

近傍磁界の測定による  
アンテナ電流分布の推定

河村 暁子

電気通信大学大学院電気通信学研究科  
博士(工学)の学位申請論文

近傍磁界の測定による  
アンテナ電流分布の推定

河村 暁子

博士論文審査委員会

主査 岩崎 俊 教授

委員 荒井 郁男 教授

委員 早川 正士 教授

委員 唐沢 好男 教授

委員 上 芳夫 教授

著作権保有者

河村 暁子

2007年

# Estimation of Current Distributions on Antennas by Measuring the Magnetic Near Fields

Akiko KOHMURA

## Abstract

The estimation of current distributions on antennas is required to make clear behaviors of designed and fabricated antennas. It also contributes to specify unexpected electromagnetic sources and to cope with the emission problems. Generally, the requirement arises in practical uses, for example, in the case of trouble on an attachment circuit and so on. Therefore, it is necessary to investigate these issues not only by computer simulations in ideal state but also by measurements in the practical state. However, it is difficult to measure the current directly, because a current sensor cannot touch an antenna under test in order to avoid disturbing its behavior.

In this paper, a method for estimating the current with the measurements of magnetic near field is proposed. The method has the potential to estimate the distributions of the complex current values (both real and imaginary part). The objective in this study is to confirm an availability of the method by computer simulations and experiments.

The principle of estimation is based on an expression of the relationship between the current and the magnetic near field derived by Maxwell's equations. The objective current is composed of small dipole segments with constant current. The magnetic near field can be expressed as a composition of magnetic fields made from these segments. Thus, the current and the magnetic near field are related in linear equations. It means that the current distributions can be estimated by solving the linear equations with the measured magnetic near field.

In this estimation method, it is important to obtain magnetic field data with sufficient small errors to solve the inverse problem stably. A double-output shielded loop probe is introduced as a small magnetic field sensor. The omni-directional

characteristic of the small loop is appropriate to the magnetic near field measurement for this estimation. A novel determination method of the magnetic complex antenna factor (M-CAF), that is a characteristic of field-measurement antennas, for the introduced probe is also proposed. The M-CAF is defined as a ratio of incident magnetic field to antenna output voltage. The magnetic near field must be measured accurately to estimate the current distributions. The measurement accuracy depends on the determination of the M-CAF. The proposed determination method is based on an equivalent circuit of the small loop probe. The M-CAF can be determined with the calculated effective length and the reflection coefficient at the output port.

As the first step, the current distribution on an element of a simple dipole antenna is estimated from the magnetic near field measured by the double-output shielded loop probe. Appropriate positions of the probe, which does not disturb the current and also provides enough output amplitude, are investigated using computer simulations considering the existence of the small probe. The estimated complex current distribution and the values are confirmed by a comparison to the theoretical current distributions calculated by the method of moments. In this comparison, a new technique to calibrate the excited voltage of the dipole element is developed. As the result, it is made clear that the presented method can estimate not only the current distribution form but also its absolute values.

Furthermore, current distributions of leaking along a surface on feeder lines of dipole antennas are also estimated. The method can estimate the small currents of leakages. The usefulness of the estimation method in the analysis of actual antennas and the specification of unexpected emissions is shown by the experimental investigations.

Finally, the current estimation method is extended for two-dimensional objects. The method is based on the characteristic of the small loop probe, that is, only the magnetic component perpendicular to the loop plane is measured. The possibility is examined through the estimation of current distributions on a two-element Yagi-Uda antenna. This result can be the base of more general two-dimensional current estimations in future.

# 近傍磁界の測定によるアンテナ電流分布の推定

河村 暁子

## 概要

設計・試作したアンテナの動作解明や、不要な電磁波放射源の特定及び評価・対策のために、金属線上の電流分布を推定する技術が求められている。このような電流分布推定の要求は、例えば付属回路の動作不良のような実用の過程で起こる問題によるものであり、計算における理想状態のシミュレーションだけでは解決できず、測定による検討が欠かせない。しかしながら、金属線にセンサなどを接触させれば本来の振る舞いを妨げることとなるため、直接的に測定することが難しい。

本論文では、近傍磁界の測定結果からアンテナがある一定周波数で励振された場合の電流分布の振幅と位相あるいは実数部と虚数部（複素電流分布）を推定するための手法を提案し、具体的な検討をシミュレーション計算と測定により行い、推定法の有効性を確かめることを目的としている。

本論文で用いる複素電流分布推定法の基本原理は、Maxwell 方程式より導かれる微小電流要素がつくる近傍電磁界の式に基づく。対象とする電流を、均一な電流分布を持つ微小セグメントの集まりとすれば、近傍磁界はそれぞれのセグメントがつくる磁界の和として表わされ、電流とその近傍磁界は連立1次方程式の形で関係付けられる。よって、近傍磁界の振幅と位相の分布を測定すれば、電流と磁界の関係式を解くことで複素電流分布を推定できる。

この推定法では、電流と磁界の関係式の逆問題を安定に解くために、できるだけ誤差の少ない磁界データを適用することが重要となる。そこで、近傍磁界測定のための磁界センサとして、シールドドローブ構造の2出力磁界プローブを新たに導入する。この微小ループプローブは、ループ面内でほぼ無指向性であることから、電流分布推定の目的に適している。さらに、このプローブの計測用アンテナとしての特性である磁界複素アンテナ係数 (Magnetic Complex Antenna Factor) の新しい決定法を提案する。磁界複素アンテナ係数は、到来磁界とアンテナの出力の比であ

り、この係数を正しく決定することは、磁界を適切に測定し正確な電流分布を推定するために重要である。提案する方法は、プローブ全体の等価回路表現に基づき、ループ部の実効長を計算し、出力ポートの反射係数を測定することにより、簡単にアンテナ係数を決定できる。

電流分布推定を実際に行うにあたり、検討の第1段階として単純な構造の線状ダイポールアンテナのアンテナエレメント上に存在する電流を対象とした推定について述べる。特性を決定したシールドループ構造の2出力磁界プローブを用いて近傍磁界の測定を行い、複素電流分布を推定した。近傍磁界の測定に際し、プローブは対象とする電流に影響を及ぼさず、かつ十分な感度の出力を得られる位置で走査する必要がある。その適切な走査位置や間隔を、プローブ形状を考慮し実効長の定義より磁界分布を求めるシミュレーション計算により検討し決定した。推定した電流分布に対し、分布の形状だけでなく絶対的な値を含めた妥当性の確認を、モーメント法による理論的な電流分布（理論電流分布）との比較より行った。このとき、近傍磁界の測定にネットワークアナライザを用い、ダイポールアンテナの励振電圧を理論電流分布と等しい条件で比較できるようにする手法を開発した。比較の結果、本論文で提案した電流分布推定法が、複素電流分布の実数部・虚数部の形状のみならず絶対的な値まで推定できることを確認した。

さらに、複素電流分布推定法の妥当性を確認できたことをふまえ、ダイポールアンテナの給電線路の外導体上に漏洩する電流の推定を行った。これより、本推定法が漏洩電流のような微弱な電流に対しても適用可能で、アンテナの動作解明や不要電磁波の放射源の特定に有効であることを明らかにした。

最後に、本推定手法の対象を2次元的に分布する電流に拡張するための検討を、2エレメント八木アンテナを対象に行った。近傍磁界測定において微小ループ構造の磁界プローブに多方向から合成された磁界が到来しても、ループを垂直に貫く方向の磁界成分のみが測定されることを考慮すれば、本推定手法が適用可能であり、各エレメント上の複素電流分布を求められることを示した。この結果は、プリントアンテナなどを対象とする一般的な2次元電流分布推定の基礎となり得るものである。

# 目次

<b>1</b>	<b>緒論</b>	<b>1</b>
1.1	環境電磁工学，アンテナ設計と電流分布推定	1
1.2	電流分布推定の実際	3
1.3	本論文の目的	4
1.4	本論文の構成	4
<b>2</b>	<b>電流分布推定の原理</b>	<b>6</b>
2.1	まえがき	6
2.2	近傍磁界による電流分布の推定法	6
2.3	あとがき	10
<b>3</b>	<b>シールドドループ構造の2出力磁界アンテナ</b>	<b>11</b>
3.1	まえがき	11
3.2	微小ループアンテナの構造と特徴	12
3.3	磁界複素アンテナ係数の定義	15
3.4	従来一般的な磁界複素アンテナ係数の決定法	16
3.4.1	3アンテナ法	16
3.4.2	フィールド変換係数	18
3.5	シールドドループ構造の2出力磁界アンテナの磁界複素アンテナ 係数の新しい決定法	20
3.5.1	複素実効長	21
3.5.2	提案する磁界複素アンテナ係数の決定法	22
3.6	理論計算と測定	24
3.6.1	複素実効長の計算	24
3.6.2	指向特性	27
3.6.3	磁界複素アンテナ係数の決定	31
3.7	決定した磁界複素アンテナ係数の妥当性の検討	34

3.7.1	フィールド変換 3 アンテナ法による結果との比較 . . . . .	34
3.7.2	波形再生処理による比較 . . . . .	36
3.8	あとがき . . . . .	39
<b>4</b>	<b>ダイポールアンテナエレメント上の電流分布推定</b>	<b>40</b>
4.1	まえがき . . . . .	40
4.2	理論電流分布 . . . . .	41
4.3	シミュレーション計算 . . . . .	44
4.4	近傍磁界の測定構成 . . . . .	47
4.5	理論電流分布との比較方法 . . . . .	49
4.5.1	プローブ出力 S パラメータより磁界の導出 . . . . .	49
4.5.2	逆問題を解く条件の決定 . . . . .	55
4.5.3	理論電流分布との比較 . . . . .	60
4.6	実際に測定される電流分布の大きさ . . . . .	61
4.7	あとがき . . . . .	62
<b>5</b>	<b>ダイポールアンテナの給電線路外導体に流れる漏洩電流の推定</b>	<b>63</b>
5.1	まえがき . . . . .	63
5.2	給電線路の外導体近傍における磁界測定 . . . . .	64
5.3	対象とするダイポールアンテナとその給電線路の構造 . . . . .	65
5.3.1	バランを持たないダイポールアンテナ . . . . .	65
5.3.2	バラン素子付き対称エレメントのダイポールアンテナ . . . . .	67
5.4	非対称に給電されたアンテナエレメント上電流分布の推定 . . . . .	68
5.5	給電線路の外導体を流れる電流分布の推定結果とその比較 . . . . .	68
5.6	あとがき . . . . .	72
<b>6</b>	<b>2 エレメント八木アンテナを対象とした電流分布推定</b>	<b>73</b>
6.1	まえがき . . . . .	73
6.2	2 次元的な電流分布推定 . . . . .	74
6.3	対象とする 2 エレメント八木アンテナの構造 . . . . .	80
6.4	磁界プローブの指向性を考慮したシミュレーション計算 . . . . .	81
6.5	測定近傍磁界による 2 エレメント上の電流分布推定結果 . . . . .	85
6.6	あとがき . . . . .	90
<b>7</b>	<b>結論</b>	<b>91</b>

付録	92
A 磁界と電流の関係式の導出	93
A.1 電界の式	93
A.2 ベクトルポテンシャル	94
A.3 微小電流要素がつくる電流	95
B 共役勾配法	98
C 3章における周波数領域のアンテナ電流式の導出	100
D 条件数	102
D.1 条件数	102
D.2 本論文の計算における条件数	102
D.3 近傍磁界測定における測定誤差の推定値への影響	104
D.4 近傍磁界測定における磁界プローブの位置による測定誤差の推定値 への影響	108
E 電流分布の推定範囲と近傍磁界の測定範囲の決定について	110
F バランなしアンテナの $1+j0$ [V] 励振への換算処理	114
G 2次元電流分布推定における近傍磁界測定の構成	117
G.1 エレメント方向の走査本数	117
G.2 プローブの距離方向	122

謝辞

参考文献

論文目録

# 第 1 章

## 緒論

### 1.1 環境電磁工学，アンテナ設計と電流分布推定

1901 年の Marconi による太平洋横断無線通信実験から 1 世紀が経ち，電磁波を用いた通信技術が急速に発展している．特にこの 20 年間でその利用は携帯電話・超高速無線 LAN(Local Area Network) など特殊な技術や免許を必要としない個人まで広がってきた．電磁波の利用が増えその電波環境が混沌としてくると同時に，互いのシステムが干渉し合っ起こる問題や，電磁波の生体への影響なども懸念され始めた．これらの評価や解決を目指すのが環境電磁工学である．電子機器から発される妨害波に対しては，日本では情報処理装置等電波障害自主規制委員会 (VCCI: Voluntary Control Council for Interference by Data Processing Equipment and Electronic Office Machines) による自主規制が，IEC (国際電気標準化会議: International Electrotechnical Commission) の下部組織である CISPR(国際無線特別障害委員会: Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques) の勧告を基に行われている．生体に対しては，総務省 電気通信技術審議会の答申による電波防護指針によって熱的な影響の規制値が設けられ，この範囲内では問題が無いとされている [1][2][3] ．

しかしながら，依然として電磁波の怖さを煽るような記事が新聞などでセンセーショナルに取り上げられる [4][5] 背景には，特に電波と呼ばれる 1MHz ~ 3THz の周波数帯においてその存在が目に見えないために人々に無用の恐怖感を与えている事実がある．

電磁波やその源となる電流の振る舞いは，1820年に Ampère によって電流とその周りにできる磁界の関係が示され，Faraday の電磁誘導則 (1831年) などと共に 1864年に Maxwell が 4つの方程式の形でまとめ理論的にその存在を予測した．当時知られていた電磁波は可視光，赤外線，紫外線だけであったが，その後 1888年に Hertz によって電波も可視光と同じ速さで進むことが実験的に確認された．

これから半世紀が経ち，Marconi の無線通信実験を含めたさまざまな通信が行われ始め，時代の要請によって，Maxwell 方程式の解法について，多くの研究が行われた．1960年代には，現在もなお電磁界解析法の中心である，モーメント法 (Method of Moments)[6] や FDTD 法 (Finite-Difference Time Domain method)[7] の計算アルゴリズムが提案された．1900年代後半の電子計算機の発達に伴い，これらのアルゴリズムを大容量のメモリを持つ高速計算機で効率的に解くことによって，電磁界分布や電流分布を求め，これより VSWR (Voltage Standing Wave Ratio: 電圧定在波比) や指向性，利得などのアンテナ特性を計算することが可能となった．電磁波や電流のように，肉眼で見えないものをコンピュータ上で可視化する試みも，環境電磁工学やアンテナ設計のために行われている．

電波の送信・受信の道具として多様な形状をもつアンテナの設計は，

- 1) コンピュータシミュレーションによる寸法の決定
- 2) 試作・実験 (測定)
- 3) 調整

という順序で行われることが多い．近年では，コンピュータシミュレーションはほとんどあらゆる形状のアンテナを扱うことができる．そのため，アンテナ設計におけるシミュレーション計算への依存は大きい．しかし，設計されたアンテナが実際に使用される際は，雑音の存在する空間で，平衡-不平衡変成器 (バラン) やケーブルなど，アンテナの動作には不可欠だがアンテナの性能を劣化させる可能性がある物につながれている．よって，コンピュータシミュレーション技術が発達しても，実用の状態での評価も重要である．

例えば，アンテナ設計の手順 2) の段階で，試作したアンテナが実際の測定でもシミュレーション計算で期待されたような性能や特性を示すとは限らない．これらの測定結果に問題がある場合，特性の改善方法を検討するためには，まずアンテナエレメントに実際に流れている電流を知ることが有益である．また，給電線路 (フィーダ) が同軸線路の場合，特性が十分でないバランなどが原因で，同軸線路

の外導体の外面に無視できない漏れ電流が流れることがある。バランの不完全性などをチェックし、不要な漏れ電流を抑制するためには、アンテナエレメント上の電流分布はもちろん、同軸フィーダの外面の電流を把握することも重要である。また、平面プリントアンテナの設計においては、アンテナの小型化という要求の一方で、基板の端における電流によって不要な放射が起きたりアンテナの特性が損なわれることが懸念されている。このような電流の振る舞いを分布図として目に見える形で明らかにすることも、アンテナ設計の手助けとなる。

また、はじめに述べた電磁環境問題においては、不要な電磁放射が問題となっている。その源は、ケーブルや回路内の線路が期せずしてアンテナのように働くことによって、放射源となる。大きさは異なるが、アンテナエレメントや金属線上の電流を評価することは、不要な電磁放射源を評価することと物理的には同義である。

近年注目を集めているUWB(Ultra Wide Band: 超広帯域無線)通信、PLC(Power Line Communications: 電力線搬送通信)などの新しい技術は、日本でも近く実用化される見通しである。一方で、検討段階からその漏洩電波が短波放送や電波天文などで扱われる微弱電波に対して障害を及ぼすことが懸念され、熱い議論が交わされてきた。これから、認可を経て製品として広く利用される際に起こる問題のためにも、実際の複合的なシステムの中で評価できる方法の確立が望まれている。

## 1.2 電流分布推定の実際

これまで行われてきた電流分布推定技術は、分布のみを推定する方法と、理論的にその絶対値まで推定が可能である方法の2種類に分けられる。分布のみを調べる方法では、ダイポールアンテナエレメント上の電流分布を正弦波状になると仮定したり [8]、近傍の電磁界分布を測定しこのセンサ出力の分布を電圧・電流の分布とみなす考え方 [9][10] などがある。この手法は主にLSIやプリント回路基板内における雑音源の発見のために用いられている。

また、分布の強弱だけでなくその値の絶対的な大きさも扱える方法として、Maxwell方程式に基づき、微小要素に励起される電流が近傍につくる磁界の式より逆問題を解く手法 [11][12]、グリーン関数法に基づき逆問題を解く手法 [13]、逆問題を解く代わりに電流と近傍磁界の関係をアンペールの法則で近似する方法 [8] などがある。Maxwell方程式などの理論的な電磁界計算に基づく方法では、概念上は適切な磁界を用いて逆問題を解けば大きさまで信頼できる電流分布を推定できると考え

られる．しかし，実際に位置などに誤差を含む測定磁界分布を適用した場合には，誤差が逆問題の安定性を損なうことから推定は容易ではない．また，理論式に依る方法でも，求められた電流分布は正規化して示されていることが多く，その絶対的な値については議論されていない．

### 1.3 本論文の目的

本論文では，Maxwell 方程式より導かれる，微小電流セグメントがつくる磁界の式を基に電流分布推定を行う．推定対象の近傍の磁界を，それぞれのセグメントがつくる磁界の和とすれば，電流と磁界は連立一次方程式の形で関係付けられる．磁界センサで近傍磁界を測定し，電流と磁界の関係式の逆問題を解くことで，もとの電流分布を推定できる．本論文の目的は，この測定磁界より求める推定電流分布の分布の複素値（実数部と虚数部）及びその絶対的な値を検証する手法を提案し，求めた電流分布の妥当性を明らかにすることである．

### 1.4 本論文の構成

本論文は全 7 章で構成されており，第 2 章以降の各章のあらましを次に述べる．

まずはじめに，第 2 章で本研究の電流分布推定法の基本原理について述べる．この推定法は，対象とする電流分布がつくる近傍磁界に基づくものである．この，電流と近傍磁界の関係式の導出と，その逆問題を解く際の誤差を考慮した計算を示す．

次に第 3 章において，近傍磁界を測定するための磁界センサとしてシールド構造の 2 出力磁界プローブを紹介し，その指向特性が本研究の目的に適していることを示す．さらに，このプローブの磁界複素アンテナ係数のあたらしい決定法を提案する．プローブの磁界複素アンテナ係数は，目的とする電流分布の絶対的な値の妥当性に大きく影響する．

第 4 章では，第 2 章で示した電流分布推定法に従い，ダイポールアンテナエレメント上の電流分布を推定する．このとき推定の基となる近傍磁界は，第 3 章で示した磁界プローブの出力と第 3 章で決定した磁界複素アンテナ係数より得られる．この磁界分布を基に電流分布の推定を行う．さらに，推定結果の分布および絶対的な値の妥当性の検証方法を提案し，その結果を述べる．検証では，モーメント法による理論電流分布と推定結果を比較する．

第5章では、第4章で本推定手法の妥当性が確認できたことをふまえ、給電点に対し非対称なアンテナエレメント上の電流や、ダイポールアンテナの給電線路の外導体上に漏洩する電流の分布を調べる。

第6章では、これまでダイポールアンテナエレメントや給電線路表面のように1次元的に存在する電流を対象としてきた推定法の、2次元的な対象への拡張について検討する。その第1段階として、2エレメント八木アンテナを対象にシミュレーション計算と近傍磁界測定による推定を行い、2次元化の可能性について述べる。

第7章は、本研究のまとめと結論である。

## 第 2 章

### 電流分布推定の原理

#### 2.1 まえがき

本章では，対象とする電流分布がつくる近傍磁界より電流分布を推定する方法を提案する．電流分布を直接測定しようと，対象である金属に対して電流センサなどを接触させれば，推定すべき電流の本来の振る舞いを妨げることとなる．そこで，提案する方法は，対象とする電流に接触したり妨げたりすることなく，近傍磁界から間接的に電流分布を推定しようとするものである．

磁界分布からダイポールアンテナエレメントのような 1 次元の金属線上の電流分布を推定する基本的原理について，微小電流要素に流れる一様電流がある任意の点につくる磁界の式をもとに述べる．

#### 2.2 近傍磁界による電流分布の推定法

図 2.1 に示すような自由空間中に， $y$  方向に沿って振幅  $I$  の均一な電流が流れている長さ  $\Delta l$  の微小電流要素が置かれているとき，この微小電流要素は，距離  $r$  離れた点 P に以下のような  $\varphi$  方向の磁界  $H_\varphi$  をつくる [14]．

$$H_\varphi = \frac{I\Delta l e^{-jkr}}{4\pi} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin\theta \quad (2.1)$$

ここで  $k$  は自由空間中の波数である．なお， $y$  方向の電流がつくる磁界は  $\varphi$  方向のみである（付録 A）

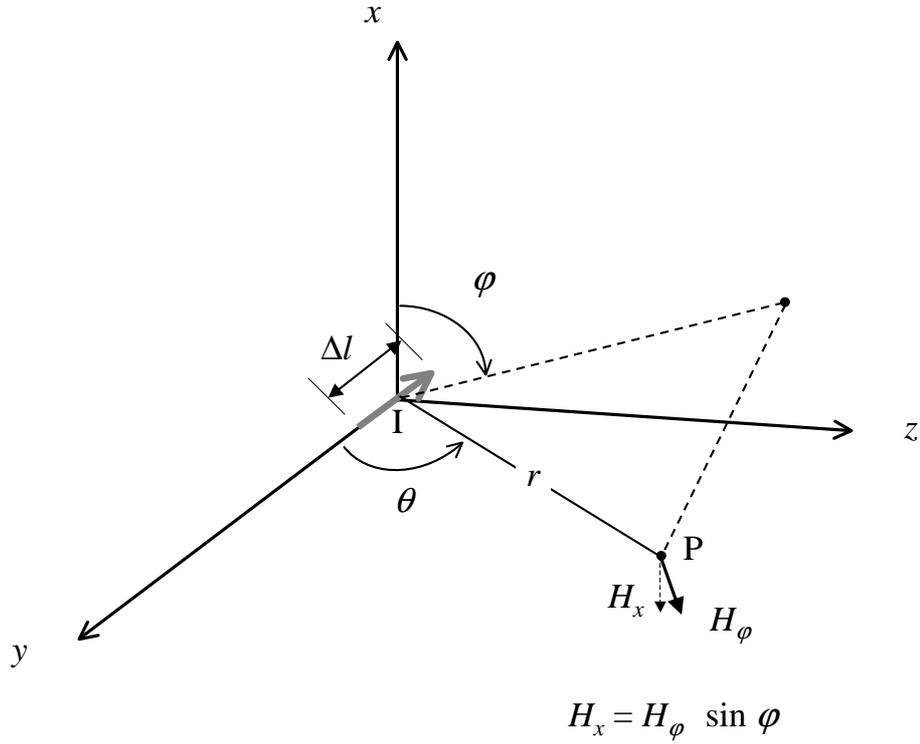


図 2.1: 微小電流要素

図 2.2 のように， $y$  軸に沿って置かれ単一周波数で励振されたダイポールアンテナを，図 2.1 の微小電流要素の集まりとすれば，その近傍磁界はそれぞれの微小電流要素が作る磁界の和としてあらわされる． $y$  軸に沿ったアンテナエレメントを  $N$  個の微小セグメント（長さ  $\Delta l$ ）に分割すれば， $y$  軸に平行で距離が  $d$  離れた線上の  $M$  個の近傍磁界は，以下のように書くことができる．

$$\begin{bmatrix} H_1 \\ \vdots \\ H_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \cdots & \alpha_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

ここで，右辺の係数行列  $[\alpha]$  の要素  $\alpha_{mn}$  ( $m = 1, 2, \dots, M$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ ) は，微小セグメントが作る磁界として式 (2.1) より導かれる [14]．たとえば，図 2.2 に示すようなダイポールアンテナであれば， $x$  軸方向の磁界に対して， $\sin \theta = d/r_{mn}$ ， $\varphi = \pi/2$  より

$$\alpha_{mn} = \frac{d \cdot \Delta l \cdot e^{-jkr_{mn}}}{4\pi r_{mn}} \left( \frac{jk}{r_{mn}} + \frac{1}{r_{mn}^2} \right) \quad (2.3)$$

$(m = 1, 2, \dots, M, \quad n = 1, 2, \dots, N)$

と表される．ただし，各微小セグメントの電流はそれぞれ一定であるとし， $I_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) は  $n$  番目の微小セグメントの電流， $H_m$  ( $m = 1, 2, 3, \dots, M$ ) は  $m$  番目の点における磁界である．また， $r_{mn}$  は  $m$  番目の磁界点から  $n$  番目の微小セグメントまでの距離である．

よってダイポールアンテナエレメント上の電流分布  $I_n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) は，その近傍磁界分布を磁界センサで測定し，式 (2.2) の連立 1 次方程式を解く（逆問題を解く）ことによって求められる．

ただし，磁界測定点の数  $M$  と微小セグメントの数  $N$  を等しくした場合，磁界の測定にわずかでも誤差があると，正しい電流分布が求まらないことが知られている [15]．そこで，磁界測定点の数を微小セグメントの数よりも多くする ( $M > N$ )．これにより，逆問題の解に最小二乗法的な効果が含まれ，磁界の測定誤差による解の不安定化を防ぐことが期待できる．しかしこのとき，式 (2.2) の係数行列は正方行列にはならないため，以下のように両辺に係数行列  $[\alpha]$  の複素共役転置行列（エルミート行列） $[\alpha]^H$  を掛けて係数行列部を正方化する [16][17]．

$$\begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \cdots & \alpha_{MN} \end{bmatrix}^H \begin{bmatrix} H_1 \\ \vdots \\ H_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \cdots & \alpha_{MN} \end{bmatrix}^H \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \cdots & \alpha_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

( $M > N$ )

本論文では，式 (2.2), (2.4) の連立 1 次方程式を，初期値を仮定し逐次近似を繰り返し計算する共役勾配法 [16]（付録 B）を用いて解く．

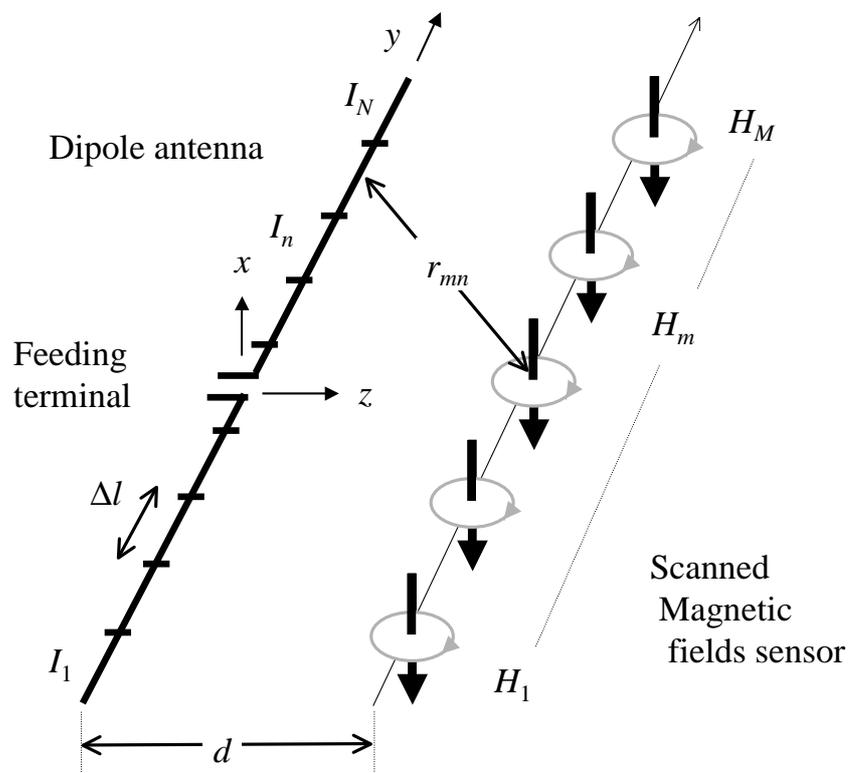


図 2.2: 微小セグメントの集まりとその近傍磁界

## 2.3 あとがき

本章では，ダイポールアンテナエレメント上の電流分布推定法の基本原理について述べた．対象とする電流を，均一な電流分布を持つ微小電流要素の集合とすれば，近傍磁界はそれぞれの要素がつくる磁界の和として表わされ，電流と近傍磁界は連立1次方程式の形で関係付けられる．本章で示した原理はこの電流と磁界の関係に基づき，近傍磁界を測定し関係式の逆問題を解くことによって電流分布を推定する．原理上，近傍磁界分布の複素値を正しく測定できれば，電流分布の概形だけでなく，各々のセグメントの位置における振幅と位相または実数部と虚数部（複素電流分布）まで推定が可能である．

この関係式を解く逆問題の解法には，共役勾配法を採用した．さらに，計算に用いる測定磁界分布が位置や間隔など測定にまつわる誤差を含むと，逆問題計算の安定性が著しく低くなることから，エルミート行列を用いた計算上の対処法も示した．

次章では，電流がつくる近傍磁界を測定するための磁界センサとして適するプローブを選択し，そのプローブ特性のあたらしい決定法を提案する．

## 第 3 章

# シールドドッドループ構造の 2 出力磁界アンテナ

### 3.1 まえがき

本章では，電流分布推定のための磁界測定用センサとして用いる，シールドドッドループ構造の 2 出力磁界アンテナについて，他の一般的な磁界プローブと比較しながら述べる．電流分布推定のための近傍界測定では，さまざまな方向から到来する磁界を測るため，2 次元面内で無指向性のセンサが求められる．検討するシールドドッドループ構造の 2 出力磁界アンテナは，位相が  $\pi$  異なる 2 つの出力をもち，ループの張る面においてほぼ無指向性である．このような指向特性は，磁界のマッピングに有効である．

磁界を測定するという目的において，センサとして用いる計測用アンテナがその出力と到来した磁界との間にどのような特性を持つかを知ることは重要である．本章では，その計測用アンテナとしての特性である，本ループアンテナの磁界複素アンテナ係数 (M-CAF) を決定するための新しい方法と簡素な式を提案する．推定する電流分布の信頼性は，この磁界複素アンテナ係数を適切に決定し正しく磁界を測定することに大きく依存している．

一般的に，複素アンテナ係数の決定には 3 アンテナ法 [18] が用いられるが，このときアンテナ間の透過 S パラメータの測定はアンテナ同士が遠方界条件を満たすように配置されなければならない．しかし，本論文で扱うような微小ループアンテナは，感度の問題からこの条件を実現することが難しい．このような問題の対処法として，フィールド変換係数 (FTF) を用いたフィールド変換 3 アンテナ法が提案さ

れている [19][20] . しかしながら , この方法は測定の煩雑さや , フィールド変換を行うための理論計算処理などの複雑な手続きを必要とする .

本論文で提案する方法は , アンテナ系の等価回路表現に基づく式より , ループアンテナの理論計算による受信実効長と出力ポートでの反射係数を用いて磁界複素アンテナ係数を決定する . さらに , シールドドーループ構造の 2 出力磁界アンテナでグランドプレーン上のモノポールアンテナから放射された電磁界パルスを受信し , 求めたアンテナ係数を用いた波形再生処理と理論計算波形を比較することで , 提案法の妥当性の確認を行う .

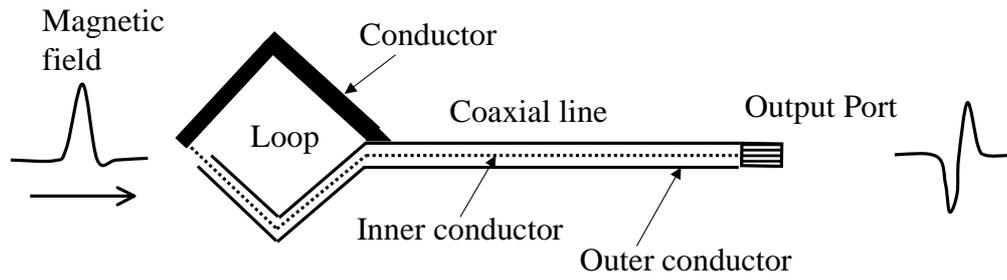
### 3.2 微小ループアンテナの構造と特徴

図 3.1(a), (b) に 2 種類のシールドドーループ構造のアンテナを示す . ループの形状は丸型でも良いが , 製作の都合上正方形とした . このようなループアンテナをループの寸法に近い波長の周波数で用いる場合には , アンテナの磁界複素アンテナ係数は電磁波の到来方向 ( Direction Of Arrival:DOA ) に大きく依存する . これを利用すれば , 電磁波の到来方向推定に有効である [21] . 一方 , 対象とする周波数の波長に比べはるかに小さい寸法のループアンテナを用いるとき , アンテナ上の電流分布はおよそ一定とみなされ , アンテナはループの張る面でほぼ無指向性となる . この微小ループアンテナとしての特性を磁界マッピングへ適用する .

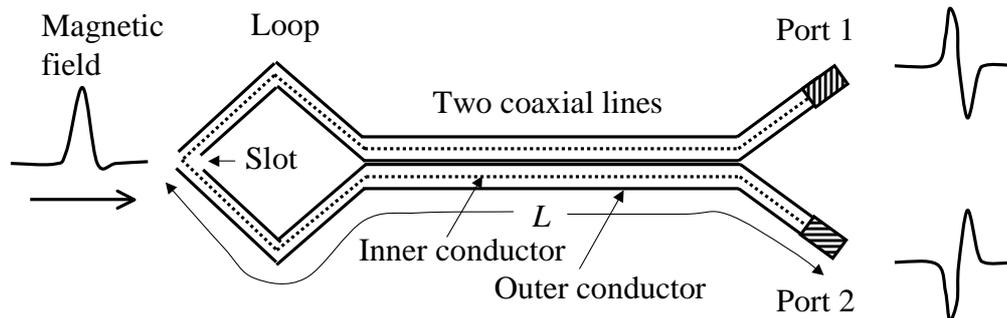
図 3.1(a) に示すループアンテナは , ループは導体 ( 図中黒い部分 ) と導体の同軸線路 ( 図中同軸部 ) で構成されている . このような構造は , 単出力のループアンテナでよく用いられている . しかし , 図 3.1(a) のように内導体の給電部付近が非対称である構造はアンテナの指向特性に影響を与える可能性がある . さらに , この非対称構造は磁界複素アンテナ係数の決定を困難にする . また , ダブルギャップシールドドーループアンテナ [22] にも同様の問題点がある . 以上のような理由より , 図 3.1(a) の構造のアンテナは採用しない .

図 3.1(b) に示すループアンテナは , まず電流が同軸ループ表面に誘導され , 次に同軸上に刻まれたスロットから内導体へ流れ込む ( 図 3.2 ) . この構造において , アンテナの給電部付近は対称である . また , スロットが狭く , ループの大部分はシールドドーループ構造であることから , 磁界センサとして有用である . このアンテナの基本構造は横島氏によって文献 [23] に紹介されているが , 片出力ポートは終端され単出力として扱われていた .

