron resonance experiment performed with an energy of the electromagnetic radiation much smaller than the energy gap, one expects to observe the signal of the $4f$ hole state. In contrast, in Yb_4As_3 there are indications of a p - d overlap. Therefore, it becomes difficult to distinguish the contributions of valence p holes, conduction d electrons and $4f$ holes in the microwave absorption. To check the magnitude of the mass of the $4f$ holes in $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4})_3$, we have performed cyclotron resonance measurements using two different systems. At first, we used a pulsed field system with Gunn oscillators and an IR laser for a first quick determination of the resonances. In a second time, in a superconducting magnet, we have measured carefully the lineshape of the absorption and phase using a vector analyzer. At 95 GHz we observed two cyclotron resonances with cyclotron masses of 0.60 and 0.87 m_e at 4.2K. The origin of two different absorption is thought to be connected with the anisotropic character of the $4f$ states. The lineshape of the phase indicates hole-like carriers, in agreement with our expectations. Furthermore, similar absorptions were observed at higher frequencies. Combining all the observed resonances, we found that in this material the cyclotron mass is field dependent and is consistent with the theory of f - d hybridized states in an Anderson lattice. This confirms that we have indeed observed the cyclotron resonance of the $4f$ hole states in $\text{Yb}_4(\text{As}_{0.6}\text{P}_{0.4})_3$. However, the cyclotron mass is not enhanced in this material. Fitting the field dependence of the cyclotron mass, we find that the reason for these low cyclotron masses is the hybridization with band states with a mass as low as 0.2 m_e , and the low $4f$ occupancy due to intermediate valence. We notice that the occurrence of such a field

dependence of the cyclotron mass is directly connected with the strong Coulomb correlation energy of the $4f$ states. Therefore, the Kohn theorem is not valid for this material.

[1] A. Ochiai, H. Aoki, T. Suzuki, R. Helfrich and F. Steglich, Phys. B **230-232** (1997)

708

金材研ハイブリッド磁石を用いた強磁場磁化過程の研究

金属材料技術研究所 北澤英明
鈴木博之
加藤誠一
阿部英樹
木戸義勇

金材研35テスラ級ハイブリッド磁石を用いた希土類金属間化合物の強磁場磁化測定における最近の3つの成果を紹介する。

(1) CeRh₂Si₂ (正方晶系ThCr₂Si₂型) : 36Kと25Kに反強磁性秩序温度を示す重い電子系反強磁性体である。4.2Kのc軸磁化においてのみ、25.4Tと26.0Tに2段階の明確なステップ状の磁化の飛びが観測された。我々は、この異常な磁化過程をANNNI模型で解析を試み、交換相互作用の大きさを見積もった。

(2) GdPd₂Al₃ (六方晶系PrNi₂Al₃型) : 17Kと14Kに磁気相転移点を示し、Gd³⁺(S=7/2)系でありながら、17K以下で明確な磁気異方性が観測された。4.2Kのc軸磁化過程において、磁化は22.7Tで完全に飽和するが、中間領域において「3分の1プラトー」が観測された。このc軸方向の奇妙な磁化過程と磁気相図が、3角格子ハイゼンベルク型反強磁性体にイジング性を持たせた模型でよく説明できることがわかった。

(3) PrNi₅ (六方晶系CaCu₅型) : 強磁性的な交換相互作用が存在するにもかかわらず、極低温まで磁気秩序を示さない常磁性体である。1.5Kの磁化過程で、c面内においてさえも、7T以上で大きな磁気異方性が観測された。さらに、a軸方向で18.8Tに磁場誘起相転移に伴う磁化の異常が見いだされた。これらの異常は、結晶場第1励起状態が磁場と共に大きく変形を受けることで一応説明できるが、磁化の絶対値は、結晶場と強磁性的な交換相互作用だけでは説明されない。そこで、反強的四重極子相互作用を導入することで、実験との一致がかなり改善された。

高圧下における重希土類六ホウ化物DyB₆の熱膨張と磁気相図

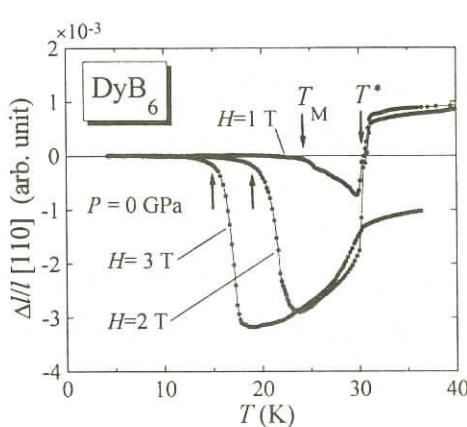
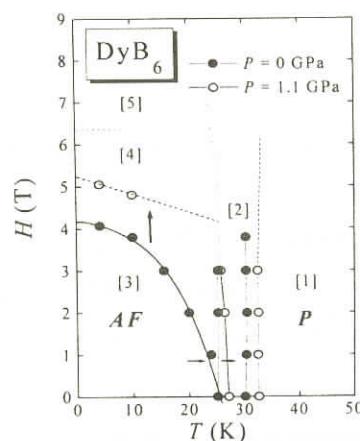
有明高専 酒井 健
 熊本大工 巨海 玄道
 東北大理 国井 晓

DyB₆は25K(=T_N)と30K(=T*)でそれぞれ反強磁性転移およびJahn-Teller効果による構造相転移を示し、磁場中ではメタ磁性を示すことが比熱や磁化、超音波による弾性定数の測定から明らかにされている[1,2]。我々はこれまでDyB₆の相転移の機構や磁気相図を調べるために、熱膨張や磁歪の測定を高圧・高磁場下で行なってきた。ここではその結果を簡単に紹介する。

DyB₆の単結晶試料は、Floating zone法により作製された。高圧下での熱膨張測定はピストン・シリンダー型の高圧装置を用いたストレインゲージ法で測定した。

図1は常圧で磁場を[110]方向に印加したときのDyB₆の[110]方向の熱膨張△l/l[110]である。磁場H=1T中における△l/lは約22K(=T_M)付近で急激に減少した後30Kにおいて構造相転移による△l/lと不連続な飛びが見られる。このT_Mにおける△l/lの異常は今まで得られていたDyB₆の磁気相図には全く示されていないものである。T_Mは磁場の増加と共に低温側へ移っていき、T_Mにおける飛びは大きくなると同時にsharpになる。現在のところ、T_Mにおける△l/lの異常の起源は明らかになっていない。

図2は常圧および1.1GPaにおけるDyB₆の磁気相図である。常圧で見られたT_Mにおける△l/lの異常は1.1GPaの圧力下では既に消失しており、圧力に対してたいへん敏感であることがわかる。また、T*及び圧力下における電気抵抗の測定[3]から得られたT_Nの圧力係数はそれぞれ0.1GPa⁻¹及び0.104GPa⁻¹でほぼ同じである。磁場中ではこれら増加の割合は小さくなる。今後圧力下においてDyB₆の磁下率などを測定し、これらの起源を明らかにしていきたい。

図1：磁場中におけるDyB₆の熱膨張図2：高圧下におけるDyB₆の磁気相図

References

- [1] S. Kunii: *Journal of Alloys and Compounds* **193**(1993)292.
- [2] S.Nakamura *et al.*: *J.Phys.Soc.Jpn.* **63**(1994)623.
- [3] T.Sakai *et al.*: *Physica B* **230-232**(1997)741.

Orbital Polarization in Manganese Oxides

Naoto Nagaosa

Department of Applied Physics, University of Tokyo,

We study role of the orbital degrees of freedom in perovskite manganites, which is well-known by the colossal magnetoresistance (CMR). The double degeneracy of the e_g orbitals is treated by the isospin. Its polarization is essential for the variety of phases and their physical properties. Especially the orbital is aligned as $d_{x^2-y^2}$ in the metallic layered antiferromagnetic state, which explains the quasi two-dimensional transport and no canting of spins observed experimentally. The effects of the large orbital fluctuation in the ferromagnetic state are also investigated.

This work has been done in collaboration with R.Maezono and S.Ishihara.

Mn酸化物の励起状態

東北大金研 前川禎通

ペロブスカイト構造を持つMn酸化物中のMn³⁺イオンでは、3d電子の2つの軌道が縮退しており、電子がどちらの軌道をとるかという選択の自由度がある。この自由度を大きさ $\frac{1}{2}$ を持つ擬スピノンで表わす時、軌道の自由度がスピノンの自由度同様、量子力学的な量として振舞うことがわかる。実際、Mn酸化物では軌道がスピノン及び電荷の自由度と強く結合し、多彩な物性に導く。

最近、軌道の秩序を直接観測する実験が村上等 [1] により開発された。また、角度分解光電子分光実験 [2] により、キャリアの運動と軌道の関係が測定されつつある。ここでは、軌道を観測するための異常X線散乱の理論 [3] とキャリアの運動に対する軌道の効果についての厳密対角化的計算結果 [4] について報告する。

[1] Y. Murakami *et al.* : to be published.

[2] D. S. Dessau *et al.* : to be published.

[3] S. Ishihara and S. Maekawa : to be published.

[4] W. Koshiba and S. Maekawa : to be published.

軌道縮退ハバード模型における金属絶縁体転移の臨界性質

東大物性研 求 幸 年
今 田 正 俊

d電子系・f電子系化合物の示す物性の多様さには、強い電子相関のもとで電子軌道の自由度はしばしば重要な役割を果たしている。本研究では、この問題に対する理論的なアプローチの一つとして、軌道縮退をもつハバード模型を考察した。手法として、最近我々が提案した補助場量子モンテカルロ法の枠組み[1]を用い、負符号問題の生じない条件を使って研究を進めた。

講演では、二重縮退した軌道をもつ模型について、一次元における基底状態の性質を議論した。まず、ハーフフィリングにおけるモット絶縁相の性質を調べた。電荷ギャップの相互作用依存性を定量的に示した。また、スピングャップの計算結果を、この模型の強相関極限であるS=1ハルデン系と関連させて議論した。さらに、軌道の自由度がギャップレスであることを示した。

次に、このモット絶縁体の状態から化学ポテンシャルを変化させて、電子数変化によるモット転移を調べた。これにより、このモット転移の臨界性質は $z=1/\nu=2$ (z は動的臨界指数、 ν は相関長の臨界指数) であらわされることを示した。一次元系に対するスケーリング理論の一般的な予測が、軌道の自由度のある場合についても成立している。

最後に、二つの軌道間の軌道分裂を変化させた場合について、種々の相関関数の振舞いを調べた。

運動量分布関数、スピン・擬スピン相関関数はいずれも連続的に変化し、

軌道分裂に応じて軌道間のセルフドーピングが連続的に生じていることが分かった。

これは、モット絶縁体とバンド絶縁体の間のクロスオーバーを示唆する。特に、スピングャップが、軌道間のセルフドーピングに強く依存していることを示した。

[1] Y.Motome and M.Imada, J. Phys. Soc. Jpn. **66** (1997) 1872.

Orbital ordering in perovskite-type 3d transition-metal oxides studied by unrestricted Hartree-Fock calculation

T. Mizokawa and A. Fujimori

Department of Physics, University of Tokyo

In order to study the interplay between orbital ordering and magnetic structure in perovskite-type 3d transition-metal oxides, we have performed unrestricted Hartree-Fock (HF) calculations using a multi-band d - p model for the perovskite-type lattice.

In $RTiO_3(d^1)$, it is expected that the Jahn-Teller (JT) distortion and the spin-orbit interaction are competing. The present calculations have shown that, while the JT splitting energy is larger than the spin-orbit interaction in $YTiO_3$, the latter is more important than the former in $LaTiO_3$. In the cubic perovskite, an electron in a t_{2g} orbital with certain symmetry can only be transferred to that with the same symmetry at the neighboring site. However, in $YTiO_3$, the large $GdFeO_3$ -type distortion breaks this symmetry restriction and causes the orbital arrangement in which the four transition-metal sites of the unit cell are occupied by $\alpha yz + \beta xy$, $\alpha zx + \beta xy$, $\alpha yz - \beta xy$, and $\alpha zx - \beta xy$ [see Fig.1(a)].

The HF calculations for $RMnO_3(d^4)$ have shown that, while the system would be a ferromagnetic (FM) state without the JT distortion, $RMnO_3$ is the A -type antiferromagnetic (AFM) state in the presence of the JT distortion. In the FM state, the four transition-metal sites are occupied by $z^2 - y^2$, $3x^2 - r^2$, $3y^2 - r^2$, and $z^2 - x^2$ as shown in Fig.1(b). On the other hand, the A -type AFM state is accompanied by the $z^2 - y^2 / z^2 - x^2$ -type orbital ordering even without the JT distortion as shown in Fig.1(c).

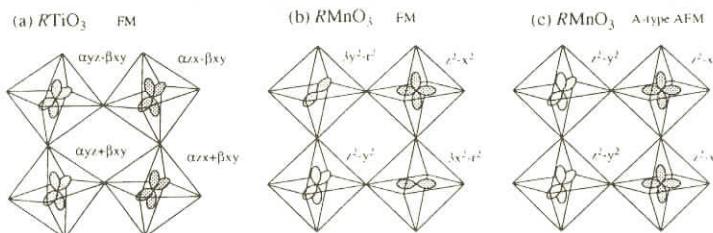
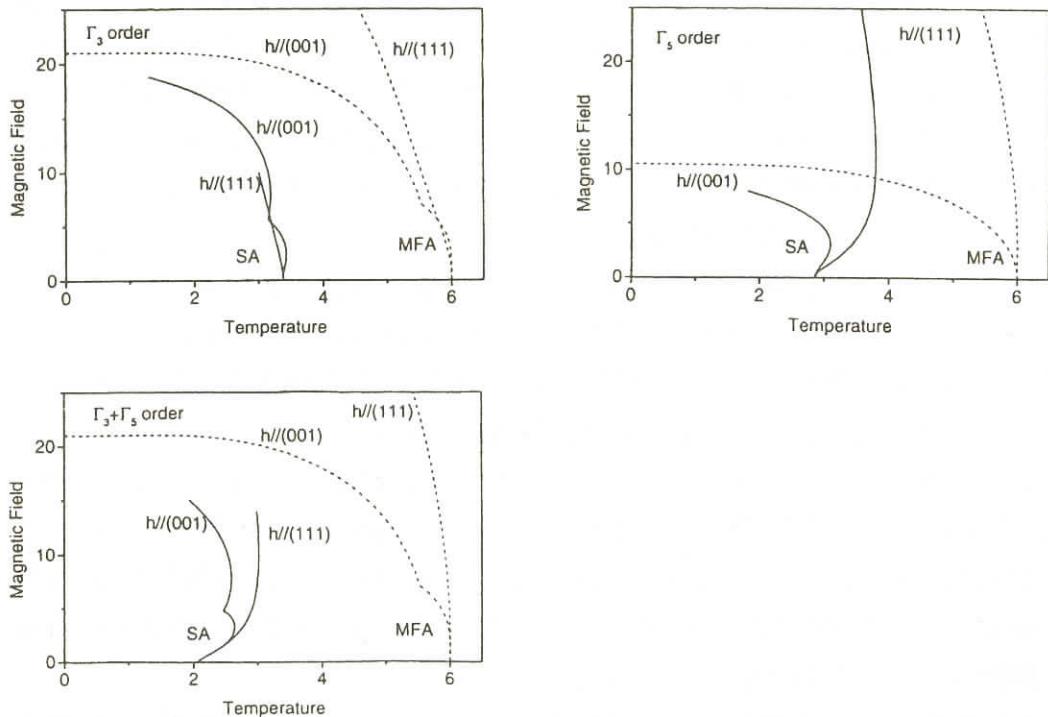


Fig. 1: Orbital ordering for the FM d^1 system (a), that for the FM d^4 system (b) and that for the A -type AFM d^4 system (c).

多重極揺らぎの有効媒質理論

東北大理 福島昇
倉本義夫

CeB₆, TmTeなどの物質は低温で、電気四重極モーメントが反強的に並ぶ相に相転移する。この転移に伴う比熱の異常を観測すると、無磁場ではそのピークが非常に小さいが、磁場の増加とともに大きく育つ。これは、無磁場では大きかった何らかの揺らぎが、磁場によって抑えられることを示唆する。そこで我々は揺らぎの効果を重要視し、反強的四重極相互作用のモデルに対して、平均場近似及び有効媒質理論で計算を行った。有効媒質理論は、遍歴電子系では次元 d が無限大の極限の理論に対応するが、スピン系に適用した場合は、平均場近似に $O(1/d)$ の揺らぎを取り入れた理論になる[1]。この方法は多重極モーメントの相互作用にも適用することができる。この有効媒質理論の有効 1 サイト問題を厳密に解くのは困難であるため、高温で正当化される static 近似 (SA) で計算を行った。その結果、平均場近似(MFA)とは対照的に、図のように磁場とともに増大する転移温度を得た[2]。我々の得た計算結果は、いくつかある四重極モーメントの成分のうちの一つの秩序が、有限磁場では起こりやすくなることに起因していると解釈している。このとき磁



場の増加とともに競合する秩序変数は減り、転移温度は上がると考えられる。

四重極モーメントは時間反転で符号をえない。そのため、時間反転で符号をえる磁場との結合は、時間反転で符号をえる他の自由度を介してのものとなる。簡単な場合には分配関数でこの自由度についての和を先に取ることができる。その結果ゼーマン項から2つの項、即ち、揺らぎを抑えて転移温度を上げようとする項と、四重極モーメントを一様にそろえて反強的な秩序を壊そうとする項が現れる。これらのうち、磁場が弱いときに感受率に主に効いてくるのは、揺らぎを抑える効果であると結論した。

- [1] Y.Kuramoto and N.Fukushima, to be published in J.Phys.Soc.Jpn. (cond-mat/9707075)
- [2] N.Fukushima and Y.Kuramoto, submitted to J.Phys.Soc.Jpn. (cond-mat/9711159)

四重極近藤効果による電気抵抗異常について

東北大学大学院理学研究科物理学専攻 酒井 治
鈴木 俊哉

東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻 清水 幸弘

f^2 -配位のイオンにおいて結晶場基底状態が非クラマース2重項である場合に次のことが指摘された：この2自由度（4重極）を擬スピンとし、これに4自由度の伝導電子が交換型の相互作用をして、本来のスピン（時間反転ペア）をチャンネルと見ることができるとき、2チャンネル近藤模型型の非フェルミ流体が現れる可能性がある。 $U_xTh_{1-x}Ru_2Si_2$ がこれと似た性質を示す系として注目されている。しかし、以下の問題点がある。

(1) 磁性イオンの基本的模型であるアンダーソンモデルでは弱相関極限でフェルミ流体である。1不純物モデルであるので転移は起きないであろうという予想のもとに、相互作用を強くするにつれこのフェルミ状態が強相関極限での近藤1重項につながると、従来の近藤効果の研究では考えられてきた。非フェルミ状態を示すハミルトニアンは、今までアンダーソンモデルの強相関極限として導かれてきたが、基本のモデルに基づくとき、このような状態は実現し得るのであろうか。実現するすれば、パラメータ変化の途中で転移が生じるが、それは如何なるかたちで起きるのか。

(2) $U_xTh_{1-x}Ru_2Si_2$ の帯磁率と比熱の γ -係数は2チャンネル近藤型の $-\ln T$ 発散を示すが、電気伝導は2チャンネル近藤模型による単純な予想と異なり、降温につれ減少する。これを2チャンネル近藤型の非フェルミ異常の枠内で理解可能か。

以上の2点につき、結晶場とフント結合のあるアンダーソンモデルにつき、数値繰り込み群により調べた。(1)にたいしては、パラメータにより非フェルミ状態を含む様々なタイプの状態があり

得ること、また、それらの間に様々なタイプの転移が起き得ることを示した。磁性不純物の示す状態は従来予想されていたより、多彩な内容を持つ。(2)については、非フェルミ状態でフェルミ流体状態よりの領域（混成の比較的大きい領域）で、かつ、 f^2 と f^3 配位の間の価数揺動が主要な場合に、温度降下につれ抵抗の減少を示す可能性のあることが分かった。（実際は $T=0$ における磁気抵抗を調べた。正の磁気抵抗のとき降温につれ抵抗減少のおきることが予想され、正の磁気抵抗が得られた。）これはUイオンとして考えられる領域である。また、抵抗の減少を示す単純な模型を提唱し、実際に抵抗の温度依存性を計算した。

これらにより、少なくとも定性的には、 $U_xTh_{1-x}Ru_2Si_2$ の低温物性と似た2チャンネル近藤型非フェルミ状態を示す模型のあり得ることを示した。今後の問題としては、

(a)この状態特有の残留エントロピーが磁場中比熱として放出されることを実験的に確認できるか、

(b)理論的には擬スピンにたいして有効磁場として働く格子歪との結合効果、とくに動的ヤーン・テラー結合があるときエントロピーの問題が如何になるかがある。

(1) O. Sakai, S. Suzuki and Y. Shimizu : Solid State Commun. **101** 791 (1997)

(2) S. Susuki, O. Sakai and Y. Shimizu : Solid State Commun. **104** 429 (1997)

(3) Y. Shimizu, S. Suzuki and O. Sakai : J. Phys. Soc. Jpn. (in preparation)

重い電子系の異常ホール効果における結晶場分裂の影響

東大物性研 紺 谷 浩
 京 大 理 宮 澤 守 雄
 山 田 耕 作

重い電子系では f -電子の軌道縮退（軌道角運動量）に起因する異常ホール効果が存在し、そのためホール係数は著しい温度変化をする。我々は以前、久保公式に基づきCe-系に対する異常ホール効果の一般的表式を導いた(JPSJ 63 (1994) 2627)。そこで結論された異常ホール係数の温度変化 $R_H \propto \rho^2$ は多数の物質で実験的に確認された。我々は引き続き、tetragonal結晶における結晶場分裂の影響を研究した(JPSJ 66 (1997) 2252)。例えばCeRu₂Si₂では、図1に示すように帯磁率の異方性は20倍以上と非常に大きいにも関わらず、ホール係数はほぼ等方的である。（また、電気抵抗は低温でほぼ等方的である。）この事実は異常ホール効果の立場からは一見mysteriousに思われたが以下に述べるように異常ホール効果として自然に説明されることがわかる。

我々は、軌道縮退 ($J=5/2$)を有する周期的アンダーソン模型に基づき帯磁率、異常ホール効果の異方性を考察した。tetragonal的な結晶場により、 f -準位が以下のような3つのKramers doubletsに分裂しているとする。

$$\begin{aligned} E_1^f &: |\pm 1\rangle = a|J_z = \pm 5/2\rangle - b|J_z = \mp 3/2\rangle, & a^2 + b^2 = 1, \\ E_2^f &: |\pm 2\rangle = |J_z = \pm 1/2\rangle, \\ E_3^f &: |\pm 3\rangle = a|J_z = \pm 3/2\rangle + b|J_z = \mp 5/2\rangle. \end{aligned}$$

我々はCeRu₂Si₂を念頭におき、 $\mu - E_1^f = 0.03$ (μ はFermi energy), $E_2^f - E_1^f = 0.3$, $E_3^f - E_2^f = 0.9$ という大きな結晶場分裂が存在する場合を考察した。ただしフェルミ面は球形であるとした。このときの、パラメーター a に対する異方性の結果が図2である。(cubic: $a=0.913$, hexagonal:

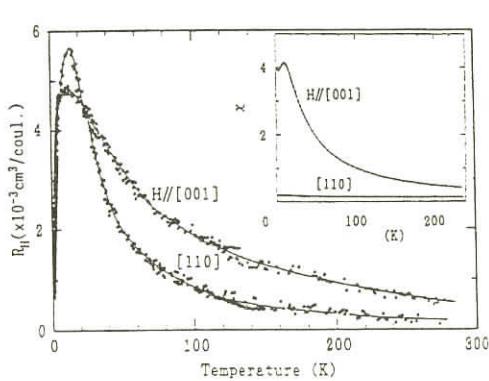
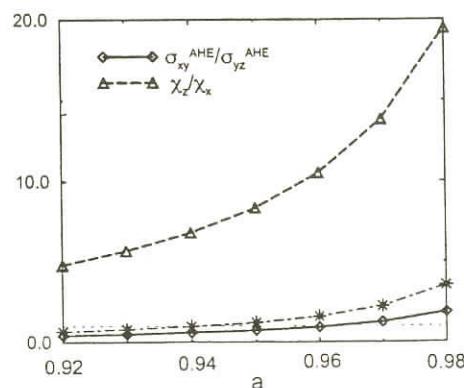
図1 : CeRu₂Si₂

図2 : 帯磁率と異常ホール効果の異方性の比較

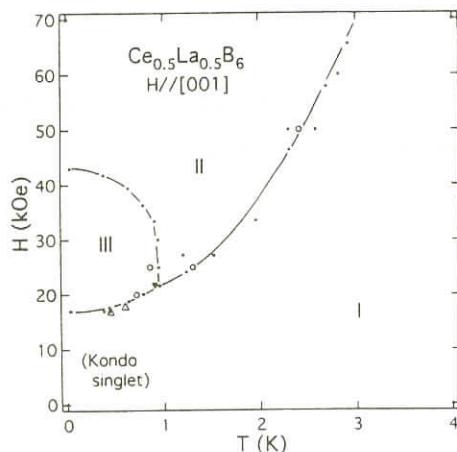
$a=1.$) $a=0.98$ の場合、帯磁率の異方性は $\chi^z/\chi^x \sim 20$ と大きい一方、異常ホール伝導度の異方性は $\sigma_{xy}/\sigma_{yz} \sim 2$ と小さい。

以上の計算で、(tetragonal結晶で) f -準位の結晶場分裂の大きな系では一般に、帯磁率は非常に異方的になる一方、異常ホール効果はほぼ等方的になることが示された。両者に現れる異方性の相違について、以下のような理解が可能である：帯磁率はlowest Kramers doublet $|\pm 1\rangle$ が dominantな寄与を与えるため強い異方性がもたらされる一方で、異常ホール効果は $|\pm 1\rangle$ に加え、 $|\pm 2\rangle$, $|\pm 3\rangle$ の存在が不可欠であるため、異方性が平均化されるという事情がある。

Ce_xLa_{1-x}B₆の磁気相図に観るサイト間相互作用と近藤効果の競合

東北大極低セ 中村慎太郎
坂爪新一
新潟大自然 鈴木修
後藤輝孝
東北大理 国井暁

CeB₆ではRKKY型の磁気相互作用、四重極相互作用が競合し、高温側から常磁性相(I相)、反強磁性的四重極相(II相)、反強磁性相(III相)が現れる。CeB₆の磁気相図は近藤効果を無視して理解できるとされてきた。しかしながらCe濃度を下げていくとRKKY型のサイト間相互作用が弱まり、磁気相図を理解するうえで近藤効果を無視することができなくなると考えられる。我々はRKKY型のサイト間相互作用と近藤効果の競合がCe_{0.5}La_{0.5}B₆の磁気相図に典型的に現れていると考えている。Ce_{0.5}La_{0.5}B₆では高磁場側ではRKKY型のサイト間相互作用が優勢であり、CeB₆と類似した磁気相図となる。低磁場側では近藤効果が優勢で非磁性基底状態になっていると思われる。低磁場側の基底状態から高磁場側の基底状態への移行は相転移を伴っており興味深い。



Ce_{0.5}La_{0.5}B₆の磁気相図
J.Phys.Soc.Jpn.66(1997)552

C_xLa_{1-x}B₆の反強四重極相互作用と反強磁性交換相互作用の競合

東北大金研 世 良 正 文

広 井 政 彦

小 林 慎一郎

小 林 典 男

東北大理 国 井 曜

高濃度Kondo物質CeB₆は、II相と呼ばれるミステリアスなAFQ秩序相の存在がゆえに、注目を集めているが、最近、C_xLa_{1-x}B₆(x<0.8)でIV相が発見され、新たな展開を見せている。われわれはC_xLa_{1-x}B₆の磁気抵抗、磁場中比熱、熱膨張、熱伝導度の測定結果から、以下のような結論を得た。(1) T_QとH^{III-II}の磁場方向による異方性の逆相関はAFQ秩序がAF秩序を抑制する効果があることを示唆する。(2) Ce_{0.5}La_{0.5}B₆では~1K以下で電気抵抗が磁場依存性を示さない。これはdilute Kondo系と考えられるx=0.25のもの(大きな負の磁気抵抗)とは本質的に異なり、IV相の存在が明らかなx=0.75, 0.7, 0.65のものと同じであることから、この物質の基底状態はAF秩序を示すIV相であると結論した。(3) x<0.4のサンプルの磁場中比熱で、この系ではじめてII相が高磁場で閉じるのを観測した。また、高磁場での磁気相図には大きな異方性が存在する。(4) T_N^{IV-I}(H=0), T_Q(有限磁場中での)のx依存性は高磁場でのT_Qがx<0.5で急速に減少し、x~0.3でII相とIV相が同時に消えることを示唆している。これから、II相が有限磁場で存在するためには、低磁場に磁気異方性の小さいIV相の存在が必要であると考えている。つまり、IV相でのスピニキャントがO_{xx} type AFQモーメントを誘起し、II相に転移する。(5) IV相で見られる弾性定数C₄₄のソフト化は、NdB₆のAF相で見られるC₆₆のソフト化と同じ性質ものではないかと考えている。磁気異方性の弱い1-q反強磁性体のT_N以下のC₆₆の大きなソフト化、C₄₄の小さなハード化は分子場計算で再現できる。

CeB₆における四重極秩序とNMRの再解釈

東京工業大学理学部 椎 名 亮 輔

斯 波 弘 行

東北大学理学部 酒 井 治

CeB₆のII相と呼ばれている領域を巡って、反強的四重極秩序の存在といくつかのミステリーとの関係が長年にわたって議論され続けてきた。我々はこれまで磁場中のII相を純粋な四重極相ではなく様々な多重極モーメントの混合相として見直す事で、新旧の実験結果に関する理論的考察を進め

てきた。今回はその新しい進展、特にこれまで中性子回折との矛盾が指摘されてきたNMRの再解釈について報告する。

既に指摘してきた様にCeBeの結晶場基底四重項 Γ_8 では、5成分のquadrupoleの他に3成分のdipole、7成分のoctupoleが活性多重極として定義できる。これらの多重極モーメントは、外部磁場下では磁場の方向に依存して強く混じり合い複雑な相を構成する。超音波実験の結果に基づいて導入した有効RKKY模型から、対称性で分類された磁場中の多重極相（誘起多重極を伴う四重極相）のなかで、各磁場方向の安定相とその際の誘起反強磁性の構造が一義的に決まる。これらの結果は現時点での中性子回折の主要な結果と一致している。平均場解から、各磁場方向で誘起反強磁性の値は強磁性成分に比べて非常に小さく、一方で T_{xyz} 型octupoleの強い誘起が見られた。つまり、この型のoctupoleが全磁場方向で主要な誘起モーメントであり、 T_Q 上昇の主要原因になっている。

NMRを解釈するため、まず多重極モーメントとB核スピンの間の超微細相互作用を調べた。対称性の考察からdipoleのみならずoctupoleとの相互作用も可能であることが解った。核ゼーマン項に対して多重極--核スピン相互作用を摂動として扱えば、多重極秩序によるNMR分裂幅を得ることができる。その結果、 T_{xyz} 型の誘起octupoleの存在によって、中性子回折とNMRの間の矛盾が解消し得ることが解った。実際、上記中性子回折を説明し得る平均場解を用いて計算された理論値はNMRの実験値と磁場方向の(001)軸からの角度 θ の関数としてよい一致を示している。こうして、f電子系の隠れた多重極モーメントを適切に考慮することで、II相がoctupoleを強く誘起した(1/2, 1/2, 1/2)配列の四重極秩序相であることが結論される。

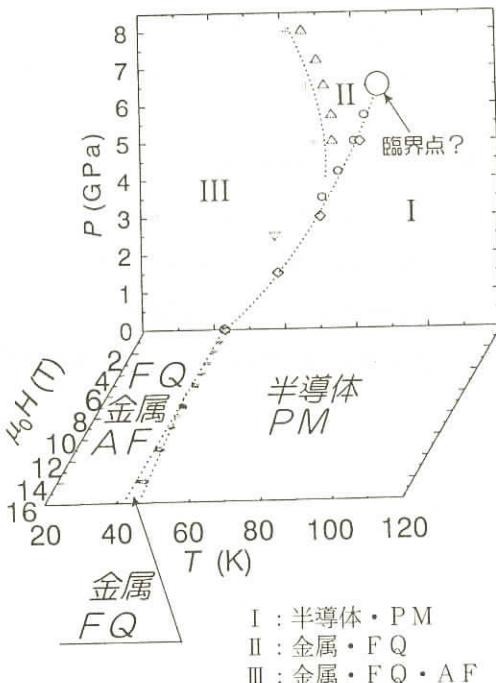
- [1] R. Shiina, H. Shiba and P. Thalmeier: J. Phys. Soc. Jpn. 66 (1997) 1741
- [2] O. Sakai, R. Shiina, H. Shiba and P. Thalmeier:
J. Phys. Soc. Jpn. 66 (1997) 3005
- [3] R. Shiina, O. Sakai, H. Shiba and P. Thalmeier:
To appear in J. Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) No.3

極端条件におけるUNiSnの四重極子秩序と多重相転移

廣 大 理 鈴 木 孝 至
赤 澤 輝 彦
田 原 智 弘
後 神 達 郎
堀 純 也
五 嶋 宏 史
中 村 文 彦
藤 田 敏 三
高 畠 敏 郎
廣 大 総 合 藤 井 博 信

UNiSnは、MgAgAs型立方晶の結晶構造を持ち、無磁場中において、43Kで一次の反強磁性転移し同時に強的四重極子秩序および半導体・金属転移する。UNiSnの5f電子はU化合物には珍しく局在的であり、その状態は結晶場分裂している。上記の複雑な相転移は、基底状態の四重極子縮退を持つ非磁性二重項 Γ_3 と第一励起状態の磁性三重項 Γ_4 が持つJahn-Teller不安定性と磁気不安定性によって記述できる。

本研究では、UNiSnに磁場を印可して磁化率、熱膨張率、弾性率、比熱、電気抵抗率等を、圧力を印可して電気抵抗率を測定した。この結果を用いて、UNiSnの温度・磁場および温度・圧力平面における磁気・四重極子・輸送相図を作成した（右図）。磁場増大とともに四重極子秩序温度 T_Q は増大し、高磁場中では、金属・四重極子秩序相が単独で存在することを明らかにした。一方、圧力増大によっても T_Q は増大し、6Gpaを越える超高压中では、四重極子秩序転移点は、臨界点となって消失するような振る舞いを発見した。この振る舞いは、四重極子間相互作用を仮定すると、定性的に説明できる。



正方晶DyB₂C₂の反強四重極秩序転移の可能性

東北大金研 山内 宏樹
小野寺 秀也
小坂 昌史
鬼丸 孝博
大橋 正義
山口 泰男

我々は、希土類金属化合物において四重極相互作用ひいては四重極秩序転移が発現する物質を探索し、四重極相互作用や四重極秩序転移がそれらの物質の磁性にどう影響を及ぼしているのかを明らかにする事を研究目的としている。しかし、四重極秩序転移の存在が確認されている希土類金属化合物の多くは立方晶化合物であり、正方晶化合物でこれまでに確認されているのはTmAg₂及びTmAu₂に限られる。TmAg₂においては今まで磁気転移は観測されておらず、強四重極秩序転移の存在のみが確認されている。一方、TmAu₂では強四重極秩序転移に加えて、反強磁性的な磁気転移の存在も確認されている。今、我々が研究を進めているDyB₂C₂は正方晶系では初めての反強四重極秩序転移物質である可能性があり、それを示唆する実験事実を以下に報告する。

DyB₂C₂はc軸方向に - Dy - (B, C) - Dy - の順に原子層が重なり、(B, C)面が一層毎に面内 90°回転した正方晶化合物である。まず、単結晶を用いた帯磁率の測定では各軸方向でT_Cが観測されたが、磁化困難軸であるH//c-軸でのみT_t=24.7K近傍にも僅かながらカスプが確認された。これと類似の振る舞いがTmAg₂やTmAu₂のT_Qで観測されている。一方、図1に示すように比熱の測定では2つのλ型の比熱異常が観測され、T_C=15.3KとT_t=24.7Kのそれぞれの転移温度でRln2のエントロピーが開放されている。このことから、基底状態および第一励起状態の2組みのKlamers doubletが互いに接近した状態で存在し、2つの転移に関与していると予想できる。磁化過程では正方晶 c面内のH//a-軸とH//[110]で大きな異方性が現れるとともに、多段のメタ磁性転移と自発磁化が観測されている。磁化過程と比熱の結果から、磁気相図(図2)が得られている。Ⅲ、Ⅳ相が磁性相であり、Ⅰ相及びⅡ相は磁気的には常磁性相になるが、Ⅰ相、Ⅱ相の間には明らかに境界線が存在している。Ⅰ、Ⅱ、Ⅲ相の3つの相に属する温度での粉末中性子回折の結果を比較すると各相の核反射強度に変化はなく、Ⅲ相でのみ伝播ベクトルQ₁=[1/2 1/2 0], Q₂=[1/2 1/2 1]を満たす磁気反射が観測されている。この実験から、c面内ではDyモーメントが反強磁的に、c面間ではDyモーメントどうしが直角に配列した磁気構造が得られている。また、高角反射から計算した格子定数のT_t近傍での変化は実験誤差の範囲内では認められなかった。

以上の結果をまとめると、(1) T_C及びT_t(=T_Q) それぞれでRln2のエントロピーが開放されている。(2) T_t(=T_Q)での帯磁率に現れる異常が非常に小さい。(3) c面内に強い磁気異方性が

存在する。(4) I相, II相は常磁性相であり, II相での結晶構造の変化は確認されない。(5) 中性子回折の結果は $c=0$ 面と $c=1/2$ 面間のDyモーメントが 90° に配列した磁気構造を支持している。これらの事実から我々はDyB₂C₂におけるII相は反強四重極秩序相である可能性が極めて高いと考えている。

今後、以上の実験に加えて中性子非弾性散乱による結晶場パラメーターの決定と、超音波による弾性定数の測定を予定している。

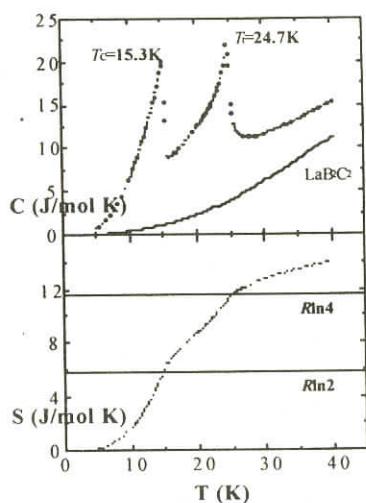


図1 DyB₂C₂の比熱(上)及びエントロピー(下)。参考物質としてLaB₂C₂を示してある。

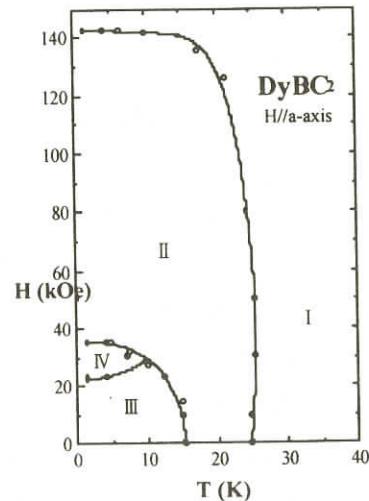


図2 DyB₂C₂の印加磁場H//a-軸方向の磁気相図。
(○: 磁化過程, ●: 比熱)

PrCu₂の強四極子秩序とPrPb₃の反強四極子秩序

大阪大学大学院理学研究科 大貫 悄 瞳

局在f電子系において、結晶場効果により分裂した多重項が磁気モーメントのみならず四極子モーメントを持つ場合には、これら多極子の秩序化に伴い、低温や磁場中で異常な磁性が観測される。PrやTmなどの非クラマースイオンを持つ化合物は結晶場効果により、非磁性の基底状態を持ち得るため、そのような場合には磁気モーメントよりはむしろ四極子モーメントに起因した異常が顕著に現われると期待できる。私達は、強四極子秩序により協力的ヤーンテラー効果を示すPrCu₂と反強四極子秩序を示すPrPb₃を取り上げ、磁場中で観測されるメタ磁性的振る舞について研究してきた。PrCu₂に関しては、四極子モーメント O₂² の回転がメタ磁性の原因であることを明らか

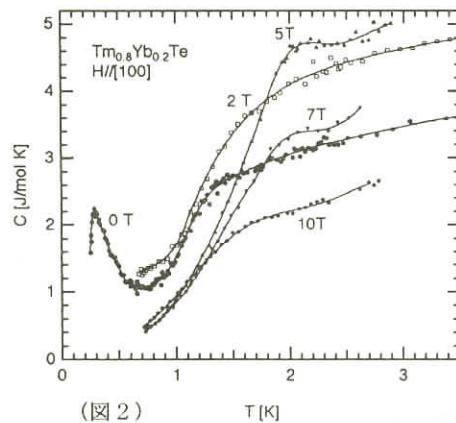
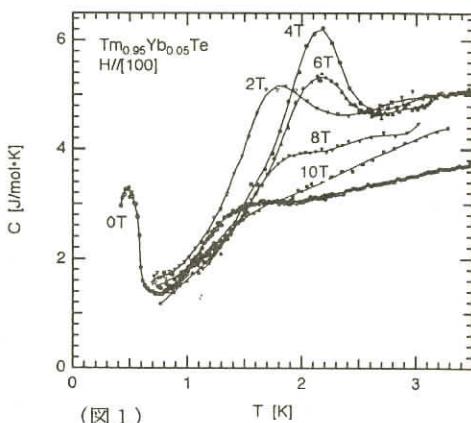
にした。一方、 PrPb_3 でも約7Tにメタ磁性を観測した。この物質は0.4Kで反強四極子秩序を示すが、もっと高温から異常が観測される。例えば、サイクロトロン有効質量は0.7Kから増大する。メタ磁性も0.7K以下で観測されており、このメタ磁性は O_2^0 の四極子モーメントと歪みの相互作用による。

$\text{Tm}_x\text{Yb}_{1-x}\text{Te}$ における四重極秩序

東北大院理	松 村 武
	宮 内 大
	鈴 木 孝
新潟大院自然	根 本 祐 一
	鈴 木 修
	後 藤 輝 孝

NaCl 結晶構造をもつ希土類モノカルコゲナイトシリーズの1つである TmTe は、 $T_{\text{Q}}=1.8\text{K}$ で反強的四重極子秩序(AFQ)を引き起こす磁性半導体である。AFQであることは様々な実験から示唆されていたが、最近P.Linkらによる中性子散乱によって、 CeB_6 と同様に $\mathbf{q}=(1/2, 1/2, 1/2)$ の磁場誘起反強磁性が観測されたことで確立されたとみてよい。II相は CeB_6 と同様な右上がりの磁気相図を示すが、 $H/[100]$ については相図が閉じるところまで見えている点が特徴である。

