

# ポインティングベクトルによる自動車室内の 電磁環境の計測・解析に関する研究

Studies on measurement and analysis of electromagnetic  
environment in vehicle cabin by using Poynting vector

福井伸治

電気通信大学大学院情報理工学研究科

博士(工学)の学位申請論文

2019年3月



# ポインティングベクトルによる自動車室内の 電磁環境の計測・解析に関する研究

Studies on measurement and analysis of electromagnetic  
environment in vehicle cabin by using Poynting vector

## 博士論文審査委員会

主査	肖 鳳超	教授
委員	和田光司	教授
委員	安藤芳晃	准教授
委員	石川 亮	准教授
委員	萱野良樹	准教授

著作権所有者  
福井伸治  
2019年3月

# Studies on measurement and analysis of electromagnetic environment in vehicle cabin by using Poynting vector

SHINJI FUKUI

## Introduction

Recently, electric vehicles are seeing a rise in popularity and reducing the electromagnetic noise from power electronics device in electric vehicles that operate at high speed and high power is required. In addition, as the advanced driver assistance system is widespread, the immunity performance of sensing equipment and communication system is becoming more important.

In order to evaluate and analyze the electromagnetic compatibility of automobiles, it is necessary to measure and analyze the electromagnetic environment including automobiles. In this dissertation, we propose a new method to measure and analyze the electromagnetic environment including automobiles by focusing on the Poynting vector that denotes the flow of electric power.

Firstly, the aim of measuring and analyzing the electromagnetic environment of an automobile using the Poynting vector and an estimation method of the Poynting vector are discussed. The estimation method is based on the Yee scheme principle of the FDTD method and we have also verified the validity of the estimation method by applying it around a dipole antenna.

Next, we measured the actual automobile using an automotive immunity test environment that irradiated electromagnetic waves from outside of the vehicle. We have shown that electric field and the Poynting vector can be estimated from magnetic field in an automobile compartment (vehicle cabin) by irradiating electromagnetic waves from

outside the vehicle. The experimental results of the magnetic field distribution in vehicle cabin and estimated electric field and the Poynting vector show the same tendency as the simulation, and the effectiveness of this method is verified. From the estimation results of the Poynting vector in the vehicle cabin, it clarifies that the propagation of the electromagnetic wave into the vehicle cabin is mainly caused by the resonance of the automotive body.

Finally, we propose to apply the complex Poynting theorem to analyze the electromagnetic environment in the vehicle cabin. By using this theorem, the electromagnetic energy in the vehicle cabin can be calculated. This method was applied to automobile model, and the electromagnetic energy in the vehicle cabin can be analyzed using the simulation.

A new method for quantitatively measuring and analyzing the electromagnetic environment of automobiles has been proposed through the above studies and its effectiveness has been demonstrated.

# ポインティングベクトルによる自動車室内の 電磁環境の計測・解析に関する研究

福井伸治

## 概要

環境規制の強化により自動車の電動化が加速している。自動車に搭載されるパワーエレクトロニクス機器は、走行性能向上を狙い、高速、大電力化が加速している。それに伴い、これらの機器への電磁ノイズ対策が重要となる。また、高度運転支援システムの普及が進み、複数のセンサや通信機器が自動車に搭載される。これらの機器にはイミュニティ性能の確保も重要となる。自動車の電磁ノイズ対策、イミュニティ性能を担保するには、自動車室内外の電磁環境がどうなっているかを明らかにすることがポイントとなり、そのためには自動車周辺の電磁界計測・解析が必須となる。本論文では、実車両における電磁界を効率的に計測することを狙いとし、磁界計測から電界、さらにポインティングベクトルを推定する方法を提案しその有効性をシミュレーションと実測により検証する。また、ポインティングベクトル、すなわち電力の流れに着目し自動車周辺の電磁波の挙動を解析することを目的とする。

始めに、ポインティングベクトルを用いた自動車の電磁環境を計測・解析する狙いと、ポインティングベクトルの推定方法を示す。推定方法としては有限差分法を Maxwell の方程式に適用し、磁界分布から電界、ポインティングベクトルを推定する。推定方法の妥当性についても検証する。

次に、自動車を含めた電磁環境を計測するための低侵襲性の高周波磁界プロー

ブの構造と基本特性を評価する。また、本プローブは、高周波では電界の影響を受けやすい構造のため、電界の影響を打ち消す方法についても論ずる。本プローブを用い、空間の磁界計測より、電界、ポインティングベクトルを推定できることを実証する。ダイポールアンテナ周辺の空間を計測対象として、磁界分布から電界、ポインティングベクトルの推定精度を検証する。

さらに、本方法を実車両の電磁界計測に適用した事例として、外部から自動車へ電磁波を照射する自動車用イミュニティ試験を想定し、実車両を用いて自動車室内のポインティングベクトルを推定する。自動車外から電磁波を照射し、自動車室内（以下車室内と称する）の磁界分布から電界、ポインティングベクトルの推定精度を検証する。

最後に、車室内の電磁環境を解析するため、複素ポインティング定理を用いる方法を提案する。電力の流れに関する物理量であるポインティングベクトルを用い、自動車室内に流入する電磁エネルギーを定量化する。車室内に電磁波を照射したケースを想定し、本方法を単純な自動車モデルと実車両に近いモデルに適用し、自動車周辺での電磁波の挙動について解析する。

以上の研究を通して自動車の電磁環境を定量的に計測・解析する新たな方法を提案し、その有効性を示す。

# 目次

<b>1章 序論</b>	1
1.1 研究の背景	1
1.2 研究の目的	1
1.3 本論文の構成	4
<b>2章 ポインティングベクトルとその推定方法</b>	6
2.1 まえがき	6
2.2 ポインティングベクトルと電磁環境解析への応用	6
2.3 有限差分法を用いた電界・ポインティングベクトルの推定方法	13
2.4 推定方法の妥当性検証	14
2.5 むすび	25
<b>3章 計測用磁界プローブ</b>	26
3.1 まえがき	26
3.2 単軸磁界プローブ	26
3.3 単軸磁界プローブのシミュレーションによる性能検証	30
3.4 単軸プローブのアンテナ係数の算出	35
3.5 3軸磁界プローブ	37
3.6 3軸磁界プローブのシミュレーションによる性能検証	40
3.7 今後の3軸プローブの改良に向けて	43
3.8 むすび	46
<b>4章 ダイポールアンテナ周辺の電磁環境の計測   (磁界計測と電界・ポインティングベクトルの推定)</b>	47
4.1 まえがき	47
4.2 計測方法	47
4.3 計測結果と考察	49
4.4 むすび	53
<b>5章 実車両を用いた電磁環境の計測   (磁界計測と電界・ポインティングベクトルの推定)</b>	54
5.1 はじめに	54
5.2 計測方法	54
5.3 シミュレーションモデル	56
5.4 計測時の影響に関して	57
5.5 計測結果と考察	61

---

5.6	むすび	65
<b>6</b>	<b>複素ポインティング定理による自動車電磁環境の解析</b>	<b>66</b>
6.1	はじめに	66
6.2	複素ポインティング定理と自動車電磁環境の解析方法	66
6.3	単純車両モデルと解析条件	67
6.4	単純車両モデルでの解析結果と考察	69
6.5	開口部(窓)を通過する電磁波の電力	75
6.6	実車両モデルと解析条件	77
6.7	実車両モデルでの解析結果と考察	78
6.8	むすび	80
<b>7</b>	<b>結論</b>	<b>81</b>
	<b>謝辞</b>	<b>83</b>
	<b>論文目録</b>	<b>84</b>
	<b>参考文献</b>	<b>85</b>

---

# 第1章

## 序論

### 1.1 研究の背景

地球環境の保護，省エネルギーを目的に，ハイブリッド自動車(HV)，電気自動車(EV)，プラグインハイブリッド自動車(PHV)の普及が加速している．これらの自動車に搭載されるインバータ，DC-DC コンバータ等は高速，大電力化が進んでいる．高速，大電力化に伴い電磁ノイズが増大し，ノイズ低減が課題となる．一方で，自動ブレーキシステムなど高度運転支援システムの普及や自動運転の実用化に向け，画像センサ，ミリ波レーダ，超音波センサや，GNSS (Global Navigation Satellite System)，V2X (Vehicle to X)，その他の車載通信機器が搭載されている．これらの機器は，外来電磁ノイズから影響を受けないようイミュニティ性能を担保する必要がある．以上のように，電磁ノイズ低減，イミュニティ性能等含めた電磁環境を満足するには，実車環境で電磁波の挙動を把握することが重要となる．本論文では，電力の流れを示すポインティングベクトルに着目し，自動車のイミュニティ性能評価を事例に，自動車を含めた電磁環境を計測・解析する方法を提案，検証する．本章では，研究の目的と本論文の構成を示す．

### 1.2 研究の目的

近年，自動車の電磁環境を計測・解析する研究事例が多く報告されている．特に大規模計算環境を活用し自動車を含めた電磁環境を解析する取り組みの進展は著しい[1]-[5]．車両形状を CAD データから読み込み，数百万以上の要素に分割し，

---

高周波での解析が可能となっている。また、GPUを用いることで数億規模の要素の計算も実用時間内で解析可能となっている。伝送線路モデルでハーネスを近似し、車載電子機器をSPICEでモデル化することで、車載機器、ワイヤーハーネスと車両を含めた電磁ノイズ放射や、車両イミュニティ解析も可能となっている[6]、自動車室内の電磁界は、乗員の影響で大きく変化する。このため、乗員の有無による電磁環境の変化や通信アンテナへの影響を解析した事例もある[7]。電気自動車では、低周波の磁界ノイズの解析も必要で、低周波の磁界ノイズを扱った解析事例も報告されている[8]。しかし、どの事例も電界、磁界を中心に電磁波の挙動を解析しており、電力の流れを示すポインティングベクトルを用いた解析事例は見当たらない。

一方で、シミュレーションを検証するための計測技術は、プリント基板上の近傍電磁界を計測する電界、磁界プローブが多く提案され[9]-[11]、計測器として一部実用化されている。自動車周辺の広範囲な電磁界計測に関しても、電界、磁界計測に基づき、自動車の電磁環境を明らかにしようとする取り組みが進んでいる[12]-[17]。しかし、これらの先行研究は、電界および磁界分布の計測や、電界、磁界の統計的性質を解析することに主眼が置かれているのが実情である。

一方で、電力の流れを示すポインティングベクトルを、電界、磁界の計測結果から算出する方法を採用し、プリント基板上の伝送線路を対象とし伝送線路近傍の電力の流れを計測できることが実証された[18]-[20]。その他に、基板上の近傍磁界計測から有限差分法に基づいて、電界、ポインティングベクトルを推定する方法が提案されている[21]-[24]。しかし、これらの計測は、プリント基板上の伝送線路周辺の非常に限定された空間が対象となっている。これまで、電磁波が自動車に照射されるような環境下において、磁界分布から電界やポインティングベクトルを推定した事例は見当たらない。

ポインティングベクトルは、電力の流れを示し、自動車周辺の電磁環境解析に活用すれば電力の流れが明確になり、自動車のイミュニティ性能評価や、自動車からの電磁ノイズ放射の解析に非常に有益と考える。その一例を以下に示す。図 1.1 は、単純な自動車モデルにおいて、自動車正面より平面波を照射した場合の車室内のポインティングベクトルを示す。虚数成分は系内に蓄積される電磁エネルギー、すなわち共振状態を意味する。同図より車室内のどの領域が共振しているかを判断することができる。

また、自動車は開口となる窓を複数持つため、自動車へ電磁波を照射する際、開口部（窓）を経由する。複素ポインティング定理の積分表示によれば、閉曲面を通過して系内に流入する全無効電力は、閉曲面内に蓄積される電磁エネルギーに関連する量となる。開口部を含む領域でポインティングベクトルを積分することで、どのような経路で電力が流出入しているかを明確にでき、複雑な自動車の電磁環境を解析する有効な手段となると考える。しかし、こういった観点で自動車の電磁環境を解析した事例は見当たらない。

本論文では、自動車を含めた電波伝搬環境において、磁界計測のみで、有限差分法を用いて電界とポインティングベクトルを算出する方法を提案、実証する。さらに、複素ポインティング定理を活用し車室内の電磁環境を解析する方法を提

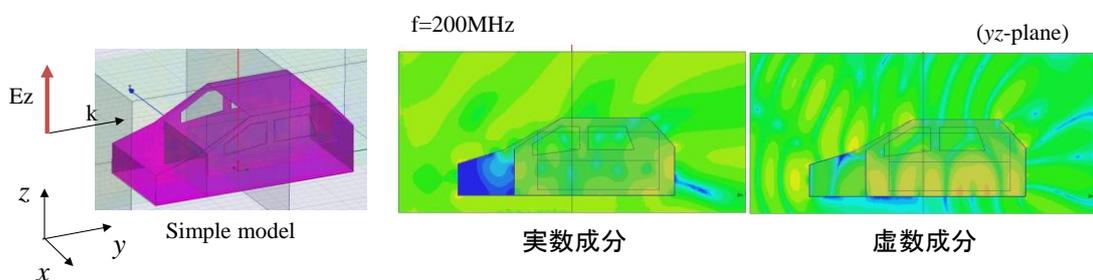


図 1.1 単純自動車モデルにおける自動車室内のポインティングベクトル

---

案する．本方法により，車室内空間の電磁エネルギーを算出し車室内の電磁環境を定量的に評価できることを示す．

### 1.3 本論文の構成

本論文は，7つの章で構成される．

#### 1章「序論」

本研究を進めるにあたり，自動車の電磁環境の計測，及び解析に関する現状と課題を示し，本論文の目的を明確にする．

#### 2章「ポインティングベクトルとその推定方法」

ポインティングベクトルを用いて自動車の電磁環境を解析する狙いを示し，ポインティングベクトルを推定する方法と推定方法の妥当性を検証する．

#### 3章「計測用磁界プローブ」

薄型の低侵襲性の単軸高周波磁界プローブの構造と，同プローブを3軸組み合わせさせた磁界プローブの構造を示す．さらに，プローブの基本特性と課題を示す．

#### 4章「ダイポールアンテナ周辺の電磁環境の計測」

ダイポールアンテナを計測対象に，アンテナ周辺の磁界分布を計測する方法を示す．周辺空間の磁界分布から，電界，ポインティングベクトルを推定し，推定結果とシミュレーションを比較し考察する．

---

## 5 章「実車両を用いた電磁環境の計測」

実車両の正面にダイポールアンテナを設置し、ダイポールアンテナから自動車に電磁波を照射する。その際、自動車室内に発生する磁界を計測する方法を示す。自動車室内空間の磁界分布から、電界、ポインティングベクトルを推定し、推定結果とシミュレーションを比較し考察する。

## 6 章「複素ポインティング定理による自動車電磁環境の解析」

複素ポインティング定理を用いて自動車室内に蓄積される電磁エネルギーを算出する方法を単純な自動車モデル、及び実車両に相当する自動車モデルにて検証する。本方法により、蓄積される電磁エネルギーが局部的に高くなる領域や、特定の領域で共振が発生する現象を捉えることができる。また、自動車窓枠を經由したポインティングベクトルから電力の流れを捉えることで、自動車室内への電力の流出入について考察する。

## 7 章「結論」

本方法の意義、得られた知見、課題、今後の展開について総括する。

---

## 第 2 章

# ポインティングベクトルとその推定方法

### 2.1 はじめに

本章では、ポインティングベクトルを推定する方法と推定方法の妥当性を検証する。

### 2.2 ポインティングベクトルと電磁環境解析への応用

ここでは、ポインティングベクトルの基礎的事項について述べる。

#### 2.2.1 静的電磁場におけるポインティングベクトル

真空中に  $q$  なる点電荷をおいたとき（静止電荷）、電界による力と、電界の関係は以下となる。

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} \quad (2.1)$$

一方、真空中を  $v$  なる速度で移動する点電荷  $q$  において、進行方向に対し直角な方向に、速度  $v$  に比例する力  $F$  が働く場合、界（場）があると考え、磁界（磁場）とよぶ、磁界による力と、磁界の関係は以下となる。

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mu_0\mathbf{H} \quad (2.2)$$

電界、磁界の及ぼす 2 つの力の合計は

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mu_0\mathbf{H}) \quad (2.3)$$

となる。電磁界は、 $\rho$  なる電荷分布と  $\mathbf{J}$  なる密度の電流分布に対し単位体積あたり

$$\mathbf{f} = \rho(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mu_0\mathbf{H}) = \rho\mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mu_0\mathbf{H} \quad (2.4)$$

なる密度の力を及ぼす。ここで、

$$\mathbf{J} = \rho \mathbf{v} \quad (2.5)$$

とする。同様に電磁界は磁荷分布  $\rho_m$  と磁流分布  $\mathbf{J}_m$  に対し単位体積あたり

$$\mathbf{f} = \rho_m (\mathbf{H} - \mathbf{v} \times \epsilon_0 \mathbf{H}) = \rho_m \mathbf{H} - \mathbf{J}_m \times \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.6)$$

となる力を及ぼす。ここで、

$$\mathbf{J}_m = \rho_m \mathbf{v} \quad (2.7)$$

とする。電磁界が、電荷（電流）、磁荷（磁流）に対して、力を及ぼすとき、運動電荷または、運動磁荷が保有する力学的な運動エネルギーと電磁界が保有する電磁エネルギーとの間にエネルギーの授受が発生する。ここでは、電磁エネルギー、電力の間に成立する関係を導き、電磁系におけるエネルギー保存の関係について考察する。

電磁界が電荷に力を及ぼすとき、単位時間に電磁界がなす単位体積当たりの仕事、すなわち電磁界から運動電荷に毎秒供給される電力密度は電荷に働く単位体積当たりの力と単位時間に電荷の移動する距離（電荷の移動速度  $\mathbf{v}$ ）より

$$\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} = \rho (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mu_0 \mathbf{H}) \cdot \mathbf{v} = \mathbf{E} \cdot \rho \mathbf{v} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad (2.8)$$

となる。この値が負になる場合は、電磁界が運動電荷から毎秒吸収する電力密度を表す。

同様に、電磁界が磁荷に力を及ぼすとき、単位時間に電磁界がなす単位体積当たりの仕事、すなわち電磁界から運動磁荷に毎秒供給される電力密度は磁荷に働く単位体積当たりの力  $\mathbf{f}$  と単位時間に電荷の移動する距離（電荷の移動速度  $\mathbf{v}$ ）より

$$\mathbf{f} \cdot \mathbf{v} = \rho_m (\mathbf{H} \mathbf{v} \times \mu_0 \mathbf{H}) \cdot \mathbf{v} = \mathbf{H} \cdot \rho_m \mathbf{v} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m \quad (2.9)$$

となる。この値が負になる場合は、電磁界が運動磁荷から毎秒吸収する電力密度

を表す. 以上より, 電荷, 磁荷を運動させるために電磁界が毎秒供給する全電力密度は両式の合計は

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m \quad (2.10)$$

となる. (2.10) が負になる場合は, 電磁界が運動電荷から毎秒吸収する電力密度を表す. 磁荷 (磁流) の存在を想定した場合, Maxwell の方程式は

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mathbf{J}_m - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

この式に, 先ほどの  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$  および  $\mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m$  の  $\mathbf{J}$  と  $\mathbf{J}_m$  の関係を入れると

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m = \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) - \varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.13)$$

となり, ベクトルの関係式

$$\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.14)$$

を用いると, (2.13) 式は

$$-\mathbf{H} \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) + \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m + \varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.15)$$

となる. ここで真空中の電界, 磁界のエネルギー密度を

$$w_E = \frac{1}{2} \varepsilon_0 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 |E|^2 \quad (2.16)$$

$$w_H = \frac{1}{2} \mu_0 (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) = \frac{1}{2} \mu_0 |H|^2 \quad (2.17)$$

とすると, (2.15) の微分項は

$$\varepsilon_0 \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (w_E + w_H) \quad (2.18)$$

となる. ここで単位面積を通過する電力の流れを, ポインティングベクトル  $\mathbf{S}$  として以下のように定義する.

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (2.19)$$

(2.15) に(2.17) , (2.18) を代入すると

$$-\nabla \cdot \mathbf{S} = -\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m + \frac{\partial}{\partial t} (w_E + w_H) \quad (2.20)$$

となる．これと同等な積分形式で表現するには，閉曲面  $S$  に囲まれる領域  $V$  を考え積分し，左辺にガウスの定理を適用して

$$-\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{S} dV = -\iiint_V \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV = \iiint_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m + \frac{\partial}{\partial t} (w_E + w_H)) dV \quad (2.21)$$

$$-\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_V (\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{J}_m + \frac{\partial}{\partial t} (w_E + w_H)) dV \quad (2.22)$$

ここで， $\mathbf{n}$  は閉曲面  $S$  に垂直で外方向を向く単位ベクトルを示す．右辺の第 1 項は出ていく閉曲面  $S$  内の電荷，磁荷を運動させるために電磁界が運動電荷，運動磁荷に毎秒供給する電力，第 2 項は閉曲面  $S$  内に蓄えられる電磁エネルギーが毎秒増加する割合を示す．左辺は閉曲面  $S$  を通って毎秒流入するエネルギーの総和を示す[28]．

## 2.2.2 正弦的な電磁場におけるポインティングベクトル

次に，角周波数  $\omega$  で正弦波的に変化する電磁界の場合を考える．(2.19) で定義したポインティングベクトルは，

$$\begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{E}(x, y, z, t) \times \mathbf{H}(x, y, z, t) \\ &= \frac{1}{2} \left( \mathbf{E}(x, y, z) e^{j\omega t} + \mathbf{E}^*(x, y, z) e^{-j\omega t} \right) \times \frac{1}{2} \left( \mathbf{H}(x, y, z) e^{j\omega t} + \mathbf{H}^*(x, y, z) e^{-j\omega t} \right) \\ &= \frac{1}{4} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) + \frac{1}{4} (\mathbf{E} \times \mathbf{H} e^{j2\omega t} + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}^* e^{-j2\omega t}) \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] + \frac{1}{2} \text{Re} [\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* e^{j2\omega t}] \end{aligned} \quad (2.23)$$

となる．ここで第 1 項は時間に無関係となり，第 2 項は，角周波数  $2\omega$  で変化する正弦ベクトルとなる．したがって時間平均すると，第 1 項のみとなり，複素ポ

インテイングベクトル  $S$  と定義する.

$$S = \frac{1}{2} E \times H^* \quad (2.24)$$

複素ポインテイングベクトル  $S$  は交流回路理論における複素ベクトル電力に相当し, 実数部は

$$\text{Re}[S] = \frac{1}{2} \text{Re}[E \times H^*] \quad (2.25)$$

となり, 単位面積当たりの有効電力密度の時間平均となる. 虚数部は,

$$\text{Im}[S] = \frac{1}{2} \text{Im}[E \times H^*] \quad (2.26)$$

となり, 単位面積当たりの無効電力密度の時間平均となる. 無効電力は, 系内に蓄積される電界, 磁界のエネルギーに相当する量を意味する. 同様にして, 単位体積当たりの電界, 磁界のエネルギー密度も以下のように複素表示できる.

$$w_e = \frac{1}{2} \varepsilon (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{4} \varepsilon (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) + \frac{1}{4} \text{Re}[\varepsilon \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* e^{j2\omega t}] \quad (2.27)$$

$$w_m = \frac{1}{2} \mu (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}) = \frac{1}{4} \mu (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*) + \frac{1}{4} \text{Re}[\mu \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^* e^{j2\omega t}] \quad (2.28)$$

(2.27), (2.28) 式の第 1 項は時間に無関係な実数となる. 第 2 項は, 角周波数  $2\omega$  で正弦波的に時間変化する. 従って, 電界, 磁界のエネルギー密度の時間平均値は,

$$\langle w_e \rangle = \frac{1}{4} \varepsilon (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) = \frac{1}{4} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \quad (2.29)$$

$$\langle w_m \rangle = \frac{1}{4} \mu (\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}^*) = \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 \quad (2.30)$$

となる. 任意の領域  $V$  内の電界, 磁界の全エネルギーの時間平均値は,

$$\langle W_e \rangle = \int_V \langle w_e \rangle dv = \int_V \frac{1}{4} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 dv \quad (2.31)$$

$$\langle W_m \rangle = \int_V \langle w_m \rangle dv = \int_V \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 dv \quad (2.32)$$

となる. ここで, (2.24) の発散をとりベクトルの関係式(2.14) を用いると

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) = \frac{1}{2} [\mathbf{H}^* \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \mathbf{E} \cdot (\nabla \times \mathbf{H}^*)] \quad (2.33)$$

となる. さらに, 下記の Maxwell の方程式を用いると

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + j\omega\varepsilon\mathbf{E} \end{aligned} \quad (2.34)$$

(2.33) は以下となる

$$\begin{aligned} -\nabla \cdot \mathbf{S} &= -\frac{1}{2} [\mathbf{H}^* \cdot (-j\omega\mu\mathbf{H}) - \mathbf{E} \cdot (\mathbf{J}^* + j\omega\varepsilon\mathbf{E}^*)] \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* + j2\omega \left( \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 - \frac{1}{4} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \right) \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* + j2\omega (\langle w_m \rangle - \frac{1}{4} \langle w_e \rangle) \end{aligned} \quad (2.35)$$

(2.35) は, 電磁界が任意の時間変化をする場合の Poynting 定理で複素ポインティング定理と称する. 積分表示は, 任意の閉曲面  $S$  で囲まれる領域  $V$  内を積分し, ガウスの定理を用いると以下のようになる.

$$-\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_V \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* dv + j2\omega \iiint_V (\langle w_m \rangle - \langle w_e \rangle) dv \quad (2.36)$$

$$-\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{S} dv = \iiint_V \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* dv + j2\omega \iiint_V \left( \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 - \frac{1}{4} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \right) dv \quad (2.37)$$

となる. ここで  $\mathbf{n}$  は閉曲面  $S$  に垂直で外向きの単位ベクトルである. (2.37) の右辺の第 1 項は,

$$\langle p_d \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J}^* = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \sigma \mathbf{E}^* = \frac{1}{2} \sigma |\mathbf{E}|^2 \quad (2.38)$$

となり, 物理的には導体中の損失を意味する. 熱エネルギーに変換される単位体積当たりの消費電力密度の時間平均を示す. (2.35) (2.36) の左辺  $\mathbf{S}$  は, 単位面積当たりの複素ベクトルの電力密度を示す. よって

$$P = -\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS = \langle P_d \rangle - jP_r \quad (2.39)$$

は, 任意領域の体積  $V$  の表面  $S$  をと通過して流入する全複素ベクトル電力を示す. 実数  $P_d$ , および虚数  $P_r$  は, 表面  $S$  を通過して  $V$  内に流入する全有効電力の時間平均値, および全無効電力を示す. 以上より, 系内に電源等を含まない線形, 受動電磁系に対しては, 複素ポインティング定理は

$$-\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_V \frac{1}{2} \sigma \mathbf{E}^2 dv + j2\omega \iiint_V (\langle w_m \rangle - \langle w_e \rangle) dv \quad (2.40)$$

となる. この実数部は

$$-\operatorname{Re}[\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS] = \iiint_V \frac{1}{2} \sigma \mathbf{E}^2 dv = \langle P_d \rangle \quad (2.41)$$

となり, 任意の体積  $V$  を囲む閉曲面  $S$  を通過して系内に流入する全有効電力の時間平均が, 系内にジュール熱となって失われる全消費電力の時間平均に等しいことを示す. また, 虚数部は

$$-\operatorname{Im}[\iint_S \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} dS] = 2\omega \iiint_V \left( \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 - \frac{1}{4} \varepsilon |\mathbf{E}|^2 \right) dv = 2\omega (\langle w_m \rangle - \langle w_e \rangle) \quad (2.42)$$

となり, 同様に任意の体積  $V$  を囲む閉曲面  $S$  を通過して系内に流入する全無効電力  $P_r$  が, 系内に蓄積される磁界エネルギーの時間平均値と電界エネルギーの時間平均値との差の  $2\omega$  に等しいことを示す. ここでの無効電力は, 物理的に系内に蓄積される電磁エネルギーに関連する量となる [28].

### 2.2.3 電磁環境解析への応用

ここでは, 複素ポインティング定理を自動車室内空間へ適用することを考える. 前節で, 任意の体積  $V$  を囲む閉曲面  $S$  を通過して系内に流入する全無効電力は, 系内に蓄積される磁界エネルギーの時間平均値と電界エネルギーの時間平均値との差の  $2\omega$  に等しくなる (式 2.42) ことを述べた. ここで, 窓を含む車室内空間を閉曲面で覆った場合, 外部から自動車に電磁波を照射すると, 電磁波は, 開口部となる窓を経由して車室内に侵入する. 開口部となる窓枠の領域でポインテ

インテグベクトルを面積分すると、各窓から流出入する電磁波の電力を定量的に把握できる。例えば、自動車正面から電磁波を照射した際、自動車前面、両側面、後ろ面の各窓枠の領域内でポインティングベクトルを面積分することで、どの領域から電力の流出入があるかを判断することができると思う。本方法については実例と併せて第6章で述べる。

### 2.3 有限差分法を用いた電界・ポインティングベクトルの推定方法

自動車周辺のポインティングベクトルを求めるには、磁界、電界を計測してポインティングベクトルを算出する。しかし、それぞれを独立に計測するには、長時間の計測が必要となる。ここでは、磁界分布を用い、電界及び磁界を推定する方法を考える。電流源がない空間でのマクスウェル方程式は、電磁界が正弦波であればフェザー形式で表現でき、

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.43)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.44)$$

となる。

(2.44) を有限差分で離散化すると

$$E_x(i, j, k) = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left\{ -\frac{H_y(i, j, k+1) - H_y(i, j, k)}{\Delta z} + \frac{H_z(i, j+1, k) - H_z(i, j, k)}{\Delta y} \right\} \quad (2.45)$$

$$E_y(i, j, k) = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left\{ -\frac{H_z(i+1, j, k) - H_z(i, j, k)}{\Delta x} + \frac{H_x(i, j, k+1) - H_x(i, j, k)}{\Delta z} \right\} \quad (2.46)$$

$$E_z(i, j, k) = \frac{1}{j\omega \epsilon_0} \left\{ -\frac{H_x(i, j+1, k) - H_x(i, j, k)}{\Delta y} + \frac{H_y(i+1, j, k) - H_y(i, j, k)}{\Delta x} \right\} \quad (2.47)$$

となる。一方、ポインティングベクトルは

$$S = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \quad (2.48)$$

となり、先ほど差分表現した(2.45)～(2.47)を用いることで、ポインティングベクトルを以

下のように算出できる.

$$S_x(i, j, k) = \frac{1}{2} \{ E_y(i, j, k) \cdot H_z^*(i, j, k) - H_y^*(i, j, k) \cdot E_z(i, j, k) \} \quad (2.49)$$

$$S_y(i, j, k) = \frac{1}{2} \{ E_z(i, j, k) \cdot H_x^*(i, j, k) - H_z^*(i, j, k) \cdot E_x(i, j, k) \} \quad (2.50)$$

$$S_z(i, j, k) = \frac{1}{2} \{ E_x(i, j, k) \cdot H_y^*(i, j, k) - H_x^*(i, j, k) \cdot E_y(i, j, k) \} \quad (2.51)$$

よって磁界計測で求めた磁界分布  $\mathbf{H}$  から(2.45) ～(2.47) の電界成分が算出でき, (2.49) ～(2.51) より複素ポインティングベクトルを推定できる[22].

