

YIG フェライトの磁気特性とアイソレータの IMD 特性との相関

Relationship between the Magnetic Properties of YIG Ferrites and the IMD (Intermodulation Distortion) of an Isolator

額賀昌子・辺見 栄・佐藤直義

TDK(株)基礎材料研究所, 千葉県成田市南羽鳥字松ヶ下 570-2 (☎286-8588)

M. Nukaga, S. Henmi, and N. Sato

Materials Research Center, TDK Corporation,

570-2 Aza-Matsugashita, Minami-Hatori, Narita, Chiba 286-8588

YIG ferrite is widely used for microwave applications such as isolators and circulators. This paper studies the origin of intermodulation distortion (IMD) in microwave isolators in terms of the influence of the ferromagnetic resonance linewidth (ΔH), which is a material property of YIG ferrites. ΔH is affected by the non-uniformity of the spin direction under a dc field, which results from crystal anisotropy and the demagnetizing field around pores. The IMD was decreased by minimizing ΔH , which in turn was achieved by minimizing these two contributions separately. It also appeared that the input power dependence of IMD was increased by using low-anisotropy YIG ferrites.

Key words: YIG, isolator, intermodulation distortion (IMD), ferromagnetic resonance linewidth (ΔH)

1. はじめに

移動体通信のデジタル化が進み、その中でも CDMA 方式が本格化するに従い、基地局用アイソレータには、相互変調積(ひずみ)特性 (IMD: Intermodulation Distortion) が必須条件となっている。一般にデバイスの伝達特性は、入出力信号にマクローリンの式を適用し、適当な係数をつけることで下記の式で特性づけられる。

$$E_o = A_0 + A_1 E_i + A_2 E_i^2 + A_3 E_i^3 + \cdots + A_n E_i^n$$

ここで E_o は出力電圧、 E_i は入力電圧、 A_n は定数を表す。

デバイスが非線形特性をもつ場合、出力には入力と同じ周波数の信号の他に、入力と異なる周波数をもつ高調波と相互変調積が発生する。例えば、入力信号が f_1, f_2 と異なる周波数の合成波であった場合、2 次歪みを示す A_2 の項からは、 $2f_1, 2f_2$ の 2 次高調波と $f_1 \pm f_2$ の 2 次相互変調積が生じる。さらに、3 次歪みを示す A_3 の項からは $3f_1, 3f_2$ の 3 次高調波と、 $2f_1 \pm f_2, 2f_2 \pm f_1$ 3 次相互変調積が生じる。挿帯域デバイスであるアイソレータにおいて主信号の周波数に最も近く問題となるのは、3 次以上の相互変調積で、そのうちの周波数が n 次において $nf_1 - (n-1)f_2, nf_2 - (n-1)f_1$ と表されるものである。これらの歪み信号は入力周波数の近傍のサイドバンドとして発生する。狭帯域デバイスであるアイソレータにおいて、このような非線形効果が生じるとノイズの発生や混信の原因となるため、現在、相互変調積(以下 IMD)の発生を抑制することが望まれている。

現在、アイソレータ、サーチューレータなどの高周波回路素子に最も多く使用されている磁性材料は、イットリウム-鉄系ガーネット (YIG) である。これは NiZn, MnMg 系などのスピネル型フェライトに比べ、低飽和磁化および高キュリー温度をもち、かつ磁気損失項である強磁性共鳴半値幅(以下 ΔH) が挿いという特徴を有する。さらに YIG は、これまでに先人達により多くの置換系が検討されており、In, Zr, Ti などの置換が ΔH の低減にたいへん有効であることが知られている¹⁾⁻³⁾。

本稿では、材料特性である ΔH とアイソレータ特性である IMD との相関について検討し、IMD の発生がフェライト内のスピノ方向の不均一化に関係があることを見いだしたので報告する。

2. 実験方法

各置換型 YIG フェライトは、飽和磁化が約 1200~1250 Gauss をとるように組成を決定し、一般的なフェライト作製法である粉末冶金法に従い作製した。得られた焼結体試料は、X 線と組織観察により単相であることを確認した。空孔率の異なる試料は、成形時のプレス圧を変えて作製した。

空孔率 p は、焼結体の実効密度 $d_{\text{mes}}(\text{g}/\text{cm}^3)$ をアルキメデス法により測定し、それと理論密度 $d_{\text{rel}}(\text{g}/\text{cm}^3)$ から下記の式を用いて算出した。

$$p = (d_{\text{rel}} - d_{\text{mes}})/d_{\text{rel}}$$

強磁性共鳴半値幅 ΔH は、焼結体からボンド法により直径 1 mm の球状試料を作製し、TE₁₀₆ モード透過型共振器を用いて 10 GHz における値を測定した。

