大阪府立大・工 加藤 勝 末松 久孝 中島 督

東北大・金研 小山 富男 東北大学・情報科学 海老澤 丕道

秋田大・教育文化 林 正彦 日本原子力研究機構・計セ 町田 昌彦

大阪府立高専 佐藤 修

1. はじめに

近年、超伝導体に対して微細加工することで、新しい物性を生み出し、またそれを用いて新しいデバイスを開発する研究が進んできている。特に、超伝導体をコヒーレンス長や磁場侵入長程度の大きさにすることで、磁場下でのバルクの超伝導体中における単一量子磁束を持つ渦糸が三角格子状に配列する状態とは異なり、渦糸の持つ磁束の大きさが量子磁束の2倍以上になったり、磁束の向きが反対になったり、渦糸の配列が三角格子とは異なる配列になることが見いだされてきた。このように、サブマイクロサイズの超伝導体ではその形状に依存した物性が現れる。この研究では、この形状による磁束の構造や運動の制御に関して研究を行った。

第1に、これまで研究してきた、d波超伝導体とs波超伝導体を組み合わせた超伝導複合体dドットを利用した論理回路を 提案し、その動作のシミュレーションを行った。dドットでは、d波超伝導体の異方性により生じる自発磁束がドットの形状 により異方的に分布し、それによりdドット間の相互作用が異方的になり、dドットの配置をうまく設計すれば、論理回路を 構成できるというものである。(2節)

次に、超伝導ネットワークに関しては、これまでに行ってきた有限の超伝導ネットワークにおいて磁束構造がバルクとは 異なるものになるという研究を進めて、有限の非対称なネットワーク中の磁束の外部電流による駆動の制御を調べた。具 体的には、交流電流による駆動に対して、磁束の整流効果(ラチェット)を調べた。これまでに、超伝導体中に空間的に 非対称なアンチドットを配列した場合の磁束の運動のラチェット効果が実験的に調べられてきたが、この研究では、有限 で非対称なネットワークで生じるかをギンツブルグランダウ(GL)方程式を用いたシミュレーションで調べた。(3節)

さらに、多孔性の超伝導体のモデルとして、ランダム超伝導ネットワークにおける磁場下での磁束構造について、線形化 GL方程式であるドジャンアレクサンダー(dGA)方程式を用いたシミュレーションで調べた。(4節)

2. dドットを用いた論理回路のシミュレーション

これまで、d波超伝導体とs波超伝導体を組み合わせた超伝導複合体dドット に関して2成分ギンツブルグランダウ方程式を、有限要素法を用いて数値的 に解くことでその基礎的な性質を調べてきた。図1にdドットの概念図を示 す。d波超伝導の秩序変数は運動量空間におけるx方向とy方向戸の間での 符号が異なるという異方性のため($k_x^2 - k_y^2$)、図1で示した形状の場合には、

正方形の4つの角において、自発電流が流れ、角を中心に通常の量子磁束

 $\phi_0 = \frac{hc}{2e}$ の半分の量子磁束が生じる。d波超伝導体領域における2成分GL自由

$$\mathbf{F}_{d}\left(\Delta_{s},\Delta_{d},\mathbf{A}\right) = \int_{\Omega} \left(\frac{3\alpha}{8}\lambda_{d} \left[\left|\Delta_{d}\right|^{2} - \frac{4\ln T_{cd}/T}{3\alpha}\right]^{2} + \alpha\lambda_{d} \left[\left|\Delta_{s}\right|^{4} + 2\frac{\alpha_{s}}{\alpha}\left|\Delta_{s}\right|^{2}\right] + \alpha\lambda_{d} \left[2\left|\Delta_{s}\right|^{2}\left|\Delta_{d}\right|^{2} + \frac{1}{2}\left(\Delta_{s}^{*2}\Delta_{d}^{2} + \Delta_{s}^{2}\Delta_{d}^{*2}\right)\right] + \frac{1}{4}\alpha\lambda_{d}v_{F}^{2} \left[\left|\mathbf{\Pi}\Delta_{d}^{*}\right|^{2} + 2\left|\mathbf{\Pi}\Delta_{s}\right|^{2} + \left(\Pi_{x}^{*}\Delta_{s}\Pi_{x}\Delta_{d}^{*} - \Pi_{y}^{*}\Delta_{s}\Pi_{y}\Delta_{d}^{*} + \mathrm{H.c.}\right)\right] + \frac{1}{8\pi}\left|\mathbf{h} - \mathbf{H}\right|^{2} + \frac{1}{8\pi}\left(\operatorname{div}\mathbf{A}\right)^{2}\right)d\Omega$$

