

松下照男先生退職記念祝賀会

平成 23 年 3 月 19 日 (土)

午前 11:30～午後 2:00

ホテルオークラ福岡

オークルーム

式次第

- 11:00 受付開始
- 11:30 松下先生ご夫妻ご入場
開会の辞
松下先生ご挨拶と講演
- 12:00 祝辞
乾杯
祝宴
花束贈呈
松下先生ご挨拶
- 14:00 閉会の辞

23	3		
47	3		
48	4		
55	4		
2	4		
19	4		
3	6	Best Superconducting Materials Paper Award	
		(International Cryogenic Materials Conference)	
7	5		
10	4	2	()
11	10	Fellow Chartered Physicist	(The Institute of Physics (UK))
16	10	IEC 1906 Award	(International Electrotechnical Commission)
17	1	Chartered Scientist	
		(The Institute of Physics (UK) / The Science Council (UK))	
19	10		



平成23年3月19日
12:00～

オーク

松下照男先生 退職記念祝賀会 御席

☆提出

洋食卓盛

Insalata di Salmone alla Griglia e Germogli di Bambù
Ballotina di Pollo con Erbe Maionese e Miso
Frittata di Verdure Mediterranee
炙りサーモンと筍のサラダ
若鶏のバロティーズ レムラードと金山寺味噌
地中海野菜のフリッタータ

Stracciatella alla Romana
ローマ風かき卵スープ

Dentice Saltato con Gnocchi di Patate e Broccoli alla Genovese
桜鯛のソテー ポテトニョッキとブロッコリーのジェノバ風

Sorbetto dell'Arancia di Sangue
ブラッドオレンジのシャーベット

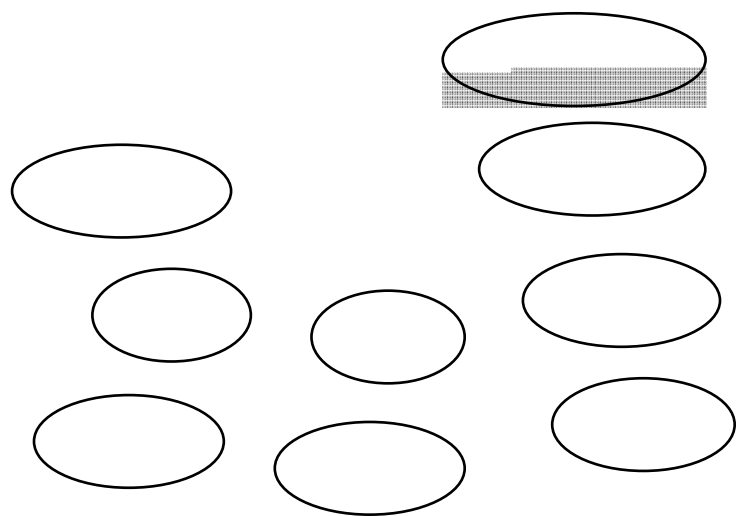
Filetto di Manzo Arrosto alle Gratinates di Fiori di Stupro, Pilaf all'Aglio
牛フィレ肉のロースト 菜の花のセグラタン仕立て ガーリックライス添え

Mousse si Mascarpone Stile di Tiramisu
マスカルポーネのムース ティラミス風

Caffè
コーヒー

Pane
オークラ特製パン

卓後報



2. 研究のトピックス

2.1. 磁束ピンニングにおける加算理論

[加算理論の歴史]

1967年 Yamafuji-Irie による動的理論
(ピンニング損失の原因)

損失の機構はOhmic 損失しかないのに、なぜフロー比抵抗 ρ_f に依存せず、 J_c のみで決まるヒステリシス損失となるのか？

粘性媒質(粘性係数 η) 中における磁束線の運動速度のゆらぎによる付加的損失

$$F_p v_0 = \frac{B\eta}{\phi_0} (v_0^2 - \langle v^2 \rangle) \quad (v_0^2 - \langle v^2 \rangle \propto v_0)$$

ピンニング損失から J_c が決定

1969年 Labusch による統計理論

ピンニングの強さを表す Labusch パラメーター α_L を導入
有効なピンとなるにはピン力 f_p が閾値 f_{pt} よりも大きい必要

1978年 Labusch 理論の閾値は存在しないように見える (Kramer)

