



Title	振動発電エネルギーハーベスティング用の逆磁歪材料の開発
Author(s)	岡田, 拓
Citation	大阪大学, 2025, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/101684
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

振動発電エネルギーハーベスティング用の
逆磁歪材料の開発

岡田 拓

2025 年 1 月

大阪大学大学院工学研究科
ビジネスエンジニアリング専攻

目次

第1章 序論	1
1.1 エナジーハーベスティングとは.....	1
1.2 振動発電が期待されている例.....	2
1.3 振動発電の方式.....	3
1.4 磁歪および磁歪効果・逆磁歪効果とは.....	4
1.5 逆磁歪式振動発電の原理.....	6
1.6 逆磁歪式振動発電に用いる材料について.....	9
1.7 現状の課題	10
1.8 研究の目的と構成.....	10
第2章 電磁鋼板の特徴に着目した逆磁歪材料への応用	11
2.1 緒言	11
2.2 大型デバイスの可能性.....	11
2.3 電磁鋼板について.....	12
2.4 実験方法	14
2.5 磁化特性の評価.....	16
2.6 磁歪特性の評価.....	18
2.7 加振機を用いた強制振動による発電特性の評価.....	20
2.8 電磁鋼板を使用した大型振動発電デバイスの開発.....	28
2.9 大型デバイスによる発生電圧の評価.....	30
2.10 大型デバイスによる電力の抵抗依存性.....	32
2.11 デバイスの大型化と発電特性の定式化.....	32
2.12 第2章の結言.....	36
第3章 磁気弾性特性の多角的評価.....	38
3.1 緒言	38
3.2 実験方法	38
3.3 磁歪ひずみの評価.....	40
3.4 磁束密度変化の評価.....	45
3.5 第3章の結言.....	53
第4章 発電デバイス中の逆磁歪材料に生じる応力および磁場の解析	55
4.1 緒言	55
4.2 試料に印加される応力解析.....	55
4.3 試料に印加される磁場解析.....	68
4.4 解析結果を基にした考察.....	74
4.5 第4章の結言.....	83

第5章 応力および磁場を有効活用した逆磁歪材料の開発.....	85
5.1 低バイアス磁場で駆動するデバイス設計.....	85
5.2 磁歪定数を向上させたアモルファス薄帯の作製.....	93
5.3 第5章の結言.....	108
第6章 総括	110
参考文献	112
謝辞	116
研究実績	118
査読論文	118
解説	118
国内学会における発表.....	118
国際会議における発表.....	119
受賞歴	119
その他	120

第1章 序論

1.1 エナジーハーベスティングとは

あらゆる場面で使用できる電源には高い付加価値がある。図 1-1 は 1 kWh あたりの電力コストを電源の種類により比較したものであり[1]、電池の電力コストは高い。コンセントから使用できるグリッド電力の価格は 20 円/kWh 程度であるのに対し、1 次電池の電力コストは 50,000 円/kWh 程度、2 次電池の電力コストは数百円/kWh と見積もられる。このように電池はグリッド電力と比べて非常に電力コストが高いが、様々な場面で使用されている。その理由は、電池には配電網から分離し、どこでも使えるという高い付加価値を有しているからである。しかし、電池の交換には人間による多大な労働を必要とし、電池の廃棄には様々な問題がある。国内での使用済み筒形 1 次電池の排出量は年間約 60,000 トンと推定されており、このうち分別回収される電池は 1 割強程度しかなく、その他は不燃物として埋め立て処理されている[2]。また、電池には使用温度範囲が限られるというデメリットがある。このように電池には大きな課題があり、電池の代替電源が必要である。

電池の代替となる電源として、エナジーハーベスティングが期待されている。エナジーハーベスティングとは、環境の中に広く存在する従来使われていなかったエネルギーから電力を取り出す技術である。配電網から分離し、発電デバイスからの電力供給により半永久的に使用可能なメンテナンスフリー電源として利用される。エナジーハーベスティングの重要な応用先として IoT (Internet of Things) がある。図 1-2 は世界の IoT デバイス数の推移および予測を示しており、2026 年には 500 億個を超え、今後も増加していくと予測される[3]。従来、インターネットは PC やスマートフォンなどの情報デバイスを接続し、人と人とがコミュニケーションをとるために使われていた。しかし、IoT ではあらゆるモノをインターネットに接続し、人と機械、あるいは機械と機械がインターネットを介して通信を行う。これによりあらゆるモノのセンシングを可能とし、取得した莫大なデータから AI 技術を用いて最適な制御を行うこともできる。現在は主に電池を利用しているが、500 億個以上のデバイスの電池を交換および廃棄する負担は非常に大きく、また使用温度範囲は限られる。そこで、今後の IoT の拡大には、エナジーハーベスティングを IoT デバイスの電源に利用することが求められる。

エナジーハーベスティングで利用するエネルギー源には、環境光、排熱、電波、振動などがある。例えば、環境光を利用する太陽光発電は現在広く使われているが、夜間および日光が直接当たらない場所では発電できないデメリットがある。いずれの発電方式にも一長一短があり、用途に応じて使い分ける必要があるが、振動を利用した振動発電に近年注目が集まっている。その理由は、振動エネルギーは人体の運動や機械振動など多くの場面に存在しており、次の 1.2 節で紹介するように様々な場面での利用が期待されているからである。

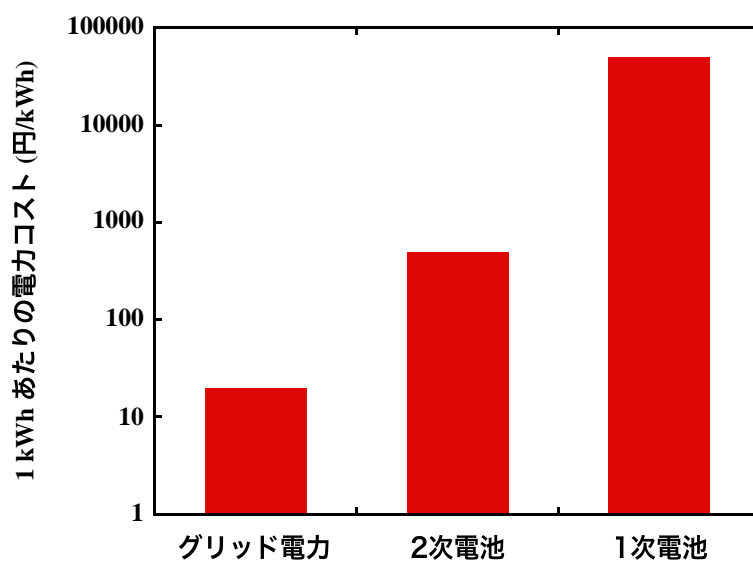


図 1-1 電源の種類による電力コストの比較. (文献[1] を参考に著者が作成).

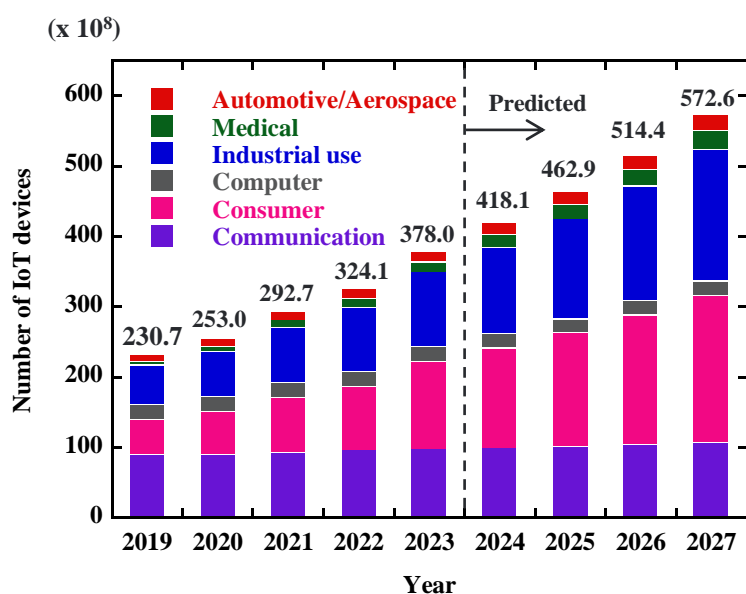


図 1-2 世界の IoT デバイス数の推移および予測. (文献[3] を参考に著者が作成).

1.2 振動発電が期待されている例

振動発電は様々な場面で IoT への応用が期待されている。例えば、米国では安全性の確保と燃費を改善するために、自動車タイヤの空気圧を測定するセンサの装着が義務付けられている[1]。最近では、タイヤの空気圧だけでなく、タイヤ温度や路面状況を取得できるスマートタイヤシステムも検討されてい

る。タイヤは回転するのでセンサと車体を電源ケーブルで接続することはできず、現在は1次電池を電力源としている。しかし、タイヤ内部の電池交換にはコストがかかるなど問題が多いため、タイヤの振動から発電する振動発電が期待されている[1]。

航空会社では、旅客機に無数のセンサを取り付けて、リアルタイムで点検を行う構造ヘルスモニタリングシステム（SHM: Structural Health Monitoring）の導入が検討されている[1]。現在人の手により行われている点検の手間やコストを削減することが期待されている。しかし、大型旅客機には総延長が数百kmにもおよぶケーブル類が用いられており、機体重量を増加させないためには無線通信による自立センサでSHMを構成する必要がある。また、機体表面が上空では -50°C 、地上の直射日光下では 80°C 以上となるので、電池の使用は難しい。そこで、機体の振動を用いた振動発電が期待されている[1]。

1.3 振動発電の方式

振動発電には、圧電式、エレクトレット式、永久磁石可動式、逆磁歪式の4種類が存在する。

1.3.1 圧電式

圧電式は、PZT (PbTiO_3 と PbZrO_3 の固溶体) などの圧電材料に応力を印加することで電圧が発生する圧電効果を利用した発電方式である。比較的単純な構造で、MEMS 技術を用いた発電デバイスも開発されており、小型化や微細化に適している。しかし、圧延材料が絶縁体なので内部抵抗とキャパシタンス成分が大きい。そのため、周波数が高くないと電流が流れにくい。また、大きな応力が印加されると圧延材料が脆性破壊するので、耐久性に問題がある。

1.3.2 エレクトレット式

エレクトレット式は、電気分極により周囲に電場を形成するエレクトレットを利用した発電方式である。磁気分極により周囲に磁場を形成する永久磁石 (magnet) に近いエレクトレット (electret) と名付けられている。エレクトレットに電極を近づけると、電極に電荷が誘起される。例えば、振動によりエレクトレットと電極の距離を変化させると、電荷が移動するので交流電流を得ることができる。エレクトレット式は、電極やエレクトレットを多極化し、1 振幅で複数回電荷を誘起できるので、圧電式と比べ周波数を上げやすい。しかし、絶縁体であるエレクトレットと空隙を挟んだ構造であるため、内部抵抗とキャパシタンス成分が大きく、低周波数では電流が流れにくい。

1.3.3 永久磁石可動式

永久磁石可動式は、振動により永久磁石をコイルの内側で変位させる発電方式である。永久磁石が変位することでコイル内の磁束が時間変位し、ファラデーの法則に従いコイルに誘導起電力が発生する。圧電式およびエレクトレット式と比較すると内部抵抗はコイルに依存するため小さい。しかし、コイルまたは永久磁石を振動させる機構を小さくすることが難しく、大型になりやすい。

1.3.4 逆磁歪式

逆磁歪式は、磁性材料の逆磁歪効果を利用した発電方式である。逆磁歪効果の詳細な説明は次節ですが、簡潔に表現すると応力により磁化が変化する現象である。逆磁歪式では、磁性材料に適切なバイアス磁場を印加した状態で、振動により磁性材料に応力を印加する。すると、逆磁歪効果に起因して磁性材料の磁化が変化する。この磁化変化により、ファラデーの法則に従いコイルから誘導起電力を得る。圧電式およびエレクトレット式と比較して、逆磁歪式は永久磁石可動式と同様に内部抵抗は小さく、電流を取り出しやすい。さらに、永久磁石可動式より構造がシンプルなので小型なデバイスも作製できる。加えて、延性材料で構成することで高い耐久性が得られる。本研究では、逆磁歪式の振動発電に注目した。

1.4 磁歪および磁歪効果・逆磁歪効果とは

逆磁歪式振動発電の原理は、磁歪の起源と密接に関わる。図 1-3 に示すように、 $3d$ 波動関数の電子密度は、 z 軸方向に伸びるか、 xy 平面に広がった分布をしている[4]。結晶中においてもこのような異方性があると考えると、電子雲は静電相互作用によりその形状と結晶方向によりエネルギーが異なる。磁気モーメントは、軌道磁気モーメントとスピン磁気モーメントにより構成されるが、このうち軌道磁気モーメントは電子雲の z 軸方向を向いている。つまり、磁化と結晶方向のなす角に依存してエネルギーが異なり、磁化は結晶の特定の方向を向こうとする。これを結晶磁気異方性という[4], [5], [6]。図 1-4(a) および(b)は BCC 構造の結晶において、円盤状の電子雲を有する原子の磁気モーメントが $\langle 100 \rangle$ および $\langle 111 \rangle$ 方向を向いている様子を示す。最近接原子間の電子雲の距離を考慮すると、(a)の $\langle 100 \rangle$ 方向に磁気モーメントが揃う方がエネルギーを低くできる。また、このような結晶磁気異方性エネルギーは原子間距離により変化するため、結晶をひずませることで結晶磁気異方性エネルギーを下げようとする。その結果、弾性エネルギーと釣り合うまで結晶がひずむ（図 1-4(c)参照）。このような磁化方向に依存する結晶のひずみを磁歪という[4], [5], [6]。 $3d$ 遷移金属では、軌道角運動量の凍結という現象により、軌道磁気モーメントはほとんど消失するが、一部生き残った軌道磁気モーメントがスピン磁気モーメントと相互作用することで結晶磁気異方性エネルギーを生じさせる。また、立方晶の場合、 $\langle 100 \rangle$ 方向の磁歪の大きさを磁歪定数 λ_{100} 、 $\langle 111 \rangle$ 方向の磁歪の大きさを磁歪定数 λ_{111} と表す。これらの磁歪定数と磁化の方向余弦($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$)から、磁歪ひずみテンソル ϵ^m は次式で表される[7]。

$$\epsilon^m = \frac{3}{2} \begin{pmatrix} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) & \lambda_{111} \alpha_1 \alpha_2 & \lambda_{111} \alpha_3 \alpha_1 \\ \lambda_{111} \alpha_1 \alpha_2 & \lambda_{100} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) & \lambda_{111} \alpha_2 \alpha_3 \\ \lambda_{111} \alpha_3 \alpha_1 & \lambda_{111} \alpha_2 \alpha_3 & \lambda_{100} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \end{pmatrix} \quad \text{式 1-1}$$

磁歪効果および逆磁歪効果は、このような磁歪というアトミックスケールの現象に起因して発生する[4], [5], [6], [8]。磁歪効果とは、磁性材料に外部磁場を印加すると形状がひずむ現象である。図 1-5 に示すように無磁場状態の磁性材料は、自発磁化の揃った磁区を複数形成し、外に漏れる磁束を少なくして全体のエネルギーを下げる。この状態で外部磁場を印加すると磁壁移動と磁化回転が発生し、外部磁場と同じ方向の磁化をもつ磁区が増加する（図 1-6(a)参照）。その結果、外部磁場の方向に磁性材料が伸びる、もしくは縮む。この磁歪効果とは逆に、磁性材料に応力を印加して、磁気特性を変化させる現象

を逆磁歪効果という。磁歪ひずみ ϵ^m の弾性エネルギー W^σ は、応力テンソルを σ とすると次式で表される[7]。

$$W^\sigma = -\sigma : \epsilon^m \quad \text{式 1-2}$$

式 1-2 より、磁性材料に応力を印加すると、エネルギー W^σ を下げるように、磁歪ひずみ ϵ^m が応力 σ と同じ方向を向きたがる。磁歪ひずみと磁化の方向は結びついているため、磁壁移動と磁化回転が発生し、磁区構造が変化する（図 1-6(b)参照）。また、適度に外部磁場を印加した状態で磁性材料に応力を印加すると、応力の印加前後で磁性材料の全体の磁化が変化する（図 1-6(c)参照）。この磁化の変化を利用することで、振動発電を行うことができる。式 1-1 および式 1-2 から、磁歪定数が大きいほど、応力による磁歪ひずみの弾性エネルギー W^σ の変化は大きい。したがって、磁歪定数が大きいほど、応力により磁化が変化しやすいと言える。

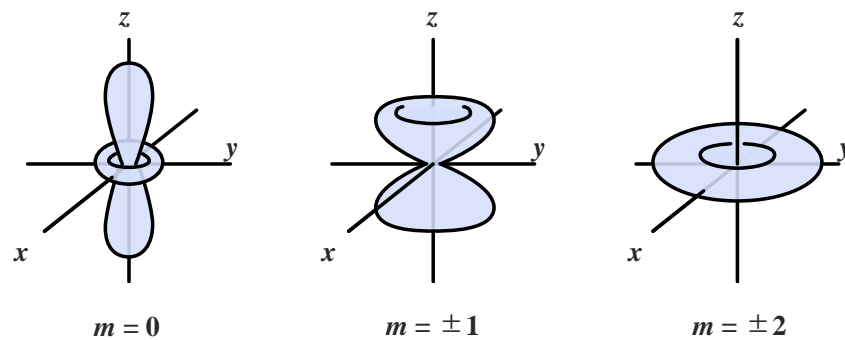


図 1-3. $3d$ 波動関数の電子密度分布。（文献[4] を参考に著者が作成）。

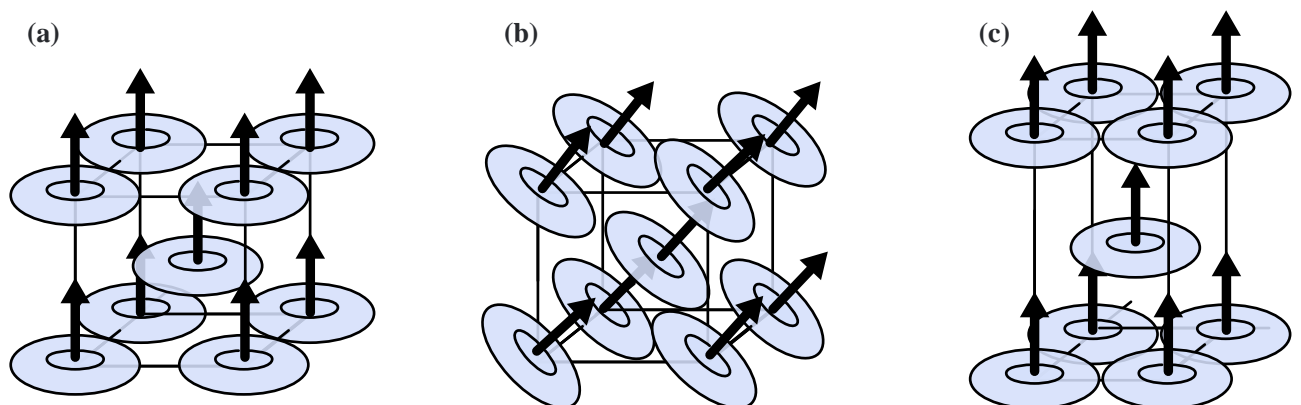


図 1-4. 結晶磁気異方性および磁歪の起源のモデル。（文献[6] を参考に著者が作成）。

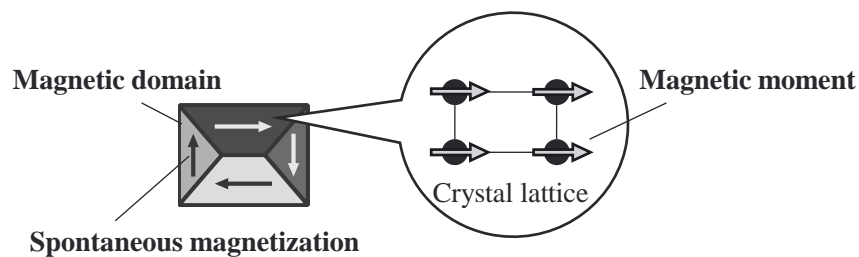


図 1-5. 無磁場状態の磁性材料. (文献[8] を参考に著者が作成).

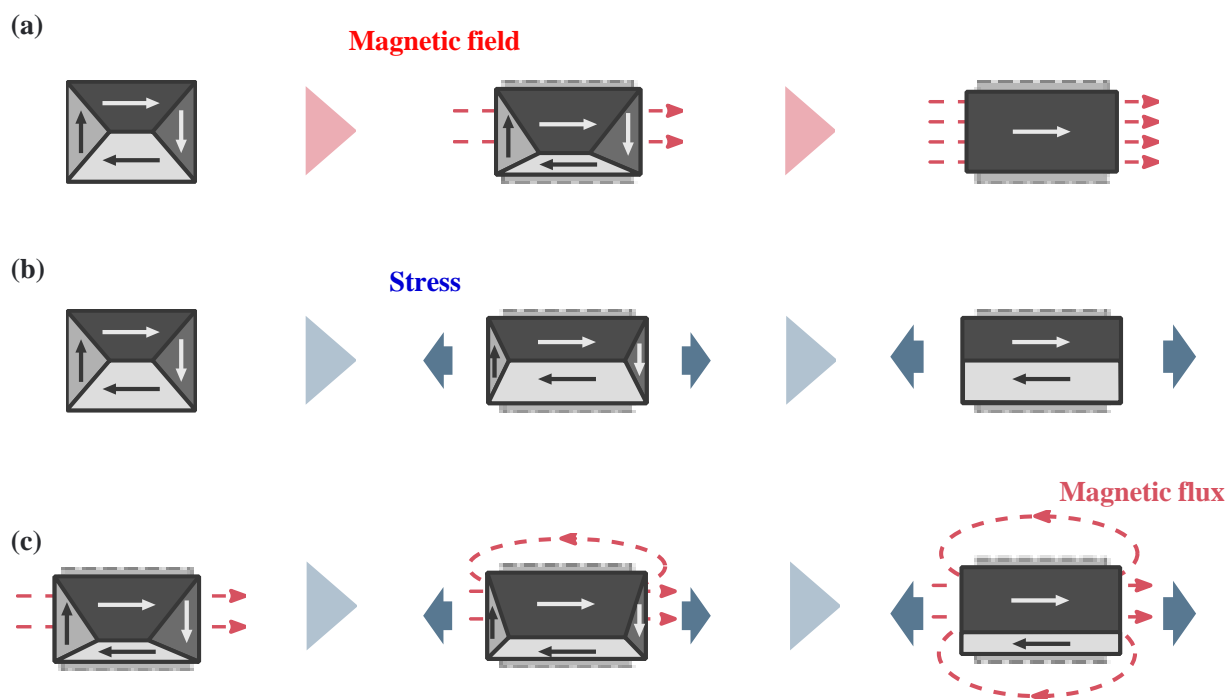


図 1-6. 磁歪効果および逆磁歪効果の模式図. (a)磁場印加状態. (b)応力印加状態. (c)適度な磁場中の応力印加状態. (文献[8]を参考に著者が作成).

1.5 逆磁歪式振動発電の原理

図 1-7(a)および(b)は金沢大学の上野らが最初に開発した逆磁歪式振動発電デバイスの構造および外観である[9]。2枚の磁性材料の板にコイルを通し、両端に鉄製のヨークを接着する。磁性材料の側面には永久磁石とヨークで磁気回路を構成し、適度な外部磁場（バイアス磁場）を印加する。図 1-8 に示すように、振動発電デバイスの一端を固定し、もう一端を振動させると、磁性材料に圧縮や引張応力が印加される。この応力により、逆磁歪効果に起因して磁性材料の磁化が変化する。その結果、ファラデーの法則に従ってコイルに誘導起電力が発生する。このデバイス構造は2枚の磁性材料を使用していることから「バイモルフデバイス」と呼ばれる。

図 1-9 に最新型の振動発電デバイスの構造を示す[10]。このデバイスは鉄製の U 字フレームに磁性材

料を貼り付け、空芯コイルと永久磁石を取り付けている。図 1-10 に示すようにフレームの下部を固定し、上部を振動させると、磁性材料に圧縮や引張応力が印加される。その結果、バイモルフデバイスと同様の原理で発電する。1枚の磁性材料を貼り付けるだけの比較的シンプルな構造により、耐久性が向上し、作製しやすくなっている。また、永久磁石と磁性材料の距離が変化することによる磁束の変化も期待される。このデバイス構造は、1枚の磁性材料とU字フレームを使用していることから「ユニモルフU字型デバイス」と呼ばれる。

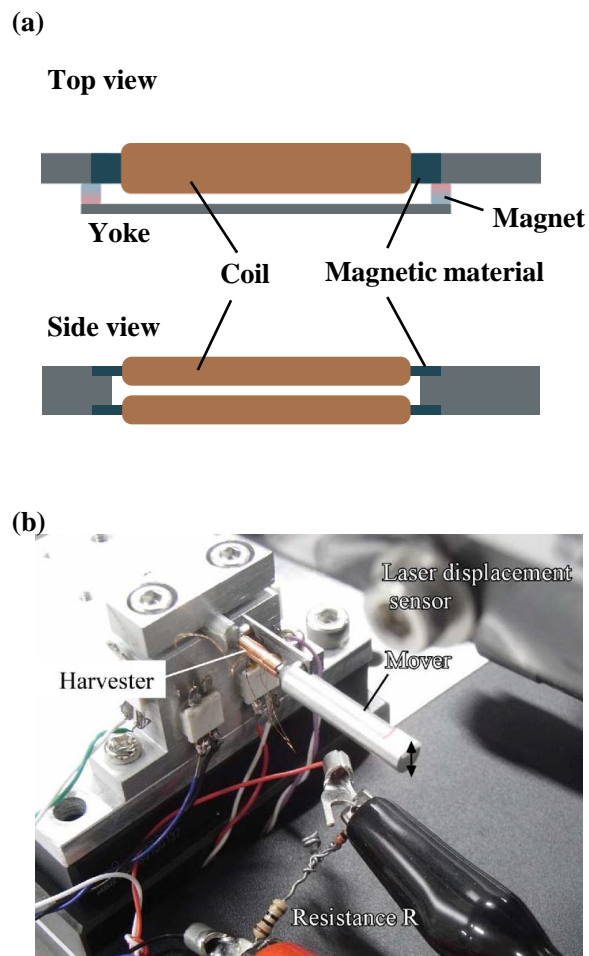


図 1-7. バイモルフデバイスの(a)構造および(b)外観。(文献[9]を参考に著者が作成).

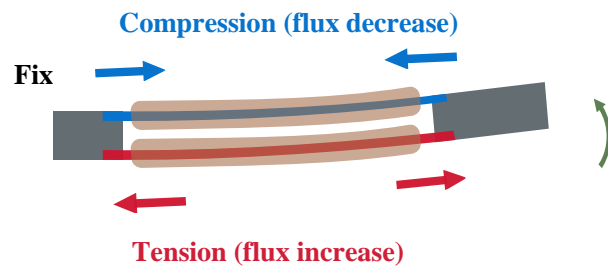


図 1-8. バイモルフデバイスの動作原理. (文献[9]を参考に著者が作成).

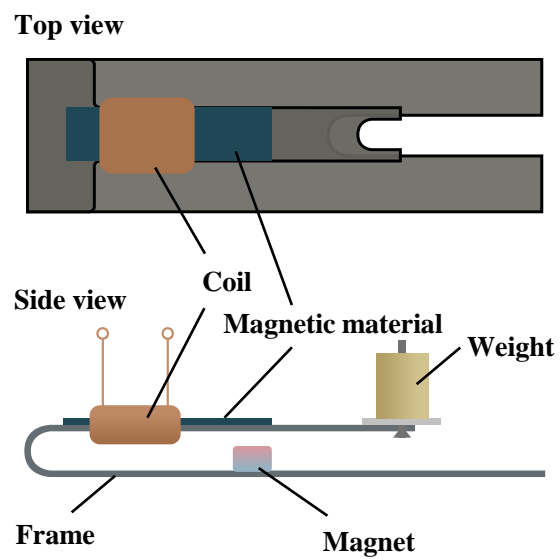


図 1-9. ユニモルフ U 字型デバイスの模式図. (文献[10]を参考に著者が作成).

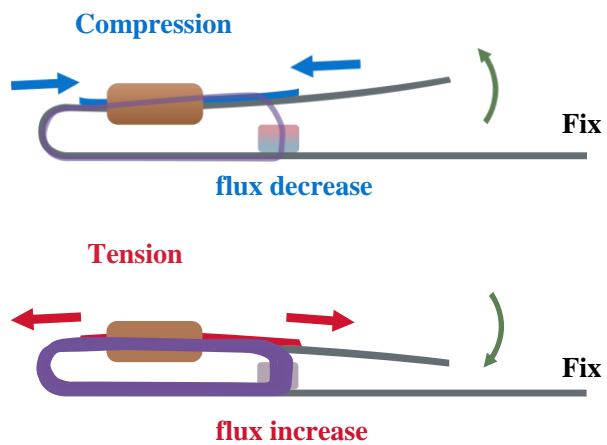


図 1-10. ユニモルフ U 字型デバイスの動作原理. (文献[10]を参考に著者が作成).

1.6 逆磁歪式振動発電に用いる材料について

上述のとおり、逆磁歪効果により磁化を変化させる磁性材料は、逆磁歪式振動発電において極めて重要な材料であるため、これ以降は「逆磁歪材料」と呼ぶことにする。実用化に近い逆磁歪材料としては、Fe-Ga 合金単結晶が挙げられる。Fe-18.7 at.%Ga 合金単結晶の<100>方向の磁歪定数 λ_{100} は 263 ppm と非常に大きく[11]、Fe-Ga 合金単結晶を搭載した振動発電デバイスは優れた発電特性を示す[12]。これは逆磁歪効果に起因した大きな磁束密度変化 ΔB によるもので、磁区観察からも ΔB の発生が確認されている[13]。Fe-Ga 合金単結晶 ($4 \times 16 \times 0.5 \text{ mm}^3$) を搭載した全長約 4 cm のユニモルフ U 字型デバイスでは、周波数 f が 88.7 Hz で加速度 a が 6.0 m/s^2 の場合、約 4 V の最大開放電圧と 2.0 mW の平均電力が報告されている[12] (図 1-11)。この優れた発電特性は約 1.2 T という大きな ΔB に起因している。また、図 1-12 のように、得られた電力を使った無線通信の作動にも成功している[12]。

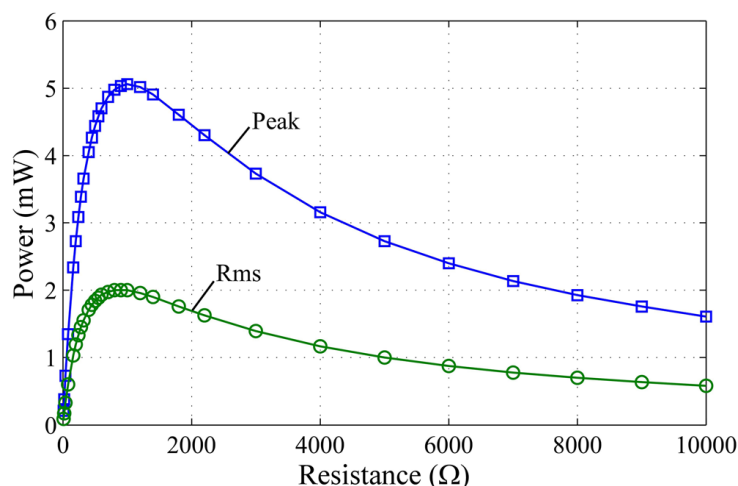


図 1-11. Fe-Ga 合金を用いた振動発電における出力電力[12].

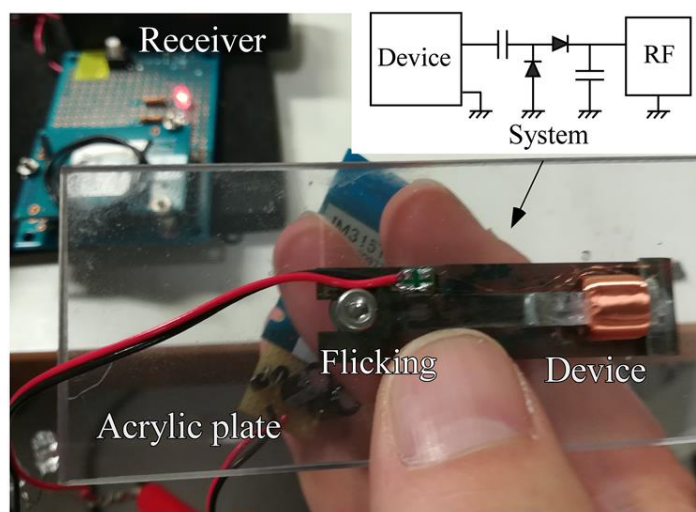


図 1-12. Fe-Ga 合金を用いた振動発電における無線通信[12] .

1.7 現状の課題

1.6 節で述べたように Fe-Ga 合金は逆磁歪材料として優れた特性が期待されているものの、Fe-Ga 合金単結晶にはいくつかの課題がある。例えば、価格の高さが挙げられる。Ga はその希少性から高価であり、単結晶製造は製造コストが高い。また、材料が発揮できる性能の限界にも近付いている。Fe-18 at.%Ga 合金の飽和磁化は 1.6 T であり、この値は磁束密度変化 ΔB の限界値となる。Fe-Ga 合金単結晶を用いたユニモルフ U 字型デバイスでは、周波数 f が 88.7 Hz で加速度 a が 9.0 m/s^2 の条件で、すでに 1.3 T の ΔB が報告されている[10]。この値は飽和磁化の約 81%であり、 ΔB の大幅な向上は困難である。そこで、Fe-Ga 合金以外の逆磁歪材料の開発が求められる。

1.8 研究の目的と構成

Fe-Ga 合金以外の候補材料としては、Tb-Dy-Fe 化合物[14], [15]、Fe-Co 合金[16], [17], [18]、などが挙げられ、例えば、Fe-47.6 at.% Co-2.3 at.% V 合金は 2.2 T の飽和磁化を有し、使用条件によっては Fe-Ga 合金の ΔB を上回る可能性がある[16]。このような候補材料は比較的大きな磁歪定数に着目されているが、磁歪定数が大きな材料を探すのは容易ではなく、材料の選択が限られてしまう。

振動発電の使用条件は応用先によって、加速度、変位、周波数、応力、許容可能なデバイスの大きさ等が異なる。どのような場面で、どのような逆磁歪材料が適しているかは明らかになっておらず、必ずしも Fe-Ga 合金が適しているとは限らない。したがって、応用先も考慮して逆磁歪材料を開発することが、振動発電のポテンシャルを発揮するためには重要である。本研究では、Fe-Ga 合金単結晶より優位性をもつ逆磁歪材料を開発することを目的とし、磁歪定数だけでなく、透磁率といった他のパラメータにも着目して取り組んだ。逆磁歪材料における重要なパラメータを明らかにし、磁歪定数が小さい材料の振動発電への応用を目指す。

本論文は 6 章で構成される。第 1 章「序論」では、逆磁歪式振動発電の現状と課題、本研究の目的について述べた。

第 2 章「電磁鋼板の特徴に着目した逆磁歪材料への応用」では、方向性電磁鋼板と呼ばれる Fe-Si 合金を用いた大型デバイスについて検討した。

第 3 章「磁気弾性特性の多角的評価」では、引張試験機とソレノイドコイルで構成した逆磁歪効果の評価システムについて検討した。

第 4 章「発電デバイス中の逆磁歪材料に生じる応力および磁場の解析」では、発電デバイスの構造により、どの程度応力や磁場が試料に印加されるかについて検討した。

第 5 章「応力および磁場を有効活用した逆磁歪材料の開発」では、第 4 章で検討した事項を踏まえ、新たにアモルファス薄帯を逆磁歪材料として使用したデバイスについて述べる。

第 6 章「総括」では、以上の本論文の結果を総括する。

第2章 電磁鋼板の特徴に着目した逆磁歪材料への応用

2.1 緒言

本章では、Fe-Ga 合金単結晶では実現が難しい課題に、材料の特徴を活かして取り組む。具体的には、逆磁歪式振動発電の大型化の効果に着目し、方向性電磁鋼板と呼ばれる Fe-Si 合金を用いた大型デバイスについて検討した。

2.2 大型デバイスの可能性

図 2-1 は Fe-Ga 合金単結晶を搭載した振動発電デバイスを大型化して比較した(a)写真および(b)電力の周波数特性である[19]。デバイスの寸法をアスペクト比一定で 2 倍、4 倍、10 倍と大きくするに従って、電力が大幅に向上している。しかし、Fe-Ga 合金単結晶を大型化する技術は研究開発の段階である。加えて、Ga は希少性が高く高価であり、単結晶製造は製造コストが高くなってしまう。したがって、発電デバイスの大型化に対応可能な新たな材料が必要となる。本章では、大型製造が可能な磁性材料である電磁鋼板に着目した。

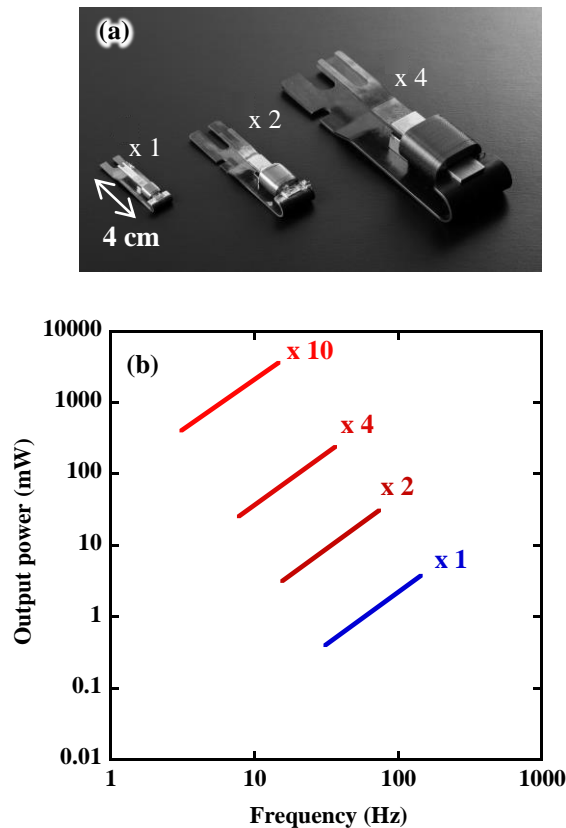


図 2-1. Fe-Ga 合金単結晶を搭載した振動発電デバイスの大型化による比較. (a) デバイスの寸法(全長約 4 cm)を 2 倍および 4 倍した際のデバイスの写真. (b) デバイスの寸法を 2 倍、4 倍および 10 倍した際の電力と周波数の関係. [19]

2.3 電磁鋼板について

本章では、多結晶でありつつ、単結晶に近い結晶分布をもつ方向性電磁鋼板に着目した。電磁鋼板とは、変圧器、モーター、回転式発電機などの鉄心に古くから利用されている磁性材料である。電磁鋼板は、方向性電磁鋼板と無方向性電磁鋼板に分類できる。図 2-2 に示すように方向性電磁鋼板は、圧延後の熱処理により $\langle 100 \rangle$ 磁化容易軸方向を圧延方向に配向させた Fe-Si 基合金である[20], [21]。方向性電磁鋼板は、幅 1 m 以上で圧延した製品も販売されており、振動発電デバイスの大型化に対応可能な材料である。

Fe-3.2wt.%Si 合金の $\langle 100 \rangle$ 方向の磁歪定数 λ_{100} は 23 ppm、 $\langle 111 \rangle$ 方向の磁歪定数 λ_{111} は-4 ppm である[22]。Fe-Ga 合金と比較して電磁鋼板は磁歪定数が小さいが、優れた振動発電特性が期待できるデータが報告されている。図 2-3(a)に示すような Fe-Si 合金単結晶を用いて作製した振動発電デバイスで、図 2-3(b)のように 62 mV の電圧と 0.7 T の磁束密度変化が報告された[23]。また、図 2-4(a)に示すように方向性電磁鋼板に圧縮応力を印加した状態の磁化測定では、40 MPa の圧縮応力により最大で約 1.5 T の磁束密度変化が観測されている（図 2-4(b)参照）[24]。その際の磁区観察では、図 2-4(c)のように 0 MPa と 12 MPa の応力では磁区構造の大きな変化が見られる。これらの結果から、磁歪定数が小さい電磁鋼板であっても、優れた発電特性が期待される。本章では、方向性電磁鋼板を用いた振動発電デバイスの発電特性および大型化の効果を明らかにすることを目的とする。

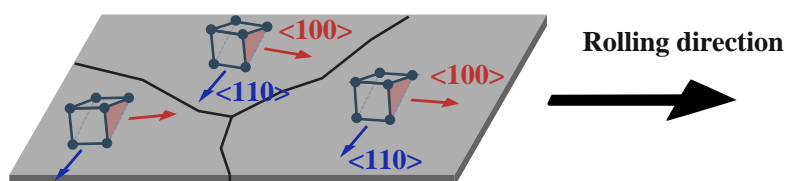


図 2-2. 方向性電磁鋼板の模式図. (文献[20], [21]を参考に著者が作成).

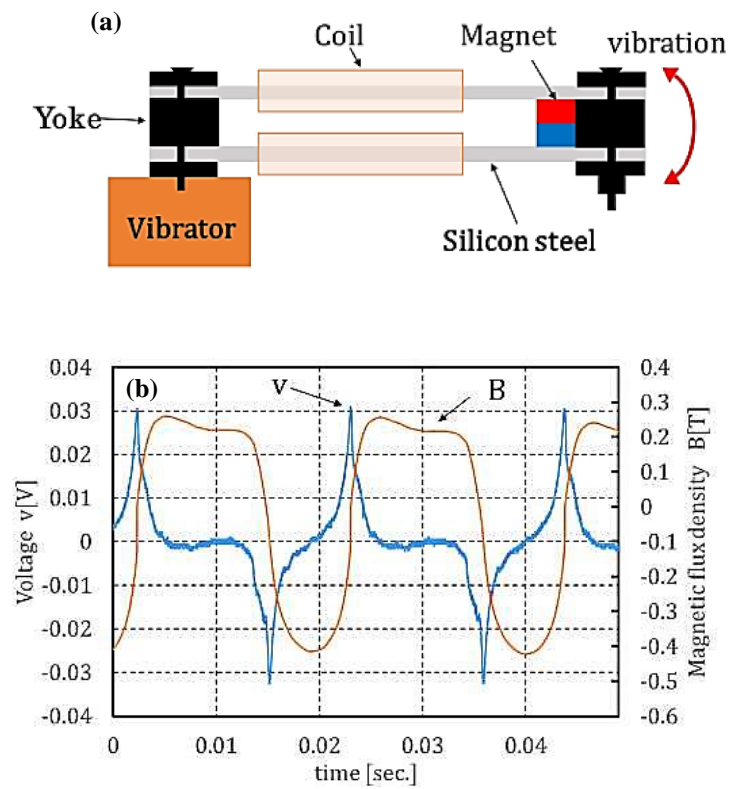


図 2-3. Fe-Si 合金単結晶を用いて作製した振動発電デバイスの(a)模式図および(b)電圧と磁束密度の波形[23].

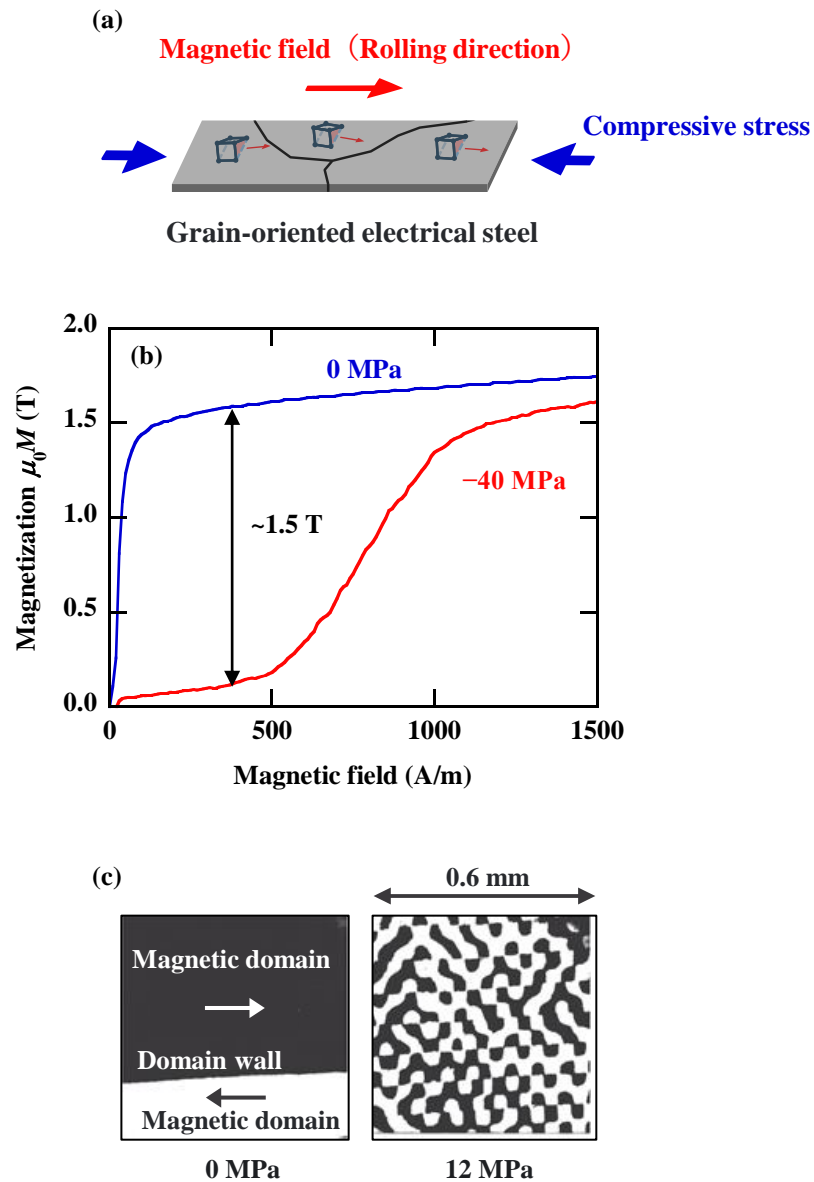


図 2-4. 方向性電磁鋼板における圧縮応力中の (a) 磁化測定の様式図および(b)磁化曲線、(c)磁区観察結果. (文献[24] を参考に著者が作成).

