

# 物性研だより

第15卷  
第4号

1975年11月

## 目 次

○六本木から岡崎へ.....	分子科学研 井口 洋夫.....	1
短期研究会報告		
○非晶質半導体の構造と物性.....		4
世話人 新井 敏弘(東教大・光研)	松原 武生(京大・理)	
並河 洋(電 総 研)	遠藤 裕久(京大・理)	
箕村 茂(物 性 研)		
○金属間化合物における弱い強磁性について.....		22
世話人 小川 信二(電 総 研)	白鳥 紀一(阪大・理)	
中道 琢郎(東北大・金研)	藤田 裕幸(慶 応 大)	
守谷 亨(物 性 研)	安岡 弘志(物 性 研)	
物性研談話会.....		50
物性研ニュース		
○助手公募.....		54
○昭和50年度後期外来研究員一覧.....		58
○昭和50年度後期短期研究会一覧.....		67
○昭和51年度前期共同利用について(公募案内).....		68
○人事異動.....		79
○テクニカルレポート新刊リスト.....		79
編集後記		

## 六本木から岡崎へ

分子科学研 井口洋夫

15年お世話になった物性研究所を辞任して分子科学研究所に転出して4ヶ月。また新米として、岡崎 — 岡崎の中心地にある愛知教育大学の跡地に分子科学研究所を建設している — に移ることになった。物性・分子科学両研究所にわがままをお願いして、「六本木から岡崎へ」「岡崎から六本木へ」の振動状態を許して載き、分子科学研究所の建設と、物性研究所での残された仕事をつづけている。研究所の構想や、物性研究所から受けた数々の教訓については、この遷移状態が完了したのち書かせて載くとして、この雑文は六本木から岡崎へ移りつつある私の眼にうつった“気楽な落着き”のつもりである。物性研だよりの内容にふさわしくないと云ってしかられるかもしれないが。

人口24万人の岡崎市は、徳川家康の城下町。その町の中心にある小高い丘の上を占める約3万坪の土地と、少し離れて3ヶ所に点在する約3万坪が、岡崎地区の研究群を受入れる場所である。人口20万前後の都市は、町の中心 — 所謂 City Centre — から半里以内に大抵の機能が集中しているが、岡崎もその例外ではない。樹木が豊かで、野生の雉の住む分子科学研究所の敷地は、そのCity Centreの中に含まれている。岡崎市の中心駅である名鉄名古屋本線の東岡崎駅から300m。ずっとなだらかな登り坂ではあるが約5分の道程。その道は静かな住宅地で、朝の小中学校の通学時間をはずすと、われわれが登所する時間はいつも日曜日かなあと云った感じである。

この環境はおよそ六本木と異なる。六本木は正に energetic で、 dynamic で、世界の雑誌から抜出したように fashionable である。東京の中でも、又一段と dynamic な街である。地下鉄とタクシーを使えば、文部省、各国大使館、日本物理学会、日本化学会、東京駅、ホテルニューオタニ、等々、いづれも 20 ~ 30 分で到達できる。従って、大抵の事は、その日の内に片づく。そしてまた仕事もふえる。しかし、何と云っても六本木と岡崎の大きい相違は、食べる場所ではないだろうか？

15年前、物性研に本郷から着任した当初は、龍土軒を始めとして、田舎者が町に出て来た感じがして、所々方々を食べ歩いた。（尤も私は味盲で、何でもおいしいが）その内、生活が慣れて来て — いささか惰性になって — ごく限られた範囲の食堂へ行くのが日課となってしまった。それから十年余、「六本木から岡崎へ」と一身上に大きい変化が起ることを感じたとき、物性研の中での諸々の事も、また日課となっていた食堂行きも、急に“尊く”感じられて來た。そして「歩いて10分以内の所で、500円以下の昼食をとる」と云うこと興味を覚え、先達者木村啓作君らと、“無理のない”範囲で始めてみた。世の中の不況が、夜のレストランを昼の食堂に押出した

事も手伝って、この条件に合う食堂が100軒を越えることを知ったのは驚異であった。も少し早く気づけば、一冊の本になったのではないかとくやまれる。それらは、それぞれ分に応じて生き生きとしている——尤も中には消え去ったのもあるが——ことも又「六本木の六本木」たる所以であろう。そして、食堂と一緒にしては、甚々失礼であるが、物性研の中の諸々の事にも、何気なく身近かなものになって忘れていることで、はたと気がつくと、他の機関ではみられない「以って範とすべき」生き生きとした思想が流れている多くのことに気づく。

この pattern が全く異なるのが岡崎の一つの特徴と思いついたのは、岡崎へ行き始めての第一の印象であった。City Centreにつくる研究機関として、街に出て食事することはいとも容易である。10分も歩けば町の中心——デパートが建ち並んでいる——に出てしまう。しかし、気楽に日課として昼食をとれる所はあまり多くはない。人口密度からして当然かも知れないが、六本木の  $\frac{1}{10}$  位ではないだろうか？そして、更に夜のとばりを知らない六本木に比べて、夜8時30分近くともなると、特別な場所は除いて、店じまいになってしまう。尤も六本木の方が特殊の例かも知れない。そしてわれわれの生活も、その中に入って行く。いづれそれに馴れて、夜は8時30分頃には店は閉るものと云うことが体の中に定着し、習性となるであろう。そこにつくる分子研には、この雰囲気が陰に陽に影響するであろう。果して、どちらが研究機関の雰囲気として適しているかは、私には未だわからない。唯々物性研に研究に来る外国人研究者が異口同音に云うことは、「日本人の研究者が平均して、夜およくまで（家庭を無視して）頑張っている。これは歐米では珍しい」と云う発言を聞く。ごく最近私達の所に来てくれたNottingham 大学の M.R.Willis 博士が「事ある毎に集って、お茶をのみ、一寸一杯やり、時間を応えて夜おそくまで仕事をしている。イギリスでの20年前とそっくり、それを思い出し、ノスタルジアを感じる」と。「それでは現在は」との質問に対して、「朝は九時頃から夕方は5～6時には切上げる。勿論例外はあるが、これがイギリスではかなり一般的な傾向である」と。大都会から離れた大学のためかも知れないと考えると、岡崎での研究所の pattern は、案外その傾向をとるかも知れない。将来果していづれが、研究所の行き方として望ましいか私には判断できない。勿論こんな事は個人が決める事であるが、研究所の傾向と云うものは、いつとはなしに決ってくることのようにも思われる。こんな一身上の問題も、また本質にかかる問題も。

いづれを取るにしろ、省エネルギー時代にふさわしく、各研究者の手持時間出来る限り有効に利用して能率をあげる方策が一番望ましい。その点、時間の使い方の下手な自分は、自ら大いに反省しているが、時間の有効利用は、予算の有効利用以上に今後に課せられた大きい問題であろう。

その面から考えると、岡崎のような小さい都市での職住接近——極端に云うと職住同地——は

確かにメリットかも知れない。大都会名古屋の近郊にありながら、— 名古屋駅から電車で35分 — その衛星都市になることを極力さけて来た岡崎市の見識のため、市の人口の異常な増加をみず、街の中央に研究所をつくり得る環境が与えられたと同時に、個人の生活も — 若し各人がそれを期待するならば — 徒歩可能な距離に置くことが出来る。幸い、旧農業実習地として利用していた場所が新しい住宅地の中央に位し、既に公務員宿舎の建設を始めている。職住同地以外に、これの有効利用は、研究所を与える事務担当者、技術者と研究者のもう一つの交流の場の提供になるかも知れない。唯々逆効果として、ごく狭い地区範囲に研究所のコロニーが出来ないように絶えず配慮する必要があろうが。

物性研究所で15年間勤めさせて載いたことは、私としては誠に幸福だつたと思う。辞めてのち物性研に勤められたことを誇りとして語ることが出来るのは、その具体的な表現である。これだけのポテンシャルを持ち続いている研究所は、その数は多くはあるまい。それは、つまる所、人材にめぐまれてゐることであろう。どうか、これからも頼らせて載き、さらに多くの事を学びたいと念願している。そして、分子科学研究所も多くの人材を得て、頼つていただける研究所に成長したいと努力をつづけている。そして、いつの日か両研究所で大型の共同研究が出来る日を期している。

## 短期研究会報告

### 「非晶質半導体の構造と物性」

開催期日 昭和 50 年 7 月 14 日～15 日

場 所 東大物性研

世話人 新井 敏 弘 (東教大・光研)  
並河 洋 (電総研)  
松原 武生 (京大理)  
遠藤 裕久 ("")  
箕村 茂 (物性研)

第 1 回「非晶質物質の物性と応用」セミナーが 1974 年 10 月 11 日から 3 日間金沢大学で開かれた折今回の研究会開催の要望があり、また、第 2 回セミナーが 1975 年 10 月 27 日から 3 日間岐阜市鳳山荘で応用物理学会応用電子物性分科会の主催で開かれる予定である。この分野の研究は急速に進展しており、近い将来二つの国際会議 (6 th conference on Amorphous and Liquid Semiconductors, Leningrad, 1975, Nov. 18 - 24, Structures and Excitations of Amorphous Solids, Williamsburg, Va., 1976, March 25 - 27) が開かれる予定である。今回の研究会では正四面体配位非晶質半導体 (IV 族元素、III-V 族化合物) とカルコゲン系非晶質固体 (Se, Te, As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, 多成分系) の構造と振動の性質、光学的性質と電子構造、輸送性質、および理論の諸問題が討論され、参加者は 100 名に及び極めて盛会であった。以下は各講演者に書いていただいた要旨である。

(箕村 茂)

### ガラス状態の熱力学的研究

代表者 阪大理 菅 宏、関集三

非晶質固体を得るにはその代表としてのガラスの製法、すなわち液体の過冷却以外に種々の物理的、化学的手段が知られているが、そのキャラクタリゼーションに関する研究は乏しい。そこで、蒸気凝結法で作成した種々の分子性非晶質固体 (非晶質氷、メタノール、プロパン、CCl<sub>4</sub> など)、沈澱反応で作成した非晶質固体 (As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>、Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub> など)、脱水反応で作成した非晶質固体 (無水酢酸マグネシウム) などについて熱力学的研究を行ない、これらの非晶質固体がガラ

ス転移現象を示すことを始めて見出し、またあるものについては熱力学第3法則からの背離を示すことを定量的に決定して、その熱力学的キャラクタリゼーションを行なうことに成功した。とくに  $As_2S_3$  については沈澱法で得られた無定形試料と液体冷却法で得られた透明試料が、同じ熱的挙動を示すことを見出した点は興味深い。

さらに、ある種の乱れを有する柔粘性結晶（シクロヘキサノールなど）について、これらの結晶が明確な融点を持ち、ラウエ斑点を与える意味で結晶としての定義を満足するに抱らず、その急冷相に対して著しい熱容量ジャンプ、エンタルピー緩和、残余エントロピーの存在を見出し、ガラスとしての典型的振舞いを示すことを発見した。一見、相反するこの2つの概念の結びつきから「ガラス性結晶」の命名が与えられたが、同時にこれはガラス転移現象が従来考えられていたように液体特有の現象ではなく、広く乱れを持つ固体中の乱れの凍結に付随して起こる広範囲な現象であることを示すものと言へよう。同様に異方性液体としての液晶の急冷相についても「ガラス性液晶」状態の存在が見出され、ガラス状態の範疇が拡げられた。さらに同一物質（エタノールなど）の異なる相、液相と柔粘性結晶相をそれぞれ急冷することにより、「多重的ガラス転移現象」が始めて見出されたことは、上記の見解を裏付ける意味もあって、興味ある実験結果と言へよう。

また、ある種の結晶（六方晶氷や2次元的氷の水素結合性網の目構造を有する塩化スマ2水和物結晶）におけるプロトン配置の乱れの凍結に関する実験的裏付けが、長期間にわたる精密カロリメトリーによって得られ、短距離秩序度及び長距離秩序度との関連において議論された。さらに定性的ではあるが、これらの実験事実と熱力学第3法則との関連について、分子運動を規定する緩和時間と転移温度を決定する分子間力との相対的関係から論じられ、これまで静的側面のみを強調しすぎた統計理論に動的側面を考慮すべきことが示唆された。このように凝集状態の1つとしての立場からガラス状態を熱力学的に取り上げ、多彩な実験事実からそれを凍結された乱れをもつ系として広く捉える必要性のあることが強調された。

## 乱れた系の転位論

代表者 東大理 二 宮 敏 行

液体や非晶質固体のような大きく乱れた系を非常に多数の転位を含む結晶と見る立場は次のことに基いている。a) これらの状態は短距離秩序を持つが長距離秩序を持たない。転位は長距離秩序をこわす欠陥である。b) 液体の密度は結晶と余り変わらない。このような状態では、原子は

個々に動くのではなく集団的に動くと考えられる。液体の特徴である shear flow の起りやすさは転位の運動によると考えるのが自然であろう。c) random network model や dense random packing model では、乱れた系を構成する最小単位がどのようなものであるかを考える。転位モデルは乱れがどのように集って macro な size になり得るかを与えるという意味でこれらの model と相補的である。

- 1) 融点：結晶に転位を導入した時、弾性の非調和性のため、体積が増大する。この効果および格子振動から転位振動への移行を考慮して融解の自由エネルギーを求めるとき、自由エネルギーは転位数の関数として上に凸な関数である。転位数には上限（転位間隔が 3 原子距離程度）があるので、この上限に相当する状態が液体となり、結晶からの相転移は一次である。融解のエントロピーは fcc metal では  $\Delta S = 3RT_m$  になり、また  $RT_m/\mu V_0 \sim 0.04$  が導かれる。この関係は Lindemann rule に equivalent である。液体の構造を結晶と密着して考える転位モデルでは、固体の相変化に対応して液体にも相変化を考え得る。融点が圧力の関数として極大を示すことがあるが、これは、圧力による相変化が固体に先立って液体において起きることによると考えられる。また、このような物質では、非晶質固体でも圧力による相変化が結晶に先立って起きることが期待される。
- 2) 液体の粘性、拡散：この両者とも転位の運動によるとすれば  $\eta D/T$  の実験値から転位 segment の長さが与えられ、先に estimate した転位密度と consistent な値が得られる。また多くの金属で活性化エネルギーが  $3RT_m$  であるが、これは転位の bow out にさいして一原子距離の長さの転位の伸びがあることに相当する。
- 3) 非晶質固体の構造：多くの非晶質金属の 2 体分布関数は  $1.65 \times ($  最近接原子間距離  $)$  に peak を示す。この距離に相当する配置は原子が 5 角形に並ぶことにより得られるが、この構造は  $60^\circ$  (or edge) 転位の core で実現される。また、ガラスが共通に示す  $5 \sim 10$  K 近傍に見られる excess specific heat は、転位 segment による比熱として説明される。

## 非晶質 Si, Ge のエネルギー帯と伝導度の関連

代表者 広大工 大坂之雄

非晶質 Si, Ge のエネルギー帯は、理想的なガラス系として非経験的計算が、行われつつある。しかし、band gap 内の状態は、理想的ガラス系へ種々の欠陥の効果が重畳されている。従って、エネルギー E の局在準位の状態密度  $\rho(E)$ 、波動函数の拡り  $a(E)$  を導入して、実験を現象

論的に整理するのが望まれる。この立場で種々の伝導度を論ずる。

(1) d.c conductivity (Hopping Conductivity) d.c conductivity  $\sigma$  が  $\exp(-(\text{To}/T)^{\frac{1}{4}})$  に比例することを導いたMottの理論は、Percolation theoryにより正当化がなされた。site  $R_i$  上のエネルギー  $E_i$  の電子が site  $R_j$  に hopする時のPair conductance  $G_{ij}$  ( $E_i, E_j, |R_i - R_j| : \lambda$ ) ( $\lambda$  は、高電界または磁場の効果) が既知の時、これより成る random network の total conductance を定める本質的な量は、次の critical conductance  $G_c$  である。 $G_c$  は、low-impedance island を作らず、媒質全体に拡る network 中の最大の Pair conductance である。 $G_c$  は、 $G_{ij} > G_c$  を充す  $E_i, E_j, |R_i - R_j|$  の変域内の平均電子数が  $A$  (常数) となることより定まる。三次元の nearest neighbour hop の時は、 $A$  は平均 bond 数で 1.5 である。現在の問題では、 $G_c$  を定める  $|R_i - R_j|$  は格子間隔より十分大きく、 $A$  は 4 次元 Percolation の不变量である。 $(A \approx 1.8, A > 1.45)$  種々の理論の差は、 $A$  の違ひで、 $\rho, a$  が一定の時、

$$(\text{To}/T) = (48/\pi\rho a^3 kT) (A/1.2) \text{ となる。}$$

局在準位が、フェルミエネルギー ( $E = o$ ) の両側に  $\pm |EM|$  で存在し、 $a(E) = a(E=o) (|EM|/|EM|-|E|)^{1/2}$  (W, K, B 近似、理想的ガラス Freed,  $|E| \approx |EM|^{1/2 \rightarrow 1/3}$ )  $\rho(E) = \rho(E=o) (|EM|-|E|/|EM|)^s$  の形をとり、Ambegaokar 等と同様の計算を行った。 $T^{-1/4}$  則よりのずれは予想外に少さい。この模型では、 $S = 1.5$  で  $T^{-1/4}$  則に正確に従う。 $a - Ge$  の  $a(o) = 10 \text{ \AA}^o, |EM| = 0.4 \text{ e.v}$   $To = 10^8 \text{ K}$  の値をとると、 $300 \text{ K}$  の  $T^{-1/4}$  則より評価される見掛け上の  $\rho(o) = \rho^*$  と  $\rho(o)$  の比は、表のようになる。

$S$	- 2.0	- 1.0	0.0	2.0	2.5	3.5
$\rho^*/\rho$	0.187	0.307	0.47	1.25	2.0	2.46

## (2) a.c conductivity

a.c conductivity の解析に用ひられる Austin-Mott の表式は、trap center が低密度で、孤立した Pair 間の Pair transition rate で、conductivity が定まるとする立場である。 $r$  の距離はなれたフェルミエネルギー間の transition rate の時定数を  $\tau_0 e^{r/a}$  とすると、局在準位中心の密度  $n_s$  で、 $n_s r \omega^3 \ll 1$  でのみ上の Pair 近似が成立する。 $(r\omega = \frac{3}{2} \ln(1/\omega\tau_0))$  不純物帶の時は、この条件が成立つが、 $a - Ge$

では実際上  $n_s r \omega^3 \gtrsim 1$  である。この時は、Scher-fax の self-avoiding Path の寄与が重要となる。Scher-fax の用ひた Pair 近似につながらない近似を用ひず計算すると次式を得る。

$\text{Re}\sigma_{\text{ac}}(\omega) / (\text{Re}\sigma_{\text{ac}}(\omega) A \cdot M = \{ \cos(X(\omega)) + \frac{\ln(1/\omega\tau_0)}{5} \times \sin(X(\omega)) \} \exp(\frac{\eta}{2} \ln 2 (\ln \omega\tau_0)^2)$  . (A.MはAustin-Motlの表式の意味で、 $X(\omega) = \frac{1}{4} \pi \eta \times (\ln(\omega\tau_0))^2$ ,  $\eta = 4\pi n_s (a/2)^3$ ) . 上式は、 $\eta (\ln(\omega\tau_0))^2 < 2$  で成立する。a-Ge の数値を入れると、A-M式は適用範囲外でも数値的に大体成立することが判った。 $\eta (\ln(\omega\tau_0))^2 > 2$  の低周波の問題は、d.c 成分が重要で Percolation theory への移行を含み、可成難しい問題である。

## 不規則系における電子の局在と易動度端

代表者 東北大理 星野 公三, 渡部 三雄

アモルファス半導体やガラス状物質などの種々の実験事実を説明するために、いくつかの電子状態に対するモデル (Mott-CFO, Davis-Mott, Marshall-Owen) が提案されている。これらのモデルにおいては、いずれも、局在状態と非局在状態を明確に区別する易動度端の存在が仮定されている。したがって、光吸収や電気伝導度の温度変化などの実験の解析にとって、易動度端の位置や易動度端近傍での状態密度や易動度のふるまいなどの知識が必要になる。しかしながら、電子の局在や易動度端に関する理論的研究は、現在のところは、現実のアモルファス物質について調べるにはほど遠い段階で、簡単なモデルについてのみ調べられている。特に、Anderson モデルについてこれまで詳しく調べられており、電子状態の局在性や易動度端のふるまいなどについての本質的な特徴は、このモデルでとらえられていると考えられている。

我々は、不規則系の簡単なモデルとして、Anderson モデル、Lloyd モデル、二元合金、格子気体をとり、それらについて、一体 Green 関数と電気伝導度を Coherent Potential 近似 (CPA) で計算し、その結果に、Economou-Cohen の局在の判定条件と Mott の最小金属的電気伝導度の概念を適用して、易動度端が不規則性の度合の変化とともにどう変化するかを調べた。また、電気伝導度を物理的に異なる過程を記述する 4 つの項に分け（その中のひとつは、Mott や Cohen により提案された Random Phase Model (RPM) における電気伝導度の式、いわゆる Mott-Hindley-Friedman の式に一致する），各項が不規則性の種類および度合とともにどう変化するかを 4 つのモデル系について調べた。

計算結果から言えることをまとめると次のようになる。(i) Economou-Cohen と Mott の局在の判定条件から決定された易動度端は、不規則性の度合の変化に対して、ほぼ類似したふるまいをする。(ii) いずれのモデルに対しても、不規則性の度合の増加とともに、電気伝導度の各項は、ほぼ同様の変化をする。特に、十分不規則性の度合が増すと、電気伝導度は RPM の式でほぼ記述される。

