

# Propagation Experiment of VLF Electromagnetic Pulses in the Deep Underground

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-12-21 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: Nagano, Isamu メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.24517/00049397">https://doi.org/10.24517/00049397</a>

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



KAKEN
1996
57

# 低周波大電流電磁パルス波の地中伝搬実験

(課題番号 07650421)

平成7年度～平成8年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))

研究成果報告書

平成9年3月

研究代表者 長野 勇 (金沢大学工学部教授)

# 低周波大電流電磁パルス波の地中伝搬実験

(課題番号 07650421)

平成7年度～平成8年度科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))

研究成果報告書

平成9年3月

研究代表者 長野 勇 (金沢大学工学部教授)



8000-55257-4

金沢大学附属図書館

## 目次

- 1 はしがき
- 2 謝辞
- 3 研究組織
- 4 研究経費
- 5 研究発表リスト
- 6 研究成果報告

## 1 はしがき

本報告書は、平成7年度から平成8年度までの2カ年にわたり、文部省科学研究費補助金(基盤研究(C)(2))により行った『低周波大電流電磁パルス波の地中伝搬実験』(課題番号07650421)の研究成果をまとめたものである。この研究は下記の研究組織及び研究経費によって実施された。

## 2 謝辞

本研究における理論計算、及びシミュレーションは金沢大学 Josaphat Tetuko Sri Smantyo 君、田中 春幸君、橋本 隆之君に負うところが大きく、また、受信機的设计、製作に関しては同大学の小池 正一君に負うところであり、感謝する。

## 3 研究組織

研究代表者	長野 勇	金沢大学工学部	教	授
研究分担者	八木谷 聡	金沢大学工学部	講	師
研究分担者	呉 向陽	金沢大学工学部	助	手

## 4 研究経費

平成7年度	1500	千円
平成8年度	700	千円
合計	2200	千円

## 5 研究発表リスト

— 本研究に直接関連する発表論文 (付録 D) —

- 1 Josaphat Tetuko S. S., 長野勇, 八木谷聡: FDTD 法による物体の散乱断面積の計算、電気関係学会北陸支部連合大会、富山、1996.
- 2 小池正一、長野勇、八木谷聡: VLF/LF 波を用いた深地下探査レーダシステムの開発、電気関係学会北陸支部連合大会、富山、1996.
- 3 Josaphat Tetuko S. S., 長野勇、八木谷聡: FDTD 法による LF 帯深地下探査レーダのシミュレーション、電子情報通信学会総合大会、大阪、1997.

— 本研究に関連する発表論文 —

- 1 M. Ikeda, I. Nagano, T. Shimbo, and D. L. Carpenter: Intensities and polarization rates of whistler mode VLF signals observed from a ground network near  $L = 4$ , *J.Geophys.Res.*, Vol.100, No.A4, 5691-5703, 1995.
- 2 I. Nagano, S. Yagitani, H. Kojima and H. Matsumoto: Analysis of wave normal and Poynting vectors of the chorus emissions observed by GEOTAIL, *J.Geomag.Geolectr.*, Vol.48, No.3, 299-307, 1996.
- 3 S. Chettri, Y. Ishiwaka, H. Kimura, and I. Nagano: Harmonic wavelets, constant  $Q$  transforms and the cone kernel TFD, *Wavelet Applications III*, 446-451, 1996.
- 4 T. Fukami, I. Nagano, and J. MacDougall: A new method obtaining the ionograms from the electron density and the collision frequency profiles in the lower ionosphere, *ISAP'96*, Vol.3, 685-688, 1996.
- 5 S. Yagitani, T. Toda, I. Nagano, K. Hashimoto, T. Okada, H. Matsumoto, and M. Tsutsui: Neural network for plasma wave classification onboard satellite, *ISAP'96*, Vol.3, 721-724, 1996.
- 6 S. Yagitani, I. Nagano, H. Matsumoto, Y. Omura, W. R. Paterson, L. A. Frank, and R. R. Anderson: Generation and propagation of chorus emissions observed by GEOTAIL in the dayside outer magnetosphere, *ISAP'96*, Vol.3, 717-704, 1996.
- 7 K. Miyamura, I. Nagano, S. Yagitani, and Y. Murakami: Full wave calculation of 3D VLF/LF wave fields radiated from a lightning discharge, *ISAP'96*, Vol.3, 701-704, 1996.
- 8 X. Wu, I. Nagano, Z. Bao, and T. Shinbo: Numerical simulation of the penetration and reflection of a whistler beam incident on the lower ionosphere at very low latitude, *J.Atoms.Terr.Phys.*, Vol.58, No.10, 1143-1159, 1996.

- 9 筒井稔、白井義比古、小嶋尋嗣、橋本弘蔵、長野勇、岡田敏美、八木谷聡、松本紘、山本達人: 科学衛星搭載機器 EMC 試験用雑音周波数ダイナミックスペクトラム表示システム、宇宙科学研究所報告、第 86 号、1-21、1996.
- 10 T. Okada, M. Mambo, T. Fukami, I. Nagano, and K. Okumura: Multiple thin layers of enhanced ionization in the ionospheric E-region derived from VLF wave measurements, JGG, 49, 69-76, 1997.
- 11 K. Hashimoto, I. Nagano, M. Yamamoto, T. Okada, I. Kimura, H. Matsumoto, H. Oki, and Y. Sato: EXOS-D(AKEBONO) very low frequency plasma wave instruments(VLF), IEEE, Geoscience and Remote Sensing, 35, 2, 278-288, 1997.
- 12 満保正善、深見哲男、岡田敏美、長野勇、木村磐根: MF 及び VLF 電波のロケット観測による夜間の下部電離層電子密度の測定、電子情報通信学会 (5 月号掲載予定)、1997.
- 13 M. Tsutsui, I. Nagano, H. Kojima, K. Hashimoto, H. Matsumoto, and S. Yagitani: Measurements and analysis of antenna impedance aboard the GEOTAIL spacecraft, Radio Science (in press).
- 14 宮村和俊、長野勇、八木谷聡: 雷放電から放射される VLF 電磁界波形の Full Wave 計算、電子情報通信学会 (5 月号掲載予定)、1997.
- 15 宮村和俊、長野勇、八木谷聡、木村磐根: あけぼの衛星の低高度観測におけるオメガ電波強度分布の Full wave 計算による解析、電子情報通信学会 (印刷中)、1997.



## 6 研究成果報告

# 目次

第1章 序論	2
第2章 地下探査レーダシステム	3
2.1 地下探査レーダシステム	3
2.2 skindepth、位相速度、群速度、波長	4
2.3 媒質中の磁界強度と探査能力	6
第3章 FDTD 法による3次元シミュレーション	11
3.1 計算方法	11
3.1.1 差分法	11
3.1.2 プログラム化	13
3.1.3 安定条件	14
3.1.4 ループアンテナ	14
3.2 吸収境界条件	14
3.2.1 Mur 吸収境界条件	15
3.2.2 PML 吸収境界条件 (Perfect Matched Layer)	16
3.2.3 3次元の Mur 吸収境界条件	18
3.2 freespace	18
3.2.1 計算例	19
3.2.2 解析解	19
3.2.3 解析解との比較	20
3.2.3.1 電界成分	20
3.2.3.2 磁界成分	20
3.3 ground	21
3.3.1 計算例	21
3.3.2 解析解との比較	22

目次	ii
<b>第4章 球面パルスによる伝搬特性 (400kHz)</b>	<b>28</b>
4.1 入射パルス	28
4.2 freespace	29
4.2.1 計算例	29
4.2.1.1 解析解との比較	29
4.3 ground	32
4.3.1 計算例	32
4.3.1.1 解析解との比較	32
4.3.2 物体からの反射特性 (ground)	33
4.4 自由空間+大地	37
4.4.1 計算上の問題点	37
4.4.2 計算例	38
4.4.3 自由空間と大地の反射・透過係数	39
4.4.4 物体からの反射特性	41
<b>第5章 球面パルスによる伝搬特性 (100kHz)</b>	<b>45</b>
5.1 入射パルス	45
5.2 freespace	46
5.2.1 計算例	46
5.2.1.1 解析解との比較	46
5.3 ground	47
5.3.1 計算例	47
5.3.1.1 解析解との比較	48
5.3.2 物体からの反射特性 (ground)	50
5.4 自由空間+大地	53
5.4.1 物体からの反射特性	53
5.4.2 反射波強度比較	54
<b>第6章 システム設計のための球面パルスによる伝搬特性 (10kHz)</b>	<b>58</b>
6.1 計算モデル	58
6.2 地中の埋設物体の散乱断面積の計算法	61

目次	iii
6.3 結果	63
6.4 考察	64
<b>第7章 磁界波形捕捉受信機の構成及び動作原理</b>	<b>67</b>
7.1 地下探査レーダシステムに求められる仕様	67
7.1.1 大電流磁界パルス波発生装置の仕様・構成・動作原理	67
7.1.2 磁界波形捕捉受信システムに求められる仕様	68
7.2 本研究で開発した磁界波形捕捉受信機の仕様	69
7.3 磁界波形捕捉受信機の構成	71
7.3.1 増幅回路	71
7.3.2 A/D コンバータ回路	71
7.3.3 メモリ回路	71
7.3.4 制御回路	72
7.3.5 インターフェース回路	72
7.3.6 8255 平行インターフェースボード	73
7.3.7 電源回路	73
7.4 広ダイナミックレンジ化の動作原理	74
7.5 磁界波形捕捉受信機の動作原理	74
<b>第8章 磁界波形捕捉受信システムの動作結果</b>	<b>84</b>
8.1 アナログ部の動作	84
8.1.1 広ダイナミックレンジ化回路の動作	84
8.2 デジタル部の動作	84
8.3 サーチコイルの周波数特性および位相特性	84
8.4 受信波形の再現	85
<b>参考文献</b>	<b>93</b>
付録 A 電磁波の位相速度 $V_p$ と群速度 $V_g$	98
付録 B 磁界強度 $B_z$	103
付録 C 磁界波形捕捉受信機回路図	105



## 目次

2.1	地下探査レーダシステムの構成	3
2.2	位相速度 $V_p$	8
2.3	群速度 $V_g$	8
2.4	媒質中の波長 $\lambda_p$	9
2.5	媒質中の磁界強度	9
3.1	3次元空間メッシュ	23
3.2	ループアンテナ	23
3.3	Mur 吸収境界への平面波の入射	23
3.4	PML 吸収境界への平面波の入射	24
3.5	Mur 吸収境界条件の適用範囲	24
3.6	3次元モデル	24
3.7	3次元球座標	25
3.8	磁界、電界 6 成分の伝搬様子 (freespace)	25
3.9	解析解との比較 ( $E_z(y=0)$ )(freespace)	26
3.10	解析解との比較 ( $E_z(y=x)$ )(freespace)	26
3.11	磁界、電界 6 成分の伝搬様子 (ground)	27
4.1	ガウスパルス (400kHz)	28
4.2	磁界成分の観測される位置	31
4.3	各観測点での電界 $E_z$ の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(freespace)	31
4.4	各観測点での磁界 $H_x$ の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(ground)	33
4.5	各観測点での磁界 $H_y$ の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(ground)	33
4.6	解析モデル (3次元)	34
4.7	各観測点での磁界 $H_x$ の受信波形 (400kHz)(ground)	35
4.8	各観測点での磁界 $H_y$ の受信波形 (400kHz)(ground)	36
4.9	解析モデル (自由空間+大地)(400kHz)	37

4.10	磁界 Hy の各観測地点での受信波形 (freespace+ground) . . . . .	38
4.11	自由空間と大地の反射・透過係数 . . . . .	39
4.12	磁界 Hx の地表面による直接波の影響 (400kHz) . . . . .	40
4.13	磁界 Hy の地表面による直接波の影響 (400kHz) . . . . .	41
4.14	磁界 Hx の伝搬様子 (400kHz)(freespace+ground) . . . . .	42
4.15	磁界 Hx の各観測地点での受信波形 (400kHz)(freespace+ground) . . . . .	43
4.16	磁界 Hy の各観測地点での受信波形 (400kHz)(freespace+ground) . . . . .	44
5.1	ガウスパルス (100kHz) . . . . .	45
5.2	各観測点での電界 Ez の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(freespace) . . . . .	47
5.3	各観測点での磁界 Hx の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(ground) . . . . .	48
5.4	各観測点での磁界 Hy の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(ground) . . . . .	49
5.5	各観測点での磁界 Hx の受信波形 (100kHz)(ground) . . . . .	51
5.6	各観測点での磁界 Hy の受信波形 (100kHz)(ground) . . . . .	52
5.7	解析モデル (自由空間+大地)(100kHz) . . . . .	53
5.8	各観測点での磁界 Hx の受信波形 (freespace+ground)(100kHz) . . . . .	56
5.9	各観測点での磁界 Hy の受信波形 (freespace+ground)(100kHz) . . . . .	57
6.1	シミュレーションのモデル . . . . .	58
6.2	ループアンテナの配置 . . . . .	59
6.3	電磁界の全成分 (t=75us) . . . . .	60
6.4	送受信点間の距離 225 m、物体の面積 $\lambda^2$ の反射パルス . . . . .	61
6.5	散乱断面積 . . . . .	61
6.6	受信磁界強度 . . . . .	63
6.7	散乱断面積 . . . . .	64
6.8	送信機の電流値 . . . . .	66
7.1	大電流電磁パルス波発生装置の仕様 . . . . .	75
7.2	装置のブロック図 . . . . .	75
7.3	パルス波発生装置の送信波形 . . . . .	76
7.4	これまで用いられていたシステムの構成 . . . . .	77
7.5	多チャンネル化 . . . . .	78

7.6	A/D コンバータの構成方法 . . . . .	79
7.7	磁界波形捕捉受信機のブロック図 . . . . .	80
7.8	タイミングチャート . . . . .	81
7.9	増幅回路のブロック図 . . . . .	82
7.10	磁界波形捕捉受信機の動作過程 . . . . .	83
8.1	1 kHz の正弦波を入力した場合の測定結果 . . . . .	86
8.2	広ダイナミックレンジ化回路の動作結果 . . . . .	87
8.3	デジタル部の動作結果 . . . . .	88
8.4	サーチコイルの周波数特性 (0~1kHz) . . . . .	89
8.5	サーチコイルの周波数特性 (0~10kHz) . . . . .	89
8.6	サーチコイルの周波数特性 (0~50kHz) . . . . .	90
8.7	サーチコイルの位相特性 (0~1kHz) . . . . .	90
8.8	サーチコイルの位相特性 (0~10kHz) . . . . .	91
8.9	サーチコイルの位相特性 (0~50kHz) . . . . .	91
8.10	波形の復元方法 . . . . .	92
C.1	広ダイナミックレンジ増幅回路 1 . . . . .	106
C.2	広ダイナミックレンジ増幅回路 2 . . . . .	107
C.3	メイン回路 . . . . .	108
C.4	タイミングコントロール回路 1 . . . . .	109
C.5	タイミングコントロール回路 2 . . . . .	110



## 表 目 次

2.1	地下探査レーダの仕様	7
2.2	skinddepth $\delta$	7
2.3	地中媒質のパラメータ	7
2.4	システムの探査能力	10
A.1	$f = 10$ Hz の位相速度、群速度、波長	98
A.2	$f = 100$ Hz の位相速度、群速度、波長	99
A.3	$f = 1$ kHz の位相速度、群速度、波長	100
A.4	$f = 10$ kHz の位相速度、群速度、波長	101
A.5	$f = 100$ kHz の位相速度、群速度、波長	102
B.1	磁界密度	103
B.2	磁界密度	104

# 第 1 章 序論

最近の地震の多発、火山活動の活性化にともない、地下探査技術への要請が高まっている。しかし、現在実用化されているシステムでは、せいぜい地下数十メートルの探査能力しかないため、災害の予想などを行うには、不十分である。本研究室では、従来行われている VHF 波帯の電磁パルスをもちいた浅い距離の探査ではなく、VLF/LF 波をもちいた地下数百メートルまでの探査を可能とするシステムの構築を目指している。

その方法としては、地中に向けて磁界パルスを放射し、そのエコーを受信する。そして、受信波(直接波と反射波が混合されている)を波動論的に解析し、反射波を分離し、地中の状態を観測するものである。

しかし、地下探査レーダシステムの構築には、地中が導伝性物質であるため電磁波の減衰が激しいことや、不均質な媒質なため、その伝搬機構が複雑であるなど困難な問題が多い。また、受信された電磁波の直接波にくらべ反射波の強度が極めて小さいために分離が困難なものひとつの問題である。一方、本システムは、可搬式のものを目指しているために、装置は小型のものが望まれる。そのうち送信機が一番容積があるために小型化が望まれる。また、受信機の感度の向上により送信出力を小さくすることができる。それにともないシステムの小型化につながると考えられる。

本文では、第 2 章から第 6 章にかけて地中における電磁波の伝搬特性及びコンピュータによるパルス波の伝搬シミュレーションについて、また、第 7 章から第 8 章では地下探査レーダシステムのハードウェア、特に受信システムについて述べる。

## 第 2 章 地下探査レーダシステム

本章では、地下探査レーダシステムに関する構成・動作とこのシステムに関連するパラメータの計算を説明する。最初に、図 2.1 に示したように、本システムの構成を説明すると、本システムは送信機、受信機、データ処理装置から構成される。このシステムの動作として、送信機から出力される電流をループアンテナに流し、このアンテナに発生させた磁界を地中に放射させる。地中を伝搬する電磁波は埋設物体によって反射され、また、地面の方に伝搬する。この反射波の磁界成分は地面に配置される受信機のサーチコイルで受信される。この取得された磁界強度より物体の種類や大きさや深さなどの地中の状態を解析する。

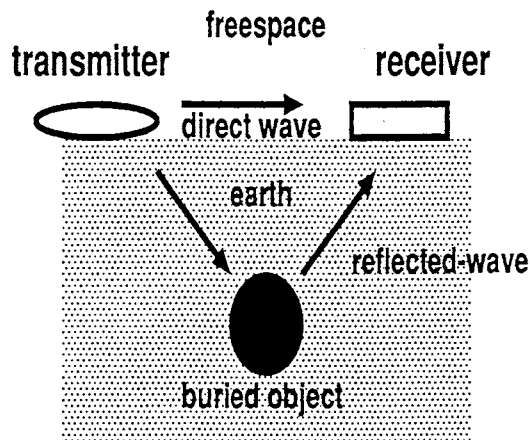


図 2.1: 地下探査レーダシステムの構成

### 2.1 地下探査レーダシステム

本章の地中パラメータとは、電波の位相速度  $V_p$ 、群速度  $V_g$ 、波長  $\lambda_p$ 、skindepth  $\delta$  である。本章では、媒質中 (乾燥地と湿地) でのこれらの各値を求めて、本装置の能力を推定する。

地下探査レーダシステムの仕様を表2.1に示す。終段出力電流は200Aであるが、ループアンテナの巻数 $N$ (1-5回)と半径 $r$ (1-3m)によってアンテナの磁気モーメントの値を調整することができる。また、パルス幅を制御しないシートモードの仕様もある。この場合、周波数は数百Hzとなるが、電流は1000A程度出せる能力がある。

## 2.2 skindepth、位相速度、群速度、波長

地中が導電性媒質(導電率:  $\sigma = 10^{-5} \sim 10^{-4}$ (乾燥地)、 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ S/m(湿地)、比誘電率  $\epsilon_r = \sim 4$ (乾燥地)、 $10 \sim 30$ (湿地))であるので、媒質のパラメータが違くと位相速度  $V_p$ 、群速度  $V_g$ 、skindepth  $\delta$ も変化する。電波が地中のどの深さまで届くかを計算する際、skindepth(電磁界強度が $\sim 8.7$ dBになる深さ)で評価する。この skindepth  $\delta$ が

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (2.1)$$

で計算する。ただし、 $\omega$ 、 $\mu$ 、 $\sigma$ はそれぞれ角周波数、透磁率、導電率である。この式からわかるように、周波数 $f$ と導電率( $\sigma$ )が大きくなると、skindepth  $\delta$ が小さく、減衰が大きくなるという意味である。例えば、周波数 $f$ と $\sigma$ が100kHzと $10^{-5}$  S/mの際、skindepth  $\delta$ が503mになり、 $\sigma = 10^{-2}$  S/mのとき、skindepth  $\delta$ が15mになる[表.2.2参照]。

そして、媒質中での電波伝搬の位相速度  $V_p$ と群速度  $V_g$ を調べるために次のような各式を利用する。媒質中の伝搬定数  $k$ は

$$k = \sqrt{\omega^2\epsilon\mu - j\omega\sigma\mu} = \alpha - j\beta \quad (2.2)$$

である。ただし、 $\alpha$ と $\beta$ は下記のような式である[32]。

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega^2\epsilon\mu}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1} \quad : \text{位相定数 (phase constant)} \quad (2.3)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{\omega^2\epsilon\mu}{2}} \sqrt{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} - 1} \quad : \text{減衰定数 (attenuation constant)} \quad (2.4)$$

上の式より位相速度  $V_p$ と群速度  $V_g$ が次のような式が導かれる。

$$V_p = \frac{\omega}{\alpha} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\omega^2 \epsilon \mu}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1}} \quad (2.5)$$

$$V_g = \frac{1}{\frac{\partial \text{Re}(k)}{\partial \omega}} = \sqrt{\frac{2}{\epsilon \mu} \frac{\sqrt{\left(1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2\right) \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1\right)}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2} + 1\right) - \left(\frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right)^2}} \quad (2.6)$$

ただし、 $\omega$ 、 $\mu$ 、 $\epsilon$ 、 $\sigma$ がそれぞれ角周波数、媒質の透磁率、誘電率、導電率である。また、 $\sigma \gg \omega \epsilon$ の場合について行うと次のようになる。

$$V_p \approx \sqrt{\frac{2\omega}{\sigma \mu}} \quad (2.7)$$

$$V_g \approx \sqrt{\frac{2\sigma}{\omega \epsilon^2 \mu}} \quad (2.8)$$

そして、媒質中の波長 $\lambda_p$ を

$$\lambda_p = \frac{V_p}{f} \quad (2.9)$$

の式で計算する。

例えば、周波数 $f = 10^5 \text{ Hz}$ 、導電率 $\sigma = 10^{-5} \text{ S/m}$ 、比誘電率 $\epsilon_r = 4$ のとき、位相速度 $V_p$ 、群速度 $V_g$ と波長 $\lambda_p$ はそれぞれ $1.5 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、 $1.6 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、 $1.5 \times 10^3 \text{ m}$ になる。また、周波数 $f$ が $10 \text{ Hz} \sim 100 \text{ kHz}$ で、媒質が乾燥地( $\sigma = 10^{-5} \sim 10^{-4} \text{ S/m}$ ,  $\epsilon_r = \sim 4$ )と湿地( $\sigma = 10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ S/m}$ ,  $\epsilon_r = 10 \sim 40$ )のパラメータ [33] で計算した位相速度 $V_p$ 、群速度 $V_g$ 、波長 $\lambda_p$ は図 2.2-2.4 と付録 A(表 A.1- 表 A.5) に示す。

図 2.2 に、位相速度 $V_p$ と周波数 $f$ の関係を示す。この図からわかるように、周波数の増大に伴い、位相速度が大きくなり、 $1.4 \times 10^8 \text{ m/s}$ で飽和することがわかる。例えば、周波数 $f$ 、導電率 $\sigma$ 、非誘電率 $\epsilon_r$ が $100 \text{ kHz}$ 、 $10^{-5} \text{ S/m}$ 、4のとき、位相速度が約 $1.4 \times 10^8 \text{ m/s}$ である。それから、図 2.3 は周波数 $f$ と群速度 $V_g$ の関係を示している。横軸が周波数を、縦軸が群速度を表している。この結果からわかるように、周波数が大きくなると、群速度も大きくなって、約 $1.5 \times 10^8 \text{ m/s}$ で飽和する。例えば、周波数 $f$ 、導電率 $\sigma$ 、非誘電率 $\epsilon_r$ が $100 \text{ kHz}$ 、 $10^{-5} \text{ S/m}$ 、4の際、群速度が $1.5 \times 10^8 \text{ m/s}$ になる。そして、周波数 $f$ と媒質中の波長 $\lambda_p$ の関係が図 2.4 に示すように、周波数が大きくなると、波長は逆に小さくなる

ことがわかった。ただし、横軸に周波数、縦軸に波長を取った。例として、周波数  $f$ 、導電率  $\sigma$ 、誘電率  $\epsilon_r$  が 100kHz、 $10^{-5}\text{S/m}$ 、4 のとき、波長が 1.464m になった。

### 2.3 媒質中の磁界強度と探査能力

本システムではループアンテナを利用しているので、媒質中の磁界強度  $B$  を式

$$B = \mu \frac{NIS}{4\pi} k^2 \frac{e^{-jkr}}{r}, \quad kr \gg 1 \quad (2.10)$$

で計算する。ただし、この式はループアンテナから出力される遠方界強度を表している。ここで、 $N$ 、 $I$ 、 $S$ 、 $k$ 、 $r$  はそれぞれループアンテナの巻数、電流、面積、媒質中の電磁波の伝搬定数 (式 2.2)、伝搬距離である。具体的な計算をすると、ループアンテナのパラメータは周波数  $f=100\text{kHz}$ 、電流  $I=1000\text{A}$ 、半径  $r=5\text{m}$ 、巻数  $N=2$  回で、さらに地中の媒質 (乾燥地と湿地) のパラメータとして表 2.3 に示めす各値を利用するとき、この磁界強度の計算結果は図 2.5 又は付録 B (表 B.1-表 B.2) に示しているようになる。ただし、横軸が距離  $r$  を、縦軸が磁界強度  $B$  である。この図からわかるように、伝搬距離の増大に伴い、磁界強度が低下する。そして、媒質の減衰を表す導電率の値が大きくなると、磁界強度の減衰が激しくなることがわかる。

次に、深地下探査レーダシステムの探査能力を推定する。表 2.1 の地下探査レーダシステムの仕様より、受信機のサーチコイルの最小感度は 0.1 pT である。送信機のループアンテナの巻数  $N$ 、電流  $I$ 、面積  $S$  を 2 回、1000A、 $\pi d^2\text{m}^2$  (半径  $d=1\text{-}10\text{m}$ ) のとき、磁界強度が 0.1pT の場所 (距離  $r$ ) を調査すると、表 2.4 のような結果が得られる。ただし、この表の ok が 6000m 以上で受信機のサーチコイル (最小感度 0.1pT) で観測される。本表からわかるように、導電率  $\sigma$  が小さいとき電磁波が地中の深い場所まで突入することができる。これに対して、導電率  $\sigma$  が大きいとき、媒質中の減衰が激しいので、電磁波が地中の浅い場所しか届くことができない、又は、減衰度が高い媒質で電磁波を深いところまで届かせるためには、送信機は大きなパワー、つまり、大電流が必要であり、受信機のサーチコイルが高感度でなければならない。

終段出力電流	200 A
終段ドレイン電圧	600 V
コンデンサ容量	200 $\mu$ F $\times$ 2
出力信号	パルス列
終段	TM-100H(SIT) $\times$ 2
パルス制御回路	CMOS 論理回路
発信周波数	1/200 Hz $\sim$ 100 kHz(57 step 可能)
パルス数	1 $\sim$ 99(1 発単位で設定可能)
サーチコイルの最小感度	0.1 pT

表 2.1: 地下探査レーダの仕様

Skindepth  $\delta$  Characteristic [m]

frequency $f$ [Hz]	$\sigma = 10^{-2}$	$\sigma = 10^{-3}$	$\sigma = 10^{-4}$	$\sigma = 10^{-5}$
1	5.032	15.915	50.329	159.154
10	1.591	5.032	15.915	50.329
100	503	1.591	5.032	15.915
1k	159	503	1.591	5.032
10k	50	159	503	1.591
100k	15	50	159	503
1M	5	15	50	159

表 2.2: skindepth  $\delta$ 

	自由空間	乾燥地 (1)	乾燥地 (2)	湿地 (1)	湿地 (2)
$\sigma$ [S/m]	0	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
$\epsilon_r$	1	4	4	30	30

表 2.3: 地中媒質のパラメータ

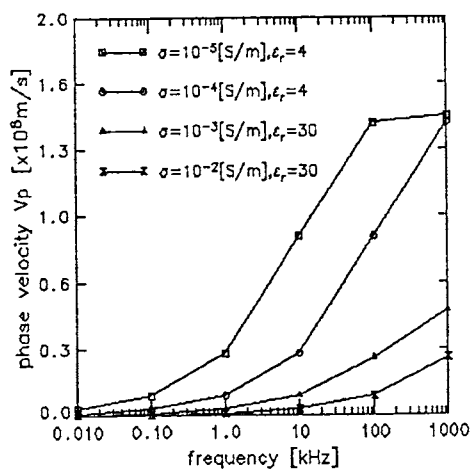


図 2.2: 位相速度  $V_p$

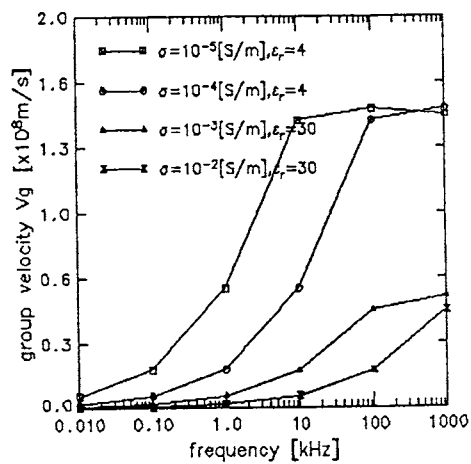


図 2.3: 群速度  $V_g$



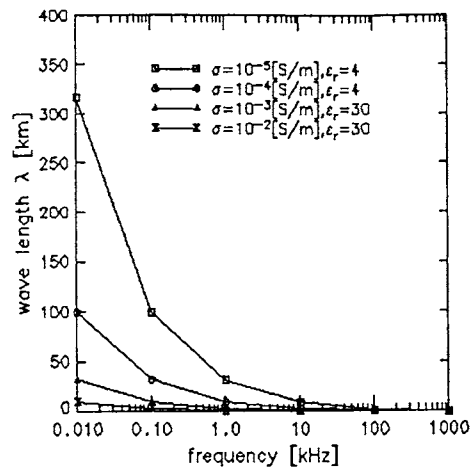


図 2.4: 媒質中の波長 $\lambda_p$

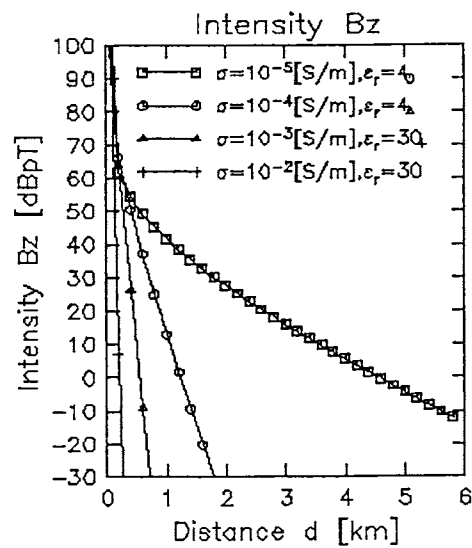


図 2.5: 媒質中の磁界強度

Wave Penetrating Ability [m]

frequency $f$	100kHz	current I	1000 A
radius	1 ~ 10 m	coil	2 回
depth r	50 ~ 6000 m		

$\sigma[S/m]$	0	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
$\epsilon_r$	1	4	4	30	30
radius [m]	自由空間	乾燥地	乾燥地	湿地	湿地
1	2.750	1.950	700	350	150
2	ok	3.000	950	450	150
3	ok	3.650	1.050	450	150
4	ok	4.150	1.150	500	200
5	ok	4.550	1.200	500	200
7.5	ok	5.250	1.350	550	200
10	ok	5.800	1.450	600	200

表 2.4: システムの探査能力

# 第 3 章 FDTD 法による 3 次元シミュレーション

この章では、3次元の球面波伝搬シミュレーションを行なう。2次元の場合と同じように、まず最初に計算方法を述べ、つづいて吸収境界条件を簡単に説明する。さらに、その計算方法を用いて簡単な計算をし、解析解と比較を行う。

## 3.1 計算方法

3次元の FDTD 法を説明する [35]。

### 3.1.1 差分法

Maxwell の方程式は次のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.2)$$

(3.1)、(3.2) 式を FDTD 法に従って差分化すると次のようになる。図 3.1 に空間メッシュを示す。

$$\begin{aligned} H_x^{n+\frac{1}{2}} \left( i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) &= H_x^{n-\frac{1}{2}} \left( i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \\ &\quad - \frac{\Delta t}{\mu \left( i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right)} \left[ \frac{1}{\Delta y} \left\{ E_z^n \left( i, j + 1, k + \frac{1}{2} \right) - E_z^n \left( i, j, k + \frac{1}{2} \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\Delta z} \left\{ E_y^n \left( i, j + \frac{1}{2}, k + 1 \right) - E_y^n \left( i, j + \frac{1}{2}, k \right) \right\} \right] \\ H_y^{n+\frac{1}{2}} \left( i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}} \left( i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\Delta t}{\mu\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)}\left[\frac{1}{\Delta z}\left\{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k+1\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)\right\}\right. \\
& \left.-\frac{1}{\Delta x}\left\{E_z^n\left(i+1, j, k+\frac{1}{2}\right)-E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)\right\}\right] \\
H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) & = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\Delta t}{\mu\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}\left[\frac{1}{\Delta x}\left\{E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}, k\right)-E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)\right\}\right. \\
& \left.-\frac{1}{\Delta y}\left\{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1, k\right)-E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)\right\}\right] \\
H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) & = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) & = \frac{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)+\sigma\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)\Delta t} E_x^{n-1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)+\sigma\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)\Delta t} \times \\
& \left[\frac{1}{\Delta y}\left\{H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)-H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k\right)\right\}\right. \\
& \left.-\frac{1}{\Delta z}\left\{H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}\right)\right\}\right]
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned}
E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) & = \frac{\varepsilon\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\varepsilon\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)+\sigma\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)\Delta t} E_y^{n-1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)+\sigma\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)\Delta t} \times \\
& \left[\frac{1}{\Delta z}\left\{H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right)\right\}\right. \\
& \left.-\frac{1}{\Delta x}\left\{H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)-H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)\right\}\right]
\end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}
E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) & = \frac{\varepsilon\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\varepsilon\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)+\sigma\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)\Delta t} E_z^{n-1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)+\sigma\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)\Delta t} \times \\
& \left[\frac{1}{\Delta x}\left\{H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)-H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)\right\}\right. \\
& \left.-\frac{1}{\Delta y}\left\{H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)-H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)\right\}\right]
\end{aligned} \tag{3.8}$$

$\left(\begin{array}{l} i, j, k : \text{空間のインデックス} \\ n : \text{時間のインデックス} \end{array}\right)$