2.4 実験方法

2.4.1 試料

本研究では、JFE スチール株式会社製の Fe-Si 基合金である方向性電磁鋼板 (35JG135) を用いた。方向性電磁鋼板からは 2 種類の切り出し方向で試料を得た。図 2-5 の模式図のように、圧延方向に対して平行に長手方向を切り出した試料を RD 試料 (Rolling Direction)、圧延方向に対して垂直に長手方向を切り出した試料を TD 試料 (Transverse Direction) とする。

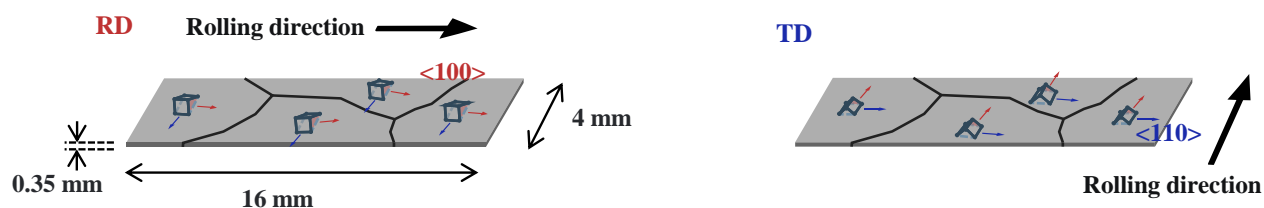


図 2-5. 圧延方向に対して平行に長手方向を切り出した RD 試料 (Rolling Direction) および圧延方向に対して垂直に長手方向を切り出した TD 試料 (Transverse Direction).

2.4.2 材料評価

試料は磁化測定および磁歪測定を行った。振動発電特性はユニモルフ U 字型デバイスを作製して測定を行った。図 2-6 に示すように RD および TD 試料 (16 mm×4 mm×0.35 mm) を U 字型の鉄フレームに貼り付け、巻き数 3638 ターンの角型空芯コイルを取り付けることでデバイスを構成した。デバイスの自由端には錘を取り付けることで共振周波数を調整した。バイアス磁場は永久磁石の種類やサイズを変えることで調整した。デバイスは加振機により強制振動され、先端変位および電圧はそれぞれレーザ変位計およびオシロスコープにより測定した。

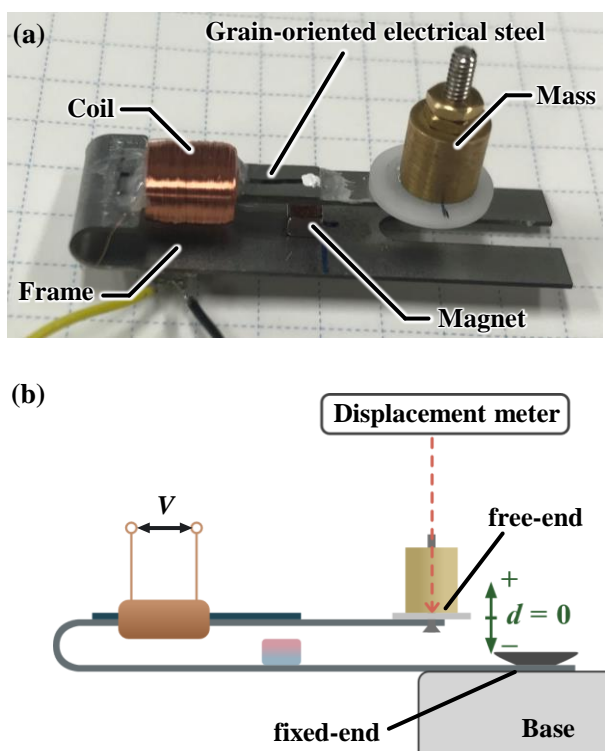


図 2-6. (a)電磁鋼板を用いたユニモルフ U 字型デバイスの外観および(b)振動発電試験の模式図.

2.5 磁化特性の評価

磁化測定には振動試料型磁力計（VSM: Vibrating Sample Magnetometer）を用いた。VSM は直流磁場を印加した状態で試料をある周波数で振動させる。試料が磁化した状態で振動するとピックアップコイルに交流起電力が発生する。この交流起電力からロックインアンプで試料の周波数と同じ信号だけ取り出すことで、ノイズが少ない磁化曲線が測定できる。本研究では、VSM（東英工業社, VSM-3S-15）を用いて磁化測定を行った。磁場は $-10,000$ Oe (約 -800 kA/m)から $+10,000$ Oe (約 800 kA/m)の範囲で印加した。試料には $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 0.35\text{ mm}$ の方向性電磁鋼板を使用した。このような板状試料を磁化させると、磁化により生じる磁極から反磁場と呼ばれる磁化を妨げる磁場が発生する[25]。この反磁場は磁極の量、つまりは形状により大きさが異なるため、反磁場補正を行った。

測定で得られる磁化を M 、外部磁場を H_{ext} 、反磁場係数を N とすると、反磁場補正後の磁場 H_{eff} は次式で得られる[26]。

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{ext}} - NM \quad \text{式 2-1}$$

試料を楕円体と仮定し、その寸法を a 、 b 、 c とすると（ただし、 $a \geq b \geq c$ とする。図 2-7 参照）、 a 方向の反磁場係数 N_a は次式で表せる[26]。

$$N_a = \frac{\cos\varphi \cos\theta}{\sin^3\theta \sin^2\alpha} [F(k, \theta) - E(k, \theta)] \quad \text{式 2-2}$$

ここで、 $F(k, \theta)$ は第 1 種不完全楕円積分、 $E(k, \theta)$ は第 2 種不完全楕円積分であり、次式で表せる。

$$F(k, \theta) = \int_0^\theta \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2\varphi}} d\varphi \quad \text{式 2-3}$$

$$E(k, \theta) = \int_0^\theta \sqrt{1 - k^2 \sin^2\varphi} d\varphi \quad \text{式 2-4}$$

また、 θ 、 φ 、 k 、 α はそれぞれ次式で表せる。

$$\theta = \cos^{-1} \frac{c}{a} \quad \text{式 2-5}$$

$$\varphi = \cos^{-1} \frac{b}{a} \quad \text{式 2-6}$$

$$k = \frac{\sin\varphi}{\sin\theta} \quad \text{式 2-7}$$

$$\alpha = \sin^{-1} k \quad \text{式 2-8}$$

以上の式から、本試料の N_a は 0.0503 となった。

電磁鋼板の磁化測定結果を図 2-8 に示す。図中の RD は方向性電磁鋼板の圧延方向と平行に磁場を印加した試料、TD は圧延方向と垂直に磁場を印加した試料表す。外部磁場が約 800 kA/m の場合、RD および TD の磁化は 1.89 T となった。磁場の大きさが約 100 kA/m 以下では、RD は TD より磁化しやすくなった。一般に、電磁鋼板は $\langle 100 \rangle$ 磁化容易軸が磁場方向を向いているほど磁化しやすいので、測定結果と整合性がある。

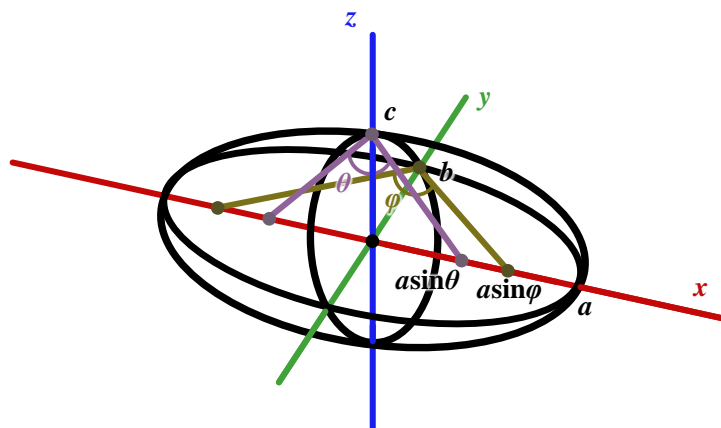


図 2-7. 試料を楕円体と仮定した際の模式図。(文献[26]を参考に著者が作成)。

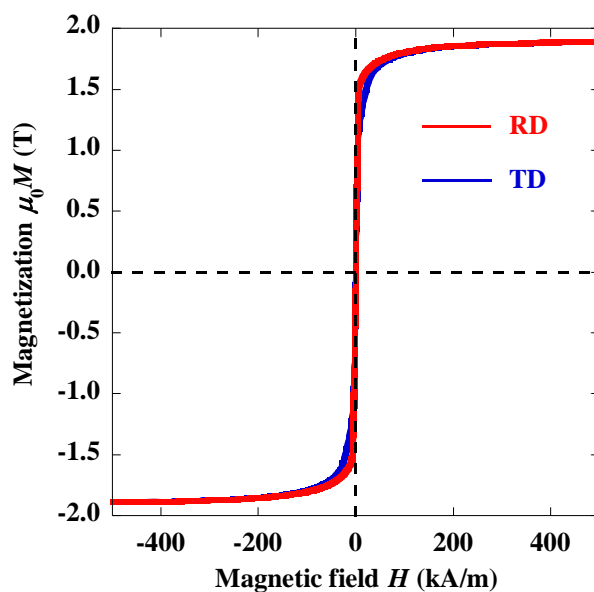


図 2-8. 方向性電磁鋼板の磁化測定結果。

2.6 磁歪特性の評価

試料の磁歪測定にはひずみゲージ法を用いた。ひずみゲージとは、薄い絶縁体のフィルムに細い金属線を波型に貼り付けたセンサである。このセンサを試料の表面に接着し、試料の長さが変化すると金属線の長さも変化する。金属線の電気抵抗は長さに比例するので、電気抵抗を測定することで試料のわずかな長さの変化であるひずみがわかる。本測定では KEYENCE 社の WAVE LOGGER (NR-H7W) を用いて、ひずみゲージの電気抵抗の変化を取得した。試料には 5 mm × 5 mm × 0.35 mm の方向性電磁鋼板を使用した。

図 2-9 に RD 試料の磁歪測定の様子を示す。方向性電磁鋼板の圧延方向と平行にひずみゲージ (KYOWA, KFRB-05-C1-11) を接着剤 (KYOWA, CC-33A) で接着し、圧延方向のひずみを測定する。磁場は VSM を用いて試料を振動させずに -10,000 Oe (約 -800 kA/m) から +10,000 Oe (約 800 kA/m) まで印加した。磁場はひずみゲージに対して平行 (図 2-9(a)) と垂直 (図 2-9(b)) に印加し、飽和値の差分から磁歪定数を求めた。TD 試料は図 2-10 のように方向性電磁鋼板の圧延方向と垂直にひずみゲージを接着し、磁場の印加方法は RD 試料と同様である。

飽和磁歪定数 λ_s の計算式は[25]

$$\lambda_s = \frac{2}{3}(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \quad \text{式 2-9}$$

を用いた。ここで、磁場と平行方向の磁歪によるひずみが ε_{\parallel} であり、磁場に対して垂直方向の磁歪によるひずみが ε_{\perp} である。 ε_{\parallel} および ε_{\perp} は磁場を約 -800 kA/m 印加した際の値を用いた。

RD 試料および TD 試料の磁歪測定結果を図 2-11 に示す。RD 試料における ε_{\parallel} は磁場を印加してもほとんど変化せず、最大値は 4 ppm であった。一方、 ε_{\perp} は磁場印加に伴って急激に減少し、約 -800 kA/m で $\varepsilon_{\perp} = -23$ ppm となった。よって、式 2-9 より飽和磁歪定数 λ_s は 17 ppm となった。TD 試料では ε_{\parallel} は磁場印加に伴って急激に増加し、約 -800 kA/m で $\varepsilon_{\parallel} = 17$ ppm となった。また、 ε_{\perp} はほとんど変化せず、約 -800 kA/m で 4 ppm となった、これらの結果より、飽和磁歪定数 λ_s は 9 ppm となった。RD 試料および TD 試料の結果より、圧延方向に磁場を印加してもほとんどひずみが生じない。これは圧延方向に $\langle 100 \rangle$ 磁化容易軸が配向し、圧延方向に自発磁化が向いた磁区が多く形成されることを示唆している。

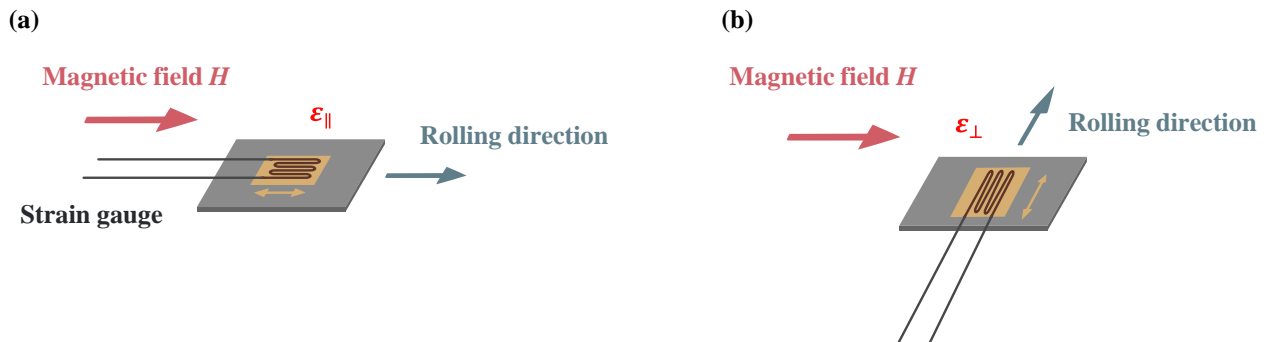


図 2-9. RD 試料の(a)磁場平行方向および(b)磁場垂直方向の磁歪測定.

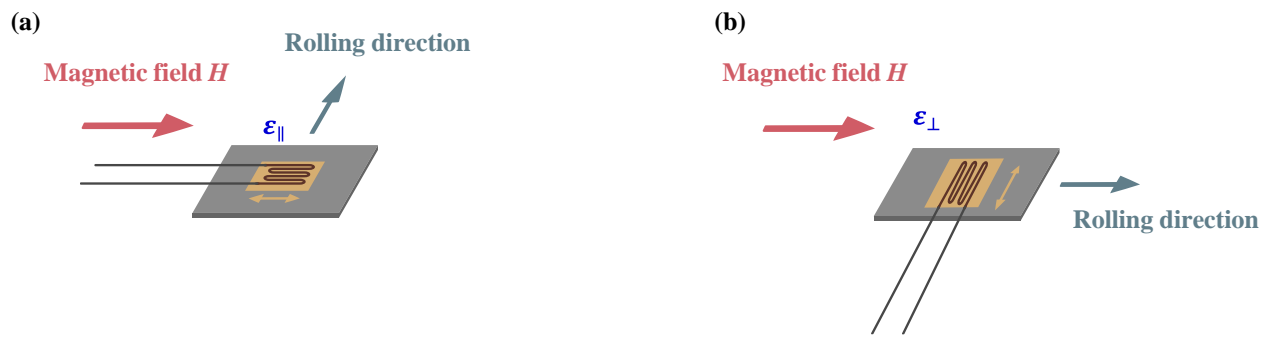


図 2-10. TD 試料の(a)磁場平行方向および(b)磁場垂直方向の磁歪測定.

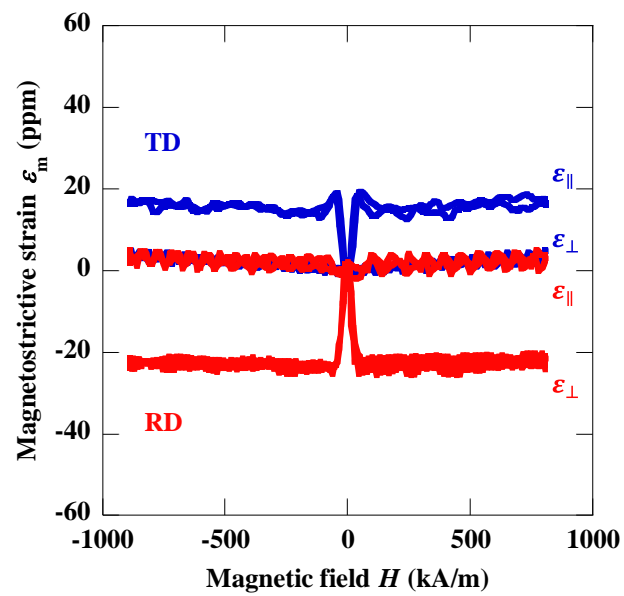


図 2-11. 方向性電磁鋼板の磁歪曲線.

2.7 加振機を用いた強制振動による発電特性の評価

2.7.1 振動発電デバイスの周波数依存性

加振機により振動発電デバイスを 10 m/s^2 の一定加速度 a で強制振動させた際の、各周波数において測定した先端変位の最大値 d_{\max} を図 2-12 に示す。先端変位はある周波数から急激に増加し、ピークを示した後、急激に減少した。このピークを示した際の周波数は共振周波数であり、デバイスの機械特性により決定する。振動発電デバイスに発生する電圧は、周波数および先端変位に依存する。そのため、錘と加速度を調整することで周波数および先端変位を一定にして、振動発電試験を行った。

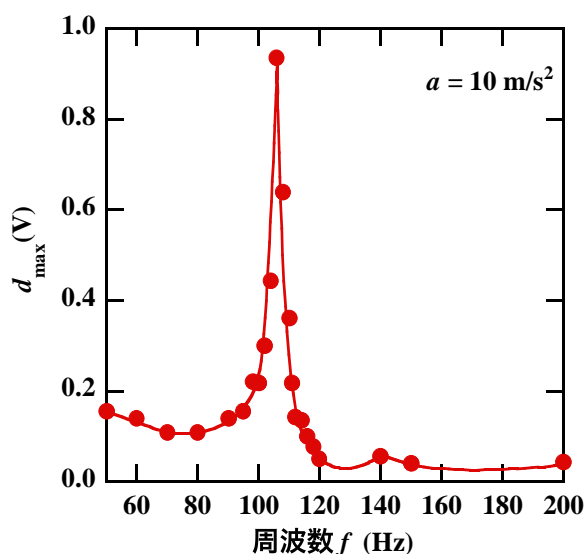


図 2-12. 加振機により振動発電デバイスを 10 m/s^2 の一定加速度 a で強制振動させ、各周波数において測定した先端変位の最大値 d_{\max} .

2.7.2 発生電圧の評価

図 2-13 に RD デバイスを強制振動させた場合の(a)先端変位 d および(b)開放電圧 V_{op} を示す。このとき、バイアス磁場を発生させるために取り付けた永久磁石の表面磁束は $2.8 \text{ } \mu\text{Wb}$ であった。 d - t 曲線と V - t 曲線の振動周波数 f はともに 108 Hz であり、強制振動による変位に起因して開放電圧が発生したことが確認された。変位の振幅 Δd が 2.0 mm では、電圧の最大値 V_{\max} は 1.56 V となった。発生した V_{op} は正弦波ではなくひずんだ交流波形なので、最大値だけでは直流に換算することができない。そこで、実効値と呼ばれる負荷抵抗をつなげた際に消費される電力が直流と同じになる値を用いる。

実効値 V_{eff} の計算式は[27]

$$V_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T V^2 dt} \quad \text{式 2-10}$$

を用いた。図 2-13(b)の電圧波形から求めた V_{eff} は 0.89 V となった。つまり、 0.89 V の直流電圧と同じ

ポテンシャルを有する。

振動発電特性はバイアス磁場の影響を大きく受ける[28], [29]。適切なバイアス磁場を明らかにするために、取り付ける永久磁石の種類や大きさを変化させて測定を行った。図 2-14 に電圧の実効値のバイアス磁束依存性を示す。 Δd および f をそれぞれ 2.0 mm および 108 Hz 一定とし、RD デバイスおよび TD デバイスにおいてそれぞれ測定した。永久磁石の種類は、ボンド磁石、フェライト磁石およびネオジム磁石を使用した。永久磁石の大きさは、厚さを変えずに表面積のみ変化させた。図の横軸である永久磁石の表面磁束は、永久磁石の表面磁束密度をガウスメータで測定し、表面積を掛けることで求めた。コイルと永久磁石の距離も発電特性に影響を及ぼすと考えられるため、本実験では距離が変わらないようにした。永久磁石の表面磁束が $2.8 \mu\text{Wb}$ で、 $V_{\text{eff}} = 0.89 \text{ V}$ の最大値を示した。方向性電磁鋼板に応力を印加すると、引張応力では磁化曲線が立ち上がり、圧縮応力では磁化曲線が立ち下がる[24], [30] (図 2-4 参照)。応力状態の磁化曲線と無応力状態の磁化曲線との差分から磁化変化が得られるが、無磁場または磁化が飽和する磁場ではこの磁化変化が小さい。そのため磁化変化および電圧は最大値を示す。また、RD デバイスの最大値は TD デバイスの最大値より大きくなった。

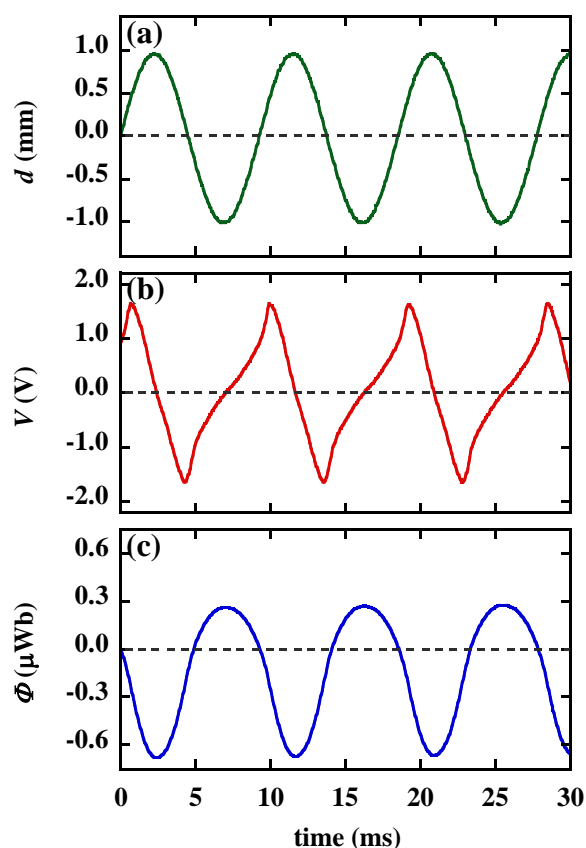


図 2-13. RD デバイスに $2.8 \mu\text{Wb}$ のバイアス磁石を取り付けた際の(a)先端変位 d 、(b)開放電圧 V_{op} および(c)磁束 Φ の時間変化。

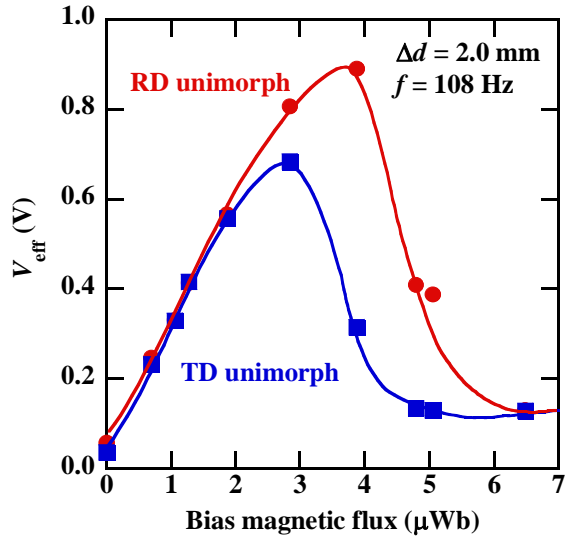


図 2-14. 電圧の実効値のバイアス磁束依存性.

2.7.3 電力の依存性

発電デバイスが生み出す電力もまた重要な特性である。電力を評価するために、コイルに負荷抵抗 R を接続し、 R にかかる電圧 V_L を $\Delta d = 2.0 \text{ mm}$ および $f = 108 \text{ Hz}$ 一定で測定した。バイアス磁場の印加には、電圧が最大値を示した $2.8 \mu\text{Wb}$ の永久磁石を使用した。

交流の電力を直流と同等の消費電力に換算する場合は次式の平均電力 P_{ave} が有効である[27]。

$$P_{\text{ave}} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{V_L^2}{R} dt \quad \text{式 2-11}$$

図 2-15 に平均電力 P_{ave} の負荷抵抗依存性を示す。RD デバイスは 600Ω で $P_{\text{ave}} = 0.30 \text{ mW}$ のピークを示す。また、ピーク時の平均電力は TD デバイスより RD デバイスの方が大きくなった。電力のピークはインピーダンスマッチングにより決まり、デバイスのインピーダンスと同じ大きさの負荷抵抗で最大となる。

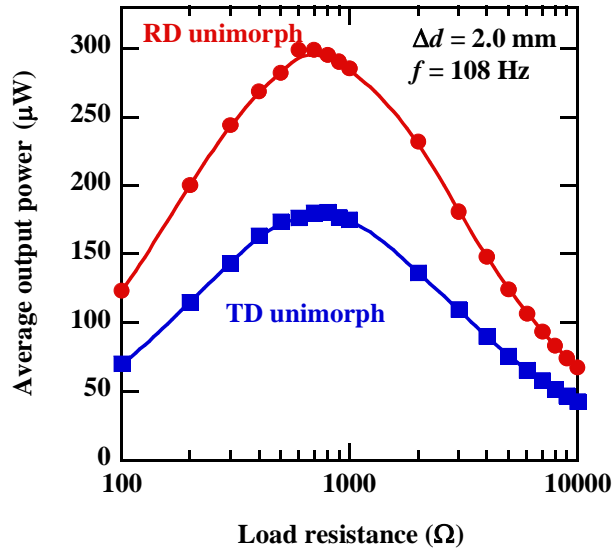


図 2-15. 平均電力 P_{ave} の負荷抵抗依存性.

2.7.4 磁束密度変化の評価

図 2-13(c)に示す Φ - t 曲線は V - t 曲線から次式に示すファラデーの法則を用いて求めた。

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{式 2-12}$$

d が正で圧縮応力が印加されると、 Φ は負の値を示す。一方、 d が負で引張応力が印加されると、 Φ は正の値を示した。上記の Φ のふるまいは、電磁鋼板とフレームから構成されたコアにより起こっている。そのため、図 2-13 (c) の Φ - t 曲線にはフレームの影響が含まれている可能性がある。そこで試料を貼り付けていないフレームのみのデバイスを作製し試験を行った。

Φ - t 曲線から求めた誘導磁束の振幅 $\Delta\Phi$ のバイアス磁場依存性を図 2-16(a)に示す。図のようにフレームのみのデバイスからも磁束の変化が発生しており、試料ありのデバイスよりも小さいバイアス磁場でピークを示した。また、フレームのみのデバイスの $\Delta\Phi$ は最大でも $0.37 \mu\text{Wb}$ であり、試料ありの最大 $\Delta\Phi$ よりかなり小さい。したがって、適切なバイアス磁場を印加した RD デバイスおよび TD デバイスの振動発電特性は、主に搭載した電磁鋼板に起因している。

フレームの影響を差し引き試料のみの特性を評価するために、磁束密度変化 ΔB を次式のように定義する。

$$\Delta B = \frac{\Delta\Phi_{\text{unimorph}} - \Delta\Phi_{\text{frame}}}{A_S} \quad \text{式 2-13}$$

ここで、 A_S は試料の断面積であり、 $\Delta\Phi_{\text{unimorph}}$ および $\Delta\Phi_{\text{frame}}$ はそれぞれ試料ありおよび試料なしの磁束の振幅である。求めた ΔB のバイアス磁場依存性を図 2-16 (b)に示す。RD コアの ΔB は最大で 0.65 T となった。この値は TD コアのピーク値よりも大きい。よって、RD デバイスの優れた電圧や電力はこの

大きい ΔB に起因する。

図 2-17 に RD デバイスの (a) V_{eff} と (b) ΔB の周波数依存性を示す。 f の増加により V_{eff} は大きくなるが、 ΔB はおよそ一定であった。つまり、 ΔB は異なる周波数で測定しても比較することができる。したがって、 ΔB は周波数に依存しない振動発電用材料の評価指針となる。

図 2-18 に適切なバイアス磁場を印加した場合の ΔB と先端変位の振幅 Δd の関係を示す。 Δd の増加に伴い試料に印加される応力も大きくなるので、図のように ΔB も増加する。RD コアでは、 $\Delta d = 2.2 \text{ mm}$ で、 $\Delta B = 0.71 \text{ T}$ に達した。この値は電磁鋼板の飽和磁束密度 ($B_s = 1.89 \text{ T}$) の約 38% にも及ぶ。Fe-Ga 合金単結晶の磁歪定数 λ_{100} は 263 ppm[11]であるのに対し、Fe-Si 合金単結晶の磁歪定数 λ_{100} は 23 ppm[22]である。それにもかかわらず、RD コアの ΔB は比較的大きな値を示した。Fe-Ga 合金の最大透磁率が 460[31]や 800[32]と報告されているのに対し、方向性電磁鋼板の最大透磁率は 40,000[6]と報告されている。このような高い透磁率は、磁場印加により磁区構造が容易に変化することを示唆する。また図の傾きである $\Delta B / \Delta d$ は先端の変位に対する磁束密度の変化のしやすさ、すなわち試料のひずみに対する ΔB の感度を表す。振動発電においては、同程度の試料のひずみで比較すると傾きが急な方が大きな磁束密度変化となり発電量が増加するので、優れた材料と言える。一次関数で近似すると、RD コアの傾きは 0.30 T/mm、TD コアの傾きは 0.23 T/mm となった。RD コアが TD コアより優れた特性を示したのは、RD コアの方が TD コアより磁化しやすく (図 2-8 参照)、磁歪定数が大きい (図 2-11 参照) ことに起因して、応力方向に $\langle 100 \rangle$ が配向するほど磁区が動きやすくなり、磁化が変化しやすくなったからと推察される。

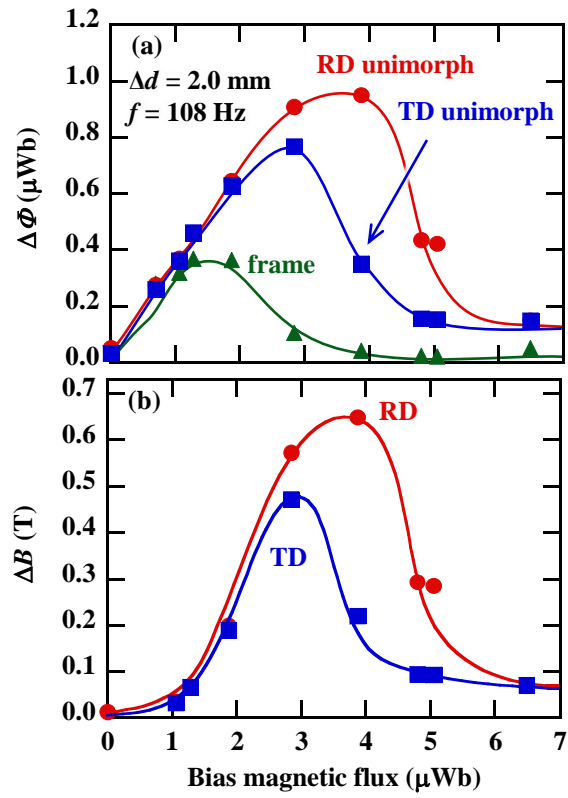


図 2-16. (a)磁束の振幅 $\Delta\Phi$ と(b)磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性. RD unimorph は RD デバイス、TD unimorph は TD デバイス、frame は鉄製フレームのみを表す. (b)の RD および TD はフレームの影響を差し引いた ΔB を表す.

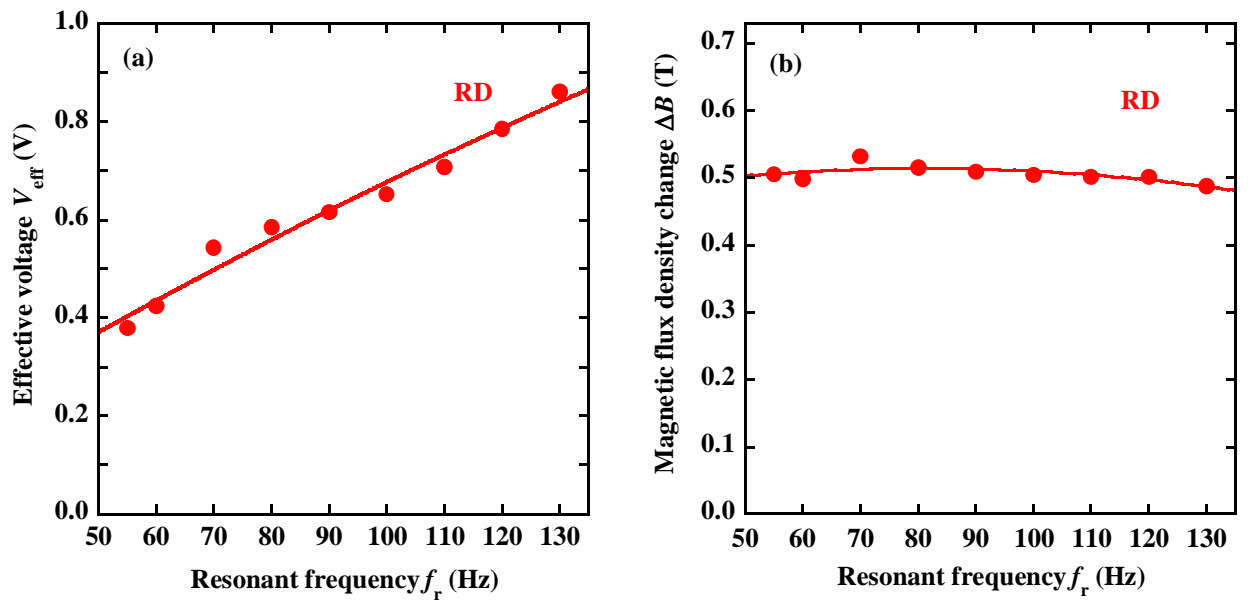


図 2-17. RD デバイスの(a)実効電圧 V_{eff} と(b)磁束密度変化 ΔB の周波数依存性.

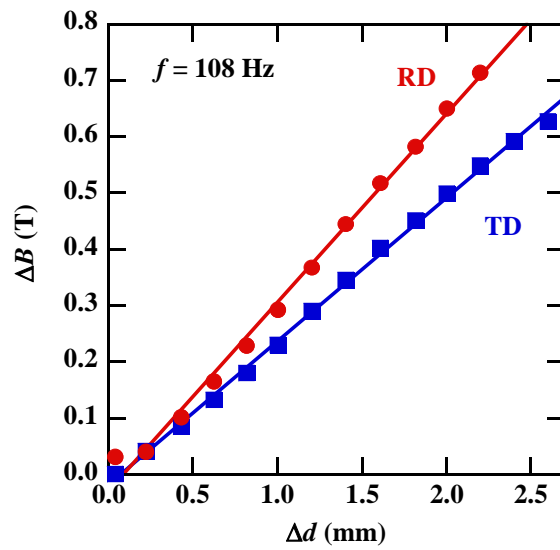


図 2-18. 適切なバイアス磁場を印加した場合の磁束密度変化 ΔB と先端変位の振幅 Δd の関係.

2.7.5 バイアス磁場変化の影響

図 2-19(a)に示すように、ユニモルフ U 字型デバイスにはバイアス磁場を印加するために永久磁石が取り付けられているが、振動により自由端が変位すると永久磁石と逆磁歪材料の距離が変化する。この距離の変化により試料に作用するバイアス磁場が変化するため、 ΔB には逆磁歪効果による磁束密度変化 ΔB_i に加えてバイアス磁場変化による磁束密度変化 ΔB_b が含まれる（図 2-19(b)参照）。図 2-19(b)から磁性材料の磁化曲線の傾きが急で磁化しやすい（透磁率が高い）場合、バイアス磁場変化 ΔH_b により発生する ΔB_b は大きくなると考えられる。そこで、センダストと呼ばれる磁性材料で振動発電試験を行うことで、バイアス磁場変化の影響を評価した。センダストとは表 2-1 に示すように飽和磁歪定数がほとんど 0 と非常に小さく、初透磁率は 30,000 と非常に磁化しやすい。磁歪定数が 0 であれば ΔB_i は発生しないので、センダストを搭載した振動発電デバイスから発生する磁束は、バイアス磁場変化に起因する。図 2-20 にセンダストの磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性を示す。センダストコアから発生した ΔB の最大値は 0.23 T であった。電磁鋼板の透磁率はセンダストよりも小さいので、電磁鋼板はセンダストよりもバイアス磁場変化の影響が小さいと考えられる。つまり、電磁鋼板の ΔB_b は 0.23 T 以下であり、電磁鋼板の ΔB は主に逆磁歪効果に起因するものである。

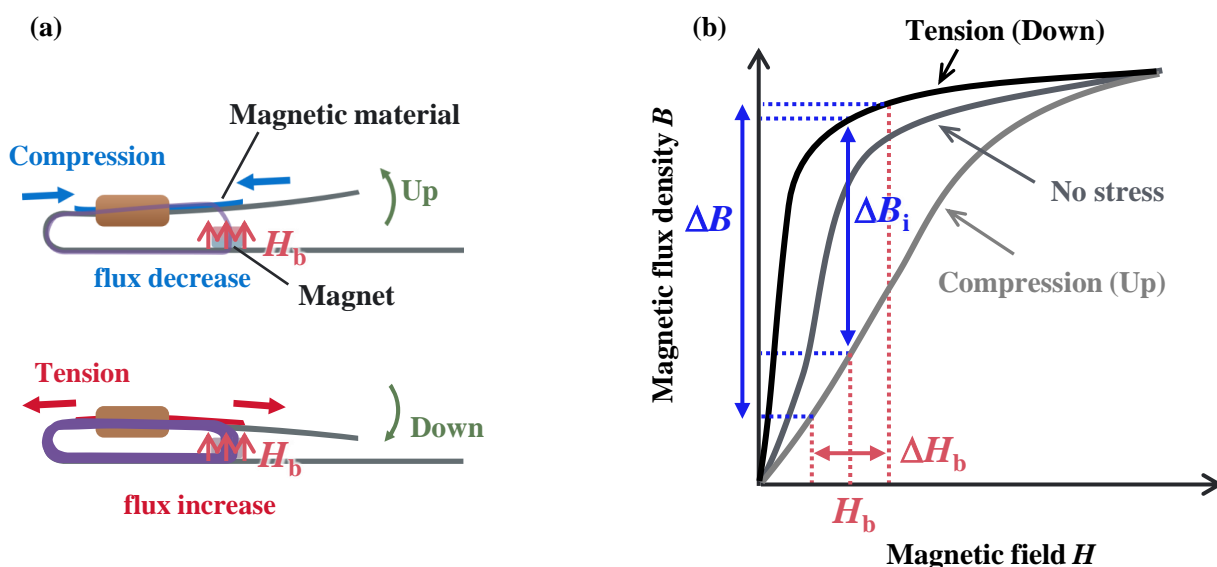


図 2-19. (a)「バイアス磁場変化」の発生原理および(b)振動発電中における磁性材料（正の磁歪定数）の磁化曲線の模式図。

表 2-1. 方向性電磁鋼板およびセンダストの組成、飽和磁化 $\mu_0 M_s$ 、飽和磁歪定数 λ_s 、初透磁率 μ_i の比較.

	Composition	Saturation magnetization $\mu_0 M_s$ (T)	Saturation magnetostriction λ_s (ppm)	Initial permeability μ_i
Grain-oriented electrical steel (RD)	Fe-3%Si	1.9	17	1,500[6]
Grain-oriented electrical steel (TD)	Fe-3%Si	1.9	9	—
Sendust	Fe-9.5%Si-5.5%Al	1.1*	$\leq 0.2^*$	30,000*

* 株式会社トーキン提供

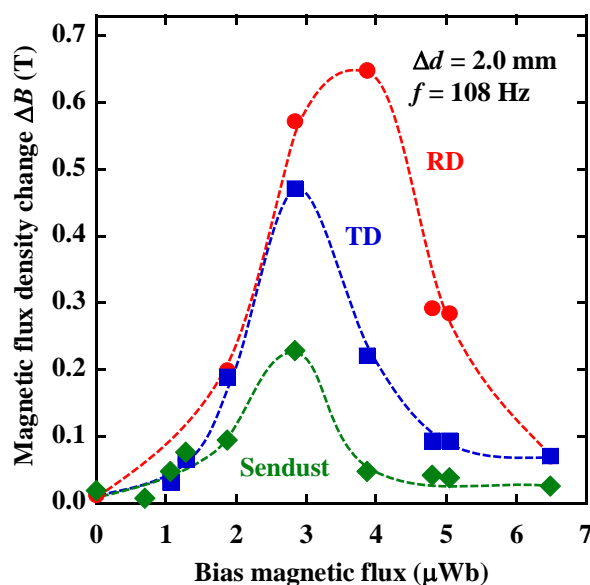


図 2-20. センダストの磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性.

