積層型超磁歪アクチュエータに関する研究*

江田 弘** 大村悦二** 濱田隆治*** 堀江 明†

Giant Magnetostriction Actuator of Laminated Plate Type

Hiroshi EDA, Etsuji OHMURA, Ryuji HAMADA and Akira HORIE

Vibration actuators with laminated giant-magnetostriction-materials are stable in the magnetic field of high frequency by reason of less eddy current loss, comparing with conventional actuators with giant magnetostriction rod. A simple actuator of laminated type was produced as an experiment, where a thin slice of giant magnetostriction material was stuck on a metal thin plate. As the first step, the static characteristics of the present actuator was investigated. The displacement characteristics of the present actuator and stress distribution in the giant magnetostriction material were analyzed theoretically and compared with the experimental results. The influence of the adhesives for laminating the two thin plates was also investigated theoretically and experimentally, and validity of the present theory is confirmed. There is an optimum combination of the thickness of giant magnetostriction plate and one of the base metal to maximize the displacement of the actuator.

Key Words : Giant magnetostriction, Actuator, Laminating, Displacement, Stress, Adhesives

1. 緒 言

超磁歪材料は、従来の磁歪材に比べて変位が100～1000倍、出力も10倍以上大きい⁽¹⁾。このため特性に適したアクチュエータやデバイスへの適用が進められている⁽²⁾⁽³⁾。ところで、この材料は、高周波数で作動させようとすると、ジュール熱を発生し、ある高周波数に至るとすべて熱に変換される。そこで、高周波数振動子として使用する場合、超磁歪材の抵抗 ρ 、比透磁率 μ 、材料直径 D で決まる臨界周波数 f_c 以内に設計する必要がある⁽¹⁾。この問題を解決する一つの方法は材料の薄板化や薄膜による積層型超磁歪アクチュエータの高周波数化である。

ところで、薄板化による積層は大部分が接着剤で接合されるため接着応力が残留し、超磁歪材料特有のジャンプ現象に影響を及ぼし、機械的設計予荷重に接着残留応力が重畳した状態となる。

本研究は、薄板化した超磁歪材料と薄い基板で積層化したアクチュエータを作成して、その変位（たわみ）、磁歪材に働く応力の理論解析を行った。接着剤の影響を考慮し、実験と比較してそれらの妥当性、有効性を検討した結果、積層型超磁歪アクチュエータ設計の一助となる結論を得ることができたので、以下に報告する。

2. 理論解析

2.1 アクチュエータの変位

Fig.1に示すような超磁歪材料を基板に接着した、積層型超磁歪アクチュエータを考える。図において、上側を基板、下側を超磁歪材料とし、基板の磁歪を0、超磁歪材料の磁歪を λ_2 とする。そのときの境界面の x 軸方向の変位 $u_1(x)$ 、 $u_2(x)$ は、次式のように表される⁽⁴⁾。

Fig.1 A schematic of giant magnetostriction actuator GMA with laminated plate type.

$$u_1(x) = -\frac{1-\nu_1^2}{b E_1 h_1} \int_0^x Q(\xi) d\xi + \kappa_1 q(x) + \frac{h_1}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)} \quad (1)$$

* 原稿受付 平成6年11月29日

** 正会員 茨城大学工学部（日立市中成沢町4-12-1）

*** 正会員 茨城大学工学部（現、（株）日立設備工業；日立市石名坂1-12-22）

† 茨城大学大学院（現、（株）ニコン；東京都品川区西大井1-6-3）

$$u_2(x) = \lambda_2 x + \frac{1-\nu_2^2}{b E_2 h_2} \int_0^x Q(\xi) d\xi - \kappa_2 q(x) - \frac{h_2}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)} \quad (2)$$

ここで、 b は板の幅、 E は弾性係数、 h は板厚、 ν はポアソン比である。添字1, 2は、それぞれ基板と超磁歪材料の物理量であることを表す。また、 $\rho(x)$ は曲率半径、 $q(x)$ は単位長さ当たりのせん断力、 κ は界面のコンプライアンスで、

$$\kappa_i = \frac{2(1+\nu_i)h_i}{3bE_i} \quad (i=1, 2) \quad (3)$$

である。また、 $Q(x)$ は板の断面に働く力である。

$$Q(x) = \int_{-l}^x q(\xi) d\xi \quad (4)$$

式(2)において、第1項は磁歪による変位、第2項は断面に働く力 $Q(x)$ による変位、第3項はせん断力 $q(x)$ による変位、第4項は曲がりによる変位である。式(1)についても同様である。

