

平成24年度 修士論文

マイクロ波を用いた円形金属管内部における変形検出の試み

指導教員 本島 邦行 教授

群馬大学大学院工学研究科

電気電子工学専攻

米田 佑樹

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	概要と周辺理論	3
2.1	高周波回路理論	3
2.1.1	S パラメータ	3
2.2	電磁波伝搬理論	5
2.2.1	導波管	5
2.2.2	伝搬モード	5
2.2.3	遮断周波数	6
第 3 章	数値解析法	7
3.1	FDTD 法とは	7
3.1.1	差分法	7
3.1.2	Maxwell 方程式	8
3.2	3次元 FDTD 法	9
3.3	吸収境界条件	13
3.4	負荷インピーダンス	18
3.5	離散フーリエ変換	20
第 4 章	数値実験	22
4.1	試験体のモデリング	22
4.1.1	金属管と導波機構	22
4.1.2	矩形/円形導波管変換器	23
4.1.3	モーフィング	23
4.1.4	ピクセライズ	24
4.1.5	試験体の 3D モデル	26
4.1.6	電気的特性の再現	26
4.2	管内モード形状の確認	27
4.3	反射特性の確認	28
4.3.1	無変形状態	28

4.3.2	変形部の表現	30
4.3.3	管内変形位置の考慮	30
4.3.4	直上に発生した変形	31
4.3.5	斜めに発生した変形	31
4.3.6	真横に発生した変形	32
4.4	数値実験に対する考察	32
第5章	実測実験	34
5.1	実測実験環境	34
5.2	反射特性の確認	35
5.2.1	無変形状態	35
5.3	変形部の表現	36
5.3.1	直上に発生した変形	37
5.3.2	斜めに発生した変形	37
5.3.3	真横に発生した変形	38
5.4	実測実験の考察	39
5.5	大規模に発生した変形	39
5.5.1	無変形状態	40
5.5.2	直上に発生した変形	40
5.5.3	斜めに発生した変形	41
5.5.4	真横に発生した変形	42
5.6	加圧試験の考察	42
第6章	より微小な変形検出の試み	44
6.1	校正方法の変更	44
6.2	反射特性の確認	45
6.2.1	無変形状態	45
6.2.2	直上に発生した変形	46
6.3	リップル幅の考察	47
第7章	変形位置特定の試み	48
7.1	伸長方向に対する検討	48
7.1.1	簡易モデルを用いたリップル発生原因の考察	48
7.1.2	変形位置とリップル幅の関連付け	50
7.2	円周方向に対する検討	50
7.2.1	管内伝搬モードの特性	51
7.2.2	回転を伴う実測実験	51
7.2.3	カラーマップを用いた変形部見積もり	51

第 8 章	結論	54
第 9 章	今後の課題	55
	謝辞	56
	参考文献	57

第1章

序論

多くの工場・工業プラントなどで使用されている配管設備は長期に渡る使用によって起こる経年劣化や、災害などの外的要因が原因でその形状に変形が生じることがある。配管設備の不全によって引き起こされる事故は時として死者を伴う凄惨な事故につながる恐れがあり、未然予防のための管内検査技術の必要性が叫ばれている。

現在、管内検査技術として多くの手法が提案されている。例として管内に自走式のロボットを走行させ、内部の変形を発見するもの [1][2] や、配管の壁面を長距離に渡って伝搬するガイド波を用いたもの [3] が挙げられる。前者は極めて高精度な欠損調査が可能であるが、長大な配管設備の検査には膨大な時間を必要とするという欠点がある。また、後者はガイド波を伝搬させるための接触子を配管にあてがう必要があるため、配管が断熱材などの被覆に覆われている場合、検査が困難になるという欠点がある。

これらの背景を踏まえた上で、本研究ではマイクロ波の伝搬を使った新たな管内検査技術の提案を行う。本手法では、配管設備である円形金属管を、高周波信号の伝搬に用いられる導波管に見立て、管路内を伝搬するマイクロ波の伝搬特性を解析することによって内部の変形の見積もりを行う。内部に生じた変形は伝搬特性の主に反射特性 (S_{11}) に大きな影響を与えることが先行研究によって判明しているため、本稿でも主に反射特性に焦点を絞った解析を行うことにする。

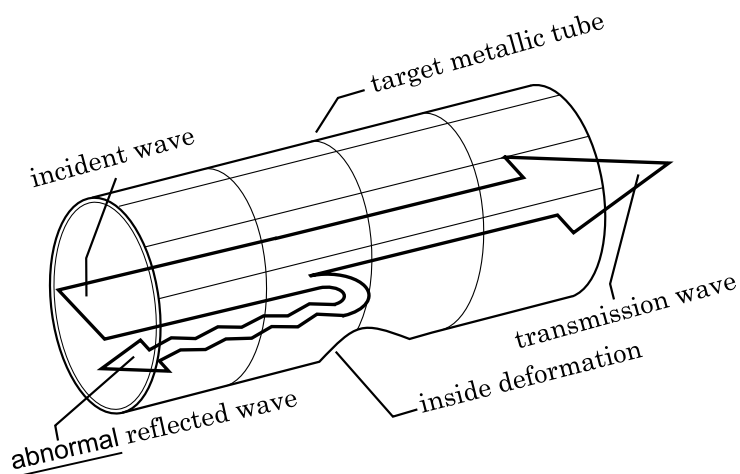


図 1.0.1 提案する手法の概要

マイクロ波を用いた検査法については、既に何点か技術的報告 [4][5] がなされているが、前者は極めて大規模な金属管潰れに対する検出であり、実際の検査に応用するのは難しい。また、後者は管の伸長方向あるいは円周方向に生じたスリットの検出にとどまっており管内部に生じた変形に対するアプローチはなされていない。

本稿では、まず円形導波管内における電磁波伝搬理論について記述を行いその特徴を明らかにした上で、理論の確認に用いる数値解析法について記述する。続いて、数値実験と実測実験、両者の観点から管内に生じた変形をマイクロ波を使って検出可能かどうかの検討を行う。最後に、これらの検証を土台に、より高精度かつ変形部の位置の見積もりが可能な検査法の提案を行なっていく。

第 2 章

概要と周辺理論

本章では，提案する手法の概要を記述した上で，手法の正当性評価に用いる高周波回路理論，管内における電磁波伝搬理論などについて記述する。

2.1 高周波回路理論

2.1.1 S パラメータ

低周波回路において回路の特性を示す場合，インピーダンスあるいはアドミタンスを基にした Z パラメータ，Y パラメータなどが広く利用されている。このようなパラメータを利用することによって回路をブロックとして考えることが出来，回路全体の見通し向上に繋がる。

しかし，高周波領域においては，Z パラメータ，Y パラメータの構築に必要な回路の電流・電圧を測定することが困難になる。直流回路であれば電圧計やマルチメータを，低周波回路であれば，オシロスコープを用いることで，電圧の測定が可能である。一方，高周波回路においてはオシロスコープなどのプローブが持つインピーダンスの影響により，正確な電圧の測定が困難になる。そこで，電圧・電流に変わり高周波領域でも正確に測定できる量として電力を採用し，これを基にパラメータを構築する。

高周波回路において多端子対回路の各端子対から出入りする波の振幅・位相の関係を表すパラメータを S パラメータ (Scattering Parameter; 散乱行列) と呼び，これらの各要素は各端子における電力によって定義される。

ここに，一般的な二端子対回路を考える。

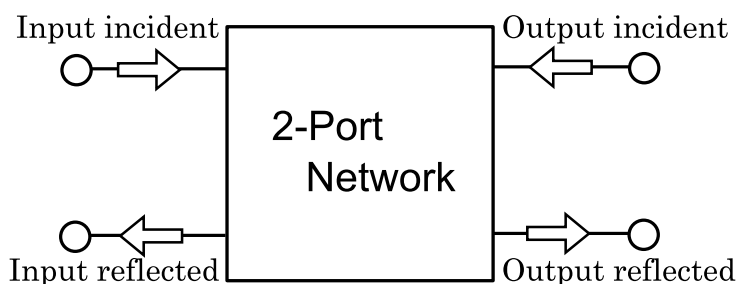


図 2.1.1 二端子対回路

各端子の電圧 v_n と電流 i_n はそれぞれ進行波 \vec{v}_n, \vec{i}_n と後退波 $\overleftarrow{v}_n, \overleftarrow{i}_n$ の和で表される。すなわち

$$v_n = \vec{v}_n + \overleftarrow{v}_n \quad (2.1.1)$$

$$i_n = \vec{i}_n + \overleftarrow{i}_n \quad (2.1.2)$$

ここで、入力波 a_n と出力波 b_n を次式にて定義する。

$$a_n = \frac{\vec{V}_n}{\sqrt{Z_0}} = \vec{i}_n \cdot \sqrt{Z_0} \quad (2.1.3)$$

$$b_n = \frac{\overleftarrow{V}_n}{\sqrt{Z_0}} = \overleftarrow{i}_n \cdot \sqrt{Z_0} \quad (2.1.4)$$

ただし、(2.1.3)、(2.1.4) 式中の Z_0 は回路網に接続する伝送線路の特性インピーダンスを表す。

(2.1.3)、(2.1.4) 式の両辺を二乗すると、

$$|a_n|^2 = \frac{|\vec{V}_n|^2}{Z_0} = |\vec{i}_n|^2 \cdot Z_0 \quad (2.1.5)$$

$$|b_n|^2 = \frac{|\overleftarrow{V}_n|^2}{Z_0} = |\overleftarrow{i}_n|^2 \cdot Z_0 \quad (2.1.6)$$

の関係が得られ各端子から流入する電力 P_n は

$$P_n = |a_n|^2 - |b_n|^2 \quad (2.1.7)$$

で表される。

a_n と b_n は複素量であるため、振幅と位相の情報を持っており、絶対値の2乗がそれぞれ流入方向、流出方向の電力を表している。

さきにあげた S パラメータとは、 a_n と b_n の関係を定義したものであり、 a_1 を入力入射電圧、 b_1 を入力反射電圧、 a_2 を出力入射電圧、 b_2 を出力反射電圧として次式で定義される。

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (2.1.8)$$

ここで、S パラメータの各要素は

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \text{入力反射係数} \quad (2.1.9)$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad \text{順方向伝達係数} \quad (2.1.10)$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad \text{逆方向伝達係数} \quad (2.1.11)$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad \text{出力反射係数} \quad (2.1.12)$$

を示している。

さらに一般的な n 端子対回路網では以下の様な定義がなされる。

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{n1} & \cdots & S_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix} \quad (2.1.13)$$

2.2 電磁波伝搬理論

2.2.1 導波管

導波管とは、主に高周波の信号に用いられる中空の金属管である。導波管は一般的に方形または円形の形状を有しており、電磁波は導波管の寸法、周波数に応じた電磁界を形成しながら管路内を伝搬する。

導波管は、特性上、伝搬損失が少なくまた大電力にも使用出来る点から放送局におけるアンテナへの給電などに広く利用されている。

本稿では、提案する手法の対象から、円形導波管に着目した記述を行う。

2.2.2 伝搬モード

導波管内を伝搬する電磁波は、その周波数から決定される固有の形状を保ったまま管内を伝搬し、その形状を電磁波伝搬モードと呼ぶ。

ここに、半径 a の円形導波管における基本モード TE_{nm} モードの各電磁界成分は、円筒座標系において以下の式で与えられることが知られている。

$$\begin{cases} E_\rho = Z_H H_\phi \\ E_\phi = -Z_H H_\rho \\ E_z = 0 \\ H_\rho = -j \frac{H_0 k_z a}{p'_{nm}} J'_n \left(\frac{p'_{nm}}{a} \rho \right) \cos n(\phi - \phi_n) \\ H_\phi = +j \frac{H_0 k_z a}{p'_{nm}} \frac{na}{p'_{nm} \rho} J_n \left(\frac{p'_{nm}}{a} \rho \right) \sin n(\phi - \phi_n) \\ H_z = H_0 J_n \left(\frac{p'_{nm}}{a} \rho \right) \cos n(\phi - \phi_n) \end{cases} \quad (2.2.1)$$

式 (2.2.1) 中の Z_H は導波管内のインピーダンス、 H_0 は磁界の大きさから決定される定数、 k_z は進行方向の波数、 n, m はモードによる固有値を表す。また、 J_n, J'_n は Bessel 関数およびその微分を示しており、 p'_{nm} は $J'_n = 0$ の m 番目の根である。式 (2.2.1) において $m = 1, n = 1$ 、すなわち TE_{11} モードによって与えられる電磁界分布をベクトル場として図示したものを図.2.2.1 に示す。

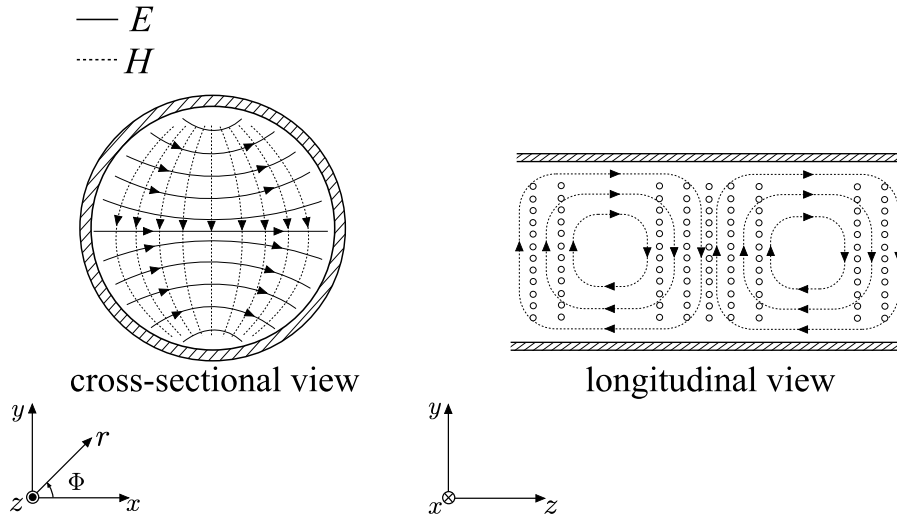


図 2.2.1 TE_{11} モードにおける電磁界分布

高次モードが混在した場合に管内の解析が困難になるという理由から，本稿では，予め扱う周波数を制限することで円形導波管の基本伝搬モードである TE_{11} モードのみを扱うものとする。

2.2.3 遮断周波数

導波管における電磁波伝搬においては，導波管の寸法によって決定される遮断周波数が存在しており，遮断周波数以下の電磁波は内部を通過できないという特徴がある。

TE_{11} モードの固有値である p'_{11} は， $p'_{11} \approx 1.8412$ であるため，管内の媒質を真空とし，光速度を c とすると，半径 a [mm] における円形導波管の遮断周波数は

$$f_{cutoff} \approx \frac{1.8412c}{2\pi a} = \frac{87.9}{a} [\text{GHz}] \tag{2.2.2}$$

で与えられる。

第3章

数値解析法

本章では、主に電磁界解析の有力な手法とされる FDTD 法とその周辺理論について記述を行う。

3.1 FDTD 法とは

本研究における、数値実験手法として FDTD 法を用いる。FDTD 法 (Finite-difference time-domain method) とは、Maxwell 方程式を差分化し時間領域で解く電磁界解析の手法である。

FDTD 法ではまず波源を囲むように解析領域を設定し、解析領域全体を微小な直方体 (セル) に分割する。分割した全セルに対して Maxwell 方程式を適用することで電界、磁界を求めていく。

FDTD 法の特徴は、最終的な結果とその結果に至るまでの時間領域での電磁界の変化を観察できることにある。

3.1.1 差分法

連続な二変数関数 $f(x, t)$ があるとする。このとき f の x での微分 $\frac{\partial}{\partial x}$ は次式で定義される。

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x, t)}{\Delta x} \quad (3.1.1)$$

しかし、コンピュータを用いて計算する際に (3.1.1) 式の $\lim_{\Delta x \rightarrow 0}$ といったような極限を表現する術がない。そこで (3.1.1) 式から極限部分を取り除き

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x, t) - f(x, t)}{\Delta x} \quad (3.1.2)$$

とする。ただし、 Δx は、出来るだけ小さな値をとらなければいけない。これを差分と呼ぶ。差分を用いることで微分方程式をコンピュータを用いて解くことが可能である。差分にはいくつかの種類があり、具体的には図.(3.1.1) に分類される。

実際の微分で得られた傾きと比較すると、中心差分の精度がもっとも良いのは明らかである。FDTD 法では、電界、磁界の配置上の都合及び精度の良さという理由で中心差分を用いる。

