超磁歪振動素子の形状変化と応力分布の考察

Examination of the Shape Variation and Stress Distribution of Vibration Elements Using Giant Magnetostrictive Material

脇若弘之・梅沢孝志*・桑原邦夫*・鎌田弘志**・吉川 隆**

信州大学工学部電気電子工学科, 長野市若里 500 (☎380)

*信州大学工学部大学院電気電子工学専攻, 長野市若里 500 (☎380)

**沖電気工業(株)研究開発本部, 沼津市大諏訪 688 (☎410)

H. Wakiwaka, T. Umezawa*, K. Kuwahara*, H. Kamata** and T. Yoshikawa**

Faculty of Engineering, Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380

*Graduate School, Shinshu University, 500 Wakasato, Nagano 380

**Oki Electric Industry Co., Ltd., 688 Ozuwa, Numazu 410

Acoustic vibration elements using giant magnetostrictive material (AVEG) are used as vibration sources for undersea acoustic propagation over distances of 1000[km] and more. In this paper the magnetic circuit of the drive unit was analyzed using the finite element method. The flux density distribution is nonuniform in the magnetostrictive vibrator. Converting flux density B [T] to magnetostriction ξ , we examine the difference in the shape variation and stress distribution of the vibrator. We also show the magnetic coupling influence of magnetostrictive vibrators when the AVEG consists of octagonal units.

Key words: magnetostrictive vibrator, shape variation, stress distribution, octagonal units

1. ま え が き

超磁歪材料は、1000 ppm 以上の大きな磁気ひずみ特性、低ヤング率特性を併せ持ち、振動素子として用いるのに適している。超磁歪音響振動素子 (Acoustic Vibration Element using Giant magnetostrictive material, 以下 AVEG と略記) は、海中において 200[Hz] 程度の音を 1000[km] 以上伝播させることを目的とした低周波音源駆動ユニットである¹⁾。本論文では、AVEG 駆動ユニットの磁気回路を有限要素法を用いて磁場解析を行い、以下の内容について報告する。

- (1) AVEG 駆動ユニットの超磁歪振動子端面接着面のヨーク凸部の有無による振動子の形状変化と、超磁歪振動子端面を拘束したときに生じる応力分布の比較。
- (2) AVEG 駆動ユニットを 8 個用いて構成した低周波音源²⁾における磁氣的相互作用の考察。

2. AVEG 駆動ユニットの磁束密度分布

AVEG 駆動ユニットは円筒状であり、基本的に軸対

日本応用磁気学会誌 Vol. 18, No. 2, 1994

称となっている。Fig. 1 に、駆動ユニットを構成する磁性材料部分の 1/2 断面を示す。駆動ユニットは、超磁歪振動子を中心に、永久磁石、ヨーク、コイルから構成されている。超磁歪振動子には、より大きな磁気ひずみを発生させる目的で、3 本のボルトによって、7[MPa] の応力 (プリストレス) が加えられている。超磁歪振動子には、永久磁石によるバイアス磁界と、コイル電流を変化させることによる励振磁界が加えられる。Table 1 に、磁気回路の仕様を示す。従来型 AVEG (previous model)¹⁾と比較して、永久磁石、ヨークは同じものを使用し、超磁歪振動子の長さ、直径を大きくし、それに伴いコイルの巻数を増やしている。また、超磁歪振動子端面接着面を補強するため、Fig. 1 に示すようなヨーク凸部が設けられている。

駆動ユニットは、円筒形状のため、軸対称 3 次元で、有限要素法を用いて、磁場解析を行った。漏れ磁束を考慮し、モデルの大きさの 4~5 倍の空気層を設けた。

Fig. 2 に、駆動ユニットの磁束密度分布 ($I=0$ [A]) を示す。駆動ユニットは、開磁路で構成されており、永久磁石周辺の漏れ磁束が非常に多い。永久磁石によって発生する磁束 (1060 [μ Wb]) に対し、超磁歪振動子に寄与する磁束 (90 [μ Wb]) が少なく、また、均一に分布されていない³⁾。

Fig. 3 に、駆動ユニットの静磁歪特性を示す。超磁歪振動子中央に貼り付けたひずみゲージによって、磁気ひ

Fig. 1 Structure of the drive unit (mm units).