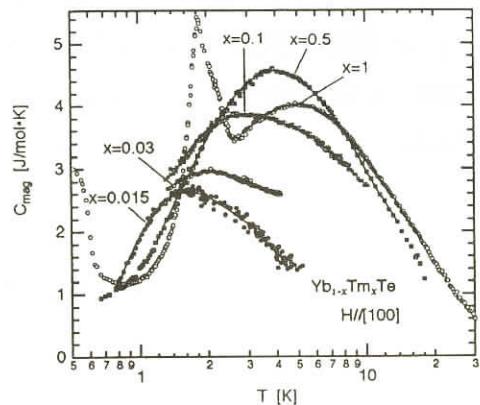
最近 $\text{Ce}_x\text{La}_{1-x}\text{B}_6$ 系において奇妙な磁気相図が報告され、注目を集めている。特に $x=0.75$ 以下のIV相の出現および消滅のプロセスは、四重極相互作用のメカニズムや近藤効果との競合という



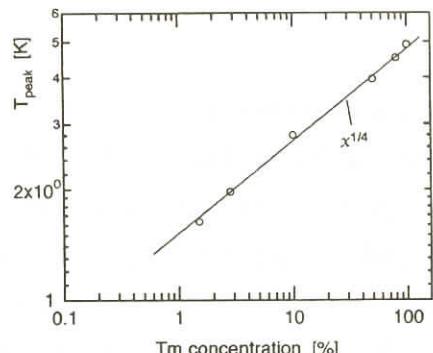
観点からも興味深い。一方のTmTeは絶縁体であり、伝導電子は存在しない。TmTeはCeB₆と極めてよく似た四重極秩序状態を形成するが、非磁性絶縁体YbTeとの希釈系Tm_xYb_{1-x}TeにおいてもCe_xLa_{1-x}B₆と同様な振る舞いをみせるのかどうでないのか、特にIV相のような相がでてくるのかどうか、という実験はやってみる価値があると考え、1年ほど実験を行ってきた。

$x=0.95, 0.8, 0.5, 0.1, 0.03, 0.01$ の試料について帯磁率、比熱、磁化、弾性定数の測定を行ったので、その主な結果を以下に示す。格子状数はTmTeとYbTeとがほとんど同じであるため、混ぜ合わせても変化はない。帯磁率からはすべての濃度でTmイオンは2価として存在することが確認された。図1、図2に $x=0.95$ と 0.8 についての比熱を示すが、 $x=1$ では $T_Q=1.8K$ で鋭く見えていた転移点の異常が、 $x=0.95$ ですでに鈍ってしまっている。 $x=0.8$ では明確な異常は見られないが、1.5K付近で急に折れ曲がっているのが見える。磁場をかけていくとこれらの異常は次第に鋭くなり、 $x=1$ と同様の傾向である。ただ $x=0.8$ ではかろうじて転移があるのが判るだけであり、これより薄い濃度ではもはや転移は観測されないとと思われる。一方、低温の磁気秩序は $x=0.8$ でも依然としてはっきり見えており、この系での四重極秩序が希釈（乱れ）に対して極めて弱いことを示している。

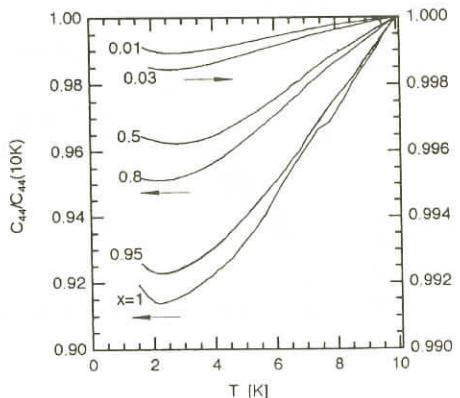
$x=1$ では5K付近にSchottky比熱のようなピークが観測されており、結晶場分裂によるものと考えられてきた。図3はそのピークの x による変化の様子を示したものである。 x が減少するとピークの温度が下がる。それをプロットすると図4のようになり、 T_{peak} は $x^{1/4}$ に従う。これが何



(図3)



(図4)



(図5)

を意味するのかはまだよく判らないが、かなり薄い濃度までTm間の相互作用の影響があることが判る。この系でのTmが单一イオンの状態でJahn-Teller不安定性を持っていることから、この比熱のピークはTmサイトの対称性が局所的に低下する過程で現れるものではないかと考えている。

($x=1$ ではそれが長距離で秩序化する。)

図5には弾性定数C₄₄の結果を示す。いずれの濃度でもCurie-Weiss則に従いつつ濃度に比例したソフト化が観測され、さらにすべての濃度で極小が観測された。この極小は $x=1, 0.95, 0.8$ について四重極秩序に対応したものであるが、 $x=0.03$ や0.01のような希薄領域での極小は局所的な対称性の低下を反映したものと考えられる。(Γ₇やΓ₆基底状態の可能性は、比熱のピークが小さいことや結晶場そのものの存在が不明確なことから考えにくい。)また、比熱のピークの位置は x によって大きく変化するが、弾性定数の極小の位置はほとんど変化しない。結局T_m_xYb_{1-x}TeにおいてはCe_xLa_{1-x}B₆のような複雑な相図は出現せず、Ybで薄めていくと単純に秩序が壊れて行くだけであった。というよりむしろ、T_m_xYb_{1-x}TeではT_QがT_Nを追い越す前にAFQ秩序そのものが消えてなくなってしまったので、IV相の存在を調べるところまでは到達できなかったということである。TmTeではT_QはT_Nの4倍であり、単純計算でいくと、T_QがT_Nを追い越すのは $x=0.4$ 付近になるが、その辺りではもはや秩序は存在しない。

Ce₃Pd₂₀Ge₆ の磁気相図

東大物性研 武田直也
北川二郎
石川征靖
東北大極低科セ 吉田俊也
石黒晶子
木村憲彰
中山昌彦
小松原武美

Ce₃Pd₂₀Ge₆はC₆Cr₂₃型のΓ₈基底状態の立方晶化合物であり、T₁=1.2Kに四重極子転移、T_N=0.75Kに反強磁性転移を示す高濃度近藤物質である。四重極子転移を示す近藤物質としては、CeB₆について2番目の物質である。CeB₆の相図は、異方性は小さいが、四重極子転移温度は磁場とともに増加する特異な相図を示し、その起源を巡って様々な議論がなされている。我々は単結晶を用いた磁場中比熱と磁気抵抗により、磁場を[001], [110], [111]方向に4テスラまでかけたときの磁気相図を求めた。

Ce₃Pd₂₀Ge₆の比熱の形は、零磁場ではCeB₆に非常によく似ているが、四重極転移にともなう異常が磁場によって鋭くなるCeB₆とは対照的に、磁場によってブロードになる。

求められた相図は、異方性が大きく磁場によっていくつかの相が出現する。H//[001]では、T₁は磁場とともに上昇しT_Nは減少するCeB₆に類似した相図を示す。H//[110]と[111]は類似しており、H//[001]と異なり、T₁が磁場によって減少した後増加に転じる特徴ある結果が得られた。また、これらの方向では四重極子秩序相内に新たな相が出現する。いずれの方向でも、反強磁性相は分裂して新たな相が出現し、また、反強磁性相が消滅する約2テスラ以上の磁場で、T₁が大きく高温側にシフトする傾向があり、四重極子秩序変数と磁気秩序変数が密接に絡んでいると考えられる。

Ce₃Pd₂₀Ge₆の強磁場下の磁化測定

東北大学金研 左近拓男

本河光博

東北大学院理 立岩尚之

石黒晶子

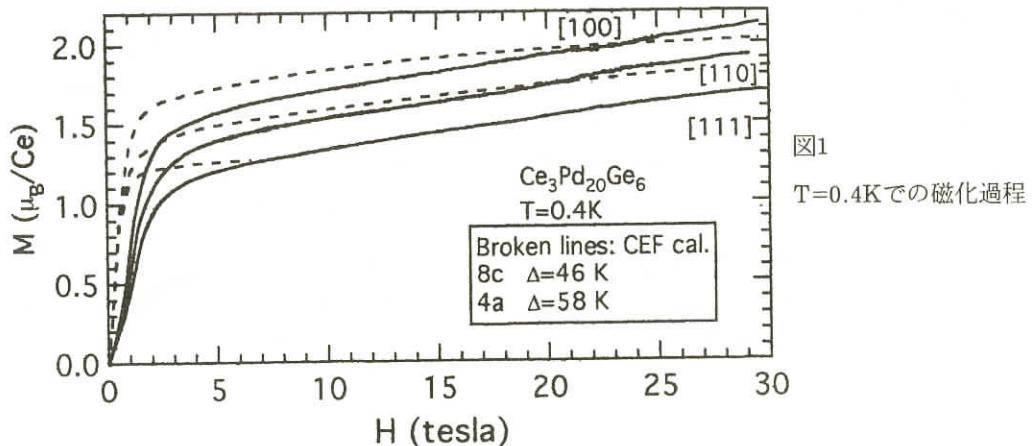
東北大学極低温科セ 小松原武美

我々は東北大学金研の30T級ハイブリッド磁石やパルス磁石を使って、強磁場下のCe₃Pd₂₀Ge₆の磁化の研究を行った。

Ce₃Pd₂₀Ge₆は2つのCeサイトを持つ(8c, 4a)立方晶である。比熱等の研究から、四重極秩序のある物質であることが示唆されている。零磁場では1.2KでT_Qによる異常があり、T_N=0.7K以下では反強磁性に転移する。これまでに小松原らにより良質の単結晶が育成され、dHvA効果も観測されている。この単結晶を用いて基礎物性が測定されている。吉田による帯磁率の測定結果はT_Q以上の温度では全く異方性はないが、T_Q以下では立方晶にもかかわらず明確な異方性を示す。この帯磁率の結果も四重極秩序を反映していると考えられる。石川らにより磁場中比熱の測定がなされた。T_Qでのピークはブロードであり、磁場中で鋭いピークを示すCeB₆とは対照的である。この物質の基底状態を探るためにT_N以下でH=0から強磁場までの磁化過程を測定することが有効である。新しく開発したロングパルス磁石と³He冷凍機を使って、0.4Kで主要3軸の磁化を測定した。結果を図1に示す。[100]方向では低磁場で1.5μ_B/Ceの磁化が観測されており、磁場が上昇するとともに磁化が増加することから、比熱の結果とともに考察してΓ₈四重項基底状態であることが分かった。また、大きな異方性は四重極秩序の影響と思われる。最近、ドニーにより中性子散乱から結晶場が求められた。それによると、2つのCeサイトともにΓ₈四重項が基底状態であり、

Γ_7 二重項が励起状態である。その値を用いて結晶場中の磁化の計算をした。但し、反強磁性は考慮していない。図1の破線が計算値である。実験値は結晶場の計算値と磁場依存性がおおまかには一致するが、10T以下の低磁場では実験値が計算値よりも小さい。これは反強磁性秩序が磁化に反映しているためと考えられる。強磁場では Γ_7 への分布により磁化が直線的に伸びている。

さらに高温で磁化測定を行ったが、磁化には四重極子秩序に伴う異常ははっきりとは現われなかった。CeB₆の場合は磁化にも比熱にも明確な異常を示すが、Ce₃Pd₂₀Ge₆は磁化も比熱もT_Qでぼんやりとした転移しか示さず、これがCe₃Pd₂₀Ge₆の特色と考えられる。



PrPtBi における Quadrupolar Ordering

東北大学大学院理学研究科 笠谷光男

鈴木裕之

田澤大介

原研・中性子散乱グループ 長壁豊隆

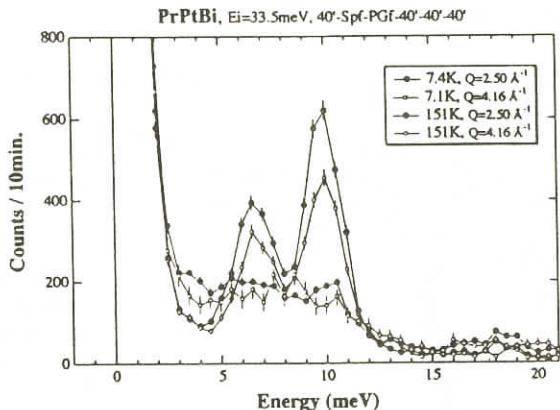
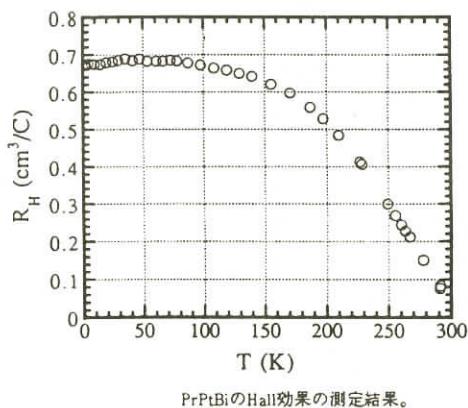
目時直人

三元系希土類化合物の研究において、ブニクトゲンを含む物質群は空白地帯であり、物質探索をする立場にとっては非常に興味の集まる領域である。PrPtBiは結晶構造こそ既知であったものの物性報告は皆無であった。我々は多結晶での研究ではあるが、PrPtBiに関して次の結果を得た¹⁾。
 イ) キャリアの少ない物質である (0.15%/Pr) (図参照)。

ロ) 比熱測定から得られたエントロピーより、Pr³⁺(J=4)の結晶場基底状態は非クラマース二重項の Γ_3 であり、帶磁率の解析から励起状態は下から Γ_4 , Γ_5 , Γ_1 である。この順序は最近の中性子

非弾性散乱の実験から確かめられた。 Γ_4 は6.5meV, Γ_5 は10meVにある(図参照)。

ハ) 比熱では1.4Kに鋭いピークが観測される。 Γ_3 基底状態を考慮すると1.4Kの相転移は Quadrupolar Orderingの可能性が非常に高い。この場合、 $O_2^0 = (2J_z^2 - J_x^2 - J_y^2) / \sqrt{3}$ の Quadrupolarによるtetragonal latticeへ、或いは、 $O_2^2 = J_x^2 - J_y^2$ によるorthorhombicへの結晶変態が期待される。現在の所、0.22Kでの中性子回析の結果では結晶変態は観測されなかった。単結晶を用いて再度実験の予定である。



- 1). H. Suzuki, M. Kasaya, Y. Nemoto, T. Goto et. al. J. Phys. Soc. Jpn. 66(1997)2566.

軌道・電荷自由度系の超音波物理

新潟大院自然 後藤輝孝

鈴木修

根本祐一

間広文

新潟大工学部 落合明

東北大極低温科学センター 中村慎太郎

超音波で励起される格子歪みは軌道電荷自由度をもつ電子系と結合し、弹性定数 $C = \rho v_s^2$ や吸収係数 α の温度磁場依存性に多彩な物理が出現する。希土類化合物の $4f$ 電子系ではスピンと軌道が共存し、スピン-軌道相互作用で強く結合している。結晶中の $4f$ 電子の多重項基底状態は結晶場ポテンシャルで分裂する。格子歪みは結晶場ポテンシャルを変調させ、 $4f$ 電子の結晶場状態の

エネルギーが摂動を受ける。これは四重極子-歪み相互作用と呼ばれ、軌道自由度を持つ電子やイオンの量子系での超音波物性の基本機構である。弾性定数や吸収係数は量子系の四重極子感受率である。遷移金属化合物の3d電子系、音響ドハース効果のランダウ状態、NaCl結晶中の不純物OH⁻イオンのトンネル状態などでの超音波物性も四重極子-歪み相互作用で理解できる。四重極子秩序相が生じる近藤物質CeB₆、Ce_xLa_{1-x}B₆、Ce₃Pd₂₀Ge₆、半導体TmTeなどの弾性定数のソフト化は基底状態Γ₈をもつ系の四重極子感受率の特徴と理解できる。Ce_xLa_{1-x}B₆、TmTeではC₄₄にソフト化が見られ、Γ₅型の四重極子O_{yz}、O_{zx}、O_{xy}の秩序と考えられる。他方、Ce₃Pd₂₀Ge₆では(C₁₁-C₁₂)/2に50%のソフト化がみられ、Γ₃型の四重極子O₂⁰もしくはO₂²の秩序の可能性がある。巨大磁気抵抗を示すLa_{1-x}Sr_xMnO₃でも軌道や電荷自由度の秩序が示唆されている。x=0.165の試料では弾性定数にも顕著な温度磁場依存性が見られ、Mnの3d電子の軌道自由度による四重極子と格子歪みとの強い相互作用が存在し、La_{1-x}Sr_xMnO₃系の詳しい研究が必要となっている。価数揺動物質Yb₄As₃ではTc=292Kでの電荷秩序に伴いC₄₄のソフト化が見られ、正方晶(T_d⁶)から三方晶(C_{3v}⁶)への構造相転移を示す。最近、ランダウ理論の解析を行い、歪みε_{yz}、ε_{zx}、ε_{xy}と双一次結合をするΓ₅対称性の電荷揺らぎモードQ_{yz}、Q_{zx}、Q_{xy}の導出に成功した。Tc以下はQ_{yz}=Q_{zx}=Q_{xy}の秩序が発生し、Yb³⁺イオンが<111>方向の一次元鎖を形成しており、中性子線散乱実験の結果を指示している。このように、超音波は四重極子感受率を観測でき、格子系と結合している軌道電荷自由度系の多彩な物性の解明に重要な実験手法であり今後とも発展が期待できる。

物性研究所短期研究会報告

「超強磁場物性の新展開」

日時 1998年1月19日（月）13:30 開始

1月21日（水）16:50 終了

場所 物性研究所Q棟講義室

世話人 後藤恒昭
本河光博
木戸義勇
金道浩一
三浦登

最近、種々の技術的ブレークスルーによって、より高い磁場が比較的容易に物性測定に利用できるようになるとともに、超強磁場物性研究は新たな展開期に入り、かつてない活況を呈している。世界各地で多くの新しい強磁場施設が建設、あるいは計画されるなどして、30-40T級の定常磁場、60Tの長時間パルス磁場、一巻きコイル法や電磁濃縮法による数100Tの超強磁場の多方面への利用が可能になり、低次元系や遍歴電子系、酸化物磁性体などの磁性、半導体低次元電子系、有機伝導体、半金属、重い電子系、高温超伝導体、など広範囲の物性研究において、注目すべき成果が得られている。さらに100Tにおよぶ長時間超強磁場パルスを非破壊に発生しようとする欧米のプロジェクトが国際的な協力関係に発展しつつあり、また 1000T爆縮超強磁場を利用した国際共同研究が進行しつつある。我が国では、多年にわたり強磁場物性に関する全国的な協力体制の下での研究が進行してきたが、このような新たな発展期にあって、超強磁場物性における現状と科学的 possibility、将来の展望、今後の協力体制を議論するために、本研究会が計画された。研究会で討議された話題は多岐にわたったが、多くの参加者が集まり、活発な議論が行われた。

以下にプログラムと講演要旨を掲載する。

プ ロ グ ラ ム

1月19日（月）

- 13:30 はじめに 後藤恒昭（物性研）
- 13:35-15:15 * * * * * 希土類化合物 * * * * *
- 座長 後藤恒昭（物性研）
- (1) 13:35 金研強磁場における超低温下の4f電子系の磁性
左近拓男・本河光博（東北大金研）
- (2) 13:55 RCu_2 の強磁場メタ磁性 杉山清寛（阪大理）
- (3) 14:15 PrPb_3 の4重極転移と磁気相図 楠原俊郎（北大理）
- (4) 14:35 ThCr_2Si_2 型 Eu化合物の磁場誘起価数転移と磁気体積効果
志賀正幸（京大工）
- (5) 14:55 少数キャリヤー系物質と超強磁場 鈴木孝（東北大理）

休憩 15:15-15:30

- 15:30-17:30 * * * * * 半導体物性 I * * * * *
- 座長 浜口智尋（阪大工）
- (6) 15:30 化合物半導体における共鳴光電気磁気効果
大山忠司・岡下友則・小堀裕己（阪大理）
- (7) 15:50 CdTe中の高移動度2次元電子ガスを用いた整数・分子量子ホール領域での強磁場
磁気発光振動 獅山正二郎（姫路工大理）
- (8) 16:10 強磁場高圧光測定による $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ における遠隔d-d交換結合とその圧力依存性
黒田規敬（東北大金研）
- (9) 16:30 ZnTe結晶のバンドギャップ域の磁気光学スペクト
渡辺勝儀（山梨大教育）
- (10) 16:50 パルス強磁場における高圧下磁気光学スペクトル測定装置の開発とGaP/AIP短周期超格子への応用 内田和人（物性研）
- (11) 17:10 超強磁場におけるサイクロトロン共鳴の磁場角度依存
有本英生（物性研）

18:00-20:00 懇親会（於 Q棟第一会議室）

1月20日(火)

9:30-10:50

* * * * * 強相関電子系 * * * * *

座長 鈴木 孝(東北大理)

(12) 9:30 重い電子系におけるドハース・ファンアルフェン効果

大貫 悼 瞳(阪大 理)

(13) 9:50 高圧下の強相関f電子系化合物のド・ハースファン・アルフェン効果

青木 晴 善(金材技研)

(14) 10:10 Yb化合物における価数転移、混合原子価状態、高濃度近藤効果と強磁場磁化過程

辻井直人・加藤将樹・吉村一良・小菅皓二(京大 理)

(15) 10:30 PrInAg₂の強磁場物性

三田村 裕 幸(物性研)

休憩 10:50-11:10

11:10-12:30

* * * * * 強磁場磁性 * * * * *

座長 神原俊郎(北大 理)

(16) 11:10 超強磁場下におけるFeSiのメタ磁性転移

太田 仁(神戸大理)

(17) 11:30 極微小単結晶R₂Cu₂O₅の強磁場磁化

光藤誠太郎・本河光博(東北大金研)

(18) 11:50 マンガン酸化物における電荷秩序の安定性に対するバンド幅の影響

徳永将史(理研)

(19) 12:10 金研サブミリ波ESR装置による磁気励起の研究

野尻浩之・本河光博(東北大金研)

昼食 12:30-14:00

14:00-15:40

* * * * * 半導体物性Ⅱ * * * * *

座長 安藤恒也(物性研)

(20) 14:00 2層量子ホール状態のプラトー幅と活性化エネルギーの異常な電子密度依存性

江沢潤一(東北大理)

(21) 14:20 量子カオスとパリスティック量子輸送

中村勝弘(阪市大工)

(22) 14:40 InAs/AlGaSbヘテロ構造における磁気フォノン共鳴と磁気サブバンド間遷移

浜口智尋・森伸也・尾迫伸一・浜野敬史(阪大工)

(23) 15:00 半導体超格子における音響フォノン散乱の反共鳴現象

森 伸也 (阪大工)

(24) 15:20 量子ホール効果・複合フェルミオン・ウィグナー結晶

川路紳治・岡本徹 (学習院大理)

休憩 15:40-16:00

16:00-17:40 * * * * * 有機伝導体 * * * * *

座長 太田 仁 (神戸大理)

(25) 16:00 カーボンナノチューブと磁場効果 安藤恒也 (物性研)

(26) 16:20 SDWの多相を探る 鹿児島誠一 (東大教養)

(27) 16:40 低次元有機導体における磁気抵抗の半古典的角度効果と磁場誘起コンファインメント 長田俊人 (東大先端研)

(28) 17:00 一次元有機伝導体 (TMTSF)系の強磁場電子相 宇治進也 (金材技研)

(29) 17:20 BEDT-TTF塩のサイクロトロン共鳴 大久保晋 (神戸大自然)

1月21日 (水)

9:30-10:50 * * * * * 強磁場施設の現状 * * * * *

座長 本河光博 (東北大金研)

(30) 9:30 強磁場・高圧・低温の多重極限下における磁化測定 後藤恒昭 (物性研)

(31) 9:50 阪大強磁場の新しいマグネットと物性研究 金道浩一 (阪大極限センター)

(32) 10:10 金材研強磁場による光物性研究 木戸義勇 (金材技研)

(33) 10:30 電磁濃縮法による超強磁場発生と磁気光学測定 松田康弘 (物性研)

休憩 10:50-11:10

11:10-12:10 * * * * * 強磁場技術等 * * * * *

座長 木戸義勇 (金材技研)

(34) 11:10 繰り返しパルス強磁場を用いた中性子散乱

高橋弘紀・野尻浩之・新井正敏・本河光博 (東北大金研)

(35) 11:30 反磁性物質の強磁場効果 茂木巖・本河光博 (東北大金研)

(36) 11:50 国際共同研究 Dirac Series 三浦登 (物性研)

昼 食 12:10-13:30

13:30-14:50

* * * * * 超 伝 導 * * * * *

座長 天 谷 喜 一 (阪大基礎工)

(37) 13:30 一巻コイル法を用いた130Tまでの超強磁場下でのYBCO薄膜の磁気抵抗測定

中 川 宏 之 (物 性 研)

(38) 13:50 強磁場による $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ の次元制御

高 木 英 典 (物 性 研)

(39) 14:10 強磁場 NMRで見たLa系銅酸化物超伝導体におけるスピントップ

後 藤 貴 行 (東北大金研)

(40) 14:30 高温超伝導体の渦糸状態における磁場誘起不規則転移

小 林 典 男 (東北大金研)

休 憇 14:50-15:10

15:10-16:50

* * * * * 量子スピン系 * * * * *

座長 野 尻 浩 之 (東北大金研)

(41) 15:10 低次元有機磁性体の構築とその磁化過程

細 越 裕 子 (岡崎国立共同研究機構)

(42) 15:30 ギャップ系一次元磁性体の強磁場磁化

鳴 海 康 雄・金 道 浩 一 (阪大極限センター, CREST)

(43) 15:50 ハルデン物質の磁気秩序

天 谷 喜 一 (阪大基礎工)

(44) 16:10 疑似一次元量子スピン系のミリ波サブミリ波ESR

木 村 尚次郎 (神戸大自然)

(45) 16:30 NH_4CuCl_3 における磁化の量子化と磁気励起

田 中 秀 数 (東工大理)

金研強磁場における極低温下の4f電子系の磁性

東北大学金属材料研究所 左近拓男
中西良樹
高橋文彦
野尻浩之
光藤誠太郎
本河光博
東北大学理学研究科 松村武
鈴木孝

我々は東北大学金研の強磁場磁石を用いたH~30T, T<1Kの強磁場極低温下での強相関物質の磁性の研究を目的として、磁石や冷凍機の立ち上げや改良を行った。

1. ハイブリッド磁石 (HM) と大型希釈冷凍機。

強相関電子系物質では強磁場・超低温という極限下での磁性に興味が持たれている。HMは30T近くの定常強磁場が得られるために、超低温下では半導体のみならず金属の磁性の研究に有効である。

東北大金研には最大27Tを発生するHM用の大型希釈冷凍機がある。この冷凍機は室温で約1m³の³He - ⁴Heガスを液化して利用し、混合器の³He - ⁴He混合液中に配置された試料を零磁場で約10mKまで冷却することが出来る。冷却能力は100mKで1mW以上と高い能力を備えている。この冷凍機には50本の配線がなされているが、超伝導線と銅線を用いているために測定装置までの電気抵抗が10Ωと低く、物性測定に有利である(図1)。

我々はガス操作系の改良を行い、磁場掃引下においても50mK以下の超低温を実現することが可能となった。学習院大学の川路氏らによりGaAs/AlGaAs薄膜の量子ホール効果の研究がなされている[1]。現在は複数のグループで低次元伝導系の物性研究が進行中である。

超低温強磁場下での重い電子系のフェルミ面の研究を行うことを目的として、この希釈冷凍機を用いた変調磁場法による交流帯磁率測定装置を開発している。これまでに、HMと³He冷凍機を組み合わせた交流帯磁率測定装置を作成し、PrSbやTbSbなどの希土類モノブニクタイドのdHvA効果の研究を行った[2]。また、3d遷移金属化合物のdHvA効果の研究では2000T以上の極値断面積を持つフェルミ面の観測に成功している[3]。この装置を用いて重い電子系の超伝導体UPd₂Al₃の交流帯磁率を測定したところ、低磁場でのマイスナー効果と18Tでのメタ磁性転移による跳びが観測されたが、dHvA振動を観測するに至っておらず、測定系の大幅な改良を行っている。

2. 20テスラ超伝導磁石 (SCM) と希釈冷凍機

金研強磁場センターにオックスフォード社製の20TSCMが導入された。この磁石には希釈冷凍機と、VTIと呼ばれるガスフロー型冷凍機が設置されている。希釈冷凍機には新しく30本の測定

用の配線を施した。冷却能力が $20\mu\text{W}$ と小型であるが、零磁場での最低温度は 18mK である。これまでに、 TmS や巨大磁気抵抗を示す物質の磁気抵抗や量子ホール効果の測定を行った。希土類モノカルコゲナイトは価数揺動 (TmSe) や反強四重極秩序 (TmTe) を示す物質として興味を持たれている。 TmS は価数がほぼ3価の金属であると考えられている。低温では降温とともに電気抵抗が増大し、 10K から 0.4K ではほぼ一定の値を示すが、この原因は分かっていない[4]。この物質の電子状態を調べるために、希釈冷凍機を用いて 100mK で 20T までの磁気抵抗を測定した(図2)。磁気抵抗実験で磁場中では電気抵抗が急激に減少し、 20T 付近では零磁場の $1/10$ 以下まで減少し、強磁場中では金属的な振舞いを示すことが明らかになった。強磁場、極低温、高圧極限下での物性に興味が持たれる。この磁石ではこれまでに希釈冷凍機を使ってNECグループにより量子ドット系の量子ホール効果が研究された[5]。今後、比熱やdHvA効果の測定装置を開発中である。

3. パルス磁石とヘリウム3冷凍機

パルス磁石は数10テスラの強磁場を簡便に生成できる装置である。我々はこのパルス磁石に、 1K 以下の極低温を実現できるヘリウム3冷凍機を作製し、いくつかの興味ある希土類化合物や3d遷移金属化合物の強磁場磁性を研究した。ここではCeモノブニクタイドの磁化過程について述べる。

少数キャリア系の希土類モノブニクタイドの一つであるCeSbは立方晶でありながら多くの磁気相をもち、様々な物性を示すために数多くの研究がなされてきた。

3-1 $\text{Ce}_{x}\text{La}_{1-x}\text{Sb}$ CeSbにLaなどの不純物を混ぜていったとき、最終的には結晶場中で4f電子は自由なCe3価イオンとして振る舞うと考えるが、我々は濃度を変化させ、「負の圧力」を加えたときの磁性に興味をもち、研究を行った。これまでに上沢らは、 $X=0.9$ のdHvA効果からフェルミ面はCeSbとほぼ同じであるが、 γ 電子面が小さくなっている、その原因としてp-f混成効果が弱くなっていることを挙げている[8]。我々は $X=0.9$ と $X=0.5$ の定常磁場やパルス磁場での磁化測定や交流帯磁率、さらに $X=0.5$ では強磁場でのdHvA効果の測定を行い、磁気相図や電子状態について研究を行った。

試料は上沢氏により育成された単結晶を用いた。図3に定常磁場で引き抜き法で測定した $X=0.9$ の磁化過程を示す。低温では2段の跳びを示し、また低温になるほど大きな磁気履歴を示す。 16K 以下では2段の明確な跳びが見られ、 18K でもプロードながら跳びが見られる。上沢らにより 10T まで磁場中比熱が測られており、これらの跳びに対応する比熱の跳びが観測されている。図4に $X=0.9$ の磁気相図を示す。これらのデータは、磁化と比熱、さらに交流帯磁率から決定した。 $X=0.9$ は4つの磁気相からなり、反強磁性相、強磁性相、常磁性相が存在する。低温強磁場は強磁性相である。さらに特徴的なことは、これら3つの磁気相の間に中間相が存在することである。CeSbではF P相と呼ばれる周期的な磁気構造が中性子散乱の実験から見つけられており[9]、また中間相で磁化が $1.2\sim1.3\text{mB/Ce}$ と飽和磁化の半分程度であることから、 $X=0.9$ の中間相もCeSbと同じくF P相であると考えられる。CeSbの磁気相図と比較すると、CeSbではF P相はまさに中間温度の中間磁場

で存在するが、 $X=0.9$ ではFP相が $T=0$ 近くから30K付近まで、磁場も15T以上の強磁場まで広がっている。Chattopadhyayらにより圧力下の中性子散乱が観測されており[10]、圧力をかけるとFP相は小さくなり、逆にCe濃度を薄めるとFP相が広がっていく。希釈系では、なぜこのような広い領域でFP相が存在するのか興味ある問題である。

さらにCe濃度を薄めた $X=0.5$ の磁化及びdHvA効果の測定を行った。 $X=0.5$ は1.5K以下で比熱に跳びが現れ、これより低温で反強磁性に転移すると考えられている。我々は T_N より充分低温の0.5Kでの磁化をパルス磁石を使って測定した(図5)。磁化は7T付近で傾きが変化し、30Tまで単調に増加する。強磁場の磁化を零磁場に外挿すると約 $0.7\mu_B/Ce$ であることから基底状態は Γ_7 2重項であり、比熱の結果と一致している。結晶場を考慮して磁化の数値計算を行ったところ、結晶場だけでは磁化過程は完全には説明できない。帯磁率は結晶場を Γ_7 基底状態、結晶場分裂の大きさを50Kとしたときに計算値と実験値が一致するが、0.5Kでは、磁化過程からはこれよりは小さい30~40K程度と思われる。磁化の傾きが変化する7T付近で反強磁性から常磁性に転移すると予想される。dHvA効果の測定は7T以下で上沢により行われており、LaSbとほぼ同じフェルミ面を持つことが分かっている[8]。我々は常磁性状態と考えられる7T以上のdHvA効果の測定を行った(図6)。フェルミ面の形状は γ ブランチでスピン分裂が観測されたものの、フェルミ面の形状は大きさとともに低磁場とほとんど変わらない。このようにCe濃度を50%まで薄くするとフェルミ面は反強磁性、常磁性相とともに4f電子のないLaSbと同じであるが、反強磁性と考えられる磁気秩序は残っていることが分かった。今後の課題としては、高濃度の試料($X=0.95\sim 0.98$)を育成して、濃度とともにFP相やAF相の変化の様子やフェルミ面(特にCeSbの β_4 ブランチ)がどのように変わるか観察することである。

3-2 $Ce_{0.95}Y_{0.05}P$ CePはCeSbと同じく、低温磁場中で周期構造が観測されている。高压下での磁性の研究も精力的になされており、長壁らによる中性子散乱の実験から、圧力を加えていくとFP相が高温まで広がっていくことが確認されている[11]。一方、Ce濃度を薄めたときの磁性の変化にも興味がある。我々は東北大の小林らによって育成された $Ce_{0.95}Y_{0.05}P$ ($X=0.95$) 単結晶の磁化測定をパルス磁石を用いて行った(図7)。図8に磁化によって求められた磁気相図を示す。三角印は小林らの比熱測定により決定された値である。10K以下で縦に伸びていく境界線と、高温側に斜めに伸びる境界線がある。磁化過程には後者の境界線で異常が観測された。境界線よりも高磁場側では磁場の増加とともに磁化の増大が見られる。CePと比較すると、 $X=0.95$ の高温強磁場相はCeP #3のPhaseIII(FP相)に相当する磁気相と考えられる。一方、10K以下では7T付近で磁化的跳びが観測された。4.2Kでは13Tで磁化の折れ曲がりがあり、それより低磁場では大きなヒステリシスを伴う。以前、我々は芳賀氏により育成されたCeP#7の磁化を定常磁場とパルス磁場で測定したが、磁化過程は $X=0.95$ に非常に良く似ている[12]。このことからもCePの磁性は不純物に非常に敏感であることが分かる。 $X=0.95$ のような不純物系で Γ_8 が本当に発生しているのかどうか、

どれくらいの不純物を入れればそれがなくなるか、興味ある問題である。CeSbの希釈系と合わせて研究していくと面白いと思う。

[1] T.Okamoto, S.Kawaji, J.Phys.Soc.Jpn., 65(1996)3716.

[2] T.Sakon, T.Suzuki, et.al. Proceedings of ICM' 97 , in press.

中西良樹 修士論文（東北大学 1996）。

[3] FePt₃, FeGe₂. ロシアのKulatov氏との共同研究。

[4] 松村 武 博士論文（東北大学 1997）。

[5] NECの二瓶，中村によりアンチドット格子系の量子ホール効果の研究がされている。

[6] N.Takeda, Y.Ishikawa, Phys.Rev.B , in press.

[7] T.Kasuya, et.al., J.Mag.Mag.Mater. 90&91(1990)389.

R.Settai et.al, J.Phys.Soc.Jpn. 63(1994)3026.

[8] A.Uesawa et.al, Proceedings of ICM'97 , in press.

[9] J.Rossat - Mignod et.al. , J.Mag.Mag.Mater. 52(1985)111.

[10] T.Chattpadhyay et.al, Phys.Rev.B 49 (1994)15096.

[11] 長壁豊隆, Newsletter vol.4 (1996) p22.

[12] 左近拓男, 1996年秋の分科会 2p - PSA3.

