
 講義ノート

パルス強磁場の生成とその応用における最近の話題

阪大・理 伊達 宗行*

§ 1. はじめに

1-1 基本的な物理量のひとつである磁場は、小は心臓の心電流の作る極微小磁場から、地球表面の地磁気 ($\sim 5 \times 10^{-1}$ Oe), 普通の磁石 ($\sim 10^4$ Oe) を経て、大は中性子星表面に存在するといわれている 10^{12} Oe という途方ない大きさまでわたっている。微小磁場の下での物性の研究はジョセフソン効果を利用した SQUID を用いて最近飛躍的に進展した。一方、超低温 (mK \sim μ K), 超高压 ($> 10^4$ atm) 等と共に極限状態の環境という意味で 10^6 Oe (= 1MOe) 程度の超強磁場下での物性の研究は、単に通常磁場からの外挿からは伺い知ることの出来ない、新しい現象、法則を見出し、洞察する手掛りを提供してくれるであろう。しかしこの様な強磁場を人工的に作り出すことは容易でない。そこでまず、強磁場の生成の方法・歴史について概観する。

1-2 強磁場生成の方法

通常鉄芯電磁石による磁場は、鉄芯の飽和による限界 20 \sim 30 KOe でありである。これ以上強い磁場のためには空芯コイルに大電流を流す方式がとられる。ところがコイルに発生するジュール熱は強磁場になればなる程莫大なものとなり、冷却法が問題になるし電源も大型化する。水冷式コイルで発生し得る定常磁場はアメリカ・MIT の 220 KOe (10 MW 電源) のものが最高である。ジュール熱 (電力消費) の難点を超伝導マグネットは克服したが、超伝導線材の臨界磁場による限界のため到達磁場は ~ 170 KOe 程度である。また運転には多量の液体ヘリウムが要る。その他水冷式と超伝導マグネットを組み合わせたハイブリッド・マグネットで ~ 160 KOe の磁場を出す方式がある (Oxford-Clarendon 研究所)。以上の例で解る様に、定常磁場では ~ 200 KOe 程度が限界で、これより強い磁場はパルスマグネットに依らざるを得ない。

1-3 パルスマグネットの歴史

パルスマグネットの歴史は、今から約半世紀前ソ連の Kapitza が英国 Cavendish 研究所に留学中に行った実験に始まる。彼は磁場生成最大の強敵はコイルに働く電磁力、及び発熱であることを見抜き、機械的エネルギーを磁場エネルギーに変えるという方法で、5mm 径の空間に 130

 *) DATE Muneyuki

伊達宗行

KOe の磁場を作り上げた (1924年)。その後 Wall は、3KV, 4KJ のキャパシター・バンクをエネルギー源とするパルスマグネットで、200 KOe の磁場を得た (1926年)。それから MIT の Bitter による組織的な研究が行われ、新方式のビッター・コイルで最高 250 KOe (1939年)、Foner-Kolm による Be-Cu コイルで 750 KOe の磁場に到達した (1956年)。もっとも再現可能な磁場は 500 KOe (0.5 MOe) であった。

以上のパルスマグネットの限界は、コイル内部の磁場によってマクスウェル応力が働きコイルが破壊されてしまうことによる。因みにこの応力の大きさ f は、磁場を H とすると、

$$f = H^2 / 8\pi \text{ (dyn/cm}^2 \text{)} \quad (1)$$

となり、例えば $H = 1\text{MOe}$ のとき $f = 400\text{kg/mm}^2$ となって、スチールの強度 ($= 100\text{kg/mm}^2$) はもとよりコイルを作り得るほとんどの材料の降伏応力を超えてしまう。従ってコイルの破壊なしにメガエルステッド領域の磁場は作れないとされた。それならというのでコイルを破壊してもよいから瞬間的にでも強磁場を作ろうという試みが 1960 年頃より始まった。代表的なものに次の 2 通りの方法がある。

第 1 の方法は爆薬の持つエネルギーを利用して磁束を濃縮するやり方で、Los Alamos 研究所の Fowler¹⁾ が始めたもので、爆縮法と呼ばれるものである。(日本では東北大学の金属材料研究所のグループが行っている。)

第 2 の方法は電磁濃縮法と呼ばれるもので大容量のコンデンサー・バンクに蓄えた電気エネルギーを利用して磁束を濃縮する方法である。1966 年に Sandia 研究所の Cnare²⁾ が行ったのでクネール法とも呼ばれる。(日本では東京大学・物性研究所のグループが行っている。) 第 1, 第 2 いずれの場合もライナー (金属円筒) に予め一定の初期磁場を与えておくことライナーが押しつぶされその断面積が小さくなって磁束密度が上昇し 2~3MOe の磁場が得られるのである。³⁾

ところで以上 2 法では、コイルはもちろん試料やプローブがその度に破壊されるし危険度も大きい。またパルス幅 (持続時間) が $1\mu\text{s}$ と短かく特に金属を対象とした研究には渦電流によるジュール熱, 表皮効果のため不適當である。更に磁場上昇過程でしか観測できないので、詳細な測定には向かない。

従ってもしコイルの破壊なしに MOe 領域の磁場ができれば画期的なことである。我々のグループでは 1970 年より非破壊方式で約 1MOe のパルス磁場を作ることを目標に研究を開始し、"多層コイル" でそれが可能なことを実証した。

§ 2. 多層コイルによるパルスマグネット

2-1 多層コイル方式の原理

このマグネットの原理は、コイルに働く強いマクスウェル応力を各層に作用する電磁力が均等化されるように配分することにより、応力の集中を防ぐ（つまり各層は独立に力を支える）ことにある。

まず単層コイル（内径 r_1 、外径 r_2 で無限長とする）に働く力を考える。電流によって生ずる応力は半径方向の外向きの力 f_r で、 f_r によりコイルに接線応力 f_t を作る。 $r = r_1$ に電流集中があるとして応力分布を求めると、材料力学で用いられる肉厚シリンダーの圧力公式となる。最大応力は $r = r_1$ での接線引張り応用に等しく、外圧を 0 として、

$$f_t(r_1) = \{ (K^2 + 1) / (K^2 - 1) \} f, \quad K = r_2 / r_1 \quad (2)$$

ここで f はシリンダー内圧で、磁場のときは(1)式に等しい。コイルが壊れないためには、 f_t が材料強度内に収まらねばならない。従ってコイルの限界磁場 H_0 は、

$$H_0 = \{ (K^2 - 1) / (K^2 + 1) \}^{1/2} H_M, \quad (3)$$

となる。 H_M は材料によってのみ決まる限界磁場で、 $K = \infty$ 、即ち外径の無限に大きい単層コイルの限界磁場とみられ、前述のように Cu-Be 合金では 500KOe 程度である。実際には電流は r_1 に集中し切っている訳ではないから、(2)、(3)の条件は厳しすぎ、 H_0 は(3)式より大きくできるが、単純さと安全面から以後もこの関係が成立つものとする。

次に等しい K をもつ多層コイルを考える。つまり単独で作動させた H_0 は等しいとする。外側のコイルから順に 1, 2, …… n と番号をつけ、それぞれに電流密度 i_1, i_2, \dots, i_n の電流を流したとき各コイルが限界磁場にある条件は、

$$\begin{aligned} h_1 \cdot h_1 &= H_0^2 \\ h_2 \cdot (h_1 + h_2) &= H_0^2 \\ \dots\dots\dots \\ h_n (h_1 + h_2 + \dots\dots h_n) &= H_0^2 \end{aligned} \quad (4)$$

で与えられる。ただし h_1, \dots, h_n は各コイルが作る限界磁場で、(4)式は例えば 2 番目のコイルに働く力は、その電流密度 i_2 とその場所の磁場（外側の磁場 h_1 と自分の作る磁場 h_2 の和）との積、つまり $i_2(h_1 + h_2)$ に比例することを意味する。（ i_2 を磁場のディメンジョンで表わすと h_2 になる）。 h_1 は H_0 に等しいが、他は全て H_0 より小さいから、