この構造を、2出力アンテナとして用いる場合には、両ポートに大きさが同じで位相が反転した信号が観測される。オシロスコープを用いた時間領域測定では、簡単に2出力の差をこのループ全体の出力として取り出すことができ、差動処理により同相で生じる定常ノイズを相殺できる。

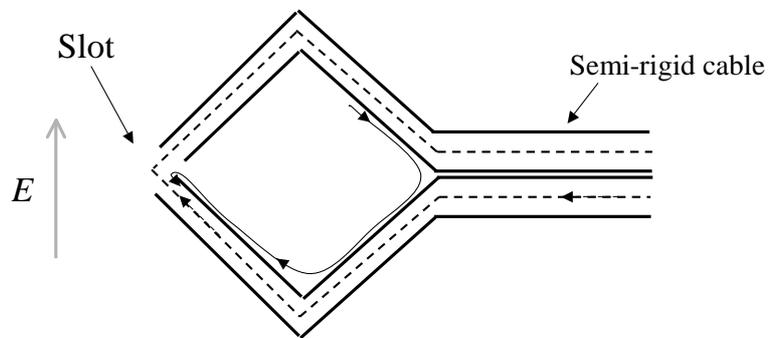


(a) Single-output

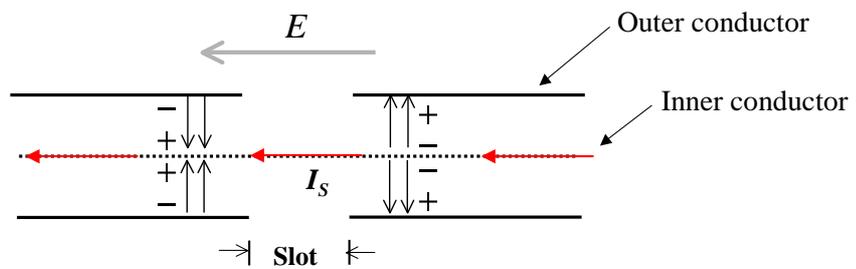


(b) Double-output

図 3.1: シールドドロープアンテナ



(a) Behaviors of current around the loop



(b) Current and electric potential focused on the slot

図 3.2: シールドドロープ構造の2出力磁界アンテナのスロット部

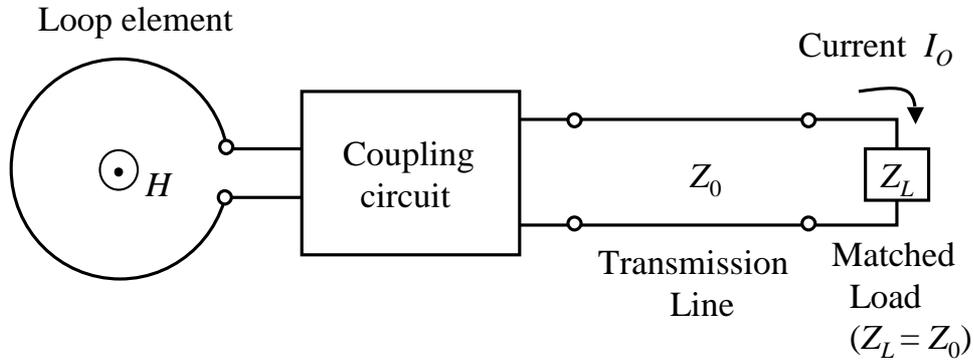


図 3.3: 磁界複素アンテナ係数の定義

### 3.3 磁界複素アンテナ係数の定義

図 3.3 に磁界複素アンテナ係数の定義を示す．ここで， $Z_0$  は伝送線路の特性インピーダンスである．一般にループアンテナの磁界複素アンテナ係数は，角周波数  $\omega$  の到来磁界  $H(\omega)$  と整合負荷  $Z_L = Z_0$  に生ずる整合出力電流  $I_0(\omega)$  の比として

$$F_M(\omega) = \frac{H(\omega)}{I_0(\omega)} \quad (3.1)$$

のように定義される．式 (3.1) において，全てのパラメータは複素量であり，磁界複素アンテナ係数  $F_M$  が決定されれば，ループアンテナの出力電流  $I_0$  より到来磁界  $H$  を複素数で  $H(\omega) = F_M(\omega) \times I_0(\omega)$  のように求められる．

なお，ダイポールアンテナなどの電界アンテナに対しては，到来する平面波の電界成分  $E(\omega)$  と整合負荷に生ずる整合出力電圧  $V_0(\omega)$  の比として，次のように電界複素アンテナ係数  $F_E(\omega)$  が定義されている．

$$F_E(\omega) = \frac{E(\omega)}{V_0(\omega)} \quad (3.2)$$

電界複素アンテナ係数  $F_E(\omega)$  と磁界複素アンテナ係数  $F_M(\omega)$  は，空間インピーダンス ( $120 \pi [\Omega]$ ) と特性インピーダンス  $Z_0$  を介して等価な係数である．

### 3.4 従来の一般的な磁界複素アンテナ係数の決定法

複素アンテナ係数を決定する方法には，広く知られているものとして3アンテナ法 [18]，基準アンテナ法 [20] などがある．ここでは，そのうち最も一般的な3アンテナ法と，本研究で扱うような感度の低いアンテナを扱う際のフィールド変換係数 (Field Transfer Factor; FTF) の適用について述べる．これらの方法は，電界複素アンテナ係数と磁界複素アンテナ係数のどちらも求めることができるが，本論文ではループアンテナを対象とすることから，磁界複素アンテナ係数の場合について述べる．

#### 3.4.1 3アンテナ法

3アンテナ法 (3-antenna method) は，その名のとおりに3つのアンテナを用い，各アンテナ間の透過Sパラメータ  $S_{21}$  を測定することにより，複素アンテナ係数を求める方法である．この方法では，用意する3つのアンテナのうち最低2本が送受信を行えるアンテナである必要がある．また，測定に基づく方法であるため，付属回路などの特性もアンテナに含めた複素アンテナ係数を求めることができる．

図3.4に示すように3本のループアンテナを用意し，その3通りの送受信の組み合わせにおいて各2アンテナ間の透過Sパラメータ  $S_{21}$  を測定する．アンテナ # $i$  からアンテナ # $j$  への透過Sパラメータ  $S_{21}$  を  $A_{ji}(i, j = 1, 2, 3)$  と表わすとき，次式にて各ループアンテナの磁界複素アンテナ係数  $F_{M1}, F_{M2}, F_{M3}$  を決定できる．なお，ここではアンテナ #2を受信専用アンテナとしている．

$$F_{M1} = \sqrt{\frac{j Z_0 A_{23}(R) e^{-jkR}}{\eta_0 \lambda A_{21}(R) A_{13}(R) R}} \quad (3.3)$$

$$F_{M2} = \sqrt{\frac{j Z_0 A_{13}(R) e^{-jkR}}{\eta_0 \lambda A_{23}(R) A_{21}(R) R}} \quad (3.4)$$

$$F_{M3} = \sqrt{\frac{j Z_0 A_{21}(R) e^{-jkR}}{\eta_0 \lambda A_{13}(R) A_{23}(R) R}} \quad (3.5)$$

上式で， $R$  は送受信アンテナ間距離， $\eta_0$  は自由空間中での波動インピーダンス

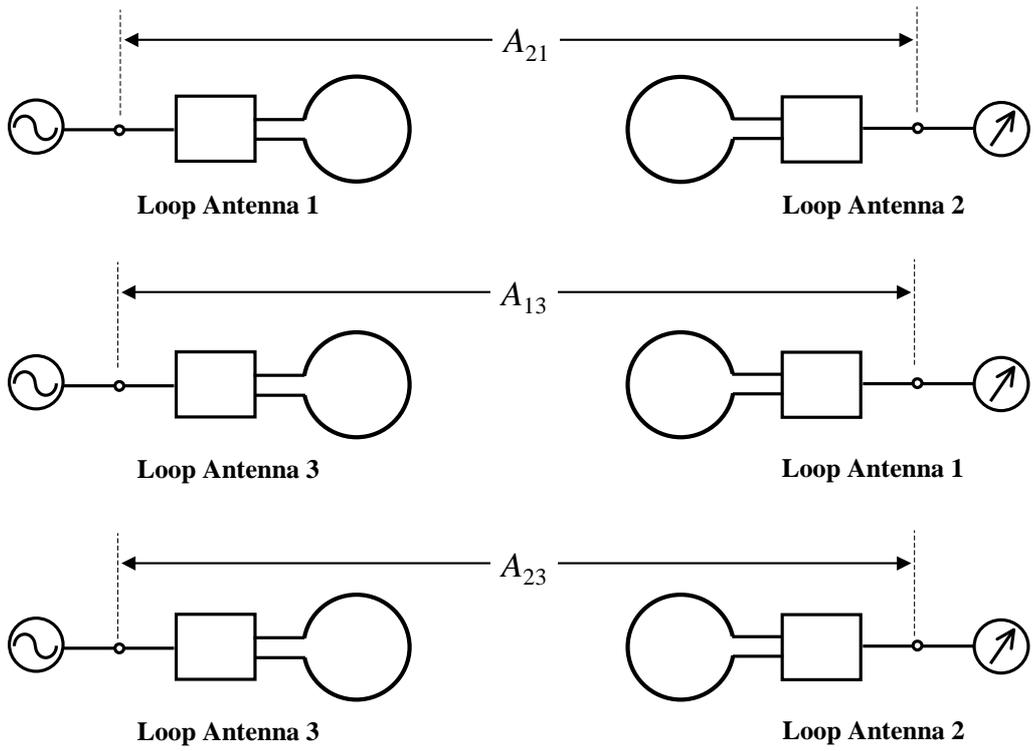


図 3.4: 3 アンテナ法 (磁界複素アンテナ係数)

( $=120\pi [\Omega]$ ),  $Z_0$  は電源およびアンテナの負荷インピーダンスである． $k$  は自由空間中の位相定数で，波長  $\lambda$  との関係は  $k = 2\pi/\lambda$  となる．

ここで示した式 (3.3) ~ 式 (3.5) は，磁界アンテナに対する磁界複素アンテナ係数の場合であり，ダイポールアンテナなどの電界アンテナに対する電界複素アンテナ係数は，これらの式に  $\eta_0/Z_0$  を掛けた形になる．

この方法では，複素アンテナ係数が既知のアンテナが無くても測定によって3つのアンテナの複素アンテナ係数を決定できるという利点があるが，求まる位相は式 (3.3) ~ 式 (3.5) の平方根からも明らかとなっており  $-90^\circ$  もしくは  $90^\circ$  で折り返されたものとなる．

### 3.4.2 フィールド変換係数

前小節で述べた3アンテナ法は，複素アンテナ係数が遠方界から到来するような一様電磁界によって定義されるため，透過Sパラメータ  $S_{21}$  はアンテナ間距離  $R$  を十分離して測定したものでなければならない．しかし，本研究で扱う微小なループアンテナはループ内の磁界分布をほぼ一定とみなせる代わりに，その小ささゆえ感度は低い．したがって，アンテナ間距離を十分に離して  $S_{21}$  を測定することが難しい．この問題に対処するため，先に述べた3アンテナ法で用いる透過Sパラメータにフィールド変換係数を適用する．

モーメント法 [6] において，アンテナ全体の入出力端子間の透過Sパラメータを  $A_{21}$ ，アンテナエレメント間の透過Sパラメータを  $S_{21}$ ，アンテナ間距離を  $r, R$  とするとき，フィールド変換係数  $q(r, R)$  を次のように定義する．

$$q(r, R) = \frac{A_{21}(R)}{A_{21}(r)} \quad (3.6)$$

ここで， $A_{21}$  中に含まれる付属回路等の特性を  $K$  とおくと， $K$  はアンテナ間距離に関わらず一定であるので，

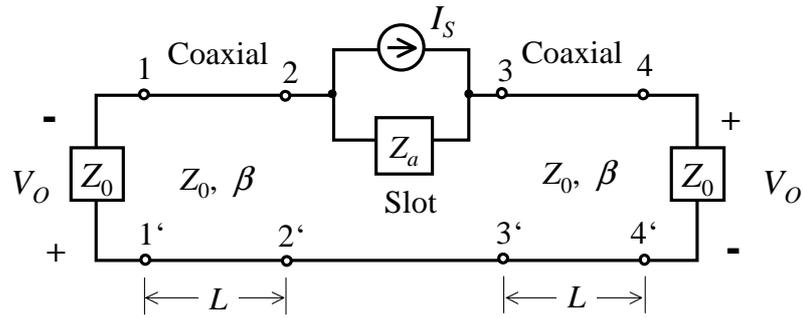
$$\begin{aligned} q(r, R) &= \frac{A_{21}(R)}{A_{21}(r)} \\ &\simeq \frac{S_{21}(R)K}{S_{21}(r)K} \\ &\simeq \frac{S_{21}(R)}{S_{21}(r)} \end{aligned} \quad (3.7)$$

となり，アンテナ間の透過Sパラメータがわかればフィールド変換係数を求められる．

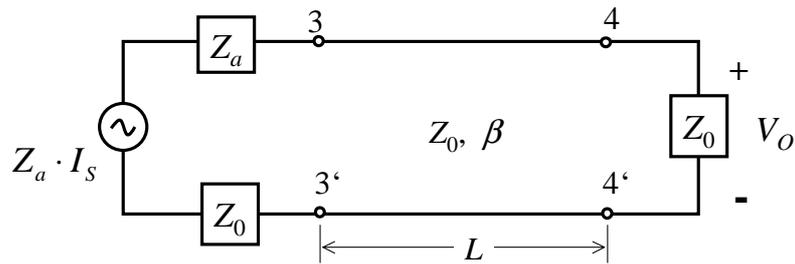
式 (3.6) は ,

$$A_{21}(R) = q(r, R) \cdot A_{21}(r) \quad (3.8)$$

のように変形でき , この式を用いれば感度の都合で測定が難しい遠方の透過 S パラメータを推定できる . このようにして推定した遠方界における透過 S パラメータを式 (3.3) ~ 式 (3.5) に代入することで , 一様な電磁界の到来という定義に適った複素アンテナ係数を決定できる .



(a)

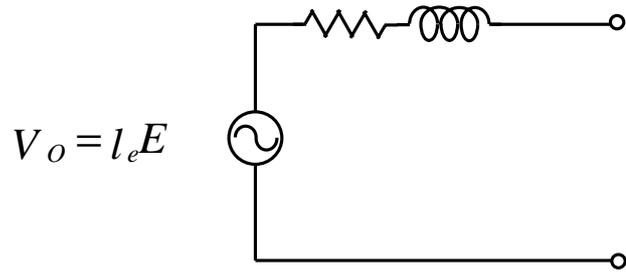


(b)

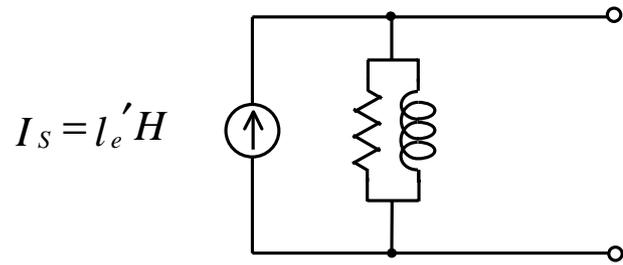
図 3.5: シールドドループ構造の 2 出力磁界アンテナの等価回路

### 3.5 シールドドループ構造の 2 出力磁界アンテナの磁界複素アンテナ係数の新しい決定法

図 3.1(b) のシールドドループ構造の 2 出力磁界アンテナにおいて，ループの周の長さに比べてスロットの幅がはるかに小さいとき，この等価回路は図 3.5 のように表わすことができる．ここで  $\beta$  は同軸線路の位相定数， $L$  はスロットからコネクタまでの物理長， $I_s$  はループのスロット部に誘起される短絡電流， $Z_a$  はスロット位置での 2 出力磁界アンテナのインピーダンスである．ここで，同軸線路を無損失と仮定すれば，線路の特性インピーダンス  $Z_0$  は実抵抗値である．また，開口 2-2' から 3-3' までのスロット長はゼロとみなし，両終端 1-1' および 4-4' は  $Z_0$  に完全に整合しているとする．



(a) The effective length in general definition



(b) The effective length in this study

図 3.6: 一般的な実効長と本論文で定義する実効長

### 3.5.1 複素実効長

本論文では，入射磁界  $H$  と磁界によって発生するスロット部分の短絡電流  $I_S$  の比を式 (3.9) のようにループアンテナの複素実効長  $l'_e$  として定義する．

$$I_S(\omega) = l'_e(\omega) \cdot H(\omega) \quad (3.9)$$

一般に定義されている実効長  $l_e$  は，到来電界  $E(\omega)$  と開放電圧  $V_O(\omega)$  の関係より

$$V_O(\omega) = l_e \cdot E(\omega) \quad (3.10)$$

のように表わされる [24]．式 (3.9) はこれを磁界で表したもので，図 3.6 で示されるように，両者はテブナン (Thevenin) - ノートン (Norton) の等価回路のような関係にあり，空間インピーダンス ( $120 \pi [\Omega]$ ) を介して等価といえる．以後，本論文において式 (3.9) の  $l'_e$  を”複素実効長”とよぶ．

### 3.5.2 提案する磁界複素アンテナ係数の決定法

図3.5をもとに、シールドドッドループ構造の2出力磁界アンテナの新しい磁界複素アンテナ係数の決定法を提案する。ここで決定する磁界複素アンテナ係数は、2出力磁界アンテナの片方の出力を無反射抵抗で終端しもう一方の1出力のみを使用したときの特性である。3.2節にて、2出力磁界アンテナは各出力に大きさが等しく位相が反転した信号が観測されることを述べた。このアンテナの2出力を差動させて用いることは、片方のポートのみで測定した出力を2倍することに等しい。よって、本アンテナの1出力における磁界複素アンテナ係数が決定できれば、2出力を差動させた場合においても、出力が2倍になることを考慮の上で、決定した係数を適用できる。

2出力磁界アンテナの出力電流  $I_O$  は両ポートの出力電圧  $V_O$  ,  $-V_O$  より次のように求められる。

$$I_O(\omega) = \frac{V_O(\omega) - \{-V_O(\omega)\}}{Z_0} \cdot \frac{1}{2} \quad (3.11)$$

定義式(3.1)より、磁界複素アンテナ係数はつぎのようにあらわされる。

$$F_M(\omega) = \frac{I_S(\omega)Z_0}{l'_e(\omega)V_O(\omega)} \quad (3.12)$$

ここで、図3.5(a)の等価回路は、開口3-3'からスロット側をみたとき図3.5(b)のように表すことができ、式(3.12)は次のように変形できる。

$$F_M(\omega) = \frac{1}{l'_e(\omega)} \left\{ 1 + \frac{2Z_0}{Z_a(\omega)} \right\} e^{j\beta L} \quad (3.13)$$

複素実効長  $l'_e(\omega)$  はモーメント法などの電磁界計算で平面波を与えることにより計算できる。ループのスロット部のインピーダンス  $Z_a$  は、開口4-4'からスロット側をみる反射係数  $\Gamma_1$  によって求められる。

$$\Gamma_1(\omega) = \frac{Z_a(\omega)}{Z_a(\omega) + 2Z_0} e^{-j2\beta L} \quad (3.14)$$

式(3.14)の逆数は式(3.13)の  $\{ \}$  中の式に  $e^{j2\beta L}$  を掛けたものに相当するので、両式より図3.1(b)で示すシールドドッドループ構造の2出力磁界アンテナの磁界複素

アンテナ係数は次の簡潔な式で決定できる．

$$F_M(\omega) = \frac{e^{-j\beta L}}{l'_e(\omega)\Gamma_1(\omega)} \quad (3.15)$$

ここで，2出力磁界アンテナの反射係数  $\Gamma_1$  は2出力のうちの片ポートに無反射終端を接続した状態で測定されるため，式(3.15)で決定される磁界複素アンテナ係数は片ポート使用時の値である．2出力を差動させる場合は，2倍の感度を得ることになるので適用すべき複素アンテナ係数は  $F_M/2$  となる．

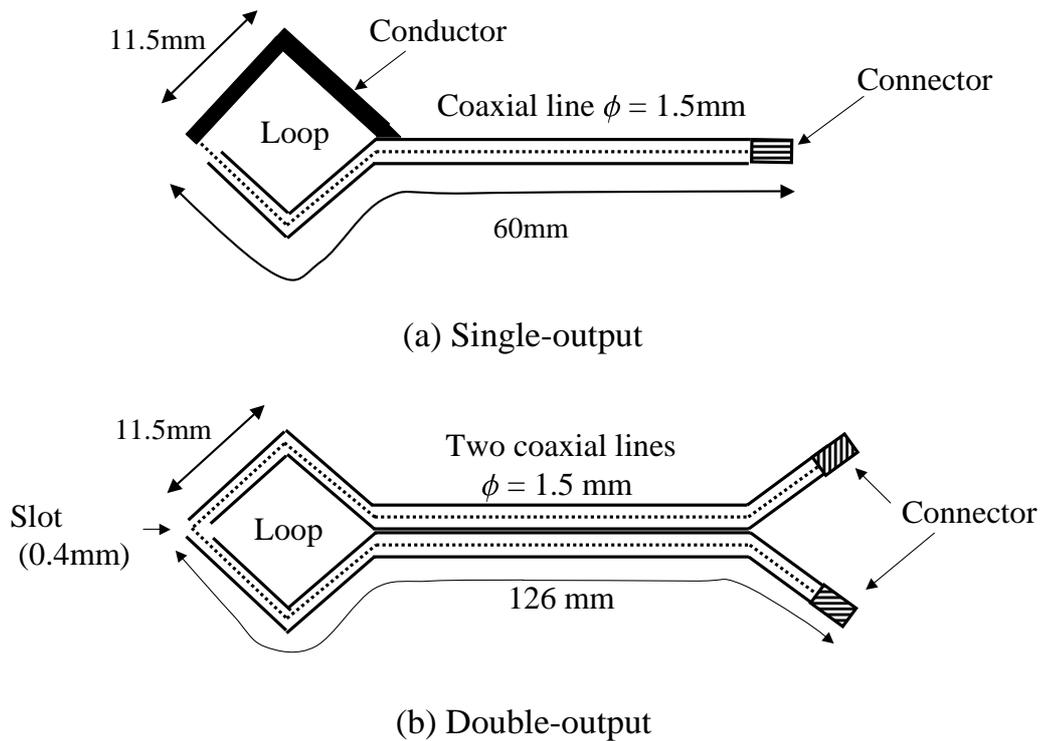


図 3.7: 検討に用いるプローブの寸法

### 3.6 理論計算と測定

本節では，図3.7に示す2種の構造のループアンテナを製作し，複素実効長の計算と時間領域での指向特性の測定を行う．またこの測定を通して，採用した2出力磁界アンテナの電流分布推定用磁界センサへの適性を調べる．検討に用いるループアンテナは，製作が可能で最小な寸法として，両アンテナ共に外導体の直径が1.5 mm，一辺11.5 mmの正方形，同軸線路の特性インピーダンス  $Z_0$  は  $50 \Omega$  である．また単出力磁界アンテナの同軸線路の長さは6 cm，2出力磁界アンテナのスロット幅は0.4 mm，スロットから各出力ポートまでの距離  $L$  は等しく12.6 cmとした．決定した寸法を図3.7に示す．

#### 3.6.1 複素実効長の計算

まず4種の到来角度の平面波に対するループアンテナ部の複素実効長を，4.2節で詳しく述べる，電磁界の積分方程式を離散化して解くモーメント法 [6] を用いて

求める．この計算において，ループは太さ 1.5 mm，セグメント数は 24 とする．計算の上でループ部のモデルは，図 3.7(a) と (b) で同一である．

平面波の入射角度  $\theta$  を図 3.8 のように定義したとき，モーメント法の計算で求めた複素実効長の実部と虚部を図 3.9 に示す．これより，複素実効長  $l'_e$  の虚部は実部よりもおよそ一桁小さい．周波数 1 GHz において，波長に対するループの周の長さの割合は 0.15 と一般的な微小ループよりもやや大きい．しかし，平面波の到来角度が  $\theta = 0^\circ$  から  $60^\circ$  まで変わっても実効長の実部の変化は 0.13 dB 以下であることから，1 GHz 以下ではこのような形状・寸法の微小ループアンテナはほぼ無指向の特性をもつことがわかった．

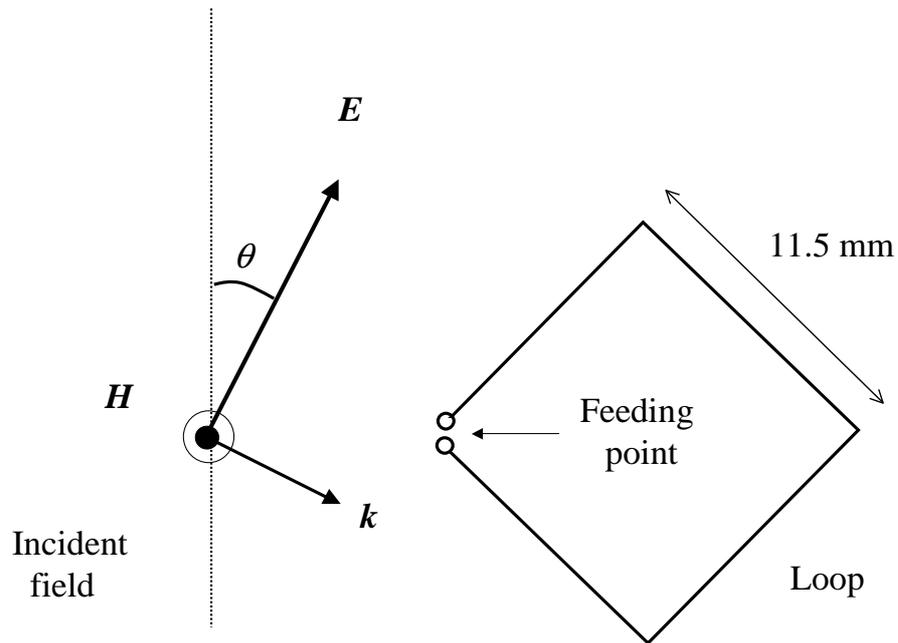


図 3.8: 平面波の入射角度  $\theta$  の定義

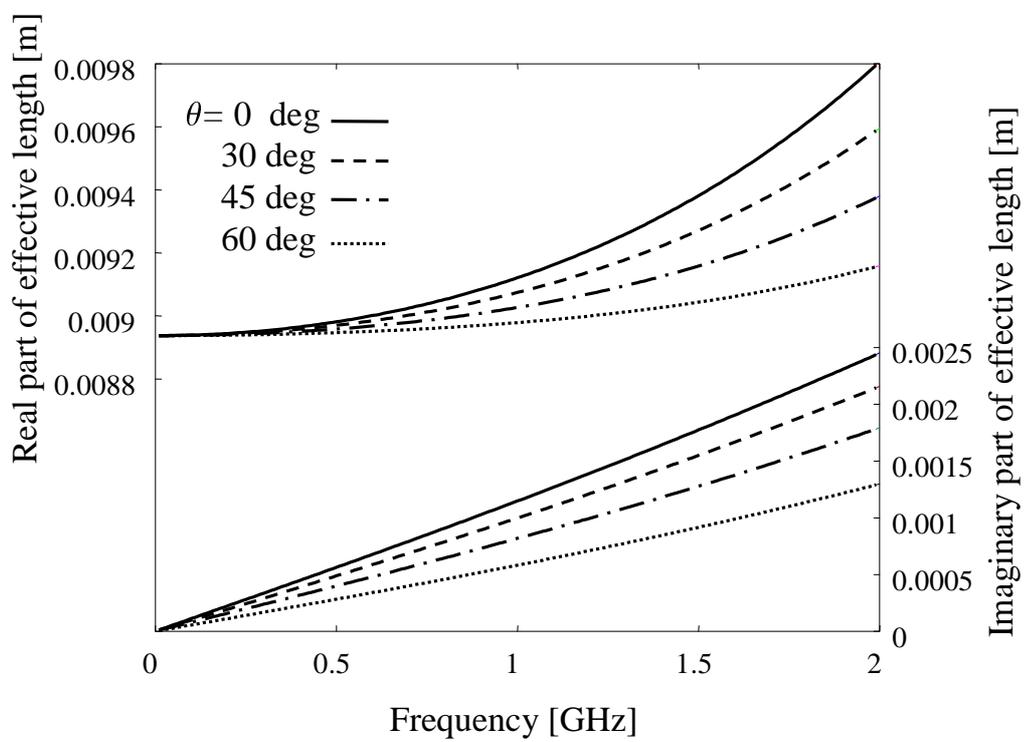


図 3.9: 複素実効長  $l'_e$

### 3.6.2 指向特性

前小節にて、モーメント法による計算から、一辺 11.5 mm の方形ループは周波数 1 GHz 以下では複素実効長が入射波の到来方向にあまり依存しないことを明らかにした。ここではさらに、実際の時間領域測定によって、図 3.7 に示す 2 種のループアンテナの出力電圧の受信角度依存性を比較する。

図 3.10 に示す、ループアンテナの給電線路がグランド面に平行な向きを  $\theta = 0^\circ$  の入射角度とする実験構成において、モノポールアンテナからパルスを放射し、単出力 (図 3.7(a)) または 2 出力のループアンテナ (図 3.7(b)) の出力電圧  $v_o$  を時間領域で測定する。図 3.10 では、ループアンテナが 2 出力の場合のみを示しており、単出力ループを用いた測定時には同じ位置に図 3.7(a) のアンテナを置く。送信側のモノポールアンテナは、パルス幅 1 ns、繰り返し周波数 1 MHz のパルス発生器 (Picosecond Puls Labs Model 1000D) で駆動する。パルス発生器のピーク開放電圧は 70 V、インパルスの半値幅は約 1 GHz である。アンテナからの反射よりパルス発生器を保護するため、間に 6 dB アッテネータを挿入する。送信側モノポールアンテナの長さは 1 GHz の自由空間波長の  $1/6$  である 5 cm とする。また、グランドプレーンの大きさは 1.83 m  $\times$  1.36 m であり、測定構成と比べて十分に大きい。ループアンテナの出力電圧は入力インピーダンス 50  $\Omega$ 、帯域 3 GHz のオシロスコープ (Tektronix TDS694C) で時間間隔  $\Delta t = 0.1$  ns、サンプリング数 1000 点にて測定する。

パルスの入射角度が  $\theta = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  のときの各ループアンテナでの測定結果を各々図 3.11 の (a) と (b) に示す。ここで単出力ループアンテナと条件をそろえるため、2 出力ループアンテナの 1 ポートは 50  $\Omega$  で整合終端した。図 3.12 は図 3.11 の結果における  $\phi = 0^\circ$  の負のピーク値に対する  $\phi = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  時の負のピーク値の相対値を比較している。これより、実際の測定によっても 2 出力微小ループアンテナの方が単出力のアンテナより受信波の入射角度依存性が少なく、ループ面において無指向性であるべき電流分布推定用の磁界センサの目的に適していることがわかった。

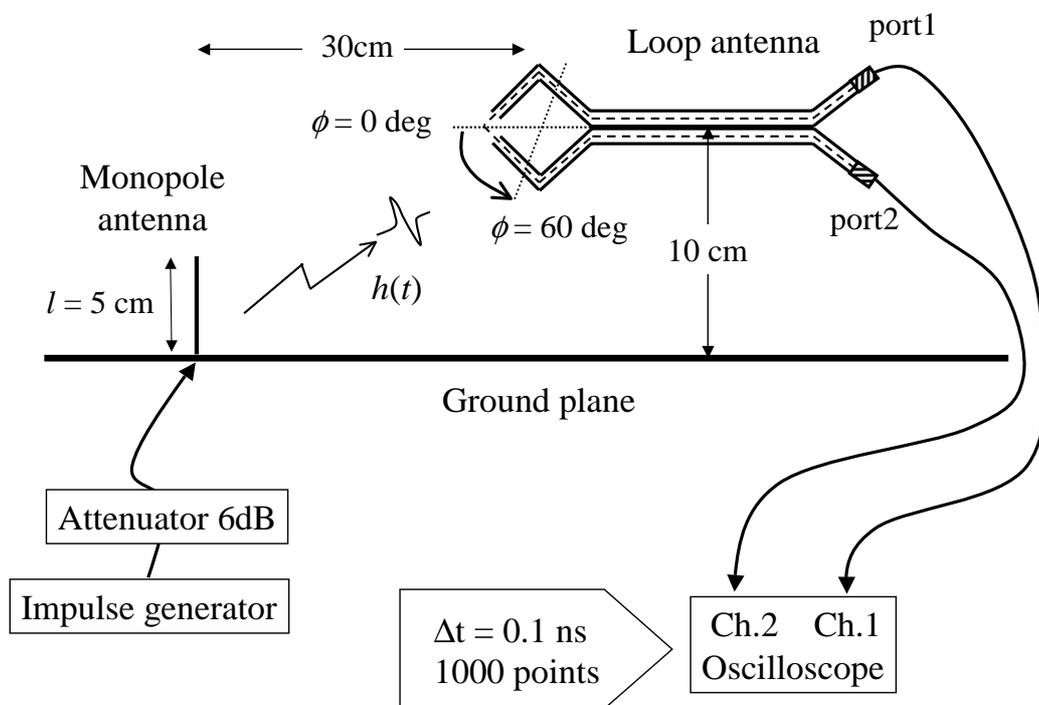
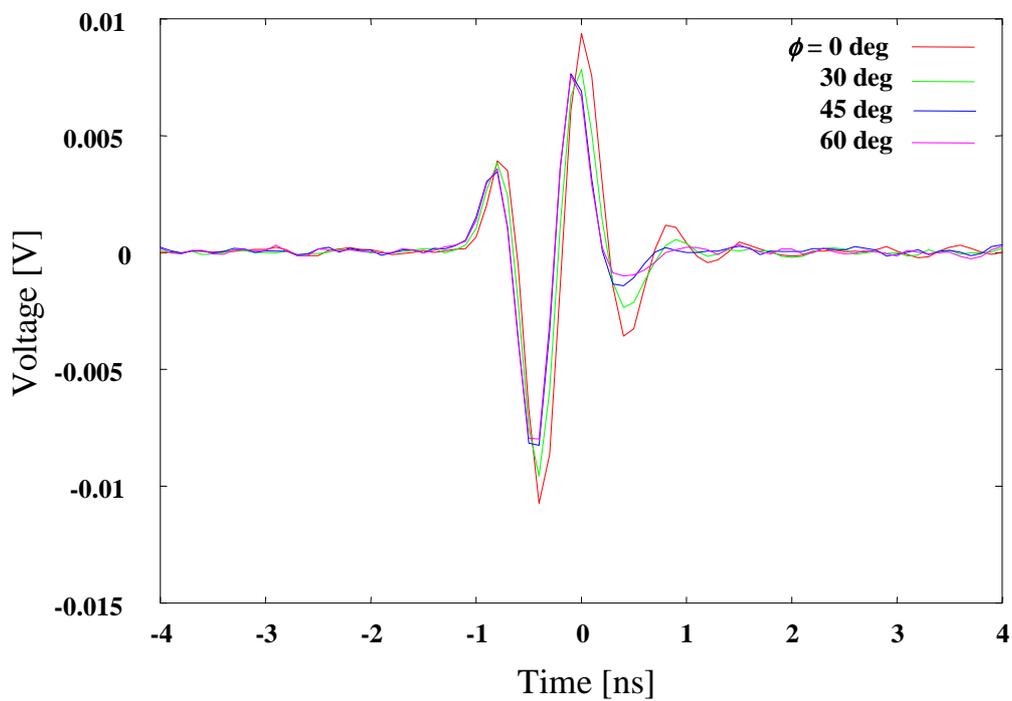
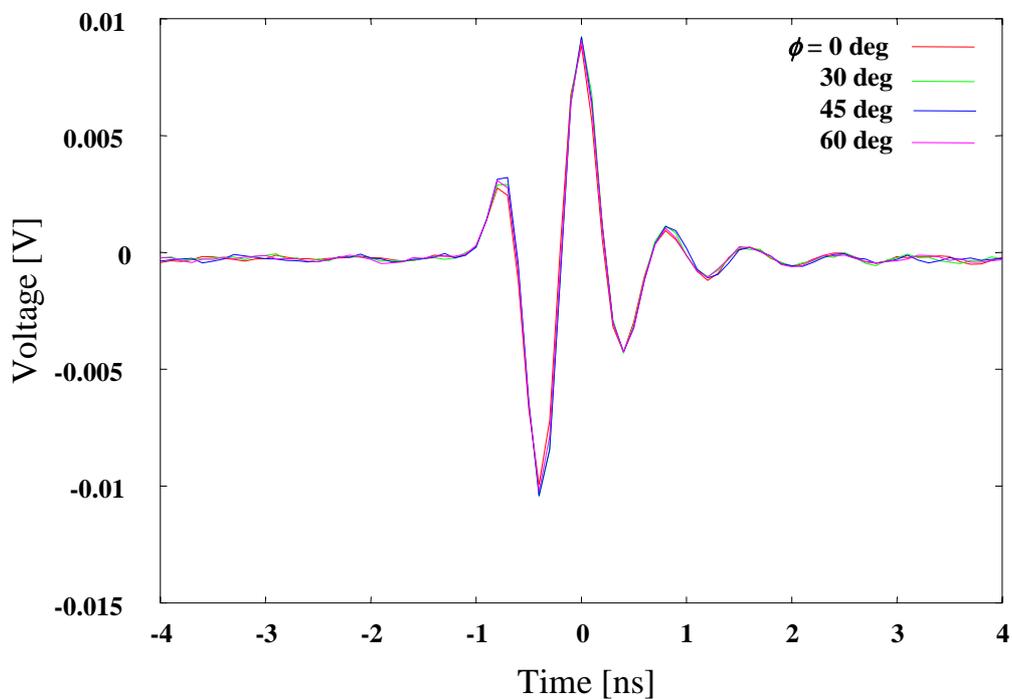


図 3.10: パルス受信の測定構成



(a) Shielded Coaxial Loop Antenna



(b) Double-Output Shielded Loop Antenna

図 3.11: ループプロープの出力電圧

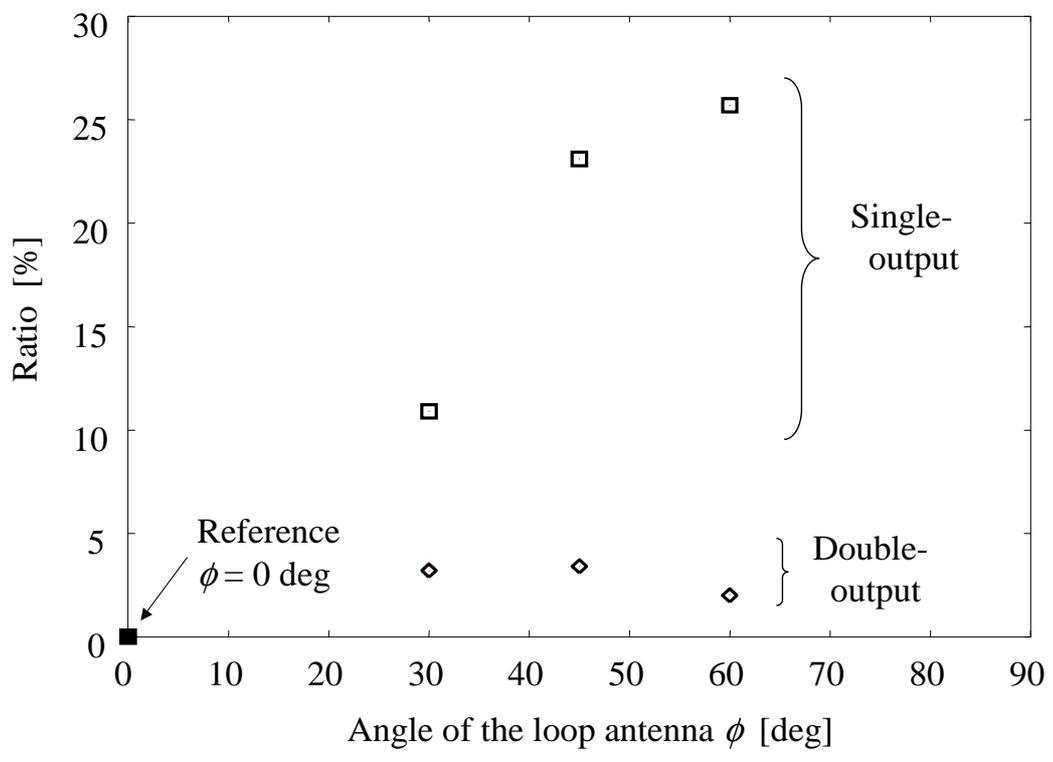


図 3.12: 負のピーク電圧の相対偏差

### 3.6.3 磁界複素アンテナ係数の決定

図 3.13 に、ネットワークアナライザ (Agilent E8358A) で測定した 2 出力ループアンテナの片ポートを終端したときの反射係数  $\Gamma_1$  を示す。測定の位相基準面はアンテナのコネクタ位置である。 $\theta = 0^\circ$ での計算複素実効長 (図 3.9) と測定した反射係数 (図 3.13) を式 (3.15) に代入し、 $\theta = 0^\circ$ における 2 出力磁界アンテナの片出力終端時の磁界複素アンテナ係数を求める。なお位相定数  $\beta$  は、ネットワークアナライザによる長さ 1 m のセミリジッドケーブル単体の  $S_{21}$  測定より得た実測値を用いた。図 3.14 の実線に提案式 (3.15) より求めた磁界複素アンテナ係数を示す。一方、図 3.14 の破線は、計算によるグラウンドプレーン上 10 cm の位置での  $\Gamma_1$  と  $l_e$  より得たアンテナ係数である。両者はほぼ一致しており、図 3.10 で示すループアンテナのように 10 cm 程度距離が離れていればグラウンドプレーンの存在はほとんどアンテナ係数に影響しないといえる。

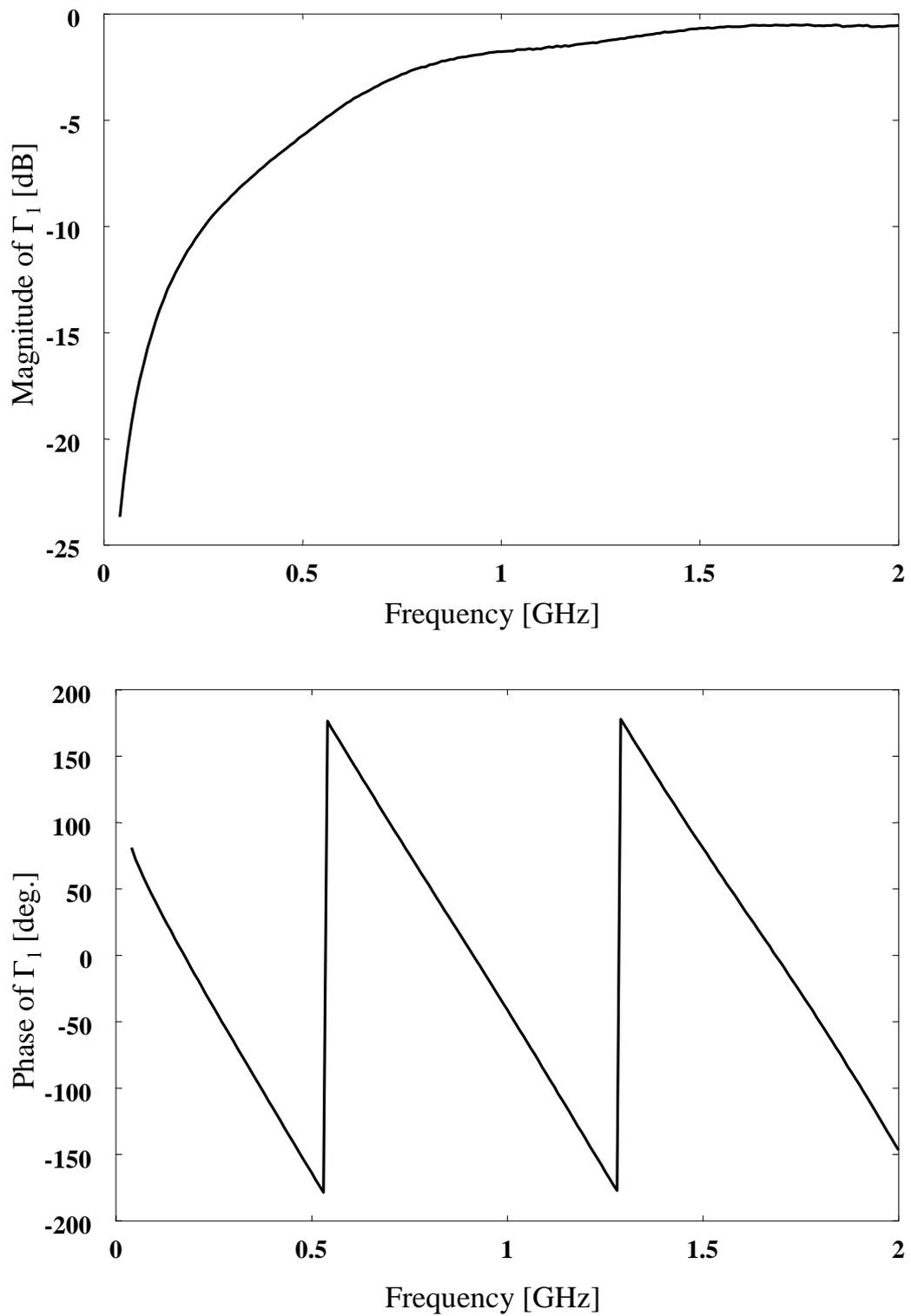


図 3.13: 測定した反射係数  $\Gamma_1$ (上: 振幅, 下: 位相)

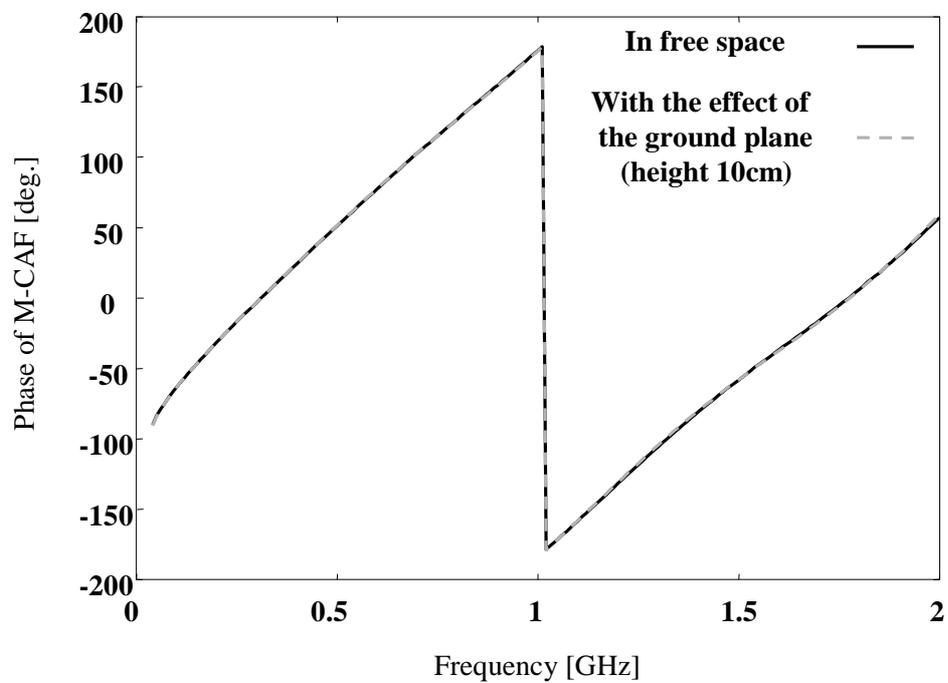
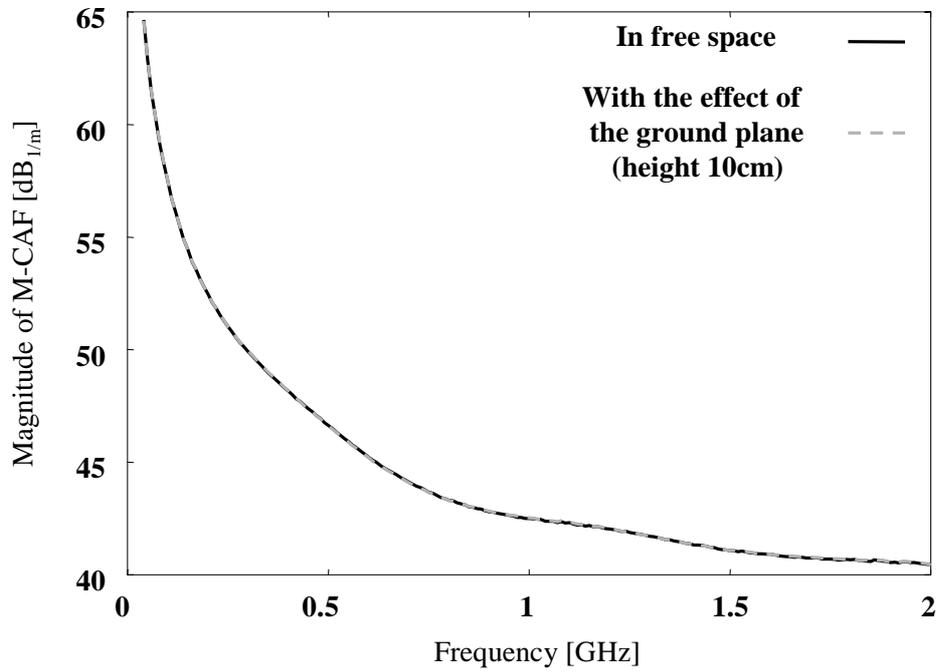