## 3.1.2 プログラム化

計算機の配列は整数で表されるので、2次元と同じように  $n+1/2$ 、 $i+1/2$  などの半端な数を書き直すと以下のようなになる。

$$H_x^n(I, J, K) = H_x^{n-1}(I, J, K) - \frac{\Delta t}{\mu(I, J, K)} \left[ \frac{1}{\Delta y} \{E_z^n(I, J+1, K) - E_z^n(I, J, K)\} - \frac{1}{\Delta z} \{E_y^n(I, J, K+1) - E_y^n(I, J, K)\} \right] \quad (3.9)$$

$$H_y^n(I, J, K) = H_y^{n-1}(I, J, K) - \frac{\Delta t}{\mu(I, J, K)} \left[ \frac{1}{\Delta z} \{E_x^n(I, J, K+1) - E_x^n(I, J, K)\} - \frac{1}{\Delta x} \{E_z^n(I+1, J, K) - E_z^n(I, J, K)\} \right] \quad (3.10)$$

$$H_z^n(I, J, K) = H_z^{n-1}(I, J, K) - \frac{\Delta t}{\mu(I, J, K)} \left[ \frac{1}{\Delta x} \{E_y^n(I+1, J, K) - E_y^n(I, J, K)\} - \frac{1}{\Delta y} \{E_x^n(I, J+1, K) - E_x^n(I, J, K)\} \right] \quad (3.11)$$

$$E_x^n(I, J, K) = \frac{\varepsilon(I, J, K)}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} E_x^{n-1}(I, J, K) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} \times \left[ \frac{1}{\Delta y} \{H_z^{n-1}(I, J, K) - H_z^{n-1}(I, J-1, K)\} - \frac{1}{\Delta z} \{H_y^{n-1}(I, J, K) - H_y^{n-1}(I, J, K-1)\} \right] \quad (3.12)$$

$$E_y^n(I, J, K) = \frac{\varepsilon(I, J, K)}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} E_y^{n-1}(I, J, K) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} \times \left[ \frac{1}{\Delta z} \{H_x^{n-1}(I, J, K) - H_x^{n-1}(I, J, K-1)\} - \frac{1}{\Delta x} \{H_z^{n-1}(I, J, K) - H_z^{n-1}(I-1, J, K)\} \right] \quad (3.13)$$

$$E_z^n(I, J, K) = \frac{\varepsilon(I, J, K)}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} E_z^{n-1}(I, J, K) + \frac{\Delta t}{\varepsilon(I, J, K) + \sigma(I, J, K) \Delta t} \times$$

$$\left[ \frac{1}{\Delta x} \{H_y^{n-1}(I, J, K) - H_y^{n-1}(I-1, J, K)\} - \frac{1}{\Delta y} \{H_x^{n-1}(I, J, K) - H_x^{n-1}(I, J-1, K)\} \right] \quad (3.14)$$

以上の式をもとにして球面波における電磁波伝搬の計算を行う。

### 3.1.3 安定条件

刻み時間 $\Delta t$ 、セルサイズ(刻み幅) $\Delta x$ 、 $\Delta y$ 、 $\Delta z$ の大きさは、以下の安定条件を満たさなければならない。まず、セルサイズは入射パルスのスペクトルを考え、最大値から-120dB程度(6桁保証)の周波数を最大周波数 $f_{max}$ とし、

$$\Delta x \leq \frac{v}{f_{max}} \frac{1}{10} \quad (3.15)$$

を満たさなければならない。さらに、刻み時間は、

$$v\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{(\frac{1}{\Delta x})^2 + (\frac{1}{\Delta y})^2 + (\frac{1}{\Delta z})^2}} \quad (3.16)$$

を満たさなければならない。 $v$ は解析モデル中で使われる電磁波の最大位相速度である。これらをもとに必要なセル数と計算回数を決定する。

### 3.1.4 ループアンテナ

3次元の波源はループアンテナとし球面波を伝搬させる。半径 $r = \Delta x$ のループアンテナのモデル化を図3.2に示す。図3.2をもとに、3.1.2節の(3.12)、(3.13)、(3.14)式の電界にそれぞれ電流の向きと電流密度変化 $J$ を与える。

## 3.2 吸収境界条件

シミュレーション領域は、あたかも無限に広がる空間を任意に切り出したように作用する必要がある。しかし、3.1節の差分方程式に基づいてシミュレーションすると、シミュレーション領域の端で計算機内の配列をそこで打ち切っているため、時間を更新しても端点の値は更新されず、前の値にその後進行してくる波の値が加えられていき、端から反射波が生じることになる。そこで、シミュレーション領域の外に出ていく波を減衰させ反射波をなくす吸収境界条件を用いる必要がある。ここでは、もっとも簡単で比較的精度の

良い Mur の吸収境界条件と、現在最も精度が良いといわれる PML 吸収境界条件を簡単に説明す [35]。

### 3.2.1 Mur 吸収境界条件

Mur の吸収境界条件 (以下、Mur) を簡単に説明する。まず 1 次元の場合を考える。図 (3.3) のように、吸収境界に  $x$  の正の方向から平面波が垂直に入射するものとする。このとき、 $x$  の負の方向に進む波は、

$$E = E(x + vt) \quad (3.17)$$

と表され、次の微分方程式を満足する。

$$\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{1}{v} \frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad (3.18)$$

但し  $v$  は伝搬速度である。 $x = 0$  の吸収境界で完全に反射がないなら、電界は式 (3.17) の形を保ったまま伝搬するはずである。すなわち、境界においても式 (3.17) が満足される。FDTD 法の形式に定式化するため、式 (3.18) を差分化すると、

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = v \frac{\partial E^{n-1/2}}{\partial x} \quad (3.19)$$

となる。右辺の  $x$  についての微分は、図 3.3 より電界が  $x = 0$ 、 $\Delta x$  に割り当てられていることから、 $x = \frac{\Delta x}{2}$  で行い、

$$\frac{E^n(\frac{\Delta x}{2}) - E^{n-1}(\frac{\Delta x}{2})}{\Delta t} = v \frac{E^{n-1/2}(2) - E^{n-1/2}(1)}{\Delta x} \quad (3.20)$$

となる。 $E^n(x = \frac{\Delta x}{2})$  も  $E^{n-1/2}$  も FDTD では割り当てられないので、それらを前後の値で平均化する。

$$\begin{cases} E^n(\frac{\Delta x}{2}) = \frac{E^n(1) + E^n(2)}{2} \\ E^{n-1/2}(1) = \frac{E^n(1) + E^{n-1}(1)}{2} \end{cases}$$

として  $E^n$  についてまとめると、 $I = 1$  における Mur の一次吸収境界条件を得る。

$$E^n(1) = E^{n-1}(2) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^n(2) - E^{n-1}(1)\} \quad (3.21)$$

$I = NX$  ( $NX$  は領域の最大) の位置における条件は式 (3.21) において、括弧の数字を  $1 \rightarrow NX$ 、 $2 \rightarrow NX - 1$  と置き換えて、

$$E^n(NX) = E^{n-1}(NX - 1) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^n(NX - 1) - E^{n-1}(NX)\} \quad (3.22)$$

となる。しかしながら、式 (3.21)、式 (3.22) は垂直入射する平面波、すなわち 1 次元の問題に対してのみ有効な方法である。したがって、2 次元の問題を考える場合、斜め入射も吸収するような吸収境界条件が必要になる。考え方は同じでその結果だけを表すと、

$$\begin{aligned}
 E^{n+1}(1, J) &= E^n(2, J) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E^{n+1}(2, J) - E^n(1, J)\} \\
 &\quad - \frac{\mu v^2 \Delta t}{2(v\Delta t + \Delta x)} \{H^{n+1/2}(1, J) - H^{n+1/2}(1, J-1)\} \\
 &\quad + H^{n+1/2}(2, J) - H^{n+1/2}(2, J-1) \}
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

となり、Mur の二次吸収境界条件を得る。Mur は 2 次元の場合、吸収領域が  $NX \times 4$  セルだけでよいため非常に効率がよいが、吸収領域の計算回数が多くなると徐々に誤差がでてくる。

### 3.2.2 PML 吸収境界条件 (Perfect Matched Layer)

PML (Perfectly Matched Layer) 吸収境界条件 (以下、PML) は、Mur と比べると必要とする計算機メモリは増加するものの、現在のところ最も有効な吸収境界条件である。PMLabc の基本概念を知るために、図 3.4 のように真空中から平面波が吸収境界に垂直に入射する場合を考える。吸収境界から磁気損失  $\sigma^*$  をもつ媒質を与える。まず、真空中の波動インピーダンス  $Z_0$ 、媒質中の波動インピーダンス  $Z$  は、

$$\begin{cases} Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \\ Z = \sqrt{\frac{\mu_0 + \frac{\sigma^*}{j\omega}}{\epsilon_0 + \frac{\sigma}{j\omega}}} \end{cases}$$

で与えられるから、インピーダンスマッチング条件

$$Z_0 = Z \tag{3.24}$$

すなわち、

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \tag{3.25}$$

を満たせば周波数に無関係に反射係数は 0 になり、電磁波は反射なしで媒質に透過する。しかし、2 次元の問題では、斜め入射も吸収するような境界条件が必要である。そこで、電界  $E_z$  成分、磁界  $H_x$ 、 $H_y$  成分だけをもつ場合を考えると、真空中から媒質に斜め入射したときの反射係数  $R$  は、

$$R = \frac{Z_0/\cos\theta_i - Z/\cos\phi}{Z_0/\cos\theta_i + Z/\cos\phi} \tag{3.26}$$



で与えられるから、周波数及び入射角に無関係に  $R = 0$  となるためには、式 (3.25) のインピーダンスマッチング条件を満足し、かつ入射角  $\theta_0$  と屈折角  $\phi$  が等しくなるような媒質であればよい。このようなことは現実の媒質では起こりえない。この PML 媒質は人工的な仮想媒質であるということが出来る。これらの条件を満足するには、媒質内の  $x$  方向、 $y$  方向の波数はそれぞれ、

$$k_x = k \cos \phi = k \cos \theta_i = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cos \theta_i \quad (3.27)$$

$$k_y = k \sin \phi = k_0 \sin \theta_i = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sin \theta_i \quad (3.28)$$

が成立しなければならない。したがって、 $x$  軸に垂直な媒質の場合には  $x$  方向に進む波に対して仮想媒質を与え、 $y$  軸に垂直な媒質の場合には  $y$  方向に進む波に対して仮想媒質を与えることになる。つまり、

$$E_z = E_{zx} + E_{zy} \quad (3.29)$$

のように、2つのサブコンポーネントにわけると、媒質内の基本式は次のようになる。

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zx}}{\partial t} + \sigma_x E_{zx} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (3.30)$$

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_{zy}}{\partial t} + \sigma_y E_{zy} = \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (3.31)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} + \sigma_y^* H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.32)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} + \sigma_x^* H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.33)$$

しかし、PML 媒質を有限の厚さで打ち切らなければならないため、PML 媒質の外壁でも幾分か反射が起こる。これを避けるために PML 媒質を数層積層にし、徐々に損失を大きくする。PML の層の数を  $L$ 、PML 媒質の外壁の導電率を  $\sigma_{max}$ 、導電率の分布を  $M$  とすると、PML 媒質中の導電率と磁気損失は次のようになる。

$$\sigma_x = \begin{cases} \sigma_{max} \left[ \frac{x-L\Delta x}{L\Delta x} \right]^M & : x < L\Delta x \\ 0 & : L\Delta x < x < (NX - L - 1)\Delta x \\ \sigma_{max} \left[ \frac{x-L\Delta x}{L\Delta x} \right]^M & : x > (NX - L - 1)\Delta x \end{cases} \quad (3.34)$$

$$\sigma_x^* = \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \sigma_x \quad (3.35)$$

$\sigma_y, \sigma_y^{ast}$  についても同じである。以上簡単に説明をしたが、PML は Mur に比べると大変複雑である。PML は計算領域が自由空間 (電磁波の減衰しにくい) の場合は、Mur と比べると大変有効だと思われる。しかし、この論文では主に計算領域を地中として行っているため、Mur を主に使っている。

### 3.2.3 3次元の Mur 吸収境界条件

3次元の場合、二次の吸収境界条件を面全体には適用できない(面と面の接点)のでその部分は一次の吸収境界条件で補う。たとえば、 $I = 1$  の面では、図 3.5 のように電界  $E_z$  に対し、 $J = 3$  から  $NY - 2$ 、 $K = 2$  から  $NZ - 2$  までの領域に二次の吸収境界条件を適用し、他の領域は一次の吸収境界条件を適用する。

(二次の吸収境界条件)

(i)  $K = 2 \sim NZ - 2$ ,  $J = 3 \sim NY - 2$

$$\begin{aligned}
E^n(1, J, K) = & -E^n(2, J, K) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} [E^{n-1}(2, J, K) + E^n(1, J, K)] \\
& + 2\frac{\Delta x}{v\Delta t + \Delta x} [E^{n-1}(1, J, K) + E^{n-1}(2, J, K)] \\
& + \frac{\Delta x(v\Delta t)^2}{2(\Delta y)^2(v\Delta t + \Delta x)} [E^{n-1}(1, J+1, K) - 2E^{n-1}(1, J, K) + E^n(1, J-1, K) \\
& + E^{n-1}(2, J+1, K) - 2E^{n-1}(2, J, K) + E^n(2, J-1, K)] \\
& + \frac{\Delta x(v\Delta t)^2}{2(\Delta z)^2(v\Delta t + \Delta x)} [E^{n-1}(1, J, K+1) - 2E^{n-1}(1, J, K) + E^{n-1}(1, J, K-1) \\
& + E^{n-1}(2, J, K+1) - 2E^{n-1}(2, J, K) + E^{n-1}(2, J, K-1)] \quad (3.36)
\end{aligned}$$

(一次の吸収境界条件)

(ii)  $K = 1$ ,  $NZ - 1$ ,  $J = 2$ ,  $NZ - 1$

$$E^n(1, J, K) = E^{n-1}(2, J, K) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} E^n(2, J, K) - E^{n-1}(1, J, K) \quad (3.37)$$

## 3.2 freespace

この節では、3次元での電磁波伝搬の様子を調べる。まず、3次元の場合に計算機に必要なメモリについて簡単に評価する。計算領域を  $100 \times 100 \times 100$  とすと、吸収境界条件 Mur の場合でも吸収境界領域に  $100 \times 100 \times 2 \times 6$  必要である。電磁界 6 成分で倍精度 8 バイトで計算した場合、全部の必要メモリは約 54Mbytes である。その他、結果出力のための配列や補助的なものがあるのでさらに必要である。そこで 3次元のシミュレーションは金沢大学総合情報処理センターにあるミニスーパーコンピュータ (VX-3S) を使用している。

### 3.2.1 計算例

計算領域を自由空間  $100 \times 100 \times 100$  セルとし、半径  $\Delta x$  (1 セル) のループアンテナを中央に置いて球面波を伝搬させる。波源には 2 次元の場合と同じ周波数  $100[\text{kHz}]$ 、振幅  $100[\text{A}]$  の CW (Continue Wave) 波を用いた。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD 法の安定条件に基づいて以下のように決定した。

$$\Delta x \leq \frac{c}{f} \frac{1}{10} \quad (3.38)$$

より、 $\Delta x = 300[\text{m}]$  とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (3.39)$$

より、 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-7}[\text{sec}]$  とした。但し、 $c$  は光速である。 $t = 0$  秒から放射を開始し、十分伝搬させた  $t = 300[\mu\text{s}]$  後における  $z = 0$  の  $xy$  平面上 (図 3.6 の網掛部分) の磁界、電界の 6 成分の様子を図 3.8 に示す。吸収境界条件は Mur を用いた。

### 3.2.2 解析解

ループアンテナから電磁界の解は、磁氣的ヘルツ双極からの電磁界の解によって近似できる [43]。巻き数  $N$  回、電流  $I$  が流れている円形ループは、空間の透磁率を  $\mu$ 、ループの面積を  $A$  とすると、磁気モーメント  $P_m$  は、

$$P_m = \mu N A I \quad (3.40)$$

をもつ磁氣的ヘルツ双極と等価である。但し、モデル化したループアンテナは四角であるので面積  $A = (2.0 \times \Delta x)^2$  である。これより、ループアンテナの解析解は図 3.7 の球座標によって次の式が得られる。

$$E_\phi = \left( \frac{\omega}{4\pi} \right) P_m \left( \frac{-j}{r^2} + \frac{k}{r} \right) e^{j(\omega t - kr)} \sin \theta \quad (3.41)$$

$$E_r = 0 \quad (3.42)$$

$$E_\theta = 0 \quad (3.43)$$

$$H_\phi = 0 \quad (3.44)$$

$$H_r = \left( \frac{1}{2\pi\mu} \right) P_m \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} \right) e^{j(\omega t - kr)} \cos \theta \quad (3.45)$$

$$H_\theta = \left( \frac{1}{4\pi\mu} \right) P_m \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} - \frac{k^2}{r} \right) e^{j(\omega t - kr)} \sin \theta \quad (3.46)$$

$$(3.47)$$

( $P_m$ :磁気モーメント、 $\omega$ :角周波数、 $k$ :伝搬定数)

### 3.2.3 解析解との比較

計算例による結果と比較するために  $\phi = \frac{\pi}{2}$  として  $z = 0$  の  $xy$  平面上で考える。また、計算例の磁気モーメントは、 $P_m = \mu_0 \times (\Delta x \times 2)^2 [m^2] \times 100 [A]$  となる。

#### 3.2.3.1 電界成分

電界の各成分は図 3.7、式 (3.41)、式 (3.42)、式 (3.43) より、

$$E_x = E_y = 0 \quad (3.48)$$

$$\begin{aligned} E_z &= E_\phi \\ &= \left(\frac{\omega}{4\pi}\right) P_m \left(\frac{-j}{r^2} + \frac{k}{r}\right) e^{j(\omega t - kr)} \sin \theta \end{aligned} \quad (3.49)$$

となる。

$E_x$ 、 $E_y$ 成分は図 3.8より一致しているのがわかる。

次に  $E_z$ 成分はまず  $\theta = 0$ 、すなわち  $x = 0$  上では  $E_z(x = 0) = 0$  である。これは図 4.2より一致しているのがわかる。次に  $\theta = \frac{\pi}{2}$ 、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 、すなわち  $y = 0$ 、 $y = x$  で比較したものをそれぞれ図 3.9、図 3.10に示す。電界成分全体の平均誤差は約 2.25 %であった。

#### 3.2.3.2 磁界成分

磁界の各成分は、図 3.7、式 (3.44)、式 (3.45)、式 (3.46) より、

$$\begin{aligned} H_x &= H_r \sin \theta + H_\theta \cos \theta \\ &= \left(\frac{1}{2\pi\mu}\right) P_m \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2}\right) e^{j(\omega t - kr)} \cos \theta \sin \theta \\ &\quad + \left(\frac{1}{4\pi\mu}\right) P_m \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} - \frac{k^2}{r}\right) e^{j(\omega t - kr)} \sin \theta \cos \theta \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} H_y &= H_r \cos \theta - H_\theta \sin \theta \\ &= \left(\frac{1}{2\pi\mu}\right) P_m \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2}\right) e^{j(\omega t - kr)} (\cos \theta)^2 \\ &\quad - \left(\frac{1}{4\pi\mu}\right) P_m \left(\frac{1}{r^3} + \frac{jk}{r^2} - \frac{k^2}{r}\right) e^{j(\omega t - kr)} (\sin \theta)^2 \end{aligned} \quad (3.51)$$

$$H_z = 0 \quad (3.52)$$

となる。

$H_x$ 成分は $\theta = 0$ 、 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 、すなわち $x = 0$ 、 $y = 0$ 上では、 $H_x(x = 0) = H_x(y = 0) = 0$ となる。これは図3.8より一致しているのがわかる。さらに $\theta = \frac{\pi}{4}$ 、すなわち $y = x$ 上で比較した。

$H_y$ 成分は $\theta = 0$ 、 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 、 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 、すなわち $x = 0$ 、 $y = x$ 、 $y = 0$ 上で比較した。

$H_z$ 成分は3.8より一致しているのがわかる。

磁界成分全体の平均誤差は2.13%であった。

これまでの解析の結果より、電界、磁界6成分はほぼ正しい挙動を示したといえる。

このように、 $xy$ 平面上で考えた場合、電界成分は $E_z$ 、磁界成分は $H_x$ 、 $H_y$ の3つの成分だけ考えればよい。さらに、 $\phi$ の角度を変化していったとき、その面で切った平面上の電界、磁界成分は、 $xy$ 平面上の電界、磁界成分とまったく同じになる。

## 3.3 ground

### 3.3.1 計算例

大地の媒質を乾地 [dry1] ( $\sigma = 10^{-4}$ 、 $\varepsilon = 4.0$ ) として電磁波伝搬をシミュレーションを行った。freespaceと同じように計算領域を $100 \times 100 \times 100$ セルとし、半径 $\Delta x$ (1セル)、1巻きのループアンテナを中央に置いて球面波を伝搬させる。波源には周波数100[kHz]、振幅100[A]のCW波を用いた。セル $\Delta x$ 、刻み時間 $\Delta t$ の大きさは、FDTD法の安定条件に基づいて以下のように決定した。但し、大地中は減衰が激しいためセル $\Delta x$ の大きさをさらに $\frac{1}{5}$ した。

$$\Delta x \leq \frac{v}{f} \frac{1}{10.5} \quad (3.53)$$

より、 $\Delta x = 30$ [m]とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{v\sqrt{3}} \quad (3.54)$$

より、 $\Delta t = 2.5 \times 10^{-8}$ [sec]とした。但し、周波数100kHzの位相速度で $v = 1.789 \times 10^8$ [m/s]である。 $t = 0$ 秒から放射を開始し、十分伝搬させた $t = 30.0$ [ $\mu$ s]後における $z = 0$ の $xy$ 平面上の磁界 $H$ 、電界 $E$ の6成分の様子を図3.11に示す。吸収境界条件はMurを用いた。

### 3.3.2 解析解との比較

freespace の場合と同じように、計算例による結果と比較するために  $\phi = \frac{\pi}{2}$  として  $z = 0$  の  $xy$  平面上で考え、解析解と比較した。平均誤差は 0.82% であった。

この解析の結果より、電界、磁界 6 成分はほぼ正しい挙動を示したといえる。

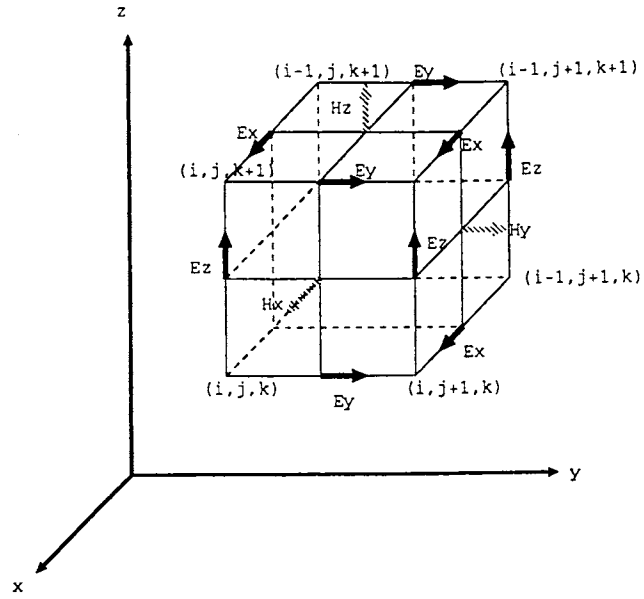


図 3.1: 3次元空間メッシュ

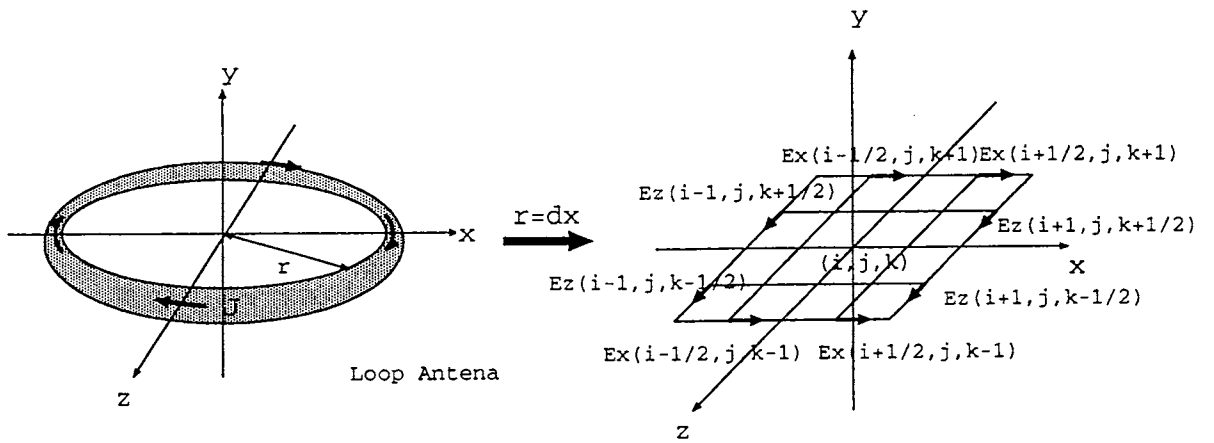


図 3.2: ループアンテナ

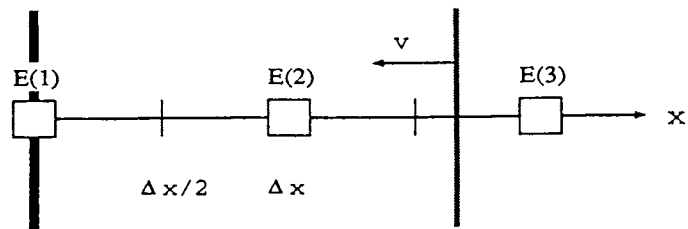


図 3.3: Mur 吸収境界への平面波の入射

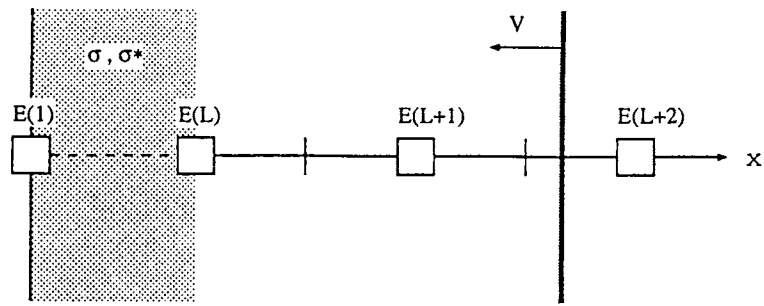


図 3.4: PML 吸収境界への平面波の入射

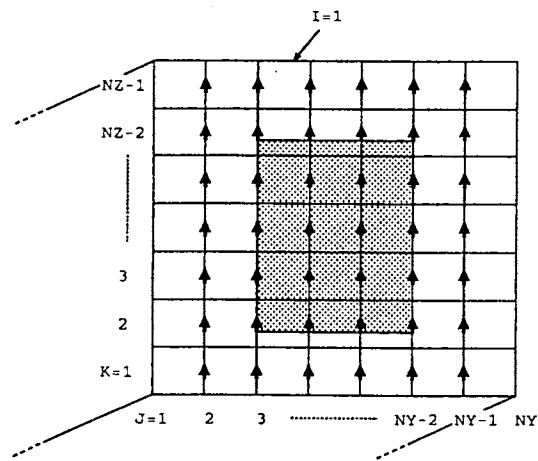


図 3.5: Mur 吸収境界条件の適用範囲

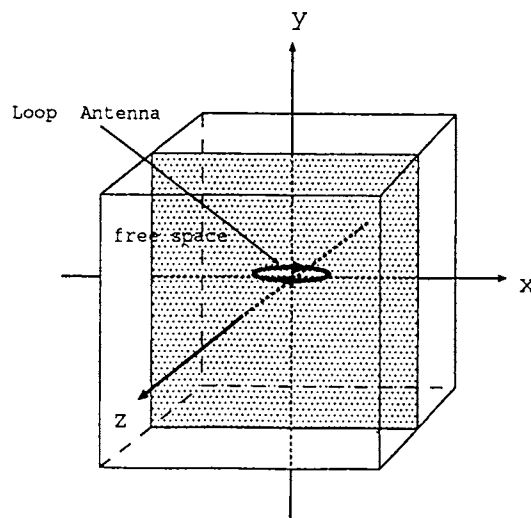


図 3.6: 3 次元モデル



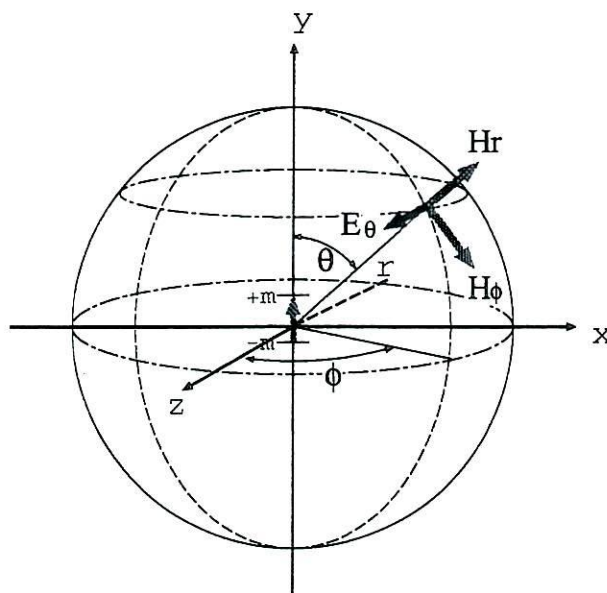


図 3.7: 3次元球座標

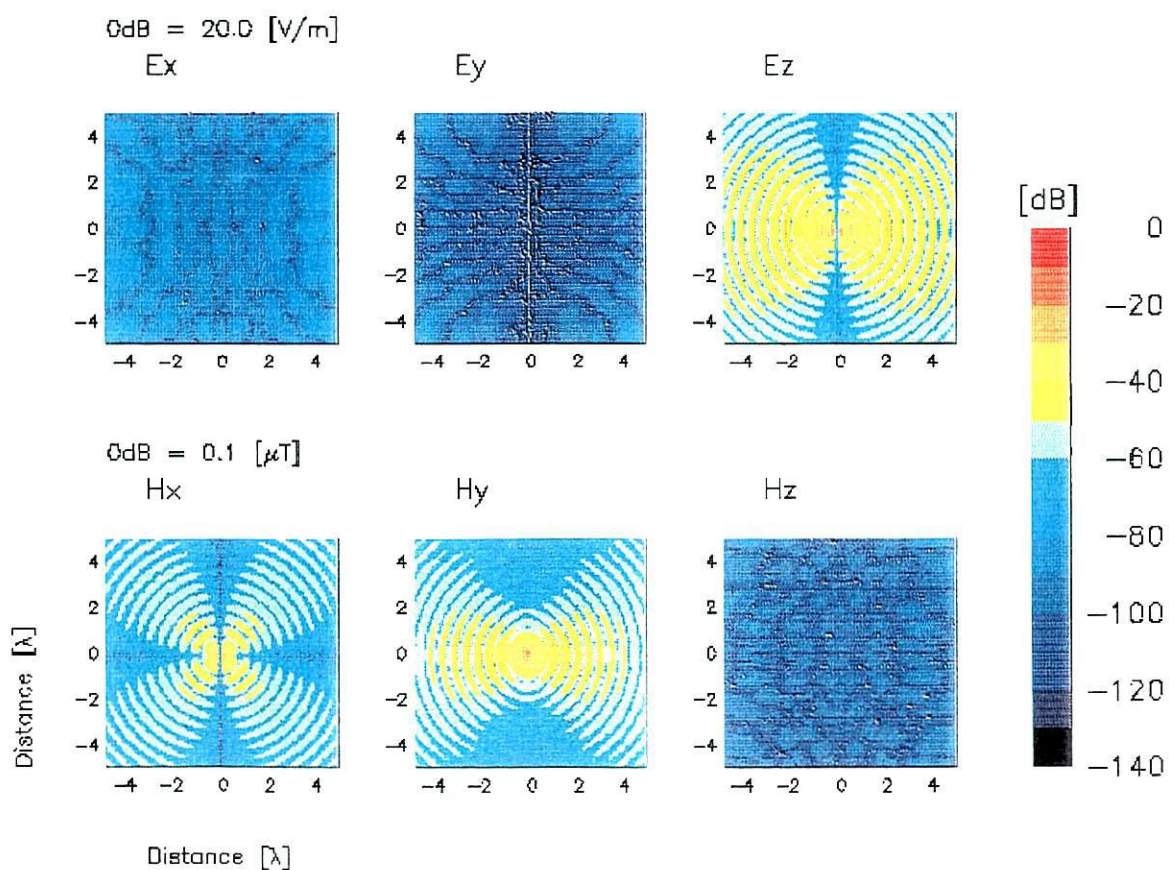


図 3.8: 磁界、電界 6 成分の伝搬様子 (freespace)

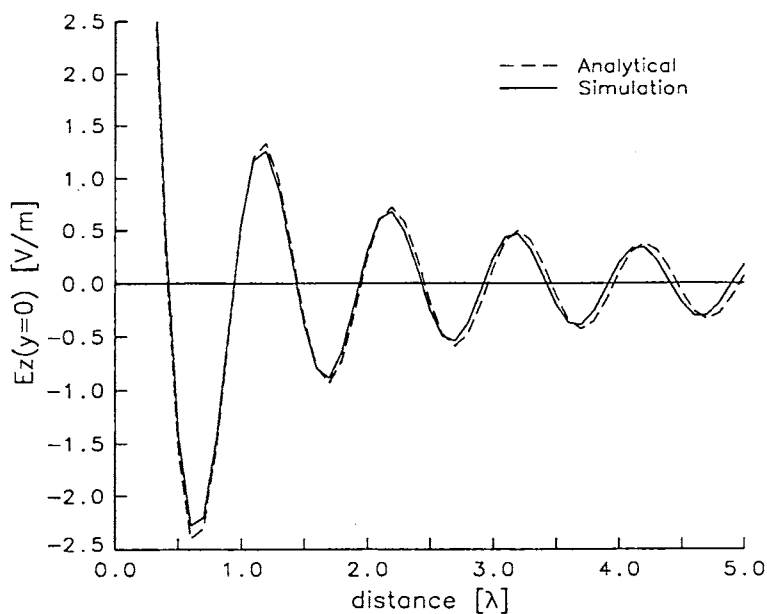


図 3.9: 解析解との比較 ( $E_z(y=0)$ )(freespace)

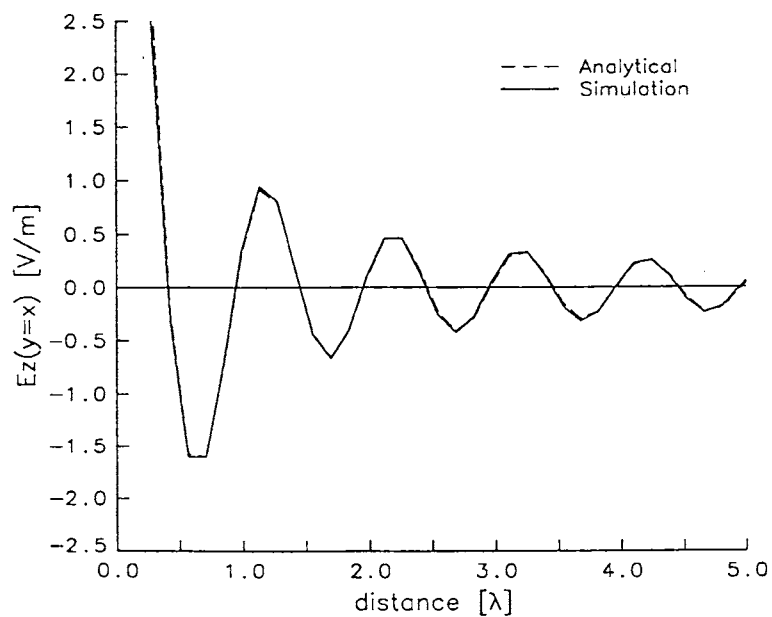


図 3.10: 解析解との比較 ( $E_z(y=x)$ )(freespace)