2.8 電磁鋼板を使用した大型振動発電デバイスの開発

前節の結果より、応力方向に<100>配向する方向性電磁鋼板 (RD) を搭載した振動発電デバイスが良好な発電特性を示し、大型化デバイスへの応用が期待された。そこで本章では、これまで扱ってきた全長 4 cm の RD デバイスを「X-1 デバイス」とし、アスペクト比一定で寸法を 2 倍、3 倍、4 倍した RD デバイスをそれぞれ「X-2 デバイス」、「X-3 デバイス」、「X-4 デバイス」とし、振動発電試験を行った。作製したデバイスの寸法を表 2-X にまとめる。図 2-21 に(a)デバイスの模式図と(b)作製したデバイスの外観を示す。コイルの線径もアスペクト比一定で大型化している。方向性電磁鋼板の厚さは JIS により規定されているため、厚さを増すために試料は重ねて貼りつけた。X-3 デバイスに 1.6 mm 厚のフレームを使用しているのは、1.5 mm 厚のフレームが入手できなかったためである。また、不確か性を確認するために、各デバイスサイズで 3 つのデバイスを作製して平均値と標準誤差を評価した ($n=3$)。

振動発電特性は振動周波数および先端変位の影響を受ける。よって、全てのデバイスで周波数を

100 Hz 一定となるように錘を調整した。デバイスサイズが大きくなっても同レベルの応力を印加するために、先端変位は X-1、X-2、X-3、X-4 デバイスにそれぞれ 2.0 mm、4.0 mm、6.0 mm、8.0 mm の振幅とした。デバイスを大型化した際に、逆磁歪材料に印加される応力を単純な片持ち梁モデルから考える。式の詳細は 3 章に示すが、図 2-22 に(a)中立面 \bar{z}_1 、(b)バネ定数 k 、(c)断面二次モーメント I 、(d)試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_s$ とデバイス寸法の拡大率 X の関係を示す。試料およびフレームの幅や厚さ、先端変位が X 倍されると、中立面 \bar{z}_1 、バネ定数 k は X に比例して増加し、試料およびフレームの断面二次モーメント I_s および I_{F1} は X^4 に比例して増加する。ところが、試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_s$ は、分子にある厚さや中立面 \bar{z}_1 、バネ定数 k 、試料およびフレームの長さや先端変位の X^4 に比例する増加と分母にある断面二次モーメントの X^4 に比例する増加が打ち消し合う。よって、図 2-22 (d)に示すように、デバイスの寸法を X 倍しても試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_s$ は一定であると考えられる。

表 2-2. デバイスの名称および全長 l_D 、試料のサイズ、コイルの線径、フレームの厚さ。

Device name	l_D (mm)	GO sheet size (mm ³)	Wire diameter of coil (mm)	Frame thickness (mm)
X-1	40	16 x 4 x 0.35	0.05	0.5
X-2	80	two-ply 32 x 8 x 0.35	0.10	1.0
X-3	120	three-ply 48 x 12 x 0.35	0.15	1.6
X-4	160	four-ply 64 x 16 x 0.35	0.20	2.0

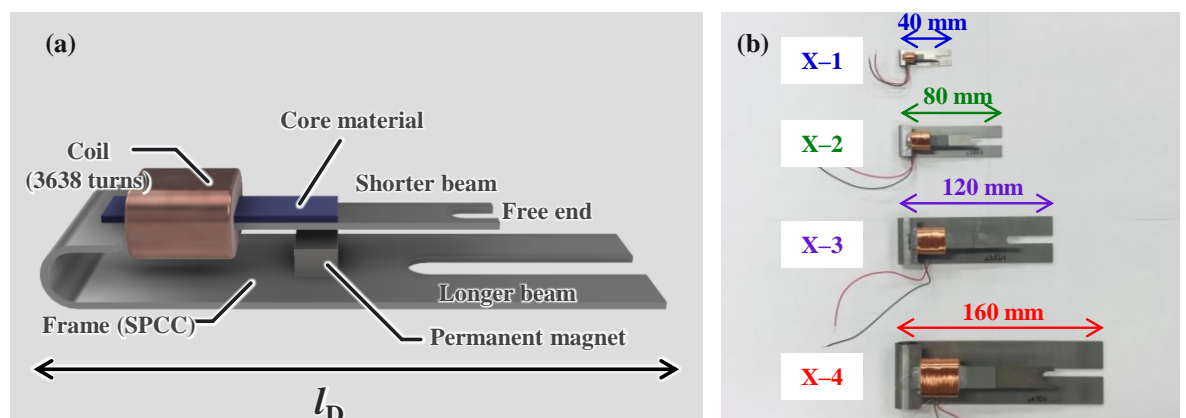


図 2-21. (a)デバイスの模式図と(b)作製したデバイスの外観。

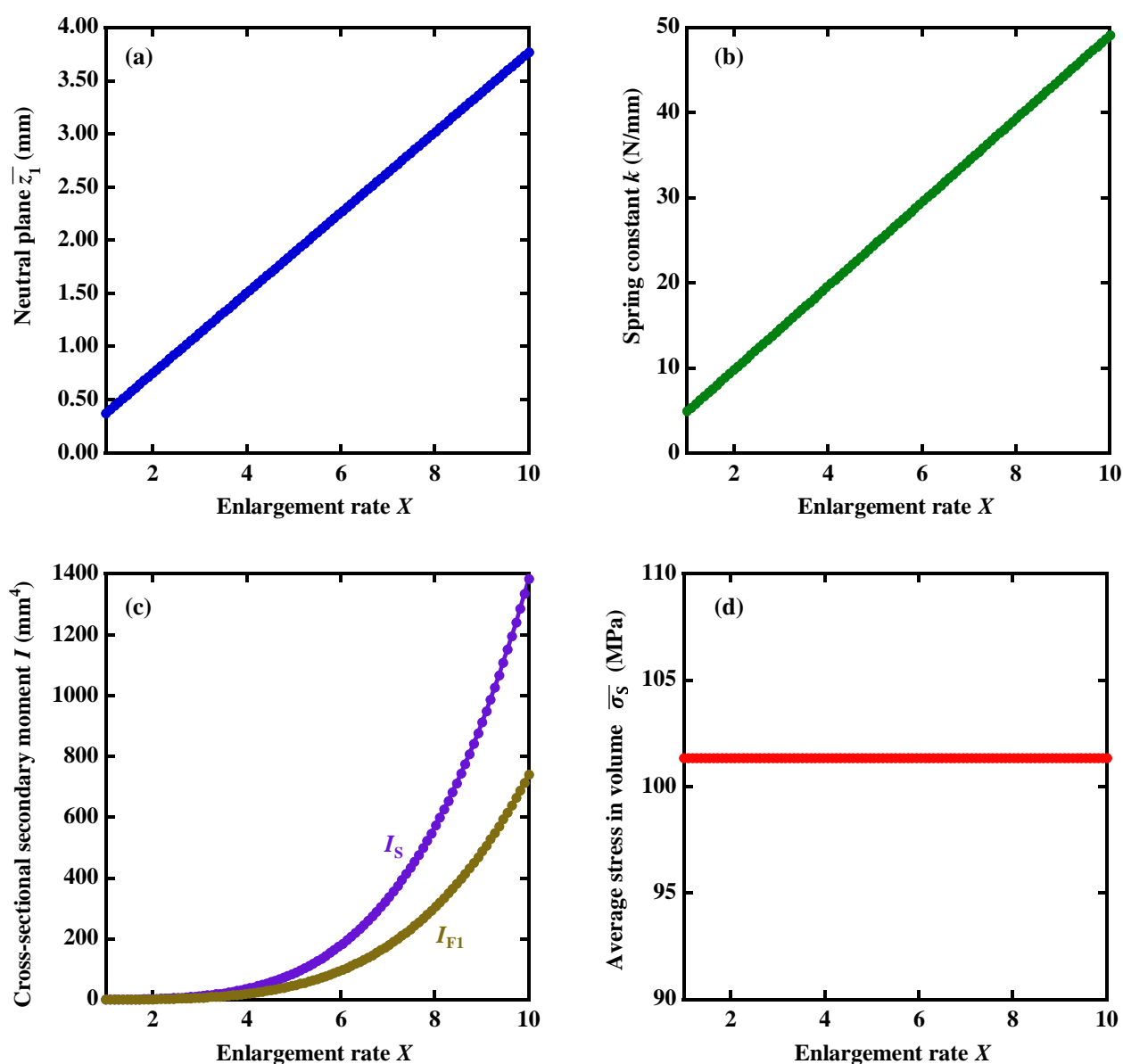


図 2-22. (a)中立面 \bar{z}_1 、(b)バネ定数 k 、(c)断面二次モーメント I 、(d)試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_s$ とデバイス寸法の拡大率 X の関係。

2.9 大型デバイスによる発生電圧の評価

図 2-23 に X-1 デバイスを周波数 $f_r = 100$ Hz および先端変位の振幅 $\Delta d = 2.0$ mm で振動させた際の(a)先端変位および(b)開放電圧、(c)磁束の時間変化を示す。図 2-23(d)は X-1 および X-2、X-3、X-4 デバイスにおける電圧の実効値 V_{eff} のバイアス磁束依存性である。X-1 デバイスにおける V_{eff} のピークが 0.81 V なのに対し、X-2 デバイスでは 3.91 V、X-3 デバイスでは 8.25 V、X-4 デバイスでは 12.5 V となった。よって、デバイスの寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたことで V_{eff} はそれぞれ 4.86 倍、10.2 倍、15.5 倍となった。図 2-23(e)に X-1 および X-2、X-3、X-4 デバイスにおける磁束密度変化 ΔB のバイアス

磁束依存性を示す。X-1 デバイスにおける ΔB のピークが0.64 T なのに対し、X-2 デバイスでは0.74 T、X-3 デバイスでは0.69 T、X-4 デバイスでは0.60 T となった。よって、デバイスの寸法を変更しても、 ΔB 値に顕著な差はなく、これは Δd の調整によって試料に同レベルの応力が印加されていることを示唆する。また、デバイスを大型化するに従って、大きい永久磁石の表面磁束で電圧がピークを示すようになった。この結果は、コアの断面積が大きくなったことで、有効なバイアス磁場に達するために大きい磁束が必要になったからだと推察される。

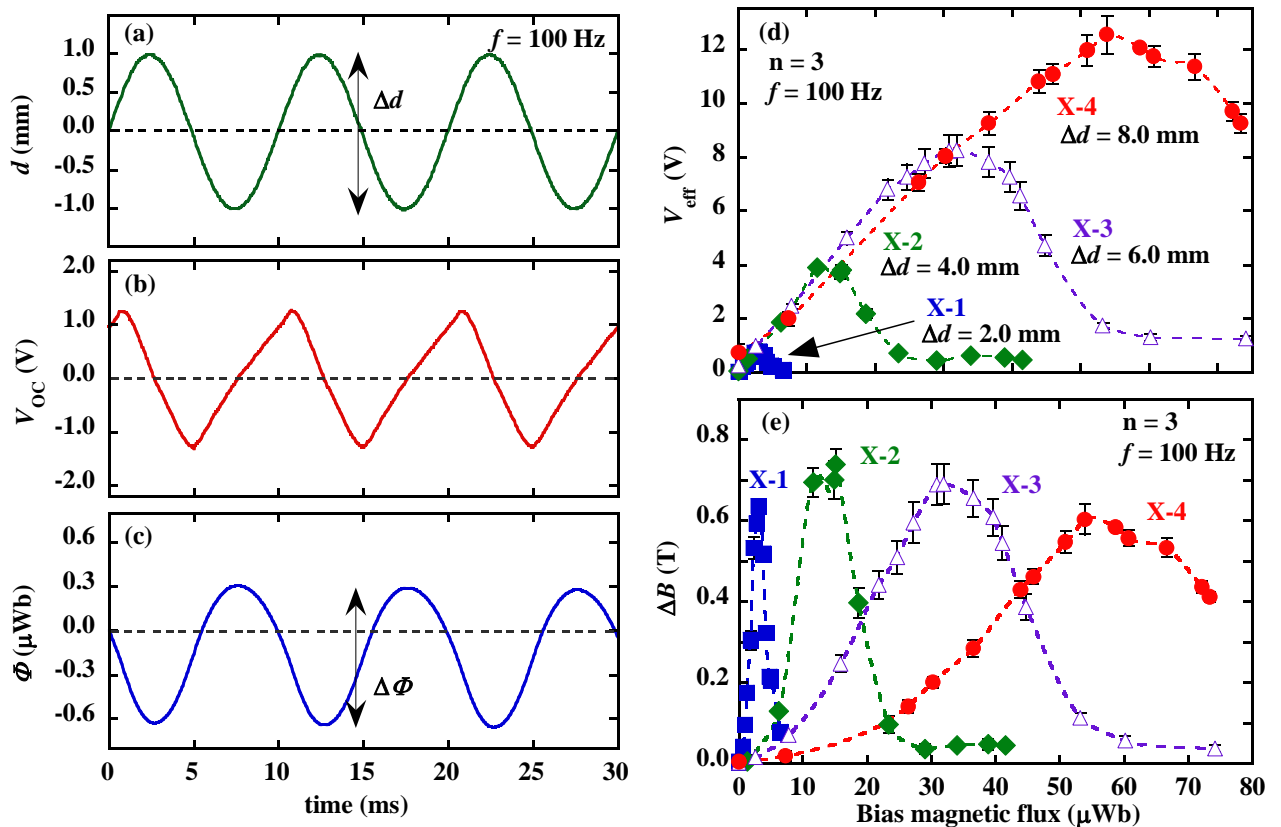


図 2-23. RD デバイスの振動発電特性. X-1 デバイスを周波数 $f_f = 100\text{ Hz}$ および先端変位の振幅 $\Delta d = 2.0\text{ mm}$ で振動させた際の(a)先端変位および(b)開放電圧、(c)磁束の時間変化. X-1 および X-2、X-3、X-4 デバイスにおける(d)電圧の実効値 V_{eff} と(e)磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性.

2.10 大型デバイスによる電力の抵抗依存性

図 2-24 に X-1 および X-2、X-3、X-4 デバイスにおける平均電力 P_{ave} の負荷抵抗依存性を示す。なお、横軸の負荷抵抗は対数軸としている。X-1 デバイスにおける P_{ave} のピークが 0.25 mW であるのに対し、X-2 デバイスでは 6.59 mW、X-3 デバイスでは 16.4 mW、X-4 デバイスでは 36.4 mW となる。したがって、デバイスの寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたことで平均電力 P_{ave} はそれぞれ 25.9 倍、64.6 倍、143 倍となり、デバイスの大型化により出力電力は顕著に向上する。

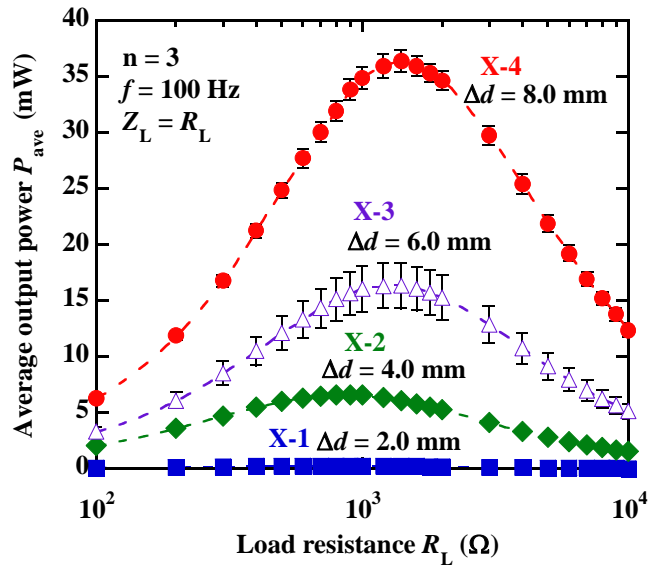


図 2-24. X-1 および X-2、X-3、X-4 デバイスにおける平均電力 P_{ave} の負荷抵抗依存性。

2.11 デバイスの大型化と発電特性の定式化

2.11.1 電圧の定式化

ある基準となるデバイスの寸法をアスペクト比一定で X 倍すると、コイル中のコアの断面積 A_{C1} は X^2 となるので、開放電圧 V_{opX} は次式で表せる。

$$V_{opX} = -N(X^2 A_{C1}) \frac{dB}{dt} \quad \text{式 2-14}$$

図 2-23(e)より、X-2 および X-3、X-4 デバイスの ΔB の最大値は X-1 デバイスの値と大きな差はないため、 dB/dt はデバイスサイズに影響されないと考えることができる。よって、 V_{opX} は基準となるデバイスの開放電圧を V_{op1} として、次式で近似できる。

$$V_{opX} \approx X^2 V_{op1} \quad \text{式 2-15}$$

図 2-25 に実験値と理論値を比較した実効電圧の最大値 $V_{\text{eff}}^{\text{max}}$ とデバイスの全長 l_D の関係を示す。図中の赤丸は実験から得た平均値を表し、青の実線は X-1 デバイスの実験結果 ($V_{\text{eff1}} = 0.81 \text{ V}$) を式 2-14 に代入して得た計算値である。計算結果は実験結果とよく一致し、電圧が X^2 に比例することを裏付ける。

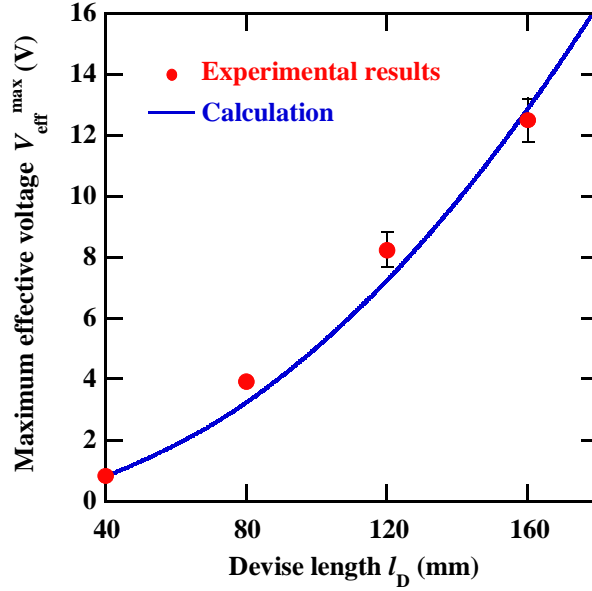


図 2-25. 実験値と理論値を比較した実効電圧の最大値 $V_{\text{eff}}^{\text{max}}$ とデバイスの全長 l_D の関係.

2.11.2 電力の定式化

ユニモルフ U 字型デバイスの等価回路を図 2-26(a)に示す。同様の等価回路が他の振動発電デバイスでも報告されている[33], [34], [35]。図のように負荷抵抗 R_L はコイルに接続される。 $V_{\text{op}}(t)$ および $V_L(t)$ はそれぞれ開放電圧および R_L にかかる電圧である。電流 $I(t)$ はコイルに流れる。X-1 デバイスのコイル抵抗 R_{C1} は、コイルの抵抗率を ρ 、コイル線の長さを l_{w1} 、コイル線の半径を r_1 とすると

$$R_{C1} = \rho \frac{l_{w1}}{\pi r_1^2} \quad \text{式 2-16}$$

で表せる[34], [35]。

コイルのリアクタンス ωL_{C1} は、角周波数を ω 、透磁率を μ 、コイルの長さを l_{c1} 、コイルの断面積を A_{C1} 、コイルの巻き数を N とすると

$$\omega L_{C1} = \omega \mu \frac{A_{C1} N^2}{l_{c1}} \quad \text{式 2-17}$$

で表せる[34], [35]。

$V_{\text{op1}}(t) = \sqrt{2}V_{\text{eff1}}$ とすると、平均電力の最大値 $P_{\text{ave1}}^{\text{max}}$ は、インピーダンス整合により $R_L = \sqrt{R_{C1}^2 + (\omega L_{C1})^2}$ でピークを示し、

$$P_{\text{ave1}}^{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{V_{\text{eff1}}^2}{R_{\text{C1}} + \sqrt{R_{\text{C1}}^2 + (\omega L_{\text{C1}})^2}} \quad \text{式 2-18}$$

で表せる。

次にデバイスの寸法をアスペクト比一定で X 倍する場合を考える。寸法を X 倍したデバイスのコイル抵抗 R_{CX} は、 l_{w1} および r_1 は X 倍となるので、

$$R_{\text{CX}} = \rho \frac{(X l_{\text{w1}})}{\pi (X r_1)^2} = \frac{R_{\text{C1}}}{X} \quad \text{式 2-19}$$

で表せる。

寸法を X 倍したデバイスのコイルのリアクタンス ωL_{CX} は、 l_{C1} は X 倍、 A_{C1} は X^2 倍となるので、

$$\omega L_{\text{CX}} = \omega \mu \frac{(X^2 A_{\text{C1}}) N^2}{(X l_{\text{C1}})} = X \omega L_{\text{C1}} \quad \text{式 2-20}$$

で表せる。

よって、寸法を X 倍したデバイスの平均電力のピーク値 $P_{\text{aveX}}^{\text{max}}$ は

$$P_{\text{aveX}}^{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{(X^2 V_{\text{eff1}})^2}{\frac{R_{\text{C1}}}{X} + \sqrt{\left(\frac{R_{\text{C1}}}{X}\right)^2 + (X \omega L_{\text{C1}})^2}} \quad \text{式 2-21}$$

で表せる。

図 2-26(b)にコイル抵抗 R_{C} およびリアクタンス ωL_{C} とデバイスの全長の関係を示す。図中の赤丸および青四角のプロットはそれぞれ R_{C} および ωL_{C} の測定値の平均を示し、エラーバーは標準誤差を示す ($n=3$)。赤および青の実線は式 2-19 および式 2-20 から最小二乗法により得た計算値である。計算式のフィッティングパラメータとして $R_{\text{C1}} = 518.0 \, \Omega$ および $\omega L_{\text{C}} = 404.8 \, \Omega$ が得られ、これらの値は $X=1$ デバイスの測定値 ($R_{\text{C1}} = 532 \, \Omega$ 、 $\omega L_{\text{C}} = 593 \, \Omega$) と近くなった。このことから、式 2-19 および式 2-20 は妥当である。

図 2-26(b)からデバイスの大型化は R_{C} の減少と ωL_{C} の増加をもたらすことがわかる。よって、デバイスが大型化すると ωL_{C} の項が支配的となる。そこで、 ωL_{C} と比べて R_{C} は無視できるほど小さいと仮定すると、式 2-21 は次式に書き換えることができる。

$$P_{\text{aveX}}^{\text{max}} \approx D X^3 P_{\text{ave1}}^{\text{max}},$$

$$D = \left(\frac{R_{\text{C1}}}{\omega L_{\text{C1}}} + \sqrt{\left(\frac{R_{\text{C1}}}{\omega L_{\text{C1}}} \right)^2 + 1} \right) \quad \text{式 2-22}$$

したがって、逆磁歪式振動発電の平均電力は、負荷が純抵抗のみの場合、 $D X^3$ に比例する。

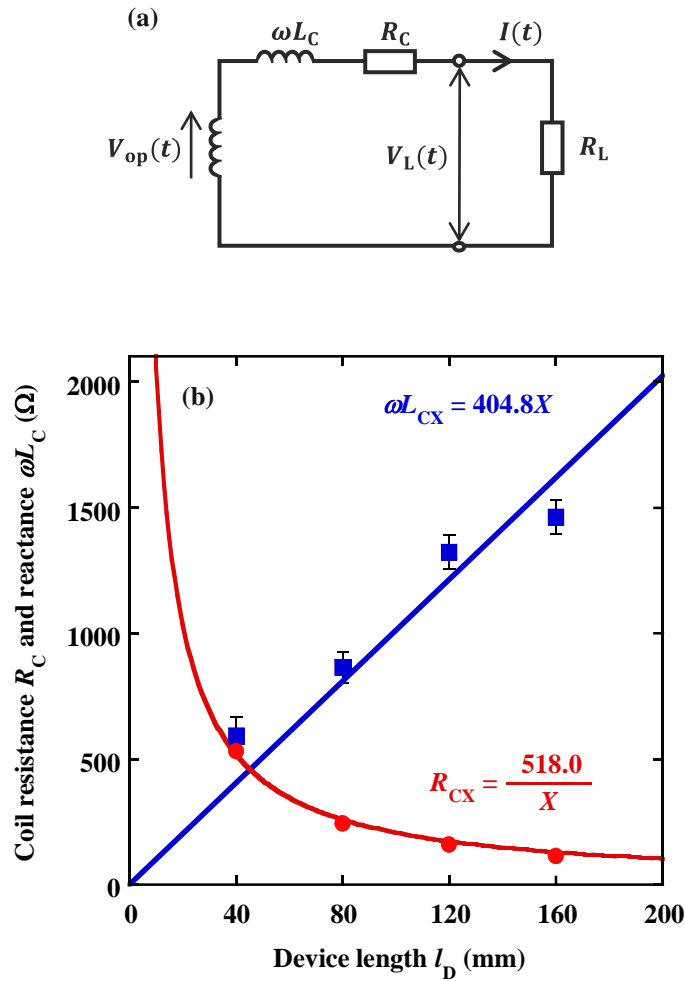


図 2-26. (a)ユニモルフ U 字型デバイスの等価回路および(b)コイル抵抗 R_C およびリアクタンス ωL_C とデバイスの全長の関係.

図 2-27 は実験値と理論値を比較した平均電力の最大値 P_{ave}^{max} とデバイスの全長 l_D の関係を示す。図中の赤丸は実験から得た平均値を表し、青の実線は X-1 デバイスの実験結果 ($R_{C1} = 532 \Omega$, $\omega L_{C1} = 593 \Omega$, $P_{ave1} = 0.254 \text{ mW}$) を式 2-22 に代入して得た計算値である。計算結果は実験結果とよく一致し、 P_{ave}^{max} が DX^3 に比例することを裏付ける。したがって、デバイスの大型化は出力電力を向上させる効果的なアプローチである。また、本実験の X-1 デバイスでは、定数 D が 2.24 であったために、 $X=4$ で電力が 143 倍となった。このことから、例えばリアクタンス ωL_C を小さくし、定数 D を大きくすることが電力向上に重要であると言える。

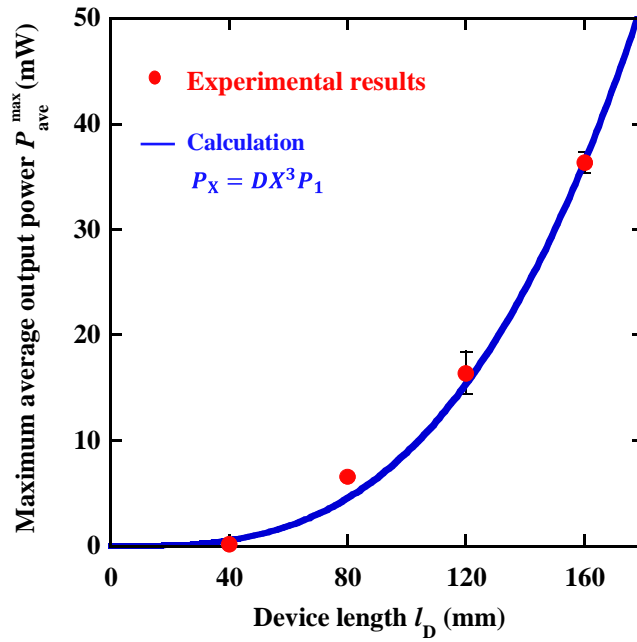


図 2-27. 実験値と理論値を比較した平均電力の最大値 P_{ave}^{max} とデバイスの全長 l_D の関係。

2.12 第 2 章の結言

実験結果から、RD デバイスの方が TD デバイスより発電特性が優れていた。これは応力方向に $\langle 100 \rangle$ が配向するほど磁区が動きやすくなり、磁束が変化しやすくなったからと推察される。デバイス先端変位の振幅が 2.0 mm および周波数が 108Hz で強制振動させた場合、全長 4 cm の RD デバイスから得られた電圧は実効値が 0.89 V となった。RD デバイスを負荷抵抗に接続して求めた電力は平均値が 0.30 mW であった。このような優れた発電特性は 0.65 T という大きな磁束密度変化 ΔB に由来する。この結果は、透磁率が ΔB に大きな影響を与えることを示唆する。このように、小型デバイスでも良好な発電特性が得られたことから、方向性電磁鋼板は大型化に対応可能な振動発電材料として期待できる。

全長 4 cm の RD デバイスを「X-1 デバイス」、全長 8 cm の RD デバイスを「X-2 デバイス」、全長 12 cm の RD デバイスを「X-3 デバイス」、全長 16 cm の RD デバイスを「X-4 デバイス」とし、振動発電試験を行った。X-1 デバイスにおける V_{eff} のピークが 0.81 V なのに対し、X-2 デバイスでは 3.91 V、X-3 デバイスでは 8.25 V、X-4 デバイスでは 12.5 V となった。よって、デバイスの寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたことで V_{eff} はそれぞれ 4.86 倍、10.2 倍、15.5 倍となった。X-1 デバイスにおける P_{ave} のピークが 0.25 mW であるのに対し、X-2 デバイスでは 6.59 mW、X-3 デバイスでは 16.4 mW、X-4 デバイスでは 36.4 mW となる。よって、デバイスの寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたことで平均電力 P_{ave} はそれぞれ 25.9 倍、64.6 倍、143 倍となる。したがって、方向性電磁鋼板を搭載した振動発電デバイスの大型化により出力電力は顕著に向上することが示された。

デバイスの大型化は R_c の減少と ωL_c の増加をもたらす。よって、デバイスが大型化すると ωL_c の項

が支配的となる。そこで、 ωL_C と比べて R_C は無視できるほど小さいと仮定すると、逆磁歪式振動発電の平均電力は、負荷が純抵抗の場合、 DX^3 に比例する。計算結果は実験結果とよく一致し、 $P_{\text{ave}}^{\text{max}}$ が DX^3 に比例することを裏付ける。したがって、デバイスの大型化は出力電力を向上させる効果的なアプローチである。さらに、大型化による電力向上の効果を最大限発揮するためには、デバイスのリアクタンスを小さくするなどし、定数 D を大きくすることが重要であると考えられる。

以上より、方向性電磁鋼板は、Fe-Ga 合金単結晶では実現が困難な大型デバイス用の逆磁歪材料として有望である。

第3章 磁気弾性特性の多角的評価

3.1 緒言

第2章では、振動発電試験により逆磁歪材料の磁束密度変化 ΔB を評価した。しかし、振動発電デバイスに搭載した状態の逆磁歪材料に印加される応力は不均一であり、バイアス磁場の大きさも明確ではない。そのため、振動発電試験のみでは逆磁歪材料の磁気弾性特性が明らかにならない可能性がある。よって、振動発電試験とは異なる材料自身の特性を明確化する多角的な評価が望まれる。そこで、本章では引張試験機と磁場印加コイルで構成した逆磁歪効果の評価システムについて記す。

3.2 実験方法

3.2.1 装置

図3-1に逆磁歪効果評価システムの模式図および外観を示す。引張試験機（Shimazu, EZ-SX）によって試料に引張応力を印加する。磁場はソレノイドコイル（株式会社テスラ, TS551-50110）により引張応力に対して平行に印加される。試料の磁化を検出するために、3320巻の空芯コイルを取り付ける。また、試料をアルミニウム治具で固定することで、ソレノイドコイル内からはみ出さないようにする（図3-1(b)参照）。

3.2.2 試料

試料にはFe-70at.%Co合金（東北特殊鋼株式会社提供）を使用した。Fe-Co合金は飽和磁歪定数 λ_s の高さから近年逆磁歪材料として注目されている。例えば、bcc領域とbcc + fcc領域の間にあるFe-66at.%Co合金の熱処理した薄膜では、約260 ppmの λ_s を示す[36]。さらに、冷間圧延したバルク材のFe-75at.%Co合金においても140 ppmの λ_s を示す[37]。本実験では圧延まま（As-rolled）および熱処理後（Annealed）のFe-70at.%Co合金を約 $50 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ の板材として使用した。As-rolled試料は熱間圧延した板を冷間圧延することで得られた。Annealed試料はAs-rolled試料を830°Cで3時間熱処理することで得られた。 $5 \times 5 \times 0.5 \text{ mm}^3$ のAs-rolledおよびAnnealed試料における磁歪曲線は図3-2のようになり、どちらも約87 ppmの λ_s を示した。

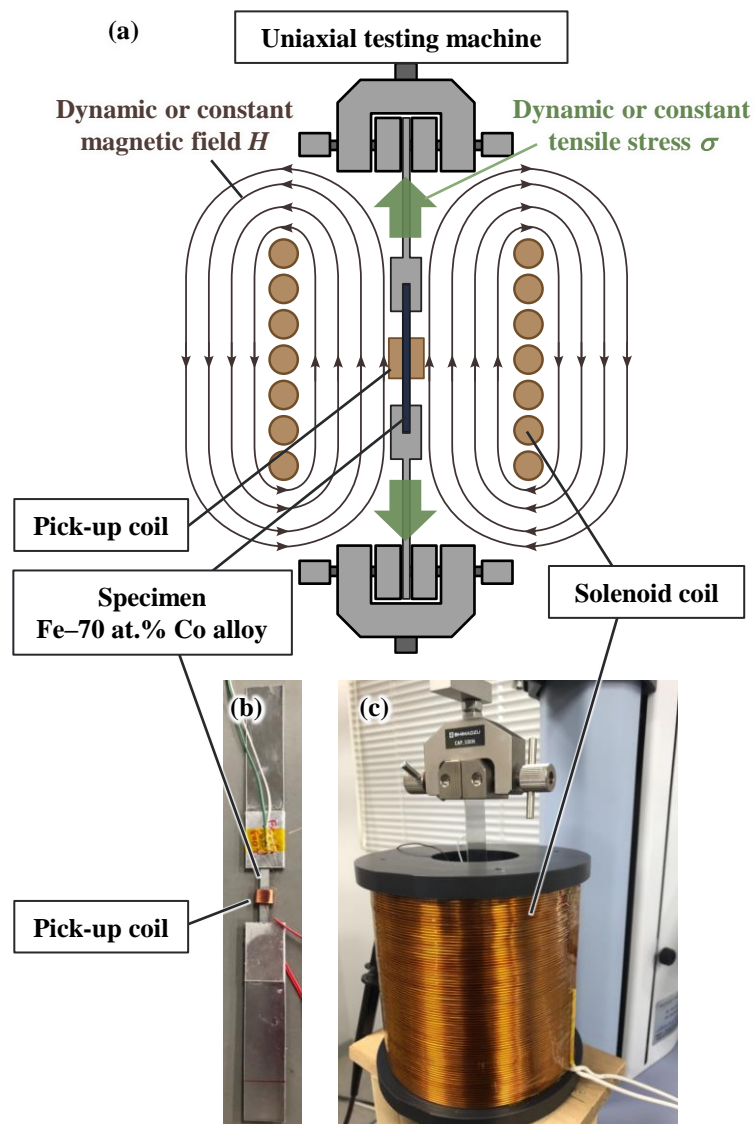


図 3-1. (a)逆磁歪効果評価システムの模式図. (b)および(c)はセットアップの外観.

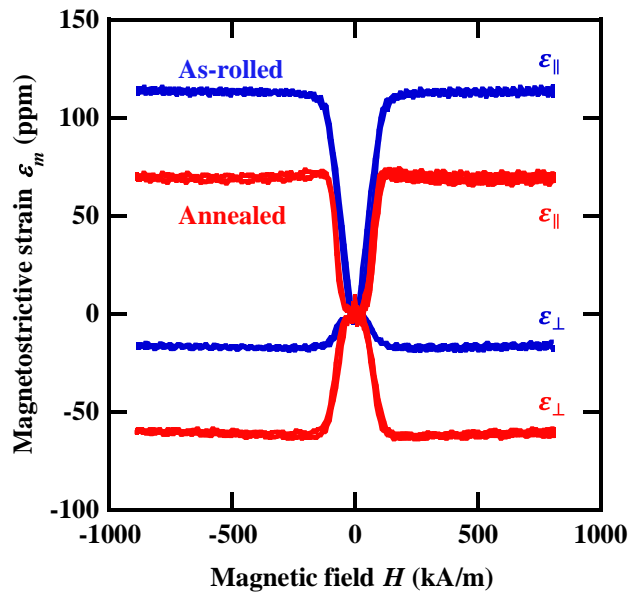


図 3-2. As-rolled および Annealed Fe-70 at.%Co 合金における磁歪曲線.

3.3 磁歪ひずみの評価

3.3.1 磁場印加中の引張試験

図 3-3 (a)に Annealed 試料における(a)応力 σ -ひずみ ε 曲線を示す。無磁場状態では、ひずみが 100 ppm 付近と 800 ppm 付近では傾きが異なる。この現象は、応力により磁区構造が変化し、磁歪ひずみが弾性ひずみに加わるために起こる。磁場を 100 mT 印加した場合は、応力が 0 MPa で磁歪効果により磁歪ひずみが発生し、その後、応力を印加しても傾きの変化は小さい。つまり、80 kA/m の磁場中では、応力で発生するひずみのほとんどは純粋な弾性ひずみが担っている。応力-ひずみ曲線の傾きであるヤング率 E とひずみ ε の関係を図 3-3(b)に示す。 E は σ を ε で微分することで算出しているため、引張試験開始時のノイズが大きい $\sigma < 0$ では E が発散する。 E の発散は本質的ではないと考え、 $\sigma < 0$ のデータをプロットした。また、約 400 ppm 以下の低ひずみ部分では、磁場増加により E が増加する。このような磁性材料において磁歪ひずみに起因して E が変化する現象である ΔE 効果を観測した。

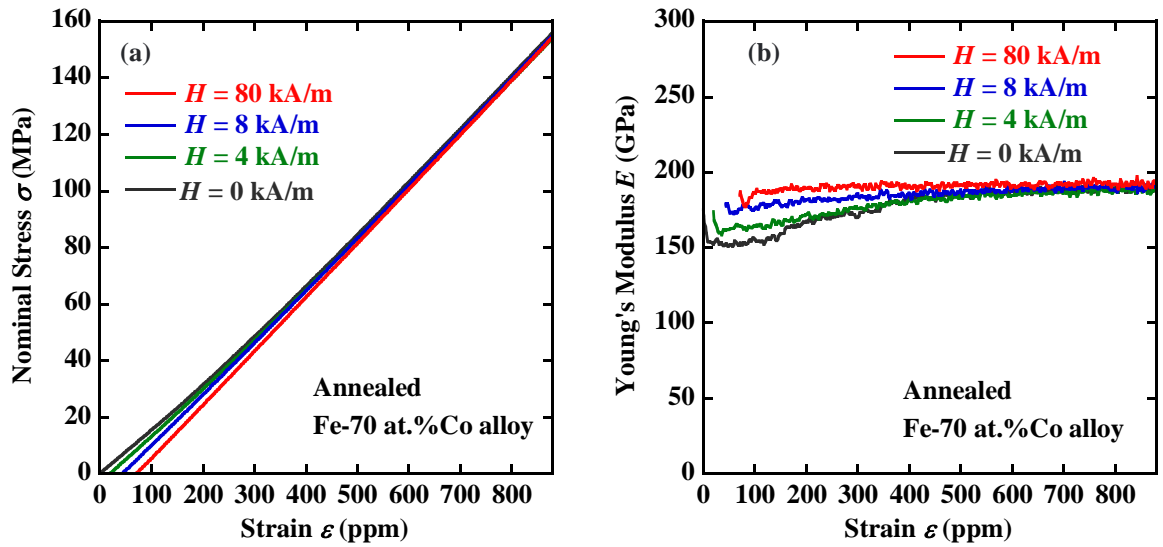


図 3-3. Annealed Fe-70 at.%Co 合金における(a)応力 σ -ひずみ ϵ 曲線および(b)ヤング率 E -ひずみ ϵ 曲線.

3.3.2 応力印加中の磁歪測定

図 3-4 に Annealed 試料における応力 σ 印加状態の磁歪曲線を示す。無応力状態では、磁場印加に伴いひずみが増加している。印加応力を増加させると、磁歪ひずみの飽和値が減少していく。これは、応力印加により磁区構造が変化し、磁場印加の前に磁歪ひずみが現れたからである。つまり、この測定で得られる磁歪ひずみは、図 3-3 (a)で示した応力-ひずみ曲線に現れた磁歪ひずみと対応している。

磁歪測定から得られた磁歪ひずみの飽和値 ϵ_S^m と応力の関係を図 3-5 に赤丸で示す。 ϵ_S^m は応力の増加に伴い小さくなる。また、図 3-3 (a)の結果から、磁歪ひずみ ϵ_S^m を $H = 80$ kA/m のひずみ $\epsilon|_{H=80 \text{ kA/m}}$ と $H = 0$ kA/m のひずみ $\epsilon|_{H=0 \text{ kA/m}}$ の差分と定義すると、図 3-5 に示すような実線が得られる。この図のように、Annealed 試料において、応力一定で磁場印加により得られる磁歪ひずみと磁場一定で応力印加により得られる磁歪ひずみはよく一致した。

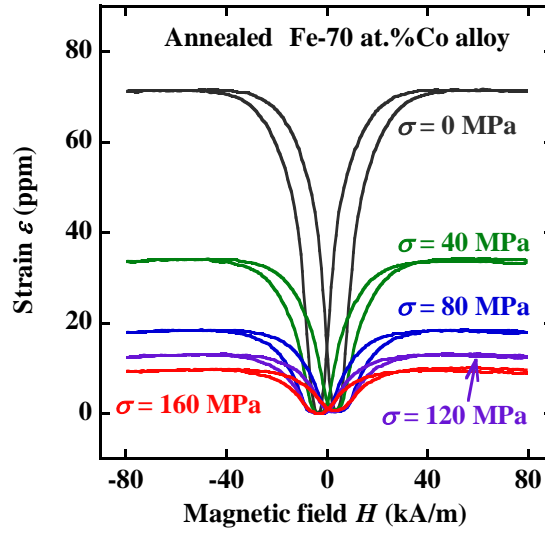


図 3-4. Annealed Fe-70 at.%Co 合金における応力 σ 印加状態の磁歪曲線.

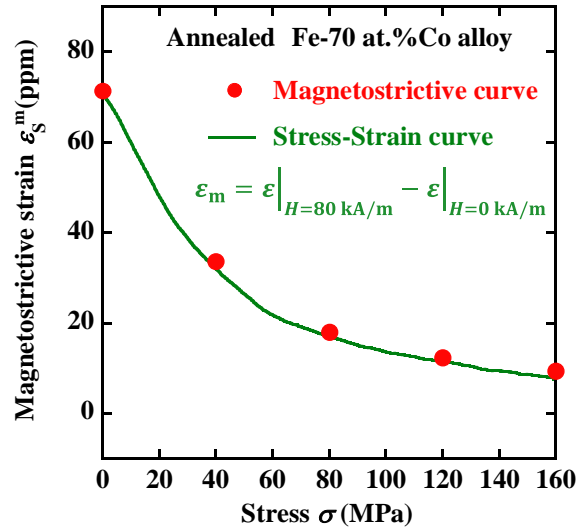


図 3-5. Annealed Fe-70 at.%Co 合金における磁歪曲線で得られた磁歪ひずみの飽和値 ε_s^m (Magnetostrictive curve) および応力-ひずみ曲線から得られた磁歪ひずみ ε_s^m (Stress-Strain curve) の応力 σ 依存性.

磁歪ひずみから磁化方向の変化を考えるために、次式の観測方向の磁歪ひずみ率 f_x を定義する。

$$f_x = \frac{\frac{3}{2}\lambda_s - \varepsilon_s^m}{\frac{3}{2}\lambda_s} \quad \text{式 3-1}$$

$$\frac{3}{2}\lambda_s = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \quad \text{式 3-2}$$

ここで、 λ_s は飽和磁歪定数であり、 $(3/2)\lambda_s$ は磁化が飽和した磁性材料における磁化と垂直方向の磁歪ひずみ ε_{\perp} から磁化と平行方向の磁歪ひずみ ε_{\parallel} までの磁歪ひずみを意味する。また、 ε_s^m は無磁場状態から ε_{\parallel} の値であるので、式 3-1 の分子は ε_{\perp} から ε_s^m までの磁歪ひずみである。つまり、 f_x は磁歪ひずみの変化を 0 から 1 の範囲で表す。図 3-6 に正の磁歪定数を有する等方的な材料における σ と f_x の関係を示す。図 3-6 (a)のように、無磁場状態で圧縮応力がある値を超えると、磁性材料内のすべての磁化ベクトル \mathbf{M} は応力と垂直方向を向く。この状態で応力と平行に磁場を印加すると、いずれすべての \mathbf{M} が磁場と平行方向を向く。この場合の無磁場状態を基準とした磁歪ひずみ ε_s^m は $(3/2)\lambda_s$ となり、 f_x は 0 となる。無応力および無磁場状態では、等方的な材料と仮定すると図 3-6 (b)のように \mathbf{M} がすべての方向を均等に向く。この状態から磁化を飽和させると、 ε_s^m は λ_s となり、 f_x は 1/3 となる。また、磁歪ひずみは磁化方向に依存するため、 f_x はひずみ観測方向の磁化成分の割合を表す。つまり、 \mathbf{M} を次式のように $\{x, -x, y, -y, z, -z\}$ の 6 成分に分けると（ただし、 x 軸を応力方向とする）、

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_x + M_{-x} \\ M_y + M_{-y} \\ M_z + M_{-z} \end{pmatrix} \quad \text{式 3-3}$$

磁化の応力方向の成分 M_x および M_{-x} は全成分のうち 1/3 であることを表す。無磁場状態で引張応力を印加していくと、図 3-6 (c)および(d)のように、応力方向に \mathbf{M} が向きを変えるので、 f_x はやがて 1 に近づく。

図 3-7 に Annealed 試料における磁歪ひずみ率 f_x と応力 σ の関係を示す。 $\sigma = 0$ MPa における f_x は 0.45 であり、等方的な材料の場合の 1/3 より大きい。これは磁化がひずみ観測方向である試料長手方向を向きやすいことと試料の結晶粒が配向していることに起因していると推察される。また、 $\sigma = 160$ MPa では f_x が 0.94 であり、磁化の応力方向の成分が全成分のうち 94%に達したことを示す。

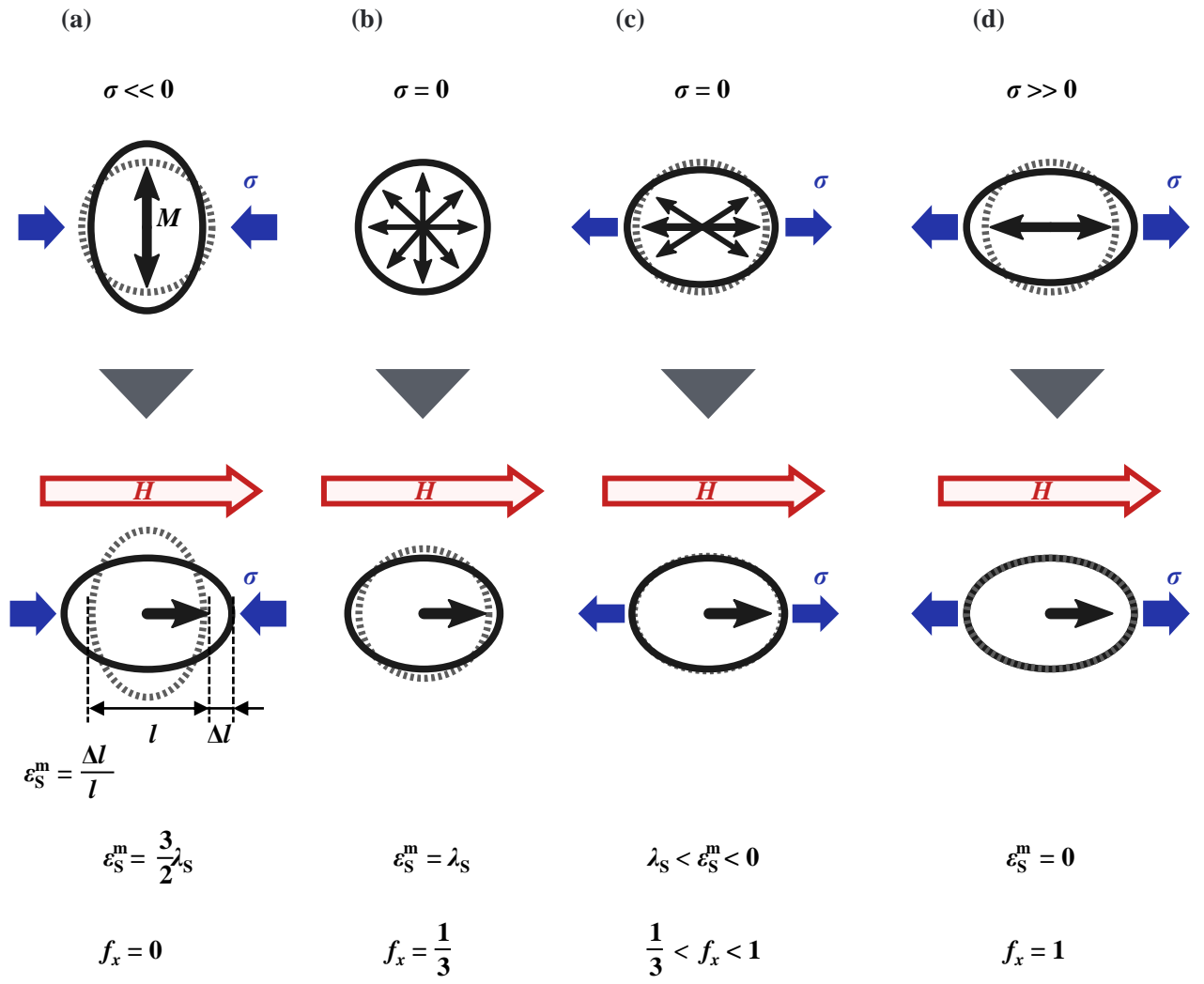


図 3-6. 正の磁歪定数を有する等方的な材料における σ と f_x の関係.

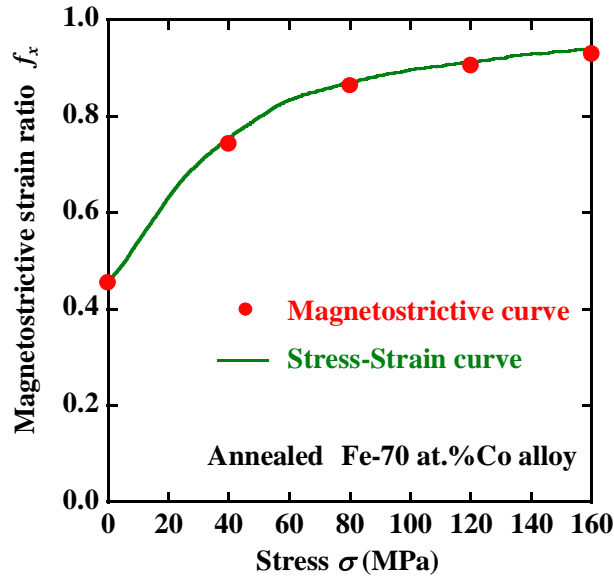


図 3-7. Annealed 試料におけるひずみ観測方向の磁歪ひずみ率 f_x と応力 σ の関係.

