

最近のマイクロ波フェライトデバイスの現状と将来

小 西 良 弘*

Present and Future of Microwave Ferrite Devices

Yoshihiro KONISHI

Recently, Microwave ferrite devices are widely used for the movable communications and the low noise receiver such as satellite receivers. For example, the miniaturized lumped element circulator with ceramic integrated circuit, dual band circulators, isolators and SN enhancers with magnetostatic waves propagating on thin ferrite plate are the main devices. This paper presents the principles and the performances of the devices especially mentioned above together with the historical background.

概論

最近は移動体通信用として、小形集中定数サーキュレータやデュアルバンド化アイソレータのほか、磁性薄膜を用いた静磁波の非直線性を利用した衛星放送受信機用SNエンハンサなどが実用されている。またフェライトの非直線性を用いたソリトン波の性質も研究されている。本稿では歴史的背景をふまえてこれらを述べる。

1 はしがき

マイクロ波フェライトは古くからサーキュレータ、アイソレータ等の非可逆回路や、フェライトの非直線性を用いた高電力リミッタなどに用いられていた。最近は移動体通信用集中定数形サーキュレータがセラミック集積回路により、より小形化され、また移動体通信が1GHzと2GHz帯の2バンドにわたるため、筆者によりデュアルバンド共用のサーキュレータが開発された。また磁気共鳴半値中の小さい薄膜フェライトが出来るようになったため、静磁波の応用としてSNエンハンサが実用化されている。またフェライトのもつ損失を用いた電磁環境用吸収体も開発されている。以下これらを述べる。

まずフェライトのマイクロ波応用に寄与する性質を述べ各種デバイスについて説明する。

2 フェライトデバイス

2.1 フェライトがマイクロ波デバイスに用いられる主な性質

- (1) 低損失高透磁率を有しフェライトアンテナ他コイルなどに用いられる。
- (2) 直流磁界を加えるとテンソル透磁率を有し、これは(イ)ファラデー回転、(ロ)分岐点に挿入して作られる非可逆回路(サーキュレータなど)、(ハ)電界偏位現象、(ニ)静磁モードのフェライト共振器などそれを用いた発振器、(ホ)印加高周波電力が増大すると静磁波からスピン波に変換されて更に熱になるメカニズムの非線形特性を用いた種々のデバイス例えばSNエンハンサがある。
- (3) フェライトが自然磁気共鳴周波数以上で損失項が大きい事を利用した吸収体や電波妨害対策用吸収デバイスなどに用いられる。

2.2 サーキュレータ、アイソレータ(非可逆素子)

(1) 概要

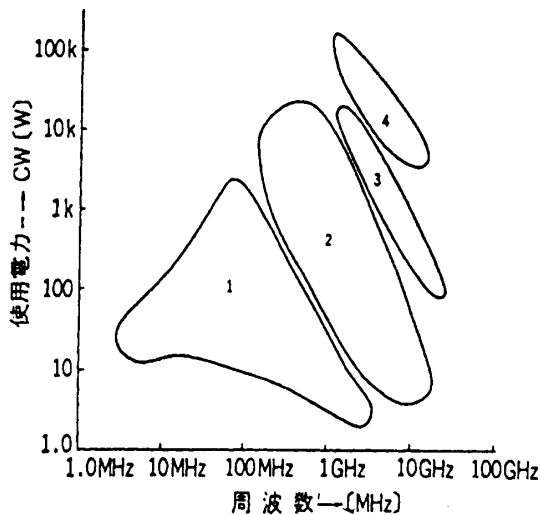
マイクロ波回路には集中定数回路、ストリッ

*本学工学部電子工学科教授
1998年10月13日受理

プライン回路及び導波管があるように、サーキュレータやアイソレータもそれらの回路で1960年以来、種々開発されて来た。

その1例は文献[1]-[9]に示されている。

またこれらのサーキュレータは周波数帯や使用する電力により使いわけられそれを示すと図1のようになる[10]。



- 1 集中定数形サーキュレータ
- 2 分布定数形サーキュレータ
- 3 導波管ジャンクションサーキュレータ
- 4 導波管移相器形サーキュレータ

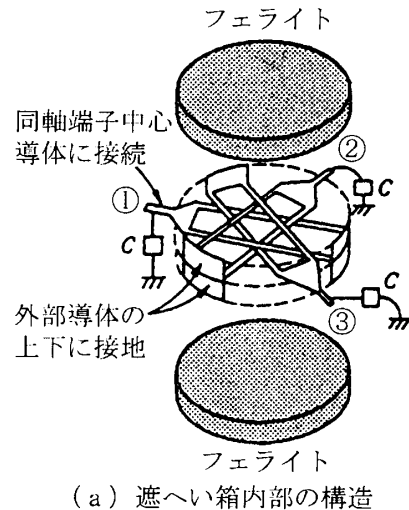
図1 サーキュレータの電力特性

これからわかるように、100MHz帯以下のサーキュレータやアイソレータとしては、おもに集中定数形が使われており、100MHz以上数GHzまでは、集中定数形のほかストリップ線路形が用いられている。また、数GHz～20GHz帯までは、ストリップ線路形および導波管形が用いられている。さらに20GHz以上ミリ波帯にかけては導波管形が用いられている。また許容電力はサーキュレータやアイソレータの種類や構造により異なる。最近是小形な集中定数サーキュレータ[3]が移動体通信とくに携帯電話に使われている。そしてこれらの通信周波数帯も1GHz帯と2GHz帯とに集まっているので、広帯域であるか多チャンネル対応形のものが要求され最近筆者により提案された[11]。今後はこの集積化が進められるであろう[12]。

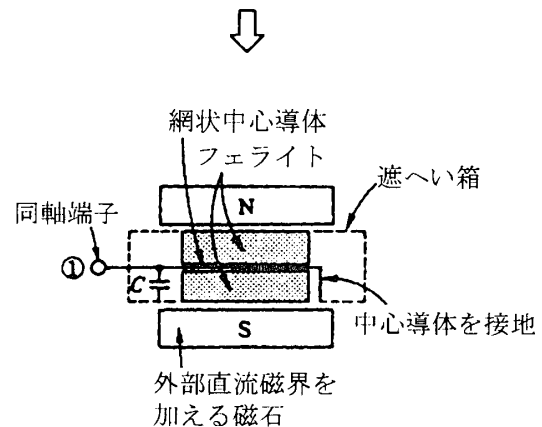
以下これらについて述べる。

(2) 2バンド集中定数サーキュレータ[11]。

従来の集中定数サーキュレータは図2のような構造をしている[3]。



(a) 遮へい箱内部の構造



(b) 端子①と中心軸を含む面内における断面

図2 従来の1バンド集中定数サーキュレータ

このように中央の網状導体構造が上下のフェライトで挿まれ、外部の磁石により直流磁場が加えられている。開孔①、②、及び③が回転励振されたとき、フェライト板に一樣に回転磁界を発生することが、サーキュレータの広帯域、低損失化に必要なので中央の網状構造が用いられる。さてこのサーキュレータの中心周波数 f は図2(a)のコンデンサ C により決まり例えば C と f との関係の実測値を示す