いま、境界面では $u_1(x) = u_2(x)$ であるから、

$$\kappa q(x) - \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1 h_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2 h_2} \right) \int_0^x Q(\xi) d\xi + \frac{b h}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho(\xi)} = b \lambda_2 x \quad (5)$$

を得る。ただし

$$h = h_1 + h_2, \quad \kappa = b(\kappa_1 + \kappa_2)$$

とおいた。

一方、曲げ剛性を

$$D_i = \frac{E_i h_i^3}{12(1-\nu_i^2)} \quad (i=1, 2)$$

とすれば、曲げモーメント

$$M_i(x) = \frac{b D_i}{\rho(x)} \quad (i=1, 2)$$

に関する平衡方程式

$$M_1(x) + M_2(x) + \frac{h}{2} Q(x) = 0 \quad (6)$$

から、

$$\frac{1}{\rho(x)} = -\frac{h}{2bD} Q(x) \quad (7)$$

を得る。ここで、 $D = D_1 + D_2$ とおいた。式(7)を式(5)に代入すると、

$$q(x) - k^2 \int_0^x \int_{-l}^{\xi} q(\xi') d\xi' d\xi = b \frac{\lambda_2}{\kappa} x \quad (8)$$

を得る。ただし

Fig2 Deformation of GMA formed by different length of laminated plate.

$$k^2 = \frac{\gamma}{\kappa}, \quad \gamma = \frac{1}{12} \left(\frac{h_1^2}{D_1} + \frac{h_2^2}{D_2} + \frac{3h^2}{D} \right)$$

である。

境界条件 $q(0) = 0$, $Q(l) = 0$ を満たす式(8)の解は

$$q(x) = \frac{b \lambda_2 \sinh kx}{k \kappa \cosh kl} \quad (9)$$

であり、式(4)より

$$Q(x) = -\frac{b \lambda_2}{\gamma} \left(1 - \frac{\cosh kx}{\cosh kl} \right) \quad (10)$$

となる。したがって、式(7)より、微分方程式

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{\rho(x)} = \frac{h \lambda_2}{2 \gamma D} \left(1 - \frac{\cosh kx}{\cosh kl} \right) \quad (11)$$

が得られる。ここで、 y は y 軸方向の変位である。

本研究では、後述するように、Fig2のような長さの異なる積層板からなるアクチュエータを取り扱う。この場合、式(11)は

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{h \lambda_2}{2 \gamma D} \left(1 - \frac{\cosh kx}{\cosh kl_1} \right) \quad (12)$$

となる。境界条件

$$y|_{x=-l_1} = 0, \quad \frac{dy}{dx} \Big|_{x=-l_1} = 0 \quad (13)$$

を満たす式(12)の解は

$$y = \frac{h \lambda_2}{2 \gamma D} \left[\left(\frac{l_1 + x}{2} - \frac{1}{k} \right) (l_1 + x) - \frac{\cosh kx}{k^2 \cosh kl_1} + \frac{1}{k^2} \right] \quad (14)$$

であり、 $x = l_1$ における変位は、

$$y_1 = \frac{h l_1 \lambda_2}{\gamma D} \left(l_1 - \frac{1}{k} \right) \quad (15)$$

となる。 $x = l_1 + l_2$ における直線部分の変位は

$$y_2 = \frac{dy}{dx} \Big|_{x=l_1} l_2 = \frac{h \lambda_2}{\gamma D} \left(l_1 - \frac{1}{k} \right) l_2 \quad (16)$$

であるから、 $x = l_1 + l_2$ における全変位は、結局

$$y_{\text{total}} = y_1 + y_2 = \frac{h \lambda_2}{\gamma D} \left(l_1 - \frac{1}{k} \right) (l_1 + l_2) \quad (17)$$

となり、変位 y_{total} は磁歪 λ_2 に比例する。逆に、変位

y_{total} がわかれば、式(17)から磁歪 λ_2 が求まる。

また、界面のひずみ $\epsilon(x)$ は、式(2), (10), (11)より

$$\begin{aligned} \epsilon(x) &= \frac{du_2(x)}{dx} \\ &= \lambda_2 \left[1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1-\nu_2^2}{E_2 h_2} + \frac{h h_2}{4 D} \right) \left(1 - \frac{\cosh kx}{\cosh kl} \right) - \frac{b \kappa_2 \cosh kx}{\kappa \cosh kl} \right] \end{aligned} \quad (18)$$