3.4 磁束密度変化の評価

3.4.1 応力印加中の磁化測定（間接測定）

前節では磁場および応力に対する磁歪ひずみの評価に成功したが、振動発電特性では磁場および応力に対する磁束密度変化 ΔB が極めて重要である。そこで、本評価システムを用いて、一定の引張応力を印加した状態で磁化測定を行った。なお、磁束密度 B は、外部磁場を H 、磁性材料の磁化を M 、真空の透磁率を μ_0 とすると、SI 単位系では次式で表せる。

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M \quad \text{式 3-4}$$

本評価では、 B から外部磁場の項を差し引き、 $\mu_0 M$ を求めた。

最初に、試料に一定の引張応力 σ を印加した。次に、最大値 80 kA/m および周波数 5 Hz の正弦波の磁場 H を印加した。磁化 $\mu_0 M$ は検出コイルの電圧から取得した。磁化変化 $\mu_0 \Delta M$ は、磁場減少過程および磁場増加過程において同じ磁場における $\sigma = 160$ MPa と $\sigma = 0$ MPa の $\mu_0 M$ の差から求めた。本測定は一定応力中での磁化測定から間接的に $\mu_0 \Delta M$ を求めるため、間接測定とする。

図 3-8 に一定応力 $\sigma = 160$ および 80、0 MPa 印加中の磁化曲線を示す。 $\sigma = 0$ MPa における Annealed 試料は 2.2 T の飽和磁化および 0.5 kA/m の保磁力を示す。この磁化曲線は、磁場が約 8 kA/m までの範囲でヒステリシスを示す。一方、As-rolled 試料は 80 kA/m の磁場において 2.0 T の磁化を示し、保磁力は 3.2 kA/m と Annealed 試料より大きい。 $H = 80$ kA/m では磁化が飽和に達していない可能性があるが、VSM で測定した飽和磁化値は Annealed 試料で 2.14 T、As-rolled 試料で 2.12 T であり、80 kA/m の磁場

における磁化 $\mu_0 M$ の値と近くなった。As-rolled 試料では磁場が約 32 kA/m までの範囲でヒステリシスを示す。したがって、As-rolled 試料のヒステリシスは Annealed 試料よりかなり大きいことがわかる。

Annealed 試料は、図 3-8(a)に示すように、 $\sigma = 80$ MPa および 160 MPa の条件下でも $\sigma = 0$ MPa の条件下とほとんど同じ飽和磁化および保磁力を示す。また、図 3-8(b)に示すように、160 MPa まで応力を加えても、As-rolled 試料の 80 kA/m における $\mu_0 M$ 値および保磁力はほとんど変化しない。注目すべきこととして、両試料の $\mu_0 M-H$ 曲線は飽和磁歪定数が正のため、引張応力を加えることで磁化しやすくなる。したがって、 $\mu_0 \Delta M$ 値は磁場増加過程と磁場減少過程における同じ磁場での 160 MPa と 0 MPa の $\mu_0 M$ 値の差で計算できる。

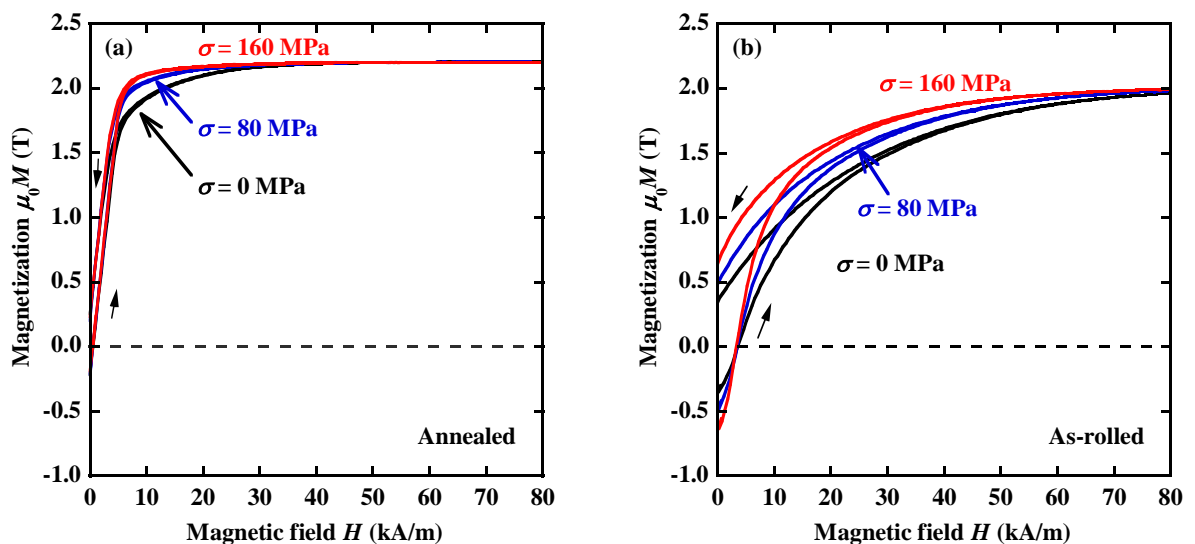


図 3-8. (a) Annealed および(b) As-rolled Fe-70 at.%Co 合金における応力 σ 印加状態の磁化曲線。

3.4.2 磁場印加中の磁化変化測定（直接測定）

逆磁歪式振動発電では一定の磁場を印加した状態で応力を印加し、磁束密度変化を得る。本評価システムにおいても、一定の磁場を印加した状態で引張応力を印加することで磁化変化を測定する直接測定を行った。図 3-9 (a)と(b)は、12 kA/m の一定磁場中での磁場増加過程における、As-rolled 試料の検出コイルの引張応力 σ と電圧 V の時間 t 応答をそれぞれ示している。160 MPa の応力を印加すると V が誘導される。電圧の測定データは非常にノイズが多いため、 V 値は移動平均によって平滑化された。(周期数は 200)。図 3-9(c)は応力印加による磁化の相対的な変化であり、 $V-t$ 曲線からファラデーの法則を用いて求めた。本条件では、160 MPa の引張応力を加えることにより、磁化は 0.35 T 増加する。この増加量を $\mu_0 \Delta M$ として定義する。また、一定磁場を印加する場合においても、図 3-8 に示した磁化曲線のように

ヒステリシスにより磁場増加過程と磁場減少過程で磁化の値は異なる。そこで磁場増加過程では、最初に -80 kA/m の磁場 H を印加した後、 H を目標の値 ($0, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, 32, 40, 48, 64, 80 \text{ kA/m}$) に設定した。磁場減少過程では、 $+80 \text{ kA/m}$ の H を印加後に目標の値に設定した。なお、 $\mu_0\Delta M$ において磁場増加過程と磁場減少過程を区別するために、それぞれ inc と dec の添え字をつける。

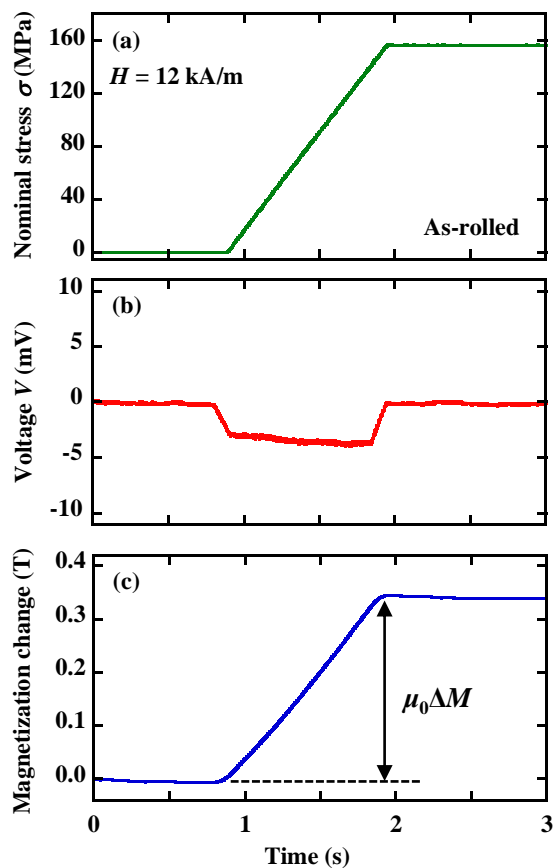


図 3-9. As-rolled Fe-70 at.%Co 合金における(a)公称応力、(b)電圧、(c)磁化の相対変化の時間応答。

図 3-10(a)は、Annealed 試料における磁場増加過程の磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ の磁場依存性を示している。図 3-10(a)に示すように、磁場の増加とともに間接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ は増加し、 $H = 6.4 \text{ kA/m}$ で $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ の最大値は 0.23 T となった。直接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ でも同様の特性が観察された。また、その最大値は間接測定された $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ とほぼ同じである。Annealed 試料における磁場減少過程の磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$

の磁場依存性を図 3-10 (b)に示す。間接測定および直接測定の $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ も磁場の減少に伴って極大値を示す。間接測定の $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ 値は直接測定の $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ 値に非常に近い。

図 3-11(a)と(b)は、それぞれ圧 As-rolled 試料の $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ と $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ の磁場依存性を示す。図 3-8(b)に示したように、残留磁化の大きさが引張応力印加により増加するため、図 3-11(a)のように、 $H=0$ では、間接測定された $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ は負の値を示す。磁場の増加に伴い、間接測定された $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ は増加し、正の値に変化する。また、 $H=11$ kA/m で $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ の最大値 0.43 T が得られる。直接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ でも同様の挙動が見られた。およそ 40–80 kA/m の磁場範囲では、直接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ 値は間接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ 値に非常に近い。しかし、直接測定の $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ は間接測定の $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ よりも最大値が小さい。As-rolled 試料の間接測定 $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ 値も、図 3-11 (b)に示すように、磁場が小さくなるにつれて $H=6.4$ kA/m で極大値を示す。 $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ と同様に、およそ 40–80 kA/m の磁場範囲において、直接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ 値は間接測定した $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ 値に非常に近い値を示す。また、As-rolled 試料の直接測定 $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ は間接測定 $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ よりも最大値が小さい。したがって、ヒステリシスの大きい As-rolled 試料は、Annealed 試料よりも間接測定と直接測定の $\mu_0\Delta M$ 値の差が大きい。このように、ヒステリシスの大きい磁場領域では、間接測定の $\mu_0\Delta M$ と直接測定の $\mu_0\Delta M$ が異なることがわかる。

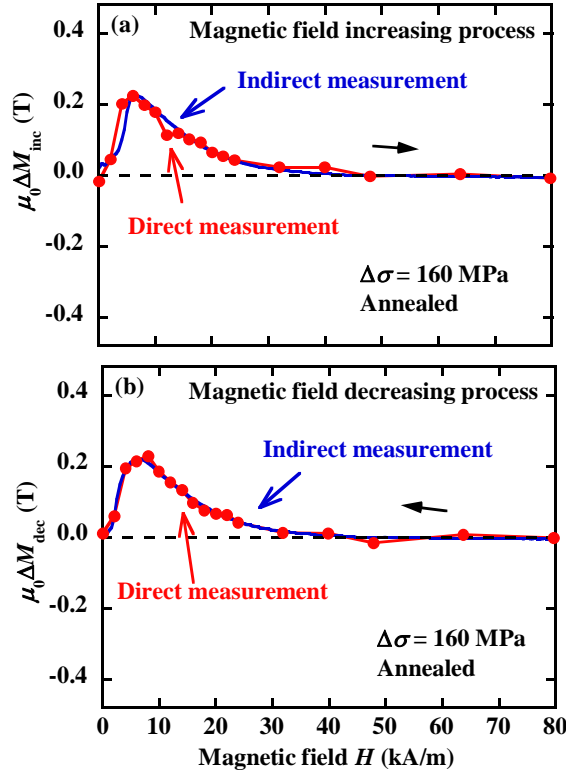


図 3-10. Annealed Fe-70 at.%Co 合金における(a)磁場増加過程における磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{\text{inc}}$ および(b)磁場減少過程における磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{\text{dec}}$ の磁場依存性。

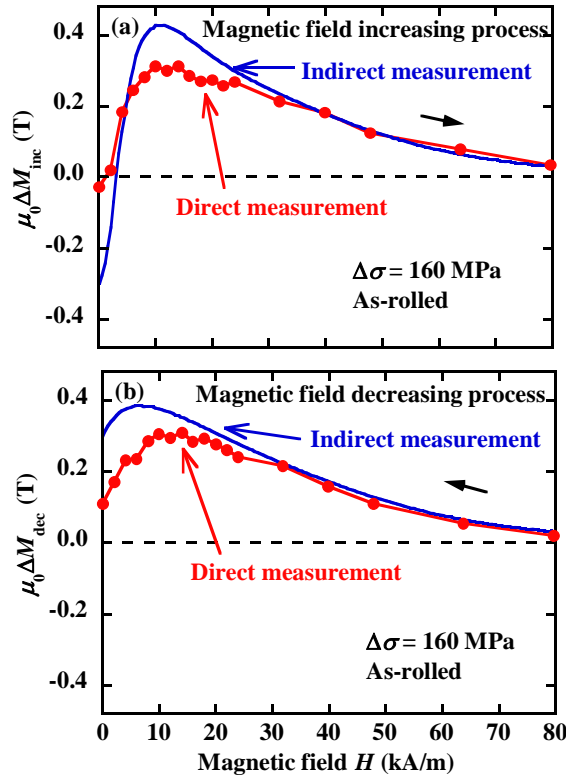


図 3-11. As-rolled Fe-70 at.%Co 合金における(a)磁場増加過程の磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{inc}$ および(b)磁場減少過程の磁束密度変化 $\mu_0\Delta M_{dec}$ の磁場依存性。

ヒステリシスが $\mu_0\Delta M$ に及ぼす影響を明らかにするため、 $\mu_0\Delta M_{diff}$ の値を次式のように求めた。

$$\mu_0\Delta M_{diff} = \mu_0\Delta M_{dec} - \mu_0\Delta M_{inc} \quad \text{式 3-5}$$

図 3-12(a)と(b)は、それぞれ Annealed 試料と As-rolled 試料の $\mu_0\Delta M_{diff}$ の磁場依存性を示している。図 3-8(a)および(b)に示したように、Annealed 試料のヒステリシスは As-rolled 試料のヒステリシスよりも小さいため、間接的に測定した As-rolled 試料の $\mu_0\Delta M_{diff}$ の値は $H = 0$ kA/m で 0.58 T となり、Annealed 試料の値よりもはるかに大きくなった。磁場の増加に伴い、図 3-12 (b)に示すように、Annealed 試料の間接測定 $\mu_0\Delta M_{diff}$ は減少し、負の極大値を示す。さらに、図 3-12 (b)に示すように、 μ_0M-H 曲線のヒステリシスが消失する 32 kA/m 以上の磁場では、その $\mu_0\Delta M_{diff}$ はほとんど 0 になる。As-rolled 試料の直接測定 $\mu_0\Delta M_{diff}$ も $H = 0$ kA/m で Annealed 試料より大きな値を示す。図 3-11 に示したように、 $H = 0$ kA/m における直接測定の $\mu_0\Delta M_{inc}$ 値および $\mu_0\Delta M_{dec}$ の絶対値は間接測定の ΔB_{inc} 値および ΔB_{dec} の絶対値よりも小さくなっているため、図 3-12 (b)のように $H = 0$ kA/m における直接測定の $\mu_0\Delta M_{diff}$ 値は間接測定の $\mu_0\Delta M_{diff}$ 値よりも小さくなる。また、間接測定された $\mu_0\Delta M_{diff}$ 値と比較して、直接測定された $\mu_0\Delta M_{diff}$ 値

は低磁場ではほぼ 0 となる。したがって、直接測定で得られる $\mu_0\Delta M$ に対するヒステリシスの影響は、間接測定で得られる $\mu_0\Delta M$ に対するヒステリシスの影響よりもはるかに小さい。さらに、応力中の $\mu_0 M-H$ 曲線を直接測定で求めた場合、図 3-13 に示すように、そのヒステリシスは間接測定で求めたものより小さいことが示唆される。

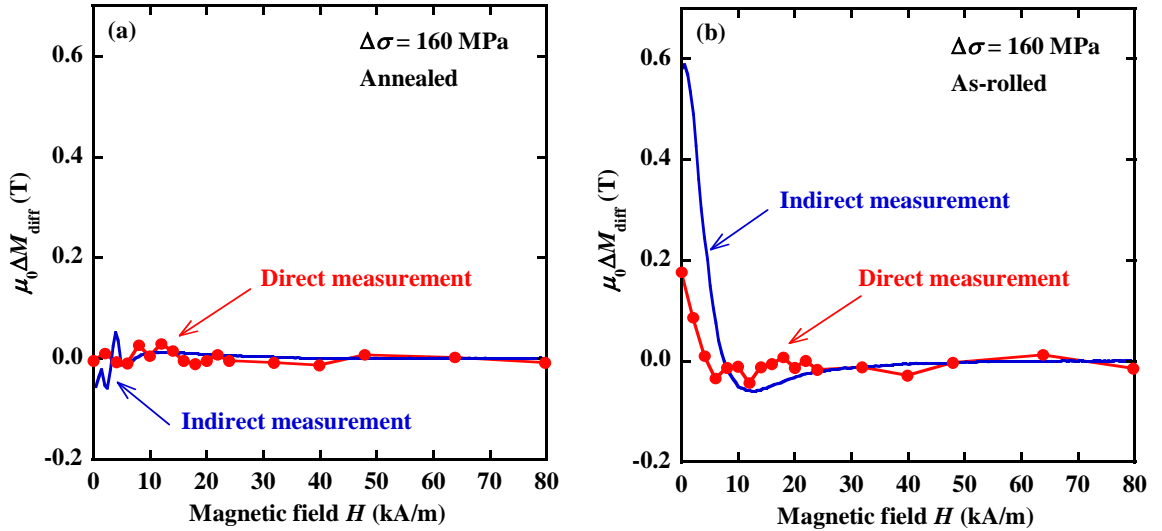


図 3-12. (a) Annealed および(b) As-rolled Fe-70 at.%Co 合金における $\mu_0\Delta M_{inc}$ と $\mu_0\Delta M_{dec}$ の差分 $\mu_0\Delta M_{diff}$ と磁場の関係。

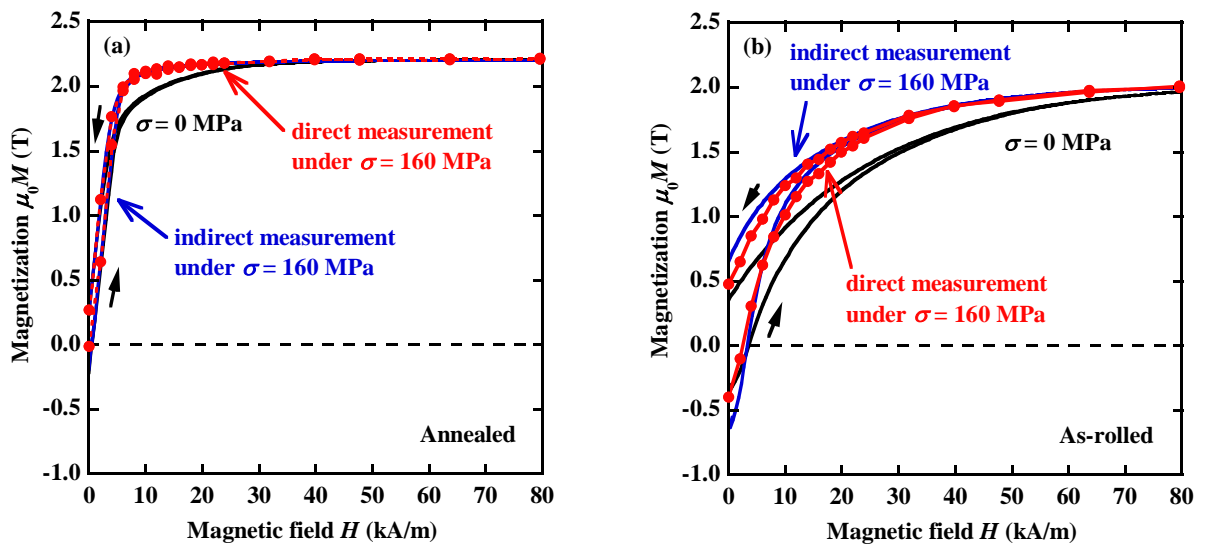


図 3-13. (a) Annealed および(b) As-rolled Fe-70 at.%Co 合金における直接測定で求めた応力中の $\mu_0 M-H$ 曲線。

磁場を印加した場合の磁壁の運動は、応力を印加した場合とは異なることがよく知られている[13], [38]。この現象は、磁場と応力の順序が磁化に影響を与えることを示している。さらに、準静的な直流磁場中での磁壁運動と動的な交流磁場下での磁壁運動は異なる[39]。この現象は、磁場の印加速度が磁化に影響を与えることを示している。直接測定と間接測定では、負荷の順序と速度が異なる。直接測定された $\mu_0\Delta M$ 値は磁場印加後に動的応力を印加して得られたものであるが、間接測定された $\mu_0\Delta M$ 値は応力印加後に動的磁場を印加して得られたものである。したがって、直接測定時の磁壁の動きと間接測定時の磁壁の動きは異なるを考えるのが妥当である。このような磁壁の動きの違いが、直接測定で得られた応力中での $\mu_0 M$ - H 曲線のヒステリシスを小さくしていると考えられる。

3.4.3 間接測定による反磁場の影響の考察

間接測定では、磁化変化と共に磁化曲線を得ることができる。この一定応力中の磁化曲線を用いて、反磁場が磁化変化に及ぼす影響の考察を行った。反磁場とは式 2-1 に示したように、磁性材料に外部磁場 H_{ext} を印加した際に、 H_{ext} を打ち消すように発生する磁場 $N_a M$ のことである (図 3-14 参照)。ここで、 M は磁性材料の磁化であり、 N_a は形状で決定する長手方向の反磁場係数である。

図 3-15 の $N_a = 0.00$ の曲線 (赤線) は、式 2-1 で反磁場補正した As-rolled 試料の磁場印加過程における $\sigma = 0$ MPa (実線) および 160 MPa (一点鎖線) の磁化曲線である。この磁化曲線を基に、 N_a を仮想的に増加させた磁化曲線をプロットしている。 N_a の増加に伴い、反磁場が大きくなったことで、磁化曲線の傾きが小さくなる。これらの $\sigma = 0$ MPa および 160 MPa の磁化曲線から得た磁化変化 $\mu_0\Delta M$ を図 3-16 に示す。 N_a が増加すると、最大値を示す磁場の値は大きくなり、ブロードになる。図 3-17 に磁化変化の最大値の反磁場係数依存性を示す。 $N_a = 0.00$ において磁化変化の最大値は最も大きくなり、 N_a の増加に伴い、最大値は小さくなる。また、 $N_a = 0.00$ 付近において、磁化変化の最大値は急激に減少し、徐々に磁化変化の減少は緩やかになる。この結果から、振動発電デバイスにおいても、逆磁歪材料の反磁場係数を 0 に近づけることが重要と言える。具体的には、逆磁歪材料を磁場印加方向に長くすることが有効であると考えられる。

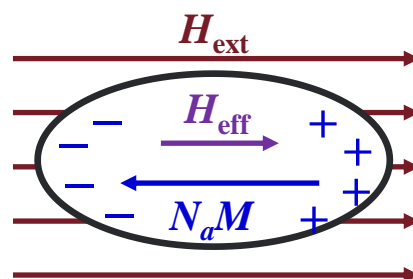


図 3-14. 反磁場の模式図. H_{ext} は外部磁場、 M は磁性材料の磁化、 N_a は反磁場係数、 H_{eff} は磁性材料に働く有効的な磁場。

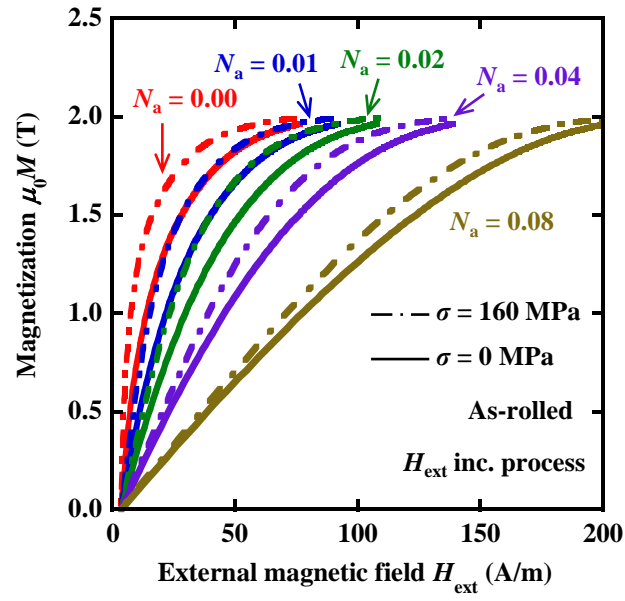


図 3-15. 反磁場係数を変化させた際の磁化曲線. As-rolled 試料の磁場印加過程における $\sigma = 0$ MPa (実線) および 160 MPa (一点鎖線) の磁化曲線を示す.

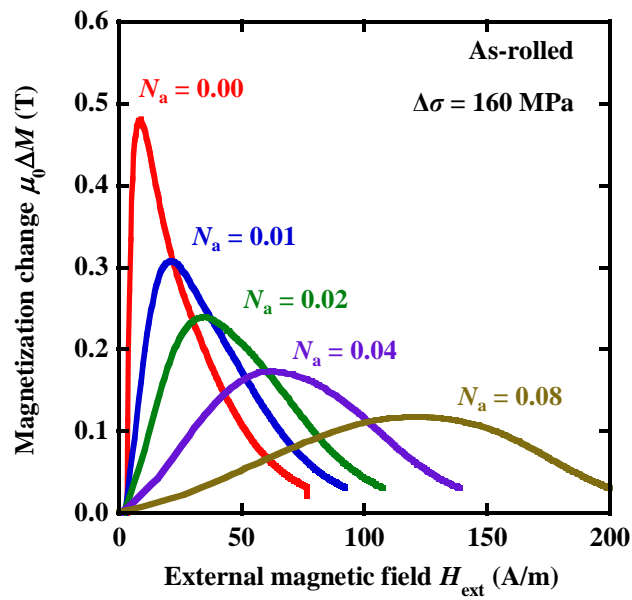


図 3-16. 反磁場係数を変化させた際の磁化変化 $\mu_0\Delta M$ の磁場依存性.

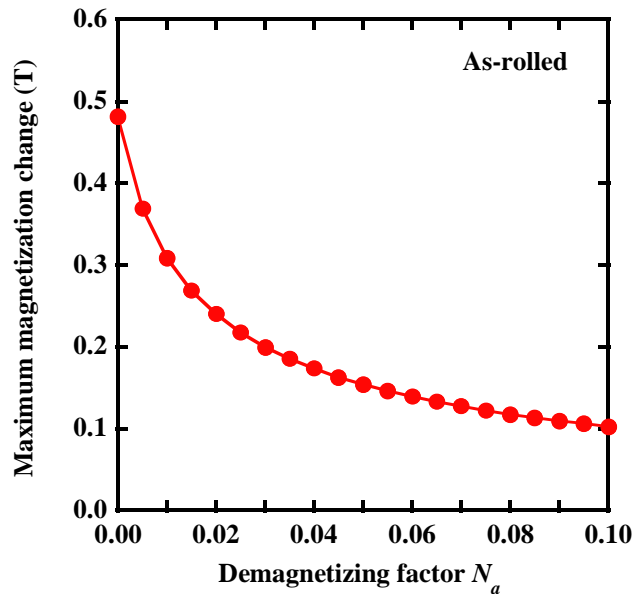


図 3-17. 磁化変化の最大値の反磁場係数 N_a 依存性.

3.5 第 3 章の結言

振動発電デバイスの構造に左右される振動発電試験による評価のみでは、逆磁歪材料の磁気弾性特性は明確化されない。そこで、新しい磁気弾性特性の多角的評価システムを開発した。磁気弾性特性の評価には、磁場および応力印加に対する磁歪ひずみや磁束密度の応答を用いた。この評価システムにより、振動発電試験では得られない試料の磁気弾性特性を評価した。

Annealed 試料における応力-ひずみ曲線から、無磁場状態ではヤング率 E が変化する ΔE 効果を観測した。この現象は、応力により磁区構造が変化し、磁歪ひずみが弾性ひずみに加わるために起こる。磁場を 80 kA/m 印加すると単磁区状態になるため、ほとんど純粋な弾性ひずみからなる応力-ひずみ曲線が得られる。また、ヤング率とひずみの関係からも、 ΔE 効果を観測した。Annealed 試料における応力印加状態の磁歪測定からは、印加応力の増加に伴い、磁歪ひずみの飽和値の減少を確認した。これは、応力印加により磁区構造が変化し、磁場印加の前に磁歪ひずみが現れたからである。磁歪ひずみの飽和値と応力の関係を見ると、応力により変化する磁歪ひずみの量は、応力の増加に伴い小さくなった。また、応力-ひずみ曲線の結果からも磁歪ひずみの応力依存性が得られる。Annealed 試料において、応力一定で磁場印加により得られる磁歪ひずみと磁場一定で応力印加により得られる磁歪ひずみはよく一致した。さらに、磁歪ひずみから磁化方向の変化を考察することができる。Annealed 試料において、無応力状態におけるひずみ観測方向の磁化成分は全体の 0.63 と見積もられ、等方的な材料の場合の 1/3 より大きい。これは磁化が試料長手方向を向きやすいことと試料の結晶粒が配向していることに起因していると推察される。また、160 MPa の引張応力では磁化の応力方向の成分は全成分のうち 95%に達したことが示された。

この評価システムでは、同一試料の磁化変化 $\mu_0\Delta M$ 値を同一の実験装置で間接測定（一定応力中に磁場印加）と直接測定（一定磁場中に応力印加）により評価できる。間接測定で得られた $\mu_0\Delta M$ の磁場依存性は、磁場増加過程と磁場減少過程の両方で最大値を示した。ヒステリシスの小さい Annealed 試料の磁場増加過程における直接測定の $\mu_0\Delta M$ の最大値は、間接測定の $\mu_0\Delta M$ の最大値とほとんど同じであった。しかし、ヒステリシスの大きい As-rolled 試料の直接測定した $\mu_0\Delta M$ の最大値は、間接測定した $\mu_0\Delta M$ の最大値よりも小さい。また、磁場減少過程における $\mu_0\Delta M$ の磁場依存性にも同様の特徴が見られた。このような挙動は、直接測定時と間接測定時の磁壁の動きの違いに起因すると推測される。したがって、 $\mu_0\Delta M$ の直接測定は、ヒステリシスの影響を考慮した逆磁歪材料の研究に有用である。

間接測定で得られる磁化曲線および磁化変化を用いて、反磁場が磁化変化に及ぼす影響を考察した。反磁場係数を仮想的に変化させて求めた磁化変化から、反磁場係数が 0 に近いほど、磁化変化が大きくなることが示された。この結果は、振動発電デバイスの設計においても当てはまり、逆磁歪材料をバイアス磁場印加方向に長くするなど、反磁場を減少させることが大きな磁化変化を得るために重要である。

第4章 発電デバイス中の逆磁歪材料に生じる応力および磁場の解析

4.1 緒言

第3章により、応力および磁場に対応する弾性ひずみ、磁歪ひずみ、磁化、磁化変化などを定量的に評価する手法を確立した。しかし、実際の振動発電デバイスではどの程度の応力および磁場が逆磁歪材料に印加されるのか不明瞭である。環境に適合する逆磁歪材料を開発するには、デバイスの応力および磁場を把握することが重要である。よって、本章ではユニモルフ U 字型デバイスにおいて逆磁歪材料に印加される応力および磁場の評価を行う。

4.2 試料に印加される応力解析

4.2.1 片持ち梁モデルの理論値と FEM 解析値

最初に、先端変位と試料に印加される応力の関係を、振動発電デバイスを模した片持ち梁モデルにより考察する。なお、この片持ち梁モデルは Cantilever model とする。図 4-1 に使用する Cantilever model の模式図を示す。ここで、 $x=0$ の部分を根本、 $x=l_2$ 付近を先端、 z がプラス側を上部と表現して説明を行う。U 字部分の振動は計算に入れず、デバイス上部の根本部分が完全に固定された単純な片持ち梁の振動を仮定する。また、中立面に垂直な梁の断面は、変形後も平面を保ち、変形後の中立面と垂直になるとする（平面保持の仮定）。

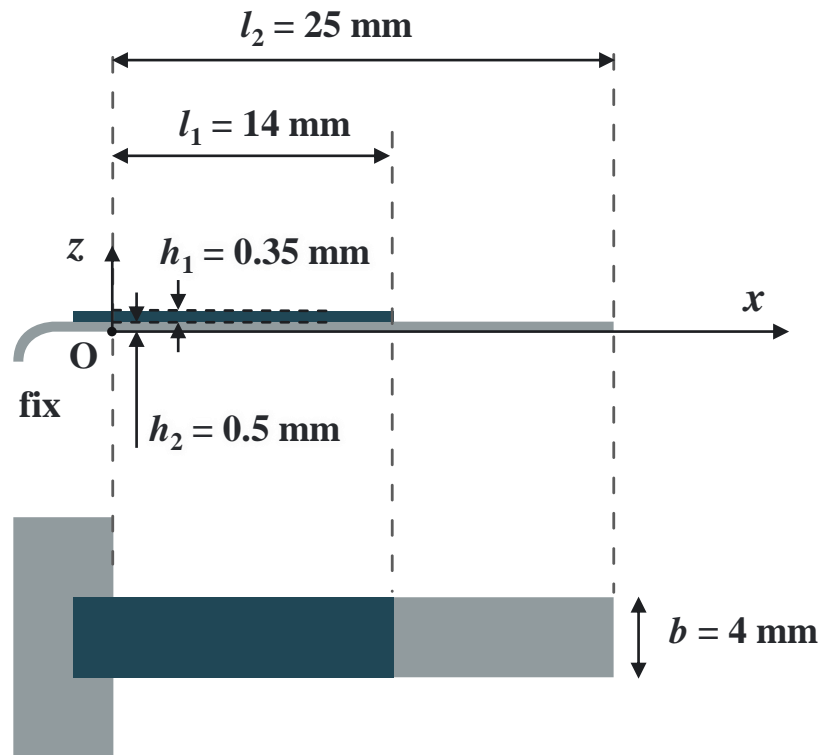


図 4-1. 片持ち梁モデル (Cantilever model) の模式図.

梁の中立面 \bar{z}_1 ($0 < x < l_1$) および \bar{z}_2 ($l_1 < x < l_2$)、次式で表せる^{40),41)}。

$$\bar{z}_1 = \frac{1}{2} \frac{E_F h_2^2 + E_S (h_1^2 + 2h_1 h_2)}{E_F h_2 + E_S h_1} \quad \text{式 4-1}$$

$$\bar{z}_2 = \frac{h_2}{2} \quad \text{式 4-2}$$

試料の断面二次モーメント I_S は、次式で表せる^{40),41)}。

$$I_S = \frac{b h_1^3}{12} + b h_1 \left(h_2 + \frac{h_1}{2} - \bar{z} \right)^2 \quad \text{式 4-3}$$

フレームの断面二次モーメント I_{F1} ($0 < x < l_1$) および I_{F2} ($l_1 < x < l_2$) は、それぞれ (式 4-4) および (式 4-5) で表せる^{40),41)}。

$$I_{F1} = \frac{b h_2^3}{12} + b h_2 \left(\frac{h_2}{2} - \bar{z} \right)^2 \quad \text{式 4-4}$$

$$I_{F2} = \frac{b h_2^3}{12} \quad \text{式 4-5}$$

バネ定数 k は、(式 4-6) で表せる^{40),41)}。

$$k = \frac{3E_F I_{F2} (E_S I_S + E_F I_{F1})}{E_F I_{F2} (3l_1^2 l_2 - l_1^3 - 3l_1 l_2^2) + (E_F I_{F1} + E_S I_S) (l_1^3 - l_2^3 + 3l_1 l_2^2 - 3l_1^2 l_2)} \quad \text{式 4-6}$$

これらの式から、試料に印加される x 方向の垂直応力 $\sigma_S(x, z)$ およびフレームに印加される x 方向の垂直応力 $\sigma_{F1}(x, z)$ ($0 < x < l_1$) および $\sigma_{F2}(x, z)$ ($l_1 < x < l_2$) は、次式で表せる。

$$\sigma_S(x, z) = \frac{E_S k z_0 (z - \bar{z}_1) (x - l_2)}{E_F I_{F1} + E_S I_S} \quad \text{式 4-7}$$

$$\sigma_{F1}(x, z) = \frac{E_F k z_0 (z - \bar{z}_1) (x - l_2)}{E_F I_{F1} + E_S I_S} \quad \text{式 4-8}$$

$$\sigma_{F2}(x, z) = \frac{E_F k z_0 (z - \bar{z}_2) (x - l_2)}{E_F I_{F2}} \quad \text{式 4-9}$$

また、試料の平均応力 $\bar{\sigma}_S$ は、(式 4-7) で表せる^{40),41)}。

$$\bar{\sigma}_s = \frac{E_s k \left(\frac{l_1}{2} - l_2 \right) (h_1 + 2h_2 - 2\bar{z})}{2(E_F I_{F1} + E_s I_s)} z_0 \quad \text{式 4-10}$$

解析には表 4-1 のパラメーターを使用した。試料のヤング率には圧延方向の方向性電磁鋼板 (RD) [22]、フレームのヤング率には一般的な鋼材[40]の値を使用した。図 4-2 に理論計算により求めた先端変位 $z_0 = -1 \text{ mm}$ における(a)片持ち梁全体および(b)試料の応力 σ 分布を示す。応力が+200 MPa (引張)に近い数値を赤色、0 に近い数値を緑色、-200 MPa (圧縮)に近い数値を青色としている。片持ち梁全体では、中立面を境に引張および圧縮応力に分かれる。 $z_0 = -1.0 \text{ mm}$ の場合、応力は根本上部で最大値 224 MPa を示す。試料全体で応力を平均すると 101 MPa となる。したがって、試料全体に印加される応力の平均値は最小値の 45%となる。また、図 4-3 に理論計算により求めた先端変位 $z_0 = +1 \text{ mm}$ における(a)片持ち梁全体および(b)試料の応力 σ 分布を示す。先端変位 z_0 が 1.0 mm の場合、 σ の正負は逆転し、引張応力として最小値-224 MPa および平均値-101 MPa となる。

表 4-1. 解析に使用したパラメーター

Parameter	Symbol	Value
Breadth	b	4 mm
Length 1	l_1	14 mm
Length 2	l_2	25 mm
Height 1	h_1	0.35 mm
Height 2	h_2	0.50 mm
Young's modulus of sample[22]	E_s	122 GPa
Young's modulus of frame[40]	E_F	200 GPa

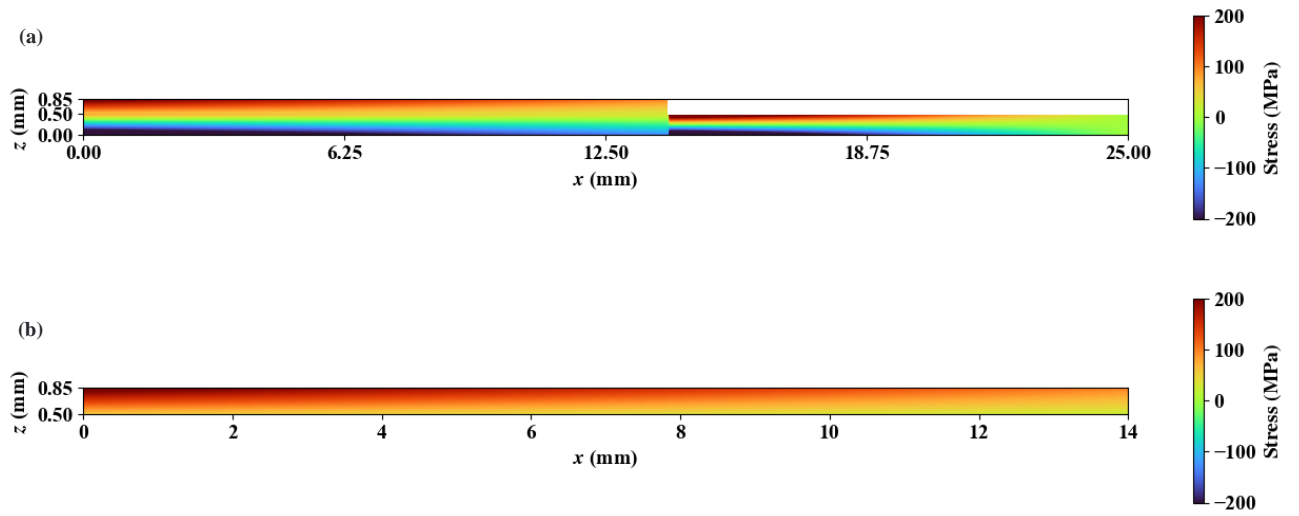


図 4-2. 理論計算により求めた先端変位 $z_0 = -1$ mm における(a)片持ち梁全体および(b)試料の応力 σ 分布.

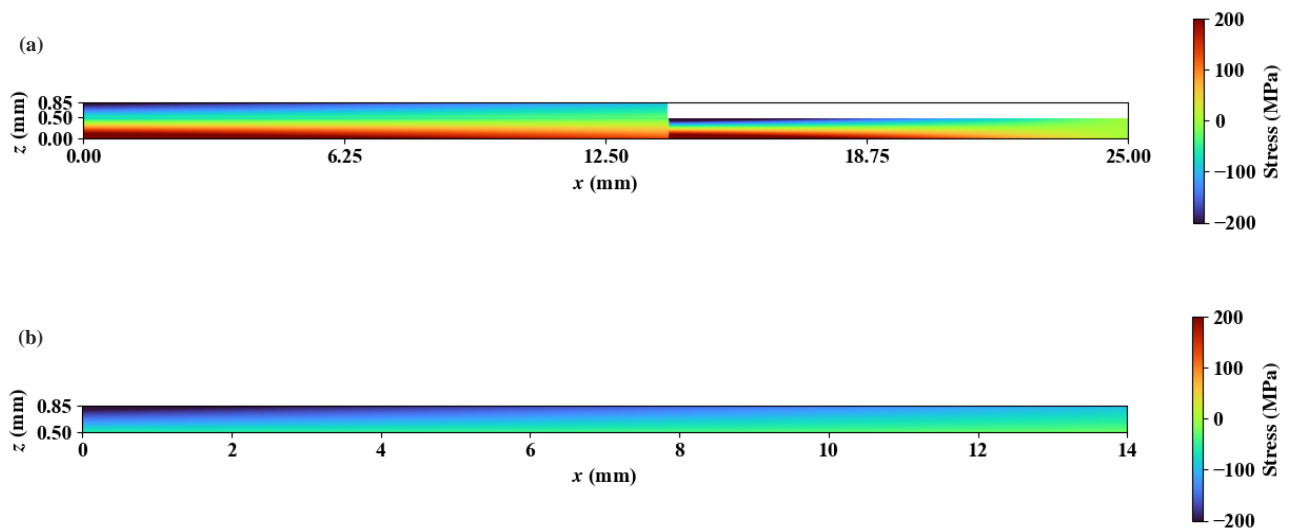


図 4-3. 理論計算により求めた先端変位 $z_0 = +1$ mm における(a)片持ち梁全体および(b)試料の応力 σ 分布.