と図3のようになる。

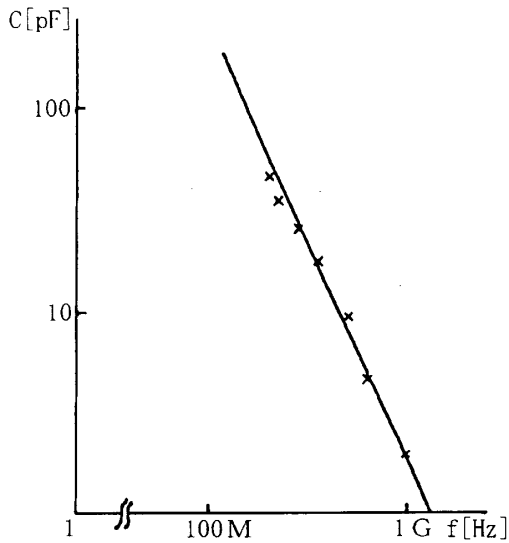


図3 図2のCとfとの関係

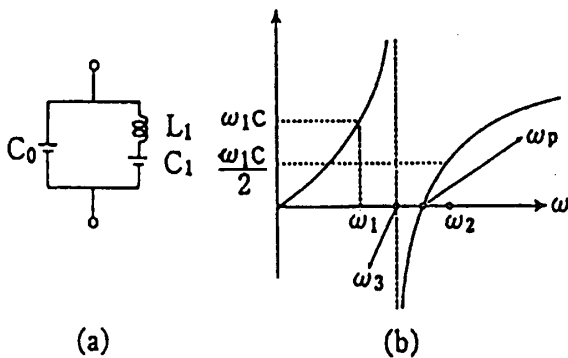


図4 (a)図の回路のサセプタンスの

周波数特性(b)図

いま2つの周波数 f_1 及び f_2 でサーキュレータを実現するには f_1 及び f_2 で必要なサセプタンスを図2の各開孔にCの代りに接続すればよい。いま図4(a)の回路を考えるとそのサセプタンスは同図(b)のようになり、図4(a)の C_0 、 C_1 及び L_1 を適当な値に設計すれば任意の2つの周波数でサーキュレータが実現する。以上が原理であり実際に設計試作された結果を図5に示す。

図5の特性は、飽和磁化500ガウスで直径15mm 厚み1.3mmのフェライト円板を用い、
 $C_0=17[\text{PF}]$ 、 $C_1=9.4[\text{PF}]$

$$f_s(=\frac{1}{2\pi\sqrt{L_1C_1}})=390[\text{MHz}] \text{ として、}$$

$f_1=290\text{MHz}$ および $f_2=580\text{MHz}$ になるように設計したもので、非常によく一致した値が得られている。

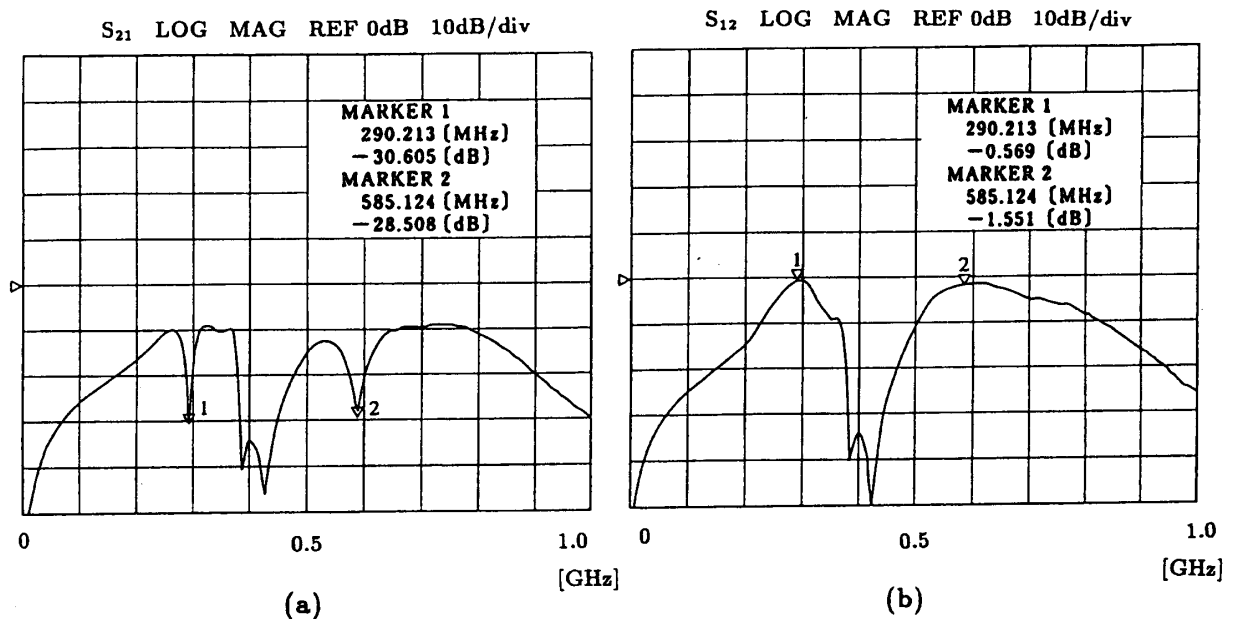


図5 試作した2バンドサーキュレータの特性

(3) 広帯域化と多チャンネル化

従来、集中定数形アイソレータは筆者により提案され[8]、またサーキュレータに関しても同相励振エネルギー注入形[13]や各端子に直列同調回路を挿入する方法[3]など用いられていた。

今後のテーマとしてストリップ線路形や導波管形についても研究する必要がある。この場合、分布定数形になるので、テンソル透磁率をもつフェライト内の電磁界分布からサーキュレータの固有値を求める必要があり、従来筆者により変分近似法で求められ[14]また中心導体が円板の場合H.Bosmaにより求められていた[15]。以上は全て与えられた構造に対する解析であり、今後の広帯域化にあたっては更に新しいアイデアに基いた回路合成が必要である。