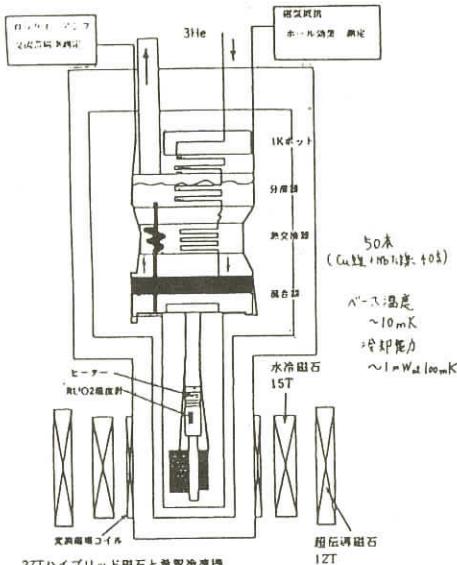


図1 HM用の大型希釈冷凍機。

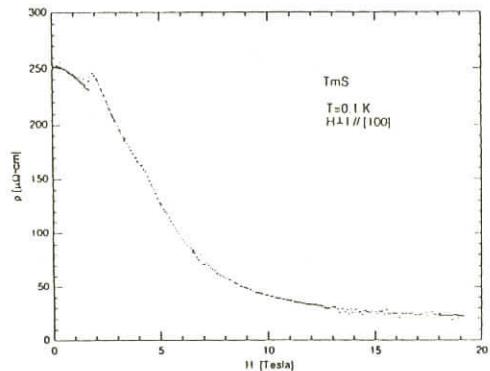


図2 TmSの磁気抵抗。

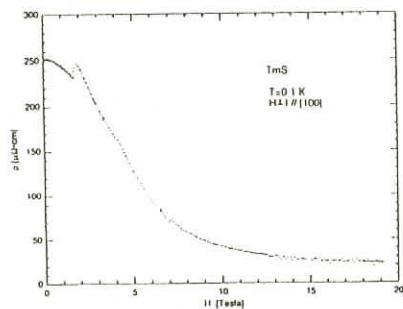


図3 Ce_{0.9}La_{0.1}Sbの定常磁場中の磁化過程。

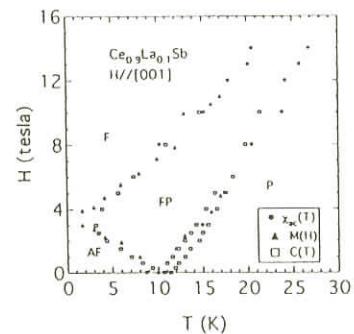


図4 Ce_{0.9}La_{0.1}Sbの磁気相図。

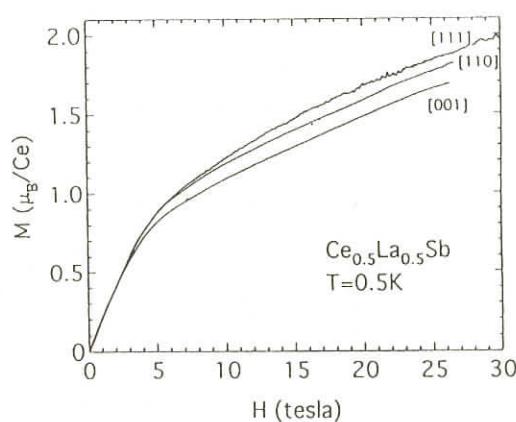


図5 Ce_{0.5}La_{0.5}Sbの磁化過程 (T=0.5 K)。

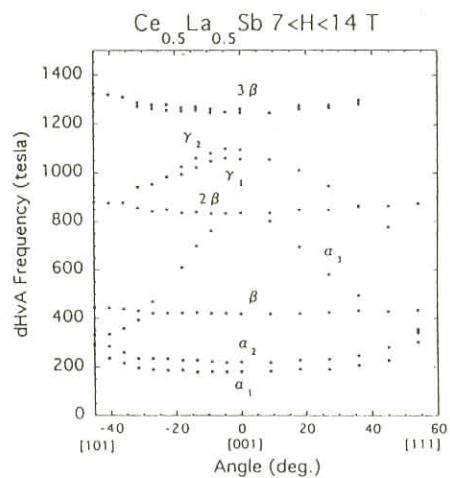


図6 Ce_{0.5}La_{0.5}Sbのフェルミ面の極値断面積
角度依存性。

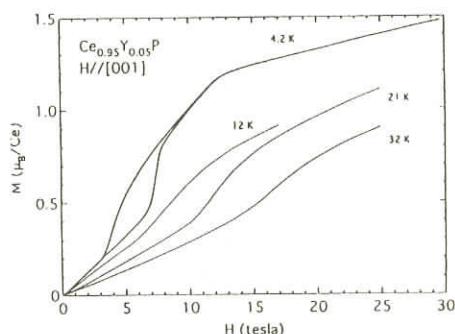


図7 Ce_{0.95}Y_{0.05}Pの磁化過程。H//[001]。

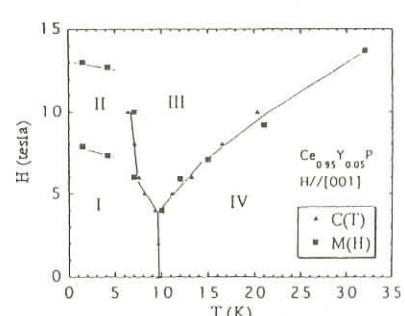


図8 Ce_{0.95}Y_{0.05}Pの磁気相図。

阪大院理 杉山清寛
吉田良行
中島美帆
攝待力生
大貫惇睦
阪大低温センター 竹内徹也
阪大極限科学研究中心 金道浩一

今から 5 年ほど前に、磁化の困難軸が容易軸へ一次の相転移で入れ代わるという磁場誘起磁気異方性軸転換という現象が、橋本等により DyCu₂（斜方晶 CeCu₂型結晶構造、磁気異方性：a 軸＝容易軸、c 軸＝困難軸）で発見された[1]。しかしこの段階では、結晶の歪みを伴って ac 軸間での磁気異方性が入れ代わることがわかつただけで、その特異な転移の原因は言うに及ばず、結晶方位が磁気異方性軸の入れ代わりに伴って入れ代わっているのか、また、反強磁性秩序が関係しているのか、などの情報は得られていなかった。私達は、同じ結晶構造と磁気異方性を持ちながら基底状態が一重項の PrC₂において同様の磁気異方性軸転換によるメタ磁性を発見し、いろいろな多角的な実験を行なった[2,3]。この物質は基底状態が非磁性のために、反強磁性秩序が直接の原因ではないことが実験的に自明であり、メタ磁性の起源を解明するのに有利な物質である。

まず、メタ磁性の前後でのドハース・ファンアルフェン効果の実験からその電子状態は大きく変化しておらず、結晶方位がメタ磁性で変わっていないことがわかった。さらに熱膨張の実験の解析等により、四重極モーメント $O_{\frac{1}{2}}^2$ が主要な成分であることがわかつたので、この四重極モーメント間の相互作用 ($-K < O_{\frac{1}{2}}^2 > O_{\frac{1}{2}}^2$) を取り込んだ解析を行なった。この相互作用は $O_{\frac{1}{2}}^2$ が 2 乗の形で入ってくるので、 $\langle O_{\frac{1}{2}}^2 \rangle$ の解として正負の 2 種類が得られる可能性がある。実際、結晶場とゼーマンエネルギーを取り込んだ計算を行なったところ、 $O_{\frac{1}{2}}^2$ の符号が一次転移で負から正に入れ代わることで、メタ磁性を定性的に説明することに成功した[4]。この事は実空間で $O_{\frac{1}{2}}^2$ が ac 面内で 90° 回転することを意味し、ac 面内の磁気異方性の入れ代わりは $O_{\frac{1}{2}}^2$ の回転によって起ることを示している。この解析が正しいとすると DyCu₂ の常磁性状態でもメタ磁性が観測されるはずであり、私達はネール点 T_N のはるかに高温の 170K までこのメタ磁性の観測に成功し[5]、同様な $O_{\frac{1}{2}}^2$ の回転で定性的にメタ磁性を解釈した[6]。

これらの解析を通じて、このメタ磁性を引き起こす要因として六方晶が ac 面内で歪んだ CeCu₂ 型という結晶構造とゼロ磁場での磁気異方性が大切であることがわかつた。そこで私達は、同じ結晶構造で同じ磁気異方性を持つ TbCu₂ と CeCu₂ の単結晶を育成し、強磁場磁化測定をおこなった。

その結果、これらの物質でも同様なメタ磁性が観測された[7]。図1にCeCu₂の場合の磁化過程を示す。DyCu₂同様、ネール温度(4K)以上の温度でも広範囲に磁気容易軸転換に伴うメタ磁性が観測された。これらのメタ磁性も図2に示されているように回転として解釈可能であり、図3のように温度変化も定性的に説明できる。この様にこの特異なメタ磁性は、面内に歪んだ結晶構造の結晶場によって誘起された四重極モーメントO₂²がその相互作用のために生じる90°回転した準安定状態への磁場中の回転というモデルで定性的に説明できることがわかった。

では、希土類イオンの違いは、どの様に反映されるのであろうか。これらの物質の磁化過程は転移前が磁化の困難軸であり、転移後が容易軸の磁化過程になるので、元の状態へ戻らず大きなヒステリシスを示す。このヒステリシスの面積はこの過程で磁場が試料になした仕事、つまり、前後の状態のエネルギー差になっているはずである。そこで、転移のみられたすべての物質の測定結果からこのエネルギーを評価したものが図4である。興味ある点は、常磁性状態でのこれらのエネルギーが物質によらずほぼ10Kと一致している点である。つまり、希土類イオンの違いが反映されないということである。ネール点以下のエネルギーの急激な上昇は希土類依存性があるが、この大きさはほぼネール温度に対応している。現在、同じ結晶構造で同じ磁気異方性を持つPrZn₂を育成し実験をおこなっているが、今までのところメタ磁性は発見できていない。最近、九州工大の北井等によってa軸とc軸の磁気異方性がちょうど反対のErZn₂でちょうどa軸とc軸を入れ代わったこのタイプのメタ磁性が観測されている。現在のところ、RZn₂の実験結果が少ないが、これらの実験結果を考え合わせると、メタ磁性の原因と考えられる四重極モーメントO₂²間の相互作用にCuやZnの電子状態が大きくかかわってきていることが推察される。

参考文献

- [1] Y.Hashimoto, K. Kindo, T. Takeuchi, K. Senda, M. Date and A. Yamagishi Phys. Rev. Lett. Lett. 72(1994) 1922.
- [2] P.Ahmet, M.Abliz, R.Settai, K.Sugiyama, Y.Onuki, T.Takeuchi, K. Kindo and S.Takayamagi: J. Phys. Soc. Jpn.(65)(1996) 1077.
- [3] M.Abliz, R.Settai, P.Ahmet, D.Aoki, K.Sugiyama and Y.Onuki: Phil. Mag. B 75(1997) 443.
- [4] R.Settai, P.Ahmet, S.Araki, M.Abliz, K.Sugiyama and Onuki: Physica B230 - 232 (1997) 766.
- [5] K.Sugiyama, Y.Yoshida, D.Aoki, R.Settai, T.Takeuchi, K. Kindo and Onuki:Physica B 230 - 232(1997) 748.
- [6] Y.Yoshida, K.Sugiyama, T.Takeuchi, Y.Kimura, D.Aoki, M.Kouzaki, R.Settai, K. Kindo and Y.Onuki:J. Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) in press.

[7] K.Sugiyama, Y.Yoshida, A.Koyanagi, R.Settai, T.Takeuchi, K. Kindo and Onuki: J. Magn. Magn. Mater. (1998) in press.

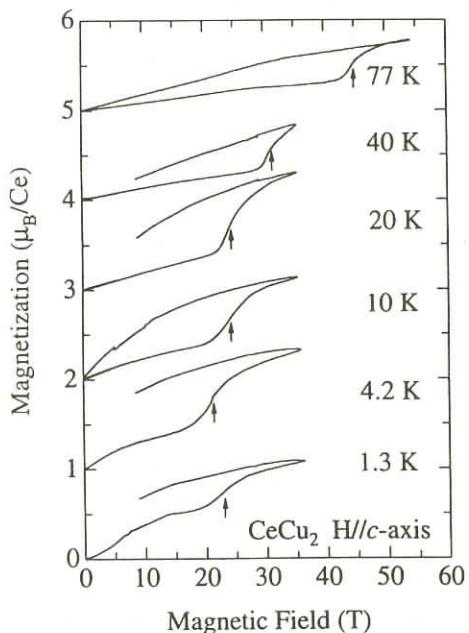


図 1

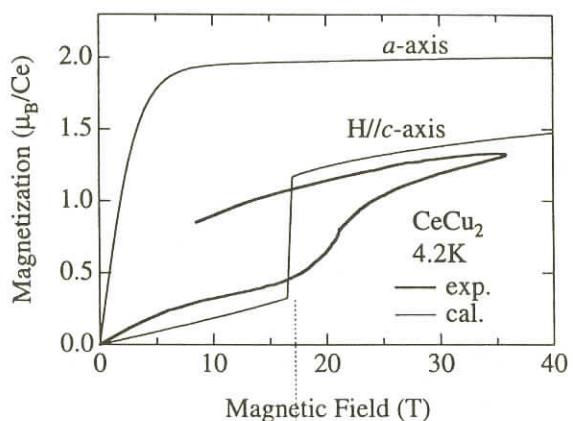
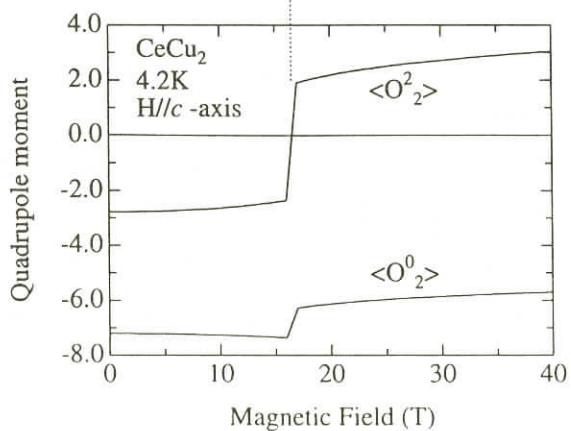


図 2



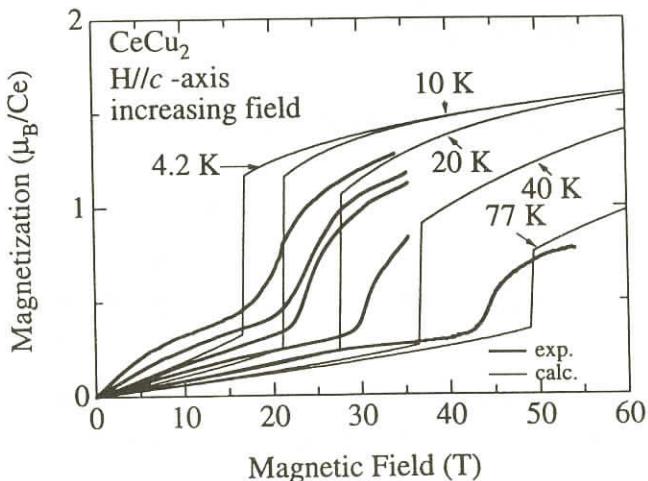


図 3

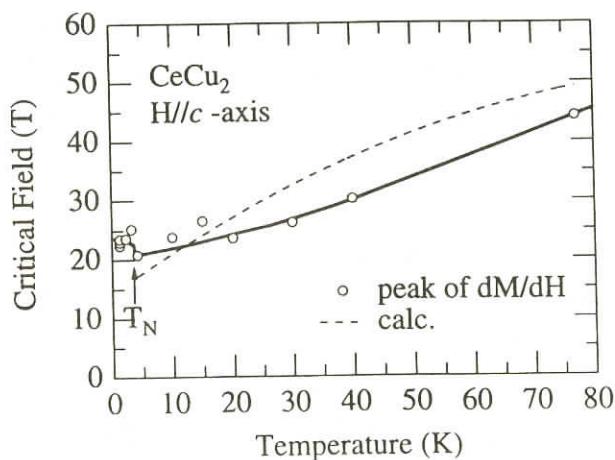
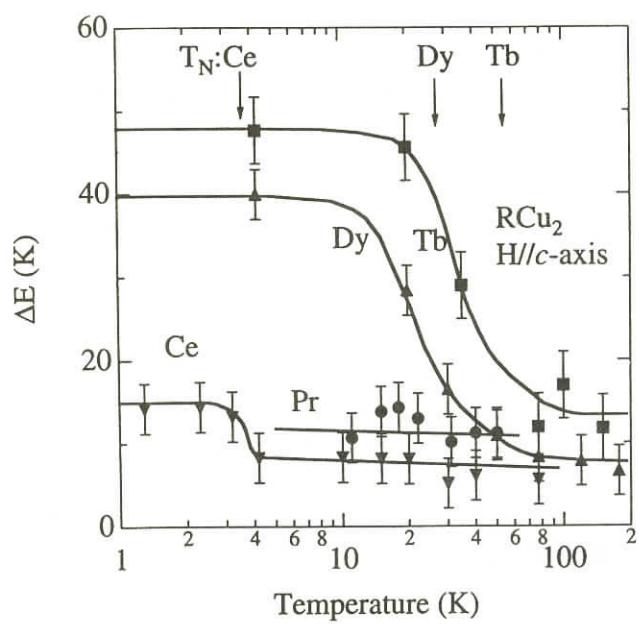


図 4



PrPb₃の反強四極子秩序と磁気相図

北海道大学大学院理学研究科 権 原 俊 郎
田 山 孝
天 谷 健 一
網 塚 浩
大阪大学大学院理学研究科 大 貫 悅 瞳
青 木 大

PrPb₃は立方晶AuCu₃型構造の金属である。Pr³⁺の基底多重項³H₄は結晶場によって四つの準位 Γ_1 , Γ_3 , Γ_4 , Γ_5 に分裂するが、中性子非弾性散乱の実験や弾性定数、および磁化率の解析から結晶場基底状態は非磁性 Γ_3 非クラマース二重項と考えられており、第一励起準位 Γ_4 三重項は約15K上にある。従ってこの系は Γ_3 対称性の四極子自由度（軌道縮退）を基底状態に持つ。比熱測定から $T_Q(0)=0.4\text{K}$ に2次相転移が存在することが知られているが、中性子散乱の実験からは磁気転移や格子歪みは確認されていない。非線型磁化率や弾性定数の測定から反強四極子（AFQ）的な相互作用の存在が報告されているのでこの転移は Γ_3 型のAFQ転移の可能性が大きいと考えられているがH-T相図はこれまで報告がない。

AFQ転移を示す代表物質としてはCeB₆が有名であり、その特異な相図、特にAFQ転移温度 T_Q が磁場とともに顕著に上昇する点に興味が持たれている。CeB₆の場合、結晶場基底状態は Γ_8 四重項のため自由度が大きく（3成分の磁気モーメント、5成分の四極子モーメントおよび7成分の八極子モーメントを持つ）、 T_Q 上昇の機構は四極子揺らぎの効果、磁場誘起多極子モーメントの効果などが議論されているが確立していない。一方 Γ_3 軌道のAFQ秩序は秩序変数の自由度が少ない（2成分の四極子モーメントのみ）ため、 T_Q の磁場依存性がどのようになるか興味がある。そこで単結晶試料を用いた磁化測定($H//[100]$)によって相図を調べた。

一定磁場下の磁化の温度変化 $M(T)$ を調べた結果、 $M(T)$ は T_Q において小さな折れ曲がりを示し T_Q 以下で僅かに増大した。この挙動を各磁場で観測し $T_Q(H)$ を求めたところ、 T_Q は磁場とともに上昇し、5Tで約0.6Kに達することがわかった。ただし5T以上での $T_Q(H)$ の振舞は $M(T)$ からは追跡が困難であった。この T_Q の上昇は割合にして50%以上であり、 Γ_3 型四極子の揺らぎの効果だけでは説明困難と思われる。一方基底 Γ_3 二重項は磁気的自由度を持たないので磁場誘起モーメントの効果を考えるためにには励起準位を取り込む必要がある。実際この系は励起準位の反強磁性的相互作用がかなり大きい（ $\theta \approx 7\text{K}$ ）ことがわかっているので、この可能性が高いと思われる。 O_2^0 型のAFQ秩序を仮定すると、各部分格子で基底準位と励起準位間の J_z の行列要素が異なるため、Van Vleck項によって部分格子の磁化には反強磁性成分が磁場誘起される。その相互作用エネルギーを考慮すると磁場中ではAFQ相が無秩序相に比べて有利になるため、 T_Q が上昇しているものと考えている。今後磁場中での中性子散乱の実験によってAFQ相における磁場誘起反強磁性の確認が望まれる。

ThCr₂Si₂型Eu化合物の磁場誘起価数転移と磁気体積効果

京都大学大学院工学研究科 光田 晓弘
和田 裕文
志賀 正幸

ThCr₂Si₂型構造を持つEu化合物、EuT₂X₂(T=遷移金属、X=Si, Ge)はT, XによってEuが2価となる場合、3価となる場合があり、特殊な例として、温度変化に伴い価数が変化するものがある。この場合通常Eu³⁺が基底状態でEu²⁺状態が励起されると考えられているが、そのpopulationの変化は、単純なボルツマン分布では説明出来ず、Eが励起エネルギーΔEが励起状態の数(p_2)の増加とともに減少する、すなわち

$$\Delta E = \Delta E_0(1 - \alpha p_2) \quad (1)$$

とする、いわゆるICF(Interconfigurational Fluctuation)モデルにより説明されている。このモデルにより価数の温度変化が急峻になり、 α が大きく、 ΔE_0 が小さい場合1次の相転移を起こすことが予想される。さらに、Eu³⁺はJ=0の非磁性(VanVleck Para) Eu²⁺はJ=S=7/2で大きな磁気モーメントを持つので、磁場により価数転移を起こすことも予想できる。我々は、以前Eu(Pd_{1-x}Pt_x)₂Si₂が磁場により価数転移によるメタ磁性を示すことを見いだした¹⁾。ただしこの場合、転移磁場が大きく(x=0で $H_c=90$ T)、Pt濃度の増加とともに少し減少するが、x>0.15で結晶型が変化し、磁化以外の測定をするのは困難である。一方、EuNi₂Ge₂はEu²⁺が基底状態で低温で反強磁性、EuNi₂Si₂はEu³⁺が基底状態でVanVleck paraである。それらの混晶系EuNi₂(Si_{1-x}Ge_x)₂においては、中間組成x=0.75で価数転移を起こすことが知られている²⁾。我々は、この系は組成を変化させることにより、価数転移を決めるパラメターを大きく変化させ得ることに注目し、磁化³⁾、熱膨張⁴⁾、磁歪、電気抵抗⁴⁾、X線吸収端³⁾などの測定を行った。その結果、この系においては、0.70≤x≤0.82の範囲で温度誘起価数転移が見られること、また、x=0.75, 0.8, 0.82では磁場誘起価数転移を起こすことを見いだした。ここでは、励起エネルギーと p_2 の結合の機構を探るために、磁歪の測定結果と磁気体積効果について述べる。

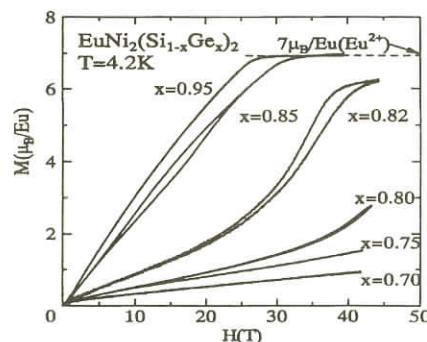
図1 EuNi₂(Si_{1-x}Ge_x)₂の高磁場磁化

図1は4.2Kにおける磁化曲線を示す。 $x = 0.82$ の試料においてヒステリシスを伴うメタ磁性転移が生じていることがわかる。図2にパルス磁場で測定した4.2Kでの体積磁歪を示す。メタ磁性転移を起こす $x=0.82$ 試料では大きな体積磁歪が観測される。

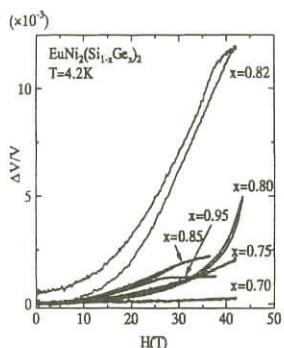


図2 $\text{EuNi}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$ の磁歪

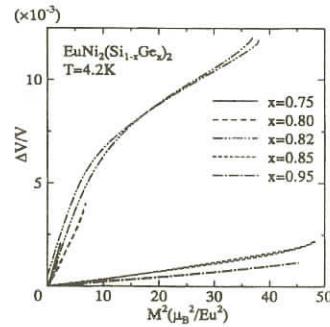


図3 体積磁歪の M^2 依存性

一方、熱膨張測定においても、 $\text{Eu}^{3+} \rightarrow \text{Eu}^{2+}$ 転移に伴い大きな体積膨張が見られる。

これらの現象は、 Eu_{2+} の原子容が Eu^{3+} のそれより大きいことにより定性的に説明できるが、体積歪は図3に示すようにメタ磁性を示す $x=0.82$ をのぞき M^2 に比例し変化し、係数の分率だけで体積が決まっているわけではないことがわかった。このとき、 M^2 の比例係数は Eu^{3+} 状態のそれが反強磁性状態にある Eu^{2+} の場合より1桁近く大きい。また、メタ磁性転移を起こす $x=0.82$ では、 M^2 に比例する項と M に比例する項（ Eu^{2+} 相の体積分率に比例する）の和として説明できることがわかった。以上の結果から、この系では、係数変化（=磁化変化）と体積の結合が大きく、励起エネルギーと p_2 の結合の起因である可能性は大きい。

なお高磁場における測定は、東大物性研 後藤恒昭氏、三田村裕幸氏と共同で行ったものである。

- 1) A. Mitsuda et al., Phys. Rev. B 55 (1997) 12474.
- 2) Wortman et al., Phys. Rev. B 43(1991) 5261.
- 3) H. Wada et al. J. Phys. Condens. Matter 9 (1997) 7913.
- 4) H. Wada et al., submitted to S.S. Commun.

強磁場中における少数キャリヤー物質

東北大院理 鈴木 孝

ここ3-4年少数キャリヤー物質と強磁場の関わりで最大の話題は CeP であった。強磁場磁化の多段ステップの発見が端緒となって、圧力、磁場下の中性子回折にて明らかにされた特異な磁気構造の変遷やドハース効果等の測定等が前回までの研究会で議論されてきた。CePの少数キャリヤーの由来はpやd電子であり、磁性を担うf電子は局在している系である。最近新たにf電子自身が局在から解放されて少数動き出す系 Tmモノカルコゲナイトが興味ある問題を提起するものとして浮上してきた。ここでは圧力と磁場との結合が重要で、物性研の目指している複合極端条件下facility が此の物質系の解明に重要な役割をはたしている。また最近サックレイの中性子グループが、TmTe の圧力下で f電子自身が動きだす瞬間に強磁性が出現し、それが圧力とともに消えてゆくことをしめた。また常圧下の四重極秩序状態の秩序変数が磁場を印可することによる反強磁性モーメントの出現の仕方から定められること等、話題が多い。これらの系は研究が始まったばかりでこれから楽しみである。

化合物半導体における共鳴光電磁効果

大阪大学大学院理学研究科 大山忠司
岡下友則
小堀裕己

共鳴光電磁効果とは、図1に示すように、磁場中に置かれた半導体試料に磁場と垂直な方向からバンドギャップよりも小さなエネルギーの光を照射した際に、伝導電子サイクロトロン共鳴(ECR)、不純物サイクロトロン共鳴(ICR)などの共鳴吸収に伴って磁場と入射光の双方に垂直な方向に起電力が発生する現象である。これは、共鳴吸収に関する情報や、熱およびキャリアーの流れなどに関する情報も得ることができる非常に有用な方法であるが、起電力の発生機構および基本特性については明確にされていない。そこでこれらの解明を目的としてn-InGaAs薄膜、バルクのn-InSbについて遠赤外光を光源に用いて実験を行った。

図1に、n-InGaAs薄膜において透過実験より求めた吸収、および発生起電力のスペクトルを示す。共鳴起電力は吸収係数をほぼ再現するような形で発生していることがわかる。また起電力は、透過実験による吸収では見えないECRピークおよび不純物共鳴の高次の項も観測している。これは、透過実験では吸収を透過光の変化によって測定するため試料が薄膜であることの影響を大きく受けるのに対し、発生起電力は吸収係数のみに依存し、その強度は試料の厚さにあまりよらないた

めであると考えられる。起電力が試料厚さに大きく影響されないというこの性質は、非常に分厚く透過光の検出が困難な場合においても共鳴吸収を調べることができる非常に重要な特性である。

図2に、起電力発生効率の温度変化を示す。起電力は温度上昇と共に急激に減少しており、その変化の割合は温度のほぼ -4.5 乗である。この温度変化は、発生起電力が入射光の共鳴吸収によって試料内部に発生した温度勾配がつくりだす横熱起電力だとするモデルによって説明することができる。また、起電力発生効率は共鳴吸収の種類(ICR, ECR)によらず同じ温度変化を示しているが、これは発生起電力が、ICR, ECR共鳴吸収によって高い準位に上げられた電子のエネルギー変化から直接もたらされるとするモデルでは説明できない特徴であり、横熱起電力モデルを裏づけるものである。詳細は参考文献を参照されたい。

今回の実験より、起電力は共鳴吸収に伴う熱の発生によってもたらされた横熱起電力によるものであることが明らかになった。この共鳴起電力は、透過実験に対する相補的手段として利用することが可能である。また、入射遠赤外光の波長を変え共鳴磁場位置を変化させた際に、起電力の符号が一部反転する信号が得られており、試料表面、および基板との間の熱的境界条件を反映したものとして解析を行っている。

参考文献

T. Okashita, H. Kobori and T. Ohyama, J. Phys. Soc. Jpn.(bf 67), No. 2 (1998) (in press)

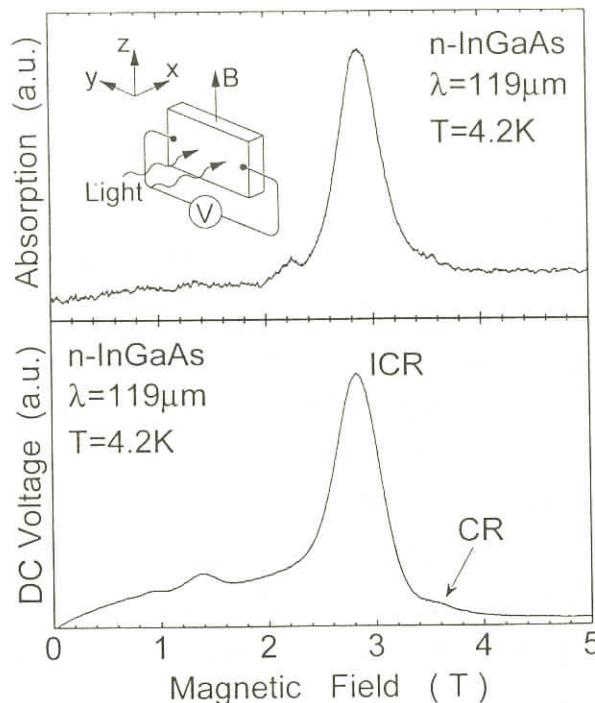


図1. n - InGaAs薄膜における吸収と発生起電力

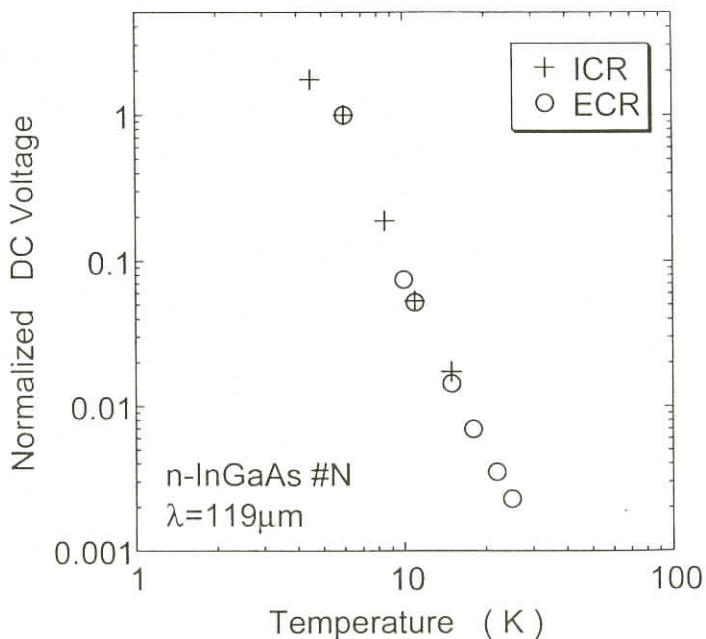


図2. 起電力発生効率の温度変化

CdTe中の高移動度2次元電子ガスを用いた整数・分数量子ホール領域での強磁場磁気発光振動

姫工大理学部	嶽山 正二郎
物性研	國松 洋
	内田 和人
	三浦 登
ポーランド科学アカデミー物理研	G. Karczewski
	T. Wojtowicz
	J. Kossut

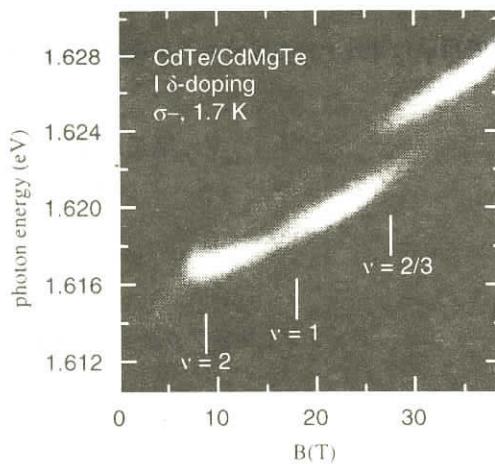
近年、高度な半導体作製技術を用いて理想的な2次元電子系を実現できるようになってきたし、II-VI化合物半導体のドーピング技術も急激な進展をみせている。2次元電子系は我々の3次元感覚で一見理解しやすい（理論的取り扱いが簡単）だけでなく、クーロンシールドがよりききにくいため、整数・分数量子ホール効果等電子（クーロン）相関が関与する現象を引き出すのに理想的な系もある。これらの系での2次元電子は強磁場極限では量子化された磁束と結びついて1電子近似では得られない新しい準粒子を形成し、その統計性をカメレオンの如く変える（エニオンある

いはラフリン状態)。更に、ランダウ充填率: $\nu < 1$ ではスピン偏極した状態(強磁性相)でもあり、磁場によるゼーマンエネルギーと電子相関クーロンエネルギーとの葛藤がおきて、電荷とスピンが絡み合ってできる巨大なコヒーレンスを有する「スカーミオン」と呼ばれるスピン電荷複合素励起の実現の場ともなる。このように強磁場下で2次元電子が多彩に変貌する準粒子探索を、定常磁場及びパルス超強磁場下での磁気光学的測定手段を用いておこなった。

我々は、CdMgTeを障壁層にしたn-型変調ドーピングCdTe量子井戸で高移動度2次元電子ガスを実現した試料を用いて(電子濃度: $n = 4 - 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 移動度: $\sim 80,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$), 量子ホール状態下の偏光磁気発光を40Tの強磁場まで調べた。図にパルス強磁場下でのストリーク分光法で得られたスペクトル測定結果の一例を示す。14T以下のの中間磁場領域では磁気発光ピークエネルギーの振動が観測され、スピンが寄与しない $\nu = \text{偶数}$ では、Katayama, Ando¹⁾のGaAs/GaAlAs対称量子井戸における電子・正孔の自己エネルギーの数値計算で予測された振動のカプスが見事に観測された。また、 $1 < \nu < 2$ では、分数量子ホール領域でのラフリン状態に関係した発光のピーク分裂も観測された。 $\nu = 1$ 前後では、発光の偏光度に異常が見られるが、スカーミオン状態が実現しているかどうかは今後の課題である。

参考文献

- 1) S. Katayama and T. Ando, Solid State Commun. 70, 97(1989).



(図の説明)

パルス磁場40T, 1.7 K, ストリーク分光で得られたスペクトル測定結果。沃素変調ドープ CdTe/CdMgTe高移動度2次元電子で観測された磁気発光の量子振動とピーク分裂がみれる。

強磁場高圧光測定によるCd_{1-x}Mn_xSeにおける遠隔d-d交換結合とその圧力依存性

東北大金研 黒田規敬

松田康弘*

竹津伊織

茂木巖

Maryland大 J.R. Anderson

1. 研究の意図

希薄磁性半導体では磁性イオンが母体格子の金属イオンサイトに無秩序に分布しているために極低温でスピングラス相が現われる。その凍結温度T_fと磁性イオン間の平均距離Rの間に、 $T_f \approx R^{-6.8}$ という関係の成り立つことがTwardowskiら(Twardowski et al., 1987)によって実験的に示された。Larsonら(Larson et al., 1988)はT_fを決める遠隔運動交換結合をバンドの分散を取り入れて理論的に考察し、最隣接交換積分をJ_{NN}として第n隣接交換積分J_{nNN}が

$$J_{nNN} = J_{NN} f(R_n/R), \quad (1)$$

で与えられることを導びいた。ここでR_nとaは第n隣接イオン間の距離および母構造の格子定数をそれぞれ表わす。Larsonらは近似的に $f(r) = \exp(-4.89r^2)$ を得たが、同じ理論の枠内でRusin(Rusin, 1996)は $f(r) \approx r^{-8.5}$ を得ている。一方Shenら(Shen et al., 1995)は、別の視点(独立交換路モデル)からのアプローチによるf(r)を提案した。定量的にかなりの差異はあるが何れも交換積分が(1)式の形で表わされ、イオン間距離と共に急速に減少することを提言している。交換積分の距離依存性が電子素過程に遡って議論されるのはRKKY機構の外にあまり無い。本研究では強磁場高圧光効果の測定により

- [1] J_{NN}とJ_{nNN}との間に(1)式のような普遍的な関係が存在するか否か、
 - [2] 普遍的な関係があるとすればf(R_n/a)としてどのモデルが妥当であるか、
- の二点を実験的に検討した。

2. 研究方法

磁性イオンは遠隔交換結合を通して互いに内部磁場を及ぼし合う。この場合でも孤立したイオンの常磁性磁化が実効的な試料温度をT+T₀と置いてBrillouin関数によってよく記述できる。内部磁場の効果は有効温度T₀によって表わされ、分子場近似を適用すればJ_{2NN}+4J_{3NN}を評価できる(Larson et al., 1986; Barilero et al., 1987)。一方、最隣接イオン同士はスピンペアを形成するので、低温強磁場下で磁化のステップを測定すればJ_{NN}を求めることができる。

磁性イオンの磁化はsp-d交換結合を通して励起子の巨大ゼーマンシフトとして観測される。目的[1]を検討するために励起子によるフォトルミネッセンスを強磁場・高圧・低温下において測定し、 J_{NN} と T_0 の圧力依存性を実験的に求める。また、得られた J_{NN} と T_0 の値に基づいて目的[2]を検討する。

3. 実験結果

試料および実験条件は以下の通りである。

試料：単結晶 $Cd_{1-x}Mn_xSe$, $x=0.01, 0.05, 0.10, 0.25$

磁場：東北大金研ハイブリッドマグネット、最高磁場：23 T

圧力：クランプDAC、圧力媒体：アルゴン、最高圧力：2 GPa

温度：1.4 K

測定結果は以下のように要約される。

[1] 圧力係数 $d \ln |J_{NN}| / dP = 0.25 \text{ GPa}^{-1}$; $d \ln |J_{2NN} + 4J_{3NN}| / dP = 0.24 \text{ GPa}^{-1}$

[2] 大気圧下 $J_{NN} = -7.5 \text{ K}$; $J_{2NN} + 4J_{3NN} = -1.36 \text{ K}$

4. 結論

[1] 遠隔d-d交換結合において(1)式で表わされる普遍的な関係の存在が強く支持される。

[2] $f(R_n/a)$ としてはTwardowskiの経験式およびLarsonの理論式と矛盾しない。

ただし、Shenらの考えにおいて0.04よりも小さい γ 値が許されるならば独立交換路モデルによっても実験結果を説明できる。

[3] この研究は強磁場、高圧かつ低温下での光学測定によってはじめて可能となった。

*現東大物性研

ZnTe結晶のバンドギャップ域の磁気光学スペクトル

山梨大学教育学部 渡辺 勝儀

ZnTeはそのバンドギャップが緑色の光のエネルギーに対応すること、p型の高濃度ドーピングが可能したことなどから、オプトエレクトロニクスへの応用の材料としても注目されている。近年、分子線エピタキシー法、有機金属熱分解法、ホットウォール法によても、良質の結晶が作成されるようになってきたが、ZnTeを基本にする異種構造の研究は同じII-VI族化合物のCdTeと比べても少ないと、ZnTeのバンド端励起子の磁気光学的性質やランダウ準位についても、これまでのところ明らかにはなっていない。

本研究ではホットウォール法で膜厚を制御したZnTeの薄膜結晶を作成した。ZnTe薄膜の反射スペクトルには鋭い構造が2つ観測され、高エネルギー側の鋭い構造は重い正孔励起子(h.h.e.)遷移、低エネルギー側の鋭い構造は軽い正孔励起子(l.h.e.)遷移によるものとの同定した。これらの場合、ZnTeは十分厚いためにGaAs基板との格子定数の不整合による歪みの効果は考えなくてよく、h.h.e.とl.h.e.が分裂しているのは、試料作成時の温度から測定温度(4.2K)まで冷却したときに、ZnTeとGaAs基板の熱膨張係数の違いにより、ZnTeが基板から引っ張り応力を受けたことによるものと考えられる。

ZnTe薄膜結晶のパルス強磁场下における磁気吸収スペクトルを図に示す。スペクトルはファラデー配置で σ^+ の円偏光で得られたものである。零磁場のスペクトルで2つの吸収ピークが観測され、反射スペクトルと同様に、高エネルギー側のピークはh.h.e.遷移、低エネルギー側のピークはl.h.e.遷移によるものとの同定した。 σ^- の円偏光でも同様の磁気吸収スペクトルを測定し、ゼーマン分裂も観測した。

2つの励起子ピークは磁場強度の増加とともに高エネルギー側にシフトしている。零磁場のスペクトルにおいては、励起子ピークの高エネルギー側には構造は観測されていないが、磁場下で新たに構造が複数観測されている。それらのピークは磁場強度の増加とともに高エネルギー側にシフトし、プロードニングも起こしているが、それらの振る舞いはやや複雑である。

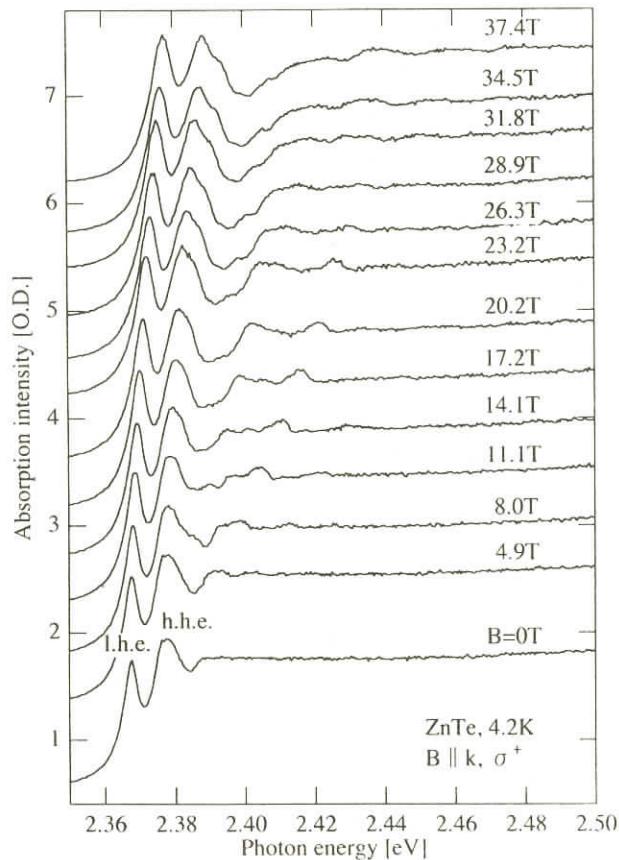
高エネルギー側のピークの弱磁場域のシフトの大きさは、歪みのない結晶でのh.h.e.の反磁性シフトから期待されるものとほぼ一致している。低エネルギー側のピークの弱磁場域でのシフトは磁場強度の2乗に比例するが、その量は高エネルギー側のピークと余り差がない。これはh.h.とl.h.の分裂により、分裂前には軽かったl.h.の有効質量が歪みの面内で重くなるという歪んだ結晶でのバンド計算からの推測と一致する。

2つの励起子遷移の高エネルギー側に観測された構造はランダウ準位と関係していると見られる

が、歪みによるh.h.とl.h.の分裂のため系が複雑になっており、これらをランダウ準位と同定するにはまだ検討の余地が残されている。

量子井戸など異種構造試料を研究する際には、多くの場合歪みの影響を避けられないが、本研究では歪んだ結晶のバンド構造などを調べる際にも、強磁場下における光学スペクトルの測定が非常に有力は手段となることを示した。

なお、この研究は東京大学物性研究所三浦研究室との共同研究で行われたものである。



パルス強磁場における
高圧下磁気光学スペクトル測定装置の開発と
GaP/AIP 短周期超格子への応用

東大物性研 内田和人

物質が低温, 高圧, 強磁場といった多重の極限環境下で示す新たな性質の探求が, 物性研究の大きな流れの一つとなっている。我々の強磁場施設でも, これまでに開発を続けてきたパルス強磁場発生の技術に組み合わせることのできる, 光学測定用の高圧クランプセルの開発に取り組み, 液体ヘリウム温度で, 50 T, 1.6 GPa (静水圧) という多重環境を作り出すことに成功した。これを用いて, GaAs/AlAs 超格子に代表されるIII-V族低次元半導体, 層状物質, 磁性半導体など, 幾つかの物質の物性測定を行っている。さらに最近, 一軸応力 (0.5 GPa) を発生できるクランプセルの開発にも成功し, GaP/AIP系の短周期超格子と量子井戸に適用して, 現在研究を行っている。

二つの間接遷移型半導体で構成されたGaP/AIP短周期超格子は, 電子と正孔が実空間及び波数空間で離れた間接型の半導体であるが, 非常に強い発光が観測されることから, ブリュアンゾーンの折り返し効果によって, 波数空間上は直接型の準直接遷移型へ変換している可能性が指摘されている。本研究は, これらGaP/AIP短周期超格子, 及び量子井戸の, 低温, 高圧, 強磁場中における発光スペクトルの測定による, 強い発光のメカニズムと電子帯構造の解明を主な目的とする。

低温, 強磁場中における短周期超格子, 及び量子井戸の発光スペクトルの測定により, これまでに発光の特異な磁場依存性を確認した。すなわち, 成長方向に磁場を加えると (ファラデー配置), 発光強度が急激に低下する。それに対して, 成長方向に垂直に磁場を加えた場合, 発光スペクトルは, ほとんど変化しない。この磁場依存性は, 超格子及び量子井戸構造いずれにも共通しており, 界面の効果が, この系の示す強い発光に大きく寄与していることを示唆している。ファラデー配置における急激な発光強度の低下は, 磁場によって伝導電子の波動関数が収縮し, ヘテロ界面の揺らぎによってできたポテンシャル極小点に, 局在するためであると解釈でき, 電子と正孔が空間的に離れているタイプII超格子特有の現象だと言える。

また, 一軸応力下の発光スペクトル測定から, 折り返し効果が期待される周期構造をもつGaP/AIP (4,4) 超格子において, 発光強度が圧力により増大するという現象を見つけた。さらに発光ピークのエネルギーシフトについても, 他の超格子の単調な低エネルギーシフトとは異なり, 低圧力下では若干の高エネルギーシフトを示した後, 他と同様の低エネルギーシフトへと移行している。これは伝導帶の底が Γ に折り返されたXz点とそのままX点にとどまっている Xxy点の圧力依存性の違いによって, 圧力によるクロスオーバーが起こり, k 空間での直接遷移型である準直接

