

令和5年度 修士論文概要			
所属	情報創成工学専攻	指導教員	小田部 荘司
学生番号	226E0306	学生氏名	温 謙
論文題目	AFI 数値積分法を用いた2次元の超伝導体内の量子化磁束線の可逆運動の研究		

1. 緒言

超伝導体内における多くの電磁現象は不可逆なものであり、臨界状態モデルによってよく記述される。ただし、この不可逆現象はピン・ポテンシャル付近での磁束線の運動、とくに磁束線がピン・ポテンシャルに落ち込むときと、これから飛び出すときの不安定現象に起因している。であれば、磁束線の変位量が小さい場合、その運動がピン・ポテンシャル内に限られ、現象が可逆となって(磁束線の可逆運動)、臨界状態モデルによる記述に合わなくなってくるのが予想される。

2. 研究目的

本研究では、AFI (Affine Integrator)数値積分法[1]を用いて、時間依存 Ginzburg-Landau (TDGL)方程式を解き、量子化された磁束線を可視化し、理論的な磁束可逆運動を二次元で再現して、理論計算と一致しているのかを確かめるとして行う。

3. 実験方法

まず、本研究では Ginzburg-Landau(GL)方程式に時間依存性を付与して、TDGL 方程式を数値解析する。続いて、可逆運動の磁束線の Lorentz 力とピン力との釣り合いは(1)式となる[2]。

$$\frac{d^2b}{dx^2} - \frac{b}{\lambda_0'^2} \left(1 + \frac{1}{2\mu_0 J_c} \cdot \frac{db}{dx} \right) = 0 \quad (1)$$

ここで λ_0' は Campbell の交流磁場の侵入深さと呼ばれる量、 x は平衡状態から磁束線の変位、 b は磁束密度、 J_c は臨界電流密度である。

続いて、AFI 法を用いて、2次元超伝導現象を可視化する(Fig. 1)。左側では、 Ψ の二乗の大きさを輝度、 Ψ の位相を色相で表示する。右側では、磁場の大きさは色相、電場の空間平均の向きは黒の矢印、電流密度は白の矢印で表示する。

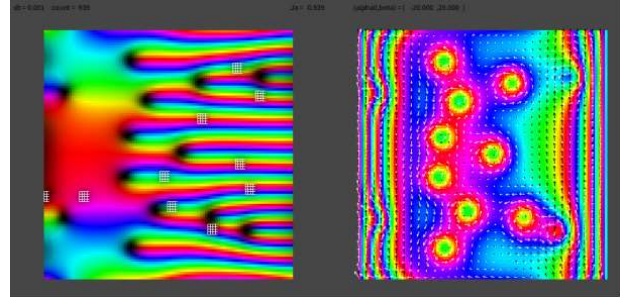


Fig. 1 Visualization and simulation of 2D superconductors

4. 実験結果及び考察

4.1. 臨界状態からの可逆運動

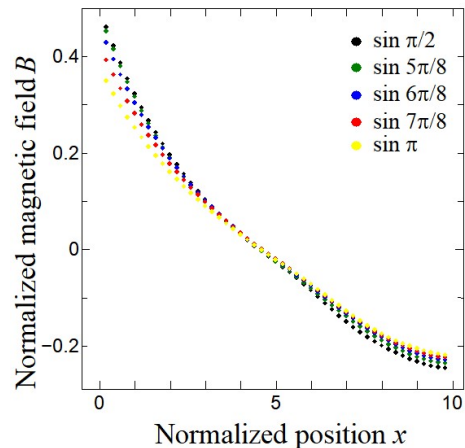


Fig. 2 Relation between magnetic flux density and penetration depth in a superconductor.

Fig. 2 は、超伝導体に大きな直流磁界 $B_a = 1.5$ に小さい交流磁界 $B_z = 0.5 \sin \omega t$ を重畳して、磁界をピーク値から減少させる、 ωt が $\pi/2$ 、 $5\pi/8$ 、 $6\pi/8$ 、 $7\pi/8$ 、 π のとき、 y 軸方向の B_x を全部加算して、 B_{\max} に規格化された磁場分布である。磁場が減少すると、磁束密度は侵入深さによって減少する。

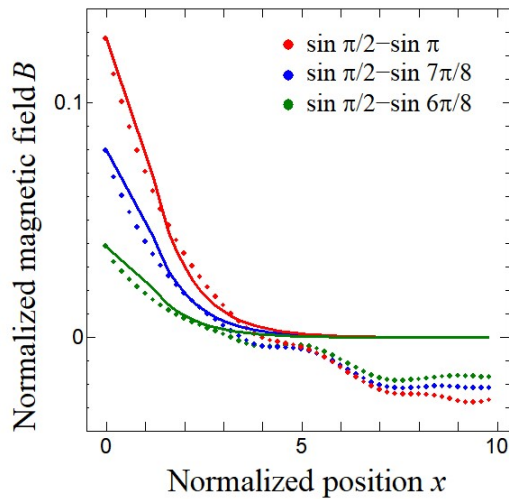


Fig. 3 Difference from peak magnetic flux density.