また集中定数形サーキュレータの2バンド化に関しては筆者が提案したが[11]、分布定数形に関しては新しいアイデアが必要である。

2.3 静磁モードと静磁波を用いたデバイス

(1) 直流磁界内のフェライトの透磁率

直流磁界 H_{dc} の加えられたフェライトに於て、 H_{dc} に垂直な面の高周波磁界 \mathbf{h} は、テンソル透磁率により高周波磁束密度 \mathbf{b} が次式のように求まる。

$$\mathbf{b} = \bar{\mu} \mathbf{h} \quad \bar{\mu} = \begin{Bmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \quad (1)$$

ここで H_{dc} はZ方向とする。そして \mathbf{h} が H_{dc} の方向に向かって右回り及び左回りの回転磁界としこれを \mathbf{h}_+ 及び \mathbf{h}_- で示すと \mathbf{b} も回転ベクトルとなり

$$\mathbf{b}_{\pm} = \mu_{\pm} \mu_0 \mathbf{h}_{\pm} \quad (2)$$

の如くスカラー量の透磁率となる。この時、右まわり及び左まわりの高周波磁界に対する透磁率 μ_{+r} 及び μ_{-r} を正及び負の円偏波透磁と呼び図6の如くフェライト内の直流磁界 H_0 と角周波数 ω との関数となる。

図6において

$$\omega_m = \frac{|\gamma| M_s}{\mu_0}$$

で M_s は飽和磁化、 γ は磁気回転比また ΔH は磁気共鳴半値幅である。図6からわかるように、 μ_{-r} は常に正であり H_{dc} で変化しないのに対して、 μ_{+r} は $(1-P)H_r < H < H_r$ の範囲で

$$\mu_{+r} < 0 \quad (3)$$

となる。

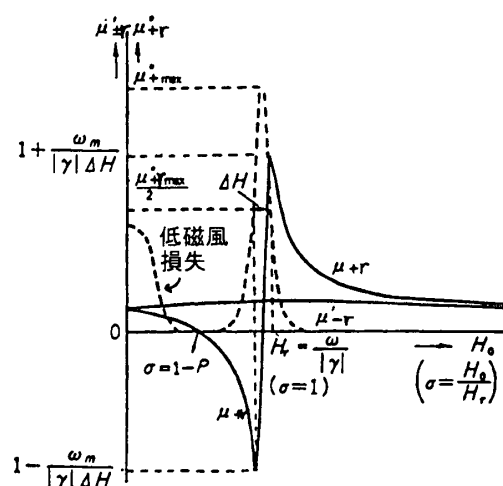


図6 正負円偏波比透磁率の実数部と虚数部

(2) 静磁モード共振器

一般に電磁波の共振器や導波路では電界のエネルギーの時間平均値 \bar{w}_e と磁界のエネルギーの時間平均値 \bar{w}_m とは相等しい。然しながら(3)式のような所では共振器は

$$\left. \begin{aligned} \int_{\tau_1} \mu_{+r} |H|^2 d\tau &= \int_{\tau_2} \mu_0 |H|^2 d\tau \\ \tau_1 &\text{はフェライト内部} \\ \tau_2 &\text{は外部} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

の状態でエネルギー的に釣り合うことができる。これは共振器を取り囲む局面から外にでゆくポインティング電力が零であることから言える。このような場合、 $\bar{w}_e = 0$ となり、従って

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \quad (5)$$

となる。これは静磁界の条件であるから、このような共振器のモードは静磁モードと呼ばれいくつものモードがあり、基本モードは

Kittelにより求められ[16]、図7のような磁束及び磁界の分布をしている[18]。共振角周波数 ω_r は(6)式で与えられる。

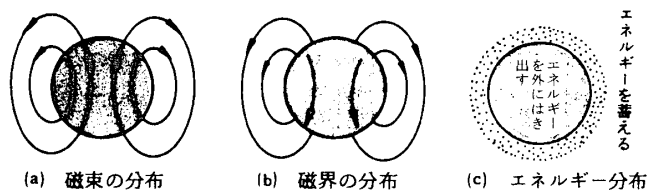


図7 静磁モードの磁束と磁界の分布とエネルギー分布

$$\left. \begin{array}{ll} \text{棒状} & |\gamma|H_0 + \frac{|\gamma|M_s}{2\mu_0} \\ \text{球状} & |\gamma|H_0 \\ \text{円板状} & |\gamma|H_0 - \frac{|\gamma|M_s}{\mu_0} \end{array} \right\} \quad (6)$$

図7でフェライトの形状は回転楕円体で扁平、球状及び棒状のものが多く使われる。扁平は、1GHz以下の低い周波数で出来るだけ内部磁界の強い所で動作し、低磁界損失の影響を少なくするために用いられる。球状は1GHz以上ミリ波帯までに適している。これは共振周波数が印加直流磁界の強さのみにより決まり、フェライトの飽和磁化の影響を受けず、従って温度の影響を受けないため、広く測定器やフィルタに用いられている[19]。またその共振器のQ値は図6の ΔH により

$$Q = \frac{\omega}{|\gamma|\Delta H_{\text{eff}}} \quad (7)$$

により示され、ここで ΔH_{eff} と書いた理由は次の通りである。即ち、図6の低磁界損失が低い周波数帯では H_r の所まで影響し、本来ローレンツ分布をする図6の ΔH の曲線からずれるため ΔH ではなく実効的な値、即ち(7)式を満たす値を採用しなければならない[[10]のp.146及び[18]のp.254]。

現在得られているQ値を図8に示す。この他(5)式の条件のもとにいくつかのモードが計算されており[17]、フィルタを作る

場合、これらの影響をさけるため、通常いくつかの共振器を縦続接続して高次モードを抑制している[19]。

今後の研究課題として以下の事が必要である。

- 1GHz以下でQ値を大にするため低磁界損失の少ない材料の開発が必要で、そのためにはキュリー一点が高く飽和磁化の少ない材料開発。
- ΔH の小さい低コストの材料、そのためにはアモルファス材料で ΔH の小さなものの開発。

