

物性研だより

第17卷
第4号

1977年11月

目 次

○物性研に思うこと	井田 喜明	1
○共同利用とは何か	近桂一郎	4
○教育と研究	伴野 雄三	8
短期研究会報告		
○「層状化合物特有の電子物性と化学結合」		
世話人	井口洋夫, 田中昭二, 菅野 晓, 上村 洸, 仁科雄一郎	
○「ミュオンスピントリニティ回転および軽い不安定核NMRによる物性研究」		
世話人	山崎敏光, 小林俊一, 安岡弘志, 守谷 享, 杉本健三, 金森順次郎, 石川義和	
短期研究会報告執筆者へのお願い		
物性研談話会		100
物性研ニュース		
○客員部門教授 助教授の公募		104
○昭和52年度後期外来研究員一覧		106
○昭和52年度後期短期研究会一覧		124
○昭和53年度前期共同利用について(公募案内)		125
○人事異動		138
○テクニカルレポート新刊リスト		139
編集後記		

東京大学物性研究所

物性研に思うこと

東大洋研究 所 井 田 喜 明

大学院の時代から、助手として勤務した期間まで含めると、物性研究所には、随分長い期間、お世話になった。それが少々長すぎたこともあるって、今の勤務先に移ったときには、実は、少々ほっともした。もちろん、物性研の居心地が悪かったとか、研究がやりにくかったとかいうのではない。物性研は、私の知る限り、最も優れた研究環境である。

私には、偏屈に自分の殻に閉じこもって、自分だけの問題を追求したがる癖がある。ところが共同利用研究所としての物性研の性格から、好むと好まざるとにかかわらず、多くの人々と接触せざるを得なかった。そのことは、ともすれば狭くなりがちな私の視野を、健全な広さに保つために、どれだけ役に立ったか知らない。

だが、一方で、私のような性格の持主でも、何とか生きていけるスペースが、どこかに存在して欲しいという願いも、捨て去ることができない。現代のように、知識も技術も高度化した時代では、高価な装置や、組織化された研究チームが、程度の差はあれ、どの研究分野でも、不可欠である。物性研は、さすがエリート科学者の集団だけあって、そのような時代の要請に、素早い理解を示し、見事に適応しているようである。そういうものに、最初から違和感をもち、適応以前に恐怖の方が先行してしまう私のような人間の悩みは、まさに、劣等生の悩みといいくべきであろう。ここでは、劣等生には劣等生なりの自己主張が許されるものとして、あえて、私の意見を書いてみることにする。

科学の発達のプロセスの中で、個人プレーが通用しなくなっていることは、どうしようもない事実であろう。研究も、時代の流れに乗っていないと、研究費などの点で、ハンディを負うばかりでなく、せっかくの研究成果も、なかなか正当に評価してもらえない。時流にのった研究は、社会とのかかわりの点でも、科学の発達の段階からみても、重要であることが多い。物性研の有能な研究者達が、時代に鋭敏に反応し、その中で自己の役割を探す努力を惜しまないのは、その意味で当然のことである。それがあるからこそ、物性研の各研究室が、物性科学の諸分野で、一流の地位を保持できるのである。

しかし、一方で、皆が皆エリートでありすぎると、何か空しい気分にもなる。物性研の片隅に自己の興味だけに忠実な異分子が、存在していてもよいのではないかという気がする。世界の、どこからも見向きもされないで、自分のペースで何かをやっている人々は、物性研の名声を高め

る上では、何も貢献しないかもしれない。それでも、天下の物性研には、そんなアクセサリーを容認するだけの余裕があってもよいのではないか。

物性研の発展を考えるとき、将来を見こした研究の方向づけをして、有効な投資を目指すことには、大変重要なことである。ところが、方向づけに関する議論が、煮つまらないこともあるのだろうか。この就職難の時代に、せっかく空いたポストを、いつまでもうめないでおくことも、時たま起ると聞く。こんなときは、思い切って、物性科学なら何をやってもいいからと銘うって人を募ったらどうだろう。そして、応募者の中から、一番個性的な研究者を選び出すことにしたら。そうなったら、私達外部の人間は、物性研のスタッフの、自分達に対する自信と、未知の科学に対する謙虚さに、脱帽するだろう。

私が現在勤務している海洋研究所も、物性研と同じく、東大の中の共同利用研究所である。海洋研では、観測船の共同利用が、特別な位置をしめているが、物性研と類似した“陸の”共同利用もさかんである。共同利用のためにやって来た学部時代の同級生と、所内でばったり出会って旧知をあたためたりもする。短期研究会にあたる集会も、しばしば活発に開かれている。

今まで私がみる限りでは、共同利用研究所としての活動は、観測船の場合を除けば、物性研も海洋研も大差はないようである。ただ、協議会など、研究所外部のお目つけ役は、物性研の方が、ずっとはばをきかせていて、皆に恐れられている感じられる。

経済大国日本の政府が、巨額な投資をしたために、各大学における最近の設備の充実は、目ざましいものがある。現在では、研究費や研究施設の点では、物性研だけが特別に恵まれているとは、必ずしもいえないであろう。そこで、その観点だけからいえば、共同利用研究所が、特別に他の研究者に奉仕を強いられる理由は、なくなりつつある。しかし、人の交流がもたらす相互利益の方は、増えこそそれ、減ることはない。共同利用の利用者は、もちろん、それによって利益を受けるわけだが、彼等が、有形無形に研究所に残していくものも、私の経験では、それに劣らず大きい。物性研がなしうけてきた豊かな業績も、そのエネルギーの一部は、明らかに、共同利用研究所であることの利点に負っている。

私の乏しい経験からみる限りでは、世界の優れた研究機関では、例外なく、人の交流がさかんである。かって私が留学したコロンビア大学やマサチューセッツ工科大学は、共同利用研究所という建前はとっていない。しかし、外国人も含めて、非常に多くの研究者や学生が、一時的な研究の場として、そこを利用している。そのことが、研究の巾を広げ、最高のレヴェルを保つための、一つの条件であるようにさえ思える。

このように、共同利用が、研究所自身にとってもプラスをもたらす以上、その発展を、様々な角度から検討するのは、重要なことである。しかし、物性研が、設備や研究費の点で、特別な研

究所でなくなりつつある以上、共同利用のあり方の方も、次第に変わっていってよいのではなかろうか。具体的には、共同利用を受け入れる場合に、物性研の都合や、物性研にとっての必要性を、もっと主張してもよいと思う。私も、今は物性研の利用者の立場にあるから、物性研が、利用者中心の共同利用に努めてくれるのは、大変有難い。しかし、一方で、物性研が、自分自身の個性をもっと出して、共同利用にある方向性を示すことの意義も、強く感じる。それを一つの手段として、日本における物性研究のリーダーシップをとって欲しいと期待するからである。

助手や大学院の学生に対する人事の制限は、共同利用研究所としての性格と切り離すことのできないものである。学生や助手の内部昇格を許さないという鉄則により、彼等は、いわば、長期にわたる共同利用研究者として、位置づけられることになる。これは、アメリカの大学や研究機関における、学生や助手の地位と、大変よく似ている。彼等も、同じ大学で職を得たり、昇格したりするチャンスは、一般的には、極めて少い。そして、そのことが、研究機関の固定化を防ぎ、アクティヴィティーを保持する上で、重要な役割を果たしている。

もっとも、アメリカの場合、人の流動がさかんなのは、社会的なパックグランドのためであり、名大学内の制度のためではないようだ。例えば、マサチューセッツ工科大学でも、目ぼしい学生には、ちゃんと目をつけていて、学位をとるとすぐに、そこの準教授に任用したりしている。

物性研が、少々行きすぎと思える程の人事規則をしてきたのは、もちろん、それなりの理由があることである。日本のような慣れ合い社会では、中途半端な規制をしたのでは、なしくずし的に制度が形骸化してしまうという事情もある。確かに、この制度のために、研究所の中の清新な雰囲気が、どれだけ保たれたか知らない。研究者個人にとっても、5年ぐらいで方向転換が計れたら、まさに、理想的である。本人もそのつもりであり、周囲もそう見ているから、し易くなるということもあるだろう。

一方、優秀を業績をあげた人が、物性研の大学院を卒業しても、物性研は、その人を未来のスタッフとして、確保することができない。そういう事情をみこして、優秀な人が、最初から、物性研の大学院や助手の地位を敬遠することも、おこるだろう。研究所の優劣が、研究費や施設よりも、研究者の質で決まる考えると、これは、物性研にとって、無視できないマイナスになるのではなかろうか。

共同利用のあり方とともに、この制度の方も検討し直してよい時期にきていると思う。この点でも、物性研が、もう少し我がままに、自分自身のことを考えても、もはや、他の研究機関とのバランスの上で、公平を欠くことには、ならないと思う。もちろん、ずるずると、エスカレータ式人事に落ち入ることは、物性研の死を意味する。だが、それを防ぐための方策は、いくらでも可能なのではないだろうか。ちなみに、同じ共同利用研究所でありながら、海洋研では、人事に

関して、物性研のような規則をしいていない。

さて、とりとめもなく書き散らしている内に、予定の枚数も消化できたようだ。長い間、私にとって、物性研は、空気の様な存在だった。そこで、いざ、物性研のことを書こうとしても、特別に何も浮かんで来ないので、びっくりした。ここで書いた意見の中に、事実誤認や偏見もまじっているのではないかと恐れている。私が直接よく知っているのは、超高压や地球物理に関する分野だけであることは、注釈しておく必要があるだろう。

共同利用研とは何か

早大理工　近　桂一郎

物性研について何か書け、というご命令をうけました。以前からいだいでいる疑問についてお話しします。設立20年をむかえて、転換期にあるといわれる物性研の問題を議論するときに、一つの話のたねを提供することができれば望外のしあわせです。

物性研は共同利用研究所だといわれます。それでは、共同利用研究とは何か。たとえば高エネルギー研のように、一つの巨大な装置を中心としてできあがっている研究所と対比したばあい、物性物理における共同利用とは何か、共同利用研とは何か、という問を出してみると、明瞭な答が返ってこないようです。そこで、このような問を出して、「物性研だより」の紙面をふさぐのも、あながち全くのナンセンスとはいえないでしょう。

議論を現実的にするために、物性研の現在の制度の上で「共同利用」であるもの、すなわち研究会、施設利用、および共同研究から話をはじめます。（ここで、共同研究は事例も少ないし、多種多様な施設利用の一極端であると考えて、もっぱら施設利用に話を限ります。）これらがわが国の物性物理に対して果している役割のきわめて大きいことは明らかです。また個人的な例で恐縮ですが、筆者はこれらの制度から大きな便宜をうけてきました。（その意味で物性研は筆者にとって親しい場所であり^{*} 以下はそのように偏った立場からの発言です。）しかし、制度上確立している共同利用についても、いろいろな見地からの検討が必要だと思います。

* しかし一方、国立学校設置法には、共同利用研の目的を「国立大学の教員、またはその他の者」（「その他の者」は解釈上国立の研究機関のことだそうです）に「利用させるため」と規定しています。そうすると、物性研は筆者には、本来何の関係もない場所であり、そこに親しみを感じるのは何とおめでたいことか！ということになるのでしょうか。法律だから「国立大学の」というのは当然だろう、とおっしゃる方があるかも知れません。だが同じ法律の「大型計算機センター」の項ではちょうど「国立」の2字がぬけています。

まず、研究者の立場からの原則論をいうと、施設利用や共同研究の場所はむろん共同利用研に限られないでしょう。「物性研だより」などで見る施設利用のテーマは多種多様ですが、便宜上三つに大別して、

- (a) 物性研（および他の少数の機関）だけにある設備の利用、S O R、中性子回折など
- (b) その他の設備の利用
- (c) 研究サービスの利用、たとえば雑誌の閲覧

と分類してみます。（実際上これらの間には、いわば連続的に、種々のケースがあります）(a)のカテゴリーのものは、いわば「高エネルギー研型」で、研究の手段、方法の面からおそらく必然的に共同利用という性格がでてくるばあいです。これらの関係する設備はどこに設置されていても共同利用施設とならざるをえないでしょう。** これに対して、(b)の種類の施設利用は、本質的に共同利用研に限られる必要性はない。これらの関係する設備は規模や性質からいって、一つの研究グループ、つまりところは一人の研究者と密接に結びついているのが普通です。それらに関係する一つ一つの共同研究や施設利用が可能かどうかは、主に研究者個人に属する問題です。つまり、研究者個人の問題意識、方法、モラル（不正確ないい方ですが、他に思いつくことばがないのでこういいます）など、すなわち、主に彼らの考え方方に従って決定されることです。無論研究者個人の考え方は彼をとりまく条件から独立ではありえない、従って（いわば巨視的に）研究者全体を見るばあいには、その時代に応じて、共同研究や施設利用に対する一定の要望がありそれをみたす制度が必要とされます。しかし、制度的に特定の研究所だけをこのようないわば「共同利用」の場所にすることには本質的な困難があるよう思います。それは具体的に研究をするのは個人だということがらを見落しています。この意味で、共同研究、施設利用という形の「共同利用」の場所として、共同利用研を特徴づけることは明瞭な根拠を持ちえないように思います。

このような原則論と、制度上共同利用研であるという事実とのくいちがいがしばしば物性研についての議論の混乱を招いています。たとえば、物性研のスタッフは共同利用に対して、他の機関の研究者よりも当然大きい義務を負うべきだ、などという意見が、あまりおもてむきでない議論の際に聞かれます。しかし、前に述べたように、一つ一つの共同研究などの成立は本来制度以前の問題なのですから、これは無理な要求です。それらのうらがえしに、共同利用研なのだから他の研究機関よりもすぐれた研究環境が保証されるべきだ、というのも本質的にはおかしいと思います。

現実の問題として「共同利用」が物性研の財政を（他の研究機関のばあいにくらべてはるかに

** しかし、われらについても、「専従」の研究者とそうでない研究者の立場のちがいの問題があります。

大きく)圧迫しており、その対応策が必要なことを否定するのではありません。(c)の形の共同利用はしばしば大きい大学の人たちから軽視されています。少くとも、筆者はそういう被害者意識をもっています。しかし、施設利用の制度を利用して雑誌の閲覧をすることが切実な要求である研究者は(潜在的には)少くないのです。これらの情報サービス、またいわゆる分析機器の利用なども、共同利用の一つの重要な形でありうるのではないかと思います。

望ましい将来像としては、いろいろな研究機関のあいだの共同研究なしし、施設利用を可能にするような制度、たとえば予算措置が確立されるべきでしょう。しかし、現実の問題として、共同利用研だけであり、共同利用の予算はきわめて乏しいという事実があります。たとえば、物性研の昭和52年後期の施設利用の予算は申請総額の20%しかありませんでした。また物性研の規模からいって、(予算の問題を別にしても)うけいれうる共同研究、施設利用の量にはある上限があり、わりあいに近い将来に(ある部門ではすでに)容量オーバーになるだろうという見通しがあります。現実的に物性研の「共同利用」は「転機」に立っています。

かって、物性研の設立に活躍された先生がたから、当時の様子をうかがうことがあります。それを筆者なりに解釈すると、諸先生は当時の日本の物性物理の状況を危機的であると、判断し、その解決の手段として一つの研究所をつくるという方途をえらんだ、のでしょう。それが考えうる最良の選択であるという判断に立っての決定であったことを疑う理由はなさそうです。しかしこの研究所が「共同利用研究所」とされるときに、それが具体的に何を意味するのか、ということについてのつっこみや議論を欠いていたのではないかと思います。もっとあからさまにいえば核研も基研も、共同利用研だから……、という政治的判断がある程度基礎にあったのではないかと推測しています。もし、そうでなかったのならば、物性研の建設にすぐ引続いて各大学のレベルアップを要求するということにはならなかつたのではないかでしょうか。

日本の物性物理の危機(それは一人一人の研究者個人の危機と背中あわせになっていたはずです)の解決策が「共同利用」研究所の建設であったのならば、それに続く各大学等の計画は物性研の計画ともっと密接に結びつくことになったであろうと思います。どうも、物性研はあいまいな修飾語「共同利用」をつけて出発したように思うのです。

誤解があつては不本意なので、お断りしておきますが、このことで物性研設立に活躍された諸先生を非難しようというのではありません。当時、物性物理における共同利用について具体的なイメージを持つことがそもそも不可能だったのだろうと思います。

一つの有力な研究所が設立されたことが、その後のわが国の物性物理に支配的な影響を残したこととはうたがいのないところです。*** しかも、その研究所に研究会、施設利用などの共同利用の制度がおかれたことは、はじめにもお話ししたように、わが国の物性物理に対して大いに寄

与していると思います。同時に、そのことによって、物性物理での共同利用とは何か。という問題について具体的に考える手がかりがはじめて得られたといえましょう。共同利用の立場からみると、物性研の20年は実験の時代であり、今になってようやく問題点が見えはじめて来たのではないでしょか。しかも、この間の物性物理とそれの環境の変化は共同研究の必要性を大きくしています。（たとえば、共同利用予算の不足をこのような観点からも考えてみる問題だと思います。）これらの意味で、やはり物性研は転機に立っていると思います。

施設利用などの場所が本来一つの研究所に限らない、ということは、必ずしも今の物性研のそれを縮少してよいということを意味しない。逆説めいたいい方で恐縮ですが、それだからこそ、公式に開いた唯一のチャネルである物性研の共同利用の制度はもっと増強されなければならないでしょう。（たとえば、予算の増額などの点で、今まで「外側」からのバックアップが欠けていたように思います。）それらと並んで、別の形の「共同利用」が検討されるべきです。たとえば所員の任期制の問題なども、公的に議論すべきです。****

物性研が転換の時代をむかえているのならば、これらの問題の議論をさせて通ることはできません。そのときに「共同利用研として」とか「共同利用研だから」、とかいうことばを一つ一つの文脈の中で具体的な意味を持たして使うことが大切だろう、というのが筆者の主張です。

*** しかし、また、物性研の設立にいたる、当時の現状のとらえ方、それに対する方針が今日からふりかえって正しかったかどうかは、物理学現代史（？）の問題として検討されなければならないでしょう。そのような客觀化によって、当時の問題が今日の問題とかかわり合うことになります。そうでなければ、どんなに感激的な思い出であっても「風化」せざるをえないでしょう。

**** 筆者は共同利用研だから一律に任期制をとるべきだという考えに反対ですが、ほとんど全部門が無任期という現状はさらにおかしいと思います。客員制度は任期制の実質的採用にあたりますが、これには公私立大学関係者は排除されるという問題があります。しかしまた、任期制の採用が小さい大学の荒廃を招くのではないかという危惧が一般的にあります。助手の任期制についても、このことが一つの問題点でありうることを指摘しておきます。このような危惧が根拠のない偏見にすぎないことを示してほしいものです。

教 育 と 研 究

上智大学理工 伴 野 雄 三

私が物性研を去って上智大学に移ってからもう4年になります。最初に両方の世界の大きな違いに驚いたのですが、愚鈍な私でもやっと私大の空気に馴れて来て、落着いて回りを見るができるようになりました。

さて、眺めて見ますと、見れば見る程両方の世界は異質なもので、両方の世界に住んでいる人の間では、同じ物理を専門とする仲間でありながら、共通の言語が無いのではないかとさえも思えることがあります。

上智大の学長、ヨゼフ・ピタウ先生が度々発言して居られるように、上智大の多くの教員の教育方針は親切な少数教育を旨としています。例えば新入生に対しては入学式の後に富士山麓や箱根で行うオリエンテーション・キャンプがあります。これは新入生と教員とが親しくなるための行事であって、夜遅くまで各学部各学科毎に学生達とつき合います。それから夏には父兄との懇談会があり、東京大会では全体の集会のほかに各学科の教員と父兄が話し合います。このほか学長や理事長が全国をまわって各地の父兄と接触します。少数教育と言っても、講師以上10名以下、助手10名のスタッフで一学年50名以上の学生の教育を行うのは重労働で、一人当たり週20時間近い教育の時間を分担しています。またその教え方は驚く程熱心で、ある先生が学生のレポートに書き込まれる赤字の方が、元のレポートの文章よりも多くなる程にして返却されます。

このような大変な努力は必ずしも報いられるとは限らないのですが、時によると刺激を受けた学生が一つのことについて打込んだり、熱心に実験をしたりして教員を喜ばせることができます。

しかしながら一方では、これ程親切に物理を教えるためには、教員の方も充分根底から物理を理解していることが必要です。私などの新米教員が口を酸っぱくしてくり返して喋っても、学生の方が一向に理解してくれないことがあります。このような時に反省して見ると、自分が充分に理解していないために、分り易い表現ができない為であることもあります。そのような欠点を補うための勉強など物性研に居るときにはしようとも思わなかった種類のものです。恥をしのんで書いて見れば、例えば量子力学で物質波と波動関数との違いとか、電子が局在していなくて波動性の方が記述に適しているとき、電場による加速とはどのようなことを意味するか等々です。

このようなことを勉強して（というよりはよく考えて）多少何か分るようになったとしても、自

分の研究には余り役立ちそうもありません。

私は学生時代から物性研で退官するまで、学問的には最高に恵まれた環境に居ました。学生時代に茅先生を始めとして、先輩の方々から受けた教育のなかで、最も強い影響は、先生や先輩方が研究に没頭している姿勢を見るとき受けたものでした。したがってその時代に培われた信念として、よい研究者こそよい教育者であり、研究をしていない者はよい教師になれないと思い込んでいました。

しかし上智大に移り、また他の私学の様子などを聞いて見ると、上の考えは修正が必要なことが分ってきました。ことに年と共に大学の大衆化が進み、物理の専門家に必ずしもならない学生を教育することの方が多くなってきますと、教師の方も異なる考え方を探らねばなりません。やはり教育は研究と別のものになりつつあるようです。そのような教育では最先端の研究の素晴らしさを説くよりは、基本的な事柄を取捨選択して如何に平易に説き得るのかの方が重要です。私は未だその入口でさまよっている有様です。

さて、別の角度からこの事態を考えますと、専門家になる気のない学生に囲まれている大学で研究をすることの困難さに思い当ります。学生を手足の如く動員して、人海戦術によって研究することも不可能ではありませんが、私には向かないやり方です。少くとも必要な程度に問題を理解していく、各自の創意を發揮できるような協力者と共に研究をやりたいと思う私は、不可能事ではないにしても、困難な事業に直面することになります。このような事をやり上げることが私の執念になろうとしています。まとまりのない多少乱れた文を書きましたが、私の最近の心境の一端を書いたしだいです。

短期研究会報告

「層状化合物特有の電子物性と化学結合」

開催期日 昭和52年7月4日，5日（2日間）

開催場所 物性研旧棟1階講議室

司話人 井口洋夫（分子研）

田中昭二（東大・工）

菅野暁（物性研）

上村洸（東大・理）

仁科雄一郎（東北大・金研）

（まえがき）

最近半導体，金属を問わず，層状物質の特性，および化学結合に関する研究が，国内外共に盛んになってきた。この研究会は特に過去2年間に，国内の研究者層が急激に厚くなってきたことを反映したもので，

- i) 層状化合物でなければ見出せない電子物性
 - ii) 層間に異種原子（又は分子）を挿入する（Intercalation）際の化学結合の問題
- に注目してプログラムを作成した。この研究会で化学と物性の両分野の研究者が討論し，物性分野の中でも金属，半導体の区別によらず，多様な研究内容について各研究者の相互理解が深められた。プログラムおよび内容要旨は次の通りである。

プログラム

7月4日（月）

（序）

(1) 層状物質の電子構造の概観（40分）°上村 洸，中尾 憲司，井下 猛（東大・理）

（励起子）

(2) 層状物質に見られる励起子スペクトルの特異性（30分）

°仁科雄一郎，後藤 武生，黒田 規敬，佐々木芳朗（東北大・金研）

(3) 光学スペクトルに表われた Bi I₂励起子の異方性及び積層欠陥効果（20分）

°海部 要三，小松 晃雄，唐沢 力（大阪市立大・理）

- (4) Hg I₂ の磁気一光効果 (15分) °今井 勇, 田辺 久(東大・教養)
- (5) 遷移金属カルコゲナイトの磁気および応力一光効果 (15分)
°田中 正俊, 福谷 博仁, 桑原 五郎(東大・理)
- (6) GaSe の磁気一光効果 (15分)
°佐々木芳朗, 仁科雄一郎, 阿部 秀郎, 山口 邦彦(東北大・金研)
- (7) Pb I₂ の非線形光電子放出 (10分) °柏谷 厚生, 仁科雄一郎(〃)
- (8) 非線形光電子放出の理論 (15分) °酒井 治, 立木 昌(〃)
(格子振動, 電子一音子相互作用)
- (9) 層状半導体の共鳴ラマン散乱と電子一格子相互作用 (30分)
°後藤 武生, 仁科雄一郎(〃)
- (10) 層状物質のフォノンと rigid layer mode (15分)
°中島 信一, 大門 正博, 三石 明善(阪大・工)
- (11) h-BNの格子欠陥による光吸収と発光 (15分) °江良 皓, 葛葉 隆(無機材研)
- (12) BNの格子振動 (コメント) (10分) °堀江 忠児, 前田巳代三(東北大・工)
- (13) GaSe の photoluminescence による phonon の同定 (15分)
°竜山 智栄, 須藤 誠, 市村 昭二(富山大・工)
- (14) フォノンスペクトルから見た層間の Van der Waals 力について (10分)
°黒田 規敬, 仁科雄一郎(東北大・金研)
- (15) GaSe の共鳴 Brillouin 散乱 (15分)
°和佐 憲治, 山口 政良, 浜口 智尋(阪大・工)

7月5日 (火)

(Intercalation)

- (16) グラファイトおよび関連物質の層間化合物 (Review) (30分)
井口 洋夫(分子科研)
- (17) グラファイトおよび層間化合物の電子物性 (20分)
°田沼 静一, 樋口 行平, 寿栄松宏仁(東大・物性研)
- (18) グラファイトおよび層間化合物の試料作成と比熱 (15分)
近藤 保(東大・理)

- (19) グラファイトおよびBN層間化合物の磁性 (20分) °大橋憲太郎(京都薬科大)
- (20) コメンント (10分) °高橋 洋一(東大・工)
(CDW)
- (21) CDWの実験結果(Review) (30分) °山田 安定(阪大・教養)
- (22) 層状化合物のCDWのcommensurate-incommensurate 転移の理論 (15分) °斯波 弘行, 中西 一夫(東大・物性研)
- (23) 遠赤外でのCDW (10分) °内田 慎一, 田中 昭二(東大・工)
- (24) 層状化合物VSxにおけるNMR (10分)
°安岡 弘志, 西原 弘訓; 北岡 良夫(東大・物性研)
(超伝導)
- (25) 層状物質の超伝導(Review) (30分) 田中 昭二(東大・工)
- (26) 2H-Nb₃Snの超伝導(不純物効果) (25分) °武藤 芳雄, 小林 典男(東北大・金研)
- (27) Ta₃S₅系の超伝導とCDW (15分) °三本木 孝, 山本 真史, 堤 喜登美(北大・理)

層状物質の電子構造の概観

(東大理) 上村 洋 中尾憲司
井下 猛

層状物質を(A)半導体, 絶縁体, (B)半金属, (C)金属の3つのグループに分け, それぞれのグループについて電子構造に層状物質としての共通の特徴があるかどうかに主眼をおいて概観的講演を行った。(A)のグループについては, 2次元励起子の存在と joint density of states の特異性をその特徴にあげた後, 主として(B), (C)のグループについて電子構造の特徴を紹介した。層状構造金属物質については, フュルミ面の形状が円筒になる特徴があることを, 遷移金属カルコゲナイトMX₂のバンド構造を例にとって述べ, この特徴のために電荷密度波(CDW)の発生に伴うパイエルス型不安定性の起ることを指摘した。最後に, 最近関心が高まっているグラファイト層間物質をとりあげ, グラファイトの層間隔がグラファイトの場合より大きくなるために, そのバンド構造に, より2次元的特徴が強く現れること, 更にグラファイト・アルカリ層間化合物(ステージ1)の場合には, アルカリ原子の原子間距離がアルカリ金属の場合をあまり変らないために, グラファイトに起因する2次元的キャリアーとアルカリに起因する3次元的キャリアーが共存する特徴が存在することを述べた。これと関連して, 超伝導とCDWの共存の可能性, 更には適当な形状のフェルミ面をもつ層間物質をつくれば, 超伝導状態が低温でCDWの発生によって消失する現象を見出す可能性のあることを指摘した。

「層状物質に見られる励起子スペクトルの特異性」

(東北大・金研) 仁科雄一郎 後藤武生
黒田規敬 佐々木芳朗

層状半導体の励起子についてのスペクトル解析の中から, 層状構造に由来する特異性に注目した review, およびごく最近の実験結果について報告する。

- 1) 積層欠陥およびポリタイプによる励起子エネルギーの変化: 層状半導体のスペクトルは, 積層のポリタイプ又は欠陥の存在によって著しく変化する。その例は, PbI₂, BiI₃などにおいてもみられるように励起子の励起状態としばしば混同され, スペクトルの解析を困難に

する。 ε , γ - Ga Se における積層欠陥の存在が, いかに triplet および singlet 直接励起子スペクトルに影響を与えるかを示す。

- 2) 励起子の形状効果: 層状化合物は容易に劈開しやすいためにその厚さを励起子の有効 Bohr 半径と同程度にすることができる。その場合の励起子エネルギーは試料外に電子-正孔対の image series を考えることによって計算されているが, 二次元的な電子-正孔対の状態にどの程度近づくかという実験および理論の対比は, 将来の問題として残されている。
- 3) 励起子と極端にエネルギーの小さい音子との相互作用: 層間の化学結合力が層間に比べ著しく小さいために, c 軸方向に波数ベクトルを持つ光学型音子には, 励起子束縛エネルギーよりも小さいエネルギーをもつものがあり, その分散も極めて小さく, 二次元的である。red-Hg I₂について, 励起子-音子相互作用に基づくルミネッセンススペクトル構造と Band 端自由電子と音子の相互作用によるそれが同時に観測された。この短スペクトル構造の共存は上記のような音子の特異性によるものである。

光学スペクトルに現われた Bi I₃ 励起子の 異方性及び積層欠陥効果

(阪市大・理) 海部要三 小松晃雄
唐沢力

Bi I₃ の励起子帯に関する E \perp c の反射スペクトルについては既に報告したが¹⁾, ここでは層方向に厚く生長した単結晶の, C 軸を含む自然面を用いて, E // c の反射スペクトルが, 新らに測定された結果を述べる。吸収端の直接第一励起子 (~ 2.08 eV) は, E \perp c, E // c で共に許容 ($f_{//} / f_{\perp} \sim 0.2$) であるが, 両者の反射 peak 位置には違いが見られる。更に 3.8 eV の励起子遷移は, E \perp c でのみ現われる。

第一励起子の異方性については, 分散相関図に, 新らな励起子-ポラリトン分枝を導入することになる。新らしい分枝の存在は斜入射スペクトルの観測で確かめられ Bi I₃ の第一励起子帯では Pb I₂ のそれと同様に $\omega(T\perp) < \omega(T//) < \omega(L//) < \omega(L\perp)$ であるが, 縦横の分裂 Δ は, Pb I₂ より大きい。

最近の EPM バンド計算に基いて²⁾, cationic-exciton モデル, 即ち S-valence band, P-conduction band を設定し, 電子正孔交換相互作用, スピン軌道相互作用を入れて励起子遷移を考察し, 異方性効果を入れる事により上の実験結果が良く説明出来る。

Bi I₃結晶の吸収端に現われる線状スペクトル系列に対して，Gross等がbi-electron (bi hole) model³⁾を提唱して以来多くの注目を集めてきた。しかしこれらスペクトル線の起因はintrinsicとは考えられない。以下に述べる実験事実から，積層不整によって生じる二次元的な欠陥が原因と考える。⁴⁾

- 1) X線回折，電子回折の測定から，sharp lineを与える結晶に積層不整，super structureが観測される。
 - 2) sharp lineの吸収係数は層内方向ではほぼ等しいが，積層方向に著しく不均一である。
 - 3) 積層方向に入射させた光の反射スペクトルにsharp line位置で強い干渉効果が現われる。
 - 4) 吸収端より50meV長波長側に現われる。642nm帯はstressによって発生する吸収線で，他のlineとは性質が異なる。
 - 5) 50K以下ではいづれのスペクトルも間接励起子エネルギーと等しい温度shiftを示す。ポリタイプのような積層不整を持つ結晶では，間接励起子スペクトルに分裂が起こることが種々の結晶で既に観測されている。Bi I₃結晶の場合は，液体ヘリウム温度では間接遷移型で，欠陥の存在によってk-選択則が，suspendされて，間接吸収端に異常スペクトルを与えるものと考えられる。
- 1) T.Komatsu et.al.: J. Phys. Soc. Japan 40(1976)1062
 - 2) M.Schluter et. al.: Phys. Stat. Sol. (b) 78(1976)737
 - 3) E.F.Gross et. al.: Soviet Phys. JETP Letters 13(1971)229, 357
 - 4) Y.Kaifu et. al.: Nuovo Cim. to be published J. Phys. Soc. Japan 40(1976)1377

HgI₂ の磁気—光効果

(東大教養) 今井 勇 田辺 久

HgI₂の吸収端付近の反射スペクトルを0~150KGの磁界の下で測定した。試料は市販のHgI₂試薬のアセトンまたはメチラール溶液から折出させてそた結晶($\sim 2 \times 2 \times mm^3$)，またはHgCl₂とKIを応させてHgI₂をつくり，これをさらに真空蒸溜で純化しこれから気相成長(真空中)でえた単結晶($\sim \times 10 \times 10 \times 10 mm^3$)を用いた。

磁界は物性研の 150 GK 超伝導磁石を用いて加えた。このため、反射スペクトルの測定は石英のライトパイプで光を導いて行なった。

磁界を加えないときの反射スペクトルでは、気相成長単結晶の劈開面 (⊥C) を用いた場合、強い第1励起子ピークの他、その長波長側に triplet exciton によると思われるピークが観測され、また第1ピークの短波長側に第2，3，4 ピークが観測された。磁界を加えると、短波長側のこれらピークはいずれも高エネルギー側に移動し、また第4ピークの短波長側にピークが2つさらに成長してくるのが見られた。

第1ピークの 0 ~ 150 KG の磁界による移動は 0.53 meV (1.2 Å) であった。これを dia-magnetic shift であると考え、

$$\Delta E = \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right) a_0^2 \frac{\epsilon_{\perp} \epsilon_n}{\mu_{\perp} / m_0} \quad (a_0 \text{ は Bohr 半径}) \text{ の式を適用すると, } \epsilon_{\perp} \epsilon_n \approx 30 \text{ とし}$$

て、 $\mu_{\perp} / m_0 = 0.12$ がえられる。

$$\text{第 } 1, 2, 3 \text{ ピークの位置は水素様系列の式 } E_n = E_g - \frac{R^*}{n^2} \quad (n = 1, 2, 3) \text{ にほぼ合} \text{ い}$$

これからえられる R^* は、 $R^* \approx 30 \text{ meV}$ となる。 $n = 2, 3, \dots$ のピークの磁界変化は、いまの場合 $H = 150 \text{ KG}$ として $\mu_{\perp} / 2 R^* \approx 0.2$ であるので、電子・正孔間のクーロン相互作用と磁界によるエネルギーが同程度である場合の理論を用いて解析しなければならない。例えば、田中・品田の理論と比べると実験の結果は似た変化をしているように思われる。

