

精密周波数制御連続電磁波調査法の研究

— 先行基礎工学分野に関する研究詳細報告書 —

2000年3月

京 都 大 学

核燃料サイクル開発機構 東濃地科学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1194 茨城県那珂郡東海村松4番49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Naka-gun, Ibaraki 319-1194,

Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2000

精密周波数制御連続電磁波調査法の研究

—先行基礎工学分野に関する研究詳細報告書—

真田 佳典^{*1)}、渡辺 俊樹^{*2)}
藪内 聡^{*3)}

要 旨

本研究では、地下に電磁波エネルギーを送り込み、それに対する地下の応答を観測することにより地下構造を解析する地球物理学的調査において、正弦波的に変化する電磁エネルギーの周波数を高精度に制御し、連続して長時間地下に送り込む手法について研究開発を行った。本手法を採用することによって、調査深度の拡大や解析精度の向上ならびに調査機器の小型化を目指した。

本報告書は本研究テーマのうち数値シミュレーションおよびデータ解析技術に関する研究の報告である。電磁波動現象は周波数によって挙動が大きく異なるため、周波数が数 Hz ～数 kHz 程度の低周波数を利用した電磁探査法および周波数が数十 MHz ～数 GHz 程度の高周波数を利用した地下レーダー法のそれぞれについて電磁波動現象のシミュレーションを行った。次に、本調査手法の主な適用対象を岩盤内のフラクチャおよび含水破碎帯と想定し、地下レーダー法による岩盤内の微細構造の検出の可能性について検討した。次に、計測した電磁波動データから岩盤内部の物性値分布を求めるインバージョン解析手法について、数値実験および実データへの適用を行った。さらに、高分解能な時間一周波数解析アルゴリズムについて検討した。

^{*1)} 研究生 (京都大学大学院工学研究科 資源工学専攻)

^{*2)} 客員研究員 (京都大学大学院工学研究科 資源工学専攻 助手)

^{*3)} 核燃料サイクル開発機構 東濃地科学センター 調査技術研究グループ

目次

1	緒論	1
1.1	本研究の目的	1
1.2	本研究の内容	2
1.2.1	平成8年度	2
1.2.2	平成9年度	3
1.2.3	平成10年度	3
1.3	本報告書の構成	4
2	高周波数電磁波動現象のシミュレーション	5
2.1	電磁波の基礎理論および時間領域有限差分法	5
2.1.1	電磁波基礎方程式	5
2.1.2	時間領域有限差分法	8
2.2	電磁波動現象の基礎的性質に関するシミュレーション	13
2.2.1	基本モデル	13
2.2.2	比抵抗による変化	14
2.2.3	誘電率による変化	15
2.2.4	考察	15
2.3	空気・岩盤境界近傍の電磁波動現象の解析	21
2.4	ボアホール・レーダーによる含水破碎帯の検出のシミュレーション	28
2.5	連続波信号のシミュレーションへの拡張	34
2.5.1	目的および問題点	34
2.5.2	プログラムの改良とその効果	34
3	電磁フルウェーブ・トモグラフィ	39
3.1	背景および目的	39
3.2	インバージョンの理論	39
3.2.1	Maxwell 方程式のグリーン関数と随伴方程式	39
3.2.2	インバージョン法	41

3.2.3	計算手順	43
3.3	数値計算による検討	45
3.3.1	方形の導電性異常体モデル	45
3.3.2	含水破碎帯の検出	46
3.4	現地計測データへの適用	52
4	高精度な時間-周波数解析手法の検討	56
4.1	高精度な周波数解析手法の検討	56
4.1.1	フーリエ変換法	56
4.1.2	最大エントロピー法 (MEM)	57
4.1.3	存否 (そんぴ) 法	57
4.2	高精度な時間-周波数解析手法の検討	58
4.2.1	短時間フーリエ変換による時間-周波数解析	59
4.2.2	連続ウェーブレット変換	59
4.2.3	連続ウェーブレット変換の解析例	61
5	結 論	68
	参 考 文 献	70

目 次

図 2.1	2次元 (x - y 平面) における変数配置と基本ブロック (Yee 格子)	9
図 2.2	3次元における変数配置と基本ブロック (Yee 格子)	11
図 2.3	計算モデル (基本モデル 1)	16
図 2.4	入力波形 (リッカー・ウェーブレット、ピーク周波数 100MHz)	17
図 2.5	基本モデル 1 (比抵抗 $1000\Omega\cdot\text{m}$) に対する計算結果	18
図 2.6	比抵抗の変化 ($100\Omega\cdot\text{m}$) による波形の変化	19
図 2.7	比誘電率の変化による波形の変化	20
図 2.8	岩盤・空気境界モデル	22
図 2.9	空気中における電場のスナップショット	23
図 2.10	岩盤・空気境界から 4ブロック離れた場合 (40-140 ステップ)	24
図 2.11	岩盤・空気境界から 4ブロック離れた場合 (160-220 ステップ)	25
図 2.12	岩盤・空気境界から 1ブロック離れた場合 (40-140 ステップ)	26
図 2.13	岩盤・空気境界から 1ブロック離れた場合 (160-220 ステップ)	27
図 2.14	シングルホール法の模式図	28
図 2.15	クロスホール法の模式図	28
図 2.16	含水破碎帯モデル 2 (幅 1 波長)	30
図 2.17	含水破碎帯モデル 3 (幅 1/2 波長)	31
図 2.18	モデル 2 で得られた波形	32
図 2.19	モデル 3 で得られた波形	33
図 2.20	3次元均質モデル	36
図 2.21	正弦波を入力とした場合の出力波形	37
図 2.22	ログスイープ波を入力とした場合の出力波形	38
図 3.1	電磁フルウェーブ・インバージョンのフローチャート	44
図 3.2	方形異常体モデル	47
図 3.3	計算領域と解析領域、境界条件	47
図 3.4	波形の比較 (a) 観測波形 (b) 初期モデルに対する計算波形 (c) 残差波形	48

図 3.5	方形異常体モデルのインバージョン結果（導電率分布） (a) 反復 1 回目 (b) 反復 10 回後 (c) 反復 30 回後 (d) 誤差関数の変化	49
図 3.6	含水破碎帯モデル.....	50
図 3.7	含水破碎帯モデルのインバージョン結果（導電率分布） (a) 反復 1 回目 (b) 反復 10 回後 (c) 反復 30 回後 (d) 誤差関数の変化	51
図 3.8	40-60m 区間における送信点 1 受信点 1 での波形	54
図 3.9	40-60m 区間における導電率分布.....	54
図 3.10	60-80m 区間における送信点 1 受信点 1 での波形	55
図 3.11	60-80m 区間における導電率分布.....	55
図 4.1	Gabor のマザー・ウェーブレット	62
図 4.2	定常正弦波の重ね合わせによって作成した合成波形.....	62
図 4.3	複数周波数成分を持つ定常正弦波の周波数解析	63
図 4.4	局所正弦波の重ね合わせによって作成した合成波形.....	64
図 4.5	複数周波数成分を持つ局在正弦波の周波数解析	65
図 4.6	ログスイープ波の合成波形.....	66
図 4.7	ログスイープ波の周波数解析	67

表 目 次

表 2.1	周波数の変化による振幅の変化	14
表 2.2	岩盤-空気モデルの物性値	21
表 2.3	含水破碎帯モデルの物性値	29
表 3.1	現地データ解析に使用した諸パラメータ	53
表 4.1	各正弦波信号のパラメータ	62

1 緒 論

1.1 本研究の目的

電磁法は、電磁エネルギーを地中に送り込み、電磁誘導現象あるいは電磁波動現象を利用して地下構造を探索する技術である。電磁法は当初金属鉱床探索のために開発され、地熱、石油等の資源調査の目的で広く使用されており、北米、オーストラリアなどにおいてウラン鉱床の探索にも実績を挙げている。そのほか、最近では土木、建設、防災、環境などの分野においても用いられるようになってきている。

電磁エネルギーの振る舞いは一般に Maxwell の方程式によって記述されるが、それらは周波数によって異なる性質を持つ。地下探索への適用を考えた場合、数 Hz～数 kHz と比較的低い周波数帯の電磁波エネルギーの振る舞いは主に電磁誘導現象によって表され、その支配方程式は拡散方程式となる。一方、数十 MHz～数 GHz と比較的高い周波数帯の電磁波エネルギーは電磁波動現象として説明できる。この場合、支配方程式は波動方程式となり、計測および解析は時間領域で行われることが多い。

この高周波数帯を用いた電磁法は一般に地下レーダー法と呼ばれている。地下レーダー法は地中に電磁波を放射し、反射波や透過波を観測することによって、微細な地下構造（岩盤内の亀裂等）の存在およびその位置を知る手法である。現在、すでに多くの分野で活用され成果を挙げているが、その分解能や解析精度および探索深度にはまだ問題が残されている。地下に電磁エネルギーを送り込む際には、パルス的なエネルギーを与えるのが一般的である。しかし、この方法では探索深度を拡大するためには与えるエネルギーを増大させる必要があるため、探索深度の拡大にはおのずから限度がある。

そこで、本研究では、正弦波的に変化する電磁エネルギーを連続的に長時間地下に送り込み長時間の観測を行うことによって、送り込むエネルギーは小さくともトータルの電磁エネルギーを増大させることにより、探索深度の拡大を図る方法について研究開発を行った。この方法では、電磁エネルギーの周波数を精密に制御する必要があるため、ハードウェアおよびソフトウェアの両面に渡って新たな研究開発が必要である。これにより、電磁法の探索深度の拡大、解析精度の向上および調査機器の小型化を図る。

1.2 本研究の内容

先行基礎工学研究分野に関する研究協力テーマである「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究」において京都大学は数値シミュレーションおよびデータ解析技術に関する研究を研究協力課題として研究開発を行った。本研究目的は以下の通りである。

- ハードウェアの設計に必要な情報を与え、かつ、調査対象（岩盤中の破碎帯など）の応答を把握し、その検出の可能性を検討するための数値シミュレーションに関する研究（2章）
- 開発されたハードウェアによって計測された電磁応答の時系列データから調査対象の存在およびその物性値を把握するためのインバージョン解析に関する研究（3章）
- 精密に制御された連続波信号の時間特性および周波数特性を正確に評価するためのデータ解析に関する研究（4章）

本研究は平成8年度から平成10年度にかけての3年間実施された。各年度ごとの研究内容および成果の概要を以下に示す。

1.2.1 平成8年度

電磁現象の周波数による特性を把握するために、数十 Hz～数 kHz と比較的低い周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁誘導現象を用いて地下構造を解析する手法、および、数十 MHz～数 GHz と比較的高い周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁波動現象を用いて微細な地下構造を解析する手法について、それぞれ数値シミュレーションによって検討を行った。

低周波数帯における電磁法では、信号源として垂直磁気ダイポール (Vertical Magnetic Dipole, VMD) を利用した。コイルに電流を流して磁気モーメントを発生させ、地下の比抵抗異常によって生じる電磁誘導により新たに発生する2次磁界と1次磁界との合成磁界を観測し、その磁界の性質から地下構造に関する情報を得る。本研究では、垂直磁気ダイポールを用いた周波数領域における電磁探査法について、積分方程式法および有限要素法による3次元モデリングを行い、ターゲットとなる比抵抗異常の3次元形状および比抵抗値の影響について検討した。

一方、数十 MHz～数 GHz 帯の電磁波は波動現象として捉えることができる。本研究で開発した時間領域有限差分法 (FDTD 法) は、Maxwell 方程式の差分式を時間軸で逐次的

に計算する方法であり、電磁波の挙動を時間を追って観察できるという特徴がある。このプログラムを用いて、電磁波動現象の基礎的な性質をモデリングによって検討した。また、応用例として空気・岩盤境界近傍の電磁波挙動のシミュレーションおよびボアホール・レーダーを用いた岩盤内の含水破碎帯の検出に関する検討を行った。

これらの成果については、すでに「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究 —先行基礎工学分野に関する平成8年度報告書—」(PNC TN7410 97-036)で報告している。

1.2.2 平成9年度

本年度からは、調査対象を岩盤中の亀裂あるいは破碎帯などの微小構造とし、高周波数電磁波動現象を用いた探査手法に焦点を絞り、研究を継続した。まず、平成8年度から引き続いてFDTD法プログラムの熟成をはかり、連続的な周波数制御波（定常サイン波、ログスイープ波など）の安定した出力のための改良を実施した。さらに、計算誤差の軽減、大規模な計算モデルへの対応のための改良を行った。その結果、連続波が正確かつ安定に出力されることを確認した。

また、精密に周波数制御された正弦波信号の時間特性および周波数特性を正確に評価するための各種の周波数解析手法の検討を行った。さらに、連続ウェーブレット変換による時間-周波数解析について数値実験による検討を行い、従来使用されているFFT法と比較した結果、連続ウェーブレット変換の有効性を確認した。

1.2.3 平成10年度

本年度は、電磁データ計測装置によって観測された電磁波動信号の時系列データから、調査対象（亀裂や破碎帯）の存在およびその物性値を把握するためのインバージョン手法に関する研究を行った。Maxwell方程式からインバージョンの理論を導出し、電磁波動シミュレータとしてFDTD法のプログラムを用い、最急降下法によって導電率分布を推定するインバージョン手法を考案した。2本のボーリング孔を用い、一方の孔から電磁波を発信し他方の孔で受信する孔間レーダー・トモグラフィ計測に関して、岩盤中の破碎帯の検出を行う数値シミュレーションを行った。さらに、現場データに対し本手法を試験的に適用し、その有効性について検討した。

1.3 本報告書の構成

本報告書は先行基礎工学分野に関する研究「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究」において京都大学が研究協力課題として実施した数値シミュレーションおよびデータ解析技術に関する研究の最終報告書である。

低周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁誘導現象に関する積分方程式法および有限要素法による3次元数値シミュレーションおよび周波数領域電磁法の数値シミュレーションについては平成8年度で終了し、その成果はすでに「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究 —先行基礎工学分野に関する平成8年度報告書—」(PNC TN7410 97-036)で報告しているため、本報告書では割愛する。

第2章においては、高周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁波動現象に関するFDTD法プログラムの開発および数値シミュレーションに関し、手法の概要および各種シミュレーションの結果、特に含水破碎帯の検出可能性に関する検討結果について報告する。

第3章においては、計測された電磁波動信号から地中の電磁気的物性値分布を推定する手法である電磁インバージョン解析に関し、まず手法の概要について述べる。さらに含水破碎帯の調査への適用について、数値シミュレーションを行った結果および現場データに適用した結果について報告する。

第4章においては、計測された電磁波動信号の時間特性および周波数特性を正確に評価するための解析技術に関し、各種の周波数解析手法を検討した結果を報告する。さらに、連続ウェーブレット変換による時間-周波数解析の有効性を検討した結果について報告する。

2 高周波数電磁波動現象のシミュレーション

2.1 電磁波の基礎理論および時間領域有限差分法

2.1.1 電磁波基礎方程式

時間変動する電磁場ベクトルは以下の Maxwell の方程式に支配される。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

線形、均質、等方性媒質の場合には以下の構成方程式が成り立つ。

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_c \quad (2.7)$$

導電性媒質の場合、二次電流は次式で表される。

$$\mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E} \quad (2.8)$$

ここで、

\mathbf{E} : 電界 [V/m]

\mathbf{B} : 磁束密度 [T]

\mathbf{H} : 磁界 [A/m]

\mathbf{J} : 電流密度 [A/m³]

\mathbf{D} : 電束密度 [C/m²]

ϵ : 誘電率 [F/m]

ρ : 電荷密度 [C/m³]

σ : 導電率 [S/m]

μ : 透磁率 [H/m]

\mathbf{J}_0 : 外部から印加される電流密度 [A/m³] \mathbf{J}_c : 二次電流密度 [A/m³]

である。これらの式より、Maxwell の方程式は次式のように表すことができる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_0 + \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.10)$$

まず、最も基本的な場合として、電磁界ベクトルが空間的な位置の関数であり、かつ時間に対し正弦波状に変化するとした場合、電界ベクトルは次式で表すことができる。

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \Re[\mathbf{E}(x, y, z, t)e^{j\omega t}] \quad (2.11)$$

ここで、 j は虚数単位、 ω は角周波数である。したがって、対象とする領域内に電流源も電荷もない場合、(2.9) 式および(2.10) 式は次式となる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + j\omega\varepsilon)\mathbf{E} \quad (2.13)$$

(2.12) 式の rot をとり(2.13) 式に代入すると、(2.14) 式の Helmholtz 方程式を得る。

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \gamma^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.14)$$

ここで、

$$\gamma = \sqrt{-\omega^2\varepsilon\mu + j\omega\mu\sigma} \quad (2.15)$$

である。波動が z 方向に進行するとすると、(2.14) 式の解は次式で表される。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-\gamma z + j\omega t} \quad (2.16)$$

ここで、 γ は複素数であり、

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (2.17)$$

とおくと、

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{2}} \left[\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{2}} \left[\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

であり、(2.16)式は次式となる。

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.20)$$

ここで、 α を減衰定数、 β を位相定数、 γ を伝搬定数という。例えば、地盤等の導電性媒質においては、電磁波の振幅は $e^{-\alpha z}$ で指数的に減衰しながら進行する。また、波動の位相速度は、

$$V = \frac{\omega}{\beta} = \sqrt{\frac{2}{\epsilon\mu}} \left[\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2}} + 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

で与えられる。通常、地下レーダーで用いられる数十 MHz から数 GHz の周波数の電磁波が岩盤や地盤を伝播するときには $(\sigma/\omega\epsilon)^2 \cong 0$ と近似され、(2.21)式は、

$$V \cong \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (2.22)$$

となる。ここで、 C_0 は真空中の電磁波伝播速度、 ϵ_r は媒質の比誘電率、 μ_r は比透磁率である。一般の非磁性体の岩盤や表土層においては比透磁率は1.0(真空の透磁率)としてよく、

$$V = \frac{C_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2.23)$$

の近似式が用いられる。

(i) 反射と透過

異なる媒質が接する境界に電磁波が入射すると、両方の媒質の固有インピーダンスが異なるために、電磁波の一部は反射され、残りは透過していく。反射面は平面とし電磁波が

垂直入射する場合を考える。まず、媒質 (ϵ, μ, σ) における固有インピーダンス Z は (2.24) 式で表される。

$$Z = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\gamma}} \quad (2.24)$$

電磁波が媒質 1 $(\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1)$ から媒質 2 $(\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2)$ に入射する場合、それぞれの固有インピーダンスを Z_1 および Z_2 とすると、反射係数 R および透過係数 T は次式で与えられる。

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.25)$$

$$T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (2.26)$$

前述と同様に、一般の地盤においては $(\sigma/\omega\epsilon)^2 \cong 0$ と近似され、(2.25) 式および (2.26) 式は、

$$R = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad (2.27)$$

$$T = \frac{2\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad (2.28)$$

となる。例えば、媒質 2 が完全導体の場合には、(2.24) 式より $Z_2 = 0$ であるので、(2.25) 式および (2.26) 式より $R = -1, T = 0$ となる。したがって、電磁波は全て反射し透過波は存在しない。

2.1.2 時間領域有限差分法

時間領域有限差分法 (Finite Difference Time Domain Method、以下 FDTD 法と呼ぶ) による電磁波解析は、1966 年に Yee の論文が掲載されてから、現在も種々の解析に用いられている。FDTD 法は解析領域を Yee 格子と呼ばれる基本ブロックに分割し、それぞれのブロックに誘電率、導電率および透磁率の媒質条件と境界条件を与え、(2.9) 式および (2.10) 式の Maxwell 方程式の回転の式を差分化し、時間軸上で逐次的に交互に計算する方法である。ブロックを細かく与えることにより複雑な形状の解析にも用いることができ、時間を追って電磁波の伝播の様子を観察することができる。

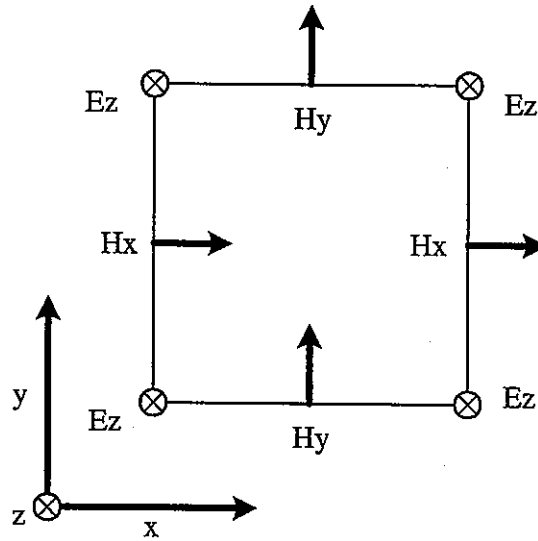


図 2.1: 2次元 (x - y 平面) における変数配置と基本ブロック (Yee 格子)

(i) Maxwell 方程式の差分表示

本研究では 3次元で数値モデリングを行っているが、ここでは説明を簡単にするために 2次元問題として考える。電界が z 成分のみを持つ TE 波の場合、(2.9) 式および (2.10) 式は次式となる。

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial y} \quad (2.29)$$

$$\mu \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial x} \quad (2.30)$$

$$\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_z}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathbf{H}_x}{\partial y} - \mathbf{J}_z - \sigma \mathbf{E}_z \quad (2.31)$$

(2.29) 式、(2.30) 式および (2.31) 式を差分化するために、解析領域を図 2.1 に示すような基本ブロックに分割し、各格子点に電磁界の各成分を対応させる。

ここで、Yee の記述法に従って、ある座標、時間における関数 F を、

$$\mathbf{F}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = \mathbf{F}^n(i, j) \quad (2.32)$$

と表す。(2.29) 式、(2.30) 式および (2.31) 式を時間・空間領域において中心差分を用いて

差分化すると以下の式を得る。

$$\mu \frac{\mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \mathbf{H}_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} = - \frac{\mathbf{E}_z^n(i, j + 1) - \mathbf{E}_z^n(i, j)}{\Delta y} \quad (2.33)$$

$$\mu \frac{\mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \mathbf{H}_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} = \frac{\mathbf{E}_z^n(i + 1, j) - \mathbf{E}_z^n(i, j)}{\Delta x} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\mathbf{E}_z^{n+1}(i, j) - \mathbf{E}_z^n(i, j)}{\Delta t} &= -\sigma \frac{\mathbf{E}_x^{n+1}(i, j) + \mathbf{E}_x^n(i, j)}{2} - \mathbf{J}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \\ &+ \frac{\mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta x} \\ &- \frac{\mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.35)$$

さらに整理すると、次式を得る。

$$\mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = \mathbf{H}_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \frac{\alpha_1}{\Delta y} [\mathbf{E}_z^n(i, j + 1) - \mathbf{E}_z^n(i, j)] \quad (2.36)$$

$$\mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = \mathbf{H}_y^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \frac{\alpha_1}{\Delta x} [\mathbf{E}_z^n(i + 1, j) - \mathbf{E}_z^n(i, j)] \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_z^{n+1}(i, j) &= \alpha_2 \mathbf{E}_z^n(i, j) - \alpha_3 \mathbf{J}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \\ &+ \frac{\alpha_3}{\Delta x} \left[\mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \mathbf{H}_y^{n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right] \\ &- \frac{\alpha_3}{\Delta y} \left[\mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - \mathbf{H}_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \right] \end{aligned} \quad (2.38)$$