遷移型へと変換したためと考えられる。この他に(3,3)超格子の一軸応力下の発光スペクトル測定でも、20倍を越える発光強度の急激な増大を確認している。これに対して、(3,3)量子井戸構造では、このような発光強度の増大は起こらない。準直接遷移型への変換によって、発光強度の増大が実際に観測されたとすれば、おそらく初めての報告となる。

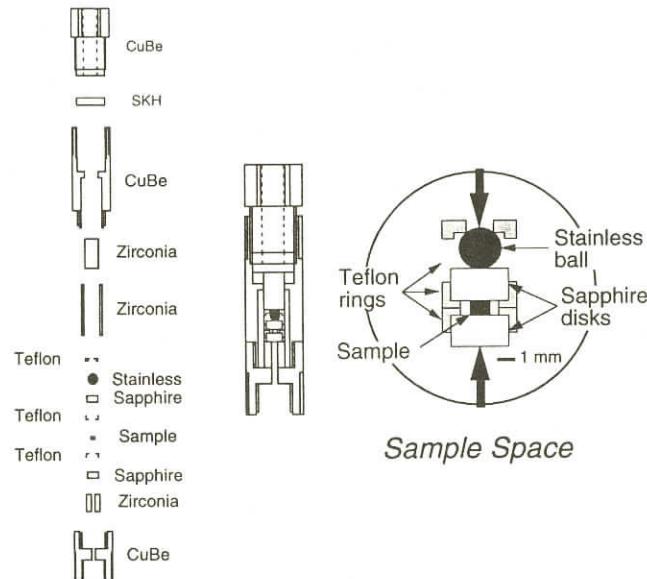


図1 パルス強場下で使用できる磁気光学測定用高圧（一軸応力）クランプセル。

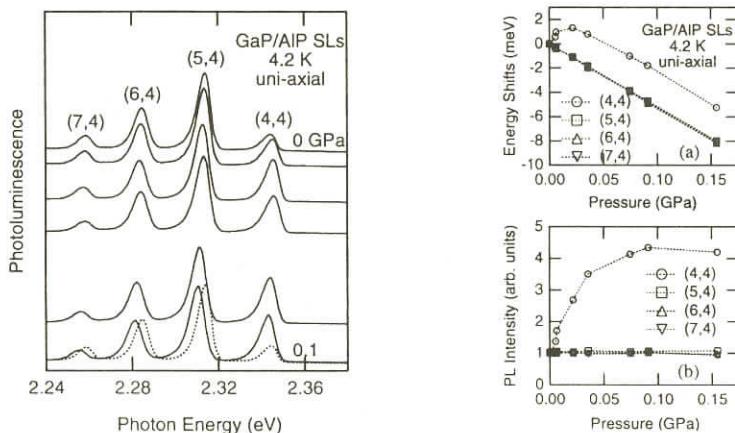


図2 GaP/AIP 超格子の一軸応力下における発光スペクトル。

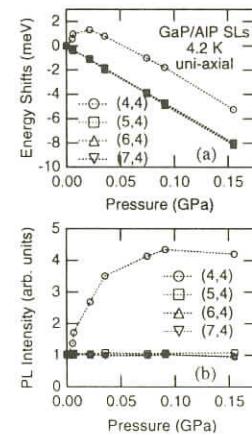


図3 GaP/AIP 超格子の一軸応力下における発光スペクトルのピークエネルギー及び発光強度の圧力依存性。

超強磁場におけるサイクロトロン共鳴の磁場角度依存性

東大物性研	有 本 英 生
NTT基礎研	三 浦 登
佐 久 規	平 山 祥 郎

磁場Bを半導体2次元面垂直方向(z軸方向)から傾けると、 $\hbar\omega_c$ (サイクロトロンエネルギー) << E_{10} (サブバンドのエネルギー差)の領域では、z軸方向の磁場 $B_\perp = B \cos \theta$ の減少により、サイクロトロン共鳴磁場は $1/\cos \theta$ 則に従って強磁場へシフトする。このことから、キャリアの2次元性の確認ができる。 $\hbar\omega_c \sim E_{10}$ では、x y平面内の磁場によってsubband-Landau-level coupling(SLC)が起こり、共鳴の角度依存性は $1/\cos \theta$ 則とは異なる依存性を示すことが知られている。本研究では、超強磁場下では $\hbar\omega_c$ が大きくなることを利用して、 $\hbar\omega_c$ が E_{10} のみではなく、量子井戸のバリア高さ V_b と同じく越えるような磁場領域においてサイクロトロン共鳴の角度依存性を測定した。試料は、NTT基礎研のMBE装置で作成された、変調ドープGaAs/AlGaAs多重量子井戸で、井戸幅、Al濃度は表の通りである。磁場は、一巻コイル法による150Tまでのパルス磁場で、CO₂レーザによる9.2~10.6 μm、H₂Oレーザによる16.9 μmの赤外光を用いた。

		井戸幅 (nm)	Al濃度
# 2	10	0.2	
# 3	5	0.2	
# 6	10	0.4	

図1に、試料と入射波長のエネルギーの関係を示す。16.9 μmは、すべての試料の E_{10} より小さい。10.6 μmは、#2、#3において基底サブバンドから見てバリアの高さを越える。図2に、各試料の16.9 μmでの共鳴磁場の角度依存性を示す。#2、#6、#3の順に、 $1/\cos \theta$ より強い角度依存性が見られた。これは、 $\hbar\omega_c/E_{10}$ が大きいほど(E_{10} が小さいほど)SLCが大きくなるために角度依存性が大きくなることで説明される。図3に各試料の10.6 μmのスペクトルの角度依存性を示す。#2では、スピントリップが観測され、傾けると低磁場側へシフトした。これは、 $\hbar\omega_c/E_{10}$ が1を越えたときのSLCで説明される。#3では、傾けると、共鳴磁場はほとんど変化せず、吸収面積が減少した。この磁場では、n=1のランダウ準位はバリアを越えていると思われ、この角度依存性は、2次元的準位(n=0)から3次元的準位(n=1)への遷移が起こっているためと考えられる。このふるまいは定性的にも説明できていない。#6では、傾けると低磁場側へシフトした。また、磁場の上昇時と下降時でスペクトルの不一致が見られた。これは、赤外光を吸収して上の準位へ遷移した電子の緩和時間が長い(磁場の掃引速度を考えると数百ns以上)ために、時間とともにキャリアの分布が変わるために考えられる。図4に、#6、10.6 μm、40度のときのスペクトルの掃引速度依存性を示す。点線の方が2倍掃引速度が速い。掃引速度

の違いにより、新たなピークが見えたり、吸収強度が異なっている。この結果は、キャリア分布の時間依存性を裏付けると考えられる。しかし、傾けないときには緩和時間が短く（磁場の上昇時と下降時でスペクトルが一致）、傾けると長くなる原因はまだはっきりしない（バリアのX点に関連している可能性がある）。これら様々な試料での角度依存性を、磁場の掃引速度、入射光強度、入射光波長の系統的実験を通して、 $\hbar\omega_c$ と E_{10} 及び V_b との大きさの関係から解釈することが今後の課題である。

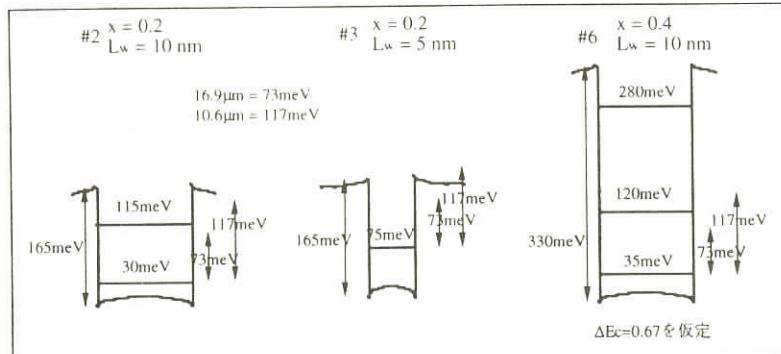


図1 試料と入射光のエネルギーの関係

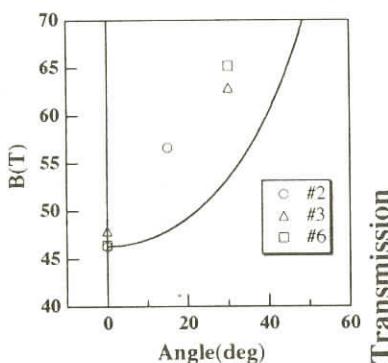


図2 16.9μmの角度依存性。直線は $1/\cos\theta$ の計算値。

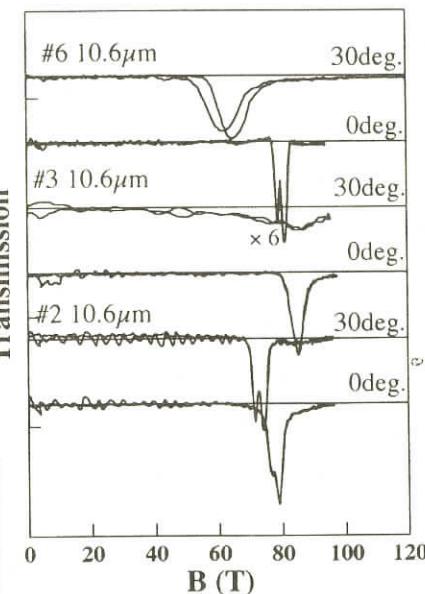


図3 各試料の10.6μmのスペクトルの角度依存性

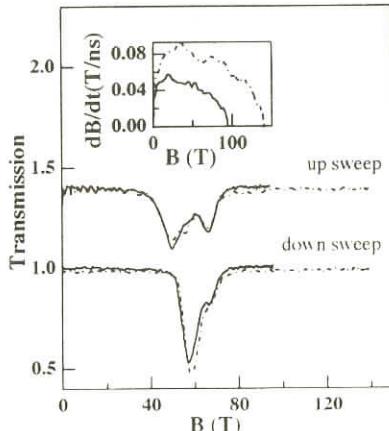


図4 # 6, 10.6μm, 40 度のときのスペクトルの磁場掃引速度依存性。挿図は、2つのスペクトルの磁場の時間微分。直線の方が約2倍掃引が速い。

重い電子系のドハース・ファンアルフェン効果

大阪大学大学院理学研究科 大貫 悼 瞳

我々のグループはこの1～2年間(1)CeRu₂やURu₂Si₂の超伝導混合状態におけるドハース・ファンアルフェン振動の検出、(2)四極子秩序を持つPrCu₂やPrPb₃の磁化の容易軸と困難軸の軸変換や質量増大などを主として研究してきた。本研究会では昨年なされた二次元系のSr₂RuO₄のフェルミ面に関して報告する。

高温超伝導体La_{2-x}Sr_xCuO₄と同じ結晶構造を持つSr₂RuO₄(超伝導転移温度T_c~1K)のフェルミ面は三種類のシリンダー状フェルミ面から構成されている。主として、Ru(4d)とO(2p)の混成軌道である。17番目のバンドが正孔で、18と19バンドが電子フェルミ面である。これらのフェルミ面は完全なシリンダーではなく、わずかに凹凸がある。そのため、ドハース振動の振幅の角度依存性は著しく変化する。図1は17バンドの正孔フェルミ面(αブランチ)の正方晶の[001]から[100]方向へと磁場を傾けたときの振幅の角度依存性である。振幅がゼロになるのは主として、スピン因子 $\cos(\pi m_c^* g / 2m_0)$ がゼロになるからである。すなわち、 $m_c^*(\theta)m_0 = 4.3/\cos \theta$ に従って、角度θとともにサイクロトロン質量は増大する。一方、質量の増大とともに温度因子は指数関数的に減少するので、θとともに減少することが期待される。ところが、約30度付近での振幅は著しく大きい。これは、ある特殊な角度方向に磁場を印加すると、凹凸のフェルミ面の磁場に垂直な断面積はどの軌道も等しくなる、いわゆる山地効果が起こるためである。従来のドハース振動の理論式にこの山地効果を取り入れて計算した結果が図1の太い実線である。

なお、この研究は博士課程の吉田良行君を中心になって行われた。

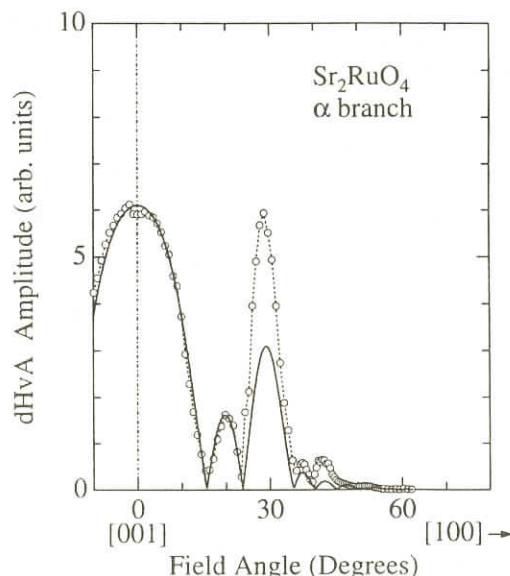


図1. αブランチのドハース振幅の角度依存性

高圧下の強相関 f 電子系化合物のドハースファンアルフェン効果

金属材料技術研究所 青木 晴善

重い電子系化合物の物性は圧力を加えると極めて敏感に変化する。たとえばCeRu₂Si₂では低温での帶磁率は4kbarの圧力を加えると半分以下に減少する。このことは低温でフェルミレベル近傍に形成された準粒子の高い状態密度、あるいは電子の有効質量が圧力とともに急速に減少することを示している。圧力変化に伴う物性の変化を理解するためにはフェルミレベル近傍で起こっている電子状態の変化を観測することが重要である。ドハースファンアルフェン(dHvA)効果はフェルミレベル近傍の電子状態を観測するために極めて有力な手段である。しかしながら、高圧下で強相関 f 電子系化合物、特に重い電子系化合物からdHvA効果の信号を観測するためには、数百ミリケルビン以下の極低温、強磁場、感度の良い測定、および試料の歪みをさけるために高い静水圧性を同時に実現することが必要である。

我々は希釈冷凍機で発生する温度、最高15kbar程度の圧力、20Tの強磁場の条件下でdHvA効果が測定できる系の開発を進めてきた。これまでにCeRu₂Si₂, CeB₆, CeSb, CeRu₂Ge₂, CeCo₂などでdHvA振動周波数(フェルミ面)あるいは有効質量の圧力変化を明らかにすることに成功した。ここではCeRu₂Si₂の結果について概略を述べる。

CeRu₂Si₂は、重い電子の形成とメタ磁性とを解明する上で最も重要な物質である。結晶構造はThCr₂Si₂型正方晶である。電子比熱係数は350mJ/K²molに達する。[001]軸に平行に磁場を加えると、7.7T付近でメタ磁性を示す。メタ磁性転移による電子状態の変化については多くの実験があるが、統一的な理解ができていない¹⁻³⁾。われわれはメタ磁性転移前後での電子状態を調べる目的で、それぞれの圧力効果を調べた。メタ磁性転移前ではdHvA周波数の圧力変化の割合($d\ln F/dP$)は $20 - 30 \times 10^{-3}/\text{kbar}$ のオーダーであり、銅などの通常金属の圧力変化に比べると一桁以上大きい。また、メタ磁性転移後においてはさらに大きくなり $50 - 80 \times 10^{-3}/\text{kbar}$ の程度である。圧力とともに、多体効果が変化するとともにフェルミ面の形状にも大きな変化が起こっていることを意味している。一方、メタ磁性転移後では有効質量に圧力変化はほとんど無く、メタ磁性転移前で有効質量が圧力とともに急激に減少することと大きな相違がある。このことはメタ磁性転移前と後では、電子状態に質的な違いがある、あるいは f 電子と伝導電子間の相互作用の様子に違があることを示唆している。

[1] H. Aoki *et al.* Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2110.

[2] M. Takashita *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. 65 (1996) 515.

[3] T. Sakakibara *et al.* Phys. Rev. B 51 (1995) 12030.

Yb化合物における価数転移、高濃度近藤効果と強磁場磁化過程

京 大 理 辻 井 直 人
何 軍 輝
加 藤 將 樹
吉 村 一 良
小 菅 翔 二
東大物性研 三田村 裕 幸
後 藤 恒 昭

我々は主に YbCu_5 を中心としたC15b型Yb化合物について合成および物性測定を行ってきた[1-3]。この化合物群は YbCu_4M ($\text{M}=\text{In}, \text{Ag}, \text{Au}, \text{Pd}, \text{Cu}$ 等)で表され、高温でYbが3価($4f^{13}$, $J=7/2$)の局在磁気モーメントを持つが、低温では4f電子の不安定性に基づく多様な物性を示す。例として、図1と図2に YbCu_4In と YbCu_4Ag の磁化率を示す。 $\text{M}=\text{In}$ では約40K付近で $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Yb}^{2.9+}$ への一次転移を起こし、低温の電子状態は価数揺動的である。この転移は構造や磁気変態を伴わない価数のみの転移であることが示されている[4]。一方、 $\text{M}=\text{Ag}$ は典型的な高濃度近藤系であり、低温の電子比熱係数は $\gamma = 210 \text{ mJ/molK}^2$ と重い電子的である(図2)。また $\text{M}=\text{Au}$ および Pd では1K以下で磁気秩序が観測されている[5]。

$\text{M}=\text{In}$ の、温度によって起こるいわゆる価数転移は他に例のないものとして注目されたが、この転移は強磁場によっても誘起されることがわかっている[6]。これを図1内挿図に示した。約35T付近で磁化が急激に立ち上がり、Yb3価の局在磁気モーメントに対応する $4\mu_B$ に近い値に飽和する傾向が見られる。またこれが $\text{Yb}^{2.9+} \rightarrow \text{Yb}^{3+}$ の価数の変化に対応していることは、負の体積磁歪によって示されている[6]。

これらのC15b型Yb化合物群は置換する金属によって敏感に性質が変わるために、その母体として YbCu_5 が注目される。この YbCu_5 は相図ではC15b型(立方晶 AuBe_5 型)でなく、六方晶 CaCu_5 型であり、Ybは2価($4f^{14}$, $J=0$)であると報告してきた。しかし最近我々は高压法を用いてC15b型の YbCu_5 を得ることに初めて成功した[3]。図2に立方晶 YbCu_5 の磁化率および低温比熱を示す。磁化率は約20Kで極大をとり、高濃度近藤系に特徴的な振る舞いが見られた。比熱から2Kまで磁気秩序の兆候は見られない。また0Kでの γ は 550 mJ/molK^2 と見積もられ、磁気秩序をとらないYb化合物としては非常に重い電子状態をとることがわかった。なお、電気抵抗でも6K以下で T^2 的振る舞いが見られた。

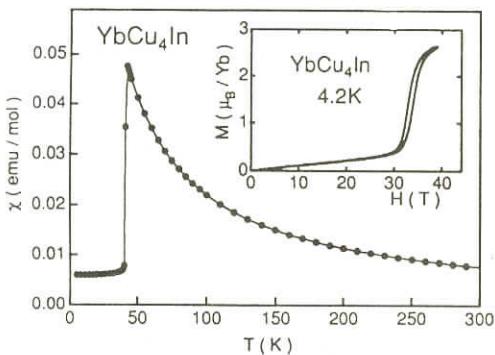


図1. YbCu_4In の磁化率*と強磁場

(* YbCu_4In の磁化率は単結晶のデータ)

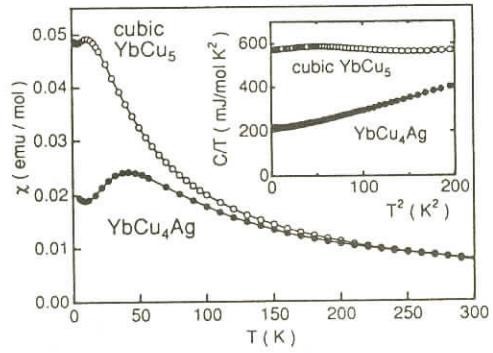


図2. YbCu_4Ag と立方晶 YbCu_5 の磁化率と比熱

YbCu_4Ag と YbCu_5 はともに高濃度近藤系であり、後者においてより重い電子状態が形成されている原因是、格子定数が小さく化学的圧力が働いたためであると考えられる。実際、固溶系 $\text{YbCu}_{5-x}\text{Ag}_x$ ($0 \leq x \leq 1.0$) における T_K の組成変化は化学的圧力によって定量的に説明される[2,3]。しかし YbCu_4Ag では $T_K \sim 150\text{K}$ と見積もられ、結晶場はほとんど無視できるが、 YbCu_5 に近づくと $T_K \sim 50\text{K}$ 程度となり、結晶場と同じオーダーになるため無視できない。最近我々は $\text{YbCu}_{5-x}\text{Ag}_x$ ($0 \leq x \leq 1.0$) の磁気比熱の解析を行った。それによると、 YbCu_4Ag では確かに8重縮退 ($J=7/2$) のCoqblin - Schriefferモデルで磁気比熱がよく再現されるのに対し、 YbCu_5 では低温で4重縮退に近づくと考えられることがわかった。これは YbCu_5 において図3に示したような結晶場分裂が生じている可能性を示唆している。詳細には磁気比熱のより精密な解析や中性子散乱によって決められるべき問題であるが、ここでは強磁場磁化測定の結果からの解釈を試みることにする。

図4に1.6Kにおける YbCu_5 の強磁場磁化過程を示す。20T付近でメタ磁性的振る舞いが見られる。このような振る舞いは、Coqblin - Schriefferモデルに基づいた計算によると、基底状態の縮退度 $\nu \geq 4$ のときに現れることが示されている[7]。また、OkijiとKawakamiは Ce^{3+} ($J=5/2$) の場合について結晶場と近藤温度を変えたときの磁化曲線を計算した[8]。それによると2重項(Γ_7)が基底のとき、結晶場のレベルクロッシングに対応して dM/dH 曲線は極小と極大をもつが、4重項(Γ_8)が基底のときはレベルクロッシングは起こらず、 dM/dH は極大のみを示す。Okijiらの計算は $J=5/2$ についてしかなされていないため、 Yb^{3+} ($J=7/2$)との比較は定性的なものに留まるが、図4に示したデータは YbCu_5 の結晶場基底が4重項(Γ_8)であるとする解釈と矛盾はしていないようと思われる。

現在磁気比熱の精密な測定を行っており、詳しくは今後の課題である。また、磁歪等の測定により約20Tでのメタ磁性的振る舞いが価数の変化を伴ったものなのか単なるレベルクロッシングによるものかを明らかにする必要があると考えられる。

最後に立方晶YbCu₅の高圧合成に関して多大なる御協力をいたいた網田富士嗣技官(京大・理)に感謝いたします。

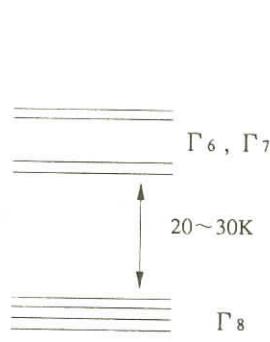


図3. 予想される立方晶YbCu₅の結晶場

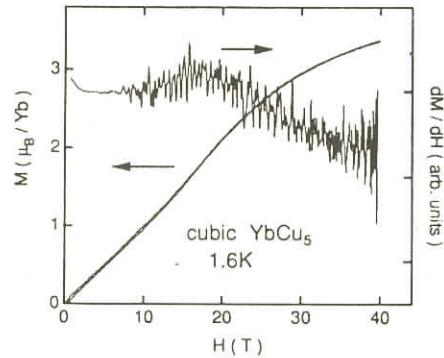


図4. 立方晶YbCu₅の強磁場

- [1] J. He et. al., J. Phys. Soc. Jpn 66 (1997) 2481
- [2] N. Tsujii et. al., Phys. Rev. B 55 (1997) 1032
- [3] N. Tsujii et. al., Phys. Rev. B 56 (1997) 8103
- [4] I. Felner et. al., Phys. Rev. B 35 (1987) 6956
- [5] C. Rossel et. al., Phys. Rev. B 35 (1987) 1914
- [6] K. Yoshimura et. al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 851
- [7] A. C. Hewson et. al., J. Phys. C 16 (1983) 6799
- [8] A. Okiji et. al., J. Mag. Mag. Mater. 54-57 (1986) 327

PrInAg₂ の強磁場物性

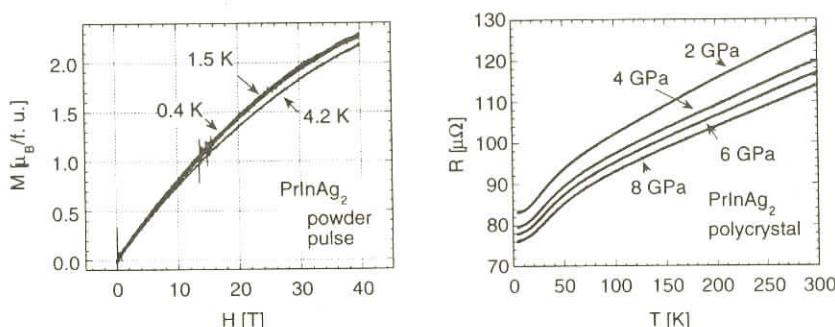
東大物性研 三田村 裕幸
竹下直
村山千壽子
小山圭一
後藤恒昭
毛利信男
石本英彦
埼玉大理 上床美也
森源
京大工和田裕文

含希土類ホイスラー合金（立方晶金属間化合物）PrInAg₂は、比熱、電気抵抗の測定により少なくとも50mKまではorderが見られないことが報告されている。電子比熱係数は200mKまでの外挿で6.5J/molK²であると見積もられ、¹¹⁵In核のKnight shiftと中性子非弾性散乱の結果によりPr³⁺は非磁性非クラマース2重項 Γ_3 基底を持つと考えられている。一方、電気抵抗は1K以上では通常のフェルミ液体的振る舞いを見せるがそれ以下の低温ではさらに降下する傾向が報告されており、この現象について興味がもたれる。

そこで、この物質の結晶場分裂に対する知見を得るために多結晶試料について³He冷凍機を用い0.4, 1.5, 4.2Kでパルス磁化測定を行った。4.2Kでの低磁場側の磁化の大きさは文献値と良い一致がみられ、40Tまで転移などの異常は見られなかった。また磁化の値も2.3mb/f.u.まで観測されたが飽和している様子はまだ見られず、この実験の範囲内では磁場による準位交差は観測されなかった。今後、比熱や中性子非弾性散乱の実験結果との比較が待たれる。

更に8GPaまでの高圧下での電気抵抗の測定を4.2~300Kで行ったが、価数変化や構造相転移などにみられるような異常はいずれの圧力下でも観測されなかった。

現在この物質について、希釈冷凍機の温度域での物性測定を計画中である。



超強磁場下におけるFeSiのメタ磁性転移

神戸大理, 神戸大VBL 太田 仁

有岡俊彦

神戸大VBL, ロシア科学アカデミー E. Kulatov

ロシア科学アカデミー L. Vinokurova

マックスプランク研究所 S. Halilov

FeSiは、1960年代から奇妙な常磁性を示す物質として興味を持たれ研究されてきたが、最近はd電子系であるにもかかわらず、その奇妙な性質は近藤絶縁体として説明できるのではないかという主張があり[1]、新たな興味をひいている。その結果実験的研究のみならず、その電子状態を明かにするため多くのバンド計算がおこなわれた[2-6]。その結果ゼロ磁場中の光学スペクトルの理解が進んだが、文献[6]以外の計算はフルポテンシャルによるものではなかった。また、強磁場中の磁化過程を議論したのは、文献[5]が初めてのものであるが、その計算はクーロン相互作用を考慮したfixed moment法の計算で、磁場をあらわには考慮しておらず、転移磁場に関してもかなりあいまいさが残っていた。そこで我々は、神戸大学ベンチャービジネスラボラトリの客員研究員として来日したロシア科学アカデミーのKulatovの協力のもと、磁場をあらわに考慮したフルポテンシャルのLMTO-ASA [7]やLMTO-PW [8]による第一原理バンド計算をおこない、170Tの超強磁場でメタ磁性的転移が存在し、ヒステリシスをともなうことを初めて見い出した。そして計算で得られた状態密度の磁場依存性からこのメタ磁性的転移は、Co(Se, S)₂ [9]やYCo₂ [10]で見られるようにフェルミ面近傍の状態密度のピークからくることが明かとなった。さらに1500Tまで計算することによってAnisimovらが示唆したような $1\mu_B/\text{Fe}$ という磁化の状態は1170Tあたりで実現されることがわかった。下図は、我々が得た磁化過程であるが、170Tから1170Tの間で何段も磁化の跳びらしきものが見られる。さらに、我々は、光学伝導度やプラズマ周波数の磁場依存性も明かにした。今後の課題は、このようなFeSiのメタ磁性的転移を物性研の超強磁場施設を使って、実験的に明かにする点である。

[1] G. Aeppli and Z. Fisk: *Comments Condens. Matter Phys.* 16 (1992) 155.

[2] L. F. Mattheiss *et al.*: *Phys. Rev. B* 47 (1993) 13114.

[3] C. Fu *et al.*: *Phys. Rev. B* 49 (1994) 2219.

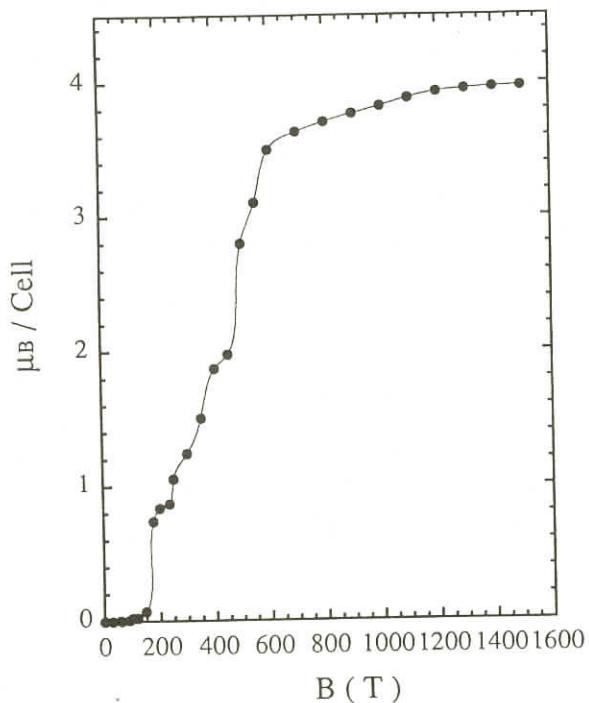
[4] V. R. Galakhov *et al.*: *J. Phys. Condens. Matter* 7 (1995) 5529.

[5] V. I. Anisimov *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 1735.

[6] H. Ohta *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* 63 (1994) 4206.

[7] E. Kulatov *et al.*: *J. Phys. Soc. Jpn.* 66 (1997) 2360.

- [8] E. Kulatov *et al.*: J. Phys. Condens. Matter 9 (1997) 9043.
- [9] K. Adachi *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 47 (1979) 675.
- [10] T. Goto *et al.*: J. Appl. Phys. 76 (1994) 6682.



極微小単結晶 $R_2Cu_2O_5$ の強磁場磁化

東北大金研 光 藤 誠太郎

本 河 光 博

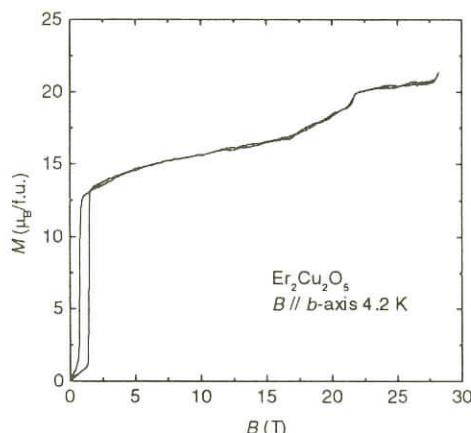
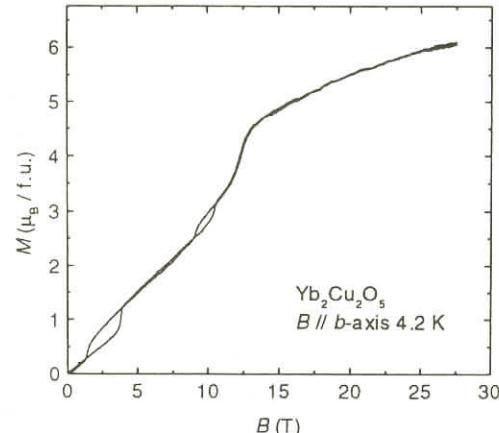
以前より我々は異方性の小さい銅酸化物であるにもかかわらず、その磁化過程において多段のメタ磁性を示す $Y_2Cu_2O_5$ について研究を行ってきた。この系に関連してYを他の希土類に変えたものに関する興味が持たれている。

ところがこの系の単結晶育成は大変難しく、ほとんどが長さ数ミリ程度で髪の毛ほどの針状極微少単結晶(数十 μg)しか得られていない。そこで、パルス強磁場を用いてこれら極微小単結晶の磁化測定を行う装置を作成し、 $R=Er, Tm, Yb$ (磁性イオン)単結晶について測定を行った。測定は温度4.2 Kで磁場は b 軸方向に30 Tまで行い、そのメタ磁性を観測した。

$Er_2Cu_2O_5, Yb_2Cu_2O_5$ は粉末に中性子回折実験[2]より $Y_2Cu_2O_5$ と同様 b 軸方向に反強磁性成分を持つことが報告されており、このことに対応して多段のメタマグが観測された。図1に $Er_2Cu_2O_5$ の磁化過程を示す。以前に報告されていた1.2 T付近の磁化のとび[1]に加えて新たに17 T, 21 T, 28 Tにおいて磁化の異常が観測された。また図2に示すように、 $Yb_2Cu_2O_5$ は4.5 T付近に観測されていた磁化のとびに加えて粉末試料で観測されていた[1] 10 T, 12.4 Tのとびがそのヒステリシスの様子も含めてはっきりと観測された。 $Tm_2Cu_2O_5$ の磁化過程は粉末で観測されている強磁性成分は観測されず、また30Tまでに磁化のとびは観測されなかった、このことより粉末による中性子回折実験より示唆されているように[2]スピンはac面内に向いていると考えられる。

[1] Z. A. Kazei et al. J. Mag. Mag. Mat. 86(1990)124.

[2] J. L. Garcia - Munoz et al. Phys. Rev. B 51(1995)6594.

図1 $Er_2Cu_2O_5$ の磁化過程図2 $Yb_2Cu_2O_5$ の磁化過程

マンガン酸化物における電荷秩序の安定性に対するバンド幅の影響

理 研 德 永 将 史
東大物性研 三 浦 登
JRCAT 富 岡 泰 秀
東大工 十 倉 好 紀
名大理工總研 守 友 浩

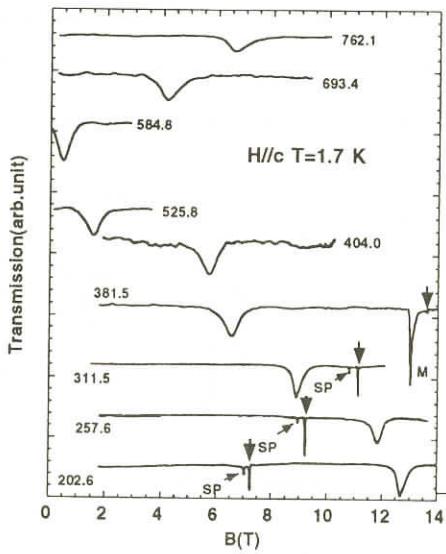
近年巨大磁気抵抗効果に対する関心が深まる中で、マンガン酸化物 $(R_{1-x}M_x)_{n+1}Mn_nO_{3n+1}$ (R は希土類, $M=$ Ba, Sr Ca)に対する研究は実験及び理論の双方から精力的に進められている。これらマンガン酸化物で発現する多彩な磁気構造は、この系におけるスピント軌道の自由度の結合の結果として理解されている。この磁気構造を左右する要因として考えられる e_g 電子のトランスマスター(または一電子バンド幅)やJahn-Teller歪みは R 及び M イオンの置換による化学的圧力効果で制御されると考えられている。GdFeO₃型結晶構造を持つ $R_{1-x}M_xMnO_3$ では R 及び M のイオン半径の減少が e_g 電子の一電子バンド幅を減少させるものと考えられている。我々は $R_{1/2}Ca_{1/2}MnO_3$ (R =Pr, Nd及びSm)に対して最高100Tまでのパルス強磁場を用いて強磁場磁化過程を測定し、各試料に対して電荷秩序の崩壊と見られる磁化の飛びを観測した。この電荷秩序崩壊磁場は R サイトのイオン半径の減少に伴い増大する傾向を示したが、これはマンガン t_{2g} スピント間に働く強磁性的交換相互作用の減少によるものと考えられる。

一方K₂NiF₄型層状構造を有する $R_{1/2}Sr_{3/2}MnO_4$ においては R サイトのイオン半径の減少は $R_{1-x}M_xMnO_3$ とは対照的に電荷秩序の発現を抑制する傾向にあることが知られている。Nd_{1/2}Sr_{3/2}MnO₄では電荷秩序が存在しないと考えられているが、我々の実験から約80K以下で磁化過程がヒステリシスを伴う飛びを示すことが今回明らかになった。これはLa_{1/2}Sr_{3/2}MnO₄で観測された電荷秩序の崩壊とは異なる起源によるものである。この磁気相転移の起源は現時点において明らかではないが、外部磁場による軌道状態の変化である可能性が考えられる。

金研サブミリ波ESR装置による磁気励起の研究

東北大金研 野尻 浩之

本河 光博



強磁场中で磁気励起を観測する手段としては中性子散乱、NMR、ESR等が考えられるが、その中でもESRはパルス磁場中で実験が容易に行えるので、適用可能な磁場範囲は他の二つの手段より格段に広い。磁場が強くなれば、ESRの共鳴周波数も高くなり、サブミリ波の領域になる。サブミリ波のESRは、酸化物等のスピニ波のギャップの大きい系、線幅の広い系に対して有用である。金研のサブミリ波ESR装置は、遠赤外レーザーとパルス磁場を組み合わせて、最高7THzまでの周波数をカバーしている。この装置を用いた研究の例として、 CuGeO_3 における、基

底一重項から励起三重項への直接遷移の観測に関して報告する。この物質ではエネルギーギャップは約5meVと2.4meVの2種類あって、それぞれ $k=0$ と $k=p$ におけるギャップに相当している。今回は図のように後者を詳細に調べた。この遷移はESRにおいて禁制であるので、許容になるには何らかの機構が必要である。 $k=\pi$ における同様の直接遷移が観測されたNENPではスタガード磁化がその原因であった。その場合吸収強度が磁場に大きく依存することが期待されるが、実験ではそのような振る舞いは見られておらず、今回はこのケースではないと考えられる。他の可能性としては、(1)DM相互作用、(2)格子振動との結合した遷移モードなどが考えられる。また $k=\pi$ の遷移が見られることから、スピニパイエルス転移によって格子の周期が a 、 c 両軸で二倍になることによって、磁気励起が折り返されたものを見ている可能性もある。実際に、遷移強度は c 、 a 軸で強く、格子の周期が変わらない b 軸ではかなり弱い。二つの可能性の区別のためにはSP相での詳細な構造解析ならびに、偏光依存性の実験と理論的解析などが必要とされる。

2層量子ホール状態のプラトー幅と活性化エネルギーの異常な電子密度依存性

東北大学大学院理学研究科物理専攻 江澤潤一

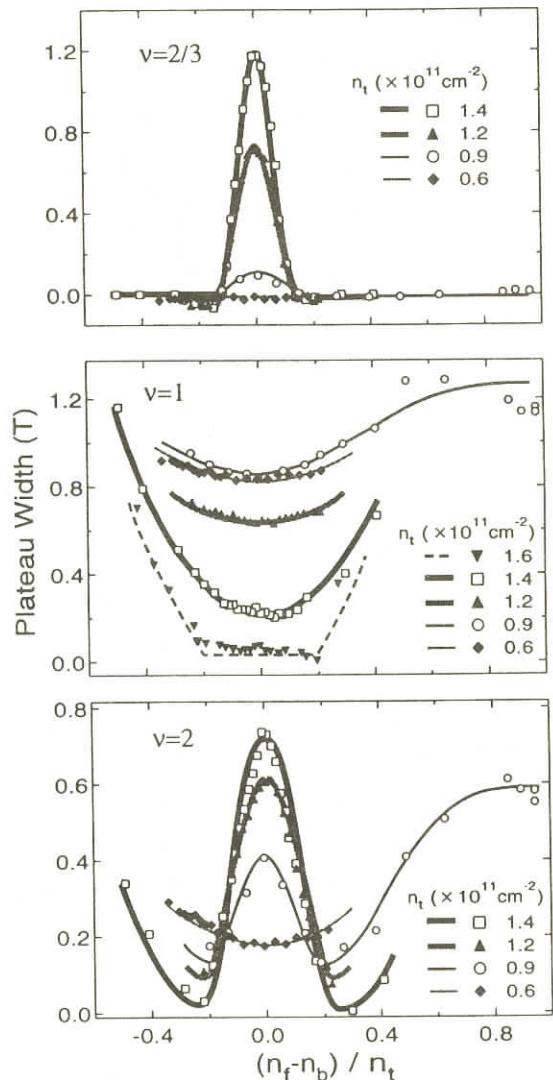
強磁場中の2次元電子系での興味深い現象の一つに量子ホール効果がある。最近では2次元電子系を2つトンネル可能な距離に平行に並べた2層量子ホール系の研究ができる様になった。この系の性質を決めるパラメーターとして2層間の距離 d 、磁場の強さ、トンネル相互作用の大きさがある。磁場を変える事で層間クーロン力と層内クーロン力の比をコントロールできる。更に、両層にバイアス電圧をかけて各層での電子密度をコントロールできる。

我々は、高純度の2重量子井戸構造を作成し、各々の層での電子密度をコントロールして、量子ホール状態のプラトー幅と活性化エネルギーを測定した。実験の第一の成果は、 $\nu=1$ 状態に擬スピン強磁性状態が存在する事を明白に示した事である。第二の成果は、電子密度を変化させることにより、 $\nu=2$ 状態はスピン偏極したスピン強磁性状態からスピン偏極していない擬スピン強磁性状態に相転移することを示した事である。

この実験で用いた試料はGaAs/Al_xGa_{1-x}As($x=0.3$)の超格子を分子線エピタキシーを用いて積層し製作した。本研究で用いた試料の伝導層の厚みは $W=200\text{ \AA}$ であり、障壁の厚みは $d=31\text{ \AA}$ である。本実験に用いた試料の移動度は、温度30mK、総電子密度 $2.3\times 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ において $3.0\times 10^5\text{ cm}^2/\text{Vs}$ であった。

