

FDTD法による準円板共振器の共振特性解析

苔米地 義 郎
松 原 真 理

宇都宮大学教育学部紀要
第64号 第2部 別刷
平成26年(2014) 3月

An Analysis of Resonance Characteristics of a Dielectric Sub-Disk Resonator by the Finite Difference Time Domain Method

TOMABECHI Yoshiro, MATSUBARA Mari

FDTD法による準円板共振器の共振特性解析

An Analysis of Resonance Characteristics of a Dielectric Sub-Disk Resonator by the Finite Difference Time Domain Method

苔米地 義郎*, 松原 真理*

TOMABECHI Yoshiro, MATSUBARA Mari

In this paper, resonance characteristics of a dielectric sub-disk resonator are analyzed by using a finite difference time domain (FDTD) method. In this study, we propose a new disk resonator made up of a rectangular sheet which has a parallel length “t” and two hemi-circular disks. We can find that coupled energy from an exciting wave guide to the new disk resonator depends on a parallel length of the rectangular sheet. We can also confirm numerically that radiation mode is observed along a circumference of the new disk resonator. We investigate a generation of radiation mode qualitatively. Finally, it is necessary for us to propose another type of resonator to establish a better frequency selective element like a band pass filter in millimeter wave range.

1. まえがき

これまでに筆者等は、誘電体円板共振器の共振特性を数値的に解析するために近似変数分離法⁽¹⁾や実効誘電率法⁽²⁾と呼ばれる近似的解析法を提案し、多くの研究成果を挙げてきている。

また、数値電磁解析法のひとつとして知られている時間領域差分法 (Finite Difference Time Domain法, 以下FDTD法と呼ぶ)⁽³⁾を用いて、共振特性の解析も行ってきた⁽⁴⁾。その結果、FDTD法の有効性を示すとともに、過渡的な電磁界の流れを示しかつ、共振電磁界がどのように形成されるかを時系列的に明らかにすることができた。

このように誘電体円板共振器の共振特性を明らかにすることにより、この共振器の励振方法が非常に重要であることが分かった。すなわちこれまでの研究では、円板共振器の近傍に励振及び検出用の誘電体導波路を配置し、分布結合現象により共振器の励振及び共振エネルギーの検出を行ってきた。しかし、円板という形状が制限された場合には、分布結合量は共振器と誘電体導波路の間隔のみに依存して変化するに過ぎない。

そこで本論文では、円板という共振器の形状を少し変形して分布結合量がどのように変化するかを、FDTD法を用いて数値的に解析するとともに最適な共振器の形状を決定しようとするものである。今回解析対象にした誘電体共振器の形状は次のとおりである。すなわち、直径Dの円板(厚さh)を半分に分断し、2つの半円板の間に $D \times t$ (長さ) \times hの直方体を挟んだ形状である。このことにより長さL分が励振用(または検出用)導波路と平行になり、共振器への結合量が多くなると考えられる。このようにすることにより、励振用(または検出用)導波路と共振器の間隔及び長さtが分布結合量を決定することとなる。したがって円板共振器の場合と比べて、決定パラメータが増

* 宇都宮大学教育学部技術教育教室

加し自由度が増えることになる。

すでに報告した⁽¹⁾ように円板共振器にはウィスパリングギャラリモードと称される周方向に伝播する進行波によって構成される固有モードが生起する。さらに、これらのモードは主横電界が半径方向に偏波しているWGEモードと、軸（円筒座標系でZ軸）方向に偏波しているWGHモードに分類される。今回提案する準円板共振器においても同様のモードが存在するが、本論文では、WGEモードに着目をし、FDTD法を用いて解析を進める。

最終的に準円板共振器の共振特性及び近傍の電磁界分布を明らかにし、フィルター等の周波数選択素子への応用について検討する。

2. 解析

従来、筆者等は図1に示す誘電体円板共振器の共振特性について理論的及び実験的研究を行ってきた。そして数多くの成果を報告してきた。図1においてT1から励振された電磁エネルギーは励振側導波路に沿って伝播し、円板共振器との結合部分を通してT2に到達する。さらに円板共振器に乗り移った電磁エネルギーのうち共振モードを構成するものはもうひとつの結合部分により、検出用導波路に乗り移りT4で透過電力として検出される。透過電力をより多く検出するためには結合部での分布結合量を最適にしなければならない。しかしながら円板という構造から、導波路と円板共振器の間隔を変化させることでしか、結合量を制御できない。

