導電性高磁歪薄板中の基本磁気弾性波動

Fundamental Magnetoelastic Waves in a Thin Conductive Magnetostrictive Slab

井上光輝・加島篤*・蒔田昭彦**・見山友裕**・藤井壽崇**

大阪府立高専電気工学科, 寝屋川市幸町 26-12 (〒572)

*北九州高専電気工学科, 北九州市小倉南区大字志井 140 (〒803)

**豊橋技術科学大学電気電子工学系, 豊橋市天伯町大字雲雀ヶ丘 1-1 (〒440)

M. Inoue, A. Kajima*, A. Makita**, T. Miyama** and T. Fujii**

Dept. of Electrical Engng., Osaka Pref. Technical College,
26-12, Saiwai-Cho, Neyagawa, 572

*Dept. of Electrical Engng., Kita-Kyushu Technical College,
140, Shii, Kokura-Minami-Ku, Kita-Kyushu, 803.

**Dept. of Electrical Engng. and Electronics, Toyohashi Univ. of Tech.,
1-1, Hibarigaoka, Tempaku-Cho, Toyohashi, 440.

Magnetoelastic waves (MEWs) propagating in a thin conductive magnetostrictive slab were investigated theoretically taking account of the micro-eddy current contribution. The analysis was performed under the assumption that the medium is amorphous (isotropic elasticity) but has a uniaxial magnetic anisotropy in the slab plane. MEWs in this configuration are three fundamental modes: Lamb-type wave of the extensional mode (EMEW), SH-type wave (SMEW) and Lamb-type wave of the flexural mode (FMEW). The micro-eddy current crucially affected the propagation properties, thereby increasing the propagation loss as well as decreasing the controllable MEW velocity with external magnetic field. The amounts of these quantities also varied depending strongly on the anisotropy orientation β for the above three wave modes, because the degree of coupling between the magnetization and the lattice through magnetoelastic interaction is different in each mode. The present analysis revealed that SMEW with $\beta=45^\circ$ is the most favorable for delay line application.

1. ま え が き

鉄を多量に含む非晶質高磁歪合金は、高磁歪かつ高透磁率という磁気特性を併せ持ち、磁気弾性波媒体として魅力ある材料である^{1),2)}。我々は磁気弾性波を利用した固体高周波素子を実現することを目的に、高周波スパッタ法でこれらの非晶質合金薄膜をガラス基板上に形成した層状構造の素子を作製し、その磁気弾性波伝搬特性の研究を行ってきた^{3),4)}。この際素子中を伝搬する弾性波の波長はガラス基板の厚さに比べて小さく、波動のエネルギーは磁性層のある素子表面に集中しているので磁化と表面弾性波が強く結合した波動、磁気表面弾性波 (Magneto-surface-acoustic-wave; 以下 MSAW と略記する) として伝搬する。非晶質高磁歪層が示す巨大 ΔE 効果により、MSAW 速度を小さなバイアス磁界で大幅にかつ連続的に制御することができる特長をもつ。

我々はまず理論的取扱いが容易な無損失媒体について

MSAW 伝搬特性の解析を行った⁵⁾。その結果によると MSAW 速度を大きく制御するためには、(i)磁性層の面内磁気異方性の大きさと方位を制御すること、(ii)駆動周波数 f と磁性層厚 d の積 fd を大きくすることが必要であることを示した。ところが非晶質高磁歪合金は、 $5.7 \times 10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度の電気伝導度をもち、 fd を大きくすると渦電流による損失が増加し MSAW 特性は悪くなると考えられる。荒井らは⁶⁾、 $\text{Fe}_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ 薄帯を用いて磁気弾性波速度の可変遅延量が駆動周波数の上昇に伴って低下するが、薄帯の厚さを薄くすると改善されることを実験的に示した。この事実は渦電流が伝搬損失を増大させるのみならず、非晶質高磁歪合金のもつ優れた可変遅延量自体も損ってしまうことを示唆している。そのため渦電流の磁気弾性波特性に及ぼす効果を定量的に評価することは磁気弾性波素子を実現する上で重要であると考えられる。本報では非晶質薄帯のような薄い導電性高磁歪板中を伝搬するバルク型磁気弾性波特性

