

卒業論文

FDTD法による
アンテナモデリングに関する研究

指導教官 新井 宏之 教授

平成15年2月28日提出

9944158 横尾 雄司

要約

近年，計算機の著しい進歩により注目されている電磁界解析手法に FDTD 法 (Finite Difference Time Domain method) がある．FDTD 法はマックスウェルの方程式を時間及び空間で差分化し，時間応答で解析を行う解析手法であり，アルゴリズムが比較的簡単なことや，解析のモデル化に特別な知識を必要としないことなどからアンテナ解析手法として有効な手法となっている．

FDTD 法において曲線形状などの直交セルに一致しない解析対象を解析する場合，一般に階段近似を用いていた．しかし，階段近似を用いて解析精度を向上させるためにはセルサイズを小さくする必要があり，それに伴い多くの計算機資源が必要となる．そこで，セルの形状に一致しない部分にのみファラデー則を適用した式を用いて解析を行う CP-FDTD 法が提案された．

本論文では，最初に CP-FDTD 法に用いられるファラデー則に基づく計算式の導出を行ったのちに， H_z 成分についてのみ CP-FDTD 法を適用する簡略化を行った．さらにこの簡略化した計算式を従来の FDTD 法のアルゴリズムに組み込む方法を説明する．次に，CP-FDTD 法と階段近似の精度について検討を行うため，逆 F アンテナの解析を行った．階段近似を用いて解析を行った場合と比較して，共振周波数の誤差を 0.4% 低減でき CP-FDTD 法の有効性を確認した．また，モデリングにおいて導体表面上の磁界の法線成分を 0 にすることが重要である事が分かった．

次に，逆 F アンテナとダイポールアンテナの相互結合解析及び実験を行った．逆 F アンテナからのダイポールの高さが増加するにつれて相互結合が減少する．また，ダイポールの位置について，E 面方向のアンテナ部分中央もしくは対角線上に置いた場合が最も相互結合が増加する．高さ $\lambda/10$ (15mm) の時，最適な相互結合となった．CP-FDTD 法を導入することでの相互結合解析に与える影響については，相互結合の値はほぼ変化がなく，ピークの周波数が約 15MHz 低域にシフトするという結果になった．しかし，実験値と解析値の間に大きな誤差があることから精度の向上が図れたかについて検討するには問題がある．これより，相互結合測定実験においてアンテナ単体としての特性の一致や，アンテナ間の距離と相対的な位置を正確に測定することが重要である事を明らかにした．

目次

第1章 序論	1
第2章 CP-FDTD 法による解析法	8
2.1 CP-FDTD 法	8
2.1.1 ファラデー則による計算式導出	8
2.1.2 簡略化された CP-FDTD 法	16
2.2 解析におけるモデリング法	18
2.2.1 CP-FDTD 法の適用法	18
2.2.2 CP-FDTD 法と階段近似の比較	20
2.3 まとめ	24
第3章 平面逆 F アンテナとの相互結合解析	25
3.1 平面逆 F アンテナの基礎特性	25
3.1.1 整合条件	25
3.1.2 入力特性及び放射指向性	27
3.2 平面逆 F アンテナとダイポールの相互結合特性	29
3.2.1 E 面方向に置いた場合の相互結合	29
3.2.2 H 面方向に置いた場合の相互結合	32
3.2.3 対角線方向に置いた場合の相互結合	35
3.3 まとめ	37
第4章 結論	38
謝辞	39
参考文献	40

第 1 章

序論

現在，電磁界解析手法として一般的に利用されているものとして，モーメント法，有限要素法，FDTD 法 (Finite Difference Time Domain method) などが挙げられる．近年，特に注目されている手法が FDTD 法である．FDTD 法はマックスウェルの方程式を時間及び空間で差分化し，時間応答で解析を行う解析手法であり，アンテナ設計のみならず電磁波散乱問題，電波伝播問題，電波干渉問題，マイクロ波回路解析及び設計，超高速オプトエレクトロニクス分野など幅広い分野で使用されている．

これまでアンテナ解析に主に用いられてきた，モーメント法などのスペクトル領域における解析手法は解析構造ごとに積分方程式の定式化を行う必要があり，また，一度の解析において一つの周波数特性しか得られないという欠点があった．これに対して FDTD 法はリープフロッグアルゴリズムと呼ばれるアルゴリズムを利用している．このアルゴリズムは半時刻前の半セルずれた磁界から電界を計算し，さらに半時刻前の半セルずれた電界から磁界を計算するという手順を交互に繰り返すという比較的簡単なアルゴリズムである．一般的に時間領域の差分法では，波の伝搬と共に波の振幅が減衰する現象が現れる．リープフロッグアルゴリズムの大きな特徴として，この現象が現れないことが挙げられる．また，解析領域内をメッシュ構造で分割することで，同一のアルゴリズムで複雑な構造のアンテナを解析することが可能であるという長所がある．

また，電界及び磁界という二つのパラメータが必要となるということから，計算機資源を多く必要とすることや，それに伴い計算時間が増加するといった欠点も存在する．しかし，最近の急速な計算機の発達や，高性能な計算機が安価になったことなどから，FDTD 法が注目され実際に数多くの研究が報告されている．

FDTD 法において曲線状などの直交セルの形状に一致しない構造のアンテナを解析する場合、階段近似を用いるのが一般的である。しかし、階段近似を行う際にはセルサイズを十分に小さくしなければ解析精度が落ちてしまう。そのため、精度上げるために多くの計算機資源が必要となり計算時間も長くなってしまふ。これを解決するために、円筒形座標や球面座標系を用いて円形素子のモデリングが可能となる FDTD 法が提案されている。しかし、これらのアルゴリズムは直交座標系に比べて計算時間が長いという欠点がある。そこで、直交セルの形状に合わない部分のみに以前とは異なるアルゴリズムを用いる方法が提案された [1]。このような方法は CP (Contour-Path)-FDTD や C (Conformal) FDTD と呼ばれている。この方法を用いることで、計算機資源の効率化や計算精度の向上が期待できる。

例として論文 [1] で取り上げられている図 1.1 と図 1.2 のような場合について説明する。図 1.1 は、FDTD 法に用いられる単位格子よりも小さな半径 r を持つワイヤ状の導体を示している。このワイヤ状の導体の解析を行うために以下のような仮定を用いて定式化を行う。

- ワイヤ中心からの半径距離 r の近傍電磁界 E_x, E_z, H_y が $1/r$ に比例する。
- z 軸方向について E_z, H_y は一次的に分布する。

この仮定を用いて E_x, E_z, H_y を定式化すると次のように表せる。

$$H_y(x, z) = H_y\left(\frac{\Delta}{2}, z_0\right) \cdot \left(\frac{\Delta}{2}\right) \cdot \frac{1}{x} \cdot [1 + c_1 \cdot (z - z_0)] \quad (1.1)$$

$$E_x\left(x, z_0 \pm \frac{\Delta}{2}\right) = E_x\left(\frac{\Delta}{2}, z_0 \pm \frac{\Delta}{2}\right) \cdot \left(\frac{\Delta}{2}\right) \cdot \frac{1}{x} \quad (1.2)$$

$$E_z(0, z) = 0 \quad (1.3)$$

$$E_z(\Delta, z) = E_z(\Delta, z_0) \cdot [1 + c_2 \cdot (z - z_0)] \quad (1.4)$$

ただし、 c_1, c_2 は任意の定数。

以上の式を用いて経路 C についてファラデー則を適用させると次の式が導かれる。

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(\frac{\Delta}{2}, z_0\right) = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(\frac{\Delta}{2}, z_0\right) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta} \cdot \left\{ E_x^n\left(\frac{\Delta}{2}, z_0 - \frac{\Delta}{2}\right) - E_x^n\left(\frac{\Delta}{2}, z_0 + \frac{\Delta}{2}\right) + \frac{2}{\ln\left(\frac{\Delta}{r_0}\right)} E_z^n(\Delta, z_0) \right\} \quad (1.5)$$

このアルゴリズムではワイヤに隣接するセルについてはこの計算式を、それ以外のセルにおいては通常の FDTD 法の計算式を用いて計算を行う。

上記で述べた計算式は二次元空間において定式化を行っている。これを三次元空間に拡張するためには、ワイヤを含む他の三つの断面についても同様の手法で計算式が求める事で拡張が可能となる。

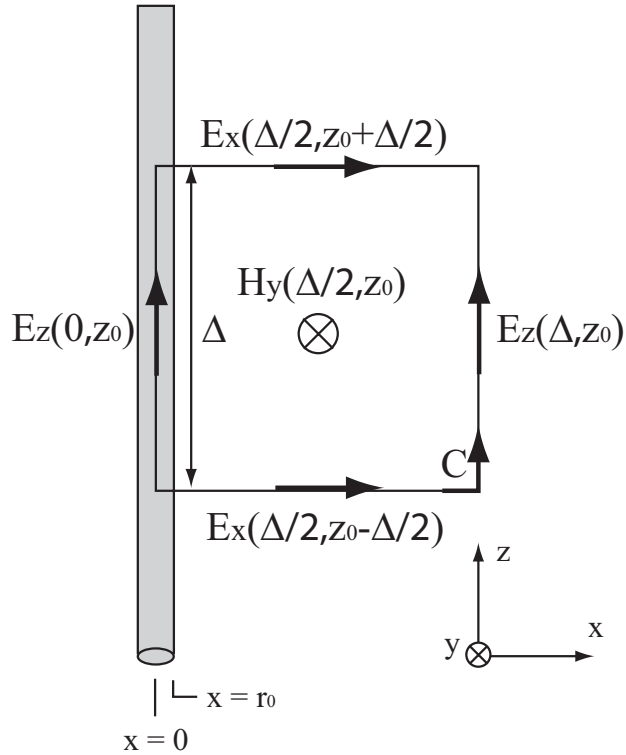


図 1.1 : ワイヤモデル

次に，図 1.2 は厚みのない導体上に単位格子よりも小さな幅 g のスロットが存在する場合を示している．図 1.2 に示したファラデー則を適用する経路 C_1, C_2, C_3 それぞれについて計算式が異なるので順に説明する．前提として導体内部の電界成分及び磁界成分は 0 であるものとする．

最初に導体の端部における場合 (C_1) について説明する．この時，次の仮定を用いて定式化を行う．

- E_y, H_z は y 軸方向について変化がない．
- x 軸方向について E_x, H_z は一次的に分布する．

この仮定を用いて経路 C_1 にファラデー則を適用させると次の式が導かれる．

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(x, y_0) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(x, y_0) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha\right)} \left\{ E_y^n \left(x - \frac{\Delta}{2}, y_0\right) \cdot \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha\right) - E_y^n \left(x + \frac{\Delta}{2}, y_0\right) \cdot \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha\right) \right. \\
 &\left. - E_x^n \left(x, y_0 - \frac{\Delta}{2}\right) \cdot \Delta \right\} \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

次にスロットの開口における場合 (C_2) について説明する．この時，次の仮定を用いて定式化を行う．

- E_y は y 軸方向について変化がない．
- x 軸方向について E_x は一次的に分布する．
- H_z は経路 C_2 内の自由空間部分の平均値である．

この仮定を用いて経路 C_2 にファラデー則を適用させると次の式が導かれる．

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(x_0, y_0) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(x_0, y_0) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 \left\{ \Delta \cdot \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha \right) + g \cdot \left(\frac{\Delta}{2} - \alpha \right) \right\}} \left\{ E_x^n(x_0, y_0 + \frac{\Delta}{2}) \cdot g - E_x^n(x_0, y_0 - \frac{\Delta}{2}) \cdot \Delta \right. \\
 &\left. + E_y^n(x_0 - \frac{\Delta}{2}, y_0) \cdot \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha \right) - E_y^n(x_0 + \frac{\Delta}{2}, y_0) \cdot \left(\frac{\Delta}{2} + \alpha \right) \right\} \quad (1.7)
 \end{aligned}$$

次にスロットの内部における場合 (C_3) について説明する．この時，次の仮定を用いて定式化を行う．

- E_x, H_z は x 軸方向について変化がない．
- y 軸方向について H_z は一次的に分布する．

この仮定を用いて経路 C_3 にファラデー則を適用させると次の式が導かれる．

$$\begin{aligned}
 H_z^{n+\frac{1}{2}}(x_0, y) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}(x_0, y) \\
 &+ \frac{\Delta t}{\mu_0 g \Delta} \left\{ E_x^n(x_0, y + \frac{\Delta}{2}) \cdot g - E_x^n(x_0, y - \frac{\Delta}{2}) \cdot g \right\} \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

これらの計算式を用いて導体の端部における磁界を計算を行い，他のセルについては通常の FDTD 法による計算を行う．計算式は一見複雑に見えるが，積分経路内部の面積と積分経路の辺の長さを求めて，それらを係数として計算を行っているので比較的簡単な式であるといえる．