伊達宗行

$$h_n \cdot nh_1 > H_0^2 \text{ つまり } h_n > \frac{H_0}{n} \quad (5)$$

が成り立つ。よって中心部の合成磁場を H とすると、 H は、

$$H = h_1 + h_2 + \dots + h_n > H_0 \sum_{j=1}^n (1/j), \quad (6)$$

となる。(6)式の右辺は $n \rightarrow \infty$ で発散する級数であるから原理的には無限多層コイルで、無限大の磁場が非破壊で得られることになる。 n 層の時の合成磁場は実際に(4)式を順に解いて行けば良い訳であるが、 $n \geq 1$ の近似式として合成磁場は

$$H \simeq H_0 \sqrt{2n} \quad (7)$$

が得られる。 $H_0 = 500\text{KOe}$ とすると 1MOe では $n \geq 3$ 、 2MOe では $n \geq 9$ が必要である。また各層の厚みを十分薄くし ($K \simeq 1$)かわりに層数を無限大としたモデルでは、磁場は中心からの距離 r の簡単な関数で表わせる。コイル全体の外径を R_0 、内径を r_0 として、

$$H = \begin{cases} H_M \sqrt{2 \log (R_0 / r)} & r \geq r_0 \\ H_M \sqrt{2 \log (R_0 / r_0)} & r \leq r_0 \end{cases} \quad (8)$$

この式から $r_0 = 10\text{cm}$ として、仮に地球大のコイルを作ったとしても H は $\sim 4 H_M$ 程度にしかない！（このことは(3)式で $K \simeq 1$ とすれば $H_0 \sim 0$ となることで理解出来よう。）

さて上述の原理に基いた小型の4層モデルマグネットがいくつか試作されテストされた。その結果内径 2mm のコイルで、最大磁場 1.07MOe (パルス幅 0.18ms)に到達した。しかし内径 2mm では、研究上極めて不便であって実用のためには内径の大きな大型マグネットが必須で、大型電源、そのための建物等が必要になる。そこでこの方式による強磁場研究施設の建設3ヶ年計画が1975年より文部省科研費の大幅な援助の下に進められ 1.5MJ のエネルギー源と各種パルスマグネットが作られた。⁴⁾ 現在施設は部分的にオープンしており、最高磁場 0.7MOe 、精度 0.3% 、パルス幅 1ms 、測定温度範囲 $1 \sim 400\text{K}$ の条件で使用出来、阪大の研究者のみならず国内外の多くの研究者に利用されている。

2-2 マグネットの仕様など。

コイルを大型にすると、コイルの軸方向収縮力のため、つけ根の所で壊れ易くなる。我々はこの問題を解決するいくつかの工夫を行った。まず材料として Be-Cu 合金の代わりにマルエージング鋼 (maraging steel) を使う。この特殊鋼はアメリカの宇宙ロケットのエンジンに用いられ、我国でもウラン超遠心分離機に対する需要から最近になって生産されるようになった。

これは鉄、ニッケル、コバルト、モリブデン、その他の元素から成るマルテンサイト型の高強度スチールで、その引張り強度は 200 kg/mm^2 (0.7 MOe のマクスウェル応力に相当する) 以上もある。この材料の難点のひとつは、電気抵抗が Be-Cu 合金の 7 倍程度、約 $50 \mu\Omega\text{-cm}$ と大きいことである。またコイル結合部の強度を上げるため、コイル端を大きく残して工作し、全体をボルト止め出来るような構造にする。1 図にこうして出来た 2 層コイルを示した。同図には、内側と外側のコイルで生ずる磁場分布も示してある。このマグネットでは、5mm のスペースで均一度 99% 以上、 0.7 MOe の磁場がでる。絶縁用のスペーサーとして天然のマイカとポリイミド・ラミネイトを使用する。内側のコイル A の内径は 20mm あり、その中に 5mm 径の液体ヘリウム浴空間をもつ液体ヘリウム用デューワーが挿入できる。現在同じ内径で最高磁場

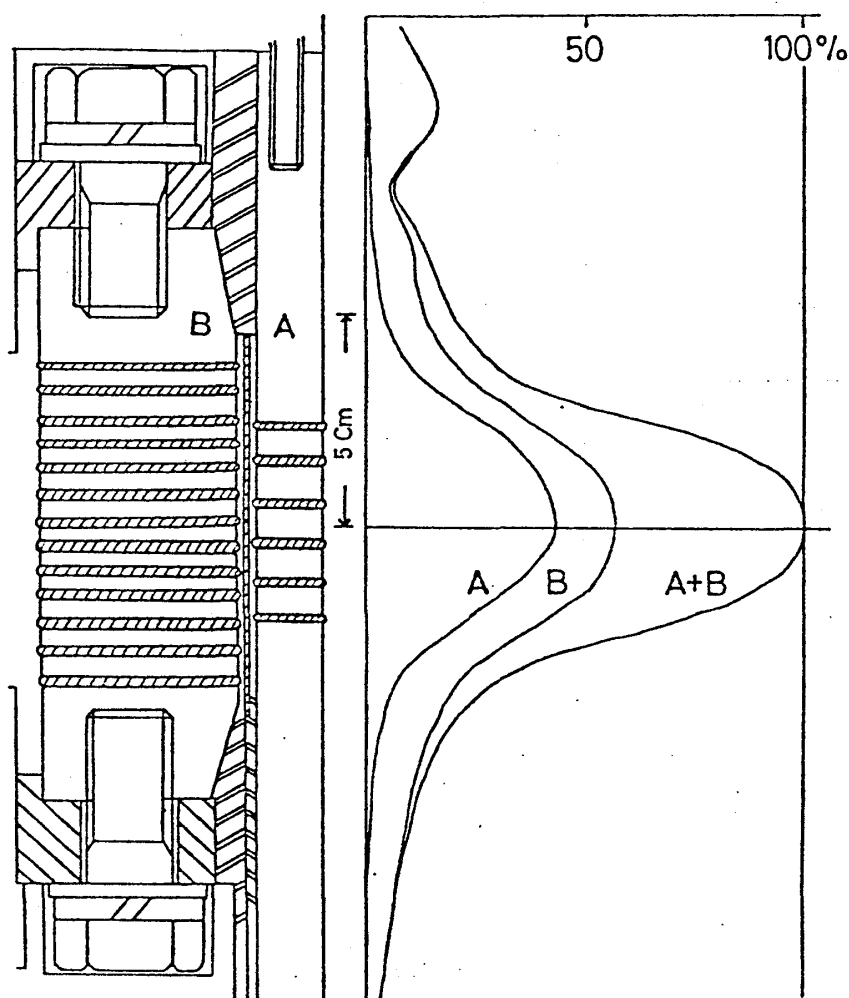


図1 標準2層マグネットの断面図

コイルA、Bはそれぞれ磁場A、Bを作る。コイルの中心の磁場はA+Bである。上部のコイルと導線との接続部の辺では磁場は少し乱れている。

伊達宗行

～1 MOe の3層マグネットをテストしている。磁場の駆動は各々 250KJ のコンデンサー・バンク 5 個を並列に継ぎ、同時にエアーギャップ・スイッチを閉じることによって行う。コンデンサーの最大電圧は 26KV である。生じた磁場は通常のピックアップコイルで測定され、磁場の絶対値は、サグミリ波領域の電子スピン共鳴⁵⁾を用いて較正される。その精度は約 0.3 % である。ワンショット後の磁場生成による温度上昇は約 300°C になるので、次の駆動までに約 20 分の間隔が必要になる。マグネットは室温に保たれていて特別な冷却機構はとられていない。というのはこの方が色々な種類の実験には便利だからである。システムは全てリモート・コントロールで操作される。