ただし、

$$\alpha_1 = \frac{\Delta t}{\mu}, \quad \alpha_2 = \frac{1 - \frac{\Delta t \sigma}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\Delta t \sigma}{2\varepsilon}}, \quad \alpha_3 = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\Delta t \sigma}{2\varepsilon}} \quad (2.39)$$

である。(2.36)式および(2.37)式は、ある時間、位置における磁界は同じ位置における1ステップ前の磁界およびその周りにおける1/2ステップ前の電界から計算できることを示している。同様に、(2.38)式は、電界も同じ位置における1ステップ前の電界、同じ位置における1/2ステップ前の電流密度およびその周りにおける1/2ステップ前の磁界から計算できることを示している。したがって、これらの式を交互に計算していくことにより、時間を追って電磁界の分布を計算することができる。同様の手順は容易に3次元での差分式に拡張できる。3次元空間における離散点網を図2.2に示した。

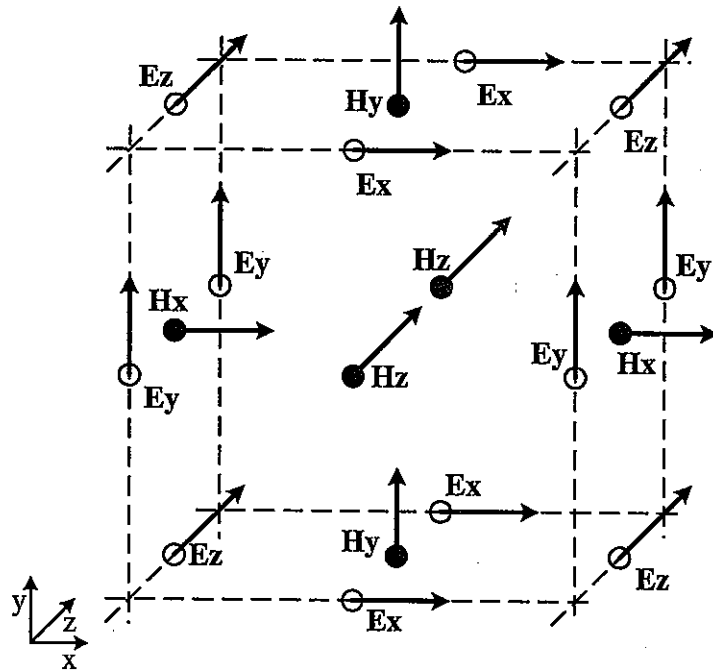


図 2.2: 3次元における変数配置と基本ブロック (Yee 格子)

(ii) 精度および安定条件

FDTD 法は、以上に述べたように時間および空間で差分化する方法であるため、離散時間間隔および離散距離が数値計算の精度および安定性に大きく影響する。本手法においては、計算の精度を保つために離散距離は波長に対して十分に小さくしなければならない。また、計算の安定条件は次式で与えられる。

$$\Delta t \leq \frac{1}{C_{\max}} \left[\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (2.40)$$

ここで、 C_{\max} は系のなかでの電磁波の最大伝播速度である。

(iii) 吸収境界条件

FDTD 法で解析を行う場合、計算機のメモリと計算時間の制限のため、外部無限領域を有限の領域に置き換えて計算しなければならない。このため、計算領域の端から不要な反射波が生じないように計算領域端に吸収境界を設ける必要がある。ここで、解析領域を絶縁体媒質とし電流源および電荷がない場合には (2.9) 式および (2.10) 式は、(2.41) 式に示

すような波動方程式となる。

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.41)$$

ここで、

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (2.42)$$

であり、(2.22)式の電磁波伝播速度 V と一致する。さらに、(2.41)式は境界において、以下のように因数分解できる。

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(\frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.43)$$

ただし、 n は境界での外向き法線方向である。(2.43)の第1項は後方へ進行する波であり、第2項は前方へ進行する波である。Mur (1981)は境界において反射波を発生させないために、次式に示すような前方へ進行する波のみの微分方程式を仮定した。

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (2.44)$$

(2.44)式を差分化した式の例を(2.45)式に示す。

$$\mathbf{E}_y^{n+\frac{1}{2}}(1, j) = \mathbf{E}_y^{n-\frac{1}{2}}(2, j) - \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} \left[\mathbf{E}_y^{n+\frac{1}{2}}(2, j) - \mathbf{E}_y^{n-\frac{1}{2}}(1, j) \right] \quad (2.45)$$

(2.45)式を Mur の1次の吸収境界条件という。良好な吸収境界条件を用いることによって解析領域を必要最小限にすることができる。Mur の1次の吸収境界条件だけでなく、より高次の吸収境界条件や、最近では Burenger (1994)による PML と呼ばれる完全吸収境界条件も提唱されている。

(iv) FDTD 法の特徴

従来、電磁現象のシミュレーション法として多用されてきた有限要素法と比較すると、FDTD 法の特徴としては以下の点があげられる。

- 差分法を用いているので定式化が容易である。
- 逐次計算のため計算が早い。

- ベクトル化、並列化が容易に行える。
- 不均質構造などに柔軟に対応でき、汎用性が高い。
- 良好な吸収境界条件が定式化されている。
- 多くの計算機のメモリを必要とする。

本手法は、解析に使用する時間間隔および解析領域を細かく区切ることにより、種々の入力波形や複雑な不均質構造の形状などに対して柔軟に対応できる。また、時間を追って各成分の電磁界を解析できるため、電磁現象の挙動を容易に可視化できる。また、単純な四則演算によってのみ計算が行われるので、有限要素法などの他の解析法に比べて計算時間が短く、ベクトル化、並列化による高速計算においても効率がよい。しかし、解析領域における各媒質条件および電界、磁界の値を計算機の記憶領域に確保する必要があり、多くのメモリが必要であるという短所がある。特に3次元解析においてはより多くのメモリが必要となる。

2.2 電磁波動現象の基礎的性質に関するシミュレーション

2.2.1 基本モデル

まず、電磁波パルスが均質な岩盤を伝播した場合に観測される波形についてモデリングを行った。計算モデルを図2.3に示した。図に示したように、1つの発信点Sおよび2つの観測点R1、R2を配置した。1ブロックの大きさは6.25cmとし、解析領域は x, y, z 方向が、それぞれ40, 40, 96ブロックの直方体とした。発信点は $(16+1/2, 20, 20+1/2)$ における z 方向の電流源とし、入力波形はリッカー・ウェーブレットを用いた。1/2はブロックの中心を表す。図2.4にピーク周波数100MHzのリッカー・ウェーブレットを示した。

R1およびR2においては、それぞれ $(32+1/2, 20, 20+1/2)$ および $(80+1/2, 20, 20+1/2)$ における z 方向の電界強度を観測する。すなわち、S-R2間はS-R1間の4倍離れていることになる。時間ステップはピーク周波数100MHzおよび50MHzの場合には0.21ns、200MHzの場合には数値計算の安定性のため100MHzの場合の半分である0.10nsとした。

モデルの媒質は一般的な花崗岩を想定し、比誘電率を8.0、比抵抗を $1000\Omega\cdot\text{m}$ 、比透磁率を1.0の岩盤とした。したがって、(2.23)式から電磁波伝播速度は $1.06 \times 10^8 \text{m/s}$ となる。ピーク周波数が100MHzである入力波形の波長は1.06mとなるので、およそ16ブロックで1波長とみなせる。同様に50MHzおよび200MHzにおける波長では、それぞれ32ブ

表 2.1: 周波数の変化による振幅の変化

周波数 (MHz)	R1 ($\times 10^{-4}$)	R2 ($\times 10^{-4}$)	R_2/R_1
50	190	6.6	0.034
100	340	9.8	0.029
200	440	6.8	0.015

ロック、8ブロックとなる。

図 2.5(a) および (b)、(c) および (d)、(e) および (f) に、それぞれ発信点のピーク周波数を 50MHz、100MHz および 200MHz に変化させた場合の R1 および R2 における観測波形を示した。図中の矢印および数値は (2.23) 式から求めた電磁波伝播速度 $1.06 \times 10^8 \text{m/s}$ を用いて計算した初動走時の位置を示している。どの周波数においても数値計算による初動走時とよく一致していることがわかる。R1 における波形の振幅より R2 の振幅の方が小さくなっているのは、媒質の比抵抗による減衰および発信点から放出した電磁波が 3 次元的に拡がっていくためである。周波数の変化によって初動走時に変化はないが、周波数が高くなり波長が短くなるにつれて波形の乱れも大きくなっている。特に 200MHz においては、時間間隔を半分にしたにもかかわらずリングングが大きく長く続いている。以下、このピーク周波数 100MHz を用いたモデルを基本モデル 1 と呼ぶ。

2.2.2 比抵抗による変化

媒質の比抵抗を、絶縁体および $100\Omega\cdot\text{m}$ に変化させ、その他のパラメータは基本モデル 1 と同じとした。図 2.6(a) および (b)、(c) および (d)、(e) および (f) に、それぞれピーク周波数を 50MHz、100MHz および 200MHz に変化させた場合の R1 および R2 における観測波形を示した。各図においてそれぞれ $100\Omega\cdot\text{m}$ 、 $1000\Omega\cdot\text{m}$ 、絶縁体の場合の波形を重ねて表示した。いずれの周波数においても、比抵抗が低くなるほど減衰が大きく振幅が小さくなっていること、波形は変化しないことがわかる。また、絶縁体から $1000\Omega\cdot\text{m}$ への比抵抗変化では減衰が比較的少ないが、 $100\Omega\cdot\text{m}$ ではかなり振幅が減衰している。

$100\Omega\cdot\text{m}$ の導電性媒質において、周波数の変化と振幅の減衰を比べて検討した。表 2.1 にそれぞれの最初の正の振幅を示した。 R_2/R_1 で比較すると、導電性媒質を透過した電磁波は周波数が高くなるほど減衰が激しいことがわかる。

2.2.3 誘電率による変化

媒質の比誘電率を 3, 20, 40 に変化させた場合の R1 および R2 における観測波形を、図 2.7(a) から (f) に示した。前節より、比抵抗による変化は波動の形に影響を及ぼさないことがわかったため、媒質は絶縁体とした。その他のパラメータは基本モデル 1 と同じである。誘電率が大きくなるほどリングングが激しくなっていることがわかる。図中の矢印および数値は、(2.23) 式から求めた電磁波伝播速度を用いて計算した初動走時の位置を示している。比誘電率が 10 までは数値計算による初動走時とほぼ一致している。しかし、比誘電率が 20 以上になると、比誘電率が大きくなるほど理論による走時より数値計算による走時の方が数 ns 程度小さくなっている。

2.2.4 考察

以上の解析により、比誘電率が 10 程度までの場合、周波数の変化による波形の変化、比抵抗の変化による振幅の減衰、および誘電率の変化による電磁波伝搬速度の変化は理論とよく一致していることがわかった。すなわち、これらの結果は最初に仮定した線形、均質、等方性媒質における Maxwell 方程式を忠実に再現していると言え、本研究で開発した FDTD 法シミュレーション・プログラムは信頼できるものであると考えられる。

一方で、高周波数帯において激しいリングングが生じること、比誘電率が大きくなるに従って電磁波伝播速度が速くなることが理論と異なる結果となった。これらの現象は FDTD 法のアルゴリズムだけでなく、数値計算による誤差も含まれると考えられるため、原因をより詳細に調べる必要がある。

FACOM VP2600/20E を用いて、基本モデル 1 をベクトル計算を行った結果、CPU TIME が 9 分 16 秒、MEMORY SIZE が 203MB であった。

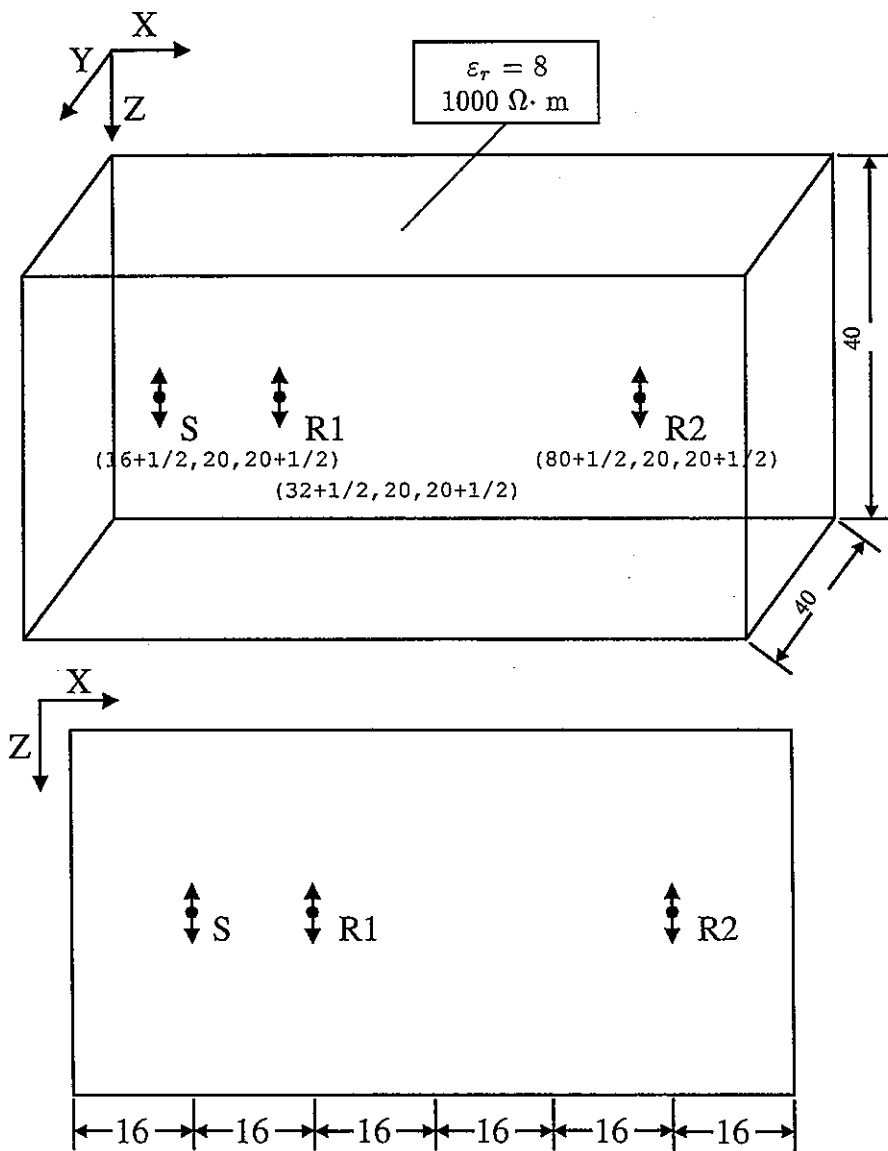


図 2.3: 計算モデル (基本モデル 1)

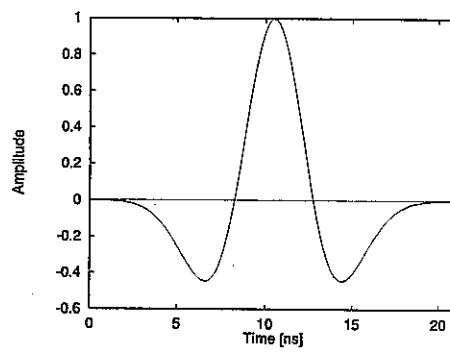
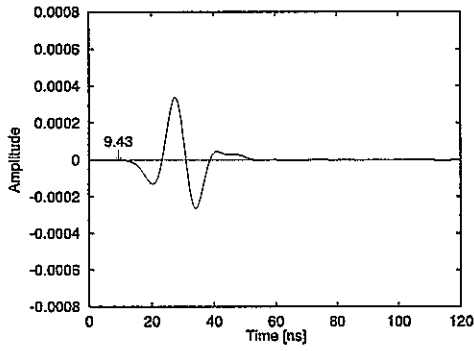
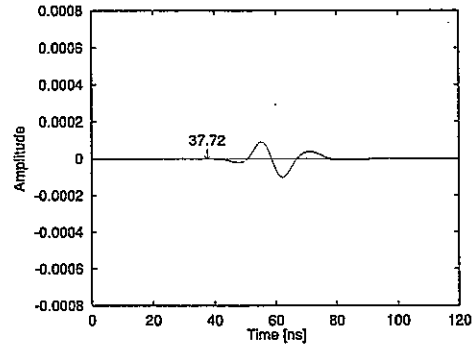


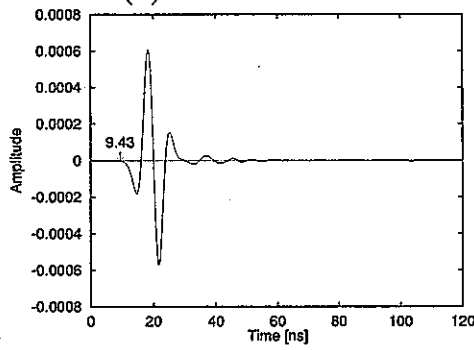
図 2.4: 入力波形 (リックカー・ウェーブレット、ピーク周波数 100MHz)



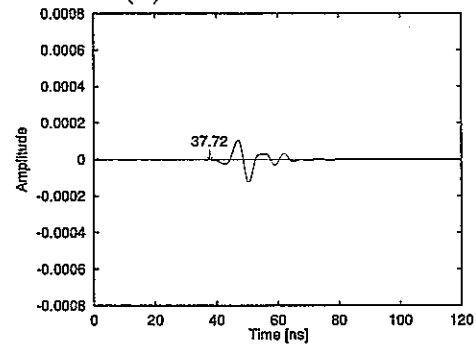
(a) Model1 50MHz R1



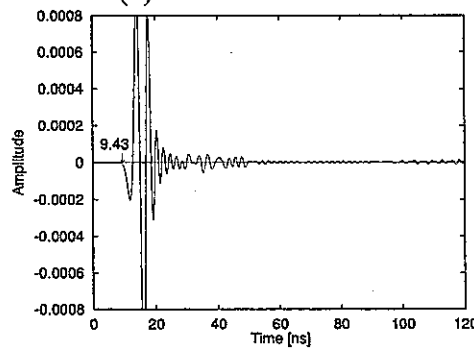
(b) Model1 50MHz R2



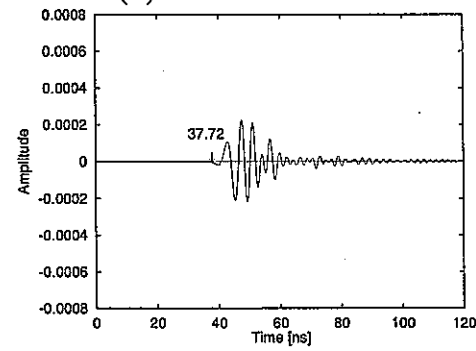
(c) Model1 100MHz R1



(d) Model1 100MHz R2

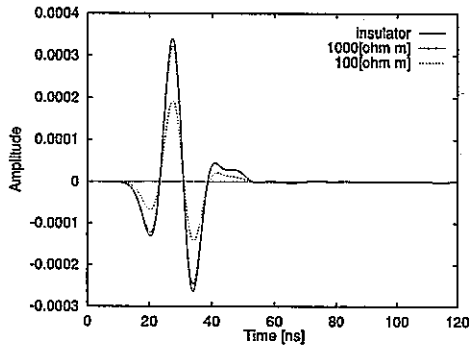


(e) Model1 200MHz R1

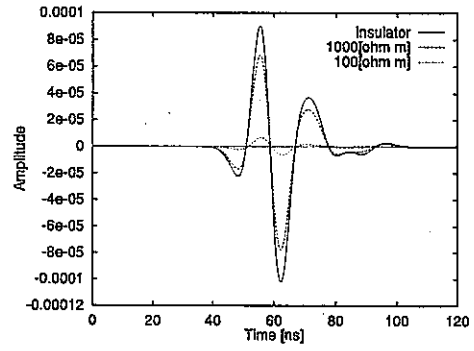


(f) Model1 200MHz R2

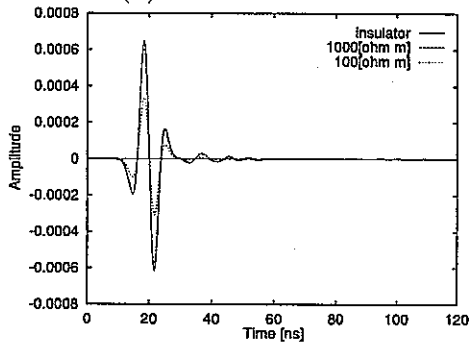
図 2.5: 基本モデル 1(比抵抗 $1000\Omega\cdot\text{m}$) に対する計算結果



