

## Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の磁気回路解析による回路定数の推定

## Estimation of circuit parameters of MSL with Co-Zr-Nb film by magnetic circuit analysis

三上貴大・室賀翔<sup>†</sup>・田中元志

秋田大学大学院理工学研究科, 秋田県秋田市手形学園町 1-1 (〒010-8502)

T. Mikami, S. Muroga<sup>†</sup>, and M. Tanaka

Graduate School of Engineering Science, Akita University, 1-1 Tegata Gakuen-machi, Akita-shi, Akita 010-8502, Japan

Electrical equivalent circuit parameters of a microstrip line (MSL) with a Co-Zr-Nb film as a noise suppressor were estimated by magnetic circuit analysis. First, the magnetic flux distribution in the cross section of the MSL with Co-Zr-Nb film was theoretically calculated to determine the magnetic flux path of the magnetic circuit. Second, the circuit parameters were calculated by the magnetic circuit analysis and compared with the values obtained by S-parameter measurement. The results are in good agreement, which indicates the feasibility of the estimation of the electrical equivalent circuit parameters of the MSL with the noise suppressor using the magnetic circuit analysis with the cross-sectional dimensions and material properties.

**Keywords:** noise suppressor, magnetic film, microstrip line, magnetic circuit analysis, circuit parameter

## 1. はじめに

大容量、高速通信の進展に伴い、電子機器の動作周波数が高周波数化、多周波数化している。一方で、機器内の回路の小型化、高密度化が進んでいる。そのため、素子や配線内に意図しない電磁結合が発生しやすくなり、電磁ノイズによる感度抑圧や誤動作が問題になっている<sup>1, 2</sup>。その対策の1つとして、磁性体の強磁性共鳴 (Ferromagnetic resonance, FMR) 損失<sup>3, 4</sup>を利用したノイズ抑制シート (Noise suppression sheet, NSS) が普及している<sup>5</sup>。NSS は、金属磁性粉を樹脂中に分散させた構造であり、厚さは数十から数百  $\mu\text{m}$ 、比透磁率は10–250程度である<sup>6</sup>。NSSは、回路や素子のレイアウトを変更せず、周波数選択的にかつ高周波、広帯域のノイズを抑制したいときに用いられる。一方で、その設計指針は確立されておらず、実装はノウハウと試作の繰り返しや大規模数値解析に頼っている部分が多い。今後、電子機器におけるノイズ抑制体と回路や配線との距離は、さらに近接することが予想され、ノイズ抑制体が回路特性に与える影響が大きくなると考えられる。そのため、ノイズ抑制体を含めた回路や配線の設計指針の構築が望まれている。

先行研究では、回路や配線を模擬した伝送線路上にノイズ抑制体を配置し、線路のSパラメータを測定し、その行列変換から線路の抵抗やインダクタンス等の回路パラメータを推定する手法について検討された<sup>7, 8, 9, 10</sup>。その結果、測定あるいはそれを再現する電磁界シミュレーションを実施すれば、ノイズ抑制体を配置した伝送線路の回路パラメータや特性インピーダンス等を定量的に推定することが可能であることが示された。しかし、それらのパラメータと、ノイズ抑制体の複素透磁率を含めた材料パラメータならびに線路の寸法等の設計パラメータの明確化には至っておらず、必要な周波数で十分なノイズ抑制効果を得るための材料設計指針

