

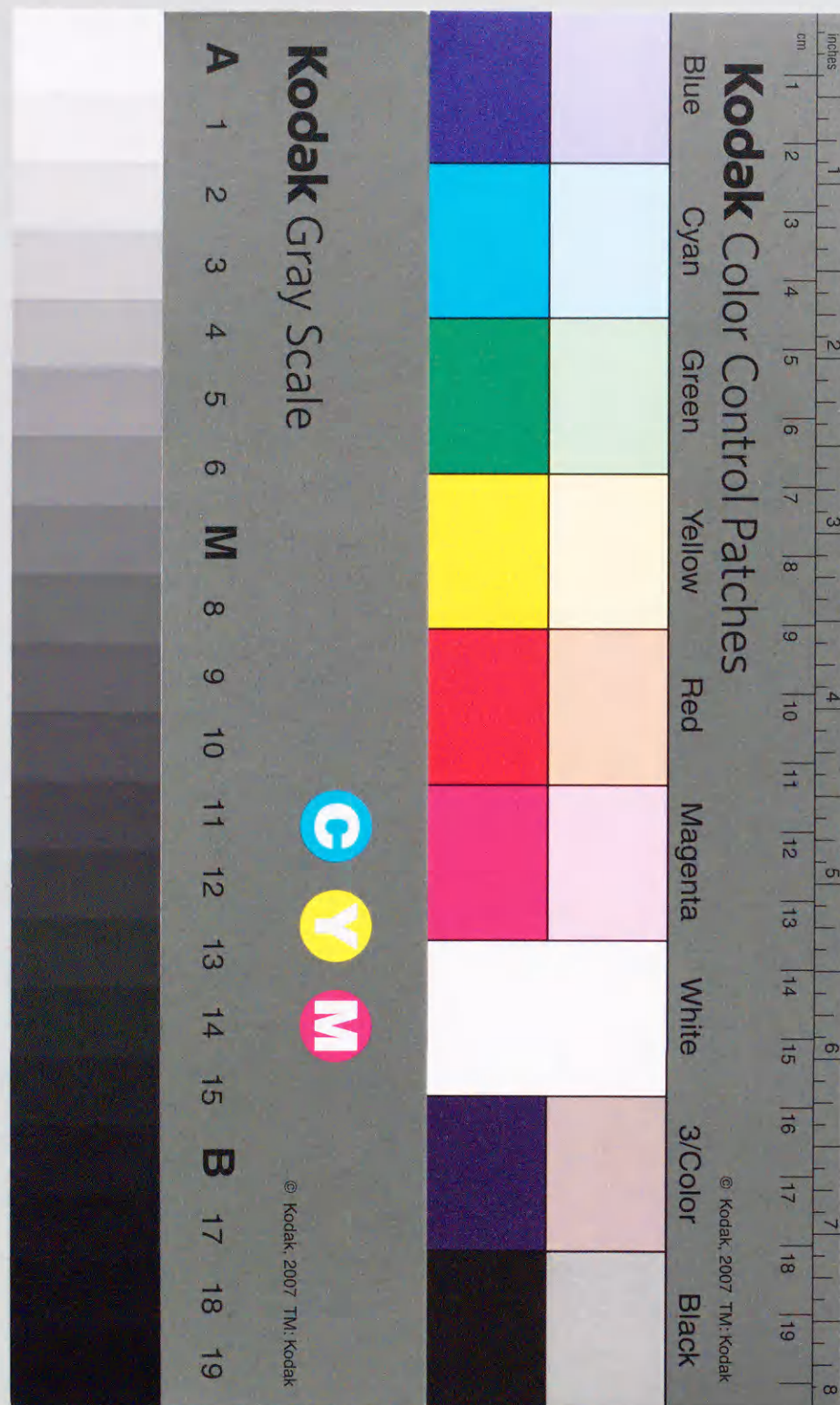
電磁波パルスレーダにおけるFDTD法
による反射・散乱特性解析に関する研究

2001年1月

博士(工学)

高橋 港 一

豊橋技術科学大学



電磁波パルスレーダにおける FDTD 法による
反射・散乱特性解析に関する研究

2001年1月

博士（工学）

高橋 港 一

豊橋技術科学大学

電磁波パルスレーダにおけるFDTD法による

反射・散乱特性解析に関する研究

要旨

レーダは、電波を目標物に照射し、散乱波を受信することによって目標物までの距離や大きさなどの情報を得る装置であり、目標物の検出精度を高めるには、その目標物体による電磁波散乱特性の詳細な把握が不可欠である。

本研究では、最も一般的である電磁波パルスレーダに関して、時間領域での電磁界解析手法であるFDTD（有限差分時間領域）法を用いて数値解析を行い、物体による電磁波パルスの反射・散乱特性を明らかにした。レーダとして、最近関心が非常に高い、埋設管や埋設ケーブル、考古学的遺跡、地雷等の検出を目的とする地中レーダとITS（高度道路交通システム）における車両の安全走行、自動運転を目的に開発が進められている自動車衝突防止用ミリ波レーダを解析の対象とし、FDTD法による計算機シミュレーションを行った。

地中レーダのシミュレーションでは、深さ1m以下の比較的浅い位置にある地下空洞を目標物とし、地中が不均質媒質であるときの、時間応答における不要散乱波の強度や波形ひずみを統計的に評価した。地中の誘電率がランダムに変化しているランダム媒質やランダムなゆらぎをもつ地中からの電磁波散乱応答のそれぞれについて統計量を導入し、ランダム媒質が目標物体の検出に及ぼす影響について定量的に示した。同様に、地表面がランダムな地形を有しているときの、地形が地中レーダの時間応答に及ぼす影響についても、ランダムな地表面に統計量を導入し、表面と時間応答の関係を定量的に示した。これらの結果から、媒質の統計量が増加

すると、時間応答の統計量も増加する傾向が得られた。このように、媒質が複雑になるほど、不要散乱波の影響も大きくなり、目標物の検出は困難になる。従って、不要散乱波の強度が強く、 S/N が劣化している時間応答から、目標物による散乱波を検出するには不要散乱波を除去し、 S/N を良くするための信号処理が必要になる。このような信号処理として、ウェーブレット変換を時間応答に適用し、地中からの散乱応答の時間-周波数解析を行った。この結果、特定の条件の下では、不要散乱波のウェーブレット係数を除去するための係数処理を行って、逆変換することにより、目標信号の特徴を保存したまま不要散乱波が抑圧された信号を再構成できることがわかった。

また、自動車衝突防止用ミリ波レーダのシミュレーションでは、レーダで先行車輦を照射したときの車輦後部における電磁波の反射・散乱および受信アンテナによって受信される時間応答の基礎的特性について示した。自動車用ミリ波レーダは77GHz帯を使用するため、波長約3.9mmの電磁波を用いる。一方、散乱体である車輦は数mのサイズであるため、波長の数百倍となり、FDTD法により直接計算するには多くの計算機メモリと計算時間を要するため、非効率的である。本研究では、送信アンテナから送信された電磁波パルスの、車輦近傍における放射界を解析的に求めるためと、また車輦後部による散乱波から受信アンテナにおける時間応答を解析的に求めるために、自由空間におけるGreen関数を用いた遠方界変換を2回行っている。このため、FDTD法では散乱体である車輦後部だけをモデリングすることになり、波長に比べてかなりサイズの大きい散乱体のシミュレーションの効率的な実行を可能にした。

これらのシミュレーションにより、FDTD法はランダム媒質などの複雑媒

質のモデリングが可能で、遠方界変換などの解析的手法との適合性もよく、広範囲にわたる電磁波パルスレーダにおける電磁波散乱特性の視覚的表現とレーダの時間応答の数値解析に非常に有望であることがわかった。

Studies on Reflection and Scattering Characteristics of Electromagnetic Wave Pulse Radar using FDTD Method

Abstract

Radar is an instrument used to obtain information such as distance and size of targets by irradiating electromagnetic waves on the target and receiving the scattered waves. A detailed understanding of the scattering characteristics of the target is indispensable for the detection accuracy of the target.

In this research, considering a most general electromagnetic wave pulse radar, we performed numerical analysis using finite difference time domain (FDTD) method, which is commonly used for the electromagnetic field analysis in time domain, for the studies of reflection and scattering characteristics of objects.

We considered a subsurface radar, which has widely been used for detection of underground objects such as underground pipes, archaeological remains and mines, and millimeter wave radar developed for collision prevention for automatic and safe driving of automobiles in the intelligent transport system (ITS) applications. These radars are considered for the computer simulations using FDTD method.

In the simulation of subsurface radar, we considered an airgap as target that is placed at a relatively shallow depth of less than 1 m, and performed a statistical investigation of undesired scattering and waveform distortion when the underground is considered as inhomogeneous medium.

The electromagnetic scattering response of the random underground media with random permittivities and random fluctuations are represented using statistical quantities and we have shown quantitatively the influence of random media on the target detection. A similar analysis was carried out when the ground surface has random fluctuations, and

we have shown quantitatively the relation between the ground surface and time response by introducing statistical quantities to represent the random fluctuations of ground surface. From these results, we obtained the tendency that, increase in the statistical quantities of media lead to increase in the statistical quantities of the time response. Thus, as the media become complicated the influence of undesired scattering get dominating and this leads to complication in the target detection. Accordingly, from the time response with large undesired scattering intensity and deteriorated S/N ratio, further signal processing is necessary in order to remove the undesired scattering and in turn to improve the S/N ratio. As a signal processing technique, we employed wavelet transform on the time response and carried out a time-frequency analysis of scattering response from underground. As a result, under some specific conditions, by performing coefficient processing to remove wavelet coefficients of undesired scattering waves and inverse transformation, it is possible to reconstruct the desired signal by suppressing the undesired scattered waves.

Also, in the simulation of millimeter wave radar for collision prevention, by irradiating using a radar, we showed the fundamental characteristics of the electromagnetic wave reflection, scattering and the time response due to the rear portion of the preceding automobile. Millimeter wave radar for automobiles uses the frequency band of 77GHz, which is equivalent to a wavelength of 3.9mm. When the automobile is used as the scattering object with few meters in size, which is few hundred times the wavelength, direct calculations using FDTD method is very inefficient as it requires large computer memory and computation time. In this research, we performed the far field transformation twice, i.e. when the reflection field near the automobile, due to the transmitted pulse from the transmitting antenna, has to be derived analytically, and also when deriving analytically the time response of receiving antenna from the scattered wave due to the rear portion

of automobile.' Because of these reasons, by modeling only the rear portion of the automobile as the scattering object in the FDTD method, it becomes possible to efficiently simulate the scattering objects with sizes larger than the wavelength of interest.

From the simulation results, we observe that the FDTD method is a very promising technique for modeling complicated media such as random media. It has additional advantages such as integration with analytical techniques such as far field transformation, visual representation of electromagnetic scattering characteristics of electromagnetic wave pulse radar over a larger simulation area, and numerical analysis of time response of the above radar.

目次

第1章 序論	1
1.1 緒言	1
1.2 本論文の目的と各章の概要	2
第2章 レーダによるリモートセンシングの概要	5
2.1 緒言	5
2.2 レーダの種類	5
2.3 レーダにおける信号処理	8
2.4 パルスレーダにおける信号処理	8
2.5 電磁界の解析的手法	9
2.6 電磁界の数値計算法	10
2.7 まとめ	11
第3章 地中パルスレーダにおける電磁波散乱特性のFDTD法による解析	13
3.1 緒言	13
3.2 地中の媒質特性	13
3.3 地中レーダのアンテナ特性	15
3.4 地中物体の散乱特性	15
3.5 FDTD法による解析	15
3.5.1 2次元Maxwell方程式の離散表現	18

3.5.2	3次元 Maxwell 方程式の離散表現	21
3.5.3	計算の安定条件	24
3.5.4	吸収境界条件	25
3.6	地中埋設物による散乱特性と検出特性	31
3.7	まとめ	33
第4章 地中パルスレーダのランダム地中媒質における電磁波散乱特性の FDTD 法による解析		
4.1	緒言	35
4.2	ランダム媒質による散乱解析	35
4.2.1	シミュレーションモデル	35
4.2.2	ランダム媒質の空間周波数スペクトルによる表現	37
4.2.3	ランダム媒質の自己相関関数による表現	38
4.2.4	ランダム媒質に関する統計量	39
4.2.5	受信波形に含まれる不要散乱波の統計的評価	40
4.2.6	解析結果	41
4.3	ランダム媒質中埋設物による散乱解析	53
4.3.1	シミュレーションモデル	53
4.3.2	解析結果	54
4.4	まとめ	75
第5章 地中パルスレーダのランダム表面における電磁波散乱特性の FDTD 法による解析		
5.1	緒言	77
5.2	ランダム表面による電磁波散乱解析	77

5.2.1	ランダム表面の統計的表現	77
5.2.2	受信波形に含まれる不要散乱波の統計的評価	78
5.2.3	シミュレーションモデル	79
5.3	ランダム表面下物体の検出特性	91
5.4	まとめ	102
第6章 地中パルスレーダにおける電磁波散乱特性の3次元 FDTD 法による解析		
6.1	緒言	103
6.2	FDTD 法によるアンテナ解析	103
6.3	ランダム媒質中埋設物による散乱解析	108
6.3.1	電磁波散乱の統計解析	108
6.3.2	解析結果	109
6.4	実験との比較	127
6.5	まとめ	127
第7章 ウェーブレット変換による地中レーダ信号処理		
7.1	緒言	129
7.2	ウェーブレット変換の定義	129
7.3	ウェーブレット変換によるランダム受信信号の解析	131
7.3.1	ランダム媒質中目標物の検出	131
7.3.2	ランダム表面下目標物の検出	137
7.4	物体の検出特性と精度	141
7.5	まとめ	141
第8章 自動車衝突防止用ミリ波パルスレーダの FDTD 法による散乱解析		
8.1	緒言	143

8.2 ITSにおける自動車衝突防止用ミリ波レーダ	146
8.3 解析モデル	148
8.4 アンテナモデルと遠方界変換	151
8.5 FDTD 法による自動車の散乱特性と検出特性	153
8.6 まとめ	160
第9章 総括	161
謝辞	164
参考文献	165
研究発表	170

第1章

序論

1.1 緒言

レーダ(radar)はradio detection and rangingの略で、電波を目標物に照射し、散乱波を受信することによって、目標物までの距離や大きさなどを検知する電子システムである。1888年、HertzはMaxwellの理論を実験的に確認したが、そのときの実験で電波は導体や誘電体によって反射できることが示されている。1903年には、すでに船舶の衝突防止用レーダに関する特許が申請されており、1922年に実験が行われた。これらの初期のレーダは連続波を用いたCWレーダである。

1925年、電離層の高度を測定するためにパルス波が用いられ、これが初めて使用されたパルスレーダである。1930年代に入ると、航空機観測を目的としてCWレーダ、ついでパルスレーダが開発され、実用化されるようになった。第2次大戦で電波兵器として驚異的な発展を遂げたレーダは、戦後平和になった後、航空機の安全航行や船舶の安全航海、地球環境のリモートセンシング等の広範囲にわたり利用され、ますます高度化、高性能化している。

これらのレーダの中でも最近特に関心が高い地中レーダは、例えば、電気、通信ケーブル、水道管、ガスパなどのダクト類や、古代遺跡、遺構な

どの歴史的価値の高い文化財などの埋設物を地上から非破壊的に探査することを目的としている。それらを地上から非破壊的に探査することが可能となれば、掘削作業中に誤ってケーブルを切断したり、発掘作業中に遺跡を破壊してしまうなどの破損事故を未然に防ぐことができ、作業の効率化、安全化を促進することができる。また、現在世界中に8千～1億個もの地雷が埋設されており、これらを効率的に検出し、撤去するための探査法の確立が急務となっている。このため、地下を非破壊的に探査することができれば、社会に大きな恩恵をもたらすと考えられる。また、近年ますます研究が活発化し、しだいに現実味を帯びてきているITS(Intelligent Transport Systems: 高度道路交通システム)は、現代の大量自動車利用に伴う交通事故、交通渋滞、環境汚染、エネルギー消費などの諸問題を解決し、持続可能な道路交通環境を実現することを目標としている。自動車衝突防止用ミリ波レーダは、ITSの掲げている目標の1つである安全運転の支援において、先行車との車間距離や相対速度を同定するためのセンサであり、1998年末から実車への実用が始められている。このようなミリ波レーダの応用システムとして、自動ブレーキシステムや車間距離制御システム等が開発されているが[9]、システムをより安全で便利なものとするために、車間距離の検知距離の長距離化、検出角度の拡大について研究が行われている。

1.2 本論文の目的と各章の概要

本研究では、近年重要性を増している地中パルスレーダや自動車パルスレーダのFDTD法を用いた散乱特性の解析を目的としている。FDTD法はMaxwell方程式を直接差分方程式に置き換えて時間領域で計算を行うた

め、電磁波と物体との時間的、空間的な相互作用を詳細に検討することができる。また、複雑な媒質の取り扱いも容易に行える。地中パルスレーダの地中における散乱解析は、地中目標物の検出の妨害となる不要散乱波の発生メカニズムを明らかにし、それらの不要散乱波への対策を検討するうえにおいても有効である。

また、近年実用化が始められてきている自動車衝突防止用ミリ波レーダは、ITSにおいて安全運転を支援するために必要な、先行車との車間距離や相対速度を検出するためのセンサである。システムの安全化、高信頼性化のために、自動車衝突防止用ミリ波レーダにおける、自動車後部による電磁波散乱特性の把握が望まれる。

本論文では8つの章から構成される。第1章では、本研究の背景となる研究の状況について記し、本研究の位置づけについて述べた。

第2章では、本研究で解析を行ったパルスレーダについて、他のレーダとの比較を行い、その特徴について述べた。また、電磁界解析手法として用いているFDTD法について、他の解析手法と比較し、その特徴について述べた。

第3章では、はじめに地中レーダを設計する際の基本的要素となる、地中の媒質特性、アンテナの特性、地中物体の散乱特性について述べる。

第4章では、ランダム媒質における地中パルスレーダの散乱特性についてFDTD法による2次元解析を行い、媒質中におけるパルスの伝搬・散乱特性について解析した。また、媒質と時間応答のゆらぎについて、それぞれに統計量を導入し、それらの関連について統計的に示した。

第5章では、地表面がランダムなときの、地中パルスレーダの散乱特性について2次元FDTD法による解析を行い、表面と時間応答のそれぞれに統計量を導入し、それらの間の統計的な関連について調べた。その結果、

表面の凹凸の高さが波長に比べて同程度に大きい場合、表面の粗さによる影響が強いことが示された。

第6章では、3次元FDTD法を用いた地中パルスレーダのシミュレーションを行い、地中の散乱体の数、サイズ、誘電率を様々な値に変化させたときの散乱特性についてまとめた。また、交差偏波を用いた場合の受信特性についても示した。

第7章では、地中における不要散乱波が強くて受信信号のSN比が劣化したときでも、地中の目標物を検出可能とするための、信号処理に対する検討として、ウェーブレットを地中レーダの時間応答に適用し、その基本的特性について検討した。

第8章では、自動車衝突防止用ミリ波パルスレーダの、先行車による散乱特性を明らかにするために、2次元のFDTD法による解析を行った。レーダの送信アンテナと先行車との間は自由空間であると仮定し、送信アンテナから車両近傍領域までを2回遠方界変換することによって、アンテナからの放射界と、車両後部における散乱波の受信特性を示している。

第9章において、本論文を総括した。

第2章

レーダによるリモートセンシングの概要

2.1 緒言

レーダは、電波を遠隔の目標物に照射して散乱波を受信することにより、その目標物の距離、大きさなどを検知するシステムである。レーダは目的に応じて様々な方式がとられ、それらは送信信号の形式によって大きく分類することができる。本研究では地中探査や自動車衝突防止を目的としたパルスレーダについて解析を行っているが、ここでは他の方式のレーダとの比較を行うことにより、その特徴についてまとめる。また、パルスレーダの時間応答の解析に用いているFDTD法についても、他の電磁界解析手法と比較し、その特徴についてまとめる。

2.2 レーダの種類

CWレーダは、連続波を送信するレーダであり、ドップラー周波数を計測することにより、目標物の接近速度を知ることができる。送信信号と受信信号の時間差を直接計測することができないため、目標物の距離を検知できないという欠点がある。

FM-CWレーダでは、連続波信号に周波数変調を施した送信信号を用い

る。FM-CWレーダでは、送信信号と受信信号の周波数差であるビート周波数を計測し、目標物までの距離を算出するもので、ビート周波数と目標物までの距離の間に次の関係が成り立つ。

$$f_b = \frac{4Rf_m\Delta f}{c} \quad (2.1)$$

ただし、 f_b はビート周波数、 R は目標までの距離、 f_m は周波数変調の繰返し周波数、 Δf は周波数変調の周波数偏移幅、 c は光速である。目標物が移動している場合は、固定した目標物のビート周波数にドップラー周波数が重畳し、変調サイクルごとにそれらの和と差の周波数になる。これらを別々に計測することにより、目標物の距離によるビート周波数と目標の移動によるドップラー周波数を算出することができる。

ステップ周波数レーダ（多波レーダ）では、送信周波数を階段状に変化させて、目標物からの反射波の位相と振幅の両方を収集する。距離情報は位相情報から得られ、位相情報が正確であれば、波長よりも短い分解能を容易に得ることができる。ハード構成は複雑になり、リアルタイム処理には向かない。

パルスレーダは、レーダのなかで最も一般的に用いられている。パルスを目標物に向けて送信し、目標物からの反射が受信されるまでの遅延時間を計測することにより、目標物までの距離を検知できる。地中レーダで用いられるパルスレーダでは、周波数が1GHz以上の電波に対して、地中における減衰が大きいため、主に数10MHz～1GHzの広帯域スペクトルをもつベースバンドパルスが用いられる。そのため、広い周波数成分を効率良く地中に放射するアンテナの設計がレーダの性能を大きく左右する。距離方向の分解能はパルス幅に依存し、原理は最も簡単でリアルタイム表示に向いている[3],[12]。

パルス圧縮レーダでは、特殊な変調を施したパルス幅の長い信号を送信し、受信後にその復調を行うことにより狭いパルス幅に変換する。パルスレーダでは、探査距離を増大するには尖頭送信電力を大きくする必要があるが、尖頭送信電力を大きくするためにはパルス幅を広くする必要があるという問題点がある。パルス圧縮レーダの探知距離は送信パルス幅で、距離分解能は送信パルスの変調帯域で決まることが知られ、送信パルス幅 T と変調帯域幅 Δf は独立のパラメータとして設計できる。

合成開口レーダは、レーダの移動に沿って次々と得られる散乱波を比較的小さいアンテナで受信して、それらの散乱波を合成することにより、大開口径アンテナを用いたときのような、アジマス方向に高い分解能を得るレーダである。アジマス方向の分解能を Δr とすると、アンテナ開口径 D との間に次の関係が成り立つ。

$$\Delta r \approx \frac{D}{2} \quad (2.2)$$

従って合成開口レーダでは、アンテナの実開口径 D が小さい程アジマス方向の分解能が良くなる。

以上に示すように、様々な方式のレーダが考案され研究されているが、これらのレーダを地中探査に用いる場合の共通する問題点として、地中の不均質性による不要散乱波の除去、地中における電磁波の散乱特性解析、地中媒質の分散特性評価等が挙げられる。従って現在でも、不要散乱波除去のための信号処理[13]や、アンテナの小型化や広帯域化[14]、地中媒質の特性[15]、地中物体による電磁波散乱に関する実験[16]やシミュレーション解析[17]などについての研究が活発に行われている。

2.3 レーダにおける信号処理

レーダ信号処理では、目標物からの信号と、不要信号とを識別することが重要な課題となる。レーダにおける不要信号には、外来や受信機による雑音と、目標物以外からの散乱波である不要散乱波に大別でき、航空機監視レーダにとっては雨粒や雲からの散乱波は不要散乱波となり、気象レーダでは逆に航空機からの散乱波が不要散乱波となる。従って、ある散乱波が目標信号であるか不要信号であるかは、レーダで観測したい対象であるか、ないかによって決まる。不要散乱波を除去するために、不要散乱波の特徴に着目した信号処理が用いられる。目標信号と不要信号の振幅の統計的性質に着目した信号処理として、誤警報確率を低く、かつ一定に抑えるCFAR(constant false alarm rate)、受信機出力SN比を最大にする整合フィルタ(matched filter)等がある。

2.4 パルスレーダにおける信号処理

パルスレーダにおける信号処理として、合成開口法はアジマス方向の分解能を向上させるために行なわれる。図2.1に原理図を示す。水平方向を x 軸、深さ方向を y 軸とすれば、点目標物が P_0 にあるときアンテナを x 軸上で走査すると、次々に受信される目標物による反射波群は、伝搬速度を反映した双曲線

$$y^2 = (x - x_i)^2 + y_i^2 \quad (2.3)$$

上に分布する。従って、式(2.3)上に分布した信号 $P(x, y)$ を

$$I(x_i, y_i) = \sum_{n=-N}^N A_n \cdot P(x_{i+n}, y_n) \quad (2.4)$$

で加算する。ここで、 A_n は重み関数で、 $y_n = \sqrt{((x_{i+n} - x_i)^2 + y_i^2)}$ である。

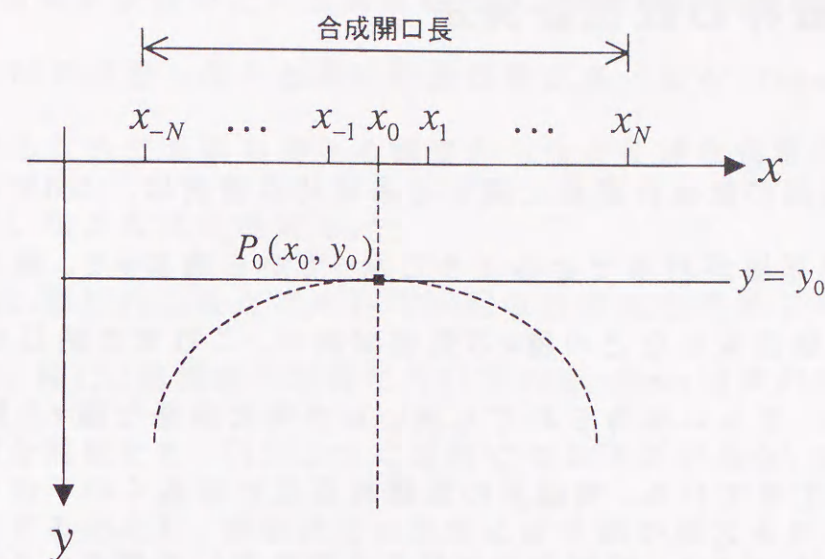


図2.1 合成開口法の原理

2.5 電磁界の解析的手法

1940年代までに、解析的に解くことのできるほとんどの問題は、変数分離法や積分方程式法などの古典的手法によって解決された[22]。積分を用いた電磁波の散乱・回折に関する理論的解析は古くから行われ、1896年、Sommerfeldはくさびによる回折問題の、複素積分表示による厳密解を示している[23]。一方、WienerとHopfは1931年、ある特定の積分方程式をFourier変換と関数論の応用で厳密に解けることを示した。その後、1944~1946年にかけてJ.S.Schwinger、Copsonは独立にこの方法を応用して回折問題の積分方程式を解き、Sommerfeldと同一の解表現を得たことで、WienerとHopfの理論(ウィーナー・ホッフ法)の重要性が認識され、さまざまな回折問題に応用されて発展している[24]。このような電子計算機が利用できなかった時代、積分方程式による定式化の目標は、できるだけ精度の高い近似解を求めることであった[25]。

2.6 電磁界の数値計算法

電磁界問題の数値計算法に関する本格的な研究は、1960年代の中期、高速の電子計算機が利用できるようになってから始まった。差分法、モーメント法、有限要素法などの種々の数値解法が、これまで閉じた解が得られないような、あるいは得られても扱いが非常に困難な種々の問題に適用され、発展してきている。電磁界の数値計算法には多くの手法が存在し、それぞれに特徴がある。時間変化に対する取り扱いの観点からは、周波数領域法と時間領域法に大別できる[26]。

1. 周波数領域法: Helmholtz方程式を調和振動に対して解く方法。時間変化を位相に置き換え、時間変数を除去できる。この方法はこれまでの電磁界解析の主流であった。

2. 時間領域法: 任意の入力時間波形に対する波動方程式を時間進展に従って解く方法。波動方程式の直接離散化であるFDTD(有限差分時間領域)法に代表され、計算機の高速化、大容量化に伴って急速に普及してきている。

また、数値計算における未知数の取り方の観点からは、準解析的手法、境界法、領域法に分類できる。

1. 準解析的手法: 波動方程式を直接解くことなく、厳密解を求められる規範問題の解を近似的に適用する方法である。特に、散乱体が波長に対して大きい場合に精度がよい方法を高周波近似法と呼び、波長に比べて数倍以上大きな散乱体を取り扱う場合などに用いられる。

2. 境界法: 波動方程式を境界条件に関する積分方程式に置き換えることで、全領域ではなく境界のみに存在する未知数を求める方法で、領域法

に比べ、未知数が少ないという利点をもつ。開領域の問題に向いている。一般に係数行列が密となるために記憶容量が多くなる、Green関数や固有関数を用いるために多数の異なる媒質からなる複雑な媒質の取り扱いが複雑になる、などの欠点がある。

3. 領域法: 領域内の各点において所望の方程式を満足する波動関数を求める方法。特に、閉領域の問題に向いており、Green関数が求められないような複雑な問題にも、同じように適用できる利点がある。領域内の各点の値を計算するために、開領域では非常に計算量が増えるのが欠点で、領域を終端する吸収境界条件が多数提案されている。

表2.1に、上記分類に対応する代表的な数値計算法を示す。

表2.1 電磁界解析における各種数値計算法

	準解析手法	境界法	領域法
周波数領域	幾何光学的近似 (レイトレーシング) 物理光学近似 幾何光学的回折理論	モーメント法 境界要素法	有限差分法 有限体積法 有限要素法
時間領域	幾何光学近似	時間領域 モーメント法	時間領域差分法 伝送線路行列法 空間回路網法

2.7 まとめ

モーメント法や境界要素法では、未知数はその境界のみに存在するため、領域法と比べて次元を1つ下げることができる。放射や散乱などの開領域問題に向いているが、媒質中に異なる媒質が多数存在するような

ンダム媒質などの取り扱い、計算が複雑で行列が大きくなるために困難である。また、時間領域における電磁界解析にも適用できるように拡張されているが、FDTD法やTLM法などに比べると計算が複雑である[25]。

有限要素法は、偏微分方程式から、変分原理やガラーキン法を用いて導出した積分方程式を解こうとする方法である。解析領域を小さな領域に分割し、各要素ごとに導入された近似式(区分多項式)をつないで全領域を近似する。領域の分割に用いられる要素は三角形でもよく、分割の細かさも任意に与えることができるため、任意形状の媒質が精度良く解析できる。電磁波導波路の伝搬特性などの閉領域問題に主に適用され、開領域問題には不向きである。近年、開領域問題を解析するために、対象物を含む内部領域を有限要素法で、外部領域を境界要素法で解析するハイブリッド法などが用いられている[24]。

FDTD法は、Maxwellの回転方程式を差分原理に基づいて差分方程式に置き換え、直接解いていく方法で、全領域での電界と磁界を逐次求める。差分法であるため原理が簡単で、複雑な媒質も同様の計算方法で解析できる利点がある。領域分割セルの境界が対象物体の境界と適合しない場合、誤差が大きくなるので、サブセル法などの特別な処理が必要になるという欠点があるが、分割セルが十分小さければ問題とならない。時間領域での解析法であるため、時間応答を求めるときに有利である[28]。

以上の観点から、本研究で行う地中パルスレーダの解析には、複雑媒質の取り扱いに適し、時間応答を直接得ることができるFDTD法が適していると考えられる。この方法の問題点である分割誤差も、最近の計算機の大容量化や高速化に伴い、あまり問題とならなくなっている。

第3章

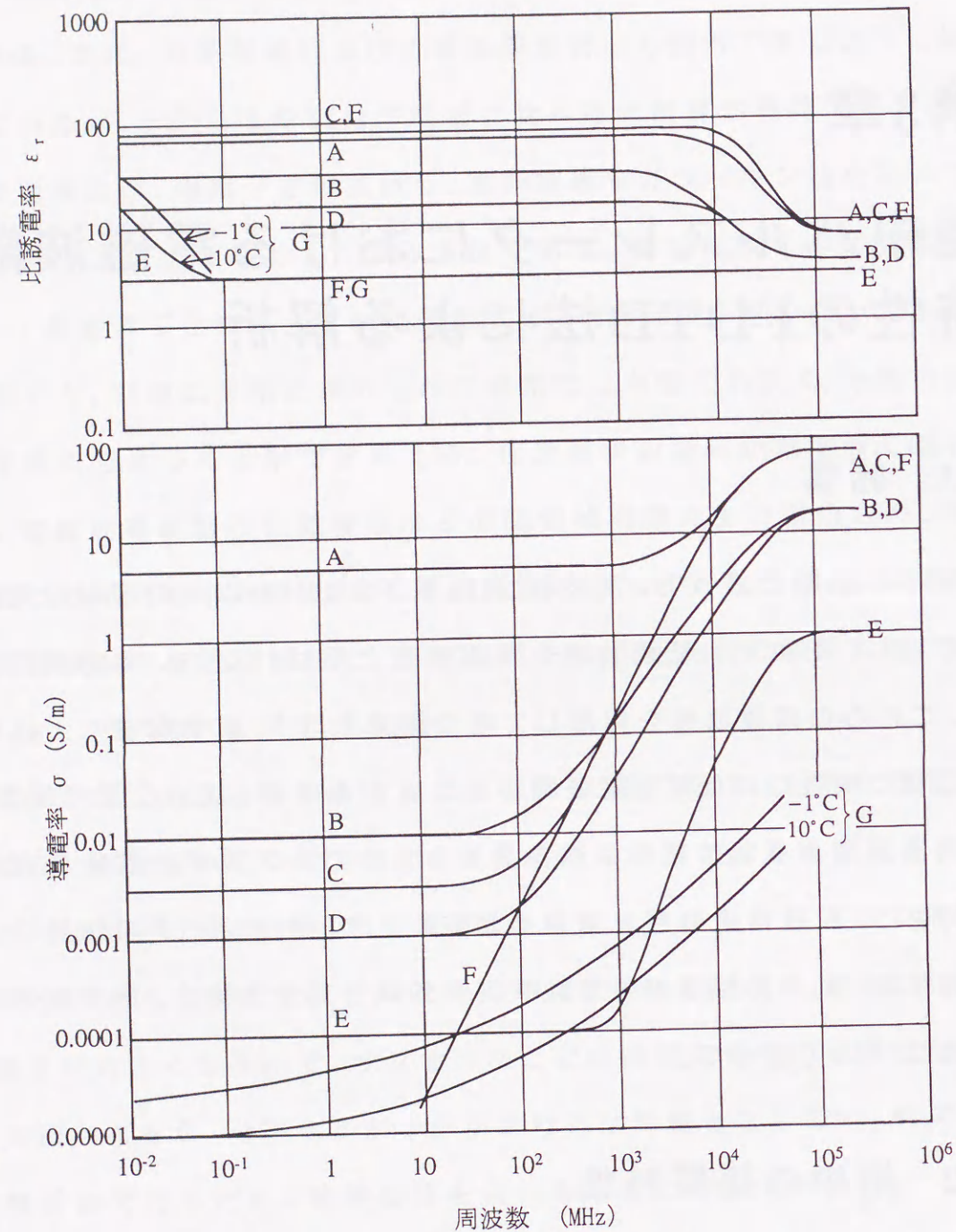
地中パルスレーダにおける電磁波散乱特性のFDTD法による解析

3.1 緒言

地中の伝搬において、周波数10kHz以下と10MHz以上の帯域に電波の窓が存在し、それぞれ低周波窓と高周波窓と呼ばれる[18]。電磁波探査法では、これらの周波数帯を利用して地中探査を行う。鉱物探査など比較的深い位置の探査には低周波窓を用いることがあるが、浅い位置の探査には、高周波窓であるVHF帯のスペクトルをもつパルス波が分解能の点から有利であり、一般に用いられている。本章では、地中レーダの性能に大きく依存する、地中の媒質特性、地中レーダのアンテナ特性、地中物体の散乱特性について述べる。

3.2 地中の媒質特性

地中における電気特性を図3.1に示す。地中レーダの目標物は地中に存在するため、物体の検出特性は地中の電気特性に大きく依存する。一般に高い周波数を使用した方が、高い分解能が得られるが、地中における減衰が大きくなるため、探査目的に応じた地中レーダシステムの設計が望まれる。



A: 海水(平均塩分濃度), 20°C E: 非常に乾いた大地
 B: 湿地 F: 純水(20°C)
 C: 真水(20°C) G: 氷(真水)
 D: 中乾燥大地

図3.1 大地の比誘電率と導電率 [29]

3.3 地中レーダのアンテナ特性

距離分解能の高い測定を行うためには、広帯域な周波数成分を使用する必要がある、広帯域で過渡特性のよい小型アンテナが研究されてきた。これまで、地中レーダで主に使用されているアンテナとして、抵抗を装荷したダイポールアンテナやbow-tieアンテナ、導体形状を工夫したホーンアンテナ等がある。広帯域性を重視するため、一般に効率は低い。また、リングングの除去が課題となっている。

水平方向の分解能の点から、指向性の鋭いアンテナが望まれるが、電磁波の回折現象のため、小型アンテナでは実現が困難である。一方、合成開口法では指向性が広がっている程、目標物を照射する距離が長くなり、高分解能化に有利である。

