

夏の学校全体講義報告

磁気相転移と超音波

講師 東北大金研 立木 昌

相転移を調べる一つの方法として超音波が有力である。その理由は、転移点付近において励起状態密度が比較的低いエネルギーの所で著しく増大するが（図1），超音波はそのあたりのエネルギーに対応するので，相転移によるその変化を敏感に察知するからである。

励起状態密度

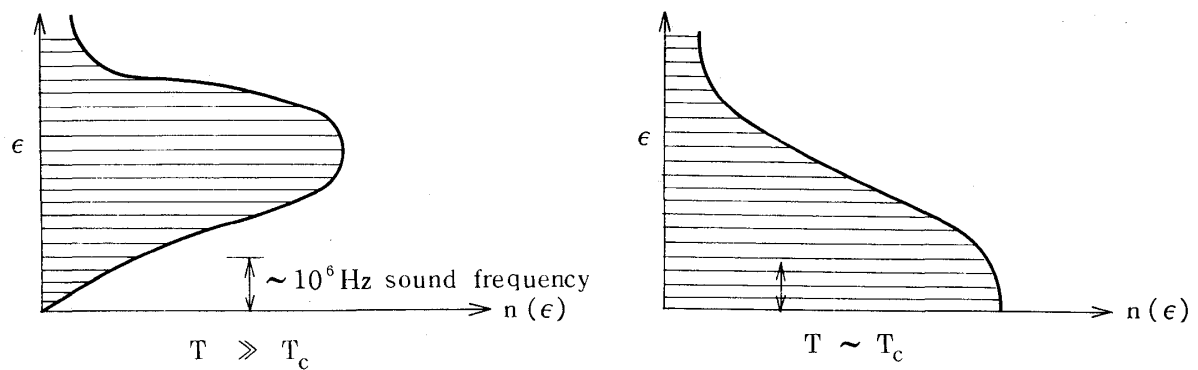


図 1

超音波を使う実験の性質上，動力学的な考察が必要になる。そこで秩序変数 η （具体的にはスピン）の時間相関を考え，

$$\langle \eta(t) \eta(0) \rangle = \langle \eta^2 \rangle \exp(i\Omega t) = \langle \eta^2 \rangle \exp(i\omega t - \Gamma t) \quad (1)$$

$$\Omega = \omega + i\Gamma$$

とおく。 Ω は複素平面上の点で表わされ，系が相転移点に近づくにしたがって， Ω は原

点に近づく。その際、虚軸上から原点に近づく場合を critical slowing down, 実軸上から近づく場合を collective mode の softening と呼んでいる。講義では前者に重点がおかれた。

縦波とスピン系の間には、交換積分の距離依存性から

$$\sum_{ij} \epsilon_{\mu\mu} \frac{\partial J_{ij}}{\partial \epsilon_{\mu\mu}} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \quad (2)$$

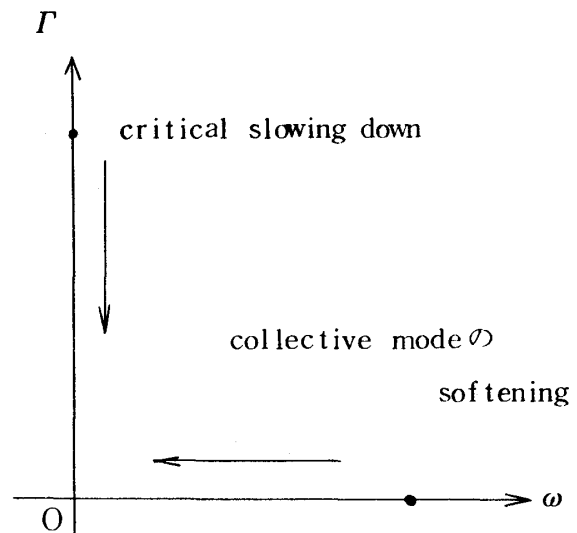


図 2

のような相互作用がある。ここに、 μ は

音波の進行方向、 $\epsilon_{\mu\mu}$ は縦波によって誘起された歪、 J_{ij} は i, j 席間の交換積分、 $\mathbf{S}_i$ はスピンを表わす。したがって、スピン系は超音波からエネルギー W を受け取り、さらに熱エネルギー Q を熱浴に放出し、系は準平衡状態になる。

