バルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析とその応用

野嶋, 悟士 / NOJIMA, Satoshi

(発行年 / Year)
2011-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)
2011-03-24

(学位名 / Degree Name)
修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)
法政大学 (Hosei University)

2010 年度　修士論文

バルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析とその応用

Frequency Fluctuation Analysis of the Barkhausen Signal and Its Application

指導教授　齊藤兆古

法政大学大学院

工学研究科電気工学専攻

学籍番号０９Ｒ３１１８

のじま　さとし
氏名 野嶋　悟士

Abstract

Ferromagnetic materials are widely used for a lot of artificial products such as cars, trains, ships and so on. Because of its mechanical property, iron steel is most popular in use for the frame materials. Nondestructive testing of iron steel is an extremely important way to maintain their mechanical reliability. As is well known fact that Barkhausen signal is possible to emit from only the ferromagnetic materials having magnetic domain structures. And also, this signal changes its property depending upon their past mechanical as well as radioactive stress histories.

In the present paper, we have applied the frequency fluctuation analysis method to the Barkhausen signals emitted from the steels and its composite materials to detect the mechanical stress difference among them. Surprisingly, it has been succeeded in clarifying that apply the frequency fluctuation analysis to the Barkhausen signal makes it possible to detect the mechanical stress difference. This fact has been confirmed by applying our method to the 30 test ferromagnetic materials. Further, environmental noise problem essentially accompanying the Barkhausen signal measurements has been taken into account by the frequency fluctuation analysis.

目次

第１章　緒論

多くの時間領域一次元信号はオシロスコープで電気信号として可視化される．音声信号や計算機のクロック信号などが代表例である．これらの信号の中で，人間の可聴周波数である音声信号はキーボードを経由せずに計算機へコマンド入力を直接可能とする．このため計算機と人間間の有力なインターフェイスと考えられ，これを実現するために音声認識・識別方法が鋭意研究開発され，一部実用化されている．

主として鉄を主成分とする強磁性材料は原子炉容器のような大型構造物から画鋲のような小型のものまで極めて広汎に使われている．本研究は，これらの強磁性材料が磁化に伴い発するバルクハウンゼン信号に関するものである．すなわち，強磁性体の機械的ストレスや放射線欠損などをこのバルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析によって識別する方法を提案する．

従来から強磁性材料のバルクハウンゼン信号は過去の応力履歴や残留応力によって変化することは良く知られている．しかし，従来の信号処理技術ではバルクハウンゼン信号から強磁性材料の応力履歴などを高い信頼性で識別できなかった．この理由は単純で，バルクハウンゼン信号はバルクハウンゼンノイズとも呼ばれるように再現性に乏しく，単純なフーリエスペクトラム解析では規則性や周波数特性が簡単に掌握できないことに起因する．

近年の巨大な半導体素子の超集積化技術がもたらした IT 技術の一分野に音声信号認識・識別技術がある．本研究はこれらの IT 関連信号処理技術を背景とする信号の周波数ゆらぎ特性に着目した．強磁性材料特有のバルクハウンゼン信号の応力履歴に起因する周波数ゆらぎ特性を解析し，従来，不可能であった強磁性材料の応力履歴などが識別可能であるかを検討する．

本稿では，最初にバルクハウンゼン信号測定時に必然的に伴う環境ノイズに対する周波数ゆらぎ特性を解析し，環境ノイズの周波数ゆらぎ特性を掌握することで環境ノイズの影響を可能な限り削減することを試みる．その結果，主として構造材として使われる鉄系強磁性材料の呈するバルクハウンゼン信号が応力の有無により明確に異なる周波数ゆらぎ特性を持つことを明らかにする．

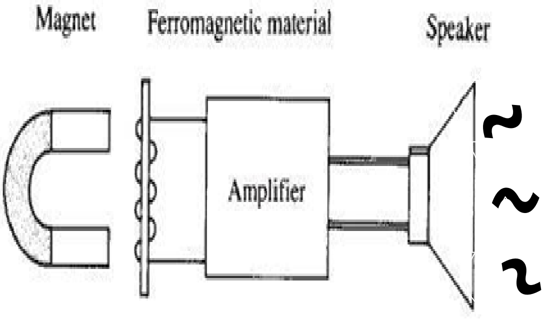
第２章　磁化特性の構成方程式

2.1 磁区の仮説と発見

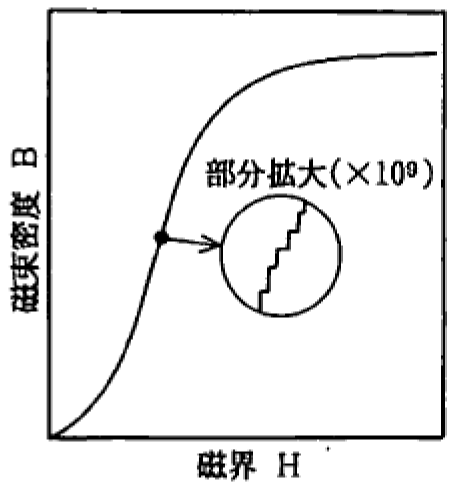
鉄，コバルト，ニッケルのような金属だけが磁石に吸引され，銅やアルミニウム等は磁石に吸引されない．このことを調べてみると結果的に鉄，コバルト，ニッケルのような強磁性体は自発磁化を持つことが他の非磁生体金属との本質的な違いであることが見出された．自発磁化を強磁性体が有しているにもかかわらず必ずしも磁化していないことは，強磁性体が磁区に分かれていて各磁区内の磁化方向がそれぞれ異なっているために全体として磁化されていない状態になるとする仮説が 1907 年 P. Weiss によって立てられた．

1919 年，Barkhausen は強磁性体の磁化が不連続的に行われることを発見した．図 1(a)に示すように，強磁性体にコイルを巻き，コイルに誘起する電圧を増幅器で増幅しスピーカーで出力する実験装置に於いて，左側から永久磁石を近づけると強磁性体の自発磁化の方向が外部からの磁界に応じて変化し，音を発生する．このバルクハウンゼン雑音と呼ばれる音が磁区存在の検証する一例となった．図 1(b)の磁化曲線の拡大部分に，多くの不連続的な磁化が観察される．これはおもに，磁壁が磁性体中の不純物や欠陥に引っかかりながら移動することに起因する[1,2,3].

1932 年 Bitter は，磁区を直接顕微鏡で観察することを試みた．強磁性体の微粒子，例えば四三酸化鉄のコロイド液を，よく研磨し表面の歪みを取り除いた強磁性体に塗布し，金属顕微鏡で表面を調べた．結果的には，磁区の像を得たのであるが，その当時は単に磁性体中の inhomogeneity とされていた．その後，1949 年 Williams, Bozorth および Shockley の実験により，観察されたものが磁区として認知された．



(a)　観測法

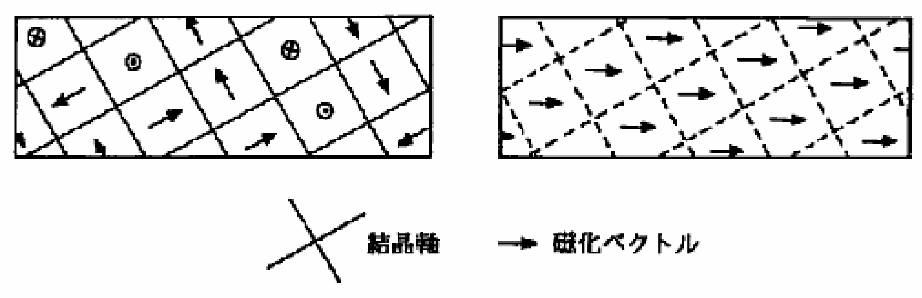


(b) 磁化曲線

図 1　バルクハウンゼン雑音

2.2 磁気飽和現象

強磁性体は外部から磁界が加えられたとき，容易に磁化されやすいのを特徴とするが，一方磁束は，最初は急激に増加するが，ある一定以上では飽和しほとんど増加しない．この現象を飽和現象と言う．この磁気飽和現象と磁区の関係を調べるため図 2 に示すような正方形の磁区を仮定する．同図(a)では，各磁区の自発磁化の方向はランダムな方向を向いていて，互いに打ち消し合い全体として磁化されていない状態である．同図(b)では，外部から磁界が加わり，その結果各磁区中の自発磁化は外部からの印加磁界とすべて同じ方向に向いた状態である．従って，この状態では，これ以上の磁束密度の増加が望めない．この状態を磁気飽和状態という．



(a) 消磁状態　　　(b) 飽和状態

図 2　磁区と磁化状態

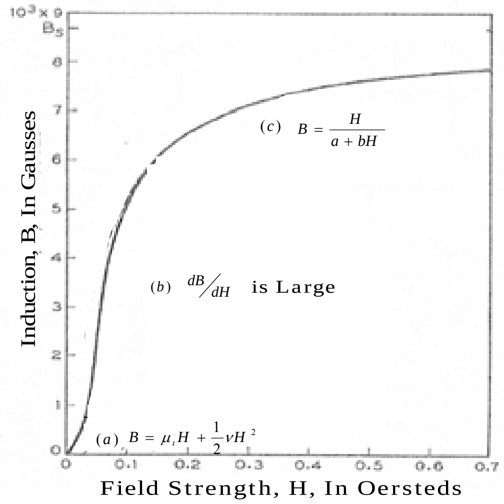
2.3 磁気履歴現象

自発磁化を持つ磁区間の境界を磁壁という．外部から磁界が加わり，自発磁化の方向が外部磁界と一致しようとする．このとき，各磁区内部の自発磁化の方向が変化する前に，磁壁が移動することが観察されている．磁壁の移動は往路と帰路で異なる経路をとり，これが磁気履歴現象を呈する原因と言われている．

