The Magnetics Society of Japan

日本応用磁気学会誌 **21**, 649–652 (1997)

パルス電流励磁によるスパッタ薄膜マイクロ MI センサ

Sputtered Thin-Film Micro-MI Sensor with Pulse Current Magnetization

比嘉孝治・内山 剛・沈 麗萍・毛利佳年雄・宇ノ木保元*・菊池和政*
名古屋大学工学部，名古屋市千種区不老町（〒464–01）
多摩電気工業(株)，東京都府中市矢崎町 4–5（〒183）

K. Hika, T. Uchiyama, R. Shin, K. Mohri, Y. Unoki,* and K. Kikuchi*
Dept. of Electrical Engineering, Nagoya Univ., *Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464–01*
*Tama Denki Kogyo, Ltd., *4–5 Yasaki-cho, Fuchu, Tokyo 183*

The magneto-impedance (MI) effect was observed in a sputtered FeCoB thin film of 1.7 μm thickness, 1 mm length, and 10 μm width when a very sharp pulse current was applied to the film. A CMOS multivibrator was used to obtain a sharp pulse. The pulse width at half the magnitude of the pulse applied to the film was around 2.5 ns, voltage change ratios of −1 mV/Oe and 120 mV/Oe were obtained in films annealed in transverse dc fields of 60–70 Oe and 100 Oe, respectively. The conditions for generation of the skin effect were analyzed with respect to the pulse shape, pulse frequency, and critical sinusoidal wave frequency.

Key words: MI effect, sputtered film, pulse current magnetization, CMOS circuit, skin effect analysis, annealing magnetic field

1. はじめに

近年の情報機器や計測・制御機器の発展により，高密度化された磁気情報を検出する高性能のマイクロ磁気センサが要求されている．これに対して，筆者らは磁気–インピーダンス効果（MI 効果）を利用したマイクロ磁気センサを構成し，その基礎特性を報告している[1)~7)]．磁気–インピーダンス効果（MI 効果）は高透磁率磁性体に直接高周波電流を通電して表皮効果を生じさせた場合に，そのインピーダンスが外部磁界によって敏感に変化する電磁気現象である[1)]．この現象は，特にほぼ零磁歪組成のアモルファスワイヤにおいて顕著に現れ，約 120%/Oe のインピーダンス変化率が報告されている[2)]．MI 効果の特徴は，磁性体の寸法を 1 mm 以下に短縮しても，素子幅周回方向に磁化ベクトルが向いているため反磁界の影響が励磁方向にはほとんど現れず，磁化の素子長さ方向への回転が妨げられないため磁界検出感度が劣化しないことである．このため，高感度・高速応答のマイクロ磁気センサが構成される．また，筆者らはこれまで，パターニングによる集積化が可能である薄膜に着目し，薄膜における磁気–インピーダンス効果について報告してきた[3)~7)]．パターン幅 10 μm の薄膜においては，FeCoB スパッタ膜で 8%/Oe[3)]，FeNi/Cu/FeNi サンドイッチ膜で 2%/Oe[4),6)]，また，コルピッツ型自己発振回路との組み合わせにより，高感度化が可能となり，サンドイッチ薄膜で約 25%/Oe の電圧変化率を得ている[4),6)]．

一方，MI 素子と半導体回路の組み合わせによるデバイス化に当たっては，正弦波交流よりもパルス電流で励磁する方が信号処理や消費電力の低減などで都合が良い場合が多い．この観点から，本稿では，CMOS マルチバイブレータ回路によるパルス電流を用いた MI 特性を測定した．このパルス電流励磁型 MI センサについて磁界検出特性を測定し，さらに，パルスの幅，繰り返し周波数と表皮効果の発生の関係を解析し，考察を加えた．