ここで Δ_d と Δ_s は超伝導秩序変数のd波とs波の成分であり、 $\Pi = \frac{\nabla}{i} - \frac{e}{c} \mathbf{A}$ である。異方性は Δ_d と Δ_s の空間微分の結合

項で記述される。

図2には数値シミュレーションによって得られた、自発磁束の磁場分布を示す。この図で青色は上向きの、赤色は下向きの磁場を表している。おのおのの角における磁場は積分するとほぼ量子磁束の半分となっている。

このようなdドットは、論理デバイスとして、次のような性質を持つことを明らかにしてきた。

1 半整数量子磁束の自発的な発生のために、基底状態が時間反転対称性を破った状態であり、常に2重に縮退した 状態である。



図1 dドットの概念図

- 2 2重に縮退した状態は、他の準安定状態に比べ、サイズが小さく転移温 度より十分温度が低い場合は超伝導の凝縮エネルギー程度だけエネル ギーが低い。このためdドットは2状態の素子として扱うことができる。
- 3 いくつかのdドットをs波超伝導体中に配置すると自発磁束まわりの電流 を介して相互作用を行うが、流れる電流の非対称性のため、その相互作^{0.6} 用は距離や方向に強く依存したものになる。図3には斜め配置の2個のd_{0.4} ドットの強磁性の状態と反強磁性の状態の間の自由エネルギーの差のグ ラフを示した。近距離では強磁性的、遠距離では反強磁性的になること^{0.2} が分かる。









dドットはこのような性質をもち、異方的なビット、もしくはス ピンとして考えることができる。これを利用する為に、量子ドッ トを利用したQCA (Quantum-dot Cellular Automaton)のアイデア を利用する。その基本原理は、図4に示したように5つの十分小 さく電子が一個しか入らないような量子ドットを配列しセルとす る。ここに電子を2個入れると安定状態は(a)と(b)二つの状態に なり、ビットとして利用できる。平行に置いた二つのセル間には 強磁性相互作用が働き、これを利用して回路を作ることができ る。

- 直線上にセルを配列することで情報の伝達ができる。(ワイ ヤー)(図5)
- 2) 5個のセルを配列し、3個を入力セル、1個を出力セルとする ことで、多数決回路を構成できる。(図6)

以上を元に論理回路を構成するのがQCAのアイデアである。これは量子ドットの系だけでなく、局所的に相互作用する2状態を取るセルを元にした系に対しても利用可能であると思われる。そのため、dドットを用いて、このような論理回路が構成できるかを、dドットを記述する時間依存2成分ギンツブルグランダウ方程式を解いて、実際に動作を確かめた。

dドットは斜めに配置した場合、近距離において強磁性相互作用を持ち、この相互作用を利用する為、図7のように斜め方向に一列にdドットを配置し、情報の伝達のシミュレーショ

(a) (b) 図4 量子ドットセルオートマトンの概念 図。白丸は量子ドット、黒丸は電子を表 す。2個の電子が導入された場合、電子間 のクーロン相互作用により(a)と(b)の二つ の基底状態がある。



図5 量子ドットセルを一列に配置し、左端で状態 を反転させて、その状態が右へ伝わっていく様子。







その後、状態の反転が右上のdドットに伝わっていくのが分かる。図8には、多数決論理回路のシミュレーションの例を示した。初期状態ではすべてのdドットが同じ状態にいる。InputAとBのdドットを反転させ、InputCのdドットを同じ状態に維持する外部電流を流す。最終的に、outputのdドットが反転するのが分かり、多数決論理回路として動作することを示すことができた。

動作速度を見積もると、状態の反転はサブピコ秒程度で行われるので、ピコ秒のオーダーでの動作が可能であると考えられ、このdドットQCA論理回路は次世代計算機の候補になると期待される。

