

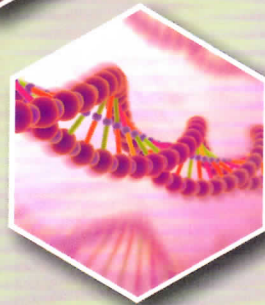


國立中興大學

National Chung Hsing University

APSAEM 2014

8th Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and Mechanics



July 22-25, 2014

College of Engineering,
National Chung Hsing University,
Taichung, Taiwan

Sponsors:



日本AEM学会
JSAEM
The Japan Society of
Applied Electromagnetics and Mechanics



Certificate of Award

Presented to

Mr. NEMORI Hideaki

For the Best Student Oral Presentation Award

*The eighth Asia-Pacific Symposium on Applied Electromagnetics and
Mechanics*

Organized by National Chung Hsing University, Taiwan

on July 22 through 25, 2014

at Taichung, Taiwan

Chin Yih Hong

Chairman of Organization Committee

TECHNICAL PROGRAMME AT A GLANCE

July 22 – 25, 2014

Date	Time	Arrangement	Venue	
22 July (Tue.)	19:00-23:00	Welcome reception (cocktail)	Lebledor (台中金色三麥誠品店)	
23 July (Wed.)	08:00-09:00	Registration	Building Hall (1F)	
	09:00-09:25	Plenary session	Auditorium 106 (1F)	
	09:25-10:10	Key note I/ Chair: Prof. YAMADA, Sotoshi Magnetically suspended artificial heart Prof. MASUZAWA, Toru, Ibaraki University, Japan	Auditorium 106 (1F)	
	10:10-11:00	Coffee break	Building Hall (1F)	
	11:00-12:30		Section A (106)/ Chair: Prof. HIRATA, Katsuhiko Computational electromagnetic, Characterization and modeling of electromagnetic materials	Section B (101) / Chair: Prof. WANG, Gou-Jen Magnetic sensors and measurement, Nondestructive testing
		1-1	Quasi-Analytical Approach to the Resonance Phenomenon IWANAGA, Renya; MARINOVA, Iliana; SAITO, Yoshifuru	4-1 High-Tc SQUID based NMR and MRI in microtesla fields LIAO, Shu-Hsien; WANG, Ming-Wei; CHEN, Hsien-Hsien; CHIEH, Jen-Je; YANG, Hong-Chang; HORNG, Heng-E
		1-2	From Galilean covariance to Maxwell equations: Back to the quasi-static regimes MAZAURIC, Vincent	4-2 EXAMINATION OF OSCILLATION FREQUENCY TO REDUCE CHANGE IN THE SENSITIVITY OF AN EDDY-CURRENT DISPLACEMENT SENSOR DUE TO COAXIAL CABLE TORSION SHIMOJIMA, Yoshifumi; OMURA, Kohei; BU, Yinggang; MIZUNO, Tsutomu
		1-3	Vector Magnetic Characteristic Analysis by using Complex E&S Model taking account of Stress Effect ANDO, Hayato; KAI, Yuichiro; ENOKIZONO, Masato	5-1 Evaluation of the Material Degradation of Austenitic Stainless Steel under Pulsating Tension Stress Using Magnetic Methods MOHACHIRO, Oka; TERUTOSHI, Yakushiji; MASATO, Enokizono
		3-1	Stress-Frequency Characteristics of the Complex permeability NEMORI, Hideaki; MARINOVA, Iliana; SAITO, Yoshifuru	5-2 Defect Searching in the Curved Surface by the Film ∞ Coil MARUYAMA, Kouki; MARINOVA, Iliana; SAITO, Yoshifuru
		3-3	Two-dimensional Magnetostriction under Vector Magnetic Characteristic WAKABAYASHI, Daisuke; ENOKIZONO, Masato	5-3 First Order Frequency Fluctuation Analysis of the Barkhausen Signals NISHIYAMA, Yuki; MARINOVA, Iliana; SAITO, Yoshifuru
		3-2	Fourier Modeling of the Ferromagnetic Characteristics WAKUDA, Kyosuke; MARINOVA, Iliana; SAITO, Yoshifuru	5-4 A Study on Backside defect searching by Low Frequency Excitation of the ∞ coil HAMANAKA, Shunichi; MARINOVA, Iliana; OIKAWA, Yoshiro; SAITO, Yoshifuru
	12:30-13:45	Lunch	Building Hall (1F)	
	13:45-14:30	Key note II/ Chair: Prof. CHEN, Ching-Yao Enhancing the image contrast for tumor	Auditorium 106 (1F)	

Quasi-Analytical Approach to the Resonance Phenomenon of Finite Length Solenoid Inductors

Renya Iwanaga¹, Iliana Marinova², Yoshifuru Saito¹

¹ School of Electronics and Electrical Engineering Hosei University, Tokyo-184-8584, Japan

² Technical University of Sofia 1756, Bulgaria

Introduction

To compute the electromagnetic fields, several numerical methods have been proposed and commercial based software packages could be available depending on each of the problems. Even though a lots of packages have been available, it is difficult to evaluate the simple resonant phenomenon of finite length solenoid inductors. This means that an independent solution in each of the Laplace, Poisson, diffusion, wave equations could be easily evaluated but a solution of the mixed problems, e.g., a simultaneous solution of the wave and diffusion equations, is difficult. This leads that there is no commercial based software packages to compute a simple frequency characteristic of finite length solenoid inductors.

T.Takano and et al tried to evaluate the exact skin effect of the finite length solenoid inductors and elucidated that two kind of skin effects are observed in the finite length solenoid inductors. One is a local skin effect observed in each of the cross-sections of the conductors and the other is a global skin effect to reduce the linkage fluxes as possible as small in entire inductors [1].

Y.Watazawa and et al tried to evaluate a quasi-analytical solution of the Laplace, Poisson, diffusion, wave mixed problem and elucidated the fundamental difference between the skin and proximate effects [2].

Xin Hu developed a full wave solver. Probably this is the first general purpose solver to the mixed problems [3].

This paper tries to carry out the quasi-analytical solution of the exact spirally wound finite length solenoid inductor. Even though the quasi-analytical solutions are not exactly corresponding to that of experimental ones, it is clarified that the resonant phenomenon is possible to evaluate by means of the quasi-analytical approach proposed in this paper.

Quasi-Analytical Modeling

The most important key idea of the quasi-analytical approach proposed by us is that any of the conductors having complex geometrical shape is divided into small conductor having simple geometrical shape. In the other words, any of the conductors could be represented by a set of large number of small conductors, and each of the small conductors has its own analytical circuit parameters, e.g., resistance, inductance, capacitance. Hence, the solutions of any mixed problems could be reduced into the simultaneous solution of large and extremely complex circuit equations.

Let us consider a simple finite length solenoid inductor shown in Fig. 1(a). At first, a conductor of this inductor is divided into a large number of small conductors as shown in Fig. 1(b).



Fig. 1 Model inductor and its coil subdivisions.

The circuit parameters in each of the conductors shown in Fig. 1(b) can be obtained by analytical means. For example, a resistance of a small conductor in Fig. 1(b) is calculated by

$$r = \sigma \frac{l}{\pi a^2}, \quad (1)$$

where σ , l and a are respectively the resistivity, length and radius of the conductor.

The inductance and capacitance are similarly calculated. As a result, it is possible to obtain an equivalent circuit. Fig. 2. shows a simplified circuit model of finite length solenoid inductors.

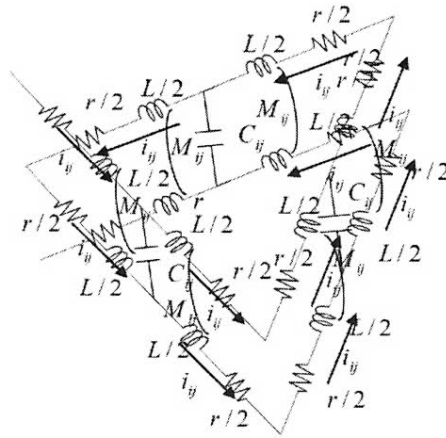


Fig. 2 One of the equivalent circuit.

Fig. 3 shows one of the calculated frequency characteristics of solenoid inductors along with the experimental one. Even though a difference between the calculated and measured resonant frequency is observed, validity of our quasi-analytical approach has been verified.

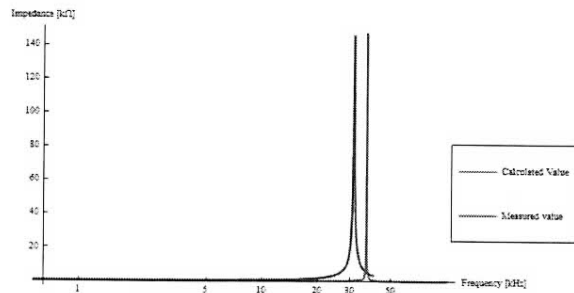


Fig. 3 One of the calculated frequency characteristics of the solenoid inductors along with the experimental one.

References

- [1] T.Takano, S.Hayano, and Y.Saito, Coil impedance computation having arbitrary geometrical shape, IEEEPESC'98, Vol.2, May 1998.
- [2] Yasuyuki Watazawa, Seiji Hayano and Yoshifuru Saito, Semi-analytical electromagnetic field Computation, Int. J. Appl. Electromagn. Mater. Vol.15,Nos.1-4, pp. 353-357, 2002.
- [3] Xin Hu, Full-wave Analysis of Large Conductor Systems over Substrate, Ph.D Theses MIT, January 2006.

Stress-Frequency Characteristics of the Complex Permeability - Fundamental Background-

Hideaki Nemori¹, Iliana Marinova², Yoshifuru Saito¹

¹ Graduate School of Electronics and Electrical Engineering, Hosei University, Tokyo-184-8584, Japan

² Technical University of Sofia 1756, Bulgaria

Introduction

As is well known, ferromagnetic materials exhibit a lot of complex physical properties, such as the magnetization, magnetostriction and magneto-thermodynamic properties. All of these physical properties are nonlinear processes so that their reproducibility is always low excepting the ultimate condition such as magnetically saturated situation. Only one linear parameter is a complex permeability because it is measured under the sinusoidal field intensity H and also sinusoidal flux density B conditions.

On the other side, a representative ferromagnetic material is iron which is commonly used as frame structural materials of many artificial products. This means that the complex permeability may be considered as one of the possible soundness figure to represent its situation such as under stressed or not in the structural frame materials.

In the other words, if the complex permeability sensitively responds to the external stress as well as residual stress applied to the main frame materials, a stress-frequency characteristic of the complex permeability may be considered as the soundness figure to know the residual and normal stresses in the frame materials used in the various artificial products, e.g., building, tower, bridge, train, automobile and so on.

According to the above mentioned, this paper plans to establish the first firm theoretical background, i.e., theoretical derivation of the complex permeability and its experimental verification.

Theoretical Background

The domain based magnetization model is

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right), \quad (1)$$

where μ , μ_r and s are the permeability measured in the ideal magnetization curve, reversible permeability measured along with the ideal magnetization curve, and hysteresis coefficient, respectively [1-3].

The first on the right in (1) represents a static magnetized state and the second represents the dynamic magnetized state, i.e., denoting v as a velocity of magnetic domain, the second term can be rewritten by

$$\begin{aligned} \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) &= \frac{1}{s} B_s \frac{\partial n}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} \\ &= \frac{1}{s} B_s \frac{\partial n}{\partial x} v, \end{aligned} \quad (2)$$

where B_s , n , x are the saturated flux density in each of the domains, number of the domains and position, respectively.

Equation (2) means that the induced voltage dB/dt in an unit area is composed of the transformer induced $\mu_r(dH/dt)$ and velocity induced $B_s(\partial n/\partial x)v$ voltages.

When we apply a complex notation regarding the constant values of μ , μ_r and s to (1), it is possible to derive the complex permeability as

$$\mu_R(\omega) - j\mu_I(\omega) = \mu \left(\frac{s^2 + \omega^2 \mu \mu_r}{s^2 + \omega^2 \mu^2} \right) - j\omega \mu \left(\frac{\mu - \mu_r}{s^2 + \omega^2 \mu^2} \right) \quad (3)$$

where $j = \sqrt{-1}$.

The parameters μ , μ_r and s are easily evaluated by considering the $\omega \Rightarrow 0$, $\omega \Rightarrow \infty$ and the peak value of the second term on the right in (3).

Experiment

Figure 1 shows an experimental frequency characteristic of the complex permeability along with the theoretical one.

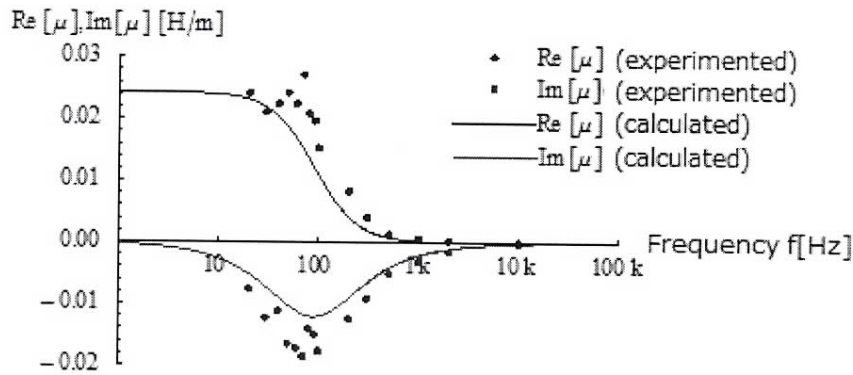


Fig.1 One of the frequency characteristics of the complex permeability.

The results in Fig. 1 verifies the validity of our complex permeability model. The frequency characteristic of the complex permeability depends on only three parameters, i.e. permeability μ , reversible permeability μ_r and hysteresis coefficient s so that the effect caused by the external stress may reflect on these parameters.

Thus, the first stage of our stress measurement project employing the stress-frequency characteristics has been successfully established, i.e., the careful measurement of the parameters μ , μ_r and s has reproduced the frequency characteristic of the complex permeability.

References

- [1] Y.Saito, K.Fukushima, S.Hayano and N.Tsuya, Application of a Chua type model to the loss and skin effect calculations, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.MAG-23, No.5, pp.2227-2229, Sep.,1987.
- [2] Y.Saito, Y.Kishino, K.Fukushima, S.Hayano and N.Tsuya, Modelling of magnetization characteristics and faster magnetodynamic field computation, Journal of Applied Physics, Vol.63, No.8, pp.3174-3178, April, 1988.
- [3] S.Hayano, Y.Saito, and Y.Sakaki, A magnetization model for computational magnetodynamics, Journal of Applied Physics, Vol.29, No.28, pp.4614-4616, Apr., 1991.

Defect Searching in the Curved Surface by the Film ∞ Coil

Kouki Maruyama¹, Iliana Marinova², Yoshifuru Saito¹

¹ Graduate School of Electrical Engineering Hosei University, Tokyo, 184-8584, Japan

² Technical University of Sofia 1756, Bulgaria

Introduction

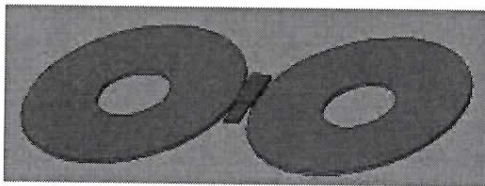
Previously we have succeeded in developing a new ECT sensor called ∞ coil [1,2]. This new ECT sensor ∞ coil is composed of two exciting coils. These exciting coils are arranged in two column wise finite length solenoid coils. When an alternating current is flowing in series through these two coils, both coils yield magnetic fields. One becomes a south pole and the other becomes a north pole. Therefore, there is a zero magnetic field zone. One of the most beautiful key points of the ∞ coil is that a sensing coil wound around a ferrite bar is set to this zero magnetic field zone, which is extremely sensitive to the magnetic fields caused by a defect in the target specimen.

However, the ∞ coil confronts to a serious difficulty to apply the curved surface targets. To overcome this difficulty, this paper has worked out a film ∞ coil whose shape exhibits a surprising flexibility so that the film ∞ coil changes its shape to adjust any curved surface targets.

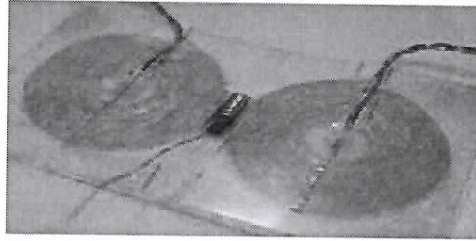
Intensive numerical simulations employing 3D FEM package were carried to show the usefulness of the film ∞ coil. Experimental results verified the validity of the numerical simulations as well as the versatile capability of the ∞ coil.

The Film ∞ Coil

Before to work out the exact film shape ∞ coil, we worked out the flat coil ∞ coil. Fig. 1 shows a model film ∞ coil and its corresponding flat ∞ coil.



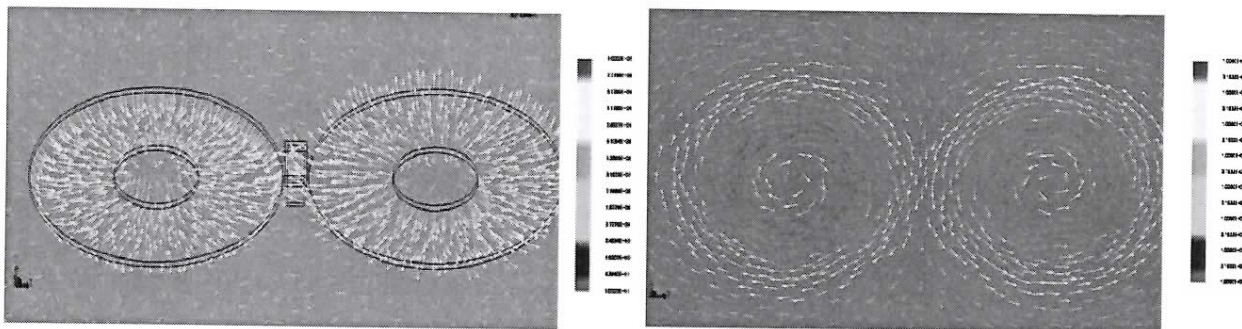
(a) Model film ∞ coil



(b) Film ∞ coil

Fig.1 A model film ∞ coil and its corresponding flat ∞ coil.

Fig. 2 shows one of the computed magnetic field intensity distributions and the eddy current vectors distributions.



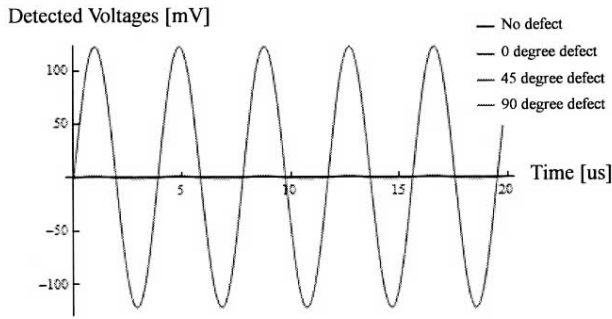
(a) A computed magnetic field intensity distribution

(b) The eddy current vectors distributions.

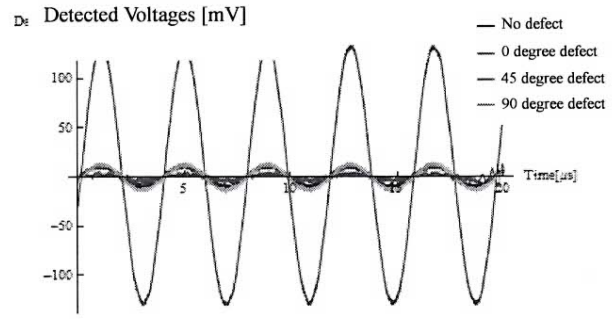
Fig.2 One of the computed magnetic field intensity distributions and the eddy current vectors distributions.

Simulated and Experimented Results

To verify our ∞ film coil, we compared the simulated and experimented results. Fig. 3 shows the simulated results along with the experimented results.



(a) Simulated detected voltages in the sensing coil.



(b) Measured detected voltages in the sensing coil.

Fig.3 Comparison simulated results with measured results related to detected voltages in the sensing coil.

Although the small detected signals are observed in Fig. 3(b), both of the detected signals to a defect is well corresponding each other.

Conclusion

We have succeeded in exploiting the film ∞ coil. According to our laboratory work, it is clarified that the practical film ∞ coil may be produced by the printing processes.

References

- [1] Hiroki Kikuchihara, Iliana Marinova, Yoshifuru Saito, Manabu Ohuchi, Hideo Mogi and Yoshiro Oikawa, Optimization of the Eddy Current Testing, Digest of The 15th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, Oita Japan November 11-14, WC4-4, PP.495.,2012.
- [2] Hiroki Kikuchihara, Yoshifuru Saito, Enhance the Sensibility of the ECT Sensor, Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.21, No.3, 2013.

First Order Frequency Fluctuation Analysis of the Barkhausen Signals

Yuki Nishiyama¹, Iliana Marinova², Yoshifuru Saito¹

¹ Graduate School of Electronics and Electrical Engineering Hosei University, Tokyo-184-8584, Japan

² Technical University of Sofia 1756, Bulgaria

Introduction

Barkhausen signal is popularly observed in any of the ferromagnetic materials having the magnetic domain structures, e.g. iron, nickel, cobalt and garnet, when they are magnetizing. Also, it is well known that the Barkhausen signals are very sensitive to the physical external input, such as mechanical stress and radioactive damage, to the ferromagnetic materials [1].

According to the past researches concerning to a relationship between the Barkhausen signal and applied mechanical stress, it has been revealed that Barkhausen signals are very sensitive to the mechanical stress and radioactive damage but any deterministic regularity has not been found.

This paper concerns with the stress detection problems on the ferromagnetic materials by means of the frequency fluctuation analysis of the Barkhausen signals emitted from the ferromagnetic materials. Major ferromagnetic magnetic material is iron and its composites which are used extensively as the structural frames of various artificial products such as car, train, bridge and sky scraper buildings. So that we apply our frequency fluctuation analysis method to the Barkhausen signals to inspect whether the structural frames are stressed or not [2].

Until now, we have tried to detect the stress characteristic from the Barkhausen signals under stressed ferromagnetic materials. As a result, it has been clarified that the stress characterizing signals are contained at low frequency range in the Barkhausen signals. However, its 1st order frequency fluctuation method has some drawback, i.e., the frequency range containing the stress characterizing signals should be artificially extracted [3].

To overcome this drawback, we apply one of the optimum methodologies, i.e., k-means method, to the Fourier power spectrum of the Barkhausen signals under stressed.

Thus, we have succeeded in detecting the stress characterizing signal from the Barkhausen signals under stressed by combining the 1st order frequency fluctuation analysis and k-means method.

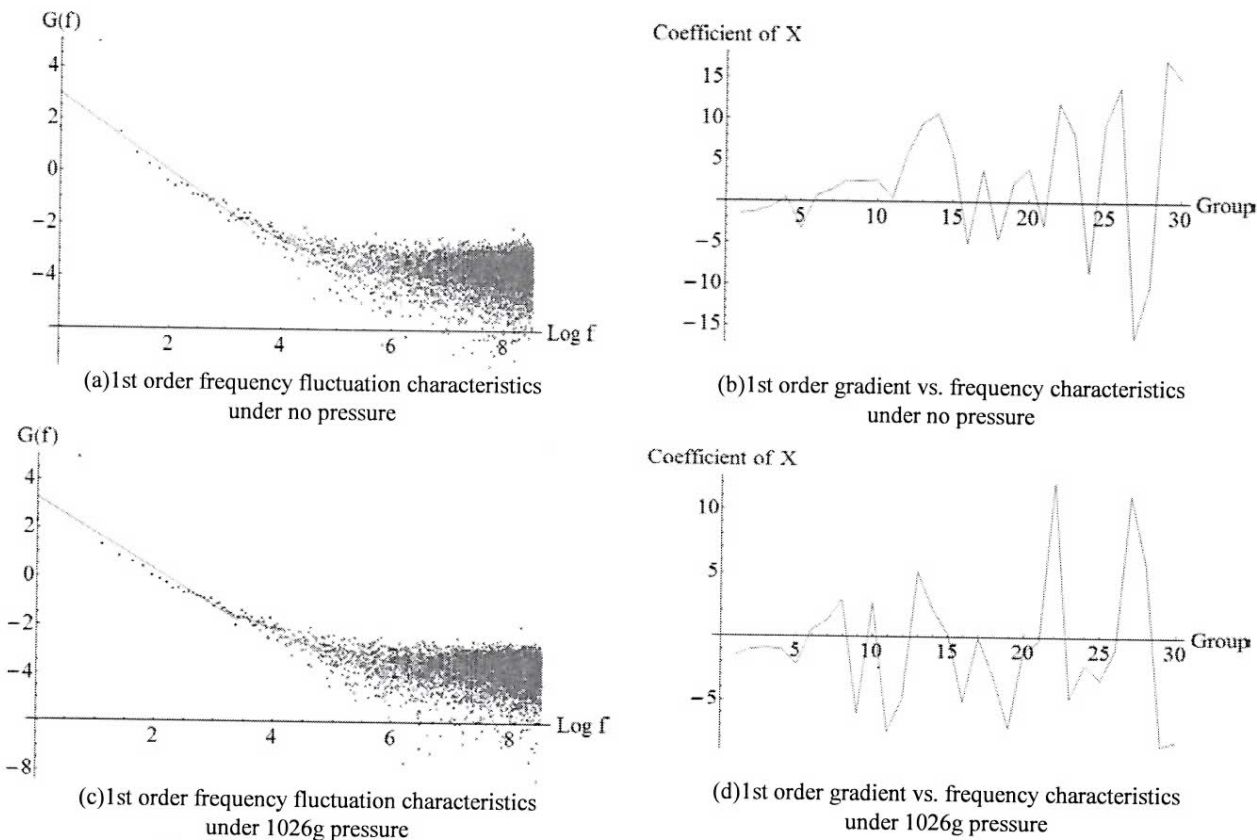


Fig. 1 1st order frequency fluctuation characteristics obtained by the equispaced clustering method

Clustering by k-means approach

We confronted to a serious difficulty, i.e., how to decide the frequency range for which to be computed the frequency fluctuation characteristic. This problem is solved in this paper by employing one of the optimization methods, i.e., k-means method based on Euclidean distance [4].

Fig. 1 shows the equispaced clustered frequency fluctuation characteristics under no and 1026g stresses. It is obvious that it is difficult to detect a distinct difference between the no and 1026g stresses from the results in Fig.1.

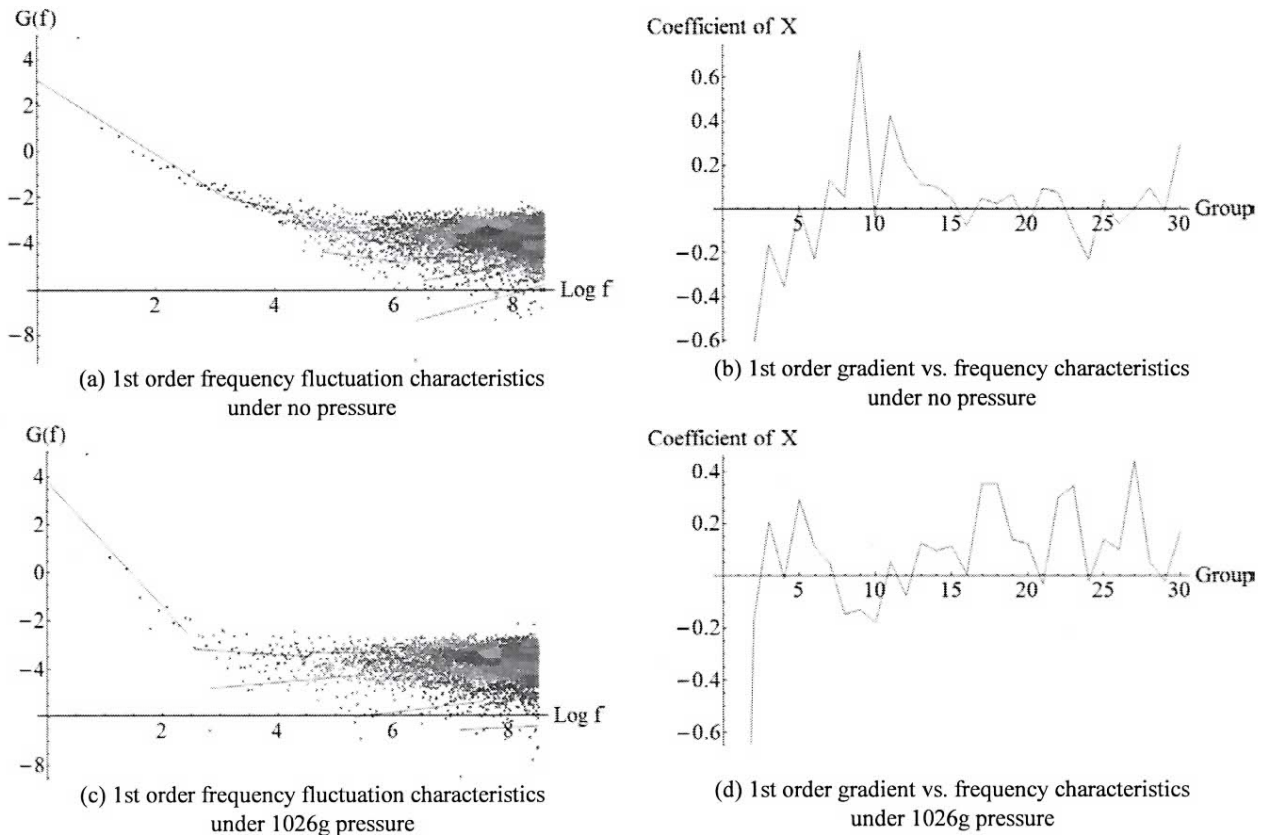


Fig. 2 1st order frequency fluctuation characteristics obtained by the k-means clustering method.

Fig. 2 shows the k-means clustered frequency fluctuation characteristics under no and 1026g stresses. In Fig.2, it is revealed that an entire 1st order coefficients becomes the positive values when 1026g stress is applied to the target silicon steel, i.e., the 1st order frequency fluctuation characteristics along with the k-means clustering method takes a different tendency of the frequency characteristics by applying the stress to the target steel.

Conclusion

Thus, we have succeeded in detect the stress to the ferromagnetic materials by the 1st order frequency fluctuation analysis along with the k-means clustering method.

References

- [1] R M. Bozorth, Ferromagnetism, IEEE PRESS, p. 462, 1993.
- [2] M. Teranishi, K. Maruyama, S. Hayano, and Y. Saito: Visualization of 1/f Frequency Component in Dynamic Image of Natural Phenomena, The Visualization Society of Japan, B108, July, 2005..
- [3] S. Nojima and Y. Saito, Application of Frequency Fluctuation to Barkhausen Signals and its Application, J. Magn. Soc. Jpn., 35, 380-385, 2011.
- [4] J.B.MacQueen, Some Methods for classification and Analysis of Multivariate Observations, Proceedings of 5th Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, University of California Press, pp. 281-297, 1967.

A Study on Backside Defect Searching by Low Frequency Excitation of the ∞ Coil

Shunichi HAMANAKA¹, Yoshifuru SAITO¹, Iliana MARINOVA²
Manabu OHUCH³, Hideo MOGI³, and Yoshiro OIKAWA³

¹Graduate School of Electrical Engineering, Hosei University, Tokyo 184-8584, Japan

²Technical University of Sofia 1756, Bulgaria

³Denshijilki Industry Co, Ltd, Tokyo 115-0051, Japan

Introduction

Modern engineering products such as air-plane, automobile, smart building, high speed train and so on are essentially composed of metallic materials for forming the shape of product, suspending the mechanical stress and constructing the structural frames. In particular, the mass transportation vehicles, e.g. large air plane, high-speed train, express highway bus, carrying a large number of peoples are required ultimately high safety as well as reliability. To keep the high safety and reliability, nondestructive testing to the metallic materials is one of the most important key technologies, because most of the structure materials are composed of the metallic materials. Various nondestructive testing methods, such as eddy current testing (ECT), electric potential method, ultrasonic imaging and x-ray tomography are currently used for the modern airplane, high-speed -train and express high bus. Among these methods, ECT does not need the complex electronic circuits and direct contact to the targets. More of that most of the targets whose major frame parts are composed of conductive metallic materials can be selectively inspected by ECT [1-3].

Operation principle of ECT is fundamentally based on the magnetic field distribution change detecting capability due to the defect in the targets. To realize this principle, we have two methodologies. One detects the magnetic field change caused by the detour eddy currents flowing around the defect as a change of input impedance of the exciting coil [2,3]. The other equips a sensing coil to detect the magnetic field change caused by the detour eddy currents flowing around the defect. The former and latter are called the impedance sensing and sensing coil types, respectively.

The sensing coil type is further classified into two variations. Most popular sensing coil type employs a differential coil, and also the other type sets the sensing coil surface perpendicularly to those of the exciting coil. As is well known that the differential coil detects the uniformity of the magnetic field distribution. Similarly the perpendicularly installed sensing coil surface to those of exciting coil detects only the magnetic fields caused by the detour eddy currents due to the defect in the target.

Our developed ∞ coil belongs to the latter type, i.e., detects only the magnetic fields caused by the detour eddy currents due to the defect in the target. A key idea of our ∞ coil is that the sensing coil wound around a ferrite bar is installed at the lowest magnetic field intensity region between the north and south poles of exciting coils [1].

In the present paper, to search for the backside defect of a target, we have employed the ∞ coil. As a result, it is revealed that the ∞ coil has versatile capability, i.e., low frequency excitation of the ∞ coil along with the signal processing method enhancing the S/N ratio makes it possible to detect the backside defects.

Experiments

At first, we have carried out the intensive numerical simulations employing 3-dimensional finite elements method to check the possibility of backside defect searching by low frequency excitation of our ∞ coil. After a series of numerical experiments changing the exciting frequencies. We carried out the practical experiments. As a result, we have confronted to the high frequency noise problem caused by various electrical and electronic devices located around the work bench. To overcome this difficulty, we employed two signal processing methodologies. The first is the averaged sum method which requires the multiple signal samplings to the same target. Second is a Fourier transform method which deletes the higher frequency components than the exciting frequency from the detected signals.

Thus, we have succeeded in our low frequency exciting approach of the ∞ coil to the backside defect searching problems. Fig.1 shows the illustrative figures whose left and right are the schematic diagram of the numerical experiments and an experimental picture denoting the measurement pitch (5mm) by yellow color, respectively.

The red and blue rings on the left in Fig.1 are the exciting coils which yields the exciting magnetic fields. Also in the same figure, a small ferrite bar wound around a sensor coil located at the just adjacent part of the red and blue colored exciting coils. The defect searching area is a 20mm as shown in the right on Fig.1.

Fig.2 shows the result of backside defect searching by the low frequency driving of the ∞ coil. The left and right on the Fig. 2 are the induced voltages in the sensor coils evaluated by the numerical and practical experiments, respectively. Obviously, No. 3 location has a backside defect in the target.

Thus, we have elucidated that our ∞ coil makes it possible to search for the surface as well as backside defects by driving the low frequencies.

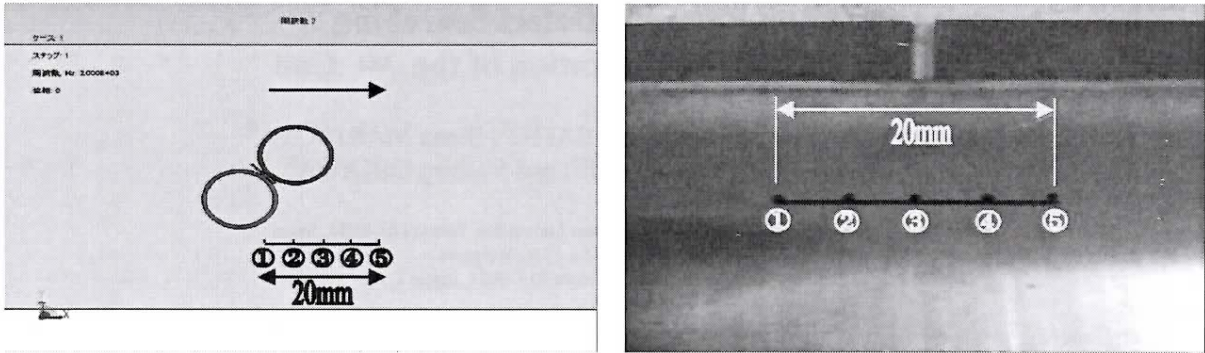


Fig. 1. A line flaw detection model.

The left and right figures denote the scanning direction and measured locations, respectively.

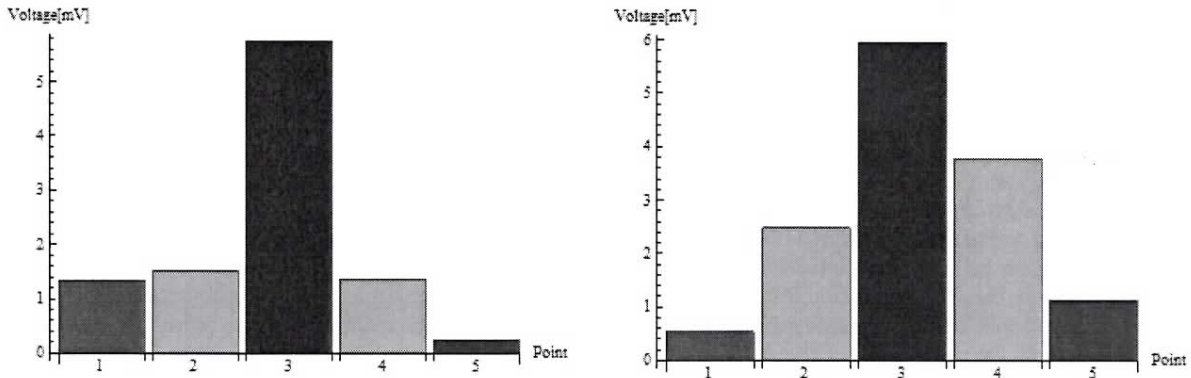


Fig. 2. Sensor output voltages vs. measured points.

The left and right figure refer to the simulation and measurement results, respectively

Conclusion

In the present paper, we have employed the low frequencies for the ∞ coil excitation to search for the backside defect of the metallic target. As a result, it has been clarified that the low frequency excitation of the ∞ coil along with the signal processing procedures enhancing the S/N ratio makes it possible to search for the backside defects.

References

- [1] Hiroki Kikuchi, Iliana Marinova, Yoshifuru Saito, Manabu Ohuchi, Hideo Mogi and Yoshiro Oikawa, Optimization of the Eddy Current Testing, Digest of The 15th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation, Oita Japan November 11-14, WC4-4, PP.495. 2012.
- [2] Hiroki Kikuchi, Yoshifuru Saito, Enhance the Sensibility of the ECT Sensor, Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.21, No.3, 2013.
- [3] Kouki Maruyama, Iliana Marinova, and Yoshifuru Saito, Enhance the Sensibility of the Resonance type ECT Sensor, JAPMED'8, pp. 130-131, 2013.

Enhance the Sensibility of the Resonance Type Eddy Current Testing

Kouki MARUYAMA^{1a}, Iliana MARINOVA^{2b} and Yoshifuru SAITO^{1c}

¹ Graduate School of Hosei University, Tokyo 184-8584, Japan

² Technical University of Sofia, Sofia 1756, Bulgaria

^a kouki.maruyama.8n@stu.hosei.ac.jp, ^b iliana@tu-sofia.bg, ^c ysaito@hosei.ac.jp

Keywords: ECT, resonance, sensibility.

Abstract. Eddy current testing (ECT) is one of the most representative nondestructive testing methods for metallic materials, parts, structures and so on. This paper proposes improvement of sensibility of the impedance sensing type ECT. Sensibility of the ECT is improved by means of three steps. One is an optimum exciting frequency selection. We employ the natural parallel resonant frequency of ECT coil. The second is to increase the sharpness of the resonance curve on impedance versus frequency characteristic by changing the coil connection. Finally, we attach externally capacitor to reduce the resonance frequency into low. This makes it possible to enhance the sensibility of the impedance sensing type ECT operating at the resonant frequency.

Introduction

Modern engineering products such as air-plane, automobile, smart building, high speed train and so on are essentially composed of metallic materials for forming the shape of product, suspending the mechanical stress and constructing the structural frames.

Among various nondestructive methods, ECT does not require complex electronic circuits and direct contact to target. Furthermore, target whose major frame parts are composed of conductive metallic materials can be selectively inspected by ECT.

Operating principle of the ECT is based on the two major properties of magnetic field. One is that exposing the conductive materials to the alternating magnetic fields induces eddy current in all of the conducting materials. Thereby, the input impedance of the magnetic field source, i.e., electric source, can detect the change of the target impedance caused by defects blocking eddy current flowing. The ECT based on this principle is called impedance sensing type. The other type utilizes a separately installed sensor coil to detect the leakage magnetic flux change. The magnetic field of ECT is composed of two components: one is the exciting and the other is the reactive component of magnetic fields. The reactive component of magnetic field is caused by the eddy currents in the target so that change of eddy current paths changes the reactive magnetic fields. Thus, the independently installed sensor detects this magnetic field change. This type is called a separately sensing coil type.

This paper proposes improvement of sensibility of the impedance sensing method. Improvement of the sensibility is carried out in the three major steps. The first is to select the optimum exciting frequency. We select the natural parallel resonant frequency of the ECT sensor coil when facing with a wholesome part of target. A system comprising the ECT facing with the wholesome part of target takes the maximum pure resistive impedance. When the ECT sensor coil meets with a defect of target, this resonance condition is essentially not satisfied. This makes it possible to maximize the difference between the resonance and not resonance impedances. The second step is to increase the resonant impedance as well as to sharpen the peaky impedance versus frequency characteristic by changing the coil connection. Since the natural parallel resonant impedance become larger, then the deviation between the resonant and not resonant impedances is essentially larger. This essentially enhances the sensibility of ECT sensor. Finally we attach an external capacitor to reduce the resonant frequency into low and also to enhance the sensibility.

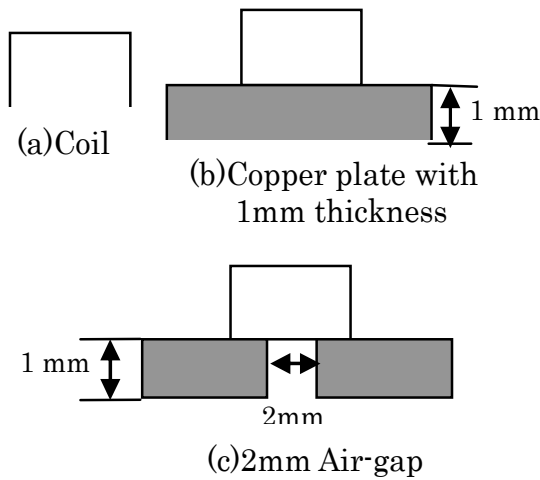
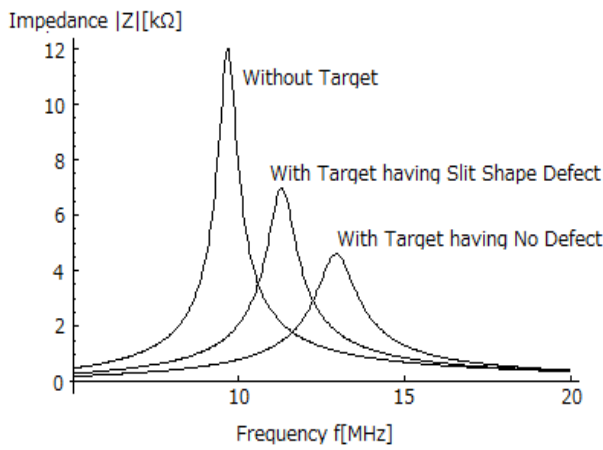
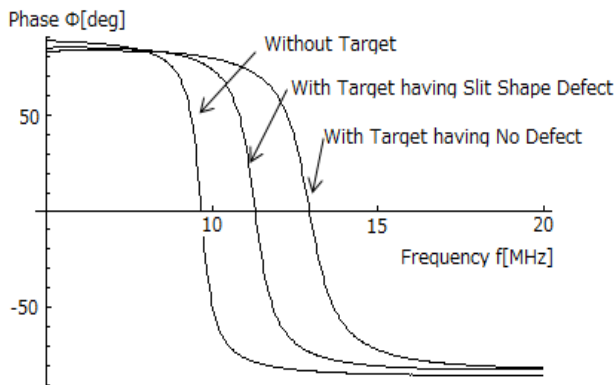


Fig.1 Tested coil and the measurement conditions.



(a) Impedance $|Z|$ vs. Frequency f .



(b) Phase ϕ vs. Frequency f .

Fig.2 Frequency characteristics of the impedance and phase.

part of target takes the maximum pure resistive impedance. When the ECT sensor coil meets with a defect of target, the resonance condition is essentially not established. Therefore, the input impedance from sensor coil input terminals is also reduced to small in value compared with those of the resonant one. Namely, a deviation between the resonance and not resonance impedances becomes maximum value.

Enhancement of ECT Sensibility

Operating principle of ECT. Let an arbitrary finite length solenoid coil shown in Fig. 1(a) be an eddy current sensor coil. When we put this sensor coil on a copper plate as shown in Fig. 1(b) and apply an alternating current to the sensor coil, because of the Faraday’s law, eddy current is induced as a reaction of the alternating magnetic fields. Measure the input impedance of the sensor coil is able to diagnose a difference of the target copper plate condition between no defects (Fig. 1(b)) and 2mm crack defect (Fig. 1(c)). This is similar to the secondary impedance change detection from primary input terminal in a conventional single phase transformer. Thus, it is obvious that a simple finite length solenoid coil can detect the defects of the target conducting materials. This is the operating principle of impedance sensing type ECT.

Natural resonance phenomena of ECT coil. Any of the coils always exhibit an inductive property because of the magnetic fields around them by applying a current into the coil. However, any of the coils have the capacitances among the coils. Even though a simple finite length solenoid coil shown in Fig. 1(a), it is possible to observe its natural resonance phenomena as shown in Fig. 2. Figs 2(a) and 2(b) are the frequency f versus impedance $|Z|$ and the frequency f versus phase ϕ characteristics, respectively.

Optimum operation frequency. Decision of ECT operation frequency is of paramount importance, because sensibility and searching depth of ECT are greatly depending on the operation frequency. Theoretically, the operation frequency of ECT can be decided by taking the target conductivity and its skin-depth into account. However, final selection of operation frequency is determined by the past experiences and the practical tests.

In the present paper, we select the natural parallel resonant frequency of the ECT sensor coil when facing with a wholesome part of target. The ECT facing with the wholesome

A sensibility ε of ECT is defined by

$$\varepsilon = \frac{|reference - measured|}{reference} \times 100[\%], \tag{1}$$

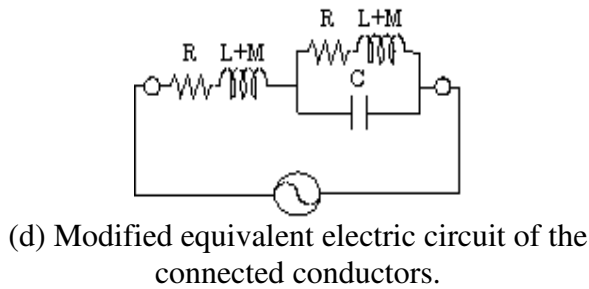
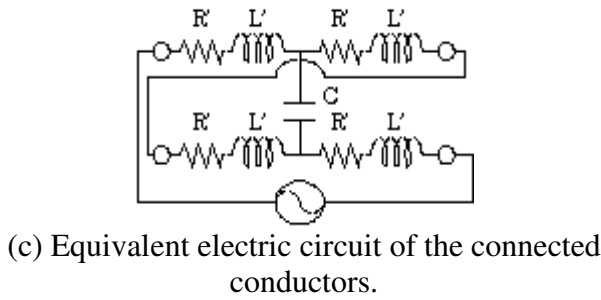
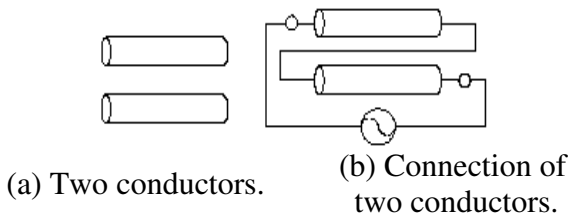


Fig.3 Principle of a resonance coil connection.

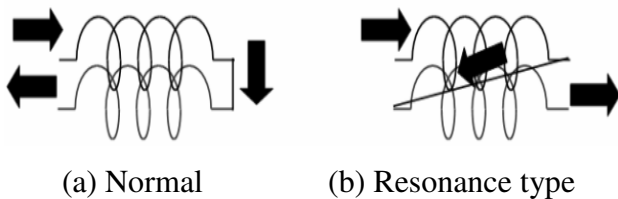


Fig.4 Comparison of the normal with resonant coil connections.



Fig. 5 Example of a pair of twisted coils

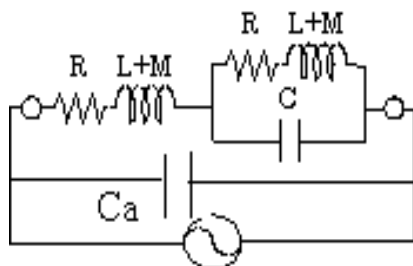


Fig.6 Externally attachment of capacitor Ca

where the reference and measured in (1) refer to the input impedances from the ECT coil terminals when facing the ECT coil with the wholesome and defect parts of target, respectively.

Enhancement of quality factor Q. The sensibility of (1) is intrinsically depended on the quality factor Q of the parallel resonance defined by

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}, \tag{2}$$

where f_0 and Δf are the resonant frequency and the half width, respectively.

The quality factor Q represents a sharpness of the resonance curve on the impedance versus frequency coordinate. So that high Q in (2) means high sensibility in (1).

To increase the quality factor Q, we employ the resonant connection shown in Fig. 3. Figs. 3(a) and 3(b) are the two parallel conductors and their resonant connection, respectively.

Denoting R, L, M as the resistance, self-inductance and, mutual inductance, it is possible to draw an equivalent circuit of the resonant connected two conductors as shown in Figs. 3(c), 3(d). Fig.4 shows a difference between the normal and resonant coil connection [4].

Practically, the resonant connection is carried out by twisting the two coils to uniform the facing side of both conductors as shown in Fig. 5 [5].


Reduction of the resonant frequency. As mentioned above, the ECT operation frequency is of paramount importance, because sensibility and searching depth of ECT are greatly depending on the operation frequency. Therefore, we employ the natural parallel resonant frequency of ECT coil as operation frequency. However, the resonant frequency of ECT coil is relatively high. This means a low skin depth of the eddy currents in target. Thereby, searching depth is limited to only the vicinity of target surface. To

overcome this problem, we attach externally capacitor C_a in parallel to the originally sensor coil circuits as shown in Fig.6. The resonant mode in Fig.2 is one of the parallel resonance phenomena so that attachment of capacitor C_a reduces the resonance frequency to low.

Experiment

Tested target piece and tested ECT coils. Fig. 7 shows a target piece whose material is SUS304 steel. A vertical line shape artificial crack having 10mm length, 0.2mm width and 0.5mm depth had been made to the sandwiched SUS by the electrical discharge machining. Hereby, there is a junction of SUS at the both ends of the defect. In Fig. 7 a red square shows a 20mm by 20mm target area. The ECT sensors measured at the 9 by 9 sampling points with 2.5mm regular spacing on this 20mm by 20mm square area.

Table 1. Various constants of the tested ECT coils.

	Conductor length	60cm
	Diameter of conductor	0.1mm
	Axis core	Ferrite bar (MnZn)
	Coil outer diameter	2.4mm
	Coil inner diameter	2mm
	Coil length	4mm
	Number of twisted turns	175/m
	Number of coil layers	3

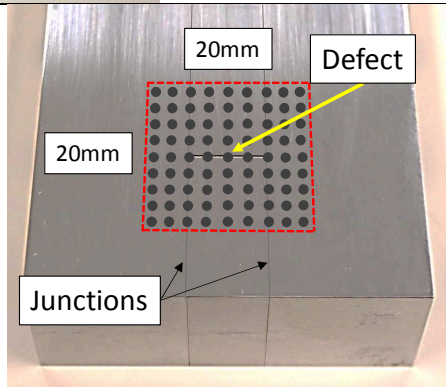


Fig. 7 Target test piece and measured points.