今後の問題点としては、single-site 近似 (CPA) を越えて電気伝導度を計算すること（非常に難しいので、例えば計算機実験など）、RPM の妥当性を厳密な立場で調べること、更に、信頼しうる局在の判定条件を見つけることなどがある。

## アンダーソン・モデルにおける電子局在 の計算機実験

代表者 東大工 吉野さやか

アンダーソンの不規則系モデルに対する今までの計算機実験では、サイトの数が 400 個程度までであったが、我々はもっと大きな系に対して計算機実験を行なっている。具体的には 2 次元正方格子について、サイトの数 N を最大 6,400 まで変え、バンドの中心付近の状態に対して

$$\alpha = \sum |a_i|^4 / (\sum |a_i|^2)^2$$

( $a_i$  : 波動関数の  $i$  サイトでの振幅)

という量の N 依存性をみるとことによった。 $\alpha$  は波動関数の拡がりの逆数という意味があり、完全に拡がった状態では  $\alpha \propto 1/N$ 、完全に局在した状態では  $\alpha$  は N に依存しない。現在までの計算結果から次のことがわかっている ( $W/V$  は不規則性の度合を示し、W : サイト・エネルギーの分布幅、V : トランスマッタ・エネルギーである)。

- (1) ほとんどすべての状態が局在する (アンダーソン転移) のは  $W/V$  が 8 度度からである。これは他の計算機実験の結果とほぼ一致する。
- (2)  $W/V$  が 5 ~ 7 の範囲では  $\alpha$ 、すなわち波動関数の拡がり具合は大きくばらつき、局在状態との混在も認められる。しかも、このばらつきは N の増加とともに大きくなり、 $N \rightarrow \infty$  の極限ではこのばらつきはより顕著になると思われる。

今後、2 次元系 (単純立方格子で  $N \cong 4400$  まで) での計算や、波動関数を使って種々の物理量の計算を行なう予定である。

## 非晶質半導体の光学的性質

代表者 東教大光研 新 井 敏 弘

非晶質半導体において観測される各種光吸收の様子を現象面から説明すると共に、各吸収の原因と考えられる素励起についての考察をおこなった。

まず非晶質半導体においては、普通5つの光吸收、すなわち、いわゆる吸収端部分、それに統くほとんど波長依存性のない弱吸収部分、格子（分子？）振動吸収部、 $10^{-2}$  eVから $10^{-4}$  eVの光エネルギー附近にみられる  $h\nu$  の約2乗に比例して変化する吸収及び $10^{-6}$  eVの光エネルギー附近にみられる  $h\nu$  の0.8乗に比例して変化する吸収が観測されることを、模式図をもって説明した。そして光吸収の原因をadiabatic, single particle近似で考えれば、atomicな励起とelectronicな励起に關係したものにはどうわけられることを示したのち、各部分の吸収の特徴や原因などを解説した。即ち①  $h\nu$  の0.8乗に比例する吸収部は、Fermi level附近のcarrierのlevel間のhoppingによる損失であること。②  $h\nu$  の2乗に比例する吸収は、無定形半導体において特徴的に観察される低温でのDebye型の比熱：すなわち低振動との相関や、低温での超音波吸収との相関、N.Q.R.のdataとの比較、さらにブリルアン散乱との相関から、おそらく原子のゆらぎによる場所的なdynamical polarizationと關係したものであると言うこと。③格子振動吸収は、分子振動的な性格が強く、近接原子の配置でほぼきまることを、昇温実験やRaman散乱との対比などから示した。適当な原子配置模型を考えて計算した振動の様子を、この吸収や散乱とくらべることにより、非晶固体の原子配置を推定できること。さらには、この吸収やRaman散乱のスペクトルから、振動のstate of densityを求めることができることなど。④平坦な波長依存性のない弱吸収の原因是、内部の不均一による光散乱（Mie散乱）か、または自由坦体による吸収か現在のところ判定しかねることを、両者に關係した実験事実及びそれに対する批判を示した。⑤基礎吸収端部については、カルコゲナイト系では $\alpha_0 \exp\{A(h\nu - Eg)/kT\}$ に比例する（Urbach則）部分と $(h\nu - Eg)^2/h\nu$ に比例する部分とからなり、2乗部はparabolic energy bond間の波数保存則を無視した電子遷移で説明でき、 $\exp^T$ 部はband間遷移又はexcitonの固体内電場によるひろがりか（電場の原因としてはLAやTO modeなどのphonon）又はgap内に分布した局在準位から非局在準位への遷移から説明できるが、どちらが真実であるかまだ判定し得ないこと。更には吸収端の温度効果、特にガラス転移温度、融点での変化の様子を同温度における格子振動の温度変化と比較してphononと電子との相互作用を検討した。特にoptical gapと易動度gapとの間の差異についても考察をした。またGe, Siガラス系では、吸収端が結晶のそれより長波長側にshiftしての

びているが、これは内部にできたvoidなどが原因らしいことを、spin量の（磁気）測定や、voidによると思われる局在吸収の存在などから説明した。

## カルコゲンガラスのX線光電子分光

代表者 電総研 田 中 一 宜

非晶質固体の構造は実験的に決定し難い。従って、構造を基礎として諸物性を理論的に予測したり、解析することは容易ではない。X線光電子分光法は、原子配列に関する構造の知識なしで電子構造を直接実験的に決定できる可能性を有している。非晶質固体でどの程度有効な武器になり得るか、As-S, As-Se系ガラスについて大別3つの実験を行ない、部分的ながらその有効性を実証した。

第1は、As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>ガラス表面の酸素に対する光活性の実験で、O1s及びAs3d電子のスペクトルの分析から、表面の管理に最も重要な要素は、真空度よりも可視光をカットすることであることがわかった。即ち、可視光照射下では、酸素は物理吸着から化学吸着に変化し、内殻電子、価電子両スペクトルに大きな影響を与えるということである。第2は、化学量論組成As<sub>4</sub>S<sub>6</sub>ガラス内の化学結合に関するchemical orderをチェックすることを目的にAs<sub>4</sub>S<sub>6</sub>, As<sub>4</sub>S<sub>7</sub>の非化学量論組成の薄膜を作製し、As3d, S2p電子のスペクトルをAs<sub>4</sub>S<sub>6</sub>との比較で測定を行なった。As<sub>4</sub>S<sub>5</sub>の場合はAs3d電子、As<sub>4</sub>S<sub>7</sub>はS2p電子各スペクトルに乱れが生じ、As<sub>4</sub>S<sub>6</sub>ガラスのみAs3d, S2p共にスピント軌道分裂が縮退度に比例して得られた。即ちAs-As, S-S等のwrong bondが%オーダー以上は存在しないことを示している。第3は、価電子帯スペクトルを測定し、価電子帯がA, B2つのバンドに完全に分離されていることをを利用して積分強度比の立場で分析を試みた。Ef直下のAバンドはAsの孤立電子対とbonding電子、BはSの孤立電子対（2対）とした場合の強度比によく適う。非晶質の場合、遷移双極子要素のk依存性、エネルギー依存性等が無視できる可能性が非常に強く、従って、価電子状態が混成しているような場合には、積分強度による分析は大きな意味を持ってくる。非晶質セレンの場合にも極めて興味深い結果が得られている。As, Sの組成比変化に対するデータとも組み合わせれば、更に正確な分析が可能と思われる。

## Amorphous Ge の光伝導と電子状態

代表者 広島大工 広瀬 全孝

筆者らが先に提案した a-Ge のエネルギー帯モデルを吟味すると共に、 a-Ge 膜の構造欠陥と gap states の関係を明らかにすることを試みた。 a-Ge の光伝導の温度依存性 (300 ~ 100 K) 及びそのアニール効果から、伝導帯下 0.1 eV まで局在準位がすそを引いていることを示した。次に Spear らも成功していない a-Ge の field effect の観測に成功し、フェルミ準位近傍の局在準位密度のプロファイルを求めることができた。この結果によれば、フェルミ準位における局在準位密度は as deposit film で  $10^{20} / \text{cm}^3 \text{ eV}$ , 250 °C annealed film で  $10^{19} / \text{cm}^3 \text{ eV}$  である。これらの値は筆者らのグループで、新しい方法によって測定された Ac 伝導度の結果と良い一致を示した。この様に、フェルミ準位付近の高密度の局在準位は、アニールに敏感であり、 a-Ge 膜中の格子欠陥が作る局在準位とみなすことができよう。この推論は光伝導の立ち上り部分がアニールに敏感であることによって支持される。DC 伝導度の温度依存性から求まる、2.つの活性化エネルギー 0.15 eV, 0.08 eV は筆者らのバンドモデルで無理なく説明できることを示し、Field effect の結果を考慮すると、a-Ge 中のフェルミ準位は価電子帯上 0.15 ~ 0.2 eV の位置に存在すると結論される。尚、格子欠陥に起因する高密度の局在準位は価電子帯上 0.3 eV まで分布している。

a-Ge の DC 伝導度は  $T^{-\frac{1}{2}}$  に依存するが、モットの関係式に従って得られる結果は、例えば フェミル準位付近の局在状態密度さえも正しい値を与えない。これはモットの理論のまゝでは、重要な物理的因素が欠落しているためと思われる。

結論として、筆者らの提案したエネルギー帯モデルは、光学吸収、光伝導、交流伝導度、直流伝導度、Field effect 等の測定結果を、現在のところ矛盾なく説明することができる。最後につき加えるならば、同じアモルファス状態でも真空蒸着で得られる膜は、a-Ge, a-Si に関する限り、かなり多量の格子欠陥を含む。glow discharge で得られる a-Si は、これに比べて大変完全性の高いアモルファスネットワークを組んでいる。このことを最も直接的に示すのは Field effect の結果である。

## Amorphous Ge の伝導現象

代表者 名大工 吉田 明, 有住 徹弥

非晶質非導体に関する実験的理論的研究が活発に進められ、いくつかのモデルが提唱されてきたが、未だ充分な理解には程遠い。ここではアモルファスGe (a-Ge) を取上げ、各種の実験的研究の現状を振返ってみた。a-Ge 試料は真空蒸着、スペッタ等により薄膜の形で作られるが、基板温度・生成速度・アニール温度等により大きく影響をうけ、各条件下で伝導機構やモデルの変更さえ考え得る。膜の詳細な characterization がますます必要になってきた。低温領域では variable range hopping 機構が支配的であるとされ、Mott の式の成立限界・定量性が論じられた。実験的には局在準位の状態密度やその波動関数の減衰距離が合理的であるかどうかが問題となる。その点最近の Kirkpatrick の式はかなり良いといえる。実験結果では、アニールにより局在準位の状態密度は減少し、減衰距離は増大の傾向が認められる。ホッピング距離が試料膜厚に近づけば 2 次元ホッピング伝導が起ることを Knotek のデータを用いて示した。高周波伝導度は周波数と共に増大し、ホッピング伝導の可能性を示す。周波数および温度依存性を同時に説明するためには、multiple hopping process が重要であることを示した。これらの hopping site を提供すると思われる欠陥は ESR で観測され、 $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  にも及ぶ。アニールにより bimolecular type に従って減少するが、この paramagnetic center が何に起因するか不明である。磁気抵抗効果は負であり、低温・低磁場でわずかに正となることが観測された。高電界印加時の伝導度は Poole-Frenkel 効果をもとに説明されてきたが、充分に定量的に説明できる訳ではない。高電界伝導度の対数と F の比例関係が見出されているが、満足に説明できる理論はない。トラップ型欠陥間のホッピングの高電界効果をもっと詳細に考察する必要があろう。トンネル効果の実験はバンド構造に関する有用な情報を与えてきた。a-Ge でも実験が行なわれたが、移動度端間の局在準位のエネルギー分布を直接反映している訳ではないと考えられるようになった。表面付近の局在準位に関連しているものと思われている。非晶質半導体と結晶半導体によるヘテロ接合特性を解析すれば、局在準位密度やフェルミ準位の相対的位置を求めることができ、 $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ ,  $V_b = 0.32 \text{ eV}$  が得られた。

以上、a-Ge に関する種々の実験的研究結果を論じ、問題点をいくつか指摘した。

## 非晶質 As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> 系の音響的性質

代表者 新潟大理 横田 昭次

最近非晶質の低温での比熱や熱伝導などの、結晶と異なった格子の影響と思われる、異常な振舞が注目を集めている。またその電気伝導も格子振動を媒介としたキャリアの Hopping が必要であると考えられていることなど、非晶質の物性にはその特異な格子構造が大きな役割を果していることが明らかになってきている。

我々は非晶質の格子の性質を探るため、超音波特性の測定を行い、特にその構造上大きいと思われる格子振動の非調和性の追求と超音波吸収（力学的緩和）と高周波伝導（誘電緩和）の関係を調べた。これは最近ほぼ  $\omega$  に比例して増加する高周波伝導が、かなり一般的に見られる現象であることか分ってきて、更に電子の Hopping の他にイオンの Hopping も同様の振舞が予想されることが Pollak と Pike によって明らかになり、原子の運動が高周波電気伝導に予想以上の大きな役割を果しているとも考えられることからである。

試料は As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> 系をとり、超音波特性への不純物の影響を調べるため Ag を dope した。

音速の温度変化や圧力変化から求めた As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> の非調和性はかなり大きく、4 次以上の高次の非調和性の影響も無視できないことが明らかになった。また Ag の 1 at % doping は比重と音速をそれぞれ 5 % 程度増加させ、非調和性は約 30 % も大巾に減少させることができた。（1 at Ag doping 試料の比重はほぼ結晶 As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> に等しい。）音速に対する Ag の doping の影響は主にその密度の増加に原因があり、また非調和性に対する大きな寄与は通常の固体では余り問題にならない 4 次の弾性定数でほぼ説明できる。Ag が少ない量でこの様な密度増加をもたらすことは非常に興味深いことである。

また音速の圧力変化から求めたグリュナイゼン定数と熱膨張係数から求めたそれとの不一致は As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> 程度の分子が相互に非調和性の大きい結合で結びついているとすれば理解できる。

超音波吸収は室温の少し下から増加することは通常のフォノン-フォノン相互作用によるアキザー型の吸収では理解できずその増加は  $e^{-\frac{E}{kT}}$  でよく記述できる。また高周波伝導も  $e^{-\frac{E}{kT}}$  でよく表わせ、（E は凡そ 0.1 eV の活性化エネルギー）相互の原因が同じであることを示唆している。圧電結合を考えると高周波伝導と超音波吸収が比例することが予想でき、実験結果をよく説明していると思われる。0.1 eV の活性化エネルギーが As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> で原子空孔を作るのに必要なエネルギーにほぼ等しいことから Vacancy site での原子のホッピングが原因であると予想される。

我々の測定はまだ不充分ではあるが超音波測定は非晶質の物性を探る上で有効な方法の一つであると考えられる。

最後にこれは当研究室の加賀助教授といま日立にいるMCの梅原氏の共同研究である。

## アモルファス $\text{As}_2\text{Se}_3$ の電気伝導と光伝導

代表者 静大電子研 喜多尾 道火児

アモルファス半導体では禁制帯内に多数の局在準位が存在し、このため電気伝導現象ではホッピング伝導が優勢であり、また不純物には鉛感であると考えられていた。アモルファスカルコゲン半導体の代表である  $\text{As}_2\text{Se}_3$  および不純物として Ag を添加したものを使ってこれらの事柄に関する実験を行った。

直流伝導度  $\sigma_{dc}$ : Ag の多量 (0.05 ~ 0.5 at %) の添加では固有の効果が現われ  $\sigma_{dc}$  は増加するが、少量 (0.05 at % 以下) では local defect の影響により  $\sigma_{dc}$  は減少する。

交流伝導度  $\sigma_{ac}$ : Ag の添加された試料では Ag のまわりにできる local defects 間のホッピング伝導により解釈されるが、Ag の添加されない試料では不均質さによるポテンシャルの擾乱の影響を加味しなければならない。

光伝導: 光チョッパー周波数の変化によって光伝導スペクトルが変る。この現象は光励起による局在正孔が関与しているものと思われる。Ag の添加は光伝導のピーク・シフトをもたらし、スペクトルの構造をぼかし、光感度を低下させる。

以上の実験結果から①禁制帯内には局在準位がほぼ連続的に分布しているが、浅い準位と深い準位では再結合係数が異っていると考えられ、②不純物 (Ag) の添加は微量の場合には local な disorder を考慮せねばならず、多量に入った場合には不純物固有の効果が現出することが理解される。

## カルコゲナイトガラスの構造に敏感な性質

代表者 電総研 荒井和雄

カルコゲナイトガラスにおいて、いかにして長距離秩序が失われるか、という中間距離構造を理解するために、ESR、ラマン分光、ホトルミネッセンス、音波吸収という構造敏感な性質をとりあげ、2次元的構造をもつと思われる As-S 系ガラスと、より 3 次元的構造をもつと思われる Ge-S 系ガラスについて、比較対照を行った。その結果、Ge-S 系ガラスでは(j)ガラス構

造中に dangling bond 的欠陥が考えられること、(ii)化学量論組成のガラス構造には構造的ゆらぎがあつて結晶的広がりの残存していること、(iii)化学量論組成からずることは、S-S結合の出現とそれによる結晶的広がりの急減をもたらすこと、(iv)適当量の As の効果は結晶的広がりを保つて S-S結合を消滅すること、を示した。

As-S 系ガラスにおいては van der Waals 力による結合がガラス形成により大きな役割をしているため、こうしたガラス構造の特徴が物性に顕在化しにくくなっていることを指摘した。

## 非晶質半導体に対する不純物の影響

代表者 金沢大工 清水立生

半晶質半導体においては結晶半導体と違って微量の不純物添加によってその性質が大きくは変わらないことが知られている。Gubanov や Mott によるそのことに対する解釈が存在する。まずこれまでに行われている非晶質半導体に対する不純物添加の影響に関する主な研究の紹介を行い、最近我々の研究室で行った実験結果とそれから推論されることを述べた。

Kolomiets らは  $\text{As}_2\text{Se}_3$  に対する Ag の影響を電気抵抗と光学吸収の測定によってしらべ、Ag はドナー又はアクセプター的にふるまい、フェルミ・エネルギー  $E_F$  を変化させると推論している。非晶質半導体の中に不純物原子がどのように組み込まれるかを微視的にしらべた研究としては  $\text{As}_2\text{Se}_3$  中の Sn に対するもの位しか存在しない。我々は  $\text{Te}_{48}\text{As}_{30}\text{Ge}_{10}\text{Si}_{12}$  に種々の量の Mn を添加した試料を作り、電気的活性化エネルギー、光学的ギャップ、光学吸収端のぼやけの変化をしらべた。Mn を用いたのは不純物の状態を微視的にしらべるための ESR 測定を可能にする為である。ESR 測定により Mn の入り方に 2通りあることが分り ( $g \approx 2$  と  $g = 4.3$  のシグナルが出る)、後者はアクセプター的な働きをして正孔を供給して  $E_F$  を下げ、電気的活性化エネルギーを小さくすることに寄与していることが推論される。このことは光学的ギャップの変化に較べて電気的活性化エネルギーの変化がはるかに大きいという電気的・光学的測定の結果と一致する。また  $g = 4.3$  のシグナル強度と電気的活性化エネルギーの変化は比例関係にあり、それより  $E_F$  近傍での状態密度の大きさが推定される。ESR のような微視的測定を電気的・光学的測定に併せて用いることにより、非晶質半導体への不純物の入り方を明らかにし、その電気的・光学的性質の変化を説明することが出来た。

## Ge—Se 系ガラス半導体のラマン散乱 とルミネッセンス

代表者 阪大工 白藤純嗣, 熊谷直樹, 金 基一; 大石嘉雄

カルコゲンガラス半導体は熱処理や光照射によって容易に相変化を起し、光吸收スペクトル、電気的特性、螢光スペクトル、ラマン散乱スペクトルなどの変化として検出される。筆者らは種々の組成のGe—Se ガラス半導体の熱処理に伴う構造変化と電子的な性質の関連をラマンスペクトル、螢光スペクトルおよび光吸收スペクトルによって調べた。

Ge の組成をパラメータとしてラマンスペクトルを測定すると、Ge 組成の増大と共に a—Se で強く現われる  $\text{Se}_8$  リングによる  $250 \text{ cm}^{-1}$  ピークが次第に弱くなり、Ge—Se クロスリングによるとと思われる  $198 \text{ cm}^{-1}$  ピークが現われ、 $\text{GeSe}_2$  組成で最も強くなる。更に、Ge 組成が  $\text{GeSe}_2$  を超すと新しいラマン線が現われる。このことから、Ge—Se ガラスでは  $\text{GeSe}_2$  組成の時ほぼ完全にクロスリンク構造ができるものと思われる。遠赤外域の吸収、反射スペクトルからえられた振動モードと合せて、 $\text{GeSe}_2$  ガラスが  $\text{GeSe}_4$  正四面体分子の3次元的ランダム配置より成っていると仮定する分子モデルで振動モードの解析を行ったが、実験との一致は良くなく、今後の課題である。