を理論的に調べた。

2. 理論解析

解析に用いたモデルを Fig. 1 に示す。このモデルは媒体が有限の導電率 σ をもつとしたことを除いて、無損失高磁歪薄板中の磁気弾性波理論解析⁷⁾ のものと同じである。伝搬路は x_1, x_2 面内に無限の広がりをもつが、 x_3 方向に有限の厚さ d をもつとする。磁気弾性波は複素波数 $k_1 = k_1' + ik_1''$ で $+x_1$ 方向に伝搬し、バイアス磁界 H_b も同方向に印加すると仮定する。 k_1 の虚部 k_1'' は伝搬損失定数を与える。伝搬路は非晶質材料を想定して弾性等方媒体として取り扱うが、磁気的には x_1 軸から角度 β 方向を磁化容易軸とする面内一軸磁気異方性をもつとする。

一般に固体中を伝搬する弾性波には、粗密波である縦波(P波)と振動面が互いに直交した二つの横波(SV波, SH波)の3種のモードが存在する。しかし有限の厚さをもつ伝搬路ではP波, SV波は独立でなく両者が結合したLamb波(P+SV波)が伝搬する⁸⁾。Lamb波は速い伝搬速度をもつ対称振動Lamb-extensional modeと遅い伝搬速度をもつ反対称振動Lamb-flexural modeに分離する。一方SH波は単独に伝搬可能である。したがって高磁歪薄板中でも、これら3種のモードの弾性波が各々磁化と結合し、伝搬特性を異にする3種のモードの基本磁気弾性波が伝搬可能となる⁷⁾。本報ではこれら3種のモードの磁気弾性波の伝搬特性を解析的に調べた。

理論的取扱いの詳細は文献(9)を参照していただき、ここではその概要を述べるにとどめる。磁気弾性波は(1)式の格子運動方程式と(2)式の磁化運動方程式に従う。

$$\rho \ddot{u} = \text{Div} \{ \vec{C} \cdot \vec{S} + \partial \epsilon_m / \partial \vec{S} \} \quad (1)$$

$$\dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{M} \times (\vec{h} - \partial \epsilon_m / \partial \vec{M}) \quad (2)$$

ここに ρ : 伝搬路の質量密度, $\vec{u}$: 格子変位ベクトル, Div : テンソル発散演算子, $\vec{C}$: 等方弾性スティッフネス, $\vec{S}$: 歪テンソルである。また γ : 磁気回転比, $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$: 磁化ベクトル, $\vec{h}$: 磁化運動によって生じる渦電流および動的な反磁界効果によって発生する磁界である。 ϵ_m は系の磁気的エネルギー密度であり次式で与えられる。

$$\epsilon_m = K_u \sin^2(\phi - \beta) - \vec{M} \cdot \vec{H}_b + \frac{B}{M_0^2} \sum_{i,j} M_i M_j S_{ij} \quad (3)$$

ただし K_u は面内一軸磁気異方性定数, ϕ は x_1 軸から

Fig. 1 Model used for the analysis

測った磁化 $\vec{M}$ の方位角, B は磁気弾性結合エネルギーである。一方(2)式中の磁界 $\vec{h}$ は、ベクトルポテンシャル $\vec{A}$ を用いて(4)式の準静的マクスウェル方程式で規定される。

$$\text{rot } \vec{h} = -(4\pi\sigma / C_L^2) \partial \vec{A} / \partial t \quad (4a)$$

