

修士論文

パーライト鋼線引張コイルばねの A_0 変態点近傍における力学物性の異常

指導教員 小竹 茂夫 教授
河村 貴宏 助教

令和5年度
三重大学大学院 工学研究科
博士前期課程 機械工学専攻

領域 F 先端材料・先端物質分野
機械物理学講座
量子応用工学研究室

水崎 健太

目次

1. 緒言	4
2. 理論	7
(1). 鉄-炭素系材料	7
① パーライト鋼	8
(2). 引張ばねの力学	11
② フック部がたわみに及ぼす影響	18
③ 初張力	18
(3). 転位	20
① 転位の種類	20
② 転位の移動	25
(4). 磁気物性	28
① 磁区の構造	28
② 磁壁と磁壁エネルギー	28
③ 磁壁と転位の相互作用	31
3. 実験装置および方法	34
(1). 実験試料	34
(2). 熱処理した試料のばね定数準静的複数回測定	34
① 熱処理方法・条件	35
② ばね定数複数回測定装置の詳細	36
③ データ分析・ばね定数導出方法	38
(3). 温度変化下での力学物性値の動的測定	39
① 実験装置	40
② 実験方法	41
③ データの解析法	44
4. 実験結果	48
(1). ばね定数準静的複数回測定	48
① 変位 16[mm]	48
② 変位 8[mm]	51
③ 変位量 16[mm] (2 回目)	54

(2). 温度変化下での力学物性値の動的測定	57
① ヘルムホルツコイル間距離 $d = 200[\text{mm}]$, おもりの重さ $743.05[\text{g}]$	57
② コイル間距離 $d = 150[\text{mm}]$,おもりの重さ $450.74[\text{g}]$	61
③ コイル間距離 $d = 150[\text{mm}]$,おもりの重さ $450.74[\text{g}]$ (温度上昇速度変更) .	63
④ 入力信号周波数可変式実験.....	65
⑤ 円筒を取り除いた場合.....	70
5. 考察	74
(1). 転位のピン止め幅が変化することがばね定数に与える影響について	74
(2). 磁壁と転位の相互作用.....	76
(3). A0変態点近傍でのピンニング幅の急激な低下	78
6. 結言	80
7. 謝辞	82

1. 緒言

ばねは様々な工業製品において、自然長から変位を与えた時に元に戻ろうとする復元力が生じる復元特性が利用されている。そのばねにも様々な形態や大きさ、材質でできたものが多数存在し、多種多様な用途で使用されている。特に小型のコイルばねにおいては加工のしやすさや価格などを考慮し、パーライト鋼線が広く使用されている。

パーライト鋼線のミクロな結晶構造は、フェライトとセメンタイトが数十 nm の幅で素線長手方向にラメラ状に揃った特殊な構造をしている。この構造が高い降伏強度を生むことで、ばねに広い弾性領域をあたえている。このような素線長手方向に規則正しく<110>方位が配列された結晶構造を持つ鉄鋼材料は、この他、高配向性珪素鋼板を含め数少ない。さらにコイルばねの変形により、鋼線は主として捻りモーメントのみを受けることから、試料に特異な応力状態を与えることが可能となる。加えて、パーライト鋼線の素線長手方向の垂直断面が{110}滑り面となることから、コイルばねの変形は、主として捻りモーメントにより発生する滑り面上のせん断応力が転位への Peach-Koehler 力として働き、これらを拡張する。

また数十 nm というラメラ組織の幅のオーダーは、強磁性体間のスピン状態の影響を考慮するのに十分適応可能な範疇である為、スピントロニクスを考え方を取り入れて結晶全体の物性を推察するのに非常に適した材料でもある。よって後述する鉄鋼材料の力学物性とミクロな内部組織についての関連性を評価する際、上記のように規則正しく配列された組織を用いることで、その特性がマクロに現れることが期待される。

一方、ばねの加工分野に話を移すと、コイルばねは素線をダイスで冷間引抜き、コイルリングを行う等の様々な工程を経て製品として出荷される。数ある製造工程の中で重要な工程の一つとして「低温焼なまし」という工程がある。この工程はばねが意図した性能を発揮することを阻害する、有害な残留応力を取り除くことを目的としている。「低温焼なまし」によって品質の向上はもちろんのこと、弾性限の向上や耐へたり性の改善など様々な力学特性を向上させることが可能である。この熱処理は 200～250℃の雰囲気下で 20～30 分間の加熱を行うのが通例とされている。^{[1],[2]}この 200～250℃という温度は、一般的に行う「焼きなまし」の温度条件が A_1 変態点（約 730℃）以上であることや、Fe の再結晶温度が 350～450℃であることを考えると非常に低い温

度である。

つまり 200～250℃の温度域で熱処理を行うと力学特性の改善が起こるものの、結晶内部で何が起り力学物性の向上を引き起こしているのかがこれまでは詳細に説明されてこなかった。

これを説明し得るヒントとして、低温焼なましの熱処理温度の範囲には、鉄炭化物であるセメンタイトが強磁性から常磁性へと変化するキュリー温度が存在することに着目した。この温度は A_0 変態点と呼ばれており、鉄鋼材料において特性が変化する重要な転移温度とされている。この A_0 変態点におけるセメンタイトの磁性の変化が、パーライト鋼線ばねの力学特性の変化に何らかの影響を与える可能性がある。現在に至るまでパーライト鋼線について研究してきた事例は多いものの、この A_0 変態点に着目し実験を行ってきた研究はなかった。

そこで当研究室は A_0 変態点近傍に起こるパーライト鋼の力学物性の変化や異常に着目し従来より研究を行ってきた。例えばパーライト鋼線を用いた圧縮コイルばねについて、一定時間圧縮保持後に除荷したばねの弾性余効を調べ、 A_0 変態点近傍で熱処理したばねの緩和時間が急激に減少する異常を発見し、それについて考察を行ってきた。^[3]

本研究の目的はこれまで経験側にに基づき決定されてきた熱処理の条件を、熱処理温度が力学物性へ与える影響を理論的に説明することで熱処理条件を力学物性向上へ最適化し、より効率よく、高品質なばねづくりへ貢献することである。

ただこれまで述べてきたように A_0 変態点にパーライト鋼線が達することによるセメンタイトの磁気変態が力学物性へ与える影響は未だ不明である。従ってまず本研究で取り組んだことは、 A_0 変態点を含んだ温度で様々な条件下において熱処理を行ったばねについて力学特性の評価を行った。その中でも特に弾性変形において重要な物性値の1つであるばね定数に着目した。またそれを測定するうえで測定可能な減衰比やへたりなど、ばね定数以外の物性値からもパーライト鋼線が A_0 変態点を超す温度で加熱されることが力学物性に与える影響の評価を試みた。測定されたばね定数を含む力学物性の値が A_0 変態点近傍で熱処理された試料で測定したものと A_0 変態点近傍以外の温度で熱処理をされた試料から測定したものとで比較を行い、その結果からスピンの状

態や結晶構造等のミクロな変化を考察し、 A_0 変態点到達によるセメントイト磁気消失と力学物性に関連性があるかどうかの証明を行った。

2. 理論

(1). 鉄-炭素系材料

鉄に炭素を 2.1 (mass%) より少なく添加した材料のことを一般に鉄鋼材料と呼ぶ。ひとえに鉄鋼材料といっても添加する炭素量によってその性質は大きく変化し、熱処理による変態組織強化および析出強化による機械的性質の制御が容易であるなどの特徴がある。また炭素を添加する理由は他にもあり、純度 100%の鉄のままでは変形しやすく、さびやすい。よって炭素を添加することによって強度が増し、広い弾性変形領域を得ることができることも炭素を添加する大きな理由の一つである。

炭素の添加量が増えると一般的に鉄鋼材料は硬く・脆くなる。熱処理や強度に関する変化を理解するには Fig. 1 に示す Fe-C 系平衡状態図を理解することが非常に重要である。炭素 C 量が ~ 0.02 (mass%) を純鉄, $0.02 \sim 2.1$ (mass%) を鉄鋼, 2.1 (mass%) 以上で実用的には 4 (mass%) 以下を鑄鉄と分類する。鉄鋼には C 以外は特に合金元素を添加しない炭素鋼と、要素に応じて合金元素を添加した合金鋼に分類される。合金元素は主要なものが C, Si, Mn であり、これに P, S を加えて 5 元素と呼ばれている。^[4]

以下に Fe-C 系平衡状態図を見ていく。純度 100%の純鉄の場合、約 910°C 以上では γFe (面心立方構造)、それ以下の温度では αFe (体心立方構造) をとる。矢印で示した αFe と示した領域は、鉄に炭素が固溶した相でフェライトと呼ばれる。同様に γFe で示した領域は γFe に炭素が固溶した相でオーステナイトと呼ばれる。図中 911°C の A_3 点と、 727°C 線上の炭素量 $0.77(\text{mass}\%)$ の A_1 点 (この点のことを共析点と呼ぶ) を結んだ線を A_3 線と呼び、 γFe 単相と $(\alpha + \gamma)_2$ 相領域の境界線である。 γFe 単相から非常にゆっくり冷却し A_3 線に達すると炭素をほとんど含有しない αFe を析出しはじめて γFe 中の炭素量が増加していく。その後、最終的には炭素をほとんど含有しない αFe とセメンタイト (Fe_3C) が同時に析出し、両者が層状に配列するパーライトに変態する。

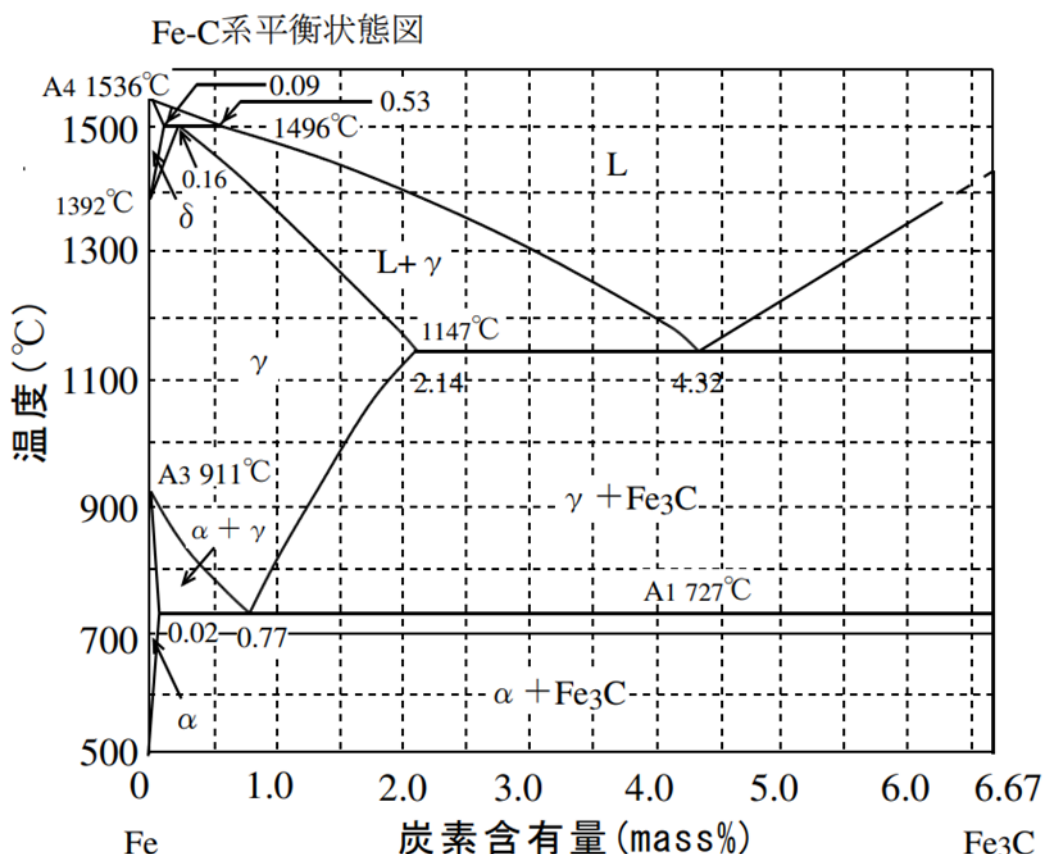
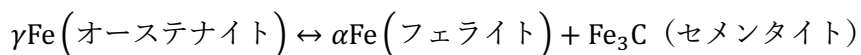


Fig.1 Fe-C 系平衡状態図

① パーライト鋼

Fig. 1 は横軸に炭素含有量(mass%), 縦軸に鉄鋼材料の温度(°C)をとった Fe-C 系平衡状態図である。目安となる含有量は 0.77(mass%)で、この含有量の鉄鋼材料を「共析炭素鋼」あるいは単に「共析鋼」と呼ぶ。この共析鋼より低い含有量の鋼を「亜共析鋼」、反対に高いものを「過共析鋼」と呼ぶ。ここで言う「共析」とは「共析反応」からとられている。

共析反応とは1つの固相から、2つの固相が析出する反応でFig.1 から明らかなように、



の共析反応が起こる。延性に富む αFe に挟まれた硬質な Fe_3C が薄い層状で存在するため、加工性と靱性に恵まれた性質を持つ。パーライト組織を得るには試料を A_1 変態点(727°C)以上に加熱した後、冷却をする際、いきなり室温まで温度を下げるのではなく 550°C程度で一旦保持を行う。保持した後に冷却を行うことで $\alpha\text{-Fe}$ のフェライト相と Fe_3C のセメンタイト相が交互に並ぶセメンタイト構造をとる。このような熱処理

の操作はパテンティング処理と呼ばれ、硬鋼線、特にピアノ線においてよく行われる。

Fig. 2 にパーライト組織の結晶構造を示す。パーライト組織はパテンティング処理後ラメラ方向がランダムな方向を向いた結晶粒が集まった結晶組織をとっている。この写真では白っぽい部分がフェライト相で黒っぽい線がセメンタイト相である。これを見ると明らかなようにラメラ方向以外にもラメラの間隔もばらついていることがわかる。本実験で使用した SWP-B（ピアノ線）はパテンティング処理を行ったのち、冷間引拔の作業を行う。これは伸線加工とも呼ばれ、パーライト鋼線をダイスに通して線の高強度化を行う。この強化はもともとバラバラに向いていたラメラ層の向きが素線長手方向にその向きを揃え、さらにラメラ間隔が短くなることによって起こる。これは Fig. 3 から明らかなのである。このラメラ構造の変化はひずみ量が 1.5 程度で完了するとされており、セメンタイトの分解やせん断帯の変形などが内部で起こっている。^[5]

Fig. 4 にセメンタイト相に囲まれたフェライト相の向きが歪の大きさに応じてどのように変わっていくかを図示したものである。^[5]内部構造の変化はパテンティング処理を施された後のラメラ相の向きと引拔方向のなす角に応じてその挙動が変化するとされている。ただ、いずれの場合においても高い引張ひずみをかけるとラメラ間隔は細かくなり、方向は素線長手方向を向く。よって、大きなひずみを与えながら伸線加工を行うことにより強度のあるピアノ線が得られる。

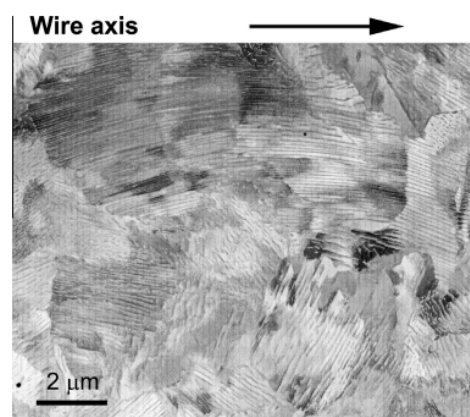


Fig. 2 Backscattered electron image of the lamellar pearlitic microstructure in the initial as-patented wire in the longitudinal section showing no preferred macroscopic orientation of the lamellae with respect to the wire axis(marked) (Hierarchical structures in cold-drawn pearlitic steel wire [5])

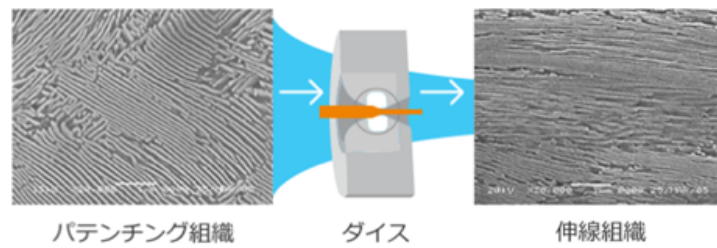


Fig. 3 伸線加工によるパーライト組織の変化 [6]

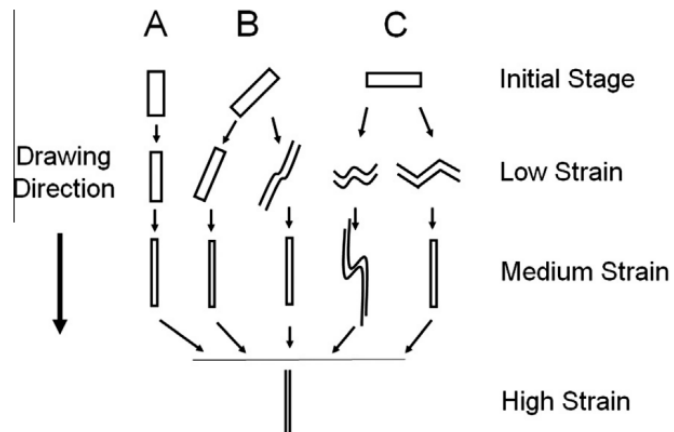


Fig. 4 冷間引抜によるフェライトラメラの巨視的な向き，形態および厚さの変遷の模式図（引抜方向とラメラ方向を変化させた場合） [5]

(2). 引張ばねの力学

まず初めに、本項で使用する記号の説明を行う。

Table . 1 本章で使用する記号の説明	
P	軸荷重
δ	ばねのたわみ
D	平均コイル径
d	素線径
c	ばね指数($=\frac{D}{d}$)
R	平均コイル半径 ($=\frac{D}{2}$)
α	ピッチ角
n	有効巻数
l	素線の有効長さ
H	ばねの高さ
τ	せん断応力
G	横弾性係数

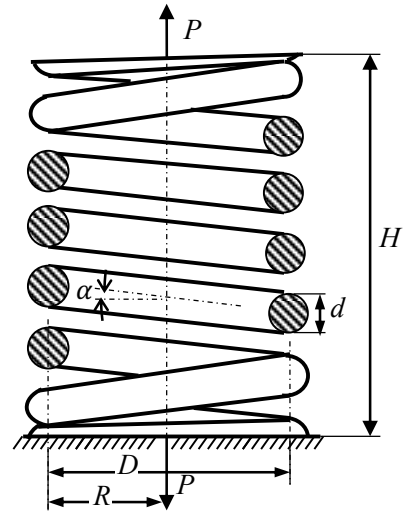


Fig. 5 引張コイルばね模式図 [7]

ばねの作用をわかりやすくするために、Fig. 5 に示すような中心軸荷重 P を受けるピッチ角 α の引張コイルばねを Fig. 6 のように展開して考える。

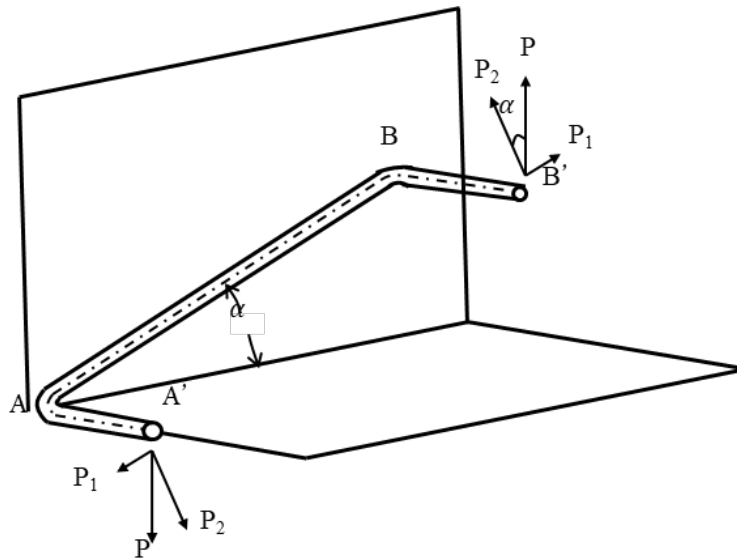


Fig. 6 コイル展開図 [7]

AB は実際の有効コイルでその長さは、 $l = \pi D n$ また AA'、BB' は仮想の腕でその長さは R である。軸荷重 P を平面 A' A B B' に含まれる荷重 $P_1 = P \sin \alpha$ と、それに垂直な荷重 $P_2 = P \cos \alpha$ に分解する。すると素線はこの 2 力によってねじりモーメント $PR \cos \alpha$,

曲げモーメント $PR \sin \alpha$ ，せん断力 $P \cos \alpha$ ，引張力 $P \sin \alpha$ を受けている．（各値は大き
 さで示している）今回実験で使用したばねも含め，通常使用されるばねのピッチ角 α は
 10° 以下である．よって $\sin \alpha$ の値は非常に小さくなり，これを含む「曲げモーメン
 ト」，「引張力」の影響はほぼ無視できる．^[7] また今回の実験で使用したばねのばね指
 数 c_0 は

$$c_0 = \frac{D_0}{d_0} = \frac{10.80}{0.80} = 13.50 \gg 4 \quad (1)$$

であった．ばね指数 c が 4 以上であればせん断力の影響もねじりモーメントの影響に
 比べてあまり大きくはない．^[7] よって以下では，ばねはねじりモーメント $PR \cos \alpha \approx$
 PR のみ受けるものとする．

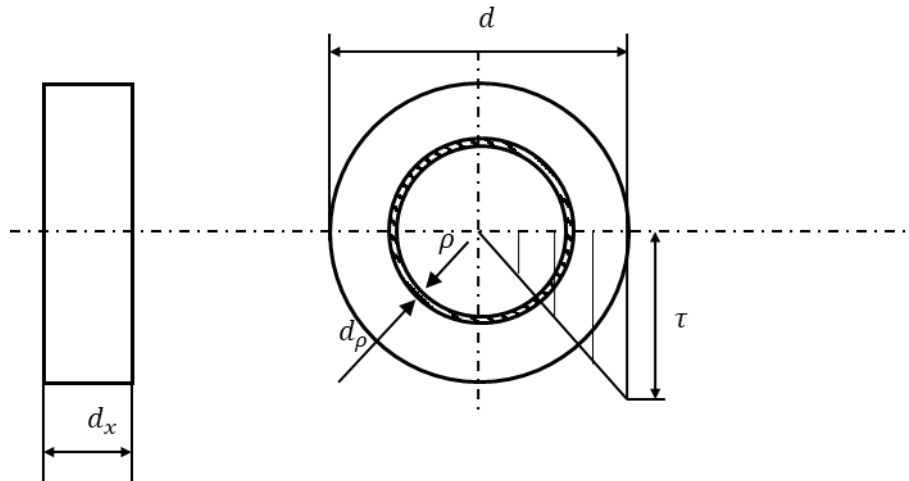


Fig. 7 素線断面の応力分布 [7]

Fig. 7 はばね素線から厚さ d_x 分だけ素線軸（素線長手方向）に垂直に切り取ったもの
 である．横断面はこの小片が先のモーメント PR を受け，ねじれたのちも平面を保ち，
 かつ素線軸に直交するものと仮定すると，せん断応力は図のように半径方向へ直線的
 に分布をする．よって素線半径 $\frac{d}{2}$ のところでせん断応力は最大となり，これを τ_{max} とお
 く．すると素線中心からの距離 ρ のせん断応力 τ_ρ は，

$$\tau_\rho = \frac{2\tau_{max}}{d} \cdot \rho \quad (2)$$

である．そこで Fig. 7 で斜線部の環によって吸収されるモーメントは $(2\pi\rho^2 d\rho)$
 $\times (\frac{2\tau_{max}\rho}{d})$ となる．これを ρ について 0 から $\frac{d}{2}$ まで積分した合計のモーメントが PR に等

しいと置くと, τ_{max} は,

$$\int_0^{\frac{d}{2}} \frac{4\pi\rho^3\tau_{max}}{d} d\rho = \left[\frac{\pi\rho^4\tau_{max}}{d} \right]_0^{\frac{d}{2}} = \frac{\pi\tau_{max}}{d} \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^4 = \frac{\pi d^3\tau_{max}}{16} \quad (3)$$

となる. これが PR と等しいことから,

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^3}{16} \cdot \tau_{max} &= PR \\ \therefore \tau_{max} &= \frac{16PR}{\pi d^3} \end{aligned} \quad (4)$$

また, R は平均コイル径の半径であるから,

$$\therefore \tau_{max} = \frac{8PD}{\pi d^3} \quad (5)$$

次にばねが荷重を受けて変形した量であるたわみ δ を求める. 以下使用する $\varphi, d\varphi$ は計算の利便上弧度法で表された角度とする.

