

液体 ^3He ・ 磁性体間のカピツァ抵抗

物性研 中 嶋 貞 雄

1. 液体 ^3He と CMN 塩の界面熱抵抗, いわゆるカピツァ抵抗は, 10mK 付近で温度の低下とともに減少するという異常を現す。この異常は Wheatley らが発見し¹⁾, Leggett と Vuorio が理論的説明をあたえた。²⁾ ^3He の核スピンと CMN の電子スピンの間の磁気的双極子相互作用が, 絶対温度に比例する熱抵抗をあたえるばかりでなく, その大きさのオーダーも観測と一致するというのである。

この問題は, 現象自身の面白さもさることながら, 超低温技術におけるカピツァ抵抗の致命的重要性のため, その後もくり返し論じられている。³⁾ 磁気的相互作用を仮定しない説もあるが,⁴⁾ 一方では斎藤慎八郎氏のように, 磁性体の磁気的転移温度付近で液体 ^3He との磁気的相互作用が増強するのではないかと説く人もある。⁵⁾ ただし, この説の根拠となった実験は目下斎藤氏自身が詳細に再検討しておられ, いまにわかに理論の対象とするわけにはゆかない。以下述べる理論的考察は, 斎藤氏の論文が刺戟となり動機となって生れたものではあるが, 論文に書かれている実験“事実”を説明しようとするものではない。斎藤氏の実験温度は 0.5 K 付近であって, ^3He のフェルミ温度 T_F にくらべて低いとはいえない。以下考えるのは, Leggett-Vuorio (LV) 理論と同様, T_F より低温における ^3He と電子スピンの磁気的相互作用である。

ここで指摘したいのは, LV 理論が磁性体とバルクな液体 ^3He の直接の相互作用を考え, 磁性体表面に吸着された ^3He が 2 次元固体を形成している事実を無視している点である。双極子相互作用は到達距離が長いから吸着層の存在はどうでもよい, と考えてはならない。問題になる液体 ^3He の核スピンのゆらぎは波数がフェルミ波数 k_F のオーダーであり, 有効相互作用は (LV 理論自身が仮定しているとおり) 短距離型である。以下, 吸着層から磁性体への熱流を考えるが, これはカピツァ抵抗として, LV 理論の考えているメカニズムと並列なメカニズムであると一応見なされる (この点についてはあとでもう一度論ずる)。以下示すように,

1° 吸着層を通じての熱伝導は, LV 理論が考えた温度域において, LV の熱伝導よ

中嶋貞雄

りむしろ大きい。

2° この温度域に磁氣的転移点をもつ磁性体の場合、吸着層を通じての熱伝導は電子スピンの critical slowing down を反映する可能性があるが、LV の熱伝導にはそれが無い。

まず、この第2のポイントの説明からはじめよう。

2. LV 理論は、磁性体と ^3He の間の磁氣的相互作用を摂動と見なし、両者の間に小さな温度差があるときのエネルギー流を摂動論で求める。カピツァ熱伝導は次の表式であたえられる。

$$K = \frac{1}{2} n_1 k_B \left(\frac{G}{k_B T} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{d\phi_1}{dt} \cdot \frac{d\phi_3}{dt} \quad (1)$$

n_1 は単位境界面積あたりの磁性イオン数、 G はこれと ^3He の核スピンとの双極子相互作用のエネルギー、 $\phi_1(t)$ 、 $\phi_3(t)$ はそれぞれ電子スピンおよび ^3He 核スピンの相関関数である。

磁性体表面付近の電子スピンから見ると、 He 原子はフェルミ速度 v_F 程度でとび来り、とび去るのであるから、 $v_F k_F \sim 10^{10} \text{ Hz}$ 程度の周波数で振動する摂動である。実際、LV はフェルミ気体について $\phi_3(t)$ のフーリエ変換を計算しているが、その結果は

$$\phi_3(t) \cong \frac{3}{4N_3} \left(\frac{T}{T_F} \right) \sum_{q < 2k_F} \frac{\sin v_F q t}{v_F q t} \quad (2)$$