## 2.4 推定方法の妥当性検証

2.3 で記載した推定方法の妥当性を検証するため, ダイポールアンテナの近傍磁界の理論式を用いて, 2.3 で示した推定方法により電界, ポインティングベクトルを推定する. その結果をダイポールアンテナの近傍電界の理論式, ポインティングベクトルと比較する[29].

### (1) ダイポールアンテナの近傍界理論式

図 2.1 に示す円柱座標系において, 長さ全長  $l$  のダイポールアンテナが理想的な正弦波状の電流分布で動作した場合を想定すると, 任意の座標  $(x, y, z)$  におけるベクトルポテンシャルは

$$A(x, y, z) = \frac{\pi}{4} \int_c I e(x', y', z') \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (2.52)$$

となる. ただし, このとき電流分布は以下の正弦波状と仮定する.

$$I e(x = 0, y' = 0, z') = \begin{cases} \mathbf{a}_z I_o \sin[k(\frac{l}{2} - z')] & , 0 \leq z' \leq \frac{l}{2} \\ \mathbf{a}_z I_o \sin[k(\frac{l}{2} + z')] & , 0 \leq z' \leq \frac{l}{2} \end{cases} \quad (2.53)$$

ベクトルポテンシャルから磁界を算出すると, 磁界は次式より算出できる.

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{a}_\phi \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \quad (2.54)$$

よって

$$\mathbf{H} = -\mathbf{a}_\phi H_\phi = -\mathbf{a}_\phi \frac{I_o}{4\pi j} \frac{1}{x} [e^{-jkR_1} + e^{-jkR_2} - 2 \cos(\frac{kl}{2}) e^{-jkr}] \quad (2.55)$$

となる. ここで

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = \sqrt{\rho^2 + z^2} \quad (2.56)$$

$$R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - \frac{l}{2})^2} = \sqrt{\rho^2 + (z - \frac{l}{2})^2} \quad (2.57)$$

$$R_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + \frac{l}{2})^2} = \sqrt{\rho^2 + (z + \frac{l}{2})^2} \quad (2.58)$$

としている. (2.55) 式より電界を次式から求めると

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.59)$$

磁界の各成分から以下のように計算できる.

$$\mathbf{E} = \mathbf{a}_\rho E_\rho + \mathbf{a}_z E_z = -\mathbf{a}_\rho \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_\phi}{\partial z} + \mathbf{a}_z \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial(\rho H_\phi)}{\rho \partial \rho} \quad (2.60)$$

よって, 電界の各成分は以下のようになる.

$$E_\rho = E_x = j \frac{k I_o}{4\pi\omega\epsilon} \frac{1}{x} [(z - \frac{l}{2}) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + (z + \frac{l}{2}) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2z \cos(\frac{kl}{2}) \frac{e^{-jkr}}{r}] \quad (2.61)$$

$$E_z = -j \frac{\eta I_o}{4\pi} [\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2 \cos(\frac{kl}{2}) \frac{e^{-jkr}}{r}] \quad (2.62)$$

ダイポールアンテナの  $xy$  水平面,  $xz$  垂直面の磁界分布を(2.55) 式より計算し, 電界及びポインティングベクトルを推定する. (2.55) 式は  $xz$  面上の分布で, 原点に対し  $z$  軸周りで対称となる. そのため直交座標系に変換し(2.45) ~ (2.47) 式の差分演算により電界を算出した. 推定した電界を比較するため, 同様に(2.61) 式を直交座標系に変換し, (2.62) と併用して各電界成分を算出した. 差分演算の間隔  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  を 10, 25, 50, 100mm とした. ダイポールアンテナの周波数は 280MHz, 全長 0.52m とし, ダイポールアンテナに流れる電流  $I_o$  は, 電磁界シミュレーションで使用するモデルに流れる電流と同等な 0.103A

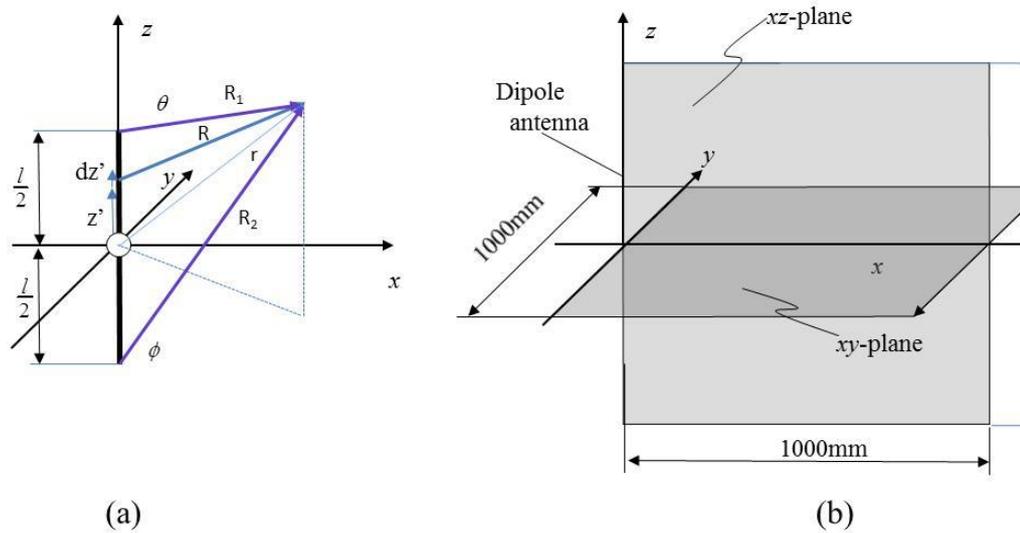


図 2.1 推定方法検証用ダイポールアンテナと計算領域

とした．計算領域については同図 2.1 示す．

$xy$  水平面， $xz$  垂直面の磁界分布を図 2.2 に示す．ダイポールアンテナの特性上， $xy$  水平面は， $x$ ， $y$  成分が主で  $z$  成分は 0 となる．一方， $xz$  垂直面は  $y$  方向成分のみとなる．この図より差分計算する際は， $xy$  水平面では  $y$  軸近傍の値が， $xz$  垂直面では  $z$  軸近傍の値が急激に変化するため差分間隔による影響が出やすくなる．

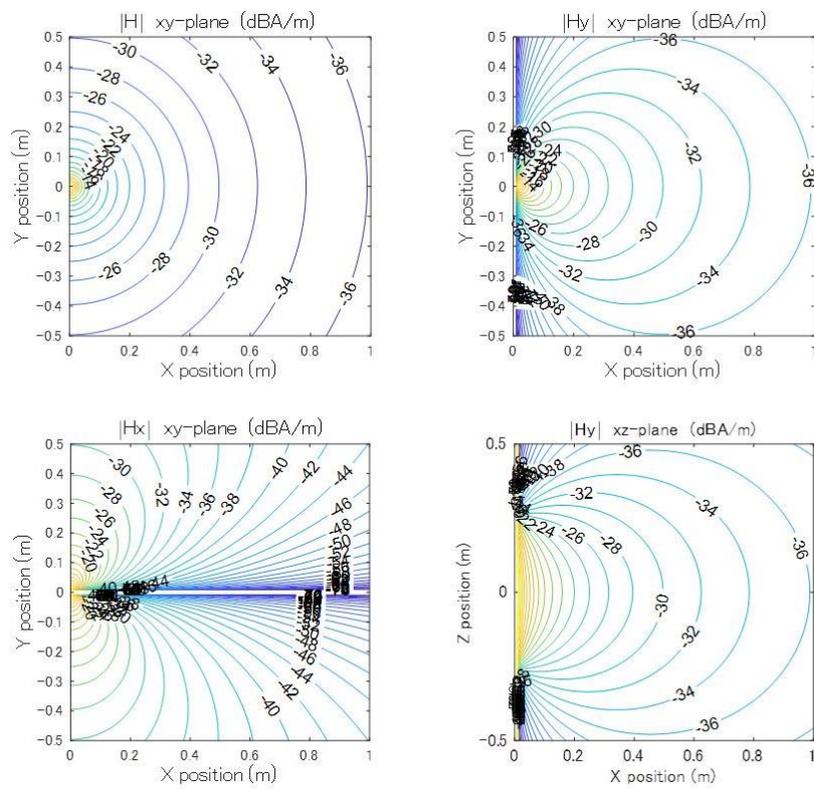


図 2.2  $xy$ ,  $xz$  面内の磁界分布

(2) 電界, ポインティングベクトルの推定結果

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$  を 10mm としたとき,  $xy, xz$  面内における電界の推定値を図 2.3, に示す. 同図の最下段には, 理論値との誤差を dB 単位で併せて示す.  $xy$  面内の電界  $E_x, E_y$  成分はなく,  $E_z$  成分のみとなる.  $E_z$  成分は  $H_x, H_y$  から計算するため信号強度が強く, アンテナのエレメント中心付近を除き理論値との誤差は 1 dB 以下である.  $xz$  面内の電界についても同様で,  $H_y$  成分が主で  $E_z, E_x$  成分は差分演算による誤差は少なく, 同様にアンテナエレメント中心付近を除き理論値との誤差は 1 dB 以内である. 電界の推定値は, 磁界の一部成分が NULL 点となる  $x$  軸,  $y$  軸上及び  $z$  軸上のアンテナエレメント近傍で誤差が発生するが, それ以外の領域では理論値に一致していると考えられる. 図 2.4, 2.5 にポインティングベクトルの推定結果を示す.  $xy$  面の虚数部は, 先ほどの NULL に当たる領域があり誤差が大きくなる. それ以外の領域は, 電界と同様でアンテナ近傍と  $x$  軸方向以外であれば推定精度は 1 dB 以下となる.

図 2.6~図 2.14 に, 差分演算の間隔  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  を 25, 50, 100mm と変化させた場合の電界, ポインティングベクトルと理論値との推定誤差を示す. 差分間隔が大きくなると, アンテナ近傍で急激に変化する磁界に追従できず, 電界の推定精度が悪化する, 電界の推定精度を向上するには, 高次の微分等を用いる必要がある. ポインティングベクトルの絶対値に関してはアンテナ近傍以外の領域において誤差  $\pm 1$ dB 以内で推定できる.

以上の結果より, 周波数 280MHz において分割数が 50mm 以内であれば, 電界及びポインティングベクトルを適切に推定できると判断する. この間隔は, およそ  $0.05 \lambda$  (53mm@280MHz) に相当し, 今後の実車両での計測の基準とする.