であるから、 $x = 0$ における界面のひずみは

$$\begin{aligned} \epsilon = \epsilon(0) &= \lambda_2 \left[1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1-\nu_2^2}{E_2 h_2} + \frac{h h_2}{4 D} \right) \left(1 - \frac{1}{\cosh kl} \right) - \frac{b \kappa_2}{\kappa \cosh kl} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

よって、 $x = 0$ における磁歪材表面のひずみ ϵ_0 は

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \epsilon + \frac{h_2}{\rho(0)} \\ &= \lambda_2 \left[1 - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1-\nu_2^2}{E_2 h_2} - \frac{h h_2}{4 D} \right) \left(1 - \frac{1}{\cosh kl} \right) - \frac{b \kappa_2}{\kappa \cosh kl} \right] \end{aligned} \quad (20)$$

と表される。

2.2 超磁歪材料に働く応力

基板に超磁歪材料を接着すると、接着剤の収縮により磁歪材は圧縮力を受ける。磁界零のとき、接着剤の収縮に伴う(せん断力 $q_b(x)$ による)界面の x 軸方向の変位は、式(2)と同様に

$$u_{b2}(x) = \frac{1-\nu_2^2}{b E_2 h_2} \int_0^x Q_b(\xi) d\xi - \kappa_2 q_b(x) - \frac{h_2}{2} \int_0^x \frac{d\xi}{\rho_b(\xi)} \quad (21)$$

である。ここで、

$$Q_b(x) = \int_{-l}^x q_b(\xi) d\xi \quad (22)$$

$$\frac{1}{\rho_b(x)} = -\frac{h}{2 b D} Q_b(x)$$

したがって、接着面のひずみは

$$\begin{aligned} \epsilon_b(x) &= \frac{d u_{b2}(x)}{d x} \\ &= \kappa_2 \left[k_b^2 \int_{-l}^x q_b(\xi) d\xi - \frac{d q_b(x)}{d x} \right] \end{aligned} \quad (23)$$

となる。ただし、

$$k_b^2 = \frac{h_2}{12 b \kappa_2} \left(\frac{h_2}{D_2} + \frac{3 h}{D} \right)$$

とおいた。

式(9)を得たのと同様にして、境界条件 $q_b(0) = 0$, $Q_b(l) = 0$ を満たす解を求めると、

$$q_b(x) = \frac{\epsilon_b(x) \sinh k_b x}{\kappa_2 k_b \cosh k_b l} \quad (24)$$

であり、式(22)から

$$Q_b(x) = -\frac{\epsilon_b(x)}{\kappa_2 k_b^2} \left(1 - \frac{\cosh k_b x}{\cosh k_b l} \right) \quad (25)$$

となる。したがって、 $x=0$ における磁歪材料表面のひずみは

Fig.3 Schematic view of trial manufactured GMA with laminated type.

$$\epsilon_{ob} = \epsilon_b(0) - \frac{h_2}{\rho(0)}$$

$$\epsilon_{ob} = \epsilon_b(0) \left[1 - \frac{h h_2}{2 \kappa_2 b D k_b^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh k_b l} \right) \right] \quad (26)$$

と表される。これより、磁歪材料表面のひずみ ϵ_{ob} を測定すれば、 $x=0$ における接着面のひずみ $\epsilon_b = \epsilon_b(0)$ を求めるこ

とができる。

接着剤の収縮に伴って磁歪材に働く応力は

$$\begin{aligned} \sigma_b(x) &= \frac{Q_b(x)}{b h_2} - \frac{6 M_{b2}(x)}{b h_2^2} \\ &= \frac{\epsilon_b(x)}{\kappa_2 b h_2 k_b^2} \left(1 + \frac{3 D_2 h}{D h_2} \right) \left(1 - \frac{\cosh k_b x}{\cosh k_b l} \right) \end{aligned} \quad (27)$$

である。また、磁歪によって磁歪材が基板から受ける応力も同様に

$$\sigma(x) = \frac{\lambda_2}{\kappa h_2 k^2} \left(1 + \frac{3 h D_2}{h_2 D} \right) \left(1 - \frac{\cosh k x}{\cosh k l} \right) \quad (28)$$