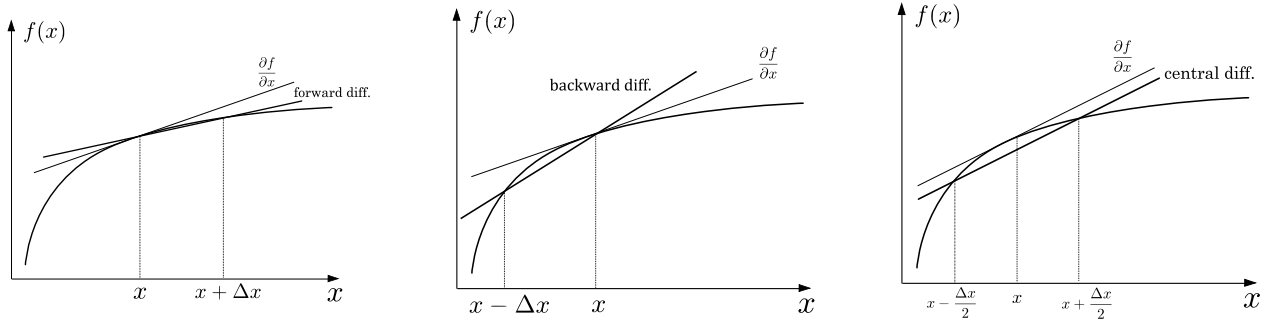


図 3.1.1 差分の分類

3.1.2 Maxwell 方程式

いま，電界を E [V/m]，磁界を H [A/m]，電束密度を D [C/m²]，磁束密度を B [T]，電荷密度を ρ [C/m³]，電流密度を J [A/m²] とする。Maxwell 方程式は以下で表される。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (3.1.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.1.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.1.6)$$

ϵ を誘電率， μ を透磁率， σ を伝導率として (3.1.3)，(3.1.4) 式に $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ ， $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ， $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ を代入すると以下の式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.1.8)$$

(3.1.7)，(3.1.8) 式を成分ごとに分解する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \sigma E_x + \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \sigma E_y + \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \sigma E_z + \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

FDTD 法では，これらの成分分解を施した式に対して差分式を考えていく。

3.2 3次元FDTD法

FDTD法を用いた3次元空間における電磁界解析手法について、その理論式の導出を行う。
 前述した成分分解されたMaxwell方程式は

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (3.2.1)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (3.2.2)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (3.2.3)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (3.2.4)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (3.2.5)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (3.2.6)$$

で与えられる。

まず(3.2.1)式にある E_x の差分化を考えてみる。(3.2.1)式を $(x, y, z, t) = \left(i + \frac{1}{2}, j, k, n + \frac{1}{2}\right)$ で差分すると

$$\frac{E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\epsilon} \left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right\} \quad (3.2.7)$$

$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)$ について整理すると、

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) &= E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\ &+ \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right) \right\} \\ &- \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta z} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.8)$$

が得られる。

同様の手順で

- (3.2.2)式を $(x, y, z, t) = \left(i, j + \frac{1}{2}, k, n + \frac{1}{2}\right)$

- (3.2.3) 式を $(x, y, z, t) = \left(i, j, k + \frac{1}{2}, n + \frac{1}{2}\right)$
- (3.2.4) 式を $(x, y, z, t) = \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}, n\right)$
- (3.2.5) 式を $(x, y, z, t) = \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}, n\right)$
- (3.2.6) 式を $(x, y, z, t) = \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k, n\right)$

で差分化し，整理すると

$$\begin{aligned}
 E_y^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) &= E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \\
 &+ \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta z} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right) \right\} \\
 &- \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.9}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) &= E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \\
 &+ \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \right\} \\
 &- \frac{1}{\epsilon} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.10}$$

$$\begin{aligned}
 H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) &= H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\
 &- \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \right\} \\
 &+ \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta z} \left\{ E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.11}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\
 &- \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta z} \left\{ E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1\right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \right\} \\
 &+ \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.12}$$

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) \\
 &- \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k\right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) \right\} \\
 &+ \frac{1}{\mu} \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ E_x^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k\right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{3.2.13}$$

が得られる。

ここで、プログラム実装上の簡易化を考え各量に対する規格化を行う。 x 成分、 y 成分、 z 成分の一波長あたりの空間分割数を D_x 、 D_y 、 D_z とし、一周期あたりの時間分割数を D_t とすると、

$$D_x = \frac{\lambda_0}{\Delta x} = \frac{2\pi c}{\omega_0 \Delta x} \quad (3.2.14)$$

$$D_y = \frac{\lambda_0}{\Delta y} = \frac{2\pi c}{\omega_0 \Delta y} \quad (3.2.15)$$

$$D_z = \frac{\lambda_0}{\Delta z} = \frac{2\pi c}{\omega_0 \Delta z} \quad (3.2.16)$$

$$D_t = \frac{T}{\Delta t} = \frac{2\pi}{\omega_0 \Delta t} \quad (3.2.17)$$

ただし、 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}}$ 、 λ_0 :入射波の真空中での波長、 T :入射波の真空中での周期

さらに、変形すると

$$\frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{\epsilon_r} \cdot Z_0 \cdot \frac{D_x}{D_t} \quad (3.2.18)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta y} = \frac{1}{\epsilon_r} \cdot Z_0 \cdot \frac{D_y}{D_t} \quad (3.2.19)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} = \frac{1}{\epsilon_r} \cdot Z_0 \cdot \frac{D_z}{D_t} \quad (3.2.20)$$

$$\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{\mu_r} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{D_x}{D_t} \quad (3.2.21)$$

$$\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta y} = \frac{1}{\mu_r} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{D_y}{D_t} \quad (3.2.22)$$

$$\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta t}{\Delta z} = \frac{1}{\mu_r} \cdot \frac{1}{Z_0} \cdot \frac{D_z}{D_t} \quad (3.2.23)$$

ここで、 $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$ 、 $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ 、 $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ 、 $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ (= 空間インピーダンス) である。

これらの式を用いて、差分式 (3.2.8)~(3.2.13) 式を書き直すと、

$$\begin{aligned} E_x^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) &= E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\ &+ Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_y}{D_t} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right) \right\} \\ &- Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_z}{D_t} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.24)$$

$$\begin{aligned} E_y^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) &= E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ &+ Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_z}{D_t} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$-Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_x}{D_t} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\} \quad (3.2.25)$$

$$\begin{aligned} E_z^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) &= E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &+ Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_x}{D_t} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \\ &- Z_0 \frac{1}{\epsilon_r} \frac{D_y}{D_t} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.26)$$

$$\begin{aligned} H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) &= H_x^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\ &- \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_y}{D_t} \left\{ E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \\ &+ \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_z}{D_t} \left\{ E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.27)$$

$$\begin{aligned} H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\ &- \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_z}{D_t} \left\{ E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right\} \\ &+ \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_x}{D_t} \left\{ E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.28)$$

$$\begin{aligned} H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\ &- \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_x}{D_t} \left\{ E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\} \\ &+ \frac{1}{Z_0} \frac{1}{\mu_r} \frac{D_y}{D_t} \left\{ E_x^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right\} \end{aligned} \quad (3.2.29)$$

が得られる。単一セルにおける電磁界成分の空間配置は以下の図 3.2.1 で示される。

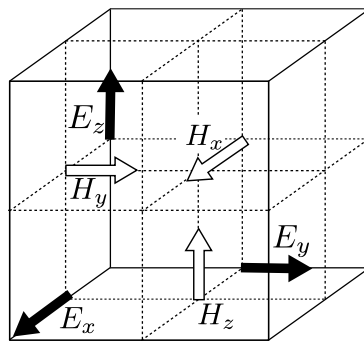


図 3.2.1 単一セル内の電磁界配置

3.3 吸収境界条件

FDTD 法は、基本的に閉領域における解析方法であるため、このままでは解析空間と外部の境界面において電磁波の反射が起こり、十分に解析を行うことが出来ない。そこで、境界面に吸収境界と呼ばれる特殊な領域を設け、それをもって電磁波の反射を防ぐ必要がある。電磁波吸収に要する境界条件を吸収境界条件 (Absorbing Boundary Condition; ABC) と呼ぶ。

吸収境界条件には大きく分けて 2 つの方法がある。以下の表にそれを示す。

表 3.1 吸収境界条件の分類

分類	方法	代表例
D-abc	吸収境界での無反射条件から得られた微分方程式を適用	Mur's ABC
M-abc	境界に仮想的な媒質を設置し、入射波を減衰	Berenger's PML

今回はそのなかでも特に精度がよく、実装も容易な PML(Perfect Matched Layer) を採用する。

PML は M-abc(Material-based Absorbing Boundary Condition) に分類され、境界面に仮想的な媒質を置き、境界面に入射する波を減衰させるものである。

PML の基本概念として図 3.3.1 のように真空中から平面波が垂直に入射する場合を考える。

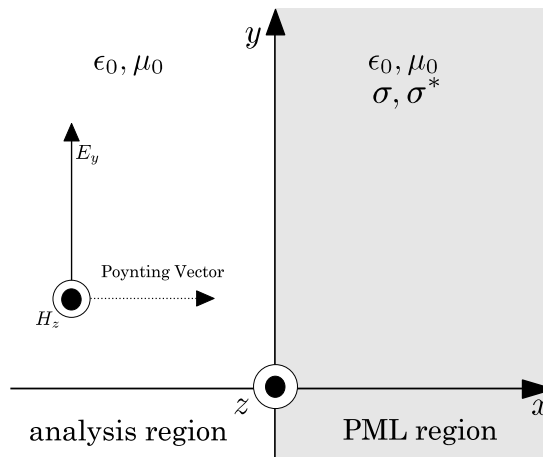


図 3.3.1 平面波の垂直入射

このとき，真空中の特性インピーダンス Z_0 ，媒質中の特性インピーダンス Z はそれぞれ

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (3.3.1)$$

$$\begin{aligned} Z &= \sqrt{\frac{\mu_0 + \frac{\sigma^*}{j\omega}}{\epsilon_0 + \frac{\sigma}{j\omega}}} \\ &= \sqrt{\frac{\mu_0 \left(1 + \frac{1}{j\omega} \frac{\sigma^*}{\mu_0}\right)}{\epsilon_0 \left(1 + \frac{1}{j\omega} \frac{\sigma}{\epsilon_0}\right)}} \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

で与えられるので，インピーダンス整合条件 $Z_0 = Z$ ，すなわち

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (3.3.3)$$

を満たせば周波数に依存せず反射係数が 0 になり，電磁波の吸収境界面上での反射を防ぐことが出来る。また， σ ， σ^* を十分に大きくすれば，吸収層内に電磁波が侵入した時点でただちに電磁波が減衰するため，解析端での反射も防ぐことが出来る。

しかしこれは，境界面に対して垂直に入射する電磁波に対して論じたにすぎず，斜め入射する電磁波に対しては式 (3.3.3) の条件を満足したとしても反射係数は完全に 0 にはならない。したがって斜め入射も考慮に入れる場合，新たな導電率，導磁率を導入し，斜め入射に対しても整合条件式 (3.3.2) が満足されるような非物理的な媒質を導入し，これを PML と呼ぶ。

いま，直角座標系において損失を含んだ Maxwell 方程式は以下の式で与えられる。

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma^* H_x = \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.3.4)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} + \sigma^* H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3.3.5)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} + \sigma^* H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.3.6)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.3.7)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma E_y = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.3.8)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.3.9)$$

ただし PML を使用する場合，式中の電磁界成分をそれぞれ次のようなサブコンポーネントに分けて計算する必要がある。

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{xy} = -\frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.3.10)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{xz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{xz} = \frac{\partial E_y}{\partial z} \quad (3.3.11)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yz}}{\partial t} + \sigma_z^* H_{yz} = -\frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (3.3.12)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{yx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{yx} = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.3.13)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zx}}{\partial t} + \sigma_x^* H_{zx} = -\frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (3.3.14)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_{zy}}{\partial t} + \sigma_y^* H_{zy} = \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (3.3.15)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xy}}{\partial t} + \sigma_y E_{xy} = \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (3.3.16)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{xz}}{\partial t} + \sigma_z E_{xz} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3.3.17)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{yz}}{\partial t} + \sigma_y E_{yz} = \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (3.3.18)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{yx}}{\partial t} + \sigma_z E_{yx} = -\frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.3.19)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (3.3.20)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = -\frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.3.21)$$

ただし，式中の E_x , E_y , E_z , H_x , H_y , H_z はそれぞれ

$$E_x = E_{xy} + E_{xz}$$

$$E_y = E_{yz} + E_{yx}$$

$$E_z = E_{zx} + E_{zy}$$

$$H_x = H_{xy} + H_{xz}$$

$$H_y = H_{yz} + H_{yx}$$

$$H_z = H_{zx} + H_{zy}$$

を満たすものとする。

ここで，(3.3.10)~(3.3.21) 式を適切な差分点で差分すると，以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
H_{xy}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_y^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_y^*\Delta t} H_{xy}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta y + \sigma_y^*\Delta t\Delta y} \left\{ E_z^n \left(i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.22}$$

$$\begin{aligned}
H_{xz}^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_y^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_y^*\Delta t} H_{xy}^{n-\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta y + \sigma_y^*\Delta t\Delta y} \left\{ E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.23}$$

$$\begin{aligned}
H_{yz}^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_z^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_z^*\Delta t} H_{yz}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta z + \sigma_z^*\Delta t\Delta z} \left\{ E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1 \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.24}$$

$$\begin{aligned}
H_{yx}^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_x^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_x^*\Delta t} H_{yx}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta x + \sigma_x^*\Delta t\Delta x} \left\{ E_z^n \left(i + 1, j, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.25}$$

$$\begin{aligned}
H_{zx}^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_x^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_x^*\Delta t} H_{zx}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta x + \sigma_x^*\Delta t\Delta x} \left\{ E_y^n \left(i + 1, j + \frac{1}{2}, k \right) - E_y^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.26}$$

$$\begin{aligned}
H_{zy}^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = & \\
& \frac{2\mu_r\mu_0 - \sigma_y^*\Delta t}{2\mu_r\mu_0 + \sigma_y^*\Delta t} H_{zy}^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\mu_r\mu_0\Delta y + \sigma_y^*\Delta t\Delta y} \left\{ E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j + 1, k \right) - E_x^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.27}$$

$$\begin{aligned}
E_{xy}^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_y \Delta t} E_{xy}^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta y + \sigma_y \Delta t \Delta y} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.28}$$

$$\begin{aligned}
E_{xz}^{n+1} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_z \Delta t} E_{xz}^n \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta z + \sigma_z \Delta t \Delta z} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.29}$$

$$\begin{aligned}
E_{yz}^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_z \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_z \Delta t} E_{yz}^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta z + \sigma_z \Delta t \Delta z} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.30}$$

$$\begin{aligned}
E_{yx}^{n+1} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_x \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_x \Delta t} E_{yx}^n \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta x + \sigma_x \Delta t \Delta x} \left\{ H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - H_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.31}$$

$$\begin{aligned}
E_{zx}^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_x \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_x \Delta t} E_{zx}^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
& + \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta x + \sigma_x \Delta t \Delta x} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.32}$$

$$\begin{aligned}
E_{zy}^{n+1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = & \\
& \frac{2\epsilon_r \epsilon_0 - \sigma_y \Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 + \sigma_y \Delta t} E_{zy}^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) \\
& - \frac{2\Delta t}{2\epsilon_r \epsilon_0 \Delta y + \sigma_y \Delta t \Delta y} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right\}
\end{aligned} \tag{3.3.33}$$

次に PML 媒質中に用いられるパラメータの決定方法について記述する。 x 方向の導電率の最大値を σ_{max} とすると、PML 領域の導電率分布は以下の式で与えられる。

$$\sigma_x = \begin{cases} \sigma_{max} \left\{ \frac{L\Delta x - x\Delta x}{L\Delta x} \right\}^M & ; x < L\Delta x \\ 0 & ; L\Delta x < x < (NX - L - 1)\Delta x \\ \sigma_{max} \left\{ \frac{x\Delta x - (NX - L - 1)\Delta x}{L\Delta x} \right\}^M & ; x > (NX - L - 1)\Delta x \end{cases} \quad (3.3.34)$$

$$\sigma_x^* = \begin{cases} Z_0^2 \sigma_{max}^* \left\{ \frac{L\Delta x - (x+0.5)\Delta x}{L\Delta x} \right\}^M & ; x < L\Delta x \\ 0 & ; L\Delta x < x < (NX - L - 1)\Delta x \\ Z_0^2 \sigma_{max}^* \left\{ \frac{(x+0.5)\Delta x - (NX - L - 1)\Delta x}{L\Delta x} \right\}^M & ; x > (NX - L - 1)\Delta x \end{cases} \quad (3.3.35)$$

ただし、 L : PML 層数、 M : 導電率の分布を与える次数
 Z_0 : 真空中の特性インピーダンス、 $\Delta x : \frac{\lambda}{D_x}$ 、 NX : x 方向解析領域の最大

その他の方向については割愛するが、同様の式に y 方向、 z 方向については、 x を y 、 z に変換した式で与えられる。

導電率が (3.3.34)、(3.3.35) 式に示す関数で与えられている場合、反射係数の大きさは

$$|R(\phi)| \approx \exp \left\{ -\frac{2\sigma_{max}L\Delta x}{(M+1)\epsilon_0 c} \cos(\phi) \right\} \quad (3.3.36)$$

と近似できる。任意の入射波に対して入射角 ϕ を決めることが出来ないので、式 (3.3.36) において $\phi = 0$ 、すなわち垂直入射に対する反射係数の基準にパラメータを決める。まず PML 内の電磁界の変化が急峻すぎると計算精度の点で不具合が生じるため、ここでは $M = 2 \sim 4$ 程度とする。また PML 層の層数 L は、計算に必要なメモリの容量を考え、 $L = 8 \sim 32$ 程度にする。これらより σ_{max} は計算上要求する反射係数の値 $|R(0)|$ を用いて以下の式で与えられる。

$$\sigma_{max} = -\frac{(M+1)\epsilon_0 c}{2L\Delta x} \ln \{|R(0)|\} \quad (3.3.37)$$