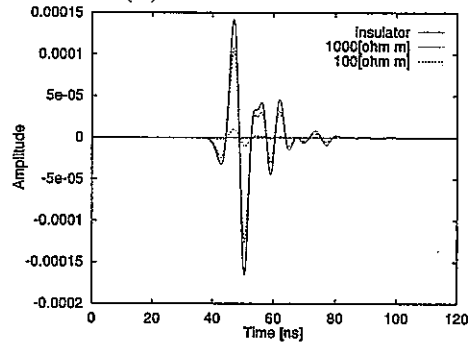
(a) Model1 50MHz R1



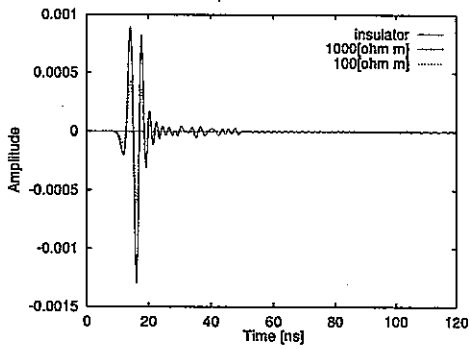
(b) Model1 50MHz R2



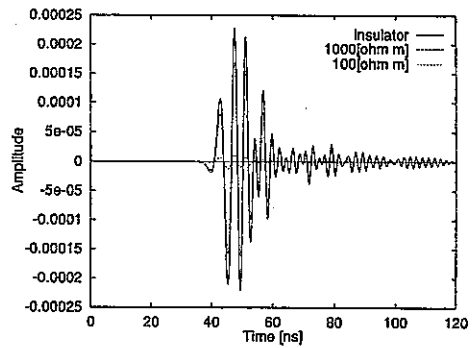
(c) Model1 100MHz R1



(d) Model1 100MHz R2

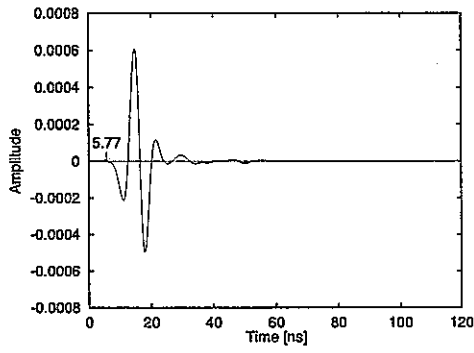


(e) Model1 200MHz R1

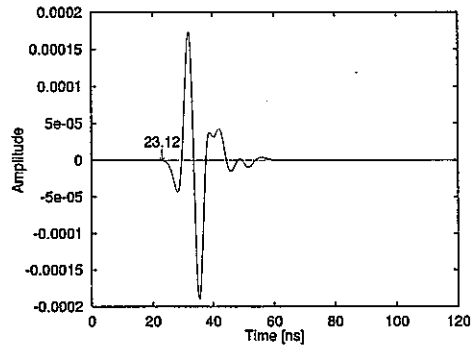


(f) Model1 200MHz R2

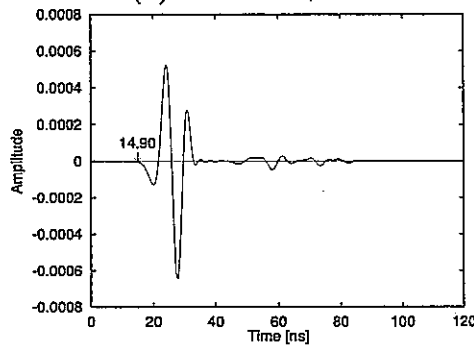
図 2.6: 比抵抗の変化 (100Ω·m) による波形の変化



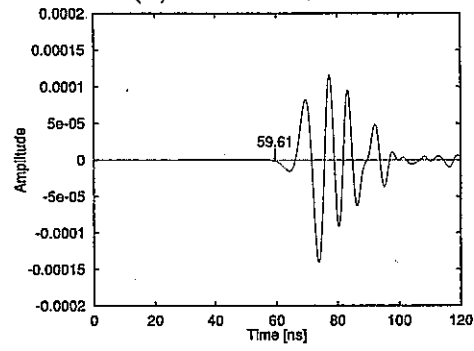
(a) 100MHz $\epsilon_r=3$ R1



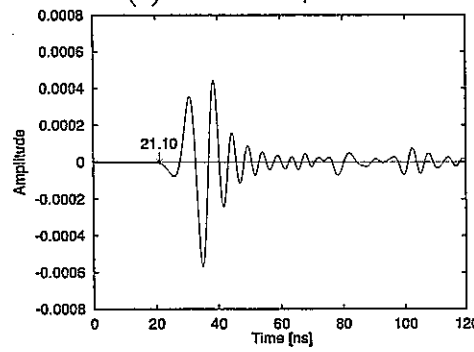
(b) 100MHz $\epsilon_r=3$ R2



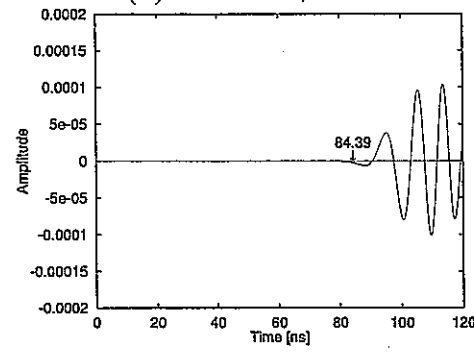
(c) 100MHz $\epsilon_r=20$ R1



(d) 100MHz $\epsilon_r=20$ R2



(e) 100MHz $\epsilon_r=40$ R1



(f) 100MHz $\epsilon_r=40$ R2

図 2.7: 比誘電率の変化による波形の変化

表 2.2: 岩盤-空気モデルの物性値

媒質名	ϵ_r	ρ ($\Omega \cdot m$)	μ_r
空気	1.0	∞	1.0
岩盤	8.0	1000	1.0

2.3 空気・岩盤境界近傍の電磁波動現象の解析

地下レーダーの測定時には、アンテナを出来るだけ岩盤に密着して測定を行うが、実際には岩盤近傍の空気中に置かれたアンテナから岩盤に電磁波を放射しており、この空気と岩盤との境界の影響を無視できないこともある。そこで、FDTD法を用いて岩盤・空気境界付近の電磁波の入射のモデリングを行った。

(i) 計算モデル

計算モデルを図 2.8 に示した。また、モデルの物性値を表 2.2 に示した。計算における各ブロック長は、 x, y, z 方向とも 6.25cm、時間間隔は 0.10ns とした。信号源には周波数 200MHz のリック・ウェーブレットを用いた。解析領域の吸収境界条件は Mur の 1 次の吸収境界条件を用いた。

(ii) 計算結果

まず、図 2.8 のモデルの全領域を空気として、計算領域中央に発信点を配置した場合の電界のスナップショットを図 2.9 に示した。観測面は図 2.8 上の $y = 30 + 1/2$ の $x-y$ 平面上であり、数値は 40, 60, 80, 100, 120 ステップ後の z 成分の各電界強度の相対値である。図中矢印は、発信点の位置および方向を示した。電磁波が x 軸方向に指向性を持ち拡がっていく様子がわかる。

次に、発信点を境界の 4 ブロック空気側においた場合のスナップショットを図 2.10 および図 2.11 に示した。図中に岩盤と空気との境界を点線で示した。発信点から電磁波が進行し、境界面で反射波および透過波が発生していることがわかる。また、空気中に比べて岩盤中の方が、電磁波伝搬速度が遅く、波長も短いことも確認できる。

最後に、発信点を境界の 1 ブロック空気側においた場合のスナップショットを図 2.12

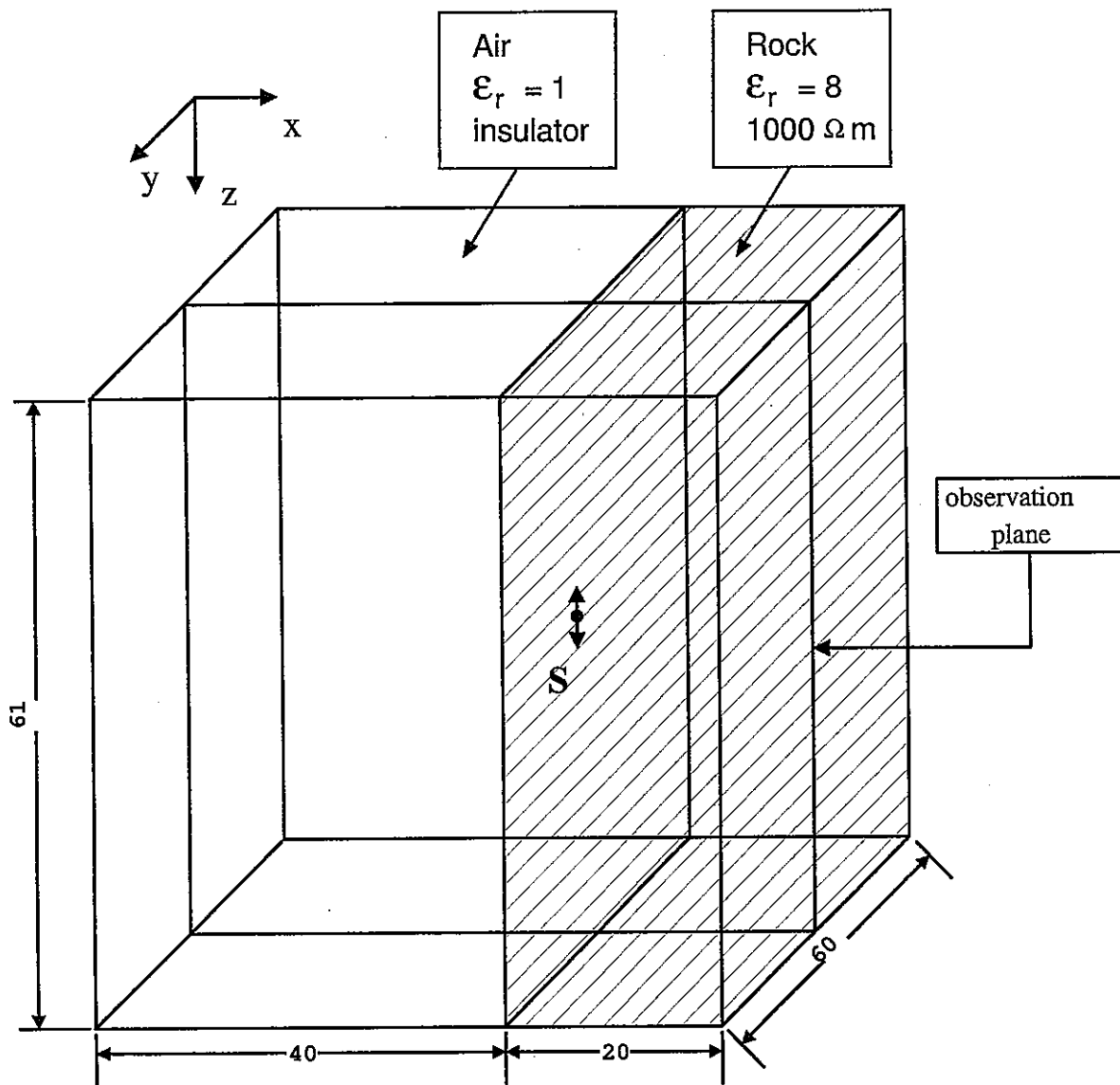


図 2.8: 岩盤・空気境界モデル

および図 2.13 に示した。4 ブロック離れた場合と同様に、反射波および透過波が発生していることがわかる。発信点を境界に近づけた場合の方が反射波の振幅が小さくなり、透過波の振幅は大きくなっていることがわかる。また、透過波がより球面状に進行していることもわかる。

以上より、開発したシミュレーション・プログラムを用いて発信点（アンテナ）と岩盤との間の空気の領域を考慮して、岩盤内部の電磁波の挙動をシミュレーションすることが可能であることがわかった。

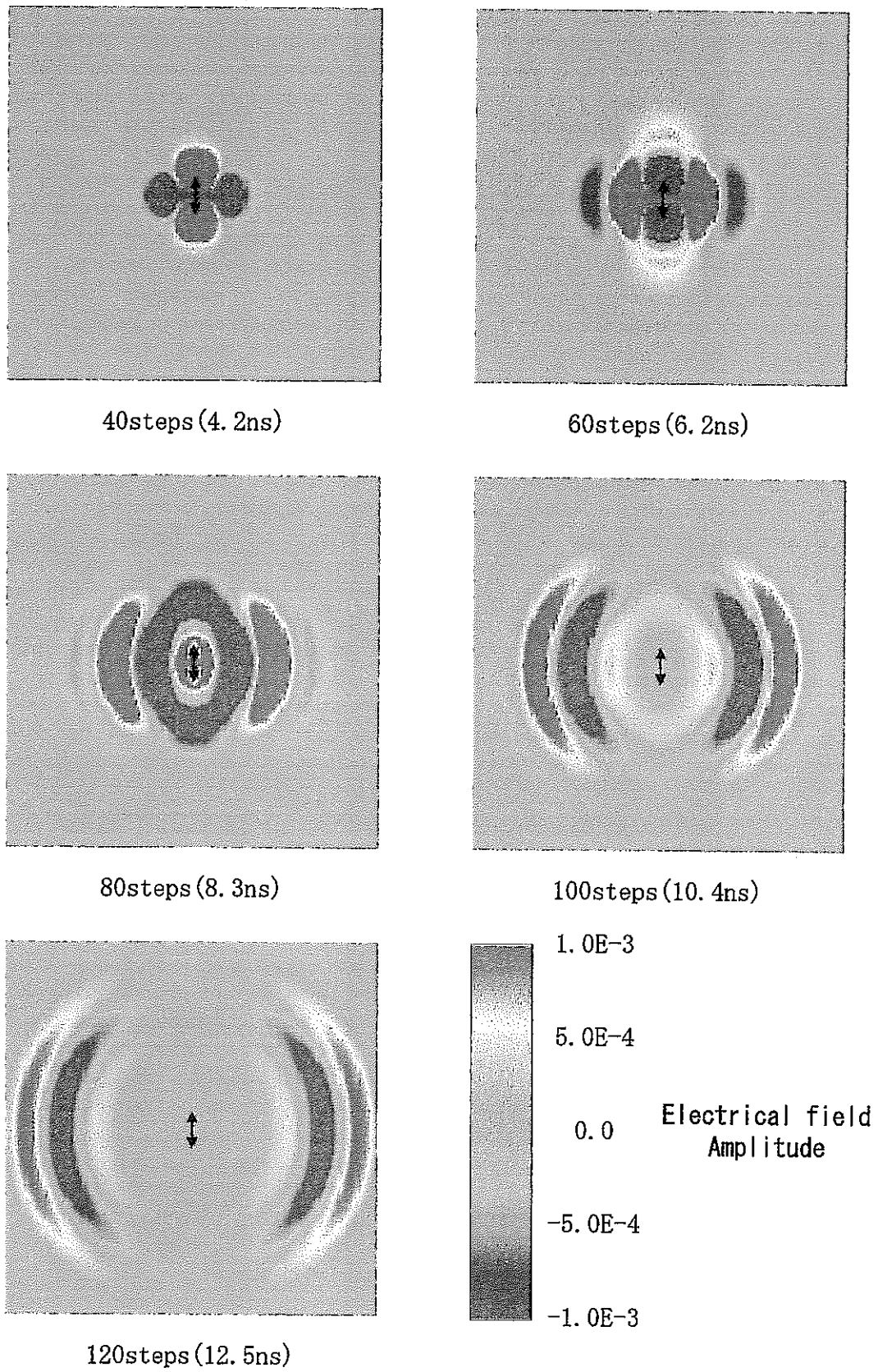
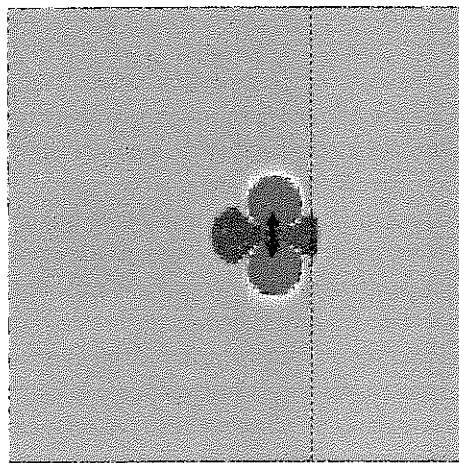
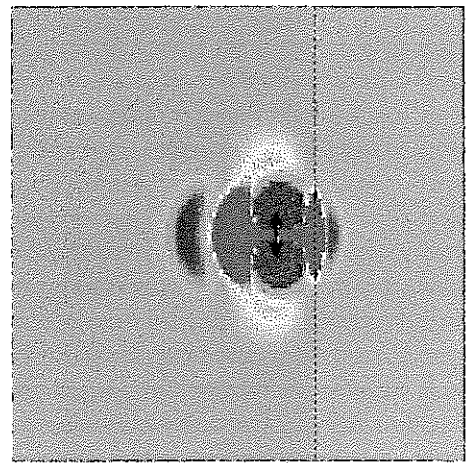


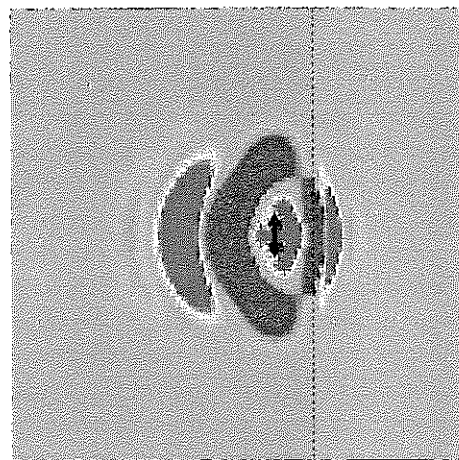
図 2.9: 空気中における電場のスナップショット



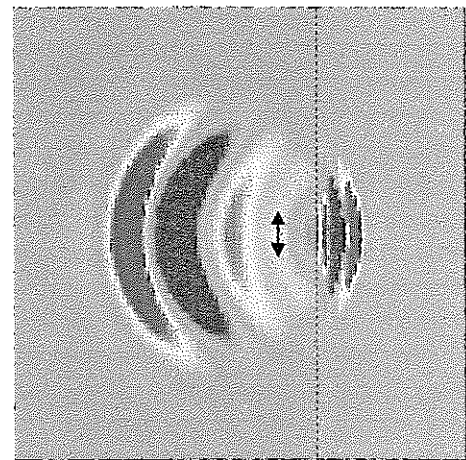
40steps (4. 2ns)



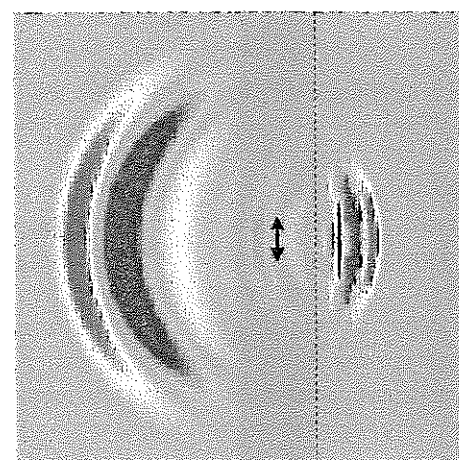
60steps (6. 2ns)



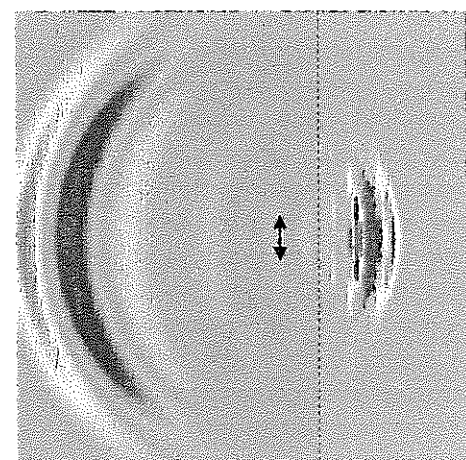
80steps (8. 3ns)



100steps (10. 4ns)

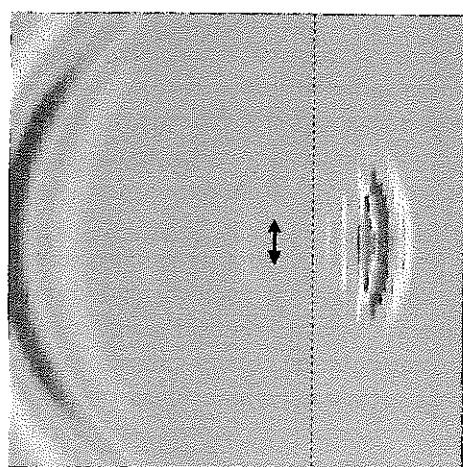


120steps (12. 5ns)

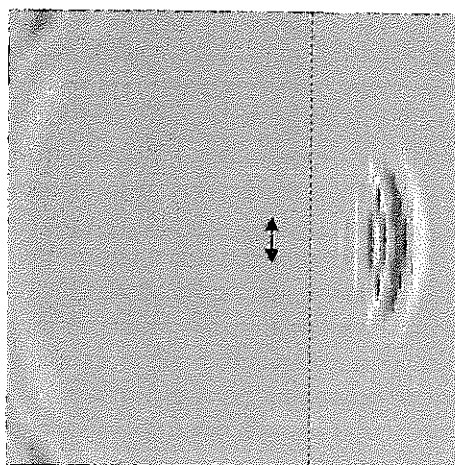


140steps (14. 6ns)

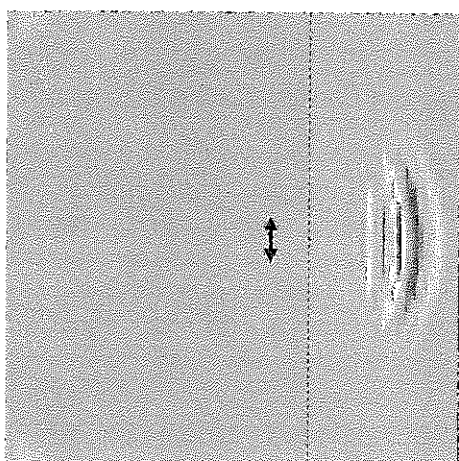
図 2.10: 岩盤・空気境界から 4 ブロック離れた場合 (40-140 ステップ)



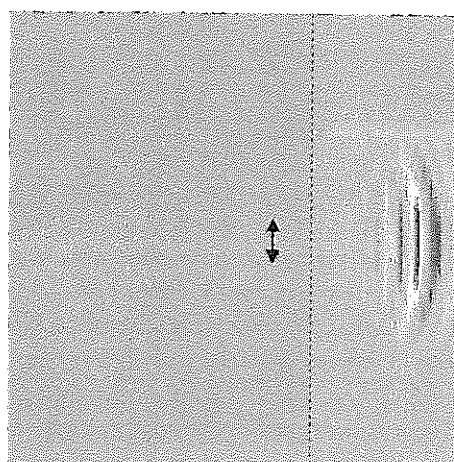
160steps (16.6ns)



180steps (18.7ns)



200steps (20.8ns)



220steps (22.9ns)

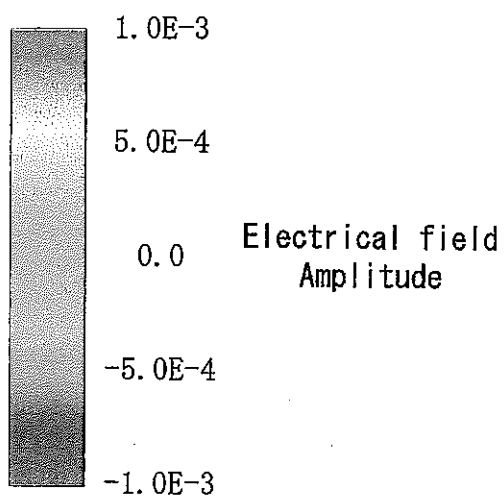
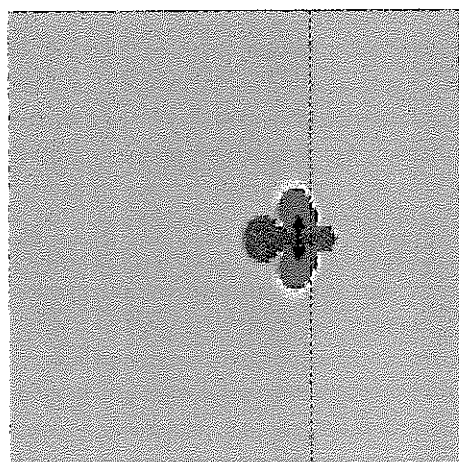
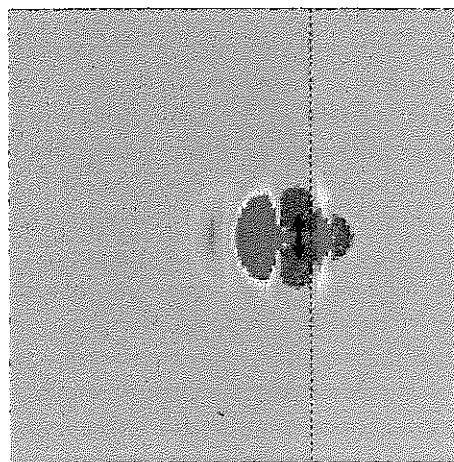


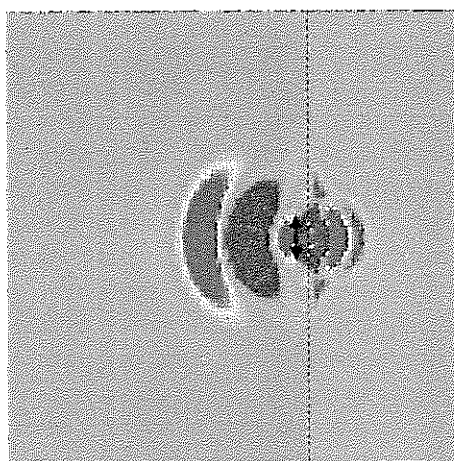
図 2.11: 岩盤・空気境界から4ブロック離れた場合 (160-220 ステップ)



