



3. 重い電子系の超伝導混合状態とピーク効果

Superconducting Mixed States and the Peak Effect in Heavy Fermion Superconductors

大貫惇睦 (Yoshichika ŌNUKI)

大阪大学大学院理学研究科

日本原子力研究所・先端基礎研究センター

超伝導混合状態でのドハース・ファンアルフェン効果について述べる。我々のグループは NbSe₂ (六方晶, $H_{c2} = 145$ kOe ($H \perp [0001]$), 45 kOe ($H // [0001]$), $T_c = 7.2$ K) で経験して以来 (図 1 参照)、図 2~ 4 に示す希土類化合物の CeRu₂ (立方晶, $H_{c2} = 51$ kOe, $T_c = 6.2$ K)、図 5 に示す URu₂Si₂ (正方晶, $H_{c2} = 130$ kOe ($H \perp [001]$), $H_{c2} = 29$ kOe ($H // [001]$), $T_c = 1.4$ K)、及びごく最近検出に成功した図 6 に示す UPd₂Al₃ (六方晶, $H_{c2} = 35-40$ kOe, $T_c = 1.9$ K) と H_{c2} が 40 kOe ぐらいであれば、ドハース振動が見いだせるようになった。これらの f 電子系化合物の実験結果の特徴は、

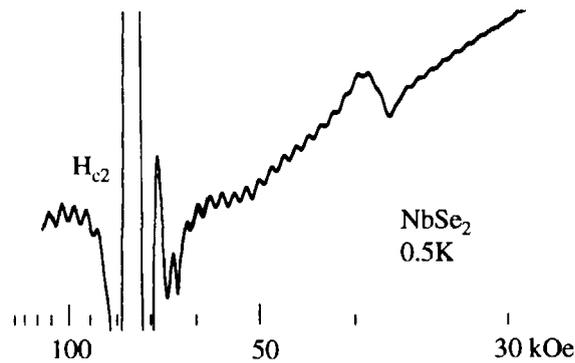
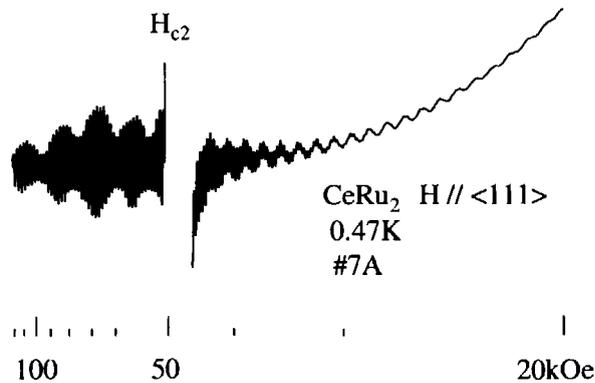
- (1) 超伝導状態で検出されたブランチのドハース振動数、すなわちフェルミ面の極値断面積は常伝導状態と同じである。
- (2) 超伝導状態のディングル温度 \tilde{T}_D には常伝導状態のディングル温度 T_D が加算され、 $\tilde{T}_D(H) = T_D + \Delta T_D$ となる。 $H < H_{c2}$ で磁場の減少とともにディングル温度 ΔT_D は増大する。
- (3) サイクロトロン有効質量は磁場の減少とともに軽くなる。

である。伝導電子が実空間でサイクロトロン運動するとき、渦糸の常伝導相とそれを取り囲む超伝導相が存在するので、単純には超伝導相をトンネル運動しなければならない。そのとき広義のアンドレーエフ反射を受けるであろう。しかし、実際は秩序変数 $|\psi(r)|$ は超伝導相と思われる領域でも大きく減少している。つまり磁場を加えると、クーパ対はこわされ、フェルミエネルギー付近に準粒子の状態密度が生じる。状態密度の磁場変化は元をただすと、秩序変数 $\Delta(H, T)$ が温度ばかりでなく磁場変化することに起因している。 H_{c2} 付近では真木理論によれば、

$$\Delta^2(H, T) = \Delta^2(T) \left(1 - \frac{H}{H_c}\right)$$

と与えられる。これがドハース振動における余分の散乱 ΔT_D やサイクロトロン有効質量の磁場変化に反映している。しかし、上記 (3) のサイクロトロン質量の磁場変化はこの理論では説明できなく、理論以上の大きな質量減少がある。これは f 電子系特有の質量増大の電子相関の機構に関係しているのであろう。