一般的には、 $|R(0)| = -120$ dB、 $M = 4$ 、 $L = 16$ 程度が適当である。ただし、解析領域が波長に対して小さい場合や、エバネッセント波が生じる場合は、入射角の大きい成分が支配的となり、PML が十分に機能しない場合があるので注意が必要である。

3.4 負荷インピーダンス

給電点における負荷インピーダンスは給電電流と給電電圧から求められる。まずは、給電電流について考える。いま給電点周辺の電磁界配置を考えると、以下の図 3.4.1 が得られる。

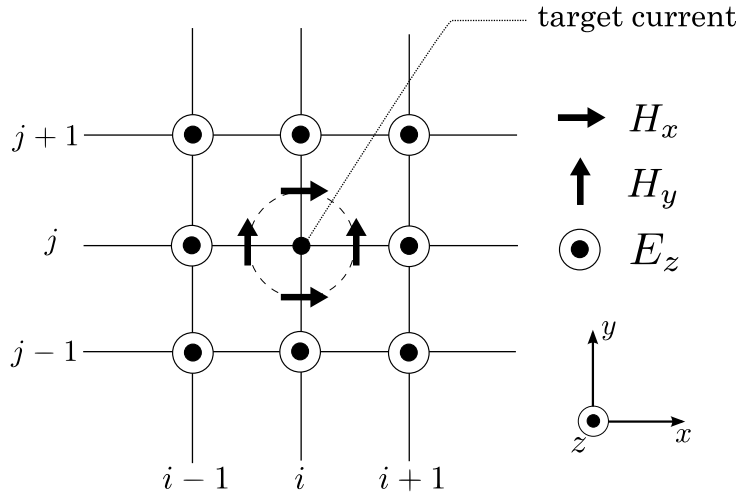


図 3.4.1 給電点周辺の電磁界配置

ここで，積分型のアンペールの法則（積分経路:反時計回り）は

$$\oint_c \mathbf{H}_c \cdot d\mathbf{l} = I \tag{3.4.1}$$

で与えられる。求めたい電流の周りには四つの磁界成分があるため，反時計回りを正として足し合わせることで電流 I を求めることが出来る。すなわち

$$\begin{aligned} I(i, j, k + \frac{1}{2}) &= H_x(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})\Delta x - H_x(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})\Delta x \\ &\quad + H_y(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})\Delta y - H_y(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2})\Delta y \end{aligned} \tag{3.4.2}$$

さらに， $\Delta x = \frac{\lambda}{D_x}$ $\Delta y = \frac{\lambda}{D_y}$ で (3.4.2) 式を規格化すると，

$$\begin{aligned} \frac{I(i, j, k + \frac{1}{2})}{\lambda} &= \frac{1}{D_x} \left\{ H_x(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{D_y} \left\{ H_y(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right\} \end{aligned} \tag{3.4.3}$$

つぎに，給電電圧 V はデルタギャップ給電として与えられている電界から求めることが出来る。ここではある解析時刻における $\frac{1}{4}$ 周期前の値を虚部として用いる。 $V = -E \cdot d$ より，実部

$V_{Re} = -E_z^n \Delta z$ ，虚部 $V_{Im} = -E_z^{n-\frac{\pi}{4}} \Delta z$ となる。

それぞれ $\Delta z = \frac{\lambda}{D_z}$ で規格化すると

$$\frac{V_{Re}}{\lambda} = -\frac{1}{D_z} E_z^n \tag{3.4.4}$$

$$\frac{V_{Im}}{\lambda} = -\frac{1}{D_z} E_z^{n-\frac{\pi}{4}} \tag{3.4.5}$$

となる。ここで、電流の式も実部と虚部に分けて書き直すと

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{Re}}(i, j, k + \frac{1}{2})}{\lambda} &= \frac{1}{D_x} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{D_y} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right\} \end{aligned} \quad (3.4.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{Im}}(i, j, k + \frac{1}{2})}{\lambda} &= \frac{1}{D_x} \left\{ H_x^{n+\frac{1}{2}-\frac{\pi}{4}}(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}-\frac{\pi}{4}}(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) \right\} \\ &\quad + \frac{1}{D_y} \left\{ H_y^{n+\frac{1}{2}-\frac{\pi}{4}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}-\frac{\pi}{4}}(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) \right\} \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

(3.4.4), (3.4.5), (3.4.6), (3.4.7) 式をみると電界成分と磁界成分に、タイムステップのずれがある。これを電界成分に合わせるため、磁界に関しては前後二つの値の平均値をとることにする。

以上から、負荷インピーダンスは以下のように求められる。

$$Z_L = \frac{V_{\text{Re}} + jV_{\text{Im}}}{I_{\text{Re}} + jI_{\text{Im}}} \quad (3.4.8)$$

3.5 離散フーリエ変換

FDTD 法によって得られる結果は、基本的には時間領域に対する応答結果である。一方、さきへあげた S パラメータは、周波数を引数にもった周波数領域に対する応答である。

そこで FDTD 法によって得られた結果を離散フーリエ変換によって周波数特性に変換することを考える。

連続的な時間関数 $x(t)$ に対するフーリエ変換を考えると、以下の式が得られる。

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j2\pi ft} \cdot dt \quad (3.5.1)$$

式 (3.5.1) を時間刻み幅 Δt で離散化する。ただし離散関数に対する積分は不可であるため、代わりに総和記号を用いると、

$$X(f) \approx \Delta t \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k\Delta t)e^{-j2\pi f \cdot k\Delta t} \quad (3.5.2)$$

が得られる。次に、式 (3.5.2) を周波数刻み幅 Δf でサンプリングすると、

$$X(i\Delta f) = \Delta t \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k\Delta t)e^{-j2\pi \cdot i\Delta f \cdot k\Delta t} \quad (3.5.3)$$

が得られる。式 (3.5.3) を離散信号に対するフーリエ変換、すなわち離散フーリエ変換と呼ぶ。

F を解析周波数、 T を実解析時間、 Δt を離散時間、 Δf を離散周波数、 N をサンプリング点数とすると、時間領域と周波数領域には、以下の関係が成り立つことが知られている。

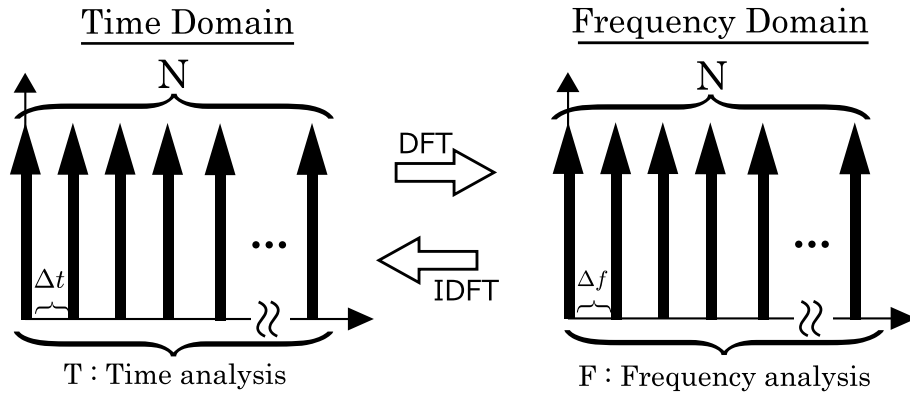


図 3.5.1 DFT における時間領域と周波数領域の関係

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{T_0}{N} = \frac{1}{F_0} \\ \Delta f &= \frac{F_0}{N} = \frac{1}{T_0} \\ T_0 &= \frac{1}{\Delta f} = \frac{N}{F_0} \\ F_0 &= \frac{1}{\Delta t} = \frac{N}{T_0} \end{aligned}$$

FDTD 法において，広帯域の周波数特性を解析したい場合には，離散フーリエ変換を行った際に，広い周波数帯域を有する波形を波源に採用することになる。本稿では正弦波変調ガウシアンパルスを採用し，波形は以下の関数で与えられる。

$$f(t) = \sin \omega_0(t - t_0)e^{-\alpha(t-t_0)^2} \tag{3.5.4}$$

ここで， ω_0 ， α ， t_0 は最小周波数 f_{min} ，最大周波数 f_{max} を用いて以下の式によって決定される。

$$\omega_0 = \pi(f_{max} + f_{min}) \tag{3.5.5}$$

$$\alpha = \frac{\pi^2(f_{max} - f_{min})^2}{12 \ln 10} \tag{3.5.6}$$

$$t_0 = \frac{4}{\sqrt{\alpha}} \tag{3.5.7}$$

また， S_{11} の導出については，さきにあげた給電点の負荷インピーダンス Z_L を離散フーリエ変換によって周波数特性に変換したのちに，以下の関係式

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \tag{3.5.8}$$

によって反射係数 Γ を求める。一般に S パラメータは，デシベル値で表現するため

$$S_{11} = 20 \log_{10} \Gamma \tag{3.5.9}$$

とし， S_{11} を得る。

第4章

数値実験

本章では、前章で触れた FDTD 法を用いた数値実験について記述を行う。前半では、FDTD 法を利用するにあたり使用する解析モデルの作成方法を、後半は作成したモデルを用いた数値実験結果について記述する。

4.1 試験体のモデリング

4.1.1 金属管と導波機構

数値実験のための解析モデルの作成について検討する。まず本手法における管内への電磁波導波機構について確認を行う。ここでは、導波管への導波方式として一般的である同軸ケーブルと同軸導波管変換器を用いた機構を採用する。ただし、同軸導波管変換器は、接続部が矩形形状をしており、このままでは円形導波管と接続することが出来ない。したがってこれを解消するために同軸導波管変換器と円形導波管の間に矩形/円形導波管変換器と呼ばれる接続具を挿入し、問題の解決をはかる。

導波機構部の詳細図を以下に示す。

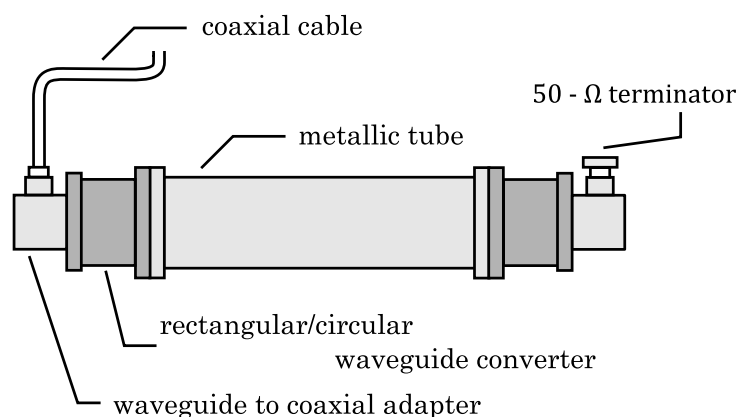


図 4.1.1 導波機構部の詳細

4.1.2 矩形/円形導波管変換器

さきに挙げたように解析モデル中に使用する矩形/円形導波管変換器は矩形部と円形部がなだらかに変化するよう設計された接続具であり，通常の方法ではモデルの作成が困難である。

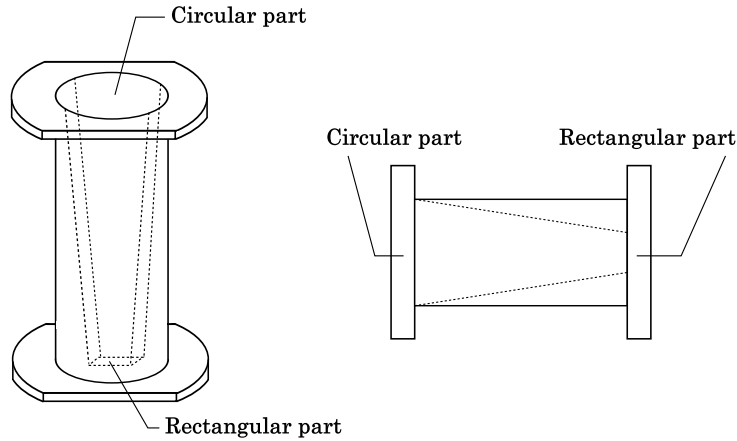


図 4.1.2 矩形/円形導波管の詳細機構

そこでここでは，モデルの作成にモーフィングとピクセライズという手法を取り入れることで，モデルの形状を容易に作成できる方法を検討する。

4.1.3 モーフィング

ある任意の図形を，別の任意の図形に連続的に変化させる方法について検討を行う。

ここでは，変形前と変形後の図形を頂点の集合 (ポリゴン) として表現し，各頂点を移動させることで実装を行う。ただし，各頂点は空間中を連続的に移動できるものとし，変形前後のポリゴンの頂点数は必ず一致しているものとする。

本稿では，本来の目的である矩形 \Rightarrow 円形の変換を取り上げ，記述を行う。まず，対象となる矩形と円形をそれぞれ頂点の集合で表現することを考える。しかし，円形をそのままポリゴンで表現するのは困難であるため，あらかじめ十分な精度を保てる多角形とみなしポリゴン化を行う。ここでは，円を正 24 角形に近似しポリゴン化することを考える。

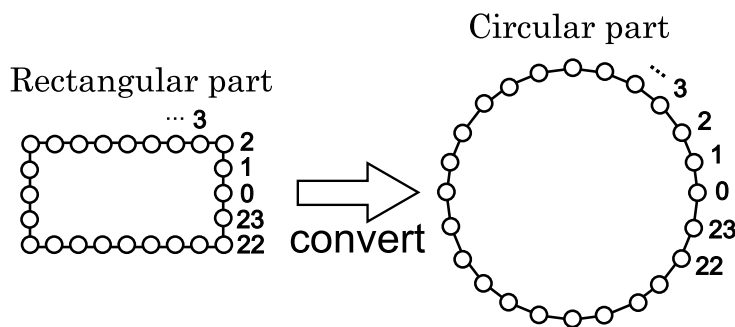


図 4.1.3 矩形から円形への形状変換

図4.1.3の各頂点に番号が振られているが、この番号の対応がずれていると変形の際に図形がねじれてしまうため注意が必要である。

今、0番目の頂点の座標を、適当な原点を基準とした位置ベクトルと考え、以下のように表現する。

表 4.1 各位置ベクトルの割り当て

変形前の位置ベクトル	変形後の位置ベクトル	変形中の位置ベクトル
\vec{a}	\vec{b}	\vec{c}

媒介変数 t を用いると、各ベクトルの関係は以下のように与えられる。

$$\vec{c} = (1-t)\vec{a} + t\vec{b} \quad (4.1.1)$$

t を $0 \rightarrow 1$ へ徐々に変化させることで、 \vec{c} は \vec{a} から \vec{b} へ変化していく。この変換を全頂点に対して同時に適用することで、矩形が円形に変化する様子を段階的に表現することが出来る。

4.1.4 ピクセライズ

前項において、空間中を連続的に移動できる頂点によって表現されたポリゴンの形状変化において論じた。しかし FDTD 法で扱うことができる解析モデルは離散的なセルの集合によって構成されたものに限られる。よってこのままでは、FDTD 法で扱えるモデルを作成することは出来ない。

そこで、前節で取り扱ったポリゴンを微小セルによって構成されたピクセル空間に投影することで、近似的にモデルを離散化することを考える。

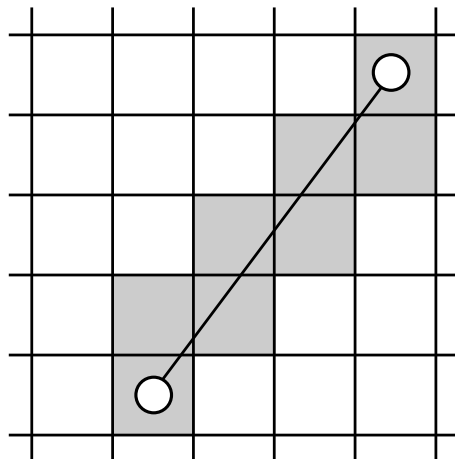


図 4.1.4 ポリゴンからピクセルへの投影

本稿では、ある頂点から次の頂点に向かって構成される線分が通過するセルを判定する方法を採用する。ここで、平面におけるセルが4本の線分の組み合わせである点に着目し、線分と線分の交差判定アルゴリズムから実装を行う。

図 4.1.5 のような線分 AB と線分 PQ を考える。ここで線分 AB と線分 PQ が交差している状況を以下のように定義する。

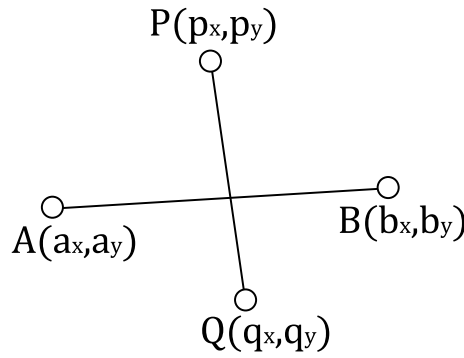


図 4.1.5 交差した二本の線分

二線分が交差する定義

2つの線分 AB と PQ が交差しているというのは、点 P と点 Q が線分 AB に対してそれぞれ別側にあり、かつ点 A と点 B が直線 PQ に対してそれぞれ別側にある状況である