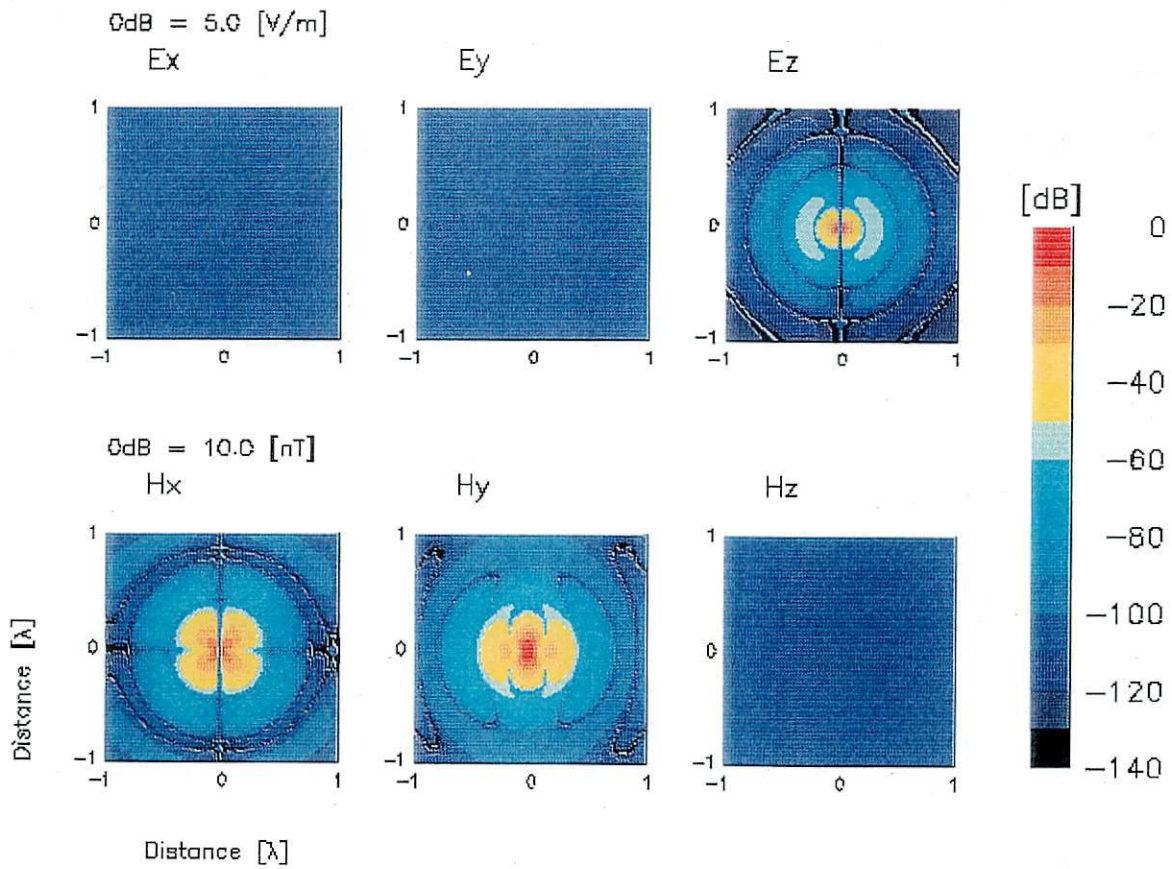


図 3.11: 磁界、電界 6 成分の伝搬様子 (ground)

# 第 4 章 球面パルスによる伝搬特性 (400kHz)

この章では、ループアンテナから中心周波数 400[kHz] の球面パルスを放射させ、その伝搬特性を解析する。また、より現実的な条件の下でシミュレーションを行うため、地中の深さ 200[m] の地点に完全導体を置き、自由空間に置いたループアンテナから地中に向けてパルスを放射させた場合の伝搬特性を解析する。

## 4.1 入射パルス

入射パルスには、広い周波数帯域をもつガウスパルスを用いることにした。以下に計算で用いる中心周波数 400[kHz] のガウスパルスを示す。ガウスパルスと FFT(高速フーリエ変換) した周波数スペクトルを図 4.1 に示す。

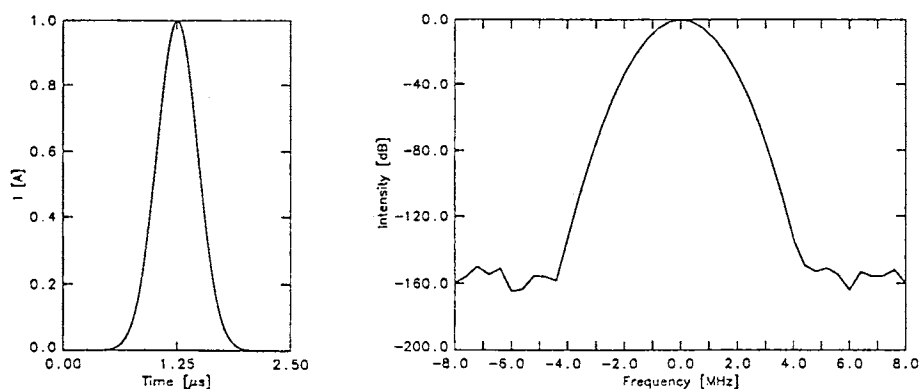


図 4.1: ガウスパルス (400kHz)

$$p(\tau) = \begin{cases} \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2(\tau - \tau_0)^2\right) & : 0 \leq \tau \leq 2\tau_0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \quad (4.1)$$

但し、 $\tau_0 = 1.25[\mu s]$  である。この論文では、周波数スペクトルが 3dB 低下する周波数 400[kHz] を中心周波数とし定義する。また、パルスは  $\tau_0 = 1.25[\mu s]$  で最大になり、以後この最大電流値を電流値として記述する。

## 4.2 freespace

### 4.2.1 計算例

計算領域を  $100 \times 100 \times 100$  セルとし、全空間領域を自由空間とする。半径  $\Delta x$  (1 セル) のループアンテナを中央に置いて、中心周波数 400[kHz]、電流 100[A] のガウスパルスを伝搬させる。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD 法の安定条件に基づいて以下のように決定した。

$$\Delta x \leq \frac{c}{f_{max}} \frac{1}{10} \quad (4.2)$$

より、 $\Delta x = 7.5[m]$  とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (4.3)$$

より、 $\Delta t = 1.25 \times 10^{-8}[\text{sec}]$  とした。但し、 $c$  は光速  $2.998 \times 10^8$  である。また、パルスの周波数スペクトルより、最大周波数  $f_{max} = 4.0[MHz]$  である。吸収境界条件には Mur を用いた。x 軸上に 3 つの観測点を波源からそれぞれ  $15[m](0.02[\lambda])$ 、 $75[m](0.1[\lambda])$ 、 $150[m](0.2[\lambda])$  の地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 7.5[\mu s]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。

#### 4.2.1.1 解析解との比較

解析解は、ガウスパルスをフーリエ変換し、各周波数成分ごとに式 (3.49)、式 (3.50)、式 (3.51) を計算すると、

$$P_m(\omega) = \mu N A I(\omega) \quad (4.4)$$

$$k(\omega) = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu - j \omega \sigma \mu} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} H_x(\omega) &= H_r(\omega) \sin \theta + H_\theta(\omega) \cos \theta \\ &= \left( \frac{1}{2\pi\mu} \right) P_m(\omega) \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk(\omega)}{r^2} \right) e^{-jk(\omega)r} \cos \theta \sin \theta \end{aligned}$$

$$+ \left( \frac{1}{4\pi\mu} \right) P_m(\omega) \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk(\omega)}{r^2} - \frac{k(\omega)^2}{r} \right) e^{-jk(\omega)r} \sin \theta \cos \theta \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} H_y(\omega) &= H_r(\omega) \cos \theta - H_\theta(\omega) \sin \theta \\ &= \left( \frac{1}{2\pi\mu} \right) P_m(\omega) \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk(\omega)}{r^2} \right) e^{-jk(\omega)r} (\cos \theta)^2 \\ &\quad - \left( \frac{1}{4\pi\mu} \right) P_m(\omega) \left( \frac{1}{r^3} + \frac{jk(\omega)}{r^2} - \frac{k(\omega)^2}{r} \right) e^{-jk(\omega)r} (\sin \theta)^2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} E_z(\omega) &= E_\phi(\omega) \\ &= \left( \frac{\omega}{4\pi} \right) P_m(\omega) \left( \frac{-j}{r^2} + \frac{k(\omega)}{r} \right) e^{-jk(\omega)r} \sin \theta \end{aligned} \quad (4.8)$$

となる。これらの  $H_x(\omega)$ 、 $H_y(\omega)$ 、 $E_z(\omega)$  の  $\theta = \frac{\pi}{2}$  として、 $r$  の値に各観測地点の波源からの距離を代入し、逆フーリエ変換する。

$$H_x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_x(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.9)$$

$$H_y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_y(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.10)$$

$$E_z(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_z(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.11)$$

よって、各観測地点の解析解が求まる。但し、磁界  $H_x$ 、 $H_y$  成分については、図 4.2 のように電界  $E_z$  成分から  $\frac{1}{2}$  セルづつずれているので磁界  $H_x$  成分は  $r_{hx} = \sqrt{\Delta x^2 + r^2}$ 、 $\theta = \frac{\pi}{2} + \tan^{-1}\left(\frac{\Delta x}{2r}\right)$  を、磁界  $H_y$  成分は  $r_{hy} = r + \frac{\Delta x}{2}$  を代入しなければならない。このことは、シミュレーションの観測地点で観測される磁界  $H_x$  成分は、ループアンテナの面より  $\frac{\Delta x}{2}$  だけ高い位置のものになり、実際に受信機をループ面と同じ高さに置いた場合、磁界  $H_x$  成分は 0 になる。また、磁界  $H_y$  成分は受信機から  $\frac{\Delta x}{2}$  離れた位置のものを観測していることになる。FDTD 法の都合上これはやむを得ないと思われる。磁界  $H_x$  の誤差は、観測地点 7.5[m] では、約 2.84 %、観測地点 75[m] では、約 0.42 %、観測地点 150[m] では、約 0.23 % であった。磁界  $H_y$  の誤差は、観測地点 7.5[m] では、約 2.89 %、観測地点 75[m] では、約 0.84 %、観測地点 150[m] では、約 0.46 % であった。次に、電界  $E_z$  の誤差は、観測地点 7.5[m] では、約 2.94 %、観測地点 75[m] では、約 1.62 %、観測地点 150[m] では、約 0.678 % であった。これらの結果より、十分正しい挙動を示したといえる。電界  $E_z$  の解析解との比較を図 4.3 に示す。

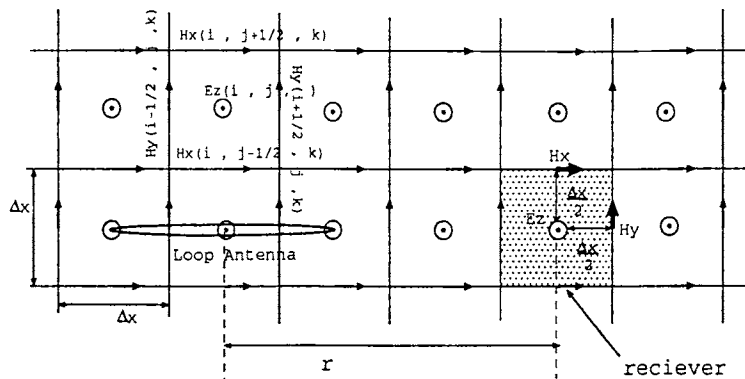


図 4.2: 磁界成分の観測される位置

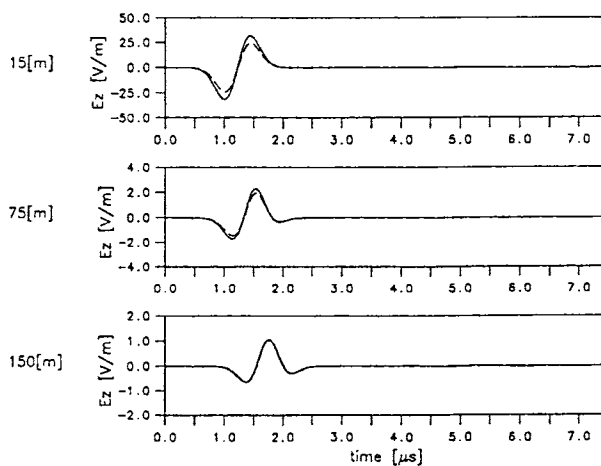


図 4.3: 各観測点での電界 Ez の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(freespace)

## 4.3 ground

### 4.3.1 計算例

計算領域を  $200 \times 200 \times 200$  セルとし、全領域を大地 [dry1]( $\sigma = 10^{-4}$ ,  $\epsilon_r = 4.0$ ) とする。半径  $\Delta x$  (1 セル)、1 巻きのループアンテナを中央に置いて、中心周波数 400[kHz]、電流 100[A] のガウスパルスを伝搬させる。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD 法の安定条件に基づいて以下のように決定した。

$$\Delta x \leq \frac{v}{f_{max}} \frac{1}{10} \quad (4.12)$$

より、 $\Delta x = 4[m]$  とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{v\sqrt{3}} \quad (4.13)$$

より、 $\Delta t = 3.33 \times 10^{-9}[\text{sec}]$  とした。但し、 $v$  は周波数 400[kHz] の大地の位相速度で  $v=1.782[\text{m/s}]$  であり、 $\lambda=445[\text{m}]$  である。また、吸収境界条件には Mur を用いた。また、 $x$  軸上に 3 つの観測点を波源からそれぞれ 8[m](0.02 $\lambda$ )、80[m](0.2 $\lambda$ )、160[m](0.4 $\lambda$ ) の地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 7.5[\mu\text{s}]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。

#### 4.3.1.1 解析解との比較

解析解は、freespace の場合と同じように、ガウスパルスの各周波数成分ごとに式 (4.4)~式 (4.8) を計算し、それらを逆フーリエ変換することによって求めた。電界  $E_z$  の誤差は、観測地点 8[m] では、約 1.13 %、観測地点 80[m] では、約 0.097 %、観測地点 160[m] では、約 0.285 %であった。磁界  $H_x$  の誤差は、観測地点 8[m] では、約 3.38 %、観測地点 80[m] では、約 0.16 %、観測地点 160[m] では、約 1.57 %であった。磁界  $H_y$  の誤差は、観測地点 8[m] では、約 1.87 %、観測地点 80[m] では、約 1.34 %、観測地点 160[m] では、約 1.56 %であった。磁界  $H_z$  の誤差は、観測地点 8[m] では、約 2.32 %、観測地点 80[m] では、約 0.901 %、観測地点 160[m] では、約 1.14 %であった。これらの結果より、十分正しい挙動を示したといえる。磁界  $H_x$ 、 $H_y$  を解析解と比較を図 4.4、図 4.5 に示す。



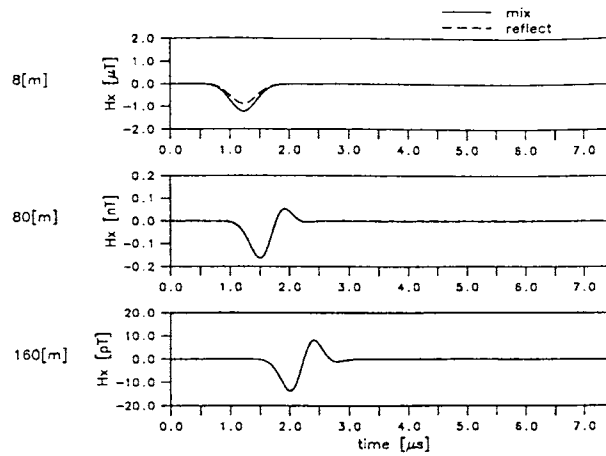


図 4.4: 各観測点での磁界  $H_x$  の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(ground)

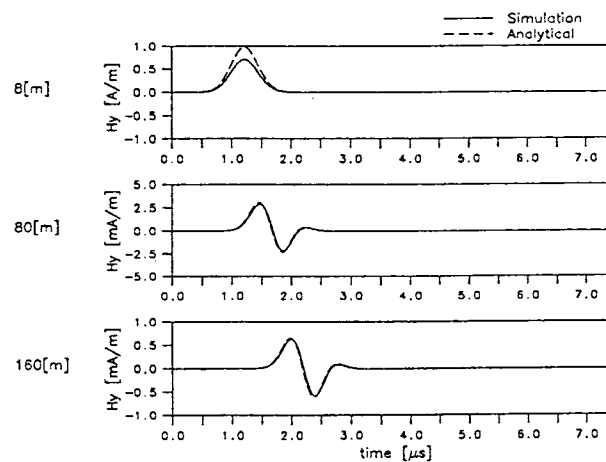


図 4.5: 各観測点での磁界  $H_y$  の受信波形と解析解との比較 (400kHz)(ground)

### 4.3.2 物体からの反射特性 (ground)

この節では、大地中の深さ 200[m] の位置に物体 (完全導体) があると仮定し、その反射波を観測し解析する。入射パルスは、観測地点において直接波が過ぎたところに反射波が受信される波長 445[m] の中心周波数 400[kHz] のガウスパルスを用いた。計算領域を  $200 \times 200 \times 200$  セルとし、全領域を節 5.2 と同じように大地 [dry1] ( $\sigma = 10^{-4}$ ,  $\epsilon_r = 4.0$ ) とし、半径 1 セル (4[m])、1 巻きのループアンテナを中央に置いて、中心周波数 400[kHz]、

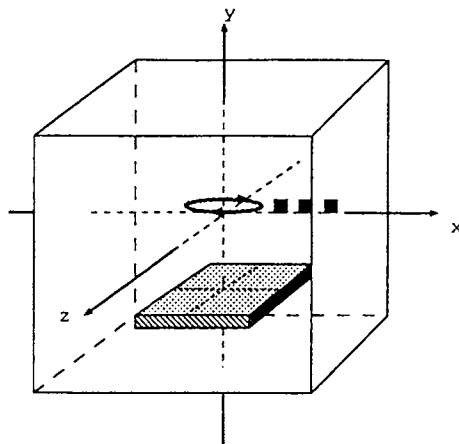


図 4.6: 解析モデル (3次元)

電流 100[A] のガウスパルスを 1 パルス伝搬させる。磁気モーメントは  $P_m = \mu_0 1.0 \times (4 \times 2)^2 \times 1000 = 6400\mu_0$  であり、セルの大きさと刻み時間は節 4.3.1 の計算例と同じである。ここではさらに、図 4.6 のように波源から深さ 200[m](0.5[ $\lambda$ ]) の地点に完全導体 (波源真下を物体の中心とし、幅 400[m](1.0[ $\lambda$ ])、奥行き 400[m](1.0[ $\lambda$ ])、高さ 40[m](0.1[ $\lambda$ ]) の立方体) を置いた。また、節 5.2 と同じように x 軸上に 3 つの観測点を波源からそれぞれ 8[m](0.02[ $\lambda$ ])、80[m](0.2[ $\lambda$ ])、160[m](0.4[ $\lambda$ ]) の地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 7.5[\mu s]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。

各観測点での磁界  $H_x$ 、 $H_y$  (x 軸上で磁界  $H_z$ 、電界  $E_x$ 、 $E_y$  は 0) の受信波形とそれを dB (デシベル) 表示したものをそれぞれ図 4.7、図 4.8 に示す。実線は、各観測地点で実際観測される直接波と反射波が重なった波形、点線は、実際の波形と直接波の差をとって反射波のみを取り出したものである。直接波は、反射物体がない場合の波形である。節 4.2 で記述したように、FDTD 法の都合上、磁界  $H_x$  成分の受信機はループの高さより  $2[m](\frac{\Delta z}{2})$  高い位置にあり、磁界  $H_y$  成分の受信機は実際の距離より  $2[m](\frac{\Delta z}{2})$  遠い位置にあることになる。但し、受信機をループアンテナと同じ高さに置いたとき、実際には磁界  $H_x$  成分の直接波は 0 である。

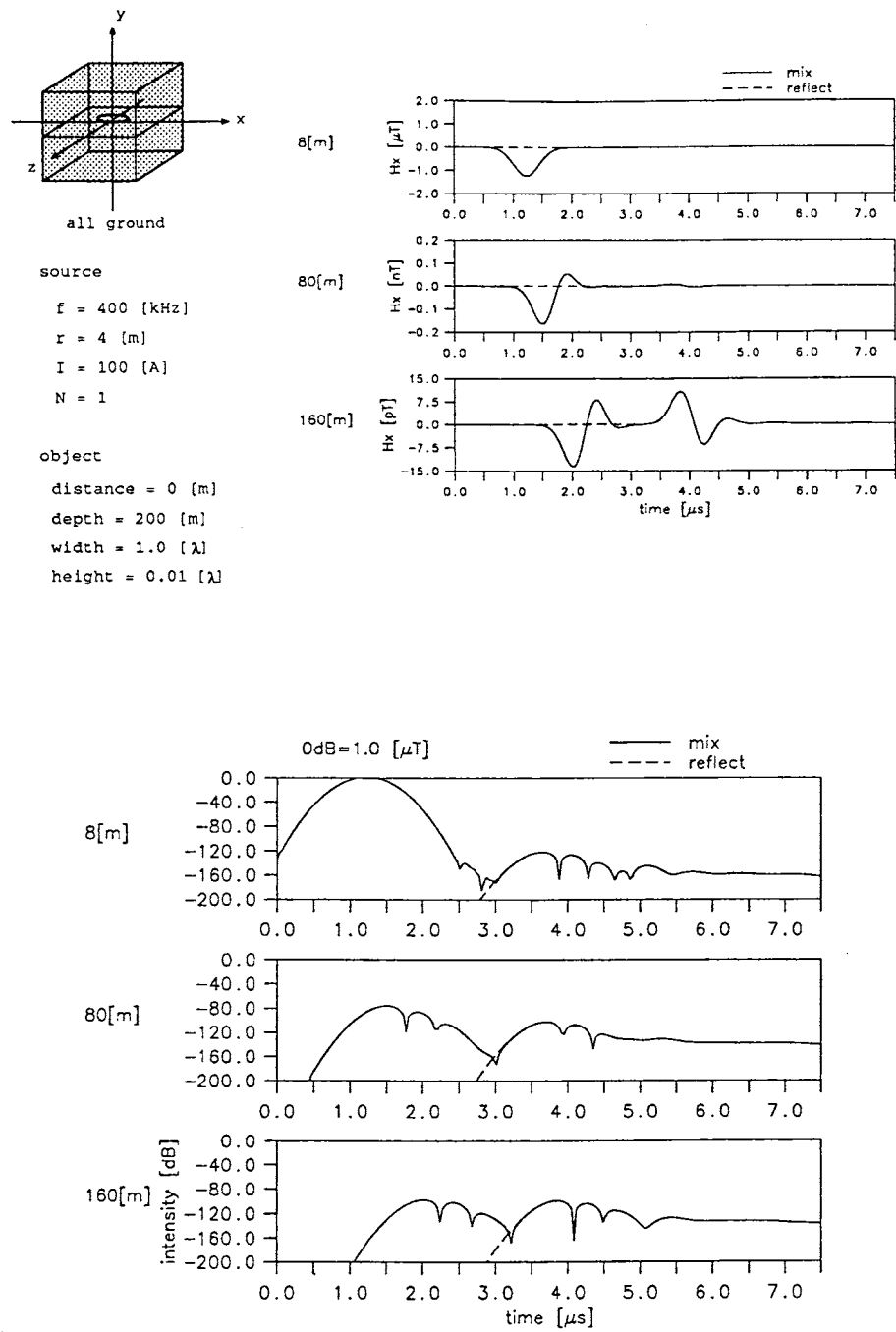


図 4.7: 各観測点での磁界  $H_x$  の受信波形 (400kHz)(ground)

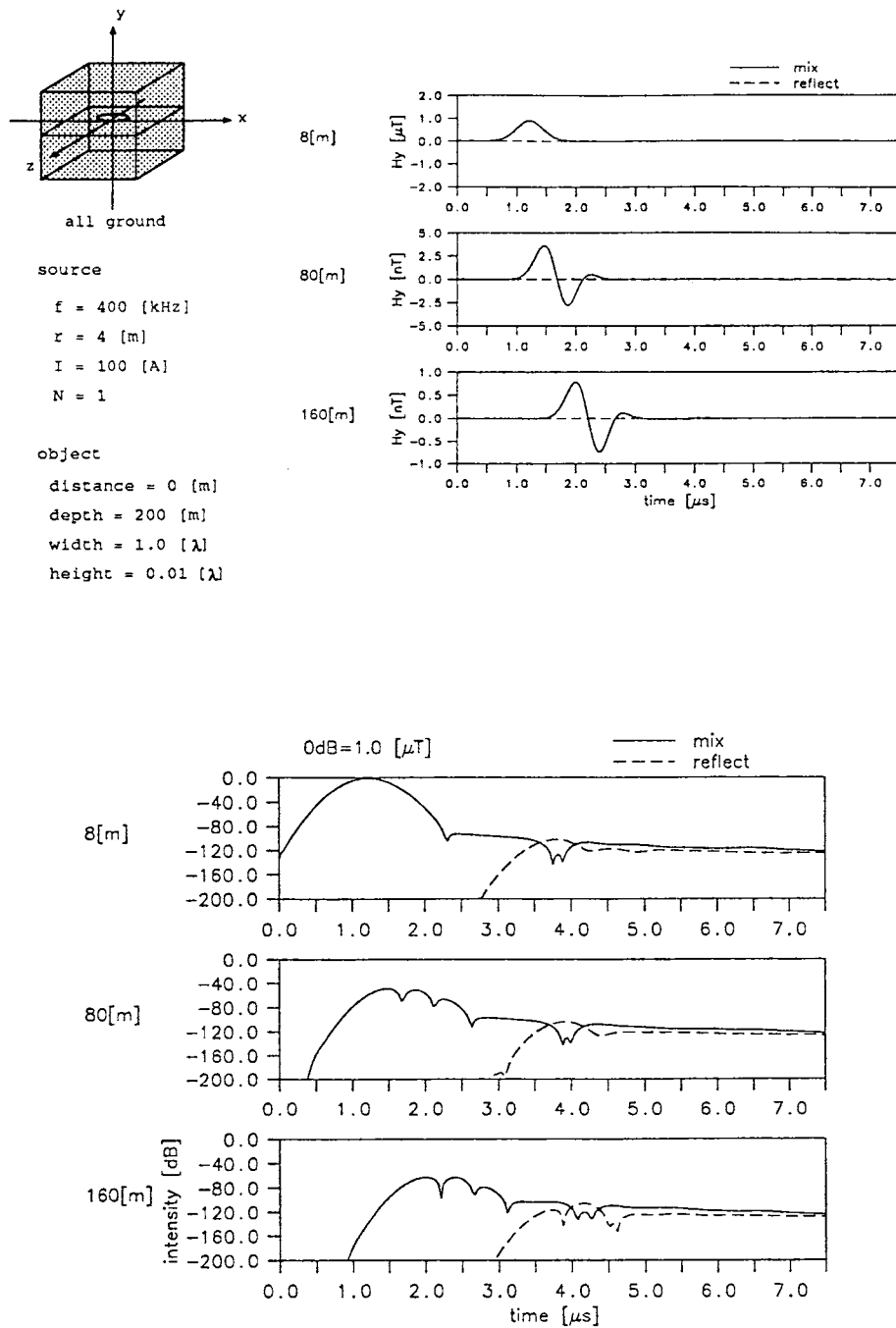


図 4.8: 各観測点での磁界 Hy の受信波形 (400kHz)(ground)

### 4.4 自由空間+大地

この節では、図4.9のように3次元計算領域を自由空間領域と大地領域の2つに分けて、より現実に近い条件の下でシミュレーションを行なう。自由空間にループアンテナ、各観測点を置き、大地に完全物体があると仮定した場合の反射波特性と計算領域をすべて大地とした場合のものと比較する。

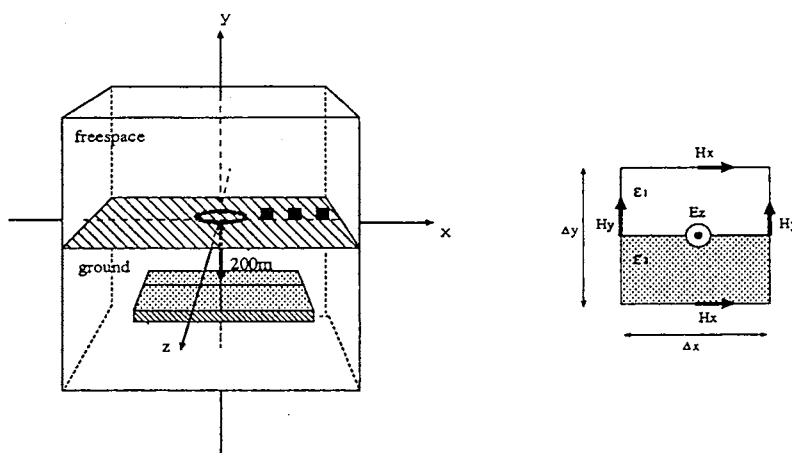


図 4.9: 解析モデル (自由空間+大地)(400kHz)

#### 4.4.1 計算上の問題点

このモデルにおいてまず問題となるのは、セルサイズと刻み時間であるが、これはFDTD法の安定条件より小さいほう、すなわち大地のセルサイズと刻み時間に自由空間のセルサイズと刻み時間を合わせることにする。

次に問題となるのは、図4.9の右図のように誘電率が自由空間 $\epsilon_1$ と大地 $\epsilon_2$ で異なる境界面に与えるデータである。これはアンペアの法則を適用すると、

$$\int \int_s \epsilon \mathbf{E} dS = \oint_l \mathbf{H} dl \tag{4.14}$$

より、

$$\Delta y \frac{\Delta x}{2} \epsilon_2 E_z + \Delta x \frac{\Delta y}{2} E_z = \oint \mathbf{H} dl \tag{4.15}$$

よって、

$$\Delta x \Delta y \left( \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \right) E_z = \oint \mathbf{H} dl \tag{4.16}$$

となり、 $\varepsilon_1$ と $\varepsilon_2$ の境界においてはその平均値を条件として与えればよいことになる。次に問題になるのは、自由空間領域での位相速度(光速)が大地領域の群速度の約2倍であり、Mur吸収境界条件による吸収能力が100%でないため、自由空間領域境界からの吸収されなかった反射波が大地に置いた物体からの反射波と重なってしまう恐れがある。もし、自由空間領域からの反射波が妨げになる場合は、より精度のよい3次元PML吸収境界条件を作成し用いるか、あるいは、自由空間の領域を広げて境界からの反射波を遅らせる方法をとることが考えられる。そこで、次節ではMurの吸収境界条件を用いて、自由空間領域境界からの反射波の到達時間とその大きさを調べる。

#### 4.4.2 計算例

計算領域  $200 \times 200 \times 200$  を自由空間領域と大地領域で2等分して、地中に反射物体を置かない状態で、地表面から1セル(4m)の位置に、半径1セル(4m)、1巻きのループアンテナを置き、中心周波数400[kHz]、電流100[A]のガウスパルスを放射した。磁界  $H_y$  の受信波形を図4.10に示す。また、節4.3の計算領域がすべて大地の場合の受信波形も同時に示し比較する。吸収境界条件はMurである。

この結果より、計算領域がすべて大地の場合は、約6.0[ $\mu$ s]付近に境界からの反射波が観

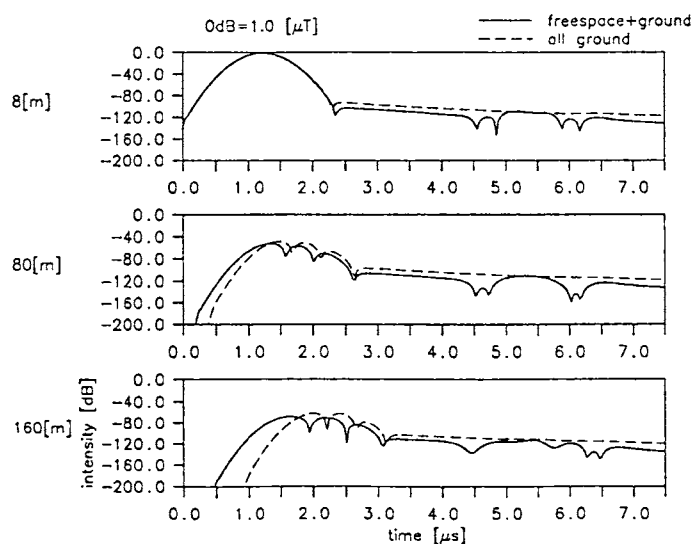


図 4.10: 磁界  $H_y$  の各観測地点での受信波形 (freespace+ground)

測されているのに対し、自由空間と大地で2等分した場合は、自由空間領域の横側からと

上側からとそれぞれ約 4.5[μs] 付近と約 6.0[μs] 付近に 2 回反射波が観測されているのがわかる。また、直接波が自由空間を通過して (光速で) 到達するため、各観測地点での直接波の到達時間が速くなり、波長が長くなっているのがわかる。

### 4.4.3 自由空間と大地の反射・透過係数

自由空間と大地の反射・透過係数を 3 次元球座標の xy 平面で考えると電界 Ex、Ey 成分と磁界 Hz 成分が 0 であるため、電界が入射面に平行な場合だけを考えればよい。電界が入射面に平行な偏波の場合の媒質 1 から媒質 2 への反射係数 R、透過係数 T の式を以下に示す。

$$R = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_2 / \cos \theta_2 - Z_1 / \cos \theta_1}{Z_2 / \cos \theta_2 + Z_1 / \cos \theta_1} \quad (4.17)$$

$$T = \frac{E_t}{E_1} = \frac{2Z_2 / \cos \theta_2}{Z_2 / \cos \theta_2 + Z_1 / \cos \theta_1} \quad (4.18)$$

但し、

$$Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1 (1 - j \frac{\sigma_1}{\omega \epsilon_1})}} \quad Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2 (1 - j \frac{\sigma_2}{\omega \epsilon_2})}}$$

自由空間と大地の周波数 10[kHz]、50[kHz]、100[kHz]、400[kHz] の電界 Ez の反射・透過係数を図 4.11 に示す。

図 4.11 に示すとおり、低い周波数になればなるほど自由空間から大地へ透過しにくくなり、

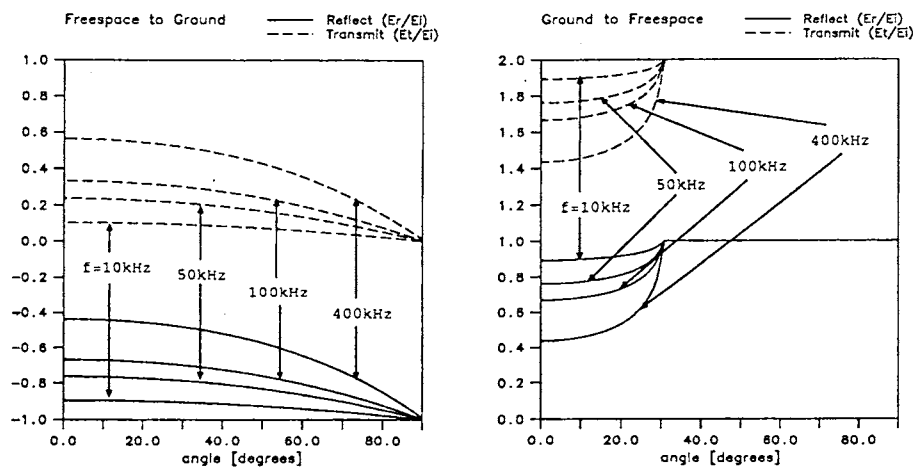


図 4.11: 自由空間と大地の反射・透過係数

大地から自由空間へ透過しにくくなる。さらに、全反射角はを求めると、大地 [dry1]( $\sigma = 10^{-4}, \epsilon_r = 4.0$ ) の場合、媒質 1 を大地、媒質 2 を自由空間とすると、

$$\theta = \sin^{-1} \left( \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \right) = \sin^{-1} \frac{1}{2} = \frac{\pi}{6} \tag{4.19}$$

となり、図 4.11からもわかるように、大地から自由空間への全反射角は  $30^\circ$  である。このことから物体からの反射波の角度が全反射角以上になる位置に観測点を置いた場合は、反射波を直接的に受信できないことになる。つまり、その場合、全反射角以下で自由空間にでた反射波が自由空間を通過して観測地点に到着することになる。また、自由空間に置かれたループアンテナから放射する場合、地表面において図 4.11の反射係数で反射がおこる。このために、各観測地点で観測される直接波が大きくなってしまふ。このことを確かめるために、前節の計算例によって得た各観測地点の波形と自由空間のみの領域に同じループアンテナを置き、中心周波数 400[kHz]、電流 100[A] を流した場合の解析解から求めた波形を比較し、地表面からの反射波によって、どのくらい直接波が影響を受けるか調べた。図 4.12と図 4.13より、磁界 Hy 成分は強度はほぼ同じであるのに対し、磁界 Hx 成分は地表面からの反射波によって直接波がかなり大きくなっているのがわかる。