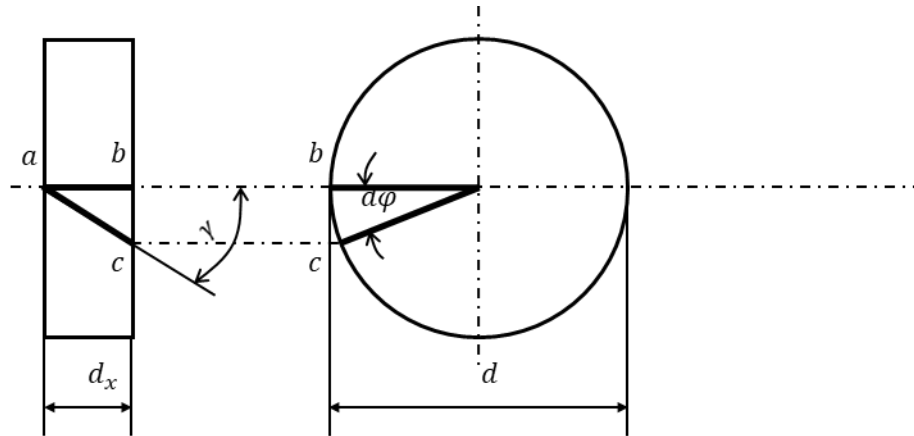


Fig. 8 素線のねじれ模式図 [7]

Fig. 8 で素線の表面にある軸に平行な縦繊維 ab はねじりを受けて微小角度 γ だけ回転して ac になる. よって図の厚さ d_x の断面が他の断面に対して回転する微小角度 $d\varphi$ を求める. まず, Fig. 8 の右図の弧の長さ bc は

$$bc = 2\pi \left(\frac{d}{2}\right) \cdot \frac{d\varphi}{2\pi} = d \cdot \frac{d\varphi}{2} \quad (6)$$

また同様に左図から,

$$\tan \gamma = \frac{bc}{ac} = \frac{d \cdot d\varphi}{2dx} \quad (7)$$

ここで γ は微小角度であるから $\gamma \simeq \tan \gamma$ より、 $d\varphi$ について解くと

$$d\varphi = \frac{2\gamma dx}{d} \quad (8)$$

となる。

よって、長さ $l = \pi Dn$ の真直棒のねじれ角 φ を求める。

$$\gamma = \frac{\tau}{G} \quad (9)$$

の関係より、 $\tau = \tau_{max}$, $\tau_{max} = \frac{8PD}{\pi d^3}$ より、

$$\gamma = \frac{\tau_{max}}{G} = \frac{8PD}{\pi d^3 G} \quad (10)$$

の関係が得られる。これを使うと、

$$\varphi = \int_0^{\pi Dn} \frac{2\gamma}{d} dx = \left[\frac{2\gamma x}{d} \right]_0^{\pi Dn} = \frac{2\pi Dn}{d} \cdot \gamma = \frac{2\pi Dn}{d} \cdot \left(\frac{8PD}{\pi d^3 G} \right) = \frac{16PD^2 n}{Gd^4} \quad (11)$$

モーメントの腕の長さは $R = \frac{D}{2}$ なので荷重 P によるたわみ δ は、

$$\delta = \frac{D}{2} \cdot \varphi = \frac{D}{2} \cdot \frac{16PD^2 n}{Gd^4} = \frac{8PD^3 n}{Gd^4} \quad (12)$$

フックの法則 $P = k \cdot \delta$ より、ばね定数 k は、

$$k = \frac{P}{\delta} = \frac{Gd^4}{8D^3 n} \quad (13)$$

これが、たわみおよびばね定数を導出する一般公式である。

ピッチ角 10° を超えない様な通常のばねの使用では、これらの式に含まれる変数は材料や設計時に確定されるものであり、また横弾性係数 G は履歴鈍感な力学物性なので、一般に履歴によりばね定数が変化することは考えにくい。

これまでに示してきた計算は多くの仮定の下で導出されたものであり、実際にはこれから計算式から導かれる値と実験による実測値が大きく異なる。特に大きな違いが生まれるのが τ_{max} である。この原因はこの式を導出するにあたりコイルの湾曲と直接せん断応力との効果を見逃したためである。現実のコイル素線外周の応力は τ_{max} の値を一様に示すわけではなく、Fig. 9 に示すようにコイル内側の応力が外側のそれよりも大き

くなる。以下ではこれらの影響を考慮した修正式を導出する。この導出にはワール (A.M.Wahl) の理論が著名であるのでこれを紹介する。Fig. 10 のように2つの相隣り合う半径方向の断面 aa',bb' によって切り取られた微小要素について考える。

ピッチ α が小さいと仮定すると前述のように曲げモーメントと引張力は無視することができる。よって Fig. 9 に働くのはねじりモーメント PR とせん断力 P である。

ばねを真直棒として取り扱った前述までの理論では相隣り合う断面が全く同じかつ平行であったのに対し、今回の曲がりの効果を入れた場合の両断面の aa',bb' は平行ではない。これによって微小素線がねじりモーメント PR を受けると両断面が微小角度 $d\varphi$ だけ回転する。しかし前述までとは異なり、ばねの内側の弧 $a'b'$ は外側の弧 ab よりも短いので発生する応力は大きくなる。また、断面の任意微小面積 dA に働くせん断応力 τ をばね中心軸に平行な成分 τ_a と、軸に垂直な成分 τ_t に分解する。 τ_a の aa' 軸に沿った応力分布は上述のことから Fig.9 に示すような分布となる。

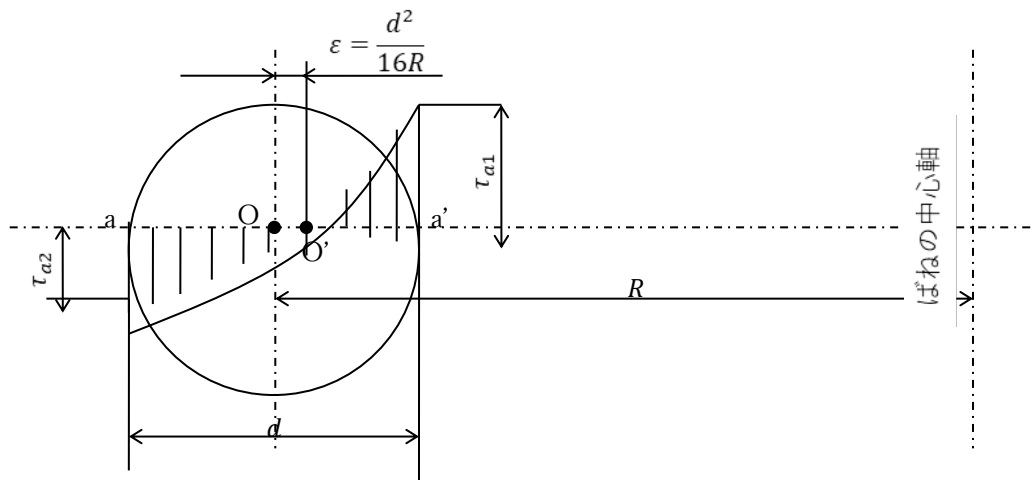
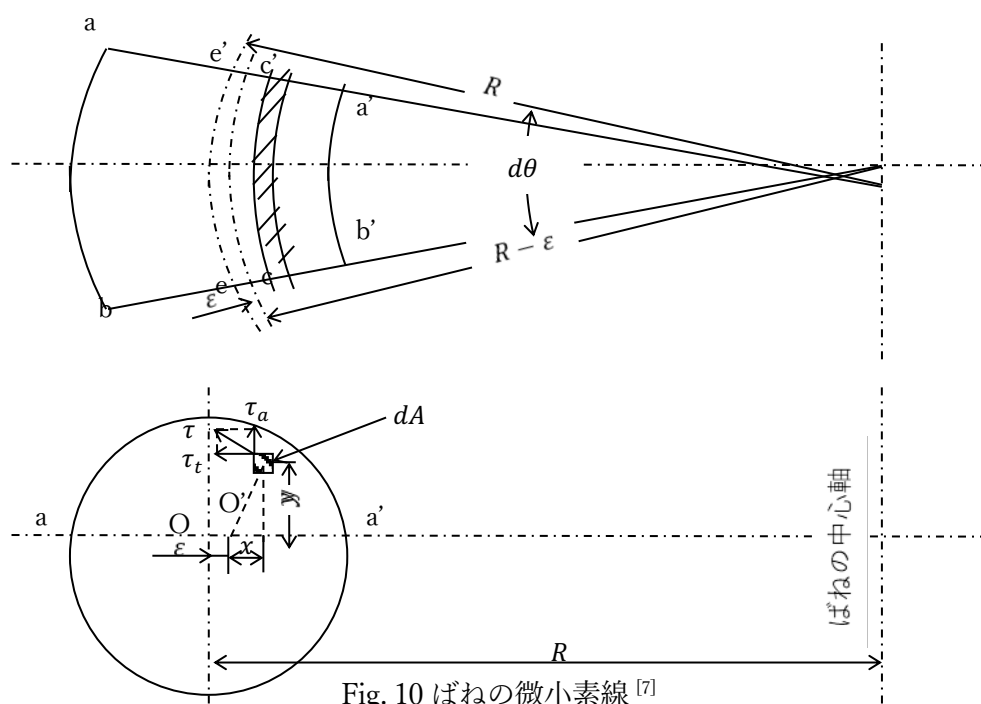
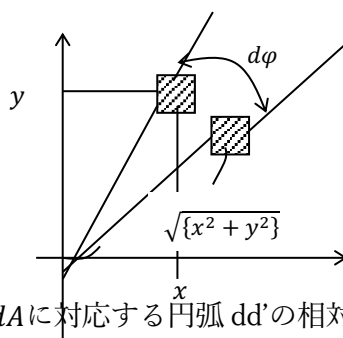


Fig. 9 素線が O' 点のまわりを回転すると仮定したときの応力分布 [7]



ここで断面の回転中心が断面中心 O からばねの中心軸寄りに ε だけ離れた点 O' にあるのは、 τ_a が断面上で力の釣り合いを保たなければならないためである。

また、点 O' は次のように計算して求める． Fig.9 で回転が O' まわりに起こるとし、 O' 点を原点とする座標 (x, y) の位置にあるものとし、微小面積 dA に働く応力を τ とする．断面 aa' と bb' が相対的に $d\varphi$ だけ回れば、 dA に対応する円弧 dd' の一端は他端に対して $\sqrt{x^2 + y^2}d\varphi$ だけ相対的に動く．



また、 dd' の長さは $(R - \varepsilon - x)d\theta$ であるから、この微小面積に働くせん断応力 τ は、

$$\tau = \frac{G\sqrt{x^2 + y^2}d\varphi}{(R - \varepsilon - x)d\theta} \quad (14)$$

となり，軸方向に働くせん断応力成分 τ_a は

$$\tau_a = \frac{\tau x}{\sqrt{x^2 + y^2}} = \frac{xG\sqrt{x^2 + y^2}d\varphi}{(R - \varepsilon - x)d\theta} \quad (15)$$

この関数が Fig. 10 で示したような分布をとる．さらに偏心距離 ε の値は $\tau_a dA$ を断面の全体にわたって積分した値が 0 にならねばならないという条件より，以下のように求められる．

$$\varepsilon = \frac{d^2}{16R} \cdot \frac{1}{1 + \frac{d^2}{16R^2}} \quad (16)$$

本章の冒頭でも述べたように，一般的に実際に使用されるばねでばね指数が 3 を下回ることはまずない．よって $\frac{d^2}{16R^2}$ は 1 に比べてかなり小さいので無視すると偏心距離 ε は近似的に

$$\varepsilon = \frac{d^2}{16R} \quad (17)$$

と表せる．また Fig.10 の微小素線に式(11)を適応すれば $d\varphi = \frac{32PR}{(\pi G d^4)} R d\theta$ であるから，これと上の式の ε を式(15)に入れると

$$\tau_a = \frac{32xPR^2}{\pi d^4 \frac{R - d^2}{16R - x}} \quad (18)$$

となる．これより τ_a の最大値は， $x = \frac{d}{2} - \frac{d^2}{16R}$ の位置，つまり a' 点に生ずることがわかる．この値を上式に入れ，さらにばね指数 c を導入すると，Fig.10 の a' 点の応力 τ_{a1} は次のようになる．

$$\tau_{a1} = \frac{16PR}{\pi d^3} \cdot \frac{4c - 1}{4c - 4} \quad (19)$$

以上がばねの曲がりの影響を入れた場合で，さらに直接せん断力 P による a' 点の応力を加える必要がある．このせん断応力は円形断面の片持ちはりに垂直荷重 P が掛かったとき，その中立面の外縁に生ずるせん断応力に等しいと考えればよい．弾性学の理論によれば，その値は平均せん断応力の 1.23 倍，すなわち $\frac{4.92P}{\pi d^2}$ である．（倉西正嗣：弾性学，日本機械学会編，機械工学講座Ⅲ-3，p.178）これを式(19)に加えれば，コイル内側の a' 点に生じる最大応力 τ_{max} は次のようになる．

$$\tau_{max} = \kappa \frac{16PR}{\pi d^3} = \kappa \frac{8PD}{\pi d^3} \quad (20)$$

$$\kappa = \frac{4c-1}{4c-4} + \frac{0.615}{c} \quad (21)$$

なお、コイル外側の a 点における応力 τ_{min} は Fig.10 の τ_{a2} からせん断力による応力を減ずればよい。したがって、

$$\tau_{min} = \frac{8PD}{\pi d^3} \left(\frac{4c+1}{4c-4} - \frac{0.615}{c} \right) \quad (22)$$

となる。以上がワール(A.M.Wahl)の理論である。^[7]

② フック部がたわみに及ぼす影響

フックを有する引張ばねでは有効巻数をフックの加工が始まる点の間にとっているが、さらに詳しくはフック部のばねの作用を考える必要がある。この場合はフック部を一端に荷重 P が加わる曲がりばねと梁と考えると計算すればよい。しかしながら一般に引張ばねは巻数が多いので、フック部の影響は無視されることが多い。^[7]

③ 初張力

本研究で使用している引張ばねは冷間で密着巻されることから、線が自由に回転することができず、ある程度ねじられた形で成形されることになる。そのため素線相互の密着によって軸線方向の弾性変形が阻止され、無荷重状態でもコイルを互いに密着させようとする力が働く。

この力のことを初張力と呼んでいる。荷重とそれによるばねのたわみの関係を Fig.12 に示す。この図からも明らかなように、荷重が初張力の大きさに達するまでたわみは生じない。ばねに付与しうる初張力の大きさは素線の材質によって異なるが、一般に成型時のねじり量が多いほど、初張力も大きくなる。^[7]ただ無限に付与できるわけではなく、ばね指数によって決まる限度が存在する。

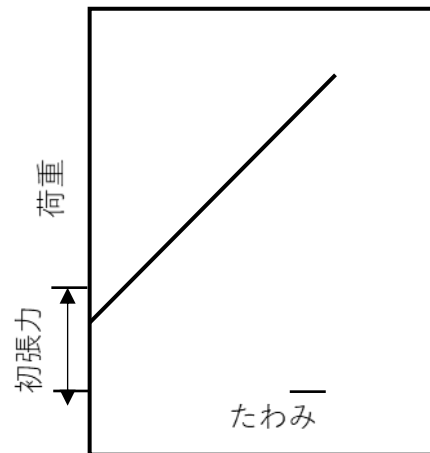


Fig. 12 一般的な密着巻された引張ばねのたわみ-荷重線図^[7]

(3). 転位

本研究で取り扱う鉄鋼を含め、身の回りの工業製品は全て固体であり、その大部分は結晶である（ガラスなどの例外は除く）。結晶とは原子が一定の規則に従って、並進方向に周期的に並んでいるものをさす。結晶はその内部構造の秩序によって特有の物理的・化学的性質を持つ。

その中で転位とは規則正しく並んでいる結晶構造内で、滑り面の一部が原子 1 個分位置を変えることにより生じる結晶の線欠陥である。転位は結晶内で物質が変形する際に重要な役割を果たす。物質が外部からの応力や圧力にさらされると、転位が生成され、それが結晶内を移動することによって結晶全体が変形する。すなわち転位の挙動を理解することが材料そのものの弾性・塑性変形のメカニズムを理解する一部となる。本項では転位の種類や移動に関する定量的理論を紹介する。

① 転位の種類

転位は先も述べたように（結晶）格子欠陥の一つである。格子欠陥には点欠陥・線欠陥・面欠陥・体積欠陥に分類されるが、転位はほとんど唯一の線欠陥である。これを理解するために、Fig.13 のように平面 ABCD より上の物質が下の物質に対して決まったベクトル \mathbf{b} だけすべったとする。このすべりの方向の \mathbf{b} が原子の間隔に等しくなるようにしておけば、直線 AD から離れた場所では、平面 ABCD の上下の結晶はちょうど一原子距離ずれて、隣接する原子間の間隔や方向は、もとの結晶と同じになっている。すなわちすべりの影響は直線 AD の周りにしわ寄せされている。このしわ寄せされた歪模様が転位であるが、転位が境界となっている曲線であることを強調した呼び方として、「転位線」と呼ぶことがある。Fig.13 ではすべり方向を表すベクトル \mathbf{b} と境界線 AD が直角であり、このような転位を「刃状転位」と呼ぶ。Fig.13 のように上半分に原子面が余分に入っているものを正の刃状転位と呼び、 \perp という記号であらわす。反対に下半分に原子面が余分に入ったものを負の刃状転位と呼び、 \top であらわす。同じすべり面上にある正負の刃状転位は近づいて合体すれば消滅してしまう。^[8]

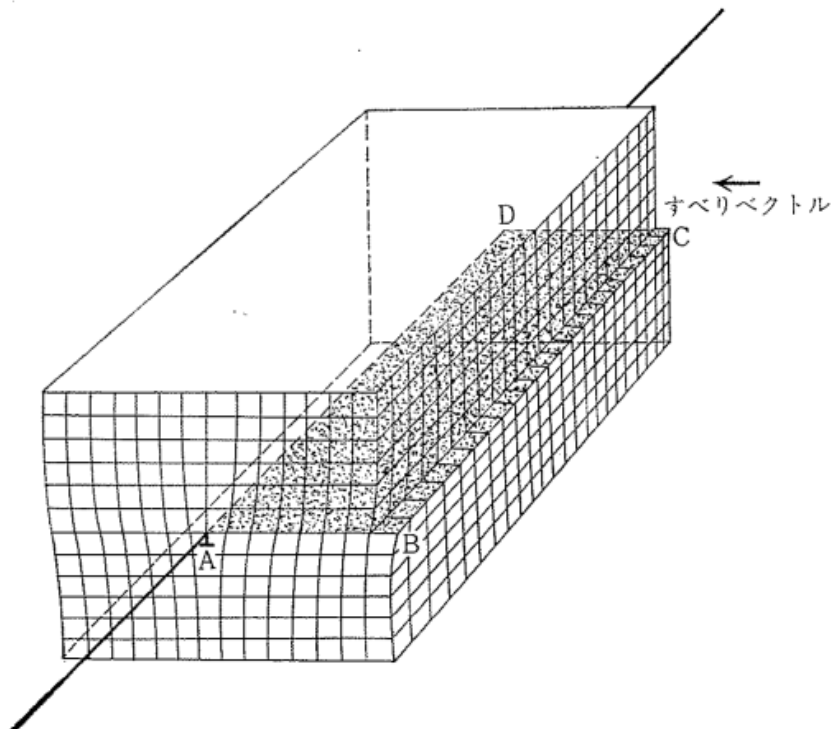


Fig.13 刃状転位を作るすべり [8]

転位のもう一つの代表的な型は、すべり方向と転位線が平行な場合である。その模式図を Fig.14, Fig.15 に示す。Fig.14 ではすべり面は面 ABCD であり、すべり方向は境界線 AD に平行な方向である。Fig.15 において、周りを a 点から始まって時計回りに 1 回転すると、b 点では 1 原子面下に来てしまう。このように原子面がヘリコイド状につながっているさまから、この転位を「らせん転位」と呼んでいる。 [8]

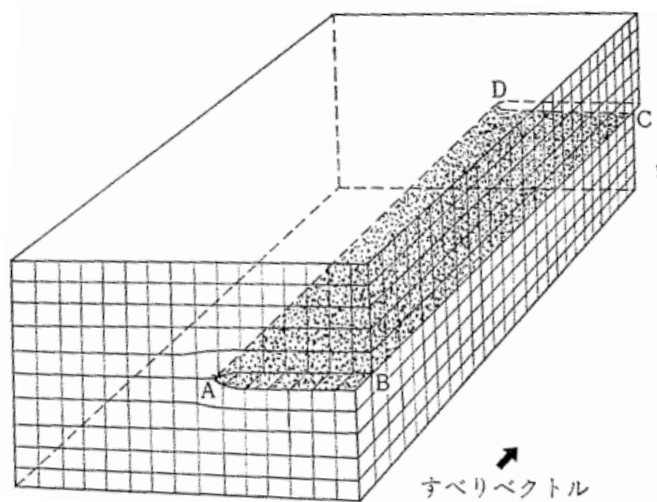


Fig.14 らせん転位を作るすべり [8]

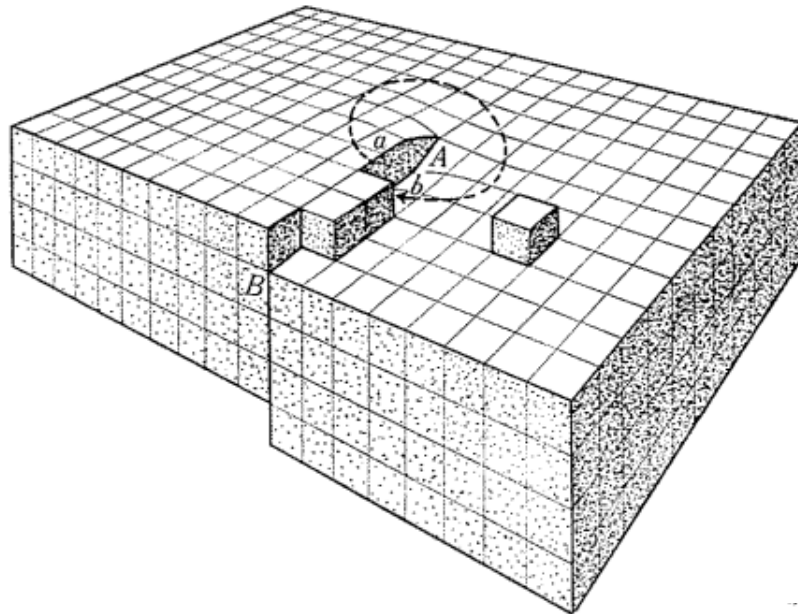
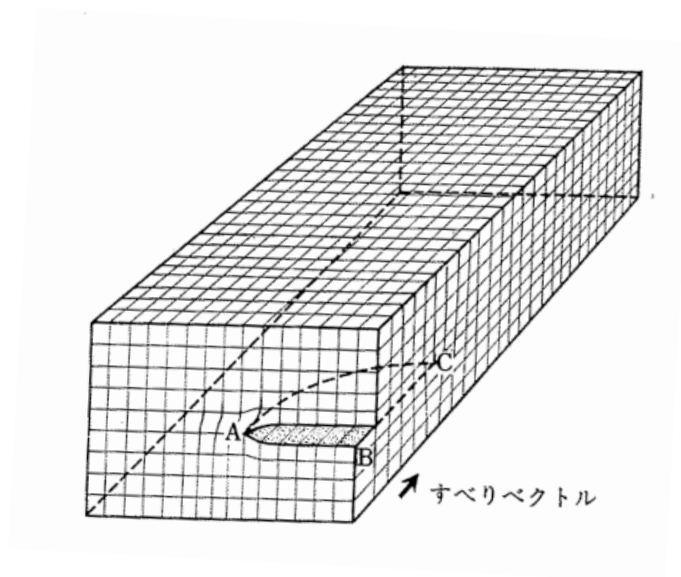
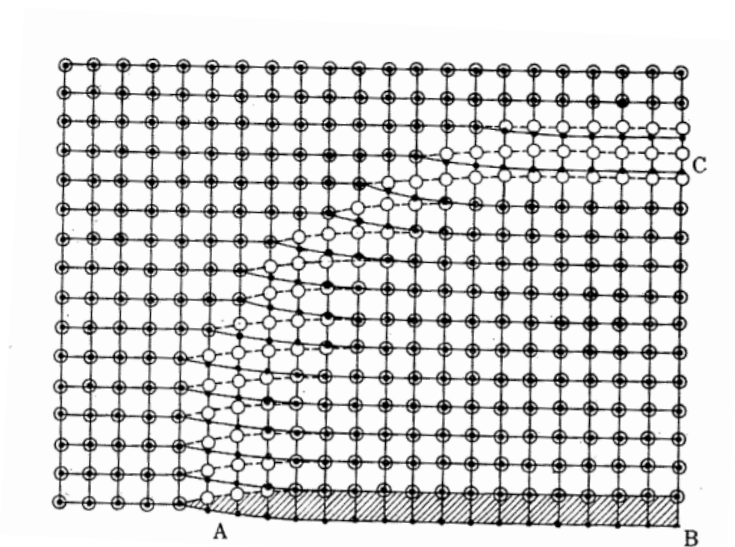


Fig.15 らせん転位と結晶成長[8]

これら転位においてすべり面上のすべった領域とまだすべっていない領域の境界は直線である必要はないし、またすべり方向と任意の角をなしていても差支えない。実際の結晶に存在する転位は Fig.16 のように刃状転位とらせん転位の間違った構造をとっているものが非常に多い。このような転位を「混合転位」と呼ぶ。混合転位があるときに、すべり面のすぐ上とすぐ下の原子面内の原子の位置は Fig.16 のようになっている。この図の A に近い部分はらせん転位になっており、C に近い部分は刃状転位になっている。



(a)



(b)

Fig.16 混合転位(a)すべりがABC面上で起きている様子, (b)大きい白丸がすべり面のすぐ上の原子を表し, 黒丸がすぐ下の原子をあらわす. [8]

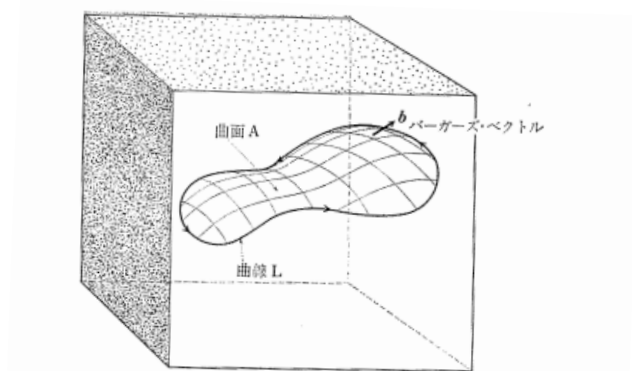


Fig.17 転位の一般的な定義 (Seitz による) [8]

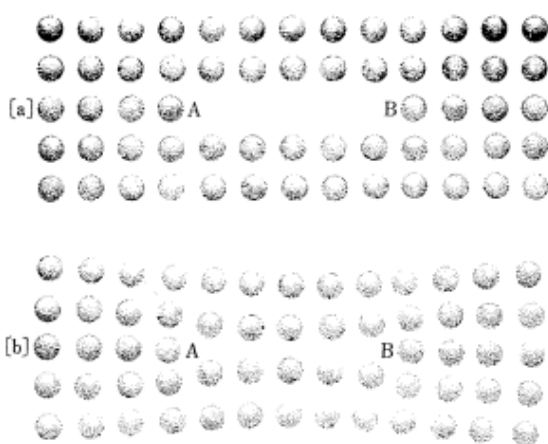


Fig.18 [a] 空格子点が板状に析出すると, [b] つぶれて刃状転位の輪が形成される [8]



Fig.19 格子間原子が板状に析出すると刃状転位に転化する [8]

以上まで述べてきた様に、転位というのは、すべりを起こした領域の境界である。このことを踏まえ、転位の最も一般的な定義を述べて本項を終了する。Fig.17 に結晶中に輪の閉じた曲線 L があるとする。この曲線 L で縁取られた曲面 A に沿ってこれまでと同じように切れ目を入れ、切れ目上下のどちらか片側の結晶を格子ベクトル \mathbf{b} だけずらす。すると曲線 L 上ではある部分では原子が重なりあい、またある部分では空格子点が生まれる。これらは曲線 L のところにしわ寄せされ、その他の曲面 A 上原子配列は動かすまえと全く同じ原子配列になる。空格子点では Fig.18 のような要領で、原子が割り込んできた格子間原子は Fig.19 のような要領で転位が生まれる。 [8]

前述したようにしわ寄せされた歪模様を転位と呼び、曲線 L を転位線と呼ぶ。また変位させたベクトル \mathbf{b} は転位を特徴づける上で重要な量でこれをバーガスベクトルと呼ぶ。ただこのままの定義では転位の正負が決定しない。従って詳細な転位の向き、

正負について定義づけを行う。Fig.17 のように閉じた曲線になっている場合はこの曲線に沿ってどちらかに矢印をつける。これを転位の向きと呼ぶ。転位線を矢印の方向に見て、切れ目は左側になるように配置をする。下の物質を固定して上の物質を変位させるときの変位ベクトルをバーガースベクトルと定義する。^[9]これでバーガースベクトルの向きが完全に決定される。この定義から、転位の向きを逆にするとバーガースベクトルの向きも逆になる。つまり、Fig.20 のように逆の方向から見て切れ目を左に置くには(b)のようにひっくり返す必要がある。よってバーガースベクトルの向きは逆向きになる。また転位が閉じた曲線を作っているときも、転位線の向きを Fig.17 の矢印の向きのようにとれば、ただ一つのバーガースベクトルでこの転位が規定される。

上の定義で転位は曲面のふちに作られるのだから、結晶内での転位線は閉じた形か、この曲線が閉じなければそれは結晶表面に抜ける場合である。よって転位線は結晶の中で切れることはない。これも転位の重要な性質の一つである。^[8]

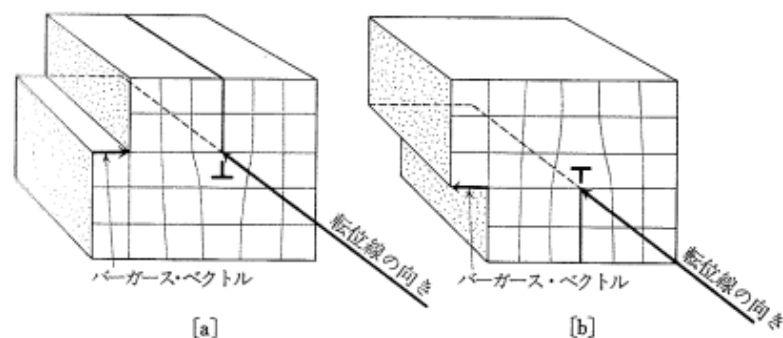


Fig.20 転位の向きとそれに対応するバーガースベクトル[8]

② 転位の移動

転位に働く力

転位の種類は前項で記述したとおりだが、この転位はこれが存在する結晶に外力が加わると移動する。これを定量的に説明するために、まずすべりの場合を考える。1本の転位が結晶の全断面を横切って移動をすると、大きさ b だけのすべりが起きる。すべり面に沿うすべり方向のせん断応力を τ とする。するとこの運動でなされる仕事は τAb である。(Aはすべり面に平行な結晶の断面積)これは転位が結晶を完全に横切った場合の話で、途中まで動いた時の場合はすべり変形はだいたい転位が掃いた面積に比例するとみなされる。よって転位が動いて掃いた面積を dA とすると、この移動でなされ

