2次元強磁性発生寸前の金属の熱膨張

畑 山 伸 訓 *, 今 野 理 喜 男 *, 高 橋 慶 紀 **, 中 野 博 生 **

Thermal expansion of two dimensional itinerant nearly ferromagnetic metal

Nobukuni Hatayama , Rikio Konno , Yoshinori Takahashi , Hiroki Nakano

Thermal expansion of two-dimensional itinerant nearly ferromagnetic metal is investigated based on the recent spin fluctuation theory of magneto-volume effect for the three-dimensional weak ferromagnets. By assuming the double Lorentzian form of the spin fluctuation spectra, we have found T-linear thermal expansion coefficient is strongly enhanced. It increases rapidly in proportional to $y^{-1/2}$ as the magnetic instability point is approached. This result is consistent with the Grüneisen's relation between the thermal expansion coefficient and the specific heat at low temperatures. We find that the thermal expansion coefficient is divergent independent of the value of finite y in 2-dimensional electron gas if we include the higher order terms of the wave-vector dependence of non-interacting dynamical susceptibility.

keywords: thermal expansion, two-dimensional itinerant nearly ferromagnetic metal

1. 導入

低次元遍歴電子磁性体は, 大きな磁気ゆらぎの存在のために有限温度で磁気秩序が発生しないので, 大変興味深い. 前回の研究で我々は, 反強磁性発生寸前の遍歴磁性体の低温での温度 T に比例する熱膨張率の係数が, 1 次元においては, $y_s^{-1/2}$ に, 2 次元では $\ln(1/y_s)$ に比例して増大することを示した [1]. ここで y_s は, $T=0$ における無次元化したスタッガード磁化率の逆数である.

2 次元強磁性発生寸前の磁性体の性質は, 2 次元については Hatatani 達 [2] によって, また擬 2 次元の場合については Takahashi[3] によって既に研究が行われている. この論文の目的は, 強磁性が発現する寸前にある 2 次元金属の低温熱膨張の温度依存性について議論することにある.

磁気体積膨張に対するスピンゆらぎの効果は, Moriya と Usami [4] による次の表式をもとにして慣例的に解析されている.

$$\omega = \rho KC[M^2(T) + \xi^2(T)], \qquad (1)$$
$$\xi^2(T) = \sum_{\mathbf{q}} \langle \delta\mathbf{M}_q \cdot \delta\mathbf{M}_{-q} \rangle ,$$

ここで, 磁気体積磁歪を $\omega = \delta V/V$ によって定義する. C は磁気体積結合定数, $\rho = N_0/V$, N_0 は結晶における磁性原子数であり, K は圧縮率である. この式の磁気モーメント $M(T)$ に比例する第 1 項は, Wohlfarth によって得られた寄与 [5] に一致する. 第 2 項は熱的なスピンゆらぎの振幅の効果を表す [4].

しかしながら, 式 (1) は, 格子振動の場合において成り立つ熱膨張率と比熱との間の熱力学的な関係式 (グリュナイゼンの関係) と矛盾する. 磁気比熱との整合性の面で問題がある. この障害は, Takahashi と Nakano [6] によってスピンゆらぎによる自由エネルギーの体積依存性を解析するという異なるアプローチによって解決した. 現在では, グリュナイゼンの関係を満たす式 (1) とは異なる熱膨張の式が得られている.

次の第 2 節では, 2 次元強磁性発生寸前の金属に対してその体積熱膨張の導出を簡単に説明する. 低温極限での熱膨張の温度依存性は、第 3 節で説明する. 2 次元電子ガスの熱膨張もここで調べる. 第 4 節では結論を述べる.

2. 2次元強磁性発生寸前の金属の熱膨張

我々は, 次の自由エネルギーから出発する [6].

$$F_m(T,V) = \frac{3}{\pi}\sum_{\mathbf{q}}\int_0^\infty \mathrm{d}\nu \left[T\ln(1-\mathrm{e}^{-\nu/T})\right]\frac{\Gamma_q}{\nu^2+\Gamma_q^2} + \Delta F(T,V), \qquad (2)$$

$$\Gamma_q = \Gamma_0 q_B^2 q\left(y + \frac{q^2}{q_B^2}\right) \qquad (3)$$

ここで y と q_B はそれぞれ無次元化した一様な磁化率の逆数とブリルアンゾーン波数ベクトルである. 第 1 項は, 波数ベクトルに依存する減衰定数 Γ_q を持つ熱スピンゆらぎの寄与を表す. 零点ゆらぎとその他の効果は, 第 2 項 ΔF に含まれる. この式は, 比熱の温度依存性を得るために使われたものと同じである [7]. 第 1 項の減衰定数に含まれるスペクトル幅を表す温度 T_0 の体積依存性が原因で, 熱ゆらぎの寄与による体積膨張の温度依

* 近畿大学工業高等専門学校 総合システム工学科

** 兵庫県立大学 大学院物質理学研究科

存性が導かれる．このようにして得られる熱膨張率の温度係数はグリュナイゼンの関係を満足し，比熱の温度係数と同様な増大を示す．一方，Moriya と Usami[4] による体積磁歪は，磁気比熱の場合とは異なるランダウ展開の形の自由エネルギーが用いられ，両者の整合性に矛盾がある．