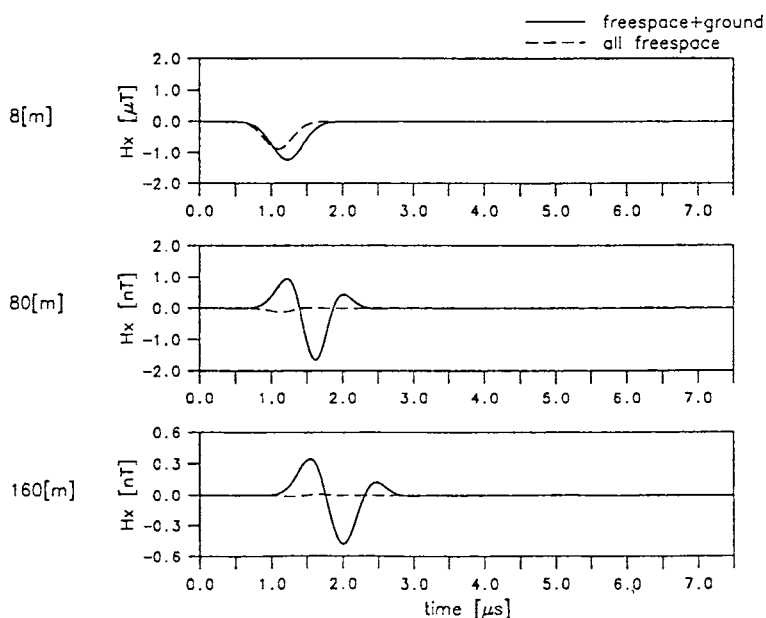


図 4.12: 磁界 Hx の地表面による直接波の影響 (400kHz)



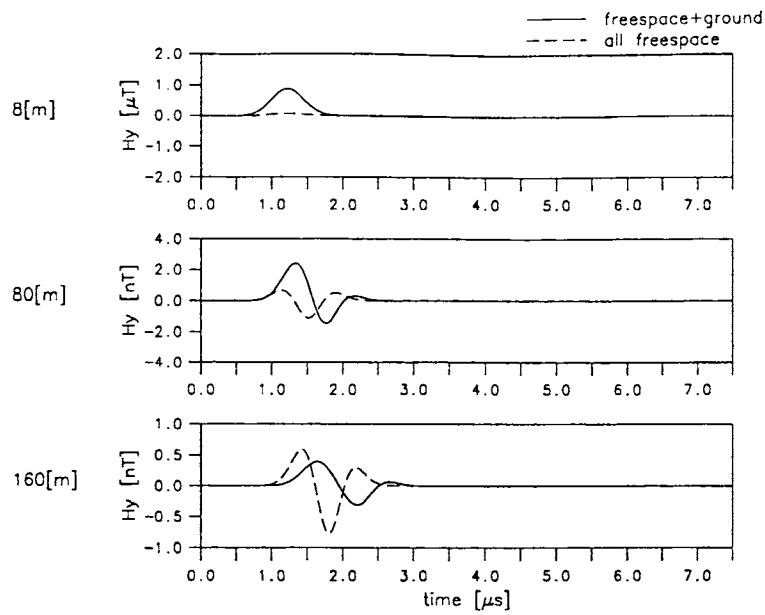


図 4.13: 磁界 Hy の地表面による直接波の影響 (400kHz)

#### 4.4.4 物体からの反射特性

計算領域  $200 \times 200 \times 200$  を自由空間領域と大地領域で 2 等分して、大地に節 5.4.1 の計算例 (400kHz) の場合と深さ、幅、高さが全く同じ完全導体において、半径  $\Delta x (4m)$  のループアンテナから中心周波数 400[kHz]、電流 100[A] のガウスパルスを放射した。磁界 Hx の伝搬様子を図 4.14 に示す。磁界 Hx、Hy の受信波形をそれぞれ図 4.15、図 4.16 に示す。また、その磁界 Hx、Hy の反射波強度を節 5.4 の表に球面波 (F.S+G) として示す。その表の反射波絶対強度を球面波 (G) と比較すると、磁界 Hx はほぼ変わらないが、磁界 Hy 成分はすこし大きくなっている。反射波相対強度を比較すると、やはり磁界 Hx 成分は地表面からの反射波のために直接波が大きくなり、相対強度が小さくなっているのがわかる。磁界 Hy 成分の相対強度はすこし大きくなっている。また、物体から反射波は、反射物体がない場合の波形との差をとっているため、自由空間境界からの反射波が干渉している心配はない。

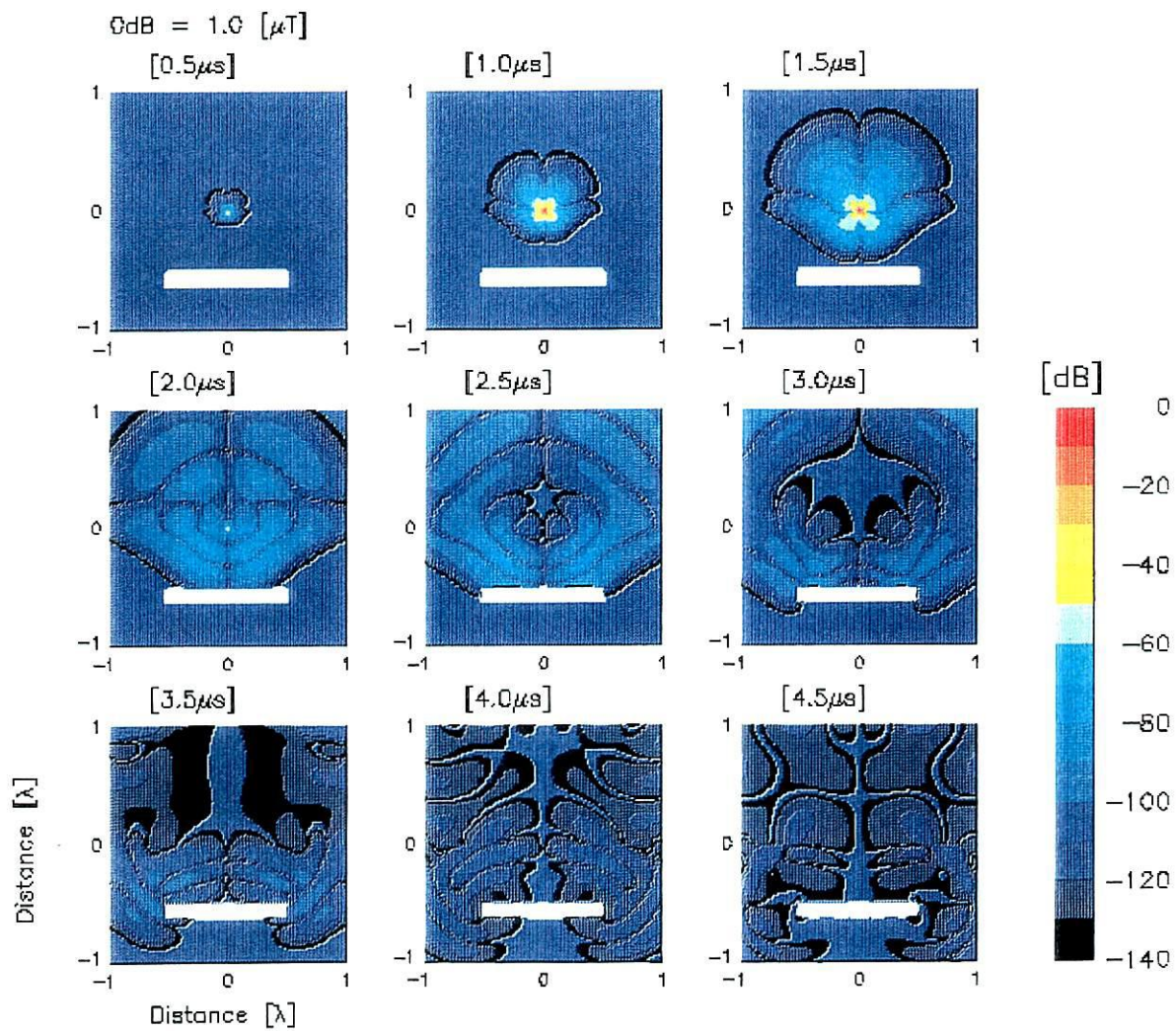


図 4.14: 磁界  $H_x$  の伝搬様子 (400kHz)(freespace+ground)

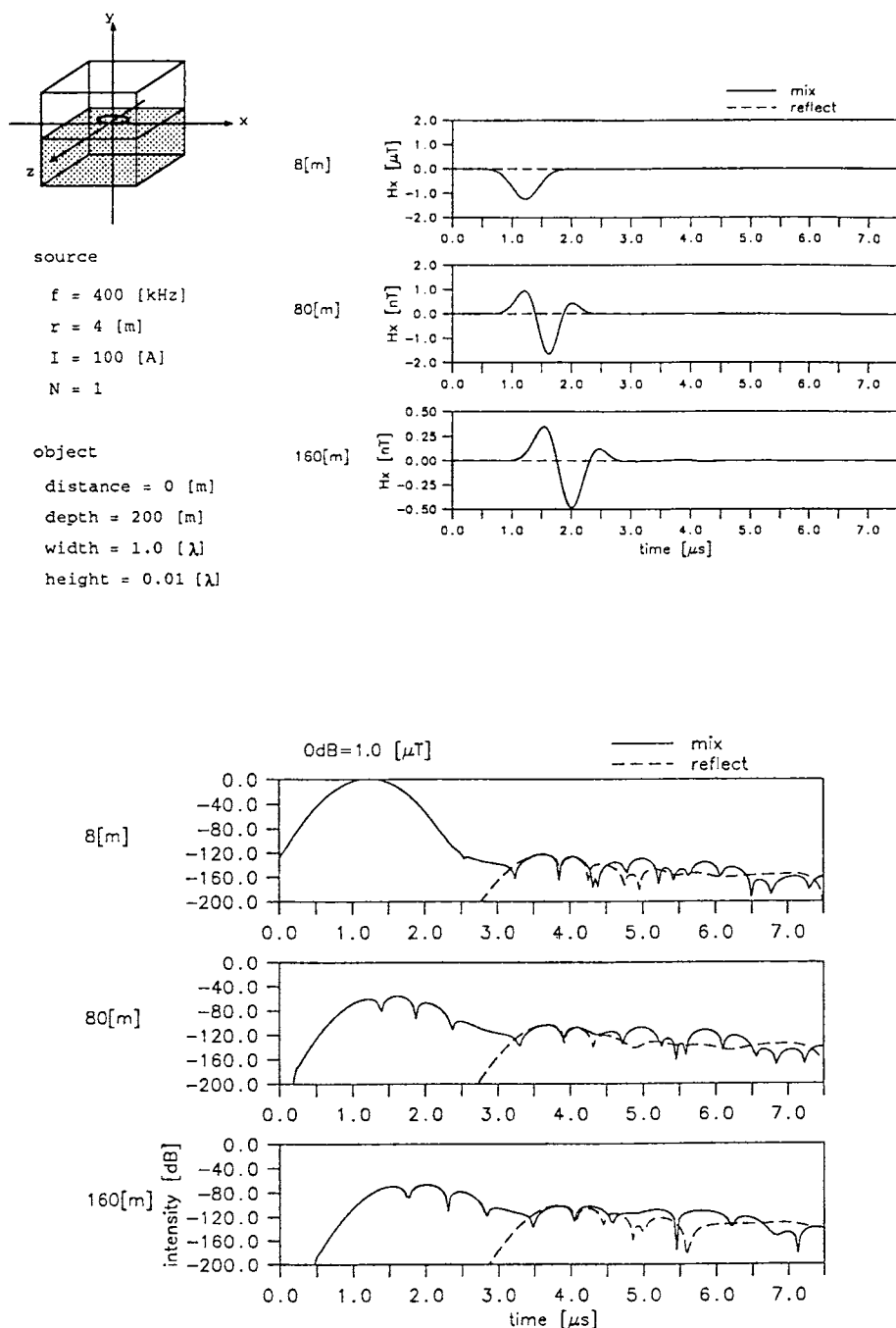


図 4.15: 磁界  $H_x$  の各観測地点での受信波形 (400kHz)(freespace+ground)

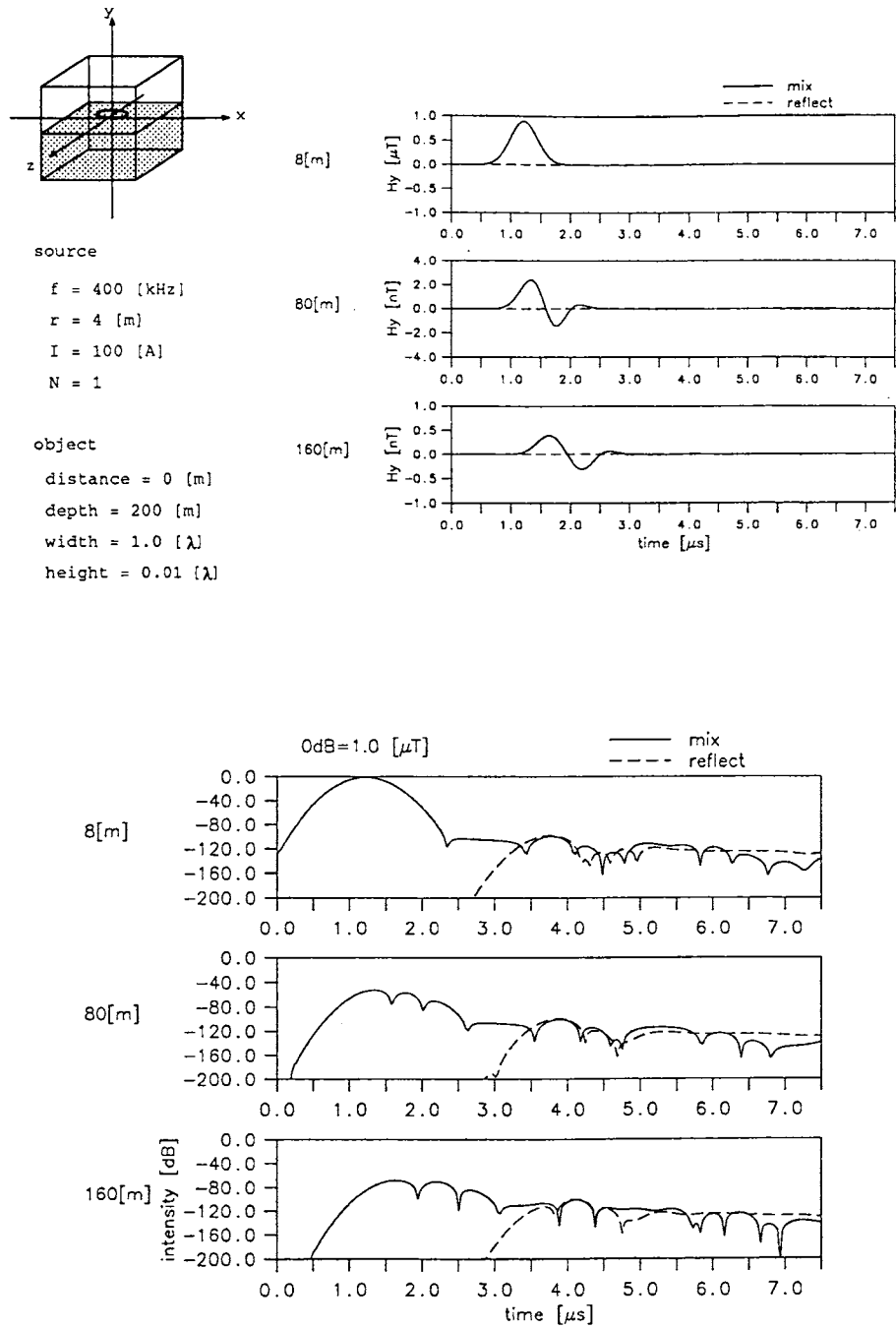


図 4.16: 磁界  $H_y$  の各観測地点での受信波形 (400kHz)(freespace+ground)

# 第 5 章 球面パルスによる伝搬特性 (100kHz)

この章では、前章と同じように、地中の深さ 800[m] の地点に完全導体を置き、中心周波数 100[kHz] のパルスを放射させた場合の伝搬特性を解析する。

## 5.1 入射パルス

入射パルスには、広い周波数帯域をもつガウスパルスを用いることにした。以下にこの章で用いる中心周波数 100kHz のガウスパルスを示す。ガウスパルスと FFT(高速フーリエ変換) した周波数スペクトルを図 5.1 に示す。

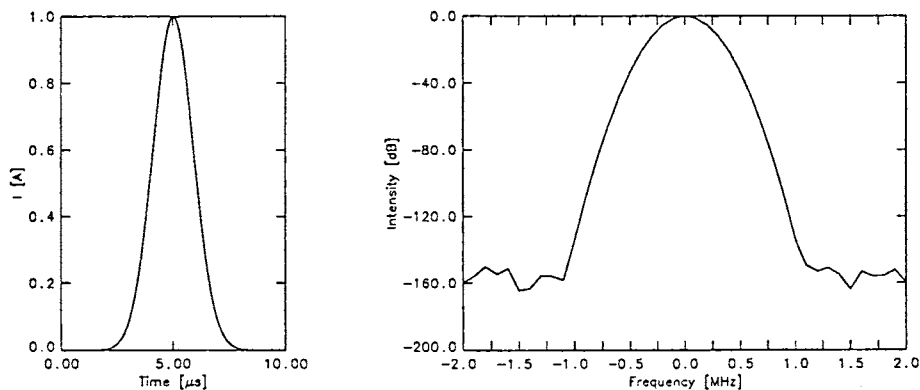


図 5.1: ガウスパルス (100kHz)

$$p(\tau) = \begin{cases} \exp\left(-\left(\frac{4}{\tau_0}\right)^2(\tau - \tau_0)^2\right) & : 0 \leq \tau \leq 2\tau_0 \\ 0 & : \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.1)$$

但し、 $\tau_0 = 5.0[\mu s]$  である。この論文では、電力スペクトルが 3dB 低下する周波数 100kHz を中心周波数として定義する。また、パルスは  $\tau_0 = 5.0[\mu s]$  で最大になり、以後この最大電流値を電流値として記述する。

## 5.2 freespace

### 5.2.1 計算例

計算領域を  $100 \times 100 \times 100$  セルとし、全空間領域を自由空間とする。半径  $\Delta x$  (1 セル) のループアンテナを中央に置いて、中心周波数 100[kHz]、電流 100[A] のガウスパルスを伝搬させる。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD 法の安定条件に基づいて以下のように決定した。

$$\Delta x \leq \frac{c}{f_{max}} \frac{1}{10} \quad (5.2)$$

より、 $\Delta x = 30[m]$  とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c\sqrt{3}} \quad (5.3)$$

より、 $\Delta t = 5.0 \times 10^{-8}[\text{sec}]$  とした。但し、 $c$  は光速  $2.998 \times 10^8$  である。また、パルスの周波数スペクトルより、最大周波数  $f_{max} = 1.0[\text{MHz}]$  である。吸収境界条件には Mur を用いた。 $x$  軸上に 3 つの観測点を波源からそれぞれ  $60[m](0.02[\lambda])$ 、 $300[m](0.1[\lambda])$ 、 $600[m](0.2[\lambda])$  の地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 30.0[\mu\text{s}]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。

#### 5.2.1.1 解析解との比較

第 6 章に記述したように、ガウスパルスの各周波数成分ごとに式 (3.50)、式 (3.51)、式 (3.49) を計算し、それらを逆フーリエ変換することによって求めた。磁界  $H_x$  の誤差は、観測地点  $60[m]$  では、約 2.05 %、観測地点  $300[m]$  では、約 1.66 %、観測地点  $600[m]$  では、約 1.42 % であった。磁界  $H_y$  の誤差は、観測地点  $60[m]$  では、約 1.98 %、観測地点  $300[m]$  では、約 1.32 %、観測地点  $600[m]$  では、約 1.14 % であった。次に、電界  $E_z$  の誤差は、観測地点  $60[m]$  では、約 1.04 %、観測地点  $300[m]$  では、約 0.481 %、観測地点  $600[\lambda]$  では、約 0.689 % であった。これらの結果より、十分正しい挙動を示したといえる。電界  $E_z$  の解析解との比較を図 5.2 に示す。

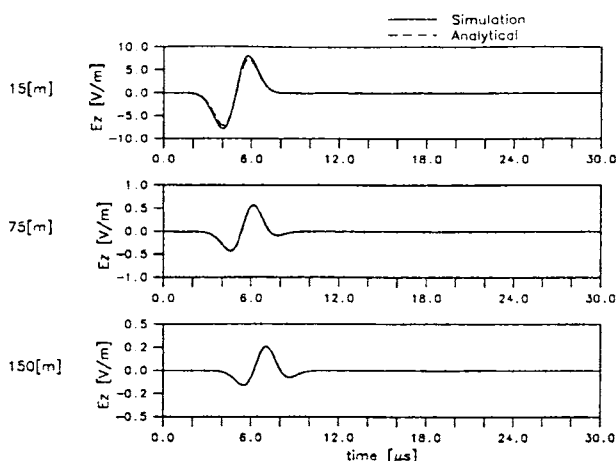


図 5.2: 各観測点での電界  $E_z$  の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(freespace)

## 5.3 ground

### 5.3.1 計算例

計算領域を  $200 \times 200 \times 200$  セルとし、大地 [dry1] ( $\sigma = 10^{-4}$ ,  $\epsilon_r = 4.0$ ) とし、半径 1 セル (15[m])、1 巻きのループアンテナを中央に置いて、中心周波数 100[kHz]、電流 50[A] のガウスパルスを伝搬させる。磁気モーメントは  $P_m = \mu N A I = \mu_0 (15 \times 2)^2 \times 50 = 45000 \mu_0$  であり、半径 5[m] のループアンテナに 450[A] の電流を流した場合と等価である。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD 法の安定条件に基づいて以下のように決定した。また、各観測地点を波源からそれぞれ 30[m]、300[m]、600[m]、900[m]、1200[m] 離れた地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 30.0[\mu s]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。

$$\Delta x \leq \frac{v}{f_{max}} \frac{1}{10} \quad (5.4)$$

より、 $\Delta x = 15[m]$  とし、

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{v\sqrt{3}} \quad (5.5)$$

より、 $\Delta t = 1.25 \times 10^{-8}[\text{sec}]$  とした。但し、 $v$  は周波数 100[kHz] の大地の位相速度  $v = 1.780[m/s]$  であり、 $\lambda = 1780[m]$  である。 $f_{max}$  はガウスパルスの最大周波数であり、この場合  $f_{max} = 1[\text{MHz}]$  である。また、吸収境界条件には Mur を用いた。

## 5.3.1.1 解析解との比較

解析解は、freespaceの場合と同じように、ガウスパルスの各周波数成分ごとに式(3.50)、式(3.51)、式(3.49)を計算し、それらを逆フーリエ変換することによって求めた。磁界  $H_x$  の誤差は、観測地点 30[m] では、約 2.83 %、観測地点 300[m] では、約 0.15 %、観測地点 600[m] では、約 0.39 %、観測地点 900[m] では、約 2.30 %、観測地点 1200[m] では、約 3.58 %であった。磁界  $H_y$  の誤差は、観測地点 30[m] では、約 2.01 %、観測地点 300[m] では、約 0.807、観測地点 600[m] では、約 2.06 %、観測地点 900[m] では、約 2.51 %、観測地点 1200[m] では、約 2.87 %であった。これらの結果より、十分正しい挙動を示したといえる。磁界  $H_x$  と磁界  $H_y$  の解析解との比較をそれぞれ図 5.3、図 5.4に示す。

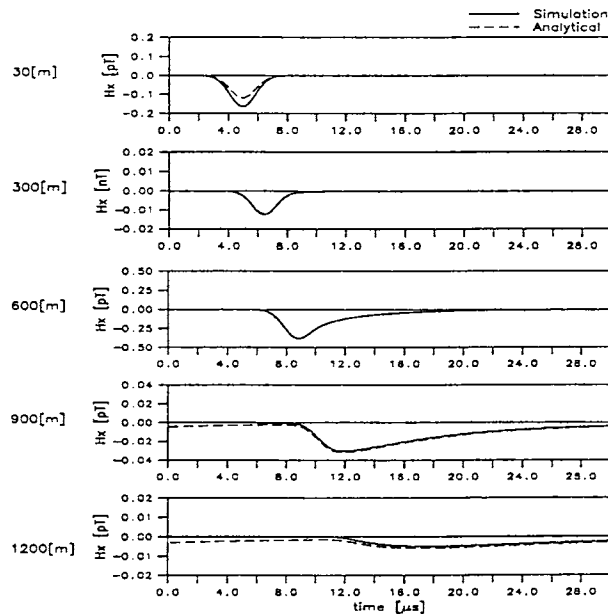


図 5.3: 各観測点での磁界  $H_x$  の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(ground)



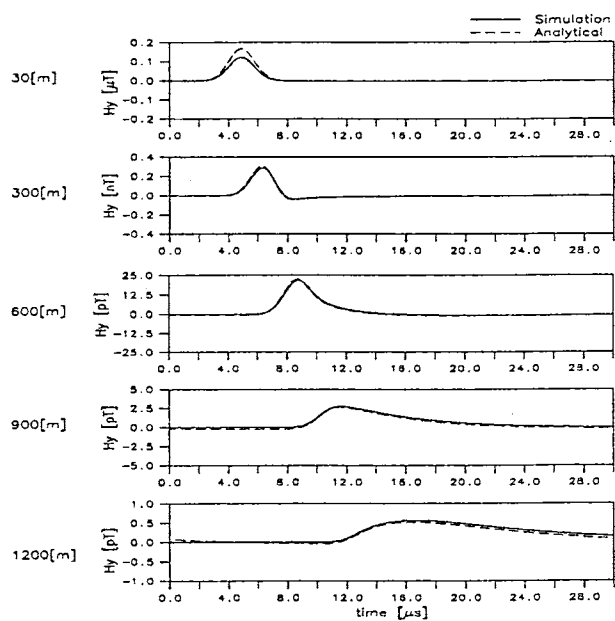


図 5.4: 各観測点での磁界  $H_y$  の受信波形と解析解との比較 (100kHz)(ground)

### 5.3.2 物体からの反射特性 (ground)

計算領域を  $200 \times 200 \times 200$  セルとし、大地 [dry1]( $\sigma = 10^{-4}$ ,  $\epsilon_r = 4.0$ ) とし、深さ 800[m] の位置に幅、奥行きともに  $1.0[\lambda]$ 、高さ  $0.01[\lambda]$  の完全導体を置いて反射波の強度を解析した。ループの半径、ループに流す電流は計算例 1 と同じである。磁界  $H_x$ 、 $H_y$  の各観測点での受信波形を図 5.5、図 5.6 に、また、その波形を dB(デシベル) 表示したものどうじに示す。実線は、観測地点で観測される直接波と反射波が重なっている波形で、点線は、反射波のみを取り出したものである。

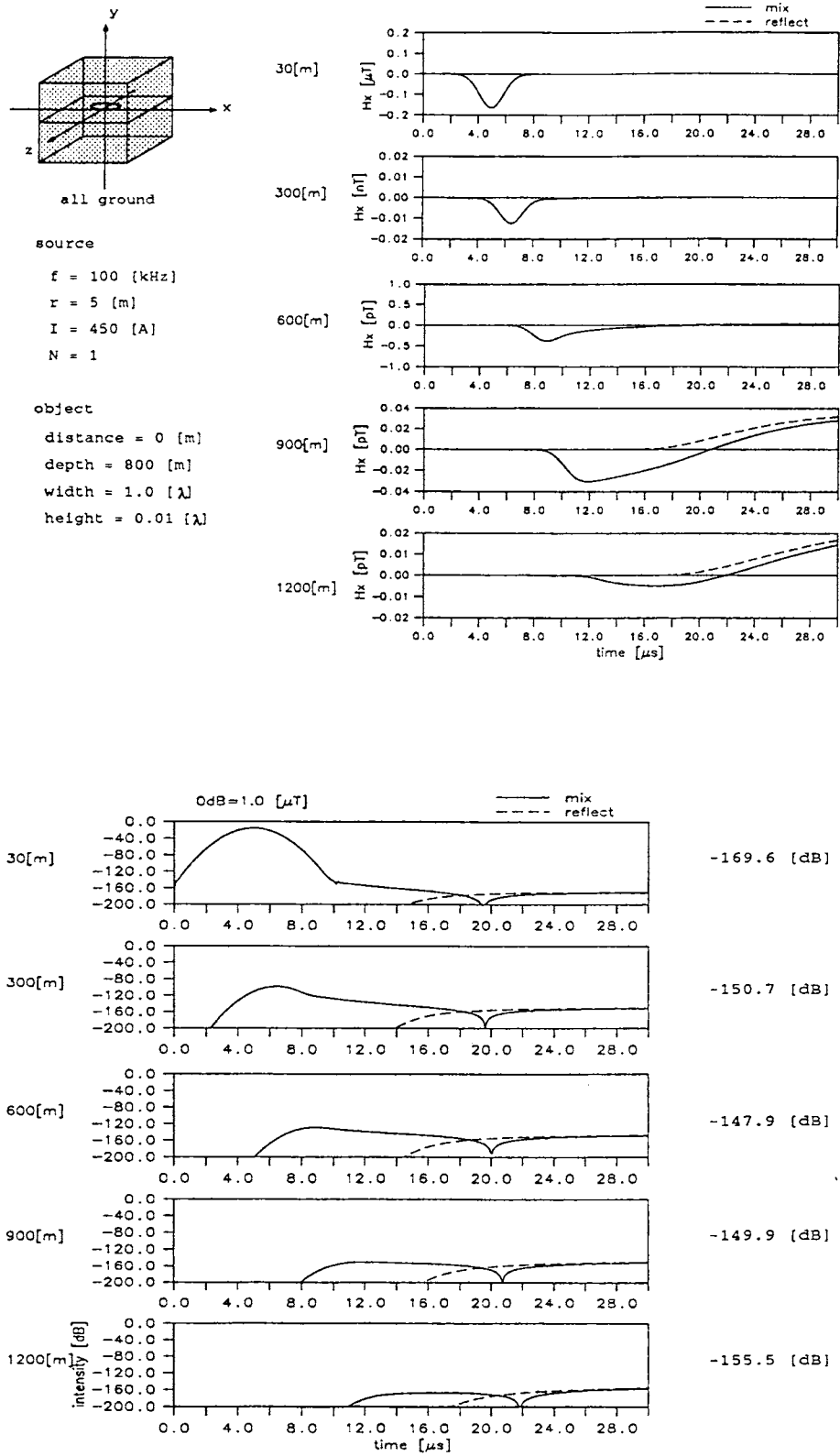


図 5.5: 各観測点での磁界  $H_x$  の受信波形 (100kHz)(ground)

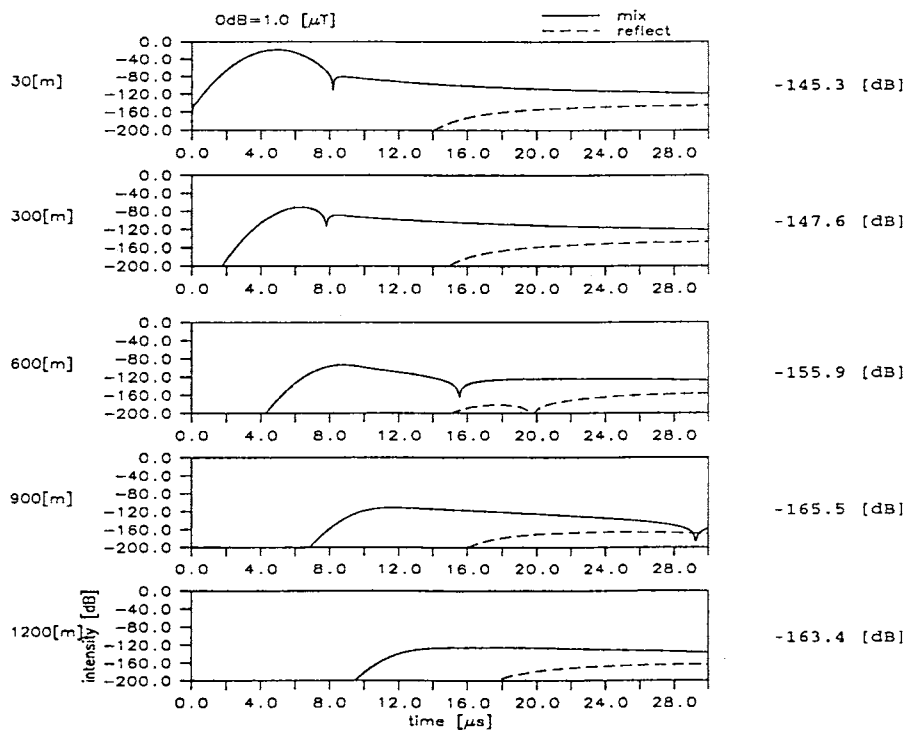
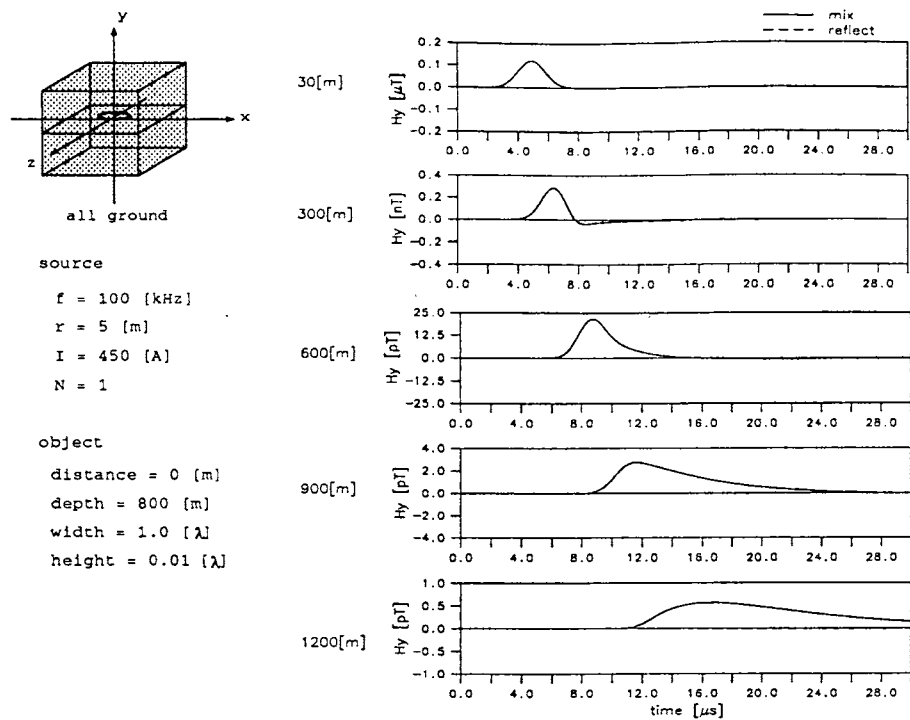


図 5.6: 各観測点での磁界 Hy の受信波形 (100kHz)(ground)

## 5.4 自由空間+大地

### 5.4.1 物体からの反射特性

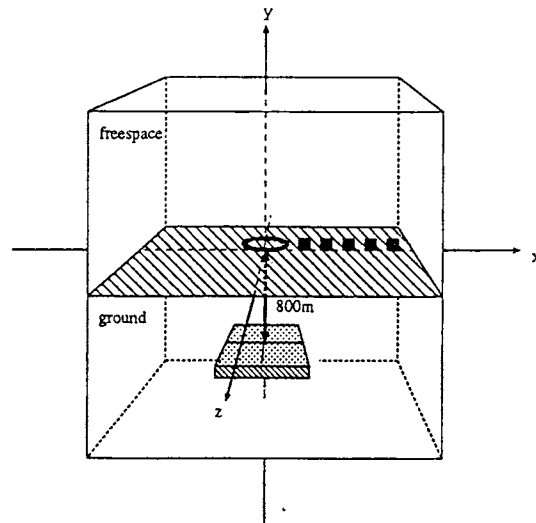


図 5.7: 解析モデル (自由空間+大地)(100kHz)