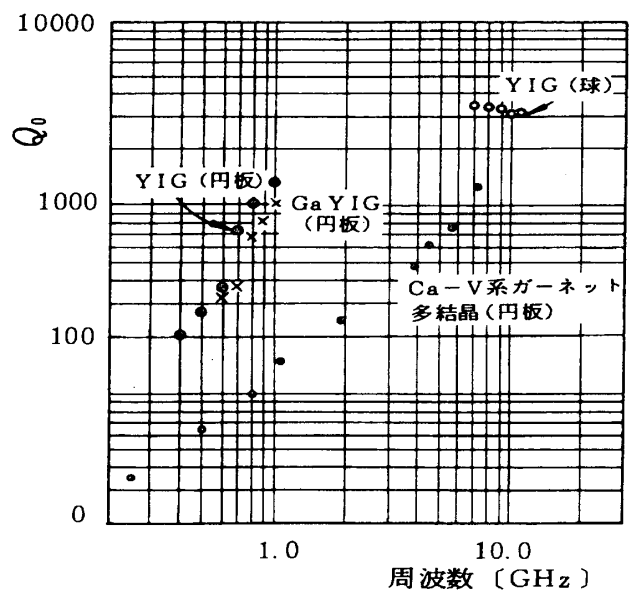


図8 静磁モードフェライト共振器のQ値

(3) 静磁波の性質とその応用

(a) 軸方向に磁化された円筒棒の場合の性質
Fletcher、Kittelにより解析され[20]

$$\left. \begin{array}{l} \omega = \omega_r + \frac{\omega_m}{2} \left(\frac{x_i}{R} \right)^2 \frac{1}{k_z^2} \\ X_2^i = \frac{-K_z^2 R^2}{1 + \frac{\omega_m}{2(\omega_r - \omega)}} \\ \omega_r = |\gamma|H \end{array} \right\} \quad (8)$$

となる。この場合も、静磁モードの場合と同様、 $\mu_{+r} < 0$ の所で、

$$\nabla \times |H| = j\omega \varepsilon E \cong 0 \quad (9)$$

となり、この条件のもとに解析された。静磁波の磁界と磁位の分布は筆者により求められ図9となる[文献[18]のp.254]。

また(8)式より $\omega - k$ の関係を求めると図10の分散曲線が得られる。そして図10より遅延時間 τ を $\tau = d\omega / dk$ として求めると図11が得られる。

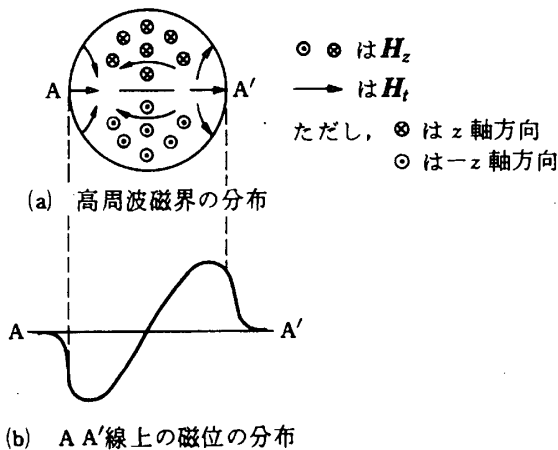


図9 静磁波の磁界と磁位の分布

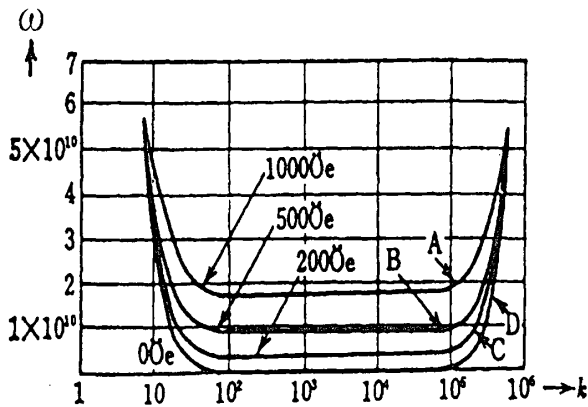


図10 静磁波の $\omega - k$ 曲線

(8)式からわかるように τ は R が小さい程大きくなるが製作に限界がある。そこで最近では薄膜技術の進歩により棒状では半径 R に相当したものを薄膜の厚み d に置き換えて研究されるようになった。これを次に示す。

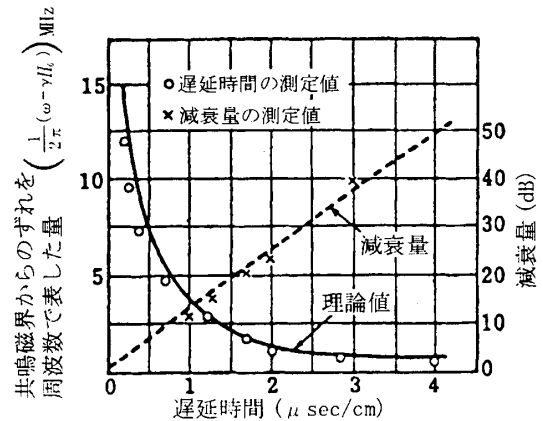


図11 遅延時間と周波数との関係

(b) 薄膜磁性体における静磁波の性質

最近では数 μm ～ 数 $10\mu\text{m}$ のフェライト薄膜が容易にできるようになりそれを用いた静磁波の応用が開発されるようになった[21]。

棒状フェライトの場合から想像がつくように断面の波数が大きくなれば伝播方向の波数も大となり、ひいては遅延時間も増す。一般に磁性薄膜は図12のような構造が用いられ

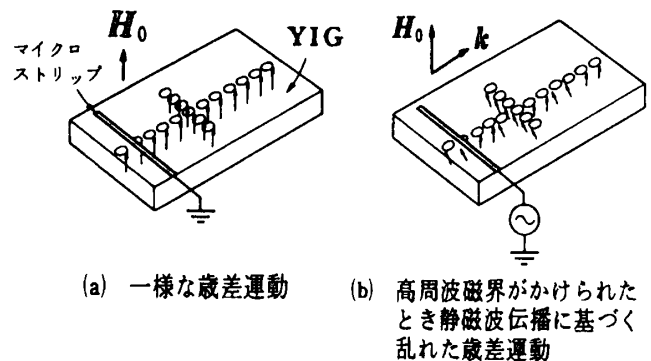


図12 YIG薄膜内の電子スピンによる磁気モーメントの歳差運動

れ、磁性体に直流磁界を加えると、磁界方向に磁化され、次にその磁化に垂直な面内の高周波磁界を加えると、その面内で磁化が生じる。

例えば、磁性薄膜に直流磁界を加えると、図12(a)の矢印のように一様に磁化され、この薄膜に同図のように結合したマイクロストリップに高周波を加えると、同図(b)のように

磁化は矢印の先端で円運動し、その円運動のベクトル \mathbf{m} は波の伝播方向(同図(b)の \mathbf{k} の方向)に沿って変化する。この \mathbf{m} は励振された高周波の周波数で回転(または変化)するので高周波磁化と呼ぶ。