遷移金属カルコゲナイトの磁気及び応力-光効果

(東大・理) 田中正俊 福谷博仁
桑原五郎

VI族の遷移金属カルコゲナイトは層状の半導体であり、その光学スペクトルは可視から紫外にかけて多くの構造をもつ。硫化物では A, B, セレン化物では A, B の他に A', B' と名付けられた励起子があり、これまで多くの実験が行なわれてきたが、遷移の同定は今だに確定していない。我々はこれらに対する情報を得るために、天然の Mo S₂ と、気相成長で作製した Mo Se₂, WS₂, WSe₂ の結晶を用いて、反射の磁気円二色性 (R-MCD), 応力変調, 波長変調 (WMR) スペクトルを測定した。

ピエゾスペクトルは、77 K で c 軸に垂直に一軸性応力を加えて測定した。A, B は、層内で押す応力に対し高エネルギー側にシフトし、分裂しない。これに対し、A', B' は、A, B と逆

IC低エネルギー側にシフトし、さらにA' と B'で逆方向に分裂する。WMRと比較して求めた圧力係数の比は、化合物によってあまり差がない。

R-MCDのスペクトルは、4.2 Kでc軸に平行に40 kOe程度の磁場を加えて測定した。WMRと比較して $\gamma_{eff} = (\Delta E_+ - \Delta E_-) / \beta H$ により、各励起子の γ_{eff} を求めた。A, Bの γ_{eff} は、MoS₂で2.7, 2.4, MoSe₂で2.9, 2.7, WS₂で3.5, 4.2, WSe₂で3.4, 3.9である。Aの γ_{eff} , AとBの γ_{eff} の比は、主に遷移金属に依存し、カルコゲンにはあまり依存しない。A系列n=2の状態とされているA₂の γ_{eff} は、MoS₂で-10, MoSe₂で-4.4と異常な値をもつ。W化合物ではこの異常はない。A₁とA₂が同じ励起子系列に属するとすると、非常に不思議な性質であるが、原因は明らかでない。

A, Bについては、応力により分裂しないことからΓ点での遷移であること、 γ_{eff} が主に遷移金属に依存していることから、d_{z²}-likeなバンドからd_{xy}, x^2-y^2 -likeなバンドへの遷移であることΓ点以外での遷移であることが示された。従って、A, BとA', B'が層間相互作用で分裂した対であるとする解釈は正しくない。

今後、励起子より高エネルギー側の一連の構造についても、同様な実験を進めてゆく予定である。

GaSe の 磁 気 — 光 効 果

(東北大・金研) 佐々木芳朗 仁科雄一郎
阿部秀郎 山口邦彦

GaSeは、直接および間接吸収端がほぼ等しい物質で、直接励起子の構造についてはかなり詳細に調べられているが、間接吸収端に関してはほとんど明らかにされていない。さらに、発光スペクトルについても、発光線の同定は直接自由励起子によるものを除いてはほとんどなされていない。今回、100 kGのスプリット型超伝導マグネットを用いて4.2 Kにおける磁場中でのノンドープGaSeのフォトルミネッセンススペクトルの測定を行ったのでその結果について報告する。

2.099, 2.093, 2.086, 2.084, 2.081, 2.079 eVの6本の発光線については、すべて同一のゼーマン分裂を生じ、 γ 値は $\gamma_z = 3.65 \pm 0.1$, $\gamma_x = 3.23 \pm 0.15$ であった。この値は直接自由励起子において磁気光吸収から求められている値 $\gamma_z = 2.7 \pm 0.2$, $\gamma_x = 1.9 \pm 0.15$ にくらべてかなり大きくなっている。diagonal magnetic shiftは直接自由励起子の15%以下であった。

なお，分裂のパターンは直接自由励起子の3重項状態と同一であった。これらの発光線は，フォルミネッセンスの励起スペクトル測定から間接吸収端の関与したものであることが示されているので，イオン化不純物に捕えられた間接励起子によるものと考えられる。直接自由励起子の近傍(2.105~2.110 eV)では，積層欠陥による自由励起子の分裂による多数の発光線と中性不純物に束縛された直接励起子の発光線が重なって，それぞれの分離はできなかった。それより低エネルギー側の2.098~2.105 eVの領域には直接自由励起子の数倍近い *diagnetic shift* を示す発光線が見られたが，その成因は不明である。

有益な御討論を頂いた後藤助教授および黒田助手に感謝致します。

PbI₂ の非線形光電子放出

(東北大・金研) 細谷 厚生 仁科雄一郎

PbI₂ の結晶に色素レーザーを照射し放出される電子の数を測定すると，光電子放出量は励起光強度の2乗に比例し励起光波長がPbI₂ の基礎吸収端に相当するところで急激な立ち上りを示す。この立ち上りは試料の温度を下げるとき高エネルギー側にずれ，勾配も急になることがわかった。この結果がPbI₂ の吸収係数の温度依存性と良い一致を示すことから，光電子放出の物理機構はまず光励起によって励起子準位に励起された電子がさらにもうひとつの光子を吸収することによって真空準位より高い準位に励起され結晶外に放出される2光子光電効果によるものと考えられる。光電子放出量の立ち上りは吸収係数と良い一致を示す一方，高エネルギー側の立ち上りは吸収係数に比べてずっとゆるやかであることもわかった。このことは2つめの光子を吸収する電子が中間状態に於ける記憶を完全に失なっていないことを示唆している。

非線型光電子放出の理論

(東北大・金研) 酒井 治 立木 昌

PbI₂ の共鳴2光子光電子放出で，細谷・仁科により見出された次の特徴点：1)光電子放出の効率のピークが励起子吸収のピークより0.01 eV程度高エネルギー側にずれている。2)高エネルギー側により大きい裾がある。について考察する。

価電子帯(u-バンド)の頂上，伝導帯の底(c-バンド)の有効質量をそれぞれ m_u ， m_c と

する。全運動量 p の励起子は伝導帯の $m_c p / M_c v$, 価電子帯の $-m_v p / M_c v$ を中心としてほぼ $1/a_0$ の拡がりの領域のプロット状態により形成されている。ここで a_0 は励起子のボーア半径 $M_c v = m_c + m_v$ である。第 1 の段階で中間状態として $p = 0$ の励起子が励起されている。励起子はフォノンとの相互作用のうち運動量を得る。第 2 の段階では励起子が光により分解され、価電子帯の空孔と伝導帯の高エネルギーのバンド (f -バンド) の電子になる。途中のエネルギー損失が小さい場合、 $2\hbar\Omega = \epsilon (f, m_c p / M_c v)$ の条件を満たすとき大きな効率が生じる。 ϵ , $\hbar\Omega$ はそれぞれバンドエネルギー、光のエネルギーである。 $v \rightarrow c$ 遷移の励起子に強く共鳴する $\hbar\Omega$ に対して、必ずしも $p_{eff} = 0$ とはなり得ない。共鳴 2 光子光電放出を支配する因子として励起子がフォノンと衝突して $p = 0$ から p_{eff} へ到達する過程が重要になる。1s励起子のみが強く共鳴している条件のものとて、フォノンの吸収放出を 3 回行なう過程には次の因子があらわれる。

$$\psi(n, \Omega, p, \omega) = \sum_{(\omega_1 \dots)} \sum_{(p_1 \dots)} \sum_{(\eta_1 \dots)} |S^R(\Omega, 0)|^2 |V(p_1)|^2 \delta(\omega_1 - \eta_1 \nu(p_1)) n_{\eta_1} (\nu(p_1)) \times |S^R(\Omega - \omega_1, p_1)|^2 |V(p_1 - p_2)|^2 \delta(\omega_2 - \omega_1 - \eta_2 \nu(p_1 - p_2)) n_{\eta_2} (\nu(p_1 - p_2)) \dots \times |V(p_{n-1} - p)|^2 \delta(\omega - \omega_{n-1} - \eta_{n-1} \nu(p - p_{n-1})) n_{\eta_{n-1}} (\nu(p - p_{n-1})) |S^R(\Omega - \omega, p)|^2.$$

$S^R(\Omega, p)$ は振動数 Ω , 運動量 p の 1s 励起子の遅延グリーン関数, $V(p)$ は励起子-フォノン相互作用の行列要素, $\nu(p)$ はフォノンのエネルギー, η は ± 1 をとり, フォノンの放出を示し n_η はボーズ因子またはそれに 1 を加えたものである。 $|V(p)|^2$ は $|p| < 2/a_0$ でのみ有意な値をもつ。

$|S^R(\Omega, 0)|^2$ は $\hbar\Omega$ が吸収ピークのエネルギー位置に一致するとき強い共鳴効果を示す。一方, $|S^R(\Omega, p)|^2$ はそれより励起子分散エネルギーだけ高いエネルギーで強い共鳴効果を示す。 ψ を p_{eff} にとると共鳴効果が全体として効く $\hbar\Omega$ は吸収ピークの位置より高エネルギー側にある。フォノンのエネルギーが小さく、励起子のエネルギー緩和が無視できる条件のもとでは

$$\ln \sum_n \psi(n, \Omega, p) \propto \begin{cases} -\sqrt{2c} \left\{ \frac{(a_0 p)^3}{3} + |\hbar\Omega| (a_0 p) \right\} & (\hbar\Omega < 0) \\ -\sqrt{2c} \frac{1}{3} \left\{ 4(\hbar\Omega)^{\frac{3}{2}} - 3\hbar(a_0 p) + (a_0 p)^3 \right\} & (\hbar\Omega > a_0 p) \end{cases}$$

ここで c は励起子フォノン相互作用の強さの逆数に比例するパラメーターであり, $c \gg 1$ と近似した。 $c \propto T^{-1}$ である。エネルギーは $(1/2 M_c v) (h/a_0)^2$ を単位とした。上式は実験事実と定性的に一致する光電子放出効率を導くが、はっきりした結論を得るには、励起子のエネルギー緩和を取り入れた考察が必要である。

層状半導体の共鳴ラマン散乱と 電子一格子相互作用

(東北大・金研) 後藤武生, 仁科雄一郎

層状半導体は層間が弱い結合のために、フォノン及び励起子の重心運動に関して、強い異方性をもつことが予想される。その場合、励起子とフォノンの間に相互作用にどのような特異性が現われるかを HgI_2 の共鳴ラマン散乱の測定を通じて明らかにすることを目的とした。

励起子吸収帯の長波長側では A_{1g} モードによるラマン線が観測され、それは許容遷移に基づく一次ラマン散乱に相当する。それに対して励起子吸収帯より短波長側では E モードによる多重ラマン散乱のみが観測される。この現象は散乱するフォノンの分散の次元性によって説明される。即ち、縦波 A_{1g} モードは一次元分散をもつために、散乱に寄与するフォノンの運動量は励起子のエネルギーによって決定されるのに対し、二次元分散をもつ縦波 E モードによる散乱の場合は、励起子はその運動量の面上で最も散乱され易い場所に移ることが可能となるからである。更に加えて二次元分散をもつフォノンの状態密度が波数に比例して増大し、そのため散乱確率が励起子の分散領域で大きくなることも原因の一つであると考えられる。

次に層間の弱い結合力と重い構成原子のためにエネルギーの小さなフォノンが存在し、その結果、フォノンのエネルギーは、励起子の結合エネルギーよりも小さくなる。このために、多重散乱の場合でさえも、励起子とフォノンの相互作用に対し基底状態の励起子のみを考慮すればよく共鳴ラマン散乱の過程は単純となる。

層状物質のフォノンと rigid layer mode

(阪大工) 中島信一 大門正博
三石明善

unit cell が 2 つ以上の基本層を含む層状物質では、この層が一体となってしかも相隣り合う二つの層が反位相で振動する " rigid layer mode " が存在する。 rigid layer mode の復元力は弱い層間結合力であるため、ラマン活性であればラマンスペクトルの極く低波数域に観測されている。この rigid layer mode は Davydov 分裂と同様に

層間結合力についての直接の情報を与える。

我々は層状物質の中で代表的な PbI_2 , CdI_2 , $\text{CdI}_2 - \text{CdBr}_2$ 混晶系を取上げそのラマン散乱の測定と層間結合力についての解析を行なった。 PbI_2 , CdI_2 の 4H ポリタイプのものは unit cell 内に 2 つの層を含み, shear type の rigid layer mode はラマン活性であって、各々 15.9 と 14 cm^{-1} に観測されている。 PbI_2 及び CdI_2 に対して相隣り合う層と層との最近接沃素間の距離は I^- イオンの van der Waals 半径の倍にほぼ等しい。この事から層間結合力は沃素と沃素イオン間の van der Waals が主として寄与していると仮定する事は比較的の良い近似と考えられる。

結合ポテンシャルとして Lennard Jones type のポテンシャル $\phi(r) = -A/r^6 + B/r^{12}$ を採用し、rigid layer mode の波数からこの係数 A を求めると $A(\text{CdI}_2) = 0.254 \times 10^{-9} \text{ erg} \text{ Å}^6$ $A(\text{PbI}_2) = 0.256 \times 10^{-9} \text{ erg} \text{ Å}^6$ となる。一方 I^- イオンの電子分極率 $\alpha_e = 7.2 \times 10^{-24} \text{ cm}^3$ として求めた係数 A の値は $A(\text{CaI}_2) = 0.249 \times 10^{-9} \text{ erg} \text{ Å}^6$ となり order として良く合っている。この様に CdI_2 間で層間結合力が沃素間の van der Waals 力によると考える事が妥当かどうかをさらに確かめるため I^- を Br^- に置換していったときの rigid layer mode の振舞から調べた。

Triple pass 型の広帯域ファブリペロー干渉計によるラマンスペクトルの測定から、 $(\text{CdI}_2)_{1-x} (\text{CdBr}_2)_x$ 混晶で CdBr_2 濃度を増していくと rigid layer mode の波数は減少し $x=0.5$ では CdI_2 の波数に比べ 14% 近く減少する事が認められた。この混晶系で測定された rigid layer mode の波数は Br^- の分極率から計算した値よりかなり低い。この斥力項に exponential type のものを選ぶと改良されるが、この様にして得られたパラメーターがどのような物理的意味をもつか検討する必要があろう。

hBN の格子欠陥による光吸収と発生

(無機材研) 江良皓, 葛葉隆

hBN を置換していると考えられる C による中心（少くも 4 種類あると結論している）の光吸収とルミネッセンス, N vacancy による光吸収について粉末と単結晶につき調べた結果を述べた。そのスペクトルの解析から得られる知見のうち hBN の層構造に由来すると考えられるのは次のとおりである。層内での optical phonon との選択的な結合が顕著であること。その結合は極めて弱いこと、四種類中一番長波長に発光スペクトルを持つ中心の発光は全くホットであ

ること、そしてB置換のCおよびN vacancyの電子による吸収の構造は二次元水素のエネルギー準位構造と合致することである。

B N の格子振動

(東北大・応物) 堀江忠児 前田巳代三

層状結晶の最も基本的なもの一つと考えられる六方晶BNの格子振動の分散関係を求め、これをグラファイトのそれと比較検討する。

分散関係の計算においては、最も簡単な Born-von Karman の力定数モデルを採用し、これにイオン間の遠距離クーロン相互作用による力を加える。Geickら¹⁾の光学的実験データとの比較から、イオンの有効電荷は $e^*/e \approx \pm 0.8$ であることが結論される。さらに比熱の温度依存性についても議論する。

1) R. Geick and C. H. Perry, Phys. Rev. 146, 543 (1966)

GaSeのphotoluminescenceによるphonon の同定

(富山大・工) 龍山智栄 須藤 誠
市村昭二

GaSeの低温におけるフォトルミネッセンスは、発光スペクトルを構成する主な発光線に注目すると以下の3つの型に分類される。第1は試料表面が鏡面でない場合に見られるもので2.04 eV近傍にピークを持つプロードな発光バンドを示す。第2は比較的純粋な試料で直接励起子発光とその低エネルギー側に微細構造を示すもの¹⁾、第3は比較的不純物の多い試料で間接束縛励起子及びそのフォノン・レプリカが観測されるものである。

Kuroda, Nishina²⁾によれば第3の型の最も高エネルギー側の2つの発光線 c_1 (2.096 eV), c_2 (2.088 eV) は間接束縛励起子の零フォノン線であり、この2つのピークのそれぞれ $12, 16, 22$ meV 低エネルギー側の 1 meV はそのフォノン・レプリカである。Schluter³⁾の β -GaSeに対するバンド構造では伝導帯の最低点はM点にあり、間接遷移に関与するフォノンは M_1^+ (A_g) である。しかし、GeSeは普通 ϵ , δ 構造をとるので、対応するフォノンモードを求めれば ϵ では M_1 (A') となる。先に上げた 16 meVの値は Jandl 等⁴⁾により中性子回

折で求められた ϵ -GaSe における $M_1(A_g)$ の 16 meV と一致する。しかし、 $M_1(A_g)$ には 12 meV のフォノンはなく、この値は $M_3(B_g)$ は δ -構造の $M_1(A')$ と Compatible であるので、もし結晶が δ -構造を含んでいればこの $M_3(B_g)$ も関与することが出来る。従ってこれは δ -構造が mix しているために ϵ -構造では禁止されている $M_3(B_g)$ が関与しているものと思われる。

第2, 第3の型のスペクトルには共に、D-A pair によると思われる line $C_\rho(2,041\text{ eV})$ が観測される。更にこの C_ρ が大きく現われるとき、その $32,63\text{ meV}$ 低エネルギー側に $1LO, 2LO$ フォノン・レプリカが又、 17 meV 低エネルギー側に C_ρ の肩として A_1' レプリカが観測される。又、エネルギー的には C_ρ - line と同じ位置であるが、 C_1 の 2 フォノン・レプリカによると思われる line も観測される。この時関与するフォノンは M 点の $M_1(A_g) - 16\text{ meV}$ と I' 点の $A_1' - 38\text{ meV}$ と考えられる。

尚、各発光線はいづれも E/C に偏光しており、双極子遷移に対する偏光特性と一致する。

参 考 文 献

- 1) J. P. Voitchovsky and A. Mercier: Nuovo Cimento 22B(1974)
273
- 2) N. Kuroda and Y. Nishina : Phys. stat. solidi (b) 72 (1975)
81
- 3) M. Schluter : Nuovo Cimento 13B (1973) 313
- 4) S. Jandl, J. L. Brebner and B. M. Powell : Phys Rev B13 (1967)
686

フォノンスペクトルから見た層間の van der Waals 力について

(東北大金研) 黒田 規 敬 仁科 雄一郎

層状化合物の層間結合は、従来 van der Waals 力によるものと考えられて来た。近年 GaSe 型及び SnS, SnSe 等の CdI₂ 型化合物のラマン散乱及び赤外フォノンスペクトルが詳しく研究され、半定量的解析により、長距離クーロンカの寄与の重要性が指摘されている。

一般に近距離 van der Waals 結合とクーロン結合の違いはフォノンスペクトルにどのような相異として現われるのであろうか。この問題を考える為にここでは層間最近接原子間の結合

を，よく知られている Lennard-Jones ポテンシャルで記述されると仮定して力の定数を計算する。GaSe 型，MoS₂ 型及び CdI₂ 型の化合物では層間で向い合う陰イオンは 6 方最密構造をとる。このような物質では，c 軸方向に関して，横型振動モードに対する縦型振動モードの力の定数の比， δ ，の値は 4.0 となることがわかる。

実験的検討のために GaS のマラン散乱及び遠赤外吸収スペクトルを測定した。又比較のために中性子回折，音速，及び Brillouin 散乱の実験結果も併せて考慮した結果，GaS, GaSe では実験より求めた δ の値は上の計算値とほぼ等しいことがわかった。同様に CdI₂ もほぼ 4 に等しい δ の値を持つ。従ってこれらの化合物では，従来考えられていたように，van der Waals 力が層間結合において主要な寄与をしていると考えられる。一方，PbI₂ と SnS₂ では $\delta \approx 3$ の値が得られ，これらの化合物ではクーロン力が無視できないことを示している。

GaSe 共鳴ブリルアン散乱

(阪大工・神大工*) 和佐憲治 山田正良*
浜口智尋

共鳴ブリルアン散乱の報告は，種々の半導体についておこなわれている。その多くの実験では圧電性半導体の音響電気効果により $10^6 \sim 10^8$ 倍に増幅されたフォノン束を用いて共鳴ブリルアン散乱の分散を測定している。

我々は，He-Ne レーザー，ファブリーペロー干渉分光計とフォートンカウンターを用い後方散乱の配置で実験を行い，GaSe の c 軸と平行に伝播する PL モードの熱フォノンによるブリルアン散乱を得た。この場合，入射光と散乱光の偏向方向は，共に，E ⊥ C であり，散乱に寄与する光弾性定数は P₁₃ となる。

共鳴ブリルアン散乱の分散は，GaSe の励起子の基定状態 ($n=1$) の温度変化を利用して測定した。励起子準位の温度依存性は，次式で与えられる¹⁾。

$$E_{ex} - \hbar\omega_{He-Ne} = 4.7 \times 10^{-4} (400 - T) \text{ eV}$$

ただし， $T \geq 100 \text{ K}$

この式で， E_{ex} は励起子準位のエネルギー， $\hbar\omega_{He-Ne}$ は He-Ne レーザーのエネルギー，T は温度を表わしている。

GaSe は，間接遷移は Γ 点と M 点の間でおこるが直接遷移に比べて，遷移確率は小さいと考えられるので，ここでは直接遷移だけで，共鳴ブリルアン散乱の選択則を考える。Schüller²⁾

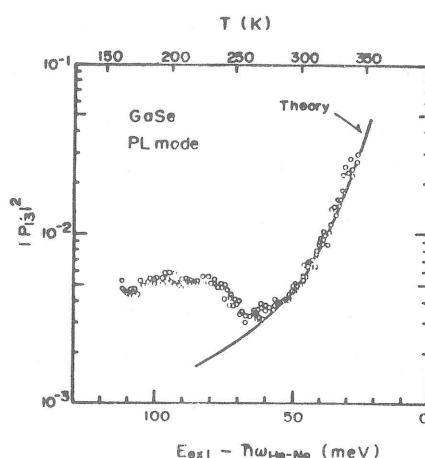
によると、直接遷移は伝導帯の底 Γ_8 と価電子帯の頂点 Γ_7 の間で、 $E \perp C$, $E \not\parallel C$ 共に許容である。へき開面に垂直入射の場合は、 Γ_6 の励起子のみが許容となる。また c 軸方向に伝播する L A モードフォノンは圧電電界を伴わないので、電子—フォノン相互作用は、変形ポテンシャルを通じて行われる。したがって、励起子はバンド (Γ_6) 内で、PL モードフォノンによるひずみ e_{zz} (Γ_1) で誘起された変形ポテンシャルにより散乱され、消滅し、散乱光を放出する散乱過程が可能となる。

散乱強度の温度変化に、温度及び吸収係数の補正をして得られた散乱断面積の分散曲線は、図 1 のようになり次のような特徴がある。

- (1) 65 meV 以下では CdS の PL モードと同様の弱い共鳴増大がみられる。
- (2) TA モードで得られる共鳴相殺がみられない。
- (3) 65 meV 付近に極小値をもつ。

定性的には、(1)の構造は、励起子状態を中間状態と考えた Ganguly-Birman の理論³⁾により、うまく説明でき図 1 に示した。この理論では、(3)の構造は説明できない。GaP⁴⁾では、間接端で弱い共鳴相殺がおこることから類推すると、(3)の構造は GaSe の間接励起子の寄与であるものと考えられる。

- 1) J. P. Voitchovskg, A. Mercier: Nuovo Cimento 22B (273) 1974
- 2) E. Mooser, M. Schüller: Nuovo Cimento 18B (164) 1973
- 3) A. K. Ganguly, J. L. Birman: Phys. Rev. 162 (806) 1967
- 4) M. Yamada, C. Hamaguchi, J. Nakai: Solid State Communications 17 (879) 1975



グラファイトおよび関連物質の層間化合物

(分子科学研究所) 井口洋夫

amphotericな特性を持つグラファイトは、アルカリ金属などで代表される電気陰性度の(χ)の小さい物質から電荷移動を受け、ハロゲンがその代表物質である χ が大きい化合物に対して電荷を与えて、層間化合物をつくる。50年以上の歴史を持つこれら層間化合物は、多種多様である。

- イ) graphite oxides
- ロ) graphite fluorine 化合物
- ハ) graphite-Alkali metal 化合物
- 二) graphite-salts
- ホ) graphite-halogens 化合物
- ヘ) graphite-金属ハロゲン化物；化合物
- ト) グラファイト-金属酸化物・化合物
- チ) residue 化合物

などはその代表的グループである。その各々のグループは応用面からの要請や、偶然の実験から生み出されたものであるが、物性(電気的・磁気的など)や構造がきわめて特徴的で、特に、グラファイトの層間に入り込んで行く性質は、独特である。又反応性も特異的である。

これらの層間化合物は、長い研究の歴史を持ちながらなお新しい材料を生み出している。ロ)に対応して、フッ素を遊離することが出来る graphite-fluorine 化合物、ハ)では Ba などアルカリ土類金属との錯体、さらにヘ)では、新種金属ハロゲン化物の層間化合物などである。

一方グラファイトと類似構造を持つBNについても同じ考え方方が適用できる筈であるが、事実は異なる。(Bull. Chem. Soc. Japan, 43, 287 (1970)) この分野もまた、これから攻撃すべき対象であろう。

いづれにせよ、古くて新しいグラファイト層間化合物の今後の研究には、物理と化学の緊密な協力が必要であると共に、成果が期待できる分野であると信じている。

グラファイトおよびその層間化合物 の電子物性

(東大物性研) 田沼 静一 樋口 行平
寿栄松宏仁

- (1) 高純度・高配位性のパイログラファイトについて、ドハース・ファンアルフェン効果の低磁場での信号から、ブリルアン帯H点における正孔小ポケットと考えられるフェルミ面の寸法と形状を明かにした。
- (2) KまたはBr₂をインターラートしたグラファイト層間化合物で、X線解析よりC₈K,C₄₈K試料を同定し、後者について始めてドハース振動信号をえ、純グラファイトより2桁弱も断面積の大きいフェルミ面の極値をふくめ、4種の極値をえた。またBr₂インターラーションについては種々の情報(秤量、磁化率の大きさなどからC₂₀Brの存在を試料中に見出し、その円偏波サイクロotron共鳴から純グラファイトと異なる有効質量を3種見出した。その内の2種については純グラファイトの電子質量とほぼ同じ異方性をえた。

また、同じ試料のドハース振動の解析から、純グラファイトの正孔より一桁以上大きい極値断面積をふくむ3種の極値をえた。

これらにつき一応グラファイトのリジッド・バンド模型との対応づけを試み、あるいはどの無矛盾性をえたが、多ステージ化合物における電子構造についてのノンリジッド・バンドの必然性も指摘された。この種の実験的情報はグラファイト層間化合物としては新しくかつ重要なものと考え研究を続行している。

グラファイトーアルカリ金属層間化合物の 電子構造—低温比熱とXPSの測定

(東大理) 近藤 保

グラファイトと各種物質との反応で作られるグラファイト層間化合物は、特異な構造と、興味ある物理、化学的性質を持っているために注目されている。AsF₅やSbF₅との層間化合物は常温で銅の1.7倍の電導度を持つことや、アルカリ金属との層間化合物の一つであるC₈M(M=K

Rb, Csなど)では0.05~0.24°K以下で超電導状態になることなどが報告されている。また77°Kで C_xM ($x \geq 24$)が水素を吸収し、しかも D_2 の方が H_2 よりも吸収されやすいことがわかっている。さらにアンモニア合成反応などの触媒作用を持つ、これらの特性を持つ原因を明らかにする目的で、 C_xM ($x = 8, 24, 36, 48$, M=K, Cs)の電子構造を低温比熱とXPS法を用いて調べた。

比熱(C)は1.5~4.2°Kの温度範囲で、

$$C = \delta T + \alpha T^3 + \Delta C$$

であらわされる。各 C_xM ($x \geq 24$)に対する δ の値からFermi面における状態密度を計算すると、これらの値は、グラファイトのバンドに、導入されたアルカリ金属からの電子が詰め込まれるというモデル(rigid bandモデル)で説明される。 C_8M ではアルカリ金属の導入によるバンド歪みの効果を考慮する必要がある(cf, 井下, 中尾, 上村の計算)。電子-格子相互作用による補正も必要である。一方 ΔC はアルカリ金属の導入によって生じたsoftなoptical phononによる寄与である。 C_xCs では顕著であるが、 C_xK ではほとんど観測されない。これはKとCsの重さの違いによるものであろう。

一方 C_8K の価電子帯に対するXPSスペクトルには、4eVはなれた2本のピークが見出された。最初のピークはアルカリ金属からグラファイトのバンドに移行した電子によるもので、つきのピークはグラファイト固有のものである。このピークが4eVはなれていることは理論的に予想されている(cf, 井下, 中尾, 上村)ところであり、定性的に理論の予想と一致している。また、グラファイトと C_8K のC(1s)に対する結合エネルギー差から、2つの化合物の仕事函数差は1.2eVであるとわかる。この値も理論の予想と良い一致を示している。 C_8Cs も定的には C_8K と同じである。

その他、今年5月にフランスのラナプールで行なわれた層間化合物のシンポジウム参加報告を行なった。

グラファイトおよびBN層間化合物の磁性

(京都薬科大学) 大橋憲太郎

遷移金属塩化物—グラファイト層間化合物は、遷移金属をかえることによって異方性を、異なるステージによって層間の磁気的相互作用を制御でき、二次元磁性体の研究対象として多くの可能性をもつ。異方性小なる $FeCl_3$ —グラファイト($FeCl_3-G$)、異方性大なる $FeCl_2-G$

の第1・第2ステージ化合物およびその混合系について、配向性のよい試料を用いたメスバウラー効果、磁化率の実験結果とその解釈について報告する。

FeCl_3 -Gの場合、スピニ容易軸がc面内にある反強磁性体($T_N = 3.9 \sim 3.6\text{ K}$)であることを見出し、磁気的に独立に振舞うクラスターの大きさその分布を求めた。

FeCl_2 -Gの場合、鉄サイトに2種類存在することが知られていたが、両サイト共に容易軸がc軸方向にある強磁性体($T_c \approx 15\text{ K}$)であることを見出し、両サイトの様相、グラファイト層との位置関係に対して一定程度の知見を得た。

混合系($\text{Fe}^{3+} : \text{Fe}^{2+} \approx 3 : 5$)の場合、 4.2 K で Fe^{3+} サイトの内部磁場 H_i による磁気的分裂が見出され、その強度比より容易軸がc面内にあることがわかる。しかし考えられる Fe^{3+} Fe^{2+} サイトの集合状態は H_i の出現と異方性を説明できない。

BNと FeCl_3 とが層間化合物を作りうるか否か現在論争中である。出来たとする報告例のX線回折およびメスバウアースペクトルは、BNと FeOCl とのmixed phaseで説明可能と考えられる。

なお、 $C_8\text{K}$ の常伝導-超伝導転移点近傍での磁化率実験のデーターを小林本忠氏(京大理、辻川研)にかわってコメントすることを付記しておく。

コメント(黒鉛層間化合物のキャラクタリゼーションについて)

(東大工) 高橋洋一

黒鉛層状化合物は狭義の層間化合物と残留化合物に大別されるが、層間化合物は多くの場合不安定で、部分的に分解したり、層構造の乱れた不完全化合物となりやすい。また、試料作成法により、異なる性状を示す(臭素層間化合物の例)。

一方、臭素残存化合物は、高温まで安定であって物性測定には適しているが、その臭素の存在状況はよくわかっていない。特に、 $200 \sim 400^\circ\text{C}$ で、そのc軸長(黒鉛よりわずかに長い)電導度(黒鉛より大)などにヒステリシスを持つ異常変化が見られ、この温度を境にして、臭素のみかけ濃度は一定であるが、構造は変化していることが知られている。

このように、黒鉛化合物を取扱う場合、試料のキャラクタリゼーションには十分な注意が必要である。

2次元金属のCDW

(阪大教養) 山田 安定

金属結晶のうちには、結晶の構造上の特性から極端に異方的な電気伝導度をもち、ある特定の方向には殆んど完全に絶縁体として振舞う場合、つまり「2次元金属」と見なせる場合がある。このような時には、格子振動の性質に伝導電子—イオン相互作用の影響が強くあらわれ、丁度フェルミ面を張る波数(Spanning Wave Vector)のフォノンが不安定となって構造相転移がおこり、同時に同じ波数の電荷密度波(CDW)が凍結することが期待される。

MX_2 ($M: Ta, Nb, etc, X: S, Se, Te$)は実際このような機構によって相転移をおこす場合と考えられ、これを支持する種々の実験事実がある。この講演では、一応この立場に立って MX_2 の CDW 出現機構を整理した上で、それにも拘らず上記とは違った観点：局所的な電子状態（化学結合状態のような）のゆらぎが相転移に本質的であるとする立場を説明し、このようなゆらぎを反映する電子回線回折像の散漫な streak の様子から、少くとも $NbSe_2$ の場合はむしろこのような局所的な電子状態の描像の方が理解しやすいことを示唆する。

層状化合物のCDWのComensurate-Incommensurate 転移の理論

(東大物性研) 斯波 弘行 中西 一夫

層状物質 $1T-TaS_2$, $2H-TaS_2$, などにおける CDW 状態の相転移に関して理論的考察を $1T-TaS_2$ を中心に行った。本講演に関連した実験事実を以下にあげる。

- (1) 高温から順に Incommensurate (I) 相, Nearly Comensurate (NC) 相, Comensurate (C) 相が現われる。その間はいずれも 1 次転移である。
- (2) NC 相で $\mathbf{Q}' = -2\mathbf{Q}_1 + \mathbf{Q}_2 + \mathbf{G}_1$ で表わされる高周波が観測されている¹⁾。 \mathbf{G}_1 は逆格子ベクトル。)
- (3) X-ray Photoemission Spectroscopy (XPS) の実験データ²⁾ は NC 相で C 状態が Domain を形成していると仮定すれば理解しやすい。
以上の事を理解するため McMillan³⁾ の提唱した Landau 流の自由エネルギーに基づいて

考察した。我々の理論の特徴は高調波のとり扱いにある。充分多くの高調波をとり入れて計算を行い、次の様な結果を得た。

- (1) 高温から1次転移でおこる I-N C-C 転移が再現された。
- (2) Q_1 が Q_c (C-C DWの波数ベクトル)に近い時、以下の性質を持つ Domain 構造が形成される。

2-1) Domain 境界では C DW の位相、振幅が変化し、Domain 内部では C 状態が実現している。

2-2) Domain 境界の形は commensurability 条件や commensurability energy の係数の符号に依存する。

2-3) $Q_1 \rightarrow Q_c$ で Domain の大きさは $1/|Q_1 - Q_c|$ に従って大きくなり、C 状態に連続的に移行する。この意味で高調波を考えない時に存在した自由エネルギーでの不連続はとり除かれる。

2-4) NC 相でも Domain 構造があることが示され、XPS の実験と矛盾がない。

- (3) NC-C 転移が1次転移であるのは、triple CDW の特徴であると思われる。
- (4) I-N C 転移が1次転移であるのは Q' の高調波と自由エネルギーの Landau 展開の2次の係数 $A(Q, T)$ の Q 依存性が重要である。

最後に $2H-TaSe_2$ における C-I 1次転移、Domain 構造についての我々の結果を $1T-TeS_2$ と対比して簡単に報告した。

- 1) Y. Yamada and H. Takatera : Solid State Commun. 21 41 (1977)
- 2) H. P. Hughes and R. A. Pollak : Commun. Phys., 1 61 (1976)
- 3) W. L. McMillan : Phys. Rev., B 12 2042 (1975)

