基研研究会報告

s－d 交換相互作用

長岡　洋　介（名大理）
三　輪　　　浩（阪大理）

はしがき

表題の研究会が１１月１０～１２日の３日間、研究において行われた。出席者は下記の通りである。

東北大工、　守田　徹
東大物性研、　芳田　奎、吉森昭夫、興地斐男、川村　清
東大理、鈴木増雄、斯波弘行
東大教養、阿部龍蔵、石川幸志
東教大理、高野文彦、宗田敏雄
名大理、長岡洋介、柏村昌平、松浦民房
京大理、松原武生、村尾　剛、小川　泰、倉田泰幸ほか
阪大理、金森順次郎、三輪　浩、利根川孝ほか
神戸大、永井旺二郎
九大、　西村　久、都築俊夫

研究会は、問題提起的な若干の講演のほかは、ほとんど自由討議の形をとつた。したがつて、この報告も、個々の講演の紹介という形式はとらず、会の席上で問題となり、討論されたことの内容を、問題別にまとめるという形にした。個々のコメントの発言者は記していない。

この報告は、世話人（長岡洋介）が三輪浩と討論し、共同で執筆し、最後に長岡がまとめた。ところにより報告者の見解が強くでているところもあると思う。研究会がやや型やぶりだつたのだから、報告も型やぶりが許されるだろうと思い、あえてこのような報告を書いた。出席者、読者のご了承を乞いたいと思う。

s－d交換相互作用

最後に紙上をかりて、この研究会を開いていただいた基礎科学研究所、研究会のための雑務をしていただいた基研清水さんほかのみなさんに、出席者一同にかわつて感謝の意を表したい。(世話人　長岡洋介)

I. 問　題

ハミルトニアンが

$$H = \sum_{k \cdot s} \varepsilon_k c_{ks}^{+} c_{ks} - \frac{J}{N} \sum_{kk'ss'} \vec{S} \cdot \vec{\sigma}_{ss'} c_{ks}^{+} c_{k's'} \tag{1}$$

で与えられる系がある。ここに、c_{ks}, c_{ks}^{+} はスピンS、波数ベクトルkの状態の伝導電子の消滅、生成演算子、$\vec{S}$は局在スピンの演算子、$\vec{\sigma}_{ss'}$ はパウリ行列、Jはs－d相互作用の強さである。*) この系は低温（特に基底状態）でどのような状態にあるか―これが、3日間をかけた研究会の問題である。ハミルトニアンを(1)と書くことに、すでに問題がある。(1)でs－d相互作用はδ-型、したがつてk，k′に依存しないとしてある。この仮定が、何か非物理的な困難の原因となりはしないか。[27)28)] 実際、相互作用を(1)のようにとつた結果、理論の途中で積分を発散させないために、積分に人為的なcut-off を入れる必要がでてくる。しかし、現象に本質的なのはフエルミ面であるから、相互作用の行列要素がフエルミ面上でほぼ一定であるとして(1)のようにハミルトニアンをとることは、現象の本質を理解する上で障害にならないと思われる。少くとも一般にはそう考えられている。

(1)から出発するなら、問題は一見単純にみえる。しかし、実はそうではない。近藤の画期的な論文[4)]が発表されて以来、実に数多くの論文が発表されているが、まだすべての人が納得する形では解答がでていない。(問題の本質的な点は解決したと考えている人もいるようだが) それでは、これまでにどこまでが明かになり、つぎには何が明かにされなければならないか――これが、この研究会における討論の主題であつた。

---

*)論文によつて2JをJ〔19) 20) 21) 30) 31) など〕，－2JをJ〔25)～29) など〕ととつたものがあるので注意を要する。

世話人の提案により、研究会では問題をつぎの四つに分けて討論が行われた。

1　摂動理論では、何か明かになつたか、そしてつぎは何を明かにする必要があるか。

2　基底状態は何か。芳田・興地理論[19)〜21)]と近藤理論[23)]の比較・検討

3　Dispersion 理論[25)－29)]とグリーン函数理論[30) 31)]の比較・検討

4　その他の問題

以下、これらのテーマごとに分けて述べていきたい。

ここに、(1)に与えられた以外のNotation をまとめておく。

ρ　一原子当りの伝導電子の状態密度

D　伝導電子のエネルギーについての積分が発散するときは、積分を－DとDでcut-off する。Dはバンド巾の程度の大きさのパラメーター

$T_C \doteqdot De^{-\frac{1}{|J|\rho}}$　低温異常のおこる温度（の目安）

単位はボルツマン常数＝1，$\hbar$＝1 にとる。

II　摂動論——most divergent term と next divergent term

摂動論でこれまでにわかつていることは、つぎの諸点である。

1)　T＝0で伝導電子の散乱振巾は、Jの各巾で一番強く対数発散する項（most divergent term，以下m.d．項と呼ぶ）のみ集めると、

$$T(\omega) \sim \frac{-J}{N}(\sigma\cdot S)\left[1+2J\rho\log\frac{|\omega|}{D}+\left(2J\rho\log\frac{|\omega|}{D}\right)^2 + \cdots\cdots\right] \tag{2}$$

$$= -\frac{(J/N)(\sigma\cdot S)}{1-2J\rho\log\frac{|\omega|}{D}} \tag{2'}$$

となり、[10)] (2) の級数は $|\omega|<\omega_C$ で $J<0$ なら発散し、$J>0$ なら振動する。(2)を形式的に足し合せた(2')は $|\omega|<\omega_C$ では一応意味がない。

2）上の $T(\omega)$ から $\tau^{-1}\propto|T|^2$ としてlifetime を求め、電気抵抗をだすと、$(1-2J\rho\log T/D)^{-2}$ を展開した級数が得られ、その級数は $T<T_C$ で(2)

と同様なことになる。

3）局在スピンのeffectiveな大きさを求めると、m.d.項のみ集めて

$$\langle S_Z \rangle \simeq S_Z \left[1 + J\rho \left\{ 2J\rho \log\frac{T}{D} + \left(2J\rho \log\frac{T}{D}\right)^2 + \cdots \right\} \right] \tag{3}$$

$$= S_Z \left[1 + \frac{2(J\rho)^2 \log T/D}{1 - 2J\rho \log T/D} \right] \tag{3'}$$

が得られ、[13] (3)の級数は $T < T_c$ のとき、$J < 0$ なら発散し、$J > 0$ なら振動する。$J < 0$ のとき $\langle S_Z \rangle$ は温度がさがると減少し、$T \simeq T_c$ で0になる。

4）有限の外部磁場Hが局在スピンにかかつているとき、基底エネルギーは

$$E = E^0 - 2(J\rho)^2 Sh \log(h/D) \left\{ 1 + 2J\rho \log\frac{h}{D} + \cdots \right\} \tag{4}$$

$$= E^0 - \frac{2(J\rho)^2 Sh \log h/D}{1 - 2J\rho \log h/D} \tag{4'}$$

$$h = g\mu_B H$$

となる。[23] ここに E^0 は磁場0の時のエネルギーで、E^0 には発散はあらわれない。[9] (4)は $H \neq 0$ で $H < H_c (= T_c/\mu)$ の時は、(2)，(3)と同様に発散または振動する。