た仕事は $\tau b d A$ となる。

転位線に垂直な方向への転位の移動距離を δs とすると外力がなした仕事 W は、

$$W = \tau b d A = \tau b \int_L \delta s dl \quad (i)$$

である。ここで dl は転位線に沿って定義された微小線分の長さで、 L は転位線全長の長さである。仮に転位の移動距離が転位線のどこをとっても同じであれば、

$$dA = L \delta s$$

と書ける。すなわち、外力がなした仕事はこの仮定の下であれば、

$$W = \tau b L \delta s \quad (ii)$$

となる。

ここでそもそも、ある物体に力を加えて移動するときに成される仕事は力×移動距離で求めることができた。よって式(i)より単位長さに加わる力を f とすると、

$$f = \tau b \quad (iii)$$

となる。上式は転位論でよく用いられる関係式である。^[8]またこの関係式を求める際に、転位の移動距離 δs は転位線上どこでも同じと仮定したが、この関係式はこれが一定でなくても成立する。いま転位線に垂直に転位をすべり面内で動かそうとする力を f とすると、転位は場所によって異なるものの短い距離 $\delta s(\sigma)$ だけ移動するときになされる仕事は、 $\int_L f \delta s d\sigma$ で与えられる。これは結晶に加えた外力がなす仕事と同じものを表しているのであるから、

$$\tau b \int_L \delta s d\sigma = \int_L f \delta s d\sigma \quad (iv)$$

となる。上式は $\delta s(\sigma)$ がどんな値をとっても成り立たなければならない。そのためには f が転位のどの部分でも同じ大きさを持ち、 $f = \tau b$ の関係が成り立たなければならないので、転位の移動距離が転位の場所ごとに変化しても $f = \tau b$ が成立する。

転位の線張力

線張力 κ は長さの変化に伴うエネルギー上昇、すなわち、 $\kappa = \frac{\delta W}{\delta l}$ で定義される。転位線の湾曲に伴うエネルギー変化は、単純に長さの変化のみに依存しないのが弦の場合と異なる。Fig.21 に示す無限に長い転位の一部が、長さ L にわたって微小なふくらみ θ を生じた時のエネルギー変化は、

$$\delta W = 2 \left(W + \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \frac{L\theta^2}{2} \right) \frac{L\theta^2}{2}$$

と書ける．右辺の $\frac{L\theta^2}{2}$ はふくらみ部分片側の長さの増加分で，カッコ内のエネルギーの方向依存に関する θ の1次の項は，左右の傾斜部で相殺して存在しない．転位線とバーガスベクトル間の角度が β のとき，線張力として

$$\kappa = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} [(1+\nu)\cos^2\beta + (1-2\nu)\sin^2\beta] \ln \frac{L}{r_0}$$

という結果が得られる．上記結果より，転位の線張力は転位のふくらみの長さ L に依存し，転位の特性にも依存するため，微小なふくらみでも一義的に表現できない．

転位の特性に対する依存に関しては，上式かららせん転位 ($\beta = 0^\circ$) と刃状転位 ($\beta = 90^\circ$) の線張力の比は $\frac{1+\nu}{1-2\nu} \cong 4$ で，それぞれの自己エネルギーの大小関係とは全く逆の関係であることに注意が必要である．(転位の張り出しに伴い，らせん転位では自己エネルギーの大きい刃状成分を生成するのに対し，刃状転位の張り出しではエネルギーの小さいらせん転位を生成するため．) 現実の結晶中の転位のエネルギーは近似的に単位長さ辺り Gb^2 と書ける．線張力については， $L \cong 0.1[\mu\text{m}]$ とすると転位の種類に応じて $Gb^2 \sim \frac{Gb^2}{4}$ の値をとるが，代表的な線張力の値として， $\kappa = \frac{Gb^2}{2}$ がよく用いられる．^[9]

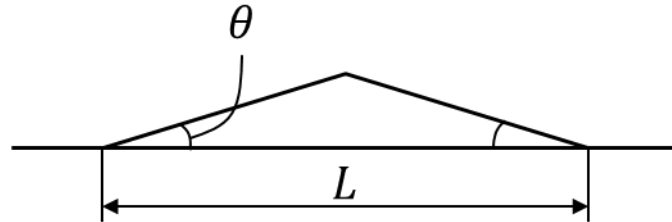


Fig. 21 転位が弓なりに張り出したときのモデル^[9]

(4). 磁気物性

① 磁区の構造

鉄をはじめとする強磁性体結晶は磁気モーメントを一方向に揃える自発磁化を有している。これが試料全体でそろっていると、試料表面に発生する磁極に基づく静磁エネルギーのためにエネルギー的に不安定になり、Fig.22 のように N, S の磁極が近くで磁気閉回路を構成するように磁区構造をとろうとする。^[10]

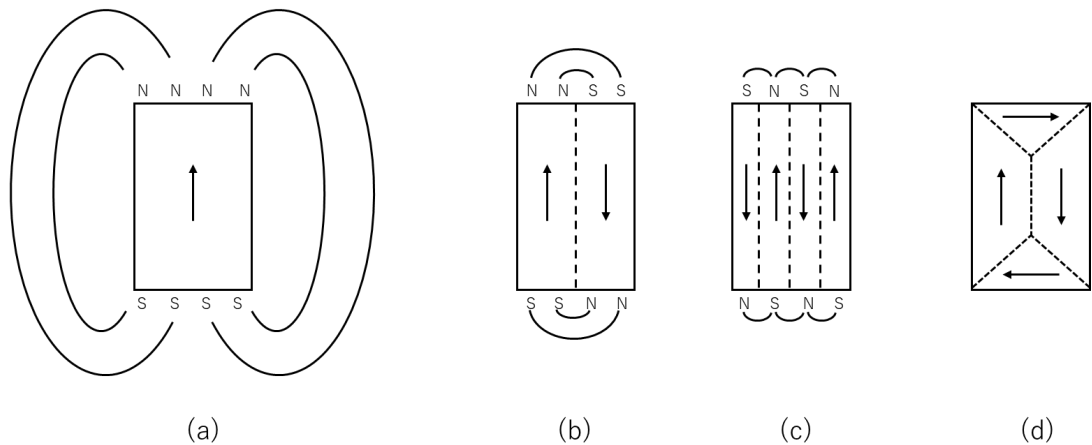


Fig. 22 磁区の起因の説明図, (d)は立方晶結晶の還流磁区を表す^[10]

静磁エネルギーは磁区が細くなるほど小さくなり安定ではあるものの、磁区の境界層（これを磁壁と呼ぶ）を形成するのにエネルギーが必要である。従って無限に磁区が細くなるのではなく、これらの兼ね合いや、磁気異方性エネルギー、交換エネルギー、磁気弾性エネルギーなど全てのエネルギーが最小となるように磁区の大きさが決まる。^[12]

② 磁壁と磁壁エネルギー

今回鍵となるのは磁壁である。これはブロッホ壁とも呼ばれ、Fig.23 にその内部構造の模式図を示す。本来ならば強磁性体等の磁気モーメントは交換結合によって平行または反平行に配置されるのが最も安定である。ただ静磁エネルギーを小さくするために磁区構造をとることによって磁壁が生まれ、その中では互いに隣接する原子の磁気モーメントが互いに傾いている。これによるエネルギーの上昇を抑えるため、左右の磁区の磁気モーメントは $N \approx 10^2$ の格子層にわたって徐々に向きを変えていく構造をとって交換エネルギーの増加を抑えている。磁気モーメントが互いに傾くことによって磁壁内部に蓄えられたエネルギーのことを磁壁エネルギーと呼んでいる。^[10]

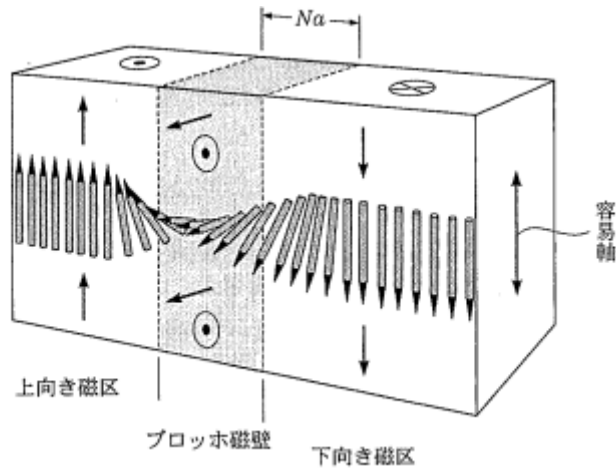


Fig. 23 バルク試料で一般的な磁壁のタイプであるブロッホ磁壁の模式図^[10]

この磁壁エネルギーは主として交換エネルギーと磁気異方性エネルギーから構成されている．今回は例として図のように隣り合う磁区の揃った磁気モーメントの向きが 180° 異なった場合について考える．

まず，交換エネルギー E は，

$$E = -2J_{ij}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$$

で表すことができる．（異なる原子のスピンの間に生ずる交換相互作用で， J_{ij} は交換積分である）ここで，

$$|\mathbf{S}_i| = |\mathbf{S}_j| = S, \quad J_{ij} = J$$

と置くと磁気モーメント 1 対当たりの交換エネルギーの大きさは

$$E = -2JS^2 \cos \varphi$$

となる．ここで φ は隣の磁気モーメントとのなす角度であり，これが小さければ，

$$\cos \varphi = 1 - \frac{1}{2}\varphi^2$$

と近似できる．従って交換エネルギー E は，

$$E = -2JS^2 \cos \varphi \approx JS^2\varphi^2 + \text{const}$$

となる．さらに磁壁の幅 δ 、磁壁内に N 個原子があり， N 対磁気モーメントの対があると仮定する．するとこれら N 個の原子の交換エネルギー E^N は，

$$E^N = JS^2\varphi^2 N$$

であり，磁壁内のスピンの N 層にわたって等しく π/N ずつ角度を変えるとすると， $\varphi = \frac{\pi}{N}$ となるので，

$$E^N = \frac{JS^2\pi^2}{N}$$

と表すことができる。ただ、この値は磁壁の幅が原子 1 列であったときの交換エネルギーである。構成する原子の大きさはその材料が変わると異なるため、これを同時に比較が行えるように単位面積当たりのエネルギーに変換する。原子が単純立方格子を組んで格子定数を a とすると、単位面積当たりの原子配列は $1/a^2$ である。よって単位面積当たりのエネルギー U は、

$$U = \frac{JS^2\pi^2}{Na^2}$$

となり、磁壁の幅 δ は $\delta = Na$ であるから、

$$U = \frac{JS^2\pi^2}{\delta a}$$

と表せる。すなわち、磁壁の幅が大きい方が磁壁の交換エネルギーが少なくて済む。

一方、一軸磁気異方性を例にとって磁壁内の磁気異方性エネルギーを考える。一軸磁気異方性エネルギーは θ を磁化容易軸と磁気モーメントがなす角とすれば、

$$E_A = K_u \sin^2 \theta$$

で表せる。磁壁内の最初の原子の磁気モーメントの傾きは $\theta_1 = \frac{\pi}{N}, \theta_2 = 2\theta_1 = \frac{2\pi}{N}, \dots$ となり N 番目は $\theta_N = \pi$ となる。さらに格子体積は a^3 であるから原子 1 列の一軸磁気異方性エネルギー E_A^N は、

$$E_A^N = a^3 K_u (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 2\theta_1 + \sin^2 3\theta_1 \dots + \sin^2 \pi) = a^3 K_u \sum_{n=1}^N \sin^2 \left(\frac{n\pi}{N} \right)$$

さらに N が多い場合は積分で表し、

$$E_A^N = a^3 K_u \int_0^N \sin^2 \left(\frac{n\pi}{N} \right) dn = a^3 K_u \left(\frac{N}{\pi} \right) \int_0^\pi \sin^2 \left(\frac{n\pi}{N} \right) d \left(\frac{n\pi}{N} \right)$$

となり、さらに $\int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta = \frac{\pi}{2}$ より、

$$E_A^N = \frac{a^3 K_u N}{2}$$

となる。これを磁壁の幅 $\delta = Na$ を用いて単位当たりの面積で表すと、

$$U_A = \frac{E_A^N}{a^2} = \frac{a K_u}{2} \left(\frac{\delta}{a} \right) = \frac{K_u \delta}{2}$$

この式から磁気異方性エネルギーは磁壁幅が小さいほどエネルギーも小さくなる。また、単位面積当たりの磁壁エネルギー ε_w は、

$$\varepsilon_w = U_{ex} + U_A = \frac{JS^2\pi^2}{\delta a} + \frac{K_u\delta}{2}$$

となる。これより磁壁エネルギーを最小とする磁壁幅 δ は以下の式を満足する場合に得られる。

$$\frac{\partial \varepsilon_w}{\partial \delta} = -\frac{JS^2\pi^2}{\delta^2 a} + \frac{K_u}{2} = 0$$

結果的に

$$\delta = \sqrt{\frac{2JS^2\pi^2}{aK_u}} = \sqrt{2} \cdot \pi \sqrt{\frac{JS^2}{aK_u}} = \sqrt{2} \cdot \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}$$

となる。ここで $A = \frac{JS^2}{a}$ であり、交換（スティフネス）定数と呼ばれている。交換定数 A は格子定数 a 、キュリー温度 T_C 、ボルツマン定数 k_B を用いて概算が可能でその式は、

$$A \approx \frac{k_B T_C}{a}$$

である。そのときの磁壁エネルギーは

$$\varepsilon_w = \sqrt{2}\pi\sqrt{AK_u}$$

と表すことが出来る。^[11]

③ 磁壁と転位の相互作用

強磁性体はこれまでも述べてきたように、消磁されているときは多磁区構造をとり、各磁区の自発磁化を打ち消し合っている。これに外部磁場を加えていくと磁壁の移動がおこり、内部磁化が進行していく。この磁化は大きく2つのメカニズムによって進行する。その磁壁移動の中にピニングという現象は起きるため、その詳細を述べる。

まず、外部磁場 H が加わるとその磁場方向に近い磁気モーメントの方向を持つ磁区の体積が増加するように磁壁が移動する。さらに H が増加すると磁壁が消失し、単軸構造となる。加えてさらに H が大きくなると磁気分極が H 方向に回転し、 H 方向の磁気分極が強磁性体の飽和磁気分極となって飽和に達する。このイメージを磁化曲線と共に Fig. 24 に示す。^[12]

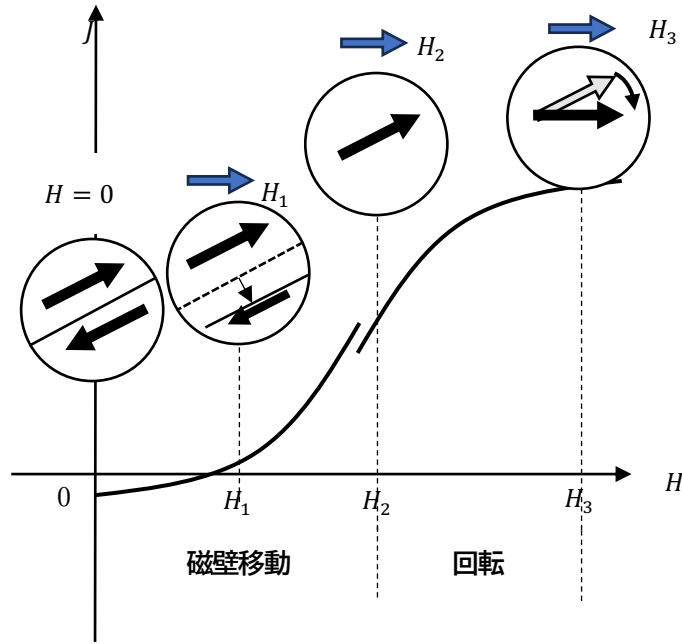


Fig. 24 磁化過程と磁区構造^[12]

次に磁壁移動をエネルギー的に考察する．Fig. 25 のような面積 A の 180° 磁壁が 0 の位置にある磁区構造を例にとりて考え，磁化のエネルギー U_m の変化を見る．この際，飽和磁気分極 J_s の磁性体の磁気分極が磁化容易軸を向いているとし，この方向に対して θ の角度で磁場 H がかかり，磁壁が Δx だけ移動したと仮定する．すると，磁場方向の磁気分極の変化は $2 \cdot \Delta x \cdot A J_s \cos \theta$ で表される．従ってこのときの磁化エネルギー U_m の変化 ΔU_m は，

$$\Delta U_m = -2\Delta x \cdot A J_s H \cos \theta$$

となる．これと磁壁エネルギー U_w を合わせた全エネルギーの増加量 ΔU は，

$$\Delta U = \Delta U_w + \Delta U_m = \Delta U_w + (-2\Delta x \cdot A J_s H \cos \theta)$$

と表せる．

磁壁は磁場 H の影響を受けて移動するが，その移動は無限にするわけではなく， ΔU が最小となる所で止まる．その ΔU の値は，

$$\frac{\partial(\Delta U)}{\partial x} = \frac{\partial U_w}{\partial x} - 2A J_s H \cos \theta = 0$$

であることから， x だけ磁壁が移動させるのに必要な外部磁場 H は，

$$H = \frac{\frac{\partial U_w}{\partial x}}{2A J_s \cos \theta}$$

となる．ここで簡単のため，磁壁エネルギーを $U_w = \frac{1}{2}\alpha x^2$ (α は係数) とすると，

$$H = \frac{\alpha x}{2A J_s \cos \theta}$$

$$x = \frac{2A J_s H \cos \theta}{\alpha}$$

となる．この式から α が大きい，すなわち磁壁エネルギーの変化が大きいほど x は小さく動きにくくなり，移動には大きな磁場 H が必要であることがわかる．また， $\theta = 0, \pi$ のとき，すなわち磁化容易軸方向と平行に磁場をかけると磁壁の移動は大きくなり，反対に $\theta = \frac{\pi}{2}$ のような磁化容易軸と垂直に磁場をかけると全く磁壁が動かないことがわかる．

このような考えのもとで，もし Fig. 26 のように $J_s = 0$ のような介在物が磁壁上に分散した場合，何が起きるかを考察する．

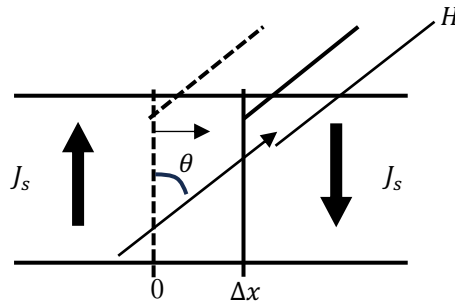


Fig. 25 磁壁の移動^[12]

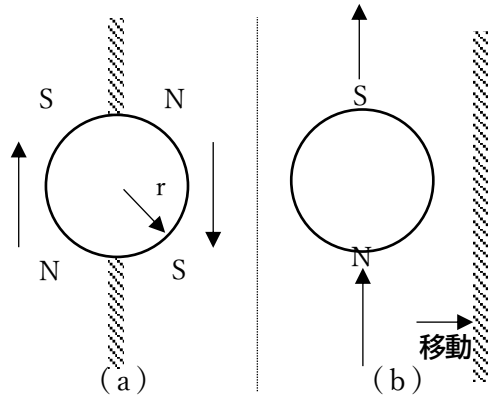


Fig. 26 介在物の磁壁移動^[12]

磁壁が Fig.26(a)のように介在物の中心に存在する場合は，磁壁の総面積が πr^2 分低下するため，磁壁エネルギーは減少する．反対に(b)のように磁壁が介在物の中心から外れた場合は πr^2 磁壁の総面積が増え，磁壁エネルギーも増加する．Fig.26(a)と(b)では(b)の方がエネルギーが小さく安定なため，磁壁は介在物のところに留まろうと振舞う．これを言い換えると磁壁は介在物に固着されて移動しにくくなっているといえる．これをその様から磁壁のピンングと呼んでいる．

3. 実験装置および方法

本章ではばね定数や減衰比をはじめとする力学物性値を測定するために使用した実験装置について述べる．使用した装置は2つあり，1つ目を「準静的試験装置」，2つ目を「動的測定装置」と呼ぶ．

(1). 実験試料

力学物性値を測定する際に使用したばねは準静的・動的測定装置共に同じ製品・型番である．製品名・型番はSWP-B パーライト鋼線引張コイルばね（アキュレイト社製 型番：DE588）である．ただ通常の製品とは少し異なる点がある．それは低温焼なましがばねに与える力学物性への影響を評価するため，コイリング直後の低温焼なましを行っていないばねを特注し，実験で使用した．使用したばねの寸法および物性値の詳細を以下の Fig. 27 および Table. 2 に示す．

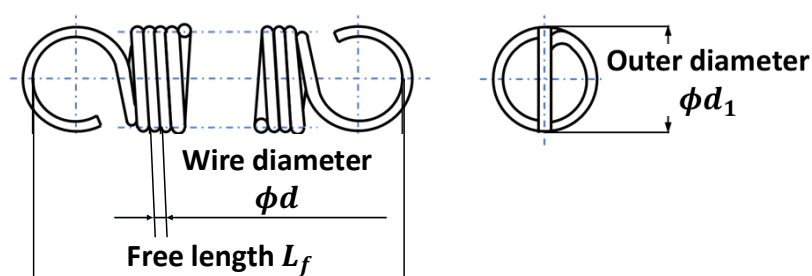


Fig.27 実験用ばね主要寸法図

Table. 2 実験用ばねの仕様

Material	SWP-B
Outer diameter [mm]	10.8
Wire diameter [mm]	0.8
Free length [mm]	36.6
Total number of coils [-]	19.5
Spring constant [N/mm]	0.206
Allowable load [N]	11.57
Initial tension [N]	1.579

(2). 熱処理した試料のばね定数準静的複数回測定

実験のおおまかなフローチャートを Fig. 28 に示す．まずはじめに（1）で示したばねを電気炉に入れ，設定した温度下で熱処理を行う．実験条件で規定した時間が経過した後，電気炉から取り出し，室温にて冷却を行う．その後，後述する実験装置に熱

処理を行ったばねを取り付けばね定数の測定を行う。データは csv ファイル形式で保存され、これをエクセルファイルで編集し、ばね定数の計算を行うという流れである。

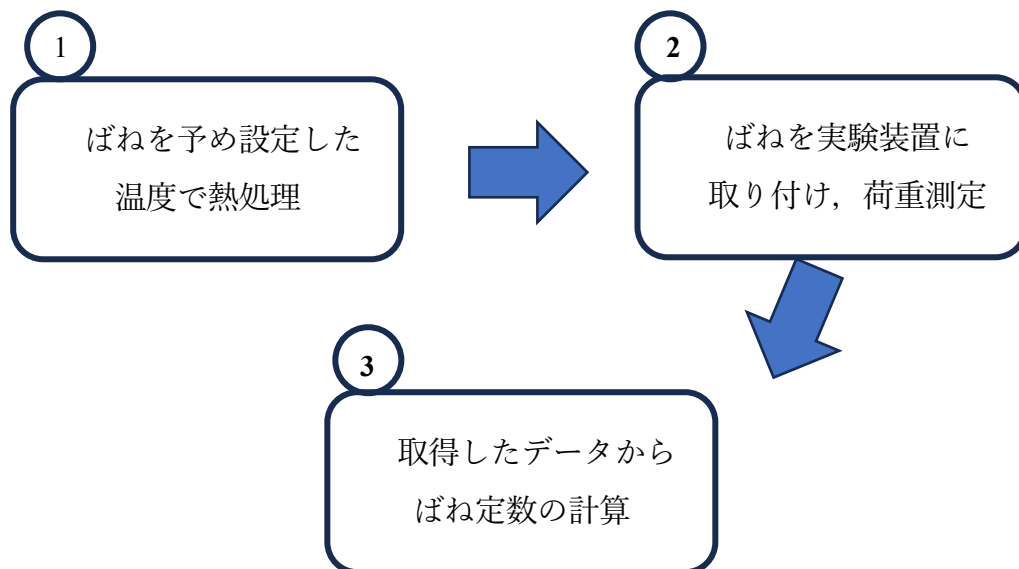


Fig. 28 ばね定数準静的複数回測定実験の手順フローチャート

① 熱処理方法・条件

試料の熱処理は電気炉（ADVANTEC 製 型番：FUA112DC Pic.1）を用いた。電気炉の仕様などの詳細を Table. 3 に示す。



Pic. 1 FUA112DC の全体図

Table. 3 FUA112DC 仕様	
温度調節精度	±2°C at 1050°C
温度分布精度	±5°C at 600～1000°C
温度上昇時間	約 30 分 室温→1100°C
炉内寸法	W150mm× D250mm× H100mm

熱処理の条件およびフローチャートは以下に示すとおりである。例えば 100°Cで熱処理をされた試料を作りたい場合で考える。まずはじめに電気炉の設定を 100°Cに設定し、30min 炉内の温度が安定するまで待機する。その後炉の扉を開け、試料を炉内に投入し 1h 熱処理を行う。1h 経過後、試料を取り出し実験室の室温下で冷却を行う。

冷却は 10 分程度ではねが室温と同じぐらいの温度になるため、冷却時間は決めていない。ただ、少なくとも 30 分は冷却時間をとった後で実験を行っている。

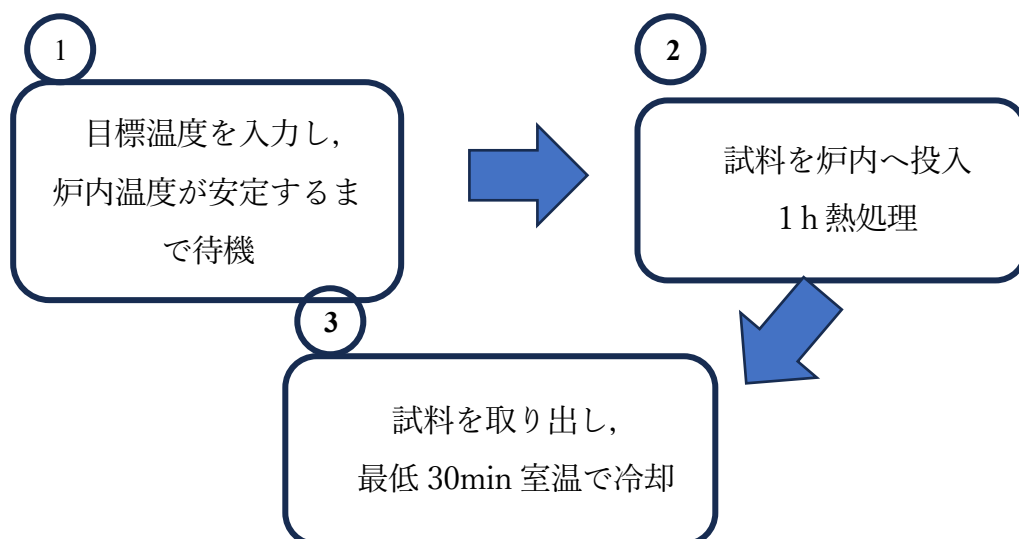


Fig.29 ばね定数準静的複数回測定実験の熱処理詳細フローチャート

試料は A_0 変態点を含む $100\sim 300^{\circ}\text{C}$ の範囲で 10°C 間隔で温度を変更し熱処理を行った。すなわち、試料 1 : 100°C で熱処理、試料 2 : 110°C で熱処理...といった具合に試料を作成した。熱処理は大気中で 1h 時間行い、その後炉から取り出し室温で冷却した。ただ例外として A_0 変態点近傍 ($215\pm 20^{\circ}\text{C}$) では温度間隔を 5°C ごととした。

② ばね定数複数回測定装置の詳細

上記条件で熱処理された試料に対して、室温下で準静的にばね定数を複数回測定した。今回の実験装置の概要図を Fig. 30 に、また実験条件を Table. 4 に示す。この実験で求めるばね定数は電子天秤（島津製作所製 UW6200H）から測定できる荷重と Z ステージ（シグマ光機製 OSMS80-20ZF-0B）の変位量から導出している。各装置の簡単な諸元を Table. 5, 6 に示す。モーターコントローラーには同じくシグマ光機製 SHOT-602 を使用した。