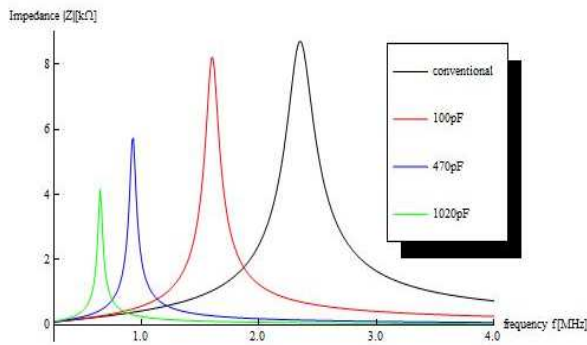


Fig. 8 Effect of the externally attached capacitor C_a to the resonance impedances.

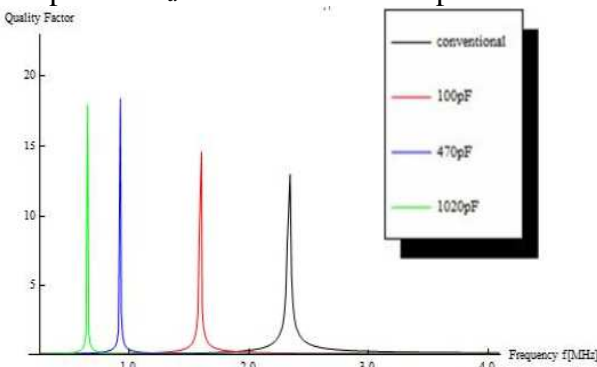


Fig.9 Improvement of quality factor Q

Table 1 lists the various constants of the tested ECT coils. The tested coil was wound around the Manganese-Zinc type ferrite bar used as an axial Ferrite core. Further, the coil was twisted 175/m to compose the resonant connection as described in Fig.3.

Reduction of the resonant frequency. We compare the resonance frequencies when attaching the external capacitors C_a and without external capacitor. Fig. 8 shows the effect of C_a to the resonant frequencies when facing on the target without any defects. Obviously, larger external capacitor C_a makes it possible to reduce the resonant frequency.

Reduction of the resonant frequency. We compare the resonance frequencies when attaching the external capacitors C_a and without external capacitor. Fig. 8 shows the effect of C_a to the resonant frequencies when facing on the target without any defects. Obviously, larger external capacitor C_a makes it possible to reduce the resonant frequency.

Eventhough, we have succeeded in reducing the resonant frequency into low, the resonant impedance becomes smaller inversely proportion to the magnitude of attached capacitance C_a . This may mean that the sensibility defined by (1) may be smaller in value when attaching a larger capacitance C_a .

To check this more specifically, we evaluated the quality factor Q defined by (2). Fig. 9 shows the quality factor Q when attaching the external capacitors C_a . According to the results in Fig. 9, it is found that an attachment of larger capacitance C_a improves the quality factor Q but too large capacitor C_a reduces the quality factor Q. This is because attachment of the very large capacitor C_a to the sensor circuit in parallel shown in Fig. 6 dominates an entire impedance, i.e., major current flows through the externally attached capacitor C_a but through not the sensor circuits.

Resonance type ECT operating at 256kHz. Since the 256kHz operation frequency is one of the most conventional operating frequencies on the current used ECTs, we have carried out the defect serchings employing the 256kHz operating frequency to check the effect of externallty attached capacitor C_a in parallel to the sensor coils.

Fig.10 shows the results of defect searching facing the target having the defect located at 0.1mm liftoff. Observe the results in Fig. 10 suggests that any of the results visualize the H character shape composed of the artificial defect and two mechanical junctions. In addition, the results in Fig. 10 suggest that the sensibilities are not depending on the attached externally capacitors C_a , i.e., any externally attached capacitors C_a in parallel to the sensor coils hardly change the original sensibility when operating 256kHz frequency.

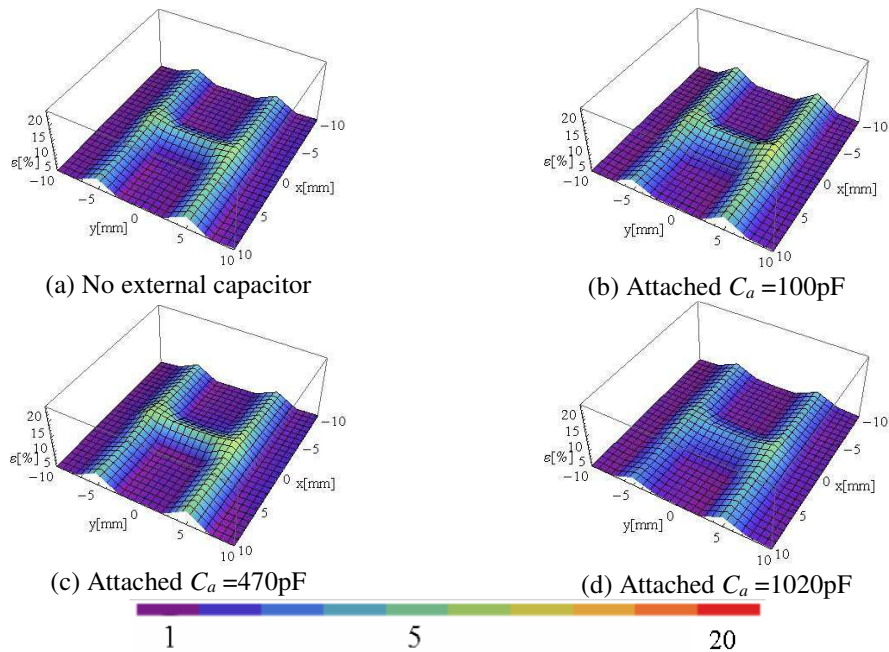


Fig. 10 Defect searching results operating with 256kHz frequency.

Resonance type ECT operating at the resonant frequency. When the tested ECT coil is facing to the target having the defect located at 0.1mm liftoff, attaching externally capacitors C_a having the 0pF, 100pF, 470pF, 1020pF yields the resonant frequency 2350kHz, 1700kHz, 985kHz, 860kHz, respectively.

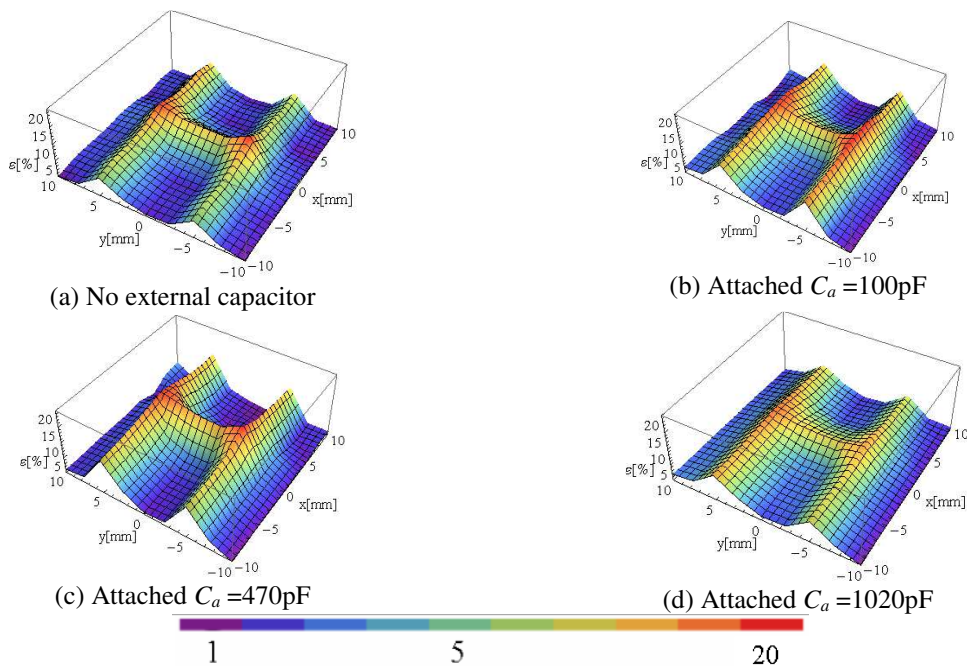


Fig. 11 Defect searching results operating with resonant frequency.

Fig. 11 shows each of the defect searching results employing their distinct natural resonant frequencies. Comparison the quality factor Q in Fig. 9 and the detected results in Fig. 11 suggests that there is the optimum capacitance to reduced the resonant frequency, i.e. the $C_a = 470\text{pF}$, to obtain the best detecting result. Also it has been confirmed that attachment of the very large capacitor C_a to the sensor circuit in parallel shown in Fig. 6 dominates an entire impedance, i.e., major current flows through the externally attached capacitor C_a but not the sensor circuits.

Conclusion

New innovative idea to enhance the sensibility of ECT sensor has been proposed in this paper. Our idea needs not any special tools but requires a consideration of natural resonance phenomena, i.e. utilization of the resonant impedance, frequency and capacitive effect among the coils and an externally attached capacitor.

We have selected the natural parallel resonant frequency of the ECT sensor coil when facing with a wholesome part of target. When the ECT sensor coil has met with a defect of target, the resonance condition has not been established. This led that the impedance reduced to small in value compared with those at resonance condition. As a result, a deviation between the resonant and not resonant impedances has become the maximum. Thus, the sensibility of ECT sensor has been enhanced.

Further, connection of the conductors to be applied a half of the source voltage to adjacent conductors has made it possible to enhance the capacitive effect among the conductors. Practically, this connection has been carried out by twisting the two coils to uniform the facing side of both conductors.

Finally, we have attached externally capacitors in parallel to the original ECT sensor coils. Attaching external capacitor has made it possible to increase the sensibility when a optimum external capacitance has been selected.

Thus, we have succeeded in working out one of the ultimate high sensibility resonance type ECT sensors.

References

- [1] I. Marinova, S. Hayano and Y. Saito, Ployphase eddy current testing, *Journal of Applied Physics*, Vol. 75, No.10, pp.5904-5906, 1994.
- [2] N. Burais and A. Nicolas, Electromagnetic field analysis in remote field eddy current testing systems, *IEEE Transaction on Magnetics*, Vol.25, No.4, pp.3010-3012, 1989.
- [3] S. McFee and J.P. Webb, Automatic mesh generation for h-p adaption, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.29, No.2, pp.1894-1897, 1993.
- [4] Y. Midorikawa, S. Hayano and Y. Saito, A resonant phenomenon between adjacent series connected coils and its application to a als, *Advanced Computational and Design Techniques in Applied Electromagnetic Systems*, Vol.6, pp. 633-639, 1995.
- [5] S. Hayano, Y. Nakajima, H. Saotome and Y. Saito, A new type high frequency transformer, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 27, No.6, pp.5205-5207, 1991.

Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic, Superconducting, Multifunctional and Nano Materials

10.4028/www.scientific.net/MSF.792

Enhance the Sensibility of the Resonance Type Eddy Current Testing

10.4028/www.scientific.net/MSF.792.72

Development of a New High Sensitive Eddy Current Sensor

Hiroki KIKUCHIHARA^{1, a}, Iliana MARINOVA^{2, b}, Yoshifuru SAITO^{3, c}

Manabu OHUCHI^{3, d}, Hideo MOGI^{3, b} and Yoshiro OIKAWA^{3, e}

¹ Graduate School of Hosei University, Tokyo 184-8584, Japan

² Technical University of Sofia, Sofia 1756, Bulgaria

³ Denshijiki Industry Co., Ltd, Tokyo 115-0051, Japan

^ahiroki.kikuchihara.6e@stu.hosei.ac.jp, ^biliana@tu-sofia.bg, ^cysaito@hosei.ac.jp

^det.factory@emic-jp.com, ^eoikawa@emic-jp.com

Keywords: Eddy current, Nondestructive testing

Abstract. Eddy current testing (ECT) is one of the most representative nondestructive testing methods for metallic materials, parts, structures and so on. Operating principle of ECT is based on two major properties of the magnetic field. One is that alternating magnetic field induces eddy current in conducting materials. Thereby, an input impedance of the magnetic field source, i.e., electric source, depends on the eddy current path. Second is that the magnetic field distribution depends not only on the exciting but also on the reactive magnetic fields caused by the eddy currents in targets. Former and latter are the impedance sensing and magnetic flux sensing types, respectively.

This paper concerns with an optimization of a new magnetic flux sensing type sensor named “∞ coil”. Exciting and sensing coils are composed of ∞ shape coil and a finite length solenoid coil wound on ferrite bar, respectively. Development of this ∞ coil fully depends on the 2D and 3D finite elements method modeling. According to the simulation results, we have worked out two types of ∞ coils. Practical experiments reflect the validity of both simulation and design aims, quite well. Thus, we have succeeded in developing ∞ coil having a higher sensibility compared with that of conventional one.

Introduction

Modern engineering products such as air-plane, automobile, smart building, high speed train and so on are essentially composed of metallic materials for forming the shape of product, suspending the mechanical stress and constructing the structural frames. In particular, the mass transportation vehicles, e.g. large air plane, high-speed train, express highway bus and so on, carrying a large number of people are required ultimately high safety as well as reliability.

To keep the safety, nondestructive testing to the metallic materials is one of the most important technologies because most of the structure materials are composed of the metallic materials.

Various nondestructive testing methods, such as eddy current testing (ECT), electric potential method, ultrasonic imaging and x-ray tomography, are currently used. Among these methods, ECT needs not complex electronic circuits and direct contact to target. Furthermore, a target whose major frame parts are composed of conductive metallic materials can be selectively inspected by ECT [1,3].

In this paper, a new ECT sensor coil named “∞ coil” is proposed. Development of this ∞ coil fully depends on the 2D and 3D finite elements method modeling and also optimizes the eddy current testing methodology.

The most important key idea of the ∞ coil is in setting the sensor coil in the lowest magnetic field space caused by the exciting coils, because this sensor coil is capable of catch only the magnetic fields caused by the detour eddy currents flowing around a defect. This paramount important key idea has been yielded by carrying out the intensive 2D finite elements simulations. After that 3D finite elements simulation has been carried out to check up the validity of this key idea.

Thus, we have succeeded in innovating and optimizing a new high sensibility eddy current sensor “ ∞ coil” by means of the 2D and 3D finite elements simulations [2,3].

New ECT Sensor Coil

Operating principle of the separately installed sensing coil type is fundamentally based on that the sensing coil catches the magnetic field intensity variation caused by the detour eddy currents flowing around a defect in the target metallic materials.

To realize this, three methodologies could be considered. The first detects the variation of entire magnetic fields caused by both exciting and eddy currents. In this case, the sensing coil detects the magnetic fields distribution caused by the detour eddy currents around defects among the entire magnetic fields. The second is that the sensing coil surface is installed in a perpendicular direction to an exciting coil surface. This means that the sensing coil never induce an electric voltage caused by the exciting fields because the surface of sensing coil always parallels to the exciting magnetic fields, so that this sensing coil is capable of selectively catching the magnetic fields caused by the detour eddy currents around a defect. This type of sensor has high liftoff characteristics compared with those of the first one. The final third one is that the sensing coil is set on the zero exciting magnetic fields space in addition to the second one coil layout. This final one is capable of catching only the magnetic fields caused by the detour eddy currents around a defect, and has been innovated in this paper by a series of the intensive finite elements simulations.

At the beginning of our new sensor project, to concentrate the magnetic fields, the two exciting coils whose magneto-motive forces becomes in additive were employed, as shown in Fig.1.

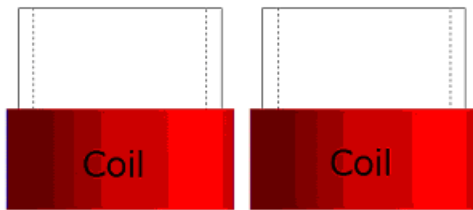
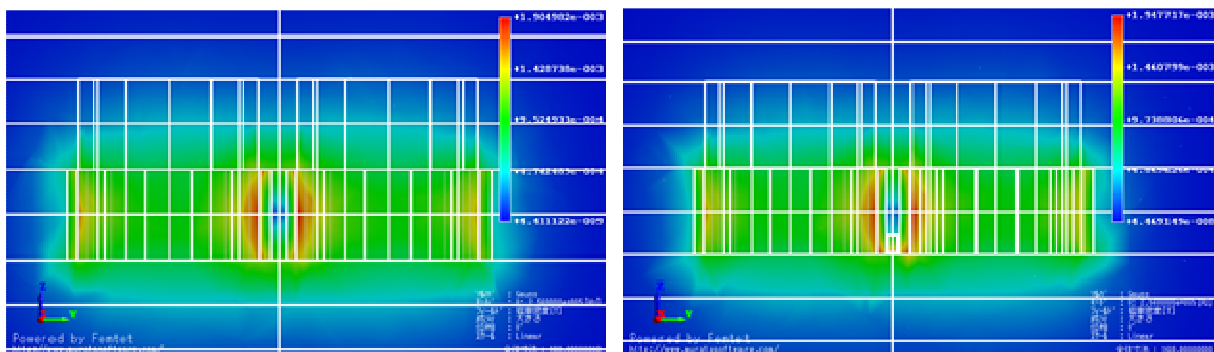


Fig. 1 Two exciting coils

To decide a location of sensing coil whose surface is orthogonal to the exciting magnetic fields, we have carried out a lot of 2D finite elements simulations. As a result, it is found that there is nearly zero exciting field space between the two exciting coils. This leads to our ∞ coil. Since the zero exciting magnetic fields condition in addition to the orthogonal coil surface layout to the exciting magnetic

fields enhances the sensibility of ∞ coil in an ultimately. Fig 2(a) shows an exciting magnetic field intensity distribution. In this figure, it is possible to find the zero magnetic fields space between the two parallel exciting coils. According to this simulation result, we put on a ferrite bar at the bottom surface of the two exciting coils in order to enhance the sensibility of sensor coil. As shown in Fig.2(b), setting the ferrite bar hardly disturb the exciting magnetic fields intensity distribution. Thus, winding around the sensor coil around the ferrite core leads to an ultimately optimized high sensibility ECT sensor, i.e., ∞ coil.



(a) Without ferrite bar

(b) With ferrite bar

Fig. 2 Magnetic fields intensity

Table 1 Various constants used in the 3D simulation.

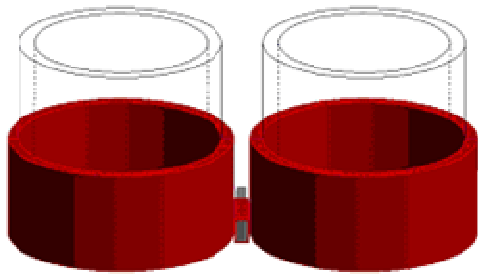


Fig. 3 3D simulation model of the ∞ coil

Exciting coil	
Coil outer diameter	22.4mm
Coil inner diameter	20mm
Coil length	10mm
Number of turn	75
Input current(peak)	250mA
Frequency	256kHz
Sensing coil	
Coil outer diameter	1.4mm×2.4mm
Coil inner diameter	1mm×2mm
Coil length	6mm
Number of turn	100
Axis core	JFEferrite_MB1H_23°C

To evaluate the validity of our ∞ coil performance, we employed a 3D simulation model shown in Fig.3. Table 1 lists various constants used in the 3D simulation. The eddy currents in a plane target located under the two exciting coil surfaces are shown in Fig. 4, where the two adjacent exciting coils side to the no-defect, 0 degree, 90 degree and 45 degree line defects are shown in Figs. 4(a),4(b),4(c) and 4(d), respectively.

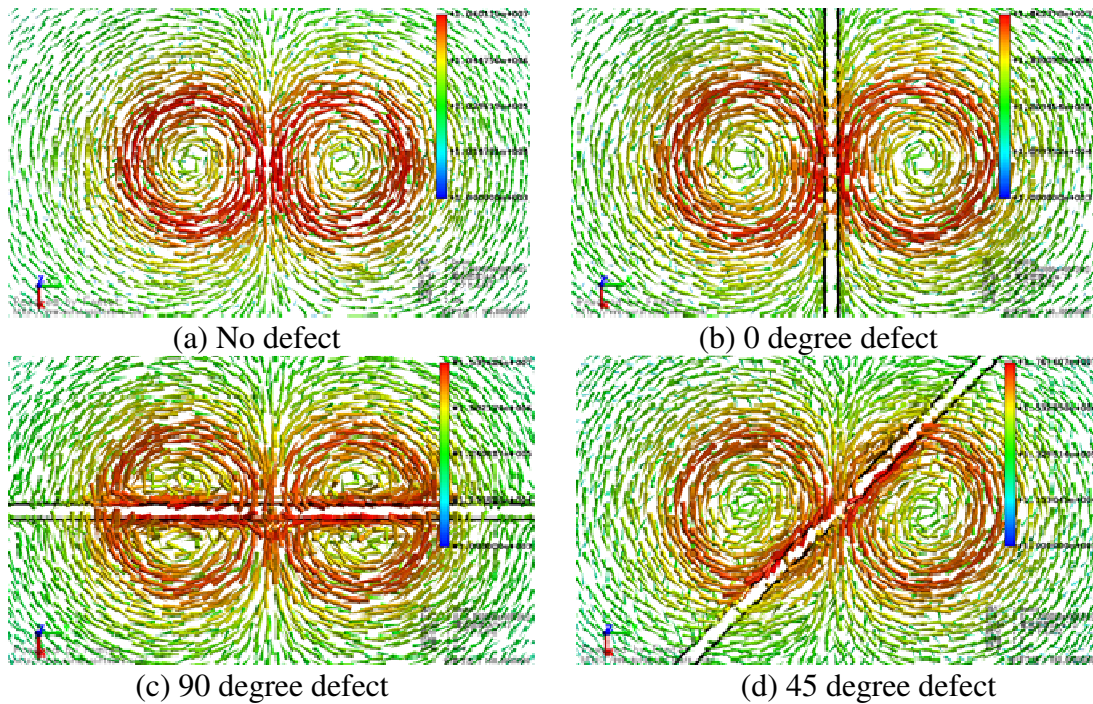
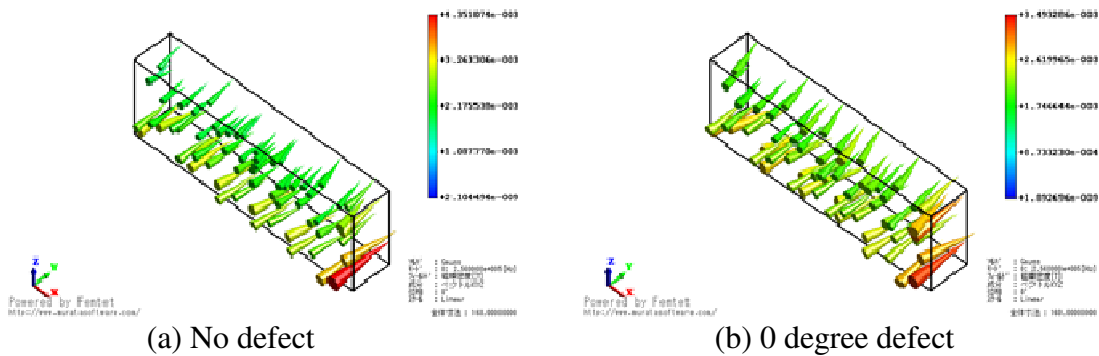


Fig. 4 Eddy currents in a plane metallic target.



(a) No defect

(b) 0 degree defect

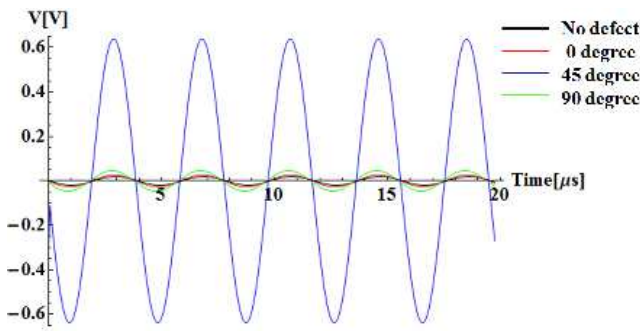
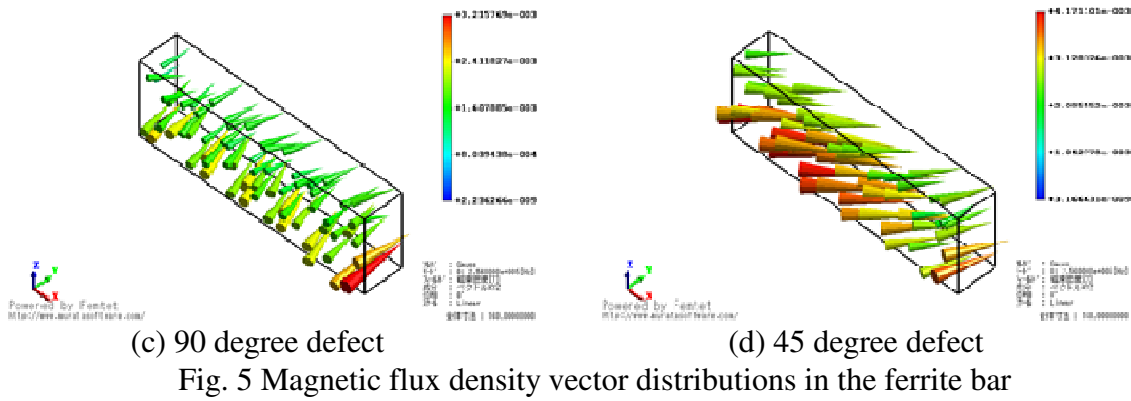


Fig. 5 shows the magnetic flux density vector distribution corresponding to that of eddy currents in Fig. 4. Observe the magnetic flux density vector distributions in Fig. 5 reveals that the sensing coil wound around the ferrite bar could be induced the electric voltages not the cases (a), (b), (c) and (d). The induced voltages of the sensor coil under the conditions (a)-(d) in Figs. 4 and 5 are shown in Fig. 6. Observing the induced voltages in Fig.6 reveals that the case (d) yields the highest voltage.

Experiment

We employed two coppers plate having 1mm thickness as target metal plates. One has no defect and the other has a line defect having 2mm width. Also, we worked out a prototype of the ∞ coil. Table 2 lists various constants of the prototype ∞ coil. We used two exciting coils and one sensing coil having ferrite core. Fig. 7 shows a picture of the prototype ∞ coil. The physical dimensions of this prototype ∞ coil are corresponding to the 3D simulation model shown in Fig.3.

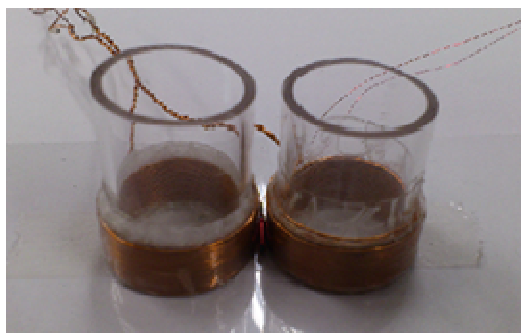
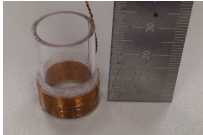



Fig.7 Picture of the prototype ∞ coil.

Table 2 Various constants of the prototype ∞ coil.

Exciting coil	Conductor length	4.7m
	Diameter of conductor	0.4mm
	Coil outer diameter	23mm
	Coil inner diameter	20mm
	Coil length	10mm
	Number of turn	75
	Number of coil layers	3
	Number of coils	2
Sensing coil		
Conductor length		60cm
Diameter of conductor		0.1mm
Axis core		Ferrite bar (MnZn)
Coil outer diameter		1.4mm×2.4mm
Coil inner diameter		1mm×2mm
Coil length		6mm
Number of turn	100	
Number of coil layers	2	

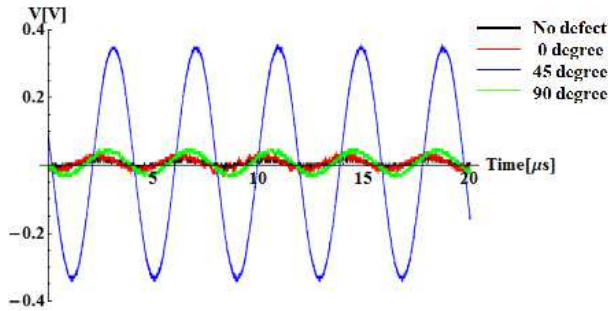


Fig.8 Measured voltages of the practical sensing coil.



Fig. 9 Target piece with three defects.

Fig. 8 shows the measured voltages corresponding to that of cases in Figs. 4 and 5. Even though the peak measured voltage is somewhat smaller than those of Fig.6, sensing characteristics of the prototype ∞ coil well correspond to that of Fig. 6. Thus, we have succeeded in innovating new type eddy current sensor " ∞ coil" by means of the 2D and 3D finite elements simulations.



Fig. 10 ET-5002 produced by Denshijiki Industry Co., Ltd.

To compare ∞ coil with conventional ECT sensors, we measured liftoff characteristics of three type sensors. Fig. 9 shows a target piece which is composed of SS400 steel. The target piece has three defects which are 20 mm length, 0.2 mm width and 0.2, 0.3, 0.4 mm depth on the surface. The defect was made by the electrical discharge machining. We moved the tested three ECT sensors with 50mm/s speed and measured the signal of defect by means of the commercial based signal processing device "ET-5002", shown in Fig. 10. Operating principle of the ET-5002 is that the equilibrium balanced condition of the bridge circuit picks up only the discontinuity of signals when the sensor runs over the defect. We employed 256 kHz operating frequency. Liftoff was changed every 1mm from 1mm to 10mm. The gain in dB, high pass filter in Hz, low pass filter in Hz and the liftoff distances were set up to the ET-5002.

Table 3 Specification of the tested three sensors

∞ coil	
Sensing coil	Exciting coil
Diameter of conductor: 0.1mm	Diameter of conductor: 0.12mm
Axis core: Ferrite bar (MnZn)	Axis core: No
Coil inner diameter: 0.5mm×2mm	Coil inner diameter: 6mm
Coil length: 4mm	Coil length: 6mm
Number of turn: 100	Number of turn: 100
Number of coil layers: 3	Number of coil layers: 3
Number of coils: 1	Number of coils: 2
Magnetic flux sensing type sensor	
Sensing coil	Exciting coil
Diameter of conductor: 0.1mm	Diameter of conductor: 0.12mm
Axis core: Ferrite bar (MnZn)	Axis core: No
Coil inner diameter: 1mm×2mm	Coil inner diameter: 4mm
Coil length: 10mm	Coil length: 12mm
Number of turn: 50	Number of turn: 100
Number of coil layers: 2	Number of coil layers: 1
Number of coils: 2	Number of coils: 1
Impedance sensing type sensor	
Sensing coil	Exciting coil
Diameter of conductor: 0.1mm	
Axis core: Ferrite bar (MnZn)	
Coil inner diameter: 0.5mm×2mm	
Coil length: 10mm	
Number of turn: 100	
Number of coil layers: 3	
Number of coils: 2	

Table 3 lists specifications of ∞ coil, Magnetic flux sensing type sensor and Impedance sensing type sensor. The size of sensing coil and exciting coils of the ∞ coil were constructed by means of the optimization based on the 3D finite elements simulations.

Magnetic flux sensing and Self-induction type sensors are the commercial based products of Denshijiki Industry Co., Ltd.

Both of the sensors are based on the differential property of 8 shape coil. The difference between them is that the magnetic flux sensing type employs an independent exciting coil surrounds 8 shape coil. On the other side, the exciting magnetic fields of self-induction type are produced by the currents flowing through the 8 shape coil.

Thus, both two commercial based sensors are capable of detecting the defects in the target materials with high sensibility.

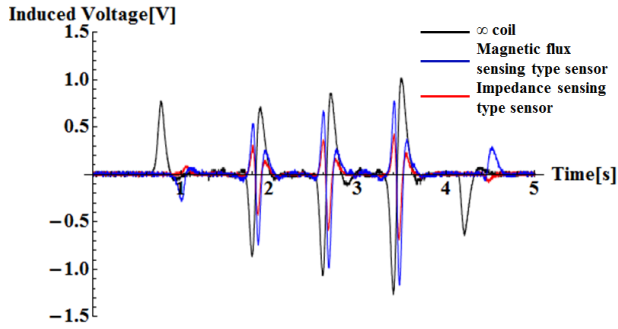


Fig. 11 Induced voltage (liftoff = 2mm)

Fig. 11 shows induced voltages of the three type sensors when passing close to and get away from a target piece having a line defect.

Observe the signal makes it possible to find the 5 distinct peaks in each of the sensor signals. Among 5 peaks, the first and last ones are occurred when the sensors are getting close and away from the target. Thereby, let us focus on the 3 peaks caused by the three defects excepting the first and last peaks.

Magnitudes of these 3 peaks depend on each of the defect depths while every sensor is used. Among the signals in Fig. 11, the signal obtained

by ∞ coil is the most sensitive compared with that of the others. To evaluate a more detailed characteristic, we focus on the signal caused by defect whose depth is 0.2mm.

Fig. 12 shows the peak induced voltages when changing the liftoff distances from 1mm to 10mm. It is found that the ∞ coil is superior in most of liftoff cases. However, we confront to intensive difficulty when obtaining the highly noisy signals. To overcome this difficulty, it is required to evaluate the signal to noise (S/N) ratio. In the present paper, the S/N ratio is defined by the ratio between the peak defect and no defect signals.

Fig. 13 shows results for the S/N ratios. As shown in Fig. 13, the S/N ratio is inversely proportional to the magnitude of liftoff. Comparison of the results in Figs. 12 and 13 suggests that our ∞ coil is superior S/N ratio to the others. Thus, we have succeeded in developing ∞ coil having a higher sensibility compared with those of conventional one.

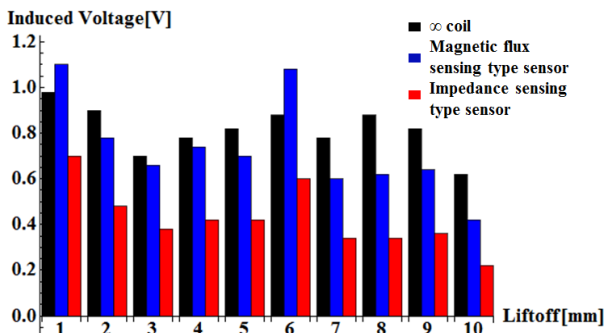


Fig. 12 Peak signal magnitude vs. liftoff

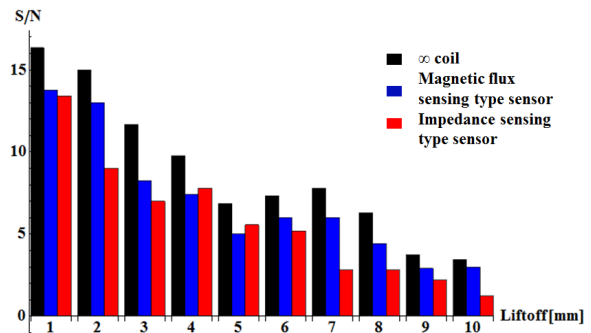


Fig. 13 S/N Ratio vs. liftoff

Conclusion

As shown above, we have succeeded in innovating and optimizing a new high sensibility eddy current sensor " ∞ coil".

All of the 2D and 3D finite elements simulations were carried out by the finite element package "Femtet" produced by Murata Software Co. Ltd.

References

- [1] I.Marinova, S.Hayano and Y.Saito, Ployphase eddy current testing, Journal of Applied Physics, Vol. 75, No.10, pp. 5904-5906, 1994.
- [2] N.Burais and A.Nicolas, Electromagnetic field analysis in remote field eddy current testing systems, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.25, No.4, pp.3010-3012, 1989.
- [3] S.McFee and J.P.Webb, Automatic mesh generation for h-p adaption, IEEE Transactions on Magnetics, Vol.29, No.2, pp.1894-1897, 1993.

Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic, Superconducting, Multifunctional and Nano Materials

10.4028/www.scientific.net/MSF.792

Development of a New High Sensitive Eddy Current Sensor

10.4028/www.scientific.net/MSF.792.98

OS4 - 03

準解析的手法による有限長ソレノイドコイルの全周波数解析

All Frequency Analysis of the Finite Length Solenoid Inductors by Quasi-Analytical Approach

岩永 連弥*¹(学生員), 齊藤 兆古*¹(正員)

Renya IWANAGA (Stu. Mem.), Yoshifuru SAITO (Stu. Mem.)

Seamless analysis method from the DC to microwave frequencies is difficult task but essential to modern sub-micron integrated devices from the viewpoint of electromagnetic compatibility, in particular ELF and SAR problems to the human body.

In the present paper, we never try an exact all frequency analysis but try to carry out a simple frequency characteristics of finite length solenoid inductor exhibiting a resonance phenomena. Our method of all frequency analysis is the quasi-analytical approach. The essence of this method is that any geometrical shape could be represented by combination of simple and small shape having the analytical circuit parameters, e.g., inductance resistance. We apply our quasi-analytical method to a simple finite length solenoid inductor. As a result, all wave solution reflecting on the practical frequency characteristics of the solenoid coil could be obtained.

Keywords: all wave analysis, quasi-analytical approach, finite length solenoid inductor, resonance phenomenon.

1 緒言

近年, 電気電子機器の高性能化に伴い, 高周波動作を前提とする磁気素子が増加している。これは, 電磁界解析において, 磁気素子の抵抗やインダクタンスを集中定数として考えることが困難なことを意味している。一方, 電磁界解析のために, 様々な数値計算の手法が提案されており, 各問題に応じて商用のソフトウェアパッケージを利用可能である。電磁界解析は, 電磁界を支配する方程式が偏微分方程式であることから, 微分を有限差分で直接置き換える有限差分法(Finite Difference Method), 変分原理に基づく有限要素法(Finite Element Method)などの数値解析法で行われる。また, 電磁界が無遠点まで広がる開領域問題に対しては, 偏微分方程式の基本解を仮定した境界要素法(Boundary Element Method)などの積分方程式形解法が採用される。何れの数値解析法も空間・時間領域を細分化し, 細分化された個々の領域で解析的な関数を仮定して解くのが共通の特徴である。

本論文で述べる準解析的電磁界解析法に於いて, 問題対象領域を細分化する作業は, 従来の数値解析法と同じである。しかし, 細分化する過程は大幅に異なる。

従来の数値解析法は, 細分化された個々の領域で比較的簡単に解析的な解を仮定するため, 細分化の方法は比較的自由度が高い。しかし, 準解析的方法は, 細分化された個々の領域で解析解を仮定するため, 細分化の方法は限定され, 自由度は少ない。しかしながら, 従来の方法は, 細分化した領域で, 解の形を仮定するのみであるから, 高精度な解を得るためには大規模計算が必要となる。他方, 準解析的方法は, 細分化された部分で解析解を前提とするため, 比較的小規模な計算で高精度な結果が得られる。また, 解析解の組み合わせで定式化を行うため, 閉領域・開領域に無関係に両者を包含した解を与える。すなわち, 有限要素法と境界要素法, または, 微分方程式法と積分方程式法を包含した解析法が準解析的電磁界解析法である。

このような観点から, 筆者らは準解析的方法を提唱し, その有効性を従来の数値解析では不可能であった問題を解析可能とすることで報告してきた[1][2]。筆者等の提唱する準解析的方法に対して, 指摘された唯一の問題点は, 変位電流が勘案されていない点であったが, この指摘に対し我々はフィルム状導体の解析において変位電流が考慮し, 新しい準解析的手法として提案した[3]。

本稿は, 螺旋状に巻かれた有限長ソレノイドコイルの形状を正確に考慮し, さらに第一近似であるが導体の表皮効果を考慮し解析を行ったものである。準解析的手法による解と実験値との対応は完全で無いが, 本

連絡先: 岩永 連弥, 〒184-8854 東京都小金井梶野町 3-7-2, 法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻齊藤兆古研究室,

e-mail: renya.iwanaga.3a@stu.hosei.ac.jp

*¹法政大学

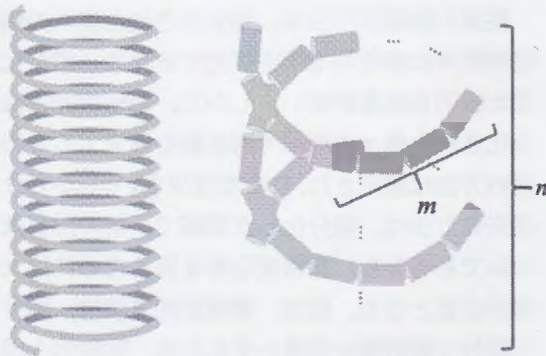
稿で提案した準解析的手法を用いることで、共振現象が解析可能であることを報告する。

2 準解析的電磁界解析手法

ここでは、本論文で採用する有限長ソレノイドコイルの例を取り上げて準解析的手法の原理を説明する。

まず、Fig.1(a)に示す有限長ソレノイドコイルについて考える。ここで、Fig.1(b)に示すように、有限長ソレノイドコイルの1巻を解析的な取り扱いが容易な m 個の円柱型微小導体に分割し、そのモデルを n 個連ねることで、巻数 n 回のコイルを再現する。円柱導体モデル中の平行な2本を Fig.2 に示す。円柱導体の総数は、 $m \times n$ 個となる。

円柱導体の長さはコイルの1巻を円で近似し、その円周の $1/m$ とする。これは円柱導体の数 m を無限大とした場合に有限長ソレノイドコイルを厳密に再現可能とする条件による。



(a) Original finite length solenoid inductor. (b) Modeling of finite length solenoid inductor.

Fig.1 Modeling of a finite length solenoid inductor.

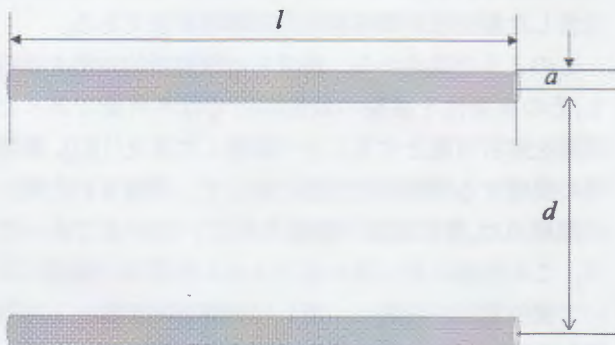


Fig.2 Two parallel located subdivisions in the i^{th} small conductors having circular cross-section.

個々の円柱導体の電気抵抗 r と自己インダクタン

ス L は解析的に計算可能であり、Bessel 関数を用いて解析解を求めることで、電流が均一に分布するとした表皮効果を勘案することが出来る。

ここで、 σ 、 a 、 l 、 μ_0 をそれぞれ抵抗率、導体の半径、透磁率とすれば、

$$k = a \sqrt{\frac{\omega \mu \pi}{2\rho}} \quad (1)$$

として、自己インダクタンス L 、電気抵抗 r はそれぞれ、以下のように与えられる。

(a) 電源角周波数 ω が小さく、 $k < 1$ の場合

$$\begin{aligned} L &= L_i + L_o \\ &= \frac{\mu_0 l}{2} \left(1 - \frac{1}{6} k^4 \right) \\ &\quad + \frac{\mu_0}{2\pi} \left[l \ln \left(\frac{l + \sqrt{a^2 + l^2}}{a} \right) - \sqrt{a^2 + l^2} + a \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$r = r_D \left(1 + \frac{1}{3} k^4 \right) \quad (3)$$

(b) 電源角周波数 ω が大きく、 $k \geq 1$ の場合

$$\begin{aligned} L &= L_i + L_o \\ &= \left(\frac{\mu_0 l}{2} \right) \left\{ \frac{1}{k} - \left(\frac{1}{64} \frac{1}{k^3} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{\mu_0}{2\pi} \left[l \ln \left(\frac{l + \sqrt{a^2 + l^2}}{a} \right) - \sqrt{a^2 + l^2} + a \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$r = r_D \left(\frac{1}{4} + k + \frac{1}{64} \frac{1}{k^3} \right) \quad (5)$$

但し、 r_D 直流抵抗であり、

$$r_D = \frac{\rho l}{\pi a^2} \quad (6)$$

とする。

Fig.2 のモデルでは同一円柱導体が平行に配置されているから、導体間に磁束による相互結合が存在し、この相互結合は相互インダクタンス M_{ij} で表される。また、非平行の相互インダクタンスも、電流の向きと

角度を考慮することで計算できる。

$$M_{ij} = \frac{\text{Cos}\theta \times \mu_0 l}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{l + \sqrt{l^2 + d_{ij}^2}}{d_{ij}} \right) - \sqrt{1 + \left(\frac{d_{ij}}{l} \right)^2} + \frac{d_{ij}}{l} \right] \quad (7)$$

また、円柱導体間に存在する変位電流はキャパシタンス C_{ij} で表される。ここでは、キャパシタンスは平行である円柱導体間にもみ存在すると仮定する。

$$C_{ij} = \frac{\pi \epsilon_0 l}{\ln \left(\frac{d_{ij}}{a} \right)} \quad (8)$$

ここで、下添え字 ij は第 i 番目と j 番目の円柱導体を示し、 d_{ij} は第 i 番目と j 番目の円柱導体間の距離であり、 ϵ_0 は真空中の誘電率である。

従って、1 ターンごとの分割個数 $m=3$ 、巻数 $n=2$ の場合、Fig.1(a)の有限長ソレノイドコイルは、Fig.3の等価回路で表される。

すなわち、有限長ソレノイドコイルのインピーダンスの周波数特性解析問題は、Fig.2 に示す等価回路を複数個組み合わせた電気回路解析問題へ帰する。

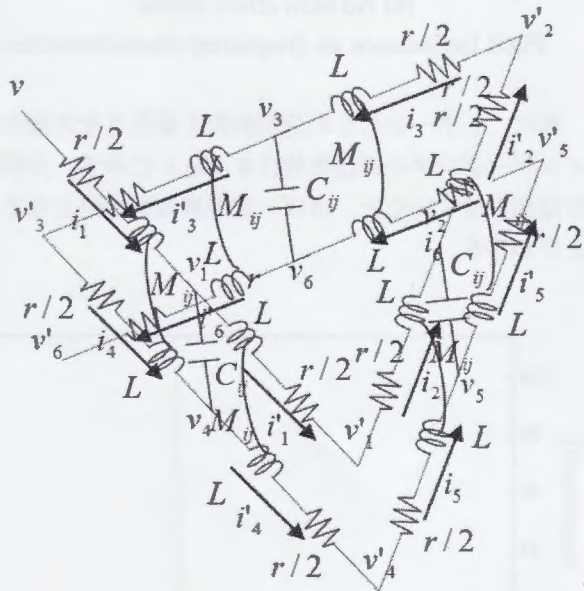


Fig.3 Equivalent circuits

ここで、 X, Y を(10), (11)式のようにそれぞれ状態変数ベクトルと入力ベクトルとすれば、この等価回路の定常状態におけるシステム方程式は次式で与えられる

$$Y = DX \quad (9)$$

$$X = [i_1 \ i_2 \ \dots \ i_{(m \times n)} \ i'_1 \ i'_2 \ \dots \ i'_{(m \times n)} \ v_1 \ v_2 \ \dots \ v_{(m \times n)} \ v'_1 \ v'_2 \ \dots \ v'_{(m \times n - 1)}]^T \quad (10)$$

$$Y = [v_{in} \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]^T \quad (11)$$

ここで、 0 は零行列であり、 I は $(m \times n)$ 次の単位行列で、行列 D は、次式で与えられる。

$$D = \begin{bmatrix} R+L+M & M & I_{(m \times n)} & -K_1 \\ M & R+L+M & -I_{(m \times n)} & K_2 \\ I_{(m \times n)} & -I_{(m \times n)} & C & 0 \\ K_1^T & -K_2^T & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$R = \begin{bmatrix} r & 0 & \dots & 0 \\ 0 & r & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & r \end{bmatrix} \quad (13)$$

$$L = \begin{bmatrix} j\omega L & 0 & \dots & 0 \\ 0 & j\omega L & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & j\omega L \end{bmatrix} \quad (14)$$

$$M = \begin{bmatrix} 0 & j\omega M_{12} & \dots & j\omega M_{1j} \\ j\omega M_{21} & 0 & \dots & j\omega M_{2j} \\ \dots & \dots & 0 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & 0 \\ j\omega M_{i1} & j\omega M_{i2} & \dots & 0 \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$C = \begin{bmatrix} -j\omega \sum_{j=1}^m C_{1j} & 0 & \dots & 0 & j\omega C_{1j} & \dots & 0 \\ 0 & -j\omega \sum_{j=1}^m C_{2j} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & -j\omega \sum_{j=1}^m C_{(i-1)j} & 0 \\ 0 & \dots & j\omega C_{ij} & 0 & \dots & 0 & -j\omega \sum_{j=1}^m C_{ij} \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\mathbf{K}_1 = \begin{bmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ 1 & \cdots & \cdots \\ 0 & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & \cdots & 1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{K}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots & 1 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (17)$$

(12)式に示されるように、行列 D は正方行列であるから、 D の逆行列を(9)式のシステム方程式の両辺にかけることにより、(18)式を得ることが出来る。

$$\mathbf{X} = \mathbf{D}^{-1}\mathbf{Y} \quad (18)$$

従って、(18)式から得られた X から、電流ベクトル I が得られる。

$$\mathbf{I} = [i_1 \quad i_2 \quad \cdots \quad i_{(m \times n)} \quad i'_1 \quad i'_2 \quad \cdots \quad i'_{(m \times n)}] \quad (19)$$

式(19)で、出力電流となる $i'_{(m \times n)}$ と入力電圧 v_{in} から、(20)式によって有限長ソレノイドコイルのインピーダンスは求められる。

$$\mathbf{Z} = v_{in} / |i'_{(m \times n)}| \quad (20)$$

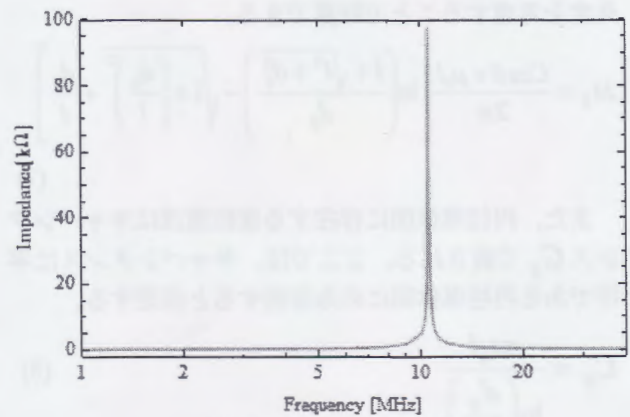
3 例題

準解析的手法による有限長ソレノイドコイルの計算例を示す。ここで、計算で用いた有限長ソレノイドコイルの諸定数を表1に示す。

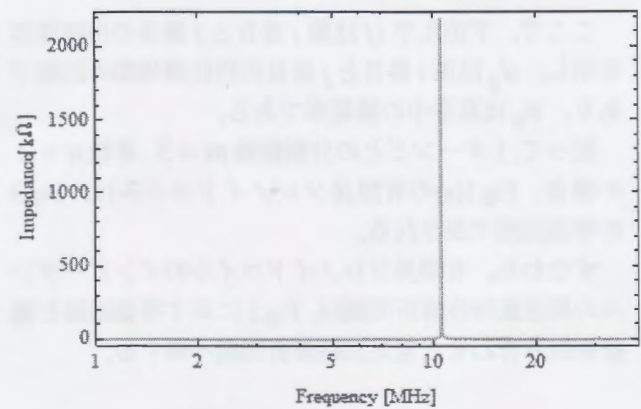
Table1. Various constants used in the computation of finite length solenoid coil.