3.4 地中物体の散乱特性

地中レーダの目標物の多くは、ほとんどが非金属物体であり、その散乱特性は目標物を取り囲んでいる地中の電気特性に大きく依存する。ほとんどの目標物の誘電率は低く、比誘電率が2~6程度であるから、地中の誘電率よりも低くなることが多い。そのような場合、地中と物体の境界面において、反射波の電界の極性は入射波と等しい。金属物体の場合には、極性が反転するので、このような性質は金属物体と非金属物体との識別に利用することができる。

3.5 FDTD法による解析

本節では、1966年にK.S. Yeeによって提案されたFDTD法の基礎について述べる。Yeeによる独特の電界と磁界ベクトルの空間配置から、Maxwellの

方程式の差分表現式が導かれ、電磁界現象を正確にモデリングすることができる。

時間に依存するMaxwellの方程式は、次の4式で表される。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} - \mathbf{M}_e \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{J}_e \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

ここで、式(3.1)~(3.4)において、

\mathbf{E} : 電界 [V/m]

\mathbf{D} : 電束密度 [C/m²]

\mathbf{H} : 磁界 [A/m]

\mathbf{B} : 磁束密度 [weber/m²]

\mathbf{J}_e : 電流密度 [A/m²]

\mathbf{M}_e : 磁流密度 [V/m²] (3.5)

媒質が線形、等方的で非分散性媒質のとき \mathbf{D} と \mathbf{E} 、 \mathbf{B} と \mathbf{H} の間に

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad (3.7)$$

の関係が成り立つ。ここで、

ϵ : 誘電率 (F/m)

ϵ_r : 比誘電率

ϵ_0 : 真空の誘電率 (8.854×10^{-12} F/m)

μ : 透磁率 (H/m)

μ_r : 比透磁率

μ_0 : 真空の透磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m)

である。 \mathbf{J}_e と \mathbf{M}_e はそれぞれ電界、磁界の独立の波源となり、媒質の損失性を考慮すると

$$\mathbf{J}_e = \mathbf{J} + \sigma \mathbf{E}, \quad \mathbf{M}_e = \mathbf{M} + \sigma^* \mathbf{H} \quad (3.8)$$

を得る。ここで、 σ は電気伝導率 (S/m)、 σ^* は磁気伝導率 (Ω /m) である。式(3.8)を式(3.1)と(3.2)に代入することにより、次の方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} - \frac{1}{\mu} (\mathbf{M} + \sigma^* \mathbf{H}) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{\epsilon} (\mathbf{J} + \sigma \mathbf{E}) \quad (3.10)$$

式(3.9)、(3.10)を直角座標系のベクトル成分で表わすと次の6つの連立微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} - (M_x + \sigma^* H_x) \right] \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - (M_y + \sigma^* H_y) \right] \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_z + \sigma^* H_z) \right] \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_x + \sigma E_x) \right] \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_y + \sigma E_y) \right] \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - (J_z + \sigma E_z) \right] \quad (3.16)$$

これらの6つの連立微分方程式がFDTD法で電磁界を解析するときの基本式となる。

3.5.1 2次元Maxwell方程式の離散表現

媒質および波源が y 方向に一様であると仮定すれば、式(3.9)、(3.10)の偏微分方程式において y に関する微分はすべて0になる。従って、Maxwellの方程式(3.9)、(3.10)は

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - (M_x + \sigma^* H_x) \right] \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - (M_y + \sigma^* H_y) \right] \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_z + \sigma^* H_z) \right] \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_x + \sigma E_x) \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_y + \sigma E_y) \right] \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - (J_z + \sigma E_z) \right] \quad (3.22)$$

となる。ここで式(3.17)、(3.19)、(3.21)は H_x 、 H_z 、 E_y に関する方程式の組、式(3.18)、(3.20)、(3.22)は E_x 、 E_z 、 H_y に関する方程式の組となり、互いに独立であることがわかる。方程式の組

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - (M_x + \sigma^* H_x) \right] \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_y}{\partial x} - (M_z + \sigma^* H_z) \right] \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - (J_y + \sigma E_y) \right] \quad (3.25)$$

を2次元のTMモード、

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_x + \sigma E_x) \right] \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - (J_z + \sigma E_z) \right] \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} - (M_y + \sigma^* H_y) \right] \quad (3.28)$$

を2次元のTEモードとして定義する。

E_y が存在する場合を用いているので、ここではTM波解析についてのみ定式化を示すが、TE波の場合も同様にして定式化できる。

磁氣的損失はないとして、 $\sigma^* = 0$ を代入することにより

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = J_y + \sigma E_y + \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (3.31)$$

図3.2のように離散化された2次元解析領域における単位分割セル上に、電磁界ベクトルを配置すれば、

$$E_y^n(i, j) = E_y(i\Delta x, j\Delta z, n\Delta t) \quad (3.32)$$

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = H_x(i\Delta x, (j + \frac{1}{2})\Delta z, (n + \frac{1}{2})\Delta t) \quad (3.33)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = H_z((i + \frac{1}{2})\Delta x, j\Delta z, (n + \frac{1}{2})\Delta t) \quad (3.34)$$

と書くことができる。

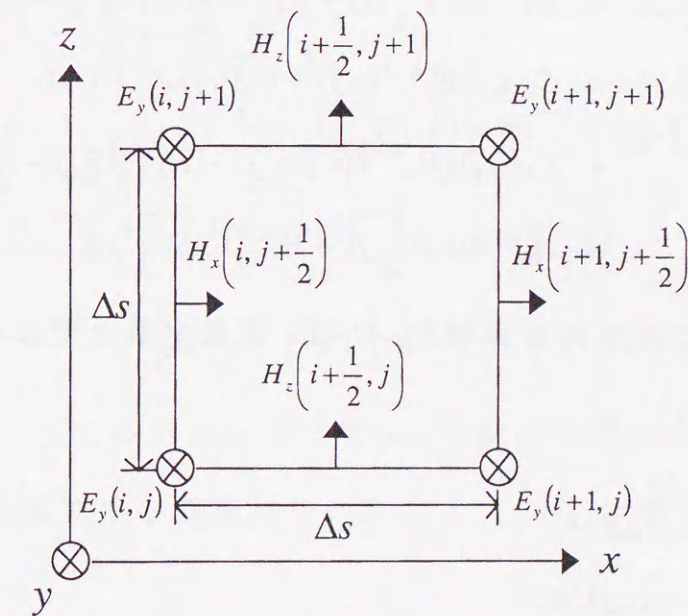


図3.2 2次元FDTD法における分割セルと電磁界の配置

式(3.29)~(3.31)を差分原理に基づいて離散表現すると、上述の式(3.32)~(3.34)を用いて

$$\frac{E_y^n(i, j+1) - E_y^n(i, j)}{\Delta z} = \mu(i, j + \frac{1}{2}) \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} \quad (3.35)$$

$$\frac{E_y^n(i+1, j) - E_y^n(i, j)}{\Delta x} = -\mu(i + \frac{1}{2}, j) \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} &= \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta x} \\ &= J_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) + \sigma(i, j) E_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) + \varepsilon(i, j) \frac{E_y^{n+1}(i, j) - E_y^n(i, j)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (3.37)$$

式(3.37)において、 $E_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j)$ は電界が Δt の整数倍の時間においてのみ計算されるので、ここでは

$$E_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j) \approx \frac{E_y^n(i, j) + E_y^{n-1}(i, j)}{2} \quad (3.38)$$

の近似を用いる。以上の式(3.35)~(3.37)において、先行時間の電界の y 成分、磁界の x 、 z 成分についてまとめると、次の式(3.39)~(3.42)が得られる。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) + C_1(i, j + \frac{1}{2}) \{E_y^n(i, j+1) - E_y^n(i, j)\} \quad (3.39)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + C_1(i + \frac{1}{2}, j) \{E_y^n(i+1, j) - E_y^n(i, j)\} \quad (3.40)$$

$$E_y^n(i, j) = C_2(i, j) E_y^{n-1}(i, j) - C_3(i, j) J^{n-\frac{1}{2}}(i, j) \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} &+ C_4(i, j) \{H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) \\ &- H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j)\} \end{aligned} \quad (3.42)$$

ここで、上式に含まれる係数 $C_1 \sim C_4$ は、媒質定数とセルサイズ、タイムステップで表され、

$$C_1 = \frac{\Delta t}{\mu(i, j) \Delta s} \quad (3.43)$$

$$C_2 = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j) \Delta t}{2\varepsilon(i, j)}}{1 + \frac{\sigma(i, j) \Delta t}{2\varepsilon(i, j)}} \quad (3.44)$$

$$C_3 = \frac{\Delta t / \varepsilon(i, j)}{1 + \frac{\sigma(i, j) \Delta t}{2\varepsilon(i, j)}} \quad (3.45)$$

$$C_4 = \frac{\Delta t / \varepsilon(i, j)}{1 + \frac{\sigma(i, j) \Delta t}{2\varepsilon(i, j)}} \cdot \frac{1}{\Delta s} \quad (3.46)$$

解析領域内の電磁界分布の初期条件を含む、式(3.39)~(3.46)をすべての格子上の節点について時間をパラメータにして交互に計算することにより、領域内の電界と磁界の分布が求められる。初期条件は一般に式(3.42)の電流源で与えられる。

3.5.2 3次元Maxwell方程式の離散表現

E_x に関する方程式は、式(3.14)より、

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} - (J_x + \sigma E_x) \right] \quad (3.47)$$

である。図3.3のように、 E_x が空間に配置されているとして、時間と空間について中心差分をとると、上式は

$$\begin{aligned} \frac{E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) - E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\Delta t} &= \\ \frac{1}{\varepsilon(i + \frac{1}{2}, j, k)} &\left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k)}{\Delta s} \right. \\ &- \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2})}{\Delta s} \\ &\left. - J_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) - \sigma(i + \frac{1}{2}, j, k) E_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) \right\} \end{aligned} \quad (3.48)$$

となる。ここで、上式の右辺はすべて $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ の時間の値であるが、 E_x は Δt の整数倍の時間でのみ値を持つ。ここで、 $(n + \frac{1}{2})\Delta t$ のタイムステップにおける E_x を

$$E_x^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j, k) = \frac{E_x^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j, k) + E_x^n(i + \frac{1}{2}, j, k)}{2} \quad (3.49)$$

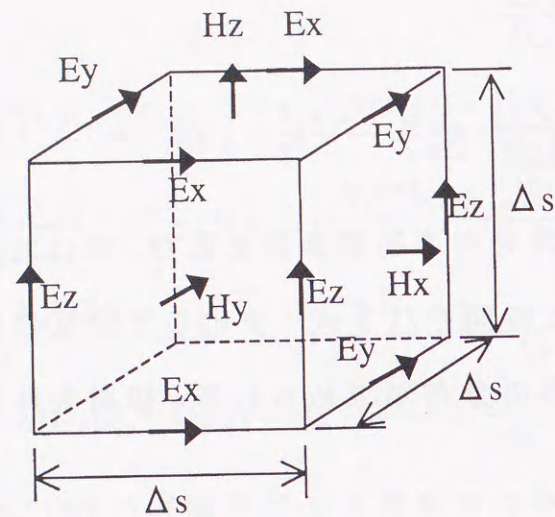


図3.3 3次元FDTD法における分割セルと電磁界の配置

と近似して、式(3.48)に代入し、 Δt を両辺にかけると次式を得る。

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) = \frac{\Delta t}{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)} \left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta s} - \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta s} - J_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - \sigma(i+\frac{1}{2}, j, k) \left(\frac{E_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) + E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{2} \right) \right\} \quad (3.50)$$

式(3.50)の両辺に含まれている $E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k)$ を左辺にまとめると、 E_x に関する計算式が得られる。

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) = \frac{1 - \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma(i+\frac{1}{2}, j, k)\Delta t}{2\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}} \left[\frac{\varepsilon(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta s} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k) \right] - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}) - J_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k)\Delta s \right] \quad (3.51)$$

他の成分 E_y 、 E_z についても、図3.3のように配置されていることを考えて、微分を中心差分に置き換えれば

$$E_y^{n+1}(i, j+\frac{1}{2}, k) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma(i, j+\frac{1}{2}, k)\Delta t}{2\varepsilon(i, j+\frac{1}{2}, k)}} \frac{1}{\Delta s} \left[H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) + H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - J_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k)\Delta s \right] \quad (3.52)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k+\frac{1}{2}) = \frac{1 - \frac{\sigma(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k+\frac{1}{2})}}{1 + \frac{\sigma(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k+\frac{1}{2})}} E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{1 + \frac{\sigma(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta t}{2\varepsilon(i, j, k+\frac{1}{2})}} \frac{1}{\Delta s} \left[H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) + H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - J_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2})\Delta s \right] \quad (3.53)$$

磁界の成分 H_x 、 H_y 、 H_z についても同様にして、式(3.11)～(3.13)の差分方程式を導くことができる。磁界の時間は電界の時間に対して $\frac{1}{2}\Delta t$ 時間ずれていることを考慮して、中心差分をとることにより、次のような磁界に関する差分方程式が得られる。ここで、本研究では磁気損失と磁流が存在しない場合のみを扱うので、 $\sigma^* = 0$ 、 $M_x = M_y = M_z = 0$ とした。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})\Delta s} \left[E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k) - E_y^n(i, j-\frac{1}{2}, k) - E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2}) + E_z^n(i, j, k-\frac{1}{2}) \right] \quad (3.54)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})\Delta s} \left[E_z^n(i, j, k+\frac{1}{2}) - E_z^n(i, j, k-\frac{1}{2}) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + E_x^n(i-\frac{1}{2}, j, k) \right] \quad (3.55)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) + \frac{\Delta t}{\mu(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k)\Delta s} \left[E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - E_x^n(i-\frac{1}{2}, j, k) - E_y^n(i, j+\frac{1}{2}, k) + E_y^n(i, j-\frac{1}{2}, k) \right] \quad (3.56)$$

3.5.3 計算の安定条件

数値計算の解の安定性のために、2次元FDTD法では以下の条件を満たすようにタイムステップ Δt とセルサイズ Δx 、 Δz を定める必要がある[29]。

$$v\Delta t \leq \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.57)$$

ここで v は解析領域内における電磁波の最大伝搬速度である。一般に媒質が損失性や分散性を有していたり複雑な媒質であるとき、正確な伝搬速度を知るのが困難である。本研究では安定条件を十分に満たすために、 v の値として自由空間中の光速 c を用いる。特に $\Delta x = \Delta y = \Delta s$ のとき、式(3.57)は c を用いて

$$\Delta t \leq \frac{\Delta s}{c\sqrt{2}} \quad (3.58)$$

となる。

3次元FDTD法の安定条件は、

$$v\Delta t \leq \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

を満足する必要がある。ここで、 Δt はタイムステップ、 v は解析領域内における波の最大速度、 Δx 、 Δy 、 Δz はそれぞれ x 、 y 、 z 方向の空間分割幅である。もし $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta s$ の立方体セルを用いた場合、上式は

$$\Delta t \leq \frac{\Delta s}{v\sqrt{3}} \quad (3.60)$$

となる。

3.5.4 吸収境界条件

FDTD法で電磁界解析を行う場合、多くの対象となる物体や媒質は開放領域で定義される。このような問題は解析領域が無限の広がりをもっていれば正確な解析が可能であるが、計算機資源は有限であるために、解析領域もまた有限の大きさに制限される。このため、解析領域の外側境界で、外向きの波を無反射で伝搬させるための十分精度がよい吸収境界条件が、FDTD法の電磁界問題への応用とともに研究されてきた[37]。

EngquistとMajdaは、FDTD法の直角グリッドに適切なone-way wave equationの理論を導出した[34]。ここでone-way wave equationとは、ある特定の方向に伝搬する波だけが満たす偏微分方程式である。

はじめに、図3.4に示すような2次元直角座標の場合を考えると、波動方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (3.61)$$

とかける。ここで ϕ は界のスカラー成分、 c は伝搬速度である。ここで微分作用素として、

$$W \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \equiv D_x^2 + D_y^2 - \frac{1}{c^2} D_t^2 \quad (3.62)$$

を定義すると、波動方程式は

$$W\phi = 0 \quad (3.63)$$

とかける。いま新しく作用素

$$W^+ \equiv D_x + \frac{D_t}{c} \sqrt{1-s^2} \quad (3.64)$$

$$W^- \equiv D_x - \frac{D_t}{c} \sqrt{1-s^2} \quad (3.65)$$

$$s = \frac{D_y}{D_t/c} \quad (3.66)$$

を定義すると、 W は次のように2つの作用素の積の形に書くことができる。

$$W = W^+ W^- \phi = 0 \quad (3.67)$$

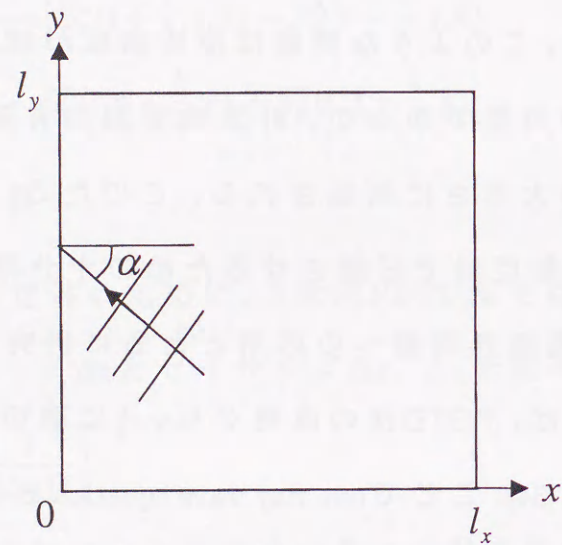


図3.4 2次元解析領域と座標系

EngquistとMajdaは、図3.4における $x=0$ の境界で、波動関数 ϕ に W^- を作用させれば、任意の角度 α で伝搬してくる平面波を境界で吸収できることを示した。

同様に、 $x=l_x$ の境界では作用素 W^+ が用いられる。

式(3.64)、(3.65)に根号があるため、吸収境界条件として直接計算することができないので、Taylor級数展開を考えると

$$\sqrt{1-s^2} \simeq 1 - \frac{1}{2}s^2 + \dots \quad (3.68)$$

となる。このようにして、上式右辺の第1項のみで近似すれば1次の吸収境界条件、2項目も含めたものを2次の吸収境界条件とする。

したがって $x=0$ の境界では、1次の吸収境界条件は

$$W^- = D_x - \frac{D_t}{c} \quad (3.69)$$

より、式(3.63)に代入すれば、

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (3.70)$$

を得る。同様に $x=2$ の吸収境界条件を用いれば、

$$W^- \simeq D_x - \frac{D_t}{c} \left(1 - \frac{1}{2}s^2\right) \quad (3.71)$$

$$\simeq D_x - \frac{D_t}{c} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{c D_y}{D_t}\right)^2\right] \quad (3.72)$$

$$\simeq D_x - \frac{D_t}{c} + \frac{c D_y^2}{2 D_t} \quad (3.73)$$

となるので、式(3.63)に代入して両辺に D_t をかけることにより、 $x=0$ の境界で

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad (3.74)$$

を得る。

3次元FDTD法の場合は、3次元の波動方程式から吸収境界条件が導かれる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (3.75)$$

2次元のときと同様に、偏微分作用素は

$$W \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \equiv D_x^2 + D_y^2 + D_z^2 - \frac{1}{c^2} D_t^2 \quad (3.76)$$

と定義すると、式(3.67)のときと同様に W は W^+W^- と書くことができる。 $x=0$ で用いられる作用素 W^- は同じ形になる。但しこの場合の s は、3次元であるため

$$s \equiv \sqrt{\left(\frac{D_y}{D_t/c}\right)^2 + \left(\frac{D_z}{D_t/c}\right)^2} \quad (3.77)$$

と与えられる。

$x=0$ において W^- をスカラー波動関数 ϕ に作用させることにより、任意の角度で境界に向かって伝搬する波を正確に吸収することができる。3次元での1次の吸収境界条件は2次元の場合と同じなので、2次の吸収境界条件について示す。式(3.77)のTaylor級数展開の第2項まで考慮すると、

$$\left(D_x - \frac{D_t}{c} + \frac{cD_y^2}{2D_t} + \frac{cD_z^2}{2D_t}\right)\phi = 0 \quad (3.78)$$

を得る。上式の両辺に D_t をかけることにより、 $x=0$ において

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.79)$$

が得られる。

また $x=l_x$ の境界では、 $W^+\phi=0$ より

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t} + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{c}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.80)$$

が導かれる。

FDTD法の計算では、各境界上で境界に接する電界の成分について吸収境界条件が適用される。

G.Murは上述の2次の吸収境界条件の差分表現を導入し、FDTD法の計算に有効であることを示した。

これらの吸収境界条件は、境界での不要反射波の強さを1%から5%の範囲に抑え、FDTD法の応用において十分弱い反射と考えられる。

G.Murは $x=0$ の境界における式(3.74)の偏微分を $(\frac{1}{2}, j)$ のグリッド点で行っ

た[35]。はじめに x と t による偏微分を

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi^n(\frac{1}{2}, j)}{\partial x \partial t} &= \frac{1}{2\Delta t} \left(\frac{\partial \phi^{n+1}(\frac{1}{2}, j)}{\partial x} - \frac{\partial \phi^{n-1}(\frac{1}{2}, j)}{\partial x} \right) \\ &= \frac{1}{2\Delta t} \left[\left(\frac{\phi^{n+1}(1, j) - \phi^{n+1}(0, j)}{\Delta x} \right) - \left(\frac{\phi^{n-1}(1, j) - \phi^{n-1}(0, j)}{\Delta x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.81)$$

のように表す。

次に、 t による2階微分をグリッド点 $(0, j)$ と $(1, j)$ の値の平均として

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi^n(\frac{1}{2}, j)}{\partial t^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi^n(0, j)}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \phi^n(1, j)}{\partial t^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\phi^{n+1}(0, j) - 2\phi^n(0, j) + \phi^{n-1}(0, j)}{(\Delta t)^2} \right] \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\phi^{n+1}(1, j) - 2\phi^n(1, j) + \phi^{n-1}(1, j)}{(\Delta t)^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.82)$$

と表す。 y による2階微分もグリッド点 $(0, j)$ と $(1, j)$ の平均として

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi^n(\frac{1}{2}, j)}{\partial y^2} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi^n(0, j)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi^n(1, j)}{\partial y^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\phi^{n+1}(0, j+1) - 2\phi^n(0, j) + \phi^{n-1}(0, j-1)}{(\Delta y)^2} \right] \right. \\ &\quad \left. + \left[\frac{\phi^{n+1}(1, j+1) - 2\phi^n(1, j) + \phi^{n-1}(1, j-1)}{(\Delta y)^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.83)$$

と表す。式(3.81)-(3.83)を式(3.74)に代入し、境界上の値 $\phi^{n+1}(0, j)$ について解けば、 $x=0$ の境界にそって次の方程式を得る。

$$\begin{aligned} \phi^{n+1}(0, j) &= -\phi^{n-1}(1, j) + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x} (\phi^{n+1}(1, j) + \phi^{n-1}(0, j)) \\ &\quad + \frac{2\Delta x}{c\Delta t + \Delta x} (\phi^n(0, j) + \phi^n(1, j)) \\ &\quad + \frac{(c\Delta t)^2 \Delta x}{2(\Delta y)^2 (c\Delta t + \Delta x)} [\phi^n(0, j+1) - 2\phi^n(0, j) + \phi^n(0, j-1) \\ &\quad + \phi^n(1, j+1) - 2\phi^n(1, j) + \phi^n(1, j-1)] \end{aligned} \quad (3.84)$$

$x=l_x, y=0, y=l_y$ の各境界についても同様の方法でMurの2次の吸収境界条件が導かれる。

次に3次元領域におけるMurの2次の吸収境界条件を考えると、式(3.74)に $\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2}$ の項が加わった場合であるから、 z による2階微分をグリッド点 $(0, j, k)$

と $(1, j, k)$ の平均で置き換えると、 $x=0$ の境界で

$$\begin{aligned}\phi^{n+1}(0, j, k) = & -\phi^{n-1}(1, j, k) + \frac{c\Delta t - \Delta x}{c\Delta t + \Delta x}(\phi^{n+1}(1, j, k) + \phi^{n-1}(0, j, k)) \\ & + \frac{2\Delta x}{c\Delta t + \Delta x}(\phi^n(0, j, k) + \phi^n(1, j, k)) \\ & + \frac{(c\Delta t)^2\Delta x}{2(\Delta y)^2(c\Delta t + \Delta x)}[\phi^n(0, j+1, k) - 2\phi^n(0, j, k) + \phi^n(0, j-1, k) \\ & + \phi^n(1, j+1, k) - 2\phi^n(1, j, k) + \phi^n(1, j-1, k)] \\ & + \frac{(c\Delta t)^2\Delta x}{2(\Delta z)^2(c\Delta t + \Delta x)}[\phi^n(0, j, k+1) - 2\phi^n(0, j, k) + \phi^n(0, j, k-1) \\ & + \phi^n(1, j, k+1) - 2\phi^n(1, j, k) + \phi^n(1, j, k-1)]\end{aligned}\quad (3.85)$$

を得る。その他、種々の吸収境界条件が提案されており、Murの吸収境界条件よりも良い精度が得られているが、それらは問題に合わせてパラメータを選択しなければならないのが欠点で、数値の安定化を必要とする場合もある。また、最近提案されたPML[36]は優れた性能を持つが、PML層の中で電磁界をサブコンポーネントに分解して定式化しているため、大きな領域の問題には不向きと考えられる。

Murの吸収境界条件は、波源と境界の間に波長程度の十分距離をとれば、境界での不要反射はそれほど大きな誤差とならないので、本研究ではMurの2次の吸収境界条件を適用した。

3.6 地中埋設物による散乱特性と検出特性

FDTD法における解析モデルを図3.5に示す。ここでは、媒質が一様であるときの、地中物体による電界分布、時間応答を示す。図3.6に入射波源モデルを示す。また図3.7に、地中埋設物による電磁波散乱のFDTD法によるシミュレーション結果を示す。

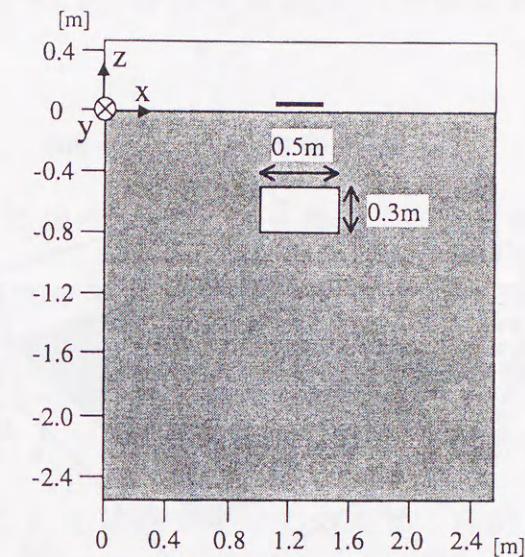
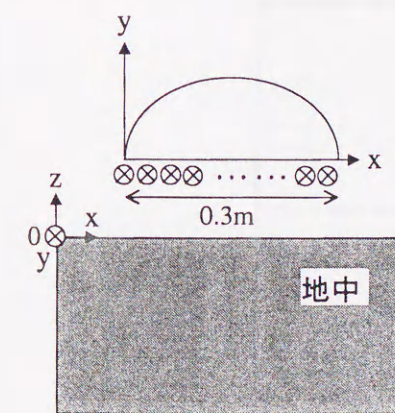
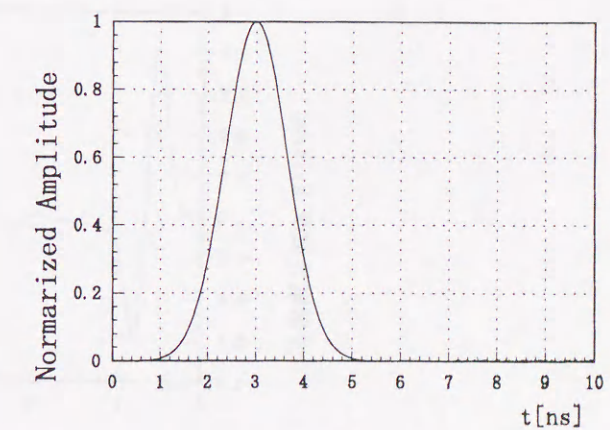


図3.5 媒質モデル

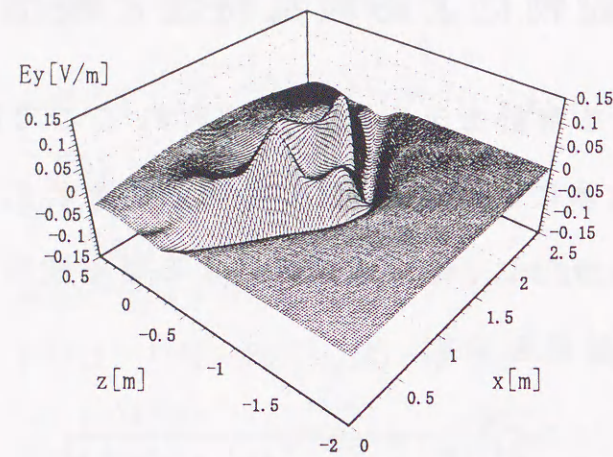
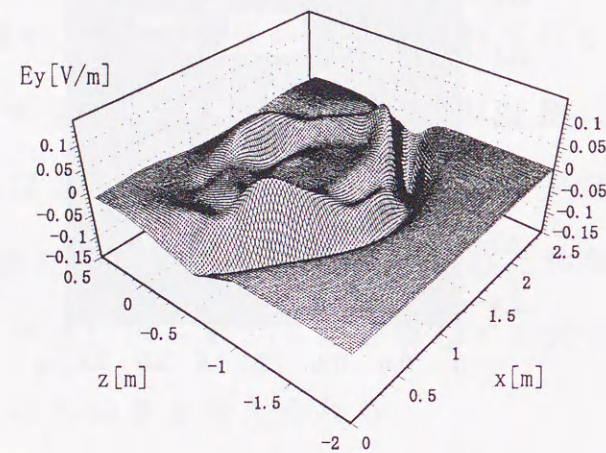
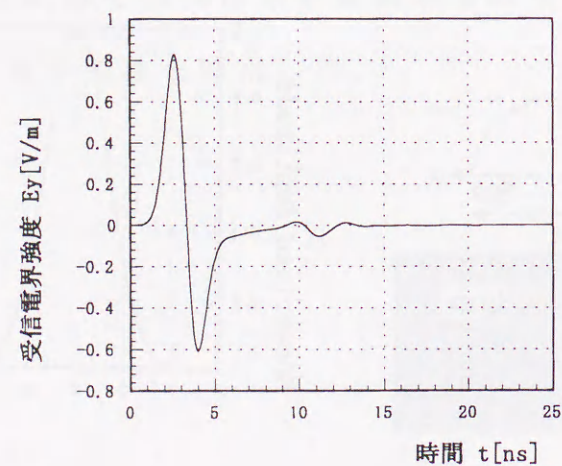


(a) アンテナ上の電流分布



(b) 入射パルス

図3.6 入射波源モデル

(a) 電界強度 $E_y(x, z)$, $t=9\text{ns}$ (b) 電界強度 $E_y(x, z)$, $t=11\text{ns}$ 

(c) 一様媒質中空洞による時間応答

図3.7 電磁波散乱の解析結果（一様媒質）

レーダによる物体の検出特性は、検出確率と誤警報確率によって議論される。誤警報確率からしきい値が設定され、地中レーダの時間応答がそのしきい値を超えたときのみ、地中物体が存在していると判定する。ここで、あまりしきい値が小さいと、目標物がない場合にも、目標物があると誤った判定をする確率が高くなり、しきい値が高すぎると、目標物が存在しているにもかかわらず、目標物がないと誤る確率が高くなる。

3.7 まとめ

本章では、はじめに地中レーダの基礎として、地中の媒質特性、地中レーダのアンテナ特性、地中物体の散乱特性について述べ、次に地中物体による散乱特性をFDTD法で解析した。地中の媒質特性は、特に含水量によって大きく変化することが示され、また物体の散乱特性はそれを取り囲んでいる媒質特性に大きく依存する。このため、目的に応じて地中レーダの使用周波数、アンテナなどを設計する必要があることがわかる。

第4章

地中パルスレーダのランダム地中媒質における電磁波散乱特性のFDTD法による解析

4.1 緒言

本章では、第3章で述べた2次元FDTD法を用いたランダム媒質による地中パルスレーダの反射・散乱シミュレーションについて述べる。地中内部の状態や地面の地形が探査レーダの受信波形に与える影響を明らかにするため、媒質の状態と受信波形のクラッタによる影響を統計的手法によって解析を行った。ここでは、ランダム媒質やゆらぎをもった時間応答などのランダムデータの性質を特徴付けるいくつかの統計的なパラメータを定義する。FDTD法を用いたシミュレーションでは、はじめに目標物が存在しない、ランダム媒質による散乱特性を示し、次に地中に目標物がある場合の散乱特性を示し、両者の特性について比較する。

4.2 ランダム媒質による散乱解析

4.2.1 シミュレーションモデル

解析に用いた地中媒質のモデルおよび座標系を図4.1に示す。解析領域の大きさは、 $2.56\text{m} \times 3.00\text{m}$ で、地上を 0.44m 、地下を 2.56m とする。送信アン

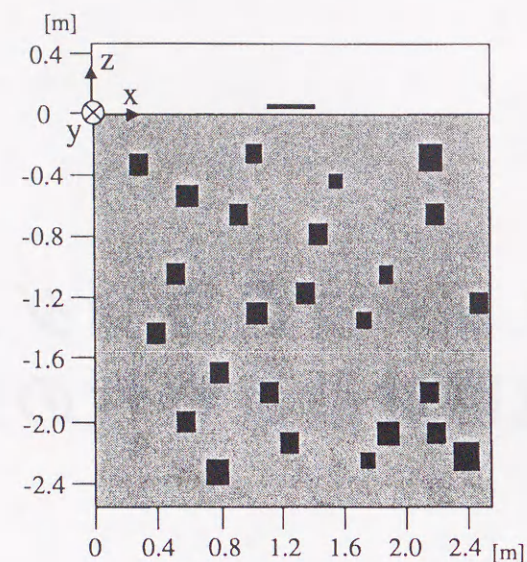


図4.1 地中レーダの2次元ランダム媒質モデル

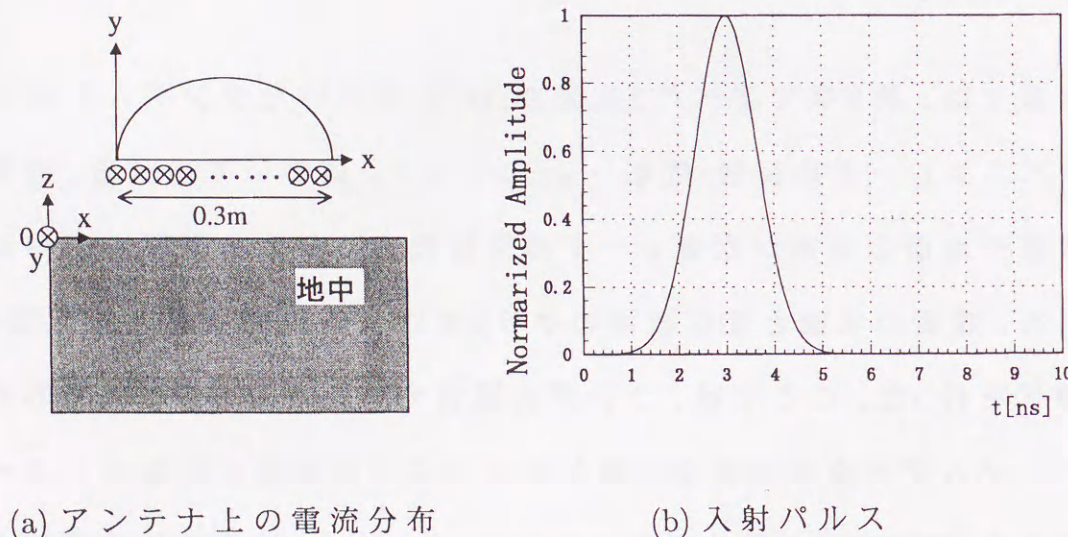


図4.2 入射波源モデル

テナとして地上0.1mの高さに設置した幅0.3mの平板アンテナを用い、平板アンテナの中心座標位置における電界強度をレーダの時間応答として観測するものとする。図4.2に平板アンテナと、仮定したアンテナ上の電流分布を示す。アンテナの長さは0.3mとし、空間的な電流分布は x 軸方向に正弦波分布とする。時間波形は、式(4.1)によって与えられるガウシアンパルスとする。

$$J_y(x, 0.2, t) = A \sin\left(\frac{\pi}{L}(x - x_0)\right) \exp\left\{-a\left(\frac{t - t_0}{t_w}\right)^2\right\}, \quad x_0 \leq x \leq x_1 \quad (4.1)$$

ここで、 L はアンテナ長で $L=0.3\text{m}$ 、 $x_0=1.13\text{m}$ 、 $x_1=1.43\text{m}$ である。図4.2は、 $t_w=5.0 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $t_0=3.0 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $A=1.0$ 、 $a=30$ としたときの時間波形を示している。

実際の平板アンテナからのパルス波は、パルス波のもつ周波数の広帯域性により、図4.2のような理想的なパルス波の送信は難しい。また、電流源の空間的な分布についても、平板の形状に依存するため、図4.2(a)に示すような単純な分布とはならないが、アンテナ給電点が最も電流密度が高く、端に近づくほど密度が疎になり、このモデルは妥当である。また、FDTD法の計算に用いる解析領域のセルサイズを $\Delta s = \Delta x = \Delta z = 0.01\text{m}$ 、タイムステップを $\Delta t = 0.02\text{ns}$ とする。このとき、式(3.58)の安定条件は満たされている。