ふたつの点が直線に対してそれぞれ別側にあることを確認するためには、各々の外積を取り、その積が負になることを利用する。上記の定義をもとに線分や点をベクトルで示したのが図 4.1.6 である。

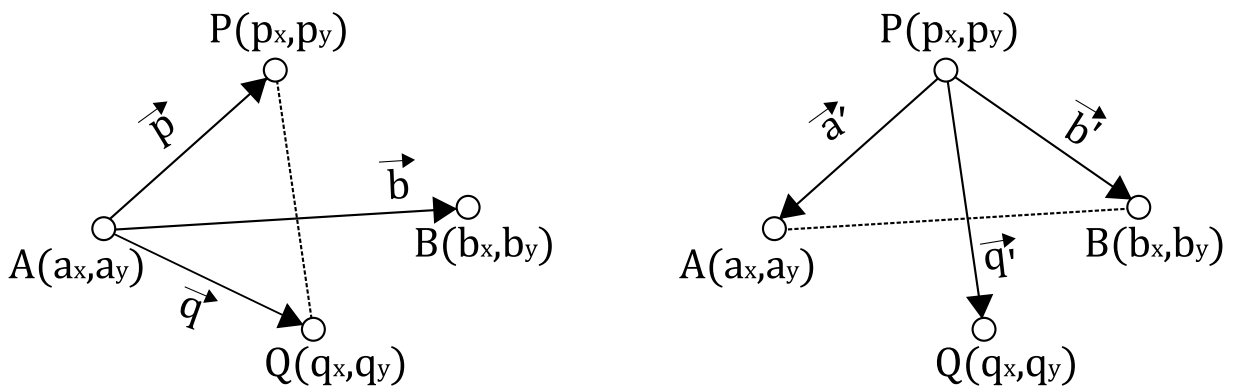


図 4.1.6 二本の線分のベクトル表現

図 4.1.6 と定義をもとに式展開を行うと

$$\begin{aligned}
 (\vec{p} \times \vec{b}) \cdot (\vec{q} \times \vec{b}) < 0 &\Leftrightarrow \{(p_x - a_x, p_y - a_y) \times (b_x - a_x, b_y - a_y)\} \\
 &\quad \cdot \{(q_x - a_x, q_y - a_y) \times (b_x - a_x, b_y - a_y)\} < 0 \\
 &\Leftrightarrow \{(p_x - a_x) \cdot (b_y - a_y) - (p_y - a_y) \cdot (b_x - a_x)\} \\
 &\quad \cdot \{(q_x - a_x) \cdot (b_y - a_y) - (q_y - a_y) \cdot (b_x - a_x)\} < 0
 \end{aligned}$$

かつ

$$\begin{aligned}
 (\vec{a} \times \vec{q}) \cdot (\vec{b} \times \vec{q}) < 0 &\Leftrightarrow \{(a_x - p_x, a_y - p_y) \times (q_x - p_x, q_y - p_y)\} \\
 &\quad \cdot \{(b_x - p_x, b_y - p_y) \times (q_x - p_x, q_y - p_y)\} < 0 \\
 &\Leftrightarrow \{(a_x - p_x) \cdot (q_y - p_y) - (a_y - p_y) \cdot (q_x - p_x)\} \\
 &\quad \cdot \{(b_x - p_x) \cdot (q_y - p_y) - (b_y - p_y) \cdot (q_x - p_x)\} < 0
 \end{aligned}$$

が同時に成り立ったとき，線分 AB と線分 PQ は交差している。

この判定アルゴリズムをセルの各線分に対して適用することで，セルと線分の交差判定を行うことが出来る。この方法を用いることで，ポリゴンをピクセル上の空間に投影することが可能である。

4.1.5 試験体の 3D モデル

前節，前々節の方法を用いて作成した解析モデルを図 4.1.7 に示す。モデルは同軸導波管変換機—矩形/円形変換機—金属管—矩形/円形変換機—同軸導波管変換機によって構成されており，それらはなめらかに接続されている。本稿では，このように接続された一連の器具を試験体と表記することにする。

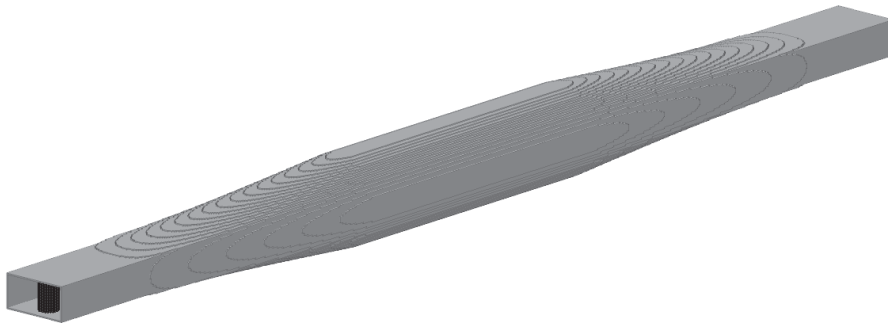


図 4.1.7 解析モデル図

以下に各寸法の詳細を示す。

解析モデル詳細

同軸導波管変換機	...	22.5×100×32.5 (W×H×D : mm)
矩形/円形変換機	...	100 mm
金属管長さ	...	100 mm
金属管内径	...	27 mm

4.1.6 電気的特性の再現

解析モデルの電気的特性を再現するために，本研究室が保有している同軸導波管変換機の構造を解析する。ここで解析に用いたものはサンケン電気製の同軸導波管変換器 (STW-100) である。

同軸導波管変換機の内部を調べると，同軸ケーブルと接続するプローブは長さ約 50 mm であり，その周りが誘電体の円柱によって覆われていることがわかった。誘電体の材質は不明であるが，実測実験において誘電体を取り外して測定を行ったところ，特性が大きく変化してしまったため，整合に必要な機構であることがわかる。

そこで数値実験に用いる解析モデルのプローブにも周囲に誘電体を設置し，電気的特性を再現することを考える。ここでは，プローブの周囲を覆う誘電体の誘電率は 1.5 とし，実際の寸法を参考にそ

の厚さなどを決定した。

以下に設置したプローブの詳細パラメータを記す。

プローブ詳細			
プローブ長さ	...	50 mm	
プローブ径	...	1 mm	
誘電体厚み	...	2.5 mm	
誘電率	...	1.5	

また、終端側にも同様のプローブを設置することで、終端を行った。

4.2 管内モード形状の確認

数値実験環境を構築した上で、まず管内の伝搬モードの形状を確認する。これは、同軸導波管変換器や矩形/円形導波管変換器を通過した際の伝搬モードが理論通りの形状をしているかを確認するためである。

管内に正弦波変調ガウシアンパルスを励振させた状態で、試験体の中央部における電界分布をベクトル図によって示したものが、以下の図 4.2.1 である。

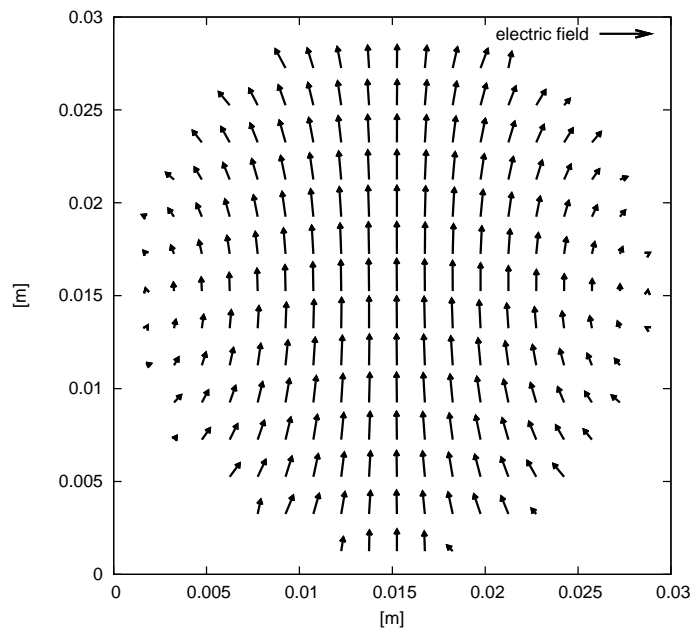


図 4.2.1 数値実験で得られた管内電界分布

図 4.2.1 は、8 GHz における電界分布を示している。図 4.2.1 を見ると、管内の電界分布は図 2.2.1 で示した理論式から描かれた TE_{11} モードと非常に近い形状をしていることがわかり、同軸導波管変換器や矩形/円形導波管変換器を通過させた状態であっても、 TE_{11} モードを励振できていることが確認できた。

4.3 反射特性の確認

作成した解析モデルを用いて、モデルの反射特性を測定する。

4.3.1 無変形状態

まず、内部に変形が生じていない（すなわち、さきで作成した解析モデルに加工を加えていない）状態における反射特性を確認し、これを今後の特性の基準とする。得られた結果は以下のとおりである。

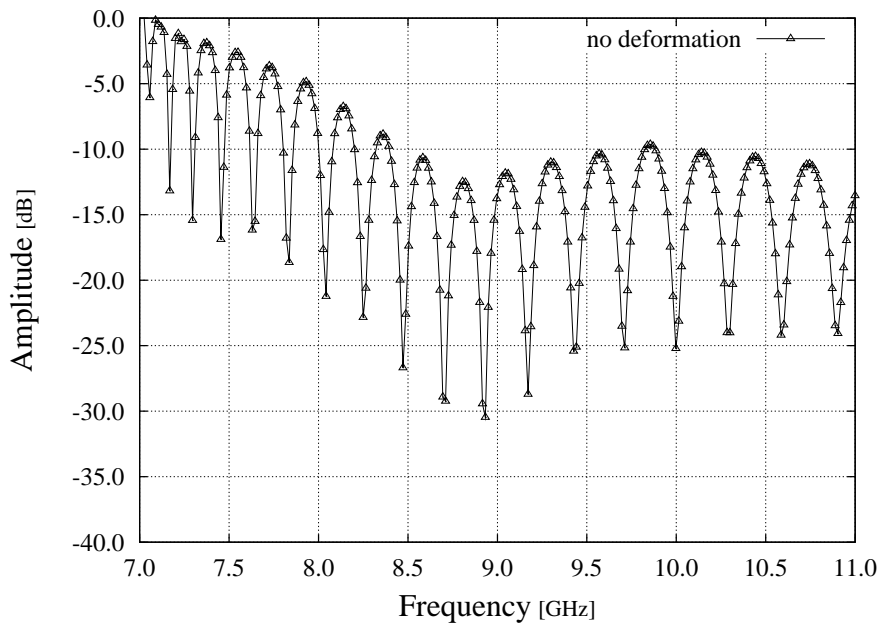


図 4.3.1 無変形状態における反射特性

内部に変形を加えていない状態でありながら、反射特性を見ると内部で電磁波の干渉が起こっている印象を受ける。これは終端側のプローブで生じた微量な反射波が進行波と干渉するために発生する現象であると考えられる。それを確認するために、管内の中央部に PML を設置し完全な無反射状態における反射特性の確認した。以下がその結果である。

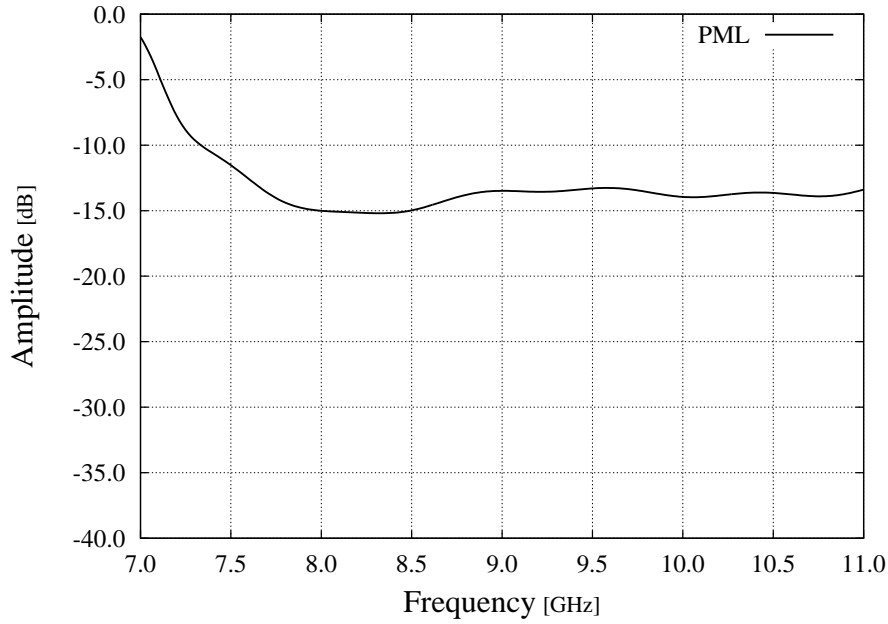


図 4.3.2 PML 終端時における反射特性

さきほど，見られた干渉点が消え，フラットな特性になっていることがわかる。

また，伝送路における干渉現象を考慮すれば金属管の伸長方向に対する寸法が長くなればなるほど干渉点が増加するはずである。それを確認するために，金属管部の長さを 10 倍の 1000 mm に変更し，反射特性を確認した。以下がその結果である。

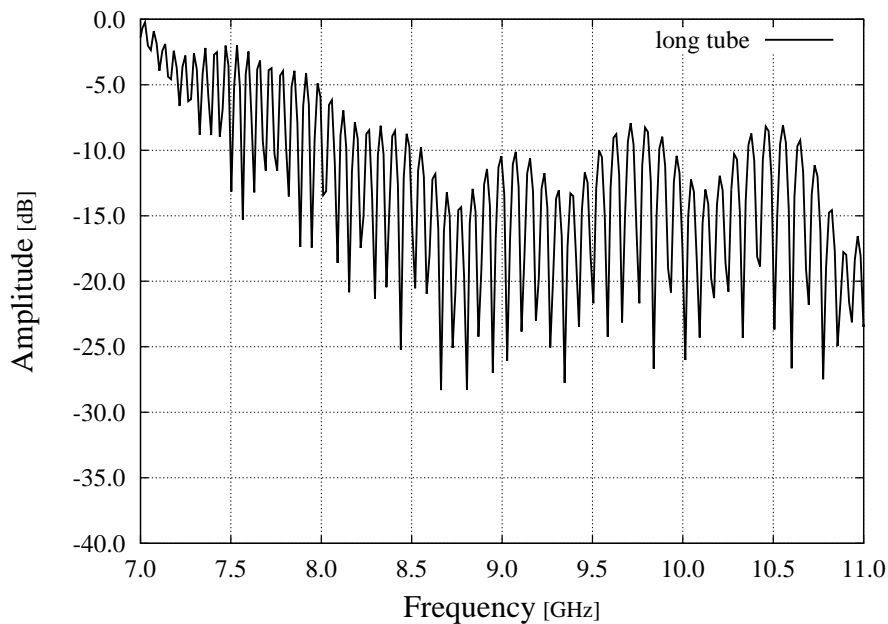


図 4.3.3 長い金属管を用いた際の反射特性

明らかに干渉点の数が増加しており期待通りの結果が得られていることがわかる。

以上の結果から，数値実験環境および数値実験における解析モデルは良好に動作していると結論づけ，ここで得られた図 4.3.1 の特性を数値実験における比較対象と使用することにする。

4.3.2 変形部の表現

数値実験においては，管内側面部の一部を金属性のボクセルに変更し，それをもって管内の変形を表現することにする。

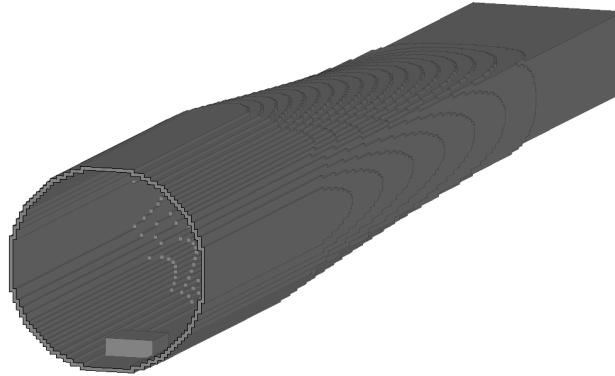


図 4.3.4 変形部の表現

本節では，形成する変形の寸法は以下のとおりとする。

変形寸法	
変形部高さ	… 2.5 mm(内径の 9% に相当)
変形部幅	… 7.0 × 7.0 (mm)

4.3.3 管内変形位置の考慮

ここで，4.2 で得られた管内伝搬モードに注目すると，電界分布に偏りが存在することがわかる。したがって管内の側面に変形を形成することを考えた場合，その位置によって反射特性に変化が生じることが予想できる。そこで，今回以下のように伝搬モードに対して三通りの変形部位を検討し，解析を行う。