2. FeCoB スパッタ薄膜 MI 素子

Fig. 1 は今回使用したスパッタ薄膜素子の形状である．この素子は名古屋大学で設計され，多摩気工業(株)で作製されたものであり，図のように，長さ 1 mm，幅 10 μm，厚さ 1.7 μm の FeCoB スパッタ薄膜が 2 本，平行で直列に結合している．素子には絶縁層を介して，金の薄膜コイルが 11 ターン巻かれており，これを用いることにより，素子に動作点を設定するための直流バイアス磁界，または，磁界検出感度を一定にするための外部磁界に対する負帰還磁界をかけることが可能となる．今回は素子電圧の測定を容易にするために 2 本のパターンを直列にして使用した．素子の直流抵抗は 100 Ω 程度である．この素子には作製時に，まず，回転磁界中で 250℃，1 時間の熱処理，ついで，素子の幅方向に磁化容易軸が誘導されるように，素子の幅方向に 60～70 Oe の直流磁界を印加して 250℃，1 時間の熱処理が施されている．ただし，直流磁界中熱処理は 2 回施されている．これを素子 A とする．さらに素子 A に，100 Oe の直流磁界を素子の幅方向に印加して，あらたに 250℃ で 2 時間の熱処理を施した．これを素子 B とする．

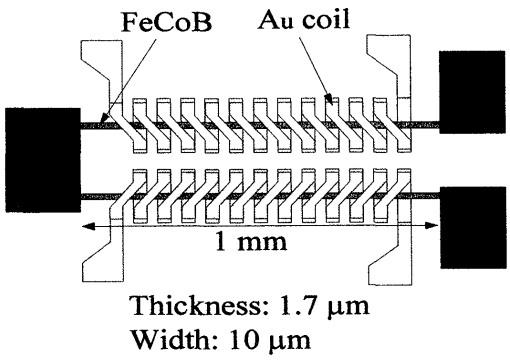

Fig. 1 FeCoB sputtered thin-film MI element.

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

3. 薄膜の MI 効果

ここで，幅 W，厚さ d，長さ l の薄膜素子のインピーダンスについて考える．簡単のため通電電流による磁界の膜厚方向成分を無視すると，Maxwell 方程式，およびポインティングベクトルにより，素子のインピーダンスは次式のように表される．

$$Z \fallingdotseq (1-j)\frac{\omega\mu_\theta\delta l}{4(W+d)}\coth(1-j)\frac{d}{\delta} \tag{1}$$

ここに，μ_θ は周回方向（通電電流による励磁磁界の方向）の透磁率である．また，δ は表皮深さであり，抵抗率 ρ，および通電電流の角周波数 ω を用いて次式で表される．

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_\theta}} \tag{2}$$

正弦波の場合，表皮効果が生じる限界を $\delta = d/2$ とおいて μ_θ を求めてみる．$\rho = 85\ \mu\Omega$ cm であり，インピーダンスの周波数特性において，インピーダンスが増加し始める周波数が 210 MHz と推定されることから比透磁率 $\mu_\theta = 1400$ が得られる．

(1) 式において，表皮効果が強い場合 ($\delta \ll d$)，Z および $|Z|$ は，

$$Z = (1-j)\frac{\omega\mu_\theta\delta l}{4(W+d)}$$

$$|Z| = \frac{\sqrt{\rho}\,l}{2(W+d)}\sqrt{\omega\mu_\theta} \tag{3}$$

となる．素子に外部磁界 H_{ex} を印加すると，μ_θ が変化し，(3) 式よりインピーダンスが変化する．H_{ex} で μ_θ を大きく変化させるには，素子幅方向に異方性を誘導させ，H_{ex} によって磁化ベクトルを素子長さ方向に回転させればよい．

素子に外部磁界 H_{ex} を印加しない場合，$\delta \ll d$ の場合は渦電流制動により幅方向の 180° 磁壁が移動しないため μ_θ は小さい．H_{ex} を素子の長さ方向に印加していくと磁化ベクトルが長さ方向に回転して μ_θ は増加し，$H_{ex} = H_k$（異方性磁界）で最大値をとった後，H_{ex} とともに減少していく．したがって，MI 特性は磁界に対していったん増加し，$H_{ex} = H_k$ でピークとなった後，減少する特性（双峰特性）となる[5]．