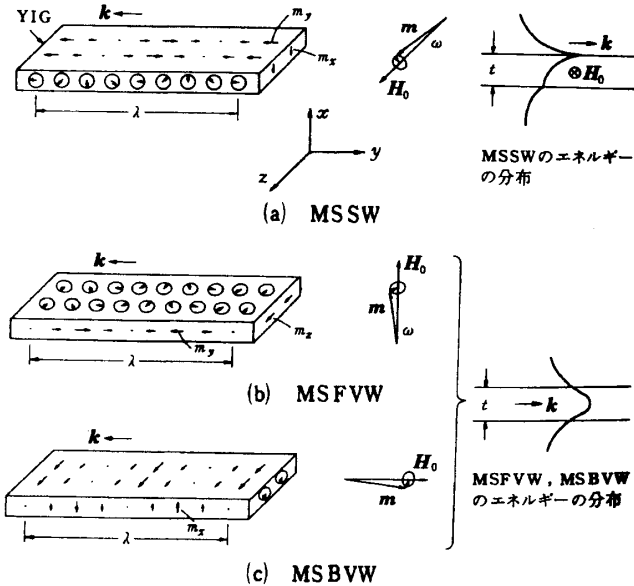


図13 MSWにおけるスピン歳差運動の伝搬

さて直流磁界 H_0 をYIG薄膜面に並行でMSWの伝搬方向 \mathbf{k} に垂直に選ぶと、膜面の表面にエネルギーが集中して、 \mathbf{k} 方向に伝播する表面静磁波モード(Magnetostatic Surface Wave : MSSW)が伝播し[22]、その模様を図13(a)にした。

次に膜面に垂直で \mathbf{k} にも垂直に直流磁界を選ぶと、図13(b)のような体積前進静磁波(Magnetostatic Forward Volume Wave : MSFVW)が伝播する[23]。次に、膜面に平行で \mathbf{k} にも平行に直流磁界の方向を選ぶと、図13(c)のような、体積後退静磁波(Magnetostatic Backward Volume Mode)が伝播する[24]。

YIG薄膜は、通常YIGと格子定数が一致する厚さ $250\mu\text{m}$ から $500\mu\text{m}$ ガドリウム・ガリウム・ガーネット(GGG)ウェハー上に、液相法(Liquid Phase Epitaxy, LPE法)などで作られる。そして、誘電体基板上につくられたマイクロストリップ線路と、図14のように磁

気結合して励振される。

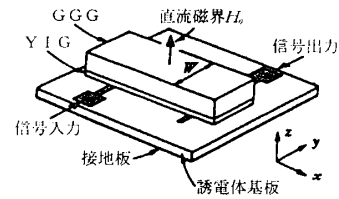


図14 MSW遅延線路の基本構造[57]

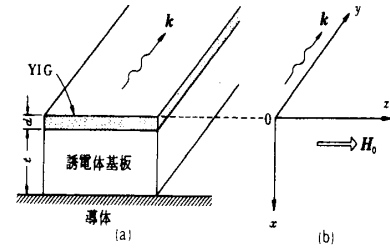


図15 MSSW伝搬のための構造と座標系

いま図13について、境界条件を入れて解いて見ると次式のような分散方程式が求まる[25]。

表面波(MSSW)

$$e^{2kd} = \frac{1}{2(\Omega + \Omega_H) + 1} \frac{1 + (\Omega + \Omega_H)(1 + \tanh(-kt))}{1 + (\Omega + \Omega_H)(1 + \tanh(-kt))}$$

ただし、

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_M}, \quad \Omega_H = \frac{|\gamma|H_i}{\omega_M}, \quad (10)$$

体積前進波(MSFVW)

$$\tan(\sqrt{-\mu}kd) \frac{\mu + \tanh(kt)}{\sqrt{-\mu}\{1 + \tanh(kt)\}} + 1 = 0 \quad (11)$$

体積後進波(MSBVW)

$$\tan\left(\frac{kd}{\sqrt{-\mu}}\right) \frac{\mu + \tanh(kt)}{\sqrt{-\mu}\{1 + \tanh(kt)\}} - 1 = 0 \quad (12)$$

(10)、(11)、(12)式で、図15(a)における誘電体基板の厚み t を ∞ にした場合

表面波

$$\left. \begin{aligned} e^{2|k|d} &= \frac{(2\pi M_s)^2}{(H_i + 2\pi M_s)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} \\ \omega_l &= \omega_M \Omega_l = |\gamma| \sqrt{H_i(H_i + 4\pi M)} \\ \omega_h &= \omega_M \Omega_k = |\gamma| (H_i + 2\pi M) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

体積前進波

$$\left. \begin{aligned} \tan \frac{kd}{2\alpha} &= \alpha, \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \\ \omega_i &= |\gamma| H_i \\ \omega_h &= |\gamma| \sqrt{H_i(H_i + 4\pi M_s)} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

体積後進波

$$\left. \begin{aligned} 2\cot(\alpha kd) &= \alpha - \alpha^{-1}, \quad \alpha = \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \\ \omega_i &= |\gamma| H_i \\ \omega_h &= |\gamma| \sqrt{H_i(H_i + 4\pi M_s)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

となり、(13)(14)及び(15)式はDamonが自由空間中のYIG薄膜について求めた分散式[26][27]と一致する。

またこれらを遅延回路に用いた時の遅延時間 τ は、先述のように $\tau = d\omega/dk$ で求められる。 τ を増やそうとすると、図11で示したように、薄膜の場合も当然増加する。そこで τ と挿入損失の場合につき各々の種類の静磁波に関する一般式を次のように求めた[28]。単位遅延時間当りの挿入損失をLとすると、(14)式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} L &= K \cdot \frac{|\gamma|}{2} \Delta H_{\text{eff}} \\ K &= \mp \frac{\frac{\partial F}{\partial \Omega_H}}{\frac{\partial F}{\partial \Omega}} \quad [-\text{は前進波}, +\text{は後進波}] \\ \text{で} \\ L[\text{dB}/\mu \text{sec}] &= 76.4K \cdot \Delta H_{\text{eff}}[\text{dB}/\mu \text{sec}] \\ K &= 1 \quad (\text{円筒棒}) \\ K &= \mp \frac{1}{2} \frac{1 + \Omega_H}{\Omega} \quad (\text{MSSW}) \\ K &= \frac{\Omega}{\Omega_H} + \frac{\Omega_H}{\Omega} \quad (\text{MSFVW, MSBVW}) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

次に導波路としてのQ値を Q_m とすると

$$Q_m = \frac{\omega}{|r| \Delta H_{\text{eff}}} \quad (17)$$

のようにやはり単結晶の ΔH_{eff} に逆比例する

ことが求まる[28]。

最後にフェライトに加える高周波磁界が或るレベル以上になると、その半分の周波数のスピン波にエネルギーが吸収されるいわゆる副次吸収と、同じ周波数のスピン波に吸収される主吸収とにより飽和現象を生じる。その飽和レベルはSuhlにより解析された[29][30]。