材質	銅
銅の抵抗率	$1.72 \times 10^{-8} [\Omega \cdot m]$
ソレノイドの大きさ	直径 2[cm] × 長さ 2.2[cm]
巻数	20[turn]
コイル径	0.5[mm]
分割個数/巻数	100
印加電圧	1.0[V]

Fig.4 に、インピーダンスの周波数特性を示す。インピーダンスは式(20)により求められる。Fig.4 から、明らかに、有限長ソレノイドコイルの並列共振現象を観察することが出来る。Fig.4(b)には、表皮効果を考慮しないインピーダンスの周波数特性を示す。Fig.4(a)に示されている表皮効果を考慮したモデルによる計算結果は、Fig.4(b)と比較すると、共振周波数はほぼ変わらず、インピーダンスが小さくなっている。これは、高周波において表皮効果により導体内部に電流が存在せず、導体の抵抗が大きくなったためである。



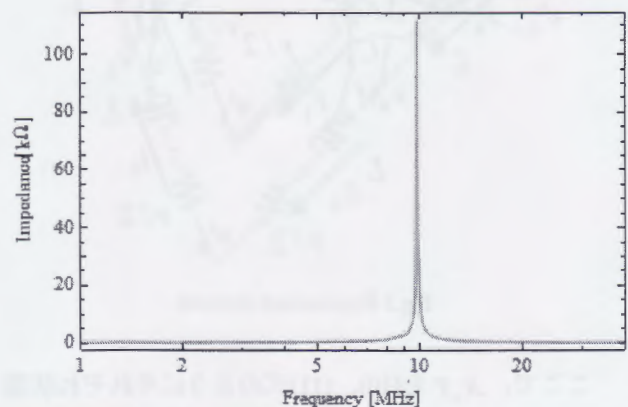
(a) Skin effect model



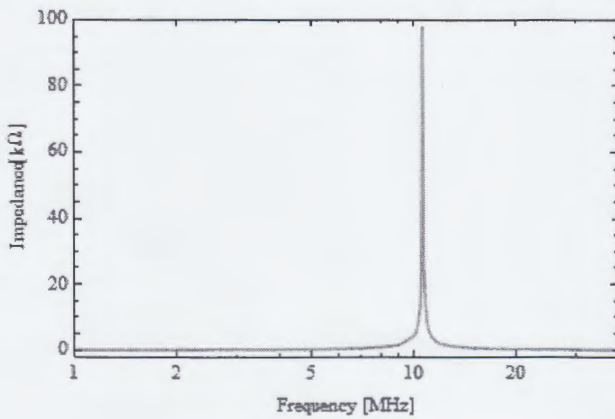
(b) No skin effect model

Fig.4 Impedance vs. frequency characteristics.

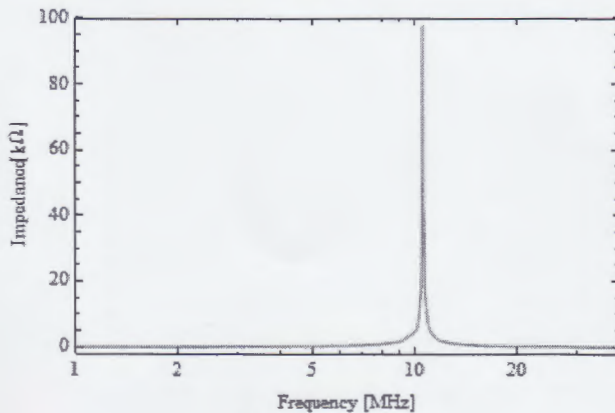
次に、1 ターンごとの分割個数を変化させた場合のインピーダンスの周波数特性を Fig.5 に示す。分割数を増加させていくと、ほぼ一定の周波数特性となることがわかる。



(a) $m=3$



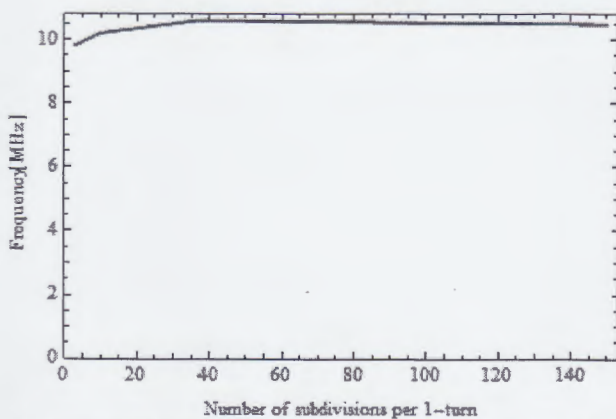
(b) $m = 36$



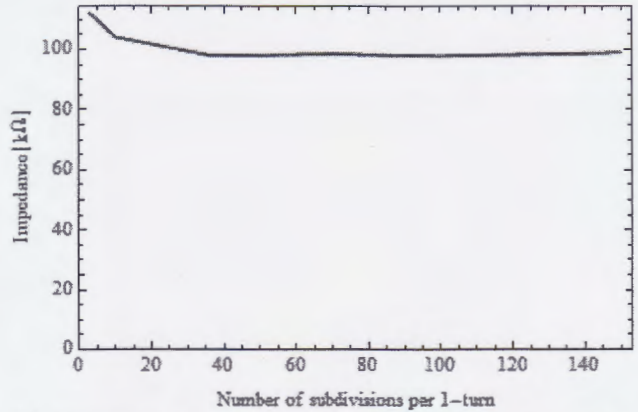
(c) $m = 100$

Fig.5 Impedance versus frequency characteristics changing the subdivision m in each turn from 3 to 100.

Fig.5 に 1 ターンごとの分割個数 m を変化させた場合の計算結果との関係を示す。



(a) Summarizes a relationship between the resonant frequency and the number of subdivisions m .



(b) Summarizes a relationship between the resonant impedance and the number of subdivisions m .

Fig6. Changing the subdivisions m in every turn.

Fig6(a)から、共振周波数は、分割個数 m の増加に従い一定値に収束していることがわかる。Fig.6(b)からは、インピーダンスも同様に、一定値に収束していることがわかる。これは、準解析的手法が分割した円柱導体の長さが無限小であるとき、すなわち、分割個数が無限大となるとき厳密解を与えるためである。

4 結言

本稿では、我々の提案する準解析的手法による、浮遊容量を考慮した有限長ソレノイドコイルの解析を行った。また、表皮効果を考慮することでより現実に即したモデルによる解析が可能となった。完全な実験値を再現するには聊か距離があるが、有限長ソレノイドコイルの共振現象が解析可能であることを報告した。

参考文献

- [1] T.Talano, S.Hayano, and Y.Saito : "Coil impedance computation having arbitrary geometrical shape", IEEE/PESC'98, Vol2, May 1998.
- [2] 渡澤泰之・早野誠治・齊藤兆古 : 「準解析的手法による電磁界解析の提案」, マグネティックス研究会資料, MAG-00-117, 2000.
- [3] 渡澤泰之・早野誠治・齊藤兆古 : 「準解析的手法による電磁界解析手法の提案 - 導体間のキャパシタンス -」, マグネティックス研究会資料, MAG-00-254, 2000.

準解析的手法による有限長ソレノイドコイル の全周波数解析

All Frequency Analysis of the Finite Length Solenoid Inductors
by Quasi-Analytical Approach

岩永連弥, 齊藤兆古
(法政大学 大学院)

R.Iwanaga, Y.Saito
(Hosei University)

目次

1. 背景
2. 準解析的手法
3. 有限長ソレノイドコイルのモデリング
4. システム方程式
5. 計算結果
6. 結論

1 背景

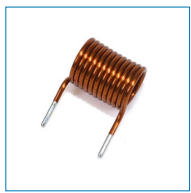
電気電子機器の高性能化

電子部品の高周波化が大きな役割を担う

高周波動作を前提とする素子の増加



1 背景



有限長ソレノイドコイル

自己共振現象

高周波で動作するコイルに起こる問題

従来型的手法では解析は難しい

- FDM
 - FEM
- etc...

しかしながら、高周波で用いられる素子は増加している

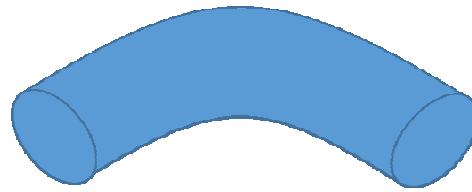
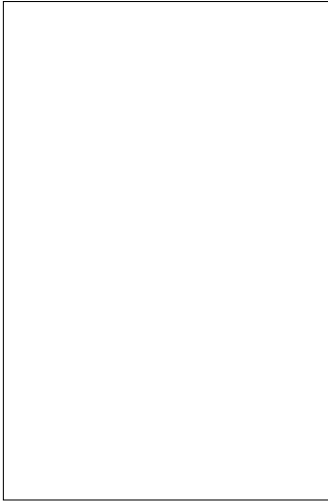
現代社会に適した新しい手法が必要

準解析的手法の提案

任意形状コイルの解析を可能とする手法



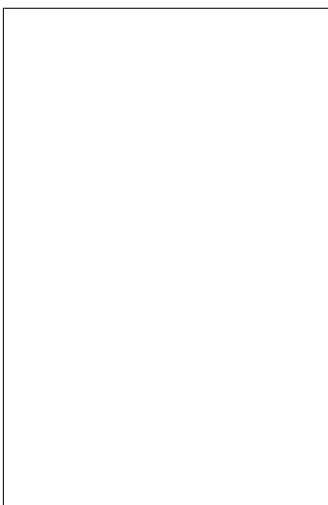
2 準解析的手法



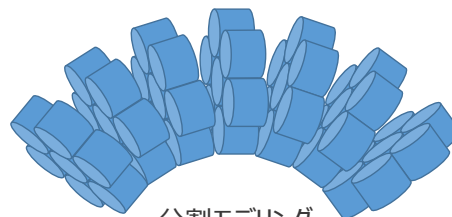
任意形状コイル

5

2 準解析的手法



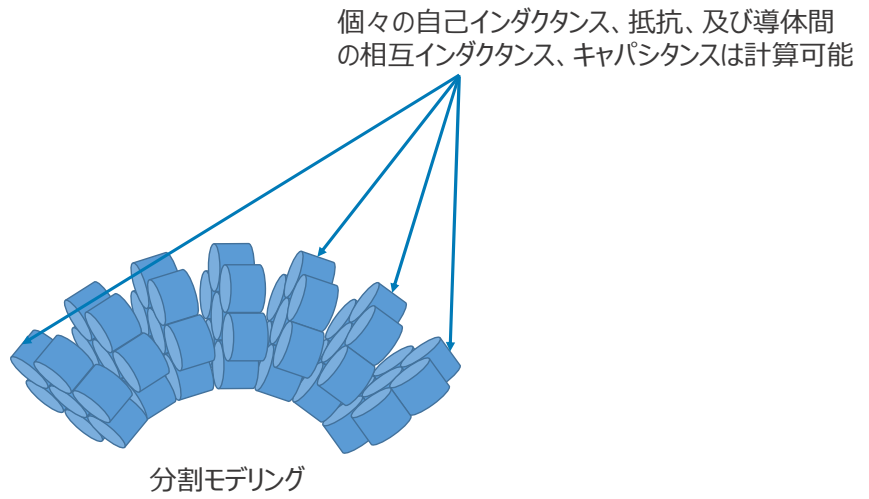
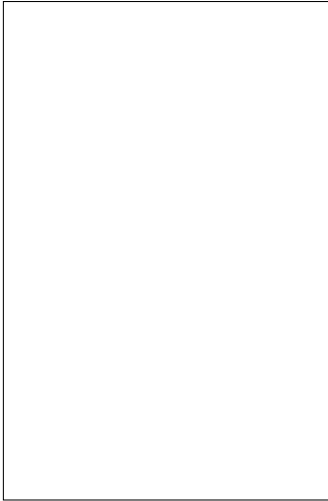
任意形状コイル



分割モデリング

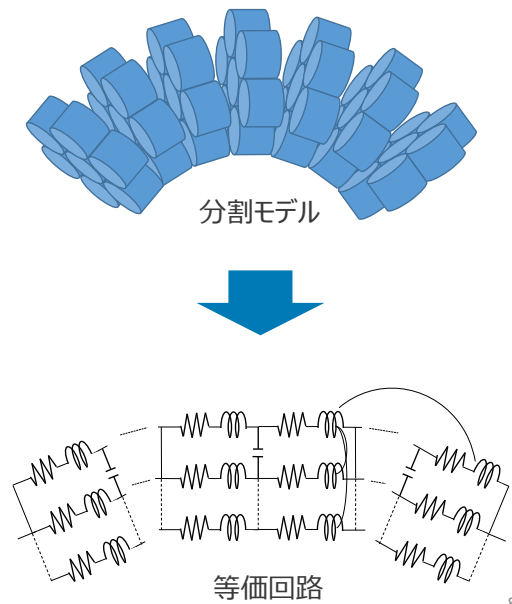
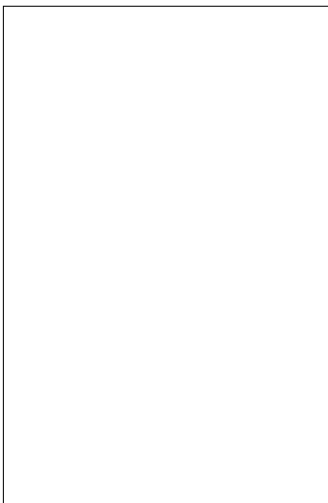
6

2 準解析的手法



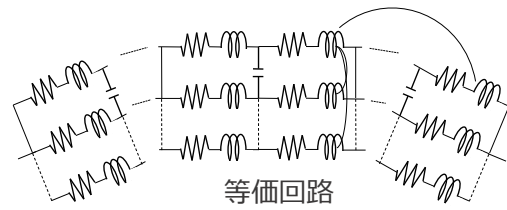
7

2 準解析的手法

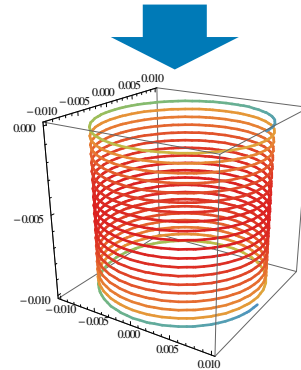


8

2 準解析的手法



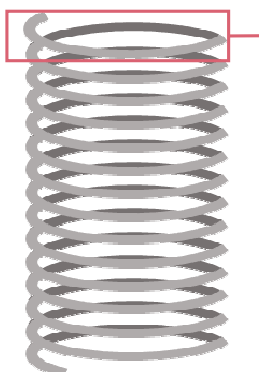
等価回路



電流分布

9

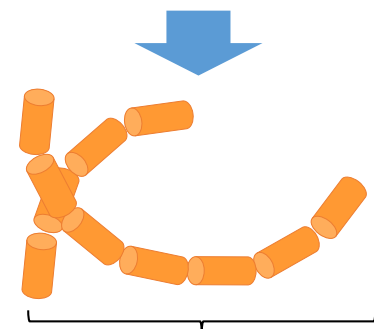
3 有限長ソレノイドコイルのモデリング



有限長ソレノイドコイル

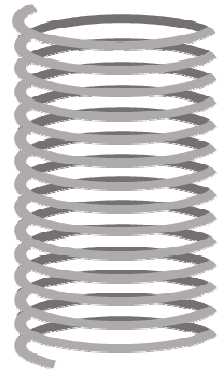


有限長ソレノイドコイルの1ターン

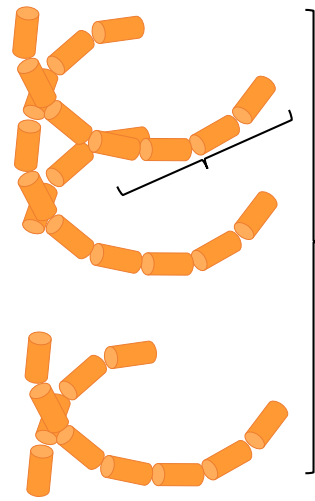
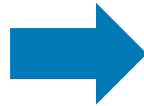


10

3 有限長ソレノイドコイルのモデリング



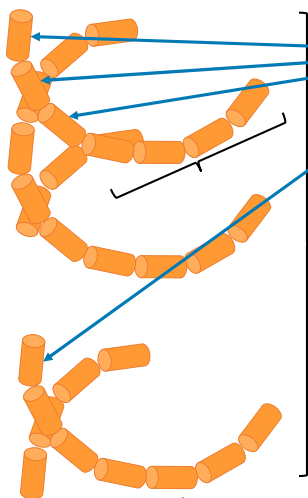
有限長ソレノイドコイル



分割モデル

11

3 有限長ソレノイドコイルのモデリング



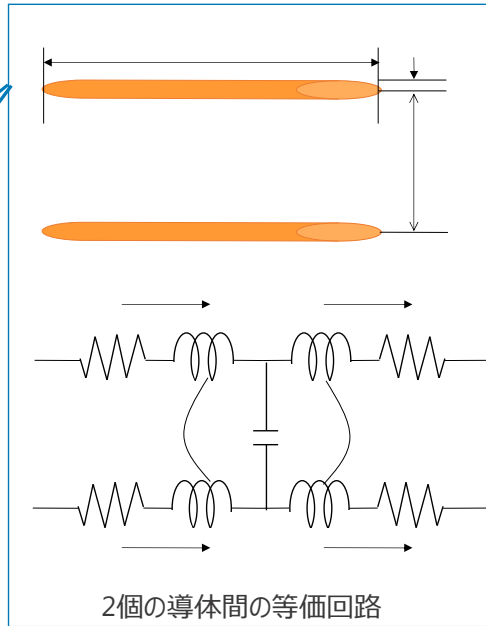
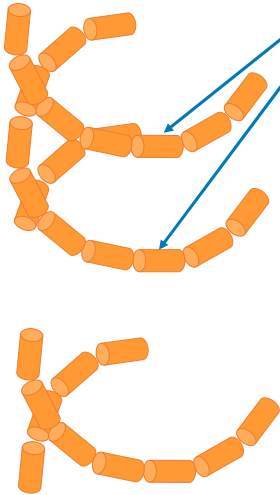
個々の自己インダクタンス、抵抗、及び導体間の相互インダクタンス、キャパシタンスは計算可能

分割モデル

12

3 有限長ソレノイドコイルのモデリング

2 個の導体を抜き出して考える



$$k = a \sqrt{\frac{\omega \mu \pi}{2\rho}}$$

電源角周波数 ω が小さくの場合

自己インダクタンス

$$L = L_i + L_o$$

$$= \frac{\mu l}{2} \left(1 - \frac{1}{6} k^4 \right)$$

$$+ \frac{\mu_0}{2\pi} \left[l \ln \left(\frac{l + \sqrt{a^2 + l^2}}{a} \right) - \sqrt{a^2 + l^2} + a \right]$$

抵抗

$$R = R_D \left(1 + \frac{1}{3} k^4 \right)$$

電源角周波数 ω が小さくの場合

自己インダクタンス

$$L = L_i + L_o$$

$$= \left(\frac{\mu_0 l}{2\pi} \right) \left\{ \left(\frac{1}{k} - \left(\frac{1}{64} \frac{1}{k^3} \right) \right) \right\}$$

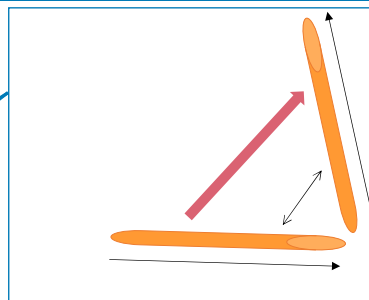
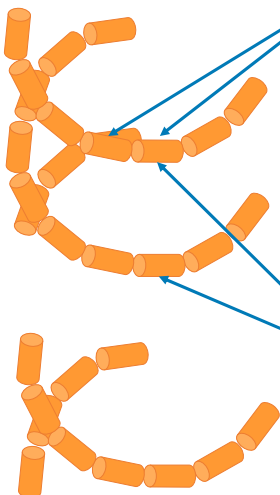
$$+ \frac{\mu_0}{2\pi} \left[l \ln \left(\frac{l + \sqrt{a^2 + l^2}}{a} \right) - \sqrt{a^2 + l^2} + a \right]$$

抵抗

$$R = R_D \left(\frac{1}{4} + k + \frac{1}{64} \frac{1}{k^3} \right)^{13}$$

3 有限長ソレノイドコイルのモデリング

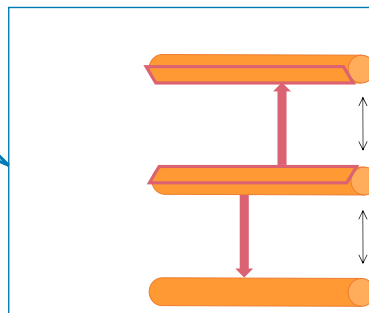
2 個の導体を抜き出して考える



相互インダクタンス

$$M_{ij} = \frac{\mu}{4\pi} \iint \frac{ds_2 \cdot ds_1}{d_{ij}}$$

$$= \frac{\cos\theta \times \mu_0}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{l + \sqrt{l^2 + d_{ij}^2}}{d_{ij}} \right) - \sqrt{1 + \left(\frac{d_{ij}}{l} \right)^2} + \frac{d_{ij}}{l} \right]$$



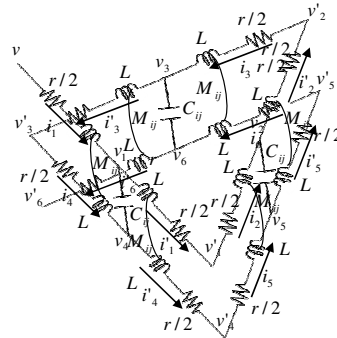
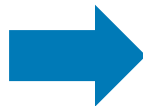
導体間の静電容量

$$C_{ij} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 S}{d}$$

3 有限長ソレノイドコイルのモデリング



最も簡単なソレノイドコイル



最も基本的な等価回路

4 システム方程式

システム方程式 $\mathbf{Y} = \mathbf{DX}$

状態変数ベクトル $\mathbf{X} = [i_1 \ i_2 \ \dots \ i_{m \times n} \ i'_1 \ i'_2 \ \dots \ i'_{m \times n} \ v_1 \ v_2 \ \dots \ v_{m \times n} \ v'_1 \ v'_2 \ \dots \ v'_{m \times n - 1}]^T$

入力 $\mathbf{Y} = [v_{in} \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]^T$

状態遷移行列 $D = \begin{bmatrix} R+L+M & M & I_{(m \times n)} & -K_1 \\ M & R+L+M & -I_{(m \times n)} & K_2 \\ I_{(m \times n)} & -I_{(m \times n)} & C & 0 \\ K_1^T & -K_2^T & 0 & 0 \end{bmatrix}$

4 システム方程式

$$\mathbf{Y} = \mathbf{D}\mathbf{X}$$

$$\mathbf{X} = [i_1 \ i_2 \ \cdots \ i_{(n \times m)} \ i'_1 \ i'_2 \ \cdots \ i'_{(n \times m)} \ v_1 \ v_2 \ \cdots \ v_{(n \times m)} \ v'_1 \ v'_2 \ \cdots \ v'_{(n \times m - 1)}]^T$$

$$\mathbf{Y} = [v_{in} \ 0 \ 0 \ \cdots \ 0]^T$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} R+L+M & M & I_{n \times m} & -K_1^T \\ M & R+L+M & -I_{n \times m} & K_2^T \\ I_{n \times m} & -I_{n \times m} & C & 0_{n \times 1} \\ K_1 & -K_2 & 0_{1 \times m} & 0 \end{bmatrix}$$

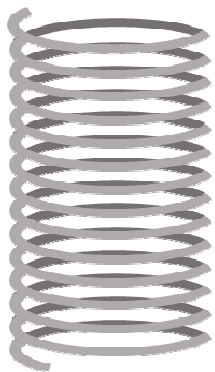
$$\mathbf{X} = \mathbf{D}^{-1}\mathbf{Y}$$

電流分布 $\mathbf{I} = [i_1 \ i_2 \ \cdots \ i_{(n \times m)} \ i'_1 \ i'_2 \ \cdots \ i'_{(n \times m)}]$

インピーダンス $Z = v_{in} / |i'_{(n \times m)}|$

17

5 計算結果



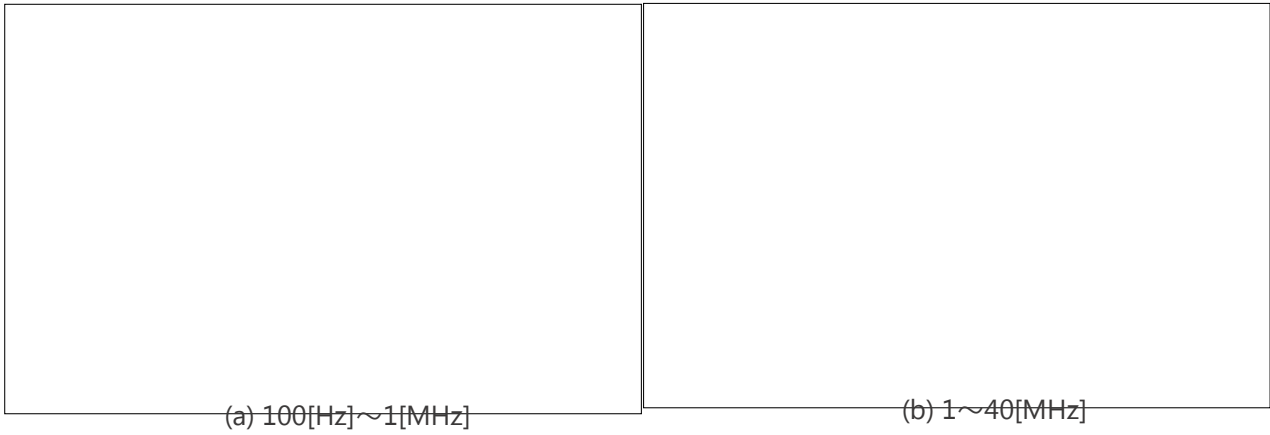
有限長ソレノイドコイル

有限長ソレノイドコイルの諸定数

諸定数	
素材	銅
抵抗率	
大きさ	
巻数	
コイル線径	
分割数	

18

5 計算結果

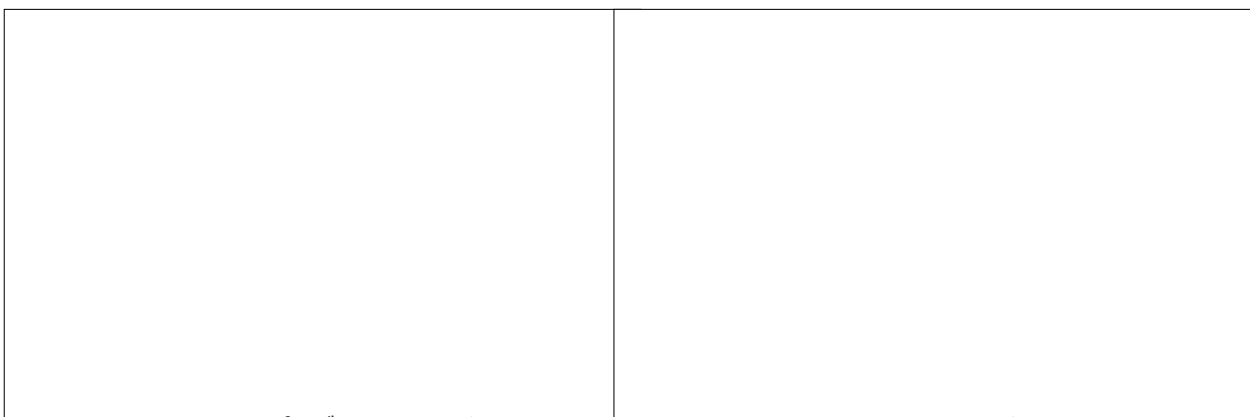


インピーダンスの周波数特性

計算結果 ————
実験値 ————

19

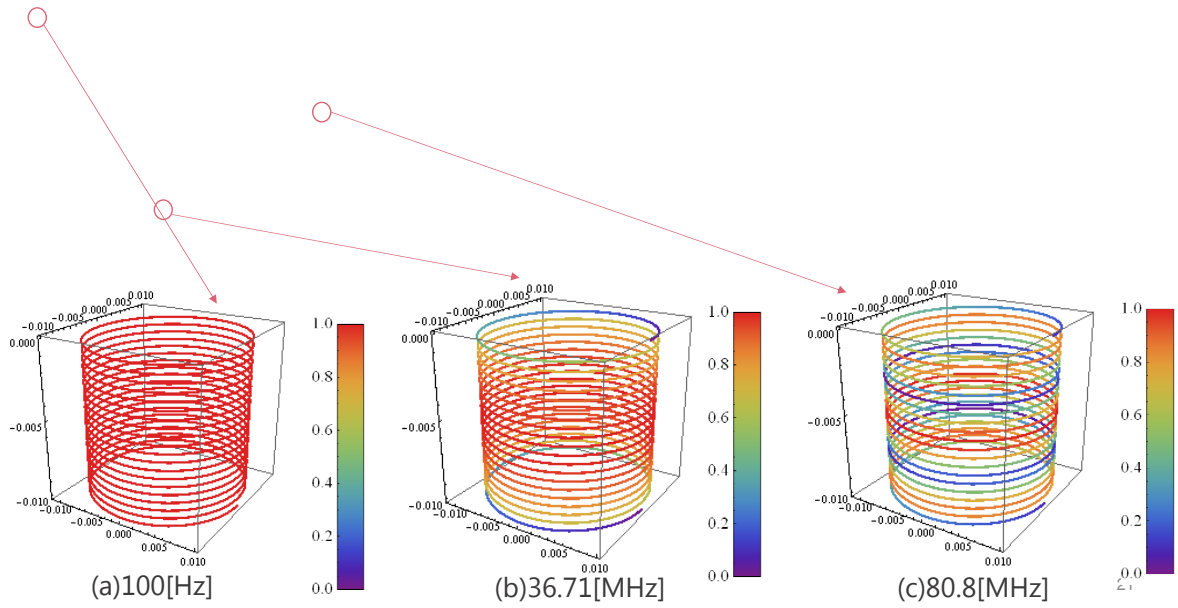
5 計算結果



100[Hz]から1[GHz]の周波数特性

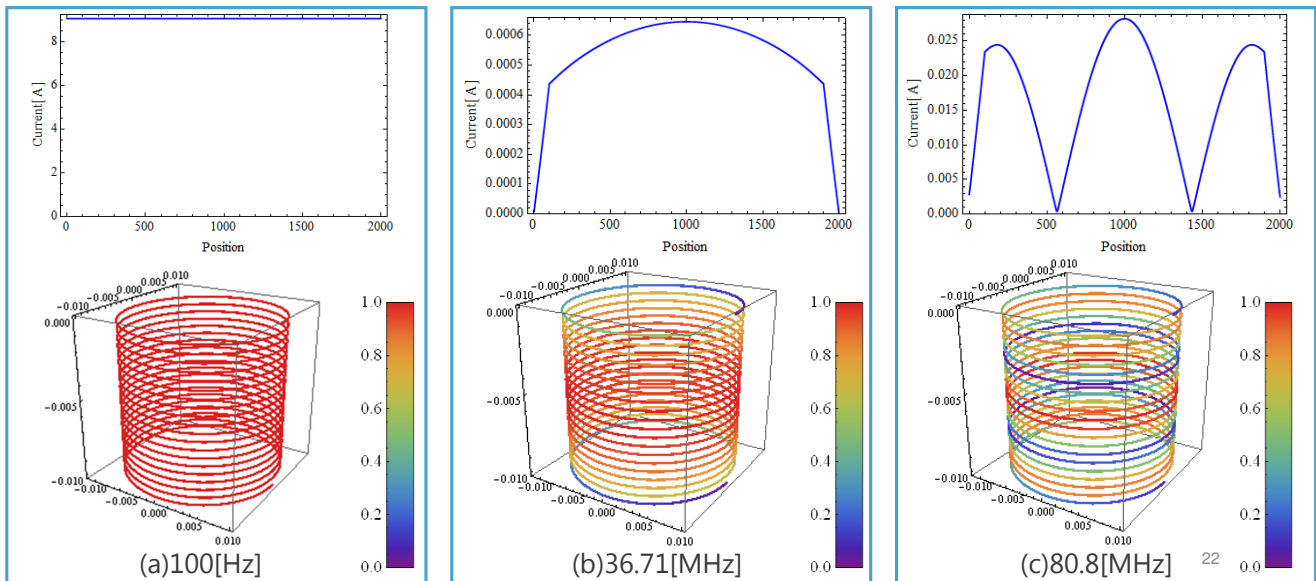
20

5 計算結果



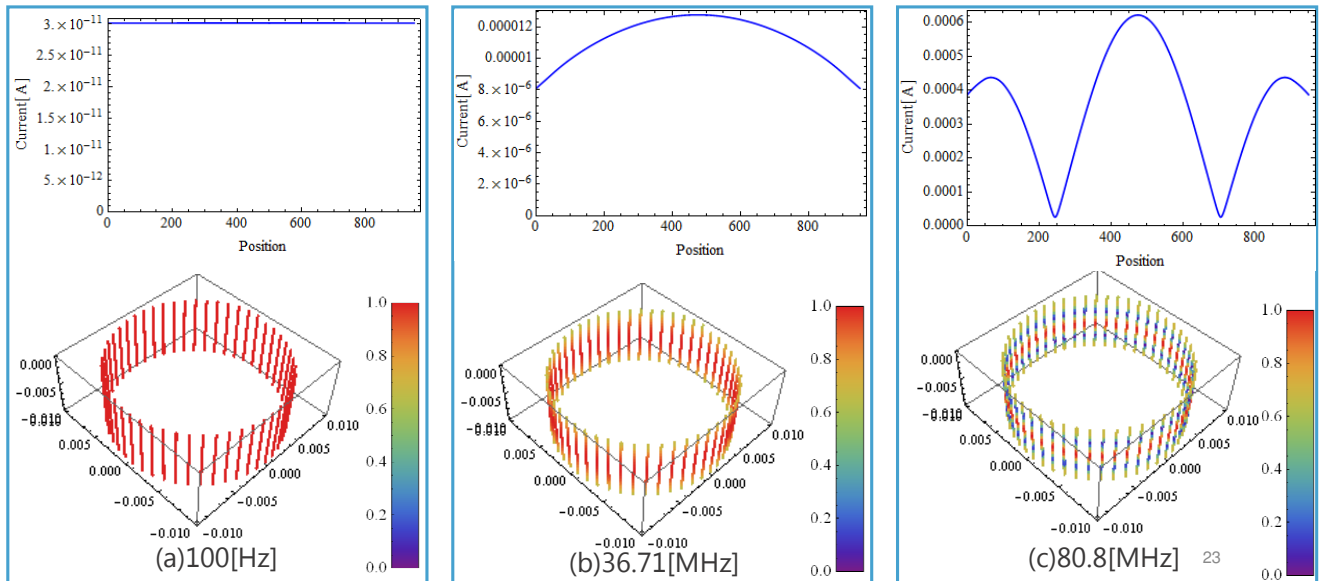
5 計算結果

導体の電流の絶対値を、その最大値全体を割ることで、0から1に正規化している



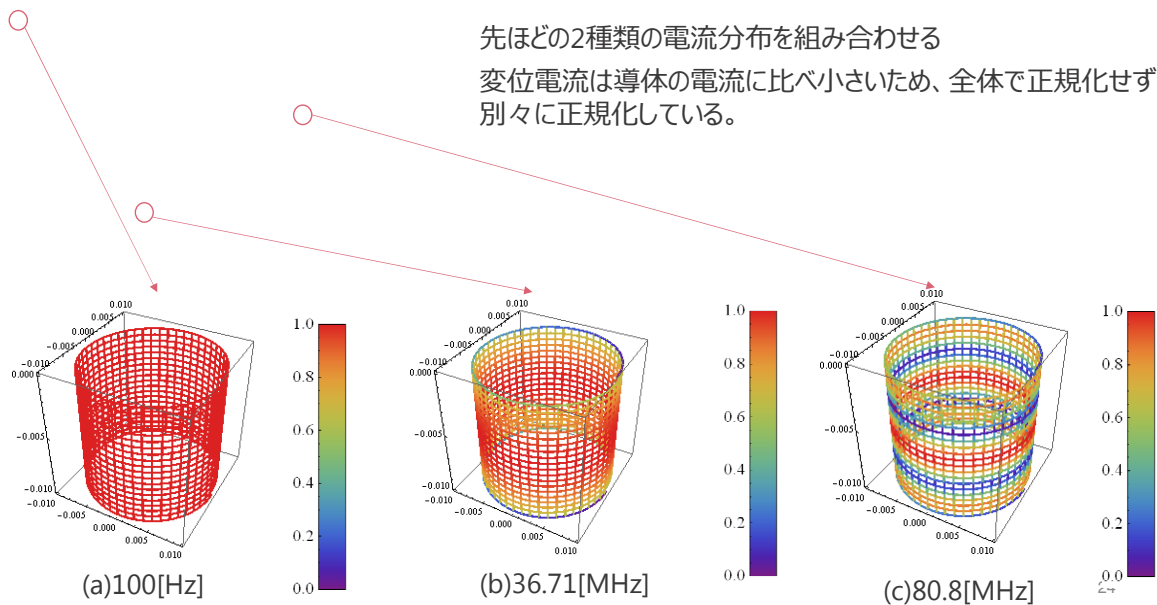
5 計算結果

変位電流も同様に、変位電流の最大値全体を割ることで、0から1に正規化する



5 計算結果

先ほどの2種類の電流分布を組み合わせる
 変位電流は導体の電流に比べ小さいため、全体で正規化せず、
 別々に正規化している。



準解析的手法による有限長ソレノイドコイルの形状を正確に考慮したモデルを提案

準解析的手法により有限長ソレノイドコイルの共振現象を再現できることを明らかに確認

また、変位電流を可視化した有限長ソレノイドコイルの電流分布を示した

基本でありながら困難である問題に対する一つの有力な手段として、**準解析的手法を用いた全周波解析を提案**

Thank you for your attention!

OS4 - 07

区間 1 次関数法による地磁気の周波数ゆらぎ解析

First Order Frequency Fluctuation Analysis of the Geomagnetic Signals

西山 祐樹^{*1}(学生), 齊藤 兆古^{*1}(教員)

Yuki Nishiyama (Stu.Mem.), Yoshifuru Saito (Mem.)

This paper concerns with the optimization problems in the frequency fluctuation characteristics analysis of the signals emitted from the geomagnetic by earthquake. To work out an excellent forecast system on earthquakes, we apply our 1st order frequency fluctuation analysis along with k-mean method to the geomagnetic field signals. According to our research on a relationship between the earthquakes and geomagnetic field signals, it has been found that both of the earthquakes and geomagnetic field signals are tightly related each other. Application of our 1st order frequency fluctuation analysis along with k-mean method makes it possible to clarify this fact in a most reasonable manner.

Keywords: geomagnetism, k-means method, first order frequency fluctuation analysis

1 序論

2011 年 3 月 11 日の東日本大震災発生後, 従来の地震予知技術よりも正確な地震予知を可能とする方が模索されている。

現時点で正確な地震予知技術として期待されている方法を挙げると, 断層などに代表される地質構造から変位・歪みなどの力学的なパラメータを用いるものから, 地中のラジウムから生成されるラドン濃度を測定することによるものまで数多く存在する。長期的な発生確率を予測する長期予知については歴史的観点や地震の周期性から, 高い精度で可能である。

一方, 地震発生直前に正確に地震発生時間を予知する短期予知に関しては未だに方法が確立されておらず, 地震予知の観点から大きな課題である。自然現象の予知は天気予報に代表されるように, 日々の暮らしの中で重要なものである。しかし, 完全な天気予報が不可能であるのと同様に確実な地震予知は不可能であろう。だからこそ, 可能な限り確度の高い地震の予測や予知は, 自然界の事象だけではなく, 人類が構築する飛行機や列車などの安全性確保に必要な技術である。

地磁気は地球が持つ磁気であり, 各点で向きと大きさを持つベクトル量である。地震等, 自然現象と地磁気の抽象的関係は良く知られているが, 両者を明確に

関連付ける解析的な方法は筆者の知る限り存在しない。

本研究の主要な目的は, 地磁気の健全性の定量的評価を前提とした地磁気監視システムの開発への第一歩であり, その第一段階として地磁気データの特徴を抽出することである。

この地磁気の特徴を抽出する解析法として, ゆらぎ周波数解析法を用いる。ゆらぎ周波数解析法は, 原子炉の主要構成材料である鉄材の中性子照射による劣化を強磁性体特有のバルクハウゼンノイズから診断する方法として 2011 年に提唱された, フーリエ・パワースペクトラムを入力としたシステムである。

一般的に周波数ゆらぎとしてよく知られているのは $1/f$ ゆらぎである。これは風音やさざなみ, 川のせせらぎなどの自然現象に多く含まれ, 人間に癒し効果を与えることが知られている。また, Fig. 1 の周波数ゆらぎの中で, フーリエ・パワースペクトラムが周波数に対して減衰せず一定のものはホワイトノイズと呼ばれ, 耳障りな音や不快感を覚える色彩や配列などから検出される。また $1/f^2$ ゆらぎと呼ばれる傾きが急峻で右下に垂下する周波数特性は単調な信号を意味し, 人間に不快感を与えるとされている。そして, $1/f$ ゆらぎはフーリエ・パワースペクトラムが周波数 f に反比例するゆらぎのことをいう。ただし, f は 0 より大きく, 範囲が有限である。

連絡先: 西山 祐樹, 〒352-0011 東京都小金井市梶野町 3-7-2, 法政大学大学院デザイン工学研究科システムデザイン専攻,

e-mail: yuki.nishiyama.5h@stu.hosei.ac.jp

^{*1}法政大学大学院

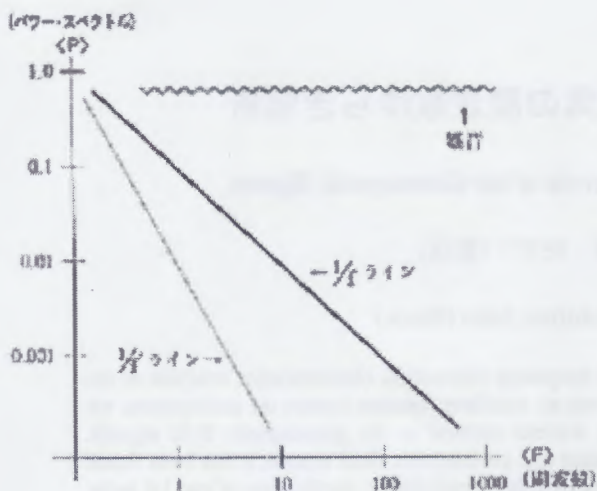


Fig. 1 Basic line of frequency fluctuation

従来のゆらぎ周波数解析法は $1/f$ ゆらぎ周波数解析法とも呼ばれ、信号情報のフーリエ・パワースペクトラムと周波数両者の対数を取った Fig. 1 に示す両対数グラフに関して、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を最小自乗法で一次近似し、得られる係数、すなわち傾きをフーリエ・パワースペクトラムの固有情報とし、その規則性や周期性を利用した信号処理方法である。すなわち、周波数とフーリエ・パワースペクトラム両者の対数値に対して、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を $a_0 + a_1 f$ なる周波数 f に対する 1 次関数で近似する。 a_0 と a_1 はそれぞれ 0 次と 1 次の周波数ゆらぎの係数であり、 a_1 は 1 次の周波数ゆらぎ特性を与える。特に、 $a_1=1$ の場合を $1/f$ ゆらぎ特性と言う。この $1/f$ ゆらぎ周波数解析法の技術的な問題として、近似する周波数範囲がある。

フーリエ・パワースペクトラムの周波数範囲を設定することで一次近似されるため、ある程度の知識、経験を持った人間が自らの知見に基づいて周波数範囲を設定する必要がある。この問題を克服するため、近似関数を 1 次関数から n 次関数とした一般化周波数ゆらぎ解析法が提案された[1]

すなわち、周波数に対するフーリエ・パワースペクトラムの変化率を $a_0 + a_1 f + a_2 f^2 + \dots + a_n f^n$ なる n 次関数で近似する。 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ それぞれの項は 0 次, 1 次, 2 次, ..., n 次のゆらぎ周波数係数を与える。得られたゆらぎ周波数係数 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ を可視化し信号の特性を抽出する[1]。

本研究において、地磁気データに一般化されたゆら

ぎ周波数解析法を適用した場合、関数の絶対値が大きく有意義と言える係数は概ね 4 次関数程度であることが判明した。よって、これらの 4 個の係数をそれぞれ、3 次元空間上の x, y, z 軸値と座標点の色へ対応させることで可視化する。

可視化した結果は地磁気の周期変化を与えることを述べる。

2 一般化された周波数ゆらぎ解析

2.1 基本式

任意の信号の $g(t)$ およびそのフーリエ・パワースペクトラム $G(f)$ を考え、フーリエ・スペクトル $G(f)$ および周波数 f それぞれの対数を求める。縦軸に $\log G(f)$ 、横軸に $\log f$ として信号の $g(t)$ の周波数特性を描く。すなわち、信号の周波数特性を $x-y$ 平面座標系で、横軸 x を周波数 f の対数、縦軸 y をフーリエ・パワースペクトラムの対数として表す。

全周波数領域に対する周波数特性を表すために、式 (1) の n 次関数近似を適用する。

$$h(f) = a_0 + a_1 f + a_2 f^2 + \dots + a_n f^n \quad (1)$$

式(1)の係数 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_n$ は最小二乗法で決定される。

最小二乗法は、式(2)に基づいている。すなわち、式(1)の係数を要素とするベクトル A は式(2)で与えられる。

$$\begin{aligned} Y &= CA \\ \varepsilon &= Y - CA \\ \varepsilon^2 &= [Y - CA]^T [Y - CA] \\ &= Y^T Y - A^T C^T Y - Y^T C A + A^T C^T C A \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \varepsilon^2}{\partial A} = 2C^T Y - 2C^T C A$$

$$A = [C^T C]^{-1} C^T Y$$

ここで、上添え字 T は行列の転置を示し、ベクトル A, Y 、行列 C はそれぞれ(3),(4),(5)式で与えられる。

$$A = [a_0 \ a_1 \ \dots \ a_n]^T, \quad (3)$$

$$Y = [h(f_0) \ h(f_1) \ \dots \ h(f_m)]^T, \quad (4)$$

独立した地磁気の3要素には、水平分力 H 、偏角 D 、鉛直分力 Z を用いたものや、北向き成分 X 、東向き成分 Y 、鉛直分力 Z など、いずれかの3つの要素を組み合わせ用いられるが、全磁力 F 、伏角 I 、偏角 D で記述されたものが最も多く利用されており、地磁気の3要素と呼ばれる。また、それらの要素は磁束密度と角度に分けられ、それぞれの次元はテスラと分である。地磁気は一般的な磁束密度より非常に小さいため、総じてSI接頭辞であるナノを使用し、 nT (ナノテスラ)が用いられる。角度についても同様の理由から分単位である。

地磁気は時間に依存して変化している。これは、地球の磁気圏と大気圏の間に存在する電離層へ太陽光線が照射されることに起因し、地球の自転に応じて1日周期の変化を持つ。これを地磁気の日変化と呼ぶ。これに対して、数十年から数百年周期の変化を永年変化と呼ぶ。例えば偏角は、現在東京近辺において約7度であるが、約200年前は真北と磁北はほぼ一致していた。また、350年ほど前に来朝したオランダ船の記録に拠れば、約8度東であった。以上のことから、偏角の永年変化は、約350年の年月を経て、東から西へ約15度ということになる。

本研究においては、地磁気要素の偏角成分に着目する。地図上の北である真北と方位磁針が指し示す北である磁北は僅かにずれており、この2つが成す角が偏角である。地磁気ベクトルの大きさとしてのスカラとは異なり、角度の次元を持つ伏角と偏角は、それぞれ任意の地点での真北と磁北との差を現している。従って偏角は、地理的な位置に対する地磁気の固有情報と成り得る。同様に地磁気情報が地理的な位置情報の関数と成り得るのである。すなわち、真北と地理情報を基準座標系とした解析が可能である。抛って、偏角は地理的な位置情報と地磁気情報とを関係づける情報として、様々な分野での活用が期待されている。また、自然現象による地磁気の変化は、偏角成分へ顕著に出ることが多い[2]。

研究ではこの地磁気ベクトルを分解した偏角成分に対して、前述した一般化されたゆらぎ周波数解析を適用する。ゆらぎ周波数解析により、1日で1個の座標点を得ることでき、これを一か月分集めて3次元空間に可視化する。

このゆらぎ周波数解析において、数学的方法の1種である k -means 法で周波数範囲をクラスタリングする。

k -means 法によるクラスタリングはどのようなデー

タにも適用可能である。必要となるのは、集合内の各要素が他の要素とどのくらい離れているかを測る尺度、つまり要素 u と v 間の距離である。 u と v はある2点を示すベクトルの各要素とする。この距離を式(9)のユークリッド距離で求める。

$$\sqrt{\sum (u-v)^2} \quad (9)$$

ユークリッド距離の平均をもとにしてクラスタ数を k 個に分類するため k -means 法(k -平均法)と呼ばれる。

これを用いて地磁気要素の偏角 D をフーリエ・スペクトラム変換し、その後上記の(9)の式を用いて k -means 法を行い近似する要素ごとにグループ分けした後に、グループ毎に一次近似直線を描く。近似直線の傾きの係数を抽出し、その傾きの変化を Fig. 3 に示す。

Fig. 3 (b)より、周波数成分は近似する要素毎に房状に分類されているのが確認出来る。また、(c)においてその傾きの変化の傾向として比較的房の範囲が広がっている低周波部分においてその傾きの変化が大きく変化しているのに対し、房が密集している高周波部分においては低周波部分に比べると傾きの変化が乏しく、ランダム性が高いためその他の日数と比べても再現性に乏しく、その性質が見極めにくいと言える。

3.2 地磁気の地震特性

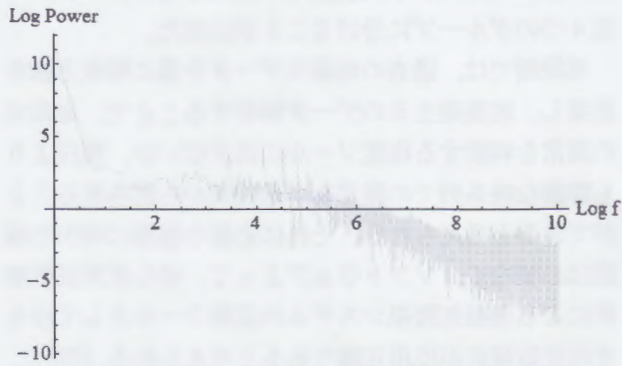
前述した一般化されたゆらぎ周波数解析法を地磁気に応用した例として、地磁気の周期変化を可視化する。これは、分系列で観測された地磁気の3成分をゆらぎ解析し、式(9)を用いた k -means 法による試行を1か月分データで3次元空間に表示したものである。

2011年3月11日に発生した東日本大震災は地震の規模を示すマグニチュードは9.0であり、震源地は宮城県東南東沖である。震源域は岩手県沖から茨城県沖までの広範囲に及んだ。江刺観測所がある岩手県奥州市江刺区は、震度6弱を記録している。この江刺観測所で観測された2011年の3月分の1か月の地磁気データを用いた[3]。

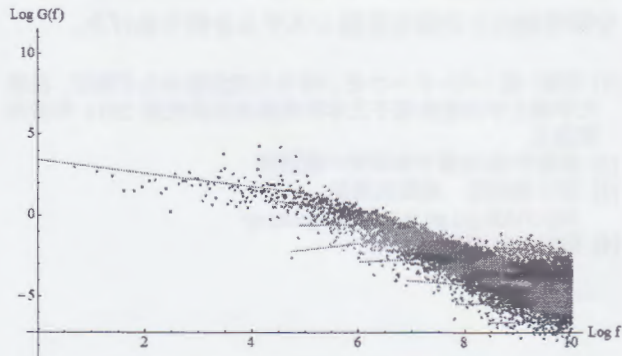
Fig. 4 に3次元空間にプロットした江刺観測所の地磁気データを示す。(a)には k -means 法を施す前のものを、(b)には k -means 法を行ったものをそれぞれ示す。以前までは、目視による定量的評価からその変化を見るこ

が出来た。しかし、その中における細かな特性を判断するには客観性に欠けるものがあった。そこで k-means 法を用いた結果である(b)において4つのグループに分類することが出来た。