次に、有限要素法（FEM: Finite Element Method）を用いた応力解析を行い、理論計算と比較した。メッシュの作成および解析には、Netgen/NGSolve を用いた。解析には幾何学的非線形を考慮するため、第 1 Piola-Kirchhoff 応力テンソル \mathbf{P} および第 2 Piola-Kirchhoff 応力テンソル \mathbf{S} を用いる。 \mathbf{P} および \mathbf{S} は弾性エネルギー密度 $\psi(\mathbf{C})$ または $\psi(\mathbf{F})$ と次式の関係がある。

$$\mathbf{P} = \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{F}}, \quad \mathbf{S} = \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{E}} = 2 \frac{\partial \psi}{\partial \mathbf{C}} \quad \text{式 4-11}$$

ここで、 \mathbf{F} は変形勾配、 \mathbf{C} は右 Cauchy-Green テンソル、 \mathbf{E} は Green ひずみであり、以下の式で表される。

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \text{Grad} \vec{u} \quad \text{式 4-12}$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{F}^T \cdot \mathbf{F} \quad \text{式 4-13}$$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{C} - \mathbf{I}}{2} \quad \text{式 4-14}$$

\mathbf{S} と \mathbf{E} が線形な物体である St.Venant-Kirchhoff 体では、次式が成り立つ。

$$\psi = \mu \mathbf{E} : \mathbf{E} + \frac{\lambda}{2} (\text{tr} \mathbf{E})^2 \quad \text{式 4-15}$$

ここで、 λ はラメの第一定数、 μ はラメの第二定数であり、ヤング率 E とポアソン比 ν から次式で求められる。

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \quad \text{式 4-16}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad \text{式 4-17}$$

仮想仕事の原理から次の弱形式が成り立つ。

$$\int_{\Omega} \delta \psi dV - \int_{\Gamma_N} \vec{t} \cdot \delta \vec{u} ds = 0 \quad \text{式 4-18}$$

ここで、 \vec{t} は荷重、 \vec{u} は変位であり、式 4-1 を有限要素内で解くことで \mathbf{P} を求める。なお、材料パラメータには、表 4-1 に示したヤング率を用いた。また、理論計算では断面内がひずまないと仮定しているためポアソン比 ν は 0 である。理論計算と同条件にするために、Cantilever model では $\nu = 0$ とした。

図 4-4 に作成した片持ち梁の 3D モデルをメッシュ化した画像を示す。本解析では四面体要素によりメッシュ化し、3D モデル全体のメッシュの要素数は 1283、節点数は 445 であった。座標は図 4-1 で示した片持ち梁と同様に取った。ただし、幅方向を y 軸とし、梁の幅の中心を 0 とする。

図 4-5 に先端変位が -1.0 mm の場合の FEM による解析結果を示す。図 4-5 (a) は変位の分布を投影した 3D モデルを側面から見た図である。図 4-5 (b) は x 方向の垂直応力 σ_{xx} の分布を投影した 3D モデルである。先端変位が -1.0 mm の場合、試料には引張応力が主に印加される。また、理論計算と同様に、応力は y 方向に依存しない。図 4-5 (c) は、 $y = 0\text{ mm}$ における試料に印加される σ_{xx} 分布の断面図を示す。理論計算から得られた図 4-2(a) と同様に、中立面を境に引張および圧縮応力に分かれる。図 4-5 (d) は (c) の片持ち梁全体から試料のみを切り取った σ_{xx} 分布の断面図である。図 4-2(d) と同様に z 方向に大きく x 方向に小さくなるほど応力の絶対値は大きくなる。先端変位が -1.0 mm の場合の最大応力は 222 MPa となり、試料全体の平均応力は 101 MPa となった。これらの値は理論値と非常に近く、FEM が片持ち梁モデルを精度よく解析できることを示す。

x 方向の垂直応力 σ_{xx} を試料の yz 断面で平均化した応力を σ_A として次式のように定義する。

$$\sigma_A = \frac{1}{A_S} \iint_{A_S} \sigma_{xx} dydz \quad \text{式 4-19}$$

ここで、 A_S は試料の断面積である。逆磁歪式振動発電では、試料を通過する連続性をもつ磁束密度が応力により変化することで発電を行う。そのため、応力を試料の断面で平均化した値である σ_A は磁束密度変化に大きく寄与すると考えられる。図 4-6 に理論計算および FEM における σ_A と x の関係を示す。理論計算では、 $x = 0\text{ mm}$ で応力値は 141 MPa を示し、 x の増加に伴い線形に減少する。FEM では、 $x = 0\text{ mm}$ で応力値は 139 MPa を示し、 x の増加に伴い理論値と同程度の傾きで減少する。 $x = 14\text{ mm}$ 付近では理論計算と FEM で違いが見られるが、これは理論計算では平面保持の仮定により $x = l_1$ においても梁のたわみに依存した曲げ応力が発生するためである。 $x = 14\text{ mm}$ の位置では、先端側の側面には外力も内力も作用しないため、曲げ応力は 0 になるはずである。FEM では平面保持の仮定を用いていないため、梁の実際の挙動を表し、 $x = 14\text{ mm}$ 付近で応力が減少していると考えられる。

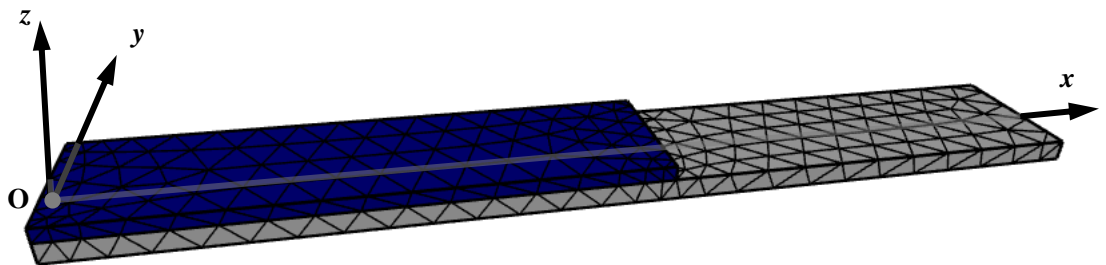


図 4-4. 片持ち梁の 3D モデルをメッシュ化した画像。

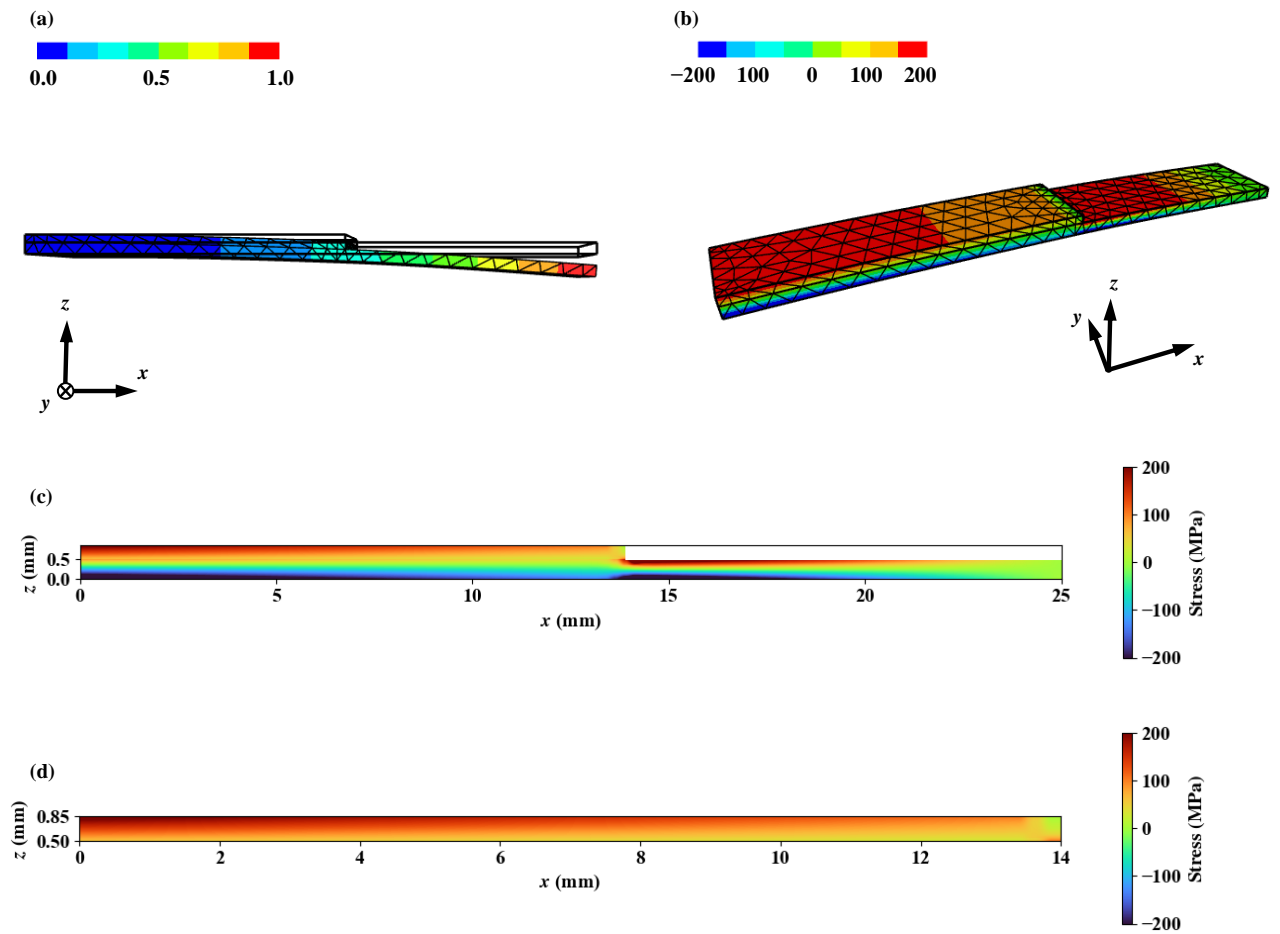


図 4-5. 先端変位が -1.0 mm の場合の FEM による Cantilever model の解析結果. (a)は変位分布を投影した 3D モデル、(b)は応力分布を投影した 3D モデル、(c)および(d)は $y = 0 \text{ mm}$ における片持ち梁全体および試料に印加される応力分布を示す.

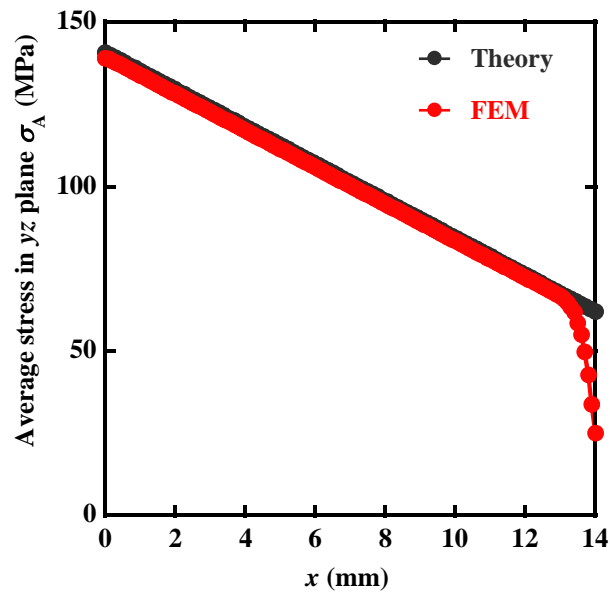


図 4-6. 理論計算および FEM で比較した Cantilever model における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係.

4.2.2 有限要素法による応力解析

前節で用いた単純な片持ち梁モデルでは、U 字型部分や固定部の変形は考慮できない。そこで、複雑な形状でも解析できる FEM を用いて、ユニモルフ U 字型デバイスの応力解析を行った。なお、このユニモルフ U 字型デバイスのモデルは Unimorph U-shaped model とする。材料パラメーターには、表 4-1 に示したヤング率を用い、試料およびフレームのポアソン比は 0.3 とした。

図 4-7 にユニモルフ U 字型デバイスの 3D モデルの(a)上面図および(b)正面図を示す。図 4-7(c)は四面体要素でメッシュ化した画像であり、3D モデル全体のメッシュの要素数は 7181、節点数は 2429 であった。なお、試料とフレームのメッシュは節点を共有しており、試料とフレームの境界で剥離や応力の低減は無いものとした。デバイスの固定端は直径 10.0 mm の円筒に固定し、自由端には直径 6.0 mm の円筒を接着して荷重を印加する。これらの円筒は実際の振動発電試験の固定部のワッシャーと周波数調整の錘を模擬している。

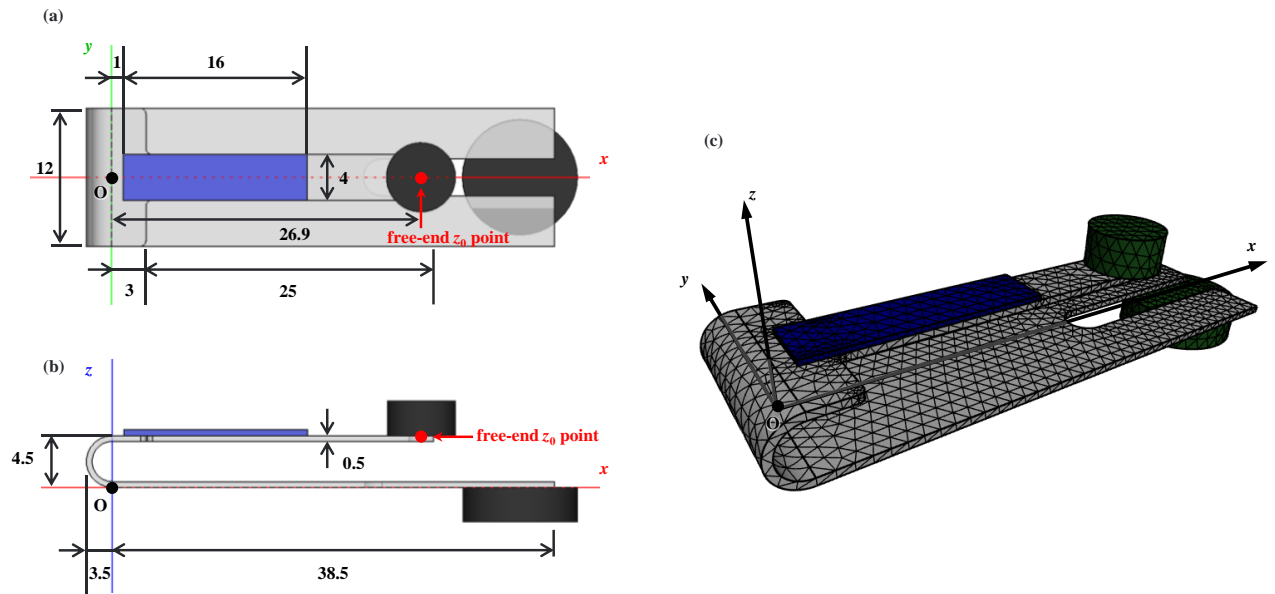


図 4-7. ユニモルフ U 字型デバイスの 3D モデルの(a)上面図および(b)正面図、(c)メッシュ化画像.

図 4-8 および図 4-9 は、先端変位がそれぞれ -1.0 mm および $+1.0\text{ mm}$ の場合の FEM による Unimorph U-shaped model の解析結果である。先端変位は振動発電試験で測定する位置と同じとした。図 4-8 (a) および図 4-9 (a)は変位の分布を投影した 3D モデルを側面から見た図である。固定部に変形は見られないが、U 字部分では変形が見られた。図 4-8 (b)および図 4-9 (b)は x 方向の垂直応力 σ_{xx} の分布を投影した 3D モデルである。先端変位が -1.0 mm および $+1.0\text{ mm}$ の場合、試料にはそれぞれ引張および圧縮応力が主に印加される。Cantilever model では応力は y 方向に依存しなかったのに対し、Unimorph U-shaped model では、試料の根本側で y 方向に対して応力 σ_{xx} が不均一な箇所が見られる。図 4-8 (c)および図 4-9 (c)は、 $y = 0\text{ mm}$ におけるデバイス全体に印加される σ_{xx} 分布の断面図を示す。フレームの上部だけでなく、フレームの下部にも応力 σ_{xx} が発生することがわかる。図 4-8 (d)および図 4-9 (d)は、 $y = 0\text{ mm}$ における試料に印加される σ_{xx} 分布の断面図を示す。単純な片持ち梁モデルと同様に、 z 方向に大きく x 方向に小さくなるほど応力の絶対値は大きくなる傾向が見られる。先端変位が -1.0 mm の場合の最大応力は、それぞれ 80.4 MPa となり、Cantilever model の場合の 36%程となった。また、先端変位が -1.0 mm の場合の試料全体の平均応力は、 28.0 MPa となり、Cantilever model の場合の 28%程となった。図 4-10 に Cantilever model および Unimorph U-shaped model における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係を示す。なお、試料の先端を片持ち梁モデルと Unimorph U-shaped model で揃えるために、Cantilever model では原点を x 方向に 3 mm 移動させた。Unimorph U-shaped model では、 σ_A は最大で 38.8 MPa となった。Cantilever model と比較して応力が小さくなったのは、デバイスの U 字部分が変形することで、応力がフレームに分散したからだと推測される。

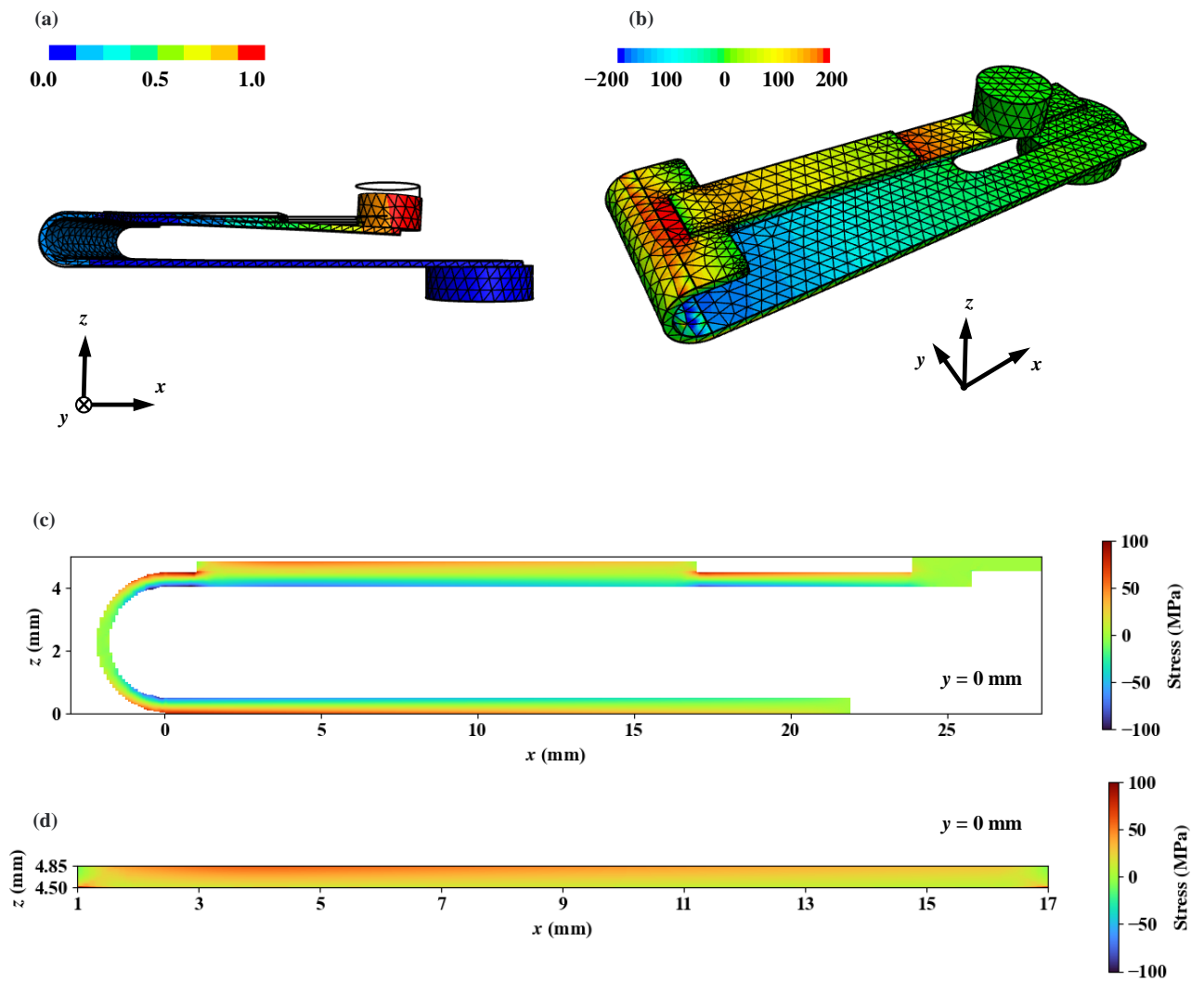


図 4-8. 先端変位が -1.0 mm の場合の FEM による Unimorph U-shaped model の解析結果. (a)は変位分布を投影した 3D モデル、(b)は応力分布を投影した 3D モデル、(c)および(d)は $y = 0 \text{ mm}$ におけるデバイス全体および試料に印加される応力分布を示す.

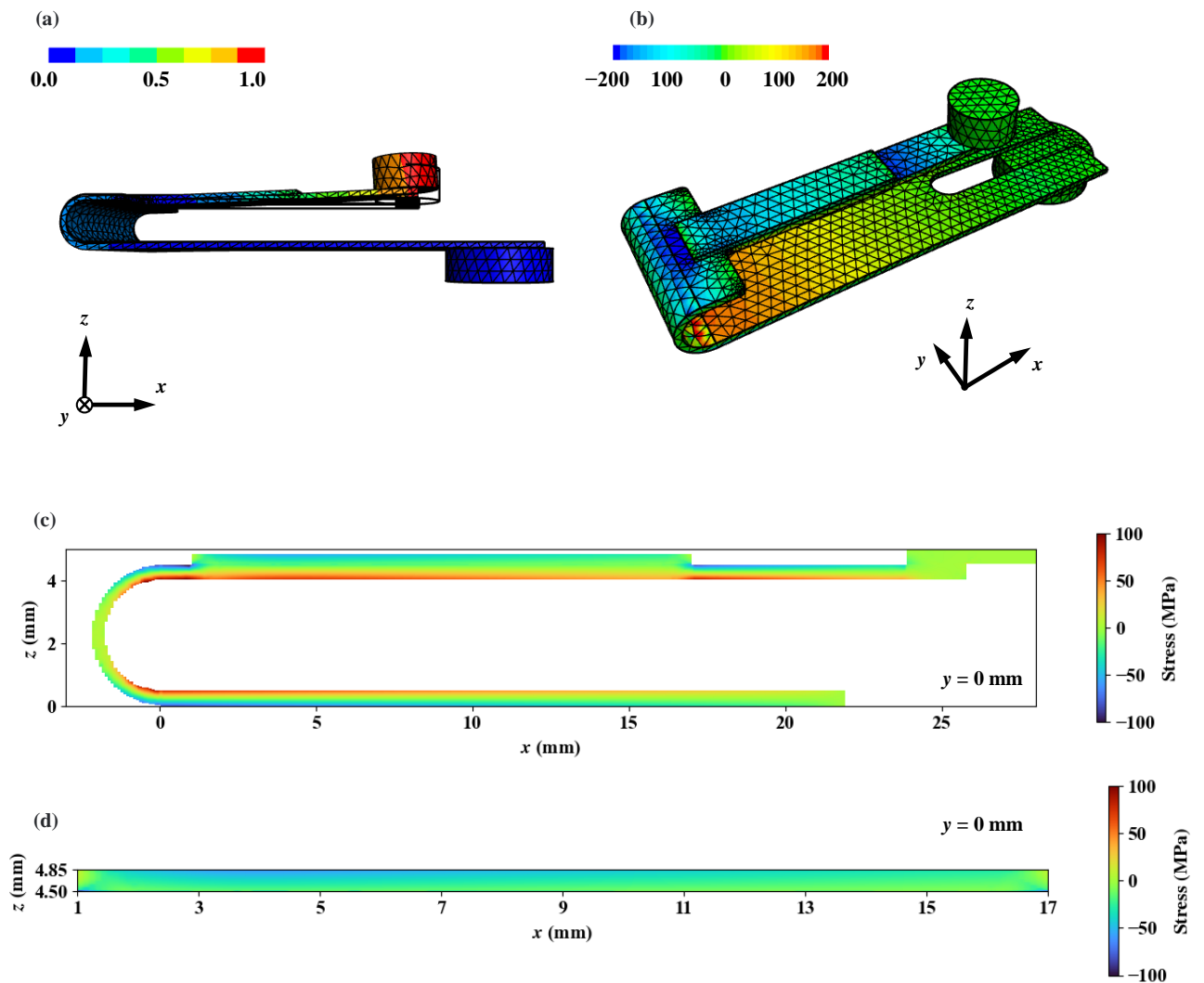


図 4-9. 先端変位が+1.0 mm の場合の FEM による Unimorph U-shaped model の解析結果. (a)は変位分布を投影した 3D モデル、(b)は応力分布を投影した 3D モデル、(c)および(d)は $y = 0$ mm におけるデバイス全体および試料に印加される応力分布を示す.

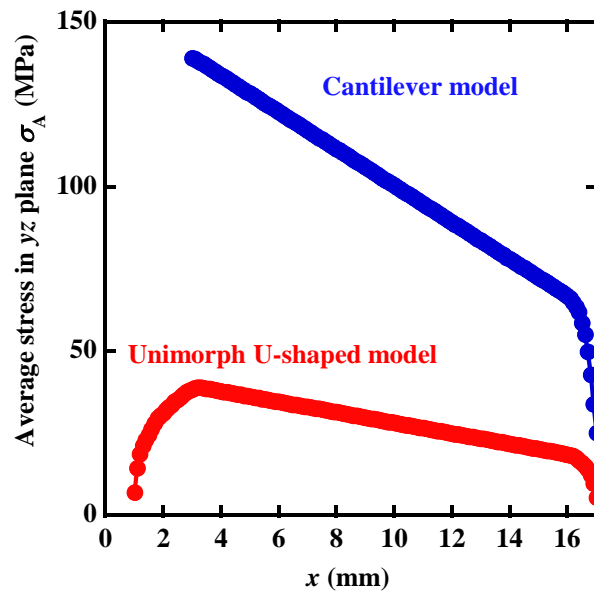


図 4-10. Cantilever model および Unimorph U-shaped model における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係.

4.2.3 解析結果と実験結果の比較

図 4-11 に示すような試料の根本上部にひずみゲージを接着したデバイスを作製し、測定したひずみから応力を求めた。ただし、デバイスには曲げによる不均一な応力が印加されているので、ひずみゲージを接着した部分 ($3 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$) 以外の応力は直接求められない。図 4-12 に(a)先端変位 d と(b)ひずみ ε の時間変化を示す。 $d = -1.0 \text{ mm}$ では、ひずみは約 300 ppm である。電磁鋼板のヤング率を 122 GPa とすると、根本上部では 37 MPa の応力が印加されていたことになる。

先端変位が -1.0 mm および $+1.0 \text{ mm}$ の場合の解析結果および実験結果をそれぞれ表 4-3 および表 4-2 に示す。実験結果と比較するために、それぞれのモデルにおいて根本上部の $3 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ の範囲の平均応力を gauge stress として算出した。実験結果は Unimorph U-shaped model の gauge stress と近い値となり、解析値は実際に試料に印加される応力を表していると考えられる。したがって、実際の試料にはおおよそ 40 MPa の最大 σ_A が印加されると予測される。

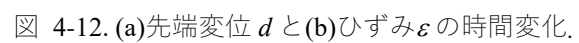
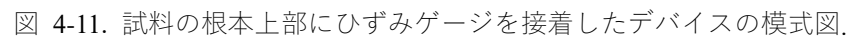


表 4-2. 先端変位が-1.0 mm の場合の解析結果および実験結果. Cantilever model は単純な片持ち梁モデル、Unimorph U-shaped model はユニモルフ U 字型デバイスモデル、Exp. は実験結果を示す。Max. stress は最大応力、Min. stress は最小応力、Ave. stress は試料全体で平均した応力、Max. σ_A は x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力の最大値、gauge stress は根本上部の 3 mm×4 mm の範囲の平均応力とする。

	Max. stress (MPa)	Min. stress (MPa)	Ave. stress (MPa)	Max. σ_A (MPa)	Gauge stress (MPa)
Cantilever model	222.3	2.97	100.9	139.1	204.7
Unimorph U-shaped model	80.4	-6.69	27.8	38.8	57.1
Exp.	—	—	—	—	37

表 4-3. 先端変位が+1.0 mm の場合の解析結果および実験結果. 表記は表 4-2 と同様。

	Max. stress (MPa)	Min. stress (MPa)	Ave. stress (MPa)	Min. σ_A (MPa)	Gauge stress (MPa)
Cantilever model	-2.96	-223.5	-101.4	-139.1	-204.2
Unimorph U-shaped model	6.64	-80.8	-28.1	-39.1	-57.5
Exp.	—	—	—	—	-49

4.3 試料に印加される磁場解析

逆磁歪材料によって磁場に対する応答は異なるため、振動発電において試料にどの程度の磁場がどのような分布で印加されるかは重要である。そこで、有限要素法（FEM）を用いた磁場解析を行った。メッシュの作成および解析には、Netgen/NGSolve を用いた。支配方程式は次式の境界条件を含む Maxwell の方程式を基にしている。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad \text{式 4-20}$$

$$\mathbf{H} \times \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad \text{式 4-21}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{式 4-22}$$

$$\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{式 4-23}$$

ここで、 \mathbf{H} は磁場、 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{n} は異なる媒質における境界面の法線ベクトルである。
磁性材料中では、 \mathbf{H} と \mathbf{B} は透磁率 μ を用いて次式の関係で表せる。

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu(|\mathbf{B}|)} \mathbf{B} \quad \text{式 4-24}$$

また、次式のような磁気ベクトルポテンシャル \mathbf{A} を定義する。

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad \text{式 4-25}$$

これらの関係を用いて、次の弱形式を有限要素内で解くことで磁場解析を行う。

$$\int_{\Omega} \frac{1}{\mu(|\mathbf{B}|)} \nabla \times \mathbf{A} \cdot \nabla \times \mathbf{v} \, d\Omega + \int_{\Omega} \varepsilon \mathbf{A} \cdot \mathbf{v} \, d\Omega = \int_{\Omega_c} \mathbf{J} \cdot \mathbf{v} \, d\Omega \quad \text{式 4-26}$$

ここで、 \mathbf{A} および \mathbf{v} は試行および試験関数であり、 Ω は全領域、 Ω_c はコイルまたは永久磁石領域である。
また、解を収束させるために微少な $\varepsilon > 0$ の項が導入されている。

図 4-13 に磁場解析におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a) 3D モデルおよび(b)メッシュ化モデルの画像を示す。本解析では四面体要素によりメッシュ化し、3D モデル全体のメッシュの要素数は 50714、節点数は 8786 であった。磁場解析では、デバイスに永久磁石を設置し、デバイスの周囲は真空の透磁率 μ_0 の空気で満たす。試料およびフレームの磁化特性には、Testing Electromagnetic Analysis Methods problem 13 (T.E.A.M. problem 13)に掲載されている steel の $B-H$ 曲線を使用した(図 4-14) [41]。永久磁石には表 4-4 に示すような振動発電試験で使用したものを磁場解析にも用いた。ただし、永久磁石の表面磁束密度と表面積の積をバイアス磁束 Φ_{bias} とし、 Φ_{bias} は一定であると仮定した。

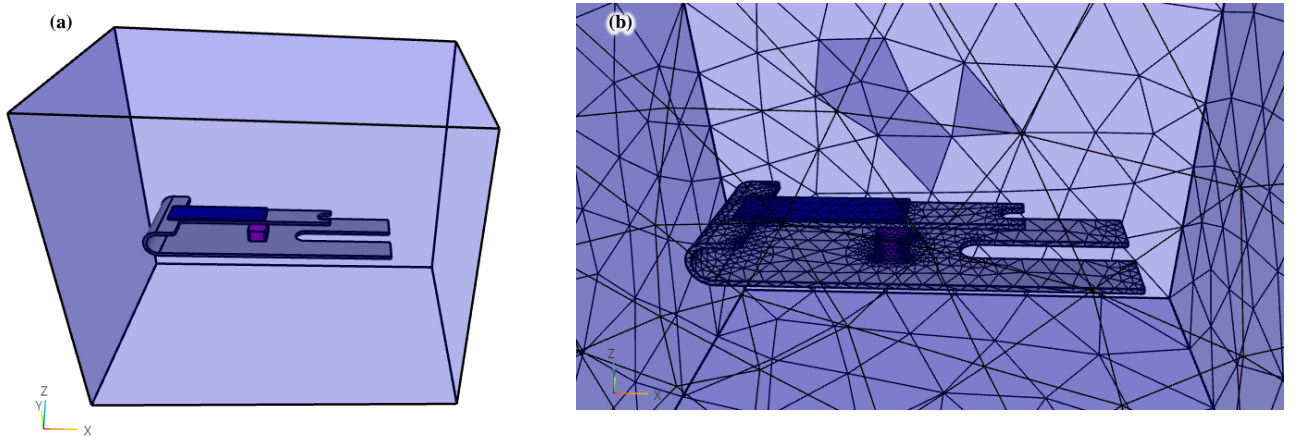


図 4-13. 磁場解析におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a) 3D モデルおよび(b)メッシュ化モデル。

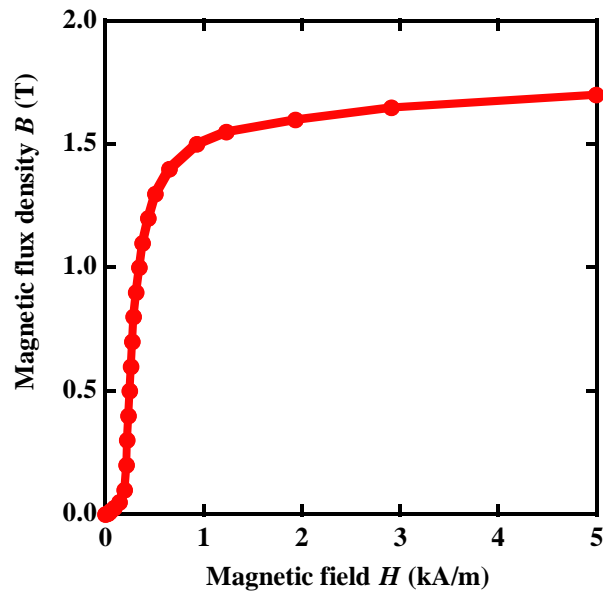


図 4-14. Testing Electromagnetic Analysis Methods problem 13 (T.E.A.M. problem 13)に掲載されている steel の B - H 曲線[41]. 試料およびフレームの磁化特性に使用した.

表 4-4. 磁場解析に使用した永久磁石.

Name	Magnet type	Width (mm)	Length (mm)	Height (mm)	B on the surface (mT)	Bias magnetic flux Φ_{bias} (μWb)
No. 0	—	—	—	—	0	0
No. 1	Rubber ferrite	4.0	3.0	2.0	58.1	0.697
No. 2	Ferrite	4.0	3.0	2.0	88.4	1.06
No. 3	Neodymium	2.0	2.0	2.0	321	1.28
No. 4	Neodymium	2.0	3.0	2.0	312	1.87
No. 5	Neodymium	3.0	3.0	2.0	316	2.84
No. 6	Neodymium	4.0	3.0	2.0	323	3.88
No. 7	Neodymium	5.0	3.0	2.0	320	4.80
No. 8	Neodymium	5.5	3.0	2.0	306	5.05
No. 9	Neodymium	7.0	3.0	2.0	309	6.49

図 4-15 に永久磁石 No. 6 におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a)磁束線および(b)磁束密度のベクトル場を示す。なお、この永久磁石 No. 6 とは、第 2 章の RD デバイスの振動発電試験において、磁束密度変化 ΔB のピークを示した永久磁石である。永久磁石から発生する大部分の磁束密度はフレームおよび試料を通過し、U 字部分を回って一周する。図 4-16 に永久磁石 No. 6 におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a)デバイス全体および(b)試料を通る $y = 0 \text{ mm}$ の磁束密度の大きさを示す。ユニモルフ U 字型

デバイスでは、試料に磁場を印加するためには強磁性体のフレーム部分にも大きな磁束密度が必要なことがわかる。また、試料の両端 ($x = 0 \text{ mm}$ および 16 mm 付近) では磁束密度が急激に減少している。この要因は磁束密度の連続性 ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) と磁性材料内を通りたがる性質 (μ が大きい方がエネルギーが小さいため) に起因すると考えられる。図 4-17(a)は永久磁石ごとの x 方向の磁束密度 B_x を試料の yz 平面で平均化した磁束密度 B_A と x 方向の長さの関係を示す。図 4-17(b)は磁性材料の磁束密度 B と磁場 H の関係 (図 4-14 参照) から、図 4-17(a)の B_A を H_A に換算したグラフである。ここで、この H_A は式 2-1 でいうところの反磁場補正後の磁場 H_{eff} に相当する。磁力の強い永久磁石を使用すると試料を通過する B_A および H_A は大きくなる。しかし、強い永久磁石を使用しても試料の両端では B_A および H_A の値は 0 に近くなる。 ΔB のバイアス磁場依存性にはピークがあるため、試料にはなるべく均一な磁場が印加される方が理想的である。

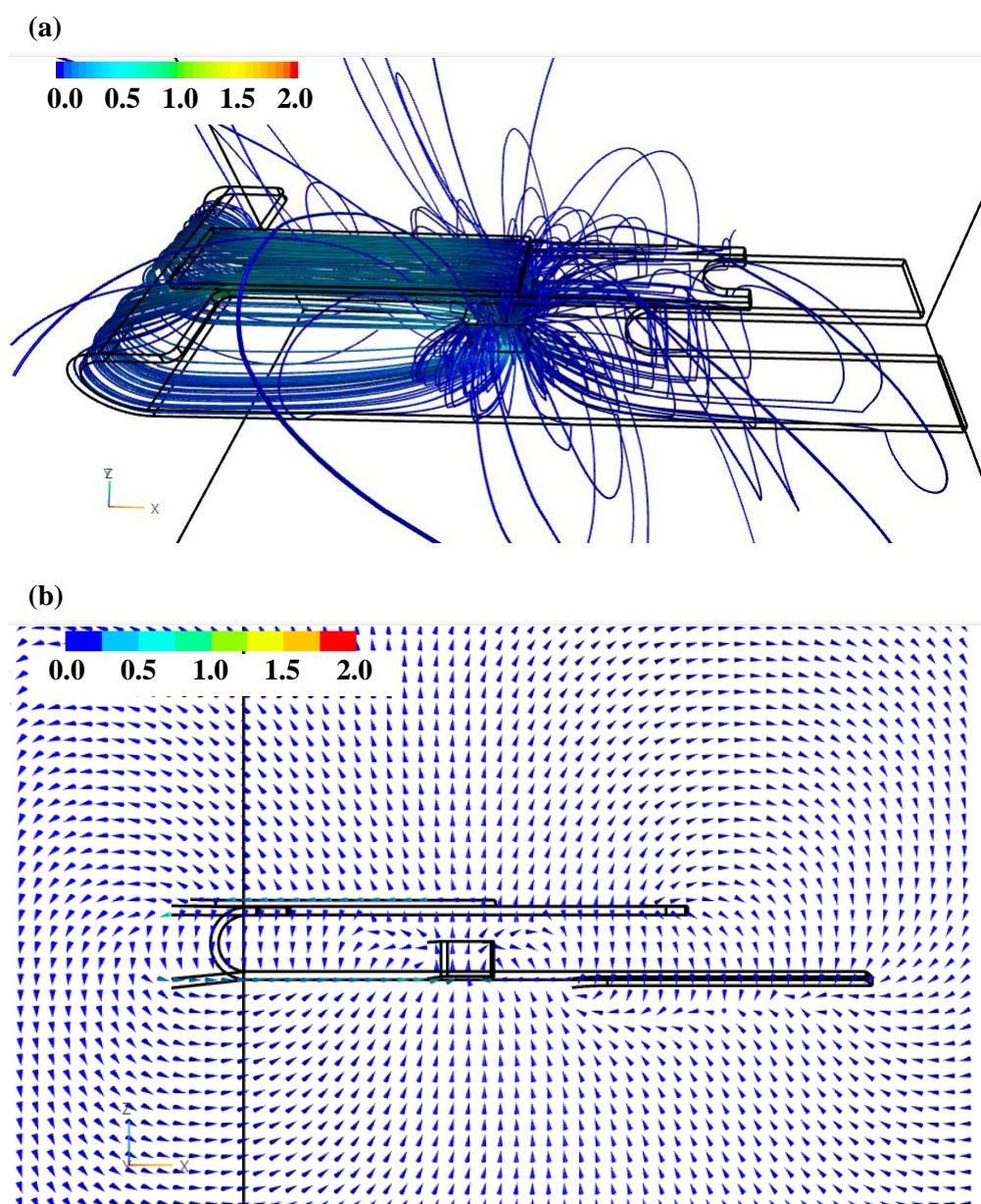


図 4-15. 永久磁石 No. 6 におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a)磁束線および(b)磁束密度のベクトル場.

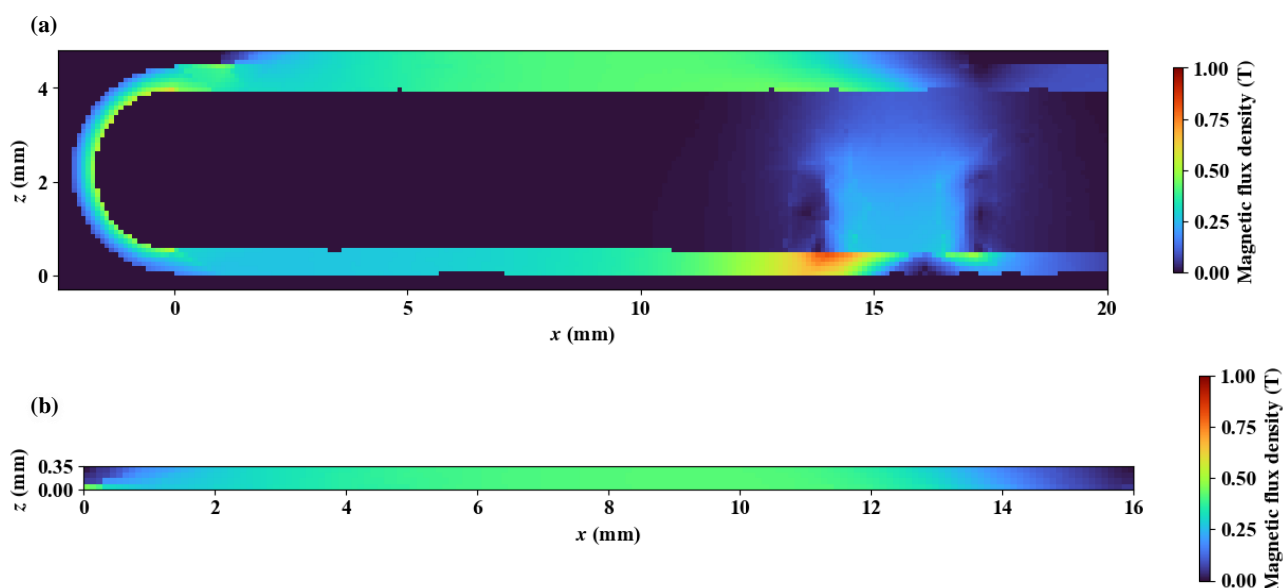


図 4-16. 永久磁石 No. 6 におけるユニモルフ U 字型デバイスの(a)デバイス全体および(b)試料を通る $y = 0$ mm の磁束密度の大きさ.

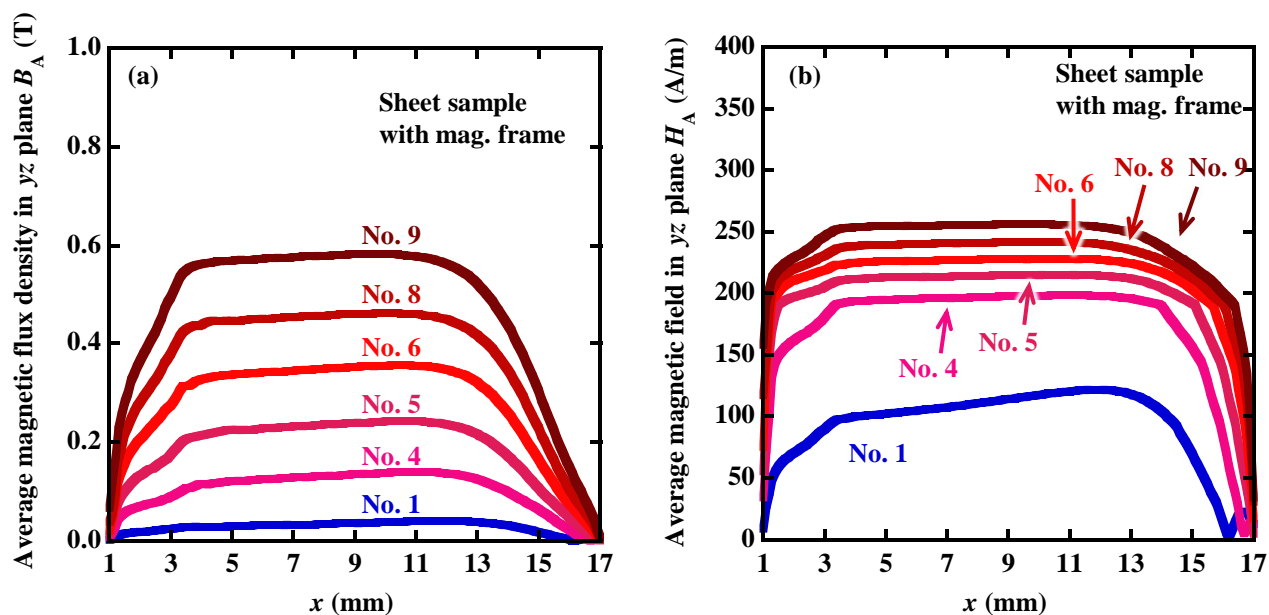


図 4-17. 永久磁石ごとの試料の yz 平面で平均化した x 方向の(a)磁束密度 B_A および(b)磁場 H_A と x 方向の長さの関係.

4.4 解析結果を基にした考察

4.4.1 応力解析からの新デバイス構造の提案

4.2 節の応力解析の結果より、現状のユニモルフ U 字型デバイスでは U 字部分により応力の緩和が推測される。つまり、U 字部分で緩和される応力をなるべく試料に伝えることができれば、エネルギーの無駄を抑えつつ印加応力を増加させることが期待される。そこで、図 4-18 のようなフレームの U 字部分に試料を沿わせたモデルを考える。

図 4-19 にメッシュ化したフレームの U 字部分に試料を沿わせた 3D モデルを示す。3D モデル全体のメッシュの要素数は 11678、節点数は 3573 であった。なお、この U 字状試料のモデルは U-shaped sample model とし、上述した通常の解析モデルを Sheet sample model とすることで区別する。



図 4-18. フレームの U 字部分に試料を沿わせたモデル (U-shaped sample model).

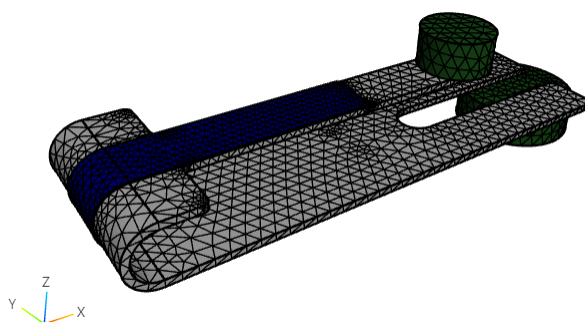


図 4-19. メッシュ化した U-shaped sample model.

