

ドハース・ファンアルフェン効果によるフェルミ面研究



技術解説

摂待力生*

Fermi surface study by the de Haas-van Alphen effect

Key Words : Fermi surface, de Haas-van Alphen effect, heavy fermion, high pressure

1. はじめに

一般に金属の性質は、結晶中を自由に動き回る伝導電子の振舞いによって特徴づけられる。金属の見た目の色艶、硬さが金属の表の顔とすれば、裏の顔というべきものもある。それは「フェルミ面」と呼ばれるものであり、金属の性格を表の顔以上に反映している。周りから何も干渉されない、自由に動き回る電子のフェルミ面は、まん丸い球である。実際の金属の場合には、規則的にならぶ原子の影響を受けるため、球からずれてくるが、一価金属の銅の場合にはその丸い顔の面影をだいぶ残している。三価のアルミニウムでは、かなり複雑であり、ジャングルジムのようなフェルミ面ももっている。金属は表（実空間）の顔以上に、実に多彩な裏（波数空間）の顔を持っているのである。周りの原子の配置や、そのポテンシャルの強さ、電子の数などによって、その表情ががりちがってくるのである。

フェルミ面の研究（フェルミオロジー）は、これまでに金や銀などの単体金属のほか、いろいろな金属間化合物に対してなされ、それらの性質の理解に重要な貢献をしてきた。最近では、単純な金属だけでなく、磁性体や超伝導体においてもそのフェルミ面が調べられ、興味深い物性がつぎつぎと明らかにされている。その中の一つに重い電子系とよばれる物質群がある。これらは主に希土類元素のセリウム

やアクチナイド元素のウランを含む f 電子系化合物に見られるものである。これらの物質では、伝導電子の有効質量が、自由電子の静止質量の数百倍から数千倍も重くなっている伝導電子が結晶中を運動しているのである。重い電子は、周りから相互作用を受け、ゆっくりと動いている電子である。本来局在する傾向の強い $4f$ 電子や $5f$ 電子は、動きやすい s 電子や p 電子と相互作用することにより、ゆっくりと動くようになるのである。

最近の重い電子系、あるいは広く強相関電子系の研究では、物質に高圧を加えることにより、電子間の相互作用を制御し、多彩な物性を引き出すことが可能になってきた。特に f 電子が局在し磁気秩序を示す状態から、加圧により磁性が消失する圧力近傍（量子臨界点）で、重い電子状態、非フェルミ状態、あるいは非BCS超伝導とよばれる異常な物性が現れ、多くの物性研究者の興味を集めている[1]。本稿では、フェルミ面を観測する有力な実験手段であるドハース・ファンアルフェン(dHvA)効果の原理と測定法、最近の研究例について紹介したい。

2. ドハース・ファンアルフェン効果

フェルミ面を観測する手段のひとつに、極低温・強磁場・純良単結晶という実験環境で観測されるドハース・ファンアルフェン(dHvA)効果がある。dHvA効果とは、磁化の磁場に対する振動現象である。伝導電子のエネルギーは、フェルミエネルギーとよばれる最大値までを準連続的に占めている。磁場を加えると、その準連続的なエネルギーは、ランダウ準位(Landau level)とよばれる不連続で、磁場に比例した間隔のエネルギー準位に収束する。図1に示すように、エネルギーを波数空間で表現すると、自由な伝導電子のフェルミエネルギーは球のフェルミ面に対応する。また磁場で分裂するランダウ準位



*Rikio SETTAI

1963年6月生
東北大学大学院理学研究科博士課程修了
(1993年)
現在、大阪大学 大学院理学研究科 准教授 博士(理学) 固体物性
TEL: 06-6850-5371
FAX: 06-6850-5372
E-mail: settai@phys.sci.osaka-u.ac.jp

は、磁場方向の自由度があるため、ランダウチューブとよばれる円筒状の等エネルギー面に対応する。磁場を増大させてゆくと、ランダウチューブは次々にフェルミ面を横切ることになる。特に、フェルミ面の断面が極大・極小値をもつ面を横切るたびごとに伝導電子の自由エネルギーの変化は不連続になり、金属の磁化の大きさ M が、磁場 H の逆数に対して振動することになる[2]。

$$M_{\text{osc}} = A \sin \left(\frac{2\pi F}{H} + \phi \right).$$

ここで dHvA 振動数 $F (= \hbar S_F / 2 e)$ は磁場の単位で表現され、フェルミ面の極値断面積 S_F に比例する。したがって、dHvA 振動数 F をいろいろな磁場方向で測定することにより、フェルミ面の形状を知ることができる。また、振動振幅 A は、伝導電子のサイクロトロン有効質量 m_c^* が大きいほど減少し、温度が低いほど増大する。振動振幅 A の温度依存性から有効質量 m_c^* を決定できる。さらに、振動振幅 A の磁場依存性から伝導電子の散乱緩和時間や平均自由行程を知ることできる。