$$\text{rot } \vec{A} = \vec{h} + 4\pi \vec{m} \quad (4b)$$

したがって導電性高磁歪薄板中の磁気弾性波の伝搬特性は、(1)式から(4)式を後述する境界条件のもとで連立して解くことにより決定される。

これらの基礎方程式を同時に満足する解を求めることは一般に非常に煩雑となるが、マトリクス・アプローチ^{10), 11)}によって系統的に取り扱うことができる。すなわちすべての変数 $Q(x_1, x_3; t)$ が $Q = q(x_3) \exp[i(k_1 x_1 - \omega t)]$ という時空間依存性をもつと仮定し1次項だけを考慮すると、次式で定義される状態ベクトル：

$$\vec{\tau} = (t_{13}, t_{23}, t_{33}, h_1, h_2, u_1, u_2, u_3, A_1, A_2)^t \quad (5)$$

を用いれば、(1)式から(4)式は次のマトリクス微分方程式に帰着される。

$$d\vec{\tau}(x_3)/dx_3 = \vec{P} \cdot \vec{\tau}(x_3) \quad (6)$$

(5)式中 t_{i3} ($i=1\sim 3$) は応力テンソル $i3$ 成分, h_i ($i=1, 2$) は磁界 i 成分, u_i ($i=1\sim 3$) は格子変位ベクトル, A_i ($i=1, 2$) はベクトルポテンシャル i 成分である。また(6)式の $\vec{P}$ は 10×10 複素マトリクスで状態マトリクスと呼ばれるものである。 $\vec{P}$ の要素 P_{ij} は一般に角周波数 ω と波数 k_1 の関数である。(6)式の解はマトリクス指数関数を用いて、

$$\begin{aligned} \vec{\tau}(x_3) &= \exp(\vec{P} x_3) \cdot \vec{\tau}(0) \\ &= \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} (\vec{P} x_3)^n \right] \cdot \vec{\tau}(0) \end{aligned} \quad (7)$$

となる。(7)式から薄板下面 $x_3=0$ での状態ベクトルが

知れると薄板上面 $x_3=d$ の状態ベクトルは次式で与えられる。

$$\vec{\tau}(d) = \exp(\vec{P}d) \cdot \vec{\tau}(0) \quad (8)$$

一方薄板の上下面 ($x_3=0, d$) では次の境界条件が課せられる。

$$t_{13}=t_{23}=t_{33}=0 \quad (9a)$$

$$A_1^{\text{in}}=A_1^{\text{ex}}, A_2^{\text{in}}=A_2^{\text{ex}} \quad (9b)$$

$$h_1^{\text{in}}=h_1^{\text{ex}}, h_2^{\text{in}}=h_2^{\text{ex}}=0 \quad (9c)$$

ここに添字, in, ex は各々薄板の内, 外を表す。薄板の外部ではベクトルポテンシャル $\vec{A}^{\text{ex}}$ は $\nabla^2 \vec{A}^{\text{ex}}=0$ を満たし, $x_3 \rightarrow \pm\infty$ で消失すべきである。これを満足する解は次式で与えられる。

$$\vec{A}^{\text{ex}} = \begin{cases} \vec{A}_d \exp\{-k_1(x_3-d)\} \cdot \exp[i(k_1x_1-\omega t)] & (x_3 \geq d) \\ \vec{A}_0 \exp(k_1x_3) \cdot \exp[i(k_1x_1-\omega t)] & (x_3 \leq 0) \end{cases} \quad (10a)$$

$$(10b)$$

したがって境界条件 (9) 式を (8) 式に代入することにより次式を得る。

$$(0) = \vec{P} \cdot (u_1, u_2, u_3, A_1, A_2)_{x_3=0}^t \quad (11)$$

上式中 $\vec{P}$ は $\exp(\vec{P}d)$ から作られる 5×5 複素マトリクスである。(11) 式の連立方程式で u_1 から A_2 が意味のある解をもつ条件から次の分散方程式がえられる。

$$\det[\vec{P}'(k'_1, k_1'', \omega)] = \text{Re}[\det(\vec{P}')] + i \text{Im}[\det(\vec{P}')] = 0 \quad (12)$$