状態密度の磁場依存性は磁場中での比熱測定を通して検出することができる。CeRu₂ の比熱の磁場依存性の測定を行い、準粒子の状態密度が増大してゆく様子を図 7 に示す。0.5 K での電子比熱係数 C_e/T は低磁場では \sqrt{H} で増大し、17 kOe から完全に磁場に対して直線的に増大している。

図 1: NbSe₂のドハース振動図 2: CeRu₂のドハース振動

NbSe₂、CeRu₂、UPd₂Al₃の H_{c2} 付近では、ドハースの検出電圧が大きすぎて、振動が見出せなくなっている。これはピーク効果のためである。CeRu₂に対して磁化とフラックスフロー抵抗から求めたピニング力を図 8に示す。残留抵抗 (RRR) が 240~270 と 12~13 の著しく異なる 2 種類の試料で行われた。2 種類の試料に対する超伝導相図は図 9である。 H_{c2} 付近では、RRR = 12~13 の試料のピニング力は著しく大きく、逆に 20 kOe 以下では RRR = 240~270 の方が大きい。これを理解するために、室温での中性子の小分散乱の実験を行った。

図 10に示すように RRR = 28 と 50 とでは著しい差のあることが分かった。つまり RRR = 28 の試料は < 100 >、< 110 >、< 111 > 方向への強いストリークから、面欠陥が多数存在すると考えられる。その平均間隔はおよそ 1000Å である。RRR = 50 の試料ではその間隔は 7 倍大きい。この面欠陥はサブプレインであろう。また、CeRu₂単結晶は CeR_{1.8}の原材料の融体から引き上げ法で単結晶を育成している。したがって Ru の空孔も多数存在すると考えられる。我々の図 8に対する 2 つの試料のピニング力に対する解釈は、この点欠陥が主な原因として、例えばシンクロナイゼーション効果として著しいピーク効果が RRR = 12~13 では起きていると考える。この試料のピニング力が 20 kOe 以下で小さくなるの

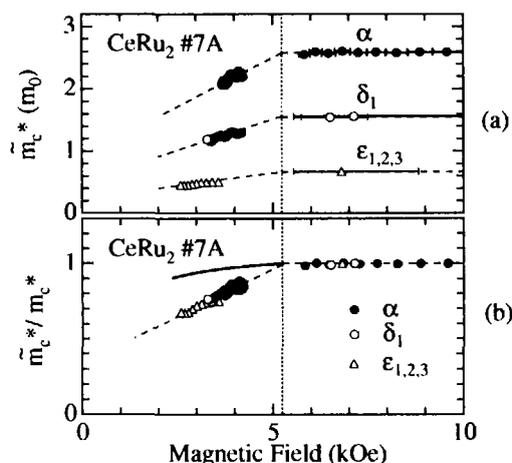


図 3: CeRu₂のサイクロトロン質量の磁場変化

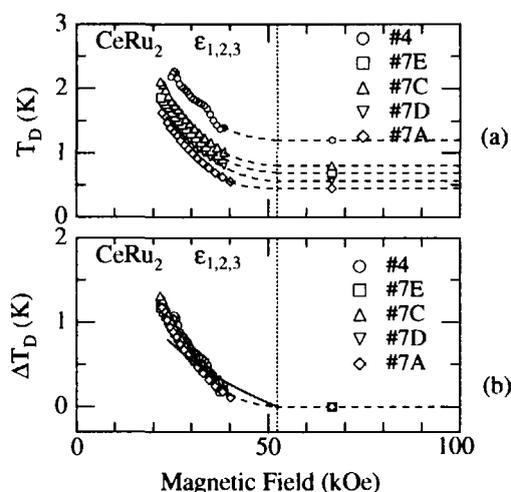


図 4: CeRu₂の4種類の残留抵抗比の異なるデイングル温度の磁場変化

は、多数の面欠陥がトラップとしてではなく、渦糸が逃げやすい通路としてはたらき、その結果ピンング力が小さくなると考えれば説明がつく。

本研究は阪大・理の稲田佳彦、辺土正人（現、琉球大）、大國仁、常盤欣文、原研・先端の山本悦嗣、芳賀芳範、本間徹生、目時直人、鈴木淳市、東京都立大・理の佐藤英行グループ、北大・理の榊原俊郎グループとの共同研究で行われた。