2.4 初期磁化曲線

強磁性体が全く磁化されていない状態から磁界 H を徐々に加えていくと磁束密度 B は，図 3 に示すように，最初は緩やかに増加し，次に急激に増加し，また緩やかな増加となり最終的には一定値に近づく．この曲線が初期磁化曲線と呼ばれるものである．この曲線において最初の領域を(a)初透磁率領域，次の領域を(b)dB/dH が大きい領域，最終的な領域を(c)飽和領域と 3 つに分類することができる．これらの各領域に対応する磁区状態を観察すると，(a)の初透磁率領域では可逆的磁壁移動（復元可能な磁区の変化）により磁化が行わ

れる．この領域は可逆的磁壁移動領域と呼ばれているが，実際は磁壁の摩擦を伴って磁壁移動が行われるために，外部磁界を零にしても磁束密度は零にならない．すなわち，残留磁気が残る．従って，厳密な意味で可逆的ではなく，通常 Rayleigh の法則が成り立つ範囲を初透磁率領域という．また，Rayleigh loop のような規則的な履歴現象を生ずることは，外部磁界を取り去った場合，磁区状態が元の状態に復帰することを意味する．従って，可逆的磁壁移動範囲を Rayleigh 範囲ともいう．これに対し，(b)の dB/dH が大きい領域では，外部磁界を取り去っても元の磁区状態に復帰できない．このため(b)の領域は非可逆的磁壁移動によって磁化される状態である．従って，(b)の領域は非可逆的磁壁移動領域という．(c)の領域では，物理的磁壁移動がなく，各磁区内の自発磁化の方向が回転することから可逆的な磁化過程となる．従って，(c)の領域は可逆的回転磁化領域とも呼ばれる．



(a) 初透磁率領域
(b) dB/dH が大きい領域
(c) 飽和領域

図 3　初期磁化曲線

2.5 正規磁化曲線

正規磁化曲線は，周期的磁化状態におけるB-Hループの頂点をトレースして得られる曲線である．従って，まず周期的磁化状態に至る過程を考える．図 4 でB=0 の点から第一変曲点①までの磁気エネルギーは蓄積エネルギーと損失エネルギーの和となる．帰路の第一変曲点①からB=0 の点までは蓄積エネルギーは放出エネルギーと損失エネルギーの和となる．B=0 の点から第二変曲点②までの入力エネルギーは, 蓄積エネルギーと損失エネルギーの和になるがこの場合，磁界Hは零からではなく保磁力-H_cから出発することとなるから，同一絶対値の磁界H_mに対して異なる磁束密度となる．換言すれば，外部からの入力エネルギーや蓄積エネルギーが同じであっても，原点からの出発とループの途中からの出発では，内部損失が異なるため，同一絶対値の磁界に対して異なった大きさの磁束密度となる．従って，何周期も反復してループを描かせると正の保磁力と負の保磁力が等しくなり結果とし

て上昇曲線と下降曲線での内部損失が等しくなり，同一絶対値の磁界H_mに対して同一絶対値の磁束密度となる．この状態が周期的磁化状態である．また，磁束密度と保磁力が飽和に至るほど充分な大きな磁界で磁化すると，最初のループから原点に対して対称なB-Hループが得られる．これは，最大磁束密度と保磁力がそれぞれの飽和値によって支配されるためである．

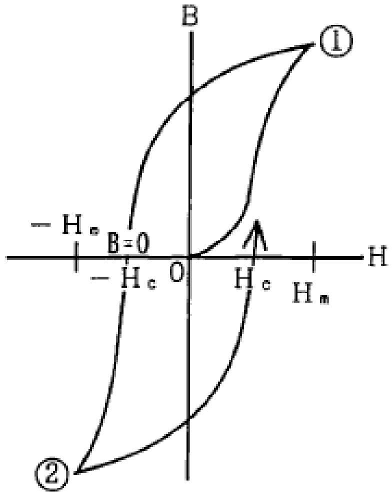


図 4　磁区と磁化状態

2.6 理想磁化曲線

磁性体を磁化するとき，直流磁界と交流磁界を重ねて磁化し，交流磁界の振幅を飽和磁化に達する大きな値から徐々に小さくしていき最終的に零にする．このとき得られる直流磁界と，それによる磁束密度との関係を表す曲線を理想磁化曲線という．この曲線を磁区の観点から述べると次のようになる．磁束密度Bの値は，磁性体内部の磁区状態と自発磁化の方向などによって決定される．各磁区状態に対する磁束密度Bと磁界Hの関係を表す曲線が理想磁化曲線である．各磁区状態に至るまでに磁壁移動に伴う損失が存在する．この損失の影響を打ち消すために理想磁化曲線は，印加磁界Hが直流分H_{DC}と交流分H_{AC}からなるとし，H_{DC}を一定値に保ち，H_{AC}を磁束密度の飽和値になるほど充分大きい値から徐々に小さくし，磁化に伴う損失を上昇曲線と下降曲線で等しくして，H_{DC}とBの関係を測定する．すなわち，理想磁化曲線は，交流磁界で過去の磁気履歴を打ち消して得られる各磁区状態における磁界と磁束密度の関係を表す特性である．

2.7 透磁率

磁区の挙動と透磁率μの関係を調べるために，図 5 に示すような短冊状磁区モデルを考え

る．各磁区は飽和磁束密度B_sをもち，外部から磁界Hが加わった場合，短冊状磁区全個数Nのうち，N'個が方向を一致させたときN'/N=nと正規化すればこのときの磁束密度は

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 H + nB_s \\ &= \mu_0 H + M \end{aligned} \tag{1}$$

で与えられる．ここで，M は磁化ベクトルである．(1)式を変形し，

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 (1 + \frac{M}{\mu_0 H}) H \\ &= \mu_0 (1 + \chi_m) H = \mu H \end{aligned} \tag{2}$$

の関係が得られる．従って，透磁率 μ は外部磁界 H に応じて変化する磁壁数に対応するパラメータとなる．しかし，この磁壁数は，磁区の方向が変化するとき物理的運動が伴うため，過去の磁化状態すなわち磁気履歴によって異なる値をとる．このため，各磁区状態に至るまでの磁気履歴を正方向と負方向の交流磁界で打ち消して得られる場合，ユニークな磁壁数 n(=N'/N)となる．すなわち，理想磁化曲線上で定義される透磁率 μ が各磁区状態の磁壁数 n に対応する．

次に可逆透磁率μ_rについて考えるため，(1)式の両辺を時間について微分すると，

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dt} &= (\mu_0 + B_s \frac{\partial n}{\partial H}) \frac{dH}{dt} + B_s \frac{\partial n}{\partial x} \frac{dx}{dt} \\ &= (\mu_0 + B_s \frac{\partial n}{\partial H}) \frac{dH}{dt} + 2 \frac{n}{b} B_s \frac{dx}{dt} \end{aligned} \tag{3}$$

を得る．ここで， bは，図 5 に示す短冊状磁区モデルの横幅である．右辺第 3 項は，短冊状磁区が反転するとき磁束密度の変化が $2B_s$となり，かつ磁区の反転が見かけ上x方向に磁石が運動したことに対応して生ずる誘起電圧である．(3)式を変形し，ある磁区状態からまだ他の磁区状態へ完全に移行していない状態, すなわち $\partial n / \partial x \approx 0$ または $dx / dt \approx 0$ とすれば,

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dt} &= \mu_0 (1 + \frac{\partial n}{\partial H} \frac{B_s}{\mu_0}) \frac{dH}{dt} + \frac{\partial n}{\partial x} B_s \frac{dx}{dt} \\ &\approx \mu_0 (1 + \frac{\partial n}{\partial H} \frac{B_s}{\mu_0}) \frac{dH}{dt} = \mu_r \frac{dH}{dt} \end{aligned} \tag{4}$$

を得る．従って，可逆透磁率μ_rは，外部磁界Hに対する磁壁の変化率$\partial n / \partial H$に対応する可逆的な磁化過程を表すパラメータとなる．外部から徐々に磁界Hが加えられたときの磁区を微細に観察すると，磁区の変化が起こる前に磁壁の膨張が起こることが知られている．この磁壁の膨張は完全に可逆過程であるため，可逆透磁率μ_rは磁壁の膨張を表すパラメータと考えられる．この可逆透磁率μ_rは，通常あるバイアス磁束密度において測定されるため，このバイアス磁束密度Bが過去の磁気履歴を含んでいる場合，ユニークな値をとならない．このため，バイアス磁束密度Bがユニークな値となる理想磁化曲線測定時に得られる可逆透磁率μ_rが，ユニークな値となる．

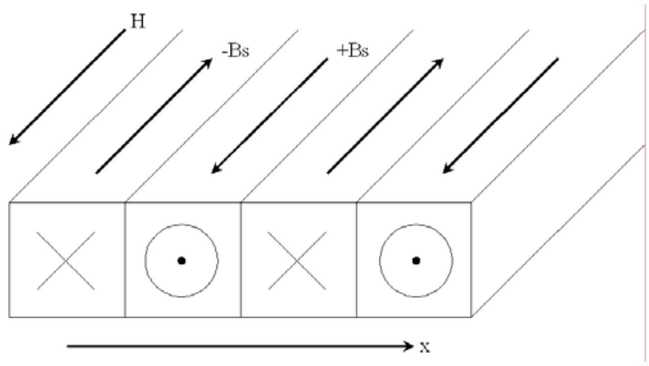


図 5　短冊状磁区モデル

第３章　時間領域周波数解析

3.1 フーリエ変換

データを直交するデータ（線形独立，すなわち，互いに重複する情報を持たないデータ）の線形和へ並べ直す演算の代表にフーリエ級数がある．計算機で扱い得るのは連続関数を離散化(Discretize)して得られた一連の数値である．このため，解析的な関数のように無限の概念が使えない．また，フーリエ変換やフーリエ級数は関数が連続関数であるため，基準座標の選び方で原点に対して線対称か点対称かで偶関数か奇関数がそれぞれ決まる．このため，離散化された数値の並びで与えられる計算機中の一連の離散値データも原点に対して線対称か点対称かで偶関数か奇関数かそれぞれ仮定できる[4].