図 5.7 のように計算領域  $200 \times 200 \times 200$  で計算領域を自由空間領域と大地領域で 2 等分し、地表面から 1 セル (15m) 離れた自由空間に半径 1 セル (15m) のループアンテナを置き、中心周波数 100[kHz]、電流 50[A] の球面波を地中に入射する。但し、磁気モーメントは  $Pm = \mu_0(15 \times 2)^2 \times 50 = 45000\mu_0$  であり、半径 5[m] のループアンテナに 450[A] の電流を流した場合と等価である。深さ 800[m] の位置に完全導体 (幅、奥行きともに  $1.0[\lambda]$ ) 置き、磁界の反射強度特性を調べる。但し、物体の中心は波源の真下である。セル  $\Delta x$ 、刻み時間  $\Delta t$  の大きさは、FDTD の安定条件より大地のセルサイズ、刻み時間にあわせる。また、各観測地点を波源からそれぞれ 30[m]、300[m]、600[m]、900[m]、1200[m] 離れた地点に置き、 $t = 0$  から  $t = 30.0[\mu s]$  までの各成分の時間的な変化を観測した。各観測点での磁界  $H_x$ 、 $H_y$  の受信波形とそれを dB(デシベル) 表示したものをそれぞれ図 5.8、図 5.9 に示し、その右側に反射波の絶対強度を示す。実線は、観測地点で観測される直接波と反射波が重なっている波形で、点線は、反射波のみを取り出したものである。

### 5.4.2 反射波強度比較

反射波の絶対強度と相対強度を表にそれぞれ示す。表中の球面波 (G) は前節の計算領域がすべて大地の場合の球面波を指す。球面波 (F.S+G) は計算領域を自由空間と大地でわけた場合の球面波を指す。

#### 反射波の絶対強度比較

磁界  $H_x$ 、 $H_y$  は  $0\text{dB} = 1.0[\mu\text{T}]$  とし、それぞれ反射波の絶対強度を示す。現在の受信器の受信可能な感度は  $0.1[\text{pT}](-140.0[\text{dB}])$  である。表 5.1、表 5.2 より、反射波の磁界強度がすべて受信可能な強度に至っていないのがわかる。よって、受信可能な強度にするには、ループに流す電流値、あるいは、ループ半径を大きく、ループ巻き数をより多くしなければならない。また、磁界  $H_x$  成分の強度が、観測地点  $600[\text{m}]$  において最大になっており、磁界  $H_x$  成分が波源の真下には放射されていないことがわかる。

表 5.1:磁界  $H_x$  の反射波絶対強度

	球面波 (G)	球面波 (F.S+G)
観測地点：30[m]	-169.6[dB]	-169.7[dB]
観測地点：300[m]	-150.7[dB]	-150.8[dB]
観測地点：600[m]	-147.9[dB]	-148.1[dB]
観測地点：900[m]	-149.9[dB]	-150.8[dB]
観測地点：1200[m]	-155.5[dB]	-159.0[dB]

表 5.2:磁界  $H_y$  の反射波絶対強度

	球面波 (G)	球面波 (F.S+G)
観測地点：30[m]	-145.3[dB]	-142.08[dB]
観測地点：300[m]	-147.6[dB]	-143.9[dB]
観測地点：600[m]	-155.9[dB]	-150.4[dB]
観測地点：900[m]	-165.5[dB]	-163.8[dB]
観測地点：1200[m]	-163.4[dB]	-160.7[dB]

#### 反射波の相対強度比較

各観測地点での直接波の最大値を  $0\text{dB}$  とし、磁界  $H_x$ 、 $H_y$ 、電界  $E_z$  の各観測地点の直接波との相対的な反射波強度をそれぞれ表に示す。磁界  $H_x$  成分は地表面の反射による直接波の増大のため、強度がかなり小さくなっている。磁界  $H_y$  成分は地表面による影響はほとんどない。

表 5.3:磁界 H<sub>x</sub> の反射波相対強度

	球面波 (G)	球面波 (F.S+G)
観測地点 : 30[m]	-153.96[dB]	-154.08[dB]
観測地点 : 300[m]	-52.59[dB]	-75.86[dB]
観測地点 : 600[m]	-19.53[dB]	-59.70[dB]
観測地点 : 900[m]	-0.44[dB]	-53.15[dB]
観測地点 : 1200[m]	+10.78[dB]	-55.03[dB]

表 5.4:磁界 H<sub>y</sub> の反射波相対強度

	球面波 (G)	球面波 (F.S+G)
観測地点 : 30[m]	-127.13[dB]	-123.71[dB]
観測地点 : 300[m]	-76.78[dB]	-71.90[dB]
観測地点 : 600[m]	-62.64[dB]	-57.17[dB]
観測地点 : 900[m]	-54.25[dB]	-58.28[dB]
観測地点 : 1200[m]	-38.41[dB]	-47.63[dB]

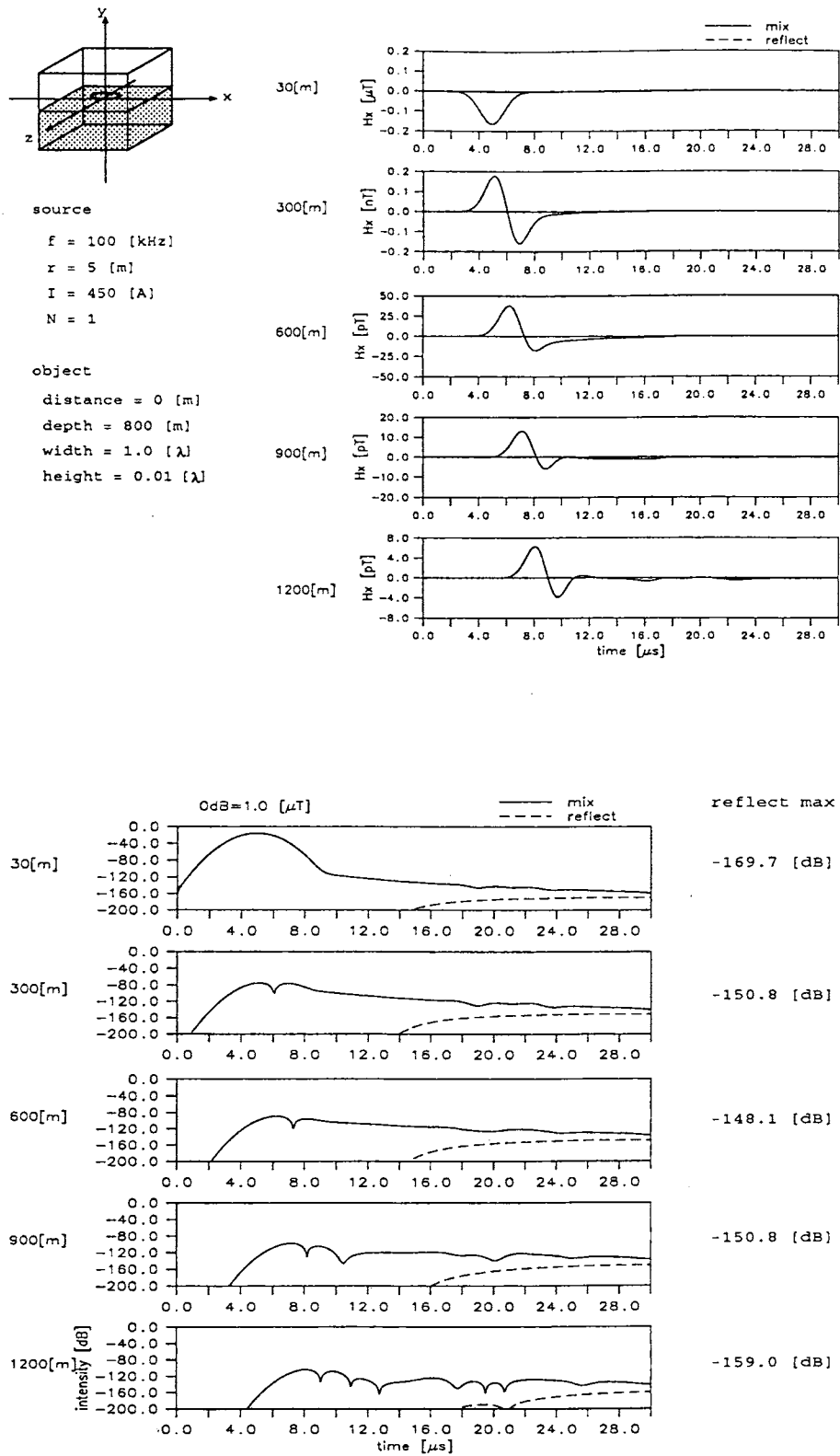


図 5.8: 各観測点での磁界 Hx の受信波形 (freespace+ground)(100kHz)



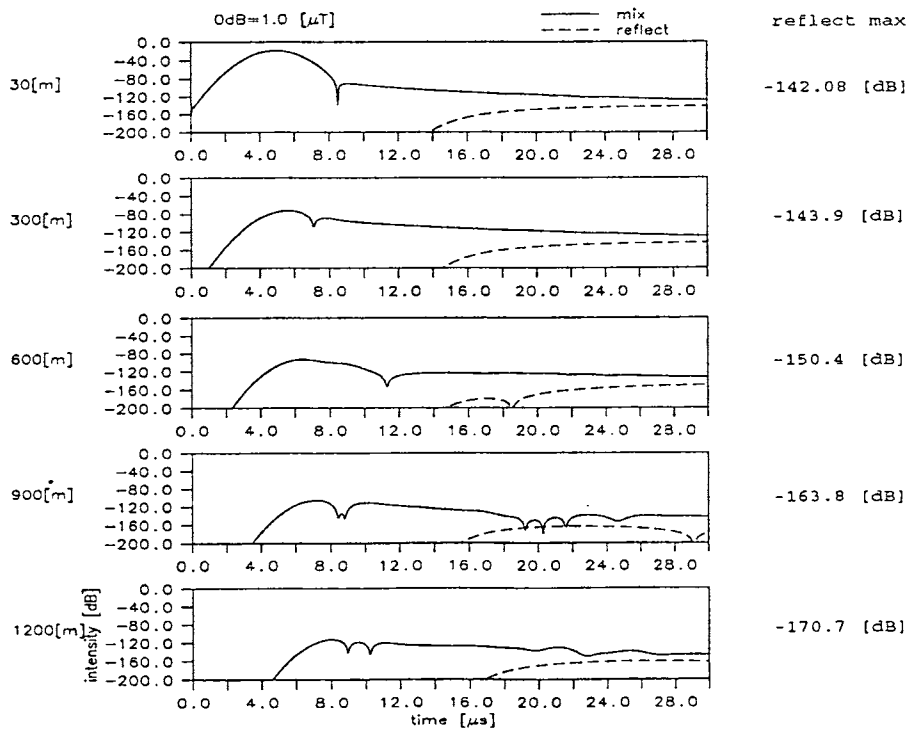
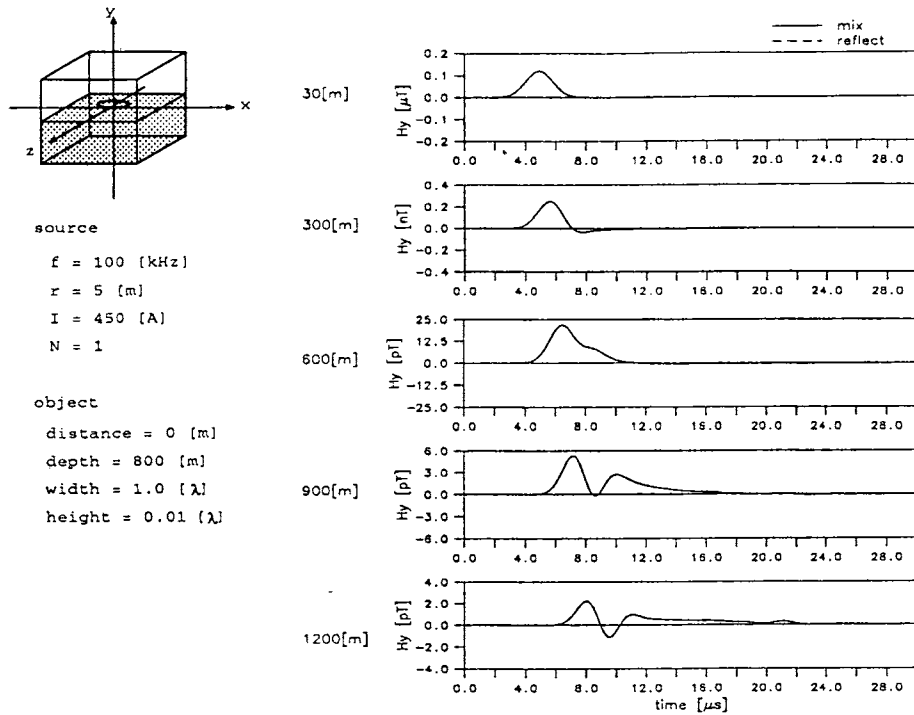


図 5.9: 各観測点での磁界  $H_y$  の受信波形 (freespace+ground)(100kHz)

# 第 6 章 システム設計のための球面パルス による伝搬特性 (10kHz)

本章では、FDTD 法によるシミュレーションで埋設物体 (完全導体) からの反射波の磁界強度  $B_z$  を推定し、地中の埋設物体の散乱断面積  $\delta(m^2)$ 、受信機に 0.1 pT の磁界強度を受信する際、送信機のループアンテナに供給すべき電流  $I(A)$  を計算する。パラメータとして、送受信点間の距離と埋設物体の面積である。ただし、送信点と物体の距離は 750 m ( $0.2\lambda$ 、ただし  $\lambda = 3127m$  である。) に固定する。この 3 次元シミュレーションの計算領域は FDTD 法で、吸収境界条件として Mur 法を利用する。この章では、シミュレーションのモデル、地中の埋設物体の散乱断面積の計算法、結果、考察を述べる。

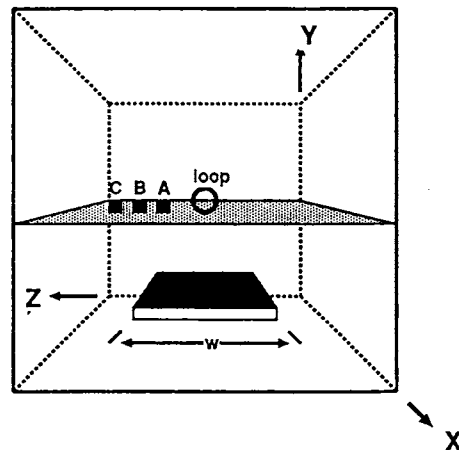


図 6.1: シミュレーションのモデル

## 6.1 計算モデル

図 6.1 には、受信磁界強度、地中に埋設される物体の散乱断面積、ループアンテナの電流値を求めるためのシミュレーションのモデルを示す。シミュレーション領域の媒質は導

電率  $\sigma = 10^{-4} \text{S/m}$  と比誘電率  $\epsilon_r = 4$  である。アンテナの指向性を考慮して、図 6.2 に示すようにループアンテナを埋設物体に対して垂直に配置する。幅  $w$  の完全導体の埋設物体を  $750 \text{ m}$  ( $0.2\lambda$ ) の深さに配置する。シミュレーション領域の外側が Mur 法の吸収境界条件で包囲される。これによって、外側に伝搬している電磁界の値を減衰される。シミュレーション領域のサイズを  $2.4\lambda \times 2.4\lambda \times 2.4\lambda$  にした。ただし、 $\lambda = 3127 \text{ m}$  である。FDTD 法の安定条件または Courant 条件より、このシミュレーションに利用される空間  $\delta x$ 、 $\delta y$ 、 $\delta z$  と時間  $\delta t$  の刻み幅はそれぞれ  $75 \text{ m}$  と  $10^{-7} \text{ s}$  になる。

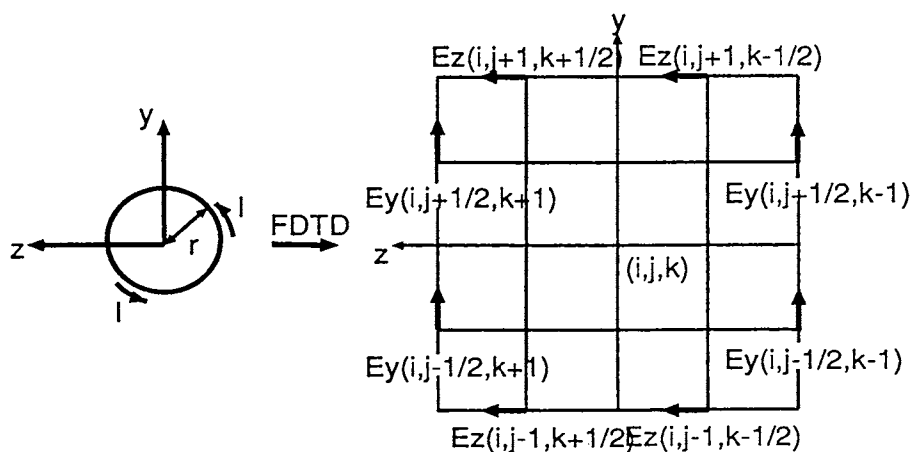


図 6.2: ループアンテナの配置

シミュレーションの仕方は、まずループアンテナに  $100 \text{ A}$  の電流パルスを流し、全計算領域内に FDTD 法の計算によって、地中の電磁波の伝搬の様子が得られる (図 6.3 参照)。受信点に探知された磁界強度が図 6.4 に表示される。この地中の埋設物体によって反射された磁界強度のパルスを FFT 解析して、利用している周波数 ( $f = 10 \text{ kHz}$ ) 成分の受信磁界強度  $B_z$  を求める。物体の面積 ( $5.5 \times 10^{-4} \lambda^2 \sim \lambda^2$ ) と送受信点間の距離 ( $0.07\lambda$ ,  $0.17\lambda$ ,  $0.26\lambda$ ) をパラメータとして、埋設物体の散乱断面積  $\delta$ 、受信点のサーチコイルに探知されている磁界強度  $B_z$  は  $0.1 \text{ pT}$  (最小感度) のとき、ループアンテナの電流値をもとめる。

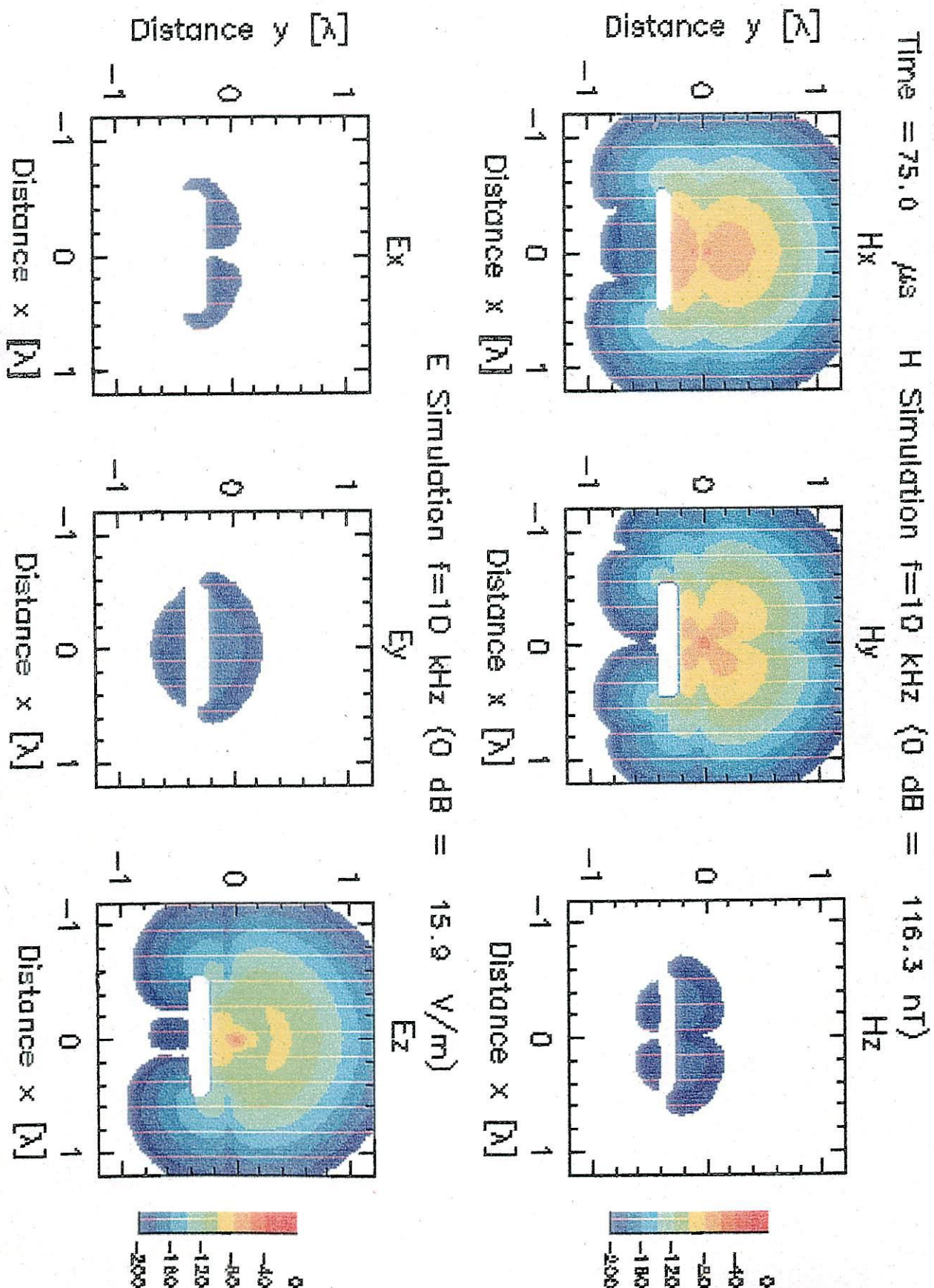


図 6.3: 電磁界の全成分 (t=75us)

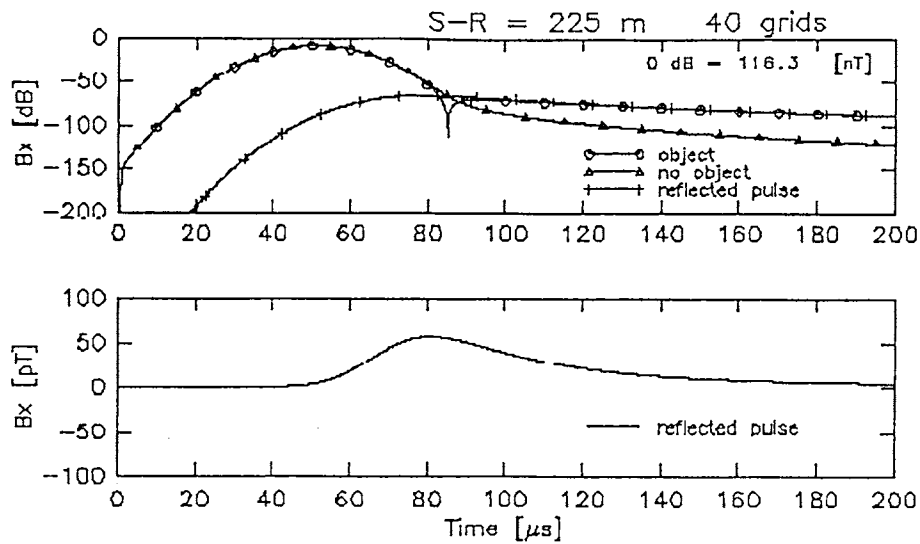


図 6.4: 送受信点間の距離 225 m、物体の面積  $\lambda^2$  の反射パルス

## 6.2 地中の埋設物体の散乱断面積の計算法

3 次元的な地中埋設物体の散乱断面積を計算するために、損失媒質中 (減衰項:  $e^{-jkr}$ 、 $k = \alpha + j\beta$ ) の散乱断面積の式を導出する。図.6.5のように、3 次元媒質中における散乱断面積の計算を考慮する。

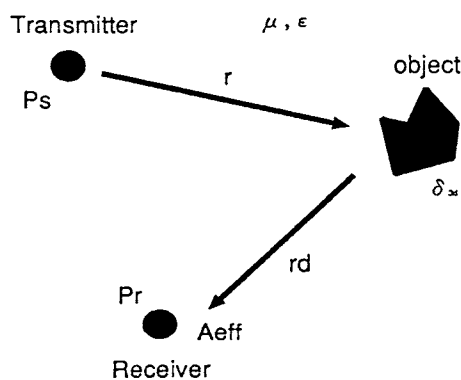


図 6.5: 散乱断面積

この波源から出力される電力は  $P_s$  とおく。そして、電波はこの波源から媒質中に球面波的に伝搬するので、物体までの電力密度は

$$\frac{P_s}{4\pi r^2} \quad [\text{W/m}^2] \quad (6.1)$$

になる。ここで、物体の散乱断面積 (Scattering Cross-Section 又は Bistatic Cross-Section) は  $\delta_{3d}$  とする。よって、物体に到達した電波をまた全方向に一様の強さで散乱させるので、物体の表面からの放射電力は次のようになる。

$$\frac{P_s}{4\pi r^2} \delta_{3d} \quad [\text{W}] \quad (6.2)$$

$$(6.3)$$

また、この物体から観測点までの距離は  $r_d$  とすると、観測点で受信される電力密度は

$$\frac{P_s}{4\pi r^2} \delta_{3d} \frac{1}{4\pi r_d^2} \quad [\text{W/m}^2] \quad (6.4)$$

$$(6.5)$$

になる。ここでは、受信アンテナの有効表面積は  $A_{eff}$  (2次元であるので単位は m) である。従って、アンテナでの全受信電力  $P_r$  は次のようになる。

$$P_r = \frac{P_s}{4\pi r^2} \delta_{3d} \frac{1}{4\pi r_d^2} A_{eff} \quad [\text{W}] \quad (6.6)$$

$$(6.7)$$

上式より物体の散乱断面積  $\delta_{3d}$  を導出すると、次のような式が得られる。

$$\begin{aligned} \delta_{3d} &= \lim_{r_d \rightarrow \infty} 4\pi r_d^2 \frac{P_r/A_{eff}}{P_s/4\pi r^2} \\ &= \lim_{r_d \rightarrow \infty} 4\pi r_d^2 e^{2\beta r_d} \frac{|B_{x(rec)}|^2}{|B_{x(surf)}|^2} \quad [\text{m}^2] \end{aligned} \quad (6.8)$$

になる。 $B_{x(rec)}$  の値は 3次元シミュレーションにおける受信磁界強度  $B_x$  に相当する。また、 $B_{x(surf)}$  は媒質中の物体の表面における磁界強度を示し、又はシミュレーション領域に物体がない場合の解である。したがって、この式によって、3次元シミュレーションより媒質中の物体の散乱断面積を計算することができる。

### 6.3 結果

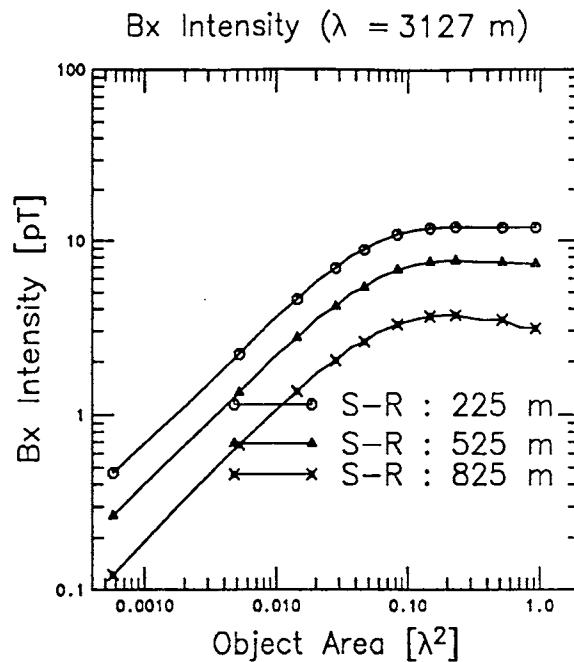


図 6.6: 受信磁界強度

図 6.6には、横軸は埋設物体の面積で、縦軸は他の成分より最も強い  $x$  成分の受信磁界強度  $B_x$  を示す。○線、△線、×線はそれぞれ送信機のループアンテナより 225 m、525 m、825 m 離れているところの受信磁界強度  $B_x$  を示す。この図からわかるように、送受信点間の距離大きくなると、受信磁界強度は小さく観測される。そして、埋設物体の面積は大きくなるにつれて、受信磁界強度も大きくなり、面積は約  $0.2\lambda^2$  以上になると、受信磁界強度は一定になる。送受信点間の距離は 225 m、525 m、825 m のとき、それぞれ約 10 pT、7 pT、3.5 pT に一定になる。

図 6.7には、埋設物体の面積と散乱断面積の関係を示している。この図からわかるように、物体の面積は大きくなるにつれて、物体の散乱断面積も大きくなるが、物体の面積は  $0.2\lambda^2$  以上のとき、埋設物体の散乱断面積は一定になり、送受信点間の距離は 225 m、525 m、825 m のとき、それぞれ  $0.04\lambda^2$ 、 $0.035\lambda^2$ 、 $0.025\lambda^2$  に一定になる。そして、送受信点間の距離は大きくなると、物体の散乱断面は小さく探知されることがわかる。

図 6.8には、物体の面積と受信点に 0.1 pT を受信するためにループアンテナに流すべき電流  $I$  の関係を示す。ただし、横軸は埋設物体の面積で、縦軸はループアンテナの電流値  $I$  を示す。この図からわかるように、物体の面積は大きくなると、これを観測するために

必要される電流値は小さくなる。しかし、物体の面積は約  $0.2\lambda^2$  以上になると、一定な電流になる。送受信点間の距離は 225 m、525 m、825 m のとき、それぞれ 0.2 A、0.3 A、0.5 A の電流に一定になる。そして、送受信点間の距離が大きくなると、埋設物体を観測に必要な電流値も大きくなるのがわかる。

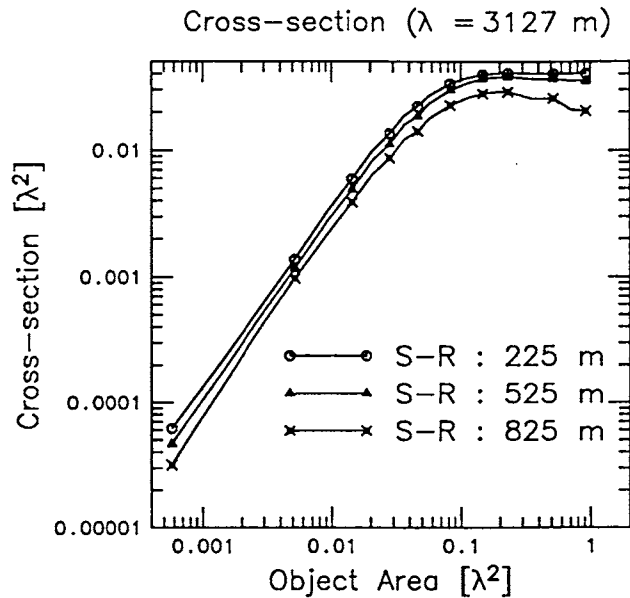


図 6.7: 散乱断面積

## 6.4 考察

図 6.6 の埋設物体の面積と受信磁界強度  $B_x$  の関係より、埋設物体の面積が大きくなると、これによって反射される磁界強度  $B_x$  も大きくなる。しかし、埋設物体の面積は  $0.2\lambda^2$  以上になると、受信磁界強度は一定又は飽和する。これは物体の面積はある値以上になると、この物体の表面による反射される磁界強度は一定になることを意味する。送受信点間の距離が大きくなると、パルスの伝搬経路も大きくなるので、媒質中による減衰は大きくかかっている。よって、送受信点間の距離が大きくなると、受信磁界強度  $B_x$  は小さく観測されることになる。ただし、 $\lambda = 3127$  m である。

図 6.7 の埋設物体の面積と散乱断面積の関係より、埋設物体の面積を大きくすると、観測される埋設物体の散乱断面積も大きくなる。しかし、面積は  $0.2\lambda^2$  以上になると、物体の散乱断面積は一定になるのがわかる。原因として、受信点は送信点と埋設物体に対し



で斜めになることである。これに対して、受信点は物体に対して垂直(送受信点間の距離 0 m の場合)に配置すると、埋設物体の面積 $\lambda^2$ 以上にこの物体の散乱断面積は一定になると思われる。送受信点間の距離が大きくなると、物体の散乱断面積は小さくなるのがわかる。原因として、物体の形は正方形で、送信点に対して垂直に配置される。そして、送受信点間の距離が大きくなると、物体を斜めに観測されるので、実際の面積よりも小さく探知されることがわかる。ただし、 $\lambda = 3127m$  である。

図 6.8の埋設物体の面積と受信点に 0.1 pT を受信するために、ループアンテナに必要な電流値  $I$  の関係を示す。この図からわかるように、小さな面積の埋設物体を観測するために、大きな電流が必要されるが、大きな面積の埋設物体を観測するために、小さな電流で済む。例として、 $5 \times 10^{-4}\lambda^2$  の面積で、送受信点間の距離は 825 m ( $0.23\lambda$ ) で、媒質は乾燥地 ( $\sigma = 10^{-4}$ 、 $\epsilon_r=4$ ) で、物体は深さ 750 m ( $0.24\lambda$ ) のとき、送信機のループアンテナに必要な電流  $I$  は 11 A である。また、この結果から、本研究室に開発される深地下探査レーダ ( $I=1000$  A) で深さ 750 m、送受信点間の距離 225 m、媒質は乾燥地の場合、観測できる物体の面積は  $6 \times 10^{-6}\lambda^2$  である。ただし、 $\lambda = 3127m$  である。

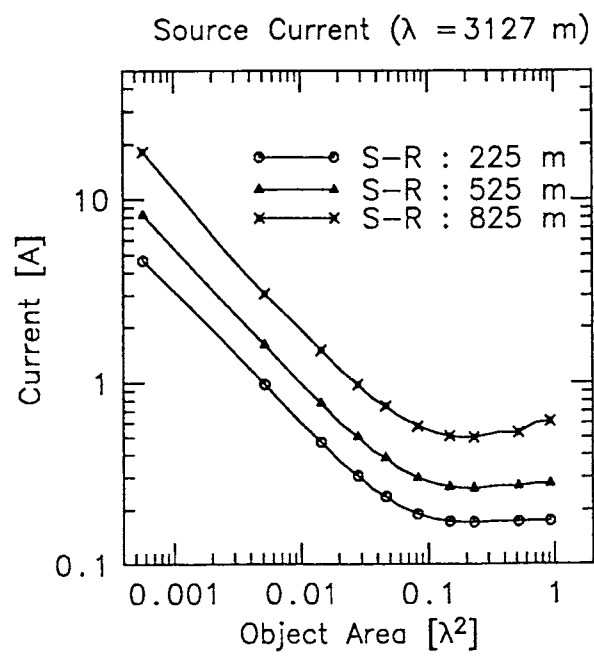


図 6.8: 送信機の電流値

# 第 7 章 磁界波形捕捉受信機の構成及び動作原理

本章では現段階の地下探査レーダシステムの仕様について述べ、本研究で開発した広ダイナミックレンジ磁界波形捕捉受信機の構成及び動作原理について述べる。本システムは、以降の研究過程において変更される可能性がある。