なおこの磁場システムは現在拡充中であり、2・3年後には低温でも実用可能な 1MOe のマグネットが完成するであろう。

次にこのマグネットを用いて最近行われた実験のうちからいくつかの典型例について紹介しよう。

§ 3. 磁化測定

磁化測定はこの方式のマグネットで行われる実験の中で最も有効な実験のうちのひとつである。測定はピックアップ・コイルを用い磁束変化を補償する方法で行われた。金属試料の場合には渦電流によるジュール熱や表皮効果に十分注意を払わねばならない。また、常磁性体の試料では断熱磁化による磁気熱量効果は無視し得ない。この節では磁化測定例を示す。

3-1 フェリ磁性体の磁化

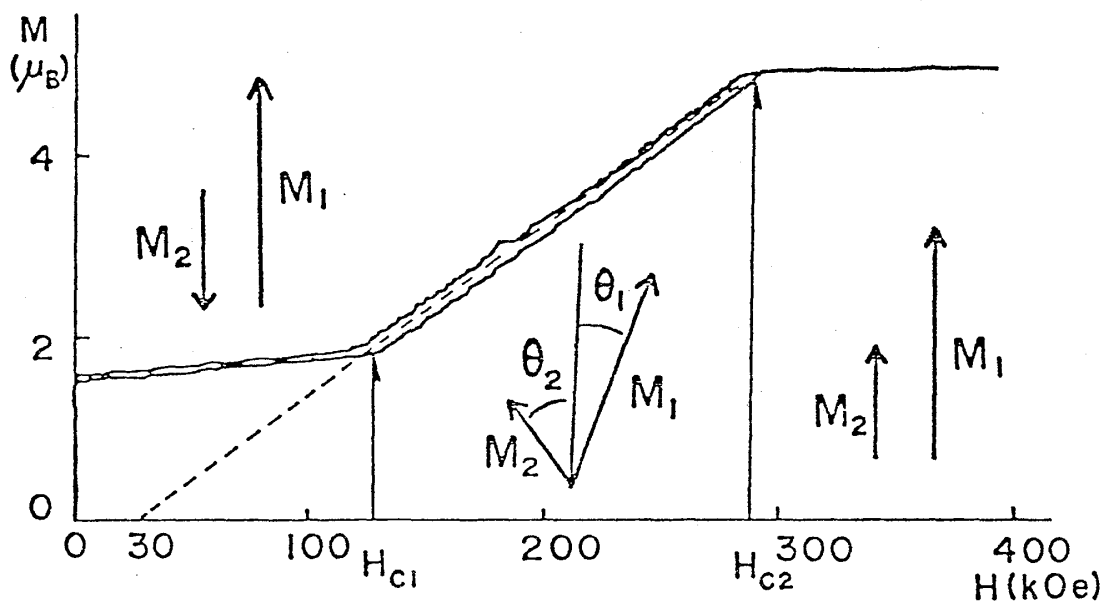


図2 $\text{Mn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ のフェリ磁性磁化

反強磁性体の磁化過程の研究はかなりよく行われている。しかしフェリ磁性体に関しては、強磁場が必要になるので今まで完全な磁化曲線は得られていなかった。最近我々は、ハイゼンベルグ型・フェリ磁性体の $\text{Mn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ の磁化を阪大基礎工の松浦らと研究し 2 図で示されるような、フェリ磁性体特有の磁化曲線を得た。⁶⁾ 通常のフェリ磁性スピン構造は H_{c1} 以下で実現しているが、外部磁場が H_{c1} と H_{c2} の間では、2 図に示された様な傾斜構造となり、 H_{c2} 以上で強磁性となる。注目すべきは傾斜スピン構造領域から外挿した磁化曲線が原点を切らないことで、これは双 2 次形式交換相互作用によって説明され、この大きさと反強磁性的第 1 近接 Mn イオン間の大きさが評価できる。

3-2 磁場依存のあるスレーター・ポーリング曲線

スレーター・ポーリング曲線は 3d 合金の磁気モーメントの濃度依存性を表わすのであるが、強磁場を用いると強磁場帯磁率によって誘起された飽和磁気モーメントの増加を観測出来る。

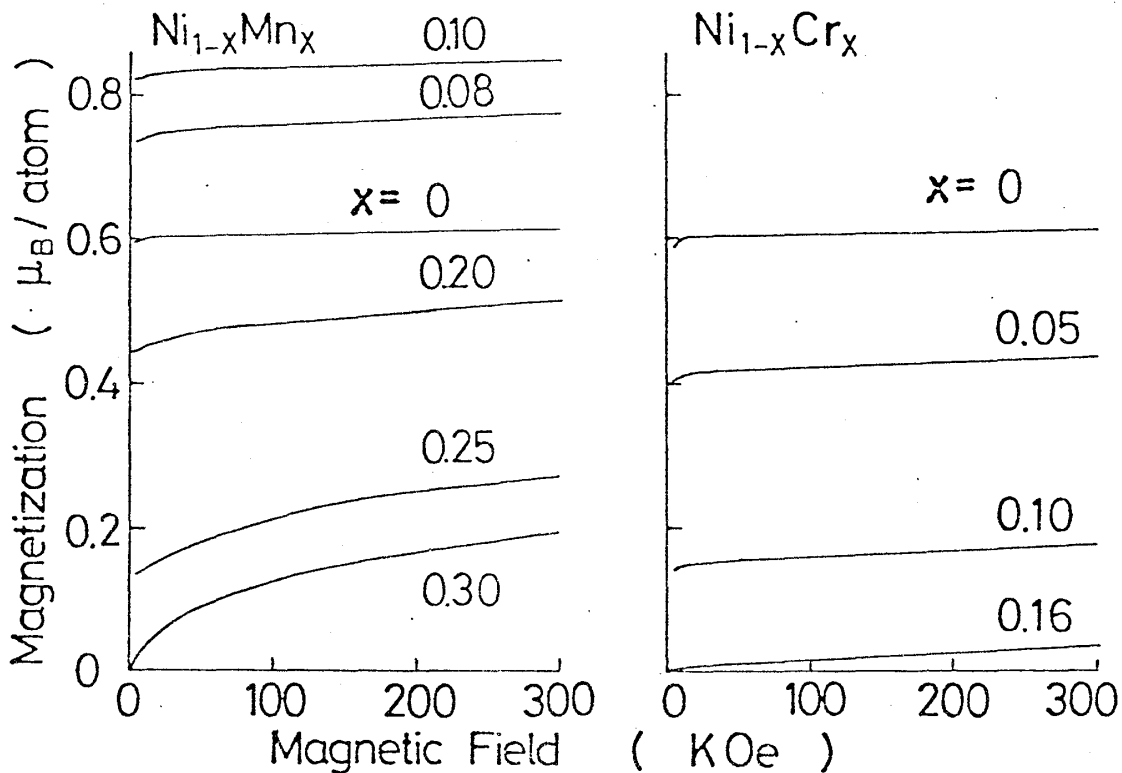


図3 Ni-Mn, Ni-Cr 合金の磁化曲線

図3に 4.2K で測定された。Ni-Mn 合金と Ni-Cr 合金に対する結果が示されている。また対応するスレーター・ポーリング曲線が 4 図 (図中白丸が磁場中) に示されている。これらの結果は我々の研究室の奥田らによって得られた。⁷⁾