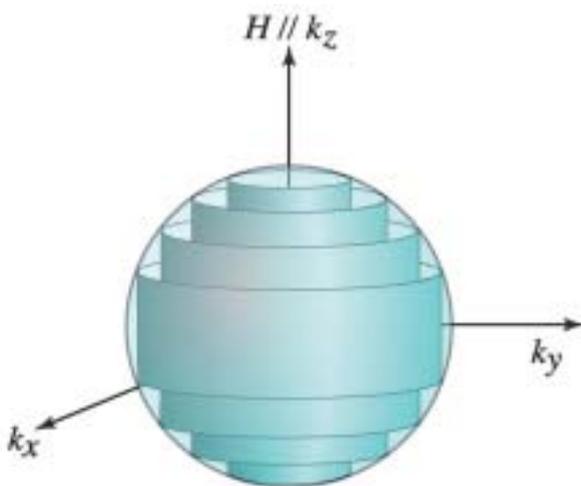


図1 球状のフェルミ面 (水色) とランダウチューブ

3. ピックアップコイルを用いた磁場変調法

現在、dHvA 効果の実験で最もよく用いられ、検出感度のよい方法は、ピックアップコイルを用いた磁場変調法である。これまで、単純金属のみならず、さまざまな単結晶化合物のフェルミ面の観測に用いられてきた[3,4]。この方法では、数~十数 T (テス

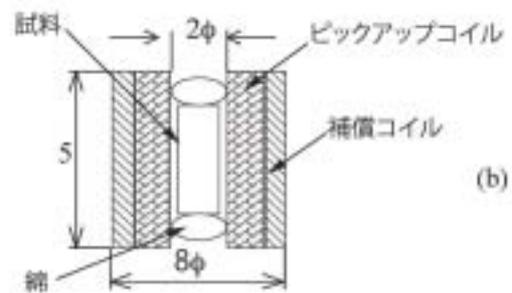
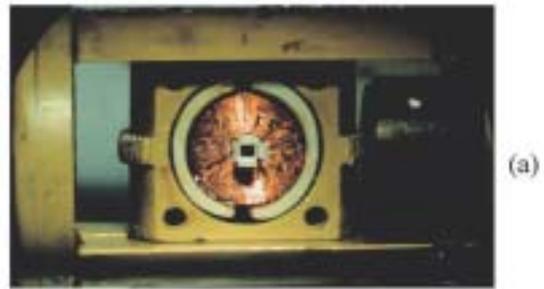


図2(a) トップロード型希釈冷凍機のプロープにとりつけられたピックアップコイルの写真と(b)断面図

ラ)の外部磁場 H を超伝導マグネットで掃引しつつ、0.01 T 程度の変調磁場 $h = h_0 \cos \Omega t$ (周波数は数 Hz ~ 数百 Hz) を測定試料に加える。このとき試料に生じる磁化 M を、試料のすぐ外側に巻いたピックアップコイルで検出するのである。検出感度をよくするため、15 ミクロン程度の銅の極細線を数千~一万ターンほど試料(直径 2 mm, 長さ数ミリ)の周りに巻いている。ただし、単純にコイルを巻いたのでは、外部磁場の掃引や変調磁場による誘導起電力が大きいため、試料の磁化の振動成分を検出することはできない。そこで、このピックアップコイルは、図 2 (b) に示すように、試料がないときに外部磁場の掃引や変調磁場といった磁場の時間変化による誘導起電力を打ち消すために、途中でコイルを逆方向にまいている(補償コイル)。例えば、内側 6000 ターン、外側 3800 ターンといった 2 層式になっているのである。このような補償されたコイルの中に試料を入れると、内側コイルと外側コイルの磁束のバランスがくずれ、磁化の振動に起因した誘導起電力を検出することが出来る。この検出にはロックインアンプが用いられる。図 2 (a) は dHvA 効果観測用のプロープにセットしたピックアップコイルの写真