Table 1 Specifications of the present drive unit and previous model

Item	Material	Drive unit	Previous model
Permanent magnet	SmCo ₅	80 [mL] 152 [kJ/m ³]	80 [mL] 152 [kJ/m ³]
Vibrator	TbDyFe	L : 120 [mm] ϕ : 20 [mm]	L : 100 [mm] ϕ : 15 [mm]
Pre-stress		7 [MPa]	7 [MPa]
Coil number of turns		1500	1000

Fig. 2 The flux density distribution in the drive unit ($I=0$ [A]).

ずみ量を求めた。入力電流を変化させることにより磁気ひずみ量は、バタフライ状に変化する。Fig. 3 より、永久磁石による磁気バイアスは、22.5[kA/m]である。また、実測値が、計算値に対して誤差 13%以内で一致することから有限要素法による磁場解析が妥当なものであると言える。

3. 超磁歪振動子の形状変化と応力分布

3.1 超磁歪振動子の形状変化

有限要素法によって求めた超磁歪振動子内の磁束密度 B [T] から磁気ひずみ量を算出する。プリストレス 7 [MPa] における超磁歪材料の磁束密度 B [T]-磁界の強さ H [A/m] 特性 (B - H 特性)、磁気ひずみ量と磁界の強さ H [A/m] 特性 (ξ - H 特性) を用いて、磁束密度 B [T] → 磁界の強さ H [A/m] → 磁気ひずみ量へと換算し、磁気ひずみ量を求める⁴⁾。

Fig. 4 に、駆動ユニット超磁歪振動子端部の磁束密度ベクトルを示す。Fig. 1 に示したヨーク凸部の有無で、形状変化を比較する。ヨーク凸部がある場合には、ない

Fig. 3 Static magnetostrictive characteristics of the drive unit.

Fig. 4 Flux density vector in the end of the vibrator.

場合と比較してコーナー部で磁束が斜め方向から入っている。したがって、超磁歪振動子内で最も磁束密度の大きい部分が、伸縮方向に完全には寄与していない。よって、ヨーク凸部の有無で、同じ入力電流で比較したとき、ヨーク凸部がある場合は、ない場合に比べて、超磁歪振動子全体の伸縮方向の磁気ひずみ量が小さくなると考えられる。

Fig. 5 に、駆動ユニットの磁気ひずみによる超磁歪振動子の形状変化の拡大を示す。(a) は、記号の定義の説明であり、(c), (d) は、形状変化の差を強調するために磁気ひずみ量を、600 倍に拡大している。ヨーク凸部の有無の場合の各値は、Table 2 に示す。超磁歪振動子全体の磁気ひずみ量は、ヨーク凸部のない場合の方が、9.73 [μ m] 大きくなった。端面に生じる形状変化の差 Δd は、

ヨーク凸部がない場合は2.71[μm], ヨーク凸部がある場合は0.86[μm]となり, ヨーク凸部によって形状変化が, 1/3に軽減できることが明らかとなった。

3.2 超磁歪振動子の応力分布

駆動ユニットにおいて, 超磁歪振動子にプリストレスを加えるため, 振動子両端にヨークが押し付けられている。そのため, 超磁歪振動子の両端が拘束され, 磁気ひずみに起因する形状変化に対応した内部応力が発生する。したがって, 超磁歪振動子内部の磁束密度分布が一様にならないと応力の偏りが生じる。超磁歪材料は脆いため, この応力の偏りが大きくなると破損する恐れがある。ここで, 超磁歪材料に発生する磁気ひずみによる応力 σ は, 次式で求められる。

$$\sigma = E \times \xi \quad [\text{MPa}] \quad (1)$$

ここで, σ : 磁気ひずみによる応力 [Pa], $E=30[\text{GPa}]$: 超磁歪材料のヤング率, ξ : 磁気ひずみ量である。その結果, 超磁歪材料全体の磁気ひずみにより発生する応力の平均値は, ヨーク凸部がある場合で21.3[MPa], ない場合で23.8[MPa]となった。Fig. 6に, 駆動ユニットの超磁歪振動子内の応力の変化分を示す。超磁歪振動子端面に生じる応力の差の最大値は, ヨーク凸部がある場合は0.44[MPa], ない場合は1.34[MPa]となる。また, 交流