基礎吸収端付近の吸収スペクトル測定から、熱処理によって extended states に続く tail states の広がりが小さくなること。また、 $\text{GeSe}_2$  組成でその広がりが最も小さくなることがわかった。このことも  $\text{GeSe}_2$  で原子間結合がほぼ完全になることを示している。同時に、液体ヘリウム温度での螢光スペクトルを種々の組成のガラスについて、その熱処理効果と合せて測定した。その結果、(i) 热処理によって発光強度が増す、(ii)  $\text{GeSe}_2$  ガラスで発光が最も強い、(iii) 発光ピークのエネルギーは光学ギャップの  $1/2$  よりずっと大きい、ことがわかった。光吸收スペクトルと螢光スペクトルの実験結果を合せると、tail states の広がりが小さい程発光強度が大きく、発光再結合は extended states の edge から深い再結合準位への電子遷移によって起り、tail states は主に非輻射遷移に寄与しているらしいことがわかる。再結合中心の起源は現在まだ明らかではないが、 $\text{GeSe}_2$  組成で発光が最も強いこと、および  $\text{GeSe}_2$  に As を 10 % まで添加しても発光強度は殆んど変化しないことから、As—Se 系ガラスで言われているような broken bond が主因でないようと思われる。

## 非晶質半導体薄膜の電子顕微鏡観察

代表者 愛知教育大 野 田 三喜男

非晶質半導体の物性に関する実験結果は、とくに薄膜試料において、かなり大きなばらつきを示し、その原因が試料の作製条件および作製後の履歴による構造の変化にあると考えられている。そのため、これまでかなりの実験結果が集積されてきたにもかかわらず、非晶質状態の物性の解明を困難にしている。本報告では、この構造およびその変化についての知見を得るため、最近になっておこなわれたようになった、電子顕微鏡を用いて作製条件、熱処理、光照射などによる構造の変化を調べた結果についての Reviewをおこなった。

非晶質ゲルマニウム (a-Ge) の薄膜を高分解能の透過電子顕微鏡 (TEM) で観察すると、X線小角散乱 密度、ESR の測定などから予想されていたポイドの存在およびその形状を直接みることができる。蒸着時の a-Ge は非常にポイドが多く dangling bond が多く存在する構造になっており、蒸着方法（抵抗加熱、電子ビーム、スパッタリング）、条件（基板の種類、蒸着方向、蒸着時基板温度）、蒸着後の熱履歴などによってこの構造が変ることについて直接観察することができる。とくに、蒸着時基板温度を適当に高くするとポイドが消滅し一様な膜が得られるという結果は、完全単結晶に対応する非晶質状態の "ideal structure" を実現し研究を進めていこうとする方法の大きな根拠になっており、蒸着時基板温度を変えた試料の電気的および光学的特性が最近かなり測定されるようになってきている。

熱処理による構造の変化については、筆者らによる結果が述べられており、蒸着時は 20° A 程度の grain からなるポイドの非常に多い構造になっている膜が、300 °C 程度の熱処理では一様な構造の膜に近くなり、450 °C では原子の再配列がおこり 10 Å 程度の grain からなる構造になり、500 °C で部分的に結晶化していくことを示している。これらの結果と電気的および光学的特性、ESR、圧力効果の測定結果との対応について若干の議論があった。

カルコゲナイトガラスについては、a-Ge のような系統的な測定は少なく、スイッチングおよびメモリ現象、photo-induced structural change 等を調べるのを目的とした TEM による観察結果についてのいくつかの例が述べられた。单成分である a-Ge でさえまえに述べたように複雑な構造変化を示すことを考えると、更に複雑な要素（組成、bond、分相などの不均質構造）を含む多成分系カルコゲナイトガラスにおいては、応用分野での話題の多い構造変化の機構を解明していくためにも、今後系統的なかなりの量の実験を必要とするものと思われる。

## 非晶質セレンの構造と結晶化過程

代表者 東北大金研 河原田 元 信

非晶質セレンは  $\text{Se}^8\text{-ring}$  と  $10^4 \sim 10^5$  ケの原子からなる polymeric Chain の混在した構造を持つ。しかしそれらの混合比については十分な研究がなされていない。わずかに Briegleb<sup>1)</sup> により melt-quench して得た非晶質セレンを  $\text{CS}_2$  で  $\text{Se}^8\text{-ring}$  と polymeric chain 成分に分離しそれらの混合比の測定を行っている。それによると  $\text{Se}^8\text{-ring}$  の混合比は急冷温度が上昇するにつれ減少している。しかしながらそのような化学的分離が十分であったか否かには疑問が残る。Lucovsky 等<sup>2)</sup> は非晶質セレンで  $\text{Se}^8\text{-ring}$  と polymeric chain 各々に特有な遠赤外吸収、ラマン散乱モードを観測した。そのことから非晶質セレンの構造は  $\text{Se}^8\text{-ring}$  と polymeric-Chain の混在したものであることを確かめている。

そこで我々は遠赤外吸収測定により、構造成分である Chain と ring の混合比が Briegleb の示したような変化をするかどうかを実験的に確めた。その測定結果は"急冷温度を上昇させると  $\text{Se}^8\text{-ring}$  のモードに対応した吸収強度が polymeric-Chain のそれに比較して相対的に減少する。"つまり急冷温度を上昇させると  $\text{Se}^8\text{-ring}$  の混合比は減少することを示している。このことは Briegleb の結果と定性的に一致する。しかし  $\text{CS}_2$  で  $\text{Se}^8\text{-ring}$  成分を取り除いた残留物にも  $\text{Se}^8\text{-ring}$  による吸収が観測されることから Briegleb の値は修正を要すると考えられる。他に急冷温度の変化に伴う吸収ピークのエネルギー移動も観測された。

次に我々は上記のような構造変化が非晶質セレンの熱的結晶化 (Trigonal セレンへの構造変化) 過程にどのような影響を与えるかについて研究した。実験は示差走査型熱量計 (DSC) により行った。急冷温度を変えると結晶化に伴う発熱に以下のようないわゆる変化が見出された。"急冷温度を上昇させると発熱のピークは高温側へ移動していく、しかし急冷温度が沸点 (685 °C) 近くになるとピークは逆に低温側へ移動し、2つのピークに分離する。"これらの結果は試料を加熱していくと核が生じ、その核から3次元的に結晶成長がおこるとして半定量的に説明される。なお結晶化の際の活性化エネルギーとして 0.85 eVを得た。これは顕微鏡観測によって得られた実験結果に近い値である。

### 文 献

- 1) G. Briegleb : Z. Physik Chem. A 144 321 (1929).
- 2) G. Lucovsky et.al.: Solid State Commun. 5 113 (1967).

## 非晶質テルルの構造（コメント）

代表者 東北大金研 市川禎宏

低温下地上にテルルを真空蒸着すると非晶質状態の薄膜が得られる。非晶質膜の電子回折強度から求めた動径分布関数と価電子帯のX線光電子分光スペクトルから、非晶質膜内の原子の並びにどのような短範囲秩序が存在するかを調べた。

動径分布関数の第一ピークの位置と面積から非晶質膜内のテルル原子は隣接した2ヶのテルル原子と共有結合で結び付き、平均10原子程度からなる短い鎖を作っていると結論された<sup>1)</sup>。テルル原子が鎖を作っていることは光電子分光スペクトルからも示された<sup>2)</sup>。非晶質膜を加熱昇温すると三方晶テルルに結晶化する。三方晶テルルではテルル原子は平面六角格子状に平行に並んだラセン状の鎖を作っているので<sup>3)</sup>、非晶質テルルの構造モデルとしてまず三方晶テルルの微結晶が考えられた。しかし非晶質テルルの原子二体分布関数の特徴はこのモデルで説明出来ない。そこで、色々な構造モデルが考えられたが、テルル原子のzig-zag鎖が互に平行に並んだモデルが二体分布関数の特徴を最も良く説明した。従って、非晶質テルル内ではテルル原子はラセン状の鎖ではなく、zig-zag鎖を形成していると考える方が適当であろう。

### 文 献

1. T. Ichikawa, phys. stat. sol. (b) 56, 707 (1973)
2. T. Ichikawa, J. Phys. Soc. Japan 36 (1974) 1213
3. P. Cherin and P. Unger, Acta cryst. 23, 670 (1967)

## 総 合 討 論

理論から応用分野の研究者まで、また半導体、窯業、金属といいういろいろな分野の研究者が一堂に会して討論をおこなったのは吾が国のアモルファス研究が盛になって以来恐らくはじめてであろう。各講師とも豊富なデータをしめし、それぞれの立場からアモルファスに対する考え方を述べ、それに対する質疑応答も活発におこなわれた。

このため、予定時間を大巾に超過し、総合討論をやる時間はほとんどなくなってしまった。はじめは、各講演の質疑応答の中から時間の都合でペンドィングになっていた問題の討論から総合討論に入つてゆく予定であったが、列車の都合などで講師の多くが退席しており、それはできなかつた。このため、現在のアモルファスの理論が実験のための指針となり得るか？今後アモルフ

アスの研究を活発に進めてゆくにはどうしたらよいか？というような一般的問題について討論をした。例えば、今のアモルファスの研究段階では理論家が本気になってとりくむほど現象が整理されていないし、したがって実験家の指針となるような理論もないのではないか？今後アモルファスの研究を盛んにするためにはアモルファス特有な新現象を掘りおこす必要がある。などの意見が出された。

しかし時間的制約のためつっこんだ討論はできなかった。いずれにしても、このような研究会によって意見を交換し、各研究者の力が有效地に發揮できるよう、吾が国のアモルファス研究の方向づけをしてゆかなければならぬ時期に来ているのではないかと思われる。

## 短期研究会報告

### 「金属間化合物における弱い強磁性について」

開催期日 昭和50年8月4日～5日  
場 所 物性研旧棟第一会議室  
世 話 人 小川信二(電総研)  
白鳥紀一(阪大理)  
中道琢郎(東北大金研)  
藤田祐幸(慶應大)  
守谷亨(物性研)  
安岡弘志(物性研)

1972年に守谷・川畑によって提出された Spin Fluctuation の理論は、磁性の研究に新しい根拠を与えた。それ迄は Heisenberg の局在理論と Stoner の遍歴電子理論の両極端の理論しかなかった為、その中間と思われる遷移金属の磁性の説明は充分になされていなかった。この新しい理論体系は、これらの磁性の解明のための第一歩として、遍歴電子モデルの枠を拡げた。

従来 Stoner モデルで説明されてきた  $ZrZn_2$ ,  $Ni_3Al$ ,  $Ni_3Ga$  等の磁性を再度この視点からとらえなおし、更に同じ系列に属すると思われる物質(たとえば  $(Fe,Co)Si$ ,  $Ti(Fe,Co)$ ,  $ZrMnCo$ ,  $HfZn_2$ ,  $Sc_3In$ ,  $CrB_2$  など)の磁性を検討して今後の展望を得ることは、現段階において重要であると思われる。

純金属には、典型的な weak ferromagnet が見当らないので、原子配列が無秩序である合金系よりは扱いやすい金属間化合物を主な対象として、この研究会は設定された。第29回年会における磁性シンポジウムの内容を継承し、更に実りあるものとするため、この研究会は一般的なお勉強会であるよりは、現実にこの問題にとり組んでいる理論及び実験の研究者が実質的な討論を行うことをその目的とした。前もって小川(電総研)によって作成された文献リストが出席者に配布された。又流動的な情況にあるため、総合報告以外のプログラムは研究会当日に講演申込みを受けつけて作成することにした。

二日間にわたる日程を 3つのセクションに分け、第一日は 3つの総合報告にあてた。午前中は守谷(物性研)による理論の紹介、午後はまず小川が現在迄に報告されている weak ferro ( $ZrZn_2$ ,  $Sc_3In$ ,  $Ni_3Al$ ,  $(Fe_{0.5}Co_{0.5})Si$ ,  $Ti(Fe_{0.5}Co_{0.5})$ , nearly ferro ( $HfZn_2$ ,  $Zr(Mn_{0.5}Co_{0.5})_2$ ,  $Ni_3Ga$ ,  $Ni_3In$ ), weak antiferro( $CrB_2$ )の実験データ等について述べた。

タを survey し、続いて益田（名大）が  $ZrZn_2$  を中心に名古屋大での NMR の実験結果を報告した。第二日目の午前および午後の前半のセッションでは、前日に募集した講演が行なわれ、現在進行中の実験が各方面から報告された。最後のセッションは今後の展望と題し、小川の座長で活発な討論が行なわれた。

本研究会は、当初の一つのテーブルを囲んで討論できる限界として25名の定員で参加希望者を募ったところ多数の申込みがあり、最終的には40名程の参加の下に開催され、終始熱っぽい討論が展開された。

(藤田)

## 弱い強磁性の理論（レビュー）

代表者 物性研 守 谷 亨

このテーマについての詳しい解説が、近く物理学会誌に掲載される予定である。

## 弱い強磁性の実験（レビュー）

代表者 電総研 小 川 信 二

いわゆる弱い強磁性体には、一般的に以下の様な性質がある。

1. 0 K に外挿した飽和磁化が小さく、 $T_c$  が低い。
2. 高磁場磁化率が大きく、Arrott plot が直線になる。
3. 飽和磁化の温度変化は  $T^{3/2}$  からずれ、 $T^2$  に比例する。
4.  $T_c$  以上の磁化率はおおむね Curie-Weiss の法則に従う。
5.  $T_c$  での異常比熱が小さい。（ $\lambda$ 型にならない）。スピントロピーが小さい。
6.  $ZrZn_2$  では偏極スピンの分布が原子形状因子と違っているとの報告がある。
7. 内部磁場が小さい。
8. 磁気弾性効果が一般に大きい。
9. 低温の比較は  $C/T - T^2$  Plot が直線にならない。（Super paramagnetic な非一様性の疑いもある）。 $\gamma$  は大きい。
10. 電気抵抗は  $T_c$  にわずかに異常がある。 $ZrZn_2$  では  $T_c$  以下で  $\rho \propto T^2$ 。 $T_c$  以上 50 K 以下で  $\rho \propto T^{5/3}$ 。

表

1

	ZrZn <sub>2</sub>	Sc <sub>3</sub> In	Ni <sub>3</sub> Al	Fe <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub> Si	TiFe <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub>
結晶構造	MgCu型 a = 7.396 Å	Mg <sub>3</sub> Cd型 a = 6.421 Å c = 5.183 Å	Cu <sub>3</sub> Au型 a = 3.566 Å	s-FeSi型 a = 4.465 Å	CsCl型 a = 2.985 Å
磁化率	M(0,0) 0.12 μB/Zr	0.057 μB/Sc	0.075 μB/Ni	0.17 * μB/Fe <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub>	0.16 μB/TiFe <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub>
M <sup>2</sup> -H/M	直線	直線でない	直線	~直線	直線
M(O,T) <sup>2</sup> -T <sup>2</sup>	直線	直線	低温で M ∝ T <sup>3/2</sup>		高温で直線 低温で M ∝ T <sup>3/2</sup>
Tc(Arrott plot)	~20 K	~6 K	41 K	50 K	46 K
χ(T)	Curie-Weiss則	C-W則	X <sup>-1</sup> ∝ T <sup>2</sup>	C-W則	C-W則
Peff	1.33 μB	0.67 μB		1.2 μB	1.8 μB
σTc/σp	-1.8 K/kb	+0.19 K/kb			
磁歪					
ω = κc(M <sup>2</sup> -M <sub>0</sub> <sup>2</sup> )	yes	~yes	yes		
κc(磁歪)	1.02 × 10 <sup>-10</sup> (emu <sup>-2</sup> /mm)	-26 × 10 <sup>-12</sup>	2.6 × 10 <sup>-10</sup>		
κc(熱膨張)*	~1 × 10 <sup>-10</sup>	-15 × 10 <sup>-12</sup>	2.7 × 10 <sup>-10</sup>		
比熱					
γ(mJ/κ <sup>2</sup> -f.u.)	40/ZrZn <sub>2</sub>	11/Sc <sub>0.75</sub> In <sub>0.25</sub>	6.5/Ni <sub>0.75</sub> Al <sub>0.25</sub>	~10	17.9/TiFe <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub>
Sm	~0.02 Rln2	~0.02 Rln2			
内部磁場	Zr(H→0): -33 kOe Hhf(Zr) =-25.3 kOe/μB Zn: < 25 kOe Ta: -13 kOe Nb: < 22 kOe			Fe: -22 kOe Co: 14 kOe	Fe: < 10 kOe
*:	$\beta = -(2\kappa c \frac{M_0^2}{T_c^2}) T$			*: この組成では Fe と Co のモーメントは殆ど等しい。	

表

2

	HfZn <sub>2</sub>	Zr(Mn <sub>0.5</sub> Co <sub>0.5</sub> ) <sub>2</sub>	Ni <sub>3</sub> Ga	Ni <sub>3</sub> In	CrB <sub>2</sub>
結晶構造	MgCu <sub>2</sub> 型 a = 7.37 Å	MgCu <sub>2</sub> 型 a = 7.057 Å	Cu <sub>3</sub> Au型 a = 3.580 Å	Mg <sub>3</sub> Cd型 a = 5.331 Å c = 4.251 Å	AlB <sub>2</sub> 型 a = 2.969 Å c = 3.066 Å
磁化率	Curie-Weiss則	C-W則	χ <sup>-1</sup> ∝ T <sup>2</sup>	χ <sup>-1</sup> ∝ T <sup>2</sup>	C-Wでない。 μcr < 0.3 μB
Peff	0.19 μB	3.2 μB			T <sub>N</sub> = 85 K
θ	-160 K	-85 K			14 mJ/K <sup>2</sup> -mole
電子比熱 γ	15.8 mJ/K <sup>2</sup> -mole		6.0 mJ/K <sup>2</sup> .gat. 低温で上にそる。		weakly antiferromagnetic
	nearly ferromagnetic				

これらを  $ZrZn_2$ ,  $Sc_3In$ ,  $Ni_3Al$ ,  $Fe_{0.5}SiTiFe_{0.5}Co_{0.5}$  について第一表にまとめて示す。

なお第二表には nearly ferromagnetic と思われる  $CrB_2$  の諸性質をあげる。

## 弱い強磁性に関する実験 — NMRについて—

代表者 名大理 益田 義賀

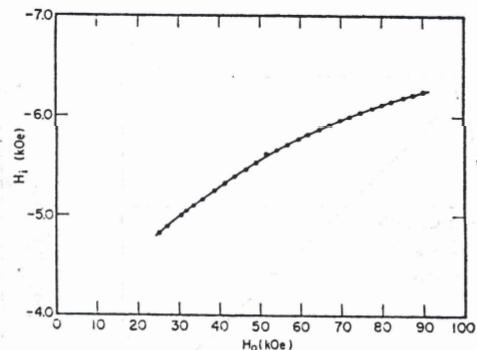
弱い強磁性を核磁気共鳴 (NMR) の手段を用いて調べる試みは、過去にもかなりあったようであるが、おそらく試料のせいか、今まで成功した話は聞かない。我々は数年前に  $Au_4V$  の強磁性状態における NMR の観測に成功した。<sup>1)</sup> これに勢を得たのと、さらに守谷さん達の研究に刺激されて、 $ZrZn_2$ ,<sup>2)</sup> と  $Sc_3In$ <sup>3)</sup> の NMR の検出にも成功した。まず、典型的な例である  $ZrZn_2$  について述べる。<sup>2)</sup>

一般に強磁性体の内部磁場は、外部磁場をかけないで測定するのが普通であるが、 $ZrZn_2$  の内部磁場はそのモーメントの値からも予想されるように、ひじょうに小さい。従って、直接、内部磁場を測定することをしないで、かなり大きい (100 kOe まで) 外部磁場をかけ Knight シフトのかたちで測定した。このようにして強磁性状態にある  $^{91}Zr$  における内部磁場を求め、その外部磁場依存性を 8 ~ 33 MHz にわたって測定した。1.4 K での結果を第 1 図に示す。

磁化曲線と同様に、内部磁場の絶対値は外部磁場の増加とともに大きくなる。これは、Zr の磁気モーメントが、殻電子、伝導電子の分極を通して外部磁場に依存するためと思われる。この磁場範囲 (25 ~ 90 kOe) では、共鳴線の幅は磁場に無関係で

ある。内部磁場の温度依存性は、磁気モーメントの温度変化と関係している。磁気測定より  $T_c = 28K$  が求められたが、半値幅の温度依存性をみると、この  $T_c$  よりはるかに高い 60 K 付近から急激に温度上昇とともに減少している。

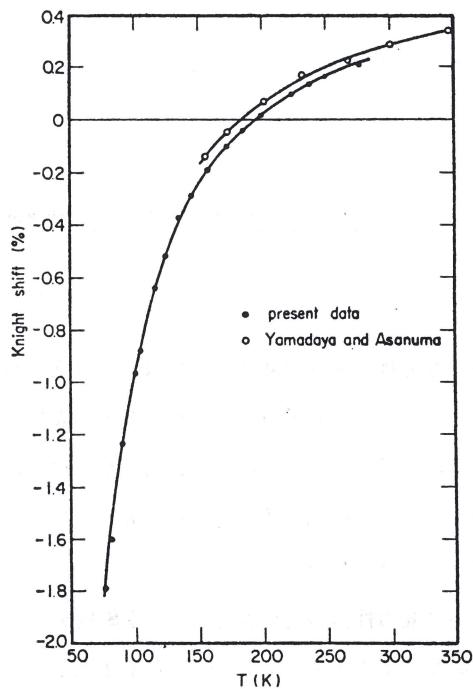
常磁性領域において Knight シフトの温度依存性を 75 ~ 275 K にわたって測定した結果を第