および、そのノイズ抑制体を適切に実装するための指針は構築されていない。

筆者らは、それらの指針の構築を目指し、ノイズ抑制体を配置した線路断面の材料および設計パラメータを用いて、その電気等価回路を構築する方法について検討してきた<sup>11, 12, 13</sup>。材料および設計パラメータと回路パラメータの関係を明らかにするためには、線路から生じる磁束の経路の一部に、複素透磁率をもつ磁性体が配置された空間の、実効的な透磁率を考慮する必要がある。線路の周囲の空間の磁束分布を単純化した磁気回路解析を実施することにより、実効的な透磁率が回路パラメータに与える影響の定量化を試みた。まず、電磁ノイズ抑制体としてCo-Zr-Nb膜を配置したコプレーナ線路 (Coplanar waveguide, CPW) 断面の磁気回路解析より、線路の抵抗とインダクタンスを推定した<sup>11</sup>。その推定値は実験値とおおよそ一致し、寸法と材料特性のみから回路パラメータを定量的に導出できる可能性があることを示した。次に、CPWと構造が異なるマイクロストリップ線路 (Microstrip line, MSL) 上に、寸法や材料を変化させた電磁ノイズ抑制体を配置した場合について検討した。その結果、MSL断面の磁束分布を電磁界シミュレーションによって算出すれば、波長共振の影響が小さい周波数帯では回路パラメータを推定できることを示した<sup>12, 13</sup>。しかし、ノイズ抑制体を配置するための設計指針を構築するためには、MSL断面の磁束分布を解析的に算出する必要がある。

本研究では、電磁ノイズ抑制体としてCo-Zr-Nb膜を配置したMSL断面の磁束分布を、断面寸法と材料パラメータのみを用いて解析的に算出する手法を検討する。Co-Zr-Nb膜内の磁束の微分方程式より、Co-Zr-Nb膜内の磁束密度が、信号線直上におけるCo-Zr-Nb膜内の磁束密度の $1/e$  ( $e$ : ネイピア数) 倍以上である範囲を算出する。その結果を用いてCo-Zr-Nb膜を配置したMSL断面の磁気回路を構築し、MSLの回路パラメータを算出した。その結果を実験値と比較することにより、その妥当性を検討する。

Corresponding author: S. Muroga (e-mail: [muroga@gipc.akita-u.ac.jp](mailto:muroga@gipc.akita-u.ac.jp)).

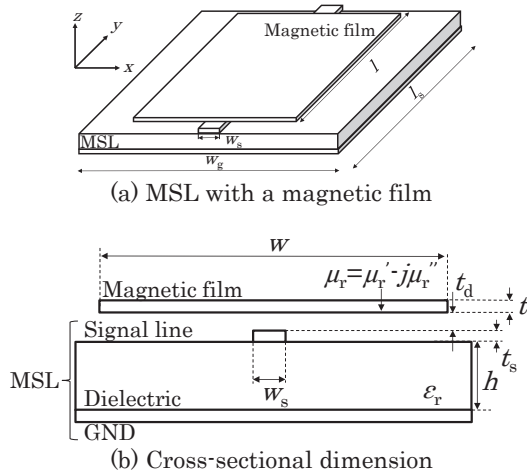


Fig. 1 Geometry of measured and calculated an MSL with a magnetic film (unit:  $\mu\text{m}$ ).

## 2. Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL

Fig. 1 に、評価対象である Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の構造および寸法を示す。比誘電率 9.8, 比透磁率 1, 厚さ  $h=100\ \mu\text{m}$ ,  $w_g=10,000\ \mu\text{m}$  のアルミナ基板上に、パッケージ内の配線を想定した寸法をもつ MSL を試作した。その寸法は、信号線幅  $w_s=95\ \mu\text{m}$ , 厚さ  $t_s=3\ \mu\text{m}$ , 長さ  $l_s=10,000\ \mu\text{m}$  である。MSL は、磁性膜を配置しない場合に  $50\ \Omega$  整合するように設計した。Co-Zr-Nb 膜は、幅  $w=5,000\ \mu\text{m}$ , 長さ  $l=9,000\ \mu\text{m}$ , 厚さ  $t=1\ \mu\text{m}$  であり、MSL の直上に配置した。このとき、Co-Zr-Nb 膜と MSL の垂直距離  $t_d$  は、電磁界シミュレータを用いたフィッティングにより、 $17\ \mu\text{m}$  と推定した<sup>13)</sup>。