以上の事実から引き出す結論について、研究者の意見は必ずしも一致していない。

i）$J > 0$ の場合

(2)，(3)，(4)の級数は低温、低磁場、フエルミ面近傍では収束しないから、そこで何か異常がおこるのか、それとも(2′)，(3′)，(4′)にまとめた函数は何の異常も示さないから何事もおきないのか？　普通は異常がおきないと考えられているが、このことは必ずしも自明ではない。特に、相互作用が異方性をもつ場合を考えると、$J > 0$ のことも再検討を要するように思われる。この点にはVで触れることにしよう。

ii）$J < 0$ の場合

この場合も二つの立場がある。a）低温では、摂動そのものがいけないのかそれともb）発散の困難は上の計算ですてた発散の弱い項をひろうことで救われるのか。

Abrikosovはb）の立場をとる。彼は(2′)は(2)の発散する$|\omega|<\omega_c$でも意味をもち、分母が0になる$|\omega|=\omega_c$は共鳴散乱であると解釈する。ただし、(2′)のままでは共鳴点で$T(\omega_c)=\infty$となり物理的でない。実際にはlower divergent termをひろうことにより

$$T(\omega)\sim -J(\sigma\cdot S)\frac{1}{1-2J\rho\log\frac{|\omega|}{D}+i\gamma} \tag{5}$$

と、有限の巾をもつた共鳴になると考えるのである。

(5)で困難は救われたかにみえるが、実はそうではない。(5)式を仮定し2次の計算でγを決めると、$\gamma=-(\pi J\rho)\,\mathrm{sign}\,\omega$を得る。この$T(\omega)$を$\omega>0$から解析接続すると、complex ωの上半面にpoleをもつことがわかる。これは、上半面でanalyticでなければならないという$T(\omega)$の性質にあわず、系が不安定になつていることを示しているように思われる。

(5)に似た形を具体的に出した計算例はいくつかある。例えば、Suhlの近似解[25)]，Doniach[12)] Abrikosov (private communication)は一致して

$$T(\omega)=t(\omega)+\frac{1}{2}(\sigma\cdot S)\,\tau(\omega) \tag{6}$$

$$t(\omega)=\frac{2J}{N}\frac{S(S+1)}{2S+1}\left\{\frac{1}{(1-2J\rho\log|\omega|/D)-i\pi-SJ\rho}-\frac{1}{(1-2J\rho\log|\omega|/D)+i\pi(S+1)J\rho}\right\}\mathrm{sign}\,\omega$$

$$\tau(\omega)=\frac{2J}{N}\frac{1}{2S+1}\left\{\frac{S+1}{(1-2J\rho\log|\omega|/D)+i\pi(S+1)J\rho}+\frac{S}{(1-2J\rho\log|\omega|/D)-i\pi SJ\rho}\right\}$$

を与えている。結果は(5)のように単純な形ではないが、上のcomplex pole

の困難はまぬがれていない。

(5)，または(6)を逆に展開してみればわかるように、巾の問題にちゃんと答えるには、少くともnext divergent term（以下n.d.項と呼ぶ）がどうなつているかを知る必要がある。(6)にしたところで、これでn.d. 項まではちゃんと記述できているという証明はないように思われる。しかし、n.d. 項ができてくるのは巾にだけではない。

1）m.d. 項だけを考える限り、logの中の数係数については何も言えない。$(\log|\omega|/D)^n$ と $(\log|\omega|/\alpha D)^n$ の差は α が1の程度の数である限り、対数発散については低次である。n.d. 項にはバンドの形もきいてきて、そこまで計算してはじめて、Dにかかる係数が確定する。しかし、すべての次数でn.d. 項まで正しく同一の αD で $(\log|\omega|/\alpha D)^n$ とまとまるという保証はない。もしまとまらなければ、その意味からも ω_c，T_c は sharp な意味はもたず、発散のおこる ω，T の目安にすぎなくなる。

2）巾を決めるには、n.d. 項の虚数部を知る必要がある。n.d. 項まで正しく巾を決めても、complex pole の困難からまぬがれないかどうかが、低温で異常がおこるかどうかを知る手がかりとなろう。

3）n.d. 項には、もう一つ別の型がある。これまでの散乱振巾ないし、グリーン函数のself-energy partを求める理論はすべて、グラフでかくと図1のように、一つづきの電子線がくり返しスピンと相互作用するものだけとることになつている。(Ⅳ参照）このようなグラフからはm.d. 項にしろ、n.d.

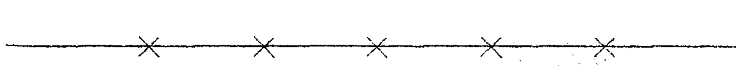

図　1

項にしろ $(\log|\omega|)^n$ の型の対数項しかあらわれない。($\omega=0$ では $(\log T)^n$ になる）しかし、図2のように電子線のループをもつグラフを考えると、self-energy に ω には依存しない $\log T$ という項があらわれる。実際にcheck されたのは J^4 までにすぎないが、同様な項は高次にもあらわれると予想される。

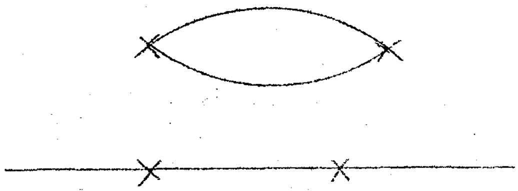

図 2

一つの可能性は $(\log T)^n$ の級数が

$$T(\omega) \sim -\alpha(T)J(\sigma\cdot S)\left[1+2J\rho\log\frac{|\omega|}{D}+\cdots\right] \tag{7}$$

$$\alpha(T)=1+\frac{2(J\rho)^2\log T/D}{1-2J\rho\log T/D} \tag{8}$$

のように、スピンのちぢみ[13]としてまとめられることである。

もし、(7)，(8)が正しければ、この効果は重要である。(2)では、T＝0でもフエルミ面から十分はなれたところでは摂動が収束し、いいようにみえる。しかし、(7)なら、いくらフエルミ面からはなれても、低温では摂動は収束しない。フエルミ面から遠くでは、$\log|\omega|$の項は重要でないから、温度がさがり T_c に近づくにつれて$\alpha(T)$によつてs－d相互作用の効果はおさえられる。一方、フエルミ面近傍ではm.d. の $\log|\omega|$ の発散がn.d. の $\alpha(T)$ の効果を上まわりs－d相互作用の効果は強まる。こうして、温度がさがるとともに、電子に対する相互作用の効果はエネルギー的にフエルミ面近傍はlocalizeしていく傾向がみられるであろう。$T<T_c$ でおこることにも、こうした傾向はそのまま受け継がれるにちがいない。

摂動を行う方法としては、これまでAbrikosov[10)]，Doniach[11) 12)] がある。m.d. 項については、どんな方法でも比較的簡単に出される。問題は、n.d. 項の求め方である。

川村・斯波は新たにつぎのような方法を提案した。電子に対するthermal Green's function を考えると、そのself-energy part は

$$\Sigma_k(i\varepsilon)=\langle\langle[H_{sd},C_{k\uparrow}],[H_{sd},C^{+}_{k\uparrow}]\rangle\rangle_{i\varepsilon} \tag{9}$$

$$= -\left(\frac{J}{N}\right)^2 \sum_{k'k''} \langle\!\langle C_{k'\uparrow} S_z + C_{k'\downarrow} S_-,\ C^+_{k''\uparrow} S_z + C^+_{k''\downarrow} S_+ \rangle\!\rangle_{i\varepsilon}$$