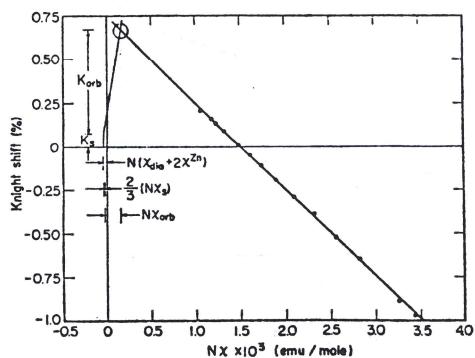
第 1 図

2図に示す。これと帯磁率の温度依存性の測定結果を、温度をパラメタにして描いた結果を第3図に示す。この勾配から4dスピンより生ずる超微細場の値を求めると、 $H_{hf}(d) = -27.5 \text{ kOe}/\mu_B$ となる。また、4d-orbitalよりの帯磁率への寄与は、 $\chi_{orb} = 32.4 \times 10^{-29} \text{ emu/atom}$ 、シフトへの寄与は、 $K_{orb} = 0.59\%$ となる。この軌道の寄与などを差し引いて、4dスピンの寄与 $\chi_d(T)$ だけの温度依存性を求めるとき、これはひょくCurie-Weiss則にのつてくる。

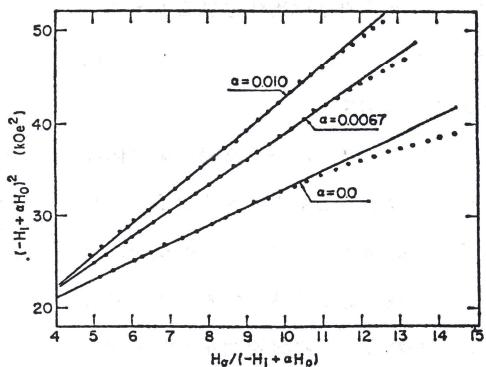
強磁性状態において、内部磁場 $H_{iZr}$ 、磁気モーメント $\mu_{Zr}$ を、5Sスピン、4d一軌道、4dスピンからの寄与に分けて、さらに



第2図



第3図



第4図

$$H_{iZr} - (K_s + K_{orb}) H_0 = H_{hf}(d) \mu_d \propto M$$

とおく、磁化の場合の $M^2 : H_0 / M$ 曲線と類似に、 $(-H_{iZr} + \alpha H_0)^2 : H_0 / (-H_{iZr} + \alpha H_0)$

曲線を描くと第4図のようになる。 $\alpha = 0.0067$  とおいた場合（この $\alpha$ の値は常磁性状態における $K_s + K_{orb}$ の値に対応する），ひじょうに広い範囲で結果は直線になり，

$$(-H_i Zr + 0.0067 H_0)^2 = 10.9 + 2.82 \left( \frac{H_0}{-H_i Zr + 0.0067 H_0} \right)$$

であらわせる。これより， $H_{hf}(d) = -25.3 \text{ kOe}/\mu_B$  が得られる。この値は，常磁性領域で求めた値とよい一致にある。このように， $ZrZn_2$ に対する超微細場はひじょうに小さい，おそらく，S-d admixture あるいは S-d exchange を通しての伝導 s 電子の分極によって生ずる超微細場が，コア分極による超微細場とほとんど打ち消し合っているためか，あるいは，コア分極による超微細場そのものが小さいためであると思われる。

全く同様な解析を  $Sc_3In$  について行なった結果によると，M:H プロットより，1.5 K, 10 kOe で  $M = 0.15 \mu_B/\text{mole}$ ， $M^2:H/M$  プロットより  $M = 0.027 \mu_B/Sc$ ， $K(T):x(T)$  プロットより  $H_{hf}(d) = (+) 58.4 \text{ kOe}/\mu_B$ ， $(H_i - \alpha H_0)^2 : H_0/(H_i - \alpha H_0)$  プロットより  $H_{hf}(d) = +52 \text{ kOe}/\mu_B$ ， $(x - x_{orb})^{-1} : T$  より  $P_{eff} = 1.30 \mu_B/\text{mole}$  などの値が得られている。<sup>3)</sup> 内部磁場の値が正であることに注意!!

弱い強磁性に及ぼす Spin fluctuation の効果を，もっともよく反映するのは  $T_1$  である。これも典型的な  $ZrZn_2$  の結果について述べる。<sup>4)</sup> 守谷-上田の  $T_1$  の計算によると， $T > T_c$  では

$$T_{10}/T_1 = ((1 + \delta) C/\pi A)(x/x_0) \quad (1)$$

となり， $x$  が Curie-Weiss に従う場合には

$$1/T_1 \propto T/(T - T_c)$$

となるから，高温では  $T_1$  一定となることが予想される。安岡の  $MnSi$  についての  $T_1$  の未発表のデータによると，200～300 K の間で  $T_1 = 35 \mu\text{sec}$  一定という結果がある。 $T < T_c$  では

$$T_{10}/T_1 = (9C/4\pi A^2) \zeta^{-2} \quad (2)$$

となり，1電子あたりの磁化 $\zeta$ が小さい場合には，Spin fluctuation による enhancement が大きくなることが予想される。

$ZrZn_2$  の  $T_1$  を 1.5～235 K の範囲で測定した結果によると，1.5～7 K の温度範囲では  $T_1 T = 1.0 \text{ sec K}$  と一定，8 K より  $T_1 T$  は減少し始め， $T_c = 28 \text{ K}$  近傍で最小値  $0.67 \text{ sec K}$  程度となる。 $T_c$  以上では徐々に  $T_1 T$  は増加し，235 K では  $T_1 T = 1.8 \text{ sec K}$  に達する。この  $T > T_c$  の常磁性領域では，緩和率は

$$\frac{1}{T_1} = 0.40 T + 0.79 \frac{T}{T - T_c}$$

で記述される。右辺第一項は他の緩和機構、主として軌道電流による寄与であるが、第二項は守谷-上田が予測する温度依存性を示している。

低温、高温の両極限では、 $T_1^{-1} = \text{一定}$ となるが、その値は、高温側では  $2.5 \text{ sec K}$  程度であるのに対し、低温側では  $1.0 \text{ sec K}$  となり、低温では spin fluctuation による enhancement が大きいことを示している。

理論に反して、 $T_1^{-1}$  は  $T_c$  において発散しない。これは測定が、強磁場下で行なわれているためと思われる。(1)式では磁場の効果は入っていないので、dynamical susceptibility が static, long wave limit で static uniform susceptibility  $\chi$  になると仮定したが、これを磁場の効果を含ませて、 $\chi \rightarrow M/H_0$  になると仮定すると、

$$\frac{T_{10}/T_1}{\pi A} = \frac{(1+\delta)C}{1 + \frac{4\alpha AN}{9\chi_0 H_0}\zeta^3} \frac{N\zeta/\chi_0 H_0}{\dots}$$

となる。この式は、もちろん、零磁場では、高温側では(1)式に、低温側では(2)式と一致する。実験結果のふるまいを定性的にはよく説明している。

S<sub>c3</sub> In, Au<sub>4</sub>V の  $T_1$  の測定は、進行中である。

#### 文 献

- 1). M. Kontani, T. Hioki, and Y. Masuda, J. Phys. Soc. Japan 33, 851(1972).
- 2). M. Kontani, T. Hioki, and Y. Masuda, J. Phys. Soc. Japan 39(1975) No. 3.
- 3). T. Hioki and Y. Masuda, J. Phys. Soc. Japan (投稿準備中).
- 4). Y. Masuda, M. Kontani and T. Hioki, Solid State Commun. (投稿準備中).

## ZrMnCo の磁性

代表者 慶大物，都立大物<sup>\*</sup> 藤田祐幸遠藤慶三<sup>\*</sup>

Laves 相金属間化合物  $A B_2$ において、AをZrとした場合B位置には3d遷移金属が全て入り得る。そのうちcubic構造(C15)をとるのは  $ZrV_2$ ,  $ZrCr_2$  (H.T),  $ZrFe_2$ ,  $ZrCo_2$ , ( $ZrZn_2$ )である。このうち  $ZrFe_2$  は Feあたり  $1.6 \mu_B$  のモーメントを持ち  $T_c=630$  Kの強磁性体であるが、V, Cr, Coの場合にはいずれも Pauli的常磁性体である。

$ZrMn_2$  は hexagonal (C14)でありやはり Pauli 的常磁性体であり、 $ZnCo_2$ と全域で固溶する。この  $Zn(Mn_{1-x}Co_x)_2$  の擬二元系に奇妙な磁性が見い出された。

$x = 0.5$  の場合についてまず述べることにする。この組成は電子濃度は唯一の強磁性体  $ZrFe_2$  と等しい。その磁性は Fig. 1 に見るように、50Kから300 Kの温度範囲内で逆帯磁率は直線的に変化する。これを Curie-Weiss 則にのるとしてモーメントを計算すると  $3.2 \mu_B/mole$  となり、 $ZrFe_2$  の場合とほぼ等しくなる。この直線から求まる  $\theta_p$  は  $-95$  Kであるが、反強磁性 Neel 点は見当らず、50 K以下で逆帯磁率は直線から外れ低温では  $T^2$  に比例するようになる。

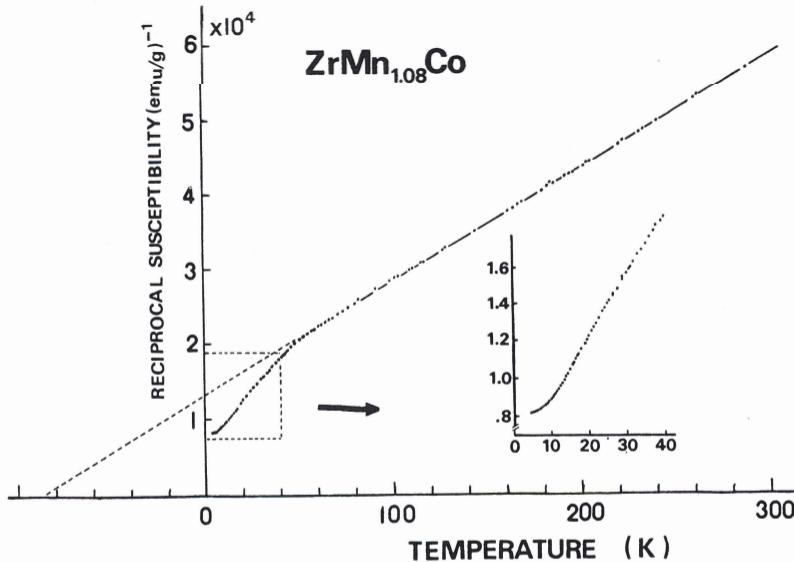


Fig. 1

こうした傾向は  $\text{HfZn}_2$  や  $\text{Ni}_3\text{Ga}$  のそれとよく似ており spin fluctuation 理論で言うところの nearly ferro の状態にあるものと思われる。

さらに  $\text{Zr}(\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x)_2$  の  $x$  を増やしてゆくと  $x^{-1}-T$  曲線は Fig 2 に示すように変化する。この特徴は、低温側で  $T^2$  に従う領域が広がり、高温側では逆に曲がり、全体として S 字の形になる点にある。この測定はまだ preliminary なもので現在データの確定をいろいろしている。

二元系ではあるが典型的な nearly ferro 磁性を示す物質であるので、多くの物理量の詳細な測定を行うための準備を行なっている。

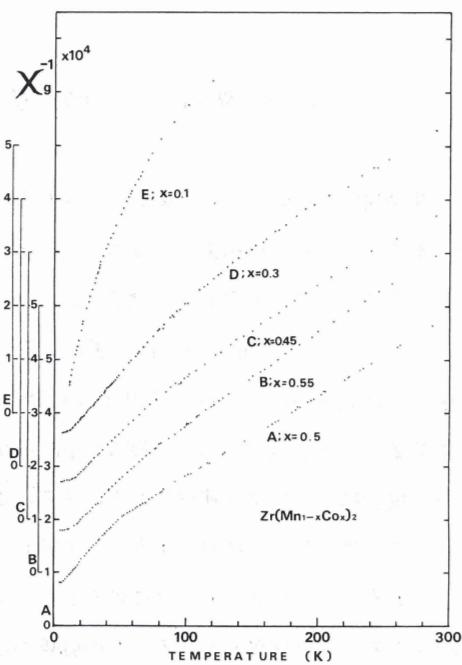


Fig 2

## 非磁性不純物による強磁性発生

代表者 東北大金研 中道琢郎

磁性原子と非磁性原子とから成る諸種の金属間化合物の磁性を取り扱っていると、定比組成で温度に依存しない常磁性を示すものが、非磁性元素の余剰化、もしくは他の非磁性元素による置換で急激に強磁性を顯示してくるものがある。その実例を紹介する。

### (1) Laves相 $Ta_{1+x}Fe_{2-x}$

これは定比組成、 $TaFe_2$  では

$$x_R = 840 \times 10^{-6} \text{ [emu/g-atom]}$$

の温度に依存しない常磁性である。これが Ta 過剰組成になると急速に強磁性に転化して、単相限の 36.0 at.% Ta ( $x = 0.08$ ) では、

$$\sigma_{\text{mol}} = 303 \text{ [emu/g-atom]}, T_c = 28 \text{ K}$$

の強磁性体となる。4.2 K の強磁曲線、熱磁気曲線もそれほど異常なものではない。この強磁性磁化は余剰 Ta を囲む Fe<sub>II</sub> でできるクラスター一当り、 $M_c = 6.1 \mu_B/\text{cluster}$  となり、その Fe<sub>II</sub> 1 原子当りのモメントは

$$MFe_{II} = 0.7 \mu_B$$

となる。これは反強磁性  $TiFe_2$  のメスバウアー効果から推定された Fe<sub>II</sub> のモーメントとほぼ一致する値である。

### (2) 新ホイスラー合金、 $Mn_xV_{1-x-y}Al_y$

これは  $Mn_2VA1$  組成 ( $x = 2, y = 1/2$ ) で、Mn を s. c. sublattice とする Heusler 型の規則格子を作る、b.c.c. 合金である。Al を混入しない Mn-V 系 2 元の bcc 合金では Mn V を境に V 過剰組成では常磁性、Mn 過剰組成ではミクト磁性と云われる弱い強磁性を示す。そして焼鈍した Mn V は CsCl 型の規則格子を作るがその磁性は殆ど温度に依存しない常磁性とみなせる。

この Mn-V 合金系で V を Al で置換した 3 元の焼鈍された合金は急激に強磁性に転化する。 $Mn_2VA1$  (規則格子では)

$$\sigma = 2,800 \text{ [emu/mol]}, T_c = 800 \text{ K}$$

の Ni に匹敵する強磁性体となる。Mn 1 ケ当りのモメントはこの組成で  $1 \mu_B$  の程度である。

このような非磁性原子による常磁性体の強磁性体への転化が、少くともその初期段階で守谷モデルに基づく弱い強磁性体であるかどうかは大変興味がある。 $Mn_2VA1$  ではその磁性が組成と熱処理で強く変化し、また  $Ta_{1+x}Fe_{2-x}$  では  $Ta_6Fe_7$  の反強磁性  $\mu$  相との関連が

注目され、これまでMn又Feの強性原子が近接原子の様相の変化でモーメントを発生したと仮定する局在モデルで解析してきたが、仮にそうであったとしても、強磁性発生が僅かの組成変化で生ずることなど、単純な磁性希薄合金ではない、母相(定比化合物、規則格子合金)の電子状態に特別なことがあるらしく思われる。

事実、 $TaFe_2$ ではその電気抵抗が低温で $T^2$ に比例する、通常の遷移金属、合金のそれ( $T^3$ )と違った、特徴を示している。しかし、 $VMn$ はそのような特異性はない。

## CoVSb の 磁 性

\* \*\*  
代表者 慶大工、慶大物、都立大物

\* \*\*  
田 中 道 子、藤 田 祐 幸、遠 藤 慶 三

CoSbは格子定数が $5.803 \text{ \AA}$ のC1b型の結晶構造をもつ。Curie点はほど55 Kで弱い強磁性を示す。磁化曲線は、42 K付近ではほとんど飽和しない(Fig.1)。0 Kに外挿される磁気モーメントは $0.17\mu_B/\text{formula}$ である。逆帯磁率はCurie-Weiss則によくのる(Fig.2)。漸近Curie点は75 K,  $P_{eff} = 1.26\mu_B/\text{formula}$ である。一定温度における $\sigma g^2 - H/\sigma g$ カーブは測定された磁場範囲(11 KOe迄)では直線にのっているが、その勾配は温度の増加と共に大きくなる(Fig.3)。4.2 Kではそれはほど0である。更に $\sigma g^2 (0, T) - T^2$ カーブはほど直線(わずかに下に凸)である(Fig.4)。

ところでStoner modelによる弱いBand-ferro理論では低温における逆帯磁率の勾配はFermi energyでのBandの状態密度の値とその1次微分及び2次微分であらわすことができ温度に依らない。従ってCoVSbの磁性をStoner modelにより説明することは困難であろう。更にVをTiで置換した化合物もC1b型の結晶構造をもつが、その化合物はモーメントをもたないことが明らかになっており、CoVSbの強磁性モーメントの発生にはVが何らかの重要

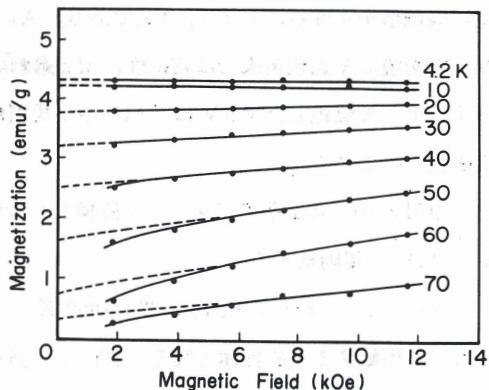


Fig. 1

な寄与をしていることを示している。今までのところ  $\text{CoV}_{1-x} \text{Ti}_x \text{Sb}$  系の化合物は得られていない ( $0.05 \leq x \leq 0.80$  で二相状態)。Co を Mn 及び Fe で一部置換したものは  $T_c$  及び  $P_{eff}$  共ほとんど変化がみられない。 $\text{CoVSb}$  の電気抵抗の温度変化は  $T_c$  付近にわずかなクニッカがみられる程度である。尚、Arrott-plot の勾配についてはもう少し大きな磁場で測定する必要があることが discussion で指摘された。

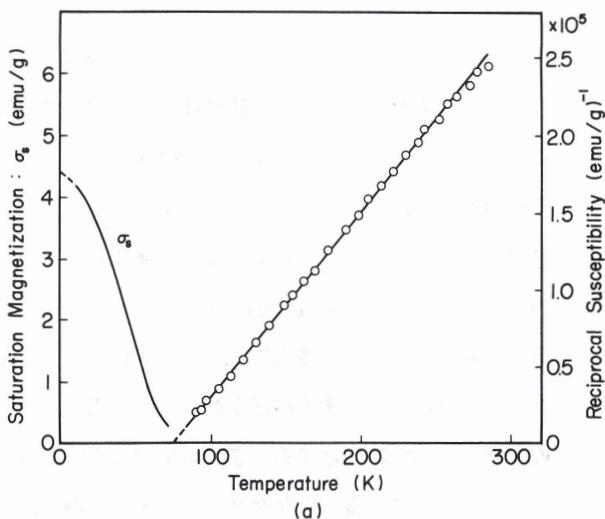


Fig. 2

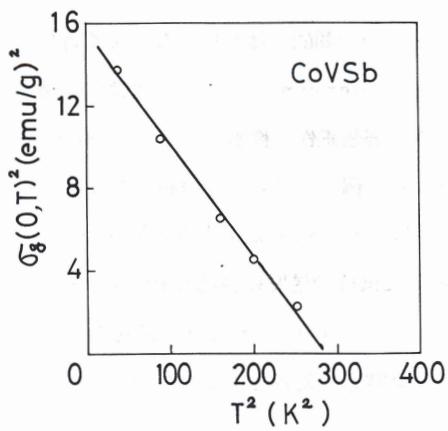


Fig. 3

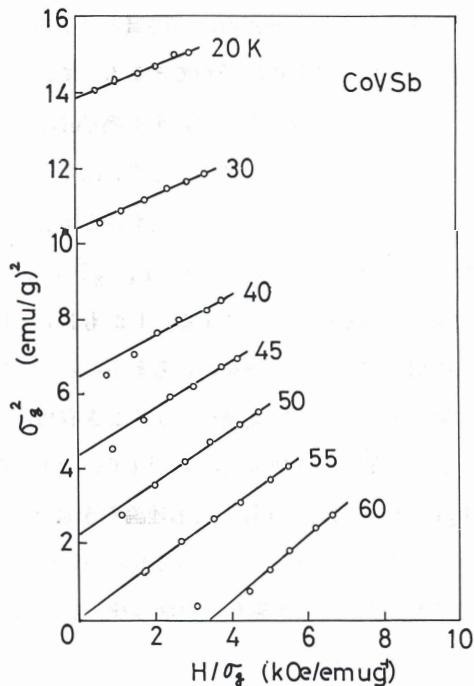


Fig. 4

## (Ni<sub>1-x</sub>Pd<sub>x</sub>)<sub>3</sub>Al の弱強磁性

代表者 東大物性研 佐 藤 正 俊

現在知られている遍歴電子の弱強磁性体はごく少數の金属間化合物に限定されている。そのため合金系を作成し、パラメーターを増すことは有用である。ここでは Ni<sub>3</sub>Al の 3 : 1 の比率を変えずにその磁性を連続的に変化させるため (Ni<sub>1-x</sub>Pd<sub>x</sub>)<sub>3</sub> Al 系を作成し測定を行なった。この系は逆帯磁率  $\chi^{-1}$  (T) が測定を行なった 4.2 K から室温までの全域で x に直線的である。このことはストーナー・モデルの強め因子を  $(1 - \alpha)^{-1}$  として  $(1 - \alpha)$  が空間的に一様にしかも x に直線的に変化していくと考えるモデルが成立することを意味する。一般に合金の磁性で空間的に一様とする近似が成立するかどうかは二つの成分の各々の空間変化をあらわす特徴的長さ  $\xi_0$  がどの程度であるかに依存する。 $\xi_0$  が十分長く、その空間的範囲で磁気的性質の平均操作を行なったとき一定値になるとみなせば一様モデルが成立すると考えられる。簡単な分子場近似では  $\xi_0 \propto \frac{V_F}{T_c} (T_c > 0)$  の関係がある。常磁性金属でも  $T_c$  を  $| \alpha - 1 |^{1/2}$  でおきかえればこの関係は成立する。この関係の物理的意味は磁気的偏極を荷う電子が移動する速度  $V_F$  とその偏極の寿命をおおまかに与える  $T_c^{-1}$  との積と考へるとわかりやすい。以上の事を考へると Ni<sub>3</sub>Al のようにキュリー点の低い物質と Pd のような帯磁率の強めの大きな金属の合金で空間的一様モデルが成立するのは予想できるものである。偏極を荷う d 電子の  $V_F$  が小さいか又は 0 であり  $| \alpha - 1 |$  が大きい Cu の合金 (例 CuNi) のようなものでは空間的一様性は非常に考えづらいのではあるまいか。このような場合は電子スピン偏極が Cu 一原子長を通過するとき前の偏極を忘れてしまうに十分である。(もっとも完全な rigid バンドの仮定が成立する場合は別であるが)。このように考へると (Ni<sub>1-x</sub>Pd<sub>x</sub>)<sub>3</sub> Al は磁性の空間的一様性をかなりよく近似できる数少ない例ということになる。しかも Ni と Pd が isoelectronic 故このときは  $(1 - \alpha)$  のみが x に依存するパラメーターと考へることが可能であり、弱強磁性の性質、特にスピンのゆらぎの効果などに注目して実験を行なうとき有用なものとなる。例えばアロット解析を行なって決定した  $\chi^{-1} (T, x)$  を使って、 $\chi^{-1} (T_c, x) = 0$  の式から  $T_c$  vs. x を求めると  $T_c \propto |x - x_c|^{3/4}$  が成立し守谷-川畑理論の予言と一致する。又抵抗の温度依存部分  $P(T) - P(0)$  は低温で  $A(x) T^{1.5 \sim 1.65}$  であらわされるがこのときの  $A(x)$  vs. x を  $(1 - \alpha)$  と関連づけてみることができる。その他磁化の温度変化、抵抗の  $T_c$  での異常等の報告を行なったがここでは省略する。