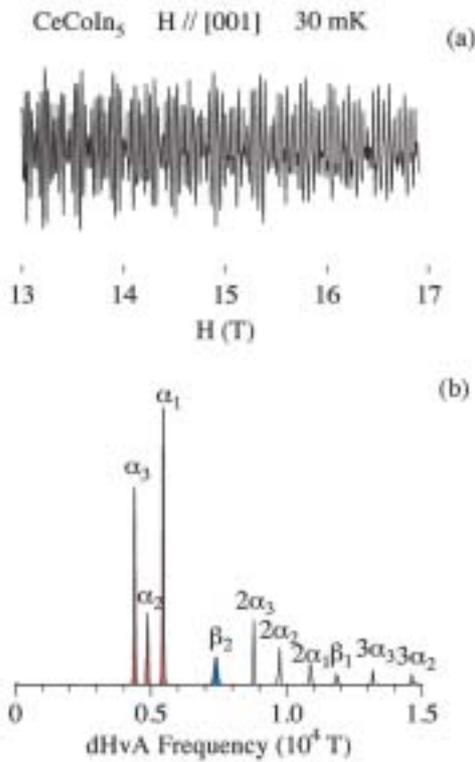


図3 CeCoIn₅の(a) dHvA 振動と(b)そのフーリエスペクトル

である。きれいな dHvA 振動を観測するには、1 ターン以内でピックアップコイルを補償するのがポイントである。図3に dHvA 効果の一例として、CeCoIn₅ という正方晶の結晶構造を持つセリウム化合物の dHvA 振動とそのフーリエスペクトルを示す[5]。フーリエスペクトルのピークが、フェルミ面の極値断面積に対応している。この中で、 α_i ($i=1,2,3$)および β_i ($i=1, 2$)と名付けられたブランチは、磁場の方向を結晶の[001]方向(c軸)から角度 α 変化させると、図4に示すように $1/\cos \alpha$ に従って増大していく。これより、フェルミ面は円筒状であることがわかる。さらに α_i の変化から、この円筒が少し凸凹していることも実験から推測できる。実際、この物質に対してバンド計算が行われ、実験結果を良く再現することが明らかにされた。図4に観測されているブランチのうち、 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ は $10 \sim 20 m_0$ のサイクロトロン有効質量をもつ。 β_1, β_2 は $50 \sim 100 m_0$ もの有効質量をもった伝導電子のフェルミ面による軌道に対応している。

4. カンチレバーを用いたトルク法

dHvA 効果の観測手段としては、物質が磁場中で

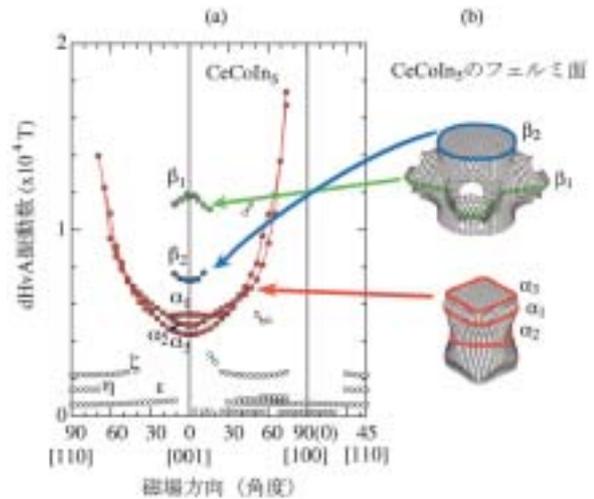


図4 CeCoIn₅の(a) dHvA 振動数の角度依存性、および (b)フェルミ面 (神戸大学の播磨尚朝氏によるバンド計算の結果【文献5】)

受ける磁気トルクを利用する方法もある。トルク法には、金属細線のねじれを利用したものやキャパシタンスを利用したカンチレバー方式のものがあるが、最近開発されたものに原子間力顕微鏡で用いられるピエゾ素子(例えば、SII 社製 MouldLessCantilever, SSI-SS-MLPRC)を利用したマイクロカンチレバーを用いた方法がある[6]。この手法は、ごく小さな結晶しかえられない場合に非常に有効な手段である[7,8]。

図5にピエゾ抵抗マイクロカンチレバーの概念図および試料を接着したカンチレバーの写真を示す。このカンチレバーは、原子間力顕微鏡用の針がついたレバーと参照用のレバーからなっている。試料が取り付けられるレバー部と参照側のレバー部の付け根には、室温で 650Ω 、4.2K で 500Ω 程度のピエゾ抵抗のパスが通っている。これを、図6に示すように、室温部の抵抗とホイートストンブリッジ回路であらかじめバランスをとっておく。試料が接着されたレバーがトルクを受けることにより、ピエゾ抵抗が変化することになる。この抵抗の変化は、ホイートストン・ブリッジ回路のバランスのずれとしてロックインアンプで検出される。測定には、交流電流を流して、その周波数の電圧をロックインアンプで検出する方法と、直流電流を流しておいて、ピックアップコイル法と同様に外部から変調磁場を加え、その変調磁場の周波数で電圧を検出する方法がある。前者は、トルクの絶対値に比例した値が得られる反