図 3.14: 決定した 2 出力微小ループアンテナの磁界複素アンテナ係数 (上: 振幅, 下: 位相)

## 3.7 決定した磁界複素アンテナ係数の妥当性の検討

### 3.7.1 フィールド変換3アンテナ法による結果との比較

図3.15に、提案手法と3.4節で示したフィールド変換3アンテナ法より求めた磁界複素アンテナ係数の比較を示す。いずれも2出力のうちの1出力を $50\Omega$ で終端した状態での磁界複素アンテナ係数である。既に述べたとおり、フィールド変換3アンテナ法で求まるアンテナ係数の位相は図3.15の灰色破線のように $\pm 90^\circ$ で折り返されているが、ここでは比較のため一度アンラッピング (unwrapping) 処理 [25] を行い、再度 $\pm 180^\circ$ で折り返して灰色実線に示している。

これより、 $100\text{ MHz}$ 以上の周波数範囲では、煩雑な計算と測定を必要とするフィールド変換3アンテナ法による結果とほぼ一致する磁界複素アンテナ係数を得られた。直流近傍の低い周波数において、扱うアンテナがその動作周波数帯域より大幅に外れ測定した透過Sパラメータが雑音レベルに埋もれているとき、3アンテナ法では適切な複素アンテナ係数を求められない。その場合、フィールド変換係数を用いても、意味のある透過Sパラメータを測定できていない低い周波数帯域では効果がない。一方、提案した方法のように、アンテナ自身の反射係数や計算による受信実効長を用いれば、例え扱うアンテナの感度が著しく悪い周波数帯域でも、理論的な外挿 (Extrapolation) によって信頼性の高い磁界複素アンテナ係数を決定できる。

次節では、時間領域で波形再生処理結果と理論計算値の比較を行い、提案法で求めた磁界複素アンテナ係数の妥当性をさらに確認する。

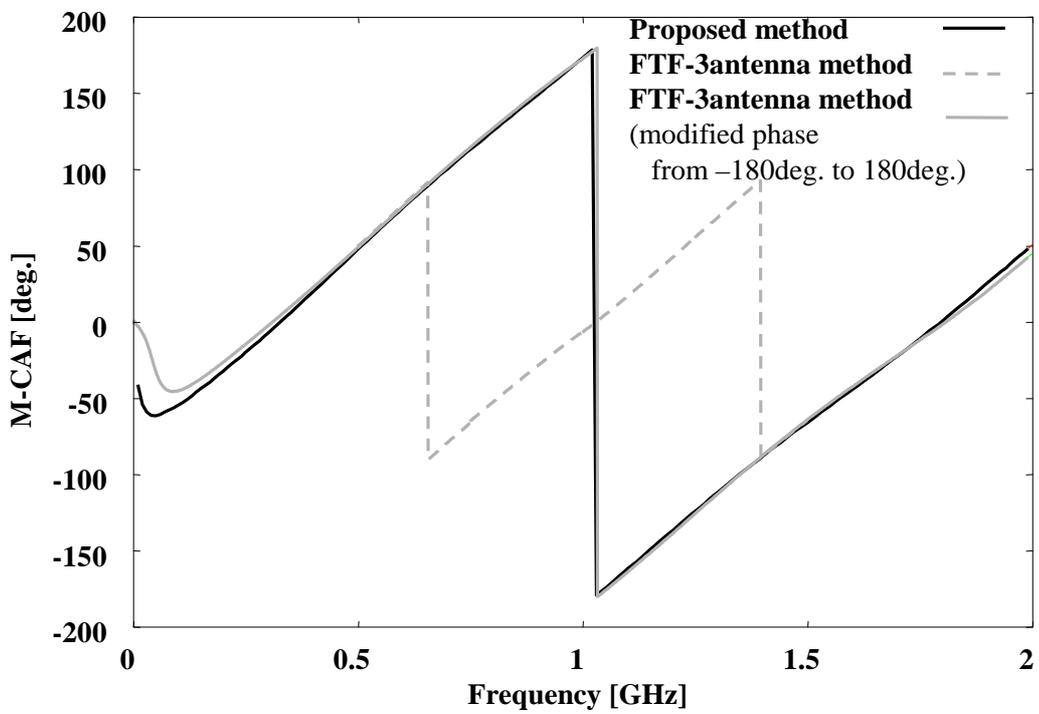
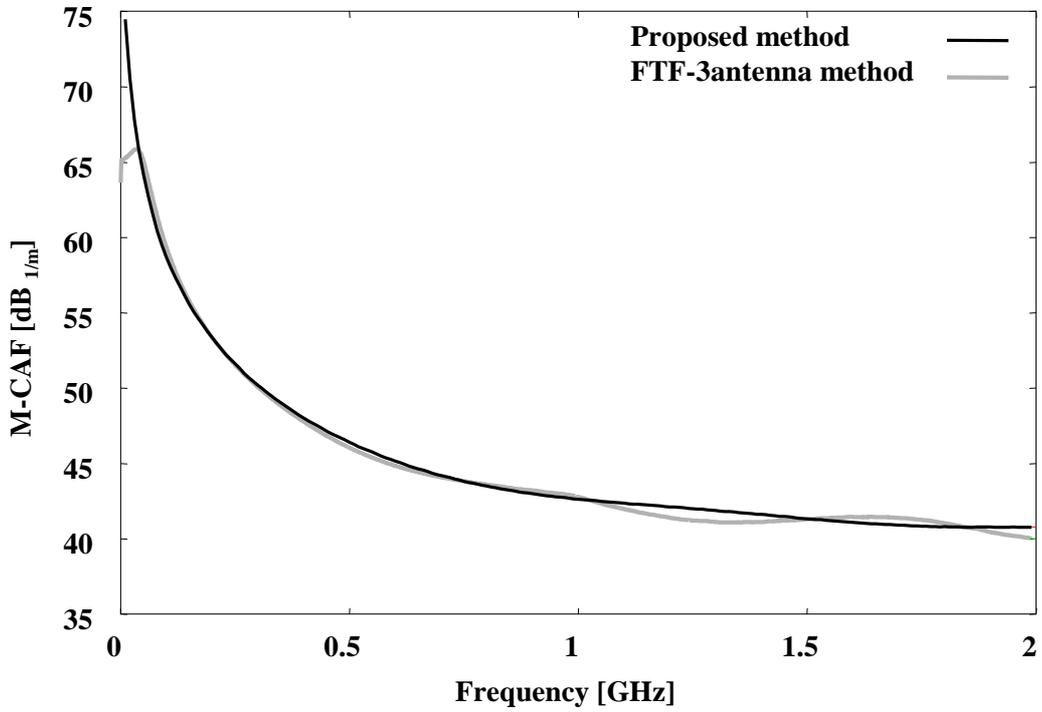


図 3.15: FTF-3 アンテナ法による M-CAF との比較 (上: 振幅, 下: 位相)

### 3.7.2 波形再生処理による比較

提案した式 (3.15) より求めた図 3.14 の磁界複素アンテナ係数の妥当性を確認するため，図 3.10 の構成においてモノポールアンテナからシールドドーム構造の 2 出力磁界アンテナに対してパルス波を放射し，その受信電圧からアンテナ係数を用いて波形再生処理した結果と理論計算波形を比較する．

ループに到来した磁界波形  $h(t)$  は，時間領域で測定した出力電流  $i_O(t)$  と磁界複素アンテナ係数を周波数領域で逆フィルタに掛けることで再生できる．このような信号処理を波形再生 (waveform reconstruction) とよぶ [26]．時間領域の出力電流  $i_O(t)$  は 2 出力の出力電圧  $v_O(t)$ ， $-v_O(t)$  より次のように求まる．

$$i_O(t) = \frac{v_O(t) - \{-v_O(t)\}}{Z_0} \cdot \frac{1}{2} \quad (3.16)$$

よって磁界  $h(t)$  は，磁界複素アンテナ係数の定義より

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[ F_M(\omega) \mathcal{F} \{ i_O(t) \} \right] \quad (3.17)$$

のように再生される．ここで， $\mathcal{F}$ ， $\mathcal{F}^{-1}$  はそれぞれフーリエ変換と逆フーリエ変換である．

また，磁界波形  $h(t)$  は送信側からも計算できる．グランドプレーン上のモノポールアンテナが微小モノポールとみなせ，その鏡像と合わせて微小ダイポールに置き換えられるならば，磁界波形  $h(t)$  は次のように計算できる．

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{l}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r^2} + \frac{jk_0}{r} \right\} \cdot I_a(\omega) \cdot e^{-jk_0 r} \right] \quad (3.18)$$

これは，式 (2.1) の  $\sin \theta$  が  $1/r$  のときに等しい．ここで  $r$  は微小ダイポールから微小ループ中心までの距離， $k_0$  は自由空間中の波数， $I_a(\omega)$  は周波数領域のアンテナ電流である．送信側の微小ダイポールの物理長は  $2l$  だが，微小ダイポール上の電流分布は三角状となることから，式 (3.18) において実効長は  $l$  となる．図 3.16 の (a) と (b) で示すように，周波数領域のアンテナ電流  $I_a(\omega)$  はフーリエ変換すれば時間領域で  $i_a(t)$  となり，これは 6 dB アッテネータ部の整合出力電圧  $v_m(t)$ ，モノポールアンテナの入カインピーダンス  $Z_{in}(\omega)$ ，伝送線路の特性インピーダンス  $Z_0$  より次のように計算できる (付録 C)

$$I_a(\omega) = \mathcal{F} \{ i_a(t) \} = \frac{2v_m(t)}{Z_0 + Z_{in}(\omega)} \quad (3.19)$$

ここで、パルス発生器と6 dB アッテネータは特性インピーダンス  $Z_0$  に整合していると仮定する。

図 3.16 において、 $v_{open}(t)$  はパルス発生器の開放電圧である。整合出力電圧  $v_m(t)$  はアンテナ出力を測るのと同様の方法でデジタルオシロスコープで測定する。また入力インピーダンス  $Z_{in}(\omega)$  は反射係数  $\Gamma_1$  の測定に用いたのと同じネットワークアナライザで測定する。

図 3.17 に求めた磁界複素アンテナ係数を用いて行った磁界の波形再生結果（実線・黒）と理論計算結果（点線・黒）を示す。また、フィールド変換<sup>3</sup>アンテナ法より求めた磁界複素アンテナ係数を用いて行った波形再生結果（破線・灰色）も重ねて示す。両者（実線と点線）はほぼ一致していることから、測定において受信した出力電圧  $V_o$  より決定したアンテナ特性であるアンテナ係数を取り除けていることがわかる。言い換えれば、決定した磁界複素アンテナ係数は適切にアンテナ特性を表しているといえる。よって、提案した磁界複素アンテナ係数の決定法の妥当性を確認できた。

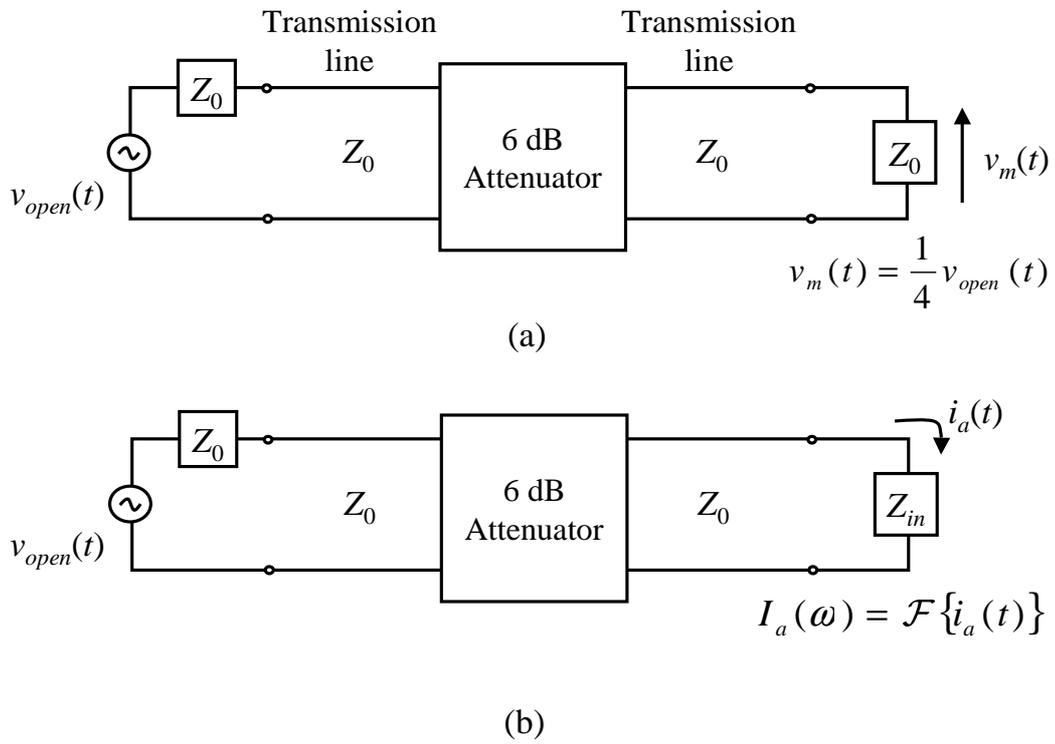


図 3.16:  $i_a(\omega)$  の計算のための等価回路

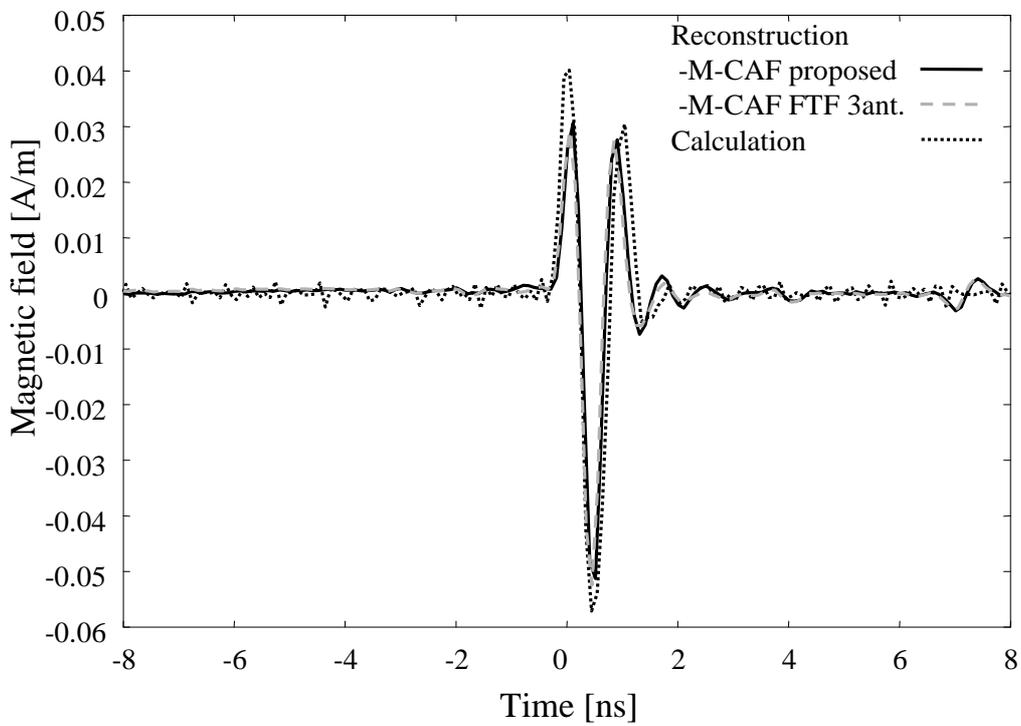


図 3.17: 求めた M-CAF を用いた波形再生結果と理論計算の比較

### 3.8 あとがき

本章では、電流分布推定に用いる磁界測定用センサにシールドループ構造の2出力磁界アンテナを選択し、その計測用アンテナとしての特性である複素磁界アンテナ係数をシンプルな計算式で求める新しい方法を提案した。磁界複素アンテナ係数はループに到来する磁界とプローブの出力の比である。このアンテナ係数を複素数で適切に決定し正確に複素磁界分布を測定することは、複素電流分布推定において重要な役割を果たす。

磁界測定のために用いることのできる可能性があるループアンテナとして、単出力微小ループアンテナ、2出力微小シールドループアンテナを候補に挙げ、アンテナの複素実効長や測定による出力の受信角度依存性を調べた。この結果、2出力微小磁界アンテナの方がループ面内で無指向性に近く、電流分布推定のための近傍磁界測定に用いる磁界センサに適していることがわかった。2出力微小磁界アンテナがほぼ無指向性であるということは、ループの面を貫く磁界に対してひとつの磁界複素アンテナ係数を適用できることを意味する。

提案したシールドループ構造の2出力磁界アンテナの磁界複素アンテナ係数の決定法は、アンテナ全体の等価回路表現に基づいている。この方法では、2出力磁界アンテナの計算複素実効長と反射係数から簡単にアンテナ係数を決定することができる。提案法によって求めた磁界複素アンテナ係数は、煩雑な手続きを必要とするフィールド変換<sup>3</sup>アンテナ法による結果との比較や、時間領域測定でパルスを受信し求めた再生磁界波形と理論計算波形との比較から、その妥当性を確認した。

次章では、このシールドループ構造の2出力磁界アンテナを電流分布推定の磁界センサとして使い、今後”プローブ”とよぶ。この磁界プローブと決定した磁界複素アンテナ係数を用いて、ダイポールアンテナエレメントの近傍磁界を測定し、エレメント上の電流分布推定処理を行う。

## 第 4 章

# ダイポールアンテナエレメント上の電流分布 推定

### 4.1 まえがき

本章では，第 2 章で示した，電流と磁界の関係式の逆問題を解いて電流分布を推定する手法を用いて，導体の表面を流れる高周波（複素）電流分布の推定を行う．

ここでは，もっとも基本的な線状アンテナであるダイポールアンテナ上の電流を対象とし，ある一定の周波数で励振された場合の複素電流値の分布およびその実数部・虚数部各々における絶対的な値（以下，絶対的な値が示された分布を単に電流分布と呼ぶ）の推定を行う．

また，近傍磁界の測定に際しては，あらかじめプローブを走査する位置や間隔を適切に決めなければならない．たとえば，プローブをアンテナエレメントに近づけすぎれば，対象とする電流の振る舞いを妨げる可能性もある．一方，離しすぎるとプローブの感度によっては適切な近傍磁界を測定できない．そこで，モーメント法 [6] を用いプローブ形状を考慮したシミュレーション計算により，問題点と実験構成を検討し決定する．

これらの結果を参考に第 3 章で選択したシールドループ構造の 2 出力磁界プローブを用いてダイポールアンテナエレメント近傍の磁界を測定し，電流分布推定を行う．さらに，モーメント法による理論計算値との比較をふまえた推定結果の検証法についても提案する．

本論文では，実験に用いる走査装置の可動範囲の都合により，長さ 300 mm, 太さ 1 mm のダイポールアンテナエレメントを対象に検証を行う．電流分布はこのアンテナの半波長共振周波数である 480 MHz において推定する．

## 4.2 理論電流分布

既に述べたとおり，本章ではダイポールアンテナのアンテナエレメントを電流分布推定の対象とする．ダイポールアンテナとする理由は，形状が単純であるということのほかに，モーメント法の初期段階で求まる線状ダイポール上の電流分布を，提案法による推定結果の比較対象として用いることができるからである．そのような都合から，単純な形状でもマイクロストリップラインなどではなくダイポールアンテナエレメントを対象に選んだ．

モーメント法 (Method of Moments : MoM)[6] は，古くは Pocklington や Hallen によって線状アンテナ上の電流分布の考察が始められ，1967 年に Harrington によって現在の積分方程式を行列の形で解く原型がつけられた．現在は，多くの応用がなされあらゆる形状のアンテナを扱えるアンテナ解析手法にまで発展したが，その原点は線状アンテナの電流分布の理論的解析にある．

モーメント法では，まずアンテナの電流分布を計算し，これを元に放射パターンや S パラメータなどを導出する．本研究では，この最初に求まる電流分布を ”理論電流分布 ” とよび，推定結果の評価に用いる．

図 4.1 に示すような，半径  $a$ ，長さ  $2L$  の完全導体からなる直線状導体が誘電率  $\varepsilon$ ，透磁率  $\mu$  の媒質中に  $y$  軸に沿って置かれているとき，直線状導体がつくる  $y$  方向の電界  $E_y$  は Maxwell 方程式より

$$E_y = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \int_{-L}^{+L} \left[ \frac{\partial^2 V(y, y')}{\partial y^2} + \beta^2 V(y, y') \right] I(y') dy' \quad (4.1)$$

のように導かれる．ただし，

$$V(y, y') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r(y, y')}}{r(y, y')} \quad (4.2)$$

$$r(y, y') = \sqrt{a^2 + (y - y')^2} \quad (4.3)$$

で， $I(y')$  は直線状導体の中心を流れる電流である．直線状導体は扱う周波数における波長に比べて十分に細いとする．ここで，入射電界または印加電界の  $y$  方向成

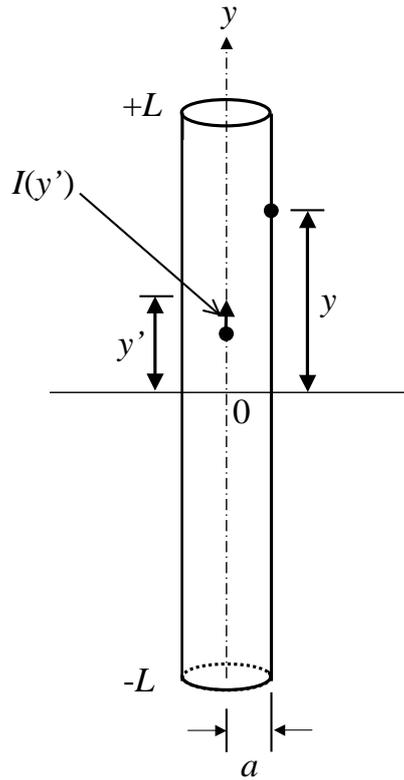


図 4.1: 直線状導体

分を  $E_y^i$  とすると, 完全導体からなる直線状導体の表面では電界の接線方向成分は 0 であるから

$$E_y + E_y^i = 0 \quad (4.4)$$

となる. 式 (4.1) と式 (4.4) より

$$\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-L}^{+L} \left[ \frac{\partial^2 V(y, y')}{\partial y'^2} + \beta^2 V(y, y') \right] I(y') dy' + E_y^i(y) = 0 \quad (4.5)$$

である. この式は, ポックリントンの積分方程式 (Pocklington's integral equation)[27] とよばれる.

積分方程式中の  $V(y, y')$  と  $E_y^i(z)$  は既知関数であり, 実際には積分項  $\int$  を展開関数で和  $\Sigma$  の形に離散化して電流分布  $I(y')$  の計算を行う. 重み関数を式 (4.5) に掛けて積分することで電流  $I_n$  についての連立方程式

$$\begin{bmatrix} Z_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_m \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

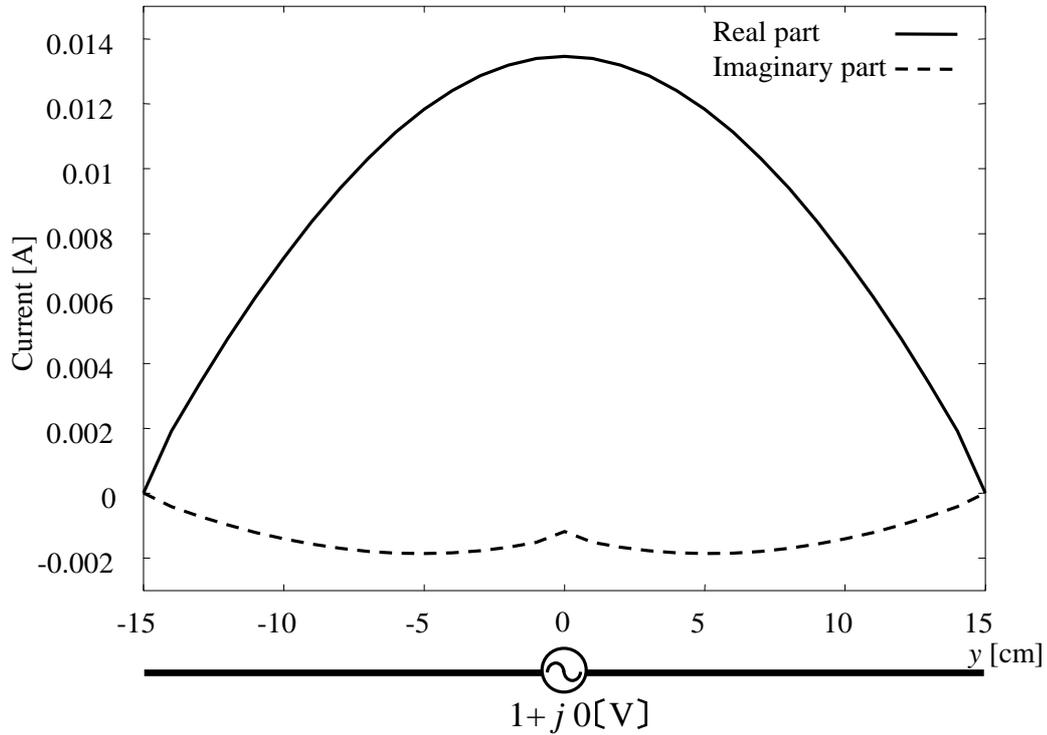


図 4.2: 理論電流分布 (480 MHz)

の形となる．ここで  $[Z_{mn}]$  ( $m = 1, 2, \dots, N$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ ) は拡張インピーダンス行列， $[V_m]$  は電圧行列と呼ばれ， $N$  はセグメントの分割数である．ダイポールアンテナの電流分布  $[I_n]$  を求めるには，電圧行列の給電セグメントにのみ  $1+j0$  [V] を与え，

$$\begin{bmatrix} I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{mn} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} V_m \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

を解けばよい．与える電圧は，計算を単純にするため  $1+j0$  [V] とするのが最も一般的である．本論文におけるモーメント法の計算は，すべてダイポールアンテナの給電セグメント（2本のエレメント間のギャップ）位置に電圧  $1+j0$  [V] を与えている．図4.2に，長さ 30 cm，太さ 1mm のダイポールアンテナの 480 MHz における理論電流分布を示す．

### 4.3 シミュレーション計算

実際に電流分布推定を行う際は、まず図2.2の構成において2出力構造のループプローブで近傍磁界を測定する。このとき、プローブの適切な大きさや、プローブをどの程度対象であるアンテナエレメントから離すべきか、その走査間隔などについてシミュレーション計算であらかじめ検討する。用いるプローブは微小ループであるから、理想的には小さいほど対象とする電流に影響を及ぼしにくい。一方で、プローブの大きさを小さくすると、一般にアンテナとしての感度は悪くなるため、適切な大きさの出力を得るためには、対象とするエレメントに近づけざるを得ない。しかし、近づければプローブの存在が推定対象の電流の振る舞いを妨げる可能性がある、というジレンマに陥ってしまう。プローブの出力にアンプを接続し、感度を補うという方法も考えられるが、本研究では複素電流分布の概形だけでなく絶対的な大きさも評価することを目的としているため、複素入出力特性の明らかでないものをシステムに含めることは避ける。

シミュレーション計算では、磁界  $H$  とループの短絡電流  $I_S$  を関係付けるループの受信複素実効長  $l_e'$  の式 (3.9) より、ループプローブの位置での複素磁界分布を求める。このとき、図2.2の構成の各磁界点におけるループのギャップ部分での短絡電流  $I_S$  の分布、複素実効長  $l_e'$  はモーメント法で計算する。式 (3.9) より得られた計算磁界分布を式 (2.4) の解とした逆問題を解くことでシミュレーションによる複素電流分布を得る。この電流分布をモーメント法によるアンテナエレメント上の電流分布およびその絶対的な値（理論電流分布）と比較し、実現可能で適切な測定条件を導く。なお、このシミュレーションにループの給電線路での損失や位相遅れは含まない。シミュレーション計算の手順をまとめると次のようになる。

- 1) モーメント法を用いてアンテナエレメント付近でのループの短絡電流の分布  $I_S(y)$  を求める
- 2) 式 (3.9):  $H(y) = I_S(y)/l_e'$  に 1) の  $I_S(y)$  を代入し磁界分布  $H(y)$  を求める
- 3) 磁界分布  $H(y)$  を式 (2.4):  $[\alpha]^H[H] = [\alpha]^H[\alpha][I]$  の解とした逆問題を共役勾配法で解き、電流分布  $I(y)$  を求める
- 4) 求めた電流分布  $I(y)$  を 4.2 節の理論電流分布と比較し、短絡電流（磁界）分布を計算する際のプローブの走査条件を検討する

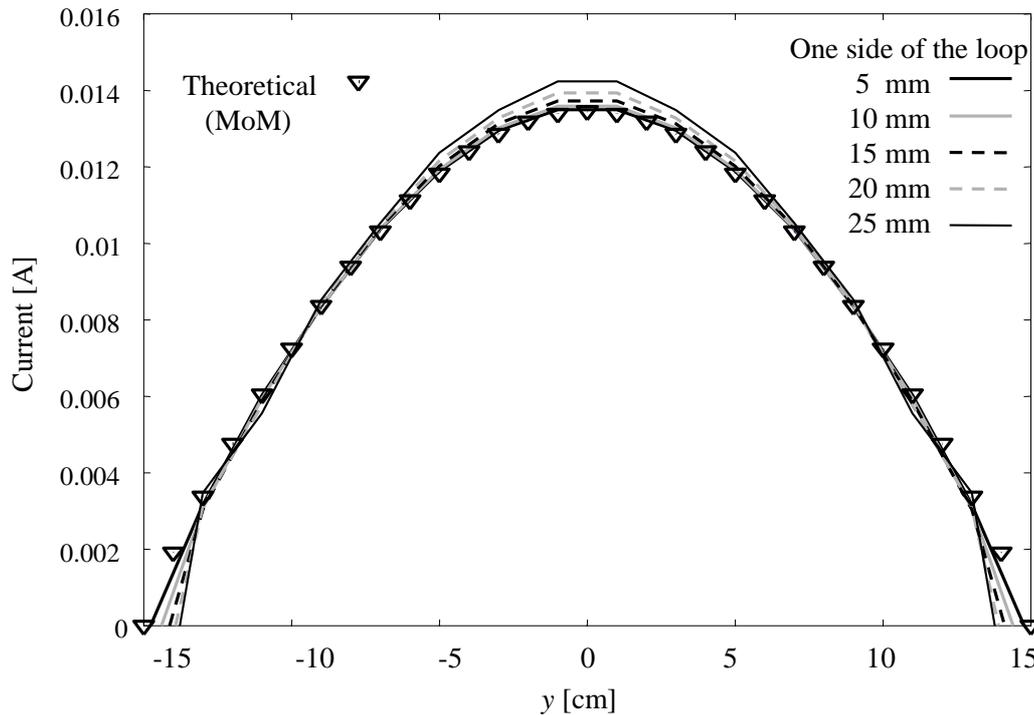


図 4.3: プローブの大きさが電流分布推定結果に与える影響のシミュレーション ( $d = 30$  mm)

本論文では図 3.1(b) に示すシールドループ構造の 2 出力磁界プローブを磁界センサとして用いる．ループ形状は製作や計算が容易な正方形としている．図 4.3 にセンサ - アンテナ間距離 30 mm において，太さ 1.0 mm の正方ループプローブの一边が 5 mm，10 mm，15 mm，20 mm，25 mm のときの，理論電流分布との比較を示す．これより，プローブのループ面の大きさは，なるべく小さいほうがよいが，一边 11.5 mm であれば理論値との違いは実部最大値で 2 % 程度に収まることがわかった．

アンテナエレメントと磁界プローブの間の距離  $d$  は，プローブの感度の問題からできる限り近いほうが望ましい．一方その距離が近すぎると，プローブの存在が対象とするアンテナエレメント上の電流分布に影響を及ぼす可能性がある．そこで，ループの中心までの距離を 10 mm から 60 mm まで変化させたシミュレーション計算と理論電流分布との比較結果を図 4.4 に示す．距離が 20 mm 以上であれば，理論値との違いは実部最大値で 3 % 程度に収まり，ほとんど差が無い．

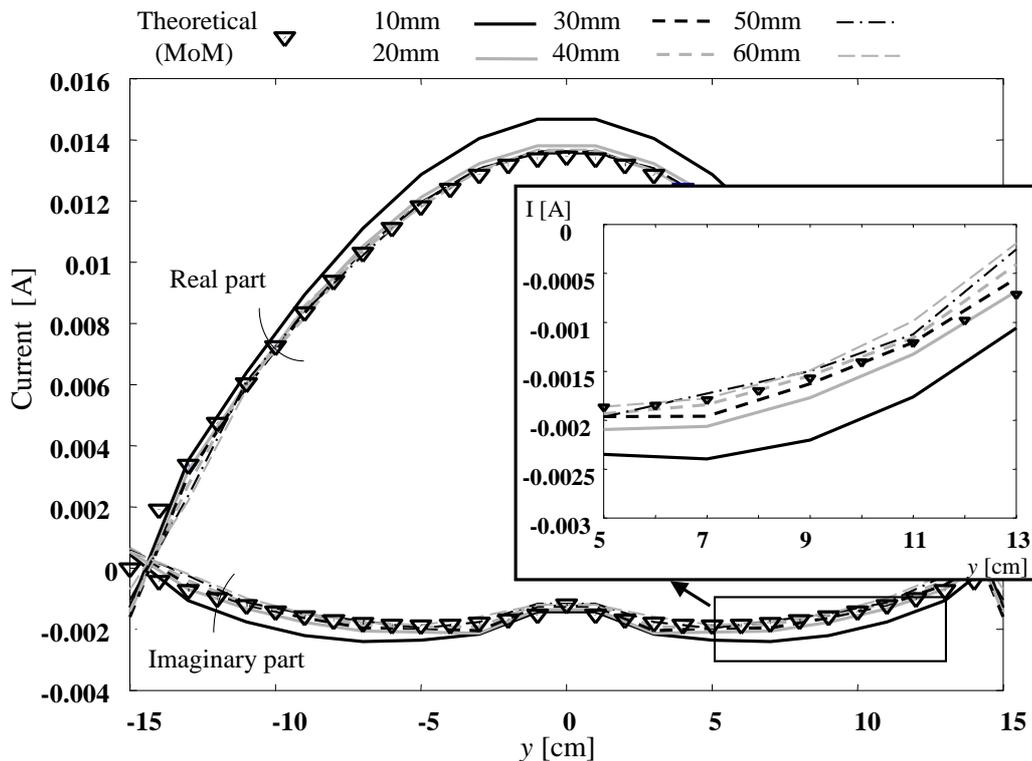


図 4.4: エlement - プローブ間距離  $d$  が電流分布推定結果に与える影響のシミュレーション

近傍磁界分布を測定する際にプローブの走査間隔を狭くすると、磁界点を多く取ることができ、分解能の良い電流分布を得られるように思われる。ただし、磁界プローブによって測定される磁界はループ面内を鎖交するすべての磁界を平均したものであるため [28]、走査間隔をループ面の大きさより大幅に細かくとることは意味が無い。図 4.5 に示す、センサ - アンテナ間距離 30 mm においてセンサの走査間隔を変化させたシミュレーション結果より、一辺 11.5 mm の方形ループプローブでは走査間隔が 12.5 mm 以下ならば推定される電流分布と理論値との違いは実部最大値近傍 ( $-75 \text{ mm} < y < 75 \text{ mm}$ ) で最大 2% となることから、10 mm とする。

これより、実験のためのループプローブの大きさ、対象とするエレメントまでの距離  $d$ 、走査間隔をプローブ形状を考慮したシミュレーション計算より決定できた。求めた条件と今後実際の近傍磁界測定に用いる値を表 4.1 に示す。

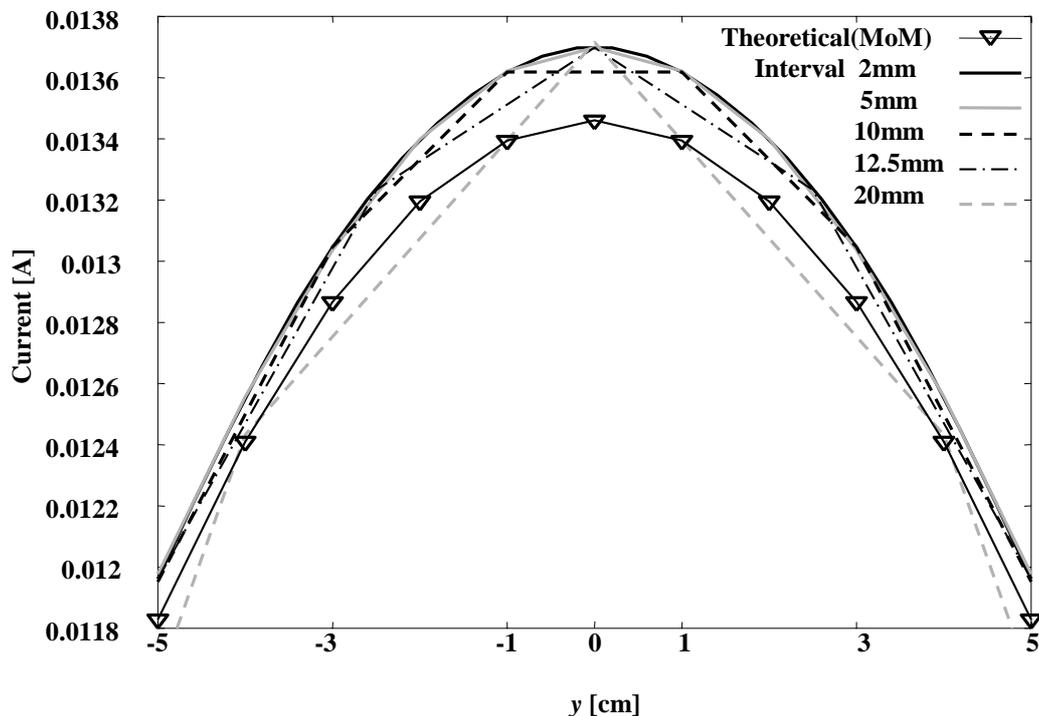


図 4.5: プローブの走査間隔が電流分布推定結果に与える影響のシミュレーション ( $d = 30$  mm)

#### 4.4 近傍磁界の測定構成

480 MHz 半波長共振ダイポールアンテナエレメント上の複素電流分布およびその絶対的な値の推定を行う。アンテナエレメント近傍の磁界は、6面電波暗室(奥行き: 7 m, 幅: 4 m, 高さ: 2.4 m)内で図 2.2 に示す構成において測定する。対象のダイポールアンテナは、長さ 300 mm, 径 1 mm のアンテナエレメントに着脱可能な 1:4 (50  $\Omega$ -200  $\Omega$ ) バラン (M/A Com 社, TP-103) を接続したものをを用いる。バランとダイポールアンテナエレメントを結ぶ平行 2 線線路の特性インピーダンスは 200  $\Omega$  である。

第 3 章で磁界複素アンテナ係数を決定したシールドループ構造の 2 出力磁界プローブ (ループ面:  $11.5 \times 11.5$  mm<sup>2</sup>) を表 4.1 に示す条件で走査させ、各点におけるエレメント - プローブ出力間の伝送 S パラメータ  $S_{21}$ ,  $S_{31}$  を 3 ポートベクトルネットワークアナライザ (Anritsu MS4623B) を用いて測定する。プローブの出力

	条件	測定における値
プローブの一辺の長さ	小さいほど良い	11.5 mm
エレメント - プローブ間距離 $d$	$\geq 20$ mm	30 mm
プローブの走査間隔	$\leq 12.5$ mm	10 mm

表 4.1: シミュレーション計算より決定した測定の条件

を測る方法はいろいろ考えられるが，本研究では位相基準面の明らかな複素近傍磁界を得るため，ベクトルネットワークアナライザを使用し，Sパラメータの形で出力を得る．

## 4.5 理論電流分布との比較方法

### 4.5.1 プロープ出力 S パラメータより磁界の導出

本論文では、推定した電流分布をモーメント法により計算した電流分布と比較し、推定結果の妥当性を検証することを目的とする。4.2 節で述べたように、通常モーメント法の計算においてダイポールアンテナエレメントは  $1+j0$  [V] で励振する。一方、実験においてはベクトルネットワークアナライザの出力ポートを用いており、 $1+j0$  [V] で励振されてはいない。そこで、測定された伝送 S パラメータから、 $1+j0$  [V] で励振された場合の磁界を計算する方法を考える必要がある。