3.1.1　関数系の変換

古典的な関数変換の目的は，解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ変換することである．例えば，ラプラス（Laplace）変換は微積分演算を単純な掛け算や割り算へ化す変換である．また関数系の変換とは，ある関数，例えば時間変化する関数を解析が容易な周期関数の和で表現することにも使われる．具体的な例としてフーリエ（Fourier）変換を取り上げる．フーリエ変換は解析的に扱えない関数を解析的に扱える角周波数の異なる正弦波と余弦波の和で表現する変換である．換言すれば，フーリエ変換は解析的に扱いにくい関数系を解析的に扱いやすい関数系へ分解する変換と考えてもよい.

今，ある任意の時間 t をパラメータとする関数 f(t)を一定値 a_0，正弦波および余弦波の和で表現できるとする．すなわち，ω を角周波数として，

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\omega t) \tag{5}$$

と仮定する．

問題は式(5)の係数，a_0，a_i，b_i を決める方法である．今，関数 f(t)が t=0 から t=T の区間で式(5)の係数を決めることを考えれば，式(5)は，$\omega = 2\pi/T$ であるから，

$$f(t) = a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\frac{2\pi}{T}t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\frac{2\pi}{T}t) \tag{6}$$

とも書ける．

式(6)の両辺を時間 t=0 から t=T の区間について積分すると，

$$\int_0^T f(t)dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\frac{2\pi}{T}t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\frac{2\pi}{T}t) \right) dt$$

$$= a_0 T \tag{7}$$

が成り立つ．

したがって，定数項a_0は

$$a_0 = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt \tag{8}$$

となる．

次に，式(6)の両辺に正弦波$\sin[j(2\pi/T)t]$，$j = 1,2,3,...$を掛け算し，時間 t=0 から t=T の区間について積分する．

$$\int_0^T f(t)\sin(j\frac{2\pi}{T}t)dt = \int_0^T \left(a_0 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i \sin(i\frac{2\pi}{T}t) + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \cos(i\frac{2\pi}{T}t) \right) \times \sin(j\frac{2\pi}{T}t)dt$$

$$= a_i \frac{T}{2}, \quad i = j \qquad or \quad 0, \quad i \neq j \tag{9}$$

式(9)から係数a_iは

$$a_i = \frac{2}{T}\int_0^T f(t)\sin(i\frac{2\pi}{T}t)dt \tag{10}$$

として得られる．

同様に，式(6)の両辺に余弦波$\cos[j(2\pi/T)t]$，$j = 1,2,3,...$を掛け算し，時間 t=0 から t=T の区間について積分することで，

$$b_i = \frac{2}{T}\int_0^T f(t)\cos(i\frac{2\pi}{T}t)dt \tag{11}$$

として係数b_iが得られる．

したがって，関数 f(t)は，区間 t=0 から t=T で，

$$f(t)=\frac{1}{T}\int_0^T f(t)dt+\sum_{i=1}^{\infty}\left(\frac{2}{T}\int_0^T f(t)\sin(i\frac{2\pi}{T}t)dt\right)\sin(i\frac{2\pi}{T}t)$$
$$+\sum_{i=1}^{\infty}\left(\frac{2}{T}\int_0^T f(t)\cos(i\frac{2\pi}{T}t)dt\right)\cos(i\frac{2\pi}{T}t) \tag{12}$$

と書ける．これがいわゆるフーリエ変換の原型となるフーリエ級数であり，左辺の関数 f(t)を右辺の計算が簡単な定数項と三角関数の和に変換している．

3.1.2　関数の直交性と線形性

フーリエ級数の考え方の中に重要な関数間で成り立つ性質，すなわち，関数の直交性(orthogonality)が使われている．

まず式(8)の係数が計算される過程を考える．式(7)は式(6)の両辺に定数値 1 を掛け算し積分する演算である．このとき，

$$\int_0^T 1\cdot\sin(i\frac{2\pi}{T}t)dt=0,\quad \int_0^T 1\cdot\cos(i\frac{2\pi}{T}t)dt=0,\quad i=1,2,3\ldots \tag{13}$$

の関係が成り立つために，式(8)の係数 a_0 が計算できた．この関係を，定数値 1 と正弦波 $\sin[j(2\pi/T)t]$，および余弦波 $\cos[j(2\pi/T)t]$ 間の直交性と呼ぶ．同様に，式(10)，(11)で計算される a_i，b_i は

$$\int_0^T \sin(i\frac{2\pi}{T}t)\sin(j\frac{2\pi}{T}t)dt=0,\quad \int_0^T \cos(i\frac{2\pi}{T}t)\cos(j\frac{2\pi}{T}t)dt=0,\quad i\neq j \tag{14}$$

なる直交性が成り立つことに基づいている．

また，式(13)，(14)から，直交性とは与えられた関数を他の関数の和で表現しようとする場合，和となる関数の大きさ（係数）を一意的に決める条件であることがわかる．言い換えれば，与えられた関数を他の関数の和で表現できる条件である．

さて，ある任意の時間 t をパラメータとする関数 f(t)は，区間 t=0 から t=T で，一定値，正弦波および余弦波の和で表現できることがわかった．この変換は，一定値，正弦波および余弦波間で直交性が成り立つことが条件であった．この結果に至る過程を考えてみると，まず，展開される関数の和でもとの関数が表現されるとする大前提がある．ある関数が他の関数の和で表現できる性質を線形性と呼ぶ．では，式(10)で計算される正弦波の係数 a_i が定数 c_i の n 個の和で表現されるとする．すなわち，

$$a_i = c_i + c_i + \ldots = nc_i \tag{15}$$

である．式(15)から，和を前提とする系では比例関係が成り立つことを意味することがわかる．すなわち，線形性とは比例関係が成立する系である．

3.1.3　離散値系フーリエ変換

離散値なる用語が生まれたのは計数型計算機を用いて数値計算を行う場合，連続関数をサンプリングして得られる数値で代表したことに起因する．例えば，関数 f(t)を時間 t=0 から t=T の区間で，Δt ごとに n 個サンプリングして離散値系で表すと，

$$F = \left[f(\Delta t), f(2\Delta t), f(3\Delta t), \ldots, f(n\Delta t) \right]^T \tag{16}$$

なるベクトルとなる．

同様にして，式(5)を離散値系で書けば，

$$\begin{pmatrix} f(\Delta t) \\ f(2\Delta t) \\ f(3\Delta t) \\ \vdots \\ f(n\Delta t) \end{pmatrix} = a_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sin(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \sin(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \sin(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \sin(3\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cdots & \sin(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}$$

$$+ \begin{pmatrix} \cos(\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}2\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}2\Delta t) \\ \cos(\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cos(3\frac{2\pi}{T}3\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}3\Delta t) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \cos(\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(2\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cos(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) & \cdots & \cos(n\frac{2\pi}{T}n\Delta t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix}$$

or (17)

F= a_0 **I**+*A***S**+*B***C**

となる．ただし，**I** は n 次の単位列ベクトルである．

また，式(17)右辺の係数 a_0，ベクトル **S** と **C** は,

$$a_0 = \frac{1}{n} \mathbf{I}^T.\mathbf{F}, \quad \mathbf{S}= \frac{2}{n} A^T.\mathbf{F}, \quad \mathbf{C}= \frac{2}{n} B^T.\mathbf{F} \tag{18}$$

で与えられる．

ここで，離散値系でフーリエ係数を計算する過程で，式(17)を

$$\begin{aligned}\mathbf{F} &= a_0 \frac{1}{\sqrt{n}} \mathbf{I} + \sqrt{\frac{2}{n}} A\mathbf{S} + \sqrt{\frac{2}{n}} B\mathbf{C} \\ &= a_0 \mathbf{I}' + A'\mathbf{S} + B'\mathbf{C}\end{aligned} \tag{19}$$

と書き直すと,

$$\begin{aligned}& a_0 = \frac{1}{\sqrt{n}} \mathbf{I}'^T.\mathbf{F}, \quad \mathbf{S} = \sqrt{\frac{2}{n}} A'^T.\mathbf{F}, \quad \mathbf{C} = \sqrt{\frac{2}{n}} B'^T.\mathbf{F}, \\ & A'^T.A' = I, \qquad B'^T.B' = I\end{aligned} \tag{20}$$

の関係が成り立つ．I は n 次の単位行列である．この結果は，離散値系で正弦波や余弦波のフーリエ係数を求める場合，式(20)の係数行列 A'，B' の逆行列がそれぞれの転置行列で与えられることを意味する．言い換えれば，変換行列の逆行列が変換行列の転置行列で与えられることでフーリエ係数の直交性が満足される．

3.1.4　1 次元フーリエ変換

サウンドデータは, 1 次元配列で格納された数値の並びとしてデジタル計算機で表現される．この数値の並びを系統的に変更することを考える．すなわち，サウンドを構成する数値データを系統的に並べかえる演算をサウンドデータの変換と呼ぶ．本項ではサウンドデータを複素数へ変換するフーリエ変換を導入する．フーリエ変換はフーリエ級数を複素数で行う演算と考える．