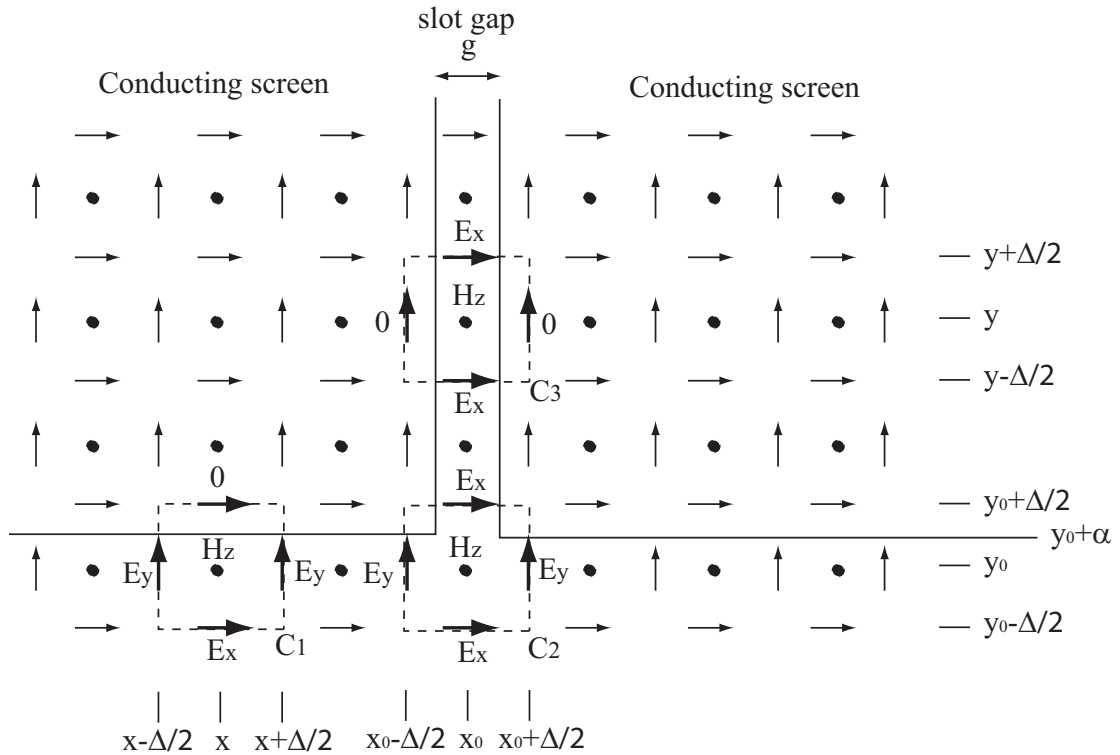


図 1.2 : スロットモデル

上記の論文ではグリッドに対して導体が平行な場合の CP-FDTD 法であるが，図 1.3 に示すようなグリッドに対して導体が傾いた場合の研究も報告されている [2]．基本的には磁界成分を計算する場合に，図に示した積分路においてファラデー則を適用するという上記の論文と同様の手法であるが，モデリングの際に導体がどのようにグリッドを横切るかによって場合分けされ，それぞれの計算式は極めて複雑となっている．そこで，グリッドに合わない部分の電界，磁界成分のうち H_z 成分にのみ適用する方法が報告されている [3]．これらの方法については第二章において詳しく説明する．

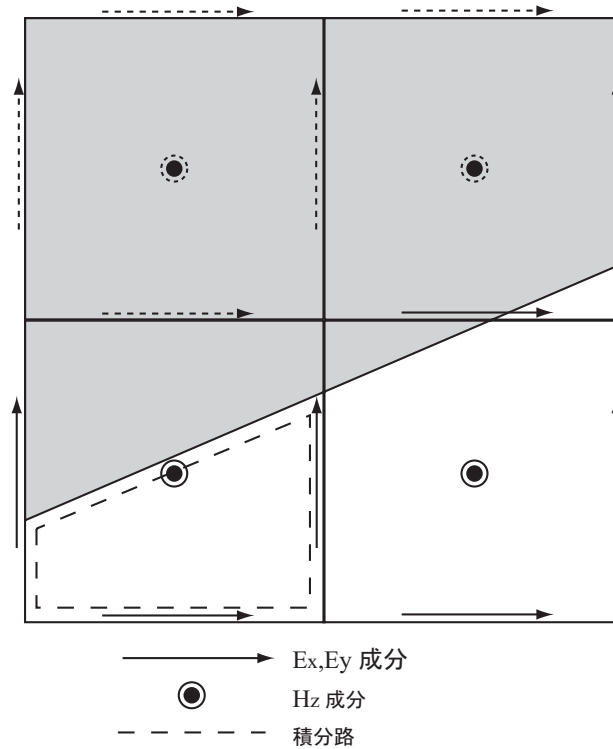


図 1.3 : CP-FDTD

ここで紹介した研究は、この CP-FDTD 法を用いたアンテナ単体の解析についての検討が主であり、CP-FDTD 法を用いた複数のアンテナ間の相互結合解析についての検討を行っていない。

アンテナ間の相互結合解析ではアンテナの位置が図 1.4 のようにグリッドに対して傾いている場合が考えられる。図 1.4 ではダイポールがグリッドに対して傾いているので、給電部がグリッドに対して傾いてしまっている。給電部がグリッドに対して傾いた場合の線上アンテナを FDTD 法により解析する方法はあまり一般的ではない。そこで、パッチアンテナをグリッドに対して傾け階段近似を用いてモデリングを行い、ダイポールをグリッドに合うような形で解析することで相互結合解析が可能となる。

そこで、パッチアンテナなどの板状のアンテナがグリッドに対して傾けた場合について階段近似を用いて解析するよりも、CP-FDTD 法を適用し解析を行えば解析精度の向上が計れると考えられる。

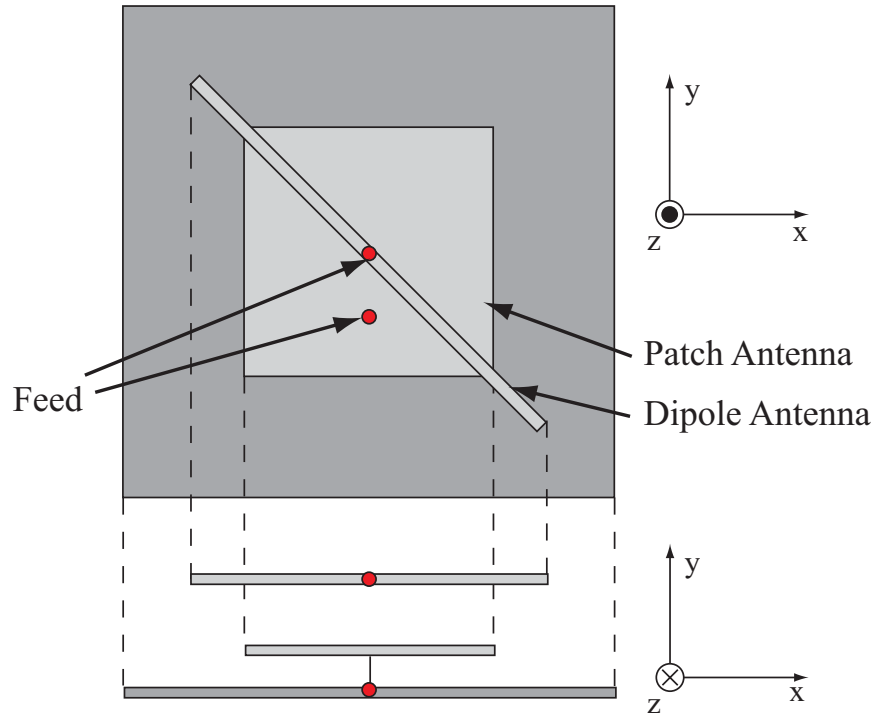


図 1.4 : 相互結合解析例

本研究では、この CP-FDTD 法を用いて逆 F アンテナの解析を行い、CP-FDTD 法の有効性を検討する。加えて、CP-FDTD 法を導入した逆 F アンテナとダイポールアンテナの相互結合解析を行い、相互結合解析に与える影響について検討する。また、相互結合測定の実験における誤差の要因について検討する。

本論文の構成を示す。第二章では、CP-FDTD 法に用いられる計算式の導出、及び簡略化を行った計算式の導出を行う。また、実際に逆 F アンテナに CP-FDTD 法を適用し解析を行い、階段近似を用いた解析結果との比較検討を行う。第三章では、前章で解析を行った逆 F アンテナとダイポールアンテナとの相互結合について解析、実験を行い、その誤差について検討する。さらに、CP-FDTD 法を導入することでの影響を検討する。最後に第四章を結論とする。

第 2 章

CP-FDTD 法による解析法

本章ではアンテナ導体が直交セルに一致しない場合に適用される CP-FDTD 法について説明する。まず CP-FDTD 法に用いられる計算式の導出方法について説明する。次に、CP-FDTD 法を用いて逆 F アンテナを解析した結果と階段近似を用いて解析した結果を比較検討を行う。

2.1 CP-FDTD 法

2.1.1 ファラデー則による計算式導出

アンテナ導体の形状が直交セルに一致しない部分について、正確にモデリングを行うために式 (2.3) に示すファラデー則を時間、空間について差分化した計算式を用いる [2]。それ以外のセルに一致する部分については式 (2.1), (2.2) を時間、空間について差分化した通常の FDTD 法を適用する。

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H \quad (2.2)$$

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{H} \cdot d\vec{S} \quad (2.3)$$

ここで、 C は線積分を表し、 S は面積分を表す。

導体がセルをどのように横切るかによって CP-FDTD 法を適用して計算を行う成分が異なる。そこでグループを (1) ~ (5) に分けて解説する。

(1) グループ A

図 2.1 に示すように導体がセルを横切る場合、つまり左隣のセルの H_z が導体内に含まれず、現在考えているセル内だけを横切るような場合をグループ A とする。

ここで CP-FDTD 法を適用し計算する成分は $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ 、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ 、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ である。なお、 $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は $E_y^n(i, j, k)$ の半セル上部、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ は $E_y^n(i, j, k)$ の半セル下部に位置する成分である。それぞれの計算式を式 (2.4)、(2.5)、(2.6) に示す。

$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.3) のファラデー則を図 2.1 における ABCDA の経路で行うことより導出される。 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ 、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ については半セル上部もしくは半セル下部に位置することから計算する際に用いるセルサイズを実際の線分の長さに置き換えることで導出される。ここで、 l_{AB} と l_{CD} は線分 AB 及び線分 CD の長さ、 S_{ABCD} は四角形 ABCD の面積、 dx 、 dy 、 dz はセルサイズ、 Δt はタイムステップ幅とする。

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \cdot S_{ABCD}} \left[-E_x^n(i, j, k) \cdot dx - \{E_y^n(i+1, j, k) \cdot l_{CD} - E_y^n(i, j, k) \cdot l_{AB}\} \right] \quad (2.4)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu dy dz} \left[\{E_y^n(i, j, k+1) \cdot dy - E_y^n(i, j, k) \cdot l_{AB}\} - \{E_z^n(i, j+1, k) \cdot dz - E_z^n(i, j, k) \cdot dz\} \right] \quad (2.5)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k-1) + \frac{\Delta t}{\mu dy dz} \left[\{E_y^n(i, j, k) \cdot l_{AB} - E_y^n(i, j, k-1) \cdot dy\} - \{E_z^n(i, j+1, k-1) \cdot dz - E_z^n(i, j, k-1) \cdot dz\} \right] \quad (2.6)$$

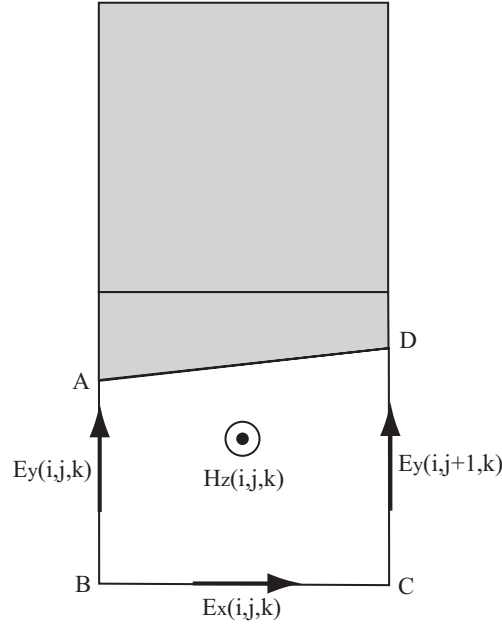


図 2.1 : グループ A

(1) グループ B

図 2.2 に示すように導体がセルを横切る場合、つまり左隣のセルの H_z が導体内に含まれず、現在考えているセルを横切り、さらに上隣のセルを横切るような場合をグループ B とする。

ここで CP-FDTD 法を適用し計算する成分は $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $E_x^n(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ である。なお、 $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ は $E_x^n(i, j+1, k)$ の半セル上部、 $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は $E_x^n(i, j+1, k)$ の半セル下部に位置する成分である。 $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.4)、 $E_x^n(i, j+1, k)$ は式 (2.7)、 $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ は式 (2.8)、 $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は式 (2.9)、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.5)、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ は式 (2.6) を用いて計算する。