右図に総電子密度を変えてホール抵抗のプラトー幅を測定した実験結果を示した。 $\nu=2/3$ 状態では、2層の電子密度が等しいとき、すなわち電子密度差が0のときにプラトー幅はピークを持ち、電子密度差が大きくなると急速に不安定になる。更に、総電子密度が増加するとピークは大きくなる。これは独立な $\nu=1/3$ の量子ホール状態の2つの重ね合わせからなる2層量子ホール状態と解釈できる。電子のスピンは両層で上方向に偏極している。

それに対して、 $\nu=1$ では電子密度が等しいときにプラトー幅は極小であり、電子密度差が大き



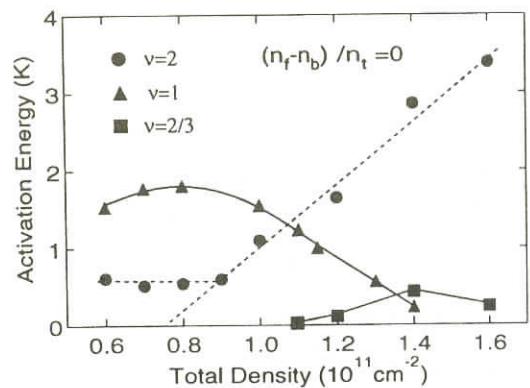
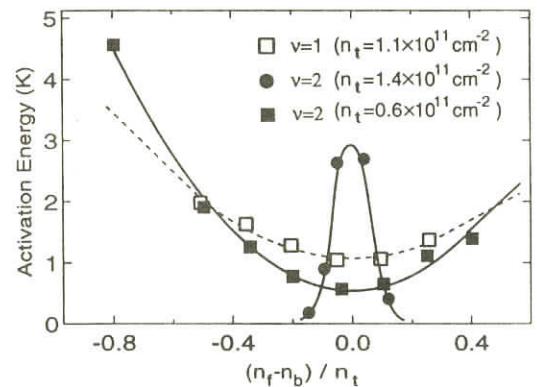
くなるとむしろ安定性は増加する。更に、総電子密度が増加すると安定性は減少する。この様な状態は層間に量子位相が発生したコヒーレント（擬スピン強磁性）状態と解釈できる。やはり、電子のスピンは両層で上方向に偏極している。

最も興味あるのは $\nu = 2$ 状態である。この状態は $\nu = 2/3$ と $\nu = 1$ の 2 つの状態の双方の性格を備えている。全密度が大きいときには、 $\nu = 2/3$ 状態と同じで、バランス点で一番安定しており、その安定性は全密度の減少とともに減少する。明らかに、 $\nu = 1+1$ の独立 2 層系であり、スピンに関しては強磁性状態である。ところが、全密度が十分に小さくなると、安定性が逆に増加していく。その振る舞いは、 $\nu = 1$ 状態と同じで、バランス点で一番不安定であり、その安定性は全密度の減少とともに増加する。従って、この状態は 2 層コヒーレント系（擬スピン強磁性）である、と推測される。スピンに関してはどうであろうか。スピンの自由度は各エネルギー準位を 2 倍にする。従って、 $\nu = 1$ では上向きに詰まっており、 $\nu = 2$ では上向き、下向きの両方の準位が詰まっている、と考えるのが自然である。結局、全体としてスピン偏極はしていない。

量子ホール状態の安定性をプラト一幅を用いて議論してきた。プラト一幅は直感的には優れたパラメーターであるが、より物理的な量は活性化エネルギー Δ である。先ず、全電子数密度を一定にして活性化エネルギーの電子密度差依存性を測定した。 $\nu = 1$ と $\nu = 2$ 状態で典型的な全電子数における測定値のグラフを与える。際立った性質は、それがプラト一幅とおおよそ同じ形をしている事である。即ち、プラト一幅が大きいと活性化エネルギーも大きく、その逆も成り立つ。全電子数密度

が小さい $\nu = 2$ の活性化エネルギーの振る舞いは、 $\nu = 1$ のそれと極めて類似しており、量子ホール状態も本質的に同じ状態である事を示している。この状態は上で議論した様に擬スピン強磁性（層間コヒーレンス）状態である。この状態では電子を 2 層間で自由にトンネルさせる事ができる。一方、全密度が大きい $\nu = 2$ の活性化エネルギーはバランス点の近傍から離れるとき、急速に減少し消えてしまう。これは電子を強制的にトンネルさせるとこの状態が崩壊する事を意味する。

次に、バランス点で全密度の関数として活性化エネルギーを測定したグラフを示す。占有率が一定なホール状態で、全密度は磁場に比例する事を注意する。 $\nu = 2$ 状態は全密度が $n_t = 0.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 以上だと、ゼーマン・エネルギーが示す典型的な近似的直線上にデータ点が乗っている。一方、それ



以下の全密度の時、活性化エネルギーはほぼ一定であり、ゼーマン・エネルギー以外のギャップ・エネルギーが重要である事を示している。この全密度の所で相転移をしている。一方、 $\nu = 1$ 状態でも、値は異なるが、 $n_t = 0.9 \times 10^{11} \text{ cm}^2$ 以下ではほぼ一定の活性化エネルギーをもつ事が特徴的である。このほぼ一定の活性化エネルギーというのが擬スピン強磁性状態の特徴である。

共同研究者

澤田安樹（東北大理）、大野英男（東北大通研）、堀越佳治（早大理工）、大野裕三（東北大通研）、岸本修也（東北大通研）、松倉文礼（東北大通研）、安元理就（東北大理）、浦山敦史（東北大理）

パリスティック量子輸送と量子カオス

大阪市立大学工学部 中村 勝 弘

メゾスコピックスケールのカオスはしだいに物質科学の一角を形成しつつある。とくに、超微細加工技術で作製されるナノスケール構造の量子ドット（量子ビリヤード）を用いて量子系のカオスの実験的検証が盛んに行われている[1]。

スタジアム・ビリヤード内の点粒子の古典カオス運動は、規則格子をなす剛体ディスク間（シナイビリヤード）での同様の運動とならんで、非線形動力学の立場から興味がもたれてきた。MarcusらはGaAs/AlGaAsヘテロ接合界面に、ナノスケールのスタジアムビリヤード型の伝導性量子ドットを作り、磁場をかけて磁気抵抗の異常を観測した。他方、Weissらはナノスケールのシナイビリヤード（アンチドット系）を作製し量子輸送の測定をおこなっている。また、Taylorらはアハロノフ・ボーム(AB)配置をもつ1個のシナイビリヤードの磁気コンダクタンスを測定し、ゼロ磁場近傍でのフラクタル構造を発見した。理論的観点からは、カオスの量子力学的兆候（量子輸送の異常など）を捉えるだけではなく、カオスが量子物性論に与える影響を明らかにすることも興味深い問題である[1]。

ここでは、古典的にカオスを示すアハロノフボーム(AB)ビリヤードでの量子カオスと量子干渉効果の関連について述べる。特に、永久電流やアルトショーラー・アロノフ・スピヴァク (AAS) 振動は、メゾスコピック物理学の曙となった重要なテーマであるが、これらのテーマを弾道（パリスティック）領域でカオスとの関連で考察する。

正方形ビリヤードの中心部を円状にくりぬいたものもシナイのビリヤードという。円と正方形の壁の間を弾性衝突を繰りかえすパリスティックな電子運動は、カオス的である。今、中心部に磁束を貫通させ、正方形の両端にリード線をつけて磁気抵抗を測定すると、磁束量子を周期とするAB振動があらわれ、この振動はカオスの量子論的兆候をおおいにしくしてしまう。しか

し、AB振動を入射電子のエネルギーに関して平均をとった時、磁束量子の半分を周期とするAAS振動が出現する。これはパリスティックな弱局在効果にもとづいている。実際、川畠史郎らは、AAS振動の解析的な表式を半古典論で理論的に導出することに成功した[2]。結果を見ると、高次の巻数を持つ軌道に対応する高調波成分の振幅が、ビリアードの可積分性を反映した電子の滞在時間分布や面積分布に大きく依存しており、カオスの兆候をAAS振動を通じて捉えることが可能であることを示唆している。

他方、永久電流も、メゾスコピックなABビリアードでの量子干渉効果の現れである。リード線についていない閉じたシナイビリアード（カオス系）と2重円ビリアード（可積分系）を考える。磁束はやはり中心部のみを貫通させ、一体のエネルギー準位（エネルギー固有値）を磁束の関数として求める。電子をフェルミ準位まで詰めることにより永久電流が求まり、これは磁束に関する周期関数（周期は磁束量子）となる。内部の円状のくり抜き部の半径を大きくして、伝導領域を準1次元的にすると、永久電流の第1高調波の振幅は小さくなる。磁束相関の相関距離は可積分ビリアードの場合は不变であるが、シナイビリアードの場合は長くなる[3]。

最近の注目すべき理論展開としては、高根美武らによる微小角回折効果を取り入れた半古典理論である[4]。これによって、パリスティック系の弱局在や普遍コンダクタンスゆらぎ(UCF)を厳密に導出できるだけでなく、背景にある散乱の素過程を明らかにすることができます。

参考文献

- [1] 量子カオスの教科書は、
K. Nakamura: *Quantum Chaos --- A New Paradigm of Nonlinear Dynamics* (Cambridge University Press, 1993);
中村勝弘：「量子物理学におけるカオス」（岩波書店、近刊）.
- [2] S. Kawabata and K. Nakamura: *J. Phys. Soc. Jpn.* 65 (1996), 3708 ; *Phys. Rev. B* 57 (1998) no.2.
- [3] K. Nakamura *et al.* : in preparation.
- [4] Y. Takane and K. Nakamura: *J. Phys. Soc. Jpn.* 66 (1997) 2977; 67 (1998) no.2.

InAs/AlGaSb ヘテロ構造における磁気フォノン共鳴と磁気サブバンド間遷移

大阪大学工学部 濱 口 智 尋

森 伸 也

尾 迫 伸 一

濱 野 敬 史

近年、結晶成長技術の進歩により様々なヘテロ構造の作製が可能となっている。今回の実験に用いたInAs/AlGaSb量子井戸構造はGaAs/AlGaAs量子井戸構造と比べて、井戸中の電子の有効質量が軽くヘテロ界面での伝導体の不連続値が大きいといった特徴があり、高移動度デバイス等への応用が考えられる。

今回、InAs/AlGaSb 量子井戸構造を用いて、電子密度の違いによる電子の散乱機構への影響を調べるため、図1に示すような2つの電子密度の異なる試料を作製した。ここで電子密度の高いSiドープ試料では、AlSb障壁層中に狭いInAs層を設け、ここにSiをドーピングすることで井戸層であるInAs層により多くの電子を供給している。これはSbを用いた材料の場合、Siをドーピングすると正孔が供給されるといった特徴があるためである。以上のようにして作製した電子密度の異なる試料を用いて磁気抵抗の測定を行った。

図2にこれらの試料を用いた低温での磁気抵抗の測定結果を示す。低温においては、電子密度の高い試料、低い試料のどちらにおいてもシュブニコフ・ド・ハース(SdH)振動が観測されており、特に電子密度の高い試料においては周期の異なる2つのSdH振動が観測されている。この結果から、電子密度の高い試料においては電子が基底サブバンドだけでなく第1励起サブバンドにも存在していることが確認できる。

また、図3、4にこれらの試料を用いた高温での磁気抵抗の測定結果を示す。電子密度の低い試料の測定結果からは、低温での測定結果とは周期の異なる緩やかな振動が観測される。これは、磁気フォノン共鳴(MPR)による磁気抵抗の振動であると考えられ、磁気抵抗が極大値をとるのは、

$$N\hbar\omega_c = \hbar\omega_{LO}, \quad (N = 1, 2, 3\cdots) \quad (1)$$

を満たすときである。これに対し、電子密度の高い試料においては、電子密度の低い試料の場合と異なり、高温においても高周期の磁気抵抗の振動が観測される。これは電子が基底サブバンドのランダウ準位と第1励起サブバンドのランダウ準位の間を遷移する磁気サブバンド間散乱(MIS)による磁気抵抗の振動であり、

$$N\hbar\omega_c = \Delta E_{01}, \quad (N = 1, 2, 3\cdots) \quad (2)$$

を満たすとき磁気抵抗が極大値をとる[1,2]。ここで ΔE_{01} は2つのサブバンドのエネルギー差である。

また、電子密度の高い試料、低い試料の高温における磁気抵抗の測定結果を比較したものが図5である。これによると、電子密度の高い試料において120K付近の温度範囲では、MISによる磁気抵抗の振動と同時に弱いMPRによる磁気抵抗の振動も背景振動として観測されることが分かる。また図4から、温度が上昇するにつれて MISによる振動よりも MPRによる振動が支配的になっていることがわかる。

[1] V.M. Polyanovsky, Sov. Phys. Semicond. 22, 1408 (1988).

[2] M.E. Raikh and T.V. Shahbazyan, Phy. Rev. B 49, 5531(1994).

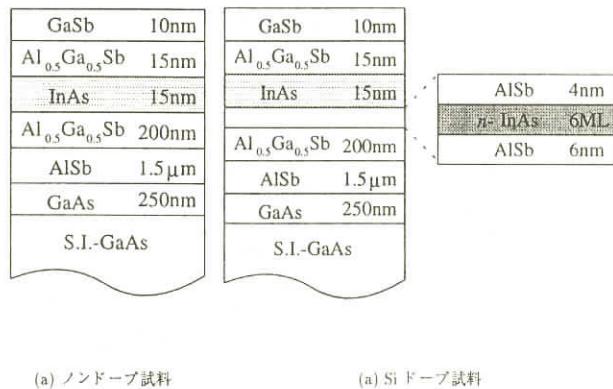


図1：実験に用いた試料構造。Siドープ試料では、AlSb障壁層中に狭いInAs層を設け、ここにSiをドーピングすることで井戸層であるInAs層により多くの電子を供給している。

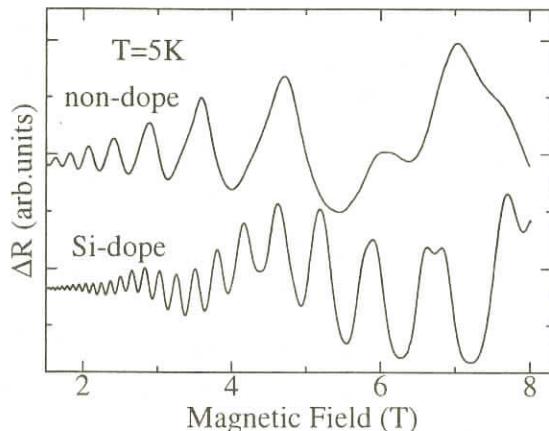


図2：低温での磁気抵抗の測定結果。2つの試料においてシュブニコフ・ド・ハース振動が観測されており、電子密度の高い試料においては周期の異なる振動が観測されている。

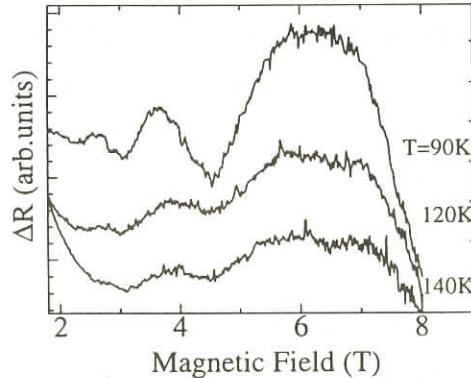


図3：電子密度の低い試料における高温での磁気抵抗の測定結果。低温での測定結果と異なり、磁気フォノン共鳴による、ゆるやかな磁気抵抗の振動が観測される。

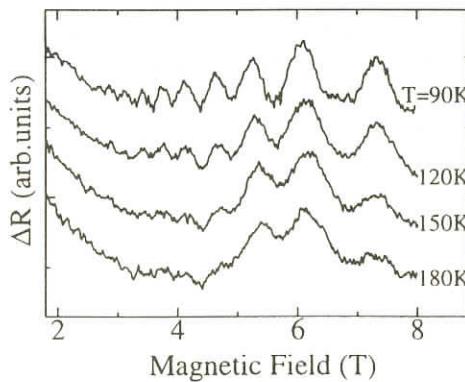


図4：電子密度の高い試料における高温での磁気抵抗の測定結果。電子密度の低い試料の場合と異なり、高温では磁気サブバンド間散乱による磁気抵抗の振動が観測される。

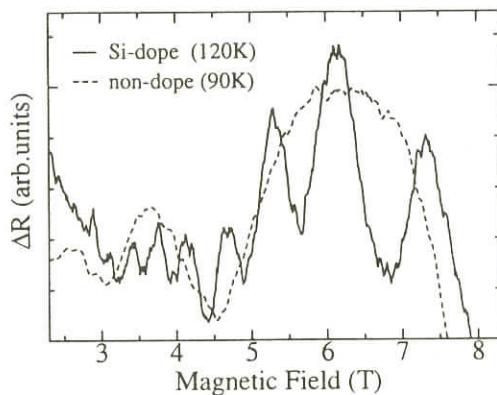


図5：2つの試料の高温での測定結果を比較したもの。電子密度の高い試料において磁気フォノン共鳴と磁気サブバンド間散乱とが同時に観測されることが分かる。

半導体超格子における音響フォノン散乱の反共鳴現象

大阪大学工学部 森 伸也

半導体超格子の成長方向(z 方向に選ぶ)に電場を印加すると、電子はワニエ・シュタルク局在するようになる。そのような状態に、さらに、電場に平行な方向に磁場を印加すると、ヘテロ界面内の運動がランダウ量子化され、印加磁場が強い場合は、基底ランダウ準位のみが伝導に関与するようになる。そのような場合、電子はフォノン放出等の非弾性散乱をおこないながら z 方向へ伝導すると考えられる。1周期あたりの印加電圧が、光学フォノンのエネルギーに相当する値より小さい場合は、伝導に関与するフォノンは、音響フォノンのみとなる。さらに、放出される音響フォノンの波長が、サイクロトロン半径より十分短い場合は、放出される音響フォノンは z 方向にのみ運動量を持ち、そのため、印加電圧条件により、音響フォノン放出が禁止される「反共鳴状態」になることが理論的に予測されている[1,2]。

超格子の周期を d 、印加電場の強さを F とすると、放出される音響フォノンのエネルギーは $\hbar\omega(q) = eFd$ と表せる。そして、音響フォノンの分散として線形な関係 $\omega(q) = sq$ (s は音速) を仮定すると、放出される音響フォノンの波数ベクトルの大きさは $q = eFd/\hbar s$ となる。先に述べた条件が満たされる場合、音響フォノンは、ほぼ z 方向へ進むため、 $q_z \approx eFd/\hbar s$ と考えられる。この q_z の値が超格子の逆格子ベクトル ($2\pi/d$) の整数倍に等しくなると、井戸間の行列要素が 0 になるため反共鳴状態となる。すなわち、 $q_z = eFd/\hbar s = 2n\pi/d$ が反共鳴条件であり、印加電場の強さになおすと、

$$F =_n F_0, \quad F_0 = 2\pi\hbar s/ed^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1)$$

と表せる[2]。このように、印加電場強度がの整数倍になるごとに、反共鳴現象により、伝導度が極小となることが予想される。

最近、ノッティンガム大学の Nogaret らは、GaAs 井戸幅 $w=9.3\text{nm}$ 、AlAs 障壁層幅 $b=1.3\text{nm}$ で周期が 20 周期の GaAs/AlAs 超格子において、音響フォノンの反共鳴現象によると思われる信号を観測した。図 1 にその測定結果を示す。図は、 z 方向に 16T から 23T の磁場を印加したときの素子の電流電圧特性を表している。

図の矢印に示されているように、高磁場において、あまり磁場によらず、試料にもよらない(3個の異なる試料に対する 23T の測定結果が図には示されている)、ほぼ印加電圧に対して等間隔に現れる極小が観測された。そして、電場が試料に一様に加わっていると仮定することにより、これらの極小のバイアス値から音響フォノンの分散関係が求められ、GaAs における分散関係に良く一致することが確認された。以上のようなことから、Nogaret らは、図の矢印で示されている極小は、音響フォノン散乱の反共鳴によると結論づけている。しかし、文献[2]の計算結果等と比較して、いくつかの不明な点もあげられる。特に、実験では、 $n=9$ 前後の(図の矢印

に付けられている数字は式(1)の $2n$ に相当することに注意)反共鳴のみが観測され, それより低い n や, 高い n の反共鳴は観測されていない点があげられる。そこで, 強磁場下におかれた超格子における音響フォノンを介したホッピング電流の計算をおこなった。

障壁層への浸みだしを無視した波動関数を基底にして強結合近似により電子状態を求め, フェルミの黄金則を用いて音響フォノンによる散乱確率を求め, トンネル電流を計算した。その結果を図2に示す。測定結果と比較するため, 印加磁場の強さが16Tから23Tにおけるトンネル電流の電場 F 依存性を示した。測定結果と同様に, 23Tにおいて付近のみで反共鳴による大きな極小が見られた。また, 低印加電場側では, 半分程度の周期の弱い極小が見られた。これらの様子は以下のように説明できる。

従来[2], 反共鳴現象は井戸間の行列要素のみに起因するものとして説明されてきたが, 井戸内の重なり積分による形状因子も反共鳴に寄与することが容易に示せる。前者は, 先に述べたように $qz=2n\pi/d$ のとき反共鳴状態となるが, 後者は, $qz=2m\pi/w$ のとき反共鳴状態となる(n, m は整数)。測定に用いられた試料は周期 $d=10.6\text{nm}$, 井戸幅 $w=9.3\text{nm}$ であり, 2種類の機構による反共鳴は, 若干周期がずれて生じる。しかし, $n=9$ 付近で2種類の周期が整合するため, そのとき, 反共鳴現象は大きな極小となって現れる。また, 低印加電場領域では, 2種類の位相のずれが大きく, 半分程度の周期の弱い反共鳴しか生じない。また, 図2の矢印で示したように, 弹性的に井戸間をホッピングする成分もトンネル電流に大きな寄与を与えることもわかる。図の黒い矢印は, ランダウ準位を1つ変わりながら($\Delta n=1$), 2つ隣($\Delta p=2$)の井戸へ, 音響フォノンを介して弾性的にトンネルすることにより生じるピークを示している。このピークは, 図1においてとラベル付けされた矢印に示されているように, 測定結果にもみられる。

[1] R. Tsu and G. D"Öhler, Phys. Rev. B 12, 680 (1975).

[2] Y. Lyanda - Geller and J.P. Leburton, Phys. Rev. B 52, 2779 (1995).

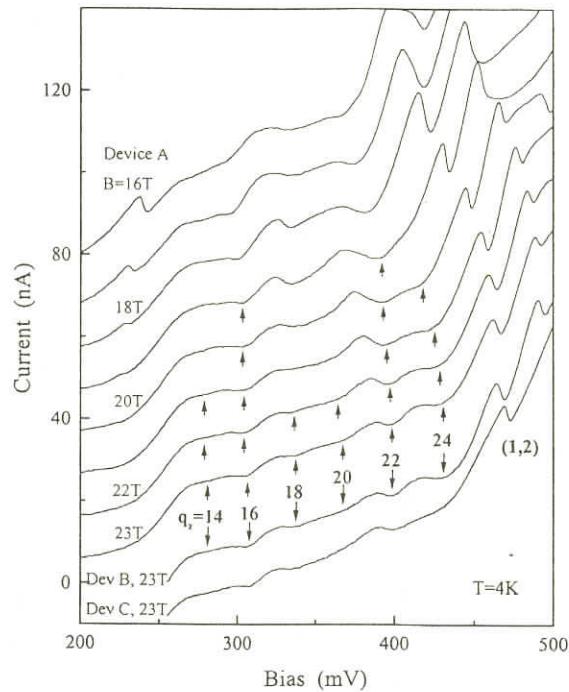


図1 GaAs/AlAs超格子の電流電圧特性の測定結果

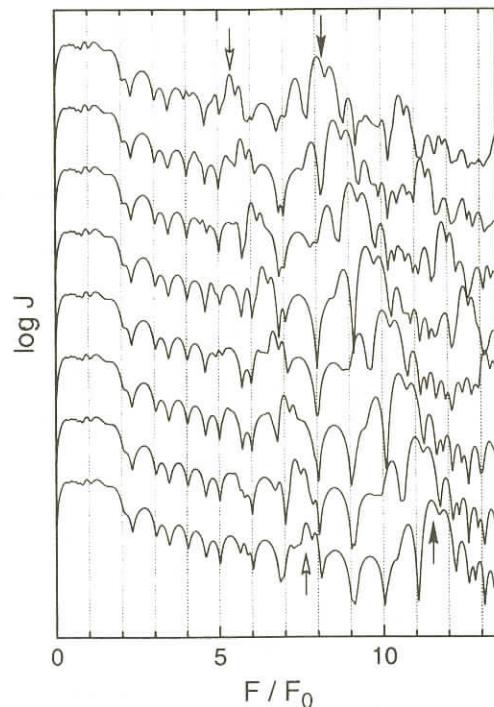


図2 GaAs/AlAs超格子の電流電圧特性の計算結果

複合フェルミオンの電気伝導

学習院大学理学部 川路紳治

謝花良貴

岡本徹

東北大学金研強磁場センター 左近拓男

深瀬哲郎

本河光博

分数量子ホール効果は複合フェルミオン模型（電子と m （偶数）個の磁束量子の複合粒子）で説明できることから、複合フェルミオン自身の性質が研究されている。[1]われわれは、ランダウ準位の充填率1/2の電気伝導率の温度依存性を測定し、電気伝導率のDrude項にたいする電子間相互作用による量子補正項の理論と比較した。電気伝導率における量子補正項は、1980年代初頭から理論的研究ならびに実験的研究が行われている。3次元系ではGeの不純物伝導で観測されているが、2次元系では、まだ、観測例はない。その理由は、ゼロ磁場での電気伝導率の温度依存性には通常の散乱過程、弱局在効果など、関与する因子が多く、相互作用による量子補正項の観測を妨げていることによる。複合フェルミオンが形成される強磁場下では、ゲージ場のゆらぎにより弱局在の消失が期待されるので、粒子間相互作用による量子補正項を観測する可能性がある。

実験には、東北大学金研強磁場センターの27 Tまでの定常強磁場と希釈冷凍機による50mKまでの低温度設備を使用し、GaAs/AlGaAsヘテロ接合界面2次元電子系のランダウ準位の充填率1/2状態の対角抵抗率の温度依存性を0.05 Kから1.5 Kで測定した。試料は電子濃度 $N_s = 2.4 \times 10^{15} / m^2$ 、電子移動度 $\mu = 100 \text{ m}_2 / \text{Vs}$ をもつウエハーから作製した。LEDによる光照射とバックゲートバイアスにより電子濃度を制御し、ランダウ準位充填率1/2状態が20Tと26 Tの間で観測出来るようにした。ホールバーで測定した対角抵抗率の逆数を複合フェルミオンの伝導率とし、0.05 Kで測定したゼロ磁場の対角抵抗率の逆数に、実効質量比、電子の散乱緩和時間と複合フェルミオンの散乱緩和時間の比を乗じてDrude項とする。福山理論[2]をそのままスピノン分極した形式で複合フェルミオンに応用する。電子の散乱緩和時間と複合フェルミオンの散乱緩和時間の比をパラメーターとして、量子補正項の実験値と理論値の温度変化が比例するようにして、電子の散乱緩和時間と複合フェルミオンの散乱緩和時間の比を求めた。電子濃度を $(2.7, 3.0, 3.2) \times 10^{15} / m^2$ の試料で、電子の散乱緩和時間に対する複合フェルミオンの散乱緩和時間の比は0.113から0.116と求められた。量子補正項の実験値と理論値の比から求めた相互作用定数は $g = 4.8 \sim 6$ であった。福山理論[2]では相互作用定数はほぼ1である。散乱緩和時間の比は移動度から求められる古典的散乱時間とシュブニコフードハース振動から求められる量子的緩和時間との比と良く一致する。コルビノ型電極試料による対角伝導率の温度に対する対数的依存性の解析から相互作用定数を求めたRokhinson et al.[3]の結果に比べて、われわれの結果は信頼度は高い。

以上の結果から、複合フェルミオンの電気伝導率の温度依存性は複合フェルミオン間相互作用

用による量子補正項で説明できる。大きい相互作用定数を理解するためには、ゲージ場のゆらぎを正しく取り入れた理論が必要である。

- [1] R.L.Willett: Semicond. Sci. Technol.12(1997) 495.
- [2] H.Fukuyama: J. Phys. Soc. Jpn 50(1981) 3407.
- [3] L.P.Rokhinson, B.Su, and V. J. Goldman: Phys. Rev. B52(1995) R11 588.

カーボンナノチューブと磁場効果

東京大学物性研究所 安 藤 恒 也

カーボン・ナノチューブは、フラーレン分子の製造過程でNECの飯島により偶然に発見された半径ナノメートル程度の黒鉛の極微細管である。^{1,2)}カーボン・ナノチューブは、中心部分が空洞で2次元グラファイト面を丸めて得られる円筒状をしており、長さは1 μmと非常に長いものもあり、円筒は数枚のグラファイト面からなる。さらに、それぞれの円筒上では炭素の6員環が管の軸方向に螺旋状に配置しており、その螺旋のピッチも様々である。最近では1枚のグラファイト面からなるナノチューブも作られるようになった。^{3,4)}

カーボン・ナノチューブは天然に作られた擬1次元物質であるが、半導体ヘテロ構造で人工的に作られた量子細線とは非常に異なっている。それは、ナノチューブが通常の量子細線とはトポロジカルに異なっていることと、2次元グラファイト上で電子が自由電子とは非常に異なった運動をすることに起因する。このような特徴は、2次元グラファイトを連続体とみなし有効質量近似で扱うことにより明らかになる。実際、ナノチューブ上の電子の運動はニュートリノに対する2行2列のWeyl方程式で記述される。⁵⁾最近の研究により、これがナノチューブの磁場中の輸送現象に特徴的な効果として現れることが明らかになりつつある。⁶⁻⁹⁾

参考文献

- 1 S. Iijima: Nature (London)354(1991)56.
- 2 S. Iijima, T. Ichihashi, and Y. Ando, Nature (London)356(1992)776.
- 3 S. Iijima and T. Ichihashi: Nature (London)363(1993)603.
- 4 D. S. Bethune, C. H. Kiang, M. S. de Vries, G. Gorman, R. Savoy, J. Vazquez, and R. Beyers: Nature (London)363(1993)605.
- 5 H. Ajiki and T. Ando: J.Phys. Soc. Jpn. 62(1993)1225.
- 6 T. Seri and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. 66(1997)169.
- 7 T. Ando and T. Seri: J.Phys. Soc. Jpn.66(1997)3558.
- 8 T. Ando and T. Nakanishii: J.Phys. Soc. Jpn. (submitted for publication).
- 9 N.H. Shon and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. (submitted for publication).

SDWの多相を探る

東京大学大学院総合文化研究科

広域科学専攻相関基礎科学系

鹿児島 誠 一

有機導体では、電子系のフェルミ面の不安定性のために電荷密度波やスピン密度波（SDW）が現れることが多い。（TMTSF）₂PF₆と（TMTSF）₂AsF₆では、常圧では約12Kでフェルミ面がネスティングを起こしてSDWが生じる。フェルミ面にはギャップが現れるから、系は真性半導体（絶縁体）状態になる。この状態で温度を下げるのもはや何事も起こらないと考えるのが通例だが、実際には電気的・磁気的測定に3.5K付近と2K付近でなんらかの状態変化を想わせる異常が観測される。またSDW状態は反強磁性だから、磁場は一次的には影響を与えないと考えられる。しかし、これらの異常には磁場効果がある。図1は今までにNMR、誘電緩和、比熱などで検知された「異常」点をプロットしたものである。SDW状態にサブ相構造があるのかもしれない。この疑問を解き、異常の原因を突き止めるために、磁化率、磁気抵抗、ホール効果、（磁場下）熱電能を測定している。まだ問題解決には至らないが、以下に述べるように、この物質のSDW状態になんらかの構造変化が関わっていることを示唆する結果が熱電能測定で得られた。

図2は（TMTSF）₂AsF₆の1次元軸方向に測定した熱電能の温度依存性と、それに対する磁場効果を示している。ゼロ磁場および磁場を1次元軸方向に加えたときには、転移温度12K以下で熱電能はまず増大したのち、2Kまでゆるやかに減少していく。2K以下では激しく増加する。12K～2Kの範囲で通常とは逆むきの温度ヒステレシスが見られる。つまり温度低下の途中で逆に温度を上昇させると、熱電能はただちに図の上側のカーブにのっていく。このヒステレシスが「逆」である原因はいくつか考えられるが、当面重要なことはヒステレシスの存在である。

磁場を1次元軸に垂直に加えると、図のように2Kないし12Kの範囲の熱電能は負の側にシフトするとともに、2Kの異常が11.3Tの磁場では2.5Kにずれている。また、3.5K～4Kになんらかの新たな異常が出現したように見える。熱電能の起因としては、一般には電子・正孔の運動が支配的で、このほかにフォノンドラッグが顔を出すこともある。今、磁場によって負の側にシフトした原因是、電子と正孔の熱電能への寄与が相対的に変化したからであろう。しかし上に述べたヒステレシスが、この状態でもほぼゼロ磁場のときと同程度に存在することに注目したい。バンドの底の形状にヒステレシスがあることが推測され、その原因として、SDWの波数または振幅のヒステレシス、あるいはSDWに結晶構造の変化がともなう可能性が示唆される。

このヒステレシスの原因がSDW自身にあるのか、結晶構造にあるのかを今後明らかにしなければならない。ただし、NMR、磁化率などではヒステレシスの形跡は見つかっていないので、結晶構造の変化が起こっているのではないかと考えている。1996年にフランスのRavy, Pougetらは、

12Kないし10Kの範囲でのX線実験によって、格子変形をともなわない電荷だけの密度波がSDWと共に存することを報告している。この報告の真偽とともに、熱電能に見られたヒステレスと、SDWのサブ相構造や電荷だけの密度波との関係を今後究明する必要がある。

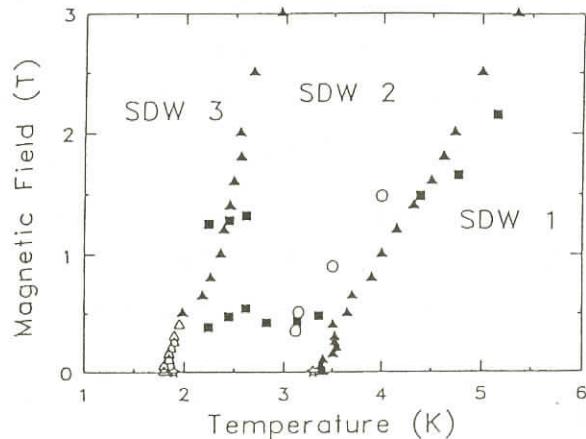


図1 $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ のSDW状態での異常。四角形、三角形のシンボルは誘電緩和測定によるもの、白丸はNMRによるもの、星形は比熱測定によるもの。サブ相1, 2, 3があるのでないかと言われている。

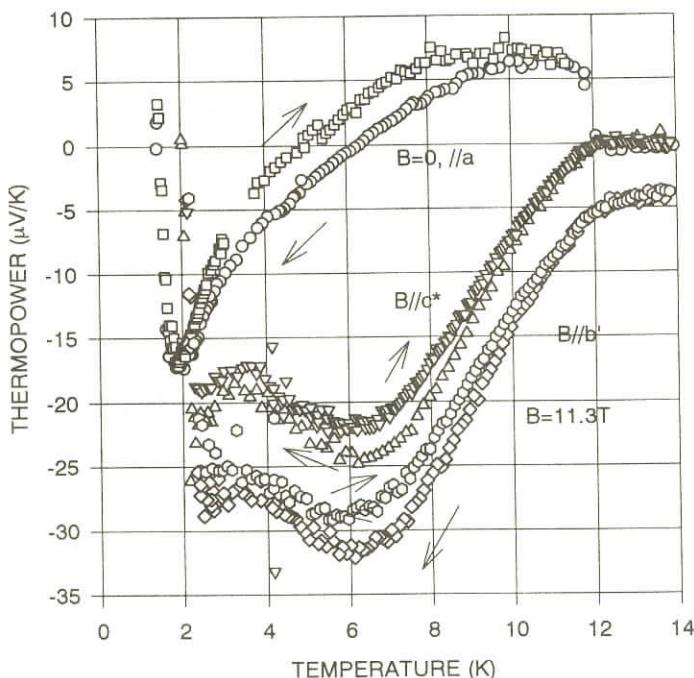


図2 $(\text{TMTSF})_2\text{AsF}_6$ の1次元軸に沿う熱電能。温度ヒステレスの大きさは、磁場に依存しないようである。

低次元有機導体における磁気抵抗の半古典的角度効果と磁場誘起コンファインメント

東京大学先端科学技術研究センター 長田俊人

一対の平板状フェルミ面を有する擬1次元導体の磁気抵抗の磁場方位依存性に現れ得る半古典的角度効果（フェルミ面形状効果）を整理した。また現実の擬1次元有機導体が特定の状況で示す非半古典的磁気抵抗に関して、強磁場と電子相関に誘起された多体電子コンファインメント状態発現の可能性を検討した。

(TMTSF)₂X系有機導体などの擬1次元導体（1次元軸をx軸、伝導面をxy面、伝導面の法線をz軸とする）の磁気抵抗は、そのフェルミ面形状の単純さにも関わらず磁場方位の変化に対して劇的な変化を示す。yz面内の磁場回転に対して、磁気抵抗の角度依存性には一連の「魔法角」においてLebed共鳴と呼ばれるディップ構造が現れる。またxz面内回転に対しては、x軸付近で振動構造（Danner-Chaikin振動）、x軸上で鋭いピーク構造が現れる。さらにxy面内回転の場合には、x軸近傍に単一のディップ構造が現れる（第3角度効果）。これまで有効な実験手段が存在しなかった擬1次元導体の精密電子構造の探査に対し、これらの現象は実用上有力な武器となり得るものである。しかしその基礎となる現象の起源の理解については、各々複数の独立モデルが提案され、必ずしもコンセンサスが得られていない状況にあった。

我々はこれらの磁気抵抗角度効果の全てを半古典的なフェルミ面形状効果により統一的に説明しようと試みた。一対の板状フェルミ面を持つ擬1次元導体について、磁場中の電子軌道運動から電気伝導度をBoltzmann方程式により数値計算した。ここで緩和時間を定数としたので、フェルミ面形状効果のみが磁気抵抗に反映される。計算の結果、同一のバンド模型に対し、Lebed共鳴、Danner-Chaikin振動、ピーク効果、第3角度効果がすべて再現されることを示した。これはこれらの現象が、特別な概念を導入することなしに単純なフェルミ面形状効果の範囲内ですべて理解できることを意味する。

本講演では特に、TMTSF系に近いパラメータを用いて十分な強磁場と任意の磁場方位について行った計算結果を示し、x軸近傍における異種の角度効果の複雑な混合様式を明らかにした。図1はx軸近傍の磁場方位における層間磁気抵抗の濃度プロットである。 $\Theta=0$ 軸上中央の白い帯状領域が第3角度効果に両側を囲まれた抵抗ピーク領域である。この周囲に放射状のLebed共鳴、ダイヤモンド状のDanner-Chaikin振動の軌跡が広がり美しいパターンを作っている。この図は最近報告されているx軸近傍の種々の複雑な角度依存性の実験結果を完全に説明する。また全磁場方位に対する計算結果から、擬1次元系で可能な独立な半古典的角度効果は、Lebed共鳴、Danner-Chaikin振動、第3角度効果（ピーク効果）の3種しか存在しないことも結論された。

現実の擬1次元有機導体では、磁気抵抗が半古典論に従わない場合がしばしばある。特に圧力

下の(TMTSF)₂ PF_6 の磁気抵抗は半古典論に全く従わない振舞いを示し、磁場と電子相関に誘起された多体コンファインメントの可能性が議論されている。擬1次元導体の特定方位に十分な強磁場を加えると、電子の蛇行軌道運動の振幅が格子定数より小さくなり、実質的に電子が单一格子面内に閉じ込められる（一体コンファインメント）。ここに電子相関の効果が入ると、電子（準粒子）の軌道閉じ込めが、より弱い磁場で起こることが理論的に主張されている（多体コンファインメント）。

TMTSF 系で磁場をy軸方向に加えた場合の一体コンファインメント磁場は12T程度と見積もられるので、(TMTSF)₂ PF_6 以外の物質でも12T以下の磁場で多体コンファインメントが期待できる。そこで磁気抵抗が半古典論に良く従う(TMTSF)₂ ClO_4 においてその可能性を実験的に探索した。その結果、(TMTSF)₂ ClO_4 の磁気抵抗の角度依存性において、y軸(b' 軸)方向に半古典論では説明できない抵抗極小構造が現れることを観測した（図2）。ここではコンファインメントによる半古典論からズレが起きている可能性がある。そこでこの極小構造に対し、Strong - Clark - Andersonのスケーリング則をテストした結果、多体コンファインメントを示唆する結果を得た。

図1

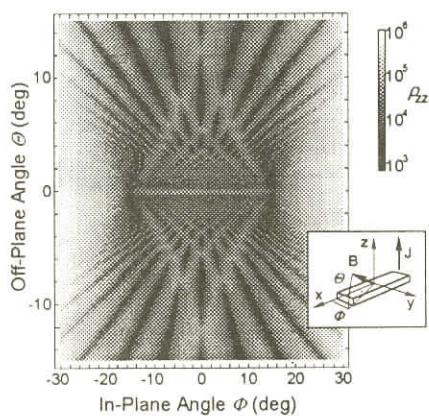
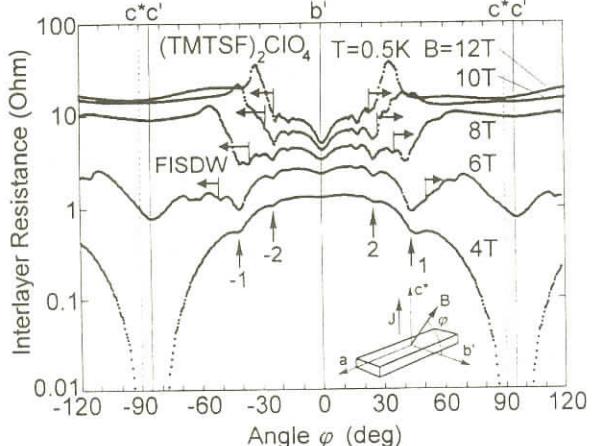