図 4-20 および図 4-21 は、先端変位がそれぞれ -1.0 mm および $+1.0\text{ mm}$ の場合の U-shaped sample model の解析結果である。図 4-20 (a) および図 4-21 (a) は変位の分布を投影した 3D モデルを側面から見た図である。Sheet sample model と同様に、U 字部分では変形が見られた。図 4-20 (b) および図 4-21 (b) は x 方向の垂直応力 σ_{xx} の分布を投影した 3D モデルである。先端変位が -1.0 mm および $+1.0\text{ mm}$ の場合、試料にはそれぞれ引張および圧縮応力が主に印加される。Sheet sample model と同様に、試料の根本側で y 方向に対して応力 σ_{xx} が不均一な箇所が見られる。図 4-20 (c) および図 4-21 (c) は、 $y = 0\text{ mm}$ におけるデバイス全体に印加される σ_{xx} 分布の断面図を示す。先端変位が -1.0 mm の場合、試料の貼り付けてある外側に向かうほど引張応力が大きくなり、内側に向かうほど圧縮応力が大きくなることがわかる。図 4-20

(d)および図 4-21 (d)は、 $y = 0 \text{ mm}$ における試料に印加される σ_{xx} 分布の断面図を示す。試料に印加される σ_{xx} は自由端がある上側で大きくなるが、固定端がある下側にも発生している。

図 4-22 に Sheet sample model および U-shaped sample model における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係を示す。ただし、試料は $x \geq 0 \text{ mm}$ および $z \geq 2.25 \text{ mm}$ の範囲で σ_A を算出した。Sheet sample model では $x = 1 \text{ mm}$ の試料の端付近で σ_A が急激に減少するのに対し、U-shaped sample model では試料を U 字部分にも貼り付けているため、 $x = 0 \text{ mm}$ においても 38.1 MPa の σ_A が印加される。また、Sheet sample model および U-shaped sample model の両方において、フレーム上部の幅が変化する $x = 3 \text{ mm}$ 付近で σ_A は最大値を示す。Sheet sample model および U-shaped sample model における先端変位が $+1.0 \text{ mm}$ および -1.0 mm の場合の解析結果をそれぞれ表 4-6 および表 4-5 にまとめる。先端変位が -1.0 mm の場合、U-shaped sample model の最大応力は 100.8 MPa となり、Sheet sample model より約 20 MPa 大きい。また、U-shaped sample model の σ_A の最大値は 71.5 MPa となり、Sheet sample model より 30 MPa 以上大きくなる。このように、試料をフレームの U 字部分に沿わせて貼り付けたデバイスは、試料への印加応力の増加が期待される。

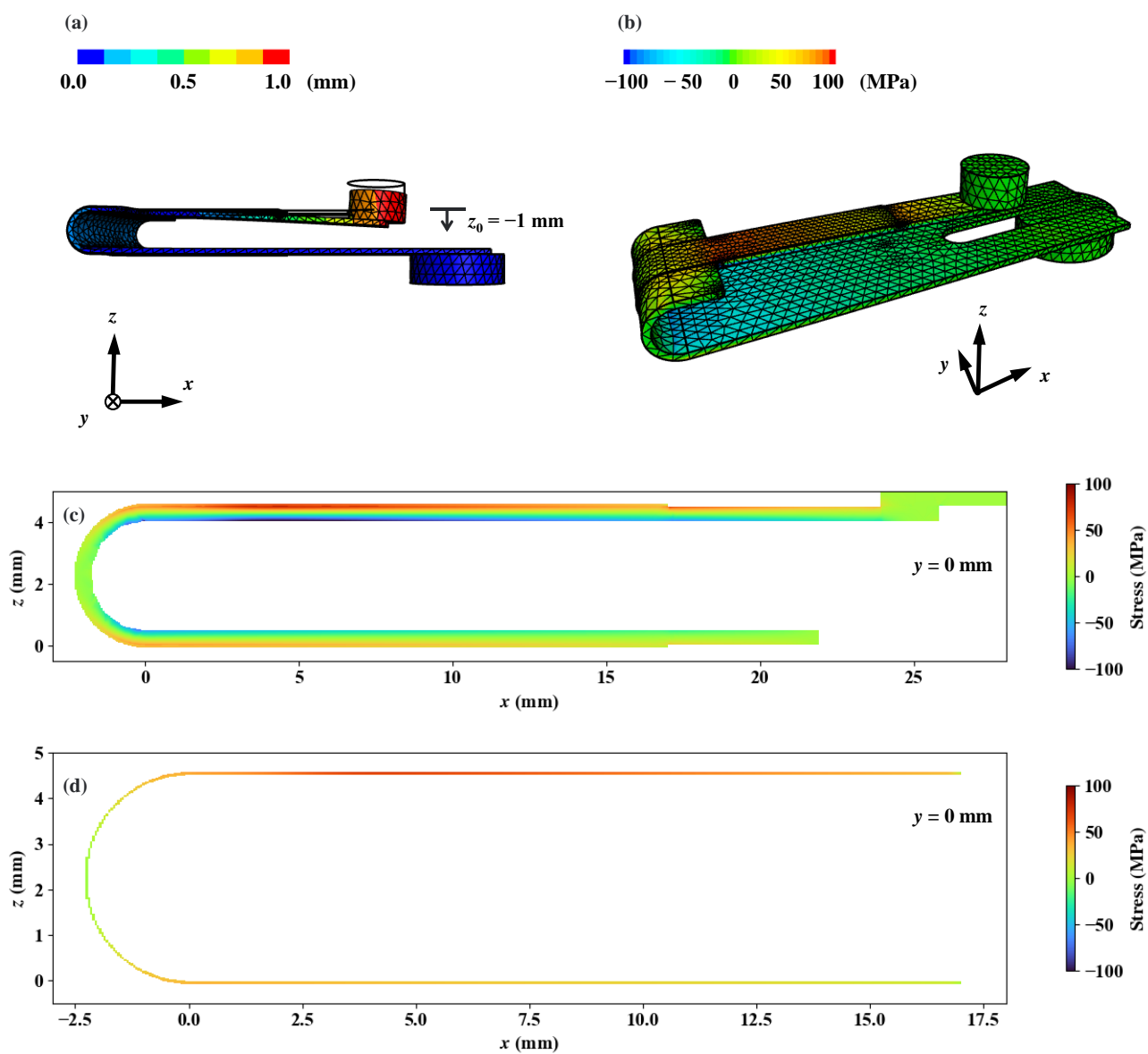


図 4-20. 先端変位が -1.0 mm の場合の FEM による U-shaped sample model の解析結果. (a)は変位分布を投影した 3D モデル、(b)は応力分布を投影した 3D モデル、(c)および(d)は $y = 0\text{ mm}$ におけるデバイス全体および試料に印加される応力分布を示す.

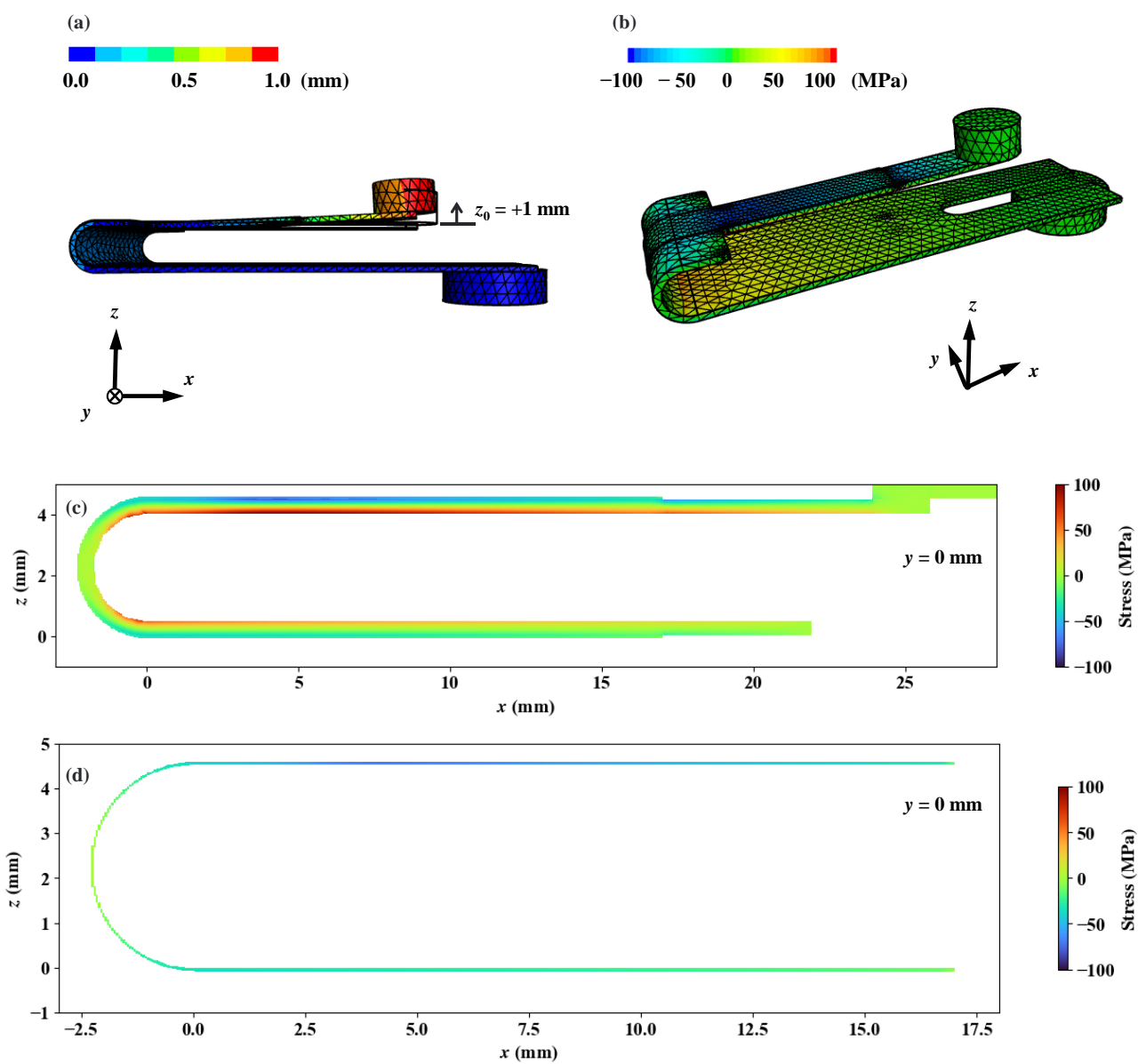


図 4-21. 先端変位が+1.0 mm の場合の FEM による U-shaped sample model の解析結果. (a)は変位分布を投影した 3D モデル、(b)は応力分布を投影した 3D モデル、(c)および(d)は $y = 0 \text{ mm}$ におけるデバイス全体および試料に印加される応力分布を示す.

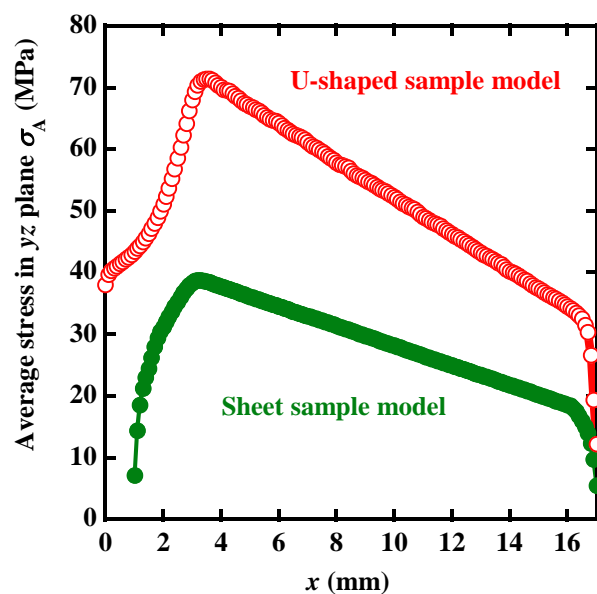


図 4-22. Sheet sample model および U-shaped sample model における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係.

表 4-5. 先端変位が -1.0 mm の場合の板状および U 字状試料モデルの比較.

	Max. stress (MPa)	Min. stress (MPa)	Ave. stress (MPa)	Max. σ_A (MPa)	Gauge stress (MPa)
Sheet sample model	80.4	-6.69	27.8	38.8	57.1
U-shaped sample model	100.8	-8.94	60.1	71.5	78.2

表 4-6. 先端変位が $+1.0$ mm の場合の板状および U 字状試料モデルの比較.

	Max. stress (MPa)	Min. stress (MPa)	Ave. stress (MPa)	Min. σ_A (MPa)	Gauge stress (MPa)
Sheet sample model	6.64	-80.8	-28.1	-39.1	-57.5
U-shaped sample model	9.15	-100.5	-60.3	-71.8	-78.5

4.4.2 磁場解析からの新デバイス構造の提案

4.3 節の磁場解析の結果より、現状のデバイスでは強磁性フレームに大きな磁場が必要という課題が浮かび上がった。これについては、強磁性フレームを非磁性フレームに変更すれば解決しそうである。しかし、図 4-23 に示すように、板状試料のままフレームを非磁性にしても、永久磁石から出る磁束密度のほとんどは試料を通らず永久磁石に戻る。試料に磁場を印加するには、強磁性体で環状な磁気回路を構成する必要がある。そこで、再び図 4-18 で示したフレームの U 字部分に試料を沿わせたモデルを考える。U 字状の強磁性体試料を用いれば、フレームを非磁性にしても試料を通る磁束密度の流れが生じると予想される。

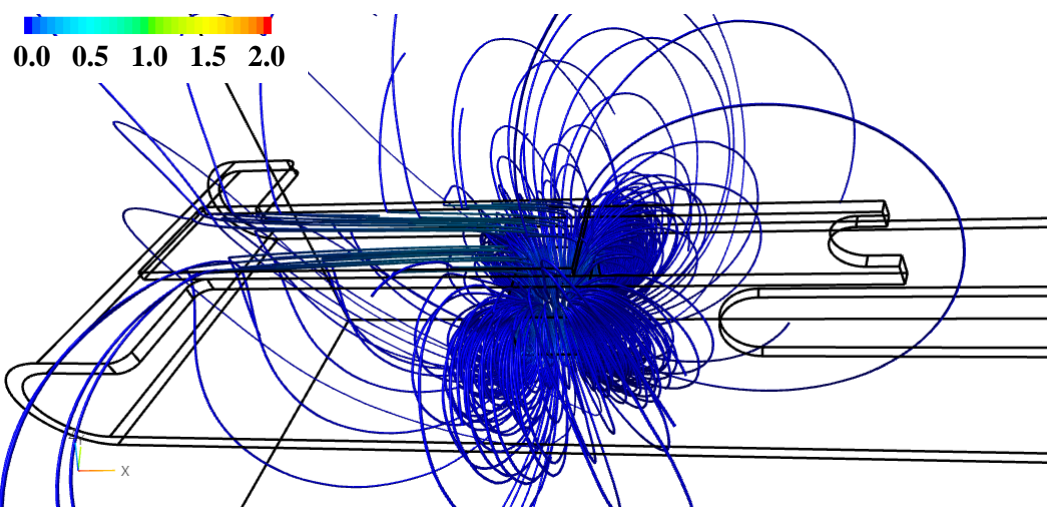


図 4-23. 非磁性フレームの場合の永久磁石 No. 6 におけるユニモルフ U 字型デバイスの磁束線。

図 4-24 にフレームの U 字部分に試料を沿わせた U 字状試料の(a) 3D モデルおよび(b)メッシュ化モデルを示す。永久磁石 No. 6 の場合、3D モデル全体のメッシュの要素数は 56125、節点数は 9714 であった。図 4-25 に非磁性フレームの場合の永久磁石 No. 6 における U 字状試料のデバイスの磁束線を示す。図 4-23 と比較すると、試料を U 字状にしたことで磁束密度の多くが試料を通過することがわかる。図 4-26 に永久磁石 No. 6 における U 字状試料のデバイス全体を通る $y = 0 \text{ mm}$ の磁束密度の大きさを示す。図 4-16 の板状試料のデバイスと比較して、非磁性フレームを使用した U 字状試料では同じ永久磁石でも大きな磁束密度が試料に通過する結果となった。

図 4-27 および図 4-28 に永久磁石 No. 6 における磁性フレームを使用した際の U 字状試料のデバイスにおける磁束線およびデバイス全体を通る $y = 0 \text{ mm}$ の磁束密度の大きさを示す。磁性フレームを使用すると、フレーム部分に多くの磁束密度が必要になる。

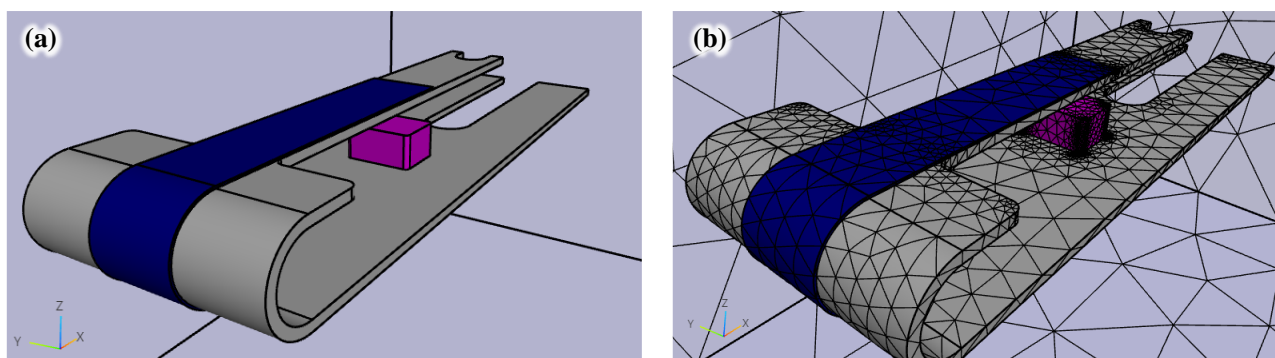


図 4-24. フレームの U 字部分に試料を沿わせた(a) 3D モデルおよび(b)メッシュ化モデル.

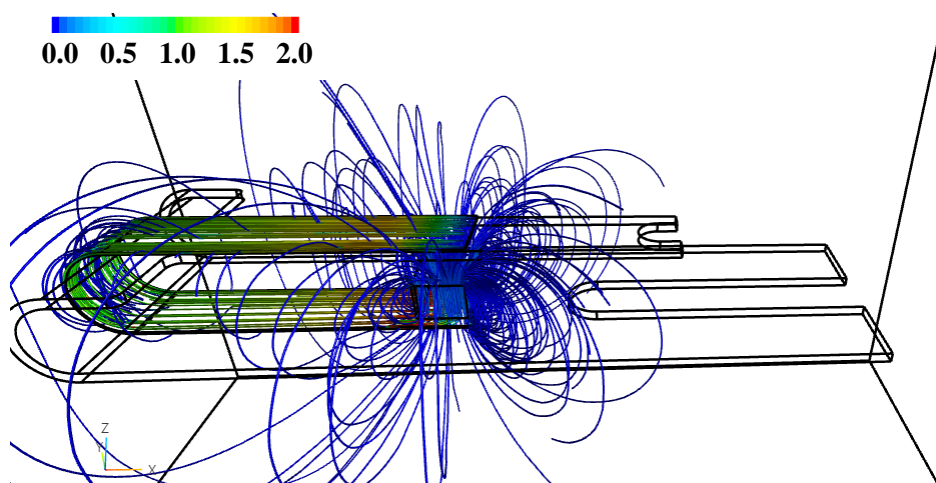


図 4-25. 永久磁石 No. 6 における U 字状試料および非磁性フレームのデバイスの磁束線.

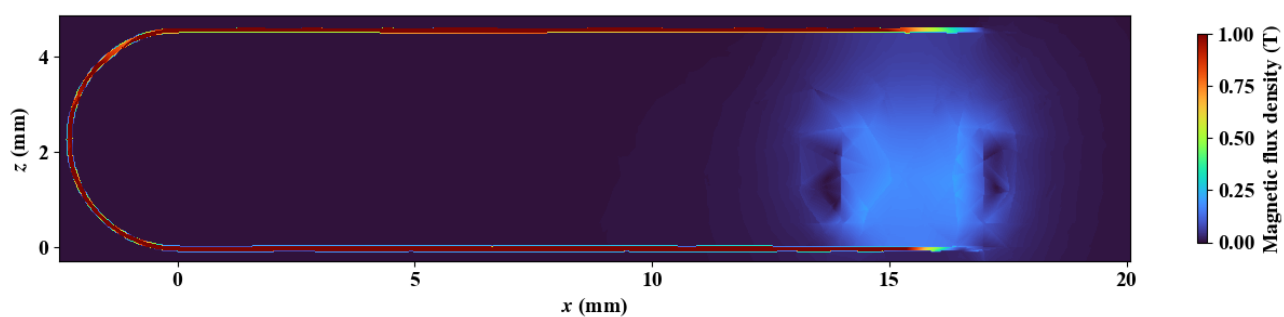


図 4-26. 永久磁石 No. 6 における U 字状試料および非磁性フレームのデバイス全体を通る $y = 0 \text{ mm}$ の磁束密度の大きさ.

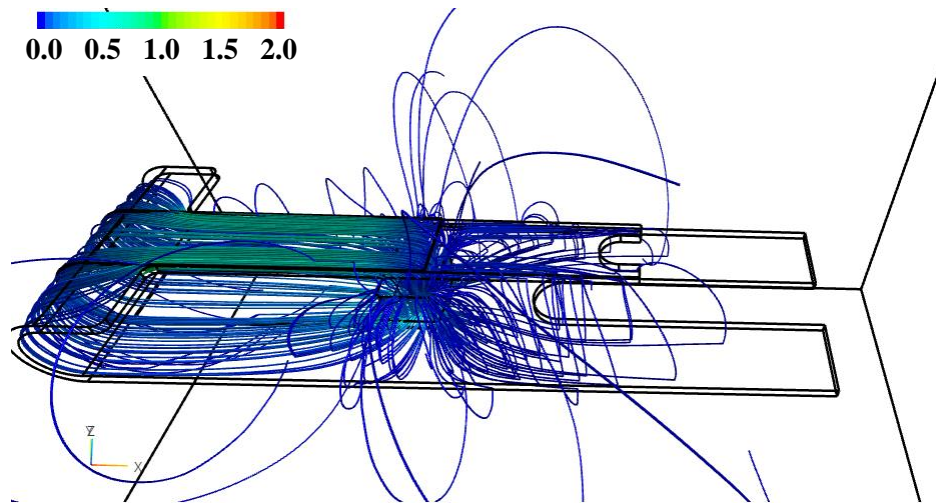


図 4-27. 永久磁石 No. 6 における U 字状試料および磁性フレームのデバイスの磁束線.

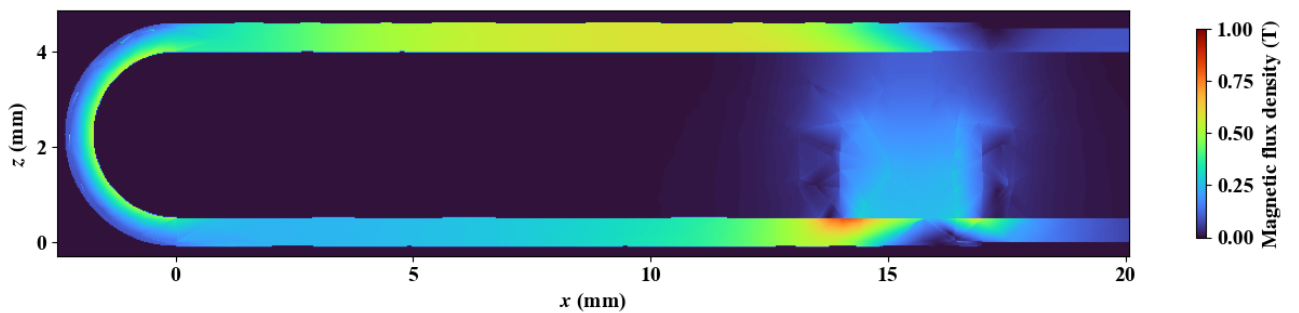


図 4-28. 永久磁石 No. 6 における U 字状試料および磁性フレームのデバイス全体を通る $y = 0 \text{ mm}$ の磁束密度の大きさ.

図 4-29 に「U 字状試料+非磁性フレーム」デバイスにおける試料の yz 平面で平均した x 方向の(a)磁束密度および(b)磁場と x 方向の長さの関係を示す。プロットする試料の範囲は板状試料と同様に $0 \leq x \leq 16 \text{ mm}$ とした。「U 字状試料+非磁性フレーム」デバイスでは、試料を通過する磁束密度および磁場が大きくなる。図 4-30 に「U 字状試料+磁性フレーム」デバイスにおける試料の yz 平面で平均した x 方向の(a)磁束密度および(b)磁場と x 方向の長さの関係を示す。「U 字型試料+磁性フレーム」デバイスにおいても、「板状試料+磁性フレーム」デバイスより試料の根本における磁束密度の減少が小さくなった。

図 4-31 に「板状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+非磁性フレーム」における試料全体で平均した(a)磁束密度および(b)磁場とバイアス磁束の関係を示す。第 2 章の RD デバイスの振動発電試験において、 $3.88 \mu\text{Wb}$ のバイアス磁束で磁束密度変化 ΔB がピークを示した。このことから、電磁鋼板ではピークを示す印加磁場が約 200 A/m であると予想される。本解析では「板状試料+磁性フレーム」<「U 字状試料+磁性フレーム」<「U 字状試料+非磁性フレーム」の順で磁束

密度および磁場が増加しやすくなる。特に、「U 字状試料+非磁性フレーム」では磁性フレームを使用するデバイスと比べて試料の磁場が増加しやすく、フェライト系ラバー磁石により約 200 A/m の磁場を印加できる。したがって、高価な希土類磁石を使用せず、漏洩磁場を低減できる、低バイアス磁場で駆動する振動発電デバイスの実現が期待される。

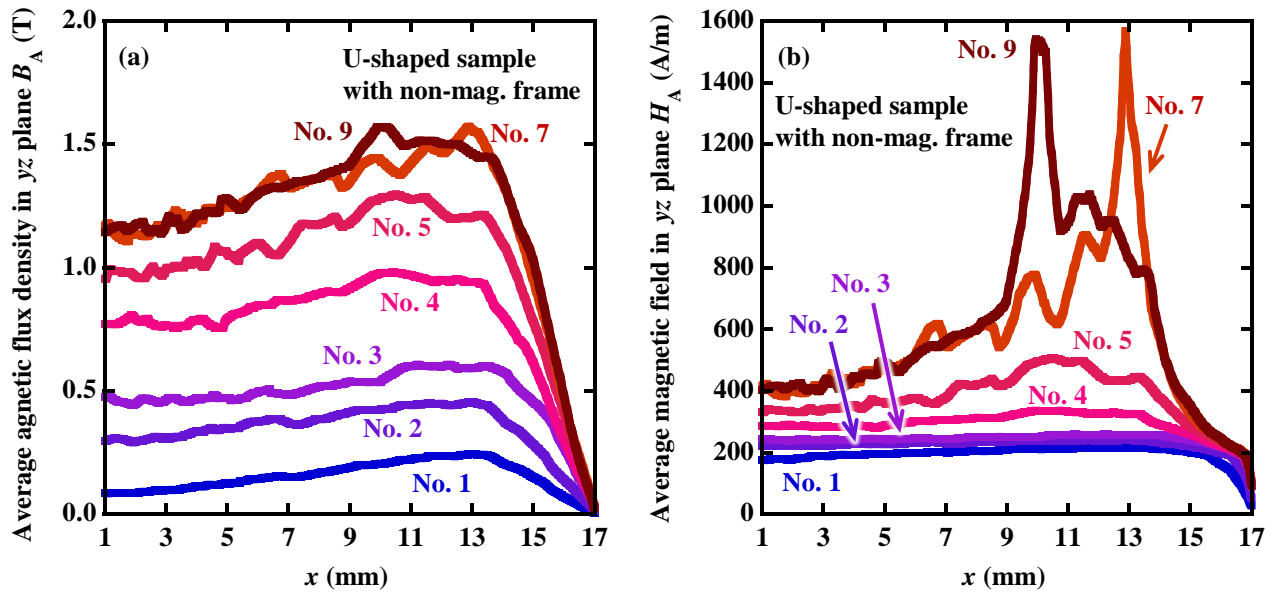


図 4-29. 「U 字状試料および非磁性フレーム」デバイスにおける試料の yz 平面で平均した x 方向の(a)磁束密度 B_A および(b)磁場 H_A と x 方向の長さの関係。

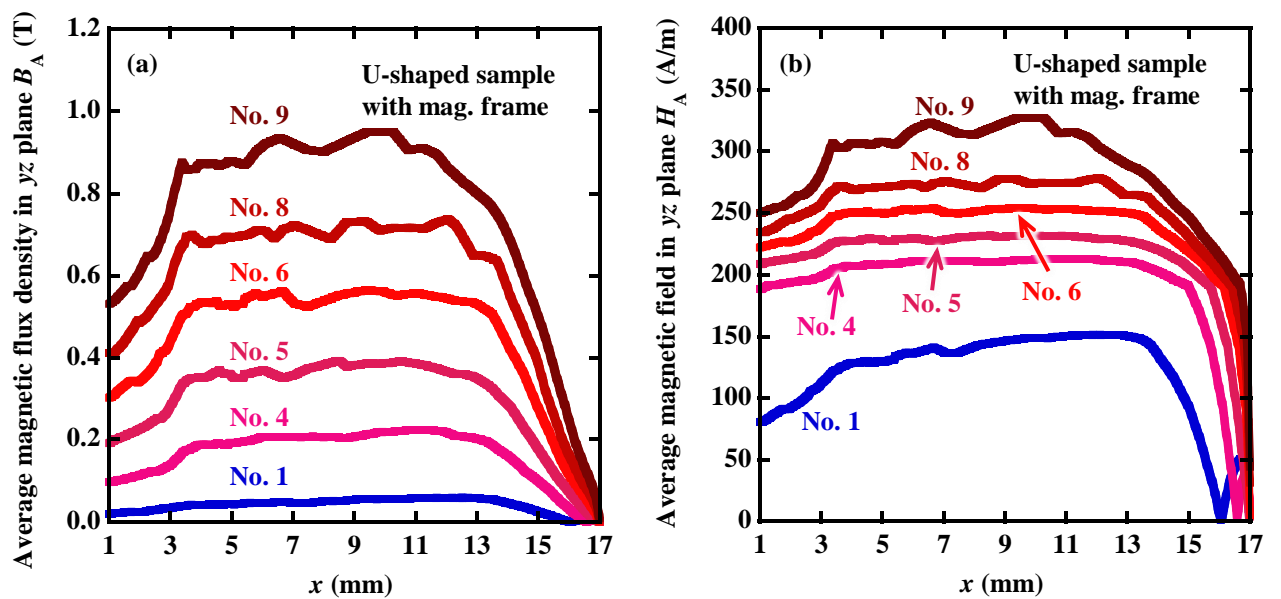


図 4-30. 「U 字状試料および磁性フレーム」デバイスにおける試料の yz 平面で平均した x 方向の(a)磁束密度 B_A および(b)磁場 H_A と x 方向の長さの関係。

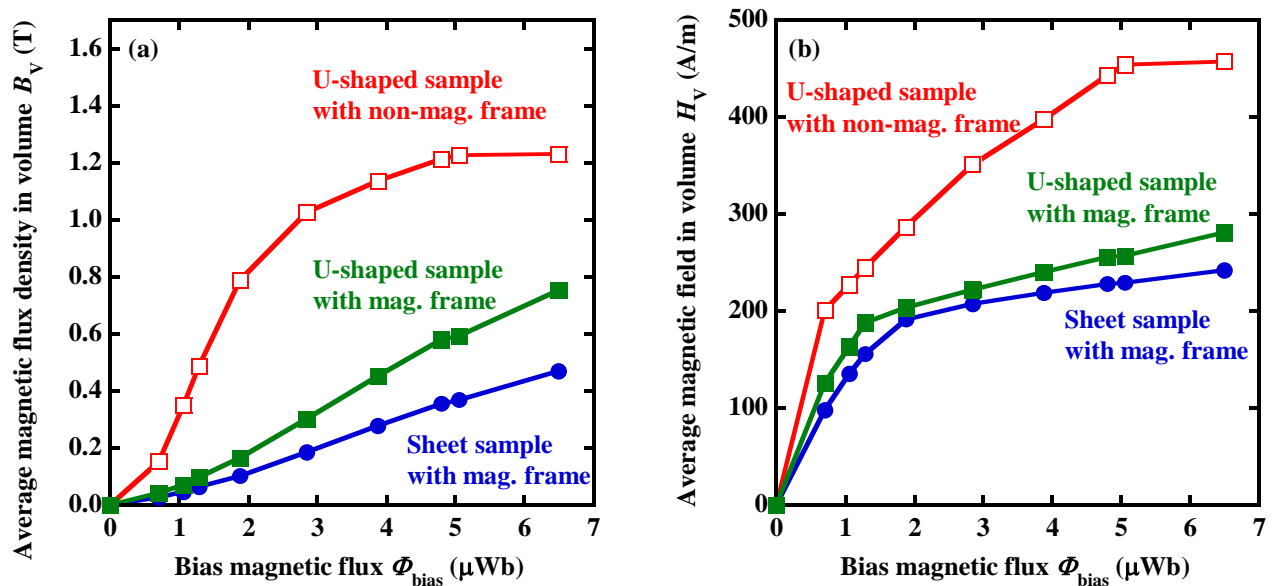


図 4-31. 「板状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+非磁性フレーム」における試料全体で平均した(a)磁束密度 B_v および(b)磁場 H_v とバイアス磁束の関係。

4.5 第 4 章の結言

第 3 章により、応力および磁場に対応する弾性ひずみ、磁歪ひずみ、磁化、磁化変化などを定量的に評価する手法を確立した。しかし、実際の振動発電デバイスではどの程度の応力および磁場が逆磁歪材料に印加されるのか不明瞭であった。そこで、本章ではユニモルフ U 字型デバイスにおいて逆磁歪材料に印加される応力および磁場の解析を行った。

まず試料に印加される応力と先端変位の関係を単純な片持ち梁の Cantilever model により考察した。理論計算によって求めた試料の応力分布から、先端変位が -1.0 mm の場合、応力は根本上部で最大値 224 MPa となり、試料全体で応力を平均すると 101 MPa となった。先端変位が -1.0 mm の場合は応力の正負は逆転し同程度の大きさが印加される。同じモデルを有限要素法 (FEM) により応力解析したところ、応力の分布および値はほとんど同じになった。これにより FEM の解析結果の妥当性を確認した。

Cantilever model は単純化しているため、ユニモルフ U 字型デバイスの Unimorph U-shaped model を FEM により応力解析した。Unimorph U-shaped model の解析結果では、試料の根本上部になるほど応力が大きくなる傾向は Cantilever model と同様であったが、U 字部分で変形や y 方向に対して応力が不均一な箇所が見られた。また、先端変位が -1.0 mm の場合、最大応力は 80.4 MPa となり、試料全体の平均応力は 27.8 MPa となった。 x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A は最大で 38.8 MPa となった。Cantilever model と比較して応力が小さくなったことから、追加された U 字フレーム部分の影響で、試料に働く応力が減少したと言える。

解析結果の妥当性を検証するために、試料の根本上部にひずみゲージを接着したデバイスを作製し、測定したひずみから応力を求めた。先端変位が -1.0 mm では、ひずみは約 300 ppm であり、電磁鋼板のヤング率を 122 GPa とすると、 37 MPa の応力が印加されたことになる。それぞれのモデルにおいてひずみゲージを接着した $3\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ の範囲の平均応力と比較すると、実験結果は Unimorph U-shaped model と近い値となった。したがって、Unimorph U-shaped model の解析値は実際に試料に印加される応力を表していると考えられ、試料に印加される σ_A の最大値はおおよそ 40 MPa であると予測される。

さらに、FEM を用いた磁場解析を行った。永久磁石から発生する大部分の磁束密度はフレームおよび試料を通過し、U 字部分を回って一周する。ユニモルフ U 字型デバイスでは、試料に磁場を印加するためには強磁性体のフレーム部分にも大きな磁束密度が必要ことがわかった。磁力の強い永久磁石を使用すると試料を通過する磁束密度は大きくなる。しかし、強い永久磁石を使用しても試料の両端では磁束密度および磁場の値は 0 に近くなる。この要因は磁束密度の連続性と磁性材料内を通りたがる性質に起因すると考えられる。磁束密度変化 ΔB のバイアス磁場依存性にはピークがあるため、試料にはなるべく均一な磁場が印加される方が理想的である。

フレームの U 字部分に試料を沿わせた U-shaped sample model を検討した。先端変位が -1.0 mm の場合の最大応力は 100.8 MPa となり、板状試料の Sheet sample model より約 20 MPa 大きい。また、U-shaped sample model の σ_A の最大値は 71.5 MPa となり、Sheet sample model より 30 MPa 以上大きくなる。このように、試料をフレームの U 字部分に沿わして貼り付けたデバイスは、試料への印加応力の増加が期待される。

U 字状試料のデバイスの磁場解析を行うと、磁束線は試料を U 字状にしたことで非磁性フレームを用いても磁束密度の多くが試料を通過した。通常のユニモルフ U 字型デバイスと比較して、非磁性フレームを使用した U 字状試料では同じ永久磁石でも磁束密度および磁場の値が大きくなった。

第 2 章の RD デバイスの振動発電試験と併せると、電磁鋼板ではピークを示す印加磁場が約 200 A/m であると予想される。本解析では「板状試料+磁性フレーム」<「U 字状試料+磁性フレーム」<「U 字状試料+非磁性フレーム」の順で磁束密度および磁場が増加しやすくなった。特に、「U 字状試料+非磁性フレーム」では磁性フレームを使用するデバイスと比べて試料の磁場が増加しやすく、フェライト系ラバー磁石により約 200 A/m の磁場を印加できる。したがって、高価な希土類磁石を使用せず、漏洩磁場を低減できる、低バイアス磁場で駆動する振動発電デバイスの実現が期待される。

第5章 応力および磁場を有効活用した逆磁歪材料の開発

5.1 低バイアス磁場で駆動するデバイス設計

第4章より、「U字状試料+非磁性フレーム」デバイスは、応力印加と磁場印加の両面で振動発電特性の向上が期待される。しかし、Fe-Ga 合金を含め、通常の板状試料をU字に加工するのは実現が困難である。そこで、本章では柔軟性を有するアモルファス薄帯に着目した。アモルファス薄帯は規則的な結晶構造を持たないため、磁気異方性が非常に小さい磁性材料である。図5-1に示すように、柔軟性を有するアモルファス薄帯により、「U字状試料+非磁性フレーム」デバイスの実現を目指す。

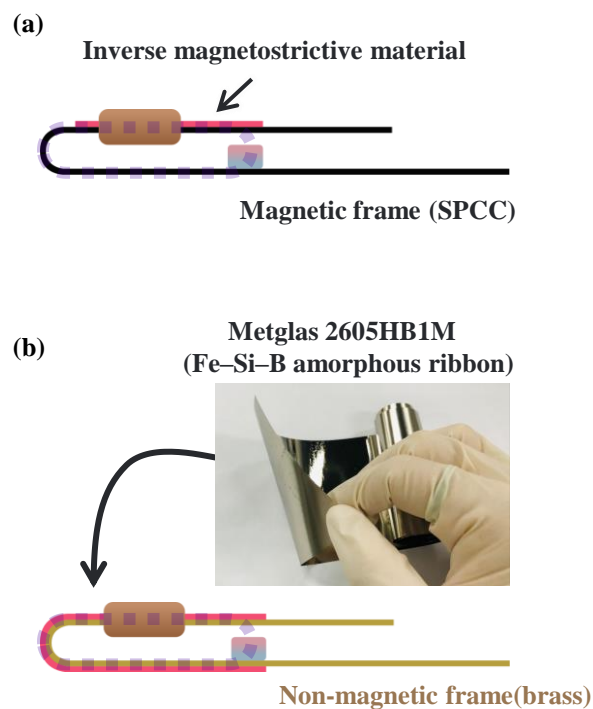


図 5-1. (a)従来の「板状試料+磁性フレーム」デバイスおよび(b)アモルファス薄帯を使用した「U字状試料+非磁性フレーム」デバイス。

5.1.1 U字状試料および非磁性フレームのデバイス

図5-2に作製したデバイスの構造を示す。通常のユニモルフU字型デバイスを(a)「板状試料+磁性フレーム」(Sheet sample with mag. frame)とし、(b)は「U字状試料+磁性フレーム」(U-shaped sample with mag. frame)、(c)は「U字状試料+非磁性フレーム」(U-shaped sample with non-mag. frame)とする。試料には、高透磁率を有するFe系アモルファス薄帯であるMetglas 2605HB1M(株式会社プロテリアル)を使用した。Metglas 2605HB1MはFe、Si、Bを主原料にしており、方向性電磁鋼板よりもさらに透磁率が大きいアモルファス軟磁性材料である[42]。Metglasは様々な振動発電デバイスの逆磁歪材料として、その応用が期待されている[35], [43], [44], [45]。全てのデバイスでMetglas 2605HB1Mを5枚重ねとし、

1枚あたりの厚さは約 $25\text{ }\mu\text{m}$ であった。板状試料の寸法は $4\text{ mm} \times 16\text{ mm} \times 0.125\text{ mm}$ とし、U 字状試料の寸法は $4\text{ mm} \times 40\text{ mm} \times 0.125\text{ mm}$ とした。

図 5-3 は Sheet sample with mag. frame デバイスを周波数 100 Hz および変位の振幅 2.0 mm で振動させた際の (a) 先端変位、(b) 電圧、(c) 磁束、(d) 磁束密度の時間変化である。磁性フレームにおいてはこれらのデータから第 2 章で示した方法で磁束密度変化を算出した。非磁性フレームにおいては、得られる磁束にフレームの寄与がないため、磁性フレームとの差分は行わずに試料の断面積で割ることで磁束密度を算出した。

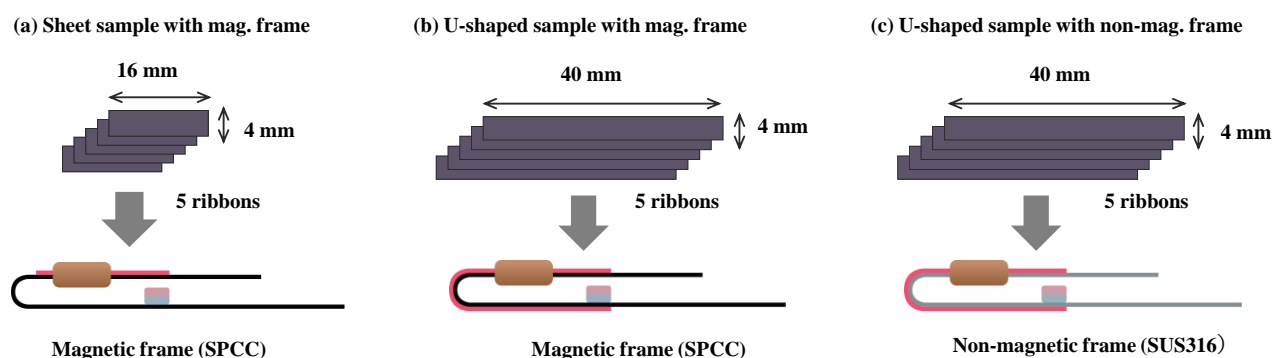


図 5-2 作製したデバイスの構造。通常のユニモルフ U 字型デバイスを (a) Sheet sample with mag. Frame とし、(b) は U 字型試料 + 磁性フレーム (U-shaped sample with mag. frame)、(c) は U 字型試料 + 非磁性フレーム (U-shaped sample with non-mag. frame)。

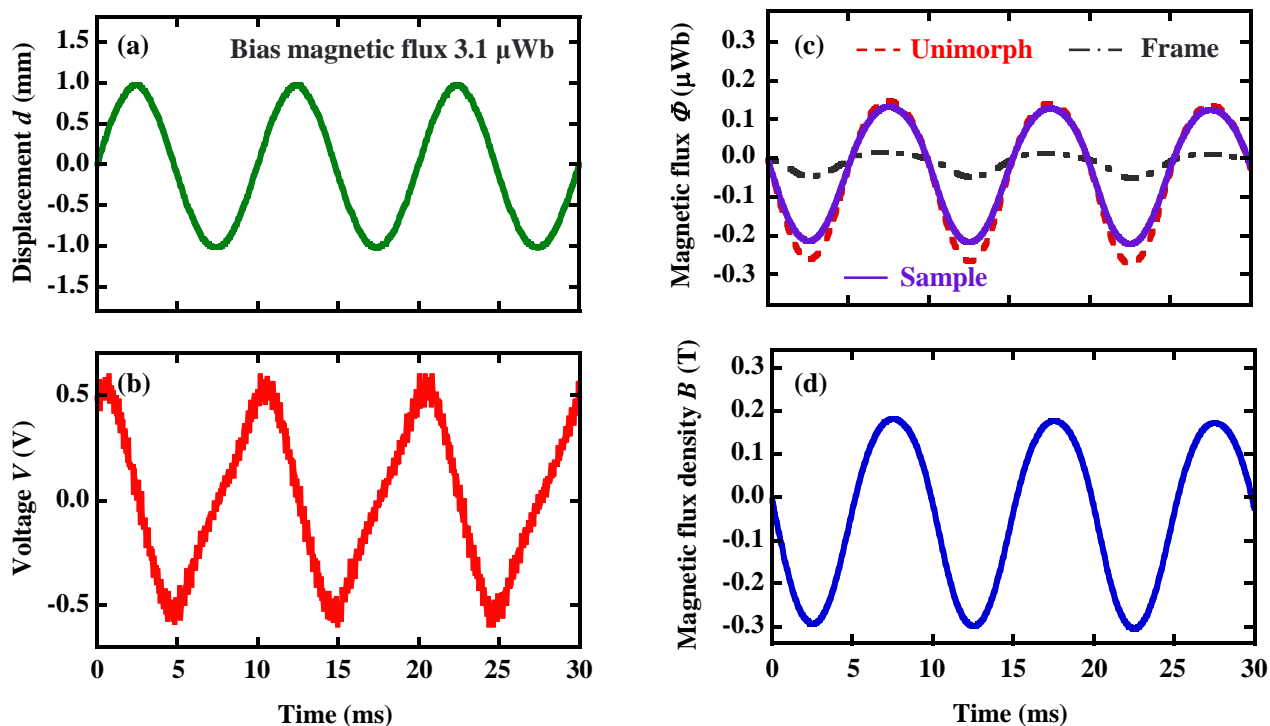


図 5-3. Sheet sample with mag. frame デバイスを周波数 100 Hz および変位の振幅 2.0 mm で振動させた際の (a) 先端変位 d 、(b) 電圧 V 、(c) 磁束 Φ 、(d) 磁束密度 B の時間変化。

図 5-4 は各デバイスの(a)電圧の実効値 V_{eff} および(b)磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性である。磁性フレイムデバイスにおいて、板状試料から U 字状試料にすることで、 V_{eff} および ΔB の最大値が向上する。この要因は、U 字状試料では大きな応力が印加されるから、または反磁場係数が減少したからだと考えられる。また、U 字状試料において、磁性フレイムと非磁性フレイムを比較すると、磁性フレイムデバイスの方が ΔB のピーク値が大きい。これは、磁性フレイムの SPCC と非磁性フレイムの SUS316 でわずかにヤング率 E が異なることによる可能性がある (SPCC の E は約 210 GPa[46]、SUS316 の E は約 193 GPa[22])。しかし、磁性フレイムと非磁性フレイムでは ΔB の算出方法が違うためピーク値の比較は難しい。磁性フレイムデバイスでは ΔB の算出で磁性フレイムの磁束を差し引くが、このとき試料ありのデバイスとなしのデバイスに印加されるバイアス磁場は、同一の永久磁石では同じ値になると仮定しているからである。また、非磁性フレイムではフェライト系磁石による低いバイアス磁束で ΔB のピークを示す。これは、磁性フレイムには多くの磁束を必要とすることを表し、第 4 章の磁場解析の結果とも整合する。したがって、アモルファス薄帯は低バイアス磁場で駆動する振動発電デバイスとして有用であり、デバイスコストおよび漏洩磁場の低減が期待される。

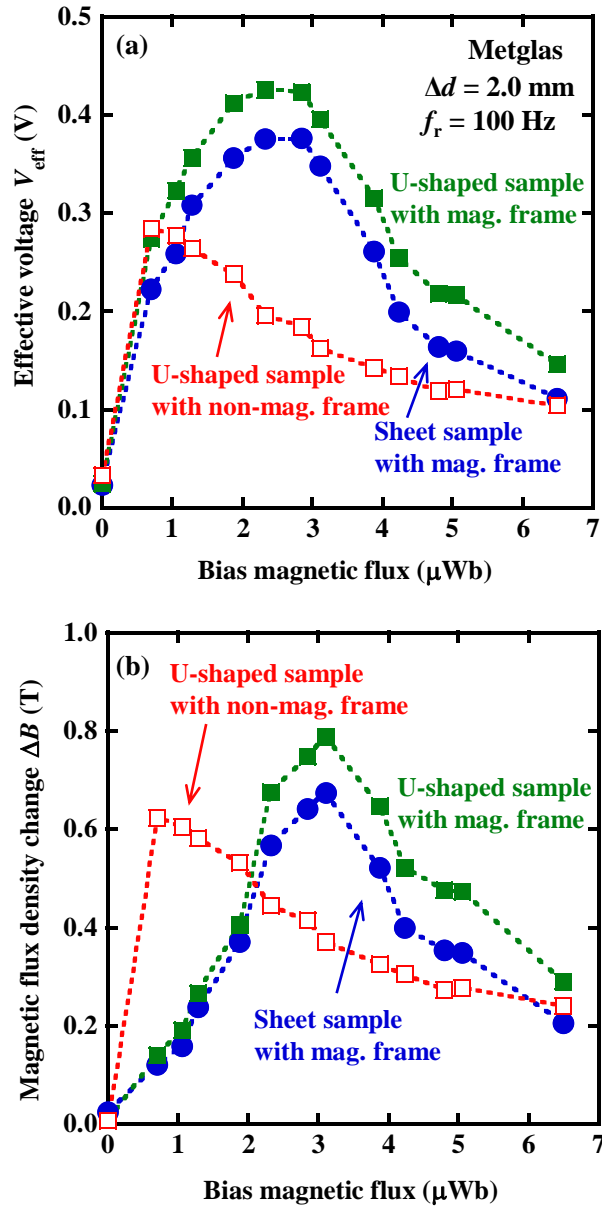


図 5-4. 各デバイスの(a)電圧の実効値 V_{eff} および(b)磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性.