電子天秤は通常の皿部に測定対象物を載せて荷重を測定するのではなく、底部に備わっている測定用フックを使用して荷重を測定した。フックに直接ばねを吊り下げずにチェーンを挟んでいるのは、電子天秤を静定するための台座と Z ステージのばね固定用フックの距離が近いと干渉してしまうため、干渉を避けるスペーサーとしての役割を果たすためである。

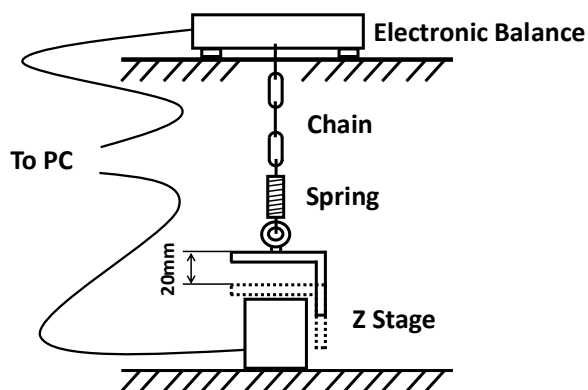
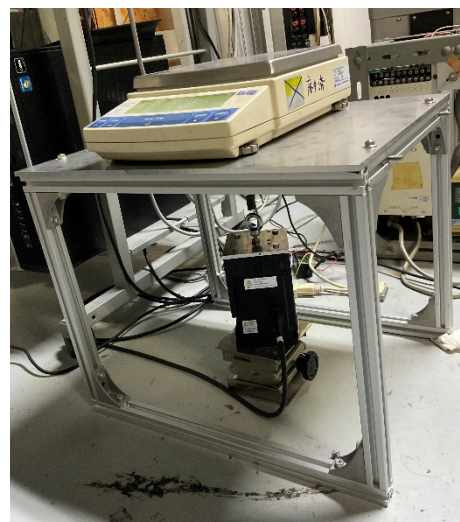


Fig. 30 準静的複数回測定装置概要図



Pic. 2 準静的複数回測定装置

Table. 4 Z ステージ側設定

ステージ総移動量	8 or 16 [mm]
設定パルス数	500
設定往復回数	250

Table. 6 電子天秤仕様

型名	UW6200H
ひょう量	6200 [g]
最小表示	0.01 [g]

Table. 5 Z ステージ仕様

品番	OSMS80-20ZF-0B
移動可能量	20 [mm]
分解能	0.1 [$\mu\text{m}/\text{pulse}$]
繰返し位置決め精度	5 [μm]
搭載モータ仕様	5相ステッピングモータ 0.75A/相

本実験では2つの機器を1つのプログラム上で同時に制御を行っている。プログラム開始時からPC上でカウントされる時間を基準とし、2.000[sec]毎にその時の荷重を読み取る。PCから荷重の読み取り命令が出た時の時刻と実際測定された荷重の値をcsvファイルに保存している。読み取り間隔時間を2.000[sec]にしているのはPCと電子天秤間の通信エラーが起きないように余裕を持たせているためである。またZステージは鉛直方向にプログラムで設定された速度にて等速で移動し、目標移動量に達成する時刻となった時に停止し、折り返して同様に移動する。

今回の実験ではこの引っ張りと除荷を繰り返す往復回数を250回とし、その際の荷重の変化を測定した。

③ データ分析・ばね定数導出方法

プログラムによって出力された csv ファイルの実験データには電子天秤から荷重の値を読み取った時間（プログラムを実行してから経過した時間を示すミリ秒）と荷重のデータ x.xx [g]がデータ型 str で出力される。（Pic. 3 における C,D 列）A 列はばねを伸ばしているか・縮めているかを表す数字で、0 が引張時、1 が圧縮時である。B 列は各引張時、圧縮時における通し番号である。A～D 列までがプログラムを実行し終えた際に取得されているデータで、E 列以降が、Excel のマクロにより操作し算出された数値である。

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q
1	0	0	41279	- 0.01g	0 - 0.01	0	-0.01	20.25738	20.25738			0.198522	0.200222				
2	0	1	43279	0.00g	0.1 0.0	0.1	0	-20.4308	20.43079			0.199943	0.200225				
3	0	2	45279	0.01g	0.2 0.01	0.2	0.01	20.40232	20.40232			0.199503	0.200246				
4	0	3	47279	0.02g	0.3 0.02	0.3	0.02	-20.4311	20.43111			0.199898	0.200197				
5	0	4	49279	0.00g	0.4 0.0	0.4	0	20.35745	20.35745			0.199852	0.200168				
6	0	5	51279	23.67g	0.5 23.67	0.5	23.67	-20.4333	20.43327			0.199952	0.200161				
7	0	6	53279	54.32g	0.6 54.32	0.6	54.32	20.39772	20.39772			0.199913	0.200164				
8	0	7	55279	61.77g	0.7 61.77	0.7	61.77	-20.4283	20.42828			0.199951	0.200162				
9	0	8	57279	66.37g	0.8 66.37	0.8	66.37	20.39311	20.39311			0.200025	0.200199				
10	0	9	59279	70.07g	0.9 70.07	0.9	70.07	-20.4253	20.42528			0.199965	0.2002				
11	0	10	61279	71.88g	1 71.88	1	71.88	20.40322	20.40322			0.200055	0.200214				
12	0	11	63279	74.03g	1.1 74.03	1.1	74.03	-20.4246	20.42462			0.200033	0.20023				
13	0	12	65279	75.97g	1.2 75.97	1.2	75.97	20.39925	20.39925			0.200048	0.200222				
14	0	13	67279	77.79g	1.3 77.79	1.3	77.79	-20.4249	20.4249			0.19994	0.200167				
15	0	14	69279	79.60g	1.4 79.6	1.4	79.6	20.40319	20.40319			0.200073	0.200248				
16	0	15	71279	81.58g	1.5 81.58	1.5	81.58	-20.4246	20.42465			0.200038	0.200194				
17	0	16	73279	83.33g	1.6 83.33	1.6	83.33	20.41072	20.41072			0.200106	0.200213				
18	0	17	75279	85.08g	1.7 85.08	1.7	85.08	-20.4285	20.42846			0.200099	0.200198				

Pic. 3 データ編集画面一例

E 列で行っている計算は、各引張 or 圧縮が開始された時間から何秒経ったかを計算し、そこからステージの移動量≡ばねの変位量を算出する。例えば E8 のセルで行われている計算は、

$$E8 = \frac{C8 \left(\text{計算されている E 列の行数の C 列の値を参照} = 55279 \right) - C1 \left(\text{引張が開始された時間} = 41279 \right)}{1000} \\ \times \text{ステージ移動速度} \left(0.05 \left[\frac{\text{mm}}{\text{sec}} \right] \right) = 0.7 [\text{mm}]$$

という具合である。F 列は D 列で出力された測定結果の文字列のうち、文字“g”を取り除く作業をしている。さらに様々な要因により数値の前に別の文字が出力されてしまうことも多々あるため、これらの文字も取り除くことを同時に行っている。G, H 列は E, F 列で出力された文字列を Excel 関数で使用可能なように int 型へ変換した結果を出力させている。

I 列が一番重要なばね定数を計算し出力されたものである。算出された G 列, H 列の値を使用し, SLOPE 関数を用いて回帰直線を求め, フックの法則から求められた回帰直線の傾きの値をばね定数とした。奇数列が正, 偶数列が負の値をとっているのは奇数列がばねを伸ばしていった場合のばね定数, 偶数列が縮めていった場合のばね定数であるからである。これまでの手順で導出し, csv ファイルに出力されたばね定数の単位は[g/mm]である。そこで L 列, M 列に格納されている値は, これを[N/mm]に変換しなおし, L 列に引張時, M 列に圧縮時の荷重の変化から導出した値を出力させている。J 列は I 列の値の絶対値を出力したものである。

(3). 温度変化下での力学物性値の動的測定

(2) とは別の実験として, 炉中に設置した試料を室温から 300°Cまで変化させながら加振することで, 温度変化下での力学物性値の動的測定を行った。Fig. 31(a)に実験装置の概略図を, Fig. 31(b)に加振主要部の詳細を示す。

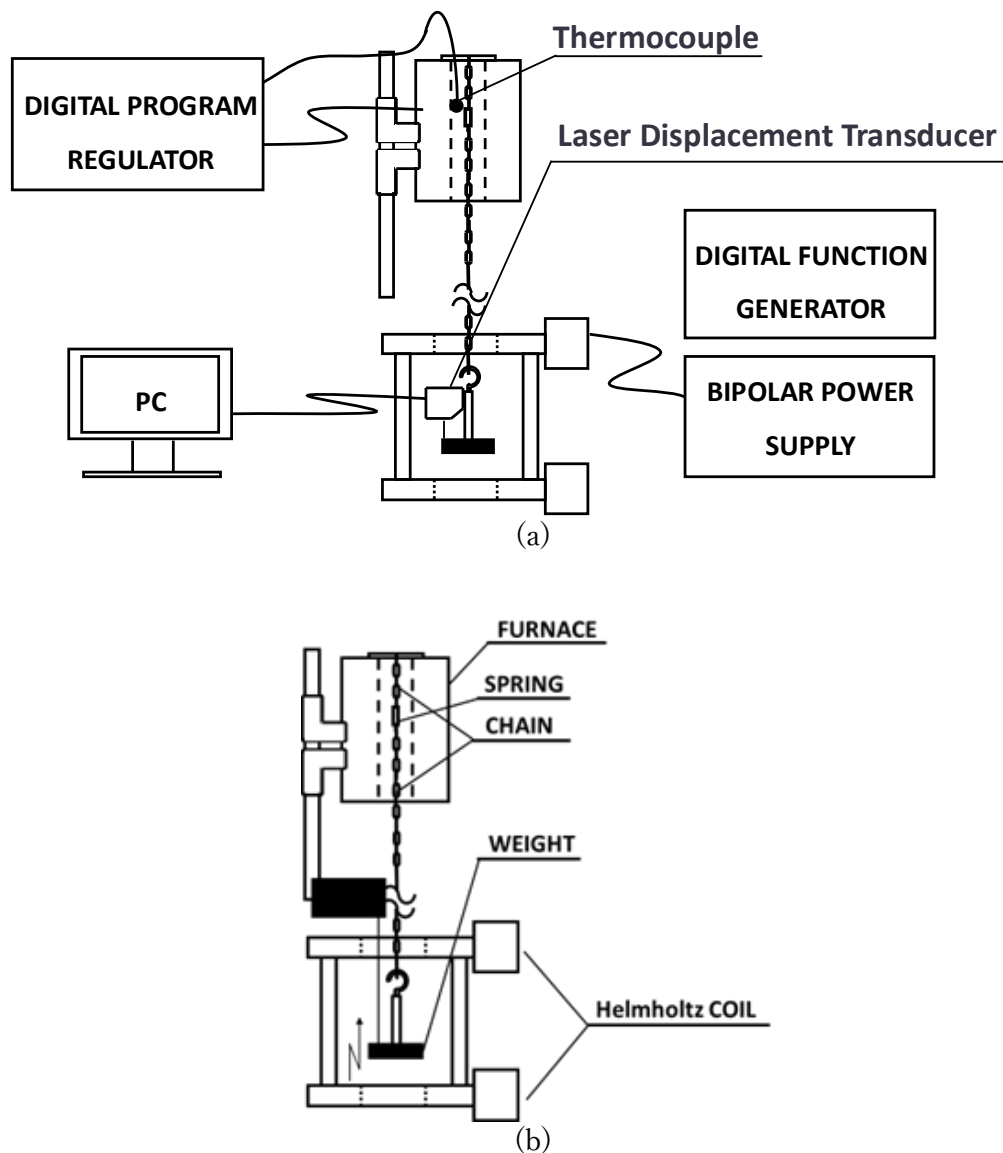


Fig. 31 動的測定装置の模式図：(a)全体図，(b)振動主要部

① 実験装置

本実験装置では炉内に（１）で記述した試料を設置し，それに鉄鋼材料でできた重りを取り付けて鉛直方向に吊り下げることで一体振動系を構成した．周波数発生器（NF 回路設計ブロック製 型番：DF1906）の信号をバイポーラー電源（高砂製作所製 型番：BWS40-20）により増幅し，ヘルムホルツコイル（ハヤマ製 型番：HHC-15V-300）に交番磁界を発生させている．発生した磁界によって重りに外力が与えられ，外力を発生させる周期が一体振動体の固有周期近傍になる様設定をした．また周波数

発生器は設定で波形を発生させる波数と、発生させない波数を任意に設定することができる。すなわち磁界を発生させて外力を与えて強制振動させる時間と磁界の発生を停止させ自由振動させる時間を任意に制御することが可能である。

本実験では後者の自由振動時における変位の時間変化の測定値に、一体振動系の理論式をフィッティングすることで力学物性値の値を求めた。また、ばねを加熱する炉の温度は温度調整器（チノー製 型番：KP113BR10）により PID 制御を行った。

② 実験方法

以下では、周波数発生器のパラメータを実験中に変化させず、はじめに設定された入力波形のまま実験を行った場合の方法について述べる。

大まかに実験の流れは次のようである。

- i. レーザー変位計のサンプリング周期等データ収集条件設定
- ii. 周波数発生器（ヘルムホルツコイルへの入力波形）の設定
- iii. 温度調節器の温度変化パターンの設定
- iv. 実験開始

以下に上記各手順について詳細に説明する。

i. レーザー変位計のサンプリング周期等データ収集条件設定

おもりの上下動はレーザー変位計を用いてばねが自然長の時のおもり上面の位置を原点として変化を測定する。レーザー変位計は Keyence 製 型番：IL-300 を使用した。またデータロガーには Keyence 製 WAVESHOT を使用した。このロガーのデータ収集条件設定を行うのが本ステップである。



Pic. 4 Keyence IL-300

Table. 7 IL-300 仕様	
基準距離	300[mm]
測定距離	160～450[mm]
サンプリング周期	0.33/1/2/5[msec]
繰り返し精度	30[μm]

既に述べたようにこのロガーの性能上データを保存できる数に限りがある。よって変化をより細かく取ろうと、サンプリング周期を短くしてしまうと、データを取得可能な時間が短くなってしまう。

のちのステップで温度調節器の設定があるが、これは力学物性値を算出するのに必

要な自由振動を測定中の温度変化を可能な限り小さくすることが必要となる。つまりできるだけ長い時間で温度を目標温度に到達するように設定しなければならない。これはロガー側の設定とトレードオフの関係になっている。

また、さらに考慮する必要のある因子として、i~iv で収集したデータをもとに Mathematica というソフトで力学物性値を計算する際に、1 自由振動当たりにある程度のデータ数が必要になるため、ロガーのサンプリング周期をある程度短くする必要がある。

これらを考慮したうえで、データ収集条件設定は下表のように設定をした。

Table. 8 WAVESHOT のデータ収集条件		
サンプリング周期		50[msec]=0.05[sec]
蓄積可能データ数		65536 (測定可能時間 3276.0[sec])
トリガ条件	収集形式	シングル
	ソース	マニュアル

ii. 周波数発生器の設定

今回使用した周波数発生器（エヌエフ回路設計ブロック社製 型番：DF-1906）が設定できる項目は以下のとおりである。

周波数[Hz]・振幅[V_{rms} or V_{p-p}]・オフセット[V_{rms} or V_{p-p}]

出力モード[バースト or 連続]・出力波形[sin 波 or 矩形波 or 一定出力]



Pic. 5 NF 回路設計ブロック，DF1906

Table. 9 DF1906 仕様	
発振方式	DDS（デジタル直接合成発振器）
周波数範囲	0.1[mHz]~2[MHz]
周波数分解能	0.1[mHz]
出力波形	正弦波，方形波，三角波，任意波，DC

今回は本実験装置の実験方法冒頭で記載した通り，実験中に周波数発生器で実験開始までに設定した値を実験開始後より変更しないものとする。設定値を下表にまとめた。

Table. 10 周波数発生器各値設定条件	
周波数	実験により異なる (1.0~1.5[Hz])
振幅	実験により異なる (0.70~0.90[V _{rms}])
オフセット	0
出力モード	バースト
出力波形	Sin 波

周波数は行った実験によって異なるが、基本的には本実験にて計算された、ばね-おもり系の固有周期から周波数の設定を行った。実験装置の都合上、周波数発生器で設定された倍の周波数でヘルムホルツコイルに電流を出力させている。振幅は周波数同様、実験によって値を変更した。ただ、予備実験の結果から 0.70~0.90[V_{rms}]の範囲が妥当と考えた。

オフセット・出力モード・出力波形は全ての実験で共通させ、オフセットはなし・出力モードはバースト波・波形は sin 波を選択した。

出力モードをバースト波にすると設定可能項目が増え、“Mark 波数”、“Space 波数”、“初期位相”が選択できるようになる。それぞれの意味する所は、予め上記で設定された周波数をどれだけの波数分発生させ、反対に発生させずに待機するのか、その初期位相を決めるというものである。例えば周波数が 0.5[Hz]であれば周期は 2[sec]となる。Mark 波数を 4, Space 波数を 1 と設定すれば、4 波分すなわち 8[sec]波形が出力されて、1 波分=2[sec]波形が出力されないというのを繰り返す。

Mark 波数, Space 波数は実験によって値を変更している。初期位相は 0 とした。

iii. 温度調節器の温度変化パターンの設定

温度調節器（チノー製 型番：KP113BR10）は炉内に挿入された熱電対から温度を測定し、設定された目標温度にするために出力を調整する PID 制御器である。この目標値は予めプログラムしておいた温度変化パターンから計算される。本ステップで行うのはその温度変化パターンの設定である。

設定は至ってシンプルで、開始から何分後に何℃にしたいかという代表値を設定していくだけである。この設定も実験ごとに異なるが、一例を Fig. 34 に示す。1 は室温から 5 分で 50℃まで温度を上昇させる。次に 2 は炉内の温度を安定かつおもり取り付けの準備を行う。2 ではまだヘルムホルツコイルに周波数発生器からの入力はない。3 でヘルムホルツコイルに入力を入れておもりを加振させ、レーザー変位計によるデータ収集もスタートさせる。Fig. 32 であれば 50min (=3000[sec]) で 50℃から 300℃

まで炉内温度を変化させるよう設定している。今後、実験結果で温度変化条件について述べる際、この3の部分のみ言及することとする。

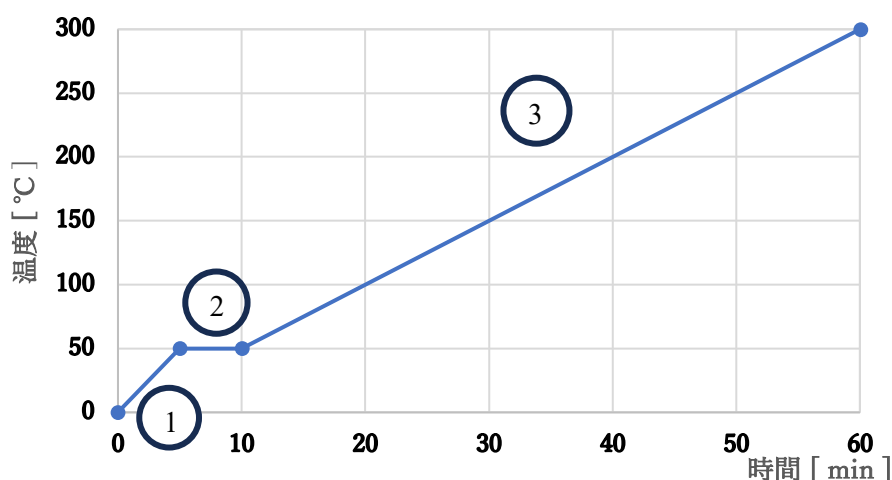


Fig. 32 温度変化パターン設定一例

iv. 実験開始

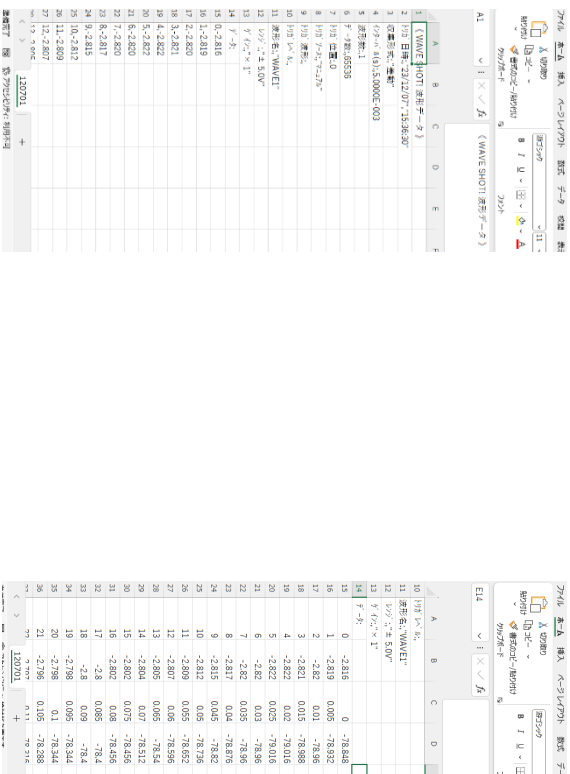
実験開始時には複数の機器のスイッチを手動でオンにする必要がある。具体的には、データロガーの取得開始ボタンのクリック・周波数発生器の入力をオフからオンにすることである。そのタイミングは上記温度変化パターンが3の状態に入った瞬間で、データロガーの収集を開始した後、周波数発生器の入力をオンにしている。

③ データの解析法

データ解析までの下準備

データロガーで保存されたファイルはPRN ファイル形式という csv ファイルに似た形式で保存される。出力されたデータの一例を Pic. 6 に示す。本形式では一つのセルに（データ通し番号，電圧の値）が連続で格納されてしまっている。これを別のセルに分離するために、Excel の「データ」タブ内にある「区切り位置」の機能を使用し、それぞれを分けて別のセルに格納した。（Pic.7 の A 列と B 列） Pic.7 の C 列に格納されているのはデータ取得からの開始時刻で、今回の場合はロガーのサンプリング周期を 5[msec]で設定したので Pic. 6 のような値になっている。D 列の値は B 列の値を 28 倍した数値である。この操作を行うの理由はロガーに保存されるのは電圧の値で、実際の変位は電圧値を 28 倍した値であることに起因する。C 列，D 列の値を別名の新し

い Excel ファイルに保存し，これを Mathematica に読み込ませデータ解析を行う．



Pic. 6 PRN ファイル形式で出力された生データ Pic. 7 PRN ファイル加工操作後

Mathematica での解析法

下準備で作成した新しい Excel ファイルのデータをそのままグラフにプロットすると Fig. 33 のようになる．ここではこのデータをどのように使用して力学物性を求めているかを説明する．実際に使用した Mathematica プログラムは巻末に掲載する．

まずはじめに測定開始前に設定した周波数発生器のデータから加振時間+自由振動時間（これを以下 1 サイクルと呼ぶ）ごとにデータを区切る．この 1 サイクルにかかる時間 t_s は，設定周波数 f ，設定 Mark 波数 W_M ，設定 Space 波数 W_S とおくと，

$$t_s = \frac{1}{f}(W_M + W_S)[\text{sec}]$$

で求められる．実際には時間の値で区切っているのではなく，1 サイクルで取得されるデータ数を求めてその値ごとに区切っている．このデータ数 d_s は，ローガーの設定したサンプリング周期 T_{sn} とすると，

$$d_s = \frac{t_s}{T_{sn}}[\text{data}]$$

で求められる．Mark 波数，Space 波数はこの d_s が整数値になるように調整を行った．ただ条件によつてはこれができない場合もあったので，その際は小数点以下を切り捨てた．データ数 d_s ごとに区切られたデータの一例を示したのが Fig. 34 である．ただし，これは 1 サイクルのデータで，実際に力学物性を計算する上で必要なのは加振された

後の自由振動のデータのみである。従って 1 サイクルのデータのうち、加振部分のデータを除去する必要がある。これは、加振部分のデータ数を d_f とすると

$$d_f = d_s \frac{W_M}{W_M + W_S} [\text{data}]$$

の個数分だけデータを取り除いた。これも d_s を求める時と同様に、整数値にならなかった場合は小数点以下を切り捨てた。また、1 サイクルの終りの方では、振動が減衰してしまい全く振動しない場合がある。これが長いとのちに述べるフィッティングを行う際にエラーが出てしまうため、自由振動部の最後から 1~2 秒のデータも同様に取り除いた。

この自由振動部のみのデータから 1 自由度減衰あり自由振動子の一般解にフィッティングを行い、その結果からばね定数、減衰比、へたり等の力学物性値を計算した。フィッティングに使用した自由振動子の一般解は以下のとおりである。

$$X(t) = ae^{-bct} \cos(c\sqrt{1-b^2} * t - d) + e \quad (\text{イ})$$

ここで、 $b = \frac{c'}{2\sqrt{mk}} = \frac{c}{c_c}$, $c = \sqrt{\frac{k}{m}}$ (c_c は臨界減衰係数), d : 初期位相

ばね定数は、(イ)式の係数 c から求めた。上記では説明していないが e の値は振動中心が位置の原点とした所からどれだけずれているかを示すものである。ばねのへたりはこの e を用いて計算した。具体的には一番初めのサイクルで算出された e_1 を基準にし、へたり s は、

$$s = |e_n - e_1|$$

で求めた。 n は n サイクル目の計算された e の値である。ここで絶対値を付けているのは実験装置の都合上である。

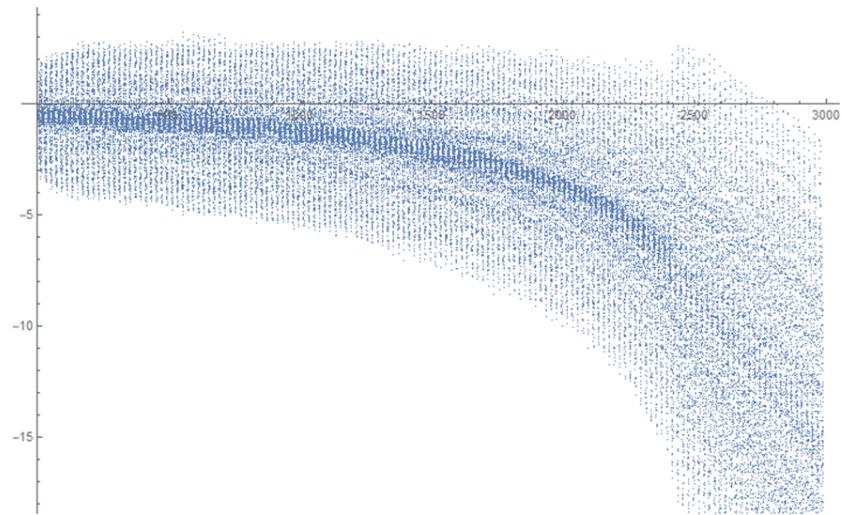


Fig. 33 測定した全データのプロット

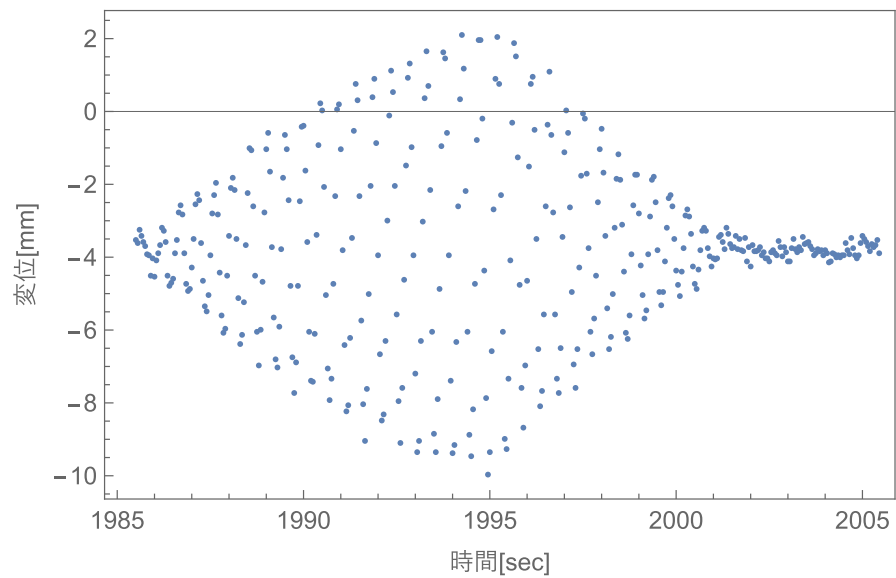


Fig. 34 全データのうち、1サイクル分だけ分割されたデータのグラフ

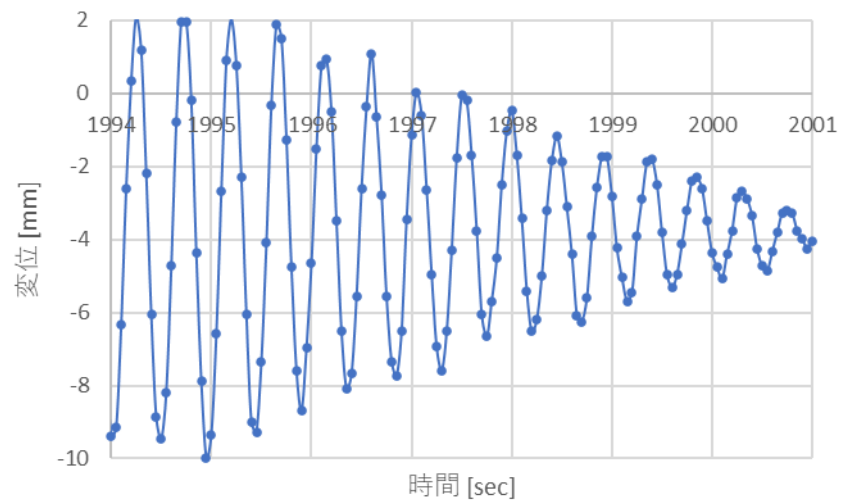


Fig. 35 1サイクルの内自由振動部のみを抜き出しフィッティングされた関数を描画

4. 実験結果

(1). ばね定数準静的複数回測定

① 変位 16[mm]

Z ステージの実験条件を下図に示す.