と書ける。カンマの前の operator CS の時刻は同じであるがこれを別にとりCの運動のみをおいかける。これをくりかえしてΣ_k に対する展開式が得られる：

$$\Sigma_k(i\varepsilon) = T \sum_{\varepsilon_1 k_1} G_{k_1}(i\varepsilon_1) \langle\!\langle S_1 S_2 \rangle\!\rangle_{i\varepsilon - i\varepsilon_1,\ -(i\varepsilon - i\varepsilon_1)}$$

$$+ T^2 \sum_{\varepsilon_1 \varepsilon_2 k_1 k_2} G_{k_1}(i\varepsilon_1) G_{k_2}(i\varepsilon_2) \langle\!\langle S_1 S_2 S_3 \rangle\!\rangle_{i\varepsilon - i\varepsilon_1,\ i\varepsilon_1 - i\varepsilon_2,\ -(i\varepsilon - i\varepsilon_2)}$$

$$+ \cdots\cdots \tag{10}$$

ここに、$G_k(i\varepsilon) = (i\varepsilon - \varepsilon_k)^{-1}$, $\langle\!\langle S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$ はスピンの多時間グリーン函数である。

(10)でさらに $\langle\!\langle S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$ を摂動展開すれば、Doniach[11] を温度グリーン函数に拡張せられたものが得られる。ここでは $\langle\!\langle S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$に対する運動方程式をたて、

a) Sの運動は無視（$[S, H] = 0$）して、Sの非可換性のみ考慮する。

b) 一定の順序をもつた commutator のみとる。

の近似をすると、$\langle\!\langle S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$ の漸化式が得られ、それを用いて

$$\Sigma_k(i\varepsilon) = \frac{J^2 \rho S(S+1) \,\mathrm{sign}\, \varepsilon}{\left(1 - 2J\rho \log \frac{|\varepsilon|}{D}\right)^2 + (\pi J\rho)^2 S(S+1)} \tag{11}$$

上の近似は m.d. 項については正しいことが証明できる。しかし巾の項については正しくなく、a）の近似のもとで4次の正確な結果

$$3(2J\rho)^2 \left(\log \frac{|\varepsilon|}{D}\right)^2 - (\pi J\rho)^2 S(S+1) + \frac{1}{4}(\pi J\rho)^2 \tag{12}$$

とすでにくいちがいがある。

$\langle\!\langle S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$ の運動をおうとき、$[S, H]$ をとると $\langle\!\langle c^+ c S_1 S_2 \cdots \rangle\!\rangle$の型のグリーン函数があらわれる。これはグラフと比較すればループが一つできた

ことに対応する。したがつてa）の近似がループをおとす近似に対応し、この近似をとる限り、$\log T$型のn.d．項はあらわれない。スピンの運動をもつとちやんとおつてみる必要があろう。

この方法の特徴は、スピンのグリーン函数（⟷　帯磁率）という物理的な量でΣが展開されていることで、これに対するうまい近似がみつかれば、有力な方法になり得るように思われる。

Ⅲ　基底状態の性質―― singlet か？

$J<0$の場合の低温での困難は基底状態の異常性に関係があると考えられる。それについての見解は摂動論の困難を本質的なものとみるかみないかにも関係するが、大雑把に言うと、

1）自由スピンの（2S＋1）の縮重はとれて、基底状態ではスピンの平均は0になつている。

2）unperturbed と同じ対称性が保たれ、縮重がのこつている。

の二つに分けられる。摂動を可とするAbrikosov[10)]，水野－石川[17)]らは当然2）の立場にあり、芳田－興地[13) 19)〜21)]、近藤[23)]の理論は1）であり、エネルギーに対してJについてsingular な expressionが得られている。長岡[30) 31)]の理論は1）Suhl の理論[25)〜29)]は2）のようであるが、これには問題があるのでⅣで触れることにしたい。

1）を受入れ難いとする人々にとつては、低温で伝導電子のスピンが次才に局在スピンのまわりに集つてくるというpicture には問題ないとしても、1つのスピンに対して多電子の"束縛状態"が"バンドの中にrealに"できるような感じを与えること、超伝導との類似からT_cが相転移温度の印象を与え1ケのスピンでsharp な転移が起るはずのないことなどが、抵抗を感じさせる原因になつているように思われる。この問題できめてになるのは帯磁率の$T\to 0$でのふるまいであろう。

芳田－興地[19)〜21)]はまず0近似として、フエルミ球をrigid に考え、余分につけ加えた電子1ケが局在スピンとcoupleした波動函数

$$\Psi=\sum_K\{\Gamma_k^\alpha c_{k\uparrow}^+\beta+\Gamma_k^\beta c_{k\downarrow}^+\alpha\}\Psi_V\,.\quad \Psi_V：フエルミ球 \tag{13}$$

をつくり、J＜0ならsinglet, J＞0ならtriplet ($S=\frac{1}{2}$ のとき）の束縛状態をつくることを示す。そのエネルギーはそれぞれ $-De^{-2/3|J|\rho}$, $-De^{-2/J\rho}$ である。以下Jに関する摂動展開の形で電子とホールが（2ケ，1ケ），（3ケ，2ケ），… の状態を混ぜて基底エネルギー $-\Delta$ に対する方程式を求める。Jの各次数で $\log \Delta/D$ の最高巾のみ残すと、摂動の次数を上げるにつれてsinglet の解は、単純な摂動の発散から期待される $-De^{-\frac{1}{2|J|\rho}}$ に単調に近づき、一方 triplet の解は消えたり現れたりして不安定であることが示される。またこの展開で、1電子状態に対するenergy shift に繰込まれる部分は、ちょうどRayleigh-Schrödinger の摂動展開で求めたエネルギーに相当する。

S＝1/2 の場合ほど見通しはよくないが、一般のSの場合も調べられている。特に興味ある結果は、$S\to\infty$，JS＝const の極限（スピンは古典的になり、量子効果はおちる）では束縛状態の解が安定でなくなるらしい点である。

0近似の結果は、$|J|\rho\to\infty$ とすると強結合の極限と（後で述べる電子とホールの縮重の点を除き）定性的に一致する。強結合の取扱いは、バンド巾0の極限では簡単で、局在スピンの位置のWannier 函数に1電子が束縛された解になるが、他の電子の占めるsite について大きく縮重しているので、それからの摂動計算は簡単でない。強結合が現実的か否かは疑問であるが、理論的な問題としては調べてみる必要があろう。

研究会では、鈴木が近藤の理論[23)52)]を紹介し、特に芳田－興地の理論との関係などを中心に議論された。近藤の考え方は、基底エネルギーからJについて展開できる部分を分離して残りをself-consistent に定めるという方針で、フエルミ面＋自由スピンから出発して、電子とホールが（1ケ，1ケ），（2ケ，2ケ），… の状態を混ぜていき、展開できない部分 $-\Delta$ に対する式を得る。これからJ＜0のときには、通常のRayleigh-Schrödinger の摂動による解の他に、それぞれエネルギーが $\Delta=kDe^{-1/2|J|\rho}$ （kは1の程度）だけ低い解が得られる。