導電性高磁歪薄板中を伝搬する磁気弾性波の伝搬特性は上式を解くことにより決定される。(12) 式を解析的に解くことは困難であるので、電子計算機を用いて数値計算によって解を求めた。この数値計算では任意の (k'_1, k_1'', ω) の組に対して (12) 式の実部と虚部が同時に 0 となる解の組を見いだす必要がある。数学的困難さのため、しばしば $\det(\vec{P}')$ の代わりに $|\det(\vec{P}')|^2$ を 0 とする近似的便法が用いられている¹²⁾。しかしこの手法では損失定数が大きくなると解の精度が悪くなると考えられるので、我々は $\text{Re}[\det(\vec{P}')] = 0$ と $\text{Im}[\det(\vec{P}')] = 0$ を ω を固定した k'_1, k_1'' 平面上にマッピングし両者の交点を追跡することにより解を求めた。

3. 数値解析結果と検討

数値計算に用いた定数パラメータを Table 1 に示す。

Table 1 Parameters used for the analysis.

Mass density ρ (g/cc)	7.0
Transverse velocity C_t (cm/s)	3.0×10^5
Longitudinal velocity C_l (cm/s)	6.0×10^5
Thickness d (μm)	20.0
Magnetoelastic coupling constant B (erg/cc)	8.0×10^7
Uniaxial anisotropy constant K_u (erg/cc)	3.0×10^3
Easy axis direction β (deg.)	1, 45
Saturation magnetization M_0 (G)	10^3
Conductivity σ (esu)	$1 \times 10^{15}, 5 \times 10^{15}$

これらは代表的な非晶質高磁歪材料を想定したものである。 C_t および C_l は等方弾性スティッフネス C_{ij} を用いてそれぞれ $C_t = \sqrt{C_{44}/\rho} = \sqrt{(C_{11}-C_{12})/2\rho}$, $C_l = \sqrt{C_{11}/\rho}$ で定義される。文献 (7) によれば、磁気弾性波の伝搬特性は面内一軸磁気異方性の容易軸方位角 β に強く依存する。ここでは磁界印加で磁気弾性波速度が大きく変化を受ける $\beta=1^\circ$ と 45° の二つの場合について数値計算を行った。

Fig. 2 は $\beta=45^\circ$ で小さなバイアス磁界 $H_b=0.6$ (Oe) を印加した状態での、 C_t で規格化した磁気弾性波相対速度 (C/C_t) の駆動周波数依存性を示す (分散曲線)。同図では磁気弾性結合のない $B=0$ の場合の分散曲線も破線で示した。また伝搬路が導電率をもたない $\sigma=0$ の場合および小さな導電率 $\sigma=1 \times 10^{15}$ (esu) をもつ場合のものをそれぞれ細線と一点鎖線で併せて示してある。先に述べたように高磁歪薄板中には 3 種のモードの磁気弾性波——Lamb 対称振動型磁気弾性波 (Lamb-extensional type magnetoelastic wave; 以下 EMEW と略記する), SH 型磁気弾性波 (以下 SMEW), および Lamb 反対称振動型磁気弾性波 (Lamb-flexural type magnetoelastic wave; 以下 FMEW) ——が伝搬可能であり、図中にはこれらすべてのモードの分散曲線を示した。

異方性方位 $\beta=45^\circ$, $H_b/H_k = H_b M_0 / 2 K_u = 0.1$ では SMEW に対する磁気弾性結合が小さく²⁾、これを反映して SMEW 分散曲線は磁気弾性結合のない ($B=0$) SH 型弾性波の分散曲線との本質的な差異は認められない。また導電率 σ の寄与も現れていない。一方 EMEW の分散曲線では、低周波数側で $B=0$ の場合と大きな差が現れているが、 σ の効果は見られない。また高周波数側で $B=0$ の曲線に漸近している。前に述べたようにバルク波モードの磁気弾性波の速度遅延量は周波数の上昇とともに小さくなる⁹⁾。従来この原因として (i) 渦電流