Table. 11 Conditions of vertical displacement

Number of stage round trips	250
The total amount of movement in the pedestal	16.00 [mm]
The pedestal movement speed	0.05 [mm /sec]

3 章で述べた実験装置・手法にて得られた結果を示す. Fig. 36 (a)は引張時のデータで, 横軸に測定回数 (N 回目), 縦軸にばね定数をとっている. 同様に Fig. 38 (b)は圧縮時のデータから得られたばね定数である. また, Fig. 37 (a), (b)は同じ結果におけるばね定数のばらつきを箱ひげ図で表現している. Fig.36 (a)は Fig.37 (a), Fig.36 (b)は Fig.37 (b)にそれぞれ対応している. Fig. 36 に関しては全ての温度範囲 (100~300°C) までデータをプロットしてしまうとグラフとして見づらくなるため, 215°C周辺は詳細に, その温度から離れるにつれ温度間隔を広げて掲載をしている.

Fig. 36 から明らかなように 215°Cで熱処理をされた試料は, 測定回数 72 回目を境にばね定数が約 0.02[N/mm]低下した. その他の試料に関しては同様な現象は見られなかった. ただ, 似たような現象として, ある測定回のみ値が減少し, その後の値は元の値に回復するというような, スパイク状の変化が見られた. これは特に引張時において観察され, 230°Cで熱処理された試料において目立ってその現象が観察された. また, その下落幅は小さいものの比較的高温で熱処理された 280°Cの試料でも同様な現象が見られた.

Fig. 37 からばね定数のばらつきは値の大幅な下落が起こった 215°Cを中心として, その周辺の温度でも値のばらつきが見られる.

また全体の傾向として, ばね定数の平均値は 0.185[N/mm]から 0.198[N/mm]へと徐々に増加した. 一方 230°Cで熱処理されたばねと 215°Cで熱処理されたばねに関しては, 他の温度と比べて比較的高い平均値を示した.

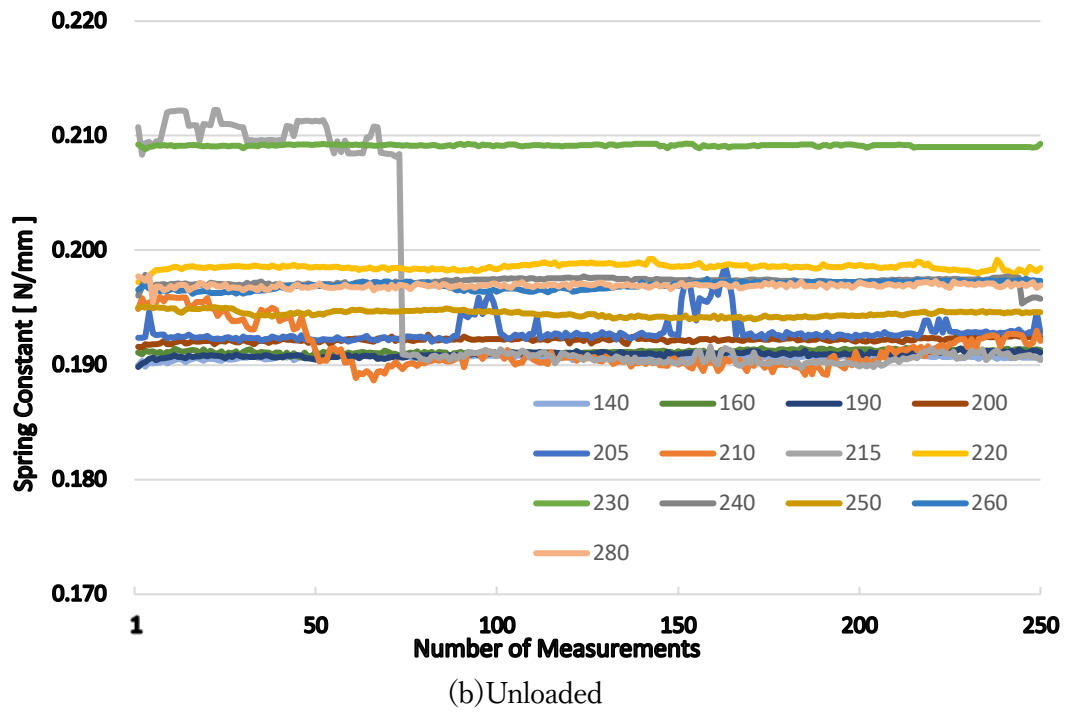
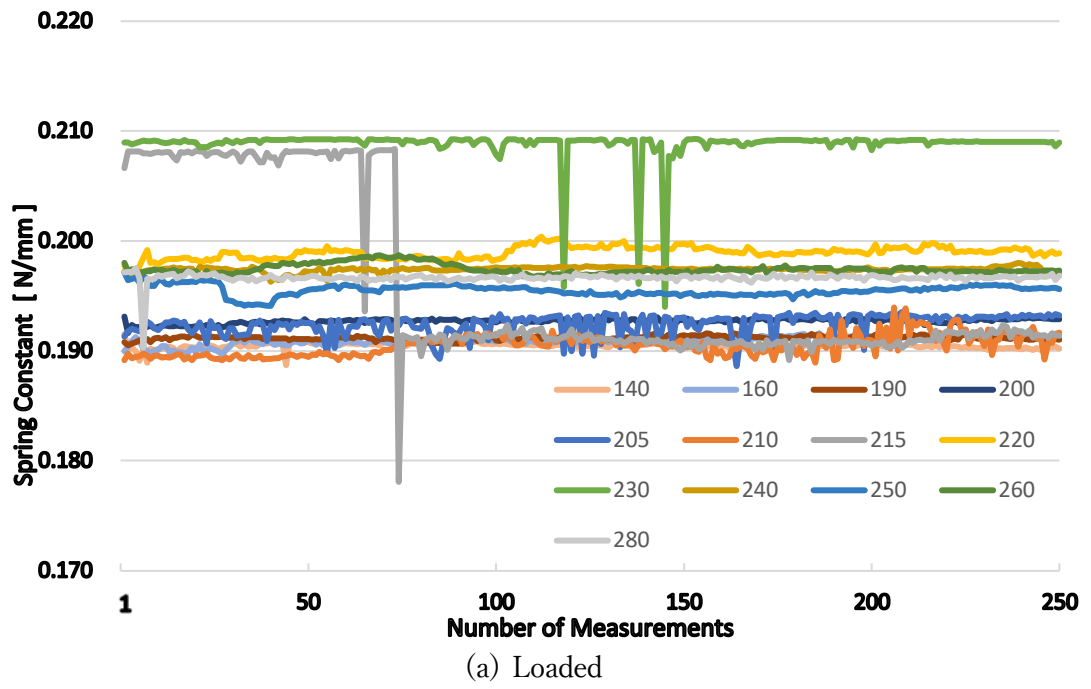
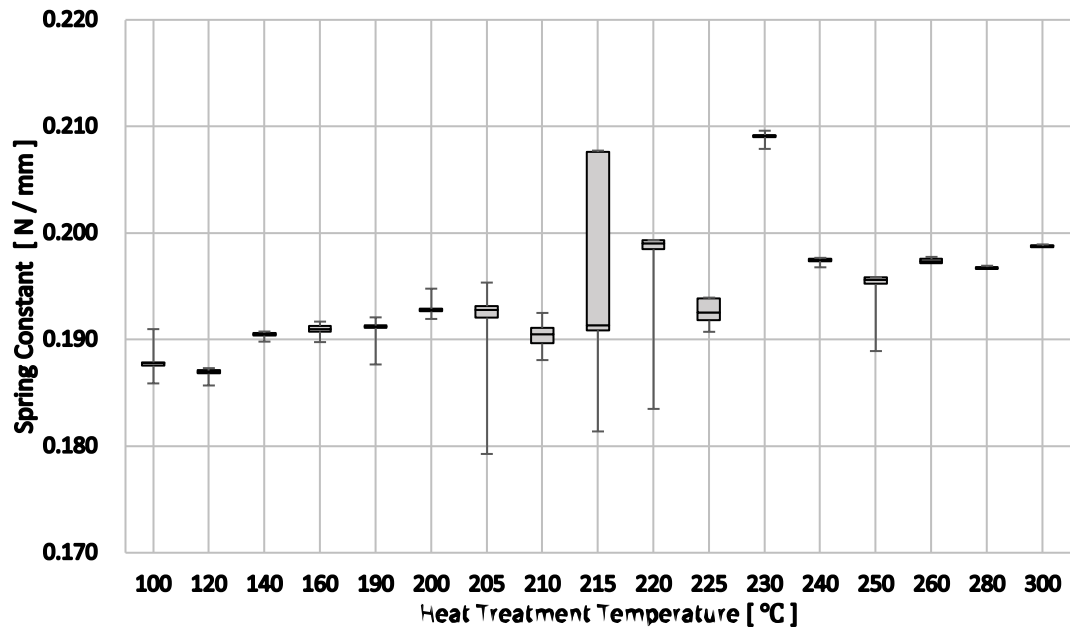
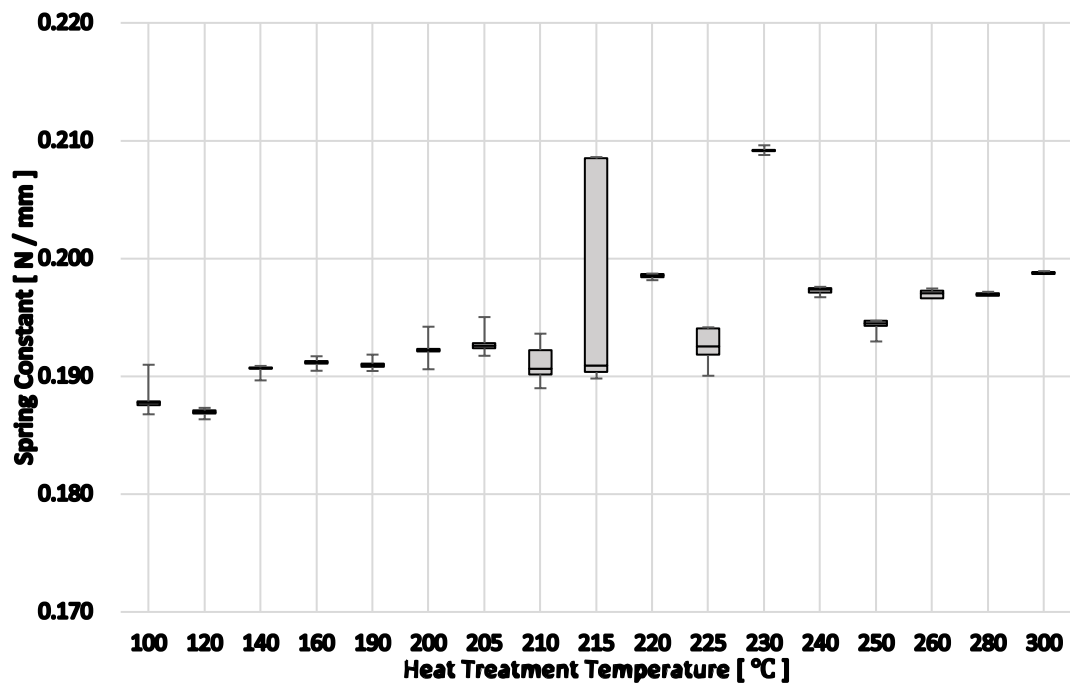


Fig. 36 Temporal change of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs.



(a) Loaded



(b) Unloaded

Fig. 37 Box-and-whisker of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

② 変位 8[mm]

Z ステージの実験条件を下図に示す.

Table. 12 Conditions of vertical displacement

Number of stage round trips	250
The total amount of movement in the pedestal	8.00 [mm]
The pedestal movement speed	0.025 [mm /sec]

①の実験とほぼ条件は同じで、変位量のみ半分の 8[mm]に変更をして実験を行った。変位量 16[mm]のときと同じような A_0 変態点付近で熱処理を行った試料にばね定数の異常な挙動がみられることを期待し、実験を行った。

実験結果を Fig.38～Fig.39 に示す。①と同様に、Fig. 38 が測定回数 N 回目のばね定数を折れ線グラフで表したものである。(a)が引張時、(b)が圧縮時のデータである。また Fig.39 は上記の結果を箱ひげ図であらわしたもので、全 250 回測定された各試料におけるばね定数のばらつきを可視化した。(a)が引張時、(b)が圧縮時のデータに対応している。

実験結果は、変位量 16[mm]のときとは少々異なった。まず、 A_0 変態点である 215°C で見られた値の急激な遷移は今回の実験では確認できず、また 230°Cで高いばね定数をとるような特徴的な値の変動は確認できなかった。平均値は実験結果全体として変位量 16[mm]のときより高い値をとり、その幅は 0.200~0.215[N/mm]であった。また、特に圧縮時のデータにおいてばね定数のばらつきがほぼなく、ある特定の温度で特異な挙動を示すなどの現象は確認できなかった。

ただ、現象が再確認できた事例もある。それはばね定数がある測定の時だけ値が急激に落ち、それ以降は値が元の値に回復する現象である。これは今回の方がより多くの試料で確認され、180°C、210°C等で確認できた。

また、100～150°C程度の低温度域で熱処理された試料に関しては初張力の影響が排除できず、その値にばらつきが生じた。

実験方法にも記載したように、ばね定数を導出するのは機械的に同一条件の下で行っている。従って、ばね定数を算出するためのデータの数に指定してはいるものの、初張力の影響を排除しようとしすぎると使用できるデータの数が非常に少なくなる。この事実は実験から得られた値の信頼性にも影響すると考えられることから、次ではその影響が排除できる変位量 16[mm]での再現性の確認を行うこととした。

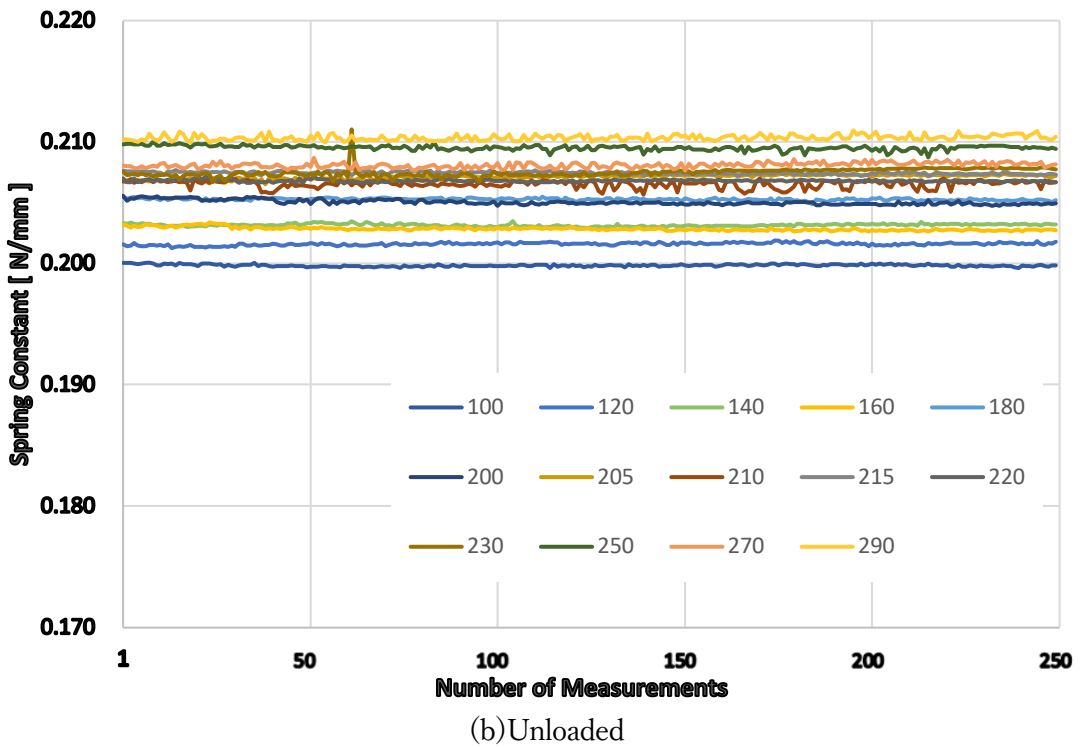
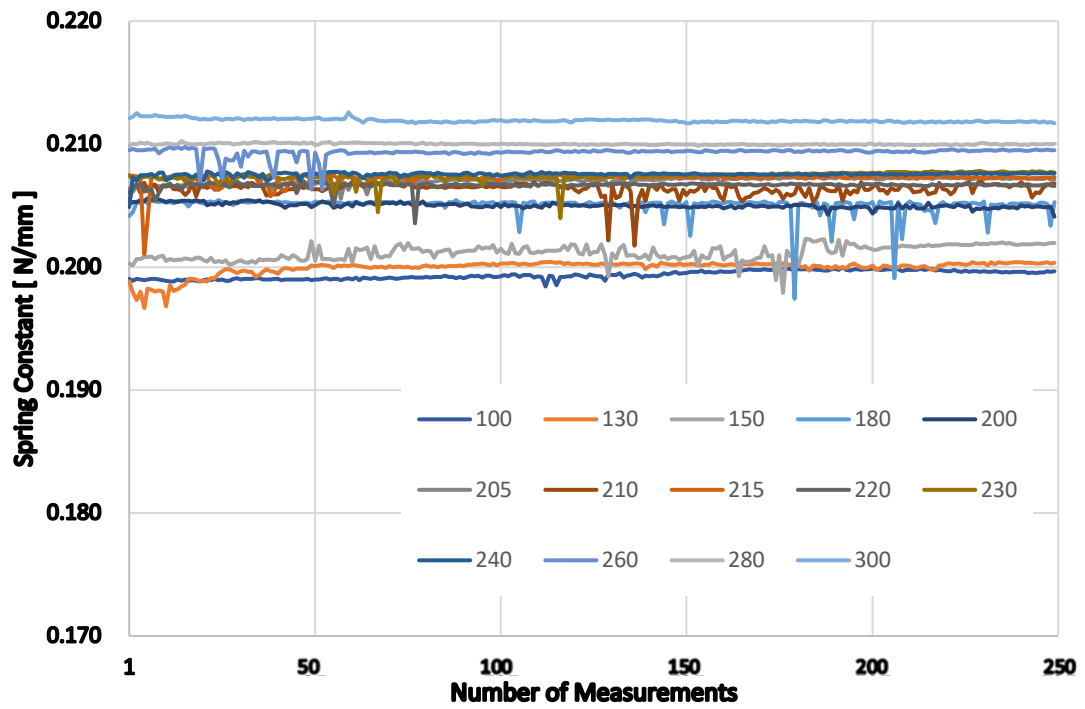
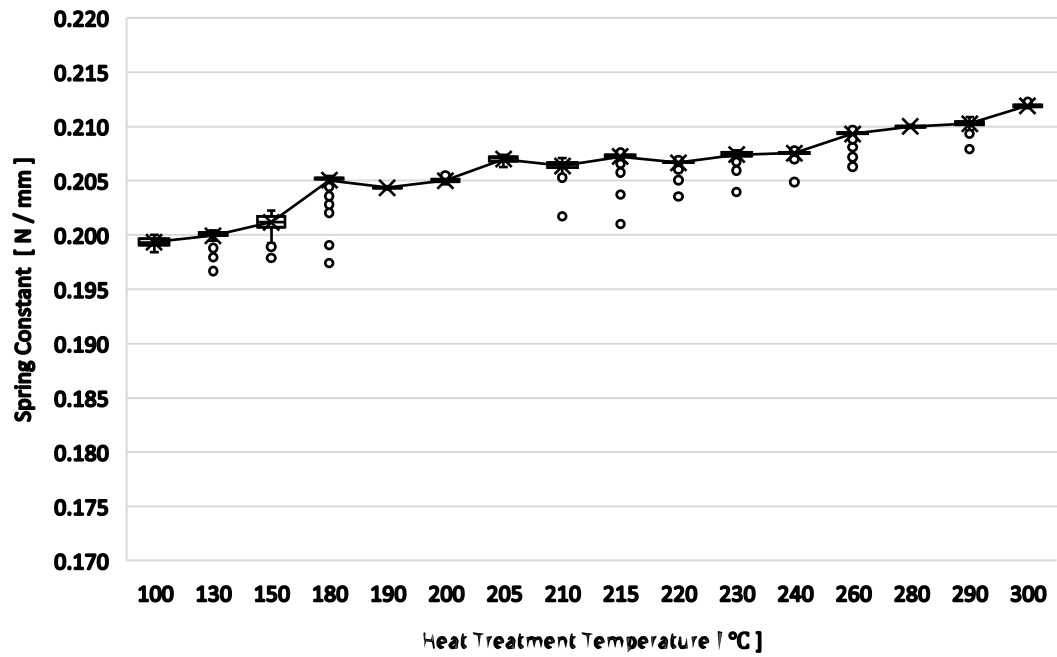
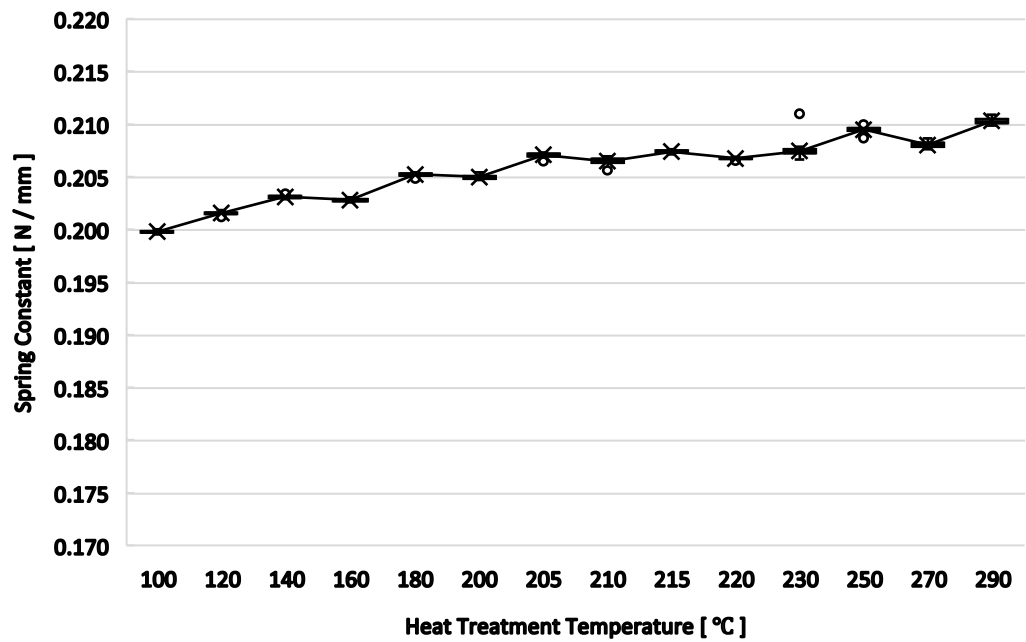


Fig. 38 Temporal change of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs.