熱力学に従い，熱膨張 ω は $-K\partial F_m/\partial V$ で与えられる．自由エネルギーの体積依存性として，磁気的グリュナイゼンパラメータ $\gamma_0 = -\mathrm{d}\ln T_0/\mathrm{d}\omega (T_0 = \Gamma_0 q_B^3/2\pi)$ を導入しよう．これは，減衰定数の体積依存性，すなわち磁気励起のスペクトル幅の体積による変化を表し，格子振動の場合のグリュナイゼンパラメータに対応する．2次元系における熱的体積膨張は，F_m の ω 微分から得られる．

$$\omega_t(T) = 6\rho K\gamma_0 T\int_0^1 \mathrm{d}x xu[\ln u - 1/2u - \psi(u)], \quad (4)$$

$$u = T_0 x(y + x^2)/T \quad (5)$$

ここで，$\psi(u)$ はダイガンマ関数である．$\omega_t(T)$ の温度依存性は，直接的な T 依存性の他に，自由エネルギーの安定条件から決まる $y(T)$ の温度依存性を通して現れる．熱膨張率 $\alpha_t(T)$ は熱膨張の温度 T 微分によって与えられる．

$$\alpha_t(T) = \frac{\partial \omega_t(T)}{\partial T}. \quad (6)$$

3．低温極限での熱膨張率

我々は，熱膨張 $\omega_t(T)$ と熱膨張率 $\alpha_t(T)$ の温度依存性を，式 (4) と (6) をもとに数値計算で求めた．それらの結果を図 1 に示した．見出しのパラメータ y_0 は $T=0$ での無次元化した磁化率の逆数である．

特に，低温極限での熱膨張 $\omega_t(T)$ は次のような T^2 に比例する温度依存性を示す．

$$\omega_t(T) \sim \rho K \times \frac{\gamma_0 T^2}{2T_0}\frac{1}{\sqrt{y}}\arctan\frac{1}{\sqrt{y}}, \quad (7)$$

これは次のダイガンマ関数の漸近展開を使うことにより得られる．

$$\ln u - \frac{1}{2u} - \psi(u) \sim \frac{1}{12u^2}, \quad \text{for } u \gg 1. \quad (8)$$

この結果は，2次元反強磁性発生寸前の場合より磁気不安定点近傍で，熱膨張率の温度 T に比例する係数が，$\alpha_t(T)/T \propto y^{-1/2}$ となり強く増大することを示している．

もう一つの例として，2次元強磁性発生寸前の電子ガスの熱膨張を議論しよう．これは，フィルム状の液体 ^{3}He に対するモデルと考えられ，相互作用のない動的磁化率の波数ベクトル依存性の高次の項を考慮することで得られる [8]．減衰定数の非線形波数ベクトル依存性のために，熱膨張は次のように与えられる．

$$\omega_t(T) = 6\rho K\gamma_0 T\int_0^1 \mathrm{d}x xu[\ln u - 1/2u - \psi(u)], \quad (9)$$

ここで，$x = q/2k_F$，$u = T_0 x(1-x^2)^{\frac{1}{2}}(y+x^2)/T$，であり k_F はフェルミ波数である．上の積分は，低温で y の値とは無関係に $T^2\ln(1/T)$ に比例する特異な温度依存性を示すことがわかる．

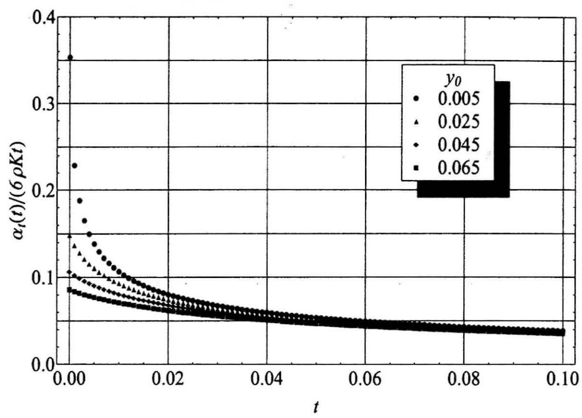

図 1: $\gamma_0 = 0.1$ における熱膨張率と無次元化した温度 ($t = T/T_0$) との比の値の温度依存性.

4．結論

我々は，2次元強磁性発生寸前の金属と2次元電子ガスモデルの熱膨張率の温度依存性について調べた．結果として，温度 T に比例する熱膨張率の係数は磁気不安定点近傍で強く増大することがわかった．これは Takahashi と Nakano [6] によって導出された熱膨張の新しい寄与から得られたものである．そして，その寄与は熱膨張率と比熱の温度依存性との間の熱的グリュナイゼンの関係を満足する．一方，我々は2次元電子ガスモデルの熱膨張が特異な振る舞いをすることを示した．したがって，我々の方法を2次元電子気体の系へも適用できる可能性がある．

5．謝辞

著者は，神野稔に感謝する．2009 年度の近畿大学工業高等専門学校の別枠研究費を使って，この研究は行われた．

参考文献

[1] Konno R, Takahashi Y and Nakano H 2007 *J. Appl. Phys.* **101**, 09G517.

[2] Hatatani M and Moriya T 1995 *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 3434.

[3] Takahashi Y 1997 *J. Phys. Condens. Matter* **9**, 10359.

[4] Moriya T and Usami K 1980 *Solid State Commun.* **34**, 95.

[5] Wohlfarth E P 1977 *Physica* **B91**, 305.

[6] Takahashi Y and Nakano H 2006 *J. Phys. Condens. Matter* **18**, 521.

[7] Takahashi Y and Nakano H 2004 *J. Phys. Condens. Matter* **16**, 4505.

[8] Theumann A and Beal-Monod T M 1984 *Phys. Rev.* B **29**, 2567.