NbTi多芯線における第三高調波交流帯磁率

Third Harmonic AC Susceptibility in NbTi Multifilamentary Wire

九工大・情報工　　小田部 荘司、松下 照男
住友電工・大阪研*　大松一也*、佐藤謙一*
Kyushu Institute of Technology; E. S. Otabe, T. Matsushita
Sumitomo Electric Industries Ltd.; K. Ohmatsu, K. Sato

1. はじめに

これまでRb_3C_{60}超伝導粉体やY系酸化物超伝導体における第三高調波交流帯磁率(χ_3', χ_3'')の測定をおこない、量子化磁束の可逆運動の影響について調べてきた。その結果、温度や磁界の上昇とともに量子化磁束の可逆運動が顕著となって、χ_3', χ_3''の値は小さくなり、臨界状態モデルの予想から外れが大きくなることが分かった。一方従来の金属系超伝導体においても超伝導体の有効サイズが小さくなるにつれて量子化磁束の可逆運動が顕著になることが知られており、χ_3', χ_3''にも影響が出るものと考えられる。ここでは超伝導体の有効サイズが小さいNbTi多芯線において量子化磁束の可逆運動がχ_3', χ_3''に与える影響を調べた。前回[1]までは超伝導体の有効サイズは一定としていたが、多芯線ではソーセージングのようにフィラメント径が分布することが考えられるので、この影響を考慮した。またχ_3', χ_3''は基本波交流帯磁率(χ_1', χ_1'')と比較して周波数に比例する粘性力や渦電流の影響を原理的に無視できるためピンニングに関した物理量を正確に測定できる可能性があり、周波数依存性について調べる。

2. フィラメント径の分布の影響

ここではフィラメント径の大きさによりJ_cとλ_0'は変化しないものとする。フィラメント径d_fの分布関数を次のように仮定する。

$$p(d_f) = Ad_f \exp\left(-\frac{(d_f - d_m)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{1}$$

ここでA, d_m, σ^2は定数である。フィラメント径の分布を考慮した磁化Mは次のようになる。

$$M = \frac{2}{\langle d_f \rangle}\int_0^\infty \left[\int_0^{d_f/2} B(x)\mathrm{d}x\right] p(d_f)\ \mathrm{d}d_f - B(0) \tag{2}$$

$\langle d_f \rangle$, $B(x)$, $B(0)$はそれぞれd_fの平均値, 超伝導体内の磁束密度および表面での磁束密度である。量子化磁束の可逆運動の影響を考慮した$B(x)$の詳細な計算方法は文献2)を参照されたい。この磁化より高調波交流帯磁率を

$$\chi_n' = \frac{1}{\pi H_m}\int_{-\pi}^{\pi} M\cos n\omega t\ \mathrm{d}\omega t \tag{3}$$

$$\chi_n'' = \frac{1}{\pi H_m}\int_{-\pi}^{\pi} M\sin n\omega t\ \mathrm{d}\omega t \tag{4}$$

にて計算することができる。Mはd_fの大きなフィラメントにおいて大きく、またそこでは量子化磁束の運動は平均より不可逆的である。したがってフィラメント径の分布があると量子化磁束の運動は単純な平均よりも不可逆的になる。

3. 実験および結果

試料はNbTi多芯線であり、NbTiのフィラメントの周囲にCuを配置しさらにCu-10 wt%Niを被覆した三層構造になっている。フィラメント径は3.5 μm、ツイストピッチは5 mm、それぞれの比率はCu:CuNi:NbTi=1.5:0.7:1.0となっている。試料は83.3 mmの長さに切り出し、直径およそ7 mmのストローにコイル状に巻き、直流および交流磁界はこれに対して垂直に印加した。試料の温度はガスヘリウム雰囲気中において4.2–T_cの範囲で調節した。基本波と第三高調波交流帯磁率は二つの二相ロックインアンプを使い同時に測定した。基本周波数は35.0–133.0 Hzの範囲であった。

図1に基本周波数35 Hzで測定した、7.0 Kにおける様々な直流磁界下におけるχ_3''の交流磁界依存性を示す。直流磁界が増加するにつれて正負のピークの高さが小さくなる様子がわかる。これは磁界の増加とともにピン止め力が小さくなり、そのためCampbellの交流磁界の侵入深さλ_0'が増加し、量子化磁束の可逆運動がより顕著になったためである。図2に8.0 Kにおける様々な基本周波数におけるχ_1''とχ_3''の交流磁界依存性を示す。基本波交流帯磁率は周波数が増加するにしたがって顕著に値が増加し、ピークを示す交流磁界の大きさも増大している。これは周波数が増大するにしたがって、磁束線に働く粘性力や、常伝導部分での渦電流による影響が大きくなるためと考えられる。したがって、χ_1''から臨界電流密度を評価すると周波数により大きく異なることがわかる。一方、第三高調波交流帯磁率は基本波のそれに比べて周波数の増大に対して、ピーク値の値や交流磁界の大きさは変わらないことがわかる。

フィラメント径の分布を考慮した理論結果を用いた臨界電流密度の評価は当日行なう。

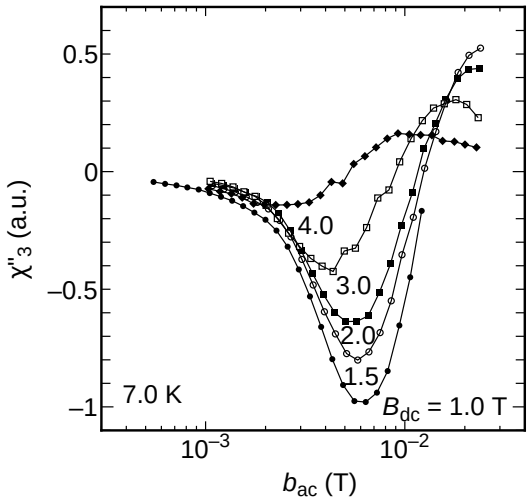

図1: 7.0 Kにおける NbTi 多芯線における第三高調波交流帯磁率の虚部の交流磁界依存性。

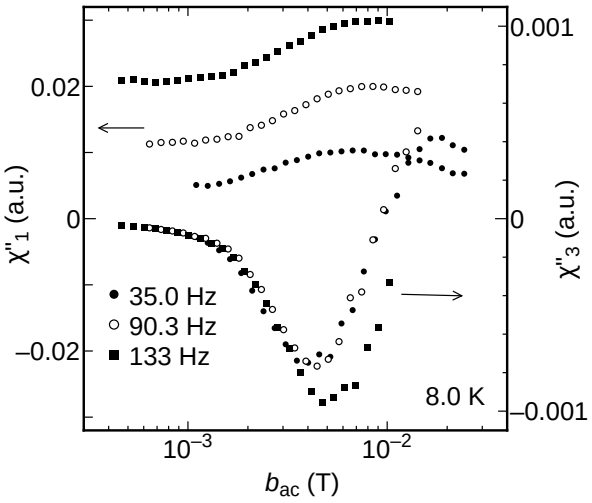

図2: 8.0 Kにおける様々な周波数におけるχ_1'', χ_3''の交流磁界依存性。

参考文献

1) 小田部他: 平成七年度 応用物理学会九州支部講演予稿集
2) E. S. Otabe *et al.*: IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol. 5, No. 2, (1995) 1383.