### 文 献

M. Sato : Solid State Commun. 15 (1974) 1863.

M. Sato : J. Phys. Soc. Japan 39 (1975) 98.

T. Moriya and A. Kawabata : J. Phys. Soc. Japan 35 (1973) 639.

## 磁 気 体 積 効 果

代表者 京大・工 志 賀 正 幸

Weak Itinerant Ferromagnet (WIF) といわれる物質の中には、低温における負の熱膨張率をはじめ、比較的大きな磁気体積効果を示すものが多い。Wohlfarth 等はこれをWIF の一つの重要な特性と考えている。<sup>1)</sup> ここでは Wohlfarth のモデルに従がって、いくつかのWIFについて磁気体積効果の解析を行い、定量的な評価を試みる。WIFの自由エネルギーはスピン運動を考えなければ、ストーナーモデルの自由エネルギーをMで展開し

$$F = - (4\chi_0)^{-1} (1 - T^2/T_c^2) M^2 + (8\chi_0 M_0^2)^{-1} M^4 - HM - C\omega M^2 + \omega^2/2\kappa \quad \dots \quad (1)$$

$$\omega = \Delta V/V_0$$

と書き下せる。<sup>2)</sup> ここで第4項が磁気体積効果を与える。(1)式より(i)  $\omega_s = \kappa CM^2$  (自発体積磁歪)

$$\text{ii)} \quad \alpha = \frac{d(\frac{\Delta V}{V_0})}{dT} = -\frac{2}{3} \kappa CM_0^2 / T_c^2 \cdot T \quad (\text{磁気熱膨張})$$

$$\text{iii)} \quad 3h'_0 = \frac{\partial \omega}{\partial H} = 2\kappa CM \chi_T \quad (\text{強制体積磁歪}) \quad \text{iv)} \quad \frac{dT_c}{dp} = 2\kappa C \chi_0 T_c \quad (\text{導入される。従})$$

ってこれらの量の測定をすれば、結合定数  $\kappa C$  が求まる。表にいくつかの物質についての解析結果を示す。この表からここに示した物質については  $ZrZn_2$  のぞき、つまり 3d 金属を主体とする物質については、いわゆるインバー合金を含めて、 $\kappa C$  はほぼ一定の値を示す。つまりこれらの物質についてはインバー合金とほぼ同じ大きさの磁気体積効果を示すことがわかる。しかし  $Au_4V$  等については顕著な磁気体積効果は認められず、必ずしも一般的な特性とはいえない難い。ただ  $Au_4V$  についてこれがWIFと考えていいかどうかにも問題があり今後より多くの物質について検討する必要がある。又この表の中で例えば  $Ni_{43}Pt_{57}$  について異なった手段で求めた  $\kappa C$  の値がよい一致を示しているが、これは(1)式かスピン運動の効果を取り入れていないことを考慮するとスピン運動は磁気体積効果にはあまり大きな影響を与えないとも考えられる。

	M(emu/cc)	$\kappa C \times 10^8$ (cm <sup>4</sup> /emu <sup>2</sup> )			
		$\omega_s$ (o)	$\alpha$ (T)	$3 h'_0$	$dT_0/dp$
ZrZn <sub>2</sub>	23.5		11.5 <sup>3)</sup>	9.5 <sup>4)</sup>	
Ni <sub>3</sub> Al	45		1.26 <sup>5)</sup>	1.20 <sup>5)</sup>	0.93 <sup>5)</sup>
Ni <sub>43</sub> Pt <sub>57</sub>	23.3		1.25 <sup>5)</sup>	1.29 <sup>6)</sup>	1.28 <sup>3)</sup>
MnSi	~130		0.61 <sup>7)</sup>	—	—
Fe <sub>65</sub> Ni <sub>35</sub>	1410	0.96	1.91	1.4	2.1
ZrNbFe <sub>2</sub>	164	1.90 <sup>8)</sup>	—	—	—

つぎにWIFとはいい難いが Itinerant Ferremagnet である可能性の強い,  $RCO_2$ ,  $TFe_2$  Laves 相化合物の磁気体積効果について最近筆者等が行った研究の概要をのべる。

i)  $RCO_2$ ,  $R=$ Gd, Dy, Hoこれらの物質は Ferri 磁性を示し Co についてはバンド的な振舞を示すと考えられており,かつ  $YC_2$  が非磁性であることから Co のモーメントは R からくる Exchange Field により induce されているものと考えられている。熱膨張の測定をした結果 GdCo<sub>2</sub> については  $T_c$  以下で顕著な, いわゆるインバー型の熱膨張異常が見出され, Dy Ho については一次転移に伴い  $\frac{\Delta V}{V} \sim 5 \times 10^{-3}$  程度の体積変化が見出され, 一次転移の原因に磁気体積効果が寄与しているものと考えられる。又 GdCo<sub>2</sub> について強制体積磁歪の測定を行なったところ, 低温 ( $N_2$  温度) では大きな負, 室温以上では正の磁歪定数  $h'_0$  を持つことがわかり, これらの磁気体積効果の原因が交換場又は外部磁場により Co のモーメントが Induce されこれに伴なって体積が増加するとすれば説明出来ることがわかった。

つぎに  $TFe_2$ , ( $T=$ Zr, Y, Ti, Sc, Ti) については  $YFe_2$  をのぞきいずれもインバー型の熱膨張異常が認められ, 結合定数  $\kappa C$  はいずれも  $2 \times 10^{-8}$  と, 表に示した値とほぼ同じ値が得られ, 磁気体積効果からみるとこれらの物質が WIF の延長線上にあるのではないかと思われる。一方  $YFe_2$ , そしておそらく  $RF_2$  についても, このような大きな磁気体積効果は認められずその違いが何に起因するものか今後明らかにしてゆきたい。

#### 文 献

- 1) E.P.Wohlfarth: Intermag. Conf. 1975.
- 2) E.P.Wohlfarth: J.Phys.C 2(1969) 68.
- 3) S.Ogawa and N.Kasai: J.Phys.Soc.Japan 27(1969) 789.
- 4) S.Ogawa and S.Waki: J.Phys.Soc.Japan 22(1967) 1514.

- 5) T.F.M.Kotebaas, J.J.M.France and H.Holscher: Phys.Letters 48A (1974) 305.
- 6) T.F.M.Kotebaas, J.J.M.France and H.Holscher: Phys.Letters 50A (1974) 153.
- 7) E.Fawceff, J.P.Maita and J.H.Wervick: Int.J.Magnetism 1 (1970) 29.
- 8) M.Shiga: Phys.Letters 53A (1975) 319.

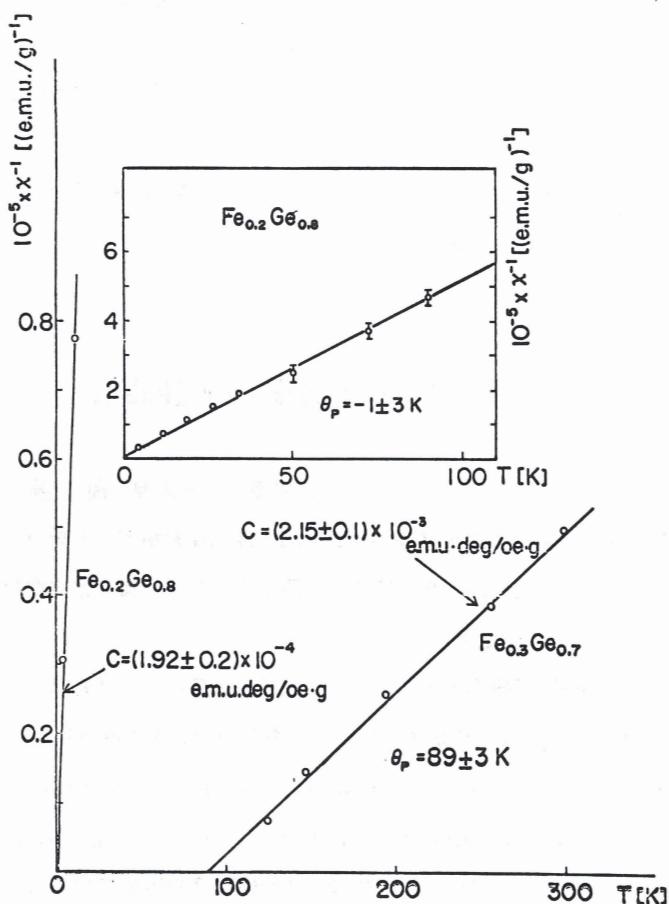
## アモルファスFeGe合金の弱強磁性

代表者 東北大理 遠藤康夫

20～30% Fe を含むアモルファス FeGe 合金が弱い強磁性を示すことがみいだされた。<sup>150</sup>  
KOe 迄の高磁場と 7 kbar, 迄の高圧をかけて磁化測定を行ない, 弱い強磁性物質にみられる  
いくつかの現象をみることができた。

1. 自発磁化が小さく, 高磁場帶磁率が大きい。例えば  $Fe_{0.3}Ge_{0.7}$  では約  $0.035 \mu_B/mole$  で,  
 $1.4' K$  ( $T_c \sim 60 K$ ) で, 150 koe の磁場迄は磁化の飽和傾向は未だみられない。
2.  $T_c$  以上の帶磁率は第 1 図のように Curie Weiss 則に従い, Curie 定数から得られる effective Bohr magneton number は例えば同じ合金で  $1.08 \mu_B$  となる。自発磁化との比 ( $\mu^c_{para}/\mu^s(0)$ )  $\sim 6.9$  はいろいろな弱い強磁性物質の値を整理して得られる  $\mu^c_{para}/\mu^s(0)$  vs.  $T_c$  曲線上に一致する。
3. 高圧下における磁化の減少率も又大きい。この値は同じ合金で  $d \log M(0, 4.2K)/dp = -1.73 \times 10^{-2} Kbar^{-1}$  となり, ZrZn<sub>2</sub>, Si(Fe<sub>0.5</sub>Co<sub>0.5</sub>) 等の値とは同じ程度になる。

なおこのような磁気特性がアモルファス合金の本質的なものであり, Fe 等の不純物やアモルファス以外の  $FeGe_2$  等の結晶相が混じっていないことを, Mössbaur効果, X線, 中性子線等によって丁寧に検討した。



第 1 図

## バンド計算の問題点

代表者 物性研 浅野 摂郎

「最近の弱い強磁性・反強磁性のバンド計算の問題点を指摘せよ」とのこととで、 $\text{Ni}_3\text{Al}$  (Fletcher<sup>1)</sup>),  $\text{ZrZn}_2$  (Koelling, Johnson et.al.<sup>2)</sup>) の具体的な計算について述べた。

例えば  $\text{Ni}_3\text{Al}$  の磁気モーメントは  $0.075\mu_B/\text{Ni}$  故,  $\rho(E_F)$  を  $\text{Ni}$  当り 15 state/Ry spin 位とすると  $\rho(E)$  の peak の巾は、大体 0.005 Ry 故、バンド計算に必要な精度は少くもこの程度以下でなければならないだろう。

しかるに  $\text{Ni}_3\text{Al}$  で用いられている Hubbard の方法の計算精度は 0.01 Ry 程度であり、 $\rho(E)$  の計算も 0.01 Ry きざみでしか計算されておらず、これでは  $\rho(E)$  に鋭いピークがあるのかすら定かでなく、ましてや  $\rho'(E_F)$ ,  $\rho''(E_F)$  の値は………ということになりそうである。その点  $\text{Zr-Zn}_2$  の  $\rho(E)$  は 0.002 Ry きざみで注意深く計算されている。しかし Zn が完全に無視されている。Zn のポテンシャルのみならず、Zn の電子数も無視している。これでは折角計算で決めたフェルミ面は何なのかと問われると答に窮するだろう。しかし色々問題があるにせよ「大体実験が説明出来る」結果が得られたことは、逆にこれらの計算の正当性を裏付けているのかも知れない。なぜなら現在までの所、遷移金属ではバンド近似が信じられない程よく成り立っているので、弱い強磁性といえども、バンド計算をきちんとしてやりさえすれば実験をよく説明するだろうという点では、結論は余り変りそうにないからである。

### 文 献

- 1) G.C.Fletcher : Physica 56(1971)173.
  - 2) D.D.Koelling et.al : Solid State Comm. 9(1971)2039.
- D.L.Johnson : Phys.Rev. B9 (1974)2273.

# 中性子散乱による弱い強磁性の研究

代表者 東北大理 遠 藤 康 夫

よく知られたように中性子散乱実験によって一般化帯磁率を直接観測することが出来る。即ち中性子線がスピンによって散乱される断面積は

$$\begin{aligned} d^2 \sigma / d\Omega d\omega &= (\gamma e^2 / mc^2)^2 \left\{ \frac{1}{2} gF(\kappa) \right\}^2 \frac{k'}{k} e^{-2w(\kappa)} \cdot \frac{N}{2\pi(g\mu_B)^2} \\ &\times \frac{e^{\hbar\omega\beta}}{e^{\hbar\omega\beta}-1} \sum_{\alpha\beta} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{\kappa}^\alpha \hat{\kappa}^\beta) \chi''_{\alpha\beta}(\kappa, \omega) \end{aligned} \quad (1)$$

となり、波数ベクトル  $\kappa$ 、エネルギー  $\omega$  に依存する帯磁率  $\chi(\kappa, \omega)$  を与えて與れる。現在中性子源は原子炉から得られる熱中性子（波長にして  $1\text{\AA} \sim 3\text{\AA}$ 、エネルギー  $10\text{meV}(\sim 100\text{K}) \sim 100\text{meV}(\sim 1000\text{K})$ ）領域が主で、この領域で観測されるスピンダイナミックスの研究の進歩は著しい。例えば  $T < T_c$  では、スピン波としてとらえることが出来る。すなわち

$$\begin{aligned} (d^2 \sigma / d\Omega d\omega)_{\text{trans}} &= A(\kappa, \kappa') \cdot \frac{1}{2} (1 + \hat{\kappa}_Z^2) \{ (n(\omega) + 1) \chi''_{+-}(\kappa, \omega) \\ &+ n(\omega) \times \chi''_{+-}(-\kappa, \omega) \} \quad T < T_c \end{aligned} \quad (2)$$

$$n(\omega) = \frac{1}{e^{\hbar\omega\beta}-1}$$

から非弾性散乱の測定により、ダイナミカルな様子がわかる。実際遍歴性の強い Fe や Ni でも長い寿命をもったスピン波があることが確認されている。つまりこの場合

$$\chi(\kappa, \omega) \propto \frac{1}{\omega - \omega_q} \quad \text{と表わされ、結局}$$

$$\begin{aligned} d^2 \sigma / d\Omega d\omega &= A(\kappa, \kappa') \pi (g\mu_B)^2 S(1 + \hat{\kappa}_Z^2) \sum_{q\tau} \left( n_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \delta(h\omega_q - h\omega) \\ &\times \delta(\kappa \mp q - \tau) \end{aligned}$$

となり、 $q$  が小さい所で  $\omega_q = Dq^2$  となるような分散曲線の上に、δ関数で表わされる応答がみられる。

ところで弱い強磁性のスピンダイナミックスは、 $q \rightarrow 0$  の極限で得られる self consistent 理論で予言された静的磁性の特徴（例えば磁化、比熱の温度変化）、長波長のスピン振動が問題となる NMR の  $T_1, T_2$ 、等にみられる特徴から判断して、長波長のスピン振動が重要な鍵を持っているものと思われる。又実際、弱強磁性物質における、上に述べたような熱中性子領域での

magnetic excitations はどのようなものであるかさえはっきりしていない。(ZrZn<sub>2</sub> や PdFe 合金等で試みられた。) この事は実験的困難もさることながら、観測する波長領域にも問題を残している。したがって我々の課題は、よい候補者を得ることは勿論、長波長の成分が観察される手段を確立することである。今のところ KEK のプロトン源によるパルス中性子計画( KENS 計画)が進められているが、主要な目的である、高エネルギー中性子領域(1eV 級)の中性子散乱研究と共に冷中性子源(1meV 級)の開発と、遍極中性子法の確立に期待がかけられる。

## CrB<sub>2</sub> の中性子回折

代表者 原研 船 橋 達、浜 口 由 和

## 反強磁性 $\beta$ Mn 合金の NMR

代表者 阪大基礎工 朝 山 邦 輔

Moriya-Ueda の理論によると<sup>1)</sup> 弱い反強磁性金属においてスピノのゆらぎによる核磁気緩和時間  $T_1$  は

$$1/T_1 \propto T\sqrt{\chi_s} \propto T\sqrt{T-T_N} \quad T > T_N$$

$$1/T_1 \propto T/M(T) \quad T < T_N \quad \text{となる。}$$

$\beta$  Mn における  $M_n^{55}$  の  $T_1$  を測り、この理論と比較する。純粋の  $\beta$  Mn は少くとも 1 K 位迄は常磁性である。これに種々の不純物元素(遷移元素、非遷移元素)を加えると反強磁性的オーダーを示し内部磁場が発生する<sup>2)</sup> 不純物の濃度に対する内部磁場の大きさを図 1 に示す。内部磁場の大きさから磁気モーメントの大きさは大きいもので  $0.3 \mu_B$  位と推定される。この様な反強磁性の出現は合金化にともなう格子定数の変化と密接な関係をもつ。図 2 は不純物として非遷移元素を加えた場合、濃度に対する格子定数の変化を示す。●印は 4.2 K でオーダーしたと判定されるもの( NMR が  $\omega = \gamma_n H_0$  で検出されない場合内部磁場が発生したと考えられオーダーしたと判定される)○印は 4.2 K で未だ常磁性のものを示す。

図の様に格子がある程度以上のびるものは例外なくオーダーする。この関係は格子の伸びにより transfer 積分が減少しモーメントが反強磁性的に発生するという Moriya 理論<sup>3)</sup>で理解で