3. センサ回路構成

Fig. 2 は CMOS マルチバイブレータ型センサ回路である．2 個の CMOS インバータと R, C により方形波を発振させる．CMOS 回路の電源ラインには半値幅が約 5 ns のパルス電流が流れるが，十分な表皮効果を発生させるためにはさらに鋭いパルス電流が必要である．そこで方形波を R_1 と C_1 で微分することにより，半値幅 2.5 ns 程度の鋭いパルス電圧を得た．このパルス電圧を素子に印加してパルス通電を行う．素子両端間のパルス電圧をショットキーバリアダイオードと RC 回路でピークホールドした後，信号分のみをオペアンプで 2000 倍に増幅して直流出力 E_{out} を得る構成としている．この回路中の素子にパターンの長さ方向の直流外部磁界 H_{ex} を印加し，磁界により E_{out} の変化を測定した．

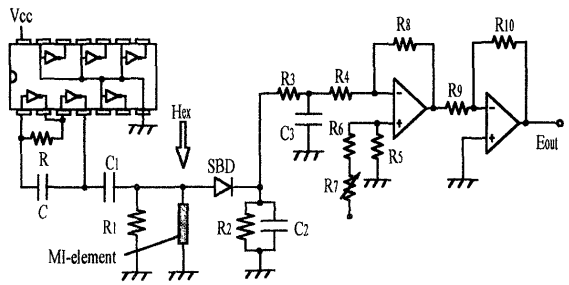

Fig. 2 CMOS multivibrator-type sensor circuit.

4. 磁界検出特性

Fig. 3 は素子 A の MI 特性である．Fig. 2 の回路において，$R = 510\ \Omega$, $C = 47$ pF, 電源電圧 $V_{cc} = 1.9$ V とした．この時，パルスの繰り返し周波数 $f = 10.1$ MHz, パルスの半値幅 $t_w = 2.6$ ns であった．図のように，$|H_{ex}|$ の増加に対して E_{out} は単調に減少し，ヒステリシスがほとんど現れない特性が得られた．印加磁界の範囲内では再現性も良く，±50 Oe まで磁界を印加しても同様に磁界に対して単調に減少する特性が得られた．通電電流が小さいため，電圧の変化は 20 Oe までで 30 mV 程度と小さいが，S/N 比は高く，安定した磁界検出能力を持っている．$H_{ex} > 0$ の領域では直線性も良く，この領域で電圧変化率は −1 mV/Oe である．リニアセンサとして使用する場合は 10 Oe 程度の直流バイアスを印加して使用する．

このような特性となる原因は，素子の長さが幅に対して 100 倍であり，磁界中熱処理を行っても，パターン幅方向の反磁界が大きく，磁化容易軸が幅方向に誘導されずに磁化が長さ方向に向いているためであると考えられる．

Fig. 4 は V_{cc} を 6.0 V に増大させた場合の MI 特性である．この時 $f = 15.56$ MHz, $t_w = 2.39$ ns であった．Fig. 3 の場合と同様に磁界に対して単調に減少する特性となり，$H_{ex} < 0$ の領域で −16 mV/Oe の電圧変化が得られた．電源電圧を大きくすることによりパルス励磁電流が増加して励磁磁界が増加し，その直流磁界成分の増加により周回方向の BH ループにおいて

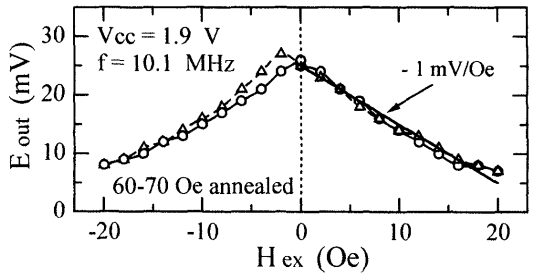

Fig. 3 MI characteristics of element A (1).