Co-Zr-Nb 膜は、RF スパッタ法でガラス基板上に製膜したものをを用いた。Fig. 2 に Co-Zr-Nb 膜の比透磁率  $\mu_r = \mu_r' - j\mu_r''$  を示す<sup>14)</sup>。透磁率の実部  $\mu_r'$  は低周波帯で 600 程度、虚部  $\mu_r''$  は FMR 周波数  $1.05\ \text{GHz}$  で 900 程度である。Co-Zr-Nb 膜の抵抗率は  $1.2\ \mu\Omega \cdot \text{m}$  である。

Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL の伝送特性をネットワークアナライザ (Keysight, N5224A) を用いて測定した。電力  $-5\ \text{dBm}$  を給電し、反射特性として  $S_{11}$  と  $S_{22}$ , 透過特性として  $S_{21}$  と  $S_{12}$  をそれぞれ測定した。測定結果を用いて、Fig. 3 に示す磁性膜を配置した伝送線の等価電気回路を仮定することにより、回路パラメータを算出した。

## 3. Co-Zr-Nb 膜内の磁束分布の解析

Fig. 4 に MSL 断面の主要な磁束経路を示す。 $\varphi_0$  は信号線から生じる全磁束,  $g$  は誘電体と Co-Zr-Nb 膜間の距離 ( $g = t_d + t_s$ ) を表す。 $w_m$  は磁束が分布する範囲 (垂直方向の磁束経路の磁路の幅の一部) を示し、MSL 断面の磁束分布を考慮して算出する必要がある。そこで、 $w_m$  の算出のために、磁気ヘッドのインダクタの磁束分布解析に関する知見を利用する<sup>15)</sup>。Fig. 4 における 1 から 4 の磁束経路に沿って、アンペールの法則を適用すると、以下に示す磁性膜内の信号線幅方向 ( $x$  方向) に平行な磁束  $B_x(x)$  の微分方程式が得られる<sup>15)</sup>。

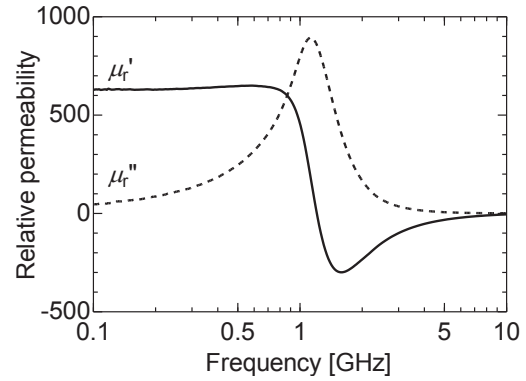


Fig. 2 Frequency characteristics of relative permeability of  $1\text{-}\mu\text{m}$ -thick Co-Zr-Nb film.

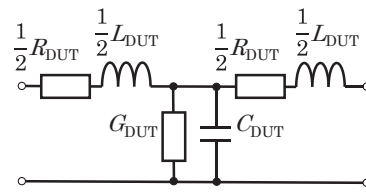


Fig. 3 Lumped electrical equivalent circuit for an MSL with a magnetic film.

$$\frac{d^2 \varphi_x(x)}{dx^2} - \frac{\varphi_x(x)}{w_m^2} = -\frac{a}{w_m^2} I \quad (1)$$