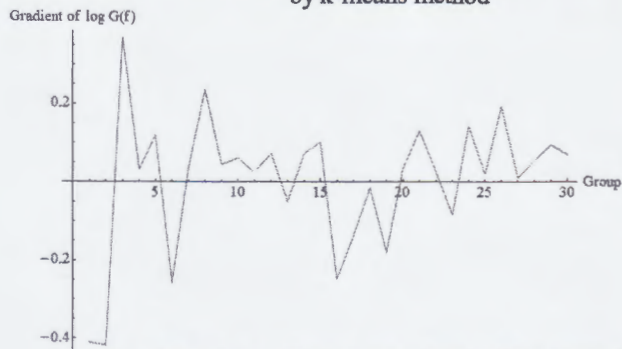
Fig.4 (b)ではその変化を視認しにくいいため、プロット部分を抜き出した結果をFig.5にそれぞれ(a)にx-y面, (b)にx-z面, (c)にy-z面を示す。プロットされている点に書いてある数字は、全31日分のデータにおける k-means 法によって分類されたグループの番号である。



(a) Fourier frequency spectrum

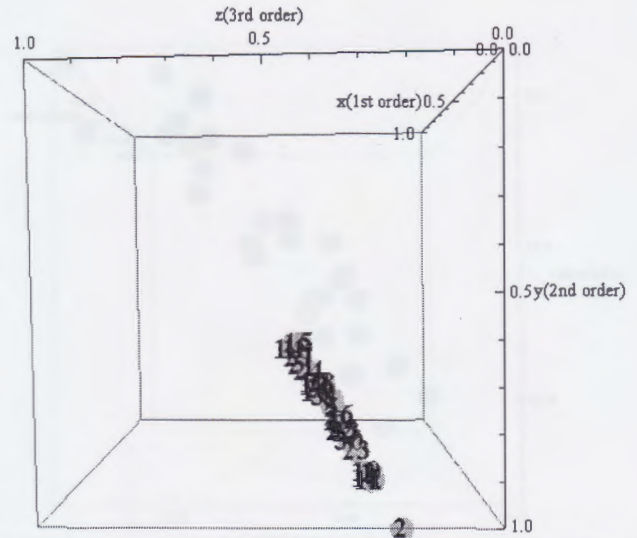


(b) First Order Frequency Fluctuation Analysis by k-means method

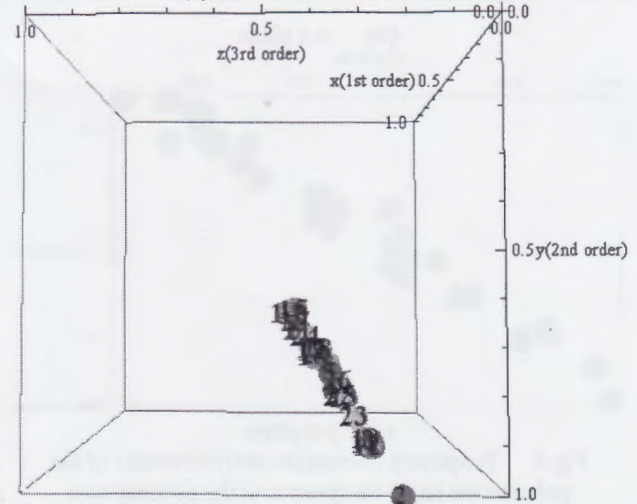


(c) 1st order gradient characteristic of the stressed characteristic

Fig.3 First Order Frequency Fluctuation Analysis and Fourier frequency spectrum of the polarization angle component of the geomagnetic at ESASHI observatory March 11,2011

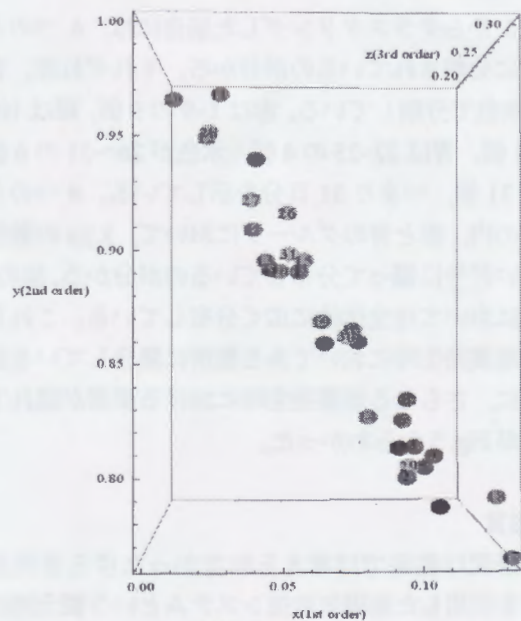


(a) Non k-means method



(b) k-means method

Fig.5 3D Plot at ESASHI observatory March 11,2011



(a) x-y plane

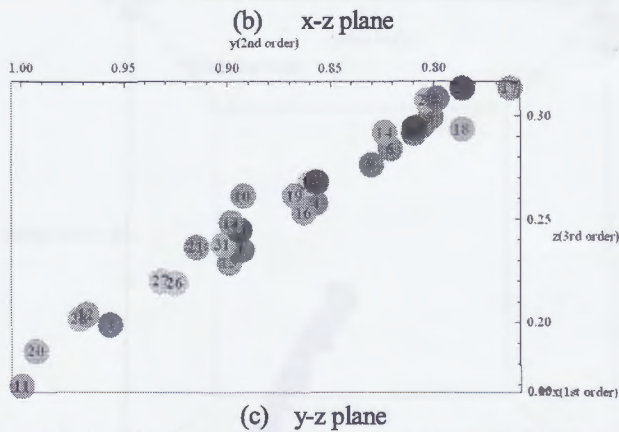
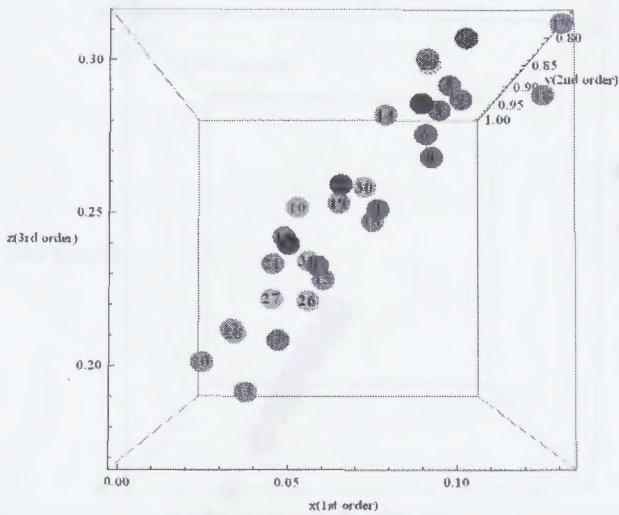


Fig.4 Frequency fluctuation analysis results of the polarization angle component of the geomagnetic by ESASHI observatory at ESASHI observatory March 11,2011

Fig.5 からクラスタリングした場合には、4つのグループに分類されているのが分かる。それぞれ赤、青、緑、水色で分類している。赤は1~9の9個、緑は10~21の12個、青は22~25の4個、水色が26~31の6個で合計31個、つまり31日分を示している。4つのグループの内、赤と青のグループにおいて、 x, y, z の数値が大きい部分に偏って分布しているのが分かる。他の緑、水色においては全体的に広く分布している。これらから、地震発生時においてある箇所に集合している要素の中に、さらなる地震発生時における要素が隠れているのが Fig. 5 からわかった。

4 結言

本研究は従来では考えられなかったゆらぎ周波数解析を利用した地磁気監視システムという概念的にも

原理的にも新しいシステム開発の基礎的な第一段階を開発した。研究の大局的見通しを得るため、地磁気ゆらぎ周波数解析方法の提案と、地磁気期変化特性の抽出と地磁気震特性可視化を行った。本研究を通して得られた地磁気の固有情報は、少なくともフーリエ変換をした結果を人間が判断することでは決して得られことのできない情報ある。それは、発生時において大まかな集合を築き上げているのは以前より判明していたが、その中にさらなる要因を発見したものである。今回においては東日本大震災時の発生した3月においては4つのグループに分けることが出来た。

現段階では、過去の地磁気データを基に解析方法を提案し、地震発生日のデータ解析することで、地磁気の異常を判断する程度ツールに過ぎないが、現在よりも詳細な時系列での異常を、地磁気から読み取ることができると考えられる。それに必要な機器に特別な機器は必要なく、ソフトウェアによって、ゆらぎ周波数解析による地磁気監視システムの基幹ツールとしてゆらぎ周波数解析が応用可能であると考えられる。同時に、ゆらぎ周波数解析による地磁気の方法提案と、一般的な特性抽出と地磁気監視システムを作りあげた。

- [1] 河副 隼:パルクハウゼン信号の周波数ゆらぎ解析, 法政大学理工学部電気電子工学科齊藤兆古研究室 2011 年度卒業論文
- [2] 長尾年恭:地震予知研究の新展開
- [3] 国土地理院 地磁気測量:
<http://vldb.gsi.go.jp/sokuchi/geomag/>
- [4] 稲垣宣生:統計学入門



第23回 MAGDAコンファレンス in 高松

区間1次関数法による 地磁気の周波数ゆらぎ解析

First Order Frequency Fluctuation Analysis of the Geomagnetic Signals

法政大学大学院 デザイン工学研究科 システムデザイン専攻
西山 祐樹

目次

1. 研究背景
2. 地磁気について
3. ゆらぎ周波数解析とk-means法
4. 実験
5. 結論

1.研究背景

2011年3月11日 14時46分18秒 東日本大震災
予兆として海洋生物の打ち上げ, 異常な雲の確認・・・
従来の予知よりも正確な地震予知を可能とする手法が模索



地質構造から変位・歪みなど力学的パラメータを読み取る
地中のラジウムによるラドンガスが生成する大気イオン



地震のみならず, その後の津波も脅威のひとつ



海洋生物の打ち上げは多くの地震発生前に見られる

1.研究背景

長期予測（数百年～数十年）

- 地殻変動 長期防災計画
- 活断層調査 都市計画
- 歴史地震額

物的被害の削減

中期予測（数年～数十年）

- 地震活動（地震空白域）
- 地殻変動 都市計画
- インストラクチャの整備
- 教育啓蒙活動

物的被害の削減

短期予測（数ヶ月～数年）

- 前兆現象
- 電磁気学的異常
- 地球化学
- 地震活動
- 地殻変動

- 危機管理
- 緊急物資
- 仮設住宅

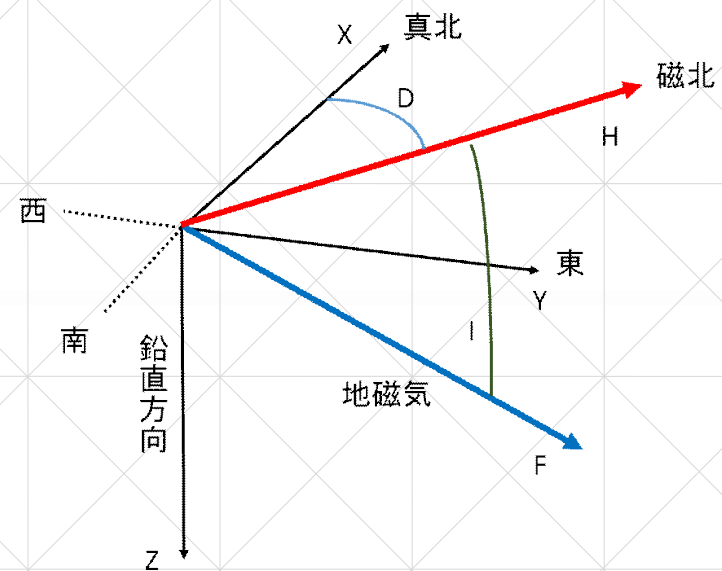
人的被害の軽減

✓ 地磁気の健全性の定量的評価を前提とした地磁気監視システムの開発への第一歩とした、地磁気データの特徴を抽出すること

2.地磁気について

F	全磁力	地磁気の大きさ
D	偏角	Fが水平面内で真北となす角度
I	伏角	Fが水平面となす角度
H	水平分力	水平面内での地磁気の大きさ
Z	鉛直分力	鉛直面内での地磁気の大きさ
X	北向き成分	南北軸上での地磁気の大きさ
Y	東向き成分	東西方向軸上での地磁気の大きさ

[nT]



2.地磁気について

地磁気要素 偏角成分 D に着目！

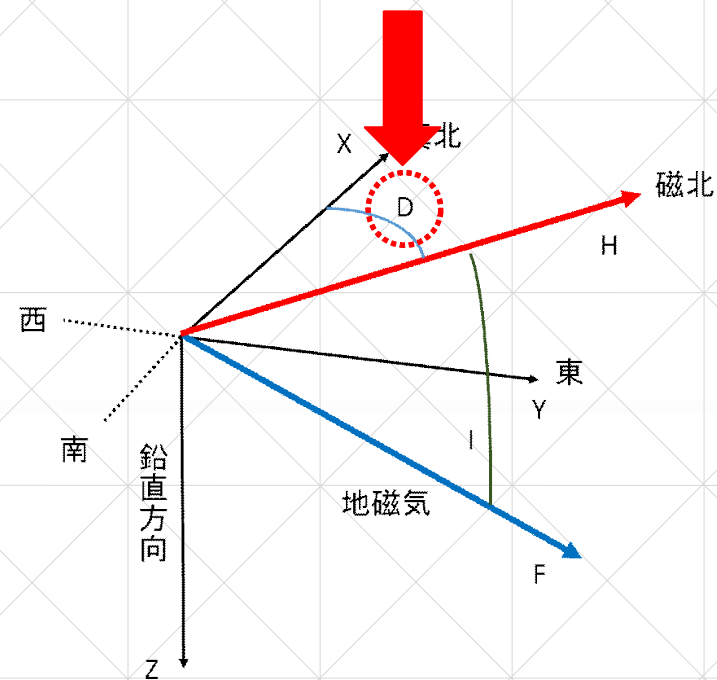
地図上の北である真北と方位磁針が指し示す北である磁北が成す角

それぞれ任意の地点での真北と磁北との差を現している

偏角を選んだ理由

地理的な位置に対する地磁気の固有情報

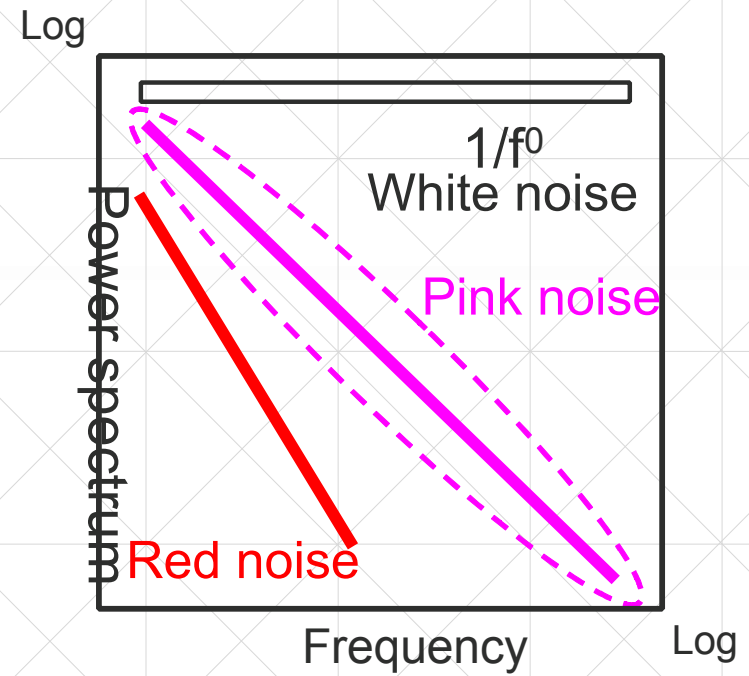
自然現象による地磁気の変化は、偏角成分に出ることが多い



3. ゆらぎ周波数解析とk-means法

「 $1/f$ ゆらぎ」とは？

→身の回りに数多く存在する要素！



3. ゆらぎ周波数解析とk-means法

k-means法とは？

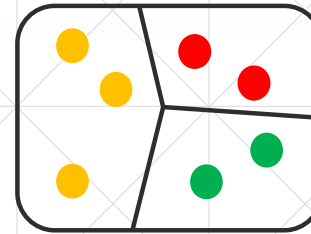
→ 非階層型クラスタリング手法のひとつ
基本的データ解析手法として頻繁に利用
る原則どのようなデータに対しても適応出来

クラスタ = 集団 塊



集合内の各要素が他とどのくらい離れているかを測る尺度

ユークリッド距離



クラスタの平均を元にしてクラスタの数をk個に分類する

k-means法 (k-平均法)

4.実験

- 1 国土地理院 地磁気測量より地磁気データを入手
- 2 地磁気データより偏角成分を評価
- 3 4次関数近似による3次元的评价
- 4 両対数表示による変化

1

国土地理院 地磁気測量より地磁気データを手入

- 国土地理院では、水沢・江刺・鹿野山測地観測所において地磁気連続観測を実施している

江刺



所在地	: 岩手県奥州市江刺区米里戸中183
緯度	: 北緯 39度14分13秒
経度	: 東経141度21分17秒
標高	: 396m
観測期間	: 1980年～



水沢



所在地	: 岩手県奥州市水沢区黒石町内能ヶ沢42-2
緯度	: 北緯 39度06分42秒 (絶対観測室E台)
経度	: 東経141度12分13秒 (絶対観測室E台)
標高	: 125m
観測期間	: 1969年～

鹿野山



所在地	: 千葉県君津市鹿野山
緯度	: 北緯 35度15分23秒 (絶対観測室E台)
経度	: 東経139度57分20秒 (絶対観測室E台)
標高	: 342m
観測期間	: 1962年～

測定機器



DIM型磁気儀

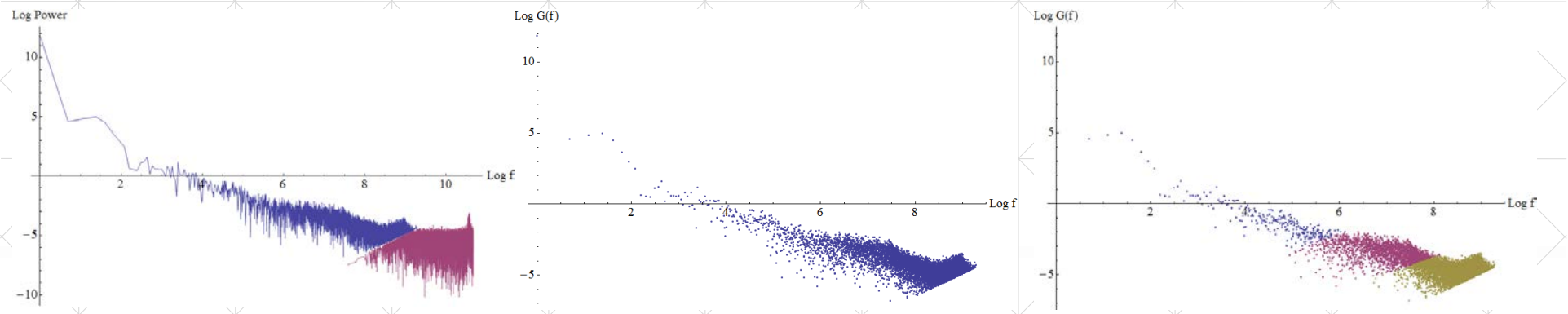


フラックスゲート型
三軸磁力計

2

地磁気データより偏角成分を評価

偏角成分 D



①

偏角成分Dをフーリエ変換,
両対数表示にし, k-means法
を用いて高周波領域と低周波領域
に分類させる

②

低周波領域のみを抽出する。
高周波領域はホワイトノイズの
影響が大きいため特性の見極め
が困難である為削除

③

抽出した低周波領域で
更にk-means法で3分割し,
細かな変化がないかを見ていく

3

地磁気データより3次元的評価

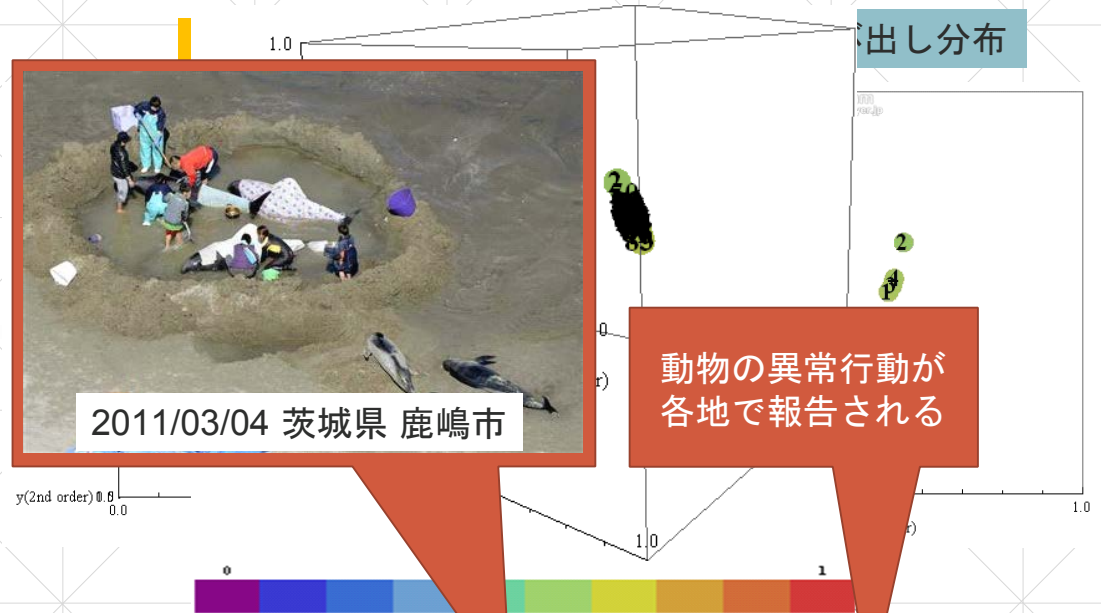
偏角成分 D

4次関数近似

フーリエ変換した3つの低周波領域において

$a^1 a^2 a^3 a^4$ を0~1の値に正規化

X Y Z プロットカラー



2011/03/04 茨城県 鹿嶋市

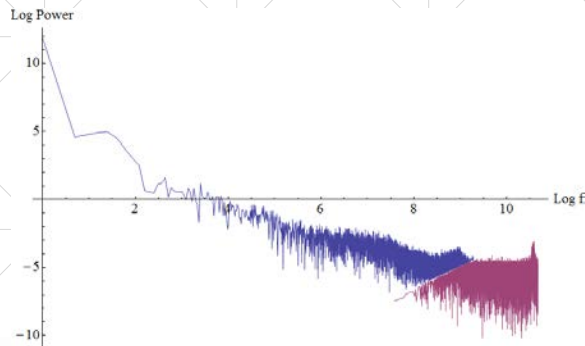
動物の異常行動が
各地で報告される

		2014年																						
クラス	2月16日	2月17日	2月18日	2月19日	2月20日	2月21日	2月22日	2月23日	2月24日	2月25日	2月26日	2月27日	2月28日	3月1日	3月2日	3月3日	3月4日	3月5日	3月6日	3月7日	3月8日	3月9日	3月10日	3月11日
1	A	A	A	A	A	A	A	A	A	B	B	A	B	A	A	A	A	A	A	B	A	A	A	A
2	A	A	A	B	A	B	A	A	B	B	B	B	A	A	A	A	A	A	B	B	B	B	A	A
3	B	B	B	A	B	B	B	B	A	B	B	B	B	B	A	B	A	B	B	B	B	B	A	B

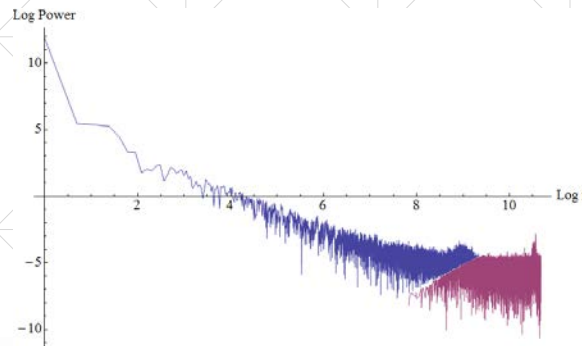
4

特性の抽出

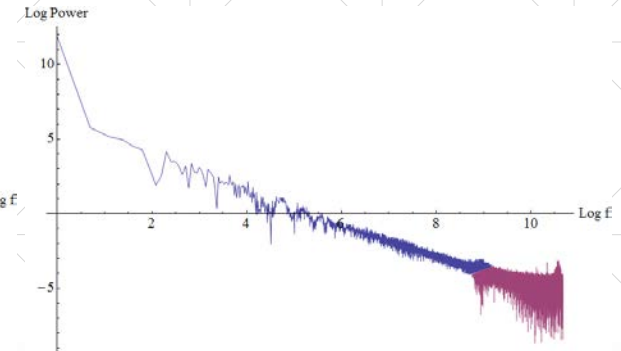
両対数表示における考察



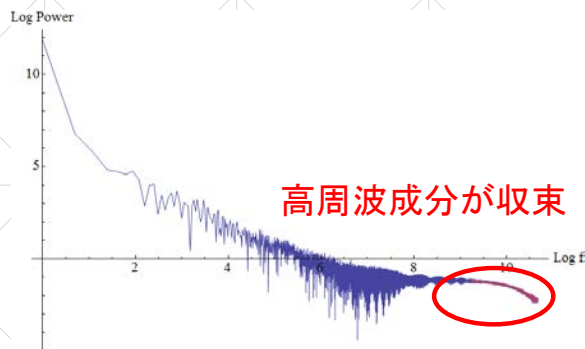
2011/02/16



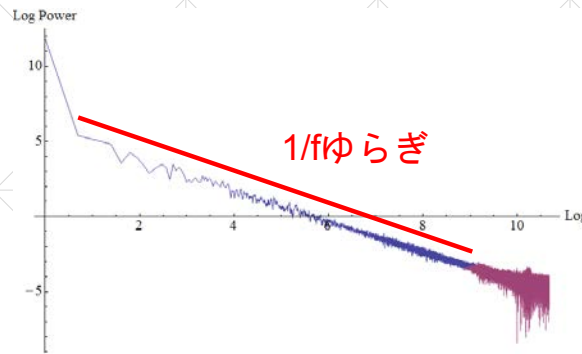
2011/03/08



2011/03/09



2011/03/10



2011/03/11

- ・ 明らかにゆらぎ波形が変化している
- ・ 4日前から変化し、前日には高周波成分がほぼ一本に収束される
- ・ 当日には低周波領域に $1/f$ ゆらぎの近似直線が確認出来る

5.結論

- 1 偏角成分Dから地震の特性の抽出を試みた
- 2 低周波領域に着目すると一定の規則性が発見可能となる
- 3 両対数表示時において、3日前あたりから明らかな変化を確認出来る

地震の短期予知に関して発生時より一ヶ月前という短期間において偏角Dに着目して最適化してみると、顕著な変化としては約3~4日という超短期間においては明らかに平常時と異なる変化の確認が可能となった。しかし、国外において刑事告訴された例もあるためまだまだ可能性の域を安易には脱する事は難しくひとつの可能性として留めておきたい

OS6 - 01

∞コイルの低周波励磁による裏面欠損探傷のフィールドテスト

Field tests of the backside defect searching by low frequency excited ∞coil

濱中 峻一^{*1}(学生員), 齋藤 兆古^{*1} (正員), ^{*3}
大内 学^{*2}, 茂木 秀夫^{*2}, 及川 芳郎^{*2}

Shunichi HAMANAKA (Stu. Mem.), Yoshifuru SAITO (Mem.)
Manabu OUCHI, Hideo MOGI, Yoshiro OIKAWA

Previously, we have proposed a ∞ coil as a high sensibility ECT sensor. This paper has evaluated a possibility of the backside defect searching by the low frequency ∞ coil excitation. However, the low frequency ∞ coil excitation confronts to a noise problem in the practical experiments. To overcome this difficulty, we employ the commercial based signal processing device "ET-5002" made by Emic (denshijiki industry co, Ltd). As a result, we have elucidated that a lift-off characteristic of the backside defect searching is clarified by employing the low frequency excitation to our ∞ coil. Experimental have been carried out to confirm our results.

Keywords: nondestructive testing, eddy current test, ∞ coil, backside defect searching

1 緒言

現代の文明社会を支えるのは人類の叡智が創造した多くの文明の利器による。例えば、高速な移動手段を提供する高速鉄道、自動車、航空機、そして、電力生成・システムシステム、照明システム、セキュリティシステムなど、いわゆる産業プロダクトから鉄橋、大型ビルや高速道路などの社会的インフラストラクチャまで広汎で多岐に渡る文明の利器が存在し、人類の文明生活を支えているのは自明であろう。

産業プロダクトから社会的インフラストラクチャにいたる文明の利器の多くは何らかの形で機械的構造を持ち、強度や形状維持のフレームが存在する。機械的構造の強度を維持するフレームの多くは金属材料からなり、それぞれの産業プロダクトの機能を維持するため、機械的ストレスを受け続けている。

産業プロダクトの中で、人間の大量輸送に関わる大型バス、高速列車、大型旅客機のみならず原子力発電所で代表される大規模エネルギー変換システムなどのプラントや社会的インフラストラクチャ設備では、機械的ストレスだけでなく熱応力、中性子による劣化

どがある。当然であるが、これらの産業プロダクトではフレームの健全性が高度な信頼性、安全性を確保するために極めて重要な要素である。

金属の健全性を確保する手段として最も基幹的で重要な技術が金属材料に対する非破壊検査技術である。金属の非破壊検査として、渦電流探傷法 (Eddy Current Testing, 以後、ECT と略記)、電気ポテンシャル法、超音波影像法およびX線断層撮影法のような様々な方法がある。この中で、金属の非破壊検査として、ECTによる方法は、検査対象と直接接触の必要がなく、比較的簡単な装置で高速な検査が可能である。このため、ECTは自動車を構成する膨大な数の部品検査から橋梁の劣化検査など極めて多くの分野で広汎に使われている。これは、人類の創造する文明の利器の力学的強度維持は大部分が導電性を有する金属材料からなるためであり、特に ECTは選択的に非接触で金属部分のみ検査可能であることに拠る。さらに ECTは、検査対象に非接触で探査可能であり、発振器、アンプ、探査プローブコイル、オシロスコープなど比較的安価で簡素な装置で構成可能であるため、最もメジャーな非破壊検査技術である。

本論文は低周波励磁∞コイルによる裏面欠損探傷に於けるリフトオフ特性について述べる。低周波励磁∞コイルの出力信号処理を電子磁気工業 (株) 製の ECT 信号処理器 ET-5002 で行う。∞コイルの位

連絡先: 濱中 峻一, 〒184-8584 小金井市梶野町 3-7-2, 法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻齋藤兆古研究室,

e-mail: shunichi.hamanaka.jc@stu.hosei.ac.jp

^{*1}法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻

^{*2}電子磁気工業株式会社

置制御は二軸駆動ロボットで行う。

ET-5002 は増幅器とフィルタさらにリサージュによる表示器から構成され、実際の ECT で使われる汎用器である。また、二軸駆動ロボットによる検査対象とセンサ間の位置制御は再現性のある信号の収録を可能とする。さらに、センサと被検査対象間の距離（リフトオフ）と検査感度の関係、すなわち、ECT のリフトオフ特性は、大きなリフトオフが検査速度の高速化に繋がるため、極めて重要なセンサの性能評価指数である。

従って、本論文は ∞ コイルの低周波励磁に拠る裏面探査のフィールドテストを述べていると考えても良い。

2 ∞ コイル

2.1 ECT センサの動作原理

ECT の動作原理は、大別して二方法ある。一方は交番磁界を被検査対象に照射することで被検査対象中に渦電流を発生させ、被検査対象中の欠損の有無による渦電流分布の相違を電源から見た入力インピーダンスの変化で感知する方法である。ここでは、この ECT 法をインピーダンス感知型と呼ぶ。このインピーダンス感知型 ECT の特徴は励磁コイルがセンサも兼ねる点であり、構造が簡単で安価である。

他方は励磁コイルの他に独立した検出コイルを備えた励磁・検出コイル分離型である。この励磁・検出コイル分離型は被検査対象中の欠損の有無に起因する渦電流分布の相違が喚起する磁束の変化を感知する検出コイルの配置に自由度を持つ。このため、励磁・検出コイル分離型は、インピーダンス感知型に比較して高感度とされているが、検出コイルの構造や設置場所などに多くの経験的習熟度を必要とする。 ∞ コイルの動作原理は励磁・検出コイル分離型に属する。

2.2 ∞ コイルの動作原理

∞ コイルの特徴は、 ∞ 文字状に巻かれた二個の励磁コイルに通電し、左右の励磁コイル下端に N 極と S 極の磁極を形成し、N 極と S 極の磁極の間には必ず存在するゼロ磁界領域に磁性体コアに巻いた検出コイルを配置する点にある。被検査対象が存在しない、もしくは被検査対象に欠損が存在しない場合、励磁コイルが生成する磁界強度分布の対象性が保たれるから、ゼロ磁界領域も維持され検出コイルには電圧は誘起しない。しかし、磁界強度分布の対象性が被検査対象中の

欠損に起因して崩され、結果としてセンサコイルに誘起する電圧から欠損が感知される。

換言すれば、N 極と S 極間には必ずゼロ磁界領域が存在する。励磁コイルが生成する N 極と S 極の磁界強度分布が対象である限り、励磁コイル間のゼロ磁界領域は維持される。しかし、被検査対象に欠損があれば、欠損に起因する渦電流分布の非対称性に起因する磁界は検出コイルへ鎖交する。結果として検出コイルに電圧が誘起し欠損が探知される。

実際は、磁界がゼロ領域は限られた微小範囲であるため、検出コイル軸はゼロ領域へ平行に被検査対象面へ最も接近した位置へ配置する。すなわち、 ∞ 文字状の励磁コイル軸へ磁界が直交する方向へ検出コイルの軸を配置し、励磁コイルと検出コイル間の相互インダクタンスをゼロにする。両者に相互結合が起こるのは検査対象の欠損を通した場合のみとする。これが回路的な観点から見た ∞ コイルの動作原理である[1-2]。

2.3 ∞ コイルの低周波励磁

ECT に於ける磁束の表皮浸透深さは駆動周波数に依存性する。磁束の表皮浸透深さは駆動周波数の平方根に反比例するため、駆動周波数が数メガ Hz と比較的に高い場合検査対象の深部まで浸透せず、欠損の表面のみしか渦電流が誘起されない。すなわち探査範囲が表面に限定される。

励磁周波数を低減することにより検査対象の深部まで磁束が浸透し、渦電流が検査対象の深くまで誘起されるため、結果として検査対象の裏側の欠損探傷が可能となる。

2.4 表皮浸透深さ

表皮浸透深さ d は以下のように定義される。

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (1)$$

ここで、被検査対象の比透磁率は 1 とし、式(1)のパラメータは以下の通りである。

$$\omega : 2\pi f,$$

$$f : \text{周波数 [Hz]},$$

$$\mu : \text{真空中の透磁率 } 4\pi \times 10^{-7} [\text{Hm}],$$

$$\sigma : \text{導電率 [S/m]}$$

電流は表面から内部にいくに従い $e^{-x/d}$ の形で減少する。表面から内部方向の深さ $x=d$ の点での電流が表面の値が $1/e$ になる。この d が表皮浸透深さと呼ばれる[3]。

励磁周波数を 2kHz とした場合、表皮浸透深さは式(1)より

$$d = 1.477[\text{mm}]$$

となる。

よって、深さ 1mm 以上の深さに存在する裏側欠損探傷が可能であると考えられる。

3 実験

3.1 リフトオフ特性のシミュレーション

ECT の利点は、ECT センサが被検査対象に直接接触する必要がないことである。ECT センサと被検査対象間の距離がリフトオフであり、このリフトオフ特性が ECT として最も重要な特性であることは自明である。

本論文では、リフトオフを 0.07mm から 3mm まで変化した場合のセンサ出力特性を吟味する。

被検査対象は厚さ 2mm の銅板からなり、裏面に幅 2mm、深さ 1mm の直線状欠損が存在する。図 1 は、三次元有限要素法のシミュレーションモデルを示し、表 1 は、励磁コイルと検出コイル、それぞれの諸定数を示す。

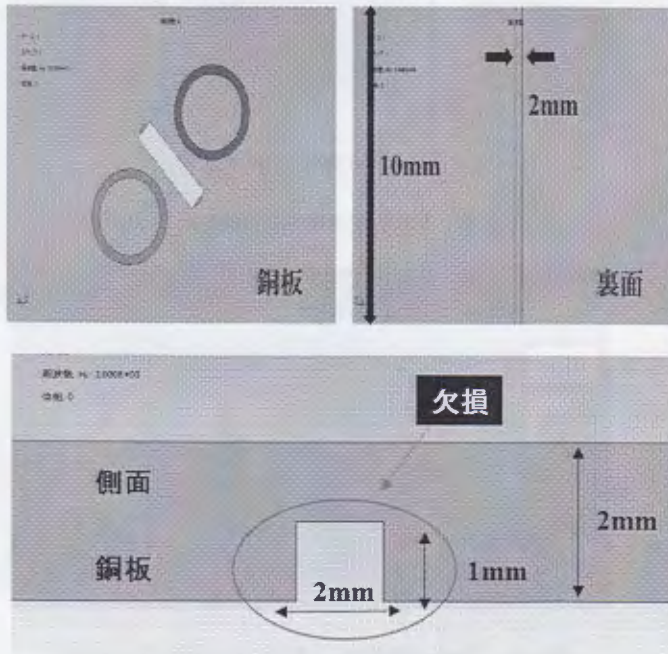
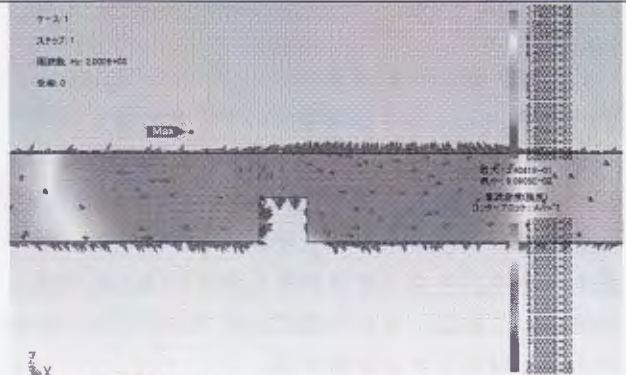


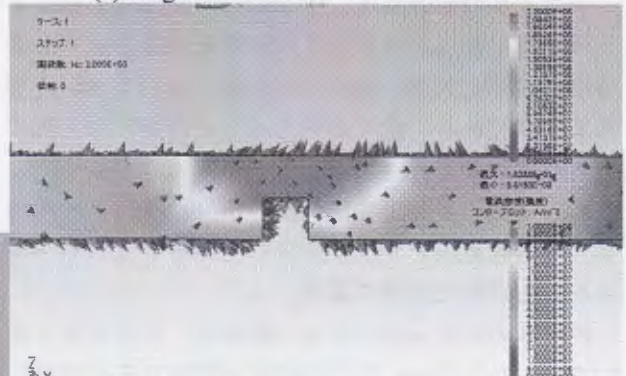
Fig. 1 Schematic diagram of the 3D FEM simulation

Table. 1 Various constants of the tested ∞ coil

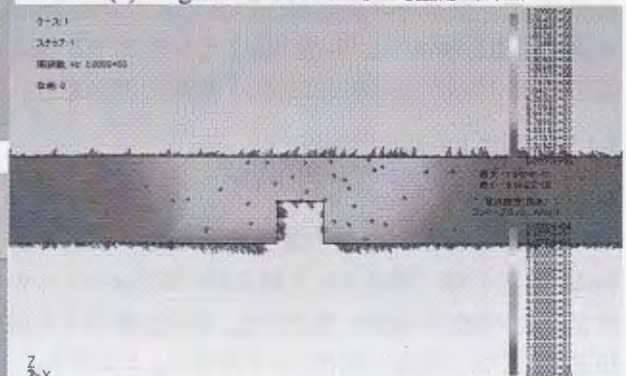
励磁コイル	
外径	2.185mm
内径	1.785mm
長さ	3.3mm
巻数	100
入力電圧	100V
周波数	2kHz
検出コイル	
外径	1.1mm×2.6mm
内径	0.5mm×2mm
長さ	4.8mm
巻数	100
磁性体コア	Mn-Zn ferrite 3000



(a) Magnetic field vectors at 0.07mm liftoff.



(b) Magnetic field vectors at 1mm liftoff.



(c) Magnetic field vectors at 3mm liftoff.

Fig. 2 Background color denotes the eddy current magnitude distributions and the triangular vectors denote the magnetic field vectors.

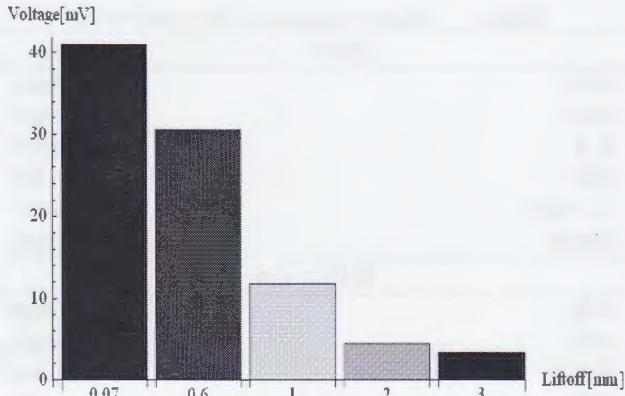


Fig. 3 Liftoff characteristics in terms of the sensor induced peak voltages by the 3D FEM simulation.

Fig.2(a)-(c)はそれぞれリフトオフが 0.07mm、1mm、3mm における渦電流の大きさ分布と磁界ベクトル分布である。Fig.2(a)-(c)で、背景の色は渦電流の大きさに対応し、三角形が磁界ベクトルを示す。

渦電流の大きさはリフトオフが小さい0.07mmで最も大きく、リフトオフが最も大きい3mmで最も小さい。これは、センサ感度はリフトオフが大きいほど高くなることを意味する。

∞コイルの探査感度、すなわち、直線状欠損による渦電流の乱れが検出コイルの電圧を最大とする場合は、直線状欠損が検出コイル軸に対して45度である場合であり、全てのシミュレーションは上記の最大感度条件で行った。

Fig. 3 はの有限要素法に拠る結果は検出コイルのピーク誘起電圧とリフトオフの関係をシミュレーションから求めた結果である。

Fig. 3 のシミュレーション結果は、リフトオフを0.07mm から3mm まで不規則な間隔で5点変更した場合、センサピーク誘起電圧はリフトオフが1mmを境に急激に減少し、全体としてセンサピーク誘起電圧はリフトオフ距離に反比例する傾向が伺える。

3.2 リフトオフ特性の実験値

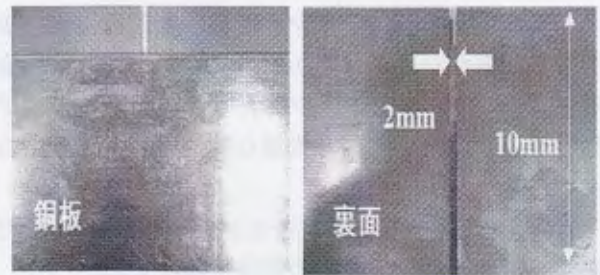
3.2.1 実験方法

シミュレーション結果の妥当性をしらべるため、Table. 1 の仕様で作成された諸定数の試作∞コイルのリフトオフ特性を実際に測定する。測定に使用した被検査対象である銅版と試作∞コイルを Fig. 4 に示す。

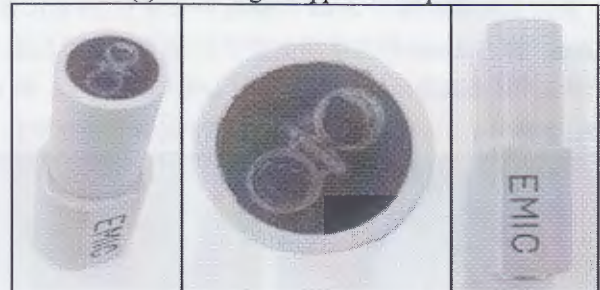
Fig.4(a)に示す被検査対象中の幅2mm、深さ1mmの直線状欠損は幅2mmの銅板の裏面に厚さ1mmの無欠損な銅板2枚を2mmの間隔を空けて重ねることで模擬した。

図4(b)に示す試作∞コイルは2個の励磁コイルと1個の検出コイルからなり、諸定数はシミュレーションで用いた図1のそれらと同一である。また、試作∞コイルは電子磁気工業株式会社で作られたセンサである。

試作∞コイルを、Fig. 5 に示す二軸駆動マシンにより50 mm/s の速度で移動させ、渦流探傷器 ET-5002 によって欠損に起因する信号を測定する。Fig.6 に示す ET-5002 は、センサが欠損上を移動するとき、ブリッジで信号を検出しリサージュ表示する。励磁周波数を2 kHz に設定し、リフトオフは0.07mm から3mm まで不規則な間隔で5点変更して測定した。また、ET-5002 は、Gain、ハイパスフィルタ、ローパスフィルタをそれぞれ60dB、off、10Hz に設定した。



(a) The target copper tested piece



(b) The prototype ∞coil

Fig. 4 The target tested piece and ∞coil

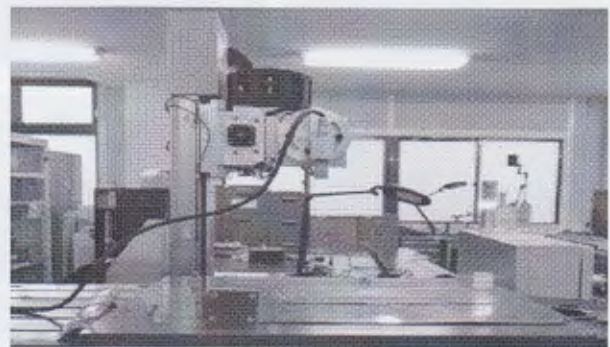


Fig. 5 Two-axis drive robotic machine for sensor positioning.

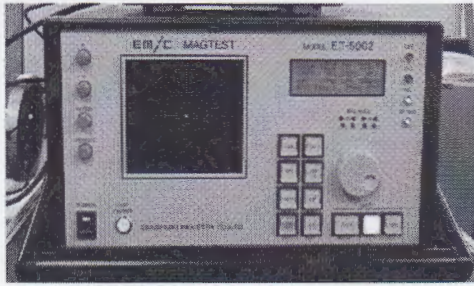


Fig. 6 ET-5002 ECT signal processor made by Emic (Denshijiki Industry Co., Ltd).

3.2.2 実験結果

ET-5002によって得られた検出信号波形をFig.7に示す。検出信号には5個のピークが存在し、裏面欠損付近をセンサが通過した場合の検出信号波形に対応する。5個のピーク誘起電圧の大きさは5段階のリフトオフ位置に対応している。

Fig. 7は、リフトオフを0.05mmから3mmまで不規則な間隔で5点変更した場合、センサピーク誘起電圧はリフトオフに対して反比例する傾向が伺える。すなわち、リフトオフが大きくなればセンサピーク誘起電圧は減少する。

Fig. 7で、センサピーク誘起電圧は、リフトオフ0.07、0.6、1、2、さらに3mmに対してそれぞれ2.36、2.08、1.56、0.74、0.32mVである。

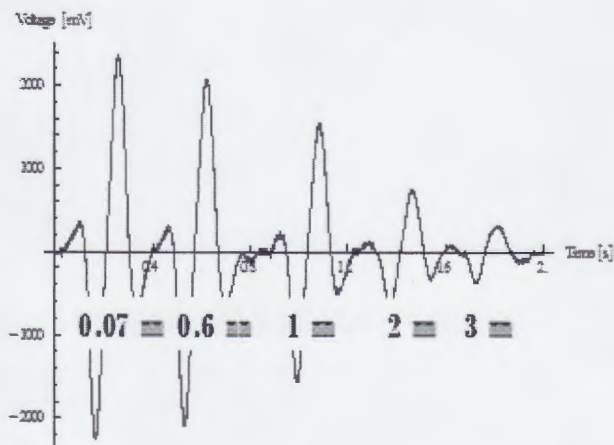


Fig. 7 Sensor output signal processed by ET-5002 at the different liftoff distances.

4 考察

Fig. 3とFig. 7を比較すると、概ねの減少傾向は一致しているが、センサピーク誘起電圧の値に差異がある。この違いは、ET-5002の信号処理に起因する。また、シミュレーションでは ∞ コイルと被検査対象しか存在しない理想的な空間を仮定しているが、実際の実験環

境では、 ∞ コイルと被検査対象以外に多くの鉄をフレームやケースとする実験機材が存在する。このため、実験機材を通した磁路が存在することで感度が向上したと考えられる。

Fig. 3とFig. 7を比較するため、それぞれの結果をそれぞれの絶対最大値を基準として正規化する。すなわち、Fig. 3とFig. 7それぞれの絶対最大値でそれぞれの出力信号を割り算し、両者の最大値を1として、両者を比較する。Fig. 8が結果である。正規化された出力は、シミュレーション結果に対して、リフトオフ0.07、0.6、1、2、さらに3mmに対してそれぞれ1、0.74、0.29、0.109、0.08であり、実験値に対して、それぞれ1、0.88、0.66、0.31、0.14である。

Fig. 8から、リフトオフが大きくなると実験とシミュレーション値の相違が大きく、実験値の方が大きな値をとる。これは、リフトオフが大きくなるほど実際の実験環境の影響が大きくなることを意味する。この相違は理想的な実験環境よりも実験装置近傍の鉄をフレームやケースとする実験機材の存在がセンサ感度向上に繋がることを示唆している。すなわち、鉄をフレームやケースとする実験機材はノイズも増加するため、正規化した信号でも全体的に実験値が大きい値をとる傾向がある。

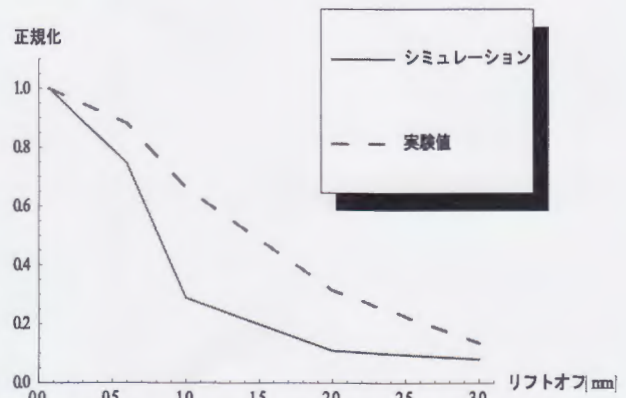


Fig. 8 Comparison between the normalized simulation and experimental results.

5 結言

本論文は低周波励磁 ∞ コイルによる裏面欠損探傷に於けるリフトオフ特性について述べた。低周波励磁 ∞ コイルの出力信号処理をET-5002で行い、 ∞ コイルの位置制御を二軸駆動ロボットで行った。

その結果、 ∞ コイルの低周波励磁に抛る裏面探査は十分に可能であることが判明した。

本論文の三次元有限要素法解析は JSOL 株式会社の「JMAG」で行なった。

参考文献

- [1] 菊地原弘基、齋藤兆古、大内学、茂木秀夫、及川芳郎：「新 ∞ 型渦電流センサの開発」、第 21 回 MAGDA コンフェランス（仙台）、0s6-8、pp.181-185,2012
- [2] 菊地原弘基、齋藤兆古：「共振型渦電流センサの感度向上に関する研究」、日本磁気学会誌、Vol37,3-1,pp.76-80,2013
- [3] Kouki, MARUYAMA, Iliana MARINOVA, Yoshifuru SAITO, Enhance the Sensibility of the Resonance type ECT Sensor, JAPMED'8,pp. 130-131,2013.