(a) Loaded



(b) Unloaded

Fig. 39 Box-and-whisker of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

③ 変位量 16[mm] (2 回目)

Table. 13 Conditions of vertical displacement

Number of stage round trips	250
The total amount of movement in the pedestal	16 [mm]
The pedestal movement speed	0.05 [mm /sec]

②の変位量が 8[mm]の実験では、変位量が 16[mm]のときに見られたような値の挙動が確認できなかった。従って、変位量が多い方がばね定数の値がばらつく現象が見られるのではないかと考え、その前実験として 1 番はじめに行った変位量 16[mm]の実験を全く同じ条件で行い、再現性の確認を行った。これまでと同様に引張・圧縮時の測定回数と測定されたばね定数の推移を Fig. 40, その結果を箱ひげ図に直したものを Fig. 41 に掲載した。

結果は全く同じ条件で行った 1 回目とは大きく異なったものとなった。特に A_0 変態点である 215°Cで熱処理された試料に発生した、ばね定数が一気に下がる現象は今回の実験では確認がされなかった。同様に、1 回目の実験では A_0 変態点周辺の温度で熱処理された試料では値のばらつきが他の温度域と比較して大きかった現象も今回の実験では他の温度域と比べて大きな変化は見られなかった。また、ばね定数がスパイク状に低下・回復する現象は、他の実験条件時の様に大きな下落幅を見せなかったものの今回も確認された。ただこの現象は A_0 変態点周辺のみで起こったものではなく、それより少し離れた温度域でも確認され、また A_0 変態点に近い温度でもスパイク状の変化を示すもの・示さないものがあつた、またばね定数の測定全体の平均値は熱処理温度を高くすると大きくなった。この傾向は②の変位量 8[mm]のときと同様の傾向であつた。

1 回目で見られた 230°Cで平均値が高くなる現象も 2 回目の実験では見られなかった。ただ今回の平均値の推移をみると A_0 変態点周辺でその増加幅は小さくなり、その温度を離れると再び大きな上昇幅を見せているように見える。これは A_0 変態点に到達するまでに何らかの変化が内部で完了し、到達後、また別の機構の変化がスタートしたのではないかと推察された。

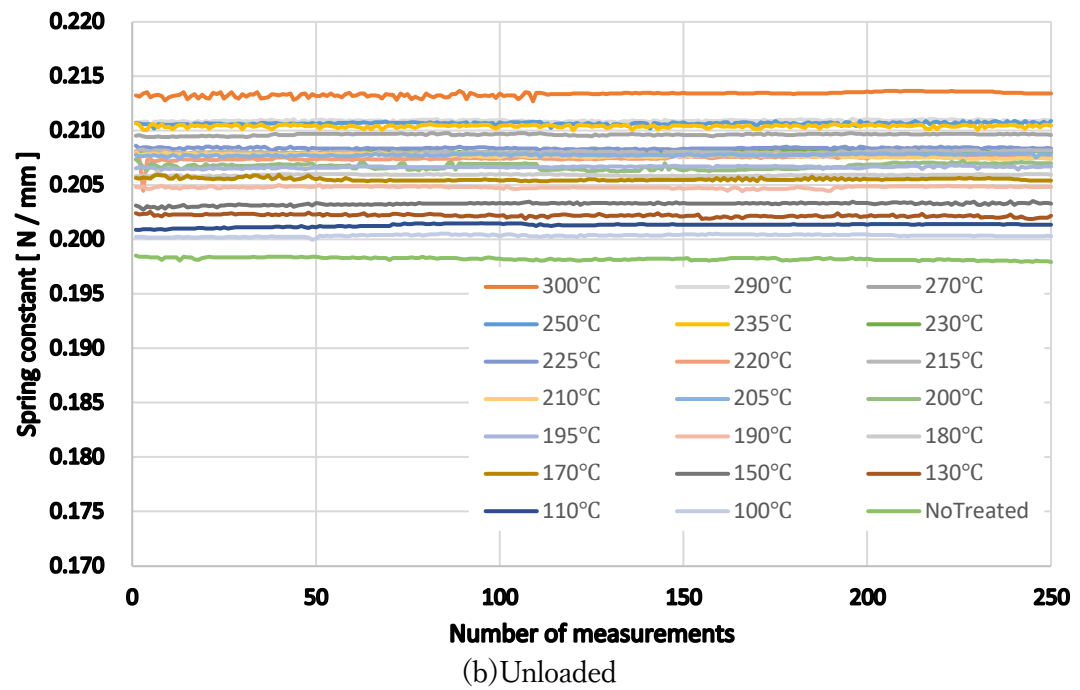
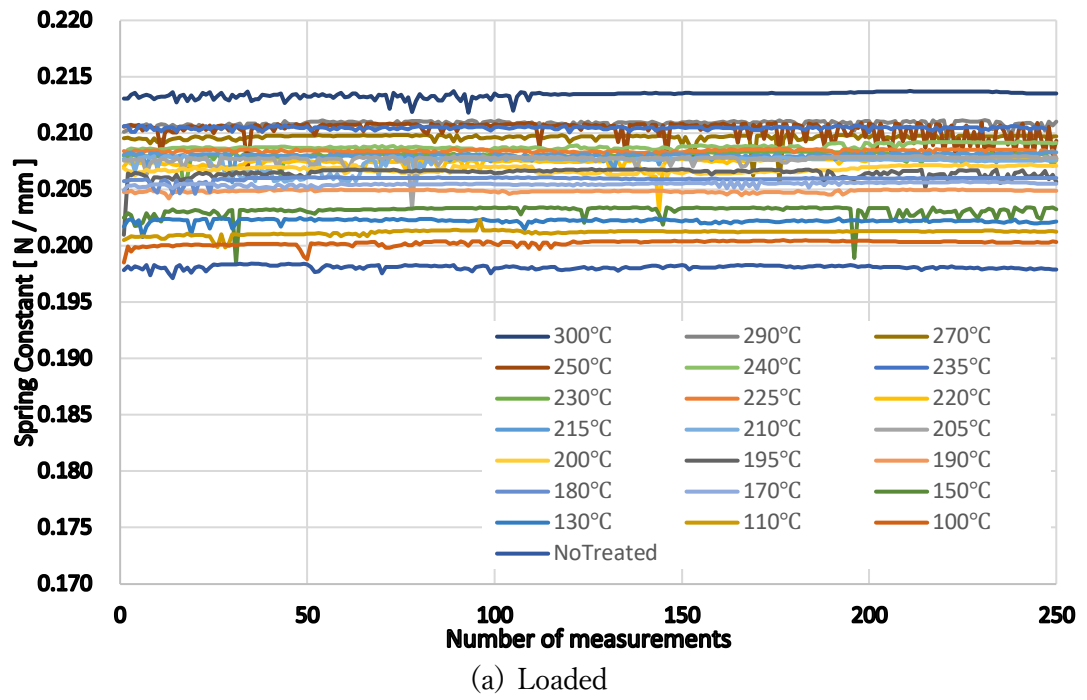
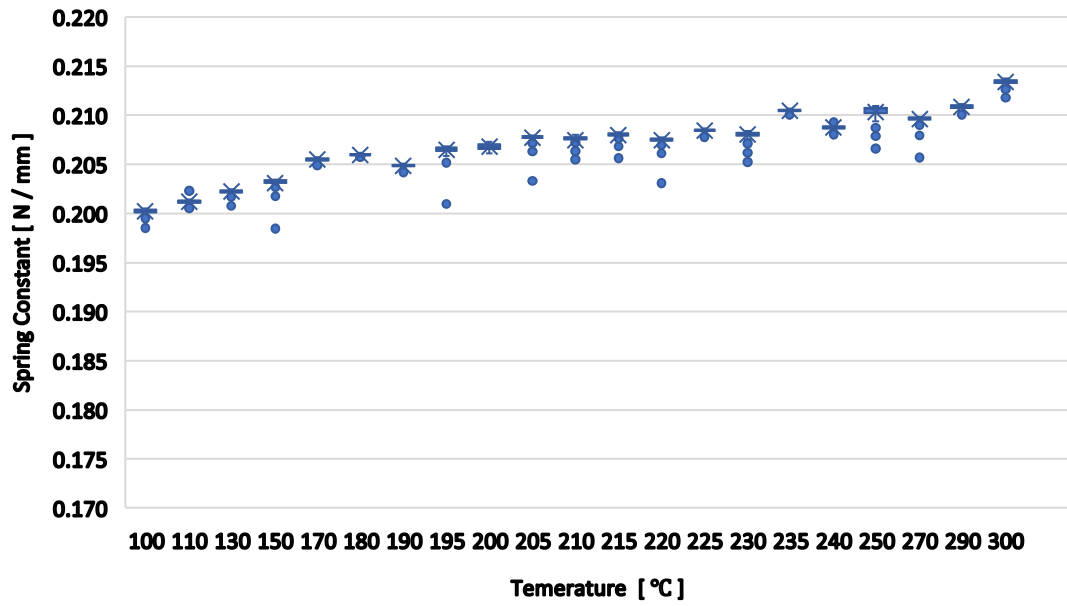
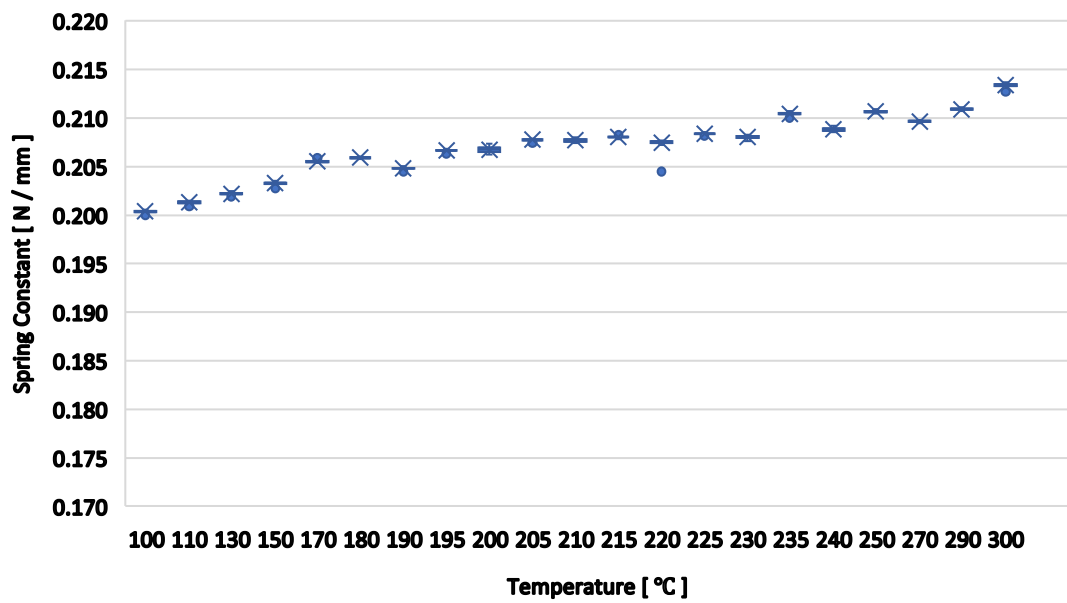


Fig. 40 Temporal change of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs.



(a) Loaded



(b) Unloaded

Fig. 41 Box-and-whisker of the quasi-static measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

(2). 温度変化下での力学物性値の動的測定

① ヘルムホルツコイル間距離 $d = 200[mm]$, おもりの重さ $743.05[g]$

上記実験条件において力学物性値の動的測定を行った。周波数発生器側および炉の温度条件を Table 14, 15 に示す。示した実験条件にて得られた結果を, Fig. 44~Fig. 47 に示した。

まず温度とばね定数の関連について見る。Fig. 42 より, ばね定数は測定開始温度 $50[^\circ\text{C}]$ から温度の上昇と共に増加し, A_0 変態点である $215[^\circ\text{C}]$ 付近で最大値を取った。また, それ以降の温度域では上昇と共に減少する傾向に転じた。ばね定数の値は静的に測定した時と比較して, おおよそ 5% ほど小さな値を取った。

次に減衰比と温度の関連性を見る。Fig. 43 に温度と減衰比の関係を示す。ばね定数と同様に減衰比にも温度依存性が見られ, 温度の上昇と共に減衰比の値は減少した。またばね定数とは異なり, $250[^\circ\text{C}]$ で減衰比の値は大きく低下した。

$250[^\circ\text{C}]$ 付近で変化がみられたものの一つにへたり量がある。「へたり」とは降伏点を下回る荷重で塑性変形を起こしてしまう現象のことである。へたり量も Fig. 46 から明らかのように温度依存性を持ち, 温度の上昇と共にその量も増加した。ただこの増加量は, $250[^\circ\text{C}]$ 付近で急激に大きくなった。さらに, Fig. 45 から最大振幅量も同様に $250[^\circ\text{C}]$ で急激に増加した。

これらの結果から, 減衰比や振動の振幅やへたりは, 同じメカニズムによって値が変動していることが示唆された。

Table. 14 周波数発生器側設定条件

パルス周波数	1.05[Hz]
振幅	0.80[V_{rms}]
波形	sin 波
Mark 波数	10
Space 波数	11

Table. 15 温度設定条件

温度勾配	$8.3 \times 10^{-2}[^\circ\text{C}/\text{s}]$
データ取得開始時温度	$50[^\circ\text{C}]$
データ取得終了時温度	$300[^\circ\text{C}]$
データ取得総時間	50[min]

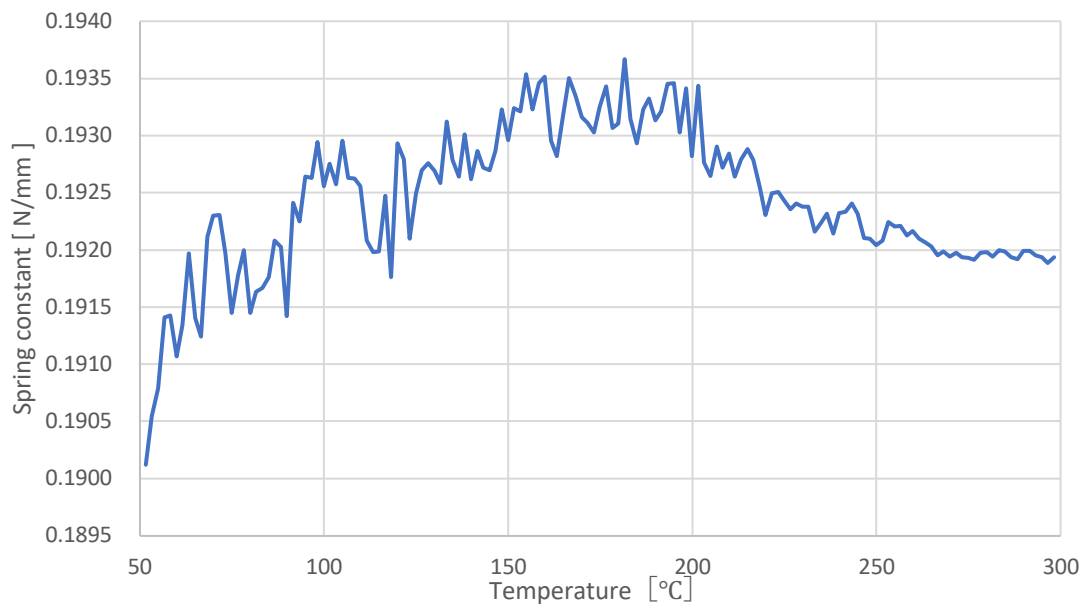


Fig. 42 Temporal change of the dynamic measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

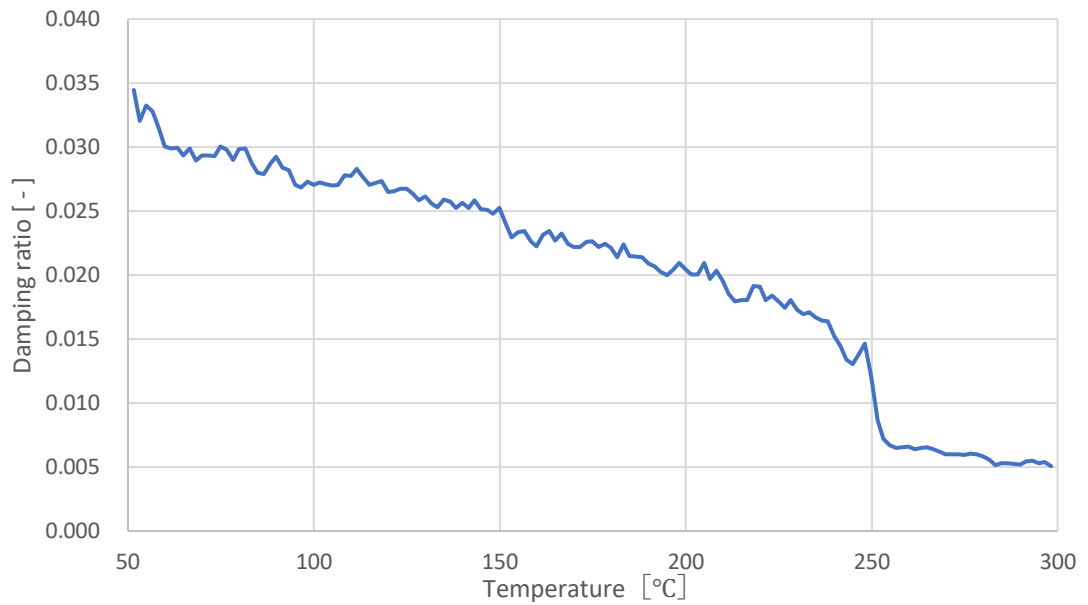


Fig. 43 Temporal change of the dynamic measurements of damping ratios of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

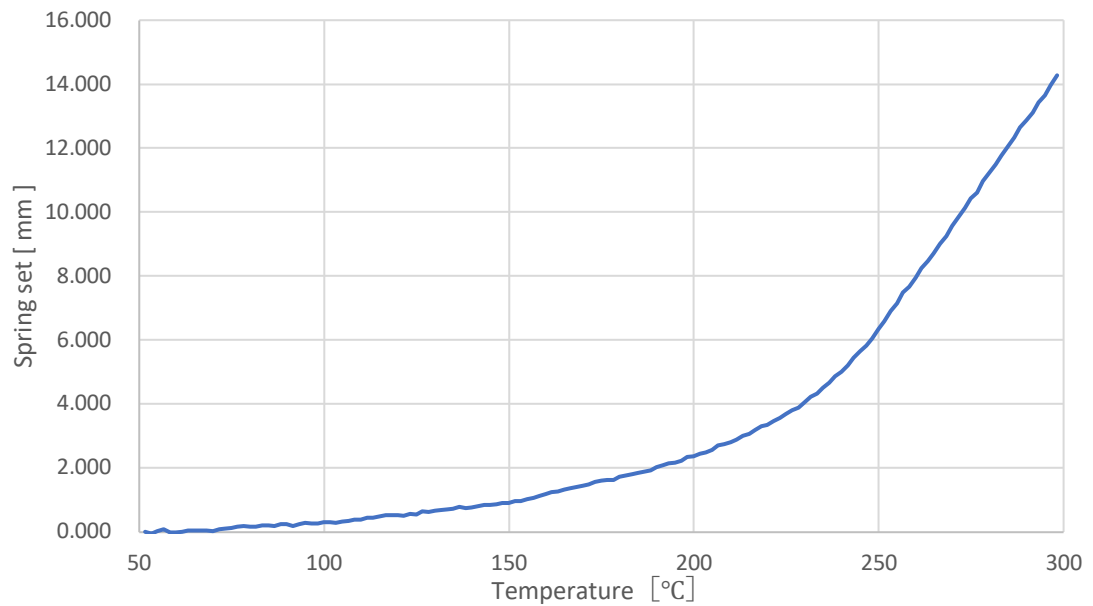


Fig. 44 Temporal change of the dynamic measurements of spring sets of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

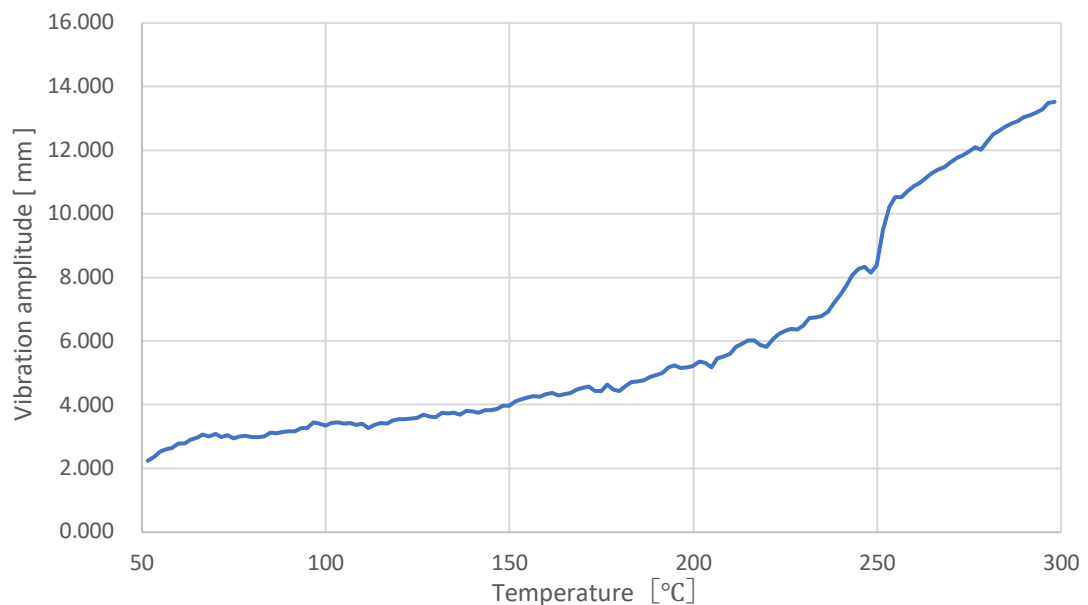


Fig. 45 Temporal change of the dynamic measurements of vibration amplitude of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

- 実験考察

250°Cで、減衰比や振動の振幅、へたり等の力学物性値が大きく変化した、このような結果を引き起こした原因として実験装置によるエラーの可能性を考えた。実験を行っている際に気になったのは、加振量が実験序盤と終盤では大きく異なっていた点である。これは Fig. 45 の最大加振量と温度の関係からも明らかでその量は7倍近くになっていた。加振量が異なってくると減衰比の計算結果に

影響を与えることが考えられる。ただ、周波数発生器やヘルムホルツコイルの設定は実験中変更していないことから、おもりに加わる力は常に一定であると考えられた。

ここで問題になってくるのがばねのへたりのことである。ばねがへたると、おもりのコイル間での位置が初期位置から変わってしまう。ヘルムホルツコイルは本来コイル間内に均一な磁場を発生させることを目的として使用され、均一な磁場が発生する条件はコイル間距離とコイル半径が一致することである。一致しない場合、発生磁場には勾配が生まれる。今回の加振ではこの勾配による加振力の勾配を利用して任意に加振を制御しており、磁界の強さはコイル間距離によって変化する。

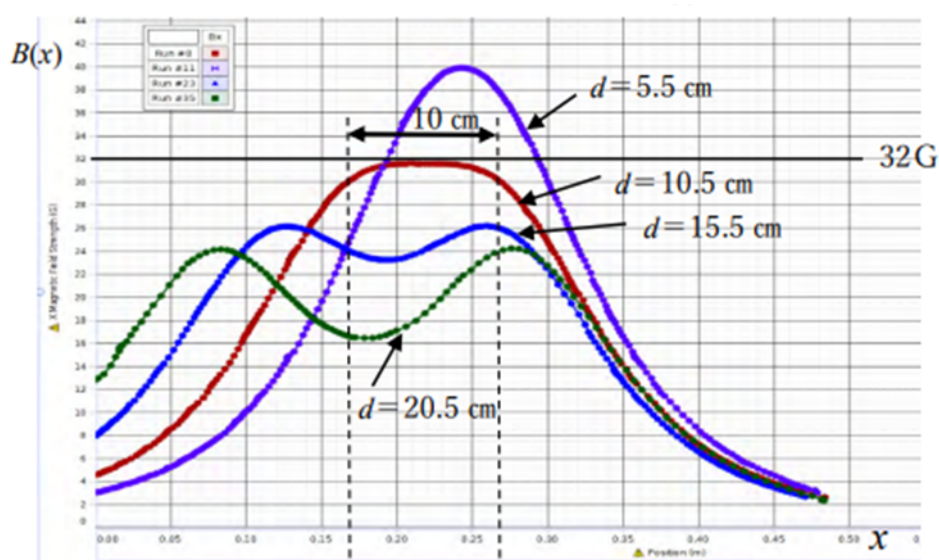


Fig. 46 コイル間距離 d に対する磁場分布 [13]

このグラフはコイル間距離を変化させた際の磁場分布の変化を測定したものである。^[13]黒破線はコイル間距離を形成する、2つのコイルの中心位置が発生している磁場に対してどこに存在しているかを示したものである。この実験で使用されているコイル半径 $R = 10[\text{cm}]$ に近いコイル間距離が $d = 10.5[\text{cm}]$ の場合においては、その分布が一様になっていることがわかる。また本実験のようにコイル間距離がコイル半径より十分広く設定された $d = 20.5[\text{cm}]$ のような場合においては、そのピークが鋭くなっており、本実験における磁場分布も同様ないは、よりピークが鋭くなっているものと考えられる。ピークが鋭い場合は、加振がしやすい反面、その位置がずれてしまうと加振力が小さくなってしまいうという欠点がある。

よって、実験で一様な最大振幅量を与えるには、おもりが同じコイル位置に居

続ける必要がある。しかし今回の実験条件のままでは、ばねのへたりによっておもりとコイルの位置関係が変化してしまい、加振が同一条件の下で行われない。よって改善策として、コイル間距離の変更とおもりの重さの変更を考えた。

② コイル間距離 $d = 150[\text{mm}]$, おもりの重さ $450.74[\text{g}]$

ばねのへたりに起因する加振量の変化を抑えるために、コイル間距離 $d = 200[\text{mm}]$ から $d = 150[\text{mm}]$ に短くした。また、おもりの重さを約 $290[\text{g}]$ 軽くすることによって実験中におけるへたりの進行を遅らすことを試みた。

それ以外の実験条件を Table 16, 17 に示す。この実験条件にて得られた結果を、Fig. 47～Fig. 49 に示す。

まず冒頭に述べたコイル間距離・おもりの重さの変更によって、実験時に加振量を一定するという目的を達成することは出来なかった。Fig. 49 から明らかなように $240[^\circ\text{C}]$ 以降、へたりの進行によって加振量が減り、その結果、減衰比の算出に大きな影響を与えてしまった。また $150[^\circ\text{C}]$ 付近で加振量が急激に増えているのは、実験中に加振量が急激に減ったため、加振されやすい位置へ重りの位置を移動させたことによる。同様の操作を $206[^\circ\text{C}]$, $232[^\circ\text{C}]$, $253[^\circ\text{C}]$ で行った。 $253[^\circ\text{C}]$ で加振量が回復しないのは、Fig. 47 から明らかなように、一体系の固有周期が $240[^\circ\text{C}]$ 付近から大きく変わった影響によるものと考えられる。

きちんと加振された部分から得られた結果は、コイル間距離 $d = 200[\text{mm}]$ の実験結果とは異なった傾向を示した。例えば $d = 200[\text{mm}]$ でのばね定数は温度の上昇と共にその値が増加したのに対し、今回の結果ではばね定数がはじめ大きい値をとった後、温度の上昇と共に減少し、 $240[^\circ\text{C}]$ 程度までその値は安定した。その後、ばね定数の値は上昇に転じ、その傾向は実験終了まで続いた。この現象は実験条件①の実験での減衰比やへたり、最大振幅と温度の関係において見られたものと似た結果となった。

減衰比は実験条件①の実験結果と比較して、全く逆の相関関係を示した。前述の結果では減衰比は温度の上昇と共に、減少していったのに対し、今回の結果では真逆に増加する傾向が得られた。

Table. 16 周波数発生器側設定条件

Table. 17 温度設定条件

パルス周波数	1.25[Hz]
振幅	0.80[V_{rms}]
波形	sin 波
Mark 波数	10
Space 波数	10

温度勾配	6.7×10^{-2} [°C/s]
データ取得 開始時温度	100[°C]
データ取得 終了時温度	300[°C]
データ取得 総時間	50[min]

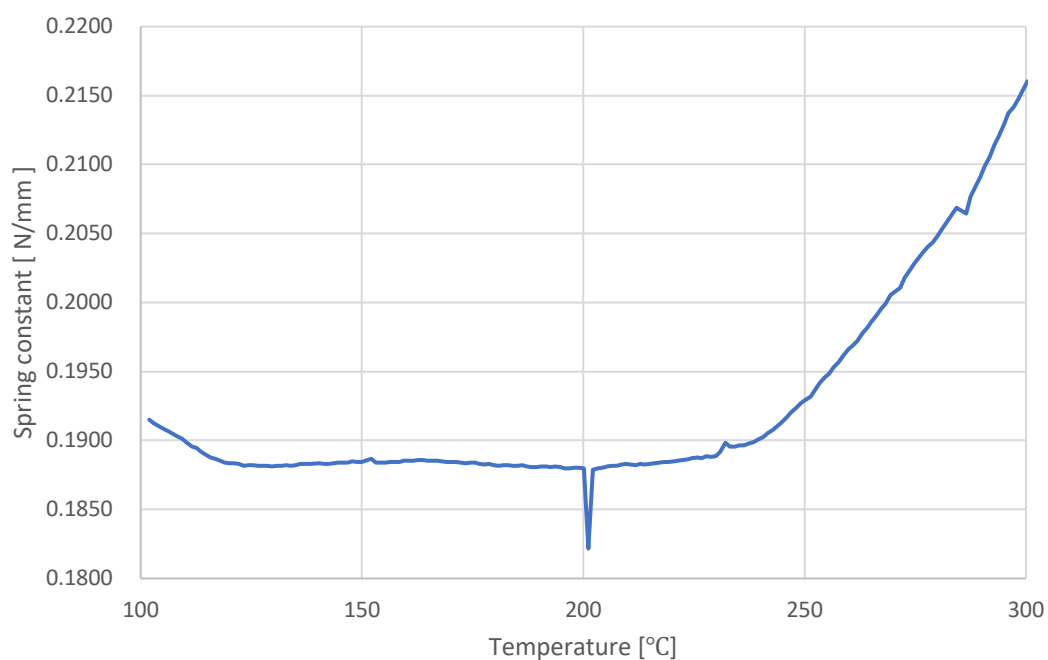


Fig. 47 Temporal change of the dynamic measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

