

§ 1. メタ磁性

近藤温度のグリュウナイゼン定数は一般に大きく、 CeRu_2Si_2 では約 200にも達する。このことは近藤格子においては近藤効果が凝集エネルギーに大きな寄与を持つことを意味する。従って、磁場が印加されて近藤効果が弱くなると体積が膨張し、体積膨張は更に近藤温度の低下をもたらす。体積膨張と近藤温度の低下の関係は、いわば正帰還回路を作る。低い近藤温度は磁化が発生しやすいことを意味し、上記の体積効果はメタ磁性の有力な機構となる。ここでは、体積効果が重要な役割を演ずるメタ磁性の機構を提案する。

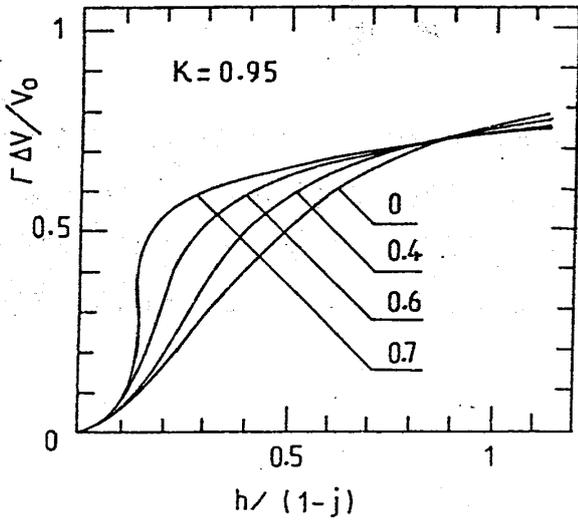
1 図は体積を磁場の関数として、2 図は磁化を磁場の関数として示した。4 本の計算線はいくつかの正の交換相互作用を仮定したものである。近藤温度の60~70%程度の正の交換相互作用を仮定すると、 CeRu_2Si_2 の実験が定性的には説明できる。正の交換相互作用が、この系で存在する直接的な証拠はないが、体積効果を除いたウィルソン比がメタ磁性が起こる磁場で大きく増大しており、その磁場付近で強磁性的スピン揺動が発達していることを示唆している。

§ 2. 磁気抵抗

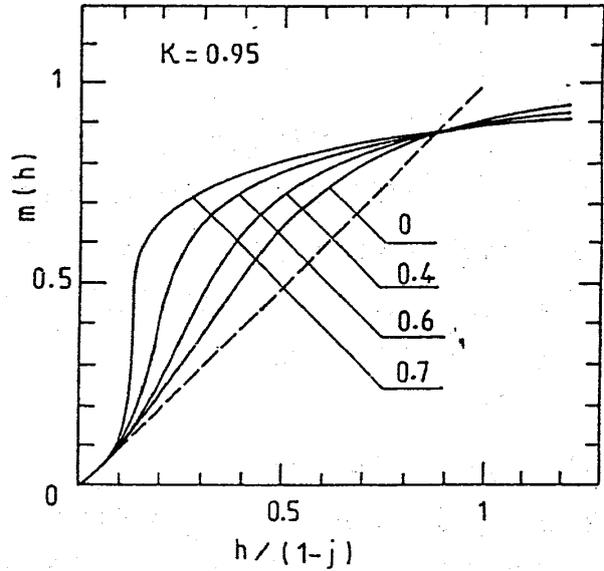
近藤格子では大きなグリュウナイゼン定数から示唆されるように、格子欠陥とか転位の近傍では局所的に近藤温度が乱れている可能性が高い。もし近藤温度の分布に乱れがある時、それは低温での磁気抵抗の原因になる。