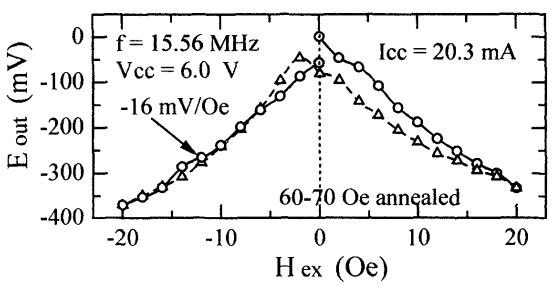

Fig. 4 MI characteristics of element A (2).

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

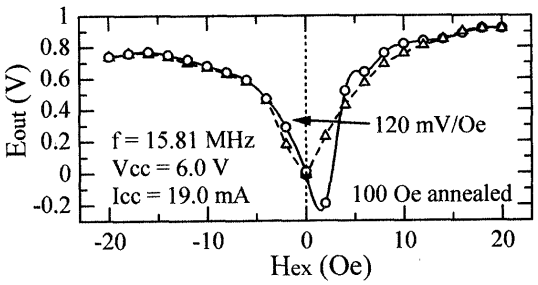

Fig. 5 MI characteristics of element B.

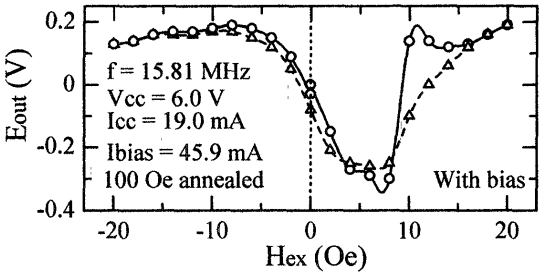

Fig. 6 Field detection characteristics of element B with a dc bias field.

動作点が移動して外部磁界による透磁率の変化の割合が変わり，また，交流磁界成分の増加により磁束変化が増加したため，より大きな電圧の変化が現れたと考えられる．

Fig. 5 は素子 B の MI 特性である．$V_{cc}=6.0$ V, $f=15.81$ MHz, $t_w=2.44$ ns であった．素子 A の場合とは逆に $|H_{ex}|$ の増加とともに E_{out} が増加していることから，100 Oe の磁界中で 2 時間の熱処理を施したことで，磁化容易軸は幅方向に誘導されたと考えられる．このため，μ_θ および μ_θ の H_{ex} に対する変化が大きくなり，大きな電圧変化 (120 mV/Oe) を得ることができた．2〜4 Oe でヒステリシスが発生しているが，これは素子電流が小さいため周回方向の BH 特性がマイナーループで動作するためと考えられる．

素子に施されている薄膜コイルを用いてバイアス磁界を印加した場合の磁界検出特性が Fig. 6 である．このように直流バイアス磁界（コイル 11 ターン，DC 46 mA で 506 A/m≒6.3 Oe）により，磁界検出特性のヒステリシスのない部分を利用することができる．なお，コイルの形状から，DC 46 mA による実質のバイアス磁界は 3〜4 Oe と考えられる．

Fig. 7 は素子 A における，繰り返し周波数をパラメータとした場合の，磁界に対する電圧変化特性である．繰り返し周波数を増加させると，出力電圧の変化 ΔE_{out} が大きくなることがわかる．これは周回方向のパルス磁界の直流分が増加して磁化ベクトルの回転が容易になるためと考えられる．Fig. 8 は素子 B の，パルスの半値幅 t_w に対する ΔE_{out} の特性である．t_w が 2〜4 ns 程度までは ΔE_{out} は大きくなり，$t_w>4$ ns では小さくなる．これは，t_w が 2〜4 ns の範囲では t_w を小さくすると素子電極部における反射などで励磁電流が減少して ΔE_{out} が小さくなり，t_w が 4 ns を越えると表皮効果が弱くなるため ΔE_{out} が小さくなると考えられる．このように，MI 効果はパルスの繰り返し周波数，および，パルス幅に依存していることがわかる．