## 7.1 地下探査レーダシステムに求められる仕様

まず、本研究室の地下探査レーダシステムに求められる仕様として

- 地下 2000 メートルまでの探査が可能である。
- 可搬性であること。機器はバッテリー駆動であることが望ましい。
- パルス波のスペクトルは 100kHz 以下を考慮する。

この条件をもとに実用機の仕様を考える。

### 7.1.1 大電流磁界パルス波発生装置の仕様・構成・動作原理

この装置は大電力の磁界パルスを地中に打ち込む装置である。装置の仕様を図 7.1 に示す。また、ブロック図を図 7.2 に示す。本機はおおまかにパルス制御回路・励振回路・終段回路及び高圧電源から構成される。パルス制御装置は C-MOS ロジックで構成され、パルス周波数 1/1200 から 100kHz(57step)、パルス数は 1 から 99 の範囲で選択することができる。それにより地下探査に最適な周波数およびパルス数の設定が可能である。励振回路では、パルス制御回路から出力される  $5V_{pp}$  の振幅のパルスを  $48V_{pp}$  に増幅している。高圧電源では直流 12V をインバータにより交流 100V に変換し、それをさらにトランスにより交流 600V に昇圧している。それを半波整流し、オイルコンデンサに充電している。

また終段回路は SIT(静電誘導トランジスタ) と呼ばれる素子により、オイルコンデンサに充電された電荷をスイッチングすることにより、磁界パルスが発生している。この装置の実際の送信波形を図 7.3 に示す。

### 7.1.2 磁界波形捕捉受信システムに求められる仕様

ここでは、パルス波発生装置の仕様を参考にし、過去に行われた実験で使用されたシステムの問題点と比較しながら、実用機の仕様について検討をおこなう。

図 7.4 に過去、本研究室で実験に使用した地下探査レーダシステムの構成を示す。このシステムは、送信機として本研究室で開発された大電流パルス波発生装置を用いている。受信装置としてはデジタルオシロスコープを使用している。これによりサンプリングされた波形データは GPIB インターフェースを介し、パーソナルコンピュータ PC-9801 に転送される。しかし、このシステムではサンプリング周波数に関わらず、2048 点のデータしか取得できなかった。また、取得波形に交流のハム (60Hz) がのるのを防止するために 300Hz カットオフのハイパスフィルターをデジタルオシロスコープの B チャンネルの入力に接続しているために、300Hz 以下の周波数成分を捕捉できないという問題点があった。さらに受信波のうち反射波が直接波に比べ強度が極めて小さいので、受信機には広ダイナミックレンジのものが、必要であると考えられる。

また、直接波に比べ反射波は遅延してサーチコイルに到達すると考えられるので、送信機のパルスが発射された瞬間から数 100ms のデータを取得できなければならない。そのため受信機と送信機は同期をとれるようにする必要がある。また、図 7.5 に示すように複数地点の反射波を受信することにより、より正確に地中の状態を観測できると考えられる。そのため受信機を複数チャンネルで同期サンプリングできるようにする必要がある。これらの問題点を克服するために、実用機としては以下の仕様が最低限必要になると考えられる。

- 直接波に埋もれた反射波を取り出すために、約 100dB の広ダイナミックレンジの受信機が必要である。
- 交流ハムの除去のため最低 16.67ms(1/60s) 以上のサンプリングが可能である。
- 電池駆動が可能である。

- 多チャンネルで同時サンプリングができる。
- 送信機と同期がとれる。
- データ取得時間は数 100ms 必要である。

## 7.2 本研究で開発した磁界波形捕捉受信機の仕様

前節の仕様をもとにして、本研究では、磁界波形捕捉受信システムのうち磁界波形捕捉受信機の設計、製作を行った。磁界波形捕捉受信システムはサーチコイルセンサ部と磁界波形捕捉受信機に分けることができる。ここでは、磁界波形捕捉受信機の仕様を述べる。本機は 2 つの動作モードを持っている。1 つは A/D 変換されたデータをメモリに書き込むモードで、A/D データ書き込みモードと呼ぶことにする。もう 1 つは、メモリに格納されたデータをパーソナルコンピュータ PC-9801 に転送するモードで、このモードを転送モードと呼ぶことにする。A/D データ書き込みモードから転送モードへの移行は、PC-9801 で任意に設定した時間が経過した後、自動的に行われる。次に A/D コンバータの構成方法について述べる。A/D コンバータの構成法としては図 7.6 に示す様に 2 つの方法がある。図 7.6(a) の方は、マルチプレクサ (一種の電子スイッチ) でチャンネルを切り替え複数チャンネルの信号のサンプリングを 1 個の A/D コンバータでするものである。一方、7.6(b) は、各チャンネルに 1 個ずつ A/D コンバータを配置して入力信号のサンプリングをおこなうものである。本機では、将来的に 100kHz に近い周波数で変換を行うことを目指している。また 4 チャンネルの信号入力を考えた場合、(a) の方法を用いた場合、1 チャンネル当たり  $2.5\mu\text{s}$  でマルチプレクサの入力切り替え、A/D 変換、メモリへのデータ格納までを行わなければならない。そのため、A/D コンバータには高速のものを用い、マルチプレクサもセットリング時間の短いものを用いる必要がある。その上タイミング設計が難しく、部品も高価になる。しかし、(b) の場合の様に 1 チャンネル当たり 1 個の A/D コンバータを配した場合、 $10\mu\text{s}$  で変換をおこない、次の変換中にメモリにデータを格納すればよいので難しいタイミング設計をする必要もなく、安価な部品を使用できるので、コスト的にも安い。よって、本機は (b) の配置を用いた。実用機に求められる仕様をもとに今回設計した本機の仕様を以下に示す。

- 12bit の A/D コンバータを用いる。

- A/D コンバータのサンプリング周波数は、ディップスイッチを用いた可変式で最高サンプリング周波数は 60kHz である。
- メモリは 1 チャンネルあたり 8bit × 32k ワードの SRAM を 2 個搭載し、A/D 変換で得られた波形データは SRAM に一時書き込まれる。
- サンプリング周波数 60kHz で測定を行った場合、約 500ms のデータの取得が可能である。
- A/D データ書き込みモードと PC-9801 への転送モードは A/D 変換終了後自動的に移行する。
- 電池またはバッテリーで駆動可能である。
- 可搬式である。

## 7.3 磁界波形捕捉受信機の構成

図 7.7 に磁界波形捕捉受信機のブロック図を、付録に回路図を示す。また、図 7.8 に動作のタイミングチャートを示す。

### 7.3.1 増幅回路

この回路は、サーチコイルからの信号を A/D コンバータの入力電圧範囲 (-4.5V ~ +4.5V) に増幅するものである。本機は、12 ビットの A/D コンバータを用いるので、1LSB 当たり 2.2mV の分解能を実現するために、増幅には低ドリフト、低雑音で、オフセット電圧の低い OP アンプ、AMP01 を用いた。

### 7.3.2 A/D コンバータ回路

本機は 1 チャンネルにつき 1 個のワンチップ A/D コンバータ CS5012KP12 を搭載している。この IC の分解能は 12 ビットで出力形式はオフセットバイナリである。サンプリング周波数は最高 60kHz であり、サンプリング周波数を決める HOLD 信号は外部より供給し、ディップスイッチで可変である。A/D コンバータの入力信号を変換できる電圧範囲は外部から印加される基準電圧により決まり、本機では 4.5V が印加され変換できる電圧範囲は -4.5V ~ +4.5V である。また、A/D コンバータの精度を確保するためアナログ部のグランドとデジタル部のグランドは 1 点だけで接地してある。

### 7.3.3 メモリ回路

この回路は、アドレスカウンタ、SRAM、SRAM 信号制御回路から構成される。アドレスカウンタは 74LS163 という同期カウンタで構成される。このカウンタには 2 MHz のクロックが供給され、制御回路の Add Inc という信号の立上りでカウントされる。また、出力は SRAM の A0 から A14 のアドレスバスに接続されている。波形データを取得する SRAM は、1 チャンネルにつき 8 ビット × 32k ワードのものを 2 個搭載しサンプリング周波数 60kHz で測定を行った場合約 500ms の波形データの取得が可能である。SRAM の書き込み、読みだしの信号は A/D データ書き込みモード時には A/D コンバータの変換終了信号を示す EOC の立上りによって、SRAM の書き込み信号を示す WE 信号が立ち

下がる。また、転送モード時には、PC-9801 からの信号を 8255 パラレルインタフェースを介し、SRAM の読みだし信号を示す OE 信号が立ち下がる。

### 7.3.4 制御回路

この回路は、基本クロック回路と制御信号を作るパルス発生回路で構成される。基本クロックは 8MHz のクリスタルオシレータの出力を 74LS393 で 4 分周し 2MHz のクロックを作っている。パルス発生回路では 74LS74 及び、SPG8640B というワンチップ水晶で構成され、A/D 変換を開始させる HOLD 信号、アドレスカウンタを増やす Add Inc 信号、マルチプレクサのチャンネルデータをラッチする LATCH 信号が作られる。パルス発生回路で作られる信号はすべて 2 MHz の基本クロックに同期している。また、パルス発生回路で作られる信号は A/D データ書き込みモードからデータ転送モードに移行すると同時に止まり、回路の制御は PC-9801 側に移る。

### 7.3.5 インターフェース回路

この回路は、パラレルインターフェース 8255、バストランシーバ 74LS245、チップセクタ 74LS138 から構成され、SRAM に書き込まれたデータを PC-9801 へ転送するのに、8255 のポート A に入力されるデータを切り替えるための回路である。74LS138 には 8255 の PC0~PC3 が接続されており、バストランシーバの選択を行う。選択されたバストランシーバは導通状態となり SRAM に書き込まれたデータの転送が可能になる。バストランシーバを選択するために、PC-9801 から 8255 の PC0~PC3 に出力するアドレスを表 3.1 に示す。

LS138	アドレス
Y0	8h
Y1	9h

表 3.1: バストランシーバのチップセレクト



### 7.3.6 8255 パラレルインターフェースボード

このボードは磁界波形捕捉受信機とパーソナルコンピュータ PC-9801 との間の信号及びデータの入出力を制御するものである。8255 パラレルインターフェースは、PA、PB、PC の 3 つのポートとコントロールレジスタをもっている。また、モード 0、モード 1、モード 2 の 3 つのモードを持っており本機はモード 0 を使用している。これらのモードの設定は、コントロールレジスタに書き込むデータによって変えられる。一方、3 つのポートとコントロールワードレジスタの選択は PC-9801 から与えられるアドレスによりなされる。表 3.2 に各ポート及びコントロールレジスタを選択するためのアドレスを示す。本機では、ポート A を波形信号のデータ転送用に、ポート B をモード切り替え用の信号に、ポート C の上位 4 ビットをバストランシーバの選択用に、下位 4 ビットをデータ転送時のアドレスカウンタを増加させるために用いている。

8255 のポート	ポートのアドレス
PA	D0h
PB	D2h
PC	D4h
コントロールワード	D6h

表 3.2: 拡張ポートのアドレス

### 7.3.7 電源回路

この回路では、A/D コンバータ用の基準電圧源及び OP アンプ用の電源として、+12V、-12V、また、A/D コンバータの電源として、+5V、-5V の電源及び、デジタル部の電源として 5 V の電源が作られる。アナログ部の電源の歪みはそのまま測定波形の歪みとして現れるので、各 IC への電源の入力部には 0.1 $\mu$ F と 10 $\mu$ F のコンデンサを並列に入れてある。

## 7.4 広ダイナミックレンジ化の動作原理

受信機を A/D コンバータ自体の特性よりも広ダイナミックレンジ化するために、地下からの反射パルスから得られた波形信号は、A/D 変換の前処理部分の増幅回路によって、元々の波形信号の 0dB、12dB、24dB、36dB の信号に増幅され A/D コンバータに最適な増幅度を選択し A/D 変換される。増幅回路のブロック図を図 7.9 に示す。波形信号を A/D 変換して得られた 12 ビットのデータと増幅度を示す 2 ビットのデータの計 14 ビットのデータがメモリに書き込まれ、PC-9801 からの制御信号によりデータの転送を行う。

## 7.5 磁界波形捕捉受信機の動作原理

ここでは磁界波形捕捉受信機の動作原理について述べる。磁界波形捕捉受信機にはサーチコイルセンサが接続される。サーチコイルセンサは磁界を電圧に変換するものである。サーチコイルセンサからの信号は広ダイナミックレンジ化のための増幅回路を経て A/D 変換される。A/D 変換された信号データはメモリに書き込まれる。このモードを A/D データ書き込みモードと呼ぶことにする。測定開始から PC-9801 で設定した時間が過ぎるとメモリに書き込まれたデータは PC-9801 に転送される。このモードをデータ転送モードと呼ぶことにする。この動作過程を図 7.10 に示す。転送されたデータはフロッピーディスクに書き込まれ、そのデータをワークステーションに転送し受信波の解析を行う。

終段出力電流	200 A
終段ドレーン電圧	600 V
コンデンサ容量	200 $\mu$ F $\times$ 2
出力信号	パルス列
終段	TM-100H ( SIT ) $\times$ 2
パルス制御回路	CMOS 論理回路
発信周波数	1/1200 Hz $\sim$ 100 kHz ( 57 step 可変 )
パルス数	1 $\sim$ 99 ( 1 発単位で設定可能 )

図 7.1: 大電流電磁パルス波発生装置の仕様

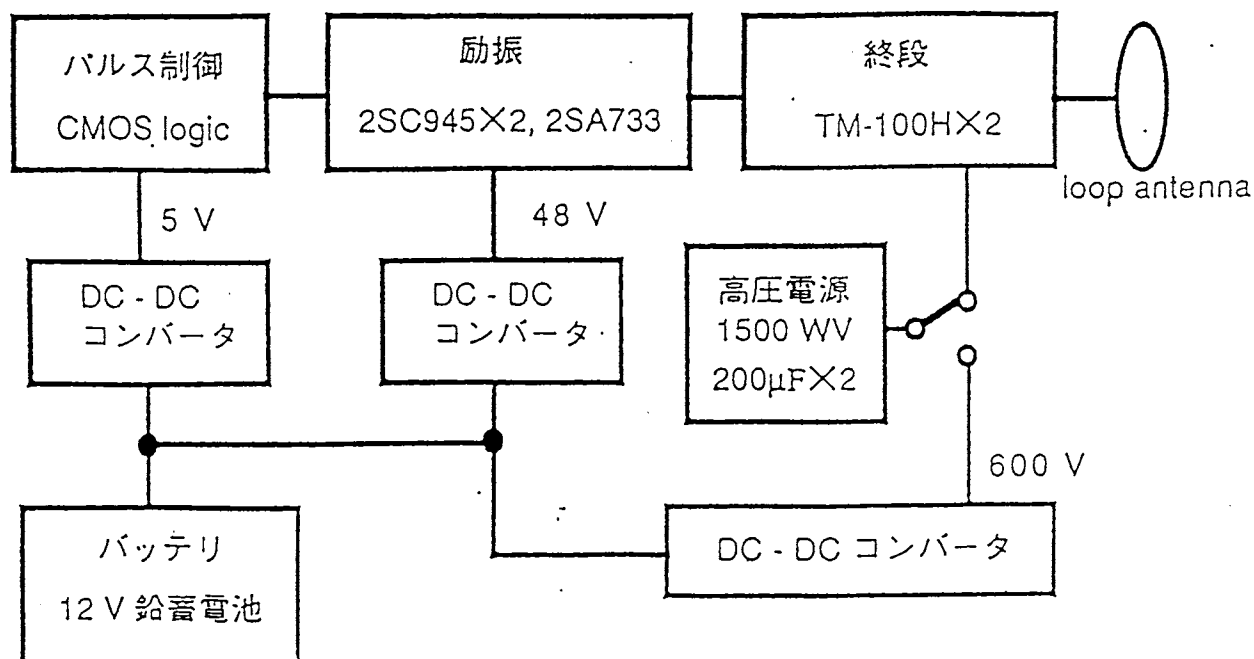


図 7.2: 装置のブロック図

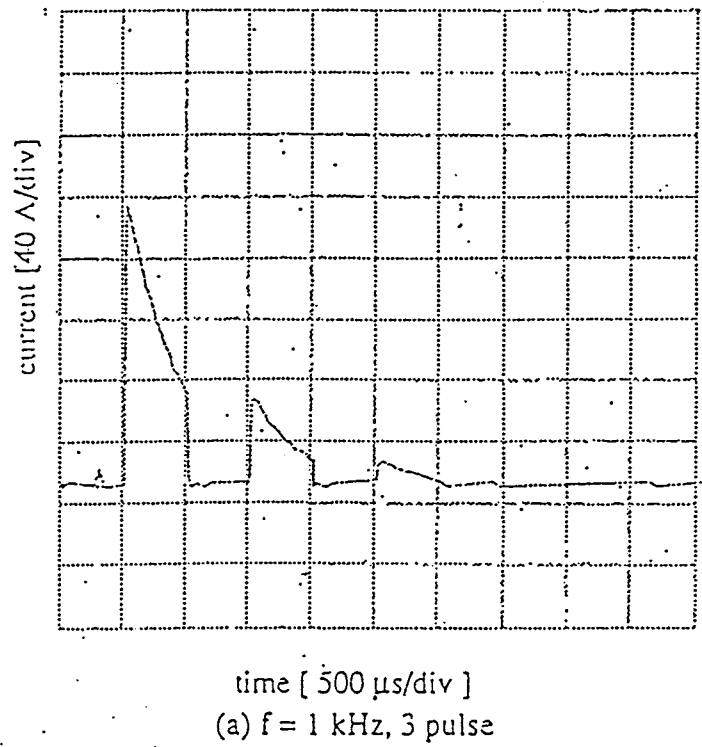


図 7.3: パルス波発生装置の送信波形

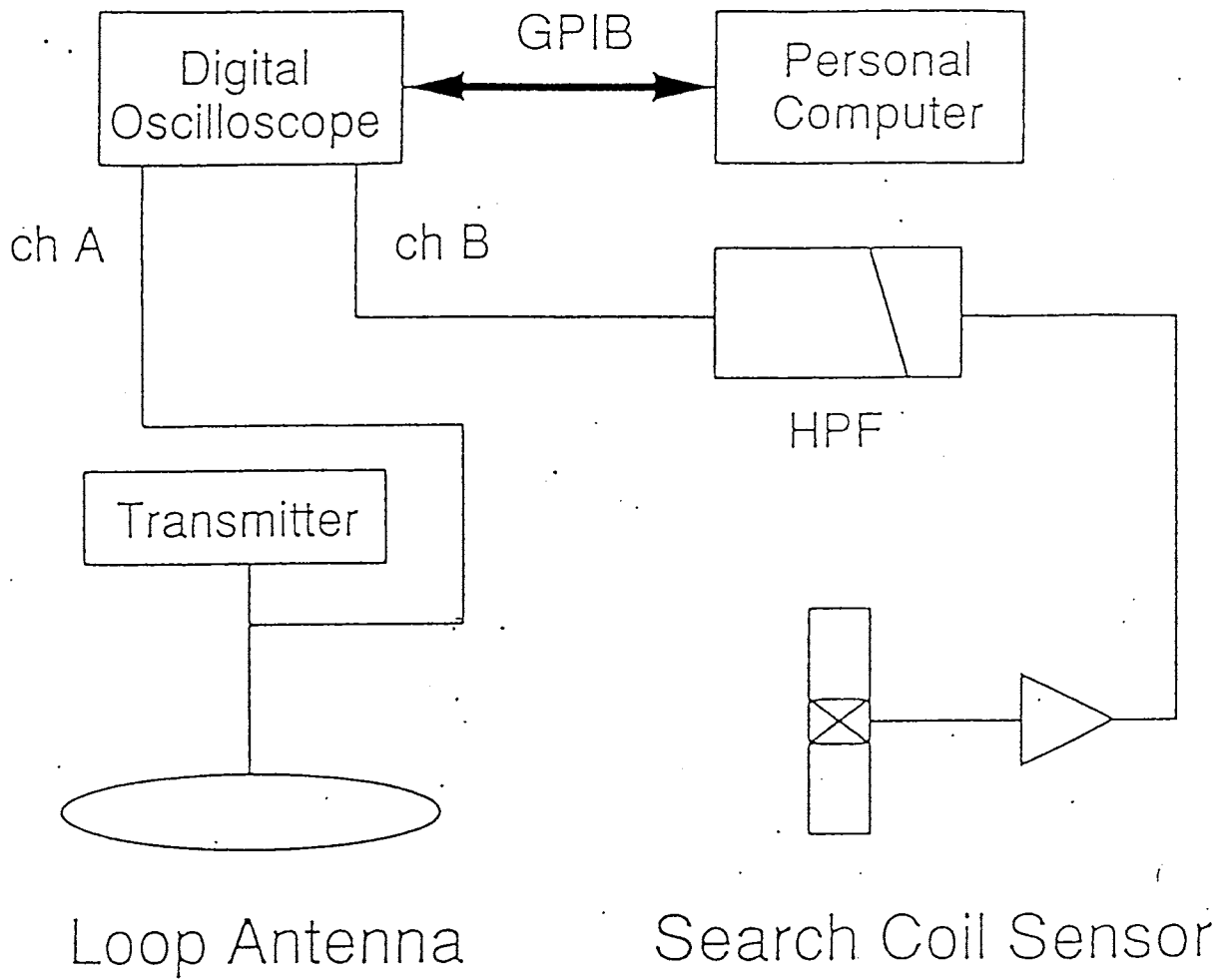


図 7.4: これまで用いられていたシステムの構成

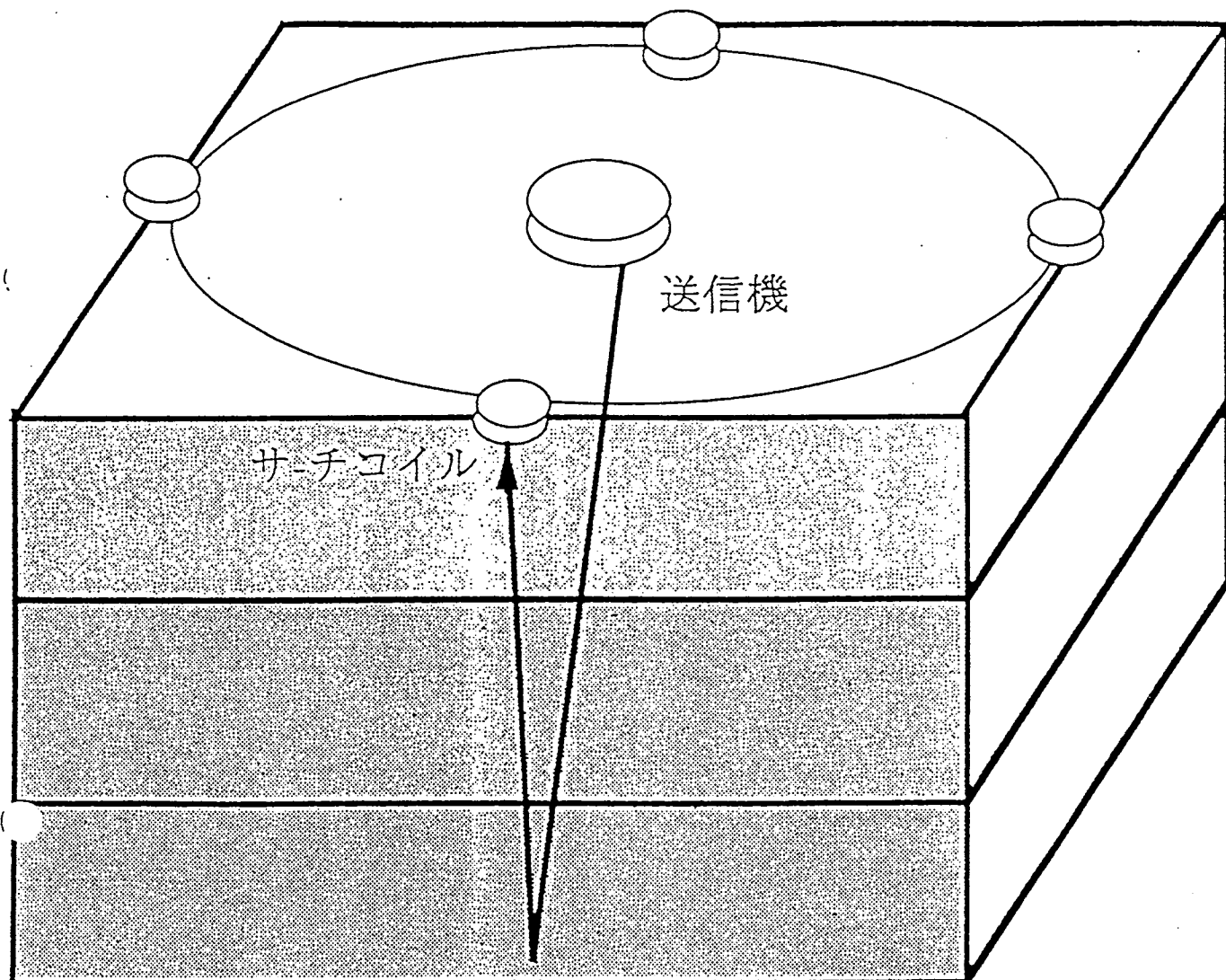


図 7.5: 多チャンネル化

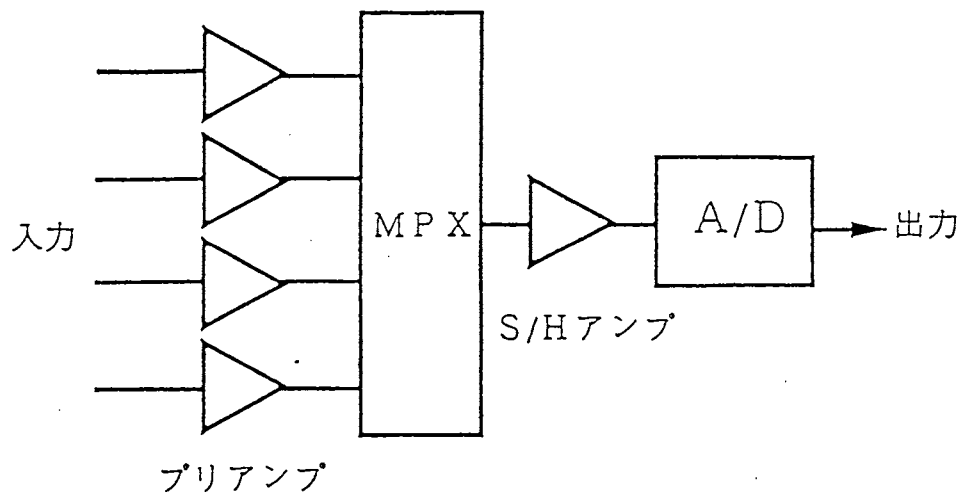


図 (a)

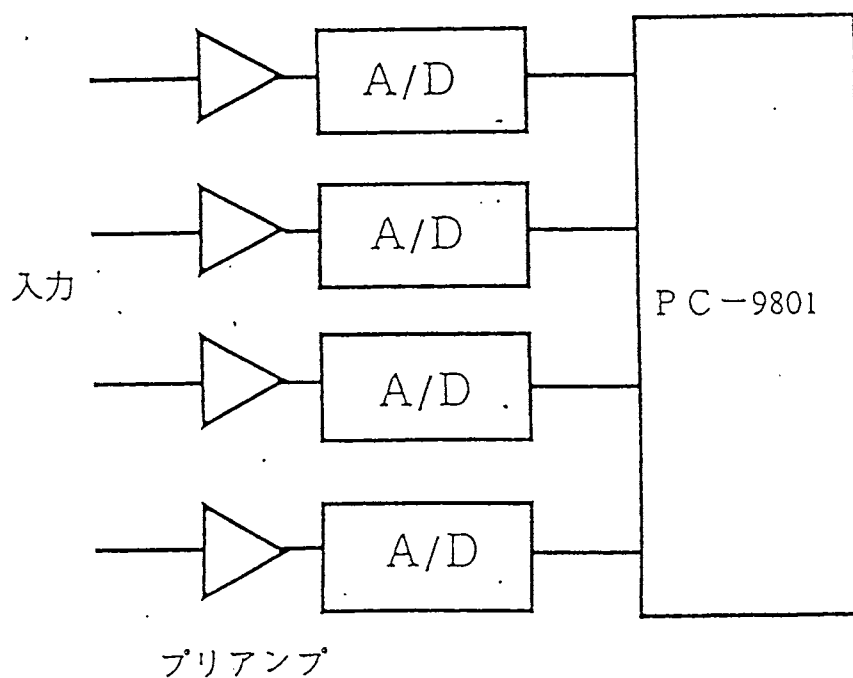


図 (b)

図 7.6: A/D コンバータの構成方法

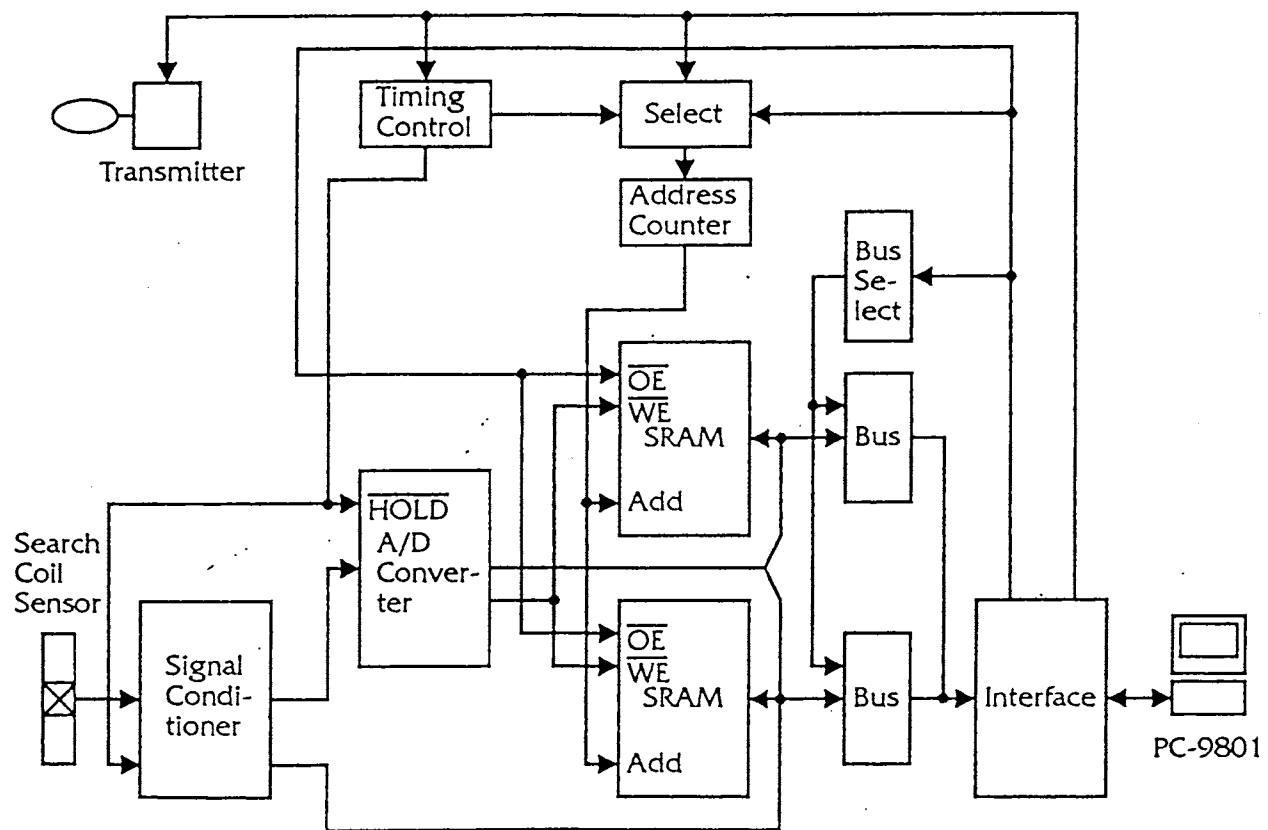
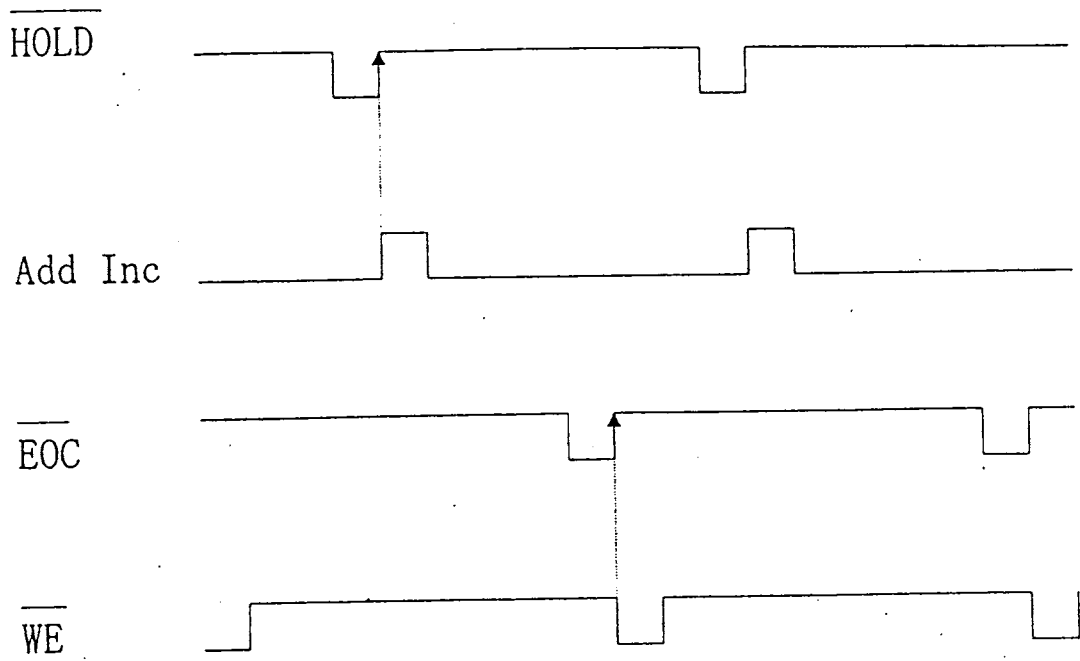
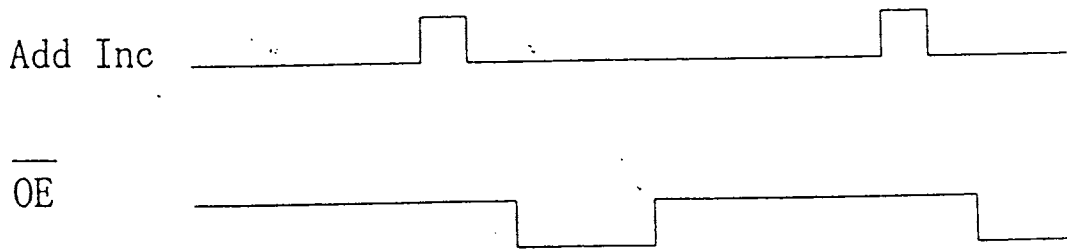