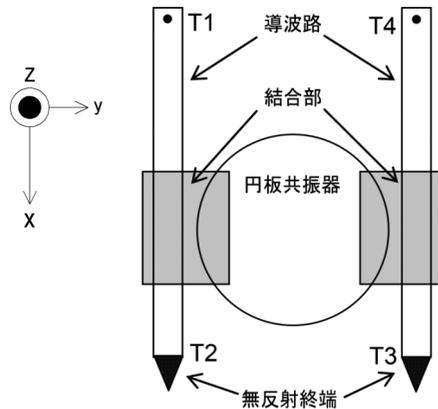


Fig. 1 The dielectric disk resonator

図2に共振時における誘電体円板共振器近傍の電磁界分布を示す。これはFDTD法による数値解析結果である。T1から入射された電磁エネルギーが導波路に沿って伝播し、最終的にT4で出力さ

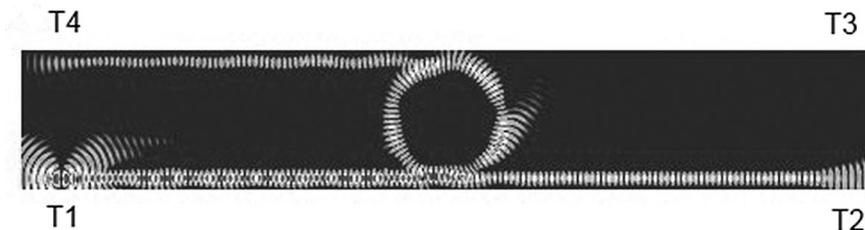


Fig. 2 Electromagnetic field distribution around the dielectric disk resonator

れていることが良く分かる⁽⁴⁾。しかし、この図において、T2の方にも多くのエネルギーが伝播していることが分かる。T2には無反射終端が取り付けられているためT2へ到達したエネルギーは使用されずに捨てられることになり、T4への透過電力が小さくなり効率が悪くなってしまふ。この現象は、図1の結合部の長さが不十分であるため、共振器への結合電力が小さいことに起因する。

そこで本研究では図3に示すように円板に直方体の領域を挟み込むことにより結合部の長さを、

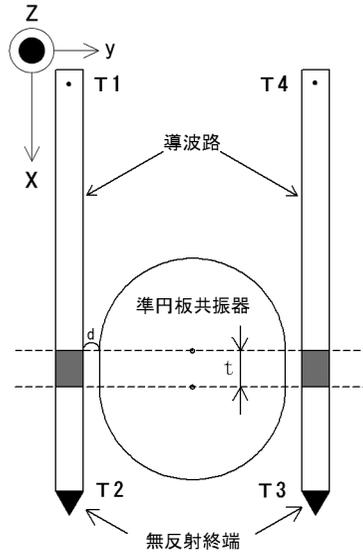


Fig. 3 The dielectric sub-disk resonator

長くし、接合部の長さ t や共振器と導波路の間隔 d を変えたときに共振特性及びT2への電力がどのように変化するかをFDTD法を用いて、明らかにするとともに最適な準円板共振器の形状を模索する。

最初に本論文で用いたFDTD法の概要を示す。(FDTD法の解析方法の詳細は文献(3)に示されている。)従来から用いられてきたFDTD法との大きな違いは、準円板共振器と外側媒質との境界面において準円板共振器の比誘電率を面積近似をして、等価的な比誘電率を算出して解析を行ったことである。すなわち、図4に示すように、本来の準円板の半径 R よりも短い半径 $R1$ と、 R より長い半径 $R2$ を用いて比誘電率の面積近似が必要となる準円板の境界部の判定を、式(1)を用いて行う。図4においてよりうすい灰色のセルが式(1)を満たすセルである。

$$R1 \leq D = \sqrt{\left(i - \frac{nx}{2}\right)^2 + \left(j - \frac{ny}{2}\right)^2} \leq R2 \quad (1)$$

なお、ここで $nx/2$ や $ny/2$ は準円板共振器の中心点の x 座標及び y 座標である。

次に、式(1)を満たすセルについては、さらにそのセルを分割し式(2)を用いて、図5のように、1つのセルの中における面積比をとり、そのセルにおける等価的比誘電率 ϵ_{ref} を定める。本論文では式(2)における分割セル数を100とした。

$$\epsilon_{ref} = \frac{(\text{空気中の比誘電率 } \epsilon_1) \times (\text{半径外のセルの数}) + (\text{導体の比誘電率 } \epsilon_r) \times (\text{半径内のセルの数})}{(\text{分割セル数})} \quad (2)$$