簡単のため，式(5)で n 次の 1 次元ベクトル **F** をフーリエ変換することを試みる．

$$\mathbf{F} = \left[f(0), f(\Delta x), f(2\Delta x), \ldots, f(\overline{n-1}\Delta x) \right] \tag{21}$$

変換行列は次式で与えられる．

$$\mathbf{C} = \frac{1}{\sqrt{n}} \begin{pmatrix} e^0 & e^0 & e^0 & \cdots & e^0 \\ e^0 & e^{i\Delta x} & e^{i2\Delta x} & \cdots & e^{i\overline{n-1}\Delta x} \\ e^0 & e^{i2\Delta x} & e^{i4\Delta x} & \cdots & e^{i2\overline{n-1}\Delta x} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ e^0 & e^{i\overline{n-1}\Delta x} & e^{i\overline{n-1}2\Delta x} & \cdots & e^{i\overline{n-1}\,\overline{n-1}\Delta x} \end{pmatrix} \tag{22}$$

$$e^{i\alpha} = \cos(\alpha) + i\sin(\alpha), \quad i = \sqrt{-1}$$

式(21)のフーリエ変換は，式(18)の変換行列を使って式(23)のように行われる．

$\mathbf{F}` = \mathbf{CF}$

$$= \frac{1}{\sqrt{n}} \begin{pmatrix} e^0 & e^0 & e^0 & \cdots & e^0 \\ e^0 & e^{i\Delta x} & e^{i2\Delta x} & \cdots & e^{i\overline{n-1}\Delta x} \\ e^0 & e^{i2\Delta x} & e^{i4\Delta x} & \cdots & e^{i2\overline{n-1}\Delta x} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ e^0 & e^{i\overline{n-1}\Delta x} & e^{i\overline{n-1}2\Delta x} & \cdots & e^{i\overline{n-1}\,\overline{n-1}\Delta x} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f(0) \\ f(\Delta x) \\ f(2\Delta x) \\ \vdots \\ f(\overline{n-1}\Delta x) \end{pmatrix} \tag{23}$$

フーリエ逆変換は，上添え字「*」が複素共役演算を示すこととして，

$$\mathbf{F} = \left(C^T\right)^* \mathbf{F}` \tag{24}$$

で行われる．式(24)が成り立つためには,

$$C^{-1} = \left(C^T\right)^* \tag{25}$$

の条件が必要である．

このように，もとの行列の転置行列の複素共役が逆行列となる行列をエルミート（Hermite）行列と呼ぶ.

3.2 1/f 周波数ゆらぎ解析

「1/f ゆらぎ」は自然界に多く存在し，例えば小川のせせらぎ，小鳥の囀り，爽やかなそよ風などの心安らぐリズムが相当する．さらに，心地良い音楽を聴いたり，快い感じを抱いたり，安静にしているときの脳波にも「1/f ゆらぎ」が存在する[4].

「1/f ゆらぎ」解析法として，信号へ離散フーリエ変換(Discrete Fourier Transform, DFT)を適用し，各周波数に対するパワースペクトラムを計算する．周波数の低下とともにパワースペクトラムが増加するような信号の中で，パワースペクトラムの振幅が周波数に対して反比例する信号が「1/f ゆらぎ」である．

視覚的に判りやすくするためによく行われる方法は，フーリエ・パワースペクトラム対周波数の両対数グラフを描き，描かれる線図の傾きによってゆらぎの種類を大別する方法である．図 6 にフーリエ・パワースペクトラムの例を示す．図 6 において，直線の傾きが 0 の場合は主にホワイトノイズである．また，直線の傾きが急になる程単調な信号である.

本稿では，信号の「1/f ゆらぎ」のみならず周波数ゆらぎ特性を信号の “ 固有の情報 ” として捉え，これを信号の固有特性と考える.

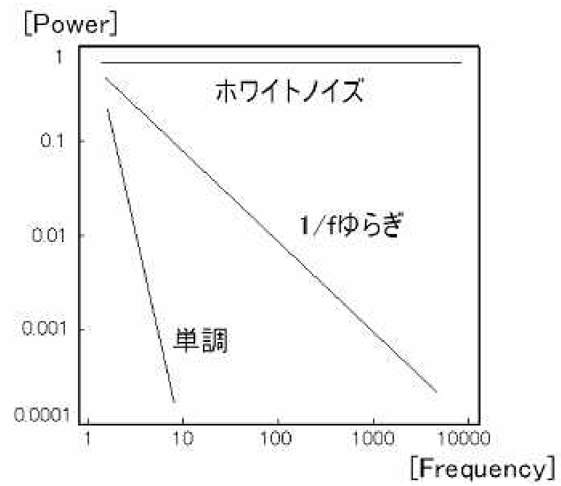


図 6　フーリエ・パワースペクトラム対周波数の両対数グラフ

3.2.1　例題　―音声データ―

本節では離散フーリエ変換を用いた時間領域周波数特性の例題として音声データにおける時間領域周波数解析について述べる．具体的には，音声データとして鳥の囀りが録音された.wav ファイルを計算機に取り込み，時間領域周波数特性から音声固有の特徴量を抽出することを試みる．

また，本研究では音声データとして，モノラルの 16bit，44100Hz で時間領域周波数解析を行う．

3.2.2　周波数ゆらぎ解析

ここでは，音声固有の周波数特性について述べる．まず音声データの時間軸方向へ DFT を適用し，各周波数に対するパワースペクトラムを計算する．フーリエ・パワースペクトラムと周波数をそれぞれ，縦軸と横軸に対応させ，両対数表示したものを図 7 に示す．

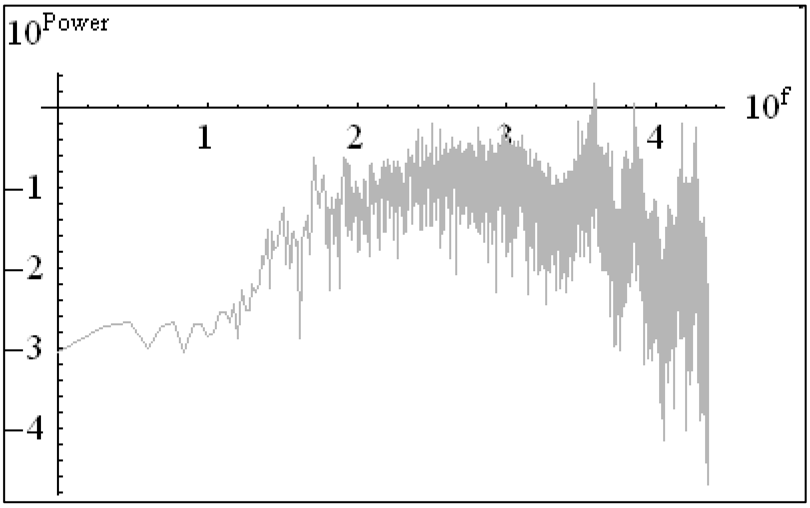
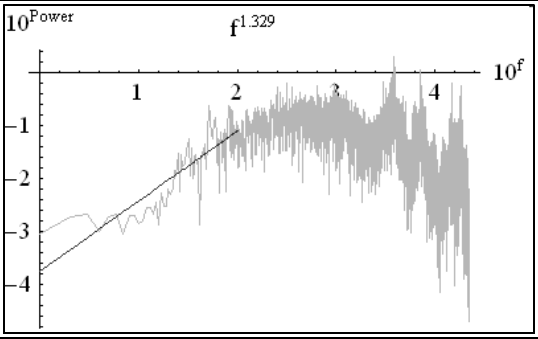
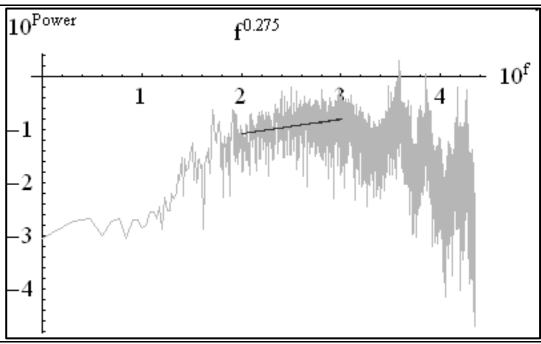


図 7　周波数ゆらぎ解析例

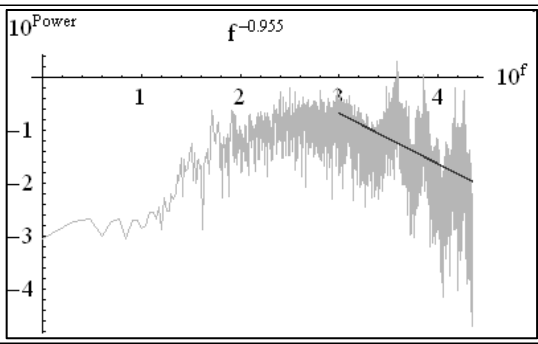
図 7 に示すような両対数軸上に描かれる曲線へ累乗近似を適用し，回帰直線の傾きを求める．



(a) Frequency range from $10^{0.48}$ to 10^{2} Hz.



(b) Frequency range from 10^{2} to 10^{3} Hz.



(c) Frequency range from 10^{3} to $10^{4.3}$ Hz.