近藤の理論を難解にしている点は、波動函数を"Jに関して展開"（係数にはJで展開できない $\Delta(J)$ を含んでいる）するが、その各項はいづれもエネル

ギーに$J\rho\Delta$ のorder の寄与をし、$|J|\rho\to 0$ の極限では $J\rho(1+1+\cdots\ )$ ＝finite の形になつて、展開を無限項集めてはじめて意味のある結果に到達するために、対応する波動函数の形が不明なことにある。局在スピンの大きさの期待値はSからorder 1のある量だけ変化していることが示される。H_{sd} が total spin を保存するので、摂動でいく限り、出発点にあつた(2S＋1)重の縮重は最後まで見かけ上は残つているようだが、無限項まで集めれば、その縮重は局在スピンに関係のない（遠い所にある？）伝導電子が肩代りしており（したがつて trivial で）局在スピンの近くでは singlet であろうというのが近藤の conjecture である。そのことを実際に示すには、このままでは近似が不十分である。

芳田－興地の取扱いでは、波動函数は理解し易いが、基底エネルギーとして同形の式が得られており、計算を高次まで進めれば近藤の結果と一致する傾向にある。両者が本質的に同じものかどうか検討の要があろう。近藤は、芳田－興地の extra bound electron は近似をすすめるにつれて波動函数が拡がつてしまい、無限次まで近似を進めたときに得られるのは（近藤の基底状態）＋（拡がつた extra electron ）であるという意見で、これは言いかえれば重要なのは漸近形であるから、出発点に特別な細工を考えることはないということになろう。

近藤の批判はつぎのように理解することもできよう。芳田－興地では、近似の次数を有限にとどめる限り、Nケの電子のフエルミ球から出発した電子に対する束縛状態と、N＋2ケの電子のフエルミ球から出発したホールに対する束縛状態は互に独立で、バンドをフエルミ面の上下に対称にとると、見かけ上2つの縮重した解があるように見える。しかし両者は $1/N$ の orderでは直交しておらず、近似を進めると2つの解の overlap は大きくなりそうであり、エネルギーが期待される値に近くなるにつれて、2つの解は一致する、つまり現実にはそのような縮重はないだろうとの予想も可能である。

この点を調べるには、近似を進めた波動函数で charge density がどうなつているかをみるのが一法であろう。オ1近似による現在までの計算（興地）では charge分布は広がるが、0近似での電子密度がオ1近似のホールで

compensate される傾向は明かになつていない。一方、もし仮りに charge density が高次近似で次才に delocalize するとした場合、スピンの方の "local に singlet" という性質がほんとうに∞次まで保存されるか、という疑問もある。実はこの "local に singlet" という概念は、はつきり定義しておく必要がある。一つの可能な定義の方法はつぎのようなものであろう。伝導電子の spin density の演算子を s(r)とした時、基底状態が singlet であれば

$$< \varphi | \vec{S} (\vec{S} + \int_{r \leq R} \vec{S}(r)\, d\vec{r}) | \varphi >$$

は $R \to \infty$ で 0 になる。local に singlet であれば十分遠くにいる電子のスピンはどうなつていてもよいはずで、この量はRをミクロで十分大きくとればほとんど0になるであろう。したがつて

$$F(R) \equiv \int_{r \leq R} < \varphi | \vec{S} \cdot \vec{s}(r) | \varphi > d\vec{r} \xrightarrow[R \to T]{} -S(S+1) \tag{14}$$

が十分速かにおこつていれば、local に singlet になつているとみなされるであろう。F(R) の integrand は spin-correlation density とでも呼ぶべき量である。上に述べた疑問は、F(R)をつかえば、近似を∞次まで進めても F(R)は local なままにとどまつているか、ということである。*) 近似を進めるとエネルギーが次才に下がるのが、電子スピンの localization がよくなるためか、波動函数がなめらかになつて kinetic energy が下がるためかをみるのも興味がある。

芳田ー與地の方法は変分法になつているから、trial function にエネルギーに essential にきく性質がとり入れられていれば、波動函数自体あまり正確でなくとも、エネルギーはよいこともあり得る。実際、エネルギーに効くのは spin-correlation density であるから、これを localize させて出発した芳田ー與地の理論は、仮りに charge density に対する波動函数の形

---

*) これに対応して、近藤の理論に対しては、F(R)=0 から出発して∞次まで進む事によつてほんとうに local な F(R)が得られているか、という疑問がある。

は悪くとも、エネルギーに関しては、はじめの方の項だけでよい結果に達したのに対し、近藤の場合はエネルギーについては本質的でないcharge neutralityが満足されるような形で出発したために、無限に多くの項を集める必要があつたと解釈することができそうに思われる。

吉森は $S=1/2$ の場合に、芳田型のtrial 函数で

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma\Gamma(\varepsilon_k)(c_{k\downarrow}^{+}\alpha-c_{k\uparrow}^{+}\beta)\Psi_V\cos\theta$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma\Gamma(\varepsilon_{k_1})\Gamma(\varepsilon_{k_2})\Gamma(-\varepsilon_{k_3})c_{k_1\uparrow}^{+}c_{k_2\downarrow}^{+}(c_{k_3\uparrow}\alpha+c_{k_3\downarrow}\beta)\Psi_V\sin\theta \qquad (15)$$

の形のものをとると、エネルギーが $-De^{-\frac{1}{2|J|\rho}}$ と得られることを示した。ただし、$J>0$ でも束縛状態があること、$S\neq 1/2$ ではうまくいかないことなどから、こうなつたのは偶然とも考えられる。

基底エネルギーに現われる Δ は、いわばlocal な energy gap で、局在スピンとcoupleしている"近くの"電子の励起には関与するが、"遠くの"電子の励起エネルギーは連続的であるはずである。それが近藤の理論では、摂動展開がすべての励起にgapがあるような形になつているのは理解しにくい。このlocal な energy gap が何を調べれば物理的に意味のある量として現われるかという問題もある。励起状態（たぶん、遠くのものと近くのものの区別が必要）を同様の方針で扱つてみることが、この面から基底状態を理解する助けになろう。それとともに有限温度の取扱いも必要である。

芳田－與地理論と近藤理論の比較を表1にまとめてみた。

表1　芳田－興地理論と近藤理論の比較

E　：基底エネルギーのanomalousな部分
CD　：charge density
SD　：spin-correlation density

		芳田－興地	近藤
才0近似	E	$-De^{-2/3\|J\|\rho}$	0
	CD	localize (電子とホールの縮重)	neutral
	SD	localize (singlet)	0 (スピンの縮重)
高次近似	E	$-De^{-1/2\|J\|\rho}$ に近づく	0
	CD	次才に delocalize?	neutral
	SD	localize	0 (スピンの縮重)
∞次	E	$-De^{-1/2\|J\|\rho}$　?	$-De^{-1/2\|J\|\rho}$
	CD	neutral　?	neutral
	SD	localize　?	localize　?