$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は、グループ A の場合と同様に式 (2.3) のファラデー則を図 2.2 の ABCDA の経路で周回積分を行うことで導出される。次に $E_x^n(i, j+1, k)$ は、図 2.2 の ABCDEFGA の経路で周回積分することで導出される。またこの成分は線分 EG の midpoint に位置するものとする。 $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は、グループ A における $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ と同様の考え方から導出できる。この時、式 (2.7) で求めた $E_x^n(i, j+1, k)$ を用いて計算を行う。ただし、線分 EG が 0 の場合には $E_x^n(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ はこの計算を行わない。 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ に関してはグループ A の場合と同様である。

$$E_x^n(i, j+1, k) = \frac{1}{l_{EG}} \{E_x^n(i, j, k) \cdot dx + E_y^n(i+1, j, k) \cdot dy - E_y^n(i, j, k) \cdot l_{AB}\} \\ + \frac{\mu \cdot S_{ABCDEFG}}{\Delta t} \{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)\} \quad (2.7)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k) \\ + \frac{\Delta t}{\mu dx dz} \left[\{E_z^n(i+1, j+1, k) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k) \cdot dz\} \right. \\ \left. - \{E_x^n(i, j+1, k+1) \cdot dx - E_x^n(i, j+1, k) \cdot l_{EG}\} \right] \quad (2.8)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) \\ + \frac{\Delta t}{\mu dx dz} \left[\{E_z^n(i+1, j+1, k-1) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k-1) \cdot dz\} \right. \\ \left. - \{E_x^n(i, j+1, k) \cdot l_{EG} - E_x^n(i, j+1, k-1) \cdot dx\} \right] \quad (2.9)$$

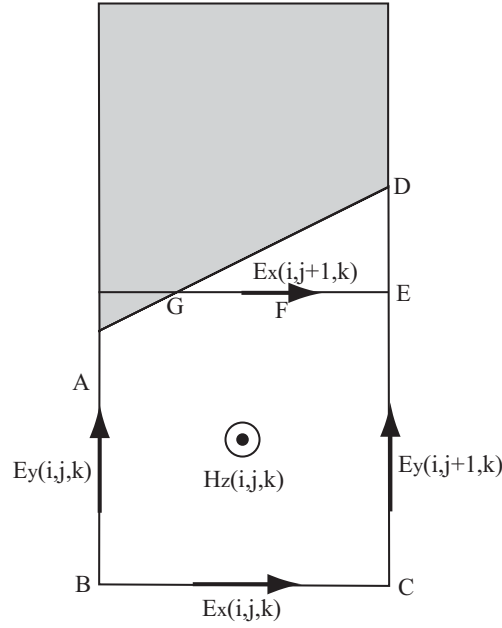


図 2.2 : グループ B

(1) グループ C

図 2.3 に示すように導体がセルを横切る場合，つまり左隣のセルの H_z が導体内に含まれず，現在考えているセルの上隣のセルをだけを横切るような場合をグループ C とする．

ここで CP-FDTD 法を適用し計算する成分は $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ ， $E_x^n(i, j+1, k)$ ， $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ ， $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ である． $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.4) ， $E_x^n(i, j+1, k)$ は式 (2.10) ， $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ は式 (2.11) ， $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は式 (2.12) ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.13) ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ は式 (2.14) を用いて計算する．

$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は，グループ A の場合と同様に式 (2.3) のファラデー則を図 2.3 の ABCDA の経路で周回積分を行うことで導出される．次に $E_x^n(i, j+1, k)$ は，グループ B と同様に導出されるが，図 2.3 の GBCEFG の経路で周回積分を行う． $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ ， $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は，グループ A における $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ と同様の考え方から導出できる．この時，式 (2.10) で求めた $E_x^n(i, j+1, k)$ を用いて計算を行う． $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ はグループ A における $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ ， $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ と同様の考え方で導出される．線分 AG が 0 でない場合にのみ計算され，この計算に用いられる $E_x^n(i, j+1, k)$ は $E_x^n(i, j, k)$ で近似し計算する．

$$E_x^n(i, j+1, k) = \{E_x^n(i, j, k) + E_y^n(i+1, j, k) \cdot \frac{dy}{dx} - E_y^n(i, j, k) \cdot \frac{dy}{dx}\} + \frac{\mu \cdot dy}{\Delta t} \{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)\} \quad (2.10)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k) + \frac{\Delta t}{\mu dx dz} [\{E_z^n(i+1, j+1, k) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k) \cdot dz\} - \{E_x^n(i, j+1, k+1) \cdot dx - E_x^n(i, j+1, k) \cdot dx\}] \quad (2.11)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) + \frac{\Delta t}{\mu dx dz} [\{E_z^n(i+1, j+1, k-1) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k-1) \cdot dz\} - \{E_x^n(i, j+1, k) \cdot dx - E_x^n(i, j+1, k-1) \cdot dx\}] \quad (2.12)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k) + \frac{\Delta t}{\mu dy dz} [\{E_y^n(i, j+1, k+1) \cdot dy - E_y^n(i, j+1, k) \cdot l_{AG}\} - \{E_z^n(i, j+2, k) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k) \cdot dz\}] \quad (2.13)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1) + \frac{\Delta t}{\mu dy dz} [\{E_y^n(i, j+1, k) \cdot l_{AG} - E_y^n(i, j+1, k-1) \cdot dy\} - \{E_z^n(i, j+2, k-1) \cdot dz - E_z^n(i, j+1, k-1) \cdot dz\}] \quad (2.14)$$

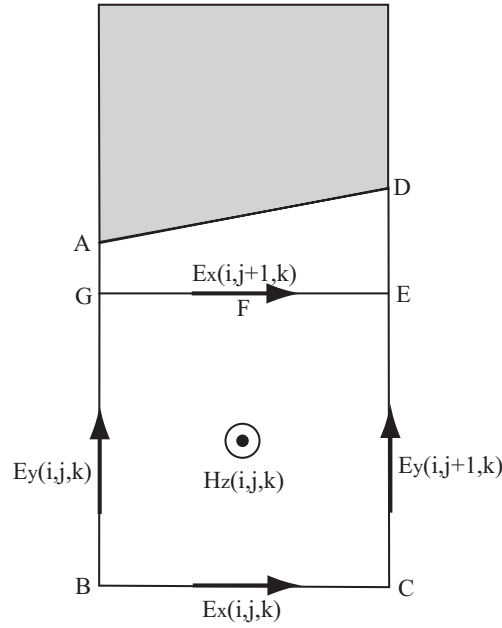


図 2.3 : グループ C

(1) グループ D

図 2.4 に示すように導体がセルを横切る場合、つまり左隣のセルの H_z が導体内に含まれていて、現在考えているセル内だけを横切るような場合をグループ D とする。

ここで CP-FDTD 法を適用し計算する成分は $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ である。それぞれ、式 (2.4), (2.5), (2.6) を用いて計算する。

ここまではグループ A と同様であり、計算式の導出も同様である。しかし、線分 AB における電界 $E_y^n(i, j, k)$ が通常の FDTD を用いて計算できない時には $E_y^n(i, j-1, k)$ で近似を行い計算を行う。また、 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ についても $E_y^n(i, j, k)$ を $E_y^n(i, j-1, k)$ で近似し計算する。

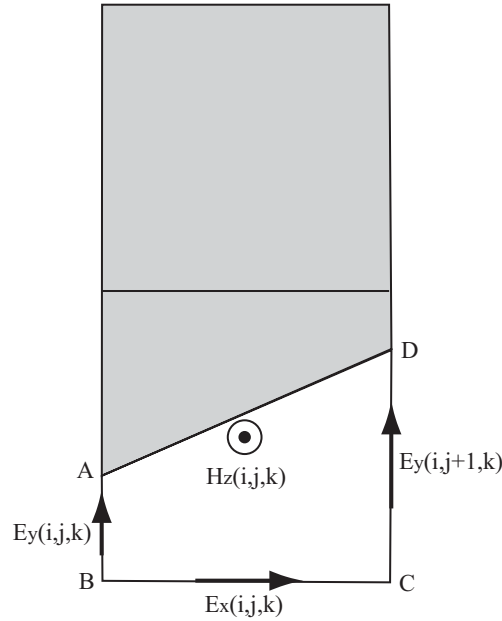


図 2.4 : グループ D

(1) グループ E

図 2.5 に示すように導体がセルを横切る場合、つまり左隣のセルの H_z が導体内に含まれていて、現在考えているセルを横切り、さらに上隣のセルを横切るような場合をグループ E とする。

ここで CP-FDTD 法を適用し計算する成分は $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $E_x^n(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$, $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$, $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ である。 $H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.4), $E_x^n(i, j+1, k)$ は式 (2.7), $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k)$ は式 (2.8), $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k-1)$ は式 (2.9), $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$ は式 (2.5), $H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k-1)$ は式 (2.6) を用いて計算する。

ここまではグループ B と同様であり、計算式の導出法も同様である。しかし、グループ D と同様の理由の場合に $E_y^n(i, j, k)$ を $E_y^n(i, j-1, k)$ で近似を行い計算を行う。また、他の成分についても $E_y^n(i, j, k)$ を $E_y^n(i, j-1, k)$ で近似し計算する。

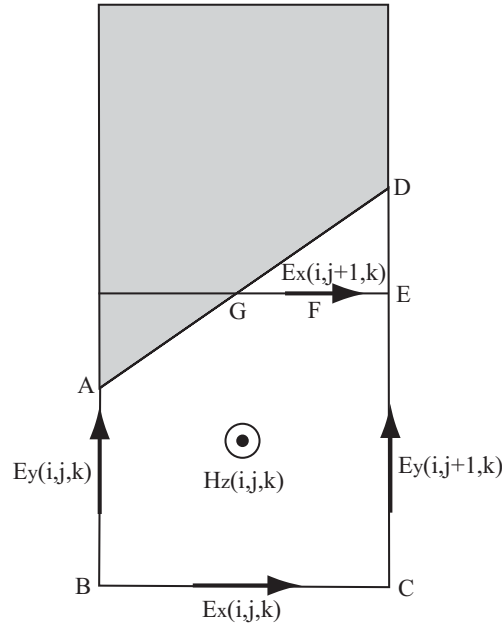


図 2.5 : グループ E

以上をまとめると表 2.1 のようになる .

グループ A ~ E を 90° , 180° , 270° 回転させたような導体の形状についても以上に述べたような方法で計算式を導出することができる . また , 導体の縁と x 軸が 45° 以上となるような場合には x 軸と y 軸を入れ替えて考える必要がある .

表 2.1 : CP-FDTD 適用成分とその計算式

適用成分	GroupA	GroupB	GroupC	GroupD	GroupE
$E_y^n(i, j, k)$	—	—	—	$E_y^n(i, j - 1, k)$	$E_y^n(i, j - 1, k)$
$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$	式 (2.4)	式 (2.4)	式 (2.4)	式 (2.4)	式 (2.4)
$E_x^n(i, j + 1, k)$	—	式 (2.7)	式 (2.10)	—	式 (2.7)
$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j + 1, k)$	—	式 (2.8)	式 (2.11)	—	式 (2.8)
$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j + 1, k - 1)$	—	式 (2.9)	式 (2.12)	—	式 (2.9)
$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)$	式 (2.5)	式 (2.5)	—	式 (2.5)	式 (2.5)
$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k - 1)$	式 (2.6)	式 (2.6)	—	式 (2.6)	式 (2.6)
$E_y^n(i, j + 1, k)$	—	—	$E_y^n(i, j, k)$	—	—
$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + 1, k)$	—	—	式 (2.13)	—	—
$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + 1, k - 1)$	—	—	式 (2.14)	—	—

2.1.2 簡略化された CP-FDTD 法

2.1.1 で述べた方法は極めて場合分けが複雑であるので， H_z 成分のみに CP-FDTD 法を適用させた方法が報告されている [3]．図 2.6 のような場合，ファラデー則を H_z についてのみ適用し，計算式として式 (2.16) を用いる．また，図 2.7 や図 2.8 のように面積分の値が 1 セルの半分以下の場合には，隣のセルと合体させ積分路を設定し，計算式として式 (2.17) を用いる．なお，式 (2.17) は図 2.7 の (a) の場合の計算式である．また，Courant の安定より式 (2.15) を用いてタイムステップ幅を決定している．ただし， c は光速とする．

このアルゴリズムでは， x 軸と導体の縁のなす角が変わったとしても，計算式の導出が極めて簡単であるという利点がある．ただし，導体と x 軸のなす角が 45° 以上となる場合については合体させるセルは図 2.8 のように隣のセルと合体させる必要がある．

$$\Delta t = \frac{0.9}{c \sqrt{\left(\frac{1}{dx}\right)^2 + \left(\frac{1}{dy}\right)^2 + \left(\frac{1}{dz}\right)^2}} \quad (2.15)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \cdot S_{FBCE}} \left[-E_x^n(i, j, k) \cdot l_{BC} - \{E_y^n(i+1, j, k) \cdot l_{CE} - E_y^n(i, j, k) \cdot l_{BF}\} \right] \quad (2.16)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) + \frac{\Delta t}{\mu \cdot (S_{BCD} + S_{ABDEF})} \left[E_x^n(i, j+1, k) \cdot l_{AF} - \{E_y^n(i+1, j, k) \cdot l_{EF} - E_y^n(i, j, k) \cdot (l_{AB} + l_{BC})\} \right] \quad (2.17)$$