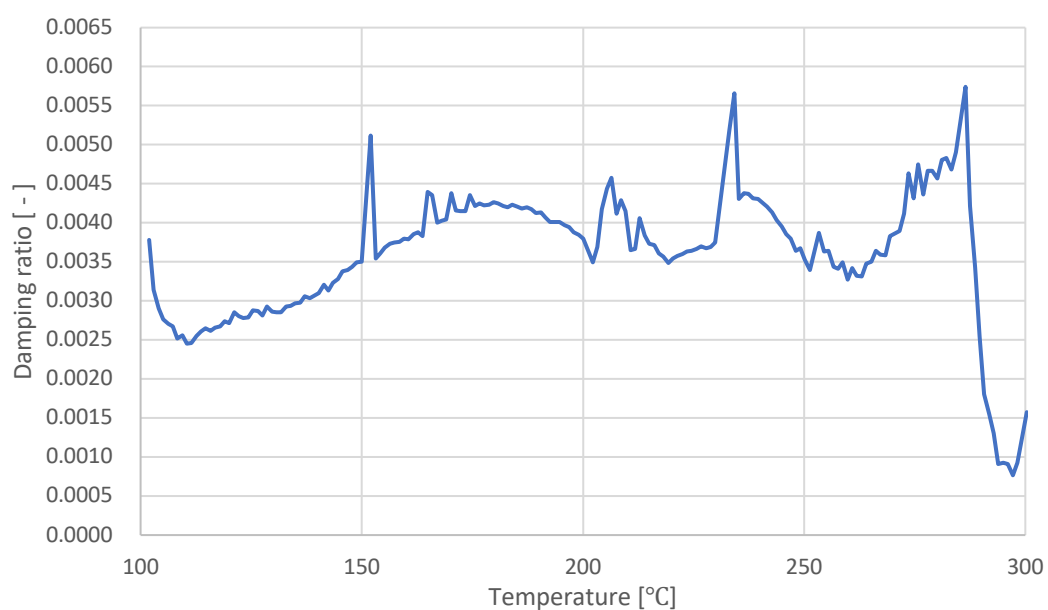


Fig. 48 Temporal change of the dynamic measurements of damping ratios of the variously

heat-treated pearlitic steel coil springs

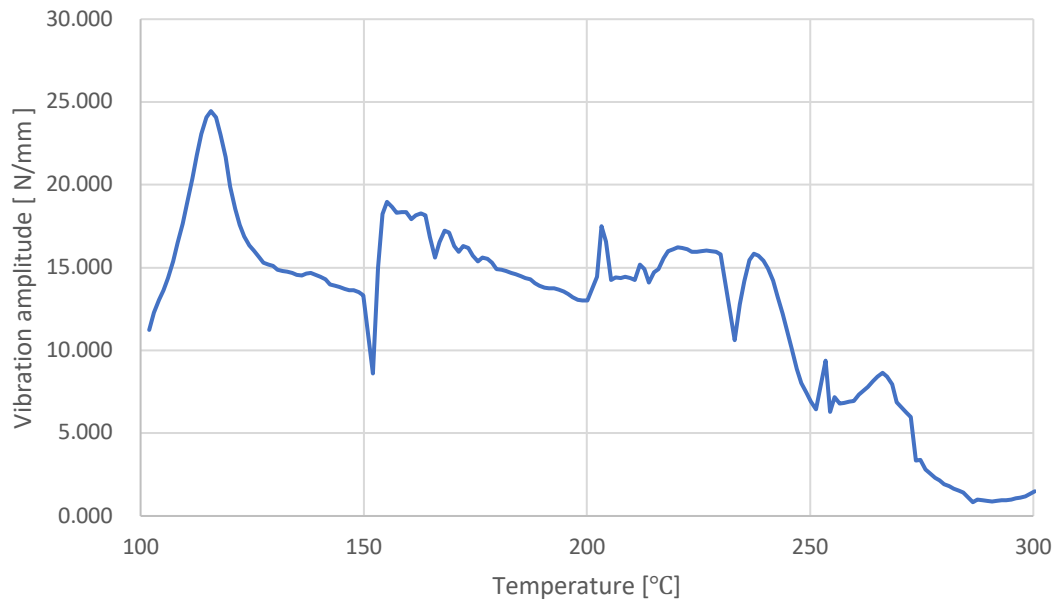


Fig. 49 Temporal change of the dynamic measurements of vibration amplitude of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

③ コイル間距離 $d = 150$ [mm],おもりの重さ 450.74[g] (温度上昇速度変更)

実験条件は②と同じで，温度を 50[min]で 100～300[°C]から 100～250[°C]と温度変化を緩やかにさせた．温度上昇速度によって力学物性値の変化の傾向に違いが見られるかを確認した．実験条件を Table. 18, 19 に示す．

Table. 18 周波数発生器側設定条件

パルス周波数	1.25[Hz]
振幅	0.80[V_{rms}]
波形	sin 波
Mark 波数	10
Space 波数	10

Table. 19 温度設定条件

温度勾配	6.7×10^{-2} [°C/s]
データ取得 開始時温度	100[°C]
データ取得 終了時温度	300[°C]
データ取得 総時間	50[min]

実験結果を Fig.50, 51 に示す．②の時と同じように実験開始直後，100～130[°C]でばね定数の低下が見られた．その後 200[°C]近辺までばね定数が緩やかに減少したのちにばね定数が上昇に転じた．さらにばね定数の値が急増し始めるのは， A_0 変態点直後の温度のように見える．これも②の実験と全く同じ値の挙動を示している．

以上の結果よりばね定数と温度は次のような関係があると考えた．

- ばね定数は実験直後の 100[°C]から数十°Cの間、値の減少が起こる。120～130[°C]でその現象は止まる。
- その後値はほぼ一定のまま、 A_0 変態点近傍まで推移する。
- A_0 変態点直後から値は急激な上昇へ転じ、それは 300[°C]以上まで続く。

なお減衰比については②の実験とは少々異なる結果が得られた。まず減衰比の値の大きさ自体、③の方が倍近く大きい。また測定結果全体の結果として、②では温度の上昇と共に減衰比も大きくなっていったのに対し、③では温度の上昇と共に減衰比は減少した。ただ、②ではおもりの位置を適宜修正したのに対し、こちらの実験ではその修正は行っていない。②では修正の結果が実験結果にある程度反映されてしまっていたことを考慮すると、③の実験の方がより自然な温度と減衰比の関係が見られたと考えられた。

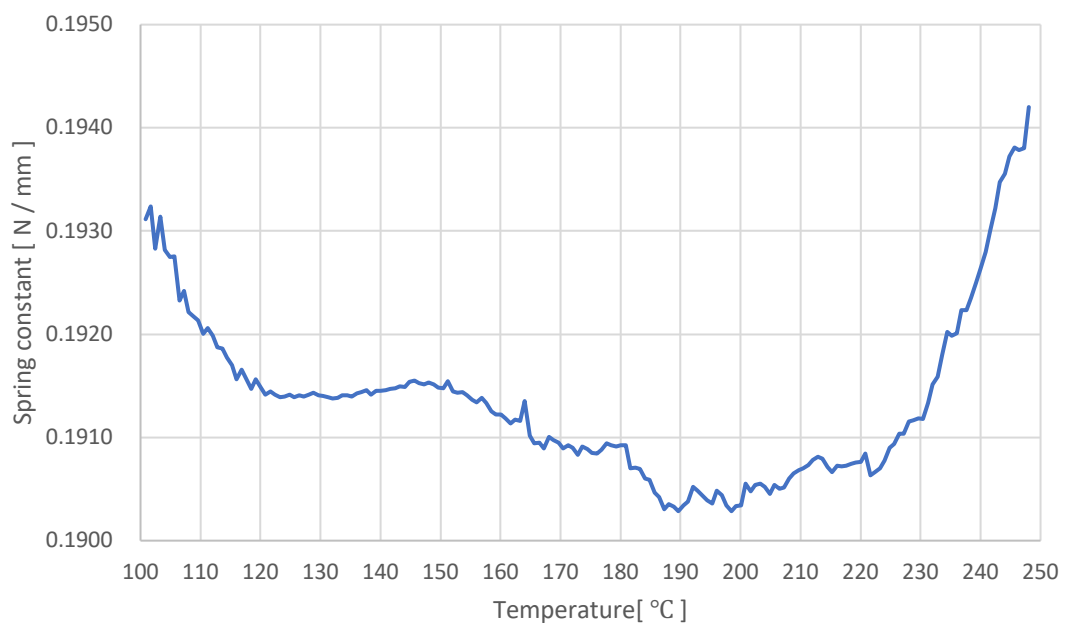


Fig. 50 Temporal change of the dynamic measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

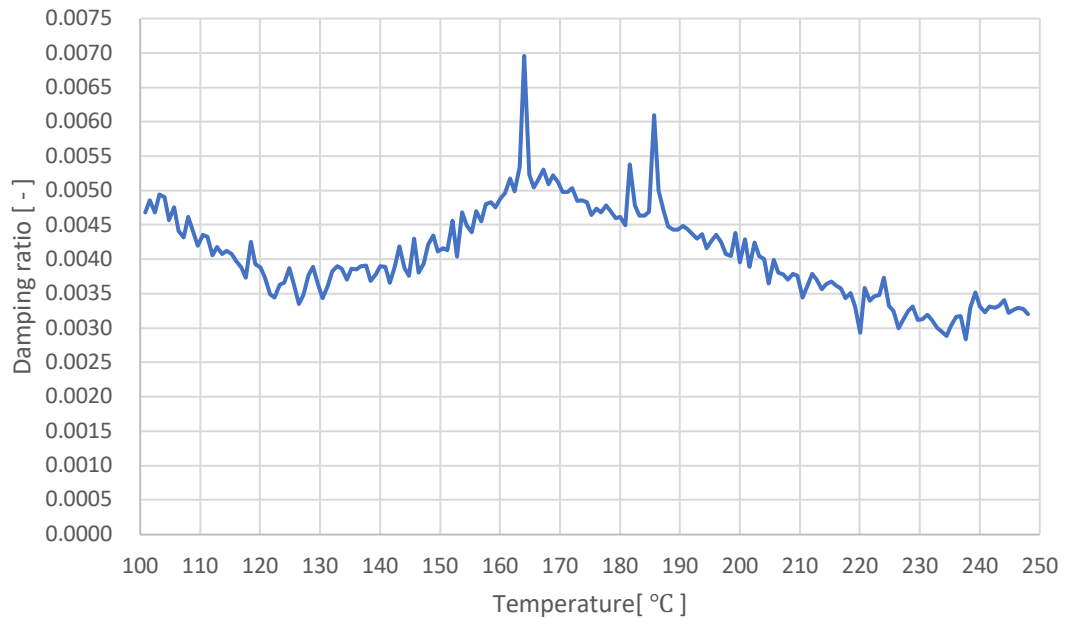


Fig. 51 Temporal change of the dynamic measurements of damping ratios of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

④ 入力信号周波数可変式実験

本実験では前述までのとおり，一体系の固有周期が温度の変化と共に変わってしまうことに対処するため，入力信号を一定条件ではなく時間による関数として可変させた．具体的には入力信号の周波数と，加振時間・自由振動測定時間を一定にするための Mark 波数，Space 波数を実験開始からの時刻に応じて可変させた．

可変の方法は，動的測定装置で関数を出力させていた周波数発生器が USB ポートを通じて通信可能であったため，Python によるコードに基づいてこの制御を行った．

時刻と設定周波数の関係は②の実験結果を使用し，Mathematica にて時刻と設定周波数の近似関数を求めた．その際の結果を Pic. 9 に示す．このプログラムは， $f(t) = a + bx + cx^2 + \dots + yx^{n-1} + zx^n$ (n は任意に設定可) の多項式を得られた時間と固有周期へフィッティングさせるものである．画面一番上部に出ているのは n 次式が一番フィットしたという結果である．(Pic. 9 であれば 10 次式)．Pic. 9 下部に出力されているのが，赤点が実験結果で，青線がフィッティングさせた関数を描画させたものである．横軸は実験開始からの時刻，縦軸は実際に周波数発生器へ設定される周波数である．Mark 波数と Space 波数は実験前に設定する加振時間と自由振動測定時間，それに前述した周波数から設定される．

次にこの結果から得られたデータを Fig. 52, 53 に示す．なお，この時のコイル間距離は $d = 150[\text{mm}]$ ，おもりの重さは $450.74[\text{g}]$ である．また，その他の実験条件を

Table. 20～21 に示した．ばね定数は 200[°C]前後，減衰比は 165[°C]前後までしか，も
っともらしい結果を得ることが出来なかった．

Table. 20 周波数発生器側設定条件

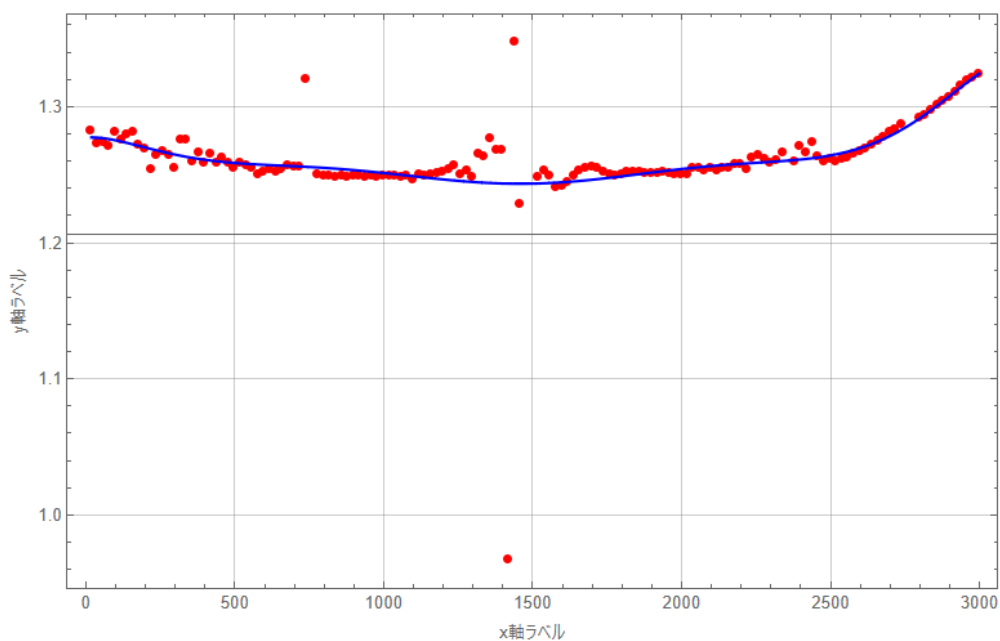
パルス周波数	可変
振幅	0.80[V _{rms}]
波形	sin 波
Mark 波数	可変
Space 波数	可変

Table. 21 温度設定条件

温度勾配	6.7×10^{-2} [°C/s]
データ取得 開始時温度	100[°C]
データ取得 終了時温度	300[°C]
データ取得 総時間	50[min]

Best fit degree: 10

Polynomial: $1.27733 + 0.0000139821x - 4.75465 \times 10^{-7}x^2 +$
 $1.44749 \times 10^{-9}x^3 - 2.0136 \times 10^{-12}x^4 + 1.48809 \times 10^{-15}x^5 - 6.0341 \times 10^{-19}x^6 +$
 $1.29057 \times 10^{-22}x^7 - 1.27979 \times 10^{-26}x^8 + 5.90101 \times 10^{-31}x^9 - 5.60936 \times 10^{-35}x^{10}$
 $1.27733 + 0.0000139821x - 4.75465 \times 10^{-7}x^2 + 1.44749 \times 10^{-9}x^3 -$
 $2.0136 \times 10^{-12}x^4 + 1.48809 \times 10^{-15}x^5 - 6.0341 \times 10^{-19}x^6 + 1.29057 \times 10^{-22}x^7 -$
 $1.27979 \times 10^{-26}x^8 + 5.90101 \times 10^{-31}x^9 - 5.60936 \times 10^{-35}x^{10}$



Pic. 9 Mathetatica による多項式フィッティング結果

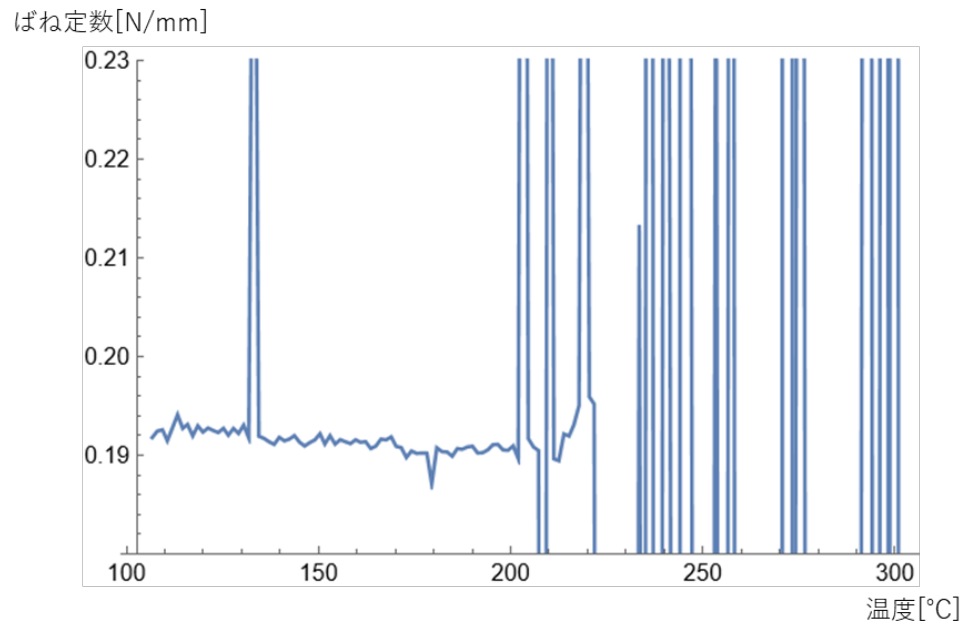


Fig. 52 入力信号周波数可変式実験結果（温度とばね定数関係）

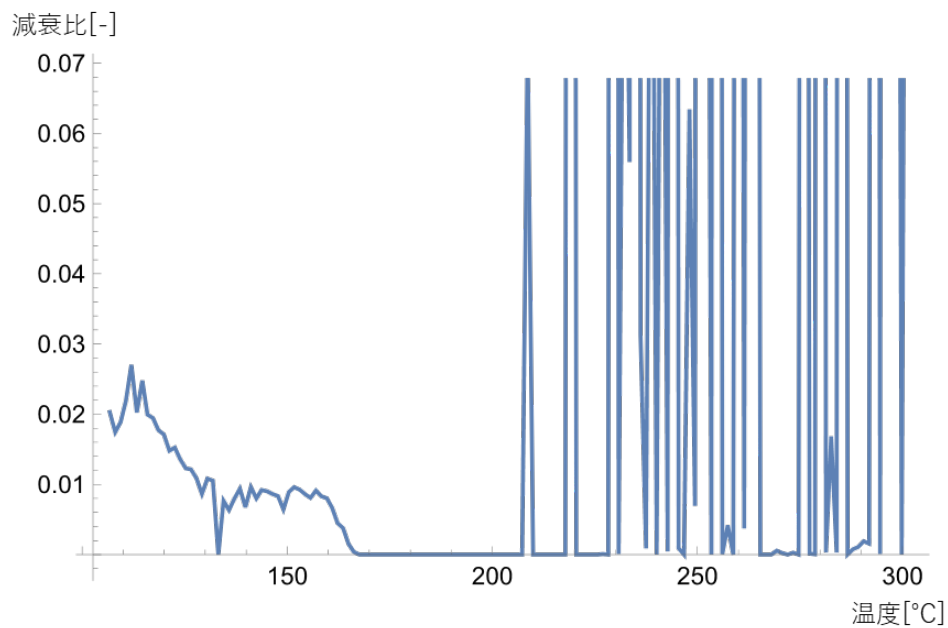


Fig. 53 入力信号周波数可変式実験結果（温度と減衰比関係）

● 実験考察

ばね定数や減衰比が 200[°C]以降で値が急激な変化を示しているのは、加振がうまくいっていないだけではなく、自由振動部を抜き取ってフィッティングを行う際にデータ分割の手順でエラーが起きていたことに起因する。（グラフの値が発散したり、反対に 0 になっていたりする。）Fig.54 と Fig.56 を比較すると明らかなように加振+自由振動部の区切りが実験開始から徐々に遅れてしまっていることがわかる。この原因と

して、データを区切るために必要なデータ数を計算するプロセスの際に数を整数値にするため丸めてしまっていることが原因であった。また、Mark 波数と Space 波数、及び周波数の変更は Python のプログラムを実行した時間より、(加振時間+自由振動測定)時間分ごとに変更を行っている。しかし、実際の加振のタイミングはこれから数秒ずれたタイミングで信号入力を ON にしており、プログラムと信号 ON のタイミングのずれが結果的に Mathematica でデータ分析する際に強調されてしまう結果となってしまった。これに影響を大きく受けたのが減衰比の計算で、自由振動測定のデータ内に加振時間のデータが混じってしまい、計算結果がおかしくなる要因となってしまった。ただ根本的な原因はばねがへたってしまうことにあり、現状行ってきた対策で満足できる実験データは取得することが出来なかった。

また、上記の事柄とは完全に別で実験中にばねとそれを固定するための円筒の治具が時折接触していることも明らかになった。炉内内部の詳細について Fig.56 に示す。黒太線が試料加熱用の炉で、炉の上部からチェーンでばねが吊り下げられている。赤枠が問題となった円筒である。この円筒は使用している炉が小型の為、炉の中心部と外気に接する炉上部下部では温度勾配が発生していると考えられる。従ってこの影響を少しでも小さくするため、ばねのコイル外径よりも少し大きな内径を持つ円筒の内部で試料を加熱していた。実験室内の空調設備やヘルムホルツコイルによる加振が地面と垂直に行われなかったなどの原因で、時折円筒内部とばねが接触していることがわかった。よって次の実験ではこの円筒を取り除き力学物性値を再測定した。その結果を⑤に示す。

レーザー変位計原点からの距離
[mm]

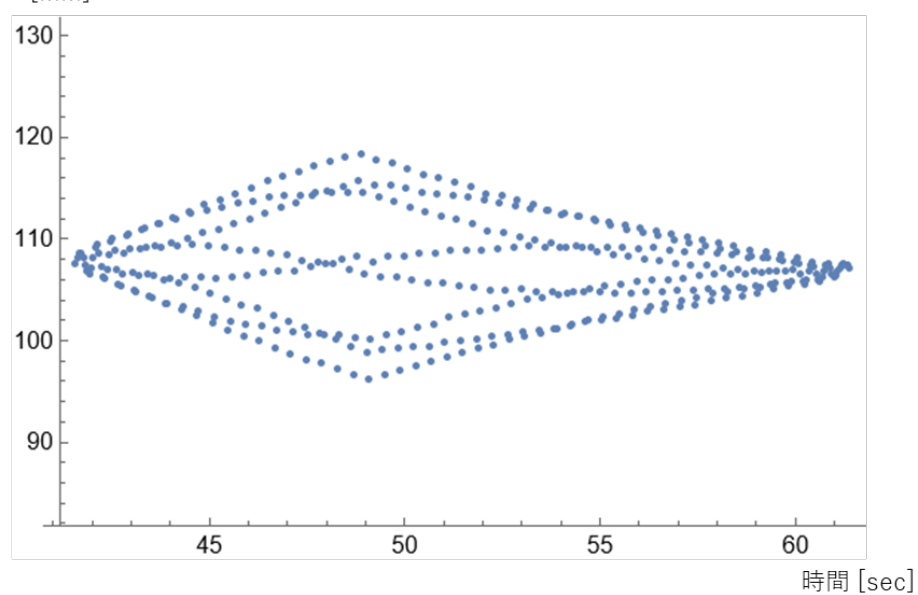


Fig. 54 測定開始直後のデータ分割例 (39.95~61.85[sec]間)

レーザー変位計原点からの距離
[mm]

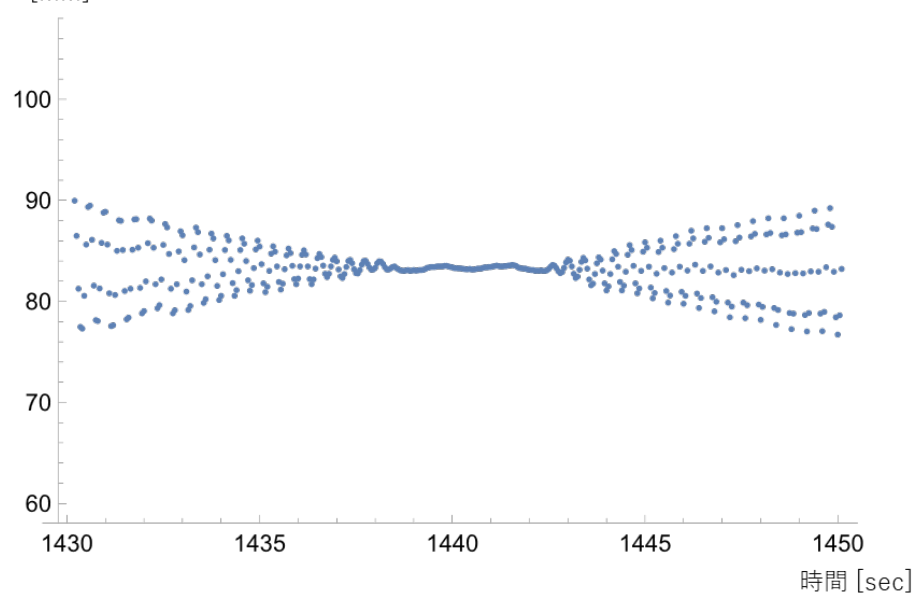


Fig. 55 測定中盤時のデータ分割例 (1429.90~1449.85[sec]間)

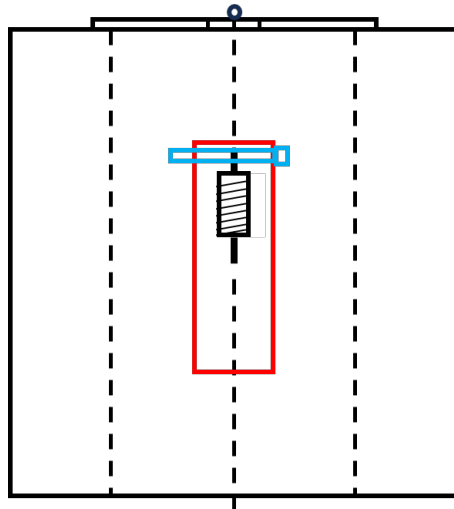


Fig. 56 炉内装置詳細図



Pic.10 円筒の写真

⑤ 円筒を取り除いた場合

④の実験考察で述べたように、ばねと円筒の干渉による力学物性計算結果に影響があるかを確認するため、円筒を取り除いて実験を行った。実験条件はおもりの重さ $450.74[\text{g}]$ でヘルムホルツコイル間距離 $d = 200[\text{mm}]$ である。またその他の実験条件は Table. 22, 23 に示した。①～③の実験条件と比較して Mark 波数が短くなり、Space 波数が非常に長いのは、加振させると減衰をしなくなったためである。従って加振時間を多くとってしまうと減衰に時間がかかってしまうためこのような実験条件の変更を行った。実験結果を Fig.57～60 に示す。

まず、先も述べたように実験条件を定めるための試運転の際に既に減衰を全くしなくなったことは体感で理解できた。その結果がデータにも出ており、減衰比の値は①～④のデータと比較して値が半分以下、大きいものでは⑤の値は $1/10$ 以下の小さな値となった。これはすなわち一度加振すると揺れ続けることを意味し、円筒とばねの摩擦が減衰比の測定においては大きな影響を与えてしまっていたことが明らかとなった。

ただ、ばね定数に関しては②、③の実験条件時と値の挙動は変わらず、はじめばね定数が減少したのち、同じ値で推移し、 A_0 変態点付近で値が上昇に転じるという傾向に変化は見られなかった。また値の絶対値も同程度の値をとった。

ばねの最大加振量は温度の上昇と共に減少した。(Fig.59) これは①で述べたばねのへたりによる影響と考えられ、Fig.60 からばねが温度の上昇と共にへたっていることがわかる。ただ、①のような 250°C でへたりの急激な進行はみられなかった。

以上の結果を踏まえると、ばね定数においてはこれまでの実験と値の絶対値や挙動に大差がみられないことから、これにおいては信頼性があるものと判断した。ただ減衰

比においては値がかなり大きく実験によって違いがでたため、後述する考察の議論の対象からは除外することとした。

Table. 22 周波数発生器側設定条件

パルス周波数	1.25
振幅	$0.70[V_{rms}]$
波形	sin 波
Mark 波数	4.0
Space 波数	61.0

Table. 23 温度設定条件

温度勾配	$6.7 \times 10^{-2} [^{\circ}\text{C/s}]$
データ取得 開始時温度	100[$^{\circ}\text{C}$]
データ取得 終了時温度	300[$^{\circ}\text{C}$]
データ取得 総時間	50[min]