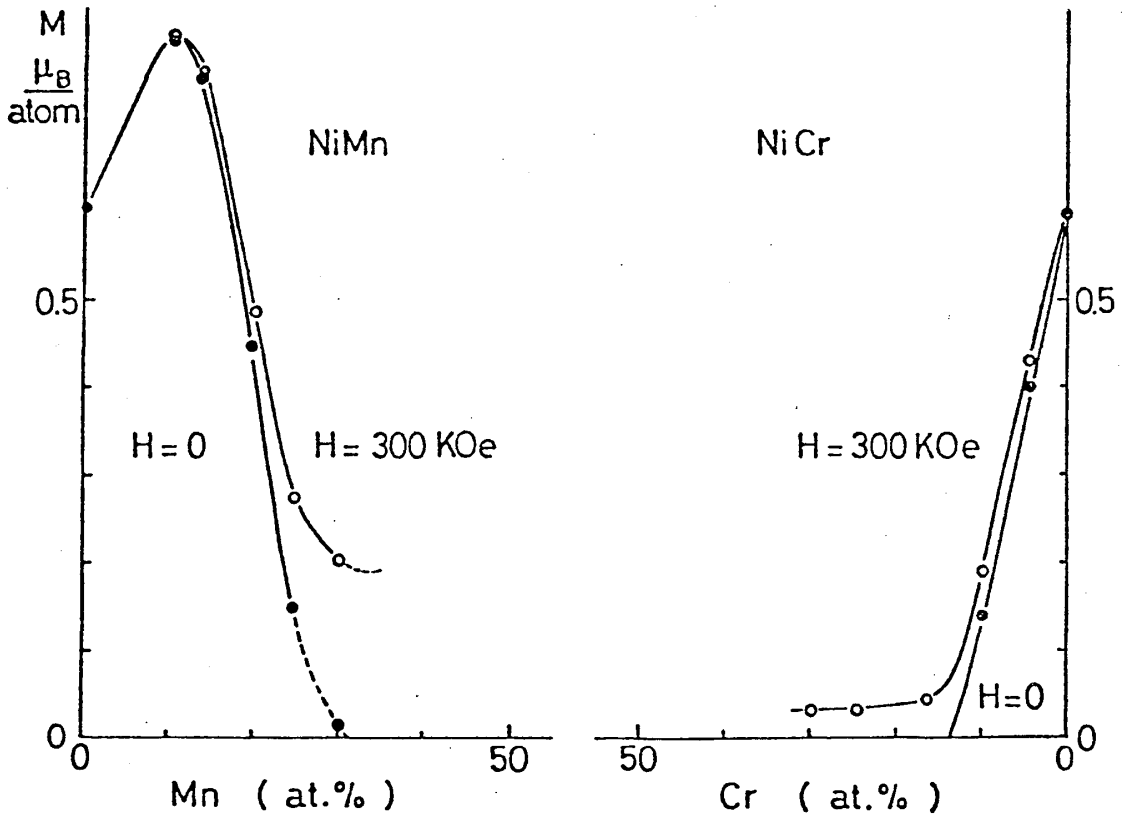


図4 Ni-Mn, Ni-Cr合金のSlater-Pauling曲線の磁場依存性

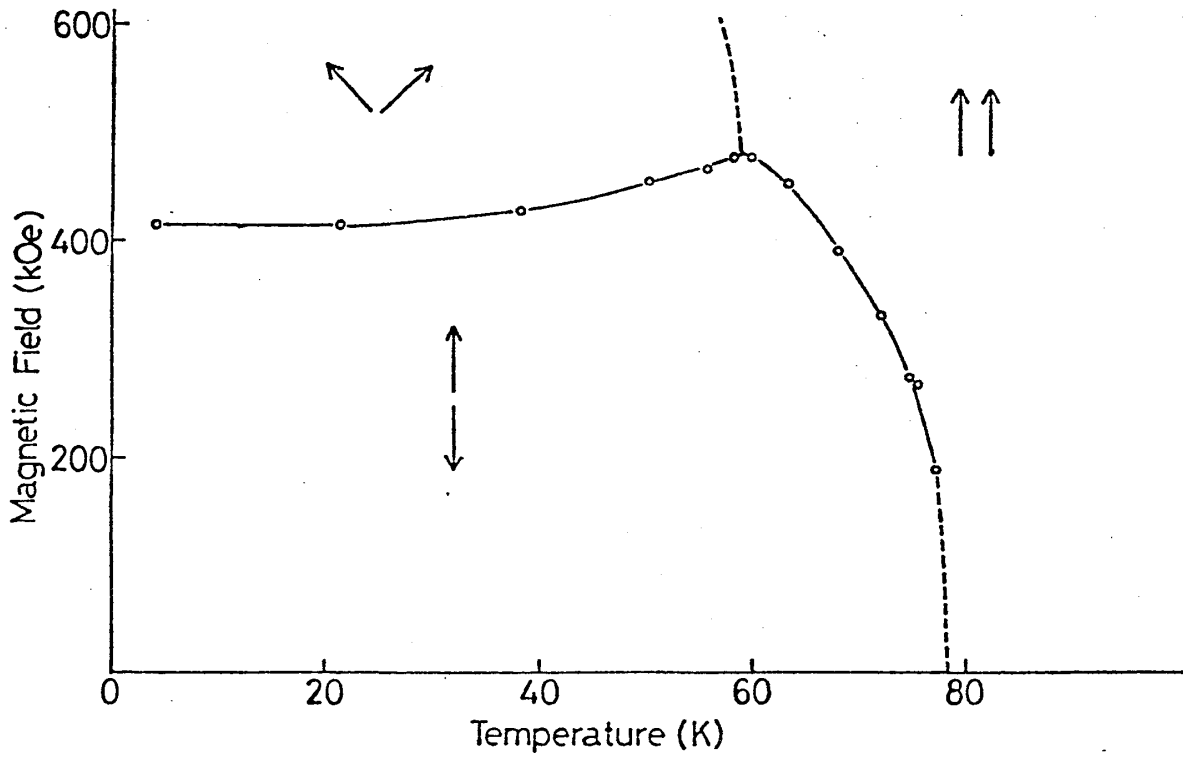


図5 c軸に平行に磁場をかけた時のFeF₂の磁気相図

3-3 FeF₂の相図

基本的な反強磁性体FeF₂の磁気相図は今まで求まっていなかった。というのは異方性が非常に大きくスピン・フロップする臨界磁場が通常の磁場領域にないからである。我々の研究室を訪れた、カルフォルニア大学のJaccarinoは、5図で示された相図を決めた。更にFeF₂-ZnF₂の混晶系で薄め方に応じて、Feの囲りにくるFe原子の数が異なり、種々の大きさの交換相互作用が存在する。それらは結合当りの交換相互作用の整数倍になるとして説明出来る1イオンのexchange floppingという新しい現象が見つかっている。

3-4 CoS₂とCoSe₂の混晶系のメタ磁性

FeCl₂のような化合物におけるメタ磁性はよく知られている。しかし名古屋大学の安達らによって最近発見されたCo(S_xSe_{1-x})₂系での同様の現象は、スピンの揺ぎがある系の場合に相当し興味深い。x < 0.86の試料につき磁化が測定された。6図に結果が示されている。x₀ ≈ 0.6で飽和磁化が消失しているようである。x₀ < x < 1.0の領域では有限温度でメタ磁性転移が起っている。⁸⁾