損失効果, (ii)伝搬路表面の粗さによる波の散乱効果によると説明されている。ところがバルク波である EMEW の速度遅延特性は同じ周波数依存性をもつが σ の顕著な効果は認められず, また本計算では弾性波の散乱効果は全く考慮されていない。したがってバルク縦型磁気弾性波で, 駆動周波数が上昇すると可変遅延量が小さくなるのはこの波のもつ本質的な特性と考えることができる。

一方無損失媒体の磁気弾性波理論解析⁷⁾から, 低周波数駆動において EMEW に大きな磁気弾性結合を実現するためには, 媒体の厚さが重要な因子となる (文献(7)の Fig. 1 および Fig 3)。このことから EMEW の速度遅延量の低下はむしろ伝搬路の厚さによる波動の状態の変化に主な原因があるように考えられる。

FMEW の分散曲線は, EMEW とは逆に $B=0$ の曲線との差異が高周波数側で大きくなる。また 10MHz 以上の周波数領域では分散曲線に σ の依存性が現われ, σ が大きいほど磁気弾性結合のない $B=0$ の分散曲線に早く漸近する。これは, FMEW が $\sigma=0$ の無損失媒体では 3 種モード中磁気弾性結合が強く, 最大の可変遅延量が期待される波動モードと考えられるが, 導電性媒体では渦電流によってその特性が著しく損なわれることを示している。

Fig. 3 はこれら波動の損失定数 k_1'' の駆動周波数依存性を示す。図中, $\sigma=5 \times 10^{15}$ (esu) の場合を実線で, 1×10^{15} (esu) の場合を破線で示した。Fig. 2 と比較すると, 分散曲線に強い σ 依存性をもつ FMEW で最も大きな損失定数をもつことが分る。FMEW の k_1'' は周波数の上昇に伴い急増するが, 20MHz 以上の周波数では高い導電率 $\sigma=5 \times 10^{15}$ (esu) の損失定数の方が $\sigma=1 \times 10^{15}$ (esu) のものより小さくなっている。これは周波数の上昇に伴い大きな渦電流損失のため磁化運動が弱められる結果, 実効的な磁気弾性結合が低下し損失も減少するものと考えられる。これは Fig. 2 の分散曲線において, FMEW の速度が 20MHz 付近から $B=0$ の曲線にほぼ一致することからもいえる。

Lamb 対称型および反対称型弾性波は高周波数側で Rayleigh 表面波に縮退することが知られている⁸⁾。EMEW の k_1'' は 10MHz 付近までは小さく抑えられているが, それ以上の周波数領域で急増し FMEW のもつ損失定数に近づく。これはこの周波数領域で EMEW は FMEW と類似のモードに近づき, 縮退した Rayleigh 型 MSAW の特性になることを示している。

SMEW の損失定数は低磁界駆動では磁気弾性結合が小さいことを反映して全周波数領域で最も低く抑えられ

Fig. 2 Dispersion curves of fundamental MEWs (C/C_t vs. f) under the small bias field of 0.6 (Oe), where $\sigma=5 \times 10^{15}$ (esu) and $\beta=45^\circ$.

Fig. 3 Frequency dependence of the attenuation constant k_1'' corresponding to Fig. 2.