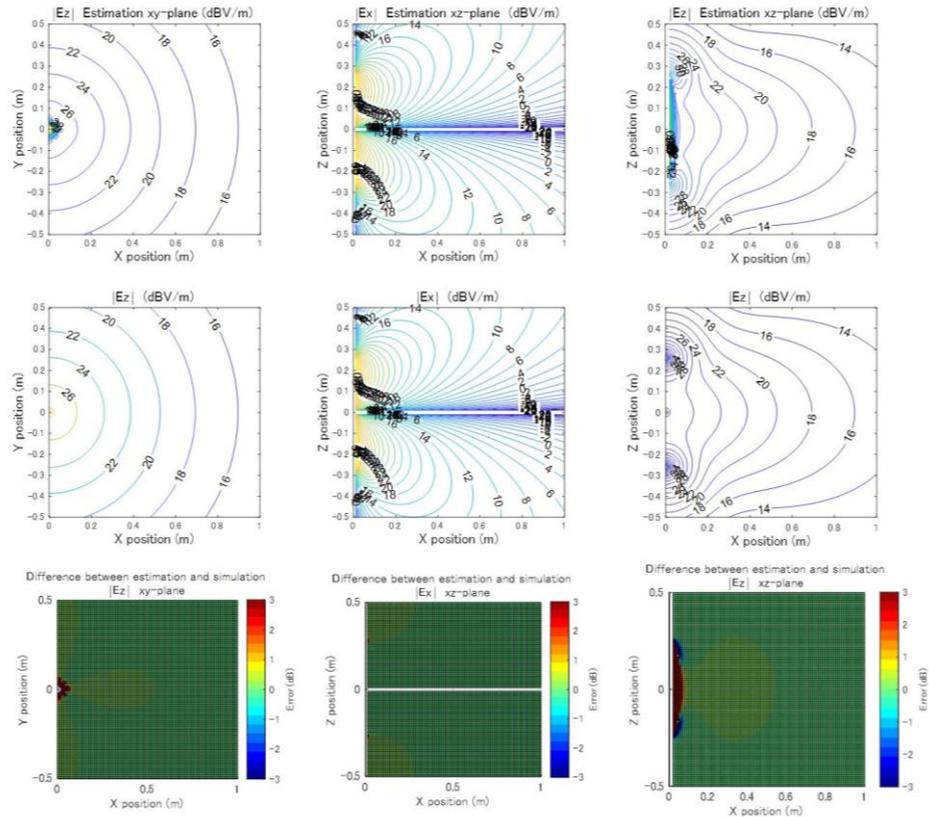


図 2.3  $xy, xz$  面内の電界:  $\Delta = 10\text{mm}$

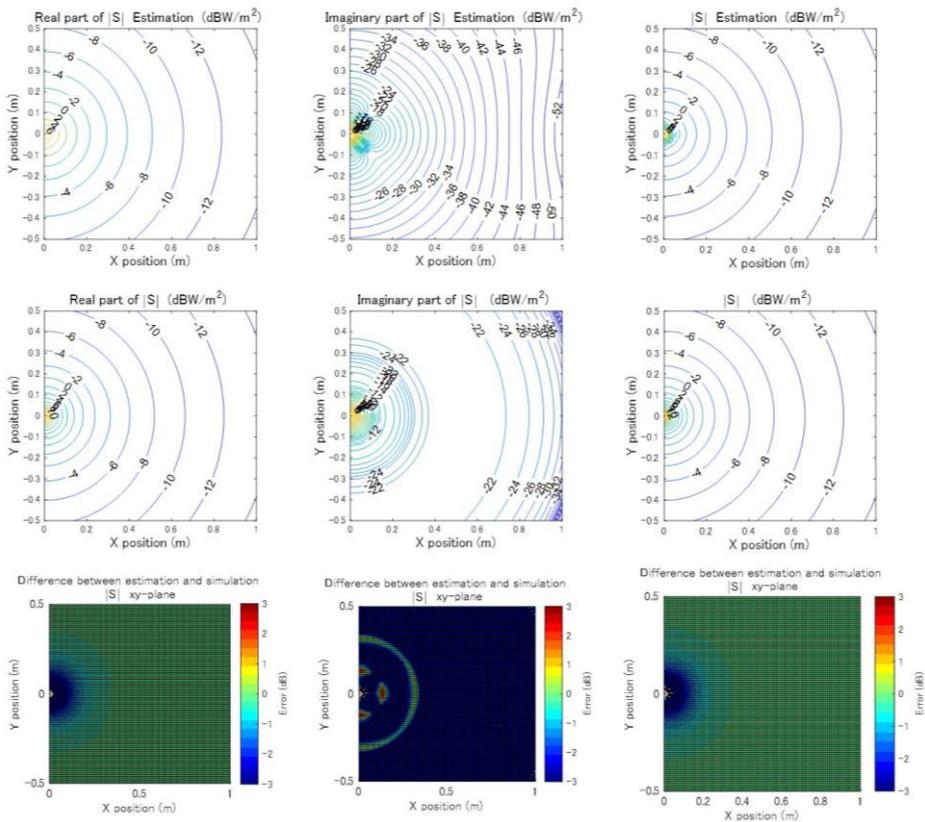


図 2.4  $xy$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 10\text{mm}$

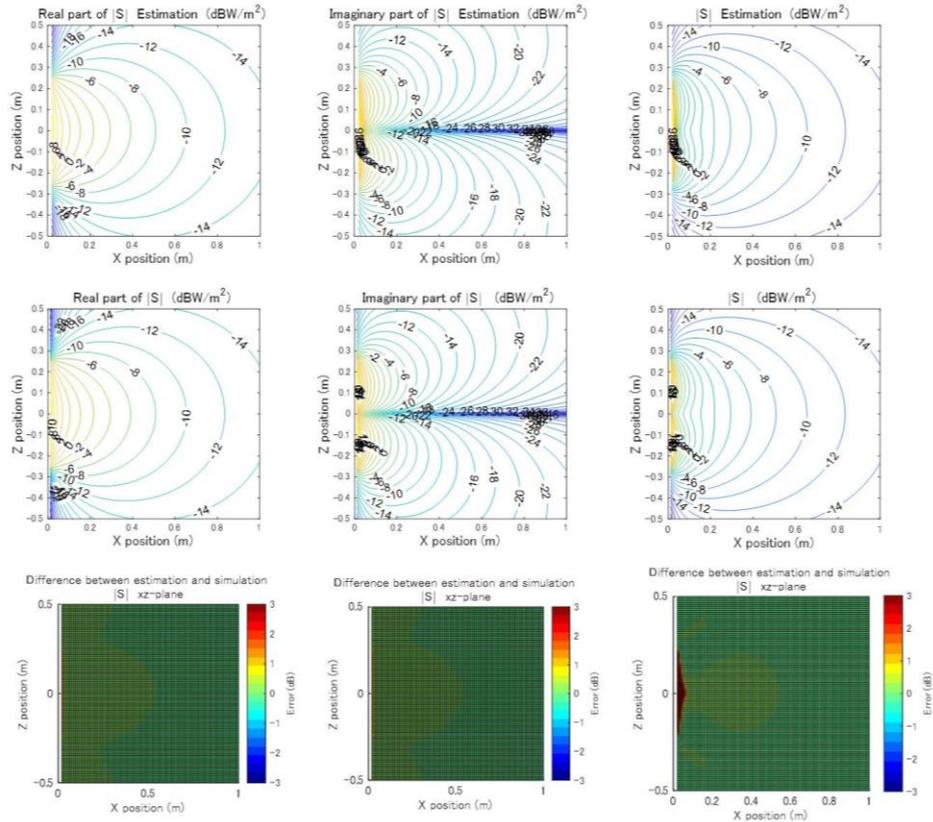


図 2.5  $xz$  面内のポインティングベクトル推定:  $\Delta = 10\text{mm}$

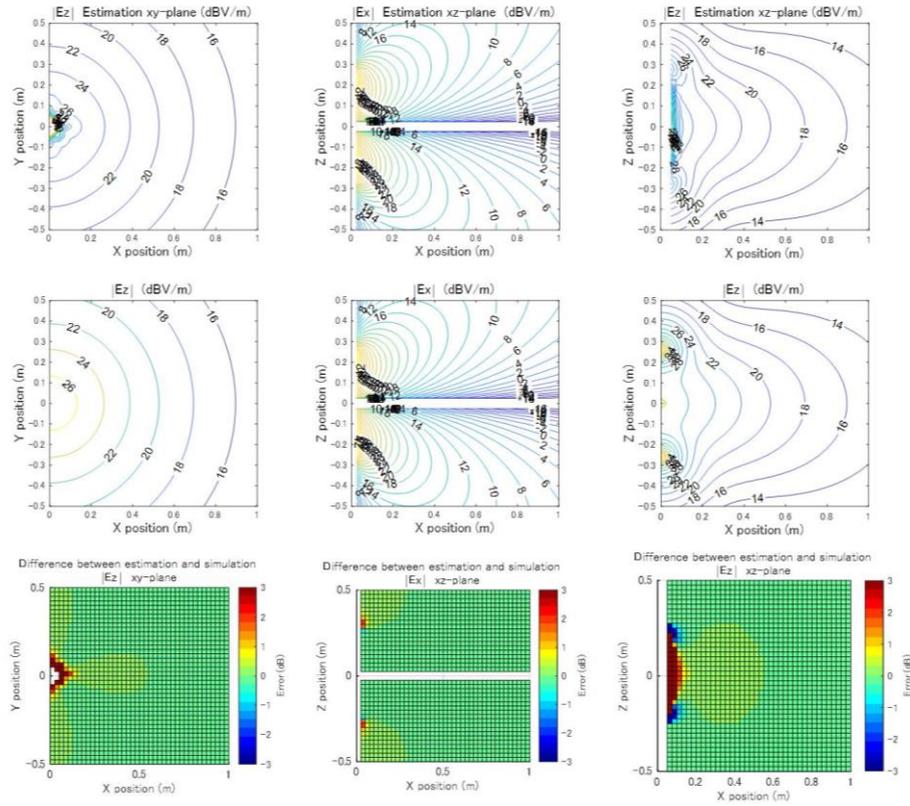


図 2.6  $xy, xz$  面内の電界:  $\Delta = 25\text{mm}$

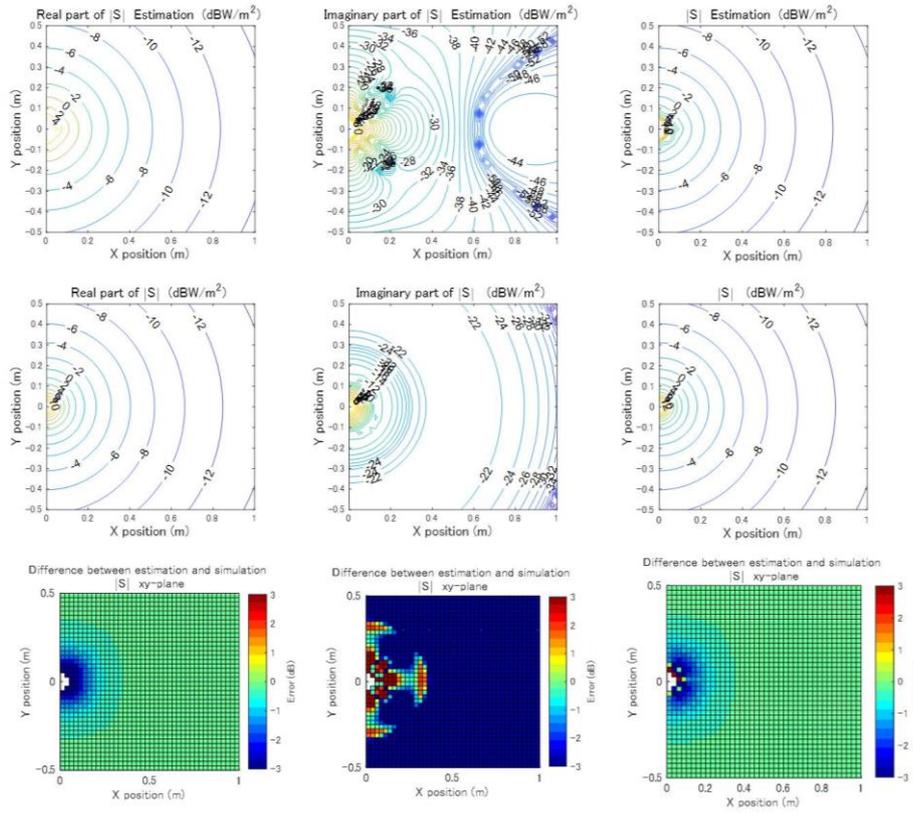


図 2.7  $xy$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 25\text{mm}$

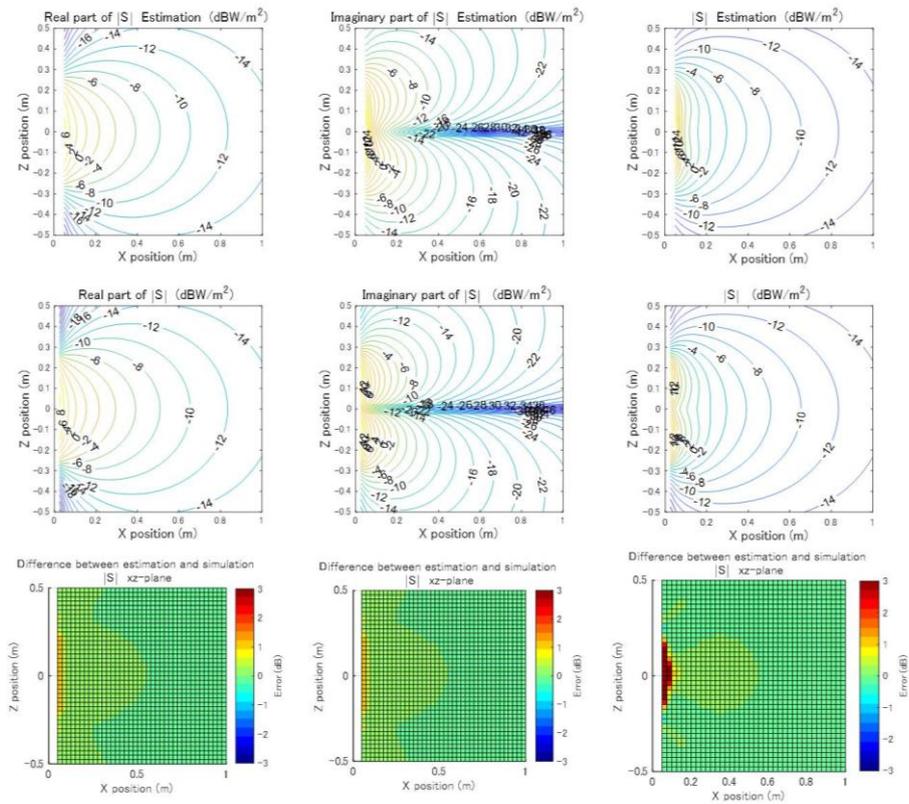


図 2.8  $xz$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 25\text{mm}$

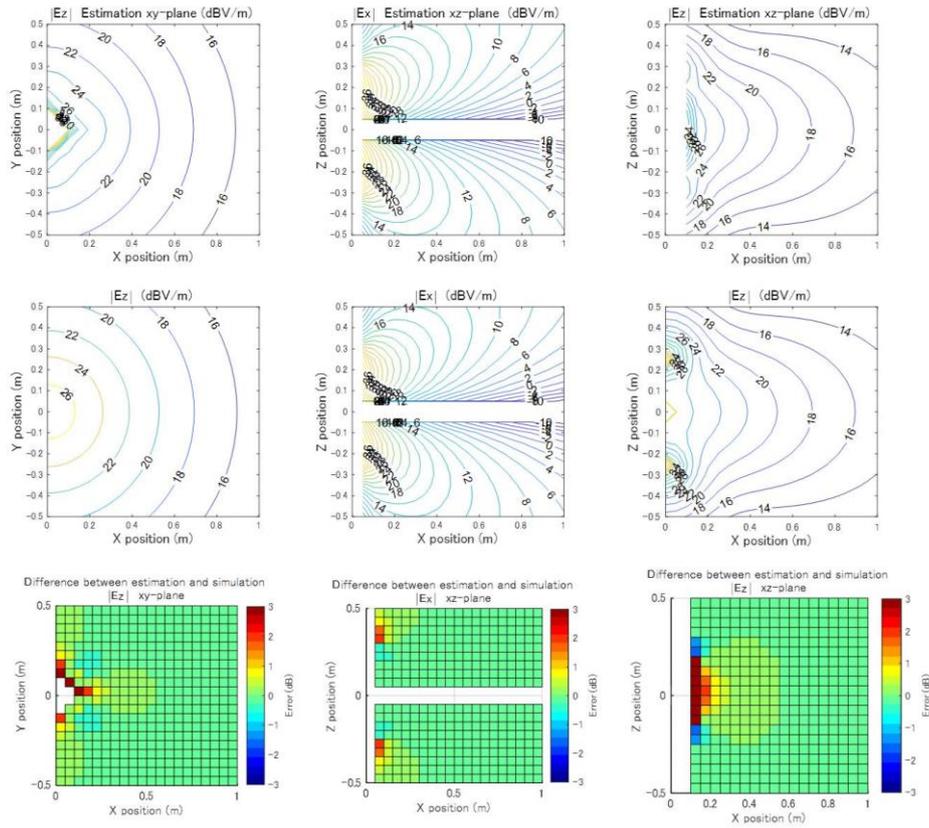


図 2.9  $xy, xz$  面内の電界:  $\Delta = 50\text{mm}$

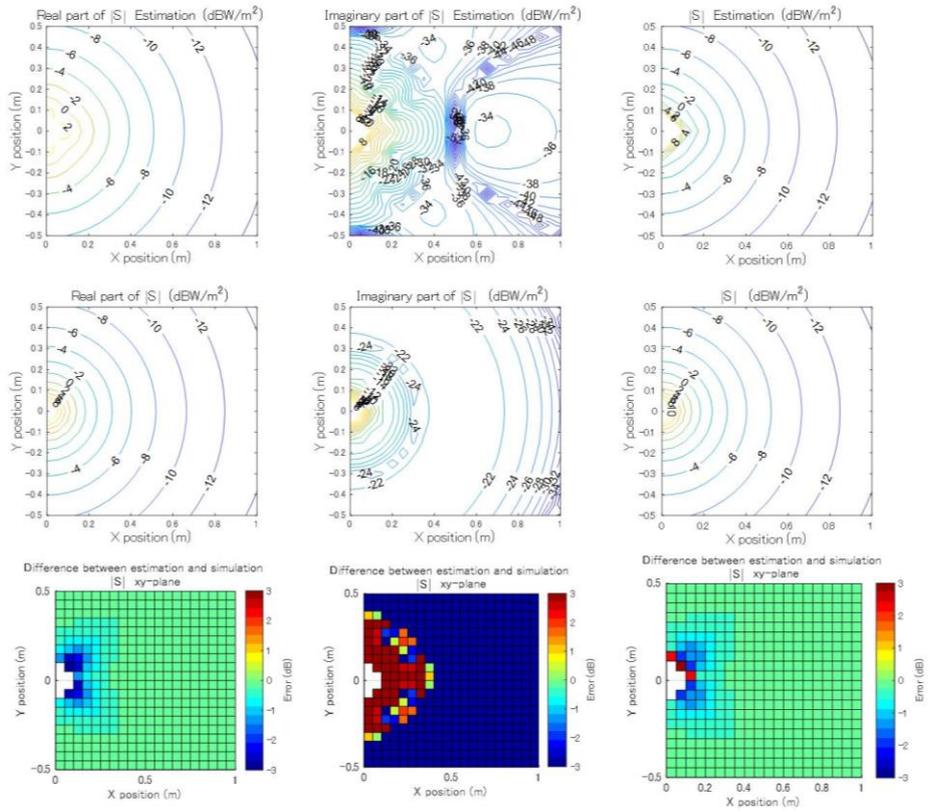


図 2.10  $xy$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 50\text{mm}$

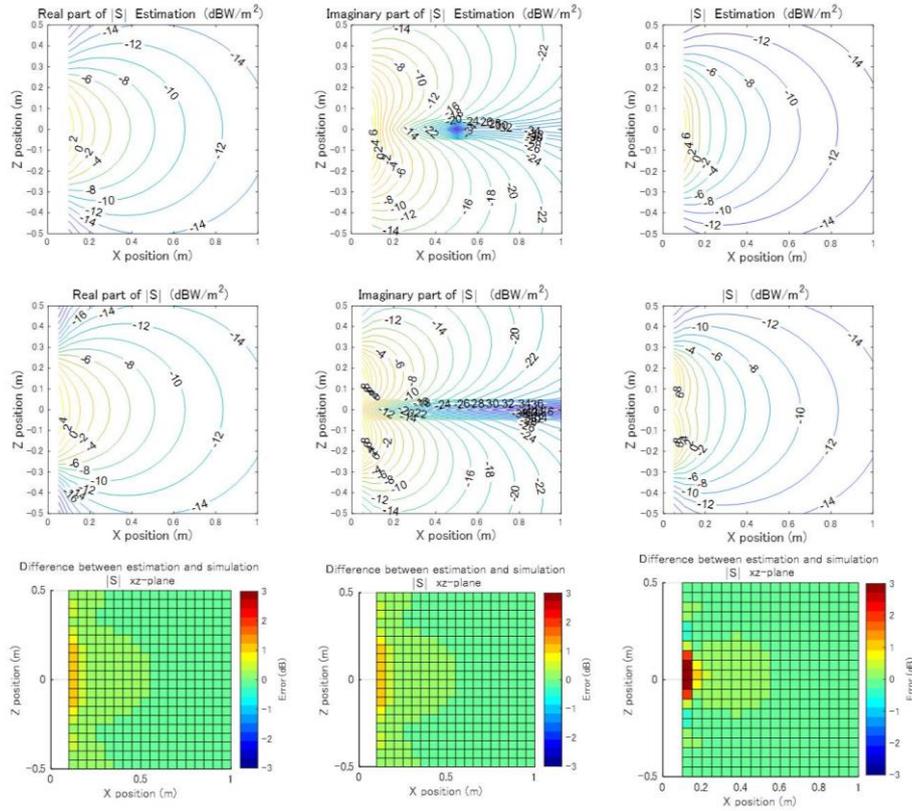


図 2.11  $xz$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 50\text{mm}$

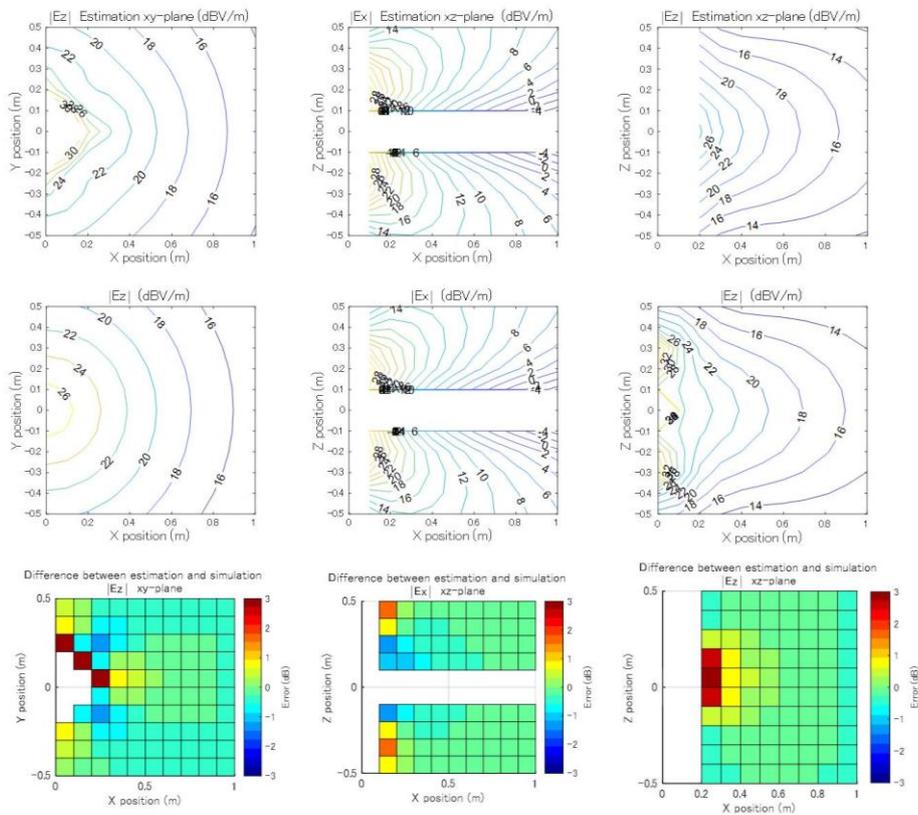


図 2.12  $xy, xz$  面内の電界:  $\Delta = 100\text{mm}$

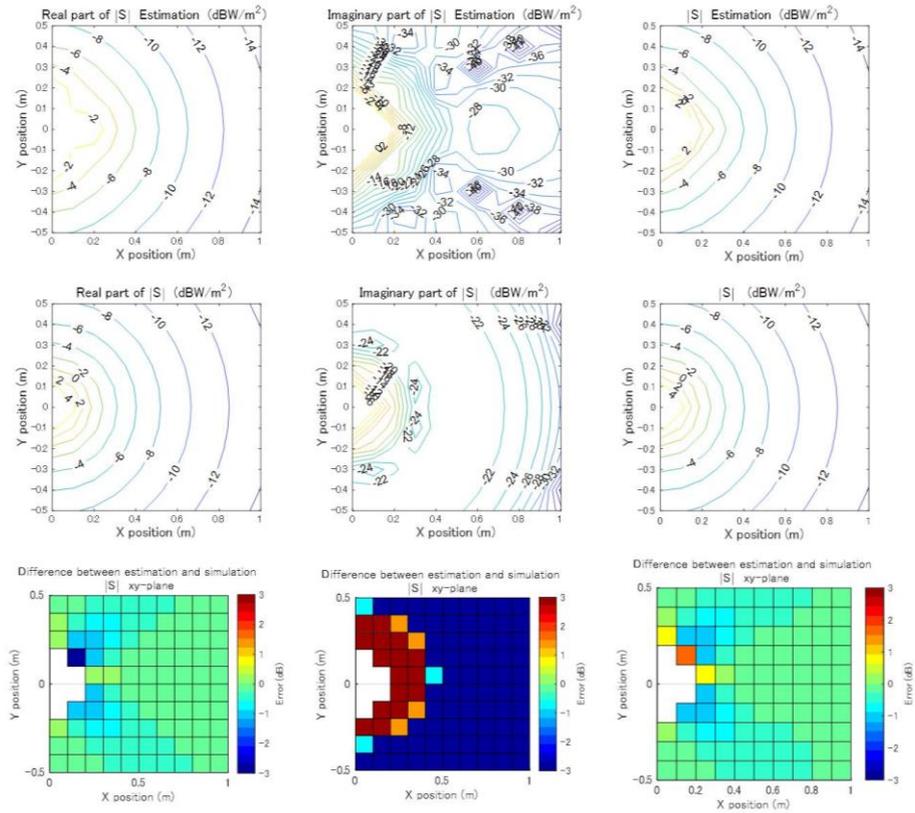


図 2.13  $xy$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 100\text{mm}$

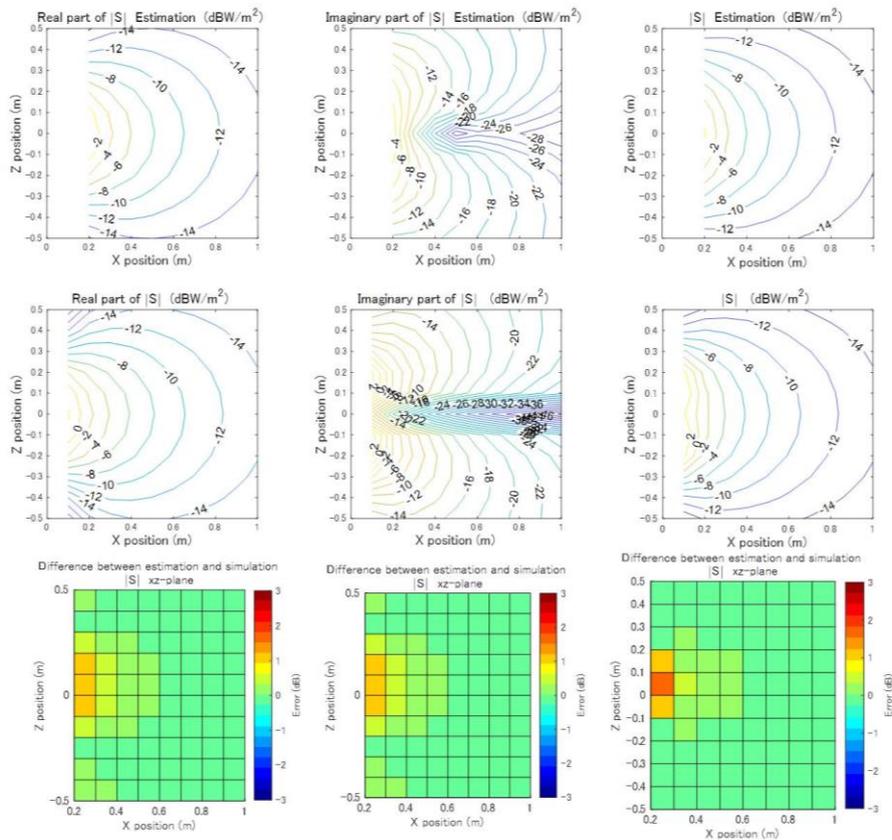


図 2.14  $xz$  面内のポインティングベクトル:  $\Delta = 100\text{mm}$

---

## 2.5 むすび

本章では、ポインティングベクトルを推定する方法として Maxwell の方程式に基づき有限差分法で磁界から電界、ポインティングベクトルを推定する方法の妥当性を検証した。理論計算から算出したダイポールアンテナ周辺の磁界分布より、差分演算によって電界、ポインティングベクトルを推定した。推定結果は、アンテナエレメント近傍以外の領域において、 $\pm 1\text{dB}$  以内で理論値と一致し、本手法が有効であることを実証できた。

## 第 3 章

# 計測用磁界プローブ

### 3.1 まえがき

ここでは, 車室内の空間の磁界分布を計測する磁界プローブの基本性能について示す.

### 3.2 単軸磁界プローブ

近傍磁界計測用のプローブとしては, シールドドループアンテナが一般的に知られている. 通常のシールドドループアンテナは, セミリジッドケーブルをループ状に構成する. 図 3.1 にシールドドループアンテナの基本構造を示す.

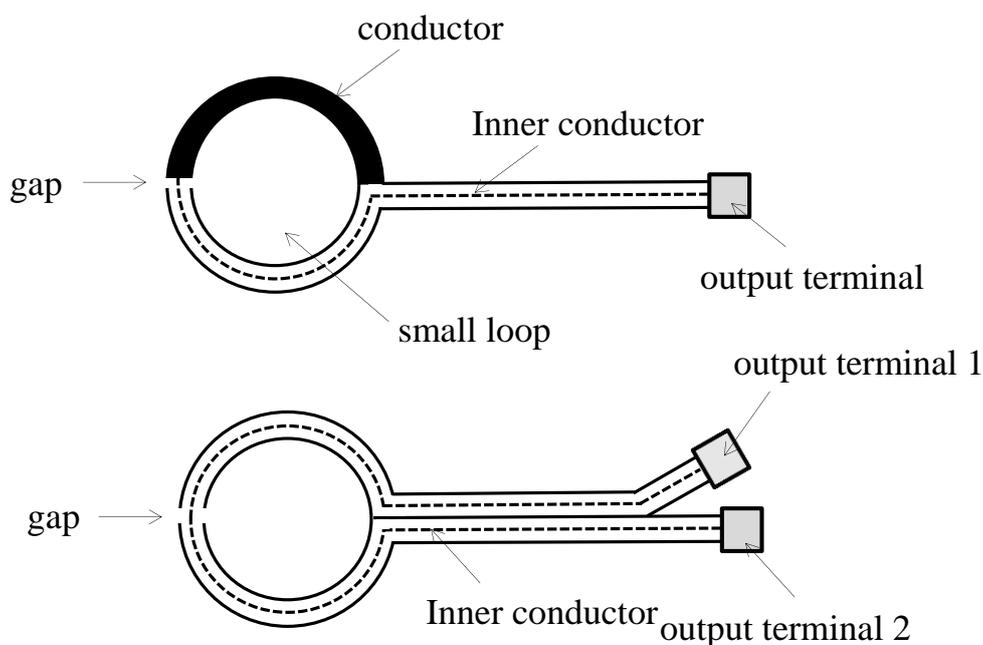


図 3.1 シールドドループアンテナの基本構造

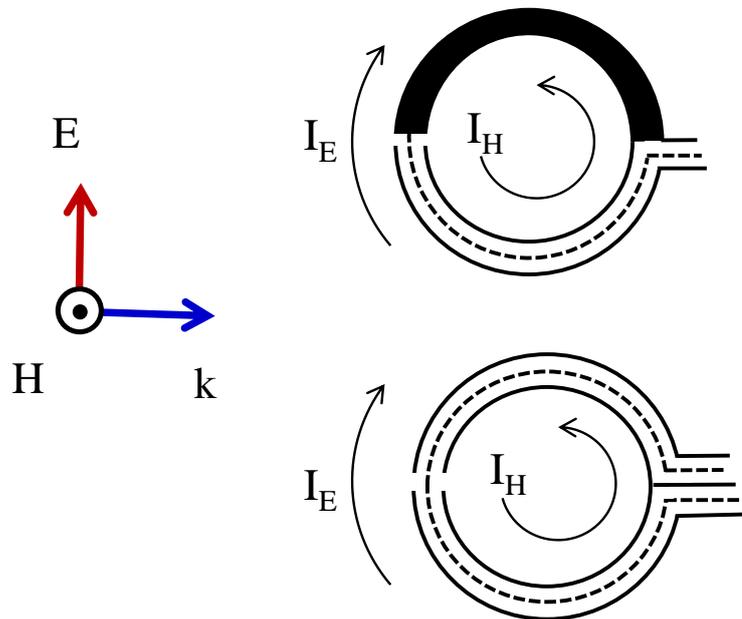


図 3.2 シールドドロープアンテナの磁界，電界の影響

ループ部分は，計測波長に対して十分小さいサイズで，ループに鎖交する磁束によって，ギャップ部分に発生する電圧を芯線で検出する．シールドドロープ構造は，図 3.1 の上図に示すループコイルの半分を同軸構造とし，半分を導体で構成したタイプと，下図に示す全周を同軸線で構成したタイプがある．単純なループコイルの場合は，漏洩電流が計測ケーブルに流れることを防止するため，バランを用いる必要がある．しかし，シールドドロープアンテナは，構造そのものがバランの構造を持つため，バランを付加する必要がなく高周波磁界計測用のプローブとして使いやすい．

一般的な微小ループアンテナは，ループに鎖交する磁界を検出するだけでなく，電界の影響を受ける．図 3.2 に示すように，平面波をシールドドロープアンテナに照射した場合，磁界による電流と，電界による電流が発生する．一部に導体を使用したシールドドロープアンテナはギャップ部分に対称性がなく，等価回路的にアンバランスとなり，電界による計測誤差が発生する．これに対してルー

プ部分を同軸構造とした場合は、対称性がよく、電界が加わる方向によっては、電界の影響を相殺する構造となる。そこで、今回の磁界計測用プローブの基本構造として、シールドドッドループアンテナのバランス型のプローブ構造（図 3.1 下図）を採用する。

有限差分法を用いて磁界成分を数値微分するには、磁界の計測ポイントを高精度かつ再現性よく計測する必要がある。そのため、高精度に座標の位置決めが可能な薄型プローブを開発した。使用する磁界プローブの基本構造を図 3.3 に示す。プローブは、熱可塑性の多層基板で構成されシールドドッドループ構造である。上下のシールド銅箔層を連続ビアで導通することで、中心導体を誘電体層でほぼ完全にシールドすることができる。シールド部の一部にスロットを設け 1 ギャップのシールドドッドループアンテナとなる。ループサイズは、13×18mm の長円形状で、基板厚さは 0.35mm と薄型である。Port1 には同軸ケーブルを取り付け、Port2 は 50Ω のチップ抵抗で終端しシールドカバーを取り付けてある。

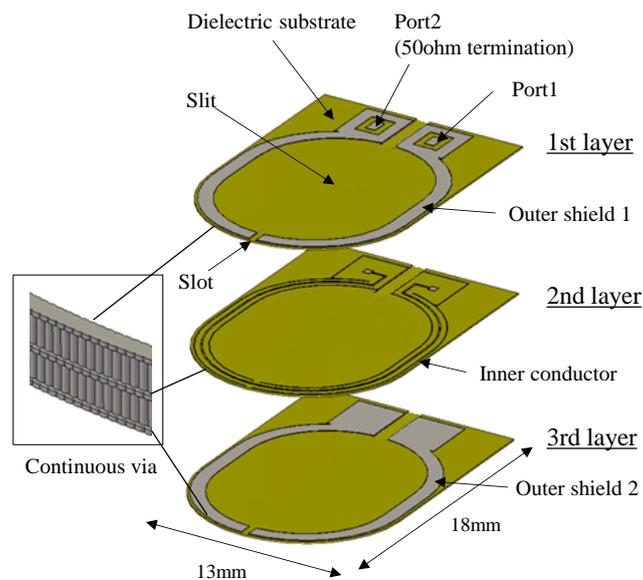


図 3.3 単軸磁界プローブ

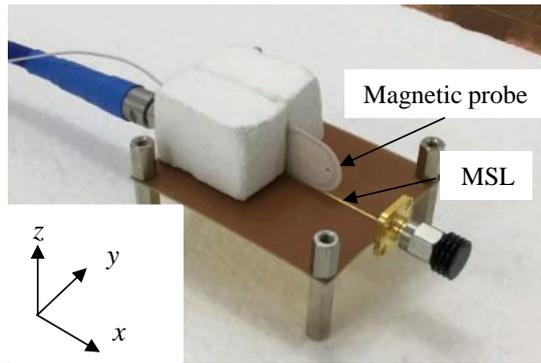


図 3.4 単軸磁界プローブの評価方法

単軸プローブの基本特性を計測するため、図 3.4 に示すマイクロストリップライン上の近傍磁界を計測した。振幅特性、位相特性を図 3.5、図 3.6 に示す。振幅特性は約 400MHz まで周波数が 1 桁上昇すると出力が 20dB 増大する。また、位相特性も周波数に対して直線的に変化している。これらの結果から、良好な磁界プローブとして動作していることを確認できる。

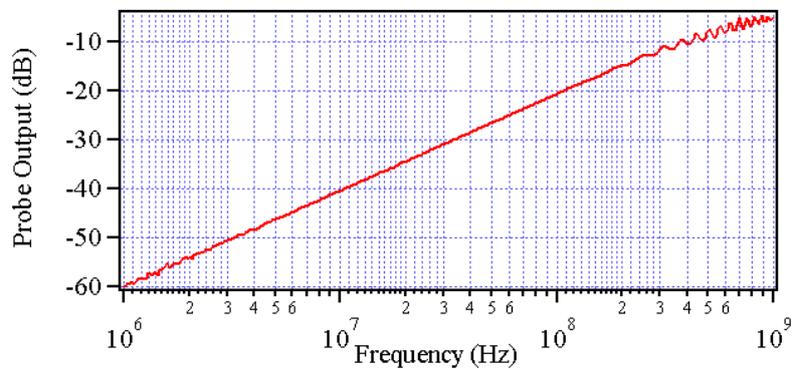


図 3.5 近傍磁界プローブの振幅特性

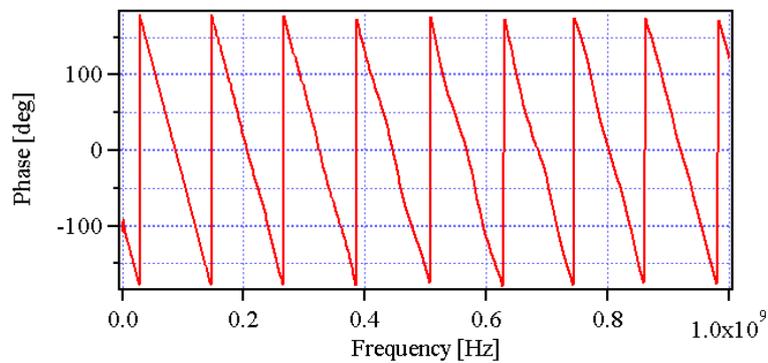


図 3.6 近傍磁界プローブの位相特性

### 3.3 単軸磁界プローブのシミュレーションによる性能検証

単軸プローブを用いて、空間上の磁界を計測する際、プローブの方向によっては、電界を検出する可能性がある。そこで、シミュレーションを用いて、磁界と電界の検出性能を検証する。

図 3.3 に示す単軸磁界プローブの空間上の磁界検出性能を、シミュレーションにより解析する。図 3.7 にシミュレーションモデルを示す。単軸プローブを空間上に配置し、プローブに対し、 $x$ ,  $y$ ,  $z$  の各方向から平面波を照射する。その時のプローブ出力をシミュレーションにより算出する。偏波の方向は照射する方向に対して、直交する 2 方向とする。シミュレーションモデルの境界は開放で、周波数範囲は 1MHz から 5000MHz までとする。

単軸プローブに電界と磁界が同時に照射された際、照射条件により電界、磁界によって発生する出力端子の複素電圧は変化する。ポート 1、ポート 2 間の加減算により電界の影響度合いを検証する。これをシングルポート（ここではポート 1 のみ）で検出した場合と比較する。解析に用いるシミュレータは、汎用の FDTD シミュレータ（MW-studio2018. 06）を用いる。

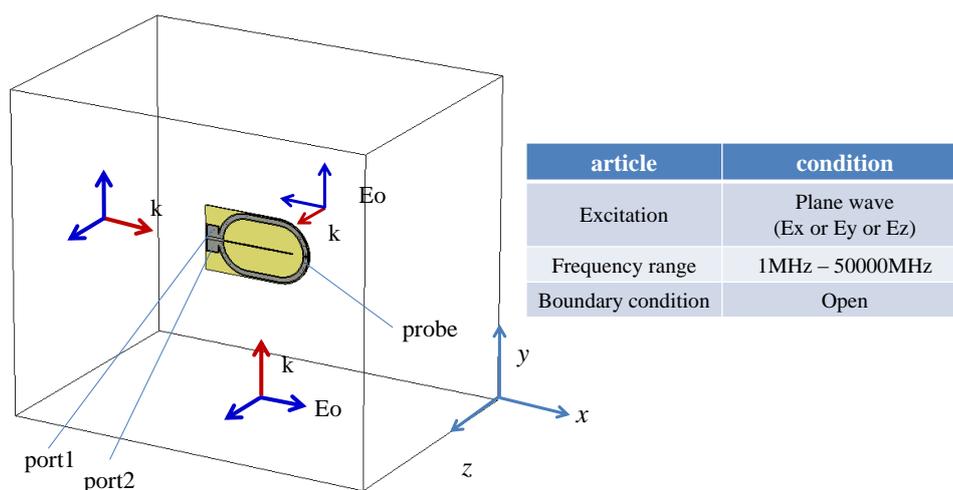
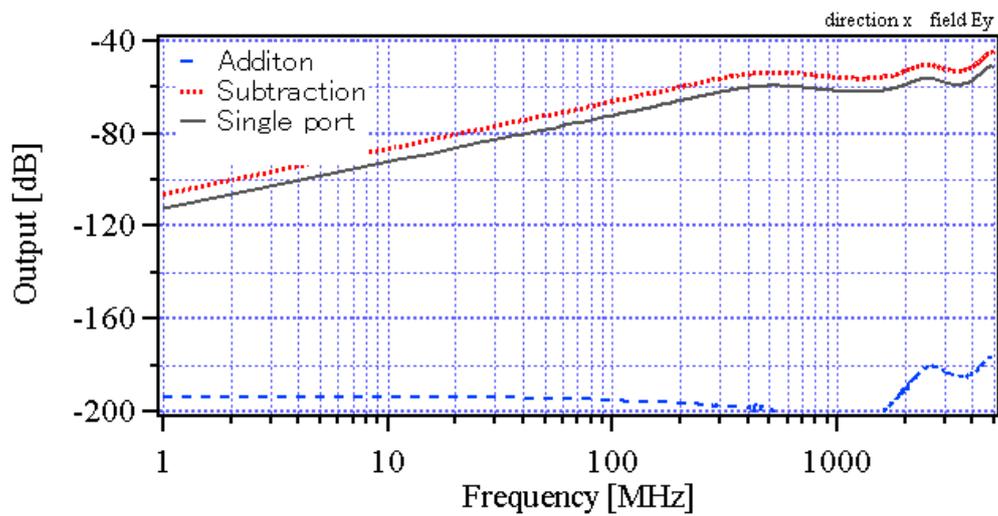
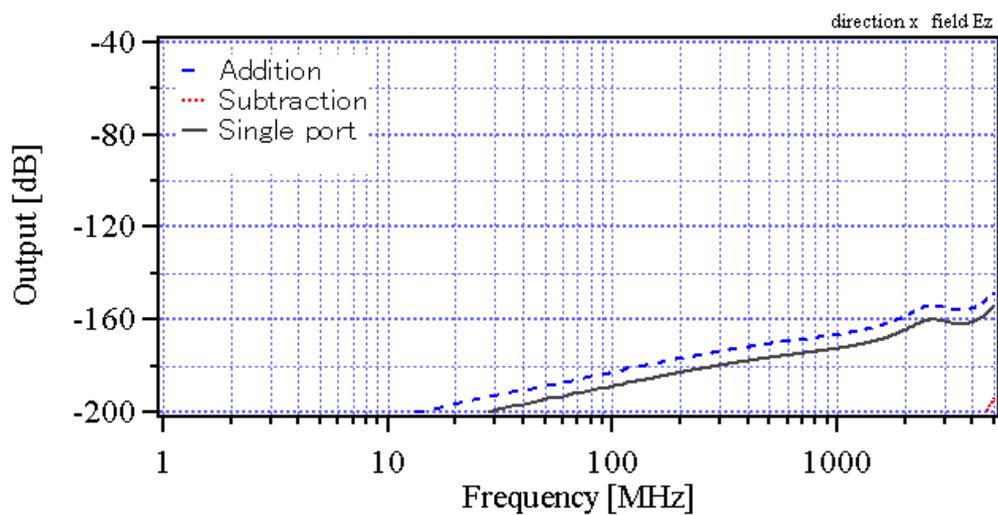