(1)式の方程式の解として、磁性膜内の膜幅方向の磁束密度  $B_x(x)$  を次式の通り表すことができる。

$$B_x(x) = B_{0x} e^{-\frac{x}{w_m}} \quad (2)$$

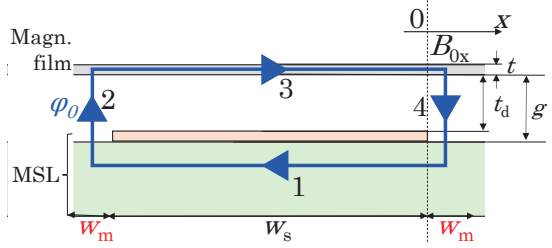
ここで、 $B_{0x}$  は  $B_x(x)$  の最大値であり、信号線端部直上における  $B_x(x)$  の値である。この式より、 $w_m$  は Co-Zr-Nb 膜内の磁束密度が  $B_{0x}$  の  $1/e$  倍以上である範囲を示す。この  $w_m$  は、Fig. 4 に示す寸法と材料パラメータから次式で算出することができる<sup>13), 14)</sup>。

$$w_m = \sqrt{\frac{g}{\frac{a}{\mu_r t} + \frac{1}{h}}} \quad (3)$$

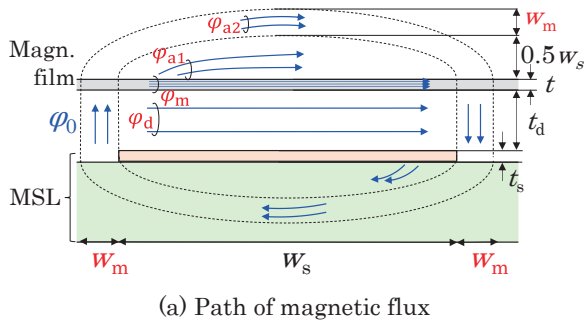
ここで、 $a$  は全磁束に対する磁性膜内に流入する磁束の割合を表す。 $a$  を定量的に算出するためには、Fig. 4 の磁束経路の他に、磁性膜外の漏洩磁束を考える必要がある。

Fig. 5 に磁性膜外の漏洩磁束を考慮した MSL 断面の磁気回路を示す。 $\varphi_m$  は磁性膜内に流れる磁束,  $\varphi_d$  は磁性膜下部の漏洩磁束,  $\varphi_{a1}$ ,  $\varphi_{a2}$  は磁性膜上部の漏洩磁束,  $\varphi_0$  は全磁束を示す。このとき、 $a$  は次式の通り表すことができる。

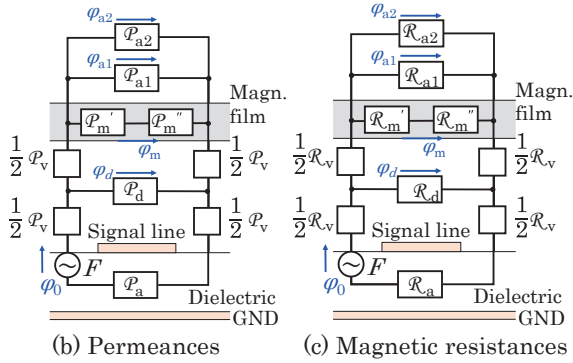
$$a = \frac{\varphi_m}{\varphi_d + \varphi_m + \varphi_{a1} + \varphi_{a2}} \quad (4)$$



**Fig. 4** Magnetic flux path of an MSL with a magnetic film. The signal line edge is  $x=0$ , and the magnetic flux density  $B_{0x}$  at that point is the maximum value.  $w_m$  is the distance of  $x$  direction until the  $B_{0x}$  becomes  $B_{0x}/e$ .  $e$ : Napier number.



(a) Path of magnetic flux



**Fig. 5** Magnetic circuit of an MSL with a magnetic film considering magnetic flux leakage.

各磁束量は、Fig. 5(b)に示すMSL断面における各磁路のパーミアンスをを用いて計算した。各パーミアンスは、仮定磁路法を用いて以下のように計算できる。

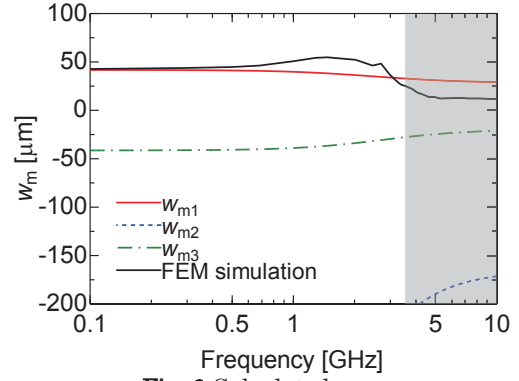
$$P_{a2} = \frac{0.64\mu_0 w_m \Delta l}{w_s + w_m} \quad (5)$$