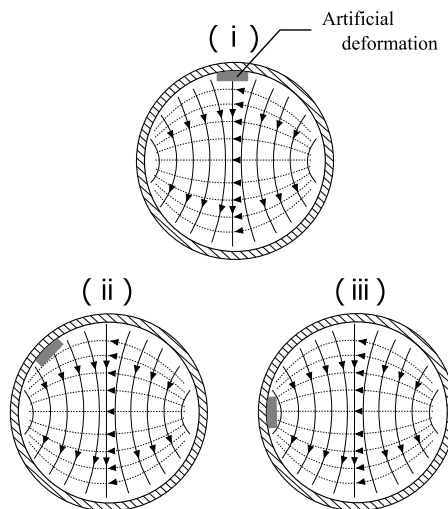


図 4.3.5 擬似変形の設置方法

4.3.4 直上に発生した変形

まず、伝搬モードに対して直上に発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

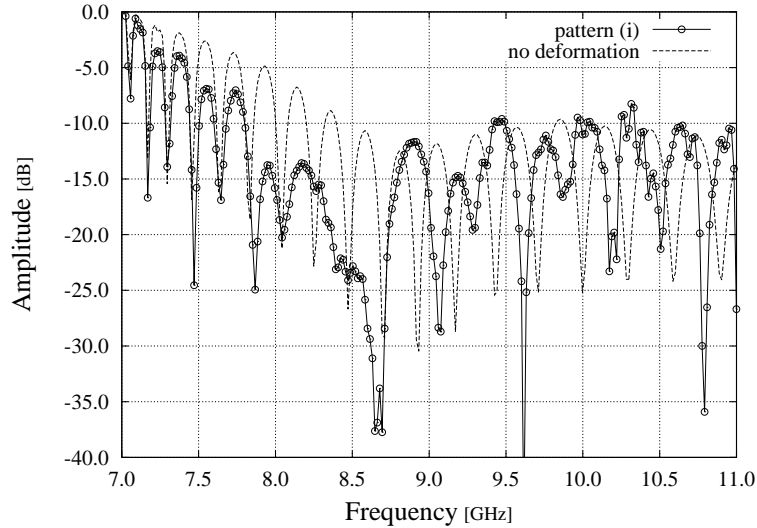


図 4.3.6 直上に擬似変形を設置した際の反射特性

無変形状態である破線に比べ、大きな特性の変化が見受けられる。したがって、内部に変形が生じている際には試験体の反射特性に変化があらわれることが数値実験によって確認できた。

4.3.5 斜めに発生した変形

続いて、伝搬モードに対して斜めに発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

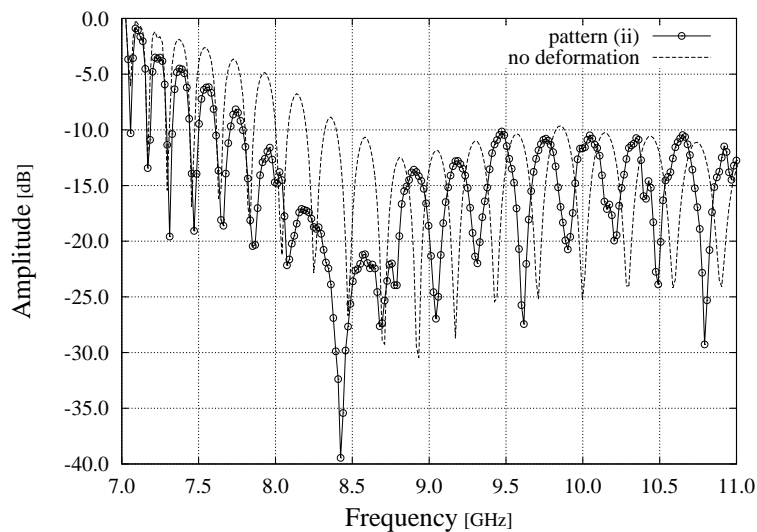


図 4.3.7 斜めに擬似変形を設置した際の反射特性

やはり特性の変化は見受けられるものの、全体的に特性を示す波形の形状が保たれていることがわかり、直上のケースに比べると変化が小さいことがわかる。

4.3.6 真横に発生した変形

最後に、伝搬モードに対して真横に発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

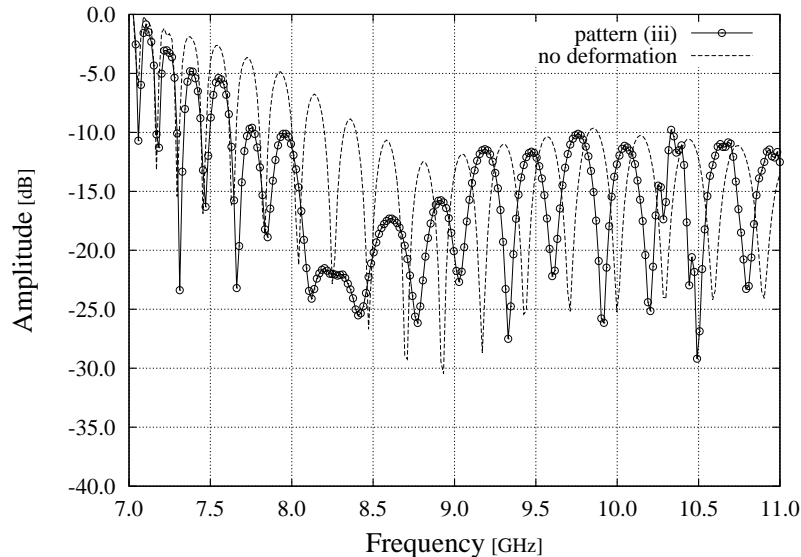


図 4.3.8 真横に擬似変形を設置した際の反射特性

全体的、特に 9.0GHz 以降の特性については、特性を示す波形の形状が保たれていることがわかり、直上のケースに比べると変化が小さいことがわかる。

4.4 数値実験に対する考察

以上の数値実験の結果から、以下の結論を導くことが出来る。

- 管内に変形が存在する場合、その影響によって電磁波伝搬特性のひとつ、反射特性に変化が生じる
- ただし、その変化の度合いは変形が壁面のどの位置に生じたかによって変わり、管内伝搬モードに対して直上に近づくほど変化は大きく、真横に近づくほど変化は小さくなる

生じた変形の位置によって、反射特性の変化度合いが変わる理由については、さきにあげた管内伝搬モードの電界分布が不均一であることが考えられる。すなわち、図 4.3.5 において突起物が最も高密度の電界を遮っているのは (i) のパターンであり、(iii) のパターンでは最も電界分布の密度が低い部分を遮っている。この違いによって反射特性に現れる変化が異なっていることが推測される。

また、本稿では、異物の設置方法に対して、三通りのパターンのみを取り上げ測定を行ったが、伝搬モード形状の特性から対称性を有していることも確認している。すなわち、異物を直上あるいは直

下に設置した際の伝搬特性はほぼ同一である。

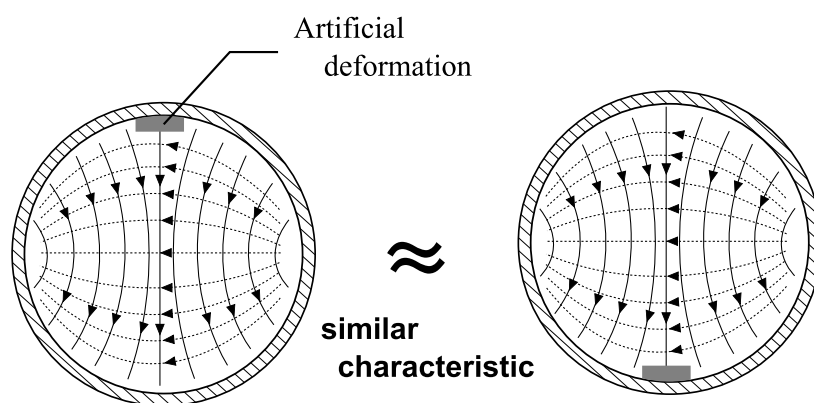


図 4.4.1 伝搬モードの特徴による対称性

第 5 章

実測実験

本章では，前章で行った数値実験結果と同様の実験を，実測実験で行い，その結果の比較と考察を行う。

5.1 実測実験環境

実測実験環境を以下のように用意し，実験を行う。

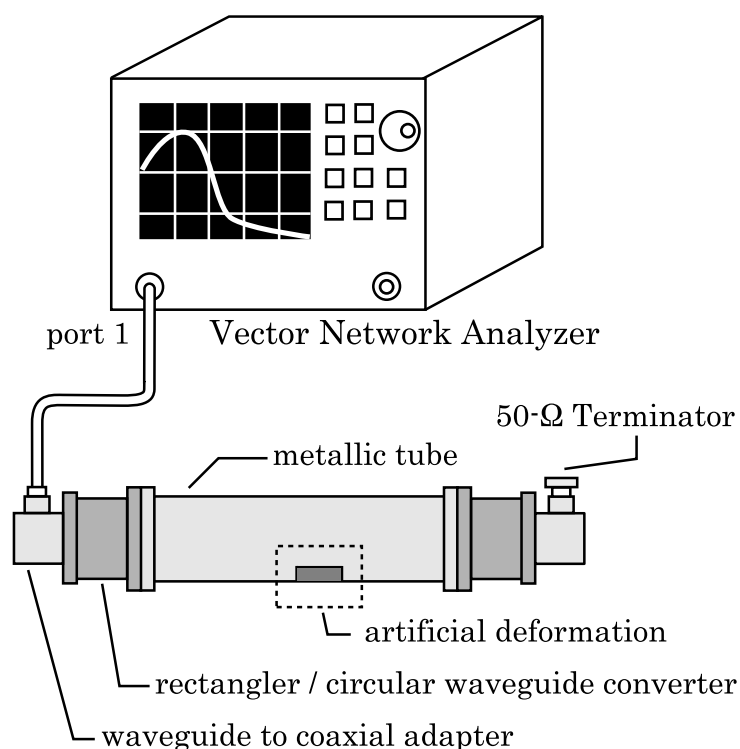


図 5.1.1 実測実験環境

S パラメータの測定にはベクトルネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer; VNA) を用いる。本機器は，500 MHz~20 GHz の周波数スイープが可能であるため，数値実験と同様の周波数レンジにおける測定が可能である。

被測定物には，数値実験で用いたものと同寸法の器具を用意する。パラメータは以下の通りで

ある。

実測実験器具詳細

同軸導波管変換機	...	22.5×100×32.5 (W×H×D : mm)
矩形/円形変換機	...	100 mm
金属管長さ	...	100 mm
金属管内径	...	27 mm

また、終端部には 50Ω の終端抵抗を利用する。

5.2 反射特性の確認

前節でとりあげた実測環境において、数値実験と同様の実測実験を行った。

5.2.1 無変形状態

まず、内部に変形が生じていない状態における反射特性を確認し、これを実測実験における特性の基準とする。得られた結果は以下のとおりである。

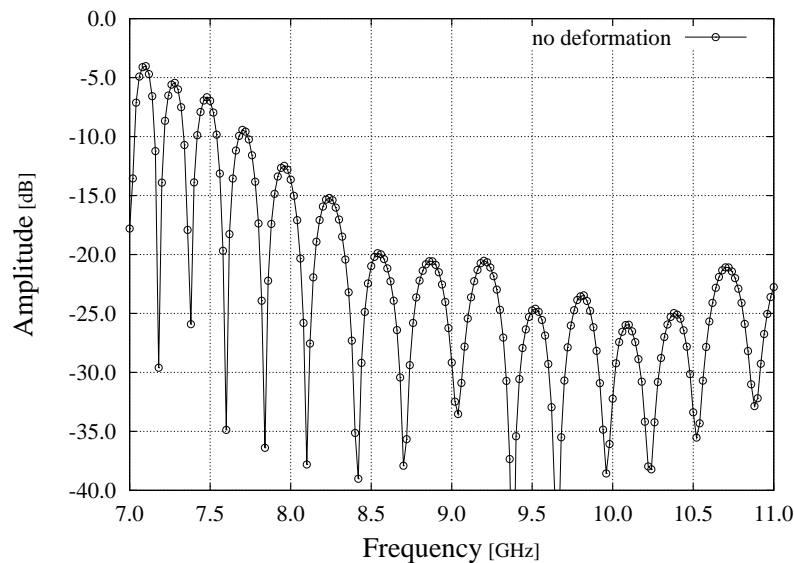


図 5.2.1 無変形状態における反射特性

数値実験で得られたものと同様、無変形状態であるにも関わらず、干渉によって生じたと考えられる落ち込み点を確認できる。

また、数値実験と同様に、金属管の長さを 10 倍の 1000mm に変更した際の、反射特性も計測してみると、以下の様な結果が得られた。

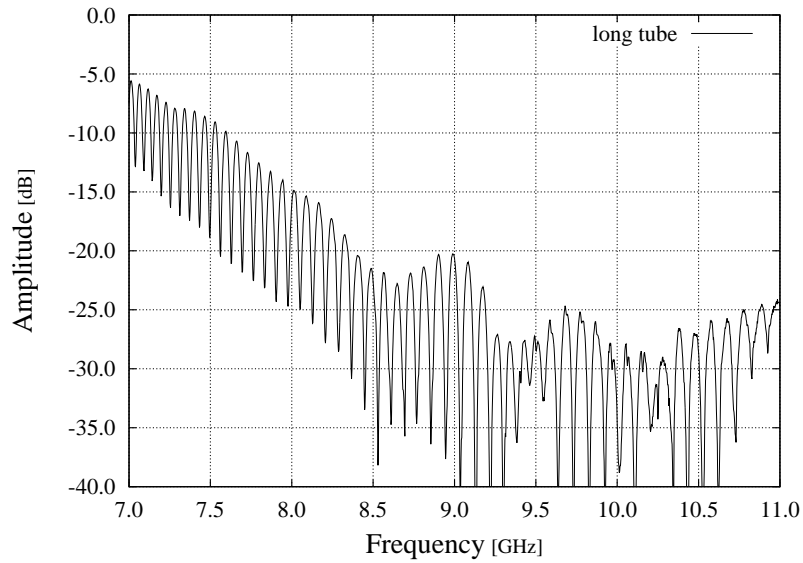


図 5.2.2 長い金属管を用いた際の反射特性

数値実験で得られた結果と同様に，干渉による落ち込み点が増加していることがはっきりとわかる。以上から，前章で行った数値実験環境の妥当性を確認できた。

今後，図 5.2.1 の反射特性を実測実験における特性の基準値として扱うことにする。

5.3 変形部の表現

管内の変形を表現するには数値実験と同様，管内に金属製異物を設置することにする。本稿で利用する金属製異物は，高さ 2.5mm を有する金属製ナットである。寸法は数値実験で用いたものと同様である。