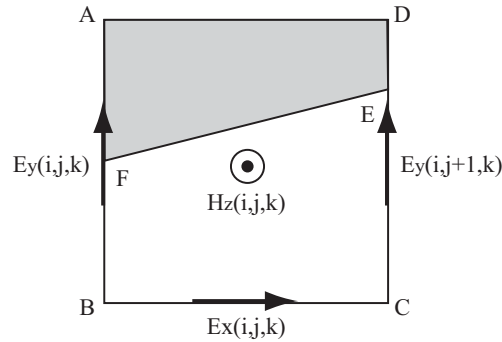


図 2.6 : CP-FDTD 適用セル例 1

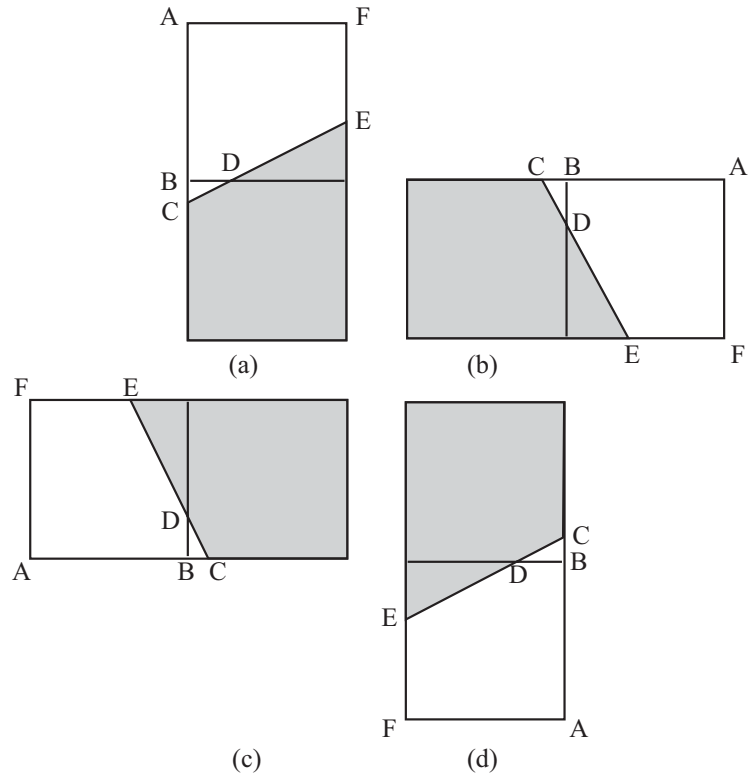


図 2.7 : CP-FDTD 適用セル例 2(45 °以下の時)

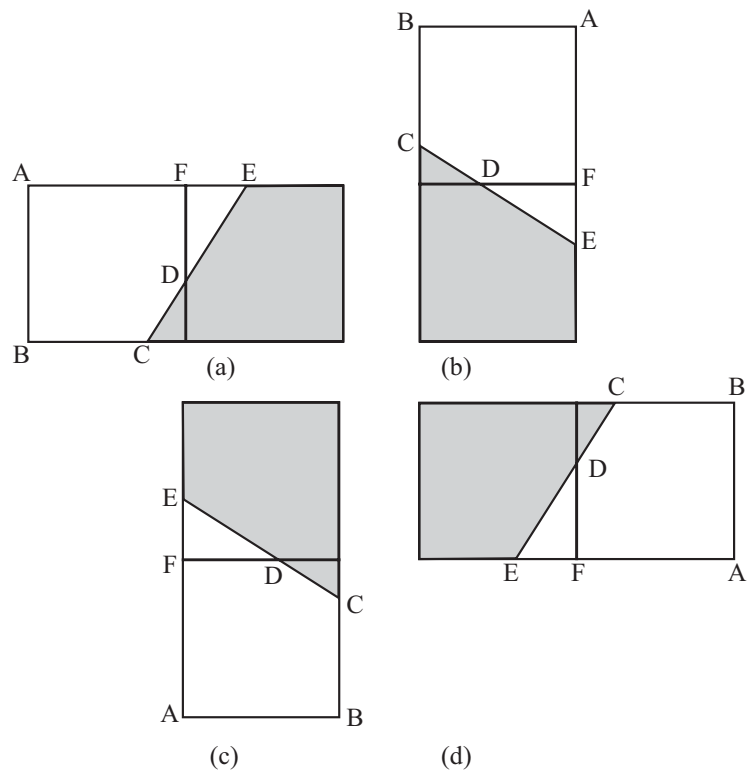


図 2.8 : CP-FDTD 適用セル例 3(45 °以上の時)

2.2 解析におけるモデリング法

前節において CP-FDTD 法に用いる計算式の導出を行った。本節では実際に通常の FDTD アルゴリズムに CP-FDTD 法を組み込む方法について解説し，そのアルゴリズムを用いた解析結果を示し，検討を行う。

2.2.1 CP-FDTD 法の適用法

前節において CP-FDTD 法に用いる計算式の導出を行ったので，実際に簡略化された CP-FDTD 法をアンテナ解析のアルゴリズムに組み込む方法を詳しく述べる。本研究で作成したアルゴリズムのフローチャートを図 2.9 に示す。通常の FDTD 法のアルゴリズムにおいて H_z 成分を計算する際に，CP-FDTD 法適用セルであった場合には CP-FDTD 法に基づいた計算式を用い，そうでない場合には通常の FDTD 法の計算式を用いる。電界磁界の計算終了後に導体表面の電界及び磁界をゼロにするのは階段近似で表現しきれない部分の導体を表現するためである。なお，導体表面上の磁界の法線成分は導体より半セル上部に存在するものとする。

具体例として図 2.10 を用いて説明する。通常の階段近似を用いる場合，階段近似で表現されるのは四角形 ACFD の部分までである。しかし，実際にはセル DEJG 内の磁界成分は導体内部に存在するため実際には 0 である必要がある。そこで，階段近似をセル DEJG まで広げるとすると CP-FDTD 法を適用し計算に用いられるべき辺 IJ の電界成分が 0 になってしまう。そのため，セル DEJG 内の磁界のみを 0 にし，その周囲のセルの電界については辺 DE，辺 DG の成分のみを 0 にする必要がある。以上のことから，ステップにおける電界，磁界の解析終了後に導体表面の電界の接線成分と磁界の法線成分を 0 にする必要がある。

なお，FDTD 法において導体表面上の電界の接線成分，磁界の法線成分を 0 にすることに問題はない。なぜなら，通常アンテナなどの完全導体をモデリングする際には，その表面電界の接線成分を 0 としてモデリングするからである。さらに，その電界成分を用いて導体の半セル上部に存在する磁界の法線成分を計算するので結果的に磁界の法線成分は 0 になる。

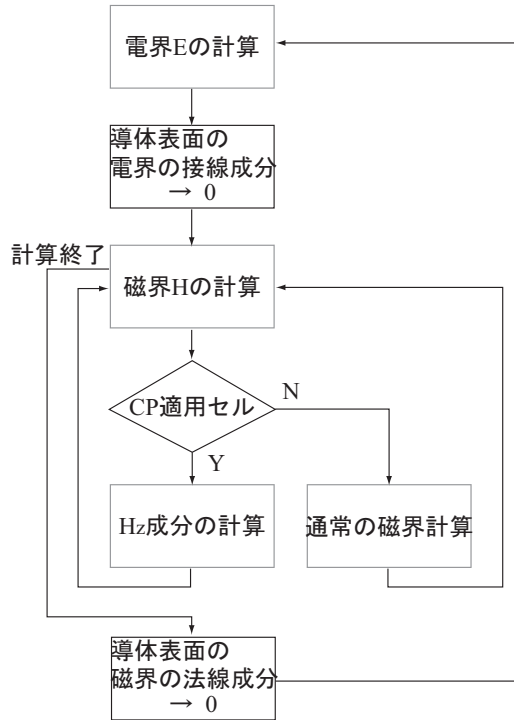


図 2.9 : CP-FDTD 法を用いたアルゴリズムのフローチャート

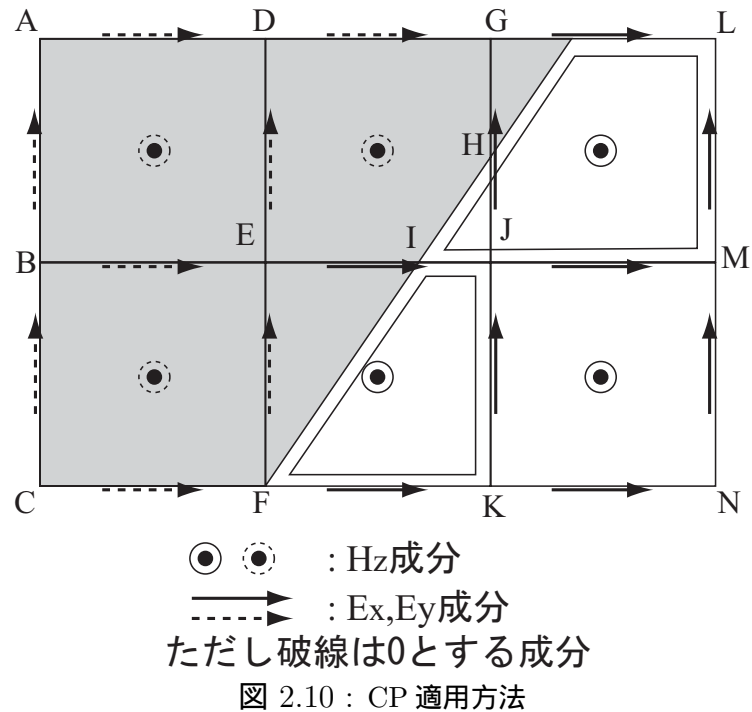


図 2.10 : CP 適用方法

2.2.2 CP-FDTD 法と階段近似の比較

CP-FDTD 法を実際にアンテナモデリングに適用し，その有効性を確認するために図 2.11 に示す逆 F アンテナの解析を行った．次の三つの場合について解析を行い比較検討を行った．

- セルの形状に合ったモデリングの解析 (図 2.11)
- 階段近似を用いてモデリングを行った解析 (図 2.12)
- 階段近似を行った上で CP-FDTD 法を適用した解析 (図 2.12)

また，この逆 F アンテナを実際に作製した実験結果と比較を行った．

FDTD の解析条件を表 2.2 に示す．

表 2.2 : 解析条件

	FDTD	階段近似	CP-FDTD
セルサイズ	$dx = dy = dz = 1mm$	$dx = dy = dz = 1mm$	$dx = dy = dz = 1mm$
解析空間	$90 \times 70 \times 34$	$94 \times 100 \times 34$	$94 \times 100 \times 34$
給電方法	ギャップ給電	ギャップ給電	ギャップ給電
給電波形	単極ガウシアン	単極ガウシアン	単極ガウシアン
吸収境界条件	PML8 層	PML8 層	PML8 層

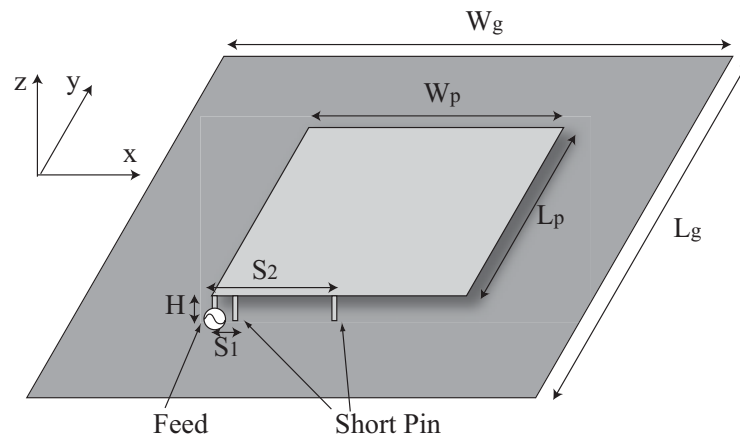


図 2.11 : 逆 F アンテナの構造

$$W_g=60, W_p=30, L_g=40, L_p=20, H=4, S_1=2, S_2=14 \quad \text{unit: [mm]}$$

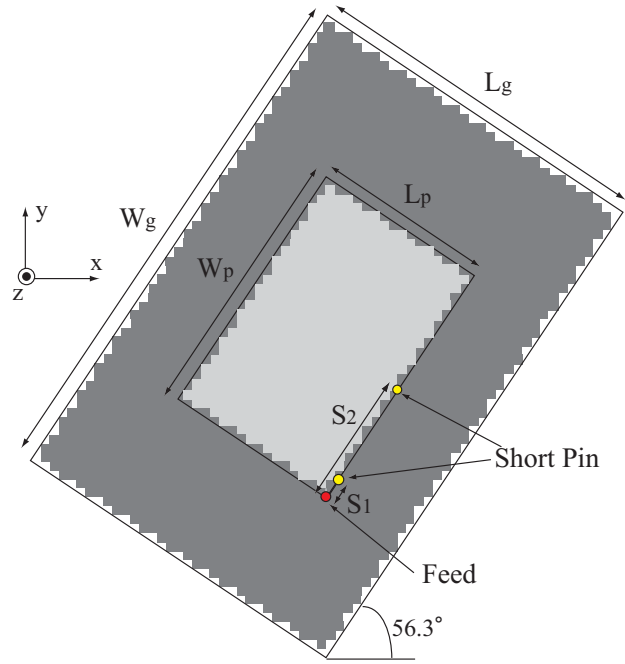


図 2.12 : 階段近似を用いた逆 F アンテナ

$W_g=60$, $W_p=30$, $L_g=40$, $L_p=20$, $H=4$, $S_1=2$, $S_2=14$ unit:[mm]