4.2.2 ランダム媒質の空間周波数スペクトルによる表現

地中には、目標物体の他にも岩石や空洞などの不要な散乱体が多数存在している。それらは一般にランダムな誘電率や導電率の分布によって表現できる。このため、地中の内部状態は統計的に取り扱う必要があり、自己相関関数によってその媒質特性を表現することができる。ここでは解析に用いるランダム媒質を1つの画像データと見なし、地中内部の位置 (p, q) ごとの誘電率 $\epsilon(p, q)$ を標本関数として取り扱うことにする。ランダム媒質である地中の誘電率分布を画像データと見なした場合、その画像の細かさを画像のスペクトル分布から推定することができる。これは媒質の複雑さを評価することと等価である。媒質状態のスペクトル密度関数は、位置ごとの誘電率 $\epsilon(p, q)$ を2次元フーリエ変換することによって求められる。

この求められたスペクトルを空間周波数スペクトルと呼ぶ。まず、誘電率 $\varepsilon(p, q)$ の2次元フーリエ変換は次式のように表される。

$$\begin{aligned} G_\varepsilon(k, l) &= F\{\varepsilon(p, q)\} \\ &= \sum_{p=0}^{M-1} \sum_{q=0}^{N-1} \varepsilon(p, q) \exp\left(\frac{-2\pi jkp}{M}\right) \exp\left(\frac{-2\pi jlq}{N}\right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

ここで、 F はフーリエ変換を表し、 M と N は地中媒質の x 方向、 z 方向の分割格子の数である。

4.2.3 ランダム媒質の自己相関関数による表現

自己相関関数のデジタル計算には2つの方法があり、相関関数を定義に従って直接計算する方法と、もう1つは標本関数をフーリエ変換してパワースペクトルを求め、次にフーリエ逆変換によって計算する方法である。フーリエ変換にFFTアルゴリズムを用いると、直接計算するよりも効率が良い。ここで誘電率 $\varepsilon(p, q)$ の自己相関関数を

$$R_\varepsilon(m, n) = \sum_{p=0}^{M-1} \sum_{q=0}^{N-1} \varepsilon(p, q) \varepsilon(p+m, q+n) \quad (4.3)$$

定義とする。ここで自己相関関数とパワースペクトル密度関数の関係を用いると、

$$\begin{aligned} R_\varepsilon(m, n) &= F^{-1}\{H_\varepsilon(k, l)\} \\ &= F^{-1}\{|G_\varepsilon(k, l)|^2\} \\ &= \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} |G_\varepsilon(k, l)|^2 \exp\left(\frac{2\pi jkm}{M}\right) \exp\left(\frac{2\pi jln}{N}\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

求められた自己相関関数は次式によって正規化する。

$$R_{\varepsilon n}(m, n) = \frac{R_\varepsilon(m, n)}{R_\varepsilon(0, 0)} \quad (4.5)$$

また、正規化相関関数の強度 $R_{\varepsilon n}(m, n)$ が $1/e$ となる最大長さを自己相関長と定義する。自己相関長は、媒質状態が複雑になるほど短くなるという

性質を持つ。前述した空間周波数スペクトルが主に誘電率分布の複雑さを表すのに対し、自己相関長は不要散乱体の大きさや存在間隔を主に表現している。

4.2.4 ランダム媒質に関する統計量

ランダム媒質は、様々な散乱体を含んでいるため、その媒質特性は媒質中に含まれる散乱体の大きさや比誘電率などの平均値や分散によって表現することができる。地中の誘電率と異なる誘電率を有する不要散乱体が存在することによって、電磁波の散乱が生じるため、ここでは不要散乱体の比誘電率 ε_{ri} と地中の誘電率 ε_{rg} の差 $\Delta\varepsilon_r(\mathbf{r}) = \varepsilon_{ri}(\mathbf{r}) - \varepsilon_{rg}$ が重要となる。媒質に関する統計量として、ここでは不要散乱体の一辺の大きさ a_i の平均値 $E[a_i]$ と分散 $Va[a_i]$ 、散乱体の比誘電率 ε_{ri} の平均値 $E[\varepsilon_{ri}]$ と分散 $Va[\varepsilon_{ri}]$ 、誘電率差 $\Delta\varepsilon_r$ の平均値 $E[\Delta\varepsilon_r]$ と分散 $Va[\Delta\varepsilon_r]$ をそれぞれの媒質について求める。それぞれ式(4.6)~(4.11)によって定義される。

$$E[a_i] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i \quad (4.6)$$

$$Va[a_i] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_i - E[a_i])^2 \quad (4.7)$$

$$E[\varepsilon_{ri}] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_{ri} \quad (4.8)$$

$$Va[\varepsilon_{ri}] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\varepsilon_{ri} - E[\varepsilon_{ri}])^2 \quad (4.9)$$

$$E[\Delta\varepsilon_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\varepsilon_{ri} - \varepsilon_{rg}) \quad (4.10)$$

$$Va[\Delta\varepsilon_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta\varepsilon_r - E[\Delta\varepsilon_r])^2 \quad (4.11)$$

4.2.5 受信波形に含まれる不要散乱波の統計的評価

ランダム媒質中の目標埋設物からの反射波に含まれる不要散乱波の強度を解析するため、受信波形の振幅のゆらぎを次式によって定義する。

$$Va[\Delta E_y] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta E_y(i) - E[\Delta E_y])^2 \quad (4.12)$$

$$E[\Delta E_y] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta E_y(i) \quad (4.13)$$

$$\Delta E_y(i) = E_r(i) - E_h(i) \quad (4.14)$$

ここで、 E_r は媒質がランダムであるとき、 E_h は媒質が一様であるときの受信波形を表し、いずれも観測点(1.28,0.2)によるものである。 t_1 はパルス波が地中に侵入した時刻で、 t_N までの時間内で評価する

前述した時刻ごとの振幅誤差の評価では、不要散乱体の影響で地中の電磁波伝搬速度が変化したときに、位相差による誤差が大きくなることが予想される。しかしながら、伝搬速度に変化があったとしても、波形の歪みが小さければ、目標埋設物の検知は可能である。したがってここでは、不要散乱波による波形歪みの評価方法として、一様媒質における受信波形 E_h とランダム媒質における受信波形 E_r の相関係数を採用することにする。

$$R_{E_r, E_h} = \frac{Cov(E_r, E_h)}{\sqrt{Va[E_r] \cdot Va[E_h]}} \quad (4.15)$$

$$Va[E_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_r(i) - E[E_r]\}^2 \quad (4.16)$$

$$Va[E_h] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_h(i) - E[E_h]\}^2 \quad (4.17)$$

$$Cov(E_r, E_h) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_r(i) - E[E_r]\} \{E_h(i) - E[E_h]\} \quad (4.18)$$

ただし、 $E[E_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_r(i)$ 、 $E[E_h] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_h(i)$ である。

4.2.6 解析結果

表4.1に示すような条件をもつ媒質 Case1~Case4 について、2次元FDTD法による地中レーダパルスの散乱解析を行った。それぞれ、不要散乱体の個数やサイズが異なり、地中での電界強度分布や、地中で生じる不要散乱波の強度等がFDTD解析結果から得られる。表4.2に媒質の統計量を示す。送信パルスとして、図4.2に示すガウシアンパルスを用いて解析を行った。

表4.1 解析を行った地中媒質の条件

媒質モデル	媒質定数			不要散乱体の条件		
	比誘電率 ϵ_{rg}	導電率 σ [S/m]	透磁率 μ_{rg}	領域内の個数 N	1辺のサイズ a_i の範囲	比誘電率 ϵ_{ri} の範囲
Case1	4	0.007	1	300	0.01-0.10	1.0-8.0
Case2				300	0.01-0.05	
Case3				600	0.01-0.10	
Case4				300	0.01-0.10	1.0-16.0

表4.2 媒質の統計量

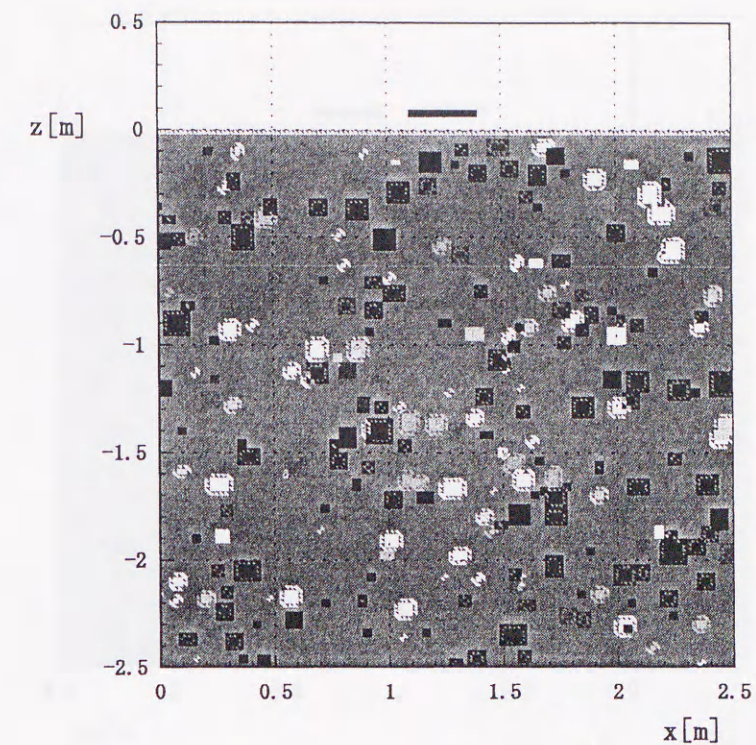
媒質モデル	1辺のサイズ a_i		比誘電率 ϵ_{ri}		比誘電率の差 $\Delta\epsilon_r$		相関長 ℓ
	$E[a_i]$	$Va[a_i]$	$E[\epsilon_{ri}]$	$Va[\epsilon_{ri}]$	$E[\Delta\epsilon_r]$	$Va[\Delta\epsilon_r]$	
Case1	0.046	0.0007	4.622	4.580	0.071	0.663	0.04
Case2	0.024	0.0001	4.421	4.198	0.015	0.149	0.01
Case3	0.043	0.0007	4.589	4.033	0.150	1.021	0.03
Case4	0.043	0.0006	8.363	18.777	0.497	4.119	0.03

地中に目標物が存在しない、ランダム媒質による解析結果を図4.3~図4.6に示す。Case1では、比較的浅い位置にある散乱体からの弱い散乱波が観測されるが、不要散乱体の最大の大きさが0.05mであるCase2では、波長に比べて散乱体の大きさが小さいために、ほとんど散乱波は観測されない。Case3は、領域内の不要散乱体数がCase1、Case2より多いために、不要

散乱波による影響が強くなり、時間波形のゆらぎが比較的大きい。Case4では不要散乱体の比誘電率の範囲が他の媒質より大きいため、不要散乱波も他の媒質に比べて強くなることが予想される。図4.6の時間波形から、深い位置の散乱体からの反射波が観測されることがわかる。表4.3に、シミュレーションによって得られた時間応答の統計量を示す。この統計量を比較すると、散乱体の大きさが小さいCase2では ΔE_y の分散が小さく、相関係数が大きいことがわかる。そして散乱体の誘電率の範囲が大きい媒質であるCase4では、 ΔE_y の分散が最も大きく、相関係数は最も小さい値を示している。従って、散乱体の大きさが大きいほど、または誘電率が高いほど、時間応答の分散が大きくなり、相関係数が小さくなる傾向がみられた。

表4.3 統計処理結果 (2ns パルス, 物体なし)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	15.79	3.13	0.97
Case2	11.69	0.40	0.99
Case3	31.66	7.15	0.92
Case4	97.18	6.40	0.94



(a) ランダム媒質モデル

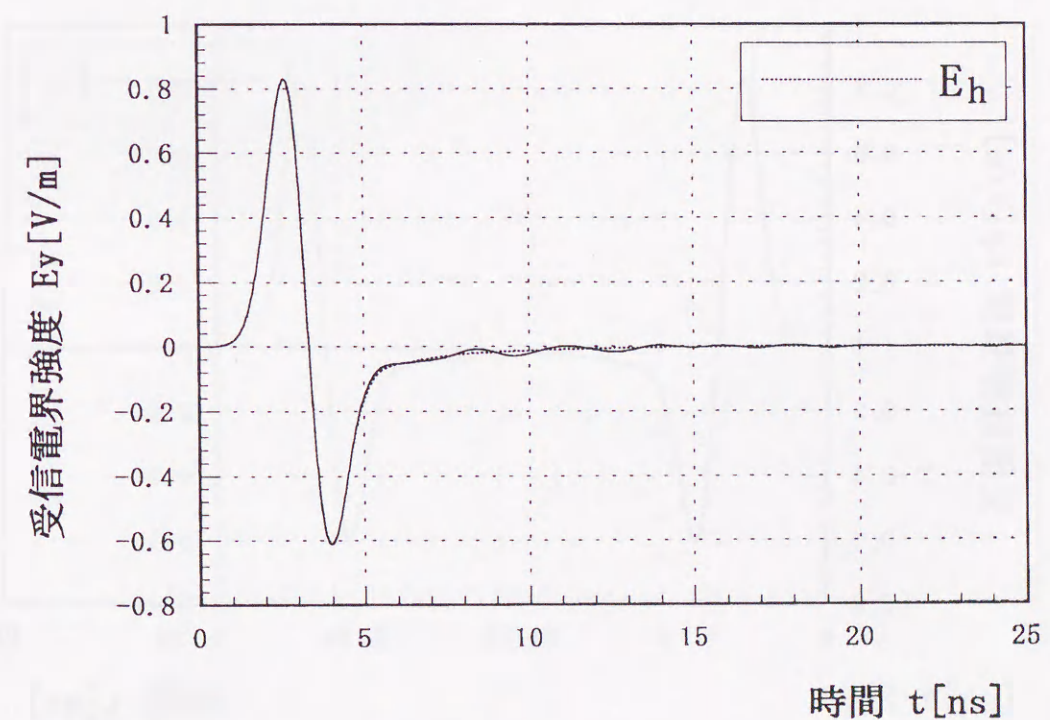
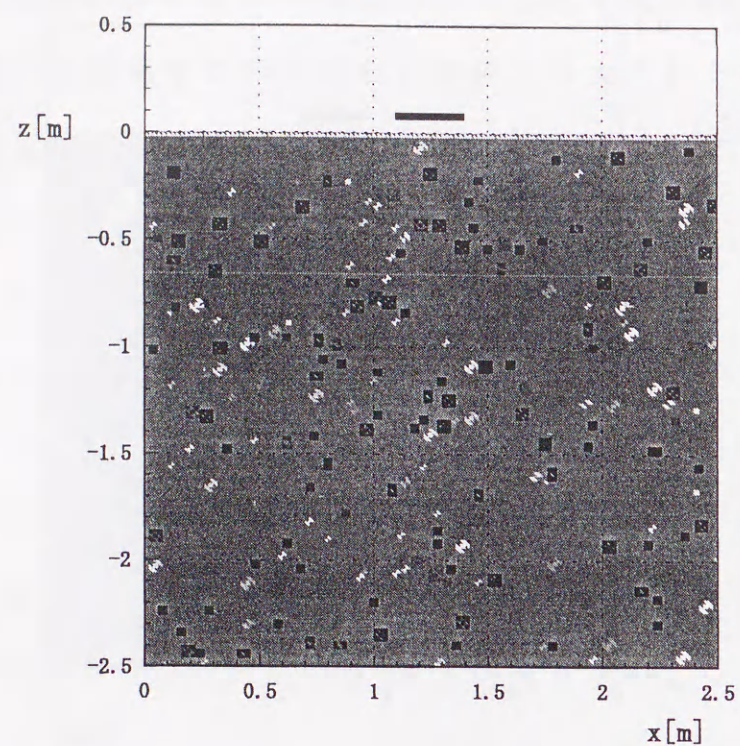
(b) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

図4.3 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case1)



(a) ランダム媒質モデル

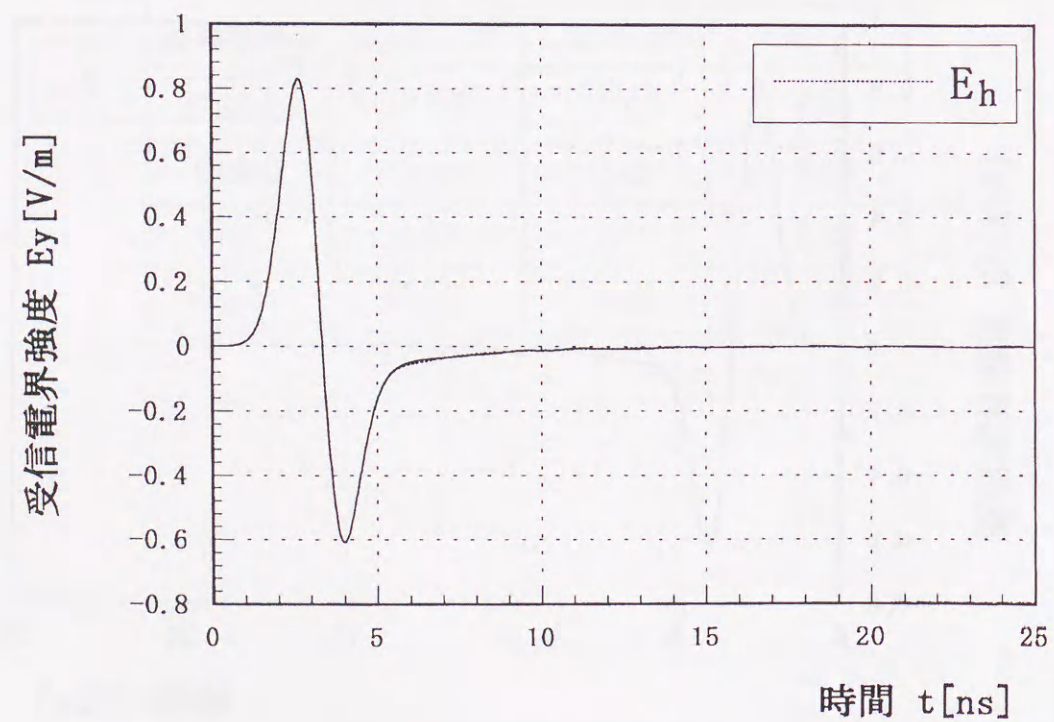
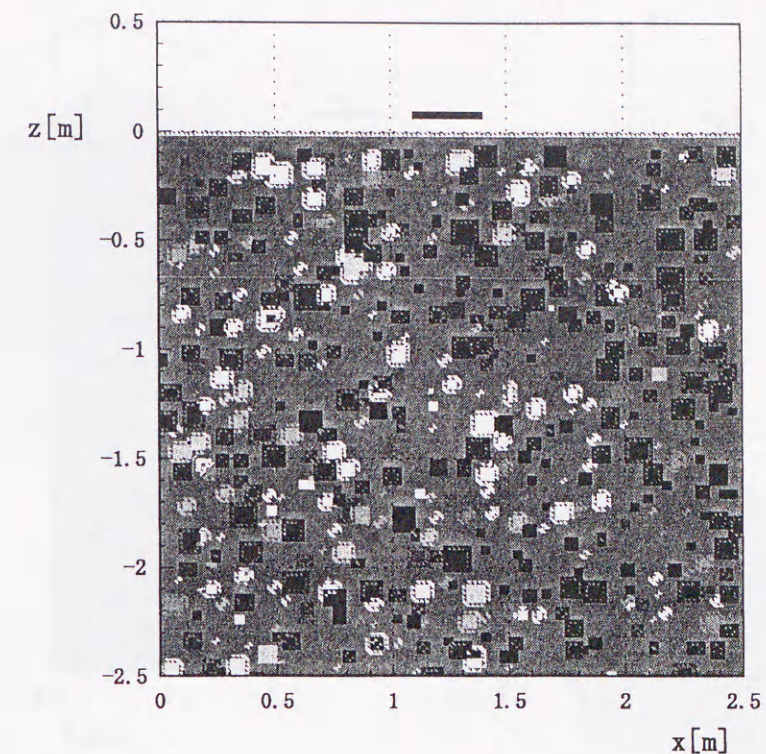
(c) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

図4.4 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case2)



(a) ランダム媒質モデル

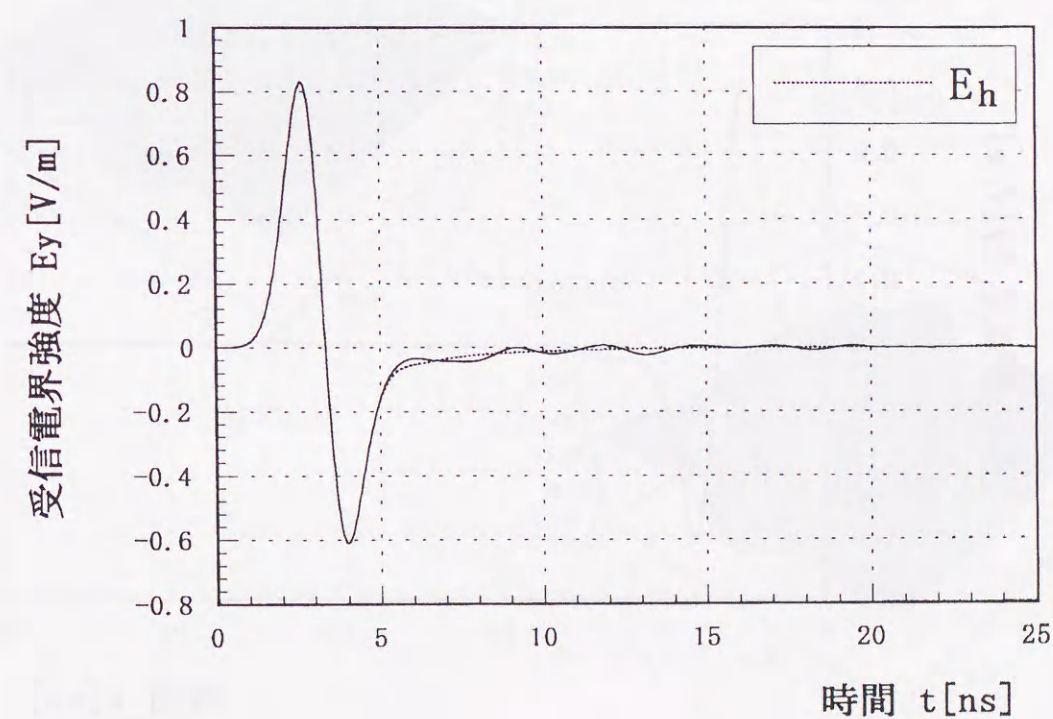
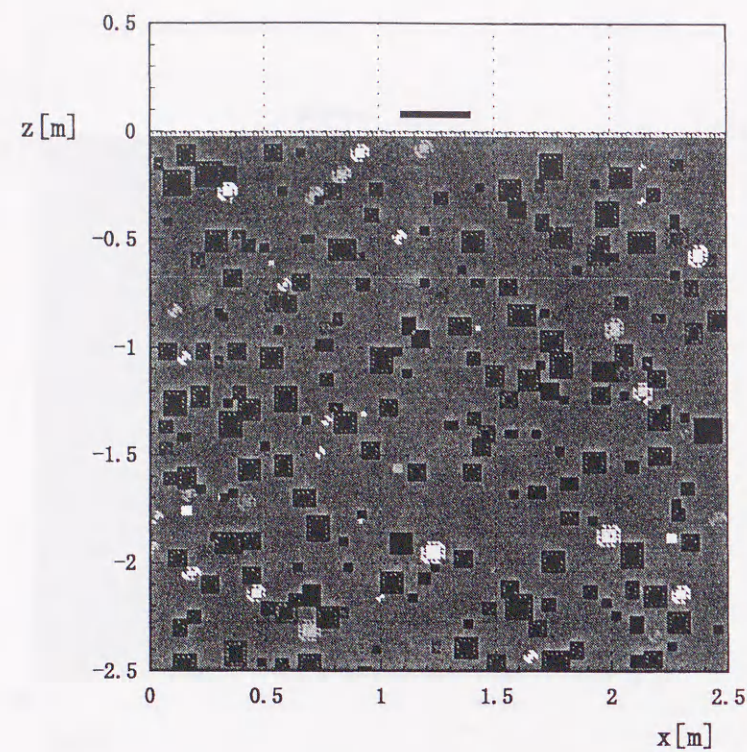
(b) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

図4.5 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case3)



(a) ランダム媒質モデル

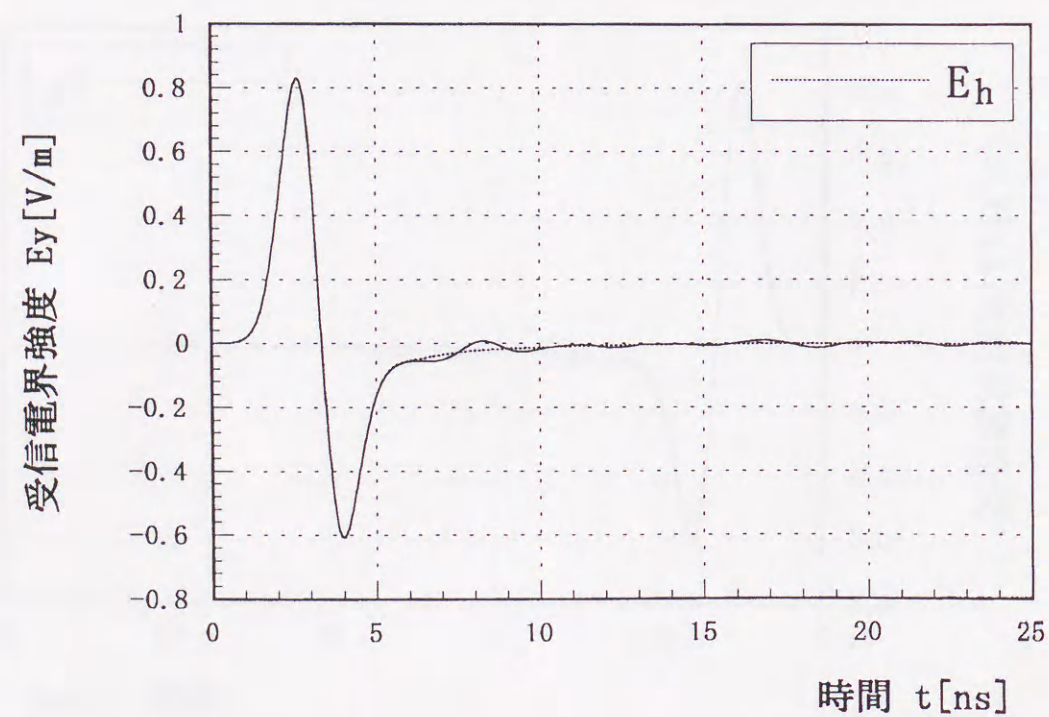
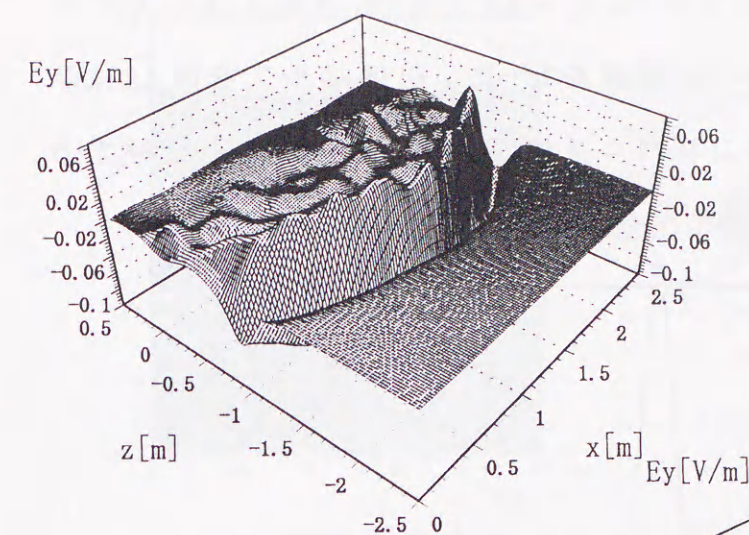
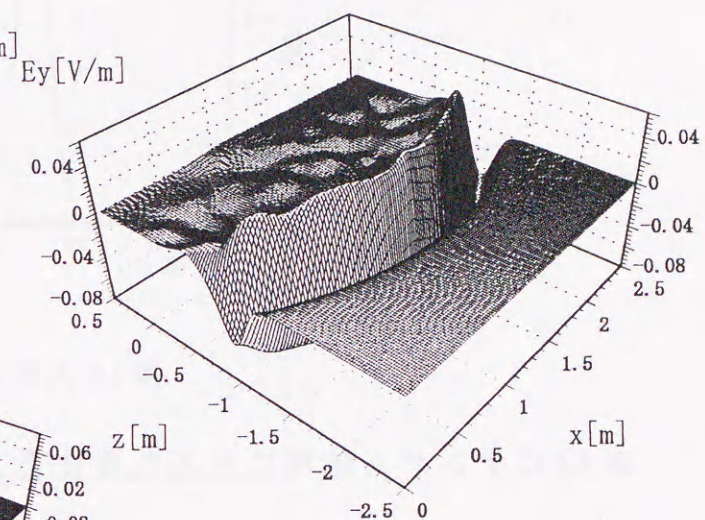
(b) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

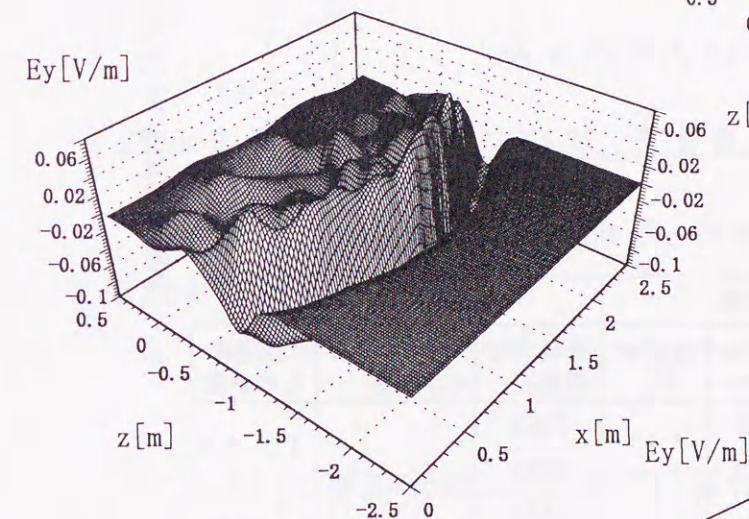
図4.6 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case4)



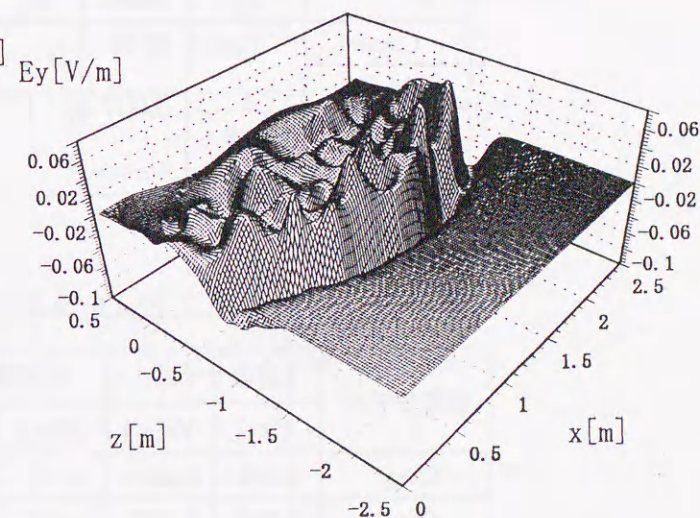
(a) Case1



(b) Case2



(c) Case3



(d) Case4

図4.7 電界強度分布 $E_y(x, z)$ ($t=13\text{ns}$)

次に、式(4.1)において、 $t_w=0.3 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $t_0=2.5 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $A=1.0$ 、 $a=1$ としたときのガウシアンパルスを用いて、解析を行った。送信パルスを図4.8に示す。図4.8の送信パルスは、図4.2よりパルス幅が短く、解析結果を比較することにより、反射・散乱特性のパルス幅による変化が示される。

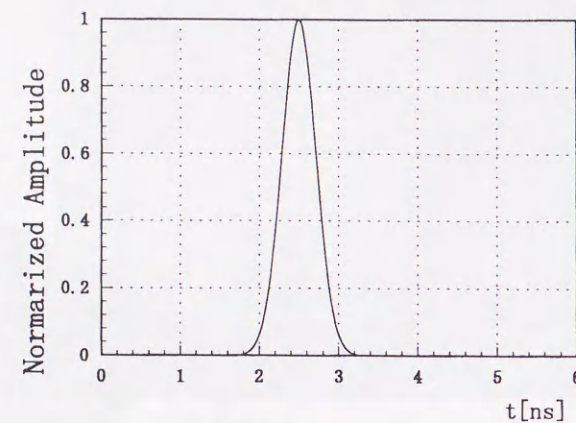


図4.8 入射パルス

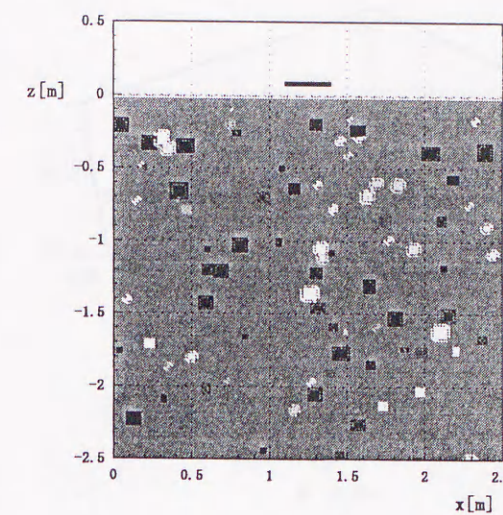
表4.4にランダム媒質に与えた条件を、表4.5に媒質の統計量を示す。

表4.4 解析を行った地中媒質の条件

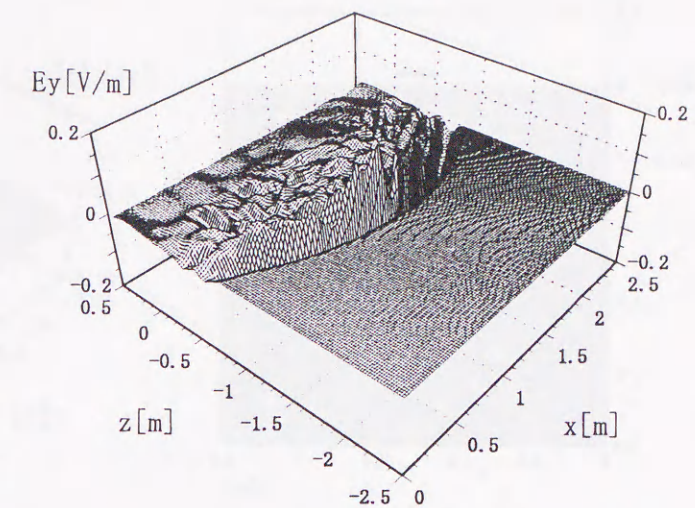
媒質モデル	媒質定数			不要散乱体の条件		
	比誘電率 ϵ_{rg}	導電率 $\sigma[\text{S/m}]$	透磁率 μ_{rg}	領域内の 個数 N	1辺のサイズ a_i の範囲	比誘電率 ϵ_{ri} の範囲
Case1	4	0.007	1	100	0.01-0.10	1.0-8.0
Case2				300		
Case3				100		1.0-16.0
Case4				300		

表4.5 媒質の統計量

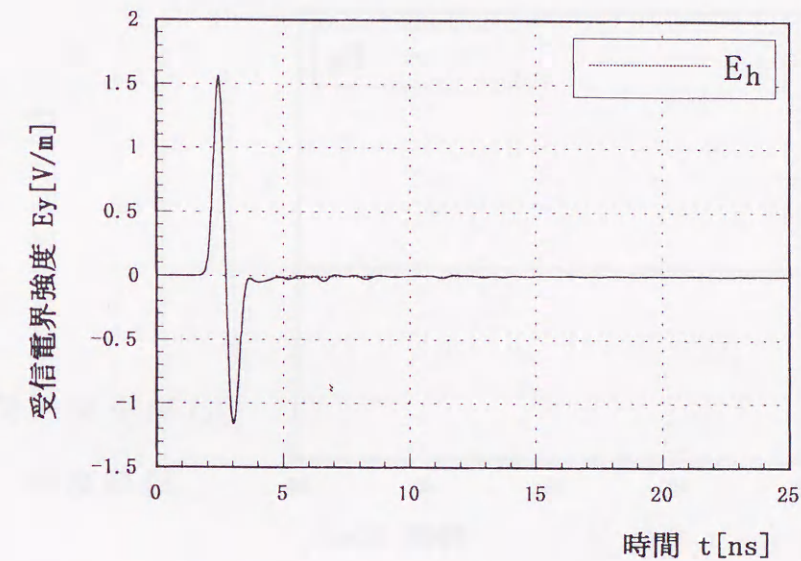
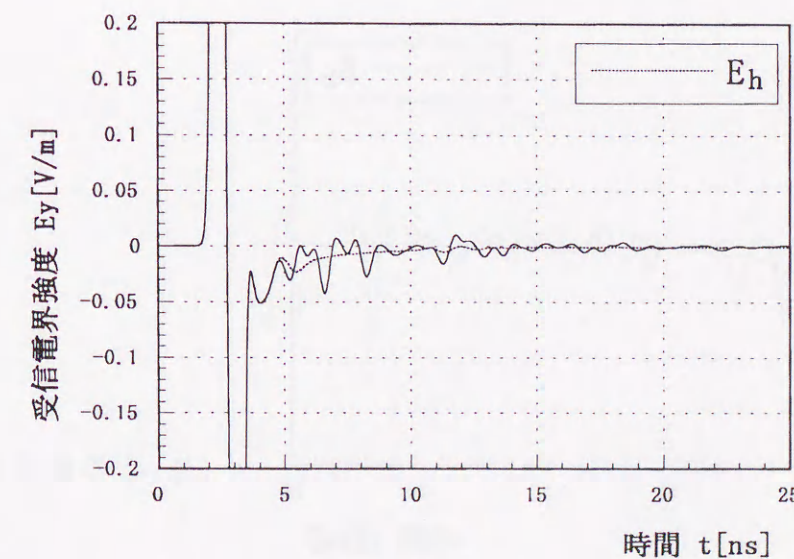
媒質モデル	1辺のサイズ a_i		比誘電率 ϵ_{ri}		比誘電率の差 $\Delta\epsilon_r$		相関長 ℓ
	$E[a_i]$	$Va[a_i]$	$E[\epsilon_{ri}]$	$Va[\epsilon_{ri}]$	$E[\Delta\epsilon_r]$	$Va[\Delta\epsilon_r]$	
Case1	0.049	0.0007	4.573	4.355	0.017	0.225	0.04
Case2	0.044	0.0007	4.452	3.826	0.067	0.484	0.04
Case3	0.052	0.0005	8.521	16.798	0.233	1.794	0.04
Case4	0.043	0.0006	8.483	18.526	0.504	3.918	0.03