図 5.3.1 変形部の表現

また，変形部の位置は前章と同様に，以下の様な三通りの設置位置を検討するものとする。

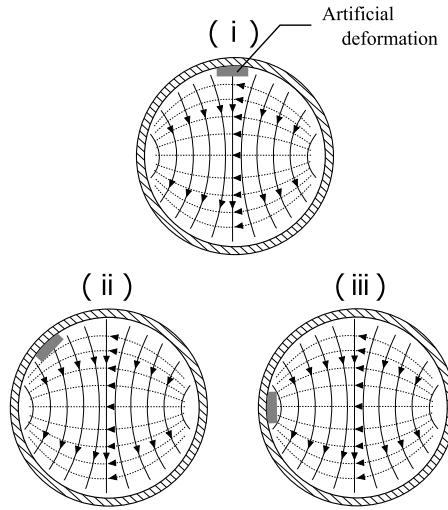


図 5.3.2 擬似変形の設置方法

5.3.1 直上に発生した変形

まず，伝搬モードに対して直上に発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

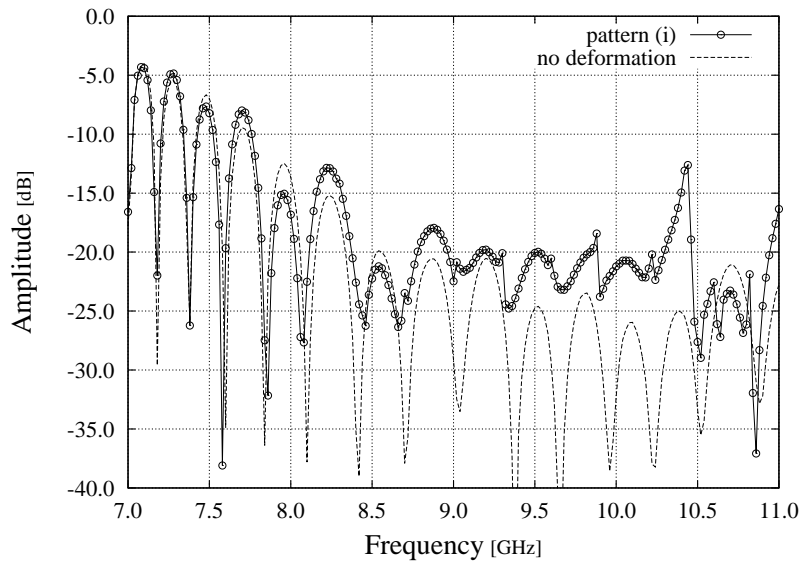


図 5.3.3 擬似変形を直上に設置した際の反射特性

特に，9.0GHz 以降で反射特性の変化が見られる。すなわち，実測実験においても内部に生じた変形によって電磁波伝搬特性に変化が現れることが確認できた。

5.3.2 斜めに発生した変形

続いて，伝搬モードに対して斜めに発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

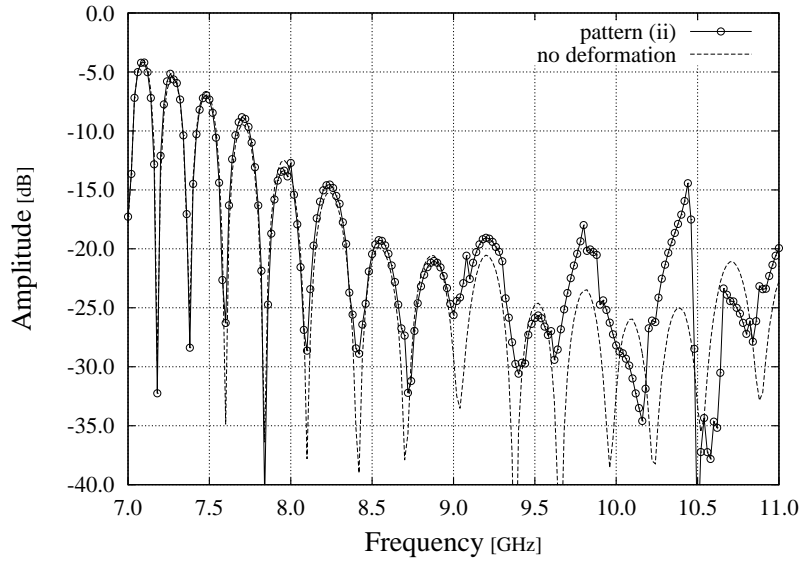


図 5.3.4 擬似変形を斜めに設置した際の反射特性

直上のものと同様に変化は見受けられるものの、若干変化の度合いが小さくなっている印象を受ける。数値実験の際と同様の現象である。

5.3.3 真横に発生した変形

最後に、伝搬モードに対して真横に発生した変形について解析を行う。以下が得られた反射特性である。

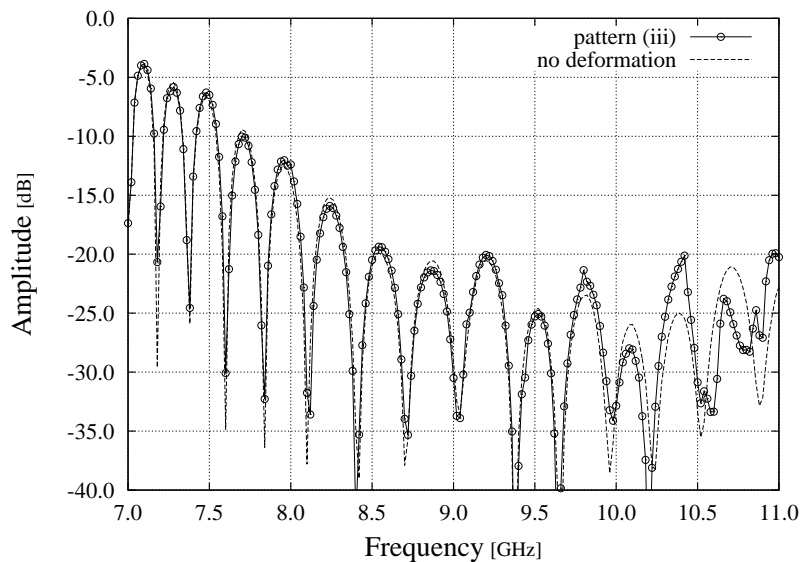


図 5.3.5 擬似変形を真横に設置した際の反射特性

直上あるいは斜めに生じた変形のものとは比べ、明らかに変化が少ないことがはっきりと分かる。数値実験の際にも同様の特性が得られているが、実測実験における結果のほうがより明白にその傾向を示している。

5.4 実測実験の考察

以上の実測実験の結果から、以下の結論を導くことが出来る。

- 管内に変形が存在する場合、その影響によって電磁波伝搬特性のひとつ、反射特性に変化が生じる
- ただし、その変化の度合いは変形が壁面のどの位置に生じたかによって変わり、管内伝搬モードに対して直上に近づくほど変化は大きく、真横に近づくほど変化は小さくなる

これらは数値実験で得られたものと同等の結論であり、反射特性の変化度合いが、変形位置に依存する理由も 4.4 で述べたものと同様であると考ええる。

数値実験同様、本章でも異物の設置方法に対して三通りのパターンのみを取り上げ測定を行ったが、伝搬モード形状の特性から対称性を有していることも確認している。すなわち、異物を直上あるいは直下に設置した際の伝搬特性はほぼ同一である。

5.5 大規模に発生した変形

これまで検出を行ってきたものは、金属管の内部に金属製異物を挿入し、内部の微小な変形を表現していた。本節では、加圧試験機を利用し実際に金属管を加圧することで変形を生じさせたいうで、試験体の反射特性を計測する。

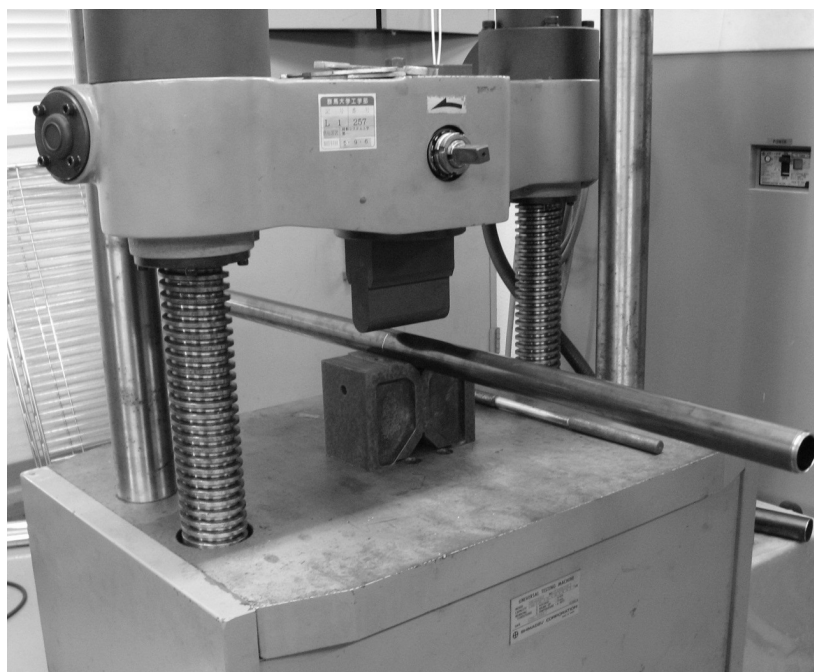


図 5.5.1 加圧試験機

本学機械科の協力の下、上図 5.5.1 のような加圧試験機を使って、金属管の加圧試験を行った。測定に用いた金属管と生じさせた変形は以下のとおりである。

パラメータ

金属管長さ	...	1000 mm
金属管内径	...	27 mm
変形深さ	...	約 6.5 mm
解析周波数	...	7 GHz~11 GHz

5.5.1 無変形状態

まず，無変形状態における金属管の解析を行う。以下が得られた反射特性である。

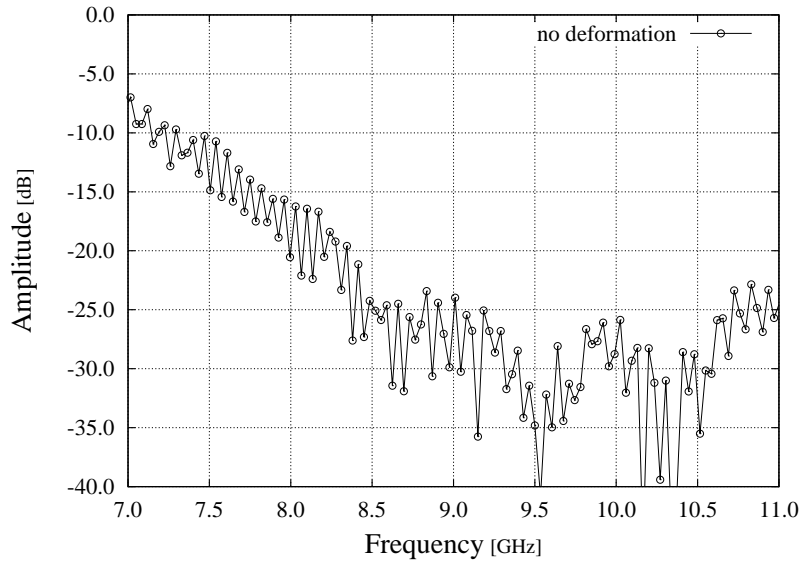


図 5.5.2 無変形状態における反射特性

4.3.1, 5.2.1 で述べたように長さ 1000mm の金属管を使用しているため干渉による落ち込み点が増加していることがわかる。本実験では，測定時間の問題から，サンプリング点を制限しているため，若干荒い特性が得られているが，実際にはきめ細やかな落ち込みが得られる (図 5.2.2 を参照)。ただしこれは離散点補間の問題に帰着するため，実験結果に対する大きな影響はないものと判断した。

今後，図 5.5.2 を本実験における特性の基準値として扱うことにする。

5.5.2 直上に発生した変形

まず加圧試験機を利用して，伝搬モードに対して直上の変形を発生させた上で解析を行った。以下が得られた反射特性である。

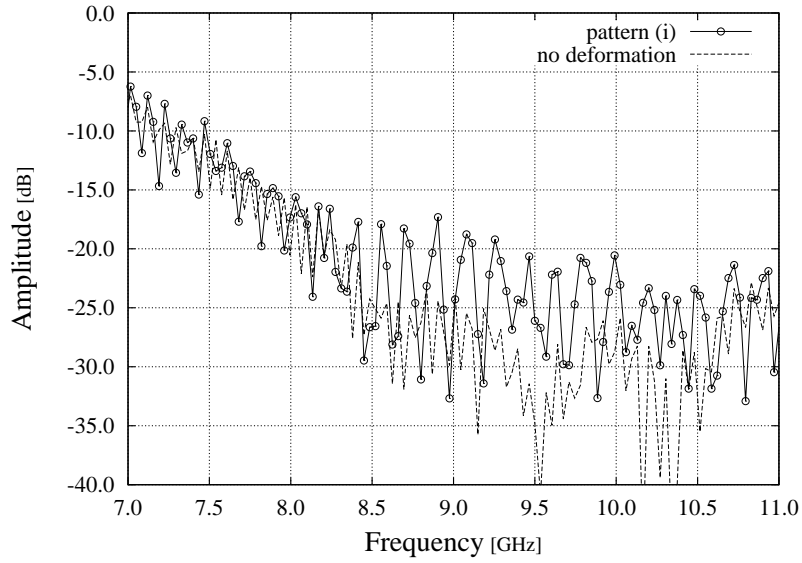


図 5.5.3 変形が直上に生じた際の反射特性

無変形状態である破線に比べて反射特性が変化していることがわかる。すなわち現実的に生じるような変形であっても反射特性に影響をあたえることが判明した。

5.5.3 斜めに発生した変形

つづいて、変形が伝搬モードに対して斜めに発生している場合の解析を行う。以下が得られた反射特性である。

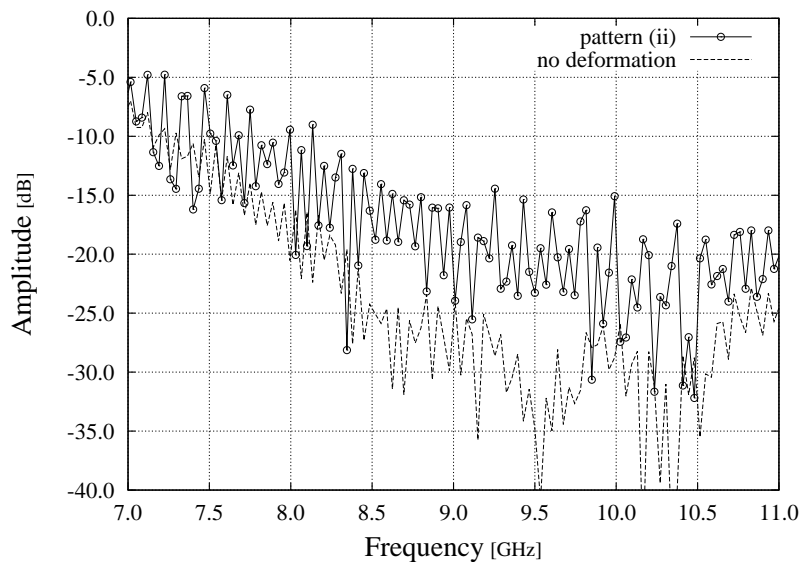


図 5.5.4 変形が斜めに生じた際の反射特性

前項で示した直上に発生した変形に比べて、大きな変化が生じていることがわかる。微小な変形を扱った際とは異なった傾向である。

5.5.4 真横に発生した変形

最後に，変形が伝搬モードに対して真横に発生した場合の解析を行う。以下が得られた反射特性である。

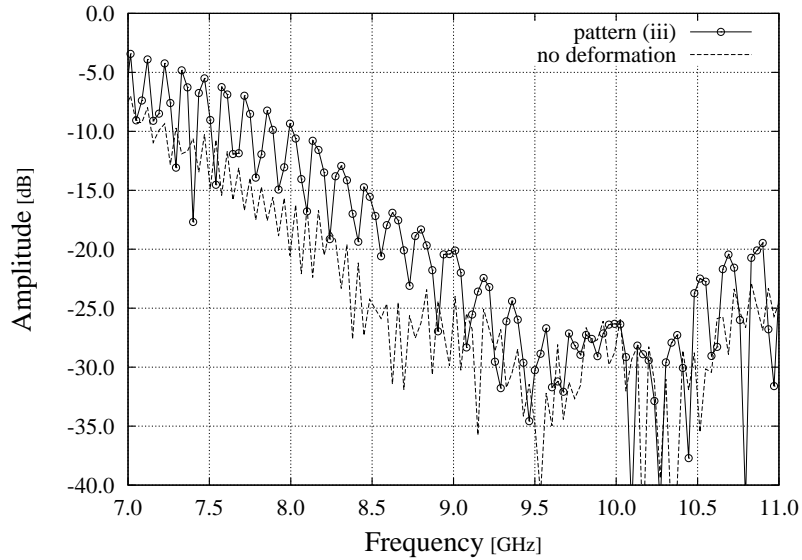


図 5.5.5 変形が真横に生じた際の反射特性

主に 7.0~9.0GHz 付近での変化が見受けられる。これも微小な変形を扱った際とは異なった傾向である。

5.6 加圧試験の考察

実験の結果，微小な擬似変形と加圧によって生じた変形では反射特性に与える影響が異なることが判明した。また，変化の度合いが擬似変形に比べて小さいこともわかる。これらの原因としてまず考えられるのは，変形の形状の違いである。以下に，擬似変形と加圧による変形の違いを示す。

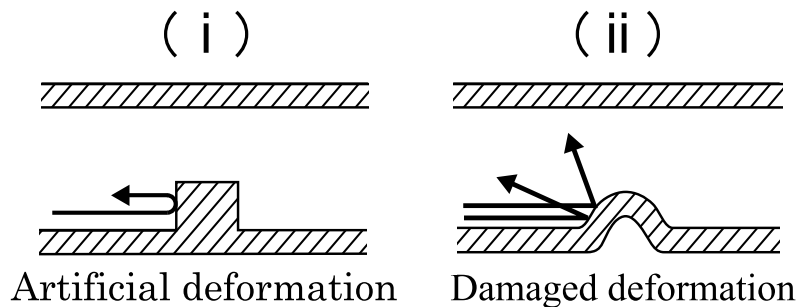


図 5.6.1 擬似変形と加圧による変形の違い

擬似変形における急峻な変形に対して，加圧によって生じたなだらかで山なりの変形では反射波の

散乱の様子も異なるものと予想されるため、図 5.6.1(ii) のような変形では、反射特性の変化も小さくなったと考えられる。

続いて、微小変形を取り扱った際と異なり、斜めに発生した変形が最も特性に影響を与えた理由について考察を行う。

考察のため、数値実験における解析モデルにほぼ同等の凹みを生じさせて管内の伝搬モードの形状を確認した。以下に解析モデルを示す。

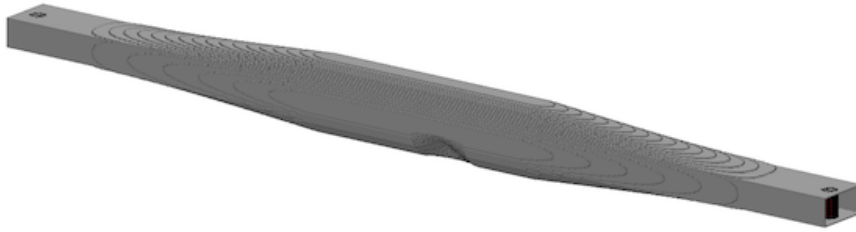


図 5.6.2 凹みを有する解析モデル

金属管中央部の電界分布は以下に示す図 5.6.3 のようになった。

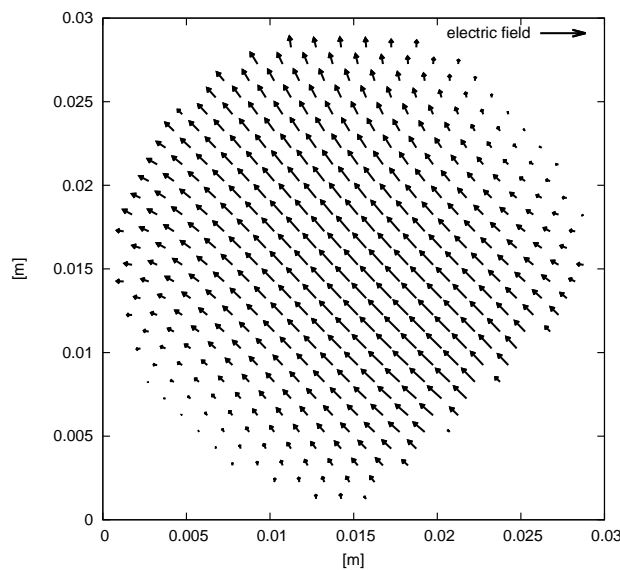


図 5.6.3 凹みを有する金属管内の電界分布

図 5.6.3 を見ると明らかなように、変形の影響で管内の伝搬モードが 45° 傾いた形状になっていることがわかる。その結果、入射波との偏波面が一致しなくなり反射特性の大きな変化につながっているのではないかと考察した。