遠赤外での CDW

(東大・工) 内田慎一 田中昭二

V族遷移金属のカルコゲン化合物 (TX_2) は、二次元的な金属として知られており、多くの場合、低温で CDW が発生し結晶は周期的変形を起す。中でも $1T-TaS_2$ は3段階の CDW 転移を起し、その変化の激なことは電気抵抗における、転移温度での大きな跳びとヒステリシスから察せられる。200K以上では、CDW は母体結晶周期と incommensurate であるが 200K以下で commensurate となる。

我々は、4.2 Kから400 Kまでの温度範囲で1T-TaS₂の遠赤外スペクトル(10 cm^{-1} — 400 cm^{-1})を測定した。図1は、3つのCDW相における反射スペクトルを示したものである(E-layer)。incommensurate相でのスペクトルは、構造のない単調な変化を示している。一方commensurate相では、多くの構造が現われ、特に大きなピーク $0\sim200\text{ cm}^{-1}$ 以下の波数域に観測された。CDWが発生する前、すなわち正常な1T構造に於けるE-layerの赤外活性フォノンモードは唯一つで、TaS₂の場合は $\omega_{TO}=280\text{ cm}^{-1}$ であると推定される。観測された5つの顕著なピークの位置は、かなり低周波である。従ってこれらのモードが、結晶の周期的変形によるBrillouin帯の折りたたみによってできた Γ 点フォノンモードであるとは考えにくい。

同様なスペクトルは、Raman散乱の実験でも観測されており、図2に示すように 100 cm^{-1} 以下に大きなピークが数本観測されている。しかしその位置は、赤外でのピークとは完全なくい違いを示している。このことは、赤外活性かラマン活性かの選択則が、これらのモードに働くことを意味していると考えられる。

更に1T-TaSc₂のcommensurate相に於ても、 $130\sim230\text{ cm}^{-1}$ の領域で数本の反射ピークが観測されている。これらは、TaS₂のそれに対応しているものと考えられるが、質量の大きなTaTe₂のピークの方がTaS₂よりも高エネルギー側に出ているということで、通常の格子振動とは異なった性格を持っている。

以上の結果から、TaS₂で観測されたフォノンの幾つかは、通常の格子振動モードとは異っていて、CDWの影響を強く受けていると考えられる。一つの可能性として、CDW自身の格子点の周りでの振動に對応する、CDW集団励起モードが考えられる。

1図

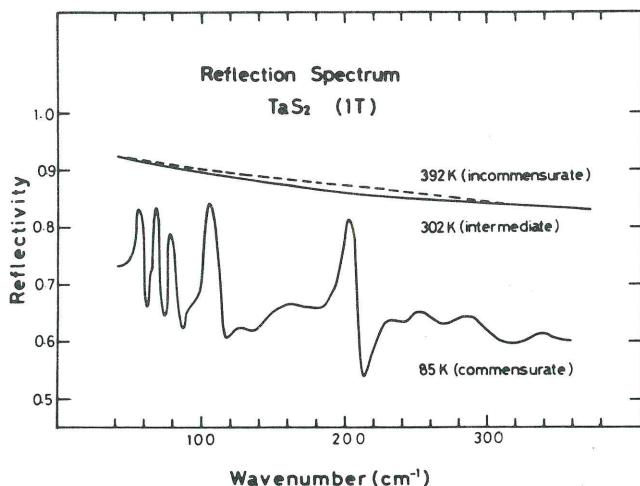
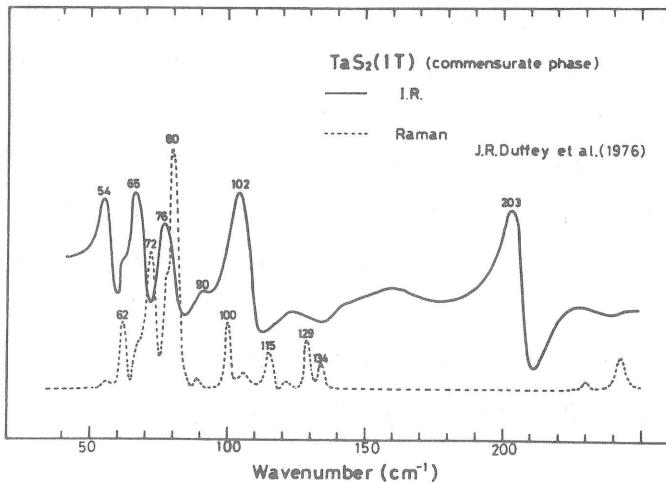


図 2



層状化合物 $V S_x$ の N M R *

(物性研) 安岡 弘志 西原 弘訓
北岡 良雄

$V S_x$ の結晶構造は Ni As 型の構造を基本として x の増加と共に金属の 1 枚おきに Vacancy が導入され、V 原子の配列から言えば全部詰まった層と Vacancy が導入された層が交互に積み重なっており各 V 原子は c 軸に 3 回対称をもった 6 ケの S により八面体的に取り囲まれている。特徴的なことは $x = 1.33$ 及び 1.6 の組成のところで Vacancy が order をして、それぞれ $V_3 S_4$ 型及び $V_5 S_8$ 型の monoclinic に歪んだ結晶構造をとることである。そして $x \geq 1.7$ の領域では、Vacant layer がほとんど Vacancy で詰まり結晶全体として Cd I₂ 型になる。しかし 1T-VS₂ という物質ができることが知られている。以上のような多様な結晶構造を反映して VS_x では興味ある性質が現われる。

まず $V_5 S_8$ 及びその組成近傍では低温で反強磁性に order し、これが遍歴型の弱い反強磁性であると言われている。また $V_3 S_4$ についても最近我々の N M R の実験により 8 K 以下で、反強磁性的に order していることが確かめられた。一方 VS_{1.00} 近傍では、転移温度 (T_s) で高温側での Ni As 型から Mn P 型へ相転移を起こす。

Liu らは Ni As 型 VS でのバンド計算を行ない ΓA 及び ML 方向に cylindrical なフェ

ルミ面が存在し、それらがnestingを起こし、だいたい格子の2倍の周期をもったQベクトルのCDWが安定され、それに伴い格子が歪み、周期が2倍となり、NiAs型からMnP型に構造相転移を起こすと結論した。実験的にも、Ts以下で帯磁率やNMRのKnight shiftに約30%の減少が観測され、フェルミ面での異常を示している。しかしながらこの相転移がCDWの安定化に伴う構造相転移であることは十分に実験的に確立していないと思われる。

VS_{1.00}近傍のV⁵¹のNMRスペクトルは、MnP型で、eqQによって分離したlineがWi-pe outされ、qが分布していることを示しているが、これがCDWによるものなのかどうかは、はっきりしていない。

今後さらに実験を行ない、VSにおけるCDWの問題を明らかにしたい。

* この研究は京大化学教室可知研究室小菅、岡氏との共同研究である。

「層状物質の超伝導」

(東大・工・物工) 田中昭二

層状物質のうちで、NbSe₂、TaS₂等により代表される、遷移金属カルコゲナイトの超伝導について述べる。これ等の物質における超伝導は、次の二つの点で興味があると思われる。すなわち

- (1) NbSe₂、NbS₂等の超伝導が2次元的であるか。
- (2) TaS₂等に見られるように、CDWの存在する物質にFröhlich超伝導は現実に存在する。

と云うことになろう。

(2)の問題は、TTF-TCNQで試みられているようなdepinningの実験を試みる必要があるが、TCNQと異なり、低温でもconductiveであるので、実験がやや難かしいと思われる。更に、新物質の合成により、新局面が開かれる可能性もある。

その意味で、今回は最近報告されたHg_{2.86}AsF₆の結果を簡単に紹介する。

(1)の点については、Intercalationの影響や、CDWとの相関について、興味ある結果が報告されているが、ここではわれわれが、NbS₂、NbSe₂について行なって来た実験の一部を紹介したい。

2H-NbS₂が超伝導転移を示すことは知られているが、単結晶ではわれわれがはじめて見出したもので、Hc₂の大きな異方性は注目すべきものであろう。この大きな異方性を如何なるモ

モデルで説明するかに模索の中心がある。

$2\text{H}-\text{NbSe}_2$ に関しては、 Se 蒸気中で長時間焼鈍した結晶で非常に鋭い転移が観測された。それによると、 $\text{H} \perp \text{c}$ 軸に関しては、3次元的振動が観測されたが、 $\text{H} \not\parallel \text{c}$ 軸に関しては奇妙な振舞いを示すことがわかった。すなわち

$$\sigma \propto \left(\frac{T - T_c}{T_c} \right)^{-\frac{3}{2}}$$

で表わされ、これはむしろ1次元的振動に良く似て居り、理論的説明は非常に困難であると思われる。今回はこれらの諸問題を提起し、討論してみたい。

2H-NbSe₂の超伝導（不純物効果）

（東北大金研） 武藤芳雄，小林典男

1972年以来、われわれの研究室で行なってきた遷移金属ダイカルコゲナイト超伝導化合物の実験結果は以下のようにまとめられる。

- 1) 2H-NbSe₂の上部臨界磁場 H_{c2} は、フェルミ面の異方性、オーダーパラメータの異方性を取り入れた3次元異方超伝導に関する非局所的高中理論によって、 T_c の近傍については、かなりよく理解できる。（N. Toyota et al; J. Low Temp. Phys. 25, 485 (1976)）
- 2) 2H-NbSe₂の比熱の実験結果は、高中理論にヒントを得て、さらに電子-フォノン相互作用に強結合性を考慮した小林のモデルによる拡張されたBCS理論でよく説明される。（N. Kobayashi et al; J. Low Temp. Phys. 27, 217 (1977)）
- 3) Feをドープした2H-NbSe₂の T_c , H_{c2} 電気抵抗、比熱の実験結果は、一種の近藤効果的挙動を示すが、充分の検討の後、結論を出したい。
- 4) 2H-NbS₂とみられる試料は、興味ある挙動を示すが、今後検討すべき点も多い。

TaS₃系の超伝導とCDW

(北大理) 三本木 孝 山本直央
堤 喜登美

遷移金属のカルコゲナイトMX₃のいくつかに準一次元的ふるまいがみられる。これらはカルコゲンの作る三角柱内に金属原子が一次元的に並ぶ構造を共通に持つ。TaS₃は2RF=0.25c*のパイエルス転移を220Kで示す。TaSe₃はより三次元的で構造相転移の徵候はみあたらず2.2Kで超伝導となる。その超伝導相、正常相のいずれにも大きな異方性がみられる。

またNbSe₃は~55K, 140Kに電気抵抗の極大を示し、CDWの形成に因るものと推測されてきたが、最近0.25b*のさんまん散乱が~140Kで観測された。Monceauらによると、高圧下で超伝導を示しTeの圧力依存性は極めて大きい。

短期研究会報告

「ミュオンスピンドル回転および軽い不安定核 NMRによる物性研究」

開催期日 昭和 52 年 7 月 20 日, 21 日

開催場所 東京大学物性研

世話人	山崎 敏光	(東大・理)
	小林 俊一	(東大・理)
	安岡 弘志	(物性研)
	守谷 享	(物性研)
	杉本 健三	(阪大・理)
	金森 順次郎	(阪大・理)
	石川 義和	(東北大・理)

はじめに

最近の数年の間に偏極ミュオンを用いる物性研究が急速に発展しつつある。μSR(ミュオン・スピンドル回転)は、一口に言えば、摂動角分布と同じく、放射線を検出手段とする微視的方法であるが、ミュオンのもつ特徴的性質のためにきわめて興味ある研究領域を提供している。この分野はミュオン因子の精密測定と関連して中エネルギー物理学者によりはじめられたが、今では物性物理学者との学際的協力が進んでいるμSRはまだはじまったばかりの段階で、ことに実験データの解釈には理論的武器が必要となるが、そのような興味ある問題は未発展と言ってよい。一方、μSRの提起する問題は、既存の物性物理の分野と隣接しているので、この際、関連分野が一堂に会して研究会をすることはきわめて生産的であると期待された。軽い不安定核をつかったNMRも物性研究に応用されつつあり、ミュオンと相補的関係にあるので、この研究会でとりあげられた。

研究会は、以下のような多彩なプログラムで二日間にわたり行われ、さいわいにして多くの参加者を得て盛会であった。最後に、近い将来わが国でもμSRの実験ができるような計画が進行していることも紹介された。

(山崎)

ブ ロ グ ラ ム

7月20日(水) 10:00~12:00 司会: 杉本健三

I 実験方法

- a μ^+ SR, μ^- SR (30分) 山崎敏光(東大・理)
b 反跳不安定核NMR (30分) 南園忠則(阪大・理)

II 内部場とスピノ緩和

- a 磁性酸化物中 μ^- O, ^{19}F の常磁性シフト (20分) 上村 洋(東大・理)
夏目雄平(東大・理)

13:00~15:00 司会: 小林俊一

- b 遷移金属中の μ^+ 内部場 (30分) 永嶺謙忠(東大・理)
c 遷移金属中の H^+ NMR (20分) 風間重雄(中央大・理)
d Ni中のBとNの内部場(二つのサイト) (20分) 野尻倭夫(阪大・理)
e Interstitial Spin Densities (20分) 石川義和(東北大・理)

<休憩>

15:00~17:30 司会: 安岡弘志

- f 伝導電子偏極スクリーニング効果 (20分) 金森順次郎(阪大・理)
g スピノ緩和の理論 (20分) 上田和夫(物生研)
h Ni中の ^{12}B NMRスピノ臨界よう動現象 (20分) 浜垣秀樹(東大・核研)
i MnSiの μ^+ SR (20分) 安岡弘志(東大・物性研)
j MnSiの核磁気緩和 (20分) 馬越健次(阪大・基礎工)

7月21日(木) 10:00~12:00 司会: 金森順次郎

III 軽イオンの位置と拡散

- a Va金属中の水素の挙動 (20分) 花田黎門(東北大・金研)
b μ^+ の拡散, トラッピング (20分) 永嶺謙忠(東大・理)
c 量子拡散理論 (20分) 藤井秀壮(〃)
植村泰忠(〃)
d " (20分) 北原和夫(〃)

13:00~15:30 司会: 石川義和

IV トピックス

- a μ^- Pd, μ^- Niの奇妙なDepolarization (20分) 山崎敏光(〃)
b 超稀薄スピノのT₁ (20分) 久米潔(都立大・理)
c 絶縁体結晶中のポジトロニウム生成とその挙動 (20分) 兵頭俊夫(東大・養)
d 金属中の点欠陥 (15分) 堂山昌男(東大・工)

e MnO中の μ^+ 内部場と緩和 (15分) 山崎敏光(東大・理)

f μ^+SR におけるrandom磁性体の研究 (15分) 渡辺 昂(北大・理)

V ミュオニウム化学

a ミュオンによる水、氷の研究 (20分) 目方 守(京大・理)

<休憩>

15:45~17:00 司会: 山崎敏光

VI 一般討論

a 今後の研究のすすめ方

b 高エネルギー研ミュオン・ファシリティの計画

c その他

I-a) $\mu^+ S R$, $\mu^- S R$

東大理 山崎敏光

偏極ミュオンは物質中でとまつたあと磁気的相互作用のもとにそのスピンはラーモア回転を行うが、このミクロの現象はミュオン崩壊に伴つて放出される高いエネルギーの電子の時間分布を観測することにより容易に検知される。ミュオン・ビームの方向に對し角度 θ で測定した電子の時間分布は

$$N(\theta, t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) |1 + P \cdot A \cdot \exp(-t/T_2) \cos(\theta - 2\pi f_\mu t)|$$

となる。ここで、 τ_μ は寿命で μ^+ の場合 $2.2 \mu s$, f_μ はミュオンの感ずる局所場（横磁場）

B_μ によって

$$f_\mu (\text{kHz}) = 13.556 \times B_\mu (\text{Gauss})$$

と与えられる。一例として、 μ^+ が金属 Pd 中でとまつたとき外場のもとでのスピン回転パターンを第 1 図に示す。このパターンからの周波数決定の統計精度は 20 ppm くらいである。

μ^+ は荷電 +1 の粒子であるから、水素の軽い同位体 ($m_\mu / m_H \sim 1/9$) とみなされる。したがつて $\mu^+ SR$ は極微量プロトンの NMR と考えればよい。 $\mu^+ SR$ の方法で行われている研究領域は次のようなものである。

1) 磁性金属中の内部場（講演 II b）

伝導電子偏極（講演 II e 参照）と深く関連、又、偏極電子のスクリーニング効果（講演 II f）とかかわっている。

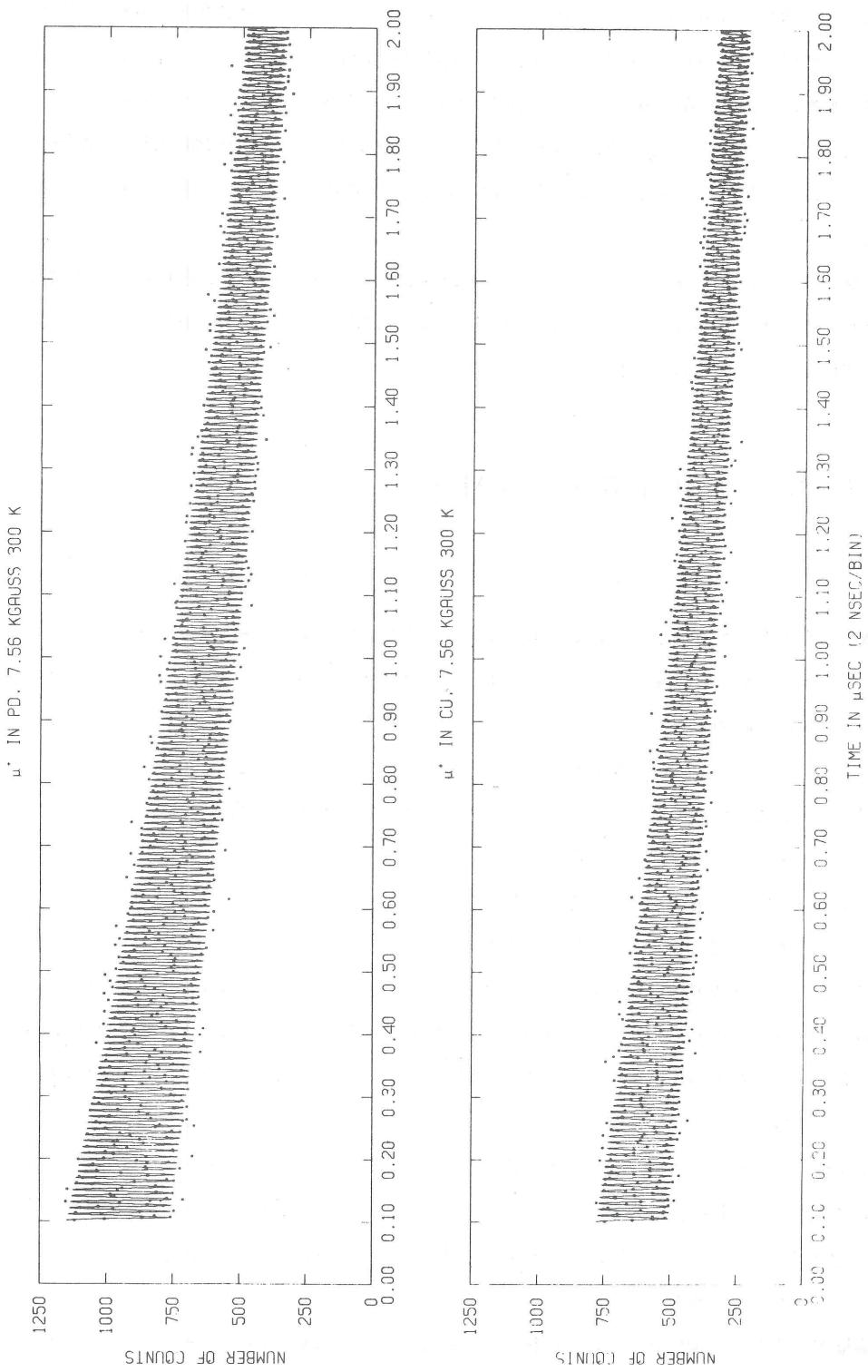
2) 磁性化合物中の内部場（講演 IV e）

3) μ^+ の拡散（講演 III a, b, c, d）： μ^+ は量子拡散の研究に最適である。

4) 不純物、欠陥によるトラッピング：従来陽電子消滅で行われていた領域（講演 IV c, d 参照）である。

5) ミュオニウム ($\mu^+ - e^-$ 束縛状態) の生成（たとえば講演 V a のような領域、ミュオニウム化学）

μ^- は物質中では核に束縛されいわゆるミュオン原子を形成したのち μ^- の $1S$ 状態におち、 $\mu^- SR$ シグナルを出す。しかし、 μ^- が核電荷をシールドするので、電子から見れば原子番号 $Z-1$ の不純物核を構成する。したがつて $\mu^- SR$ は不純物核 NMR に対応する。 $\mu^- SR$ の発展は遅れているが、次のような問題がある。



第1図

- 1) 酸素や炭素などNMRのやりにくいものに適用される。一例として常磁性相MnOでの酸素サイトに生成する μ^- Oの常磁性シフト、緩和時間の測定が行われた。ただし、不純物原子の内部場の解釈に理論的问题が残るが、この点は上村、夏目（講演Ⅱa）によって行われている。
- 2) μ^- ZはZ-1核とは荷電分布、磁場分布ともにことなるから、大きな超微細異常が期待される。これから核付近の電子スピン密度の空間分布、内部場のメカニズムに関する知見が得られる。
- 3) 遷移金属中では μ^- SRシグナルが見えない（講演Ⅳa）。これと関連して稀薄核のT₁も議論された（講演Ⅳb）。最近、ミュオン原子X線の円偏光の測定から、この減偏極はミュオン原子生成に伴うものでないことが明らかにされた。

I-b) 反跳不安定核NMR

阪大理 南園忠則

偏極核からの非対称 β 崩壊と核磁気共鳴とを組合せる核磁気共鳴の拡張が阪大杉本グループで1965年から進められて来た。この方法を用いて超微細構造(HFS)、核モーメント、それに弱い相互作用等広範囲の研究が進められている。^{1,3)}一方筆者はスタンフォード大学のハンナグループの協力を得て(1975年)偏極した陽子重陽子を用いる核反応で偏極核を生成する新しい方法を開発した。²⁾このために現在では表1に示すような多種の核を生成し偏極させられるので、研究目的に合った方法と核種を場合に応じて選べるようになった。

ここでは β 放射核に用いる上記の方法の概略と最近のデータのいくつかを示して実験方法の説明としたい。まず上記二つの方法の要点を述べる。

- (1) 核反応による β 放射核(寿命10ms～100s)の生成。一般に用いられる加速粒子はp,D,
 ^3He ^4He 等での入射エネルギーは数MeV～20MeVである。大阪の方法では薄い標的を用い、偏極ビームを用いる方法では厚い標的も用いられる。角度による反跳核の選択を行うと核反応平面に垂直な、生成核に偏極が得られる(大阪の方法)。他方偏極した入射粒子を用いると生成核を全て捕集しても入射粒子の偏極と平行又は反平行な偏極が得られる(スタンフォードでの方法)。反跳核は植込資料中又は標的中に植込まれる。通常不純物としての濃度は $\sim 10^{10}$ /cc以下であり非常に稀薄である。 β 線の計数率は 10^2 ～ 10^4 cps、得られる偏極度は方法と反応によるがP～0.1程度である。

- (2) 偏極保存のために偏極と平行に強い磁場をかける。これは反跳核が真空中を飛ぶときの原子

表1 核反応で偏極を得られた β 放射核 ($A \leq 40$)

元素	I^π	$T_{1/2}$	μ (n m)	方法	Q (fm 2)	方法
^8Li	2^+	0.84 s	1.6532 (8)	B, C	2.4 (2)	B, C
^8B	2^+	0.77 s	1.0355	A		
^{12}B	1^+	20 ms	1.003	A B	1.34	A
^{13}B	$3/2^-$	19 ms	+3.17778 (51)	A	3.74	A
^{12}N	1^+	11 ms	+0.457 (5)	A		
^{17}F	$5/2^+$	6.6 s	4.7222 (12)	A B	9.3	A
^{20}F	2^+	11.2 s	2.0935	B C	6.4	C
^{25}Al	$5/2^+$	7.2 s	3.6455 (12)	B		
^{29}P	$1/2^+$	4.2 s	1.2349 (3)	A		
^{31}S	$1/2^+$	2.6 s	0.48793 (8)	B		
^{36}K	2^-	0.25 s	0.547 (2)	D		
^{39}Ca	$3/2^+$	0.86 s	1.0216 (2)	B		
^{41}Sc	$7/2^-$	0.51 s	0.543 (2)	A		

方法 A 反跳偏極

B 偏極ビーム

C 偏極中性子吸収

D Optical Pumping

の超微細相互作用と植込まれた資料中の電気磁気相互作用を Decouple するためである。偏極の緩和は通常のスピン格子緩和の他に放射線損傷にともなう静的又動的な緩和が起る。イオン結晶を用いた場合には室温で数十秒の T_1 が得られるが、放射線損傷の影響も大きい。金属資料を用いると $T_1 T$ は Korringa の関係でほぼ一定となる。核モーメントの研究では極低温の技術を用いて T_1 (^{41}Sc) ~ 5 s を得ている。

(3) 放出される β 線の角分布は $W(\theta) = 1 + \frac{V}{C} AP \cos \theta$ で表わされる。V と C はそれぞれ β 線と光の速さで A は非対称係数 θ は偏極と β 線の放出方向のなす角である。偏極(P)方向(上)と反方向(下)に置かれたカウンターテレスコープで β 線の非対称を測り偏極度を測定する。上下の計数比 R から $AP \approx (R - 1)/(R + 1)$ と求まる。

(4) 高周波磁場による磁気共鳴の効果は非対称度の変化として観測される。容易に測定にかかる量は共鳴位置と緩和時間、線巾とそれ等の温度や磁場、結晶方位依存性である。

最近の実験から3例を示す。

核モーメント, HFS, 弱い相互作用等の研究には大きなNMR効果と自由なスピンの制御が必要である。得られた偏極を有効に用いるために磁気準位の占有率の平均化だけでなくその入替(早い断熱通過)の方法が用いられる。これはNMR線を磁気と電気四重極相互作用の利用で分離すると選択的な遷移が可能である。この方法の組合せで偏極と整列の変換が自由に行える。 ^{12}B や ^{12}N (I=1)では偏極を変換し整列を得て弱い相互作用の研究に役立っている。またこの実験から T_1 (偏極) $\cong 3T_1$ (整列)が確かめられている。

双極子巾の測定から final site の決定が出来る。この巾はH方向と結晶軸の方向に依存するのでその依存性の測定から決定出来る。特に eqQ が有る ^{12}B in ZrB_2 の場合のような場合には共鳴線の分離巾と、二量子吸収線(Double quantum transition)の線巾から一義的に ^{12}B が資料中の B と入替っている事が示された。I=1, eq Q $\ll \mu\text{H}$ 場合二量子吸収の線巾は eqQ の乱れに依存せず双極子巾のみで決まる。これを用いると $\text{eqQ}(\text{H}^{\text{II}}) / \text{eqQ}(\text{H}^{12}) = Q(\text{H}^{\text{II}}) / Q(\text{H}^{12})$ が求まり四重極モーメントの比が確認された。

植込に伴う放射性損傷群から final site は相当の距離はなれている可能性がある。 ^8Li を Li 金属, LiIO_3 に植込んだ際に(^8Li は標的中に捕集される)必要な最小限度の保持場 H_0 が室温で $\sim 1\text{kG}$ であったのに対しても $\sim 80\text{K}$ に冷却して損傷を冷却すると $10 \sim 100\text{G}$ で充分であった(スタンフォードでのデータ)。この事から保磁場には μH_0 が静的又は動的な損傷からの eqQ 相互作用よりも強ければ良い事と次に損傷を凍結した際に弱い磁場で良い事は final site 数が lattice 以上損傷から離れている事を示す。但しこの話は偏極を $100\text{m}\text{s}$ 以上保持するようなやや特殊状態の議論であるが、 γ 線の測定で得られている結果との比較が興味ある課題である。実際問題としては植込みにともなう放射線損傷の凍結の方法はすでに応用され始めている(大阪・スタンフォードグループ)。

参考文献

1) 方法のマトメとして

T. Minamisono ; J. Phys. Soc. Japan 34 324 (1973), 歴史的な発展についてはこの中の文献リストがある。

K. Sugimoto et al ; Phys. Lett, 18 38 (1965)

2) T. Minamisono et al ; Phys. Rev. Lett 34 1465 (1975)

3) K. Sugimoto et al ; Phys. Rev Lett 34 1533 (1975)

II-a) 磁性酸化物中 μ^-O , ^{19}F の常磁性シフト

東 大・理 上 村 洋
千葉大・理 夏 目 雄 平

§ 1 序

負ミュオン μ^- のスピン回転に関して、永宮ら¹⁾は、常磁性状態 MnO 中に束縛された μ^-O のシグナルをはじめて観測し、その常磁性シフトが MnO 中 ^{17}O 核での NMR で観測されたシフトに比べて極めて小さく、約 $\frac{1}{3}$ の大きさになることを報告した。この異常に小さな常磁性シフトを説明することが本研究を取上げた動機である。本講演では、MnO 中 μ^-O 及び核反応で生じた ^{19}F 核における常磁性シフトを生ずる機構について考察し、その計算結果を報告する。

§ 2 基底状態の電子配置

μ^- を束縛した核は、あたかも原子番号 Z=1 の核のように考えて、MnO 中 μ^- を束縛した O 核を N 核に相当すると考える。O²⁻ は、MnO 中で 6 個の Mn²⁺ イオンで立方対称に囲まれているが ($[(Mn^{2+})_6 O^{2-}]$ と記す)、 μ^- を束縛した O 核は電子配置に変化がなければ N³⁻ となる。N³⁻ での電子の波動関数は O³⁻ の場合より広がり、従って μ^- スピンとの hyperfine 相互作用は小さくなることが期待されるが、その大きさは MnO 中 ^{17}O の場合の約 $\frac{2}{3}$ で、観測された大きなシフトの減少は説明できない。

そこで我々は、第一に $[(Mn^{2+})_6 N^{3-}]$ の配置がエネルギー的に基底状態になっているかを検討した。この配置のエネルギーに近いエネルギーをもつ電子配置として、電子を 1 個 N³⁻ から除外した $[(Mn^{2+})_6 N^{2-}]$ 配置と Mn²⁺ から除外した $[(Mn^{2+})_5 Mn^{3+} N^{3-}]$ 配置を考え、これら電子配置のエネルギー値を簡単に見積った。

その結果によれば $[(Mn^{2+})_6 N^{3-}]$ の配置が一番エネルギーが低く、 $[(Mn^{2+})_5 Mn^{3+} N^{3-}]$ の配置はそれより 2.8 eV エネルギーが高い。しかし μ^- が結晶に入る場合、或は核反応で不純物核ができる場合には、放射損失の場合と同じように、 μ^- 或は α 粒子が静止するまでに結晶中に格子欠陥が多数生成するものと考えられる。従って $[(Mn^{2+})_6 N^{3-}]$ 配置からイオン化された電子がこれら格子欠陥に容易に捕えられ、その束縛エネルギーによるエネルギーの利得を考慮して $[(Mn^{2+})_5 Mn^{3+} N^{3-}]$ 配置がエネルギー的に最も低くなると期待される。

以上の考え方で従って、著者らの理論的取扱では、 $[(Mn^{2+})_5 Mn^{3+} N^{3-}]$ 配置を基底状態にとり、 $[(Mn^{2+})_6 N^{3-}]$ 配置が比較的低い励起状態として存在する。この点で μ^- が関与し

た現象は、不純物核NMRの場合と異なることが期待される。

他方の粒子による核反応で生じたMnO中¹⁹F核では、Oに対して原子番号がZ+1の核に変るためには[(Mn²⁺)₆F⁻]配置がエネルギー的により安定となり、格子欠陥の存在を考えてもF⁻核のまわりのMnイオンのスピンは変化しない。

§ 3 常磁性シフト

前節の結論に従って、μ-Oの場合には[(Mn²⁺)₅Mn³⁺N³⁻]を基底状態 Ψ_g と考え、Nイオンでの不对S電子による常磁性シフトを通常の手法に従って計算した。すなわち配置間相互作用を考え、この相互作用によって励起状態 Ψ_i が Ψ_g に混り、N核に不对S電子によるhyperfine fieldが生ずると考える。

$$\Psi = \Psi_g + \sum_i a_i \Psi_i$$

として、振動で得られた a_i の値を用いてN核での不对S電子スピン密度 P_s の Ψ 状態による期待値

$$P_s = \langle \Psi | \sum_i S_{iz} (\bar{r} - \bar{r}_i) | \Psi \rangle$$

を計算し、実験値と比較して良い一致を得た。

Ψ_g に配置間相互作用で混じる励起状態のうち、[(Mn²⁺)₆N²⁻]配置の割合が一番大きく、ついで[(Mn²⁺)₄Mn¹⁺N²⁻Mn³⁺]の割合が大きい。前者の配置混合の存在することがμ-O系の特徴で、このために常磁性シフトが大きく減少する。

1) S. Nagamiya, K. Nagamine, O. Hashimoto and T. Yamazaki

Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 308

II-b) 遷移金属中の μ^+ の内部場

東大・理 永嶺謙忠

磁性体中で格子間位置にある μ^+ の感ずる内部場の測定は、Foy等が1973年に300K以上の強磁性Niについて行なった実験¹⁾が初めてであるが、我々は1974年頃から精力的に実験を行ない、これまでにFe, Co, Ni, Gdについて最低温度における内部場の系統性及び温度依存性などを測定してきた。^{2)~4)}

μ^+ で磁性体を調べる場合次の点が特徴的である；(1)格子間位置に止まり、その位置での母体金属のスピン密度、伝導電子偏極に敏感である；(2)10 nsec～100 μsecの間に μ^+ の感ずる場

の動的な変化を観測出来る;(3) μ^+ が2個以上同時に存在することは無く、稀薄濃度極限の測定が出来る;(4)スクリーニング等典型的な摂動を近接格子に及ぼし、その結果拡散等の性質が μ^+ に現われる;(5)純粋な磁気プロープであって $e\mu Q$ が無く殻電子もない;(6)高効率で精度よい場の測定が出来て、信号に総和則がある。

μ^+ S R時間スペクトラムから得られる回転周波数 f_μ は次の様に μ^+ 位置での局所磁場 H_μ に変換される; H_μ (Gauss) = F_μ (kHz) / 13.554。この $+H_\mu$ から問題とする接触相互作用による内部場 H_{int} は巨視的な量の補正の後次の様に得られる。

$$H_{int} = H_\mu - \frac{4\pi}{3} M_s - H_{dip} - H_{demag} - H_{ext} \quad (1)$$

第2項はローレンツ場、第3項はローレンツ球内での双極子場である。強磁性体の場合には、外場が充分小さいときは $H_{ext} + H_{demag} \approx 0$ とおくことが出来る。 H_{dip} は μ^+ の格子間位置と結晶の対称性から決まる。ここでは強磁性体中の内部場を理解することを目的として簡単な系から話を進める。

(1) 非磁性・常磁性金属の μ^+ Knight シフト

これまでに Hutchinson 等⁵⁾を中心にして測定された非磁性金属の Knight シフト (H_{int} / H_{ext}) の結果を表1に示す。シフトの説明として伝導S電子がパウリ常磁性に応じた偏極を起しそれが μ^+ 電荷を遮弊することによって生ずる電荷の移動に応じて増大することが考えられ

$$K_\mu = E_s (\frac{8\pi}{3} \chi_s) \quad (2)$$

となる。増大因子 E_s は Fermi ガス中の点電荷の遮弊理論 (Jelliumモデル) から表1の様に得られ、表1から明らかな様に Li の場合を除き大体良い一致を示している。