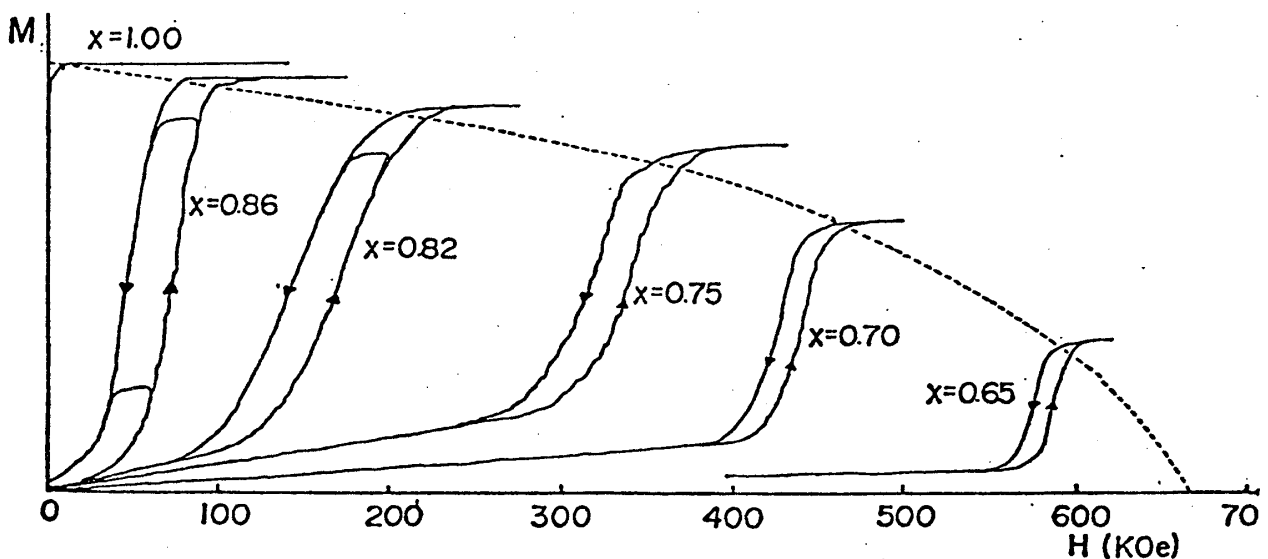


図6 Co(S_xSe_{1-x})₂の4.2 Kにおける磁気転移

3-5 MnAs_{1-x}P_xのLow-spin-High-spin 転移

この物質は温度上昇につれて、Mn原子がLow-spin状態からhigh-spin状態へ移行するこ

伊達宗行

とでよく知られている。東北学院大学の井門らは磁化測定を行い、この転移が磁場によっても起ること、又温度によって大きなヒステリシスがあることを見出した。結果は7図に示されている。秩序状態では Low-spin, 常磁性状態では high-spin state をそれぞれとり中間領域では low-spin-high-spin 転移に対応したメタ磁性転移が起る。図中、白丸は磁場増加, 黒丸は磁場減少の際の転移点を示す。また転移に際して大きな体積変化が観測されている。⁹⁾

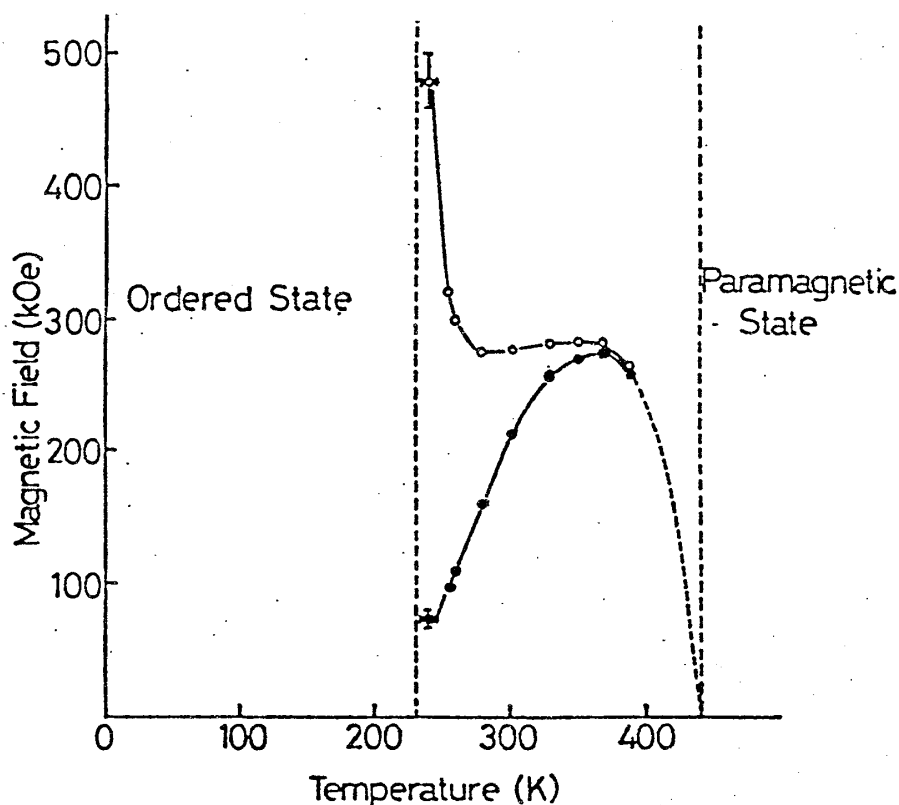


図7 $\text{MnAs}_{1-x}\text{P}_x$, $x = 0.1$ の low-spin-high-spin 転移

3-6 低次元磁性体の磁化の研究

低次元磁性体の磁氣的性質は、今日の磁性研究における重要な問題のひとつである。ここでは低次元系の磁化に関して2例を紹介する。そのひとつは典型的 Ising-like 反強磁性体として有名な $\text{CoCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ の横磁化過程である。この物質は b 軸(容易軸)方向で2段階のメタ磁性転移を起こすことはよく知られているが、横磁化については充分には研究されていなかった。Ising-like 磁性体は Ising 軸に垂直方向では弱い磁化しか示さず、完全な磁化曲線を得るためには、強磁場が必要となるからである。8図は森本らによって得られた、4.2 K での測定結果を示す。 H_c はそれ以上で系が常磁性的になる臨界磁場である。 H_c 以上でかなり磁化が磁場につれて増加することが見出され、これは Van Vleck 帯磁率と SH^3 項で説明される。¹⁰⁾

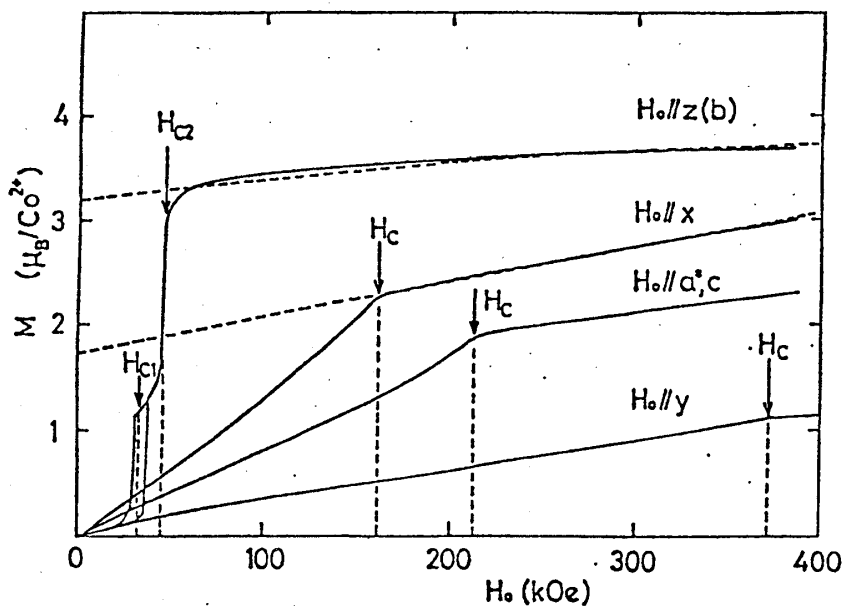


図8 イジングモデル型の $\text{CoCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ の磁化曲線

もうひとつは低次元磁性体で予想される大きなスピン短縮の問題である。これは1,2次元反強磁性体の全磁化曲線を観測することによって求まる。9図に典型的一次元磁性体として $\text{Rb}_2\text{PbCu}(\text{NO}_2)_6$ と $\text{Cu}(\text{C}_6\text{H}_5\text{COO})_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ 、2次元磁性体として $\text{CTS}(\text{Cu}(\text{NH}_3)_4\text{SO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O})$ の3例が示されている。 H_c 以下で見られる磁場に対して非線型な磁化はスピン短縮

