

Sound attenuationに関する comments

谷 憲 輔 (京大)

① 反強磁性体 $(\text{Cr}_2\text{O}_3)_{0.94} - (\text{Al}_2\text{O}_3)_{0.06}$, MnF_2 の spin-flop 点近傍, 4.2°K に於ける sound attenuation の外磁場 H に対する anomaly が最近報告されている。¹⁾ 相転移が 1 次故 critical fluctuation に伴う anomaly でない点に興味がある。容易軸方向にかけられた H を強くすると, lower branch のスピンの波の長波長振動数が critical field H_c で 0 に近づく。 H_c でスピン配列に起る spin-flop 転移は, 此のスピンの波の不安定性の結果である。lattice vibration による exchange interaction の modulation を通じて, 此のスピンの波の不安定性が縦波音波にも anomaly をもたらす。波数 k の音波の減衰定数 α_k は (i) スピンの波の life time を考慮しなくてよい場合 $\alpha_k \propto k$, (ii) 考慮が必要な条件下では $\alpha_k \propto k^2$ となる。何れの場合にも, α_k の explicit な H , 温度 T 依存性を求めることは困難ではない²⁾ 高磁場側から H_c に近づく時も事情は同様である。

② 転移点を T_λ , Z を近接スピン数とする時, $|T - T_\lambda|/T_\lambda \geq Z^{-1}$ をみたま paramagnetic region では, 強, 反強磁性共に $\alpha_k \propto k^2 (T - T_\lambda)^{-1}$ である³⁾ が, ordered phase での α_k が求められていなかったので計算した。上記の温度領域では, spin 対近似が成立する⁴⁾ ので, スピン対相関を用いて α_k を求める事が出来る。⁶⁾ (i) 異方性エネルギーが小さい時 $\alpha_k \propto k^2 (T_\lambda - T)^{-4}$, (ii) 異方性エネルギーの大きい場合 $\alpha_k \propto k^2 |T_\lambda - T|^{-1}$ である。(pararegion での critical exponent は異方性エネルギー \propto あっても同じである。) (iii) スピンの correlation length を κ として, $\kappa \ll k$ では, スピン系の fluctuation が異常に大きく, 音波はスピンとの相互作用を通して新しい collective mode を作ると期待される。連分数表示⁷⁾ を用いて, その振動数, 減衰定数は, 強磁性体 para-region では, $\pm iak^{1/2} - bk^4$ 求まる。但し a, b は κ/k に weakly にしか depend しない。 $T < T_\lambda$ 及び反強磁性体でも coupled mode の振動数, 減衰定数が求められる。⁶⁾ Soft modes : ① 変位型強誘電体の熱伝導 κ ; BaTiO_3 では paraelectric Curie point T_0 近傍

で、 κ - T 曲線に dip か、 SrTiO_3 ではなだらかな山が観測されている。⁸⁾

$$\kappa = \sum_{\mathbf{k}} (\hbar \omega_{\mathbf{k}})^2 (\partial \omega_{\mathbf{k}} / \partial \mathbf{k})^2 n_{\mathbf{k}} (n_{\mathbf{k}} + 1) / 2k_{\text{B}} T \gamma_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} (\hbar \Omega_{\mathbf{k}})^2 (\partial \Omega_{\mathbf{k}} / \partial \mathbf{k})^2 N_{\mathbf{k}} (N_{\mathbf{k}} + 1) / 2k_{\text{B}} T \Gamma_{\mathbf{k}}$$