アイソレータ特性である IMD を測定するために、上記の焼結体を所定のサイズに加工して、2 GHz 用分布定数型アイソレータと 900 MHz 用集中定数型アイソレータを作製した。作製したアイソレータは、磁界などの調整を行い、挿入損失および VSWR が良好な値を取るようにした。IMD の測定系を Fig. 1 に示す。入力した 2 信号の周波数は、2 GHz 用分布定数型アイソレータには 1960.0 MHz と 1960.1 MHz, 900 MHz 用集中定数型アイソレータには 960.0 MHz と 960.1 MHz を用いた。信号発生器 (SG) より発生した二つの信号は、電力増幅器 (Amp) により任意の電力に増幅される。増幅された信号は方向性結合器 (DC) により合成され、ミクサであるアイソレータ試料に入力される。入出力電力は、試料前後のパワーメータ (PM) で確認した。アイソレータ試料から出力された信

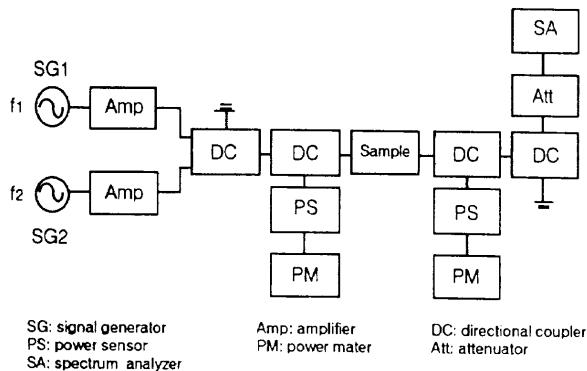


Fig. 1 IMD measurement system.

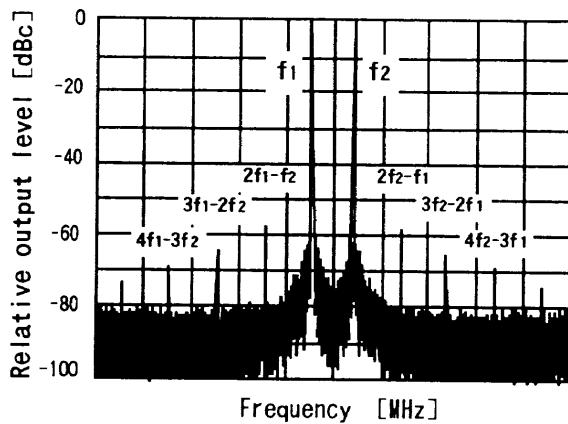


Fig. 2 Example of IMD data.

号は、スペクトラム・アナライザ(SA)で検出される。高周波における歪み測定では、測定系からの歪み信号が問題となる。そのため、スペクトラム・アナライザで 80 dB のダイナミックレンジが得られるように、アナライザ前に減衰器(Att)を用いて、透過の状態で調整を行った。IMD の測定例を Fig. 2 に示す。二つの入力信号を中心左右にサイドバンドが生じ、これらは中央から 3 次、4 次、5 次の IMD である。各次数の歪みのうち 3 次 IMD が最も高い信号レベルをもつことから、本測定において IMD は $2f_1 - f_2$, $2f_2 - f_1$ の 3 次歪みを表すこととする。また、その値は入力信号の絶対レベルに対する相対量で表現し、二つの IMD の平均値をとった。

3. 実験結果および考察

3.1 励磁磁界の影響

アイソレータは、主として YIG フェライトとそれに直流磁場を与えるマグネットにより構成される。マグネットの磁場の強さと IMD の関係を Fig. 3 に示す。IMD の測定には、分布定数型アイソレータを用い、入力周波数は 1960.0 MHz と 1960.1 MHz の 2 信号、入力電力は 1 波当たり 36 dBm で行った。フェライトにかかる実際の磁場の強さは測定が困難であったため、簡易的にマグネットの中心部をガウスマータで測定した表面磁束密度の値を用いた。測定した磁界範囲において、アイソレータの反射損失の変化が入力電力に及ぼす影響は、1% 以下であったため影響がないと判断した。IMD は励磁磁界の減少に従い、-80 dBc から増加することがわかる。