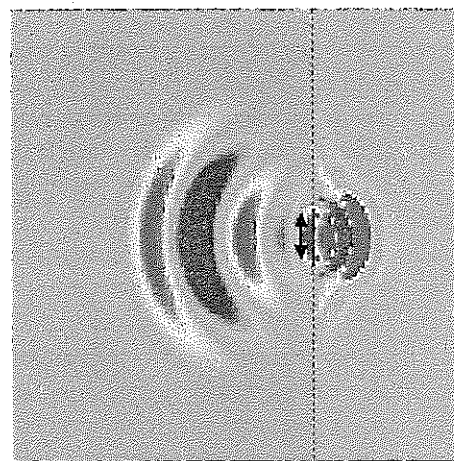
40steps (4.2ns)



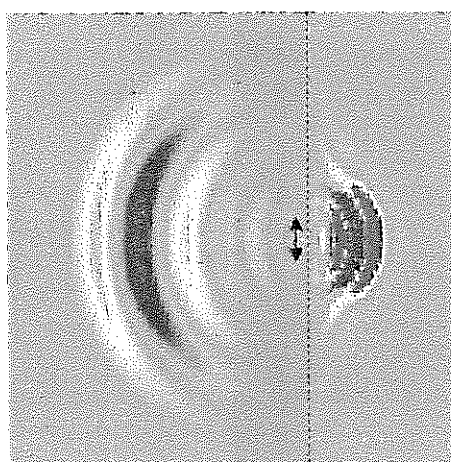
60steps (6.2ns)



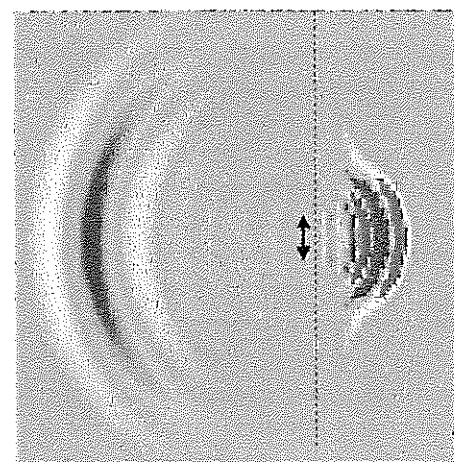
80steps (8.3ns)



100steps (10.4ns)

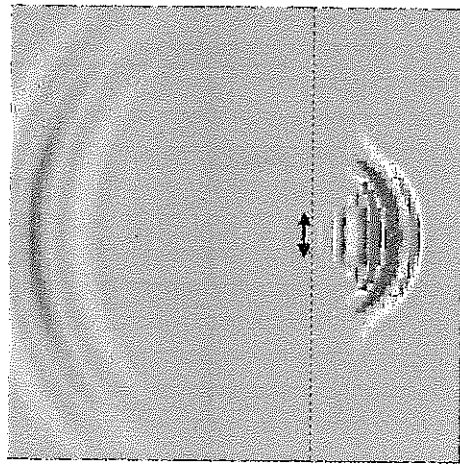


120steps (12.5ns)

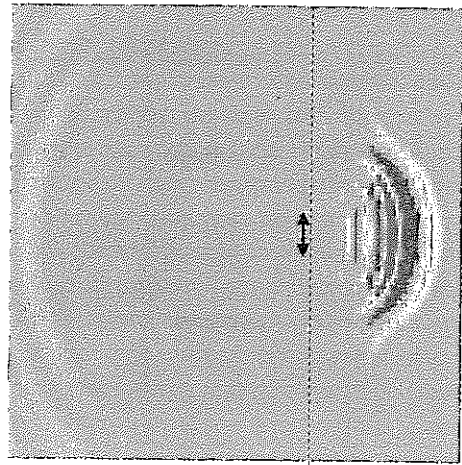


140steps (14.6ns)

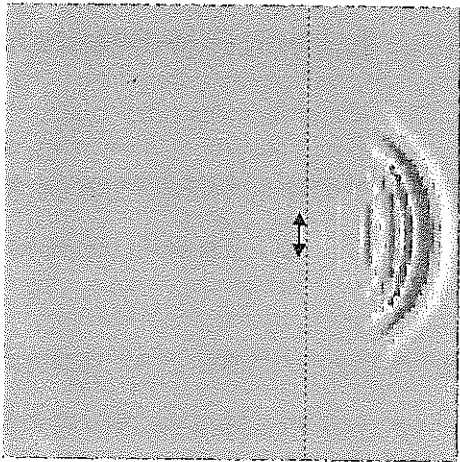
図 2.12: 岩盤・空気境界から 1 ブロック離れた場合 (40-140 ステップ)



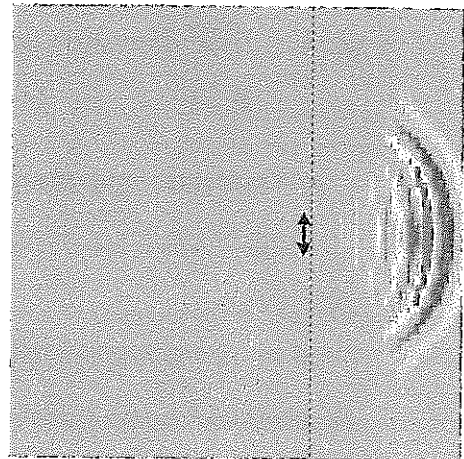
160steps (16.6ns)



180steps (18.7ns)



200steps (20.8ns)



220steps (22.9ns)

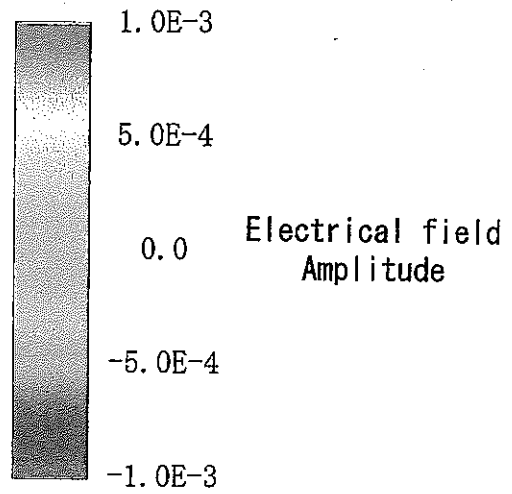


図 2.13: 岩盤・空気境界から1ブロック離れた場合 (160-220 ステップ)

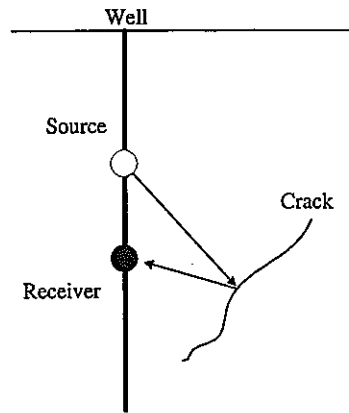


図 2.14: シングルホール法の模式図

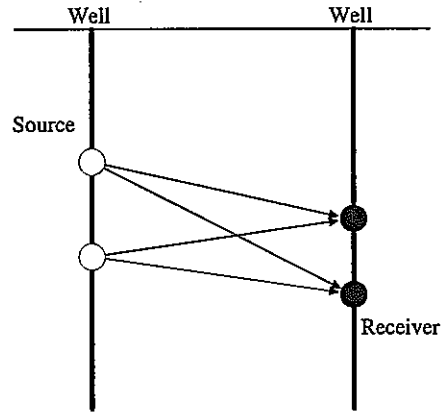


図 2.15: クロスホール法の模式図

2.4 ポアホール・レーダーによる含水破碎帯の検出のシミュレーション

地下の割れ目、破碎帯は地下水の経路で、いわゆる“水みち”である。割れ目、破碎帯などの位置や大きさをより詳細に知ることは防災、地下空間利用、環境分野において重要な問題である。

ボーリング孔を用いて電磁波の透過や反射などの性質によって孔周辺の岩盤亀裂や地質構造を調査する方法をポアホール・レーダーという。図 2.14 に示したように、一本の孔中に一對の送信アンテナおよび受信アンテナを設置し、移動しながら反射信号を観測し、孔周辺の亀裂などを検出する方法はシングルホール法と呼ばれる。岩盤と水を含む亀裂との境界は誘電率の差が大きく、電磁波の良好な反射面となる。一方、図 2.15 に示したように、2本の孔を用いてそれぞれに送信アンテナおよび受信アンテナを配置し、透過波の走時や振幅を用いて孔間の地質構造を調査する方法はクロスホール法または電磁波トモグラフィと呼ばれる。

一般に花崗岩の比誘電率は 3 から 10 程度であり、水の比誘電率は 80 である。岩盤の誘電率に比べ水の誘電率が大きいため、含水破碎帯の電磁気的な性質は、水の電磁気的な性質に大きな影響を受ける。ここでは、含水破碎の帯を比誘電率 30、比抵抗 $100\Omega\cdot\text{m}$ の導電性低速度帯として、その境界における反射波および透過波について考察する。

表 2.3: 含水破碎帯モデルの物性値

媒質名	ϵ_r	ρ ($\Omega \cdot \text{m}$)	μ_r
岩盤	8.0	1000	1.0
含水破碎帯	30.0	100	1.0

(iii) 計算モデル

計算モデルを図 2.16、図 2.17 に示した。モデル 2 においては、図 2.16 に示したように、発信点、受信器および 1 波長幅の含水破碎帯を想定した領域を配置した。含水破碎帯は R1 と R2 の間に存在し、R1 では直接波と含水破碎帯の左側面および右側面からの反射波（以下、反射波 1 および反射波 2 と呼ぶ）、R2 では透過波を観測できると考えられる。モデル 3 においては含水破碎帯の幅を波長の 1/2 とした。含水破碎帯の存在を除けば、電流源のパラメータおよび発信点、受信器の位置はモデル 1 と同様とした。表表 2.3 にモデル 2 およびモデル 3 の物性値を示した。

(iv) 計算結果

図 2.18(a) および (b) にモデル 2 の R1 および R2 における観測波形を示した。図中における矢印は、(a) においては順に (2.23) 式から計算した直接波、反射波 1 および反射波 2 の到達時刻、(b) においては透過波の到達時刻を示す。R1 においては、減衰して振幅が小さくなっているが反射波 2 が認識可能である。一方、反射波 1 は直接波のリングングと合成されてしまうために認識は難しい。そこで、反射波のみを抽出するために、モデル 2 の R1 における観測波形から均質モデルである基本モデル 1 の R1 の観測波形を引いた波形を (c) に示した。逆位相の反射波 1 および同位相の反射波 2 が識別できる。

次に、図 2.19(a) および (b) にモデル 3 の R1 および R2 における波形を示した。モデル 2 と同様に、モデル 3 の R1 における観測波形からモデル 1 の R1 の観測波形を引いた波形を (c) に示した。逆位相の反射波 1 は識別できるが、反射波 2 は反射波 1 のリングングに隠れて識別できない。一般に反射係数の絶対値が等しく異符号の層の分解能は波長の 1/8 と言われるが、実際に波形の減衰やリングングを考慮に入れると分解能は低下することがわかる。

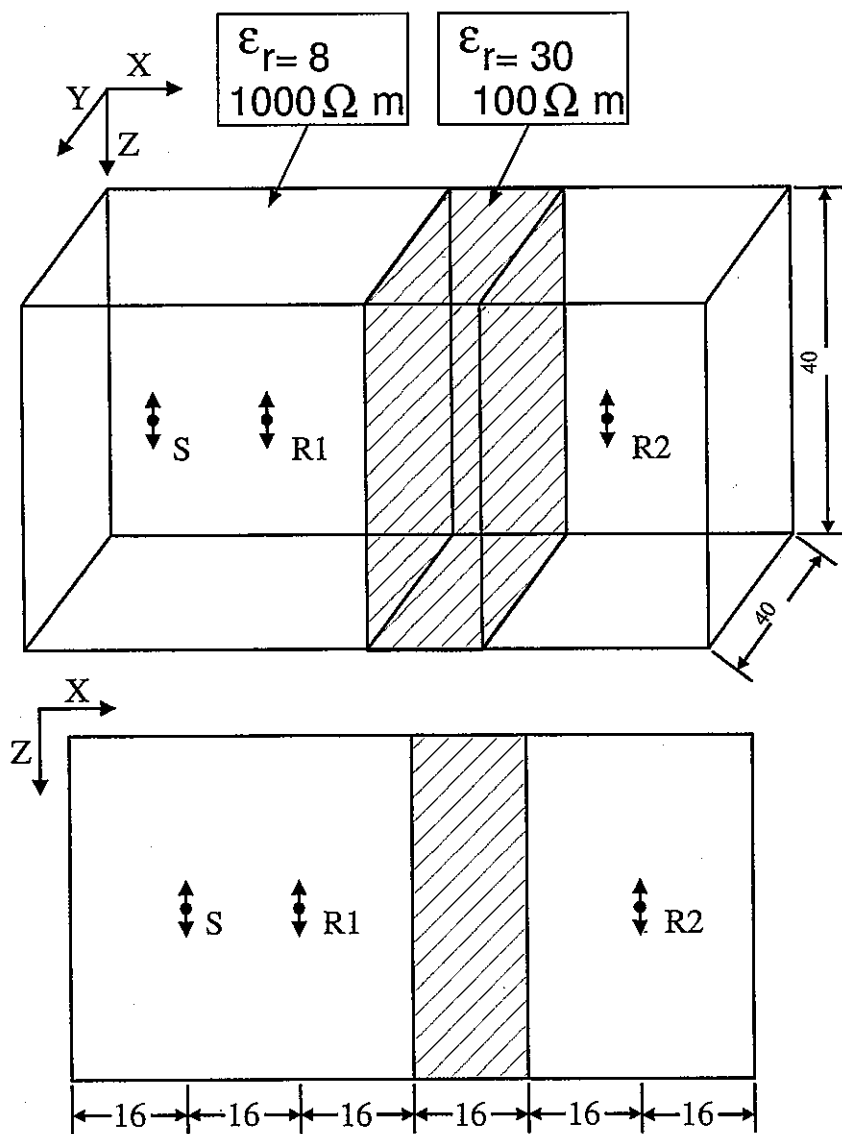


図 2.16: 含水破碎帯モデル 2 (幅 1 波長)

ここでの検討の結果、ボアホール・レーダーによって含水破碎帯からの反射電磁波を観測し、その存在および厚さを推定することが可能であることが明らかになった。しかし、このモデリングの例においては、リングングの影響のため、電磁波の波長と検出できる破碎帯の幅との定量的な関係を得るまでには至らなかった。

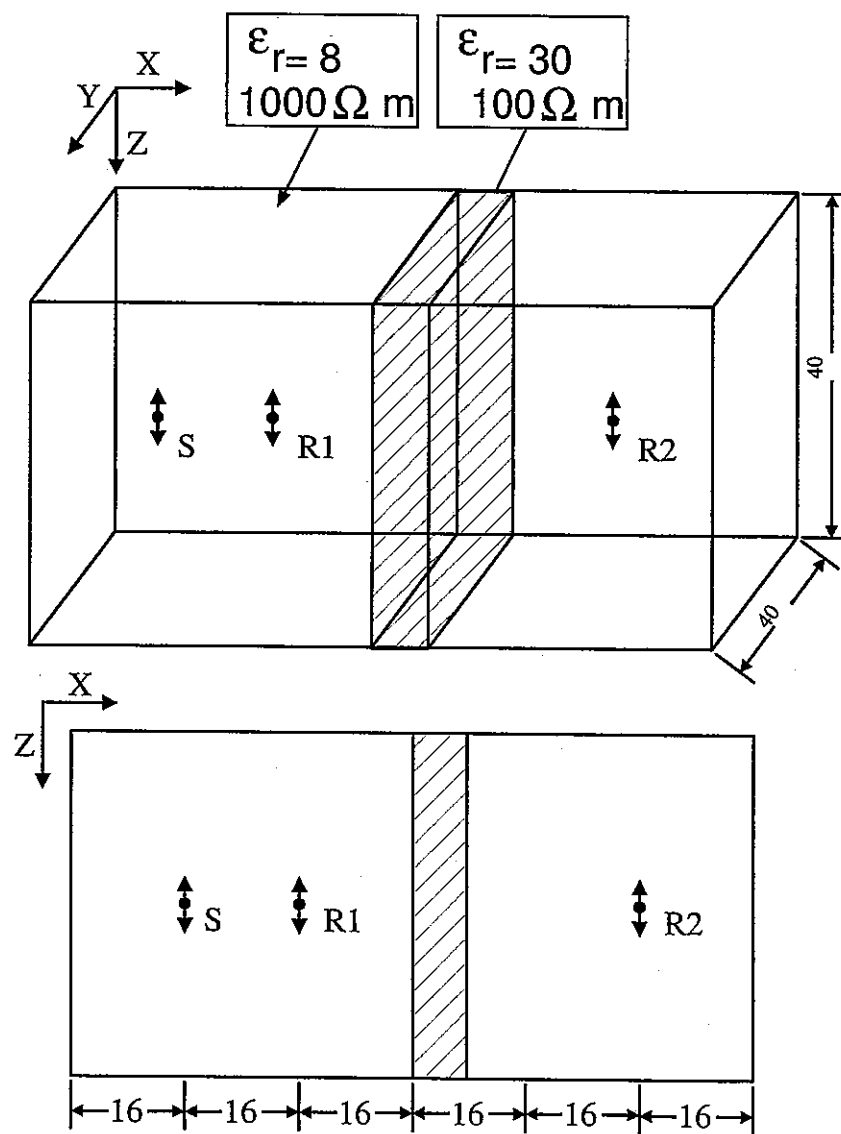
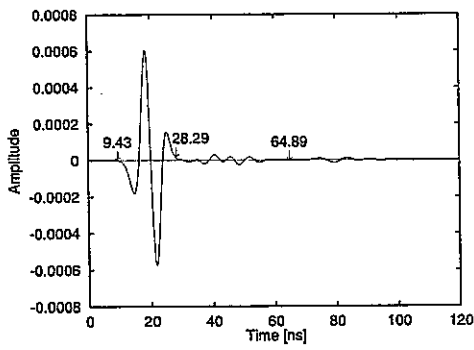
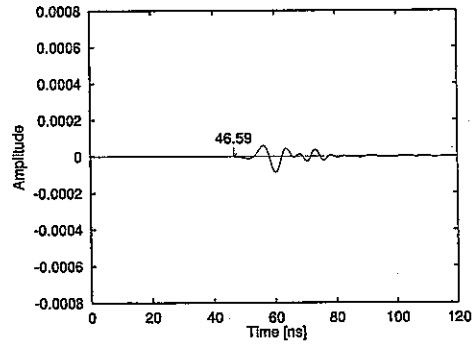


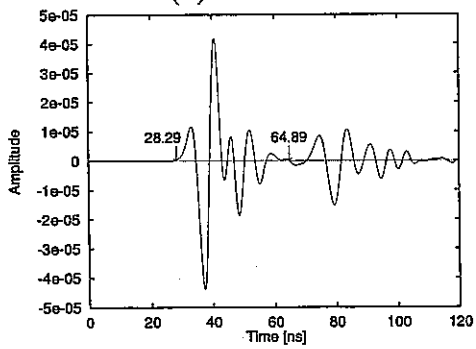
図 2.17: 含水破碎帯モデル3 (幅 1/2 波長)



(a) Model2 R1

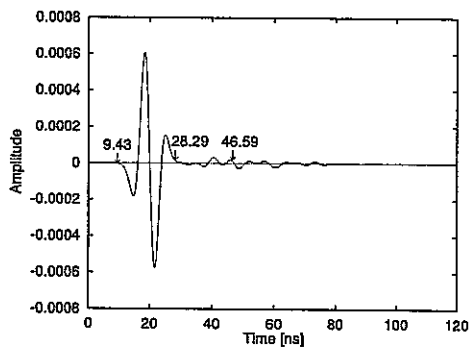


(b) Model2 R2

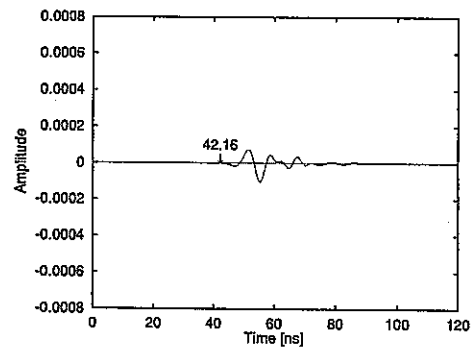


(c) Model2-Model1 R1

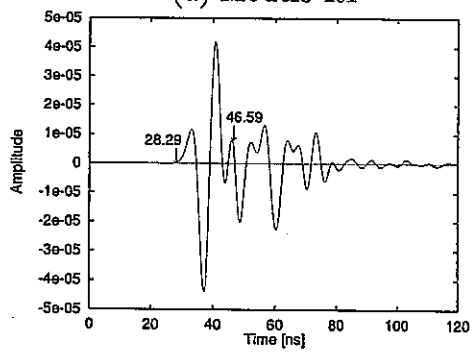
図 2.18: モデル 2 で得られた波形



(a) Model3 R1



(b) Model3 R2



(c) Model3-Model1 R1

図 2.19: モデル 3 で得られた波形

2.5 連続波信号のシミュレーションへの拡張

2.5.1 目的および問題点

本研究では、正弦波的に変化する電磁エネルギーを連続的に長時間地下に送り込み、長時間の観測を行うことによって、単位時間に送り込むエネルギーは小さくともトータルの電磁エネルギーを増大させることにより、探査深度の拡大を図る調査方法の確立を目的としている。本研究で開発された FDTD 法のシミュレーション・プログラムは、2.4までに示したように、高周波数のパルス状の電界の変化を入力とした場合には、高速かつ高精度のシミュレーションを行うことができることが確認されている。しかし、開発した時点のプログラムには以下のような問題点が見られた。

- 媒質の条件によって、計算結果が発散したり、場合によっては計算不能な場合があった。
- 出力の電界の信号波形に高周波数のノイズが重畳し、波形が乱れることがあった。特にこの現象は入力波形の初動直後に著しいことがわかった。

これらの問題点は、本研究のように連続波を入力とする長時間のシミュレーションを行う場合特に顕著となり、計算結果の信頼性を損なうため、これらを改善することが必要であった。

2.5.2 プログラムの改良とその効果

従来のプログラムでの計算結果に見られた波形の乱れの原因を調べた結果、以下の原因が明らかになった。

- (a) 波動方程式における微分計算を差分近似する際に生じる誤差により、グリッド分散現象が生じていた。
- (b) 入力波形の端部の滑らかさが不足していることが高周波ノイズの原因と考えられた。
- (c) 震源関数（信号源）として入力波の時間微分が作用することによる波形の変形が影響し、特に信号源近傍 (near field) の計算が不安定であった。

(c) については、以下の Maxwell の方程式から理論的に導くことができる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.46)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_0 + \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.47)$$