(4) 静磁波の最近の応用

従来遅延線路[21]、共振器[30]及びSNエンハンサ[31]などに提案された。最近はMSSWを2ケ用いたSNエンハンサが開発されている[32][33]。いま2ケのMSSWに異なる大きさをもち各々 180° の位相差をもつ信号を加え、そののち両者を合成する構成である。そして弱い信号の場合合成波が零になるようにする。いま強い信号が一方のMSSWに加わると出力には非直線性により弱まった信号が生じるが、弱い信号が入ったMSSWの出力には非線形がないから弱まらない信号が生じる。従ってバランスのくずれた2ケの信号が合成される故、入力信号が強いと2ケのMSSWの出力合成端子には信号が生じる。ところが雑音のように弱い信号では合成波はあらかじめ出ないように設計されているので零である。よってSN比が改善するという理屈である。

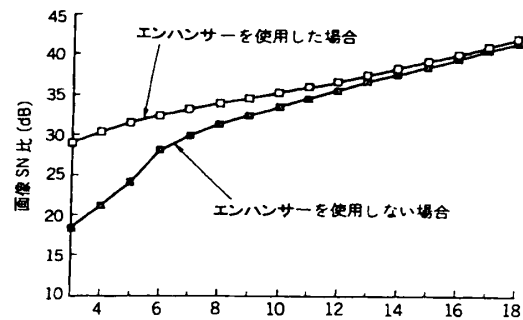


図16 受信CN比(dB)

これを用いて現在衛星放送の受信に用いられ、図16のようにSN比が改善されている[32]。

また筆者により図17のような構造が提案され

た[33][34]。

これは静磁波入力電力 P が静磁波がスピン波に変換される電力 P_c に比べて

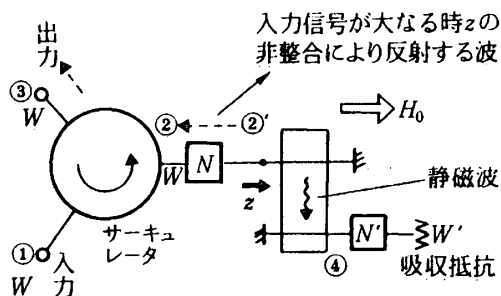
$$P < P_c$$

のとき一定の入力コンダクタンス $G = G_{MSW}$ であったのが、

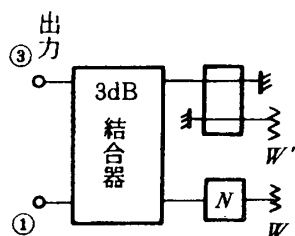
$$P > P_c$$

$$\text{になると } G = G_{MSW} + \frac{P - P_c}{V_c^2}$$

のように G が増大することに着目し[28]、サーキュレータや3dB結合器を用いて(図17)できる事を示したものである。



(a) サーキュレータを用いた方法



(b) 3dB結合器を用いた方法

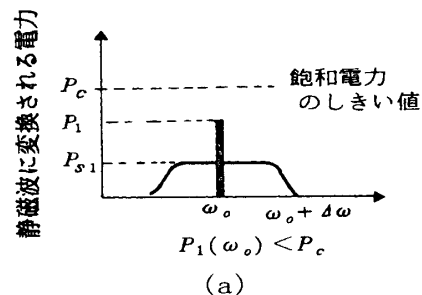
図17 MSSWに加わる電力 P が $P < P_c$ と $P > P_c$ とで変化することを利用したSNエンハンサ[33][34]

以上は、MSSWの出力電力や、入力インピーダンスが入力電力があるレベル P_c 以上になると非直線性を用いるという事実に基づいてエンハンサの動作原理を説明したわけであるが、いまだ少し詳しくその非直線性のメカニズムと現象を説明すると、今後の材料の改善方向が明確になるので以下に述べる。

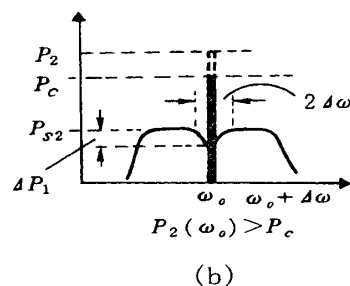
いま、電磁波—静磁波変換器に加えられる電磁波が、角周波数 ω_0 で電力 $P(\omega_0)$ の搬送

波と、これよりも弱い電力 $P_s(\omega_0 + \Delta\omega)$ をもち $\omega_0 + \Delta\omega$ のスペクトラムからなるものとする。

いま入力搬送波電力 $P_1(\omega_0)$ が図18(a)の如く、飽和しきい値電力 P_c に達するまでは $P(\omega_0)$ は全て静磁波に変換される。



(a)



(b)

図18 加える搬送波電力 $P(\omega_0)$ と静磁波に変換される電力(縦軸の実線)及び $P_s(\omega_0 + \Delta\omega)$ との関係

次に図18(b)の如く、搬送波電力 $P_2(\omega_0) > P_c$ となると、図19の如く、静磁波に変換される電力は P_c 以上にはならない。これは静磁波の磁界が $h_c(P_c)$ に相当する磁界の強さ)以上になると、 $\omega_0/2$ のスピン波を発生し、(フェライトの非線形項からくるパラメトリック効果)そのスピン波にエネルギーがとられる為、静磁波の磁界及びそれに伴う磁化が減少しようとする。これは磁化の運動方程式の減衰項になる。そしてこの減衰しようとするのに打勝って増大させるためのエネルギーが電磁波電力 P から供給されてバランスする。尚この $\omega_0/2$ のスピン波のエネルギーは熱として、消耗される。従って P が P_c 以上になると P_c 以上の電力は全てスピン波に供給されることになる。この模様を示したのが、図19である。

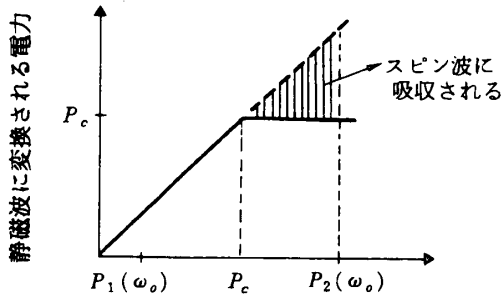


図19 静磁波がスピン波に変換されて、非直線性を生じる模様

さて図18(b)を見ればわかるように $\omega_0 \pm \Delta\omega$ の部分だけが非直線性をうけ、この $\Delta\omega$ は図6の ΔH が小さい程狭く、また、 P が大なる程広いことが報告されている[36]。通常 $\Delta\omega'/2\pi$ は数MHzである。故に衛星放送のFMバンドBのように30MHzの帯域で伝送する場合には $2\Delta\omega' \ll B$ となるから $\Delta\omega'$ の部分によるSNの改善度の劣化は少い。しかしながら今後 $\Delta H < 0.5$ の開発が期待される。