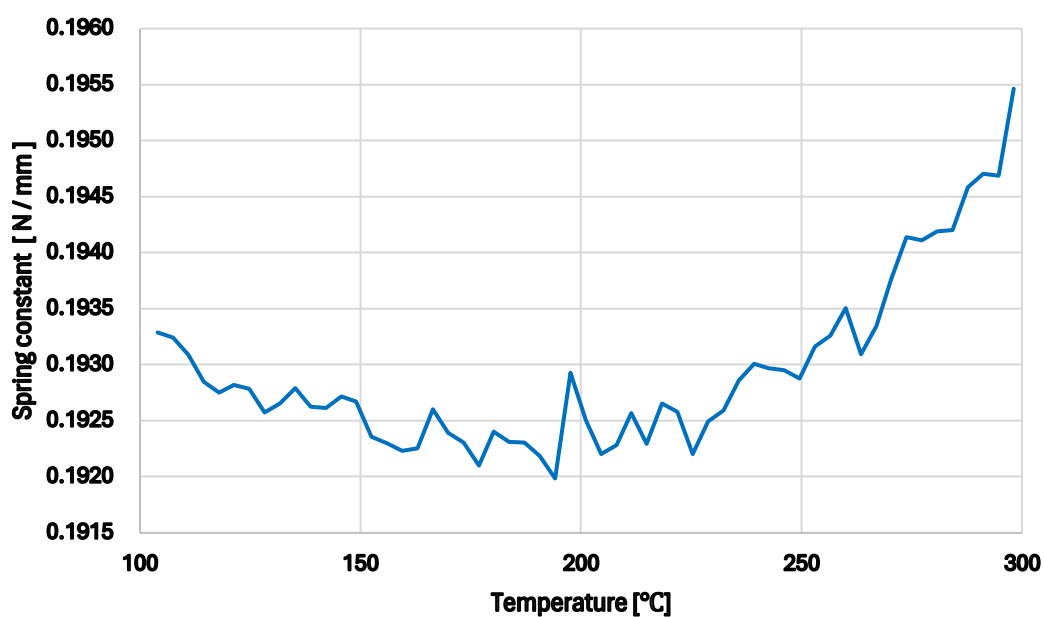


Fig. 57 Temporal change of the dynamic measurements of spring constants of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

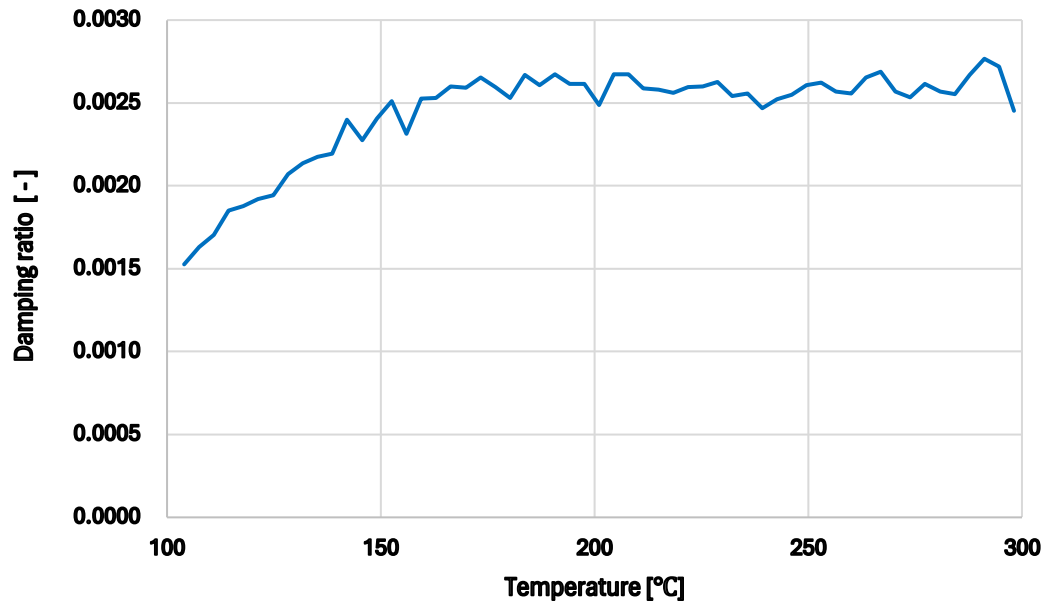


Fig. 58 Temporal change of the dynamic measurements of damping ratios of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

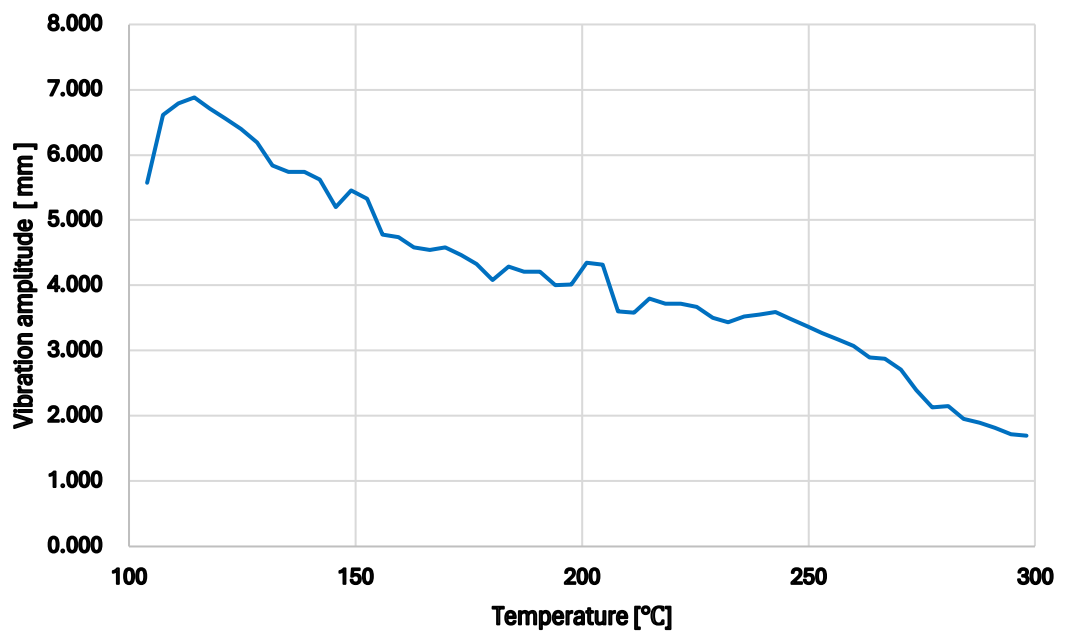


Fig. 59 Temporal change of the dynamic measurements of vibration amplitude of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

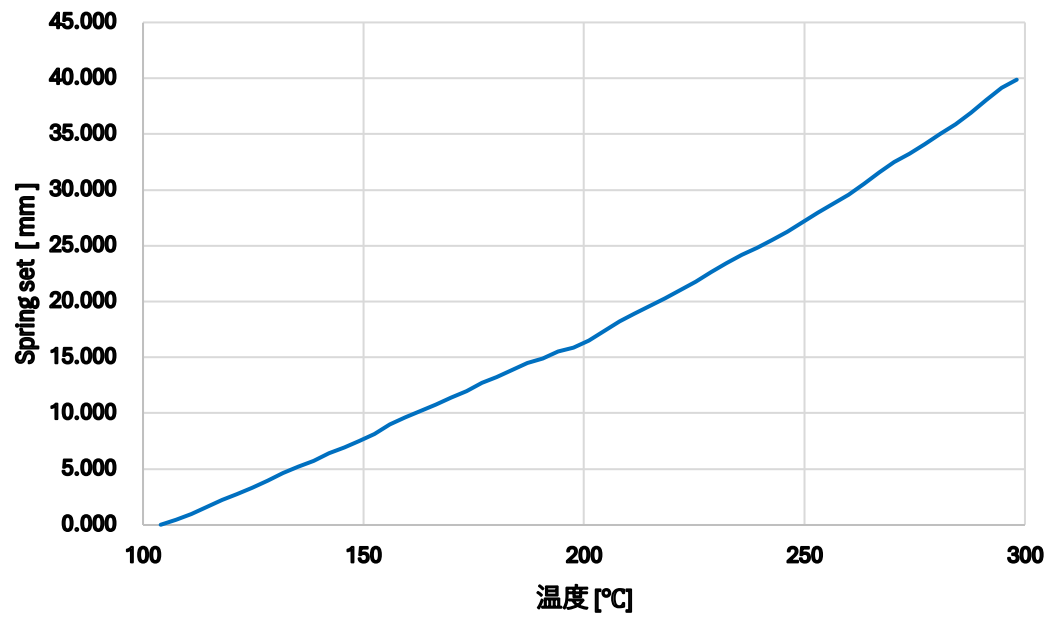


Fig. 60 Temporal change of the dynamic measurements of spring sets of the variously heat-treated pearlitic steel coil springs

5. 考察

まずこれまで述べてきた実験結果を整理すると、

- 熱処理温度が増加するとばね定数も上昇した。
- 再現性が高いわけではないものの、 A_0 変態点やその 10°C 前後で熱処理を行った試料はばね定数の値が測定ごとに値が変動し、その上下動の幅が A_0 変態点から 10°C 以上離れた温度で熱処理された試料と比較して大きくなった。
- A_0 変態点で熱処理された試料は値が急激に減少した。
- へたりは 250°C より急激に進んだ。

という事実が明らかとなった。これにはパーライト鋼が A_0 変態点に近づくことによるセメンタイト相の磁性が失われることが関連していると考えられる。以下にこれらの事象とばね定数の変動との関係と、 A_0 変態点近傍においてばね定数に変化した要因とを考察した。

(1). 転位のピン止め幅が変化することがばね定数に与える影響について

はじめにばね定数の変化に関するメカニズムを考察する。ばね定数が高くなることはつまり仮に同じ寸法でばね定数が異なるばねに同じだけの伸び・縮み量を加える際、ばね定数が高いばねの方が必要な力が大きいということである。ばねの弾性変形は理論の章でも述べたように、転位が弓なりに張り出したときの掃いた面積とみなすことができる。

上記結果よりばね定数は熱処理温度と共に変化している。熱処理は材料に熱履歴を与える行為であり、温度によりばね定数が変化することは履歴に敏感に変化する転位等の材料内部のミクロな構造変化が起こったことを示唆するものである。

本実験で使用したばねの材料であるピアノ線 (SWP-B) はパーライト鋼線を冷間引抜する伸線加工によって作られる。パーライト鋼はフェライト相とセメンタイト相が交互に並ぶ構造をとることは既に述べたとおりだが、これに伸線加工が加わることによってその向きがランダムな向きから伸線方向に垂直な方向へそのラメラ方向が揃う。フェライト相は伸線加工後、伸線方向に $\langle 110 \rangle$ 方位の繊維集合組織を形成されることが知られている。^[14]

コイルばねの弾性変形は、2章の理論でばねの力学の所で述べたように素線には純粋弾性ひずみが生じる。鉄鋼材料で炭素を加えていくとその性質は硬く・もろくなっていくことから明らかなように、内部セメンタイト相は鉄と炭化物であるため非常に硬い。よって変形の多くはフェライト相が担う。純粋せん断ひずみによる弾性変形は、

フェライト相のすべり面である (110) 面でピン止めされた転位が弓なりに変化する可逆転位によって説明できると考えられる。

Fig. 61 に示すように、幅 d で強力にピン止めされた転位に応力 τ がかかった場合を考える。弾性ひずみにより転位の張力は $T = Gb^2$ となることから、ピン留め点での力の釣り合いは

$$\tau bd = 2T \sin \theta = 2Gb^2 \sin \theta$$

となる力の釣り合いが生じ、ピン留めされた付近で角度 θ の弓なりに張り出す角度が定まる。ここで G は横弾性係数、 b はバーガースベクトルである。

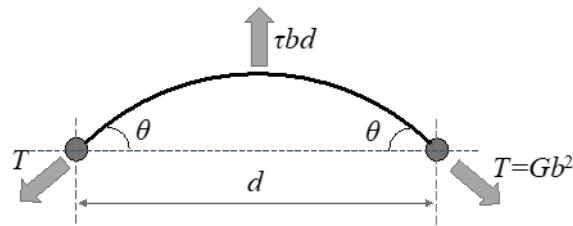


Fig. 61 Schematics of force balance at pinned dislocation

この変形によって生じたせん断ひずみは、弓なりに変形した転位が掃く面積 S にバーガースベクトルを掛けた値に等しい。弓なりの変形を円とした場合、弓なりとなる角度 θ が小さな領域では一本の転位が寄与するせん断ひずみ ε は、

$$\varepsilon \propto Sb = \frac{d^2 b}{4 \sin^2 \theta} (\theta - \sin \theta \cos \theta) \approx \frac{\tau d^3}{3G}$$

と近似される。よってこの転位によって生じるばね定数 k は以下の式に比例するものと考えられる。

$$k \propto \frac{\tau}{\varepsilon} = \frac{3G}{d^3}$$

よって、転位のピン止め幅 d が大きいほど、ばね定数が低下することが考えられる。

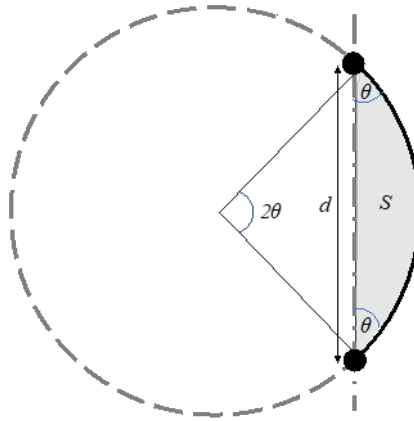


Fig. 62 Schematics of bow-like deformed pinned dislocation

実験結果と上記理論より準静的に測定されたばね定数の変化は、より高温で熱処理するほど転位のピン留め幅 d が狭まっていることを示すものと考えられる。また、 A_0 変態点近傍での熱処理は転位のピン留めが揺らぎつつあり、その結果短くなったピン留めが外れ、幅 d が長くなってしまったり、逆にさらに短くなったりという以後述べるスピンの揺らぎが反映された結果であることを示唆しているものと考えられる。

(2). 磁壁と転位の相互作用

次になぜこのピン留め幅 d が変化したのかについて考察する。転位のピン留めとなる因子には様々なものがある。例えば結晶粒界の界面であったり、原子空孔などがある。その中の一つに磁壁による転位のピン留めがある。この原理については 2 章で述べたとおりである。

A_0 変態点は、ピアノ線を構成するフェライトとセメンタイトのうち、後者の磁気変態点であることから、この温度でおこる現象に関連があることが予想される。

室温下においてはセメンタイト相・フェライト相ともに強磁性体である。すなわちこれらは磁区構造をとっていると考えられ、その磁区は数 μm オーダーである。よってラメラの短手方向には粒界にのみ磁壁が存在し、長手方向に数 μm 間隔で磁壁が存在しているものと考えられる。粒界と磁壁が共存することから、ラメラ短手方向は非常に強いピン留めとなっていると推測する。転位線は細く伸びたフェライト相のすべり面上に存在することから、転位線の多くはフェライト - セメンタイト相界面でピン留めされている様子が実際に観察されている。^{[5],[15],[16]}

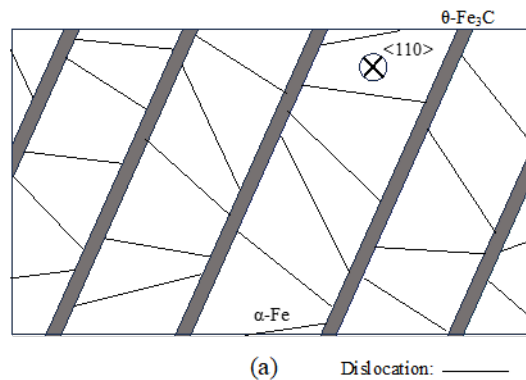
一方、ラメラの長手方向には磁壁のみが存在しており磁壁と転位には相互作用があることは前述のとおりであるから、短手方向と比較して弱いピン留めとなりうる点が

存在する。ただ、長手方向の磁壁の位置にすべりが存在するわけではない。従ってこの弱いピン留めは短手方向のピン留めと比較しそこまで頻繁に起こるものではないと推察される。

これらのことを踏まえて結果を考察する。まず A_0 変態点以上に加熱を行った際のミクロな構造の変化について考える。まずセメンタイト相が強磁性体から常磁性体へ変化するため、セメンタイト相側の磁壁は消失し、粒界のピン留め効果は弱まるものと推察される。隣り合うフェライト相同士はセメンタイト相を介して電子スピンを交換することから、スピントロニクスに特有な現象が発生する可能性がある。^[17]

熱処理を行う前の試料はコイリング直後のものであったことから、大きな塑性変形が素線に加えられた状態であり、 $\{110\}$ すべり面上に存在する転位線は様々な方向を向いているものと予想される。このため、一部の転位のピンニング幅はラメラ構造の幅よりも長くなりこれが原因でばね定数が低下するものと考えられる。

また A_0 変態点を越えたことで粒界のピン留めが弱くなったことにより、転位が様々な方向長さを向いていたものが安定な構造へと変化したと考えている。具体的には、熱処理によって転位線はピン留め間を直線で結ぶまで、次第に短くなると考えられる。この現象の進行により、ばね定数の緩やかな増加が説明できる。



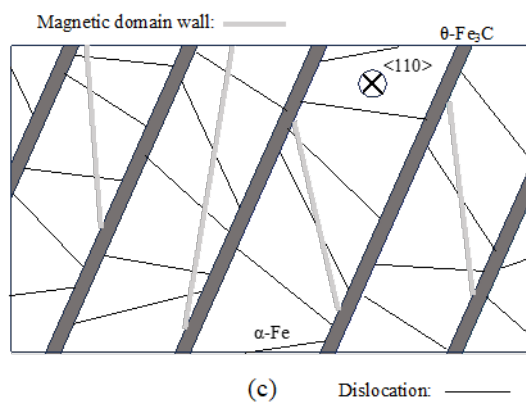
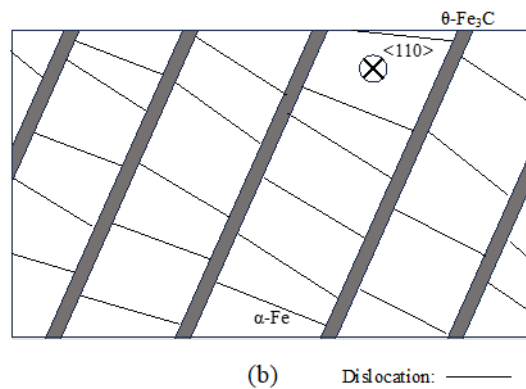


Fig. 63 Schematics of phase structure in vertical section of pearlitic steel wire with dislocations and magnetic domain walls (a) after coiling, (b) heat-treated above A_0 point and (c) heat-treated near A_0 point.

(3). A_0 変態点近傍でのピンング幅の急激な低下

ばね定数を準静的に複数回測定した際、ばね定数が急激に低下した後、低い値で安定したり、低下した後にすぐ元の値に戻ったりという現象が見られた。これは先から説明をしているようにばね定数のピン留め幅 d が急激に減少したものと予想される。またこの挙動から変化する原因となったピン留めは弱く不安定であることが示唆される。その一方で A_0 変態点近傍以外の温度ではばね定数が急激に変化する様子は確認されなかったことから、この急激な変化は A_0 変態点近傍での特有の現象であると考えられる。

一般に二次相転移においては物理量のゆらぎが発散する臨界現象が現れることが知られており、磁気の二次相転移点であるキュリー温度においても、磁区がサイズを増大させながら生成・消滅を繰り返すスピンの揺らぎが生じることが知られている。

^{[18],[19]}そのため、今回の試料を A_0 変態点近傍に保持した場合、それまで安定的に存在し

ていたセメンタイト相の磁区構造が揺らぎ、冷却時によりさらに安定な磁区へと再配置が行うことが予想される。パーライト組織の幅は数十nmオーダーと狭いことから、ラメラの短手方向の磁壁は変化せず、長手方向の磁壁のみ揺らぎによって配置を大きく変えたものと考えられる。一方で磁区は固体内部で閉じた磁気回路を作ることから、セメンタイト相の磁区の再配置はフェライト相の磁区の配置にも影響を与えた可能性がある。フェライト相の磁壁は内部の転位と相互作用することから、より安定な構造をとった磁壁の多くはすべり面を横切って転位をピン留めするよう再配列した可能性がある。このため、磁壁によってピン留めされた転位のピンニング幅は極端に短くなり、全体のばね定数を急激に増加させたものと考えられる。

他方、磁壁によるピン留めは粒界によるピン留めよりも弱いため、外部応力の付加によって外れやすく、その不安定さがばね定数の値のばらつきの原因となったと考えられる。

6. 結言

本研究では、低温焼きなましを含む様々な温度・条件下において熱処理されたパーライト鋼線引張コイルばねにおけるばね定数を代表とした力学物性の評価を行った。

評価の目的は経験則に基づいた曖昧な熱処理条件ではなく、理論的に力学物性を変化させることができる最適な熱処理条件を提案し、製品として公称値通りの性能を担保する信頼性向上である。

まず低温焼きなましによる力学物性向上を説明するはじめのステップとして行った実験が A_0 変態点を超える温度で熱処理を行うこと、すなわちセメンタイトの磁気変態が起こることが、力学物性へ与える影響の評価であった。

その結果、室温下で準静的に複数回ばね定数を測定したところ、ばねの熱処理温度とともに、ばね定数の値は徐々に増加した。また A_0 変態点近傍で熱処理した試料のばね定数は、急激な増加と減少を示すなど不安定な挙動を見せた。他方、温度変化下で力学物性の測定を行ったところ、 A_0 変態点近傍でばね定数の値が極値を取るような挙動も観察された。以上の結果より、 A_0 変態点におけるセメンタイトの磁性の変化が、パーライト鋼線ばねのばね定数に何らかの影響を与える可能性があることが示唆された。従来、コイルばねのばね定数の設計には線径・コイルの外径・素材の横弾性係数からなる公式が一般に用いられてきた。ばねを使用する際、許容荷重を超えるような本来の目的からかけ離れた使い方をしない限り、これらの値は変化しない。すなわちばね定数も一定であるというように考えられている現状においてこの結果を得られたことは大変興味深いと考えている。

コイルばねのばね定数の増加は、鋼線長手方向に配向したフェライト相{110}すべり面における転位のピン留め幅 d の減少から説明されることから、コイルリングにより引き伸ばされた転位線が熱処理により徐々に回復する様子や、 A_0 変態点近傍で磁壁がゆらぎ、転位線の弱いピン留め点となる様子が推察された。つまり、磁壁の揺らぎがばね定数というマクロな性質に反映されることが考えられる。

以上のことからパーライト鋼線ばねにて A_0 変態点を超える 250°C 近くまで加熱されることによる、パーライト鋼線の磁性の変化が、力学物性へ影響を確実に与えていると考えられる。ただ現状行った実験と結果からでは、ばね定数が変動しはじめる荷重の定量的評価や熱処理温度の範囲については詳細に説明することができなかった。

本研究の総括を行うと、セメンタイトの磁気変態と転位ピン留め状態の変化の関連

性はあるものの、研究の目的としていた理論的に最適な熱処理条件の提案という結論までを導き出すことは私が本研究室に在籍している間はできなかった。得られた結果から熱処理条件にて結論付けられることは $210^{\circ}\text{C}\sim 230^{\circ}\text{C}$ の間で熱処理を行うことはばね定数が使用中に変動する可能性があるため推奨せず、 250°C かそれより高い温度で熱処理することが望ましいということである。

また本研究では、新たに実験装置を自作したことから、これらを問題なく稼働させることに重きを置かざるを得ず、実験装置の機構や測定条件においてまだまだ改善の余地がある。今後、続きの実験を行う際に参考となる様に、現状考えている改良案を示して、結言としたい。

● ばね定数準静的複数回測定の改良案

改良案	見込んでいる効果
ばね固定用治具の見直し	ばねフック部の変形が結果に影響を与えている可能性があるため、ばねフック部をそのまま挟む or 形状を固定できる治具を考えると良い
磁場を与えながらの測定	磁壁によるピンング効果によって結果に影響が出ているため、磁界を発生させる強さや向き等を変更しどのような違いがあるかを確かめたい。

● 温度変化下での力学物性値の動的測定

改良案	見込んでいる効果
ヘルムホルツコイルに入力する波形の振幅量の制御	ばねの加振量が一定になる様に装置を改良することで、ばね定数・減衰比の信頼性を向上させる
炉内ばねの固定治具の見直し	ばねと固定用円筒の干渉を確実になくし、測定結果の信頼性を向上させる
ばねを加振する周波数発生器の条件の再調整	上記改良を行うと減衰が全くなくなるため、Mark 波数、Space 波数を再調整する必要がある
ヘルムホルツコイル固定治具の設計	より正確な一軸引張を実現させる

7. 謝辞

はじめに，本研究を行うにあたりまして多大なるご支援をして頂きました小竹教授に感謝申し上げます。おなじく，ご支援・ご指導いただいた河村助教にも感謝申し上げます。また，本修士論文において副査を務め，本研究に対して様々な質問・助言を頂いた吉川准教授にも感謝申し上げます。

私が学部 4 年からの 3 年間はコロナ禍によるオンライン主体から対面へ変わっていく移行期間であったように思います。その中で，学会や発表を対面で行う方が様々な方との出会いや刺激が多く，その素晴らしさを改めて感じる事が出来ました。

ただ，コロナ禍では先輩方と交流させて頂く機会が非常に少なかった反面，制限が明けた後の後輩とは多くの楽しい時間を過ごすことが出来ました。

最後に量子応用工学研究室の更なる活躍・発展を願いまして，謝辞とさせていただきます。携わっていただいた皆様，本当にありがとうございました。

参考文献

- (1) 高村典利, ばねづくりの勘どころ 第 8 回低温焼きなまし, 日本ばね学会会報, p.11-12(2001)
- (2) 林博昭, ばねづくりの勘どころ 第 39 回ばねのへたり, 日本ばね学会会報, p.67-68(2001)
- (3) 小竹茂夫, パーライト鋼線を用いた圧縮コイルばねの A_0 変態点における弾性余効の緩和時間異常, ばね論文集 第 67 号, p9-14(2022)
- (4) 金子純一, 須藤正俊, 菅又信, 基礎機械材料学, 朝倉書店
- (5) Xiaodan Zhang, Andrew Godfrey, Niels Hansen, Xiaoxu Huang, Hierarchical structures in cold-drawn pearlitic steel wire, Acta Materialia 61(2013)4898-4909
- (6) [技術情報 - より強く：日鉄 SG ワイヤ株式会社 \(nipponsteel.com\)](http://nipponsteel.com)
- (7) ばね技術研究会, 改定 2 版 ばね, 丸善 (1970)
- (8) 鈴木秀次, 転位論入門, アグネ社 (1967)
- (9) 竹内伸, 結晶組成論, 内田老鶴圃 (2013)
- (10) 作道恒太朗, 固体物理-磁性・超電導-, 裳華房 (2005)
- (11) 志賀正幸, 磁性入門-スピンから磁石まで -, 内田老鶴圃 (2007)
- (12) 佐川真人, 浜野正昭, 平林真, 永久磁石-材料科学と応用-, アグネ技術センター (2007)
- (13) 増子寛, 平行に置かれた 2 つのコイルに挟まれた空間の磁場分布, 物理教育通信 第 181 号, p.45-49(2020)
- (14) 榎藤詩織, 極細ピアノ線の高強度化に有効なメゾスケール構造とマイクロ組織, まてりあ, 第 60 巻, 第 9 号(2021),p567-571
- (15) Li, Y.J., Choi, P., Borchers, C., Westerkamp, S., Goto, S., Raabe, D., Kirchheim, R., Atomic-scale mechanisms of deformation-induced cementite decomposition in pearlite, Acta Materialia Vol. 59, p. 3965–3977 (2011).
- (16) Takahashi, J., Kosaka, M., Kawakami, K., Tarui, T., Change in carbon state by low-temperature aging in heavily drawn pearlitic steel wires, Acta Materialia, Vol. 60, p. 387–395 (2012).
- (17) 前川禎通, 堤康雅, スピントロニクス (2019) , p.43-57, 日本評論社.
- (18) 小口武彦, 磁性体の統計理論, 裳華房, (1970).
- (19) 松原武生, 結晶の相転移(序論), 日本結晶学会誌, Vol. 14, p.201-215 (1972).