3. 非対称有限超伝導ネットワークにおける磁束の運動のラチェット効果



$$\sum_{j} I_{ij} \frac{d\Delta_{j}}{dt} = -\sum_{j} P_{ij}\Delta_{j} + U_{j}$$

$$\sum_{j} I_{ij}^{2D} \frac{dA_{jx}}{dt} = -\sum_{j} R^{x}_{ij}A_{jx} - \sum_{j} S^{x}_{ij}A_{jy} - T^{x}_{i}$$

$$\sum_{j} I_{ij}^{2D} \frac{dA_{jy}}{dt} = -\sum_{j} R^{y}_{ij}A_{jy} - \sum_{j} S^{y}_{ij}A_{jx} - T^{x}_{i}$$

図9において3角形が2次元の有限要素法の要素を表し、 その頂点で区切られた超伝導体の線分が1次元有限要素法^{0.004} の要素である。図10には磁場を印加することで生じた磁 束構造を示している。超伝導体のボンドの太さは超伝導秩^{0.003} 序変数の振幅を表し、色はその位相を示している。 磁束は大きな台形のループに入りやすいことが分かる。こ れは、ループまわりの超伝導電流が小さくなることでエネ 0.001 ルギーが減少する為であると理解できる。

図11には、上部と下部のリードとの間に交流電流を印加 した場合の、リード間の直流電圧の外部磁場依存性を示し た。 中間の磁場領域で正の直流電圧が得られていること

が分かる。磁場が小さいときは磁束の数が少なくかつ超伝 図11 導秩序変数が大きいため磁束が動きにくいため、電圧が小 加したときの直流電圧の外部磁場依存性。



非対称ネットワークにおいて交流電流を印

図12

る。

さくなり、磁場が大きいときは、図10からも分かるように超伝導秩序変数が小さくなり自由に磁束が動けるため直 流電圧は小さくなると理解できる。実際に、シミュレーション中の磁束のそのような運動が確認されている。ただ し、ネットワークの中央部で秩序変数の振幅が大きいため、磁束の運動はネットワークの上部と下部に限られてお り、上部と下部では、外側のループの形状が異なることから、この磁束のラチェット効果が生じていると考えられ る。すなわち、磁束のネットワークへの侵入をネットワークの非対称性によって制御していると結論づけられる。

4. ランダムネットワークにおける磁場下での磁束構造

超伝導体の一つの応用として、超伝導電線があげられるが、その場合、磁束のピン留 めが重要である。多孔性の超伝導体はそのピン留めの強さが期待される。そのモデ ルとして、超伝導ネットワークのボンドをランダムに抜いたランダムネットワークを 考えた。図12にその一例を示す。その転移温度と磁場中での磁化過程について、ボ ンドを抜いていく割合についての依存性を、超伝導ネットワークに対しての線形化ギ ンツブルグランダウ方程式であるドジャンアレクサンダー方程式を解くことで、求め た。

$$\frac{1}{n_i} \sum_{j} \Delta_j \exp\left(i\gamma_{i,j}\right) = \Delta_i \cos\frac{2}{\delta_i}$$

ワークの例。正方格子ネットワ-クから点線のボンドを抜いて

ランダム招伝導ネッ

ここで、Δ, はi番目の格子点での超伝導秩序変数の値であり、 はi番目の格子点に ボンドでつながる格子点についての和になる。n, はそのような格子点の数であり、 $\xi = \xi_0 / \sqrt{1 - T/T_{co}}$ はコヒーレンス長、*a*はボンドの長さであり、*T*_{co}はバルクの超伝 導体の転移温度であるり、γ" は、磁場による格子点間の位相差を表し、次のように定義される。

$$\gamma_{i,j} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_i^j \mathbf{A} \cdot \mathbf{ds}$$

ドジャンアレクサンダー方程式は Δ_i に関しての固有値方程式であり、その最大固有値から $\cos{\frac{a}{\epsilon}}$ を通して、超伝導転移 温度が求められる。図13には、2次元正方格子からランダムにボンドを抜いて場合の転移温度の減少を示している。