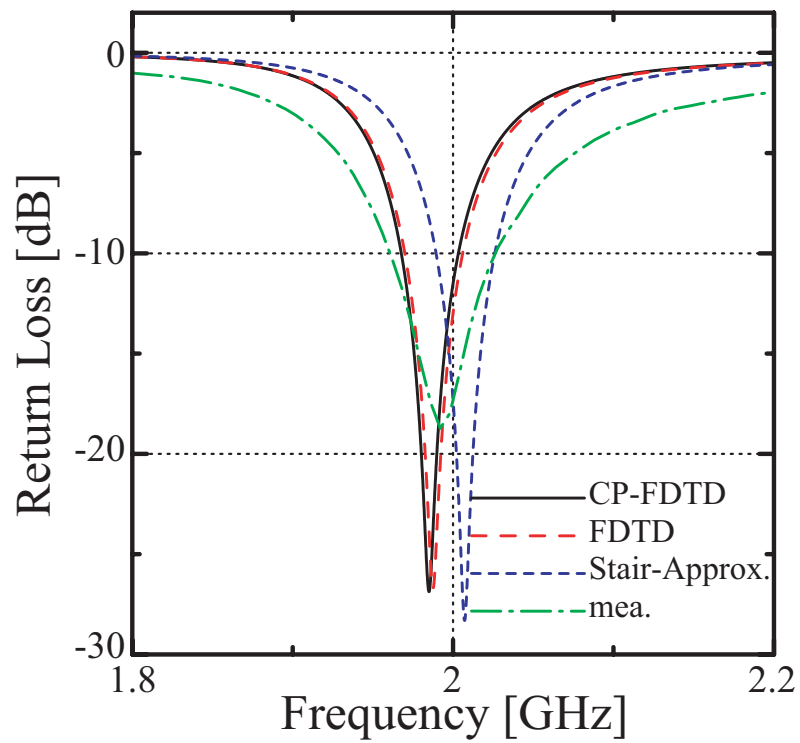


図 2.13 : リターンロスの比較

それぞれのリターンロスの解析結果を図 2.13 に示す。また、それぞれの解析における共振周波数及びリターンロスが -10dB における帯域幅を表 2.3 に示す。表 2.3 より CP-FDTD 法を用いた計算結果が、セルに一致した通常の FDTD 法の計算結果及び実験結果とほぼ一致することが分かる。CP-FDTD 法を導入することで、階段近似を用いた場合の解析値と実験値の誤差を 0.4% 低減することができる。ただし、帯域幅について誤差が大きいが、給電ピン及びショートピンの太さを考慮に入れて解析を行うことで精度向上が期待できる [5]。

表 2.3：解析結果の比較

	FDTD	階段近似	CP-FDTD	実験結果
共振周波数 [GHz]	1.987	2.007	1.985	1.992
-10dB 帯域幅 [MHz]	36.0	36.6	35.5	66.0
共振周波数誤差 [%]	0.25	0.75	0.35	0
-10dB 帯域幅誤差 [%]	45.5	44.5	46.2	0

次に、導体表面の磁界の法線成分を0にしなかった場合についての解析結果を図2.14に示す。ここで、導体表面の磁界を0としてCP-FDTD法を適用したものをCP-FDTD(1)、導体表面の磁界を0とせずにCP-FDTD法を適用したものをCP-FDTD(2)とする。図2.14より、導体表面の磁界を0とせずにCP-FDTD法を適用したものは階段近似とほぼ変化がなく、導体表面の磁界を0としてCP-FDTD法を適用した場合には通常モデリングを行って解析したものに良く一致している。このことから導体表面の磁界の法線成分を0にすることが重要であることが分かる。

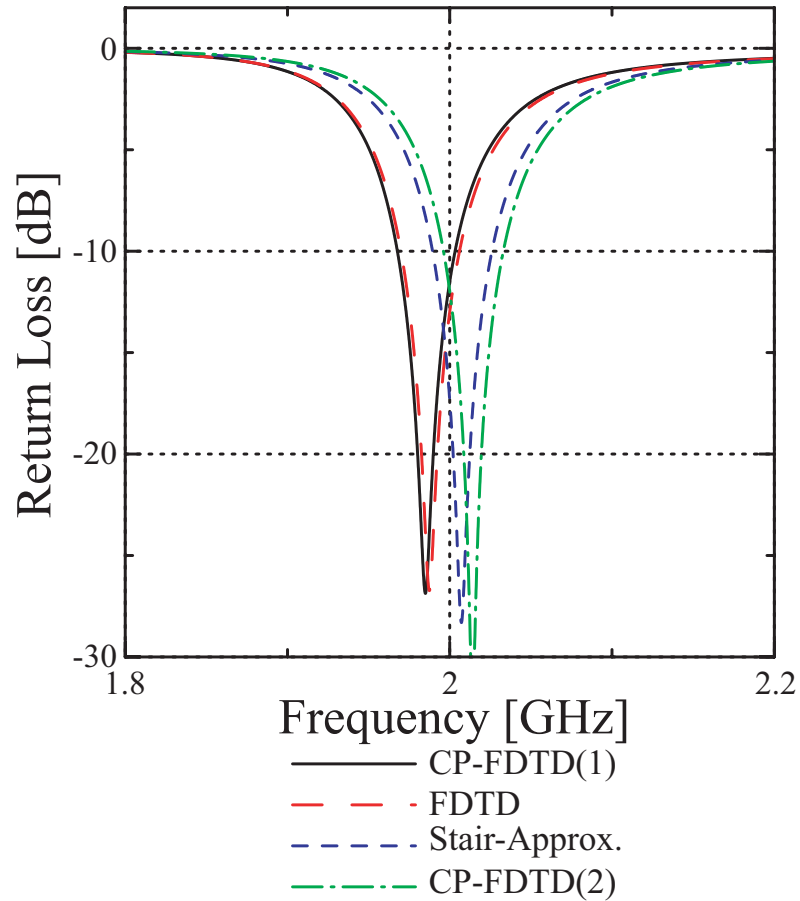


図 2.14 : リターンロスの比較

2.3 まとめ

CP-FDTD 法を導入することで，階段近似を用いた解析結果の誤差を 0.4 % 低減することができ，簡略化された CP-FDTD 法が有効であることを示した．導体内部に存在する磁界の法線成分を 0 にするという過程が極めて重要であることが分かった．

しかし，CP 適用セルの位置の決定や，面積計算，辺の長さ計算，導体表面上の電界，磁界を 0 にする際に注意深いモデリングが必要となるので，これらの処理を自動的に判別して行えるようなプログラムの作成が必要である．

第 3 章

平面逆 F アンテナとの相互結合解析

本章では前章で解析に用いた逆 F アンテナの基礎特性についての解析結果を示す。次に、この逆 F アンテナとダイポールアンテナとの相互結合についての解析結果を示し、この結果より CP-FDTD 法を導入することでの相互結合計算に与える影響を検討する。

3.1 平面逆 F アンテナの基礎特性

この節では前章の解析に用いた逆 F アンテナの整合条件、入力特性、放射指向性といったアンテナの基本的な特性について解析を行った結果を示す。

3.1.1 整合条件

前章で解析に用いた逆 F アンテナ (図 2.11) のショートピンの位置を変化させ整合状態、共振周波数がどのように変化するか解析を行った。外側のピンを固定し、つまり $S_2=14\text{mm}$ とした時、内側のピンの位置を変化させた場合の解析結果を図 3.2 に示す。次に内側のピンを固定し、つまり $S_1=2\text{mm}$ とした時、外側のピンの位置を変化させた場合の解析結果を図 3.1 に示す。なお、この解析における解析条件は表 2.2 に示した FDTD の項と同じ条件で行った。

外側のピンを固定し内側のピンの位置を変化させた場合、整合状態が変化している様子が分かる。内側のピンを固定し外側のピンの位置を変化させた場合、共振周波数が変化している様子が分かる。この時、 1mm ずつピンを外側に動かすと約 $30\sim 35\text{MHz}$ ずつ高周波側に共振周波数が増加する。この事から逆 F アンテナは短絡ピンの位置を変化させることで整合状態や共振周波数を変化させることができるアンテナだと言える。

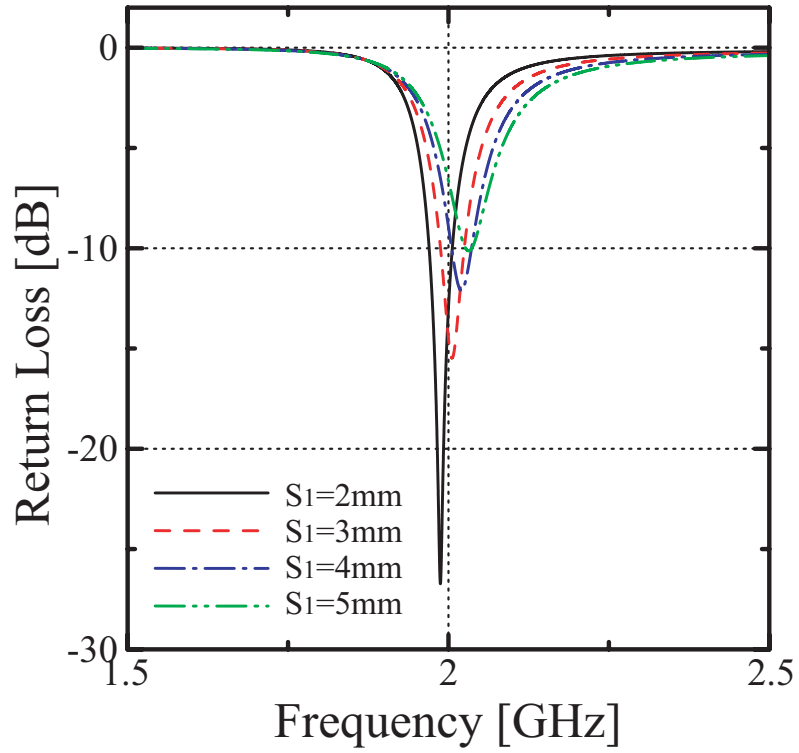


図 3.1 : S_2 を固定し S_1 を変化させた時のリターンロス特性

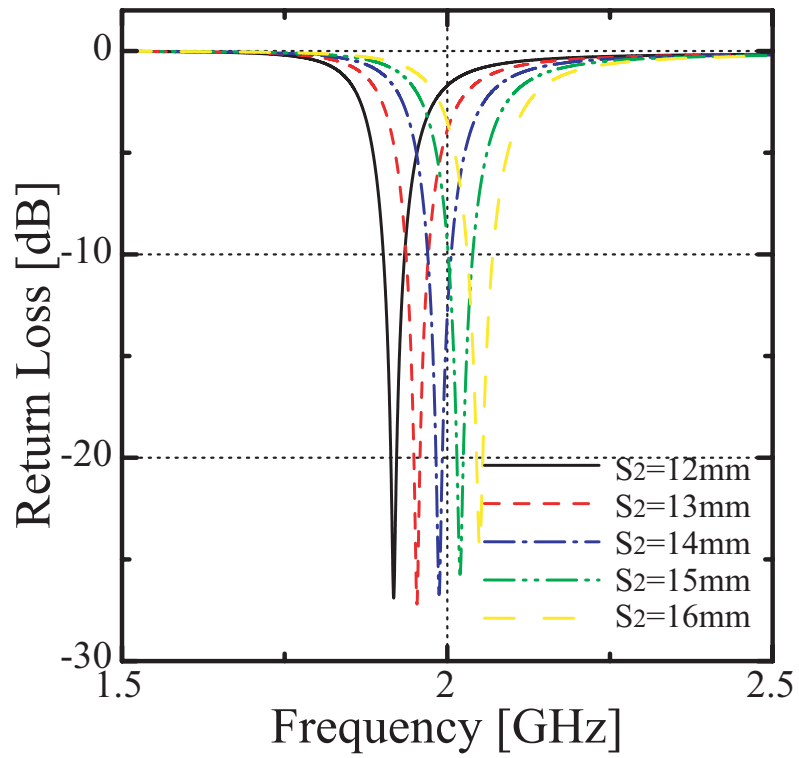


図 3.2 : S_1 を固定し S_2 を変化させた時のリターンロス特性

3.1.2 入力特性及び放射指向性

図 2.11 に示す逆 F アンテナのインピーダンス特性を図 3.3 に示す．共振周波数におけるインピーダンスの実部は約 50Ω ，虚部は約 -4.6Ω となった．これは，よく整合が取れていると言える．

次にアンテナ部における電流分布を図 3.4 に示す．電流は給電ピン及び短絡ピン周辺に強くのっていることが見て取れる．ここで，この電流分布より， zx 平面を E 面， yz 平面を H 面と定義する．