(a) 誘電率の分布

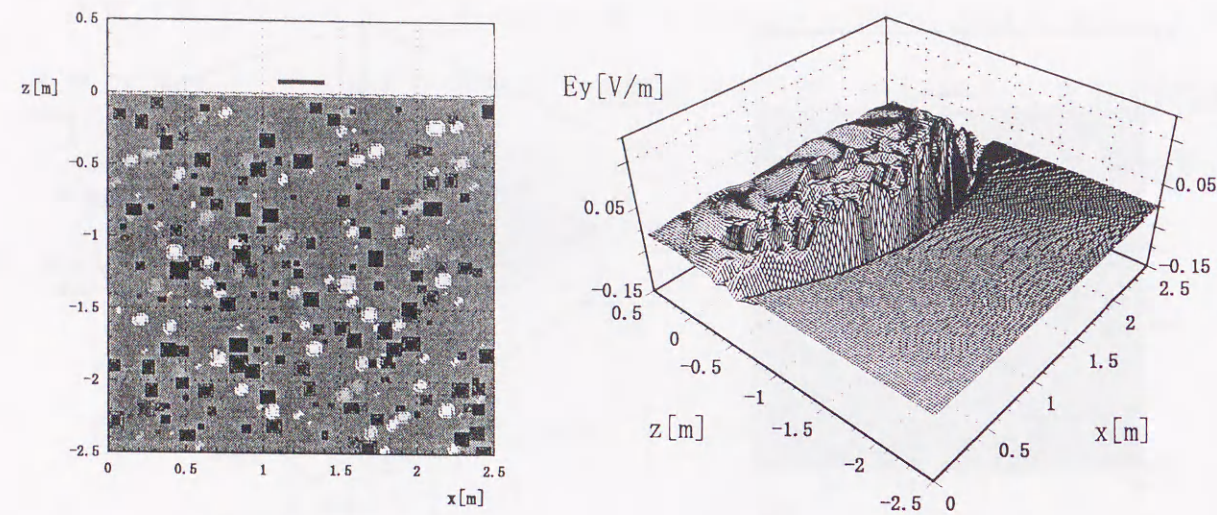


(b) 電界分布 (t=13ns)

(c) 地中レーダの
時間応答

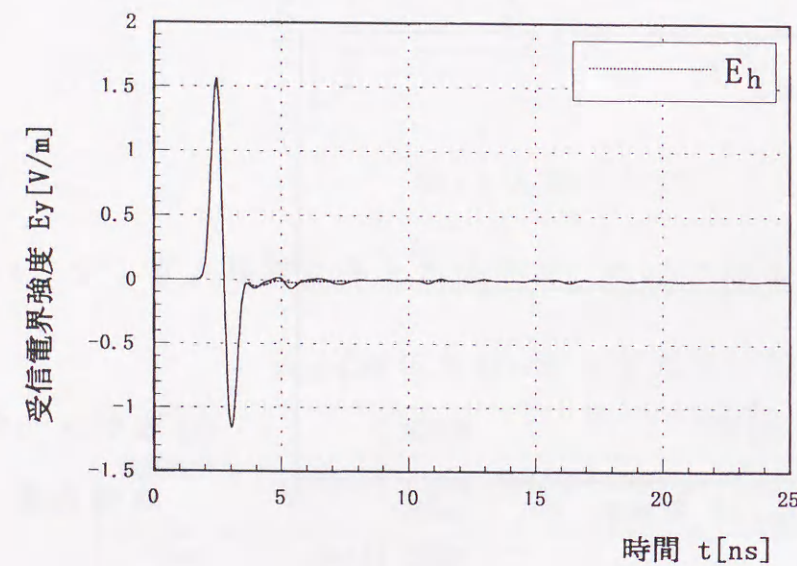
(d) (c) の拡大図

図4.9 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case1)

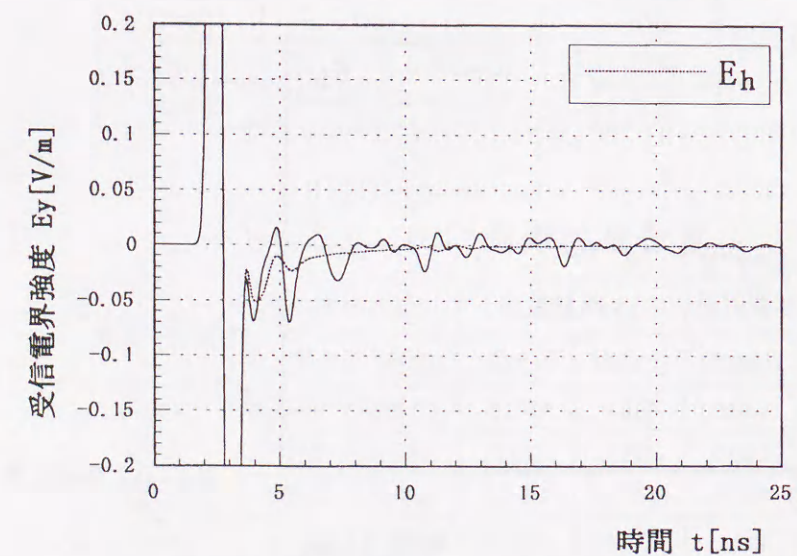


(a) 誘電率の分布

(b) 電界分布 ($t=13\text{ns}$)

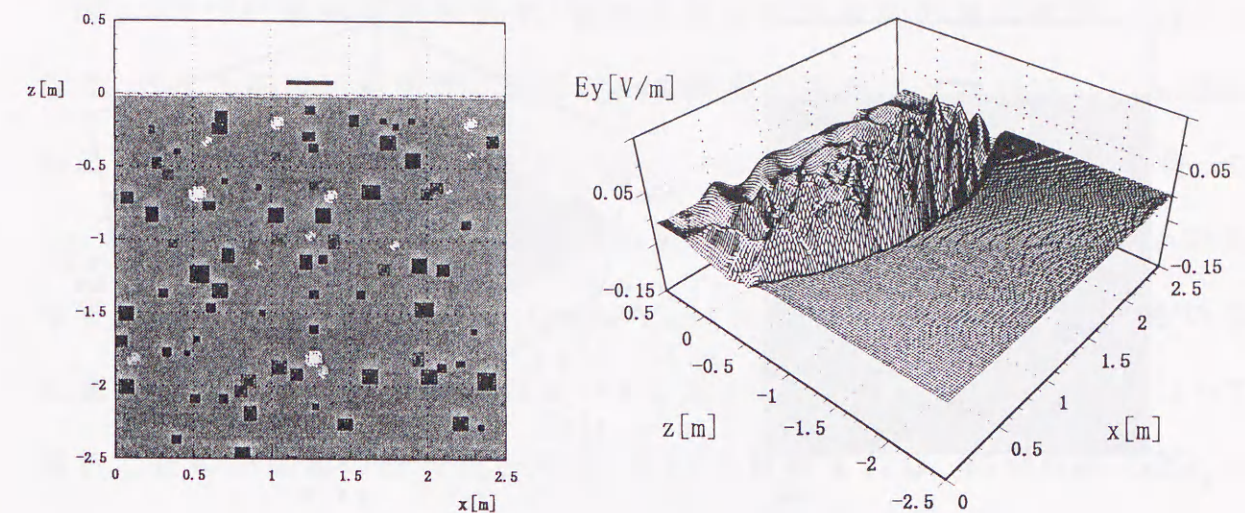


(c) 地中レーダの
時間応答



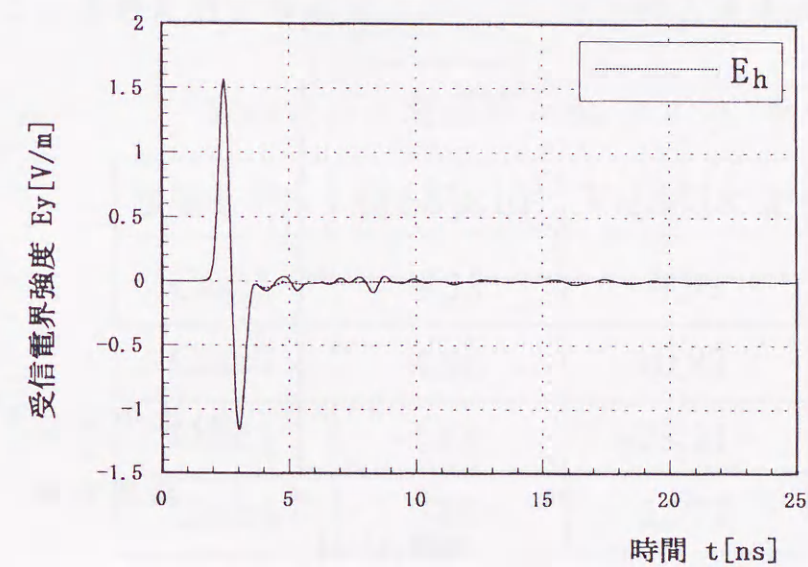
(d) (c) の拡大図

図 4.10 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case2)

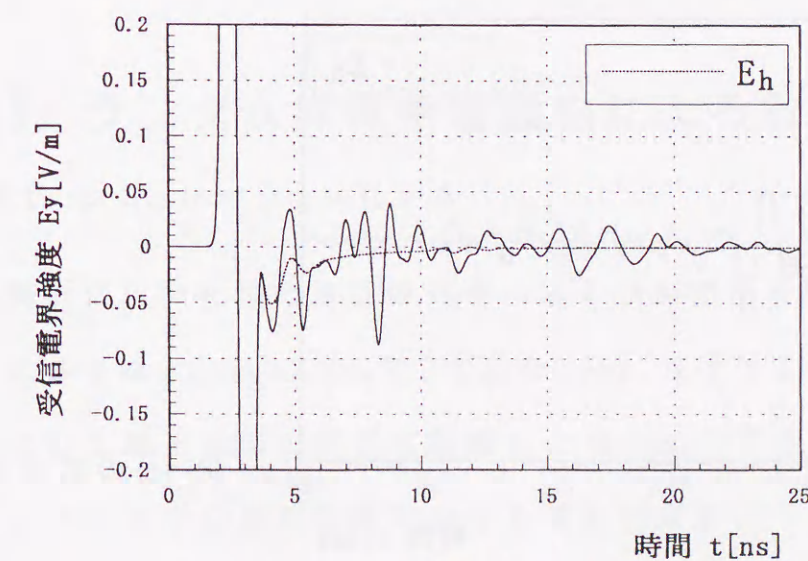


(a) 誘電率の分布

(b) 電界分布 ($t=13\text{ns}$)

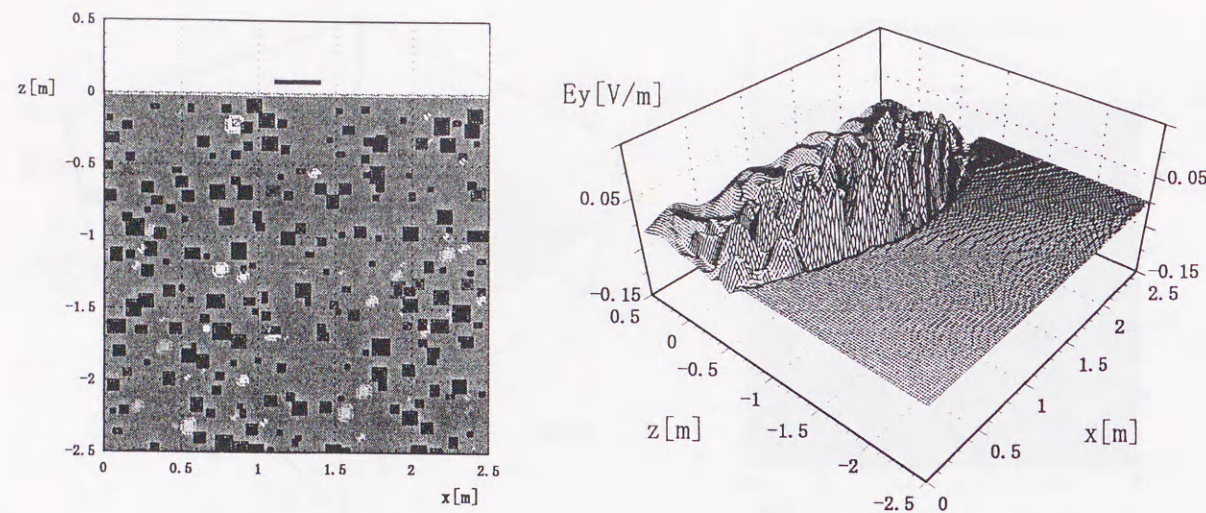


(c) 地中レーダの
時間応答



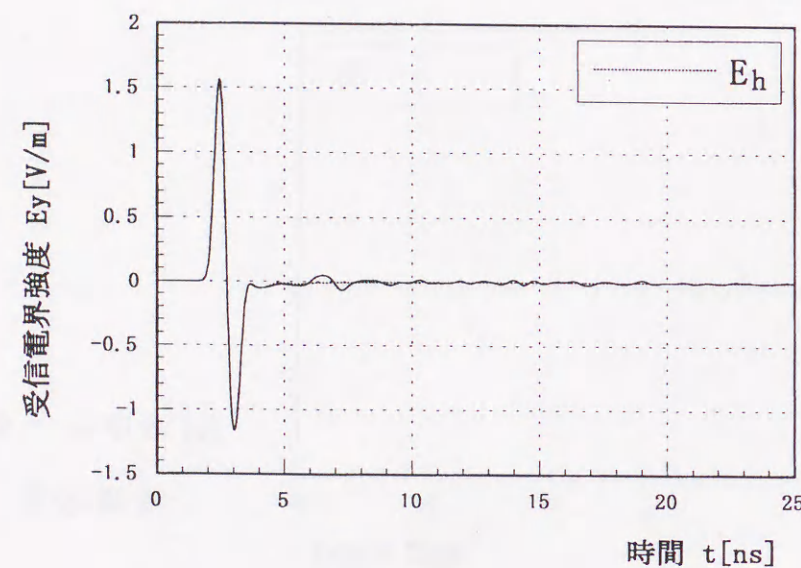
(d) (c) の拡大図

図 4.11 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case3)



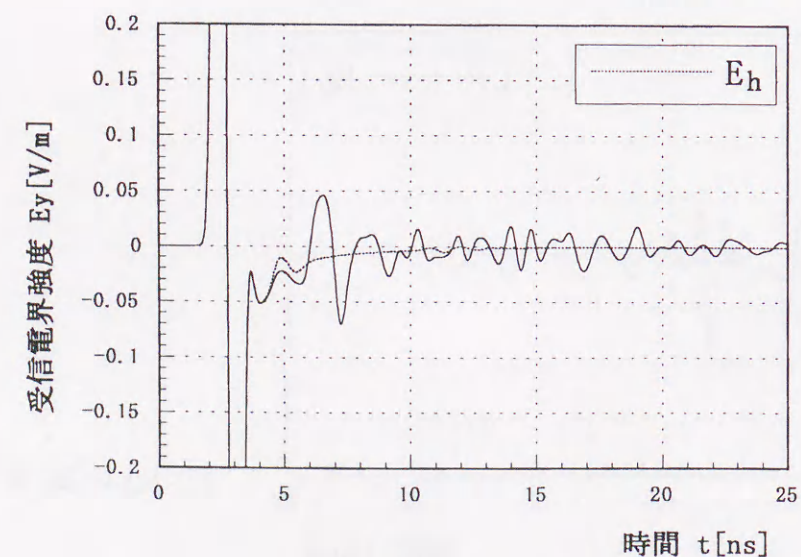
(a) 誘電率の分布

(b) 電界分布 (t=13ns)



(c) 地中レーダの

時間応答



(d) (c) の拡大図

図4.12 ランダム媒質による電磁波散乱 (Case4)

図4.9~4.12に解析結果を示す。観測される電界強度の最大値が1.6V/mとなり、パルス幅の短い方が、送信される電界強度のピークが高いことがわかる。表4.5の媒質の統計量から、Case1、Case2、Case3、Case4の順序に従って $\Delta\epsilon_r$ が大きくなり、媒質がより複雑に変化していることがわかるが、時間応答についてもCase1、Case2、Case3、Case4となるにつれて、地中からの散乱波が強くなる傾向が示されている。表4.6に、シミュレーションによって得られた時間応答の統計量を示す。表4.3と比較すれば、時間応答の ΔE_y の分散が大きいことがわかる。これはパルス幅が短くなったため、不要散乱体による散乱波の強度が大きくなったためと考えられる。

表4.6 統計処理結果 (0.5nsパルス, 物体なし)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	4.35	3.99	0.85
Case2	4.96	10.83	0.72
Case3	-1.68	28.31	0.58
Case4	5.01	21.72	0.58

4.3 ランダム媒質中埋設物による散乱解析

4.3.1 シミュレーションモデル

解析に用いた地中媒質のモデルおよび座標系を図4.13に示す。解析領域の大きさは、2.56m×3.00mで、地上を0.44m、地下を2.56mとする。送信アンテナとして地上0.1mの高さに設置した幅0.3mの平板アンテナを用い、平板アンテナの中心座標位置における電界強度をレーダの時間応答として観測するものとする。目標物として、地下0.5mの深さにある水平方向0.5m、

深さ方向0.3mの空洞を考える。また、FDTD法の計算に用いる解析領域のセルサイズを $\Delta s = \Delta x = \Delta z = 0.01\text{m}$ 、タイムステップを $\Delta t = 0.02\text{ns}$ とする。

このとき、式(3.58)の安定条件は満たされている。

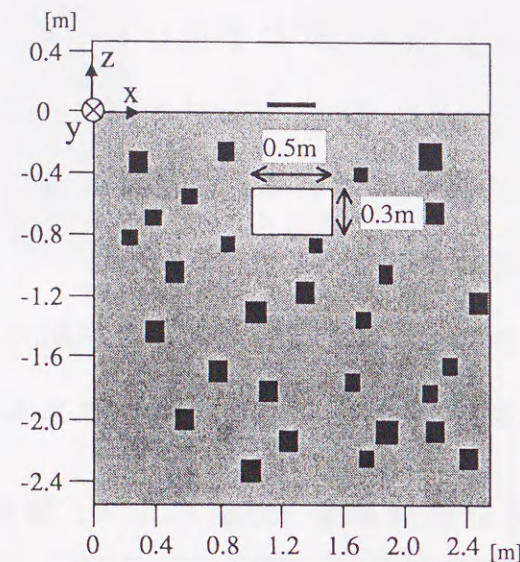


図4.13 地中レーダの2次元ランダム媒質モデル

4.3.2 解析結果

地中に目標物が存在しない場合との比較のため、表4.7に示すランダム媒質について、地中に目標物が存在するときの、地中レーダパルスの散乱解析を行った。それぞれ、不要散乱体の個数やサイズが異なり、地中での電界強度分布や、地中で生じる不要散乱波の強度等がFDTD解析結果から得られる。

Case1~Case4の媒質によるシミュレーション結果を図4.14~4.17に示す。また、シミュレーション結果から得られた媒質状態と時間応答の統計処理結果を表4.9に示す。

表4.7 媒質の条件

媒質モデル	媒質定数			不要散乱体の条件		
	比誘電率 ϵ_{rg}	導電率 $\sigma[\text{S/m}]$	透磁率 μ_{rg}	領域内の 個数 N	1辺のサイズ a_i の範囲	比誘電率 ϵ_{ri} の範囲
Case1	4	0.007	1	300	0.01-0.10	1.0-8.0
Case2				300	0.01-0.05	
Case3				600	0.01-0.10	
Case4				300	0.01-0.10	1.0-16.0

表4.8 媒質の統計量

媒質モデル	1辺のサイズ a_i		比誘電率 ϵ_{ri}		比誘電率の差 $\Delta\epsilon_r$		相関長 ℓ
	$E[a_i]$	$Va[a_i]$	$E[\epsilon_{ri}]$	$Va[\epsilon_{ri}]$	$E[\Delta\epsilon_r]$	$Va[\Delta\epsilon_r]$	
Case1	0.046	0.0007	4.622	4.580	0.071	0.663	0.04
Case2	0.024	0.0001	4.421	4.198	0.015	0.149	0.01
Case3	0.043	0.0007	4.589	4.033	0.150	1.021	0.03
Case4	0.043	0.0006	8.363	18.777	0.497	4.119	0.03

Case1では、浅い位置にある散乱体による、弱い散乱波が観測されている。Case2は、不要散乱体の大きさが最も小さい媒質であり、不要散乱波が非常に小さいために、ランダム媒質による時間応答と、一様媒質による時間応答とがほとんど一致している。図4.9(b)に媒質の相関関数を示しているが、他の媒質の相関関数と比較すると、相関長が最も短くなっている。従って、媒質中の不要散乱体の大きさが小さいほど、一般に相関長も短くなるといえる。Case3は不要散乱体の数をCase1、Case2の2倍に増やしたときの媒質である。散乱体数が増加すれば、より多くの不要散乱波が発生することになるが、それぞれの散乱波の強度はCase1と同程度であるから、Case1と比較してもそれほど不要散乱波による影響は強くない。Case4は不要散乱体の誘電率範囲が大きい場合であり、他の媒質と比べて、不要散乱

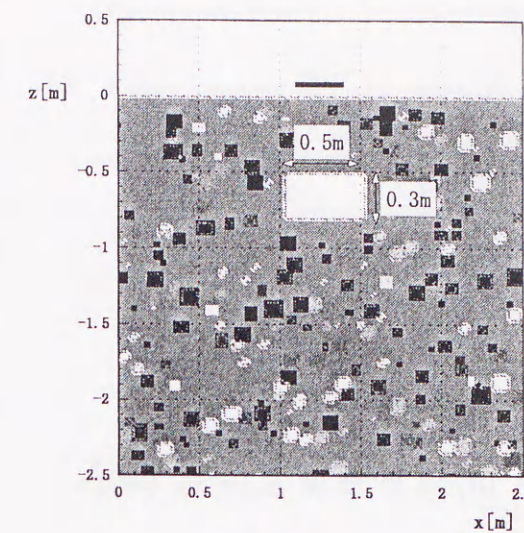
波の強度が強く、深い位置からの散乱波も強くなっていることがわかる。

表4.9にシミュレーション結果による時間応答から得られた統計処理結果を示す。

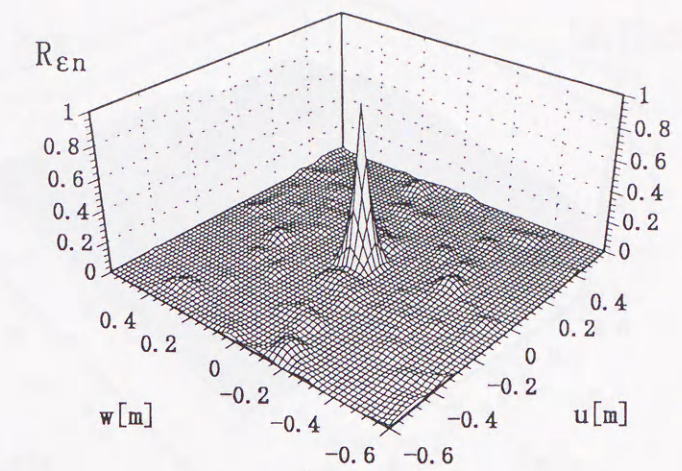
表4.9 統計処理結果

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	15.79	3.13	0.97
Case2	11.69	0.40	0.99
Case3	31.66	7.15	0.92
Case4	97.18	6.40	0.94

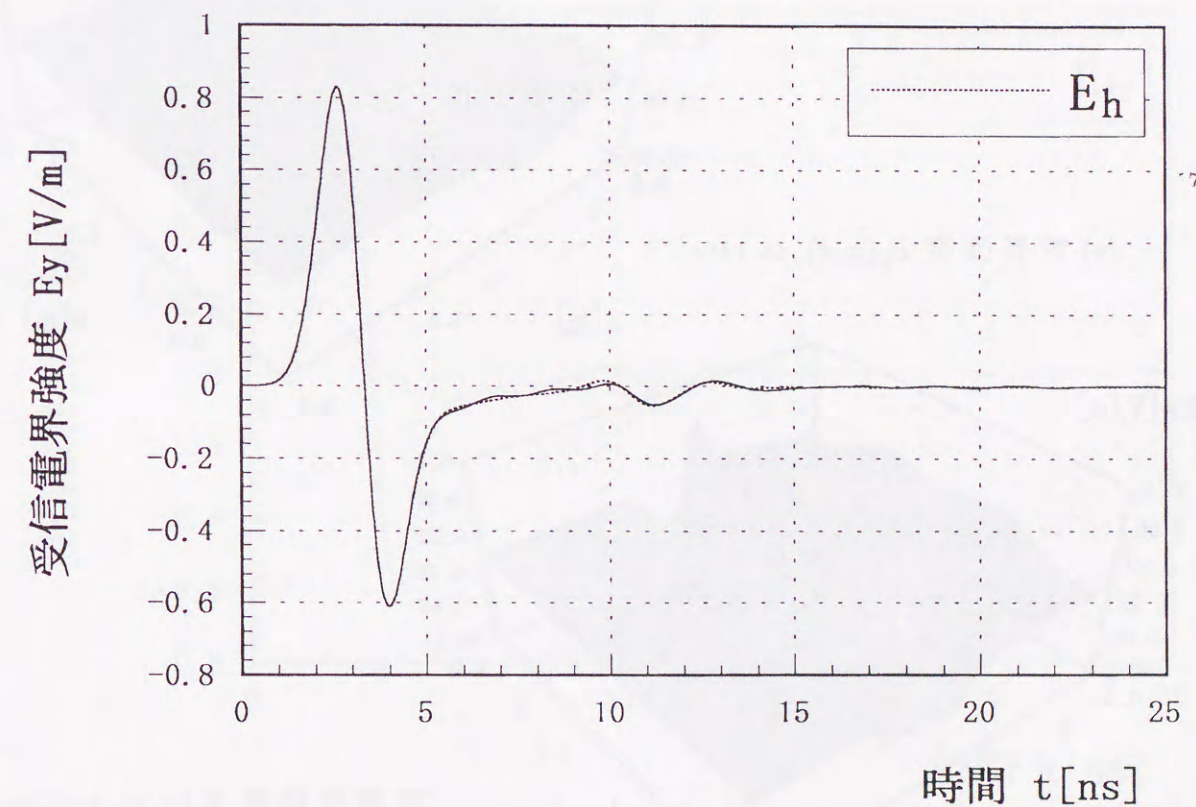
表4.9より、不要散乱波の影響が最も強いCase4では相関係数が最も小さい値となり、不要散乱波の影響が最も小さいCase2では、相関係数は0.99となり、最も大きい値を示していることがわかる。



(a) 誘電率の分布



(b) 媒質の相関関数



(c) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

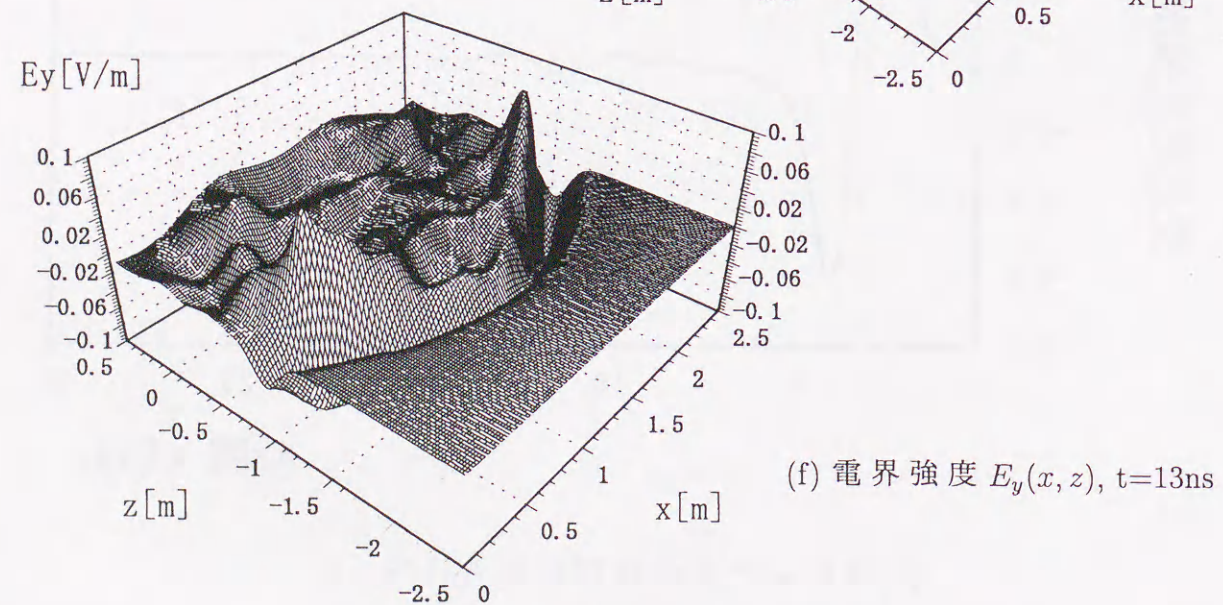
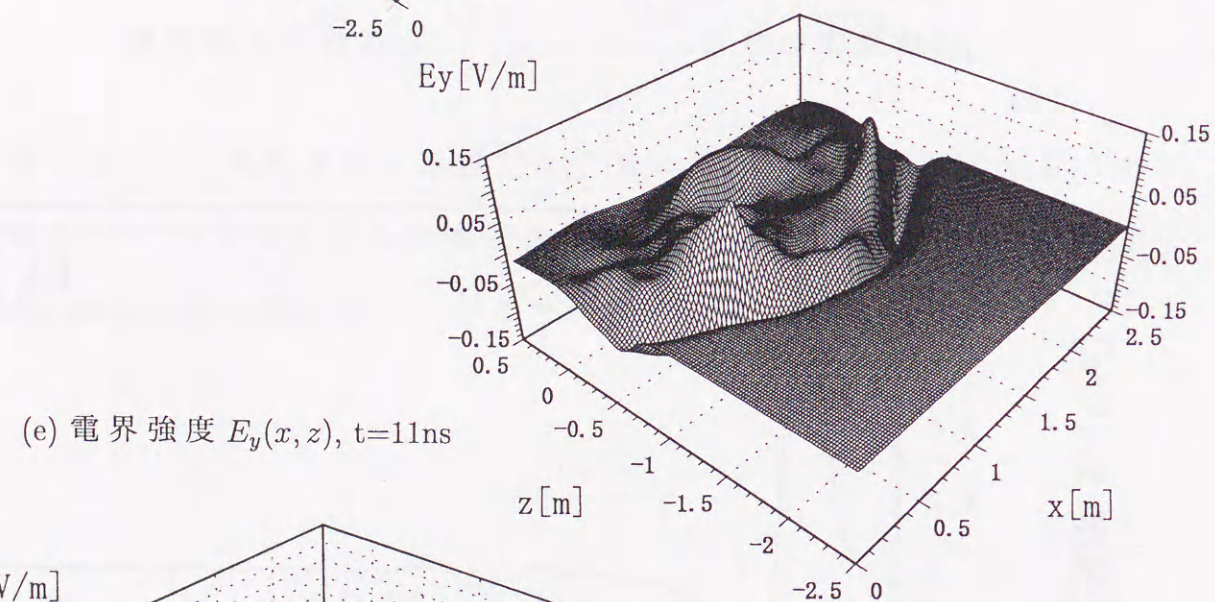
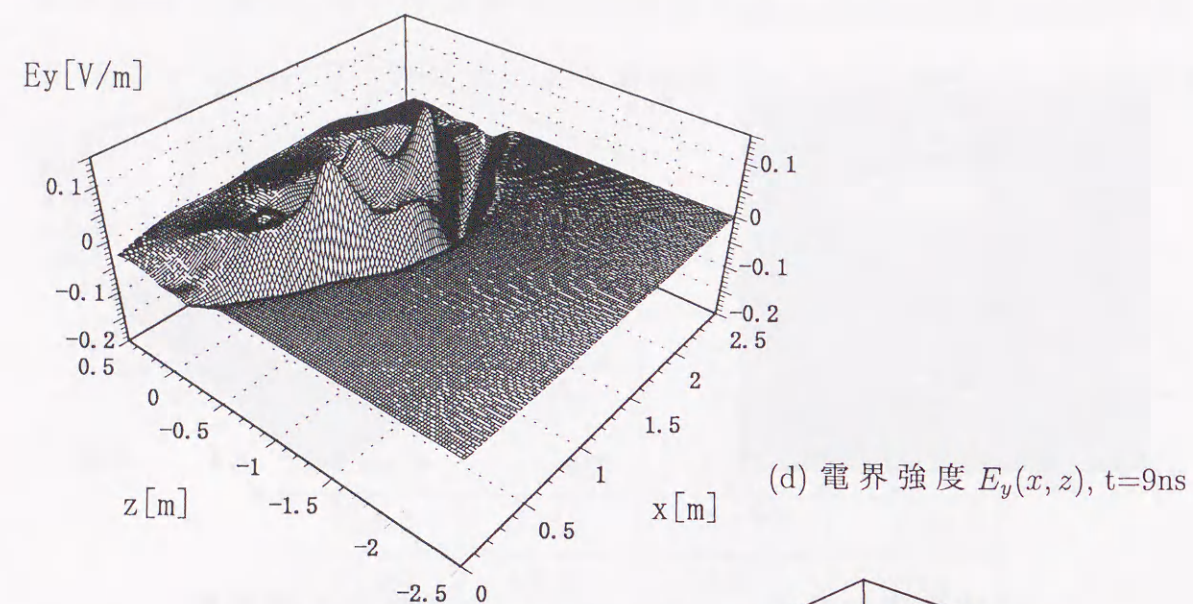
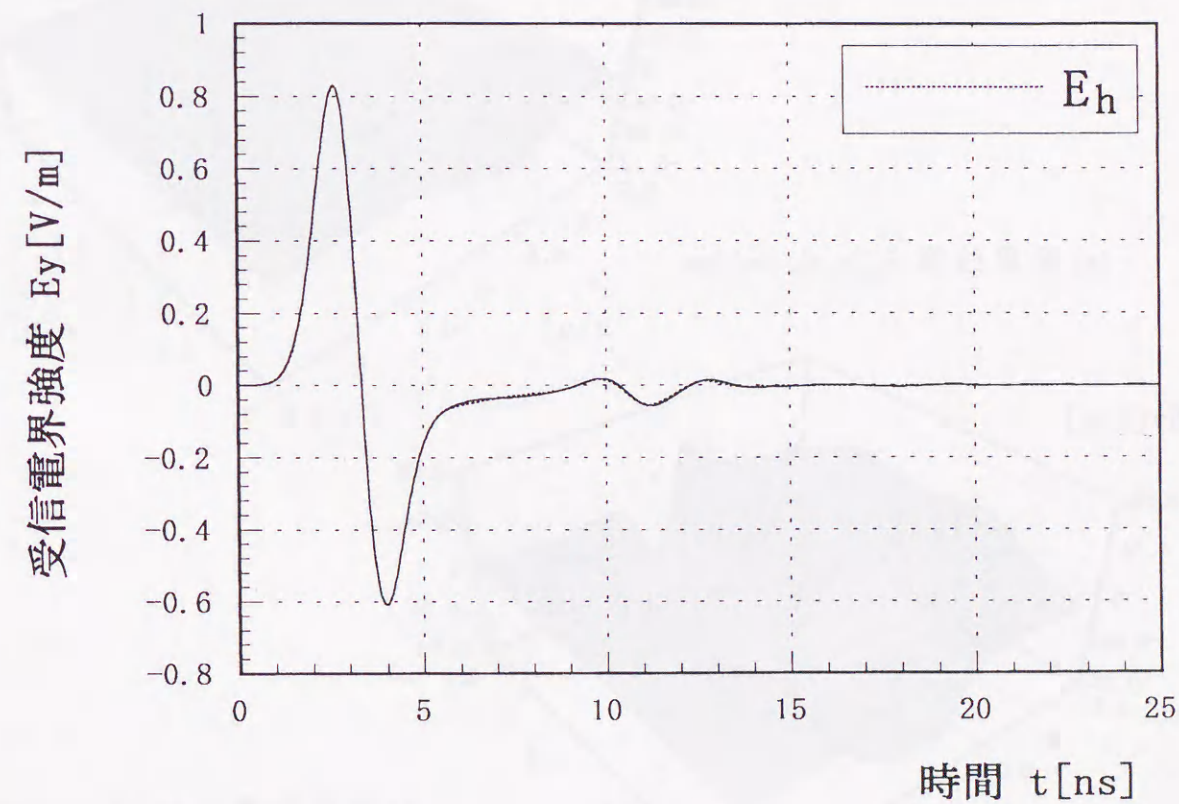
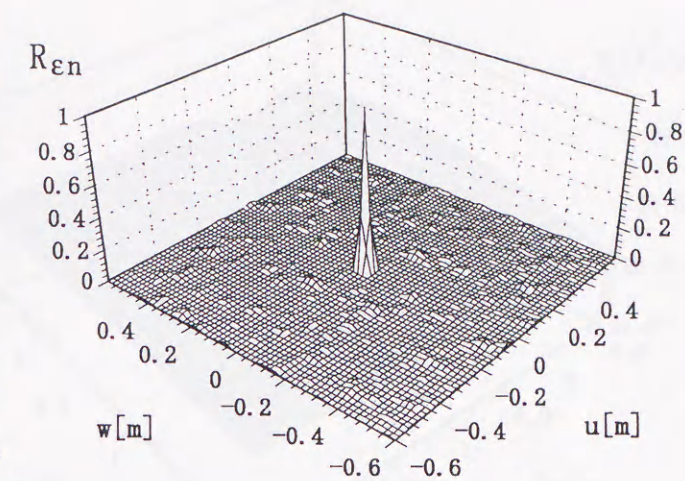
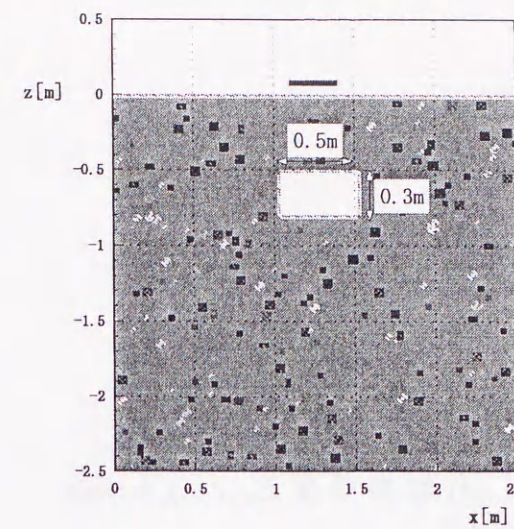