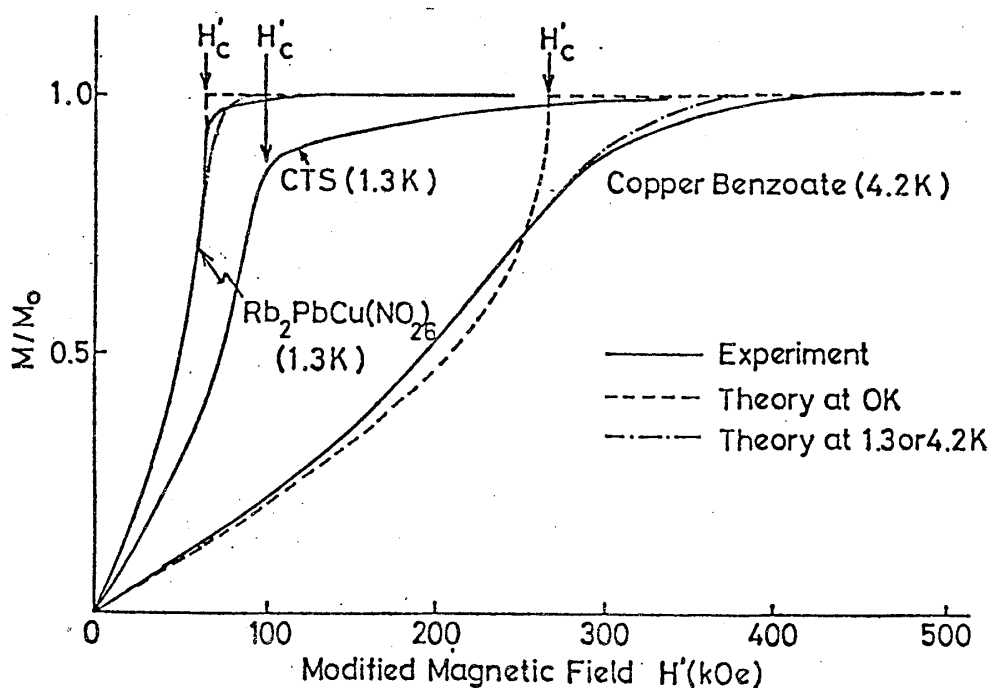


図9 低次元磁性体の磁化曲線 (横軸は $\frac{g}{2} H_0$, H_0 は外部磁場)。

伊達宗行

によるもので、この結果から短縮の大きさが評価できる。1次元磁性体の場合約58%、CTSの場合46%縮んでいる。これらの結果は理論によってよく説明出来る。¹¹⁾

§ 4. 光学的測定

光学的Zeeman効果は電子構造に関して多くの情報を与えてくれる。まず最初に、NaのD線に対するZeeman効果についてみてみよう。測定はoptical multichannel analyzer (OMA)を用いて10図に示すやり方で行われる。光パルスとOMAのゲートは、磁場パルス最大の所で開かれるので、最大磁場でのZeeman効果が観測される。10図にNaのD線のZeemanスペクトルが示されている。500 KOeでのスペクトルは明瞭にPaschen-Back効果を示している。同様な実験がルビー単結晶でも行われた。よく知られている様に、ルビーの R_1 と R_2 線は鋭く、レーザーに用いられる。堀らは11図に示されるようなZeemanスペクトルを発見した。¹²⁾ R_1 , R_2 ライン間のmixingによる効果が存在し、高磁場領域ではPaschen-Back効果があることがわかる。なおレベルの混りは磁場が c 軸に垂直である時に起る。