横軸は $f = \Phi/\Phi_0$ であり、縦軸は $-\frac{\Delta T_c}{T_{c0}} \times \left(\frac{a}{\xi_0}\right)^2$ を表している。ここで、Φ は正方形1個当たりの磁束の大きさであ り、 ΔT_c は超伝導転移温度の変化である。Aはボンドを抜いていない正方格子の場合であり、転移温度は Φ_0 を周期に 持つLittle-Parks振動を示す。さらに、細かい振動は超伝導ネットワーク全体に磁束 Φ_0 が一つ入って、より安定な状態 に入ることから生じている。B1とB2においてはランダムにボンドを1割除いた場合、C1とC2においては2割除いた 場合の転移温度の減少を示す。ボンドが抜かれていくと次第に転移温度が減少の減少が抑えられていくことがわかる。 一般に、磁束が閉じ込められるリングの数が多いほど、その構造に整合させる為に転移温度が下がると考えられる。 図14には、3次元立方格子からボンドをランダムに抜いていった場合の転移温度の減少の磁場依存性を示した。こ のとき、磁場は垂直方向からπ/6だけ傾いて印加している。そのため、磁場に垂直な投影面積をもつ正方形のループ が2種類あり、その面積比が有理数比でないため、周期性は失われている。特徴的なことは、2割除いたC2でも転移 温度が1割除いたB1やB2と同程度に下がっていることで、3次元的なランダムネスにより、磁束構造が特殊な形に制 約されていることがわかる。



この転移点での磁束構造を見るため、2次元正方格子の場合に、ネットワーク全体を貫く磁束を求めた。印加された 磁場からのこの磁束のずれの単位ループ当たりの磁化*M* は

$$M = \frac{m(C) - fS / a^2}{S / a^2}$$

で与えられる。ここで、Sはネットワーク全体の面積、m(C)はネットワーク全体を貫く磁束で

$$m(C) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{C < i, j > c} \left[\arg\left(\frac{\Delta_j e^{i\gamma_{i,j}}}{\Delta_i}\right) - \gamma_{i,j} \right]$$

と与えられる。図15と図16に完全な正方格子ネットワークの場合と2割ボンドを除いたランダムネットワークの 場合の結果を示した。図15でf<0.5においては、磁束は印加磁場より少なくなるのは磁場排除の効果である。途中 の細かいスパイクは量子磁束が一本一本入っていく過程を表している。f=0.5のまわりで磁化が正に転じるのは f=0.5の磁束構造が安定であり、弱い磁場のときに既にその磁束構造になってしまう為である。ランダムネットワー クの場合には、スパイク状の磁化変化の完全ネットワークの場合より大きく、安定な磁束構造が生じていると考えら れる。特にf=0.5での磁化の符号の逆転が大きくなり、f=0.5での磁束構造がより安定になることがわかる。



4. まとめ

微小超伝導複合体dドットと超伝導ネットワークにおける、磁束構造とそのダイナミクスに関してのシミュレーション を行ってきた。dドットに関しては、その相互作用を利用して、論理回路が構築できることをシミュレーションで示し た。ネットワークに関しては、非対称ネットワークにおいて磁束の外部電流による運動の整流効果があることを示 し、また、ランダムなネットワークにおいては、より安定な磁束構造が生じうることを磁化過程を計算することで示 した。これらの結果は、磁束の構造や運動を超伝導体の幾何学的な構造によって制御できることを示しており、今後 のナノ構造超伝導体の研究の発展の一つの方向を示すことができた。