図2



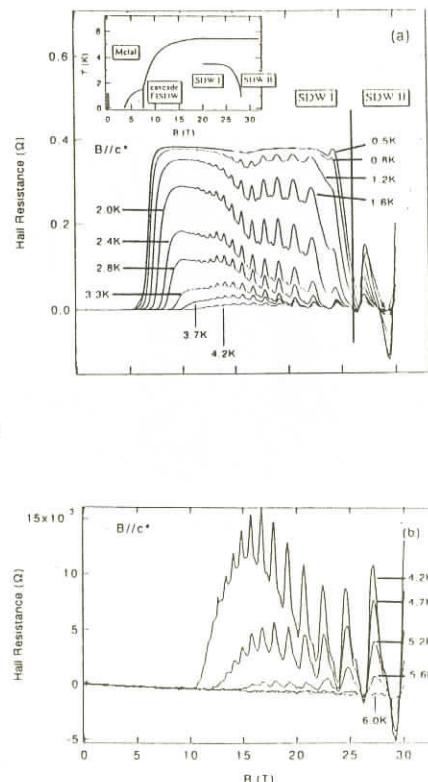
一次元有機伝導体(TMTSF)系の強磁場電子状態

金材研 宇治進也

擬一次元電気導体($(TMTSF)_2ClO_4$)を徐冷すると、 ClO_4^- イオンが b 軸方向に 2 倍の周期で秩序化し、低温で超伝導が発現する。さらに c 軸方向の磁場で SDW 相が誘起される。この磁場誘起 SDW 相転移は逐次的で、各 SDW 相では量子化されたホール抵抗が観測され、その大枠は標準理論で理解されている。しかし 8 T より高磁場で出現する最後の SDW 相内で、3.5 K 付近にあらたな相境界が存在する事、さらに低温では 25 T 程度の高磁場で量子ホール効果状態が壊れることは、標準理論では説明できない未解決の問題となっており、その電子状態に興味がもたれている。そこで、高磁場での電子状態の解明のため、この系の抵抗を広い磁場温度範囲で測定し、抵抗に観測される短周期振動(RO)を詳細に調べた。下図には低温、高温域でのホール抵抗をそれぞれ示した。7.5 T 以下で Rebault anomaly が観測されていないが、これは試料が十分徐冷されていないことのためと思われる。低温では 8 T から 25 T までの範囲でホール抵抗が一定となっている(量子化されている)。温度が上がると、抵抗値は小さくなり、RO が現れることがわかる。RO は 2 K 程度で振幅が最大となり、6 K 以上の高温では観測されなくなる。不思議な点は 25 T 付近で量子ホール効果状態が壊れた後(ここに確実に相転移があると思われるが)、ホール抵抗が符号の反転とともに振動を示すことである。この領域で観測される RO は低温でより顕著になり、量子ホール効果状態で観測される RO の振る舞いとは対照的である。両者の RO の周波数は同じであり、25 T 付近で RO の位相の変化も見られないが、温度変化の違いは、そのメカニズムが異なることを示唆している。

古典的にはホール抵抗の符号は“キャリアーとして電子、ホールのどちらが多いか”で決定されるので、符号の反転とともにホール抵抗の振動は、キャリアーが補償されているこの系(というモデルを我々は提唱してきた)で多数キャリアーが磁場とともに(再構築されたフェルミ面構造での磁気破壊軌道の量子振動に同期して)変動していることを意味しているのかもしれない。

本研究は J. S. Brooks(フロリダ大), 高崎聰, 山田順一, 中辻慎一, 安西弘行(以上姫工大)の各氏との共同研究です。



BEDT-TTF 塩のサイクロトロン共鳴

神戸大自然 大久保 晋
神戸大 理 秋岡 幸司
中川 宜子
太田 仁
東大工 鹿野田 一司

BEDT-TTF塩は2次元電子系として、発見以来精力的に研究が行われている。BEDT-TTF分子の2次元配列によってフェルミ面の形が異なり、この配列が電子物性に対して支配的である。今回報告する α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄(M=K,Rb)は、抵抗測定からac面が良い2次元電気伝導性を示し、その温度変化は金属的に振る舞う[1]。また帯磁率測定から8K以下では反強磁性的に振る舞う[2]。これらのことから8K以下ではSDWかCDW状態にあることが予想されている(DW相)。常磁性状態(P相)のフェルミ面は開軌道 γ と円に近い閉軌道 α の2つで構成されている。AF領域であるDW相では、このフェルミ面はネスティングを起こしフェルミ面が変化する。このDW相で、開軌道 γ が残りつつ α 軌道が小さなポケットを持つものに変わるとするKartsovnik等のモデル[3]と、より一般的なネスティングベクトルをとり、 α 軌道がネストし多数のポケットを持つものに変わるとするUji等のモデル[4]が提案されている。一方、磁場下での振る舞いは、磁気抵抗の測定[5]から10T以上でSdH振動が観測され始め、抵抗は23Tに向けて下がって行き、23T以上で上昇する。このkink磁場(23T)の前後でSdH信号が変化することからkink磁場以上では別な相(M相)へと変化しているものと考えられている。最近では、このM相とP相の間には相境界が存在するとの提案もある。

この様な背景から我々はこれまでにDW相のサイクロトロン共鳴(CR)の測定を行い α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄(M=K,Rb)共に4つのCRを見い出した(表1)。また、その角度変化と温度変化からこれらの共鳴がCRであるとの確証を得ている[6-7]。今回は、M*相における状態を明らかにするために強磁場CRを行った。さらに、円偏光光源を用いたCR測定を行いElectron/Holeの判別を試みた。用いた光源はGunn発振器と後進行波管で50GHzから500GHzの領域である。磁場はパルスマグネットを用いて最大25Tまで、温度領域は1.8Kで透過光法で測定を行った。試料がmetallicであることから試料と試料の間に1mm程度のすき間をあけ、そのすき間に電磁波が通り共鳴吸収をおこなう。

α -(BEDT-TTF)₂KHg(SCN)₄でkink磁場以上の領域で $m^*=1.33m_e$ に対応するCRの変化を追ってみた。450GHz以上の周波数帯で23T以上の磁場でいくつかのCRが観測された。図1は1.8Kで観測されたCRの周波数-共鳴磁場ダイヤグラムである。灰色の楕円で囲った部分が今回新たに測定された領域であり、kink磁場以上で観測された共鳴点である。使用できる磁場が25Tと低

いため有効質量を求めるのには十分でないが、少なくともこのCRがP相で存在する α 軌道と異なるため、M*相はP相とは異なった状態にありあることを示唆すると考えられる。これを確定するためにはより強磁場の測定が必要である。

円偏光光源を用いたCRでは、偏光方向のcouplingの違いからCRを担っているのがElectronであるかHoleであるかを判別できる。まず始めに測定系のチェックのために半導体p型Geについて測定を行った。図2は、4.2Kで測定したCRの強度の偏光依存性である。p型Geはholeなので、hole active方向の偏光で強い共鳴吸収がみられることがわかる。また2つの共鳴吸収はそれぞれ0.046, 0.300meの有効質量に対応しており、これもp型Geにおいて予想される質量に一致している。これにより、測定系の検証はできた。次に α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄(M=K, Rb)について各々測定を行ったが、図3に示すように偏光方向に対する強度依存性は十分には観測されなかった。試料が半導体である場合にはこの測定法は有効であるが、metallicな場合にはうまくいかない様である。なんらかの有効な手段を見い出し測定を再度行う必要があると考えている。

α 型BEDT-TTF塩のM*相を明らかにするためにはより強磁場の必要であるものと考えられる。また、有機伝導体におけるelectron/holeの同定には今一歩、測定の方法を模索する必要があるようと思われる。

参考文献：

- [1] H. Ito *et al.*, Solid State Commun 85 (1993) 1005.
- [2] T. Sasaki *et al.*, Synt. Metal 41 - 43 (1991) 2211
- [3] M. V. Kartsovnik *et al.*, J. Phys. I France 3 (1993) 1187.
- [4] S. Uji *et al.*, Phys. Rev. B 54 (1996) 9332.
- [5] T. Sasaki *et al.*, Solid State Commun 82 (1992) 447.
- [6] H. Ohta *et al.*, Synt. Metal 86 (1997) 1913.
- [7] K. Akioka *et al.*, Physica B to be published.

Table1

Sample	Effective mass (me)			
α -(BEDT-TTF) ₂ KHg(SCN) ₄	0.45	0.97	1.33	1.98
α -(BEDT-TTF) ₂ RbHg(SCN) ₄	0.41	0.53	0.78	0.97

Table and Figure caption:

表1：1.8Kにおける α -(BEDT-TTF)₂MHg(SCN)₄(M=K, Rb) H \perp ac-planeのCRによって求まった有効質量

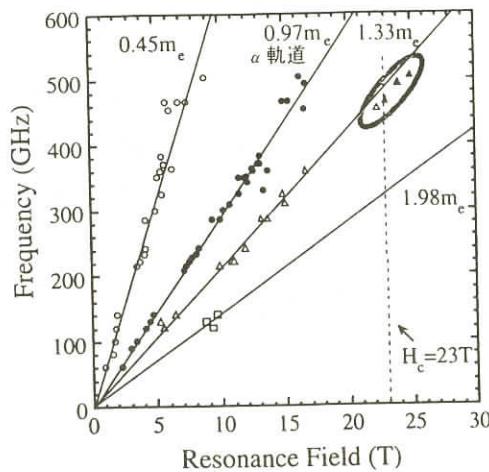


図1：1.8Kにおける α -(BEDT-TTF)₂KHg(SCN)₄のCRの周波数-共鳴磁場ダイヤグラム。

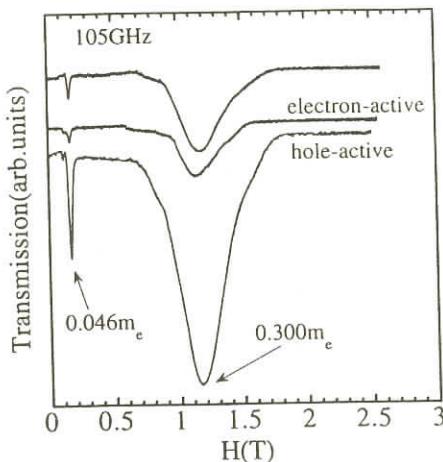


図2：4.2Kにおけるp型Geの共鳴吸収強度に対する円偏光方向の依存性。

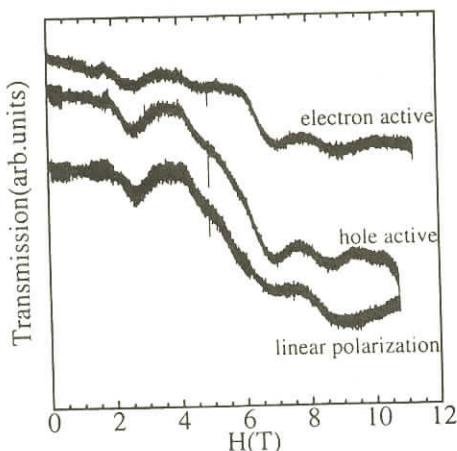


図3：1.8Kにおける円偏光光源を用いた α -(BEDT-TTF)₂KHg(SCN)₄のCRの吸収。

強磁場・高圧・低温の多重極限下における磁化測定

東大物性研 後藤恒昭

遍歴電子系である、3d遍歴電子系や重い電子系は多様な磁性を示し、実験・理論の両面から精力的な研究がなされてきた。しかし、これらの磁性に関する統一的な理解は未だ得られておらず、その解明は磁性研究の中心的な課題になっている。これらの多様な磁性は、3d遍歴電子系では磁性に関与する電子の運動エネルギーと電子相関エネルギーとの競合に、また重い電子系では近藤効果とRKKY相互作用との競合に起因すると考えられている。これらの物質に高圧を加えると、結晶の格子間隔は減少し、運動エネルギーと相関エネルギーまたは近藤効果とRKKY相互作用の相対的な大きさを微妙に制御することが可能である。一方、強磁場を加えると、磁性で本質的な役割を担っているスピンの揺らぎは抑制され、ゼーマンエネルギーは増加する。従って、遍歴電子系を強磁場・高圧・低温という多重極限環境下に置いてその磁気的なレスポンス(磁化)を調べることによって、これらの磁性の本質を明らかにできると考えられる。

上記のように、多重極限環境下における磁化の直接測定は、遍歴電子系の磁性の研究にとって非常に有力な手段であるが、このような環境下において磁化を精密に測定することのできる装置が開発された例はない。高圧下においてさえ、磁気的な測定としては、もっぱら交流帯磁率の測定が行なわれているのみである。これは試料を加圧する非磁性・高強度の高圧セル材料が見い出されていないことに起因している(非磁性と考えられているBe-Cuは強磁性のCoを含む)。我々はこれまでに、理想的な高圧セル材料(Ti-Cu合金)を発見し、この材料を用いて製作した非磁性の高圧磁化測定用のセルと高感度で精密な引き抜き型の磁化測定装置を用いて、強磁場($\leq 9T$)・高圧($\leq 13\text{kbar}$)・低温($\geq 1.5\text{K}$)の環境下において、各種の磁性体の磁化の直接測定を行ってきた。

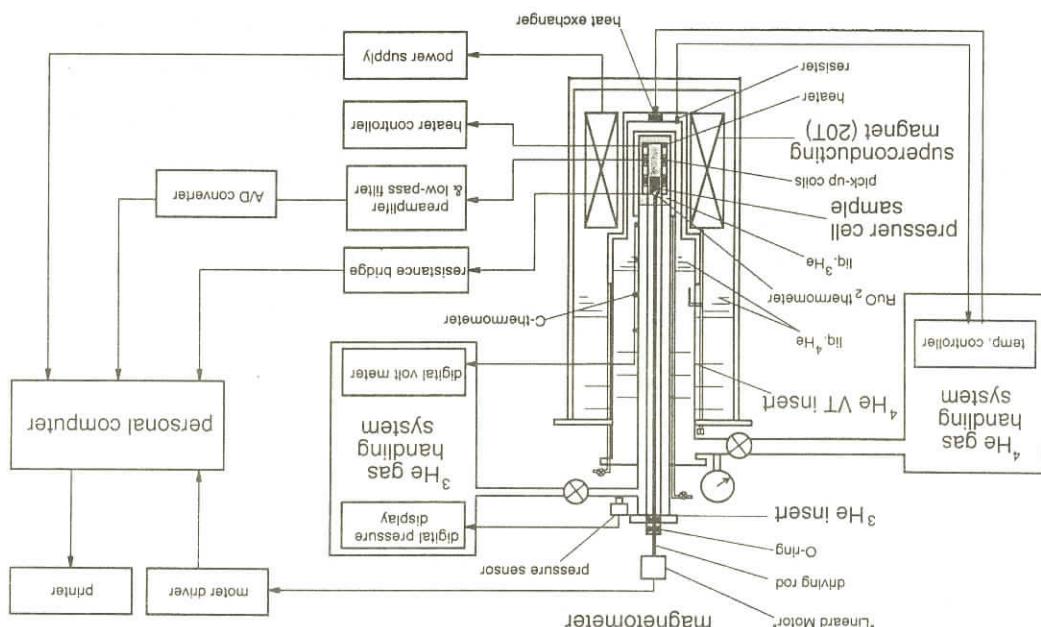
最近、物性研に20Tの超電導マグネットが導入されたので、多重極限下の磁化測定装置を世界で初めて開発することにした。図に示すように、このシステムは引き抜き型の磁化測定装置と非磁性の圧力セル、20Tの超電導マグネットシステムおよび ^3He 冷凍機から成り、強磁場($\leq 20\text{T}$)・高圧($\leq 13\text{kbar}$)・低温($\geq 500\text{mK}$)の本格的な多重極限環境下において高感度で精密な磁化測定が可能である。このシステムの磁化の分解能は $\pm 0.002\text{emu}$ 、500mKにおける温度の安定性は $\pm 10\text{mK}$ である。現在は圧力セルを弹性限界内で使用しているため、圧力は最高13kbarに限られているが、autofrettagingによって発生圧力を20kbar以上にすることが可能である。

本研究会では、磁化測定の実例として、重い電子系の反強磁性体 Ce_7Ni_3 と3d遷移金属化合物 $\text{Ce}_2\text{Fe}_{17}$ の測定結果が紹介された。 Ce_7Ni_3 の T_N は約2Kである。高圧下の磁化率の測定から約3.5kbarで反強磁性状態が消失することが分かる。4kbarから6kbarの圧力範囲では磁化率は非フェルミ液体的な振舞をする。更に圧力を上げると磁化率はフェルミ液体的な振舞に変わるが、10kbar以上の高圧では価数揺動状態が実現されことが確認された。 $T=500\text{mK}$ において高圧下($P \leq 12\text{kbar}$)の強磁場($B \leq 17\text{T}$)磁化過程を測定し、低磁場領域で強磁性状態へのメタ磁性を観測

した。転移磁場は圧力と共に減少し、反強磁性の消失と共にメタ磁性も消失する。反強磁性および非フェルミ液体状態が実現される圧力下では、強磁場磁化過程は上に凸の曲線であるが、10kbar以上では直線的に増加する。しかし、10T以上の強磁場領域における強磁場磁化率はほとんど圧力に依らない。この結果は、圧力による状態密度の変化がフェルミ準位の極く近傍で起こることを示唆している。

Ce₂Fe₁₇はT_N=225K以下に、二つのヘリカルな磁気秩序状態をもつ。ヘリカルな構造は、4つのFeのサイト間に働く交換相互作用が競合しているためと考えられる。低温では、約1Tの磁場において強磁性状態にメタ磁性転移する。しかし、例えば12kbarの高圧を加えると、磁場中で新たに発現した2つの磁気秩序状態を経て強磁性状態に到達するが、飽和磁場は約20Tにまで増加する。この結果は、高圧を加えることにより、反強磁性相互作用が増加するためと考えられる。この物質は強磁場・高圧下において興味深い磁気相転移を示す。

以上の実験から分かるように、新たに開発された多重極限下における磁化測定装置は3d遷歴電子系や重い電子系などの遷歴電子系の研究にとって非常に強力な実験手段に成ることが実証された。今後は、様々な物質の研究に応用していきたいと考えている。



新たに開発した多重極限下における磁化測定装置のブロック図

大阪大学極限科学研究中心 金道浩一

1. はじめに

「非破壊で繰り返し発生可能な強磁場で、100テスラ(T)までの物性研究を行いたい」というテーマは世界中の強磁場施設の中（長？）期的な目標となっている。なぜ100Tか？という疑問は残るが、95Tとか113Tを目指すと言えば、もっともらしい根拠が必要であろうから、キッチリとした100という数字が一応の目標であることに異存はない。目標は定まった、さあ100Tを目指そうと私が言い出したのが1994年の夏であった。

ところで、1994年までの、阪大強磁場のマグネットはどんなものであったかを簡単に触れておこう。スタンダードなマグネットは、伊達らが作ったマルエージング鋼から切り出したコイルを二層に配置してシリーズに電流を流す2Layer(L)マグネットで最高磁場は63T、パルス幅は0.4msec、内径18mm ϕ であった。今でこそ、猫も杓子も60Tで実験を行っているが、1980年代初頭に60Tで実験が行えたこのマグネットはやはり偉大である。ただし、実際に使ってみると短所が二つある。ひとつは金属的な試料を測定するにはパルス幅が短いため磁場が入り難く、試料を薄くする必要があること。もうひとつは60Tを5回も発生すると、内側のコイルの絶縁物が熱と力で損傷するため交換しなければならないことである。これらのこととは裏返せば長所でもある。つまり前者は非金属の試料に対しては高感度に測定できることを意味しているし、後者に関しては、巻線式のコイルにしか触れたことのない方には想像がつかないだろうが、二層のコイルは機械的に固定されて空冷で使用されるため部品の交換等で半永久的に使用できるのである。とは言いながらも、金属的な試料を薄くするのも難しい点があるので、もっとパルス幅の長いマグネットが補助的に使われていた。我々はこれらのマグネットをショートとロングと呼んで区別している。さて阪大におけるロングパルスは1988年に生まれたマグネットが一号機で、最高磁場41T、パルス幅20msec、内径18mm ϕ であった。結果として、現在80.3Tを発生するコイルはロングパルスではあるが、これに至る過程を次に述べる。

2. 新しいマグネット

紙数に限りがあるので結論だけを述べることにするが、ここで述べる結論はすべて実験による裏付けがされている。まずマルエージングコイルを使った二層コイルでは63Tが限界である。これは100T発生のためにはコイルを多層化することの必然性を示している。そこでマルエージングコイルを多層化したいのだが、層を外に増やすとエネルギーの問題が生ずる。つまりマルエージングは抵抗が大きいことと、ショートパルスで使われるためエネルギー変換の効率が良くないので、たとえば内径80mm ϕ に40Tを発生するだけで1.25MJが必要になる。では反対に、内側に層を増やす

とどうなるか？結論は $6\text{mm}\phi$ の空間に80Tを発生できるのである。これは10年前に実際に作られたコイルで実証されており、一度だけ高温超伝導体の磁気抵抗を77Kで測定するのに使われたことがある。それでも $6\text{mm}\phi$ の室温空間は十分広いとは言えず、その後使用されなくなった。このような経緯で、三層以上のマルエージングコイルの開発は当分見送りである。しかし、電源のエネルギーさえ自由になるならば大きな可能性を持っていることを付け加えておく。

それでも多層化を目指せば、巻線方式のコイルに至ること、そのためインダクタンスが増加してロングパルス化することが必然であった。それほど強度のない銅合金線であっても15層程度に巻き上げるだけで40Tならば発生可能である。コイル材料強度はマルエージング鋼に比して十分弱いため40T以上を望むと、何らかのバックアップで強度の実効値を上げなくてはならない。最初、高強度を持った繊維「ベクトラン」を使ったバックアップを試みた。一層コイルに5mm厚のバックアップで40Tを発生できた。40T以上になると一層コイルの場合、破壊が真にコイルの広がる力で起きているのか、コイルの縦方向に縮む力で起きているのかが判断できないため、より多層コイルでのテストが必要となる。しかし、エポキシ樹脂との馴染みが悪いことや整形性がないことなどからテストは行えていない。繊維によるバックアップはかなり理想的であるため、今後材料探索や使い方を工夫して使って行くべきである。

繊維によるバックアップを諦めた末にたどり着いた方式が金属リングによるバックアップである。これはショートパルスでは磁場の減衰が起きるために採用されなかったが、ロングパルスならば減衰が無視し得るので行った。もうひとつの方針としては、巻線コイルの場合、一層目が広がろうとすると二層目を押し、さらに三、四層目と順々に押し上げて行き、最後には最外層を広げてしまうが、それならば最外層を絶対に広がらない物で押さえ込めば結局一層目をバックアップしていることと等価ではないか？というものである。このようにして作ったのが図1の9層コイルである。線材に銅線を使うと60Tが限界であったが、昨年はじめに銅銀の合金線を昭和電線電纜株式会社から購入して製作したところ71.3Tを発生でき、内径も $18\text{mm}\phi$ と広く使えるため、そのまま実用的な70Tコイルとして使用している。これはこれで使いやすい。例えば60T

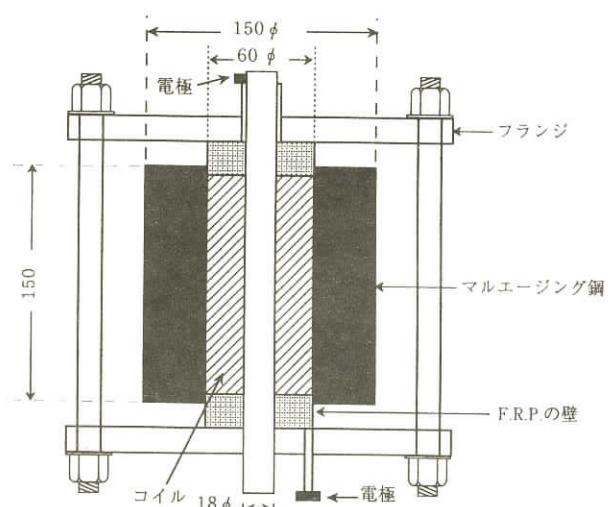


図1 70Tマグネットの模式図

ならば25分間隔で100発程度は発生できる。しかし、このコイルは71Tが限界磁場である。もしバックアップが完全に機能したならば90T近くの磁場が期待されるはずで、この結果は最外層のバックアップは一層目に対して100%は機能せず、効果が減衰していることを意味する。そこで一層目を単独でバックアップすることにより70T以上を目指したところ、図2のようなマグネットで80.3Tを発生することに成功した。磁場波形を図3に示す。このマグネットの意味するところは、一層目を独立してバックアップすることにより、外側の9層が発生している71Tに加えて内側の一層が作る9Tの磁場が単純に加わっているということである。これは当たり前のように聞こえるが、実際には一層目をバックアップせずに10層コイルを作ると77.4Tで壊れることを考えると、たった3Tの差が非常に大きいことが分かる。このような結果をふまえて次に作るべきコイルは、二層目以降にもバックアップを施したものであろうと考えられる。これは結局各層の線材の実効強度を上げていることと等価で、この考え方を押し進めれば、クラッドで作った材料をコイル状にカットした物を組み合わせることで理想的なコイルが作れることになる。

3. 物性測定

ここにお見せする測定例は1997年に測定された物だけなので70Tコイルによる63Tまでの磁化と磁気抵抗測定である。

3.1. YbB₁₂の磁化と磁気抵抗測定

典型的な近藤半導体のひとつと考えられているYbB₁₂は磁場中で半導体ギャップが壊れ、磁気的な状態へ50T付近で転移することが多結晶試料の測定から分かっていた。最近、純良な単結晶試料が広島大学の伊賀らによって作製され、この転移について異方性の有無を中心に調べた。まず磁化

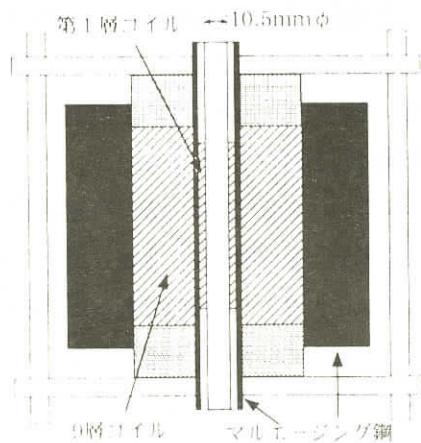


図2 80Tマグネットの模式図

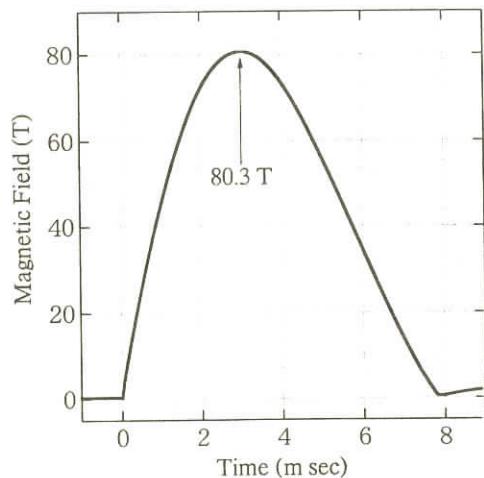


図3 80Tマグネットによる磁場波形

測定の結果を図4に示す。低磁場から直線的に伸びる磁化にはほとんど異方性が見られないが、高磁場におけるメタ磁性転移磁場には異方性があり、 $<100>$ で47T、 $<110>$ で53Tにそれぞれ観測された。この転移は大変シャープで両方向にヒステリシスを伴うため一次転移の可能性が高い。

図5のように磁気抵抗は大きな負を示し、50T付近の抵抗値はゼロ磁場の値の1%程度になっている。高磁場では非金属から金属へ転移する様に振る舞うが、その転移磁場はメタ磁性が起きる磁場と一致している。

3.2. CePの全磁化過程

少数キャリア系物質であるCePは強磁場下で多段のメタ磁性を示すことが知られている。今回63Tまでの磁化測定を行ったところ図6のような飽和に至る全磁化過程が観測され、飽和モーメントが約 $2.1\mu_B$ であることが分かった。これは Ce^{3+} 自由イオンで期待される有効モーメントと一致する。この事実をどう考えるか？結晶場による分裂は200K近く、とても60Tでは分裂を無視し得るほどの高磁場とは言えない。この磁化過程を説明するためには高磁場における結晶場効果の消失という概念を導入しなければならない。

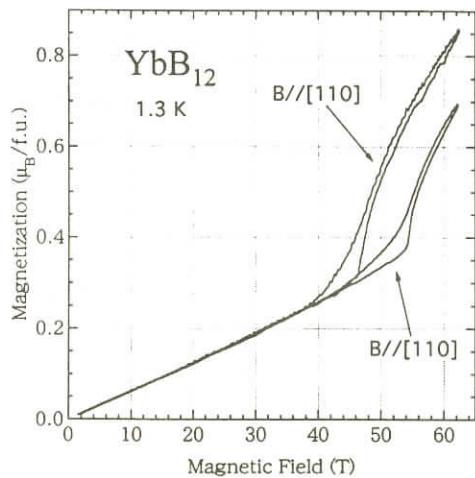


図4 YbB₁₂の磁化過程

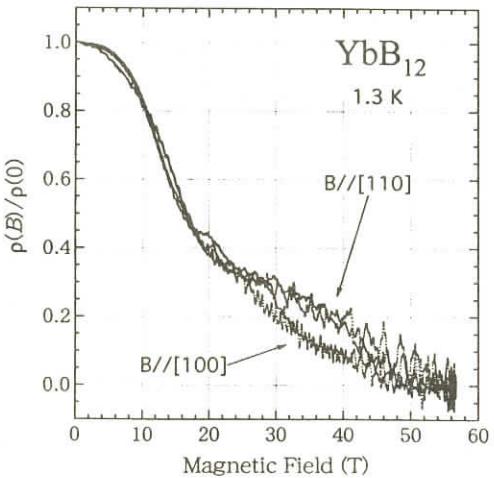


図5 YbB₁₂の縦磁気抵抗

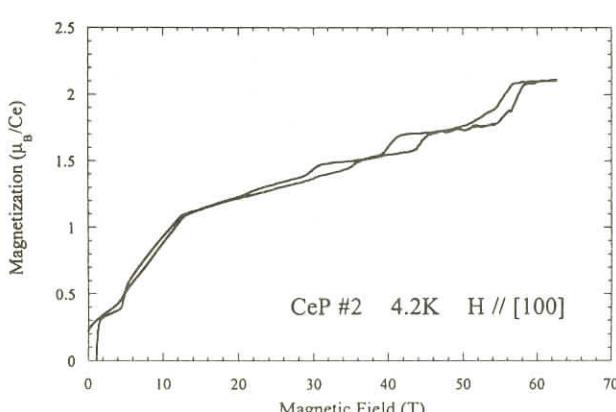


図6 CePの磁化過程

4. おわりに

新しいマグネットの開発に成功してから実戦に投入されるまでには半年から一年はかかる。従つて80Tマグネットを使った75Tまでの測定例は近い内にお見せできるはずである。また、内層コイルのバックアップを進めることにより100Tマグネットに近づけるはずである。

金材研強磁場による光物性研究

金属材料技術研究所 木戸 義勇
竹端 寛治
今中 康貴
B. Cole
高増 正

1. はじめに

半導体や磁性体の物性研究で強磁場は極めて有用であるが、中でも分光による実験は帯構造、格子振動、電子状態などの磁場依存性について直接的な情報が得られる点から極めて重要であるといえる。金材研ではHM(以後HMと略)を始め多くの超電導マグネットが設置されているが、我々はこれらを用いて磁化、磁気分光、磁歪、磁気輸送現象などの測定が出来るように整備してきた。ここでは、本所のマグネットの紹介と物性研究への応用例として強磁場分光実験について紹介する。

2. 金材研強磁場マグネット

金材研では以前より超伝導マグネットの開発研究を行って来ており、1976-85年の17.5T(30), 1986-87年の18.1T(30mm), 1993年-現在の21.1T(61mm)の磁場記録を保持してきており、磁場値の小空間記録は22.8T(10mm)である。これより大きな磁場を発生するHMHM製作の計画は1989年に始まった。95年3月にマグネットと建物が完成し、同年9月に36.5T(口径30mm, 超伝導マグネットの補助磁場14.1T)の世界記録を達成した。また、これとは別に水冷マグネット単体(29T,30mm)による磁場発生装置も試験を終わり1998年の3月から実験に供せられる。これには200mK以下の低温発生クライオタット(14mm)が準備されている。他の超伝導マグネットは次の通りである。希釈冷凍機付き(20T, 16T), 汎用(18T, 20T試験中), 冷凍機冷却(10T, 室温10cm) 2台, スプリット型(15T), 磁気分離用(3.5T, 室温 6cm×1m)。これらのマグネットの内、磁気分光の実験は15.5T, 20T試験中とHMを用いて行っている。

3. 磁気分光

強磁場中の物性研究で光学測定は非常に多くの情報をもたらす。遠赤外領域ではサイクロトロン共鳴や電子スピン共鳴などが観測できる特長を持っている。一方、可視領域とその周辺は半導体の帶間エネルギーに相当し、これらを研究する上で極めて重要となる。我々は遠赤外から可視までカバーする分光系として、マイケルソン干渉型とラメラ干渉型のフーリエ分光器および分散型分光器を用意した。遠赤外領域の干渉型から磁場中の試料、試料から検知器までの光は真鍮（一部キュプロニッケル）パイプ製の導波管で導いている。光の損失を防ぐには検出器を試料の近くに設置することも考えられるが、反面、試料の温度変化や印加磁場の変化によって、検出器の高感度及び波長依存性が変わる懼れがあるので我々は採用しなかった。

遠赤外領域

遠赤外領域で分光実験を行った範囲は $5 \sim 400\text{cm}^{-1}$ である。検知器には InSb ホットエレクトロンボロメータと Si ボロメータを用いている。HM に組み合わせた写真を図 1 に示す。遠赤外分光器を強磁場マグネットと組み合わせて場合には漏洩磁場が遠くに及ぶ点を考慮する必要がある。遠赤外光源の高圧水銀灯、ステップモーターなどは磁場に敏感であるので、干渉計は厚肉の鉄箱に入れて磁気遮蔽を施している。干渉計及び検知器と HM の距離は約 10m ある。HM のコイル常数（電流から磁場を評価する場合の比例定数）は同装置を用いた ESR 実験により較正している。図 2 は CdS の透過スペクトルを磁場を変えて測定した結果である。サイクロトロン共鳴に伴う吸収が観測される。磁場を一定で行う実験では磁場によってランダウ準位が固定されており、精密な議論を行う上で極めて有利である。また、格子振動など磁場に大きく依存しない遷移を観測することは、エネルギー固定の実験では不可能なことである。

可視域

可視域については全光路に単芯の大口径光ファイバーを利用していている。クライオタット内部の光学系は反射、透過及び発行スペクトルに合わせて極一般的な光学系を採用しており、光ファイバから出た光を凸レンズ或いは凹レンズ面鏡で試料に導き試料からの光を再び凸レンズ或いは凹面鏡でもう一方の光ファイバの端面に結ぶ。分光器はフーリエ変換型及び分散型を用いている。図 3 は高移動度 p 型量子井戸 GaAs/(Al,Ga)As の磁気反射スペクトルの例である。試料には透明電極が付けられており、電圧を加えることでホール濃度を連続的に変化することができる。磁場は 2 次元面に垂直に加えられており、各磁場に対して、ホール濃度を順次変化してデータを得た。反射の谷が不連続的に変化するのが分かるがそれはフェルミエネルギーが次のランダウ準位に移動した事に対応している。

ルミネッセンスの実験はアルゴンレーザーと CCD 付き分散型分光器を用いて行っている。これ

を用いてGaAs(Er)などの発行スペクトルの磁場依存性を研究している。一方、磁気透過スペクトルはフーリエ変換型分光器でCdTe/CdCrTe超格子などで測定している。どちらの場合も、励起子線の反磁性シフトを観測している。

まとめ

ハイブリッド・マグネットを始め種々の強磁場マグネットが利用できるようになった。遠赤外領域の磁気分光システムが完成し、サイクロトロン共鳴や電子スピン共鳴の測定に威力を発揮する事が分かった。可視域の磁気反射スペクトル測定装置が完成し透過スペクトル実験同様実験ができる様になった。本格的なルミネッセンス装置が稼働を始めた。

謝 辞

ラメラ型干渉フーリエ分光計は理科大の長坂教授、佐藤博士との共同研究で造られた。p型量子井戸GaAs/(Al, Ga)Asはノッチンガム大学ヘニニ博士の製作により、超格子のCdTe/CdCrTeはポーランド科学アカデミーのカルチェフスキ教授の製作による。また、ハイブリッド・マグネットの運転は金材研モルトによって行われた。諸氏に感謝致する。

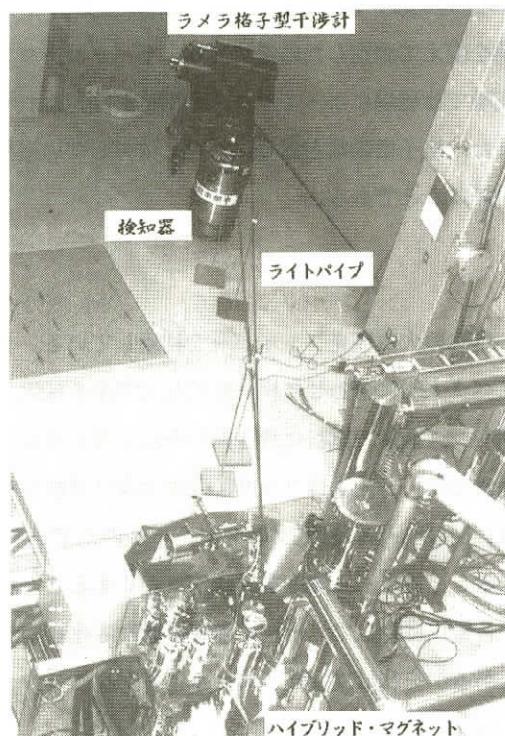


図1 ハイブリッド・マグネットとラメラ干渉計。

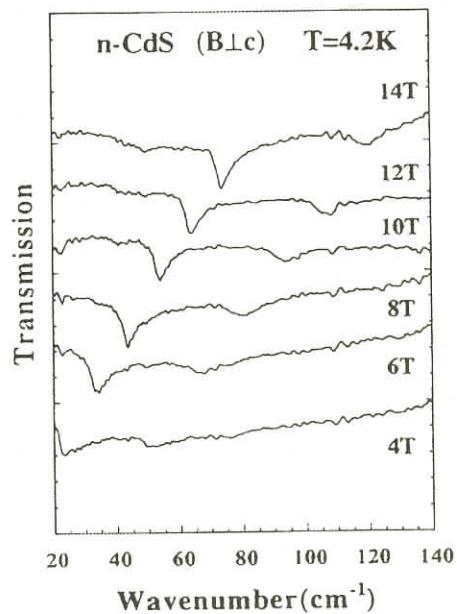


図2 CdS の各磁場における遠赤外スペクトル。大きな吸収はサイクロトロン共鳴である。

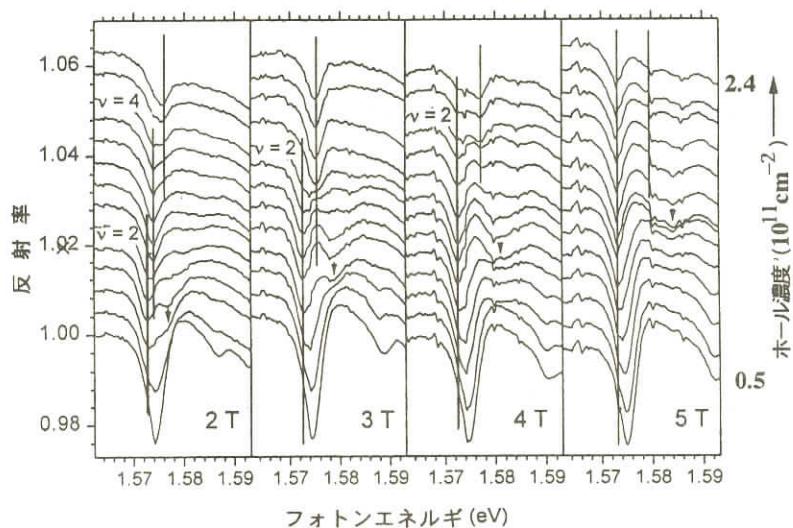


図3 井戸幅70Åのp型量子井戸の磁気反射スペクトル。

電磁濃縮法による超強磁場発生と磁気光学測定

東大物性研 松田康弘
三浦登

物性研の電磁濃縮法は最高550Tの磁場が発生可能である。現在、より高い磁場をめざした装置開発と、500Tまでの半導体のサイクロトロン共鳴、可視光領域の分光測定を行っている。

電磁濃縮法ではライナーと呼ばれる導体の筒を電磁力で動径方向に収縮させ、断面積比 $S(0)/S(B)$ で初期磁束を濃縮する。ライナーの最終断面積 $S(B)_{\min}$ は電磁気学にのっとったシュミレーションから予測できるが、磁束濃縮の最終段階ではライナーの発熱、蒸発と衝撃波による電導率の低下、及び一次コイルの形状を反映したライナーの不均一変形などの解析的取り扱いの困難な要素が重要な因子となり、磁束を逃がさずに予測された値までライナーを収縮させることができない。いまのところ、①「衝撃波による磁束の漏れ」および②「一巻き型の一次コイルのギャップ効果によるライナーの不均一変形」が最高磁場の値をほぼ決定していると考えている。今回、①、②の効果の軽減をねらい、[1] 2.1から3.0 Tまでの初期磁場 B_0 の変化と[2] 一次コイル及びライナーの小型化を試みたので報告する。図1は一次コイル内径 $D_p=160\text{ mm}$ 、ライナー内径 $D_L=147\text{ mm}$ 、投入エネルギー4 MJ（充電電圧 $V=40\text{ kV}$ ）での到達磁場の初期磁場依存性を示した図である。初期磁場の値を変えれば磁場が早い段階で濃縮され、 $S(B)_{\min}$ にも変化があると予測できるが、①の効果とのかねあいにより2.3 T付近で最高値を持つように見える。これは従来から用いている初期磁場の値と一致する。また図2は一次コイル、及びライナーサイズを $D_p=130\text{ mm}$ 、 $D_L=116\text{ mm}$ にした場合の、初期磁場 $B_0=2.9\text{ T}$ または 3.3 T での到達磁場の充電電圧依存性である。コイルの小型化に伴い $S(0)/S(B)$ は小さくなるにも関わらず $B_0=2.9\text{ T}$ 、 $V=40\text{ kV}$ で最高約500Tの磁場が得られた。このときのライナー速度は 2.2 km/s と従来のコイルサイズで得られる平均的な値 1.9 km/s に比べ速い。 $B_0=3.3\text{ T}$ でも同じ圧縮比が得られれば約580 Tの磁場が得られると予測できるが、実際には到達磁場がむしろ下がってしまう。これは B_0 が大きくなると最終段階でライナー速度が低下し、また $S(B)_{\min}$ も増加するためであると考えられる。