であるから、印加磁界の下で磁歪材に働く全応力は

$$\begin{aligned} \sigma_{total}(x) &= \sigma_b(x) + \sigma(x) \\ &= \frac{1}{h_2} \left(1 + \frac{3 h D_2}{h_2 D} \right) \left[\frac{\epsilon_b(x)}{\kappa_2 b k_b^2} \left(1 - \frac{\cosh k_b x}{\cosh k_b l} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_2}{\kappa k^2} \left(1 - \frac{\cosh k x}{\cosh k l} \right) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

となる。したがって、 $x=0$ において磁歪材に働く全応力 σ_{total} は

$$\begin{aligned} \sigma_{total} &= \frac{1}{h_2} \left(1 + \frac{3 h D_2}{h_2 D} \right) \left[\frac{\epsilon_b}{\kappa_2 b k_b^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh k_b l} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda_2}{\kappa k^2} \left(1 - \frac{1}{\cosh k l} \right) \right] \end{aligned} \quad (30)$$

と表される。

Fig.4 Magnetic field of actuator with solenoid coil

3. 実験方法

本研究で試作した積層型超磁歪アクチュエータの断面図をFig.3に示す。アクチュエータは、ソレノイドコイルにより発生する磁界で駆動する。アクチュエータを駆動する多層型のソレノイドコイルの設計は既報⁽¹⁾に従っている。円筒形のアクチュエータはFig.4に示す如く、内半径 a_1 、外半径 a_2 、円筒長さ l 、巻数 N 、印加電流 i とすると、ソレノイドコイルの磁界の強さ H は、次式となる⁽¹⁾。

$$\begin{aligned} H &= \frac{N i}{2 l (a_2 - a_1)} \left\{ x \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + x^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + x^2}} \right. \\ &\quad \left. + (l - x) \log \frac{a_2 + \sqrt{a_2^2 + (l - x)^2}}{a_1 + \sqrt{a_1^2 + (l - x)^2}} \right\} \end{aligned} \quad (31)$$

Fig. 5 The displacement characteristics measuring circuit of GMA

本研究で使用したコイルのパラメータは、 $a_1 = 15\text{mm}$, $a_2 = 62\text{mm}$, $l = 60\text{mm}$, 巻数8000回, 線密度71.3%, 線長967.6m, 抵抗138.5 Ω である。

得られた結果は、Fig. 4に示すような磁界分布となった。ソレノイドコイルは、印加電流100mAに対して中央部で120Oの磁界を発生する。本実験使用の超磁歪材料は、全長に亘って均一の磁歪が与えられることがわかる。超磁歪材料として厚さ0.3mmおよび0.5mmの $\text{Tb}_{0.27}\text{Dy}_{0.73}\text{Fe}_{1.9}$ を用い、SUS316ステンレス鋼(厚さ0.1mm)の基板に接着して、Fig. 5のような測定回路で変位とひずみを測定した。

測定には、変位 y_{total} を非接触式の静電容量型プローブ、ひずみ ϵ_0 を磁歪材に接着したひずみゲージにより検出し、X-Yレコーダに印加電流と共に記録した。接着剤による影響を考慮するため、初め磁歪材にひずみゲージを接着し、その後磁歪材を基板に接着した。

4. 結果および考察

磁歪材表面のひずみ ϵ_0 とアクチュエータの変位 y_{total} の印加磁界依存性の測定結果を、基板に超磁歪材を接着した場合についてFig. 6に示す。超磁歪ロッドにおけるひずみあるいは変位の磁界依存性と同様に、ヒステリシスループを描いている。

変位 y_{total} の測定結果から式(17)により求めた磁歪 λ_2 を用いて、式(20)より測定面のひずみの計算結果と測定結果を比較したものをFig. 7に示す。測定値は、測定開始時点のひずみを零としている。解析は単純化したモデルについて行っていることを考慮すると、両者はよく一致しているといえる。

次に、式(17)により求めた磁歪 λ_2 と、磁歪材薄板のみで測定した磁歪を比較した。結果をFig. 8に示す。低磁界のときには、磁歪材のみの場合より基板に接着した場合の方が磁歪が大きく、超磁歪材特有のジャンプ現象⁽⁵⁾が見られる。ある程度磁界が大きくなると、基板から受ける圧縮力の増加により、磁歪材のみの場合に比べ磁歪は低下する。このとき磁歪材に働く応力は式(29)で表され、磁界の増加に対する応力の変化はFig. 9のようになる。磁界の増加とともに応力は増加する。