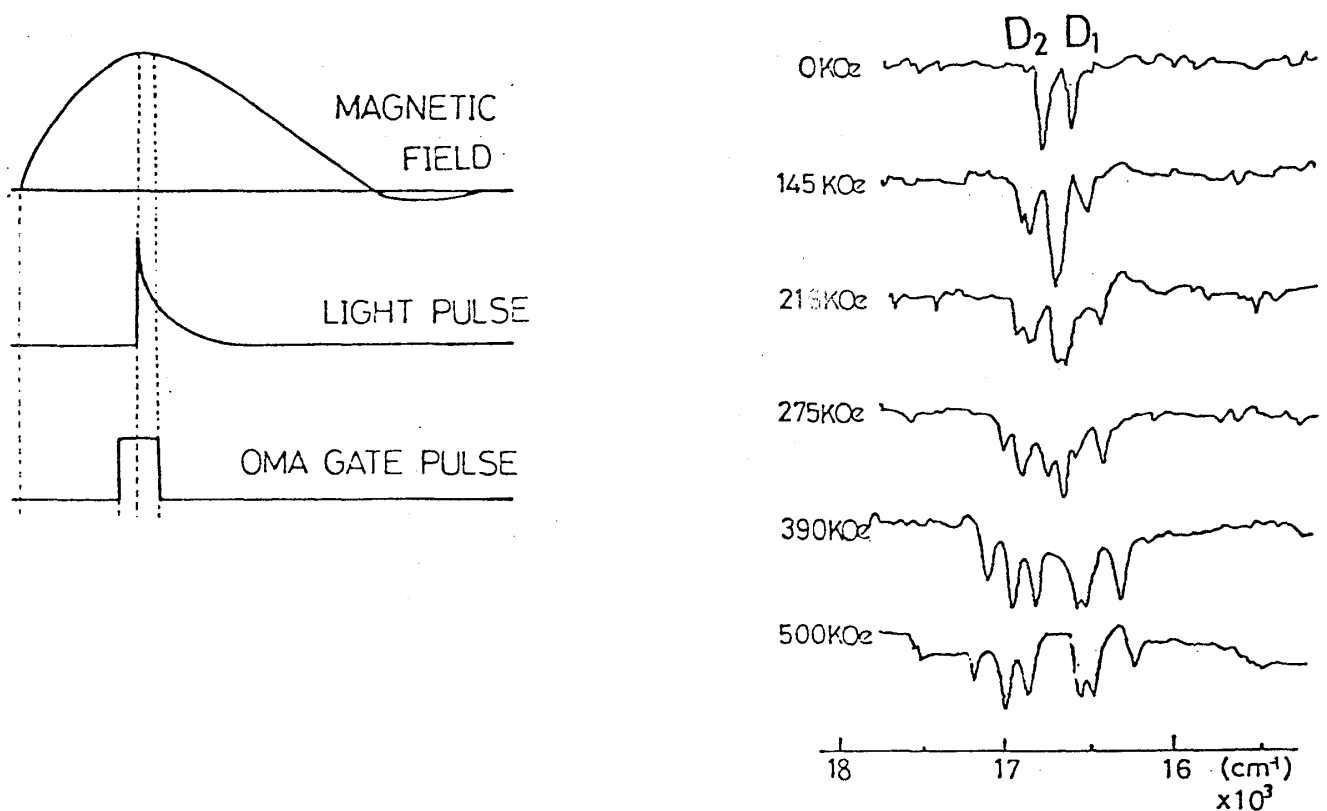


図10 Zeeman スペクトル測定の時計チャート

ゲートは磁場極大でXeランプによるパルス光を通すようになっている。

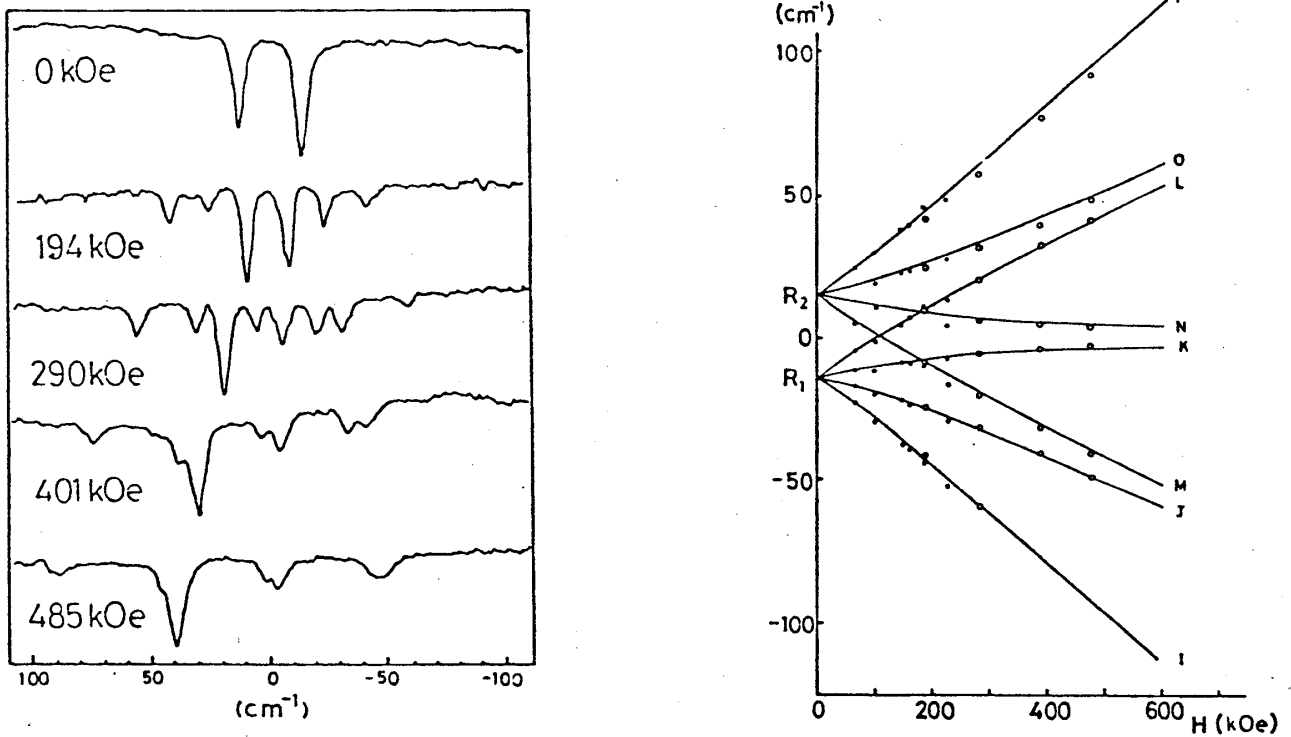


図11 ルビンの R_1 , R_2 線の Zeeman スペクトル

§ 5. 磁気抵抗の測定

金属や合金の磁気抵抗は伝導電子の電子的性質に関して多くの情報をもたらす。通常の金属は電子のサイクロトロン運動から生ずる正の磁気抵抗を示す。しかし磁性体のあるものは外部磁場がスピンの揺ぎを抑止させ、その結果抵抗が減少するところから負の磁気抵抗を持つことが期待される。例えば、遍歴電子型弱強磁性体でヘリカルスピン構造をもつ MnSi についてみると、12 図で示されているように、スピンの揺ぎによる大きな負の磁気抵抗を示す。4.2 K では 400 KOe の磁場で約 70% 抵抗が減少している。¹³⁾

他の典型的な応用例は、高い H_{c2} を持つ超伝導体の H_{c2} の決定にみられる。硫化モリブデン三元化合物は高い H_{c2} をもつことが知られているが、特に PbMo_6S_8 は 0 K で 530 KOe を超えると推定されていた。図 12 で示した様に H_{c2} は ~ 600 KOe であることが確認され、現在のところこれはこの系の物質では最高の値である。¹⁴⁾

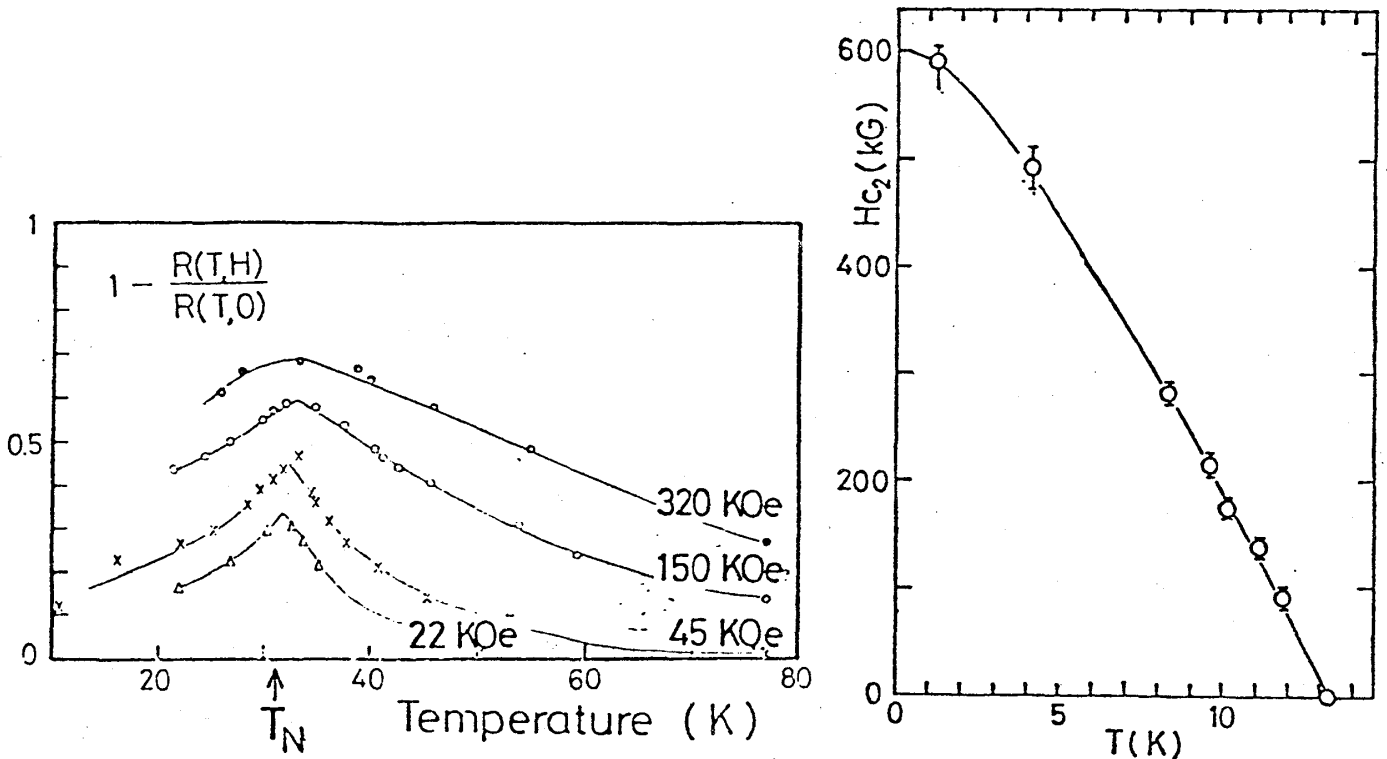


図12 MnSi の磁気抵抗及び磁気抵抗の変化から定めた超伝導体 $PbMo_6S_8$ の H_{C2}

§ 6. サブミリ波電子スピン共鳴

マイクロ波周波数の電子スピン共鳴 (ESR) では Zeeman エネルギーは 1cm^{-1} のオーダーである。最近のレーザー技術の進歩により、約 100cm^{-1} のサブミリ波領域の ESR が可能になった。例えば、 H_2O ($\lambda = 119\mu\text{m}$), HCN ($\lambda = 337\mu\text{m}$) レーザーを用いると、対応する共鳴磁場は、 $g = 2.0$ としてそれぞれ 900, 320 KOe となる。スペクトロメーターの製作、それを用いた研究が本河らによって行われ、興味ある結果がいくつか得られた。⁵⁾ ここではそのうちの重要な 2 例について紹介する。そのひとつは、イオン結晶でその有効スピン・ハミルトニアンに付加項として SH^3 の項が新しく入ってくることが発見されたことである。この項はマイクロ波領域では非常に小さいが、強磁場の下では大きくなる。黒田らによってコバルト・タットン塩で実測された。¹⁵⁾

もうひとつの例は、磁性体の交換相互の大きさの決定である。交換相互作用 J で結ばれた 2 つのスピン S_1 と S_2 を考えよう。もし 2 つのスピン S_1 と S_2 の g 値がお互い異なるなら、磁場中で異なる Zeeman エネルギーをもつ。Zeeman エネルギーの差が交換相互作用のエネルギーより大きい場合は、充分分離した 2 本の ESR が観測され、そうでない場合は、融合した 1 本の尖鋭な吸収線が観測される。CTS (前述の低次元磁性体) における 1 例が 13 図に示されている。磁場