次に E 面及び H 面の指向性を図 3.5 に示す．この指向性は 2GHz で共振するパッチアンテナと比較するとかなり広角に放射している指向性となった．

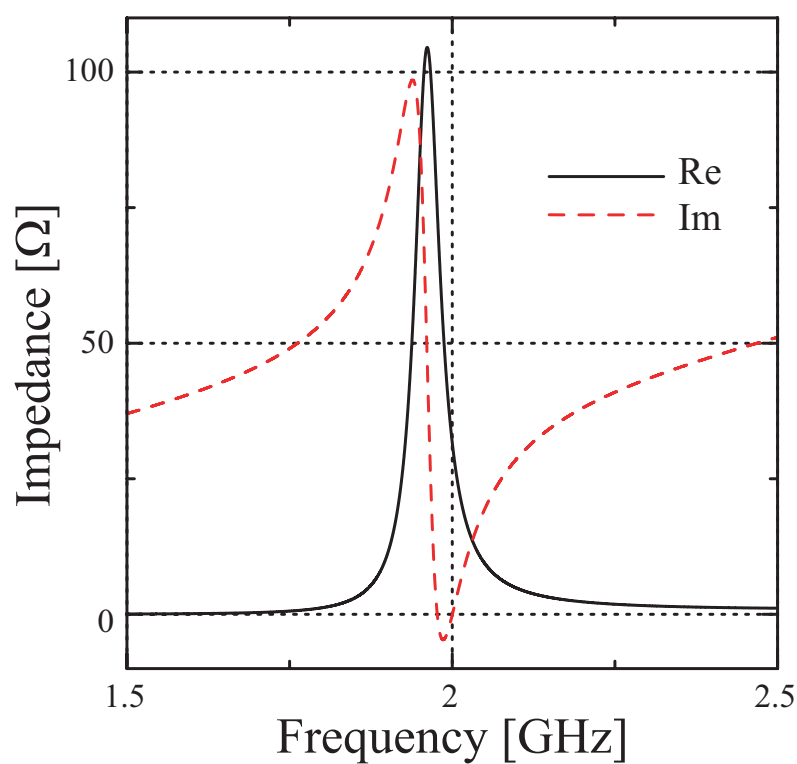


図 3.3 : インピーダンス特性

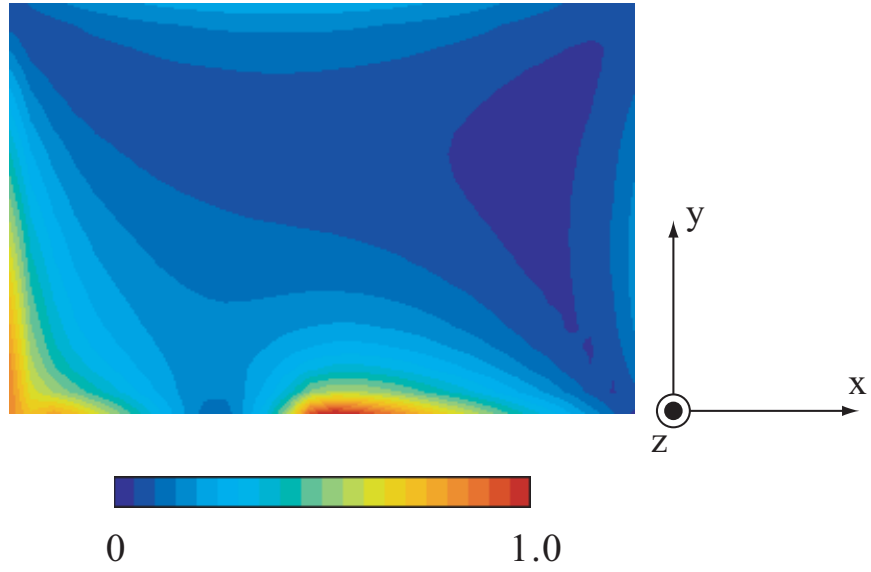


图 3.4 : 電流分布

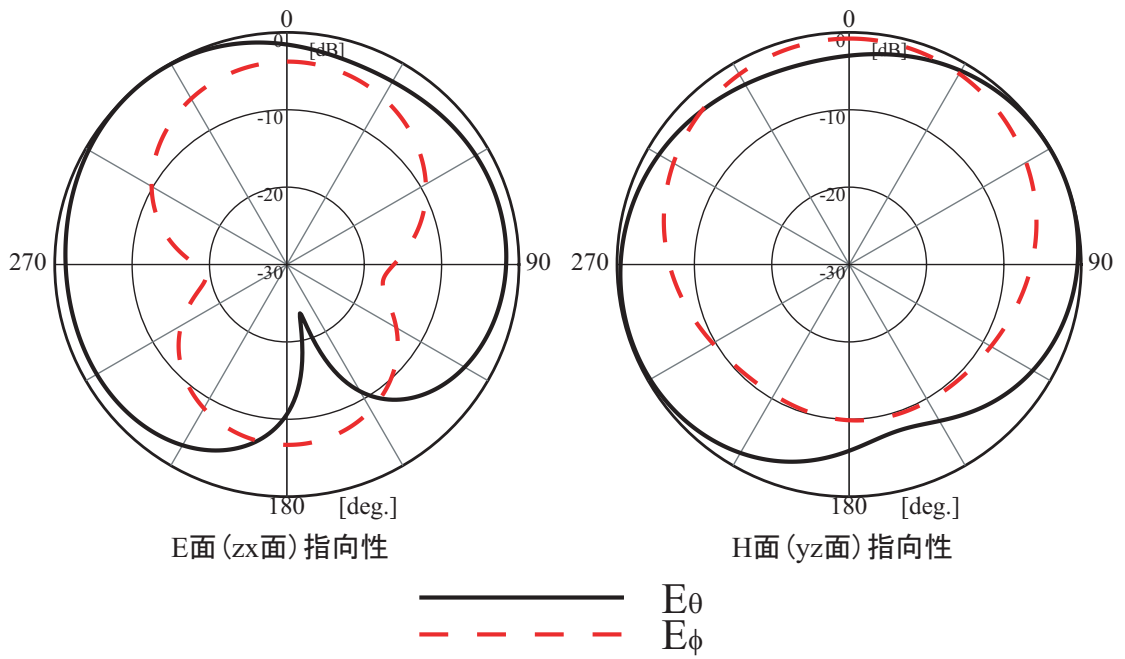


图 3.5 : 指向性

3.2 平面逆Fアンテナとダイポールの相互結合特性

図 2.11 に示す平面逆 F アンテナとダイポールアンテナとの相互結合の解析を行った。ダイポールを逆 F アンテナの対角線上に置いた場合には，階段近似を用いた解析と 2 章で述べた簡略化された CP-FDTD 法を用いて解析を行っている。

3.2.1 E 面方向に置いた場合の相互結合

まず，ダイポールを図 3.6 に示すように E 面方向に置いた場合について，ダイポールの逆 F アンテナからの高さ h ，及びダイポールの逆 F アンテナの端部からの距離 d を変化させ解析を行った。その解析結果を図 3.7 に示す。解析結果より端部からの距離 d の値によらず，高さ h の増加に伴い相互結合が単調に減少している事が分かる。相互結合，アンテナ単体としての帯域幅の観点から最適と考えられる部分を拡大したグラフを図 3.8 に示す。これより， d をアンテナ中心に近づける程，相互結合が増加することが分かった。また，どの d の値においても高さ h が $15\text{mm}(\lambda/10)$ の時，相互結合が最適となることが分かった。

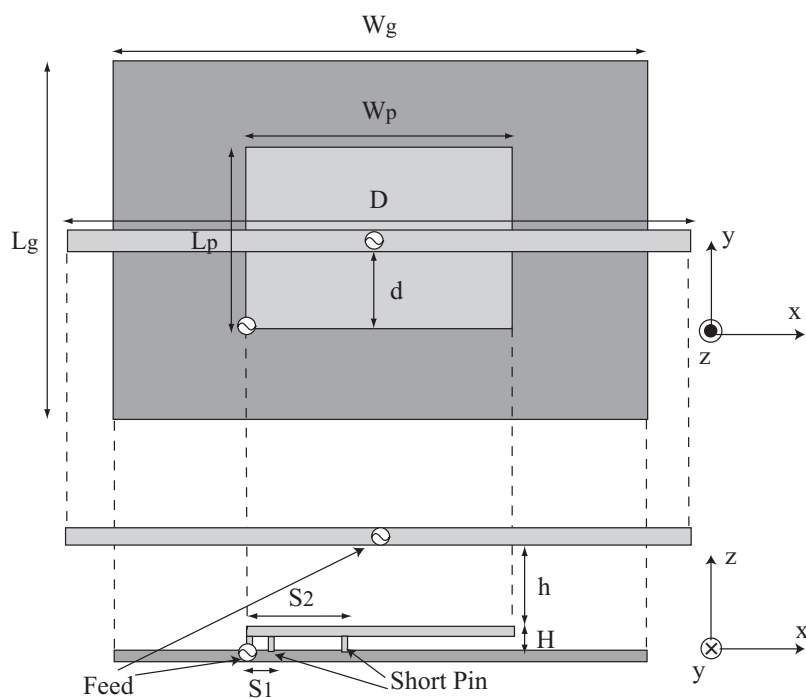


図 3.6 : E 面方向にダイポールを置いた解析モデル

$W_g=60$, $W_p=30$, $L_g=40$, $L_p=20$, $H=4$, $S_1=2$, $S_2=14$, $D=70$ unit:[mm]

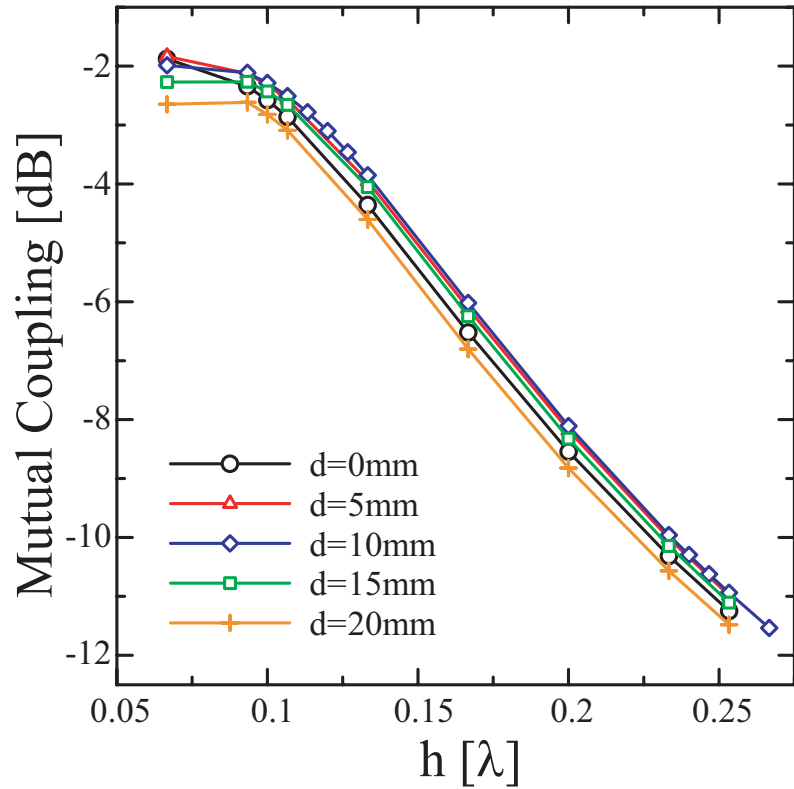


図 3.7 : E 面方向にダイポールを置いた場合の解析結果

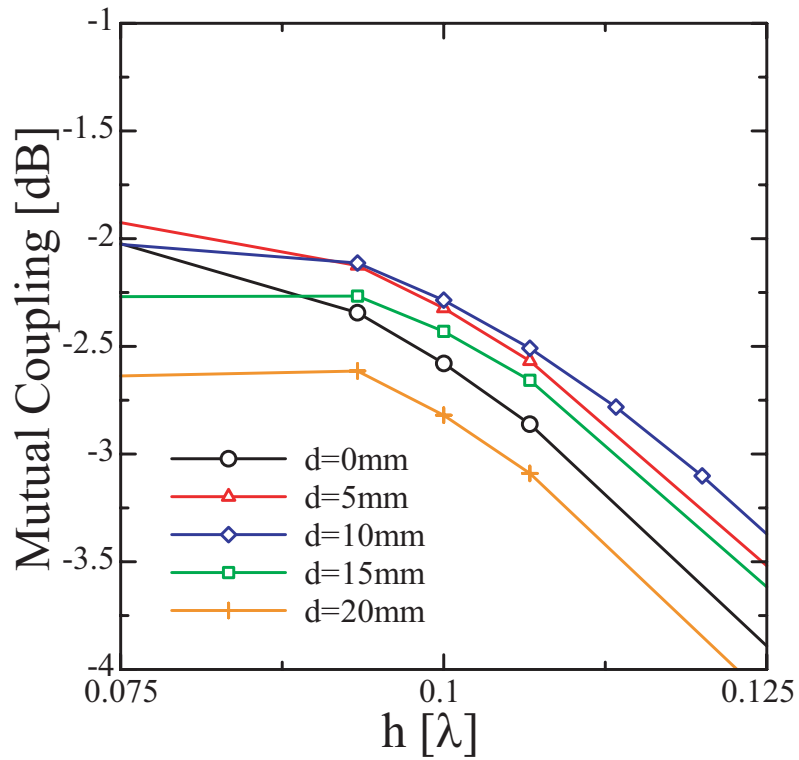


図 3.8 : E 面方向にダイポールを置いた場合の解析結果 (拡大図)

