準粒子散乱機構の超伝導共振器の特性への影響について

Effect of quasiparticle scatterings on the characteristics of a superconducting resonator

○ 野口 卓 [1,2], Matthias Kroug[2] , 美馬 覚 [1], 大谷 知行 [1] (1. 理研, 2. 国立天文台)
○T. Noguchi[1,2], M. Kroug[2], S. Mima, C. Otani (1. RIKEN, 2. NAOJ/NINS)
E-mail: Takashi.Noguchi@nao.ac.jp

高品質 Nb 薄膜を用いた超伝導共振器では、内部 Q 値 Q_i や共振周波数 f_r が従来の Nb 薄膜共振器ではみられなかったピークやバンプが現れる特異な温度依存性を示すことが明らかになっている。本報告では、これらの共振特性の特異な振る舞いが、残留準粒子の近藤効果、フォノン散乱およびフェルミ液体における準粒子散乱による (複素) 抵抗率を考慮することにより良く説明できることを明らかにする。

超伝導薄膜の複素抵抗率 $\rho_{SC} = \rho_{SC1} + i\rho_{SC2}$ は Matthiessen の規則によると、個々の準粒子散乱機構による抵抗率の和になると考えられるので、超伝導薄膜の抵抗率は図 1(a) の等価回路で表せ、Drude モデルを仮定すると次式で記述できる。

$$\rho_{SC1} = \rho_{s1}(T) + \sum_n \rho_{n,1}(T), \tag{1}$$

$$\rho_{SC2} = \rho_{s2}(T) + \omega_r \sum_n \tau_n \rho_{n,1}(T). \tag{2}$$

ここで、ρ_s は超伝導固有の複素伝導率、ρ_n は、個々の散乱による複素抵抗率であり、添字 1、2 は、それぞれ、複素抵抗率の実部と虚部を表し、ω_r は共振周波数である。超伝導薄膜の表面インピーダンスは $Z_{SC} = (i\mu_0\omega_r\rho_{SC})^{\frac{1}{2}}$ で与えられ、共振器全体の表面インピーダンス Z_{res} は、図 1(b) に示すように、幾何インダクタンスの寄与 iX_m を加えて $Z_{res} = Z_{SC} + iX_m$ となるので、式 (1)、(2) を用いると

$$Z_{res} = R_s\left(1 + \sum_n \eta_{n,1}(T)\right) + i\frac{X_s}{\alpha}\left(1 + \alpha\frac{2R_s}{X_s}\omega_r \sum_n \tau_n \eta_{n,1}(T)\right) \tag{3}$$

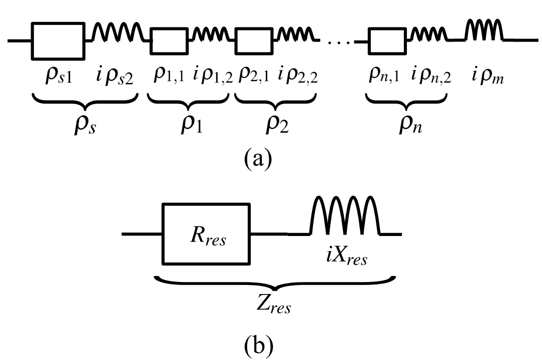

Fig. 1: Equivalent circuit of a superconductor with multi-scattering mechanisms of QPs.

と表せる。ここで、$\eta_{n,1} = \rho_{n,1}/\rho_{s1}$、$R_s = \rho_{s1}/(2\lambda_L)$、$X_s = \rho_{s2}/\lambda_L$、$\lambda_L = \{\rho_{s2}/(\mu_0\omega_r)\}^{\frac{1}{2}}$、$\alpha = X_s/(X_s + X_m)$ である。

ところで、低温における準粒子の典型的な散乱機構として、近藤効果、フォノン散乱、フェルミ液体効果が考えられるが、それら散乱の寄与する抵抗率の温度 T 依存性が、$\eta_{1,1}(T) = -b\ln(T/T_K)$、$\eta_{2,1}(T) = aT^5$、$\eta_{3,1}(T) = cT^2$ (a、b、c は定数) で与えられると仮定する。これらを (3) 式に代入して、超伝導共振器の内部 Q 値 $Q_i \equiv X_{res}/R_{res}$ と共振周波数 (の温度変動)$\delta f_r/f_r \equiv -\frac{1}{2}\delta X_{res}/X_{res}$ を求めることができる。

$$\frac{1}{Q_i} = \alpha\frac{R_s(T)}{X_s(T)}\left\{1 - b\ln\left(\frac{T}{T_K}\right) + aT^5 + cT^2\right\} \tag{4}$$

$$\frac{\delta f_r}{f_r} \simeq -\frac{\alpha}{2}\frac{\delta X_s(T)}{X_s(0)} + b\omega_r\tau_K\frac{R_s(0)}{X_s(0)}\ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \tag{5}$$

ここで、T_0 は最低測定温度、$\tau_1 = \tau_K$ は近藤散乱時間である。なお、フォノンおよびフェルミ液体効果の散乱時間 τ_2、τ_3 は $10^{-14} \sim 10^{-12}$ s と短く、$\omega_r\tau_2, \omega_r\tau_3 \ll 1$ となるため、(5) 式への寄与は小さく無視している。

図 2 に (4)、(5) 式を用いてフィッティングした高品質 Nb 薄膜共振器の共振特性を示す。残留準粒子の近藤効果、フォノン散乱およびフェルミ液体における準粒子散乱による抵抗率およびその力学的インダクタンスを考慮することにより、共振特性を良く説明できることがわかった。

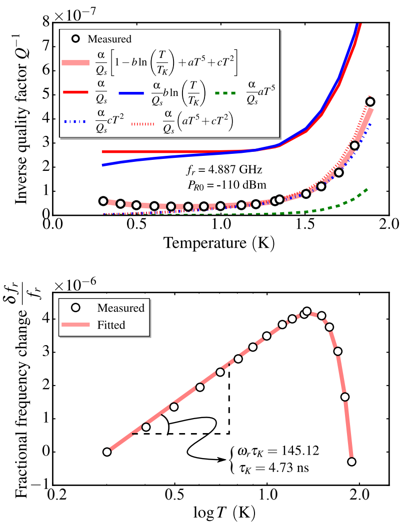

Fig. 2: An example of fitting $1/Q_i$ and $\delta f_r/f_r$ with eqs. (4) and (5).