IV　非摂動理論――Dispersion と Green's function

摂動論の低温における困難は、摂動論そのものが低温では適用できないという立場から、Suhl と長岡は摂動ではない理論を提出している。研究会では、長岡がGreen 函数法によるその理論の問題点をのべ、倉田がdispersion理論によるSuhl の理論を紹介し、討論を行つた。

A　Suhl 理論[25)-29)]

Suhl は高エネルギーの理論でつかわれるdispersion theory を用いてこの問題を扱つたが、多くの物性研究者はこのような方法には不慣れで、そのためこの理論が難解なものになつている。

Suhl はまずT-matrixのみたすべき方程式を求め、それに中間状態として

一電子の散乱状態のみとるという近似をほどこす。〔メソン散乱における Chew-Lowの理論〕このようにして、T-matrixに対する積分方程式が

$$T = t + \frac{1}{2}\tau(\sigma\cdot S) \tag{16}$$

として、tとτについて

$$\begin{aligned} t(z) &= V + \int \frac{|t(x)|^2 + 4S(S+1)|\tau(x)|^2}{z-x}\rho(x)\,dx \\ \tau(z) &= -\frac{1}{2}J + \int \frac{\tau(x)t^*(x) + \tau^*(x)t(x) - 2|\tau(x)|^2\tanh(\beta x/2)}{z-x}\rho(x)\,dx \end{aligned} \tag{17}$$

と得られる。ここにVは不純物のポテンシャルのスピンによらない部分である。

(17)の積分方程式は、一見グラフを重複して数えているようにみえるが、この理論と摂動論との対応は単純でなく、少くともm.d. 項については重複がない。ただし、ループをもつグラフは含まれていないようである。温度→0で局在スピンの（2S+1）重の縮重が消えるとすれば、$\tau \to 0$となるべきだが、(17) によるとJ $\neq$ 0の限り$\tau = 0$とはならない。singlet のできる可能性は出発点から exclude した理論になつていると見るべきであろう。

このように、(17)を出して来た近似がまず検討されなければならないが、ここでは (17) の解き方とその解の性質に議論をしぼろう。Suhl はまず (17) の一つの exact solution を求めてみせる。その解の essential な部分は m.d. 項に巾をいれた共鳴型のもので、$T > T_c$ ではその解析性にも問題はないが、そのままの形では $T < T_c$ では z の上半面に pole が現われ、不安定になる。そこで、この解を $T > T_c$ から、低温までの z の上半面で analyticであるように「温度についての解析接続」することが可能であり、それが (17) の exact solution であることを示す。これで、全温度にわたつて安定な解が得られたと考える。

以上が Suhl の(17)式の解き方の概要であるが、よくわからない点がいろいろある。

1) Suhl の原論文で解いている式は、実は (17) のように簡単ではなく、

相互作用のひろがりを取り入れた複雑な式である。そのようにモデルを複雑にしたのは、簡単化しすぎたことによるunphysical な困難を避けるためであるとSuhl は主張している。しかし、この複雑化は、いま考えている困難を救うのにessential に必要であるようには見えない。もし必要でなければ、単純なモデルで考えた方がessential な点を浮き彫りにできてわかりよい。

2) 温度について解析接続したとしているが、ほんとうに温度を複素数に拡張しているのか？ そういうことが一体可能であるか、どうか？

3) かりに温度についての解析接続が可能としても、$T=T_C$ が特異点になつてはいないか？ Suhl が重要な結論と考えていることの一つは、$T=T_C$ で何もanomalous なことがおきないということである。しかし、Suhl は低温でのcomplex pole を消すため、$T>T_C$ ではidentical に1で、$T<T_C$ では1でないようなzの函数を導入しており、$T=T_C$ で解の形が不連続にかわつているようにみえる。もしそうであれば、この理論は1ケの不純物が関与した現象でsharp な相変化がおき得ないというSuhl 自身の主張にも矛盾することになる。

4) $T<T_C$ で単純な摂動では得られない解が求まつたのは、摂動では求まらない何かが低温でおこつたせいだと見なければならないだろう。この何かは一体何であるか、物理的な解釈がほしい。エネルギー、帯磁率などの物理量が求まれば、もつと理解しやすくなるかも知れない。例えばエネルギーに、J についてsingular な項が出るか、$\lim_{T\to 0} T\chi$ は $S(S+1)$ から1のorder ではずれるか、など。

B グリーン函数理論[30) 31)]

長岡はグリーン函数

$$
\begin{aligned}
G_{kk'}(\omega) &= \langle\langle c_{k\mu}\,;\,c^{+}_{k'\mu}\rangle\rangle_{\omega} \\
\Gamma_{kk'}(\omega) &= \frac{1}{2}\sum_{\mu\mu'}\langle\langle S\cdot\sigma_{\mu'\mu}\,c_{k\mu}\,;\,c^{+}_{k'\mu'}\rangle\rangle_{\omega}
\end{aligned}
\qquad (18)
$$

を導入し、その運動方程式をたて、高次のグリーン函数に対してはdecoupling

をほどこし、G と Γ に対する閉じた self-consistent 方程式を得た。G の方程式には Γ があらわれ、Γ の方程式には新しく $\langle\langle c^+ccS;c^+\rangle\rangle$ の型のグリーン函数が現われる。これに対し、

$$\langle\langle c^+ccS;c^+\rangle\rangle \simeq \langle c^+c\rangle\langle\langle cS;c^+\rangle\rangle \pm \langle c^+cS\rangle\langle\langle c;c^+\rangle\rangle \tag{19}$$

の decoupling をほどこす。ここで c^+c, c^+cS はともに total spin を保存する組合せにとらなければならない。こうして、G, Γ に対する方程式は次のようになる：

$$\begin{aligned}&(\omega-\epsilon_k)G_{kk'}+\frac{J}{N}\sum_{k''}\Gamma_{k''k'}=\frac{1}{2\pi}\delta_{kk'}\\&(\omega-\epsilon_k)\Gamma_{kk'}+\frac{2J}{N}(n_k-\frac{1}{2})\sum_{k''}\Gamma_{k''k'}-\frac{J}{N}[m_k-S(S+1)]\sum_{k''}G_{k''k'}=0\end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}\text{ここに}\quad &n_k\equiv\sum_k\langle c^+_{k\mu}c_{k\mu}\rangle\\&m_k\equiv\sum_{k'\mu\mu'}\frac{1}{2}\langle\sigma_{\mu\mu'}\cdot Sc^+_{k\mu}c_{k'\mu'}\rangle\end{aligned} \tag{21}$$

は、それぞれ $G_{kk'}$, $\Gamma_{kk'}$ から求まる。

(20) を解いて、二つの型の解が得られた。

1) iteration で解いて m.d. 項を集めると、摂動と一致する解が得られる。この解は $T<T_c$ では発散する。

2) 上の解で m_k が $T\to T_c$, $k\to k_F$ で発散することから

$$|m_k|\gg S(S+1) \tag{22}$$

を仮定し、(20) で $S(S+1)$ を無視する。そうすると (20) は解けて、$T<T_c$ で non-trivial solution ($m\neq0$, $\Gamma\neq0$) が得られる。この解は低温で発散もせず、解析性もよいが、$|T-T_c|\ll T_c$ では (22) の条件をみたさなくなり、もとの式の解ではなくなる。したがつて 1) の解と 2) の解が $T=T_c$ で sharp につながることになつてはいない。