被測定アンテナがバランを持つダイポールアンテナであるとするれば、2 出力磁界プロープを用いた近傍磁界測定の全体の構成は、等価的に図 4.6 のように示される。ここでは、3 ポートネットワークアナライザを用いて、プロープの各出力の伝送 S パラメータ  $S_{21}$ ,  $S_{31}$  とダイポールの反射 S パラメータ  $S_{11}$  を測定する。バラン付きダイポールアンテナの部分は、図 4.7 の等価回路で描くことができる。図 4.6、図 4.7 において、電圧  $V_1$ ,  $V_d$  および電流  $I_i$  ( $i = 2, 3$ ) は、入射波と反射波  $a_i$ ,  $b_i$  ( $i = 1, \dots, 4$ )[29] を用いて、

$$V_1 = (a_1 + b_1)\sqrt{Z_0}, \quad V_d = (a_4 + b_4)\sqrt{Z'_0} \quad (4.8)$$

$$I_i = \frac{a_i - b_i}{\sqrt{Z_0}} \quad (4.9)$$

と表すことができる。 $Z_0$  はダイポールアンテナおよび 2 出力磁界プロープの各出力の測定基準面における線路の特性インピーダンス、 $Z'_0$  はバランとダイポールアンテナエレメントの間の平行 2 線線路の特性インピーダンスである。ここで、図 4.6 において入射波  $a_i$  ( $i=1,2,\dots,N$ ) と反射波  $b_j$  ( $j=1,2,\dots,M$ ) の関係は

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{M1} & \cdots & S_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

である。整合電源の出力複素振幅を  $a_g$  とすれば、 $a_g = a_1$  となる。また、その他のポートに反射がないと仮定すると、 $a_2 = 0$ ,  $a_3 = 0$  となるから、式 (4.10) は

$$\begin{aligned} b_1 &= S_{11}a_g \\ b_2 &= S_{21}a_g \\ b_3 &= S_{31}a_g \end{aligned} \quad (4.11)$$

となる．式(4.8)～式(4.11)より，電圧  $V_1$  と磁界プローブの出力電流  $I_2, I_3$  は，以下のようになる．

$$V_1 = \sqrt{Z_0} \cdot (1 + S_{11}) \cdot a_g \quad (4.12)$$

$$I_2 = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} S_{21} a_g \quad (4.13)$$

$$I_3 = \frac{1}{\sqrt{Z_0}} S_{31} a_g \quad (4.14)$$

2出力磁界プローブは差動させるから，出力電流  $I_O$  は各出力電流  $I_2$  と  $I_3$  の差  $I_O = I_2 - I_3$  となる．よって

$$I_O = \frac{V_1}{Z_0(1 + S_{11})} \cdot (S_{21} - S_{31}) \quad (4.15)$$

式(3.1)より  $H = I_O \cdot F_M$  であり，また第3章で求めた磁界複素アンテナ係数  $F_M$  は1出力における値であることを考慮すると，差動させるときのアンテナ全体の磁界複素アンテナ係数は  $F_M/2$  となるので，近傍磁界  $H$  と電圧  $V_1$  の関係は以下のように書くことができる．

$$H = \frac{V_1}{Z_0 \cdot (1 + S_{11})} \cdot (S_{31} - S_{21}) \cdot \frac{F_M}{2} \quad (4.16)$$

ただし，図4.6においてポート1の測定基準面はバランの手前にあり，式(4.16)のSパラメータは，被測定ダイポールアンテナに接続されたバランの特性を含んでいる．また電圧  $V_1$  はモーメント法において  $1+j0$  [V] を与えているアンテナ給電素子間と等価な位置にない．モーメント法で計算した理論電流分布との比較を行うためには，バランの特性も取り除く必要がある．図4.7の等価回路において， $V_d$  がモーメント法の励振点に相当するダイポールアンテナ給電素子間の励振電圧である．電圧  $V_1$  と励振電圧  $V_d$  は，波振幅解析の定義式である式(4.10)より，

$$V_1 = \left( 1 + S_{11B} + \frac{S_{14B} S_{41B} \Gamma_d}{1 - S_{44B} \Gamma_d} \right) \sqrt{Z_0} \cdot a_g \quad (4.17)$$

$$V_d = (\Gamma_d + 1) \cdot \frac{S_{41B}}{1 - S_{44B} \Gamma_d} \sqrt{Z_d} \cdot a_g \quad (4.18)$$

となる．式(4.17)と式(4.18)より  $a_g$  を消去すると，電圧  $V_1$  と励振電圧  $V_d$  の関係は，

$$V_1 = \frac{(1 + S_{11B})(1 - S_{44B} \Gamma_d) + S_{41B} S_{14B} \Gamma_d}{S_{41B}(\Gamma_d + 1)} \cdot \sqrt{\frac{Z_0}{Z_d}} \cdot V_d \quad (4.19)$$

と求まる．ここで，

$$\Gamma_d = \frac{Z_d - Z_0'}{Z_d + Z_0'} \quad (4.20)$$

である．式(4.19),(4.20)で， $Z_0'$ はバラン - アンテナエレメント間の平行2線線路の特性インピーダンス， $S_{ihB}$  ( $i = 1, 4, h = 1, 4$ )はバランのSパラメータである． $S_{ihB}$ はTRL(Through Reflect Line)法などを用いて個別に複素値を測定することが可能である[30],[31]．式(4.16),(4.19)より，モーメント法の計算に対応する $V_d = 1 + j0$ 〔V〕励振時の近傍磁界が計算できる．

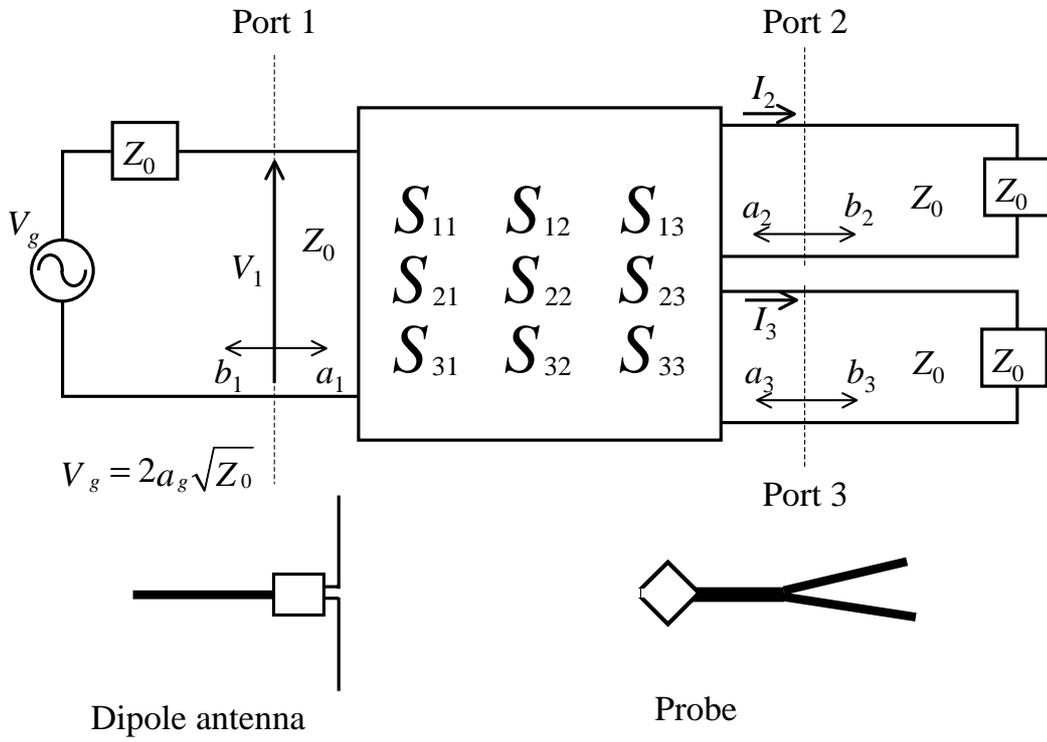


図 4.6: 測定構成全体の 3 ポート回路網

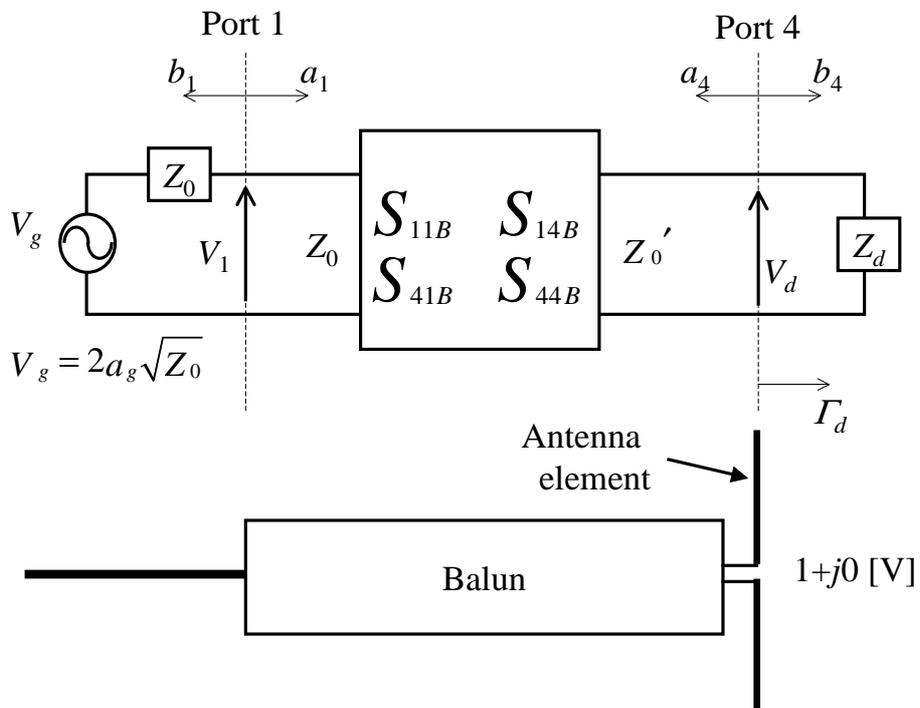


図 4.7: 対象とするバラン付きアンテナ部分の 2 ポート回路網

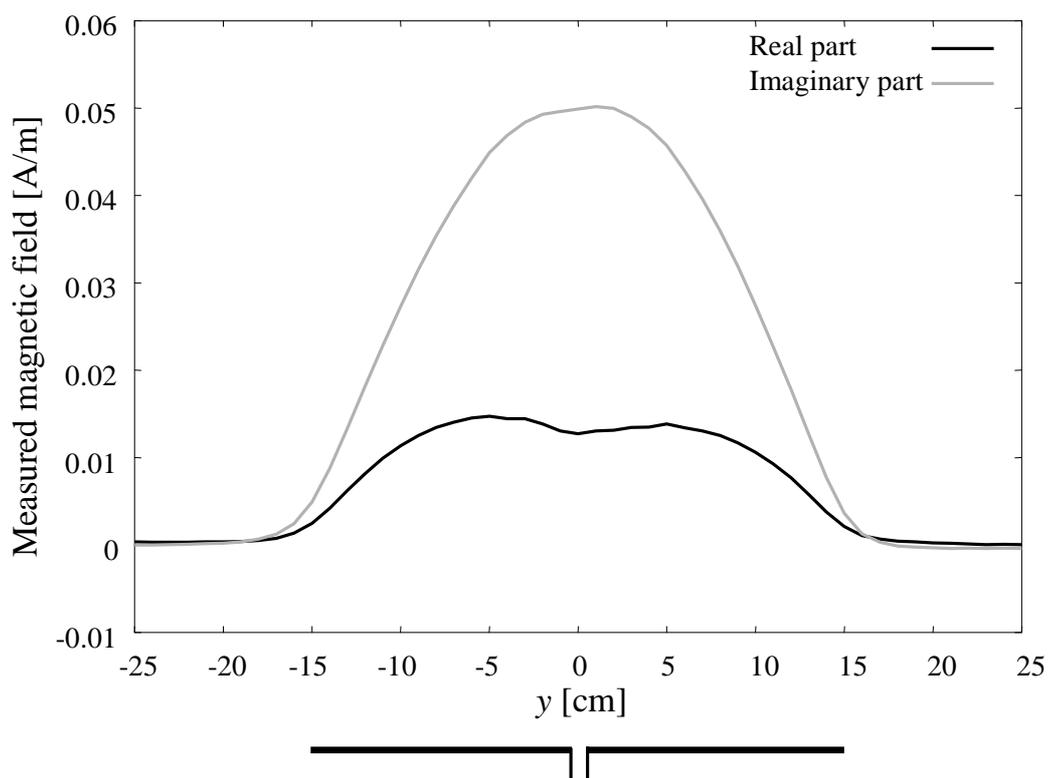


図 4.8: 測定したダイポールアンテナエレメント近傍の磁界 ( $d=3\text{cm}$ )

図 4.8 に測定した 2 出力プローブの S パラメータ出力を式 (4.16) で磁界値に変換した結果を示す。また，図 4.9 に，図 4.8 の測定磁界を  $V_d = 1+j0$  [V] 励振時に換算した結果を示す。なお，アンテナエレメントは  $-15\text{ cm} \leq y \leq 15\text{ cm}$  の位置に存在している。

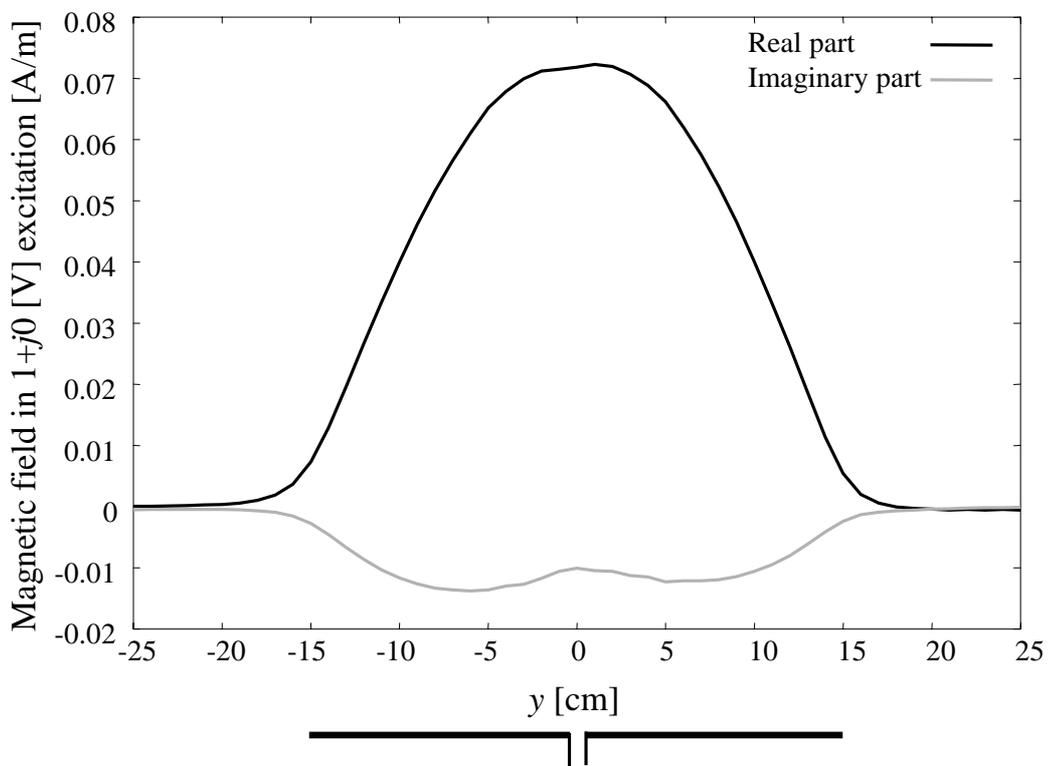
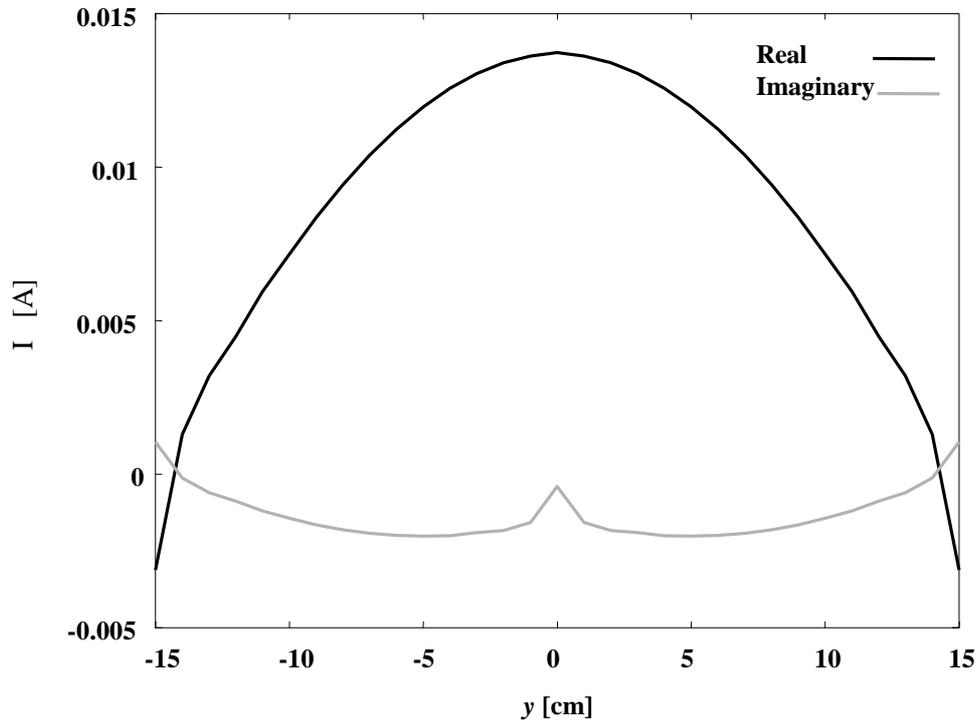


図 4.9:  $V_d = 1+j0$  [V] 励振時の近傍磁界 (480MHz)

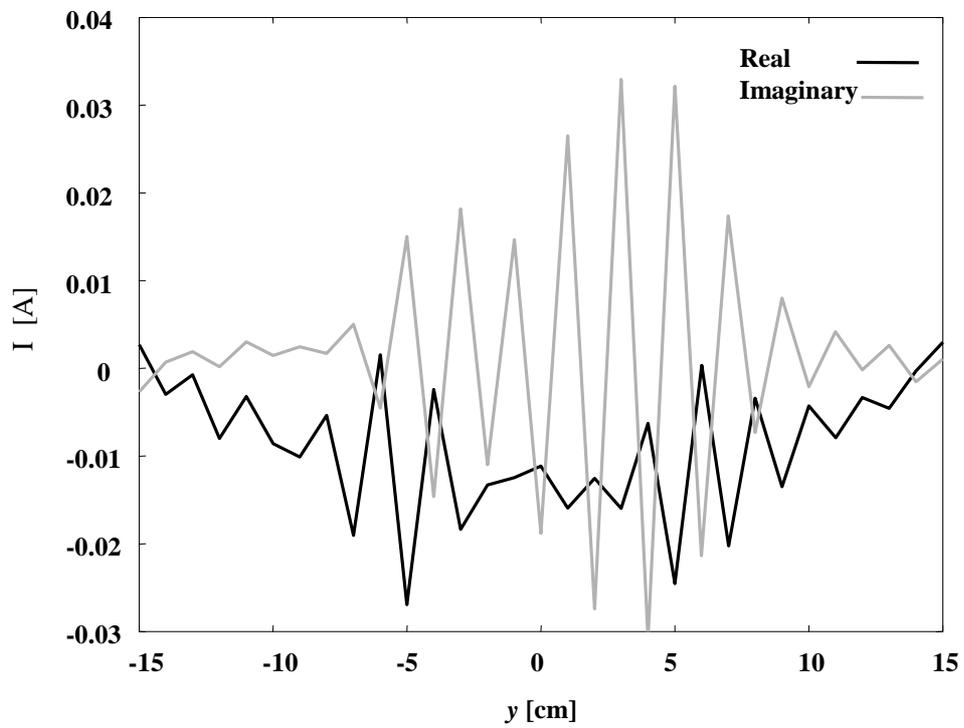
#### 4.5.2 逆問題を解く条件の決定

図 4.10 にシミュレーション計算と実際の測定より推定したダイポールアンテナエレメントの電流分布を示す。これは、アンテナエレメントの存在する  $-15 \text{ cm} < y < 15 \text{ cm}$  の領域において  $10 \text{ mm}$  間隔  $M = 31$  点の磁界データより式 (2.2) の連立 1 次方程式を解き、エレメント上の  $N = 31$  点での電流を推定したものである。図 4.10(b) の振動した結果は式 (2.2) の解の不安定性を示している。図 4.10(a) のシミュレーション計算には含まれない、プローブまでの距離や走査間隔に誤差を含む測定磁界を扱う場合にこのような問題が起こる。

図 4.10 (b) は、図 4.9 の測定近傍磁界を元に逆問題を解いた結果だが、この磁界分布を見る限りそこに多くの測定誤差が含まれていることはわからない。例えば 4.3 節で示した磁界のシミュレーション計算に、意図的にプローブ位置の誤差を与えたとする。ループを  $10 \text{ mm}$  間隔で走査させるとき、その走査方向 ( $y$ ) の位置に  $+1\%$ 、 $-1\%$  の誤差を交互に与えたときの近傍磁界より推定した電流分布を図 4.11 に示す。実線が実部で、破線が虚部である。これより、近傍磁界測定において避けられない非常にわずかな誤差が、連立 1 次方程式を解く過程で解を著しく不安定にさせることがわかる。



(a) Estimated from calculated magnetic fields



(b) Estimated from measured magnetic fields

図 4.10: 測定点と同じ点数を共役勾配法で推定した結果

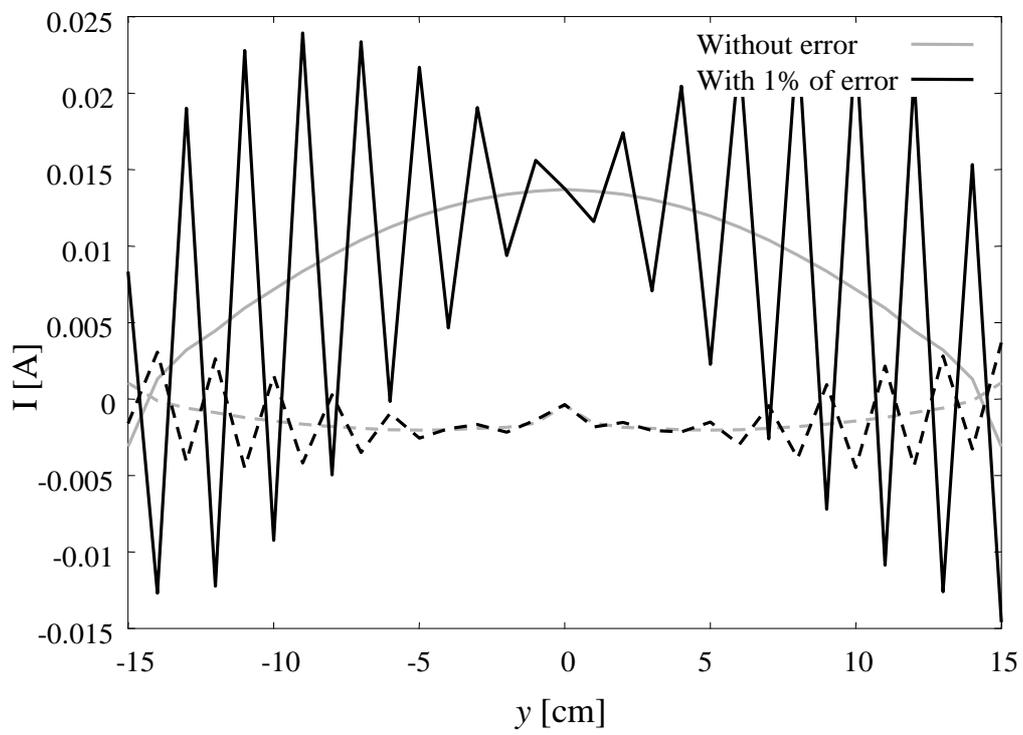


図 4.11: 1%の誤差を含む磁界シミュレーションデータによる推定電流分布

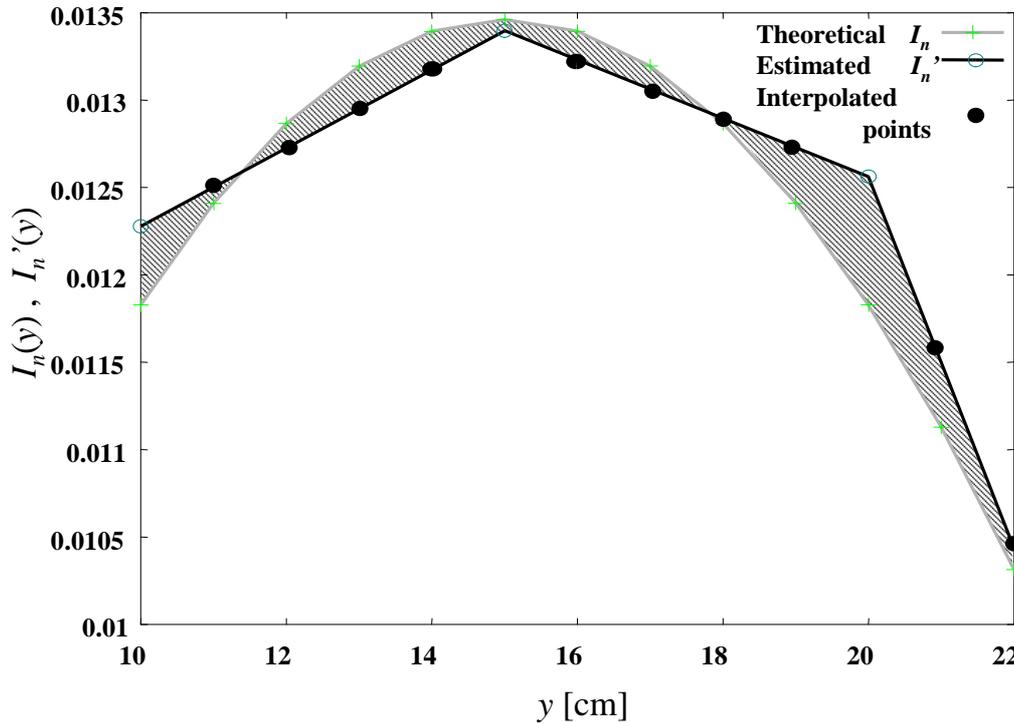


図 4.12: 理論電流値  $I_n$  と補間した推定電流値  $I'_n$  の比較 ( $N = 7$  点のとき)

このような問題を回避するためには、磁界点の数よりも推定電流の点数を減らし、係数行列に自身のエルミート行列を掛けて正平方化した式 (2.4) を解けばよい。しかし、推定電流点を少なくすると解は安定するが、推定される電流の点数が減り得られる電流分布の分解能も低下する。そこで、各推定点数における推定電流の差  $\Delta I$  を式 (4.21) で評価する。

$$\Delta I = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |I'_n - I_n|^2} \quad (4.21)$$

この場合、理論電流値が  $I_n$  (31 点)、推定電流値を直線で補間し  $N=31$  点にしたものが  $I'_n$  で、どちらも複素数である。図 4.12 に 7 点を推定し直線で補間した  $I'_n$  と理論電流値の比較の一例を示す。両者が完全に一致し、 $\Delta I = 0$  となるとき、図中の斜線で塗られた領域が無くなる。推定間隔が整数 cm となる点数である、31 点、16 点、11 点、7 点、6 点、4 点、3 点のときの差を図 4.13 に示す。これより、7 点で差が最小となり、解が最も安定且つ分解能を保つことができる。また、この点数を増やすと、図 4.13 に示されるように解の不安定性による誤差が増すため、正確

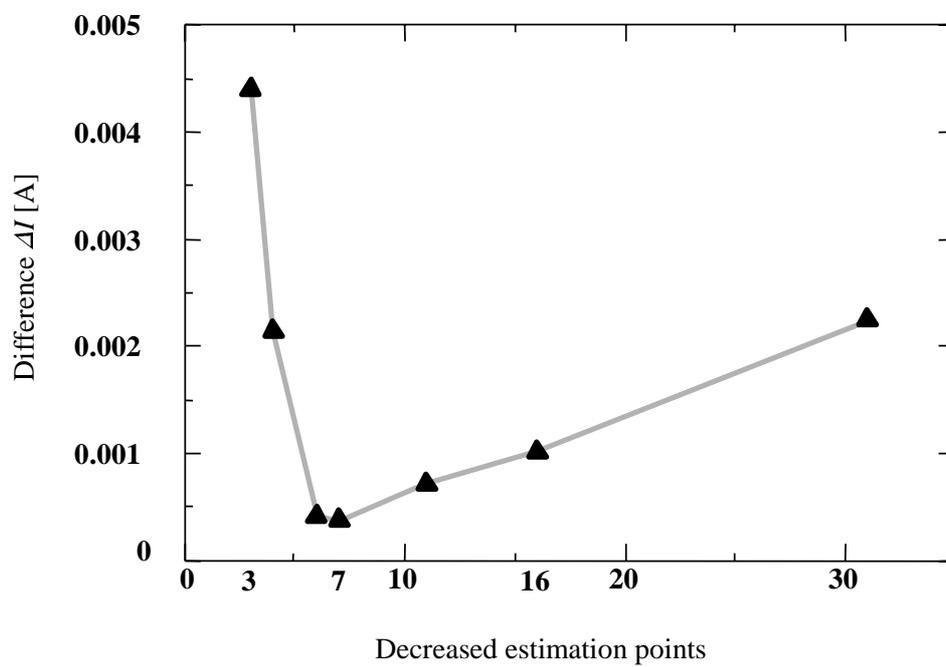


図 4.13: 推定電流点数と推定電流の差の関係

な推定を行えない。

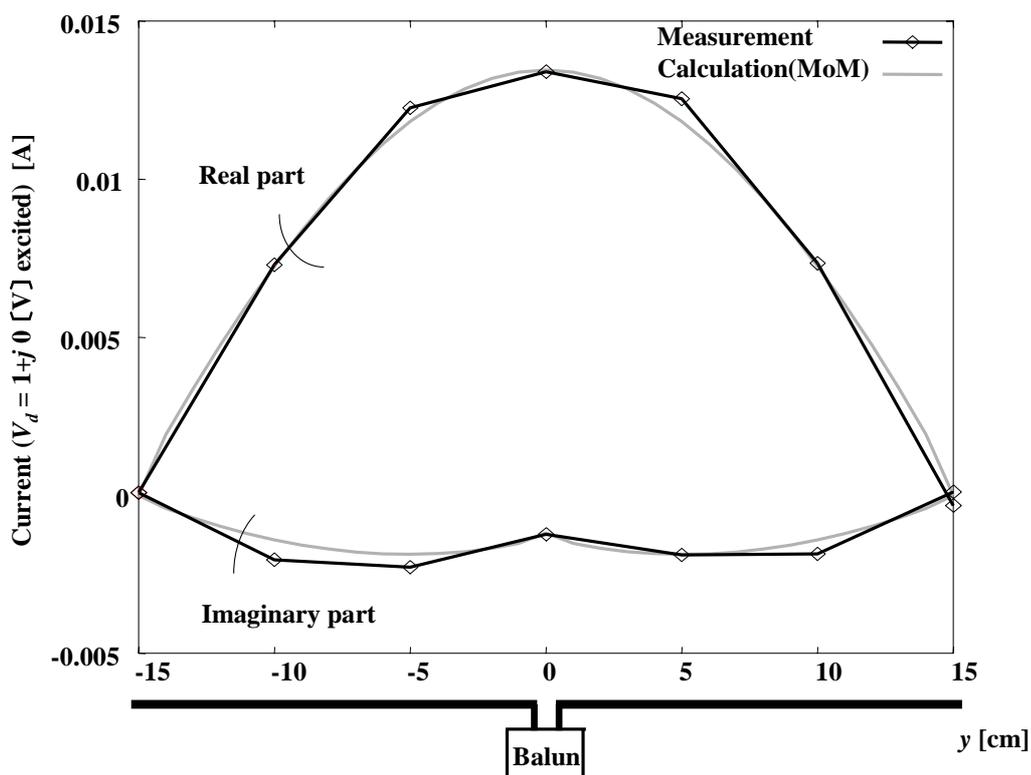


図 4.14: バラン付きダイポールアンテナエレメントの電流値分布 (480 MHz)

#### 4.5.3 理論電流分布との比較

そこで，式 (4.19) より基準面を換算し推定電流の点数を 7 点に減らして式 (2.4) を解いた結果と， $1+j0$  [V] で励振したモーメント法による理論電流分布の比較を図 4.14 に示す．これより，実部と虚部の両方において，推定された結果はモーメント法による理論電流分布とほぼ一致する値を得た．

ここで式 (2.4) を共役勾配法を用いて解く計算において，初期値は任意に選ぶことができるので今回はすべて 0 とし，推定電流値が収束する（残差の大きさが  $10^{-10}$  以下）まで反復を行った．（付録 B）この結果，4.5.1 節で示した評価法を用いて本推定手法が複素電流分布の概形だけでなく，各々の位置における電流の値まで推定可能であることが確認できた．

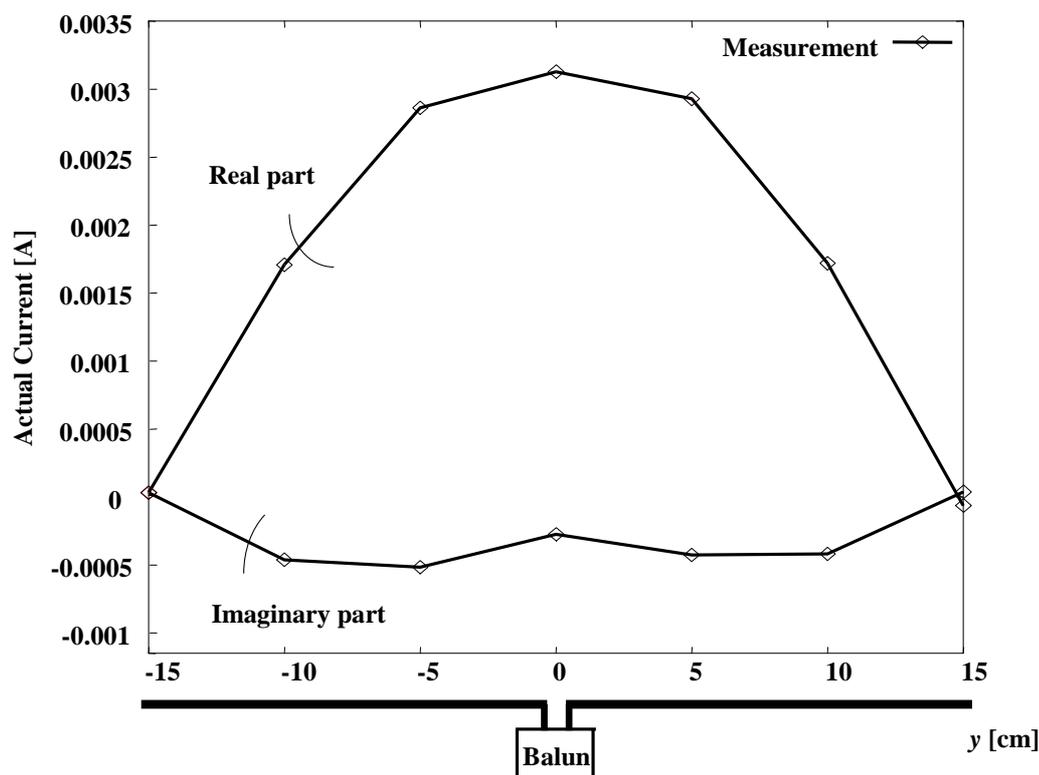


図 4.15: 実際に測定された大きさのバラン付きダイポールアンテナエレメントの電流値分布 (480 MHz)

#### 4.6 実際に測定される電流分布の大きさ

$1+j0$  [V] 励振に換算するのではなく、実際にネットワークアナライザで駆動されている電流分布を求めたければ、ネットワークアナライザの整合出力電力  $|a_g|^2$  を測定すればよい。式 (4.12), 式 (4.19) から  $|V_d|$  が

$$|V_d| = \sqrt{Z_0'} \left| \frac{S_{41B}(\Gamma_d + 1)}{(1 + S_{11B})(1 - S_{44B}) + S_{41B}S_{14B}\Gamma_d} \cdot (1 + S_{11}) \right| |a_g| \quad (4.22)$$

と計算できる。このような場合、推定電流の位相は任意の基準に基づけばよいので、たとえば、 $V_d$  を位相基準にとると  $V_d = |V_d| + j0$  [V] となる。

図 4.15 に、式 (4.22) から求めた実際の励振電圧で  $V_d$  に位相基準をとり駆動された場合の電流値を示す。今回用いたネットワークアナライザの整合出力電力  $|a_g|^2$  は 0 dBm (1 mW) である。

## 4.7 あとがき

本章では，長さ 30 cm，直径 1 mm のダイポールアンテナを対象とし，第 2 章で述べた理論に従い，第 3 章で紹介した磁界プローブを用いて測定した近傍磁界を用いて複素電流分布推定を行った．

磁界プローブを用いて近傍磁界の測定を行うにあたって，対象のダイポールエレメントからプローブまでの適切な距離などを，モーメント法を用いたシミュレーション計算で検討し決定した．

その上で，これらの値を用いて 480MHz における複素電流分布の推定を行った．この際，近傍磁界の測定にネットワークアナライザを用い，ダイポールアンテナの励振電圧を理論電流分布と等しい条件で比較できるようにする手法を開発した．

その結果，測定磁界による推定電流分布と理論電流分布は，実数部と虚数部の分布だけでなく各位置での大きさまでほぼ一致した．これより，第 2 章で提案した複素電流分布の推定理論の妥当性を確認した．

次章では，この電流分布推定を，非対称に給電されたダイポールアンテナやアンテナの給電線路の外導体を対象に行い，アンテナの構造と漏洩電流との関係について検討する．

## 第 5 章

# ダイポールアンテナの給電線路外導体に流れる漏洩電流の推定

### 5.1 まえがき

前章にて，微小ダイポールセグメントがつくる磁界の式に基づく電流分布推定が，その複素電流分布だけでなく各々の位置における絶対的な電流の値まで推定できる手法であることを，理論計算との比較より明らかにした．

本章では電流分布推定を，給電点に対して非対称なアンテナエレメント上の電流や，さまざまなダイポールアンテナの給電線路の外導体に漏れ出す電流に対して行う．実際にエレメント上の電流と給電線路外導体に漏れ出す電流を調べることは，アンテナの動作解明や付属回路の不具合を発見するための有益な情報となる．また，給電線路の表面への漏洩電流は，本来 0 であるべきもので，その程度によってはアンテナの動作や性能を悪化させたり，妨害波の発信源として他の機器に妨害を及ぼす原因となりうる．よって，実際の磁界測定を基に漏洩電流の分布や大きさを知ることは，現状の把握・その対策のためにも有意義である．

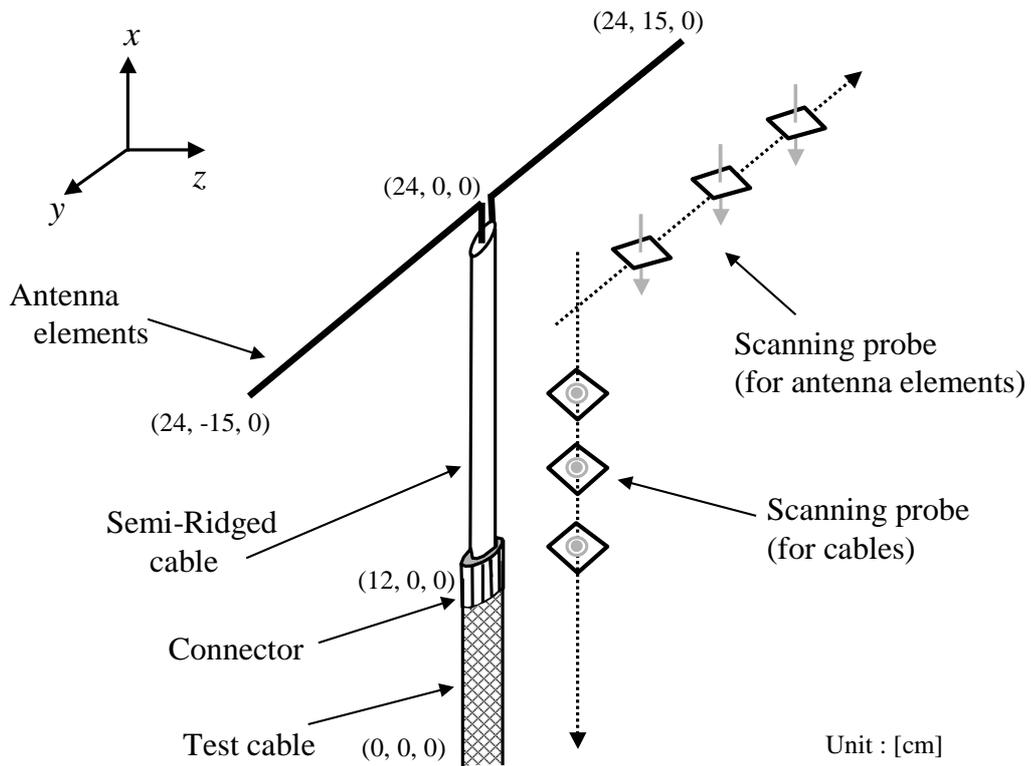


図 5.1: バランなしダイポールアンテナの近傍磁界測定

## 5.2 給電線路の外導体近傍における磁界測定

アンテナエレメントと、給電線路外導体の近傍磁界測定は、第3章で示したシールドループ構造の2出力磁界プローブを用いて図5.1のように行う。このとき、測るべき磁界の向きは互いに直交しているため、線路の近傍磁界の測定時にエレメントからの放射は影響しない。逆に、エレメント近傍の磁界を測定する際に、線路からの放射も問題にならない。本章での近傍磁界測定は、アンテナエレメントを  $y$  軸に、給電線路を  $x$  軸に沿って置き、長さ 30 cm のアンテナエレメントを  $x = 24$  cm の位置に配置して行う。