図4.14 電磁波散乱の解析結果 (Case1)



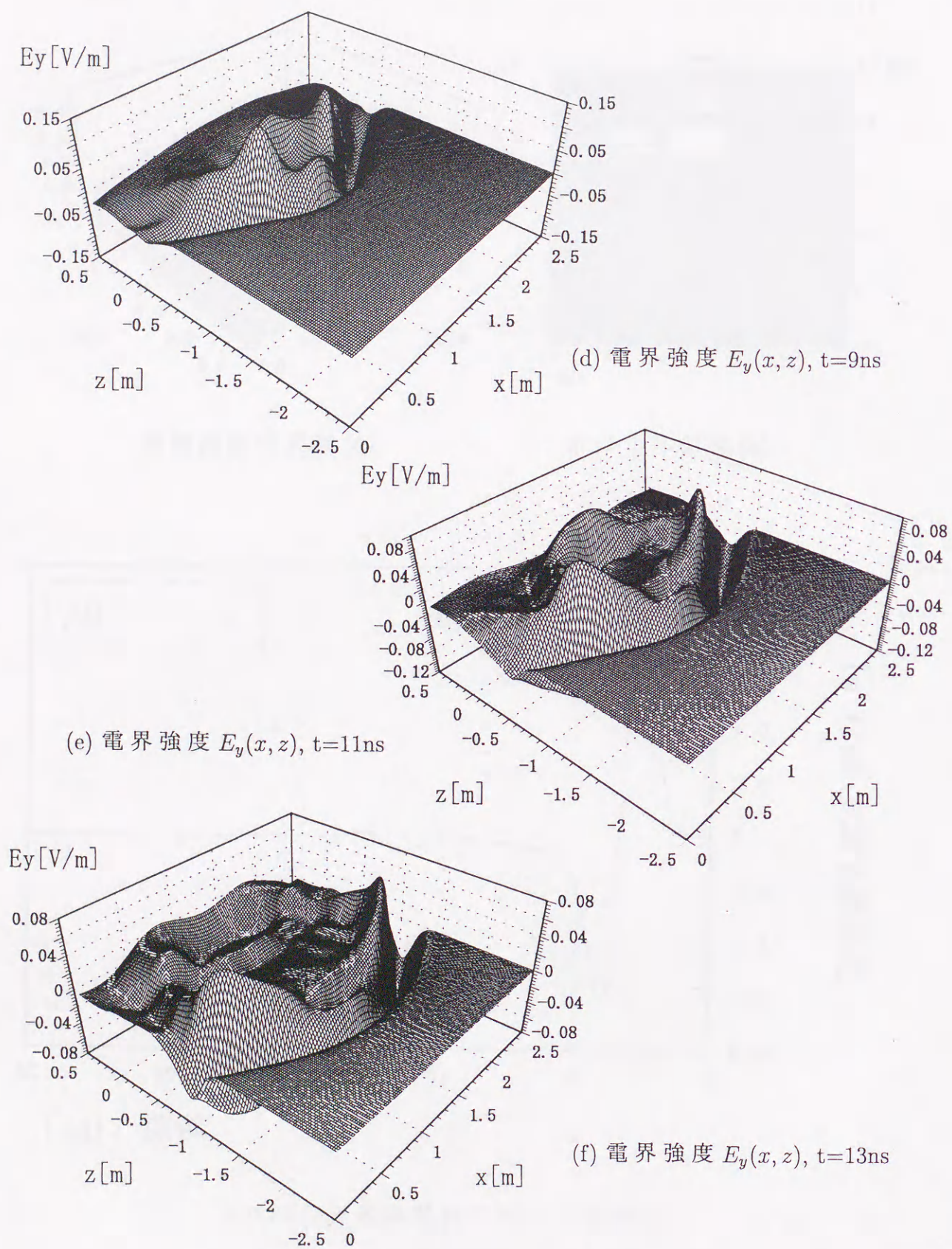
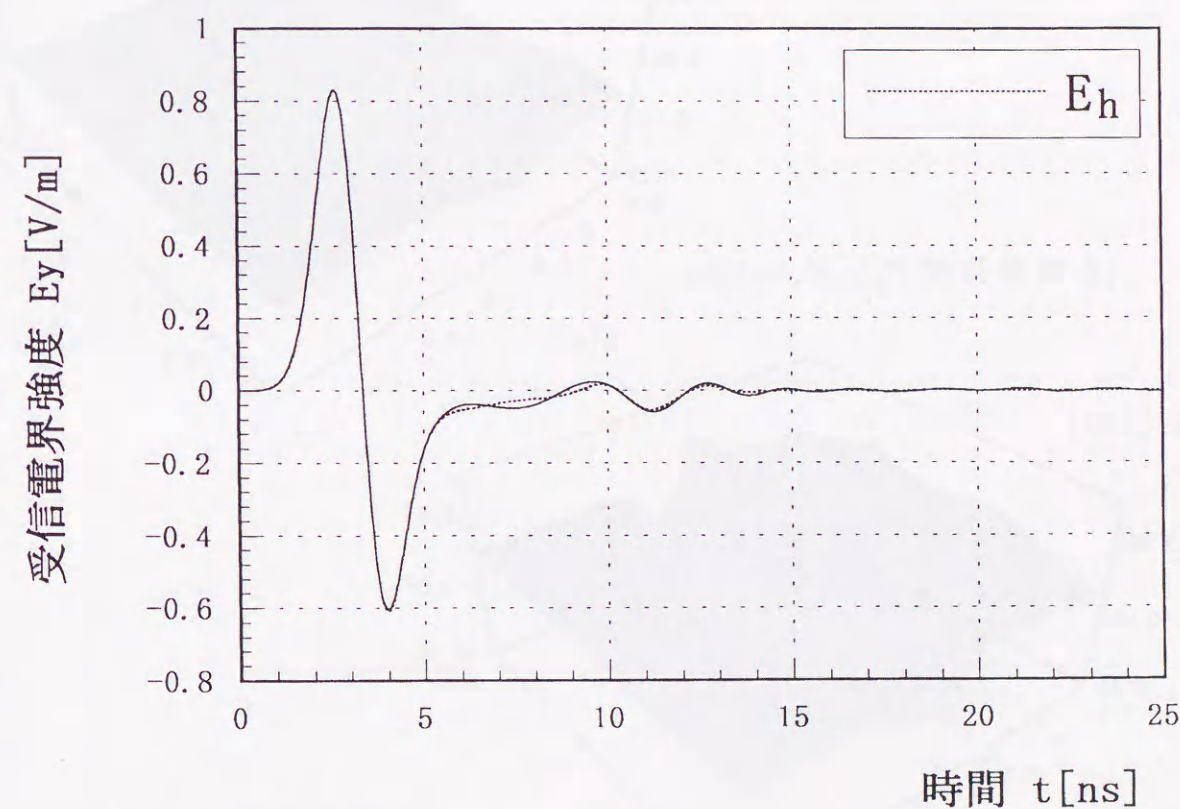
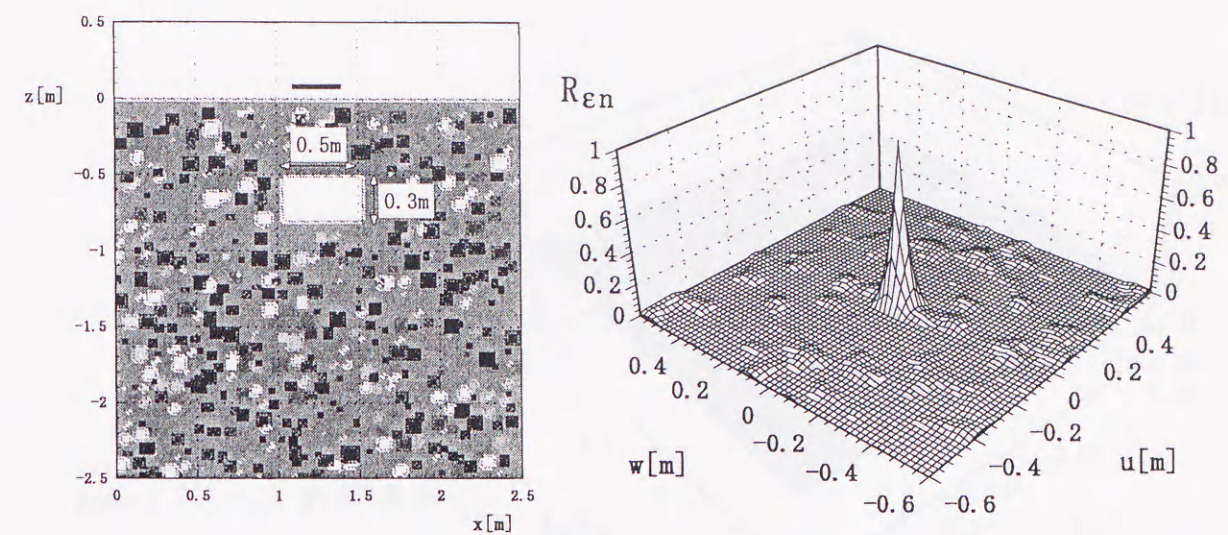


図4.15 電磁波散乱の解析結果 (Case2)



(c) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

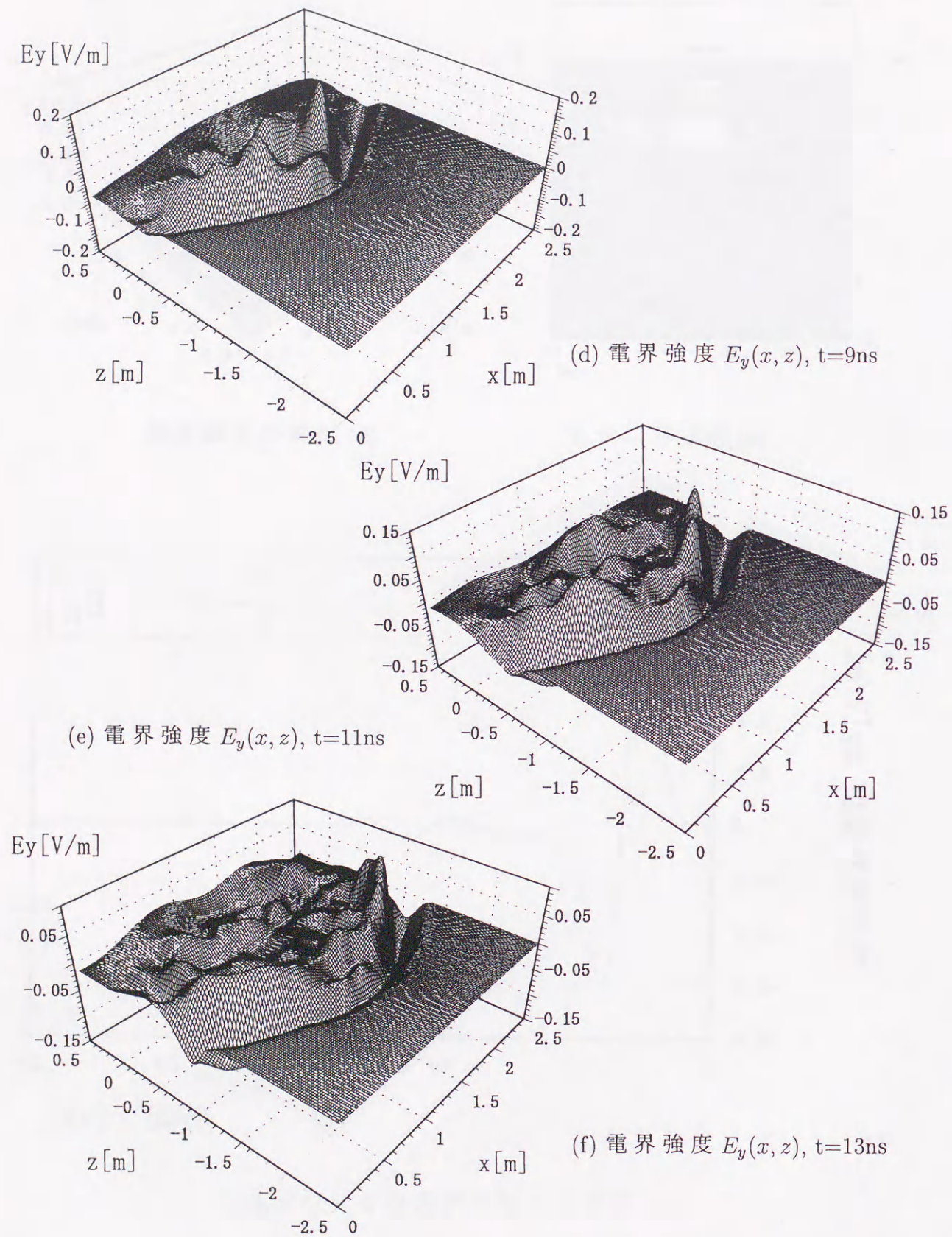
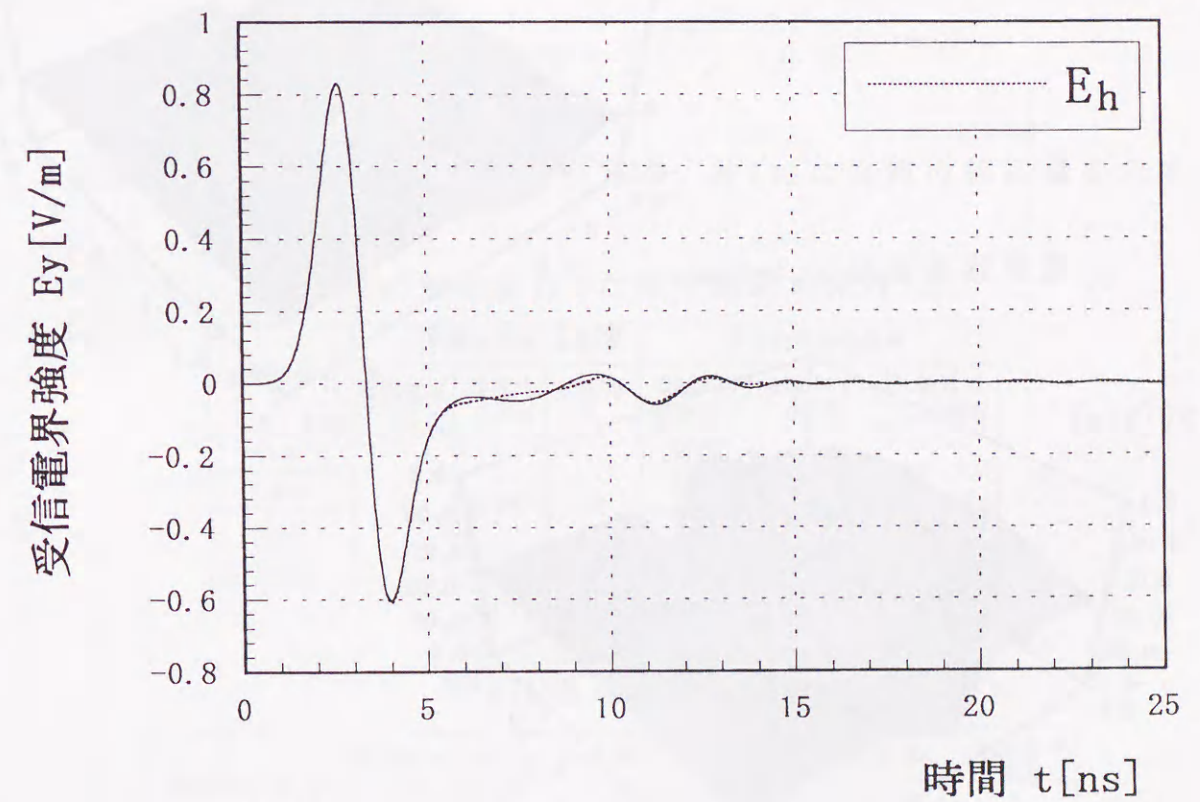
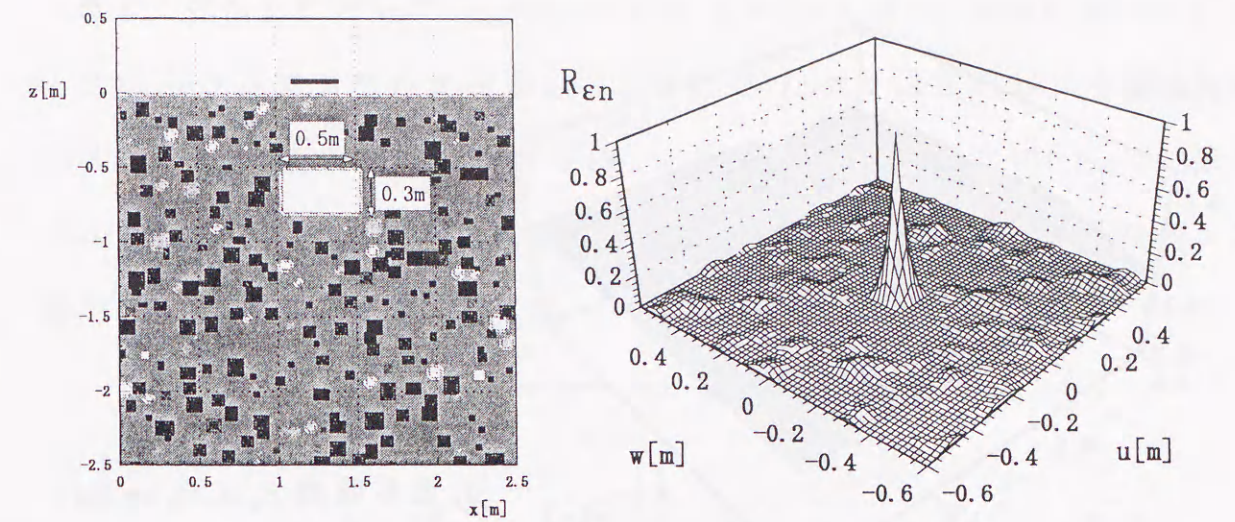


図4.16 電磁波散乱の解析結果 (Case3)



(c) 地中レーダの時間応答 $E_y(1.28, 0.2)$

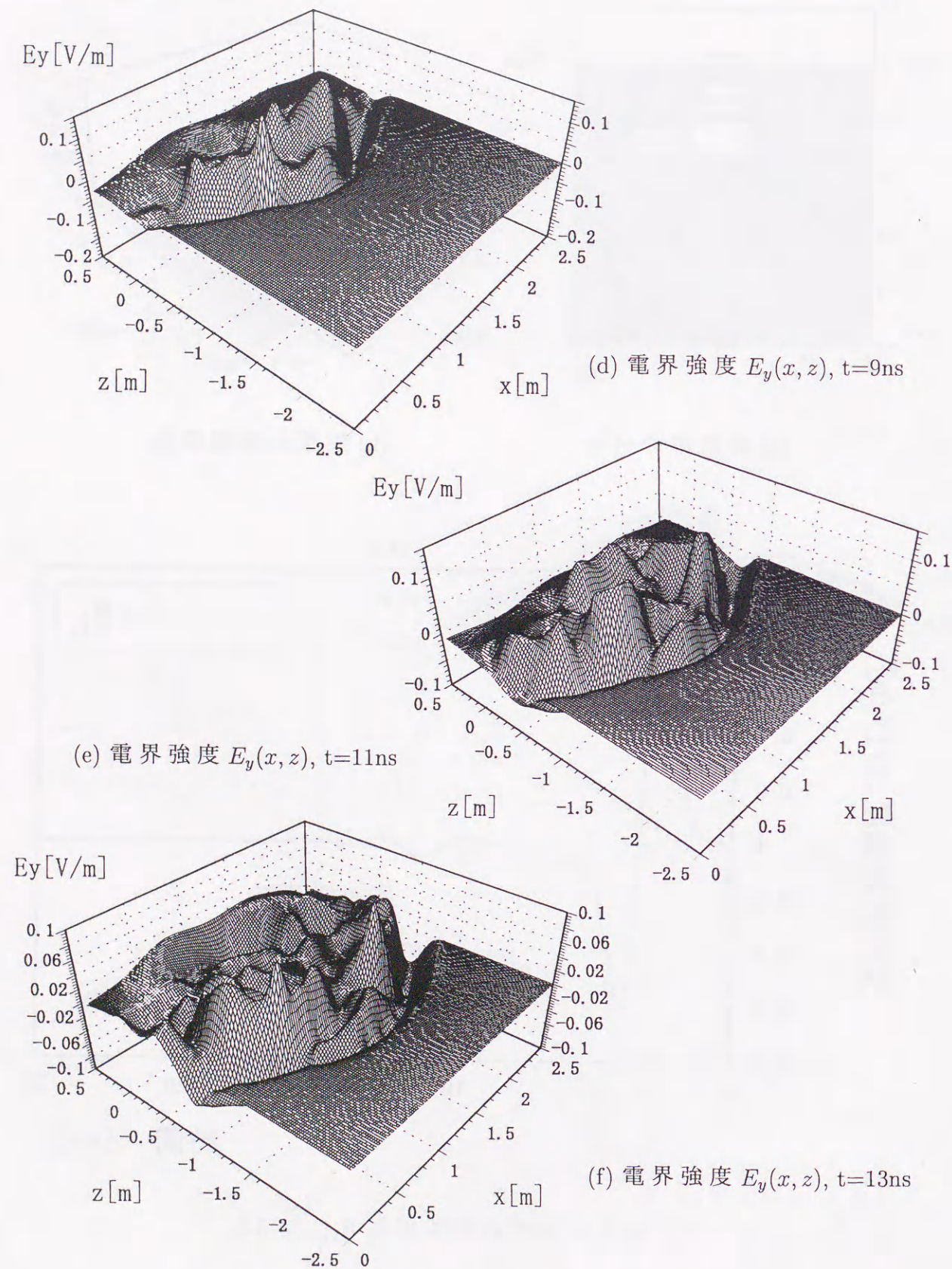


図4.17 電磁波散乱の解析結果 (Case4)

次に、式(4.1)において、 $t_w=0.3 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $t_0=2.5 \times 10^{-9}\text{s}$ 、 $A=1.0$ 、 $a=1$ としたときのガウシアンパルスを用いて、解析を行った。送信パルスを図4.18に示す。ターゲットの空洞の大きさは、 x 方向に 0.15m 、 z 方向に 0.1m で、深さを 0.5m とする。解析結果を比較することにより、反射・散乱特性のパルス幅による変化が示される。

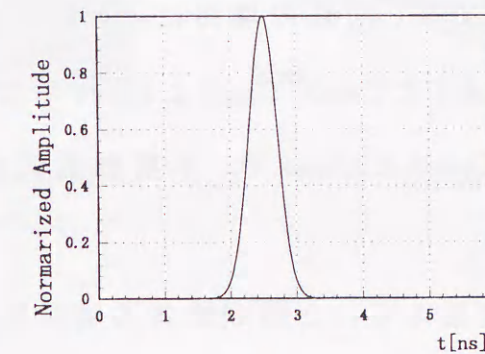


図4.18 入射ガウシアンパルス

表4.10にランダム媒質に与えた条件を、表4.11に媒質の統計量を示す。

表4.10 解析を行った地中媒質の条件

媒質モデル	媒質定数			不要散乱体の条件		
	比誘電率 ϵ_r	導電率 $\sigma[\text{S/m}]$	透磁率 μ_r	領域内の 個数 N	1辺のサイズ a_i の範囲	比誘電率 ϵ_{ri} の範囲
Case1	4	0.007	1	100	0.01-0.10	1.0-8.0
Case2				300		
Case3				100		1.0-16.0
Case4				300		

表4.11 媒質の統計量

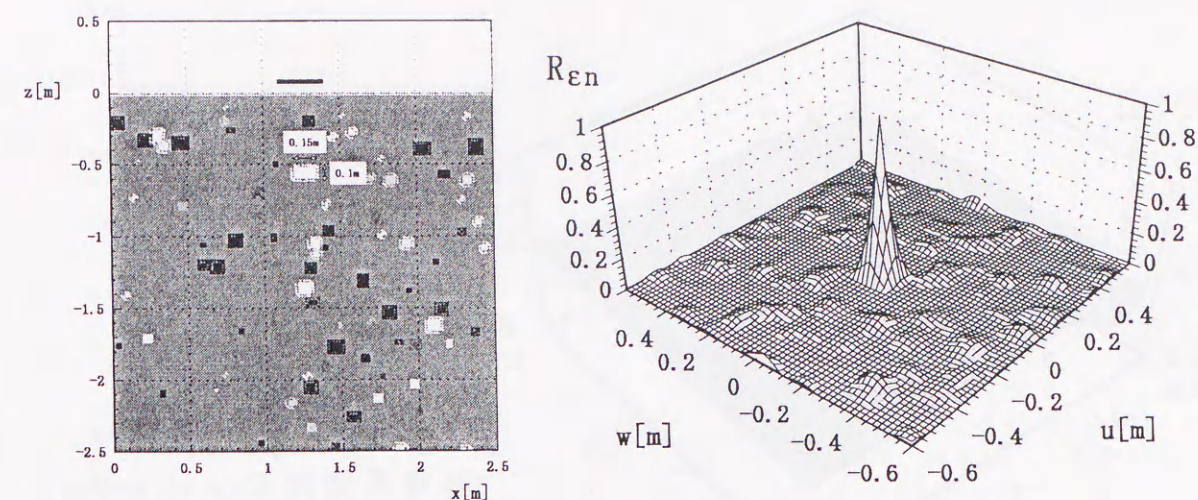
媒質モデル	1辺のサイズ a_i		比誘電率 ϵ_{ri}		比誘電率の差 $\Delta\epsilon_r$		相関長 ℓ
	$E[a_i]$	$Va[a_i]$	$E[\epsilon_{ri}]$	$Va[\epsilon_{ri}]$	$E[\Delta\epsilon_r]$	$Va[\Delta\epsilon_r]$	
Case1	0.049	0.0007	4.573	4.355	0.017	0.225	0.04
Case2	0.044	0.0007	4.452	3.826	0.067	0.484	0.04
Case3	0.052	0.0005	8.521	16.798	0.233	1.794	0.04
Case4	0.043	0.0006	8.483	18.526	0.504	3.918	0.03

解析結果を図4.19~4.22に示す。パルス幅が短くなったことにより、個々の散乱体による散乱波が重なり合う確率が低くなり、レーダの分解能は高い。図4.19~4.22(f)の時間応答からも、地中に存在するそれぞれの不要散乱体による散乱波がはっきりと確認できることがわかる。Case1とCase2を比較すれば、散乱体数の多いCase2の方が、多くの不要散乱波を観測できる。Case3とCase4を比較しても、同様の理由によってCase4の方で多くの不要散乱波が観測される。Case1とCase3、Case2とCase4を比較すると、不要散乱体の誘電率範囲が広いCase3とCase4で、不要散乱波の強度が強いことがわかる。

シミュレーションの結果得られた時間応答の統計処理結果を表4.12に示す。

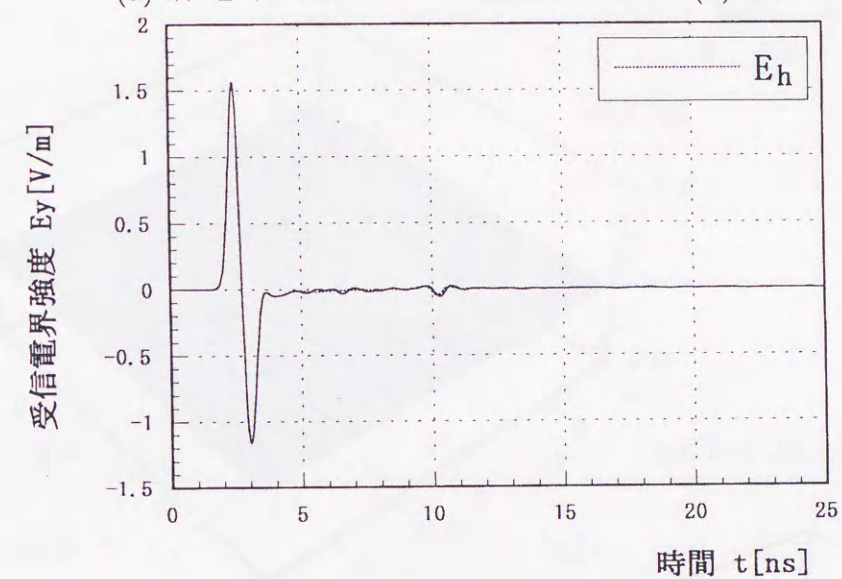
表4.12 統計処理結果 (0.5nsパルス, 物体あり)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	2.96	4.46	0.87
Case2	4.72	14.32	0.67
Case3	5.27	28.72	0.53
Case4	6.72	85.77	0.40

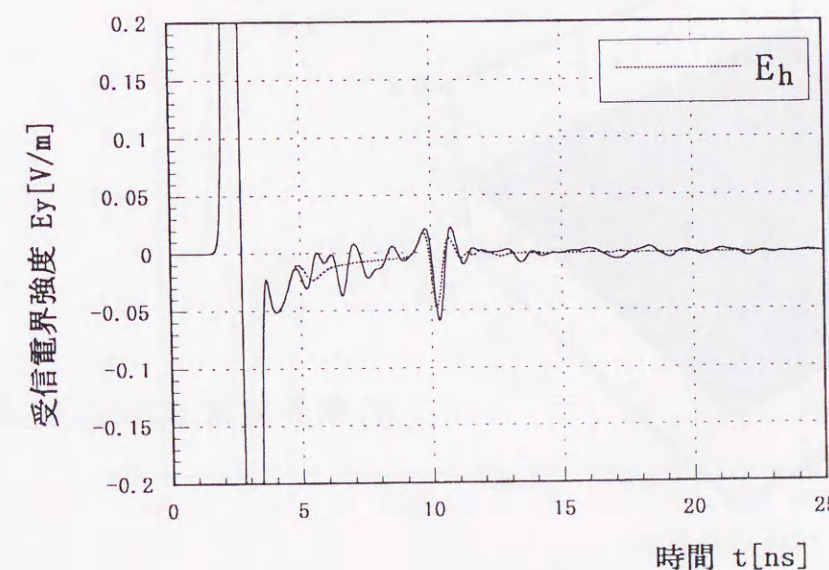


(a) 誘電率の分布

(b) 媒質の相関関数



(c) 地中レーダの
時間応答



(d) (c) の拡大図

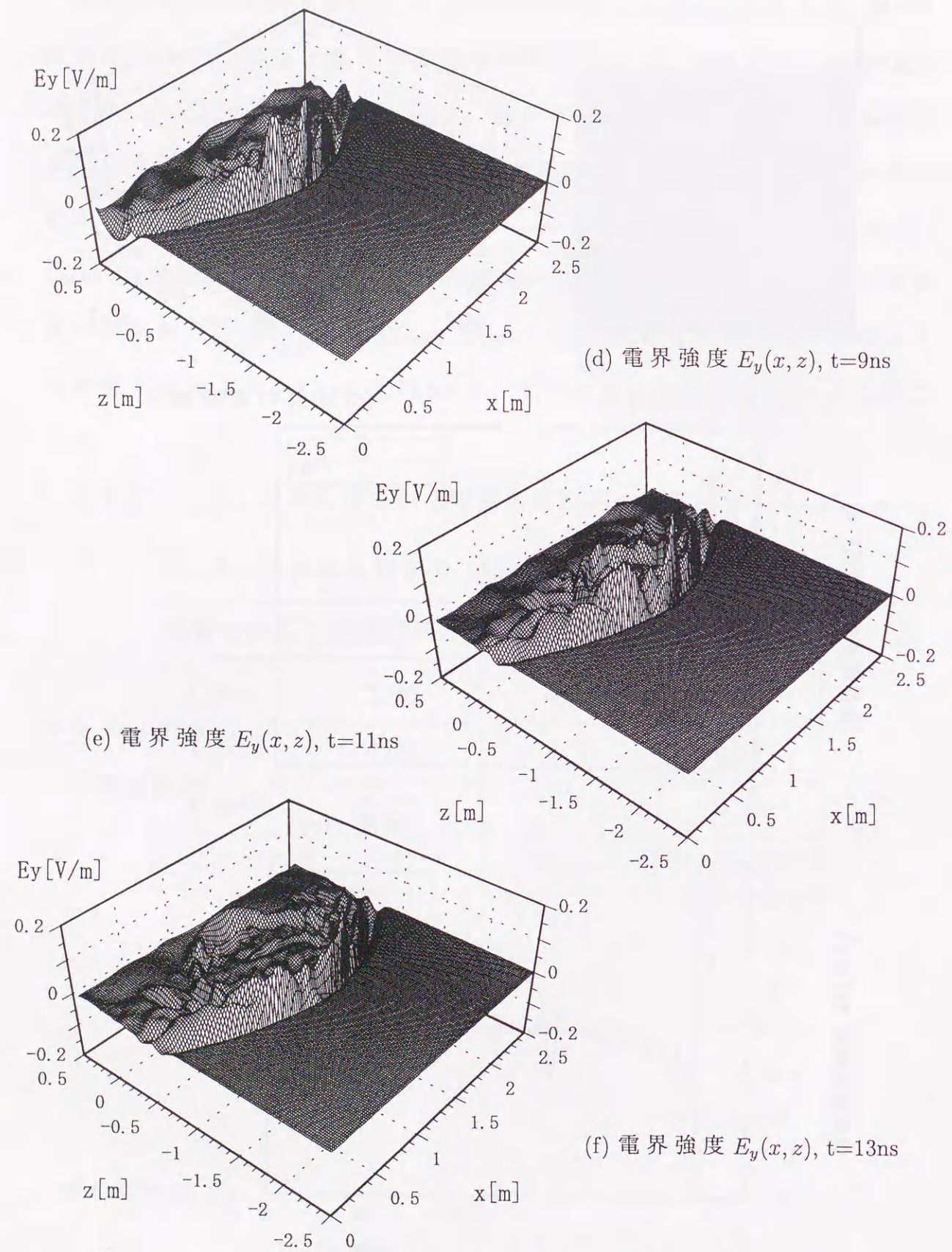
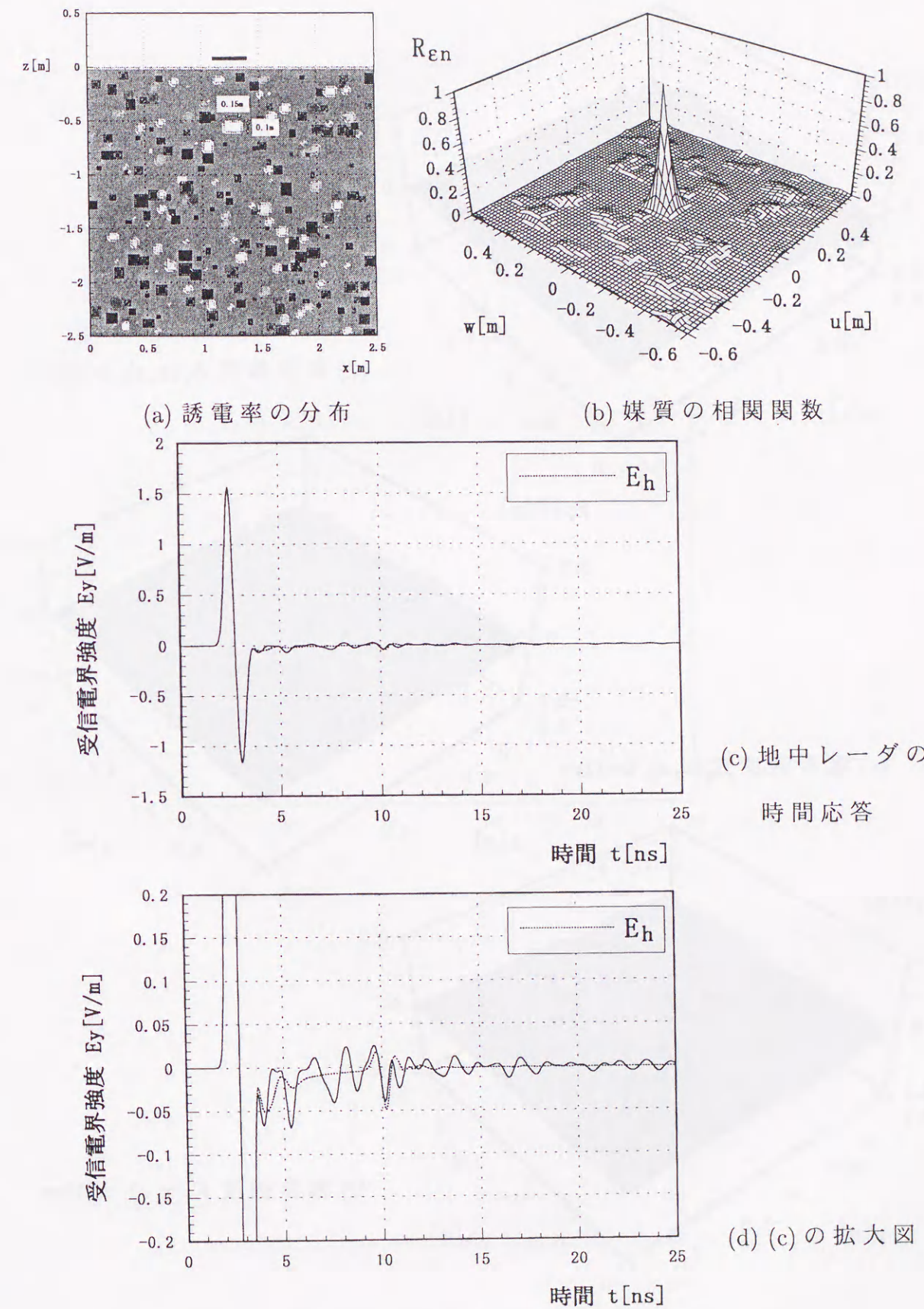