∞ コイルの低周波励磁による裏面欠損探傷 のフィールドテスト



-Field test of the backside defect searching by low frequency excited ∞ coil-

濱中 峻一⁽¹⁾ 齋藤 兆古⁽¹⁾
大内 学⁽²⁾ 茂木秀夫⁽²⁾ 及川芳郎⁽²⁾

1) 法政大学院 理工学研究科 電気電子工学専攻

2) 電子磁気工業株式会社

目次



1. 研究背景
2. ∞ コイルの動作原理
3. 実験
4. まとめ



1. 研究背景



金属材料からなる機械的構造を持ち
常に機械的ストレスや熱応力などによる劣化がある



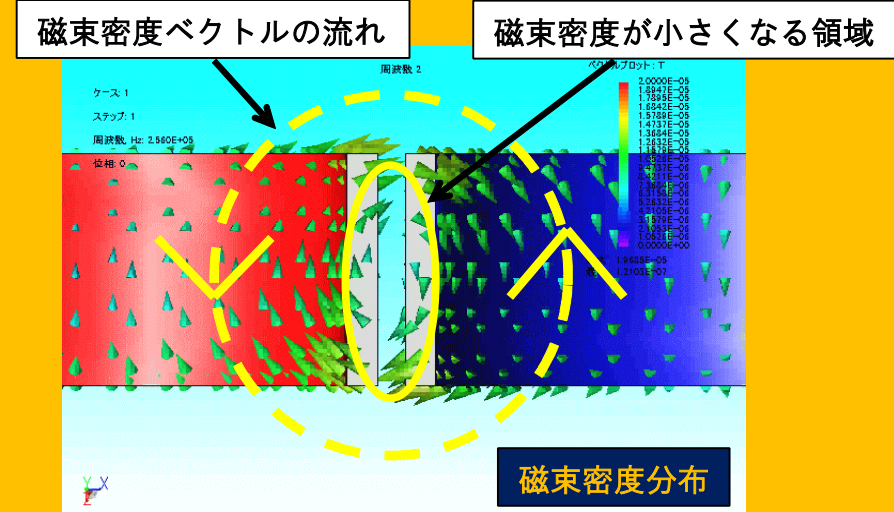
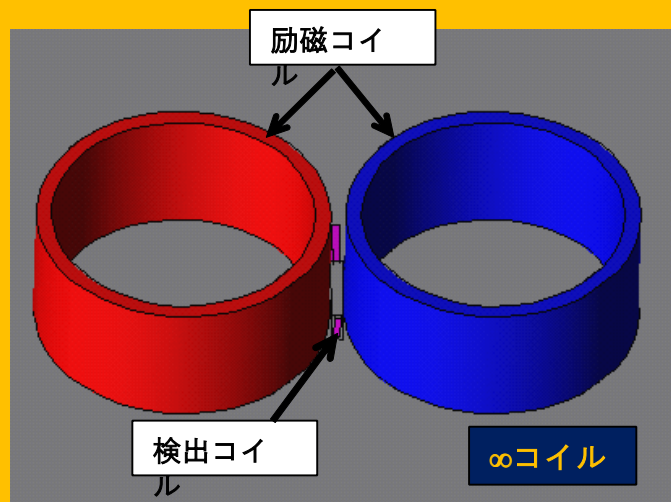
渦電流探査法 (ECT)

2. ∞ コイルの動作原理 -検出コイル

の配置

開発されたセンサ (∞ コイル) のオリジナルポイント1

- ① 二個の励磁コイルと、コアに磁性体を持つ検出コイルから構成されている (左下図)
- ② 二個の励磁コイルを隣り合う位置に配置し、互いに逆位相の電流を流す
- ③ 励磁電流により生じる磁界分布は逆の極性を持ちループ状に形成されるため二個の励磁コイルの間には磁界が極めて小さい値となる部分生まれる (右下図)
- ④ コアにフェライトなどの磁性体を持つ検出コイルを二個の励磁コイルの間に励磁コイルの面に対し垂直な方向に設置する
- ⑤ 検出コイルの面が励磁コイルによって生じる磁界と常に平行となるため検出コイルには誘起電圧が発生しない
- ⑥ 磁界が極めて小さい部分に配置されることにより検出コイルが持つ磁性体の影響が少なく、元の磁界分布を乱さない

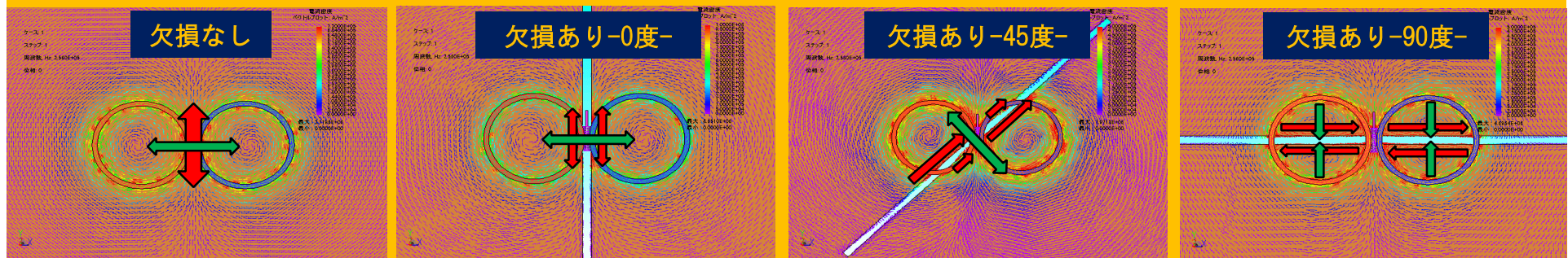


2. ∞ コイルの動作原理 -45度の欠



損感知

開発されたセンサ (∞ コイル) のオリジナルポイント 2

- ① 検査対象中の渦電流によって生じる磁束の方向は検出コイルの面に対し平行成分となるため誘起電圧は発生しない
- ② 検査対象中に欠損が存在する場合、欠損を迂回するように渦電流が発生し、検出コイルの面に対し垂直な磁束成分が発生する
- ③ 検出コイルに誘起電圧が発生し、欠損の有無を識別することが可能となる
- ④ 欠損なしの場合と欠損が検出コイルに対し0度、45度、90度に存在する場合において数値解析を行った
- ⑤ 数値実験では欠損が検出コイルに対し45度に存在する場合に最大感度を示した



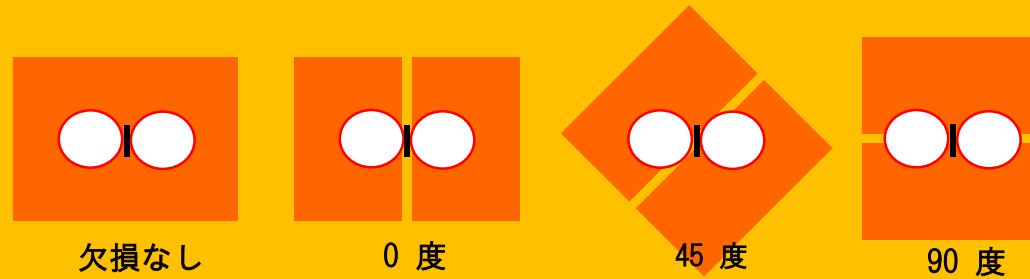
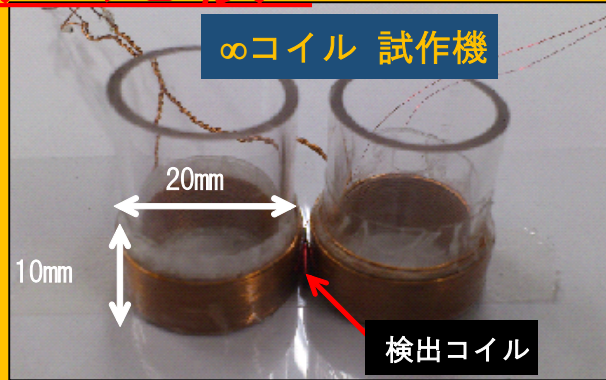
検査対象上に発生する渦電流分布

 . . . 渦電流の方向
  . . . 渦電流によって発生する磁束の方向

2. ∞コイルの動作原理

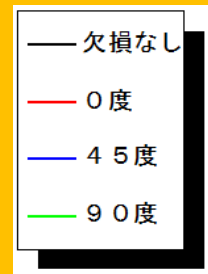
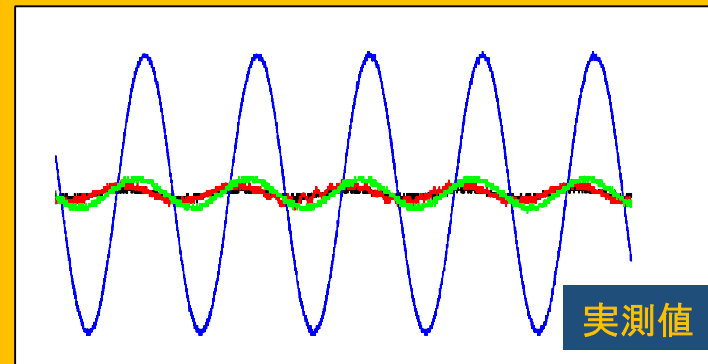
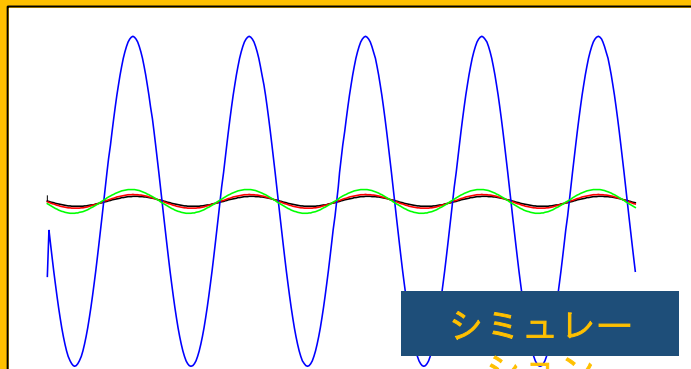
-検証実験と数値実

験の比較



銅板 厚さ：1mm 欠損幅：2mm

数値実験と同じ寸法のモデルを作製し、同じ条件で検証実験を行った

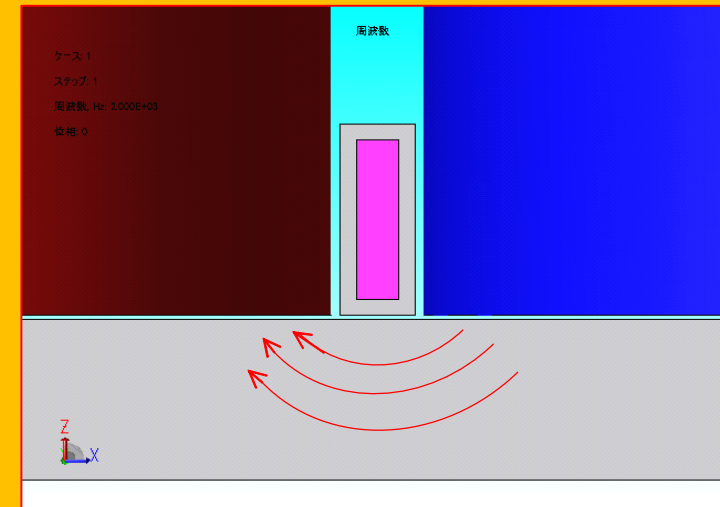


シミュレーション結果から検出コイルに発生する誘起電圧を計算したところ 検証結果は数値実験と同じ傾向を示し、45度の欠損に対し誘起電圧が最大となった

2. ∞ コイルの動作原理 -低周波励磁-

低周波励磁する理由
とは . . .

- 励磁周波数を低減することで、検査対象の深部まで磁束を浸透させる。



メリット

- 検査対象の深部や裏面欠損探査が可能となる。

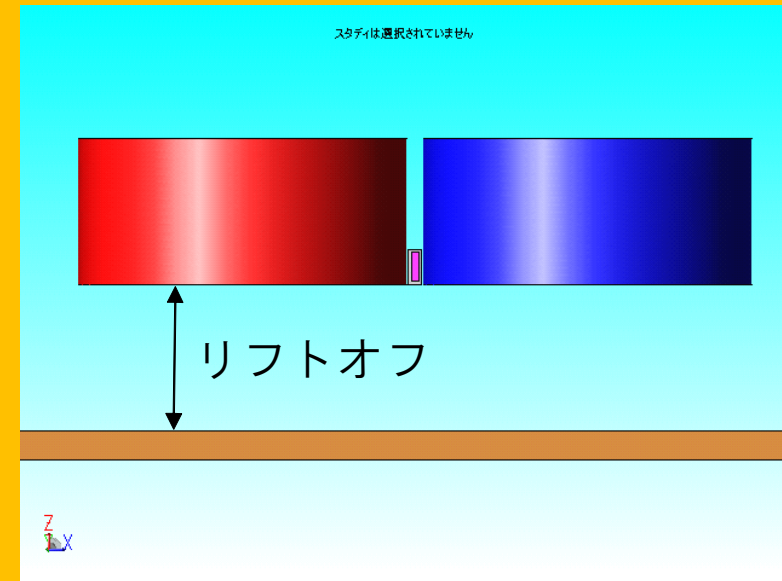
デメリット

- 誘起電圧が低くなる。
- 高周波ノイズが発生する。

2. ∞ コイルの動作原理 -リフトオフ-

リフトオフ
とは・・・

- ECTセンサと被検査対象間の距離のことを言う。



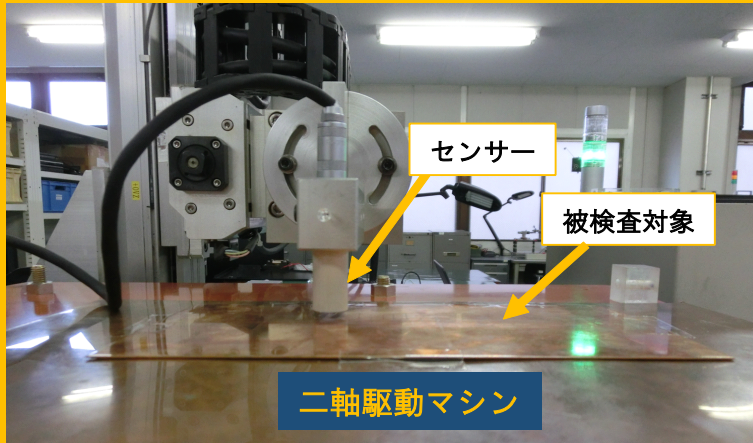
メリット

- 被検査対象に直接接触する必要がなく、欠損探査が可能になる。

デメリット

- 被検査対象から距離が離れるため誘起電圧が低くなり、欠損探傷が困難になる。

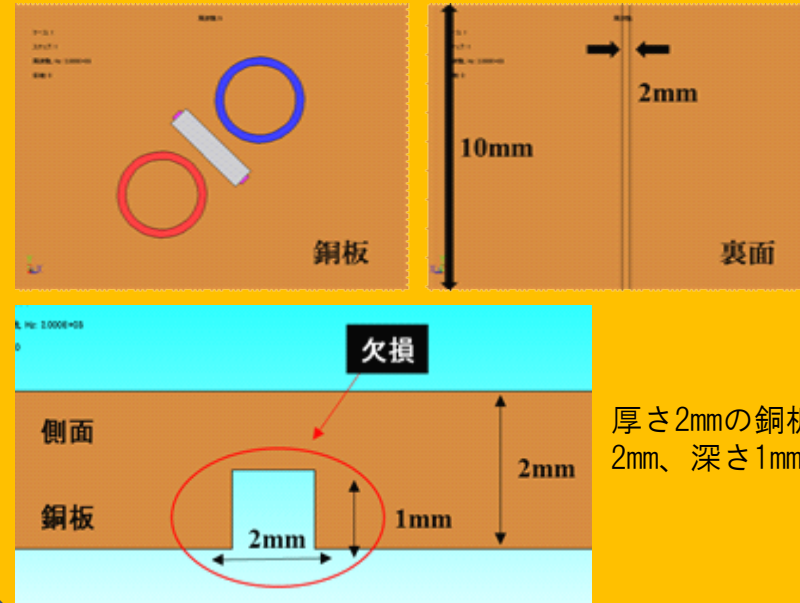
3. 実験



-Operating principle-

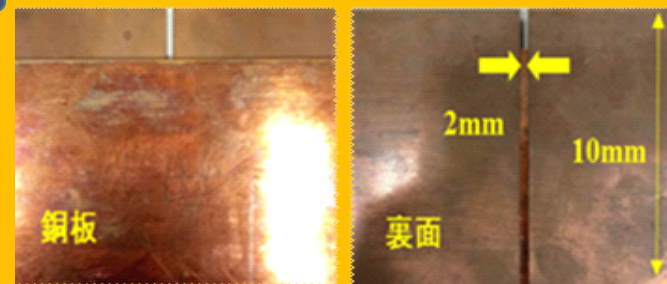
センサが欠損上を移動するとき、ブリッジ回路の平衡バランスが乱れることによる変化を信号として表示する

シミュレーションモデル



厚さ2mmの銅板の裏面に幅2mm、深さ1mmの直線状欠損

実測

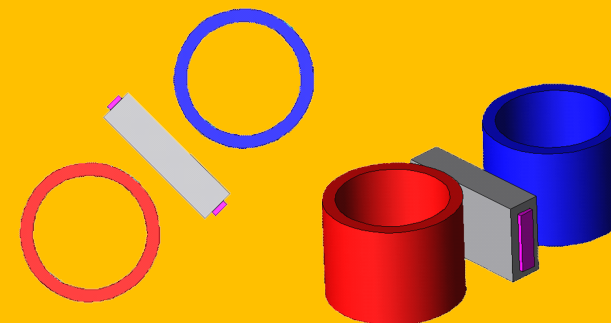


➢ 幅2mm、深さ1mmの直線状欠損は、厚さ2mmの銅板の裏面に厚さ1mmの無欠損な銅板2枚を2mmの間隔を空けて重ねることで模擬した。

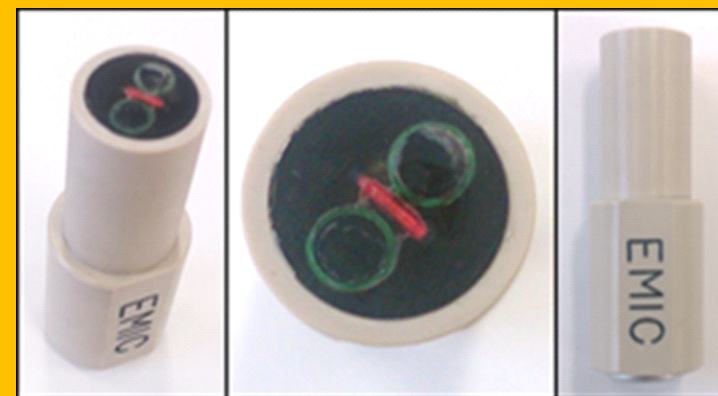
3. 実験

∞コイル諸定数

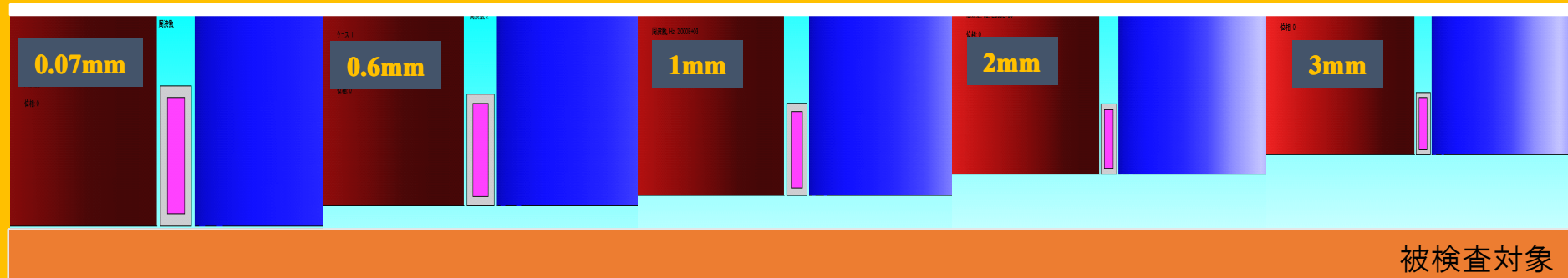
励磁コイル	
外径	2.185mm
内径	1.785mm
長さ	3.3mm
巻数	100
入力電圧	100V
周波数	2kHz
検出コイル	
外径	1.1mm × 2.6mm
内径	0.5mm × 2mm
長さ	4.8mm
巻数	100
磁性体コア	Mn-Zn ferrite_3000



シミュレーションモデル



試作∞コイル



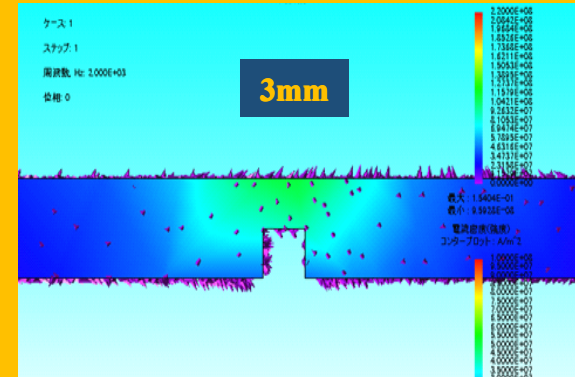
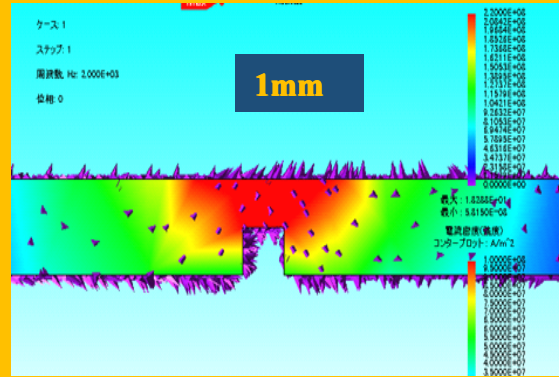
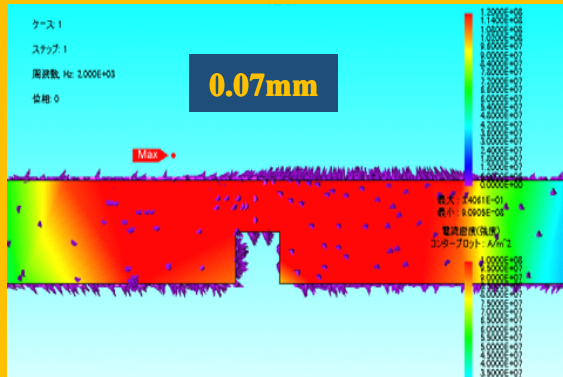
被検査対象

リフトオフ間隔

3. 実験 -シミュレー

シミュレー

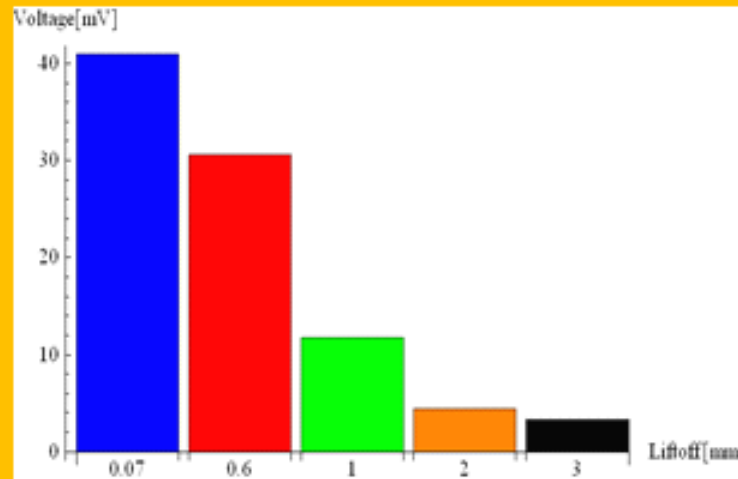
渦電流の大きさ分布と磁界ベクトル分布



▲ 磁界ベクトル

背景色 渦電流の大きさ

センサ感度はリフトオフが大きいほど高くなることを意味する。

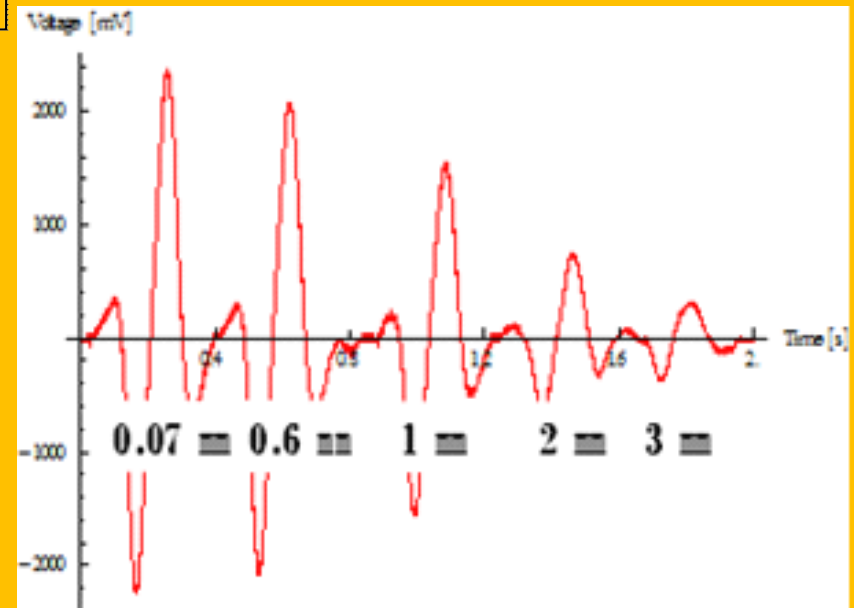
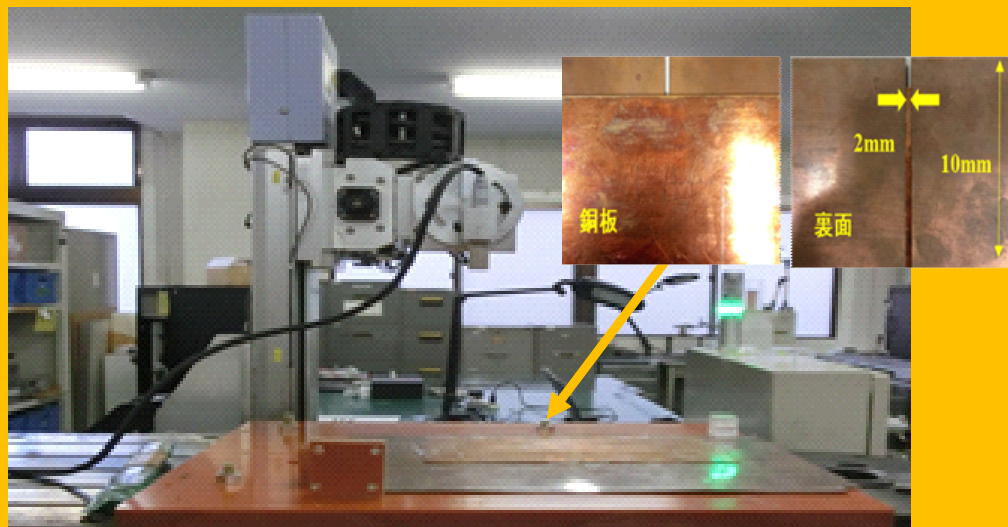
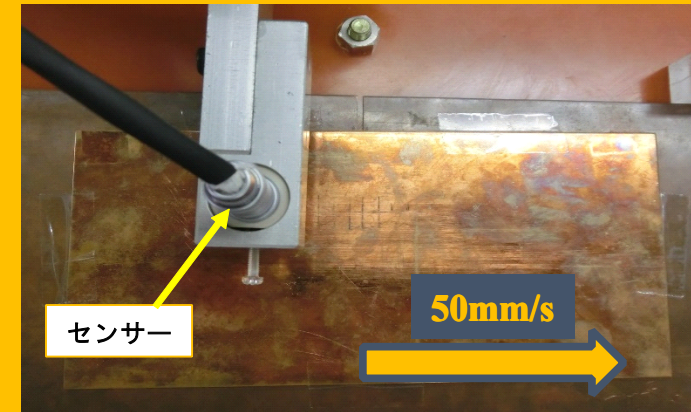


- センサピーク誘起電圧はリフトオフが1mmを境に急激に減少し、全体としてセンサピーク誘起電圧はリフトオフ距離に反比例する傾向が伺える

3. 実験 実測

ET-5002のパラメタ (周波数: 2 kHz)

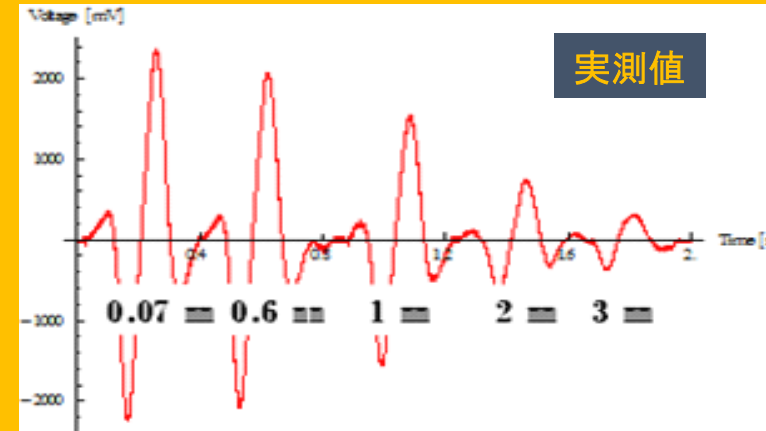
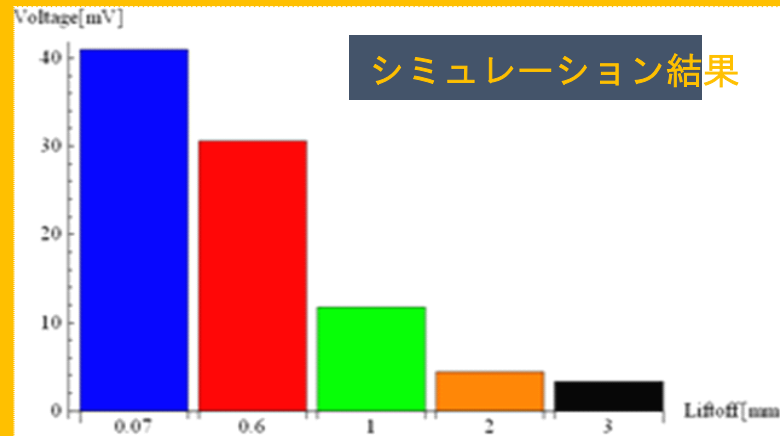
Liftoff[mm]	0.07	0.6	1	2	3
GAIN[dB]	60	60	60	60	60
HPF[Hz]	off	off	off	off	off
LPF[Hz]	10	10	10	10	10
Speed[mm/s]	50	50	50	50	50



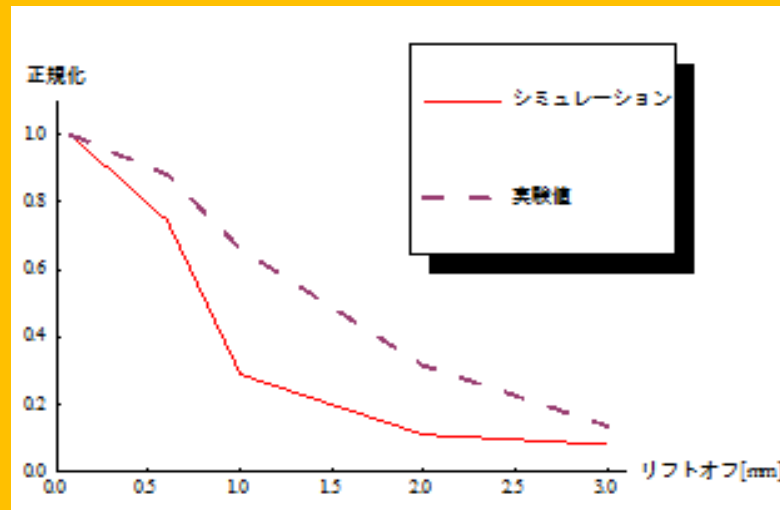
過流探傷器 (ET-5002) に拠る検出信号波形

3. 実験 比

較



両者の絶対最大値を基準としてそれぞれの出力信号を割り算し、最大値を1として正規化



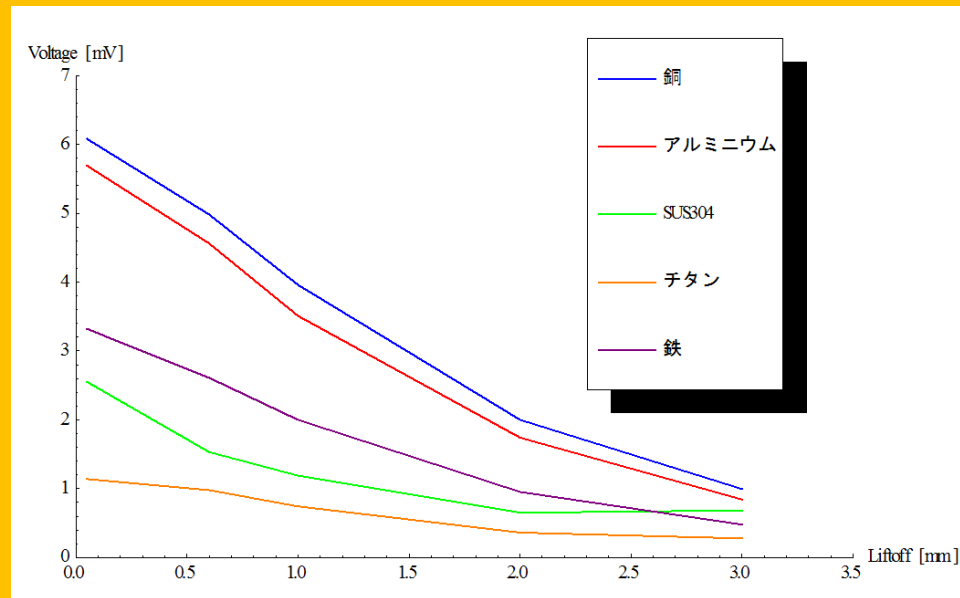
- この相違は理想的な実験環境よりも実験装置近傍の鉄をフレームやケースとする実験機材の存在がセンサ感度向上に繋がることが考えられる。

4. まとめ

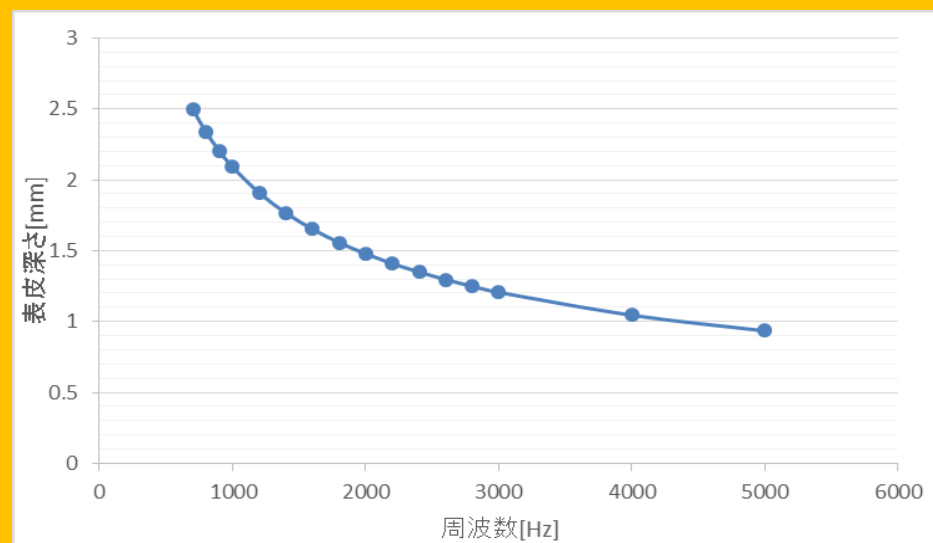


- 本論文は低周波励磁 ∞ コイルによる裏面欠損探傷に於けるリフトオフ特性について述べた。
- 低周波励磁 ∞ コイルの出力信号処理をET-5002で行い、 ∞ コイルの位置制御を二軸駆動ロボットで行った。その結果、 ∞ コイルの低周波励磁に拠る裏面探査は十分に可能であることが判明した。

～ご清聴ありがとうございました～



周波数[Hz]	5000	4000	3000	2800	2600	2400	2200	2000
表皮深さ[mm]	0.93459	1.0449034	1.2065505	1.2488984	1.2960431	1.348964	1.4089474	1.477717
周波数[Hz]	1800	1600	1400	1200	1000	900	800	700
表皮深さ[mm]	1.55765	1.6521373	1.7662091	1.9077239	2.0898068	2.20285	2.336475	2.497797



OS6 - 02

フーリエ級数を用いた磁界制御型磁化特性モデルの導出

Derivation of a Magnetization Model by Fourier Series

和久田 恭祐*¹(学生員), 齊藤 兆古*¹(正員)

Kyosuke WAKUDA (Stu. Mem.), Yoshihuru SAITO (Mem.)

This present paper proposes one of the phenomenological magnetization model which is capable of representing the saturation as well as hysteretic magnetizing properties. The parameters of the phenomenological model are obtained by means of the orthogonal property of the Fourier series. The phenomenological model derived by Fourier series is composed of the two independent parameters. One is corresponding to a permeability of the ferromagnetic materials and the other is representing the hysteresis property. Furthermore, we evaluate the stress influence in terms the higher harmonic hysteresis loops.

Keywords: Hysteresis loop; Fourier series, Orthogonal function, Ferromagnetism, Phenomenological modeling.

1 緒言

有限要素法で代表される数値解析技術の進展と小型・高性能のパーソナルコンピュータの爆発的な普及で、従来、大型計算機でしか利用できなかった電磁界解析ソフトが個人レベルでも利用可能な環境が構築されている。

しかしながら、殆ど総ての電磁界解析ソフトウェアパッケージは線形問題に関して十分に実用性があるが、強磁性体が絡む電磁界解析では、解析空間が空気など線形媒質で支配される場合を除いて実務に耐えられない。

この理由は、磁性体の磁化特性にある。総ての磁性体は非線形であり、磁気飽和、磁気ヒステリシス、磁区間のアノマラスな渦電流などを呈し、これらの特性は応力、温度などの環境条件によっても変化する[1]。従って、磁性体の磁化特性、特に磁気履歴特性を導入しなければ磁性体が系を支配する電気機器には無力である。

強磁性体中で磁束密度が正弦波状に時間変化している場合、この磁束密度に伴う磁界は強磁性体の非線形磁化特性に起因して歪波となる。この磁界へフーリエ解析を適用することで、磁界は奇関数成分と偶関数成分の波形へ分けられる。奇関数と偶関数の磁界と同相となる磁束密度とその時間微分を勘案すると、磁界

と磁束密度、および磁束密度の時間微分の関係を表す構成方程式が導かれる[2,3]。この構成方程式は磁区履歴特性を表す磁化特性モデルであり、バルク強磁性体、すなわち、トロイダルコアなどでは限られた周波数範囲で極めて有用な磁化特性モデルとなることが報告されている[4]。

本論文では、磁界制御型の磁化特性モデルをフーリエ級数で導き、その妥当性を簡単な実験で検証する。

2 磁界制御型磁化特性モデル

2.1 理論的基礎

磁性体を磁化する磁界 H が任意の奇関数で与えられるとする。磁界 H が強磁性体に加えられ磁束密度 B が生じたとする。強磁性体の非線形な磁化特性に起因して磁束密度 B は磁界 H と同時間位相である奇関数成分 B_{Odd} と磁界 H と時間位相が 90 度異なる偶関数成分 B_{Even} からなる。

すなわち、

$$B = B_{\text{Odd}} + B_{\text{Even}} \quad (1)$$

ここで、式(1)の右辺はフーリエ級数を使って、

$$\begin{aligned} B &= B_{\text{Odd}} + B_{\text{Even}} \\ &= \sum_{i=1}^n B_{si} \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^n B_{ci} \cos(i\omega t) \end{aligned} \quad (2)$$

となり、 $B_{si}, i=1, 2, \dots, n$, と $B_{ci}, i=1, 2, \dots, n$, はそれぞれ次式で与えられる。

連絡先: 和久田 恭祐, 〒184-8584 東京都小金井市梶野町 3-7-2, 法政大学理工学研究科電気電子工学専攻,
e-mail: kyosuke.wakuda.9r@stu.hosei.ac.jp

*¹法政大学

$$B_{si} = \frac{2}{T} \int_0^T B \cdot \sin(i\omega t) dt \quad (3)$$

$$B_{ci} = \frac{2}{T} \int_0^T B \cdot \cos(i\omega t) dt \quad (4)$$

磁束密度の奇関数成分 B_{Odd} は磁界 H と同時間位相であるから、 μ [H/m] を透磁率として、

$$B_{Odd} = \mu H \quad (5)$$

の関係式で表される。

他方、磁束密度の奇関数成分 B_{Even} は磁界 H の時間微分 dH/dt 同時間位相となるから、 γ [s Ω /m] を両者間のパラメータとすれば、

$$B_{Even} = \gamma \frac{dH}{dt} \quad (6)$$

の関係が成り立つ。

従って、式(5),(6)を式(1)へ代入し、

$$B = \mu H + \gamma \frac{dH}{dt} \quad (7)$$

が得られる。

式(7)が磁界制御型磁化特性モデルである。特に、磁界制御型と呼ぶ理由は、磁界系を制御する既知入力を磁界 H としていることによる。

2.2 調和平衡法

入力 $f(t)$ と出力 $g(t)$ より、以下の図に示す入出力システムを考える。

$$f(t) = \sum_{i=1}^n a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^n b_i \cos(i\omega t) \quad (8)$$

$$g(t) = \sum_{i=1}^n c_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^n d_i \cos(i\omega t) \quad (9)$$

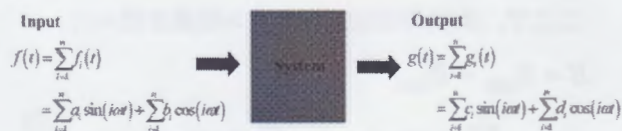


Fig. 1. Input and output system.

このシステムでは、入力 $f(t)$ と出力 $g(t)$ はパラメータ α 、 β を用いて以下の式で与えられると仮定する。

$$\sum_{i=1}^n g_i(t) = \sum_{i=1}^n \alpha_i f_i(t) + \sum_{i=1}^n \beta_i \frac{df_i(t)}{dt} \quad (10)$$

式(10)のパラメータ α_i 、 β_i は関数の直交性からそれぞれ(11)、(12)式で与えられる。

$$\alpha_i = \frac{\int_0^T f_i(t) \cdot g_i(t) dt}{\int_0^T f_i^2(t) dt} = \frac{a_i c_i + b_i d_i}{a_i^2 + b_i^2} \quad (11)$$

$$\beta_i = \frac{\int_0^T \left(\frac{df_i}{dt} \right) \cdot g_i(t) dt}{\int_0^T \left(\frac{df_i}{dt} \right)^2 dt} = \frac{a_i d_i - b_i c_i}{i\omega(a_i^2 + b_i^2)} \quad (12)$$

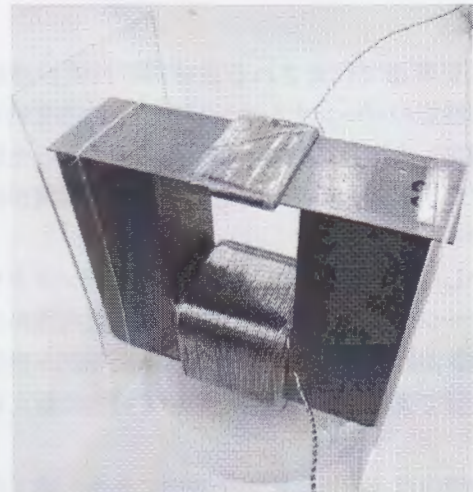


Fig. 2. Specimen and U shape ferrite core

2.3 実験

Fig.2 は磁化特性測定装置を示す。継鉄としてマンガンジ系フェライトコア、供試材料として方向性珪素鋼板（厚さ 0.35mm 幅 30mm 長さ 100mm）を採用した。U 字型フェライトコアの底部には励磁コイルを 300 回巻き、この励磁コイルに振幅 0.12A、周波数 500Hz の交流電流を通电した。また対象物である珪素鋼板にはサーチコイルを 300 回巻いている。

Fig.3 は測定したヒステリシスループと第 9 高調波までの和で再現したループの比較を示す。

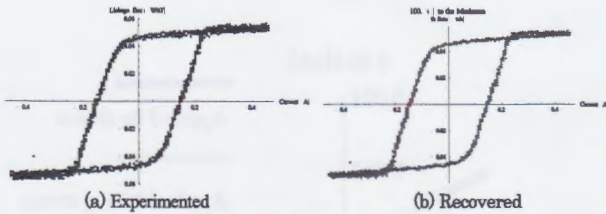
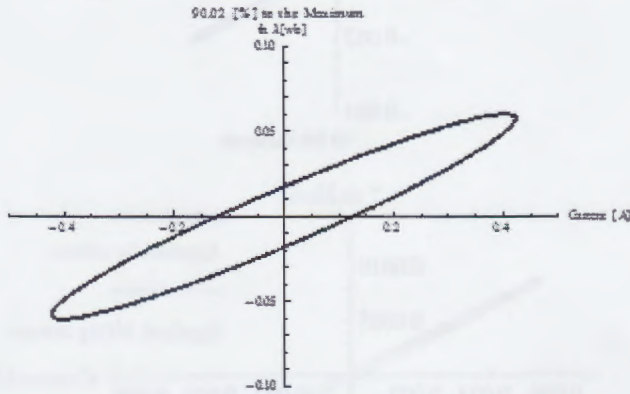
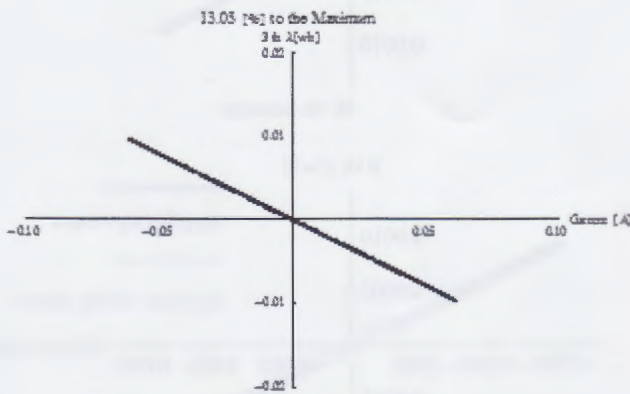


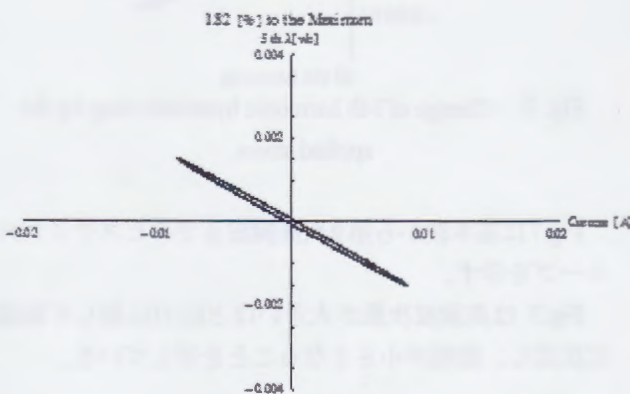
Fig. 3. Validity check of the model.



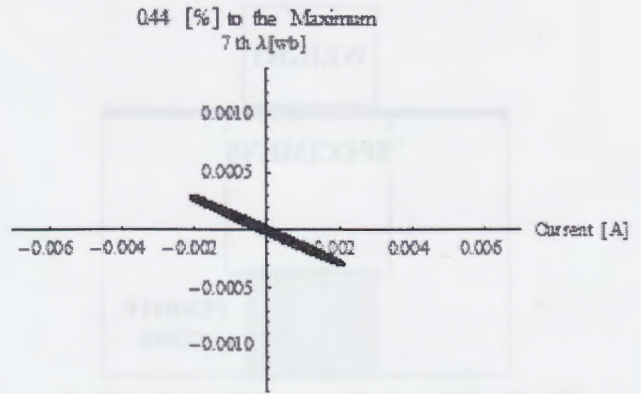
(a) fundamental wave



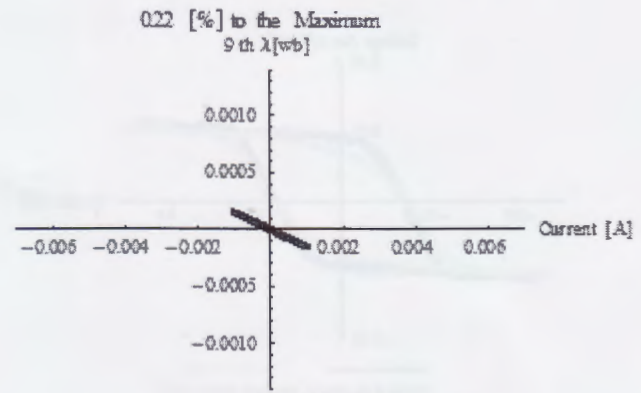
(b) 3rd harmonic



(c) 5th harmonic



(d) 7th harmonic



(e) 9th harmonic

Fig. 4. i -th harmonic hysteresis loop.

Fig.4は基本波から第9次高調波のヒステリシスループを示す。

Fig.4 より基本波のヒステリシスループは正の傾きを持つが、第3次以降の高調波においては全てが負の傾きを持つ。従って、基本波で損失なったエネルギーを高調波が回生することで本来のヒステリシスループが再現される。

次に Fig.5 に示すように供試材料へ錘を載せることでストレスを加えて磁気ヒステリシスループを測定した。Fig.5で、錘を加えることで供試材料が励磁磁極から離れ無いようにU字形の空隙部に支えの木片を挿入して実験を行った。

Fig.6が1.9kgの錘を与えた場合と与えていない場合のヒステリシスループの比較である。明らかに、応力を印可することで方向性珪素鋼板の角型特性が崩れS型ヒステリシスループになることが判る。

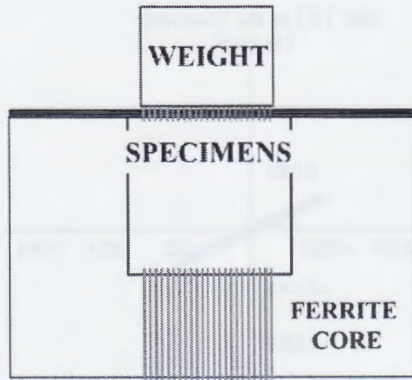


Fig. 5. Schematic diagram of the stress application.

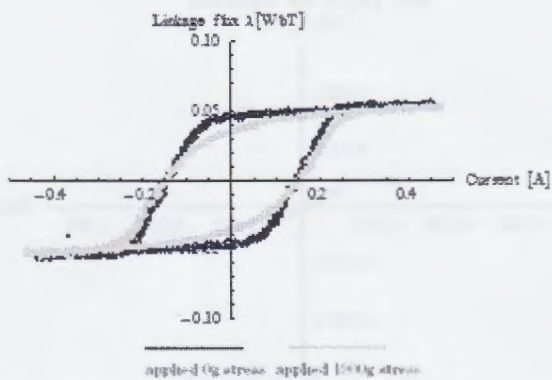
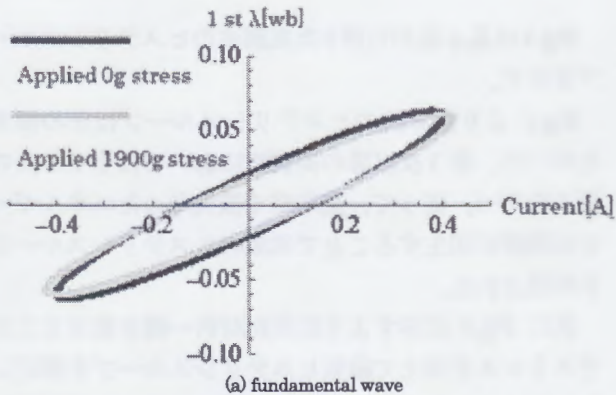
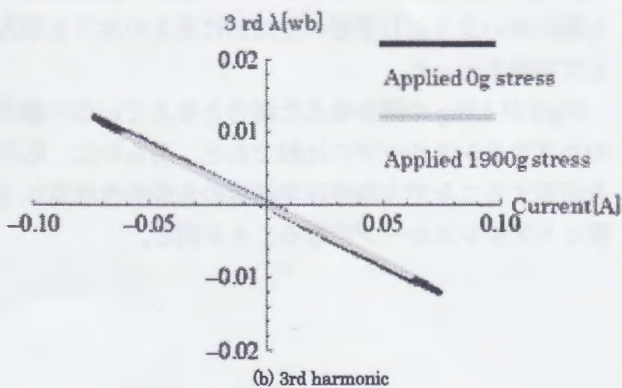


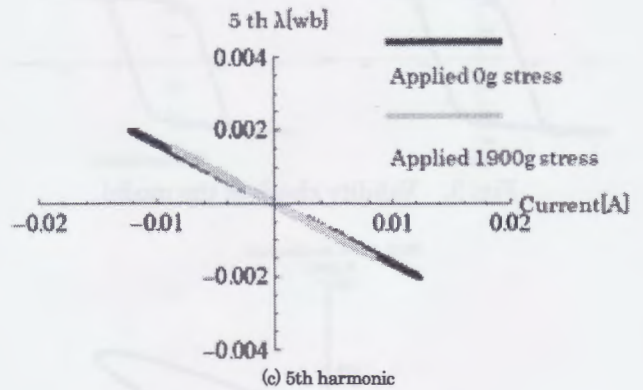
Fig. 6. Change of the hysteresis loop by the applied stress.