(2.46) 式、(2.47) 式より、次式を得る。

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = 0 \quad (2.48)$$

J の時間微分項が波動方程式における震源関数として作用していることがわかる。

そこで、これらの問題点を改善するために、それぞれ以下の対策を施した。

- (a) 1 波長に含まれるグリッド数を増加させることにより差分計算を安定化させグリッド分散現象を解消する。数値実験の結果、グリッド数は 32 以上とした。
- (b) 入力波先端部に以下の平滑化ウィンドウをかけ、入力信号の初端部分の滑らかさを確保する。

$$W(t) = 1 - \cos(2\pi ft) \quad (t \leq 1/2\pi f) \quad (2.49)$$

ここで、 f は入力波形先端部の周波数である。

- (c) 希望する出力波形に応じて入力波形をコントロールする。

同時に、FDTD 法プログラムを用いて長時間（きわめて多数の反復計算）を行った場合の計算誤差の蓄積を軽減するために、アルゴリズムおよび計算コードを見直し、演算回数を低減させた。また、使用メモリ量を約 7.4% 減少させることができた。

改良したプログラムを用いて連続波信号の計算を行い、改良の効果について検討した。連続波信号には正弦波およびログスweep波（FM 変調波）を用いた。正弦波は次式で与えられる。

$$s(t) = \sin 2\pi ft \quad (0 < t) \quad (2.50)$$

ログスweep波（FM 変調波）は次式で与えられる。

$$s(t) = \exp \left[i2\pi \left(f_0 t + \frac{k}{2} t^2 \right) \right] \quad (2.51)$$

ここで、 f_0 は中心周波数、 k は次式で与えられる時刻 t における瞬間周波数 $f(t)$ の時間変化率である。

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[2\pi \left(f_0 t + \frac{k}{2} t^2 \right) \right] \\ &= f_0 + kt \end{aligned} \quad (2.52)$$

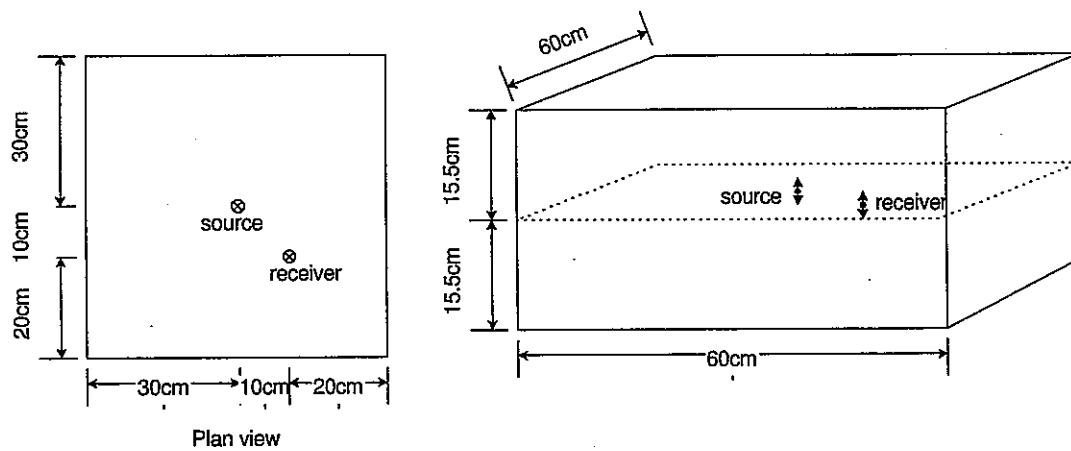
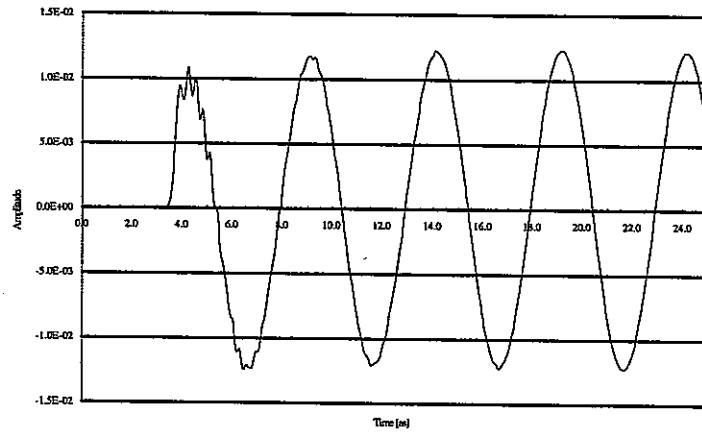
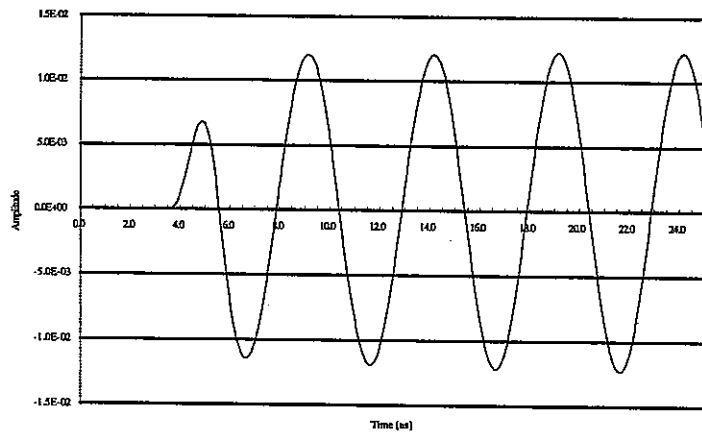


図 2.20: 3 次元均質モデル

図 2.20に検討に使用した 3 次元モデルおよび発信点、受信器の位置を示した。計算に使用したパラメータは、 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1.0\text{cm}$, $\Delta t = 5.0 \times 10^{-2}\text{ns}$, $\epsilon_r = 9.0$, $\mu_r = 1.0$, $\rho = 100\Omega\text{m}$ である。図 2.21に正弦波を入力した場合、図 2.22にログスイープ波を入力した場合の出力波形を示した。それぞれ (a) が改良前のプログラム、(b) が改良後のプログラムの出力である。プログラムを改良した結果、初端部の計算精度が改善され、安定した出力が得られていることがわかる。

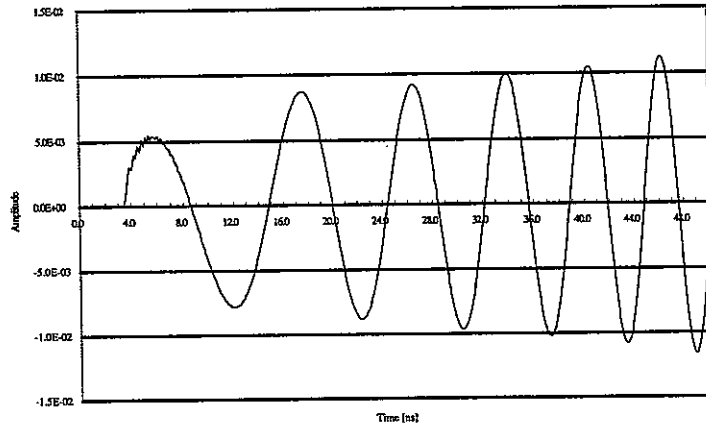


(a) 改良前

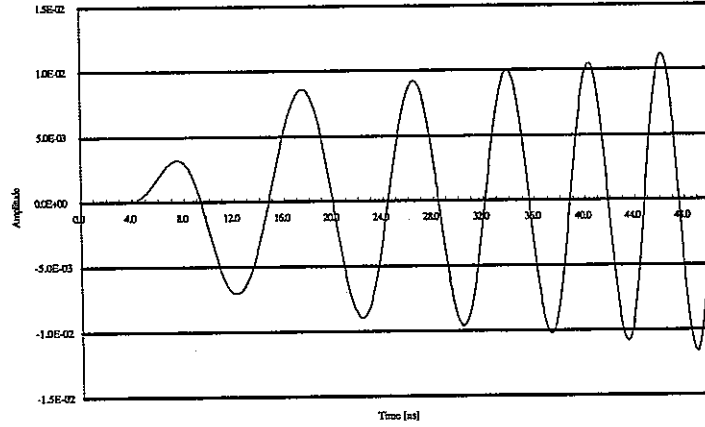


(b) 改良後

図 2.21: 正弦波を入力とした場合の出力波形



(a) 改良前



(b) 改良後

図 2.22: ログスイープ波を入力とした場合の出力波形

3 電磁フルウェーブ・トモグラフィ

3.1 背景および目的

近年、データ取得機器の高性能化によって、細かいサンプリングレートでの時系列データの取得が可能になり、時間領域における解析方法が活発に研究されている。そのなかで、Wang et al. (1994) は、電磁法の一種である TEM 法 (Transient Electromagnetic Method) データに対して、地震波の解析で用いられているフルウェーブ・インバージョン (Tarantola, 1984) に基づく手法で解析領域の導電率および透磁率のイメージングを行った。この手法は、反復解法を用いて誤差関数を最小にする最急降下法を用いたアルゴリズムである。積分方程式の知識や大規模な逆行列の解法を必要とせず、順伝播計算のシミュレータがあれば、それを利用して反復解法時のモデルの修正量を求めることができる。

本研究では、このフルウェーブ・インバージョン手法をレーダー・トモグラフィに適用し、地下の導電率分布を推定することを試みた。2本のボーリング孔を用い、一方の孔から電磁波を発信し他方の孔で受信するレーダー・トモグラフィ計測において、孔間の導電率分布を推定する問題を考える。本章では、まず、Maxwell 方程式の随伴方程式およびインバージョン理論の導出について述べる。次に、インバージョン法によって岩盤中の破碎帯の検出に関する数値シミュレーションを行った。さらに、現場データに対し試験的に本手法を適用した。

3.2 インバージョンの理論

Wang et al. (1994) の TEM 法データに対するフルウェーブ・インバージョンの導出手順を参考に、地中レーダーに対するインバージョン法を導出する。

3.2.1 Maxwell 方程式のグリーン関数と随伴方程式

電流源 \mathbf{J} を持つ Maxwell 方程式は、(3.1) 式および (3.2) 式のように表される。

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

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (3.2)$$

ここで、 \mathbf{E} は電界、 \mathbf{H} は磁界、 ε は誘電率、 σ は導電率、 μ は透磁率である。(3.1) 式および (3.2) 式の解は、ダイアディック・グリーン関数 G_{11} および G_{21} を用いて次式のように表わせる (Tai, 1993; Felsen, 1994; Wang et al., 1994)。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int_{V, t} G_{11}(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' \quad (3.3)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int_{V, t} G_{21}(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' \quad (3.4)$$

ここで、 (V, t) は送信源の影響の及ぶ時間・空間領域であり、この2つのダイアディック・グリーン関数は、(3.5) 式および (3.6) 式を満たし、かつ (3.7) 式の因果律を満たす。

$$\left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \right) G_{11} - \nabla \times G_{21} = -\varphi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t') \quad (3.5)$$

$$\nabla \times G_{11} + \mu \frac{\partial}{\partial t} G_{21} = 0 \quad (3.6)$$

$$G_{ij}(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}', t') \equiv 0, \quad t \leq t' \quad (3.7)$$

ここで、 φ は恒等ダイアディックである。また、ダイアディック・グリーン関数の随伴ダイアディック・グリーン関数は、(3.8) 式で定義される。

$$G_{ij}^+(\mathbf{r}', t' | \mathbf{r}, t) \equiv \tilde{G}_{ji}(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}', t') \quad (3.8)$$

ここで、 $\tilde{\cdot}$ は、ダイアディックの転置 ($\hat{x} \cdot \tilde{G} \cdot \hat{z} = \hat{z} \cdot \tilde{G} \cdot \hat{x}$)。 \hat{x} は単位ベクトルである。(3.8) 式は、ダイアディック・グリーン関数の相反定理を表す。(3.1) 式および (3.2) 式の随伴方程式は、それぞれ以下のように表される。

$$\left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \right) \mathbf{E} + \nabla \times \mathbf{H} = -\mathbf{J} \quad (3.9)$$

$$-\nabla \times \mathbf{E} - \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (3.10)$$

(3.9) 式および (3.10) 式に示した随伴方程式に関する随伴ダイアディック・グリーン関数は (3.11) 式および (3.12) 式の方程式を満たし、かつ (3.13) 式の逆時間方向の因果律を満たす。

$$\left(\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \right) G_{11}^+ + \nabla \times G_{21}^+ = -\varphi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t') \quad (3.11)$$

$$-\nabla \times G_{11}^+ - \mu \frac{\partial}{\partial t} G_{21}^+ = 0 \quad (3.12)$$

$$G_{ij}^+(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}', t') \equiv 0, \quad t \geq t' \quad (3.13)$$

3.2.2 インバージョン法

(i) エラー関数

EM インバージョンの目的は、観測された電界データを最適に説明できる電磁気的物性値分布のモデルを推定することである。そこでまず、電界の観測データ E^0 と推定されたモデルが作り出す仮想電界データ E との差の2乗和のエラー関数 $F_D(\sigma)$ を次式で定義する。

$$\begin{aligned} F_D(\sigma) &= \frac{1}{2} \sum_i \int_0^T [E^0(\mathbf{r}_i, t) - E(\mathbf{r}_i, t)]^2 dt \\ &= \frac{1}{2} \sum_i \int_0^T \delta E^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot \delta E^0(\mathbf{r}_i, t) dt \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\delta E^0(\mathbf{r}_i, t) = E^0(\mathbf{r}_i, t) - E(\mathbf{r}_i, t) \quad (3.15)$$

ここで、 $E^0(\mathbf{r}_i, t)$ はレシーバ位置 \mathbf{r}_i での現場の観測データ、 $E(\mathbf{r}_i, t)$ は推定されたモデルによる仮想観測データである。(3.14)式は各レシーバ点でのエラーを全てのレシーバ点について和を取ったのであり、エラー関数を最小にするようにモデルを修正する。そのモデルを記述している導電率 σ は、Frechet 微分 $\delta F_D(\sigma)/\delta\sigma$ を用いて、次式によって反復修正する。

$$\sigma^{(n+1)} = \sigma^{(n)} - \alpha\gamma^{(n)} \quad (3.16)$$

$$\gamma^{(n)} = \delta F_D / \delta\sigma \quad (3.17)$$

ここで、 n は反復回数、 α は修正のステップ長である。反復1回目のモデルには初期値となる導電率分布(初期モデル)を適当に与える。

(ii) 勾配の計算

モデルの修正量 γ を計算するために、 σ がわずかな変化量 $\delta\sigma$ だけ変化した場合における F_D のテーラー展開を考える。

$$F_D(\sigma + \delta\sigma) = F_D(\sigma) + \delta\sigma \frac{\partial}{\partial\sigma} F_D(\sigma) + \frac{1}{2} \left(\delta\sigma \frac{\partial}{\partial\sigma} \right)^2 F_D(\sigma) + \dots \quad (3.18)$$

これより、 δF_D は次式のように書ける。

$$\delta F_D \equiv F_D(\sigma + \delta\sigma) - F_D(\sigma)$$

$$= \langle \gamma, \delta\sigma \rangle + O(\delta\sigma^2) \quad (3.19)$$

$$\langle \gamma, \delta\sigma \rangle = \int_{V'} \gamma(\mathbf{r}') \cdot \delta\sigma(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (3.20)$$

$$(3.21)$$

ここで、 V' はモデルが変化しうる領域である。

次に、導電率が変化したときの電界、磁界の変化を次のように表す。

$$\sigma' = \sigma + \delta\sigma \quad (3.22)$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \delta\mathbf{E} \quad (3.23)$$

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \delta\mathbf{H} \quad (3.24)$$

これらの式を Maxwell 方程式 (3.1) 式および (3.2) 式に代入する。

$$\left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma + \delta\sigma \right) (\mathbf{E} + \delta\mathbf{E}) - \nabla \times (\mathbf{H} + \delta\mathbf{H}) = -\mathbf{J} \quad (3.25)$$

$$\nabla \times (\mathbf{E} + \delta\mathbf{E}) + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} + \delta\mathbf{H}) = 0 \quad (3.26)$$

(3.25) 式と (3.1) 式、および (3.26) 式と (3.2) 式の差をとると、次式が得られる。ただし、2 次の微少量は無視する。

$$\left(\epsilon \frac{\partial}{\partial t} + \sigma \right) \delta\mathbf{E} - \nabla \times \delta\mathbf{H} = -\delta\sigma \mathbf{E} \quad (3.27)$$

$$\nabla \times \delta\mathbf{E} + \mu \frac{\partial}{\partial t} \delta\mathbf{H} = 0 \quad (3.28)$$

電界に対するこれらの方程式の解は、(3.3) 式と同様にダイアディック・グリーン関数を用いて (3.29) 式で表わせる。

$$\delta\mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) = \int_{V'} \int_0^t G_{11}(\mathbf{r}_i, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \cdot \delta\sigma(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' dt' \quad (3.29)$$

さて、(3.14) 式より導電率が変化したときのエラー関数は \mathbf{E}' を用いて

$$F_D(\sigma + \delta\sigma) = \frac{1}{2} \sum_i \int_0^T [\mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) - \mathbf{E}'(\mathbf{r}_i, t)]^2 dt \quad (3.30)$$

となる。したがって、(3.14)式および(3.30)式より

$$\begin{aligned}
\delta F_D &= F_D(\sigma + \delta\sigma) - F_D(\sigma) \\
&= \frac{1}{2} \sum_i \int_0^T [\mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) - \mathbf{E}'(\mathbf{r}_i, t)]^2 dt - \frac{1}{2} \sum_i \int_0^T [\mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) - \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t)]^2 dt \\
&= - \sum_i \int_0^T \left[\delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) - \frac{1}{2} \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) \right] dt \\
&\cong - \sum_i \int_0^T \left[\delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}_i, t) \right] dt \tag{3.31}
\end{aligned}$$

である。(3.29)式を(3.31)式に代入した式と、(3.19)式と比較することによって(3.32)式が得られる。

$$\gamma(\mathbf{r}') = - \sum_i \int_0^T dt \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot \int_0^t G_{11}(\mathbf{r}_i, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') dt' \tag{3.32}$$

さらに(3.32)式を変形する。

$$\begin{aligned}
\gamma(\mathbf{r}') &= - \sum_i \int_0^T dt \int_0^t dt' \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot G_{11}(\mathbf{r}_i, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \\
&= - \sum_i \int_0^T dt' \int_{t'}^T dt \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \cdot G_{11}(\mathbf{r}_i, t | \mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \\
&= - \sum_i \int_0^T dt' \int_{t'}^T dt \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \cdot G_{11}^+(\mathbf{r}', t' | \mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \\
&= \int_0^T dt' \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \cdot \sum_i \int_T^{t'} dt G_{11}^+(\mathbf{r}', t' | \mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \\
&= \int_0^T dt' \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') \cdot \mathbf{E}_b(\mathbf{r}', t' | \delta \mathbf{E}^0) \tag{3.33}
\end{aligned}$$

ここで

$$\mathbf{E}_b(\mathbf{r}', t' | \delta \mathbf{E}^0) = \sum_i \int_T^{t'} dt G_{11}^+(\mathbf{r}', t' | \mathbf{r}_i, t) \cdot \delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t) \tag{3.34}$$

である。第2ステップの変形には、ダイアディック・グリーン関数の相反定理を用いた。

3.2.3 計算手順

図3.1にインバージョンの具体的な計算手順のフローチャートを示す。ここで、 $\delta \mathbf{E}^0(\mathbf{r}_i, t)$ は(3.15)式に示すように観測波形と仮想的観測波形との残差であり、 G_{11}^+ は G_{11} の随伴ダイ

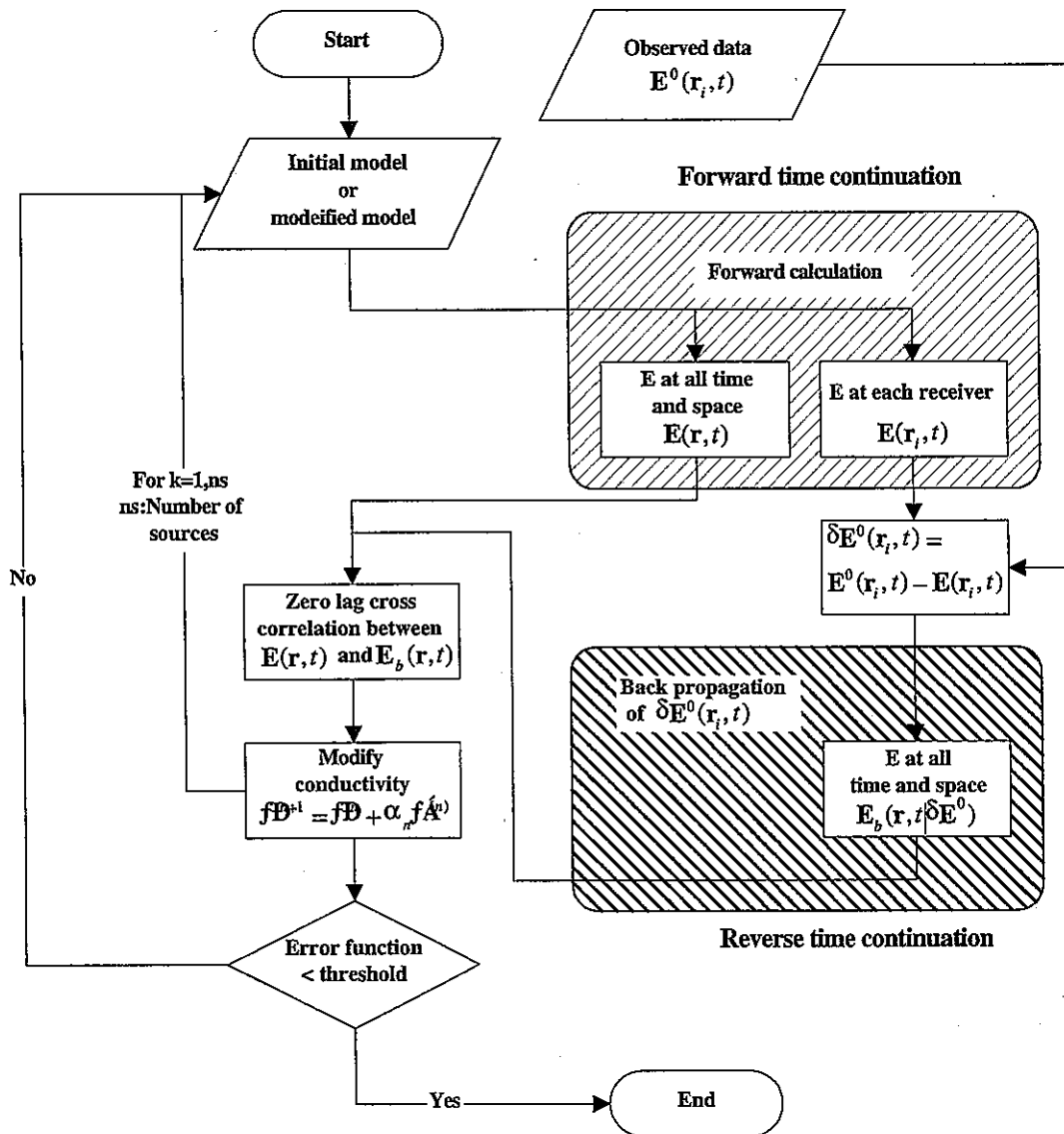


図 3.1: 電磁フルウェーブ・インバージョンのフローチャート

アディック・グリーン関数である。したがって、(3.34) 式の $E_b(\mathbf{r}', t | \delta E^0)$ の物理的な意味は、各受信点において観測波形と仮想的観測波形との残差を入力波形として、随伴グリーン関数を満たすモデル空間に各受信点から残差を逆伝播させて作り出される電界データである。また、 $E(\mathbf{r}', t)$ は推定したモデルが作り出す仮想電界データである。したがって、(3.33) 式に示すように、これらの 2 つの電界データをすべての格子点上の点 \mathbf{r}' で掛け合わせ時間積分することは、 \mathbf{r}' の点で 2 つのデータのラグ 0 における相互相関を計算することに相当する。計算に用いられる拡散方程式の順伝播スキームおよび随伴方程式の逆伝播スキームは