(5) FM変調器への応用

図11からわかるように直流磁界 H_0 を変化すると遅延時間が変化し、従って位相も変化する。この位相変化 $\Delta\theta$ は

$$\Delta\theta = \Delta k \cdot \ell \quad (18)$$

であるから、薄膜静磁波の場合も(10)(11)及び(12)式から(17)式により $\Delta\theta$ を求めることができる。いまMSFVWを用いて Ω と kd との関係を Ω_H をパラメータにして描くと、図20のようになる[28][36]。

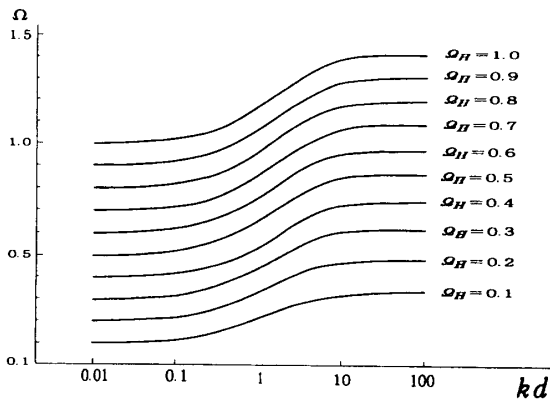


図20 MSFVWの $\Omega - kd$ 曲線

実例として $\Omega_H = 0.2$ $\Omega = 0.38$ に選ぶと、

$$\Delta\theta = -25.225 \frac{\ell}{d} \frac{\mu_0 \Delta H_i}{M_s}$$

が得られる[28]。例えば750ガウスの飽和磁化の材料を用い $d = 20 \mu m$ とすると、10エルステッドの磁界変化で30ラジアン位の位相変化を得る長さ1.784mmとなる。また Ω_H の値から内部磁界 $H_{in} = 0.2 \times 750 = 150$ Gauss、外部磁界 $H_{ex} = H_{in} + N \cdot M_s / \mu_0 = 150 + 750 = 900$ Gauss [ここで N は反磁場係数で薄膜なる故1] が得られる。さらに Ω の値から周波数 f は798MHzとなる。この位相変化は

$$\Delta\theta = \frac{\Delta f}{f_m} [\Delta f \text{ は周波数変位、} f_m \text{ は変調周波数}]$$

の関係で150Hzの変調周波数で4.5kHzの周波数変位を得ることができる。また高周波歪を計算すると0.298%となり、 $\Delta H_{eff} = 1$ エルステッドとすると、伝播損失は13dBとなる[28]。

通常このような低い周波数での位相変化を得るのが困難であるので、今後の実用化に向けての開発に興味がある。

2.4 フェライトの損失項とその応用

フェライトの透磁率の実部 μ' と虚部 μ'' の周波数依存性を図21に示した。このように f が高くなると $\mu'' \gg \mu'$ となり、損失項が大となる。従っていま真空中で L の値をもつインダクタンスにフェライトを装荷させると $j\omega\mu' L + \omega\mu'' L$ となり、 $\omega\mu'' L$ の抵抗が附加される。そして、図21の如く μ'' は ω の増加と共に減少する為 $\omega\mu'' L \simeq \text{一定}$ となる。

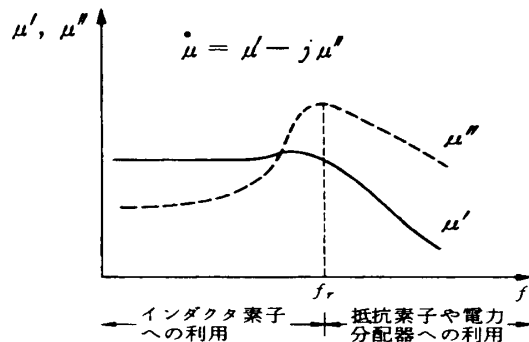


図21 フェライトの複素透磁率の周波数特性

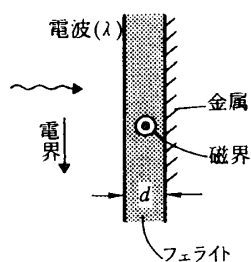


図22 金属板上にフェライトがある場合の構造

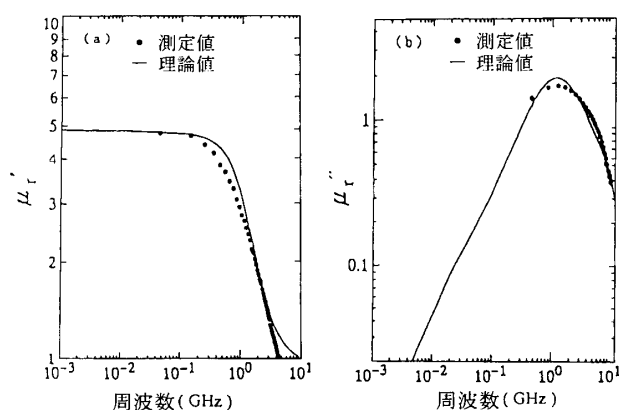


図23 MnZnフェライト粒子をセメントの中に混合した場合の複素実効透磁率の理論値と測定値

さて図22のように金属板上にフェライトを装荷し、それに電波が透射されると金属板上に磁界 H が生じ、それに基づく抵抗が生じる。

TEMモードの場合の入射インピーダンス Z は

$$Z \simeq \frac{2\pi}{\lambda} \mu'' d$$

となる。フェライトを混合した塗料などによる吸収材が種々開発されている。

移動体通信機などの場合、液晶ディスプレイやボタンなどの為にケースに窓や穴がけられる事が多い。このような場合、内部に金属遮へい膜を塗布しても内部にある発振器がプリント基板の金属板を励起し、それが輻射器となって窓やケースのすき間から放射される場合がある。これを防ぐために金属膜上に、フェライト塗料を塗布する方法も有効である。また、プラスチックなどで出来たケース材料の中に、磁性体損失のある材料を混入するのも1つの有効な方法であろう。

今後無線LANなどの普及に対応した吸収体を含む建物の壁なども研究開発されよう。1例として筆

者等はMnZnフェライトを含むセメントの特性を測定すると図23の結果が得られ[37]筆者等の理論値とほぼ一致した結果を得た[35][36]。

また、粒状のフェライト複合体を用いた吸収体が筆者により開発されている。

3. あとがき

以上現状と将来技術について各項目について述べたが、将来は誘電体と磁性体との複合技術による高性能化が、セラミック集積技術及びセラミックスの性質の部分的なコントロールによって行われ、新しい材料素子が開発されよう。例えばセラミックスの一部をフェライトに、残りは誘電材料にする事などの改善技術や、同じ誘電体または磁性体において部分的に特性の異なる定数をもつように、微細にコントロールすることができれば、より新しいものを生む可能性が極めて大きい。それらに対応して回路技術の開発が同時に進められよう。