と等価である。ただし N_3 はバルクな液体のふくむ原子数、 T_F はフェルミ温度である。

一方、LV 理論が念頭においている磁性体は CMN であり、その電子スピンの特性周波数は、 T_N をネール点として、 $\omega_1 \sim (k_B T_N / \hbar) \sim 10^8 \text{ Hz}$ と考えられる。つまり $\phi_1(t)$ は $\phi_3(t)$ よりはるかにゆっくり変化するので、(1) の時間積分を

$$- \frac{d^2 \phi_1(0)}{dt^2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_3(t) dt \quad (3)$$

と近似できる（時間反転の対称性によって、 $d\phi_1(0)/dt = 0$ であることに注意）。

(2)、(3) を (1) に代入して、

$$K_{LV} \cong \pi n_1 k_B \omega_1 \left(\frac{3G}{4k_B T_F} \right)^2 \left(\frac{\hbar \omega_1}{k_B T} \right) \quad (4)$$

これが LV 理論のあたえた表式であり，カピツァ抵抗は T に比例している。もっとも，彼らは液体 ^3He のスピン帯磁率の Stoner enhancement が長波長極限と同じ強さできくと考え，(4) を Stoner factor で割っている。ここではこの効果を見捨てる（パラマグノン効果は別の機会に論ずるが，LV の考えているほど大きくはない）。

(3) のように，電子スピンの短い時間における相関がきくのであるから，かりに温度が磁性体の磁氣的転移点に近ずいて critical slowing down がおこっても，カピツァ抵抗に特異な効果をおよぼすことはない。

3. ところで，よく知られているように，液体 He が固体に接するとき，He 原子は固体表面に吸着されて少くも第 1 層は 2 次元の固体を形成する。第 3 層はバルクな液体にほぼ近いが，第 2 層を空格子点の多い固体と見るか，高密度の液体と見るか，描像のわかれるところであるが，ここでは思い切ってモデルを単純化し，第 1 層だけを吸着層，残りはバルクな液体と見なす。

この吸着層の ^3He の核スピンと磁性体の電子スピンとの間の相互作用が，LV のメカニズムとは並列なカピツァ抵抗となる。あるいは，LV 理論の境界条件をより精密化し，現実的にしたと見てもよい。つまり，磁性体に近接する ^3He を吸着層で代表させややはなれた部分の液体からの寄与を (4) で表わすと考えるのである。したがって，(4) の G は以下現れる G よりいくらか小さいと考えるべきである。

吸着層の核スピンは（フォノンとの微弱な相互作用を見捨れば）リジッドな格子を組んでおり，その相関関数 $\phi_2(t)$ は， $\phi_3(t)$ と比較すればもちろんのこと， $\phi_1(t)$ よりゆっくり変動する。したがって，吸着層の寄与を考えるとときには，(1) の時間積分を

$$- \frac{d^2 \phi_2(0)}{dt^2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(t) dt \quad (5)$$

と近似する。

$\phi_2(t)$ を支配しているものは，吸着 He の核スピンを磁性合金の不純物スピン，バル

クな液体の He 原子を伝導電子に対応させて考えると, “sd” 交換相互作用 J_{23} であると考えられる。合金の Anderson モデルに対応する方法で推定してみると, $J_{23}/k_B \cong 5 \times 10^{-3} \text{ K}$ となり, この値は固体表面付近の液体 ^3He のスピン帯磁率が低温で示す強磁性的なキュリー・ワイス則を説明するのに良い大きさである⁶⁾ (これについては別の機会に論ずる)。とにかく, sd 相互作用によって吸着核スピンの液体の核スピンと相互作用しているとすると,

$$\begin{aligned} - \frac{d^2 \phi_2(0)}{dt^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{J_{23}}{\hbar} \right)^2 \phi_1(0) \\ &= \frac{3}{4} \left(\frac{J_{23}}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{T}{T_F} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