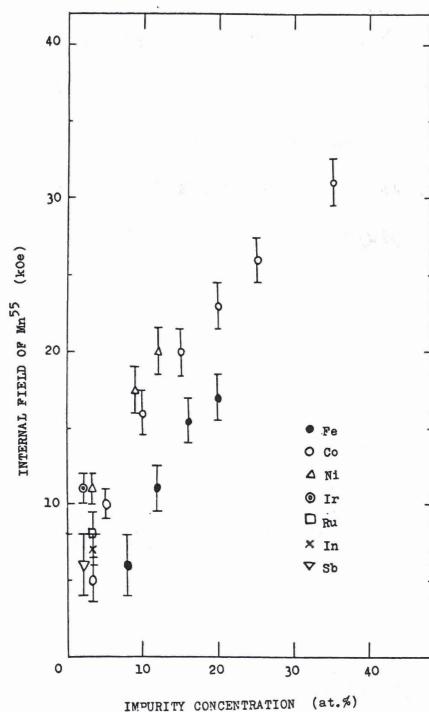


Fig. 1

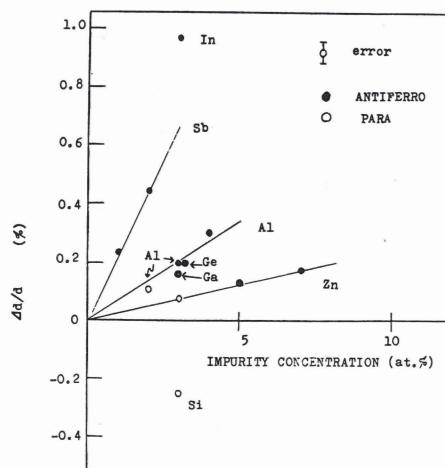


Fig. 2

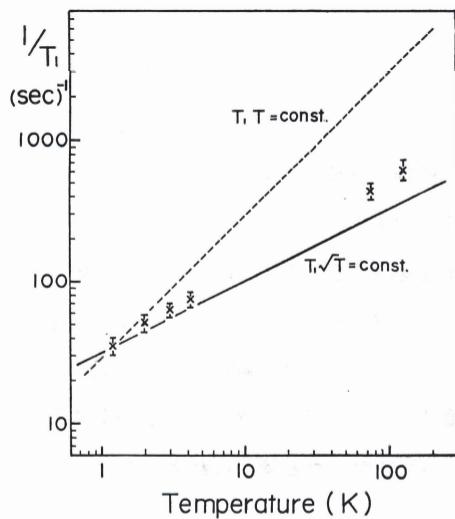


Fig. 3

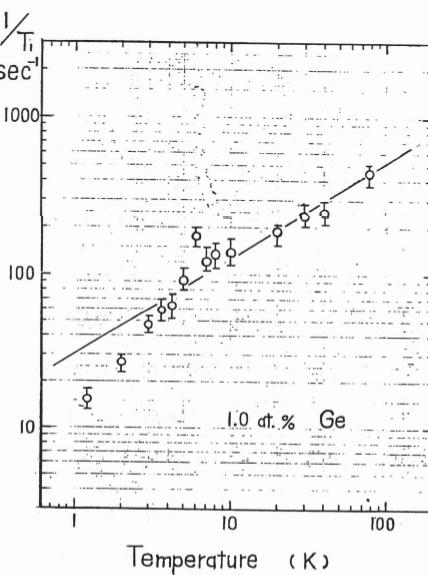


Fig. 4

きる。

遷移元素を不純物として加えた場合は格子定数以外の、不純物のもつモーメントや d 電子の数等も考慮する必要がある。

以上の実験から純粋の  $\beta$ Mn は反強磁性体に近い物質であると考えられる。又不純物の濃度を変える事により自由に制御された  $T_N$  を持つ弱い反強磁性体を得る事ができる。

図 3 は純粋の  $\beta$ Mn 金属の  $Mn^{55}$  の  $1/T_1$  を温度  $T$  に対して plot したものである。<sup>4)</sup> 測定周波数  $10\text{ Mc/sec}$ , 磁場約  $10\text{ kOe}$  である。図の様に実験は  $T_1\sqrt{T} = \text{const}$  の線に近く理論と良くあっている。

図 4 は Ge を 1 at % 加えた合金における結

果である。6 K で  $1/T_1$  に peak があらわれる、この温度が  $T_N$  で peak は  $1/T_1$  の  $T_N$  における発散に対応すると考えられる、図で実線は純粋の  $\beta$ Mn の値を示す。 $T \gg T_N$  では純粋のものと同じく  $T_1\sqrt{T} = \text{const}$  の線にはぼのる。 $T_N$  以下で  $1/T_1$  が減少するのは  $M(T)$  の増加に対応する。 $T = T_N$  で理論的に予想される様な、 $1/T_1$  の発散がない。(わずかに peak があるのみ) これは試料の inhomogeneity と外部磁場の効果であると考えられる。実際 Ge 0.5, 0.6 % の合金で外部磁場  $10\text{ kOe}$  と  $3\text{ kOe}$  で測定し  $3\text{ kOe}$  では  $T = T_N$  における値が増大し磁場の影響が確認された。

Ge 濃度 0.3, 0.5, 0.6 at % の合金で同様の  $1/T_1$  の測定を行い  $T_N$  を決め図 5 に示す。濃度を 0 に延長すると純粋の  $\beta$ Mn の  $T_N$  は殆んど 0 になる。

結論として純粋の  $\beta$ Mn 金属は itinerant electron による weakly or nearly antiferromagnetic metal であり Moriya-Ueda の理論が実証された。

Hasegawa-Moriya によると<sup>5)</sup> この様な金属では uniform  $\chi$  があまり温度変化しなくても staggered  $\chi$  が Curie-Weiss 的になる。実際目片等の測定<sup>6)</sup> では uniform  $\chi$  に強い温度変化があらわれていないが、NMR により staggered  $\chi$  が Curie-Weiss 的の変化をしている事がわかった訳で弱い反強磁性物質を調べる為に NMR が有効である事がわかる。

#### 参考文献

- 1) T.Moriya and K.Ueda : Solid State Commun. 15, 169(1974).

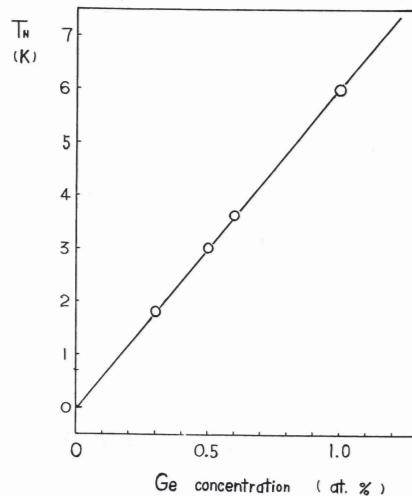


Fig. 5

- K.Ueda and T.Moriya : J.Phys.Soc.Japan 38, 32(1975).
- 2) T.Kohara and K.Asayama : J.Phys.Soc.Japan 37, 401(1974).
- 3) T.Moriya : Progr.Theor.Phys. 33, 157(1965).
- 4) S.Akimoto,T.Kohara and K.Asayama : Solid State Commun.16, 1227 (1975).
- 5) H.Hasegawa and T.Moriya : J.Phys.Soc.Japan 36, 1542(1974).
- 6) M.Mekata,Y.Nakahashi and T.Yamaoka: J.Phys.Soc.Japan 37, 1509 (1974).

## Cr-Mo 合金 の NMR

代表者 名大理 紺 谷 雅 昭

Cr 及びその合金の磁性は、スピン密度波で記述される。我々は Cr-Mo 合金系について、スピン密度波による<sup>53</sup>Cr 及び<sup>95</sup>,<sup>97</sup>Mo の内部磁場の分布を、パルスNMR の方法を用いて測定した<sup>1)</sup>。弱い反強磁性体におけるスピンのゆらぎの核スピン緩和時間T<sub>1</sub> に対する効果を調べるのは興味ぶかい。

Cr 又は Mo 核の内部磁場が、その原子におけるスピン密度波の振幅に比例すると仮定すると、各々の内部磁場は位置ベクトルを R<sub>j</sub> として、

$$H_{int}(R_j) = (H_{int})_{max} \cos(Q \cdot R_j),$$

で与えられる。ここで (H<sub>int</sub>)<sub>max</sub> は内部磁場の最大振幅、Q はスピン密度波の波数ベクトルである。外部磁場 H をかけたとき合成磁場は、

$H_r(\theta, \varphi) = \{H^2 + 2H(H_{int})_{max} \cos \varphi \cdot \cos \theta + (H_{int})_{max}^2 \cos^2 \varphi\}^{1/2}$

となる。ここで θ は H と (H<sub>int</sub>)<sub>max</sub> の間の角度である。位相 φ = Q · R<sub>j</sub> , 角度 θ が random に分布しているとして平均をとると、共鳴周波数 ω<sub>0</sub> に対する NMR line shape は H の関数として、

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \ln \left[ \frac{1+\sqrt{1-x^2}}{x} \right], \text{ for } \omega_0 \gg r_N (H_{int})_{max},$$

で与えられる。ここで  $x = \frac{r_N H - \omega_0}{r_N (H_{int})_{max}}$  ( $|x| \leq 1$ ) である。Fig.1 に f(x) 及び

(H<sub>int</sub>)<sub>max</sub> の  $\frac{1}{10}$  の幅で平均した f(x) を示す。

Fig. 2<sup>a</sup>, 20 MHz, 1.4 Kで測定したCr-Mo合金における<sup>53</sup>Cr及び<sup>95,97</sup>MoのNMR profileを示す。このline shapeはFig. 1のそれとよく似ており、実測のline shapeはスピン密度波による内部磁場の分布を表わしていると考えられる。Fig. 2から評価した<sup>53</sup>Cr及び<sup>95</sup>Moに対する(H<sub>int</sub>)<sub>max</sub>は各々Mo濃度と共に直線的に減少し、Mo濃度21~22 at.%で(H<sub>int</sub>)<sub>max</sub>≈0となる。これは磁気モーメントの大きさのMo濃度依存性を示していると思われる。Mo濃度0に外挿するとCrに対し(H<sub>int</sub>)<sub>max</sub>=24±4 kOe, Moに対し(H<sub>int</sub>)<sub>max</sub>=15±2 kOeとなる。この結果はCr-Mo合金においてCrのmomentはMoのそれよりかなり大きいことを示している。

Cr-Mo合金系について電子比熱系数γをT<sub>N</sub><sup>3/4</sup>に対してplotするとよく直線にのる<sup>2)</sup>。これは弱い反強磁性体におけるスピンのゆらぎの効果を取り扱った長谷川・守谷の理論で説明できる。<sup>3)</sup>

Fig. 2 Pulsed NMR profiles at 1.4 K and at 20 MHz of <sup>53</sup>Cr and <sup>95,97</sup>Mo in Cr-Mo alloys containing 22.6, 19.6, 18.4, 16.9, 15.3 and 12.9, at.% Mo

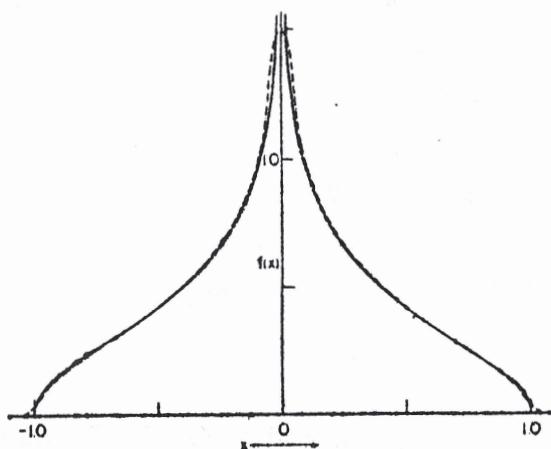
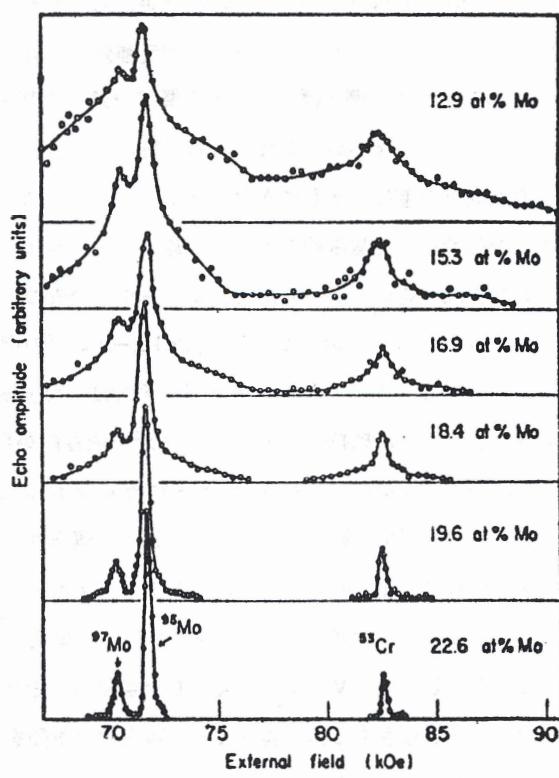


Fig. 1 Calculated NMR shape function  $f(x)$  in an incommensurate antiferromagnet for  $\omega_0 \gg r_N(H_{\text{int}})_{\text{max}}$ , where  $x = (\gamma_N H - \omega_0)/r_N(H_{\text{int}})_{\text{max}}$ . The dashed line represents  $f(x)$  smeared over a range of  $1/10$  of  $(H_{\text{int}})_{\text{max}}$ .



今後は  $T_N \approx 0$  附近の合金について  $T_1$  の温度変化を測定して、スピンのゆらぎの効果を調べたいと思っている。

#### References

- 1) M.Kontani, T.Hioki and Y.Masuda : J.Phys Soc.Japan, Vol. 39, No. 3, 1975.
- 2) T.Mamiya and Y.Masuda : J.Phys.Soc.Japan, (投稿中).
- 3) H.Hasegawa and T.Moriya : J.Phys. Soc. Japan 36 1542(1974).  
H.Hasegawa : J.Phys. Soc. Japan 38 107(1975).

## 遷移金属不規則合金の弱強磁性と弱反強磁性

代表者 名古屋大学工学部 安達健五

fcc および bcc 還移金属不規則合金において、合金の組成を変えることによって、強磁性→常磁性、反強磁性→常磁性および強磁性→反強磁性の転移を示し（結晶構造不変）、それらの臨界組成の近傍で弱強磁性や弱反強磁性が生ずる。その例として、fcc 合金では Co-Mn-M 系 ( $M = Fe, Ni, Cu, Cr$  etc), bcc 合金として V-Mn-Cr をとりあげる。

まず弱反強磁性の例として、 $\gamma$ -Fe 型反強磁性と考えられる  $Co_{1-x}Mn_x$  系 ( $0.35 < x < 0.6$ )においては、例えば  $x = 0.5$  (擬  $\gamma$ -Fe) の帶磁率は小さく温度上昇と共に増加し、ネール点もはっきりしないが、これに Fe, Cu, Ni を添加した三元素では、ネール点がはっきり現われ、添加成分の増加とともに次第にキュリーワイス的帶磁率が現われる。またこれらの合金で（弱）強磁性相と反強磁性のキュリー点とネール点は一般に交叉し、両相共存の範囲が存在する。そして組成を変えることによるキュリー点の消失のしかたよりもネール点の消失のしかたの方がより急激である。実験では、 $T_c \propto |x - x_c|^\epsilon$  の指數  $\epsilon$  を決めるには至っていない。

一方、bcc 合金としての V-Mn-Cr 系では、反強磁性→常磁性の移り変わりが生ずるが、臨界組成の近傍では、抵抗値が大きくかつ  $T^2$ -依存性が現われる。ネール点の組成による消失のしかたは定かではない。Mn が置換されることによって、局在的なキュリーワイス型帶磁率が、Cr のバンド型帶磁率の上に重り、Mn 1 個当たりのモーメントは、ほど  $1 \mu_B$  と見積られる。三元素における  $T_N$  の等高線は、リジドバンドの仮定を支持しない。臨界組成近傍の常磁性相内で、 $T_c \approx 50 \sim 60^\circ K$ 、モーメント  $10^{-2} \mu_B$  程度の非常に弱い強磁性が現われるが、この原因ははっきりしない。V の純度に關係した現象かも知れないので追試中である。

以上のバンドから生ずる弱一強および反強磁性の挙動を説明するにあたって、不規則系であると云う考慮も必要であろう。

### 3-d 遷移金属間シグマ相のweak ferromagnetism

代表者 北大理 毛 利 信 男・三 井 惟 靖

遷移金属間合金で生ずるシグマ相はunit cellに30個の原子を有し、これらは異った配位数をもつ5つのsiteを占め、それぞれの原子は各siteに規則的に配置する。<sup>1)</sup> 3d 遷移金属間

TABLE 1

Scheme Ordering in the  $\sigma$  Phase

Kind of atom	Coordination No.	Occupancy	A		B		
			V	Cr	Mn	Fe	Co
I	12	B					Ni
IV	12	B					Mo
II	15	A					
III	14	Mixed					
V	14	Mixed					

二元系合金の場合の規則配列を表Iに示した。強磁性を示すFe-V系では61～45 at% Feを含む合金でシグマ相が形成され、 $\sigma$ -Fe<sub>61</sub> V<sub>40</sub> でFe 原子当りの平均磁気モーメントは $0.5 \mu_B$ ， Curie 温度は約200 Kで同じ組成のアルファ相(b.c.c.)内のFe 原子に比較してその磁気モーメントはかなり小さい<sup>2),3),4),5)</sup>。これらの磁気モーメント、Curie 温度ともFe の濃度の減

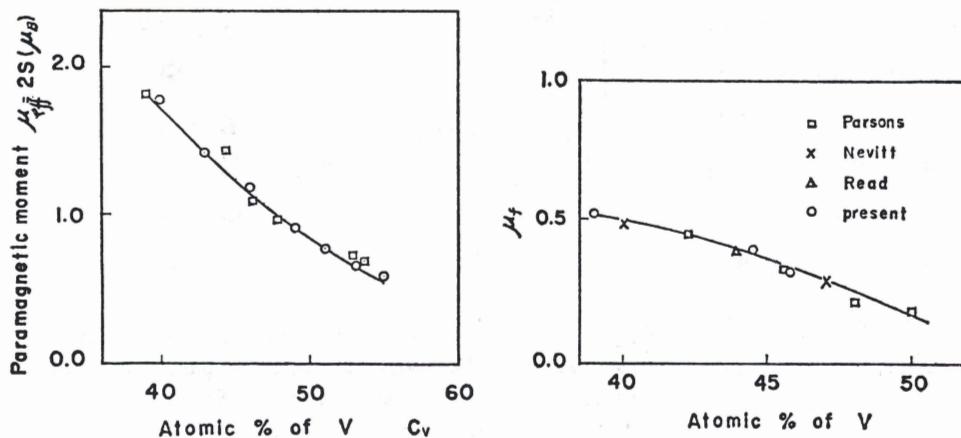


図 1

少とともに減少し、 $\sigma$ -Fe<sub>45</sub>V<sub>55</sub>でCurie温度は0±5 Kとなり<sup>4)</sup> weakly ferromagnetismの挙動が期待される。帶磁率の温度変化<sup>4)</sup> はいずれも  $\chi(T) = \chi_0 + c/(T-\theta)$  であらわされ、局在モデルの立場で解析して得られるFe原子当たりの effective Bohr magneton数  $\mu_{\text{eff}}$  は飽和磁化から求めたもの ( $\mu_f$ ) より大きく Fe の濃度とともに増加している(図1-a, b)。この  $\mu_{\text{eff}}$  は spin fluctuation model<sup>6)</sup> から予想される値 ( $\sim 1 \mu_B$ ) を示さない。得られた結果を実験式を用いて外挿すると 34 at % Fe で  $\mu_{\text{eff}}$  の消失することが予想される。この濃度は丁度 Fe 原子が I と V の site のみを占める場合に相当する。即ち I と V の site に入っている Fe 原子の d 電子は itinerant な振舞をしていると考えて良い。一方 III と V の site を占めている Fe 原子の磁気モーメントも決して整数ではなく、Fe の濃度に依存している。これら各 site にある Fe 原子の磁気モーメントの大きさに関してはそれを囲む最隣接原子の種類と配位数から半経験的に予想され<sup>4)</sup> 実際 Mössbauer での内部磁場の測定結果<sup>5)</sup> とかなり良い一致をみた。それによると III と V の site の Fe 原子に Fe 原子濃度によって 0.4~1  $\mu_B$  の磁気モーメントが localize しており、その大きさは主に最隣接原子の影響によって決定されていると考えられる。従って Fe-V 系のシグマ相においては III と V の site にある Fe 原子の磁気モーメントがその囲いの I と V の site の itinerant な d 電子を local に enhance しているものと考える。 $\sigma$ -FeCr 合金で観測されている電子比熱の大きな値 ( $\sim 26.8 \text{ mJ deg}^{-1} \text{ mole}^{-1}$ )<sup>7)</sup> はこのように enhance された itinerant d 電子の spin fluctuation による可能性が強い。

最近 Pauli paramagnet である Co-V 系シグマ相の <sup>51</sup>V の NMR の測定で 1st order quadrupole 効果による satellite 構造が観測された<sup>8)</sup>(図 2 a)。その強度は V 原子の濃度とともに増加した。同様な satellite の振舞は Ni-V 系でも観測されたが、その強度は 67 at % V の合金で最大となることが見出された。<sup>9)</sup> この satellite はその強度と組成依存

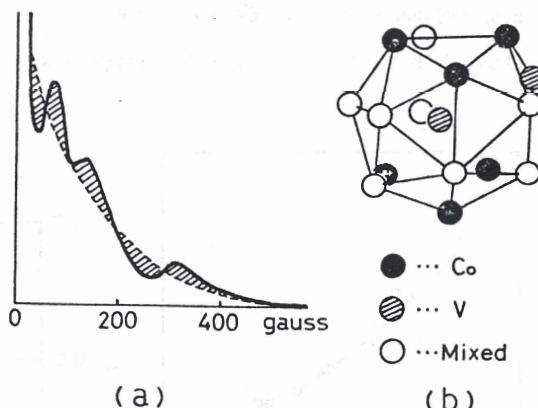


Fig. 2 (a) The high-field half of the <sup>51</sup>V NMR derivative for V<sub>65</sub>Co<sub>35</sub>, and its partition into two parts. (b) An vanadium atom of site (II) and the polyhedron of fifteen atom surrounding it.

