超伝導体内の磁束構造に関する研究

結城 麻耶子 (92232089) / 松下研究室

1. はじめに 第2種超伝導体では、磁束が巨視的なスケールで量子化されるという特徴を持つが、この量子化磁束の空間的な構造を正確に把握しておくことは、様々な電磁現象の理解に必要である。そのためには、様々な超伝導体の磁気的特性を記述することができるGinzburgとLandauの理論 (G–L理論)を用いることが必要である。しかし、このG–L方程式は、非線形微分方程式であるために簡単には解くことができない。そのため、従来は量子化磁束の構造としては局所理論などの簡単な近似しか用いられなかった。ここで、局所理論では、中心からコヒーレンス長ξまでの常伝導核より外側においてLondon理論が用いられている。そこで、ここでは、G–L方程式を数値的に解いて、まず孤立した量子化磁束の磁束密度の構造を求め、これを使って、G–Lパラメータκの大きな超伝導体の中ないし低磁場領域における磁束線格子構造を求めた。そして、これらの結果とLondon理論との比較を行ない、その結果について議論する。

2. 理論 孤立した量子化磁束の中心が2次元平面の$r=0$にあるとする。対称性から、物理量はすべてrのみの関数として与えられる。ここで、Abrikosovと同じようにλを磁界の侵入深さとして$\rho=r/\lambda$とし、磁界を$\sqrt{2}H_{\rm c}$($H_{\rm c}$は熱力学的臨界磁界)で規格化した。量子化磁束の中心から十分離れた遠方における平衡値で規格化したオーダーパラメータの大きさをf、またベクトルポテンシャルを$\boldsymbol{A}$、オーダーパラメータの位相をϕとして、量$\boldsymbol{A}-(\nabla\phi)/\kappa$の絶対値を$Q$としたときに、二つのG-L方程式は次のように表される。

$$-\frac{1}{\kappa^2\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\rho}\right)+Q^2f=f-f^3 \qquad (1)$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}(\rho Q)\right]=Qf^2 \qquad (2)$$

これを数値的に解いてfとQが得られる。この結果を用いて磁束密度は次のようになる。

$$b=-\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}(\rho Q) \qquad (3)$$

3. 結果 図1に、κが50のときの孤立した量子化磁束の数値計算結果された磁束密度bの構造と、London理論による磁束密度の構造を示す。これより、London理論はコヒーレンス長ξより外側では磁束構造を正しく記述すると考えられていたが、4ξより外側でしか一致しないといえる。この図1の磁束密度の解を1万本重ね合わせて、近似的に磁束線の三角格子の構造を調べた。また、磁束格子構造をフーリエ級数で表し、そのフーリエ係数を求めた。図2は、$a_{\rm f}:\lambda=1$($a_{\rm f}$は磁束格子間隔)のときの三角格子の最近接格子点を結ぶ直線上の磁束密度の構造で、London理論を用いてフーリエ級数に展開した場合の結果と比較している。格子点より4ξまでの領域内側ではLondon理論が成立しないため、省いている。これから、London理論による結果は、項数が多くなるにつれて数値計算結果に近づいているが、一致しているとはいえない。

図1: κ=50の場合の孤立した量子化磁束の磁束密度。rは中心からの半径。

図2: κ=50のときの三角格子の最近接格子点を結ぶ直線上での磁束密度。