したがって, 電子スピンの高温でランダムに運動しているとすれば, 吸着層からのキャピツァ熱伝導は (電子スピンの大きさ $\frac{1}{2}$ として),

$$K_A \cong \frac{3}{16} n_1 k_B \left(\frac{G}{k_B T} \right)^2 \left(\frac{T}{T_F} \right) \left(\frac{J_{23}}{\hbar} \right)^2 r_1^{-1} \quad (7)$$

ただし,

$$\frac{2}{r_1} = \int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(t) dt \quad (8)$$

この r_1 があまり温度で敏感に変化しないならば, (7) は (4) と同じ温度依存性をもつ。大きさについては, 同じ G を仮定して,

$$\frac{K_A}{K_{LV}} = \frac{1}{3\pi} \left(\frac{J_{23}}{\hbar \omega_1} \right)^2 \left(\frac{k_B T_F}{\hbar \omega_1} \right) \left(\frac{\omega_1}{r_1} \right) \quad (9)$$

LV の採用した値は $\hbar \omega_1/k_B \cong 7 \times 10^{-3} \text{ K}$ に相当するから, (9) の右辺は $10 \omega_1/r_1$ 程度の大きな値になる。 K_{LV} に Stoner 因子を加味しても, K_A は K_{LV} と同程度以上の大きさである。もちろんこれは $\hbar \omega_1$ の大きさによることであって, ネール点が 100 mK 以上の磁性体では, K_A は問題にならないであろう (斎藤氏の例がそうである)。

4. K_A は, (8) のように, $\phi_1(t)$ の長時間相関に支配されるので, 温度が磁性体の転移点に近ずくと, 電子スピンの critical slowing down を反映して増大する。現実の CMN は異方性が大きいのであるが, ここではこれを無視し, 等方的な TDGL モデルで電子スピンの critical slowing down を記述しよう。電子スピンの反強磁性的スピン配列を特徴づける波数ベクトルを原点として, そこから測ったスピンのゆらぎの波数ベクトルを k と書くと,

$$\phi_1(t) = \frac{1}{N_1} \sum_k \frac{k_B T}{(a + ck^2)} e^{-\lambda(a + ck^2)|t|} \quad (10)$$

N_1 は磁性体のふくむ電子スピンの数, $a = a_0 \eta$, $c = a_0 \xi_0^2 \eta$ は GL パラメタで, $\eta = (T - T_N) T_N^{-1}$, ξ_0 および $r_0 = \lambda a_0$ は温度にはよらないコヒレンスの長さおよびダンピング定数である。

(10) を (8) に代入し, k に関する和を 3 次元波数空間の積分におきかえると,

$$\begin{aligned} \frac{r_0}{r_1} &= \left(\frac{k_B T}{2\pi^2 a_0} \right) \left(\frac{V_1}{N_1 \xi_0^3} \right) \int_0^\infty \frac{x^2}{(x^2 + \eta)^2} dx \\ &= \left(\frac{k_B T}{8\pi a_0} \right) \left(\frac{V_1}{N_1 \xi_0^3} \right) \eta^{-1/2} \end{aligned} \quad (11)$$

つまり, 転移点に近づくにしたがって K_A は $(T - T_N)^{1/2}$ に逆比例して増大するのである。

K_A のもうひとつの特徴は, ⁴He をわずかに混入して磁性体表面を ⁴He でおおったとき, 0 になってしまうことである。これら 2 つの特徴をチェックすれば, カピツァ抵抗に吸着層が寄与しているか否かがわかる。

参 考 文 献

- 1) W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black and J. C. Wheatley: Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 273.
- 2) A. J. Leggett and M. Vuorio: J. L. T. P. 3 (1970) 359.

中嶋貞雄

- 3) たとえば, D. L. Mills and M. T. Beal-Monot: Phys. Rev. **A10** (1974) 343 および同じ
著者たちのプレプリント参照
- 4) J. P. Harrison and D. B. McColl:
J. Phys. C: Solid State Phys. **10** (1977) L297.
- 5) S. Saito: Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 975; *ibid.* **39** (1977) 34.
- 6) A. Ahonen: Proc. ULT Hakone Symposium, 1978, p.23.