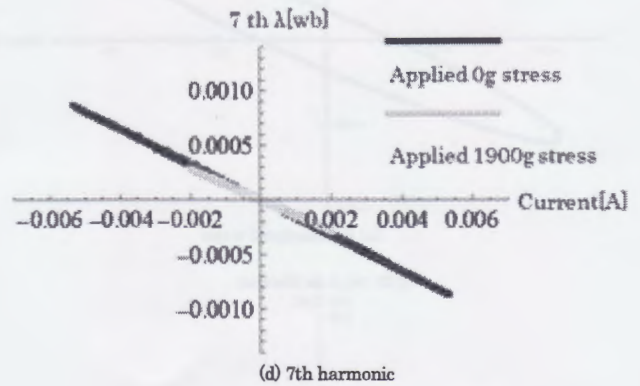
(a) fundamental wave



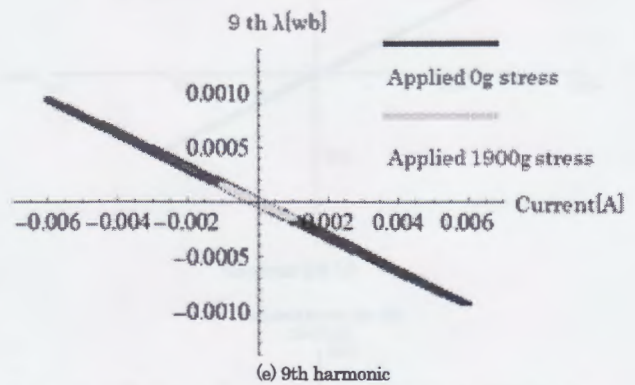
(b) 3rd harmonic



(c) 5th harmonic



(d) 7th harmonic



(e) 9th harmonic

Fig. 7. Change of i-th harmonic hysteresis loop by the applied stress.

Fig.7は基本波から第9次高調波までのヒステリシスループを示す。

Fig.7は高調波次数が大きいくほど応力に対して敏感に反応し、振幅が小さくなることを示している。

3 結言

磁気飽和を含む磁気履歴特性は、調和平衡法的アプローチにより表現が可能であることを示した。ヒステリシスループにおいて、基本波は正の傾きを持ちエネルギーの損失を表すが、高調波成分は全て負の傾きを持ちエネルギーを回生するものであった。

外部応力によるヒステリシスループへの影響は、高調波次数が大きいほど応力に対して敏感に反応し、振幅が小さくなることが判明した。

参考文献

- [1] R.M.Bozorth, Ferromagnetism, Van Nostrand, 1951.
- [2] Y.Saito, S.Hayano, H.Nakamura, Y.Kishino and N.Tsuya, A Representation of Magnetic Hysteresis by Fourier Series, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 54-57, pp. 1613-1614, 1986.
- [3] S.Hayano, Y.Saito, and Y.Sakaki, A magnetization Model for Computational Magnetodynamics, Journal of Applied Physics, Vol.29, No.28, pp.4614-4616, 1991.
- [4] 早野誠治, 宮崎淳, 並木勝, 斎藤兆古 “磁界計算のための磁性材料の構成式” マグネティックス研究会, SA-90-33, RM-90-45, 1990.



HOSEI UNIV.

フーリエ級数を用いた
磁界制御型磁化特性モデルの導出

Derivation of a Magnetization Model by Fourier Series

和久田 恭祐 齊藤 兆古

法政大学大学院 理工学研究科 電気電子工学専攻

www.saito-lab.jp

目次



HOSEI UNIV.

研究背景
従来型の磁化特性モデル
磁界制御型磁化特性モデル
調和平衡法によるパラメタの決定
実験
結論

www.saito-lab.jp

研究背景



HOSEI UNIV.

- JMAG
- MagNet
- XFEM
- etc...



- ✓ 殆ど全ての電磁界解析ソフトウェアパッケージは線形問題に関して十分に実用性がある
- ✓ 強磁性体が絡む電磁界解析では、解析空間が空気など線形媒質で支配される場合を除いて実務に耐えられない

- 磁気飽和
- 磁気ヒステリシス
- 磁区間のアノマラスな渦電流
- etc...

これらの特性は応力、温度などの環境条件によっても変化する

磁性体の磁化特性、特に磁気履歴特性を導入する必要がある。

3

研究背景



HOSEI UNIV.

鉄に代表される強磁性体は幅広い分野・用途において必要不可欠である。

外部応力の影響や経年劣化といった問題は無視できない点であり、対象を破壊する必要のない検査は極めて重要といえる。

磁性体に電流を加えることでB-Hループを観察することができ、またB-Hループは外部応力によって変化することが知られている。この変化を比較・検討することで非破壊検査への応用が期待される。

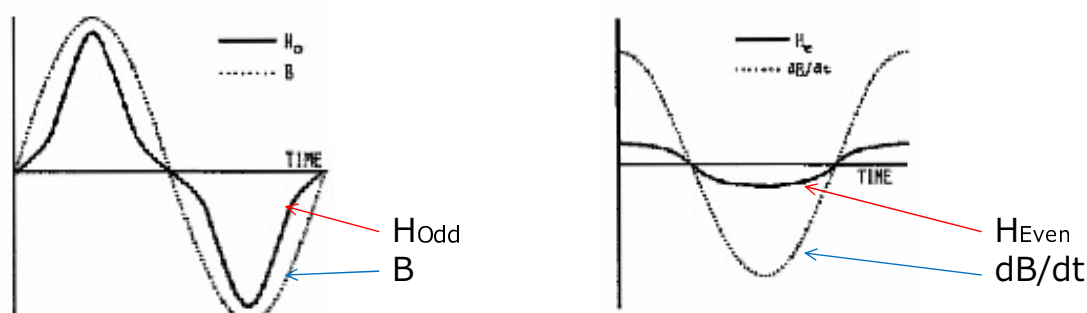
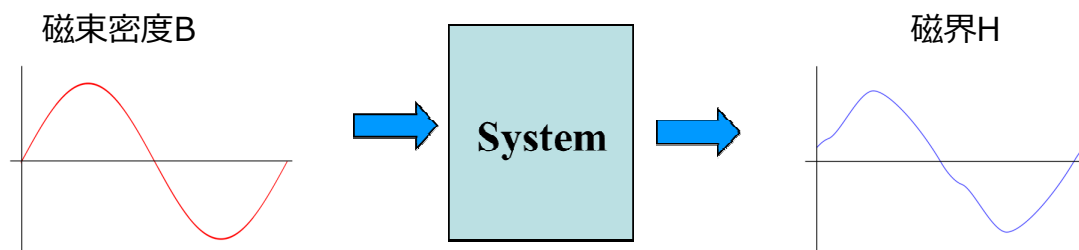


4

従来型の磁化特性モデル



HOSEI UNIV.

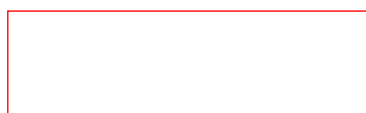


5

従来型の磁化特性モデル



HOSEI UNIV.



6

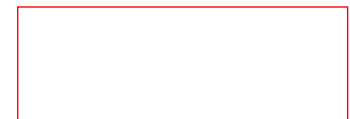
磁界制御型磁化特性モデル



HOSEI UNIV.

理論的基礎

- 磁性体を磁化する磁界 $H \rightarrow$ 任意の奇関数
- 磁界 H が強磁性体に加えられ磁束密度 B が生じる強磁性体の非線形な磁化特性に起因して磁束密度 B は磁界 H と同じ時間位相である奇関数成分 B_{Odd} と磁界 H と時間位相が90度異なる偶関数成分 B_{Even} からなる。

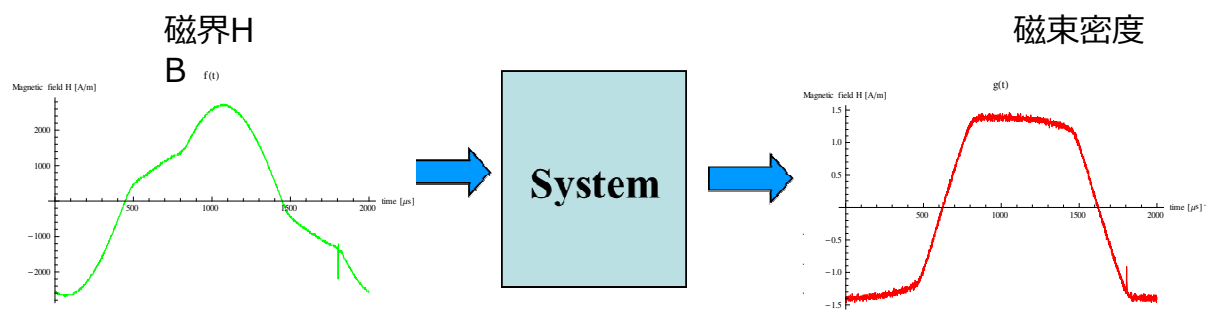


7

調和平衡法によるパラメタの決定



HOSEI UNIV.

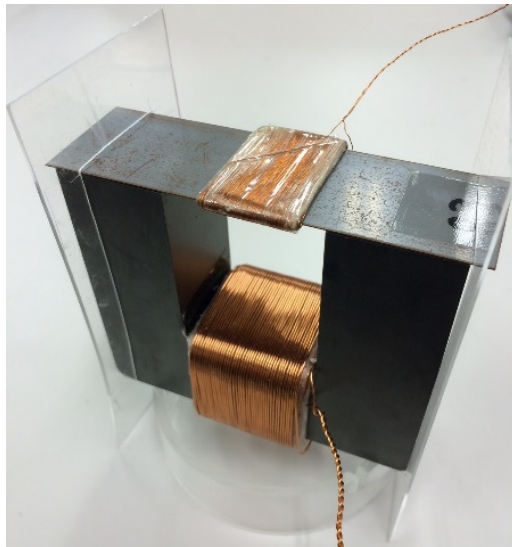


8

実験方法



HOSEI UNIV.



[無方向性ケイ素鋼版]

長さ : 100mm

幅 : 30mm

厚さ : 0.35mm

[サーチコイル・励磁コイル巻数]

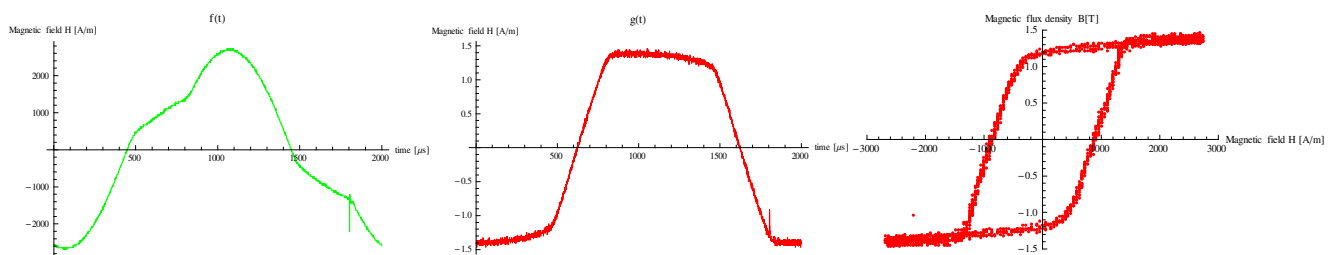
300回

9

入出力間の関係



HOSEI UNIV.



(a) 磁界H

(b)磁束密度B

(c)ヒステリシスループ

正弦波

周波数 : 500Hz

励磁電流 (最大値) : 0.75A

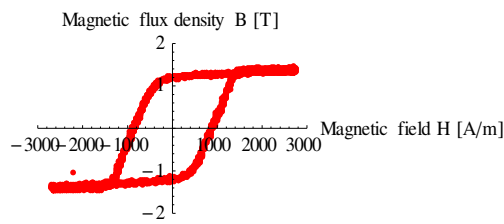
サンプリングポイント (一周期) : 2000

10

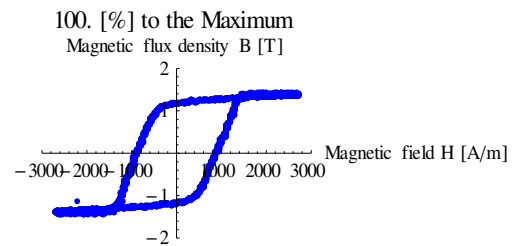
再現性の確認



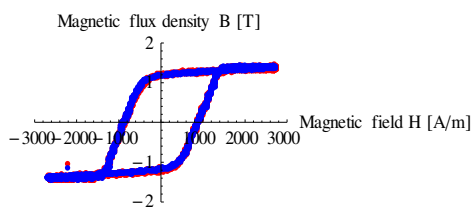
HOSEI UNIV.



(a)Original



(b)Recovered



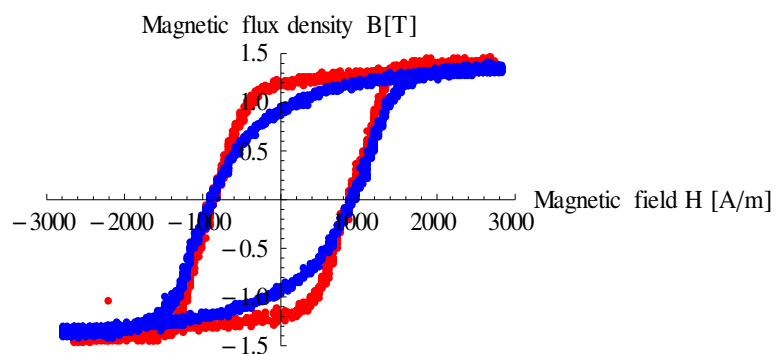
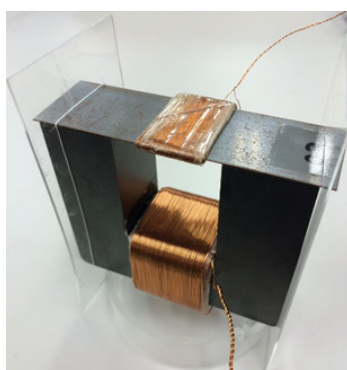
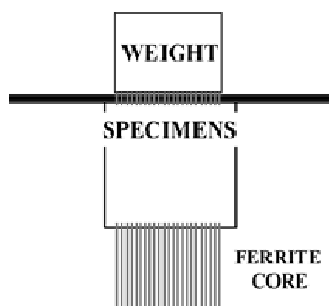
(c)Superposed

11

実験



HOSEI UNIV.



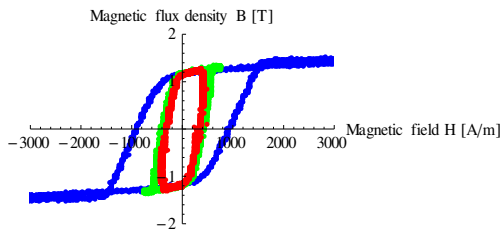
赤：応力負荷なし
青：応力負荷1.4Kg

12

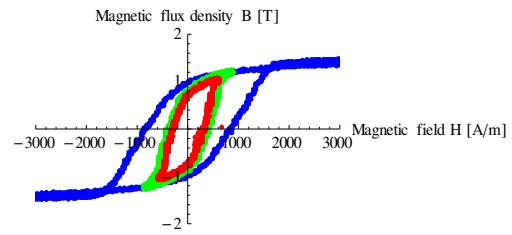
実験



HOSEI UNIV.



応力負荷なし



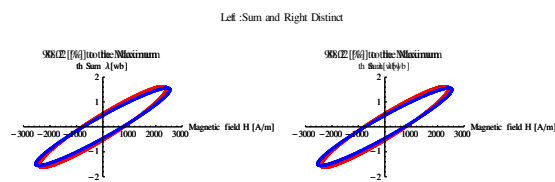
応力負荷あり

赤：未飽和
 緑：飽和
 青：過飽和

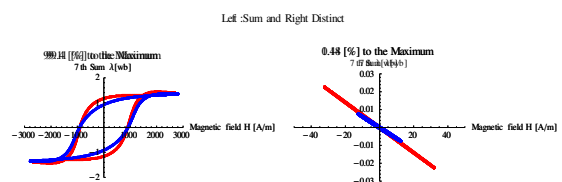
実験



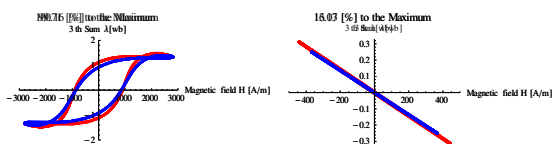
HOSEI UNIV.



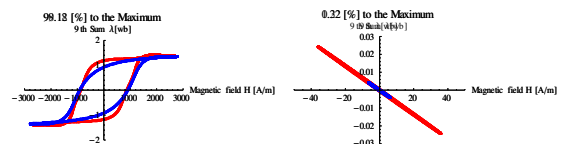
第1高調波



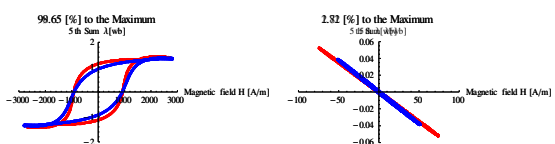
第7高調波



第3高調波



第9高調波



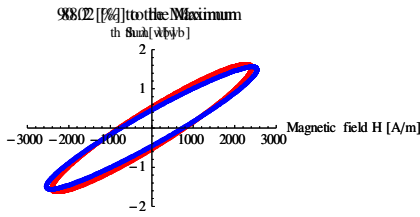
第5高調波

赤：応力負荷なし
 青：応力負荷1.4kg

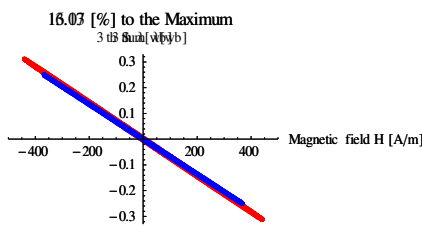
実験



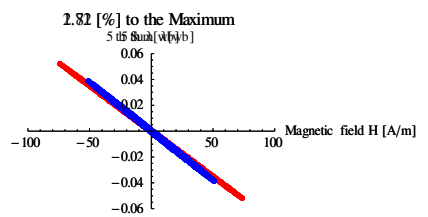
HOSEI UNIV.



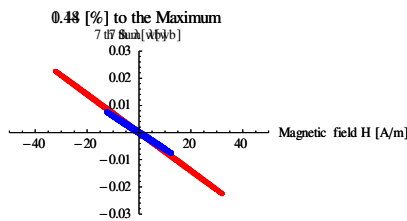
第1高調波



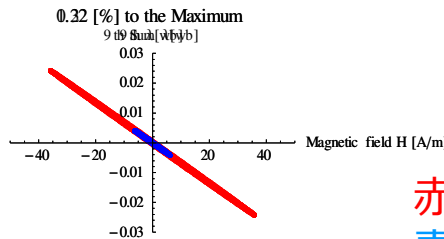
第3高調波



第5高調波



第7高調波



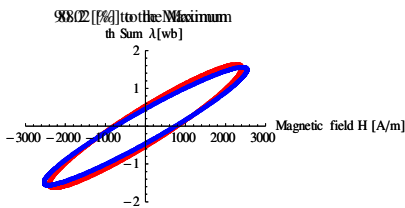
第9高調波

赤：応力負荷なし
青：応力負荷1.4kg

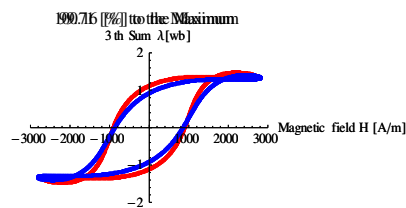
実験



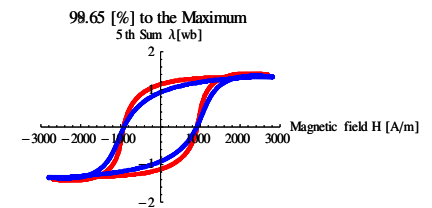
HOSEI UNIV.



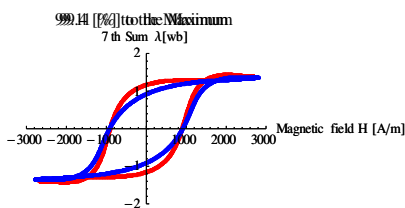
第1高調波



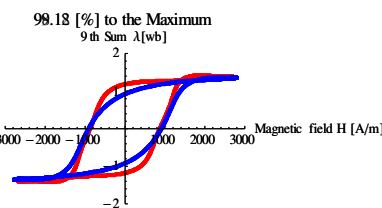
第3高調波



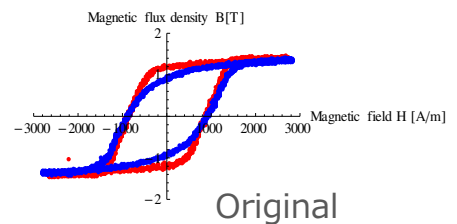
第5高調波



第7高調波



第9高調波



Original

赤：応力負荷なし
青：応力負荷1.4kg

結論



HOSEI UNIV.

磁気飽和を含む磁気履歴特性は、調和平衡法的、すなわち、フーリエ級数により表現が可能であることを示した。ヒステリシスループで、基本波は正の傾きを持ちエネルギーの損失を表すが、高調波成分は全て負の傾きを持ちエネルギーを回生するものであった。

全体が重なって実際のヒステリシスループを再現することは興味深い。

外部応力によるヒステリシスループへの影響は、高調波次数が大きいほど応力に対して敏感に反応する。

同様に外部応力の影響により高調波次数が大きいほど振幅が小さくなることが判明した。

17



HOSEI UNIV.

ご静聴ありがとうございました。

18

OS4 - 15

平面型 ∞ コイル渦電流探傷法の最適設計に関する考察A study of optimized design of the flat type ∞ eddy current sensor丸山公希*¹(学正員), 齊藤兆古*¹(正員)

Kouki MARUYAMA (Stu. Mem.), Yoshifuru SAITO (Mem.)

Previously we have succeeded in developing the ECT sensor called "Flat ∞ coil". This sensor is improved of the ∞ coil which has been developed by our laboratory in 2013. Flat ∞ coil sensor is composed of the two spiral type exciting coil and one sensing coil. This sensor is so high sensitive and has the versatile capability e.g. it is able to detect the not only flat surface defect but also curved surface defect.

This paper concerns with an optimization of the flat ∞ coil. Optimization of this flat ∞ coil is carried out with aides of the 3D finite elements solutions. According to the 3D finite element simulation results, we have successfully obtained a optimal design, i.e., the optimum size of two exciting coils and a sensing coil.

Keywords: Eddy current testing, Non-destructive testing, Flat ∞ coil, Optimization.

1 緒言

現代の文明社会を支えるのは人類の叡智が創造した多くの文明の利器による。例えば、高速な移動手段を提供する高速鉄道、自動車、航空機、そして、電力生成・システム、照明システム、セキュリティシステムなど、いわゆる産業プロダクトから鉄橋、大型ビルや高速道路などの社会的インフラストラクチャまで広汎で多岐に渡る文明の利器が存在し、人類の文明生活を支えているのは自明であろう。

産業プロダクトから社会的インフラストラクチャにいたる文明の利器の多くは何らかの形で機械的構造を持ち、強度や形状維持のフレームが存在する。機械的構造の強度や形状を維持するフレームの多くは金属材料からなり、それぞれの産業プロダクトの機能を維持するため、機械的ストレスを受け続けている。産業プロダクトの中で、人間の大量輸送に関わる大型バス、高速列車、大型旅客機のみならず原子力発電所で代表される大規模エネルギー変換システムなどのプラントや社会的インフラストラクチャ設備では、機械的ストレスだけでなく熱応力、中性子による劣化などがある。当然であるが、これらの産業プロダクトではフレームの健全性が高度な信頼性、安全性を確保するために極めて重要な要素である。

金属の健全性を確保する手段として最も基幹的で重要な技術が金属材料に対する非破壊検査技術である。金属の非破壊検査法として、渦電流探傷法(Eddy Current Testing, 以後, ECT と略記), 電気ポテンシャル法, 超音波映像法および X 線断層撮影法のような様々な方法がある。この中で、金属の非破壊検査として、ECT による方法は、検査対象と直接接触の必要がなく、比較的簡単な装置で高速な検査が可能である⁽¹⁻³⁾。このため、ECT は自動車の個々の部品検査から橋梁の劣化検査など極めて多くの分野で広汎に使われている。これは、人類の創造する文明の利器の力学的強度維持は大部分が導電性を有する金属材料からなるためであり、特に ECT は選択的に非接触で金属部分のみ検査可能である点に拠る。

2013 年、我々の研究室で新型渦電流センサ・ ∞ コイルが開発された[5]。この ECT センサは従来のセンサに対して、高感度かつ高いリフトオフ特性を有するが、そのセンサの構造上、曲面の被検査対象に対しては感度が低下する欠点がある。この問題点を解決するために ∞ コイルの特性や構造を活かしつつ、曲面对象の欠損探傷を可能とするフレキシブルな平面型 ∞ コイルを提案した。結果として曲面のみならず平面の欠損に対しても従来の ∞ コイルを上回る感度を有するセンサの開発に成功した。

本論文は、平面型 ∞ コイルセンサの最適設計に関するものである。平面型 ∞ コイルはスパイラル状に巻かれた励磁コイルと有限長の検出コイルから構成され、

連絡先: 丸山 公希, 〒184-8584 小金井市梶野町 3-7-2, 法政大学大学院工学研究科電気工学専攻齊藤兆古研究室, e-mail: kouki.maruyama.8n@stu.hosei.ac.jp

*¹法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻

検出感度は各コイルの大きさに依存する。

形状の最適設計には、大前提として励磁コイルおよび検出コイルの高さを一定値に固定する。次に、励磁コイルの直径を基準長とし、励磁コイル間の距離（これにより検出コイルの幅が一意的に決まる）および検出コイル長を変化させた時の検出感度を有限要素法により算出する。各形状での計算結果から励磁コイル間の距離とコイル長さの近似関数を導出し最適値を求める。よって、本論文は全ての試行計算結果から近似関数を求めるため、試行計算結果を無駄にすることがない最適設計の方法とその実例を紹介する。

2 平面型 ∞ コイル

2.1 平面型 ∞ コイルの構造

Fig.1 に平面型 ∞ コイルの構造を示す。平面型 ∞ コイルは二個の励磁コイルとコアに磁性体を持つ検出コイルから構成されている。我々はこの形状から“ ∞ コイル”と呼ぶ。

3次元の有限要素法を用いて二個の励磁コイルを隣り合う位置に配置し、互いに逆位相の電流を流してシミュレーションを行う。励磁電流により生じる磁界分布は逆極性の励磁コイルを貫通するループ状に形成されるため、Fig.2 のように二個の励磁コイルの間には磁界がゼロまたは極めて小さい値となる部分が生まれる。コアにフェライトなどの磁性体を持つ検出コイルを二個の励磁コイル間に励磁コイルの面に対し垂直な方向に設置する。検出コイルの面が励磁コイルによって生じる磁界と常に平行となるため検出コイルには誘起電圧が発生しない。更に磁界が極めて小さい部分に配置されることにより検出コイルが持つ磁性体の影響が少なく、元の磁界分布を乱さない設計となっていることが Fig.2 からわかる。



Fig.1 Structure of the ∞ coil.



Fig.2 Magnetic field intensity distribution.

2.2 平面型 ∞ コイルの動作原理

∞ コイルを健全な被検査対象上に設置した場合、被検査対象中には励磁電流の逆方向に渦電流が流れる。被検査対象中の渦電流によって生じる磁束は検出コイルの面に対し平行成分となるため誘起電圧は発生しない。しかし、被検査対象中に欠損が存在する場合、欠損を迂回するように流れる渦電流が発生し、検出コイルの面に対し鎖交する磁束成分が発生する。このため検出コイルに誘起電圧が発生し、欠損の有無を識別することが可能となる。

Fig.1 に示す平面型 ∞ コイルの動作原理を検証するために3次元の有限要素法によるシミュレーションを行う。Table.1 に励磁コイルと検出コイルの諸定数を示す。平面型 ∞ コイルは厚さ1mmの銅板上に配置され、欠損が無い場合、検出コイルに対し欠損が0度、90度、45度の場合で計算を行う。

Fig.3 はそれぞれ銅板上に流れる渦電流を、Fig.4 は検出コイルのフェライトコア内の磁束密度分布を示している。銅板中に欠損が存在しない場合、Fig.3(a)に示す渦電流が流れる。渦電流によって生じる磁束密度は検出コイルの面に対し平行方向成分のみであるため Fig.4(a)に示す方向となる。したがって欠損が存在しない場合、検出コイルに誘起電圧は発生しない。

Fig.3(b)は2mmの幅の欠損が検出コイルに対し0度に配置された場合の渦電流分布である。渦電流は欠損に沿う方向に流れるが、検出コイルの面に垂直な磁界を生む成分は流れないためフェライトコア内の磁束密度は Fig.4(b)のようになる。0度の場合も検出コイルに誘起電圧は発生せず、欠損を検知することは難しい。

Fig.3(c)に欠損が検出コイルに対し90度に配置した場合の渦電流分布を示す。銅板中の渦電流は欠損によ

Table.1 Various constants used in the 3D simulation.

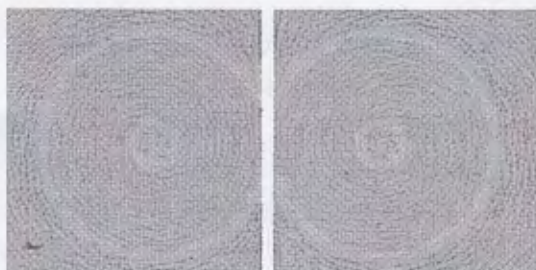
Exciting coil	
Coil outer diameter	30mm
Coil inner diameter	10mm
Coil length	0.4mm
Number of turn	20
Input voltage(peak)	1V
Frequency	256kHz
Sensin coil	
Coil outer diameter	1.4mm×2.4mm
Coil inner diameter	1mm×2mm
Coil length	6mm
Number of turn	100
Axis core	MnZn/ferrite (permiability:3000)

って妨げられ検出コイルの面に垂直に磁界を作る方向に流れる。しかしながら、欠損の両端で発生する渦電流は互いに打ち消し合う方向に流れるためフェライトコア内の磁束密度はコア断面に垂直方向に発生しない (Fig.4(c))。

Fig.3(d)に欠損が検出コイル軸に対し 45 度に配置した場合の渦電流分布を示す。渦電流は欠損沿いに流れ、検出コイルに垂直成分を含む磁界を作る。Fig.4(d)に示すように検出コイルを貫く方向に磁束が発生するため、検出コイルに誘起電圧が発生する。



(a) No defect



(b) 0 degree defect to the two adjacent exciting coils

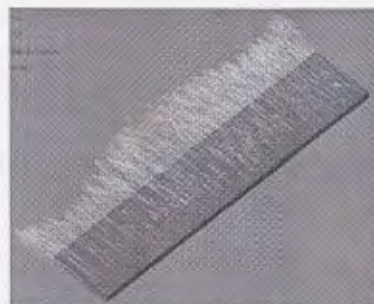


(c) 90 degree defect to the two adjacent exciting coils



(d) 45 degree defect to the two adjacent exciting coils

Fig.3 Eddy currents in a plane copper plate.



(a) No defect



(b) 0 degree defect to the two adjacent exciting coils



(c) 90 degree defect to the two adjacent exciting coils



(d) 45 degree defect to the two adjacent exciting coils

Fig.4 Magnetic flux density vectors in the ferrite bar.

また Fig.4(a)-(d)における検出コイルの誘起電圧を Fig.5 に示す。Fig.5 より欠損が 45 度の場合、高い誘起電圧が発生し欠損の有無を識別できることがわかる。検出信号の位相情報からも同様に欠損識別が原理的に可能と考えられるが、これに関する議論は検討課題として別の機会に述べたい。

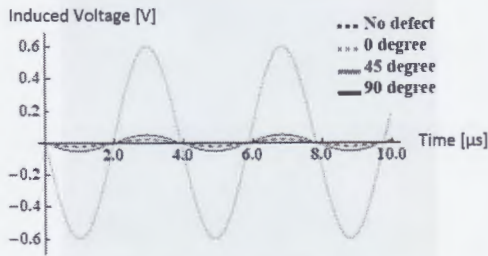


Fig.5 Induced voltages in the sensing coil.

3 平面型∞コイルの最適設計

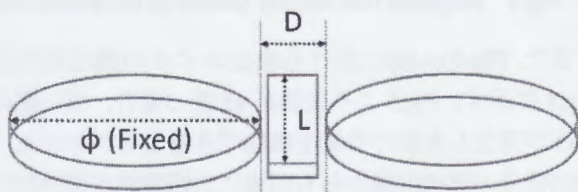
3.1 最適設計法

現在の工業製品の設計法では、過去の経験や実地試験によって最適なモデルが決定されているため、新たに開発された製品に対する設計では過去の経験が無く実地試験による手間が掛り多くの労力が必要となる。

本論文では、過去に経験の無い平面型∞コイル設計に関する一方法を提案する。

開発せんとする平面型∞コイルは二個の励磁コイルとコアに磁性体を持つ検出コイルから構成される。このため、検出感度は各コイルの大きさに依存する。それゆえ、平面型∞コイルの形状の最適設計には励磁コイルの直径 ϕ を基準とし二個の励磁コイル間の距離 D (検出コイルの直径)、検出コイルのコイル長 L を変化させた場合の検出感度を有限要素法により算出する。ただし、励磁コイルおよび検出コイルの厚さは一定値とし、検出コイルの幅は $0.9D$ とする。これは、平面型∞コイルにおいては励磁・検出コイルの厚さは、励磁コイル間距離 D や検出コイル長 L の変化と比較して感度に大きな影響を与えないことが多くのシミュレーションによって周知の事実であるからである。

励磁コイルの直径に対する励磁コイル間の距離の比を R 比として(1)式に、励磁コイルの直径に対する検出コイル長の比を L 比として(2)式に定義する。



*A thickness of exciting coil and sensing coil is fixed value.

Fig.6 Schematic diagram of the flat ∞ coil optimization.

$$R \text{ 比} = D / \phi \quad (1)$$

$$L \text{ 比} = L / \phi \quad (2)$$

各形状での計算結果から R 比と L 比の近似関数を導出し最適値を算出する方法を試みる。この方法では全ての試行計算結果から近似関数を求めるため、試行計算結果を無駄にすることがなく最適が可能とされる。

3.2 有限要素法による平面型∞コイルの最適設計

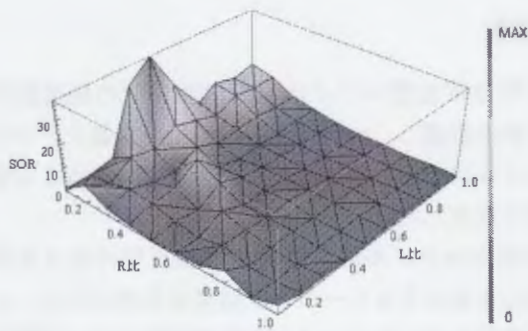
平面型∞コイルの形状の最適設計には Table.2 に示す通り励磁コイルの直径 10mm を基準とし、 R 比、 L 比を 0.1 から 1.0 まで 0.1 刻みに変化させた場合における、計 100 個のオフセット信号(Offset signal) O に対する検出信号 (Senseful Signal) S の比 (Senseful to offset signal Ratio, 以後、 SO 比または SOR と略記) を有限要素法により算出する。

最適な比率を求めるため、銅, S45C (鉄), SUS304 から成る 100mm×100mm×10mm の板状の被検査対象上に長さ 20mm, 幅 0.5mm, 深さ 1.0mm の欠損を探查目標とする。

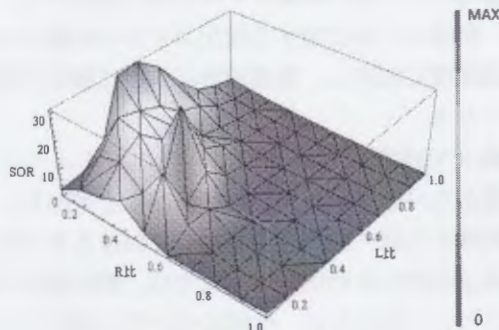
検出信号 S は、探查目標欠損を検出コイルに対し 45 度に配置した場合に発生する誘起電圧である。Fig. 7(a)-(c) が計算結果である。計算結果より全検査対象において R 比が低く、 L 比が 0.5 から 0.6 の付近においてピーク値を持ち、最適値があることがわかる。また Fig.7(b) の S45C において多くの“山”ができたのは、鉄などの強磁性体の非線形的な磁気飽和特性に起因すると考えられる。

Table.2 Various constants used in the flat ∞ coil optimization.

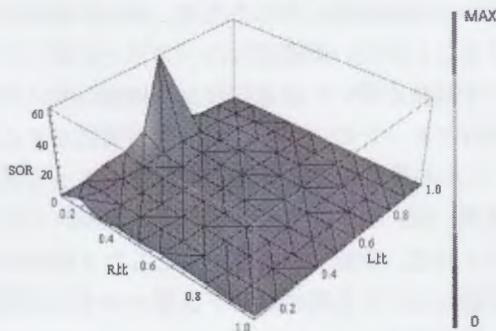
Exciting coil	
Coil outer diameter	10mm
Coil inner diameter	2mm
Coil length	0.2mm
Number of turn	80
Input voltage(peak)	1V
Frequency	256kHz
Sensing coil	
Coil cross-section area (vertical)	0.5mm
Coil cross-section area (horizontal)	1mm~10mm
Coil length	1mm~10mm
Number of turn	100
Axis core	MnZn/ferrite (permiability:3000)



(a) Copper



(b) S45C



(c) SUS304

Fig.7 SOR distribution by FEM simulations.

3.3 べき級数関数を用いた最適設計

Fig.7で求めたR比, L比に対するSO比を表すために, 式(3)の二変数RとLについてのn次べき級数による近似を行う。

$$f(R, L) = a_0 + a_1R + a_2L + a_3RL + a_4R^2 + a_5L^2 + \dots + a_{m-1}R^n + a_mL^n \quad (3)$$

式(3)の係数 $a_0, a_1, a_2, \dots, a_m$ は最小自乗法で決定される。すなわち, 式(3)の係数を要素とするベク

トルAは式(4)で与えられる。

$$A = [C^T C]^{-1} C^T Y \quad (4)$$

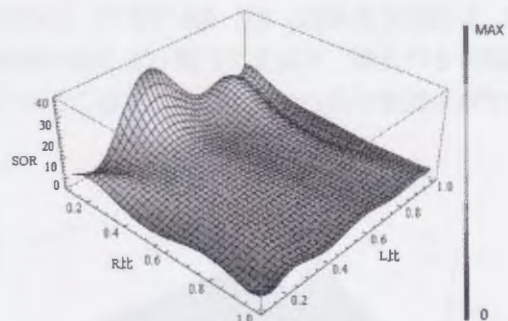
ここで, 上添え字“T”は行列の転置を示し, ベクトルA, Y, 行列Cはそれぞれ(5)-(7)式で与えられる[4]。

$$A = [a_0 \ a_1 \ \dots \ a_m]^T \quad (5)$$

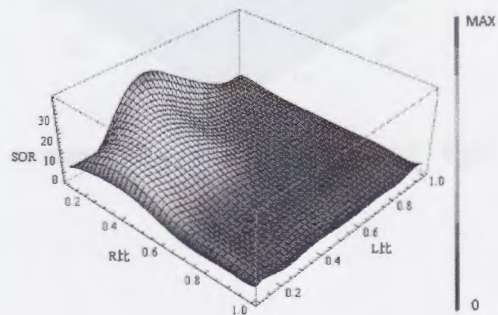
$$Y = [f(R_{0,1}, L_{0,1}) \ f(R_{0,2}, L_{0,1}) \ \dots \ f(R_{1,0}, L_{1,0})]^T \quad (6)$$

$$C = \begin{bmatrix} 1 & R_{0,1} & L_{0,1} & R_{0,1}L_{0,1} & R_{0,1}^2 & L_{0,1}^2 & \dots & R_{0,1}^n & L_{0,1}^n \\ 1 & R_{0,2} & L_{0,1} & R_{0,2}L_{0,1} & R_{0,2}^2 & L_{0,1}^2 & \dots & R_{0,2}^n & L_{0,1}^n \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 1 & R_{1,0} & L_{1,0} & R_{1,0}L_{1,0} & R_{1,0}^2 & L_{1,0}^2 & \dots & R_{1,0}^n & L_{1,0}^n \end{bmatrix} \quad (7)$$

式(3)-(7)で求めた近似関数を Fig. 8 に示す。べき級数の次数について試行錯誤の結果, 8次関数までで Fig.7の結果が表現でき, Fig.8 がその結果である。よって, 本論文では8次関数近似を採用した。さらに求めた関数からSO比が最大値を取る値は, 全検査対象においてR比が0.10は同一, L比が銅で0.48, S45Cで0.47, SUS304で0.59であることが判明した。この方法では, 全ての試行計算結果からべき級数の近似関数を求めるため, 試行計算結果を無駄にしない。



(a) Copper



(b) S45C

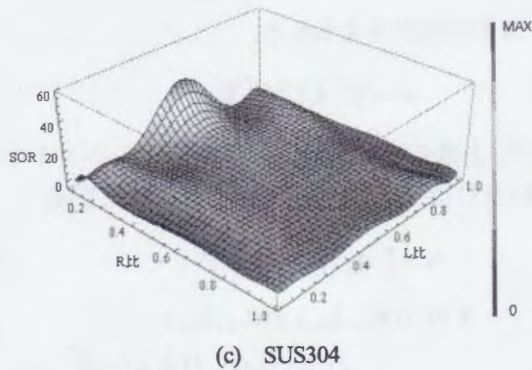


Fig.8 Approximate SOR distribution by Power series.

3.4 畳み込み演算を用いた最適設計

べき級数関数を用いた最適設計では各検査対象における最適値のみを算出した。ここでは Fig.7(a)-(c)に示す各検査対象の 10×10 のデータを正規化し、それぞれを畳み込み演算して全検査対象に対する平面型 ∞ コイルの最適設計を試みる。この手法はフィルタの役割を果たし、全検査対象における最適値のみを明確に判断するために行う。正規化は測定した 10×10 点の SO 比の最大となる値で 100 個のデータを割り、0 から 1 の値にする。次に正規化された銅、S45C、SUS304 の値を掛け算する。値の大きい SO 比は 1 に近い値が残るが、小さい値の SO 比は積の計算によって 0 に近づきフィルタの役割を行う。

Fig.9 に結果を示す。すべての検査対象を畳み込み演算するとピーク値が明確に一点に集中した。ピーク値は R、L 比はそれぞれ、0.1、0.6 である。この比率で最適設計を行えば、本論文で計算した三個の検査対象のいずれも感度が高いセンサを作成することができる。

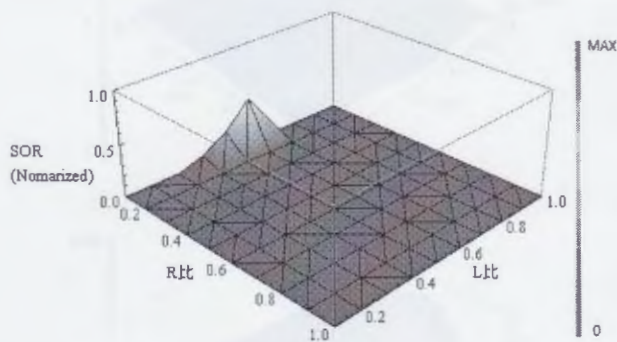


Fig.9 SOR distribution by convolution operation.