5. 発表(投稿)論文

- 1. Superconducting symmetries of nano-structured anisotropic superconductors M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, Physica C, 460-462, 1436-1437 (2007).
- 2. Quantum dynamics of the phase difference in an assembly of closed 0-π Josephson junctions made by d- and s-wave superconductors T. Koyama, M. Machida, M. Kato, T. Ishida, Physica C, 460-462, 1305-1306 (2007).
- 3. Effects of weak impurity potential on the quasi-particle states in high-Tc superconductors M. Kato, K. Maki, Physica C, 460-462, 1031-1032 (2007).
- 4. Artifcial Spin System Using Composite Structures of d- and s-wave Superconductors M. Kato, M. Hirayama, S. Nakajima, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, J. Magn. Magn. Mater., 310, 495-497 (2007).
- 5. Votex Doping into Finite-Sized Superconducting Networks T. Ishida, Y. Matsushita, M Shimizu, M. Kato, M. Hayashi, H. Ebisawa, K. Satoh, T. Yotsuya, O. Sato, International Journal of Modern Physics B, 21, 3177-3179 (2007).
- 6. Macroscopic quantum effect in intrinsic Josephson junctions containing magnetic flux T. Koyama, M. Machida, M. Kato, T. Ishida, Physica C, 463-465, 985-988 (2007).
- 7. Numerical simulation for thermal relaxation of hot spot in MgB2 neutron detector M. Nishikawa, M. Kato, T. Ishida, Physica C, 463-465, 1115-1118 (2007)
- Quasi-particle spectrum of giant vortex states in a square nanoscopic superconducting plate H. Suematsu, M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, Physica C, 463-465, 262-265 (2007).
- 9. Penetrations And Dynamics of Vortices in Mesoscopic Superconducting Plates O. Sato, M. Kato, , Physica C, 463-465, 258-261 (2007).
- 10. Anisotropic superconductors in nano-structures M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida, Physica C, 463-465, 254-257 (2007).
- 11.A study of superconducting transition of network models of multiply connected superconductors, O. sato and M. Kato, Physica C, in press.
- 12.Phase Transition and Magnetization of Superconducting networks in a Magnetic Field, O. Sato and M. Kato, Physica C, in press.
- 13. Simulation of logic gate using d-dot's, S. Nakajima, M. Kato, T. Koyama, M. Machida, T. Ishida and F. Nori, Physica C, in press.

有限要素法による Nb₃Sn 複合超伝導線の事前曲げ歪効果の三次元解析

岡山大学・自然科学研究科	村瀬	暁,	延原	正彦,	金	錫範,	七戸	「希
東北大学・金属材料研究所	淡路	智,	小黒	英俊,	西島	; 元,	渡辺	和雄
高エネルギー粒子加速器機構	和気	正为						

1. はじめに

超伝導の応用は、医療、化学分析、搬送、電力、磁場科学、磁気分離などの広い分野に 拡大している。これらの応用には超伝導線をコイル状に巻いた超伝導磁石として使用され ている. 超伝導線は、超伝導体の他に、母材、クエンチしたとき電流のバイパス材と使用 される安定化銅, マグネット運転時の電磁力に耐える高強度補強材などから構成される複 合材である. Nb₃Sn などの高磁界用超伝導体は、一般に約 1,000 K の高温で生成し、使用 される 4.2 Kの極低温まで冷却されるので、約 1,000 Kの温度差を経験する。超伝導線を 構成する各部材は、ヤング率、降伏応力、線熱膨張率など機械的性質が異なるため、冷却 時に各構成部材には残留歪が生じる。Nb₃Sn などの化合物超伝導体は、他の金属製の構成 部材に比べて熱膨張率が小さいため、冷却時に圧縮歪を受ける。また、Nb₃Sn などの化合 物超伝導体は、応力・歪に対して敏感で、引張りおよび圧縮にかかわらず、応力・歪の増 加に対して臨界電流などの超伝導特性が劣化する[1]。そのため様々な高強度 Nb₃Sn 線が 開発され[2-4], 最近 Cu-Nb で補強した Nb₃Sn 線において, 室温で繰返しの曲げ歪を加え ると臨界電流密度(J₀)や上部臨界磁界の向上が観測され、事前曲げ歪効果として知られる ようになった[5]。事前曲げ歪を加えることにより、冷却したままの状態の J。ばかりでな く、冷却後引張応力を印加した場合に生じるピークの J_{c} も向上した。このピークの $J_{c}(J_{cm})$ は、Nb₃Sn 超伝導体に印加している圧縮歪が引張の印加により緩和されて増加し、さらに 引張歪が増加すると圧縮歪が引張歪に変化してJ。が低下することにより得られる。前者が Cu-Nb 補強 Nb₃Sn 線(CuNb/Nb₃Sn)の他, Cu-Nb 補強のない一般の Cu 安定化 Nb₃Sn 線 (Cu/Nb₃Sn)でも見られるが、後者の J_{cm}の向上は Cu 安定化 Nb₃Sn 線ではほとんど見られな い。また、前者の J_cの向上は線材の長手方向の歪(z-方向)を考慮すれば説明できるが、後 者の J_{cm}の向上は説明できない。