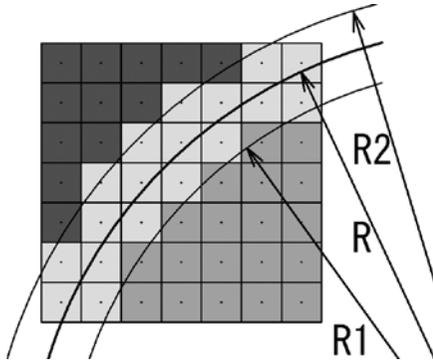


Fig. 4 Discrimination of dielectric constant at every cells

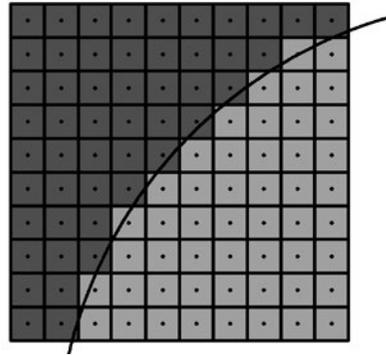


Fig. 5 Decision of dielectric constant by a ratio of area at a cell

本研究で用いたモデリングの寸法図を図6に、詳細仕様を表1に示す。このような比誘電率分布を考慮した場合の準円板と出力導波路との接合部付近の電磁界分布を図7に示す。図7の左側は従来の方法で1セルの長さを0.6mmとしたものである。図7の右側は本論文で用いた手法により得られた結果である。比誘電率を面積比で定めているため比誘電率が段階的に変化している。

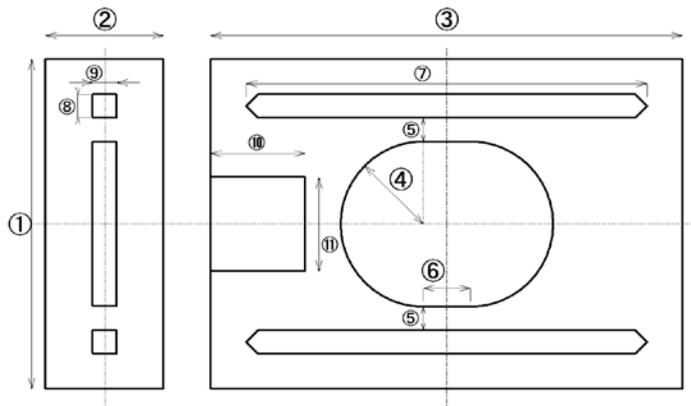


Fig. 6 Map of modeling

Table. 1 Specification of this modeling

	寸法 [mm]	セル数 [cell]
①フィールド 縦 : n y	1 5 2	3 0 4
②フィールド 高さ : n z	3 6	7 2
③フィールド 縦 : n x	6 2 3	1, 2 4 6
④準円板直径 : diameter	8 8	1 7 6
⑤円板, 導波路との間隔 : d	0.5 ~ 4.0	1 ~ 8
⑥準円板直方体 : t	0 ~ 3 0	0 ~ 6 0
⑦導波路 長さ	6 0 3	1 2 0 6
⑧導波路 幅	1 0	1 2
⑨導波路及び準円板の厚さ	1 0	1 2
⑩吸収体 縦	2 0	4 0
⑪吸収体 横	281.5 ~ 266.5	563 ~ 533

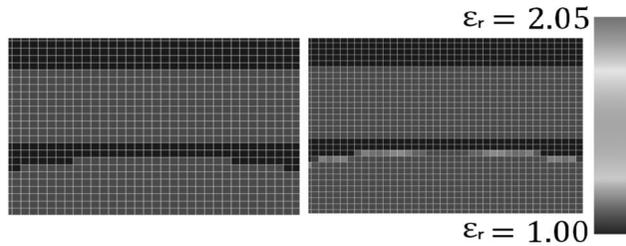


Fig. 7 Dielectric constant distribution near a coupling region
(Left : Conventional 0.6mm cell Right : This work 0.5mm cell)

本研究では準円板共振器と誘電体導波路の材質は四フッ化エチレン（テフロン）で、その比誘電率は2.05としている。またそれ以外の部分の比誘電率は1.0である。

3. 解析結果及び考察

ここでは間隔 $d=0.5\text{mm}$ で結合部の長さ t を 0.0mm から 9.0mm まで 3mm ごとに変化した場合の共振電磁界分布（磁界のZ軸成分）を図8(a)から図8(d)示す。