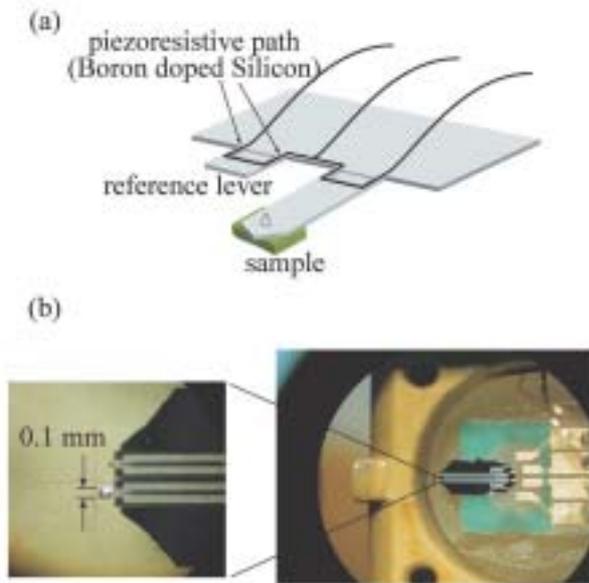


図5 (a) ピエゾ抵抗マイクロカンチレバーの概念図，
(b) 試料をとりつけたマイクロカンチレバーの写真

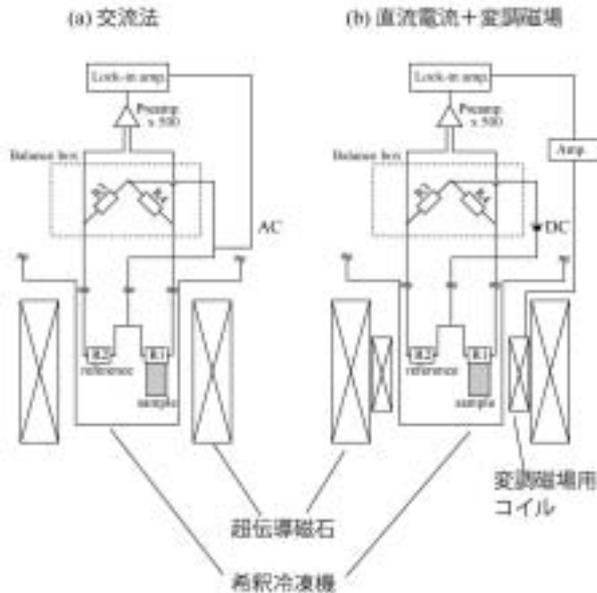


図6 カンチレバーを用いた dHvA 効果の測定原理図

面、振動成分以外のバックグラウンドの変化が大きい場合には、dHvA 振動を観測できなくなる。後者の場合には、振動成分のみを取り出せる利点があるが、一般には小さな dHvA 振動数の検出には不利である。ブリッジ回路に流す電流は 0.1mA 以下である。これより大きいと、感度は良くなるが、発熱が大きくなり、希釈冷凍機の温度領域では、試料と温度計の間に温度差ができてしまう。

図 5(b) のカンチレバーには測定試料である

LaFeGe₃ が接着されている。試料の大きさは 1 辺が 0.1mm である。図 2 のピックアップコイルに挿入される試料の大きさ(直径 2mm 程度)と比べると、カンチレバーで測定される試料が如何に小さいかがわかるであろう。このような微小な試料で dHvA 振動を観測できることがカンチレバー法の最大の利点である。ピックアップコイルを用いた方法とカンチレバーを用いた方法のどちらも dHvA 振動の振動強度は試料の体積に比例するが、カンチレバーで用いられる試料は、ピックアップコイル法の試料に比べて、体積比で 1/1000 ~ 1/10000 の大きさである。

このように小さな試料の dHvA 振動をピックアップコイルで検出するのはきわめて困難である。試料の小ささとカンチレバーの繊細さ故に、カンチレバーへの試料のセットアップも容易ではないが、実験室レベルでもっとも簡便な方法は、まつ毛を用いる方法である。50 ~ 100 倍程度の実体顕微鏡で見ながら、まつ毛の先にグリースをつけ、グリースをのりとして試料をまつ毛につけ、カンチレバーへと接着させる方法である。まつ毛の代わり 20 ミクロン程度の銅の極細線を使うと、ハリが強すぎて、なんの抵抗感もなくカンチレバーを破壊してしまうが、まつ毛はカンチレバーに触れてもカンチレバーを破壊することなく、試料をセッティングすることが出来る。カンチレバーに触れた感触が伝わってくる(気がする)。少々カンチレバーを押したくらいでは、まつ毛の方がしなってくれる。まつ毛の先端を見ると、カンチレバーすら大きく見えてくる。根元から先端へと向かうにつれて細くなるまつ毛の形状も道具としての扱いやすさの理由になっている。まつ毛は実にすぐれたマイクロマニピレータの道具といえる。

試料をカンチレバーにセットした後は、カンチレバーを磁場中で回転できるプローブにセットし、30mK の極低温まで冷やせるトップロード型希釈冷凍機に装着する。この希釈冷凍機はその名の通り、室温部からプローブを希釈冷凍機にロードしていくものであるが、その際にも注意が必要である。ロードの際のわずかな振動、衝撃でカンチレバーが壊れてしまう。実験を開始してみたら、何のシグナルも得られず、プローブを取り出してみたら、試料ごとカンチレバーがなくなっていた、なんてことも何度か経験した。さて、無事に試料を極低温部へとロー