で励磁すると, 渦電流の影響により超磁歪振動子内の磁束密度は, 内部ほど小さくなり, 端面に生じる形状変化の差はさらに大きくなる。このため, 超磁歪振動子に加わる応力の差はさらに大きくなることが予想される。

4. 低周波音源における磁界の相互作用

駆動ユニットは, 開磁路で構成されている。低周波音源は, この駆動ユニットを8個使用して構成されている。本章は, 低周波音源の駆動ユニット間の磁氣的相互作用について考察する。

Fig. 7に, 低周波音源の構造を示す。駆動ユニットを環状に構成し, 振動マスを含めた円の収縮によって低周波音源を実現している。この低周波音源は対称であることから, 1/4部分を解析領域として有限要素法による2次元静磁界解析を行った。

Fig. 8に, 低周波音源の磁束密度分布($I=0.8[\text{A}]$)の計算結果を示す。図から明らかのように磁束分布は相互に影響し, 磁束分布が環状音源の内径に近い部分で強め合っている。そこで, 超磁歪振動子に加わる磁束を駆動ユニット単体の場合と比較するため, 入力電流を $\pm 5[\text{A}]$ の範囲で磁気回路計算を行い, 磁界の相互作用について考察した。

Fig. 9に, 駆動ユニットの静磁歪特性を示す。駆動ユ

Fig. 5 Enlargement in the distortion of the magnetostrictive vibrator of the drive unit.

Table 2 Difference in the shape variation of the vibrator

Item	$\Delta L_{\min} \times 2$	$\Delta L_{\max} \times 2$	Δd
With convex part of yoke	84.04 [μm]	85.78 [μm]	0.86 [μm]
Without convex part of yoke	91.01 [μm]	96.43 [μm]	2.71 [μm]

Fig. 6 Difference of stress distribution in the vibrator of the drive unit.

Fig. 7 Low-frequency sound source (mm units).

Fig. 8 Flux density distribution of low-frequency sound source ($I=0.8[\text{A}]$).

ニット単体の場合と、低周波音源を構成した場合の計算値を示す。印加磁界 $53.8[\text{kA/m}]$ 以上で、低周波音源で構成した場合の方が、より大きな磁気ひずみ量が得られることが分かった。

5. ま と め

本研究で明らかとなったことを以下に示す。

(1) 駆動ユニットを有限要素法により磁界解析した結果、振動子端部接着面のヨーク凸部を設けることにより、 $I=0.8[\text{A}]$ のとき、端面における形状変化の差が、

Fig. 9 Static magnetostrictive characteristics of the drive unit (calculated value).

$2.71[\mu\text{m}]$ から $0.86[\mu\text{m}]$ へ、超磁歪振動子が拘束されていることから端面に生じる応力の差は、 $1.34[\text{MPa}]$ から $0.44[\text{MPa}]$ へと $1/3$ 程度に改善できることが明らかとなった。

(2) 駆動ユニットを八角形に構成した場合、磁界の相互作用で、印加磁界 $53.8[\text{kA/m}]$ 以上で、超磁歪振動子の磁気ひずみ量が増大することが明らかとなった。

謝 辞 本論文の作成に当たり、卒研生の降幡大作君の援助に感謝する。

文 献

- 1) H. Wakiwaka, M. Iio, M. Nagumo, H. Yamada, K. Kobayashi and T. Yoshikawa: *IEEE Trans. Mag.*, **28**, 2208 (1992).
- 2) 河守章好, 吉川 隆, 和泉 仁, 鎌田弘志, 中埜岩男, 土屋利雄, 網谷泰孝, 中西俊之: 海洋音響学会講演論文集, No. 93, 1 (1993).
- 3) H. Wakiwaka, M. Nagumo, M. Iio, H. Yamada, M. Igarashi, K. Kobayashi and T. Yoshikawa: *J. Mag. Soc. Jpn.*, **6**, 389 (1992).
- 4) 脇若弘之, 梅沢孝志, 桑原邦夫, 小林圭一, 鎌田弘志, 吉川 隆, 山田 一: 第5回電磁力関連のダイナミックスシンポジウム講演論文集, p. 260 (1993).

1993年10月13日受理, 1994年1月28日採録