次に、この解析結果を実証するため同様の条件で実験を行った。なお、ダイポールの位置は解析より最適と得られた逆Fアンテナの中央、つまり $d=10\text{mm}$ に置いて解析及び実験を行った。その実験結果と解析結果の比較を図 3.9 に示す。結果を比較すると h の増加に伴い相互結合が減少するという傾向はよく一致している。

しかし、詳細な値としてはどの場合においても約 $2\sim 3\text{dB}$ の誤差が存在している。そこでこの誤差を考察するためにダイポール単体でのリターンロス特性の比較を図 3.10 に示す。図 3.10 における誤差については、FDTD 法を用いてダイポールをモデリングする際に太さが 0 の線状導体としているのに対して、実験に用いた標準ダイポールには太さが存在し、給電部分にも導体が存在していることが理由として挙げられる。ダイポール単体での誤差が大きい事が相互結合における誤差の理由になっていると考えられる。図 3.9 において、アンテナ間の距離が大きくなるほど誤差が小さくなっていることから、ダイポールの給電部分の導体の影響が大きいと考えられる。また、実験を行う際に逆Fアンテナとダイポール間の距離を正確に測定できないことや、二つのアンテナの相対的な位置を正確に決定できない事などが考えられる。

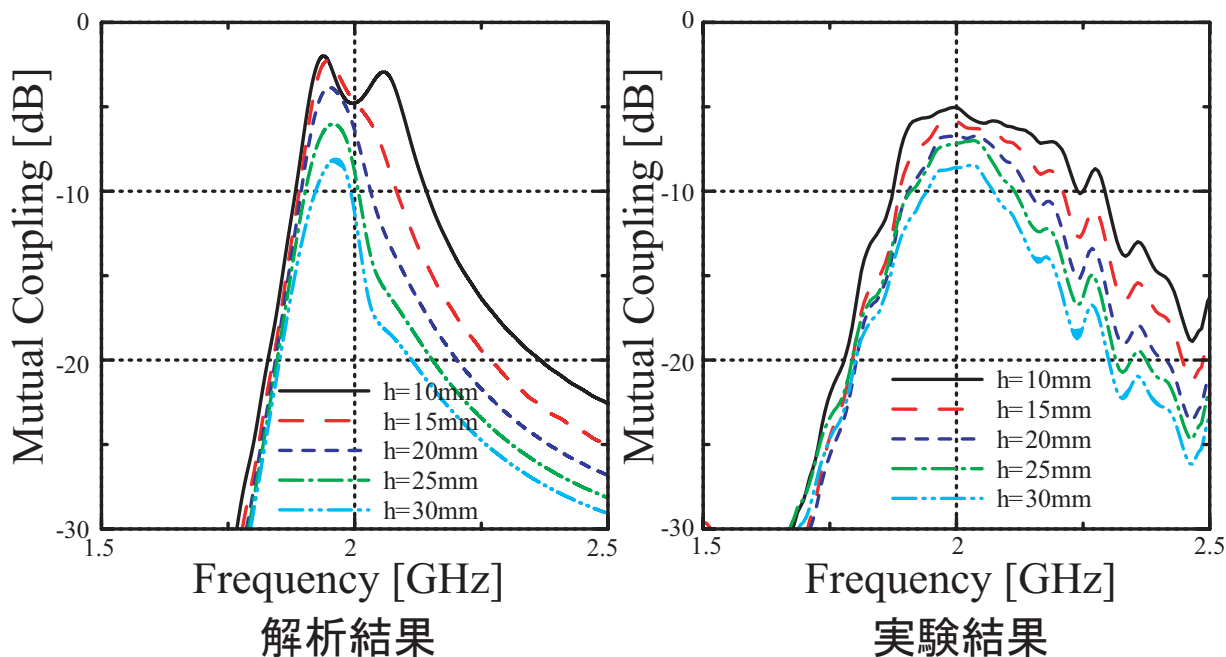


図 3.9 : 解析結果と実験結果の比較

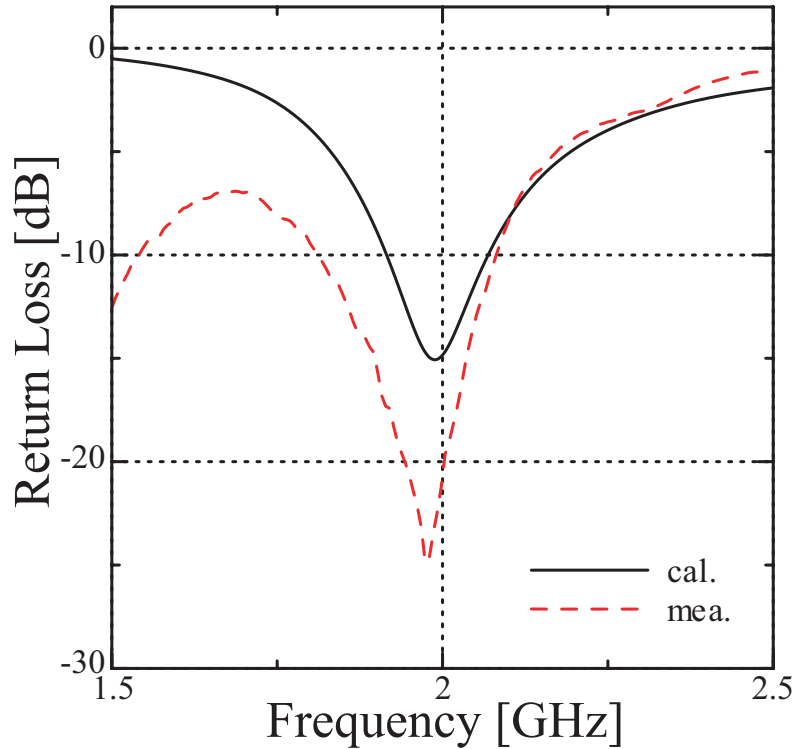


図 3.10 : ダイポールアンテナのリターンロス特性

3.2.2 H面方向に置いた場合の相互結合

次に、ダイポールを図 3.11 に示すように H 面方向に置いた場合について、E 面方向に置いた場合と同様に、ダイポールの逆 F アンテナからの高さ h 、及びダイポールの逆 F アンテナの端部からの距離 d を変化させ解析を行った。その解析結果を図 3.12 に示す。解析結果より、E 面方向に置いた場合と同様に端部からの距離 d の値によらず、高さ h の増加に伴い相互結合が単調に減少していることが分かる。また、ダイポールを E 面方向に置いた場合に比べてどの場合においても相互結合が小さくなっている。なお、E 面方向にダイポールを置いた場合についてはアンテナ中心に置いた場合が最適となったが、H 面方向に置いた場合については完全な中心ではなく、 $d=10\sim 15\text{mm}$ の間で最適となることが分かった。

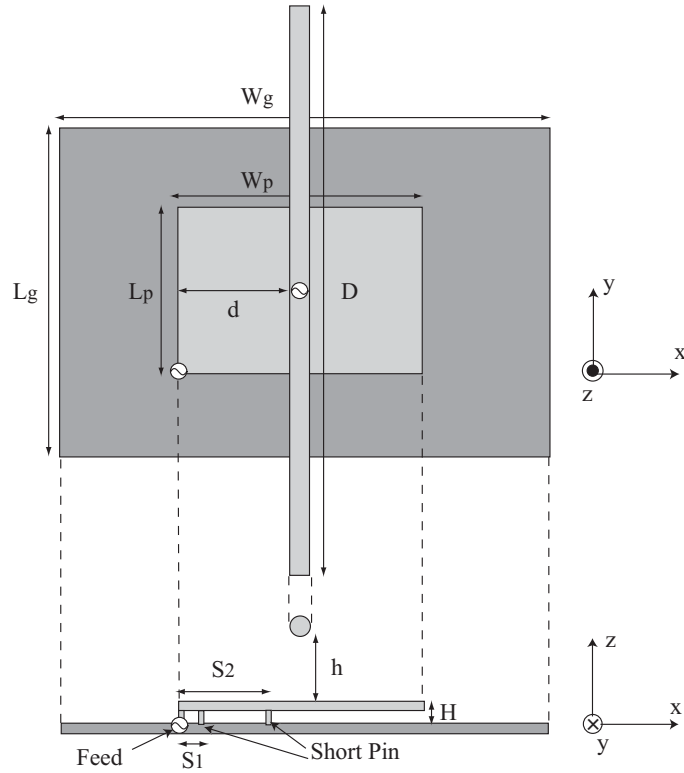


図 3.11 : H 面方向にダイポールを置いた解析モデル

$W_g=60$, $W_p=30$, $L_g=40$, $L_p=20$, $H=4$, $S_1=2$, $S_2=14$, $D=70$ unit:[mm]

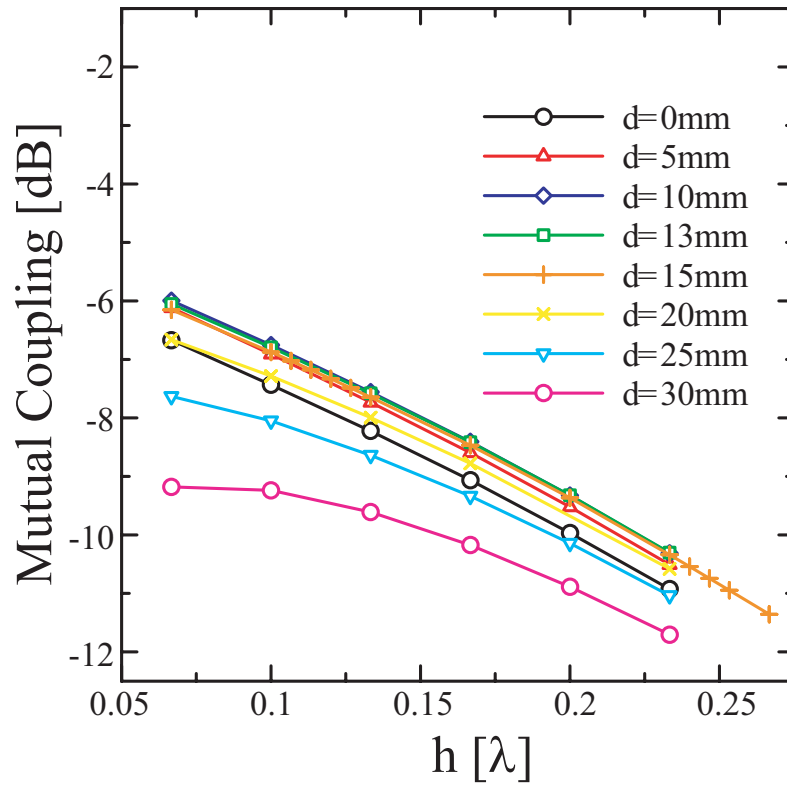


図 3.12 : H 面方向にダイポールを置いた場合の解析結果

次に、E面方向に置いた場合と同様に実験を行った。なお、ダイポールを逆Fアンテナの中央、つまり $d=15\text{mm}$ に置いて解析及び実験を行った。解析結果と実験結果の比較を図 3.13 に示す。なお、ダイポールを E 面方向に置いた場合の結果と比較すると、E 面に置いた場合と同様に h の増加に伴い相互結合が減少するという傾向はよく一致している。しかし、E 面方向においた場合と同様にどの場合においても 2~3dB の誤差が見られる。この理由についても E 面方向に置いた場合と同様に、図 3.10 に示したダイポール単体としての特性の誤差、二つのアンテナの相対的な位置が正確に決定、及び測定できないという点が挙げられる。

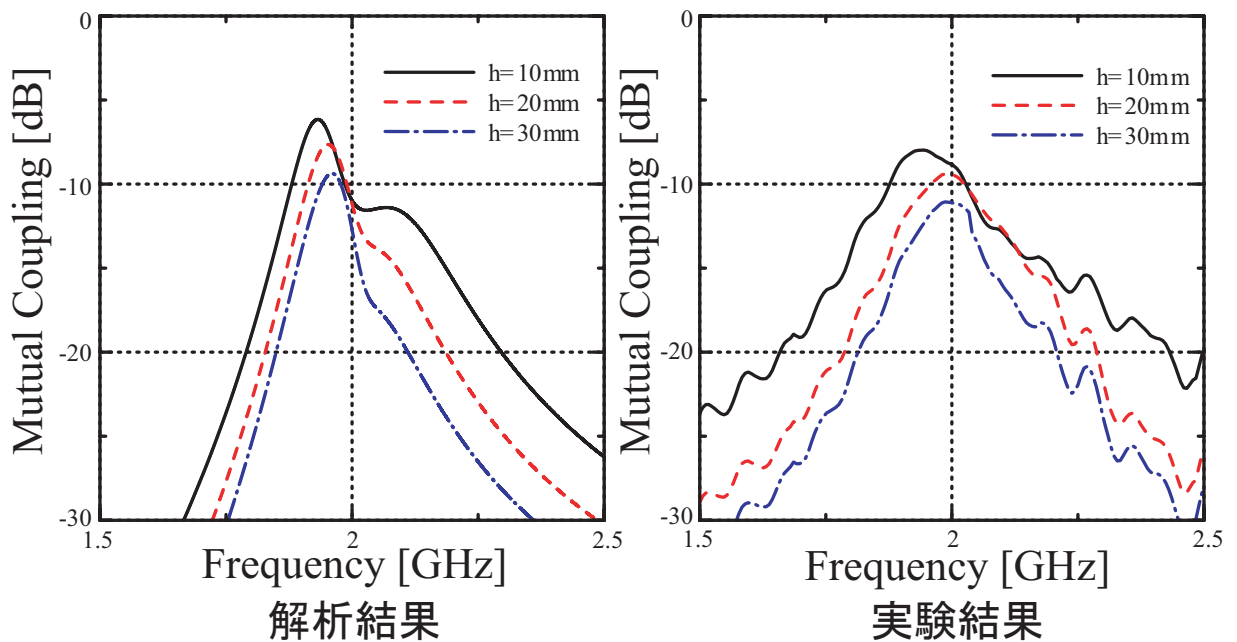


図 3.13 : 解析結果と実験結果の比較

3.2.3 対角線方向に置いた場合の相互結合

次に、ダイポールを図 3.14 に示すように対角線上に置いた場合について、ダイポールの逆 F アンテナからの高さ h を変化させ解析を行った。この時に逆 F アンテナについて階段近似を用いた場合と CP-FDTD 法を用いた場合の二通りの解析結果、及び同様の条件で行った実験結果を図 3.15 に示す。図 3.15 より E 面方向に置いた場合の相互結合とほぼ同等の値が得られる事がわかる。また、E 面方向、H 面方向に置いた場合と同様に、高さ h の増加につれて相互結合が減少している。この傾向は実験結果と同様のものとなった。