## 5.3 対象とするダイポールアンテナとその給電線路の構造

本章で検討する，2種の給電構造のダイポールアンテナについて述べる．ひとつは，アンテナエレメントと給電線路間のインピーダンス整合が取れていない，悪い条件を想定したバランを持たないダイポールアンテナ，もうひとつは，バランを接続したダイポールアンテナである．前者は，さらにアンテナエレメントに対称に給電されている場合と非対称に給電されている場合の2つについて扱う．

### 5.3.1 バランを持たないダイポールアンテナ

図5.2 にバランをもたないダイポールアンテナを示す．このアンテナは，アンテナエレメントが給電用の同軸セミリジッドケーブルの内導体と外導体に直接接続されている．バランを使用していないため，構造的にアンテナエレメントに流れる電流が同軸線路の外導体に漏れやすい．アンテナエレメント全体の長さはいずれも30 cm，太さ1 mmで，図5.2 (a) に示すアンテナは対称に給電し，図5.2 (b) に示す非対称エレメントのダイポールアンテナはエレメント端から2:1の位置で給電しており長い方のエレメントが内導体に接続されている．

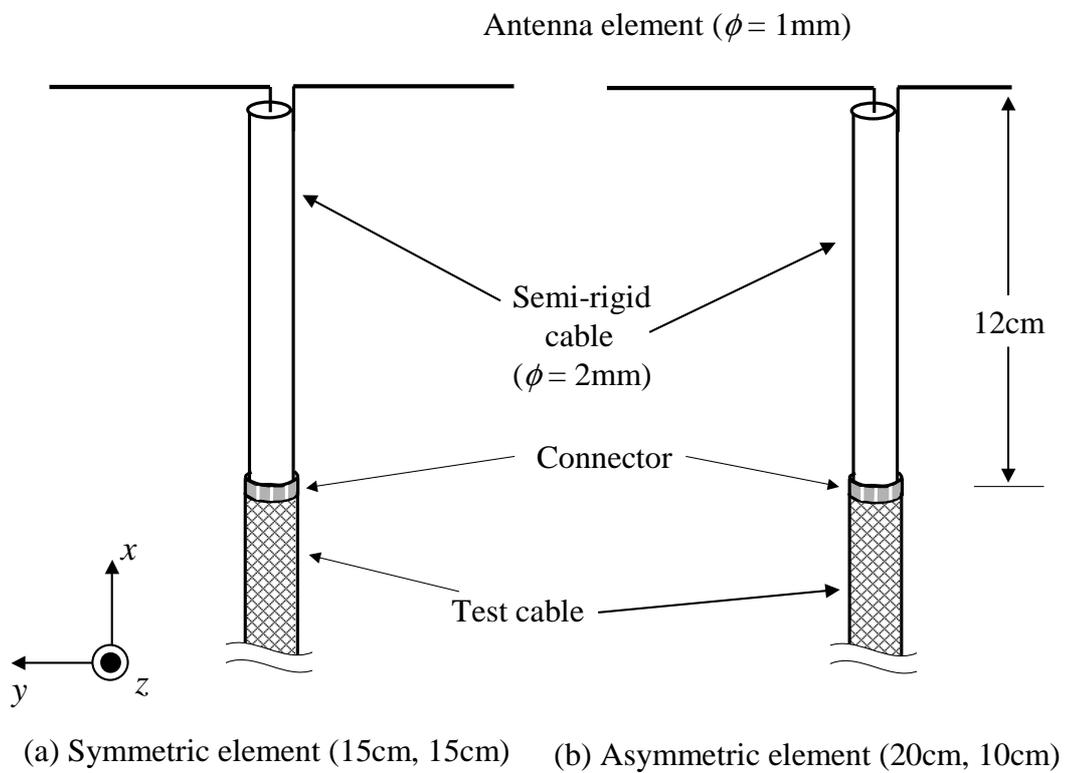


図 5.2: バランを持たないダイポールアンテナ

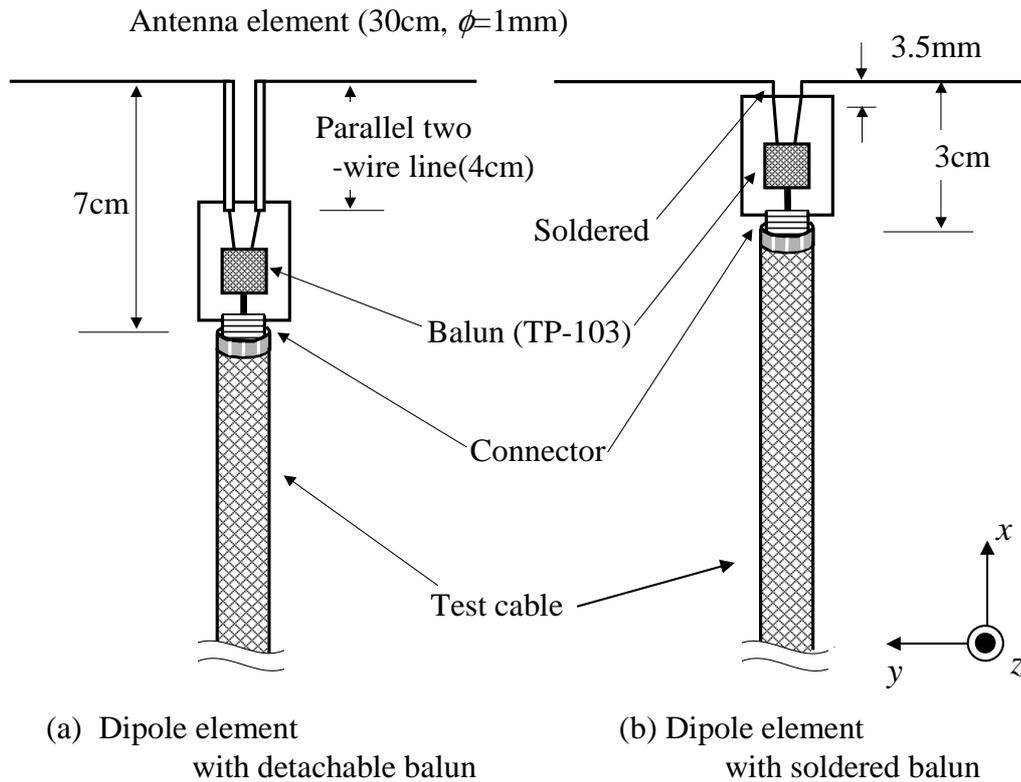


図 5.3: バラン付きダイポールアンテナ

### 5.3.2 バラン素子付き対称エレメントのダイポールアンテナ

図 5.3 に、バラン素子付きのダイポールアンテナを示す。このアンテナエレメントには、第 4 章で用いたのと同じバラン素子 (M/A Com 社, TP-103) を接続する。図 5.3 (a) は、第 4 章と同じく着脱可能なバラン素子を用いた場合で、アンテナエレメントとバランの間に長さ 4 cm、太さ 3 mm の平行 2 線線路がある。第 4 章では、推定結果の検証のためにバラン単体の特性を測定する必要があり、図 5.3(a) のような着脱可能な構造でなければならなかった。しかし、本章で給電線路表面の電流を評価する際に、特にバラン部を取り外せる構造である必要はない。よって、図 5.3 (b) では、同型のバラン素子を、長い平行 2 線線路を介することなく直接アンテナエレメントにハンダ付けしている。いずれのダイポールアンテナも、アンテナエレメントの全長は 30 cm、太さ 1 mm で対称に給電している。

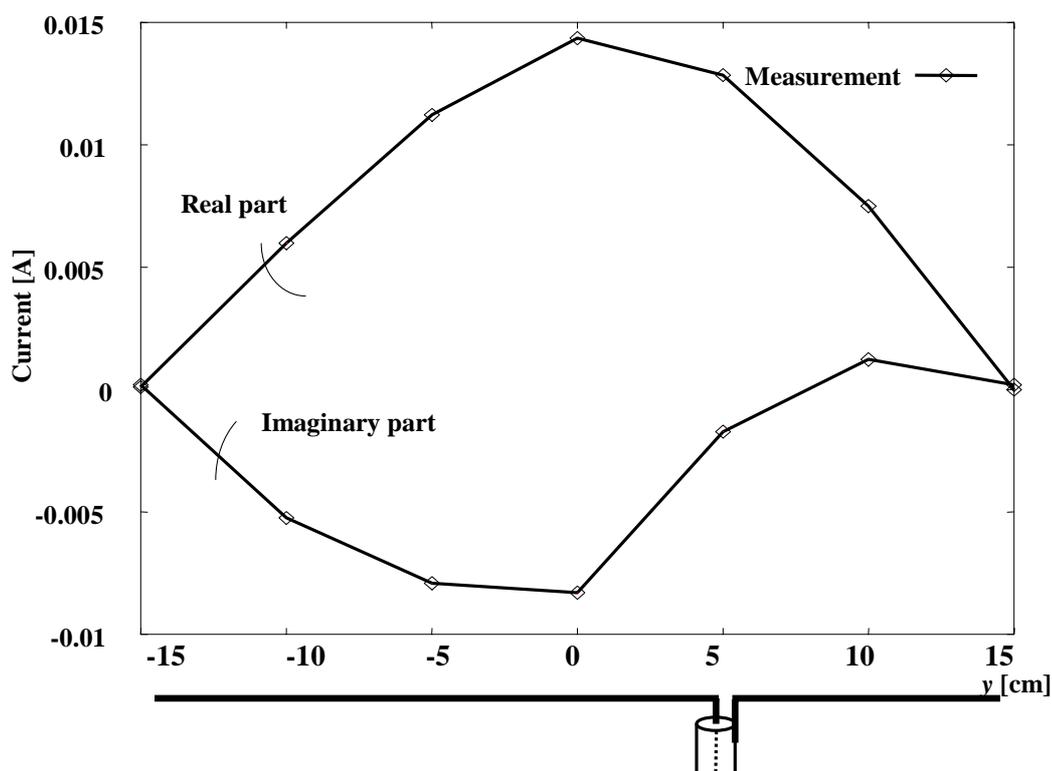


図 5.4: バランなし非対称ダイポールアンテナエレメントの電流値分布 (480 MHz)

#### 5.4 非対称に給電されたアンテナエレメント上電流分布の推定

前章で示した電流分布推定法をアンテナ動作の解明に利用する例として、非対称なアンテナエレメントを持つダイポールアンテナを電流分布推定の対象とする。

図 5.2 (b) のアンテナの 480 MHz における電流分布の推定結果を図 5.4 に示す。図 5.4 は給電線路部のセミリジッドケーブルを無損失と仮定し、その長さを巻き戻して、エレメントに直接  $1+j0$  [V] を励振した状態に換算したものである。アンテナエレメントが対称な場合の電流分布を図 4.14 と比べると、実部はほぼ一致し、虚部は最大で 2 [mA] 程度異なる。特に電流分布の虚部において分布が非対称となっている様子が観察できる。

#### 5.5 給電線路の外導体を流れる電流分布の推定結果とその比較

さらに、図 5.2 に示す 2 種のダイポールアンテナの給電に用いられるセミリジッドケーブル (長さ 120 mm) の外導体表面上における電流分布を推定した結果が

図 5.5 の実線である．破線は同じ条件でのアンテナエレメント上の電流分布 ( $0 \text{ cm} \leq y \leq 30 \text{ cm}$ ) を示す．長さ 300 mm のアンテナエレメントが，対称 (Symmetric, 150 mm-150 mm) または非対称 (Asymmetric, 200 mm-100 mm) として給電されているときの複素電流の絶対値を比べている．アンテナエレメントは  $x = 24 \text{ cm}$  の位置に置かれており， $24 \text{ cm} < x \leq 50 \text{ cm}$  の範囲に電流は無い．

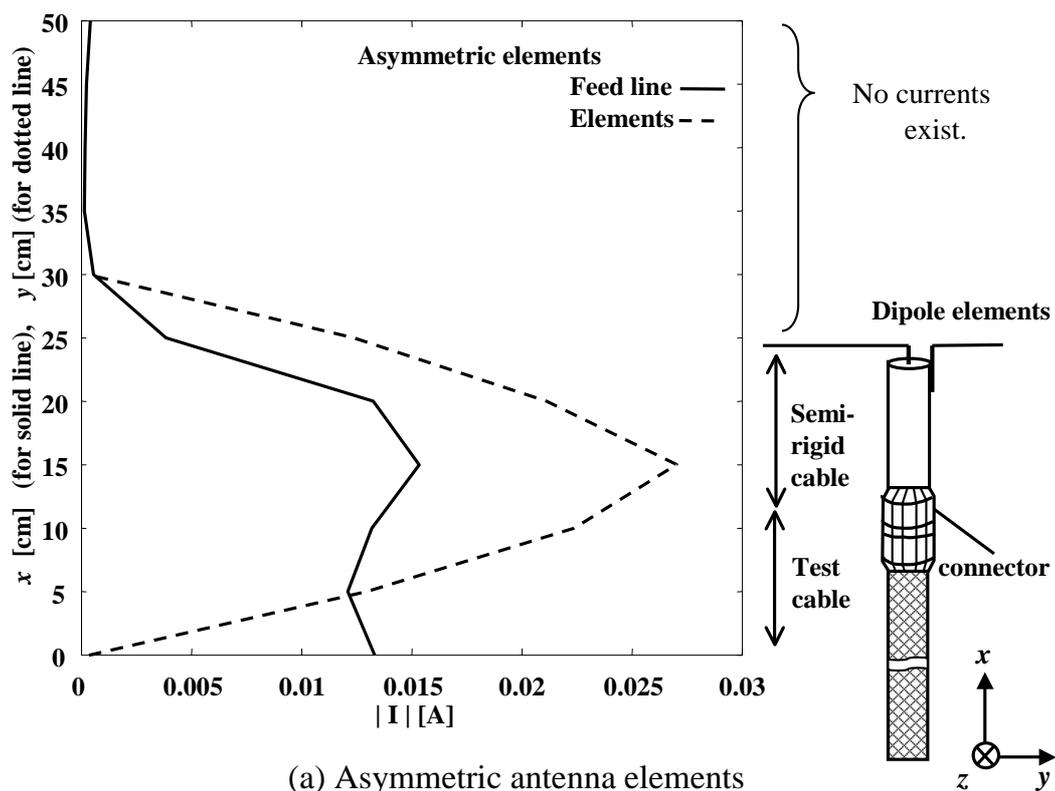
これより，アンテナエレメントが非対称な場合には対称な場合に比べて多くの電流が給電線路に流れ，アンテナの動作を妨げていることがわかる．しかし，非対称給電の場合にはエレメント上の電流そのものも大きいことから，絶対値だけで図 5.5 の実線で示すさまざまな線路上の電流分布を比較するのは適当でない．そこで，給電線路の外導体表面の電流同士を比較するため，次のような割合  $I_{ratio}$  で評価する．

$$I_{ratio}(x) = \frac{|I_{feeder}(x)|}{|I_{ele}|} \times 100 \quad (5.1)$$

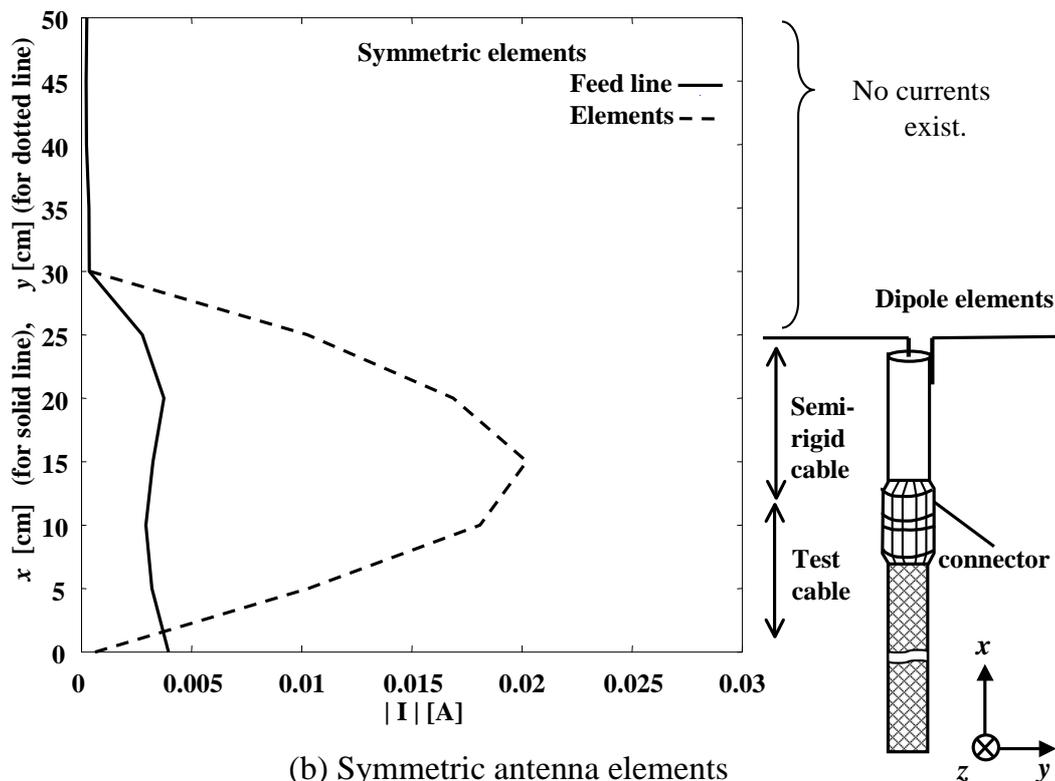
ここで  $|I_{ele}|$  はアンテナエレメント上の電流値絶対値の最大， $|I_{feeder}(x)|$  は給電線路表面の電流分布である．

図 5.6 に，図 5.2 および図 5.3 で示した 4 つのダイポールアンテナの給電線路上の電流分布の割合  $I_{ratio}$  の比較を示す．いずれのアンテナも  $x = 24 \text{ cm}$  の位置にアンテナエレメントを置き， $0 \text{ cm} \leq x \leq 24 \text{ cm}$  の領域に給電線路がある．また， $24 \text{ cm} < x \leq 50 \text{ cm}$  の領域には何も存在しないため，電流値は 0 となる． balan をもたない対称または非対称それぞれのアンテナで，同軸フィード表面の電流値の，エレメント上での電流値の最大値に対する割合は，エレメントが対称なときでも最大で 19 % あり，非対称なときには 56 % にまでなることがわかった．これは，図 5.2 に示す balan が無いダイポールアンテナにおいて，同軸フィード表面に漏れ出す不要電流が無視できない大きさであること，さらにエレメントの中央で給電が行われていない場合にはその大きさがアンテナエレメント上の  $1/2$  以上にもなる可能性もあることを意味している．

一方，図 5.3 に示す balan をもつアンテナではその割合が最大で 10 % 程度に抑えられている．図 5.3 (b) よりも図 5.3 (a) の構造のほうが多くの電流が線路上にみられるのは，図 5.3 (a) の着脱可能な balan とアンテナエレメントの接続部にある平行 2 線線路部分からの放射が影響しているためと考えられる．



(a) Asymmetric antenna elements



(b) Symmetric antenna elements

図 5.5: バランなしダイポールアンテナのアンテナエレメント上及び給電線路表面上の電流値分布 (480 MHz)

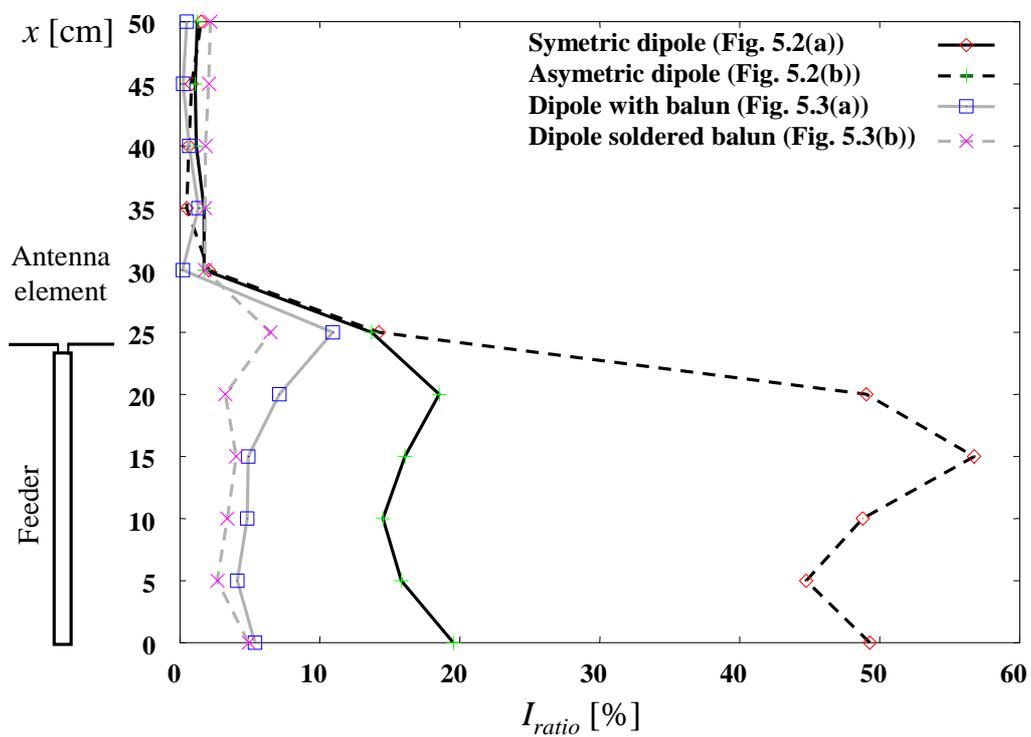


図 5.6: バランなしダイポールアンテナの給電線路の外導体上の電流値分布 (480 MHz)

## 5.6 あとがき

本章では，第4章で示した電流分布推定を，非対称に給電されたダイポールアンテナのアンテナエレメントやアンテナの給電線路の外導体に流れる漏洩電流に対して行った．給電線路への漏洩電流は本来0であるべきであるから，前章で推定したアンテナエレメント上の電流と比べると一桁程度弱い，それでも電流分布を推定することができた．

また，さまざまなアンテナの線路上に流れる漏洩電流の分布を，そのアンテナエレメント上の電流の絶対値に対する割合で表わし，比較した．これより，バラをもつアンテナではアンテナエレメント上の10%以下の電流しか漏洩しないのに対し，エレメントに非対称に給電しバラも持たないアンテナでは，その割合が50%以上になることを実際の近傍磁界測定より明らかにした．この結果から，本推定法が漏洩電流のような微弱な電流に対しても適用できることがわかった．

本章まで，アンテナエレメント上や給電線路上など，1次元的に分布する電流分布の推定を行ってきた．次章では，この電流分布推定法を2次元的な対象へ適用するための検討の足がかりとして，同一平面内に2本のエレメントが存在する2エレメント八木アンテナを対象とする推定について述べる．

## 第 6 章

# 2 エlement八木アンテナを対象とした電流分布推定

### 6.1 まえがき

第4章・第5章において，ダイポールアンテナのアンテナエレメントや給電線路の外導体表面の電流分布推定について述べた．これらの対象はともに1次元的な形状で，近傍磁界の測定も1次元的に分布する磁界のみを測ればよかった．

しかし，2次元的な測定対象に対して，その手法が適用できるかどうかの検討はまだ行われていない．そこで本章では，電流分布推定の2次元化への足がかりとして，磁界プローブである微小ループが磁界の垂直入射方向成分を測定する特性を活用して，2エレメント八木アンテナを対象とした電流分布推定を行う方法を提案し，シミュレーション計算と実験によってその有効性を検討する．

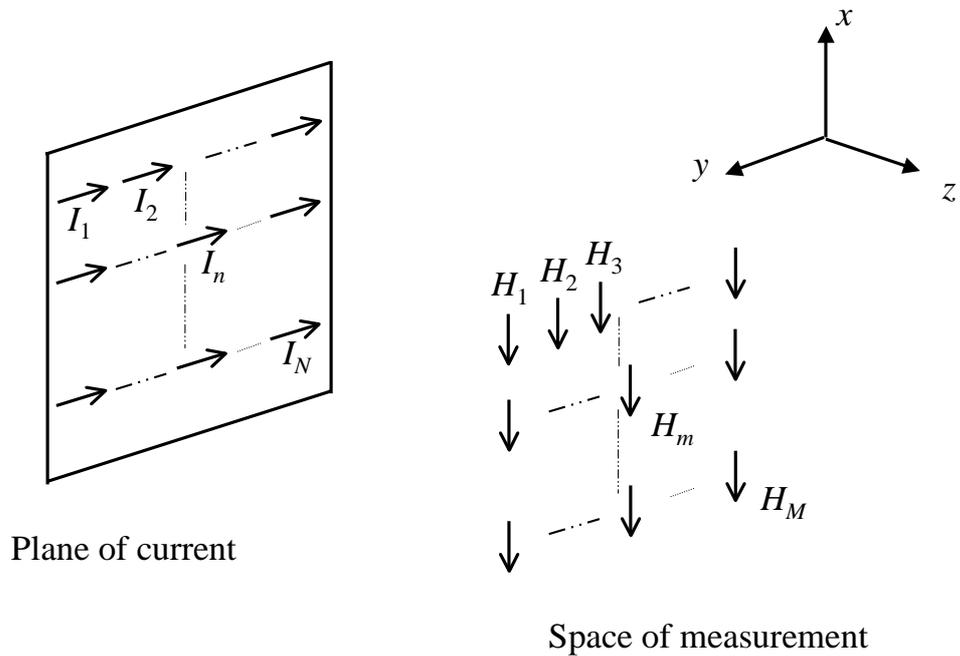


図 6.1: 2 次元の電流分布と近傍磁界

## 6.2 2 次元的な電流分布推定

図 6.1 のように、ある平面に流れる電流分布を近傍の磁界から推定することを考える。平面上を任意の方向に流れる電流は  $x$  方向成分と  $y$  方向成分に分解して考えることができるので、ここでは、電流は  $y$  方向に沿ってのみ流れているものとする。

第 2 章において、式 (6.1) で示される微小電流要素が距離  $r$  離れた点につくる磁界  $H_\varphi$  をもとに、式 (6.2) またはこれに係数行列のエルミート行列を適用した式 (2.4) より電流分布推定を行うことは既に述べた。ここで、 $k$  は波数、 $\Delta l$  は微小要素の長さ、 $I$  は微小要素に流れる電流の大きさである。

$$H_\varphi = \frac{I\Delta l e^{-jkr}}{4\pi} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin\theta \quad (6.1)$$

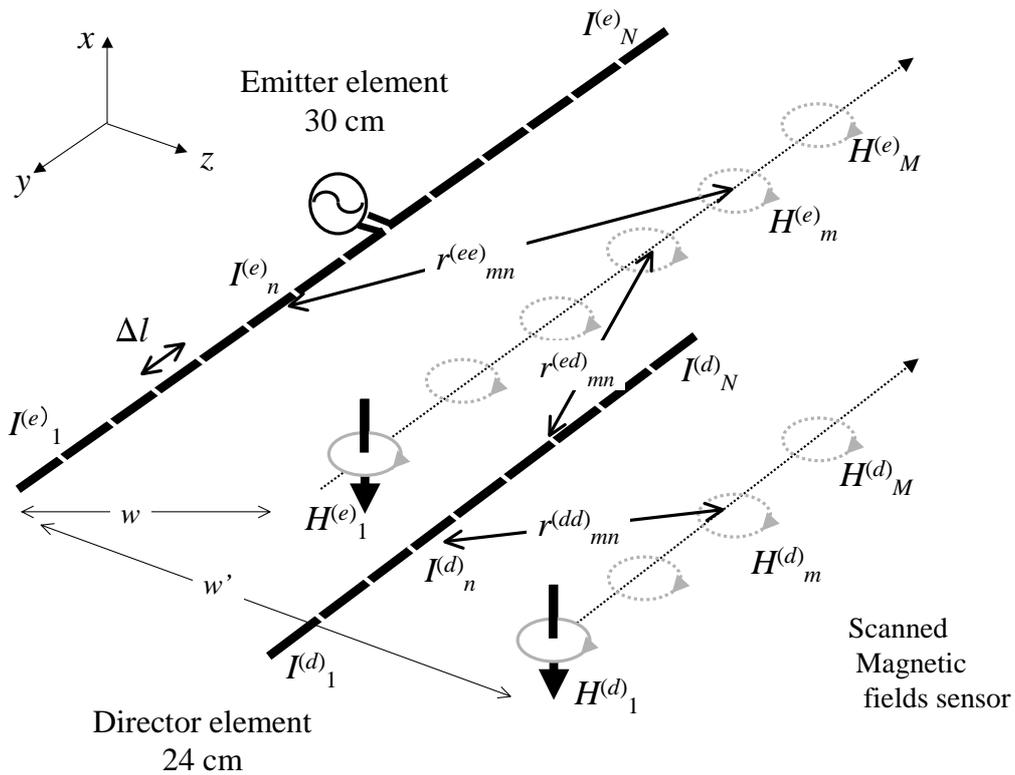


図 6.2: 2 エLEMENT 八木アンテナの近傍磁界測定

$$\begin{bmatrix} H_1 \\ \vdots \\ H_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11} & \cdots & \alpha_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1} & \cdots & \alpha_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

本章では，図 6.2 に示すような一定の面 ( $x-y$  面) 上に ELEMENT がある 2 ELEMENT 八木アンテナの電流分布を推定する．ここで，八木アンテナの ELEMENT は  $y$  方向に沿って置かれ，微小ループを  $y-z$  面内に置いて  $x$  方向の磁界を測定する．ループを  $y$  方向に走査して測定した磁界分布から，2 ELEMENT 八木アンテナの電流分布を推定することを考える．八木アンテナのように，直線状 ELEMENT が同一の平面内に配置されている場合は，具体的な推定法を考えることが比較的容易になる．

2 ELEMENT 八木アンテナは 2 本のアンテナ ELEMENT (放射器と導波器) で構成されているから，電流分布を推定するために，放射器近傍と導波器近傍の 2 種類の磁界分布を測定することが考えられる．微小ループはどの位置においても磁界の

$x$  方向成分を測定できるものとするが、ここで測定される近傍磁界は1本のアンテナエレメントだけでなく、2本のエレメントから発生する磁界の合成となる。

図6.2で、 $I_n^{(e)}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) は放射器 ( $e$ ) エレメントにおける  $n$  番目の微小電流要素 (セグメント) の電流値、 $H_m^{(e)}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots, M$ ) は放射器 ( $e$ ) 近傍における  $m$  番目の測定点における磁界の  $x$  方向成分、 $I_n^{(d)}$  ( $n = 1, 2, 3, \dots, N$ ) は導波器 ( $d$ ) エレメントにおける  $n$  番目のセグメントの電流値、 $H_m^{(d)}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots, M$ ) は導波器 ( $d$ ) 近傍における  $m$  番目の測定点における磁界の  $x$  方向成分である。また、 $r_{mn}^{(ee)}$ ,  $r_{mn}^{(ed)}$  はそれぞれ、放射器エレメントおよび導波器エレメントの  $n$  番目のセグメントから放射器近傍における  $m$  番目の磁界測定点までの距離、 $r_{mn}^{(de)}$ ,  $r_{mn}^{(dd)}$  はそれぞれ、放射器エレメントおよび導波器エレメントの  $n$  番目のセグメントから導波器近傍における  $m$  番目の磁界測定点までの距離である。

ここでは、2エレメント八木アンテナが配置されている電流面から放射器近傍および導波器近傍の微小ループまでの距離は等しいものとし、その値を  $w$  とする。さらに、放射器上の電流セグメントから導波器近傍の磁界測定点までの最短距離および導波器上の電流セグメントから放射器近傍の磁界測定点までの最短距離を  $w'$  とする。また、放射器エレメントおよび導波器エレメントにおけるセグメントの長さはすべて  $\Delta l$  とする。この結果、導波器エレメントは放射器エレメントよりも少し短いので、導波器エレメントの両端には電流が流れていないセグメントができる。正しく推定された電流分布では、これらの電流の値は0となるはずである。

図6.3(a)は、微小ループを放射器エレメントから  $\varphi = \pi/2$  の位置に配置したときの断面図である。放射器を流れる電流  $I_n^{(e)}$  が  $m$  番目の測定点に作る磁界の  $x$  方向成分を  $H_m^{(ee)}$  とすれば、

$$\begin{bmatrix} H_1^{(ee)} \\ \vdots \\ H_M^{(ee)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^{(ee)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(ee)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(ee)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(ee)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1^{(e)} \\ \vdots \\ I_N^{(e)} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

と書くことができる。ここで、磁界の  $x$  方向成分  $H_x$  は  $H_\varphi \sin \varphi$  であること、 $\varphi = \pi/2$ 、および式(6.1)において

$$\sin \theta = \frac{w}{r_{mn}^{(ee)}} \quad (6.4)$$

であることから、右辺の係数行列の要素  $\alpha_{mn}^{(ee)}$  は、式(2.3)の  $d$  を  $w$  に、 $r_{mn}$  を  $r_{mn}^{(ee)}$  に置き換えた形となる。

一方，導波器を流れる電流  $I_n^{(d)}$  が  $m$  番目の測定点に作る磁界の  $x$  方向成分を  $H_m^{(ed)}$  とすれば，このときの電流と磁界の関係は

$$\begin{bmatrix} H_1^{(ed)} \\ \vdots \\ H_M^{(ed)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^{(ed)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(ed)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(ed)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(ed)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1^{(d)} \\ \vdots \\ I_N^{(d)} \end{bmatrix} \quad (6.5)$$

となり，磁界の  $x$  方向成分に対する右辺の係数行列の要素  $\alpha_{mn}^{(ed)}$  は，

$$\sin \theta = \frac{w'}{r_{mn}^{(ed)}} \quad (6.6)$$

$$\sin \varphi = \frac{w}{w'} \quad (6.7)$$

となることを考慮すれば，式(2.3)の  $\alpha_{mn}$  の距離  $r_{mn}$  をそれぞれ  $r_{mn}^{(ed)}$  に， $d$  を  $w$  に置き換えたものになる．

測定点における磁界の  $x$  方向成分  $H_m^{(e)}$  ( $m = 1, 2, 3, \dots, M$ ) は，これらの合成

$$\begin{bmatrix} H_1^{(e)} \\ \vdots \\ H_M^{(e)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_1^{(ee)} \\ \vdots \\ H_M^{(ee)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} H_1^{(ed)} \\ \vdots \\ H_M^{(ed)} \end{bmatrix} \quad (6.8)$$

である．

同様にして，導波器近傍に微小ループを配置した図6.3(b)の場合を考える．放射器を流れる電流  $I_n^{(e)}$  が  $m$  番目の導波器近傍の測定点に作る磁界の  $x$  方向成分  $H_m^{(de)}$  は，

$$\begin{bmatrix} H_1^{(de)} \\ \vdots \\ H_M^{(de)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^{(de)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(de)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(de)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(de)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1^{(e)} \\ \vdots \\ I_N^{(e)} \end{bmatrix} \quad (6.9)$$

となる．また，導波器を流れる電流  $I_n^{(d)}$  が  $m$  番目の導波器近傍の測定点に作る磁界の  $x$  方向成分  $H_m^{(dd)}$  は，

$$\begin{bmatrix} H_1^{(dd)} \\ \vdots \\ H_M^{(dd)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^{(dd)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(dd)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(dd)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(dd)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1^{(d)} \\ \vdots \\ I_N^{(d)} \end{bmatrix} \quad (6.10)$$

である．導波器近傍の測定点における磁界の  $x$  方向成分  $H_m^{(d)}$  は，式(6.8)と同様に

$H_m^{(de)}$  と  $H_m^{(dd)}$  の合成となるから ,

$$\begin{bmatrix} H_1^{(d)} \\ \vdots \\ H_M^{(d)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_1^{(de)} \\ \vdots \\ H_M^{(de)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} H_1^{(dd)} \\ \vdots \\ H_M^{(dd)} \end{bmatrix} \quad (6.11)$$

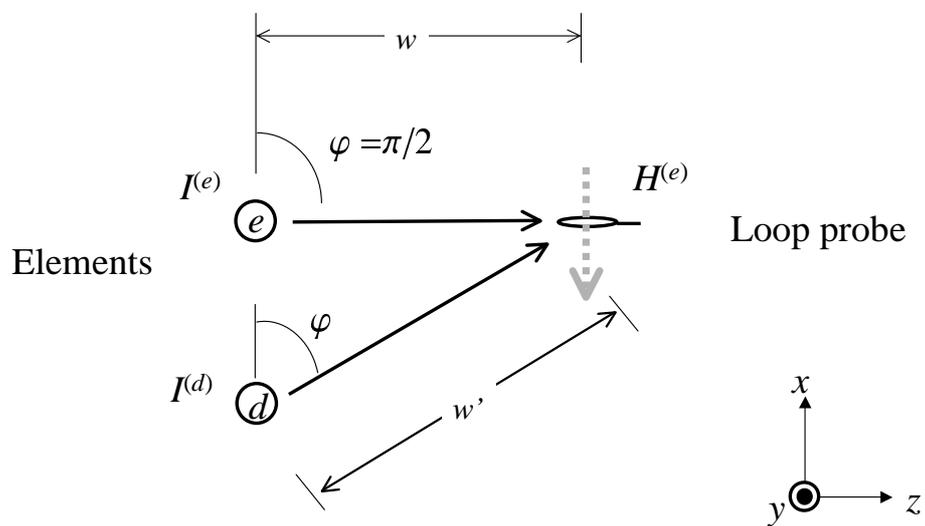
のように表わせる .

式 (6.8) および式 (6.11) より , 放射器および導波器の電流分布を推定するための以下の式が得られる .

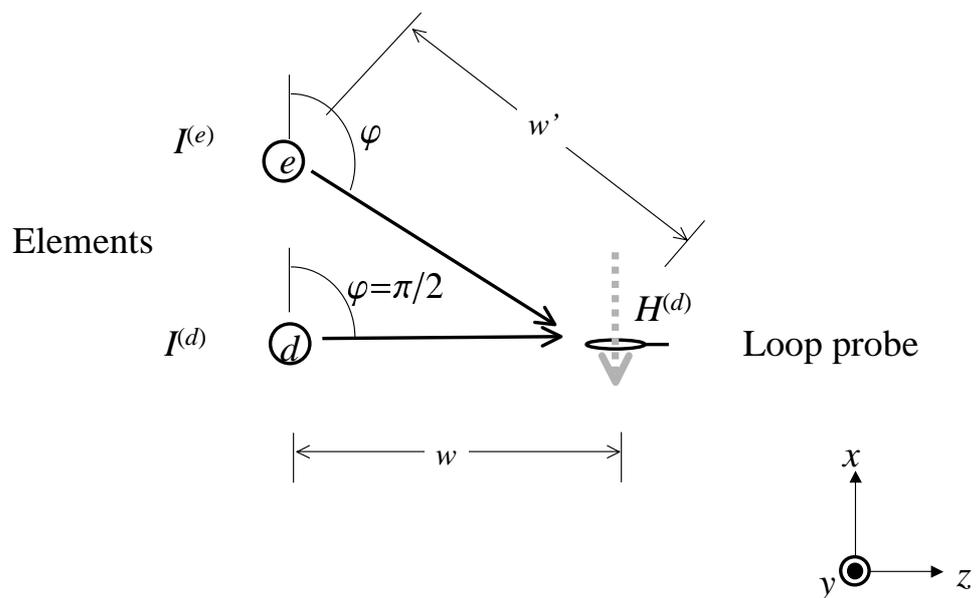
$$\begin{bmatrix} H_1^{(e)} \\ \vdots \\ H_M^{(e)} \\ H_1^{(d)} \\ \vdots \\ H_M^{(d)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{11}^{(ee)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(ee)} & \alpha_{11}^{(ed)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(ed)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(ee)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(ee)} & \alpha_{M1}^{(ed)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(ed)} \\ \alpha_{11}^{(de)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(de)} & \alpha_{11}^{(dd)} & \cdots & \alpha_{1N}^{(dd)} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \alpha_{M1}^{(de)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(de)} & \alpha_{M1}^{(dd)} & \cdots & \alpha_{MN}^{(dd)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1^{(e)} \\ \vdots \\ I_N^{(e)} \\ I_1^{(d)} \\ \vdots \\ I_N^{(d)} \end{bmatrix} \quad (6.12)$$

ここで ,  $\alpha_{mn}^{(de)}$  ,  $\alpha_{mn}^{(dd)}$  は式 (2.3) の  $\alpha_{mn}^{(ee)}$  の距離  $r_{mn}^{(ee)}$  をそれぞれ  $r_{mn}^{(de)}$  ,  $r_{mn}^{(dd)}$  に置き換えたものである .

以上の推定法では , 微小ループはどの位置でも磁界の  $x$  方向成分のみを測定できるものとしている . これは , 微小ループの入射方向依存性として ,  $y - z$  面内では依存性はなく ,  $x - z$  面の依存性に関しては遠方界の特性である指向性 ( $\sin \varphi$ ) とみなしたことを意味している . この仮定は , 微小ループの寸法が磁界の空間的な変化に比べて十分小さく , 一様な磁界がループに入射しているとみなせる場合に成立する .