$$P_{a1} = 0.264\mu_0 \Delta l \quad (6)$$

$$P_m = \frac{\mu_0(\mu_r' - j\mu_r'')t\Delta l}{w_s + w_m} \quad (7)$$

$$P_d = \frac{\mu_0 t_d \Delta l}{w_s + w_m} \quad (8)$$

ここで、 $\Delta l$ は伝送線路の長さ方向 ( $y$ 方向) の微小長さである。なお、 $P_{a2}$ については、 $0.5w_s + w_m < h$ が成り立つ必要がある<sup>16)</sup>。こ



**Fig. 6** Calculated  $w_m$ .

これらのパーミアンスを用いて、磁束の分流則を (4) 式に適用すると、次式の通り、 $a$ を求められる。

$$a = \frac{\mu_r t}{\mu_r t + t_d + 0.26(w_s + w_m) + 0.64w_m} \quad (9)$$

式より、 $a$ は  $w_m$ の関数であることがわかる。 $a$ を (2) 式に代入して、 $w_m$ について整理すると、 $w_m$ に関する三次方程式が次式のように得られる。

$$w_m^3 + m w_m^2 + n w_m + o = 0 \quad (10)$$

ここで、 $m$ ,  $n$ ,  $o$ は  $w_m$ 以外の寸法や材料パラメータをまとめた係数であり、それぞれ以下の式で表される。

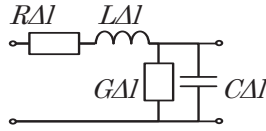
$$m = \frac{h + \mu_r t + t_d + 0.26w_s}{0.90} \quad (11)$$

$$n = -gh \quad (12)$$

$$o = \frac{-gh(\mu_r t + t_d + 0.26w_s)}{0.90} \quad (13)$$

この三次方程式を、解の公式(カルダノの公式<sup>17)</sup>)を用いて解き、 $w_m$ の3つの解 ( $w_{m1}$ ,  $w_{m2}$ ,  $w_{m3}$ )を算出した。ここでは、位相の影響を無視するため、 $w_m$ の実部を計算した。

Fig. 6に算出した  $w_m$ の周波数特性を、電磁界シミュレータ (Ansys® HFSS™, Ansys Inc.)の結果と比較して示す。Fig. 6から、0.1–3.5 GHzの範囲で、 $w_{m1}$ が電磁界解析と概ね一致した。 $w_{m2}$ ,  $w_{m3}$ は、0.1–10 GHzの範囲で負の値を示したため、解として不適であると判断した。一方で、3.5 GHz以上の周波数において、 $w_{m1}$ は電磁界解析の結果と差異が生じた。これは、高周波帯ではFMRによって磁性膜の透磁率が低下し、磁路をFig. 5(c)に示す磁気回路では近似できなくなるためと考えられる。これまでの検討で、この断面寸法で得られる実効的なFMR周波数は約3 GHzであることは既に明らかである<sup>12), 13)</sup>。そこで、算出した  $w_{m1}$ を  $w_m$ として磁気回路解析を実施し、3.5 GHz以下の周波数帯域において、その結果を実験値と比較することにより、提案する磁束分布の解析方法の妥当性を評価する。