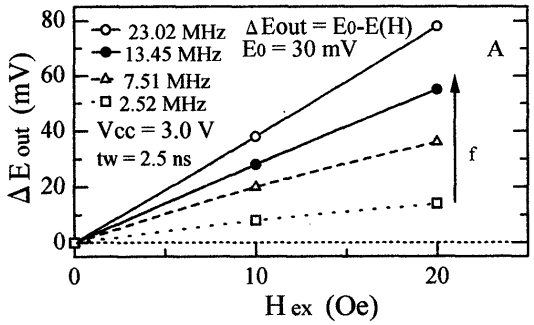

Fig. 7 H_{ex} *vs.* ΔE_{out} characteristics for several pulse frequencies.

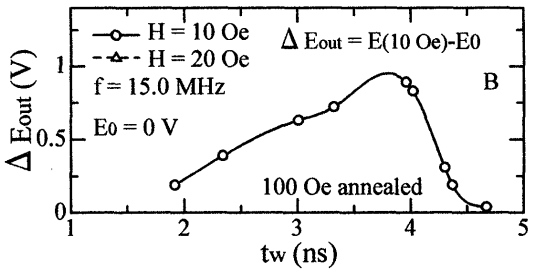

Fig. 8 t_w *vs.* ΔE_{out} characteristics.

5. パルス列通電の場合における表皮効果の解析

ここで，パルスの繰り返し周波数，パルスの幅と表皮効果の関係について解析する．素子に通電した場合，電流の方向に x 軸，厚さ方向に z 軸をとる．Maxwell 方程式より，次のような電界に対する方程式が得られる．

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2}-\frac{\mu_\theta}{\rho}\frac{\partial E_x}{\partial t}=0 \tag{4}$$

(4) 式を満たす電流密度の式はフーリエ係数 A_n を用いて次のように書ける．

$$J_x(t,z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}A_n\exp(-z/\delta_n)\exp\{j(n\omega_0 t-z/\delta_n)\} \tag{5}$$

$$\delta_n=\sqrt{\frac{2\rho}{n\omega_0\mu_\theta}} \tag{6}$$

ここで，δ_n は第 n 次高調波に対する表皮深さである．A_n を境界条件

$$I(t)=W\int_0^d i(t)\mathrm{d}z \tag{7}$$

により求める．パルス電流による表皮効果の評価を電流密度の実効値で定義する．この時，

$$|A_n|=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{A'_n}{wd}\frac{X}{\sqrt{1-2\cos X\,\mathrm{e}^{-x}+\mathrm{e}^{-2x}}}$$

$$x=d/\delta_n,\quad A'_n=\frac{I(1-\cos n\,\omega_0 t)}{n^2\omega_0^2 tT} \tag{8}$$

となる．(8) 式を用いて電流密度を表し，表面，および，中心での比をとると次式のようになる．

$$\alpha=\frac{J_e(d/2)}{J_0(0)}=\frac{\sqrt{\Sigma|A_n|^2\mathrm{e}^{-d/\delta_n}}}{\sqrt{\Sigma|A_n|^2}} \tag{9}$$

$\alpha<1/e$ で MI 効果が現れるのに十分な表皮効果が生ずると考えられる．

NII-Electronic Library Service

The Magnetics Society of Japan

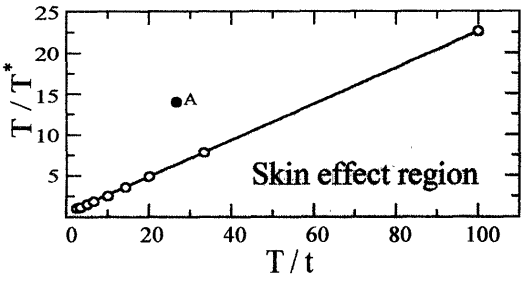

Fig. 9 *T/t vs. T/T** characteristics for the skin effect.