図 8　周波数ゆらぎ解析例

図 8 から解析範囲によって周波数ゆらぎ特性に差異があることが分かる．特に図 8(c)における解析範囲での周波数ゆらぎ特性は－1 に近い．これは前項で記述した，音声として取り込んだ鳥の囀りに 1/f ゆらぎが含まれていると推測される．1/f ゆらぎを含んだ音声は癒やし効果があるとされているが，本稿ではこのことについては深く言及しない．

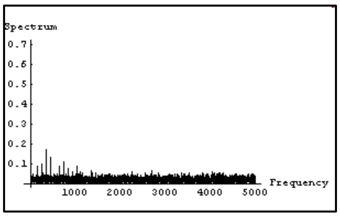
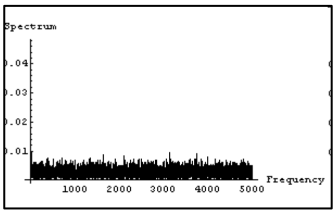
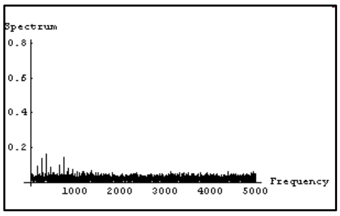
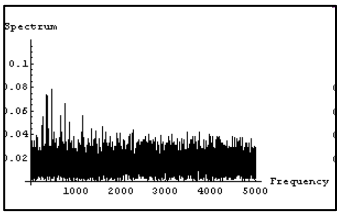
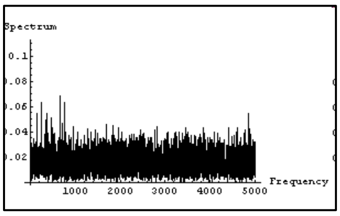
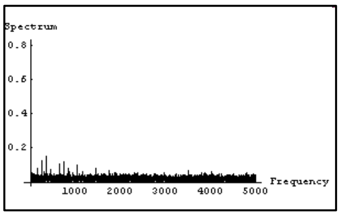
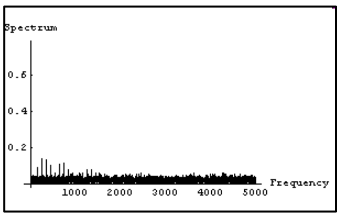
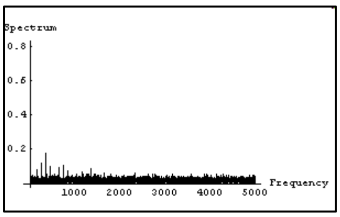
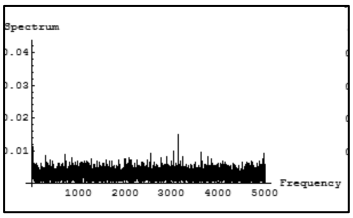
第 4 章　実験

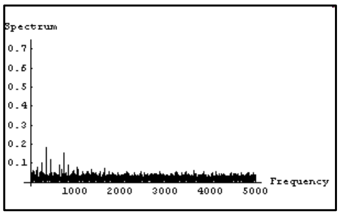
4.1　環境ノイズ

4.1.1　環境ノイズの周波数ゆらぎ解析

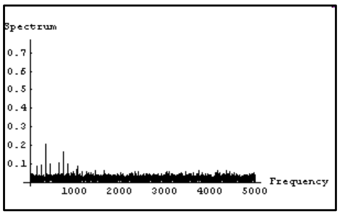
環境ノイズは広汎な周波数に跨り，位相も時々刻々と変化する．従来は実験中に混入したノイズと同一環境で別に収録したノイズデータは等しいと仮定してノイズ処理を行っていた．しかし，ノイズは再現性のないデータであるから，完全に同一のノイズデータは存在しない．そこでサーチコイルに誘起する環境ノイズそのものを測定対象とし，周波数ゆらぎ特性解析を行う．これにより，時々刻々変化する環境ノイズを「周波数ゆらぎ」の度合いによって分類することで，ノイズ処理精度の向上を試みる[5].