5.1.2 非磁性フレームの材料

非磁性フレームの材料についても検討を行った。図 5-5 に (a)ステンレス(SUS316)、(b)真鍮、(c)プラスチック(PLA)のフレームを使用した U 字状試料のデバイスの外観を示す。ただし、PLA frame は 3D プリンターにより作製しており、厚さ 0.5 mm では作製が困難であったため厚さは 1.0 mm とした。図 5-6 はこれらのデバイスの周波数 $f_r = 100$ Hz および先端変位振幅 $\Delta d = 2.0$ mm における ΔB のバイアス磁束依存性である。SUS316 frame で ΔB の最大値が一番大きく、次いで Brass frame と PLA frame が続く。この結果を考察するために、表 5-1 に示すヤング率およびポアソン比を用いて[40], [47], [48]、FEM による応力解析を行った。ただし、試料のヤング率およびポアソン比はそれぞれ 120 GPa および 0.3 と

した[49]。図 5-7 に SUS316、Brass、PLA frame における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_A と x の関係を示す。 σ_A についても SUS316 frame の最大値が一番大きく、次いで Brass frame と PLA frame が続く。この結果から、先端変位を同一にした比較ではヤング率が大きく硬い材料の方が試料に大きな応力が印加され、これにより ΔB の最大値が大きくなったと推察される。また、 ΔB の最大値を σ_A の最大値で割った値は、全てのフレームでおおよそ近い値となり、わずかに PLA frame > Brass frame > SUS316 frame の順で大きくなった (表 5-1 参照)。ヤング率が小さいフレームでわずかに $\text{Max. } \Delta B / \text{Max. } \sigma_A$ が大きくなったのは、応力が増加すると磁化変化が緩やかになることに起因すると推測される (図 3-7 または 5.2.7 節の図 5-27 参照)。この結果から同一試料の ΔB の最大値には σ_A の最大値が重要であると言える。

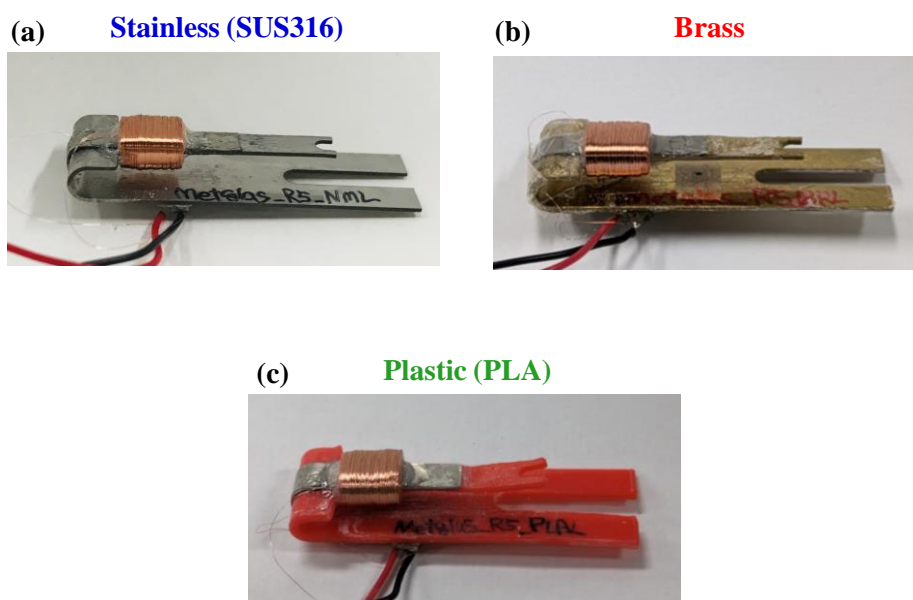


図 5-5. (a)ステンレス(SUS316)、(b)真鍮、(c)プラスチック(PLA)のフレームを使用した U 字状試料のデバイスの外観。

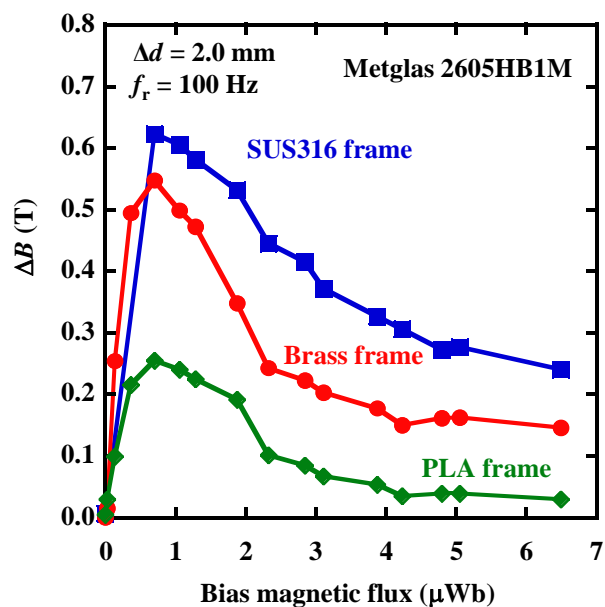


図 5-6. ステンレス(SUS316)、真鍮、プラスチック(PLA)のフレームを使用した U 字状試料のデバイスの磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性.

表 5-1. SUS316 frame、Brass frame、PLA frame におけるヤング率、ポアソン比、 ΔB の最大値、 σ_A の最大値および ΔB の最大値を σ_A の最大値で割った値.

Frame material	Young's modulus (GPa)	Poisson's ratio	Max. ΔB (T)	Max. σ_A (MPa)	Max. ΔB / Max. σ_A (T/MPa)
SUS316	193 [40]	0.30 [40]	0.62	70.0	8.9×10^{-3}
Brass	105 [47]	0.35 [47]	0.55	59.5	9.2×10^{-3}
PLA	2.55 [48]	0.35 [48]	0.25	21.1	12×10^{-3}

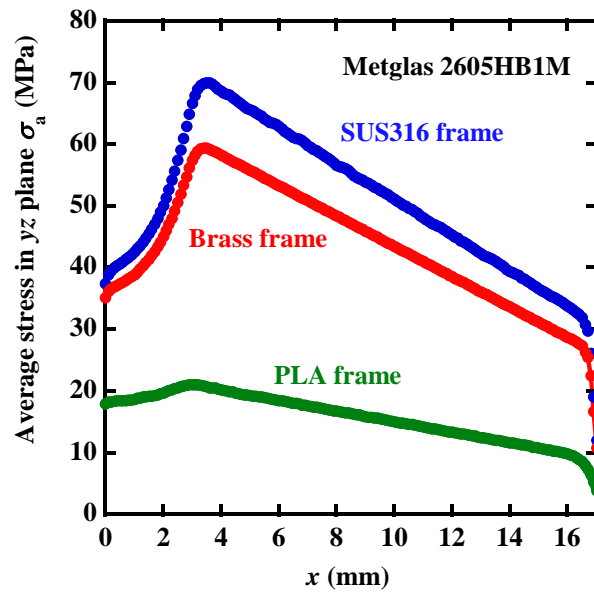


図 5-7. FEM 応力解析による SUS316 frame、Brass frame、PLA frame における x 方向の垂直応力を試料の yz 断面で平均化した応力 σ_a と x の関係。

非磁性フレームのヤング率 E_F と試料に生じる応力の関係について、3 章で示した片持ち梁モデルの理論式から考察する。図 5-8 に(a)中立面 \bar{z}_1 、(b)バネ定数 k 、(c)断面二次モーメント I 、(d)試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_s$ と E_F の関係を示す。 E_F が増加すると、中立面 \bar{z}_1 およびフレームの断面二次モーメント I_{F1} が減少し、バネ定数 k が増加する。これらの変化が図 5-8 (d)のような応力の増加に寄与する。図 5-9 に FEM 応力解析による SUS316 frame、Brass frame、PLA frame におけるフレームの上面の変位と x 方向の関係を示す。フレーム材のヤング率が小さくなるほど、フレームのたわみ曲線は上にシフトする。また、FEM 応力解析において、先端変位を -1 mm にするために与えた力は、SUS316 frame で -1.77 N、Brass frame で -1.11 N、PLA frame で -0.420 Nであった。このように、フレーム材のヤング率が小さいと、小さな力で発電デバイスの先端が変位する。

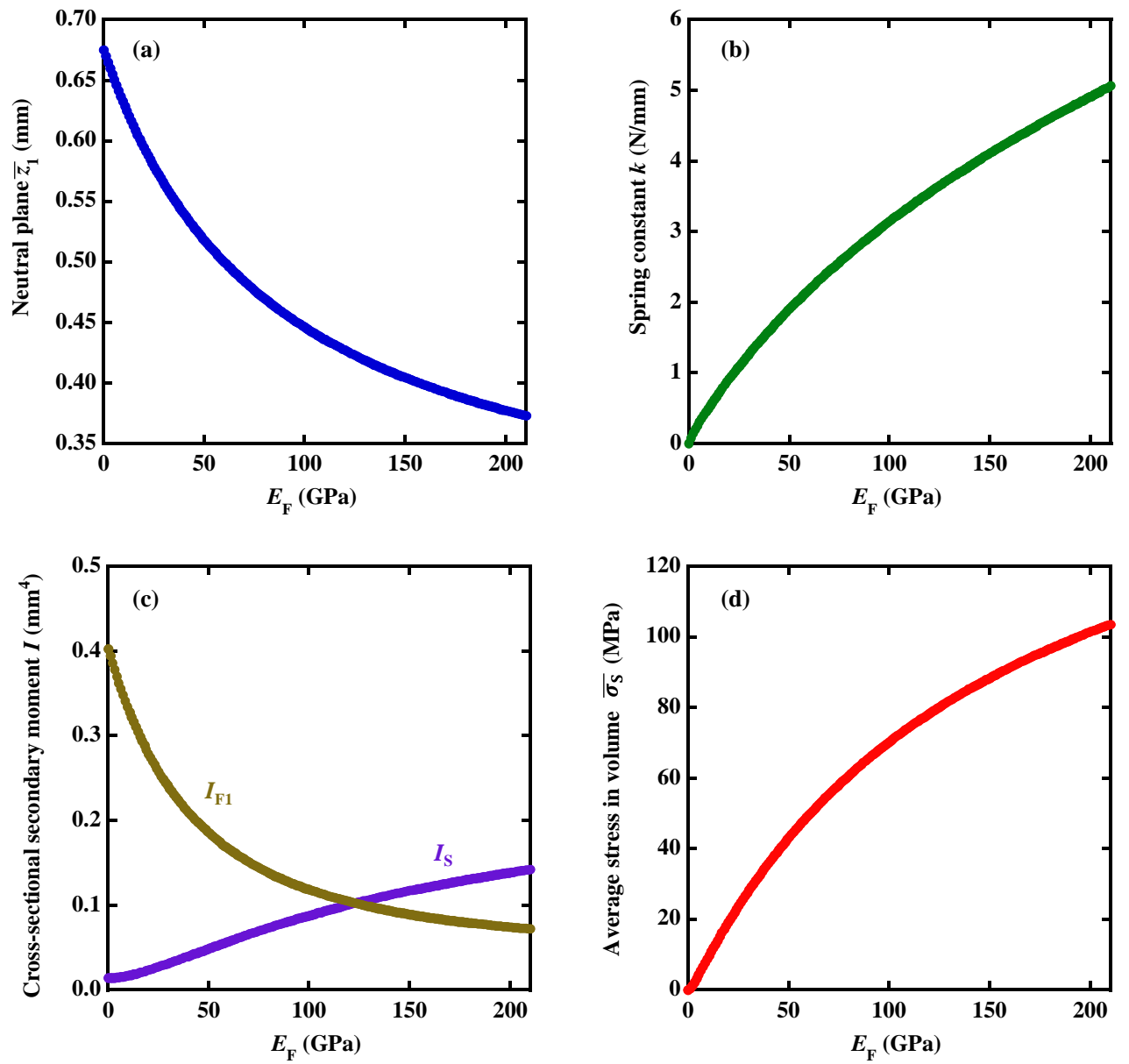


図 5-8. (a)中立面 \bar{z}_1 、(b)バネ定数 k 、(c)断面二次モーメント I 、(d)試料全体の平均応力 $\bar{\sigma}_S$ とフレームのヤング率 E_F の関係.

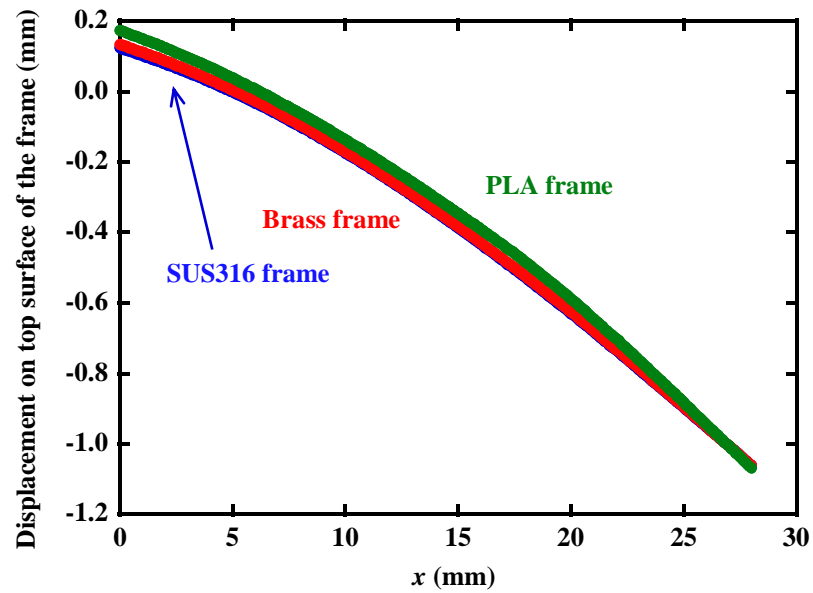


図 5-9. FEM 応力解析による SUS316 frame、Brass frame、PLA frame におけるフレームの上面の変位と x 方向の関係.

5.2 磁歪定数を向上させたアモルファス薄帯の作製

上述の結果より、アモルファス薄帯を使用したデバイスは低磁場環境で優位性を示すことが明らかになった。しかし、振動発電の実用化のためには、材料の組成を改良し、さらなる磁束密度変化 ΔB の向上が望まれる。そこで、Fe 系アモルファス薄帯の磁歪定数 λ_s を増加させることで、 ΔB の向上を目指す。

図 5-10 に Fe 系アモルファス薄帯における λ_s の Co 添加依存性を示す[49], [50], [51]。この図のように、Co 添加により λ_s が増加することが報告されている。よって、Co 添加した Fe 系アモルファス薄帯を作製することで、 ΔB の向上を狙う。

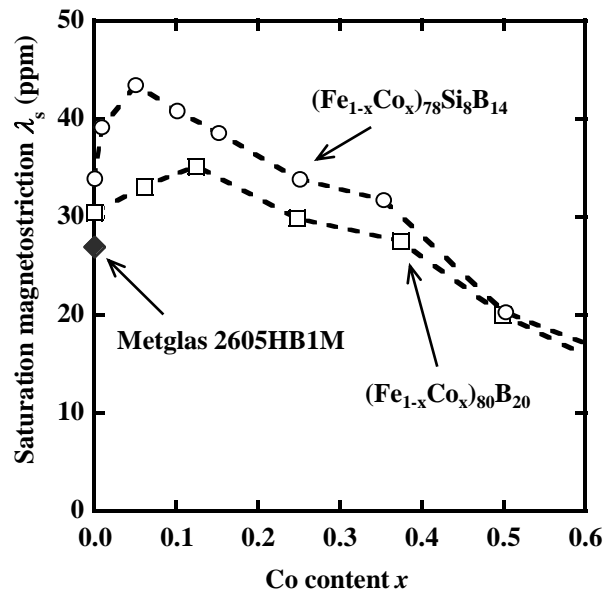


図 5-10. Fe 系アモルファス薄帯における λ_s の Co 添加依存性[49], [50], [51].

5.2.1 実験方法

図 5-11 に Co 添加した Fe 系アモルファス薄帯の作製手順を示す。 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ において Co 添加量 x は 0.00 および 0.05、0.10、0.20 とした。原料を秤量した後、Ar 雰囲気中でアーク溶解を行った。作製したインゴットから液体急冷法よりアモルファス薄帯を作製した。作製したアモルファス薄帯は、ひずみ取りのために、Ar 雰囲気中において 10 分間 300°C の熱処理を行った。作製したアモルファス薄帯は、XRD、磁化測定、磁歪測定、振動発電試験、第 3 章で示した逆磁歪効果試験により評価された。

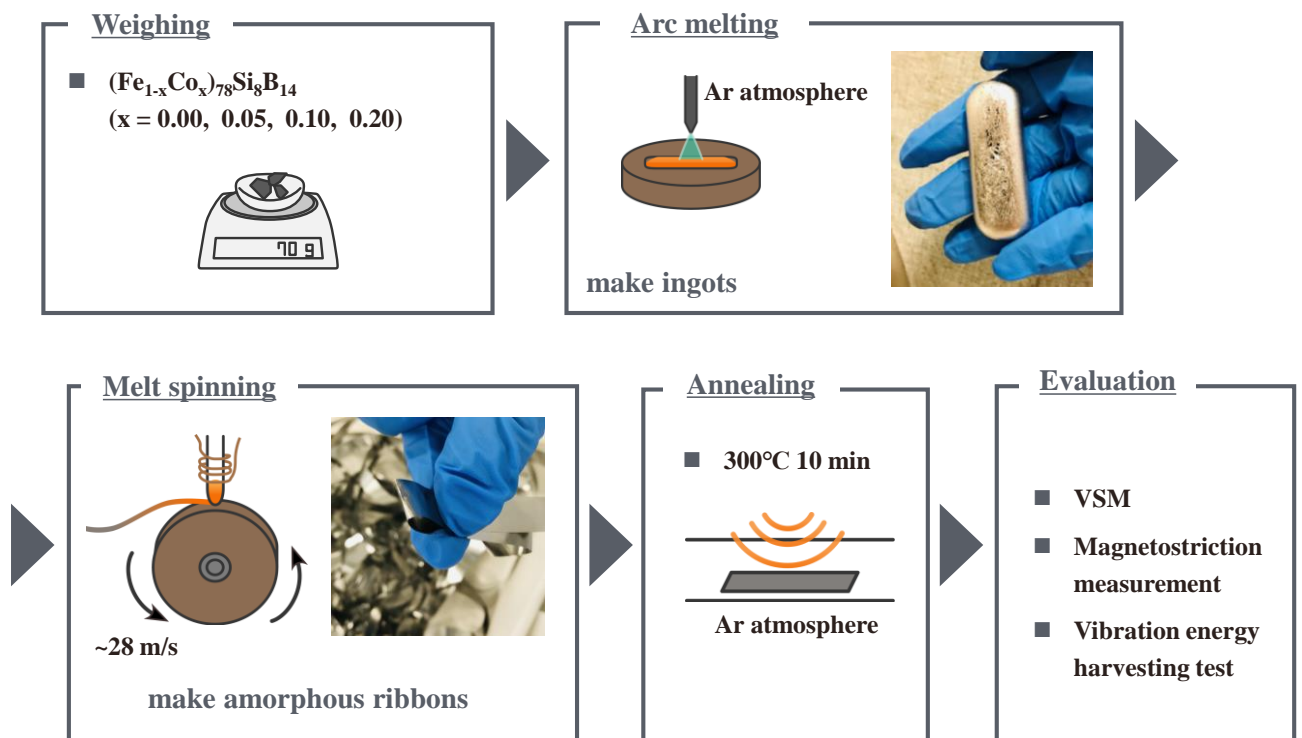


図 5-11. Co 添加した Fe 系アモルファス薄帯の作製手順.

5.2.2 XRD

図 5-12 に作製したアモルファス薄帯の XRD パターンを示す。液体急冷法により作製したアモルファス薄帯は、急冷速度が速い銅盤側 (wheel side) に対して、反対側 (free side) は急冷速度が遅く結晶化しやすい。そのため、XRD では結晶化しやすい free side を示した。XRD の結果より、作製したすべての試料で商用アモルファス薄帯である Metglas 2605HB1M と同様なアモルファスのパターンを示すことを確認した。

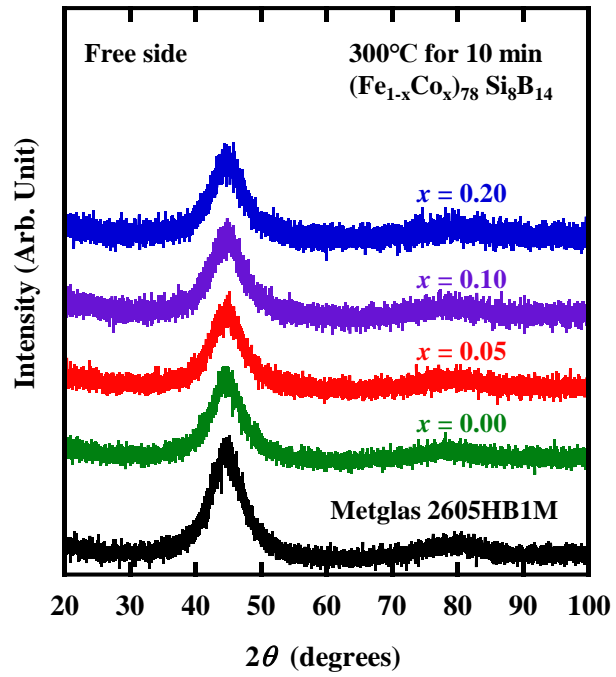


図 5-12. 作製したアモルファス薄帯および Metglas 2605HB1M の XRD パターン.

5.2.3 VSM による磁化測定

図 5-13 に作製したアモルファス薄帯の VSM の結果を示す。この結果から得た飽和磁化の組成依存性を図 5-14 に示す。作製した試料の組成範囲では飽和磁化に大きな変化はなく、先行文献[51]と同様の傾向を示した。先行文献の Metglas 2605HB1M や $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ より飽和磁化が小さいのは、磁性元素である Fe や Co の割合が少ないからだと考えられる。

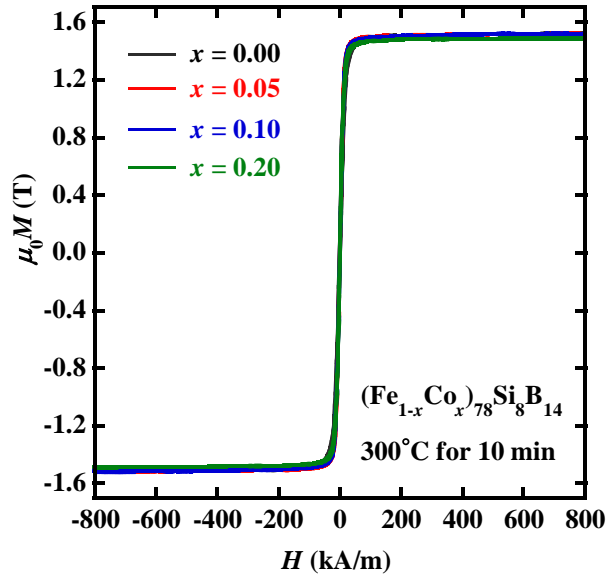


図 5-13. 作製したアモルファス薄帯の VSM の結果.

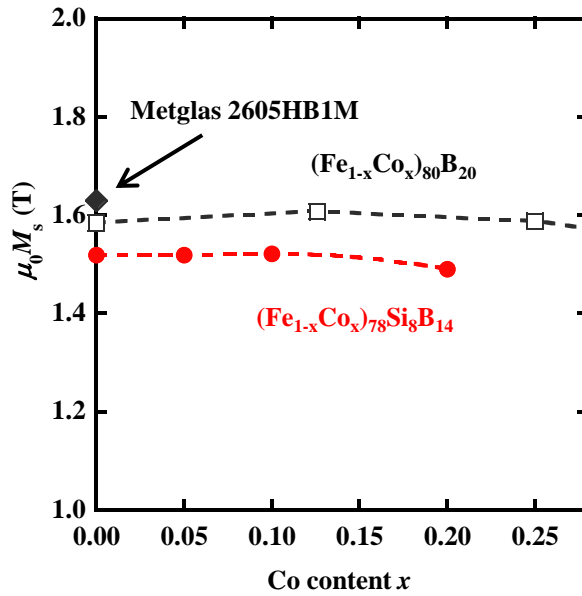


図 5-14. 作製したアモルファス薄帯の飽和磁化の組成依存性. Metglas 2605HB1M[49]および $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ [51] は文献から引用.

5.2.4 エプスタイン試験による磁化測定

試料の軟磁性を調べるために、エプスタイン試験による磁化測定を行った。エプスタイン試験とは、図 5-15 に示すように短冊状試料をコイルに通し、閉磁路を構成して試料の磁化曲線を得る測定である[6]。閉磁路構造により反磁場がないと考えられるため、VSM では評価が困難な透磁率が非常に大きい軟磁性材の磁化の傾きなどを評価できる。試料は 4 枚の約 $100\text{ mm} \times 12\text{ mm} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ の薄帯を図 5-15 のように構成する。最大印加磁場は 200 A/m とした。

図 5-16 に作製したアモルファス薄帯のエプスタイン試験による磁化曲線を示す。作製した $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の磁化の傾きやヒステリシスに大きな差はなかった。この図には Metglas 2605HB1M の磁化曲線の文献値もプロットしている[49]。ただし、この Metglas 2605HB1M のデータは、単板磁気特性試験により得ており、最大印加磁場は 80 A/m である。また、ひずみ取りおよび長手方向に磁気異方性を誘導するために、 $25.4\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ の試料を長手方向に 2400 A/m の磁場を印加しながら、2 時間 340°C の熱処理を行っている[49]。初透磁率（初磁化率）や最大透磁率（最大磁化率）の値の算出には初磁化曲線が必要なため、本データからは困難であるが、図より Metglas 2605HB1M の磁化曲線は $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯よりも明らかに傾きが急となり、透磁率は Metglas 2605HB1M の方が大きいと考えられる。

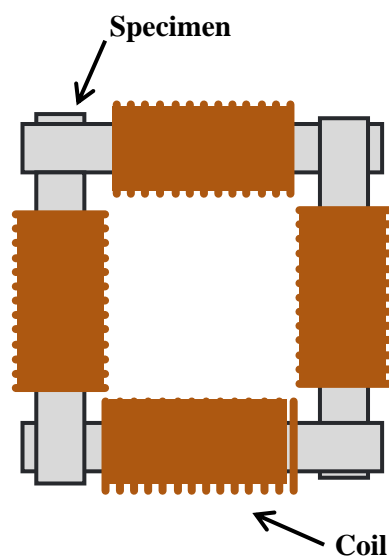


図 5-15. エプスタイン試験の模式図.

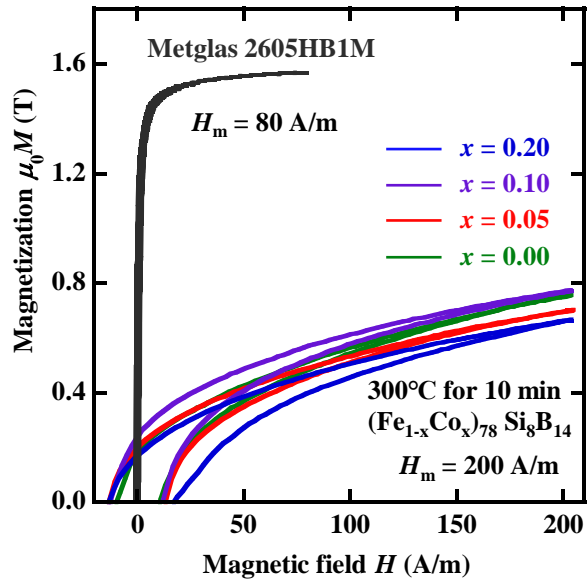


図 5-16. 作製したアモルファス薄帯のエプスタイン試験による磁化曲線. Metglas 2605HB1M[49]は文献から引用.

5.2.5 磁歪測定

図 5-17 に回転式磁歪測定の模式図を示す。回転式磁歪測定では、ひずみゲージを接着した円形試料を一定磁場中で回転させる。磁場に対して平行なひずみ ε_{\parallel} および垂直なひずみ ε_{\perp} から飽和磁歪定数 λ_s を算出する。得られるひずみに対する磁場とひずみの角度依存性を図 5-18 に示す。回転式磁歪測定は角度に対して連続的に変化するひずみが得られるため、目視で平行および垂直に調整する磁歪測定より正確に ε_{\parallel} および ε_{\perp} が得られる。図 5-19 に作製したアモルファス薄帯の飽和磁歪定数 λ_s 依存性を示す。先行文献[50], [51]と同様に Co 添加により λ_s はピークをもつ傾向を示し、 $x = 0.05$ において λ_s は 36.4 ppmを示す。

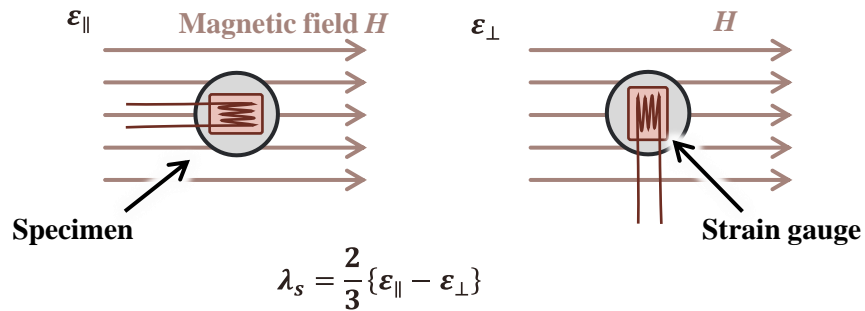


図 5-17. 回転式磁歪測定の模式図.

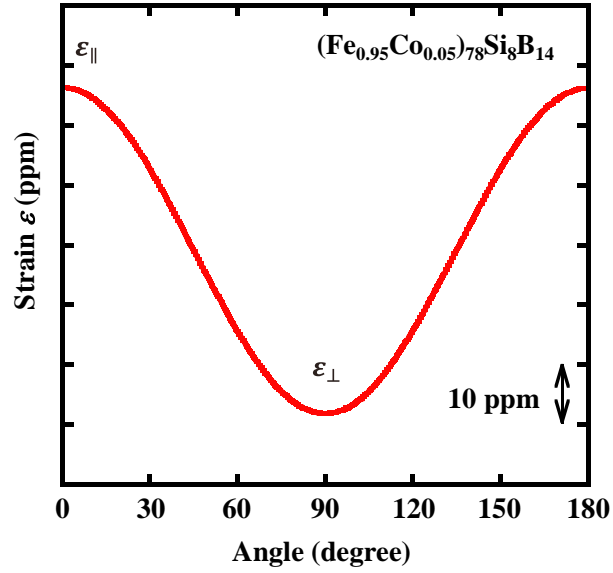


図 5-18. 得られるひずみに対する磁場とひずみの角度依存性.

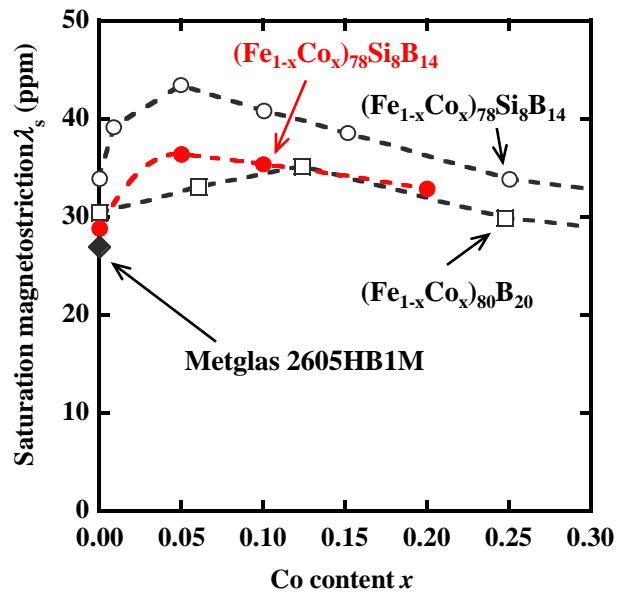


図 5-19. 作製したアモルファス薄帯の飽和磁歪定数 λ_s の組成依存性. Metglas 2605HB1M[49]および $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{80}\text{B}_{20}$ [51]、白丸の $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ [50]は文献から引用.

5.2.6 振動発電試験

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯において、U 字型試料および真鍮フレームのデバイスを作製し (図 5-20)、振動発電試験を行った。作製したアモルファス薄帯の厚さは、すべての薄帯で約 $20\text{ }\mu\text{m}$ であった。試料は薄帯を 5 枚重ねにし、 $40\text{ mm} \times 4\text{ mm} \times 0.1\text{ mm}$ のコアとした。図 5-21 は $x = 0.05$ のデバイスを周波数 100 Hz および変位の振幅 2.0 mm で振動させた際の (a)先端変位、(b)電圧、(c)磁束、(d)磁束密度の時間変化である。図 5-22 に $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性を示す。図 5-23 に $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁束密度変化 ΔB の最大値の組成依存性を示す。 $x = 0.05$ において ΔB の最大値は 0.73 T を示す。この値は同じ振動条件の振動発電試験の Metglas 2605HB1M の ΔB の最大値より大きい。ただし、Metglas 2605HB1M と $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯では厚さがわずかに異なるので厳密な比較は難しい。

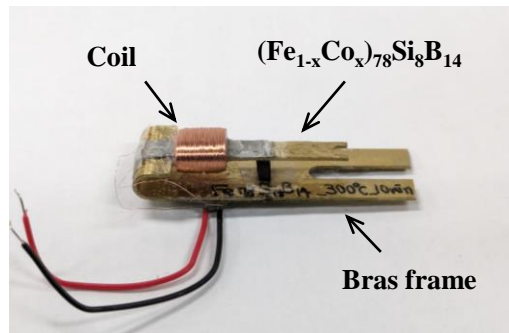


図 5-20. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における U 字状試料および非磁性フレームのデバイス。

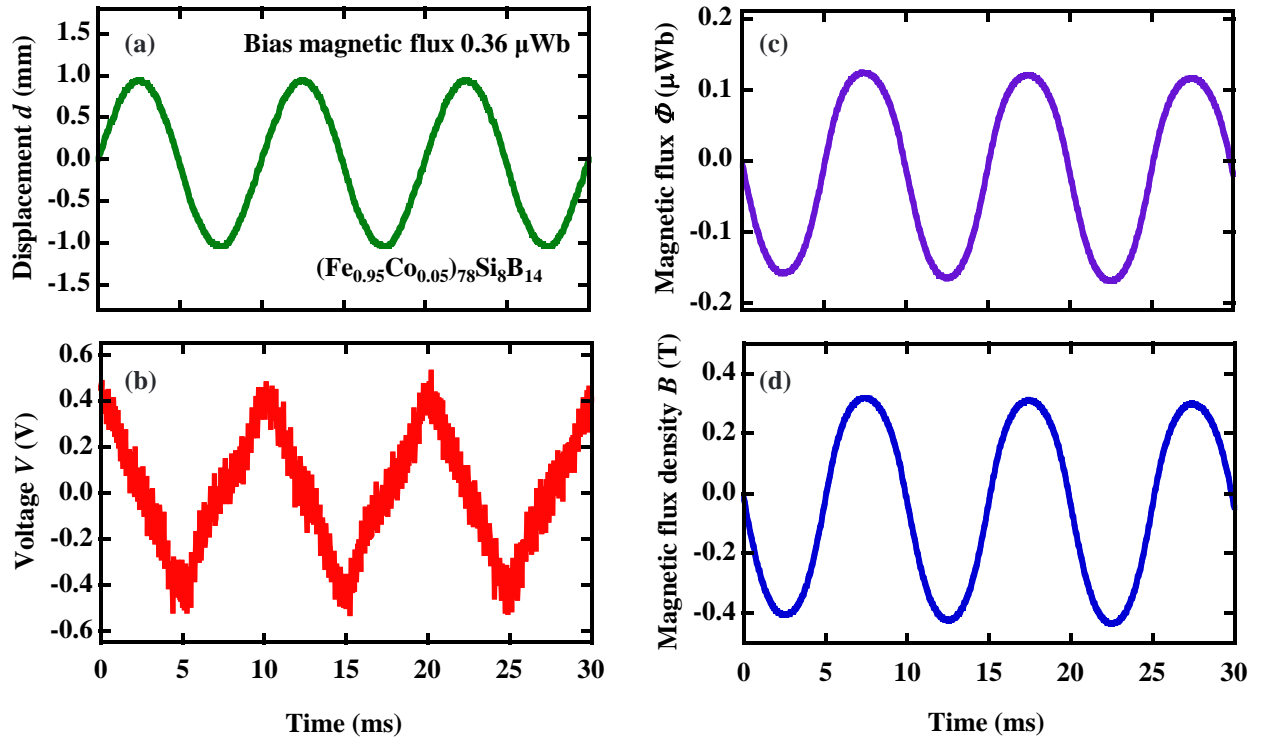


図 5-21. $x = 0.05$ のデバイスを周波数 100 Hz および変位の振幅 2.0 mm で振動させた際の(a)先端変位、(b)電圧、(c)磁束、(d)磁束密度の時間変化。

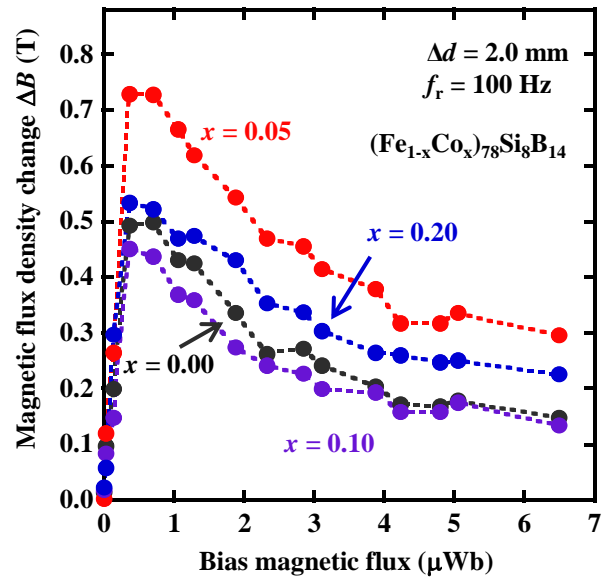


図 5-22. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁束密度変化 ΔB のバイアス磁束依存性.

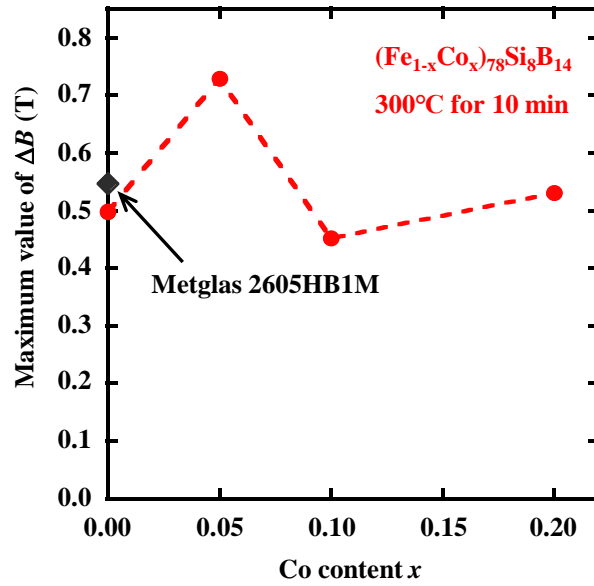


図 5-23. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁束密度変化 ΔB の最大値の組成依存性.

5.2.7 逆磁歪効果の評価システム

($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の磁気弾性特性を明らかにするために、第3章で構築した逆磁歪効果の評価システムによる評価を行った。試料は約 $50\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 0.02\text{ mm}$ のアモルファス薄帯を3枚積層し、PLA (Polylactic Acid)製の治具で構成した (図 5-24 参照)。また、小さい断面積でもノイズの小さい磁化を得るために、検出コイルには 3320 巻のコイルを直列接続 (6640 巻) して使用した。ノイズを除去するために、得られた信号をフーリエ変換し、160 Hz 以下の奇数倍波以外をカットした。

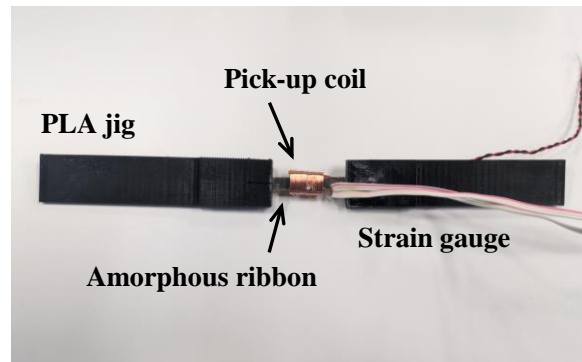


図 5-24. 作製した逆磁歪効果評価用試料および治具.