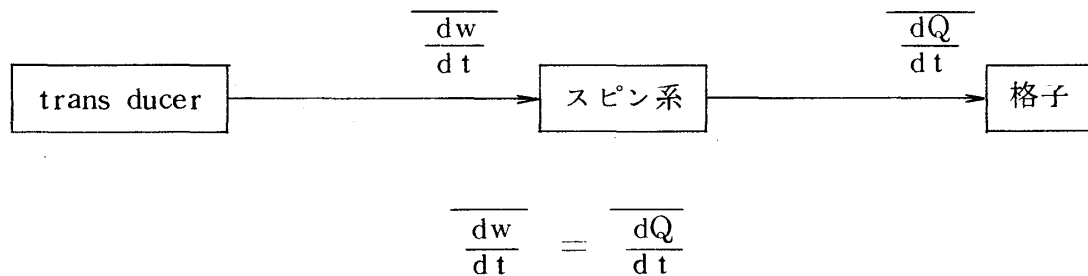


図 3

久保理論を使つて $\overline{\frac{dW}{dt}}$ を計算し、測定にかかる量として超音波の減衰率 $\alpha_{\mathbf{k}}$ を求めると、

$$\alpha_{\mathbf{k}} = \frac{1}{V\rho v_\ell} \sum_{\alpha} \sum_{\alpha'} \sum_{\mathbf{q}} \sum_{\mathbf{q}'} \text{Re} \, g_{\mathbf{q}'}^{\alpha'} g_{\mathbf{q}}^{\alpha} \int_0^\infty \left(S_{-\mathbf{q}'}^{\alpha'} S_{-\mathbf{k}+\mathbf{q}'}^{\alpha'} S_{\mathbf{q}}^{\alpha(t)} S_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{\alpha(t)} \right) e^{i\omega_{\mathbf{k}} t} dt$$

$$g_{\mathbf{q}}^{\alpha} = \sum_j i k \frac{\partial J_{ij}^{\alpha}}{\partial \epsilon_{\mu\mu}} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_{ij}} \quad (3)$$

$$\alpha, \alpha' = x, y, z$$

$$\langle X, Y \rangle = \int_0^{\infty} \frac{1}{k_B T} \langle e^{\lambda \mathcal{M}} X e^{-\lambda \mathcal{M}} Y \rangle d\lambda - \langle X \rangle \langle Y \rangle$$

となる。ここに、 V は結晶の体積、 ρ はその密度。 v_ℓ は縦波の音速を表わす。(3)から強磁性体中での減衰率は $(T-T_c)^{-r}$ で発散する事が導かれる。簡単な近似では、 $r \sim \frac{3}{2}$ となる。講義では横波についての考察もなされた。

媒質中に Z 方向の磁場がかけられた時には、(3)に

$$\frac{4}{V\rho v_\ell} \operatorname{Re} \int_0^\infty |g_s^z|^2 \langle S_0^z \rangle^2 (S_{-\mathbf{k}}^z, S_{\mathbf{k}}^z(t)) e^{i\omega_{\mathbf{k}} t} dt \quad (4)$$

という新しい項がつけ加わる。
磁場-温度平面において、減衰率のピークは ferro と para の境界だけではなく、para の領域内にも現われるが(4図)、このピークも(3)+(4)で説明される。

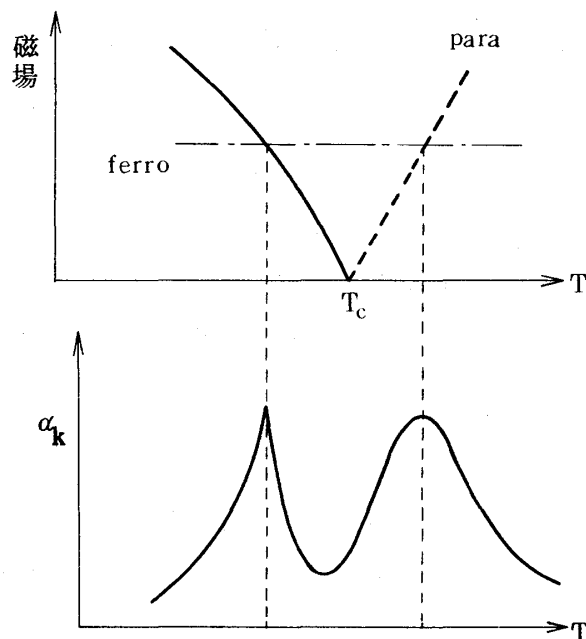


図 4

文責 東北大金研 鈴木道孝