本稿では実験の再現性を確認するため 30 回ノイズを測定し，それぞれ周波数ゆらぎ特性解析を行った．それぞれのフーリエスペクトラムを図 9 に示す．

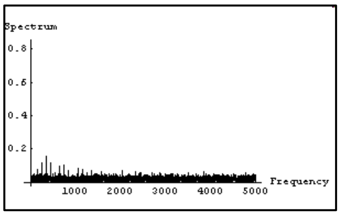
		
Data 1	Data 2	Data 3
		
Data 4	Data 5	Data 6
		
Data 7	Data 8	Data 9



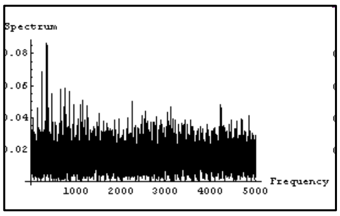
Data 10



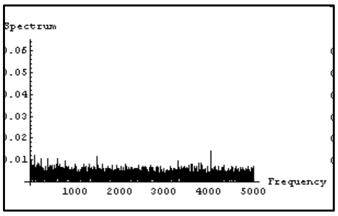
Data 11



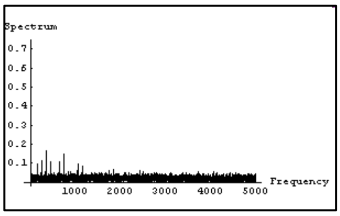
Data 12



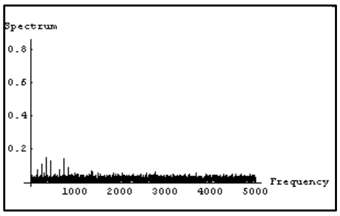
Data 13



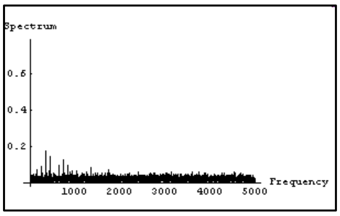
Data 14



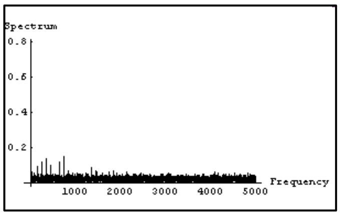
Data 15



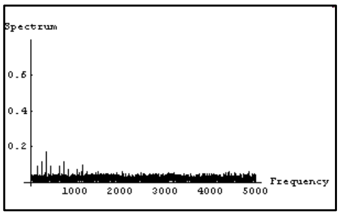
Data 16



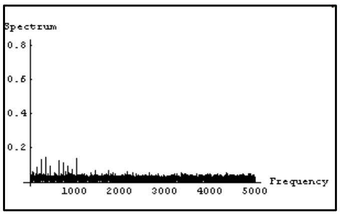
Data 17



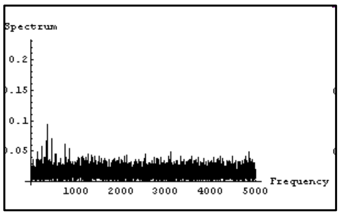
Data 18



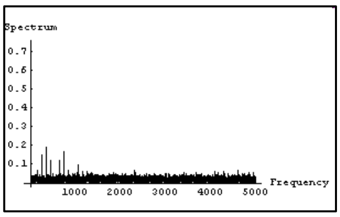
Data 19



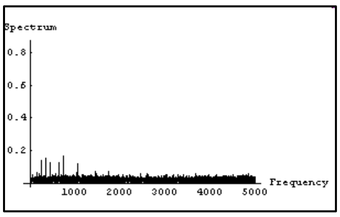
Data 20



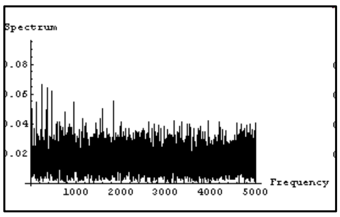
Data 21



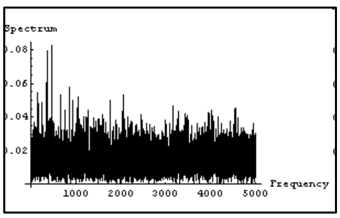
Data 22



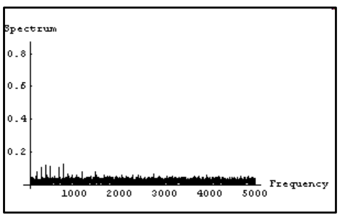
Data 23



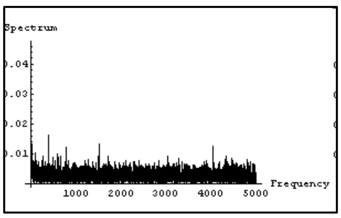
Data 24



Data 25



Data 26



Data 27

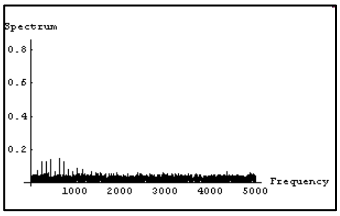
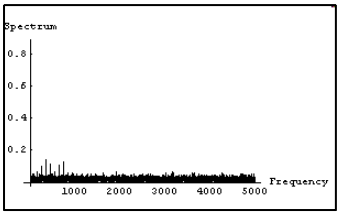
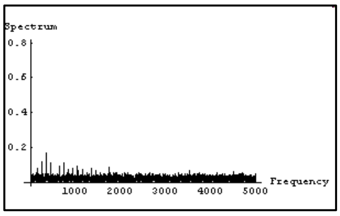
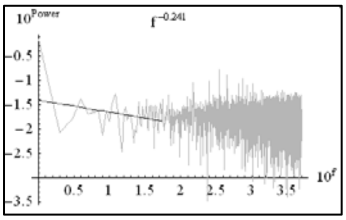
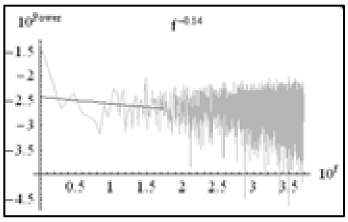
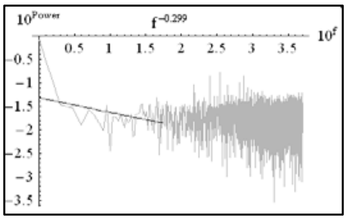
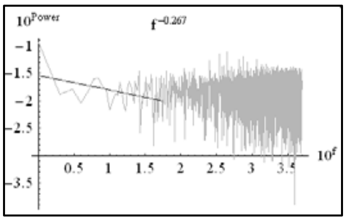
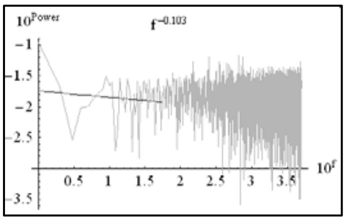
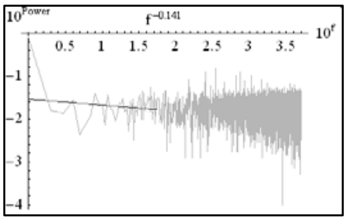
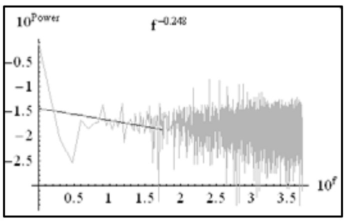
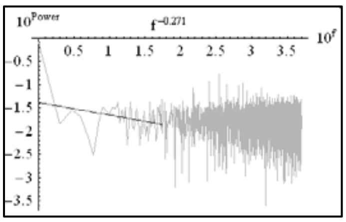
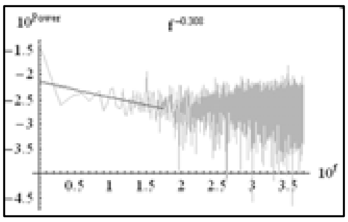
		
Data 28	Data 29	Data 30

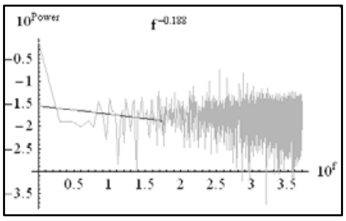
図 9　環境ノイズのパワースペクトラム対周波数特性

図 9 に示す環境ノイズのフーリエスペクトラム間の相関係数は，供試 30 信号全てに対して 0.3 以下であり，全く同じ環境ノイズはひとつとして存在しないランダム信号である．

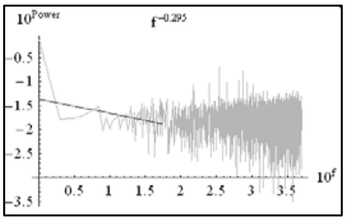
高周波領域においては環境ノイズの周波数ゆらぎ特性は何れも殆ど同様であり，周波数に無関係に一定値となり，環境ノイズ間で大きな差異は見られなかったためここでは周波数ゆらぎ特性解析の対象外とした．

環境ノイズの低周波領域の周波数ゆらぎ特性解析結果を図 10 に示す．

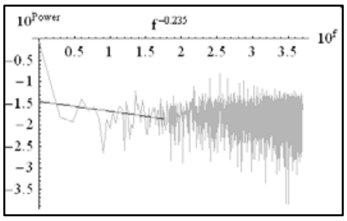
		
Data 1	Data 2	Data 3
		
Data 4	Data 5	Data 6
		
Data 7	Data 8	Data 9



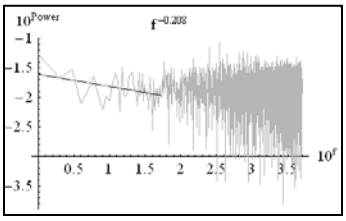
Data 10



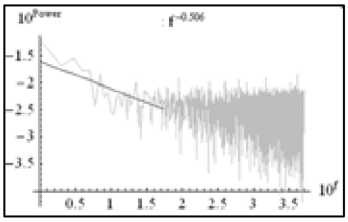
Data 11



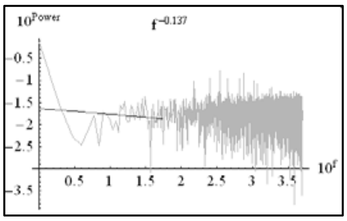
Data 12



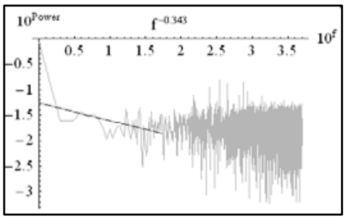
Data 13



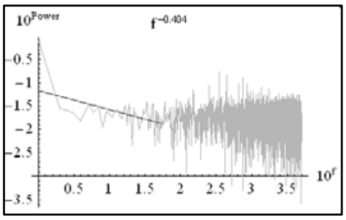
Data 14



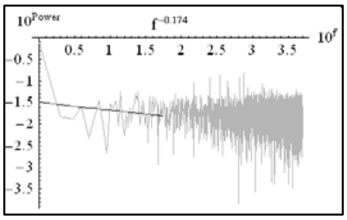
Data 15



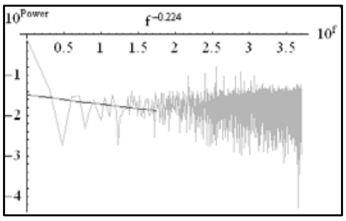
Data 16



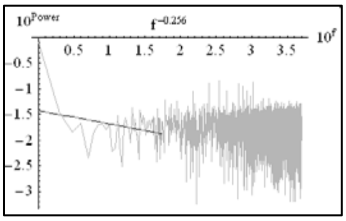
Data 17



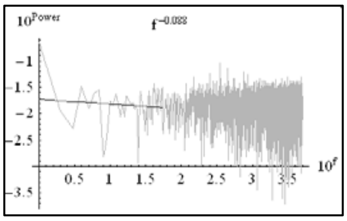
Data 18



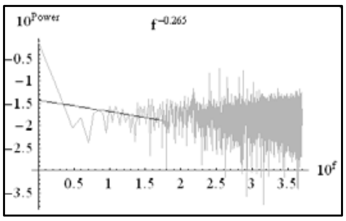
Data 19



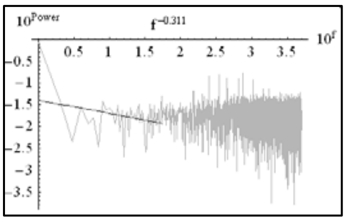
Data 20



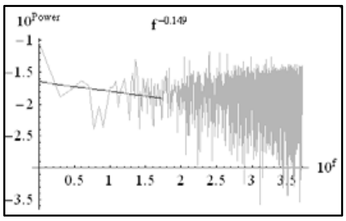
Data 21



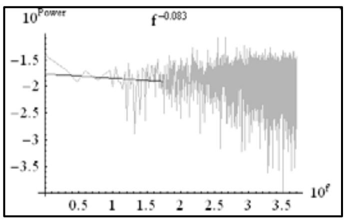
Data 22



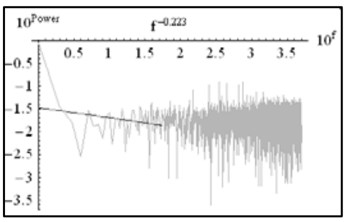
Data 23



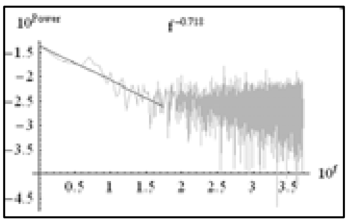
Data 24



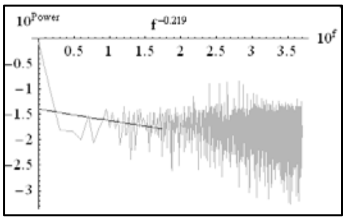
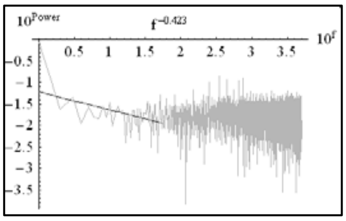
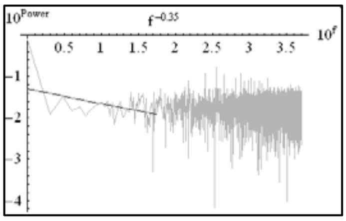
Data 25



Data 26



Data 27

		
Data 28	Data 29	Data 30
図 10　環境ノイズの低周波領域における周波数ゆらぎ解析結果		

4.1.2　環境ノイズの分類

図 10 の結果から，環境ノイズを低周波領域のゆらぎの多寡によって，大きく以下の 4 ケースに大別した.