1978年 Larkin-Ovchinnikov による集成的理論

磁束線格子には Labusch 理論で仮定しているような **長距離秩序は存在しない**

相関距離のスケールの範囲内でピン力はゆらぎ程度は残る
ピン力に閾値は存在しない

(この理論は数学的問題を含み、かつ実験に合わない)

1979年 Matsushita, Kusayanagi & Yamafuji

動的理論 (弱いピンでも磁束の速度に有限の影響を与える)

- ・静的極限で統計的理論に一致することを証明
- ・理論の統一を実現し、ヒステリシス損失の本質をより明確にすることに貢献したが、閾値の問題は残した

その後

Campbell 法による実験

Labusch パラメーターはかなり小さく、磁束線は移動しやすい
(ピン力の閾値はかなり小さいはず)

Labusch 理論の矛盾

- ・ピンが有効でなくなれば、磁束線は容易に変位可能
→ ピンニングに都合よい位置に簡単に移動でき、ピンは有効に
- ・Labusch パラメーターを用いながら、コンシステントな平均場理論とはなっていない

1981年以降; しばらく足踏み

近接効果に関する Kramer との論争(1981-1983)

表面付不可逆性(1983)

縦磁界効果(1981-1985)

福岡でのピン会議(1985)

Karlsruhe Nuclear Research Center への留学(1986)

高温超伝導体の発見(1986)

飽和現象(1988)

九工大への転出(1990)

「磁束ピンニングと電磁現象」の執筆着手(1992)

1994年 Coherent Potential 近似理論を発表

- ・平均ピンニング場の強さを表す Labusch パラメーター α_L を使用
- ・磁束線の長距離秩序は存在しないことを考慮し、従来の統計理論を改良

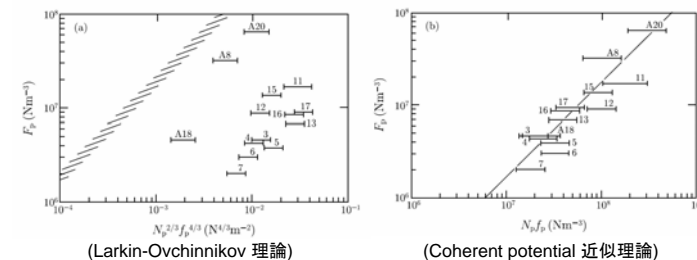
計算結果

- ・閾値 f_{pt} : ピン力 f_p の関数で、必ず f_p より小さい
実質的な閾値は存在しない(すべてのピンは有効)

強いピン: 線形和 $F_p \propto N_p f_p^2$
 弱いピン: 統計和 $F_p \propto N_p f_p$

- ・磁束運動の不安定性 → ピンニング損失はヒステリシス損失の性質
- ・動的理論への拡張はそのまま可能

ピンニングの加算に関する統一理論の完成



常伝導析出物
Nb₂N をピンにもつ Nb-Ta

混合状態における電流：臨界状態モデル

Irie-Yamafuji モデル

独立変数： B (磁束密度) と v (磁束の速度)

方程式

力の釣り合いの式

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - F_p \left(\frac{|\mathbf{B}|}{|v|} \right) \mathbf{v} - \frac{\eta |\mathbf{B}|}{\phi_0} \mathbf{v} = 0$$

磁束の連続の式

$$\nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

電流特性 $\mathbf{J} = \mathbf{J}_c + \rho_f^{-1} \mathbf{E}$ $\rho_f = \frac{\phi_0 B}{\eta}$ (フロー比抵抗)

しかしながら、現象論的モデルによる「仮定」でしかなく

物理的第一原理からの証明がない！

[目的]

静的、もしくは準静的状態に限って臨界状態を表す

力の釣り合いの式を第一原理から導く

この場合、取り扱うのは**孤立磁束線系**であり、ピン力は**可逆**

その後、以下の取り扱いが必要

- ・**非孤立系への拡張**
- ・**可逆領域から不可逆領域への拡張**

対象： H_{c1} より十分高い磁界中にある高 κ 超伝導体

磁気エネルギーとピンニング・エネルギーだけ考慮
凝縮エネルギー(反磁性効果)等は無視

孤立磁束線系に対する変分原理

Lagrange 関数

$$L = \frac{1}{2\mu_0} \mathbf{B}^2 - U_p \quad U_p: \text{ピンニング・エネルギー密度}$$

一様な磁束密度 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$ から $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{b}$ に変化 ($|\mathbf{b}| \ll |\mathbf{B}_0|$)