図 7.7: 磁界波形捕捉受信機のブロック図





A/Dデータ書き込みモード



データ転送モード

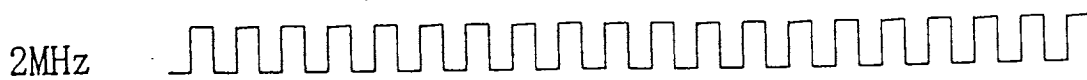


図 7.8: タイミングチャート

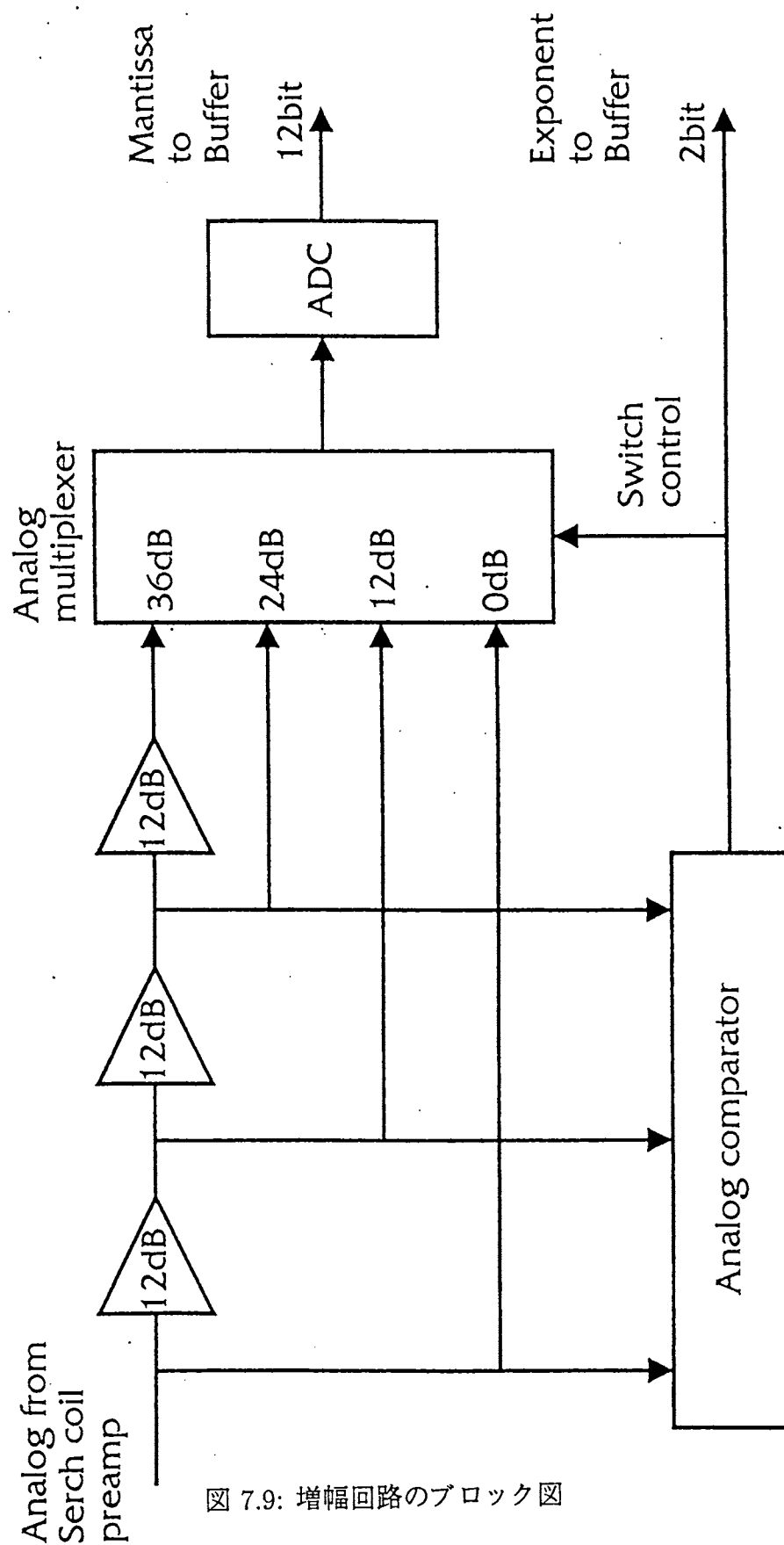


図 7.9: 増幅回路のブロック図

### 磁界波形捕捉受信機の動作過程

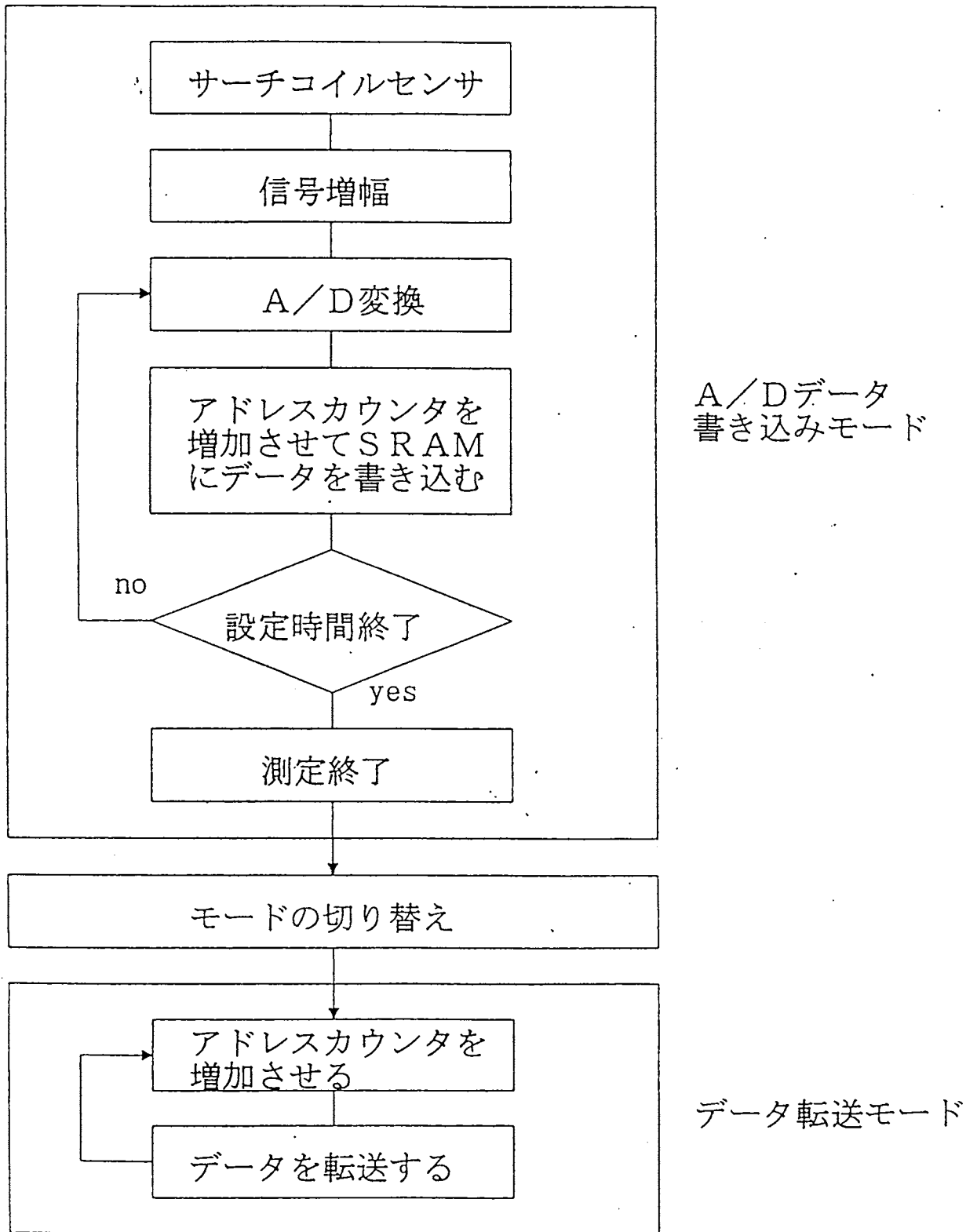


図 7.10: 磁界波形捕捉受信機の動作過程

# 第 8 章 磁界波形捕捉受信システムの動作 結果

波形捕捉受信機は、アナログ部とデジタル部に分けられる。ここでは、実際に取り込んだ波形データを表示したものを示し、本機の性能の評価を行う。また、受信された波形信号の復元方法を示す。図 8.1 に 1 kHz の正弦波を本機に入力した場合の測定結果を示す。

## 8.1 アナログ部の動作

### 8.1.1 広ダイナミックレンジ化回路の動作

広ダイナミックレンジ化を行うための増幅回路が正常に動作している様子を図 8.2 に示す。この結果からも分かるように信号レベルの小さいところでは増幅が行われた波形が、信号レベルの大きいところではそのままの波形が A/D 変換されていることが分かる。

## 8.2 デジタル部の動作

A/D コンバータで 1kHz の正弦波を 50kHz でサンプリングした場合、波形捕捉されたデータをディスプレイに表示した際、一周あたり 50 点で構成されればよい。図 8.3 に本機で波形捕捉した 1kHz の正弦波を示す。この図の波形の一周の点数を数えたところ、50 点であった。このことより A/D コンバータでサンプリングされたデータは正確にコンピュータに転送されていると考えられる。

## 8.3 サーチコイルの周波数特性および位相特性

サーチコイルは磁界を電圧に変換するセンサである。ここでは、本研究室の森田技官によって製作された地下探査用のサーチコイル周波数特性及び位相特性を示す。図 8.4 から

図 8.6 にそれぞれ、 $\sim 1\text{kHz}$ 、 $\sim 10\text{kHz}$ 、 $\sim 50\text{kHz}$  の周波数特性を示す。位相特性を図 8.7～図 8.9 に示す。

## 8.4 受信波形の再現

磁界波形捕捉受信機で測定され、コンピュータに転送された波形データは、サーチコイルで受信された波形信号ではない。サーチコイルで受信された信号を推定するには、図 8.10 に示すようにサーチコイルおよび A/D コンバータの前処理部の伝達関数を逆算して、逆フーリエ変換することにより原信号を求めることができる。

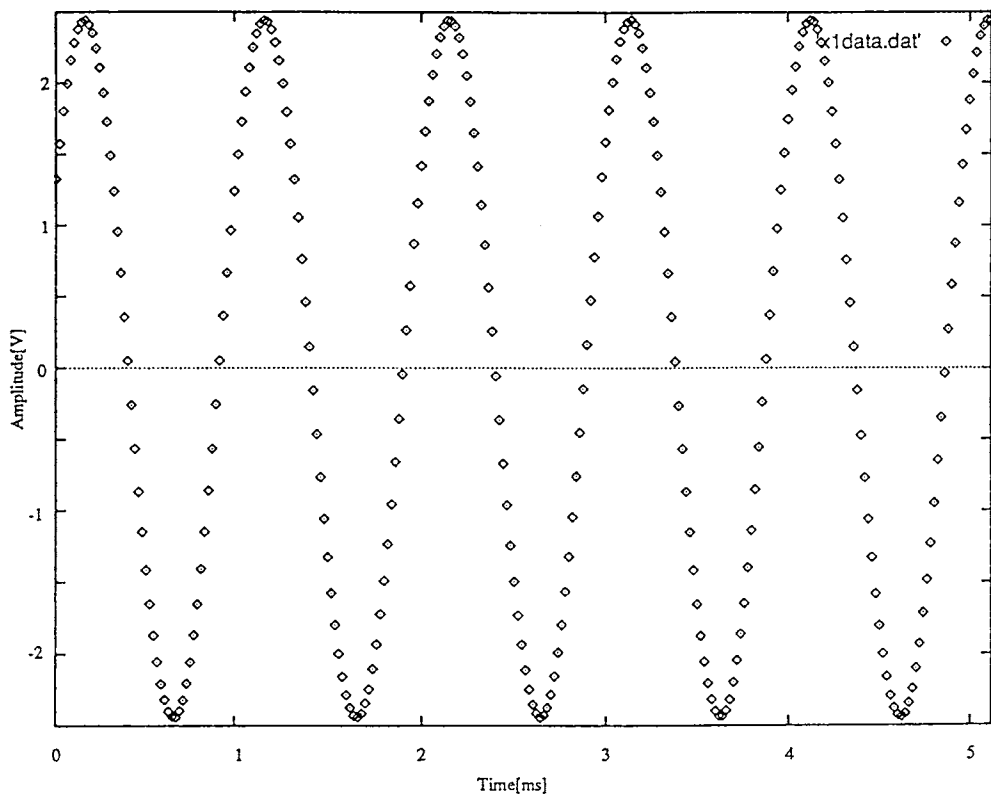


図 8.1: 1 kHz の正弦波を入力した場合の測定結果

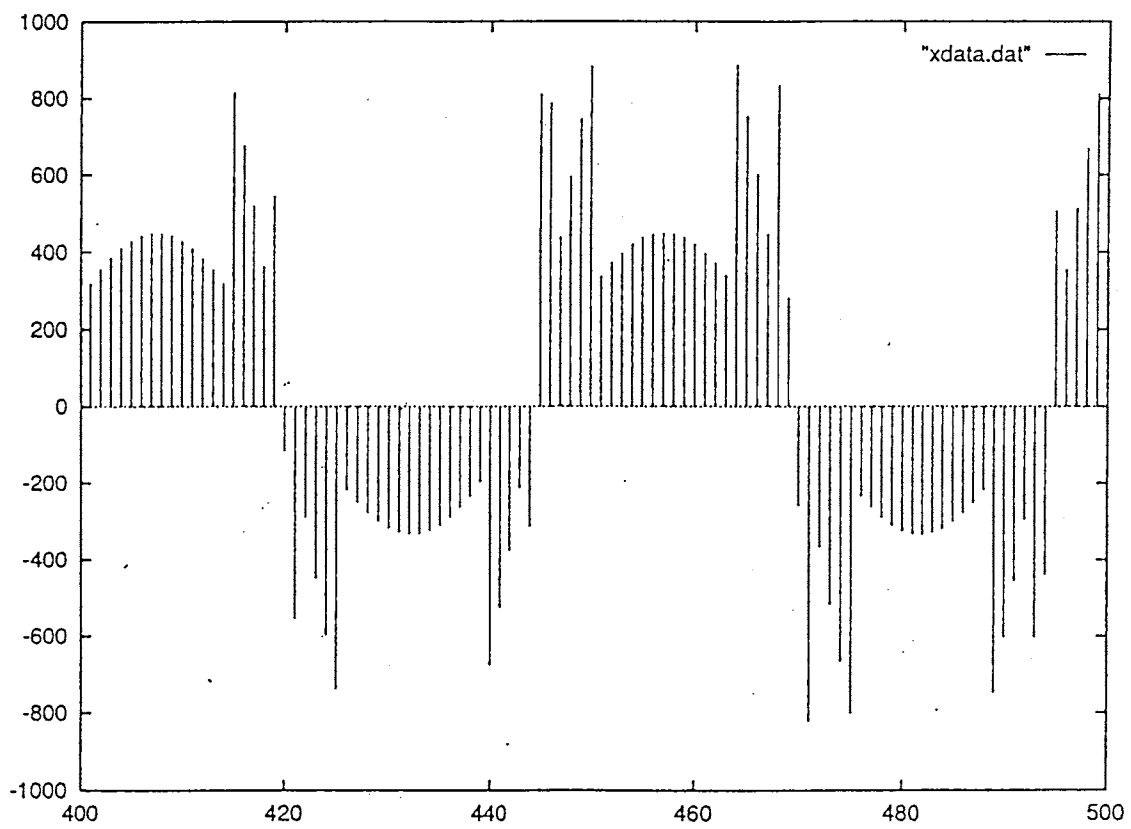


図 8.2: 広ダイナミックレンジ化回路の動作結果

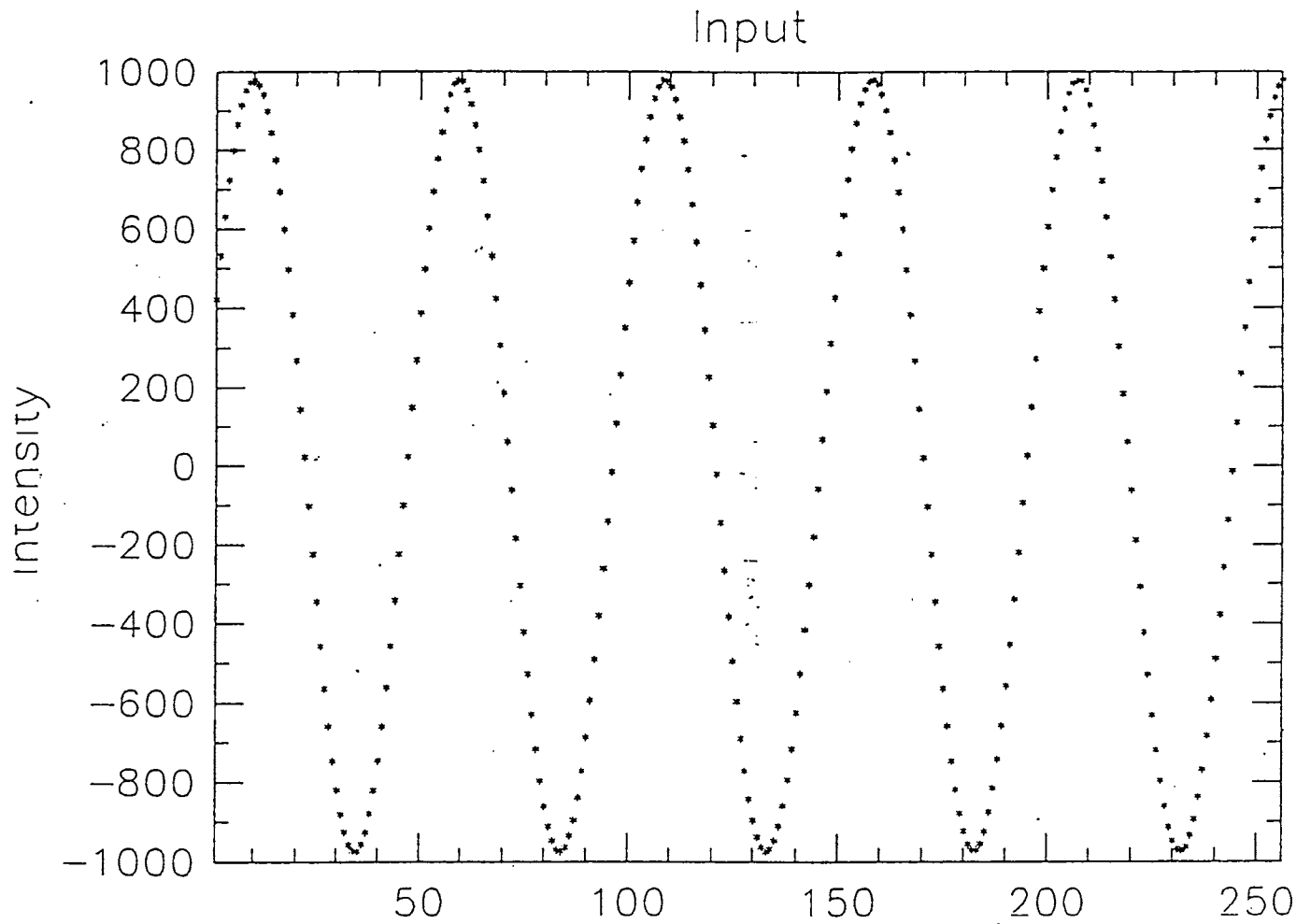


図 8.3: デジタル部の動作結果



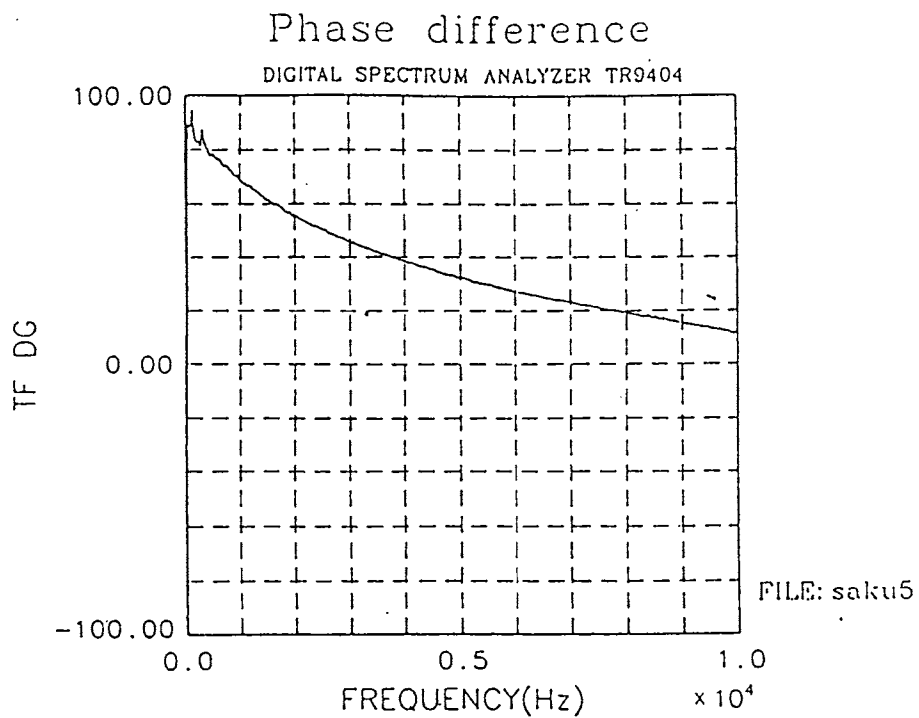


図 8.4: サーチコイルの周波数特性 (0~1kHz)

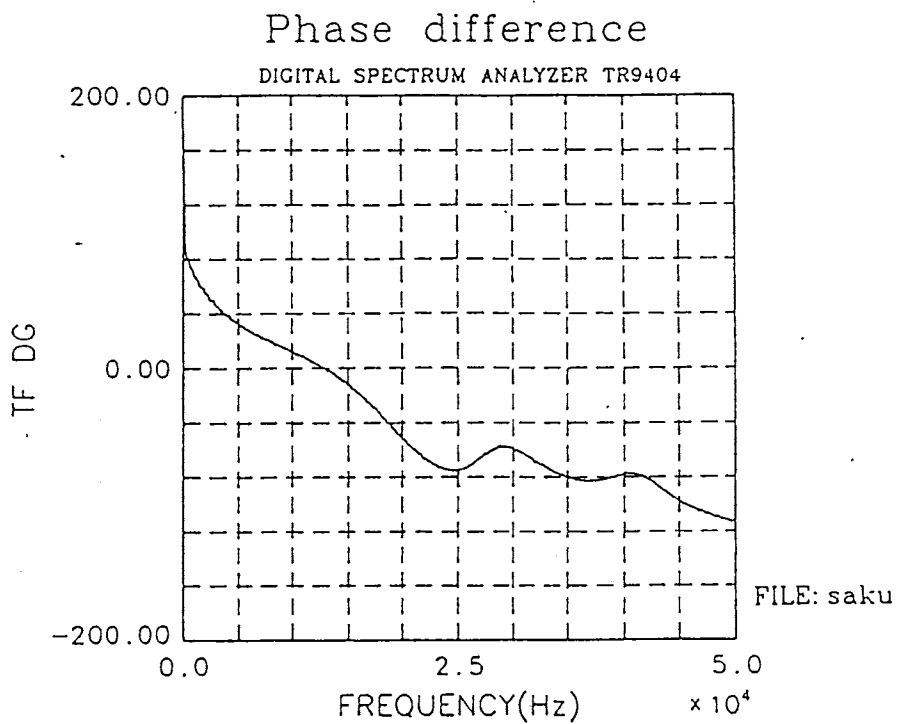


図 8.5: サーチコイルの周波数特性 (0~10kHz)

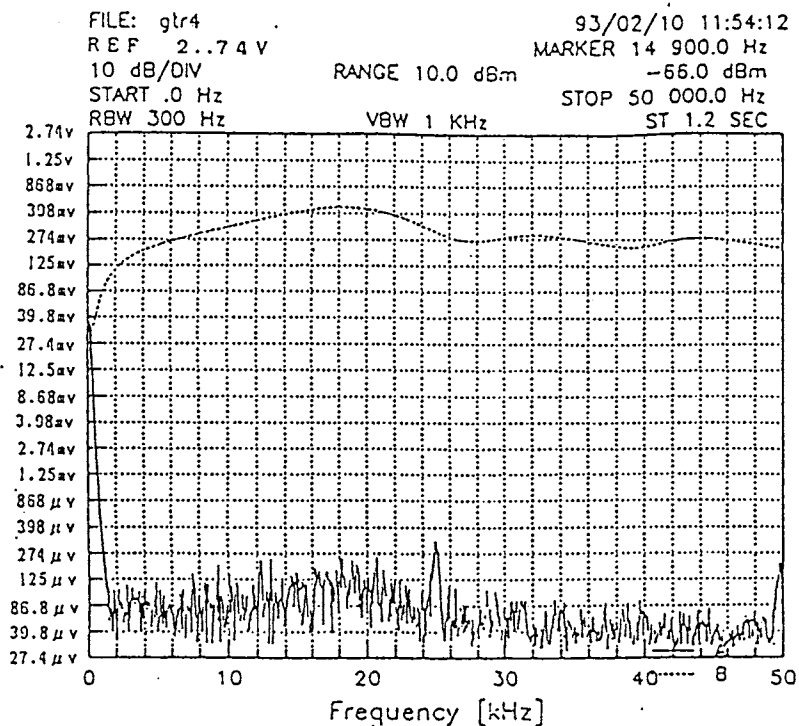


図 8.6: サーチコイルの周波数特性 (0~50kHz)

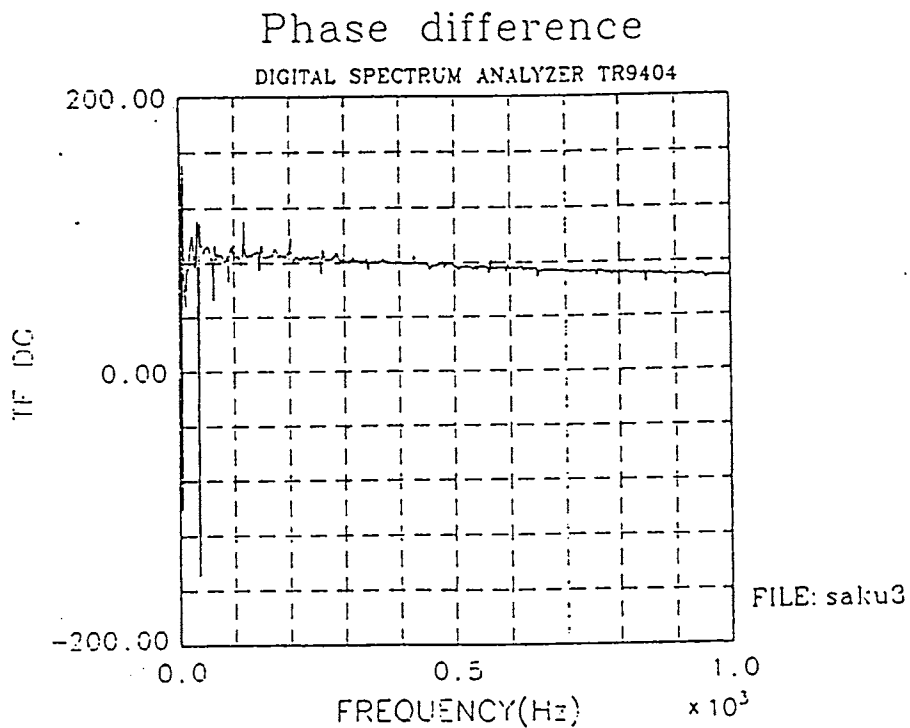


図 8.7: サーチコイルの位相特性 (0~1kHz)

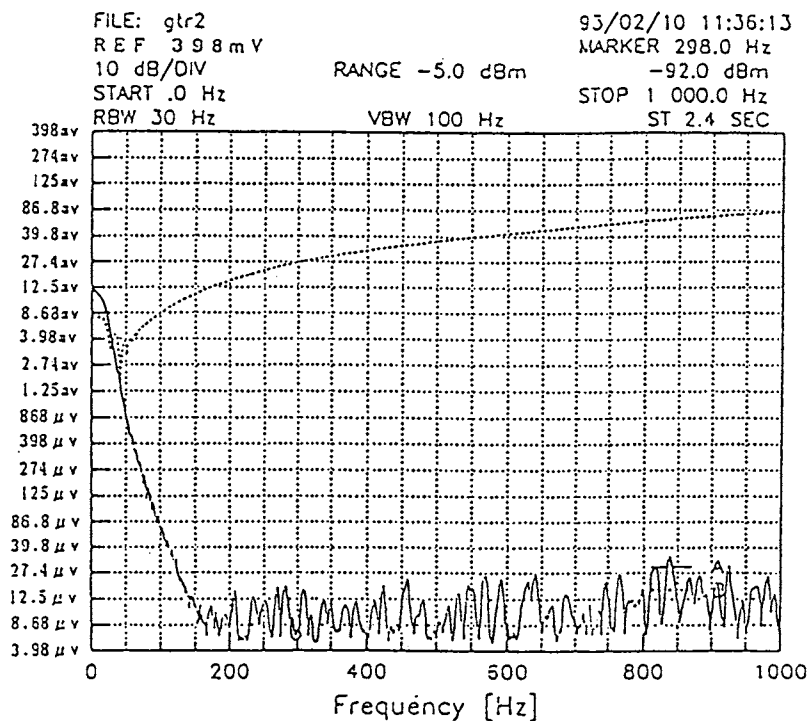


図 8.8: サーチコイルの位相特性 (0~10kHz)

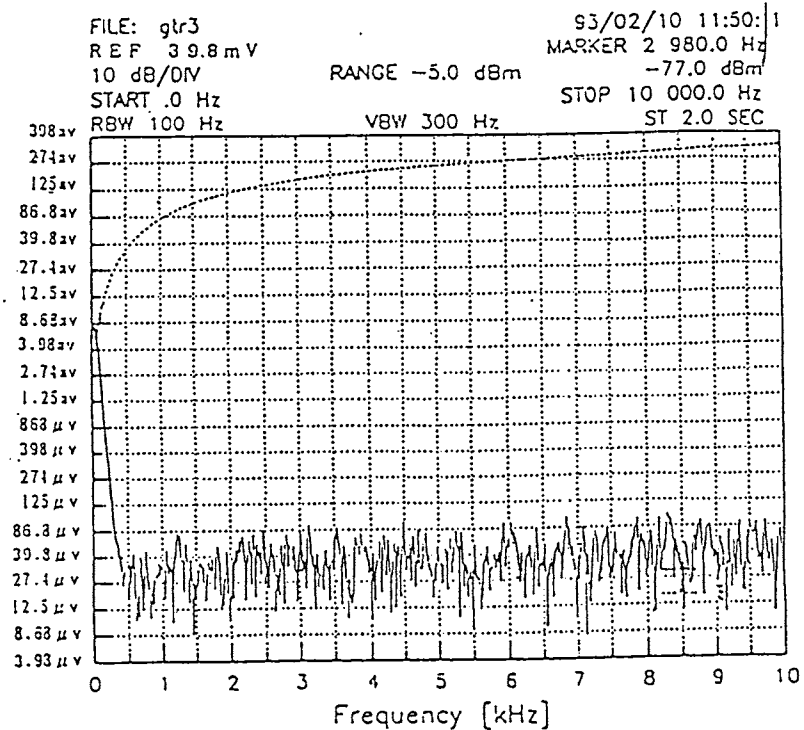


図 8.9: サーチコイルの位相特性 (0~50kHz)

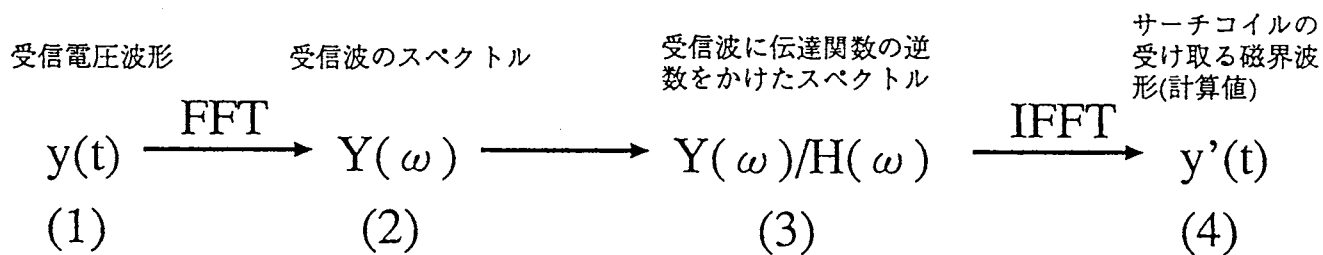


図 8.10: 波形の復元方法

## 参考文献

- [1] 西村康、斎藤正徳、亀井宏行、荒井郁夫、寺町康昌、“地中を見る、”電子情報通信学会誌、Vol.77、No.7、pp.713-720、1994年7月。
- [2] Yoshio Yamaguchi and Toshifumi Moriyama, “Polimetric Detection of Object Buried in Snowpack by a Synthetic Aperture FM-CW Radar,” IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, Vol.34, No.1, pp.45-51, 1996.
- [3] Wataru Kanda, Hisashi Utada, Masaaki Mishina, and Norihiko Sumitomo, “A Deep Transient EM Experiment in the Northern Part of Miyagi Prefecture, Northeastern Japan,” J.Geomag.Geolectr.,48,pp.1265-1280,1996.
- [4] 畑雅恭、矢橋清二、田学軍、内匠免、“雲仙普賢岳の活動と ELF 帯環境電磁波レベルについて、”電子情報通信学会、信学技報、EMCJ 94-68、pp.55-62、1994.
- [5] Takeo Yoshino, Ichiro Tomizawa, and Tomohiko Sugimoto, “Results of Statistical Analysis of Low-Frequency Seismogenic EM emissions as Precursors to earth-quakes and Volcanic Eruptions,” Physics of the Earth and Planetary Interiors, 77, pp.21-31, 1993.
- [6] Takeo Yoshino and Hikaru Sato, “The Study of Exciting Process of Seismogenic Emissions at Epicenter by Magnetic Flux Based on the Statistical Analysis,” Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction, Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), Tokyo, pp.631-640, 1994.
- [7] 鈴木務、“電波による地中・水中の探査、”計測と制御、Vol.20、No.8、pp.24-34、1981.
- [8] 安達三郎、“電磁波の研究 40 年、”最終講義、東北大学電通談話会記録第 63 巻、第 2 号、pp.1-18、1994.
- [9] “地中レーダにおける信号処理”、レーダ信号処理技術、電子情報通信学会、p.259-280、1996.
- [10] Zhi Haiyan, Lu Xicong, and Wu Chunbai, “Development and Application of a Carrier free Impulse Subsurface Detecting Radar in China”, Aerospace China, Summer 1994.

- [11] MS シリーズ、Magnetic Susceptibility System (MS2) の資料、Burlington 社、1995。
- [12] EM シリーズ、Geophysical Instrumentation for Exploration & the Environment, Geonics Limited, 1995。
- [13] 地中レーダ探査資料、NTT-TE 北陸、1996。
- [14] 新保哲也、山口博明、長野勇、“地表面近傍の地中 LF 電波伝搬特性、“物理探査、第 47 巻、第 2 号、pp.95-104、1995。
- [15] 小山良崇、“ELF/VLF 波による大地中伝搬解析、” 金沢大学電気・情報工学科、卒業論文、1992。
- [16] 今井邦彦、“大電力電磁パルス波発生装置の設計・制作、“金沢大学電気・情報工学科、卒業論文、1992。
- [17] R.J Luebber and H.S Langdon, “A Simple Feed Model that Reduces Time Steps Needed for FDTD Antenna and Microstrip Calculations,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.44, No.7, pp.1000-1005, July 1996.
- [18] 宇野 亨、FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析 中コース、アンテナ・伝搬における設計・解析手法ワークショップ (第 7 回)、p.113-114,1996 年 9 月 17 日。
- [19] 橋本修、阿部琢美、FDTD 時間領域差分法入門、森北出版株式会社、pp.67-71、1996。
- [20] James G.Maloney and Glenn S.Smith, “The Use of Surface Impedance Concepts in the Finite-Difference Time-Domain Method,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.40, No.1, pp.38-48, January 1992.
- [21] Kenneth Demarest, Zubo Huang, and Richard Plumb, “An FDTD Near to Far-Zone Transformation for Scatterers Buried in Stratified Grounds,” IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol.44, No.8, pp.1150-1157, August 1996.
- [22] Nagendra P. Singh and T. Lal, “Electromagnetic Response of Horizontal Magnetic Dipole over Inhomogeneous Earth Model with Conductivity Variation,” Journal of Geomagnetic and Geoelectronic., 48, pp.1281-1294, 1996.