すなわち、管内に生じた変形が伝搬モードを傾けるほど大規模なものである場合、斜めに生じた変形がもっとも特性に影響を与え、一方伝搬モードを傾けるような影響のない微小な変形である場合には、単純に高密度な電界を遮る直上・直下に生じた変形が最も特性に影響を与える、と結論付けられる。

第 6 章

より微小な変形検出の試み

本章では、前章よりもさらに微小な変形を検出するための技術について記述を行う。

6.1 校正方法の変更

前章、前々章では数値実験および実測実験による、管内に設置した厚さ 2.5 mm の金属製異物の検出について記述をしたが、本章ではそれよりもさらに微小な変形を検出を目標とする。

これまでの実験において、変形の検出率が低下する最大の原因として考えられるのが、試験体の伝搬特性によって変形部の影響による特性の変化が隠れてしまう点である。図 4.3.1 や図 5.2.1 を見てもわかるように、管内が無変形状態であるにも関わらず、伝搬特性には内部の干渉の影響が色濃く現れていることが明白である。

そこで、ここでは VNA の校正方法の変更を行うことで、問題の解決を試みる。本来、校正 (calibration) とは、測定機器やケーブルの持つ特性をキャンセルすることで、測定精度の向上を図るために利用される操作である。通常、校正は測定機器に接続する同軸ケーブルの端点で行い、それによって同軸ケーブルの特性をキャンセルする。

しかし、本章では校正点を以下の図 6.1.1 に示すように試験体を含んだ、試験体の端点で行うことを考える。

このような校正を行うことによって、試験体の持つ伝搬特性をキャンセルした上で、測定を行うことが可能となり、内部の変形に対して非常にセンシティブになることが期待できる。

なお、この手法は校正点のみを変更したものであり、校正の方法自体は通常と同様の SOL 校正*を行うものとする。

* SHORT, OPEN, LOAD 標準器を使った最も一般的な校正法

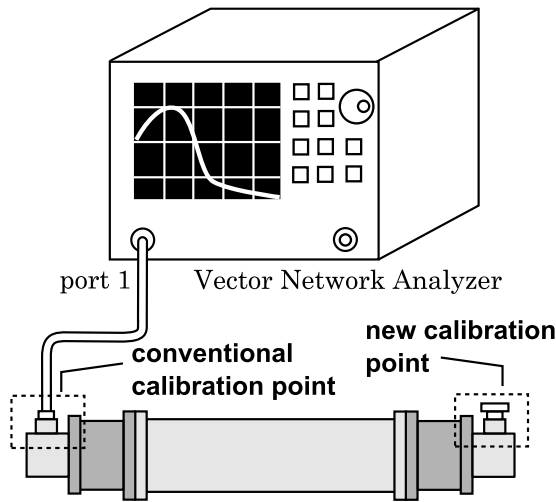


図 6.1.1 校正方法の変更

6.2 反射特性の確認

上に記述した校正を行った上で、試験体の伝搬特性を測定する。測定する金属管のパラメータは以下のとおりである。

測定対象金属管の寸法	
金属管長さ	… 1000 mm
金属管内径	… 27 mm

6.2.1 無変形状態

まず、今までと同様に内部に変形がない無変形状態の金属管を測定する。以下が得られた反射特性である。

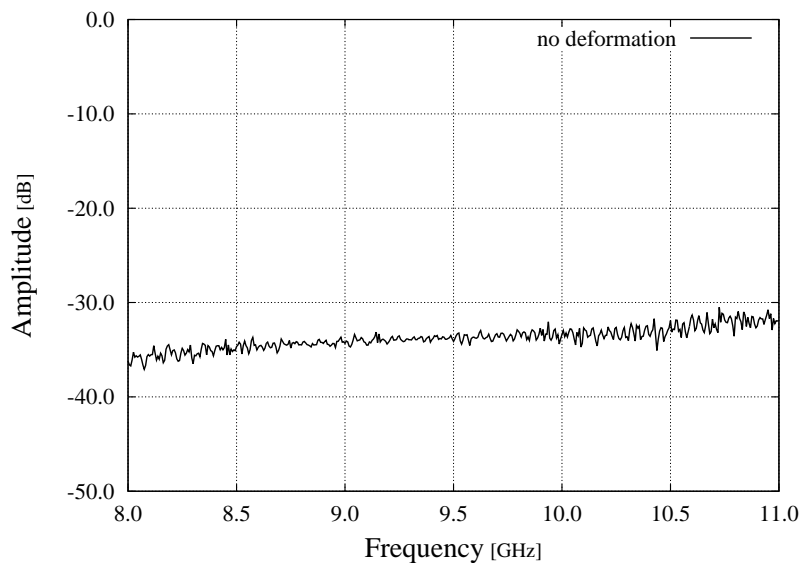


図 6.2.1 無変形状態における反射特性（校正方法変更）

図 4.3.1 や図 5.2.1 と異なり，反射特性がフラットなものになっていることがわかる。これは，上記の校正を行ったことにより，内部の特性，特に終端部で発生する微量な反射波による影響がキャンセルされたことによって得られたものである。

図 6.2.1 の強度に着目すると，周波数が高くなるに連れて，反射特性の劣化が確認できる。これは，終端に利用している終端抵抗の周波数特性の影響である。

6.2.2 直上に発生した変形

同様の校正条件のもと，内部に金属製異物を設置することを考える。ここでは，下に示す金属製異物を設置した。

金属製異物の寸法

擬似変形高さ … 約 1.5 mm(内径の約 5%)

擬似変形幅 … 7.0×7.0 (mm)

それによって得られた特性が図 6.2.2 である。

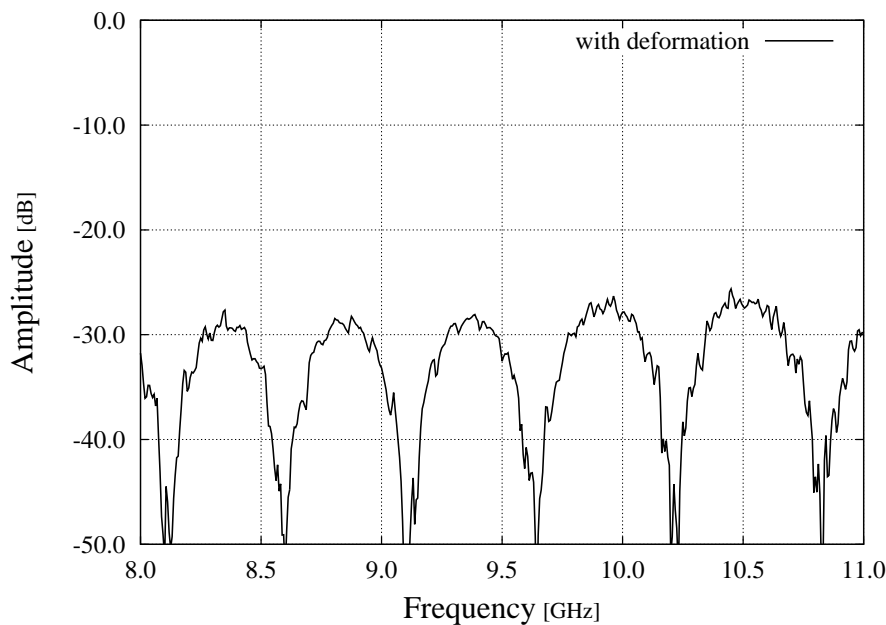


図 6.2.2 擬似変形を直上に設置した際の反射特性

無変形時における，フラットな特性に比べ，特徴的で周期的なリップルが発生していることがわかる。無変形時との違いは明らかである。今回，設置した金属製異物の高さは，約 1.5 mm であるため，第 5 章で使用した異物の約 60% の高さである。すなわち，内径に対する大きさにして約 40% の高精度化に成功したといえる。

6.3 リップル幅の考察

次に、管内に設置した異物の（伸長方向に対する）設置位置を変更して同様の実験を行った。反射特性グラフに現れた周期的なリップルに注目したところ、設置した異物の位置によってリップルの形状に変化が生じることが判明した。図 6.3.1 はその様子を示したものである。

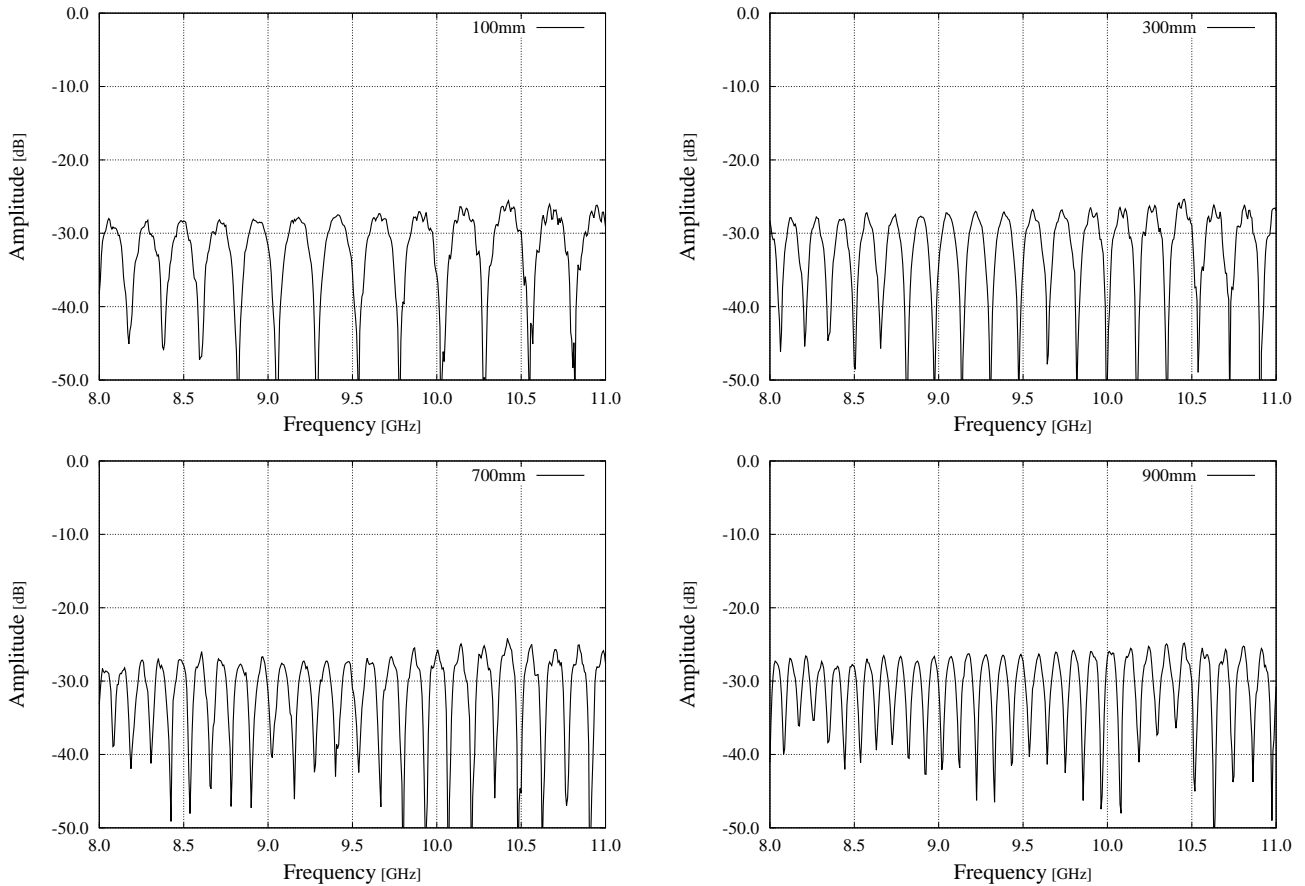


図 6.3.1 変形部位置の変化によるリップル幅の遷移

異物の位置を管端（終端抵抗側）から遠ざけていくにつれて、リップルの幅が減少していく様子が確認できる。

そこで次章において、この現象について考察を行う。

第7章

変形位置特定の試み

前章までで行った検討を元に，変形位置に対する見積もりを含めた検出法を提案し，本手法によって金属管内に発生した変形の位置を含めた検出が可能であることを明らかにする。

7.1 伸長方向に対する検討

まず，前章で明らかになった，変形部の位置とリップル幅の関係を定量的に考察することによって，伸長方向に対する変形部の位置を見積もる方法について検討を行う。

7.1.1 簡易モデルを用いたリップル発生原因の考察

前章で提示した校正方法を行った上で，内部に変形がある状態での反射特性を測定したところ，特性グラフに周期的なリップルが生じた原因について考察を行う。ここでは，内部の簡易モデルを採用し，管内に存在する反射波同士の干渉現象からリップルの発生原因を考察する。

いま，異物を挿入した状態における試験体内を以下のような簡易的なモデルによって表現する。

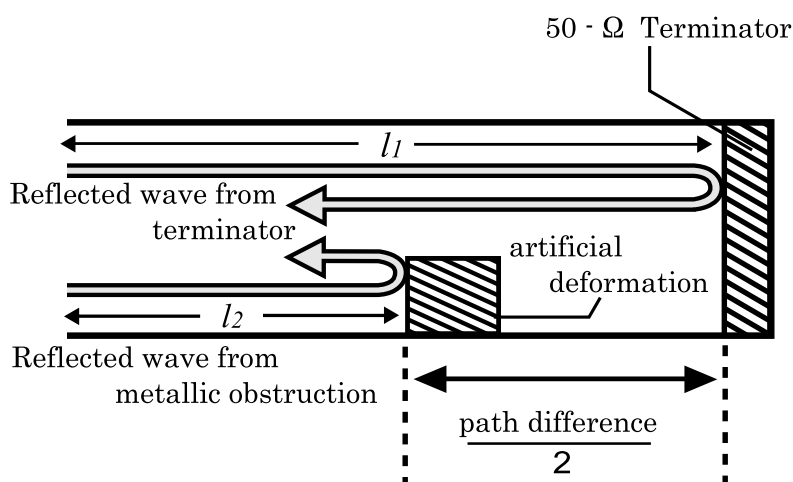


図 7.1.1 管内の簡易モデル図

本来，金属管は矩形/円形変換機-同軸導波管によって接続され，その先に 50Ω の終端抵抗が接続されているが，図 7.1.1 中では簡易化のため長さのみを考慮し，実態は省略している。

このようなモデルを考えた場合，管内に存在する反射波は終端抵抗によって終端しきれなかった微量な反射波と，擬似変形として用いられている金属製異物によって生じる反射波の二者が挙げられる。前章で，観測されたリップルはこの 2 つの波によって生じた干渉によるものであると考えられる。

そこで，ここではリップルの形成部のうち，打ち消し点に着目し，理論的な考察を行う。ここに，2 つの波が打ち消しあう条件は以下の式 (7.1.1) で与えられる。

$$2|l_1 - l_2| = \left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda \tag{7.1.1}$$

式中の n は整数である。ただし λ は管内波長を考慮し，以下の式 (7.1.2) を適用するものとする。

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{7.1.2}$$

これらの式をまとめると

$$2|l_1 - l_2| = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{c}{f\sqrt{1 - \left(\frac{f_c}{f}\right)^2}} \tag{7.1.3}$$

が得られる。式 (7.1.3) における整数 n を変化させた際に，式を満たす周波数において波同士の相殺が発生しリップルの落ち込みが発生する。

これを，視覚的に確認するために，式 (7.1.3) をもとに相殺する点を計算によって求めたものを以下に示す。

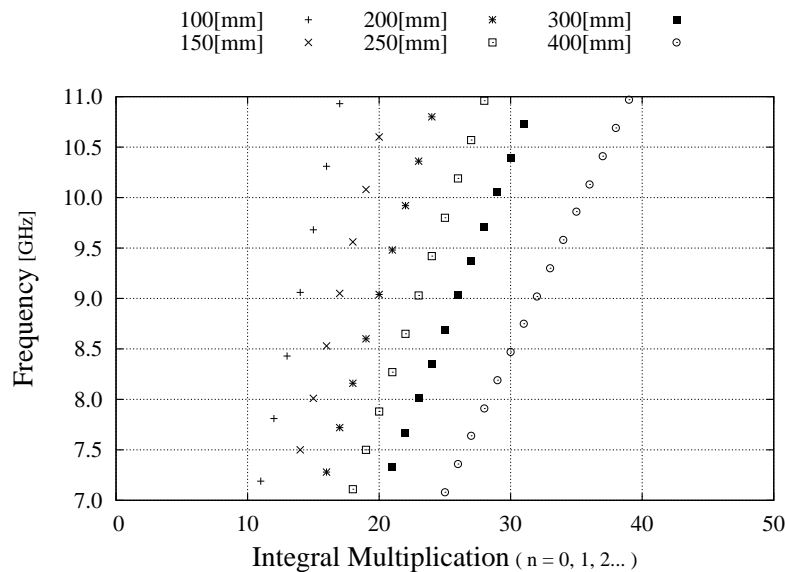


図 7.1.2 干渉による落ち込み点

図 7.1.2 は，リップルが落ち込む相殺点を管端から見た金属製異物の位置を変更しながら，プロットしたものであり，縦軸が相殺が生じる周波数を，横軸が整数 n を示している。