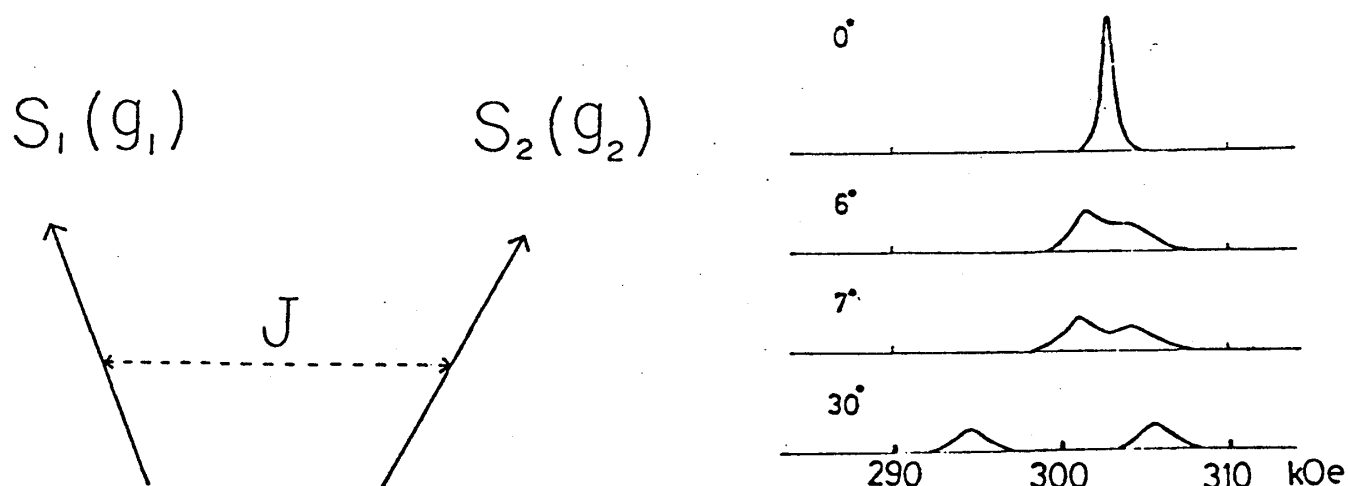


図 13 CTS の ESR の吸収曲線と交換相互作用による吸収線の分布

が b 軸に平行 (0°) のときは、2つのスピンは等価であり従って1本の吸収線が観測される。しかし磁場の向きを回転すると2つのスピンは等価でなくなり、吸収線は分離してくる。この結果から J を求めると 0.24K となり1次元反強磁性体として帯磁率の解析から求められた $J = 3.15\text{K}$ と大きく異り、むしろ2次元反強磁性体と見なされるべきものであることが明らかとなった。

参 考 文 献

(超) 強磁場の技術的問題等に関しては、日本物理学会編、極限状態の物理 (丸善, 1976) の7章, 8章に詳しい。

- 1) C.M. Fowler, W.B. Garn and R.S. Caird: J. Appl. Phys. 31 588 (1969).
- 2) E.C. Cnare: J. Appl. Phys. 37 3812 (1966).
- 3) S. Chikazumi, N. Miura, G. Kido and M. Akihiro: IEEE Trans. Mag. Mag-14, 577 (1978).
- 4) M. Date: IEEE Trans. Mag. Mag-12, 1024 (1976).
- 5) M. Motokawa, S. Kuroda and M. Date: J. Appl. Phys. 50 7762 (1979).
- 6) M. Matsuura, Y. Okuda, M. Morotomi, H. Mollymoto and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. 46 1031 (1979).
- 7) K. Okuda, H. Mollymoto and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. 47 1015 (1979).
- 8) K. Adachi, M. Matsui, Y. Omata, H. Mollymoto and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. 47 675 (1979).
- 9) H. Ido, T. Sakakibara and M. Date: to be published.
- 10) H. Mollymoto, M. Motokawa and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. 49 108 (1980).

伊達宗行

- 11) H. Mollymoto, M. Motokawa and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. **48** 1771 (1980).
- 12) H. Hori, H. Mollymoto and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. **46** 908 (1979).
- 13) T. Sakakibara and M. Date: to be published.
- 14) K. Okuda, M. Kitagawa, T. Sakakibara and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. **48** 2157 (1980).
- 15) S. Kuroda, M. Motokawa and M. Date: J. Phys. Soc. Jpn. **44** 1797 (1978).

Recent Activities of Osaka High Field Lab.

M: Magnetization, ρ : Magneto-Resistance, O: Optics,
E: ESR, S: Magneto-Striction

Material	Method	Main Researcher	Institute
Low Dim. Magnets	M, E	M. Date, M. Motokawa	Osaka Univ.
Co ²⁺ : SH ³ term	E	M. Date, S. Kuroda, M. Motokawa	"
Ni-Mn alloys	M	K. Okuda, M. Date	"
Na-D Line	O	H. Hori, M. Date	"
Ruby	O	H. Hori, M. Date	"
Mn Si	M, ρ	T. Sakakibara	"
Ce C ₂	M	K. Okuda	"
Ising Spins	M	H. Mollimoto	"
Pb Mo ₆ S ₈	ρ	T. Sakakibara	"
Co (S _x Se _{1-x}) ₂	M, ρ	K. Adachi	Nagoya Univ.
Fe Si	M	Y. Ishikawa	Tohoku Univ.
Cr B ₂	M	H. Yasuoka	Tokyo Univ.
InBi, In ₂ Bi	ρ	Y. Saito	Toyama Univ.
Ferrimagnets	M	M. Matsuura	Osaka Univ.
Co-Mn alloys	M	N. Kunitomi	"
Rb ₂ Co _x Mg _{1-x} F ₄	E	H. Ikeda	Ochanomizu Univ.
Spin Glass	M	Y. Miyako	Hokaido Univ.
Cd Te : Mn	M	Z. Wilamowski	Poland, PAN
R ₂ Pb Cu (NO ₂) ₆	M	Y. Yamada	Osaka Univ.
CC2-FC2	M, E	K. Katsumata	Hokaido Univ.
Ce B ₆ , Pr B ₆ Nd B ₆	M, ρ	T. Kasuya, T. Komatsubara	Tohoku Univ.
Ce (Co Fe Cu) ₇	M	K. Sato	Toyama Univ.
Ga Se, In Se	O	Y. Nishina	Tohoku Univ.
Au ₄ Mn	M	M. Matsui	Nagoya Univ.
Mn As _{1-x} P _x	M, S	H. Ido	Tohoku Gakuin Univ.
Cu-Ni alloys	M	M. Sakakihara	Osaka Univ.
Er Rh ₄ B ₄	ρ , M	K. Kadowaki	"
Ni-Cr alloys	M	M. Sakakihara	"
Eu B ₆	M, ρ	T. Kasuya	Tohoku Univ.
2H-Ta S ₂	ρ	Y. Muto, Ikebe	"
Ce Bi etc.	M, ρ	T. Suzuki, T. Kasuya	"
Fe F ₂	M	V. Jaccarino	UCSB, (USA)
Fe _{1-x} Zn _x F ₂	M	V. Jaccarino	"
U ₃ As ₄ , U ₃ P ₄	M	P. J. Markowski	Poland PAN
Sm-Co Alloys	M	O. Sugawara	Seiko Co.
Rb ₂ Mn F ₄	E	H. Ikeda	Ochanomizu Univ.
Fe-Cr alloys	M	N. Kunitomi	Osaka Univ.
Pb _{1-x} Gd _x Mo ₆ S ₈	ρ	Y. Fukushima	"
Fe Si	ρ	H. Yasuoka	Tokyo Univ.
Fe Ti O ₃	M, E	H. Yamauchi	Tohoku Univ.

伊達宗行

付記) この講義ノートは 11 月 13 日, 京都大学理学部化学教室においてなされた内容をまとめたものである。

記録 京大・理・化 足立 公 夫