3d4d遷移金属の常磁性Knight シフトはこれまでに余り測定は無いが我々が行なった Pd⁶⁾, MnSi⁷⁾ に対して得られた結果を表2にまとめて示す。

これ等非磁性常磁性の研究から次の点が明らかである。1) S電子の Pauli 常磁性がシフトに関与するときは、正で、空間一様平均値 $\frac{8\pi}{3} \chi$ に比べて10倍近く増大したシフトを与える。2) d電子が常磁性を担い、それがシフトに主に寄与すると考えられるときは、負で、 $\frac{8\pi}{3} \chi$ に比べ余り増大しないシフトとなる。これ等の結果は強磁性金属中の内部場を考える際に参考になる。

(2) 強磁性金属中の μ^+ 内部場

強磁体中の μ^+ の内部場は偏極中性子実験から得られる格子間位置での磁気分布 M_{int} に比較される。その意味でも μ^+ がどの格子間位置にとまるか、あるいは(1)式で H_{dip} はどの様な値

になるかを知る必要がある。この点に関してこれまでに得られている知見を次に示す。

Ni(fcc) ; 水素についての中性子散乱の実験から Octahedral と予想される。 $H_{dip} = 0$
Fe(bcc) ; bcc V, Nb, Ta 等の中の水素の中性子散乱の実験から tetrahedral と予想さ
れる 1 つの格子間位置に 2 つの異なる双極子場 ($-H_1 \times 2, 2H_1 \times 1$) が存在するが、 μ^+ の緩
和の測定³⁾ から、内部場の測定が行なわれた温度領域では μ^+ は十分早く拡散していく H_{dip} は
平均として零である。

Co, Gd(hcp) ; H_μ は温度と共に非常に奇妙な変化をするが、それは温度と共に変ずる容
易磁化方向の変化、及びそれに伴なう格子間位置での H_{dip} の変化として説明され、Co, Gd の
実験結果は μ^+ が Octahedral に居て H_{dip} が古典的双極子場であるとして説明されることが判
った。⁴⁾

以上の結果をふまえて求められるこれまでになされた μ^+ 内部場 H_{int} の測定結果を表 3 にまとめて示す。さらに H_{int} を $\frac{8\pi}{3} M_s$ 及び $\frac{8\pi}{3} M_{int}$ で規格化した値を示す。前者は母体強磁性磁化を空間に一様にならしたときの値に対応し、これは Pd, MnSi 等の常磁性 Knight シフトと同じく負で増大の少ない値となっている。後者は中性子実験で知られる格子間位置での磁化から遮弊効果を無視したときに期待される値に対応する。表から明らかな様に；1) H_{int} は M_s とは比例せず、2) H_{int} の符号は M_{int} と同じ負であるが Ni は遮弊効果はなく、Fe は 10 倍の増大が必要で、Co, Gd は 3 倍の増大が要る。これ等の結果及び先の常磁性 Knight シフトとの類似性から、次式で H_{int} を示したときに α について結晶構造、遮弊効果（特に d 電子の）等の情報が必要であることを示している。

$$H_{int} = \alpha \left(\frac{8\pi}{3} M_{int} \right) \quad (3)$$

当研究会では石川義和教授により啓発的な M_{int} についての報告があり、金森順次郎教授に
より α についてこれまでの理論研究について手厳しい批判が行なわれている。従って、ここでは
これ以上 H_{int} についての深い議論は控えることにする。

(3) 強磁性金属中 μ^+ 内部場の温度依存性

H_{int} を示す(3)式において α に温度依存性がないとして、さらに母体強磁性体中で、 $M_{int}(T)$
が $M_s(T)$ に伴なって変化するとすれば、 $H_{int}(T)$ は $M_s(T)$ に比例して変化するはずである。図
1 に H_{int} の温度依存性の実験結果^{2~4)}を示すが、驚くべきことに、Ni 中の $H_{int}(T)$ は $M_s(T)$
に比べて温度上昇と共にゆっくり変化し、これに対し Fe, Co, Gd は共に早く変化する。

この実験結果の説明として μ^+ が存在するために α に温度依存性が生ずるとする“プローブ効
果”として次のことが考えられる；1) 体積膨張効果；2) μ^+ の空間分布の温度変化；3) スピン

に依存する遮弊効果；4)近接原子間で作られる局在モーメントの存在。これ等プローブ効果についても文献 2), 4) に詳述されているが、完全に実験事実を説明しきれたとは言いかたく、本来母体強磁性体中で、 $M_{int}(T)$ と $M_s(T)$ の比例関係が成り立っていないのではないかと言う疑問を抱かせる。今後の μ^+ SR 実験の展開と同時に中性子散乱による $M_{int}(T)$ の超精密実験が期待されている。

(4) 終りに

以上 μ^+ を使って測定された格子間位置での内部場及びそれを通して知られつつある母体強磁性金属の格子間位置での磁気的性質について簡略に示した。内部場の測定は単体強磁性金属の他に合金についても測定が開始され、ここ数年内に興味ある結果が次々に出てくるであろう。さらに μ^+ の緩和が静的な不均一磁場の生成に対して敏感であることを使って、稀薄合金の磁気転移の研究^{8, 9)} やキューリ一点近辺の臨界現象の測定も行なわれていて、今後大きな発展が期待されている。

表 1 非磁性金属中の μ^+ Knight Shift

	$K_\mu (=H_{int}/H_{ext})$	χ_s	$K_\mu / \frac{8\pi}{3} \chi_s$) _{exp}	$K_\mu / \frac{8\pi}{3} \chi_s$) _{theo}
	(ppm)	$\times 10^{-6}$ emu/cc		
Li	+ 11	1)	1.11 3)	+ 1.1 + 13.5 3)
Na	+ 79	1)	1.07 3)	+ 9 + 18 3)
K	+ 88	1)	0.96 3)	+ 11 + 23 3)
Mg	+ 87	1)	1.38 3)	+ 7.5 + 9.7 3)
Cu	+ 63 (6)	2)	0.96 4)	+ 7.9 + 11 3)
Pb	+ 132	1)	1.55 3)	+ 10 + 8.5 3)

- 1) D. P. Huthinson et al. Phys. Rev. 131 (1963) 1351.
- 2) A. Schenk, Private Communication.
- 3) P. Jena and K. S. Singwi, to be published in Phys. Rev.; Theoretical value
- 4) P. Monod et al. Phys. Rev. 173 (1968) 643.

表2 常磁性金属中 μ^+ Knight Shift

	Temp. Range	$K\mu \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \chi_t$
Pd (fcc)	300 K	- 0.73
MnSi	30 - 300 K	- 1.9

表3 強磁性金属中の μ^+ の内部場

Host	Site	H_{int} (Oe)	M_s (G)	$H_{int}/\sqrt{\frac{8}{3}\pi} M_s$	M_{int}/M_s (NEUTRON DATA)	$H_{int}/\sqrt{\frac{8\pi}{3}} M_{int}$
Fe (bcc)	(Tetrahedral)	-11100	1749	-0.76	-0.074 ^{e)}	10
Co (hcp)	Octahedral	-6100	1458	-0.51	-0.61 ^{f)}	3.0
Ni (fcc)	Octahedral	-641	510	-0.15	-0.15 ^{g)}	1.0
Gd (hcp)	Octahedral	-7500	2115	-0.42	-0.12 ^{h)}	3.5

e) C. G. Shull and H. A. Mook, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 184

f) R. M. Moon, Phys. Rev. 131 (1964) 195.

g) H. A. Mook, Phys. Rev. 148 (1966) 495.

h) R. M. Moon et al., Phys. Rev. 135 (1972) 997.

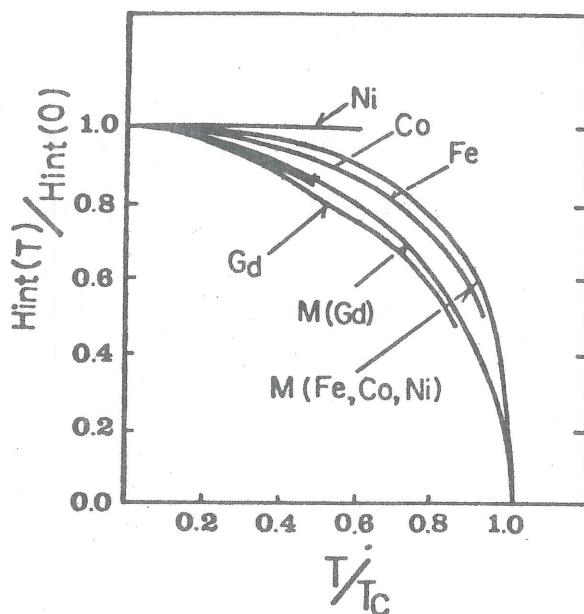


図1 μ^+ 内部場の温度依存性

参考文献

- 1) M. L. G. Foy Phys. Rev. Lett., 30 (1973) 1064.
- 2) K. Nagamine Hypen fine Interactions 1 (1976) 517.
- 3) N. Nishida Solid State Comm. 22 (1977) 235.
- 4) N. Nishida J. Phys. Soc. Japan 近刊
- 5) D. P. Hutchinson Phys. Rev. 131 (1963) 1351
- 6) K. Nagamine 近刊
- 7) H. Yasuoka 近刊
- 8) A. T. Fiory Phys. Rev. Lett. 38 (1976) 1245
- 9) K. Nagamine Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 99

II-c) 遷移金属中の $H^+ NMR$

中央大・理工 風間重雄

III-V族遷移金属は格子間位置に多量の水素を吸収し、金属=水素合金 (MH_x) を形成する。この MH_x 合金の水素原子のまわりの電子状態を調べる目的で、 $H^+ NMR$ のシフトの測定が少なからずなされてきた。しかしながら、これらの MH_x 合金では、比較的大きな帯磁率のため、 $H^+ NMR$ は無視できない大きさのバルクの試料の反磁場に起因するシフトを受けるが、これまでの実験例ではほとんどの場合粉末試料が用いられており、このシフトの補正がなされていないため、実験データとして信頼できない。そこで、特にこの点に留意し、 VH_x , NbH_x , TaH_x 各合金系で、一枚の箔状試料を用いることにより、反磁場によるシフトを明確に分離し、充分信頼できる H^+ ナイトシフトの実験値を得たので報告する。

厚さ約 40 mm, 幅 3.8 mm, 長さ 25 mm の合金箔一枚を試料とし、試料表面と外部磁場 H_0 のなす角度 θ をパラメータとし (θ : $0^\circ \sim 90^\circ$), 日立 R-20 型高分解能 NMR 装置 (周波数 60 MHz 固定) で $H^+ NMR$ を測定した。測定は主として、H 原子が無秩序に分布し、拡速が非常に速く、 $H^+ NMR$ が完全に motional narrowing の状態になっている α 固溶相で行った。線巾は 0.01 Oe で、シフトの測定精度は ±1 ppm である。図 1 は、 θ を 15° ずつ変えて測定した as-ob-served シフト $S(\theta)$ を水素濃度

(X : 水素対金属原子数比) に対してプロットしたもので、 H_2O プロトンを基準とし、低磁場側へのシフトを正にとってある。 θ を大きくしていくとシフトは負の方向に大きく変化しており、反磁場の影響が無視できないことは明らかである。平板資料の場合、角度 θ でのシフトは、反磁場の影響を受けない $\theta = 0^\circ$ のシフトより $4\pi\chi_v \sin^2 \theta$ (4π : 反磁場係数, χ_v : 体積帶磁

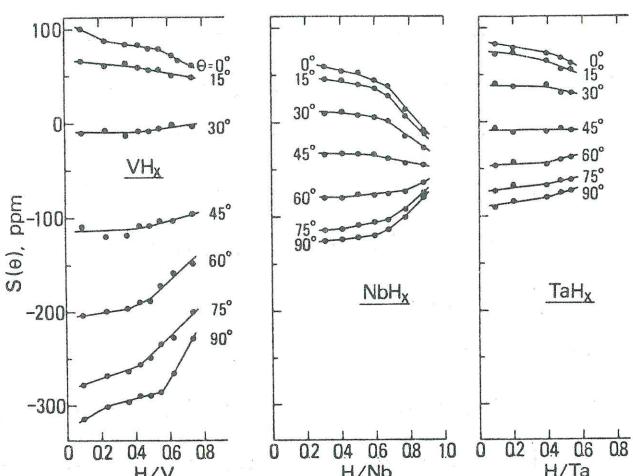


図 1

率) だけ減少する: $S(\theta) = S(0^\circ) - 4\pi \chi_v \sin^2 \theta$ 。 $S(0^\circ) - S(\theta)$ vs. $4\pi \sin^2 \theta$ のプロットをすると、実験値は非常によく直線にのり、その勾配から χ_v を精度よく求めることができる。(図 2)。裸のプロトンを基準としたナイトシフト K_H は次式によって与えられる。 $K_H = S(0^\circ) - 25.6 - \frac{4}{2}\pi \chi_v$ (ppm)。ここで 25.6 ppm は H_2O プロトンの化学シフト、 $\frac{4}{3}\pi \chi_v$ はローレンツ局所場の補正項である。 χ_v として本実験で得た値を用いて K_H を求め、水素濃度に対してプロットしたのが図 3 である。V 族遷移金属=水素合金の α 相における K_H の実験結果は次のような特徴をもつ。① K_H の絶対値は小さく、最も大きい VH_x でも約 60 ppm である。これは金属原子核のナイトシフトに比べて 2 枠乃至 3 枠小さい。② K_H の符号はすべて負である。③ $X \leq 0.6$ の領域ではほとんど濃度依存性がない。④ 測定温度領域内 (200 ℃以下) では K_H は温度依存性を示さない。

偏極中性子線の実験によると、遷移金属 (Fe, Co, Ni, Pd など) のスピン密度分布は、僅かに負に偏極したほぼ均一な伝導電子の back ground に重なって、金属原子の位置に正の大きなスピン密度が存在している。これは遷移金属の一般的な性質であると考えられている。従って MH_x 合金でプロトンをプローブと考えると、本実験で明らかになった僅かに負の K_H は、プロトンの存在する格子間位置における負に偏極した伝導電子スピンとの接触相互作用によるものと考えることができる。しかし、最近の軟 X 線放出スペクトルの測定の結果、Pd-H_x, VH_x, NbH_x などで、水素の S 電子は金属原子の d 電子と結合状態 ($H - in-$

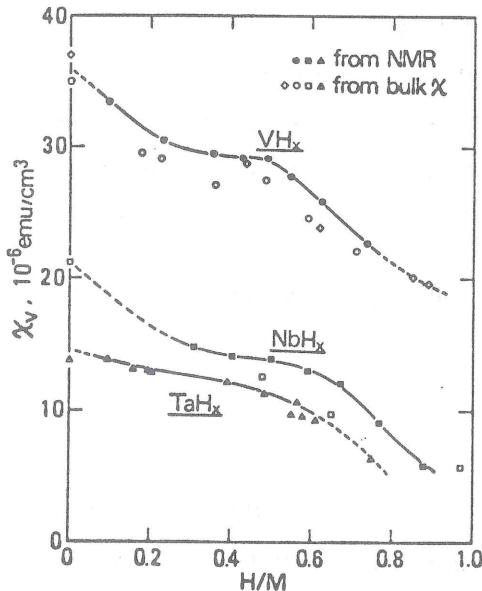


図 2

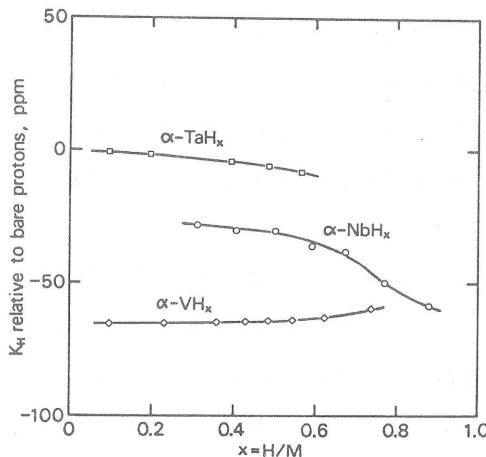


図 3

duced state)を作っていることが明らかになった。水素によって誘起されたこの結合状態は、二つの機構を通じてプロトンの位置に内部磁場を作り得る。すなわち、格子間位置で僅かに偏極した α 電子との交換相互作用による core polarization 及び transferred hyperfine interaction で、 K_H に対して、前者は負、後者は正の寄与をするものと考えられるが、これ以上の議論は、より詳細な H-induced state に関する知識が必要である。

参考文献

S. Kazama and Y. Fukai, J. Phys. Soc. Japan 42 (1977) 119

S. Kazama and Y. Fukai, J. Less-Common Metals 53 (1977) 25

Y. Fukai et al., Solid State Commun. 19 (1976) 507

II-d) Ni 中での B と N の内部場

阪大・理 野 尻 洋 一

1. 序 説

短寿命ベータ放射性原子核（半減期 $T_{1/2}$ が 10m秒から 100 秒程度まで）に適用可能な NMR[1]により、 $^{12}\text{B}(I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 20.4\text{ ms})$ と $^{12}\text{N}(I^\pi = 1^+, T_{1/2} = 11.4\text{ ms})$ の、強磁性体 Ni 中での Hyperfine Interaction を測定した[2]。

この方法は、核反応による反跳核が偏極していることと、その偏極核からのベータ崩壊が非対称性を示すことを利用したもので、今までではもっぱら不安定核の核モーメントの測定に用いられてきた。この NMR の特徴として上げられることは、

- (1) 感度の高いことにより非常に稀薄な不純物の NMR が可能であること、
- (2) 不純物と試料が広い範囲の組合せが出来ること。
- (3) 不純物原子核の寿命の程度の時間範囲で、スピンの動的な情報（例えば T_1 等）が得られることである。

今回の実験に於いて、異なる符号を持つ 2 つの Hyperfine Field (B_{hf}) が見い出され、その 2 つの Site population と T_1 の温度依存性を、6K から 730K まで測定した。特に最近の測定で、 T_c 附近でのスピンの Critical behavior を精度よく測定し磁性上の情報を得たが、これについては後述し、この節では、 ^{12}B の 2 つのサイトを中心に述べる。

2. 実 験

実験的方法は、前の実験[1]と本質的に同じものである。核反応 $^{11}\text{B}(d, p)^{12}\text{B}$ により 1.5

MeVの重陽子ビームを用いて偏極¹²Bを生成し、これを反跳角40°の方向に取り出した。この¹²Bを50 μmのPolycrystalline Ni Foilに植え込んだ。Ni Foilは直径20 mmで純度99.99%であり、¹²Bはその表面の0.5 μmの深さまでに分布する。またNi Foilは約0.5℃の精度で液体He温度からT_c(~630 K)の上まで変化させた。¹²Bの偏極度は、反応平面の上下に置かれたベータ線カウンターの非対称度から求められた。静磁場を偏極方向にかけ、NMR遷移はそれに直角方向のRf-Coilにより引き起こされた。

T_c より低い温度で 2 つのシャープな NMR が見い出された。それぞれの T_1 を、偏極度の時間変化から求め、かつその T_1 を用いて 2 つのレゾナンスに占める ^{12}B の site population を引き出した。

3. 結果と議論

(1) Hyperfine Fields

T_c より低い温度で出された 2 つのレゾナンスは、温度と共に系統的に変化し、2 つの内部磁場が確認された。また外磁場を変えることによりその符号は正と判定された。この内部磁場 B_{obs} は次の様に分解される。

$$B_{\text{obs}} = B_{\text{ext}} + B_{\text{hf}} + \frac{4}{3} \pi M - DM + B_{\text{dip}} \quad \dots \dots \dots \quad (1)$$

但し、 B_{ext} ：外部磁場、 B_{hf} ：Hyperfine、 $\frac{4}{3}\pi M$ ：ローレンツ場、 $-DM$ ：反磁場、 B_{dip} ：双極子場である。今回の Ni foil の大きさでは $D \sim 0.04$ で小さく、また B_{dip} も測定されたレゾナンス巾が 10 G 以下であったことから無視出来るものとした。この(1)を用いて 2 つの正の B_{obs} から、異なる符号の B_{hf} が見い出された。6 K での値は、

である。

第1図の(a)IC, B_{hf} の温度依存性を示す。磁化曲線を 6 K で一致させて比較のために実線で示す。特徴的なことは、負の B_{hf}^- は $M(T)$ に比べて比較的ゆっくりと変化するが正の B_{hf}^+ は非常に早く変化していることが判る。また一方、この B_{hf}^- は、S-P impurity の Systematics によく一致するが、 B_{hf}^+ はそうではないことから非常に異質的であることが判る。またこの B_{hf}^+ の温度変化が急であることから、ある種の localized moment の存在を示している。

(2) Site population & T₁

Site population を第1図の(b)に示す。 T_c 附近で Site population の特異的なふるまいが見い出された。500 K以下では B_{hf}^- の Site(S^-)に主に占めるが、 T_c に向って温度が上昇するにつれ B_{hf}^+ の Site(S^+)に多く占める様になり、ついには T_c を越えた温度で S^+ が S^- の約2倍まで占める。そして S^- は T_c 付近で最小からまた大きくなる。両方の和の値も T_c から大きくなる。 S^+ も S^- もいずれも Vacancy によるものとは思われない。常温での Cu や Al 中での B の植え込まれた際の Site は interstitial octahedral とされている(3,4)。故に低い温度での S^- が多いことは、 S^- が octahedral であることを示している。又、 S^+ が正符号の場であることは、Substitutional の Systematics (5)に反すること、また bcc 内の B は Substitutional には入らないこと(3)等から、Tetrahedral site であろうと思われる。

T_1 の逆数を第1図の(C)に示すと、 S^+ の方が S^- より T_1 は早く又、 T_c 付近で critical slowing down の現象が見い出されている。 T_c より低い温度での S^+ と S^- の $T_1 \cdot T$ はそれぞれ ~ 40 と $200 \text{ sec} \cdot \text{K}$ となり、 S^+ は B in Cu, Al の $T_1 T$ に近く、また S^- は B in Pt の $T_1 T \sim 300 \text{ sec} \cdot \text{K}$ に近く。

参考文献

- (1) K. Sugimoto, K. Nakai, K. Matuda and T. Minamisono, J. Phys. Soc. Japan 25 (1968) 1258,
T. Minamisono, J. Phys. Soc. Japan 34 Suppl. (1973) 324.
- (2) Y. Nojiri, H. Hamagaki and K. Sugimoto, Phys. Lett. 60A (1977) 77.
- (3) T. Minamisono, K. Matuda, A. Mizobuchi and K. Sugimoto, J. Phys. Soc. Japan 30 (1971) 311.
- (4) T. K. McNab and R. E. McDonald Phys. Rev. B13 (1976) 34.
- (5) G. N. Rao "Systematics of Dilute Impurity Hyperfine Field in Fe, Co and Ni,"

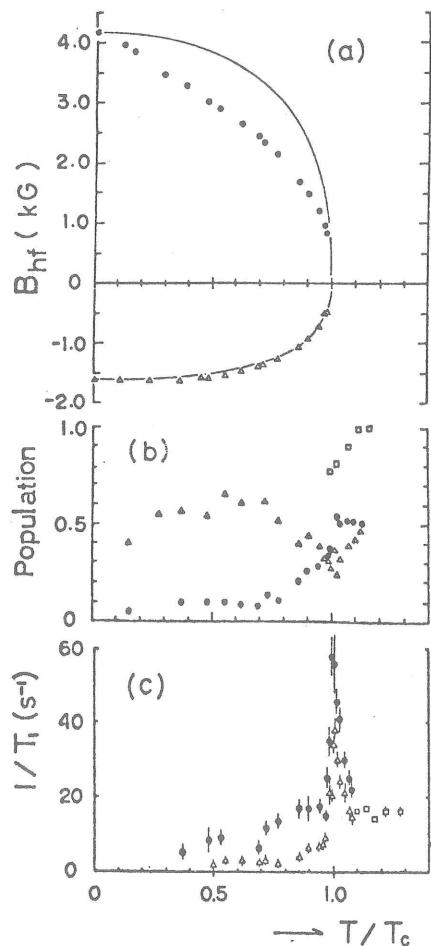


Fig. 1. (a) Hyperfine fields B_{hf} on ^{12}B implanted in Ni vs. temperature. The solid curves represent the bulk magnetization $M(T)$ of Ni for comparison normalized at 6K. (b) Site populations. (c) Reciprocals of T_1 . The external field B_{ext} was 3 kG (6kG for higher temperature in (b)). The symbol • represents data for S^+ , △ for S^- and □ for both sites included.

II-e) Interstitial site の spin polarization

東北大 石川 義和

§ 1 はじめに

この講演の目的は μ^+ SRとの関聯において主として強磁性金属、合金化合物に対して中性子回折で求められた Interstitial site の spin polarization がどの位信頼性がおけるものかを考察する事と、現在までにどの様な物質について測定がなされて来ているかを review する事にある。

§ 2 遷移金属強磁性体の Interstitial site の spin polarization

polarized neutron を用いた magnetic form factor の測定

$$\frac{d\sigma^\pm}{d\Omega} = (d \pm p)^2 \quad R = \frac{\frac{d\sigma^+}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^-}{d\Omega}} = \frac{(1 + \frac{p}{b})^2}{(1 - \frac{p}{b})^2} \quad P = \left(\frac{r_e^2}{2 \text{cm}^2}\right) \mu f(\theta)$$

$$f(\theta) = \frac{1}{S_i} \int | S_i \rho_s^+(r) - S_i^- \rho_s^-(r) | e^{-iQr} dr$$

R の限界 1×10^{-4}

R. M. Moon, W. C. Koehler and C. G. Shull, Nucl. Instrum. Methods
129 (1975) 515

form factor から information を得る方法

(i) model を仮定して $f(\theta)$ を計算

$$f(\theta) = \frac{2}{g} f_{\text{spin}} + \left| \frac{g-2}{g} \right| f_{\text{orb}} + f_{\text{core}}$$

$$f_{\text{spin}}(\theta) = (1 + \alpha) f_{3d}(\theta) - \alpha \delta(\theta)$$

$$f_{3d}(\theta) = f_{\text{isot}}(\theta) + \left(\frac{5}{2}r - 1\right) A_{nk1} f_{\text{anis}}(\theta)$$

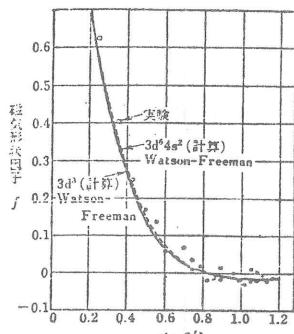


図 7.41 Fe の磁気形状因子

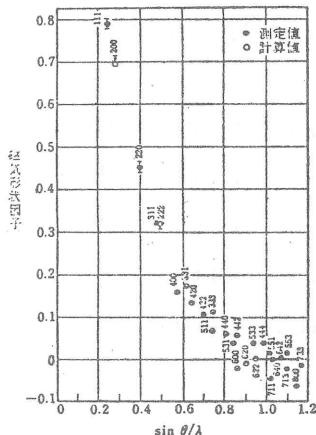


図 7.43 Ni の磁気形状因子

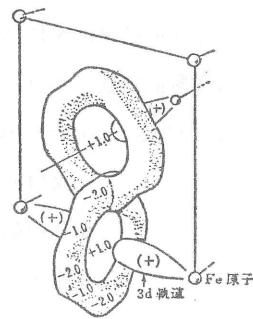


図 7.44 Fe の負分極部分の空間分布

第1図 金属の磁気形状因子の実例

Metal	Form factor	Magnetization	Uniform polarization	Series
Fe	2.39	2.177	-0.21	2.37 ± 0.04
Co	1.99	1.707	-0.28	1.96 ± 0.04
Ni	0.67	0.583	-0.105	0.68 ± 0.02

Fe : C. G. Shull. and Y. Yamada : J. Phys. Soc. Japan Sup. 17 B III 1 (1961)

C. G. Shull and H. A. Mook : Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 184.

Co : R. M. Moon, Phys. Rev. 136 (1964) A 195.

Ni : H. A. Mook, Phys. Rev. 148 (1963) 495.

(ii) $f(\theta)$ の Fourier 変換で map を画く。

§ 3 Uniform polarization の信ぴよう性

○上記の結果は ND の結果と磁化の測定の結合で出た。

○実験的検証 ($f(0)$ の測定)

(1) C. S. Schneider and C. G. Shull Phys. Rev. B 3 (1971) 830

全反射による測定 $0.589 \times 10^{-12} \text{ cm/atom}$

磁化の測定 $0.587 \times 10^{-12} \text{ cm/atom}$

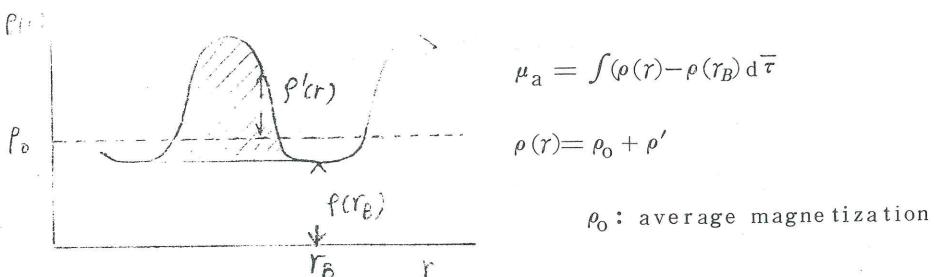
中性子 (高角度) $0.645 \times 10^{-12} \text{ cm/atom}$

(2) G. Shirane and J. Als.-Nielsen. Proc. Moscow Conf. (1973)

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} f(0)/f(\theta)_{\text{meas}} = 1.06 \quad (2.39/2.177 = 1.098)$$

○ Self consistent analysis

R. M. Moon Int. J. Magnetism 1 (1971) 219



第2図

$$\mu_a = \int \rho'(r) d\tau - V_a \rho'(r) d\tau$$

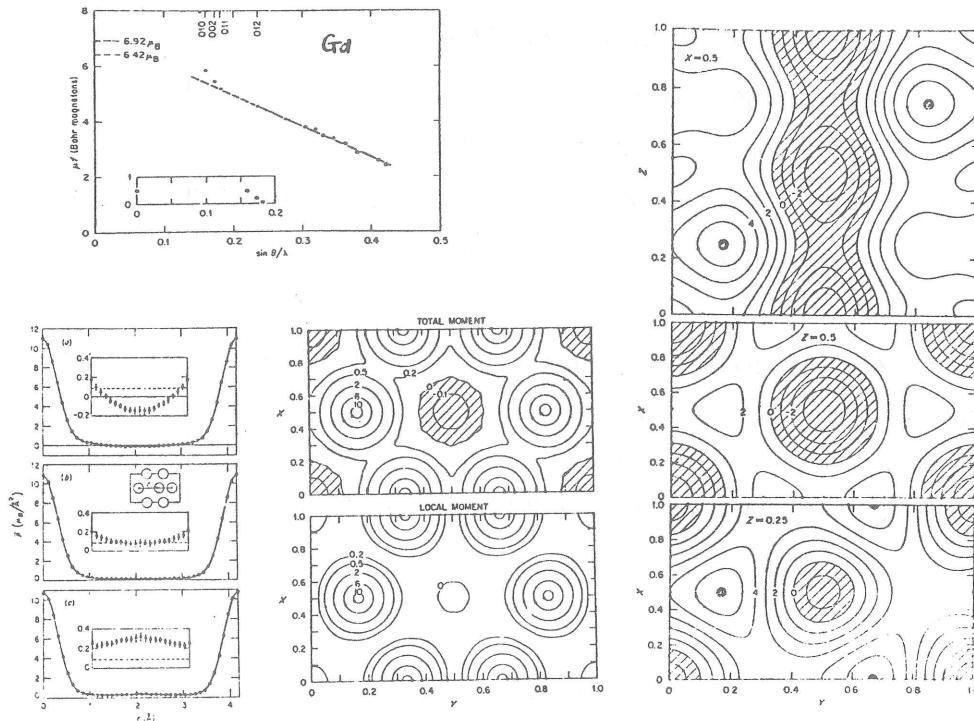
§ 4 希土類金属の delocalized moment

i) Gd polarization density

R. M. Moon, W. C. Koehler, J. W. Cable and H. R. Child

Phys. Rev. B 5 (1972) 997.

ii) Tb : O. Steinsvoll, G. Shirane, R. Nathans, M. Blume, H. A.



Gd の Conduction electron の polarization density

Analysis の問題点

$f(\theta)$ から、 $f_{4f}(\theta)$ を差引いて残りを Conduction electron の polarization とする interstitial site で $\rho(r)$ は一様と考える。

$4f$ moment を $f_{4f}(\theta)$ より求めこれを Moon の方法で計算した 直と比べる

$$6.4 \mu_B \pm 0.16 \mu_B = 6.42 \mu_B$$

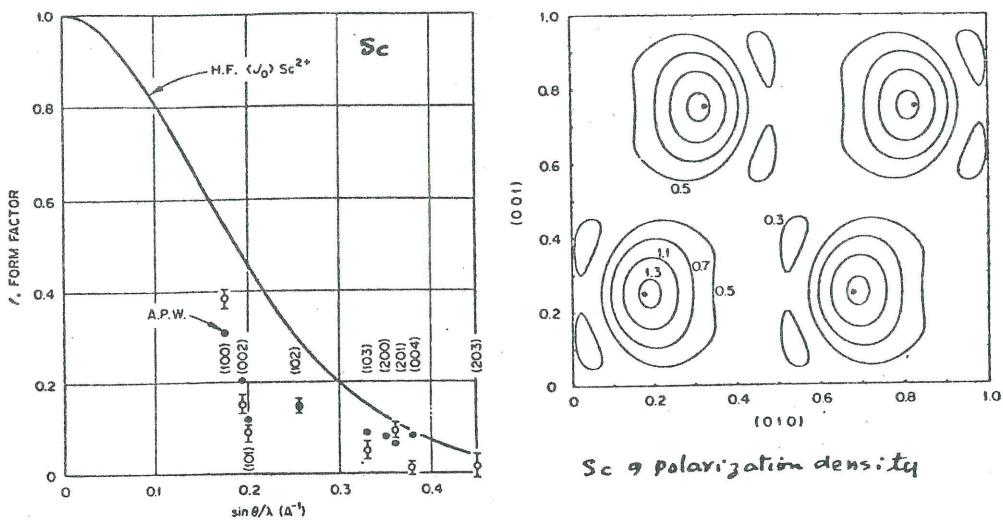
Alperin, S. J. Pickart Phys. Rev. 161 (1967) 499.

- iii) Er : C. Stassis, G. R. Kline, A. J. Freeman J. P. Desclaux. Phys. Rev. B 13 (1976) 3916
paramagnetic state での spin density を測定し conduction electron の polarization を求める。
- iv) Sc : W. C. Koehler and R. M. Moon, Phys. Rev. Letters 36 (1976) 616.