**Fig. 7** Per-unit-length electrical equivalent circuit for an MSL with a magnetic film.

#### 4. 回路パラメータの推定

##### 4.1 磁気回路から電気回路への変換

第3章で算出した  $w_m$  を用いて磁気回路解析を行い、回路パラメータを導出した。導出には Fig. 5 (c) に示す磁気回路を用いた。各磁気抵抗は、

$$\mathcal{R}_a = \left( \frac{1}{\mathcal{R}_{a1}} + \frac{1}{\mathcal{R}_{a2}} \right)^{-1} = \left( 0.26\mu_0\Delta l + \frac{0.64\mu_0\Delta l}{\frac{w_s}{w_m} + 1} \right)^{-1} \quad (14)$$

$$\mathcal{R}_m = \frac{1}{\mu_n(\mu_r' - j\mu_r'')} \frac{w_s + w_m}{t_m\Delta l} \quad (15)$$

$$\mathcal{R}_d = \frac{1}{\mu_0} \frac{w_s + w_m}{t_d\Delta l} \quad (16)$$

$$\mathcal{R}_v = \frac{1}{\mu_0} \frac{t_d}{w_m\Delta l} \quad (17)$$

と表され<sup>9)</sup>、それぞれ計算することができる。ここで、起磁力  $F$  から見た回路全体の合成磁気抵抗  $\mathcal{R}_t$  は、

$$\mathcal{R}_t = \mathcal{R}_a + \mathcal{R}_v + \left[ \frac{1}{\mathcal{R}_d} + \left\{ \mathcal{R}_v + \left( \frac{1}{\mathcal{R}_m} + \frac{1}{\mathcal{R}_a} \right)^{-1} \right\} \right]^{-1} \quad (18)$$

と表される。ここで、複素透磁率を含む磁性膜内の磁気抵抗  $\mathcal{R}_m$  によって、 $\mathcal{R}_t$  は以下のように複素数で表現できる<sup>18)</sup>。

$$\mathcal{R}_t = \mathcal{R}_t' + j\mathcal{R}_t'' \quad (19)$$

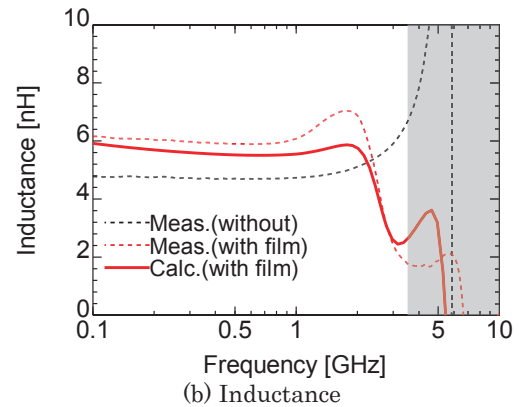
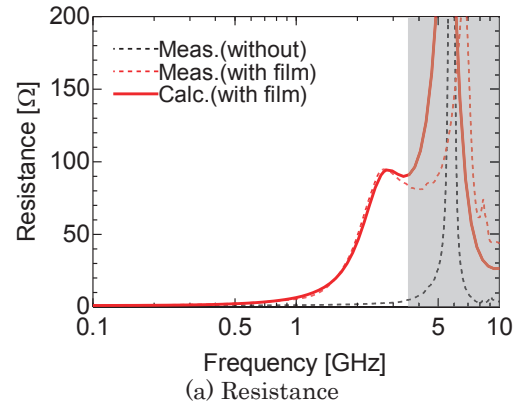
一方、磁気回路に流れる磁束  $\varphi_0$  と起磁力  $F$  を用いて、磁気回路におけるオームの法則は、