同じスキームとなり、かつ、安定であることがわかっている。したがって、本研究で開発された FDTD 法プログラムのような安定な順伝播シミュレータを用いることによって、インバージョンを行うことができる。

最後に、モデルの修正の判定のために必要な誤差関数であるデータエラーを (3.35) 式で定義する。

$$Err = \frac{1}{2} \frac{\sum_S \sum_R (E^0 - E)^2}{\sum_S \sum_R (E^0)^2} \quad (3.35)$$

このエラー関数の値が収束するまで、モデルの修正を繰り返す。

以上の手順を以下に簡単にまとめる。

1. 適当な初期モデル (導電率分布) を設定する。
2. 想定したモデルで、ある発信源から順伝播計算を行い、すべての格子上のすべての時間ステップの電界の値 $E(\mathbf{r}', t')$ 、および各受信点における仮想的観測波形 $E(\mathbf{r}_i, t)$ を求める。
3. 実際の観測波形 $E^0(\mathbf{r}_i, t)$ と仮想的観測波形 $E(\mathbf{r}_i, t)$ との残差 $\delta E^0(\mathbf{r}_i, t)$ を求め、それを各受信点から順伝播計算のシミュレータを用いて逆伝播させ、すべての格子上のすべての時間ステップの電界 $E_b(\mathbf{r}', t' | \delta E^0)$ を求める。
4. すべての格子上で $E(\mathbf{r}', t')$ と $E_b(\mathbf{r}', t' | \delta E^0)$ のラグ 0 における相互相関を計算し、導電率の修正値 $\gamma(\mathbf{r}')$ を求め、モデルの導電率を修正する。
5. エラー関数が、ある値まで収束するまで 2 から 4 の手順を繰り返す。

順伝播計算および逆伝播計算には FDTD 法シミュレーション・プログラムを用いる。

3.3 数値計算による検討

方形の導電性異常体および含水破碎帯の検出を想定した 2 種類のモデルにおける数値計算例を示す。

3.3.1 方形の導電性異常体モデル

解析モデルとして、図 3.2 に示すように 20m×20m の導電率 0.001S/m の媒質内に大きさが 2m×2m の導電率 0.01S/m および 0.02S/m の 2 つの導電性媒質がある場合の解析を行っ

た。発信点を一方の孔の $(x, z)=(0\text{m}, 0\text{m})$ から $(0\text{m}, 20\text{m})$ まで 2m 間隔で 11 個、受信器を他方の孔の $(20\text{m}, 0\text{m})$ から $(20\text{m}, 20\text{m})$ まで 2m 間隔で設置した。信号源には、ピーク周波数 100MHz のリックカー・ウェーブレットを電流源として与えた。観測波形の作成およびインバージョンのシミュレータには FDTD 法を用いた。計算領域は、不要な反射波を十分押さえるために図 3.3 に示すように十分大きくとり、解析には中央の部分のみを用いた。吸収境界条件には Cerjan et al. (1985) を用いた。インバージョンの初期モデルは導電率が 0.001S/m の均質媒質とした。

図 3.4(a) に、発信点 $(0\text{m}, 0\text{m})$ において送信され受信点 $(20\text{m}, 0\text{m})$ において観測された波形（シミュレーション波形）を、(b) に同じ送信点・受信点の位置の初期モデルに対するシミュレーション波形を、(c) には (a) から (b) の波形を引いた残差の波形を示す。(c) の残差の波形は実際のモデルと初期モデルとの差によって生じたものである。この残差を受信点位置から逆伝播させることにより、異常体の位置を知ることができる。図 3.5(a)、(b) および (c) に、それぞれ反復回数 1 回、10 回および 30 回後の解析結果を示す。図 3.5(b) に示すように、反復回数 10 回後には異常体の位置をぼんやりと推定できていることがわかる。そして、反復回数 30 回後には、異常体の位置ではっきりと像を結んでいることがわかる。しかしながら、得られた導電率の値は真の値よりも小さくなっている。図 3.5(d) は誤差関数の変化を示したグラフである。図 3.5(d) に示すように、数回の反復で急速に像が結ばれ、その後は緩やかに真の値に収束していくことがわかる。

3.3.2 含水破碎帯の検出

解析モデルとして、図 3.6 に示すように $20\text{m} \times 20\text{m}$ の導電率 0.001S/m の媒質に導電率 0.01S/m の含水破碎帯が存在する場合の解析を行った。計算領域、送信点および受信器の位置、信号源、初期モデルは前述の方形異常体モデルと同じとした。

図 3.7(a)、(b) および (c) に、それぞれ反復回数 1 回、10 回および 30 回後の解析結果を示す。反復回数 10 回後には破碎帯の位置をぼんやりと推定できていることがわかる。さらに、反復回数 30 回後には破碎帯の位置に明瞭に像を結んでいることがわかる。しかし、方形異常体モデルの場合と同様に、得られた導電率の値は真の値よりも小さくなっていることがわかる。図 3.7(d) は誤差関数のグラフである。図 3.7(d) に示すように、数回の反復で急速に像が結ばれ、その後は緩やかに真の値に収束していくことがわかる。

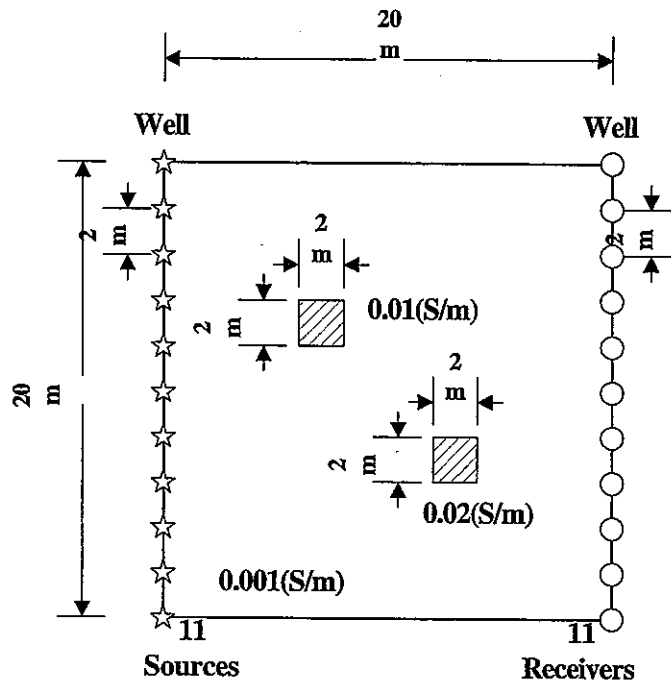


図 3.2: 方形異常体モデル

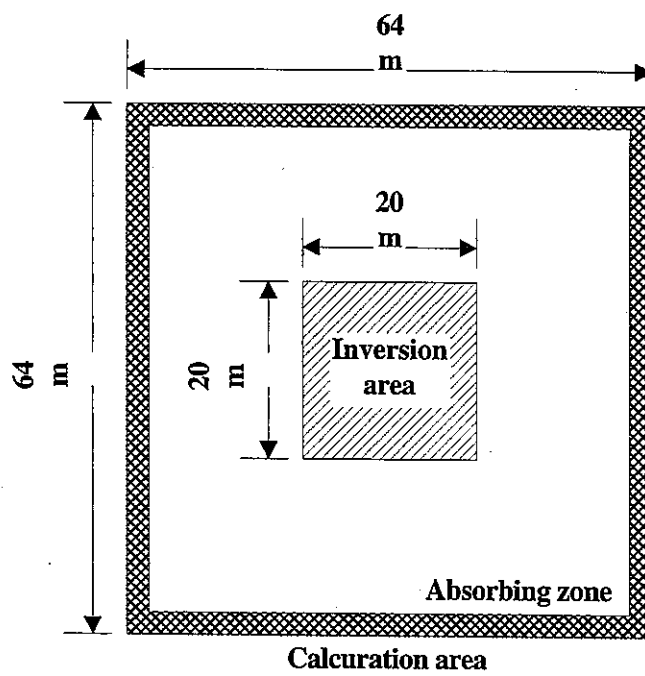
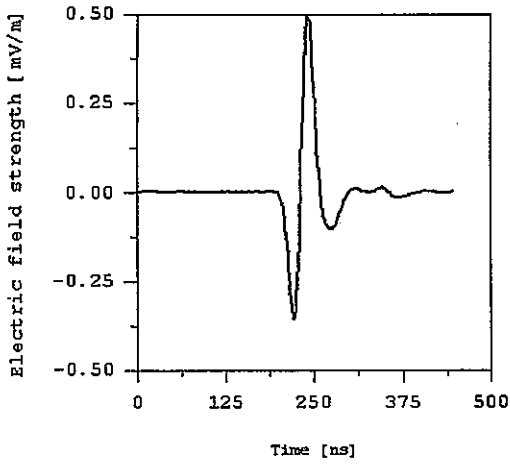
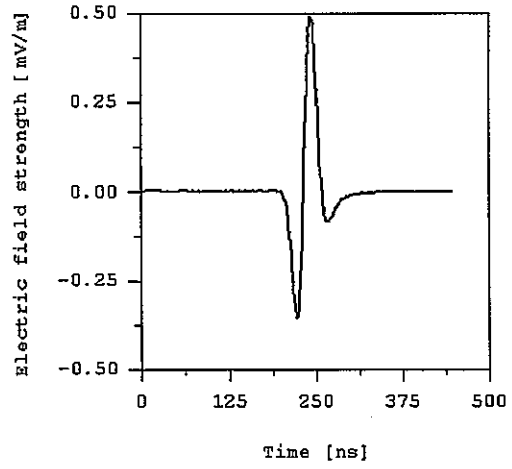


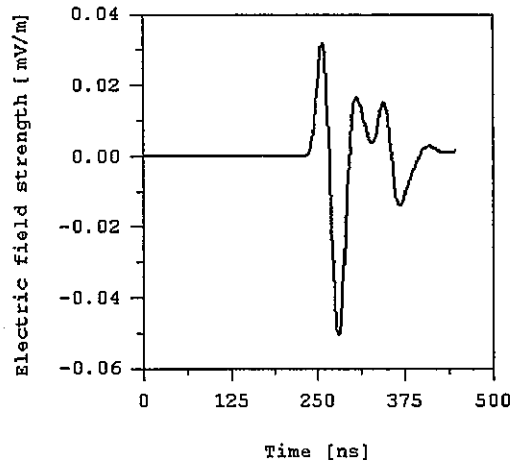
図 3.3: 計算領域と解析領域、境界条件



(a)



(b)



(c)

図 3.4: 波形の比較 (a) 観測波形 (b) 初期モデルに対する計算波形 (c) 残差波形

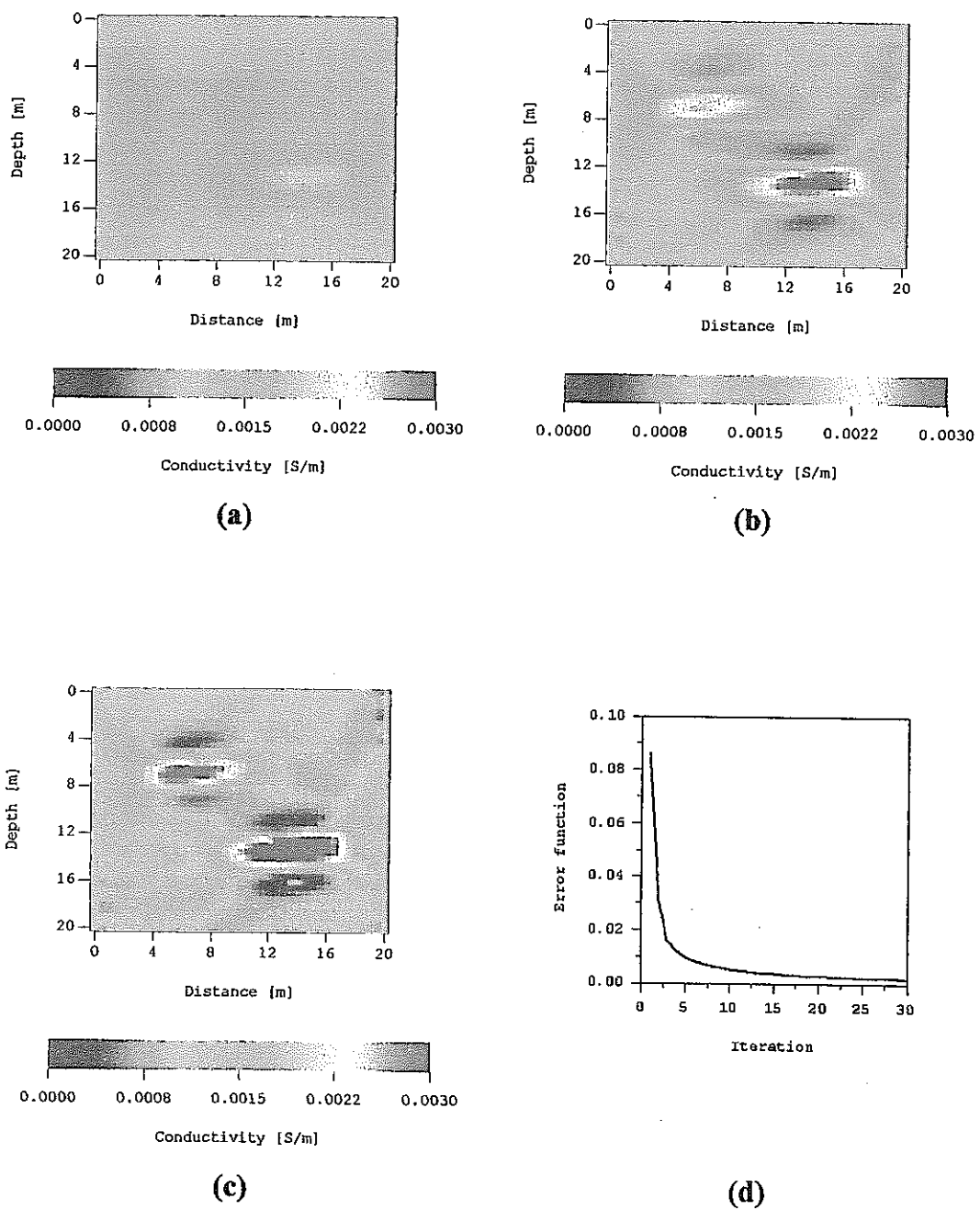


図 3.5: 方形異常体モデルのインバージョン結果 (導電率分布) (a) 反復 1 回目 (b) 反復 10 回後 (c) 反復 30 回後 (d) 誤差関数の変化

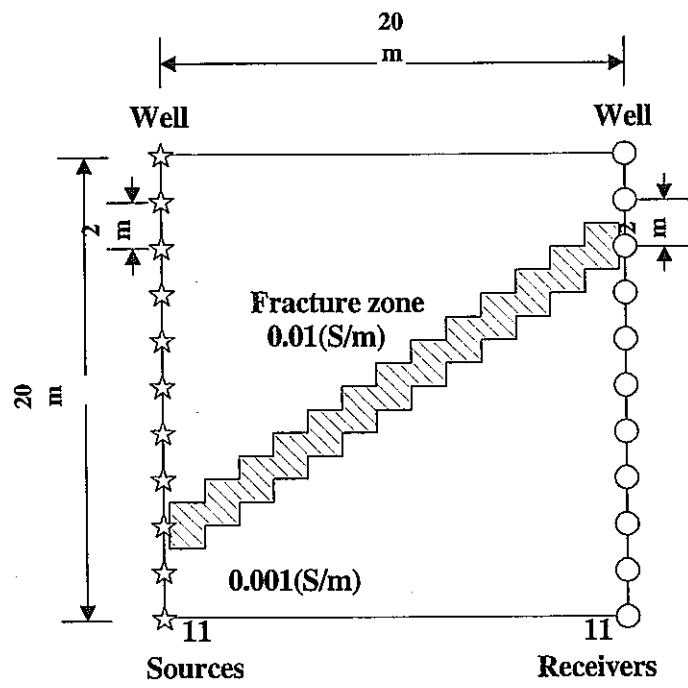


図 3.6: 含水破碎帯モデル

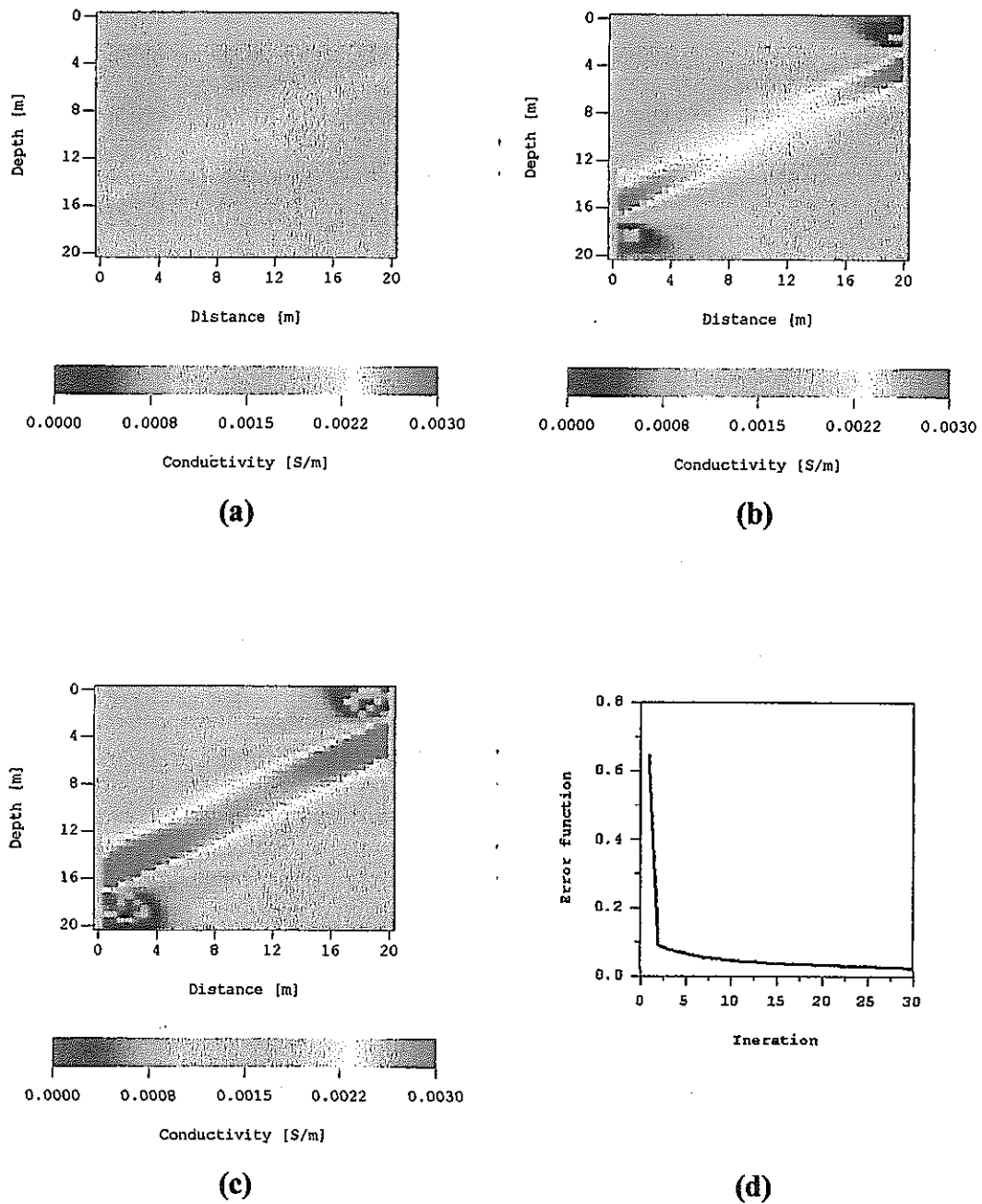


図 3.7: 含水破砕帯モデルのインバージョン結果 (導電率分布) (a) 反復 1 回目 (b) 反復 10 回後 (c) 反復 30 回後 (d) 誤差関数の変化

3.4 現地計測データへの適用

本研究で開発された電磁フルウェーブ・インバージョン手法を現地計測データに適用し、地中の導電率分布の推定を試みた。使用したデータは、1998年に瑞浪市明世町月吉正馬様洞に位置する2本の試錐孔（AN-1号孔、AN-3号孔）を用いて計測されたものである。計測は川崎地質（株）製の連続波レーダー装置を用いて行われ、AN-3号孔を送信孔、AN-1号孔を受信孔として深度30-180m区間で取得された。AN-3号孔とAN-1号孔の間隔は約36mである。計測の原理や方法、現場の地質状況などについては「連続波レーダートモグラフィの適用試験」（PNC TJ7374 98-0002）に詳しいのでここでは省略する。

フルウェーブ・トモグラフィ解析には、送信孔AN-3号孔および受信孔AN-1号孔の40-80m区間で取得されたデータを使用した。解析にあたっては、解析領域を40-60mと60-80mの2つの区間に分け、個別に解析を行った。送信器間隔および受信器間隔は1mであり、1区間につき送信器20個×受信器22個で計測されたデータを使用した。連続波レーダー装置で計測されるデータはヘテロダイン検波方式による周波数領域のデータである。そこで、まず、逆フーリエ変換を用いてデータを時間領域に変換し、8倍に内挿して補間し、3.5nsのサンプリングレートの時系列データを作成した。

表3.1にインバージョンに使用した各種パラメータをまとめて示した。

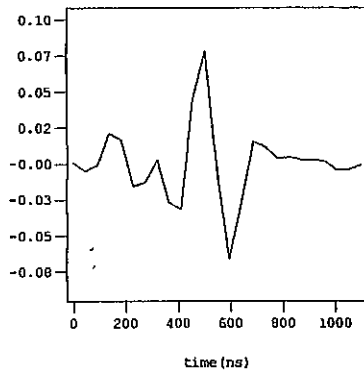
図3.8(a)に40-60m区間の現場データを時間領域に変換して得られた時系列データの一例を示した。(b)に初期モデル（導電率一様）に対して計算によって得られた受信データを、(c)に反復5回の修正を施した後の受信データを示した。インバージョンによって計算で得られた受信データの波形および振幅値が現場データのそれらに近づいていることがわかる。図3.9(a), (b)に反復修正を1回および5回繰り返した後の導電率分布を示した。縦軸が深度、横軸が水平距離を表している。左がAN-3号孔（送信）、右がAN-1号孔（受信）である。反復修正によって、導電率の分布が求められていることがわかる。同様に図3.10および図3.11に60-80mの区間の波形および導電率分布を示した。これらの図よりインバージョンによって導電率分布が再構成されていることがわかる。

