# 異なる二つの超電導体から成る多層膜のピンニング特性 (I)

九工大・情報工　中山 佳典, 松下照男

はじめに　Nb-Ti 極細多芯線に人工ピンとして層状の Nb を導入することによって、非常に高い臨界電流密度が得られた。一方で、近接効果により上部臨界磁界が低下しており、高磁界への応用において大きな問題となっている。このため両方の特性を考慮した最適なピンニング構造の決定が必要である。ここではそうした目的の第一歩として Nb-Ti と Nb から成る多層膜の上部臨界磁界を Ginzburg-Landau 理論を用いて調べた。

理論　Ginzburg-Landau 理論によると、磁界下での自由エネルギー密度は、

$$F_{\rm s}(B) = F_{\rm n}(0) + \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{\hbar^2}{2m^*}(\nabla|\Psi|)^2 + \frac{\mu_0}{2}\lambda^2\left(\frac{|\Psi_\infty|}{|\Psi|}\right)^2 \boldsymbol{J}^2 \qquad (1)$$

で表される。ここで $F_{\rm n}(0)$ は磁界がないときの常電導状態の自由エネルギー密度であり、$\Psi$ はオーダーパラメータ、$\Psi_\infty$ はその平衡値、$m^*$ は超電導電子の質量、$\lambda$ は侵入深さ、$\boldsymbol{J}$ は電流密度、$\alpha$ と $\beta$ は係数である。ここで Nb-Ti の厚さが $d_{\rm NT}$、Nb の厚さが $d_{\rm N}$ である図 1 のような多層膜構造を想定し、簡単のために、磁界が層に垂直であるとする。この方向を $z$ 軸とする。上部臨界磁界周辺のオーダーパラメータの近似式として、

$$\frac{|\Psi|^2}{|\Psi_\infty|^2} = K(z)\left\{1 - \frac{1}{3}\left[\cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{2}{\sqrt{3}}x\right) + \cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{x}{\sqrt{3}} + y\right) + \cos\frac{2\pi}{a_{\rm f}}\left(\frac{x}{\sqrt{3}} - y\right)\right]\right\} \qquad (2)$$

および

$$K(z) = a(1 + b\ \cos kz) \qquad (3)$$

の形を仮定する。ただし $a$、$b$ は定数、$k = 2\pi/(d_{\rm NT}+d_{\rm N})$ であり、$a_{\rm f} = (2\phi_0/\sqrt{3}B)^{1/2}$ は磁束線間隔、$\phi_0$ は磁束量子である。また、Nb、Nb-Ti の熱力学的臨界磁界 $B_{\rm c}$ はほぼ等しいことから、同一とし、各々のコヒーレンス長を $\xi_{\rm N}$、$\xi_{\rm NT}$ とする。重要性が小さい磁界のエネルギーを無視し、又、$|\Psi|^4$ に比例する小さい項を無視する。(1) 式のエネルギー密度の空間平均を $b$ に関して最小にすると、エネルギー密度は $a$ に比例する。よってエネルギー密度が 0 となる $a_{\rm f}$ の値から上部臨界磁界が導かれる。$d_{\rm N}$, $d_{\rm NT}$ が $\xi_{\rm N}$, $\xi_{\rm NT}$ に比べて十分薄い場合、

$$B_{\rm c2} = B_{\rm c2}^{\rm NT} \cdot \frac{1 + d_{\rm N}/d_{\rm NT}}{1 + d_{\rm N}\xi_{\rm N}^2/d_{\rm NT}\xi_{\rm NT}^2} \qquad (4)$$

となる。ここで、$B_{\rm c2}^{\rm NT}$ は Nb-Ti の上部臨界磁界である。図 2 は $d_{\rm N}/d_{\rm NT} = 0.25$ のときの上部臨界磁界 $B_{\rm c2}$ の厚さ依存性である。$B_{\rm c2}$ は薄い極限で (4) 式で与えられる値となり、厚みが増加するにつれ増加し、バルクな Nb-Ti の値に漸近する。

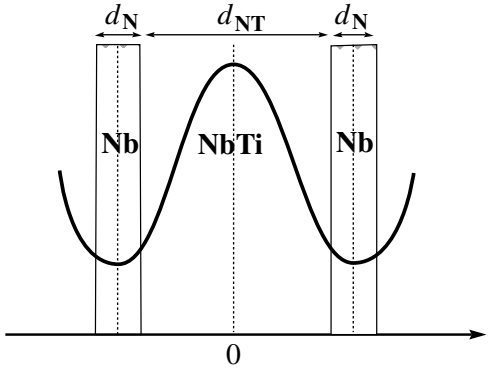


図 1　Nb と Nb-Ti の多層膜構造。

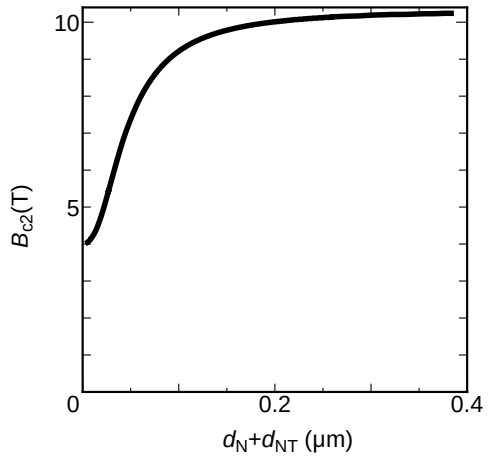


図 2　上部臨界磁界の厚さ依存性。