2) の解の $T=0$ の性質を調べると、エネルギーは $De^{-1/2|J|\rho}$ となつて、

芳田一興地、近藤の結果（Ⅲ章）と一致するが、スピンの大きさは1のorderで小さくなつているが、0にはなつていない。

まず、(19) の近似から検討する必要がある。この近似を摂動と比較するとグリーン函数 $\langle\langle c^{+}ccS ; c^{+}\rangle\rangle$ は、グラフでは τ にはじまり τ' に終る電子線と、τ にはじまり τ に終る電子線のループで表わされる。(図3）それぞれの電子線はともにスピンと相互作用するが、それを (19) のように近似することは、$\tau-\tau'$ 線とループの間に局在スピンを通じた相関を無視することを意味する。この近似はm.d. 項についてはよいが、これでは II で議論した log T 型の n.d. 項はおちることになる。

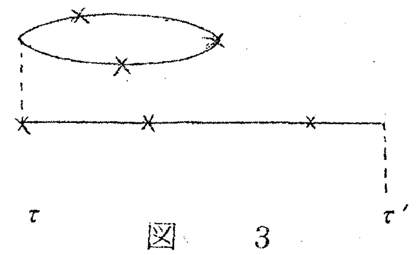

図　3

摂動で log T 型の n.d. 項が本質的に重要であれば、低温側の理論でもループをおとす近似はよくないであろう。この点は Suhl 理論の場合も同じで、Suhl 理論もこの理論も本質的にフエルミ面のみを記述する理論であるとみるべきかも知れない。

近似 (19) には別の面からも疑問がある。(19) では二つの量の積の平均 $\langle AB\rangle$ を平均の積 $\langle A\rangle\langle B\rangle$ でおきかえている。この問題では、ハミルトニアンは total spinを保持し、他方平均値 $\langle\cdots\rangle$ はスピンの状態についても平均するものとして定義された。したがつて、この近似がよいためには、A，Bのうち一方がスピンの状態によらないか、あるいは実現する状態がスピンについて縮重していないか、でなければならないだろう。(19) では $c^{+}c$ がスピンの状態に insensitive であると期待されるが、それを全く依存しないとする近似がどの程度よいか疑問は残る。その意味で、この近似では singlet になることを前提にしていると言うべきかも知れない。

この点の不明確さを除くには、もしT＝0に話を限るなら、まず有限の磁場Hをかけてスピンについての縮重があればそれを取り除き、しかる後に $H\to 0$ として $\langle S_z\rangle=0$ の解が安定か、$\langle S_z\rangle\neq 0$ の解が安定か調べるのがよいと思われる。

仮りに (19) の近似はよいとしても、その解き方、特に低温の解の出し方に

ついては検討の余地があろう。この解がフエルミ面近傍で、定性的にはよいとしても、フエルミ面から遠くではよくないことは明かである。(20)でS(S+1)を落すことにより、解はSによらなくなり、この解を用いたのではT＝0でsinglet かどうかの判定は不可能である。(20)をS(S+1)を含めて解くことが望まれる。

以上のように、一見Suhlはsingletにならないことを、長岡はsingletになることを前提にしているようにみえる。しかし、一方では長岡の方程式の解がSuhl の解に非常によく似ていて、二つの理論はequivalent ではないかという議論〔Maki, Hamann: private communication〕もあり、両者の関係をもう少し明かにする必要があろう。

V　その他の問題

以上のような基本的な問題に関した議論のほかに、宗田は超伝導中のs－d守田はAnderson model による帯磁率の計算について述べた。

A　超伝導体中のs－d相互作用

まず、BCS 状態をunperturbed にとり、H_{sd} を単純な摂動としてquasi-particle の散乱確率をJ^3まで計算してみる。T＝0で、散乱確率にはenergy gap のはしで $J^3 \log \Delta_3/D$ が現われる。(Δ_s は超伝導のenergy gap) この三次の項が二次の項と同程度となるのは、ちょうど $|J|/V_{pair} \simeq 1$ (V_{pair} は超伝導のpairing interaction) のところで、$|J| \gtrsim V_{pair}$ のときはこの摂動は発散するものと予想される。このとき、超伝導状態は局所的には完全にこわされるので、超伝導状態から出発した摂動はよくないのであろう。

$|J| \gtrsim V_{pair}$ なら、まず局在スピンのまわりに"bound state" をつくり、それからbound されていない電子が超伝導状態をつくるという順序になると思われる。

$T \simeq T_c$ のときの三次摂動の計算はLiu[6] が行つた。

長岡・三輪

B　Anderson model による帯磁率の計算

ハミルトニアンが

$$H=\sum_{k\sigma}\epsilon_{k\sigma}a^+_{k\sigma}a_{k\sigma}+\sum_{\sigma}\epsilon_{d\sigma}a^+_{d\sigma}a_{d\sigma}+\sum_{k\sigma}V_{dk}(a^+_{d\sigma}a_{k\sigma}+h.c.)$$
$$+U a^+_{d+}a_{d+}a^+_{d-}a_{d-}$$

で与えられるAnderson model について帯磁率を二時間グリーン函数の方法を用いて計算した。まずグリーン函数に対する運動方程式をたて、それに $|V_{dk}|^2$ までならexact な decoupling を行う。inhomogeneous term に現われる $<a^+_{k\sigma}a_{d\sigma}>$ のような平均値も同じく二次までは正しいように $n_{d\sigma}=<a^+_{d\sigma}a_{d\sigma}>$ などによつて書き直す。このようにして、$n_{d\sigma}$ をきめる self-consistent equation が得られる。これを解くと帯磁率は

$$\chi kT=\frac{-kTf'(\epsilon_d+\Delta\epsilon_d)-kT\rho(\epsilon_F)|V_{dk}|^2/|\epsilon_d|^2}{1-f(\epsilon_d+\Delta\epsilon_d)-2\rho(\epsilon_F)|V_{dk}|^2/|\epsilon_d|}$$

となる。この結果は $|V_{dk}|\to 0$ なら普通のCurie law を与えるが、

$$kT<|\epsilon_d|(\log\frac{|\epsilon_d|}{\Delta})^{-1}$$

$$\Delta=\rho(\epsilon_F)|V_{dk}|^2$$

の低温では、分子、分母とも才二項がきいてきて $\chi\to$ const. となる。

この計算の問題点は、近似が $|V_{dk}|^2$ まで正しいようなものであるのに、結果で低温の異常にきくのは $|V_{dk}|^4$ からきていることである。(結果の式だけからみると二次のようだが、二次の係数がちょうど打消しあつていて、二次にみえる項は実は四次の項である) したがつて摂動を忠実に行つたらどうなるかも調べてみなくてはならない。そうした計算は斯波が行つたが、その結果では、mixing → negarive exchange → logarithmic anomaly 以上のものは得られていない。Dworin [preprint]* も守田と同じように二時間グリーン函数を用いた計算をしているが、その結果にも疑問がある。

---

*) このpreprint は名大理・長岡が所有。

VI Discussion

研究会ではほとんど論義されなかつたが、未解決の重要な問題のいくつかをあげておく。

1) 磁場の効果

(4)でみるように、磁場が十分強ければ摂動のm.d.項の級数は収束する。これからみて、低温でも磁場をかけると異常は消えると予想される。T－H図にかくと、図5のように、異常が起るのは点線よりも原点側といつたことになろう。(この点線はもちろん、sharp な相転移を意味するのではない) $H_c(T)$は