本手法で得られた結果を、連続波レーダー・データの電磁トモグラフィ解析によって得られた電磁波速度分布および振幅減衰分布、地質データと比較、検討した結果、左（AN-3）孔に沿う導電率分布はよく一致していることが明らかとなった。左側の孔付近の導電率分布のコントラストが高い点については明らかではないが、この孔が送信孔であったことと

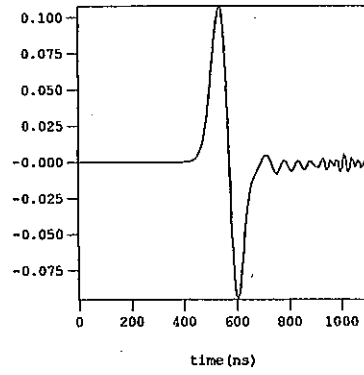
表 3.1: 現地データ解析に使用した諸パラメータ

孔間距離	36 m
送信点数	20
受信点数	22
サンプリングレート	3.5 ns
記録時間	1.1 μ s
グリッド間隔	0.5 m
計算領域	185×185 m
解析領域	36×20 m
比誘電率	9 (一様)
比透磁率	1 (一様)
導電率の初期値	0.02 S/m (一様)

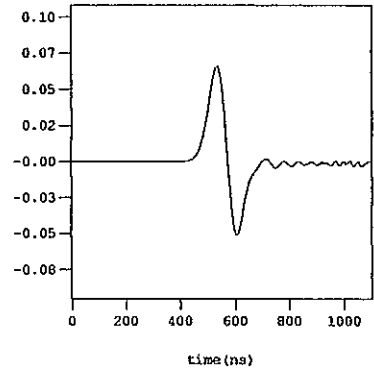
関係しているとも考えられる。また、全体に右上がりの導電率分布を示している点もこれらのデータと整合的であった。以上の結果から2本の孔を用いて観測された電界の値を用いて地中の導電率分布をインバージョン解析によって求めることが可能であることが明らかとなった。ただし、得られた結果は非常に平滑化されたもので、十分に地質構造を反映しているとは考えにくい。高精度のフルウェーブ・インバージョン結果を得るためには、計測データの品質管理および入力信号の抽出、さまざまな時系列データの前処理などの手法が必要であると考えられるが、これらはまだ確立されていない。本解析は地下レーダー(ボアホール・レーダー)・データのフルウェーブ・インバージョンの可能性を示したものであり、微小な亀裂の存在や透水性との関係などの詳細な検討を行うためには、まだ精度が不十分であると判断される。これらの点に関しては今後の研究が必要である。



(a) 現場データ

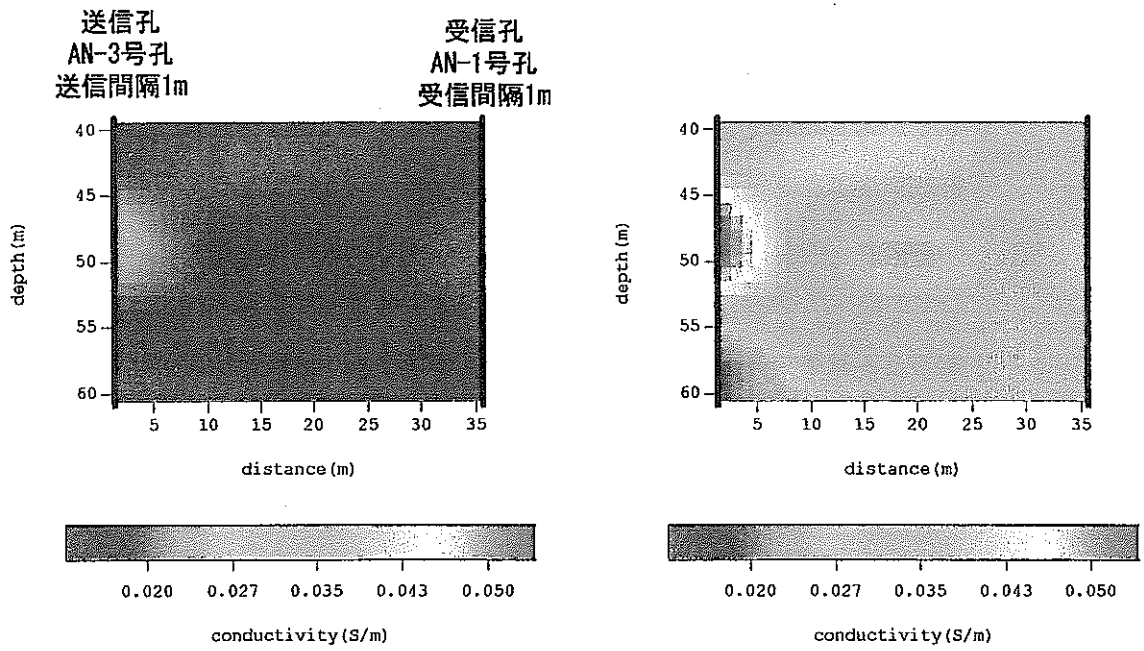


(b) 反復修正 0回
(0.01 S/m)



(c) 反復修正 5回

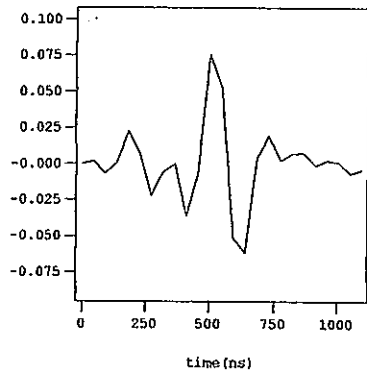
図 3.8: 40-60m 区間における送信点 1 受信点 1 での波形



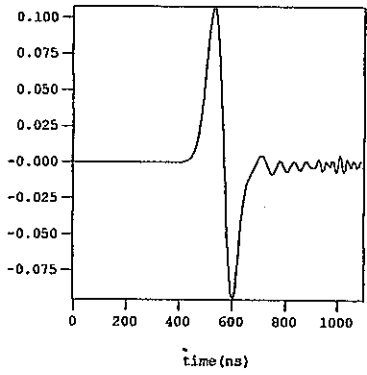
(a) 反復修正 1回

(b) 反復修正 5回

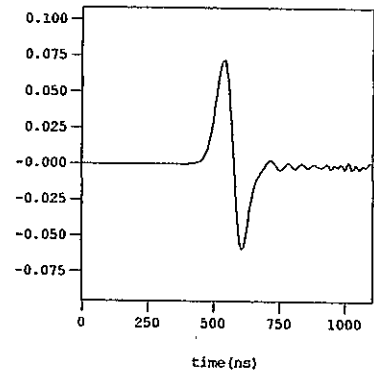
図 3.9: 40-60m 区間における導電率分布



(a) 現場データ

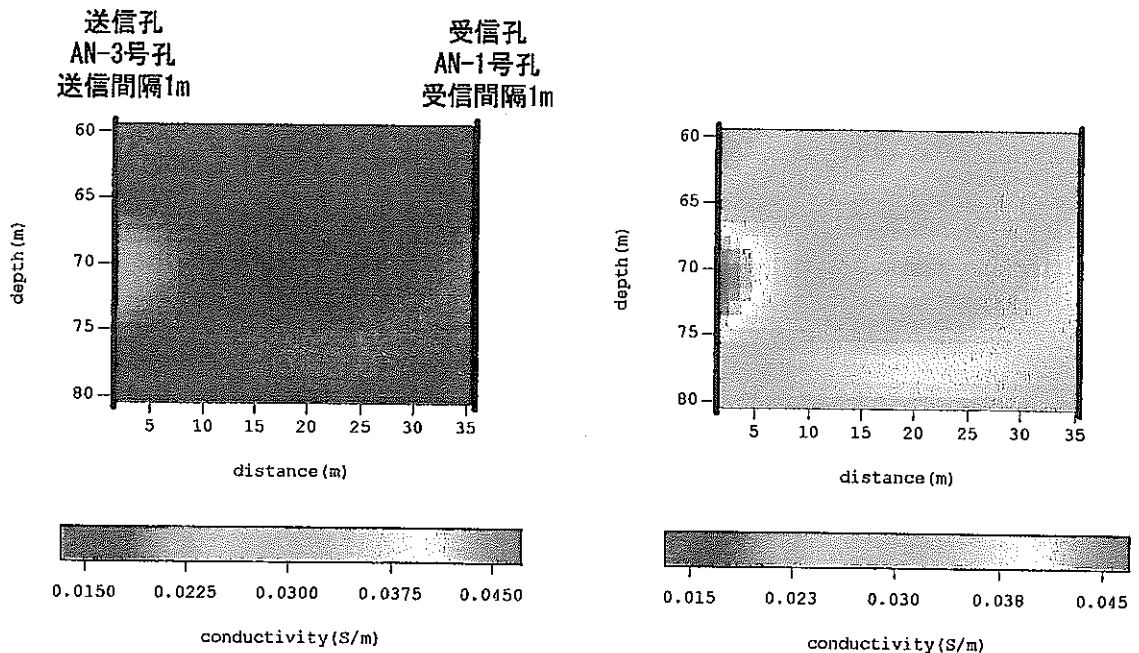


(b) 反復修正 0回
(0.01 S/m)



(c) 反復修正 5回

図 3.10: 60-80m 区間における送信点 1 受信点 1 での波形



(a) 反復修正 1回

(b) 反復修正 5回

図 3.11: 60-80m 区間における導電率分布

4 高精度な時間-周波数解析手法の検討

4.1 高精度な周波数解析手法の検討

本研究で扱っている調査手法では精密に制御された連続波信号を用いるところに特色がある。したがって、連続波信号の周波数特性を正確に評価し、制御するためには高精度な周波数解析手法が必要である。そこで、まず初めに、定常な連続信号に対する各種の周波数解析手法の特徴について検討した。なお、ここでは各手法の説明、数式等は省略する。詳細な説明は参考文献を参照されたい。

4.1.1 フーリエ変換法

フーリエ変換を用いてパワースペクトルを求める方法である。歴史が長く、最も一般的に用いられている。

(i) Blackman-Tukey 法 (B-T 法)

Wiener-Khinchine の定理により、自己相関関数をフーリエ変換することによってパワースペクトルを求める方法である。自己相関関数のラグは全データ数の 10 % 程度がよいとされる。したがって、分解能に限界がある。

(ii) FFT 法

高速フーリエ変換を用いてパワースペクトルを求める方法である。計算時間が短いため、現在、周波数解析法としては FFT 法が最もよく用いられている。有限の時系列データが無限に連続して繰り返すと仮定している。

時系列データをフーリエ変換する場合、標本数を増すにしたがって推定値がしだいに真値に近づいていくという一致推定量という性質を欠いていることが知られている。この欠点を避けるために以下の方法のいずれかが用いられる。

- (a) 統計平均。同一条件のもとで得られる測定結果の平均値をとる。
- (b) ピリオドグラム。全データを小区間に分割し、その各々の区間の FFT スペクトルの平均をとる。
- (c) ハミングやハンニングなどのスペクトルウィンドウによる平滑化を行う。

4.1.2 最大エントロピー法 (MEM)

Burg によって提案された手法で、情報エントロピーを最大にするようにスペクトルを決定する方法である。また、赤池らによる、時系列データを自己回帰 (AR) モデルへ当てはめ、そのパラメータを利用してスペクトルを求める方法もこれと等価であることが証明されている。係数および次数の決定方法によって様々な手法がある。

(i) Burg 法

直接、時系列から係数を求める。前向きおよび後ろ向きの予測誤差を最小にするよう係数を求める。

(ii) Yule-Walker 法

自己相関係数を用いて係数を決定する。行列計算に Levinson 法を用いることができる。スペクトルが線スペクトルに近い場合には Burg 法の方が分解能が高い。

(iii) 長所・短所

- スペクトルの分解能が高い。
- 信号の周期に対してデータ長が短い場合でもスペクトル推定ができる。
- 雑音に対して比較的強い。
- × AR 次数の決定が難しい。
- × FFT に比べて計算時間が長く、メモリを多く必要とする。
- × スペクトルがなだらかな場合には FFT によるスペクトルとあまり差がない。
- × 小さい次数の自己回帰モデルで表現できる確率過程にしか直接の応用はできない。
 - ・ 非線形推定法である。

4.1.3 存否 (そんぴ) 法

山本らにより「今のところ (1986) 従来のいかなる方法をも凌ぐ波素分解能をもつ」とされる。ここで、波素というのは4個の成分 (周波数、減衰定数、初期位相、初期振幅) で規定される波の単位を意味する。したがって、増大・減衰を伴う現象の解析に威力を発揮する。もちろん、増大・減衰を伴わない波の重ね合わせの現象でもその周波数分解能は最高であるとされる。

(i) 手法

時系列データを自己回帰 (AR) モデルによる線形モデルへ当てはめ、そのパラメータを利用してスペクトルを求める。MEM が Prediction Error Minimum (予測誤差最小) という観点から AR 係数を決めているのに対し、存否法は Fitting Error Minimum (当てはめ誤差最小) という条件から AR 係数を決める。

(ii) 特徴

- 求められたスペクトルは連続スペクトルではなく、ラインスペクトルである。したがって、分解能が非常に高い。
- 周波数だけでなく、減衰定数、初期位相、初期振幅も同時に得ることができる。
- 雑音に対して強い。

これらの手法をその特性に応じて適用することにより、連続波信号の高精度な周波数解析を行うことができる。

4.2 高精度な時間-周波数解析手法の検討

通常のパルス波を用いる調査法では、入力波信号と調査対象となる破碎帯などからの反射波信号は時間的に分離しているため、時間軸上で両者を識別することは比較的容易である。しかし、本研究で行っている調査法においては、入力波信号に周波数を精密制御した長時間の連続波信号を用いることに特徴がある。そのため、調査対象からの反射波などの信号は入力波信号の継続時間内に観測されることになり、波形記録上ではエネルギーの優勢な入力波信号と重畳し、識別が困難となる。

したがって、連続波信号を用いる調査法においては、入力である連続波信号中に任意の時刻から混入した別の連続波信号 (反射波など) を正確に分離する技術が必要となる。このためには、時間の進行にともなう波動の周波数成分の変化を調べる時間-周波数解析が必要となる。そこで、近年新たに提案された高精度な時間-周波数解析手法であるウェーブレット変換に着目し、その特徴について検討した。

4.2.1 短時間フーリエ変換による時間-周波数解析

フーリエ変換は次式であらわされる。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt \quad (4.1)$$

(4.1)式において、基底関数 $\exp(-i\omega t)$ は周波数軸上では局在するが、時間軸上では $-\infty$ から ∞ まで一様に広がっている。したがって、フーリエ変換によるスペクトル解析は時間軸上で一様な定常現象を周波数領域で解析するものであり、任意の時刻で発生するイベントなどの時間軸で局所的な波形変化を解析することはできない。

短時間フーリエ変換は Gabor(1946)により提案された方法で、時系列データ上に時間軸上を移動する短時間の時間ウィンドウを設け、それぞれのウィンドウ内でスペクトルを求める方法である。後述のウェーブレット変換が提案されるまで時間-周波数解析の中心的手法であって、現在でも多く用いられている。

短時間フーリエ変換で窓関数として用いられるガウス関数は次式で表される。

$$g_{\alpha}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\alpha}} e^{-\frac{t^2}{2\alpha}} \quad (4.2)$$

短時間フーリエ変換は次式で表される。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega t} g_{\alpha}(t-b) dt \quad (4.3)$$

短時間フーリエ変換では窓関数の幅 α は固定されており、すべての周波数成分に対して同一の窓を適用する。フーリエ変換では原理的に信号が時間的に定常であり周期的であると仮定しているため、窓幅によって周波数成分の解析誤差を生じるほか、時間方向の分解能を向上させる目的で窓関数の幅を無制限に小さくすることはできない。短時間フーリエ変換は信号の特性に合わせて窓幅と周波数を適切に選択した場合は S/N 比の高い解析を行い得ることが知られている。しかし、これらが適切でない場合その精度は急激に低下する。

4.2.2 連続ウェーブレット変換

ウェーブレット変換は、非定常性、過渡特性、急変部、ブレイクポイント、高次の微係数の不連続性、自己相似性など周波数が局在する波形の解析、周波数が時間変化する波形の解析に用いられる。

関数 $\psi(t)$ を与えたとき、任意の実関数 $f(t)$ のウェーブレット変換 $W(a, b)$ は次式で定義される。

$$W(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{\psi_{a,b}(t)} f(t) dt \quad (4.4)$$

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (4.5)$$

ここで、関数 $\psi(t)$ は基本ウェーブレットであり、マザー・ウェーブレットあるいはアナライジング・ウェーブレットと呼ばれる。 a はスケール変換に対応し、 b は時間シフトに対応する。マザー・ウェーブレットは時間的にも周波数的にも局在している必要があり、次の条件を満たす適当な関数を用いられる。

$$C_\psi \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (4.6)$$

ただし、 $\Psi(\omega)$ は $\psi(t)$ のフーリエ変換である。

$$\Psi(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} \psi(t) dt \quad (4.7)$$

特に、時間的に局在し、振動しながら非常に早く減衰する関数 $\Psi(\omega)$ に対して、

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (4.8)$$

となる。(4.8)式が満たされていれば次式の逆変換が存在する。

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{C_\psi}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(a, b) \psi_{a,b}(t) \frac{1}{a^2} da db \quad (4.9)$$

連続ウェーブレット変換 $W(a, b)$ を2次元平面に表示することによって、オリジナルの波形の中にこれらのウェーブレットがどのくらい含まれているのかを示すことができる。しかし、連続ウェーブレット変換ではマザー・ウェーブレットは互いに直交ではなく、一次独立でもない。したがって、波形の局所的な検出は行えるが、それを取り出して再構成することはできない。

連続ウェーブレット変換で用いるマザー・ウェーブレットは時間軸上でも周波数軸上でも局在しており、それぞれの軸上における幅はスケールファクタという概念で統一的に与えられ、時間-周波数解析における不確定性原理を満足するように一意に決定される。ま

た、連続ウェーブレット変換は短時間フーリエ変換と比較して、ある最適な条件下における S/N 比は劣るが、解析条件の変化に影響されにくく安定した結果が得られることが知られている。

岩盤内に存在する破砕帯などの調査対象からの反射波信号の分離やノイズからの信号抽出を考えた場合、地下の構造や物性値などの特性が未知であるため、信号の特性をあらかじめ把握することは困難である。したがって、窓幅および周波数の適切な設定を必要とする短時間フーリエ変換よりも、連続ウェーブレット変換を用いた時間-周波数解析の方がこの目的に適していると考えられる。

(i) Gabor のマザー・ウェーブレット

マザー・ウェーブレットには、(4.6) 式を満たす関数を自由に選ぶことができるが、ここでは、周波数と対応付けが容易な Gabor のマザー・ウェーブレットを次式に示す。

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \exp(-it) \quad (4.10)$$

ここで、 σ は定数である。 $a = 1/\omega$ 、 $b = \tau$ とすると、

$$\psi_{\omega,\tau}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2} \{\omega(t - \tau)\}^2\right] \exp\{-i\omega(t - \tau)\} \quad (4.11)$$

となり、スケール・パラメータ a と周波数 ω との対応付けが可能となる。図 4.1 に Gabor のマザー・ウェーブレットを示した。

4.2.3 連続ウェーブレット変換の解析例

(i) 定常正弦波

複数の周波数成分の正弦波を重ね合わせた合成波形を作成し、FFT によるフーリエ変換および連続ウェーブレット変換を用いて周波数解析を行った。表表 4.1 に各周波数成分の正弦波のパラメータを示す。また、図 4.2 に解析に使用した合成波形を示す。

図 4.3(a) にフーリエ変換によって求めたパワースペクトルを、(b) に連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析の結果をそれぞれ示した。図より、連続ウェーブレット変換によっても FFT と同様に各周波数成分のエネルギーの分布が求められることを確認した。

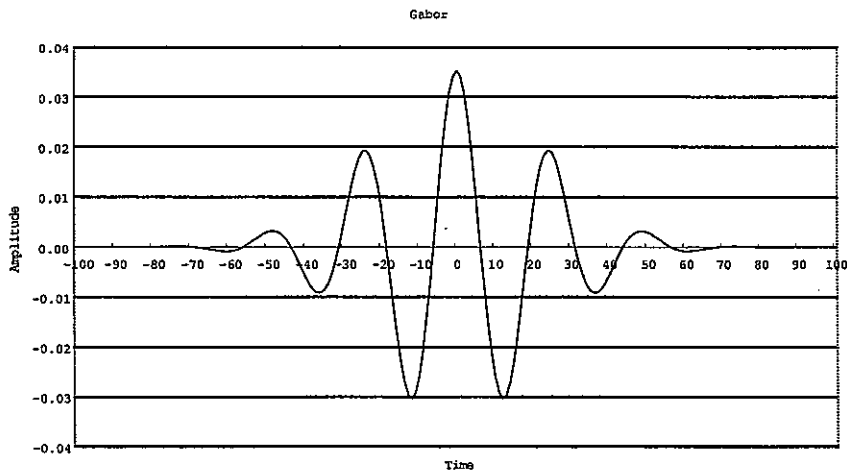


図 4.1: Gabor のマザー・ウェーブレット

表 4.1: 各正弦波信号のパラメータ

	周波数 [MHz]	振幅	位相
1	100	1.0	0.0
2	300	0.5	$\pi/2$
3	800	1.0	0.0

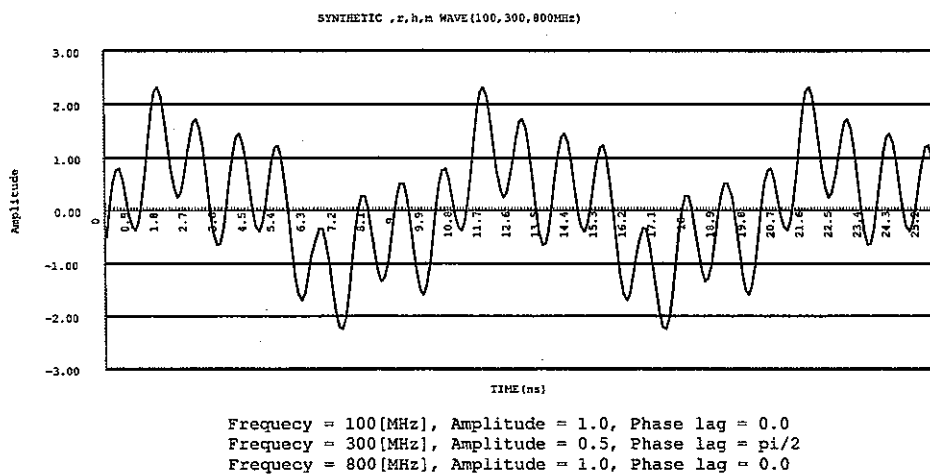
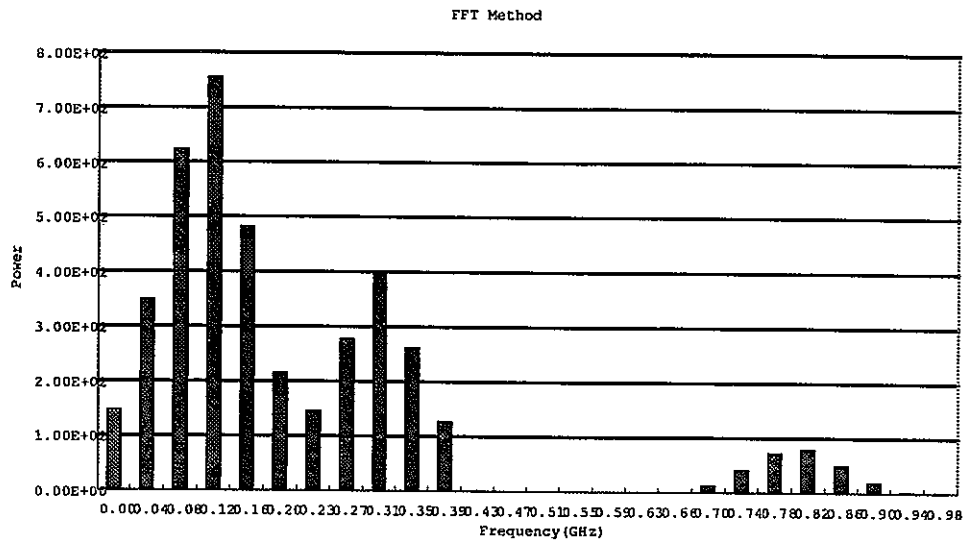
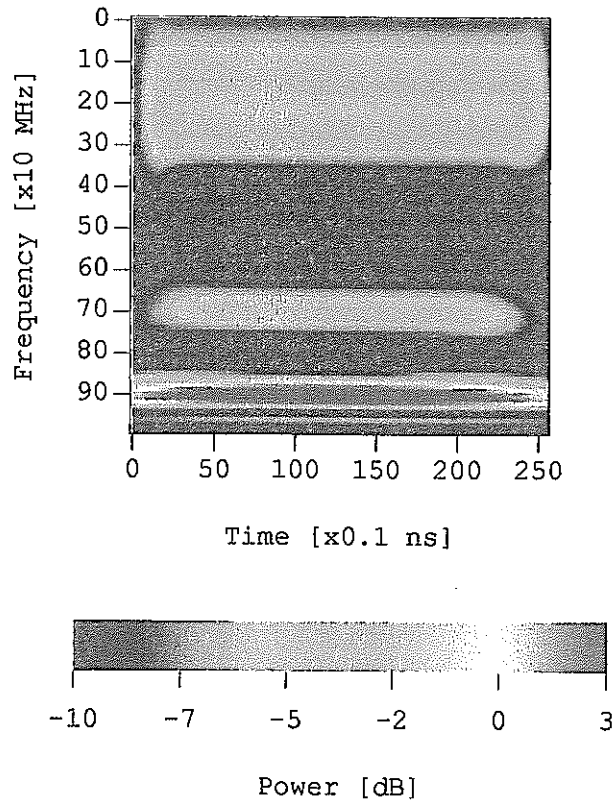