Nb₃Sn 線には *z*-方向の歪だけでなく,径方向(*r*-方向)や周方向(θ-方向)の3次元の歪が印 加しており,*z*-方向の歪がゼロの状態でも,*r*およびθ方向の歪が残留していることが, 実験的にも解析的にも確かめられ [6, 7],この3次元歪状態の違いが前述のCuNb/Nb₃Sn とCu/Nb₃Sn の J_c特性の実験結果に影響を及ぼすことがわかった。

一方,筆者らのグループは,従来から構成部材および断面構成の異なるいくつかの複合 Nb₃Sn 線の 3 次元歪状態に及ぼす熱履歴の影響を,有限要素法(FEM)を用いて解析を行ってきた[8,9]。今年度は,3次元歪の評価方法,事前曲げ歪効果が発生するまでの曲げや 冷却過程での歪の変化,主要な役割を示す Cu-Nb 部材の配置の違いによる3次元歪への 影響などを検討する。

3次元歪解析には、東北大学金属材料研究所計算科学センター・スーパーコンピューティングシステムのノード数制限のない有限要素法ソフト ANSYS-Multiphysics version を用いた。

2. 計算手法,モデル

解析の対象は、いずれも線径1mmで、CuNbで補強したNb₃Sn線(CuNb/Nb₃Sn)、Cumatrix にNb₃Snフィラメントが埋め込まれたCu/Nb₃Sn(Cu-1)およびCu安定化材が外部に配置さ れたCu/Nb₃Sn(Cu-2)の3種類で、その構成材の体積比を表1に、FEMで用いた解析モデ ルをFig.1に示す。



Fig. 1 解析に用いた Nb₃Sn 線モデル (a) CuNb/Nb₃Sn, (b) Cu matrix Nb₃Sn (Cu-1), (c) Cu 外部安定化 Nb₃Sn (Cu-2)

Nb₃Sn の生成から室温での事前曲げ,極低温での冷却を模擬して,次の段階ごとに解析 を行った。まず,650 ℃の Nb₃Sn 生成熱処理温度ですべての歪をゼロとし,室温(300 K) まで冷却し,事前曲げ歪を印加した。すなわち,線材断面の0度の位置の外表面上に引 張歪を,180度の位置の外表面で圧縮歪を同時に印加したあとゼロ歪に戻した.次に4.2 K の極低温まで冷却した後,線材全体にコイル運転中の電磁力を模擬した引張応力を印加 した。

FEM 解析における境界条件として,熱履歴および引張歪印加時において線材の両端 は平面を保つようにした。これは、すべての工程において各構成材の z 軸方向の変位は 均等であることを意味する。また、線材の底面での変位はゼロで、底面境界で対称であ ると設定した。 各構成材は等方性, Cu, Cu-Sn, Cu-Nb, Nb は弾塑性体で, Cu, Cu-Sn, Cu-Nb は降伏応力が温度変化する, Ta および Nb₃Sn は弾性体と設定して FEM 解析を行った。 各構成材の使用した熱膨張係数、ヤング率、ポアソン比の各物性値を Table 2 に、一例と して Cu の応力・歪曲線の温度変化を Fig. 2 に示す。

TABLE 1 COMPONENT MATERIALS AND THEIR VOLUME FRACTIONS				
model	CuNb/Nb ₃ Sn (CuNb)	Cu/Nb ₃ Sn (Cu-1, Cu-2)		
Cu (%)	24.0	43.9		
Cu-Nb (%)	32.0	-		
Barrier (%)	4.9 (Ta)	5.2 (Nb)		
Cu-Sn (%)	29.9	36.5		
Nb3Sn (%)	9.2	14.4		