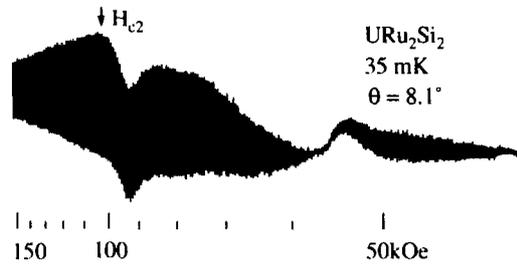


図 5: URu₂Si₂のドハース振動

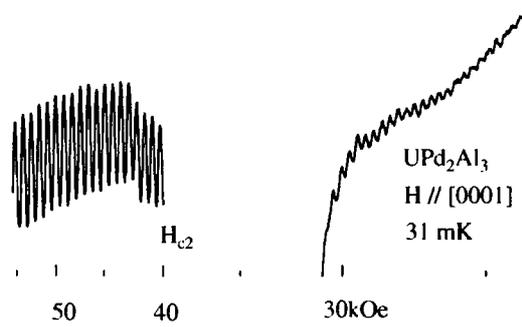


図 6: UPd₂Al₃のドハース振動

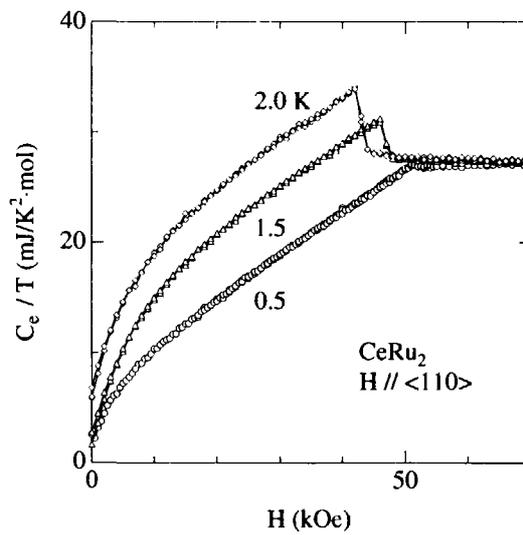


図 7: CeRu₂の電子比熱係数の磁場依存性

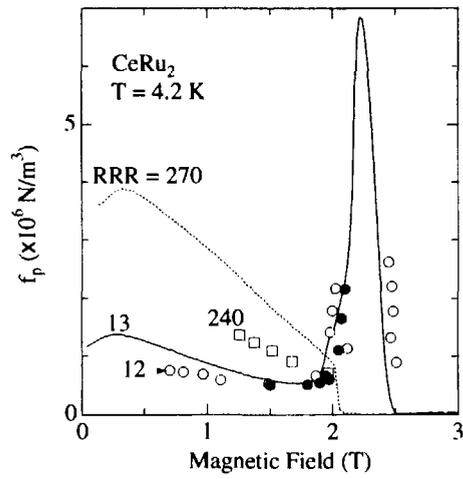


図 8: 2 種類の異なる CeRu₂ のピンング力の磁場変化

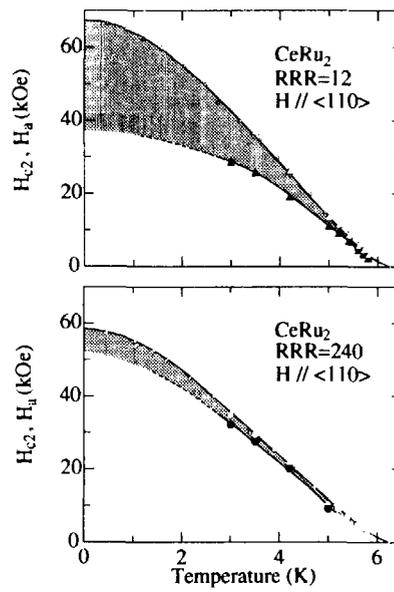


図 9: 2 種類の CeRu₂ の超伝導相図

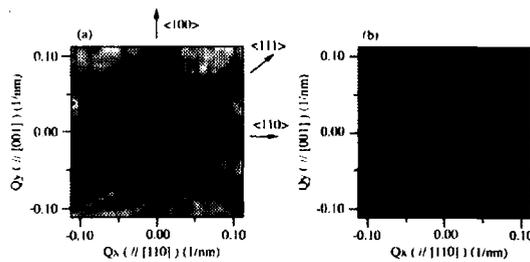


図 10: 2 つの異なる CeRu₂ の小角散乱