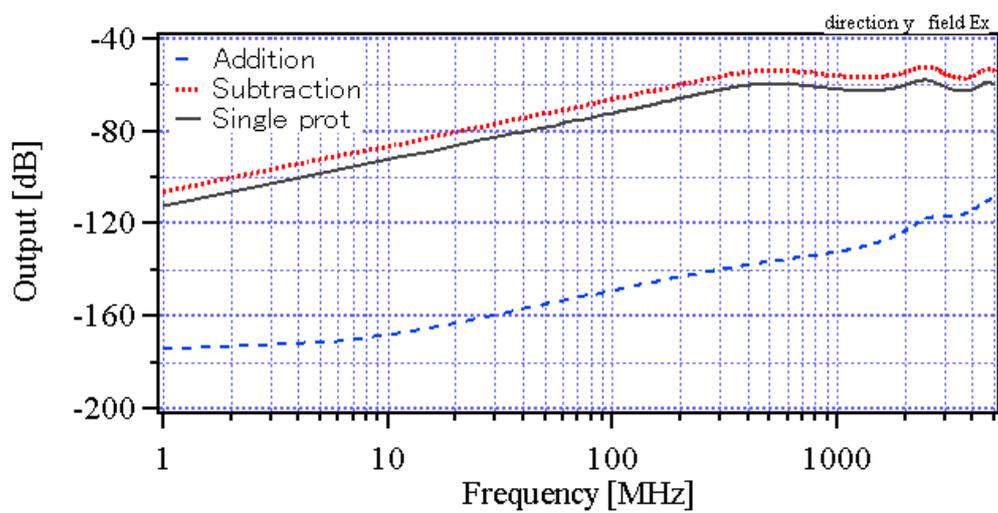
図 3.7 単軸プローブのシミュレーションモデル



(a)  $x$  方向から  $E_y$  成分を照射

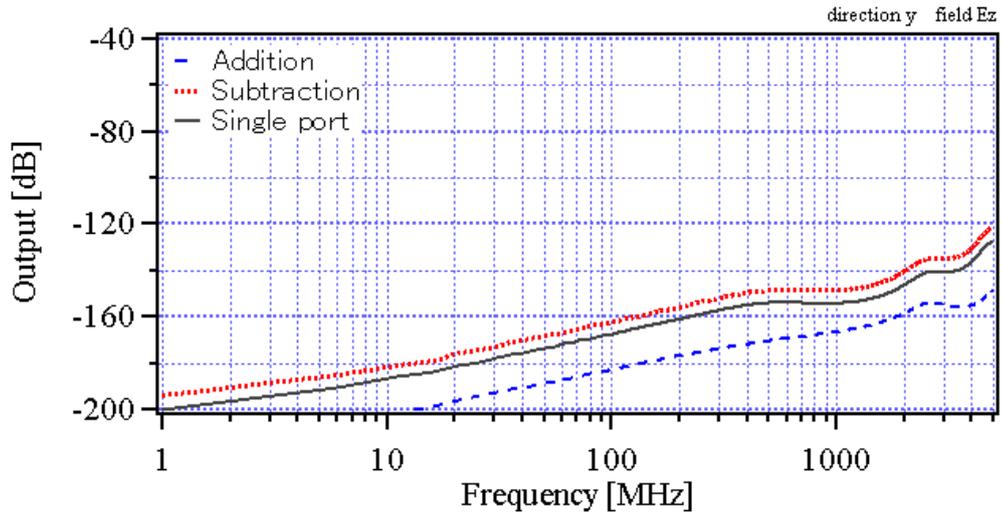


(b)  $x$  方向から  $E_z$  成分を照射

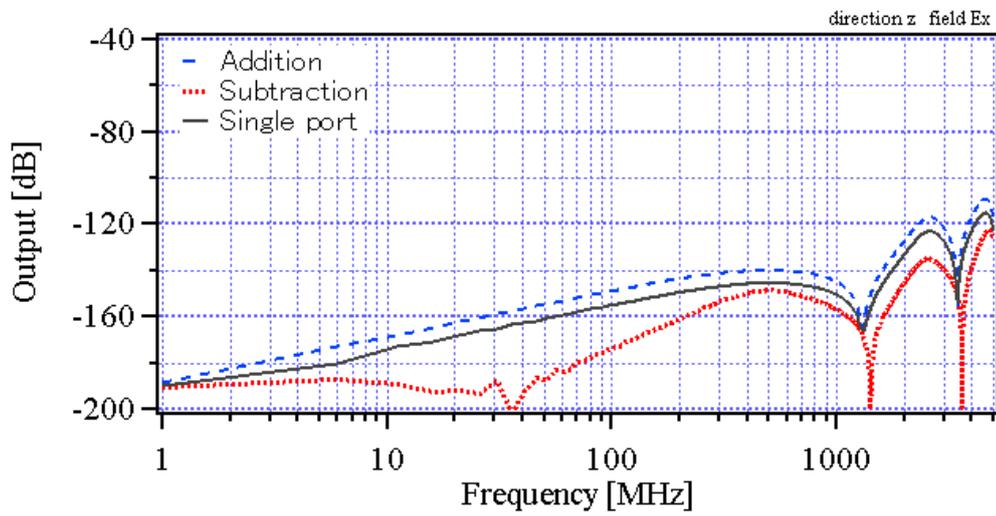


(c)  $y$  方向から  $E_x$  成分を照射

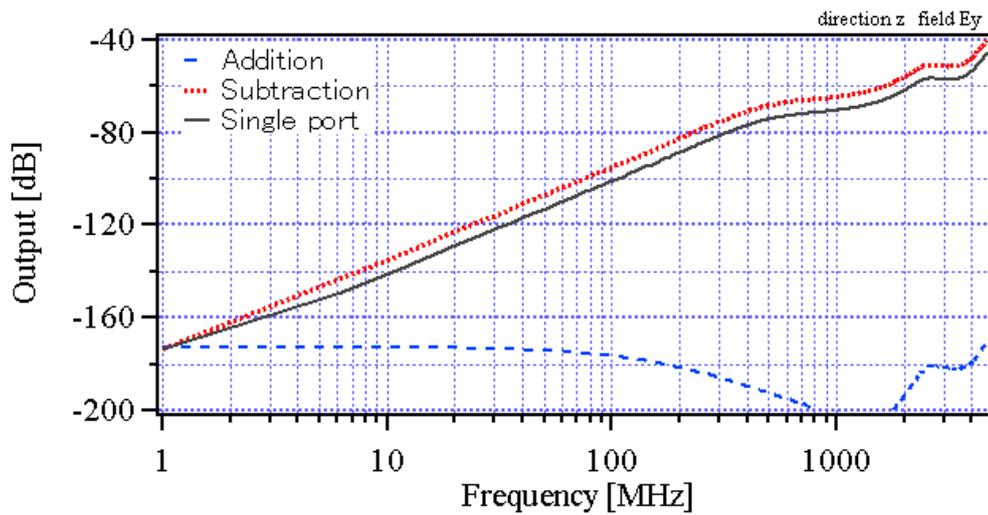
図 3.8 単軸磁界プローブに平面波を照射した際の実出力特性 1



(d)  $y$ 方向から  $E_z$  成分を照射



(e)  $z$ 方向から  $E_x$  成分を照射した際のプローブ出力特性



(f)  $z$ 方向から  $E_y$  成分を照射

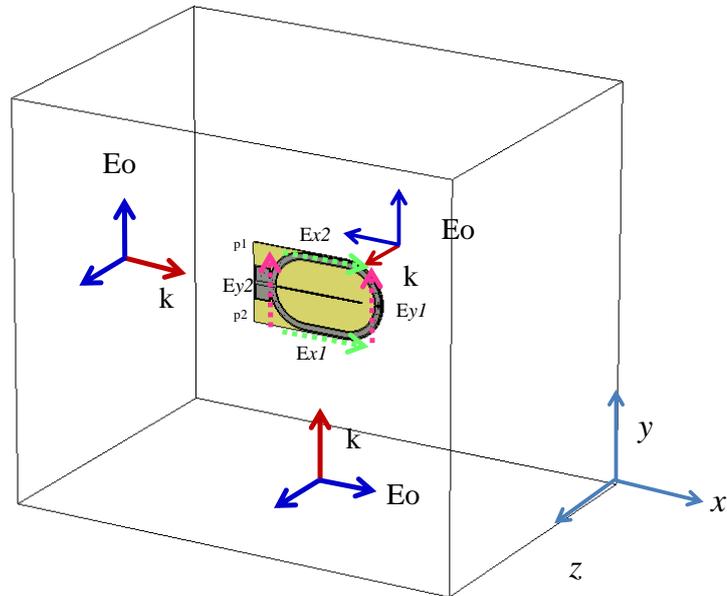
図 3.9 単軸磁界プローブに平面波を照射した際の出力特性 2

---

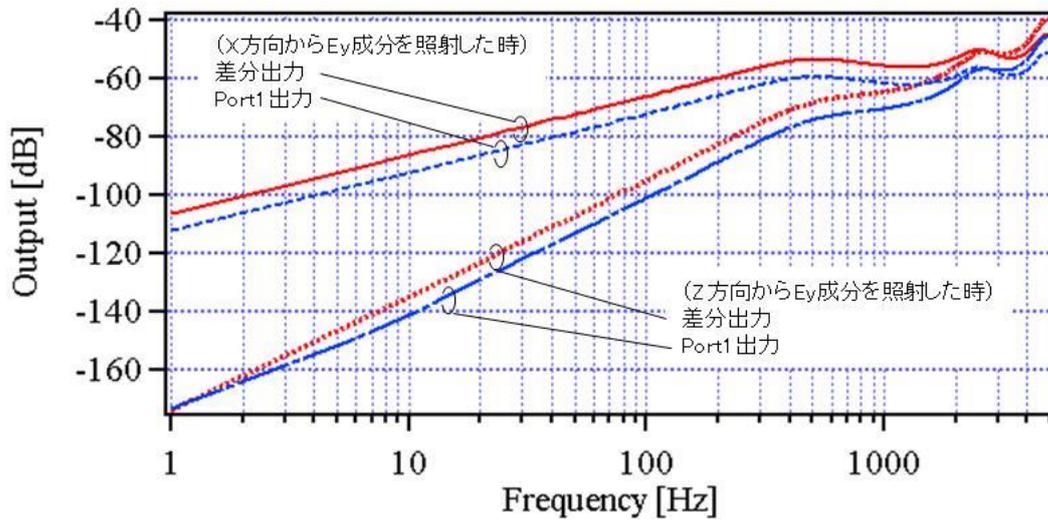
シミュレーション結果を図 3.8, 図 3.9 に示す. 単軸プローブは, 2 つの出力ポートを持ち, 2 つの port の和, 差分出力とシングルポートで出力した場合の出力特性を表してある. 図 3.7 に示すシミュレーションモデルで, 単軸磁界プローブの感度方向は  $z$  方向にあり, 磁界を検出できるのは,  $x$  方向から  $E_y$  成分を照射した際と  $y$  方向から  $E_x$  成分を照射した際の 2 つの条件となる. 周波数 300MHz まで周波数に比例した出力が得られ, 磁界プローブとして動作していることがわかる. これに対し,  $z$  方向から  $E_y$  成分を照射した際, 磁界プローブの感度方向でないにも関わらず出力が現れている. 周波数と出力の関係は, 周波数が 1 桁上昇すると 20dB 出力が上昇する磁界プローブの特性とは異なり, ループアンテナ以外の動作をしていると推定する.

$z$  方向から  $E_y$  成分を照射した際の出力に関して, さらに考察する. 正規の感度方向の出力特性 ( $x$  方向から  $E_y$  成分を照射) と  $z$  方向からの  $E_y$  成分を照射した際の出力特性を図 3.10 に示す. 同図 (a) に照射方向によってループ部分に誘起される電界成分も模式的に示す.  $x$  方向から  $E_y$  成分を照射した際は, ループアンテナの感度方向であるため, 電界  $E_{y1}$ ,  $E_{y2}$  成分を検出しても低い周波数領域では  $H_z$  成分が主となりループアンテナの特性を持つ. 一方,  $z$  方向から  $E_y$  成分を照射した際, ループアンテナは  $H_x$  成分に対しては感度がなく, 電界  $E_{y1}$ ,  $E_{y2}$  成分をループ部分で検出する. このループ部分の構造は非対称であるため高周波になるほど, この影響が現れる. これに対し,  $z$  方向から  $E_x$  成分を照射した際, 電界  $E_{x1}$ ,  $E_{x2}$  を検知するループ部分の構造は対称であるため電界成分をキャンセルできる (図 3.9(e) 参照). 図 3.10 (b) の 1GHz 以上の周波数においてこの影響が顕著に現れ, 電界を主に検出するアンテナとして動作している. 3GHz 以上の周波数で双方の出力特性が類似しているのは, このためと推定する.

以上より 20dB の出力差の得られる周波数 300MHz 程度が本プローブの使用限界と考える. 今回のプローブサイズは 13mm×18mm となるため, 微小ループアンテナとして動作するサイズは  $0.01\lambda$  程度と考える.



(a) 電界の照射方向とプローブの電界



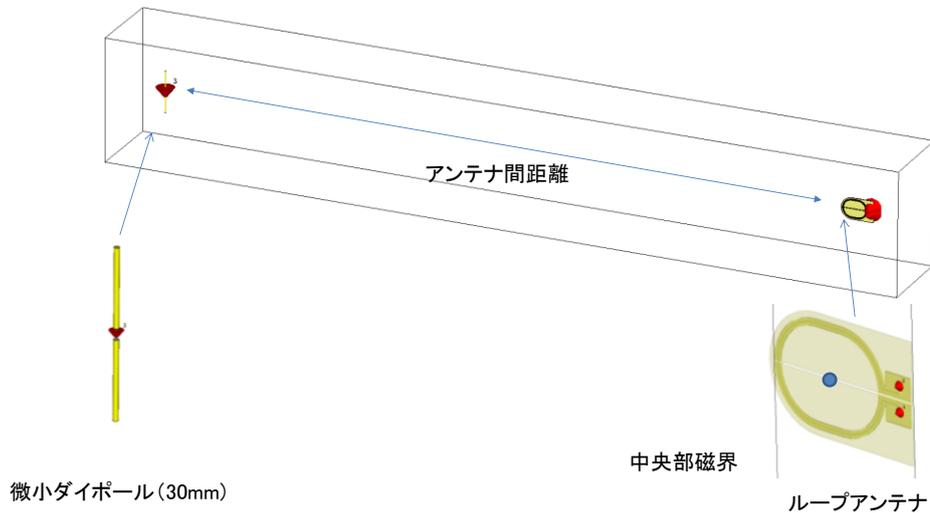
(b) プローブ出力特性

図 3.10 単軸磁界プローブに平面波を照射時の出力特性

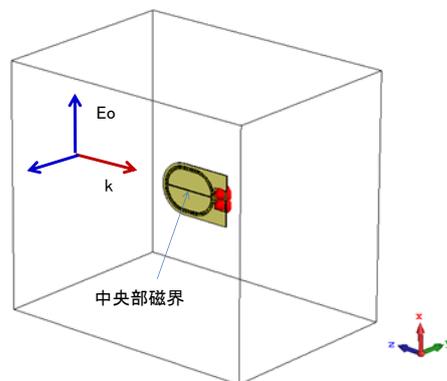
### 3.4 単軸プローブのアンテナ係数の算出

磁界プローブにて計測した結果を磁界に換算するには、アンテナ係数を求めて誘起電圧を磁界  $H$  に変換する必要がある。ここでは、従来知られている 2 つの方法を用いて磁界プローブのアンテナ係数を算出する [25]。

通常のループアンテナは磁界が鎖交するループ面が広がりを持つため位相基準を設定する必要があるが、ここでは波長に対して十分小さいループを仮定するため、ループ面内ではほぼ同位相と仮定し計算を進める。解析に用いるシミュレータは、汎用の FDTD シミュレータ (MW-studio2018. 06) を用いる。



(a) 微小ダイポールを用いる方法

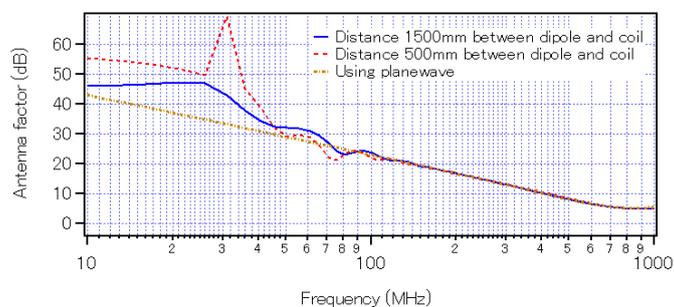


(b) 平面波を用いる方法

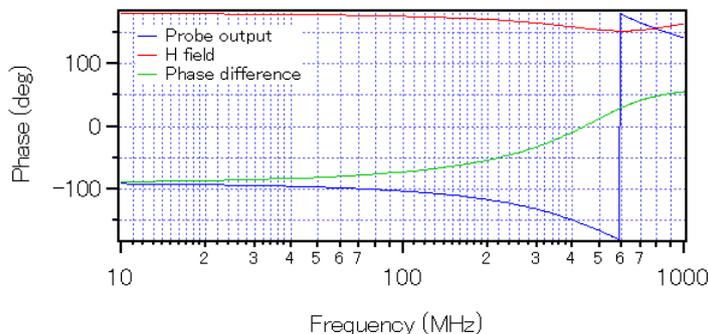
図 3.11 アンテナファクタ算出方法

図 3.11(a)は、微小ダイポールアンテナから電磁波が放射されループアンテナで磁界を検出する。微小ダイポール、アンテナ間の距離を変え、ループアンテナ中央部に鎖交する磁界とループアンテナに誘起される電圧からアンテナ係数を算出する。同図(b)には、平面波を用いる方法を示す。平面波をループアンテナに照射し、ループアンテナ中央部に発生する磁界と、ループアンテナに誘起される電圧からアンテナ係数を算出する。

図 3.12 に微小ダイポール及び、平面波を用いる方法により算出したアンテナ係数を示す。微小ダイポールを用いた場合、微小ダイポールとループアンテナ間の距離は、微小ダイポールアンテナ近傍と車室内を想定し 500mm, 1500mm とした。これらの2つの結果は、100MHz から 1GHz の周波数でほぼ一致した値となり、今後の計測ではアンテナ係数として同図を用いて校正する。平面波を用いた際のアンテナ係数の位相も同図に示す。



(a) アンテナ係数 (振幅)



(b) アンテナ係数 (位相)

図 3.12 ループアンテナのアンテナ係数

### 3.5 3 軸磁界プローブ

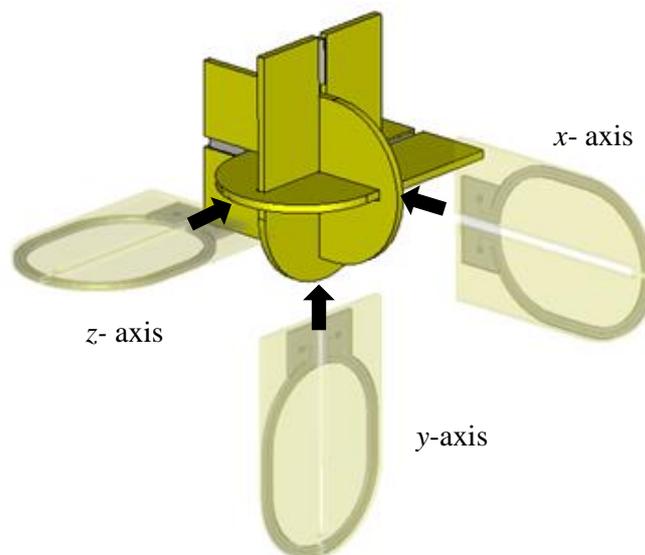


図 3.13 3 軸磁界プローブ

図 3.3 の単軸磁界プローブの中央部にスリットを設け，同型のプローブを直交する 3 軸で組み合わせることで，3 軸磁界プローブを構成できる．3 軸磁界プローブの構成を図 3.13 に示す[26][27]．

3 軸プローブの基本特性を計測するため，図 3.14 に示すマイクロストリップライン上の近傍磁界を計測した．振幅特性，位相特性を図 3.15，図 3.16 に示す．振幅特性は約 400MHz まで周波数が 1 桁変化すると出力信号が 20 dB 変化する．同様に，位相特性は周波数に比例し変化する．これらの結果から磁界プローブとして動作することがわかる．今回の計測周波数範囲 200MHz～300MHz において，3 軸組み合わせた際のお軸の感度特性は，30dB 以上となり良好なアイソレーションを有する．以上の結果から，マイクロストリップライン上では 3 軸磁界プローブとして動作していることを確認できる．同図にシミュレーション結果も合わせて示す．

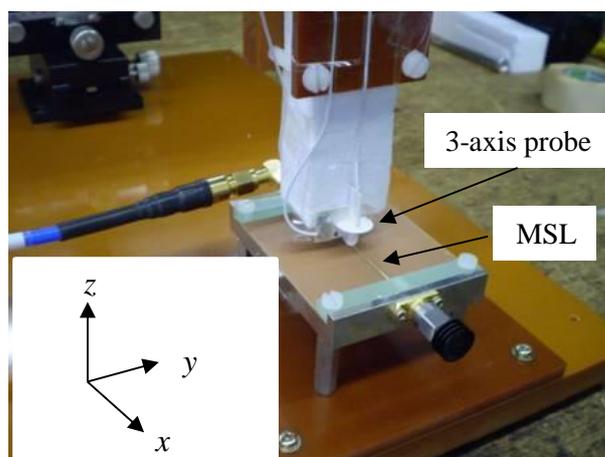


図 3.14 3 軸磁界プローブの評価方法

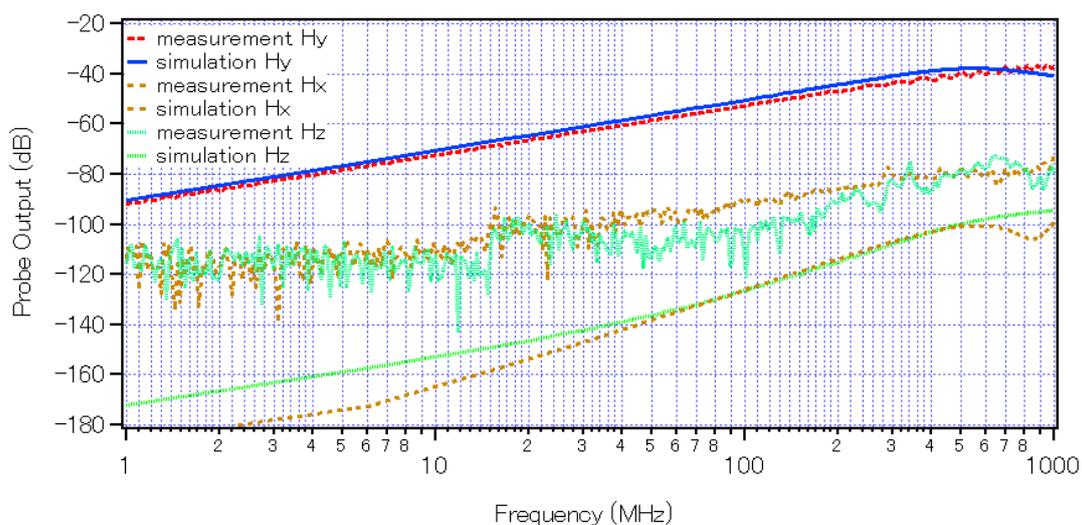


図 3.15 近傍磁界プローブの振幅特性

マイクロストリップライン上の  $H_y$  成分はシミュレーションとほぼ一致する結果が得られる。しかし、 $H_x$ ,  $H_y$ , 成分に関してはシミュレーション値との差が大きい。これは、実測時において、各プローブ間の直交関係に誤差が生じ、他軸の成分を検出したためと考える（シミュレータ：MW-studio2018. 06）。

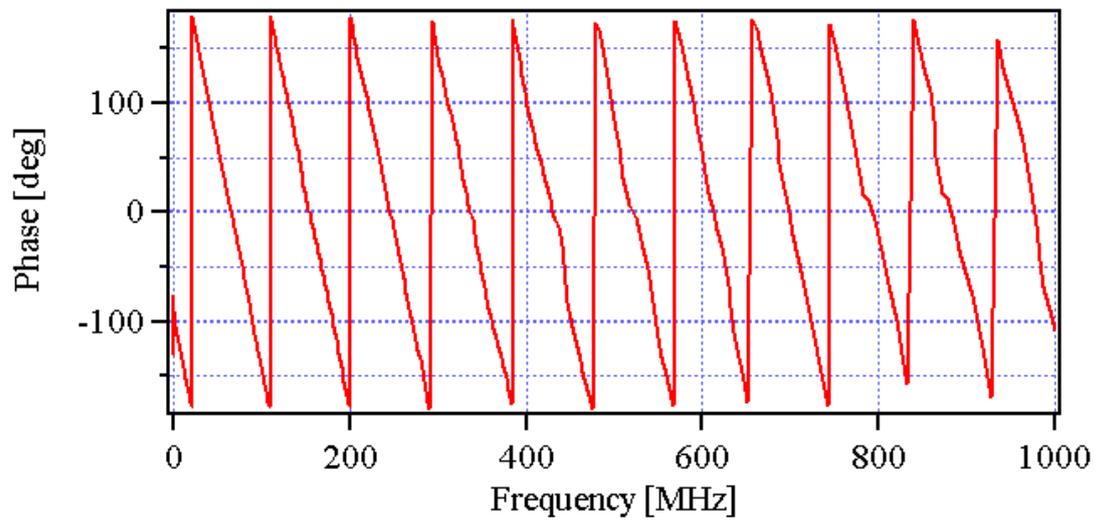


図 3.16 近傍磁界プローブの位相特性

### 3.6 3軸磁界プローブのシミュレーションによる性能検証

3軸プローブを用いて、空間上の磁界を計測する際、電界を検出する可能性やプローブ間の干渉が懸念される。そこで、3軸の磁界プローブによる空間上の磁界検出性能を、シミュレーションを用いて検出性能を検証する。

図 3.17 にシミュレーションモデルを示す。3軸プローブを空間上に配置し、プローブに対し、 $x$ ,  $y$ ,  $z$ の各方向から平面波を照射する。その時のプローブ出力を算出する。偏波の方向は照射する方向に対して、直交する2方向とする。シミュレーションモデルの境界は開放で、周波数範囲は 1MHz から 5000MHz までとする。

3軸プローブに平面波を照射した際、照射条件により電界、磁界によって各プローブに発生する出力端子の電圧は変化する。ここではシングルポートで検知した出力を各成分毎に比較する。解析に用いるシミュレータは、汎用の FDTD シミュレータ (MW-studio2018.06) を用いる。

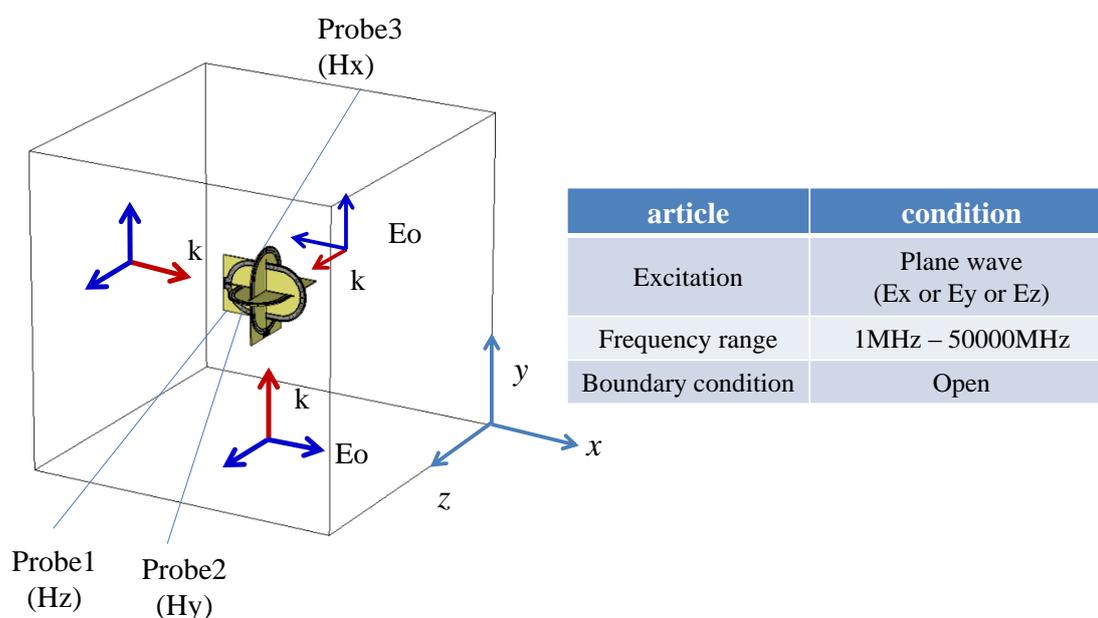
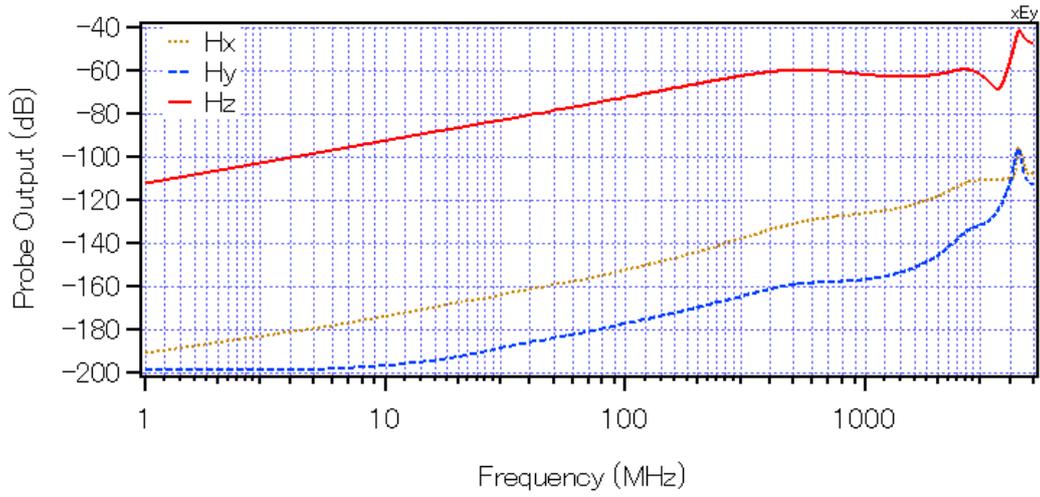
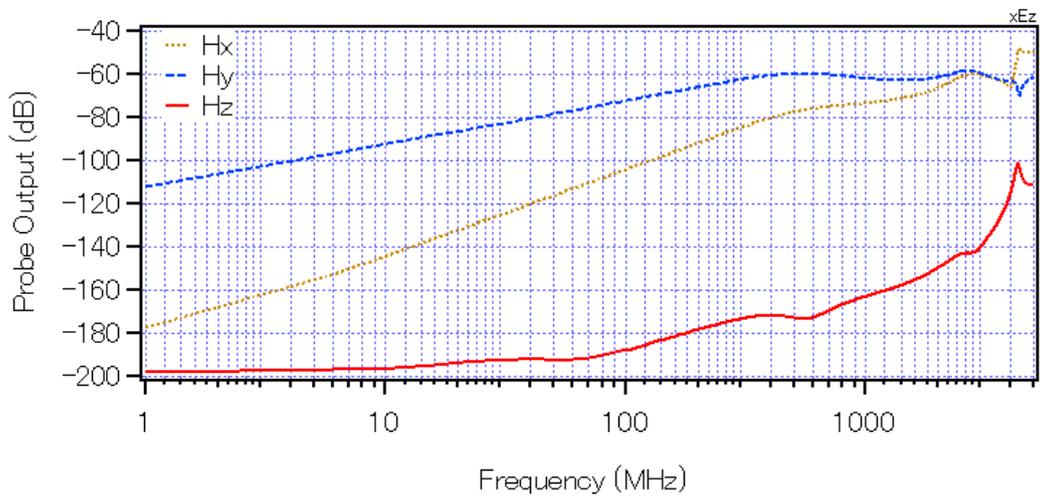