からみて、Ⅱのsiteにある<sup>51</sup>V原子核からのものと思われる。ⅡのsiteのV原子は規則配列によってmixed siteであるⅢとVのsiteにすべてV原子が入ると(~66.6 at%V), IとⅣのsiteを占めているCo(又はNi)原子から軸対称の電場を受けることになる(図2b)。図3には66.6 at%V以下の組成でⅡのsiteを囲むpolyhedronのmixed siteにCo(又はNi)原子がN個だけ入っているものの存在確率, 及び66.6 at%V以上でIとⅣのsiteのNi原子がN個だけV原子で置換されたpolyhedronで囲まれているⅡのsiteの存在する確率を実線で示し, 同時に観測されたsatelliteの強度を66.6 at%Vでの計算値でnormalizeした値をplotしてある。明らかに66.6 at%V以上ではN=1, それ以下でN=0の曲線にのることがわかる。即ちいずれの場合もIとⅣのsiteにはCo(又はNi)原子のみが入り, mixed siteにはV原子のみで占められているpolyhedronで囲まれたⅡのsiteの<sup>51</sup>Vだけがsatelliteに寄与していることを示している。この結果から同一siteにあるCo(又はNi)とV原子のcharge densityが大きく異っていて, しかも電場勾配が最隣接原子だけで決定されていると考えることが出来る。このcharge densityの異なりがlocal spin fluctuationに関係しているかどうかはcharge densityの温度変化の測定をする必要がある。

## 文 献

- 1) J.S.Kasper : in Theory of Alloy Phase, American Society for Metals, Cleveland, 1956.
- 2) M.V.Nevitt and A.T.Alolred; J.appl.Phys. 34(1963)463.
- 3) D.A.Read and E.H.Thomas; IEEE Trans. Magnetism 2(1966)415.
- 4) N.<sup>^</sup>Mori and T.Mitsui; J.Phys.Soc.Japan 26(1969)1087.
- 5) Y.Sumitomo,T.Moriya,H.Ino and F.E.Fujita; J.Phys. Soc. Japan 35(1973)461.
- 6) T.Moriya and A.Kawabata; J.Phys.Soc.Japan 34(1973)639.
- 7) F.E.Hoare and J.C.Matthews; Proc.Phys. Soc. 71(1958)220.
- 8) H.Nakajima,N,Komori and N,<sup>^</sup>Mori; Phys.Letters 41A(1972)89.
- 9) 小森伸充, 中島春雄; 日本物理学会 1973年秋予稿集。

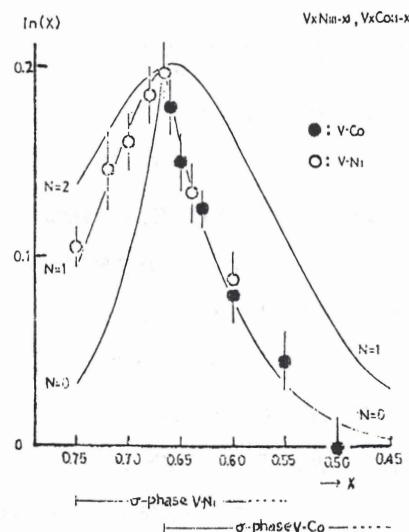


図 3

## 昭和50年度下期談話会予定表

月 日	講 師	題 目
9月18日(木)	Dr.T.M.Rice ベル研究所	New Mechanism for a charge Density wave Instability
9月22日(月)	Dr.Lev.G.Aslamazov ランダウ理論物理研究所	The Fluctuations in Superconductors
10月 6日(月)	Prof.J.H.Van der waals ライデン大学	Magnetic Resonance Without Magnet
10月20日(月)	秋元興一	結晶中の非線型光パルス
10月21日(火)	Prof.V.Dvořák チェコ科学アカデミー物理学研究所	Change of Infra-red and Raman spectra due to structural phase transitions
10月27日(月)	Prof.C.A.Hutchison シカゴ大学	Magnetic Resonance Studies of Trivalent Rare Earth Ions in the LaCl <sub>3</sub> Crystal
11月 4日(火)	上村 洸 東大・理学部	一次元金属性高分子(SN) <sub>x</sub> の物性と バンド構造
11月10日(月)	力武常次 東京工大	地震予知の物理
11月12日(水)	益田 義賀 名大・理学部	弱い強磁性金属のNMR
11月17日(月)	小林 浩一	ハロゲン化タリウムの電子状態
11月25日(火)	Dr.J.F.Dillon Bell Laboratories	Optical Observation of the Metamagnetic Transition in FeCl <sub>2</sub> and Dy <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>
12月 1日(月)	寿栄松 宏仁	100KGおよび150KGの超電導磁石とそれを用いた研究
12月 8日(月)	富田 和久 京都大学理学部	非平衡開放系の諸問題(仮)
12月15日(月)	櫛田 孝司	高効起下における半導体の誘導発光

月　　日	講　　師	題　　目
1月19日(月)	川　村　肇 大阪大学理学部	Narrow Gap 半導体における電子構造と相転移
1月26日(月)	中　嶋　貞　雄	強磁場中の半金属
2月 2日(月)	秋　元　俊　一	高温高圧X線回折実験
2月 9日(月)	伊　藤　雄　而	交　渉　中
2月16日(月)	生　嶋　明	ヘリウムの臨界現象
2月23日(月)	花　村　栄　一	二次光学過程と物性
3月(日未定)	山　下　次　郎	

日 時 9月18日(木) 午後5時~  
 場 所 物性研究所A棟2階輪講堂  
 講 師 DR.T.M.Rice  
             Bell Laboratories  
 題 目 New Mechanism for a charge Density Wane Instability

日 時 9月22日(月) 午後4時~  
 場 所 物性研究所A棟2階輪講室  
 講 師 Dr.Lev.G.Aslamazov ランダウ理論物理学研究所  
 題 目 "The Fluctuations in Superconductors"

日 時 10月6日(月) 午後4時~  
 場 所 物性研究所A棟2階輪講室  
 講 師 Professor J. H. van der Waals  
             (Professor of experimental physics, University of Leiden)  
 題 目 MAGNETIC RESONANCE WITHOUT A MAGENT

#### Abstract

A review will be presented of electron spin resonance experiments on the metastable phosphorescent triplet state  $T_0$  of organic molecules, in which the transitions between the spin components of  $T_0$  are induced by microwaves in the absence of an external field and

detected optically in the phosphorescence.

First the physical basis of these "microwave phosphorescence double resonance experiments" in polyatomic molecules will be clarified by contrasting them with the classical experiments of Kastler and Brossel on the mercury atom. Subsequently three kinds of experiments will be discussed:

- (a) Slow passage experiments for determining the frequency and lineshapes of the resonance transitions.
- (b) Transient experiments for determining the rates of populating and decay of the individual spin components of  $T_0$  in the optical pumping cycle  $S_0$  (ground state)  $S_1$  excited singlet state)  $T_0 \rightarrow S_0$ .
- (c) Coherent experiments on a (sub)millisecond time scale in which one observes the interaction of a pair of spin levels of  $T_0$  with a coherent microwave field (modulation of phosphorescence by transient nutation, spin echoes).

日 時 10月20日(月) 午後4時~

場 所 物性研究所A棟2階輪講堂

講 師 秋元興一

題 目 結晶中の非線型光パルス

要 旨

近年、レーザー技術の発達に伴って、量子光学と呼ぶべき分野が展開され、物質と電磁波の非線型相互作用にもとづく新現象のいくつかが発見、あるいは推測されている。その一つ、パルス光の伝播に関する自己誘導透過の現象は、気体やルビ等の希薄媒体においてすでによく知られたものとなっている。

この分野は将来、パルス技術がさらに進めば、固体結晶を対象として発展していく可能性を秘めていると思われるが、ここでは結晶中の光パルス伝播についての初步的な考察を試みる。その場合問題となるのは、結晶中の電磁波は媒質の分極波(励起子)と強く相互作用してポラリトンを形成するということである。パルス伝播とポラリトンという二つの概念が決して排他的ではなく、ポラリトン・ソリトンとも呼ぶべき新しいタイプの非線型孤立波の存在が可能であることを示す。

日 時 昭和 50 年 10 月 21 日 (火) 14 時～  
場 所 物性研究所旧棟 1 階講義室 (生産研正面玄関脇)  
講 師 Dvorák

### Changes of Infra-red and Raman spectra due to structural phase transitions

#### Abstract

Infra-red (IR) and raman (R) spectroscopy have been shown to be a powerful tool for studying the structural phase transitions (SPT) in dielectric crystals. Much work has been attended especially to verification of the soft mode concept and to detail studies of the soft mode behaviour at SPT. However, in most cases the soft mode itself does not bear the most striking change in a spectrum around a SPT. Very often new peaks arise in the spectrum below the SPT temperature ( $T_{tr}$ ) or some peaks split. Obviously, all changes in spectra (mode strengthes, frequency splitting etc.) are somehow related to the change of the structure which can be described by the spontaneous value of the order parameter ( $n_s$ ) below  $T_{tr}$ . We shall discuss this connection and show that the change of IR and R spectra can be rather simply related to the temperature dependence of  $n_s$ . In this way, in addition to soft mode spectroscopy, also this so called hard mode spectroscopy can be used for the SPT studies. As an example SPT in  $\text{SrTiO}_3$  will be briefly discussed.

~~~~~  
物性研ニュース  
~~~~~

## 東京大学物性研究所の助手公募の通知

下記により助手の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

(1) 研究室名および公募人員数

塑性部門 竹内研究室

なお、当部門には鈴木 平教授、守屋 健助手が在職。

助 手 1名

(2) 研究分野

結晶性および非結晶性物質の塑性に関する基礎的研究。

(3) 資 格

修士課程修了またはこれと同等以上の能力のある人。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和 51 年 1 月 15 日 (木)

(6) 就任時期

なるべく早期を希望します。

(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(略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること)ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書(学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 業績リスト(必ずタイプすること)および主な論文の別刷
- 所属の長または指導教授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

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

郵便番号 106 電話 ( 402 ) 6231, 6254

(9) 注意事項

竹内研助手公募書類在中、または意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

山 下 次 郎

## 東京大学物性研究所の助手公募の通知

下記により助手の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

(1) 研究室名および公募人員数

結晶第 1 部門（細谷研究室）

助 手 1 名

(2) 研究分野

主として X 線回折の手段を用いる結晶物理学的研究。

(3) 資 格

修士課程修了またはこれと同等以上の能力のある人。

(4) 任 期

5 年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和 51 年 1 月 17 日（土）

(6) 就任時期

なるべく早期を希望します。

(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（略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと）
- 主要業績リスト（必ずタイプすること）、ほかに出来れば主な論文の別刷

(ロ) 応募の場合

- 履歴書（学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと）
- 業績リスト（必ずタイプすること）および主な論文の別刷
- 所属の長または指導教授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

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  
郵便 106 電話（402）6231, 6254

(9) 注意事項

細谷研助手公募書類在中、または意見在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

山 下 次 郎

## 東京大学物性研究所の助手公募の通知

下記により助手の公募をいたします。適任者の推薦、希望者の応募をお願いいたします。

(1) 研究室名および公募人員数

理論第1部門 芳田研究室

（同部門には教授 芳田 奎、助教授 吉森昭夫、助手 稲垣 睿が在任中）

助 手 1名

(2) 研究分野

磁性理論を含め固体電子論の研究に意欲のある方を希望する。

(3) 資 格

修士課程修了またはこれと同等以上の能力のある人。

(4) 任 期

5年以内を原則とする。

(5) 公募締切

昭和 51 年 1 月 17 日 (土)

(6) 就任時期

昭和 51 年 4 月 1 日を一応の目安とする。

(7) 提出書類

(1) 推薦の場合

- 推薦書(健康に関する所見を含む)
- 履歴書(略歴で結構ですが、学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 主要業績リスト(必ずタイプすること)，ほかに出来れば主な論文の別刷

(2) 応募の場合

- 履歴書(学位名・単位取得のみ・論文提出中等を明示のこと)
- 業績リスト(必ずタイプすること)および主な論文の別刷
- 所属の長または指導教授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

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

郵便番号 106 電話(402) 6231, 6254

(9) 注意事項

理論第 1 部門助手公募書類在中、または意見書在中の旨を表記し、書留で郵送のこと。

(10) 選定方法

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。

東京大学物性研究所長

山 下 次 郎

## 外 来 研 究 員 一 覧

(昭和50年度後期)

### 客員研究員

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
分子研究 教 授	井 口 洋 夫	50. 10. 1 51. 3. 31	有機半導体の光電子スペクトル	山 下

### 嘱託研究員

阪 大 (養) 教 授	山 田 安 定	50. 10. 1 51. 3. 31	マグネタイトの低温変態の研究	近 角
東 大 (工) 助 教 授	阪 本 甲子郎	" "	Fe-Ni 合金の磁性	
京 大 (理) 教 授	富 田 和 久	50. 12. 8 50. 12. 12	オープンシステムの統計力学	守 谷
阪 大 (理) 教 授	川 村 肇	51. 1. 19 51. 1. 22	Narrow Gap Semiconductorの電子構造と相転移	豊 沢
早 大 (理工) 教 授	大 井 喜 久 夫	50. 10. 1 51. 3. 31	Gd <sub>2</sub> (Mo O <sub>4</sub> ) <sub>3</sub> ラマン散乱	中 村
" " "	近 佳 一 郎	" "	固体のブリルアン散乱	"
公 害 研 究 員	竹 内 延 夫	" "	波長可変パルスレーザーによる コーヒーレント非線型光学現象 の研究	矢 島
立 大 (理) 教 授	石 森 達 二 郎	" "	Mn-53 の放射化分析	本 田
日 大 (文理) 助 教 授	石 原 信 一	" "	ゲル成長結晶の表面構造の研究	中 田
京 大 (理) 教 授	辻 川 郁 二	" "	一重項基底状態の磁気共鳴	阿 部
理 研 研 究 員	林 久 治	" "	化学反応の磁場効果	長 倉

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
明治学院大 非 常 勤 講 師	大 橋 ゆか子	50. 10. 1 51. 3. 31	遷移金属錯体の発光過程	長 倉
横 浜 国 大 (工) 教 授	樋 口 治 郎	" "	有機化合物の励起状態の電子構造	木 下
電 通 大 助 教 授	佐 野 瑞 香	" "	有機半導体の低温物性	"
東 工 大 (理) 助 教 授	松 尾 穎 士	" "	高圧における含水鉱物の安定存在領域の決定	秋 本
横 浜 国 大 (工) 助 教 授	栗 田 進	" "	層状半導体及び希土類イオンの光学的研究	小 林
岡 山 大 (理) 助 教 授	山 寄 比 登 志	" "	中性子散乱による Injected Magnon の散逸機構の研究	平 川
名 大 (理) 教 授	益 田 義 賀	50. 11. 10 50. 11. 15	超伝導体における近藤効果	吉 森
東 北 大 (理) 教 授	佐 川 敬	50. 10. 1 51. 3. 31	SOR 用測定系の整備とこれによる SOR 物性の研究	佐々木
京 大 (理) 教 授	加 藤 利 三	" "	" "	"
都 立 大 (理) 教 授	山 口 重 雄	" "	軽金属の極紫外・軟X線領域における光吸収機構の研究	"

## 留学研究員

立大(理) 大 学 院 D. C. 3	西 泉 邦 彦	50. 10. 1 51. 3. 31	Mn <sup>53</sup> の放射化分析	本 田
京大(理) 大 学 院 D. C. 1	清 水 正 文	" "	一重項基底状態の磁気共鳴	阿 部
室 檻 工 大 助 手	桑 野 寿	50. 10. 1 50. 10. 15	メスパウア効果による磁性の研究	大 野

## 施設利用

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
東北大 (理) 助教授	小松原 武美	50. 11. 17 51. 2. 5	Mn P のフェルミ面の研究	田 尻
" (") 研究 生	大林 雅義	" "	"	"
東教大 (理) 助教授	長沢 博	50. 10. 13 50. 12. 20	$\alpha$ -Mn 合金における「スピノのゆらぎ」の磁場依存性の研究	"
筑波大 大学院 D. C. 3	村山 茂年	" "	" "	"
無機材研 主任研究官	石沢 芳夫	50. 10. 13 50. 11. 22	V <sub>5</sub> S <sub>8</sub> の磁性	"
" 研究員	長崎 浩司	" "	"	"
東大 (海洋研) 教 授	友田 好文	50. 10. 1 51. 3. 31	Rf SQUIDによる微小変位の測定	永 野
青学大 (理工) 講 師	木村 臣司	" "	Josephson Junction をもった熱雑音温度計	"
" (") 助 手	三塙 明美	" "	点接触型 Josephson Junction の雑音	"
東海大 (工) 教 授	野島 晋	" "	Rf SQUID用薄膜の研究	"
東工大 (理) 助 手	八田 一郎	" "	構造相転移、低次元磁性体の相転移における比熱	生 嶋
東北大 (金研) 助 手	浜野 正昭	" "	Y <sub>2</sub> + y Co <sub>17 - 2y</sub> の磁気測定	近 角
芝工大 (工) 助教助	堺 富栄	" "	$\beta$ -Mn 合金の磁性	"
横浜国大 (工)大学院 M. C. 1	早川 正俊	" "	強磁場下のインバー合金の磁性	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 項 目	関係所員
埼玉大 (理工) 助 手	宮 本 芳 子	50.10. 1 51. 3. 31	マグネタイト低温相の磁気的構造の決定	生 嶋
横浜国大 (工) 助 教 授	禅 素 英	" "	$\text{Cr}_2\text{Se}_{1-x}\text{Tex}$ 及び $\text{CrSe}_{1-x}\text{Tex}$ の磁性	"
" (")大学院 M. C. 2	瀬 木 和 雄	" "	" "	"
埼玉大 (育) 助 手	津 田 俊 信	" "	核磁気共鳴法による磁性体の磁気励起の研究	安 岡
京 大 (理) 研 修 員	西 原 弘 訓	50.10. 1 50.10.31	VS系の微視的磁性の研究	"
新潟大 (理) 助 教 授	加 賀 裕 之	50.10.20. 50.10.23	不完全殻金属の内殻励起光スペクトル	豊 沢
東北大 (理) 学振奨励 研究員	那 須 一 郎	50.10.26 50.11. 2	Theory of Polarized Luminescence	"
山 口 大 (工) 助 教 授	松 浦 満	51. 2. 9 51. 3. 13	固体内電子(及び励起子)に対するポーラロン効果	"
阪 大 (工) 助 教 授	浜 口 智 尋	50.10. 7 51. 1. 21	Si-貴金属系における金属性Siの研究	森 垣
" (工) 助 手	岩 見 基 弘	" "	" "	"
阪 大 (基工) 学振奨励 研究員	鵜久森 正 育	50.10.16 50.12.17	強光励起下半導体の光学的性質の研究	"
東京写真大 (工) 講 師	伊 藤 進 一	50.10. 1 51. 3. 31	ファブリ・ペロー干渉計の試作と固体分光	中 村
早大(理工) 大 学 院 D. C. 1	宇田川 真 行	" "	固体のブリルアン散乱	"
" ( " ) " M. C. 2	小 島 誠 治	" "	$\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ のラマン散乱	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
中部工大 (工) 助 教 授	入 山 淳	50. 11. 20 50. 2. 20	各種の方法による年代測定値の 処理	本 田
東 大 (RIセンター) 助 手	森 岡 正 名	50. 10. 6 50. 12. 20	鉛の質量分析による年代測定	"
東 大 (核研) 助 手	今 村 峰 雄	50. 10. 1 51. 3. 31	微弱放射能の測定	R I (本田)
聖マリアンナ 医 講 大 師	今 村 恵 子	" "	放射性核種線源を利用した螢光 X線分析法の研究	" ( " )
電 総 研 技 官	小 林 俊 介	" "	プラズマトーチによるジルコニア系単結晶の作成	中 田
成蹊大 (工) 助 教 助	森 田 真	" "	Cr <sup>3+</sup> +強誘電体の電場変調発光	塩 谷
京 大 (理) 助 手	網 代 芳 民	50. 11. 4 51. 2. 25	一重項基底状態の磁気共鳴	阿 部
理 特 研 研 別 究 生	谷 本 能 文	50. 10. 1 51. 3. 31	光化学反応の磁場効果	長 倉
早大(理工) 大 学 院 D. C. 3	川 村 隆 明	" "	吸収を考慮した動力学的回折理論	細 谷
長崎大 (養) 助 教 授	岩 永 浩	50. 10. 13 51. 3. 28	Zn O リボン結晶中の転位と積層 層欠陥	電 顯 (細谷)
東 大 (生研) 助 教 授	石 田 洋 一	50. 10. 1 50. 12. 31	微細粒合金の高温変形に際する転 転位の役割り	" ( " )
東大(工) 大 学 院 M. C. 2	安 島 辰 郎	" "	亜鉛アルミニウム超塑性合金の 電顕観察	" ( " )
" ( " ) " D. C. 3	小 林 保 夫	" "	アルミ亜鉛超塑性合金の電顕観 察	" ( " )
無機材研 主任研究官	堀 内 繁 雄	50. 10. 27 50. 11. 1	500 KV 電顕による無機化合物 結晶の構造因子の精密測定	" ( " )
横浜国大 (工) 助 教 授	禪 素 英	50. 10. 1 51. 3. 31	Cr <sub>2</sub> Se <sub>3-x</sub> Tex 及び Cr Se <sub>1-x</sub> Tex の磁性	星 垂