磁界のエネルギー $U_m = \frac{1}{2\mu_0} (\mathbf{B}_0 + \mathbf{b})^2 = \frac{1}{2\mu_0} (\mathbf{B}_0^2 + 2\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{b} + \mathbf{b}^2)$

磁束密度の変化に伴う磁束線の変位 \mathbf{u} ($\perp \mathbf{B}_0$)

$$\mathbf{b} = \nabla \times (\mathbf{B}_0 \times \mathbf{u}) = -(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{B}_0 \nabla \cdot \mathbf{u} = -B_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \zeta} + \mathbf{B}_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi}$$

\mathbf{B}_0 方向の微分: $\partial/\partial \zeta$, \mathbf{u} 方向の微分 $\partial/\partial \xi$

\mathbf{B}_0, \mathbf{u} 方向の単位ベクトル $\mathbf{i}_\zeta, \mathbf{i}_\xi$

磁界のエネルギー(一定項を除く)

$$U_m = -\frac{B_0^2}{2\mu_0} \left[2 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \zeta} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} \right)^2 \right]$$

Euler方程式

$$\frac{\partial L}{\partial \mathbf{u}} - \mathbf{i}_\xi \left[\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial L}{\partial (\partial \mathbf{u} / \partial \zeta)} + \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial L}{\partial (\partial \mathbf{u} / \partial \xi)} \right] = 0$$

第1項: $-\partial U_p / \partial \mathbf{u} = \mathbf{F}_p$ ピン力密度

第2項 $-\mathbf{i}_\xi \frac{B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \xi^2} \right)$

電流密度

$$\begin{aligned} \mathbf{J} &= \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{b} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\mathbf{B}_0 \nabla \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \zeta} - \nabla \times \mathbf{B}_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \xi} \right) \\ &= -\mathbf{i}_\eta \frac{B_0}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \zeta^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \xi^2} \right) \end{aligned}$$

$$\mathbf{i}_\eta = \mathbf{i}_\zeta \times \mathbf{i}_\xi$$

Lorentz力

$$F_L = J \times B_0 = -i_\xi \frac{B_0^2}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right)$$

第1項：線張力、 第2項：磁気圧

力の釣り合いの式

$$J \times B_0 + F_p = 0$$

知られた力の釣り合いの式が得られた。

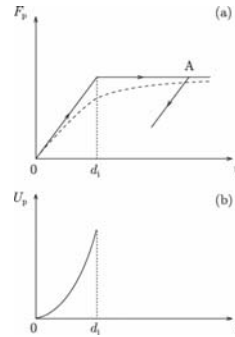
この後

・非孤立系への拡張

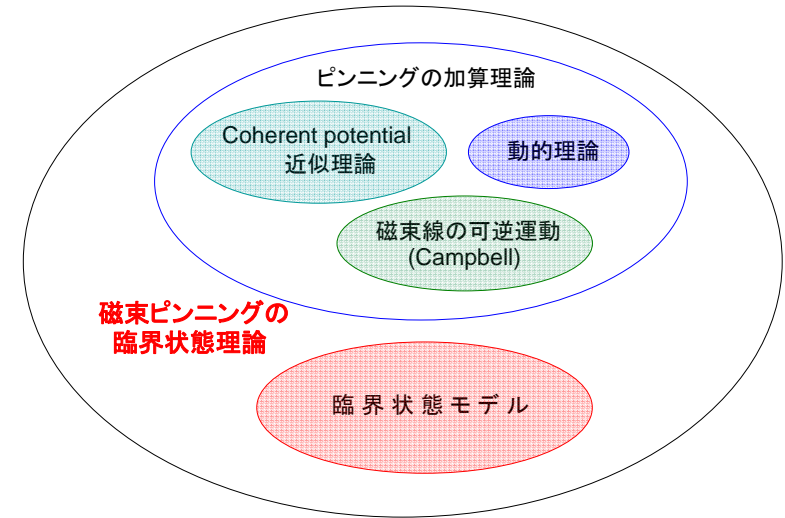
仮想変位とPoynting ベクトルによるエネルギーの移動

・可逆領域から不可逆領域への拡張

加算理論と動的理論 (Yamafuji-Irie)