TABLE 2 TARAMETERS OF COMPONENT MATERIALS				
Component materials	Thermal expansion coefficient (K)	Young's modulus (GPa) at R.T.	Poisson's ratio at R.T.	
Nb ₃ Sn	7.64 x 10 ⁻⁶	165	0.3	
Cu-Sn	17.3 x 10 ⁻⁶	124	0.345	
Cu-Nb	15.1 x 10 ⁻⁶	109	0.346	
Та	6.3 x 10 ⁻⁶	186	0.342	
Nb	7.02 x 10 ⁻⁶	103	0.397	
Cu	16.8 x 10 ⁻⁶	114	0.345	

 TABLE 2
 PARAMETERS OF COMPONENT MATERIALS

3. 計算結果および考察

3.1 3次元歪の評価

3 次元歪は,一般に式(1)で示す von Mises 歪で表わされるが, せん断歪の寄与がどの程 度あるか計算し, *r*, *θ*, *z* 方向の歪と寄与分を比較した. その結果を, Table 3 に示す.

$$\epsilon_{Y}^{2} = \left\{ \left(\epsilon_{r} - \epsilon_{\theta} \right)^{2} + \left(\epsilon_{\theta} - \epsilon_{z} \right)^{2} + \left(\epsilon_{z} - \epsilon_{r} \right)^{2} + 6(\tau_{xy}^{2} + \tau_{yz}^{2} + \tau_{zx}^{2}) \right\} / 2$$
(1)

ここで、 ε_r , ε_{θ} , ε_z はそれぞれ r, θ , z方向の歪, τ はせん断歪である。

 TABLE 3
 CONTRIBUTED FRACTIONS OF EACH STRAIN COMPONENTS

	<i>r</i> , θ and <i>z</i>	Shear directions (%)
	directions(%)	
CuNb/Nb3Sn	99.9999	0.0001
Cu/Nb3Sn-1	98.9	1.1
Cu/Nb3Sn-2	99.99998	0.00002

これからわかるように、せん断歪の寄与分は非常に少なく、r, θ, z 方向の歪だけを考慮 した偏差歪や有効歪で3次元歪を評価しても実質上変わりはないと考えられる.

3.2 各温度における3次元歪の変化

Fig. 1 の Cu/Nb₃Sn(Cu-2)について、650℃の Nb₃Sn 生成熱処理、室温への冷却途中の 500 K、室温への冷却、室温での曲げ歪印加、4.2 K への冷却途中の 100 K、4.2 K への冷却の 各過程において、Nb₃Sn フィラメントに印加した各解析要素における von Mises の 3 次元 歪分布を、事前曲げ有りの場合とない場合の 2 条件について Fig. 2 に示す. Nb₃Sn に印加 する 3 次元歪分布のピーク値が温度によってどのように変化するかを表わしている.事前 曲げがない場合は、500 K、300 K、100 K、4.2 K の冷却時において、それぞれ 0.16%、0.22%、0.34%、0.38%と変化したのに対して、曲げ歪を印加した場合は、曲げ歪印加後(300 K)、100 K、4.2 K において、0.02%、0.08%、0.16%と大きく軽減された. これらの変化を Table 4 に示 す. 4.2 K において 0.2%軽減したことがわかる. これは、曲げ歪が印加されることによっ て、伸びが生じ、これが 3 次元歪を緩和したと考えられる.



Fig. 3 von Mises strain vs. temperature curves by FEM analysis for with and without prebending of Cu/Nb₃Sn(2) analysis

TABLE 4 VON MISES STRAINS AT EACH PROCESS FOR NO PRE-BENDING AND PRE-BENDING OF CU/NB3SN(2)

Process	No pre-bending	Pre-bending	Reduced strain
As heat-treated	0	0	-
500 K	0.16	0.16	-
300 K	0.22	0.22	-
After bending at 300 K		0.02	0.2
100 K	0.34	0.08	0.28
4.2 K	0.38	0.16	0.22

3.3 部材の配置による3次元歪の変化

事前曲げ効果をもたらす支配的な構成部材である Cu-Nb が線材の周辺部にある場合, 中心部にある場合について,3次元歪に及ぼす影響を解析した.Fig.4 に解析に用いたモ デルを示す.現在,解析中であるが,Cu-Nb の周辺部配置の方が3次元歪が軽減されるこ とがほぼ明らかになっている.