5 結言

本稿は平面型 ∞ コイル渦電流センサの最適設計の一方法を提案し、 ∞ コイルの検出感度が最大となる励磁コイルに対する励磁コイル間距離と検出コイル長の比率を決定した。

平面型 ∞ コイルのコイル配置および寸法は有限要素法によるシミュレーション結果から決定され、コアに磁性体を持つ検出コイルを励磁磁界分布へ可能な限り影響しない二個の励磁コイルの間に配置する。このため、励磁コイルに対する検出コイルの位置と大きさが検出感度に依存し、最適設計において極めて重要な要素となる。

本論文では有限要素法で得られたシミュレーション結果からべき級数を用いた近似関数を導出し、その近似関数から銅・S45C・SUS304 におけるセンサコイルの最適形状を求めた。本論文では、誘起電圧の信号強度について論じたが、位相についても適用することは可能である。べき級数近似関数法は、全ての試行計算結果から近似関数を求めるため、試行計算結果を無駄にすることがない最適設計の一方法と位置づけられる。べき級数を用いた最適設計が各検査対象に対する最適設計であったのに対し、全検査対象に対する平面型 ∞ コイルの最適設計を畳み込み演算によって試みた。その結果、SO 比が最も高いピーク値が現れこの比率で設計すれば、本論文で計算対象とした 3 材料のどの検査対象においても高感度な平面型 ∞ コイルを作成することができる。

参考文献

- [1] I.Marinova, S.Hayano and Y.Saito, Ployphase eddy current testing, *Journal of Applied Physics*, Vol. 75, No.10, pp. 5904-5906, 1994.
- [2] N.Burais and A.Nicolas, Electromagnetic field analysis in remote field eddy current testing systems, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.25, No.4, pp.3010-3012, 1989.
- [3] S.McFee and J.P.Webb, Automatic mesh generation for h-p adaption, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.29, No.2, pp.1894-1897, 1993.
- [4] J.Kawazoe and Y.Saito, Fluctuation Frequency Analysis of the Barkhausen Signals Under Static and Dynamic Stresses, *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.49, No.5, pp.1997-2000, 2013.
- [5] 菊地原弘基, 齊藤兆古, 大内学, 茂木秀夫, 及川芳朗, ∞ コイル型渦電流センサの最適設計に関する考察, *日本 AEM 学会誌*, Vol. 22, No.2, pp. 170-175



平面型 ∞ コイル渦電流探傷法の 最適設計に関する考察

A study of optimized design of the flat type ∞ eddy current sensor

丸山 公希¹⁾ 齊藤 兆古¹⁾

1) 法政大学大学院 理工学研究科 電気電子工学専攻

Y-Saito



目次

- 1 研究背景
- 2 平面型 ∞ コイルの動作原理
- 3 最適設計法の提案
 - 3.1 有限要素法を用いた数値解析
 - 3.2 べき級数近似
 - 3.3 畳み込み
- 4 まとめ

Y-Saito

1. 研究背景

渦電流
探傷法

励磁コイル



検出コイル



- ◆ 我々の研究室で新たな渦電流センサ“平面型∞コイル”が開発された
- ◆ 平面型∞コイルの構成は2つの励磁コイルと検出コイルから成る
- ◆ 平面型∞コイルはフレキシブルな構造から配管や自動車のボディなどの曲面の欠損探査を高感度に行える
- ◆ 基礎開発の段階では、過去の経験値などに依存して設計を行った

更なる高感度化のために
センサモデルの最適設計を検討

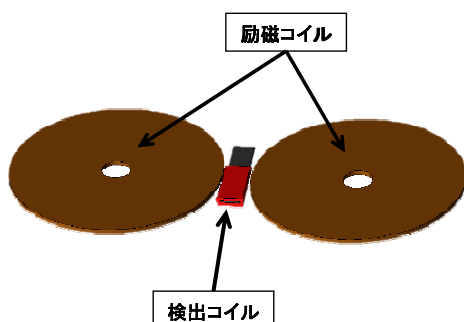
3

Y-Saito

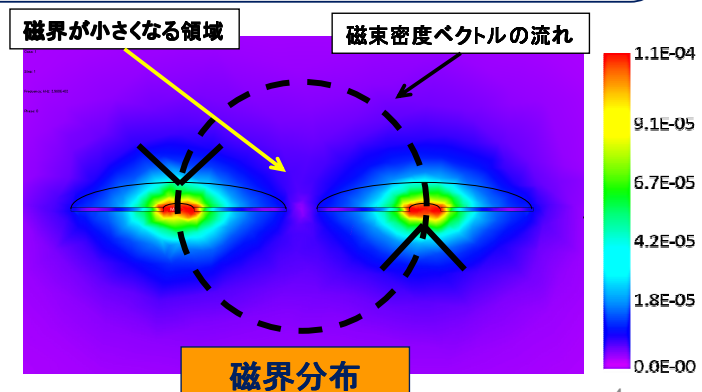
2. 平面型∞コイルの動作原理

平面型∞コイルの動作原理ポイント①-検出コイルの配置-

- ① 二個の励磁コイルと、コアに磁性体を持つ検出コイルから構成されている
- ② 二個の励磁コイルを隣り合う位置に配置し、**互いに逆位相の電流を流す**
- ③ 励磁電流により生じる磁界分布は逆の極性を持ち**ループ状**に形成されるため二個の励磁コイルの間には**磁界が極めて小さい値となる部分**が生まれる
- ④ コアにフェライトなどの磁性体を持つ検出コイルを二個の励磁コイルの間に励磁コイルの面に対し**垂直な方向に設置する**
- ⑤ 検出コイルの面が励磁コイルによって生じる磁界と常に平行となるため検出コイルには誘起電圧が発生しない
- ⑥ 磁界が極めて小さい部分に配置されることにより検出コイルが持つ磁性体の影響が少なく、元の**磁界分布を乱さない**



平面型∞コイル渦電流センサ



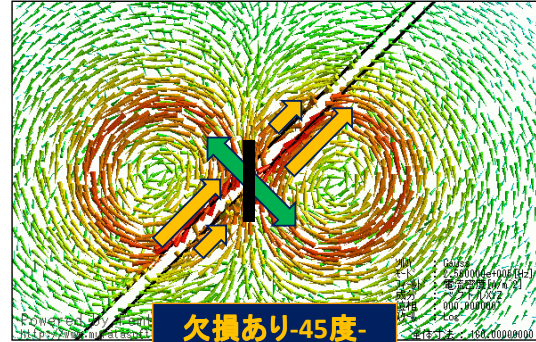
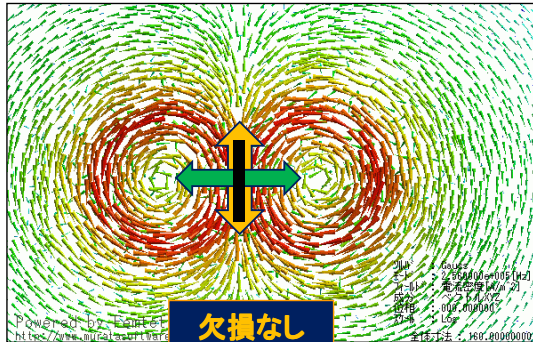
4

Y-Saito

2. 平面型∞コイルの動作原理

平面型∞コイルの動作原理ポイント②-45度の欠損を感知-

- ① 検査対象中の渦電流によって生じる磁束の方向は検出コイルの面に対し**平行成分**となるため誘起電圧は発生しない
- ② 検査対象中に欠損が存在する場合、**欠損を迂回するように渦電流が発生し**、検出コイルの面に対し**垂直な磁束成分が発生する**
- ③ 検出コイルに誘起電圧が発生し、欠損の有無を識別することが可能となる
- ④ 無欠損の場合と欠損が検出コイルに対し**0度,45度,90度**に存在する場合において数値解析・実験を行った
- ⑤ 欠損が検出コイルに対し**45度に存在する場合に最大感度**を示した



検査対象に発生する渦電流分布



…渦電流の方向

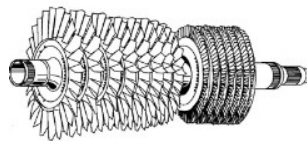


…渦電流によって発生する磁束の方向

Y-Saito

3. 最適設計法の提案

メーカーはどの様に最適な設計を行っているのか？

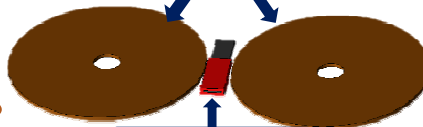


Know-how

検出コイルを長くする？

検出コイルを短くする？

励磁コイル



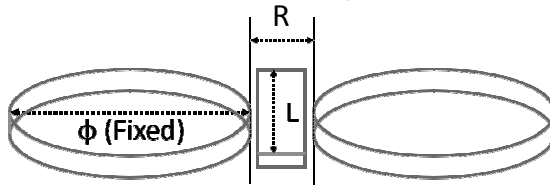
検出コイル

検出コイルの面積を大きく？

検出コイルの面積を小さく？

3. 最適設計法の提案

➤ 有限要素法を用いた数値解析



φ: 励磁コイルの直径
R: 励磁コイル間の距離
L: 検出コイルの長さ

$$R\text{比} = D/\phi$$

$$L\text{比} = L/\phi$$

前提

- ・ 励磁コイルの直径φを10mm、厚さを0.2mmで固定する。
- ・ 通電する電流、欠損の大きさなどはすべて固定する。
- ・ 目標とする検査対象はcopper、S45C(鉄)、SUS304(ステンレス鋼)の3つ。

最適設計法の手順

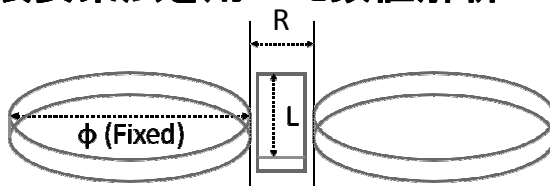
- ① 励磁コイル間距離Dと、検出コイルの長さLを、各々1~10mmまで1mm間隔で変化させる。
- ② 励磁コイルの直径φに対する、励磁コイル間の距離Rの比をR比とする。 $R\text{比} = D/\phi$
検出コイルの幅は全ての場合において0.9Rとなるようにする
- ③ 励磁コイルの直径φに対する、検出コイルの長さLの比をL比とする。 $L\text{比} = L/\phi$
- ④ R比、L比を変化させた100パターンモデルを考慮し、センサが傷なしの場所に位置した時の誘起電圧と、傷ありの場所に位置した時の誘起電圧を算出
- ⑤ 算出した誘起電圧から、S/N比を算出。
Sは傷ありの時の、Nは傷なしの時の誘起電圧の最大値

$$S/N\text{比} = \frac{\text{傷による信号}}{\text{ノイズ}}$$

Y-Saito

3. 最適設計法の提案

➤ 有限要素法を用いた数値解析

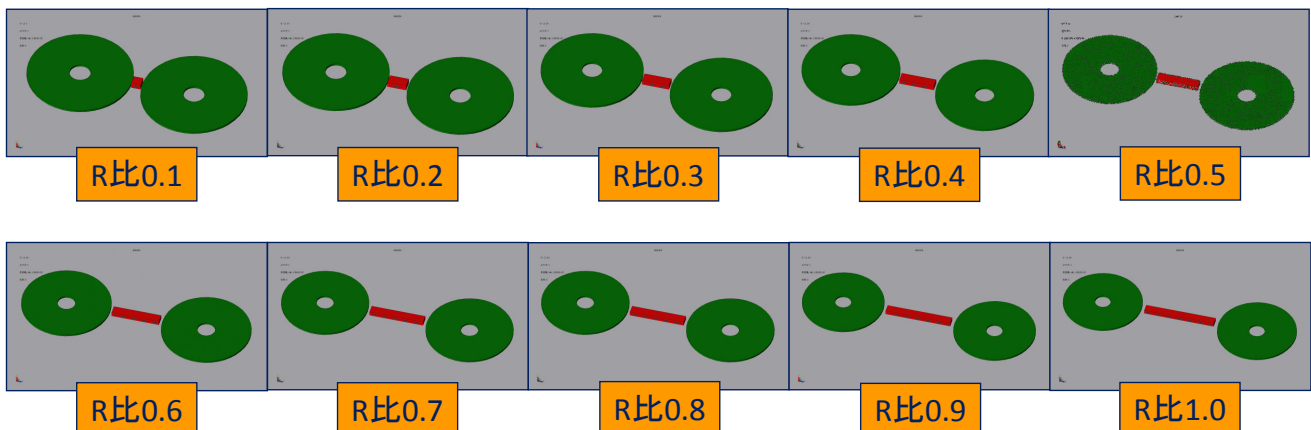


φ: 励磁コイルの直径
R: 励磁コイル間の距離
L: 検出コイルの長さ

$$R\text{比} = D/\phi$$

$$L\text{比} = L/\phi$$

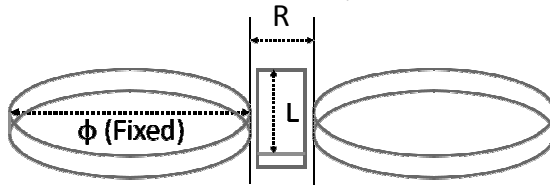
検出コイルの幅は全ての場合において0.9Dとなるようにする



Y-Saito

3. 最適設計法の提案

➤ 有限要素法を用いた数値解析



ϕ : 励磁コイルの直径
 R : 励磁コイル間の距離
 L : 検出コイルの長さ

前提

- ・ 励磁コイルの直径 ϕ を10mm、厚さを0.2mmで固定する。
- ・ 通電する電流、欠損の大きさなどはすべて固定する。
- ・ 目標とする検査対象はcopper、S45C(鉄)、SUS304(ステンレス鋼)の3つ。

最適設計法の手順

- ① 励磁コイル間距離 D と、検出コイルの長さ L を、各々1~10mmまで1mm間隔で変化させる。
- ② 励磁コイルの直径 ϕ に対する、励磁コイル間の距離 R の比を R 比とする。 $R\text{比} = D/\phi$
 検出コイルの幅は全ての場合において0.9Rとなるようにする
- ③ 励磁コイルの直径に対する、検出コイルの長さ L の比を L 比とする。 $L\text{比} = L/\phi$

- ④ 100パターンそれぞれにおいて、センサを欠損が無い場所と欠損がある場所においた時の誘起電圧の比、つまりS/N比を計算します。

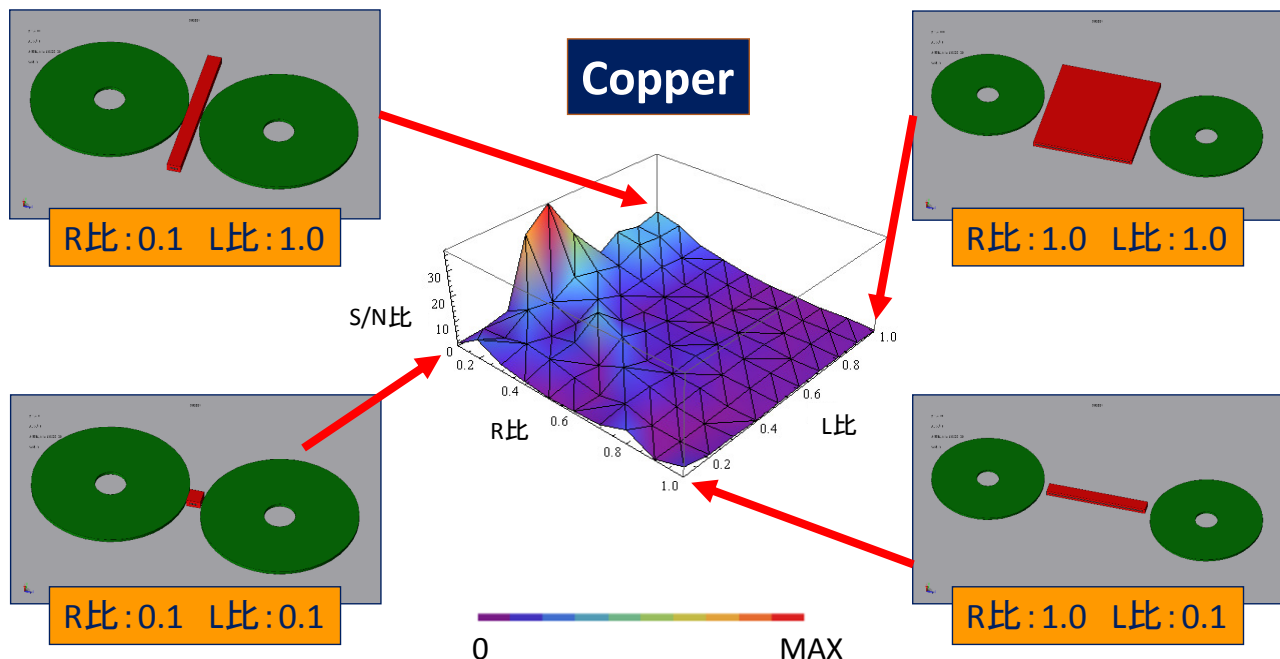
S/N比はセンサの感度の指標であり、高い値を取るほど高感度であることを示す。

$$S/N\text{比} = \frac{\text{傷による信号}}{\text{ノイズ}}$$

Y-Saito

3.1 有限要素法を用いた数値解析

➤ 有限要素法を用いたシミュレーション結果

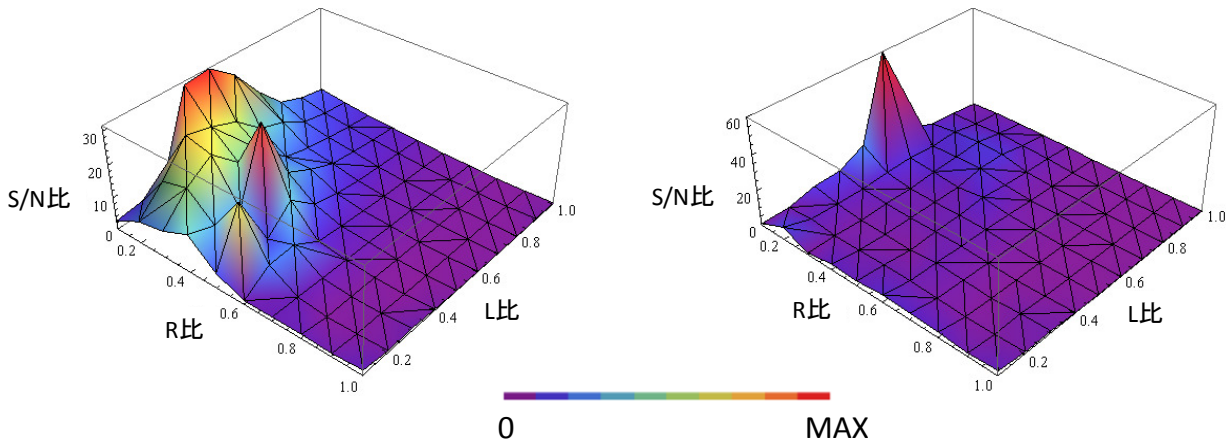


3.1 有限要素法を用いた数値解析

➤ 有限要素法を用いたシミュレーション結果

S45C(鉄)

SUS304



各検査対象において最適設計に用いるデータベースができ、
このデータベースから最適な設計値を求めていく

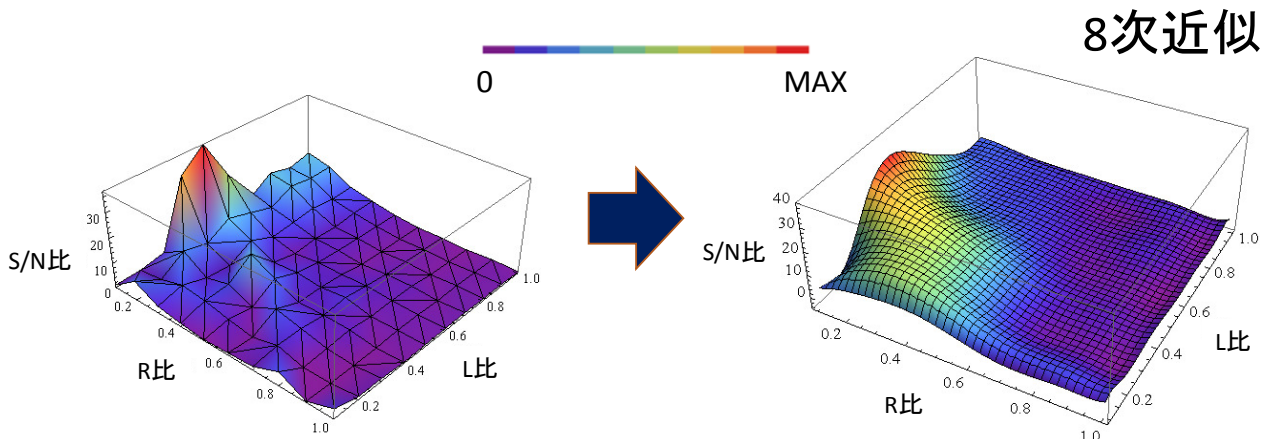
11

Y-Saito

3.2 べき級数近似 **Copper**

-データを無駄にする事なく全ての点からR比とL比の近似関数を求める-

近似関数の計算結果



1次から12次関数で近似し、最適な関数を求める
9次関数からひずみが生じてしまうため、8次関数を最適と考える

R比 → 0.10 , L比 → 0.47

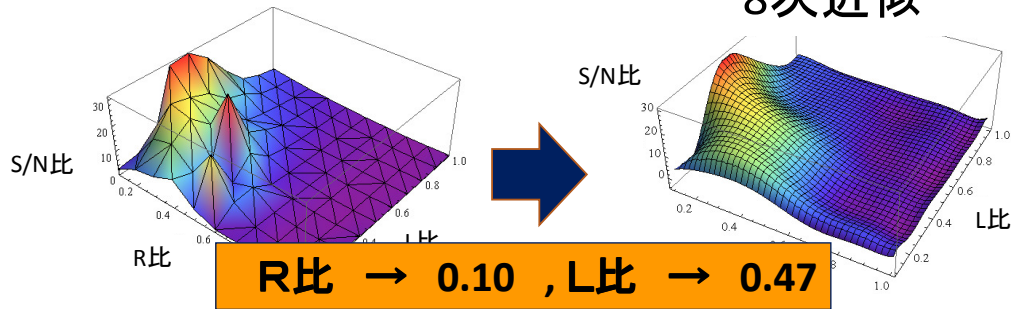
12

Y-Saito

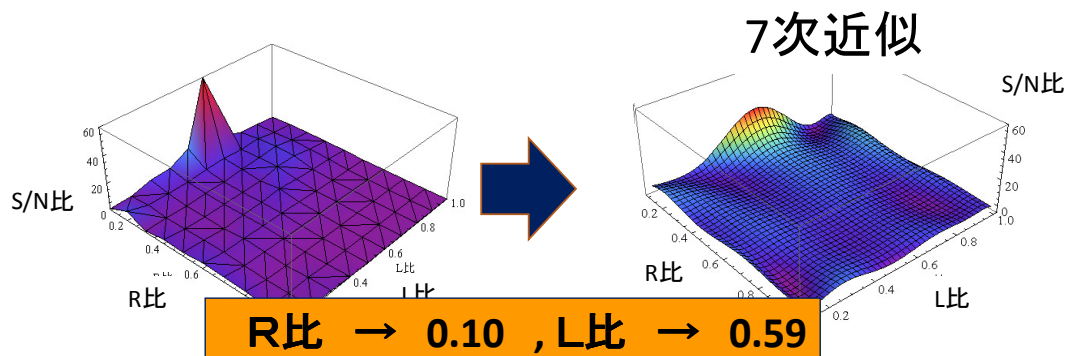
3.2 べき級数近似

0 MAX

S45C(鉄)



SUS304

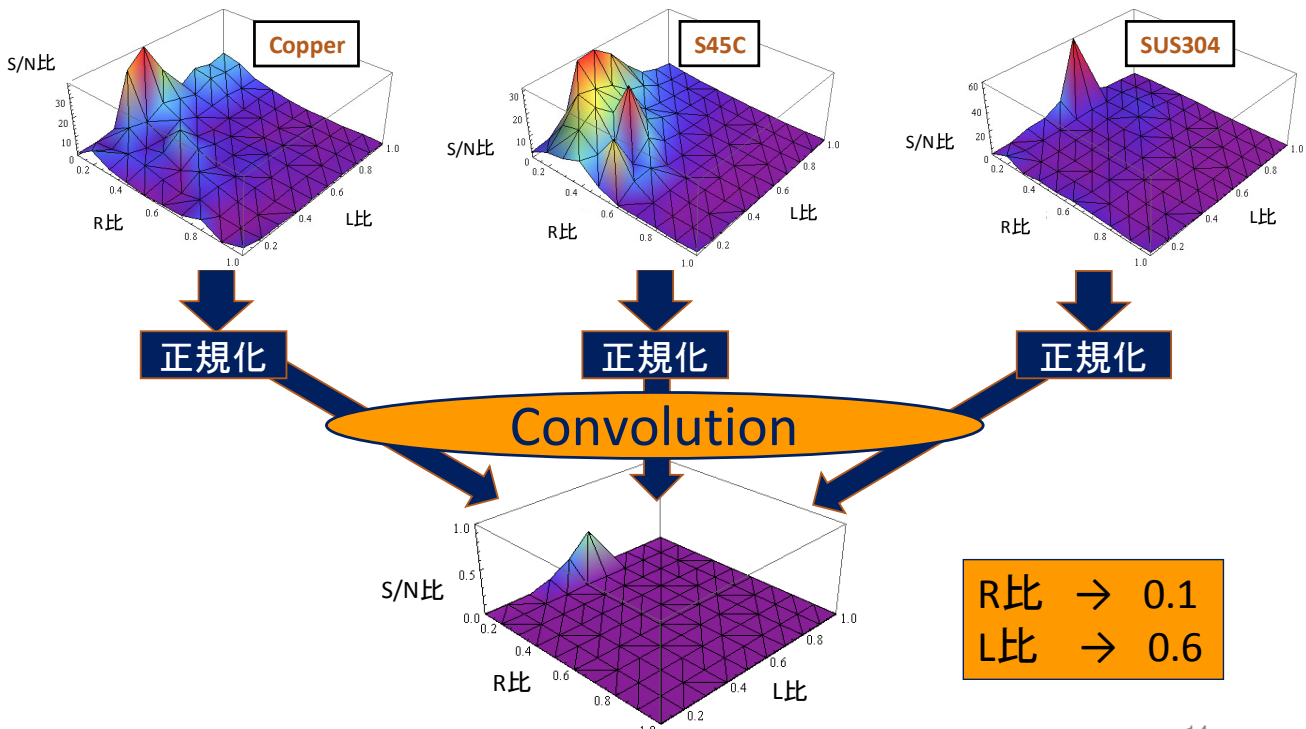


13

Y-Saito

3.3 畳み込み 元データの畳み込み

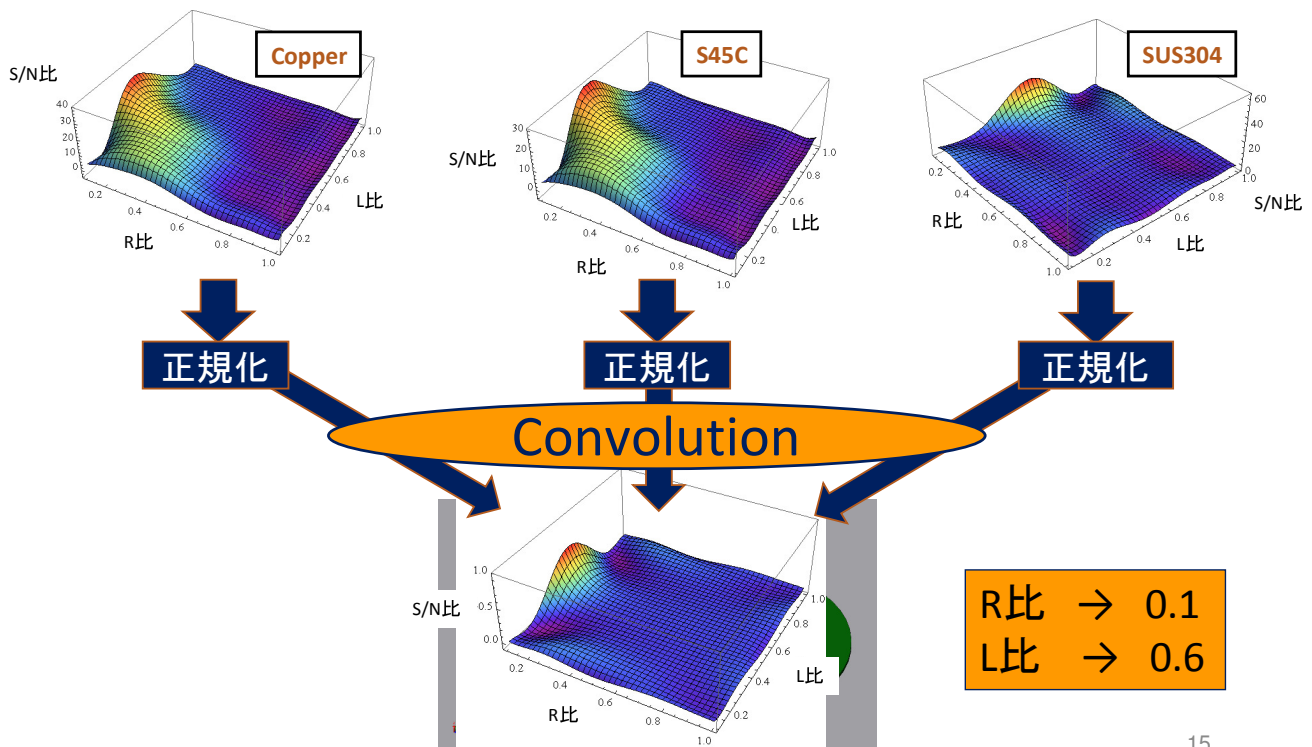
• Copper、S45C、SUS304の各々の100個のデータを正規化し畳み込み



14

3.3 畳み込み べき級数近似によって

得られたデータの畳み込み



15

まとめ

最適設計法を提案し平面型 ∞ コイルの最適な形状を決定した

- 数値解析で得られた結果からべき級数を用いた近似関数を導出し、それらの近似関数から最適値を求めた
- べき級数近似では、全ての計算結果から近似関数を求めるため、計算結果を無駄にすることがない最適設計の方法と位置づけられる
- 畳み込みの手法では、複数あるデータベースから、すべてのデータベースにおける最適設計値を探しだすために有効な手段である

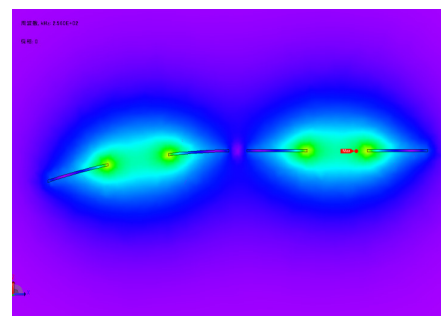
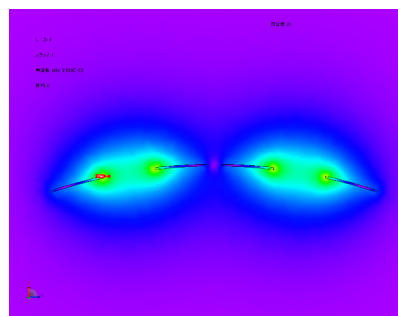
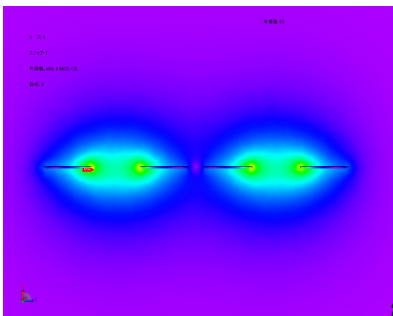
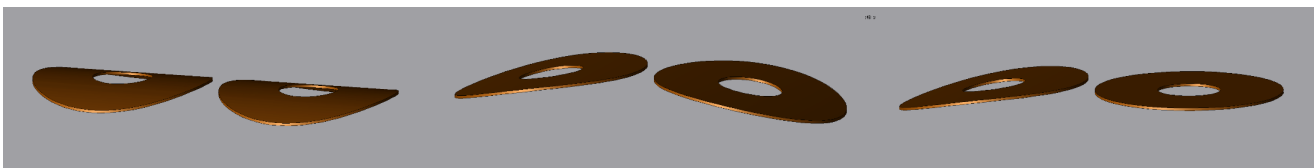


コイルの形状だけでなく様々な機器の最適設計に適用できる

16



ご清聴
ありがとうございました。



OS7 - 01

磁区理論に基づく磁化特性モデルの応力探索への応用

Application to stress searching of Domain based model

根守 英明*¹(学生員), 齊藤 兆古*¹(正員)

Hideaki NEMORI (Stu. Mem.), Yoshifuru SAITO (Mem.)

The present paper proposes that one of the Domain based hysteretic constitutive equations is assumed and its parameters are derived by utilizing the orthogonal property of the sinusoidal and cosinusoidal periodic function. At first, we assume a magnetic domain based constitutive equation. Second, to determine the parameters of the assumed constitutive equation, we applied orthogonal properties of the sinusoidal and cosinusoidal functions. To check the validity of our constitutive equation, we carried out numerical as well as experimental verifications. Further, we have revealed the differences of its parameters under stressed or not.

Keywords: harmonic balance; hysteretic property; orthogonal property; domain based model

1 緒言

鉄に代表される強磁性体は、多くの人工プロダクト、すなわち、建造物や製造物中に必須とされる機械的強度を支えるメインフレームの材料として広汎に使われている。機械的構造はその本質的な役割のため、常に機械的応力が加わり、残留応力も存在する。機械的強度維持のため、機械的応力や残留応力に対する非破壊検査技術は安全性確保のために極めて重要であり、予め残留応力などが非破壊的に探索可能となれば、大部分の人工的プロダクトに於ける機械的安全性や耐久性が計数化可能となり、プロダクトの安全性が確保できる。

強磁性体は磁区構造を持ち、結晶に物理的エネルギーが加わることで磁区構造、磁化特性が変化する。したがって、鉄の非破壊検査において、対象の磁化特性を測定することは極めて有効である。

本論文では第一に磁区理論に基づく構成方程式[1]を提案する。磁気飽和を含む非線形な領域において、調和平衡法的アプローチで磁化特性が計数化可能であることを示す。第二に外部応力が磁化特性に対しどのような影響を及ぼすか、調和平衡法により磁気ヒステリシスの各高調波に対して吟味する。

2 磁区理論に基づく磁化特性モデル

連絡先： 根守 英明, 〒184-8584 東京都小金井市梶野町3-7-2, 法政大学理工学研究科電気電子工学専攻齊藤兆古研究室,

e-mail: hideaki.nemori.4p@stu.hosei.ac.jp

*¹法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻

磁区理論に基づく磁化特性モデルの構成方程式は、静的な磁区状態を表す式(1)と、動的な磁区状態を表す式(2)の和の式(3)で表される[2-4]。

$$H_{static} = \frac{1}{\mu} B \quad (1)$$

$$H_{dynamic} = \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right) \quad (2)$$

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt} - \frac{\mu_r}{s} \frac{dH}{dt} \quad (3)$$

ここで、 H 、 B はそれぞれ磁界の強さ[A/m]と磁束密度[T]を表す。さらに、 μ 、 μ_r 、 s はそれぞれ透磁率[H/m]、可逆透磁率[H/m]、ヒステリシス係数[$\Omega \cdot m$]である。式(3)における3個のパラメタは、過去の履歴や駆動周波数に依存しない方法で算出、測定される⁽¹⁾⁻⁽³⁾ことが大きな特徴である。

3 調和平衡法的アプローチ

図1に示すような入出力システムを考える。このシステムの入力と出力をそれぞれ式(4)、(5)の様に与える。このシステムを式(3)の構成方程式に適用すると、式(6)を得る。

$$f(t) = \sum_{i=0}^n a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=0}^n b_i \cos(i\omega t) \quad (4)$$

$$g(t) = \sum_{i=0}^n c_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=0}^n d_i \cos(i\omega t) \quad (5)$$

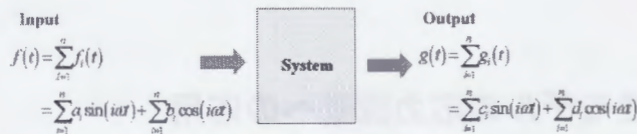


Fig. 1 Schematic diagram of an input and output system.

$$f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \frac{dg(t)}{dt} - \frac{\mu_r}{s} \frac{df(t)}{dt} \quad (6)$$

パラメタ α 、 β 、 γ を用いて式(6)を式(7)のように変形する。

$$f(t) = \alpha g(t) + \beta \frac{dg(t)}{dt} - \gamma \frac{df(t)}{dt} \quad (7)$$

式(7)のパラメタ α 、 β 、 γ を求めるために、式(7)の両辺に出力 $g(t)$ を掛け、0 から T で積分すると式(8)を得る。

$$\int_0^T g(t) f(t) dt = \alpha \int_0^T g(t) g(t) dt + \beta \int_0^T g(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T g(t) \frac{df(t)}{dt} dt \quad (8)$$

同様に、式(7)の両辺に出力関数の微分 $dg(t)/dt$ を掛け、0 から T で積分すると式(9)を得る。

$$\int_0^T \frac{dg(t)}{dt} f(t) dt = \alpha \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} g(t) dt + \beta \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{df(t)}{dt} dt \quad (9)$$

さらにまた、式(7)の両辺に入力関数 $f(t)$ を掛け、0 から T で積分すると式(10)を得る。

$$\int_0^T f(t) f(t) dt = \alpha \int_0^T f(t) g(t) dt + \beta \int_0^T f(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T f(t) \frac{df(t)}{dt} dt \quad (10)$$

式(8)、式(9)、式(10)に入力と出力の関数を代入することで、式(11)のようなシステム方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ b_i c_i - a_i d_i \\ a_i^2 + b_i^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_i^2 + d_i^2 & 0 & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) \\ 0 & i\omega(c_i^2 + d_i^2) & -i\omega(a_i c_i + b_i d_i) \\ a_i c_i + b_i d_i & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{bmatrix} \quad (11)$$

式(11)を解くことで、第 i 高調波におけるパラメタがそれぞれ求まる。第 i 高調波における入出力の関係は、式(12)により与えられる。

$$f_i(t) = \alpha_i g_i(t) + \beta_i \frac{dg_i(t)}{dt} - \gamma_i \frac{df_i(t)}{dt} \quad (12)$$

フェイザー表示を導入し、 \wedge を複素数とすると、式(13)を得る。

$$(1 + j\omega\gamma_i) \hat{f} = (\alpha_i + j\omega\beta_i) \hat{g}, \quad (13)$$

したがって出力は式(13)の実数部となり、式(14)で表せる。

$$g(t) = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{1 + (\omega\gamma_i)^2}{\alpha_i^2 + (\omega\beta_i)^2}} \sqrt{f_{i,r}^2 + f_{i,lm}^2} \cos\left(iax - \tan^{-1} \frac{f_{i,lm}}{f_{i,r}} + \tan^{-1} ia\omega\gamma_i - \tan^{-1} \frac{i\omega\beta_i}{\alpha_i}\right) \quad (14)$$

任意の図 2(a)のループと、式(14)より再現したループを比較する。

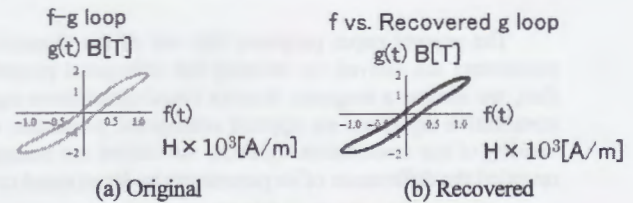


Fig. 2 Validity check of the model.

図 2 より任意のループは再現したループと良好に一致した。磁区理論に基づく磁化特性モデルにおける磁気履歴の表現法の、調和平衡法的アプローチの基礎が確立されたと言える。

4 実験

4.1 調和平衡法による磁気履歴の再現

図 3 は本論文で採用した磁化特性の測定装置である。継鉄としてマンガンジング系フェライトコアを採用した。供試材料は厚さ 0.35mm 幅 30mm 長さ 100mm の方向性珪素鋼板である。U 字型フェライトコアの底部に巻かれた励磁コイルは 300 回巻きであり、この励磁コイルへ振幅 0.3A、周波数 500Hz の交流電流を通電した。また鋼板の圧延方向は長手方向で、サーチコイルは長手方向に対して直角に巻いてある。

図 4 は測定したヒステリシスループと、式(14)により第 9 高調波までの和で再現したループの比較を示す。

Table 1 Specification of the the measurement devices

試験片	U 字型フェライトコア
材料: ケイ素鋼板	材料: フェライト
長さ: 100cm	巻き数: 300 turns
幅: 30mm	導線径: 0.6mm
厚さ: 0.35mm	
巻き数: 300 turns	
導線径: 0.2mm	

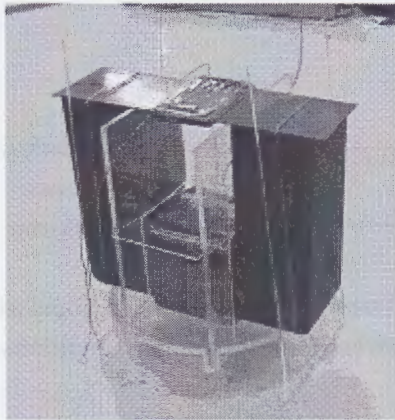


Fig. 3 Specimen and U shape ferrite core

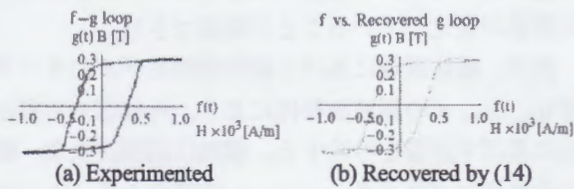


Fig. 4 Comparison between the experimental hysteresis loop and recovered hysteresis loop.

式(14)により再計算したヒステリシスループは実験値と相関係数 0.99 で良好に一致した。これは、磁気飽和を含む非線形な磁化特性が、調和平衡法のアプローチで表現可能であることを意味する。

4.2 磁界制御による磁化特性の比較

励磁側の電圧の大きさ、すなわち励磁電流による磁界を制御し、磁気飽和を含まない未飽和な状態、磁気飽和した状態、磁気飽和が顕著な状態のヒステリシスループ測定結果を図 5(a)~(c)にそれぞれ示す。励磁電流の最大値はそれぞれ 0.08A、0.15A、0.30A とした。

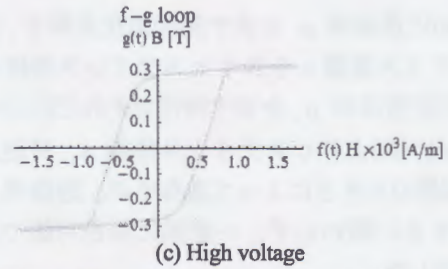
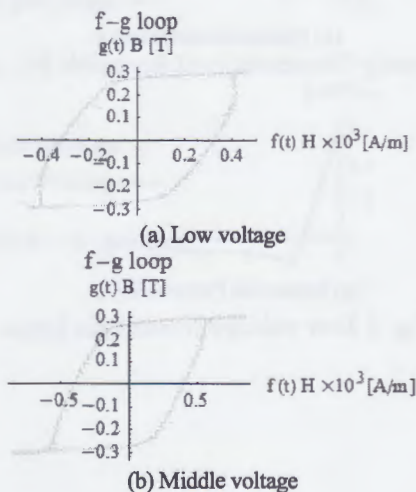


Fig. 5 Hysteresis loops under different excitations..

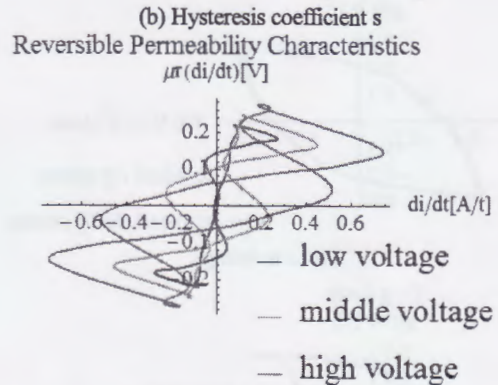
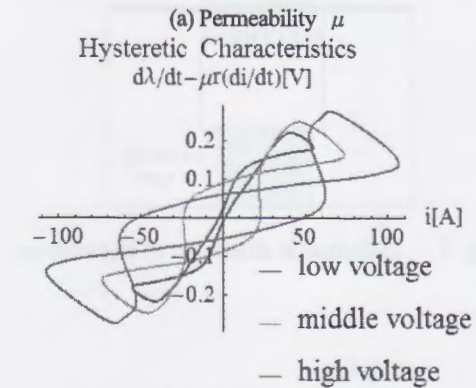
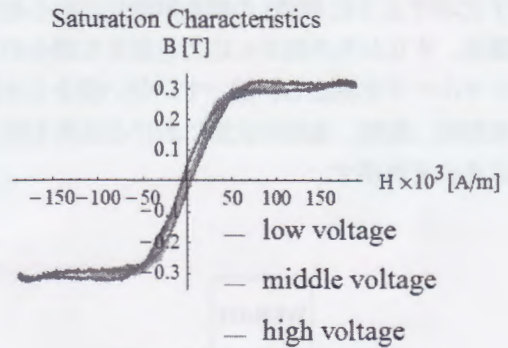


Fig. 6 Characteristics of the domain based model's parameters.

図 5 の未飽和、飽和、過飽和の各状態に於ける、磁化特性モデルのパラメタ μ , s , μ_r に関する特性を調べる。

図 6(a)に透磁率 μ を表す飽和磁化曲線を、図 6(b)にヒステリシス係数 s を表すヒステリシス特性を、図 6(c)に可逆透磁率 μ_r を表す特性をそれぞれ示す。

図 6(a)~(c)よりヒステリシス係数 s 、可逆透磁率 μ_r は磁界の大きさによって異なるが、透磁率 μ は磁界の大きさに関わらず、一意的に決定可能であることが判明した。

4.3 応力によるパラメタ周波数特性の変化

図 7 に示すように 900g の錘を試験片の中心部に置いた場合、すなわち外部から応力を加えた場合のヒステリシスループを測定し、置いていない場合と比較する。未飽和、飽和、過飽和状態における結果を図 8(a)~(c)にそれぞれ示す。

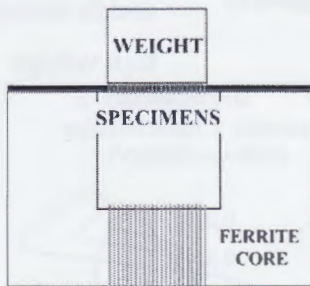


Fig. 7 Schematic diagram of the stress.

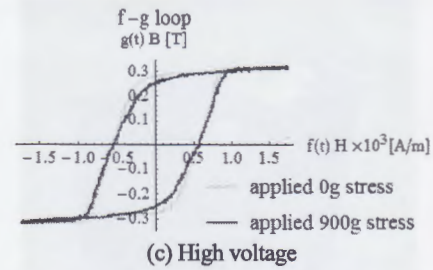
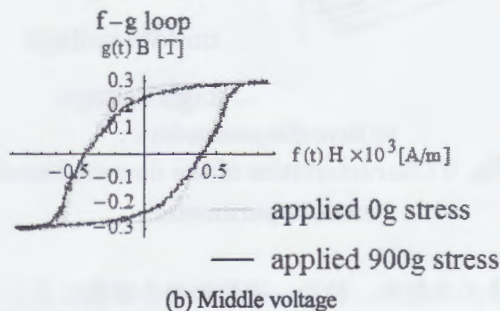
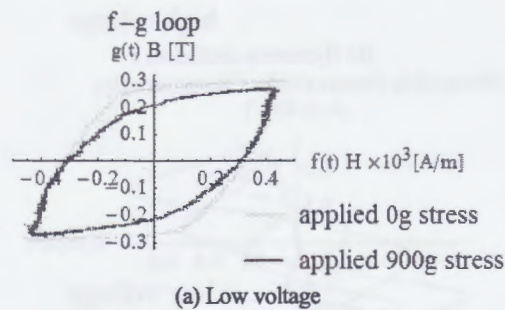
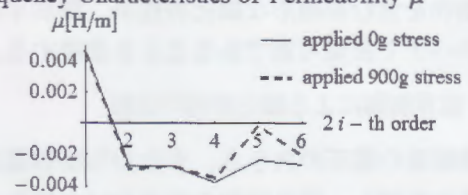


Fig. 8 Difference of the hysteresis loops between the stress free and applied conditions.

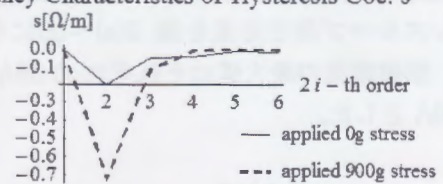
図 8(a)~(c)より、未飽和、飽和、過飽和のいずれの状態においても、外部応力によりヒステリシスループの形状が変化していることが確認できる。

次に、磁区理論に基づく磁化特性モデルの 3 パラメタ μ 、 μ_r 、 s の周波数特性により、外部応力が磁化特性に及ぼす影響を吟味する。横軸に高調波次数、縦軸にそれぞれパラメタ μ 、 μ_r 、 s の値をとる。さらに、未飽和、飽和、過飽和の各状態において、応力加えた場合と加えない場合のパラメタの周波数特性を比較したグラフを図 9~11 に示す。

Frequency Characteristics of Permeability μ



Frequency Characteristics of Hysteresis Coe. s



Frequency Characteristics of Reversible Per. μ_r

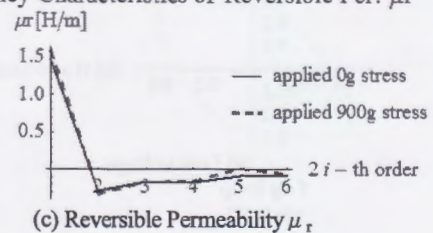
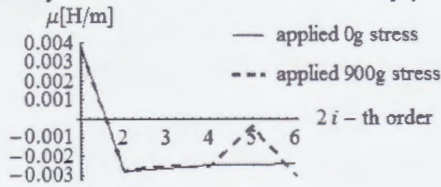


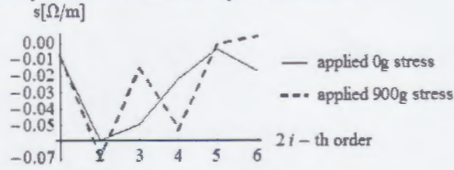
Fig. 9 Low voltage hysteresis loops.

Frequency Characteristics of Permeability μ



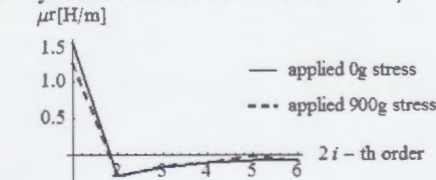
(a) Permeability μ

Frequency Characteristics of Hysteresis Coe. s



(b) Hysteresis coefficient s

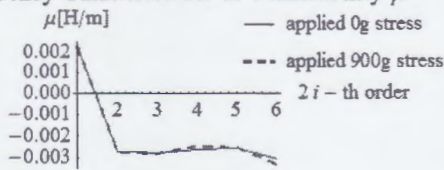
Frequency Characteristics of Reversible Per. μ_r



(c) Reversible Permeability μ_r

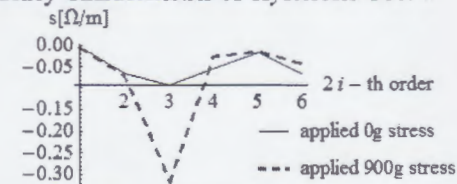
Fig. 10 Middle voltage hysteresis loops.

Frequency Characteristics of Permeability μ



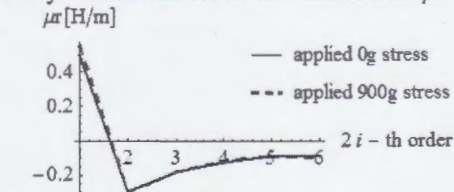
(a) Permeability μ

Frequency Characteristics of Hysteresis Coe. s



(b) Hysteresis coefficient s

Frequency Characteristics of Reversible Per. μ_r



(c) Reversible Permeability μ_r

Fig. 11 High voltage hysteresis loops.

図9~11より、外部応力に最も敏感に反応しているパラメータはヒステリシス係数の s であることがわかる。ヒステリシス係数は磁性材料中の鉄損を表すパラメータである。そのため、電気機器中の磁性材料は、外部か

ら応力加わることによって鉄損分布が大きく変化すると考えられる。

4 結言

磁区理論に基づく磁化特性モデルに調和平衡法的アプローチを適用し、磁気飽和を含む磁気履歴特性が表現可能であることを示した。さらに、磁気飽和を含む領域と含まない領域の双方において、透磁率 μ は一意的に決定可能であることを見出した。

また、外部応力によって最も敏感に反応するパラメータはヒステリシス係数 s であることが判明した。換言すれば、磁性材料に外部から応力が加わる時、特に鉄損分布に大きく影響していると言える。

参考文献

- [1] 早野誠治, 宮崎淳, 並木勝, 斎藤兆古 “磁界計算のための磁性材料の構成式” マグネティクス研究会, SA-90-33, RM-90-45, Aug. 1990.
- [2] Y.Saito, K.Fukushima, S.Hayano and N.Tsuya, “Application of a Chua type model to the loss and skin effect calculations”, IEEE Transaction on Magnetics, Vol.MAG-23, No.5, pp.2227-2229, Sep., 1987.
- [3] Y.Saito, Y.Kishino, K.Fukushima, S.Hayano and N.Tsuya, “Modelling of magnetization characteristics and faster magnetodynamic field computation”, Journal of Applied Physics, Vol.63, No.8, pp.3174-3178, April, 1988.
- [4] S.Hayano, Y.Saito, and Y.Sakaki, “A magnetization model for computational magnetodynamics”, Journal of Applied Physics, Vol.29, No.28, pp.4614-4616, Apr., 1991.



Hosei Univ.

磁区理論に基づく磁化特性モデルの 応力探査への応用

Application to stress searching of Domain based model

根守 英明[○], 齊藤 兆古(法政大学大学院)

www.saito-lab.jp

目次



Hosei Univ.

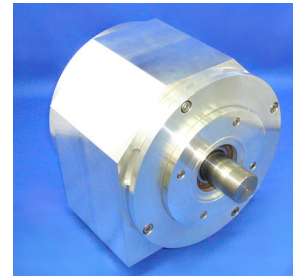
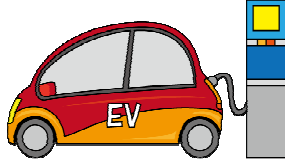
1. 研究背景
2. 磁区理論に基づく磁化特性モデル
3. 調和平衡法的アプローチ
4. 実験1 調和平衡法によるパラメタ決定の検証
5. 実験2 応力探査
6. 結論

www.saito-lab.jp

研究背景

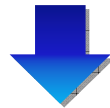


電気を主要なエネルギー形態として利用する機器において、磁性材料の特性を利用した磁気装置は必要不可欠。



磁性材料の機械的強度を維持するためには・・・機械的応力、残留応力の探査が重要。

磁性材料に外部から応力が加わると・・・内部の磁区構造や磁化特性が変化する。



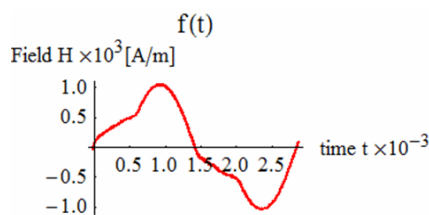
研究目的

磁性材料の磁化特性を表すパラメタを決定する方法論を確立し、外部応力に最も敏感に反応するパラメタを求めることで、外部応力が磁性材料に及ぼす影響を把握することを目的とする。

研究背景

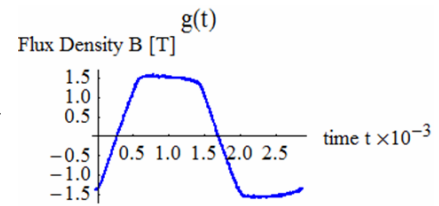


入力

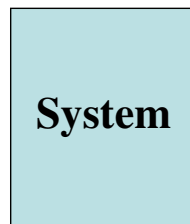


磁界 H

出力



磁束密度 B



磁区理論に基づく磁化特性モデル

磁区理論に基づく磁化特性モデル

構成方程式



- 構成方程式

$$H + \frac{\mu_r}{s} \frac{dH}{dt} = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt}$$

μ : 透磁率
 μ_r : 可逆透磁率
 s : ヒステリシス係数

透磁率...理想磁化曲線により求まる.

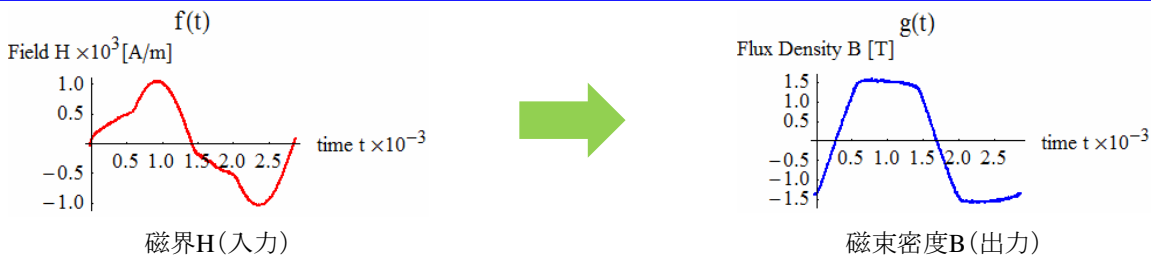
可逆透磁率...マイナーループより求まる.

ヒステリシス係数...物理的意味としては,磁区が動くときの磁壁の摩擦係数をとる.

3つのパラメタを決定することで、磁性材料の磁化特性を表現することが可能。
 さらに、外部応力を評価する係数として用いられるのではないかと？

磁区理論に基づく磁化特性モデル

調和平衡法によるパラメタ決定の一般化



磁気飽和を含む非線形な波形にも適用可能となる.