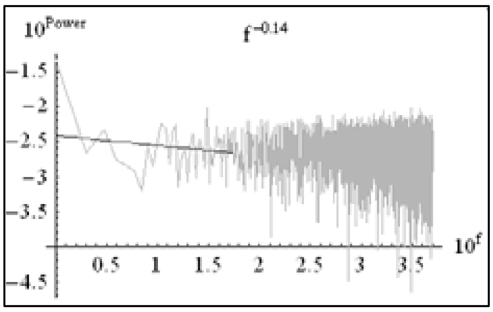
①周波数ゆらぎ特性パラメタの絶対値　「0～0.2」

②周波数ゆらぎ特性パラメタの絶対値　「0.2～0.4」

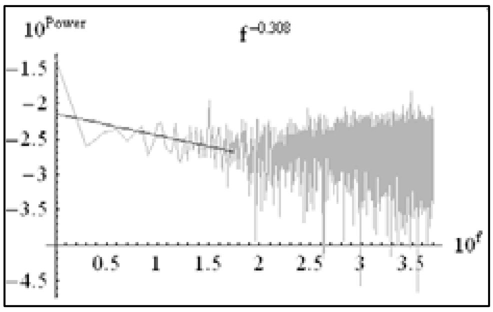
③周波数ゆらぎ特性パラメタの絶対値　「0.4～0.6」

④周波数ゆらぎ特性パラメタの絶対値　「0.6～」

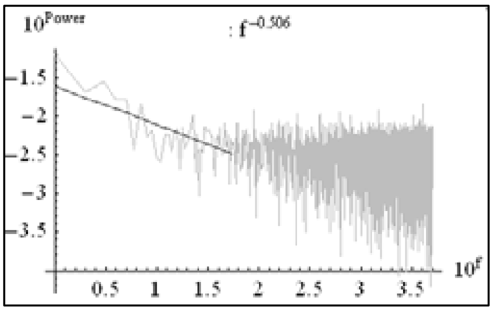
これらの周波数ゆらぎ特性パラメタをもつ代表的なノイズをそれぞれ図 11 に示す．この 4 分類は特定の実験室内の環境で可能な分類であり，全ての環境ノイズが周波数ゆらぎ特性によって 4 分類可能とは限らない点に注意を要する.



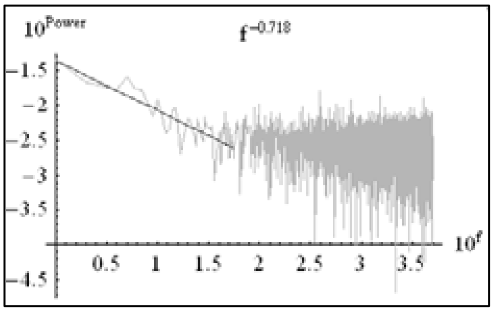
(a) Noise a Gradient:-0.14



(b) Noise b Gradient:-0.308



(c) Noise c Gradient:-0.506



(d) Noise d Gradient:-0.718

図 11　周波数ゆらぎ特性パラメタ別分類

4.2　実験環境・結果

4.2.1　実験材料

厚さ 0.15mm，長さ 30mm の珪素鋼板を供試材として取り上げた．供試材に太さ 0.2mm のホルマル線で作成した 300 回巻きの空芯サーチコイルを着脱することにより，誘起電圧からバルクハウンゼンノイズを測定できる装置を作成した．

実験に用いた試料を図 12 に示す．これらの試料を応力が加わっていない状態である珪素鋼板 A，供試材料の中央点 b に 3kg の重しを吊るして応力を加えた珪素鋼板 B に 2 分類した．実際に応力が加わっている箇所は珪素鋼板 B の b 点のみである．

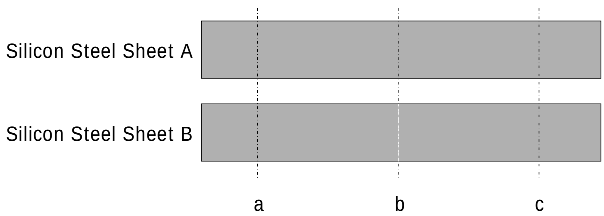


図 12　実験材料

強磁性体を磁化する励磁コイルと継鉄を図 13 に示す．励磁コイルと継鉄は，それぞれ太さ 0.6mm のホルマル線を 300 回巻いたコイルと U 字型フェライトコアである．励磁コイル両脚に位置する磁極間に供試材を乗せて固定したのち，励磁コイルに電流を流し，磁極間の供試材料を均一に磁化する．

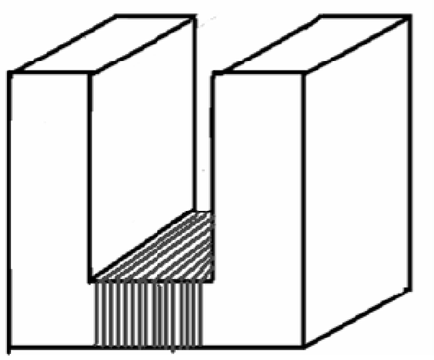
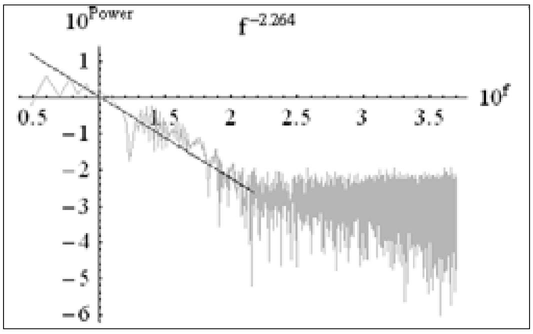


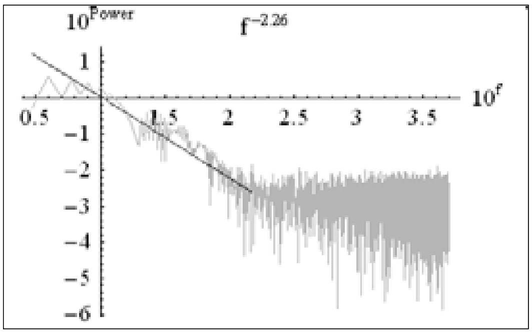
図 13　継鉄および励磁コイル

4.2.2　バルクハウゼン信号の巨視的周波数ゆらぎ解析結果

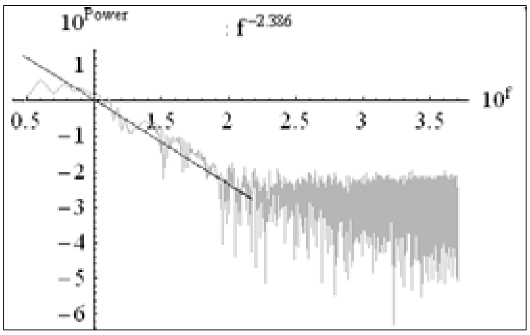
周波数ゆらぎ解析は人為的に解析周波数範囲を決定できる反面，解析範囲の決定法が存在しない．このため，ここでは，解析範囲を低周波領域に設定し，大まかに巨視的周波数ゆらぎ特性の傾向を掴むことを試みた．これらの結果を図 14，15 に示す．図 15(b)と他の 14, 15 図中に示されている傾きの相違から，応力負荷の有無によって，低周波数領域の周波数ゆらぎ特性に差異が存在することがわかる[6].



(a)Point a $\boxed{\text{Gradient:-2.264}}$

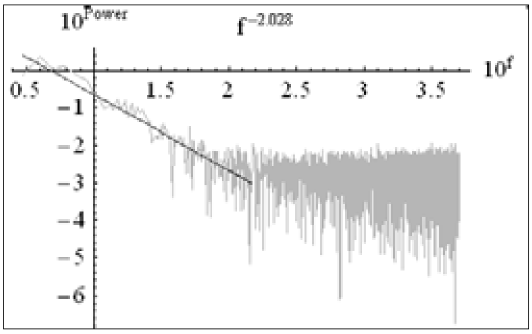


(b)Point b $\boxed{\text{Gradient:-2.26}}$

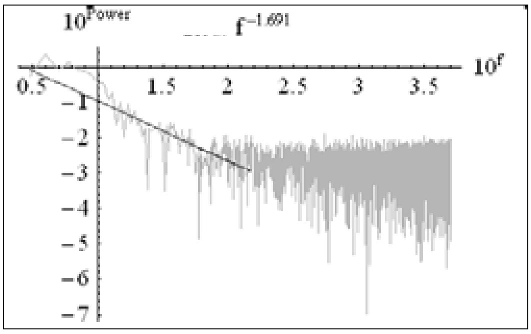


(c)Point c $\boxed{\text{Gradient:-2.386}}$

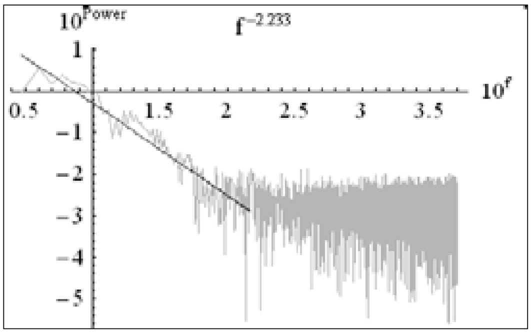
図 14　バルクハウゼン信号の巨視的周波数ゆらぎ解析結果　ー珪素鋼板 Aー



(a)Point a Gradient:-2.028



(b)Point b Gradient:-1.691



(c)Point c Gradient:-2.233

図 15　バルクハウンゼン信号の巨視的周波数ゆらぎ解析結果　―珪素鋼板 B―

4.2.3　直線近似領域の細分化

バルクハウンゼン信号のパワースペクトラムからそれぞれの測定時に応じて, 4 ケースに大別した環境ノイズのパワースペクトラム中から，該当環境ノイズ成分を削減する．その結果得られたデータを両対数図にプロットし，低周波領域における周波数ゆらぎ解析を行う．さらに直線近似する領域を 3 周波数領域へ細分化する．それぞれの周波数領域は以下の通りである．