(a) Probe scanning near the emitter



(b) Probe scanning near the director

図 6.3: 磁界測定の断面図

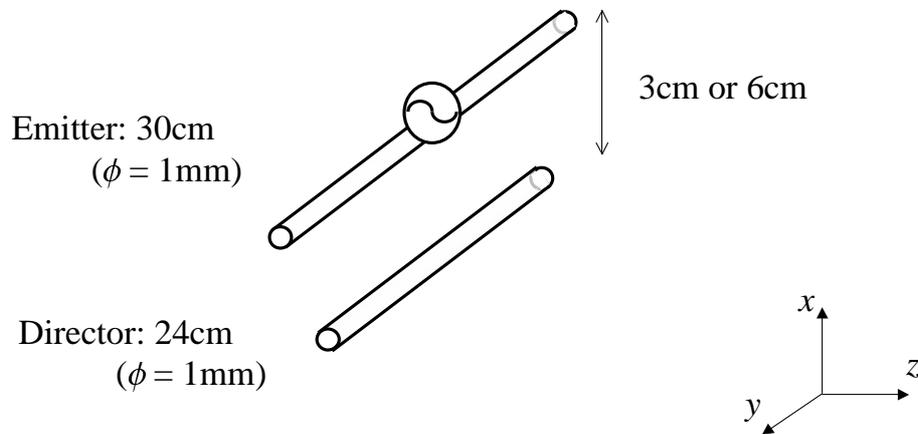


図 6.4: 対象とする 2 エレメント八木アンテナ

### 6.3 対象とする 2 エレメント八木アンテナの構造

八木・宇田アンテナ（八木アンテナ）は，八木・宇田両氏によって 1926 年に発表されたアレーアンテナの一種である [32]．このアンテナの特徴は，ほかのアレーアンテナと異なり，放射器のみに給電し，ほかのすべての素子は無給電素子であるという点にある．アンテナを構成する無給電素子は放射器との電磁結合によって動作し，半波長の放射器（主素子）より短い導体棒は導波器としてはたらき，長いときは反射器としてはたらく．

本章では，最も単純且つ 2 次元的にひろがる構造として，放射器と 1 本の導波器からなる 2 エレメント八木アンテナを対象とした複素電流分布推定について検討する．図 6.4 に対象とする 2 エレメント八木アンテナを示す．このアンテナは，長さ 30 cm の放射器 (Emitter) と長さ 24 cm の導波器 (Director) の 2 本のアンテナエレメントからなる．エレメントの太さはともに 1 mm である．放射器の中心において給電を行い，2 エレメント間に物理的な接触はない．実際の測定では，放射器に第 4 章で用いたバラン付きダイポールアンテナを用いる．

## 6.4 磁界プローブの指向性を考慮したシミュレーション計算

6.2 節において式 (6.12) で磁界プローブの入射方向依存性を,  $y-z$  面内では依存性はなく,  $x-z$  面に関しては遠方界の特性である指向性 ( $\sin \varphi$ ) とみなす仮定の有効性について, 計算機シミュレーションで検討する. 本研究では, 図 6.4 で示した, 長さ 30 cm の放射器, 長さ 24 cm の導波器の 2 エLEMENT 八木アンテナを対象に検討を行う. エLEMENT の直径は, いずれも 1 mm とする. 電流分布はこのアンテナの入力インピーダンスの虚部が最も 0 に近づく周波数 480 MHz において推定する. 磁界プローブは, 第 3 章で選択したシールドドループ構造の 2 出力磁界プローブを念頭に一辺が 11.5 mm の方形とする.

シミュレーションでは, 数値的な電磁界解析法であるモーメント法を用い, 2 エLEMENT 八木アンテナの放射器の給電点に電圧  $1+j0$  [V] を励振する. 図 6.5 の構成で測定磁界に対応した各点における磁界プローブの短絡電流  $I_S$  を求め, この短絡電流と, 磁界と電流の関係を表す複素実効長  $l'_e$  の値から式 (3.9) で測定磁界に対応した各点の計算磁界  $H$  を得る.

ここで, 複素実効長  $l'_e$  はモーメント法を用い, 磁界プローブの寸法から計算する.

各点の計算磁界を式 (6.12) に代入し, 初期値を仮定し逐次近似を繰り返し計算する共役勾配法 [16] を用いて解くことで, 磁界プローブの特性を考慮した電流分布推定のシミュレーションが可能となる. このようにして求めたシミュレーション結果と, 磁界プローブが無い場合におけるモーメント法による計算において得られる 2 エLEMENT 八木アンテナの理論的な電流分布とを比較する.

図 6.6 に, 距離  $w$  と二つのELEMENTの間隔が共に 3 cm の場合における比較結果を示す. この推定におけるセグメント長  $\Delta l$  と磁界の測定間隔は 10 mm である. このとき  $M=51, N=51$  であり, 磁界の計算範囲は  $-25 \text{ cm} \leq z \leq 25 \text{ cm}$  である. また, 図 6.7 に, 距離  $w$  が 3 cm で, ELEMENT間隔が 6 cm の場合における比較結果を示す. なお, 図 6.6 および図 6.7 中の点線で示した範囲 (放射器:  $z \leq -15 \text{ cm}$ ,  $z \geq 15 \text{ cm}$ , 導波器:  $z \leq -12 \text{ cm}$ ,  $z \geq 12 \text{ cm}$ ) は, アンテナELEMENTの端もしくはELEMENTが存在しないため実際には電流の値は 0 である.

これらのシミュレーション結果と理論電流値の一致より, 磁界プローブは磁界の  $x$  方向成分の大きさを測定できるものとする仮定に基づく推定が可能であることが分かる.

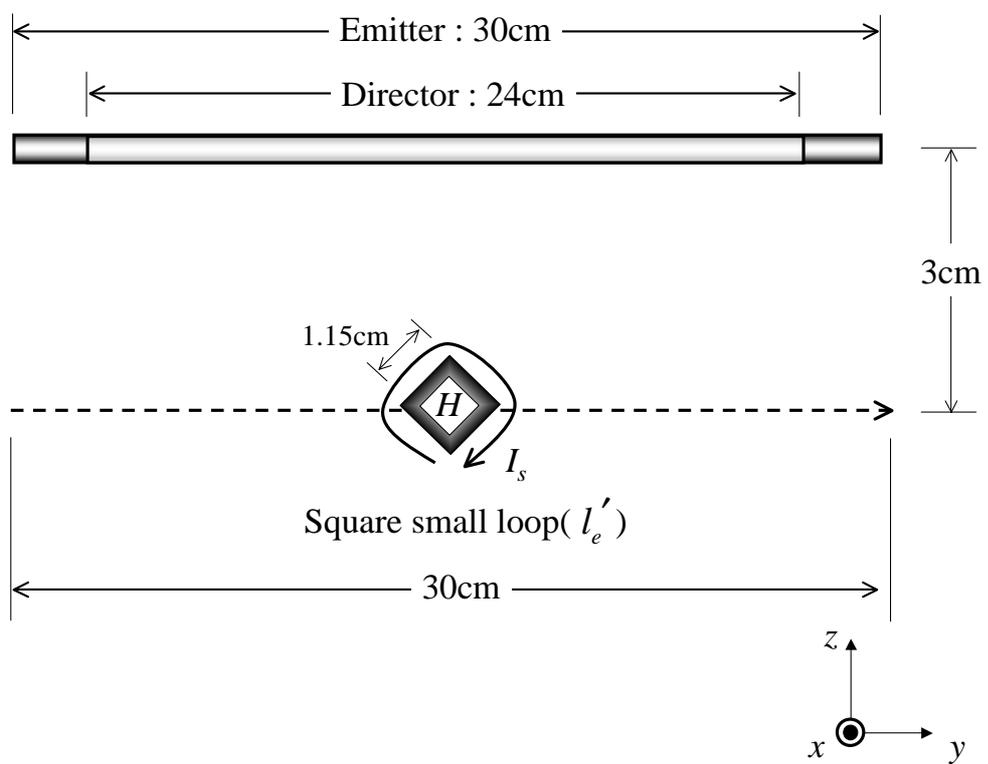


図 6.5: アンテナエレメントと微小方形ループ

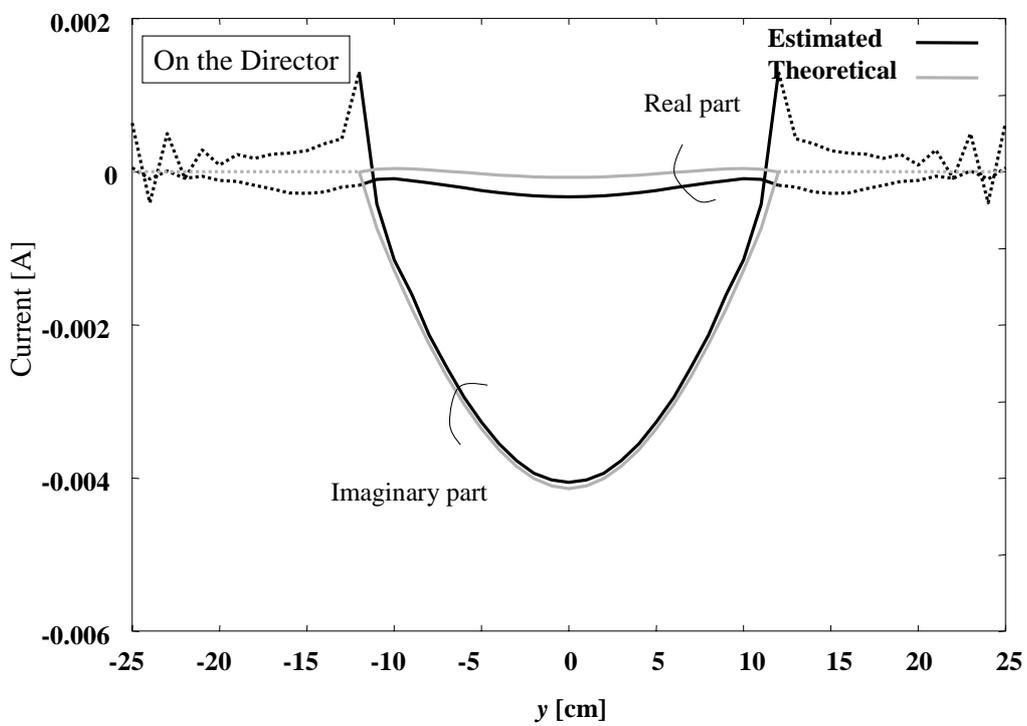
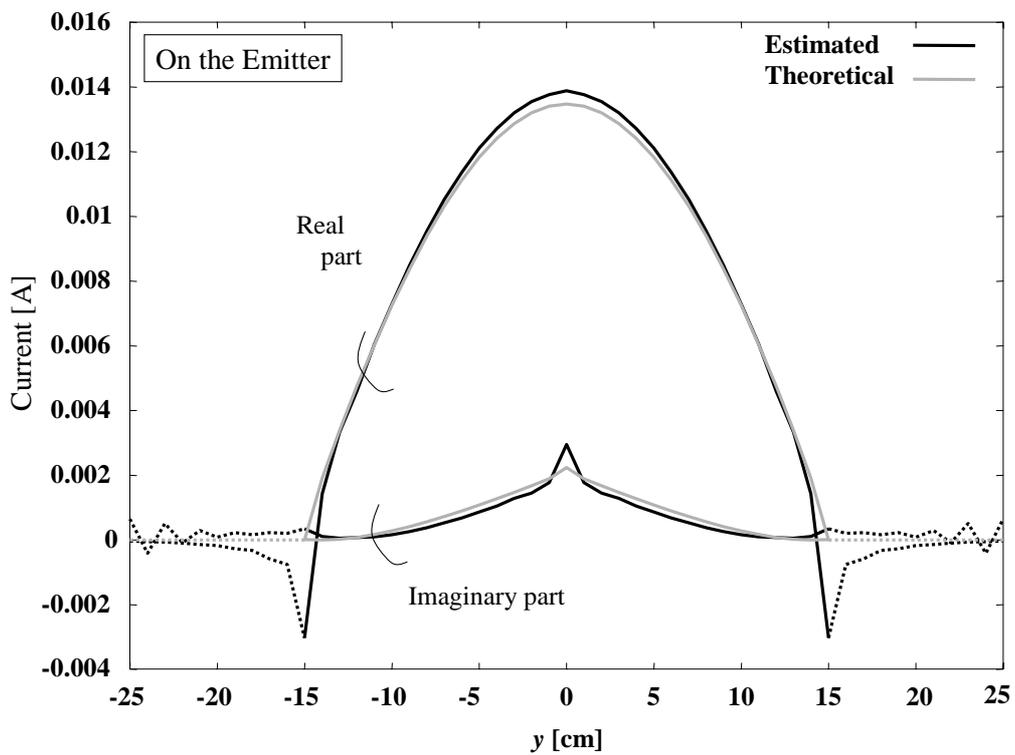


図 6.6: シミュレーションによる推定電流分布と電流理論値の比較 (エレメント間 3 cm)

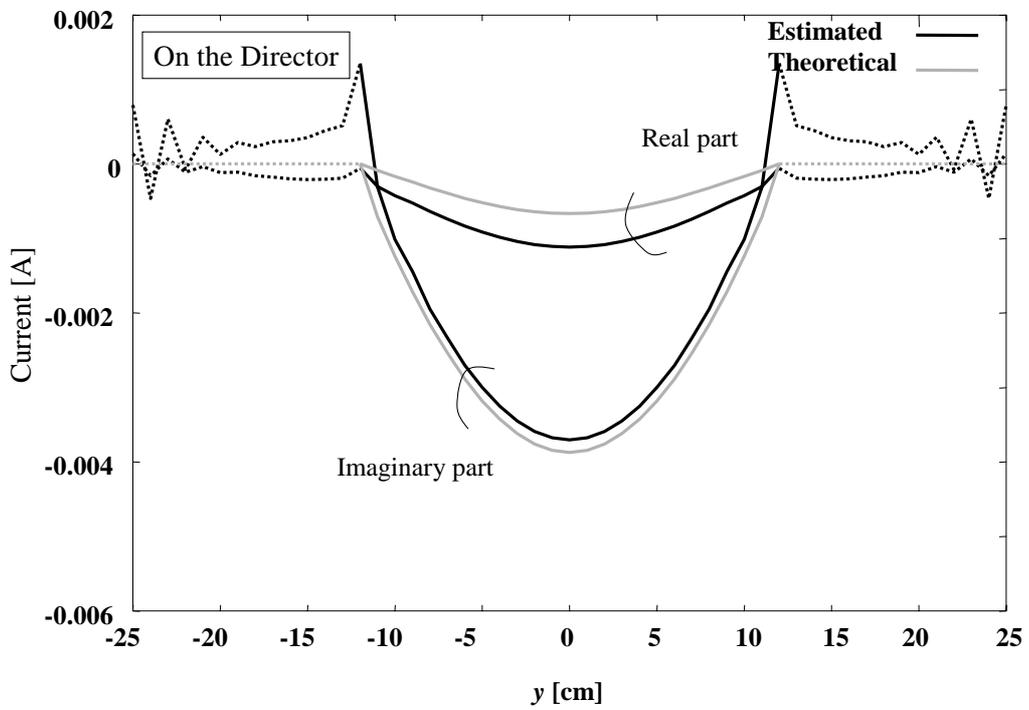
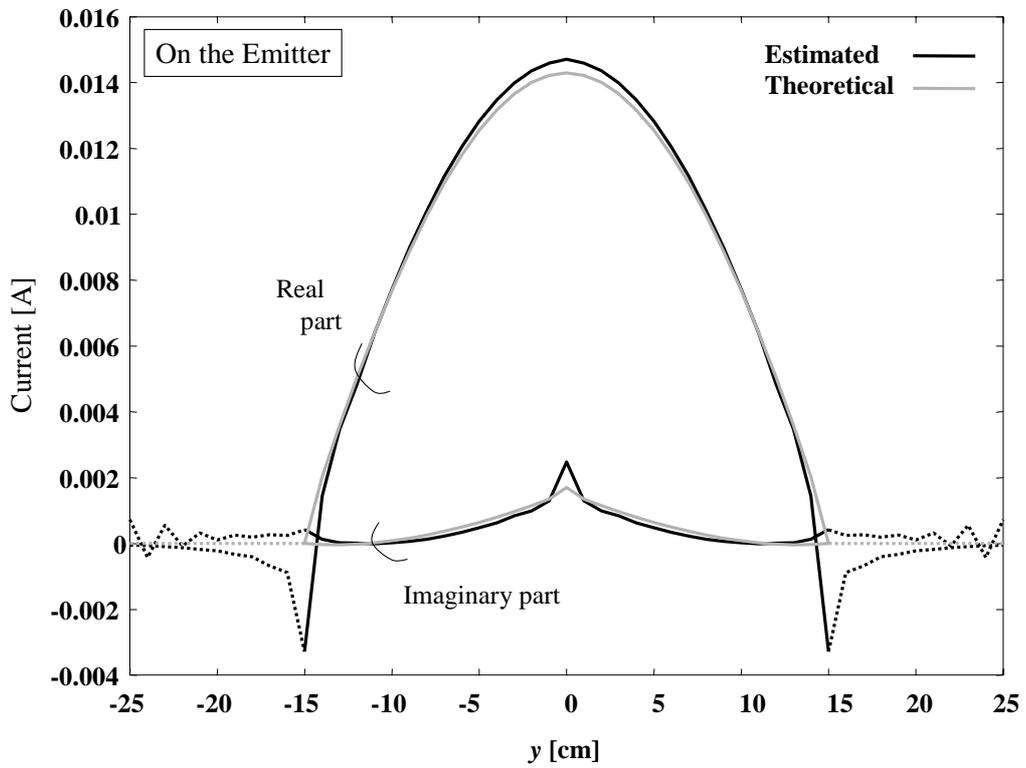


図 6.7: シミュレーションによる推定電流分布と電流理論値の比較 (エレメント間 6 cm)

## 6.5 測定近傍磁界による2エレメント上の電流分布推定結果

シミュレーションと同じ形状・寸法の2エレメント八木アンテナを用いて実験を行う。2エレメント八木アンテナの放射器は、着脱可能な1:4のバランを用いて励振する。バランとダイポールアンテナエレメントを結ぶ平行2線線路の特性インピーダンスは $200\ \Omega$ である。 $y-z$ 面内では入射方向依存性はないとする仮定をできるだけ満足させるため、磁界プローブとして、第3章で紹介したシールドループ構造の方形2出力磁界プローブ(寸法:  $11.5\ \text{mm} \times 11.5\ \text{mm}$ )を用いる。このプローブは、図3.11(b)に示すような出力が $y-z$ 面内の到来方向に依存せずほぼ一定となる測定結果から、同面内の依存性が少ないとみなすことができる。

6面電波暗室(奥行き:  $7\ \text{m}$ , 幅:  $4\ \text{m}$ , 高さ:  $2.4\ \text{m}$ )内で図6.2に示す構成において、2出力磁界ループプローブをアンテナエレメントから $30\ \text{mm}$ 離れたエレメントに平行な直線上を $10\ \text{mm}$ 間隔で走査させる。このとき、各点におけるアンテナ入力ポート - プローブの2出力ポート間の伝送Sパラメータを3ポートベクトルネットワークアナライザ(Anritsu MS4623B)で測定する。測定された2つの伝送Sパラメータから磁界の値を計算し、放射器と導波器上の電流分布の推定を行うが、シミュレーションにおいて計算した理論計算値と比較するため、4.5節で示した方法を用いて励振電圧を理論計算における値に換算する。

図6.8, 図6.9に、周波数 $480\ \text{MHz}$ において実際の磁界測定値より推定し、 $1+j0$  [V]の励振に換算した複素電流分布と、 $1+j0$  [V]で励振したモーメント法による理論計算結果を示す。図6.8はエレメント間隔が $3\ \text{cm}$ の場合であり、図6.9はエレメント間隔が $6\ \text{cm}$ の場合である。なお、磁界測定の誤差により、式(6.12)を解く計算が不安定になるので、共役勾配法の計算の前に、両辺に係数行列のエルミート行列を掛け、5点の磁界より1点の電流を推定する。このとき、 $M=51$ ,  $N=11$ であり、磁界の測定距離 $w$ は $3\ \text{cm}$ 、測定範囲は $-25\ \text{cm} \leq z \leq 25\ \text{cm}$ である。図6.8, 図6.9の点線で示す部分は、エレメントが存在していないため実際の電流値は0である。

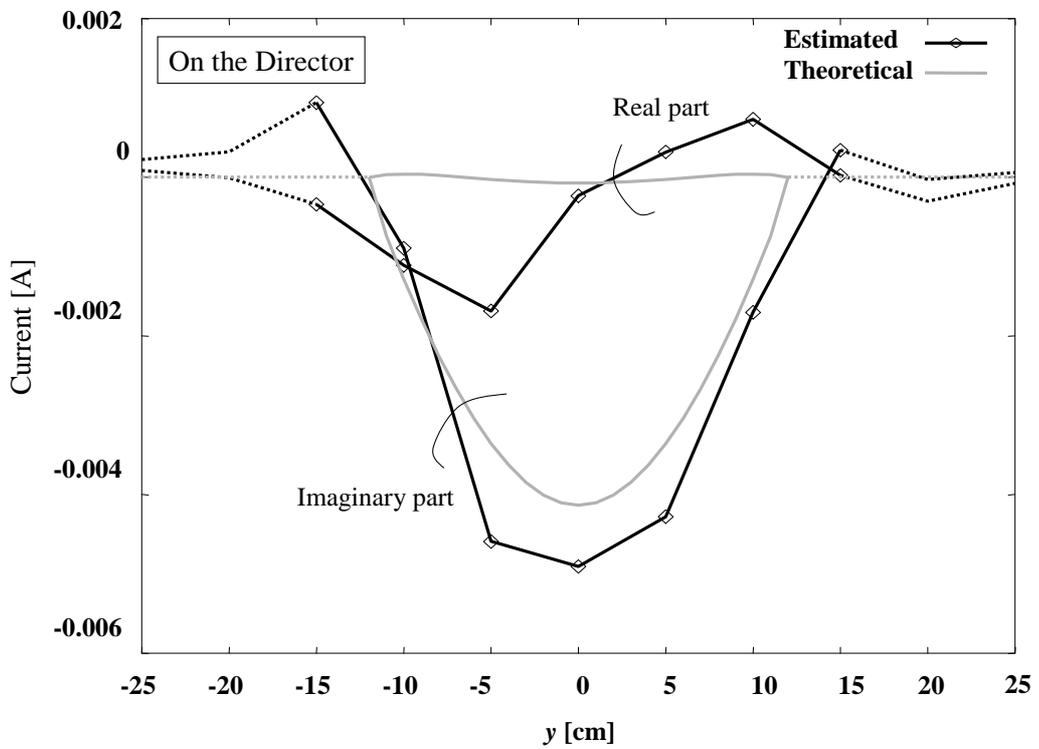
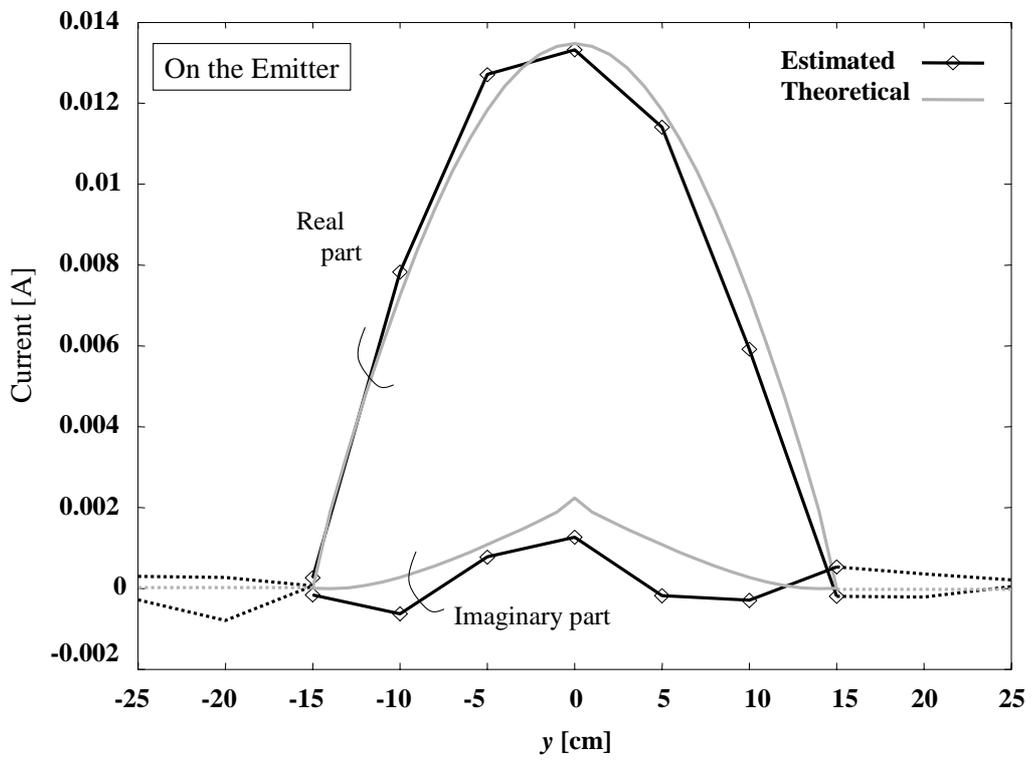


図 6.8: 測定磁界による推定電流分布と電流理論値の比較 (エレメント間隔 3 cm)

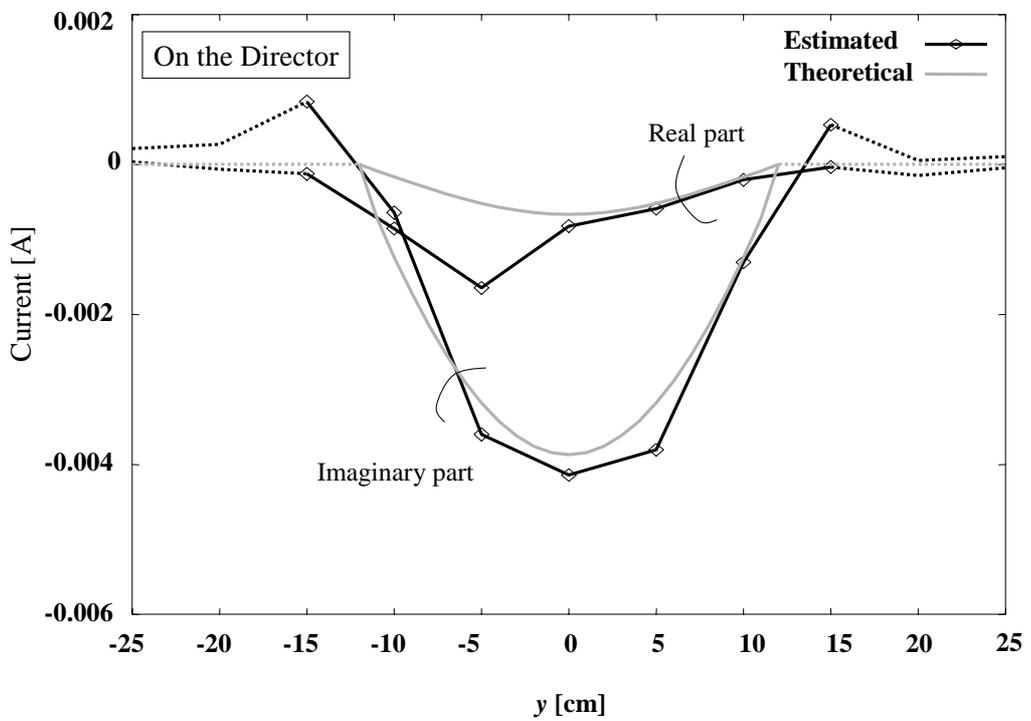
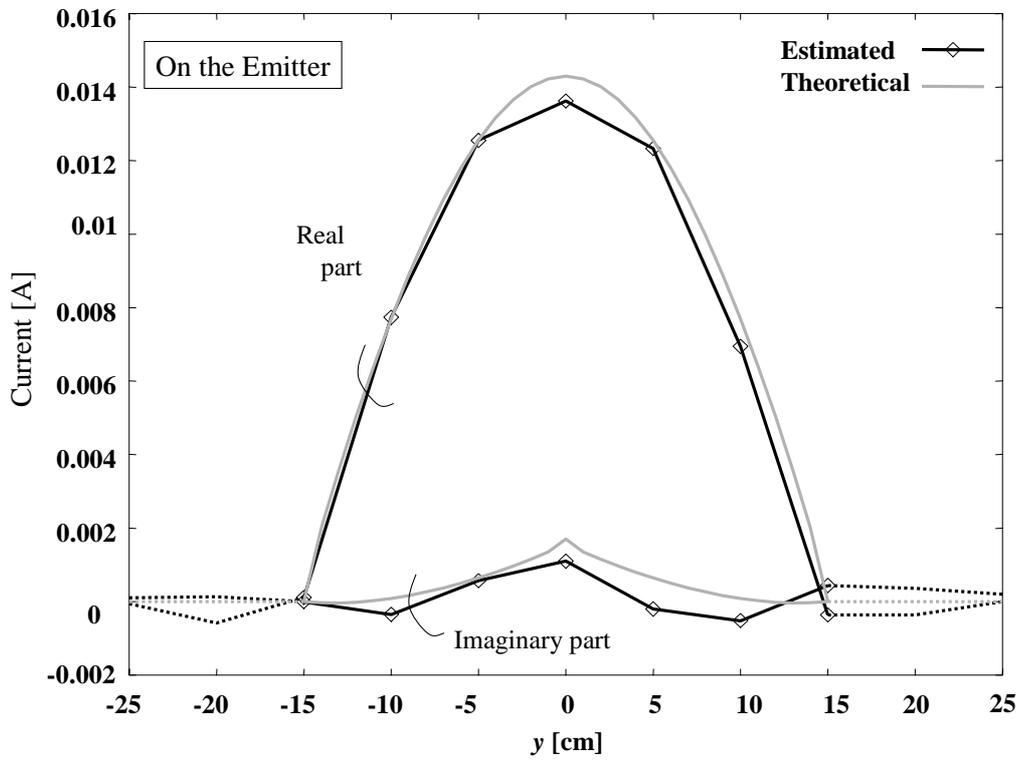


図 6.9: 測定磁界による推定電流分布と電流理論値の比較 (エレメント間隔 6 cm)

エレメント間隔が 3 cm, 6 cm のどちらの場合においても, 測定近傍磁界より推定した電流分布と理論値は実数部と虚数部のいずれもほぼ一致している. 導波器上では放射器ほど電流値の絶対的な一致はみられないが, 給電部に直接接続されていない導波器エレメントにおいて, 電流分布の概形がわかり, 放射器と逆相の電流が流れることが確認された. さらに, エレメント端で電流は 0 になるという条件を適用すれば, 図 6.9 は図 6.10 のように表すことができる. これらの結果から, 磁界プロープとして微小ループを用いて 2 エレメント八木アンテナの各エレメントを対象とした電流分布推定が実際に可能であることが分かる.

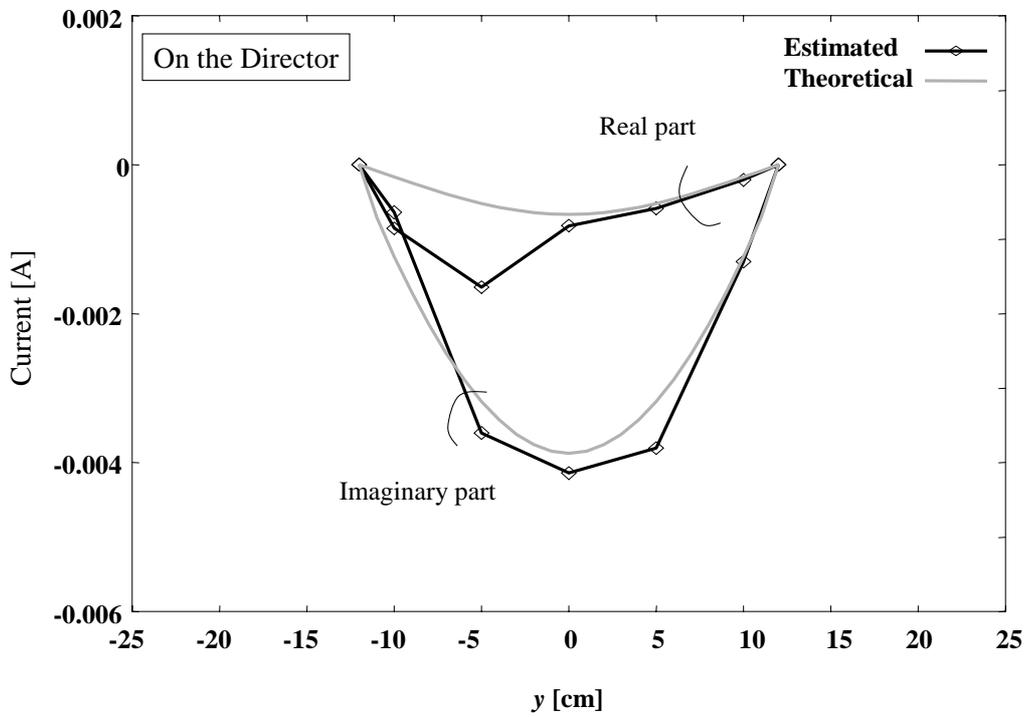
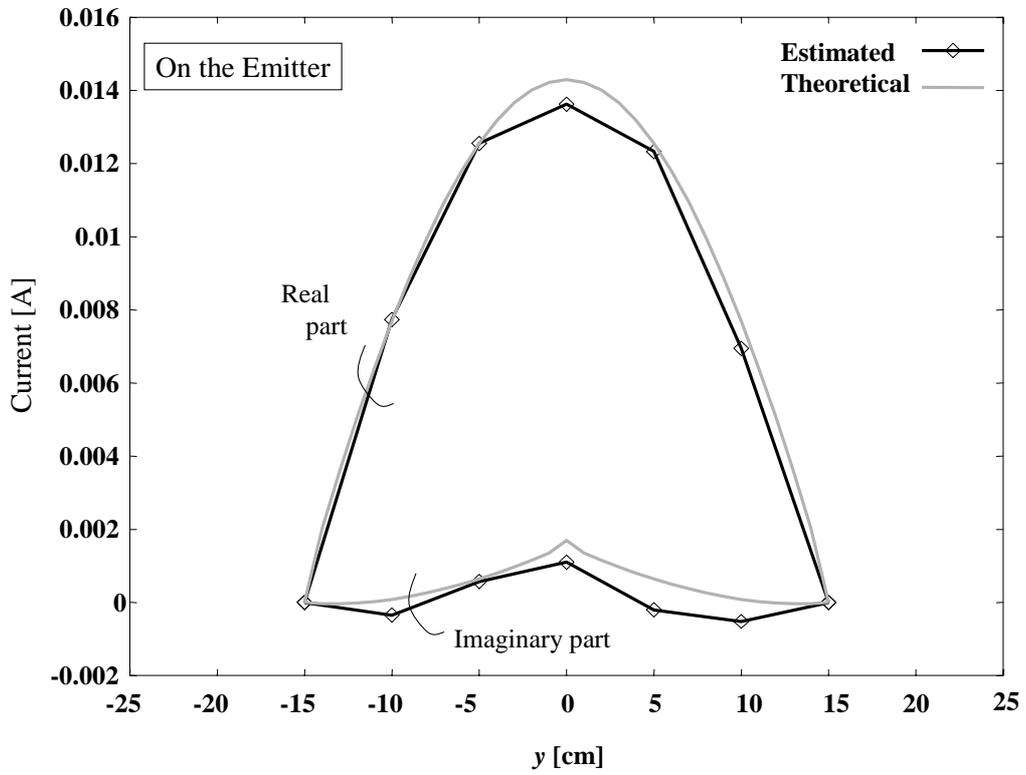


図 6.10: 境界条件を適用した測定磁界による推定電流分布と電流理論値の比較 (エレメント間隔 6 cm)

## 6.6 あとがき

本章では、第2章で述べた電流分布推定原理を拡張し、2エレメント八木アンテナの電流分布推定を行う方法について検討した。近傍磁界測定に用いる磁界センサが、垂直入射方向の磁界成分のみを測定でき、磁界の空間的变化に比べて十分に小さい微小ループであるという仮定の下に、電流分布推定原理を適用した。対象とする2本のエレメント近傍の磁界をそれぞれ測定し、互いに得られる磁界分布の行列式を合成することで、2エレメント八木アンテナに対する電流分布推定の式を示した。

さらに、到来磁界とプローブの短絡電流の比であらわされるプローブの複素実効長の定義式より、近傍磁界のシミュレーション計算を行い、これをもとに求めた推定電流分布と理論計算電流分布を比較した。この結果、2本の各々のエレメントの実数部・虚数部で両者はほぼ一致したことから、提案した2エレメント八木アンテナの電流分布推定式の有効性を確認した。

実際の近傍磁界測定においては、磁界センサとして第3章で磁界複素アンテナ係数を決定したシールドループ構造の2出力磁界プローブを用いた。その上で電流分布推定を行い、第4章で示した励振電圧の換算処理を経て理論電流値と推定結果を比較し、妥当性を検証した。これより、測定に基づく推定結果は、放射器だけでなく、電気的につながりを持たない無給電素子である導波器においても理論値とおおよそ一致した。よって、2次元的な対象に対しても第2章で述べた電流分布推定法が適用でき、推定が可能であることを明らかにした。

これをさらに多素子の八木アンテナなどに適用することは容易である。また、ここでは電流は  $y$  方向にのみ流れているものと仮定したが、任意の方向に流れる一般的な電流分布に対しては、図6.1に示すように一定の領域ごとに電流を  $x$  方向成分と  $y$  方向成分に分解し、 $x$  方向成分の電流に対しては近傍磁界の  $y$  方向成分を測定し、 $y$  方向成分の電流に対しては近傍磁界の  $x$  方向成分を測定し、それぞれの成分を独立に推定した後に合成することが考えられる。

よって、微小ループを用いた本章の推定結果は、一般的な2次元電流分布の推定の基礎となり得るものである。

## 第 7 章

### 結論

本論文では，アンテナ動作の解明や不要電磁波の放射源の特定に有効な電流分布推定について検討をおこなった．

第 2 章では，電流分布推定の原理について，対象とする電流と近傍に生じる磁界の関係式をもとに述べた．ここで，電流分布の推定のために，近傍磁界を適切に測定することが重要であることを示した．

第 3 章では，電流分布推定を行うための近傍磁界測定用磁界センサとして，シールドループ構造の 2 出力磁界アンテナを選択した．このアンテナは，ループ面内でほぼ無指向性であり，電流分布推定のための磁界センサに適していることを計算と測定の両面より明らかにした．さらに，このループアンテナの特性である，磁界複素アンテナ係数の新しい決定法を提案した．この方法は，ループアンテナの等価回路表現に基づくもので，アンテナ係数の決定法として一般的なフィールド変換<sup>3</sup>アンテナ法などに比べて，測定の手間を大幅に減らすことができる．この提案法で求めた磁界複素アンテナ係数の妥当性を時間領域での波形再生処理より確認した．

第 4 章では，ダイポールアンテナエレメント上の電流分布推定について述べた．まず第 3 章で選択した 2 出力磁界アンテナをプローブとして用い近傍磁界を測定する．そして，第 2 章で述べた原理に従って電流と磁界の逆問題を解き，ダイポールアンテナエレメント上の単一周波数での電流分布を推定した．測定した近傍磁界データから，バラや線路を除いたアンテナエレメント部分のみを抽出することにより，推定結果と理論計算電流分布を等しい条件で比較する検証法を提案した．こ

の比較の結果，分布の概形だけでなく各々の位置における絶対的な複素電流値まで推定できることを明らかにした．グリーン関数法など他の手法でも，理論上は絶対的な電流値を求めることが可能であるが，本論文では，実際に磁界測定に基づく電流分布推定を行い，推定した値の妥当性を実験的に検証できた．

第5章では，本推定法を応用し，ダイポールアンテナの給電線路の外導体表面に漏洩する電流の推定を行った．これより，ダイポールアンテナのアンテナエレメントの形状や給電位置，バランの有無などによって，本来0であるべき漏洩電流の大きさが大きく異なることを明らかにした．これはアンテナ動作の解明に向けた第一歩といえる．

第6章では，これまで1次元的に分布する電流に対して行ってきた電流分布推定を，2次元的な対象へ拡張するために，平面上に2本のアンテナエレメントが存在する2エレメント八木アンテナを対象とした検討を行った．用いるプローブが1方向の磁界のみを測定する点に着目し，第2章の原理をもとに2本の異なるエレメントから到来する磁界が合成された状態でプローブに入射しても，各々のエレメント上の電流分布推定を行えることを示した．この結果は，将来，2次元的に分布する電流を対象とする際の足がかりとなるものである．

今後の課題として，電流分布推定において電流と磁界の関係式の逆問題を解く際の誤差の評価や，明らかに電流が存在しない範囲をどの程度計算に含めるべきかといった電流分布推定の計算処理に関する議論を系統的に行う必要がある．また，第6章の理論をさらに拡張し，磁界測定点の最適化を検討した上で，平面アンテナなどを対象とした電流分布の推定を行い，例えば狭いグランドプレーンの端での電流の振る舞いなどを実験的に明らかにすることも今後の課題である．

## 付録 A

### 磁界と電流の関係式の導出

本文第 2 章の式 (2.1) に示す，微小電流要素に流れる電流と近傍磁界の関係式の導出過程を述べる [33] .

#### A.1 電界の式

Maxwell 方程式の微分形を以下に示す .

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (\text{A.4})$$

また，式 (A.4) に示されるように，磁界の発散は無いことから，ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  は次のように定義される .