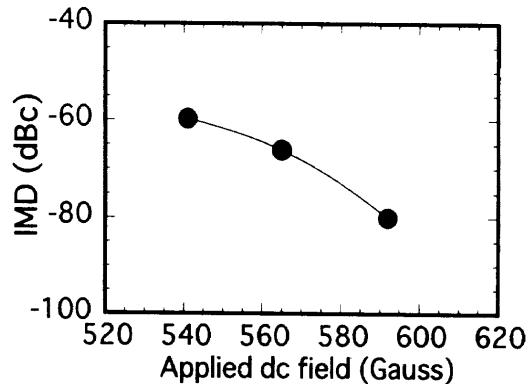


Fig. 3 Relationship between dc field and IMD.

フェライト内のスピン方向は、十分に強い直流磁界中では磁界方向にそろった状態をとる。励磁磁界の減少スピンへの拘束力の減少につながるので、スピン方向が不均一な状態に変化することが予想される。これより、IMD の発生がスピンの不均一化と関係するものと仮定できる。

上記の結果より、十分な励磁磁界を印加した状態でアイソレータを動作させれば IMD の発生を防ぐことができる。しかしながら、設計上の問題および小形化・薄形化の要求により、十分な磁界を印加することができないのが現状である。そこで、材料特性を改善することで IMD の発生を抑えることが望まれる。

3.2 強磁性共鳴半値幅 ΔH の影響

上記の実験の結果、スピン方向の不均一化と IMD の発生とに密接な関係があると仮定すると、スピン方向の不均一化を示す材料特性としては強磁性共鳴半値幅 ΔH との関係が問題となる。 ΔH は空孔まわりの反磁界の影響や結晶磁気異方性の影響によるスピン方向の不均一化と関係する材料特性である。一般に多結晶試料における強磁性共鳴半値幅 ΔH は、下記のように表すことができる。

$$\Delta H = \Delta H_i - \Delta H_p + \Delta H_a \quad (1)$$

ここで ΔH_i は同一組成における単結晶の ΔH , ΔH_p は試料中に存在する空孔による寄与分, ΔH_a は結晶磁気異方性に基づく異方性磁界による寄与分である。単結晶の ΔH は 0.5 Oe 以下といわれており、多結晶の ΔH を議論する場合無視することができる項となる。以下に、 ΔH を ΔH_a と ΔH_p に分離し、各要素ごとに IMD との関係を調べた結果を示す。

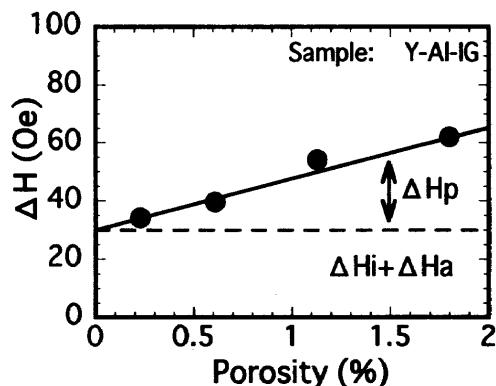
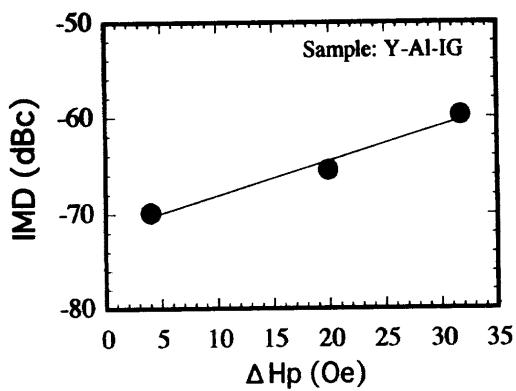
3.2.1 ΔH_p の影響

ΔH_p は、経験的に下記の式より表される⁴⁾

$$\Delta H_p = 1.47(4\pi M_s)p \quad (2)$$

ここで p は空孔率を示す。

空孔率と ΔH の関係を Fig. 4 に示す。式 (1), (2) より切片が ΔH_i と ΔH_a の和分となるため、 ΔH_p は切片との差分となる。分離した ΔH_p の値と IMD の関係を Fig. 5 に示す。IMD の測定には、分布定数型アイソレータを用い、入力周波数は 1960.0 MHz と 1960.1 MHz の 2 信号、入力電力は 1 波当たり 36 dBm で行った。IMD は ΔH_p の増加に従い直線的に増加した。外部から直流磁場を加えたとき、空孔のまわりでは反磁界が生じ、局所的な磁場の乱れによるスピン方向の不均一化が