図 5-25 に($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の x が(a) 0.00 および(b) 0.05、(c) 0.10、(d) 0.20 における一定応力 σ 印加状態の反磁場補正した磁化曲線を示す。反磁場補正は第2章で示した方法を用いた。すべての試料において引張応力により磁化しやすくなる傾向が確認される。これらの磁化曲線において応力印加状態から無応力状態の差分を取ることで磁化変化 $\mu_0\Delta M$ が算出でき、図 5-26 は $\mu_0\Delta M$ の磁場 H 依存性の結果である。すべての試料において、磁場増加過程 (inc.) の $\mu_0\Delta M$ は 150–200 A/m の磁場の範囲で最大値を示す。この値は第2章および第4章から予想された ΔB の最大値を示す磁場の値である約 200 A/m とおおよそ一致する。図 5-27 は($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の $\mu_0\Delta M$ の最大値と σ の関係である。 σ の増加に伴い $\mu_0\Delta M$ の最大値は増加する。また、 σ が大きくなると $\mu_0\Delta M$ の増加は緩やかになる傾向がある。作製した($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の中では、 $x=0.05$ において応力に対する $\mu_0\Delta M$ の増加が最も大きくなる。また、同じ図に Metglas 2605HB1M の測定結果も示す。本評価システムにおける $\mu_0\Delta M$ の最大値は、($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯より Metglas 2605HB1M の方が σ に対する $\mu_0\Delta M$ の増加が大きい。

第4章の応力解析の結果から、先端変位 $z_0 = -1\text{ mm}$ における U 字状試料の断面に生じる平均応力 σ_A は最大で 71.5 MPa になると計算された。この値に近い 80 MPa の引張応力中の($\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の $\mu_0\Delta M$ の最大値の組成依存性を図 5-28 に示す。この曲線は図 5-19 の飽和磁歪定数および図 5-22 の振動発電試験から得られた ΔB の組成依存性と同様の傾向を示す。これらの結果から Fe 系アモルファス薄帯に Co を 0.05 添加すると特性が向上することが示された。また、同じ図に示した Metglas 2605HB1M の $\mu_0\Delta M$ の最大値は($\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05}$) $_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯より大きかった。飽和磁歪定数 λ_s

の値は Metglas 2605HB1M より $(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の方が大きいこと (図 5-19 参照) を考慮すると、磁気弾性特性の向上には λ_s 以外の要因があると示唆される。その候補としては、Metglas 2605HB1M が $(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯より大きいことを示した飽和磁化 (図 5-14 参照) や透磁率 (図 5-16 参照) が挙げられる。本研究では、作製の容易性を考慮し、Fe と Co のような磁性元素の割合を 78 at.% としたが、磁性元素の割合を増加させることで飽和磁化が増加し、更なる特性向上の可能性がある。また、Metglas 2605HB1M のように、磁場中熱処理により磁気異方性を誘導し、透磁率を向上させることも有効である可能性がある。

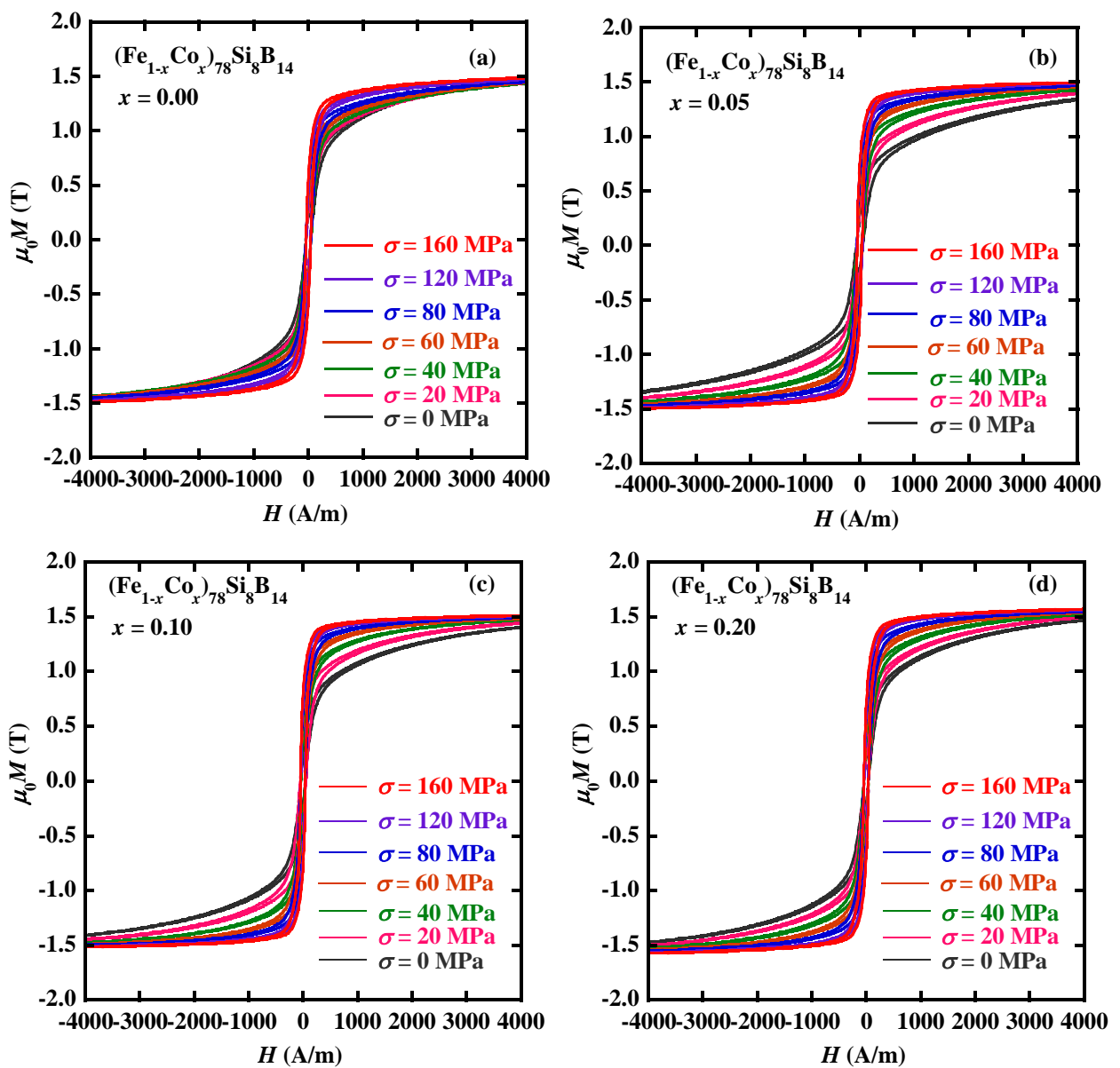


図 5-25. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の x が (a) 0.00 および (b) 0.05、(c) 0.10、(d) 0.20 における一定応力 σ 印加状態の磁化曲線 (反磁場補正後)。

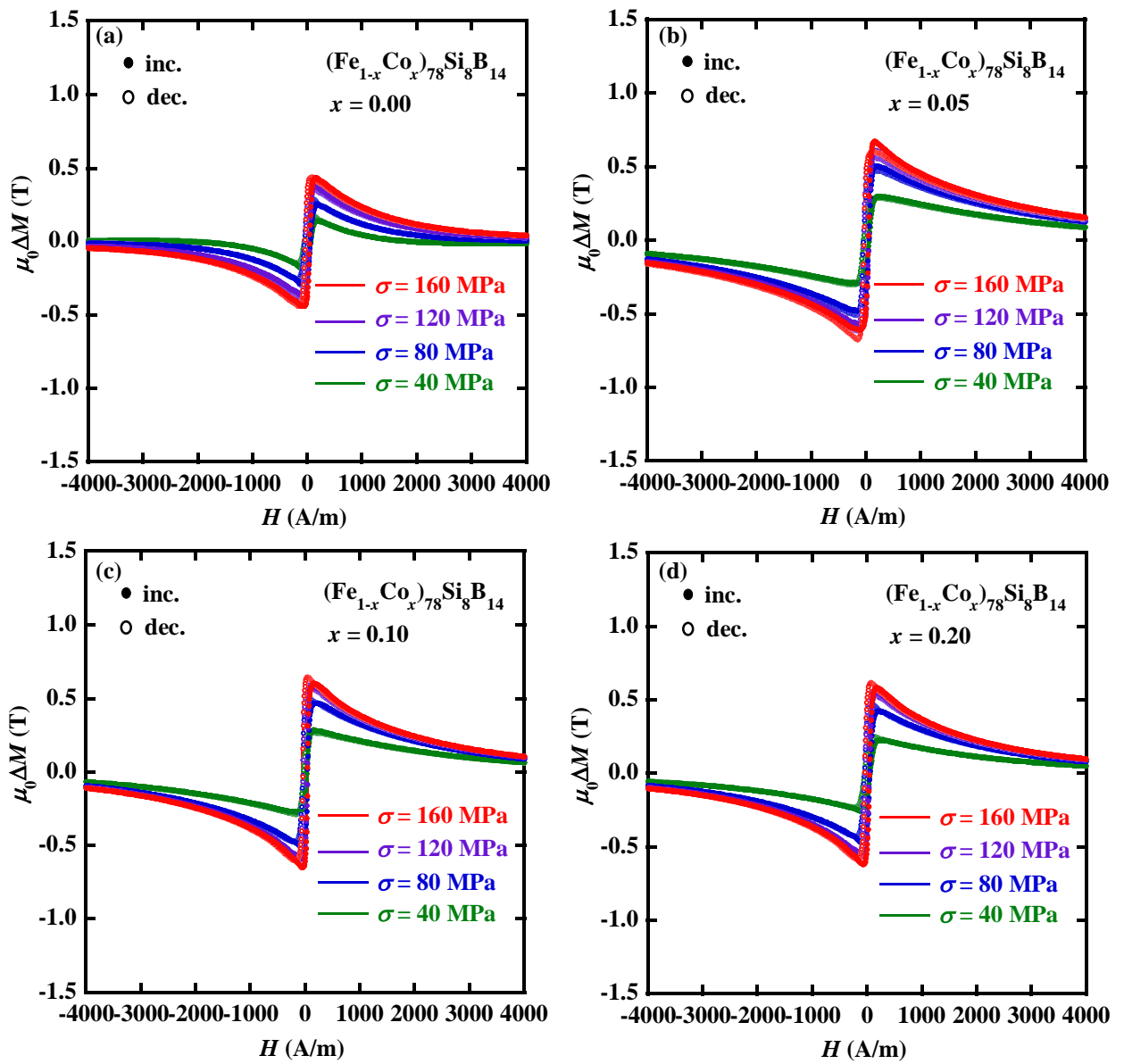


図 5-26. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の x が(a) 0.00 および(b) 0.05、(c) 0.10、(d) 0.20 における磁化変化 $\Delta\mu_0 M$ の磁場 H 依存性. 磁化変化は反磁場補正後の磁場増加過程 (inc.) および磁場減少過程 (dec.) の磁化曲線から算出した.

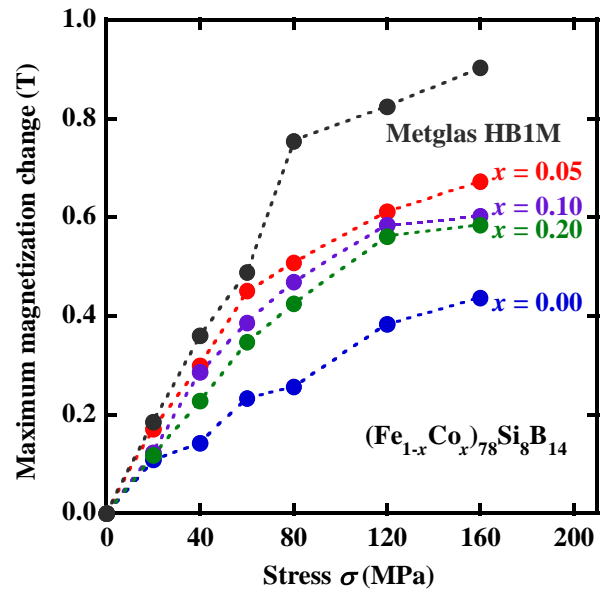


図 5-27. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁化変化 $\Delta\mu_0 M$ の最大値と応力 σ の関係. 磁化変化は反磁場補正後の磁場増加過程の磁化曲線から算出した.

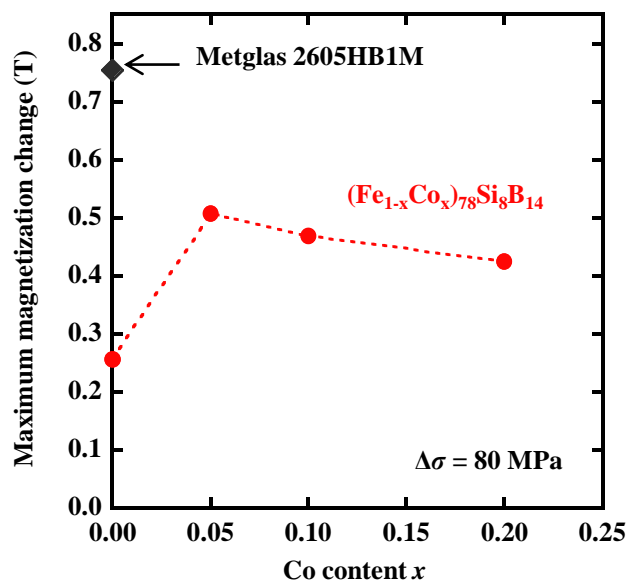


図 5-28. $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯における磁化変化 $\Delta\mu_0 M$ の最大値の組成依存性. 磁化変化は反磁場補正後の磁場増加過程の磁化曲線から算出した.

5.3 第 5 章の結言

第 4 章より、U 字状試料および非磁性フレームのデバイスにすることで振動発電特性の向上が期待されたが、Fe-Ga 合金を含め、通常の板状試料を U 字に加工するのは実現が困難である。そこで、本章では柔軟性を有するアモルファス薄帯に着目した。アモルファス薄帯は原子の配列がランダムなため、磁気異方性が非常に小さい磁性材料である。

Fe 系アモルファス薄帯である Metglas 2605HB1M を用いて、「板状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+磁性フレーム」、「U 字状試料+非磁性フレーム」のデバイスを作製し振動発電特性を比較した。磁性フレームデバイスにおいて、板状試料から U 字状試料にすることで、磁束密度変化 ΔB の最大値が向上した。この要因は、U 字状試料では大きな応力が印加されること、または応力が大きくなりやすい U 字部分にも比較的均一なバイアス磁場が印加されるからだと考えられる。また、U 字状試料において、磁性フレームと非磁性フレームを比較すると、非磁性フレームでは低いバイアス磁束で ΔB のピークを示す。これは、磁性フレームには多くの磁束を必要とすることを表し、第 4 章の磁場解析の結果とも整合する。

非磁性フレームの材質についても検討を行った。ステンレス(SUS316)、真鍮、プラスチック(PLA)のフレームを使用した U 字状試料のデバイスを作製し、これらのデバイスの振動発電試験を行った。SUS316 フレーム>真鍮フレーム>PLA フレームの順で ΔB の最大値が大きかった。それぞれのフレームで FEM による応力解析を行ったところ、試料の断面で平均化した応力 σ_A は SUS316 frame の最大値が一番大きく、次いで Brass frame と PLA frame が続く。この結果から、先端変位を同一にした比較ではヤング率が大きく硬い材料の方が試料に大きな応力が印加され、これにより ΔB の最大値が大きくなったと推察される。また、 ΔB の最大値を σ_A の最大値で割った値は、全てのフレームでおおよそ近い値となり、わずかに PLA frame > Brass frame > SUS316 frame の順で大きくなった。この結果から同一試料の ΔB の最大値には σ_A の最大値が重要であると言える。

以上の結果より、アモルファス薄帯を使用したデバイスは低磁場環境で優位性を示すことが明らかになった。しかし、振動発電の実用化のためには、材料の組成を改良し、さらなる磁束密度変化 ΔB の向上が望まれる。そこで、Fe 系アモルファス薄帯に Co を添加させ、磁歪定数 λ_s を増加させることで、 ΔB の向上を目指した。 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ において Co 添加量 x は 0.00 および 0.05、0.10、0.20 とし、アモルファス薄帯を作製した。作製したアモルファス薄帯は Ar 雰囲気中において 10 分間 300°C の熱処理を行った。作製したアモルファス薄帯は、XRD、磁化測定、磁歪測定、振動発電試験、第 3 章で示した逆磁歪効果試験により評価された。 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の VSM の結果から、作製した試料の組成範囲では飽和磁化に大きな変化はなく、先行文献と同様の傾向を示した。ひずみゲージを接着した円形試料を一定磁場中で回転させる回転式磁歪測定から、飽和磁歪定数 λ_s を測定した。

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の飽和磁歪定数 λ_s 依存性からは、先行文献と同様に Co 添加により λ_s はピークをもち、 $x = 0.05$ において λ_s は 36.4 ppm を示した。 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯において、U 字状試料および非磁性フレームのデバイスを作製し、振動発電試験を行った。

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯では、 $x = 0.05$ において 0.73 T の磁束密度変化 ΔB を示した。この値は同一条件の振動発電試験の Metglas 2605HB1M の ΔB の最大値より大きい。

第3章で構築した逆磁歪効果の評価システムを用いて、 $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の磁気弾性特性の評価を行った。

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の x が 0.00 および 0.05、0.10、0.20 における一定応力印加状態の反磁場補正した磁化曲線を求めた。すべての試料において引張応力により磁化しやすくなる傾向が確認された。これらの磁化曲線において応力印加状態から無応力状態の差分を取ることで磁化変化 $\mu_0\Delta M$ の磁場 H 依存性を算出した。すべての試料において、磁場増加過程の $\mu_0\Delta M$ は 150–200 A/m の磁場の範囲で最大値を示した。この値は第2章および第4章から予想された ΔB の最大値を示す磁場の値である約 200 A/m とおおよそ一致する。 $\mu_0\Delta M$ の最大値と応力の関係からは、応力が大きくなると $\mu_0\Delta M$ の増加は緩やかになる傾向を示した。作製した $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の中では、 $x = 0.05$ において応力に対する $\mu_0\Delta M$ の増加が最も大きくなった。

$(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の 160 MPa における $\mu_0\Delta M$ の最大値の組成依存性は、飽和磁歪定数および振動発電試験から得られた ΔB の組成依存性と同様の傾向を示した。これらの結果から Fe 系アモルファス薄帯に Co を 0.05 添加すると特性が向上することが示された。また、Metglas 2605HB1M の $\mu_0\Delta M$ の最大値は $(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯より大きかった。飽和磁歪定数 λ_s の値は Metglas 2605HB1M より $(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯の方が大きいことを考慮すると、磁気弾性特性の向上には λ_s 以外の要因があると示唆される。その候補としては、Metglas 2605HB1M が $(\text{Fe}_{0.95}\text{Co}_{0.05})_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯より大きいことを示した飽和磁化や透磁率が挙げられる。よって、磁性元素の割合を増やし飽和磁化を増加させることや磁場中熱処理により磁気異方性を誘導することで透磁率を向上させることが、更なる特性向上の可能性はある。

本デバイスは低磁場において振動発電の性能を発揮する。これにより、高価な希土類磁石を必要とせず安価なデバイスの実現や漏洩磁場の低減が期待される。

第6章 総括

逆磁歪効果を利用した振動発電は振動発電エネルギーハーベスティングとして期待されている。この振動発電において重要な逆磁歪材料として、Fe-Ga 合金単結晶は優れた特性を示す。しかし、Fe-Ga 合金単結晶の性能は飽和に近づいている。本研究では、磁歪定数以外のパラメータに着目し、Fe-Ga 合金単結晶より優位性をもつ逆磁歪材料の開発に取り組んだ。

第2章では、方向性電磁鋼板と呼ばれる Fe-Si 基合金を用いた大型デバイスについて検討した。方向性電磁鋼板とは圧延方向に磁化容易軸<100>が配向した磁性材料で、大型製造技術が確立している。振動発電試験を行った結果、方向性電磁鋼板は応力方向に<100>が配向した試料において発電特性が優れていた。この発電特性は大きな磁束密度変化 ΔB に起因しており、透磁率が ΔB に大きな影響を与えることが示唆された。この試料を使用した全長約 4 cm のデバイスを基準とし、アスペクト比一定で寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたデバイスを作製し、逆磁歪式振動発電における大型化の効果を検証した。デバイスの寸法を 2 倍、3 倍、4 倍にしたことで平均電力はそれぞれ 25.9 倍、64.6 倍、143 倍となった。また、デバイス寸法を X 倍にすると、1 倍デバイスにより決定する定数 D を用いて、平均電力は DX^3 倍となることを示した。したがって、振動発電デバイスの大型化は出力電力を向上させる効果的なアプローチであり、方向性電磁鋼板は大型化用の逆磁歪材料として有望であることが示された。

第3章では、逆磁歪効果を評価するために、磁気弾性特性の評価システムを開発した。引張試験機およびソレノイドコイルで構成した本評価システムによって、Fe-70 at.%Co 合金の磁場および応力印加に対する磁歪ひずみや磁束密度の応答を測定した。一定磁場印加中の応力-ひずみ曲線からはヤング率が変化する ΔE 効果を観測した。一定応力印加中の磁歪曲線からは、印加応力の増加に伴い、磁歪ひずみの飽和値の減少を確認した。これらの曲線からは磁歪ひずみの応力依存性が得られ、応力一定で磁場印加により得られる磁歪ひずみと磁場一定で応力印加により得られる磁歪ひずみはよく一致した。さらに、磁歪ひずみから磁区構造の変化を検討すると、熱処理した本試料において、160 MPa の引張応力により磁化の応力方向の成分は全成分のうち 95%に達したことが示された。また、本評価システムにより、同一試料の磁化変化を同一の実験装置で間接測定（一定応力中に磁場印加）と直接測定（一定磁場中に応力印加）により評価した。熱処理した試料では間接測定と直接測定の大きな違いはなかったが、圧延ままの試料の磁化変化は間接測定と直接測定で差が生じた。この原因は、ヒステリシスが大きい材料では直接測定と間接測定により異なる磁区構造の変化が生じるためだと推測され、磁化変化の直接測定はヒステリシスの影響を考慮した逆磁歪材料の研究に有用である。また、間接測定の結果から、反磁場係数を小さくするほど、磁化変化が大きいことが示された。このように、本評価システムは逆磁歪材料を多角的に評価できる。

第4章では、発電デバイスが動作すると、どの程度の応力や磁場が試料に生じるか有限要素法により計算した。先端変位が 1.0 mm 下に押し込まれると、最大 80.4 MPa の引張応力が印加されると計算された。試料長手方向の垂直応力を試料の断面で平均化した応力 σ_A は最大で 38.8 MPa となった。また、磁場解析からは、ユニモルフ U 字型デバイスにおける磁場の分布を計算した。第2章の振動発電試験の結果と併せると、方向性電磁鋼板で磁化変化が最大となる印加磁場は約 200 A/m であると予想された。さらに、試料を U 字部分に沿わしたモデルを考案し、試料に印加される応力が増加することを示した。

また、U字状試料および非磁性フレームを使用することで、バイアス磁場が増加しやすいことが示された。したがって、応力および磁場の両観点から、U字状試料および非磁性フレームのデバイスが有望であることが示された。

第5章では、これまでの結果を複合して逆磁歪材料の開発を行った。Fe系アモルファス薄帯であるMetglas 2605HB1Mを使用することで、U字状試料および非磁性フレームのデバイスを実現した。振動発電試験の結果から、U字状試料および非磁性フレームのデバイスでは、フェライト系磁石によるバイアス磁場により磁化変化が最大値を示した。これにより、精密機器の近くでも使用可能な低漏洩磁場のデバイスの実現が期待される。Fe系アモルファス薄帯にCoを添加することで磁歪定数を増加させ、振動発電特性の向上を目指した。Co添加量 x を0.00、0.05、0.10、0.20として作製した $(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_{78}\text{Si}_8\text{B}_{14}$ アモルファス薄帯は、 x が0.05において磁歪定数が最も大きくなった。これらの試料を用いて行った振動発電試験からも、 x が0.05において磁束密度変化が最も大きくなった。第3章で確立した逆磁歪効果の評価からは、磁化変化の応力依存性を求めた。この結果からも、 $x = 0.05$ において応力に対する磁化変化の増加が最も大きくなることを示し、Coを0.05添加したFe系アモルファス薄帯は、低バイアス磁場で駆動する振動発電デバイスの逆磁歪材料として有望である。

本研究では、磁歪定数以外のパラメータに着目して逆磁歪材料の開発に取り組んだ。透磁率とデバイスサイズに着目することで、方向性電磁鋼板を用いた大型化デバイスを提案した。本材料は、Fe-Ga合金単結晶を用いた発電デバイスの電力を、大型化による電力の大幅向上で上回ることが期待される。さらに、透磁率、反磁場係数、逆磁歪材料に働く応力および磁場に着目することで、Fe系アモルファス薄帯を用いた低バイアス磁束で駆動するデバイスを提案した。本デバイスは、Fe-Ga合金単結晶を用いた発電デバイスより低いバイアス磁束で性能を発揮する点に優位性がある。このように、振動発電エネルギーハーベスティングで重要なパラメータを明らかにし、条件次第でFe-Ga合金単結晶の性能を上回る逆磁歪材料を開発した。これにより、次世代電力源である逆磁歪効果を利用した振動発電のさらなる発展が期待される。

参考文献

- [1] 鈴木雄二, 環境発電ハンドブック第2版. Tokyo: 株式会社エヌ・ティー・エス, 2021.
- [2] 重松幹二, ‘使用済み一次乾電池のマテリアルリサイクル’, 2013.
- [3] ‘総務省 | 令和6年版 情報通信白書 | データ集’. [Online]. Available: <https://www.soumu.go.jp/johotsusintokei/whitepaper/ja/r06/html/datashu.html>
- [4] 志賀正幸, 磁性入門: スピンから磁石まで. Tokyo: 内田老鶴圃, 2007. [Online]. Available: <https://search.worldcat.org/title/676533984>
- [5] 近角聰信, 強磁性体の物理 (下) – 磁気特性と応用 –. Tokyo: 裳華房, 1984.
- [6] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*. New York: IEEE Press, 1993.
- [7] L. Daniel, O. Hubert, N. Buiron, and R. Billardon, ‘Reversible magneto-elastic behavior: A multiscale approach’, *J. Mech. Phys. Solids*, vol. 56, no. 3, pp. 1018–1042, Mar. 2008, doi: 10.1016/j.jmps.2007.06.003.
- [8] R. C. O’Handley, *Modern magnetic materials: principles and applications*. New York: Wiley-Interscience, 2000.
- [9] T. Ueno and S. Yamada, ‘Performance of Energy Harvester Using Iron–Gallium Alloy in Free Vibration’, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, no. 10, pp. 2407–2409, Oct. 2011, doi: 10.1109/TMAG.2011.2158303.
- [10] T. Ueno, ‘Magnetostrictive vibrational power generator for battery-free IoT application’, *AIP Advances*, vol. 9, no. 3, p. 035018, Mar. 2019, doi: 10.1063/1.5079882.
- [11] A. E. Clark *et al.*, ‘Extraordinary magnetoelasticity and lattice softening in bcc Fe-Ga alloys’, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 10, pp. 8621–8623, May 2003, doi: 10.1063/1.1540130.
- [12] T. Ueno, ‘Magnetostrictive vibrational power generator for battery-free IoT application’, *AIP Advances*, vol. 9, no. 3, p. 035018, Mar. 2019, doi: 10.1063/1.5079882.
- [13] S. Fujieda, S. Asano, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda, and S. Suzuki, ‘Significant reduction in Young’s modulus of Fe-Ga alloy single crystal by inverse magnetostrictive effect under tensile stress’, *Journal of Applied Physics*, vol. 124, no. 23, p. 233901, Dec. 2018, doi: 10.1063/1.5063718.
- [14] J. P. Teter, A. E. Clark, and O. D. McMasters, ‘Anisotropic magnetostriction in Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_{1.95}’, *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 8, pp. 3787–3789, Apr. 1987, doi: 10.1063/1.338646.
- [15] M. E. Staley and A. B. Flatau, ‘Characterization of energy harvesting potential of Terfenol-D and Galfenol’, in *Proc. SPIE*, SPIE, May 2005, pp. 630–640. doi: 10.1117/12.604871.
- [16] S. Inoue *et al.*, ‘High-performance vibration power generation using polycrystalline Fe–Co-based alloy due to large inverse magnetostrictive effect’, *AIP Advances*, vol. 11, no. 3, p. 035021, Mar. 2021, doi: 10.1063/5.0038903.

- [17] T. Yamazaki, K. Katabira, F. Narita, Y. Furuya, and W. Nakao, ‘Microstructure-Enhanced Inverse Magnetostrictive Effect in Fe–Co Alloy Wires’, *Advanced Engineering Materials*, vol. 22, no. 10, p. 2000026, Oct. 2020, doi: 10.1002/ADEM.202000026.
- [18] H. Kurita, P. Lohmuller, P. Laheurte, K. Nakajima, and F. Narita, ‘Additive manufacturing and energy-harvesting performance of honeycomb-structured magnetostrictive Fe₅₂–Co₄₈ alloys’, *Additive Manufacturing*, vol. 54, p. 102741, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.addma.2022.102741.
- [19] 上野敏幸, ‘Fe-Ga 合金を利用した振動発電技術と その電池フリー IoT への応用展開’, *まてりあ*, vol. 59, no. 1, p. 6, 2020.
- [20] N. P. Goss, ‘Electrical sheet and method and apparatus for its manufacture and test’, US1965559A, Jul. 03, 1934 [Online]. Available: <https://patents.google.com/patent/US1965559A/en>
- [21] Y. Ushigami, M. Mizokami, M. Fujikura, T. Kubota, H. Fujii, and K. Murakami, ‘Recent development of low-loss grain-oriented silicon steel’, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 254–255, pp. 307–314, Jan. 2003, doi: 10.1016/S0304-8853(02)00933-2.
- [22] G. Y. Chin and J. H. Wernick, *Ferromagnetic Materials: A handbook on the properties of magnetically ordered substances, Vol. 2*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1980.
- [23] F. Osanai, S. Hashi, S. Fujieda, and K. Ishiyama, ‘Study on energy harvesting with (100) [001] silicon steel sheet’, in *24th Soft magnetic materials Conference*, 2019, p. P-071.
- [24] O. Perevertov and R. Schäfer, ‘Magnetic properties and magnetic domain structure of grainoriented Fe-3%Si steel under compression’, *Materials Research Express*, vol. 3, no. 9, p. 96103, Sep. 2016, doi: 10.1088/2053-1591/3/9/096103.
- [25] 志賀正幸, 磁性入門. 内田老鶴圃, 2007.
- [26] J. A. Osborn, ‘Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid’, *Phys. Rev.*, vol. 67, no. 11–12, pp. 351–357, Jun. 1945, doi: 10.1103/PhysRev.67.351.
- [27] 小郷寛, 小亀英己, and 石亀篤司, 基礎からの交流理論. Tokyo: オーム社, 2002. [Online]. Available: <https://www.ohmsha.co.jp/book/9784886862303/>
- [28] S. Inoue *et al.*, ‘High-performance vibration power generation using polycrystalline Fe–Co-based alloy due to large inverse magnetostrictive effect’, *AIP Advances*, vol. 11, no. 3, p. 035021, Mar. 2021, doi: 10.1063/5.0038903.
- [29] T. Okada *et al.*, ‘Vibration Power Generation Property of U-Shaped Unimorph Device Using Grain-Oriented Electrical Steel’, *MATERIALS TRANSACTIONS*, vol. 62, no. 12, p. MT-M2021079, Dec. 2021, doi: 10.2320/MATERTRANS.MT-M2021079.
- [30] O. Perevertov and R. Schäfer, ‘Influence of applied tensile stress on the hysteresis curve and magnetic domain structure of grain-oriented Fe-3%Si steel’, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 47, no. 18, p. 185001, May 2014, doi: 10.1088/0022-3727/47/18/185001.

- [31] R. Grössinger, N. Mehboob, D. Suess, R. S. Turtelli, and M. Kriegisch, ‘An Eddy-Current Model Describing the Frequency Dependence of the Coercivity of Polycrystalline Galfenol’, *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 48, no. 11, pp. 3076–3079, 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2202097.
- [32] M. Wun-Fogle, J. B. Restorff, and A. E. Clark, ‘Magnetomechanical Coupling in Stress-Annealed Fe – Ga (Galfenol) Alloys’, *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 42, no. 10, pp. 3120–3122, 2006, doi: 10.1109/TMAG.2006.878394.
- [33] Z. Deng and M. J. Dapino, ‘Influence of electrical impedance and mechanical bistability on Galfenol-based unimorph harvesters’:, <http://dx.doi.org/10.1177/1045389X16666176>, vol. 28, no. 3, pp. 421–431, Sep. 2016, doi: 10.1177/1045389X16666176.
- [34] Z. Deng and M. J. Dapino, ‘Modeling and design of Galfenol unimorph energy harvesters’, *Smart Materials and Structures*, vol. 24, no. 12, p. 125019, Nov. 2015, doi: 10.1088/0964-1726/24/12/125019.
- [35] J. Hu, F. Xu, A. Q. Huang, and F. G. Yuan, ‘Optimal design of a vibration-based energy harvester using magnetostrictive material (MsM)’, *Smart Materials and Structures*, vol. 20, no. 1, p. 015021, Dec. 2011, doi: 10.1088/0964-1726/20/1/015021.
- [36] D. Hunter *et al.*, ‘Giant magnetostriction in annealed Co_{1-x}Fe_x thin-films’, *nature communications*, vol. 2, no. 1, p. 518, 2011, doi: 10.1038/ncomms1529.
- [37] S. Yamaura, T. Nakajima, T. Satoh, T. Ebata, and Y. Furuya, ‘Magnetostriction of heavily deformed Fe – Co binary alloys prepared by forging and cold rolling’, *Materials Science & Engineering B*, vol. 193, pp. 121–129, 2015, doi: 10.1016/j.mseb.2014.12.009.
- [38] S. Asano, S. Fujieda, S. Hashi, K. Ishiyama, T. Fukuda, and S. Suzuki, ‘Magnetic domain structure and magnetostriction of Fe-Ga single crystal grown by the czochralski method’, *IEEE Magnetics Letters*, vol. 8, 2017, doi: 10.1109/LMAG.2016.2619332.
- [39] R. Schäfer, I. Soldatov, and S. Arai, ‘Power frequency domain imaging on Goss-textured electrical steel’, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 474, pp. 221–235, 2019, doi: 10.1016/j.jmmm.2018.10.100.
- [40] ASM International, Ed., *ASM handbook, Volume 1: Properties and Selection: Irons, Steels, and High-Performance Alloys*, 10th edition. Materials Park, Ohio: ASM International, 1990.
- [41] ‘Team Problem 13 3-D Non-Linear Magnetostatic Model’. [Online]. Available: <https://www.compumag.org/wp/team/>
- [42] ‘Metglas Alloy 2605HB1 and 2605HB1M Iron Based Alloy’. Metglas, Inc., Dec. 29, 2016. [Online]. Available: <https://metglas.com/wp-content/uploads/2016/12/Metglas-Alloy-2605HB1-Iron-Based-Alloy-also-for-2605HB1M.pdf>
- [43] L. Wang and F. G. Yuan, ‘Vibration energy harvesting by magnetostrictive material’, *Smart Mater. Struct.*, vol. 17, no. 4, p. 045009, Aug. 2008, doi: 10.1088/0964-1726/17/4/045009.

- [44] G. Backman, B. Lawton, and N. A. Morley, 'Magnetostrictive Energy Harvesting: Materials and Design Study', *IEEE Trans. Magn.*, vol. 55, no. 7, pp. 1–6, Jul. 2019, doi: 10.1109/TMAG.2019.2891118.
- [45] Y. Liu, B. Ducharne, G. Sebald, K. Makihara, and M. Lallart, 'Investigation of Energy Harvesting Capabilities of Metglas 2605SA1', *Applied Sciences*, vol. 13, no. 6, p. 3477, Mar. 2023, doi: 10.3390/app13063477.
- [46] D.-T. Nguyen, D.-K. Dinh, H.-M. T. Nguyen, T.-L. Banh, and Y.-S. Kim, 'Formability improvement and blank shape definition for deep drawing of cylindrical cup with complex curve profile from SPCC sheets using FEM', *J. Cent. South Univ.*, vol. 21, no. 1, pp. 27–34, Jan. 2014, doi: 10.1007/s11771-014-1911-x.
- [47] ASM international, Ed., *ASM handbook, Volume 2: Properties and Selection: nonferrous alloys and special-purpose materials*, 10th ed., 2 vols. in Metals handbook. Materials park (Ohio): ASM international, 1992.
- [48] A. Gawęł, S. Kuciel, A. Liber-Kneć, and D. Mierzwiński, 'Examination of Low-Cyclic Fatigue Tests and Poisson's Ratio Depending on the Different Infill Density of Polylactide (PLA) Produced by the Fused Deposition Modeling Method', *Polymers*, vol. 15, no. 7, p. 1651, Mar. 2023, doi: 10.3390/polym15071651.
- [49] 'Amorphous Alloys for Transformer Cores'. Metglas, Inc, Apr. 29, 2011. [Online]. Available: <https://metglas.com/distribution-transformer-electrical-steel/>
- [50] K. I. Arai and N. Tsuya, 'Magnetomechanical coupling and variable delay characteristics by means of a giant ΔE effect in iron-rich amorphous ribbon', *Journal of Applied Physics*, vol. 49, no. 3, pp. 1718–1720, 1978.
- [51] R. C. O'Handley, 'Magnetostriction of ferromagnetic metallic glasses', *Solid State Communications*, vol. 21, pp. 1119–1122, 1977, doi: 10.1016/0038-1098(77)90321-0.

謝辞

本論文を完成するうえで、5年間にわたり大変懇切なご指導とご鞭撻を賜りました。島根大学先端マテリアル研究開発機構の藤枝俊教授、大阪大学工学研究科ビジネスエンジニアリング専攻の清野智史准教授、中川貴教授、倉敷哲生教授、山本孝夫教授に心より感謝いたします。

藤枝俊教授には、常日頃から多くのご指導を賜りました。研究発表資料、査読論文および学振申請書の作成では多大な時間も割いて頂きました。5年間の大学院生活において常日頃から指導して頂き深く感謝申し上げます。

清野智史准教授には、研究活動と日々の生活の両面で多大なご助力を頂きました。楽な研究生活ではありませんでしたが、多くの支援やご配慮を頂きましたこと、深く感謝申し上げます。

中川貴教授には、主査としての多大なるご指導だけでなく、常に温かく見守って頂きました。研究発表やミーティングの際には鋭い質問やアドバイス等を頂きましたこと、深く感謝申し上げます。

倉敷哲生教授には、本論文の副査として多くの時間を割いていただきました。貴重なご助言やご指導を賜りましたこと、深く感謝申し上げます。

2020年にご退官されました山本孝夫教授には、研究者としての考え方をご教授頂きました。退官後も学振申請書のアドバイス等を頂きましたこと、深く感謝申し上げます。

秘書の末廣理恵様には、研究室生活において様々な便宜を図ってくださいました。研究備品の購入や出張手続きなどにおいて多くの支援を頂きましたこと、深く感謝申し上げます。

本研究を行う上で、有益な情報とアイデアを頂きました東北大学電気通信研究所の石山和志教授、東北学院大学工学部の栢修一郎教授に深く感謝申し上げます。

本研究を行う上で、逆磁歪式振動発電のコンセプトや振動実験を行うためのフレームおよび基板をご提供頂きました金沢大学の上野敏幸教授に深く感謝申し上げます。

本研究を行う上で、センダストをご提供いただきました株式会社トーキン様に深く感謝申し上げます。

本研究を行う上で、Fe-70 at.%Co合金をご提供いただきました東北特殊鋼株式会社様に深く感謝申し上げます。

本研究を行う上で、Metglas 2605HB1Mをご提供いただき、研究のご助言を頂きました島根大学次世代たたら協創センターの太田元基教授に深く感謝申し上げます。

本研究のFe-Co-Si-Bアモルファス薄帯の作製および評価において、約3か月にわたる研究留学でご支援いただきましたMonash University, Department of Materials Science and Engineeringの鈴木清策教授、Haodong Huang氏、Zansong Tang氏、Renkang Huo氏、Mehmet Can Zeybek氏に深く感謝申し上げます。

博士後期課程中に研究室ローテーションとして受け入れていただきました大阪大学接合科学研究所の塚本雅裕教授、佐藤雄二准教授に深く感謝申し上げます。

大阪大学理工情報系オーナー大学院プログラムにおいて多くのご支援をいただきました事務局の片山俊治特任教授、篠木久美様、石橋真奈美様、堀内栄子様に深く感謝申し上げます。

本研究はJSPS科研費(22J20562、22KJ2194)の助成を受けたものです。深く感謝申し上げます。

研究生活を共にした、大阪大学工学研究科ビジネスエンジニアリング専攻中川・清野研究室のメンバーの皆様に感謝申し上げます。特に、逆磁歪チームとして助け合った井上森平氏、門田優哉氏、杉山太

一氏、角田稜悟氏に深く感謝しております。

最後に、大学院での研究に励むにあたり、金銭面、精神面共に支援下さった祖父母、ならびに両親の岡田貢一氏、岡田幸代氏、妻の岡田七織氏と息子の岡田菊一氏に心から感謝申し上げます。

研究実績

査読論文

1. S. Inoue, **T. Okada**, S. Fujieda, F. Osanai, S. Hashi, K. Ishiyama, S. Seino, T. Nakagawa, T. A. Yamamoto, S. Suzuki, “High-performance vibration power generation using polycrystalline Fe–Co-based alloy due to large inverse magnetostrictive effect”, AIP Advances, Vol.11, p 035021, 2021
2. **T. Okada**, S. Fujieda, S. Hashi, K. Ishiyama, S. Suzuki, S. Seino, T. Nakagawa, T. A. Yamamoto, “Vibration power generation property of U-shaped unimorph device using grain-oriented electrical steel,” Materials Transactions, Vol. 62, p 1798, 2021.
3. **T. Okada**, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, “Evaluation of Magnetic Flux Density Change for Vibration Energy Harvesting: Comparison Between Direct and Indirect Measurements,” IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 59, p 2501205, 2023.
4. T. Sugiyama, **T. Okada**, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, Y. Ohishi, H. Muta, “Application of Various Materials With Negative Saturation Magnetostriction to Vibration Power Generation,” IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 59, p 8000906, 2023.
5. **T. Okada**, S. Fujieda, S. Suzuki, S. Seino, T. Nakagawa, “Enhancing output power in vibration energy harvesting using grain-oriented electrical steel via device enlargement,” AIP Advances, Submitted.

解説

1. 藤枝俊, **岡田拓**, 栢修一郎, 石山和志, 鈴木茂, 太田元基, 清野智史, 中川貴, “逆磁歪効果を利用した振動発電エナジーハーベスティング”, まぐね, Vol.19, No.2, 2024.

国内学会における発表

2. (ポスター) ○**岡田拓**、藤枝俊、栢修一郎、石山和志、鈴木茂、清野智史、中川貴、山本孝夫、“方向性電磁鋼板のユニモルフ U 字型振動発電デバイスへの応用”、日本金属学会 2021 年春期第 168 回講演大会、P58、WEB 開催、2021 年 3 月【優秀ポスター賞 受賞】
3. (口頭) ○**岡田拓**、藤枝俊、栢修一郎、石山和志、鈴木茂、清野智史、中川貴、山本孝夫、“方向性電磁鋼板の振動発電特性に及ぼす圧延方向の影響”、日本金属学会 2021 年秋期第 169 回講演大会、WEB 開催、2021 年 9 月
4. (口頭) ○**岡田拓**、藤枝俊、鈴木茂、清野智史、中川貴、“方向性電磁鋼板を用いた振動発電デバイスの大型化と発電特性との関係”、日本金属学会 2022 年春期第 170 回講演大会、WEB 開催、2022 年 3 月
5. (口頭) ○**岡田拓**、藤枝俊、鈴木茂、清野智史、中川貴、“方向性電磁鋼板の振動発電特性に及ぼす大型化の効果”、第 46 回日本磁気学会学術講演会、信州大学 長野 (工学) キャンパス、2022 年 9 月【桜井講演賞 受賞】

6. (口頭) ○岡田拓、藤枝俊、清野智史、中川貴、“振動発電に向けた一定磁場中での動的応力による磁束密度変化の評価”、日本金属学会 2023 年春期第 172 回講演大会、東京大学 駒場 I キャンパス、2023 年 3 月
7. (口頭) ○岡田拓、藤枝俊、太田元基、清野智史、中川貴、“アモルファス合金のユニモルフ U 字型振動発電デバイスへの応用”、日本金属学会 2023 年秋期第 173 回講演大会、富山大学 五福キャンパス、2023 年 9 月
8. (口頭) ○岡田拓、藤枝俊、清野智史、中川貴、“直接および間接測定による逆磁歪効果に起因した磁束密度変化の比較”、第 47 回日本磁気学会学術講演会、大阪大学 豊中キャンパス、2023 年 9 月
9. (口頭) ○岡田拓、藤枝俊、Tang Zansong、Huang Haodong、鈴木清策、清野智史、中川貴、“Co 添加した Fe-Si-B アモルファス合金の振動発電特性”、日本金属学会 2024 年春期第 174 回講演大会、東京理科大学、2024 年 3 月
10. (口頭) ○岡田拓、“逆磁歪材料の開発と博士課程のキャリアデザイン”、第 19 回日本セラミック協会マテリアル・ファブリケーション・デザイン研究会、東北大学、2024 年 3 月【招待講演】
11. (ポスター) ○岡田拓、藤枝俊、清野智史、中川貴、Tang Zansong、Huang Haodong、鈴木清策、“逆磁歪式振動発電の普及に向けた Fe-Co-Si-B アモルファス合金の研究”、第 19 回日本セラミック協会マテリアル・ファブリケーション・デザイン研究会、東北大学、2024 年 3 月【マテリアルデザイン賞 受賞】

国際会議における発表

1. (Poster) ○T. Okada, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, Evaluation of magnetic flux density change for vibration energy harvesting: Comparison between direct and indirect measurements,” InterMag 2023, Sendai International Center, Sendai, Japan, May 2023.
2. (Poster) ○T. Sugiyama, T. Okada, S. Fujieda, S. Seino, T. Nakagawa, Y. Ohishi, H. Muta, “Application of various materials with negative saturation magnetostriction to vibration power generation,” InterMag 2023, Sendai International Center, Sendai, Japan, May 2023.
3. (Poster) ○T. Okada, S. Fujieda, Z. Tang, H. Huang, K. Suzuki, S. Seino, T. Nakagawa, “Effect of Co addition on magnetic flux density change of amorphous Fe-Si-B based vibration energy harvesting device using inverse magnetostrictive effect,” International Conference on Magnetism 2024, Bologna, Italy, July 2024.

受賞歴

1. 井上森平, 岡田拓, 日本金属学会 2020 年秋期第 167 回講演大会 **優秀ポスター賞** 2020 年 9 月
2. 岡田拓, 日本金属学会 2021 年春期第 168 回講演大会 **優秀ポスター賞** 2021 年 3 月
3. 岡田拓, 大阪大学大学院ビジネスエンジニアリング専攻 修士論文 **優秀論文賞** 2022 年 3 月
4. 岡田拓, 第 46 回日本磁気学会学術講演会 **令和 4 年度学生講演賞 (桜井講演賞)** 2022 年 9 月
5. 岡田拓, 第 19 回日本セラミック協会 MFD 研究会 **マテリアルデザイン賞** 2024 年 3 月

その他

1. 岡田拓, 日本学術振興会特別研究員（DC1） 採択 2022 年 4 月-2025 年 3 月
2. 岡田拓, Monash University, Suzuki Kiyonori lab 研究留学 2023 年 2 月, 6-9 月