4. まとめ

複合 Nb₃Sn 超伝導線の事前曲げ効果について, ANSYS による FEM 解析を行った. その 結果, von Mises の 3 次元歪においてせん断成分は無視できる, 事前曲げによって von Mises3 次元歪で約 0.2%の緩和があり, これが J_c の向上につながることなどの知見を得た.



(a) Outer Cu-Nb model

(b) Inner Cu-Nb model

Fig. 4 Cross-sectional views of Cu-Nb/Nb₃Sn models in FEM analysis; red:Cu-Nb, light blue:Nb3Sn filaments, blue :Cu-Sn matrix, purple :Cu stabilizer

謝辞

本研究を遂行するにあたり東北大学金属材料研究所計算材料科学センターの SR8000 ス ーパーコンピューティングシステムを利用しました。深く感謝申し上げます。

引用文献

- J. W. Ekin, "Strain Scaling Law and the Prediction of Uniaxial and Bending Strain Effects in Multifilamentary Superconductors", Filamentary A15 Superconductors, M. Suenaga and A. F. Clark Ed. New York: Plenum Press, 1980, pp. 187-203.
- [2] T. Miyazaki, Y. Murakami, T. Hase, T. Miyatake, S. Hayashi, Y. Kawate, N. Matsukura, T. Kiyoshi, K. Itoh, T. Takeuchi, K. Inoue, and H. Wada, "Development of Superconductor for 1 GHz Class NMR Magnets –High Yield Strength (Nb,Ti)3Sn Conductors-", Cryogenic Engineering, vol. 35, pp. 126-131, 2000.
- [3] S. Murase, S. Nakayama, T. Masegi, K. Koyanagi, S. Nomura, N. Shiga, N. Kobayashi, and K. Watanabe, "Stress-Strain Effects in Alumina-Cu Reinforced Nb3Sn Wires Fabricated by the Tube Method", Journal of Japan Institute of Metals, vol. 61, pp. 801-806, 1997.
- [4] S. Murase, T. Murakami, T. Seto, S. Shimamoto, S. Awaji, K. Watanabe, T. Saito, G. Iwaki, and S. Meguro, "Normal Zone Propagation and Quench Characteristics of Nb3Sn Wires with Jelly-Roll and In-Situ Processed CuNb Reinforcements", IEEE Trans. on Supercond., vol. 11, pp. 3627-3630, March, 2001.
- [5] S. Awaji, K. Watanabe and K. Katagiri, "Improvement of mechanical and superconducting properties in CuNb/(Nb,Ti)₃Sn wires by applying strain at room temperature", Supercond. Sci. Techno., vol. 16, pp. 733-738, 2003.
- [6] S. Awaji, H. Oguro, G. Nishijima, P. Badica, K. Watanabe, S. Harjo, T. Kamiyama and K. Katagiri, "Neutron diffraction Study on prebending effects for bronze route Nb3Sn wires without reinforcement", IEEE. Trnas. Appl. Supercond., vol. 16, pp. 1228-1231, 2006.
- [7] S. Murase, I. Okada, K. Kiyama, N. Nanato, S.B. Kim, H. Oguro, G. Nishijima, S. Awaji, K. Watanabe and M. Wake, "Three-directional FEM analyses of pre-bending effects for Nb3Sn composite wires", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 17, pp. 2676 2679, 2007.
- [8] S. Murase, H. Okamoto, T. Wakasa, T. Tsukii, and S. Shimamoto, "Three-Directional Analysis of Thermally-Induced Strains for Nb3Sn and Oxide Composite Superconductors", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 13, pp. 3386-3389, 2003.
- [9] S. Murase and H. Okamoto, "FEM Analysis of Three Directional Strain States Under Applied Tensile Stress for Various Composite Superconductors", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 14, pp. 1130-1132, 2004.

投稿論文

S. Murase, I. Okada, K. Kiyama, N. Nanato, S.B. Kim, H. Oguro, G. Nishijima, S. Awaji, K. Watanabe and M. Wake, "Three-directional FEM analyses of pre-bending effects for Nb3Sn composite wires", IEEE Trans. Appl. Supercond., vol. 17, pp. 2676 – 2679, 2007.