ており, 3 種モード中最も損失の小さい波動であるといえる。

Fig. 4 は $\beta=45^\circ$ で駆動周波数 10MHz における C/C_t のバイアス磁界 H_0 依存性を示す。Fig. 2 と同様, $B=0$ の場合の速度を破線で, また $\sigma=0$ の場合のものを一点鎖線で示す。各波動の伝搬速度はバイアス磁界の印加で異なった変化を受ける。先に述べたように, SMEW の速度は小さな磁界では $B=0$ の場合の速度に一致しているが, 磁界を増加すると実効的な磁気弾性結合が増加し伝搬速度に大きな変化を受けることが分る。

$\Delta C/C_0 = |C_0 - C_m|/C_0$ (C_0 : $B=0$ の場合の速度, C_m : 最小速度) で速度変化率を定義すると, $\sigma=0$ の場合 EMEW で 0.4%, SMEW は 8.4%, FMEW で 6.5% となり SMEW が最も大きい速度変化率をもつ。一方有限の導電率伝搬媒体では, $\Delta C/C_0$ は EMEW で 0.38%, SMEW で 7.4%, FMEW では 3.9% となり, 磁気弾性結合の寄与が最も大きい FMEW は渦電流によって大きな伝搬損失を受けるのみならず速度変化率の低下も最も大きいことが分る。

Fig. 5 は k_1'' の バイアス磁界依存性を示す。いずれの波動も k_1'' はバイアス効果の印加によって大きな変化を受け, 上仲ら⁴⁾のバイアス磁界による MSAW 減衰特性の実験結果を定性的に説明する。バイアス磁界により k_1'' が連続的に変化するということは, 連続可変減衰器への応用が考えられるが, 速度遅延を利用する可変遅延

線などへの応用には好ましくない特性である。

同図から SMEW の k_1'' は低磁界側では小さな磁気弾性結合のため小さく抑えられているが, 磁界印加により磁気弾性結合が強くなると急激に大きくなることが分る。Fig. 4 と Fig. 5 から $\beta=45^\circ$ の場合の SMEW は, 低磁界において小さな伝搬損失でかなり大きな可変遅延量を得ることができ, 応用上有用な波動モードといえる。一方 FMEW は無損失媒体では低磁界側で大きな速度変化をもつが, 導電媒体では大きな伝搬損失を伴い, 応用上は扱いにくい波動モードであるといえる。われわれは幅の広い非晶質薄板中を伝搬する FMEW は, 低磁界では非常に大きな減衰を受けるため数十 Oe 以上の高磁界側でのみ観測できることを報告した⁷⁾。これは上述のこの波動のもつ大きな渦電流損失によって説明できよう。

Fig. 4 Bias field dependence of the relative velocity C/C_0 , where $f=10(\text{MHz})$ and $\beta=45^\circ$.

Fig. 5 Bias field dependence of the attenuation constant k_1'' , where $f=10(\text{MHz})$ and $\beta=45^\circ$.

Fig. 6 と Fig. 7 はそれぞれ $\beta=1^\circ$ の場合の C/C_0 と k_1'' の バイアス磁界依存性を示す。 $\beta=45^\circ$ の場合と異なり, EMEW, FMEW については速度変化はほとんど見られず, SMEW についてのみ大きな速度変化をもつことが分る。この速度変化率 $\Delta C/C_0$ は $\sigma=0$ の場合 EMEW で $1.1 \times 10^{-2}\%$, SMEW で 36%, FMEW では $7.6 \times 10^{-3}\%$ である。一方 $\sigma=5 \times 10^{15}(\text{esu})$ の場合 EMEW では $5.5 \times 10^{-3}\%$, SMEW で 1.25%, FMEW で $7.2 \times 10^{-3}\%$ となる。 $\beta=1^\circ$ では SMEW は渦電流による大きな伝搬損失定数を持ち, 速度変化率の低下も最も大きい。 Fig. 4 と Fig. 6 から, 大きな速度変化を得るためには Lamb 型磁気弾性波に対しては, 磁化容易軸を磁気弾性波伝搬方向から 45° に, SH 型磁気弾性波に対しては伝搬方向に沿って形成することが必要であるといえる。特に SMEW はいずれの異方性方位に対しても, Lamb 型磁気弾性波より大きな速度変化が期待できるが, 大きな速度変化は逆に大きな伝搬損失を伴っている。しかし異方性を $\beta=45^\circ$ に形成し SMEW を低磁界側で駆動すれば, 比較的低い伝搬損失で大きな可変遅延をもつ磁気弾性特性を得ることができると結論される。