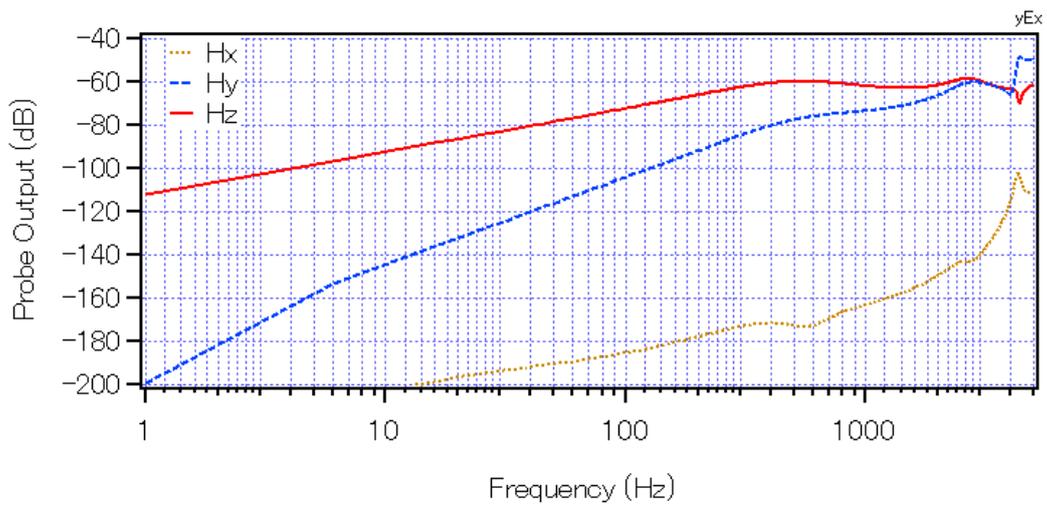
図 3.17 3軸プローブのシミュレーションモデル



(a)  $x$  方向から  $E_y$  成分の平面波を照射

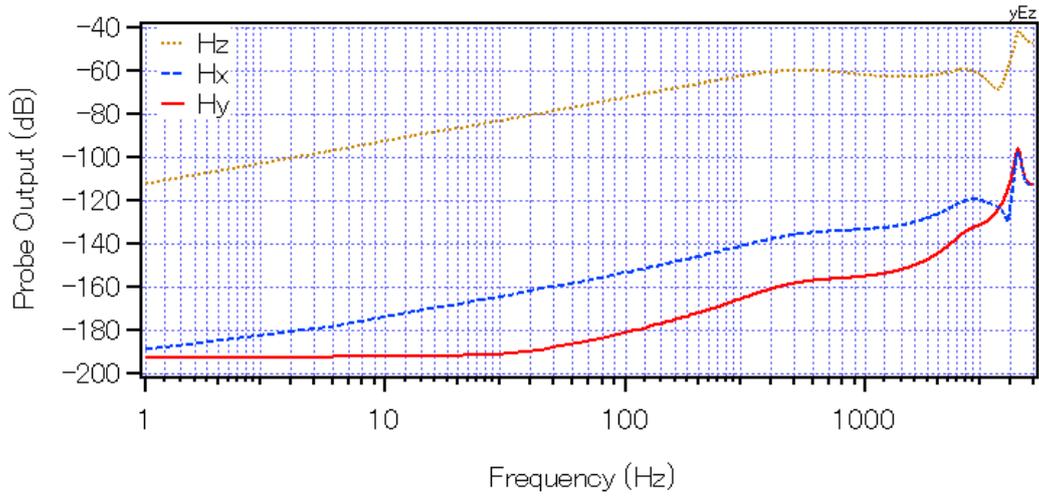


(b)  $x$  方向から  $E_z$  成分の平面波を照射

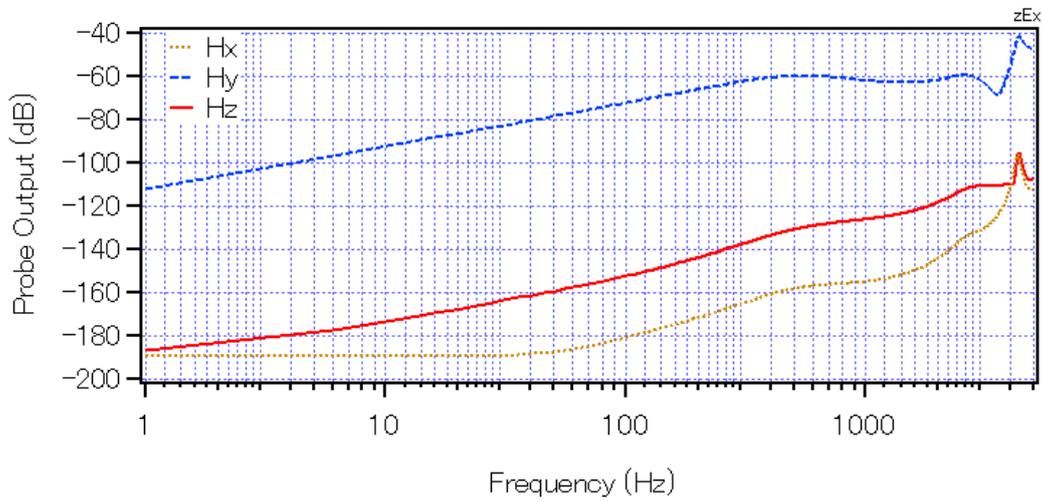


(c)  $y$  方向から  $E_x$  成分の平面波を照射

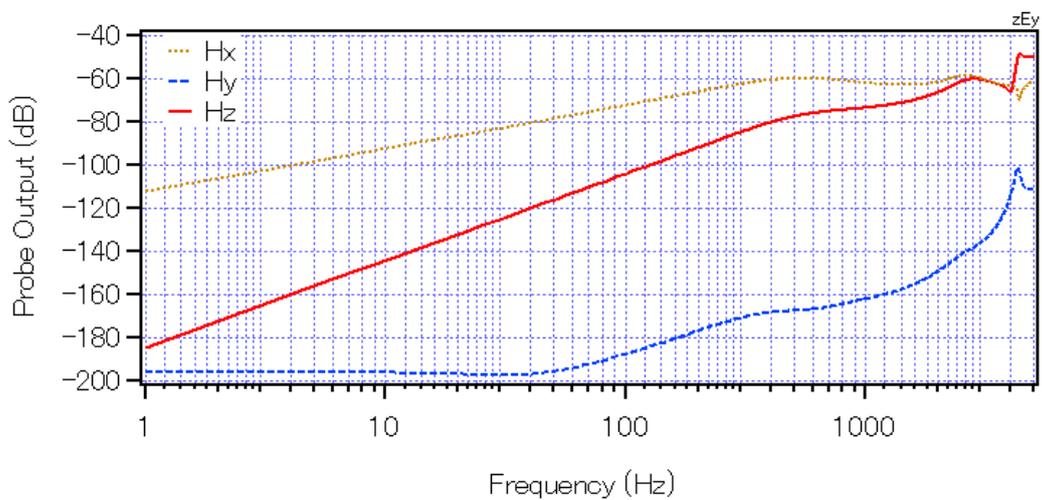
図 3.18 3 軸磁界プローブに平面波を照射した際の出力特性



(a) y 方向から Ez 成分の平面波を照射



(b) z 方向から Ex 成分の平面波を照射



(b) z 方向から Ey 成分の平面波を照射

図 3.19 3 軸磁界プローブに平面波を照射した際の出力特性

---

シミュレーション結果を図 3.18, 図 3.19 に示す. 基本的に単軸プローブを直交配置するため, 単軸を組み合わせた特性となる.  $x$  方向から  $E_y$  成分を照射した際は,  $H_z$  成分を Probe1 のループアンテナが検出し, 他軸のプローブの感度は低く, 80dB ほどのアイソレーションを持つ. 一方,  $x$  方向から  $E_z$  成分を照射した際,  $H_y$  成分を Probe2 のループアンテナが検出するが,  $E_z$  成分を Probe3 のループアンテナが検出するため大きな誤差要因となる. 単軸ループアンテナの基本構造の一部が非対称構造をもつため, 3 軸化した磁界プローブも高周波において電界の影響を受けやすくなる.

### 3.7 今後の 3 軸プローブ改良に向けて

電界の影響を軽減するには, 3 方向から電界を加えてもプローブが対称構造を有していればよい. 対称構造を有するプローブとしてダブルギャップのシールドドループアンテナが知られている. 開発したプローブにダブルギャップを取り付けたシミュレーションモデルを図 3.20 に示す. シールド部分にギャップが 2 カ所設けてあり, 従来の 1 ギャップに対してどの方向からも対称構造となる. 本プローブを用いて 3 軸プローブを構成し, プローブに平面波を照射した際の実出力特性をシミュレーションにより算出した. 結果を図 3.21, 3.22 に示す. 単一出力のプローブでは, 電界の影響が出力が現れるが, 2 つの出力ポートの差分を取ることで, 電界の影響を軽減できることがわかる. これまで,  $x$  方向より  $E_z$  成分の平面波を照射した際,  $H_x$  に電界の影響が出力されていたが, 影響がないことがわかる.

以上の検討より, 電界の影響を相殺する方式として, ダブルギャップを用いる磁界プローブの有効性を検証できた. 本プローブは今後の改良点として検討を進めていく.

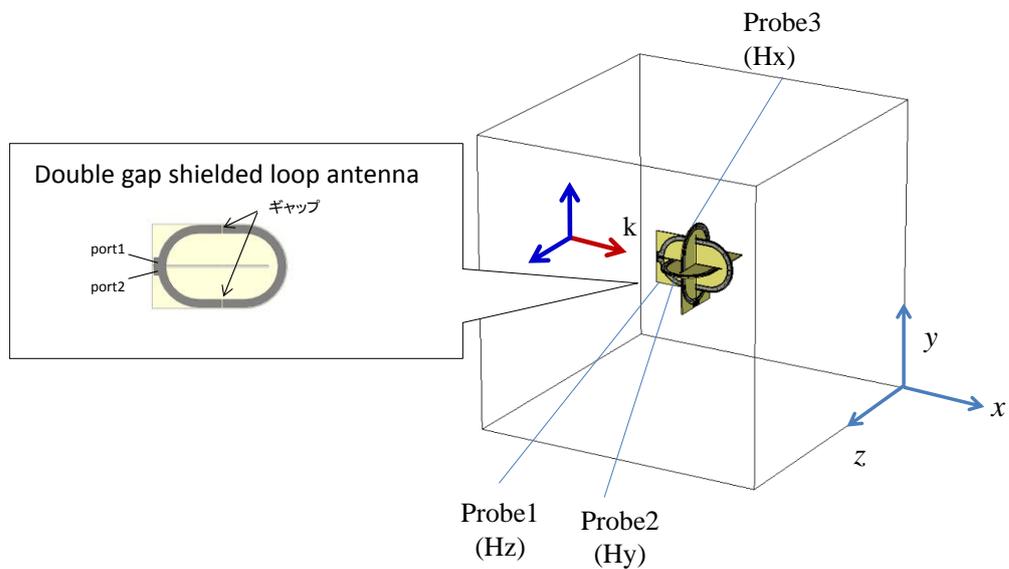


図 3.20 ダブルギャップ磁界アンテナ

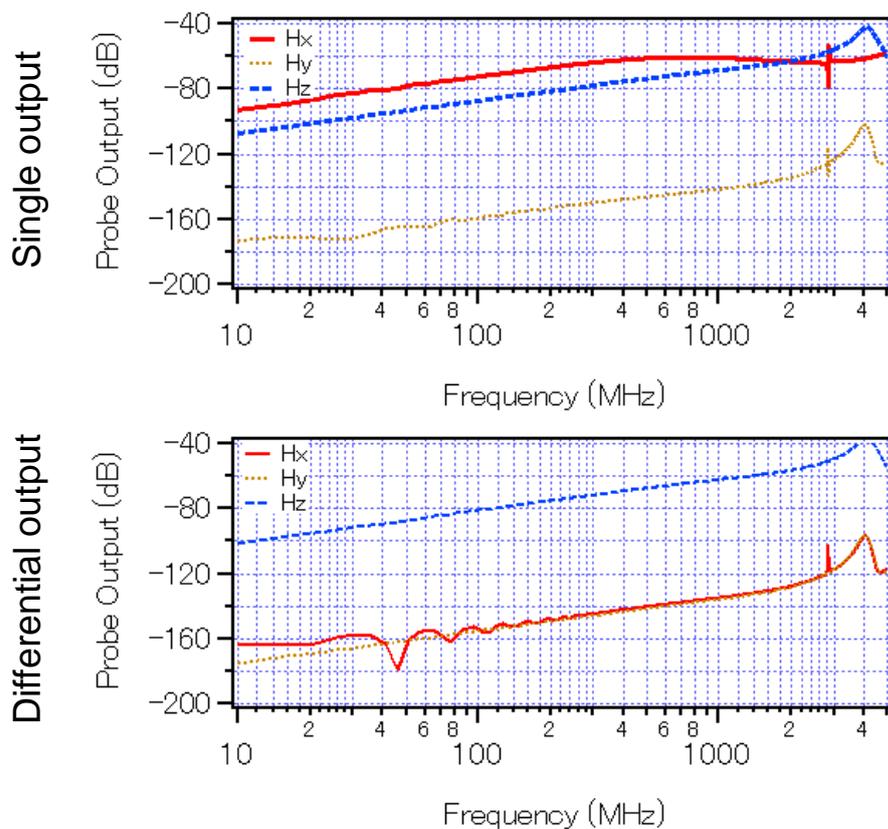


図 3.21 ダブルギャップ 3 軸磁界プローブに平面波を照射した際の出力特性 (X 方向から  $E_y$  成分を照射したとき)

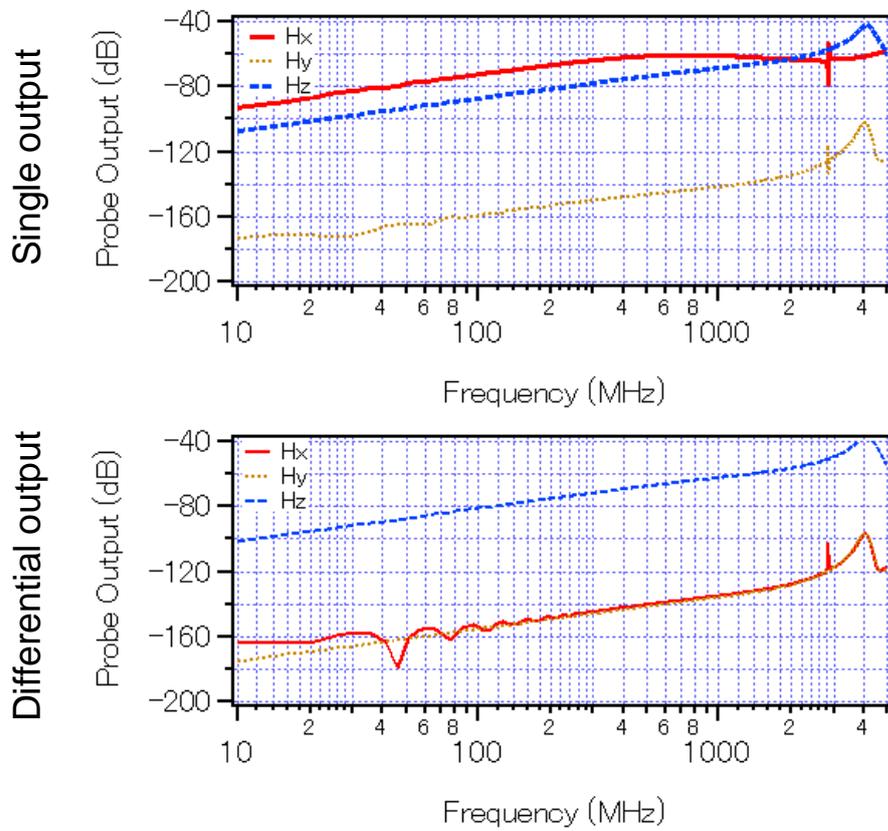


図 3.22 ダブルギャップ 3 軸磁界プローブに平面波を照射した際の出力特性  
(X方向から  $E_z$  成分を照射したとき)

---

### 3. 8 むすび

車室内の空間の磁界分布を計測する磁界プローブの特徴と、基本性能を示した。Maxwell の方程式を有限差分法で離散化し磁界成分から数値微分を容易とするため、磁界の計測ポイントを高精度かつ再現性よく計測できる薄型プローブを製作し、磁界計測に使用できることを示した。単軸プローブは、ある方向に対して電界を検出する特性を有し課題はあるが、300MHz まで磁界を検出するプローブとして使用できると判断する。

磁界プローブの残された課題は、電界の影響の相殺と多軸化である。今後、電界の影響を相殺できるプローブ構造と多軸化を進めていく。

## 第 4 章

# ダイポールアンテナ周辺の電磁環境の計測 (磁界計測と電界・ポインティングベクトルの推定)

### 4.1 まえがき

ここでは、ダイポールアンテナ周辺の磁界分布を計測し、磁界計測結果から電界、ポインティングベクトルを推定できるか検証する。磁界を計測するプローブは、先に述べた単軸磁界プローブを用いる。

### 4.2 計測方法

単軸磁界プローブを用いてダイポールアンテナ周辺の磁界分布を計測し、電界、

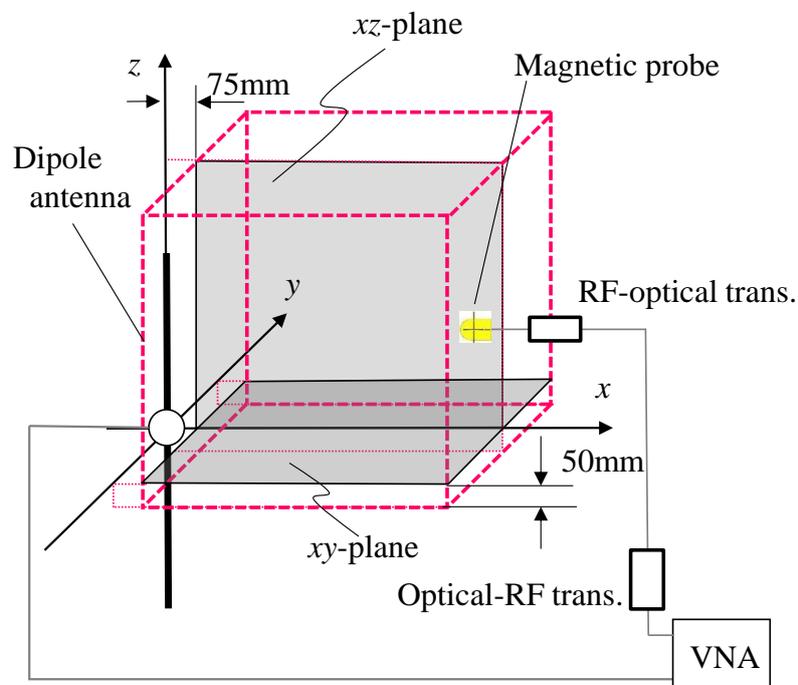


図 4.1 ダイポールアンテナ周辺の磁界計測方法

ポインティングベクトルを推定する[23], [24]. 図 4.1 に示す一辺が約 450mm の立方体のエリアを 25mm 間隔で計測する. 磁界プローブは, 単軸であるため,  $x$ ,  $y$ ,  $z$  の各成分毎に計測する. 各磁界成分を計測する際は, 磁界プローブの中心軸が一致するように計測する. 本計測では, ダイポールアンテナに 280MHz の信号を印加する. ケーブルの影響を低減するため, 磁界プローブの出力信号を RF-光信号変換器で光信号に変換して伝送する. ベクトルネットワークアナライザ直前で RF 信号に再変換し, ベクトルネットワークアナライザで, ダイポールアンテナとプローブ間の振幅及び位相を含めた通過特性を計測する. ここでは, ダイポールアンテナ周辺の磁界分布を計測し, 磁界計測結果から電界, ポインティングベクトルを推定できるか検証する. 実際の計測状態の写真を図 4.2 に示す. XYZ ステージは樹脂製で, 一部金属も使われているため, 金属部は電波吸収体で覆い, 乱反射を防止する.

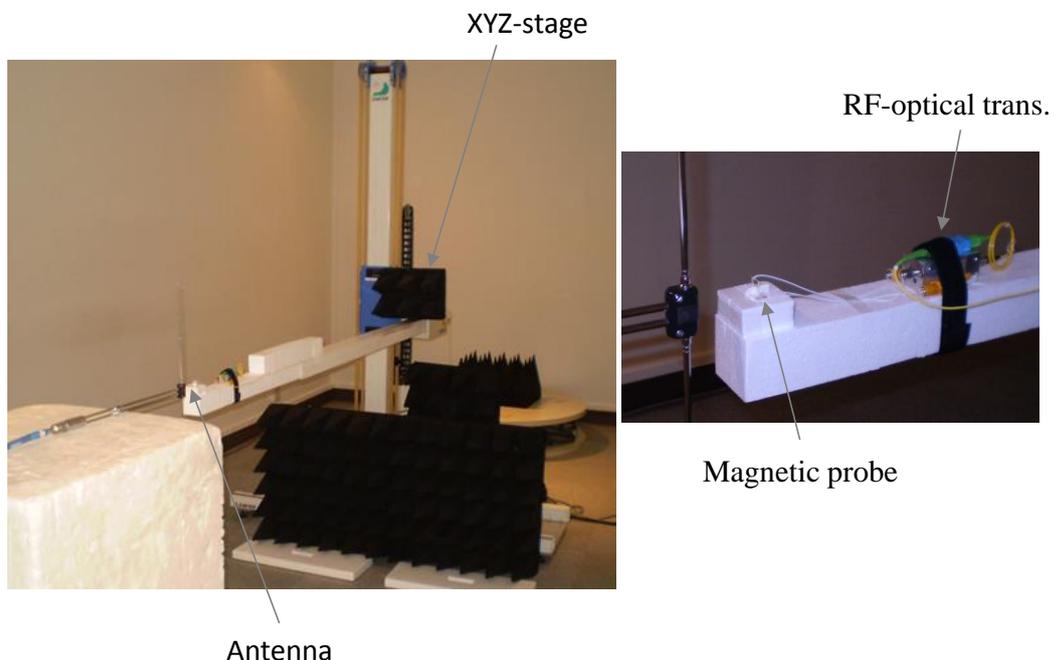


図 4.2 ダイポールアンテナ周辺の磁界計測

### 4.3 計測結果と考察

ダイポールアンテナ周辺の磁界分布の計測結果を図 4.3 に示す。プローブ出力をアンテナ係数で補正し、実測結果は絶対値で表示してある。同図には、有限要素法を用いた汎用の電磁界シミュレータで計算した磁界分布も示す。xz 面, xy 面の計測結果は、シミュレーションとほぼ一致する。xz 面の Hz 成分の結果において、アンテナ近傍でわずかに磁界が検出されている。これは XYZ ステージとアンテナの位置関係、及び磁界プローブ取り付け精度の影響で他軸の成分が検出されたためと推測する。

磁界計測を基に、2 章で述べた方法に従って電界分布を推定した結果を図 4.4 に示す。アンテナエレメント近傍以外の領域で、xz 面, xy 面の各成分の電界分布は、シミュレーションと  $\pm 2 \sim 3$  dB 以内で一致する。しかし、磁界から差分演算で電界を推定するため、磁界成分が微弱な領域では誤差が大きくなる傾向にある。

図 4.5 に複素ポインティングベクトルを推定した結果を示す。実数部は、実効電力を示しアンテナから放射状に分布する。虚数部は、無効電力を示しアンテナエレメント近傍に集中し共振状態であることがわかる。アンテナエレメント近傍以外の領域で、ポインティングベクトルの分布はシミュレーションと 4 dB 以内で一致する。S/N の良好な状態で磁界分布を計測できれば、本方法を用いることで電波の伝わる空間のポインティングベクトルを推定することが可能と判断する。

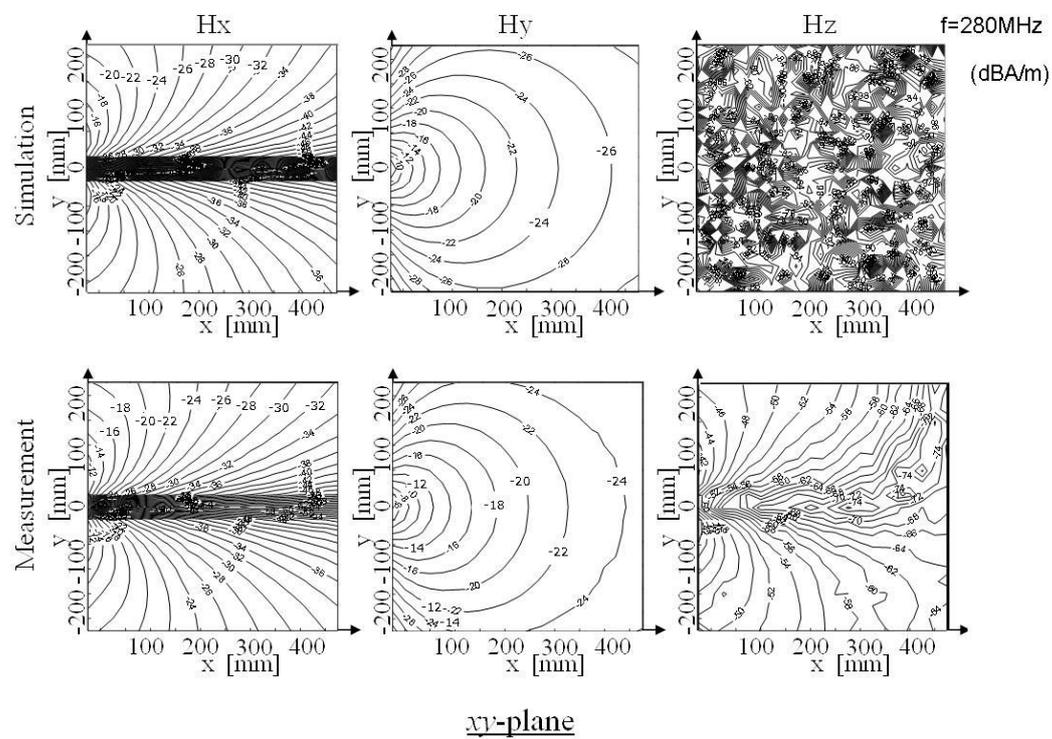
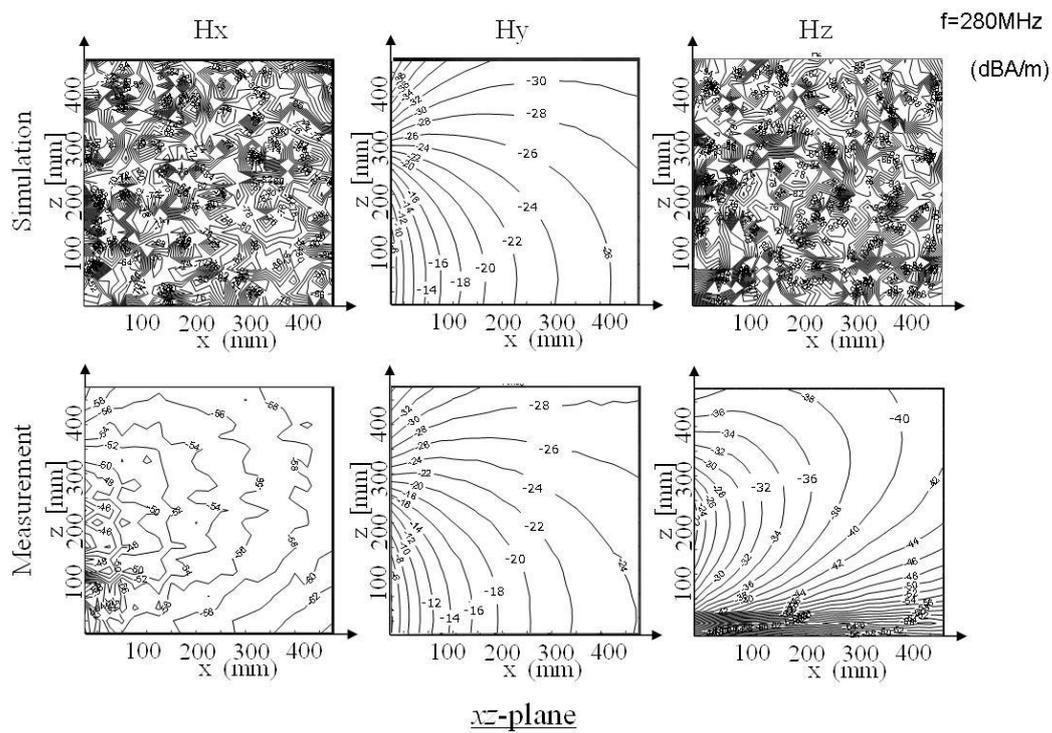
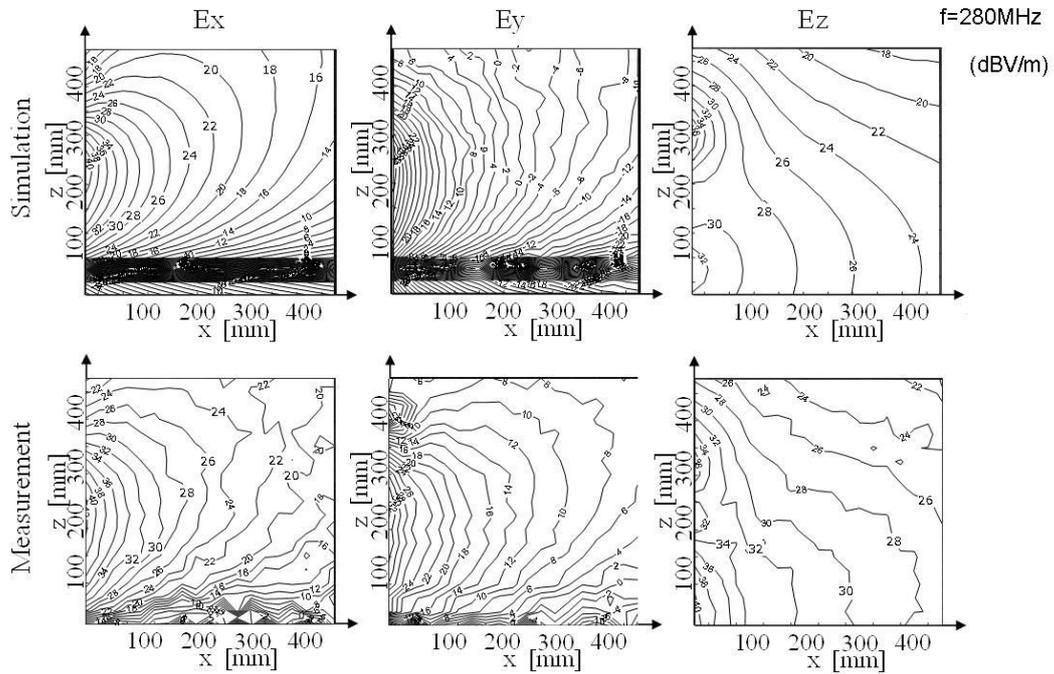
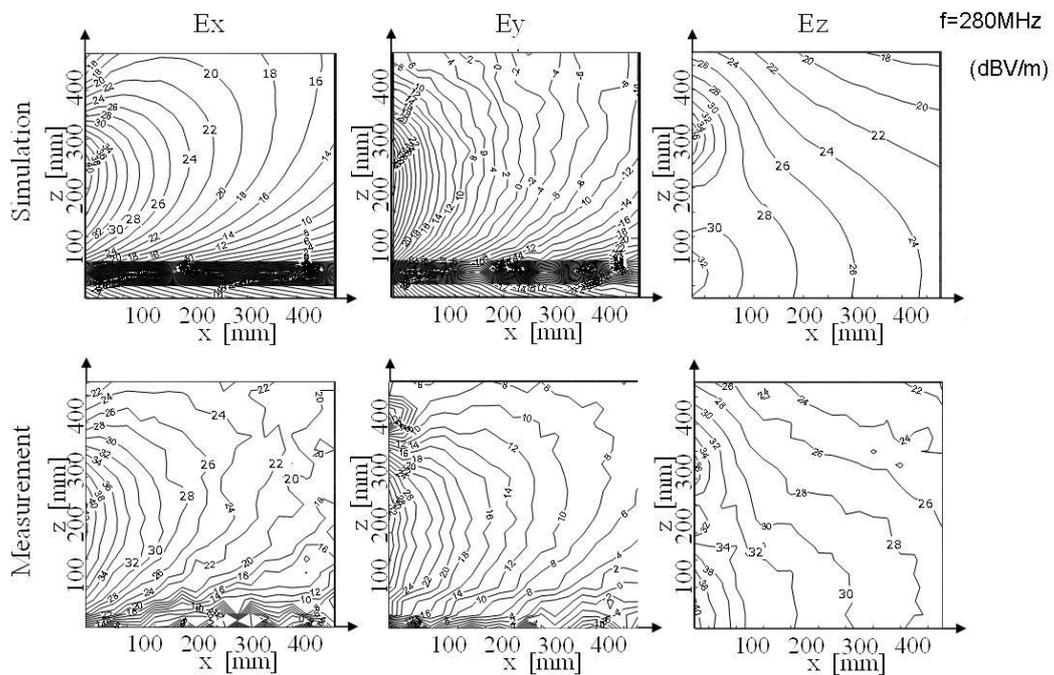


