クロスインダクタと薄膜インダクタの周波数特性解析

Studies on Frequency Characteristics of Micro Inductors

西村秀知・亀井一郎・白川 究・小林義昭・中島 治・村上孝一*

(株)アモルファス・電子デバイス研究所, 仙台市青葉区南吉成 6-6-3 (☎989-32)

*八戸工業大学, 八戸市大字妙字大開 88-1 (☎031)

H. Nishimura, I. Kamei, K. Shirakawa, Y. Kobayashi, O. Nakajima and K. Murakami*

Amorphous Magnetic Device Laboratory, 6-6-3 Minamiyoshinari, Aoba-ku, Sendai 989-32

*Hachinohe Institute of Technology, 88-1 Oobiraki, Myo, Hachinohe 031

We carried out frequency analyses of cloth inductors and thin-film inductors using an amorphous core, both of which were applied to a micro dc-dc converter. As these inductors are used in high-frequency bands such as 1~100 MHz, the frequency dependence of the inductance L , capacitance C and resistance R in the inductors cannot be disregarded. The undetermined coefficients obtained by a least squares method were determined by expressing L , C and R in terms of the coefficient of the exponent in regard to frequency. To examine the coefficient of the first and second power of the frequency, the hysteresis loss can be distinguished from the eddy current loss in the inductors. Moreover, the difference between the iron loss and the copper loss can be clarified. The maximum value of the quality factor is acquired at a frequency such that the iron loss is equal to the copper loss. The results calculated by this procedure are in approximate agreement with experimental values.

Key words: cloth inductor, thin-film inductor, iron loss, copper loss, quality factor, least squares method

1. ま え が き

最近, アモルファス合金を磁心に用い, それを極細線化あるいは薄膜化して 1~100 MHz の高周波帯での動作を目指したインダクタ^{1)~4)}やトランス^{5), 6)}などのマイクロ磁気素子が作製されており, これらの用途として超小型の dc-dc コンバータ^{7), 8)}などが考えられている。

本研究は, マイクロインダクタの中で特にクロスインダクタ³⁾と薄膜インダクタ⁴⁾に関して損失の内訳を検討したものである。具体的には, 素子特性値 (L , C , R) の周波数依存性を各々周波数の冪乗に級数展開して表し, その未定係数を測定により得られた実測データに基づいて決定した。その結果, クロスインダクタや薄膜インダクタ内に生じる全損失中の銅損と鉄損の割合, さらに鉄

損中の渦電流損失とヒステリシス損失との割合が明らかになった。本論文はこれらの結果についての報告である。

2. 解析方法

一般には構造の違いや周波数帯域を考慮してマイクロ磁気素子ごとの等価回路が作られている¹⁾。さらに最近では集中定数回路モデルから分布定数回路モデル⁹⁾へと研究が進展している。この方法を用いて, クロスインダクタ³⁾と薄膜インダクタ⁴⁾の正確な等価回路を導くのが理想であり筆者らも検討中であるが, 素子の構造・材質・動作に関する詳細なデータを必要とし, またインダクタの種類が変わるごとに等価回路を新たに勘案する必要性もある。回路定数の周波数特性を考慮してのモデル化は, 非線形性が強くなるほど途中で多くの選択肢が生じ, 最適なモデルに達するのは容易ではない。一方, 対地浮遊容量を持つインダクタは四端子素子であるから, 内部をブラック・ボックス化し入出力の電流電圧関係だけに着目する方法もある。S-行列を利用すれば, インピーダンスの実部・虚部のデータが得られ, 素子の評価用としては十分である。ただし, 素子を dc-dc コンバータのような具体的回路の中に取り込み回路解析計算を行うには, やはり実部・虚部のデータを等価回路化する必要がある。例えば fixture と素子との直列接続時と並列接続時との S-行列値の違いから等価回路の定数値を fitting で求めた例¹⁰⁾もある。ただし, 損失に関しては全損失は分かるものの銅損と鉄損との区別はつかない。

ここでは, データ収集装置と計算機処理との組み合わせを利用して等価回路の素子定数値を決定する方法を採用した。インダクタの持つ LCR を Fig. 1 に示す等価回路のように仮定し, 各々の回路定数を周波数特性を付加した。このモデルは必ずしも実際の素子特性を反映していない仮想回路なため, 例えば実測値に複数の共振周波

Fig. 1 Equivalent circuit of the inductors.

Fig. 2 Flow of data acquisition.