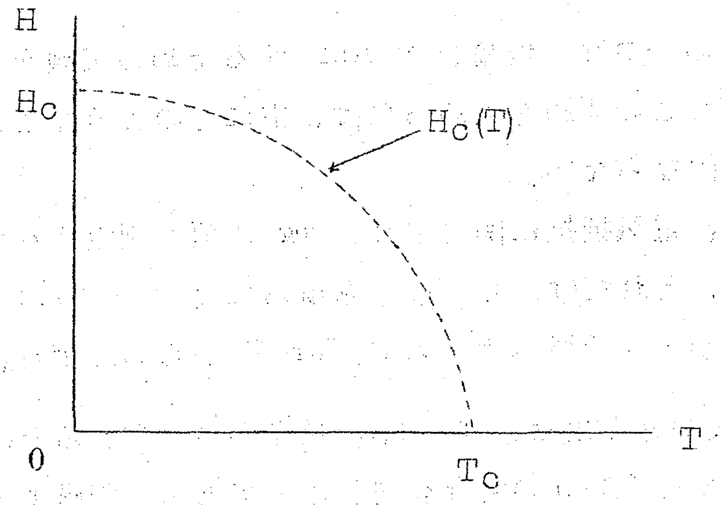

図 5

どうなるか、基底状態の"bound state"は磁場によつてどのようにこわされていくか…？

2) dynamical な性質

例えばESRは温度を下げていくとどのように変るか？

3) 相互作用が異方的な場合

三輪－長岡[14]は

$$H_{sd} \sim -\frac{1}{N}(J_x \sigma_x S_x + J_y \sigma_y S_y + J_z \sigma_z S_z)$$

のとき、i) $J_x = J_y = 0$, $J_z \neq 0$ (Ising spin) ii) $J_x = J_y = J_z > 0$ (isotropic ferro.)の二つの特殊な場合を例外として、あとは一般に低温

で必らずm.d.項の級数は発散することを示した。これからみると、まるい場合J＞0なら大丈夫と考えていたのは、特殊な例外について見ていたことになる。このことは物理的にどのように理解できるだろうか？

4) 局在スピン間の相関[36]

これまでの理論の多くは、局在スピン一ケの場合のみを考えてきた。しかし低温で"bound state"ができるとすれば、その波動函数のひろがりはv_F/Δの程度になると思われ、これはΔが小さいと非常に大きい。$\Delta=0.1°K$ でも 10^5A の程度になり、波動函数のかさなりによる局在スピン間の相関が重要になつてくる。これが"bound state"にはどのような影響を与えるだろうか？

この問題の難しさの一つは、理論をcheck するための実験が全くないことである。実験の方からこの問題を改めるには、主にどのようなことを調べるべきかも検討しなければならない。

現在までのところ、電気抵抗に関しては、log T 項が測定されていることははつきりしているが、それだけからT_cを見積るにはambiguityを避けられない。そこで、測定をより低温へすすめて、log T からのはずれ、多分オ一には $(\log T)^2$ の項がはつきり出せれば、T_cの見当がつけられるわけである。(はずれを見るという点ではJ＞0の場合も同じことである) 帯磁率では、1/T からのはずれは抵抗に比べて1つorder が高いけれども、別の面からのcheck として測定されることが望まれる。何か新しい測定法や現象はすぐに思い当るものはないが、最近話題になつているトンネル効果の問題は興味がある。〔Appelbaum, Phys. Rev. Letters 17 (1966) 91; Anderson, ibid 17 (1966) 95〕

さて、実際にT_cに到達し、あるいはそれ以下での性質を調べるのに要求される条件は、慾はつて並べれば、

低温、低濃度、したがつて高精度

である。典型的なs－d系であるCu－Mnとかrare-earthではT_c がかなり低いものと見積られているが、何かJ/ϵ_Fの大きいうまい物質をみつけることも大切である。濃度に関しては、まず通常のlong-range order のできる

温度（あるいはＲＫＫＹ相互作用が効いてくる温度、これは濃度に比例）がT_c（濃度によらない）より低くなければならないことは明かだが、その条件よりも、今考えているspin-correlationの拡がりのすそが著しくかさなりあわないという条件の方がきつく、要求される低濃度はこちらで決つてきそうである。[36]

また理論的な検討はまだ多くないが、s－d系のdynamical responseも実験的に調べられるべきことである。簡単な場合としては、staticな電気抵抗には$\log T$が現われたが、ある程度high frequencyになればこれが押えられて様子が変つてくるだろう。Ｉで述べた摂動論でいえば、$\log T$と$\log|\omega|$とを区別して考えることにも相当しよう。

参　考　文　献

s-d exchange modelから出発し、低温での異常に関係したものに限つた。したがつて、Anderson modelに関係したものは割愛した。また、同一内容のものが二ケ所以上（例えばletterと本論文）に発表されているときは、内容が完全な方のみをとつてある。配列は内容によつて分類したが、この分類には一考の余地があるかもしれない。読者の便宜を考え、論文の題名と簡単な内容の紹介も可能な限り付した。preprintについてはその所有者を註a) b)一の形で示してある。物性研究に発表されたものに関しては、正式の論文として発表されたものと内容が重複するものが少くないが、内容に関係なく、発表順にならべた。完全を期したつもりではあるが、見落し、内容紹介の誤りなどがあるかも知れない。ご叱責を乞う。

preprint 所有者

a) 名大理・物理　長　岡　洋　介

b) 東大物性研　　芳 田 研 究 室

長岡・三輪

A 綜 合 報 告

1) 近藤淳、s－d相互作用〔会誌 20 (1965) 725〕

Kondo 理論 4)の解説

2) M. Bailyn, Theory of magnetic impurities in simple metals〔Advances in Phys. 15 (1966) 179〕

3) P. W. Anderson, Theory of localized magnetic states in metals〔J. Appl. Phys. 37 (1966) 1194〕

Conf. on Magnetism and Magnetic Materials (1965 San Fransisco) での綜合講演。T＝0でsingletだろうと予想した。ただし上記referenceには簡単な予稿しかのつていない。

B 摂 動 理 論

4) J. Kondo, Resistance minimum in dilute magnetic alloys〔Progr. Theor. Phys. 32 (1964) 37〕

J^3にlog発散があらわれることをはじめて示した。

5) N. Mikoshiba and K. Yoshihiro, Note on the magneto-resistance in dilute magnetic alloys〔J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 2346〕

6) S. H. Liu, Anomalous electron Scattering in dilute magnetic alloys〔Phys. Rev. 137 (1965) A1209〕

5) 6)は三次のlog項のmagnetoresistance，超電導転移温度に対する効果

7) A. Griffin, Effect of the Suhl-Abrikosov resonance on the transition temperature of superconductors〔Phys. Rev. Letters 15 (1965) 703〕

Suhl理論による超電導転移温度の下がり

8) S. Engelsberg, Perturbation of the electronic specific heat due to magnetic impurities〔Phys. Rev. 139 (1965) A1194〕

J^3 で比熱に $T\log T$ に比例する項がでるとしたが9)により否定された。

9) K. Yosida and H. Miwa, Free-energy shift of conduction electrons due to the s-d exchange interaction [Phys. Rev. 144 (1966) 375]

8)の批判

10) A. A. Abrikosov, Electron scattering on magnetic impuries in metals and anomalous resistivity effects [Physics 2 (1965) 5]

spin operator を Fermion operator におきかえる方法により電子の scattering amplitude について一番強くlog発散する項をすべて∞次まで集めた。その結果 $J<0$ では resonance scattering があらわれることを示した。