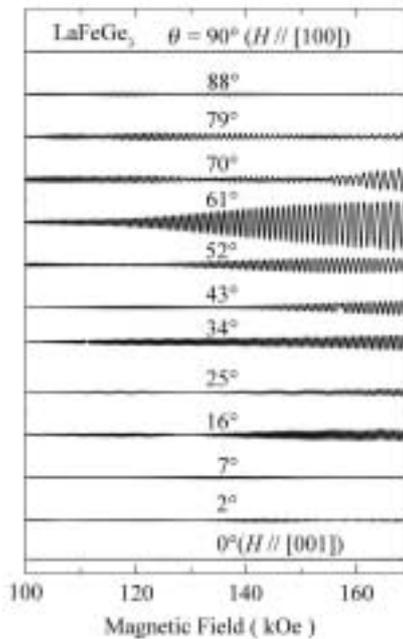


図7 カンチレバー法による LaFeGe₃ の dHvA 振動の角度変化の様子

ド出来たら実験開始である。

図7にカンチレバーを用いた dHvA 振動の様子を示す。用いた試料は LaFeGe₃ という物質である。非常にきれいな dHvA 振動が観測されている。ただし、結晶の対称軸である[001]方向と[100]方向では、振動振幅がかなり小さくなっているのが分かる。これは、トルク法の特徴である。トルク法においてトルク T は

$$T = - \frac{l}{F} \frac{dF}{d\theta} M_{\parallel} H V$$

と表される。 M_{\parallel} は磁化の磁場方向成分。 H は磁場、 V は試料の体積である。対称軸のまわりでは、フェルミ面の大きさは角度に対して対称的に変化するため $dF/d\theta$ はゼロとなり、トルクが働かない。そのため dHvA 振動が得られないのである。実際には、結晶を完璧に軸合わせすることは出来ないため、図7に示すように[001]および[100]方向で、弱いながらも振動が観測されている。このように、カンチレバー法は、特に極微小結晶に対して、有効な dHvA 観測手段であるが、欠点もある。それは、ピエゾ抵抗による発熱の効果である。

図8に前節のピックアップコイルで示した CeCoIn₅ のカンチレバーによる dHvA 振動の様子を示す。ピックアップコイルの振動に比べると、明ら

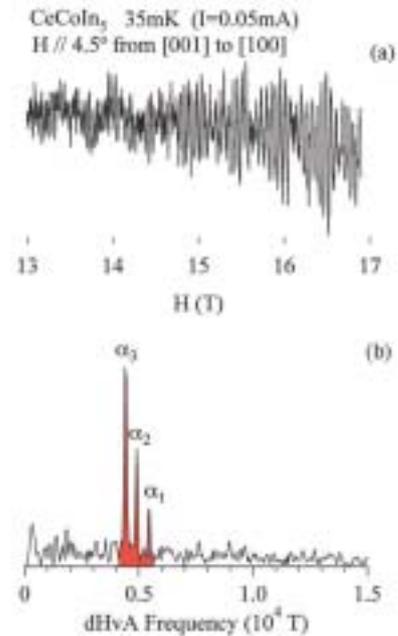


図8 カンチレバー法による CeCoIn₅ の(a)dHvA 振動と (b)そのフーリエスペクトル

かに S/N 比が悪いことがわかる。これは、カンチレバーの発熱により、重い電子の観測が難しくなっていることを示している。カンチレバーの近くにある温度計は 35mK を示しているが、カンチレバーおよび試料そのものの温度は、それよりも上がっているのかもしれない。現在のところ $20m_0$ 程度の電子の観測には成功しているが、それ以上の重い電子の観測には成功していない。今後、発熱を押さえた上で、感度を向上させることが重要である。

5. 高圧下の dHvA 効果の実験 圧力で変貌する重い電子系のフェルミ面

5 - 1 重い電子系

セリウムやウラン化合物では、電荷・磁気秩序、金属絶縁体転移、重い電子状態、異方的超伝導など興味ある様々な現象が観測される。これらの現象は Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) 相互作用と近藤効果の競合から出現する。両者ともその本質は、局在した f 電子と結晶中を遍歴する伝導電子との交換相互作用に起因する。RKKY 相互作用は f 電子の局在磁気モーメントを秩序化させようとするのに対し、近藤効果は伝導電子のスピンの局在磁気モーメントを遮蔽しようとする効果である。近藤効果が RKKY 相互作用に打ち勝てば、 f 電子を持つ系にもかかわらず磁気秩序のない常磁性金属相が実現する。