$H = 0$ では、近藤温度に関係なく f 電子数はスピン・単位胞当たり約 $1/2$ である。位相のずれは各サイトで約 $\pi/2$ で、各サイトから同じ散乱を受ければ周期系のため残留抵抗は小さい。磁場が印加されると、低い近藤温度のサイトでは位相のずれは $\pi/2$ から大きく異なり、高い近藤温度のサイトでは小さく異なる。したがって H の印加とともに乱れが大きくなり、低磁場では正の磁気抵抗をもたらす。しかし磁場の大きい極限で位相のずれはスピンにより 0 か π で、磁気抵抗は消える。したがって磁気抵抗は、ある磁場で符号を変え負の磁気抵抗になる。計算結果は 4 図に示すように磁化が約半分以上に達すると符号を変えることを示している。3 図はメタ磁性の効果を無視したときの磁気抵抗を磁場の関数として、4 図は同じ結果をメタ磁性の効果も含んで場合にも適用できるように磁気抵抗を磁化の関数として示した。いくつかの曲線は近藤温度の分布の違いである。近藤温度の分布が低エネルギーまである時は、低磁場の正の磁気抵抗が H の 1 次 に比例する。

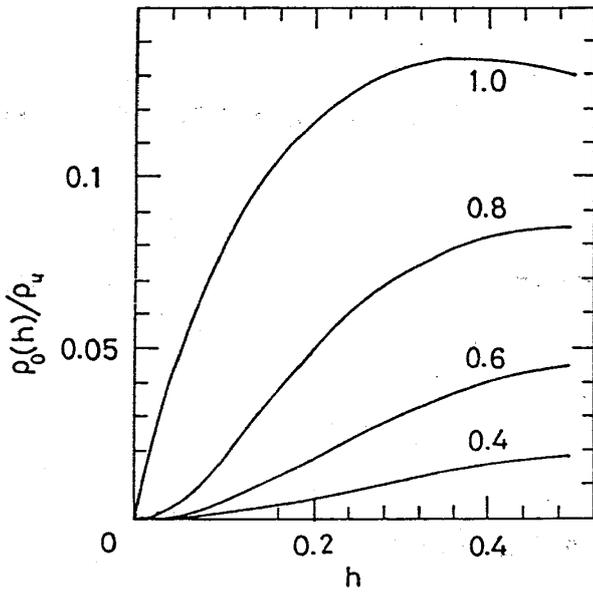
CeRu_2Si_2 では、メタ磁性点で磁気抵抗は符号を変えるが、メタ磁性点では磁化が約半分以上になっており提案する機構に矛盾しない。また CeB_6 等の最近の実験では 1 次の磁気抵抗も観測されている。



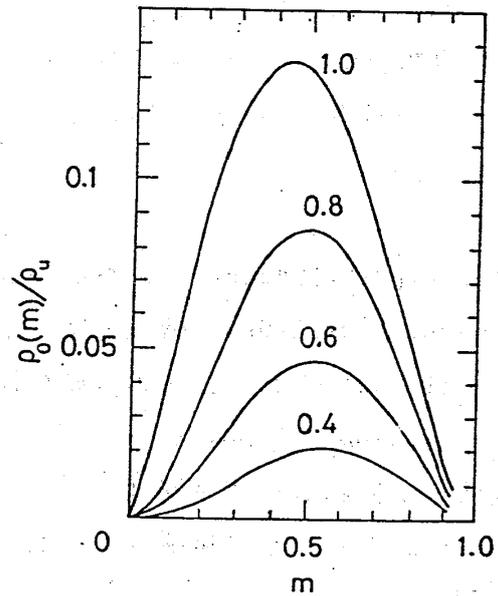
⊠ 1 Volume expansion magnified by the Grüneisen constant, $\chi = \Gamma \Delta V / V_0$, as a function of magnetic field, $h = \frac{1}{2} g \mu_B H / T_K (H=0)$, for several values of exchange interaction constants, $j = J / T_K (H=0)$.



⊠ 2 Magnetization, m , as a function of magnetic fields for several j .



⊠ 3



⊠ 4