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{A.5})$$

式 (A.5) を式 (A.2) に代入すると，

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (\text{A.6})$$

$\nabla \times$  でまとめれば,

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{A}) &= 0 \\ \nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= 0\end{aligned}\quad (\text{A.7})$$

式 (A.7) において  $\nabla \times$  の演算をして 0 となる<sup>1</sup> のは  $\nabla \phi$  である。静電界は回転が無いということからこのスカラーポテンシャル  $\phi$  を導入すれば、式 (A.7) の解は、

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla \phi \quad (\text{A.8})$$

のようになる。 $-\nabla \phi$  と負になるのは電界と電位の関係による。よって電界は、次のように表せる。

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (\text{A.9})$$

すなわち、ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  とスカラーポテンシャル  $\phi$  が求まれば、式 (A.5) から磁界  $\mathbf{H}$  も得られる。

## A.2 ベクトルポテンシャル

式 (A.9) を解くために、ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を求める。

まず、磁界の式 (A.5) と電界の式 (A.9) を式 (A.1) に代入する。

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \mu \mathbf{J} - \varepsilon \mu \nabla \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (\text{A.10})$$

ベクトル演算公式<sup>2</sup> より、左辺は次のように書き換えられる。

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \mu \mathbf{J} - \varepsilon \mu \nabla \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (\text{A.11})$$

波動方程式の形で表現すれば、

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{J} + \varepsilon \mu \nabla \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (\text{A.12})$$

となる。ベクトル解析の上で、 $\mathbf{A}$  は  $\nabla \times \mathbf{A}$  と  $\nabla \cdot \mathbf{A}$  がわかれば決定できる。未知である  $\nabla \cdot \mathbf{A}$  を、次のように仮定する。(ローレンツゲージ)

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -\varepsilon \mu \nabla \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (\text{A.13})$$

---

<sup>1</sup>  $\nabla \times \nabla \phi = 0$

<sup>2</sup>  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla \nabla \cdot \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A}$

式 (A.13) を式 (A.12) に代入すると， $\mathbf{A}$  についての波動方程式ができる．

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \varepsilon \mu \nabla \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{J} \quad (\text{A.14})$$

$\mathbf{A}$  を，複素数  $\mathbf{A}(\mathbf{r})e^{j\omega t}$  と考えると，時間の2階微分は  $e^{j\omega t}$  より  $-\omega^2$  となるので，式 (A.14) は次のように表せる．

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}) + \omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\mu \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (\text{A.15})$$

この波動方程式の解は，

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \iiint \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-jkR}}{R} dx' dy' dz' \quad (\text{A.16})$$

となる．ただし，

$$\mathbf{r} = x\mathbf{a}_x + y\mathbf{a}_y + z\mathbf{a}_z \quad (\text{A.17})$$

$$\mathbf{r}' = x'\mathbf{a}_x + y'\mathbf{a}_y + z'\mathbf{a}_z \quad (\text{A.18})$$

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \quad (\text{A.19})$$

$$k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon \quad (\text{A.20})$$

である．

### A.3 微小電流要素がつくる電流

ここで，図 A.1 において，原点に  $y$  軸方向に電流源  $\mathbf{J}$  を置いたとき，距離  $r$  離れた点でどのような磁界ができるかを式 (A.16) より考える．この電流源は，大きさ  $I$  の電流が流れ，その長さは  $\Delta l$ ，太さは  $\Delta l$  に比べてはるかに細いとする．

このとき，電流は  $y$  軸方向にしか流れないので，式 (A.16) において， $\mathbf{J}, \mathbf{A}$  は  $y$  方向成分のみをもつ．また，電流源を原点に置くので  $\mathbf{r}'$  は 0 である．よって  $\mathbf{A}$  は

$$\mathbf{A} = A_y \mathbf{a}_y = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I \Delta l e^{-jkr}}{r} \mathbf{a}_y \quad (\text{A.21})$$

のように表わせる．各極座標成分は，

$$\begin{aligned} A_r &= A_y \cos \theta \\ A_\theta &= -A_y \sin \theta \\ A_\varphi &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

である．

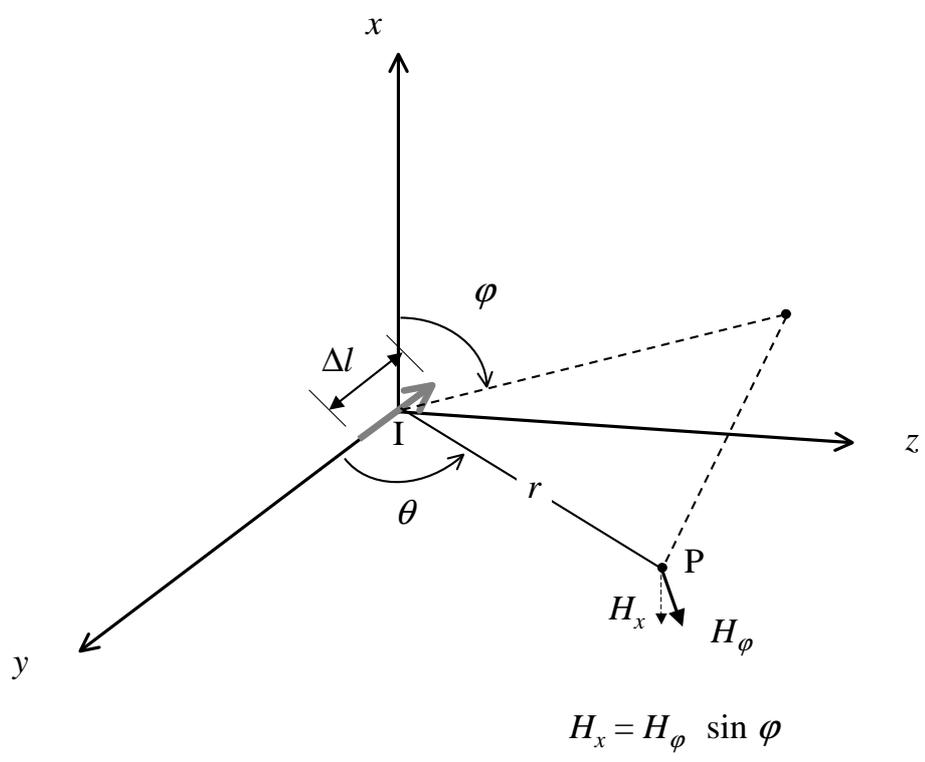


图 A.1: 微小电流要素

式 (A.5) に式 (A.22) を代入し，磁界  $H$  の各方向成分を解く．

$$\begin{aligned}
 H_r &= \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{A})_r \\
 &= \frac{1}{\mu r \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta}(\sin \theta A_\varphi) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right] \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\begin{aligned}
 H_\theta &= \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{A})_\theta \\
 &= \frac{1}{\mu} \left[ \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r A_\varphi) \right] \\
 &= 0
 \end{aligned} \tag{A.24}$$

$$\begin{aligned}
 H_\varphi &= \frac{1}{\mu}(\nabla \times \mathbf{A})_\varphi \\
 &= \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial r}(r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \\
 &= \frac{1}{\mu r} \left[ -\sin \theta \frac{\partial(r A_y)}{\partial \theta} - A_y \frac{\partial \cos \theta}{\partial \theta} \right] \\
 &= \frac{\sin \theta}{\mu r} \left[ -\frac{\partial}{\partial r}(r A_y) + A_z \right] \\
 &= -\frac{\sin \theta}{\mu} \frac{\partial A_y}{\partial r}
 \end{aligned} \tag{A.25}$$

上式に， $A_y$  の式 (A.21) を代入する．

$$\begin{aligned}
 H_\varphi &= -\frac{I \Delta l \sin \theta}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{-jkr}}{r} \right) \\
 &= \frac{I \Delta l e^{-jkr}}{4\pi} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta
 \end{aligned} \tag{A.26}$$

よって，本文式 (2.1) のように，磁界成分  $H_\varphi$  が求まった．また，式 (A.23) と式 (A.24) より，他の方向の磁界成分は 0 となることがわかる．

## 付録 B

### 共役勾配法

逆問題の解法には、あらかじめ係数行列 (Coefficient Matrix) の逆行列を求めておき掛ける方法のほかに、効率的に連立 1 次方程式の解を解く方法もある。前者には、余因子行列や Gauss-Jordan 法 (掃き出し法)、三角行列 (LU 行列) が、後者には Gauss-Seidel 法や最急降下法、共役勾配法などが挙げられる。本研究では、電流と磁界の関係式の逆問題を解く際に共役勾配法 (Conjugate Gradient method; CG 法) を用いる。

共役勾配法は、電流と磁界の関係式  $H = \alpha I$  を一般化した連立 1 次方程式  $b = Ax$  で考えるとき、解  $x$  に適当な初期値を与え、式の右辺と左辺の差が最小になるまで反復計算を行う。特に、大型の行列を少ないメモリで扱え、Gauss-Seidel 法などと異なり有限回の反復で必ず解に到達できる点で効率的といえる。

本論文で解くべき連立 1 次方程式

$$Ax = b \quad (\text{B.1})$$

は、行列  $b$  の行数と行列  $x$  の行数が一致しないことがありうる。このとき、式 (2.4) で示したように、係数行列  $A$  のエルミート行列  $A^H$  を式 (B.1) の両辺に掛け、正角化する。

$$A^H Ax = A^H b \quad (\text{B.2})$$

この両辺を各々次のようにおく。

$$A^R x = A^H Ax \quad (\text{B.3})$$

$$b' = A^H b \quad (\text{B.4})$$

$b$  の行数を  $M$  ,  $x$  の行数を  $N$  としたとき , 係数行列  $A$  のサイズは  $M \times N$  となり , エルミート行列との積  $A^H A$  を  $A^R$  とすれば ,  $A^R$  は  $N \times N$  の正方行列になる . よって , 式 (B.3) と式 (B.4) からなる連立 1 次方程式

$$A^R x = b' \quad (\text{B.5})$$

の解  $x$  を , 共役勾配法を用いて解く .

$x$  の初期値を  $x_0$  するとき , 式 (B.5) の両辺の差を残差  $r_i$  と呼ぶ .

$$r_0 = b' - A^R x_0 \quad (\text{B.6})$$

$$p_0 = r_0 \quad (\text{B.7})$$

この残差  $r_i$  が最小となるまで  $i$  回の反復を繰り返す . 本論文では , 初期値  $x_0$  は 0 とし , 反復を止める残差の条件を

$$\|r_i\| > 10^{-10} \quad (\text{B.8})$$

のようにして計算を行っている . 本研究の規模の計算において ,  $\|r_i\| > 10^{-8}$  であれば , 求まる解  $x_i$  は収束しほぼ一定となる . 以下に反復計算の内容を示す .

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{(p_i \cdot r_i)}{(p_i \cdot A^R p_i)} \\ x_{i+1} &= x_i + \zeta p_i \\ r_{i+1} &= r_i - \zeta A^R p_i \\ \xi &= \frac{\|r_{i+1}\|^2}{\|r_i\|^2} \\ p_{i+1} &= r_{i+1} + \xi p_i \\ i &= i + 1 \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

$(p_i \cdot r_i)$  は  $p_i$  と  $r_i$  の内積 ,  $\|r_i\|$  はベクトル  $r_i$  のノルムである .

共役勾配法には , 式 (B.9) の  $\zeta$  と  $\xi$  の計算法に諸説あるが , 本論文の計算にはここで示すような式を用いた [16][17] .

## 付録 C

### 3章における周波数領域のアンテナ電流式の導出

本章では、本文中第3章の式(3.19)の導出過程を明らかにする。

図C.1において出力電圧と出力電流は、無反射の6dBアッテネータにより半減する。もし、図C.1(a)にこのアッテネータが無いならば、整合負荷に誘起される電圧  $V'_m$  は

$$V'_m = \frac{1}{2} V_{open} \quad (C.1)$$

となる。ここで  $V_{open}$  はパルス発生器の開放電圧である。6dBアッテネータが存在するとき、整合出力電圧  $V_m$  は(C.1)の半分となるから、

$$V_m = \frac{1}{4} V_{open} \quad (C.2)$$

である。

ところで、図C.1(b)にアッテネータが無いならば、アンテナ電流  $i'_a$  は次のようにあらわされる。

$$i'_a = \frac{V_{open}}{Z_0 + Z_{in}} \quad (C.3)$$

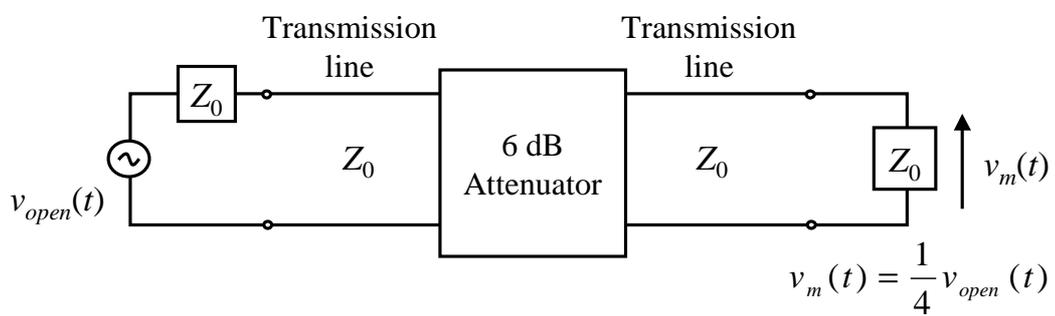
$Z_{in}$  はモノポールアンテナの入力インピーダンスである。先ほどと同様にアッテネータがあれば、

$$i_a = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{open}}{Z_0 + Z_{in}} \quad (C.4)$$

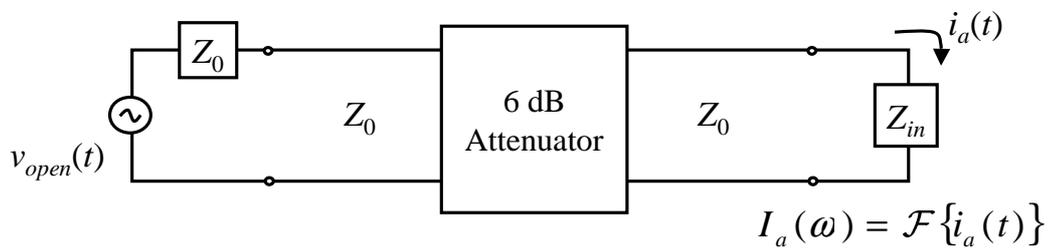
となる。ここで式(C.2)を式(C.4)へ代入すれば、

$$i_a = \frac{2 \cdot V_{open}}{Z_0 + Z_{in}} \quad (C.5)$$

となり、本文中の式(3.19)と同じ式(C.5)が導かれた。



(a)



(b)

図 C.1:  $i_a(\omega)$  の計算のための等価回路

## 付録 D

### 条件数

#### D.1 条件数

一般に，連立 1 次方程式の解の安定性の指標として，条件数 (Condition number) が用いられる [17]．悪条件 (ill-posed) の係数行列は，その縦ベクトルの線形独立性が低く，求めるべき変数の数よりも連立される方程式の数が少ない状態となっている．よって，係数行列の内容から連立 1 次方程式の安定性を評価できる．

係数行列  $A$  の連立 1 次方程式の条件数  $\text{cond}(A)$  は，

$$\text{cond}(A) = \|A\| \|A^{-1}\| \quad (\text{D.1})$$

で表わせる． $\|A\|$  はその行列成分を  $a_{ij}$  ( $i=1,2,\dots,m, j=1,2,\dots,n$ ) とするとき，成分の総和の平方根で

$$\|A\| = \sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n a_{ij}^2} \quad (\text{D.2})$$

である．式 (D.1) は，連立方程式  $Ax = b$  において解  $x$  の変化が係数行列  $A$  や  $b$  の変化の何倍に拡大されるかを示している．よって，条件数が小さいほど安定であるといえ，最小で 1 となる．

#### D.2 本論文の計算における条件数

本論文で扱う電流と磁界の式における条件数について考える．条件数が大きいほど，計算に用いる磁界データに含まれる誤差が解である推定電流分布に対して大きく影響することを意味する．

本論文の計算  $H = \alpha I$  において，条件数を決めるのは，係数行列  $\alpha$  である． $\alpha$  は，式 (2.3) で表わされ，電流要素と磁界点の位置関係で理論的に決められる．

ここで仮に，長さ 30 cm のダイポールアンテナエレメントに対して，距離  $d = 3$  cm の位置で，1cm 間隔の磁界データからエレメント上の電流を推定するとする．このとき，式 (2.2) で磁界データと同じ点数の電流を推定する ( $M = N = 51$ ) と，その条件数は  $1.6107E3$  となる．一方，式 (2.4) のように，係数行列のエルミート行列を掛けると， $M = 51, N = 11$  ( $\Delta l = 5$  cm) ならば， $5.8946$  となる．

推定電流の点数（微小要素の数）を少なくすればそれだけ扱う係数行列のサイズが小さくなり，式 (D.2) において足すべき要素が減るため，条件数は小さくなる．また，エルミート行列を掛ける計算は，係数行列部分の対角成分の値を強調し，その他の成分を抑えることから，条件数を小さくする（計算を安定にする）ために効果的である．よって，磁界点の数よりも少ない点の電流を推定することは，逆問題を解く計算の安定化につながる．

### D.3 近傍磁界測定における測定誤差の推定値への影響

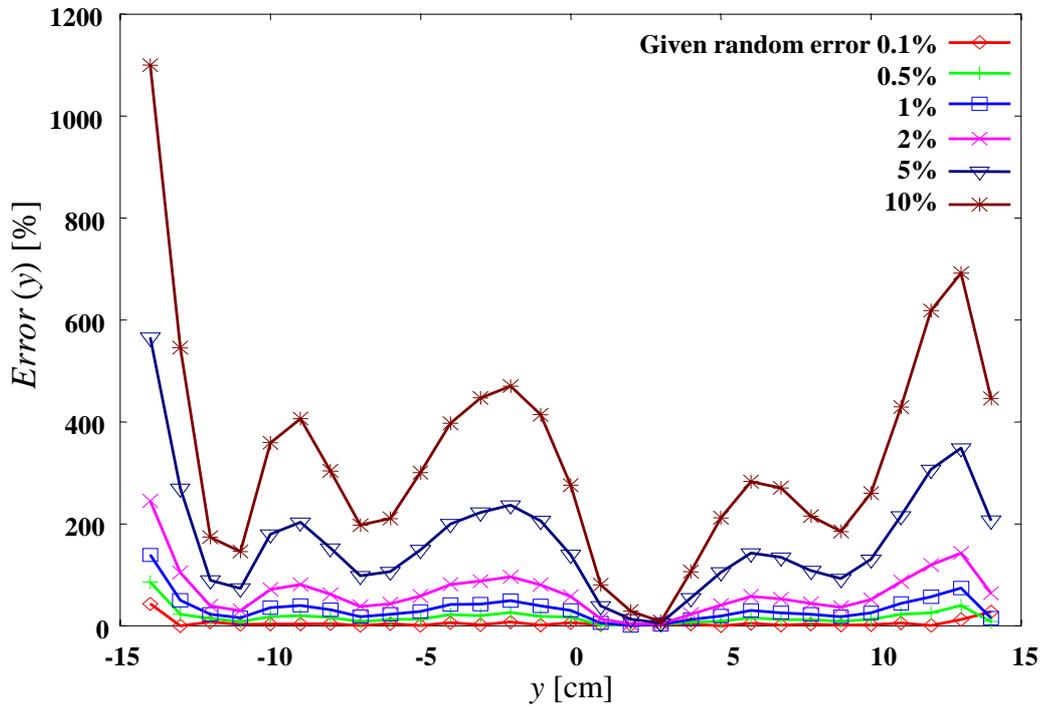
近傍磁界の測定による電流分布推定において，測定磁界値が含む誤差は推定結果に大きく影響する．これは，逆問題を解く際に避けられない問題で，誤差が推定結果に何倍になって現れるかを示すのが条件数であることは既に前節にて述べた．

本節では，本文の4.3節で示したダイポールアンテナエレメントに対する近傍磁界測定のシミュレーション計算を用いて，測定磁界に含まれる誤差がどのように電流推定結果に影響するか確認する．

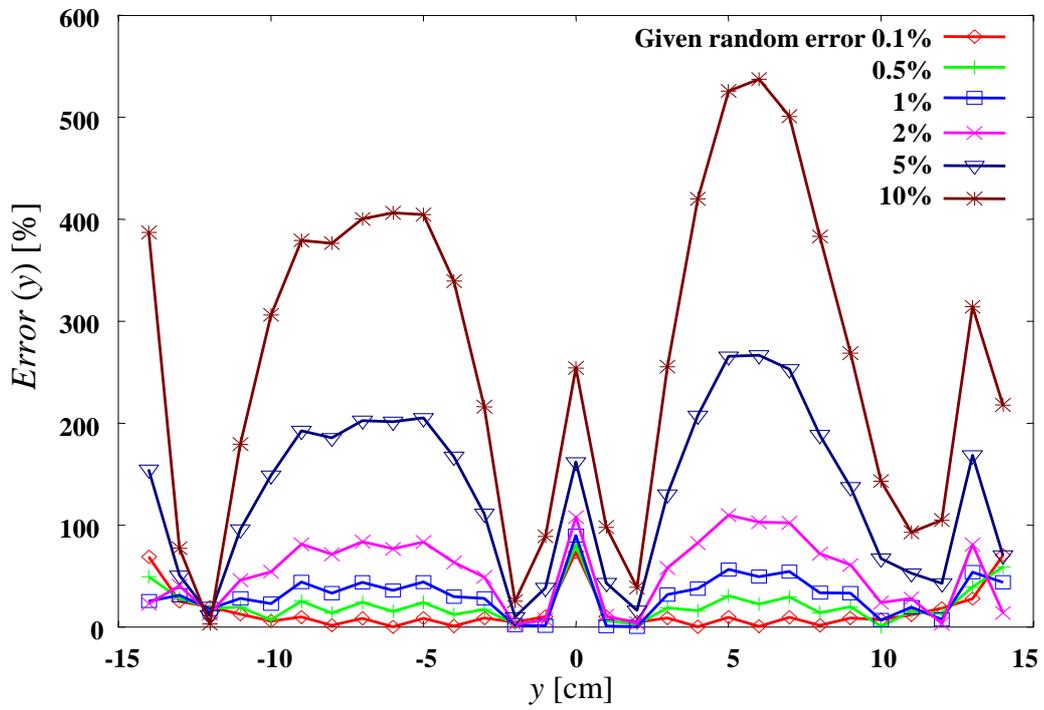
具体的には，まず近傍磁界測定のシミュレーションで求めた磁界データに各位置ごとに異なる誤差を乱数で与え，擬似的に誤差を含む近傍磁界データを作成する．これを，誤差が一切無いと仮定して求めた係数行列と共に共役勾配法で解いて電流分布を推定し，理論電流分布との比較により評価を行う．評価は，モーメント法による理論電流値を  $I_n(y)$ ，推定電流値を  $I'_n(y)$  としたとき，次のような誤差率  $Error(y)$  によって行う．

$$Error(y) = \left| \frac{I'_n(y) - I_n(y)}{I_n(y)} \right| \times 100 \quad [\%] \quad (D.3)$$

図 D.1 に，磁界データと同数の電流点を推定したときの誤差率を示す．横軸は， $-15\text{cm} \leq y \leq 15\text{cm}$  にダイポールアンテナエレメントが存在し， $y = 0\text{cm}$  において給電を行うと考える．なお与える誤差の大きさは， $-1$  から  $1$  の範囲で無作為に分布する乱数値が，誤差を含まない磁界データの実数部・虚数部おのおのの最大値に対してどのような割合であるかを意味する．ここでは， $0.1\%$ ， $0.5\%$ ， $1\%$ ， $2\%$ ， $5\%$ ， $10\%$  について示す．



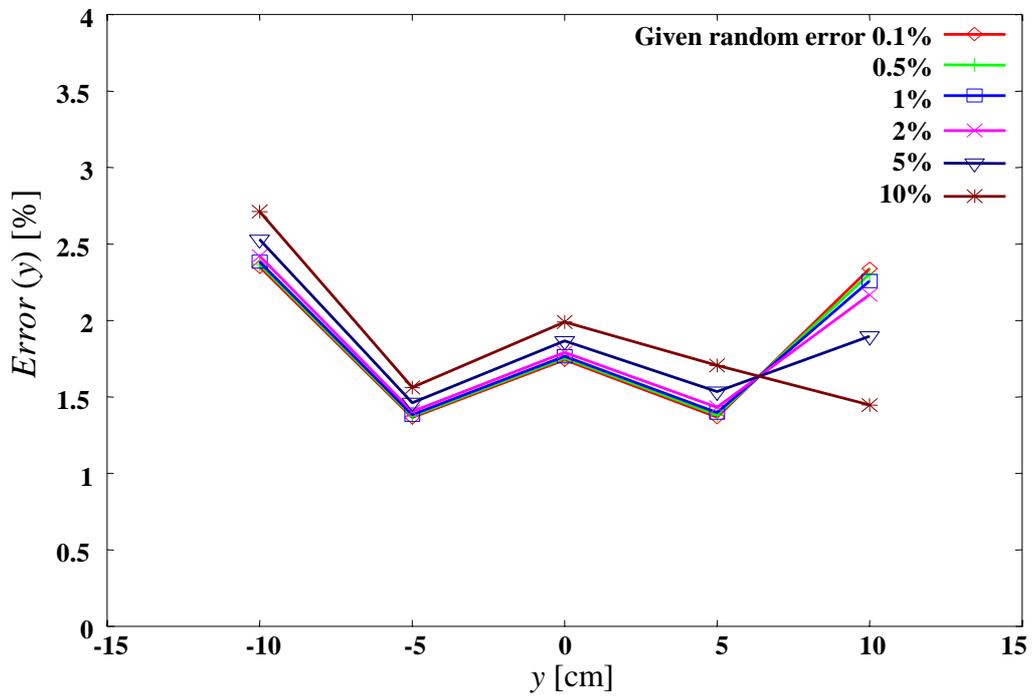
(a) Real part



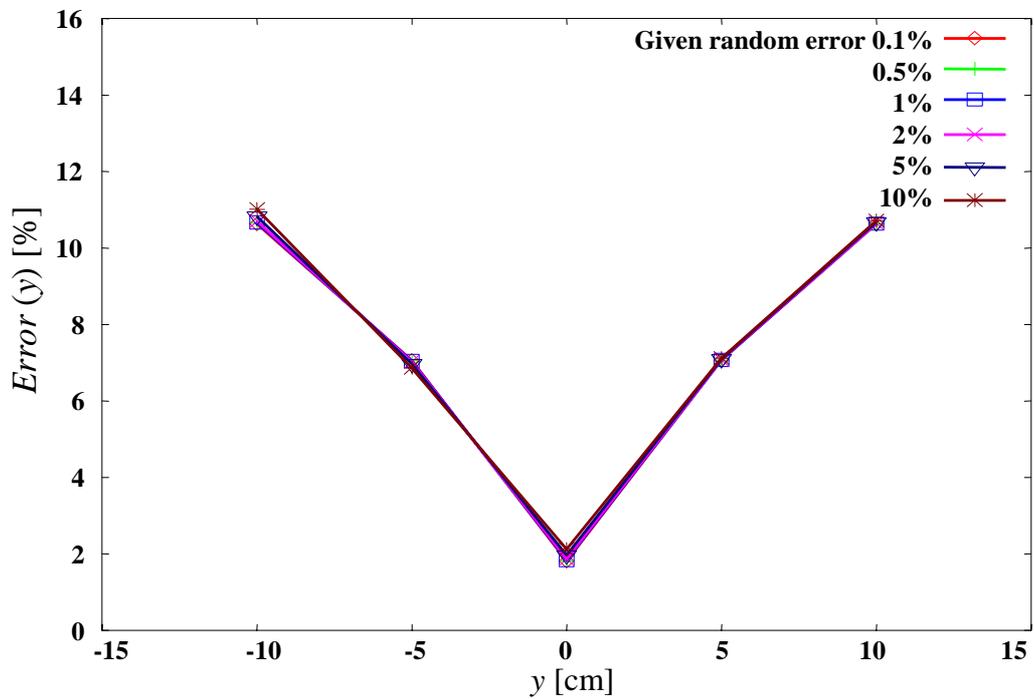
(b) Imaginary part

図 D.1: 誤差率 (磁界データと同数の電流点を推定)

次に図D.2に、本文で用いた磁界点5点に対して1点の電流点を推定する条件における誤差率を示す。図D.1と図D.2の縦軸を比べて明らかなように、推定点を減らすことにより、条件数を大幅に小さくすることができ、例え誤差が10%程度あったとしても、適切な推定が可能となる。



(a) Real part



(b) Imaginary part

図 D.2: 誤差率 (磁界点 5 点に対して 1 点の電流点を推定)

## D.4 近傍磁界測定における磁界プローブの位置による測定誤差の推定値への影響

前節にて、逆問題における条件数が示すように、測定磁界値が含む誤差は推定結果に大きく影響することを確認した。本節では、前節と同様の近傍磁界測定のシミュレーション計算を用いて、磁界の測定位置の誤差がどのように電流推定結果に影響するか検討する。

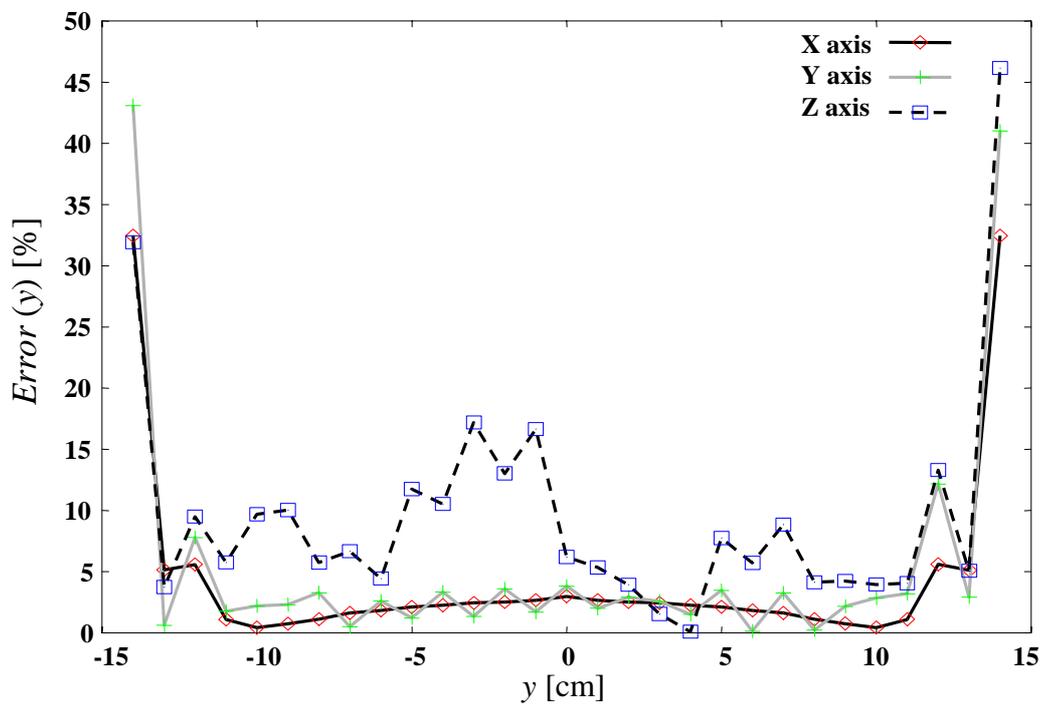
具体的には、まず近傍磁界測定シミュレーションの際に、計算上のプローブ位置に各々異なる距離の誤差を乱数で与え、擬似的に誤差を含む近傍磁界データを作成する。これを、誤差が一切無いと仮定して求めた係数行列と共に共役勾配法で解いて電流分布を推定し、理論電流分布との比較により評価を行う。評価は、モーメント法による理論電流値を  $I_n(\mathbf{y})$ 、推定電流値を  $I'_n(\mathbf{y})$  としたとき、次のような誤差率  $Error(\mathbf{y})$  によって行う。

$$Error(\mathbf{y}) = \left| \frac{I'_n(\mathbf{y}) - I_n(\mathbf{y})}{I_n(\mathbf{y})} \right| \times 100 \quad [\%] \quad (D.4)$$

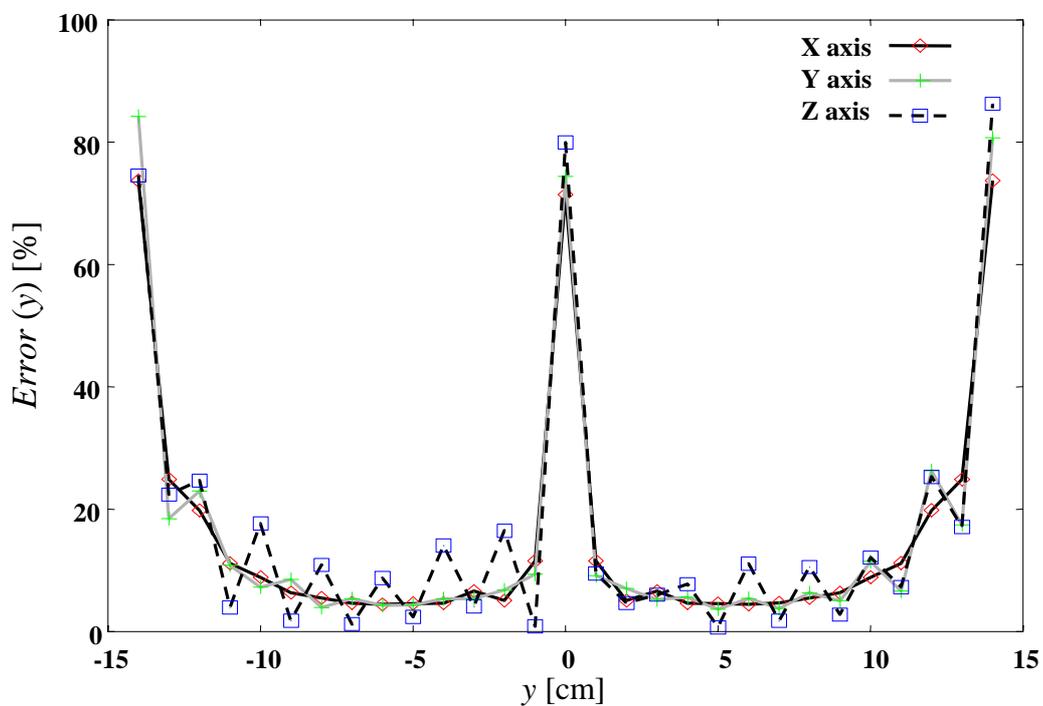
図 D.3 に、 $x, y, z$  の各軸方向の位置に誤差を与えた磁界データと同数の電流点を推定したときの誤差率を示す。与えた誤差の距離は、どの軸方向も  $-1$  から  $1$  の範囲で無作為に分布する乱数値の、走査間隔 ( $1\text{cm}$ ) の  $1\%$  倍を与えた。また横軸は、 $-15\text{cm} \leq y \leq 15\text{cm}$  にダイポールアンテナエレメントが存在し、 $y = 0\text{cm}$  において給電を行うと考える。

図 D.3 から明らかなように、 $x, y$  軸方向の誤差率に比べて  $z$  軸方向の誤差率が大きいことがわかる。よって、電流分布推定のための近傍磁界測定の際は、特にアンテナエレメント (対象) - 磁界プローブ 間の距離誤差に注意を払うべきである。

ただし、実際の測定で機械制御されたポジショナなどを用いる際は、今回与えたような無作為に分布する誤差ではなく一定の傾向を持った誤差が生じる可能性のほうが高く、この場合には図で示したような大きな誤差は起こりにくいと考えられる。



(a) Real part



(b) Imaginary part

図 D.3: 誤差率 (磁界データと同数の電流点を推定)

## 付録 E

# 電流分布の推定範囲と近傍磁界の測定範囲の決定について

本論文における電流分布推定は，全て  $-25 \text{ cm} \leq y \leq 25 \text{ cm}$  の範囲を，1cm 間隔で測定した 51 点の磁界データを元に， $-25 \text{ cm} \leq y \leq 25 \text{ cm}$  の範囲の電流分布を推定している．なお，推定結果の間隔  $\Delta l$ ，点数は場合による．

本章では，例えば  $-25 \text{ cm} \leq y \leq 25 \text{ cm}$  の範囲の磁界データから点数を保って異なる範囲の電流分布を推定することは可能か（安定に計算できるか），など推定点数と範囲について，第 4 章で扱ったダイポールアンテナエレメント（長さ 30 cm）を対象に 4.3 節のシミュレーション計算で検討する．なお，磁界データの間隔を  $\Delta l'$ ，推定電流の間隔（微小要素の長さ）を  $\Delta l$  とする．表 E に，考えられる 4 種の異なる条件を示す．ケース a) は，エルミート行列を用いない式 (2.2) による場合，ケース b) が，第 4 章～第 6 章における測定磁界データを適用した条件である．図 E.1～図 E.3 に，表 E で示した条件のうち，最も基本的なケース a) を基準に b)，c)，d) を比較した結果を示す．実線が実数部，破線が虚数部である．いずれの結果も， $-25 \leq y \leq -15 \text{ cm}$  および  $15 \text{ cm} \leq y \leq 25 \text{ cm}$  はエレメントが無く，電流値が 0 となるべき領域である．さらに，表 E には，前章で扱った，解の安定度の評価となる条件数の値も示した．条件数は，ケース a) に関しては， $\text{cond}(\mathbf{A})$ ，その他 3 つのケースに関しては係数行列が正方ではないため， $\text{cond}(\mathbf{A}^H \mathbf{A})$  である．

表 E.1: 検討する磁界と推定電流の条件

	磁界点数 ( $\Delta l'$ )	推定電流点数 ( $\Delta l$ )	推定範囲	条件数
a)	51 点 (10 mm)	51 点 (10 mm)	50 cm	1.6107E3
b)	51 点 (10 mm)	11 点 (50 mm)	50 cm	5.8946
c)	51 点 (10 mm)	31 点 (10 mm)	30 cm	2.2642E6
d)	51 点 (10 mm)	51 点 (6 mm)	30 cm	4.9598E18

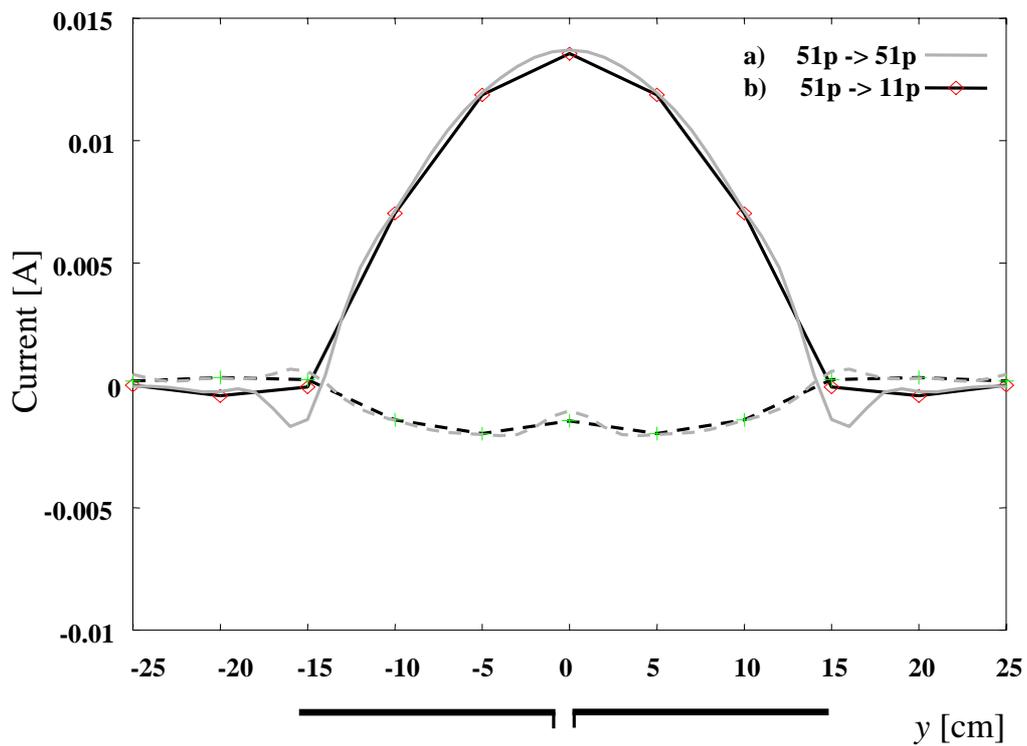


図 E.1: b) 範囲を保ち, 点数を減らす ( $\Delta l' > \Delta l$ )