入力と出力をフーリエ級数によって第*n*次高調波までの正弦波と余弦波の和で表現することで...

$$f(t) = \sum_{l=1}^n f_l(t)$$

$$= \sum_{i=1}^n a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^n b_i \cos(i\omega t)$$

$$g(t) = \sum_{l=1}^n g_l(t)$$

$$= \sum_{i=1}^n c_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=1}^n d_i \cos(i\omega t)$$

フーリエ級数の各高調波
 のパラメタを決定

調和平衡法による一般化

構成方程式



- 構成方程式

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right)$$

μ : 透磁率
 μ_r : 可逆透磁率
 s : ヒステリシス係数

- 任意の周期的な入力関数をおく.

$$f(t) = a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t)$$

- 同様に任意の周期的な出力関数をおく.

$$g(t) = c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)$$

- 任意の入出力を構成方程式に代入した式(1)により磁気履歴を表現する.

$$f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \left[\frac{dg(t)}{dt} - \mu_r \frac{df(t)}{dt} \right] \dots(1)$$

調和平衡法による一般化

1/sの式を取り除く



$$f(t) = a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) \rightarrow f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \left[\frac{dg(t)}{dt} - \mu_r \frac{df(t)}{dt} \right] \dots(1)$$

$$g(t) = c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)$$

- 入出力関数をそれぞれ式(1)に代入することで、式(2)を得る.

$$a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) = \frac{1}{\mu} [c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)] + \frac{\omega}{s} [(c - \mu_r a) \cos(\omega t) - (d - \mu_r b) \sin(\omega t)] \dots(2)$$

- 式(2)の両辺に出力関数g(t)を掛け、0からTの範囲で積分することで式(3)を得る.

$$[ac + bd] = [c^2 + d^2 \quad 0 \quad -\omega(ad - bc)] \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{\mu} \\ \frac{1}{s} \\ \frac{\mu_r}{s} \end{bmatrix} \dots(3)$$

調和平衡法による一般化

1/μ の式を取り除く



Hosei Univ.

$$f(t) = a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) \rightarrow f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \left[\frac{dg(t)}{dt} - \mu_r \frac{df(t)}{dt} \right] \dots (1)$$
$$g(t) = c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)$$

- 入出力関数をそれぞれ式(1)に代入することで,式(2)を得る.

$$a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) = \frac{1}{\mu} [c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)] + \frac{\omega}{s} [(c - \mu_r a) \cos(\omega t) - (d - \mu_r b) \sin(\omega t)] \dots (2)$$

- 式(2)の両辺に出力関数の微分dg(t)/dtを掛け,0からTの範囲で積分することで,式(4)を得る.

$$[bc - ad] = \begin{bmatrix} 0 & \omega(c^2 + d^2) & -\omega(ac + bd) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{\mu} \\ \frac{1}{s} \\ \frac{\mu_r}{s} \end{bmatrix} \dots (4)$$

調和平衡法による一般化

μ/s の式を取り除く



Hosei Univ.

$$f(t) = a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) \rightarrow f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \left[\frac{dg(t)}{dt} - \mu_r \frac{df(t)}{dt} \right] \dots (1)$$
$$g(t) = c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)$$

- 入出力関数をそれぞれ式(1)に代入することで,式(2)を得る.

$$a \sin(\omega t) + b \cos(\omega t) = \frac{1}{\mu} [c \sin(\omega t) + d \cos(\omega t)] + \frac{\omega}{s} [(c - \mu_r a) \cos(\omega t) - (d - \mu_r b) \sin(\omega t)] \dots (2)$$

- 式(2)の両辺に入力関数f(t)を掛け,0からTの範囲で積分することで式(5)を得る.

$$[a^2 + b^2] = \begin{bmatrix} ac + bd & \omega(bc - ad) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{\mu} \\ \frac{1}{s} \\ \frac{\mu_r}{s} \end{bmatrix} \dots (5)$$

調和平衡法による一般化

システム方程式



- システム方程式は式(6)のようになる.

$$\begin{bmatrix} ac+bd \\ bc-ad \\ a^2+b^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c^2+d^2 & 0 & -\omega(ad-bc) \\ 0 & \omega(c^2+d^2) & -\omega(ac+bd) \\ ac+bd & -\omega(ad-bc) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{1}{s} \\ \frac{\mu}{s} \\ \frac{\mu_r}{s} \end{bmatrix} \dots (6)$$

- この方程式は, 入出力を第*i*高調波までの正弦波と余弦波の和として置くことで一般化される.

入力 $f_i(t) = a_i \sin(i\omega t) + b_i \cos(i\omega t)$

出力 $g_i(t) = c_i \sin(i\omega t) + d_i \cos(i\omega t)$

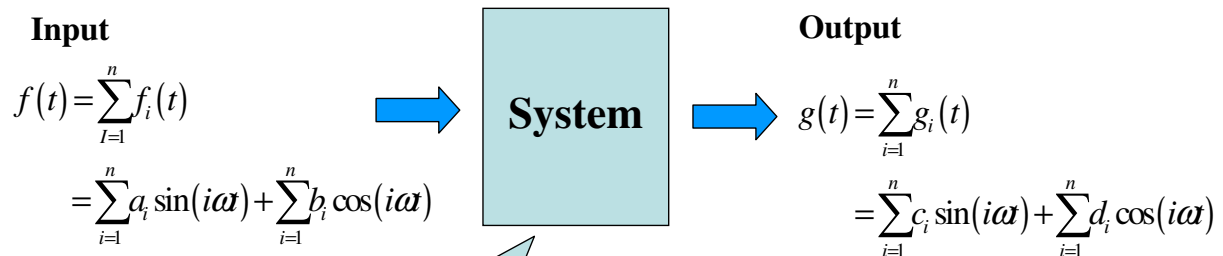
構成方程式 $f_i(t) + \gamma_i \frac{df_i(t)}{dt} = \alpha_i g_i(t) + \beta_i \frac{dg_i(t)}{dt}$

第*i*高調波のパラメタは以下のシステム方程式を解くことで求まる.

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ b_i c_i - a_i d_i \\ a_i^2 + b_i^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_i^2 + d_i^2 & 0 & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) \\ 0 & i\omega(c_i^2 + d_i^2) & -i\omega(a_i c_i + b_i d_i) \\ a_i c_i + b_i d_i & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{bmatrix}$$

調和平衡法による一般化

一般化された形



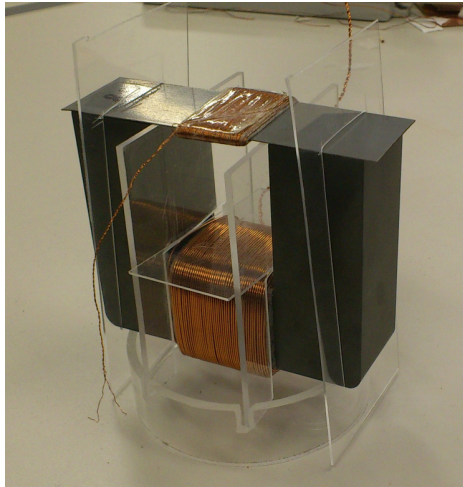
Constitutive Equation

$$f_i(t) + \gamma_i \frac{df_i(t)}{dt} = \alpha_i g_i(t) + \beta_i \frac{dg_i(t)}{dt}$$

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ b_i c_i - a_i d_i \\ a_i^2 + b_i^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_i^2 + d_i^2 & 0 & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) \\ 0 & i\omega(c_i^2 + d_i^2) & -i\omega(a_i c_i + b_i d_i) \\ a_i c_i + b_i d_i & -i\omega(a_i d_i - b_i c_i) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{bmatrix}$$

実験1 調和平衡法の検証

ヒステリシスループの再現

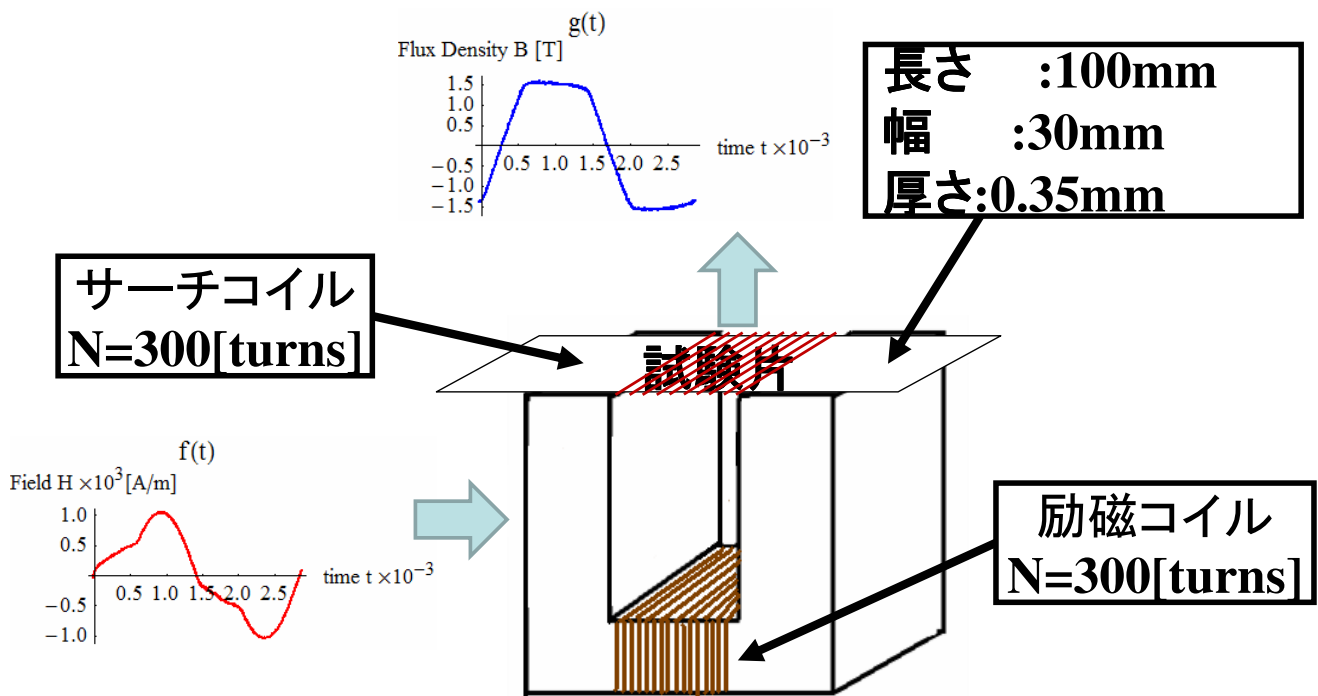


試験片	U字型フェライトコア
材料: ケイ素鋼板 長さ: 100mm 幅: 30mm 厚さ: 0.35mm 巻き数: 300 turns	材料: フェライト 巻き数: 300 turns

試験片とU字型フェライトコア

実験1 調和平衡法の検証

ヒステリシスループの再現

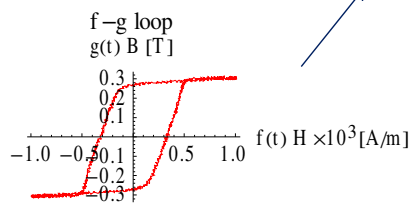


実験1 調和平衡法の検証

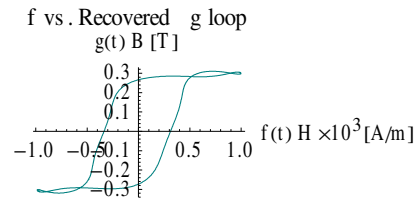
ヒステリシスループの再現



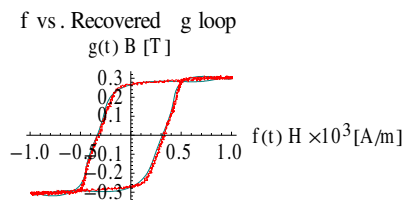
$$g(t) = \sum_{i=1}^n \sqrt{\frac{1 + (i\omega\gamma_i)^2}{\alpha_i^2 + (i\omega\beta_i)^2}} \sqrt{f_{i,r}^2 + f_{i,lm}^2} \cos\left(i\omega t - \tan^{-1} \frac{f_{i,lm}}{f_{i,r}} + \tan^{-1} i\omega\beta_i - \tan^{-1} \frac{i\omega\beta_i}{\alpha_i}\right)$$



ヒステリシスループ測定値



ヒステリシスループ再計算(第9高調波までのパラメタを用いた)

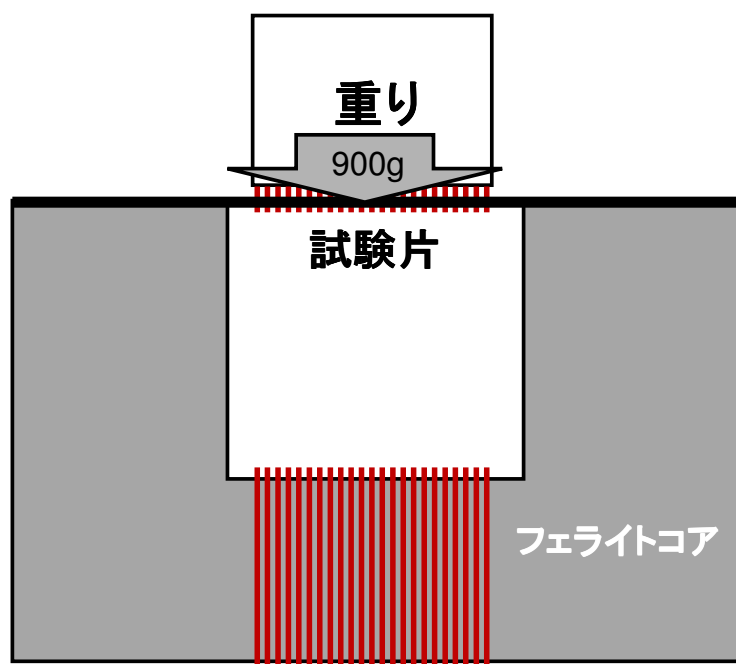


ヒステリシスループ比較

再現可能となる。

実験2 応力探査

外部応力による影響



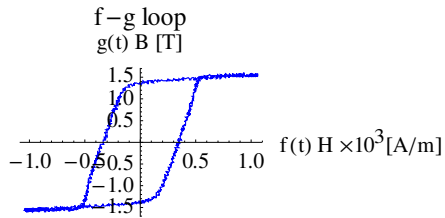
実験2 応力探査

外部応力によるヒステリシスループの変化

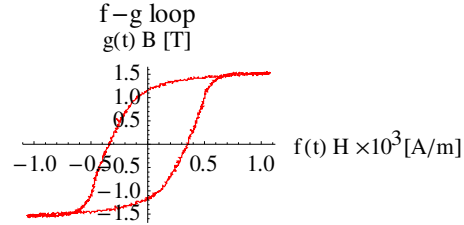


Hosei Univ.

・応力印加によるヒステリシスループの変化

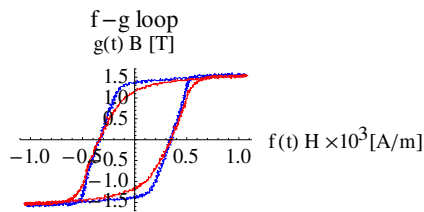


ヒステリシスループ応力なし測定値



ヒステリシスループ応力(900g)あり測定値

- applied 0g stress
- applied 900g stress



応力により、ヒステリシスループが変化

ヒステリシスループ応力比較(測定値)

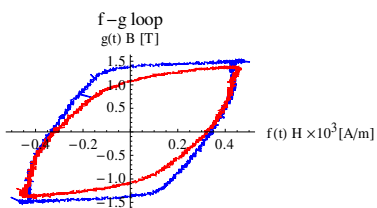
実験2 応力探査

外部応力によるヒステリシスループの変化

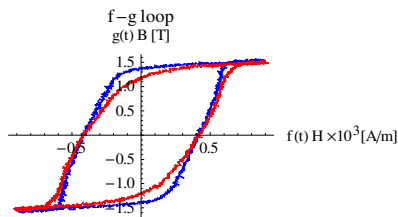


Hosei Univ.

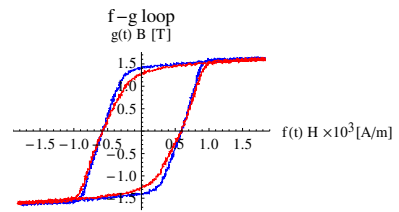
・各状態における、外部応力によるヒステリシスループ形状の変化



ヒステリシスループ(飽和直前)



ヒステリシスループ(飽和直後)



ヒステリシスループ(過飽和)

- applied 0g stress
- applied 900g stress

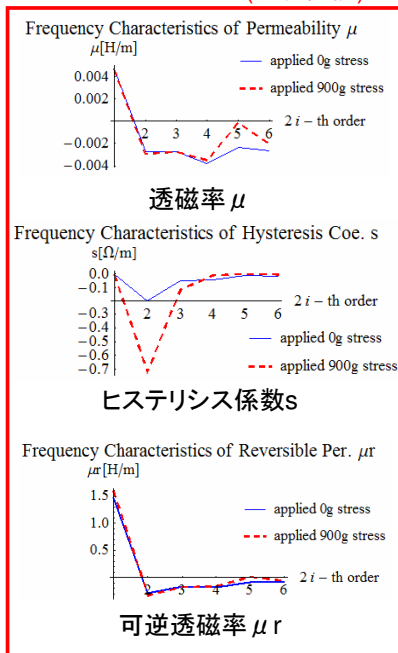
実験2 応力探査

外部応力によるパラメタの変化

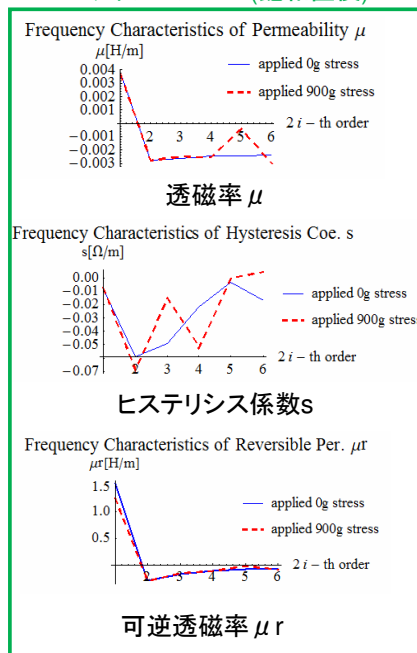


Hosei Univ.

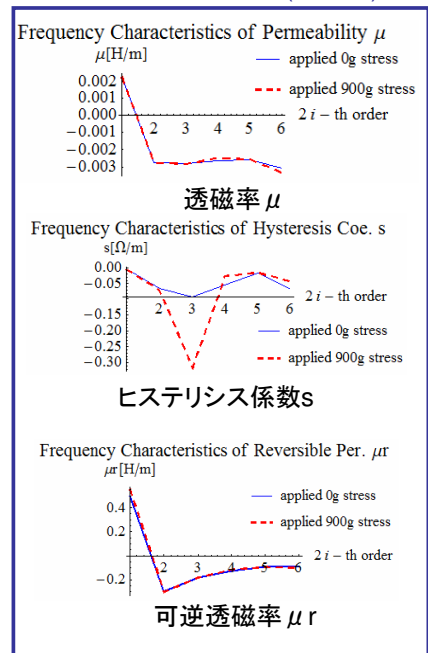
ヒステリシスループ(飽和直前)



ヒステリシスループ(飽和直後)



ヒステリシスループ(過飽和)



www.saito-lab.jp

結論



Hosei Univ.

- ・調和平衡法的アプローチにより、磁気飽和を含むヒステリシスループを数値的に表現することが可能となる。
- ・磁区理論に基づく磁化特性モデルのパラメタは、磁性材料に加わる外部応力を計数的に評価するパラメタとして用いることが出来る。
- ・外部応力が加わることで鉄損に関するパラメタ「ヒステリシス係数s」が最も敏感に反応したことより、電気機器中の磁性材料の鉄損の分布は、外部応力の分布によっても影響する。

www.saito-lab.jp



Hosei Univ.

Thank you for your attention!

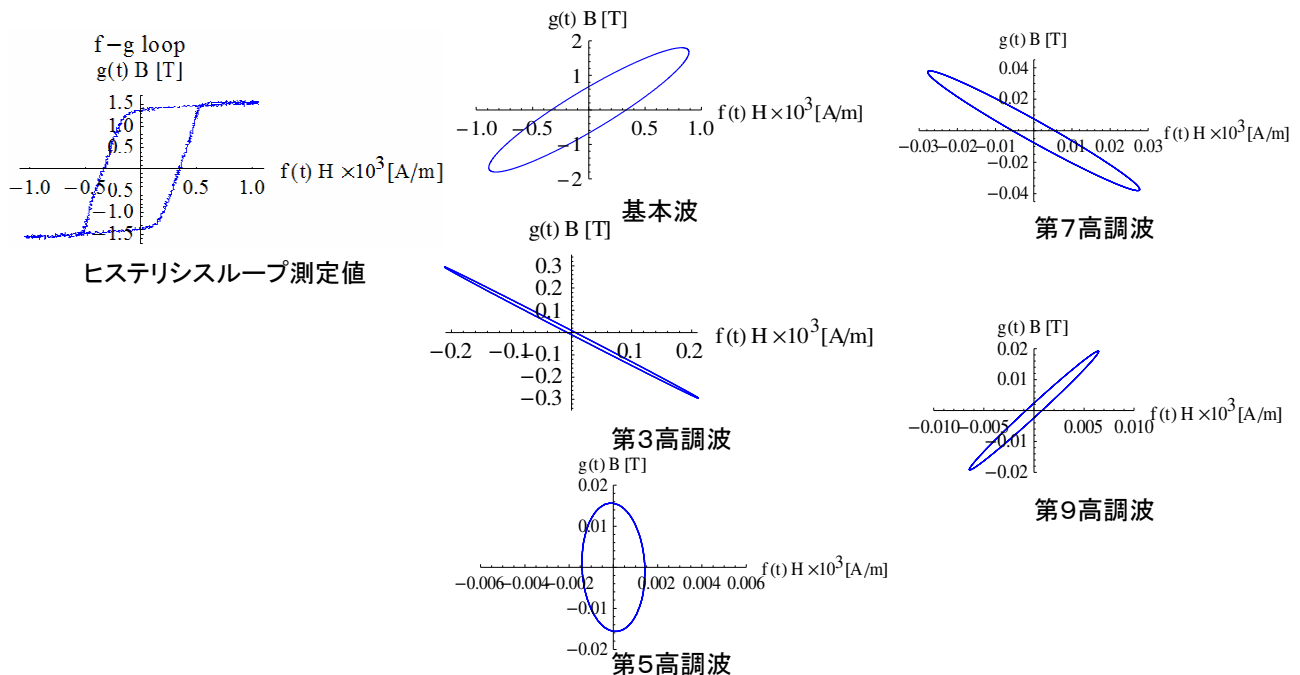
www.saito-lab.jp

実験結果 各高調波のループ



Hosei Univ.

・各高調波の楕円ヒステリシスループ



www.saito-lab.jp

磁区理論に基づく磁化特性モデル



Hosei Univ.

静的磁化特性

$$H_s = \frac{1}{\mu} B$$



動的磁化特性

$$H_d = \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right)$$

Chua型磁化特性モデル

$$H = H_s + H_d = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \left(\frac{dB}{dt} - \mu_r \frac{dH}{dt} \right)$$

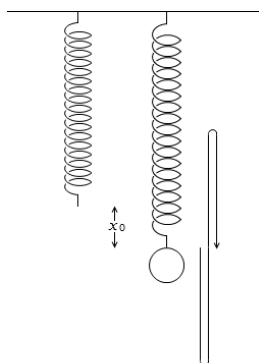
ヒステリシス 鉄損
磁気余効 周波数特性
鉄共振現象 表皮深さ

H : 磁界 [A/m]
 B : 磁束密度 [T]
 μ : 透磁率 [H/m]
 μ_r : 可逆透磁率 [H/m]
 S : ヒステリシス係数 [Ω/m]

磁区理論に基づく磁化特性モデル



Hosei Univ.



$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

ω : 角振動数 [rad/s]
 k : ばね定数 [N/m]
 m : 重さ [kg]

Harmonic Balance for Magnetization Characteristics Exhibiting Hysteretic Property

Hideaki Nemori and Yoshifuru Saito

Graduate School of Electrical and Electronics Engineering
Hosei University
Tokyo, Japan
Email address: hideaki.nemori.4p@stu.hosei.ac.jp

Iliana Marinova

Department of Electrical Apparatus
Technical University of Sofia
Sofia, Bulgaria
E-mail address: iliana@tu-sofia.bg

Abstract—The present paper proposes one of the Domain based hysteretic constitutive equations utilizing the orthogonal property of the sinusoidal and cosinusoidal periodic function. At first, we assume a magnetic domain based constitutive equation. Second, to determine the coefficients of the assumed constitutive equation, we applied orthogonal properties of the sinusoidal and cosinusoidal functions. To check the validity of our constitutive equation, we carried out numerical as well as experimental verifications.

Keywords—harmonic balance; hysteretic property; orthogonal property

I. INTRODUCTION

As is well known, a representative ferromagnetic material is the iron which is commonly used as the frame structural materials of many artificial products. Ferromagnetic materials exhibit a lot of complex physical properties, such as magnetization, magnetostriction and magneto-thermodynamic properties. Ferromagnetic materials are composed of magnetic domains and exhibit nonlinear hysteretic magnetization characteristics. Particularly, their nonlinear magnetization characteristics are function of externally impressed stresses. This is because some external physical energy is added to their domain structures so that their structures are essentially stimulated to change. This means that parameters which characterize the magnetization characteristics of ferromagnetic materials may be considered as one of the possible soundness figures to represent their physical situation, e.g. under stressed or not.

We introduce a magnetic domain based constitutive equation to model the magnetization properties of ferromagnetic materials. And also, we describe this domain based model in conjunction with harmonic balance method. According to our formulation, a harmonic balance representation of the domain based model could be derived by means of the orthogonal property between the odd and even functions. Numerical as well as experimental verification of our method has been carried out. Further, we have revealed the differences of its parameters under stressed or not.

II. DOMAIN BASED MODEL

A. Domain Based Model and Its Parameters

Previously, we have proposed two types of constitution models for representing the ferromagnetic properties [1,2]. This paper employs the later proposed domain based model [2], and this domain based model is represented in terms of the magnetic field $H[A/m]$ and flux density $B[T]$. The domain based magnetization model is given by

$$H = \frac{1}{\mu} B + \frac{1}{s} \frac{dB}{dt} - \frac{\mu_r}{s} \frac{dH}{dt}, \quad (1)$$

where μ , μ_r and s are the permeability measured in the ideal magnetization curve, reversible permeability measured along with the ideal magnetization curve, and hysteresis coefficient, respectively.

B. Harmonic Balance Modeling

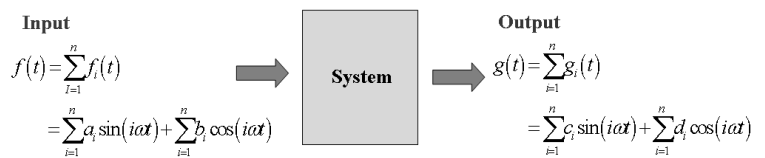


Fig. 1. Simple input and output system

Let us consider an input and output system shown in Fig.1. When the input and output of this system are respectively given by

$$f(t) = \sum_{i=0}^n a_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=0}^n b_i \cos(i\omega t), \quad (2)$$

$$g(t) = \sum_{i=0}^n c_i \sin(i\omega t) + \sum_{i=0}^n d_i \cos(i\omega t), \quad (3)$$

we represent this system by a following constitutive equation

$$f(t) = \frac{1}{\mu} g(t) + \frac{1}{s} \frac{dg(t)}{dt} - \frac{\mu_r}{s} \frac{df(t)}{dt} \quad (4)$$

An alternative form of (4) is

$$f(t) = \alpha g(t) + \beta \frac{dg(t)}{dt} - \gamma \frac{df(t)}{dt} \quad (5)$$

To determine the parameter α , β , γ , in (3), multiply the output function $g(t)$ to both sides of (3) and integrate from 0 to T yields.

$$\begin{aligned} & \int_0^T g(t) f(t) dt \\ &= \alpha \int_0^T g(t) g(t) dt + \beta \int_0^T g(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T g(t) \frac{df(t)}{dt} dt \end{aligned} \quad (6)$$

Similarly multiply the time derivative of output function $dg(t)/dt$ to both sides of (3) and integrate from 0 to T yields

$$\begin{aligned} & \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} f(t) dt \\ &= \alpha \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} g(t) dt + \beta \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T \frac{dg(t)}{dt} \frac{df(t)}{dt} dt \end{aligned} \quad (7)$$

Further, multiply the input function $f(t)$ to both sides of Equation.(3) and integrate from 0 to T yields

$$\begin{aligned} & \int_0^T f(t) f(t) dt \\ &= \alpha \int_0^T f(t) g(t) dt + \beta \int_0^T f(t) \frac{dg(t)}{dt} dt - \gamma \int_0^T f(t) \frac{df(t)}{dt} dt \end{aligned} \quad (8)$$

Substituting the input (2) and output (3) functions into the equations (6), (7) and (8), it is possible to set up a system of equations for i -th harmonics as

$$\begin{bmatrix} a_i c_i + b_i d_i \\ b_i c_i - a_i d_i \\ a_i^2 + b_i^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_i^2 + d_i^2 & 0 & -\omega(a_i d_i - b_i c_i) \\ 0 & \omega(c_i^2 + d_i^2) & -\omega(a_i c_i + b_i d_i) \\ a_i c_i + b_i d_i & -\omega(a_i d_i - b_i c_i) & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \alpha_i \\ \beta_i \\ \gamma_i \end{bmatrix} \quad (9)$$

Input and output relation for i -th harmonics is given by

$$f_i(t) = \alpha_i g_i(t) + \beta_i \frac{dg_i(t)}{dt} - \gamma_i \frac{df_i(t)}{dt} \quad (10)$$

Let us introduce a phaser notation, i.e., a symbol $\hat{}$ refers to complex quantities, then (10) could be reduced into

$$(1 + j\omega\gamma_i) \hat{f} = (\alpha_i + j\omega\beta_i) \hat{g}, \quad (11)$$

where

$$j = \sqrt{-1}. \quad (12)$$

Thus, the output is the real part of

$$\begin{aligned} \hat{g}_i(t) &= \frac{(1 + j\omega\gamma_i)}{(\alpha_i + j\omega\beta_i)} \hat{f}_i(t) \\ &= \sqrt{\frac{1 + (i\omega\gamma_i)^2}{\alpha_i^2 + (i\omega\beta_i)^2}} \sqrt{f_{i,r}^2 + f_{i,lm}^2} \\ & \quad e^{j \tan^{-1} \frac{f_{i,lm}}{f_{i,r}} + j \tan^{-1} \omega\gamma_i - j \tan^{-1} \frac{i\omega\beta_i}{\alpha_i}}, \end{aligned} \quad (13)$$

i.e.,

$$\begin{aligned} \hat{g}_i(t) &= \sqrt{\frac{1 + (i\omega\gamma_i)^2}{\alpha_i^2 + (i\omega\beta_i)^2}} \sqrt{f_{i,r}^2 + f_{i,lm}^2} \\ & \quad \cos\left(i\omega t - \tan^{-1} \frac{f_{i,lm}}{f_{i,r}} + \tan^{-1} \omega\gamma_i - \tan^{-1} \frac{i\omega\beta_i}{\alpha_i}\right), \end{aligned} \quad (14)$$

Entire sum of the output (14) for i -th harmonics gives the output g of (3).

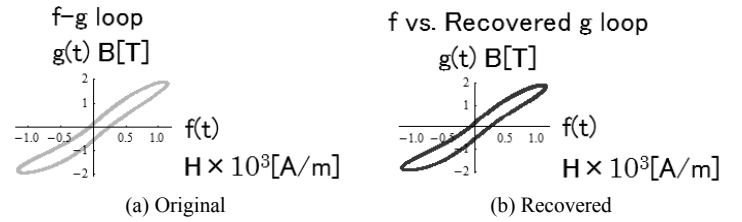


Fig. 2. Validity check of the model (4) or (5)

Figure 2 shows one of the examples of the recoverability of our domain based harmonic balance solution. According to the result shown in Fig.(1), it is obvious that the nonlinear magnetization characteristics exhibiting the hysteretic properties of ferromagnetic fields could be solved by means of phaser transform method.

C. Experiment

Figure 3 shows an experimental device and Table 1 lists its various constants. The tested specimens are the silicon steels with the 0.35mm thickness, 30mm width and 100mm length. The tested specimen was put on the upper two head surfaces of U shape ferrite core wound the 300 turns exciting coil. The specimen in Fig.1 is excited by flowing a 0.45A sinusoidal alternating current through this exciting coil.

Figure 4 shows a comparison between the experimented and recovered hysteresis loops.

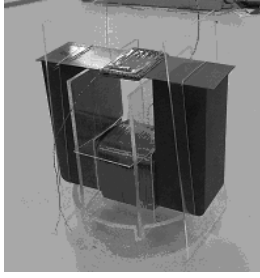
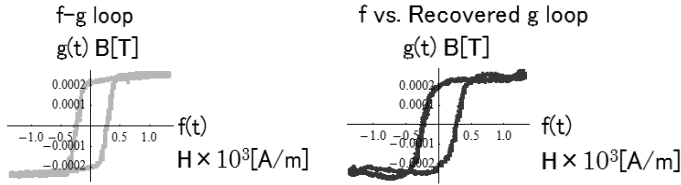


Fig. 3. Specimen and U shape ferrite core

TABLE I. SPECIFICATION OF THE MESUREMENT DEVICES

Specimen	U shape ferrite core
Material: silicon steels	Material: ferrite
Length: 100cm	Number of coil turns: 300 turns
Width: 30mm	Diameter of conductor: 0.6mm
Thickness: 0.35mm	
Number of coil turns: 300 turns	
Diameter of conductor: 0.2mm	



(a) Experimented

(b) Recovered by (14)

Fig. 4. Comparison between the experimental hysteresis loop and recovered hysteresis loop

Recovered hysteresis loop by (14) is well corresponding to experimental one. This means that the hysteretic nonlinear magnetization problems in ferromagnetic fields could be solved by means of the harmonic balance methodology.

D. Stress Visualization

Figure 5 shows an experimental scheme illustration to visualize the applied stress. A U shape ferrite core wound the exciting coil just same as shown in Fig.3. The specimen which wound the search coil is put on the upper two head surfaces of U shape ferrite core.

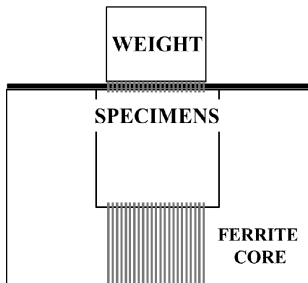


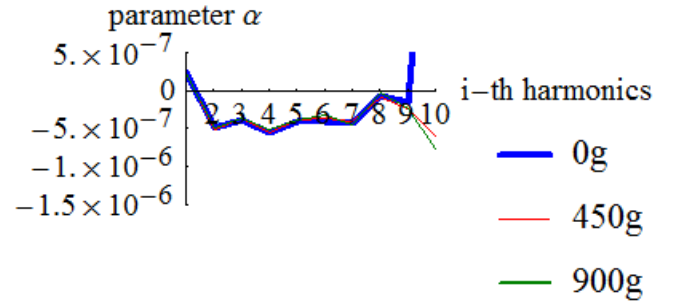
Fig. 5. The applied stress visualize scheme.

The stresses were applied to the specimen by putting on the wood weights to the specimen as shown in Figure 5. The used weights are 450 and 900 gram.

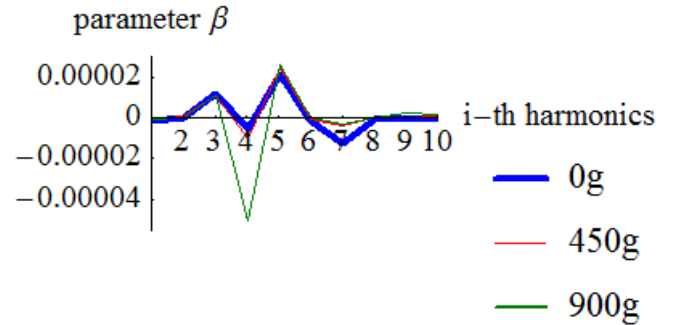
Figure 6 shows the parameters $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ in (10) to each of the harmonics. According to the variation of β_i shown in Fig. 6(b), it is found that the parameter β_i is highly sensitive to the applied stress.

The parameter β_i corresponds to the 1st time derivative term as (5) so that this represents the hysteretic property of the ferromagnetic materials.

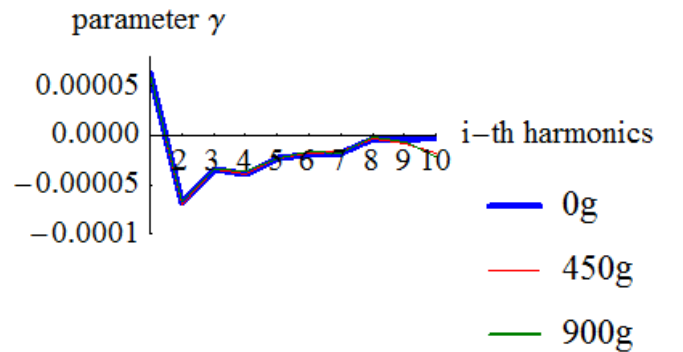
Thus, the external stress gives a large effect to the magnetic hysteresis, i.e., iron loss may be greatly increased by the externally applied stress. In the other words, the iron losses in the electrical machines distribute depending on the stress distribution and take the large in value at highly stressed positions.



(a) Parameter α



(b) Parameter β



(c) Parameter γ

Fig. 6. The relationships between the parameters $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ in (10) and the order of harmonics when applied the different external stress.

III. CONCLUSIONS

The hysteretic nonlinear problems in ferromagnetic fields could be solved by means of the harmonic balance approach.

The parameters μ , μ , and s in the domain based model could be determined in each of the harmonics by the Fourier approach.

According to our approach, it has been revealed that the parameter related to the time derivative term of the domain based model is highly sensitive to the applied stress. Namely, the iron losses in the electrical machines distribute depending

on the stress distribution and take the large in value at the highly stressed positions.

IV. REFERENCES

- [1] Y. Saito, Three dimensional analysis of magnetodynamic fields in electromagnetic devices taking into account the dynamic hysteresis loops, IEEE Transaction on Magnetics Vol.MAG-18 No.2 March 1982, pp.546-551.
- [2] S. Hayano, M.Namiki and Y.Saito, A magnetization model for computational magnetodynamics, Journal of Applied Physics Vo. 69, No.8, April 1991, pp.4614-4616.

Backside Defect Searching by Means of the Low Frequency ∞ Coil Excitation

Shunichi Hamanaka, Yoshifuru Saito
Graduate School of Electrical and Electronics Engineering
Hosei University,
Tokyo, Japan,
and
Iliana Marinova
Technical University of Sofia 1756,
Bulgaria

Manabu Ohuch, Hideo Mogi
and
Yoshiro Oikawa
Denshijiki Industry Co, Ltd
Tokyo, Japan,

Abstract— This paper describes the backside defect searching by means of the low frequency ∞ coil excitation. The low frequency ∞ coil excitation confronts to a noise processing problem in the practical tests. To overcome this difficulty, this paper employs two methodologies. One is an averaged sum and the other is the Fourier transform signal processing methods to reduce the higher frequency components compared to the excitation one. Thus, we have succeeded in enhancing the S/N ratio and detecting the signals caused by the backside defects of the targets. As a result, we have elucidated that the backside defect searching is possible by employing the low frequency excitation to our ∞ coil. Experimental as well as numerical verification along with intensive three-dimensional finite element method are carried out to confirm our results.

Keywords—Backside defect searching, Eddy current, Nondestructive testing, ∞ coil

I. INTRODUCTION

Modern engineering products such as air-plane, automobile, smart building, high speed train and so on are essentially composed of metallic materials for forming the shape of product, suspending the mechanical stress and constructing the structural frames.

In particular, the mass transportation vehicles, e.g. large air plane, high-speed train, express highway bus, carrying a large number of people are required the ultimate high safety as well as reliability.

To keep the high safety and reliability, nondestructive testing to the metallic materials is one of the most important key maintenance technologies because most of the structure materials are composed of the metallic materials.

Various nondestructive testing methods, such as eddy current testing (ECT), electric potential method, ultrasonic imaging and x-ray tomography are currently used to the modern airplane, high-speed train and express high bus maintenance. Among these methods, ECT needs not complex electronic circuits and direct contact to the targets. And also,

most of the targets whose major frame parts are composed of conductive metallic materials can be selectively inspected by ECT [1-3].

Operation principle of ECT is fundamentally based on the magnetic field distribution change detection due to the defect in the targets. To realize this principle, we have two methodologies. One detects the defect in the target as a change of input impedance of the exciting coil. This is because the magnetic field distribution is changed by the detour eddy currents flowing around the defect in the target which corresponds to the secondary circuit of a single phase transformer [2-3]. The other type ETC sensor equips a sensing coil to detect the magnetic field change caused by the detour eddy currents flowing around the defect. The former and latter are called the impedance sensing and sensing coil types, respectively.

The sensing coil type is further classified into two variations. Most popular sensing coil type employs a differential coil, and also the other type sets the sensing coil surface perpendicularly to those of the exciting coil. As is well known the differential coil detects the uniformity of the magnetic field distribution. Similarly the perpendicularly installed sensing coil surface to those of exciting coil detects only the magnetic fields caused by the detour eddy currents due to the defect in the target.

Our developed ∞ coil one of the latter types, i.e., detects only the magnetic fields caused by the detour eddy currents due to the defect in the target. A key idea of our ∞ coil is that the sensing coil wound around a ferrite bar is installed at the lowest magnetic field intensity region between the north and south poles of exciting coils [1].

In the present paper, to search for the backside defect of a target, we have employed a low frequency excited ∞ coil. As a result, it is revealed that the ∞ coil has versatile capability, i.e., low frequency excitation of the ∞ coil makes it possible to detect the backside defects along with the signal processing methodologies.

II. SIGNAL PROCESSING METHODS

A. Averaged Sum Method

In any signal measurement devices, it is essential to confront to the mixing of noise problems. Particularly, the low frequency excitation of ∞ coil measures a serious noise signal quantity compared with those of the desired one.

One of the common natures of any noise never repeat the same magnitude in value at the same periodic signal points. This means that an average of the same periodic signals reduces the noise signals. This signal processing methodology is the averaged sum approach, which is carried out to a M -th times measured signal $x(k)$ by

$$x(k) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M x^i(k) = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M s^i(k) + \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M n^i(k), \quad (1)$$

where s and n are the correct noise components, respectively.

B. Fourier Transform Method

The other methodology to remove the noise components from the measured signal is the Fourier transform method. Even though Fourier approach requires some mathematical operation or electronic circuits, it is one of the base technologies to synthesis the low-, high- and band pass filters.

To our ECT signal processing, we utilize the Fourier transform approach to pick up a particular frequency component from the measure signals, where the particular frequency is the same as those of the exciting frequency.

III. EXPERIMENT

A theoretical background of the low exciting ECT is the skin effects, i.e., low frequency magnetic fields induce the eddy currents in the deep location of the metallic materials. Namely, the low frequency excitation of ECT makes it possible to detect the defects located in the deep or backside of the target metallic materials.

In our experiments, we have employed the two copper plates, one is the normal copper plane having 2mm thickness, 10cm length, 2mm width, and the other is the target having a 1mm defect at the backside.

Consideration of the skin depth to these targets has led to employ the 2kHz excitation frequency.

A. Averaged Sum Processing

Figure 1 shows a schematic diagram and Table 1 lists the various constants for the 3D finite element computations. Figure 2 shows one of the computed results, i.e., a large amplitude 5.1mV sensor signal has been obtained without any noise effects where the sensor is on the backside defect and is not on any defect.

Thus, theoretically it is possible to detect the backside defect by the low frequency excitation of the ∞ coil.

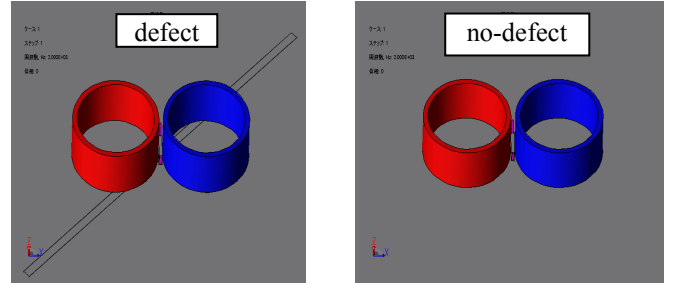


Fig1 Schematic diagram of the 3D FEM simulation

Table 1 Various constants of the tested ∞ coil

Exciting coil	
Coil outer diameter	22.4mm
Coil inner diameter	20mm
Coil length	10mm
Number of turn	75
Input voltage (peak)	3V
Frequency	2kHz
Sensing coil	
Coil outer diameter	0.9mm×2.4mm
Coil inner diameter	0.5mm×2.0mm
Coil length	6.0mm
Number of turn	100
Axis core	Mn-Zn ferrite 300

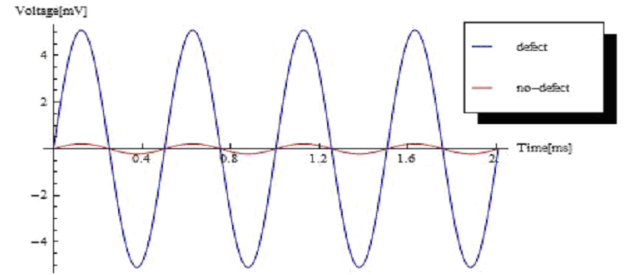

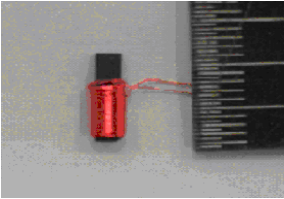
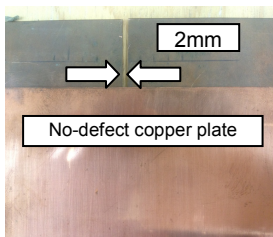


Fig 2 Induced voltage in the exciting coil

Table 2 lists the various constants of the prototype ∞ coil. Figure 3 shows the target piece and a prototype of ∞ coil. The normal target piece has been emulated by overlapping the two copper plates having 2mm width, 1mm depth. Also, the defect piece has been emulated by overlapping the one normal sheet to the other sheet having 1mm depth defect. The various constant of the prototype ∞ coil are the same used in the 3D finite element simulations.

Table 2 Various constants of the prototype ∞ coil

Exciting coil		Conductor length	4.7mm
	Diameter of conductor	0.4mm	
	Coil outer diameter	23mm	
	Coil inner diameter	20mm	
	Coil length	10mm	
	Number of turn	75	
	Number of col layers	3	
Sensing coil		Conductor length	60cm
	Diameter of conductor	0.1mm	
	Axis core	Ferrite bar (MnZn)	
	Coil outer diameter	2.4mm×2.4mm	
	Coil inner diameter	1.4mm×1.4mm	
	Coil length	6.0mm	
	Number of turn	100	
		Number of coil layers	2



(a) Target piece



(b) Prototype of the ∞ coil

Fig. 3 The target tested piece and ∞ coil

Figure 4 show the results of experiments. It looks like the results of the simulation but includes a lot of high frequency noise, where the sensor is on the backside defect and is not on any defect.

Even though the experimented signals mixed with noise in Fig.4, it is obvious that the backside defect could be detected.

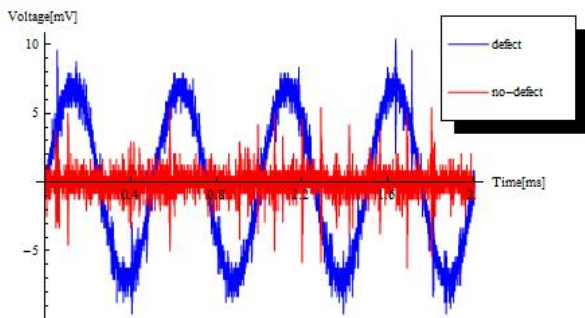


Fig 4 Induced voltage in sensing coil (experiment)

To remove the noise components from the experimentally obtained signals in Fig. 4, we employed the averaged sum method (1).

Figure 5 shows the refined signals in Fig. 4 by the averaged sum signal processing. In Fig. 5, 200 times averaged was carried out for the defect signal, and 400 times averaged was carried out for the no defect signals. Difference of the number of averaging between them is that a large signal needs not a large number of averaging because of good SN ration but a small signal requires a large number of averaging because of the bad SN ratio.

Even though the peak signal voltage of experimental results is somewhat larger that those of computed ones, the experimental signals exhibit the similar tendency to that of computed ones.

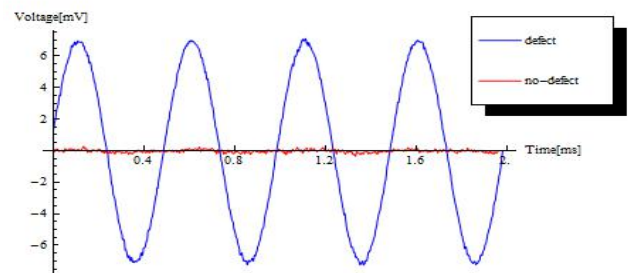


Fig 5 Induced voltage in sensing coil (averaged sum processed)

B Fourier Transform Processing

To carry out the experiment in more practical manner, the sensor coil was moved to point to point locations along a straight line as shown in Fig. 6. The sensor induced signal at each of the points was measured, where the sensor was located at the 5 points along a 20mm line.

Figure 7 shows the induced voltages at the 5 point locations. Obviously, the maximum induced voltage at the position 3 suggests the backside defect position of the target.

Figure 8 shows the signal measurement positions on the plane copper sheet. These positions are as that of the Fig. 6 to verify our approach.

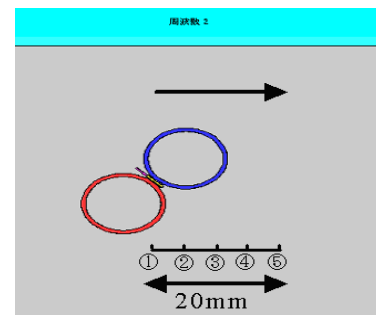


Fig 6 1D flaw detection model (simulation)

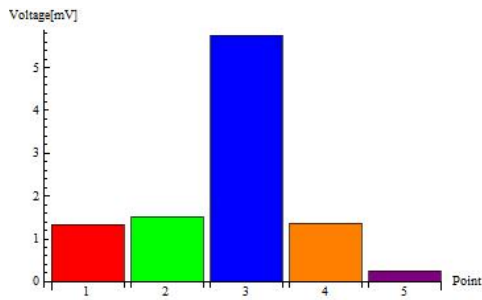


Fig 7 Sensor output voltage (simulation)

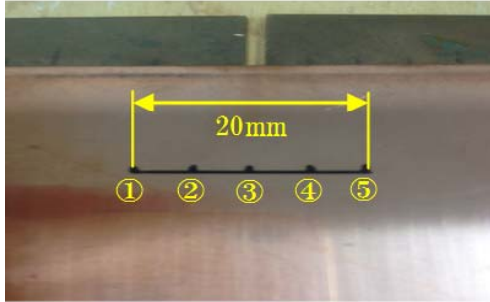


Fig 8 1D flaw detection model (experiment)

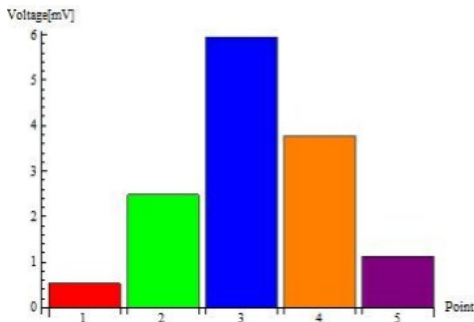


Fig 9 sensor output voltage (experiment)

The normal target piece has been emulated by overlapping the two copper plates having 2mm width, 1mm

depth. Also, the defect piece has been emulated by overlapping the one normal sheet to the other sheet having 1mm depth defect.

In any practical measurements, it is essentially measured the signals containing noise. To remove the noise signals not having the exciting current frequency, we employed the Fourier signal processing approach.

Figure 9 shows the experimentally obtained sensor output signals whose noise components were removed by the Fourier signal processing.

Comparison the results in Figs. 7 and 9 shows that their maximum values are somewhat different but their position is the same No. 3 point.

Thus, our backside defect searching by the low frequency excitation is succeeded in a first step of the project.

IV. CONCLUSION

In the present paper, we have employed the low frequency ∞ coil excitation to search for the backside defect of the target.

As a result, it has been clarified that the low frequency ∞ coil excitation makes it possible to search for the backside defects along with the signal processing procedures enhancing the S/N ratio.

V. REFERENCES

- [1] Hiroki Kikuchi, Iliana Marinova, and Yoshifuru Saito, Manabu Ohuch, Hideo Mogi and Yoshiro Oikawa, Optimization of the Eddy Current Testing, Digest of The 15th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation WC4-4 pp.495, Oita Japan November 11-14 2012,
- [2] Hiroki Kikuchi and Yoshifuru Saito, Enhance the Sensibility of the ECT Sensor, Journal of the Japan Society of Applied Electromagnetics and Mechanics, Vol.21, No.3, 2013.
- [3] Hiroki Kikuchi, Iliana Marinova, and Yoshifuru Saito, Enhance the Sensibility of the Resonance type ECT Sensor, JAPMED'8 pp. 130-131, 2013.