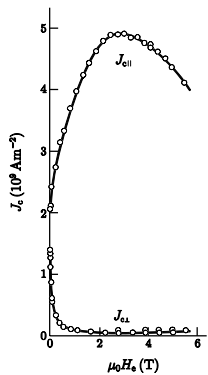
これにより、単なる現象論的モデルではなく、臨界状態を記述する理論として確立



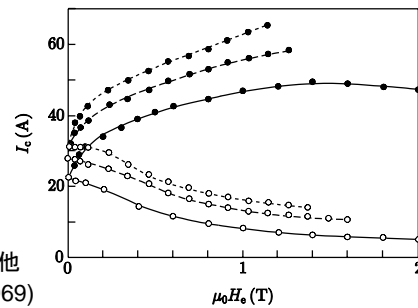
2.2. 縦磁界効果

(1) (横磁界に比べて) 臨界電流密度が大幅に増加

臨界電流密度：電気抵抗なしに流せる最大電流密度

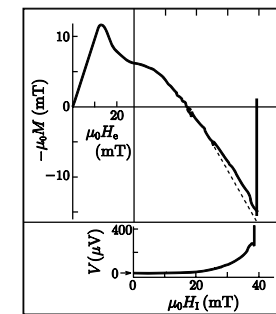


Bychikov 他 (Nb-Ti, 1969)



Kuren & Novak (Nb₃Sn, 1964)

(2) 常磁性効果: force-free モデル ($J \times B = 0$) で説明

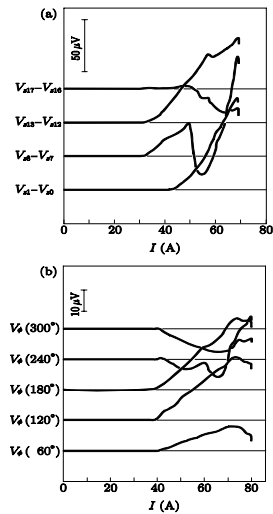


Walmsley(1972)

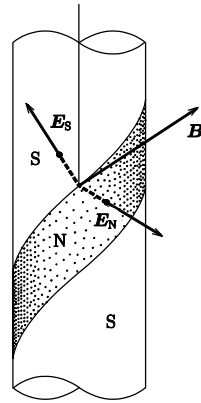
(3) Josephson の式 $E = B \times v$ (v は磁束の速度) が満たされない誘導電界 E は B とほぼ平行 (Cave ら、Kogan)

(4) 抵抗状態における表面電界構造

負の電界領域の存在



江崎(1976)



研究をスタートさせた1980年頃までの縦磁界効果についての考え方

- (a) Force-free モデル(磁束密度 B と電流密度 J が平行)が成立
- (b) ピンがない超伝導体の平衡状態はforce-free 状態(Josephson)
- (c) 磁束線の運動は角度を一定に保ったままの並進運動
- (d) Josephson の式 $E=B \times v$ が成立しない原因は磁束カッピング
- (e) Force-free 状態は安定なので、 J_c の決定機構は磁束カッピング

(a)は実験事実として認めるとして、それ以外は疑問

1977年の入江-山藤研の夏のゼミでのあるグループの発表

14 mT の縦磁界中の半径0.8 mm の超伝導円柱の臨界電流が30 A

この結果から何を考えたか

- 電流を流さない初期状態での磁束線間隔は380 nm
- 臨界状態に至るまでに、自己磁界の増加により表面から侵入する磁束線列はたったの12列
- 磁化が連続的に変化するためには内部の磁束は表面磁界に対応して回転しなければならない・・・従来の考え方間違

Handwritten notes in Japanese describing the experimental setup and results.

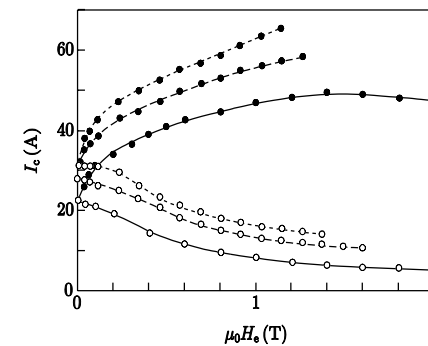


Handwritten notes in Japanese.