図 7.1.2 を見ると、確かに、管端から異物を遠ざけるほど、相殺点の個数が増加していることがわかる。それに付随してリップル幅は減少していくことになるため、実測実験によって観測された現象と同様の結果が得られていることがわかる。

7.1.2 変形位置とリップル幅の関連付け

前項で得られた干渉点をもとに、リップル幅の導出を行う。図 7.1.2 をみると、干渉点同士の間隔は厳密には一定のものではないが、その違いはわずかなものであるため、第一干渉点と第二干渉点の周波数幅をもって、リップル幅であると判断して問題ないものとした。以下は各々の変形位置における周波数リップル幅をグラフによって示したものである。

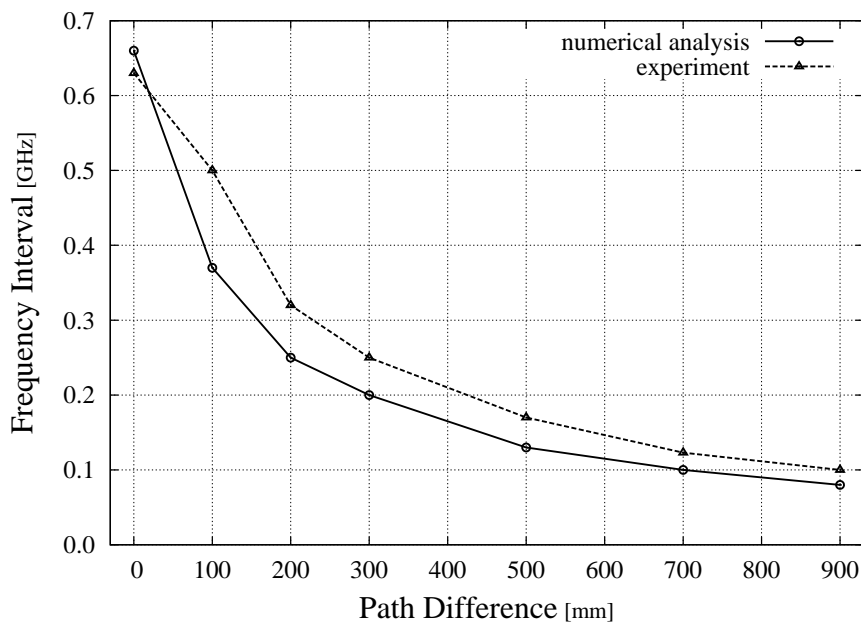


図 7.1.3 リップル幅と変形位置の関係分布

同図には、実測実験において変形位置を変化させ得られたリップル幅のグラフを比較のため示している。

両者を比較すると、ほぼ同様の傾向を示していることがわかり、前節で展開した考察の妥当性を確認することが出来た。

矩形/円形変換器および同軸導波管変換機を変更しない限り、異物とリップル幅の関係は図 7.1.3 の分布に従うものと考えられるため、反射特性グラフにおけるリップル幅を測定することによって、内部に生じた変形部の位置のおおまかな見積りが可能である。

7.2 円周方向に対する検討

つづいて、第 4 章、第 5 章で明らかになった伝搬モードの特性から、円周方向に対する変形部の位置を見積もる方法について検討を行う。

7.2.1 管内伝搬モードの特性

第4章，第5章で示したように数値実験，実測実験の両者において円形管内における伝搬モードの形状から壁面に発生した変形は，伝搬モードの直上あるいは直下に発生した場合にもっとも反射特性に変化が生じ，逆に真横に生じた変形に対しては変化の度合いが小さいという結果が得られている。

この特性は校正方法を変更したとしても，変わらないものと考えられる。そこで，ここではその特性を利用することで，発生した変形の円周方向における位置を見積る手法を提案する。

7.2.2 回転を伴う実測実験

本節では，金属管を回転させながら測定を行う手法を提案する。ここでは，専用の取付具を利用することによって金属管の固定を行いつつ，円周方向のみの回転を実現する。これは，同軸導波管変換器および矩形/円形変換器を固定した状態で，金属管部分のみを回転させるため，内部の電磁波伝搬モードの形は保たれたまま，変形部のみが回転する。

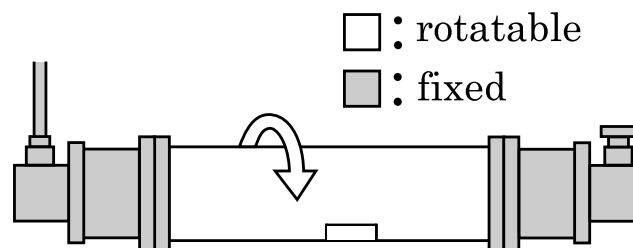


図 7.2.1 回転を伴う実測実験

よって，金属管内部が無変形状態の場合には，角度を変化させても特性は変化せず，一方で金属管内部になんらかの変形が認められる場合には，角度に応じて特性が変化し，加えて変形が伝搬モードに対して直上あるいは直下に位置した際に，大きな変化が検出できることが期待される。

ここでは，以下のような条件で測定を行う。

パラメータ

金属管長さ	…	300 mm
金属管内径	…	27 mm
擬似変形高さ	…	約 1.5 mm
擬似変形幅	…	7.0×7.0 (mm)
擬似変形位置 (伸長方向)	…	管端から見て 20 mm
擬似変形位置 (円周方向)	…	頂点から見て時計回りに 45°

7.2.3 カラーマップを用いた変形部見積もり

まず，内部が無変形状態の金属管に対する測定結果を以下に示す。

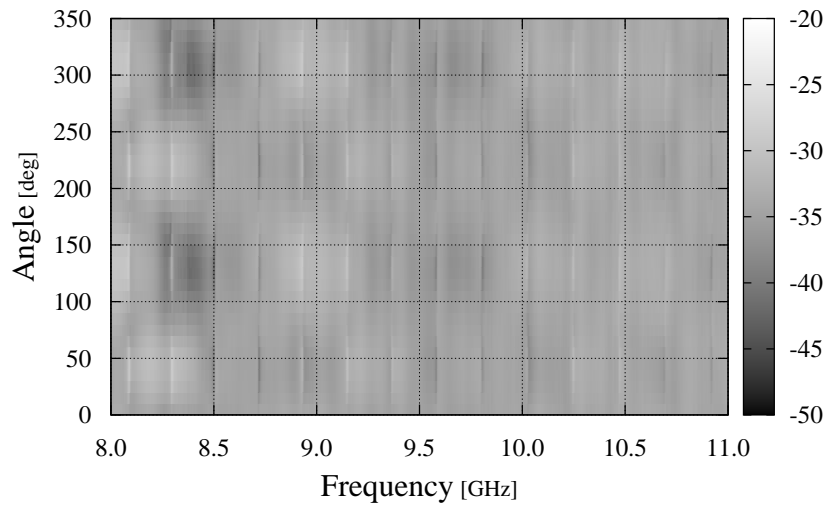


図 7.2.2 無変形状態における特性カラーマップ

図 7.2.2 に示した特性マップについて、横軸が周波数、縦軸が角度を示しており、グラデーションは反射特性の強度分布を示している。

図 7.2.2 を見ると、角度の変化に伴った特性の変化がほとんど見られないことから、金属管内部は無変形状態であることが確認できる。ただし、(8.3 GHz, 130°) および (8.3 GHz, 300°) 付近に反射特性の小さな変化が見受けられる。これは実測実験に溶接管を使用しているため、溶接部分の継ぎ目が影響し特性が変化したものであると考えられる。

次に、内部に金属製異物を設置した金属管に対する測定結果を以下に示す。

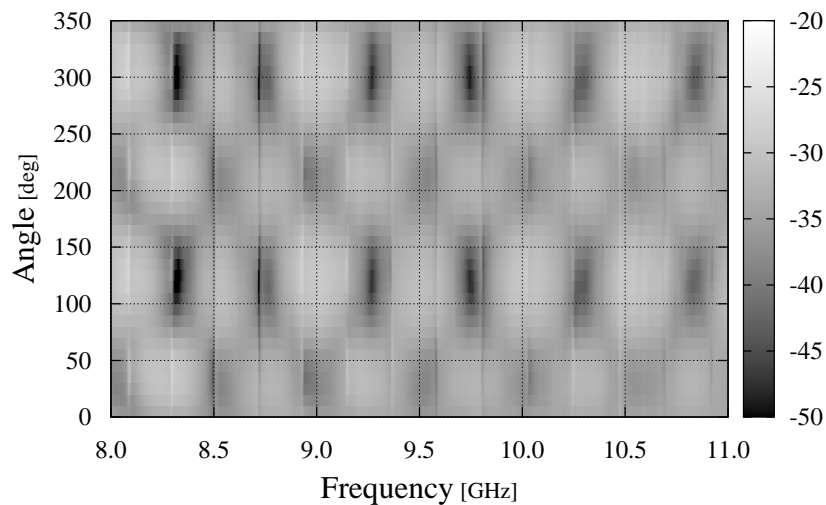


図 7.2.3 内部に擬似変形を設置した際の特性カラーマップ

図 7.2.3 を見ると、明らかに反射特性の強度変化が見受けられるため、内部に何らかの変形が存在していることが確認できる。強度変化は周期的に発生しているが、これは前節で示したリップルが発生しているためである。

図 7.2.3 を詳しく解析してみる。まず横軸（周波数軸）に注目すると、リップル幅が平均して約 0.6GHz 程度であることがわかる。変形部の位置とリップル幅の関係から図 7.1.3 を参照すると

- 変形部の伸長方向に対する位置は金属管の管端から見て約 20 ~ 30 mm に位置している

と予想できる。

つづいて、縦軸（角度軸）に注目すると、強度変化のピークは約 130° および約 310° で生じていることがわかる。これはすなわち開始地点から、130° あるいは 310° 回転させた地点で、変形が直上あるいは直下に位置したと考えられる。したがって

- 変形部の円周方向に対する位置は、回転前では直上から時計回りを見て 50° あるいは 230° に位置していた

と予想できる。

以上から、図 7.2.3 より

- 金属管内には何らかの変形が存在し、その変形は円周方向に対しては真上から時計回りを見て約 50° あるいは約 230° に、伸長方向に対しては終端側管端から見て約 20 ~ 30 mm に位置している。

と結論付けることが出来る。

得られた検出結果は検出前に設置した金属製異物の位置とほぼ一致しており、本章で提案した検出法の有効性を確認することが出来た。

第 8 章

結論

本稿では、金属管の簡易な検査法としてマイクロ波を用いた管内変形検査法を提案した。

まず、第 4 章では FDTD 法によって、金属管内を伝搬する電磁波の伝搬モードの形状を明らかにすることに成功した。第 4 章では数値実験、第 5 章では実測実験によって内部に擬似的な変形を設置した際に、その反射特性に変化が生じることを確かめ、加えて伝搬モードの特徴から変化量は壁面に設置した変形の角度に依存することが判明した。また、加圧試験機を利用して自然発生に近い加圧によって生じた変形に対して、同様の測定を行い、やはり特性の変化を確認することが出来た。

第 6 章では前章よりもさらに微小な変形の検出を試み、測定機器の構成方法を変更することによって約 40% の精度向上に成功した。

第 7 章では第 4 章によって明らかになった反射特性の特徴から、変形部の伸長方向に対する位置の見積もりに成功し、加えて管内伝搬モードの特徴から変形部の円周方向に対する位置の見積もりにも成功した。

以上の結果から、本稿で提案した手法の正当性を評価することに成功した。

本手法は、高周波回路の測定に用いられる一般的な測定器であるベクトル・ネットワーク・アナライザによって検査を行うことが出来るため、特殊な機器を用いる必要はない。また、金属管の規模に依存せず短時間での検査が可能である。また、管内を伝搬する電磁波を利用した方法である点から、被検査物が断熱材に覆われている状態であっても検査が可能である。

本手法の具体的な応用例として、多量に生産される金属製直管の初期不良判定などが挙げられる。

第9章

今後の課題

本手法の抱える課題として以下の事柄があげられる。

- 変形角度の特定

7.2.3 で示した通り，本手法によって特定される角度は，伝搬モードの対称性から二通りとなっており，角度の完全な特定には至っていない。

管内の伝搬モードを使い分けるなどの方法を取り，角度を絞り込む必要がある。

- 多種の変形に対する検討

本稿で主に取り扱った変形は，管内に金属製異物を設置することによって表現した擬似変形である。また 5.5 で示したとおり，加圧によって生じた山なりの変形は擬似変形に対して反射特性の変化が乏しいことが判明している。したがってこのような実際に生じ得るような変形に対応する必要がある。

また，本稿では管内の一箇所に変形が発生した状態を論じているが，実際の変形は複数箇所に発生することも充分考えられる。したがって内部に変形が複数生じた際の検討も行う必要がある。

- 回転機構の改善

7.2.2 で示した手法は，導波機構部を固定し，被験体である金属管を回転させている。しかし，変形によって金属管が歪んでしまった場合，機構的に回転が不可能になることが考えられる。本来，導波機構部を回転させるべきであるが，それを行った場合，同軸ケーブルの移動による特性の変化によって検出が困難になる。また，終端部の変換機も同時に回転させなければ偏波面が一致なくなり，特性が大幅に劣化してしまう。したがってこれらの問題を解決する回転機構を考案する必要がある。

場合によっては，管内伝搬モードを回転モードに変更する方法も考えられる。

- バンド管への対応

本稿で扱った被検査物はすべて直管である。しかし，工場などではL字管やU字管などのバンド管が多く使用されているため，本手法がバンド管に対しても応用可能であるかを検討する必要がある。

謝辞

本論文を作成するにあたり、まず終始適切な助言と熱心なご指導を頂きました本島邦行教授に深い感謝の意を表すとともに厚く御礼を申し上げます。同じく羽賀望助教授には、研究全般に置きまして事細かな御指導と多大な援助を頂きました。赴任して一年余りという多忙の身にかかわらず浅学非才な私の面倒を見て頂き、心から感謝の意を表します。本学機械科に所属されている坂本賢治氏には実測実験環境におけるいくつもの精巧な実験器具を作成して頂きました。唐突なご依頼にも関わらず、機械の素人である私に親身なご提案なさってくださったこと、実測実験のご協力を頂いたことに心から感謝いたします。機械加工の際にご指導を頂いたマシンショップの職員の方々にもこの場を借りて感謝御礼申し上げます。また、修士学位論文の主査を快く引き受けて下さった小林春夫教授ならびに副査を引き受けてくださった三輪空司准教授に厚く御礼申し上げます。

加えて御力添えを頂いた研究室の先輩、同輩のみなさまに感謝いたします。特に、研究メンバーであった望月大幹氏、津久井直樹氏、津久井康平氏には、数多くの助言を頂き、本研究を進めるうえで大きな助けになりました。さらに、一昨年メンバーであった竹内章悟氏には、本研究のさらなる進展に関わる有意義な研究に取り組んで頂き、本研究の大きな励みになりました。ここに感謝申し上げます。

最後に、本研究の一部は平成 24 年度日本学術振興会科学研究費助成事業 (基盤研究 C, 課題番号 23560498) にて行われたことを付記し、関係者各位に心から御礼申し上げます。

参考文献

- [1] 吉野智彦・片山誠・村上岩範・安藤嘉則・長屋幸助：「無線式磁気吸着配管内検査ロボットの開発」, 日本 AEM 学会, 日本 AEM 学会誌, vol.17, pp.508-514, (2009-9)
- [2] 本島邦行・村上岩範・衣川義幸・佐藤和也・松原雅昭・長屋幸助：「磁気吸着型ワイヤレス走行アクチュエータの開発と電磁非接触検査への応用」, 日本 AEM 学会, 日本 AEM 学会誌, vol.18, pp.329-334 (2010-12)
- [3] 今川幸久・和田秀樹・脇部康彦・北川秀昭・楠本淳一・金谷章宏：「ガイドウェーブ探傷システムの開発」, 日本材料学会, 学術講演会講演論文集 57, pp.89-90 (2008-5)
- [4] 佐藤和也・本島邦行・松原雅昭：「変形部を有する円形導波管の電磁波伝搬解析」, 信学論 (C), vol.J94-C, pp.193-196, (2011-7)
- [5] K.Abbasi, S.Ito and H.Hashidume: "Microwave Detection of Longitudinal Crack and Identification of Its Location in Straight Pipe", Journal of Power and Energy Systems, vol.2 No.2, pp-538-544 (2008)
- [6] 宇野亨：「FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析」, コロナ社, 東京 (1998)
- [7] 細野敏夫：「電磁波工学の基礎」, pp.94-96, 昭晃堂, 東京 (1973)