図 4.3 ダイポールアンテナ周辺の磁界分布



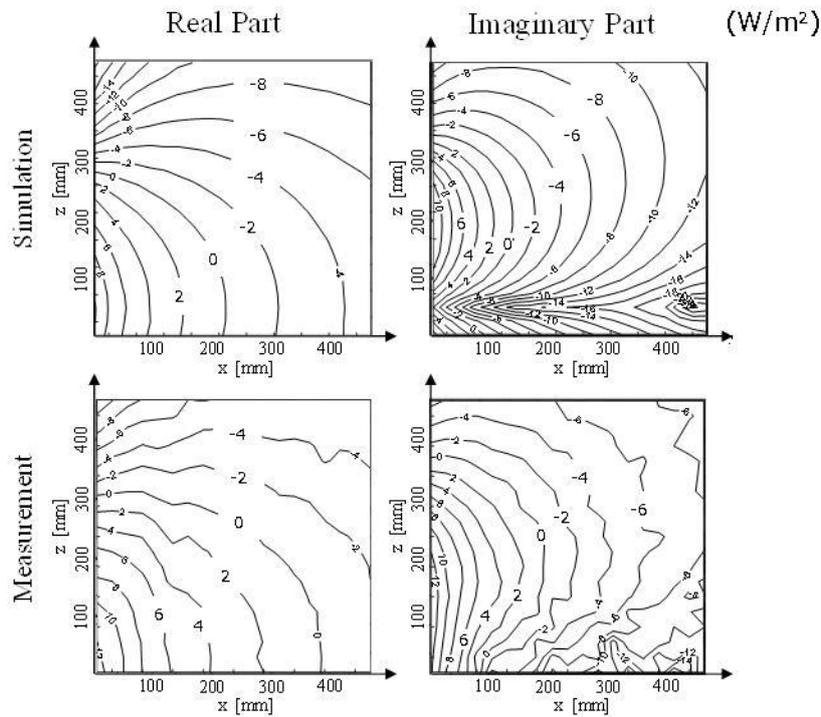
xz-plane



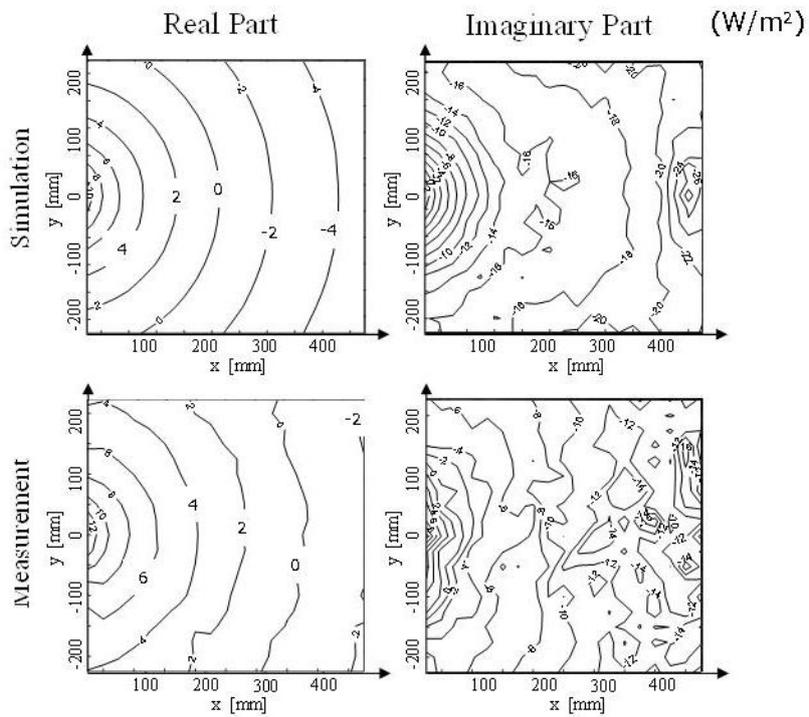
xz-plane

図 4.4 ダイポールアンテナ周辺の電界分布

f=280MHz



xz-plane



xy-plane

図 4.5 ダイポールアンテナ周辺のポインティングベクトル

---

#### 4.4 むすび

ダイポールアンテナ周辺の磁界分布を計測し、差分演算から電界、ポインティングベクトルを推定できることを実証した。アンテナエレメント近傍以外の領域で、電界、ポインティングベクトルの推定精度は 4dB 以内となり、空間の電界、ポインティングベクトルを推定する精度としては十分と考える。

---

## 第 5 章

### 実車両を用いた電磁環境の計測

#### (磁界計測と電界・ポインティングベクトルの推定)

##### 5.1 はじめに

ここでは、実車両を用いて、車室内の空間の磁界分布を計測し、磁界計測結果を基に差分演算により電界、ポインティングベクトルが推定できることを示す。磁界を計測するプローブは、単軸磁界プローブを用いる。

##### 5.2 計測方法

自動車のイミュニティ試験を想定した評価系を計測対象とする。磁界プローブで自動車室内の磁界分布を計測し、電界、ポインティングベクトルを推定する。計測に使用した自動車は、エンジン、バンパー、電装品、補機類、シート、インパネ、電子装置、ケーブルは、すべて取り去ってある。金属ボデー、ウィンドシールド、タイヤを含めた足回り部品のみとなる。

本車両を用いて図 5.1 に示すような評価系で、ダイポールアンテナを車両の前方 0.5m、床面から 1.3m の位置に設置し、周波数 200MHz で垂直偏波を照射する。車室内の垂直、及び水平面内の磁界を 50mm 間隔で計測する。単軸磁界プローブは XYZ ステージのアームに取り付け自動車の窓側から挿入し  $x$ ,  $y$ ,  $z$  の各成分毎に計測する。その際ケーブルの影響を低減するため、磁界プローブの出力を RF-光信号変換器で光信号に変換して光ファイバーケーブルで伝送する。ベクトルネッ

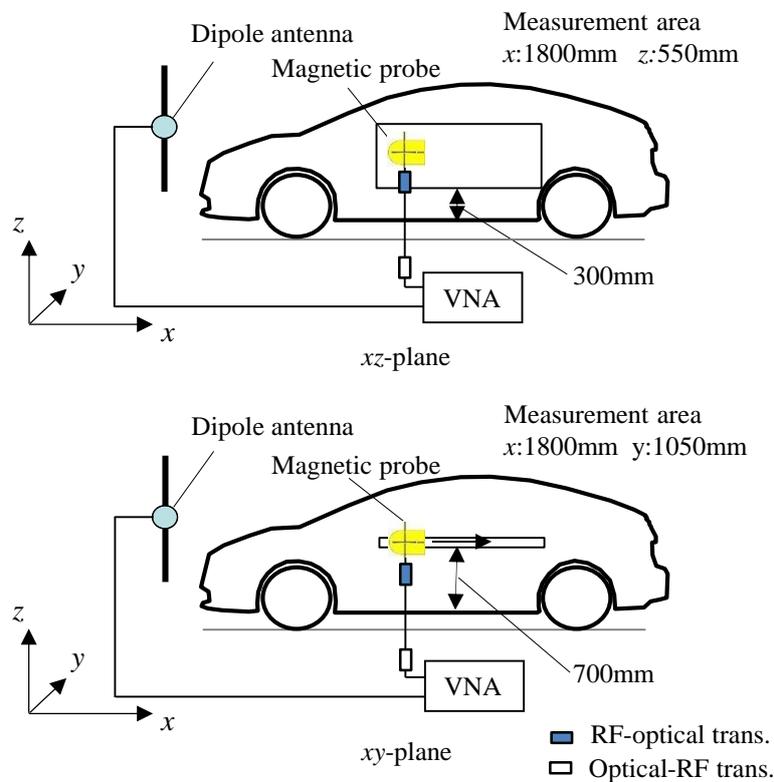


図 5.1 実車両での計測方法

トワークアナライザ直前で RF 信号に再変換し、ベクトルネットワークアナライザでダイポールアンテナとプローブ間の振幅及び位相を含めた通過特性を計測する。アンテナ、自動車、XYZ ステージを含めた評価系の写真を図 5.2 に示す。今回の計測に要する時間は、セッティングを含めて 24 時間ほどとなる。XYZ ステージが稼働している計測時間は 15 時間ほどである。XYZ ステージは車両進行方向に対し左側（助手席サイド）に設置し、ドアの窓からプローブの付いたアームを挿入する。XYZ ステージの可動範囲は窓のサイズで制限されるため、発泡スチロール製の補助アームを複数用意し適宜  $x$ ,  $z$  方向にオフセットして必要な計測エリアをカバーする。

### 5.3 シミュレーションモデルとシミュレーション方法



Measurement setup in vehicle cabin

図 5.2 実車両での評価状態

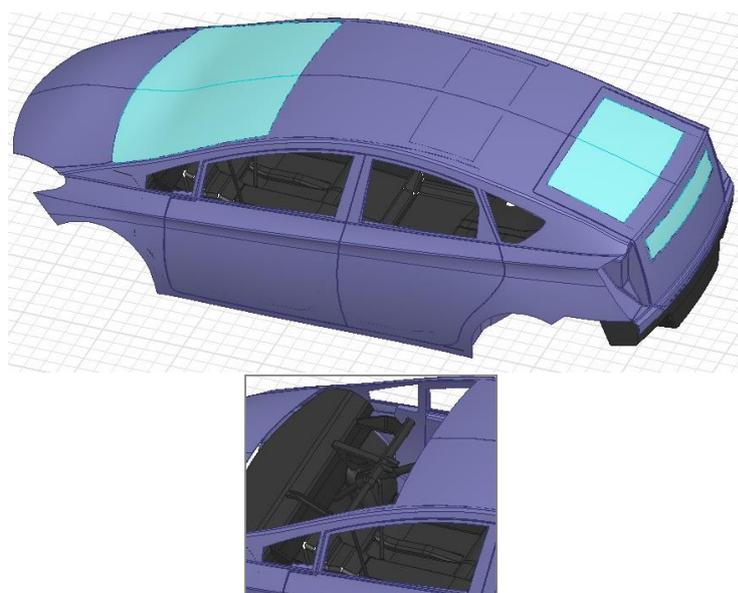


図 5.3 シミュレーションモデル

計測結果の妥当性を検証するため、本車両をモデル化し有限要素法を用いた汎用の電磁界シミュレータ (ANSYS ELECTROMAGNETICS SUITER18. 10) で磁界、電界、およびポインティングベクトルを算出する。図 5.3 にシミュレーションモデルを示す。車両モデルは 30mm 以下の精度でステアリング周辺の金属部品も含めモデルとして再現している。フロント及びリアガラスは誘電体でモデル化し、全ドアの窓はガラスのない状態である。ポインティングベクトルは、Field Calculator で計算した。

#### 5.4 計測時の影響に関して

計測する際は、計測用のアームや信号を伝送するケーブル類の影響が車室内の電磁界分布に影響を与えることが考えられる。そこで、シミュレーションにより自動車室内に挿入されるアーム、金属ワイヤー、光ファイバーケーブル等の影響を検証する。シミュレーションモデルを図 5.4 に示す

正面より平面波を照射し、車室内に挿入された樹脂製アーム (ポリプロピレン)、同軸ケーブル、光ファイバーケーブルが車室内の磁界分布に及ぼす影響を評価する。解析には、有限要素法を用いた汎用の電磁界シミュレータ

(ANSYSElectromagneticsSUITER18. 10) を用いる。周波数 200MHz, 300MHz における車室内及び周辺部の磁界分布を図 5.5, 5.6 に示す。同図には、比較のため車

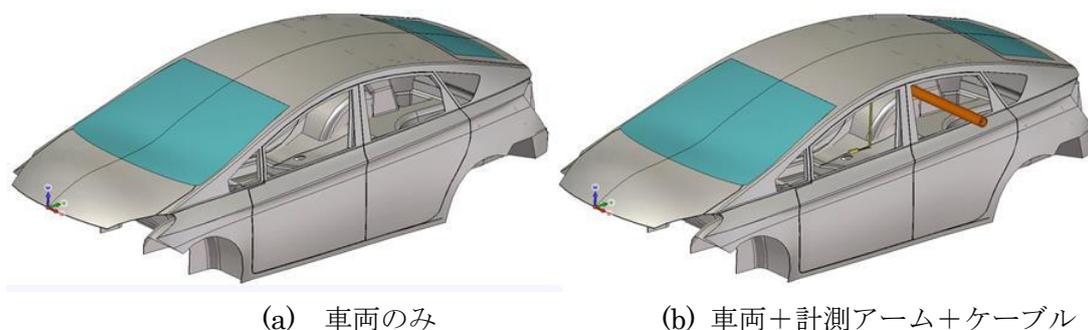
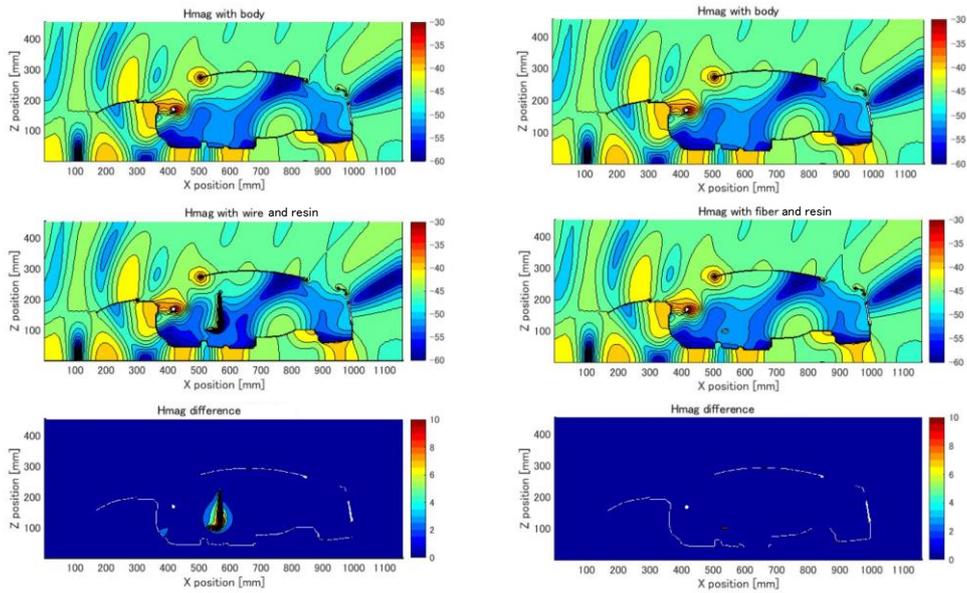


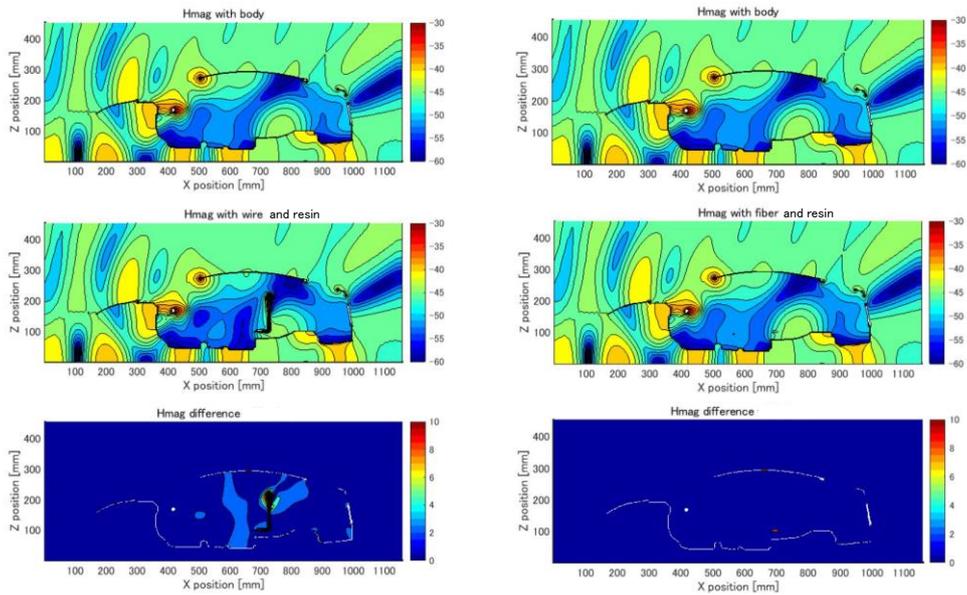
図 5.4 計測時の影響を解析する車両モデル

---

両のみと計測アームを差し入れた状態，及びその差分を示す．金属ワイヤーと樹脂製アームの組み合わせは，室内の磁界分布を大きく乱す．特に同軸ケーブルが共振する際，室内全域に影響を及ぼす可能性がある．光ファイバーケーブル，樹脂製アームの組み合わせは，電気光変換回路（8cm×2cm×2cmの金属ケース）＋ケーブル（5cm）の金属部を有していても室内分布に与える影響はほとんどない．

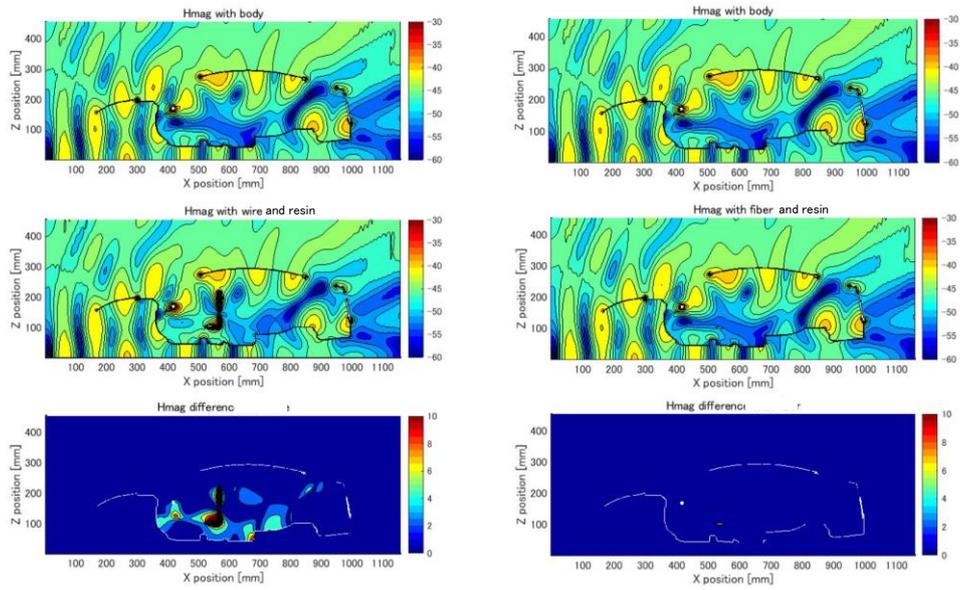


(a) 前席部に計測アームを差し込んだ場合の車室内分布

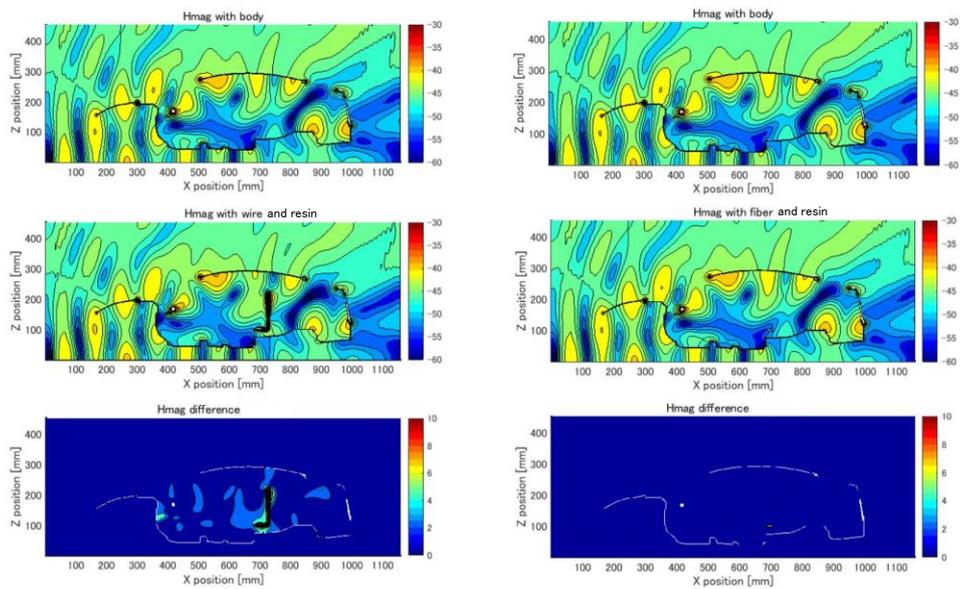


(b) 後席部に計測アームを差し込んだ場合の車室内分布

図 5.5 車室内の磁界分布 (周波数 200 MHz)



(a) 前席部に計測アームを差し込んだ場合の車室内分布



(b) 後席部に計測アームを差し込んだ場合の車室内分布

図 5.6 車室内の磁界分布 (周波数 300 MHz)

## 5.5 計測結果と考察

周波数 200MHz における磁界の計測結果、及び推定した電界、ポインティングベクトルの分  $xz$  面,  $xy$  面の分布を図 5.7, 5.8 に示す. 車両形状内の黒線で囲まれている部分が計測エリアとなる. その部分を拡大し, シミュレーションと比較できるように同図に示す. プローブ出力をアンテナ係数で補正し, 磁界, 電界, ポインティングベクトルは絶対値で表示してある. シミュレーションと比較し磁界, 電界, ポインティングベクトルの絶対値は大きく乖離している.

垂直面 ( $xz$  面) の下側の領域は, 水平面と比較し磁界強度が低く, S/N が悪化するため磁界, 電界, ポインティングベクトル共にシミュレーションと異なる領域が存在する. 自動車室内の下側の領域は, 今回のアンテナ設置位置では見通し外となるため, 高感度アンプの追加やプローブの高感度化等の対策, あるいは大出力の波源を用いて S/ を改善する必要がある.

水平面 ( $xy$  面) は, 自動車室外から見通せる位置にあり磁界強度も強く S/N が良好な条件となる.  $xy$  面の計測結果を見みると, 磁界分布は, 中央部の領域が相対的に高く, 左右両側に低い領域が存在する. また, 電界分布は, 左右に 2 つの高い領域が存在する. ポインティングベクトルの実数部は, 前方と中央部に相対的に高い領域が存在し, 中央部の上下両端に低い領域が存在する. 虚数部は中央部に相対的に高い領域があり, その左右両側に低い領域が存在する. 以上述べた傾向は, シミュレーションと同様であるため, 計測結果はシミュレーションと傾向が一致したと考える.

一方で, 窓から見通せる  $xy$  面の磁界分布の計測結果は, シミュレーションと比較し運転席側と助手席側の対称性が悪く分布に偏りが生じている. この原因は, 助手席サイドに XYZ ステージを配置しているため, ステージからの反射波が車室内へ伝わり, 磁界分布に影響を与えたと推測する.

---

最後に、同図の  $xz$  面の複素ポインティングベクトルの分布をみると、実数部は正面窓の近傍と天井部分が高く、室内下部と後方は低くなっているため、実効電力は車室内に伝搬し難い傾向がある。これに対し、虚数部は高めで、車室内で共振していると推測する。周波数 200MHz ( $\lambda=1.5\text{m}$ ) においては、室内空間が約  $2.8 \times 1.4 \times 1(\text{m}^3)$  大ききで、波長サイズに近いいため定在波が発生し室内全域に伝搬すると推定する。

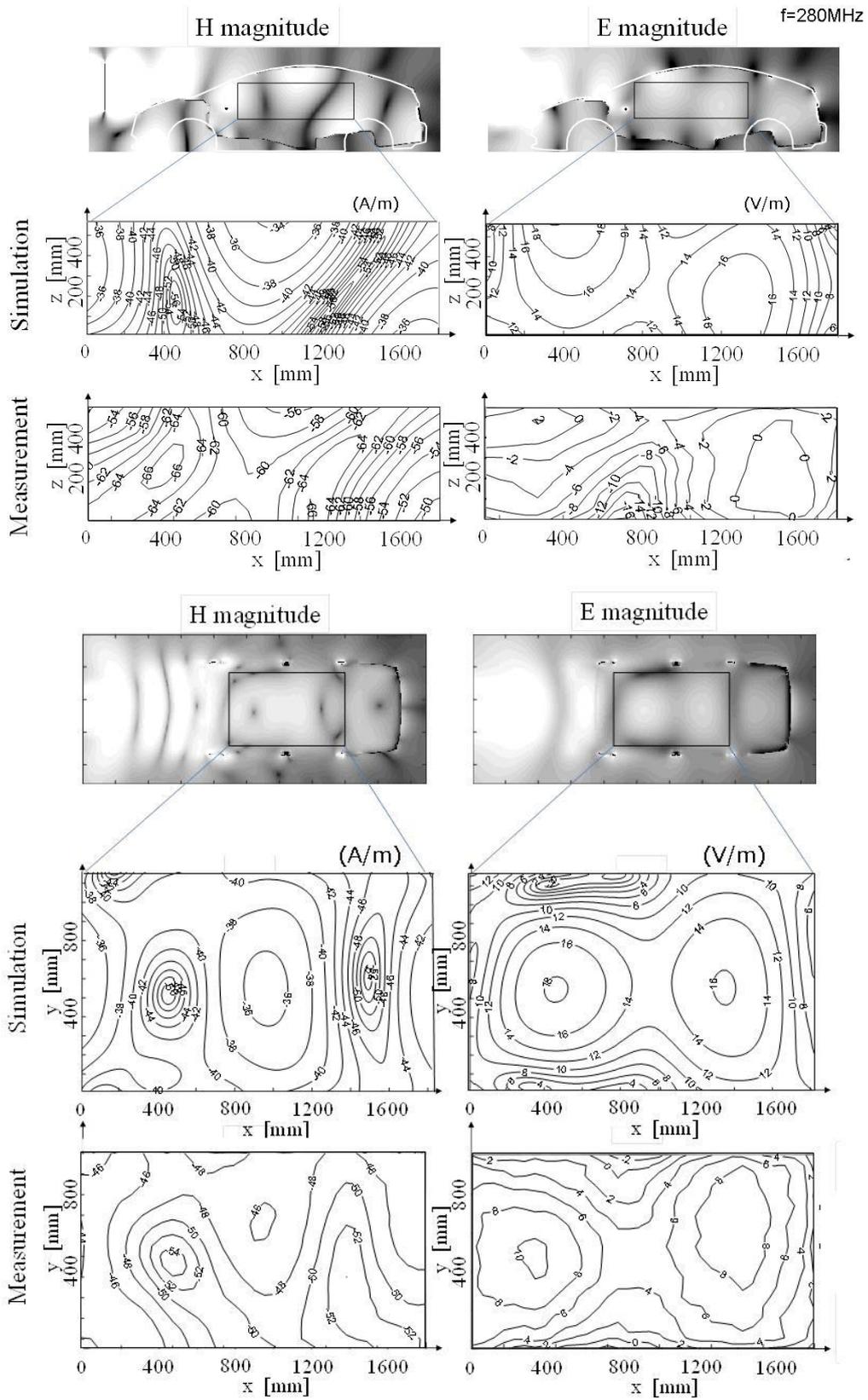


図 5.7 車室内の磁界と電界

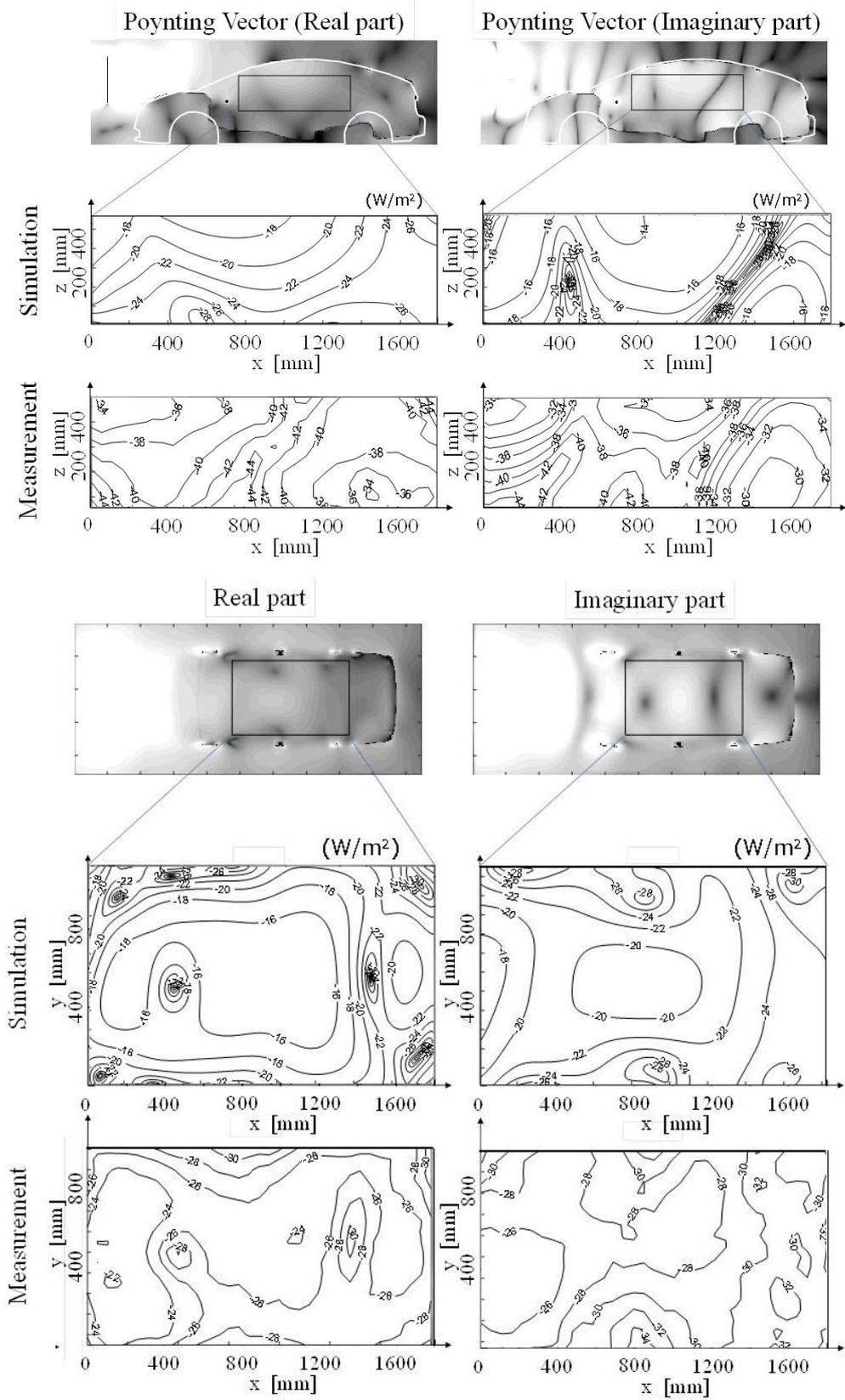


図 5.8 車室内のポインティングベクトル

---

## 5. 6 むすび

実車両を用いて、車室内の空間の磁界分布を計測し、磁界計測結果を基に差分演算により電界、ポインティングベクトルが推定できることを示した。実車両での推定結果は、ダイポールアンテナ周辺ほどシミュレーションと一致はしないが、おおよその傾向は一致したと考える。