一列に並んでではなく、部分的に磁束が侵入するとすれば、その磁束線の角度はもっと大きくなる

Handwritten notes in Japanese.

もう一つの縦磁界効果の機構を示唆する実験結果



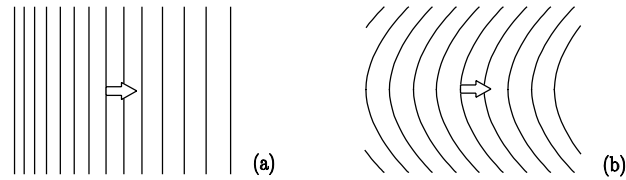
中性子照射による欠陥で J_c が増加

縦磁界下の臨界電流密度も通常の横磁界下と同様、ピンニングの影響を受ける

ピンニングの安定化なしにはforce-free状態は安定ではない

どのような不安定さか？

磁束線の歪み

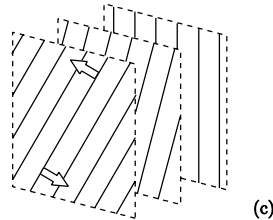


(a) 磁束密度差 (磁気圧)
(いずれもLorentz力として作用)
(b) 曲げ歪み (線張力)

Force-free状態における磁束線構造
回転的な剪断歪み

磁束線を回転させるトルク

磁束線が回転するという予想と一致



もう一つの点: 磁束線の回転運動が起これば、誘導電界はほとんど磁束密度に平行(実験結果を説明)

Josephsonの理論

平衡状態: 外部からの入力エネルギー = 蓄積エネルギー

磁束密度の変化によるベクトルポテンシャルの変化: $\delta \mathbf{A}$
対応する磁束線の変位: $\delta \mathbf{u}$

ゲージ $\delta \mathbf{A} = \delta \mathbf{u} \times \mathbf{B}$ を仮定

しかし、これは縦磁界下で満たされていない $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}$ と同義

正しく計算すれば平衡条件は $\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0$ でなく、 $\mathbf{J} = 0$

予想通り、ピンニングによる安定化なしにはforce-free状態は不安定

Force-free トルクの導出

Force-free歪の導入

一様な磁束 \Rightarrow 外部磁界を回転

$$\mathbf{B} = (B_x, 0, B_z) \\ = (B \sin \theta, 0, B \cos \theta)$$

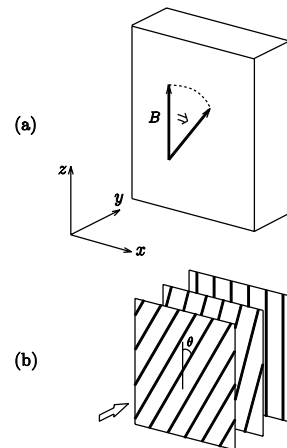
$$\theta = \theta_0 - \alpha y = \alpha (y_0 - y)$$

y_0 を一定に保ち、 α を増加

$$\mathbf{J} = \mu_0^{-1} \text{rot } \mathbf{B} \\ = (J \sin \theta, 0, J \cos \theta)$$

$$J = \alpha B / \mu_0$$

$\mathbf{J} // \mathbf{B} \Rightarrow$ force-free 状態



表面におけるPoyntingベクトル

$$\mathbf{S} = \mu_0^{-1} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad \mathbf{E} \text{ は歪み導入の際の誘導電界}$$

y 軸の正方向 (超伝導体へのエネルギーの流れ)

入力パワー密度

$$p = \frac{B^2}{\mu_0 \alpha^2 y_0} \frac{\partial \alpha}{\partial t} [\alpha y_0 - \sin(\alpha y_0)]$$

入力エネルギー密度 ($\theta_0; 0 \rightarrow \theta_m$)

$$w = \int p dt = \frac{B^2}{\mu_0} \int_0^{\theta_m} \frac{1}{\theta^2} (\theta_0 - \sin \theta_0) d\theta \cong \frac{B^2 \theta_m^2}{12 \mu_0}$$