Fig. 4 Relationship between ΔH and the porosity.Fig. 5 Relationship between ΔH_p and IMD.
(Input power=36 dBm)

予想できる。

一般に強磁性共鳴におけるフェライト内での高周波磁界 h と生じる高周波磁化 m との関係は下記の磁化ベクトルの運動方程式で結ばれる⁵⁾。

$$\frac{dM}{dt} = \gamma(M \times H) \quad (3)$$

$$M = M_0 + m$$

$$H = H_i + h$$

M_0 と ΔH_i は励磁磁界方向成分, m と h はそれと垂直な平面内における高周波成分を表す。 $|m|, |h| \ll |M_0|, |H_i|$ の条件のもとこの式を解くと、高周波磁化 m と高周波磁界 h の関係は、良く知られるテンソル透磁率を用いた線形の関係式で結ばれることになる。しかしながら元来、式(3)の右辺は M と H の積であるから、 m と h は厳密にいえば非線形の関係にあることがわかる。この非線形特性が強く現れるようになるのは、一様にそろったスピンの歳差運動の振幅の増大により、隣接スピン間の相互作用が強まってスピン波への結合が起こる場合である。

強磁性体において最隣接スピンはハイゼンベルグ相互作用によって結合しており、全スピンが平行にそろった場合エネルギーの最も低い基底値をとる⁶⁾。これに従うと、反磁界においてスピンが不均一化した場合、隣接スピン間相互作用は増大することが予想され、局所的にスピン波への結合が起こり透磁率の非線形特性が現れると考えることができる。これより IMD の発生は、局所的に生じた透磁率の非線形特性が現れた結果と考えることができる。

3.2.2 ΔH_a の影響 異方性磁界による増加分である ΔH_a は、

$$\Delta H_a \propto K_1^2 / M_s^3 \quad (4)$$

と表される⁷⁾。ここで K_1 は結晶磁気異方性定数、 M_s は飽和磁化の値を表す。比較する 3 材質の組成系と各特性値を Table 1 に示す。3 材質とも空孔率が等しく、飽和磁化もほぼ同等である。前記の式(2)によれば、空孔率が 0.2% で飽和磁化が 1250 Gauss のとき ΔH_p は約 4 Oe となり、各試料において等しい値を示す。したがって、 ΔH の違いは、In や Zr の置換による磁気異方性の低下の結果、 ΔH_a の値の相違に基づくものである。これより、各材質の ΔH_a は ΔH から 4 Oe 分を引いた値とした。 ΔH_a の異なる 3 材質に関する IMD の電力依存性を Fig. 6 に示す。IMD の測定には、集中定数型アイソレータを用い、入力周波数は 960 MHz と 960.1 MHz の 2 信号で行った。全電力範囲において、IMD は ΔH_a の大きな材質ほど、つまり異方性磁界の大きなものほど IMD が発生していることがわかる。多結晶中では個々の結晶粒が任意の方向を向いているため、異方性磁界の方向も乱雑になり、内部磁場の乱れが形成される。これによりスピン方向が不均一化になり、空孔まわりの反磁場の影響と同様に、スピン間相互作用が増大してスピン波の励起を促し、透磁率の非線形性を増大させたと考えることができる。

Fig. 6 における傾きと ΔH_a の関係を Fig. 7 に示す。全電力範囲において異方性磁界の小さい材質ほど IMD の発生は抑制されたが、電力に対する増加の割合、つまり電力依存性は、異方性磁界が小さいほど依存の度合いが大きいことがわかった。異方性の小さな組成は熱擾乱の影響を受けやすく、Table 1 に示すようにキュリー点が低い。強磁性共鳴において、異方性が小さなことは歳差運動の振幅の増大を招き、ひいてはスピン間相互作用の増大を促し、非線形性が現れる臨界電力が小さいことが知られている。これに従えば、異方性が小さい材質ほど入力電力に対して依存性が大きくなることが説明できる。

異方性を小さくしたことによる ΔH の低減が測定電力範囲で IMD の改善に有効であったのは、異方性によるスピンの不均一化に基づくスピン間相互作用の低減が、歳差運動の振幅に基