推定精度を向上するには、磁界計測精度を高める必要がある。プローブの高感度化や波源の高出力化等で S/N を改善する必要がある。また、車両近傍に大型ステージが存在するため、車両周辺の電磁場を擾乱している可能性があり、低侵襲性の計測ステージの開発が必要と考える。

## 第 6 章

# 複素ポインティング定理による自動車電磁環境の解析

### 6.1 まえがき

ここでは、複素ポインティング定理を用いて自動車の電磁環境を解析する方法の有効性を検証する。特に虚数部に注目し、車室内の電磁気的な共振現象を定量的に把握できないか試みる。

### 6.2 複素ポインティング定理と自動車電磁環境の解析方法

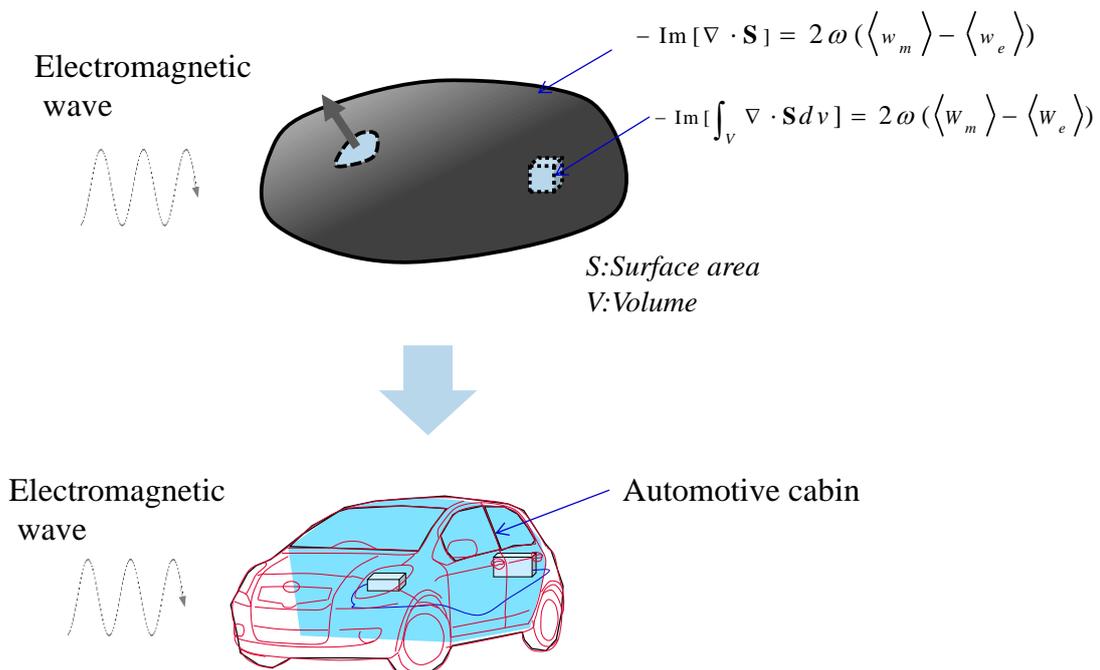


図 6.1 ポインティングベクトルと自動車への電磁波照射

2 章の 2. 2 で述べた複素ポインティング定理を用いて、図 6.1 に示す任意の系内（空間体積  $V$ ，表面積  $S$  を有する）のポインティングベクトルの虚数部を考える。

これは系内に蓄積される電磁エネルギーに関連する物理量となるため、この系を自動車の車室内と仮定すると、車室内の電磁的共振も含まれることになる2章の(2.36) (2.42) 式の虚数部を算出することで、車室内の電磁環境を推定できると考える。

### 6.3 単純車両モデルと解析条件

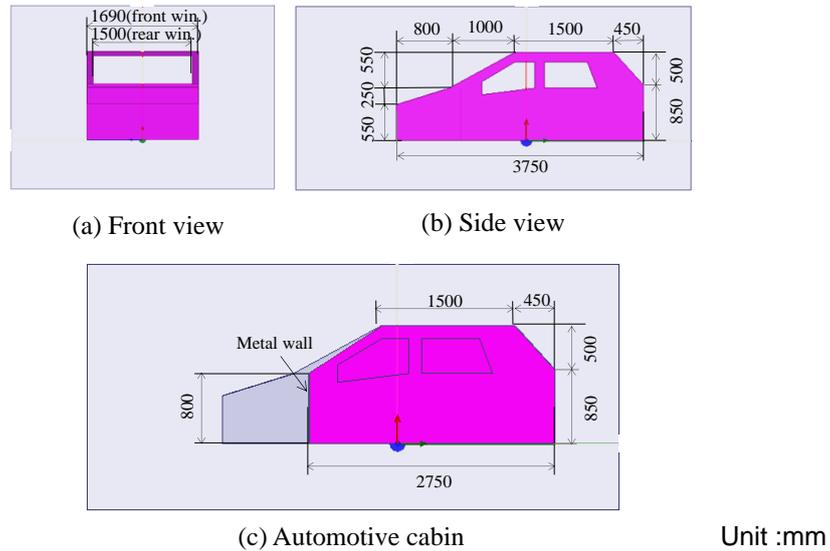
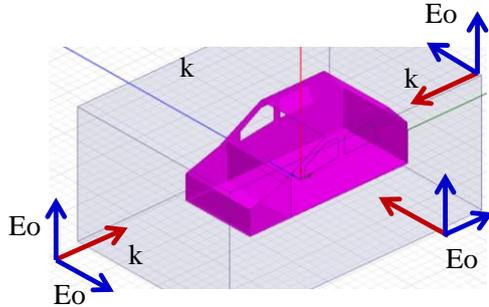


図 6.2 単純車両モデル

図 6.2 に示す単純車両モデルを考える。本車両モデルは完全金属で構成され、エンジンルームと車室内は金属壁で分離、エンジンルームには下側に開口が設けられている。窓は前後、左右に存在し窓ガラスは挿入されていない。この車両モデルに外部から電磁波を照射する事例を考える。図 6.3 に示す解析条件で、車両周辺から電磁波を車室内に照射した際、車室内に流入する電力を同図に示す式に基づき算出する。照射条件は平面波とし、垂直、水平偏波を照射する。算出方法は、

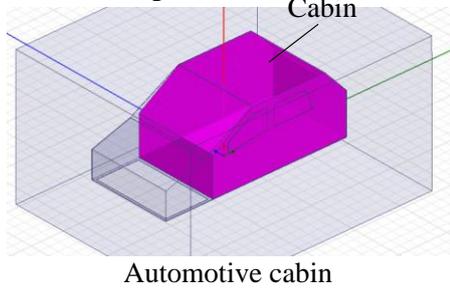
有限要素法を用いた汎用電磁界シミュレータのField Calculatorを用いる。

### Analysis condition



article	condition
Excitation	Plane wave (Vertical and Horizontal)
Frequency range	10MHz – 300MHz
Automotive body	Perfect conductor
Boundary	PML

### Calculation of power



Difference of magnetic and electric power distribution in cabin

$$- \text{Im} [\nabla \cdot \mathbf{S}] = 2\omega (\langle w_m \rangle - \langle w_e \rangle)$$

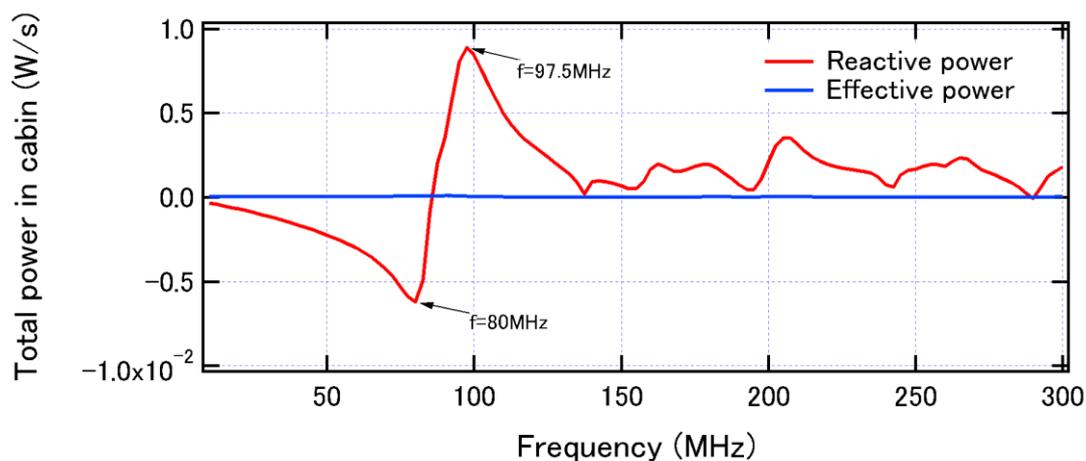
Difference of magnetic and electric power in cabin

$$- \text{Im} \left[ \int_{V_{cabin}} \nabla \cdot \mathbf{S} dv \right] = 2\omega (\langle w_m \rangle - \langle w_e \rangle)$$

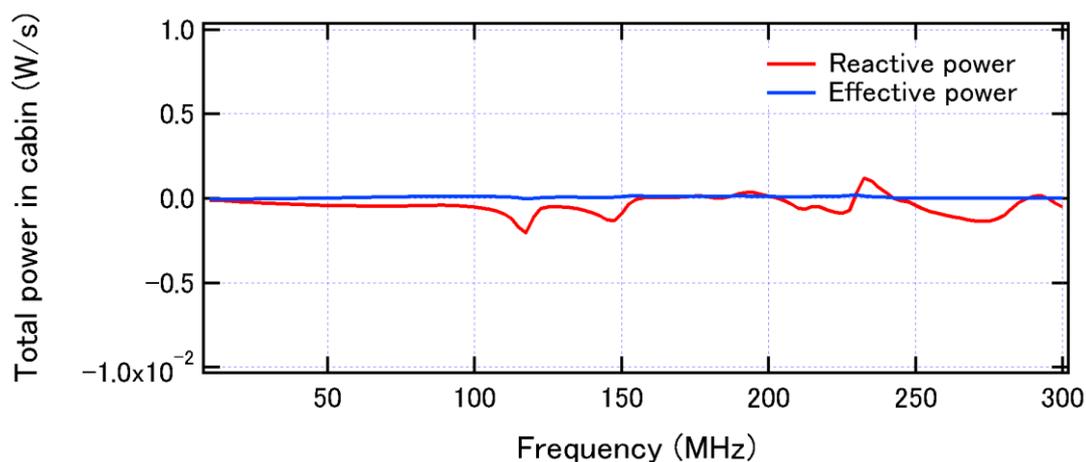
$$(or - \text{Im} \left[ \int_{S_{cabin}} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} ds \right])$$

図 6.3 単純車両モデルの解析条件

## 6.4 単純車両モデルでの解析結果と考察



(a) Vertical polarization from front



(b) Horizontal polarization from front

図 6.4 正面から電磁波を照射した際の車室内に流入する電力

単純車両モデルにおいて、正面から垂直および水平偏波を照射した際、車室内に流入する複素電力に対する周波数特性を図 6.4 に示す。垂直偏波を照射した際は、周波数 80~97.5MHz の領域で総電力が大きく変化し、流入する複素電力が電界から磁界エネルギー主体に大きく変化することがわかる。その変化の際の電界、磁界エネルギーに相当する量、 $2\omega \langle w_e \rangle$ 、 $2\omega \langle w_m \rangle$  の 3 次元分布を図 6.5 に示す。この 3 次元分布より、窓枠周辺に電界、磁界エネルギーが集中していることから

窓枠が共振していると推定する。一方で水平偏波を照射した際、車室内に流入する総複素出力は、垂直偏波に比較し小さく、総電力の変化も少ないことから、この車両モデルでは、水平偏波は車室内に流入しにくいと推定する。

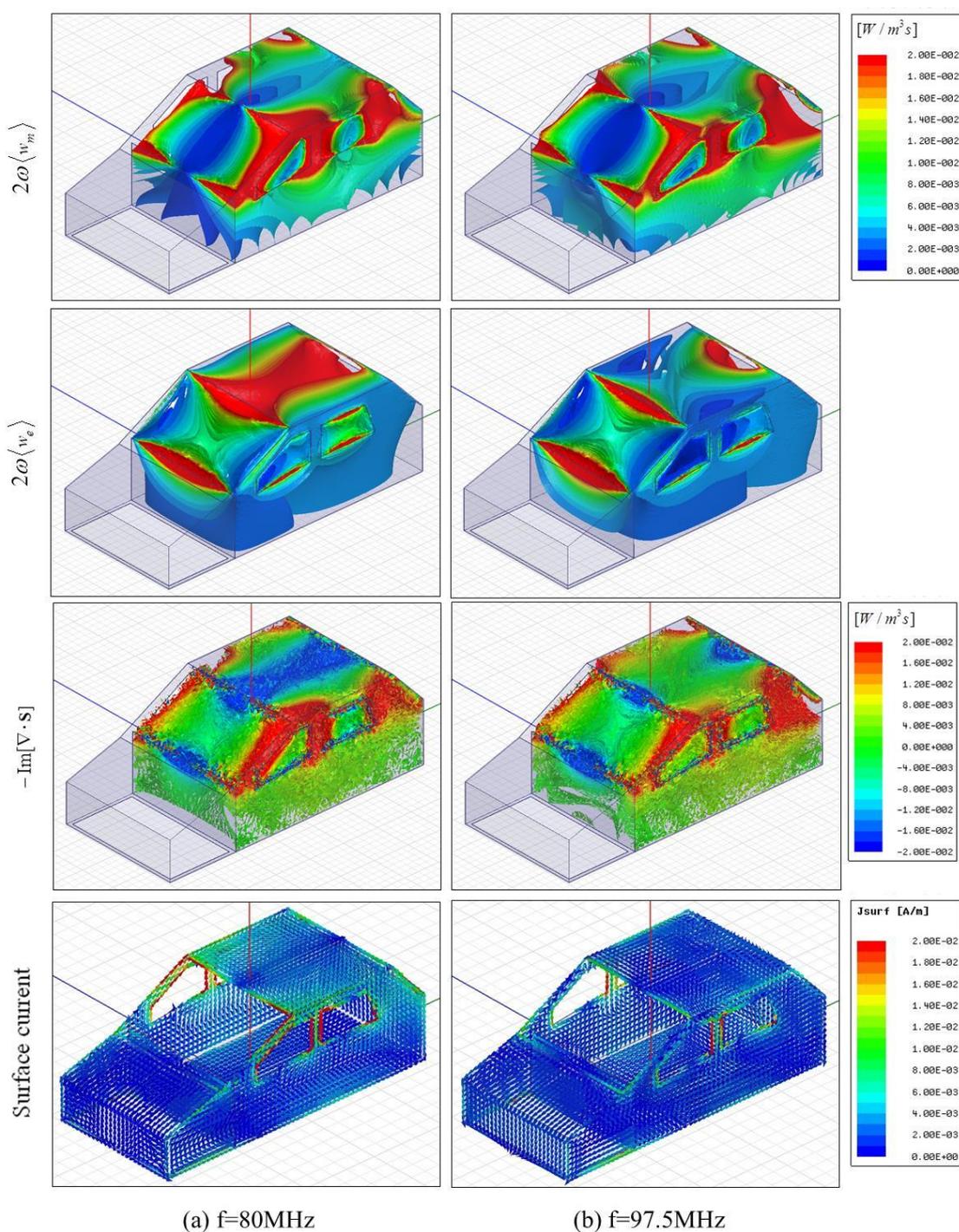
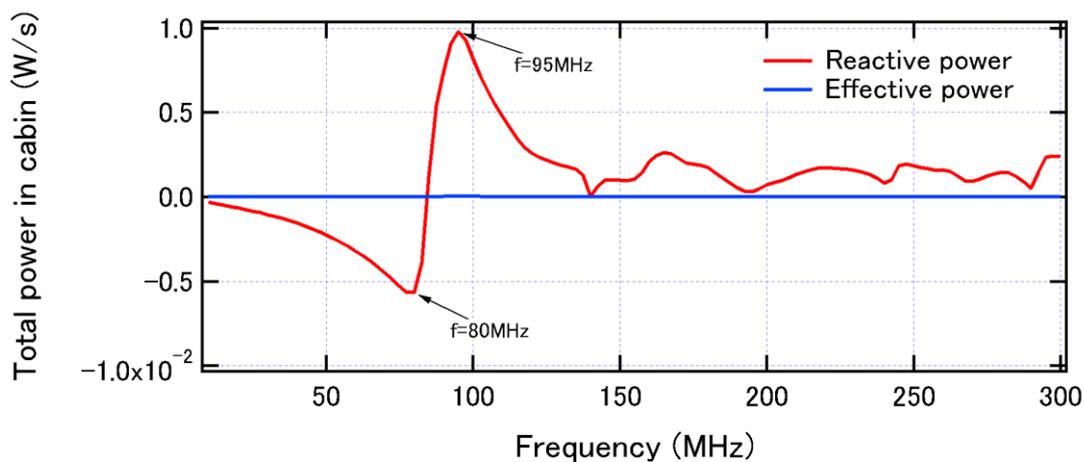
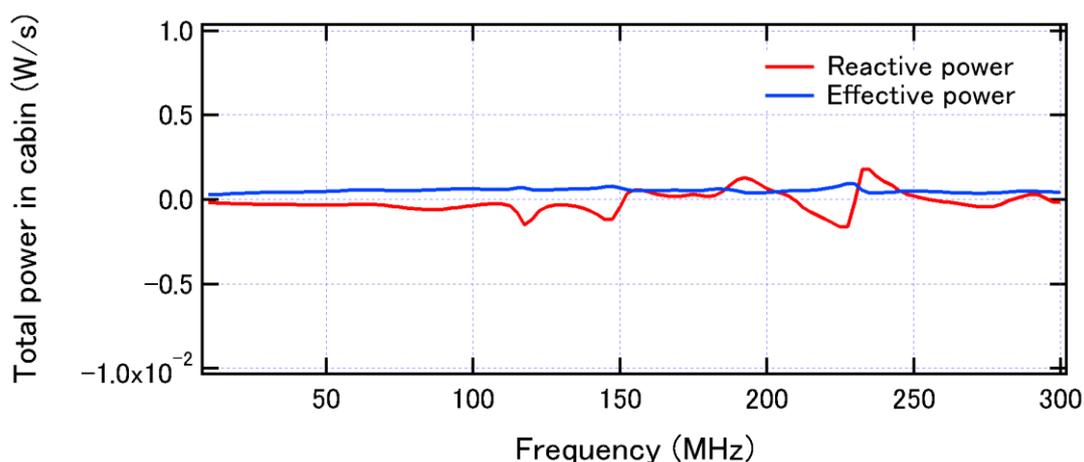


図 6.5 正面から電磁波を照射した際の車室内の 3 次元分布



(a) Vertical polarization from rear



(b) Horizontal polarization from rear

図 6.6 後方から電磁波を照射した際の車室内に流入する電力

次に、単純車両モデルにおいて、後方から垂直、水平偏波を照射した際、車室内に流入する複素電力に対する周波数特性を図 6.6 に示す。垂直偏を照射した際は、前方から照射した際と同様に、周波数 80～97.5MHz の領域で総電力が大きく変化し、流入する複素電力が電界から磁界エネルギー主体に大きく変化することがわかる。その変化の際の電界、磁界エネルギーに相当する量、 $2\omega \langle w_e \rangle$ 、 $2\omega \langle w_m \rangle$  の 3次元分布を図 6.7 に示す。前方から照射した際と同様な傾向を示すことがわかる。後方から水平偏波を照射した際、正面から

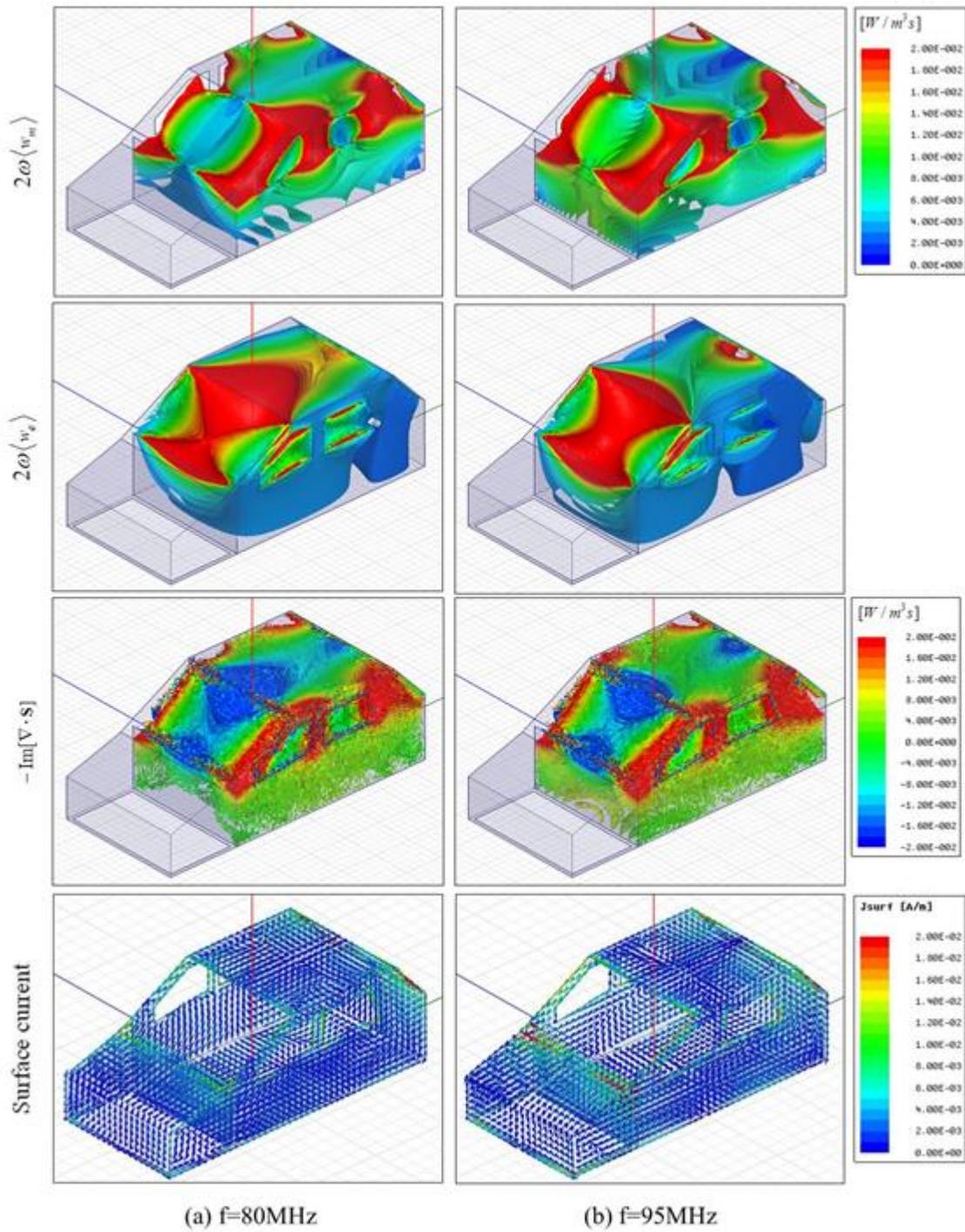
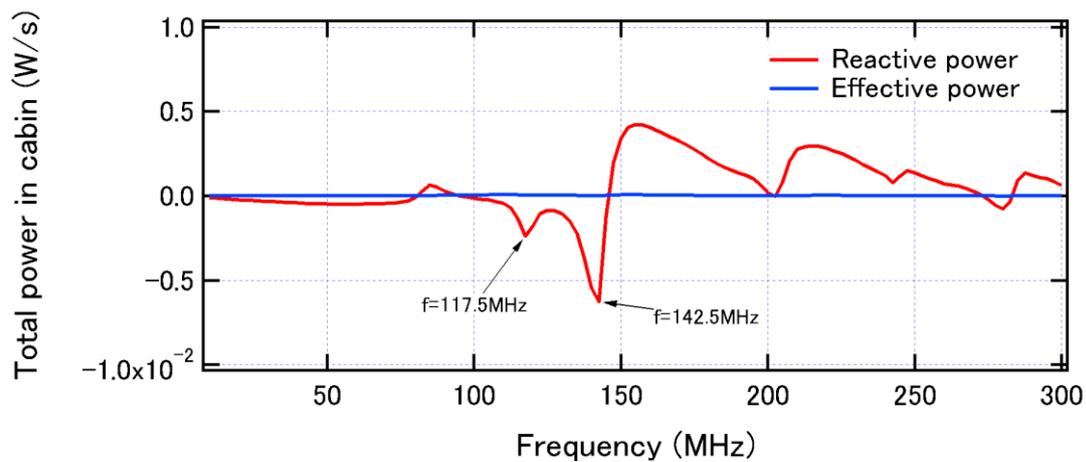
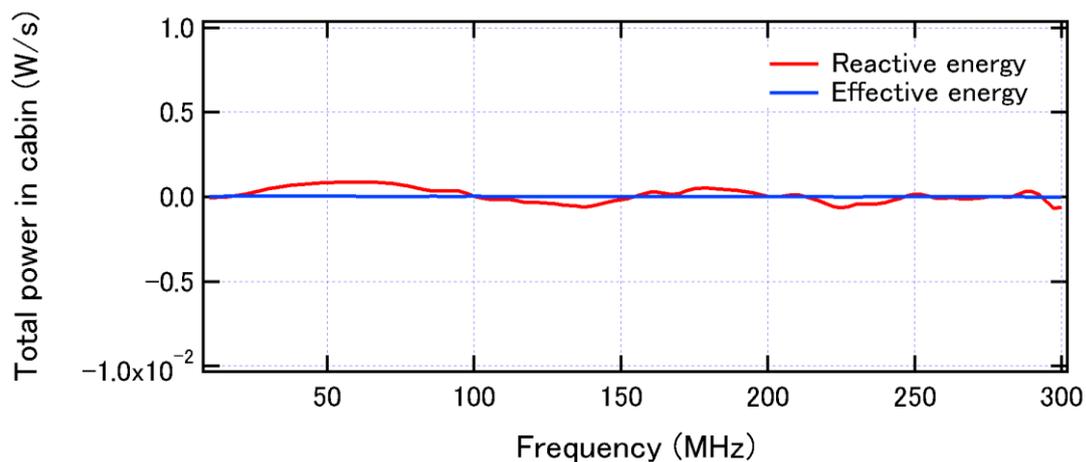


図 6.7 後方から電磁波を照射した際の車室内の 3 次元分布



(a) vertical polarization from side



(b) horizontal polarization from side

図 6.8 側面から電磁波を照射した際の車室内に流入する電力

最後に、単純車両モデルにおいて、側面から垂直、水平偏波を照射した際、車室内に流入する複素電力に対する周波数特性を図 6.8 に示す。垂直偏を照射した際は、周波数 117.5 MHz, 142.5 MHz で鋭いピーク電力を持つ、その変化の際の電界、磁界エネルギーに相当する量、 $2\omega \langle w_e \rangle$ ,  $2\omega \langle w_m \rangle$  の 3 次元分布を図 6.9 に示す。側面の窓枠に電界、磁界エネルギーが集中する傾向にあり、車室内全体が共振していることから、窓枠の共振と車室内の空洞共振が同時に発生していると推定する。