$$F = \mathcal{R}_t \varphi_0 \quad (20)$$

と表わされる。さらに、インダクタンス  $L$  の配線に電流  $I$  が流れるとき、全磁束  $\varphi_0$  は、

$$\varphi_0 = LI \quad (21)$$

であることから、MSLの信号線とグラウンドを流れる電流  $I$  で形成されるループ電流を起磁力と考えると、起磁力は信号線に流れ



**Fig. 8** Comparison of circuit parameters.

る電流と等価である ( $F = I$ )。 (20), (21)式より、単位長さあたりのインダクタンス  $L$  は、

$$L = \frac{1}{\mathcal{R}_t\Delta l} = L_m' - jL_m'' \quad (22)$$

と求められ<sup>19)</sup>、 $L_m'$ 、 $L_m''$ は、それぞれ次の式で表現される。

$$L_m' = \frac{\mathcal{R}_t'^2}{(\mathcal{R}_t'^2 + \mathcal{R}_t''^2)\Delta l} \quad (23)$$

$$L_m'' = \frac{\mathcal{R}_t''^2}{(\mathcal{R}_t'^2 + \mathcal{R}_t''^2)\Delta l} \quad (24)$$

これを、Fig. 7 に示す伝送線路の等価電気回路に代入して、直列インピーダンス  $Z_{RL}$  を算出した。

$$Z_{RL} = R + j\omega L = (R + \omega L_m'') + j\omega L_m' \quad (25)$$

ここで、 $R$  は伝送線路の配線抵抗や Co-Zr-Nb 膜で発生した渦電流損失などの、FMR 損失以外の損失の影響を考慮した抵抗値であり、 $\omega L_m''$  は FMR 損失による抵抗の増分と考える。 $L_m'$  は Co-Zr-Nb 膜を配置した伝送線路のインダクタンスである。

##### 4.2 実験値との比較

提案した磁気回路解析の妥当性を評価するために、算出した抵抗とインダクタンスを、3.5 GHz 以下の周波数帯域において、実験値と比較した。ただし、実験では、測定対象全体

の回路パラメータを集中定数として求めているため、計算値についても、抵抗  $R_{\text{DUT}}$  とインダクタンス  $L_{\text{DUT}}$  を算出した。Fig. 8 にそれぞれの周波数特性を示す。なお、いずれの測定結果においても、5 GHz 付近で急峻な変化が得られているのは波長共振によるものであると考えられる。

Fig. 8(a)について、Co-Zr-Nb 膜を配置しない場合の測定値は、低周波帯から 5 GHz までほとんど 0 であり、ほぼ一定値を示した。Co-Zr-Nb 膜を配置した場合、1 GHz 付近で周波数の増加に対して急峻に増加した。これは磁性膜内で発生する渦電流による損失と考えられる。さらに、2.7 GHz 付近で極大値が得られた。これは、Co-Zr-Nb 膜の比透磁率の虚部の周波数特性と定性的に一致するため、実効的な FMR による損失の影響と考えられる。

Fig. 8(b)について、Co-Zr-Nb 膜を配置しない場合の測定値は、低周波帯域では 4.8 nH 程度で周波数に対して一定値である。Co-Zr-Nb 膜を配置した場合、1 GHz 以下の周波帯域ではインダクタンスは 6.2 nH 程度となり、Co-Zr-Nb 膜を配置しない場合と比較して増加した。一方、2—4 GHz 帯域では、周波数の増加に伴い減少した。これは、Co-Zr-Nb 膜の比透磁率の実部の周波数特性と定性的に一致するため、実効的な FMR による透磁率の低下の影響と考えられる。いずれも回路パラメータの推定値は、0.1—3.5 GHz の周波数帯で実験値と概ね一致した。

## 5. まとめ

ノイズ抑制体を含めた伝送線路の設計指針構築を目指し、Co-Zr-Nb 膜を配置したマイクロストリップ線路 (MSL) 断面の磁束分布を解析的に算出し、磁気回路解析から算出した回路パラメータを実験値と比較してその妥当性を評価した。その結果、実効的な強磁性共鳴 (FMR) 周波数以下で実験値と概ね一致した。これは、Co-Zr-Nb 膜を配置した MSL 断面の磁束分布から回路パラメータを解析的に算出できる可能性を示している。この成果は、電磁ノイズ抑制体が回路に与える影響を定量的に算出できるようになるため、電子機器に実装する上での設計に有用である。今後は、本提案手法の適用範囲の明確化、必要な周波数帯で十分なノイズ抑制量を得られるノイズ抑制体を配置した伝送線路の設