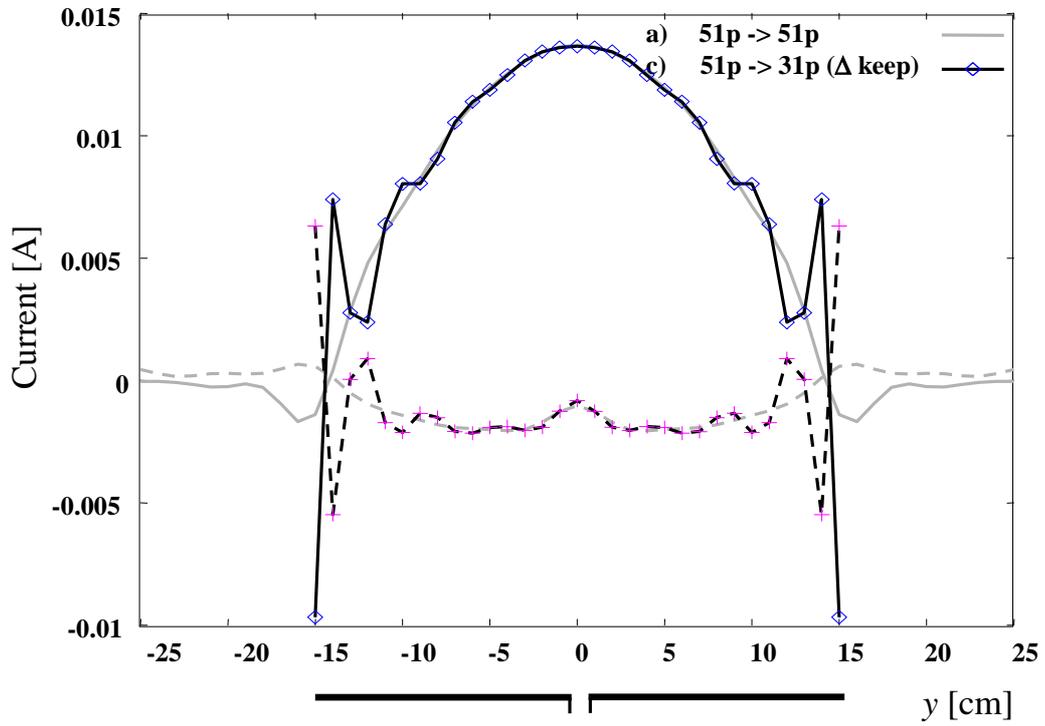


図 E.2: c) 間隔を保ち ( $\Delta l' = \Delta l$ ), 点数を減らす

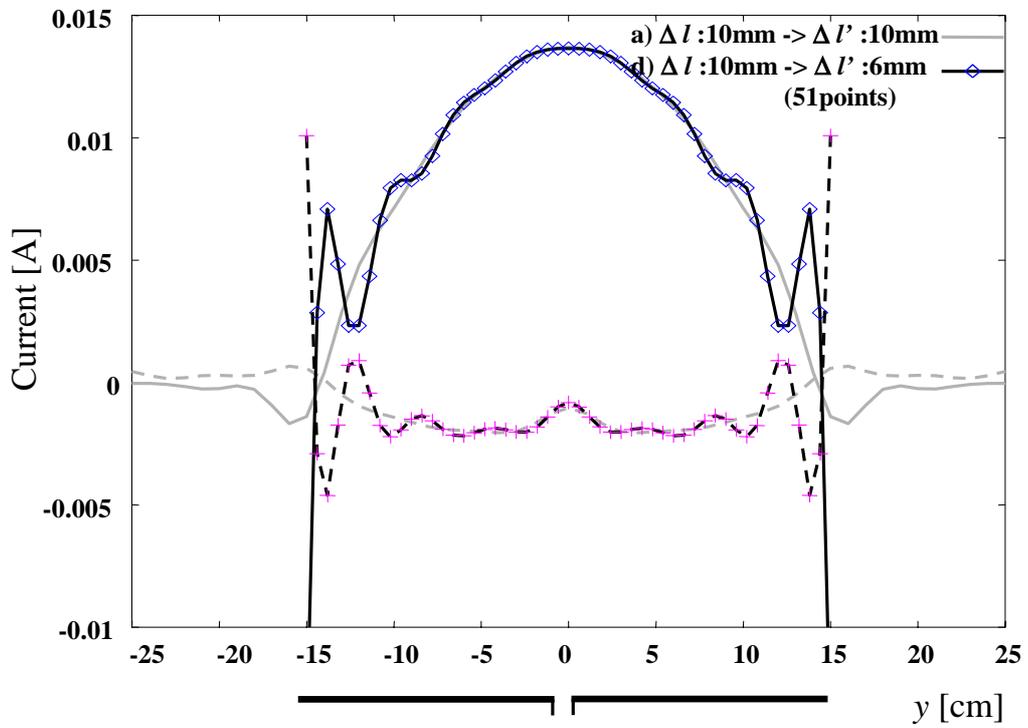


図 E.3: d) 点数を保ち, 間隔を減らす ( $\Delta l' < \Delta l$ )

図 E.1 ~ 図 E.3 より，以下のようなことがわかる．

まず，磁界データの範囲と推定電流の範囲（範囲とは  $y$  軸方向の領域を示す）を等しくしたほうが，逆問題を解く計算が安定する．但し，たとえ範囲を同じにしても，ケース d) のように疎な磁界データから密な（磁界データよりも分解能がよい）電流分布を推定することは難しい．

また，明らかに電流の存在しない，対象から外れた領域の磁界データを，推定点数にして 3 点程度余分に用いて計算することによって，エレメント端で推定値が 0 に収束しやすくなることもいえる．

ケース c) および d) では，図 E.2 と図 E.3 に示すように，特にエレメントの端に向かって，推定値が不安定になっている．本章で示す例はすべて，プローブ位置などに誤差を含まないシミュレーション磁界値を基に推定した結果である．このような推定条件で，誤差を含む測定磁界データを用いて電流分布を推定すれば，その結果はこれらの図で示す結果よりもさらに不安定になるはずである．よって，ケース c) および d) の推定条件を用いることは現実的でない．

## 付録 F

# バランなしアンテナの $1+j0$ [V] 励振への換 算処理

第5章の図5.4において，バランなしダイポールアンテナの励振電圧の大きさと位相基準面を $1+j0$  [V] に換算する手続きについて述べる．

具体的には，本文の式 (4.16)

$$H = \frac{V_1}{Z_0 \cdot (1 + S_{11})} \cdot (S_{31} - S_{21}) \cdot \frac{F_M}{2} \quad (\text{F.1})$$

の $V_1$ にどのような値を与えるか考えればよい．

バランなしダイポールアンテナのSパラメータ測定は，セミリジッドケーブルのコネクタ位置を位相基準面として行う．ここで，給電用のセミリジッドケーブルの損失を無視できるとすると，コネクタからアンテナエレメントまでのアンテナ全体の等価回路は図F.1のように表わされる．

図F.1において， $l$ は線路の物理長， $\beta$ は線路の位相定数， $Z_d$ はアンテナエレメントのインピーダンス， $a_g$ は整合電源の出力複素振幅である．

波振幅解析の定義より， $a_i$  ( $i=1, 4$ )， $b_j$  ( $j=1, 4$ )は，次のように表わせる．

$$a_1 = a_g \quad (\text{F.2})$$

$$a_4 = \Gamma_d b_4 \quad (\text{F.3})$$

$$b_1 = S_{12} S_{21} a_g \Gamma_d \quad (\text{F.4})$$

$$b_4 = A_{21} a_g \quad (\text{F.5})$$

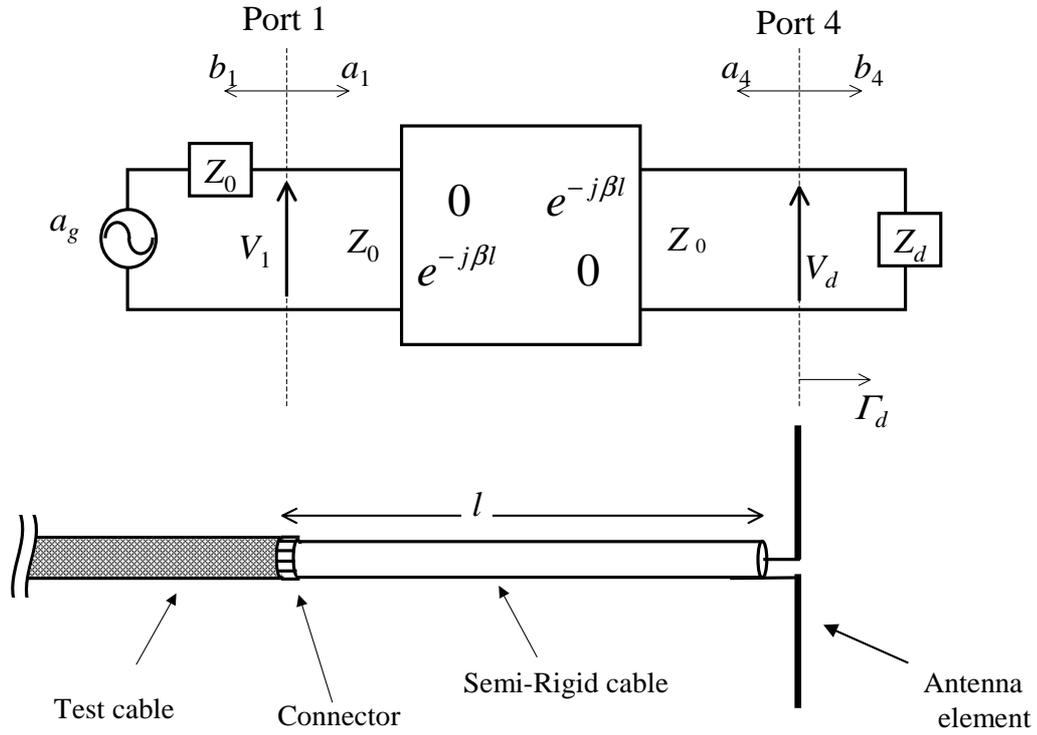


図 F.1: バランなしダイポールアンテナの等価回路

よって,  $V_1, V_d$  は,

$$\begin{aligned} V_1 &= (a_1 + b_1)\sqrt{Z_0} \\ &= (1 + S_{12}S_{21}\Gamma_d)a_g\sqrt{Z_0} \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

$$\begin{aligned} V_d &= (a_4 + b_4)\sqrt{Z_0} \\ &= (\Gamma_d + 1)S_{21}a_g\sqrt{Z_0} \end{aligned} \quad (\text{F.7})$$

のように表わせる．式 (F.6) と式 (F.7) より  $a_g$  を消去すれば,

$$V_1 = \frac{1 + S_{12}S_{21}\Gamma_d}{(\Gamma_d + 1)S_{21}} \cdot V_d \quad (\text{F.8})$$

である．ここで, 線路部の S パラメータは, 損失が無いとすれば,  $S_{11} = 0, S_{22} = 0,$   
 $S_{21} = S_{12} = e^{-j\beta l}$  となる．さらにエレメント部分にモーメント法と同じ励振電  
 圧を与えるには  $V_d = 1 + j0$  [V] とすればよいので以下のようなになる．

$$V_1 = \frac{1 + \Gamma_d \cdot e^{-2j\beta l}}{(\Gamma_d + 1)e^{-j\beta l}} \quad (\text{F.9})$$

よって，求めた式 (F.9) を式 (F.1) に代入すれば，エレメント部に  $1+j0$  [V] 励振した状態の電流分布が得られる．

## 付録 G

# 2次元電流分布推定における近傍磁界測定の構成

本文中第5章までで扱う1次元における電流分布推定では、推定のための近傍磁界測定は対象とするエレメントや線路に沿って行えばよかった。しかし、第6章で扱う2次元の対象では、その近傍磁界測定の位置について、さまざまな可能性が考えられる。本文では、ダイポールアンテナを対象とした第4章の例に倣って、2エレメント八木アンテナの各エレメント近傍の磁界を1エレメントに対して1組ずつ用いた。本章では、6.4節で示した磁界測定のシミュレーション計算をさまざまな近傍磁界取得構成において行い、2エレメント八木アンテナを対象として、電流分布の推定が可能な近傍磁界測定の構成を検討する。

### G.1 エレメント方向の走査本数

図G.1に対象とする2エレメント八木アンテナを示す。図中でエレメントが延びる $y$ 軸方向の近傍磁界分布を $x$ 軸方向に何組とればよいかを考える。6.4節の磁界測定のシミュレーション計算を用いて、 $y$ 軸に沿った近傍磁界分布を計算し、逆問題を解いて電流分布を推定する。このとき、 $x$ 軸方向に1組から4組までの近傍磁界分布を用いる。各々の近傍磁界分布は、図中の放射器を $x = 0\text{cm}$ としたとき、

1組 (1line) :  $x = -3\text{cm}$

2組 (2lines) :  $x = 0\text{cm}, -6\text{cm}$

3組 (3lines) :  $x = 0\text{cm}, -3\text{cm}, -6\text{cm}$

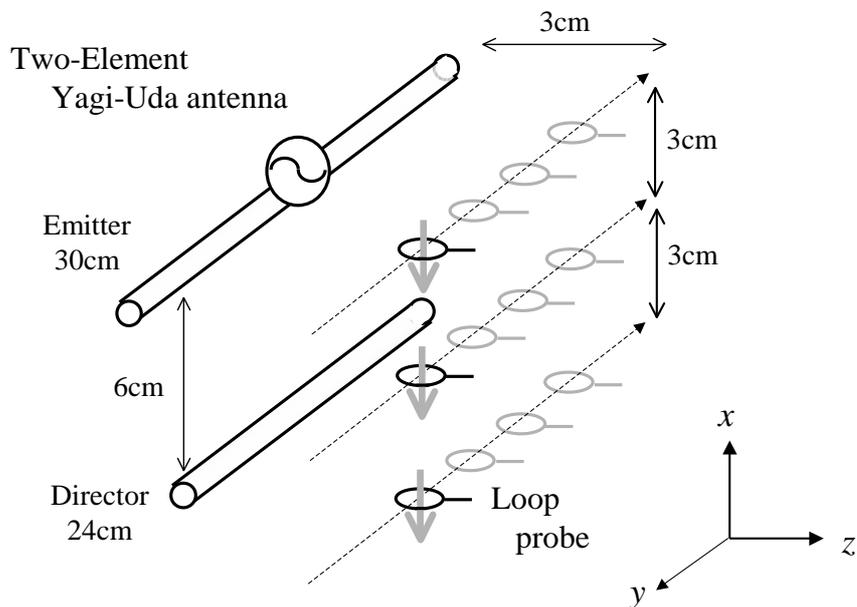


図 G.1: 近傍磁界の測定構成 (走査の本数が3本の例)

4組 (4lines) :  $x = 0\text{cm}, -3\text{cm}, -6\text{cm}, -9\text{cm}$

但し常に  $z = 3\text{cm}$

とした．推定した電流分布とモーメント法による理論電流分布との比較を図 G.2 に示す．なお，磁界分布はエレメントが無い領域を含めた  $-25\text{cm} \leq y \leq 25\text{cm}$  の範囲を 1cm 間隔で計 51 点とり，これを 1 組と考える．電流は八木アンテナの 2 本のエレメント上およびその端のエレメントが無い領域の各々  $-25\text{cm} \leq y \leq 25\text{cm}$  の範囲を 1cm 間隔で推定している．ただし，磁界分布が 1 組のみ (1line) のときは，磁界データ数が推定電流点数より少なくなるのを防ぐために 5mm 間隔に 101 点の磁界データを用いている．図 G.2 に示す結果より， $x$  軸方向に 2 組以上の異なる近傍磁界分布があれば，電流分布推定が可能であることがわかった．なお，この図で示した例は  $x$  軸方向にエレメントと同じ高さの近傍磁界を用いているが，それが異なってもプローブの感度が許す範囲内であれば，逆問題を解くための係数行列を適切に与えることで電流分布の推定が可能である (図 G.3) ．

また，図 G.4 に表すように 3 エレメントの八木アンテナに対して，3 本のエレメント上の電流分布を全て適切に推定するためには最低 3 組以上の近傍磁界分布が必要となる．このアンテナのモデルは，放射器が 30cm，導波器は 24cm のものを 2 本

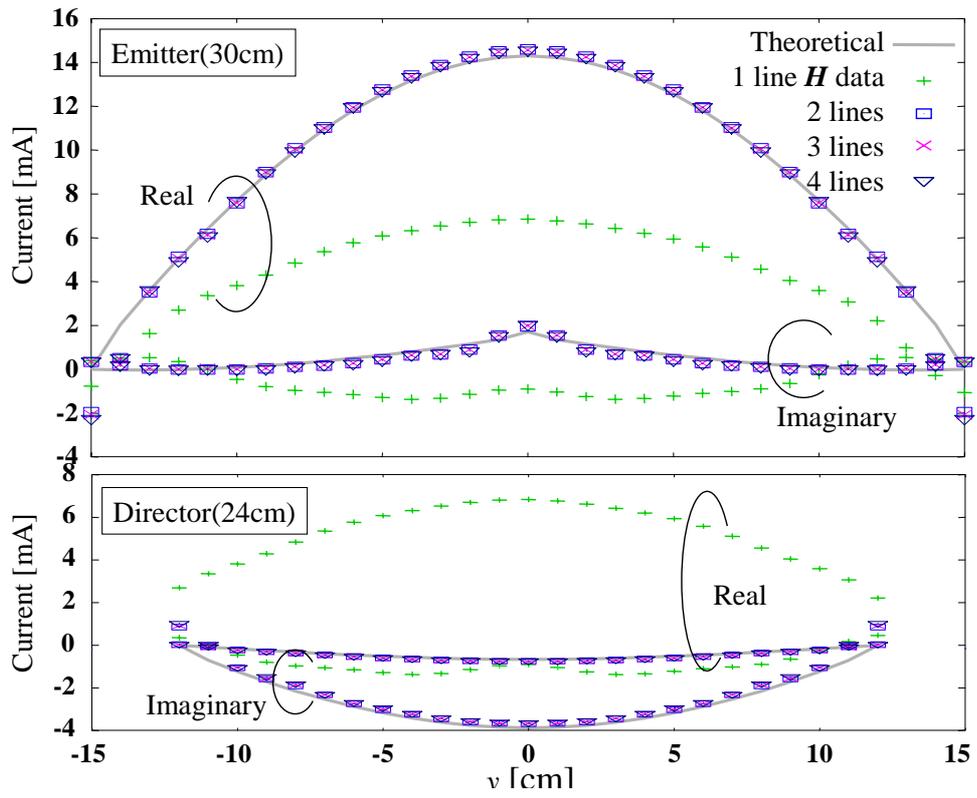


図 G.2:  $x$  方向の走査本数による推定電流分布の比較 (2 エレメント八木アンテナ)

持ち, エレメント間隔はいずれも 3cm, 直径は 1mm とした.

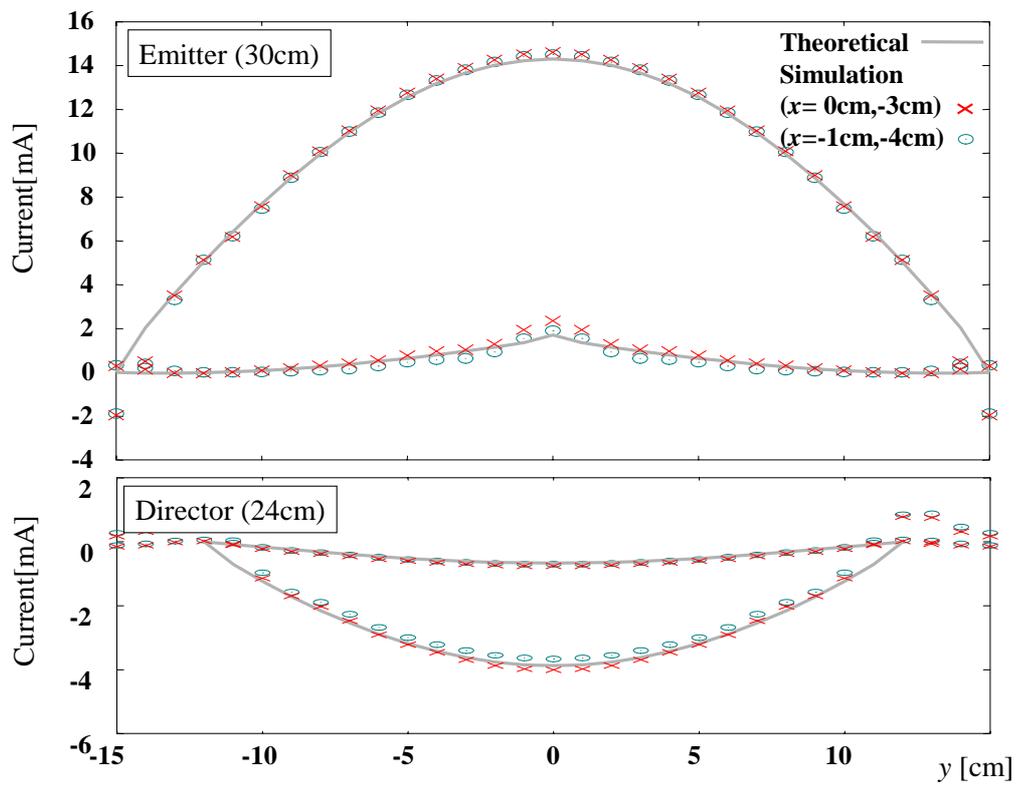


図 G.3: 位置の異なる 2 組の近傍磁界による推定電流分布の比較 (2 エLEMENT 八木アンテナ)

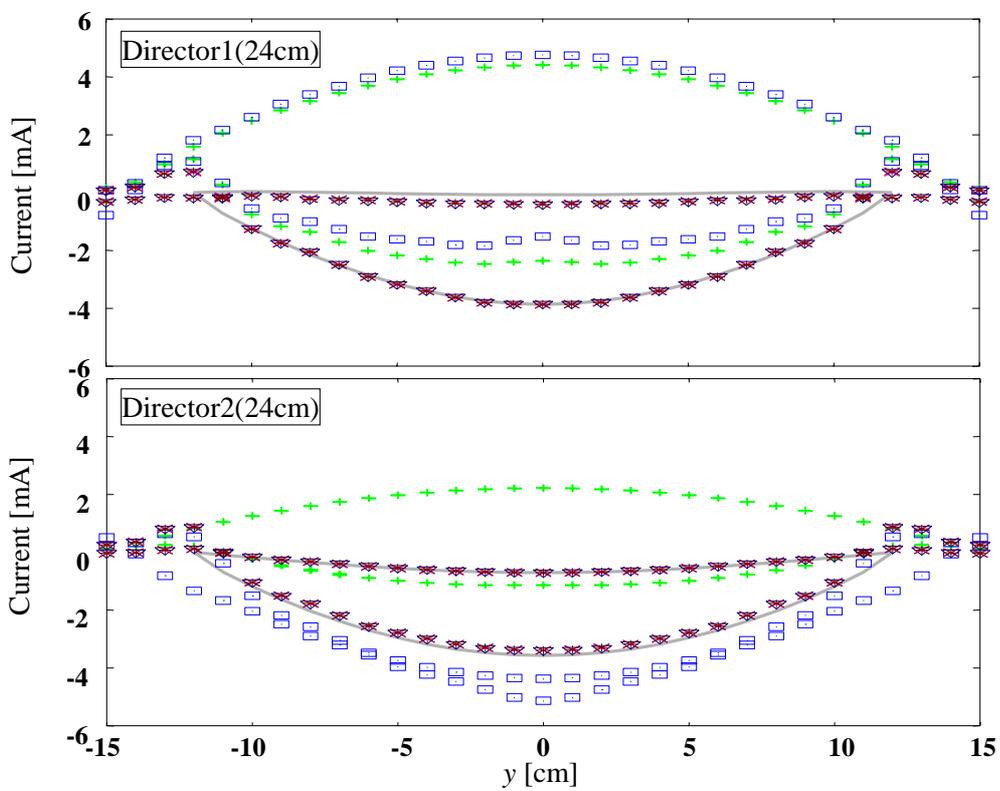
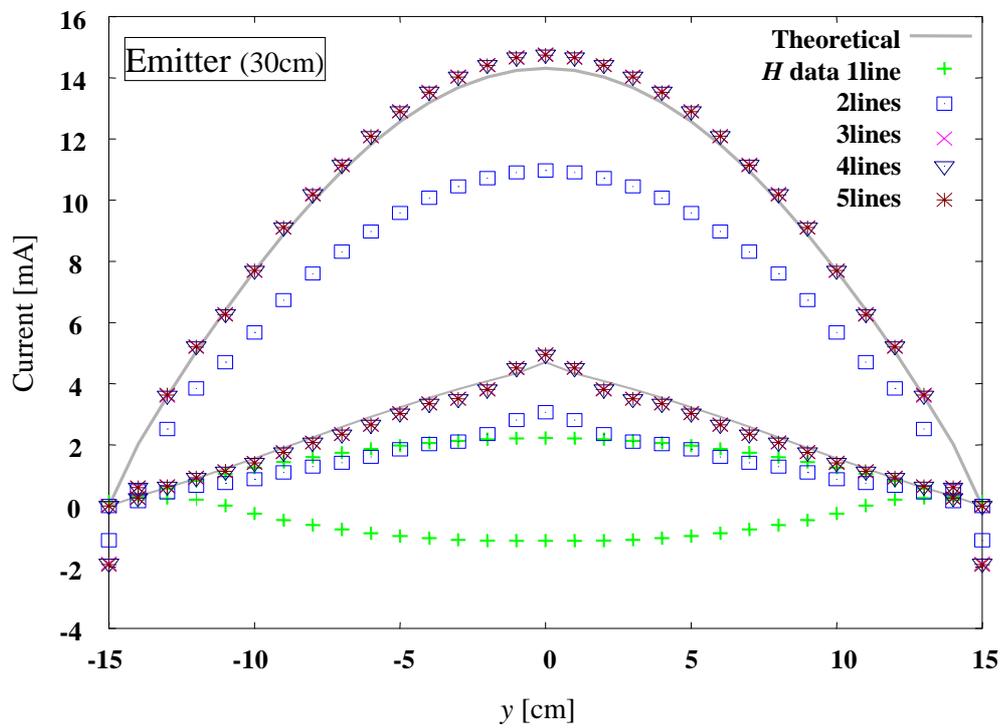


図 G.4:  $x$  方向の走査本数による推定電流分布の比較 (3 エlement八木アンテナ)

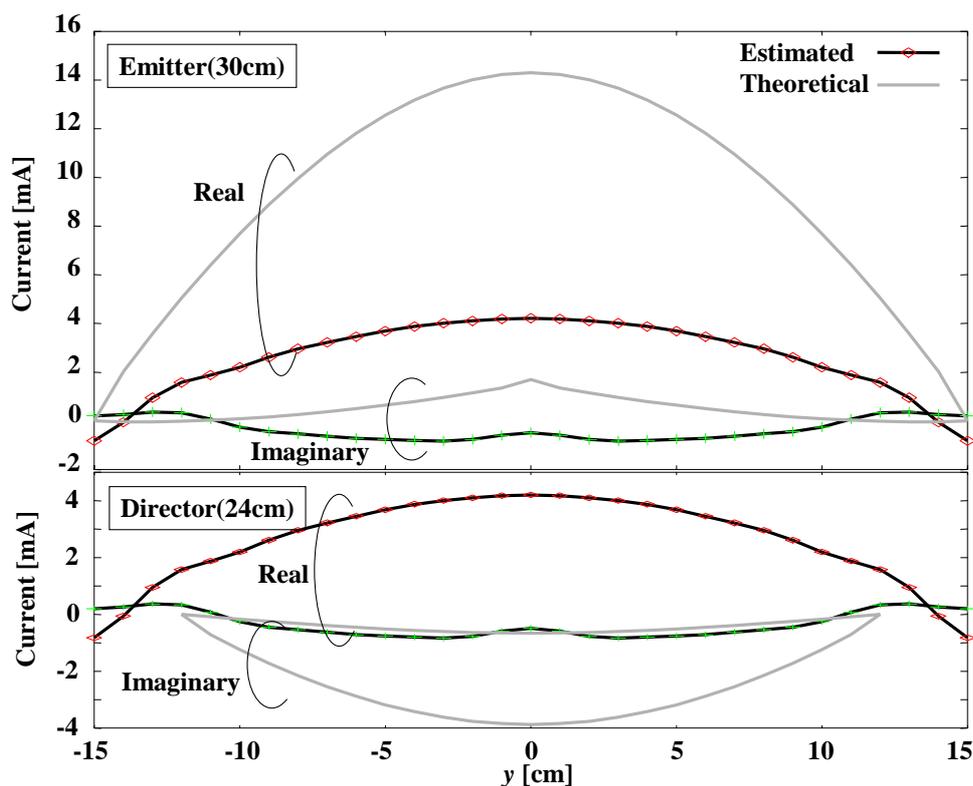


図 G.5: プロープの距離 ( $x$  軸) 方向に 2 種の磁界分布を用いた推定電流分布

## G.2 プロープの距離方向

前節にて、例えば 2 エLEMENT 八木アンテナの電流分布推定には、 $x$  軸方向に異なる近傍磁界分布が最低 2 組必要であることを示した。本節では、ELEMENT からプロープまでの距離 ( $z$  軸) 方向の必要条件について検討する。

図 G.5 に、 $x = -3\text{cm}$ ,  $z = 2\text{cm}$ ,  $3\text{cm}$  の近傍磁界分布を用いて推定した電流分布と理論電流分布の比較を示す。対象とした 2 エLEMENT 八木アンテナの形状は図 G.1 と同様である。図より、 $x$  軸方向に 1 種類の磁界データしかないときは、例えば  $z$  方向に距離を変えて 2 組としても、2 本のELEMENT から観測点へ到来する磁界を分離できず、電流分布の推定ができないことがわかった。

本章で明らかにした必要条件は、推定対象が、電流の存在すると考えられる位置が明確で無いようなものであっても、ある磁界測定面においてできるだけ多くの近傍磁界分布の組があれば、2 次元の電流分布推定が行える可能性を示している。

## 謝辞

本研究をまとめるにあたり，長期にわたる懇切なるご指導・御教鞭を賜りました電気通信大学大学院電子工学専攻 岩崎 俊 教授に謹んで深謝の意を表します．また，本論文を御審査いただき，御助言をくださいました，電気通信大学大学院電子工学専攻 荒井 郁男 教授，早川 正士 教授，唐沢 好男 教授，電気通信大学大学院情報通信工学専攻 上 芳夫 教授に深謝いたします．

沢山の励ましをいただきました，独立行政法人 情報通信機構 浜田 リラ 博士，電気通信大学大学院電子工学専攻 和田 光司 助教授に，深謝いたします．

実り多い議論と多くのご協力をくださいました，電気通信大学電子工学科 岩崎研究室の先輩方，大学院生および学部生諸氏に感謝いたします．特に，藤井 勝巳 博士，石居 正典 博士，長谷川 智紀 博士からは，沢山の刺激を受けました．

また，フランスでの研修を受け入れてくださいました，フランス国立高等電気通信学校 Bernard Huyart 教授，Xavier Begaud 博士，そして Radiofrequency Research Group の仲間達に感謝いたします．

最後に，常に私の研究生生活を理解し，応援し，支援を頂いた両親に心より感謝します．

## 参考文献

- [1] 郵政省（旧 総務省） 電気通信技術審議会答申 諮問第38号 ”電磁波利用における人体の防護指針，” June ,1990
- [2] 郵政省（旧 総務省） 電気通信技術審議会答申 諮問第89号 ”電磁波利用における人体防護の在り方，” April ,1997
- [3] 宮越順二 編，”電磁場生命科学，”第13章，京都大学学術出版会，2005
- [4] 読売新聞2006年7月25日記事”電車内での携帯電話の電源オフは、優先席付近だけでいいの？”
- [5] T. Hondou et al.”Passive Exposure to Mobile Phones: Enhancement of Intensity by Reflection，”Journal of the Physical Society of Japan Vol. 75 No. 8, pp.084801-087805, August, 2006
- [6] 中野久松，”積分方程式によるアンテナの解析，”電磁波問題解析の実際（山下榮吉 編），電子情報通信学会，1993
- [7] K. S. Yee, ”Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,” IEEE Transaction on Antennas and Propagations, Vol.14, No.4, 1966
- [8] E. Hankui, T. Harada, and T. Kuriyama, “ Estimation of Current Distribution on Cellular Telephone Antennas Affected by Human Body Interaction, ” IEICE Trans. on Electron. Vol. E84-C, No. 9, Sept 2001, pp. 1260-1263
- [9] T. Harada, N. Masuda, and M. Yamaguchi, “ Near-Field Magnetic Measurements and Their Application to EMC of Digital Equipment, ” IEICE Trans. Electron., Vol. E89-C, No. 1, Jan 2006

- [10] 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ループプローブ," 電子情報通信学会論文誌 C , Vol.J87-C , No.3 , pp.335-342 , Mar. 2004
- [11] S. Hayashi, K. Masuda, and K. Hatakeyama, " Radiated emission estimation of a metallic enclosure model source by inverse-forward analysis, " IEICE Trans. Commun., Vol. E78-B, No. 2, pp. 173-180, Feb. 1995
- [12] 半谷政毅, 陳強, 澤谷邦男, "近傍電磁界の測定による電流分布の推定," 2002年電子情報通信学会総合大会 , B-4-60 , pp.411 , Mar. 2002
- [13] 吳奕鋒, 西澤振一郎, 橋本修, "グリーン関数法を用いたマイクロストリップライン表面の電流分布推定に関する研究," 電子情報通信学会論文誌 C , Vol.J88-C , No.12 , pp.1159-1166 , Dec. 2005
- [14] W. L. Stutzman, G. A. Thiele, Antenna Theory and Design Second Edition, John Willey & Sons, Inc., 1998
- [15] 岩崎俊, " 電磁波の散乱・吸収計測技術の現状と課題," 電気学会論文誌 A 特集解説 , Vol. 117-A , No. 5 , pp. 450-455 , May 1997
- [16] T. K. Sarkar, " Application of Conjugate Gradient Method to Electromagnetics and Signal Analysis, " Elsevier Science Publishing Co., Inc, 1991
- [17] 名取亮, "線形計算," 朝倉書店 1993
- [18] S.Ishigami, H.Iida, and T.Iwasaki, "Measurements of complex antenna factor by the near-field 3-antenna method," IEEE Trans. on Electromagn. Compat., Vol.38, No3, pp.424-432, Aug. 1996
- [19] T. Iwasaki and K. Tomizawa: " Systematic uncertainties of the complex antenna factor of a dipole antenna as determined by two methods, " IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol.46, No.2, pp.234-245, 2004.
- [20] 藤井勝巳, 岩崎俊, 石上忍, 臼田昭吾, "近傍界における基準アンテナ法による対数周期ダイポールアレイアンテナのアンテナ係数の決定," 電子情報通信学会論文誌 , Vol.J-80B-II, No.12, pp.1091-1098, December 1997

- [21] M. Ishii, T. Iwasaki, "A method for finding the direction of arrival of a single short pulse by the waveform reconstruction, IEICE Trans. on Communications, " Vol.E83-B, No.3, pp.453-459, 2000
- [22] M. Takashima, K. Fujii and T. Iwasaki, " Measurement of magnetic complex antenna factor of a double-gapped shielded loop antenna, " IEICE Trans. On Commun. vol. J84-B, No.11, pp. 2066-2070, Nov. 2001.
- [23] I. Yokoshima:" Absolute measurements for small loop antenna for RF magnetic field standards, "IEEE Trans. Instrum. and Meas., Vol.IM-23, No.3, pp. 217-221, Sept. 1974.
- [24] 三輪進, 加来信之, "アンテナおよび電波伝搬, "東京電機大学出版局, 1999
- [25] L. Hamada, G. Nakanishi, T. Iwasaki, "Waveform Reconstruction of Electromagnetic Fields by Using Log-Periodic Dipole Array Antenna," EMC EUROPE 2002, September, 2002
- [26] L. Hamada, N. Otonari and T. Iwasaki: " Measurement of electromagnetic fields near a monopole antenna excited by a pulse, " IEEE Trans. Electromagn. Compat., Vol. 44, No.1, pp.72-78, 2002.
- [27] Pocklington H. E., "Electrical oscillation in wires," Camblidge Phil. Soc. Peoc., 9. pp.324-332. 1987
- [28] T. Harada, N. Masuda, and M. Yamaguchi, " Near-Field Magnetic Measurements and Their Application to EMC of Digital Equipment, " IEICE Trans. Electron., Vol. E89-C, No. 1, Jan 2006
- [29] 大森俊一, 横島一郎, 中根央 著, "高周波・マイクロ波測定, " コロナ社, 1992
- [30] K. Fujii and T. Iwasaki, " Evaluation of Sites for Measuring Complex Antenna Factors: Comparison of Theoretical Calculation and TRL-Based Experiment, " IEICE Trans. on Commun., Vol. E83-B, No. 10, pp. 2419-2426, Oct. 2000

- [31] 岩崎俊, 富澤一利, “ ネットワークアナライザのTRL校正法を利用したバランのSパラメータ測定, ”電子情報通信学会論文誌 B, vol. J86-B, no.7 pp.1050-1061, July 2003
- [32] 虫明康人, “電波とアンテナのやさしい話, ”オーム社, 2001
- [33] 山下榮吉, “電磁波工学入門, ”産業図書, 1995

# 論文目録

## 関連論文・参考論文の印刷公表の方法および時期

### 1. 関連論文

#### 論文

- (1) 全著者名：Akiko KOHMURA, Takashi IWASAKI

論文題名：“Determination of Magnetic Complex Antenna Factor of Double-Output Shielded Loop Antenna Using an Equivalent Circuit,”

IEEJ, Transaction on Fundamentals and Materials, Vol.126, No.6, pp.414-419, June 2006

(本文の第 3 章の内容と関連)

- (2) 全著者名：河村暁子, 岩崎俊

論文題名：“シールドループ構造の 2 出力磁界プローブを用いたダイポールアンテナの電流分布およびその絶対的な値の推定,”

電子情報通信学会論文誌 B, Vol.J89-B, No.12, pp.2237-2244, December 2006

(本文の第 2 章, 第 4 章, 第 5 章の内容と関連)

## 2. 参考論文

### 論文 (6 ページレター)

- (1) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊

論文題名： ”マイクロ波イメージング用送受プリントアンテナ対,”

電子情報通信学会論文誌 B, Vol.J87-B, No.7, pp.1033-1038 , July 2004

### 国際学会プロシーディング (査読付)

- (2) 全著者名： Akiko KOHMURA, Tomonori HASEGAWA, Takashi IWASAKI

論文題名： ”A Method for Measuring Reflection Distribution of The Electromagnetic Absorber by A Scalar Inverse Scattering,”

EMC'04 Sendai, 2B3-1, pp.321-324, June, 2004

- (3) 全著者名： Akiko KOHMURA and Takashi IWASAKI

論文題名： ”Estimation of Current Distribution on Dipole Antenna Elements Using a Double-Output Shielded Loop Probe,”

EMC Europe 2006, ABS-37, pp. 750-755, September 2006

## 口頭発表

- (4) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊  
論文題名： "半導体エレメントを用いた電磁結合プリントダイポールアンテナ,"  
電気学会計測研究会, IM-01-23, pp.33-38, June 2001
- (5) 全著者名： 野房久乃, 河村暁子, 岩崎俊  
論文題名： "電磁界計測用プリントアンテナのアンテナ係数の測定,"  
平成 13 年度電子情報通信学会東京支部学生会研究発表会, pp.27, March 2002
- (6) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊  
論文題名： "近接しておかれたプリントアンテナ間の相互結合,"  
電気学会, 平成 15 年度全国大会, 1-156, pp.193, March 2003
- (7) 全著者名： 河村暁子, 富山直人, 長谷川智紀, 岩崎俊  
論文題名： "直線偏波プリントアンテナを用いたマイクロ波偏波イメージング,"  
電気学会計測研究会, IM-03-31, pp.11-15, June 2003
- (8) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊  
論文題名： "マイクロ波イメージング用直線偏波プリントアンテナ,"  
電気学会, 平成 15 年度基礎・材料・共通部門大会, pp.246, August 2003
- (9) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊  
論文題名： "マイクロ波イメージング用送受信アンテナ対の設計,"  
電気学会, 電磁界理論研究会, EMT-03-45, pp.47-51, November 2003
- (10) 全著者名： 大野一宜, 河村暁子, 浜田リラ, 岩崎俊  
論文題名： "自己補対構造の広帯域プリントアンテナ,"  
電子情報通信学会, 環境電磁工学研究会, EMCJ-14-8, pp.9-12, April 2004

- (11) 全著者名：岩崎俊，浜田リラ，河村暁子，中島志行  
論文題名：“シート状電波吸収体の評価方法に関する研究，”  
電気通信大学共同研究センター成果発表，pp.19-28，June 2004
- (12) 全著者名：中島志行，井上雅夫，河村暁子，浜田リラ，岩崎俊  
論文題名：“平行2線線路を用いた電磁波抑制シートの電力吸収率・反射率の測定，”  
電気学会計測研究会，IM-04-16，pp.23-28，June 2004
- (13) 全著者名：清水毅，河村暁子，長谷川智紀，岩崎俊  
論文題名：“モーメント法によるマイクロ波偏波イメージングのシミュレーション，”  
電気学会計測研究会，IM-04-19，pp.41-46，June 2004
- (14) 全著者名：河村暁子，岩崎俊  
論文題名：“2出力ループアンテナの磁界複素アンテナ係数の決定，”  
電子情報通信学会 2005年通信ソサイエティ大会，B-4-64，pp.38，September 2005
- (15) 全著者名：笹川和誉，林耕二，河村暁子，岩崎俊  
論文題名：“同軸バランを持つ計測用アンテナの複素アンテナ係数の決定法，”  
電気学会 計測研究会，IM-06-18，pp.13-18，June 2006
- (16) 全著者名：林道洋，大野一宜，河村暁子，岩崎俊  
論文題名：“円偏波プリントスロットアンテナ，”  
電気学会 計測研究会，IM-06-19，pp.19-24，June 2006
- (17) 全著者名：河村暁子，岩崎俊  
論文題名：“2出力磁界プローブを用いた2エレメント八木アンテナの電流分布推定，”  
電気学会 計測研究会，IM-06-51，pp.37-42，November 2006

(18) 全著者名： 河村暁子, 岩崎俊

論文題名： ”2 エレメント八木アンテナ電流分布推定のための近傍磁界測定構成, ”

電子情報通信学会 2007 年総合大会, B-4-63, March 2007

(19) 全著者名： 笹川和誉, 林耕二, 河村暁子, 岩崎俊

論文題名： ”2 出力差動ダイポールアンテナにおける斜め入射電界の波形再生, ”

電子情報通信学会 2007 年総合大会, B-4-62, March 2007

### 3. その他

(1) 平成 15 年 電気学会優秀論文発表賞受賞 (口頭発表 (7))

(2) 平成 16 年 9 月 ~ 平成 17 年 5 月 フランス国立高等電気通信学校 (ENST) 派遣に際し, 日本学生支援機構 (JASSO) 短期留学推進制度 (派遣) 奨学金受給

## 著者略歴

河村 暁子 (こうむら あきこ)

1978年8月8日 静岡県静岡市 生まれ

### 学歴

1997年3月 静岡県立 静岡高等学校 卒業

1997年4月 電気通信大学 電気通信学部 電子工学科 入学

2001年3月 電気通信大学 電気通信学部 電子工学科 卒業

2001年4月 電気通信大学大学院 電気通信学研究科

博士前期課程 電子工学専攻 入学

2003年3月 電気通信大学大学院 電気通信学研究科

博士前期課程 電子工学専攻 修了

2003年4月 電気通信大学大学院 電気通信学研究科

博士後期課程 電子工学専攻 入学

この間, 2004年9月から2005年5月まで

フランス国立高等電気通信学校

(Ecole Nationale Supérieure

des Télécommunications) 研修生

2007年3月 電気通信大学大学院 電気通信学研究科

博士後期課程 電子工学専攻 修了