Table 1 Compositions and magnetic properties of YIG ferrites

Composition	$4\pi M_s$	Porosity (%)	ΔH (Oe)	ΔH_a (Oe)	T_c (°C)
Y-CaV-IG	1250	0.2	25	21	273
Y-CaV-Zr-IG	1230	0.2	15	11	239
Y-CaV-In-IG	1245	0.2	8	4	208

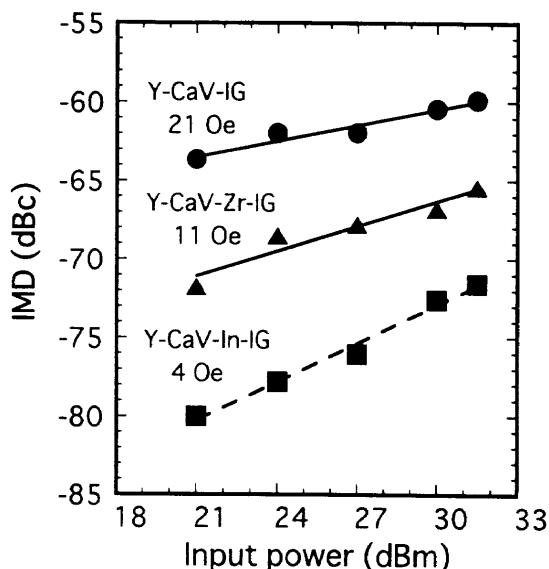


Fig. 6 Input power dependence of IMD for various ΔH_a levels.

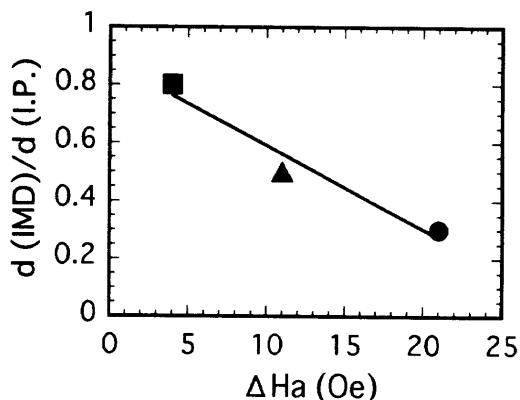


Fig. 7 Slope of IMD against the input power as a function of ΔH_a .

づく本質的な非線形特性の発生よりも有効に働いたためと考えることができる。

上記の結果を受けると、低電力では優れた IMD 特性を示す組成が、電力依存が大きいために高電力側で劣化することが予想される。電力依存性は厳密にいえば、単位体積当たりの量に換算して検討するのが正しく、当然のことながら、大型のアイソレータより小型のアイソレータの方が入力電力の大きさに影響を受けやすい。基地局用アイソレータにおいて、今後さらに小形化が進んだ場合、電力依存の影響は十分考慮する必要がある。

4. 結 論

アイソレータにおける IMD の発生原因について、アイソレータに使用されている YIG フェライトの材料特性という立場から検討を行った。空孔率の増加、結晶磁気異方性の増加により、IMD は発生することがわかった。これは空孔まわりの反磁界や結晶磁気異方性の影響により生じたスピン方向の不均一化が、隣接スピン間の相互作用を増大させ局所的なスピン波を励起し、透磁率の非線形特性が現れたためと予想できる。したがって、IMD の低減には ΔH の低減、つまり空孔率の低減と磁気異方性の小さな材料を用いることが有効である。また、小さな磁気異方性を有する材料組成ほど、IMD の電力依存性が大きい。この異方性の低下に基づく本質的な非線形性の増加の影響は、アイソレータの小形化を進める上で大きな問題となることが示唆される。

文 献

- 1) H. J. Van Hook and J. J. Green: *J. Appl. Phys.*, **39**, 730 (1968).
- 2) W. Simonnet and A. Hermosin: *J. Appl. Phys.*, **49**, 1956 (1978).
- 3) Y. Machida, Y. Nakayama, H. Saji, T. Yamada, and M. Asanuma: *IEEE Trans. Magn.*, **8**, 444 (1972).
- 4) E. Schliemann: *A.I.E.E.*, **91**, 600 (1956).
- 5) 小西良弘: フェライトを用いた最近のマイクロ波回路技術, p. 176 (電子通信学会, 東京, 1972).
- 6) C. Kittel: 固体物理入門 (下), p. 150 (丸善, 東京, 1988).
- 7) E. Schliemann: *J. Phys. Chem. Sol.*, **6**, 242 (1958).

1997年10月27日受理, 1998年2月2日採録