図4.19 電磁波散乱の解析結果 (Case1)



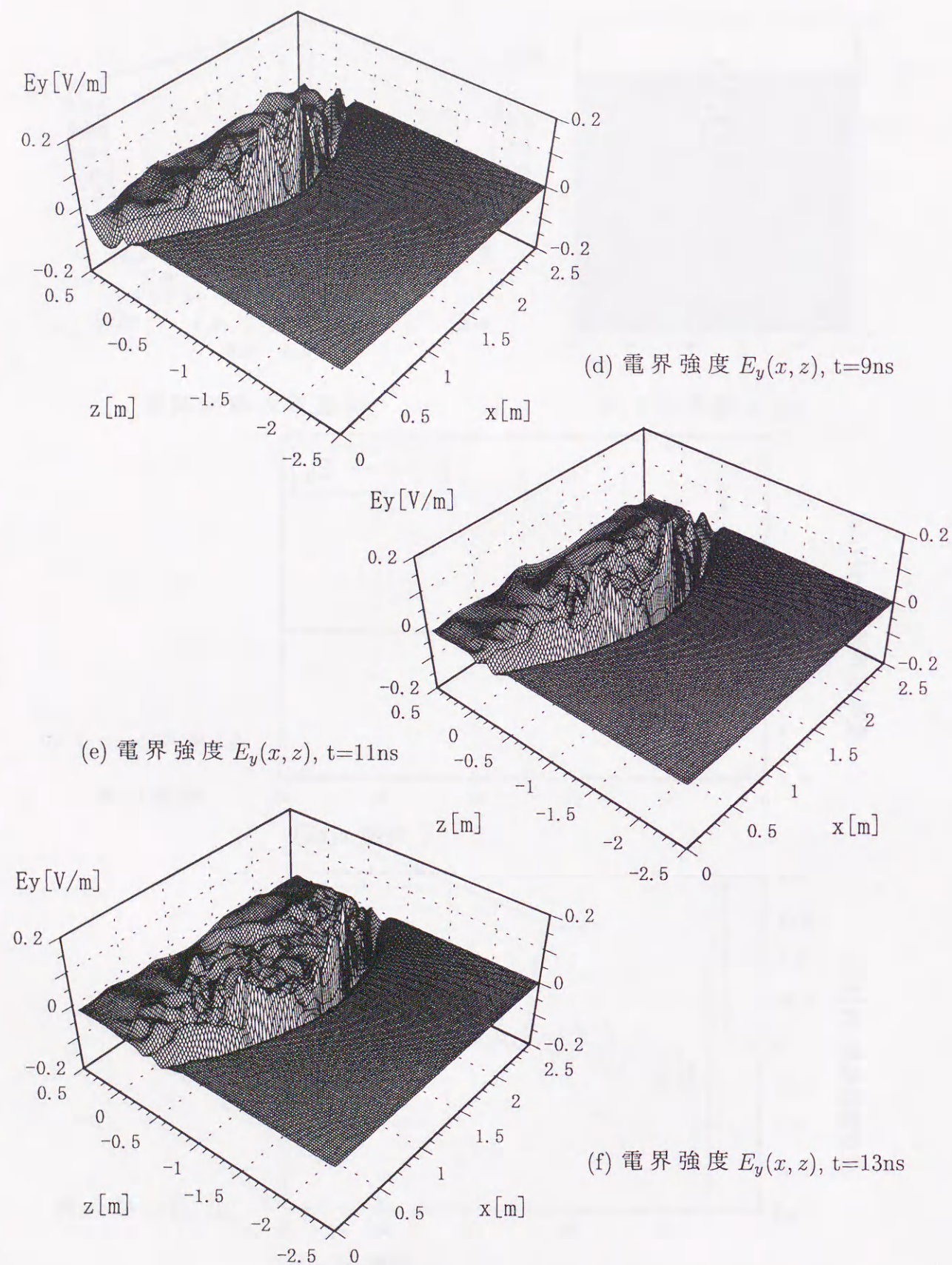
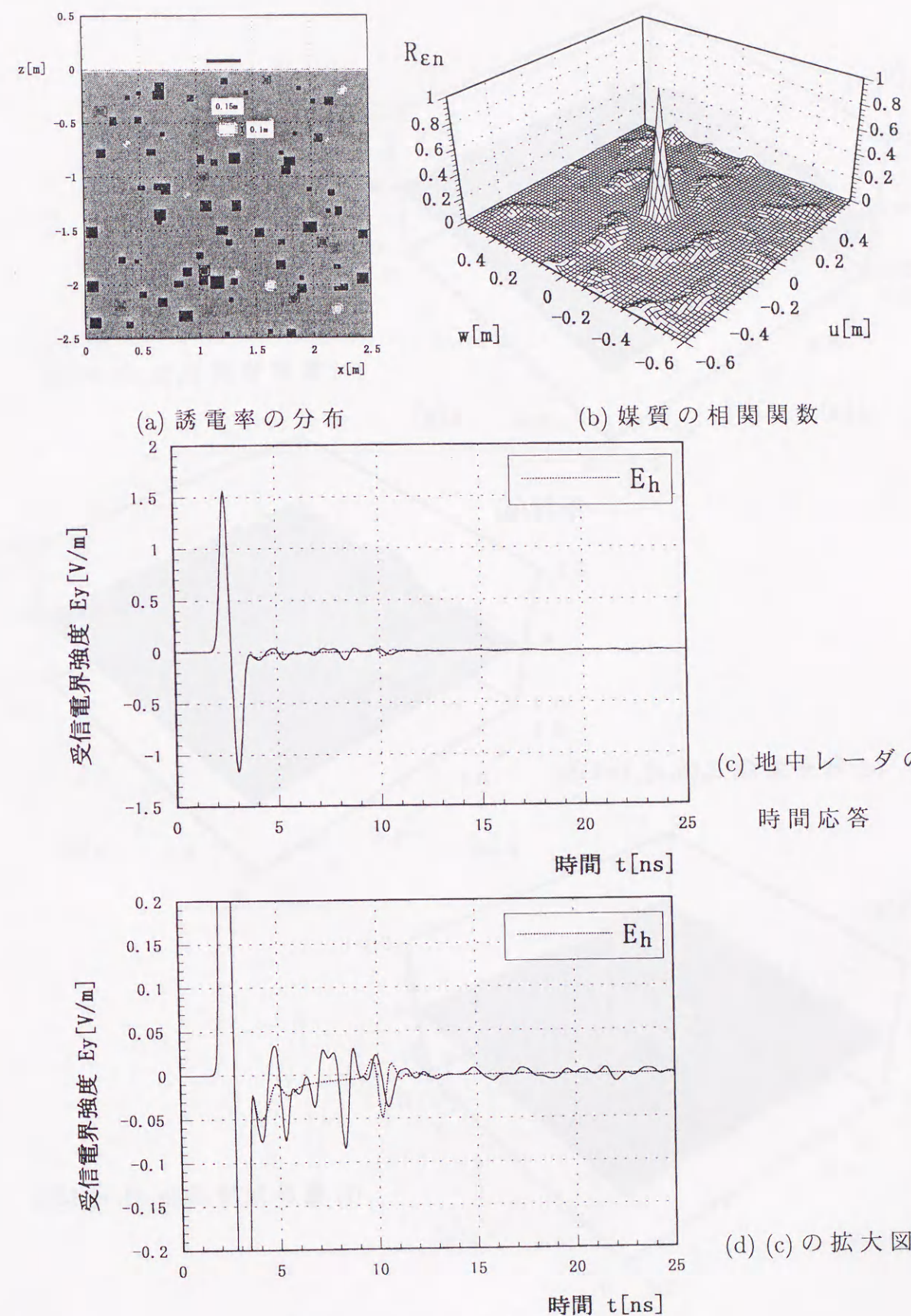


図4.20 電磁波散乱の解析結果 (Case2)



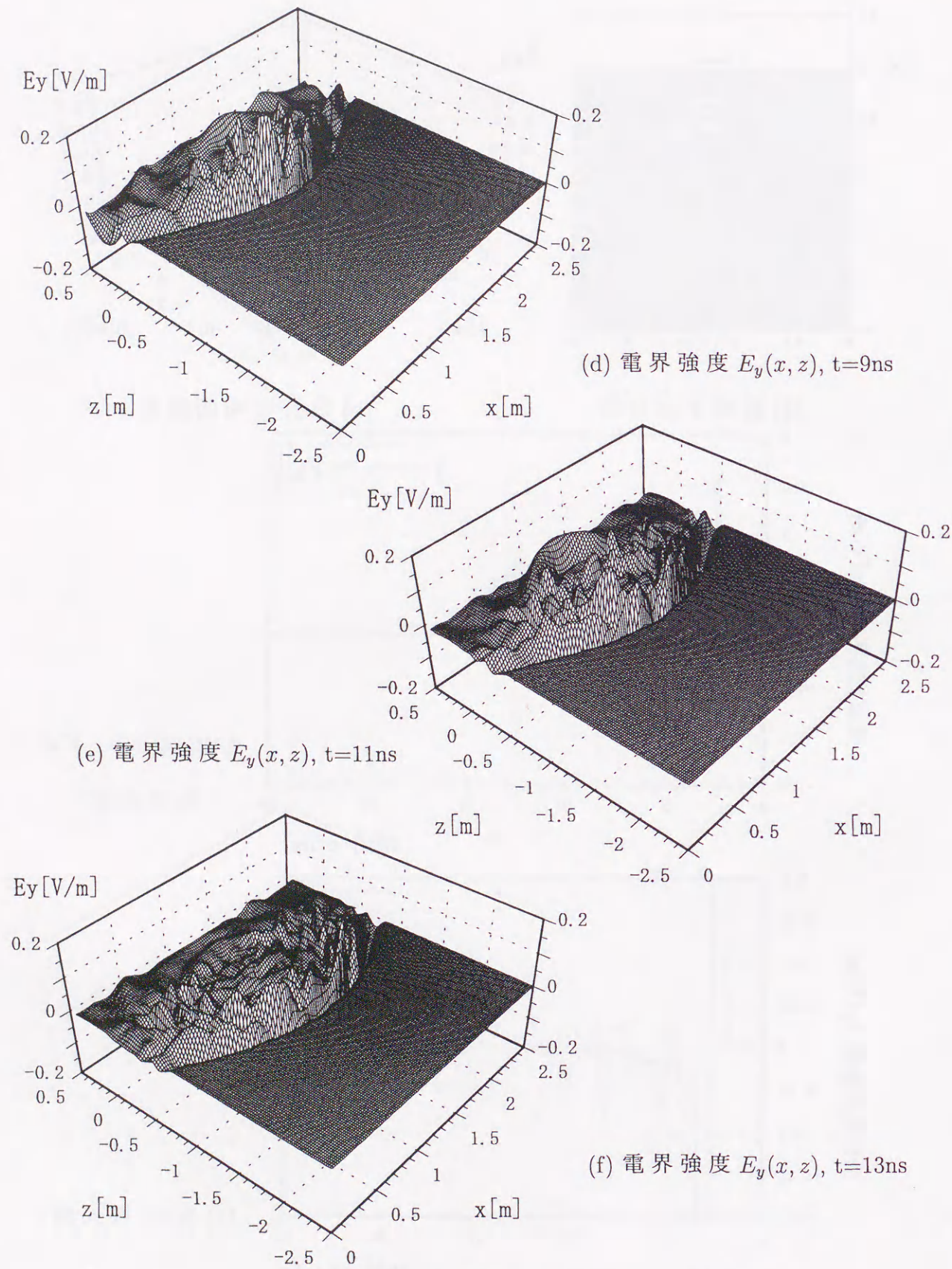
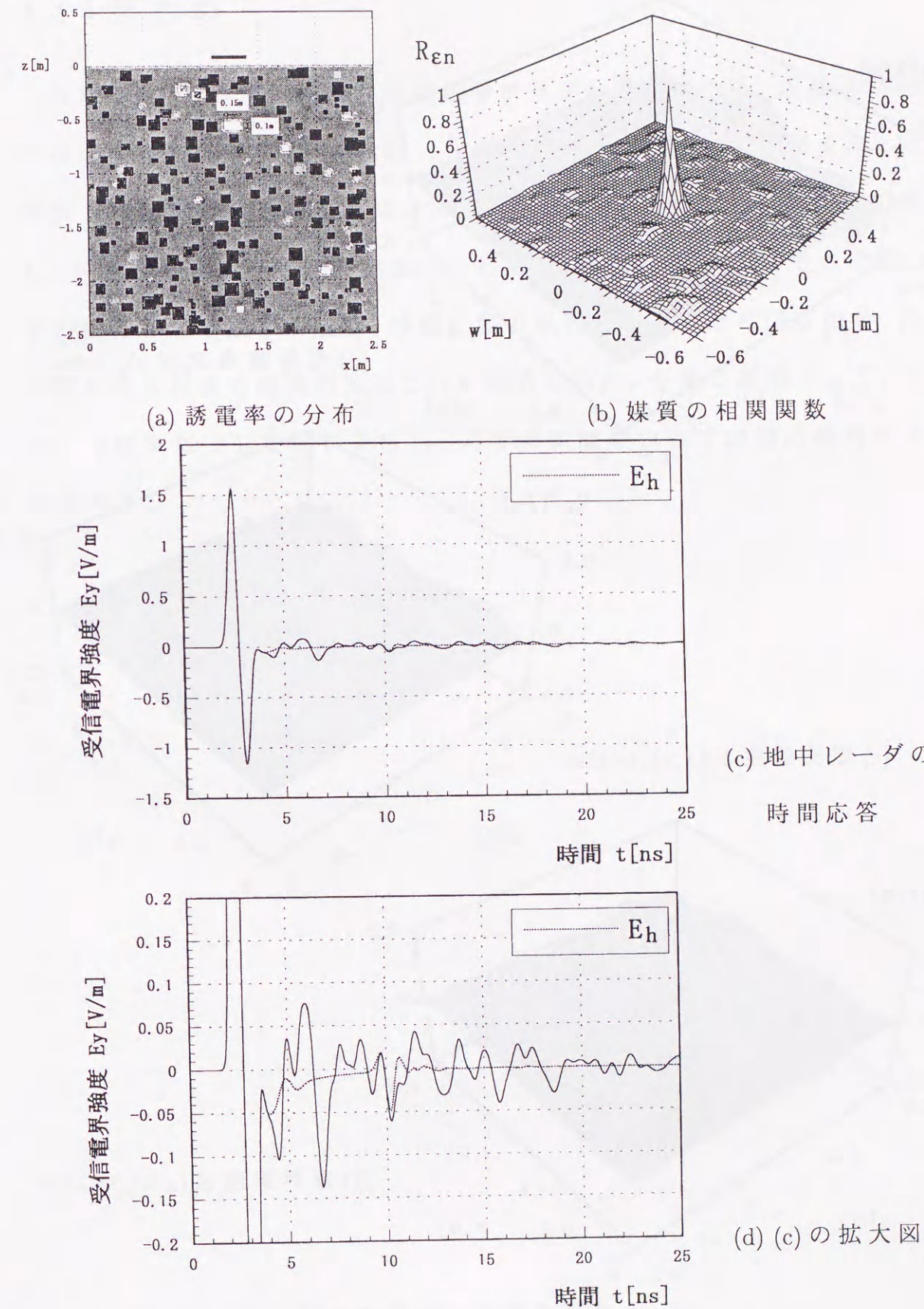


図4.21 電磁波散乱の解析結果 (Case3)



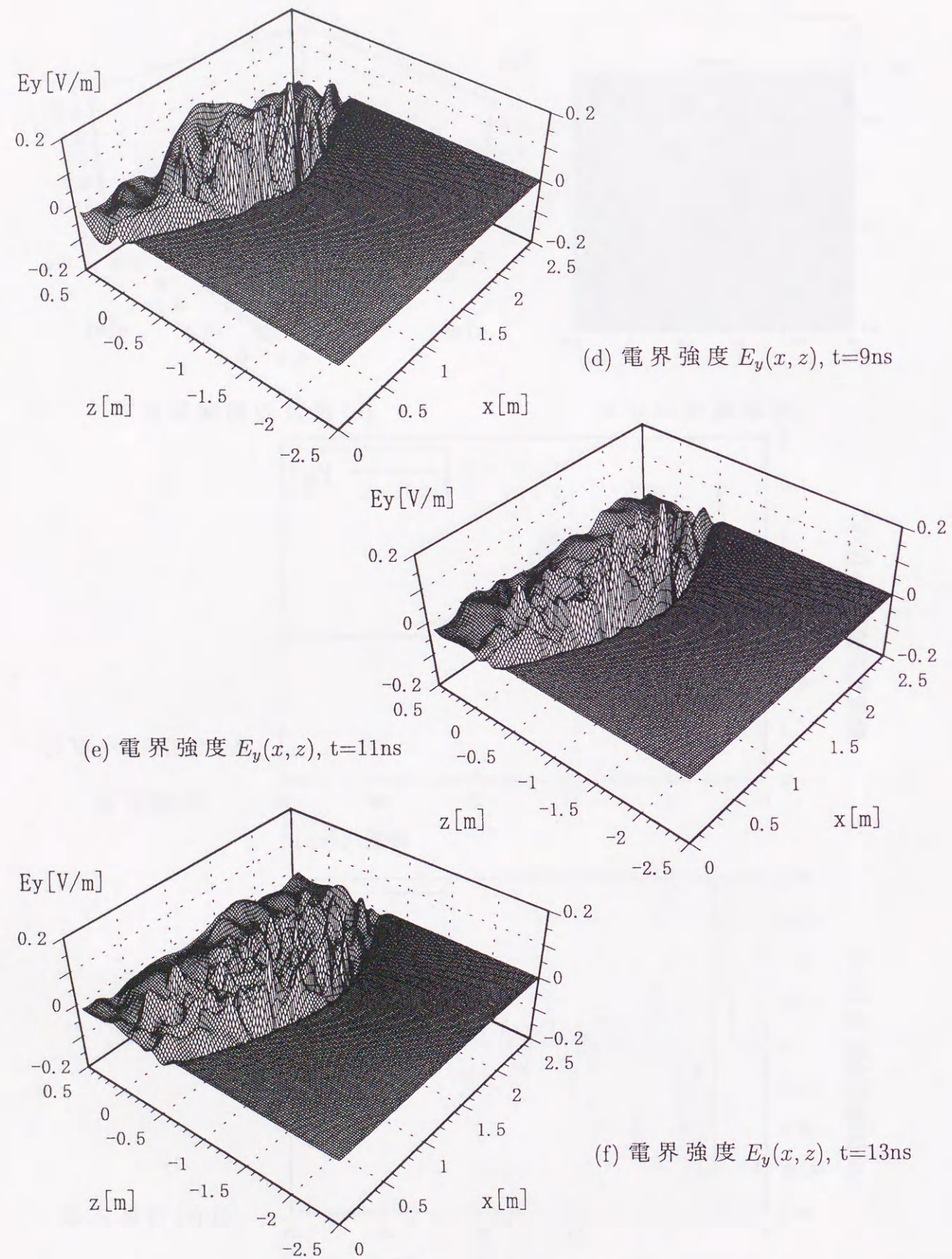


図4.22 電磁波散乱の解析結果 (Case4)

4.4 まとめ

本章では、ランダム媒質中に埋設物が存在しない場合と、埋設物が存在する場合のそれぞれについて、2次元FDTD法による解析結果を示した。媒質と時間応答のそれぞれについて分散や相関関数による統計量を定義し、媒質と地中レーダの時間応答との関連について調べた。その結果、媒質の複雑さが増加するほど、時間応答のゆらぎや歪みなどが増加し、両者の間にある程度の相関があることが認められた。今後の課題として、より多くの媒質について解析を行い、両者の関連について詳細に検討する必要がある。

第5章

地中パルスレーダのランダム表面における電磁波散乱特性のFDTD法による解析

5.1 緒言

地中レーダによる高精度な遺跡探査に関する研究が盛んであるが、遺跡探査においては山林や荒れた地形で地中レーダを使用することが多く、地面の凹凸が不要な反射波を生じさせて、浅い位置に存在する物体の探査精度を劣化させる。従って、ここでも地表面の複雑さと受信波形のクラッタとの関係を統計的に解析を行い、その性質を把握することによって今後の対処法の検討を行うことができる。

5.2 ランダム表面による電磁波散乱解析

5.2.1 ランダム表面の統計的表現

表面の高さが、距離 x による1次元の関数 $h(x)$ で表されとする。表面の高さの分布は、高さの統計的な分布関数 $p(h)$ によって記述される。 $p(h)\Delta h$ は表面の高さが h と $h+\Delta h$ の間になる確率である。後の議論を単純化するため、 h が次式

$$\mu_h = \int_{-\infty}^{\infty} hp(h)dh = 0 \quad (5.1)$$

を満足するものとする。このとき表面の分散 $Va[h]$ は、

$$Va[h] = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^L h^2(x) dx \quad (5.2)$$

で与えられる。表面の高さが $h(i\Delta x)$, $(i=1, M)$ という離散値で与えられたときは、表面の分散を次式によって計算することができる。

$$Va[h] = \frac{1}{M} \left(\sum_{i=1}^M h^2(i) \right) \quad (5.3)$$

ただしここでは $h(i)$ の平均値は0であることを条件としている。

5.2.2 受信波形に含まれる不要散乱波の統計的評価

ランダム表面下に埋設された目標埋設物からの反射波に含まれる不要散乱波の強度を解析するため、受信波形の振幅のゆらぎを次式によって定義する。

$$Va[\Delta E_y] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta E_y(i) - E[\Delta E_y])^2 \quad (5.4)$$

$$E[\Delta E_y] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta E_y(i) \quad (5.5)$$

$$\Delta E_y(i) = E_r(i) - E_h(i) \quad (5.6)$$

ここで、 E_r は媒質がランダムであるとき、 E_f は表面が平坦であるときの受信波形を表し、いずれも観測点(2.5, 0.2)によるものである。 $1\Delta t$ はパルス波が地中に侵入した時刻で、 $N\Delta t$ までの時間内で評価する。

さらに、ランダム表面によって生じた不要散乱波による波形歪みの評価方法として、平坦な表面一様媒質における受信波形 E_f とランダム媒質における受信波形 E_r の相関係数を採用することにする。

$$R_{E_r, E_h} = \frac{Cov(E_r, E_h)}{\sqrt{Va[E_r] \cdot Va[E_h]}} \quad (5.7)$$

$$Va[E_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_r(i) - E[E_r]\}^2 \quad (5.8)$$

$$Va[E_h] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_h(i) - E[E_h]\}^2 \quad (5.9)$$

$$Cov(E_r, E_h) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \{E_r(i) - E[E_r]\} \{E_h(i) - E[E_h]\} \quad (5.10)$$

ただし、 $E[E_r] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_r(i)$ 、 $E[E_h] = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_h(i)$ である。

5.2.3 シミュレーションモデル

解析に用いた地中媒質のモデルおよび座標系を図5.1に示す。解析領域の大きさは、5.0m×3.0mで、地上を1.0m、地下を2.0mとする。送信アンテナは第4章と同様の平板アンテナとし、アンテナの高さは表面の高さを考慮して0.2mとする。平板アンテナの中心座標位置における電界強度をレーダの時間応答として観測するものとする。目標物として、地下0.5mの深さにある水平方向0.5m、深さ方向0.3mの空洞を考える。また、FDTD法の計算に用いる解析領域のセルサイズは、第4章と同様である。解析に用いたランダム表面の統計量を表5.1に示す。

表5.1 ランダム表面の統計量

媒質モデル	表面の高さ h [m] $Va[h] \times 10^3$	表面の相関長 ℓ [m]
Case1	2.54	0.36
Case2	2.27	0.13
Case3	6.86	0.06

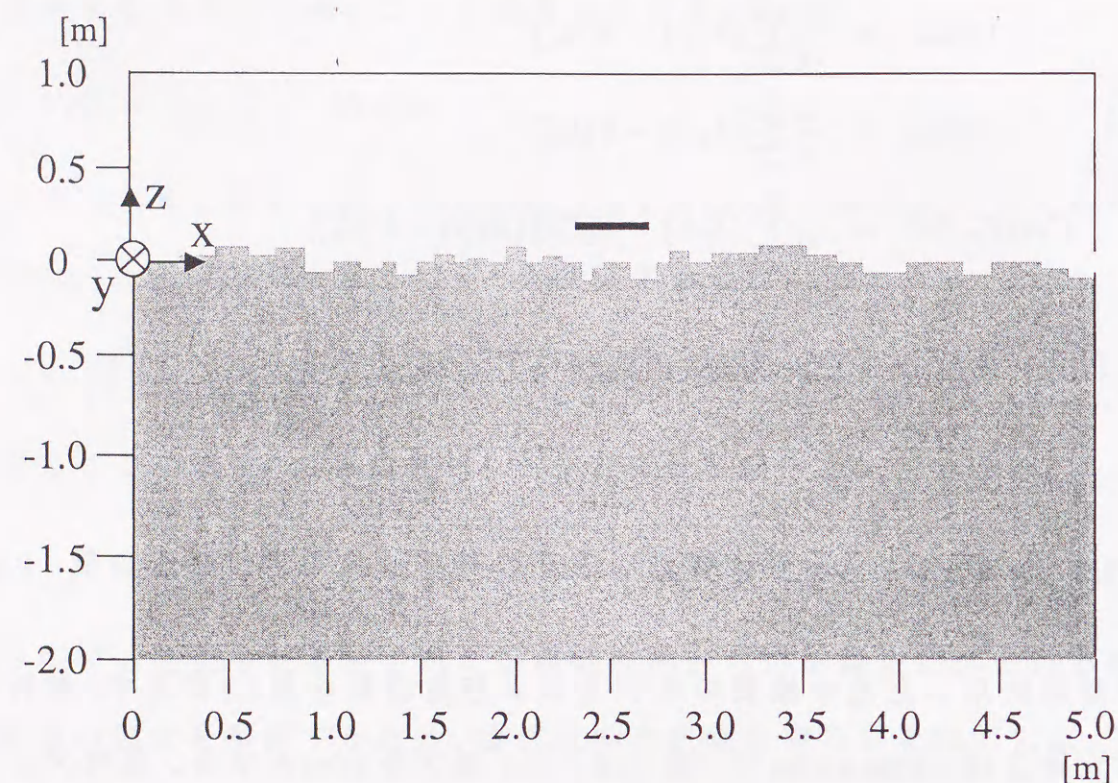
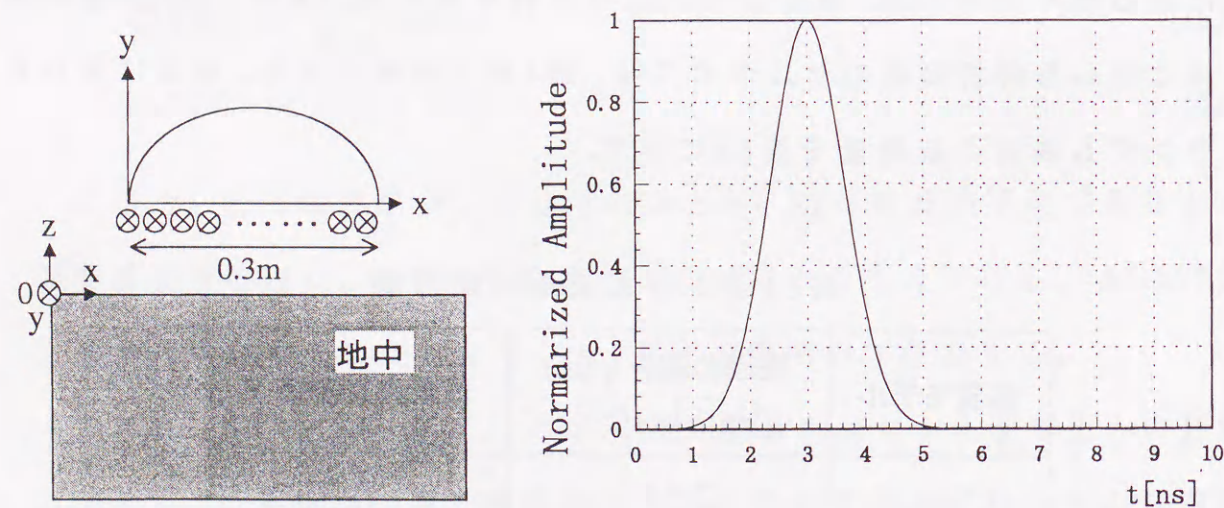


図5.1 2次元ランダム表面モデル



(a) アンテナ上の電流分布

(b) 入射パルス

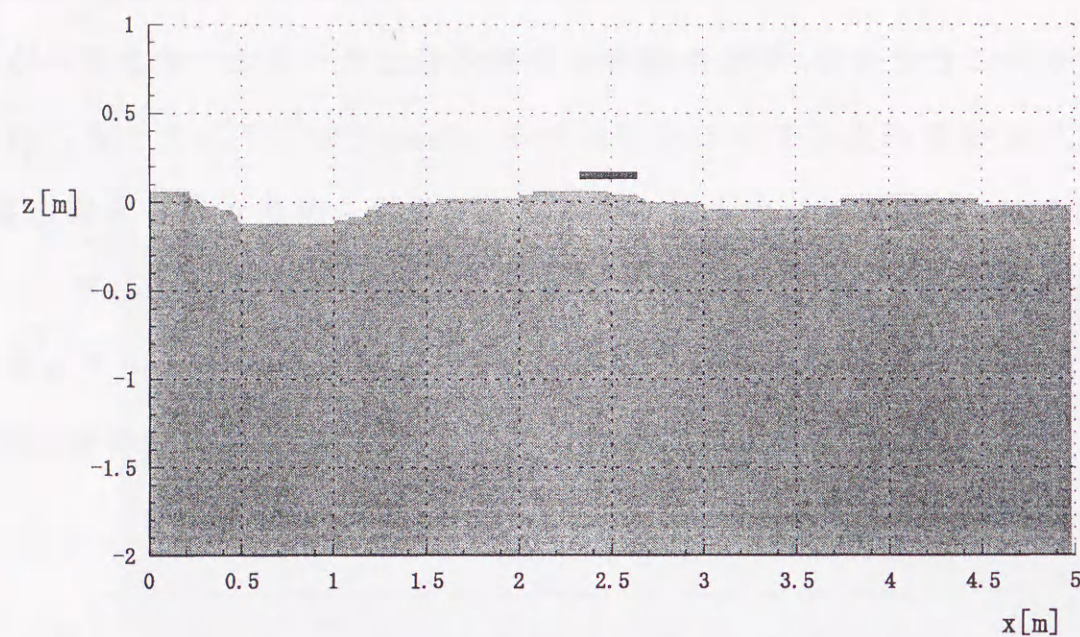
図5.2 入射波源モデル

このときの解析結果を図5.3~5.5に示す。Case1では、地表面の形状が平坦でないことにより、平坦な場合の時間応答と比べると、地表面からの反射波に位相差が生じているのがわかる。Case2では、アンテナの下の地形の凹凸が、波長に対してあまり大きくないため、観測される時間応答は、平坦な地表面における時間応答とほとんど変化がない。Case3では、アンテナの下の地形が大きく変化しているので、時間応答にランダム表面による影響が時間応答に強く現れている。表5.2に統計処理結果を示す。

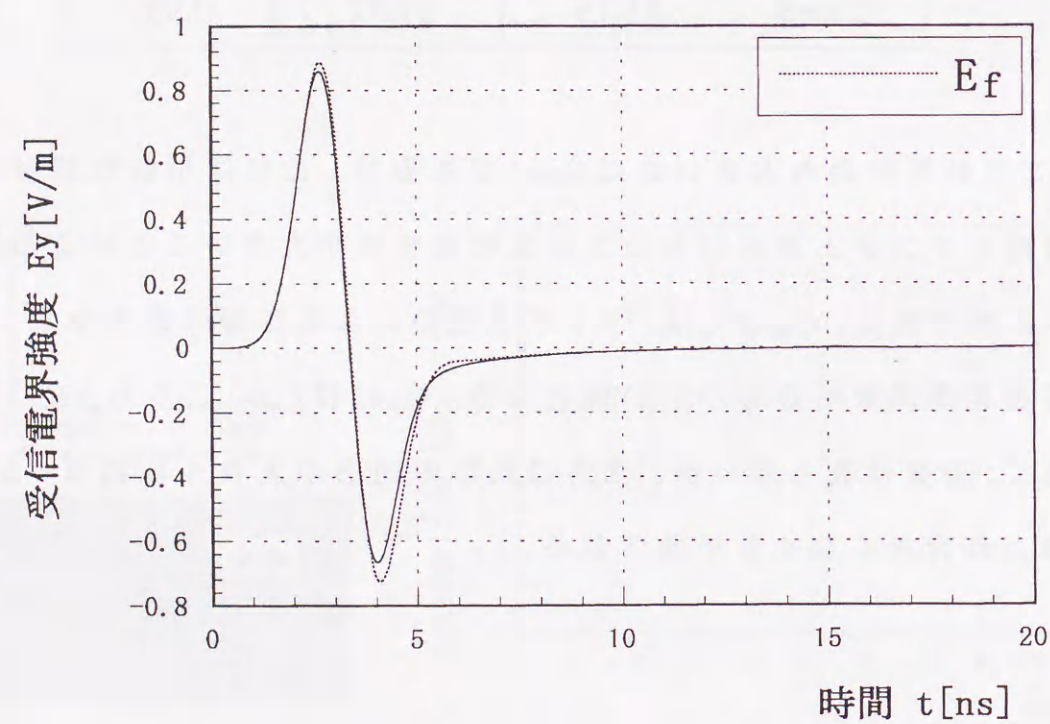
表5.2 統計処理結果 (2nsパルス, 物体なし)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	106.74	45.46	0.994
Case2	0.80	4.38	0.999
Case3	81.19	27.97	0.997

ΔE の分散が最も大きいのはCase1であるが、これは平坦な地形からの反射波とランダム表面からの反射波の位相差が大きいことによる影響が強いためである。Case2では、ランダム表面による影響は最も小さく、時間応答の相関係数も最も小さい値となる。Case3はCase1よりも ΔE の分散が小さく、相関係数も高いが、さらに地形の凹凸が大きくなれば、 ΔE の分散はより大きくなると予想される。