数が現れ多段梯形回路が適切な場合にも、実測値と整合はLCRの周波数特性でとる不自然さがある。しかし、測定対象のインダクタの種類が変わっても一つの等価回路で済み、しかも実測値どおりの特性を再現できるので、回路解析計算における入れ子回路としての使用には適する。また多量の実測値を取り込み計算機処理するから、回路定数は一意に決定できる。さらに損失を銅損と鉄損とに分離できる。以下、解析の手順について述べる。

一般に周波数が高くなるにつれ、導体内や磁心内の渦電流分布が変わり、また絶縁層内に誘電分極が生じれば、インダクタの作る電磁界も変化し、 L や C は減少する。一方 R は導体の渦電流損失や磁心の渦電流損失・ヒステリシス損失などの影響で増加する。これらの現象を考慮し、ここでは L, C, R を級数展開し、周波数 f の冪乗の1次結合で表す。

$$L = L_0 \sum a_i f^i \quad (1)$$

$$C = C_0 \sum b_i f^i \quad (2)$$

Fig. 3 Schematic structure of cloth inductor and size of magnetic core and coil.

$$R = R_0 \sum c_i f^i \quad (3)$$

ここで、 L_0, C_0, R_0 は L, C, R における周波数依存性のない部分、添字 i は0から始まる整数、 a_i, b_i, c_i は各々の式の結合係数である。

一方、インダクタの等価回路 (Fig. 1) からインピーダンスのリアクトル成分 Z'_i と抵抗成分 Z'_r を求めれば各周波数を ω として以下ようになる。

$$Z'_i = \omega L(1 - \omega^2 LC = CR^2/L)/D \quad (4)$$

$$Z'_r = R/D \quad (5)$$

ただし、 $D = (1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 CR$ である。

(1)-(3)式を(4),(5)式に代入し、実測値 Z_i, Z_r とここでの計算値 Z'_i, Z'_r との誤差が最小になるよう未定係数 a_i, b_i, c_i を決定した。

測定方法をFig. 2に示す。試料の周波数特性をネットワーク・アナライザ (型式 HP4195A) に取込み、インピーダンス・アダプタを介してデータ・ロガーに記録する。ネットワーク・アナライザからは付加機能である等価回路解析機能により回路定数、 L, C, R が得られる。データ・ロガーからはインピーダンスの実部である抵抗成分 Z_r と虚部のリアクタンス成分 Z_i との周波数特性が得られる。 $L_i = Z_i/\omega$ によりインダクタンス分を定義した。

ここで測定対象のクロスインダクタと薄膜インダクタ

Fig. 4 Schematic structure of thin-film inductor and size of magnetic core and coil.

Fig. 5 Impedance of cloth inductor without correction.

との概観図および諸元をそれぞれ Fig. 3 と Fig. 4 とに示し、さらに Fig. 5 と Fig. 6 とには、クロスインダクタおよび薄膜インダクタの実測値 Z_r , Z_i , $Q (=Z_i/Z_r)$ を示す。ネットワーク・アナライザの等価回路解析機能から得た値は、クロスインダクタでは、 $L=27.5048 \mu\text{H}$, $C=3.9166 \text{ pF}$, $R=2.48705 \Omega$, 薄膜インダクタでは、 $L=505.9 \text{ nH}$, $C=4.247 \text{ pF}$, $R=2.957 \Omega$ になった。元来ネットワーク・アナライザの仕様は線形素子の測定を前提として作られているので、今回の対象であるインダクタ(周波数非線形素子)の測定では、上記の L , C , R やさらに Q 係数, $Q_{\max}$ (Q 係数の最大値)などは高周波では

Fig. 6 Impedance of thin-film inductor without correction.

Fig. 7 Impedance of cloth inductor with correction.

実測値とは一致しない。

3. 結果と考察

クロスインダクタと薄膜インダクタの特性値を周波数の関数として表し、損失の内訳を検討した。これらの結果を計算値と実測値との比較も含めて以下に述べる。

3.1 各インダクタの特性

クロスインダクタの計算結果を Fig. 7 に実線で示す。得られた L , C , R は以下のものであった。

$$L = 27.7898(1 + 0.0084f - 0.0027f^2 + 0.0000f^3 + \dots) \quad (6)$$

$$C = 5.27265(1 + 0.0036f - 0.0010f^2 + 0.0000f^3 + \dots) \quad (7)$$

$$R = 2.39451(1 + 0.4089f + 0.2960f^2 + 0.0000f^3 + \dots) \quad (8)$$

Fig. 8 Impedance of thin-film inductor with correction.