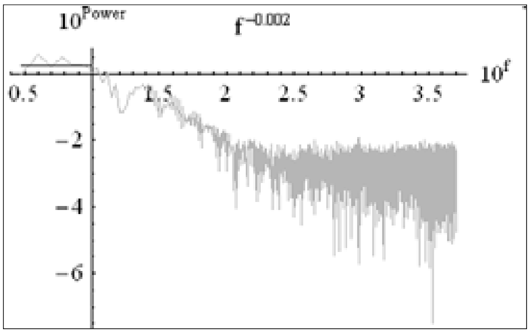
① 領域　$10^{0.48}$（最小値）～ 10^{1} (図 16(a)参照)

② 領域　10^{1} ～ $10^{1.5}$ (図 16(b)参照)

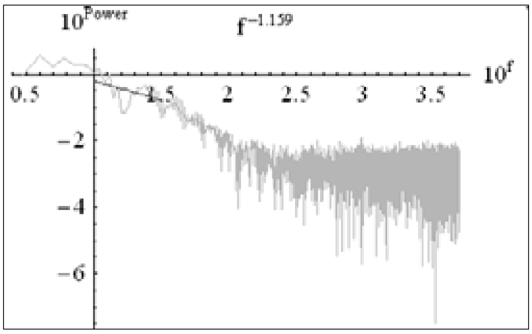
② 領域　$10^{1.5}$ ～ 10^{2} (図 16(c)参照)

3 周波数領域，それぞれに対する傾きを解析した結果の例を図 16 に示す．さらに，最も

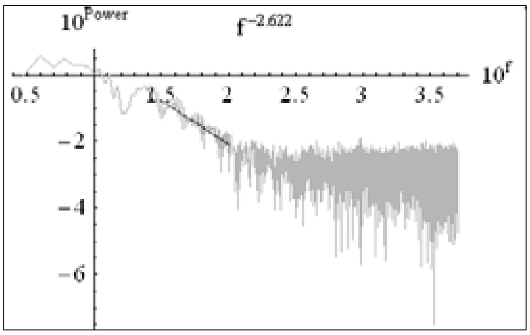
顕著に差異が観察された周波数領域③について纏めた結果を図 17，18 に示す．図 17，18 で縦軸は周波数ゆらぎの傾き，横軸は材料のサンプル数である．



(a) Frequency range from $10^{0.48}$ to 10^{1} Hz.

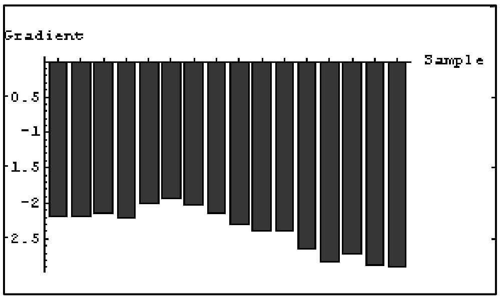


(b) Frequency range from 10^{1} to $10^{1.5}$ Hz.

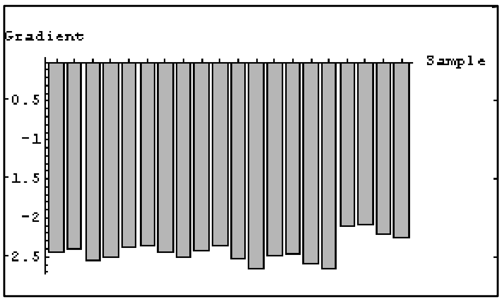


(c) Frequency range from $10^{1.5}$ to 10^{2} Hz.

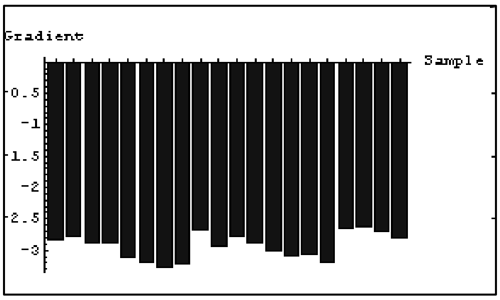
図 16　バルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析例



(a) Point a　Average: -2.36487

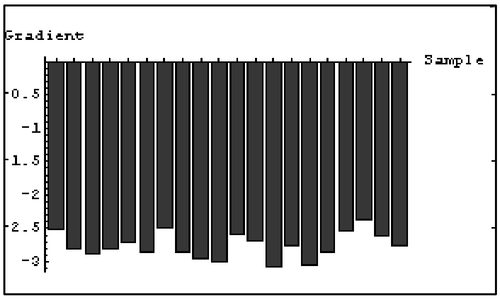


(b) Point b　Average: -2.4198

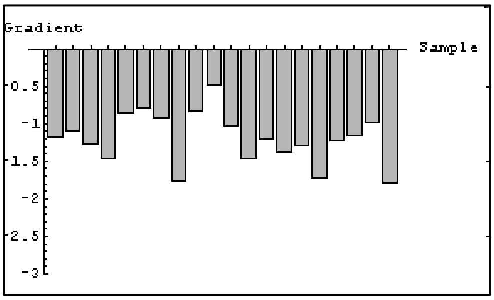


(c) Point c　Average: -2.90235

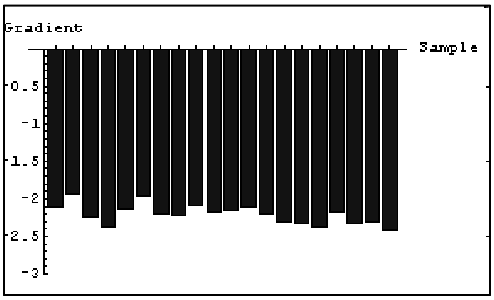
図 17　バルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析結果　ー珪素鋼板 Aー



(a) Point a　Average: -2.75935



(b) Point b　Average: -1.19475



(c) Point c　Average: -2.20705

図 18　バルクハウンゼン信号の周波数ゆらぎ解析結果　―珪素鋼板 B―

図 17，18 から，応力を加えた点においては他の点とは明らかに異なる周波数ゆらぎ特性が観測されることがわかる[7,8]．すなわち，図 17 に示す応力が加えられてない珪素鋼板 A では，サンプルやサンプル上の位置によらず周波数ゆらぎの傾きは－2 以上の傾きを呈するが，図 18 に示す応力が加えられている珪素鋼板 B の Point b では，サンプルによらず周波数ゆらぎの傾きは－2 以下で－1 に近い傾きを呈することが明らかである．すなわち，周波数ゆらぎの傾きの相違から，珪素鋼板に外部応力によるストレスの存在が探査された．

第５章　まとめ

本論文では強磁性体のバルクハウンゼンノイズの特徴を抽出する一方法として周波数ゆらぎ解析を用いる方法を提案し，応力の有無識別へ応用した．バルクハウンゼン信号は本質的にランダム性の強いノイズに近い性質を呈するため，バルクハウンゼンノイズ測定時に必然的に伴う環境ノイズ対策が必要である．

本稿では，最初に環境ノイズそのものの周波数ゆらぎ特性を解析し，その結果を用いて環境ノイズの影響を削減し，応力の有無に拠る珪素鋼板の周波数ゆらぎ特性の相違を吟味した．

その結果，応力の有無は，それぞれが呈するバルクハウンゼンノイズの差異を，低周波領域中で高域の周波数ゆらぎ特性から識別可能であることが判明した．

参考文献

1) R M. Bozorth: Ferromagnetism (IEEE PRESS)
2) 勝又理毅、早野誠治、齊藤兆古：バルクハウゼン現象の可視化法に関する一考察、可視化情報シンポジウム、2003 年 7 月、B203
3) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域一次元信号の特徴抽出と可視化、第 37 回可視化情報シンポジウム、2009 年 7 月、P01-002
4) 寺西正晃、丸山和夫、早野誠治、齊藤兆古：自然界の画像が持つ 1/f 周波数成分の可視化、可視化情報シンポジウム、 2005 年 7 月、B108
5) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域信号の周波数揺らぎ解析による信号識別、日本可視化情報学会、第 38 回可視化情報シンポジウム、2010 年 7 月、P01-002
6) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域一次元信号の揺らぎ周波数特性抽出とその一応用、日本可視化情報学会、可視化情報学会全国講演会（主催）、2009 年 10 月、P01-009
7) 野嶋悟士、齊藤兆古：時間領域信号のゆらぎ周波数解析とその応用、日本可視化情報学会、可視化情報学会全国講演会 2010 霧島（主催）、2010 年 10 月、P00-04
8) 野嶋悟士、齊藤兆古：時間領域信号の周波数ゆらぎ解析とその応用、電気学会マグネティックス研究会、2010 年 11 月、MAG-10-152.

研究業績

1) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域一次元信号の特徴抽出と可視化、第 37 回可視化情報シンポジウム、2009 年 7 月、P01-002
2) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域一次元信号の揺らぎ周波数特性抽出とその一応用、日本可視化情報学会、可視化情報学会全国講演会（主催)、2009 年 10 月、P01-009
3) 野嶋悟士、堀井清之、齊藤兆古：時間領域信号の周波数揺らぎ解析による信号識別、日本可視化情報学会、第 38 回可視化情報シンポジウム、2010 年 7 月、P01-002
4) 野嶋悟士、齊藤兆古：時間領域信号のゆらぎ周波数解析とその応用、日本可視化情報学会、可視化情報学会全国講演会 2010 霧島（主催)、2010 年 10 月、P00-04
5) 野嶋悟士、齊藤兆古：時間領域信号の周波数ゆらぎ解析とその応用、電気学会マグネティックス研究会、2010 年 11 月、MAG-10-152.

謝辞：本研究を進めるに当たり，齊藤兆古教授には数多くのご指導，ご支援を賜りました．深く感謝致します．

　また，ご協力を頂いた齊藤兆古研究室の皆様に心より感謝致します．