これが重い電子状態,あるいは重い電子系である。この f 電子と伝導電子との交換相互作用は、実験的には圧力によって制御することが出来る。いまや、数 GPa の高圧技術は特殊技術ではなくなり、この 10 年間で多くの実験家に普及した。 f 電子系の磁性体に圧力 P を加えると、例えば反強磁性体のネール温度 T_N が減少し、やがてある臨界圧力 P_c で $T_N = 0$ となる。圧力制御によって磁性・非磁性転移がおきる現象は、理論的には、量子力学的パラメータである交換相互作用の大きさ J が変化することによって起きる相転移の一つであり、量子相転移とよばれている。量子相転移近傍は、圧力誘起超伝導のほか金属の電気抵抗や比熱に異常が見られる非フェルミ液体状態や重い電子状態が観測され、多くの物性研究者の興味を引いている[1]。この $T_N = 0$ の臨界圧力で重い電子状態が出現する。しかも、通常の BCS 型の超伝導とは異なる異方的超伝導がこの重い電子状態で出現するのである。圧力誘起超伝導体としては、反強磁性体の $CeIn_3$ [9], $CeRhIn_5$ [10] や強磁性体の UGe_2 [11] が良く知られ、活発な研究が現在行われている。これらの圧力誘起超伝導体は、当初、海外で発見されたものが多かったが、ここ数年、筆者らのグループを含め、日本発の圧力誘起超伝導体の発見が相次いでいる[12-16]。また、筆者らは数年前から圧力下での dHvA 効果の実験装置の開発を博士課程・修士課程の学生とともにおこなってきた。その成果として、 $CeRhIn_5$ では、量子臨界点に対応する圧力で、そのフェルミ面は f 電子が局在した小さなフェルミ面から、 f 電子が遍歴した大きなフェルミ面へと変貌すること、また、サイクロトロン有効質量は量子臨界点近傍で発散的に増大することを見いだした[17]。これらの結果に対して、2008 年春の日本物理学会で論文賞をいただいた。本節では、重い電子系の電子状態の研究手段として有力な加圧下の dHvA 効果の観測のための圧力セルと、 $CeRhIn_5$ でのフェルミ面の変貌の様子について述べる。

5 - 2 dHvA 実験のための圧力セル

図 9 に加圧下での dHvA 効果観測用の圧力セルを示す。一般的なピストンシリンダー型の圧力セルで、静水圧性が高く、比較的コンパクトな設計が可能であり、広い試料空間を取れる利点がある。シリンダ

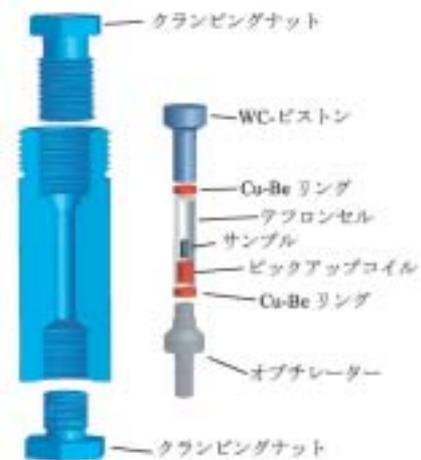


図9 圧力下 dHvA 効果観測用のピストンシリンダー型圧力セル

一部分は超合金 MP35N 製の一体構造で、外径 20mm, 内径 5mm であり、希釈冷凍機での測定が可能である。またピストンには、磁場中での実験であることや、近くに超伝導体を置くことから、非磁性タングステンカーバイト(WC)を用いている。dHvA 効果の検出には、ピックアップコイル方式を用いている。ピックアップコイルおよび測定試料は圧力媒体とともに、テルロンカプセルの内部に入れられる。圧力媒体として、ダフニーオイル 7373 と石油エーテルの 1:2 混合液が満たされ、テフロンカプセルの上下は Cu-Be 製のリングでシールされる。ダフニー 7373 オイルは、約 2.5 GPa くらいまでは静水圧性がよいが、それより高圧では静水圧性が悪くなり始める。そのため、ピックアップコイルの 15ミクロンの極細銅線が断線しやすくなってしまふ。そこで、試行錯誤の結果、現在では、ダフニーオイル 7373 と石油エーテルの 1:2 混合液を用いている。このような方法で最高圧力 3 GPa までの圧力下 dHvA 効果の測定が可能となっている。

金属製の圧力セルに変調磁場が加わると、常圧での dHvA 効果では問題にならなかった渦電流による発熱が大きな問題となる。常圧での dHvA 効果実験における最低温度は 30mK であるが、MP35N 製圧力セルを用いた場合 80mK に上昇する。筆者らは最初は MP35N より電気抵抗が約 20 倍小さい Cu-Be 材料を圧力セルに用いていた。このときの最低温度は 130mK であった。また dHvA 効果の検出電圧は変調磁場の周波数 f に比例するので、変調磁場の周波数を大きくすれば信号は大きくなる。 ^3He クライ

オスタットを用いた0.3Kでの実験では $f \sim 200\text{Hz}$ が一般的である。しかし、希釈冷凍機を用いた 30mK での実験では、常圧の通常の実験では $f = 11\text{Hz}$ と小さくせざるを得ない。圧力セルと希釈冷凍機を組み合わせた実験では $f = 3.5\text{Hz}$ と更に小さくする必要があり、したがって検出電圧は非常に小さくなり、振動対策など、ノイズを極力減らす努力が必要となる。