図 4.2: 定常正弦波の重ね合わせによって作成した合成波形



(a) フーリエ変換によって求めたパワースペクトル



(b) 連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析結果

図 4.3: 複数周波数成分を持つ定常正弦波の周波数解析

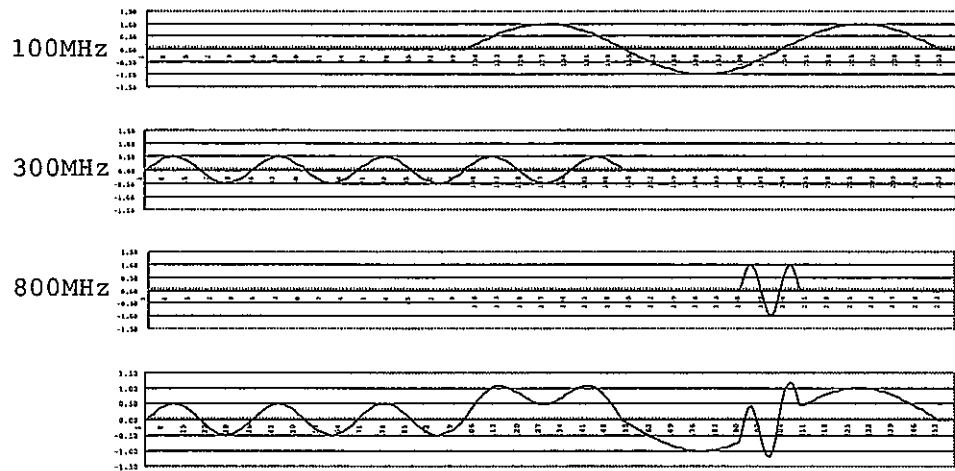


図 4.4: 局所正弦波の重ね合わせによって作成した合成波形

(ii) 局在正弦波

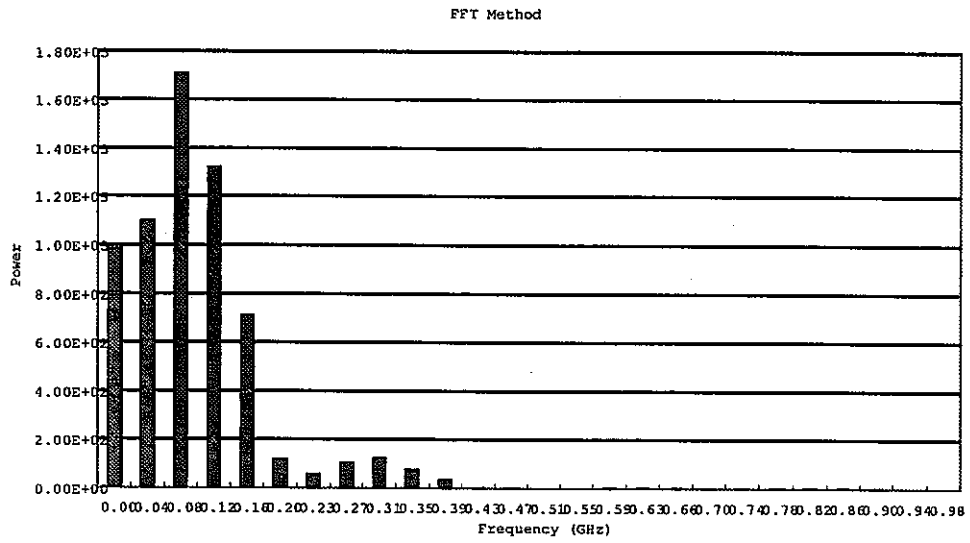
特定の周波数成分が時間的に局在するように正弦波を重ね合わせた合成波形を作成し、FFTによるフーリエ変換および連続ウェーブレット変換を用いて周波数解析を行った。図 4.4に解析に使用した合成波形を示す。

図 4.5(a) にフーリエ変換によって求めたパワースペクトルを、(b) に連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析の結果をそれぞれ示した。FFT では時間的に局在する現象の時間的変化を求めることは原理的に不可能である。また、継続時間の短い突発的な信号成分がスペクトルに現れていないことがわかる。連続ウェーブレット変換によって時間軸上における各周波数成分の正弦波のエネルギー分布の時間的変化が求められることを確認した。

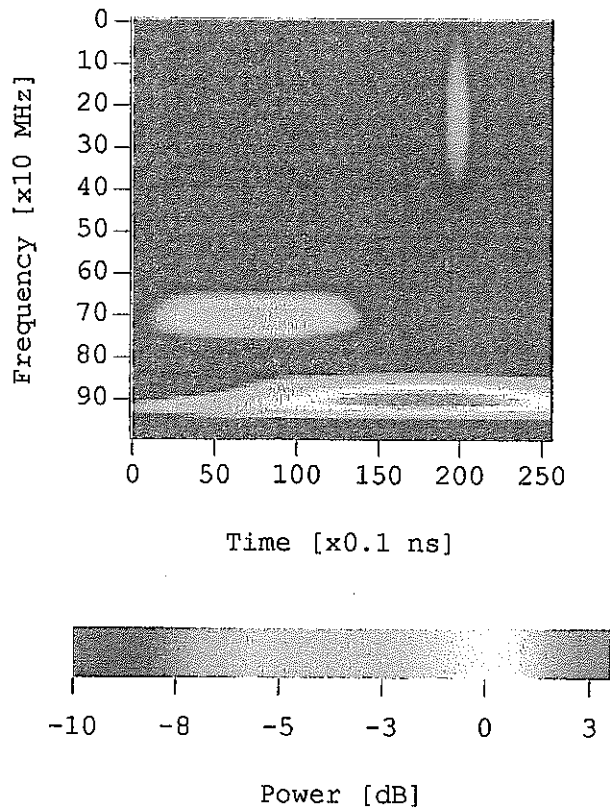
(iii) ログスイープ波 (FM 変調波)

時間とともに周波数に変化するログスイープ波 (FM 変調波) は次式で与えられる。

$$s(t) = \exp \left[i2\pi \left(f_0 t + \frac{k}{2} t^2 \right) \right] \quad (4.12)$$



(a) フーリエ変換によって求めたパワースペクトル



(b) 連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析結果

図 4.5: 複数周波数成分を持つ局在正弦波の周波数解析

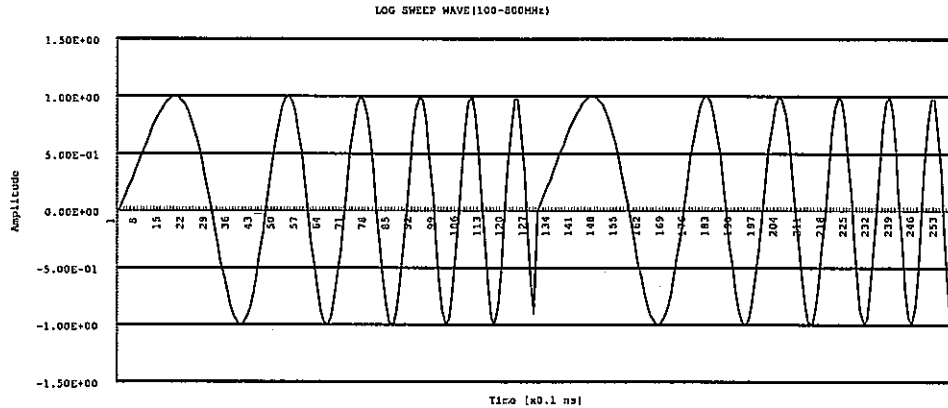


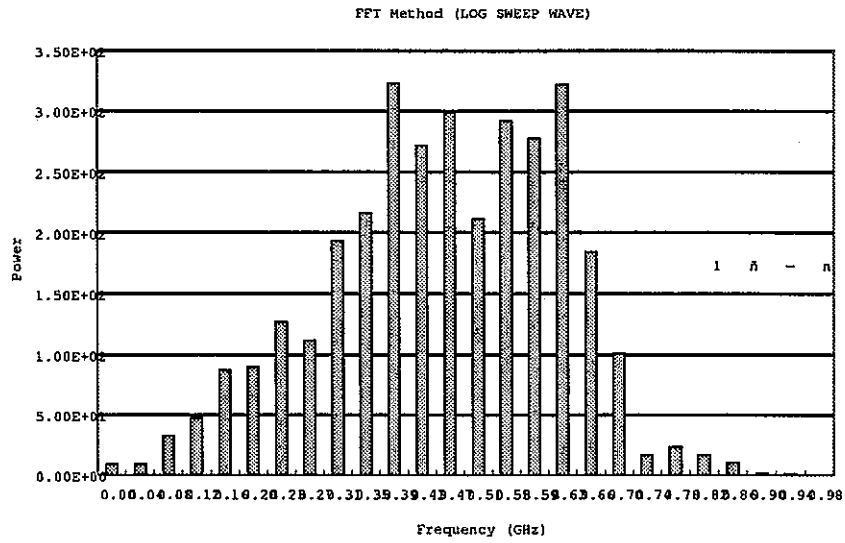
図 4.6: ログスイープ波の合成波形

ここで、 f_0 は中心周波数、 k は次式で与えられる時刻 t における瞬間周波数 $f(t)$ の時間変化率である。

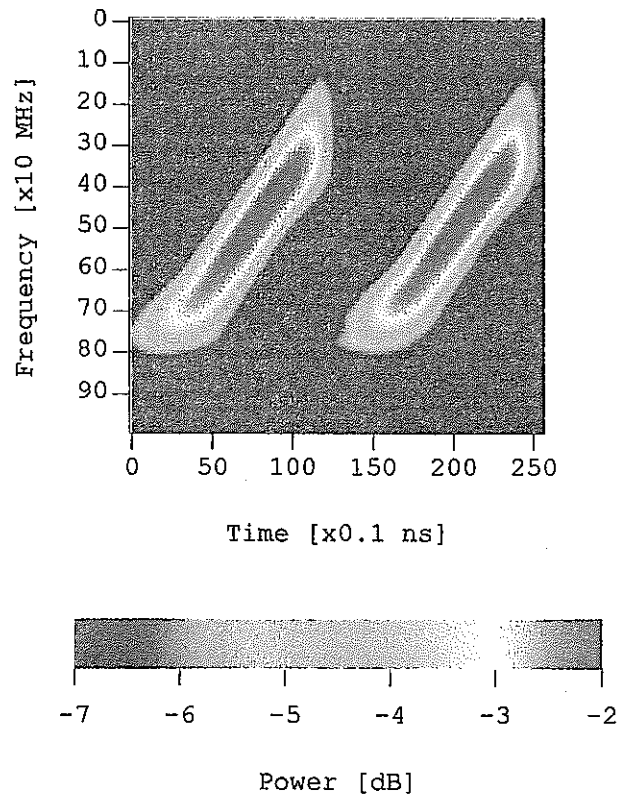
$$\begin{aligned}
 f(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[2\pi \left(f_0 t + \frac{k}{2} t^2 \right) \right] \\
 &= f_0 + kt
 \end{aligned}
 \tag{4.13}$$

観測時間内にログスイープを繰り返す合成波形を作成し、FFT によるフーリエ変換および連続ウェーブレット変換を用いて周波数解析を行った。図 4.6に解析に使用した合成波形を示す。

図 4.7(a) にフーリエ変換によって求めたパワースペクトルを、(b) に連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析の結果をそれぞれ示した。図より、FFT では周波数の時間的変化を求めることは原理的に不可能であるばかりでなく、振幅値にもばらつきがあることがわかる。連続ウェーブレット変換では時間軸上における周波数の変化が求められている。



(a) フーリエ変換によって求めたパワースペクトル



(b) 連続ウェーブレット変換によって求めた時間-周波数解析結果

図 4.7: ログスイープ波の周波数解析

5 結 論

本「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究」において研究協力課題として実施した数値シミュレーションおよびデータ解析技術に関する研究で得られた結論は以下の通りである。

(i) 電磁波動現象の数値シミュレーションに関する研究

ハードウェアの設計に必要な情報を与え、かつ、調査対象（岩盤中の破碎帯など）の応答を把握し、その検出の可能性を検討するためにシミュレーション・ソフトウェアを開発し、数値シミュレーションによる検討を行った。数十 Hz～数 kHz と比較的低い周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁誘導現象を用いる手法、および、数十 MHz～数 GHz と比較的高い周波数帯の電磁波エネルギーによって生じる電磁波動現象を用いる手法について、それぞれ数値シミュレーションを実施した。

比較的低い送信周波数を用いた電磁誘導現象のシミュレーション・ソフトウェアとしては、積分方程式法および有限要素法による 3 次元モデリング・プログラムを作成した。その詳細については「精密周波数制御連続電磁波調査法の研究 — 先行基礎工学分野に関する平成 8 年度報告書 —」（PNC TN7410 97-036）を参照されたい。3 次元的な構造を含むモデルについて計算を行い、構造や物性値を表す種々のパラメータによって生じる電磁応答について検討した。有限要素法による 3 次元モデリングで得られた結果の精度は期待されたほど十分ではなかったが、電磁場の基本性質を把握することができた。

比較的高い送信周波数を用いた地下レーダー法について FDTD 法による 3 次元モデリングを行った。媒質の誘電率、透磁率、比抵抗および電磁波の周波数などをパラメータとして与え、計算によって得られる結果が理論と一致することを確認し、電磁波動現象の基本的な性質を明らかにした。また、空気・岩盤境界近傍の電磁場挙動の解析およびボアホール・レーダーを用いた含水破碎帯の検出を行った。その結果、本研究で行ったモデリングが実際の地下レーダーの探査計画あるいは解析に有効なことが明らかとなった。また、プログラムを連続波信号入力の場合にも安定に計算が行えるように改良し、良好な結果を得た。

(ii) 電磁波動現象のインバージョン解析に関する研究

電磁データ計測装置によって観測された電磁応答の時系列データから、調査対象（亀裂や破碎帯）の存在およびその物性値を把握するためのインバージョン解析について研究を

実施し、開発したソフトウェアを用いてその評価を行った。本ソフトウェアでは、本研究で開発された電磁波動現象のシミュレーション・ソフトウェアである FDTD 法のプログラムを使用し、最急降下法によって導電率分布を推定する。孔間レーダー・トモグラフィ計測を用いて、岩盤中の破碎帯の検出を行うという数値実験の結果、岩盤内の導電率分布を求め、破碎帯の位置を推定できることが明らかとなった。また、実際の現場における計測データに本手法を適用して試験的に解析を行った結果、岩盤内部の導電率の分布を求めることができた。ただし、計測データの品質管理および前処理のための手法がまだ確立されておらず、微小な亀裂の存在や透水性との関係などの詳細な検討を行うためにはまだ精度が不十分であることが示された。この点に関しては今後の研究が必要であると考えられる。

(iii) 高精度な時間-周波数解析に関する研究

計測された電磁波動信号の時間特性および周波数特性を正確に評価するための解析手法に関する研究に関し、各種の周波数解析手法の特徴について検討した。さらに、連続ウェーブレット変換による時間-周波数解析のプログラムを作成した。従来使用されている FFT 法と比較した結果、連続ウェーブレット変換によって時間的に局在する信号の存在を検知することができることが明らかになった。

参考文献

- [1] 真田 佳典, 山下 善弘, 渡辺 俊樹, 長谷川 健, 藪内 聡: 精密周波数制御連続電磁波調査法の研究 —先行基礎工学分野に関する平成8年度報告書—, 動力炉・核燃料開発事業団, PNC TN7410 97-036, 1997.

第2章

- [2] 橋本 修, 阿部 琢美: FDTD 時間領域差分式入門, 森北出版, 1996.
- [3] 何 一偉, 宇野 亨, 安達 三郎: FDTD 法を用いた地中柱状埋設物による円筒波の過渡散乱解析, 電気学会電磁界理論研資, EMT-91-130, pp.41-48, 1991.
- [4] 上乘 有希, 園田 潤, 宮崎 保光: FD-TD 法によるランダム媒質中の地下埋設物からの電磁波散乱解析, 電気学会電磁界理論研資, EMT-95-37, pp.1-10, 1995.
- [5] Kunz, K. S. and Luebbers, R. J.: The finite difference time domain method for electromagnetics, CRC Press, 1993.
- [6] Mur, G.: Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations, IEEE Trans. Electromag. Compatibility, MC-23, pp.377-382, 1981.
- [7] 真田 佳典, 渡辺 俊樹, 長谷川 健, 藪内 聡, 芦田 讓: ボアホールレーダーによる含水破砕帯検出の3次元数値モデリング, 物理探査学会第96回学術講演会講演論文集, pp.353-356, 1997.
- [8] 仙波 毅, 尾方 伸久, 長谷川 健, 岩崎 浩, 渡辺 邦夫: ボアホールレーダーによる花崗岩岩盤特性調査, 応用地質, 32, pp.34-42, 1992.
- [9] 山下 榮吉: 電磁波問題解析の実際, 電子情報通信学会, 1993.
- [10] Yee, K. S.: Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, IEEE Trans. Antennas and Propagat., AP-14, pp.302-307, 1996.
- [11] Wang, T. and Tripp, A. C.: FDTD simulation of EM wave propagation in 3-D media, Geophysics, 61, pp.110-120, 1996.
- [12] Widess, M. B.: How thin is a thin bed?, Geophysics, vol.38, pp.1176-1180, 1973.

第3章

- [13] Cerjan, C., Kosloff, D., Kosloff, R., and Reshef, M.: A nonreflecting boundary condition for discrete acoustic-wave and elastic-wave equations, *Geophysics*, **50**, pp.705–708, 1985.
- [14] Felsen, L. B. and Marcuvitz, N.: *Radiation and scattering of waves*, IEEE Press, 1994.
- [15] 真田 佳典, 松岡 俊文, 山本 圭介, 渡辺 俊樹, 芦田 讓: 勾配法を用いた EM トモグラフィの逆解析, *物理探査学会第 100 回学術講演会講演論文集*, pp.353–356, 1997.
- [16] Tai, C. T.: *Dyadic green functions in electromagnetic theory*, 2nd ed., IEEE Press, 1993.
- [17] Tarantola, A.: Inversion of seismic reflection data in the acoustic approximation, *Geophysics*, **49**, pp.1259–1266, 1984.
- [18] Tarantola, A.: A strategy for nonlinear elastic inversion of seismic reflection data, *Geophysics*, **51**, pp.1893–1903, 1986.
- [19] Wang, T., Oristaglio, M., Tripp, A., and Hohmann, G.: Inversion of diffusive transient electromagnetic data by a conjugate-gradient method, *Radio Science*, **29**, 1143–1156, 1994.
- [20] 川崎地質 (株): 連続波レーダートモグラフィの適用試験, 動力炉・核燃料開発事業団, PNC TJ7374 98-0002, 1998.

第4章

- [21] 芦野 隆一, 山本 鎮男: *ウェーブレット解析*, 共立出版, 1997.
- [22] Chui, C. K., (訳) 桜井 明, 新井 勉: *ウェーブレット応用—信号解析のための数学的手法—*, 東京電気大学出版局, 1997.
- [23] 日野 幹雄: *スペクトル解析*, 朝倉書店, 1977.
- [24] 北川 源四郎, *FORTRAN77 時系列解析プログラミング*, 岩波書店, 1993.
- [25] Kumazawa, M. *et al.*: A theory of spectral analysis based on the characteristic property of a linear dynamic system, *Geophys. J. Int.*, **101**, pp.613–630, 1990.

- [26] Matsuura, T. *et al.*: Application of a new method of high-resolution spectral analysis, "Sonpi," for free induction decay of nuclear magnetic resonance, *Applied Spectroscopy*, 44, pp.618-626, 1990.
- [27] 南 茂夫, 科学計測のための波形データ処理, CQ 出版, 1986.
- [28] 大崎 順彦, 地震動のスペクトル解析入門, 鹿島出版会, 1983.
- [29] 榊原 進, ウェーブレット ビギナーズガイド, 東京電気大学出版局, 1995.
- [30] 山本 明彦, Maximum Entropy 法によるスペクトル解析, 名古屋大学大型計算機センターニュース, 17, pp.70-98, 1986.
- [31] 山本 明彦, 熊澤峰夫, 深尾 良人, 古本 宗充, 水谷 仁: 存否 (そんぴ) 法によるスペクトル解析, 名古屋大学大型計算機センターニュース, 17, pp.293-311, 1986.
- [32] Young, R. K., (訳) 袋谷 賢吉: ウェーブレット—信号処理とシステム推定への応用—, トッパン, 1997.