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
横浜国大 (工)大学院 M. C. 2	瀬木 和雄	50. 10. 1 50. 3. 31	Cr <sub>2</sub> Se <sub>3-x</sub> Tex 及び Cr Se <sub>1-x</sub> Tex の磁性	星 埼
近畿大 (工) 講 師	橋爪 邦夫	50. 10. 14 51. 2. 7.	アルカリハライド結晶中の z 中心の研究	神 前
阪市大 (工) 助 手	森 雄造	50. 11. 10 50. 12. 13	F <sub>A</sub> (II) 中心の RES の光吸收	"
阪市大(工) 大学院 D. C. 2	松岡 政雄	" "	"	"
東 大 (理) 教 授	桑原 五郎	50. 10. 1 51. 3. 31	Cu <sub>2</sub> O, PbI <sub>2</sub> , HgI <sub>2</sub> の磁気光学	小 林
" (") 助 手	福谷 博仁	" "	" "	"
" (理) 大学院 D. C. 1	田中 正俊	" "	" "	"
横浜国大 (工)大学院 M. C. 2	前川 和徳	" "	層状半導体の光学的研究	"
広島大 (工) 助 手	藤井 淳浩	50. 10. 8 51. 3. 13	沃化タリウムの直接励起子の磁気光効果	"
広島大(理) 大学院 D. C. 3	多幾山 憲	" "	" "	"
九大 (養) 助 手	森 隆一	50. 10. 6 51. 2. 25	半導体結晶 Ga <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> 中での光伝導のパルス法による研究	"
東理大 (理) 教 授	大竹 周一	50. 10. 1 51. 3. 31	遷移金属中の水素に関する研究	鈴木
" (") 助 手	小池 茂年	" "	"	"
" (") 講 師	小島 日出夫	" "	ステンレス鋼のマルテンサイト変態と強靭性に関する研究	"
気象大 助 教 授	木下 肇	" "	高圧下での固体の弾性的性質	秋本

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
気象大 講 師	佐 藤 良子	50. 10. 1 51. 3. 31	地球内部物質の高温・高圧下の 物性	秋 本
京大(理) 大 学 院 D C. 1	川 寄 智佑	" "	カンラン石-ザクロ石間の $Fe^{2+}$ - $Mg^{2+}$ の分配実験	"
地 調 査 質 所 官	伊 藤 久 男	" "	超高压下における弾性波速度の測 定	"
早 大 (理工) 教 授	近 桂一郎	50. 10. 1 51. 3. 19	鉄族イオン複合酸化物の結晶化 学と磁性	"
東 大 (理) 助 手	水 谷 仁	50. 10. 1 50. 3. 31	超高压下における造岩鉱物の弾 性波速度の測定	"
" (養) 教 授	荻 野 一 善	" "	高圧下の高分子浴液の光散乱に 関する研究	"
岡 山 大 (温研) 藤 助 手	伊 藤 英 司	50. 10. 15 51. 1. 19.	高圧安定鉱物の物性測定	"
札幌医大 助 手	津 田 基 之	51. 2. 16 51. 3. 30	視物質ロドプシンの圧力効果	箕 村
都 立 大 (理) 助 手	彦 坂 正 道	50. 10. 15 50. 12. 25	高圧下の鎖状(高)分子の融解 と結晶化	"
無機材研 究 員	小 野 田 義 人	50. 10. 1 51. 3. 31	V族, III-V族及び遷移金属カ ルコグナイトの高圧下の物性の 研究	"
北 大 (理) 助 教 授	宮 台 朝 直	50. 10. 1 50. 12. 31	Ni S <sub>2</sub> の磁気構造	伊 藤
北大(理) 大 学 院 M. C. 2	菊 池 克 也	" "	"	"
山 形 大 (理) 教 授	佐 藤 経 郎	" "	液体 Sb-Se 系の中性子線回折	"
" (" ) 助 教 授	植 村 治	" "	"	"
新潟大 (理) 助 教 授	田 卷 繁	" "	液体 Bi-Ga の中性子回折	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
新潟大 (理) 助 手	土屋 良海	50. 10. 1 50. 12. 31	液体 Bi-Ga の中性子回折	伊藤
東北大 (選鉱研) 助 手	早稻田 嘉夫	" "	"	"
埼玉大 (理工) 助 教 授	山田 興治	50. 10. 1 51. 3. 31	アモルファス半導体の電気的特性	三浦
東教大 (光研) 学振奨励 研究員	竹添 秀男	" "	アルカリハライド中の $(A\bar{g})_2$ の 螢光の磁場効果	塩谷
九大(理) 大学院 D. C. 2	森 五郎	50. 10. 20 50. 12. 27	1. 2-ビス(ジフェニルホスフィノ) エタンを配位子とする鉄(II)水素化物錯体のメスペウアースペクトル	大野
静岡大 (工業短大) 助 教 授	山田 耕作	50. 10. 14 51. 3. 13	磁性稀薄合金の理論的研究	芳田
阪 大 (理) 助 教 授	三輪 浩	51. 1. 8 51. 2. 21	強磁性合金中の局在磁気モーメント ントの研究	"
横浜市大 (文理) 助 手	岡田 勇	50. 10. 1 51. 3. 31	稀薄磁性合金の理論	"
芝工大 助 手	長谷川 正之	" "	非晶質物質の電子的性質及び構造の理論的研究	山下
岡山大 (工) 助 手	石井 忠男	50. 11. 5 51. 1. 31	Electron-Phonon 相互作用 の問題	中嶋
自治医大 助 教 授	青野 修	50. 10. 1 51. 3. 31	能動輸送の理論	"
阪市大 (工) 講 師	笛沼 道雄	50. 11. 4 50. 11. 23	SORによる気体の吸収測定	佐々木
" (") 助 手	石黒 英治	" "	"	"
" (") 大 学 院 D. C. 3	内田 健治	" "	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関係所員
阪市大 (原子力) 助 教 授	三 谷 七 郎	51. 2. 15 51. 3. 20	SOR特性の測定	佐々木
" (") 助 手	増 岡 俊 夫	" "	"	"
" (") 大 学 院 D. C. 3	園 田 秀 幸	" "	"	"
学習院大 (理) 教 授	川 路 紳 治	50. 10. 1 51. 3. 31	Si MOS 反転層の強磁場電気 伝導	田 沼
" (") 大 学 院 M. C. 2	若 林 淳 一	" "	" "	"
九大(理) 大 学 院 D. C. 3	柴 田 誠 一	50. 11. 4 50. 11. 10	核反応性成物としてのクロム同 体の測定	本 田
東 大 (生研) 助 教 授	井 野 博 満	50. 10. 1 50. 12. 25	稀土類金属-遷移金属間の合金 の作成	試 作 (鈴木)
静 岡 大 (電子研) 助 手	伊ヶ崎 泰 宏	50. 11. 9 50. 12. 20	帶浴融法によるチタン単結晶の 成長	" (")
静岡大(工) 大 学 院 M. C. 3	宮 崎 守 弘	" "	" "	" (")
学習院大 (理) 助 手	宮 島 英 紀	50. 10. 1 51. 3. 31	アモルファス稀土類遷移金属合 金の作成	" (")

## 昭和 50 年度後期短期研究会

研 究 会 名		開催期日	提 案 者
1	液晶の基礎物性	51年1月 22日～24日 (3日間)	信州大(繊維) 飯塚英策 阪大(工) 犬石嘉雄 ・電総研 亀井裕孟 名大(工) 木村初男 都立大(理) 小林謙二 九大(理) 森肇 東大(物性) 中田一郎
2	超高圧力スケール	51年2月 (2日間)	名大(工) 三井寿雄 " (理) 熊沢峰夫 阪大(基工) 川井直人 ・東大(物性) 秋本俊一 " (" ) 箕村茂
3	冷中性子散乱による物性の研究	51年2月 下旬 (1.5日間)	・東北大(金研) 渡辺浩 東大(物性) 平川金四郎

注) ○印は提案代表者

## 昭和51年度前期共同利用について

のことについて、下記により公募いたします。

記

1. 公募事項（別添要項参照）
  - A. 外来研究員（4月～9月実施分）
  - B. 短期研究会（" " "）
  - C. 共同研究（1年間）
2. 申込資格：国、公、私立大学、国、公立研究所等の研究機関の研究者及びこれに準ずる者。
3. 申込方法：申請書1通提出（様式は別添のとおりですが、必要部数を下記申込先まで請求下さい。）
4. 申込期限：昭和51年1月20日（火）厳守。
5. 申込先：東京都港区六本木7丁目22番1号  
東京大学物性研究所 共同利用掛  
電話（402）6231 内線503
6. 審査：研究課題の採否、所要経費の査定等は共同利用施設専門委員会において行ない、教授会で決定いたします。
7. 採否の決定：昭和51年2月下旬
8. 備考：物性研究所の研究設備については、名大学の学部、研究所宛に送付してあります物性研年次要覧をご参照願います。  
なお、この年次要覧をご覧になれない方は、申請書と同様上記申込先までご請求下さい。

### 外来研究員について

本所では共同利用研究所の使命として、外部研究者の研究遂行の便宜のため下記の各種研究員制度が設けられています。これら研究員の公募は、原則として半年ごとに行なっております。なお、外来研究員制度は個々の申請を検討の上実行されておりますが、特別な事情のある場合を除いて、予め共同利用施設専門委員会の了承を得る立て前をとっておりますので、下記ご参照の上期日までに応募されるようお願いいたします。

## 記

### 1. 客員研究員

- (1) 所外研究者がやや長期にわたって、本所の施設を利用して研究を行なう便宜を提供することを目的としています。
- (2) 資格としては、教授、助教授級の研究歴に相当する研究者を対象とします。
- (3) 申請については、本所所員の申請にもとづいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (4) 研究期間は最低1ヶ月とし、6ヶ月を限度としていますが、延長が必要なときは、その都度申請して更新することが出来ます。
- (5) 研究期間中は常時本所に滞在することを原則とします。
- (6) 居室の提供について所は出来るだけ努力します。

### 2. 嘱託研究員

- (1) 所外研究者に本所の研究計画ならびに共同研究計画の遂行上必要な研究を嘱託することを目的としています。
- (2) 嘱託研究員の委嘱は、本所所員の申請にもとづいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (3) 研究期間は6ヶ月を限度とし、延長が必要なときはその都度申請して更新することが出来ます。

### 3. 留学研究員

- (1) 大学、官庁、その他の研究機関に在職する若い研究者に、長期にわたる留学の便宜を提供することを目的とした制度です。
- (2) 資格としては、助手ないし大学院程度の研究歴に相当する層を対象としています。
- (3) 研究期間は1年を原則とし、研究は所員の指導のもとで行ないます。
- (4) 東京（近郊の大学を含めます）以外の大学に所属する方は、旅費、滞在費が規定に従って支給されます。〔滞在費は平均（6ヶ月滞在）30万円程度になります。〕この場合、研究期間は6ヶ月を限度としますが、1ヶ年間に延長できることもあります。この枠の研究員として年間5～6名を予定しております。

なお、申請書のほかに詳細な研究計画書を提出していただく場合もあります。

### 4. 施設利用

- (1) 所外研究者が研究の必要上、本所の施設を短期間利用したい場合、その便宜を提供できるようにしております。
- (2) 受け入れについては、申請された研究計画等を検討のうえ決定いたします。

### 5. 上記留学研究員、施設利用は本所指定の申請書（別紙様式、必要な方は直接物性研までご請

求下さい)を提出して下さい。

なお、申請されるにあたって、お問い合わせがあればご相談いたしますので、共同利用掛へご照会ください。

6. 各種研究員の受け入れ可否は、共同利用施設専門委員会において、申請された研究歴、研究計画ならびに所内諸条件を審査検討し、教授会で決定します。
7. 旅費、滞在費ならびに研究に要する経費は、個々の申請にもとづいて、共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。
8. 予算の支出、諸施設の利用、設備の管理等については、関係する所員の指示に従って下さい。

#### 共同利用施設専門委員会委員

三井 惟 靖 (北大・理)	武内 次夫 (名大・工)
上川 友 好 (山形大・〃)	中野 藤 生 (〃・〃)
石川 義 和 (東北大・〃)	中井 祥 夫 (京大・理)
高橋 実 (〃・工)	中島 章 夫 (〃・工)
佐々木 亘 (東大・理)	川村 肇 (阪大・理)
田中 昭二 (〃・工)	伊達 宗 行 (〃・〃)
真隅 泰三 (〃・養)	長谷川 泰一郎 (〃・基工)
富家 和雄 (〃・核研)	山田 宰 (岡大・理)
安盛 岩 雄 (東工大・理)	川村 清 (広大・〃)
益田 義賀 (名大・〃)	間瀬 正一 (九大・〃)
長岡 洋介 (〃・〃)	中山 正敏 (〃・養)

その他物性研究所員

# 外 来 研 究 員 申 請 書 No.

昭 和 年 月 日

東京大学物性研究所長 殿

所属・職名

ふりがな

(申請者) 氏 名

印

等級号俸

等級号俸発令年月日(年月日)

下記研究計画により外来研究員として貴所で研究いたしたいので申し込みます

研究題目

研究目的

研究の実施計画(使用装置方法等詳細に)

希望部門及び研究室名

部 門

研究室

研究予定期間

		昭和 年 月 日 ~ 昭和 年 月 日						
物性研 究所出 勤予定日	都外の場合							
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
	月	日 ~	月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)
		月	日(泊日)	月	日 ~	月	日(泊日)	
都内の場合								
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
月	日 ~	月	日	1週	日	曜日		
所内へ宿泊を希望される場合はその日数を記入して下さい								
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	
月	日 ~	月	日(泊)	月	日 ~	月	日(泊)	

この出張の際物性研以外から鉄道賃・日当・宿泊料が支給されますか

される

されない

略歴

上記職員を派遣いたしたいのでよろしくお願いします

申請者の所属長

印

## 短期研究会について

昭和51年度前期（4月～9月）に実施する研究会を公募いたします。

斬新な企画のご提案を期待しております。

ご希望の方は下記によりお申込み下さい。

### 記

#### 1. 提出書類

(1) 短期研究会申請書（様式は適宜）

(2) 記載事項

A. 研究会の名称

B. 提案理由

C. 開催希望期日

D. 参加予定者数

E. 参加依頼者（旅費支給者）

◦ 所属、職名、氏名は必ず明記願います。

◦ 参加依頼者未定の場合には旅費概算総額をお知らせください。

F. その他希望事項（予稿集、報告集の発行、公開、非公開の別等）

G. 提案者（所属、職名、氏名を明記し、代表者には○を付すこと）

2. 提案代表者は共同利用施設専門委員会において、開催主旨及び所要経費について十分説明していただきます。

3. 研究会の採否は共同利用施設専門委員会で審議され、教授会で決定します。

4. 所要経費は共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。

5. 提案代表者は研究会を終了したとき、報告書を出来るだけ早く提出していただきます。

## 共同研究について

昭和51年度実施の共同研究を公募いたします。共同研究は所内、所外を問わず研究グループをつくって物性研究所を利用して研究を行なうものであります。ご希望の方は、関係方面においてご協議のうえ、下記の要領に従ってお申し込み下さい。

なお、所外の研究者が通常の外来研究員として来所されて行なう研究もかなりのものが共同研究であると考えられますが、今般公募するものとしてはそれらと違った（具体的にはもう少し規

模の大きい5～6名あるいはそれ以上の研究者によるグループ研究を考えています。)特徴のある研究計画を期待します。

研究計画は大小いろいろあってよいものと考えられますが、共同研究のために要する経費は共同利用研究予算の中でまかなわれますので、この枠を越えるものは実行が困難である点をお含み下さい。

記

1. 申し込みは本所指定の申請書(別紙様式)を提出して下さい。
2. 提案代表者は研究内容及び諸経費について共同利用施設専門委員会で十分説明していただきます。
3. 研究課題の採否は共同利用施設専門委員会で審議検討し、教授会で決定します。
4. 研究に要する経費は共同利用施設専門委員会で査定のうえ、共同利用研究施設運営費から支出します。
5. 予算の支出は所員が代行してお世話をいたしますが、諸施設の利用、設備の管理等については責任者の指示に従って下さい。
6. 提案代表者は年度の終りに報告書を提出し、共同利用施設専門委員会においてもその研究について報告していただきます。

参考として50年度までに行なった共同研究のうち、その一部は下記のとおりです。

研 究 課 題	経 費	旅 費
	校 費	旅 費
昭和45 年度		
○稀薄合金の物性	20 万円	
○液体ヘリウム中のフォノン間相 互作用	57 万円	
昭和46 年度		
○ヒドロゲナーゼの活性と物性	30 万円	15 万円
○中性子非弾性散乱による磁性体 の励起状態	15 万円	2 万円
○液体ヘリウム中のフォノン間相 互作用	70 万円	(45 年度より継続)
昭和47 年度		
○物性専用 SOR-Ring の建設	35 万円	

研究課題	経費	旅費
	校費	旅費
○精密カロリメトリーによる相転移	40万円	
○滑動多重アンビル方式による超高压の発生	40万円	14万円
○ヒドロゲナーゼの活性と物性	20万円	12万円(46年度より継続)
昭和48年度		
○物性研究専用 SOR-Ring の建設		36万円(47年度より継続)
○ヒドロゲナーゼの活性と物性		8万5千円(46年度より継続)
○超伝導体における同位元素の体積効果に関する研究	23万円	10万円
○完全結晶による中性子の動力学的回折現象の研究	38万円	33万円
昭和49年度		
○物性研究専用 SOR-Ring の建設		49万6千円(47年度より継続)
○中性子スピノエコー法の開発実験	30万円	8万6千円
○強磁場中のビスマスにおけるエキシトニック相	65万円	79万1千円
昭和50年度		
○SOR-Ring の性能向上		57万7千円(47年度より継続)
○中性子スピノエコー法の開発実験	60万円	14万7千円(49年度より継続)
○Brillouin散乱による構造相転移の研究	39万円	
○Si-Au アモルファス系における金属・非金属転移	14万1千円	40万8千円
○結晶のゲル成長法と表面構造の研究(実施期間6ヶ月)	5万5千円	18万3千円

# 共同研究申込書 16

昭和 年 月 日

東京大学物性研究所長 殿

所 属

(代表者) 職 名

氏 名

印

下記のとおり共同研究を申し込みます

研究題目

研究期間

自 昭和 年 月 日 至 昭和 年 月 日

研究計画(目的、研究内容等詳細に)

## 本所で利用する主要施設

経費	品名	規格	員数	金額
----	----	----	----	----

## 備考



## 人 事 異 動

塑性部門助手	藏元英一	50. 9. 1	休職
固体核物性部門助手	大林康二	50. 10. 1	昇任 広大総合科学部助教授へ
事務部総務課長	門脇淳三	50. 10. 1	配置換 経理部給与課長へ
事務部総務課長	鈴木元彦	50. 10. 1	配置換 経理課長より
事務部経理課長	上田四郎	50. 10. 1	昇任 経理部主計課課長補佐より
磁気第2部門助手	西原弘訓	50. 10. 16	採用

## Technical Report of ISSP 新刊リスト

### Ser. A.

- No. 713 ESR Spectra Reflecting the Motion of Ligand in  $\text{NH}_4\text{Cl} : \text{Cu}^{++}$ , by Kenjiro Watanabe and Hidetaro Abe.
- No. 714 A Gas-Liquid Type Transition of Semimetals in Strong Magetic Field, by Sadao Nakajima, and Daijiro Yoshioka.
- No. 715 Effects of Exitation-Induced Optical Absorption in Highly Exited Semiconductors, by Takashi Kushida and Tetsuo Moriya.
- No. 716 Anormals Shape of Cyclotron Resonance Line in n-GaP in High Magnetic Fields, by Katumi Suzuki and Noboru Miura.
- No. 717 Decay of Two Indirect Exiton to Direct and to Indirect Exiton State in Thallous Halids, by Jun'ichiro Nakahara and Koichi Kobayashi.
- No. 718 Luminescence Spectra Due to Exciton-Exciton Collisions in Semiconductors I, by Tetuo Moriya and Takashi Kushida.
- No. 719 Luminescence Spectra Due to Exciton-Exciton Collisions in II. Stimulated Emission Spectra, by Tetsuo Moriya and Takashi Kushida.
- No. 720 Theory of Spin Fluctuations in Itinerant Electron Ferromagnets—Persistence of Spin Waves Above  $T_C$ , by Tohru Moriya.
- No. 721 Observation of orgital ordering in  $\text{K}_2\text{CuF}_4$ , by Yuji Ito and Jun Akimitsu.
- No. 722 Bose-condensation of Excitonic Molecules, by Eiichi Hanamura.

- No. 723 Infrared Cyclotron Resonance in InSb, GaAs and Ge in Very High Magnetic Fields, by Noboru Miura, Giyuu Kido and Sohshin Chikazumi.
- No. 724 Magnetic Form Factor of  $K_2CuF_4$ , by June Akimitsu and Yuji Ito.
- No. 725 Superfluid and Excitonic States, by Sadao Nakajima.
- No. 726 Direct Determination of Coesite-Stishovite Transition by in Situ X-Ray Measurements, by Takehiko Yagi and Syuu-iti Akimoto.
- No. 727 Far-Infrared Magneto-Reflection in HgTe, by Katumi Suzuki, Noboru Miura, Sinichi Uchida and Shoji Tanaka.

## 編 集 後 記

この 6 月に物性研から分子科学研に転出された井口洋夫氏に原稿をお願いしましたところ、六本木と岡崎（分子科学研の所在地）との種々の観点からの比較論を展開してくださいました。なかでも「食べる場所」の話が興味深く、物性研はその点では恵まれた環境にあるそうです。

「物性研だより」に対する御意見、御希望をお待ちしています。

東京都港区六本木 7 丁目 22 番 1 号

東京大学物性研究所

長谷川 秀 夫

豊 沢 豊

次号の〆切は 12 月 10 日です。