ここで得られた基礎的な知見は, 表面波モードの MSAW についてもそのまま保持される。MSAW の基本波動は Rayleigh 型と Love 型に大別される。Rayleigh 型 MSAW は (P+SV) 型, Love 型の MSAW は SH 型の表面波であるが, それぞれバルク波モードの Lamb 型磁気弾性波, SH 型磁気弾性波に対応した伝搬特性をもつことが理論解析¹³⁾によって示される。

4. む す び

導電性高磁歪薄板中を伝搬するバルク型磁気弾性波の

伝搬特性の理論解析を行った。薄板中を伝搬する基本磁気弾性波は3種のモードの波動, EMEW, SMEW, FMEWがある。各モードとも磁化運動により渦電流が発生し、これが伝搬損失となる。損失定数はそれぞれの波動により異なった周波数依存性を持ち、また伝搬速度はバイアス磁界で連続的に変化を受けるが波動によって異なった磁界依存性をもつ。これは磁気弾性結合の度合が各波動によって異なることを意味する。渦電流損失は単に波の振幅を減衰させるのみならず、磁界による制御可能な

Fig. 6 Bias field dependence of the relative velocity C/C_i where $f=10(\text{MHz})$ and $\beta=1^\circ$.

Fig. 7 Bias field dependence of the attenuation constant k_1'' , where $f=10(\text{MHz})$ and $\beta=1^\circ$.

音速変化を低下させることになる。しかし媒体の面内一軸磁気異方性を制御することにより、磁気弾性波のモードによっては（例えば $\beta=45^\circ$ の方位につけた異方性の下での SMEW）、比較的低い伝搬損失で大きな可変遅延量をもたせることができ、非晶質磁性合金でも優れた磁気弾性波特性を得ることが可能であると考えられる。

以上の議論は磁界による速度可変量と伝搬損失の観点で行ったものであるが、特定のモードの磁気弾性波を如何にして効率的に励振させるかという実際素子を作る上で重要な問題が残されている。トランスジューサを含め検討する必要がある。

本論文を作成するに当たり数値計算および図面作成に協力いただいた大阪府立高専学生、坪井義博君に感謝する。本研究の一部は文部省科学研究費（奨励研究 A）、およびサウンド技術振興財団研究助成の援助によって行われたもので、ここに併せて謝意を表す。

文 献

- 1) N. Tsuya, *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-14**, 946 (1978).
- 2) T. Fujii, *et al.*: *J. R. E. C. T.* **15**, Chap. 3.1, Ohmsa-North Holland (1984).
- 3) T. Fujii, *et al.*: *Jpn. J. Appl. phys.*, **22**, 79 (1983).
- 4) 上仲ほか: 日本応用磁気学会誌, **9**, 203 (1985).
- 5) M. Inoue, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.* to be published.
- 6) K. I. Arai, *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **49**, 1718 (1985).
- 7) 井上ほか: 日本応用磁気学会誌, **9**, 199 (1985).
- 8) 尾上: 「電気電子のための固体振動論の基礎」, オーム社 (1982).
- 9) 井上: 大阪府立高専研究紀要, **19**, 39 (1985).
- 10) A. H. Fahmy, *et al.*: *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 495 (1973).
- 11) M. Inoue, *et al.*: *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-20**, 1406 (1984).
- 12) J. P. Parekh, *et al.*: *J. Appl. Phys.*, **45**, 434 (1974).
- 13) M. Inoue, *et al.*: *Jpn. J. Appl. Phys.*, in press.

1986年1月6日受理, 1986年2月27日採録