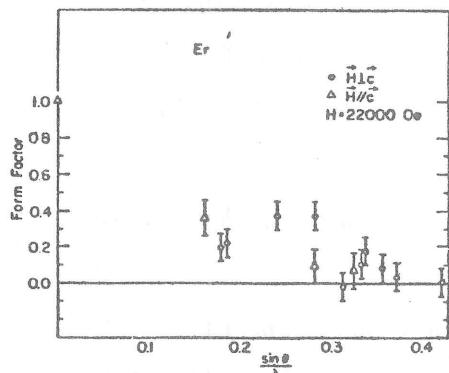
Sc の結果と Er の結果 (Er の total polarization - 4f polarization) は著しく類似しており 3d electron の polarization でも uniform polarization でも説明出来ない。Gupta, Freeman の APW calculation の結果とよく合う。

R. P. Gupta and A. J. Freeman Phys. Rev. Lett 36 614 ('76)

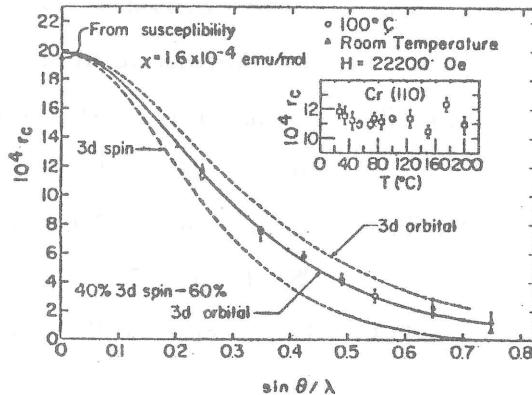
第 4 図



第5図 iii) Er



第6図 Cr



§ 5. Paramagnetic metals \ominus spin density

R. M. Moon, W. C. Koehler and J. W. Cable Review.

Gatlinburg Conference. Proc. (1976) 577.

Cr, V, Ti, Sc, Pb, Y, Nb バンド理論との比較可能、軌道モーメントの貢献大。

等に興味が深いもの

Cr. C. Stassis, G. R. Kline and S. K. Sinha

Phys. Rev. 11 (1975) 2171.

i) induced momentはordered momentと異なり40% spin - 60% orbital

ii)殆んど温度変化しない。

iii) N. MRのrelaxation timeはlocalized momentがある様に変化する

R. G. Barnes and T. P. Graham. phys. Rev. Letters 8 ('62) 248

○ Ni : G. Caqlioti, M. J. Cooper and V. G. Minkiewicz

J. Appl Phys. 38 ('67) 1245

§ 6. 合 金

- Review : A. Paoletti, Rivista del Nuovo Cimento 1 (1970) 451.
- Co-Fe L. Dobrzynski, F. Maniawski, A. Modrzejwski
D. Sikorska Solid State Comm. 8 (1970) 1
- Co-Ni B. Antonini, F. Meuzinger, A. Paoletti, F. Sacchetti
Int. J. Magn. 1 (1971) 183
- Co-Pt B. Antonini, F. Menzinger A. Paoletti, Phys. Lett.
2SA (1967) 372
- Co-Pt₃ B. Antonini, G. P. Felcher G. Mazzone Fa.
Menzinger, A. Paoletti, Proc. Int. Conf. Nottingham
(1964) 288
- Fe-Ph ibid
- Fe-Rh G. Shirane, R. Nathans, C. W. Chen, Phys. Rev. 134
(1964) A 1547.
- Fe-Si J. Moss, R. J. Brown, J. Phys. F. Metal Phys.
2 (1972) 358.
- MnNi₃ A. Paoletti, F. P. Ricei J. Appl. Phys. 34 (1963) 1571.
- MnPt₃ B. Antonini, F. Lucari, F. Menzinger, A. Paoletti
Phys. Rev. 187 (1969) 611.
- Ni-Cu. Y. Ito and J. Akimitsu J. Phys. Soc. Japan 35 (1973)
1000. delocalized moment Cu の concentration と共に
減少 Cu 11.5% - 0.079 ± 0.011 μ_B, Cu 38% - 0.020 ± 0.006 μ_B
- Pd₂MnSn. Y. Ishikawa, K. Tajima and P. Radhakrishna
J. Phys. Soc. Japan 40 (1976) 1597)
- Pd site の polarization 0.1 ± 0.05 μB, Sn site の polarization -0.1 ± 0.05 μB
- Pd₃Fe G. Shirane, R. Nathans S. J. Pickart, H. A. Alperiu
Proc. Int. Conf. Nottingham (1964) 223.

Pd-Fe T. J. Hicks, T. M. Holden, G. G. Low J. Phys.
C-1 (1968) 528.

§ 7. 化合物

CoS₂ : A. Ohsawa Y. Yamaguchi H. Watanabe and H. Ito
J. Phys. Soc. Japan 40 (1976) 986.

uniform polarization

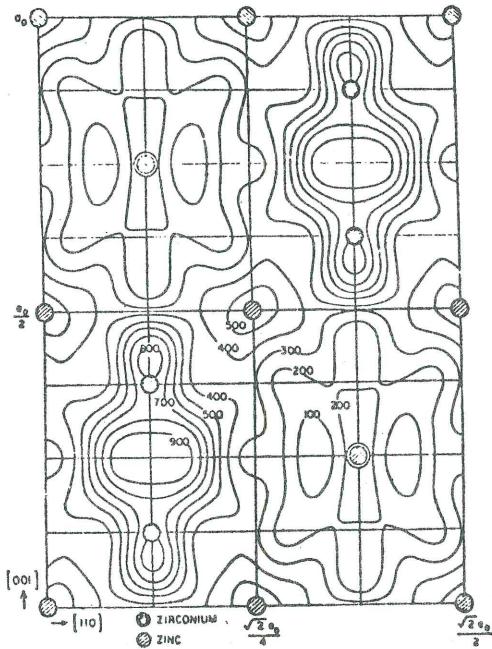
MnSi : P. J. Brown, J. B. Forsyth and G. H. Lander
J. Appl. Phys. 39 (1970) 1331.

MnAs : S. Haneda, N. Kazama, Y. Yamaguchi,
H. Watanabe J. Phys. Soc. Japan 42 (1977) 1201.

NdAl₂: J. X. Boucherle and J. Schweizer Proc. Int.
Conf. Mag (Amsterdam) (1977) 174
diffuse part oscilate -0.09 μB/A².

ZrZn₂ : S. J. Pickart, H. A. Alperin, G. Shirane and
R. Nathans Phys. Rev. Letters 12 (1964) 444.
polarization density の peak が atom の中間位置に出る。

第7図 $Z_f Z_n^2$



第8図 $NdAl_2$

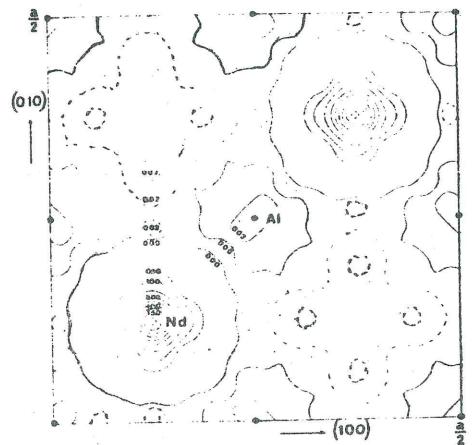


Fig. 2. Magnetization density projected along the [001] direction (in $\mu_B/\text{\AA}^3$).

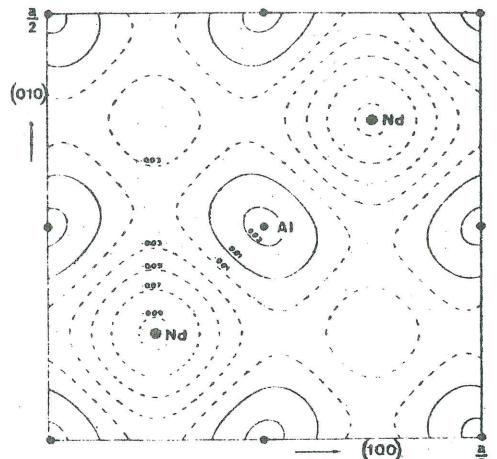


Fig. 3. Diffuse part of the magnetization density projected along the [001] direction (in $\mu_B/\text{\AA}^3$).

II-f) 伝導電子のスピン偏極・スクリーニング効果

阪大・理 金 森 順次郎

μ^+ が強磁性遷移金属 Fe, Co, Ni 中で見る内部磁場の起源については、今までにいくつかの議論がなされている。^{1~3)}そのいずれもが、いわゆる s 電子は自由電子であるとして、これによつて μ^+ の電荷がスクリーンされるとしている。このことは、寺倉と筆者が置換型不純物原子の場合に与えた理論と大きく矛盾している。⁴⁾我々の理論はすでにいくつかの実験事実で検証されているので、 μ^+ の場合にもそれを取入れた計算が必要であろうと思われる。以下でその概略を議論したのち、内部磁場の問題に触れたい。

Ni 中に非遷移元素の不純物原子が存在するとき、磁化は、不純物原子 1 コ当り約 μ_B (Cu の場合), 2 (Zn), 3 (Al), 4 (Si, Ge), 5 (Sb) の減少をもたらす。この数字がこれら不純物原子の価電子の数と一致することから、価電子が d バンドのマイノリティスピニン状態を埋めるというモデル? (filling modelとも呼ばれる) が生れ、未だに信じている人もある。しかしこれはモデルの名にも値しないもので、それでは Sb は Sb⁵⁺ の状態にあるのかという間に答えることができない。我々は、実際に s, p, d 状態すべてを考え、これに対する不純物原子のポテンシャルの作用を計算して、以下の考えに到達した。すなわち、1 コの不純物原子によってもたらされ Fermi 準位以下の状態数の変化を考える。不純物原子の原子核位置を中心として状態を s, p, d ϵ , d γ と分類するとき、各対称の状態数の変化を、自由電子の海の中の不純物原子の場合にならって、effective な phase shift と呼ぶことにする。我々が結論したのは、s, p の phase shift は不純物原子のポテンシャルがあまり深くないときには、その大きさと無関係にほとんど零であるということである。このことは、Friedel の総和則の意味で、s, p 状態は、不純物原子の荷電のシールディングに寄与することが出来ないことを意味している。

以上のこととは、グリーン関数の構造が分子の光学吸収の際の antiresonance (吸収のかなり鋭い極小) が起るときの吸収量の表式と 1 対 1 に対応することから、一般的に説明することができる。s 対称の場合、むしろ不純物原子の s 状態が、まわりの Ni 原子の d バンドと結合して、d バンドの上下に結合状態と反結合状態を作るといった方が分り易いかも知れない。もしこの結合状態と反結合状態がともに Fermi 準位から遠く離れていて、一方が上に他方が下にあるとき、少々 ポテンシャルが変化しても Fermi 準位以下の状態数が変わらないことは容易に理解されるだろう。実際には (とくに p 状態の場合) そのようなはっきりした結合状態のエネルギー準位が無くても

d バンドの上端附近に Fermi 準位があると、 phase shift がポテンシャルによらず非常に小さくなる。なおポテンシャルが非常に深くなつて、不純物原子の電子状態が d バンドとの結合に関係なしに Fermi 準位より下に沈むときは事情が異なることも理解されよう。この場合 phase shift は自由電子の海に不純物原子があるとしたときに近くなることも計算によって示される。

s, p 状態の phase shift が零でも、実際に計算してみると不純物原子はほとんど電気的中性になっている。このことは、まわりの Ni 原子の電子数（不純物原子を中心としたときの s, p 対称の分子軌道に属する電子の数）が、不純物原子の s, p 状態に集積した分だけ減少していることを示している。何故ならば全空間で電子数の変化を積分したのが phase shift に対応しているからである。まわりの Ni での電子数の減少は、不純物原子と d バンドとの化学結合の結果、反結合軌道に含まれる Ni の d 軌道は、エネルギーが Fermi 準位より高くなるために空になると考えることもできる。この減少は結局、まわりの Ni のポテンシャルの変化をもたらし、それが電子を引き寄せるこことによって Friedel 総和則をみたすように phase shift を作るが、Ni の場合それがマイノリティスピニの電子の集積によってなされるので、不純物原子の周囲の Ni 原子の磁気能率は減少する。これが最初に述べた一見 d バンドの filling が起るよう見える原因である。

以上の機構は、不純物原子の s 状態の状態密度が Fermi 準位の附近で、自由電子としたときに比べて著しく小さいという結果をもたらす。このことは、不純物原子の原子核の T_1^{-1} （正確には $(T_1 T)^{-1}$, T は温度）が、遷移金属中では通常金属中の場合に比べて非常に小さい ($10^{-1} \sim 10^{-2}$) ことで実証されている。また我々の計算は X-ray の emission スペクトルの実験結果（これは不純物原子の価電子状態のエネルギー分布を与える）もよく説明する。Fe 中の不純物の場合も、s, p 状態の phase shift はかなり小さいことが計算によって示される。この場合まわりの Fe 原子の磁気モーメントの変化は Ni の場合に比べて小さいが、これは Fe の d バンドの強磁性状態が Ni のそれとは異なることで説明することができる。

いずれにせよ以上の機構は、格子間位置にある不純物原子の場合にも存在するので、その荷電のシールディングの機構は、自由電子の海にあるとした今までの μ^+ についての計算では説明できない。

それでは、 μ^+ の内部磁場の起源および Ni, Co, Fe 中での値はどのように解釈されるだろうか、この内部磁場の値を計算するには、結局 μ^+ の位置でそれを中心としたときの s 状態にある電子数をそれぞれのスピン方向について計算しなければならない。二つの方向の電子数の差が非常に小さいので、そこでは上記で非常に小さいと結論した phase shift の値を正確に求める必要がある。これはかなりポテンシャルによって変る（小さいことには変わりないが）。また上記の周囲の原子の磁気モーメントの変化のはね返りを考慮しなければならない。（事実 μ^+ の見る内部磁場は絶

対値として大変小さいものである。) このため信頼できる計算値をうることはかなり困難で、1)～3)にて引用した文献のように気軽に内部磁場の値を結論するわけには行かない。全般的には、Ni Fe原子のd状態とミュオニウムのs電子状態(独立したミュオニウムではないがあえてこの言葉を使う)との結合によって生れるもので、d状態の空間的広がりのスピン方向による違いが問題となる。格子間位置の不純物原子の計算は、我々としても大変興味をもっているので、いずれ手をつけるつもりであるが、現在のところは未だ行っていない。

なお $(T_1 T)^{-1}$ の大きさの大小が、不純物原子のポテンシャルの深さと大きく関係するので、野尻氏によって報告されている¹²B(Ni中の)二つの位置で、一方では $(T_1 T)^{-1}$ が通常金属中の値に近いということは、このBではあるいはポテンシャルが深くなっているのではないかと思われる。正四面体位置でこのようなことが期待されるかどうか計算するのも興味のある問題である。

参考文献

- 1) P. Jena, Solid State Comm. 19 (1976) 45
- 2) B. D. Patterson and L. M. Falicov, Solid State Comm. 15 (1974) 1509
- 3) K. D. Petzinger and R. Munjal, Phys. Rev. B 15 (1977) 1560
- 4) K. Terakura and J. Kanamori, Prog Theor. Phys. 46 (1971) 1007,
K. Terakura, J. Phys. F 6 (1976) 1385 およびK. Terakura近く出版予定の論文。

II-g) スピン緩和の理論

東大物性研 上田和夫

最近 μ^+ SR および不安定核NMRによる磁性体の研究が行われ、今回の研究会でもその成果が報告されている。 μ^+ スピント磁性体の相互作用としては、双極子相互作用と Fermi 型の接触相互作用の2つが考えられる。前者は磁性絶縁体中の μ^+ SR (今回の研究会では MnO 中の μ^+ SR) で後者は金属中 (MnSi 中の μ^+ SR, Ni 中の B^{12} の NMR) で重要である。ただし、 μ^+ SR では (1) 内殻電子の偏極による接触相互作用がないこと、(2) μ^+ は interstitial に入るため μ^+ の位置でのスピント偏極は小さい。以上の理由で、NMR に比べて Fermi 型の相互作用が小さく、金属中でも双極子相互作用がかなり重要である。又 μ^+ が荷電粒子であることから遮弊に伴うスピント偏極の問題もある。このように相互作用の大きさについてもいくつかの問題があり、それは内部場の大きさ、スピント格子緩和時間 (T_1) の絶対値の議論に重要である。ここでは相互作用の大きさ

は既知として T_1 の温度依存性から物性を探るという観点に立つ、そうすれば μ^+SR は通常の NMR と本質的に同等であり、実験手段として相補的役割が期待される。以下磁性体における T_1 について、今迄の理論的研究をまとめて参考に供したい。

T_1 は局所的な磁場のゆらぎ δH の横成分を用いて

$$(T_1)^{-1} = \frac{r_N^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega_0 t} \langle \{ \delta H^-(t) \delta H^+ \} \rangle >$$

と書かれる。ここで ω_0 は共鳴周波数である。

磁性絶縁体の T_1 については守谷によって詳しく研究されている。

(i) $T \ll T_c(T_N)$

この温度領域ではスピン波近似が成り立つ。 ω_0 は小さいので直接過程は通常存在せず、ラン過程が効き T_1 は強い温度依存性を持つ。MnF₂ 等の実験に対し定性的にも定量的にも満足すべき結果を与えている。

(ii) $T \gg T_c(T_N)$

Gaussian random modulation を仮定し 2 次のモーメントを高温近似で計算することにより次の結果を得る。

$$1/T_1 = \frac{\sqrt{2\pi}}{6} \frac{r_e^2 r_N^2 \pi^2}{\omega_e} S(S+1) A$$

$$\omega_e^2 = \frac{2}{3} \left(\frac{J}{\pi} \right)^2 ZS(S+1)$$

$T \gg T_c(T_N)$ で温度に依らない T_1 が得られ、その値は $T_c(T_N)$ から ω_e を評価することで求められる。

(iii) $T \sim T_c(T_N)$

この領域ではゆらぎは遅くなり時間相関を正しく扱うことが重要となる。空間相関には分子場近似、時間相関には森一川崎の理論を適用して次の結果が得られている。

$$1/T_1 \propto (1/T_1)_\infty \delta^{-\frac{3}{2}} \quad \delta = (T - T_c)/T_c$$

$$1/T_1 \propto (1/T_1)_\infty \delta^{-\frac{3}{2}} \quad \delta = (T - T_N)/T_N$$

比例係数は結晶構造のみによる定数である。

通常の金属では $T_1 T = \text{一定}$ の Korringa の緩和時間が得られ、強磁性（反強磁性）に近づくにつれて、それから著しくずれてくる。ところで弱い強磁性（反強磁性）金属の磁気的性質については守谷、川畑（長谷川、守谷）による自己無撞着なスピンのゆらぎの理論が提出され、従来の Har-

tree-Fock, RPA から定性的に進んだ取り扱いがなされた。それによると(1) T_c (T_N) は Hartree-Fock の値よりも著しく下がる。(2) $\chi(\chi_Q)$ は Curie-Weiss 則に従う。(3) スピンのゆらぎ自体はその間の相互作用によって抑えられる。この理論を用いて得られる T_1 の結果を次にまとめておく。

(i) 強磁性金属

$$T > T_c \quad (T_1)^{-1} \propto T \chi \propto T / (T - T_c)$$

$$T < T_c \quad (T_1)^{-1} \propto T / M^2 \propto T / (T_c - T)$$

遍歴電子モデルでも高温で温度に依らない T_1 を得る。

(ii) 反強磁性金属

$$T > T_N \quad (T_1)^{-1} \propto T \sqrt{\chi_Q} \propto T / (T - T_N)^{1/2}$$

$$T < T_N \quad (T_1)^{-1} \propto T / M_Q \propto T / (T_N - T)^{1/2}$$

局在モーメントモデルとも強磁性金属とも異なる $T^{1/2}$ の温度依存性が高温で得られる。

弱い強磁性金属では外部磁場の効果が大きく、それは上の取り扱いを外場が存在する場合に拡張した。

$$(T_1)^{-1} \propto T (M/H) / (1 + \alpha M^3/H)$$

でよく記述されることが $ZrZn_2$ 等で確かめられている。

以上見てきたように、 T_1 は低エネルギーの磁気励起を敏感に反映するため、モデルとその取扱いによって定性的に異なる結論が得られる。従って温度依存性、外場依存性を種々の物質で調べることにより、 μ SR が NMR とともに物質のミクロな磁性について重要な知見を与えることが期待される。

II-h) Ni 中の ^{12}B NMR の臨海現象

東大・核研 浜 垣 秀 樹
阪大・理 野 尻 洋 一
阪大・理 杉 本 健 三

Ni 中に recoil implant された ^{12}B について、 β -NMR 法(1)により、正負二種類の超微細磁場 B_{hf} が存在することが見い出された。 B_{hf} の温度依存性、二つの site の population、緩和時間 T_1 が、広い範囲にわたって測定された(2)。

Curie 点 T_c 近傍での臨界現象を詳しく調べることを目的として、負の超微細磁場に対して、局所磁場 B_{loc} 、及び緩和時間が、外部磁場の関数として測定された。

測定方法については、参考文献(2)を見てもらうこととする。今回用いられた Ni sample は、径 20mm ϕ 、厚さ 50 μm の多結晶性のもので、純度は 99.99 % であった。sample の温度は ~ 0.3 度以内に一定に保たれた。

局所磁場 B_{loc} は、 ^{12}B 原子核が感ずる内部磁場 B_{obs} から、外場 B_{ext} を差し引いたもので定義する。すなわち $B_{loc} = B_{obs} - B_{ext}$ 。負の B_{hf} に対しては、 B_{loc} は比較的小さな値となるが、それは B_{loc} の主要項である B_{hf} と、ローレンツ磁場がほぼ打ち消し合う大きさをもつ事によっている。 B_{loc} の測定は、外場 1.1 KG, 3 KG, 及び 6 KG でなされた。結果は図 1 に示されている。

para の phase、すなわち $T > T_c$ において、“帶磁率” $\chi(T)$ を、 $\chi(T) = B_{loc} / B_{ext} \Big| B_{ext} \rightarrow 0$ で定義する。 $T \gg T_c$ では、 $\chi(T)$ は、 B_{loc} / B_{ext} で近似される。又 $T \gtrsim T_c$ では、 $\chi^{-1}(T)$ が、 $(B_{loc})^2 - (B_{ext} / B_{loc})$ プロット(3)から求められる。この様にして得られた $\chi^{-1}(T)$ を図 2 に示す。

$T \gtrsim 670$ K では、 $\chi^{-1}(T)$ は Curie-Weiss 則； $\chi^{-1}(T) \propto (T - \Theta_p)$; $\Theta_p \approx 646$ K, に従うように見える。この温度領域では、正の B_{hf} に対する $\chi^{-1}(T)$ が測定され、両者の Θ_p は実験誤差内で一致している。

$\chi^{-1}(T)$ の T_c 近傍でのふるまいは、 $\chi^{-1}(T) \propto (T - T_c)^\gamma$ の形で解析され、 $T_c = (627 \pm 1)$ K、及び $\gamma = 1.34 \pm 0.10$ を与える。 $\Theta_p - T_c$ の値 ~ 19 K は、bulk な測定とよく一致している。

上に得られた Curie 点 T_c での B_{loc} の外場依存性を、 $B_{loc} \propto B_{ext}^{1/\delta}$ の形で表わすと、

$$\delta = 4.2 \pm 0.9$$

を得る。 γ 及び δ の値は host の bulk 磁化について得られている値と良い一致を示している。

緩和率 $1/T_1$ に対する測定結果を図 3 に示す。 $1/T_1$ は T_c より数度高い温度で peak をもつが、その peak 値は、外場とともに小さな値となる。又、peak は、外場の増加とともに少し高い温度へと移動するよう見える。

高温で、異なる外場下の $1/T_1$ は徐々に近づき、一致する。

Curie 点 T_c での $1/T_1$ の外場依存性を、 $1/T_1 \propto B_{ext}^{-\nu}$ の形で表わすと、 ν に対して、 $\nu = 0.53 \pm 0.12$ を与える。boron については、orbital 緩和等の寄与は小さいと考えられる。

上に得られた ν の値を、Heisenberg model(4)、及び weak-ferro 对する守谷-川畠論(5)が予想する ν の値と合せて、表 1 に列記する。

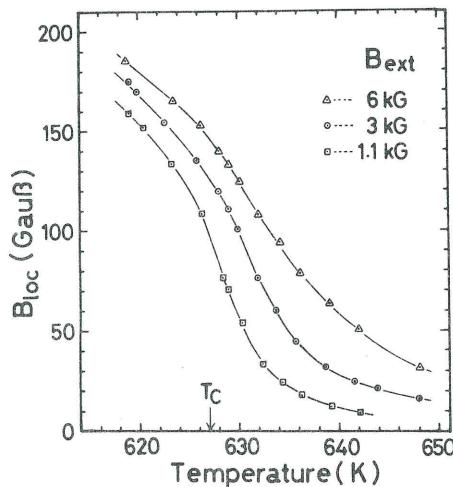
References

- (1) K. Sugimoto, K. Nakai, K. Matsuda and T. Minamisono, J. Phys. Soc. Japan 25 (1968) 1258 ; T. Minamisono, J. Phys. Soc. Japan 34 suppl. (1973) 324.
- (2) H. Hamagaki, J. Nakai, Y. Nojiri, I. Tanihata and K. Sugimoto, Hyperfine Interactions 2 (1976) 187; Y. Nojiri, H. Hamagaki and K. Sugimoto, Phys. Lett. 60A (1977) 77.
- (3) J. S. Kouvel and D. S. Rodbell, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 215.
- (4) T. Moriya, Prog. Theor. Phys. 28 (1962) 371.
- (5) T. Moriya and A. Kawabata, J. Phys. Soc. Japan 34 (1973) 639; 35 (1973) 669; K. Ueda, Solid State Commun. 18 (1976) 1251.

Table I

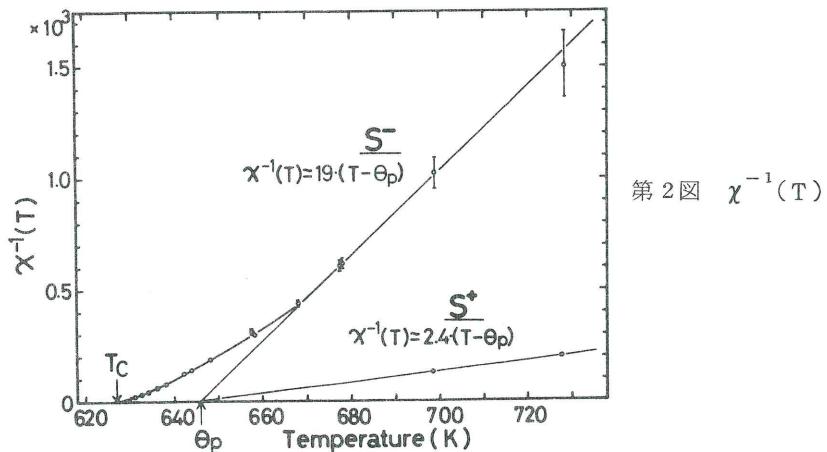
	$B_{loc} \propto B_{ex}^{1/\delta}$ $1/T_1 \propto B_{ext}^{-\nu}$	δ	ν
Heisenberg model a)	$\nu \approx 3/2 \delta$	3.0 c) 4.2 d)	0.5 0.36
Moriya - Kawabata b) theory	$\nu \approx 2/\delta$	3.0 c) 4.2 d)	2/3 0.5
Present experiment	—	4.3 ± 0.9	0.53 ± 0.12

a) ref. 4, b) developed for weak ferromagnetism in metal; ref. 5, c) mean field approximation,
d) empirical ; ref. 3.

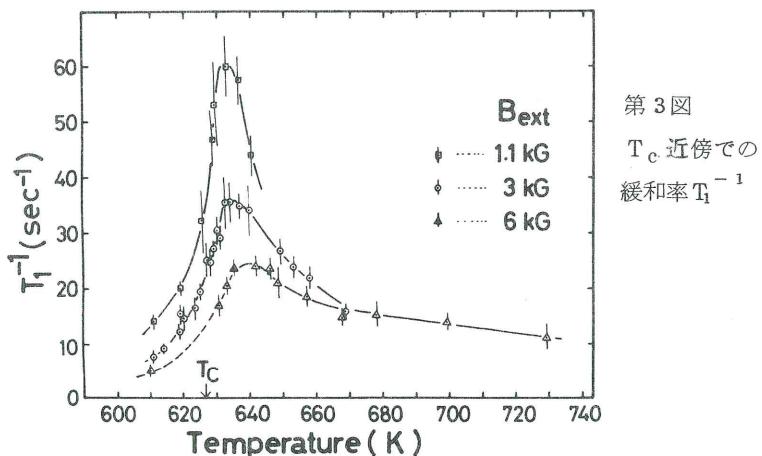


第1図

Bloc の T_c 近傍
でのふるまい



第2図 $\chi^{-1}(T)$



第3図

T_c 近傍での
緩和率 T_1^{-1}

II-i) Mn Si の $\mu^+ S R$

東大物性研 安岡弘志

最近ミュー中間子を implant し、そのスピン回転を用いた物性研究の基礎は固まりつつあり、いわゆる $\mu^+ S R$ の名のもとに新しい実験手段として注目されている。今回我々は、この方法を最近遍歴電子によるヘリカル磁性体として実験的にも又、理論的にも数多くの研究がなされている MnSi に適応しこの種の磁性研究にこの新しい方法がどれほど有効であるかをみてみたい。結果は以下に述べる如く、従来の核磁気共鳴(NMR)法では得られなかった新しい微視的磁性が明らかになりつつある。

実験は今回正ミューイオンを用いてバンクーバーの TRIUMF で行われた。用いた試料は、直径 1.5 cm、長さ 3.5 cm の円柱形単結晶で東北大学で製作されたものである。測定温度は、28 K から 300 K までこのすべての温度に於いて正ミューイオンによる外部磁場 3 kOe のものでスピン回転パターンが時間の関数として観測された。一般に正ミューイオンは、格子間位置に止まると考えられており、MnSi の結晶構造の複雑さからどこの格子間位置に止まったかは正確に決定することは出来ない。しかし回転パターンの周波数に対するフーリエ解析を行ってみると、温度に依存した負のシフトをもつ一本の周波数スペクトルが得られ、ミューイオンは結晶学的にほぼ等価なサイトに止まり、その位置でのスピン密度を probe しているものと考えられる。この温度変化するシフトをローレンツ磁場や、反磁場を補正することにより、又回転パターンの緩和を解析することにより以下のようない結論を得た。

- 1) 正ミューイオンのナイトシフトを帯磁率や、3 kOe での磁化の関数として、プロットしてみると良い直線関係が得られ、その勾配より、ホストの磁化が $1\mu_B$ 分極すれば正ミューイオンは、 -4.8 kOe の磁場を受けることが分った。これは Mn サイトの NMR から得られた -137 kOe/ μ_B と比較されるべき量であるが、それ自身他の Ni 等の場合と比較して、負で大きな値になつておらず、d 電子が負の分極を持ち格子間位置まで広く分布しているように思われる。多分、遍歴型磁性体のひとつの特徴であろう。又、正ミューイオンが受ける内部場は、ホストの帯磁率やモーメントが零ならば零であり、Mn サイトでみられるような軌道からの内部場での寄与はない。以上のことから正ミューイオンは、ホストの磁気的性質を正確に反映しており、磁性の研究に直接的に役立つものと考えられる。

- 2) ミューイオンの位置での緩和率(λ)は、77 K までは、温度変化せず $\langle \lambda = 200 \times 10^3 (\text{sec})^{-1} \rangle$

それ以下で急に大きくなり、 $T_c = 29\text{ K}$ で発散的にピークを持ち、更に低温では、小さくなる。内部場がホストの性質を反映しているものであれば、その振動部である緩和もそうであるものと考えられる。常磁性状態での温度変化は、 $\lambda = 0.35T / (T - T_c)$ で与えられ、弱い遍歴型強磁性に於けるスピンのゆらぎの理論と定性的に一致する。しかしながら高温での絶対値は、Mnサイトでの実験値 $<1/T_1 = 2.86 \times 10^4 (\text{sec})^{-1}>$ から推定されるものより30倍程度大きくなっている。この理由は、内部磁場の振動項が核磁気緩和にMnサイトで異なった向きをしているのか、ミューオンサイドで核磁気緩和以外の緩和機構が存在するのか明らかでない。今後磁場変化等を測定し、その理由を明らかにしていかなければならない。

以上のような研究は、ごく短期間で行われたものであり、現在データは十分なものではなく、実験を進行さすべく計画が立てられている。しかしながら、この方法はNMRより観測時間が2桁ないし3桁速く、非常に短い緩和現象を調べることが出来る。この意味で、NMRとは、Complementaryな実験手段であり、両方を組合わせることにより、新しい微視的な磁性が解明されると思われる。今後の発展を期待したい。

II-j) N_nSi の核磁気緩和

阪大・基礎工 馬越健次

MnSi は非常に長い周期(80 \AA)のヘリカルスピン構造をもち、その静的磁性は、最近の遍歴電子系における弱い強磁性・反強磁性の理論でほぼ理解できる。これらの理論ではスピンのゆらぎの効果が重要であることが示された。従ってスピンのゆらぎの効果を最も敏感に反映する核磁気緩和率 T_1^{-1} は、非常に重要な物理量であり、弱い強磁性および反強磁性金属に対する計算がなされ、実験とのよい一致が得られている。

ところで、 MnSi は、長周期、即ち、磁気秩序を表わす波数 Q が小さいヘリカル構造をもつため、強磁性状態と、ヘリカル構造状態とのエネルギー差が非常に小さく、ある一面では強磁性金属と、またある一面では反強磁性金属と同様な振舞を示し、さらにある場合にはヘリカル構造特有の振舞を示すことが期待される。これらの興味ある性質は、すでに静的磁性に現われているが、 T_1 にはさらに顕著に現われると思われる所以、常磁性および、外部磁場により誘起された強磁性相における計算を実行し、次のような結果を得た。

- 1) 臨界温度より、ある程度高温になれば、強磁性金属同様 $T_1^{-1} \propto T \chi_Q$ となり、十分な高温では、温度に依存しない T_1 が得られる。 $(\chi_Q$ は波数 Q の帶磁率で、これはこの温度領域では一様帶磁

率 χ にはほぼ等しく、 Curie-Weiss 則に従う。)

- 2) 外部磁場が、ある臨界磁場 H_0 より小さいときには、臨界温度 $T_c(H)$ ($T < T_c(H)$ ではコニカル構造となる) 近傍の発散は、 $T_1^{-1} \propto T\sqrt{\chi_Q}$ となり反強磁性と同様な振舞をするが、その係数は非常に大きくなる。
- 3) $H > H_0$ のときにはスピン波励起を考えなければ $T_c(H)$ で T_1^{-1} は発散せず、 $T_c(H)$ より高温側にプロードなピークができる、このピークは磁場の増加と共に高温側に移動し、よりプロードになる。

またコニカル乃至ヘリカル相から $T_c(H)$ へ近づいた場合、具体的計算結果はあまり出ていないが、次のことがいえる。

- 1) $H > H_0$ の場合、低温側と高温側で T_1^{-1} に不連続がおこる。
- 2) $H < H_0$ の場合、低温側からも T_1^{-1} は発散しその振舞は、反強磁性同様 $T_1^{-1} \propto T/m_Q$ で表わされ、低温側からの方がより sharp な発散を示す。

以上が今までにわかった理論の結果であるが、残念ながら T_1 が非常に短いため、特に興味のある臨界点近傍の振舞については、NMRでの実験がなされていない。しかし、最近 μ^+ SRにより T_1 の測定が可能になり、安岡さん達の実験結果が出はじめている。今後さらに精度の高い実験が磁場および温度をかえてなされることが期待される。

III-a) Va族金属 (Ta, Nb, V) 中の水素の挙動

東北大・金研 花田黎門

§ 1 実験の原理

室温以下のVa族金属中の水素の拡散にはいくつかの異状が見出されており⁽¹⁾⁽²⁾、拡散における量子的効果⁽³⁾⁽⁴⁾の現われとして解釈されている。これらの実験では α 相中の水素濃度を検出可能な量 (~ 100 at ppm) に保つ必要があるので、比較的高温で (80 K 以上) 行われている。 $(\alpha$ 相中の平衡濃度は $C_\alpha = A \exp(-E_s/kT)$) 温度依存性をもつ。故に低温では C_α は極端に小さくなり他は Hydride として析出する。) 一方拡散における量子的効果は低温程顕著に現われる事が予想されるので、実験はより低温で行えば行う程都合がよい。筆者⁽⁵⁾らは液体ヘリウム急冷法により上記の相反する要請を同時に充すような実験が可能であることを出した。すなわち α 相中の水素濃度が充分に高い温度 (急冷温度、例えば 200 K, Ta, Nb, V) から 5000 K/S 位の急冷速度で液体ヘリウムを急冷すると、充分に測定 (例えば電気比抵抗)

にかかる量の水素 ($10 \sim 10^4$ at, ppm) が 4.2 K に非平衡に凍結される。これらの凍結された水素は非平衡状態にあるから、水素が移動できる温度になればお互いに集合して Hydride を作る（析出）。この過程は残留抵抗の減少として精密測定を行うことができる。析出には長距離拡散を伴なうので析出過程を調べて低温での水素の移動度を調べようというのがこの実験の原理である。

§ 2 結果と討論

試料としては高純度 ($R_{RT} / R_{4.2K} \cong 10^3$ Ta, Nb, 70V) の針金を用いている。又格子内不純物 (I. I.) の効果を見るために N 及び O を $\sim 10^3$ at ppm 加えた試料を作成した。

2-1 回復の一般的傾向 (I. I. の効果)

Nb の場合に特に明らかであるが I. I. を含む試料では電気抵抗の回復は 80 K を中心として起る。(I. I. stage). 一方高純度の試料 (I. I. $< 10 \sim 20$ at ppm) では回復は $\sim 40^\circ\text{ K}$ を中心として起る。(H. P. stage) I. I. stage は, I. I. への H の結合エネルギーが大きいために、より高温で I. I. からの H の離脱、析出が起ると考えられる。又 40° K のステージは I. I. 以外のトラップ (置換型不純物、水素の相互トラップ、格子によるトラップ、等々) に捕獲された水素の解放、析出と解釈している。特に H. P. stage は多数の副ステージから成立つ。このことは H. P. stage に対応している水素は、色々な異なった結合エネルギーをもつ浅いトラップに捕獲されていることを示唆している。

2-2 Kinetics

Ta-Dにおいては、 10 K 附近に最初のサブステージ (H. P. stage の 1 つ) が現われる。室温での拡散係数を 10 K にアレニウス型で外挿すると、Jump 頻度は $10^{-70} / \text{s}$ 位になるにも拘らず D の移動に基くと考えられる変化が見られる DH である。すなわちこの結果は低温では水素の拡散係数はアレニウス型より大きく上にづれていることを示唆する。 10 K サブステージの活性化エネルギーは約 10 meV であり室温の拡散の活性化エネルギー E; 163 meV ⁽¹⁾ よりはるかに小さい。トラップからの解放、移動は、E + B の活性化エネルギーに支配されるから、上の結果は $E \doteq 0$, $B = 10\text{ meV}$ と解釈するのが妥当であろう。すなわち低温では水素の格子拡散は、殆んど温度に依存しなくなり (Athumal Diffusion), 実際に本実験で観測される弱い温度依存性はトラップからの離脱過程に基づくと考えられる。又、本実験の kinetic studies では T^7 則⁽³⁾ は見出されなかった。

2-3 同位元素効果

Ta-H, Ta-D の比較では H. P. stage のサブステージの出現温度に差を見出すことは困難であった。これは、Ta-H 系では、サブステージの出現濃度依存性が強すぎて、Ta-

Dとの比較ができないためである。Ta-DとTa-Tの比較では明白な差が認められ、Tのサブステージは全温度範囲で、Dの約1.35倍高い温度に出現した。トラップからの解放は $\exp(-B/kT)$ 型の温度依存性をもち、解放されたD.Tは $\exp(-2\sqrt{2ma^2v/\hbar^2})$ にて従って格子中を拡散(すなわちトンネリングによる拡散)をすると考え、凍結D、Tの析出はこの積に比例すると仮定すると、上記の結果からBarrierの巾(a)が $0.5 \sim 0.6 \text{ \AA}$ と求められる。Ta中の水素の占有位置(t-site)の距離は約 1 \AA であるから、上記のaの値は、幾何学的には可能である。異常な低温で現象が起ること、又少なくともD.T.内では同位元素効果が現われることなどから、凍結した水素の低温での回復には、トンネリングが含まれていると考えたい。

§ 3 文 献

- (1) G Schaumann, J. Volkl, G. Alefeld. Phys. Stat. Sol. 42 (1970)
- (2) C. Bakken & H. K. Birnbaum, Acta Met. 21 (1973) 865.
- (3) C. P. Flynn, A. M. Stoneham, Phys. Rev. B, 1 (1970) 3966.
- (4) S. Fujii, Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan 40 (1976) 1095.
- (5) R. Hanada, T. Suganuma, H. Kimura. Script. Met. 6 (1972) 483.