- [23] Jacqueline M. Bourgeois and Glenn S. Smith, "A Fully Three-Dimensional Simulation of a Ground-Penetrating Radar : FDTD Theory Compared with Experiment," *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol.34, No.1, 1996.
- [24] Tim Bergmann, Johan O.A Robertsson, and Klaus Holliger, "Numerical Properties of Staggered Finite-Difference Solution of Maxwell's equations for Ground-Penetrating Radar Modeling," *Geophysical Research Letters*, Vol.23, No.1, pp.45-48, January 1996.
- [25] Kenneth K. Mei and Jiayuan Fang, "Superabsorption - A Method to Improve Absorbing Boundary Conditions," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol.40, No.9, September 1992.
- [26] Bjorn Engquist and Andrew Majda, "Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Waves," *Mathematics of Computation*, Vol.31, No.139, pp.629-651, July 1977.
- [27] Gerrit Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time Domain Electromagnetic-Field Equations," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol.EMC-23, No.4, Nov.1981.
- [28] Jean-Pierre Berenger, "A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves", *Journal of Computational Physics* 114, p.185-200, 1994.
- [29] Daniel S. Katz, Eric. T. Thiele, and Allen Taflove, "Validation and Extension to Three Dimensions of the Berenger PML Absorbing Boundary Condition for FD-TD Meshes", *IEEE Microwave And Guided Wave Letters*, Vol.4, No.8, August 1994.
- [30] R. Holland, "Finite-Difference Time Domain (FDTD) Analysis of Magnetic Diffusion," *IEEE Transactions on Electromagnetics Compatibility*, 36, 1, pp.32-39, 1994.
- [31] 宇野 亨、FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析 中コース、アンテナ・伝搬における設計・解析手法ワークショップ (第7回)、p.54, 1996年9月17日。
- [32] 前田憲一、木村磐根、電磁波動論、オーム社、pp.6-7, 1996.
- [33] 前田憲一、木村磐根、電磁波動論、オーム社、付録、1996.

- [34] Kane S.Yee, "Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwells Equations in Isotropic Media", *IEEE Transactions on Antennas & Propagation*, Vol.AP-14,No.3, pp.302-307, 1966.
- [35] 宇野 亨、FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析 中コース、アンテナ・伝搬における設計・解析手法ワークショップ (第7回)、p.67,1996年9月17日.
- [36] 後藤尚久、新井宏之、電波工学、昭晃堂、p.159、1993.
- [37] G.N Watson, *Theory of Bessel Functions*, Cambridge at The University Press, p.170, 1962.
- [38] 安達 三郎、電磁波工学、コロナ社、p.43, 1992.
- [39] 田中 春幸:" コンピュータシミュレーションによる不均質媒質中電磁波伝搬の解析", 金沢大学工学部電気・情報工学科卒業論文,1996.
- [40] 橋本 修,阿部 琢美:"FDTD 時間領域差分法入門", 森北出版株式会社,1996.
- [41] 何 一偉,宇野 亮,安達 三郎:"FDTD 法を用いた地中埋設無限長導体による円筒波の過度散乱解析", 電子情報通信学会論文誌 B-II ,J76-B-II,4,pp.245-252,1993-4.
- [42] 前島 治,何 一偉,宇野 亮,安達 三郎:" 2次元不均質媒質中の物体による円筒電磁波過度散乱の FDTD 法解析", 電子情報通信学会論文誌 B-II ,J76-B-II,2,pp.138-141,1993-10.
- [43] 末松 安晴:" 電磁気学", 共立出版,1992.
- [44] 山口直人:" 地下探査レーダ用波形捕捉受信器の設計・製作", 金沢大学工学部電気・情報工学科卒業論文,1994.
- [45] トランジスタ技術 SPECIAL NO.3 CQ 出版社
- [46] トランジスタ技術 SPECIAL NO.19 CQ 出版社
- [47] トランジスタ技術 SPECIAL NO.25 CQ 出版社
- [48] 稲葉保 著 電子回路技術定石集 CQ 出版社
- [49] 小林芳直 著 デジタル回路テイクオフ CQ 出版社



- [50] A/D コンバータ CS5012 データシート 旭化成マイクロシステム
- [51] 電子回路部品 活用ハンドブック CQ 出版社
- [52] 94 年度版 74 シリーズ規格表 CQ 出版社
- [53] 94 年度版 A-D/D-A コンバータ規格表 CQ 出版社
- [54] A-D コンバータを使いこなす CQ 出版社
- [55] 相沢一石:8086 ファミリーハンドブック CQ 出版社

付録 A 電磁波の位相速度  $V_p$  と群速度  $V_g$

Velocity ( $f = 10^1$  Hz)

$\sigma[S/m]$	$\epsilon_r$	$V_p[m/s]$	$V_g[m/s]$	$\lambda_g[m]$
1.000E-05	2.000D+00	3.162D+06	6.323D+06	6.3235D+05
1.000E-05	3.000D+00	3.162D+06	6.323D+06	6.3230D+05
1.000E-05	4.000D+00	3.162D+06	6.322D+06	6.3224D+05
1.000E-04	2.000D+00	1.000D+06	2.000D+06	2.0000D+05
1.000E-04	3.000D+00	1.000D+06	2.000D+06	1.9999D+05
1.000E-04	4.000D+00	1.000D+06	2.000D+06	1.9999D+05
1.000E-03	1.000D+01	3.162D+05	6.325D+05	6.3245D+04
1.000E-03	1.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3245D+04
1.000E-03	2.000D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+04
1.000E-03	2.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+04
1.000E-03	3.000D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+04
1.000E-03	3.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+04
1.000E-02	1.000D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04
1.000E-02	1.500D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04
1.000E-02	2.000D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04
1.000E-02	2.500D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04
1.000E-02	3.000D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04
1.000E-02	3.500D+01	1.000D+05	2.000D+05	2.0000D+04

表 A.1:  $f = 10$  Hz の位相速度、群速度、波長

Velocity ( $f = 10^2$  Hz)

$\sigma[S/m]$	$\epsilon_r$	$V_p[m/s]$	$V_g[m/s]$	$\lambda_g[m]$
1.000E-05	2.000D+00	9.994D+06	1.997D+07	1.9967D+05
1.000E-05	3.000D+00	9.992D+06	1.995D+07	1.9950D+05
1.000E-05	4.000D+00	9.989D+06	1.993D+07	1.9933D+05
1.000E-04	2.000D+00	3.162D+06	6.323D+06	6.3235D+04
1.000E-04	3.000D+00	3.162D+06	6.323D+06	6.3230D+04
1.000E-04	4.000D+00	3.162D+06	6.322D+06	6.3224D+04
1.000E-03	1.000D+01	1.000D+06	2.000D+06	1.9998D+04
1.000E-03	1.500D+01	1.000D+06	2.000D+06	1.9997D+04
1.000E-03	2.000D+01	9.999D+05	2.000D+06	1.9997D+04
1.000E-03	2.500D+01	9.999D+05	2.000D+06	1.9996D+04
1.000E-03	3.000D+01	9.999D+05	1.999D+06	1.9995D+04
1.000E-03	3.500D+01	9.999D+05	1.999D+06	1.9994D+04
1.000E-02	1.000D+01	3.162D+05	6.325D+05	6.3245D+03
1.000E-02	1.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3245D+03
1.000E-02	2.000D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+03
1.000E-02	2.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+03
1.000E-02	3.000D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+03
1.000E-02	3.500D+01	3.162D+05	6.324D+05	6.3244D+03

表 A.2:  $f = 100$  Hz の位相速度、群速度、波長

Velocity ( $f = 10^3$  Hz)

$\sigma[S/m]$	$\epsilon_r$	$V_p[m/s]$	$V_g[m/s]$	$\lambda_g[m]$
1.000E-05	2.000D+00	3.145D+07	6.220D+07	6.2203D+04
1.000E-05	3.000D+00	3.136D+07	6.169D+07	6.1691D+04
1.000E-05	4.000D+00	3.127D+07	6.118D+07	6.1185D+04
1.000E-04	2.000D+00	9.994D+06	1.997D+07	1.9967D+04
1.000E-04	3.000D+00	9.992D+06	1.995D+07	1.9950D+04
1.000E-04	4.000D+00	9.989D+06	1.993D+07	1.9933D+04
1.000E-03	1.000D+01	3.161D+06	6.319D+06	6.3193D+03
1.000E-03	1.500D+01	3.161D+06	6.317D+06	6.3166D+03
1.000E-03	2.000D+01	3.161D+06	6.314D+06	6.3140D+03
1.000E-03	2.500D+01	3.160D+06	6.311D+06	6.3114D+03
1.000E-03	3.000D+01	3.160D+06	6.309D+06	6.3088D+03
1.000E-03	3.500D+01	3.159D+06	6.306D+06	6.3061D+03
1.000E-02	1.000D+01	1.000D+06	2.000D+06	1.9998D+03
1.000E-02	1.500D+01	1.000D+06	2.000D+06	1.9997D+03
1.000E-02	2.000D+01	9.999D+05	2.000D+06	1.9997D+03
1.000E-02	2.500D+01	9.999D+05	2.000D+06	1.9996D+03
1.000E-02	3.000D+01	9.999D+05	1.999D+06	1.9995D+03
1.000E-02	3.500D+01	9.999D+05	1.999D+06	1.9994D+03

表 A.3:  $f = 1$  kHz の位相速度、群速度、波長

Velocity ( $f = 10^4$  Hz)

$\sigma[S/m]$	$\epsilon_r$	$V_p[m/s]$	$V_g[m/s]$	$\lambda_g[m]$
1.000E-05	2.000D+00	9.460D+07	1.704D+08	1.7036D+04
1.000E-05	3.000D+00	9.203D+07	1.580D+08	1.5804D+04
1.000E-05	4.000D+00	8.955D+07	1.471D+08	1.4714D+04
1.000E-04	2.000D+00	3.145D+07	6.220D+07	6.2203D+03
1.000E-04	3.000D+00	3.136D+07	6.169D+07	6.1691D+03
1.000E-04	4.000D+00	3.127D+07	6.118D+07	6.1185D+03
1.000E-03	1.000D+01	9.972D+06	1.983D+07	1.9834D+03
1.000E-03	1.500D+01	9.958D+06	1.975D+07	1.9752D+03
1.000E-03	2.000D+01	9.945D+06	1.967D+07	1.9670D+03
1.000E-03	2.500D+01	9.931D+06	1.959D+07	1.9589D+03
1.000E-03	3.000D+01	9.917D+06	1.951D+07	1.9508D+03
1.000E-03	3.500D+01	9.903D+06	1.943D+07	1.9428D+03
1.000E-02	1.000D+01	3.161D+06	6.319D+06	6.3193D+02
1.000E-02	1.500D+01	3.161D+06	6.317D+06	6.3166D+02
1.000E-02	2.000D+01	3.161D+06	6.314D+06	6.3140D+02
1.000E-02	2.500D+01	3.160D+06	6.311D+06	6.3114D+02
1.000E-02	3.000D+01	3.160D+06	6.309D+06	6.3088D+02
1.000E-02	3.500D+01	3.159D+06	6.306D+06	6.3061D+02

表 A.4:  $f = 10$  kHz の位相速度、群速度、波長

Velocity ( $f = 10^5$  Hz)

$\sigma[S/m]$	$\epsilon_r$	$V_P[m/s]$	$V_G[m/s]$	$\lambda_g[m]$
1.000E-05	2.000D+00	1.958D+08	2.246D+08	2.2456D+03
1.000E-05	3.000D+00	1.663D+08	1.791D+08	1.7906D+03
1.000E-05	4.000D+00	1.464D+08	1.531D+08	1.5314D+03
1.000E-04	2.000D+00	9.460D+07	1.704D+08	1.7036D+03
1.000E-04	3.000D+00	9.203D+07	1.580D+08	1.5804D+03
1.000E-04	4.000D+00	8.955D+07	1.471D+08	1.4714D+03
1.000E-03	1.000D+01	3.076D+07	5.827D+07	5.8274D+02
1.000E-03	1.500D+01	3.033D+07	5.601D+07	5.6006D+02
1.000E-03	2.000D+01	2.991D+07	5.387D+07	5.3873D+02
1.000E-03	2.500D+01	2.950D+07	5.187D+07	5.1865D+02
1.000E-03	3.000D+01	2.910D+07	4.998D+07	4.9977D+02
1.000E-03	3.500D+01	2.871D+07	4.820D+07	4.8201D+02
1.000E-02	1.000D+01	9.972D+06	1.983D+07	1.9834D+02
1.000E-02	1.500D+01	9.958D+06	1.975D+07	1.9752D+02
1.000E-02	2.000D+01	9.945D+06	1.967D+07	1.9670D+02
1.000E-02	2.500D+01	9.931D+06	1.959D+07	1.9589D+02
1.000E-02	3.000D+01	9.917D+06	1.951D+07	1.9508D+02
1.000E-02	3.500D+01	9.903D+06	1.943D+07	1.9428D+02

表 A.5:  $f = 100$  kHz の位相速度、群速度、波長

付録 B 磁界強度  $B_z$

距離 (m)	自由空間	乾燥地 (1)(pT)	乾燥地 (2)(pT)	湿地 (1)(pT)	湿地 (2)(pT)
150.000	459.989	1757.20	3642.27	5397.55	72.1710
300.000	229.994	765.354	783.068	173.771	3.14932E-03
450.000	153.330	444.470	224.474	7.45932	1.83235E-07
600.000	114.997	290.386	72.3911	0.360224	1.19937E-11
750.000	91.9978	202.366	24.9020	1.85556E-02	8.37391E-16
900.000	76.6648	146.902	8.92298	9.95648E-04	6.09019E-20
1050.00	65.7127	109.687	3.28868	5.49505E-05	4.55584E-24
1200.00	57.4986	83.6052	1.23733	3.09593E-06	3.47905E-28
1350.00	51.1099	64.7370	0.472925	1.77195E-07	2.69893E-32
1500.00	45.9989	50.7536	0.183018	1.02685E-08	2.11991E-36
1650.00	41.8172	40.1926	7.15416E-02	6.01070E-10	1.68194E-40
1800.00	38.3324	32.0944	2.81986E-02	3.54772E-11	1.40130E-44
1950.00	35.3838	25.8071	1.11924E-02	2.10862E-12	0.
2100.00	32.8563	20.8750	4.46886E-03	1.26074E-13	0.
2250.00	30.6659	16.9721	1.79346E-03	7.57662E-15	0.

表 B.1: 磁界密度

距離 (m)	自由空間	乾燥地 (1)(pT)	乾燥地 (2)(pT)	湿地 (1)(pT)	湿地 (2)(pT)
2400.00	28.7493	13.8605	7.22971E-04	4.57361E-16	0.
2550.00	27.0582	11.3637	2.92584E-04	2.77167E-17	0.
2700.00	25.5549	9.34908	1.18819E-04	1.68551E-18	0.
2850.00	24.2099	7.71542	4.84018E-05	1.02816E-19	0.
3000.00	22.9994	6.38491	1.97716E-05	6.28923E-21	0.
3150.00	21.9042	5.29709	8.09676E-06	3.85674E-22	0.
3300.00	20.9086	4.40459	3.32327E-06	2.37044E-23	0.
3450.00	19.9995	3.67005	1.36684E-06	1.45994E-24	0.
3600.00	19.1662	3.06380	5.63240E-07	9.00875E-26	0.
3750.00	18.3996	2.56215	2.32500E-07	5.56863E-27	0.
3900.00	17.6919	2.14606	9.61273E-08	3.44768E-28	0.
4050.00	17.0366	1.80021	3.98029E-08	2.13771E-29	0.
4200.00	16.4282	1.51217	1.65036E-08	1.32729E-30	0.
4350.00	15.8617	1.27184	6.85167E-09	8.25161E-32	0.
4500.00	15.3330	1.07098	2.84794E-09	5.13603E-33	0.
4650.00	14.8383	0.902845	1.18508E-09	3.20036E-34	0.
4800.00	14.3747	0.761898	4.93649E-10	1.99629E-35	0.
4950.00	13.9391	0.643583	2.05832E-10	1.24644E-36	0.
5100.00	13.5291	0.544141	8.59023E-11	7.78966E-38	0.
5250.00	13.1425	0.460462	3.58818E-11	4.87238E-39	0.
5400.00	12.7775	0.389970	1.50002E-11	3.05014E-40	0.
5550.00	12.4321	0.330525	6.27561E-12	1.91081E-41	0.
5700.00	12.1050	0.280346	2.62744E-12	1.19811E-42	0.
5850.00	11.7946	0.237949	1.10080E-12	7.56701E-44	0.
6000.00	11.4997	0.202098	4.61500E-13	4.20390E-45	0.

表 B.2: 磁界密度



## 付録 C 磁界波形捕捉受信機回路図

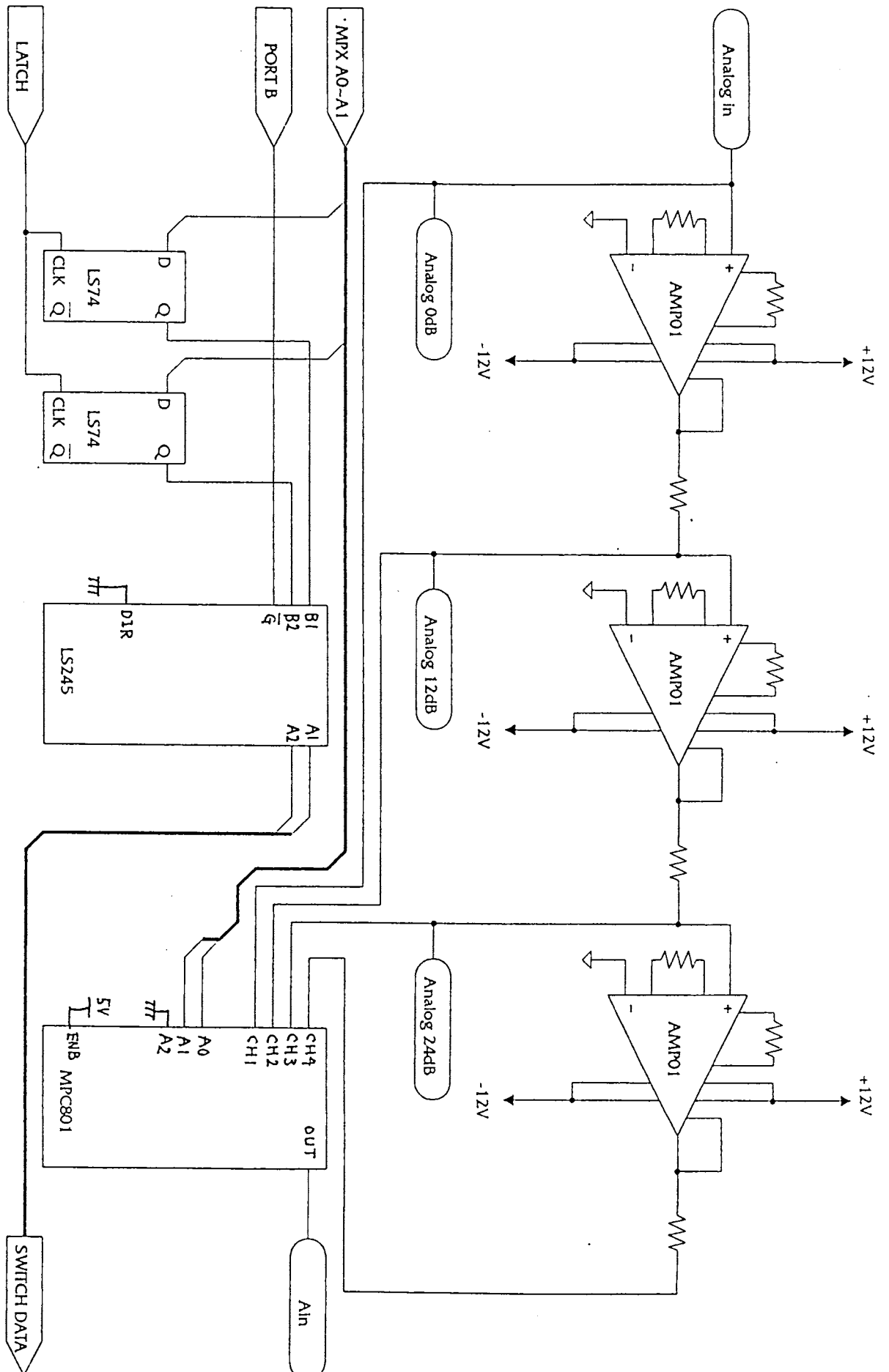


図 C.1: 広ダイナミックレンジ増幅回路 1

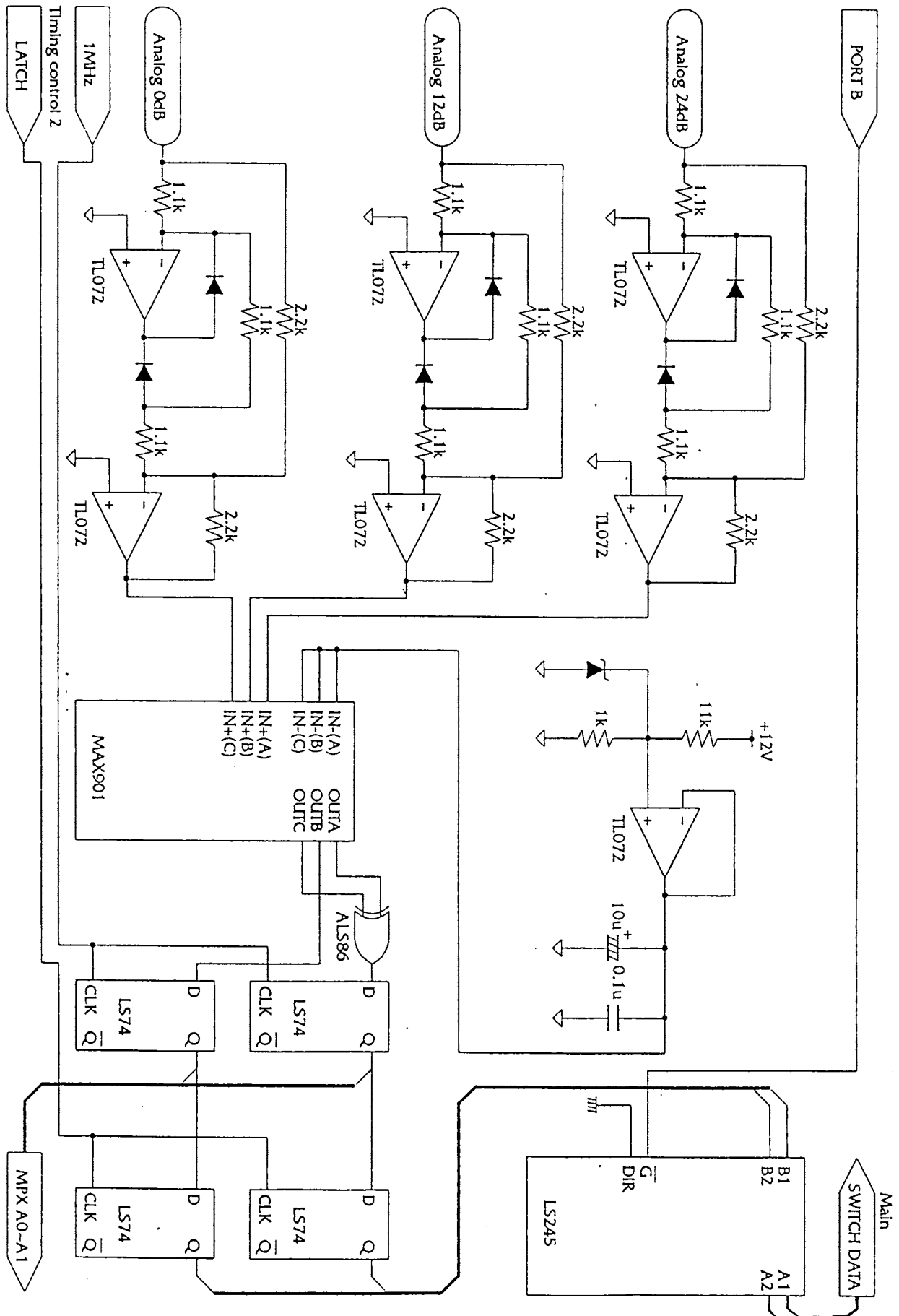


図 C.2: 広ダイナミックレンジ増幅回路 2

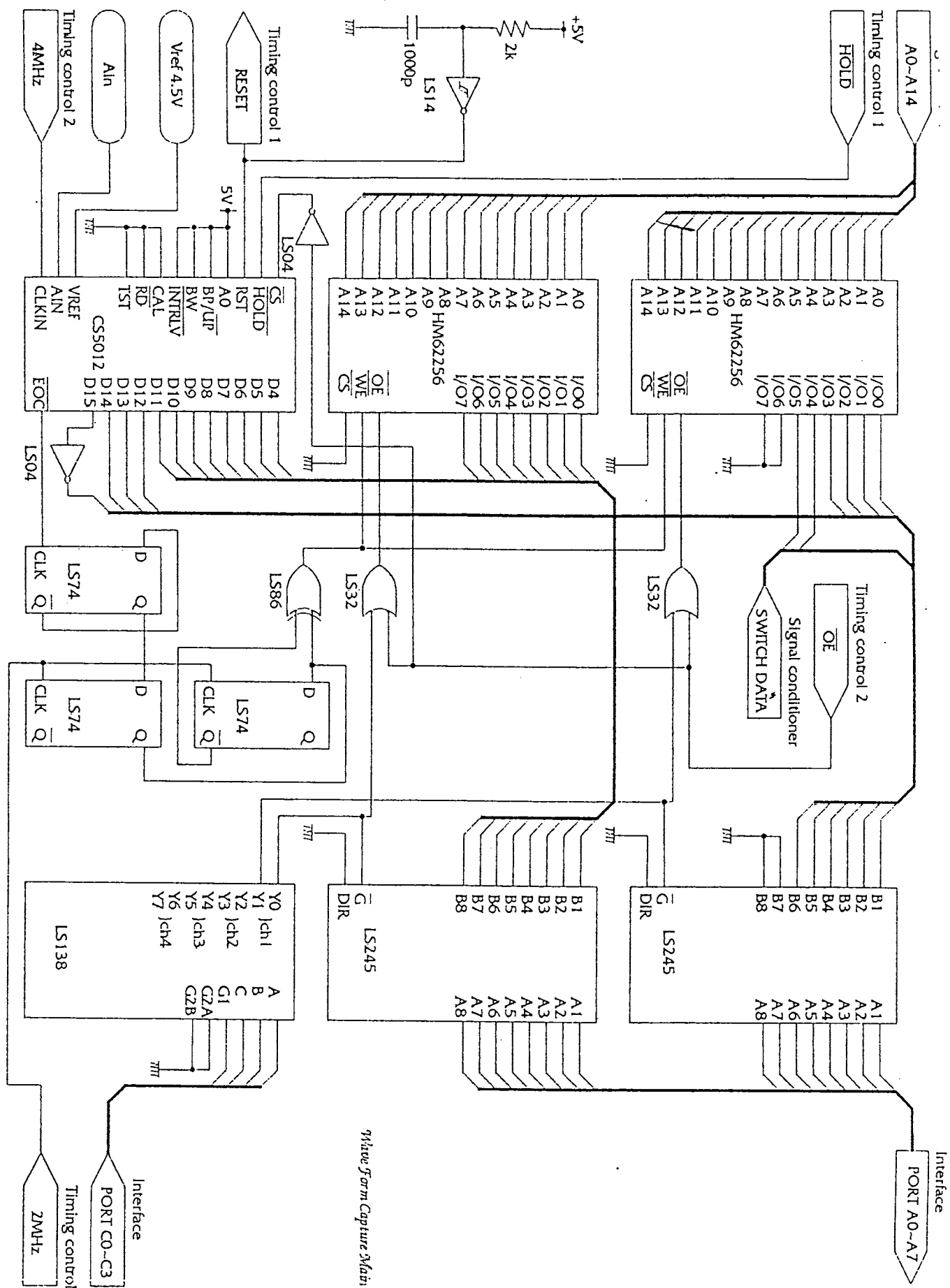


図 C.3: メイン回路図

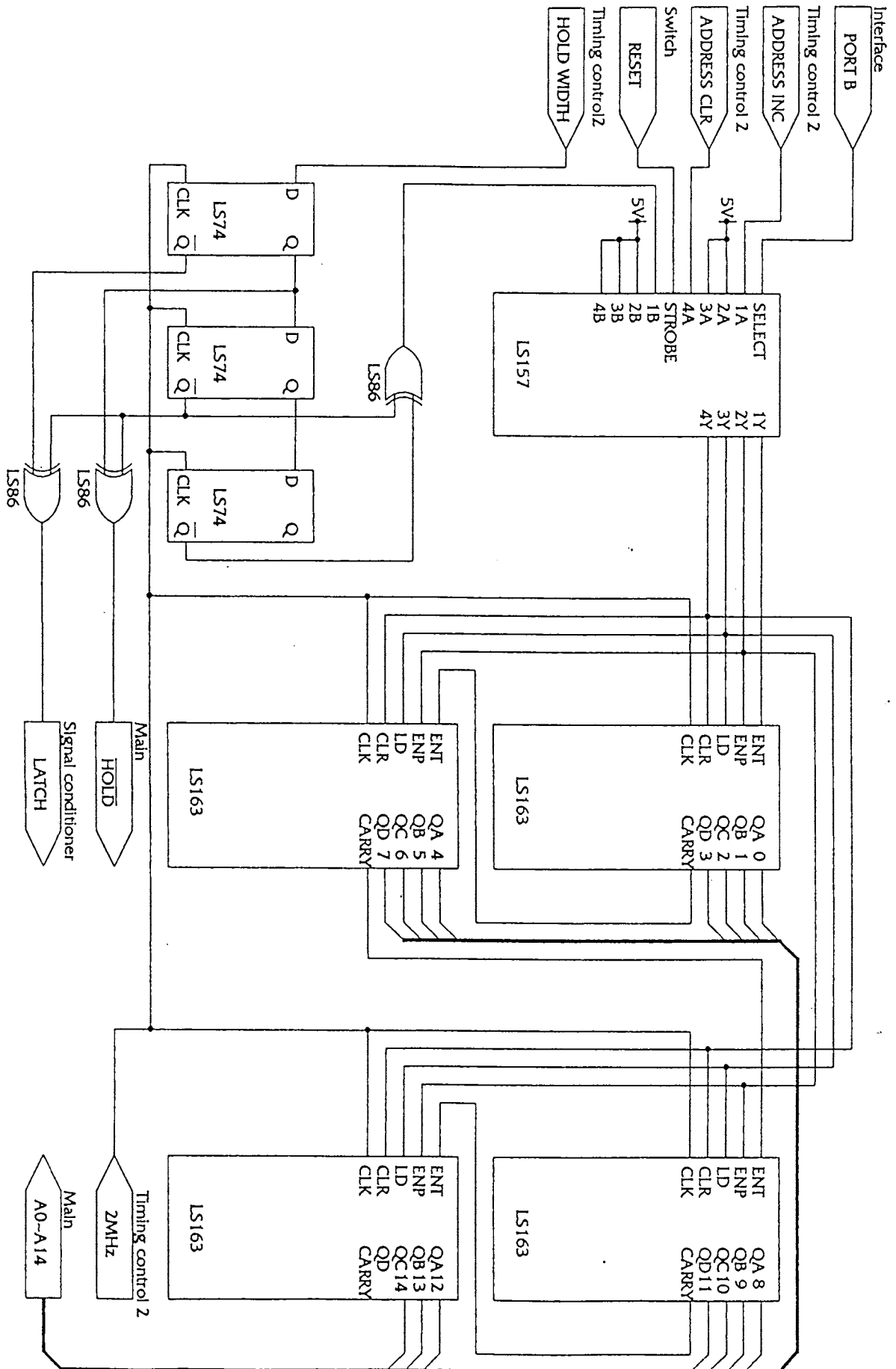
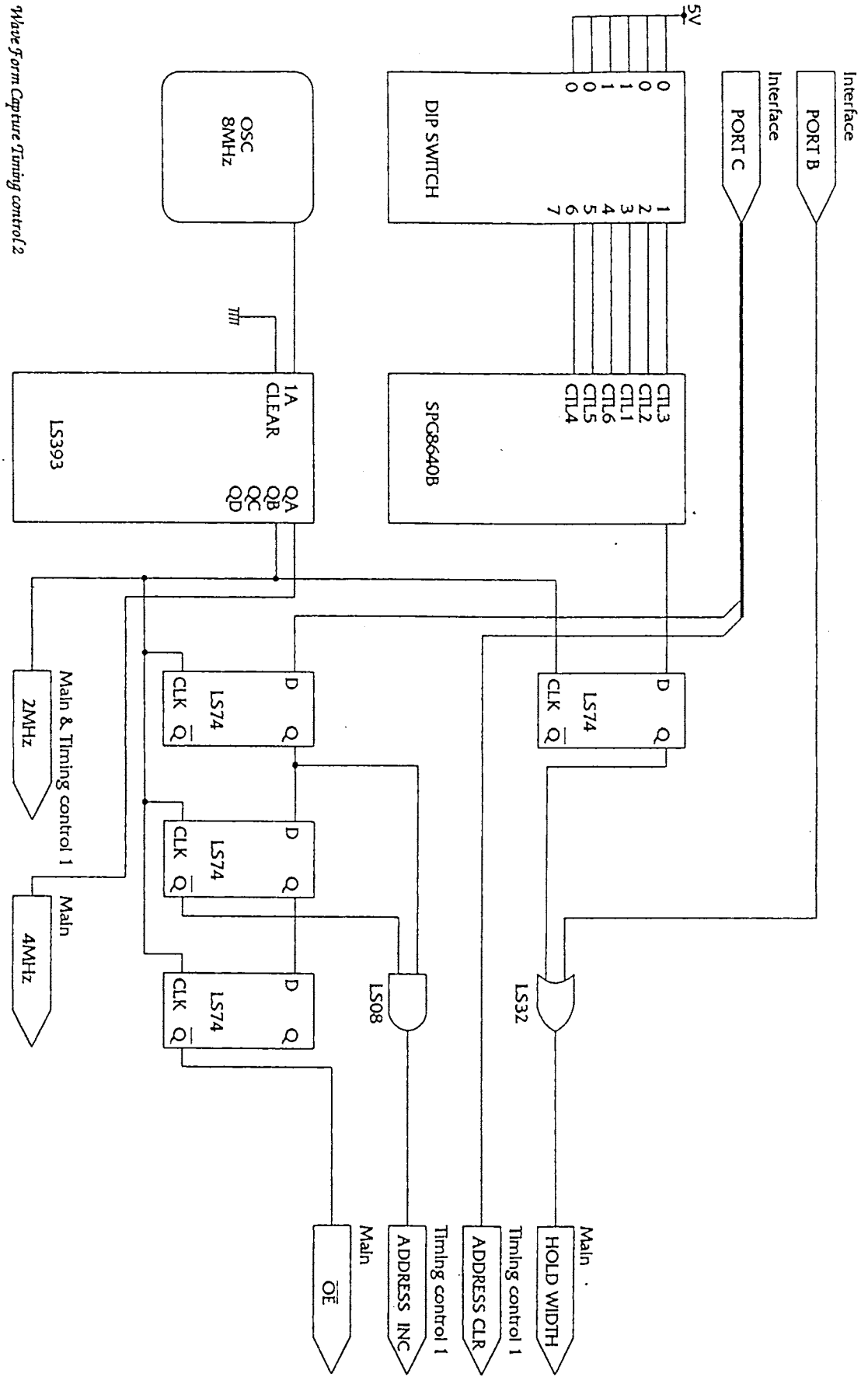


図 C.4: タイミングコントロール回路 1



Wave Form Capture Timing control 2

図 C.5: タイミングコントロール回路 2