Fig. 10 Coefficients of resistance series for thin-film inductor.

Fig. 9 Equivalent circuit constants of thin-film inductor.

これより、 R に関する f と f^2 の項の係数だけが大きく、それ以外の項は無視できることがわかる。前述した L, C が非線形になる要因は、少なくともこの使用周波数帯では考慮しないでもよいことがわかる。

薄膜インダクタについては、同一基板上に作製した（同じロット）3 個の試料について検討した。試料 #1 (506 nH)、試料 #2 (515 nH)、試料 #3 (530 nH) と L の値はほぼ同じであった。さらに計算値と実測値との比較も、ほぼ同様な図で表すことができ、代表として試料 #1 の計算結果を Fig. 8 に示す。クロスインダクタに比べて使用周波数が高いのが特徴である。さらに、 L に対する C と R_0 との関係を Fig. 9 に表す。 C は 4 pF、 R_0 は 3 Ω 、と各試料ともほぼ同じになる。次に L に対する R の

周波数特性要因、 f の 1 次と 2 次の係数、を Fig. 10 に示す。2 次の係数は 0.003 程度の一定値に落ち着くが 1 次の係数には 0.005～0.010 のばらつきがある。元来皆同じ特性を示すべき試料で、1 次の係数だけが異なる理由としては、 R の 1 次の係数は磁心のヒステリシス損失を表しているが、同一のロットでも基板上の位置で製作条件が微妙に異なり、ヒステリシス損失の違う磁心となったと考えられる。

上述の計算より L, C 共に周波数依存性が極めて小さく一定値と見なせる結果が得られた。このような薄型のマイクロインダクタ素子においては、以前著者らが、その粗い仮定にもかかわらず、 L, C を静電磁界計算で求める方法で実測値に近い計算結果を出せることを報告¹¹⁾しているが、今回の結果はそれと一致する。

3.2 損失

クロスインダクタと薄膜インダクタの抵抗 R の各周波数成分（0 次、1 次、2 次）を各周波数ごとの抵抗値で基準化して Fig. 11, Fig. 12 に示す。これらは、インダクタ内で生じる損失に対応している。ここで、損失として、次の五つを考慮した。

- 導体の直流損
- 導体の渦電流損失
- 導体の近接効果による損失
- 磁心の渦電流損失
- 磁心のヒステリシス損失

R に関する f の 0 次の項「導体の直流損」を、1 次の項は「磁心のヒステリシス損失」を、2 次の項は「導体の渦電流損失」と「磁心の渦電流損失」との和を表している。また、「導体の近接効果による損失」は f についても

Fig. 11 Ratio of resistance components for cloth inductor.

Fig. 13 Comparison with the losses and quality factor for cloth inductor.

Fig. 12 Ratio of resistance component for thin-film inductor.

Fig. 14 Comparison with the losses and quality factor for thin-film inductor.

非線形なため、1次や2次だけでなくさらに高次の項を含んでいる。

ここで、2次の項の「導体の渦電流損失」と「磁心の渦電流損失」とを分離し、次に「導体の近接効果による損失」の各項に及ぼす影響の大きさを調べれば、最終的な損失の内訳が求まる。

一般に、導体の渦電流損失は以下の式で表せる¹²⁾。

$$R/R_0 = 1 + (2\pi\sigma\mu)^2 a^4 / 192 \cdot f^2 \quad (9)$$

ここで、 σ は導電率、 μ は透磁率、 a は導体半径である。

クロスインダクタの場合、 $\sigma = 5.7 \times 10^7$ S/m、 $\mu = 1.257 \times 10^{-6}$ H/m、 $a = 6.5 \times 10^{-6}$ m を代入すれば、(9)式は $R/R_0 = 1 + 1.8842 \times 10^{-6} f^2$ となる。ここでの2次の項の係数 1.8842×10^{-6} は、級数展開して求めた(8)式中の係数 0.2960 に比べて十分小さい。したがって導

体の渦電流損失は無視できる。また同様の計算を薄膜インダクタの場合について行った。導体半径として近似的に幾何学的平均距離を用いて、係数 1.44×10^{-4} を得る。すでに Fig. 10 に示したように、級数展開した係数はほぼ 0.003 であり、両者の比は約 1/20 になる。5% 程度の誤差が生じるのを許容すれば、やはり導体での渦電流損失は無視できるといえる。