III-b) μ^+ の拡散と Trapping

東大・理 永嶺謙忠

水素状軽粒子 μ^+ の金属中の拡散現象は現在大変な注目をあびているミュオン実験の分析あって、我々が実験を行っているTRIUMFの他、SREL, SIN, CERN, DUBNA, LAMPFと殆んど全てのMeson Facilityで数多くの実験グループが精力的に研究を行っている。またこれは長い歴史を持つ金属中の水素及び陽電子の研究との間に多くの接点があり、それ等の分野の専門家がミュオンの実験に積極的に参加するようになってきている。金属中の μ^+ の拡散は陽電子及び水素の拡散に比べて次の点が特徴的である：(1)稀薄濃度極限である；(2)非常に大きな質量差がある(陽子の約 $\frac{1}{9}$ 、陽電子の207倍)；(3)直接測定にかかる時間帯が $10\text{ ns} \sim 100\text{ }\mu\text{s}$ である；(4)実験方法を変えることなく数1000Kの高温から極低温まで広領域の温度依存性を測定出来る。

以下に研究の方法、現状を略述するが、急速に進歩している分野のために、完全に Up-to-Date とすることは困難である。

μ^+ の拡散の研究方法は、不均一静磁場による μ^+ の減偏極 (Depolarization) が μ^+ が動くことにより、motional narrowing の効果で変化することを利用している。不均一静磁場の原因として、(1)核双極子場；(2)bcc 結晶中の格子間位置での近接原子からの 2 種の双極子場；(3)ランダムな磁性不純物からの双極子場等が考えられる。歴史的には(1)の方法によって Cu 中の μ^+ の拡散を調べた Gurevich 等の実験¹⁾ が端緒となっている。

(1)の不均一核双極子場による場合をやや詳しく述べると、 μ^+ 位置での双極子場の不均一度を σ_s^2 で表わすと ($\sigma_s^2 = r_\mu^2 M_2 / 2$; M_2 は核双極子場分布の 2 次能率) μ^+ の偏極度の時間変化 $P(t)$ (μ^+ S R 時間スペクトラムの振幅に対応する) は μ^+ の jumping rate τ を使って次の様にかける。

$$P(t) = \exp(-\Gamma(t)) \quad (1)$$
$$\Gamma(t) = 2\sigma_s^2 \tau^2 | \exp(-t/\tau) - 1 + t/\tau |$$

従って減偏極の時間変化は早い拡散の場合には指数型に、静止した場合にはガウス型となる。また μ^+ が点欠陥、格子欠陥、不純物等によって trap されるために μ^+ の拡散が阻止されるときは、(1)式は次の様に変わる。

$$P(t) = \exp(-\lambda' t) \quad (2)$$
$$\lambda' = 2\sigma_s^2 \tau + \beta/\tau$$

ここで β は Trapping 中心の相対密度である。この方法で μ^+ の拡散が調べられた代表例は fcc Cu である。^{1,2)} 実験で得られる $P(t)$ の温度変化から、90 K から 300 K まで $1/\tau$ が次式の様な Arrhenius 型の温度変化を持つことが判った。($E_a = 48.2$ meV)

$$1/\tau = \nu_\mu \exp(-E_a/RT) \quad (3)$$

90 K 以下では $P(t)$ は温度変化を持たず、このときの σ/s の絶対値及び結晶軸依存性が核双極子場の古典的計算値とよく合う³⁾ ことから、 μ^+ が Octahedral に静止している事を示している。また放射線損傷、強制変形等に対する依存性も調べられ、後者では Trapping を想起させる様な μ^+ 緩和の増大 (式(2)) が高温で観測されている。この方法は比較的一般性があるために、他の色々な金属に適用され、既に Be, Al, V, Ga, Nb, Pd, Im, Sb, Ta, Pt, Bi 等における μ^+ の拡散が何らかの形で調べられた。非常に興味ある例として、(1)Al 中で μ^+ の拡散が非常に速くしかも 4 K まで温度依存性を持たない⁴⁾；(2)Bi 中では 300 K から温度を下げるとき μ^+ の拡散は 90 K

で一たん遅くなり、それ以下で再び早くなり、さらに30K以下でまた遅くなると言う、複雑な温度依存性を示している⁵⁾。

一方(2)の場合は、強磁性bcc結晶中を例にとると電気的に等価な格子間位置には、近接原子からの双極子場の異なる2つの位置がある ($-H_1$, $2H_1$; 配位数比2:1, H_1 の値はOctahedralとTetrahedralとで異なる)。従って μ^+ の拡散が十分早い場合は平均化されて接触相互作用による内部場とローレンツ場の和に対応する局所場を μ^+ が感ずることになるが、完全に静止すると2つ以上に分離した場を感じ、それらの両極端の間では μ^+ の拡散の早さに応じた減偏極を見ることが出来る。 $\tau \gg (rH_1)$ 、即ち速い拡散の場合には、

$$\begin{aligned} P(t) &= \exp(-\lambda t) \\ \lambda &= (r_\mu H_1)^2 \tau \end{aligned} \tag{4}$$

となる。 $\tau \cong (rH_1)$ の場合にはBlumeの理論⁶⁾によって(4)に替わる式を作ることが出来る。この方法の例として我々が行った単結晶Feについての実験がある⁷⁾。図1(a)は μ^+ SR時間スペクトラムにあらわれる異方性因子($P(t) \cos \omega t$ に対応する)を示す。低温になるにつれて緩和が早く(μ^+ の拡散が遅く)なってゆくことが判る。式(4)から τ を出すと図1(b),(c)の様になり、 $50K < T < 500K$ でArrhenius法則に従がい活性化エネルギーが17meVと決定され、低温領域では量子拡散を思わせるごとく μ^+ の拡散は早い方向へArrhenius則からずれ、また高温領域ではTrappingの効果を想起させる様に μ^+ の拡散は阻止されている。これらの実験は金材研の武内氏の製作によるStrain Annealing法による単結晶について行なったものであるが、最近Si,O等の不純物のより少ない資料(フランス、C.N.R.S. Vitryで作られた)について同じ実験を行なったところ、全温度領域で拡散がより早くなつた上で、300Kから下の80Kまではむしろ大きな活性化エネルギーを持つArrhenius則にのり、それよりさらに低温では非常に温度依存性が少ないと云う結果が得られた。興味ある議論が展開出来るが、何よりも驚くべきことは μ^+ が如何に少量の不純物に対して敏感であるかと云うことである。従って今後不純物、欠陥等について系統的な実験を行なつて μ^+ の鉄中の純粋な拡散が何であるかを調べることが肝要である。軽粒子拡散の理論研究については本研究会で藤井、植村、北原の各氏によって議論されている。

- 1) I. I. Gurevich Phys. Lett. 40A (1972) 143
- 2) V. G. Grebinnik Sov. Phys. JETP 41 (1976) 777
- 3) M. Caman; Phys. Rev. Lett.
- 4) W. B. Gausten 私信
- 5) V. G. Grebinnik Pisma, Eks. Theor-Fis. 25 (1977) 322.
- 6) M. Blume Nucl. Phys. A 167 (1971) 81
- 7) N. Nishida Solid State Comm. 22 (1977) 235.

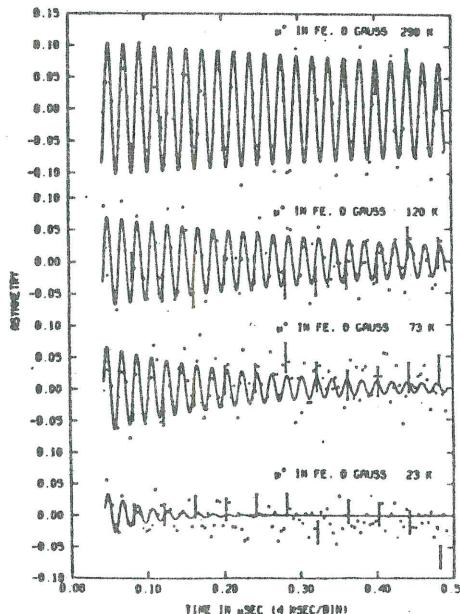


Fig. 1 (a)

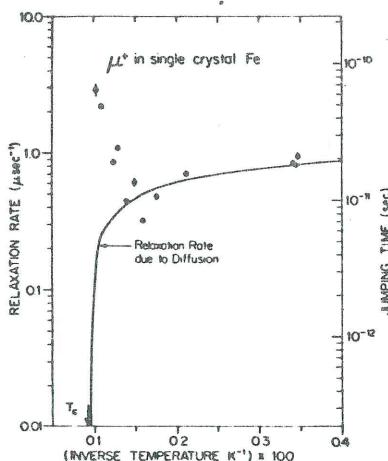


Fig. 1 (b)

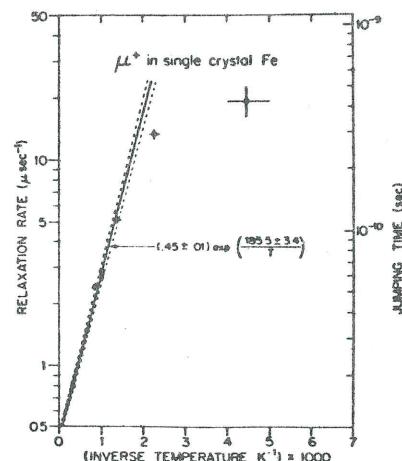


Fig. 1 (c)

III-c) 強磁性BCC格子中での量子拡散と $\mu^+ S R$

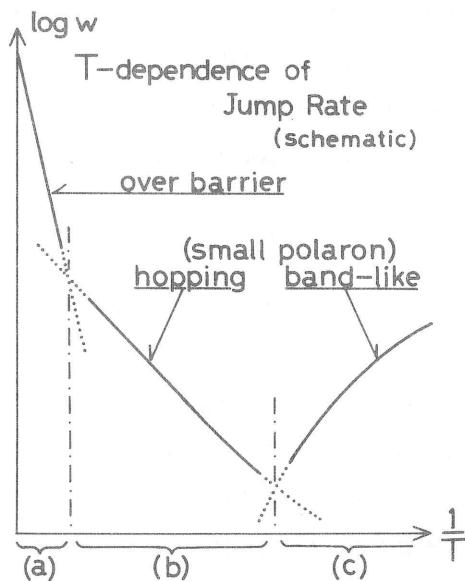
東大・理 藤井秀壮
東大・理 植村泰忠

最近金属中の軽い格子間粒子(μ^+ , H等)の拡散運動、特にその量子効果に大きな関心が寄せられており、質量が小さい μ^+ はとりわけ量子効果が顕著であろうと期待される。 $\mu^+ SR$ から得られる depolarization rate λ_s は、 μ^+ の運動が random hopping であり十分 motional narrowing していれば、 H_d を磁場の変動幅、 ω を jump rate して、

$$\lambda_s \approx (r_{\mu} H_d)^2 / \omega \quad (1)$$

で与えられ、拡散係数に逆比例する。さて、西田らにより Fe 中で λ_s の温度依存性が測定され、室温から 70°K ぐらいまで通常の Arrhenius 型 ($\omega = \nu_0 \exp(-E_0/kT)$, $\nu_0 \approx 10^{11} \text{ sec}^{-1}$, $E_0 = 16 \text{ meV}$) であるが、50°K 以下でこれから明瞭にそれ非常に弱い依存性が見出されている¹⁾。

ここではまず、これまでの“軽い”粒子の拡散理論を概観してみる(図 1)。図 1 中 (a)の高温域ではポテンシャル障壁を熱的に越える古典的な過程が主要である。温度域 (b)では、軽い格子間粒子は局在した量子状態の基底状態にのみ統計分布しており、隣接サイト間の量子力学的遷移によってのみ動き得る (small polaron model)。これら局在状態は格子の歪みを伴っており、遷移に際し一般に多数の phonon を吸収、放出するため、温度依存性はやはり活性化型となり低温極限では T^7 に比例する^{2,3)}。さらに低温域(c)では、phonon を全く吸収、放出しない遷移過程が重要となり T^{-9} に比例して増大する⁴⁾。即ち完全な並進対称性のため、運動の性格が random hopping か



第 1 図

ら band 的になるのである。

通常のイオン拡散では(a)のみが、また金属中の水素でもほとんどは(a)がそしてわずかに(d)の温度域が観測されているに過ぎないと考えられる^{5,6)}。一方 μ^+ について、測定温度範囲は室温以下であり、Arrhenius型の振舞から見積れる振動数因子が ω_D に比し極めて小さくむしろ tunneling energy の値として妥当なこと、また活性化エネルギーも小さいことから、(a)ではなく(b)以下の温度域を観測していると考えられる^{1,7)}。

ところで Fe の様な強磁性 BCC 格子の場合考慮すべき重要なことは、単位胞に等価な複数個(3又は6)の格子間位置があり、又スピン緩和の原因となる atomic dipolar field はサイトによって異なる値を持つ(例えば、 $-H_d$, $-H_d$, $2H_d$ の様に)が、単位胞ごとには同じであって周期的であることである^{1,8)}。即ち μ^+ は磁気的には非等価なサイトを random に経巡することにより初めて磁場を random に感じる。運動が低温域(c)の如く band 的になり平均自由行程が格子定数以上になれば、 μ^+ は磁場の周期性を感じ始め(1)式の関係は成立しなくなると予想される。このとき実験(λ_s)と拡散係数 D の理論を、(1)式に基づいて比較しても無意味である。

我々は以上の様な観点に立ち、(b)以下の温度域で D と λ_s を計算し相互の関係、温度依存性を調べた。これは文献(4)の方法を複数個のサイトの場合へ拡張し、新しいスピンの問題に適用して行った。拡散粒子の自由度のみを含む縮約された密度行列を導入し、その運動方程式を small polaron model によって求め、これより“粒子密度”と“スピンの横成分”的運動を取り出す。これらは各々、長波長極限で拡散方程式に、motional narrowing 極限で減衰振動に従うことから、D と λ_s を求められる。

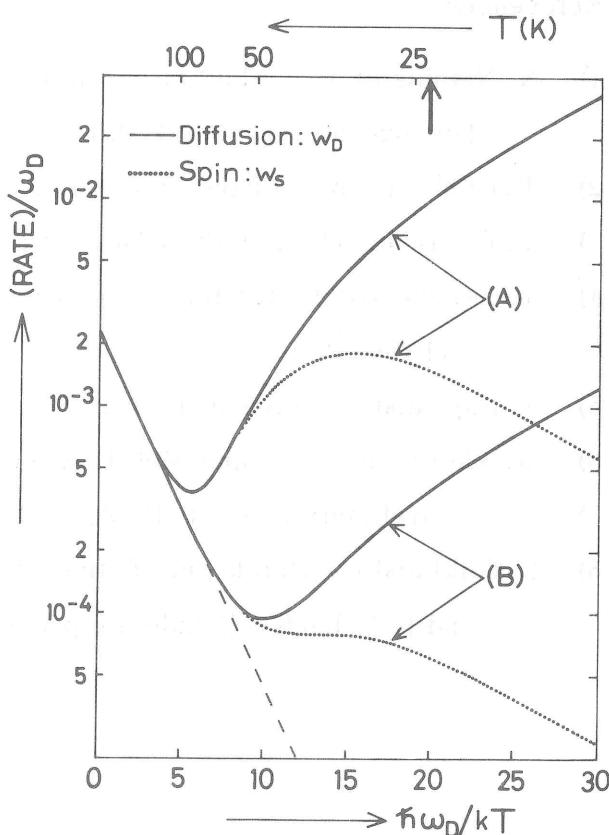
その結果は、d を隣接サイト間距離として

$$D = \frac{1}{6} d^2 \omega_D \quad (2)$$

$$\lambda_s = \frac{4}{3} (\gamma_\mu H_d)^2 / \omega_s \quad (3)$$

とまとめられる。図 2 に ω_D (実線) と ω_s (点線) を温度の関係として示した。図 2 図中(A)の組は hopping 域で文献(1)のデータと一致すべくパラメータを選んだものである。拡散係数(ω_D)はこれまでの理論と本質的な相違はないが、温度への巾乘依存性は弱くなる。これは隣接サイトの対称性が異なるので、遷移に際し格子の歪みのパターンの大幅な組み替えが必要なためである。換言すれば、単位胞に複数個のサイトがあれば、phonon による hopping は起り易く、coherent transfer を抑制する散乱は大きくなる。 ω_s については、hopping 域で ω_D と一致するのは

当然であり、(3)式の数因子 $\frac{4}{3}$ は幾何学的な理由で現れる。band 域においても始めは $\omega_D \approx \omega_s$ となるのは、平均自由行程(敢えてこの言葉を使えば)はまだ格子定数以下で transfer は一回一回ほぼ独立という意味で hopping 的なためである。平均自由行程が格子定数程度になると(その温度を図中に矢印で示した)。正に band 的となり ω_s と ω_D は大きくなる。この状況での motinal narrowing は次の様に考えられる。 μ^+ は band 状態にありその状態に対応した定まった磁場を感じているが、散乱により有限の寿命で他の band 状態に移り磁



第2図

場もそれに応じて変わる。この過程が $r_\mu H_d$ に比べて速く行なわれるので narrowing が起り、 $\lambda_s (\omega_s)$ は band 状態の寿命に(逆)比例し温度低下と共に増大(減少)する。一般に λ_s は、磁場の変動幅を H_{eff} とし、 τ を緩和を起す random な過程の時定数とすれば、 $\lambda_s = r_\mu^2 H_{\text{eff}}^2 \tau$ と書ける。hopping 的な運動ならば τ は mean time-of-stay ($= 1/\omega_D$) であり $H_{\text{eff}} = 2H_d / 3$ となり、band 状態の寿命で $H_{\text{eff}} \approx 0.2 H_d$ となる(数因子 0.2 は数値計算による)。さて図 2 の(B)の組は、band 幅に対応するパラメーターを自由に選べるとして(A)の場合の $1/25$ にとり実験値と ω_s が band 域でもほぼ一致するようにしたものである。ここでは λ_s が温度の関数として、極大、極小を持つとは限らないことを強調しておくに留める。

以上我々は軽い粒子の量子拡散を議論し、band 的な運動をするスピンの緩和という新しい機構を提起し、 $\mu^+ S R$ から得られる λ_s は低温で D と直接に結びつかなくなることを述べた。今後は、散乱過程やこれまで無視してきた不純物の効果についてより詳細な検討が必要と思われる。

References

- 1) N. Nishida et al., Solid State Commun. 22 (1977) 235.
Physica 86-88B (1977) 261.
- 2) T. Holstein, Ann. Phys. (N. Y.) 8 (1959) 343.
- 3) C. P. Flynn and A. M. Stoneham, Phys. Rev. B1 (1970) 3966.
- 4) Yu. Kagan and M. I. Klinger, J. Phys. C Solid State Phys. 7 (1974) 2791.
- 5) S. Fujii and Y. Uemura, J. Phys. Soc. Japan 40 (1976) 1095.
- 6) G. Alefeld et al, Scripta Metal. 8 (1974) 1327.
- 7) V. G. Grebinnik et al, J. E. T. P. 41 (1976) 777.
- 8) J. Volkl and G. Alefeld, in "Diffusion in Solids", ed. A. S. Nowick and J. J. Burton (Academic press, New York, 1975), chap. V.

III-d) 量子拡散理論

東大・理 北原和夫

軽い粒子が波動関数の重なり合いでとなりあうポテンシャルの谷の間をジャンプしながら格子振動と相互作用する時に、コヒーレントな運動（変位 r に対して $\langle r^2 \rangle \propto t^2$; t は時間）から拡散的運動 ($\langle r^2 \rangle \propto t$) に変化してゆく様子を考える。拡散係数 D は

$$D = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\langle r^2 \rangle}{t}$$

で定義されるものであるが、Holsteinによって D には、拡散的な運動の効果と粒子のバンド的運動の効果からの寄与と両方あることが示されている。前者が高温でアレニウス型の温度依存性を示すのに対して、後者は逆の傾向を示す。この二つの運動については、次のような確率模型で、その時間的振舞を考えることができる。

$$H(t) = \sum_n E_n(t) |n><n| + \sum_n \sum_m J_{n-m}(t) |n><m|$$

ここで、 $E_n(t)$ は場所 n における粒子のエネルギーでゆらいでいるものとして、 $E_n(t) = E_0 + \delta E_n(t)$ とおく。 $\langle \delta E_n(t) \rangle = 0$ 。また $J_{n-m}(t)$ は粒子が異なる場所の間を飛ぶことをあらわし、これも、 $J_{n-m}(t) = \bar{J}_{n-m} + \delta J_{n-m}(t)$ とおく。二種の揺動 $\delta E_n(t)$, $\delta J_{n-m}(t)$ についてガウスマルコフ過程を仮定し、また相関が短距離であるとすると、 $\langle \delta E_n(t) \delta E_m(t') \rangle = r_0 \delta_{nm} \delta(t - t')$, $\langle \delta J_{n-m}(t) \delta J_{n'-m'}(t') \rangle = r_1(n-m) \delta_{nm'} \delta_{mn'} \delta(t - t') + r_2(n-m) \delta_{nn'} \delta_{mm'} \delta(t - t')$ とおくことができる。 r_0 , $r_1(n-m)$, $r_2(n-m)$ が温度の増加関数であることは想像がつく。さらに、粒子のジャンプが隣接する場所の間でのみ起こるとすると(以下一次元素とする)， $\bar{J}_{n-m} = J \delta_{n, m \pm 1}$, $r_1(n-m) = r_1 \delta_{n, m \pm 1}$, $r_2(n-m) = r_2 \delta_{n, m \pm 1}$ とおける。粒子の局在した波動関数で表示した密度行列の要素 $f_{lm}(t)$ に対して、

$$\begin{aligned}\dot{f}_{lm}(t) &= -iJ \{ f_{l+1, m}(t) + f_{l-1, m}(t) - f_{l, m-1}(t) - f_{l, m+1}(t) \} \\ &\quad - 2 \{ 2r_1 f_{lm}(t) - r_1 \delta_{lm} [f_{m+1, m+1}(t) + f_{m-1, m-1}(t)] \\ &\quad - r_2 [\delta_{l, m+1} f_{m, m+1}(t) + \delta_{lm-1} f_{m, m-1}(t)] \} \\ &\quad - r_0 (1 - \delta_{lm}) f_{lm}(t)\end{aligned}$$

となり、これより変位の二乗平均は、

$$\langle r^2 \rangle = \sum_n n^2 f_{nn}(t) = 4r_1 t + (2J/\alpha)^2 (e^{-\alpha t} - 1 + \alpha t)$$

となる。ここで $\alpha = 4r_1 + 2r_2 + r_0$ 。 $t \rightarrow \infty$ をとると、 $\langle r^2 \rangle / t \simeq 4r_1 + 4J^2 / \alpha$ となり、Holstein の与えた表式を得る。

以上は現象論であり、エキシトンの移動に関して提起されたものである。これをミクロな模型から理解するために、Kagan-Klinge の模型を考える。全系のハミルトニアン

$$H = T_p + V(r, \{R\}) + H_L(\{P\}, \{R\})$$

において、 T_p は軽い粒子の運動エネルギー、 $H_L(\{P\}, \{R\})$ は格子振動、 $V(r, R)$ は両者の相互作用をあらわす。粒子が 1 番目の場所にある時 $V(r, \{R\}) \approx V_1(r, \{R\})$ として、粒子の局在した波動関数を断熱近似で

$$[T_p + V_1(r, \{R\})] X_s^1(r, \{R\}) = \epsilon_s^1(\{R\}) X_s^1(r, \{R\})$$

とする。 s は、粒子の内部エネルギー状態をあらわす。この $\epsilon_s^1(R)$ を用いて格子振動の波

動関数を求める；

$$[H_L(\{P\}, \{R\}) + \in_s^1(\{R\})] \Psi_{s\nu}^1(\{R\}) = E_{s\nu} \Psi_{s\nu}^1(\{R\})$$

断熱ボテンシャルを一次で近似する；

$$\in_s^1(\{R\}) = \in_s^0 + g_s R_1$$

するち、格子振動の波動関数 $\Psi_{s\nu}^1(\{R\}) = \langle \{R\} | 1_{s\nu} \rangle$ は、 $1_{s\nu} = e^{-U^s} | \nu \rangle$ で与えられる。ここで、 1_{ν} は独立な調和振動子からなる状態の波動関数で、

$$U_1^s = \sum_{\lambda} \frac{1}{h\omega_{\lambda}} g_s e^{-i\lambda} \sqrt{\frac{h}{2M\omega_{\lambda}}} (b_{\lambda}^+ - b_{-\lambda})$$

また、固有値は $E_{s\nu} = \in_s^0 + \sum h\omega_{\lambda} \nu_{\lambda}$ 、 $\in_s^0 = \in_s^0 - g_s^2 \sum_{\lambda} (1/2M\omega_{\lambda}^2)$ である。従って、全ハミルトニアンは、次の形に書ける；

$$\begin{aligned} H = & \sum_{s, l} \in_s^0 | 1_s \rangle \langle 1_s | + \sum_{\lambda} h\omega_{\lambda} b_{\lambda}^+ b_{\lambda} \\ & + \sum_{ss', ll'} | 1_s \rangle \langle 1'_{s'} | J_{ll'}^{ss'} e^{U_1^s} - U_{l'}^{s'} \\ & + (\text{非断熱項}) \end{aligned}$$

今、内部エネルギー状態 s として基底状態だけを考えると、

$$\begin{aligned} H = & \sum_l \in_0^0 | 1 \rangle \langle 1 | + \sum_{\lambda} h\omega_{\lambda} b_{\lambda}^+ b_{\lambda} \\ & + \sum J_{ll'} | 1 \rangle \langle l' | e^{U_1^0} e^{-U_{l'}^0} \end{aligned}$$

となる。従って、上に述べた確率模型との対応で言うと、

$$\bar{J}_{1-l'} = J_{ll'} \langle e^{U_1^0} e^{-U_{l'}^0} \rangle_{ph}$$

である。また、揺動は、

$$\delta J_{1-l'} = J_{ll'} \{ \langle e^{U_1^0} e^{-U_{l'}^0} - \langle e^{U_1^0} e^{-U_{l'}^0} \rangle_{ph} \rangle \}$$

として定義される。 $\langle \cdot \rangle_{ph}$ は格子振動の平衡分布で平均したものである。上記のような $f_{lm}(t)$ に対する式を導くためには、 $\bar{J} \ll \Gamma$ (格子振動のエネルギー密度の巾、即ち、格子振動のモードの寿命の逆数) という条件が必要である。これは高温では、成立つと思われる。

内部エネルギー状態 s をいくつか取る場合の計算をすると、Kagan-Klinge r のように単純に

$D = \sum_s e^{-\frac{E_s}{kT}} D_s$ とおけるのは、かなり、限られた条件下においてであることがわかる。

IV-a) μ^- Pd, μ^- Ni の奇妙な減偏極

東大・理 山崎敏光

常磁性状態の遷移金属中では μ^- SR シグナルがあらわれない。しかしこれは奇妙なことである。何故なら、 μ^- Pd に對応する Pd 中の Rh 核の NMR から T_1 がわかっており、磁気モーメントのちがいだけ換算すると、 μ^- Pd のもつべき T_1 は $16 \mu\text{sec}$ と期待される。これは μ^- Pd の寿命 100nsec よりはるかに長いのである。この事実は、1) μ^- Pd は Rh よりもはるかに大きな内部場を感じるためである(巨大な超微細異常)ためか、或いは、2) μ^- がミューオン原子を生成する段階で減偏極を起してしまっているためか、どちらにしても常識から理解していくことである。最近、 μ^- X 線の円偏光が Pd 金属でも Cd 金属と同じく存在することが実験的に明らかとなった。したがって μ^- Pd の減偏極は基底状態で起っていることは明らかである。何故そうなっているのだろうか。 μ^- Pd では超微量のサンプルに横磁場がかかり、RhPd の NMR では、数%の Rh に縦磁場がかかっているという違いがあるが、それが緩和時間の大きちがいをもたらすのであろうか。或いは、不純物プローブの電荷分布のちがいが、局所的状態密度に大きな差を生み出しているのであろうか。これらの問題は未解決である。

IV-b) 超希薄スピンの T_1

都立大・理 久米潔

ミューオンスピン回転の方法によると超希薄スピンの T_1 が測定できるので、近藤効果の実験のように interaction をきらう実験の場合には好都合かも知れない。ここではミューオンスピン回転の方法に限らず、通常の NMR および PAC の方法で一般の近藤合金で現在どのような実験がなされているかを概観したあと、ミューオンスピン回転の実験がおこなわれつつある PdRh 合金について、通常の NMR および PAC ではどのような情報が得られているかについて報告する。

核スピン I と不純物電子スピン S がスカラー型の相互作用 $H = A_d \vec{I} \cdot \vec{S}$ をしているとき、不純物電子スピン \vec{S} が揺動すると核スピン \vec{I} が緩和する。その緩和時間 T_1 は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\frac{1}{T_1} &= \frac{\hbar^2}{2} A_d^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle S^-(t) S^+(t) \rangle e^{-i\omega_n t} \\ &= 2\hbar^2 K_B T (\tau_e \hbar)^{-2} A_d^2 \operatorname{Im} \{ \chi^T(\omega_n) / \omega_n \}\end{aligned}$$

この式は $H_o \ll H_K$ (H_o ; 外部磁場, H_K ; 近藤温度 T_K を磁場に換算したもの), $|\omega_n - \omega_e| \tau_e \ll 1$ (τ_e ; 不純物電子スピンの平均振動時間) の条件が満されること (この条件はいずれも通常の実験条件下では $T_K > 1\text{K}$ の近藤合金では満されている), 次のような簡単な形になる。

$$\frac{1}{T_1} = \frac{2 A_d^2}{\hbar^2} \frac{K_B T \chi_o^L}{(g \mu_B)^2} \tau_e$$

つまり, 核スピンの T_1 と静帯磁率 χ_o^L のデータがあれば電子スピン振動時間 τ_e が求まるということである。

電子スピン振動時間 τ_e を求める方法としては通常の NMR 法以外に, 核スピンの動きを利用するものとしてはメスバウアー効果と PAC があるが, これらは $T_K < 1\text{K}$ の近藤合金に適用できるという意味で通常の NMR 法とは相補的である。また電子スピン直接に測定する方法としては中性子非弾性散乱と ESR がある。中性子非弾性散乱の方法は原理的にすぐれているが, 不純物量が少ないと散乱が弱くて十分に精度があがらない。ESR ではいわゆる bottle neck 効果のために τ_e の効果がマスクされてしまう。