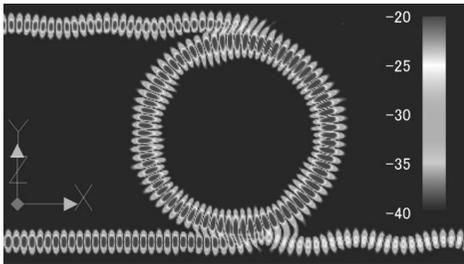


Fig. 8(a) Hz distribution at $t=0\text{mm}$

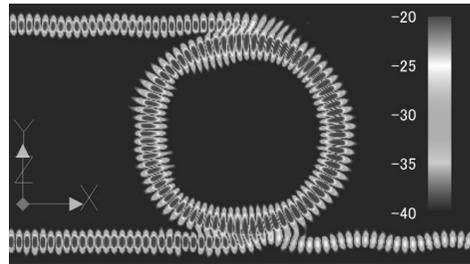


Fig. 8(b) Hz distribution at $t=3.0\text{mm}$

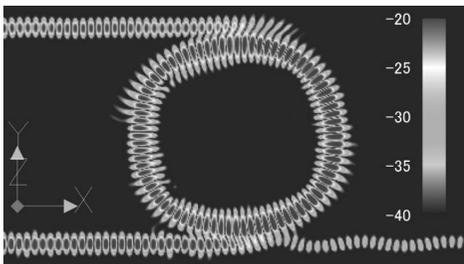


Fig. 8(c) Hz distribution at $t=6.0\text{mm}$

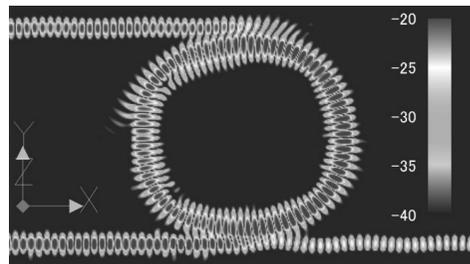


Fig. 8(d) Hz distribution at $t=9.0\text{mm}$

これらの図において、左下が励振点で図3ではT1に相当する。従ってT2は右下になり、出力点であるT4は左上となる。またこれらの図で右側に示されている凡例は磁界強度をdBで表示したもので -20 が一番強く、 -40 に近づくにつれて磁界強度が弱くなることを示している。図8(a)は $t=0\text{mm}$ であるから円板共振器の結果である。この図ではT2への出力も結構強いことが分かる。 $d=0.5\text{mm}$ とかなり導波路と円板を接近して配置しても結合部が短く、十分な結合量が得られていないことが分かる。 $t=3.0\text{mm}$ 、 $t=6.0\text{mm}$ と結合長を長くしていくとT2への出力は徐々に小さくなり、準円板共振器への結合量が大きくなることが分かる。さらに $t=9.0\text{mm}$ とより長くすると今度はT2への出力が大きくなることが分かる。このように $d=0.5\text{mm}$ と間隔が小さい場合には $t=6.0\text{mm}$

程度の結合長であれば、準円板共振器への結合量が最大になると思われる。しかし図8(c)と図8(d)で顕著に表れているが、準円板共振器の外部にやや強い磁界が表れている(円板共振器に比べて)。これは放射現象によるものと思われる。そこで結合部 t を極端に長くした場合の磁界分布の結果を図9に示す。

この図は $t=15.0\text{mm}$ の場合の結果である。これより t が長くなれば放射による共振器外部への磁界成分の漏れが顕著になる。また共振器内部においても磁界の乱れ(図8(a)を比較のため参照)が明らかになりきれいなウィスパリングギャラリモードが生起しているとは言い難い。このような電磁界分布ではいくら T_2 への出力が小さくても無負荷 Q 値が小さくなり、周波数選択素子には使用することはできない。

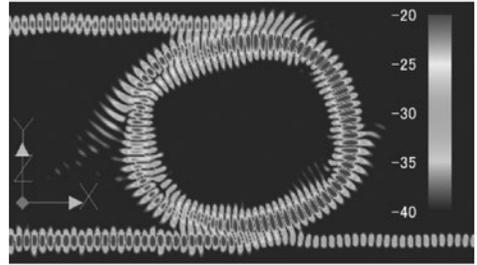


Fig. 9 Hz distribution at $t=15.0\text{mm}$

そこでこのことを踏まえて、もう一度図8(b)と(c)を見てみる。すると、わずかではあるが放射による磁界の外部への漏れが見られる。今回、図3に示したような準円板共振器を提案したが高い無負荷 Q 値は期待できない。そこで次に図3に示した構造では放射による外部漏れいがなぜ生じるのかについて定性的に述べる。