また級数展開した3次以上の高次項の係数が極めて小さい(10のマイナス7乗以下)ことから、高次の非線形効果である導体の近接効果も無視できると判断した。

以上のことから、Fig. 11, Fig. 12 において、0次の項は「導体の直流損」を、1次の項は「磁心のヒステリシス損失」を、2次の項は「磁心の渦電流損失」をそれぞれ表す。これより、渦電流損失の方がヒステリシス損失より

大きく、この傾向はクロスインダクタより薄膜インダクタの方が顕著であると言える。なお周波数依存性の損失はいずれも磁心で発生する鉄損であり、このことはすでに指摘されていた結果¹³⁾と一致する。

3.3 Q 係数

損失と Q 係数の最大値 $Q_{\max}$ との関係を調べるため、上述の損失を、銅損（導体の直流損）、鉄損（磁心のヒステリシス損失+磁心の渦電流損失）とにまとめ、クロスインダクタと薄膜インダクタについて Q 係数の実測値と一緒に Fig. 13, Fig. 14 に示した。クロスインダクタと薄膜インダクタとでは $Q_{\max}$ の周波数は各々異なるが、いずれも銅損と鉄損とが等しくなる周波数で最大値になっていることがわかる。この現象は、すでに理論的に予想されていた結果¹⁴⁾とも一致する。

以上の結果から、銅損を改善すれば $Q_{\max}$ は大きくなるが $Q_{\max}$ を示す周波数は低下する。鉄損を改善すれば、 $Q_{\max}$ は大きくなり $Q_{\max}$ を示す周波数も高くなることが分かる。このことは今後 $Q_{\max}$ を大きくする際の指針となる。

4. ま と め

ここで検討したクロスインダクタ³⁾と薄膜インダクタ⁴⁾の損失について、以下のことがわかった。

1. 各インダクタの周波数依存性の損失は、磁心の鉄損と見なせる。

2. 鉄損の内訳では、渦電流損失の方がヒステリシス損失より大きい。この傾向はクロスインダクタより薄膜インダクタの方が顕著である。

3. Q 係数は、銅損と鉄損とが同じくなる周波数で最大となる。

4. 周波数帯 1~100 MHz では、 L, C は一定値と見な

せる実験結果を得た。

謝 辞 日頃から本研究の推進にあたりご指導賜わった東北大学工学部松木英敏助数授に感謝致します。

文 献

- 1) 白江公輔, 川辺清司, 村田勇一郎: 第 7 回日本応用磁気学会学術講演概要集, **9aD-1**, 277 (1983).
- 2) 山口正洋, 石原邦彦, 大関秀紀, 荒井賢一: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-13 (1992).
- 3) 小林義昭, 石橋信一, 白川 究, 鳥生次郎, 松木英敏, 村上孝一: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-142 (1991).
- 4) 白川 究, 倉田啓明, 粕谷昌弘, 大沼繁弘, 鳥生次郎, 村上孝一: 日本応用磁気学会誌, **16**, 431 (1992).
- 5) 大城 理, 辻本浩章, 白江公輔: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-87-76 (1987).
- 6) 山口一幸, 鳥生次郎, 松木英敏, 村上孝一: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-149 (1991).
- 7) 山本孝幸, 白川 究: 電気学会論文誌 A, **111** 巻 4 号, 平成 3 年.
- 8) T. Yachi, M. Mino, A. Tago and K. Yanagisawa: PESC '91, p. 20 (1991).
- 9) 辻本浩章, 白江公輔: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-144 (1991).
- 10) 武田文雄, 白川 究, 平田 守, 村上孝一: 電子情報通信学会技術研究報告, NLP-89-21 (1989).
- 11) 西村秀知, 亀井一郎, 倉田啓明, 白川 究, 中島 治, 村上孝一: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-167 (1992).
- 12) 竹山説三: 電磁気学現象理論, p. 403, 丸善, 東京 (1944).
- 13) 白川 究, 倉田啓明, 粕谷昌弘, 大沼繁弘, 鳥生次郎, 村上孝一: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-91-140 (1991).
- 14) 山口正洋, 荒川信一郎, 石原邦彦, 奥山博幸, 河津孝夫, 荒井賢一, 熊谷史人: 電気学会マグネティックス研究会資料, MAG-92-164 (1992).

1992 年 11 月 18 日受理, 1993 年 2 月 2 日採録