図3には最近得られたCdFeSのサイクロトロン共鳴、図4にはGaAs/AlAs MQWのストリーカ分光システムによる吸収スペクトルの測定結果を示す。これらには磁性イオンの効果と考えられる共鳴磁場の増加や励起子吸収の異常など超強磁場に特有と思われる変化が観測されており、更に詳しい情報を得るため現在実験を進行中である。

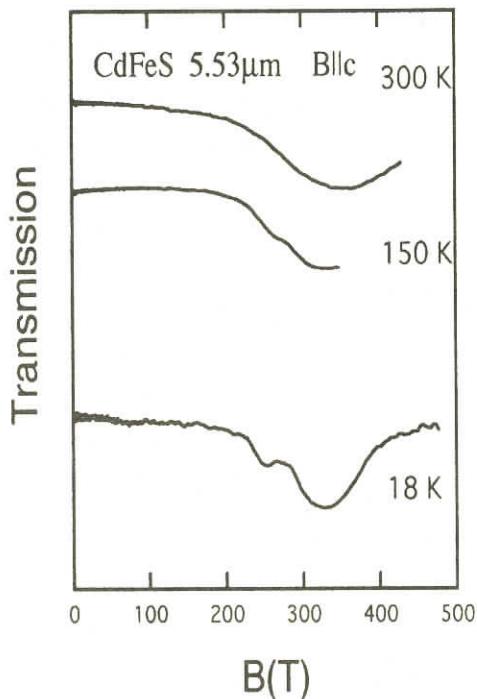


図3 Cd_{0.95}Fe_{0.05}Sの赤外サイクロトロン共鳴

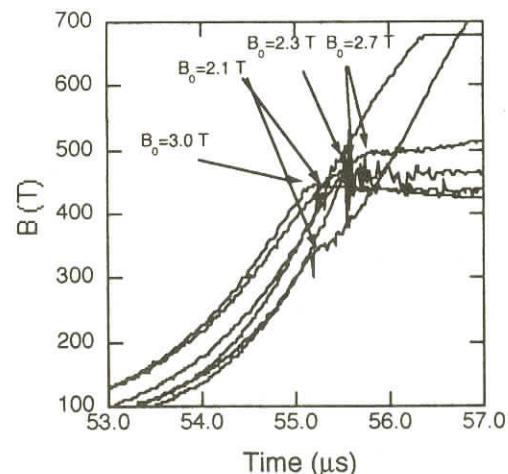


図1 到達磁場の初期磁場依存性

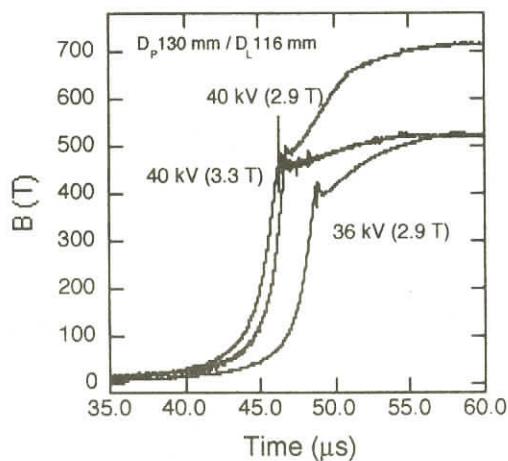


図2 小型コイルでの到達磁場の充電電圧依存性

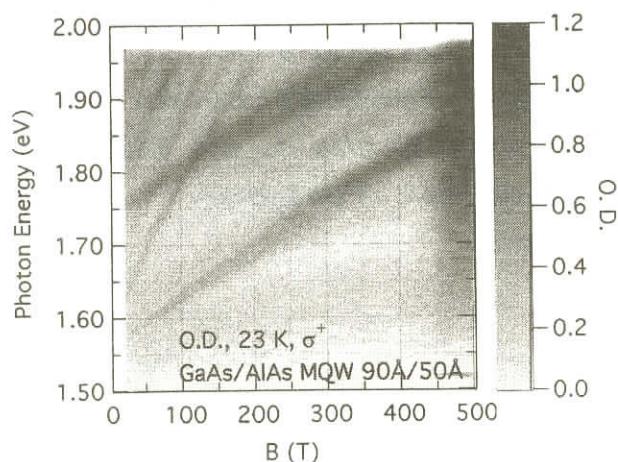


図4 GaAs/AlAs MQW の磁気光吸収スペクトルのストリーケ画像

繰り返しパルス強磁場を用いた中性子散乱

東北大金研 高橋 弘紀

野尻 浩之

本河 光博

KEK 新井 正敏

磁性体の研究において、磁場は重要なパラメーターの1つであり、様々な興味深い現象を引き起こす。磁場中の物性研究を行う上で、その物質の磁気構造を知ることは重要であり、磁気構造の決定には強磁場下での中性子散乱実験が最も有力な手段である。しかし、中性子散乱において利用できる磁場は、超伝導マグネットを用いた場合、現状では10T程度である。我々は、より強磁場下での中性子散乱実験を行うため、1991年以来KEKにおいて繰り返しパルス磁場の開発を行ってきた。以来、DyAg, CsCuCl₃等の磁場中の磁気構造を決定し成果を上げてきた。しかしながら、より有益な実験を行うためには発生可能な磁場を引き上げる必要があり、我々はそのためにマグネットの改良に取り組んでいる。発生磁場が大きくなると、マクスウェル応力も増大するのでマグネットの強度が問題になる。そのため、材質を純銅からより高強度の銀銅合金 (Cu : Ag = 50 : 50) に変更した。また、ビッター板の形状も一部改良し、それに伴ってビッター板の積層方法もこれまでの一層構造から、継ぎ目部分での電流の不連続部分を減少させるために

多層構造に変更した。その結果、三層構造のマグネットを用いて27 Tの磁場を繰り返し発生させることに成功した。

また、この新型マグネットを用いて三角格子反強磁性体CsCuCl₃の強磁場下中性子散乱をおこなった。この物質は、モーメントはc面内で120°構造を持ち、c軸に沿って長周期のヘリカル構造を持つ。磁場をc軸方向にかけると、12.5 Tで磁化過程に飛びが見られ相転移を起こし、この相転移は量子効果によるものであると解釈され興味が持たれていた。一方磁場をc軸に垂直にかけた場合、磁化過程では12T付近にプラトーが見られインコメンシュレートからコメンシュレートへの転移が予想されていた。これまでの測定では、長周期のピッチが磁場の増加とともに減少し11T付近一定になることが観測されたが、コメンシュレートへの転移は見られなかった。今回、新型のマグネットを用いて18Tまでの測定をおこなったところ、15T付近からピッチが急速に短くなり、17 T付近ではほぼコメンシュレート構造になることが観測された。

反磁性物質の強磁場効果

東北大金研 茂木 嶽

本河光博

最近東北大金研の強磁場センターでは、定常強磁場の特徴を生かした材料科学に関する研究が盛んに行われている。例えば、蛋白質の単結晶成長や、磁場配向高分子の機能性の探索などがあげられる。ここでは反磁性物質の新たな材料プロセスの可能性を秘めた二つの試みについて紹介する。

1. 反磁性物質の磁気浮上と磁気無重力の応用

磁場勾配中に置かれた反磁性物質には磁場中心から遠ざかろうとする力が働く。この力を重力と釣り合うほど大きくできれば、物質を宙に浮かすことが可能になる。この「磁気無重力状態」とも呼ぶべき現象を金研のハイブリッドマグネットを利用して実現することに成功した。反磁性物質としては、水、氷、氷砂糖、塩化ナトリウム、石英ガラス、ビスマスなどの他、うずらの卵やさらにはマウスなども浮くことが確認された。固体試料の場合浮上が始まる磁場は磁化率から計算される値にほぼ一致するが、液体の場合は容器の濡れ性に依存し、一般に計算値より大きくなる。

この磁気無重力状態は無重力としての特徴（例えば熱対流抑制や非接触保持など）と強磁場としての特徴（磁場配向など）を同時に利用できる高い機能性を有する場と考えられ、結晶成長など材料プロセスにおける基礎研究が始まられている。

2. 導電性ポリマーの磁気電解重合

次世代の代表的機能性材料と期待される導電性ポリマーの電解重合過程に強磁場を印加し、その特性を制御しようとする試みがなされている。ビッターマグネットおよびヘリウムフリーマグネットを利用してポリピロール薄膜の磁気電解重合を行い、重合膜の電気化学特性をサイクリックボルタムメトリーにより測定した。その結果、電解重合時に膜内に取り込まれるドーパントアニオンの種類に磁場効果が大きく依存していることが分かった。例えばトシレートイオンがドープされた場合、磁気電解重合膜の酸化還元過程は極めて非可逆になり、他方、硫酸イオンがドープされたときにはより可逆的に変化した。また、塩化物イオンがドープされた系では磁場効果はほとんどみられなかった。このような磁場効果の多様性は材料プロセスにおける磁気電解重合の多くの可能性を期待させる。

東京大学物性研究所 三 浦 登

1996年と1997年度の2年次にわたって、米国のロスアラモス研究所で、Dirac Seriesと名付けられた一連の国際共同研究が行われた。ロシアのArsamas研究所、米国のLos Alamos研究所ではともに爆薬を使った爆縮法によって超強磁場を発生する技術を開発してきたが、このDirac Seriesでは、ロシアの爆縮装置に米国の爆薬を組み合わせ、Los Alamosにおいて超強磁場実験を行うことになったものである。ロシアの爆縮装置は、種磁場を発生する一次コイルが第一段のライナーを兼ね、またその中に2段のライナーを挿入して合計3段のライナーによって磁場を濃縮する独特の方式を用いている。この方式は3段カスケード方式とよばれている。1000Tを越える超強磁場においては、ライナーのRayleigh-Taylor instabilityとよばれる電磁流体力学的不安定性やライナーの極端な温度上昇が、磁場圧縮の障害となるので、これらの困難を克服するために開発された方法である。ロシアではこの方式によって1600Tの磁場発生に成功したことを報告しているが、今回の実験は、約20kg(エネルギーにして約100MJ)の高性能爆薬を用いて1000Tの磁場を発生し、この下で種々の実験を行おうとするものであった。超強磁場における実験の募集が国際的に行われ、物性研究所にも協力の呼びかけがあった。そこで物性研究所では、オーストラリア・シドニーのNew South Wales大学のR. G. Clark教授のグループと共同で、半導体、半金属、高温超伝導体の低温磁気抵抗の測定を行うこととした。米国、ロシア、日本、オーストラリアのチームの他、ドイツのM. von Ortenberg教授、ベルギーのF. Herlach教授も加わって、6カ国の共同実験となった。

爆縮法の立ち上がり時間の短い超強磁場下では、巨大な誘導電圧のために、磁気抵抗の測定はきわめて難しいが、Clark教授のグループでは、マイクロ波のストリップラインを用い、高周波電気伝導を測定する手段を開発してきた。物性研究所では、爆縮法とほぼ同程度の立ち上がり時間をもつ一巻きコイル法を用いて、この技術を共同開発し、爆縮法における実験を共同で行った。1GHz付近の周波数を伝送するストリップラインをプリント基板に蒸着し、試料をこのストリップラインに貼り付けておくと試料の抵抗に応じて透過率が変化する。試料は磁場の中心に位置するようにセットするが、この際、誘導電圧を極小にするようにストリップラインおよび試料が正確に磁場と平行となるように配置する。また試料は非常な薄膜として渦電流による温度上昇を抑える、出力信号は何重ものフィルターを通して検出するなどの努力を行う。こうして、磁束密度の非常に急激な変化にも拘わらず、磁場による誘導電圧をほとんど拾わずに磁気抵抗の測定を行うことが可能になった。オーストラリアのチームは、超強磁場の下で理論的に予言されている磁場誘起超伝導を見出すべく、放物線型ポテンシャルに閉じこめられた高移動度GaAsの2次元ガスの磁気抵抗測定を行った。物性研究所では、励起子相への電子相転移が予想されるBiの磁気抵抗、および酸化物高温超伝導体の中で常伝導への転移が非常な強磁場で起こるYBaCuO(B_{Tc})の磁気抵抗測定の実

験を行うこととなった。物性研究所での予備実験の後、ロスアラモスでの実験に臨んだ。

実験は、1996年4月と1997年6月にロスアラモスのAncho Canion実験場で行われた。爆縮法装置にプラスティッククライオスタッフを挿入し、液体ヘリウムを減圧して1.5Kの低温で測定を行った。全部で5発の実験を行ったが、10mm直径の空間におかれた試料空間で最終的に記録された磁場は最大700-800Tであった。実験の結果、ストリップラインによる測定での磁気抵抗の測定では、誘導電圧によるノイズは非常に小さいことがわかった。しかしながら、2段の内側のカスケードが前段のカスケードの衝突によって、始動する際に非常に大きなノイズを発生することが残念ながら大きな障害となった。カスケードは始動前には磁場の浸入を許すために、軸方向にそろった何本もの細い銅線から成っている。外側のカスケードの衝突によって加速が始まるとこの銅線がたがいに接触して一体の導体となりライナーとしての機能を持つようになるのである。ノイズはこの銅線が接触する際のスパークなどのよるものと思われる。3段カスケード特有のこのようなノイズ源のために、抵抗が小さく、またバルク結晶であるために微細加工の困難なBiでは、十分s/nの高いデータは得られなかった。しかしながらYBaCuOでは、1.6Kの低温で、磁気抵抗曲線が約300Tの強磁場まで得られ、常伝導転移が $B \perp c$ の場合150Tから起こり始め、240Tで飽和することが確認された。

このシリーズでは、1000Tの超強磁場で、極低温で磁気抵抗を測定するというきわめてchallengingな実験を国際的な協力のもとに行なったわけであるが、得られたデータに加えて、測定技術上でも多くの新しい知見が得られた。ストリップラインによるマイクロ波磁気抵抗の測定法は、超強磁場における輸送現象の測定手段としてきわめて有望であり、カスケードのない物性研究所の電磁濃縮法による500T磁場では多くの物質の磁気抵抗の測定が高いs/n比で可能になると思われる。今後ともこの国際共同研究の一部は舞台を物性研究所に移して発展させる計画である。この研究には、日本からは三浦の他、物質工学研の横井裕之と物性研の中川宏之が参加した。

一巻コイル法を用いた130Tまでの超強磁場下でのYBCO薄膜の磁気抵抗測定

東大物性研 中川宏之

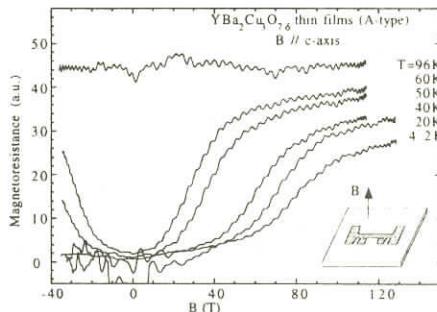
現在、高温超伝導体における常伝導輸送特性の異方性が問題になっており、いろいろな系・キャリア濃度での測定が行われている。このT_c以上での異常な振る舞いが、超伝導を抑制した際に低温まで続くのかどうかということも話題になっている。超伝導を抑制する手段としては、ケミカルドーピングを行う方法と、強磁場を用いる方法がある。高温超伝導体ではT_cが高くH_{c2}も大きくなることから、この方面からのアプローチはこれまでほとんど行われてこなかった。最近、LSCOやBi(2201)系で、パルス強磁場を用いて超伝導を抑制することにより、低温までの面内・面間の抵抗率の測定がBoebingerやAndo等によって行われた。LSCOにおいては、面内が“metallic”で面間が“insulating”という振る舞いが低温まで続かずに低温では面内・面間ともに同じ温度依存性を示すのに対し、Bi(2201)に5%Laドープした少しオーバードープ領域の試料においては面内が“metallic”で面間が“insulating”という振る舞いがT_cの5%以下の低温まで続くことが報告されている。このような、測定を他の系でも行うことは、高温超伝導体に特有の常伝導状態を明らかにするために重要であると考えられる。これまでY(123)系では、90K相では低温ではに於いてH_{c2}がメガガウス領域に及ぶこともあって、幅広いキャリア濃度での測定が行われていない。そこで我々は、一巻コイル法を用いた130Tに及ぶ超強磁場、50Tまでの非破壊ロングパルス磁場を用い、4.2Kまでの温度領域で、c軸配向のYBCO薄膜の面内の磁気抵抗の測定を行った。ゼロ抵抗の温度は83.5K、転移幅は約4Kで、ややアンダードープの試料である。すべての測定において、電流はab面内、磁場はc軸に平行に印加した。

一巻コイル法を用いた超強磁場下での測定データを図(a),(b)に示す。図(a)は、5MHzの交流電流を用いた測定結果で、図(b)は直流による測定結果である。最低温の4.2Kに於いても、120T付近で磁気抵抗がほぼ飽和する傾向が見られており、ほぼ常伝導状態が実現されていると考えられる。5MHzの交流による測定と直流による測定は定性的にはほぼ一致する。60Kに於ける測定データで、一巻コイル法による短パルス超強磁場下($\sim 7\mu$)のデータと、非破壊型のロングパルス磁場下($\sim 25\mu$ ms)のデータの比較を行ったところ、磁気抵抗が急激に立ち上がる磁場は一致しないが、磁気抵抗がある程度大きくなつて常伝導状態に近づいてくると両者はほぼ一致することがわかった。このことから、常伝導状態に近い領域を議論する場合には両者を同等に扱うことができると考えられる。

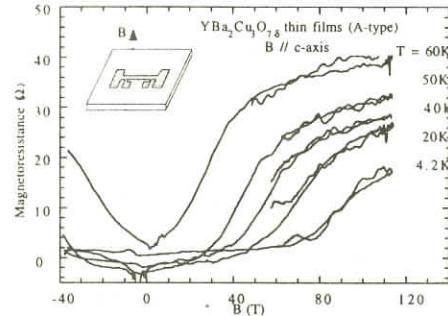
これらのデータを用いて、磁気抵抗が急激に立ち上がる磁場、磁気抵抗の傾きが緩やかになり飽和傾向を示す磁場から相図を求めた。これを図(c)に示す。磁気抵抗が飽和傾向を示す磁場を上部臨界磁場(H_{c2})と考えると、低温において120T付近で飽和傾向を示すことがわかった。T_c以下の常伝導状態の面内の抵抗の振る舞いを見るために、ある一定磁場での抵抗値を温度に対してプロットし直したもの図(d)に示す。110Tに於ける磁気抵抗の値に注目すると、面内の抵抗は温度

とともに減少し低温においてある有限の値に近づくことがわかった。

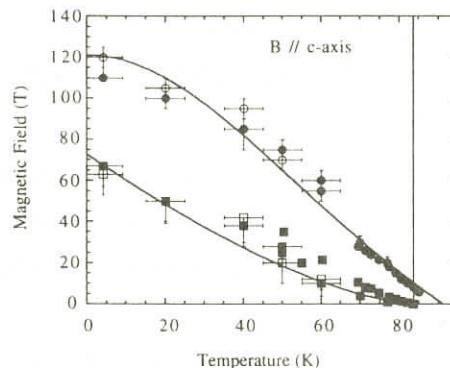
定量的な議論を行うために、現在抵抗が大きくなるように加工を施した試料を用いて測定を行っている。今後の課題として、c 軸方向の磁気抵抗を測定するとともに、キャリア濃度をふって測定を行う必要がある。



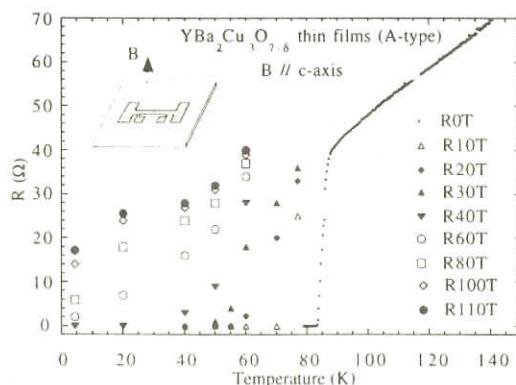
図(a)一巻コイル法での130Tまでの
交流磁気抵抗測定の結果



図(b)一巻コイル法での115Tまでの
直流磁気抵抗測定の結果



図(c)四角は磁気抵抗が急激に立ち上がる磁場、丸は磁気抵抗が飽和傾向を示す磁場、白抜きは交流測定、黒は直流測定の結果を表す。実線は、目安としてひいた。



図(d)ある一定磁場での磁気抵抗の温度依存性

YBa₂Cu₄O₈ の磁場誘起次元制御

物性研 高木英典

高温超伝導体YBa₂Cu₄O₈はアンダードープ領域にある典型的な擬ギャップの系として、よく知られている。その結晶構造は高温超伝導発現の舞台であるCuO₂二次元面と二重のCuO一次元鎖面の交互の積層からなっている。後者の二重一次元鎖部分は面内の電気抵抗の異方性から判断する限り、むしろCuO₂面より高い伝導度を有し、擬一次元強相関金属と高温超伝導のいわばハイブリッド構造とでも言うべき、ユニークな舞台設定を提供している。

いわゆる擬ギャップ有する高温超伝導体は、一般に擬ギャップの形成に伴って、CuO₂面間の電気抵抗が強く絶縁体的な温度依存性を示すことが知られている。ところが、最近の我々の測定結果によれば、YBa₂Cu₄O₈は典型的な擬ギャップの系であるにも関わらず、その面間の電気抵抗の温度依存性は、温度を下げるとともに200K付近を境として、温度にほとんど依存しないインコヒーレントな振る舞いから金属的な振る舞いへと変化する。この擬ギャップ系としては特異な面間の伝導の起源を明らかにするために、面間抵抗の磁場及び磁場角度依存性の測定を行った。その結果、面内かつ二重一次元鎖に垂直方向の磁場成分にのみ依存する大きな磁気抵抗が観測され、面間の金属的な伝導は、この物質にユニークな存在である金属的な二重一次元鎖の形成する擬一次元バンドが担っていることが強く示唆された。

200K以下の金属伝導領域において一次元鎖に垂直に磁場を印加した場合の磁気抵抗は、例えば85K、15Tの条件下で75%程度と非常に大きく、磁場下での抵抗値が30T程度の強磁場下ではインコヒーレント伝導の領域の抵抗値(8mΩcm)に容易に到達することが予想された。そこで物性研パルス強磁場を用いて35Tまでの磁気抵抗測定を行ったところ、19T以上の磁場において、面間の磁気抵抗の温度依存性が、金属的な振る舞いから、絶縁体的な振る舞いへと変化することが見いだされた。この面間抵抗の温度依存性の劇的な変化はインコヒーレント伝導領域の抵抗値8mΩcmを境に起こっており、また磁気抵抗の磁場依存性の変化を伴っている。これらの事実から、面間の伝導の担い手である二重一次元鎖間の伝導が、磁場によって実効的に断たれ、キャリアが一次元鎖内に閉じ込められたと結論した。現在、結合を断たれた一次元鎖内で何が起こっているのかを調べるべく実験を進めている。

強磁場NMRで見たLa系銅酸化物超伝導体におけるスピンドロップ

東北大学金属材料研究所 後藤貴行
千葉嘉一郎
森征克
鈴木栄男
深瀬哲郎

1. はじめに

La系銅酸化物超伝導体 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO)及び $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO)では、特定のキャリヤ濃度において T_c が極小値を取る。LBCOでは $x \approx 0.125$ 付近で T_c のキャリヤ濃度依存性にディップが現れ、近傍の組成において斜方晶(OMT, 空間群 $Cmca$)から正方晶(TLT, 空間群 $P4_2/ncm$)への構造相転移($T_{d2} \sim 70\text{K}$)及び磁気転移($T_N \sim 36\text{K}$)が存在することから、両者と T_c 異常との間の因果関係が指摘されてきた。一方LSCOにも $x \approx 0.115$ 付近において T_c キャリヤ濃度依存性の曲線にキンクが現れ、磁気転移 $T_N \sim 34\text{K}$ 程度に出現することが確認されているが、顕著な違いは $x=0.115$ における超伝導の抑止がLBCOに比べて弱いこと、及び、4.2Kの低温までTLT相へのマクロな構造相転移が確認されていないことである。しかし深瀬らは LSCO($x \approx 0.115$)の超音波音速が、10K以下の低温で増大を示すことから、LSCOにおいてもTLT構造へのゆらぎが増大していることを指摘してきた。

OMT相とTLT相では、CuO面の波打ちパターンの方向が450だけずれていることから、3dスピン間に働くジャロシンスキー・守谷相互作用ベクトルも異なっている。これは磁気秩序相のスピン構造に違いを引き起こす可能性がある。 La_2CuO_4 の反強磁性秩序状態では、スピンは CuO_8 八面体の傾き軸に直交した方向を向いており、面内から僅かにキャントしていることが知られている。Thioらは単結晶を使った磁気抵抗の実験で、外磁場をスピンと平行に印加した場合、10T程度でスピンフロップが起こり、CuO面内でスピンが90度回転することを報告している[1]。本研究ではLSCO及びLBCOの磁気秩序状態におけるスピン構造について明らかにするため、NMRを使って多結晶試料でのスピンフロップを調べた[2]。

2. 実験

固相反応法により作成したLSCO($x=0.100, 0.110, 0.115, 0.120$)及び、LBCO($x=0.125$)と La_2CuO_4 の多結晶試料粉末を磁場中で c 軸配向を行った。La-NMR磁場掃引スペクトル($I_z = \pm 1/2$ の中心遷移)は、温度4.2~60K、外磁場5~18T($H \perp c$)の範囲で測定した。 La_2CuO_4 では外磁場に対して平行または反平行に向いている副格子に属するスピンからの寄与が2次元パウダーパターンへの二つの特異点として現れるため、そのスプリット間隔 σH からLaサイト内部磁場の外磁場平行成分 $H_{La}^{\parallel} = \sigma H/2$ を求められる。LBCOとLSCOではブロック層の原子置換によってLaサイトの電

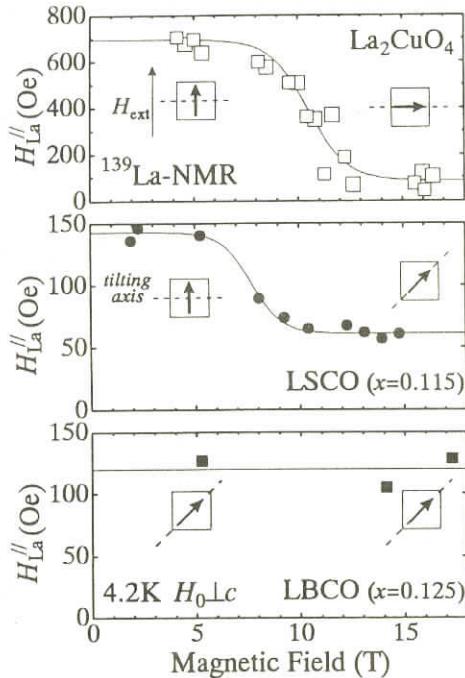


図 1 La_2CuO_4 , LSCO, LBCO における La -NMR 線幅(2/2)の外磁場依存性。曲線は目安。各磁場におけるスピン方向と CuO 面の傾き(モデル)も示す。

は La_2CuO_4 よりも僅かに低い 8T で急激な減少が見られた。しかし、高磁場でも $H_{\text{La}}^{\parallel}$ は有限(半分程度)であり、スプリットがほぼ完全に消失した La_2CuO_4 の場合とは大きな違いがある。また、LBCO では 18T まで全く変化しない。これらの実験結果から、LSCO ($x=0.115$) 及び LBCO ($x=0.125$) の磁気秩序状態におけるスピン構造についてモデルを考える。

これまで実験的にわかっていることは、スピンの方向は La_2CuO_4 と同様にはほぼ CuO 面内であることのみであり、面内での方向は不明である[3]。しかしジャロシンスキー・守谷相互作用を取り入れた理論的解析によれば、OMT 相では La_2CuO_4 と同様に斜方晶での(1,0,0)方向を向いてキャントしており、一方、TLT 相ではスピンの方向は 45 度ずれて、酸素八面体の tilting 軸と平行となりキャントしていない構造が安定である可能性が指摘されている[5]。LSCO の磁気秩序状態に磁場を印加して行きスピンフロップが起こると、スピンの方向は(1,0,0)からずれ出しが、[5]によれば回転角が 45° のところで TLT 相の方が安定となるため、格子変形を誘発して TLT に転移した方がスピン系と結晶構造を合わせたトータルの自由エネルギーが極小値となる可能性がある。この状態では、もともと磁場と平行または反平行にあったスpinの方向が 45 度回転するので、La サイトの超微細場に対する寄与は $1/\sqrt{2}$ 倍となる。これは高磁場でも低磁場での線幅の増加が半分程度になるという NMR の実験結果と一致している。また、超音波音速による実験結果で、TLT への構造相転移

場勾配に大きな分布が生じており、磁気秩序状態でも La_2CuO_4 のように特異点が現れることはないが、低温で線幅に数百 Oe 程度の明瞭な増加が現れる[3]。この増加分を 80% 線幅して評価することにより同様に $H_{\text{La}}^{\parallel}$ を求めた。

3. 結果及び考察

図 1 に各試料における $H_{\text{La}}^{\parallel}$ の外磁場依存性を示す。まず、反強磁性相 La_2CuO_4 では、外磁場 10T 程度で、内部磁場の外磁場平行成分 $H_{\text{La}}^{\parallel}$ は急激に減少し消失する。これは低磁場で斜方晶の(1,0,0)方向にオーダーしていたスピンが(0,1,0)に向くことにより外磁場と垂直となり、超微細場に対しての寄与が非常に小さくなる為であるとして説明できる。これは Thio らによる磁気抵抗の結果[1]とコンシスティントであり、確かに NMR からダイレクトにスピンフロップを検出できたことになる。

次に 1/8 問題関連の試料については、LSCO で

のゆらぎが磁場によって実際エンハンスされることが報告されている[4]。一方LBCOでは低磁場でもTLT構造であるから、[5]によればスピンはキャントしておらず、よってスピンフロップも構造変態の磁場効果もない。

ここまで議論は反強磁性的な磁気秩序を仮定して行ってきた。最近、NdをドープしたLSCOにおけるストライプ構造が中性子実験で報告されている[6]。もし、Ndドープ無しのLSCO($x=0.115$)における磁気秩序がそのような構造であった場合でも、これまでの実験結果に対する議論は矛盾しない。なぜなら、どちらの磁気構造でもNMRスペクトルに現れるブロードニングは殆ど同じだからである。なお、LSCOにおける転移磁場が僅かに低いのは、ブロック層へのSrドープによってCuO面のバクリングがに比べて小さくなっているため、スピンキャント角も小さくなつたと考えられる(分子場近似で求めた転移磁場は $H_{sf} \sim OJ/2$ となり、 La_2CuO_4 の場合のキャント角をうまく説明している)。

- [1] T. Thio, et al.: Phys. Rev. 41 (1990) 231.
- [2] T. Goto, et al.: JPSJ 66 (1997) 2870.
- [3] T. Goto, et al.: J. Phys. Soc. Jpn. 63 (1994) 3494.
- [4] T. Suzuki, et al.: Czech. J. Phys., 46 (1996), Suppl. S4, 1237.
- [5] W. Koshibae, et al.: Phys. Rev. 50 (1994) 3767.
- [6] J. M. Tranquada, et al.: Nature 375 (1995) 561.

高温超伝導体の渦糸状態における磁場誘起不規則転移

東北大学金属材料研究所 小林典男
西嵩照和 内藤智之 淡路智
渡辺和雄

昨年の研究会で我々は、良質でピン止め力が小さい非双晶 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 単結晶で、これまで観測されていなかった新しいタイプのピーク効果が10 T以上の高磁場領域に存在することを報告した。このピーク効果は、磁束格子融解線の臨界点に連続的につながることや、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ のピーク効果との類似性などから、磁束系の相図の研究に於いて重要な手がかりを与えるものと期待される。そこで、不規則性の度合いの異なった3つの $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 単結晶に関して磁場-温度相図を確立し、融解相転移や磁束固体相における不規則性の効果を議論した。

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 単結晶は、イットリアるつぼを用いたセルフフラックス法で作製された。得られた結晶を1軸圧力下で熱処理を行うことによって非双晶単結晶を作製し、東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センターの超伝導マグネットとハイブリッドマグネットを使用して、30 Tまでの高磁場中での磁化測定をHall素子($50 \times 50 \mu$)を用いて行った。

これらの試料の磁化曲線はともに広い温度領域にわたって顕著な第2ピークを示す。しかし、この第2ピークの性質は不規則性の強さによって異なる。クリーンな試料では、第2ピークの位置は温度によって単調な変化をしない。この傾向はピン止め力の小さい試料の特徴である。また、磁化ヒステリシスにおけるリエントラント効果が現れる。一方、ピン力の強い試料では第2ピークは温度の上昇とともに単調に減少し、リエントラント効果は観測されない。この結果は今まで報告されている多くの実験結果とよく一致する。磁化のヒステリシスカーブから求められる臨界電流密度 J_c は、ピン力が弱い場合、低磁場でゆっくりと減少した後、10 T程度の磁場まで急速な増加を示し、第2ピークをとった後再び減少する。この急激な臨界電流密度の増加は、磁束状態が磁場の増加に伴い磁束格子状態から磁束グラス状態へ転移することを予想した最近の磁束状態に関する磁場誘起規則-不規則転移のモデルによって、良く説明される。一方、ピン力の比較的強い試料では、第2ピーク直下の J_c の増加は B^n , $n = 3/4 - 1$ で表わされるようなゆっくりとした変化のみが観測される。このゆっくりとした J_c の増加は、最近のcollective pinning理論によって理解される。我々は、現在、上記の単結晶に電子線照射を行ない、人為的に不規則性を導入した試料について研究を進めている。

この研究は、東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センターの強磁場施設を利用して行なわれた。また、この研究の一部は文部省科学研究費基盤研究(B)、および科学技術事業団戦略的基礎研究の補助を受けて行なわれた。

低次元有機磁性体の構築とその磁化過程

分子研 細 越 裕 子

有機ラジカルは次の特徴を持つ。(1)構成元素が軽原子であるため、理想的なハイゼンベルグスピニ系を形成する。(2) π 共役系平面性分子であるため、低次元格子を形成しやすい。(3)化学修飾による多様性を持つ。これらの特徴を生かし、スピニの量子性が顕著に現れると期待される低次元磁性体の作成を行っている。

本講演では、 $S=1$ の有機ビラジカルの形成する反強磁性格子を取り上げた。まず、有機磁性体のスピニ伝達機構と、分子設計指針について述べた。続いて、有機ビラジカルPNNNOと、これの水素原子2つをフッ素で置換したF₂PNNNOを例に、化学修飾によって分子内相互作用が制御できることを報告した。(PNNNO; $2J/k_B=638\text{ K}$, F₂PNNNO; $2J/k_B=407\text{ K}$)両者は類似の一次元鎖構造を取るが、F₂PNNNOにおいてのみ鎖間相互作用が存在する。これはフッ素原子導入による分子構造変化が結晶構造に反映されたものである。これらの磁化過程には、結晶構造の差が顕著に現れた。PNNNOは単調増加の磁化過程を示したが、F₂PNNNOは、エネルギーギャップをもつ二段階の飽和(飽和磁化の半分の値でプラトーを持つ)を示した。(物性研多重極限物性部門の40 teslaパルスマグネットを用いた0.5 Kでの測定。)この特異な磁化過程は、結晶構造をもとに、鎖間相互作用が支配的な二次元磁性体として、解釈することが出来た。

本研究は井上克也助教授(分子研)、滝澤晃一氏、後藤恒昭教授、中野博生博士、高橋實教授(物性研)との共同研究です。

ギャップ系一次元磁性体の強磁場化

CREST, 大阪大学極限科学研究センター 鳴 海 康 雄
金 道 浩 一

通常、スピニ $S=1/2$ を持つ反強磁性一次元鎖は、基底状態にエネルギーギャップ(スピニギャップ)を持たないが、一方で近年、エネルギーギャップのある系として、近接次近接相互作用、ボンド交替、そして偶数スピニ梯子などが盛んに研究されている。特に梯子鎖化合物においては、Sr₁₄Cu₂₄O₄₁にCaをドープした系で、高圧下の電気抵抗測定により超伝導を観測したという報告があり¹⁾、スピニギャップと超伝導という興味から注目されている。しかしこれらSr系の化合物は、磁気励起のためのエネルギーギャップが数100 Kと非常に大きいことから、これを実験的に研究することが非常に困難であるという問題があった。そのような中、スピニ $S=1/2$ を持つV⁴⁺と酸素からなる梯子構造の化合物(VO)₂P₂O₇が、ギャップエネルギーの比較的小さい梯子鎖化合物ではな

いか、と注目され研究されてきた。しかし最近そうではなく、梯子方向に垂直にのびた交替鎖だという中性子散乱の実験報告もある²⁾。

今回、我々は $(VO)_2P_2O_7$ の粉末試料を用いてパルス強磁場での磁化測定を行った。粉末の帯磁率の結果は、80K付近にブロードなピークを持ち、低温に向かって減少する傾向を示しており、このピークの温度からSr系の他の化合物より比較的エネルギーギャップは小さいと予測される。図1は1.3Kでのパルス磁場による磁化測定の結果である。低磁場で不純物によると考えられる飽和がみられるが、25T付近で折れ曲がりを伴った磁化の伸びがみられ、さらに高磁場約44Tで再び折れ曲がったのち、より急激な磁化の伸びを示している。この2段の磁化の伸びと、中性子散乱実験で観測されている励起モードとの関連性について、詳しい事は現在解析中である。

我々はこのほかに、この結晶を合成する上の母物質 $VO(HPO_4) \cdot 0.5H_2O$ に対する磁化測定も行った。この物質は結晶内に $(VO)_2P_2O_7$ の梯子鎖に垂直方向と同様の構造を持っており、相互作用のpathを理解する上で重要な物質と考えられる。図2に示した4.2K、65Tまでの磁化測定では、シングレット-トリプレットのレベルクロスに対応すると思われる、ブロードではあるがかなりダイマー的な急激な磁化の伸びがみられた。

この結果は、 $(VO)_2P_2O_7$ の中性子散乱実験で予想された相互作用の存在が、無視できないものであることを示している。しかし得られた磁化曲線は、典型的な $S=1/2$ 反強磁性交替鎖の逆S字的な磁化曲線とはかなり異なっており、単純な交替鎖化合物とは言えないのでは、と考えている。

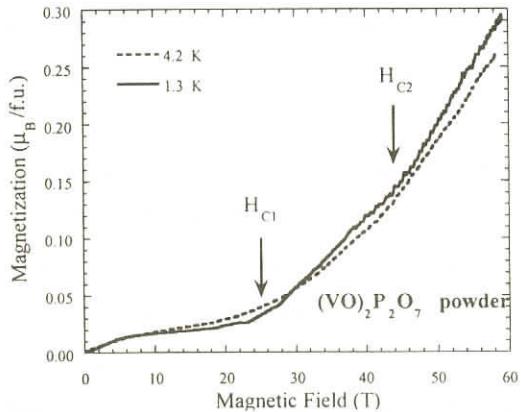


図1

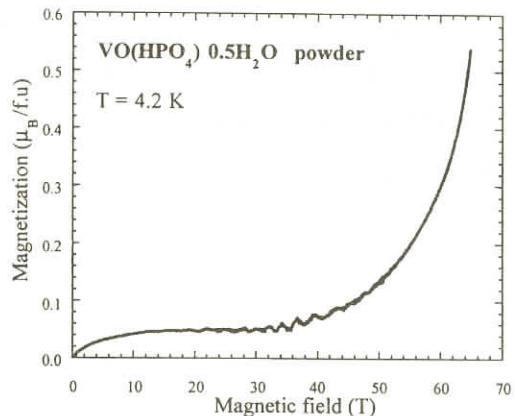


図2

1) M. Uehara *et al.*: J. Phys. Soc. Jpn. 65(1996)2764.

2) A. W. Garrett *et al.*: Phys. Rev. Lett. 79(1997)745.