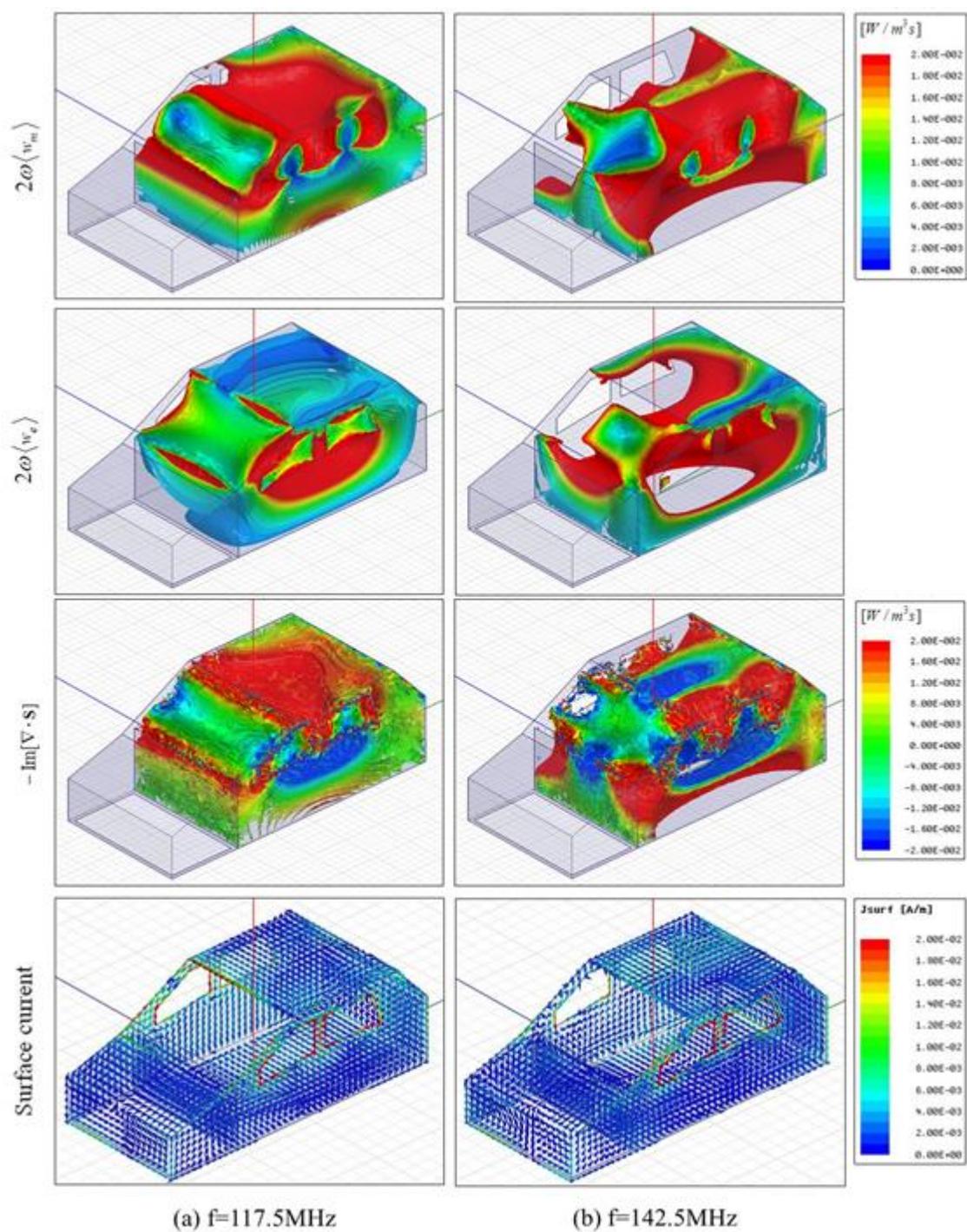


図 6.9 後方から電磁波を照射した際の車室内の 3 次元分布

## 6.5 開口部（窓）から流入する電磁波の電力

2章で述べたように、開口部となる窓に複素ポインティング定理 (2.41) を応用し、窓から流入するポインティングベクトルを計算する。図 6.10 に示す単純車両モデルにおいて、車両正面より垂直偏波を照射する。その際、ポインティングベクトルを用いて各窓を通過する電力を算出する。結果を図 6.11 に示す。この結果を見ると、車両正面から電磁波を照射しているにもかかわらず、正面より背面の窓から流入する電磁波の電力が高いことがわかる。周波数は 90 MHz 前後において 6.4 で述べたように、この周波数帯は窓周辺に磁界エネルギーが集中する共振現象が見られた。共振現象と車室内への電力の流入には何らかの関係性が見受けられる。詳細な解析が必要であるが、今後の課題とする。

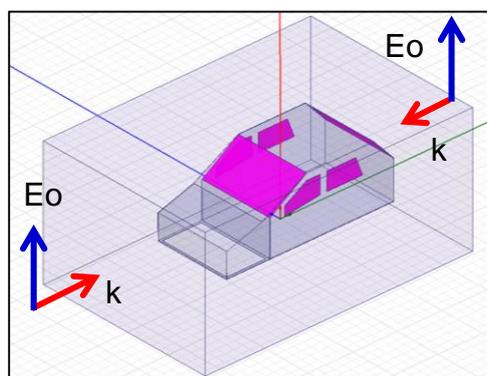
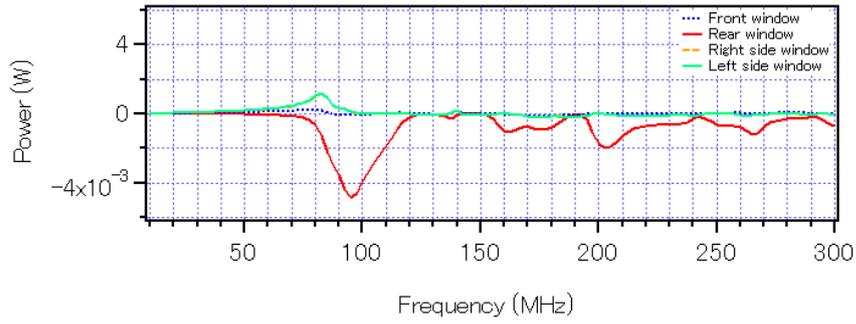
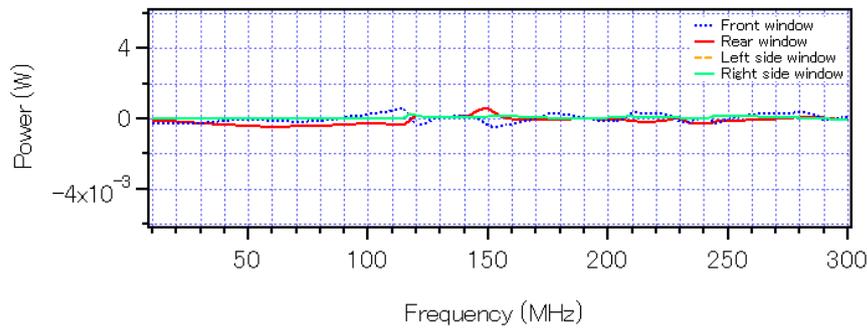


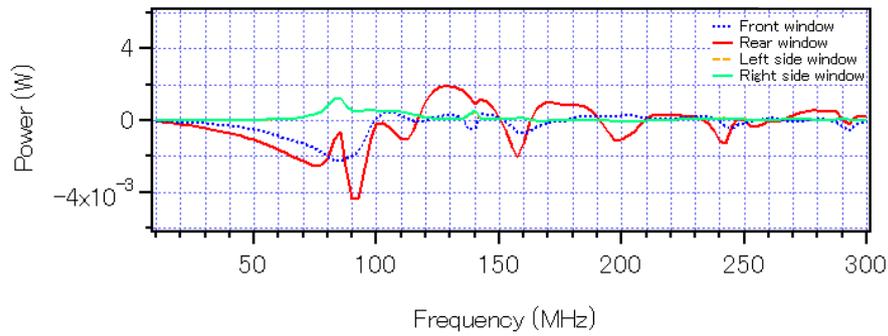
図 6.10 開口部（窓）から流入する電力



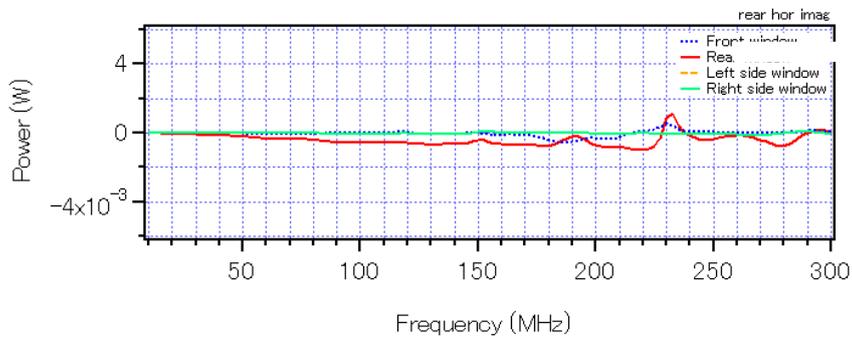
(a) Vertical polarization from front



(b) Horizontal polarization from front



(c) Vertical polarization from rear



(d) Horizontal polarization from rear

図 6.11 電磁波を照射した際の各窓枠を經由して車室内に流入する電力

## 6.6 実車両モデルと解析条件

実車両モデルを図 6.12 に示す. 本モデルは 5 章で述べた実車両のポインティグベクトル推定で用いたものと同じである. 本モデルにおいて車室内エリアを設定し車室内エリアに流入する複素電力を算出する. シミュレーション条件は図 6.3 と同様となる.

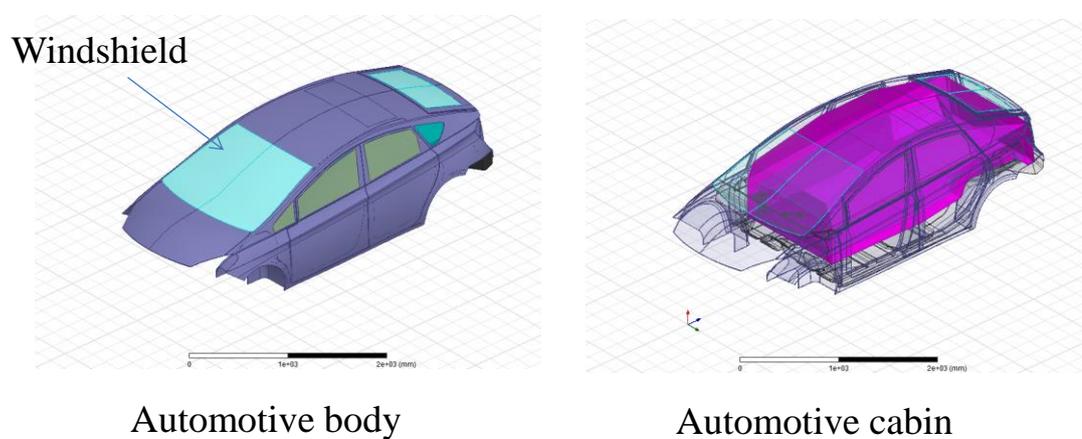


図 6.12 実車両のシミュレーションモデルと車室内空間

## 6.7 実車両モデルでの解析結果と考察

実車両モデルにおいて、正面から垂直偏波を照射した際の車室内に流入する複

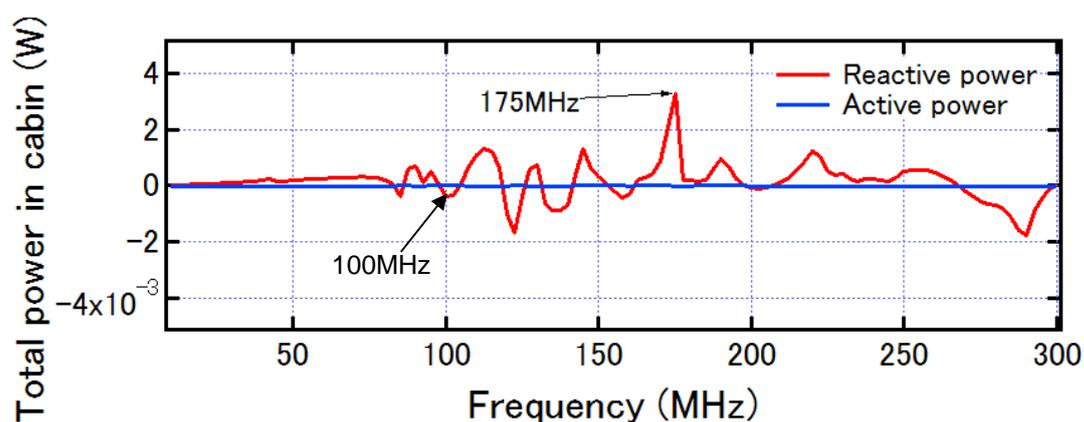
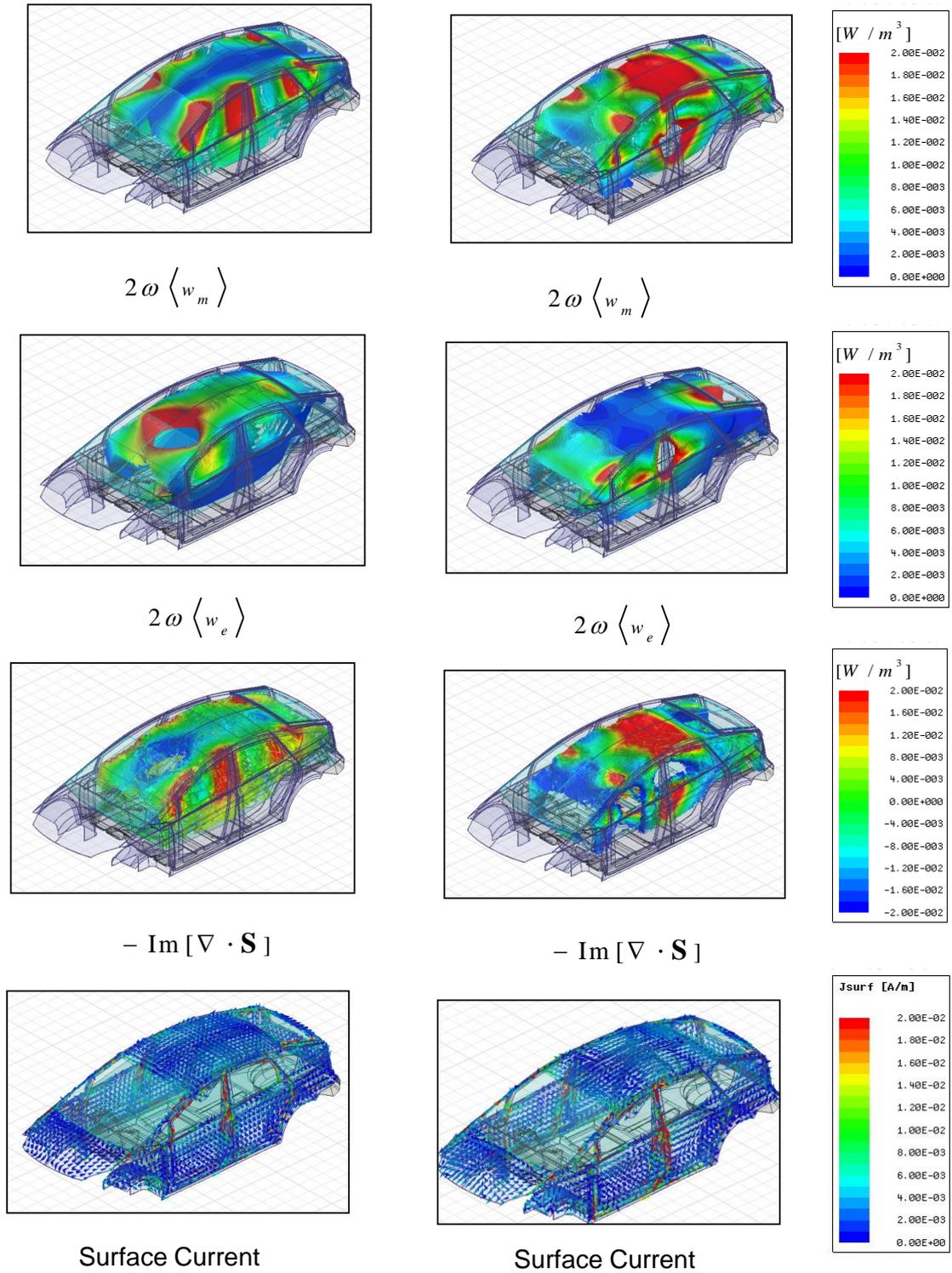


図 6.13 後方から電磁波を照射した際の車室内の 3 次元分布

素電力に対する周波数特性を図 6.13 に示す. 実車両においては複数の鋭いピーク電力が発生している状況がわかる. 周波数 100 MHz, 175 MHz における電界, 磁界エネルギーに相当する量,  $2\omega \langle w_e \rangle$ ,  $2\omega \langle w_m \rangle$  の 3 次元分布を図 6.14 に示す. 周波数 100 MHz では窓枠周辺に磁界, 電界エネルギーが集中しており, 単純モデルと同様な傾向を示していると考え. 周波数 175 MHz では, 窓枠以外の車両中央部, ドア下側に磁界, 電界エネルギーが集中する傾向にあり, 室内の空洞共振とドア枠部分がスロット共振とが相互作用し複雑なモードが発生していると考え.



Frequency=100MHz

Frequency=175MHz

図 6.14 実車両の前方から電磁波を照射した際の車室内の 3 次元分布

---

## 6.8 むすび

複素ポインティング定理を用いて自動車の電磁環境を解析する方法の有効性を検証した。車室内に流入するポインティングベクトルを積分することで、車室内に蓄積される電磁エネルギーを定量的に計算できる。また、電界、磁界エネルギー分布に着目することで何処部位が共振しているかを明確にすることができる。

系内に蓄積されるポインティングベクトルを面積分する場合、開口部となる窓枠に着目し、窓毎に面積分することで各窓から流出入する電力を定量化できることを見出した。本手法は、自動車室内へ電磁波が流出中する際の新たな定量的評価手法として有効と考える。

---

## 第7章

### 結論

本論文では、電力の流れを示すポインティングベクトルに着目し、自動車を含めた電磁環境を計測、及び解析する方法を提案した。

始めに、ポインティングベクトルを用いた自動車の電磁環境を計測・解析する狙いと、ポインティングベクトルの推定方法を示した。推定方法は、有限差分法を Maxwell の方程式に適用し、磁界分布から電界、ポインティングベクトルを推定する。ダイポールアンテナ周辺の電磁環境を基に本方法の有効性を実証した。

次に、自動車を含めた電磁環境を計測するため、低侵襲性の高周波磁界プローブの構造と基本特性の評価結果を示した。

本手法を実空間での計測に適用し、電界、ポインティングベクトルを絶対値として推定できることを実証した。ダイポールアンテナ周辺の空間を例に、磁界分布から電界、ポインティングベクトルの推定精度を検証した結果、シミュレーションと 4dB 以内の精度で一致した。

次に、外部から自動車へ電磁波を照射する自動車用イミュニティ試験を例に、実車両を用い計測を実施した。自動車外から電磁波を照射し、自動車室内の磁界分布から電界、ポインティングベクトルを推定できることを示した。車室内の磁

---

界分布の実測結果，及び推定した電界・ポインティングベクトルはシミュレーションと同様な傾向を示し，本方法の有効性を示した．ポインティングベクトルの推定結果より，車室内への電磁波の伝搬は，金属ボデーに起因する共振が主体であることが判明した．

最後に，ポインティングベクトルを活用した車室内の電磁環境を解析するため，複素ポインティング定理を用いる方法を提案した．本方法により，車室内空間の電磁エネルギーを算出することができる．これを単純な自動車モデルと実車両に近いモデルに適用し，シミュレーションを用いて車室内の電磁エネルギーを解析した．自動車のイミュニティ試験を想定した場合，車室内空間の電磁エネルギーは，特定の周波数範囲において電界主体から磁界主体に変化する領域が存在し，室内空間が共振する現象を確認した．また，複素ポインティング定理を応用することで，開口となる窓から流出入する電力を計算することができ，車室内へ流入する経路を知る上で重要な情報が得られることを確認した．これは，従来の電界，磁界計測からは得られることがなかった新たな知見と考えている．本手法は，自動車周辺の電磁波の挙動を定量的に把握するための重要な手法となりうる．今後，継続して研究を進めて本解析手法を確立していく．

以上の研究を通して自動車の電磁環境を定量的に計測・解析する新たな方法を提案し，その有効性を実証した．

---

## 謝辞

本論文をまとめるにあたり，終始適切なご助言，ご指導を賜りました電気通信大学大学院情報・ネットワーク工学専攻 肖 鳳超 教授に謹んで深謝の意を表します。

学位論文審査において，貴重なご助言，ご指導をいただいた電気通信大学大学院情報・ネットワーク工学専攻 和田 光司 教授、安藤 芳晃 准教授、石川 亮 准教授，萱野 良樹 准教授に心より深謝致します。

電気通信大学産学連携センター 上 芳夫 特任教授には，社会人ドクター前からご相談にのっていただきありがとうございました。また，研究に際しては，懇切なご助言，ご指導をいただき深謝申し上げます。

本研究活動を理解し，応援していただいた会社の上司，並びに関係者の皆様に感謝致します。

そして、最後に、家族に理解と応援と協力をありがとう。

---

### 関連論文 (学位論文構成する論文)

- 学術雑誌論文 (査読付き)
  1. 福井伸治, 深川康弘, 溝口幸, 前田登, 肖鳳超, 上芳夫, “磁界プローブを用いた自動車室内のポインティングベクトル推定,” 電子情報通信学会論文誌 B, Vol. J102-B, No. 3, pp. -, Mar. 2019. (論文第 3, 4, 5 章に関連)
  
- 国際会議論文 (査読付き)
  1. S. Fukui, N. Maeda, F. Xiao, and Y. Kami, “Analysis of electromagnetic wave in automotive cabin using complex Poynting's theorem”, in *Proc. IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility and Asia-Pacific EMC Symposium 2018 (IEEE EMC & APEMC 2018)*, Singapore, pp. 331-335, May 2018. (論文第 3, 4 5, 6 章に関連)

### その他の論文

- 国際会議論文
  1. S. Fukui, M. Mizoguchi, Y. Fukagawa, S. Kouno, and N. Maeda, “Analysis of electromagnetic wave propagation by using Poynting vector in automobile,” in *Proc. 2013 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, Italy, pp. 1111-1114, Sept. 2013.
  
- 国内口頭発表等
  1. 深川康弘, 福井伸治, 河野秀一, 小澤達矢 “3 軸磁界プローブによる車室内のポインティングベクトル計測,” 信学技報, EMCJ2013-101, pp. 5-8, Dec. 2013.
  2. 福井伸治, 森寛之, 溝口幸, 深川康弘, 肖鳳超, 上芳夫 “車載 Ethernet 用イミュニティ性能推定および車室内の電波伝搬解析,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, BI-2-3, 2018.9.
  3. 福井伸治, 前田登, 肖鳳超, 上芳夫 “自動車室内へ入射する電磁波の解析,” 電子情報通信学会ソサイエティ大会, BS-3-8, 2018.9.

---

## 参考文献

- [1] 白木康博, 菅原賢悟, 田辺信二, 渡辺哲司, 中本勝也, “FM ラジオ帯における連携解析を用いた自動車車室内の電界分布の検討及び EMI 設計への応用”, 信学論(B), Vol. J88-B, No.7, pp.1319-1328, July 2005.
- [2] M. Brzeska and G.A. Chakam, “Modeling of the coverage range for modern vehicle access system at low frequencies”, Proc. of the 37<sup>th</sup> European Microwave Conf., pp.771-774, Oct. 2007.
- [3] S. Horiuchi, K. Yamada, S. Tanaka, Y. Yamada, N. Michishita “Comparisons of simulated and measured electric field distribution in a cabin of a simplified scale car model”, ICICE Trans. COMMUN., Vol.E90-B, No.9, pp.2408-2415, Sept. 2007.
- [4] S. Frei, R.G. Jobava, and D. Topchishvili, “Complex approaches for the calculation of EMC problems of large systems”, EMC2004, vol.3, pp.826-831, 2004.
- [5] R.G. Jobava, A.L. Gheonjian, J. Hippeli, G. Chiqovni, D.D. Karkashadze, F.G. Bogdanov, B. Khvitia, and A.G. Bzhalava, “Simulation of low-frequency magnetic field in automotive EMC problems”, IEEE Trans. on EMC, pp.1420-1430, Vol.56 Issue 6, 2014.
- [6] 玉置尚哉, 増田則夫, 栗山敏秀, ト金清, 山口正洋, 荒井賢一 “フリップチップ接続を有する近傍磁界計測用薄膜微小シールドドループプローブ”, 信学論(C), Vol. J87-C, No.3, pp.335-342, March 2004.
- [7] S. Frei, R. G. Jobava, and D. Topchishvili, “Complex approaches for the calculation of EMC problems of large systems,” 2004 Int. Symp. Electromagn. Compat. (IEEE Cat. No.04CH37559), pp. 826–831.
- [8] L. Low, A. R. Ruddle, J. M. Rigelsford, and R. J. Langley, “Computed impact of human occupants on field distributions within a passenger vehicle,” Proc. 6th Eur. Conf. Antennas Propagation, EuCAP 2012, pp. 1214–1217, 2012.
- [9] R. G. Jobava et al., “Simulation of low-frequency magnetic fields in automotive EMC Problems,” IEEE Trans. Electromagn.
- [10] 高橋正慎, 荒川悟, 鈴木英治, 太田博康, 荒井賢一, 佐藤利三郎 “光走査型プローブシステムと光磁界プローブアレイによる磁界分布測定”, 信学論(C), Vol. J89-C, No.11, pp.866-873, 2006.
- [11] 高倉義規, 陳春平, 穴田哲夫, 馬哲旺, “小型電磁界プローブを用いたマイクロ波平面回

- 
- 路上の近傍電磁界測定”, 信学論(C), Vol. J92-C, No.12, pp.818-822, 2009.
- [12] S. Yamamoto and K. Nishikawa, “An automated electromagnetic-field strength measuring system with a magnetic-field probe”, IEEE Trans. Vehicular Technol., Vol.VT-33, pp.51-57, May 1984.
- [13] M. Tanaka, “A study on the electric field distribution in an automobile body for an antenna system” IEEE Trans. Vehicular Technol., Vol.VT-37, pp114-119, May 1988.
- [14] H. Weng, D.G. Beetmer, T.H. Hubing, X. Dong, R. Wiese, and J. McCallum, “Investigation of cavity resonances in an automobile”, 2004 International Symposium on EMC, pp.766-770, vol. 3 , 2004.
- [15] Y. Tarusawa, S. Nishiki, and T. Nojima, “Fine positioning three-dimensional electric-Field measurement in automotive environment”, IEEE Trans. on Vehicular Technol., pp.1295-1306, Vol.56, No.3, May 2007.
- [16] N. Maeda, S. Fukui, N. Ishihara, and T. Naito, “Empirical estimation of probability distribution for electric field strength in automobile cabin”, 2011 International Symposium on EMC, pp.970-975, 2011:
- [17] L. Low, H. Zhang, J.M. Rigelsford, R.J. Langley, and A.R. Ruddle, “An automated system for measuring electric field distributions within a vehicle”, IEEE Trans. on EMC, pp.3-12, Vol.55 No.1, Feb. 2013.
- [18] L.D. Driver and M. Kanda, “An optically linked electric and magnetic field sensor for Poynting vector measurement in the Near fields of Radiating Sources”, IEEE Trans. on EMC, pp.495-503, Vol.30, No.4, 1988.
- [19] S. Kazama, M. Sakurada, and H. Tutagaya, “Poynting vector from measured distributions of adjacent vector electric and magnetic field”, 2006 International Symposium on EMC, pp.240-243, Vo2, No.4 , 2006.
- [20] E. Suzuki, S. Arakawa, M. Takahashi, H. Ota, K. Arai, and R. Sato, “Visualization of Poynting vector by using electro-optic probes for electromagnetic fields”, IEEE Trans. on instrumentation and measurement , pp.1014-1022, Vo57, No.5 , 2008.
- [21] H. Hirayama and Y. Kami, “Near field measurement using Yee scheme for precision evaluation and Poynting vector acquisition”, Proc. of EMC Zurich, pp.661-666, Feb. 2003.
- [22] 今村雄介, 肖鳳超, 村野公俊, 上芳夫 “近傍磁界測定による電界及びポインティングベクトル分布の推定”, 信学技報, EMCJ2004-44, July 2004.

- 
- [23] H. Hirayama, H. Hayashi, N. Kikuma, and S. Sakakibara, "Estimation of Poynting vector and wavenumber vector from near-magnetic-field measurement", Proc. of Antem/URSI2006, pp.89-92, July 2006.
- [24] H. Hirayama, N. Kikuma, and K. Sakakibara, "An estimation method of Poynting vector with near magnetic-field measurement", IEICE Trans. Electron., vol.E93-C, No.1, pp.66-73, January 2010.
- [25] 高橋正慎, 荒川悟, 岩崎俊, 松本泰, 杉浦行 "ダブルギャップシールドループアンテナの磁界複素係数の決定", 信学論(B), Vol. J869-B, No.7, pp.1096-1102
- [26] 藤井勝巳, 高島誠, 河野秀一, 小澤達矢 "3 軸磁界プローブによる車室内のポインティングベクトル計測", 信学技報, EMCJ2013-101, pp. 5-8, Dec. 2013.
- [27] S. Fukui, M. Mizoguchi, Y. Fukagawa, S. Kouno, and N. Maeda, "Analysis of electromagnetic wave propagation by using Poynting vector in automobile", Int. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications(ICEAA), Sept. 2013.
- [28] 熊谷信昭 "電磁気学基礎論", コロナ社, 昭和 62 年
- [29] Balanis "Antenna Theory –analysis and design", Third edition, Wiley Interscience,