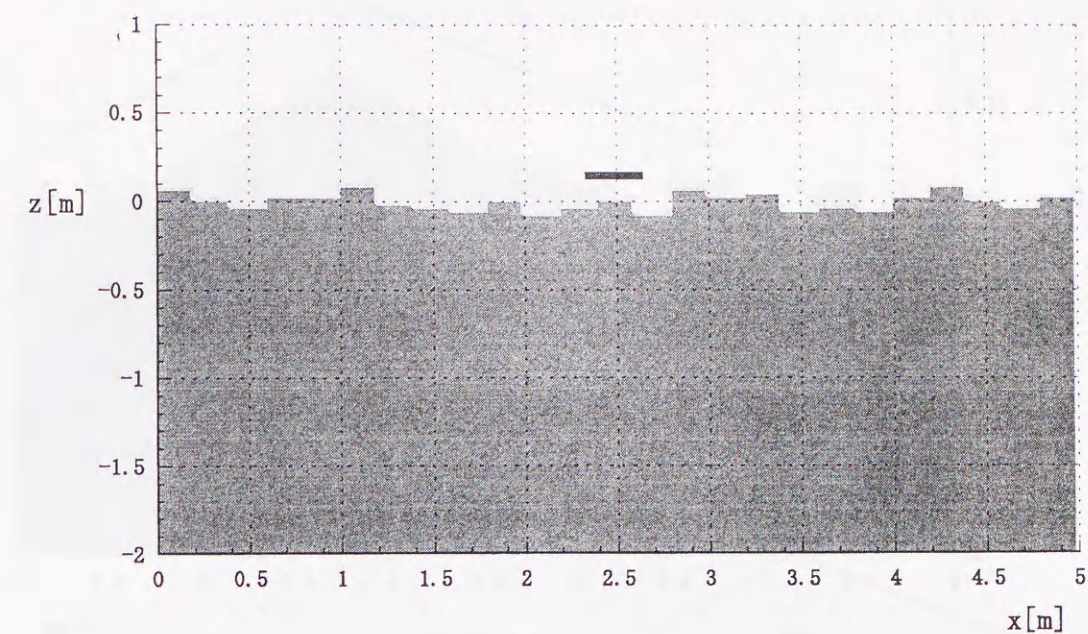


(a) 誘電率の分布

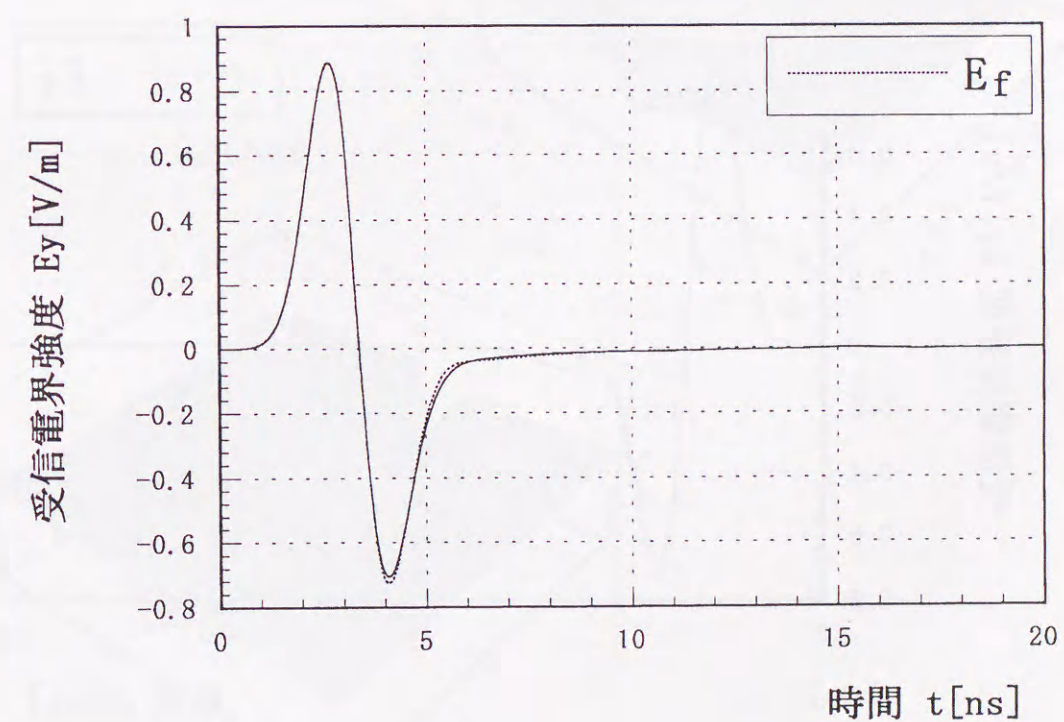


(b) 地中レーダの時間応答

図5.3 電磁波散乱の解析結果 (Case1)

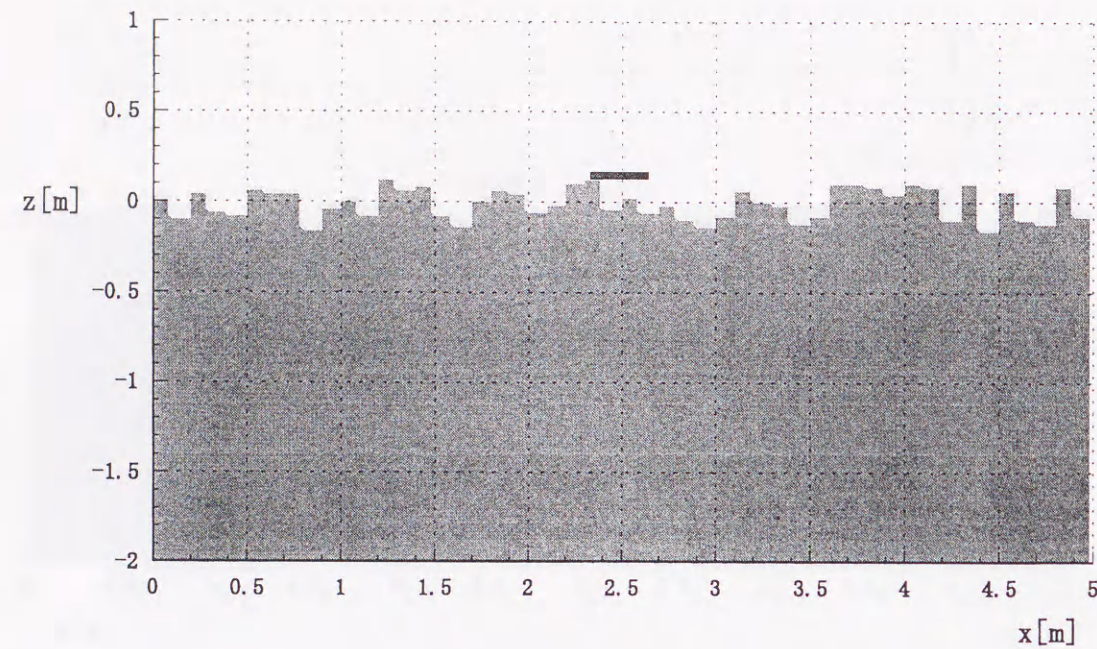


(a) 誘電率の分布

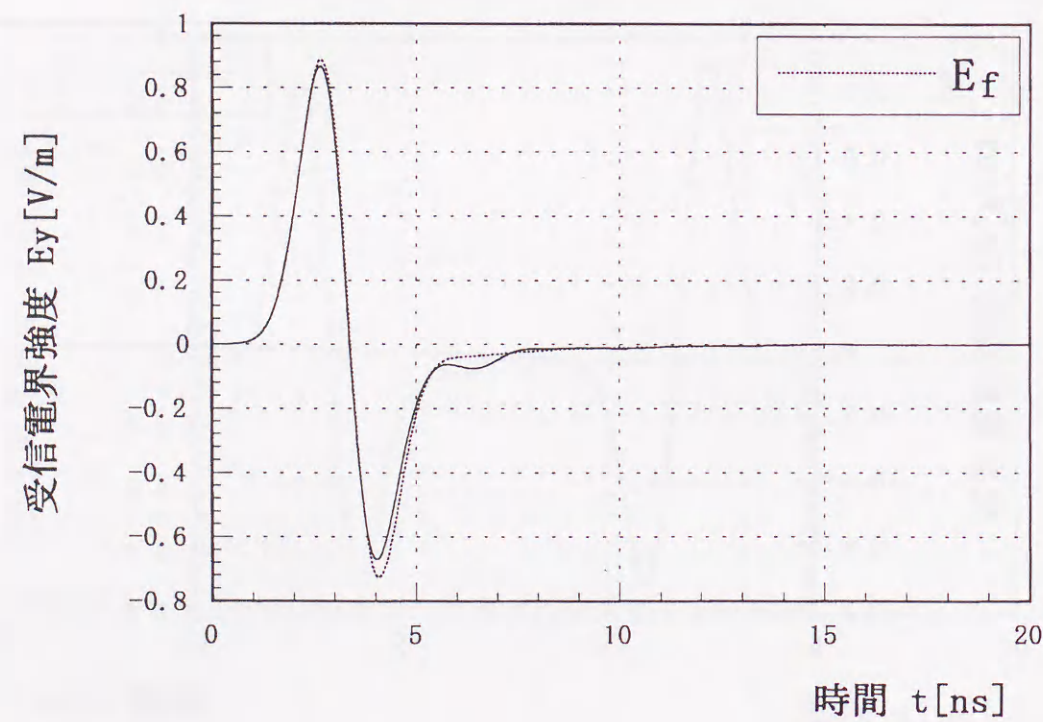


(b) 地中レーダの時間応答

図5.4 電磁波散乱の解析結果 (Case2)

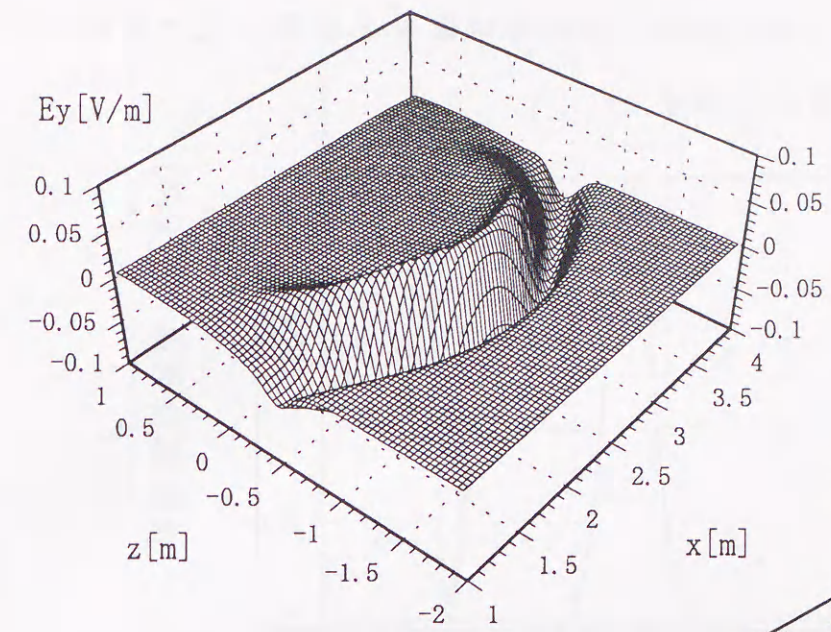


(a) 誘電率の分布

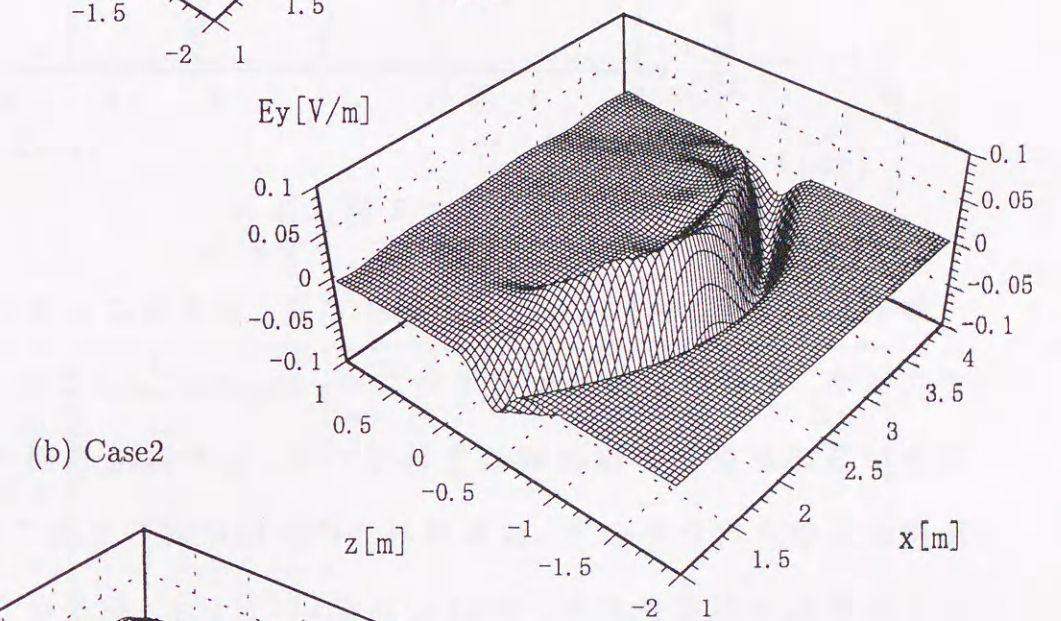


(b) 地中レーダの時間応答

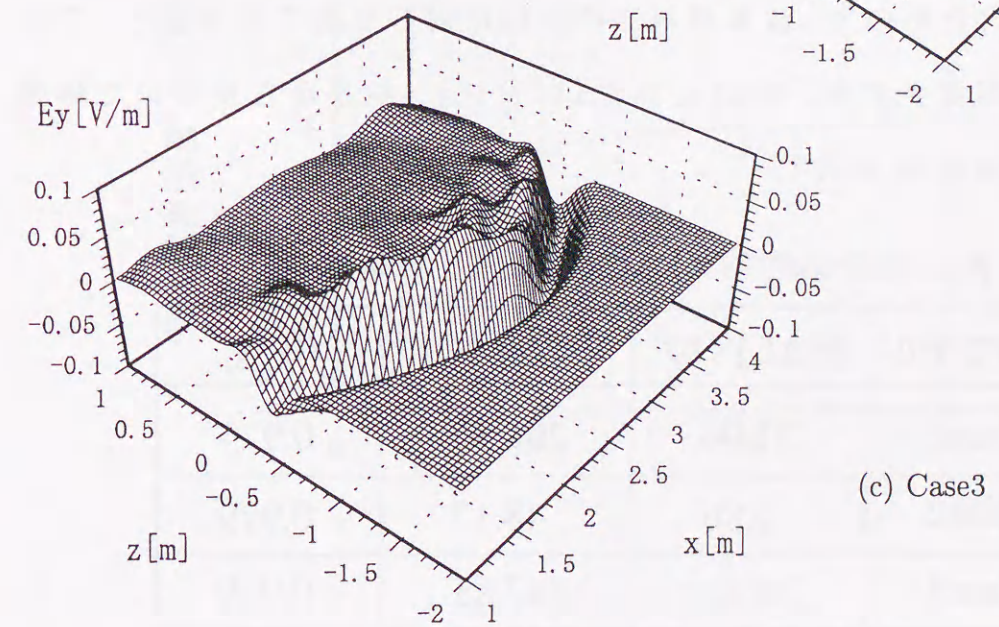
図5.5 電磁波散乱の解析結果 (Case3)



(a) Case1



(b) Case2



(c) Case3

図5.6 電界強度分布 $E_y(x, z), t = 13ns$

次に、図5.7に示すような、パルス幅の短い信号を送信したときの、ランダム表面による散乱特性を示す

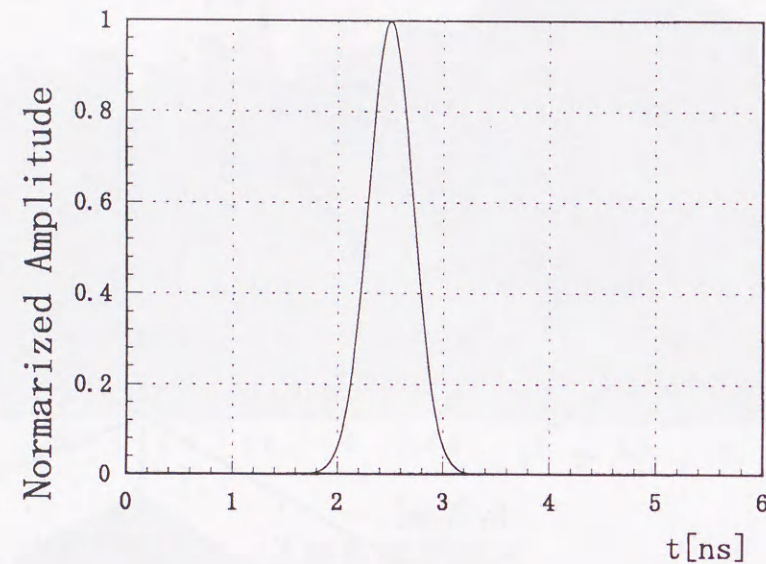
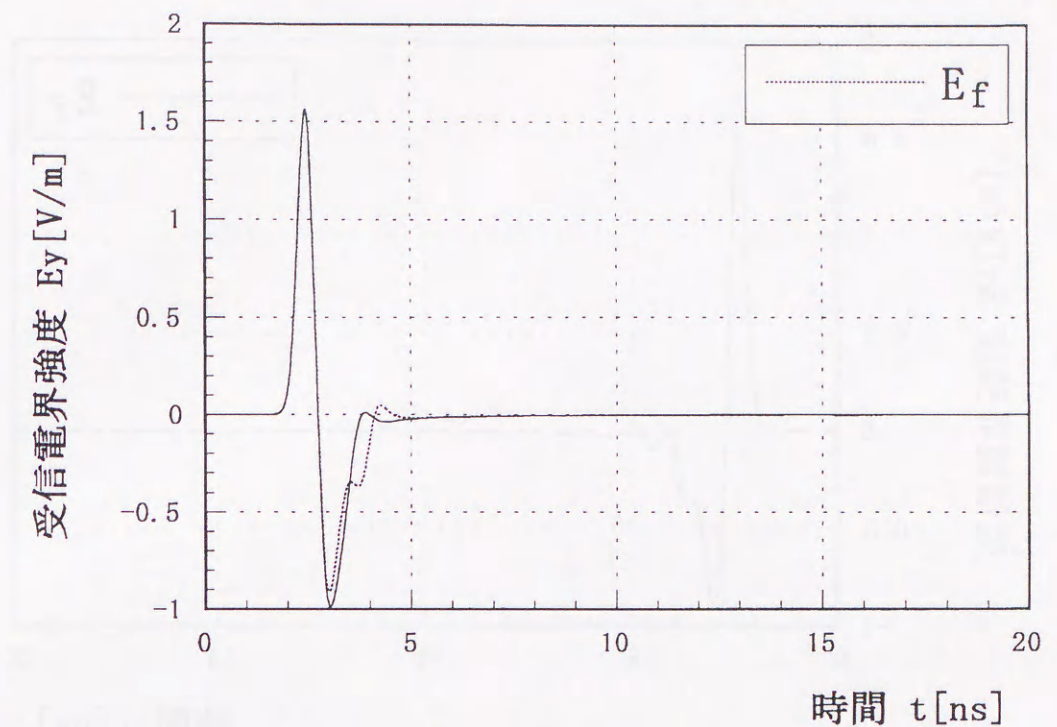


図5.7 入射パルス

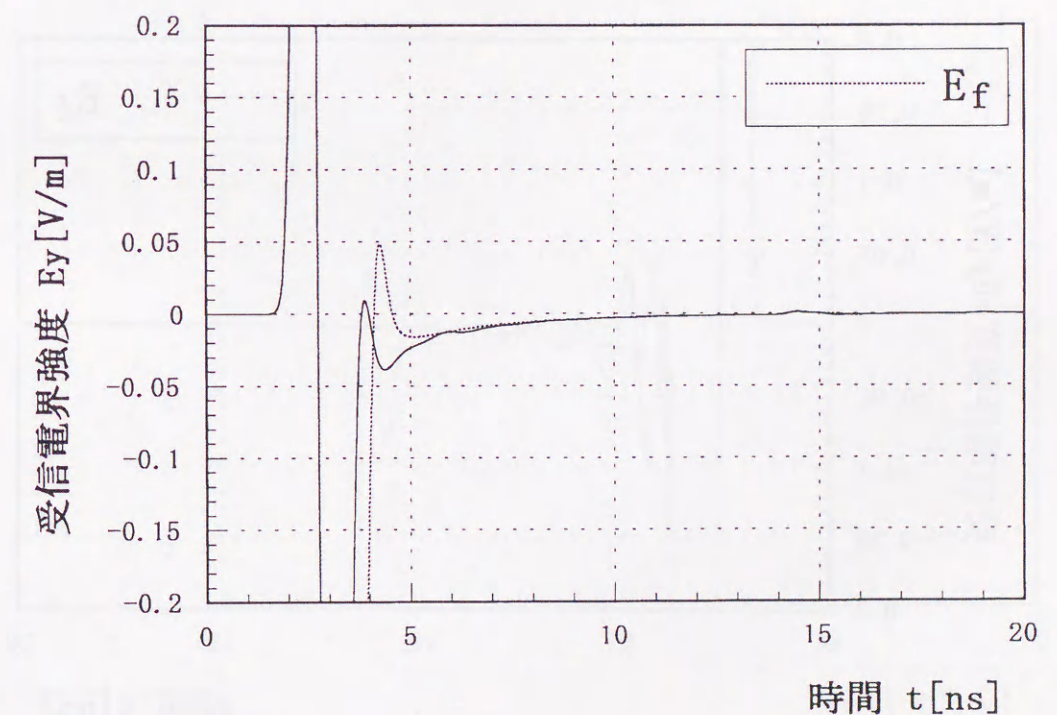
解析結果を図5.8~5.11に示す。Case1では、地表面による反射波の位相がずれるが、不要散乱波は生じていない。Case2とCase3では、ランダムな地表面からの反射波が複数観測されている。これは地表面の凹凸による散乱波が受信されたもので、波長が地形の凹凸に対して短くなるほど、このような散乱波が発生する。表5.3にシミュレーション結果から得られた時間応答の統計処理結果を示す。

表5.3 統計処理結果 (0.5ns パルス, 物体なし)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	31.04	201.85	0.924
Case2	-0.86	48.17	0.979
Case3	39.81	147.83	0.939

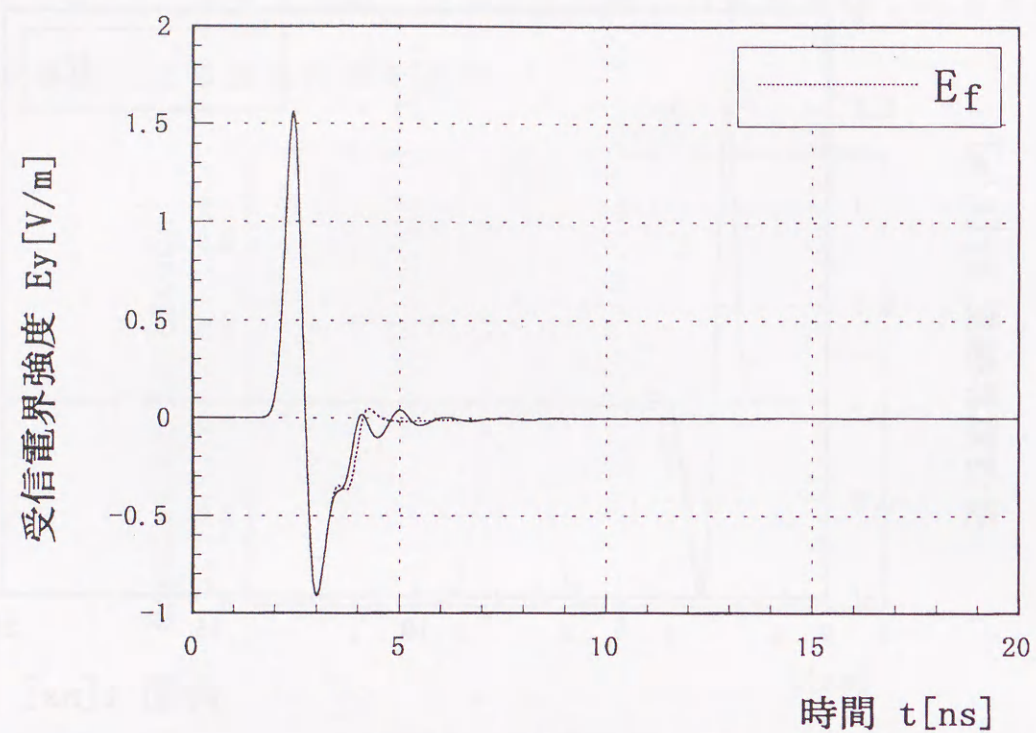


(a) 地中レーダの時間応答

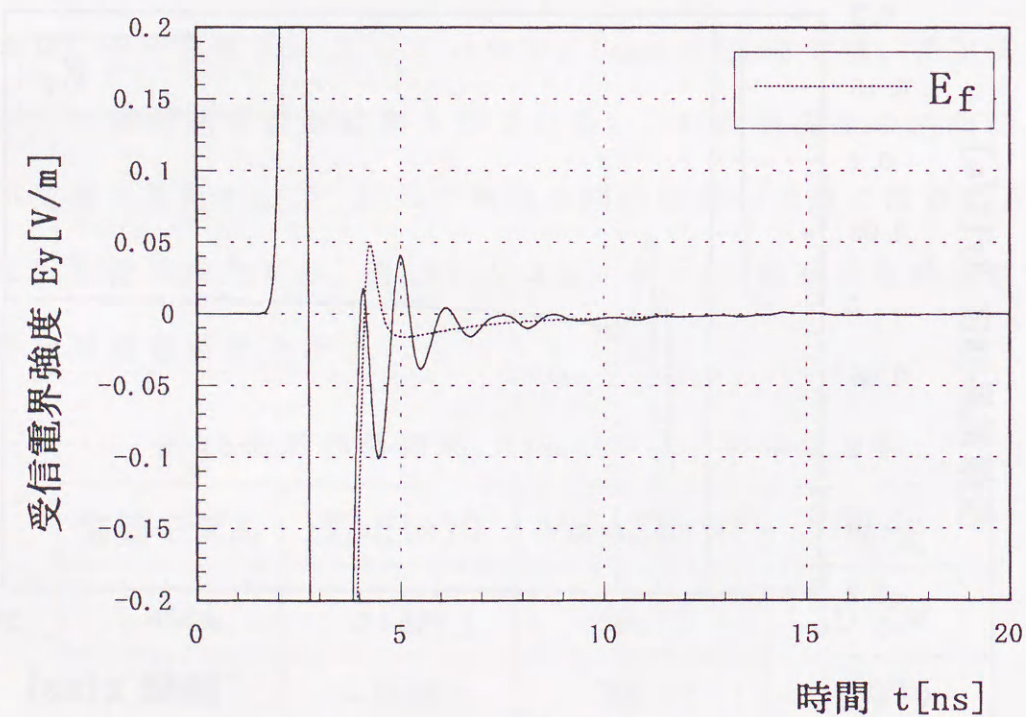


(b) (a)の拡大図

図5.8 電磁波散乱の解析結果 (Case1)

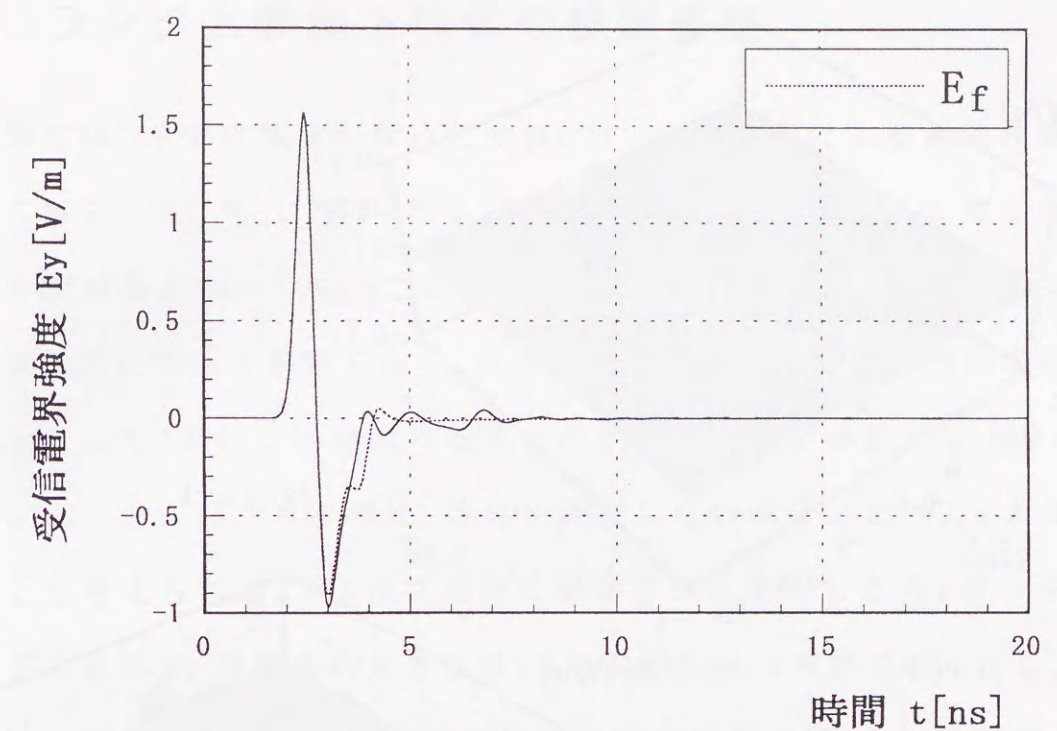


(a) 地中レーダの時間応答

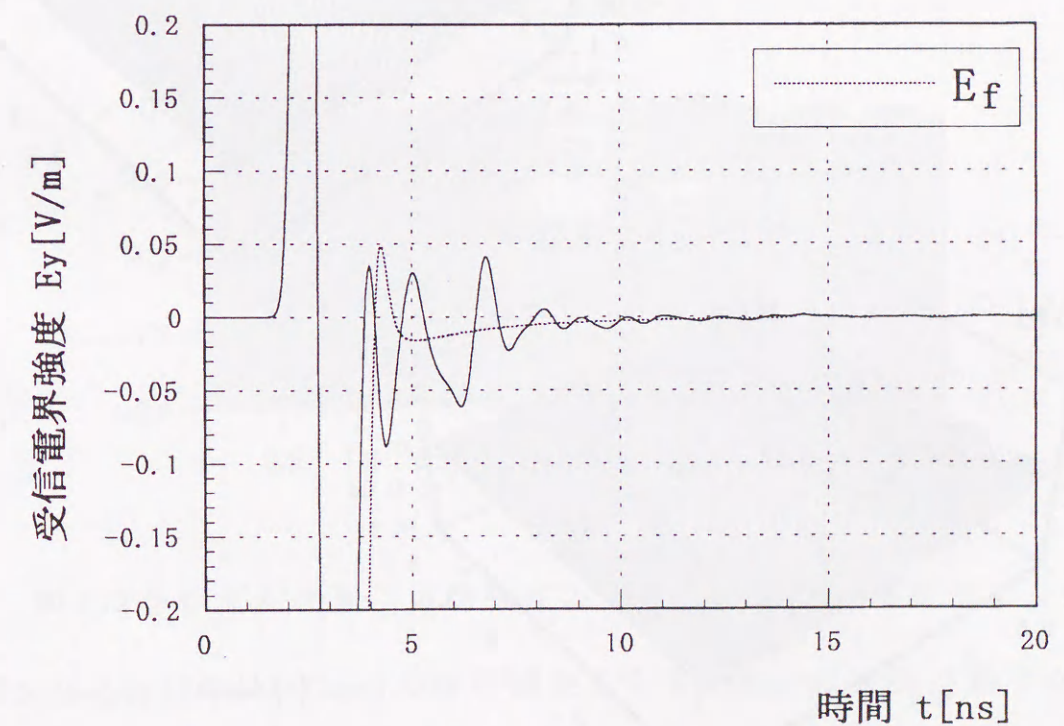


(b) (a) の拡大図

図 5.9 電磁波散乱の解析結果 (Case2)

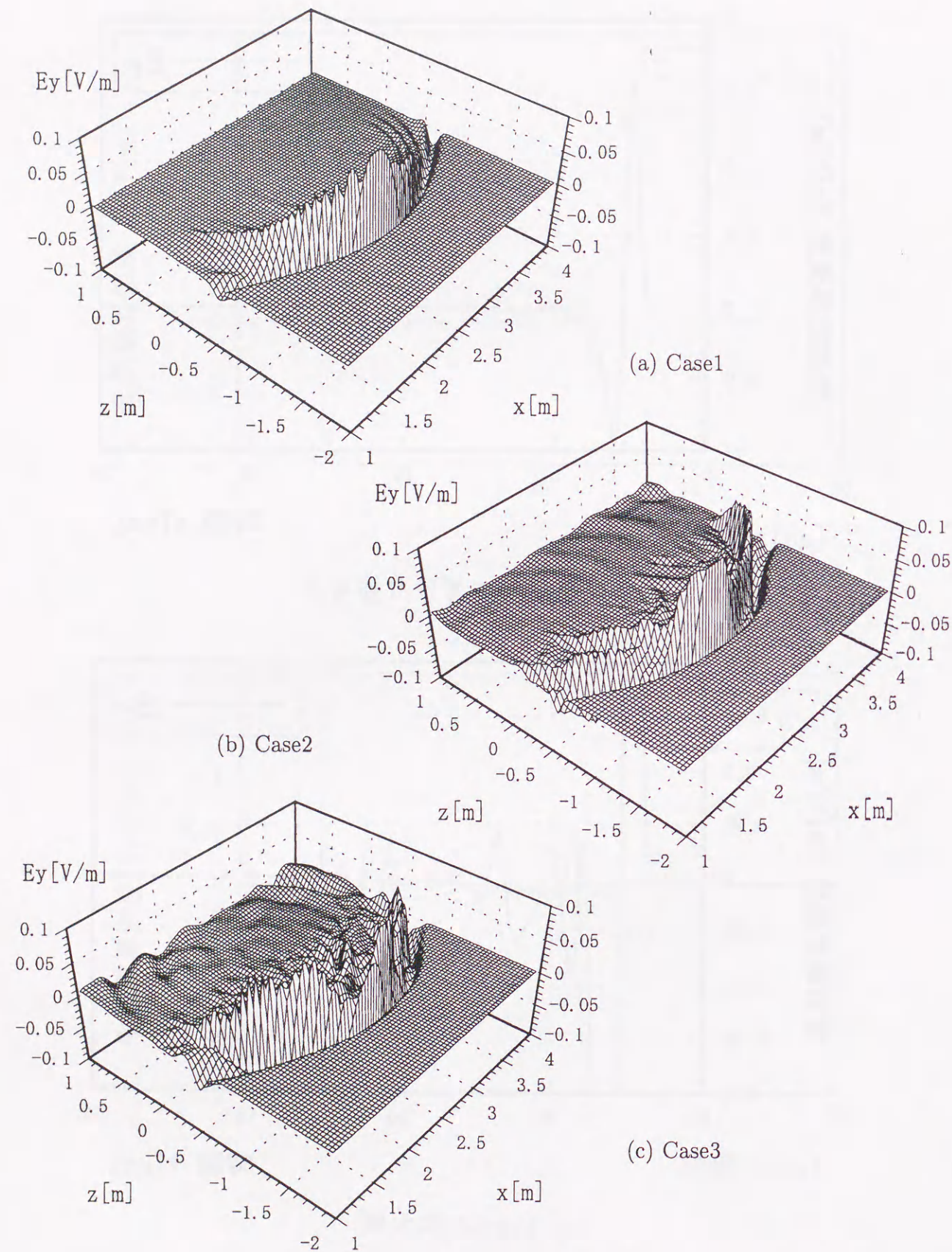


(a) 地中レーダの時間応答



(b) (a) の拡大図

図 5.10 電磁波散乱の解析結果 (Case3)

図5.11 電界強度 $E_y(x, z), t = 13ns$

5.3 ランダム表面下物体の検出特性

前節では、地中に物体がないときの、ランダム表面による電磁波散乱について解析した。そこでは、ランダムな地表面の凹凸によって生じる散乱波のみが観測される。本節では、さらに地中に目標物が存在するときの、電磁波散乱について解析を行う。地中に電磁波を散乱させる物体が存在することにより、物体と地表面の境界との間で電磁波が多重反射するため、ランダムな地形による影響は、物体が存在しない場合に比べて、大きくなることが考えられる。図5.12に地中に物体が存在するときの、ランダム表面モデルを示す。目標物の大きさは、x方向に0.5m、z方向に0.3mとし、深さを0.5mとする。アンテナ上の電流分布と時間波形は図5.2と同様である。