5 - 3 圧力で変貌する f 電子系化合物のフェルミ面

CeRhIn₅ は常圧ではネール温度 $T_N = 3.8\text{K}$ の反強磁性体である。一方、前述した CeCoIn₅ は磁気秩序を持たず、超伝導転移温度 $T_{sc} = 2.3\text{K}$ の超伝導を示す [18, 19]。CeRhIn₅ も 1.6 ~ 5.2 GPa の圧力下で超伝導を示す [10, 20]。エネルギーバンド計算によれば、Rh や Co の d 電子は In の $5p$ 電子と混成し、フェルミエネルギーよりかなり下のエネルギー準位を占有するため伝導にはほとんど寄与しない [5]。いわば RIn₂ 層は絶縁層となっており、CeRhIn₅ や CeCoIn₅ のフェルミ面は準 2 次元的な円柱状フェルミ面になる。この準 2 次元的電子状態のため、3 次元的な電子状態を持つ CeIn₃ の臨界圧力 $P_c = 2.5\text{GPa}$ での超伝導転移温度 $T_{sc} = 0.2\text{K}$ に比べ、CeCoIn₅ では常圧での $T_{sc} = 2.3\text{K}$ 、CeRhIn₅ では $P_c = 2.2 \sim 2.5\text{GPa}$ での

$T_{sc} = 2.2\text{K}$ へと、超伝導転移温度の一桁大きくなっていると考えられている。

図10(b)はこれまで説明してきた反強磁性体 CeRhIn₅ のフェルミ面の大きさを、圧力の関数としてプロットしたものである。主要ブランチの β_2 , α_1 , $\alpha_{2,3}$ は、図10(a)の f 電子のない参照物質の LaRhIn₅ の 2 種類のシリンダー状フェルミ面に対応している。これは $4f$ 電子が Ce³⁺ サイトに局在していることを示す。ところが圧力の増加とともに、 $P_c = 2.35\text{GPa}$ で急激に dHvA 振動数が変化している。 P_c 以上で検出された CeRhIn₅ のフェルミ面の大きさは、図10(c)に示すように、 $4f$ 電子が遍歴している CeCoIn₅ と同じである。CeCoIn₅ のフェルミ面の性質は dHvA 実験結果とバンド計算との対比から、 $4f$ 電子は遍歴しているとわかっている。以上のことから、 $P_c = 2.35\text{GPa}$ を境に、CeRhIn₅ の $4f$ 電子は局在から遍歴に変貌したものと結論される。

6 . おわりに

以上述べてきたように、dHvA 効果は、基底状態の電子状態を調べるための、有力な実験手段である。今後も、微細加工技術を利用した素子や高圧技術の発展とともに、dHvA 効果を用いた研究も発展していくものと期待される。

本稿で紹介した研究は、大阪大学・理学研究科・

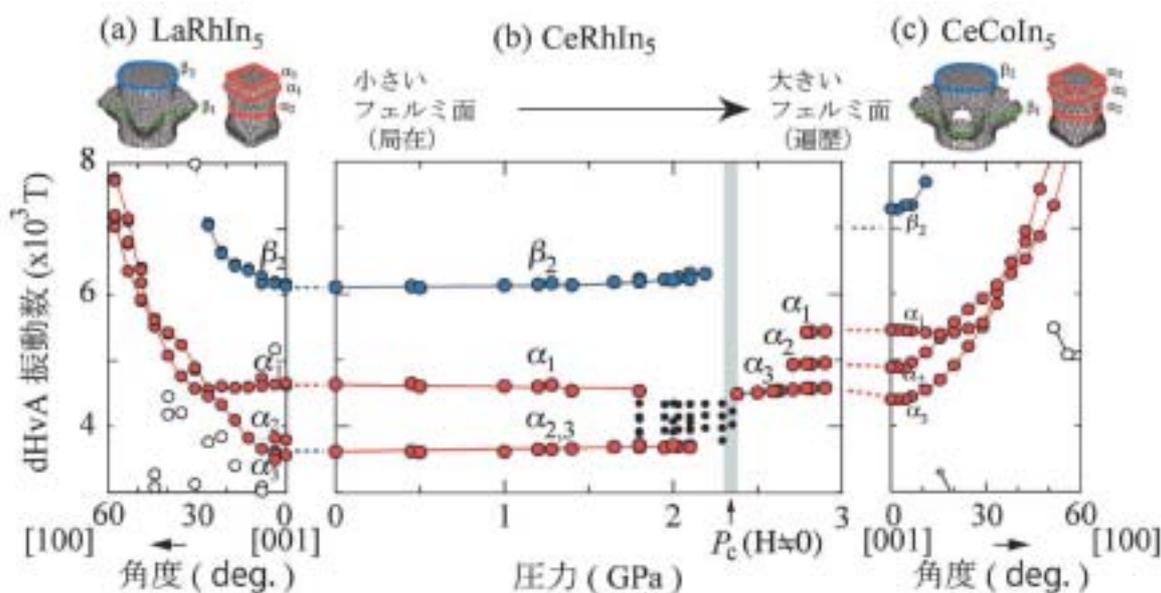


図10(a) LaRhIn₅ の dHvA 振動数の角度依存性、
 (b) CeRhIn₅ の dHvA 振動数の圧力依存性、
 (c) CeCoIn₅ の dHvA 振動数の角度依存性