計指針の構築を目指す。

**謝辞** 本研究の一部は、科研費 20K04497、村田学術振興財団、および東北大学電気通信研究所共同プロジェクト研究の助成を受けた。

## References

- 1) H. Kogure, and Y. Kogure: *Denjiha noizu toraburu taisaku* (in Japanese), Seibundo Shinko Publishing, Tokyo, p.207 (2010).
- 2) T. Harada, O. Fujihara, Y. Taka, E. Hariya, O. Hashimoto, S. Ishigami, H. Yamamoto, M. Ohshima, and K. Kobayashi: *Denji noizu hassei mekanizumu & denji noizu wo kokuhuku suru hou* (in Japanese), Mimatsu, Tokyo, p.24 (2011).
- 3) M. Sato, E. Yoshida, H. Sugawara, and Y. Shimada: *J. Magn. Soc. Jpn.*, **20**, 421, (1996).
- 4) M. Yamaguchi, K.H. Kim, T. Kuribara, and K.I. Arai: *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3183, (2002).
- 5) S. Yoshida, H. Ono, S. Ando, F. Tsuda, T. Ito, Y. Shimada, M. Yamaguchi, K. Arai, S. Ohnuma, and T. Masumoto: *IEEE Trans. Magn.*, **37**, 2401, (2001).
- 6) TOKIN Corporation: "BUSTERAID Vol.3," [https://www.tokin.com/product/pdf\\_dl/busteraid.pdf](https://www.tokin.com/product/pdf_dl/busteraid.pdf), p.1, (As of December 24, 2020).
- 7) B. Nasiri, A. Errkik, J. Zbitou, A. Tajmouati, L. E. Abdellaoui and M. Latrach: *Int. J. of Microw. and Opt. Technol.*, **13**, pp.32-39, (2018).
- 8) P. Garga, and P. Jaina: *J. Commun. Technol. Electron.*, **63**, 1424, (2018).
- 9) M. Moniruzzaman, M. T. Islam, M. R. Islam, N. Misran and M. Samsuzzaman: *Results in Phys.*, **18**, 103248, (2020).
- 10) S. Muroga, Y. Endo, M. Takamatsu and H. Andoh: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 8001204, (2018).
- 11) S. Muroga, Y. Endo, and M. Tanaka: *J. Electron. Mater.*, **48**, 1342 (2019).
- 12) T. Mikami, S. Muroga and M. Tanaka: *IEEJ Trans. Fund. Mater.*, **140**, 595, (2020).
- 13) T. Mikami, S. Muroga, M. Tanaka, Y. Endo, S. Hashi and K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **58**, 6100205 (2022).
- 14) J. Ma, S. Muroga, Y. Endo, S. Hashi, H. Yokoyama, Y. Hayashi, and K. Ishiyama: *IEEE Trans. Magn.*, **54**, 1, (2018).
- 15) R.E. Jones: *IEEE Trans. Magn.*, **14**, 509, (1978).
- 16) D. J. Sanson: *IEEE Trans. Magn.*, **12**, 230, (1976).
- 17) K. Ueno: *Iwanami kouza gendai suugaku eno nyumon dai 8 kan daisu nyumon 2* (in Japanese), Iwanami Shoten, Tokyo, p.231, (1996).
- 18) Y. Sakaki: *Jikikougaku no kiso to ouyou* (in Japanese), Corona Publishing, Tokyo, p.134, (1999).
- 19) K. Ohta: *Jikikougaku no kiso 2 -jiki no ouyou-* (in Japanese), Kyoritsu Shuppan, Tokyo, p.304, (1973).

2021年11月9日受理, 2022年5月14日採録