通常の NMR 法はオルセーの Alloul が $^{63}\text{Cu Fe}$ ($T_K \sim 30\text{K}$) のサテライト線に適用した。また都立大のグループが $Au^{51}\text{V}$ ($T_K \sim 300\text{K}$) と $^{59}\text{Mo Co}$ ($T_K \sim 50\text{K}$) の不純物自身の NMR に適用した。(4 K 以下では以前に Narath の実験もある。 $^{63}\text{Cu Fe}$ と $Au^{51}\text{V}$ では T_K を含むいろいろな温度範囲でのデータが得られている。結果は $T \gg T_K$ では $\tau_e \propto T$ というコリンハの法則に従い, $T \ll T_K$ では $\hbar \tau_e^{-1} / k_B T_K = 1$ になるという意味で理論の予測と合っている。しかし $Au^{51}\text{V}$ では温度変化曲線に minimum が現れるなど異常も見出されており, 細かいところでは理論的説明は十分になされているとはいひ難い。濃度依存性については $^{63}\text{Cu Fe}$ では 82 ~ 1500 ppm で, T_1 自身が濃度に依らないことが報告されている。また $Au^{51}\text{V}$ では T_1 自身は濃度変化が測られていないが, 代りにナイトシフトが 10 ppm ~ 約 1000 ppm の 2 ケタ以上の範囲で変化しないことが確かめられている。

$Pd^{103}\text{Rh}$ については, まずひろい温度範囲にわたる PAC の実験が報告され, ナイトシフトの温度変化がワイス温度 ~ 300 K のキューリーワイス則に従うことから, これが近藤合金であることが suggest された。しかしその後低温領域で Narath らが通常の NMR 法を用いた T_1 の測

定を行い、ナイトシフトが大きい(約15%)にもかかわらず $T_1 T$ が異常に長い(0.75 sec)ことを見出し($\hbar \tau_e^{-1} / k_B T_K = 1$ を満す T_K は6000 K以上である)、Pd¹⁰³ Rhは近藤合金ではないと結論した。彼等のサンプルは不純物濃度が2 at.%とかなり濃いが、ナイトシフトは不純物濃度0.1 ppmのPACの実験結果とよく一致し、2 at.%以上での T_1 の濃度依存性も非常にゆるやかである。

IV-c) 絶縁体結晶中のポジトロニウム生成とその挙動

東大・教養 兵頭俊夫

ポジトロニウム(P_s)は、電子と陽電子とから成る、最も軽い水素の同位元素である。真空中での波動関数は、水素原子と同様に $\exp(iKR)\phi_{nlm}(r)$ と書ける。Rは重心座標、rは相対座標である。基底状態は $\phi_{1s}(r) = 2(\pi a_0^3)^{-1/2} \exp(-r/a_0)$ である。ただし、 $a_0 = 1.1 \text{ \AA}$ は P_s のBohr半径である。またその束縛エネルギーは $0.5 \text{ Ry} = 6.8 \text{ eV}$ である。水素の値と異なるのは換算質量が $m/2$ であることによる。

1S状態はさらに、電子と陽電子のスピンの向きによって、スピンが平行なオルソ P_s (三重)と反平行なパラ P_s (一重)とに分かれ。オルソ状態の方がわずかにエネルギーが高く、その差は $|\phi_{1s}(0)|^2$ に比例して、 $\Delta E = 8.4 \times 10^{-4} \text{ eV}$ である。統計上の理由からオルソとパラは3:1の割合で生成する。パラ P_s は、寿命 0.12 n sec で 2τ に消滅する。オルソ P_s は 3τ にしか消滅できないので、寿命は $0.14 \mu \text{ sec}$ と長い。 P_s に外から磁場をかけると、オルソ状態とパラ状態が一部混合して、その結果、 3τ 消滅が減少し、 2τ 消滅が増加する。これを magnetic quenching という。

固体(絶縁体)中でもポジトロニウムに類似の束縛状態(同様に P_s と記す)が存在することが知られている。ただし、固体中の P_s に対して近似的に重心運動と相対運動を分離して $f(R)\phi(r)$ と書いた場合、 $f(R)$ はもはや平面波 $\exp(iKR)$ ではなく、 $\phi(r)$ も必ずしも $\phi_{nlm}(r)$ ではないであろう。実験的に調べる場合、 $f(R)$ に関する情報は 2τ 角相関から、また、 $\phi(r)$ に関する情報は寿命及び magnetic quenching の測定から得られる。

固体中の P_s の消滅で特徴的なことは、オルソ P_s の 3τ 消滅が観測されないことである。これは、固体中では電子密度が高いために、オルソ P_s 中の陽電子は相手の電子と 3τ 消滅をする前に、周囲の電子の中でスピン反平行のものを見付けて 2τ 消滅をしてしまうためと解釈されている。この過程は pick off 消滅と呼ばれている。pick off によるオルソ P_s の寿命(τ_2)はパラ P_s

の寿命より数倍長い。

金属、絶縁体を問わず、通常の陽電子消滅角相関曲線は、その物質の電子の運動量分布を反映して半値幅が10ミリラジアン(FWHM)程度である。しかし、 P_s からの寄与は、幅がその数分の1程度以下のnarrow成分となる。これは、 P_s においては、それを構成する電子と陽電子が、一応周囲から孤立して存在するために、消滅に際して相対運動は互に打消し合い、重心運動だけが寄与するためである。

重心運動 $f(R)$ は、 i)局在している場合と、 ii) Bloch 型で結晶全体に広がっている場合の、2つの極端な場合に分けて考えることができる。局在している場合には必然的に運動量の広がりを伴い、角相関のnarrow成分はある程度の幅を持つ。Bloch 型の場合は、試料温度さえ低ければ、それは非常に鋭いピークになる。

これまでに得られている角相関のデータを調べてみると、テフロン、ポリエチレン、融溶石英等の非晶質でのnarrow成分は割り幅が広く、 P_s が局在している可能性を示している。一方、 α 水晶、氷、アルカリ・ハライド等の中では、Bloch型になっており、低温でのnarrow成分は鋭い。また、逆格子ペクトルに相当する運動量の位置にサイド・ピークが見られる。これは、 P_s の重心運動が、結晶と同じ対称性を持って広がっている証拠である。

寿命やmagnetic quenching のデータをみても、非晶質と結晶では差がみられる。即ち、テフロン、ポリエチレン、融溶石英等の中では pick off 消滅の寿命がほぼ2 n sec であるのに対し、アルカリ・ハライド中ではほぼ0.5 n sec と短い。また、テフロン、アクリル中のmagnetic quenching は、真空中と同じ P_s が生成しているとして説明できるのに對し、アルカリ・ハライドや氷での結果はそれでは説明できない。

Bloch型 P_s による角相関のnarrow成分は温度が上昇すると幅が広がる。その変化から重心運動の有効質量を知ることができる。 α 水晶に対する我々の測定の結果、低温での有効質量は2mの約1.5倍であり、温度上昇とともに、この値がみかけ上増加することがわかった。後者はフッ素との相互作用の効果だと思われる。またnarrow成分の面積が温度とともに増加することも観測されている。NaFについての同様の測定からも、低温ではほぼ同程度の有効質量が得られるが、温度上昇による変化は、はるかに大きいことがわかった。

IV-d) ミュオン・スピニ回転法による格子欠陥・ 相変態の研究

東大・工 堂 山 昌 男
谷 川 庄一郎

ミュオン・スピニ回転法は、磁性研究の新しい手段として利用されてきているが、それと同時に、正ミュオンの物質中の挙動が、プロトン、デュートロン、トリチウム核と類似しているであろうという予想から、正ミュオンの占める格子間位置、格子欠陥によるトラッピングなどが注目されている。ここでは、とくに格子欠陥研究への応用という立場から、基礎的な問題、すなわち、いくつかの基本的な格子欠陥と正ミュオンとの相互作用、トラッピング機構などについて考えてみよう。

筆者らは、これまで陽電子消滅法を用いて金属、合金、半導体およびイオン結晶中の格子欠陥ならびに相変態について研究を進めている。陽電子はその正電荷のために、イオン殻の欠けた原子空孔型の格子欠陥に選択的にトラップされ、他の方法にない敏感さで、格子欠陥の相対濃度の情報をもたらす。このために、陽電子消滅法は、今日格子欠陥研究において、重要な一翼を担うほどに進展している。

正ミュオンの挙動も、陽電子と同様、あるいは、次に述べる理由から、陽電子以上に格子欠陥研究に有利であると考えられる。陽電子法と比較して、ミュオン法の有利な点を列挙すると、

- (1) 陽電子法では格子欠陥濃度は、陽電子トラップ速度と積の形で現われ、その分離是不可能である。この分離のためには、陽電子の拡散係数 D_p を知る必要があるが、 D_p は格子欠陥によるトラッピングの情報を経由し、格子欠陥濃度が既知でなければ決定できない。これに対し、ミュオンの場合にはその拡散係数 D_μ はトラッピングとは独立に決定されるので、格子欠陥の絶対濃度を決定できる可能性がある。このトラッピング模型の確立こそ正ミュオンによる格子欠陥研究が定量化できる第一歩である。
- (2) 格子欠陥位置で消滅した陽電子の寿命、角度相関の計算値の算出は、陽電子のひろがりが大きいことと、多体効果のために、極めて複雑となり、実験と比較しうる精度では計算されない。これに対してミュオンの場合には、ミュオンの磁気モーメントとまわりの核は磁気モーメントの双極子相互作用は容易に計算でき、実験との精密な比較が可能である。したがって、ミュオン法では、トラップされている格子欠陥の種類の同定が可能であり、また理論値との比較から、欠陥のまわりの格子緩和についての知識が得られる。この問題は格子欠陥の基本問題として重

要な問題である。さらに外部磁場の方向を変えることにより、欠陥の対称性も決定できる。

(3) アルカリ金属、Si, Geなど半導体中の原子空孔は陽電子消滅特性値に効果を与えず、陽電子をトラップしないと考えられている。しかし、ミュオンは質量が大きいため(陽電子の206.8倍),ある引力ポテンシャル中の最低エネルギーの束縛状態は、陽電子のそれよりも、かなり深いところにあると予想される。したがって、ミュオン法では、上記のような物質中の原子空孔を検出することができると思われる。とくに Si, Ge 中の原子空孔の形成エネルギーについては正しい情報がなく重要な問題である。またデトラッピング効果(トラップされたミュオンが再び解放される効果)ならびに、自由な陽電子の状態の不確定さ(ある温度領域で、セルフ・トラッピングが起る可能性)などを除去することができよう。

(4) ミュオンは陽電子に比べ、格子とのカップリングが非常に強いと考えられる。陽電子について筆者らの見出した格子ソフトニングを伴なうマルテンサイト変態や強誘電体の T_c 近くのカップリングでは何が起っているかをより具体的に示してくれるであろう。

(5) (3)に述べたように、正ミュオンは弱い引力ポテンシャルでもトラップされる可能性があり、筆者らが銅中の遷移金属不純物原子に陽電子がトラップされることを見出したように、ミュオンではより正確にトラップとトラップのサイトを知ることができよう。

より実用的な点では、高張力鋼の遅れ破壊の問題がある。これは高張力鋼でたとえばボルトを作った場合、施設時には完全であったものが、時がたつとボルトの頭が壊れてしまうという現象である。これは水素による現象と想像されているが、ミュオンを使うことにより、より正確にこの現象の把握ができ、安全対策上非常に重要である。大きな船が真二つに破れたり、原子炉の溶接破れも同じような現象である。

(6) 水素との類似性は金属中の水素の固溶状態、水素化物の水素の状態を研究するのにもミュオンは有効である。

以上ミュオン法は陽電子法の単なる代替となるのみならず、陽電子法では困難な、あるいは不可能な格子欠陥の研究に威力を発揮すると思われる。

IV-e) MnO 中の μ^+ 内部場と緩和

東大・理 山崎敏光

μ^+ が磁性化合物中にとまると何が起るか？これは最近に到るまで全くわからていなかった。常磁性状態のMnOの中で μ^+SR を行うと、殆んど外部によるラモア周波数が観測された。この事実から得られる結論は、

- 1) μ^+ はMnO中で束縛状態(ミュオニウム)を生成しない。
- 2) μ^+ の受ける接触磁場は小さい。金属中では負の内部場を受けるが、非金属結晶中では小さいことを意味している。
- 3) 緩和時間は、Mnスピンからの双極子場の揺動によって定量的に説明される。
- 4) 緩和時間の温度変化から、交換相互作用周波数と拡散率との競合が認められた。

一般に μ^+ の内部場は双極子場に比べて小さいので、 μ^+ は理想的な双極子場(スピン配列)のよき検知器となる。最近の Fe_2O_3 中での μ^+SR がスイスのグループによって観測され、Morin転移のよいプローブとなっている。

IV-f) μ^+SR における random 磁性体の研究

北大・理 渡辺 昂
君島義英

random磁性体に関する研究は、

- 1) 磁性結晶を iso morphic な反磁性結晶を用いて希釈する研究
- 2) 磁性結晶を iso morphic な異なる磁性を示す結晶を用いて希釈する研究
- 3) 伝導性を示す希縛磁性体、いわゆる spin-glass に関する研究

に大別される。

1) 関する研究は、 $Ca_xMn_{(1-x)}F_2$, $K_2Mg_xMn_{(1-x)}F_4$, $Cd_xNi_{(1-x)}(NH_3)_4 \cdot Ni(CN)_4 \cdot 2C_6H_6$, $Cd_xMn_{(1-x)}(NH_3)_4 \cdot Ni(CN)_4 \cdot 2C_6H_6$ 等がおこなわれており、磁気相転移を示す極限濃度——いわゆる臨界濃度 P_c の決定を通じて分子で零近似からのズレ、磁気格子系の次元性等が議論される。この P_c の決定はこれまで帯磁率、比熱を主たる測定手段としておこなわれてきた。

これまでの研究方法で疑問とする点は、帯磁率の結果が反強磁性の変曲点を示さなくなった濃度、比熱が転移温度としてのピークを示さなくなった濃度をもって P_c と定義してきたことにある。従って μ^+SR を用いることによって更に次のような情報を得ることができると考えられる。

- bulk の χ , C_M 等の測定結果より得られた P_c が micro な立場からも果して妥当かどうか?
- このような希釈磁性体では長距離秩序と短距離秩序が混在し、転移温度近傍における C_M は一般に発散せず cusp となる。このような状態における spin 相関に関する information を得ることは今後の磁性体の相転移の研究において不可欠であると考えられる。

2) μ^+SR については $Ni_xCo_{(1-x)}Cl_2 \cdot 6H_2O$ に関する研究, $K_2Mn_xCo_{(1-x)}F_4$ の研究等がある。私共は C 軸方向の相互作用が強磁性, C 面内強磁性の相互作用をもつ $[(CH_3)_3N]_2 \cdot CuBr_4$ と C 面内が反強磁性的相互作用をもつ $[(C_2H_5)_3N]_2 CuCl_4$ が iso morphic であることに着目して $[(CH_3)_3N]_{2x} \cdot [(C_2H_5)_3N]_{2(1-x)} \cdot Cu \cdot Br_{4x}Cl_{4(1-x)}$ の混晶を作成し, C 面内が $J_A > 0$ と $J_B < 0$ が混在した場合どのような磁性が観測されるかに興味をもっている。結果は分子場より甚だしくズレた興味ある様相が得られつつある。この場合は混晶を作ることによって面内だけを J_A と J_B のお互いに符号の異なる相互作用を入れて random にすることになる。そこでこのような混晶では相転移温度近傍における spin 波, 並びに spin 相関がどのような振舞を示すかは興味あるところで、低温における比熱の測定と共に T_c 近傍における μ^+SR の測定がおこなわれるならば、1)と同様な役割を果すものと考えられる。

3) spin-glass

当研究室では都築等によって V doped - Ti_2O_3 , CuMn, CuMnPd 等が研究されている。これらについて,

- T_g 前後における local field
 - Ti_2O_3 系における S - character の寄与の可能性等を明らかにする。
- 等について μ^+SR による研究は不可欠と考えられる。

μ^+SR による磁性体臨界現象の研究

北大・理 渡辺 昂

反強磁性体における H-T 相図のいわゆる磁気的三生点 (magnetic Tricritical point) は二次転移曲線と一次転移曲線の交叉点であることは古から知られている。最近の相転移の臨界現象に関する研究の発展から、この三生点近傍における一次と二次の cross over effect が

議論され、実験的にも Ga_1O_3 の実験においてこの効果が実証された。私共も $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ を用い、比熱 C_H と critical isentrope の測定によってこの研究に取組んでいる。

然し、このような研究は critical exponent が a から b に変ったと云う結果を発見することだけに留らず、その (H, T) 臨界領域における magnetic spin の振舞を知ることが大切である。そこで、spin echo による NMR を検討してみたが、これは次の点で極めて困難である。

この臨界領域における測定において (H, T) は $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度に安定化させることが必要である。H をこの程度を安定に保つことは十分に可能であるとしても echo signal を drive するための puls を加えるならば $\Delta T \simeq 10^{-4} \sim 10^{-5}$ に保つことは全く不可能と考えられる。

このような場合 (H, T) と共に $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 程度に保って臨界現象の研究のおこなえる resonance の手段は多分現在の所 $\mu^+ \text{SR}$ だけであり、今後このような臨界現象の研究に重要な手段となるものと考えられる。

V-a) ミュオンによる水と氷の研究

京大・理 目 方 守

水は非常に興味深い物質で、その研究も数多いが、動的構造等ミクロでダイナミカルな側面ではよく分っていない事も多いので、ここでミュオンがどのように水の研究に役立ち得るかを考えてみたい。

我々が行なっている $\gamma-\gamma$ 摂動角相関の実験においても、水の構造のゆらぎを反映した現象が見られる。例えば水中の ^{181}Ta の摂動角相関の温度変化を測定すると、液体状態で受けていた強い動的摂動（このこと自体興味深いことであるが）は凝固点以下 50 度位までみられ、それ以下で初めて静的摂動となる。しかも凝固点において何ら不連続性は観測されない。このことは水中の ^{181}Ta の極く近傍を 10^{-9} 秒以下の時間スケールでみると液体でも固体でも変わらないということを意味する。Ta イオンをかこむイオンクラスターの構造と水の構造の凝固における連続性と関係がありそうである。しかし、もし水の構造という問題に限るなら、水素と酸素以外の溶質イオンをプローブとした研究は間接的であり、不明確さが残る。軽い水素といわれるミュオンの有用性がここにある。

水は極めて特徴的な物質である。高い融点、広い液体領域、大きい比熱、高い表面張力、高い粘度、高い誘電率、凝固点における膨張、4 °C で密度が最大になること、固相における相の多様性、それらはすべて水および氷の構造の基礎となっている水素結合に由来するものである。氷の

どの相においても格子の骨格は四配位の水素結合からできているが、融点近傍では構造のゆらぎがかなり大きい。逆にこの構造は水においても保たれ、4°Cでも85%の水素が残っている。Paulingによって提唱されたこの構造はX線回折、中性子回折、赤外線吸収等の方法で確かめられている。

一方水や氷の構造のゆらぎや緩和過程については多くの研究があるにもかかわらず、まだ明らかでないことが多い。例えば⁵⁷Feのイオンを含む水のMössbauer効果の実験では、温度を上げる過程で-90°C位になると、それまで見えていた吸収が一旦見えなくなることが見つかっている。しばらく放置したり、温度を上げると再び吸収線が観測されるが、これが立方晶から六方晶への氷の転移に関係があるかどうか、まだはっきりしていない。

水の構造のゆらぎでまず考えられるのは水素結合上での水素の運動であろう。赤外線で分子構造が確認できるのであるからこれは明らかに10⁻¹³秒より遅い運動である。酸素の周りには常に水素が2個いるという要請からこの運動は結晶中でcoherentなものでなければならず、意外にゆっくりしたものかもしれない。100Kで氷の強誘電性を観測したという報告もあるから、どこかの温度で観測可能なゆらぎの時間をもつと考えられる。

氷の中の欠陥の運動は10⁻⁴～10⁻⁵秒の緩和過程である。融点近傍ではこの欠陥の運動等により、水素結合はあまり長くない寿命をもつ。さらに温度が高くなると分子の拡散も考えられる。誘電緩和や超音波吸収から結論される水の構造の緩和時間は常温付近で10⁻¹²秒程度である。

このように多様な動的過程の解明にミュオンはどのように利用できるだろうか。水や氷の中に捕えられたミュオンはミュオニウムとして水の水素と置換するということが最も考え易い過程である。この時ミュオンはプロトンの核スピンによる双極子場を感じるが、氷のNMRから考えてこれは約10G程度の強さと会えられる。この双極子場によるdipole broadeningのmotional narrowingの観測から動的過程の緩和時間を求めることができる。ミュオンの場合10Gの双極子場により、約1μsの減衰が生じるが、その大きさはmotional narrowingの測定に好都合な値である。

このようなミュオンを用いた研究から、NMRとは異なった時間領域の情報が得られ、さらにNMRの結果と合わせて水素結合におけるisotope効果の研究ができるだろう。その場合のミュオンが果たしてミュオニウムを作るか、それがどのような位置を占めるか、さらにいくつかの可能な動的過程のうちどれに対応するかといったことをはっきりさせることが重要な仕事となるだろう。

短期研究会報告執筆者へお願い

物性研だよりに掲載される短期研究会報告の本来の目的は、その内容の骨子を、要領よく、かつ分り易く、専門外の人々を含めた広範囲の物性研究者に伝えることにあります。しかし、近年の傾向として、多くの報告が予稿集スタイルをとり、本来の趣旨からかなり外れたものになっています。その結果、長さが規定以上に著しく長大になったり、内容が専門的過ぎて難かしくなるという難点が増大しています。我々としては、この状態を本来の姿に戻したいと考えております。執筆者の方々も、このことをご理解頂き、次の点に留意されて、ご協力下さるよう、お願い致します。特に報告の取まとめをされる世話人の方々は大変ご苦労様ですが、よろしくお難い致します。

- (1) 長さの規定を出来る限り守って下さい。（標準は図表の分を含めて400字詰30枚位。
50枚が限度）
- (2) 世話人が執筆される全般的な記述のウェイトを増し、講演者が個々に執筆される報告の部分はもっと簡単に下さい。世話人その他の代表者だけで全部を執筆されるのも結構で、むしろその方が望ましいと考えています。そのため多少主観的な報告になってしまって構いません。
- (3) 予稿集スタイルの詳しい記録を残したい場合には、別に予稿集を作製するか、他の適当な発表方法をお考え下さい。

物性研だより編集係

物性研究所談話会

日 時 1977年9月12日（月） 4時
場 所 旧棟講義室
講 師 岡本和人教授

（ニューサウス・ウェルズ大学、オーストラリア）

題 目 電子遷移による核励起とその応用

要 旨

最近、阪大の森田氏によってある条件を満す時は原子電子の遷移によって原子核を励起することが可能であることが示され、同じ阪大グループによって ^{189}Os に対し実験的にも確かめられた。又これは ^{235}U の同位体分離にも応用出来るが効率は悪い。多くの同位体に対する理論計算の例と特殊の方法によって ^{235}U の同位体分離効率を飛躍的に高め、濃縮に活用する可能性及びX線レーザーへの応用の可能性を示す。

日 時 9月16日（金） 午後5時
場 所 旧棟講義室
講 師 Prof. D. F. Brewer

（Univ. of Sussex）

題 目 Density of Adsorbed Helium
要 旨

The phenomenon of physisorption is caused by the van der Waals forces of attraction between the substrate and the absorbate. In the case of the helium film, the adhesive forces lead to a density which is considerably higher than the bulk phase at the same temperature and pressure, and is a function of distance from the absorbent-absorbate interface. A knowledge of the density and its variation with temperature and thickness is important for interpretation of many experiments on helium films. It can be obtained

by various methods - for example, from adsorption isotherms, from optical measurements, from dielectric constant measurements, or from sound propagation. These are not always in complete agreement, and recent measurements of dielectric constant in particular show some unexpected anomalies.

日 時 9月17日(土) 午後1時半

場 所 旧棟講義室

講 師 Prof. A. J. Leggett

(Univ. of Sussex)

題 目 Macroscopic Parity Non-Conservation due to Neutral
Currents ?

要 旨

A. J. Leggett 教授は、超流動³Heを中心とする超低温物理の理論的指導者として理論家ののみならず実験家からも敬愛されています。今回は、³Heの対凝縮状態と高エネルギー物理の中性カントンをむすびつけた面白いアイディアを紹介されます。なお、Leggett 氏はすでに2回にわたって日本に長期滞在されたことがあります。日本語を解する知日家でもあります。

日 時 9月29日(木) 午後4時

場 所 旧棟講義室

講 師 Professor I. Rudnick

(Physics Department, University of California,
Los Angels)

題 目 Some Filmed Demonstration Experiments on the Super-
fluid Properties of ⁴He.

要 旨 The demonstrations include the followings :

A laboratory snow storm

An audible and visual demonstration of the
cessation of boiling at T_λ
A self-priming superfluid siphon
A demonstration of the classical Kapitza
experiment of 1941
First, second and fourth sounds on
crossing T_λ
The measurement of persistent currents by
Doppler shifted fourth sound
Movies taken by Williams and Packard of
arrays of quantized vortices
A musical superfluid fountain

日 時 10月3日（月） 午後4時
場 所 旧棟講義室
講 師 Prof. O. V. Lounasmaa
Helsinki University of Technology
題 目 Mobility of Ions in Superfluid ^3He
要 旨

Lounasmaa教授の指導するヘルシンキ工科大学低温グループは、超低温開拓における最先端
端の地位を占めているばかりでなく、超流動 ^3He の物性測定でも卓れた成果を挙げています。
今回は、超流動 ^3He に注入した正、負イオンのモビリティについて、最新の実験結果を紹介
されます。この実験は、超流動 ^3He の準粒子に関し重要な情勢を提供するものとして、待望さ
れていたものです。

日 時 10月14日（金） 16時
10月15日（土） 13時30分

場 所 旧棟講義室

題 目 Solitons in Superfluid ^3He

- with some introductory remarks -

講 師 Prof. D. M. Lee (Cornell)

要 旨

Lee 教授は、1972年、Osheroff, Richardson らと共に ^3He 超流動相を発見したことであまりに有名である。今回は、コーネル大学で最近特に重点的に進められている超流動 ^3He での Soliton の研究について、2回にわたってお話を頂きました。

日 時 10月21日(金) 午後4時

場 所 A棟2階輪講室

講 師 Professor A. Bienenstock

Stanford University

題 目 EXAFS and X-ray Radial Distribution Function Studies of
Glassy As_2Se_3 Containing Metallic Impurities .

要 旨

For reasons that are not well understood, some metallic impurities (Cu, Ag, Au, Ga, In, Tl) cause large (2-3 orders of magnitude) increases in the electrical conductivity of glassy As_2Se_3 while others (Be, Zn) leave the conductivity essentially unchanged. In an effort to provide theoreticians with a structural basis for explaining these phenomena, we have undertaken structural studies of Cu and Tl in glassy As_2Se_3 . Both Cu and Tl have been studied by x-ray radial distribution techniques and the Cu has been studied with EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure). These studies, including experimental results and models

for their interpretation, are presented.

~~~~~  
物性研ニュース  
~~~~~

東京大学物性研究所客員部門教授・助教授の公募

当研究所客員部門（固体物性部門）において、下記の研究分野の教授（併任）及び助教授（併任）各1名の公募をいたします。

1. 表面物性

当研究所では、昨年表面物性研究計画が発足し、結晶の清浄表面及び化学吸着の基礎的研究を開始した。客員部門では、これら所内の研究を相補う意味で、触媒反応に豊富な経験と豊かな学識を持った研究者を公募する。

(1) 公募人員 教授 1名

(2) 期間 1年(昭和53年4月1日から同54年3月31日までを予定)

2. 理論

広い意味の物性理論の研究者であって、次のいずれかに該当する方。

A. 半年ないし1年間物性研究所に滞在し、研究の芽を発展させたい方。

B. ユニークな発想により、物性研究の新しい方向を探ろうとする方。

いずれの場合にも、物性研究所主導型ではない共同利用の形態を期待しますので、積極的な自薦、他薦をお願いします。

(1) 公募人員 助教授 1名

(2) 期間 昭和53年度前半、後半期各1名ですが、場合によっては同一人物であってもよいものとします。

3. 上記各分野の公募に共通する事項

(1) 希望条件

併任期間中、なるべく多くの時間を客員部門における研究活動にあてていただける方を希望します。

(2) 公募締切 昭和52年12月15日(木)

(3) 提出書類

ア. 推薦の場合

- 推薦書
- 履歴書
- 業績リスト(必ずタイプすること), ほかに出来れば論文の別刷

イ. 応募の場合

- 履歴書
- 業績リスト(必ずタイプすること)及び論文の別刷
- 所属の長などによる本人についての意見書(宛先へ直送のこと)

ウ. 研究計画書

自薦の場合, 研究計画書(物性研究所滞在可能期間の推定を含む)を提出のこと。

(4) 宛先

〒106 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(402)6231, 6254

(5) 注意事項

客員部門教授(助教授)公募書類在中, 又は意見書在中の旨を表記し, 書留郵便で送付すること。

(6) 選定方法

物性研究所人事選考協議会での審議に基づき, 物性研究所教授会で決定します。

東京大学物性研究所長

芳田 奎

外 来 研 究 員 一 覧

(昭和 52 年度 後 期)

嘱 託 研 究 員

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 所 員	備 考
京 大 (理) 助 教 授	加 藤 利 三	5.2.1.0.1.4 迄 5.2.1.1.1.4	SOR-RING用極紫外 分光器の調整	S O R (神前)	10/14~10/ 17 11/11 ~11/14
都 立 大 (理) 助 手	宮 原 恒 晃	5.2.1.0. 1 迄 5.3. 3.3.1	アルカリ金属の光吸収及 び光電子スペクトルの測 定	"	週 2 回
東 北 大 (理) 教 授	佐 川 敬	5.2.1.0.1.8 迄 5.2.1.1.1.7	SOR-RING用極紫外 分光器の調整	"	10/18~10/ 21 11/14 ~11/17
分 子 研 助 教 授	塚 田 捷	5.2.1.0. 6 迄 5.2.1.1.1.1	固体表面における吸着現 象の理論的研究	菅 野	10/6~10/7 11/10~11/ 11
相 模 工 大 助 教 授	佐々田 友 平	5.2.1.0. 1 迄 5.3. 3.3.1	固体表面における化学吸 着の理論的研究	"	週 1 回
京 大 (理) 助 教 授	長 谷 川 洋	"	表面物性	"	沢田信一の指 導教官
九 大 (理) 助 教 授	小 林 謙 二	5.2.1.0. 1 迄 5.2.1.2.3.1	KH_2PO_4 の low-lying ing response の研究	中 村	3 泊 4 日 1 回
阪 大 (養) 教 授	山 田 安 定	5.2.1.1. 1 迄 5.2.1.1.3.0	弾性異常を伴う相転移の 研究	"	1 泊 2 回
名 大 (工) 助 手	沢 田 昭 勝	5.2.1.0. 1 迄 5.2.1.1.3.0	$\text{LiNH}_4\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot$ H_2O の転移の研究	"	1 泊 2 日 1 回
名 大 (工) 助 教 授	八 田 一 郎	5.2.1.0.1.7 迄 5.2.1.2. 1	低温領域における磁場中 相転移のカロリメトリー	田 沼	10/17~10/ 20 11/28 ~12/1

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	係 員	備 考
青 学 大 (理 工) 助 教 授	秋 光 純	52.10. 1 迄 53. 3.31	中性子偏極解析装置のソ フト・ウェア開発	伊 藤	東海村・原研 4泊5日1回	
日 大 (文 理) 助 教 授	石 原 信 一	"	(S N) x 結晶の一次元 成長機構の研究	中 田	週 1 回	
阪 大 (理) 教 授	櫛 田 孝 司	52.10. 4 迄 52.10. 7	半導体の光物性の研究	塩 谷		
お 茶 大 (理) 助 教 授	丸 山 有 成	52.10. 1 迄 53. 3.31	分子性結晶の低速電子回 折	村 田	週 1 回	
理 研 研 究 員	小 林 常 利	52.10. 1 迄 53. 3.31	分子種の電子分光学の研 究	長 倉		
学 習 院 大 (理) 助 教 授	小 谷 正 博	52.10. 1 迄 53. 3.31	低速電子線による表面波 共鳴下での固体表面構造 の研究等	村 田	村田俊一 石島 隆 岸川 淳 の指導教官	等
群 馬 大 (工) 教 授	平 野 克 己	"	プラズマによる超強磁場 の発生	近 角	1 泊 2 日 1 回	
横 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	週 1 回	
阪 大 (基礎工) 助 教 授	張 紀久夫	52.10.24 迄 52.10.29	励起子の内部構造と格子 緩和	豊 沢		
東 北 大 (理) 助 教 授	石 井 武比古	53. 1.23 迄 53. 1.28	S O R 光による光電子分 光スペクトルの測定	S O R (神前)		

留学研究員

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	係 員	備 考
京大(理) 大学院 D. C. 1	沢田信一	52.10.1 ~ 53. 3.31	表面物性	菅野		
鳥取大 (工) 助 手	田中省作	"	ピコ秒パルス光による半導体の高密度励起効果の研究	塩谷		
学習院大 (理) 助 手	難波秀利	"	真空紫外光電子分光法による金属表面の研究	村田		
学習院大(理) 大学院 D. C. 1	村上俊一	"	低速電子線による表面波共鳴下での固体表面構造の研究	"		
学習院大(理) 大学院 M. C. 2	石島 隆	"	低速電子のエネルギー損失スペクトルにおける遷移過程の研究	"		
学習院大(理) 大学院 M. C. 2	岸川 淳	"	トンネルエミッションスペクトロスコピーの固体表面研究への応用	"		

施設利用

北大 (理) 助教授	三本木 孝	52.10.20 ~ 52.10.24	TaSe ₃ の磁気抵抗	田沼	
北大 (理) 講師	伊土政幸	52.10.28 ~ 52.11.6	"	"	
北大(理) 大学院 D. C. 2	山本真史	52.10.20 ~ 52.11.8	"	"	
学習院大 (理) 教 授	川路紳治	52.10.1 ~ 53. 3.31	シリコンMOS反転層の強磁場電気伝導	"	

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	係 員	備 考
学習院大(理) 大学院 D. C. 2	若林 淳一	5.2.10. 1 迄 5.3. 3.31	シリコンMOS反転層の 強磁場電気伝導	田 沼		4回
筑波大 (物理) 助 手	土井 秀之	5.2.10.10 迄 5.3. 3. 9	擬一次元金属K ₂ Rt(CN) ₄ Br ₃ 3H ₂ o の帶 磁率の異方性の研究	"		
東工大 (工) 助 手	竹添 秀男	5.2.10. 1 迄 5.3. 3.31	液晶の光誘起力一効果と 緩和時間の測定	塩 谷		10月月1回 11月, 2月 月2回
東工大 (工) 助 教 授	福田 敦夫	"	"	"		"
東工大(理工) 大学院 D. C. 2	牟田 健一	5.2.11. 1 迄 5.2.11.3.0	"	"		
成蹊大 (工) 助 手	村田 一之	5.2.10. 1 迄 5.3. 3.31	光学活性錯体の円偏光二 色性発光(C. P. L)	"		週1回
東工大 (工) 技 官	金子 良夫	"	(Ba, Eu)S, (Sr, Eu)S 混晶の作製とそ の光学スペクトルの測定	"		週2回
筑大(物理) 大学院 D. C. 2	平子 進一	"	2価陽イオン不純物を含 むアルカリハライド単結 晶のラマン散乱	"		週3回
東北大 (科計測) 助 教 授	岡 泰夫	5.2.11.14 迄 5.2.11.18	偏光相関による半導体の 二次光放射過程の研究	"		
東工大 (工) 助 教 授	終元 宏	5.2.10. 1 迄 5.3. 3.31	硫化物系螢光体の発光機 構に関する研究			週1回
分子研 助 手	里子 允敏	5.2.10. 6 迄 5.2.11.11	固体表面における電子状 態と格子緩和の理論的研 究	菅野		10/6~10/ 7, 11/10 ~11/11