大貫惇睦教授ならびに大貫研究室の卒業生・学生、スタッフならびに神戸大学・理学部・播磨尚朝教授ほか多くの方々との共同研究です。ここに深く感謝いたします。

references

- [1] Frontiers of Novel Superconductivity in Heavy Fermion Compounds: Reprints from Special Topics Section, J. Phys. Soc. Jpn. Vol.76 (2007).
- [2] D. Shoenberg:
Magnetic Oscillations in Metals
(Cambridge University Press, Cambridge, 1984).
- [3] Y. Ōnuki, T. Goto and T. Kasuya:
Mater. Sci. Technol., ed K. H. J. Buschow (VCH, Weinheim, 1991), Vol.3A, p. 545.
- [4] Y. Ōnuki and A. Hasegawa:
Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, eds. K. A. Gschneidner Jr., and L. Eyring (Elsevier Science, Amsterdam,1995) Vol. 20 p.1.
- [5] R. Settai, H. Shishido, S. Ikeda, Y. Murakawa, M. Nakashima, D. Aoki, Y. Haga, H. Harima and Y. Ōnuki:
J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) L627.
- [6] E. Ohmichi and T. Osada, Rev. Sci. Instrum. 73 (2002) 3022.
- [7] J. R. Cooper, A. Carrington, P. J. Meeson, E. A. Yelland, N. E. Hussey, L. Balicas, S. Tajima, S. Lee, S. M. Kazakov, J. Karpinski: Physica C 385 (2003) 75.
- [8] T. Kawai, H. Muranaka, T. Endo, N. Duc Dung, Y. Doi, S. Ikeda, T. D. Matsuda, Y. Haga, H. Harima, R. Settai and Y. Ōnuki:
to be published in J. Phys. Soc. Jpn.
- [9] N. D. Mathur, F. M. Grosche, S. R. Julian, I. R. Walker, D. M. Freye, R. K. W. Haselwimmer and G. G. Lonzarich: Nature 394 (1998) 39.
- [10] H. Hegger, C. Petrovic, E. G. Moshopoulou, M. F. Hundley, J. L. Sarrao, Z. Fisk and J. D. Thompson:
Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4986.
- [11] S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosche, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G.G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite and J. Flouquet:
Nature 406 (2000) 587.
- [12] M. Nakashima, H. Kohara, A. Thamizhavel, T. D. Matsuda, Y. Haga, M. Hedo, Y. Uwatoko, R. Settai, and Y. Ōnuki:
J. Phys.: Condens. Matter 17 (2005) 4539.
- [13] N. Kimura, K. Ito, K. Saitoh, Y. Uemura, H. Aoki, and T. Terashima: Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 247004.
- [14] I. Sugitani, Y. Okuda, H. Shihshido, T. Yamada, A. Thamizhavel, E. Yamamoto, T. D. Matsuda, Y. Haga, T. Takeuchi, R. Settai and Y. Ōnuki:
J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 043703.
- [15] R. Settai, Y. Okuda, I. Sugitani, Y. Ōnuki, T. D. Matsuda, Y. Haga, and H. Harima:
Int. J. of Modern Phys. B 21 (2007) 3238.
- [16] F. Honda, M.-A Measson, Y. Nakano, N. Yoshitani, E. Yamamoto, Y. Haga, T. Takeuchi, H. Yamagami, K. Shimizu, R. Settai, Y. Ōnuki
J. Phys. Soc. Jpn. 77 (2008) 043701.
- [17] H. Shishido, R. Settai, H. Harima and Y. Ōnuki:
J. Phys. Soc. Jpn. 74 (2005) 1103.
- [18] R. Movshovich, M. Jaime, J. D. Thompson, C. Petrovic, Z. Fisk, P. G. Pagliuso and J. L. Sarrao:
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5152.
- [19] C. Petrovic, P. G. Pagliuso, M. F. Hundley, R. Movshovich, J. L. Sarrao, J. D. Thompson, Z. Fisk and P. Monthoux:
J. Phys.: Condens. Matter 13 (2001) L337.
- [20] T. Muramatsu, N. Tateiwa, T. C. Kobayashi, K. Shimizu, K. Amaya, D. Aoki, H. Shishido, Y. Haga and Y. Ōnuki:
J. Phys. Soc. Jpn. 70 (2001) 3362.