ハルデン物質の磁気秩序

大阪大学基礎工学部 天 谷 喜 一

ハルデンギャップ反強磁性体は非磁性基底状態と磁気的励起状態との間にエネルギーギャップを持つため、絶対零度まで3次元的な長距離磁気秩序を示さないと考えられている。この事は実験的にも示されている。しかし、外部磁場の下ではエネルギーギャップの消失に伴い、基底状態に磁気的状態が混ざるため、有限の鎖間の相互作用により磁気秩序の出現も期待される。

NENPにおける実験¹⁾においては、結晶中のNi²⁺がgテンソルの主軸の異なる、等価でない2種類の配置を占めていたため、磁場中でギャップは消失せず、そのため磁場誘起磁気秩序の観測には至らなかった。その後NDMAZ:Ni ($C_5H_{14}N_2$)₂N₃ClO₄中ではNi²⁺は全て等価に配置する結晶構造を持つことが知られ、再び上記秩序相の探索実験が行われた。

最初の報告は、Hondaら²⁾による強磁場中低温比熱の実験に関するもので、論文では12T, 0.6K以下において比熱異常（ピーク）を見出したとしている。我々は前述のNENPの実験において低温、強磁場中では核比熱の寄与が増大する一方、核スピン格子緩和がある温度以下の低温域で急速に長くなるため、比熱異常（ピーク）が現れることを指摘した。

そこで我々は、NDMAZにおけるHondaらの実験の追試を行い、彼らの緩和法と我々の断熱法による結果を比較、検討する事となった。

図1、図2はそれぞれ我々がNDMAZ単結晶について行った磁場中低温比熱及び静磁場中磁化過程の実験結果である。

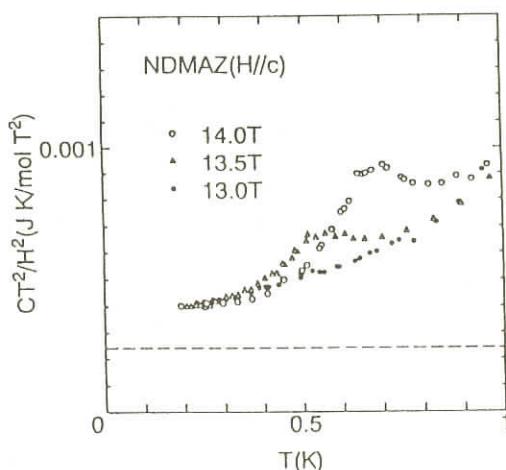


図1. NDMAZの磁場中比熱

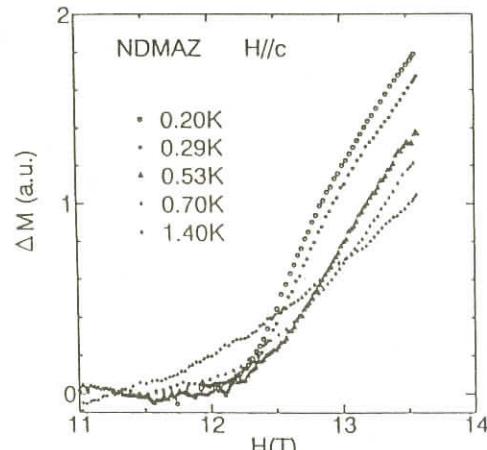


図2. NDMAZの等温磁化

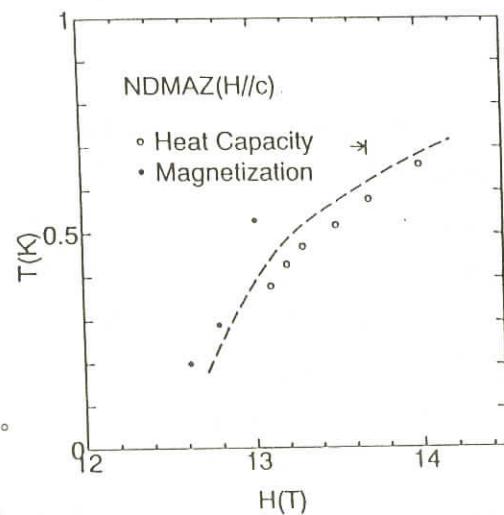
図1中、比熱の縦軸は C_{T_2}/H_2 であり、核比熱の寄与は H_2/T_2 に比例、その比例定数が、例えば、'Hについて点線で示されている。プロトン以外の核比熱の寄与まで含めて、結晶全体の磁場中比熱が少なくとも0.2Kまで余す所なく測定出来たと考えている。又、図2で示す磁化過程からは比熱異常のあらわれる0.3Kの上下で磁化の立ち上がりにはっきり差があらわれ、かつ等温磁化の磁場微分では秩序-無秩序相境界と関連づけられると思われるピークの移動（高温で高磁場へ）が見出された。

図3に現在得られている T_c - H_c 相図を示す。
○は比熱のピーク位置、●は磁化の変曲点を示す。

ギャップの消失する磁場 $H_c \sim 13\text{T}$ 近傍で転移があらわれ H_c 以上、磁場増大と共に T_c が増大する結果となっている。以上、NDMAZの磁場中比熱の異常についてはHondaらと異なる転移点、転移磁場を得た。更に、新しく T_c - H_c 相図を見出した。

文献

- 1) T.Kobayashi et al., J.Phys.Soc.Jpn., 61(1992)1772.
- 2) Z.Honda et al., J.Phys.: Condens.Matter, 9(1997)L83.



擬一次元量子スピン系のミリ波サブミリ波ESR

神戸大自然	木村尚次郎
大久保晋	
神戸大理	林繁利
	太田仁
筑波大物理	菊池彦光
	長沢博
東北大金研	野尻浩之
	本河光博

Haldane系に関する議論を拡張した反強磁性交替ボンド系に関する興味深い性質が最近注目されている。最近の理論計算によるとボンド交替比 $\alpha = J_2/J_1$ が $\alpha_c = 0.6$ のときに $S=1$ 反強磁性交替ボ

ンド系のエネルギーギャップは消失し、 α_c を境にその基底状態はHaldane相からSinglet dimer相への相転移を示す。我々は、この系の電子状態を系統的に明らかにすることを目的として、ボンド交替比の異なるいくつかのモデル物質に関するサブミリ波ESRを行っている[1, 2]。

図は、 $\alpha \sim 0.1$ の非常に強いダイマー性を持つと考えられているボンド交替系 $\text{Ni}_2(\mu\text{-C}_2\text{O}_4)(\mu\text{-N}_3)(\text{dpt})_2(\text{PF}_6)$ のサブミリ波ESRによって、20K, H//chainで観測されたESR信号の周波数磁場ダイヤグラムである。非常に多数のESRブランチが観測されているが、ESR信号の強度の温度依存性から、これらは全て励起状態間の遷移から来ているものと考えられる。図中の実線と点線はそれぞれ、孤立ダイマーモデルから得られた第一励起状態間と第二励起状態間の遷移の理論曲線であるが、観測されたESRブランチは定性的に説明されている。しかし、この解析からはESRブランチが非常に多数に分裂している振舞が説明されておらず、この物質の励起状態がダイマーモデルから期待されるよりも複雑なものであることが示唆されている。そこで更に、ダイマー間の相互作用を取り入れたモデルを用いて解析を行った。我々が仮定したのは、シングルイオン型異方性の主軸方向が交互に異なる2種類のダイマー

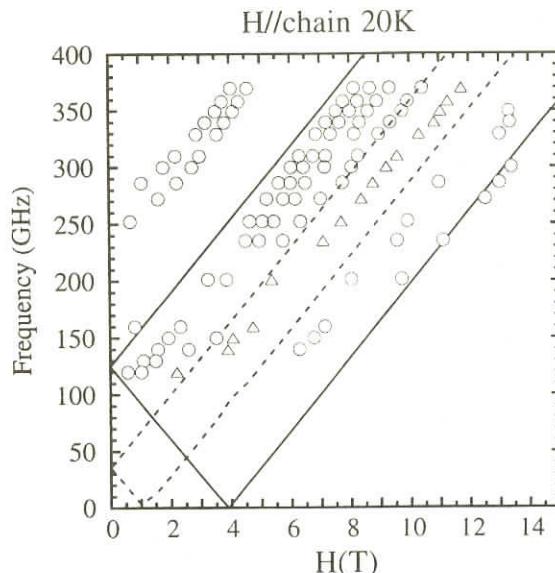
図3. NDMAZの温度-磁場相図

が弱い交換相互作用によって結合したボンド交替鎖である。このモデルを用いた解析によって、

ESRブランチが多数に分裂して観測された実験結果がほぼ説明された。この結果により、この物質の励起状態には、ダイマー間相互作用とシングルイオン型異方性によるミキシングが生じているのではないかということが示された。

[1] S. Hayashi, S. Kimura, H. Ohta, H. Kikuchi, H. Nagasawa, N. Nojiri and M. Motokawa: To appear in J. Magn. Magn. Mat. (1998)

[2] S. Kimura, S. Hayashi, H. Ohta, H. Kikuchi, H. Nagasawa, N. Nojiri and M. Motokawa: To appear in Physica B (1998)



NH₄CuCl₃における磁化の量子化と磁気励起

東京工業大学理学部 田 中 秀 数

最近、スピンドラマー、次近接相互作用をもつ交代ボンド系などの新しい空間構造を有する量子スピニン系の物性が注目されている。

今回お話しするNH₄CuCl₃はKCuCl₃と同じ結晶構造をもつ。その構造の特徴は、Cu²⁺イオンを囲む八面体CuCl₆が稜を共有してa軸方向に二重鎖を形成していることである。この二重鎖内の交換相互作用の構造は、スピンドラマーに対角的な相互作用を加えたものと見ることもできるし、また、結合交代系に次近接相互作用を加えたものと見ることもできる。したがって、顕著な量子効果が期待される。KCuCl₃とこれと同じ構造をもつTlCuCl₃の基底状態は、期待されるように、励起ギャップをもったスピニン一重項である。では、NH₄CuCl₃の磁性はどうであろうか。

図1はNH₄CuCl₃の磁化率の温度変化を表したものである。絶対値の違いは、g値の違いによるものである。温度を降下させると磁化率は、磁場の方向に依らず4K付近に山をもち、減少に転じる。ただ、高温側に広い肩が見られる。しかし、磁化率には磁気相転移を示す異常は見られていない。

図2はNH₄CuCl₃の磁化曲線である。ゼロ磁場付近の磁化曲線の勾配は0.5Kにおいても有限である。これは、NH₄CuCl₃のゼロ磁場での基底状態がKCuCl₃やTlCuCl₃とは異なり励起状態との間にギャップはない磁気的な状態であることを示している。磁化曲線で最も特徴的なことは、飽和磁化の1/4と3/4の高さにプラトーが現れることである。このプラトーは磁場の方向に依らず現れる。したがって、このプラトーは磁気異方性の強い系で見られるメタ磁性とは本質的に異なるもので、量子効果によって現れると考えられる。最近、押川達[1]は一般の大きさのスピニンからなる一次元スピニン鎖の磁化曲線を場の理論を用いて論じた。彼らは、磁化曲線にはプラトーが現れる可能性があり、プラトーの状態で磁化が

$$n(S - m) = \text{integer}, \quad (1)$$

のように量子化されることを示した。ここで、nはスピニン状態の周期、Sはスピニンの大きさ、そしてmはg μ_Bを単位とした1サイト当たりの磁化である。この量子化条件をNH₄CuCl₃の場合に適用してみると、飽和磁化の1/4と3/4のプラトーはS=1/2であることよりm=1/8と3/8に対応する。したがって、スピニン状態の周期nは8となることがわかる。このようなスピニンの周期構造が実現しているかどうかを確かめることは、今後の重要な課題である。プラトーの領域では励起ギャップが生じている。図2の磁化曲線は、磁場を増加させて行くと、励起ギャップのない状態とある状態とが交互に現れることを示している。NH₄CuCl₃で見られた磁化の量子化現象は、スピニン1/2の系では、初めての見いだされたものである。

図3は、ESR測定で求めた1.6Kでの周波数磁場ダイアグラムである。磁場はa軸に平行である。

図を見て分かるように、プラトーの領域では

$$\hbar\omega_c \begin{cases} g\mu_B(H-H_c) \\ g\mu_B(H_c-H) \end{cases}$$

と表される共鳴モードが観測される。これらはプラトーの左端からギャップが開くことを表すモードと右端でギャップが閉じることを表すモードになっている。このように、磁気励起からもはっきりとプラトーの領域で励起ギャップが生ずることがわかる。また、磁場がb軸に平行場合にも全く同じ周波数磁場ダイアグラムが得られた。これから NH_4CuCl_3 で起こる磁気現象は静的にも動的にも等方的であることがわかる。

本研究は、白村和香子、高津健一、Budhy Kurniawan、滝沢晃一、三田村裕幸、後藤恒昭、福田哲也、野尻浩之、本河光博の各氏との共同研究である。

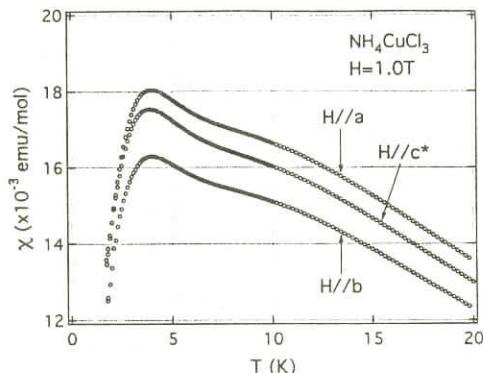


図 1

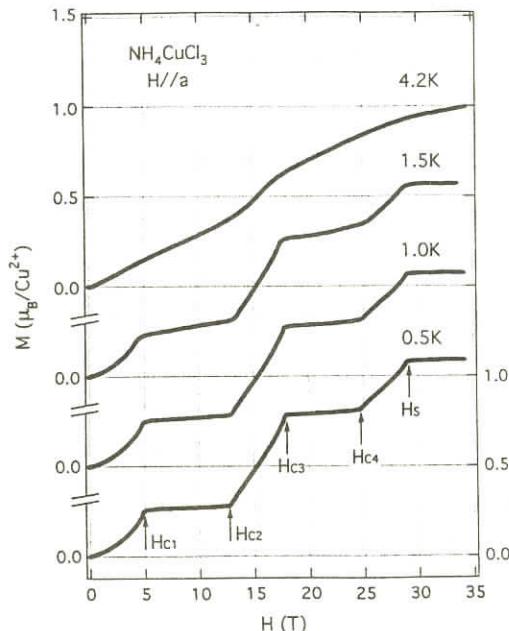


図 2

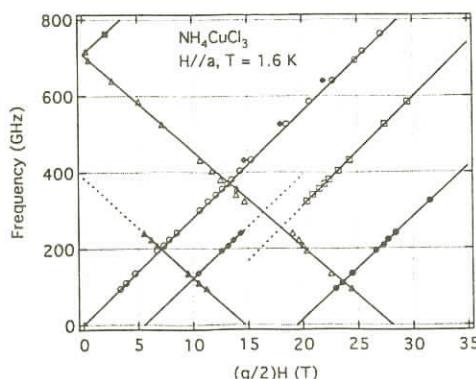


図 3

参考文献

- [1] M. Oshikawa, M. Yamanaka and I. Affleck: Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1984.

第1回 物性研究所フォーラム

強相関電子系研究の潮流 —理論と実験の基礎から最新の成果まで—

新物質科学研究部門 高木英典

表記フォーラムが現在所内において推進中の研究プロジェクト「強相関電子系のスピンと電荷の励起」のメンバーを中心に提案され（世話人今田正俊、高木英典），12月15日より12月19日まで，物性研究所Q棟講義室において開催された。5日間という長い日程ににもかかわらず，聴衆の数は常に80名程度あり，講義室が補助椅子まで含めて満杯になるほどであった。

最近の強相関電子系研究の流れは，スピン・電荷・軌道・格子といった多くの自由度の複雑な絡み合いが演出する多彩な舞台を積極的に開拓しようとする方向に向かっている。このため，異なった手段と切り口をもつ研究者の間の緊密な連絡が，全体像の理解と新しい展望の開拓に欠かせない。本フォーラムは，同じ強相関電子系という分野の研究に携わりながら，異なった手段，異なった発想を持っている研究者の間でのコミュニケーションを活発にするきっかけとなることを意図したものである。その趣旨を活かすために，通常の研究会とは趣を変え，新しい試みとして講義を中心とするゆったりとしたスケジュールのスクール形式の交流・討論の場として企画された。

添付のプログラムにあるように，第一線で活躍されている5人の研究者の方々に，理論，中性子散乱，核磁気共鳴，光学応答・輸送現象という切り口で，1テーマ当たり約3時間の講義をお願いした。講義は原則として午前中だけで，午後は夕方に1ないし2件のセミナーが行われたほかは，すべて自由討論時間に当てられた。どの講義も非常によく準備された充実したものであった。高温超伝導・巨大磁気抵抗・量子スピン系などについての最新のトピックスに加えて，今まで時間的な制約のために学会などでは耳にする事のできなかった実験手段や理論の基礎的部分にも相当な時間が割かれたため，専門外の聴衆にも非常に聞き易い講義であったと思う。通常の研究会とは異なったスタイルを取ったために，講師の方々には準備に相当な負担を強いいる結果となってしまった。この場を借りて，世話人の無理な要望に応えて下さった講師の先生方に厚くお礼申し上げたい。

時間を十分に取った講義を中心とするスクール形式は，参加者の間ではおおむね好評で，継続的にフォーラムを開催して欲しいとの希望が多数寄せられた。一方，午後の自由討論時間については，所外の参加者の一部から日程がかなり長いので，この時間を講義に当てて，日程を短縮して欲しいとの要望が寄せられた。自由討論時間を設けた世話人の意図は，所内関連研究室を訪問したり，参加者の間のインフォーマルな討論をじっくりやっていただくことにあったが，参加者の間ではあまり歓迎されなかったようである。海外の滞在型のワークショップなどでは，午後に自由時間がたっぷりあり，参加者がテーブルを囲んで，自然発的に議論の輪を広げていくのをよく見受けるが，忙しい日本の研究コミュニティにはこの様なスタイルはなじまないのかもしれない。少なくとも世話人の側で，一工夫必要なことは確かである。

第1回 物性研究所フォーラム

強相関電子系研究の潮流

-理論と実験の基礎から最新の成果まで-

————日時・場所————

12月15日（月）午前9時30分より12月19日（金）12時20分まで

物性研究所Q棟講義室

————プログラム————

12月15日（月） (司会 今田正俊)

挨拶

9:30-10:50 倉本義夫 (東北大理) 講義（理論1）

(休憩)

11:00-12:20 倉本義夫 (東北大理) 講義（理論2）

(自由討論)

16:30-17:30 加藤礼三 (物性研) セミナー（有機超伝導体）

12月16日（火） (司会 上田和夫)

10:00-11:20 前川禎通 (東北大金研) 講義（理論：数値的研究1）

(自由討論)

15:30-16:30 真木和美 (USC) セミナー

(perspectives on d-wave superconductivity)

16:30-17:30 広井善二 (京大化研) セミナー

(遷移金属酸化物の物質開発)

12月17日（水） (司会 高木英典)

9 : 30-10 : 50 滝川 仁 (物性研) 講義 (実験：核磁気共鳴 1)
(休憩)

11 : 00-12 : 20 広田和馬 (東北大理) 講義 (実験：中性子散乱 1)

(自由討論)

16 : 00-17 : 20 前川禎通 (東北大金研) 講義 (理論：数値的研究 2)

12月18日（木） (司会 滝川 仁)

9 : 30-10 : 50 広田和馬 (東北大理) 講義 (実験：中性子散乱 2)
(休憩)

11 : 00-12 : 20 内田慎一 (東大工) 講義
(実験：光学応答と輸送現象 1)

(自由討論)

15 : 30-16 : 30 M. Sigrist (京大基研) セミナー
(Universal Scaling Regime in Random Spin Chains)
16 : 30-17 : 30 岩佐義宏 (北陸先端大) セミナー
(C60の物性)

12月19日（金） (司会 上田 寛)

9 : 30-10 : 50 滝川 仁 (物性研) 講義 (実験：核磁気共鳴 2)
(休憩)

11 : 00-12 : 20 内田慎一 (東大工) 講義
(実験：光学応答と輸送現象 2)

物性研究所談話会

日 時 1998年2月9日(月) 午後1時30分～2時30分
場 所 物性研究所Q棟1階講義室
講 師 Dr. Martin Hundhausen
(所属) (Inst. für Technische Physik, Universität Erlangen-Nürnberg)
題 目 Dispersion of phonon lines in the Raman spectrum of Graphite: Evidence for resonance in k-space.

要 旨

The first order Raman spectrum of micro-crystalline Graphite shows a well known double peak structure: The so called G-peak at 1580cm^{-1} , due to the zone-center optical phonon and a second lower lying peak at around 1350cm^{-1} , the so called D-peak (disorder allowed peak). I address the anomalous behavior of the D-peak: It shows a strong dispersion of frequency with excitation laser energy (about $50\text{cm}^{-1}/\text{eV}$), and we find a frequency shift between Stokes and Anti-Stokes line. We explain that anomalies with Resonance Raman scattering and suggest that those vibrational modes are enhanced in their scattering intensity, if they have the same k-vector as the electronic $\pi-\pi^*$ states involved in the absorption of the laser light.

日 時 1998年2月12日(木) 午後4時～5時
場 所 物性研究所Q棟1階講義室
講 師 Dr. Jean-Michel Mignot
(所属) (Lab. Leon Brillouin, Saclay)
題 目 Neutron-diffraction study of quadrupolar order in TmTe: evidence for a field-induced magnetic superstructure

要 旨

There is currently an upsurge of interest for magnetic phenomena in localized electron systems involving an interplay between spin and orbital degrees of freedom, as well as a coupling to the lattice. Such situations are exemplified by the orbital order in manganese perovskites and other related transition-metal compounds, by the Jahn-Teller effect in rare-earth insulators such as zircons or spinels, as well as by quadrupolar interactions in a small class of intermetallic f-electron compounds (TmZn , TmGa_3 , CeB_6 , etc.). One important common feature of these systems is the possible occurrence of a

phase transition below which the electric quadrupole moments associated with the 3d or 4f electron wave-functions become long-range ordered. Recently, an intriguing phase transition has been reported to take place in TmTe at $T_q=1.8\text{K}$ (Matsumura et al.), and it was ascribed to the onset of a staggered "antiferroquadrupolar" (AFQ) structure. This new ordered state has been characterized by neutron diffraction experiments. In an applied magnetic field, the underlying ordered structure of the Tm quadrupole moments is disclosed by the appearance of an antiferromagnetic component of the magnetic dipole moments. This induced structure is described by the same wave-vector, $\mathbf{k}=(1/2,1/2,1/2)$ for both field directions investigated, $H\parallel(111)$ and $H\parallel(001)$, and the staggered component m_{AF} is oriented along a twofold cubic axis perpendicular to the field. However, the magnitude of m_{AF} strongly depends on the field direction, being much stronger (about $1.5\mu_B$) for $H\parallel(111)$. These results will be discussed in terms of the symmetry properties of possible quadrupolar ordered states of Tm in a compound with cubic symmetry.

日 時 1998年2月16日（月）午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 Prof. Gerrit E.W. Bauer

(所属) (NTT Basic Research Laboratories/TU Delft)

題 目 Electron transport through metallic magnetic structures

要 旨

The theory of transport through metal structures is reviewed with emphasis on the giant magnetoresistance (GMR) effect in magnetic multilayers. Ballistic transport is discussed for single heterointerfaces as well as super-lattices, taking the complex band structure of transition metals into account from first principles. The ballistic (magneto) conductance caused by magnetic domain walls is also discussed. The ballistic results are shown to be relevant for experiments in the diffusive regime. Finally, some peculiarities of the Coulomb blockade in magnetic tunneling structures are pointed out.

日 時 1998年2月23日（月）午後3時～4時

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 小川晋氏

(所属) (日立製作所基礎研究所)

題 目 フェムト秒時間分解二光子光電子分光による超高速緩和の観測とコヒーレント制御

要 旨

光により物質が非平衡な状態に励起されると、その励起状態は様々な時間スケールで変化（緩和）していく。特に金属中の電子で予想されるフェムト秒領域の超高速緩和現象は今まででは推測の域をでるものではなかったが、超短パルスレーザー技術の発展により実際にその時間変化を観測することが可能となってきた。またさらにそれを制御することができれば、表面における光化学反応制御や新しい超高速デバイスの概念に結び付くのではと期待されている。

我々のグループではこのフェムト秒領域での現象の観測の手段として、 $\sim 15\text{fs}$ のパルス幅を持つ Ti:Sapphire laser の二倍波 (3.1eV) をポンプ及びプロープパルスとして用い、二光子光電子放出過程を利用した時間分解二光子光電子分光実験を行っている。この方法は、ポンプ及びプロープパルスの時間遅れを変化させることによりフェムト秒レベルで時間分解でき、また単に反射や透過率の変化を測定するのと異なって、励起電子の population の時間変化をそのエネルギー（及び運動量）の関数として観測できるという特徴を持っている。特に、同軸のポンプープロープパルス対を用いた干渉型の時間分解二光子光電子分光により、エネルギー緩和だけでなく位相緩和も観測できることが明らかになってきている。

最も精力的に研究されている単結晶の銅を例にとり、主に以下の三点について報告する。

- 1) 時間分解二光子光電子分光法とは
- 2) Cu(111) における位相緩和
- 3) 励起 population の Coherent control

日 時 1998年 2月24日 (火) 午後 1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 Prof. Jacques M. Hammam

(所属) (Service de Physique de l'Etat Condensé CEA, Saclay)

題 目 Is There Evidence for Quantum Dynamics in Small Magnetic Particles at Low Temperatures ?

要 旨

The existence of quantum tunneling in the low temperature dynamics of magnetic nanoparticles is still a controversial issue. Usual relaxation measurements sometimes show an almost temperature independent relaxation rate at low temperatures. This is often considered evidence for a quantum tunneling regime, but may as well be due to an increasing number of magnetic entities with energy barriers of the appropriate height. We have made experiments using a special temperature cycling procedure in which thermal processes are almost brought to equilibrium whereas quantum processes are much less

affected. We define a quantity which is the ratio of the relaxation rates before and after the temperature cycle. This quantity is very sensitive to the actual nature of the dynamics and is almost independent of the barrier distribution. I will report on measurements from three different systems (maghemite, cobalt ferrite and ferritin particles). I will discuss the results which show clear departures from a classical thermally activated scenario but cannot be clearly attributed to quantum effects.

日 時 1998年2月26日(木) 午後4時～5時
場 所 物性研究所Q棟1階講義室
講 師 Alex Babkin
(所属) (Helsinki University of Technology)
題 目 Surface Physics with Helium Crystals
要 旨

The boundary between liquid and solid phases in helium provide a unique modelling system to investigate interfacial physics in a situation where the intrinsic parameters of the interface are not masked by the transport processes in the bulk phases. Owing to the quantum nature of helium crystals, the interface can relax very quickly which has enabled systematic studies of both its equilibrium and kinetic properties. Here we present a summary of our high-resolution interferometric experiments performed on helium crystal facets at mK temperature range. We show that the striking shortcomings in the theoretical understanding appear when both static and dynamic properties of facets are investigated. We present an evidence of a new surface state on ${}^4\text{He}$ crystal interfaces that is deduced from the fine details of the interfacial profile next to an almost horizontal c -facet. We have investigated growth of facets in good quality helium crystals with dislocation densities $0 - 20 \text{ cm}^{-2}$ along the c -axis, where two novel growth mechanisms have been revealed. It is also shown that the standard description of spiral growth mechanism has to be significantly modified for large driving forces when the kinetic energy of a moving step and the localization effects become essential. Finally, basic features of spiral growth of c -facets of ${}^4\text{He}$ have been probed by adding a tiny amount of ${}^3\text{He}$ atoms ($0.1 - 100 \text{ ppm}$) to the liquid phase. In these measurements the intrinsic structural properties of an elementary step can be directly deduced from its interactions with a dilute fermi gas of ${}^3\text{He}$ atoms. The obtained results are used to verify the *weak coupling* concept.

日 時 1998年3月4日(水) 午後1時30分～2時30分

場 所 物性研究所Q棟1階講義室

講 師 Dr. B. Ullrich

(所属) (東京大学理学部物理学科)

題 目 Bleaching, Spectral Shape Modification and Bistability of CdS Photocurrent due to He-Ne Laser Pumping

要 旨

The influence of He-Ne laser pumping on the photocurrent of a CaS single crystal is studied in the range 450-700 nm at 300 K. It was observed that the photocurrent was extremely dependent on laser irradiation. A rather modest pump intensity of 64 mWcm^{-2} quenches the photocurrent by more than three orders of magnitude. The pumping also induces a spectral shape modification, i.e., a reduction of the gap photoconductivity at 500 nm below the photocurrent due to trap levels 540 nm. Furthermore, it is demonstrated that the quenching phenomenon leads to photocurrent bistability during a power sweep of the He-Ne laser. The effects observed are discussed in terms of two-photon absorption.

東京大学物性研究所助手公募の通知

下記のとおり教官の公募をいたしますので、適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

新物質科学研究部門 瀧川研究室 助手1名

2. 研究内容

核磁気共鳴を用いた強相関電子系の研究。高温超伝導体、低次元量子スピン系、有機伝導体、重い電子系など電子相関の強い物質の微視的物性を、所内外の物質合成グループと協力しながら核磁気共鳴を中心とする実験手段として解明する。この分野の経験は問わない。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ者。

4. 任期

5年以内を原則とする。

5. 公募締切

平成10年6月12日(金)必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

8. 宛 先

〒106-8666 東京都港区六本木7丁目22番1号
東京大学物性研究所 総務課人事掛
電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

9. 注意事項

新物質科学研究部門瀧川研究室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、書留で郵送
のこと。

10. 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留
いたします。

平成10年1月28日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

東京大学物性研究所助手公募の通知

下記のとおり教官の公募をいたしますので、適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

先端領域研究部門 小森研究室 助手1名

2. 研究内容

当研究室では、個体表面を対象にその電子状態や光応答、磁性、超伝導などの物性を実験的に調べている。本公募では、超高真空中でのこれらの物性測定装置を開発し、意欲的に研究を行う若手研究者を希望する。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ者。

4. 任期

5年以内を原則とする。

5. 公募締切

平成10年6月12日(金) 必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

8. 宛 先

〒106-8666 東京都港区六本木 7 丁目22番 1号
東京大学物性研究所 総務課人事掛
電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

9. 注意事項

先端領域研究部門小森研究室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、書留で郵送のこと。

10. 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留いたします。

平成10年 1月28日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

東京大学物性研究所助手公募の通知

下記のとおり教官の公募をいたしますので、適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

物性理論研究部門 今田研究室 助手1名

2. 研究内容

当研究室では強相関電子系や低次元量子系などを主な対象として、統計物理学的手法、計算物理学的手法を用いて物性物理学の理論的研究を行っている。この分野での経験は問わないが、強相関電子系もしくは計算物理学の分野、あるいはさらに新しい分野の開拓と研究に意欲的に取り組む若手研究者を希望する。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ者。

4. 任期

内規により5年以内を原則とする。

5. 公募締切

平成10年6月26日(金)必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

8. 宛 先

〒106-8666 東京都港区六本木7丁目22番1号
東京大学物性研究所 総務課人事掛
電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

9. 注意事項

物性理論研究部門今田研究室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書し、書留で郵送のこと。

10. 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留いたします。

平成10年2月24日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

東京大学物性研究所助手公募の通知

下記のとおり教官の公募をいたしますので、適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

1. 研究部門名等及び公募人員数

先端分光研究部門 辛 研究室 助手1名

2. 研究内容

辛研究室では、シンクロトロン放射光を用いた高分解能光電子分光や軟X線ラマン散乱分光によって、固体の電子状態を実験的に研究している。本公募では、物性研究所附属軌道放射物性研究施設が管理運営するビームラインや測定器の性能向上・開発を行い、先端的な光物性研究を意欲的に行うとともに、高輝度光源計画にも積極的に関与する若手研究者を希望する。

3. 応募資格

修士課程修了、又はこれと同等以上の能力をもつ者。

4. 任期

内規により5年を原則とする。

5. 公募締切

平成10年6月30日（火）必着

6. 就任時期

決定後なるべく早い時期を希望する。

7. 提出書類

(イ) 推薦の場合

- 推薦書（健康に関する所見を含む）
- 履歴書（略歴で良い）
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト（必ずタイプすること）
- 主要論文別刷
- 所属の長又は指導教官等の本人についての意見書（宛先へ直送のこと）
- 健康診断書

8. 宛 先

〒106-8666 東京都港区六本木 7 丁目22番 1号
東京大学物性研究所 総務課人事掛
電話 03(3478)6811 内線 5022, 5004

9. 注意事項

先端分光研究部門研究室助手応募書類在中、又は意見書在中の旨を朱書きし、書留で郵送のこ
と。

10. 選考方法

東京大学物性研究所教授会で審査決定いたします。ただし、適任者のない場合は、決定を保留
いたします。

平成10年 2月24日

東京大学物性研究所長

安 岡 弘 志

人 事 異 動

研究部

(辞職)

所 属	職・氏名	発令日	備 考
新物質科学研究部門 (安 岡 研)	助手 神 戸 振 作	10. 1.31	(フランスグルノーブル原子核研究所研究員へ)
先端領域研究部門 (勝 本 研)	助手 平 澤 正 勝	10. 1.31	(科学技術振興事業団戦略的基礎研究推進事業研究員へ)

Technical Report of ISSP 新刊リスト

Ser. A

- No. 3330** Aspects of a Single Vortex in *d*-wave Superconductors, by Y. Morita, M. Kohmoto and K. Maki.
- No. 3331** Symmetry Selection in Polarized Resonant X-ray Emission Spectroscopy in La_2CuO_4 , by Laurent C. Duda Günter Dräger, Satoshi Tanaka, Akio Kotani, Jinghua Guo, Dirk Heurmann, Sergej Bocharov, Nial Wassdahl and Joseph Nordgren.
- No. 3332** Orbital Order Effect of Two-Dimensional Spin Gap system for CaV_4O_9 , by Nobuyuki Katoh and Masatoshi Imada.
- No. 3333** Low-Temperature Electrical Resistivity and Specific Heat of U_2TSi_3 ($T = Fe$ and Ru), by Naoya Takeda and Masayasu Ishikawa.
- No. 3334** Temperature dependence study of Inverse Photoemission Spectra at Ce 4*d* absorption edge of $CePd_3$, by Kaname Kanai, Yasuhisa Tezuka, Hiroyumi Ishii, Shunsuke Nozawa, Shik Shin, Akio Kotani, G. Schmerber, J. P. Kappler and J. C. Parlebas.
- No. 3335** Metal-Insulator Transition in Ti_4O_7 —Pressure-Induced Melting of the Electron Pairs—, by Toru Tonogai, Hidenori Takagi, Chizuko Murayama and Nobuo Môri.
- No. 3336** Observation of a Spin Gap in MgV_2O_5 from High Field Magnetization Measurements, by Masahiko Isobe, Yutaka Ueda, Kohichi Takizawa and Tsuneaki Goto.
- No. 3337** Spin Dynamics in NaV_2O_5 —Inelastic Neutron Scattering—, by Tomoyuki Yoshihama, Masakazu Nishi, Kenji Nakajima, Kazuhisa Kakurai, Yasuhiko Fujii, Masahiko Isobe, Chiharu Kagami and Yutaka Ueda.
- No. 3338** Quantum Monte Carlo Loop Algorithm for the $t - J$ Model, by Beat Ammon, Hans Gerd Evertz, Naoki Kawashima, Matthias Troyer and Bear Frischmuth.
- No. 3339** The Two-Dimensional $S = 1$ Quantum Heisenberg Antiferromagnet at Finite Temperatures, by Kenji Harada, Matthias Troyer and Naoki Kawashima.

- No. 3340** High-Pressure Transport Properties of the Superconducting Spin-ladder System $St_{14-x}Ca_xCu_{24}O_{41+\delta}$, by Takeshi Nakanishi, Nobuo Môri, Chizuko Murayama, Hiroki Takahashi, Takashi Nagata, Masatomo Uehara, Jun Akimitsu, Kyôichi Kinoshita, Naoki Motoyama, Hiroshi Eisaki and Shin-ichi Uchida.
- No. 3341** Novel Vortex Lattice Transition in d -wave Superconductors, by Jun'ichi Shiraishi, Mahito Kohmoto and Kazumi Maki.
- No. 3342** Spin-Gap Behavior of $CuNb_2O_6$, by Katsuaki Kodama, Toshihiko Fukamachi, Hiroshi Harashina, Masaki Kanada, Yoshiaki Kobayashi, Mayumi Kasai, Hisashi Sasaki, Masatoshi Sato and Kazuhisa Kakurai.
- No. 3343** Bloch Electrons in a Jahn-Teller Crystal and an Orbital-Density-Wave State due to the Berry Phase, by Hiroyasu Koizumi, Takashi Hotta and Yasutami Takada.
- No. 3344** Metal-Insulator Transition Accompanied with a Charge Ordering in the One-dimensional $t - J'$ Model, by Tetsuya Mutou, Naokazu Shibata and Kazuo Ueda.
- No. 3345** Thermodynamic Properties of the One-dimensional Kondo Insulators Studied by the Density Matrix Renormalization Group Method, by Naokazu Shibata, Beat Ammon, Matthias Troyer, Manfred Sigrist and Kazuo Ueda.
- No. 3346** Multiple Edge Partition Functions for Fractional Quantum Hall States, by Kazusumi Ino.
- No. 3347** Photoemission Study on Protonic Conductor P-type $SrTiO_3$, by Tohru Higuchi, Takeyo Tsukamoto, Noriko Sata, Mareo Ishigame, Yasuhisa Tezuka and Shik Shin.
- No. 3348** Electronic Structure of P-type $SrTiO_3$, by Photoemission Spectroscopy, by Tohru Higuchi, Takeyo Tsukamoto, Noriko Sata, Mareo Ishigame, Yasuhisa Tezuka and Shik Shin.
- No. 3349** Photoemission Study on $PdCoO_2$, by Tohru Higuchi, Takeyo Tsukamoto, Masayuki Tanaka, Humihiko Takei, Yoichi Ishiwata, Hirofumi Ishii, Kaname Kanai, Yasuhisa Tezuka and Shik Shin.
- No. 3350** Suppression of Antiferromagnetism by Kondo Effect and Quantum Critical Behavior in $CeCoGe_{3-x}Si_x$ ($0 \leq X \geq 3$), by Duhwa Eom, Masayasu Ishikawa, Jiro Kitagawa and Naoya Takeda.
- No. 3351** Spectrometer for Polarized Soft X-Ray Ramman Scattering, by Y. Hamada, H. Ishii, M. Fujisawa, Y. Tezuka, S. Shin, M. Watanabe, Y. Kitajima and A. Yagishita.

物性研だより第37巻目録（第1号～第6号）

第37巻第1号 1997年5月

物性研究所の現状	1
物性研短期研究会報告	
○ 「高輝度放射光利用研究の発展」	35
世話人 太田俊明, 小谷章雄, 小杉信博, 尾嶋正治, 柿崎明人	
物性研ニュース	
○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募	54
○ 東京大学物性研究所 助手公募	56
○ 人事異動	58
○ 平成9年度 物性研究所協議会委員名簿	62
○ 平成9年度 共同利用施設専門委員会委員名簿	63
○ 平成9年度 外来研究員等委員会委員名簿	64
○ 平成9年度 人事選考協議会委員名簿	64
○ 平成9年度 高輝度光源計画推進計画委員会委員名簿	65
○ 平成9年度 軌道放射物性研究施設運営委員会委員名簿	66
○ 平成9年度 中性子散乱研究施設運営委員会委員名簿	67
○ 平成9年度 中性子散乱実験審査委員会委員名簿	68
○ 平成9年度 物質設計評価施設運営委員会委員名簿	69
○ 平成9年度 スーパーコンピュータ共同利用委員会委員名簿	70
○ 平成9年度 スーパーコンピュータ共同利用課題審査委員会委員名簿	71
○ 平成9年度 物質合成・評価設備共同利用委員会委員名簿	72
○ 平成9年度 前期短期研究会一覧	74
○ 平成9年度 前期外来研究員一覧	75
○ 平成9年度 前期スーパーコンピュータ共同利用採択課題一覧	93
○ 平成9年度 中性子散乱共同利用採択課題一覧	100
○ 平成9年度 後期共同利用の公募について	111
○ 第6回 I S S P国際シンポジウム「高輝度放射光を利用した物性研究の最先端」開催のお知らせ	137
○ 物性研究所物性科学入門講座	138
○ 東京大学物性研究所における大学院修士及び博士課程進学ガイダンスのお知らせ	139

○ テクニカル・レポート 新刊リスト	140
第42回物性若手夏の学校	142
編集後記	

第37巻第2号 1997年7月

「遠くサイアムの地より」	石井武比古	1
物性研の思い出	初貝 安弘	21
物性研に着任して	松田 祐司	23
物性研究所談話会		26
物性研ニュース		
○ 人事異動		28
○ 東京大学物性研究所 助手公募		29
○ 東京大学物性研究所 助手公募		31
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		33

編集後記

第37巻第3号 1997年9月

物性研に着任して	瀧川 仁	1
物性研短期研究会報告		
○ 「物性研究における計算物理学－並列計算の現状と今後の展望－」		4
世話人 高山 一, 塚田 捷, 押山 淳, 岡部 豊, 上田和夫, 今田正俊, 常行真司		
○ 「遍歴電子系として見たマグネタイト」		58
世話人 白鳥紀一, 坂井信彦, 高橋 隆, 十倉好紀, 鈴木 勝, 千葉利信, 毛利信男		
物性研究所談話会		96
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 助手公募		98
○ 人事異動		100
○ 1998年度日米科学協力事業「中性子散乱」研究計画の公募		101
○ 第6回 I S S P国際シンポジウム 「高輝度放射光を利用した物性研究の最先端」開催迫る		102
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		105

編集後記

第37巻第4号 1997年11月

物性研に着任して	吉信 淳	1
短期研究会報告		
○ 「複合物性を有する複合電子系分子性固体」		4
世話人 山下正廣, 薬師久彌, 小林速男, 加藤礼三, 榎 敏明, 北川 進, 小島憲道		
物性研究所談話会		26
物性研究所創立40周年記念行事のご案内		29
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所助手公募の通知		32
○ 平成9年度 後期短期研究会一覧		34
○ 平成9年度 後期外来研究員一覧		35
○ 平成9年度 後期スーパー・コンピュータ共同利用採択課題一覧		54
○ 平成10年度 前期共同利用の公募について		56
○ テクニカル・レポート 新刊リスト		86

編集後記

第37巻第5号 1998年1月

研究室だより

○ 常行研究室	常行 真司	1
第6回物性専門委員会（第16期）議事録		9
第7回物性専門委員会（第16期）議事録		14
物性研究所創立40周年記念行事報告		16
○ 物性研究所創立40周年記念行事一般公開の際のアンケート調査の報告		22
物性研究所談話会		32

物性研ニュース

○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募		34
○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募		36
○ 東京大学物性研究所 助教授又は教授公募		38
○ 東京大学物性研究所 助教授公募		40
○ 退官記念講演会		42

○ 人事異動	43
○ 第6回 I S S P国際シンポジウム 「高輝度光源を利用した物性研究の最前線」報告.....柿崎明人.....	44
○ テクニカル・レポート 新刊リスト	46
編集後記	

第37巻第6号 1998年3月

○ Fascinating Japan: a personal impression of a foreign scientist	Yshai Avishai	1
物性研短期研究会報告		
○ 「軌道自由度, 電荷揺らぎ, 四極子の強相関物理」	5	
世話人 後藤輝孝, 上田和夫, 大貫惇睦, 十倉好紀, 倉本義夫, 北岡良雄, 落合 明		
○ 「超強磁場物性の新展開」		
世話人 後藤恒昭, 本河光博, 木戸義勇, 金道浩一, 三浦 登		
物性研究所フォーラム		
○ 強相関電子系研究の潮流—理論と実験の基礎から最新の成果まで—	137	
物性研究所談話会	140	
物性研ニュース		
○ 東京大学物性研究所 助手公募	145	
○ 東京大学物性研究所 助手公募	147	
○ 東京大学物性研究所 助手公募	149	
○ 東京大学物性研究所 助手公募	151	
○ 人事異動	153	
○ テクニカル・レポート 新刊リスト	154	
○ 物性研だより 第37巻目録（第1号～第6号）	156	
編集後記		

編 集 後 記

物性研だよりの3月号をお届けいたします。

もうすぐ桜の咲く季節がきます。今年の冬もやはり、寒い日が続いたとおもえれば、とても暖かい日がきたり、寒暖の差の激しい冬だったようにおもいます。先日、韓国の釜山大学の張益寿教授がお見えになっていたのですが、このような日本の気候と比較して、韓国における冬は毎日寒く、また、冬から春への変化は全く突然であると言っておられました。

本号には物性研を長期に何度も尋ねて来られたイスラエルのベンゲリオン大学のイシャイ・アビシャイ教授から日本についてのご感想を頂くことができました。その他原稿をお寄せ下さった方々に心より感謝いたします。

なお、次号の原稿締切りは4月10日です。

所属又は住所変更の場合等は事務部共同利用掛までご連絡願います。

白 石 潤 一
毛 利 信 男