Force-freeトルク密度

$$\Omega = \left| -\frac{\partial w}{\partial \theta_m} \right| = \frac{1}{6} B J y_0$$

蓄積エネルギーは変化せず、Josephsonの理論通りにはなっていない
(入力エネルギーがそのままforce-free歪みのエネルギー)

Force-freeトルクとピンニングトルクの釣り合い

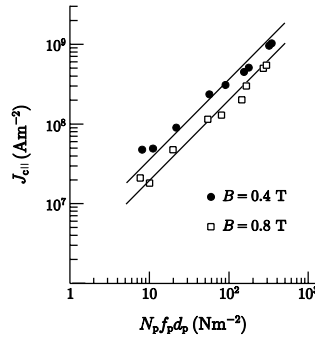
⇒ 臨界電流密度を決定

ピンニングの強さに依存する臨界電流密度を説明
(横磁界下のLorentz力とピン力の釣り合いに対応)

臨界電流密度がピンニングトルクに比例することを実証

臨界電流密度 vs ピンニングトルク密度

f_p : 要素的ピン力, N_p : ピン密度
 d_p : ピン間隔



観測されるforce-free状態はピンニングで安定化されたもの

磁束線の回転運動解の導出

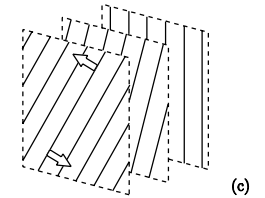
Force-free モデルで記述される磁束構造の変化の際に、磁束の連続の式から**回転運動の解を発見**

$$\text{rot}(\mathbf{B} \times \mathbf{v}) = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z); \quad v_x \sim r \theta' \cos \theta, \quad v_z \sim r \theta' \sin \theta$$

$$r = (x - x_0) \sin \theta + (z - z_0) \cos \theta; \quad \text{回転半径}$$

$$(x_0, y, z_0) \text{ は回転中心, } \theta' = \partial \theta / \partial t$$



ピンニングトルクを上回った force-free トルクにより駆動された運動

誘導電界

ほとんど \mathbf{B} に平行 ⇒ Josephson の式からの外れ (実験結果の説明)

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} - \text{grad } \phi \quad (\phi \text{ は静電位ではない})$$

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{J} \cdot \text{grad } \phi \quad (\text{電界の主要項は第2項})$$

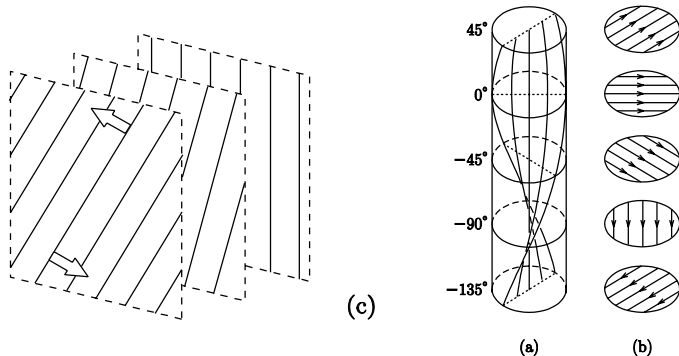
抵抗状態における表面電界構造

Force-freeトルクがピンニングトルクを超えると

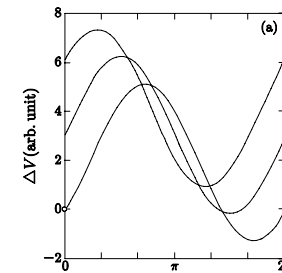
... 不安定運動 (回転運動: 上回ったf.f.トルクによる)

ただし、定常状態を保つために併進運動を誘導

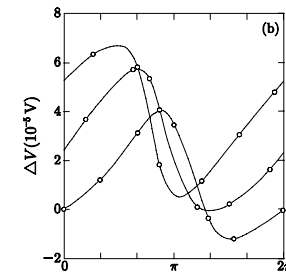
... 円柱形状ではらせん磁束フロー



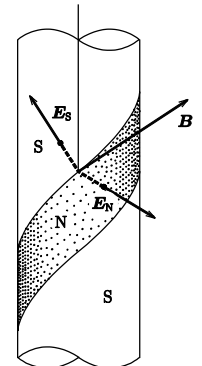
実験結果と理論結果の比較



(理論)