CP-FDTD 法を導入することによって、結合のピークにおける周波数が約 15MHz 低域にシフトするという結果になった。しかし、実験結果との誤差が大きいため、CP-FDTD 法を導入した方が精度が上がっているのかを議論するのが難しい結果となってしまった。

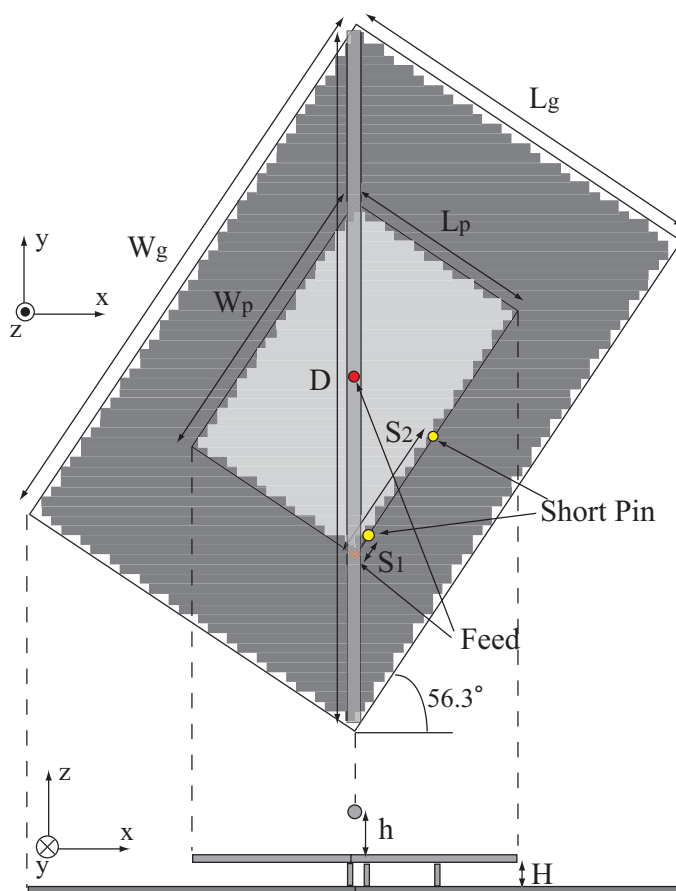


図 3.14：対角線上に置いた解析モデル

$W_g=60$, $W_p=30$, $L_g=40$, $L_p=20$, $H=4$, $S_1=2$, $S_2=14$, $D=70$ unit:[mm]

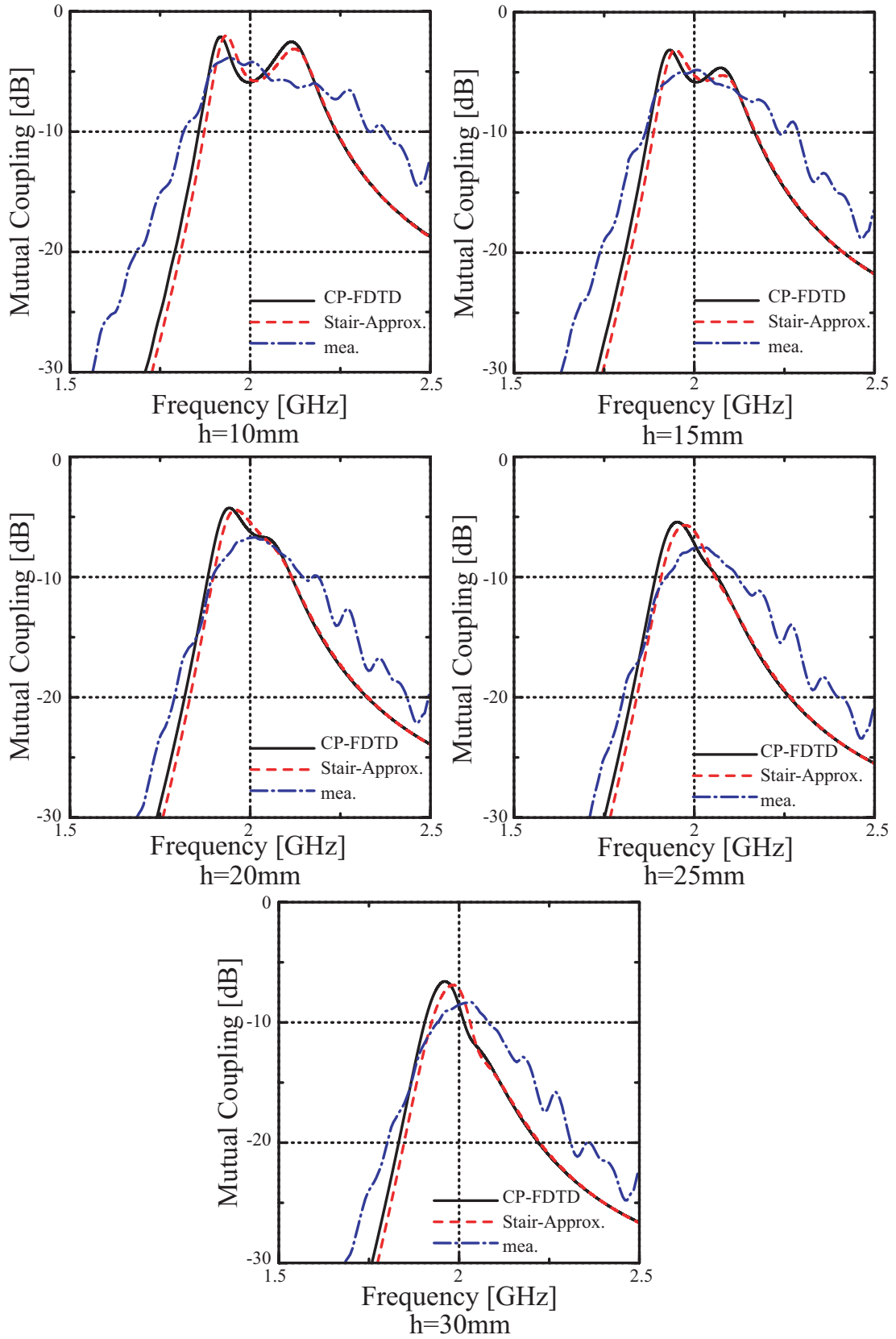


図 3.15 : 対角線上に置いた場合の解析結果

3.3 まとめ

E面方向，H面方向，対角線上に置いたどの場合においても，高さ h の増加に伴い相互結合が減少するといいいことが分かった．E面方向，H面方向，対角線上に置いた場合の相互結合の最大値を表 3.1 にまとめる．ただし，E面方向，H面方向に関してはダイポールをアンテナ部中央に置いた場合とする．表 3.1 より，対角線上に置いた場合と E面方向に置いた場合がほぼ同等の結合の大きさになり，H面方向に置いた場合が小さくなることが分かった．この結果から，ダイポールがより多く逆 F アンテナと重なる場合の方が結合が大きくなるのではないかと考えた．

CP-FDTD 法を導入することでの影響については，相互結合の値はほぼ変化せず，ピークの周波数が約 15MHz 低域にシフトするという結果になった．実験結果と解析結果の間に約 2~3dB の誤差が存在するので誤差を小さくし，相互結合計算における CP-FDTD 法の影響を明確にする必要がある．実験における測定誤差を小さくするために，実験方法の見直しや解析結果と実験結果のよく一致するアンテナ素子を用いての実験などが今後の課題である．

表 3.1：相互結合比較

		h=10mm	h=20mm	h=30mm
E面方向	解析 [dB]	-1.99	-3.85	-8.11
	実験 [dB]	-5.03	-6.72	-8.43
H面方向	解析 [dB]	-6.15	-7.64	-9.37
	実験 [dB]	-7.98	-9.37	-11.06
対角線上	階段近似 [dB]	-2.02	-4.41	-6.88
	CP-FDTD [dB]	-2.12	-4.26	-6.59
	実験 [dB]	-3.87	-6.70	-8.30

第 4 章

結論

本論文では，セルの形状に一致しないアンテナ形状の解析に用いられる CP-FDTD 法について検討を行った．階段近似では表現しきれないが，本来導体内部に存在し値が 0 であるべき磁界法線成分を 0 とすることが解析精度の向上に重要なことを明らかにした．CP-FDTD 法の適用成分は H_z 成分のみでも精度を向上させることができ，階段近似の場合と比較して誤差を 0.4 % 低減させることができた．

次に，逆 F アンテナとダイポールの相互結合解析及び実験を行い検討を行った．ダイポールの高さを高くするにつれて結合が小さくなることが分かった．また，E 面方向にダイポールを置いた場合，または対角線上にダイポールを置いた場合が最も結合が大きくなることが分かった．アンテナ単体としての帯域幅の観点から，E 面方向の中央もしくは対角線上にダイポールを置き高さ $\lambda/10(15\text{mm})$ に置いた場合が最適であると分かった．相互結合解析に CP-FDTD 法を導入することで相互結合のピークにおける周波数が約 15MHz 低域にシフトする結果が得られた．しかし，精度の向上については実験値との誤差が大きく，判断するのが難しい結果となった．誤差の理由として，ダイポールも FDTD 法でモデリングする際に太さ 0 の線状導体でモデリングしているのに対して，実験に用いた標準ダイポールは太さが存在し給電部にも導体が存在していることからアンテナ単体としての特性に誤差が存在していることが挙げられる．特に、アンテナ間の距離を大きくすると誤差が小さくなっていることから、ダイポールの給電部分の導体の影響が大きいと考えられる。また、測定の際に逆 F アンテナとダイポール間の距離，相対的な位置が正確に決定できなかったことが考えられる．

今後の課題として，相互結合解析における CP-FDTD 法の影響を検討するため，実験結果と解析結果のよく一致するアンテナ素子を用いて解析，実験を行う必要がある．また，相互結合測定実験での誤差を少なくするために測定の際の二つのアンテナの位置を正確に測定できるような測定方法を考える必要がある．

謝辞

本研究を進めるにあたり、厳しくかつ丁寧に御指導下さった新井宏之教授に深く感謝致します。

また研究生活全般に渡って御指導下さった D2 の道下尚文先輩に深く感謝致します。
最後に研究生活を共に過ごした新井研究室，市毛研究室の皆様に深く感謝致します。

参考文献

- [1] Allen Taflove , Korada R. Umashankar , Benjamin Beker , Fady Harfoush , Kane S. Yee , “Detailed FD-TD Analysis of Electromagnetic Fields Penetrating Narrow Slots and Lapped Joints in Thick Conducting Screens” , IEEE Trans , Antennas and Propagation , Vol.36 , No.2 , pp.247-257 , February , 1988
- [2] Jiayuan Fang and Jishi Ren , “A Locally Conformed Finite-Difference Time-Domain Algorithm of Modeling Arbitrary Shape Planar Metal Strips” , IEEE Trans , Microwave Theory and Techniques , Vol.41 , No.5 , pp.830-837 , May , 1993
- [3] 岸岡 典子 , “ストリップダイポールアンテナの FDTD 解析法に関する研究” , 横浜国立大学電子情報工学科 , 平成 12 年度修士論文
- [4] 村松 慎太郎 , “平面逆 F 型アンテナの可変整合法に関する研究” , 横浜国立大学電子情報工学科 , 平成 12 年度卒業論文
- [5] 道下 尚文 , “地板付アンテナの FDTD 解析における給電モデルの研究” , 横浜国立大学電子情報工学科 , 平成 10 年度卒業論文
- [6] Thomas G. Jurgens , Allen Taflove , Korada Umashanker , Thomas G. Moore , “Finite-Difference Time-Domain Modeling of Curved Surfaces” , IEEE Trans , Antennas and Propagation , Vol.40 , No.4 , pp.357-366 , April , 1992
- [7] 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
- [8] 新井宏之 , 新アンテナ工学 , 総合電子出版社 , 1996