$H=0$ での応力値は、接着剤の収縮による圧縮応力であり、磁歪材を基板に接着したことによって生じた磁歪材表面のひずみ ϵ_{00} の測定値を用いて、式(27)から得られる。

最後に、基板と磁歪材の厚さによる変位 y_{total} の相違をFig. 10に示す。ここでは、 $l_1 = 5\text{mm}$, $l_2 = 45\text{mm}$, $\lambda_2 = 100\text{ppm}$ として、式(17)により計算した。磁歪材厚さ h_2 が一定のとき、基板の厚さ h_1 に関して変位は上に凸の関数となり、変位が最大となる基板厚さが存在する。そのときの基板の厚さは、磁歪

Fig. 6 Strain ϵ_0 on G.M. material and actuator displacement y_{total} due to magnetic field.

Fig. 7 Comparison of calculated and experimental values for strain ϵ_0 on G.M. material and actuator displacement y_{total} .

Fig. 8 Comparison of calculated magnetostriction λ_2 in ease of G.M. with substrate (adhesive agent) and experimental value without substrate.

Fig. 9 Acting stress to G.M. material of the laminated type actuator by adhesive agent.

材の厚さの約1/2である。それ以上基板が厚くなると、磁歪材が伸びようとしても基板が曲がりにくく、したがって変位は小さくなる。逆に薄くなると、基板が磁歪材に引っ張られて伸びやすくなり、やはり変位は小さくなる。このことは、アクチュエータの最適設計上考慮すべき重要なポイントである。

以上により、接着剤接合による高周波数対応の積層型超磁歪アクチュエータが設計できる。既に、森ら⁽³⁾は、超磁歪板厚さ0.4mmで、 $f_c = 350\text{kHz}$ 迄実用可能であることを示しているの、本研究は、これら積層型アクチュエータ設計に適用できる。

5. 結 言

積層型超磁歪アクチュエータを試作し、その静的特性を検討するために、変位と応力の理論解析を行った。得られた結論を要約すると、以下のようになる。

Fig. 10 Comparison of displacement y_{total} as function of thickness h_1 , h_2 .

- (1) 基板の変位（たわみ）から超磁歪材料の磁歪を求める理論式を導いた。
- (2) 超磁歪材に働く応力の理論式を、接着剤の収縮も考慮して導いた。
- (3) 実験結果との比較を行い、それらの妥当性、有用性を確認した。
- (4) 積層する際、基板の変位（たわみ）を最大にする磁歪材と基板の厚さの組み合わせが存在する。このことは、アクチュエータの最適設計上重要である。

謝 辞

本研究遂行にあたり、実験面で多大のご協力を賜った(株)日立製作所 日立研究所 笹山隆生研究部長ならびに嶋田 智研究主任、TDK(株)基礎材料研究所 森 輝夫課長ならびに岡本重夫氏に深甚の謝意を表します。また、本研究は文部省科学研究費(02805016)によることを付記し、感謝致します。

文 献

- (1) たとえば、H. Eda, E. Ohmura, M. Sahashi and T. Kobayashi, Ultra-Precise Machine Tool Equipped with a Giant Magnetostriction Actuator—Development of New Materials, $\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}(\text{Fe}, \text{Mn}_{1-y})_y$ and Their Application, *Annals of the CIRP*, 41-1(1992)421.
- または、江田他多数、超磁歪材料の7μmアクチュエータへの応用 分科会報告書 精密工学会(1994.2)5
- (2) T. Fukuda, Giant Magnetostrictive Alloy Applications to Micro Mobile Robot as a Micro Actuator without Power Supply Cables, *Proc., IEEE Micro Electro Mechanical Systems*, (1991)210.
- (3) 森 輝夫, 精密工学会超磁歪材料のアクチュエータへの応用に関する研究分科会資料, H2-4-03, (1990).8
- (4) E. Shuhir, Stresses in Bi-Metal Thermostats, *J. Appl. Mech.*, 53.9(1986)1032.
- (5) A. E. Clark, J. P. Teter, and O. D. McMasters, Magnetostriction "Jumps" in Twinned $\text{Tb}_{0.3}\text{Dy}_{0.7}\text{Fe}_{1.0}$, *J. Appl. Phys.*, 63-8(1988)3910.