但し $\omega_{\mathbf{k}}$, $\gamma_{\mathbf{k}}$ は acoustic mode の振動数，減衰定数， $n_{\mathbf{k}}$ は Planck 分布，大文字は soft mode，であるから (i) T_0 の高い BaTiO_3 では κ の anomaly は減衰定数にのみ依る。Silverman Hamiltonian を採用して調べた結果によれば， $\gamma_{\mathbf{k}}$, $\Gamma_{\mathbf{k}}$ 共に $T \rightarrow T_0$ で単調に増加する⁹⁾ ので， κ の dip は此の事から説明できる。^{*} (ii) SrTiO_3 の特徴は $T_0 \ll T$ で $\kappa \propto T^{-0.4}$ と κ のなだらかな減少にあるか，soft mode からの寄与として $\kappa \propto T^{-0.5}$ が得られる。¹⁰⁾ BaTiO_3 との差異は， $\Gamma_{\mathbf{k}}$ の SrTiO_3 に於ける特徴的な振舞い⁹⁾ による。 $T < T_0$ 側での急激な減少は， $k_{\text{B}} T \sim \hbar \omega_{\mathbf{k}}$ であるから，関与するフォノン数が減少し $\gamma_{\mathbf{k}}$ が size effect などによって決ることによる。^② polarization (or soft) mode の転移点近傍での振舞いは order-disorder ferroelectrics，磁性体と定性的に異なるので，その dynamics は興味がある。 $T \rightarrow T_0$ で mode は overdamping になる事が期待される^{**} が更に $T \rightarrow T_0$ で oscillatory behavior の表れる可能性を問題にした。高温側から T_0 に近づく時 $T_0 < T_c$ なる T_c で転移が起きて了うが，低温側から T_0 に近づく時，此の困難はない。^③ van Hove 格子振動に対する中性子散乱の理論は， $u_{\mathbf{l}}(0)$, $u_{\mathbf{m}}(t)$ を夫々 \mathbf{l} , \mathbf{m} site の時間 $t=0$, $t=t$ での位として $\langle u_{\mathbf{l}}(0) u_{\mathbf{m}}(t) \rangle = C$ - 数，を仮定している。此の仮定は $u_{\mathbf{m}}(t)$ の $u_{\mathbf{m}}(0)$ 上への射影のみしか考慮していない事を意味し，polarization (soft) mode の様に， T_0 近傍で fluctuation が大きくなる時には，必ずしも正しい取扱いとは云えない。此の見地から中性子散乱の新しい取扱いが必要と考えられ目下考慮中である。

- 1) Y. Shapira, phys. Letters 24A (1967), 361; Y. Shapira & J. Zak (preprint)
- 2) K. Tani, phys. Letters 77A (1968) 419.
- 3) K. Tani & H. Mori, phys. Letters 19 (1966), 627; prog. Theor. Phys. 39 (1968), 876.
- 4) R. Brout, Phase Transition W.A. Benjamin, 1964
- 5) K. Tani & H. Tanaka, Phys. Letters 26A (1967), 68; (to be submitted)

- 6) K.Tani & H.Tanaka, 27A (1968) 25
- 7) H.Mori, Prog.Theor.phys.33 (1965), 423; 34 (1965), 399
- 8) A.J.Siervers & R.O.phol, Proc.of the Conf.on thermal conductivity, San Francisco 1964 .
A.J.H.Mante & J.Volger, Phys.Letters 24A (1967), 139
- 9) K.Tani, Phys Letters, 25A (1967), 400: (Jour. phys. Soc. Japanに投稿中)
K.Tani & T.Tsuda, Phys.Letters 25A (1967), 529: (J. P. S. J に投稿中)
- *) なお, 井上氏の参照。

**) [後記] polarization (soft) modeが $T \rightarrow T_0$ につれて, purely relaxational type (overdamping) となる事は, 非可逆過程熱力学の立場からも導かれる。
polarization の k 成分を P_k として, $P_k(t) = P_k e^{\alpha_k t}$, $\alpha_k = -\Gamma_k \mp i \sqrt{\Omega_k^2 - \Gamma_k^2}$ 9) 故, $T \rightarrow T_0$ で Γ_k / Ω_k になると, 振動数部分は消失する。
Silverman Hamiltonian を用いると, 更に $T \rightarrow T_0$ で, $-a' k^{-2} (\kappa - k)$
 $4, \pm i b' k^{-2} - c' k^{-1}$ (κ/k) の3成分に別れる。
oM Takemura and K. Tani, Jour. Phys. Soc. Japan (投稿予定)