11) S. Doniach, Theory of low-temperature resistance anomalies in dilute alloys [Phys. Rev. 144 (196·) 382]

S の non-commutativity を考慮した摂動展開の formulation

12) S. Doniach, Investigation of the Nagaoka-Suhl instability in the theory of dilute paramagnetic alloys [Bull. Am. Phys. Soc. Scr. II 11 387] a)

11)の方法により9)と同じ結果を得る。

13) K. Yosida and A. Okiji, Spin polarization of conduction electrons due to s-d exchnge interaction [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 505]

spin の effective な長さを摂動で計算した。most divergent term をたし合せると $J<0$ のとき $T\to T_C$ で $-\infty$ になる。

14) H. Miwa and Y. Nagaoka, Anomalies due to anisotropic s-d exchange interaction [Phys. Letters 22 (1966) 394]

相互作用が anisotropic の時は most divergent term の級数は低温で常に発散する。

15) J. Kondo, A new type divegence due to s-d interaction [Progr. theor. phys. 34 (1965) 523]

高次に 3)とは異なる型の発散があらわれるとした。

16) H. Miwa, On the perturbation calculation for the s-d interaction [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 1040]

物理量を計算すると 15)の型の発散は消えるとして 14)を批判。

17) K. Ishikawa and Y. Mizuno, The ground state of a non-interacting electron gas exchange-coupled to a localized spin [Progr. Theor. Phys. 35 (1966) 746]

Wigner-Brilloniw 型摂動法を用いると低温の発散はおさえられるとした。

18) J. Kondo, Giant thermo-electric power of dilute magnetic alloys [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 372]

log 項により熱起電力の実験を説明する。

C. 基 底 状 態

19) K. Yosida, Bound state due to the s-d exchange interaction [Phys. Rev. 147 (1966) 223]

20) A. Okiji, Bound state due to the s-d exchange interaction-Effect of the higher order perturbation [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 712]

21) K. Yosida, Ground state energy of conduction electrons interacting with a localized spin [Technical report of ISSP Ser. A No. 208 (1966)] b)

19)~21)では電子がSと singlet をつくつて束縛された状態が単純な摂動で得られる状態よりもエネルギーが低いことが示された。

22) J. Kondo, Bound state in metal due to a fluctuating perturbation [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 429]

19)〜21)とはちがつた型の変分によつて、定性的には似た結論をひき出す。

23) J. Kondo, Ground state energy shift due to the s-d interaction [preprint][a) b)]

物性研究　　と同内容

D 非 摂 動 理 論

24) J. Kondo, s-d scattering at low temperatures [Progr. Theor. Phys. 34 (1965) 204]

soluble model に対する exact solution

25) H. Suhl, Dispersion theory of the Kondo effect [Phys. Rev. 138 (1965) A515]

$T=0$, $S=\frac{1}{2}$ で t-matrix に対する方程式をみちびく。

26) H. Suhl, Paramagnetic impurities in metals at finite temperatures [Physics 2 (1965) 39]

25)を $T\neq0$, $s\geq1$ に拡張。

27) H. Suhl, Exact solution of the one-particle model of exchange-scattering in solids [Phys. Rev. 141 (1966) 483]

26)で得た式の exact solution を得るが、この解は低温で解析性がよくない。

28) H. Suhl and D. Wong, Solution of the exchange-scattering problem without inadmissible complex pole [preprint][a) b)]

低温でも解析性のよい exact solution が得られることを示す。

resistivity の計算。

29) H. Suhl, S-matrix theory of local moments [preprint][a) b)]

1966年、Varenna の夏の学校での講義ノート。

25)〜28)の解説。

30) Y. Nagaoka, Self-consistent treatment of Kondo's effect

in dilute alloys [Phys. Rev. 138 (1965) A1112]

二時間グリー函数による取扱い。低温では摂動とは異る解が得られる。

31) Y. Nagaoka, Self-consistent theory of low-temperature anomalies due to s-d exchange interaction [Progr. Theor. Phys. 37 No.1]

30)の $s \geq 1$ への拡張。χ の計算。

32) F. Takano and T. Ogawa, Simple self-consistent treatment of Kondo's effect in dilute alloys [Progr. Theor. Phys. 35 (1966) 343]

単純化されたモデルで、低温で30)と似た解を得る。

E 局在スピン間の相関

33) R. Breseman and M. Bailyn, Temperature dependence in the effective Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida interaction [preprint][a)]

spin 間の RKKY interaction にも $J^3 \log T$ がでる。

34) R. Abe, Linked cluster expansion for a system with s-d interaction [Progr. Theor. Phys. 36 (1966) 154]

formal treatment

35) A. A. Abrikosov, Influence of Impurity Ferromagnetism and of the External Magnetic Field on the Resistance of a Metal with Magnetic Impurities [Physics 2 (1965) 61]

10)の理論に内部磁場又は外場の効果を入れる。

36) Y. Nagaoka, Anomalous sdattering of conduction electrons in dilute alloys with a moderate concentration of paramagnetic impurities [J. Phys. Chem. Solids 27 (1966) 1139]

30)の理論の finite concentration への拡張。

37) J. Kondo, Anomalous density of states in dilute magnetic alloys [Progr. Theor. Phys. 33 (1965) 575]

スピン間の相関と anomaly がからんで、Fermi 面上の state density が高くなる。

F 超伝導体中のs-d

38) K. Maki, Anomalous scattering by magnetic impuries in superconductors [preprint][a)]

gap の中に bound state ができる。

(このほか 6) 7) も超伝導体中のことをあつかつている)

G 物性研究にでたもの [巻 頁]

39) 三輪浩、s − d 相互作用に関する摂動展開について [5 11]

40) 近藤淳、s − d 相互作用における発散について——三輪氏への反論 [5 15]

41) 高野文彦ほか、s − d 相互作用による異常性について [5 19]

42) 長岡洋介、「s − d 相互作用における異常性について」について [5 282]

43) 高野文彦、長岡氏の批判に答えて [5 375]

44) 芳田奎、Bound state due to s-d exchange interaction [6 1]

45) 近藤淳、Bound state in metal due to a fluctuating perturbation [6 6]

46) 倉田泰幸、「s − d 相互作用で共鳴点が２つある」ということについて [6 13]

47) 芳田奎、近藤氏への手紙 [6 53]

48) 近藤淳、芳田氏への手紙 [6 55]

49) 近藤淳、s − d 相互作用による基底状態のエネルギー [6 85]

50) 倉田泰幸、「Fluctuating perturbation」についてのコメント [6 89]

51) 近藤淳、s − d 相互作用による基底状態のエネルギー [6 196]

52) 近藤淳、s − d 相互作用による基底状態のエネルギーについて [6 218]

53) 近藤淳、s－d相互作用における発散について〔6 221〕

54) 近藤淳、"Ground state energy of conduction electrons interacting with a localized spin" について〔6 223〕

物　性　研　究
才7巻才3号
1967年1月20日発行

発 行 人　松 田 博 嗣
印 刷 者　有限会社 双 美 社
代表者 倉 本 作 雄
京都市左京区岡崎徳成町 11
発 行 所　物性研究刊行会
電話(77)8111内線 5171
振 替 京 都 5321
京都市左京区北白川追分町
京都大学 湯川記念館内