Fig. 9 は横軸をデューティ比（t/T：t はパルスの半値幅，T はパルスの繰り返し周期）の逆数，縦軸を正弦波で表皮効果が生ずる臨界周期 T^* と T の比として，表皮効果が十分生ずる範囲を計算により描いた図である．この図より，デューティ比が十分小さければ（T/t が十分大きければ），パルスの繰り返し周期が T^* より大きい場合，すなわち，パルスの繰り返し周波数が正弦波での臨界周波数より低い場合でも表皮効果は十分に起こりうることが分かる．この場合，ある程度繰り返し周波数を変化させても表皮効果は十分に起こるが，デューティ比が大きくなると，繰り返し周波数によって表皮効果が十分ではなくなる．$t=t_w=2.5$ ns, 繰り返し周波数 $f=15$ MHz の場合，$T/t=26.67$, $T/T^*=14$（図中の点 A）となり，表皮効果が不十分である．このことが，Fig. 7 のように電圧変化特性が f により変化する理由の一つと考えられる．また，この図より，パルス列通電により十分な表皮効果を生ずる条件として，次式が得られる．

$$T/T^* < 0.22(T/t)+0.43 \quad (t/T<0.4)$$

$$T/T^*>10 \text{ の場合} \quad 1/T^* < 0.22/t \qquad (10)$$

(10) 式の第 2 式より計算すると，繰り返し周波数が 20 MHz 以下の場合，半値幅を約 1 ns 程度にしなければならないことがわかる．

6. ま と め

パターン幅 10 μm の FeCoB スパッタ薄膜に CMOS マルチバイブレータの出力電圧に微分回路を接続して得られた半値幅 2.5 ns 程度の鋭いパルス電流を通電することにより MI 効果が現れ，ヒステリシスが小さな磁界検出特性が得られた．この MI 効果は素子 A では H_{ex} により出力電圧 E_{out} は減少（−16 mV/Oe）し，100 Oe の磁界中熱処理を施した素子 B では H_{ex} に対して E_{out} は増加（120 mV/Oe）した．さらに，金スパッタ膜コイルに直流電流を通電してバイアス磁界を印加し，リニア磁界検出特性が得られたことを示した．また，パルス列通電の場合における表皮効果の解析を行い，表皮効果とパルスの幅，および，繰り返し周波数の関係が明らかになった．

今後は，通電電流を増加させること，薄膜コイルを用いて負帰還をかけることなどにより，磁界検出特性の直線性や周波数特性，温度安定性などを向上させていく予定である．

文　献

1) 武士田健一，野田充宏，パニナ・ラリサ，吉田　史，内山　剛，毛利佳年雄：日本応用磁気学会誌，**18**, 493–496 (1994).
2) 野田充宏，鬼頭琢磨，稲田和志，内山　剛，毛利佳年雄：日本応用磁気学会誌，**19**, 485–488 (1995)
3) 内山　剛，毛利佳年雄，古野和秀，パニラ・ラリサ：平成 7 年電気学会全国大会講演論文集，**2**, 280 (1995).
4) 比嘉孝治，内山　剛，毛利佳年雄，パニラ・ラリサ，溝下義文，戸田順三，上原裕二：電気学会マグネティックス研究会資料，MAG-95-133 (1995).
5) 内山　剛，毛利佳年雄，神保睦子，綱島　滋：日本応用磁気学会誌，**19**, 481–484 (1995)
6) K. Hika, L. V. Panina, and K. Mohri: Intermag '96, EP-07 (1996).
7) 内山　剛，毛利佳年雄，L. V. Panina, 古野和秀：電気学会論文誌 A, **115**, 949–955 (1995).
8) 内山　剛，毛利佳年雄：日本応用磁気学会誌，**19**, 469–472 (1995).

1996 年 10 月 16 日受理，1997 年 1 月 16 日採録

NII-Electronic Library Service