Fig. 3 で、 ωt が $\pi/2$ 、 $6\pi/8$ 、 $7\pi/8$ 、 π の時の式(1)の理論式と数値計算による磁束密度の差の分布を比較して示す。理論計算は直線で表す。その結果、磁束線が顕著な可逆運動するという理論予測に近い。一方で磁界の振幅が大きい時の磁束分布は直線上になり、ほぼ不可逆状態になっていることが確かめられた。

4.2. ゼロ磁界からの可逆運動

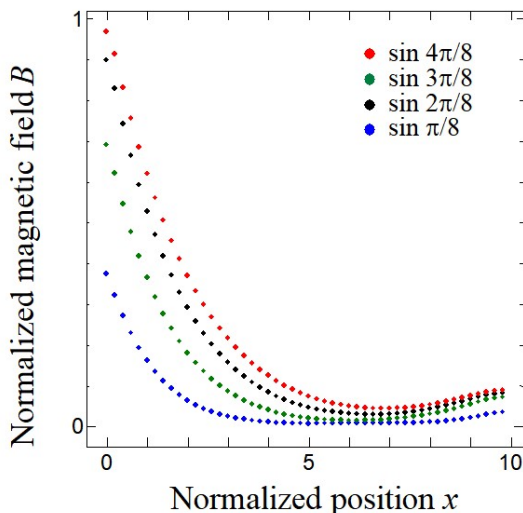


Fig. 4 Relation between magnetic flux density and penetration depth in a superconductor.

Fig. 4 は、超伝導体に直流磁界を 0 にして、交流磁界 $B_z = 2 \sin \omega t$ を増磁させ、 ωt が $\pi/8$ 、 $2\pi/8$ 、 $3\pi/8$ 、 $4\pi/8$ のとき、 y 軸方向の B_x を全部加算して、 B_{\max} に規格化する。

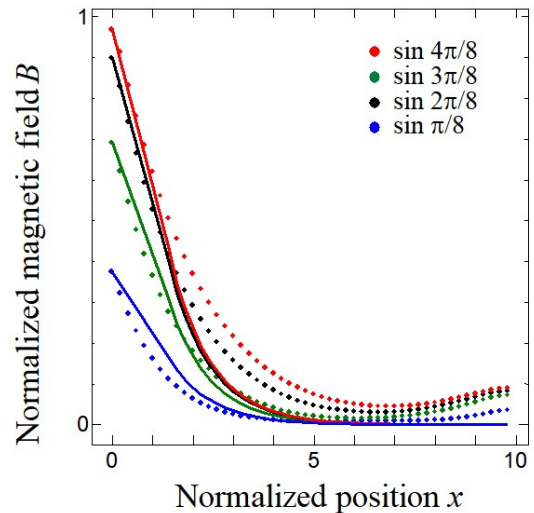


Fig. 5 Difference from 0 magnetic flux density.

Fig. 5 で、 ωt が $\pi/8$ 、 $2\pi/8$ 、 $3\pi/8$ 、 $4\pi/8$ の時の式(1)の理論式と数値計算による磁束密度の差の分布を比較して示す。理論計算は直線で表す。その結果、 ωt が $3\pi/8$ から、理論計算と一致していない。可逆運動がゼロ磁界でより顕著になっている。直流磁界が印加されると、可逆運動よりも不可逆運動が強調されている。

5. 結言

本研究で、AFI 数値積分法を用いて、TDGL 方程式から、量子化磁束線を可視化した。超伝導体の可逆運動を観測し、または可逆運動の磁束密度を理論的に予測し、それらの統一性を確かめた。

結果、臨界状態からの可逆運動は理論計算による予測に一致している。いっぽで、磁界の振幅が大きい場合磁束分布は直線上になり、ほぼ不可逆状態になっていることが確かめられた。ゼロ磁界からの可逆運動は理論計算と異なっている。ゼロ磁界では、可逆運動が特に顕著ですが、直流磁界が印加されると、不可逆運動がより際立っている。

参考文献

- (1) T. Matsuno *et al.*: Journal of the Physical Society of Japan **89** (2020) 054006.
- (2) 松下照男:「磁束ピンニングと電磁現象」産業図書(1995)