4. 放射モードの発生に対する定性的説明と結論

図10は準円板共振器の周方向に伝搬するウィスパリングギャラリモードと放射モードを説明するための図である。この図で太い実線は準円板共振器で、細い実線は準円板共振器と同じ周長を持つ等価的な円板共振器である。また放射状に描かれた破線はウィスパリングギャラリモードの等位相線である。準円板共振器で円の部分の半径を r とし、等価円板の半径を R とする。当然 $R > r$ である。

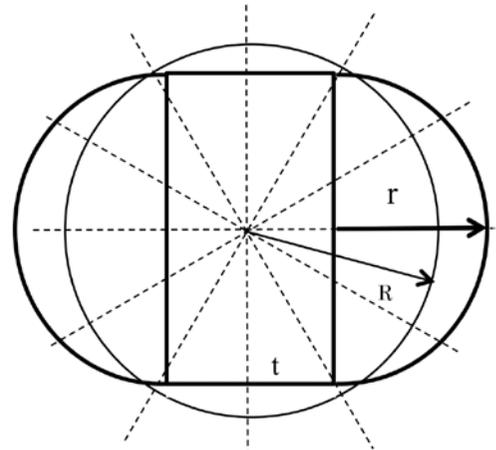


Fig. 10 Sub-disk Resonator and planes of constant phase

ここで簡単にウィスパリングギャラリモード共振において放射モードが発生する現象を定性的に述べる。いま、円板共振器として半径 R の円板を考える。円板共振器の周方向に伝搬するエネルギーの一部は円板の外側媒質を周方向に伝搬する。カットオフ状態から遠く離れている場合には外側媒質のエネルギーは非常に小さいが、必ず存在する。そして電磁界強度は外側に行けばいくほど、指数関数的に小さくなる。ところが、円板中心から遠く離れれば離れるほど、周方向伝搬定数 β は小さくなる。また、 β と周方向位相速度 v_p には、次のような関係がある。

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (3)$$

そこで、式(3)により β が小さくなると v_p は大きくなる。(ω は一定とする。) このことにより円

板中心から遠く離れた場所では、 v_p は非常に大きくなる。しかしながら電磁波の速度は光速よりも大きくなることはできないので、周方向には伝搬できずに半径方向に伝搬する放射モードが発生することになる。

以上の現象を踏まえて、図10の準円板共振器の放射モードの発生を検討する。共振次数が一定の場合には、等価円板（図10中の細線で描かれた円板）と準円板共振器の共振周波数はほぼ同じである⁽⁵⁾ことが実験的に知られている。共振角周波数がほぼ同じであるため、等価円板と準円板共振器に生起するウィスパリングギャラリモードの等位相線は、ともに図10の破線のようになる。半径R近傍の円周に沿って進む進行波はウィスパリングギャラリモードを構成し、放射界は非常に小さい。一方準円板共振器では、直線部分では原点からの距離がRより小さいため、位相速度 v_p はより小さくなり放射現象が起こらない。しかし、半径rと示された太い矢印近傍領域では原点からの距離が $r+t/2$ となりRより大きくなってしまい、位相速度が大きくなり放射現象が生じやすくなってしまう。さらにその近傍では曲率半径がrとRよりも小さくなっている。従って、より急激な曲り部分をより高速で通過しようとするため、放射現象が生じるものと思われる。

以上が本研究で提案した準円板共振器は放射現象を生じやすいという定性的な説明である。今後はより結合量が多くかつ放射現象が生じにくい構造の共振器を提案する予定である。

参考文献

- (1) 苦米地義郎, 松村和仁; “誘電体円板共振器のウィスパリングギャラリモードの共振特性について”, 電子情報通信学会論文誌 (C-1), Vol.J75-C-1, No.11, pp.687-639 (1992)
- (2) Y. Tomabechi, Y. Kogami and K. Matsumura; “A novel analysis for eigenvalues of a dielectric disk resonator with a high dielectric constant”, Proc. of the 26th European Microwave Conference, Vol.2, pp.726-729, Sept., Czech Republic (1996)
- (3) 宇野亨; “FDTD法による電磁界およびアンテナ解析”, コロナ社, (1998)
- (4) 苦米地義郎, 小野勝也, 松原真理; “差分時間領域法による誘電体円板共振器の共振特性解析”, 宇都宮大学教育学部紀要, Vol.61, Pt.2 (2011)
- (5) 磯健人; “誘電体準円板共振器の共振特性に関する実験的研究”, 宇都宮大学教育学部技術教育専攻卒業論文, 2013 3月