所 属	氏 名	研究期間	研究題目	関 所 係 員	備 考
熊本大 (理) 助教授	藤井淳浩	52.1.0.24 ~ 52.1.0.29	タリウム・ハライドの励起子の研究	小林	
横国大(工) 大学院 M. C. 2	高瀬晶彦	52.1.0. 1 ~ 53. 3.3.1	希土類オーソクロマイトの光学的研究	"	2週に3回
横国大 (工) 助教授	栗田進	"	"	"	週1回
東 大 (養) 助教授	今井勇	"	HgI ₂ および PbI ₂ の磁気光効果	"	週3回
東 大 (養) 助手	吉田滋	"	PbI ₂ の磁気光効果	"	"
東大(理) 大学院 M. C. 2	田辺久	"	HgI ₂ の磁気光効果	"	"
信州大 (理) 講師	犀川和彦	"	図書・雑誌閲覧	図書 (豊沢)	月1~2回
相模工大 助手	東崎健一	"	"	"	週2回
明 大 (工) 講師	楠正美	"	共鳴ラマン散乱の理論的研究	豊沢	"
山 口 大 (養) 講 師	相原正樹	53. 2.28 ~ 53. 3. 2	共鳴光散乱におけるコヒーレンス効果	"	
岡 山 大 (工) 助 手	石井忠男	52.1.0. 4 ~ 52.1.0. 8	Superionic conductor の理論	"	

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 員 所	備 考
早 大 (理 工) 教 授	近 桂一郎	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	遷移金属複合酸化物の超 高圧合成	秋 本	10月～12 月 週1回 3/13～3/ 18 毎日
岡 山 大 (温泉研) 教 授	松 井 義 人	5 2.10.16 ~ 5 2.10.23	斜方および立方晶ペロフ スカイトの圧縮率の測定	"	
京 大 (理) 研 修 員	渡 辺 碩 志	5 2.10. 1 ~ 5 2.11.19	Mg ₂ SiO ₄ —Fe ₂ SiO ₄ 系のPOST-Spinel transitionについて	"	10/1～10 /15, 11/ 4～11/19
東 大 (宇航研) 助 手	松 崎 章 好	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	超高層大気における化学 反応の研究	長 倉	週1～2回
横 浜 市 大 (文 理) 助 手	岡 田 勇	"	固体 ³ Heの磁性	芳 田	週2回
自 治 医 大 助 教 授	青 野 修	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	能動輸送の理論	中 島	1泊2日4回
阪 大 (理) 講 師	邑瀬 和 生	5 2.12. 5 ~ 5 2.12. 6	I V-V I 族微小ギャップ半導体における相転移 と電子エネルギー帯構造 の研究	"	
東 大 (生 研) 助 教 授	井 野 博 满	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	金属—金属間の非晶質合 金の研究	試 料 作成室 (鈴木)	週1回
東 大 (理) 教 授	佐々木 行 美	"	金属間化合物の作成	"	11/10～11 /15, 2/10 ～2/15週5回
東大(理) 大 学 院 M. C. 2	佐々木 元 茂	"	"	"	"
東 理 大 (理) 助 手	小 池 茂 年	"	遷移金属中の水素に関する研究	鈴 木	週3回

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 所	備 考
岩手大 (工) 助 手	池田 弘毅	5.2.1.0.1.7 ~ 5.2.1.1.1.5	Cu(A1) 稀薄合金の低温塑性	鈴木	
東大(理) 大学院 D. C. 2	蝦名 不二夫	5.2.1.0. 1 ~ 5.3. 3.3.1	オルガノアンチモン化合物の構造解析	斎藤	週2回
東大(理) 大学院 D. C. 3	野上法正	"	有機化合物の立体配座安定性の研究	"	週3回
長崎大 (養) 助 教 授	岩永 浩	5.2.1.0.1.3 ~ 5.2.1.0.2.3	ZnO 結晶中の Small dislocation loop の観察	竹内	
埼工大 助 教 授	深町共栄	5.2.1.0. 1 ~ 5.3. 3.3.1	X線異常散乱	細谷	8回
山梨大 (育) 助 手	川村 隆明	"	X線異常散乱を伴う回折効果の研究	"	9回
明治学院大 講 師	岩田 深雪	"	白色X線による新位相決定法の開発とその応用	"	10/1~1/31 週5回 2/1~3/31 週6回
城西大 (理) 助 手	日野照純	"	導電性有機結晶のトンネル効果	木下	10/1~12/10 週1回 12/11~1/30 2/15~3/31 週2回
新潟大 (理) 助 手	徳江 郁雄	5.2.1.1.1.4 ~ 5.2.1.1.2.2	低速電子衝突による気体分子からの発光スペクトル	"	
横国大 (工) 助 手	八木 幹雄	5.2.1.0. 1 5.3. 3.3.1	電荷移動錯体のりん光状態	"	週1回
東大(理) 大学院 D. C. 2	西山 岩男	"	電子衝撃励起による分子の発光スペクトルの研究	"	週2回

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所 係 員	備 考
東 海 大 (工) 教 授	野 島 晋	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	SQUID 電圧計の研究	永 野	週 3 回
東海大(工) 大 学 院 D. C. 2	小 菅 一 生	"	"	"	"
東 大 (海洋研) 教 授	友 田 好 文	"	超電動重力計による高精度重力測定に関する基礎的研究	"	10月～2月 週 2 回 3月 週 1 回
群 大 (工) 助 手	石 村 礼 和	5 2.12.22 ~ 5 2.12.23	物理吸着した原子の秩序状態	斯 波	
学 習 院 大 (理) 教 授	川 路 紳 治	5 2.10. 1 ~ 5 3. 3.31	超強磁場におけるシリコン反転層のサイクロトロン共鳴	三 浦	10日間
学 習 院 大 (理) 助 手	川 口 洋 一	"	"	"	"
上 智 大 (理 工) 教 授	伴 野 雄 三	"	a c ジョセフソン効果に及ぼす遠赤外光の影響についての研究	"	週 1 回
上智大(理工) 大 学 院 D. C. 2	福 田 恵 明	"	"	"	週 3 回
青 学 大 (理 工) 教 授	北 村 則 久	"	Nb ₃ Sn の結晶相転移における磁化率の変化	近 角	週 2 回
青学大(理工) 大 学 院 D. C. 3	稻 田 陽 一	"	"	"	"
東 理 大 (理 工) 講 師	加 川 穂 積	"	Fe-Ni インバー合金の結晶磁気異方性	"	週 1 回

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	係 員	備 考
埼 玉 大 (育) 講 師	津 田 俊 信	5 2.1 0. 1 迄 5 3. 3.31	V S x - V S c x 系の電子 密度波の研究	安 岡		週2回
京 大 (理) 研 修 員	上 田 寛	5 2.1 2. 1 迄 5 2.1 2. 7	V ₂ O ₃ - xF _x 系のNMR	"		
上 智 大 (理 工) 教 授	伴 野 雄 三	5 2.1 0. 1 迄 5 3. 3.31	(K ₁ - x Nax)NiF ₃ の核磁気共鳴	"		週2回
上 智 大 (理 工) 助 手	楠 原 淑 子	"	"	"	"	"
信 州 大 (理) 助 教 授	永 井 寛 之	5 2.1 0.3 1 迄 5 2.1 1. 4	金属間化合物 R C _{0.5} , R ₂ Co _{1.7} (R = 希土類金 屬)における ⁵⁹ CoのNMR	"		
信州大(理) 大 学 院 M. C. 2	山 崎 史 規	"	R ₂ Co ¹⁷ 中の Co ⁵⁹ の 核磁気共鳴	"		
阪 大 (基礎工) 助 教 授	松 浦 基 浩	5 2.1 1.1 4 迄 5 2.1 1.1 9	擬二次元反強磁性体 酸 銅鉛中の Cu ⁶³ , Cu ⁶⁵ 核 のNMR	"		
阪大(基礎工) 大 学 院 M. C. 2	若 林 謙 二	"	"	"		
北 大 (理) 助 教 授	渡 辺 昂	5 2.1 0.1 9 迄 5 2.1 0.2 4	グラフォイル上 ⁴ He多層 薄膜の第3音波の測定	生 嶋		
北大(理) 大 学 院 D. C. 2	湯 山 純 平	5 2.1 0. 1 迄 5 2.1 1.2 9	"	"		
京 大 (理) 助 手	小 林 はな子	5 2.1 0. 5 迄 5 2.1 0. 6	一次元白金錯体 [Pt (NH ₃) ₄][PtCl ₄](A), Pt ₆ C ₁₁₀ -(NH ₃) ₁₀ (HSO ₄) ₄ (B), K ₁ , ⁶ Pt (C ₂ O ₄) ₂ -XH ₂ O(C) の比熱	"		

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	備 考
京大(理) 大 学 院 研 修 員	榎 敏 明	5.2.10. 5 ~ 5.2.10. 6	一次元白金錯体[Pt(NH ₃) ₄][PtCl ₄](A), Pt ₆ Cl ₁₀ -(NH ₃) ₁₀ (HSO ₄) ₄ (B),K _{1.6} Pt(C ₂ O ₄) ₂ -XH ₂ O(C) の比熱	生 嶋	
京大(理) 大 学 院 D. C. 2	窪 田 亮 三	5.2.10. 5 ~ 5.2.10.22	"	"	
東工大(理) 助 教 授	比 企 能 夫	5.2.10. 1 ~ 5.3. 3.31	⁴ He のラムダ線近傍における超音波吸収	"	週 2回
東工大(理) 大 学 院 M. C. 1	岡 本 興 司	"	"	"	週 3回
東工大(理) 助 手	江 間 健 司	"	強誘電体, 反強誘電体の相転移における比熱	"	週 2回
お茶大(理) 助 教 授	池 田 宏 信	"	相転移点近傍における熱容量熱拡散率の測定	"	週 3回
お茶大(理) 助 手	鈴 木 正 繼	"	超音波吸収による磁気臨界揺動の研究	生 嶋	週 2回
東京工芸大(工) 講 師	伊 藤 進 一	"	プリルアン散乱による構造相転移の研究	中 村	週 1回
早大(理工) 大 学 院 D. C. 2	宇 田 川 真 行	"	"	"	週 3回
東大(原子核) 助 手	今 村 峰 雄	"	微弱放射能測定の研究	R 1 (本田)	10/28~11/26 週 2回 1/27~2/24 週 1回
東大(原子核) 助 手	柴 田 誠 一	5.2.10.15 ~ 5.2.12.10	核反応生成物としてのクロム同位体の測定	"	10/15~ 10/20 12/5~12/10

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 員	備 考
明 星 大 (理 工) 助 教 授	菅 野 等	5 2.1 0. 1 ~ 5 3. 3.3 1	放射化分析による極微量 金属の定量	本 田	10/1~12/15 2/15~3/31 週1回
中 部 工 大 (工) 助 教 授	入 山 淳	5 2.1 2.2 1 ~ 5 2.1 2.2 3	各種の方法による年代測 定値の処理	"	
阪 大 (理) 講 師	高 岡 宣 雄	5 2.1 0.2 7 ~ 5 2.1 1. 8	微量重希ガス同位体存在 度測定法	"	
広 島 大 (理) 大 学 院 D. C. 2	磯 田 誠	5 2.1 0. 1 ~ 5 3. 3.3 1	磁性理論	守 谷	3泊4日2回
阪 大 (基礎工) 助 手	馬 越 健 次	5 2.1 1.2 4 ~ 5 2.1 1.2 6	遷移金属磁性の研究	"	
阪 市 大 (原子力) 教 授	小 塩 高 文	5 2.1 1. 7 ~ 5 2.1 1. 8	S O R を用いた固体の光 スペクトルのデーターの 検討	石 井	
京 大 (理) 教 授	中 井 祥 夫	"	"	"	
九 州 共 立 大 (工) 助 教 授	長 井 達 三	5 2.1 0.1 1 ~ 5 2.1 0.2 0	量子極限における電子系 の相転移	福 山	
阪 大 (理) 助 手	折 井 豊	5 2.1 0. 1 ~ 5 3. 3.3 1	チトクロム酸化酵素の高 圧下における物性	箕 村	1泊2日
東 邦 大 (理) 助 手	酒 井 ノブ子	"	圧力誘起の非金属一金属 転移	"	週2回
金 材 研 研 究 員	川 村 春 樹	"	低次元化合物の高压物性	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	係 員	備 考
立命館 (理工) 助 手	谷 口 吉 弘	53. 1. 5 ~ 53. 1.10	超高压下における分子性結晶のレーザーラマン、赤外スペクトルの研究	箕 村		
明星大 (理工) 助 教 授	菅 野 等	52.10. 1 ~ 53. 3.31	過冷却水溶液の高圧下における化学的研究	"		10/1~12/15 週1回 1/15~3/31 週2回
阪 大 (工) 助 教 授	平 木 昭 夫	52.10.20 ~ 52.10.22	Si, InSb などにみられる半導体-金属(相)転移	"		
学習院大 (理) 助 手	秋 光 正 子	52.10. 1 ~ 53. 3.31	Fe _{1-x} O の次階構造と磁性	星 垒		2泊3日 東海村原研
青学大 (理工) 教 授	北 村 則 久	"	中性子によるNb ₃ Snの磁場中の結晶変態の観察	"		1泊2日 東海村原研
青学大(理工) 大学院 D. C. 3	稻 田 陽 一	"	"	"	"	"
東 大 (生研) 助 教 授	菊 田 暉 志	"	中性子線光学の研究	"		4泊5日 東海村原研
東 大 (生研) 助 手	高 橋 敏 男	"	"	"	"	"
工 技 院 主任研究員	中 山 貴	"	"	"	"	"
阪 大 (基礎工) 助 教 授	松 浦 基 浩	"	擬二次元反強磁性体蟻酸銅=重水、二重ウレア化合物の中性子回折	平 川		1泊2日 東海村原研
阪大(基礎工) 大学院 M. C. 2	若 林 謙 二	"	"	"	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所	備 考
京 大 (理) 助 手	網 代 芳 民	"	"	"	"
東 北 大 (理) 助 教 授	遠 藤 康 夫	"	"	"	"
北 大 (応電研) 講 師	勝 又 紘 一	"	中性子回折によるメタ磁性体の準安定状態の研究	"	2泊3日 東海村原研
北大(理) 大学院 M. C. 1	小 林 誠	"	"	"	"
東 北 大 (理) 助 手	神 木 正 史	"	"	"	1泊2日 東海村原研
お 茶 大 (理) 助 教 授	池 田 宏 信	"	磁性混晶の中性子臨界散乱	"	2泊3日 東海村原研
山 形 大 (理) 教 授	佐 藤 経 郎	"	液体 Bi ₂ SC ₃ の構造の温度変化	中性子 共通室 (星埜)	1泊2日 東海村原研
山 形 大 (理) 助 教 授	上 川 友 好	"	"	"	"
山 形 大 (理) 助 教 授	植 村 治	"	"	"	"
新 潟 大 (理) 教 授	田 卷 繁	"	二液相分離合金の中性子回折	"	4泊5日 東海村原研
新 潟 大 (理) 助 手	土 屋 良 海	"	"	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 員 所	備 考
新潟大 (養助) 教 授	岡崎秀雄	"	熔融塩の中性子回折	"	3泊4日 東海村原研
新潟大 (養講) 師	本間興二	"	"	"	"
新潟大 (理助) 手	橘文夫	"	"	"	1泊2日 東海村原研
金沢大 (理助) 教 授	木村実	5.2.1.1.7 ↓ 5.2.1.1.8	低次元の新しい相の研究	中嶋	
東北大 (金材研) 助 手	斎藤慎八郎	5.2.1.2.5 ↓ 5.2.1.2.2.4	磁性体と液体ヘリウム3の磁気的相互作用	菅原	
東北大 (金材研) 助 手	佐藤卓	5.2.1.2.5 ↓ 5.2.1.2.1.0	"	"	
阪大 (基礎工) 助 手	佐野直克	5.2.1.1.1 ↓ 5.2.1.1.9	Cu(NO ₃) ₂ ·2.5H ₂ Oにおける陽子スピニ系の冷却	"	
東大 (理助) 手	村山和郎	5.2.1.0.1 ↓ 5.3.3.3.1	カルコゲナイトガラスのルミネッセンス	神前	週2回
山口大 (工業短大) 講 師	鶴久森正毅	5.2.1.0.9 ↓ 5.2.1.0.2.0	Geにおける電子一正孔液滴の光伝導	"	
東教大 (光学研) 教 授	尾中竜猛	5.2.1.2.1.2 ↓ 5.3.2.6	低対称性結晶(PbCl ₂ , PbBr ₂ , Na ₂ SO ₄ , K ₂ -SO ₄ , (NH ₄) ₂ SO ₄ 等)のXUV反射スペクトルの測定	S O R (神前)	
筑波大(物理) 大学院 D. C. 2	高橋晴夫	"	"	"	

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所 係 員	備 考
筑波大(物理) 大学院 D. C. 1	阿 部 秀 典	5 2. 1 2. 1 2 迄 5 3. 2. 6	低対称性結晶($PbCl_2$, $PbBr_2$, Na_2SO_4 , K_2SO_4 , $(NH_4)_2SO_4$ 等)のXUV 反射スペクトルの測定	S O R (神前)	
筑波大(物理) 大学院 D. C. 2	北 正 博	"	"	"	
筑 波 大 (物 理) 教 授	中 村 正 年	5 3. 2. 6 迄 5 3. 2. 1 5	気体のVUV光による Fragmentの測定	"	2/ 6~2/ 8 2/10~2/15
筑 波 大 (物 理) 講 師	森 岡 弓 男	5 3. 2. 6 迄 5 3. 2. 1 8	"	"	2/ 6~2/11 2/13~2/18
筑波大(物理) 大学院 D. C. 1	増 子 治 信	"	"	"	2/ 6~2/ 8 2/13~2/18
阪 市 大 (工) 講 師	笛 沼 道 雄	5 3. 2. 6 迄 5 3. 2. 1 9	"	"	2/ 6~2/10 2/15~2/19
阪 市 大 (工) 助 手	石 黒 英 治	"	"	"	"
東 大 (養) 教 授	伊 藤 隆	5 2. 1 0. 3 迄 5 2. 1 1. 1 4	シンクロトロン軌道放射 光による放射線生物学の 研究	"	
東 大 (養) 研 究 員	小 林 克 己	"	"	"	
東 大 (理) 助 手	井 尻 憲 一	"	"	"	
東 大 (原子力) 技 官	江 口 星 雄	"	"	"	

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 員 所	備 考
東工大 (原子炉) 教 授	織田暢夫	52.10.3 ~ 52.11.14	シンクロトロン軌道放射 光による放射線生物学の 研究	S O R (神前)	
東工大 (理) 助 教 授	旗野嘉彦	"	"	"	
東工大 (理) 助 手	新坂恭士	"	"	"	
東工大(理工) 大学院 D.C. 1	横山淳	"	"	"	
東工大 (理) 研 究 員	伊藤健二	"	"	"	
放 医 研 主任研究官	岩崎民子	"	"	"	
放 医 研 主任研究官	山田武	"	"	"	
北里大 (医) 講 師	太田顕成	"	"	"	
北里大 (医) 講 師	岩波茂	"	"	"	
立 大 (理) 講 師	天笠準平	"	"	"	
立 大 (理) 講 師	檜枝光太郎	"	"	"	

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 係 所	備 考
京 大 (原子炉) 助 教 授	山 岡 仁 史	5 2.1 1. 4 迄 5 2.1 1. 5	シンクロトロン軌道放射光による放射線生物学の研究	S O R (神前)	
京 大 (原子炉) 助 手	松 山 奉 皮	"	"	"	
愛知学大(歯) 大 学 院 D. C. 1	田 辺 昭	5 2.1 0.2 5 迄 5 2.1 0.2 6	"	"	
遺 伝 研 部 長	賀 田 恒 夫	"	"	"	
愛 知 県 がんセンタ 室 長	森 田 敏 照	"	"	"	
日本歯大 助 手	加 藤 二 久	5 2.1 0. 3 迄 5 2.1 1.1 4	"	"	
国 立 がんセンタ 技 官	宗 像 信 生	"	"	"	
阪 大 (基礎工) 教 授	難 波 進	5 2.1 0. 1 迄 5 3. 3.3 1	① S O R 軟X線露光法による超微細加工の研究 ② S O R - R I N G 軟X線リソグラフィーの研究	"	1泊2日2回
阪 大 (基礎工) 助 手	有 留 宏 明	5 2.1 0. 3 迄 5 3. 3.1 3	"	"	10/ 3~10/10 10/24~10/31 12/15~12/26 2/13~ 3/13
阪大(基礎工) 大 学 院 M. C. 2	松 井 真 二	5 2.1 0. 3 迄 5 3. 2.1 0	"	"	10/ 3~10/10 10/24~10/31 1/ 9~ 2/10
阪大(基礎工) 大 学 院 D. C. 3	小 谷 秀 雄	"	"	"	"

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所 係 員	備 考
阪大(基礎工) 大学院 D. C. 3	西 村 正	5 2.1 0. 2 ~ 5 2.1 0. 4	SOR 軟X線露光法による超微細加工の研究	S O R (神前)	
電 総 研 技 官	小 貫 英 雄	5 2.1 0.3 1 ~ 5 2.1 1.21	ペロブスカイト沸化物中の遷移、金属イオンの M II, III 吸収	"	
電 総 研 主任研究官	菅 原 冬 彦	"	"	"	
東 大 (養) 助 手	江 尻 有 郷	"	"	"	
阪 大 (理) 講 師	白 鳥 紀 一	5 2.1 0.2 4 ~ 5 2.1 0.2 5	マグネタイトのME効果	近 角	
阪大(基礎工) 大学院 D. C. 2	喜 多 英 治	"	"	"	
阪 大 (理) 教 授	国 富 信 彦	5 2.1 0.2 0 ~ 5 2.1 0.2 1	Pt-Fe 合金の磁化の測定	"	
阪大(理) 大学院 D. C. 3	渋 谷 昇	5 2.1 0.1 3 ~ 5 2.1 0.1 5	"	"	
芝 工 大 (工) 助 教 授	堀 富 栄	5 2.1 0. 1 ~ 5 3. 3.3 1	β -Mn 合金の磁性	"	週 1 回
埼 大 (理) 助 手	宮 本 芳 子	"	マグネタイトの 10K 附近における磁気電気効果	"	週 3 回
東 大 (工) 助 手	三 谷 忠 興	"	(S N) x 单結晶の作製 とその光物性の研究	中 田	週 2 回

所 属	氏 名	研究期間	研 究 題 目	関 所 係 員	備 考
東大(工) 大 学 院 M. C. 1	森 英 男	5 2 1 0 . 1 ~ 5 3 . 3 3 1	(S N) x 单結晶の作製 とその光物性の研究	中 田	
東 大 (工) 教 授	国府田 隆 夫	"	重水化アントラセン单結 晶の作成	"	
東大(工) 大 学 院 M. C. 2	十 倉 好 紀	"	"	"	

昭和 52 年度後期 短期研究会一覧

No	研究会名	開 催 期 日	提 案 者 名
1	物性研究将来計画	11月 4日(金) ~ 5日(土) (2日間)	○横 田 伊佐秋 (新潟大・理) 豊 沢 豊 (物 性 研)
2	共鳴 2 次光学過程 と励起状態の緩和	11月 28日(火) 29日(水) (2日間)	上 田 正 康 (東北大・理) 中 井 祥 夫 (京 大・理) 塩 谷 繁 雄 (物 性 研) 小 林 浩 一 (") ○豊 沢 豊 (")
3	強い電子相関と金 属磁性	12月 20日(火) 21日(水) (2日間)	糟 谷 忠 雄 (東北大・理) 金 森 順次郎 (阪 大・理) ○守 谷 亨 (物 性 研)
4	弾性異常と強弾性 相転移	53年1月 (2日間) 予 定	○作 道 恒太郎 (電 総 研) 山 田 安 定 (阪 大・養) 中 村 輝太郎 (物 性 研)

注) ○印は提案代表者

昭和53年度前期共同利用の公募について

のことについて、下記により公募しますので、貴機関の各研究者にこの旨周知くださるようお願いします。

記

1. 公募事項

A. 外来研究員(53年4月～53年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、私立大学ならびに国、公立研究機関の教官、研究者およびこれに準ずる者。

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ご請求ください。なお、SOR施設の共同利用は申し込み方法が異なりますので、130ページをご覧ください。

4. 申込期限：昭和53年1月10日(火)厳守。

(SOR施設の利用は申し込み期限が異なりますので、130ページをご覧ください。)

5. 申込先：〒106 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 (03)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い、教授会で決定します。

7. 採否の決定：昭和53年2月下旬

8. 宿泊施設：東京大学物性研究所共同利用研究員宿泊施設が利用できます。

なお、宿泊を希望される方は、申請書の当該欄に明記ください。

備考：物性研究所の研究設備については、各大学の学部、研究所あてに送付してあります
物性研年次要覧をご参照願います。

外来研究員について

物性研究所においては、共同利用研究事業として、全国物性研究者の研究遂行に資するため、下記の各種研究員制度が設けられています。これらの研究員の公募は、原則として半年ごとに行っております。

なお、外来研究員制度は個々の申請を検討のうえ実行されておりますが、特別な事情のある場合を除いて、あらかじめ共同利用施設専門委員会の了承を得る建前をとっておりますので、下記ご参照のうえ期日までに応募されるようお願いします。

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、本所所員の申請に基づいて、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カ月とし、6カ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できます。
- (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) 居室の供用方については、本所はできるだけ努力します。

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委嘱することを目的としています。
- (2) 嘱託研究員の委嘱は、本所所員の申請に基づいて、研究計画等を検討のうえ決定します。
- (3) 研究期間は6カ月を限度とし、延長が必要なときはその都度申請して更新することができます。

3. 留学研究員

- (1) 大学、官庁、その他の公的研究機関に在職する若い研究者に、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、助手ないし大学院博士課程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6カ月を原則とし、研究は所員の指導のもとで行います。

- (4) 東京および東京通勤圏外の機関に所属する者には、本所規定に従って、旅費および滞在費等が支給されます。この研究員の枠として、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ください。）を提出してください。

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に応じますので、共同利用掛へご照会ください。

6. 各種研究員の受け入れの可否は、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、個々の申請に基づいて、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ください。

共同利用施設専門委員会委員

馬 場 宏 明 (北大・応電研)	渡 辺 昂 (北 大・理)
大 塚 泰一郎 (東北大・理)	横 田 伊佐秋 (新潟大・理)
伊 藤 光 男 (〃・理)	佐 藤 清 雄 (富山大・養)
渡 部 三 雄 (広島大・総合科学)	伊 達 宗 行 (阪 大・理)
渡 辺 浩 (東北大・金研)	三 輪 浩 (〃・〃)
真 隅 泰 三 (東 大・養)	白 鳥 紀 一 (〃・〃)
塩 川 二 郎 (阪 大・工)	間 濑 正 一 (九 大・理)
村 田 洋次郎 (東 大・核研)	近 桂一郎 (早大・理工)
川 路 紳 治 (学習院大・理)	勝 木 澄 (信 大・理)
禪 素 英 (横浜国大・工)	松 原 武 生 (京 大・理)
益 田 義 賀 (名 大・理)	その他物性研究所員
井 村 徹 (〃・工)	

外 来 研 究 員 申 請 書 16

昭 和 年 月 日

東京大学物性研究所長

所属・職名
(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 究所来 所予定日	都外の場合							
	月 日 ~	月 日(泊)						
	月 日 ~	月 日(泊)						
	月 日 ~	月 日(泊)						
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	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)	
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

上記職員を派遣したいのでよろしくお願いします。

申請者の所属長

印

軌道放射物性研究施設の共同利用について

1.3 GeV 電子シンクロトン(ES) 及び 0.3 GeV 電子ストーリジリング(SOR-RING)からのSORを用いる共同利用実験の申し込みについてはマシンタイムの調整を行う必要上、物生研共同利用の正式申し込みの以前に下記の要領で物性研SOR物性研究施設にて申し込んでください。

記

1. 対象となる実験：ES 及び SOR-RING からの SOR を利用する実験

2. 実験期間：昭和53年4月上旬から昭和53年9月末日までの期間で、利用できるマシンタイムは総計約2カ月間。ただし、ESの運転状況により多少変動することがあります。

3. 利用できる設備：(1) ES-SORダクト

0.5M瀬谷一波岡型直入射分光器、2M斜入射分光器、高真空試料槽

(2) SOR-RING第3ダクト

差圧排気系又はMgF₂窓が利用できる予定ですが分光器は設置されていません。

なお、詳細については申し込みの前にSOR施設にご相談下さい。

4. 申し込み要領

- (1) 希望するSORダクト。
- (2) 申請研究課題。
- (3) 申請代表者及び実験参加者、所属：職・氏名。
- (4) 実験期間及び実施希望時期。
- (5) 実験の目的・意義及び背景(1,000字程度で審査資料となり得るもの)。
- (6) 関連分野における申請者のこれまでの業績。
- (7) 実験の方法(800字以内)。
- (8) 使用装置(持込み機器も含めて)。
- (9) 物性研共同利用料費よりの負担を希望する消耗品の種類と費用の概算。

上記項目につき記入した申込書のコピー7部(Aサイズ用紙)を下記申込み先あて送付すること。

5. 申込先: 〒188 東京都田無市緑町3-2-1

東京大学原子核研究所 SX

物性研SOR施設 電話(0424)61-4131 内線328, 535

(「共同利用申込み」と表記のこと)

6. 申込期限: 昭和52年12月10日(土) 必着のこと。

7. 審査: 上記申し込みについて、物性研SOR施設運営委員会において審査し、採用された研究課題については実験計画に従い改めて物性研外来研究員申請書及び放射線作用従事承認書を53年1月10日(火)までに直接〒106 東京都港区六本木7-22-1東京大学物性研究所共同利用掛に提出していただきます。

短期研究会について

昭和53年度前期(53年4月～53年9月)に実施する研究会を公募します。

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ください。

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が終了したとき、報告書ができるだけ早く提出していただきます。

共同研究について

共同研究は従来実施期間を1カ年間として前期にのみ公募しておりましたが、50年度から後期（10月～翌月3月までの6カ月間）実施の共同研究も予算の許す範囲において公募しております。

共同研究は所の内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、下記の要項に従ってお申し込みください。

研究計画は大小いろいろあってもよいと考えられますが、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もかなわれますので、この枠を超えるものは実行が困難である点をお含みください。

なお、前期分の予算として旅費50万円、校費25万円程度を予定しています。

記

1. 申し込みは本所指定の申請書（別紙様式）を提出してください。
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

者の指示に従ってください。

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52年度までに採択された共同研究のうち、その一部は下記のとおりです。

研 究 課 題	予算・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(
○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)
○中性子スピニエコー法の開発実験	30万円	8万6千円
○強磁场中のビスマスにおけるエキシトニック相の研究	65万円	79万1千円

研究課題	予算・校費	旅費
昭和50年度		
○ S O R - R i n g の性能向上	57万7千円(47年度より継続)	
○ 中性子スピニ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カ月)	5万5千円	18万3千円
昭和51年度		
○ S O R - R i n g の性能向上及び測定系の整備		67万円(47年度より継続)
○ Si - Au アモルファス系における金属・非金属転移	22万円	53万5千円(50年度より継続)
○ ヘリウム薄膜の超流動転移	10万9千円	49万4千円
○ (SN)x の結晶成長機構の研究	10万5千円	
昭和52年度		
○ S O R - R I N G 測定系の整備・試験		60万円
○ 高一軸応力下にあるマルテンサイド単結晶の構造解析に関する研究	30万8千円	17万4千円
○ (SN)x の結晶成長機構の研究	7万5千円	
○ グラフオイル上 ⁴ He 薄膜の第3音波の研究	15万7千円	35万円

共同研究申込書 No.

昭和 年 月 日

東京大学物性研究所長

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機器等

経 費

<u>品 名</u>	<u>規 格</u>	<u>員 数</u>	<u>金 額</u>
------------	------------	------------	------------

備 考

	氏名	職名	所属	等級号俸	発令年月日
共同研究者	代表者			一	・・
				一	・・
				一	・・
				一	・・
				一	・・
				一	・・
				一	・・
物性研究所	都外の場合				都内の場合
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
予定期	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	
	月 日～月 日	月 日～月 日	月 日～月 日	1週日曜日(月)	

人 事 異 動

理論第III部門	助手	黒田義浩	52.10.1	休職期間 更 新
理論第III部門	助手	栗原康成	52.10.1	休職期間 更 新
誘電体部門	助手	穴戸文雄	52.10.1	辞 職 幾徳工大 助教授へ

テクニカルレポート新刊リスト

Ser. A

- No. 833 Several Classifications of Ferroelectric Crystals. by Terutaro Nakamura
- No. 834 Two-Photon Resonant Rayleigh-Type Optical Mixing and Relaxation. by Tatsuo Yajima.
- No. 835 Effect of Impurity on the Gas-Liquid Type Phase Transition of Semimetals. Fluctuation Effect of Gas-Liquid Type Transition of Semimetals on Giant Quantum Attenuation. by Daijiro Yoshioka.
- No. 836 Effect of Interchain Electron Transfer on the Phase Transition of Quasi-one-dimensional Electron Systems. by Yoshikazu Suzumura and Hidetoshi Fukuyama
- No. 837 A Proposed Model of Excitonic Mechanism for Defect Formation in Alkali Halides. by Yutaka Toyozawa
- No. 838 Effect of Transition Metal Solutes on Magnetic Properties of Pt. by Nozomu Inoue and Tadashi Sugawara
- No. 839 Pico-Second Time Dependence of Luminescence Line Due to Exiton-Exciton Collision in CdSe. by Masato Hayashi, Hiroshi Saito, and Shigeo Shionoya
- No. 840 The Two Dimensional Electron Gas in a Strong Magnetic Field. by Hidetoshi Fukuyama, P. M. Platzman and P. W. Anderson
- No. 841 Random Phase Model for the Electrical Resistivity of Highly Resistive Metals. Negative Temperature Coefficients. by Fusayoshi J. Ohkawa
- No. 842 Temperature Dependence of Electrical Resistivity of Metals. by Fusayoshi J. Ohkawa

- No. 843 Nutron Scattering Study of Phonon Dispersion Relations along (110) in T₁C₁. by Yasuhiko Fujii, Takashi Sakuma, Jun'ichiro Nakahara, Sadao Hoshino, Koichi Kobayashi, and Atsuhiro Fujii
- No. 844 ⁵⁵Mn and ²⁹Si NMR in the Helically Orderd State of MnSi. by Kiyoichiro Motoya, Niroshi Yasuoka, Yoji Nakamura, V. Jaccarino and J. H. Wernick
- No. 845 NMR and Susceptibility Studies of MnSi above T_C. by Hiroshi Yasuoka, V. Jaccarino, R. C. Sherwood and J. H. Wernick
- No. 846 Effect of Spin Fluctuations on the Electric Field Gradient in Itinerant Electron Magnets. by Yoshinori Takahashi and Toru Moriya

編 集 後 記

今号は3人の先生方から原稿を頂くことができました。物理学会と重なり、お忙しい中執筆して頂きありがとうございます。いろいろな方から巾広くこのような寄稿が頂け、いろいろな考え方啓発されたらと私個人は思っています。（大川）

次号の締切日は12月10日です。

〒106 東京都港区六本木7丁目22番1号

東京大学物性研究所

小林 浩一

大川 房義