文献

- (1) B. B. Auld: "The Synthesis of Symmetrical Waveguide Circulators," IRE Trans., MTT-7, p.238~246 (Apr. 1959).
- (2) Y. Konishi: "A High-Power UHF Circulator", IEEE Trans. MMT-15, pp.700~708 (Dec. 1967).
- (3) Y. Konishi: "Lumped Element Y Circulator," IEEE Trans., MTT-13, p.852~864 (Nov. 1965).
- (4) 小西, 星野, 村山: "遅波回路装荷形サーキュレータ", NHK技研, 21, p.12~20 (昭44) .
- (5) C. E. Fay, R. L. Comstock: "Operation of the ferrite junction circulator," IEEE Trans., MTT-13, p.15~27 (1965).
- (6) H. Bosma: "On stripline Y-Circulator at u.h.f," IEEE Trans., MTT-12, p.61~72 (Jan. 1964).
- (7) N. Ogasawara, M. Kaji: "Coplanar-Guide and Slot-Guide Junction Circulator", Electronics Letters, 7, No.9. (Sep. 1971).
- (8) Y. Konishi, N. Hoshino: "Design of a New Broad-Band Isolator," IEEE Trans., MTT-19, p.260~269 (Mar.1971).
- (9) M. E. Hines: "Reciprocal and Nonreciprocal Modes of Propagation in Ferrite Stripline and

- Microstrip Devices", IEEE Trans., MTT-19, p.442~451 (May 1971).
- (10) 小西, "フェライトを用いた最近のマイクロ波技術", 社団法人 電子通信学会 pp.103.
- (11) Y. Konishi, "Proposed Dual Band Lumped Element Circulator", Microwave and Optical Technology Letters, Jan. 1998.
- (12) T. Miura, Y. Konishi, "New Lumped Element Circulator by Ceramic Integrated Circuit Technology", IEEE Trans. on Broadcasting, Vol.41 Sep. 1995 pp.101~106
- (13) 小西, 星野, "集中定数形広帯域アイソレータの設計理論", 電子通信学会論文誌, IECE '70/10 Vol.53-B No.10 pp.598~606
- (14) 小西, "VHF, UHF帯同軸Y分岐サーキュレータの理論と設計法", 電子通信学会論文誌, 第51-B巻第3号 昭和43年3月, pp.102~109.
- (15) H. Bosma, "On Stripline Y-Circulator at u.h.f.", IEEE Trans. MTT-12, 61~72
- (16) C. Kittel, "Excitation of Spinwaves in a Ferromagnet by a Uniform r.f. Field", Phys. Rev. 110. 1958, pp.1295~1297.
- (17) L. R. Walker, "Magnetostatic Waves and Spinwaves", Phys. Rev., 120, 1957, pp.2004~2006.
- (18) 小西, "マイクロ波回路の基礎とその応用", 総合電子出版社 pp.251~254
- (19) 小西, "通信用フィルタ回路の設計とその応用", 総合電子出版社 pp.291~297
- (20) P. C. Fletcher, C. Kittel, "Consideration on the Propagation and Generation of Magnetostatic Waves and Spin Waves", Phys. Rev. 120, pp.2004~2006, Dec. 1960.
- (21) W. S. Ishak and Kok-Wai Chang, "Magnetostatic Wave Devices for Microwave Signal Processing", Hewlett-Packard J., pp.10~ Feb. 1985.
- (22) W. L. Bongianne, "Magnetostatic Propagation in a Dielectric Layered Structure", J. Applied Phys., Vol.43, No.6, June 1972, pp.2541~2548
- (23) R. W. Damon, H. van de Vaart, "Propagation of magnetostatic spin waves at microwave frequencies in a normally magnetized disk," J. Appl. phys., Vol.36, No.11, Nov. 1965, pp.3453~3459
- (24) R. W. Damon, J. R. Eshbach, "Magnetostatic modes of a ferromagnet slab," J. Phys. Chem. Solids., Vol.19 No.3/4 1961, pp.308~320
- (25) 小西, "マイクロ波回路の基礎とその応用", 総合電子出版社 pp.362~363
- (26) R. W. Damon, H. van de Vaart: "Propagation of magnetostatic spin wave at microwave frequencies in a normally magnetized disc," J. Appl. phys., Vol.36, No.11, pp.3453~3459, Nov., 1965
- (27) R. W. Damon, J. R. Eshbach: "Magnetostatic modes of a ferromagnet slab," J. Phys. Chem. Solids., Vol.19, pp.308-320, 1961
- (28) 小西, "最近のマイクロ波誘電体・磁性体デバイスの基礎的性質と開発への展開", 輻射科学研究会 RS91-18 1992年3月
- (29) H. Suhl, "The Theory of Ferromagnetic Resonance at High Signal Power", J. Phys. Chem. Solids., 1. 209, 1957
- (30) E. Huijter and W. S. Ishak: "MSSW Resonators with Straight Edge Reflectors," IEEE Transactions on Magnetism, Vol. MAG-20, pp.1232-1234, Nov., 1984
- (31) J. D. Adam and S. N. Stitzer: "A Magnetostatic Wave Signal to Noise Enhancer", Applied Physics Letters, Vol.36, pp.485-486, March, 1980
- (32) 野本, "2個のMSSWフィルタを用いたS/Nエンハンサとその応用", 電子通信学会 NW91-99 1991年11月
- (33) Y. KONISHI, US PAT 5319325
- (34) Y. KONISHI, "Microwave and Ferrite", Proceedings of International Symposium on Ferrites in Asia '97 pp.355~359.
- (35) Y. KONISHI, US PAT 5168248
- (36) P. R. Emtage and S. N. Stitzer, "Interaction of signal in Ferromagnetic Microwave Limiters", IEEE Trans., MTT-25.3 pp.210~213 1977
- (37) Y. KONISHI and H. KOMORI, "The Performance of Absorbing Materials with Ferrite Grains", Microwave and Optical Technology Letters, Vol.16 No.3 Oct. 1997. pp.156~159
- (38) Y. Konishi, "New Theoretical Concept of Thin Electromagnetic Wave Absorber using Resonant and Scattering Effect of Dielectric and Magnetic Materials." IEEE Trans on Broadcasting, Vol.41, Dec., pp.94-100 (1995)