(実験: 江崎)



磁束が外に出る部分で負の電界 ($\mathbf{B} \times \mathbf{v}$ の項による)

電界の損失成分は再び第二項から

負の電界領域においてもエネルギー生成はない ($\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} > 0$)

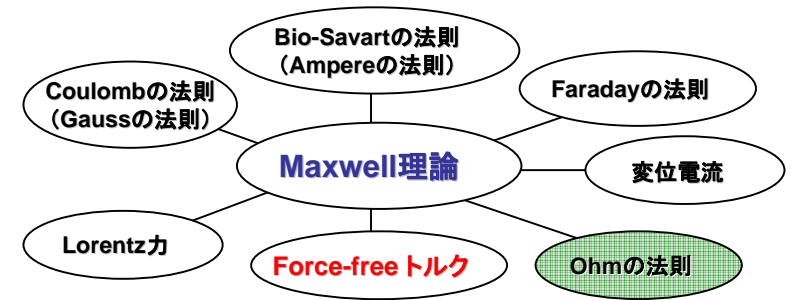
抵抗率から磁束の縦成分が運動 (らせん磁束フローの証明)

縦磁界効果の静的、準静的、動的状態の電磁現象を force-freeトルクおよびこれに駆動された磁束の回転運動によって総合的に説明。これによりトルクの存在を立証した。

- 縦磁界効果の電磁現象としての特異性
- (1) 磁束線運動の実体の運動(力学)からの違い
位相速度としての性質
 - (2) 力に起因しないトルク

Force-freeトルク

Lorentz力に続く**第二の磁気力**で、電磁気学における**基本法則の一つ**であり、Maxwell理論の完成(1864)後も百数十年発見されなかった



Ohmの法則は別(単なる経験則)

相対性理論とforce-freeトルクとの類似点

- (1) いずれも観念論的に予想
相対性原理と光速不滅の原理
歪みと復元力の自然原理
- (2) 既存の重大な概念との食い違い
Newton力学
Lorentz力しかないという固定概念
- (3) 特殊な環境下でのみ出現
光速に近い速度、巨大重量
縦磁界下の超伝導体
- (4) 実験によって間接的に証明
ミューオンの寿命、重力場の影響
縦磁界効果の総合的説明
- (5) 電磁気理論の新しい展開において誕生

改めて縦磁界効果について

変分原理によってforce-freeトルクは導かれない

孤立系に対する変分原理では静的な磁界のエネルギーしか考慮しておらず、非孤立系の場合には電磁誘導でエネルギーが流入

$$P = \int_S S_p \cdot dS = \int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2\mu_0} B^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \right) + J \cdot E \right] dV$$

$$S_p = E \times B / \mu_0$$

したがって、仮想変位させてPoyntingベクトルから求めるしかない(Force-free歪み導入の際は蓄積エネルギーが変化しない!)

Lorentz力の場合には磁界のエネルギーを原資として歪を生じえるので、変分原理が使える(電磁誘導とは無関係)

Josephson は「入力エネルギー=蓄積エネルギー」の関係から非孤立系の平衡状態を表すものとしてforce-free状態を導いたが、force-free歪を作る場合は電磁誘導によってエネルギーが流入する

上記の点の見落としがJosephson の理論を縦磁界に应用する際の失敗の原因

この歪みのエネルギーはどうなるか?(問題)

3. まとめ

- (1) 磁束ピンニングの加算問題に取り組み、動的理論を提出し、統計的加算理論との一致を示し(エルゴード性の証明)、さらにランダム系の平均場近似としてcoherent potential近似理論を提出した。これにより加算問題に関する統一理論を完成した。
- (2) 経験的なOhmの法則が成り立たない超伝導体においては電流は純粋に物理的な法則によって決定するが、これを与える従来の臨界状態モデルの基本式を変分原理により導き、加算問題に関する理論と合同することにより新たに臨界状態理論として確立した。
- (3) 特殊な電磁現象を示す縦磁界効果を解明し、電流が磁束に平行に流れるforce-free状態の歪を緩和するforce-freeトルクを導出し、これらの特殊な電磁現象がトルクによる回転運動に起因することを明らかにした。