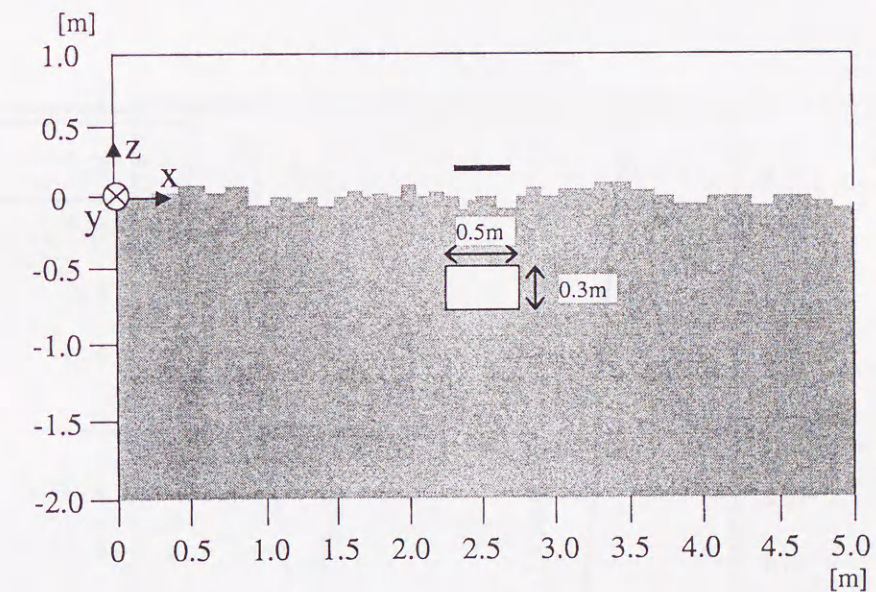
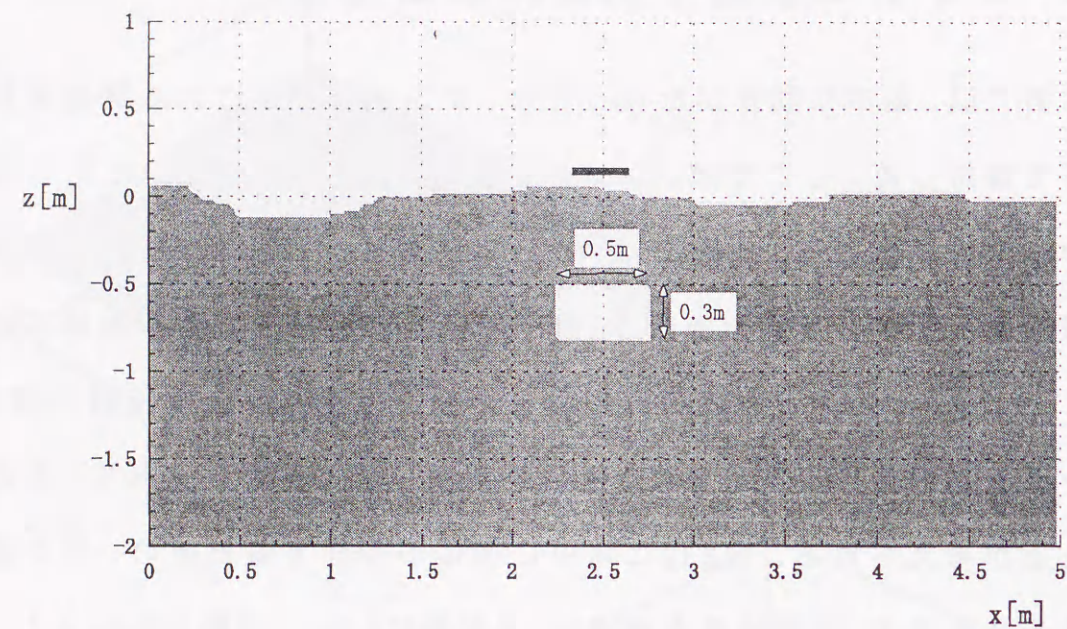
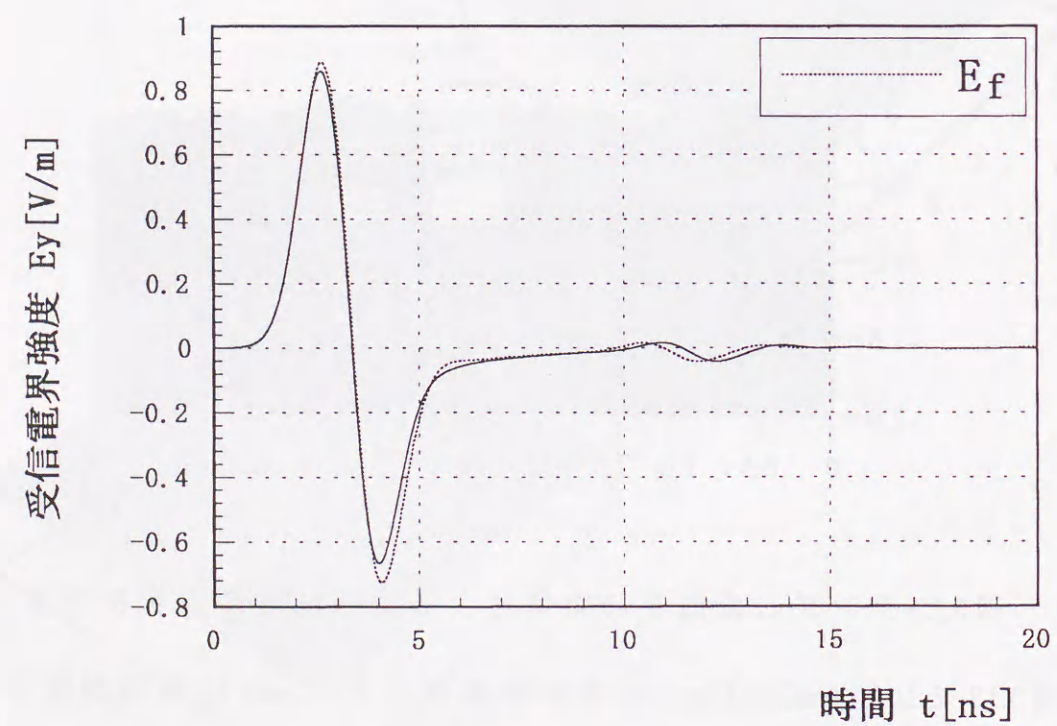


図5.12 ランダム表面下の物体による電磁波散乱の解析モデル

図5.13~5.16にCase1~Case3の解析結果を示す。Case1は表面が緩やかに変化している場合、Case2は表面が少し粗い場合、Case3は表面が非常に粗い場合をそれぞれ示している。Case1とCase2では、不要散乱波は観測されていないが、Case1では空洞からの散乱波に、地表面の地形の凹凸による位

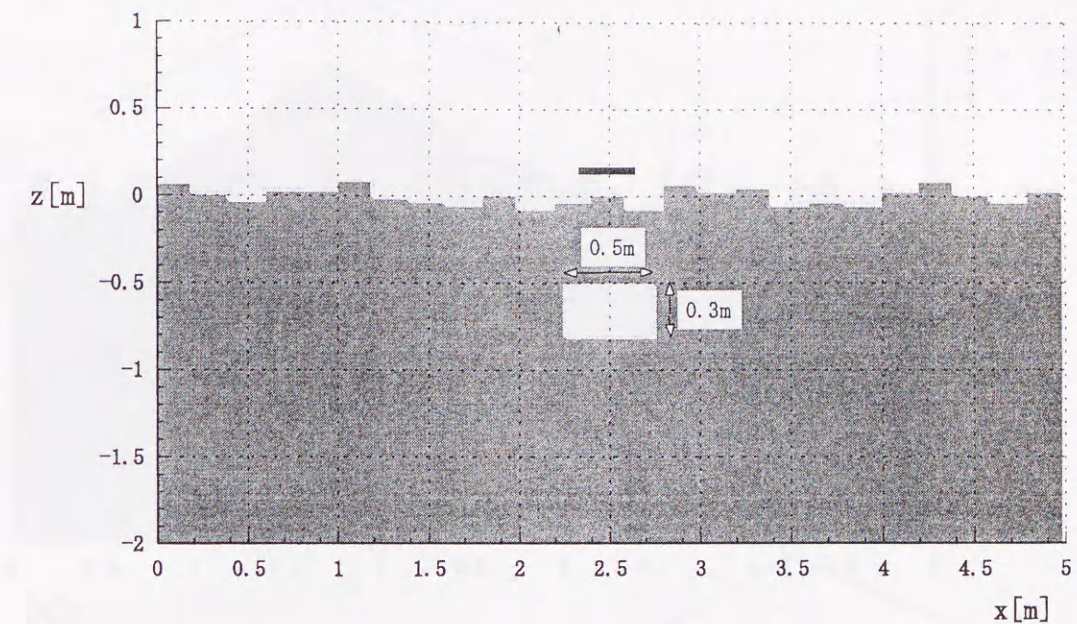


(a) 誘電率の分布

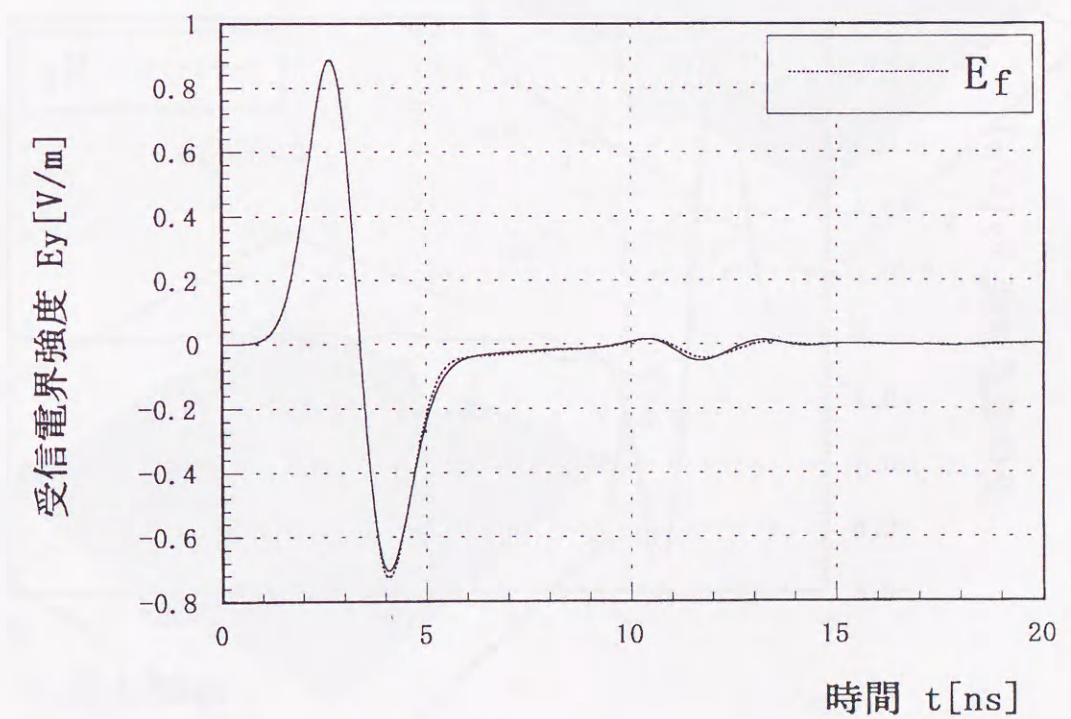


(b) 地中レーダの時間応答

図5.13 電磁波散乱の解析結果 (Case1)

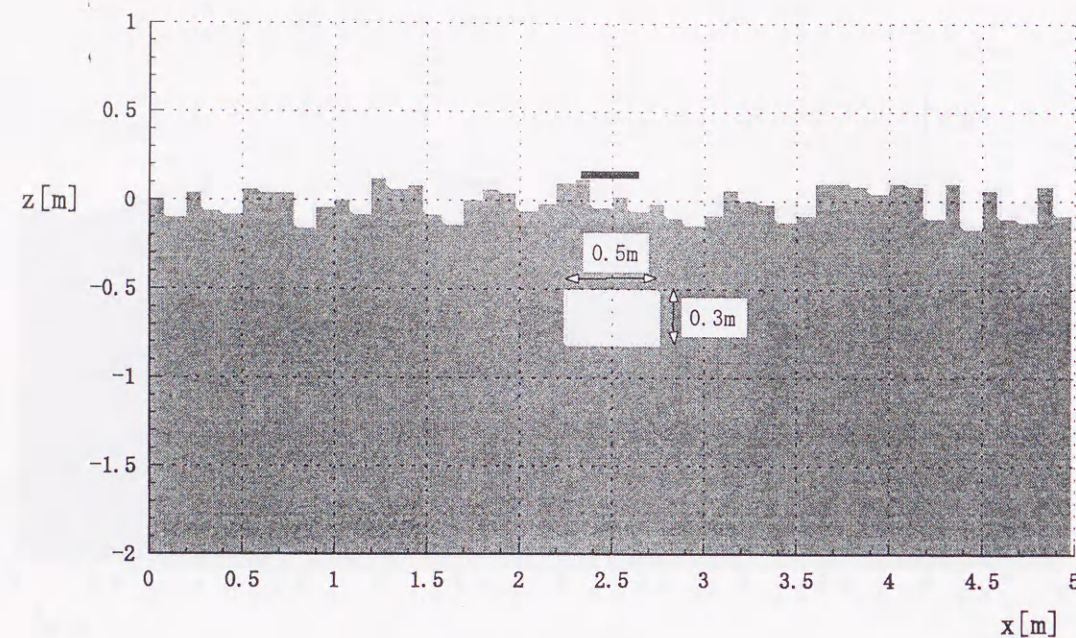


(a) 誘電率の分布

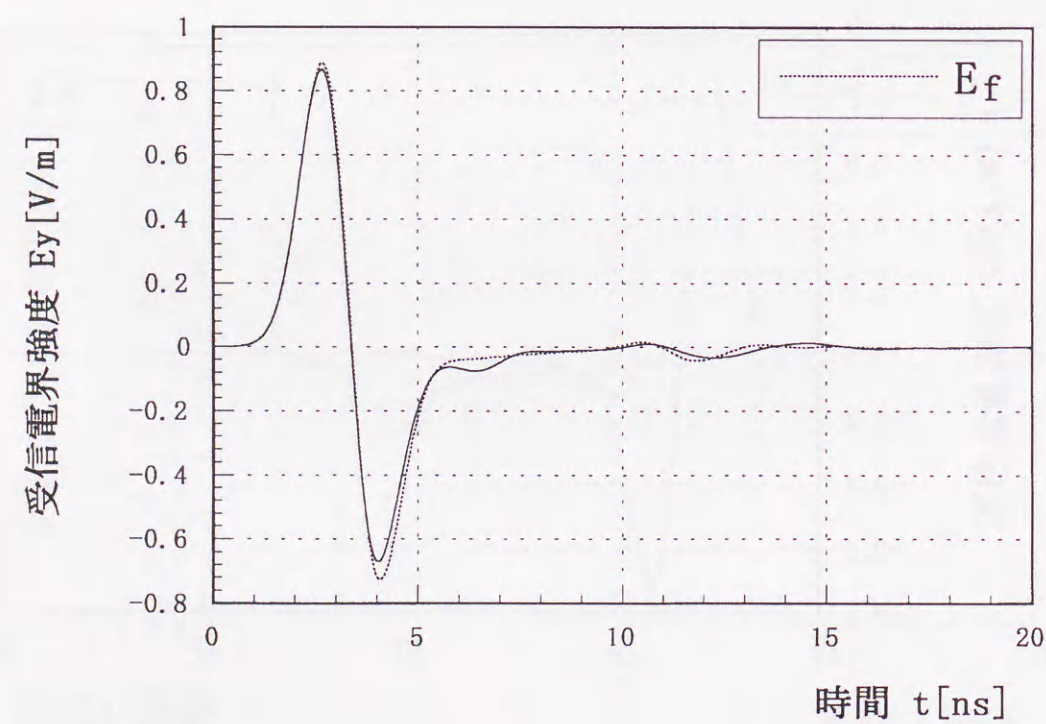


(b) 地中レーダの時間応答

図5.14 電磁波散乱の解析結果 (Case2)

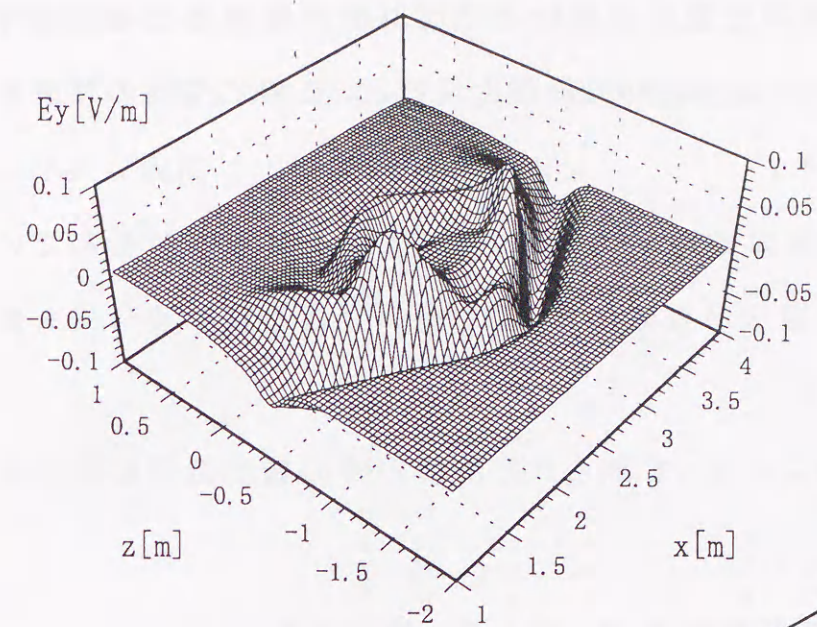


(a) 誘電率の分布

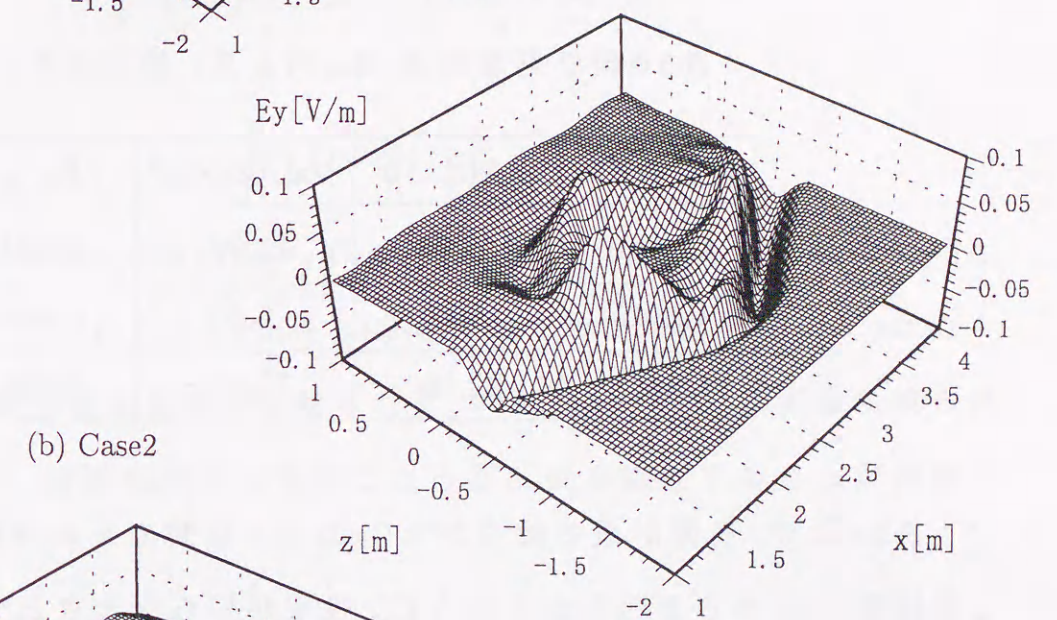


(b) 地中レーダの時間応答

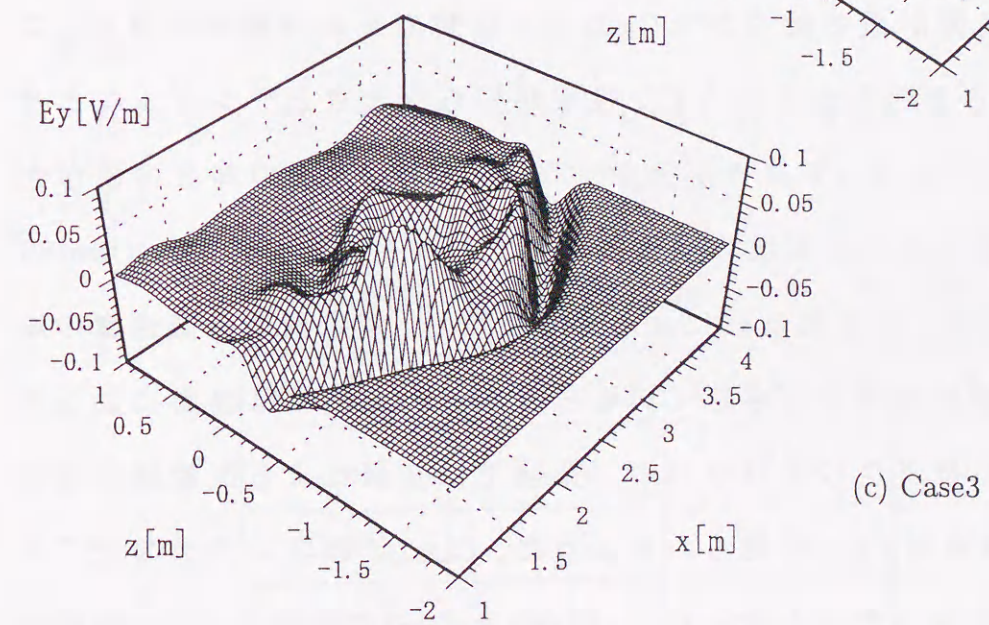
図5.15 電磁波散乱の解析結果 (Case3)



(a) Case1



(b) Case2



(c) Case3

図5.16 電界強度 $E_y(x, z), t = 13ns$

相差が生じている。空洞の位置は空洞による反射波が観測される遅延時間で決められるので、このように位相差が生じると、正確に空洞の位置を決めることが困難になる。

Case3では、ランダム表面の影響により、空洞による散乱波が歪んでいる。このように、表面の形状が複雑になると、物体による反射波形にも影響を与えることがわかる。

表5.4にシミュレーションによって得られた時間応答の統計処理結果を示す。

表5.4 統計処理結果 (2nsパルス, 物体あり)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	107.14	42.59	0.995
Case2	0.49	5.60	0.999
Case3	82.16	31.27	0.996

表5.4より、表面が最も緩やかなCase1で、時間応答の分散が大きい。これは図5.2(a)からも明らかなように、表面が平らなときとランダムなときでは、表面の凹凸によって高さが異なってくるため、表面の高さの差が大きいほど目標物による反射波の受信時間にずれが生じる。従って、Case1の分散が大きいのは、不要散乱波による影響よりも、電磁波の伝搬速度の違いによる位相差が大きく寄与していると言える。Case2では表面による不要散乱波はそれほど生じていないが、Case3では空洞による反射波の歪みが大きい。これは図5.4(a)に見られるように、Case3ではアンテナの近くで表面の凹凸が大きいためと見られる。Case2とCase3の比較により、表面の高さの標準偏差 σ_h が小さければ、表面の粗さは時間応答にそれほど大き

な影響を与えないものと思われる。

次に、図5.17に示すような、パルス幅の短い信号を送信したときの、ランダム表面による散乱特性を示す

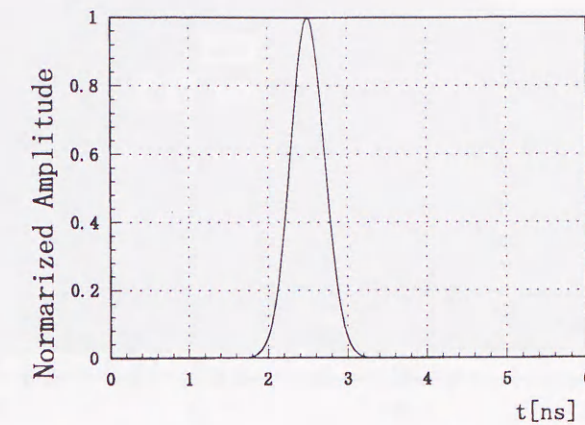


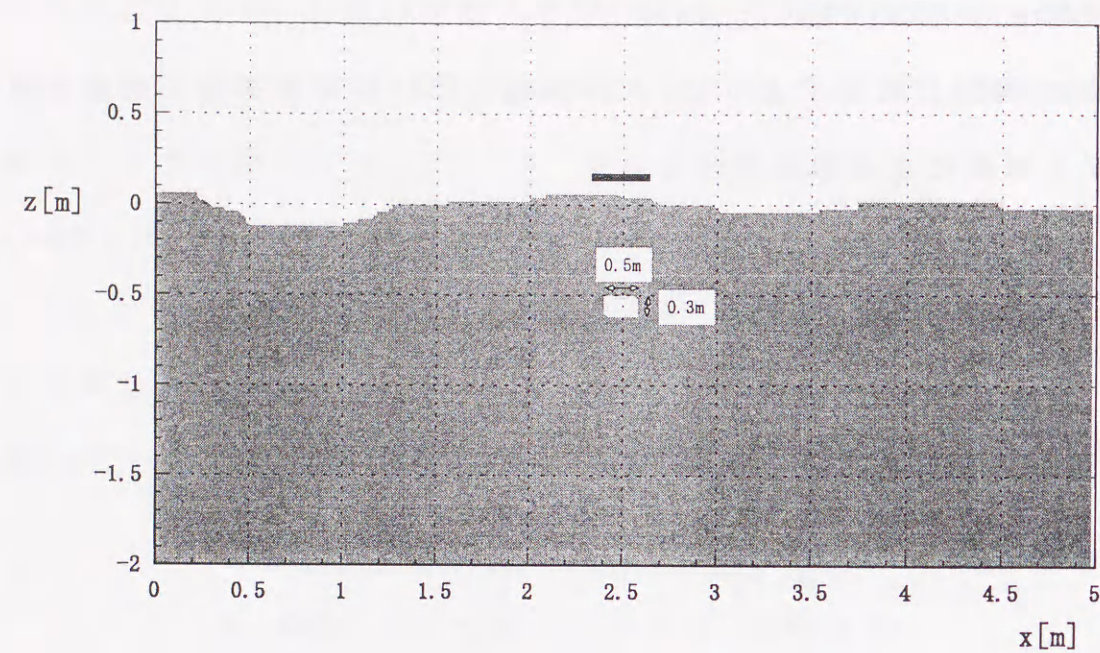
図5.17 入射パルス

解析結果を図5.18~5.20に示す。Case1では、図5.18に見られるように位相差が大きいことがわかる。Case2とCase3では、パルス幅が短くなったことにより、多くの不要散乱波が観測される。特にCase3では、不要散乱波の強度が強いため、時間応答から物体による散乱波を識別することが困難である。

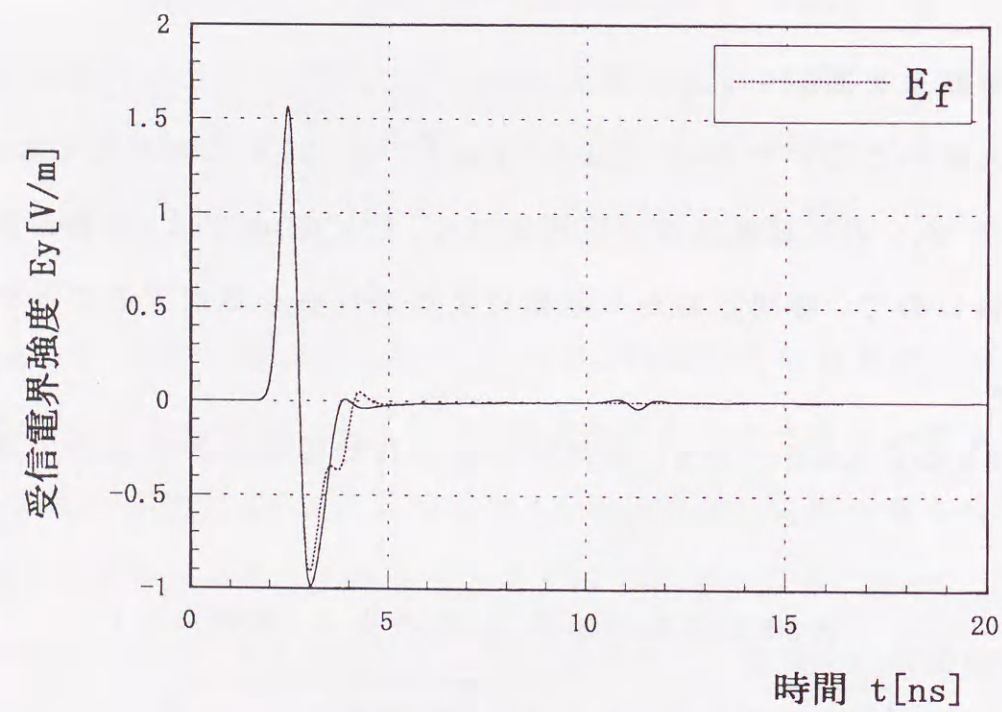
表5.5にシミュレーション結果から得られた時間応答の統計処理結果を示す。

表5.5 統計処理結果 (0.5nsパルス, 物体なし)

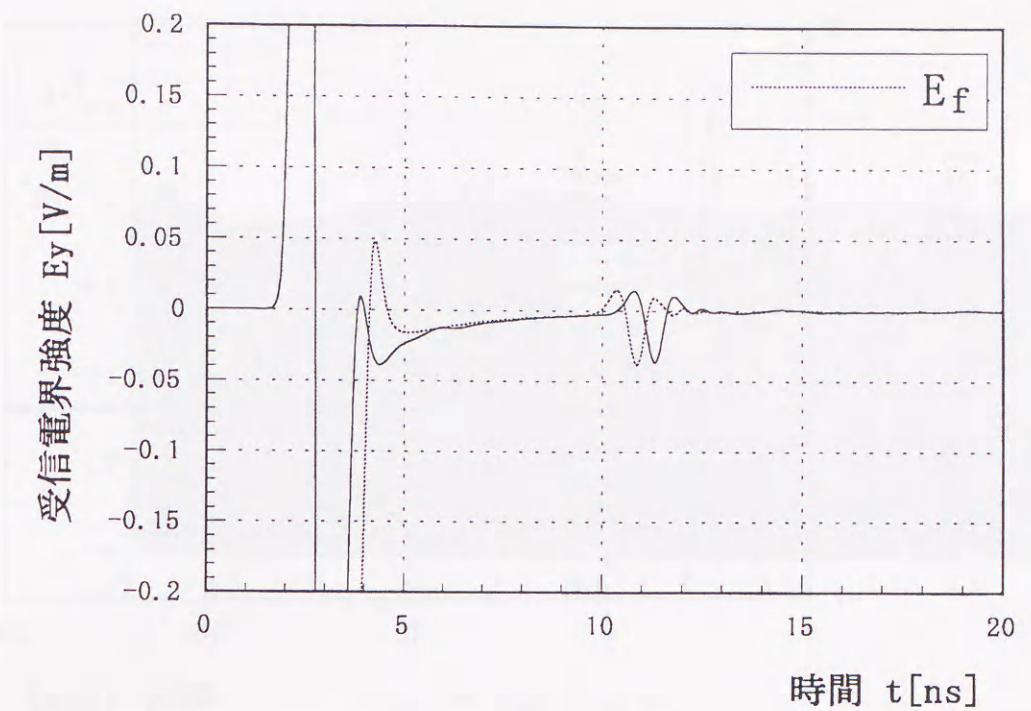
媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^5$	$Va[\Delta E] \times 10^5$	R_{E_r, E_h}
Case1	31.00	207.89	0.922
Case2	-0.57	50.03	0.978
Case3	39.70	148.35	0.939



(a) 誘電率の分布

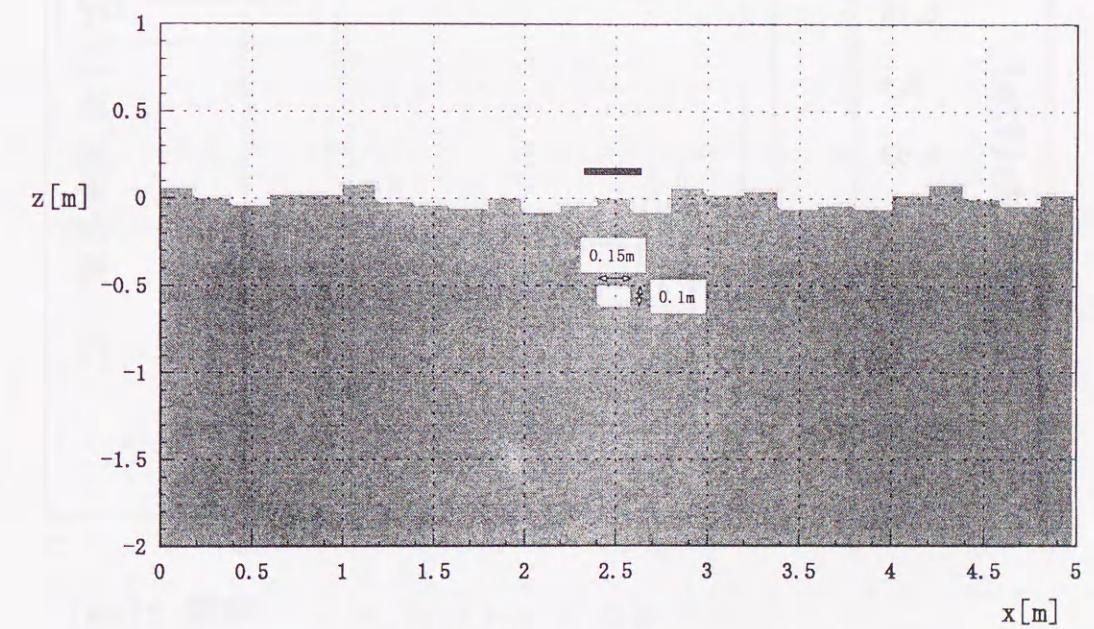


(b) 地中レーダの時間応答

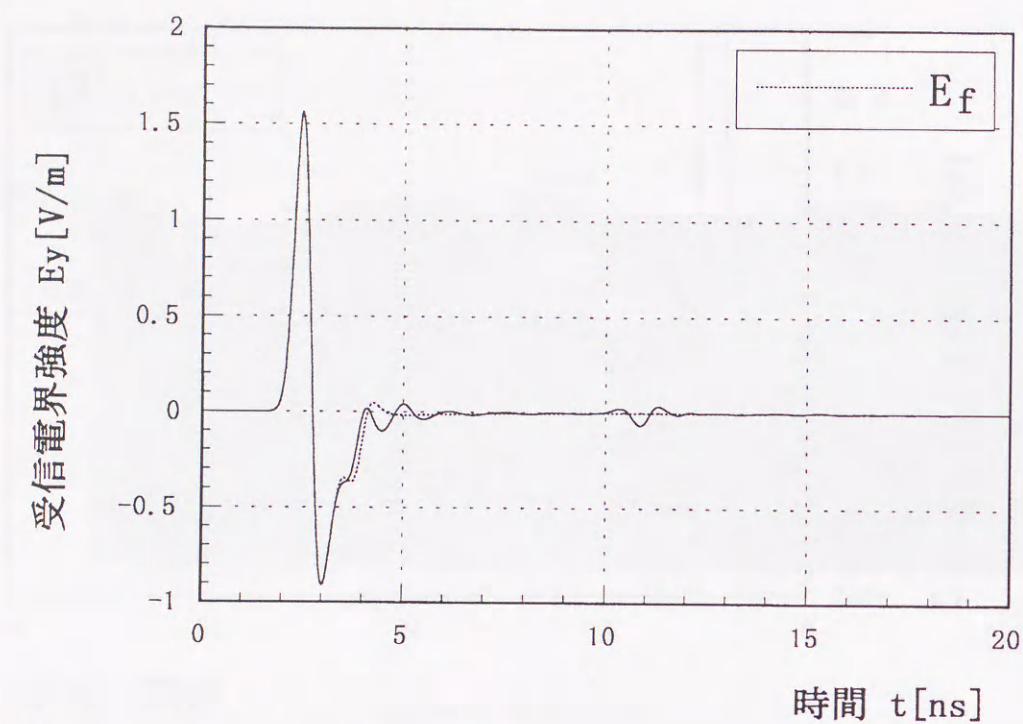


(c) (b) の拡大図

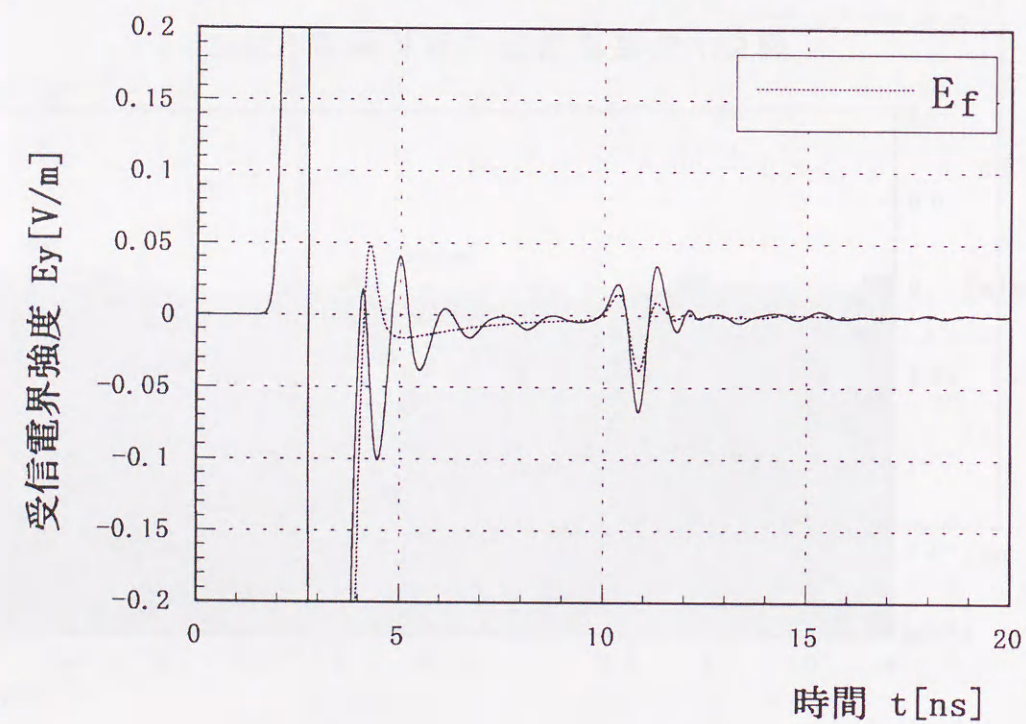
図 5.17 電磁波散乱の解析結果 (Case1)



(a) 誘電率の分布

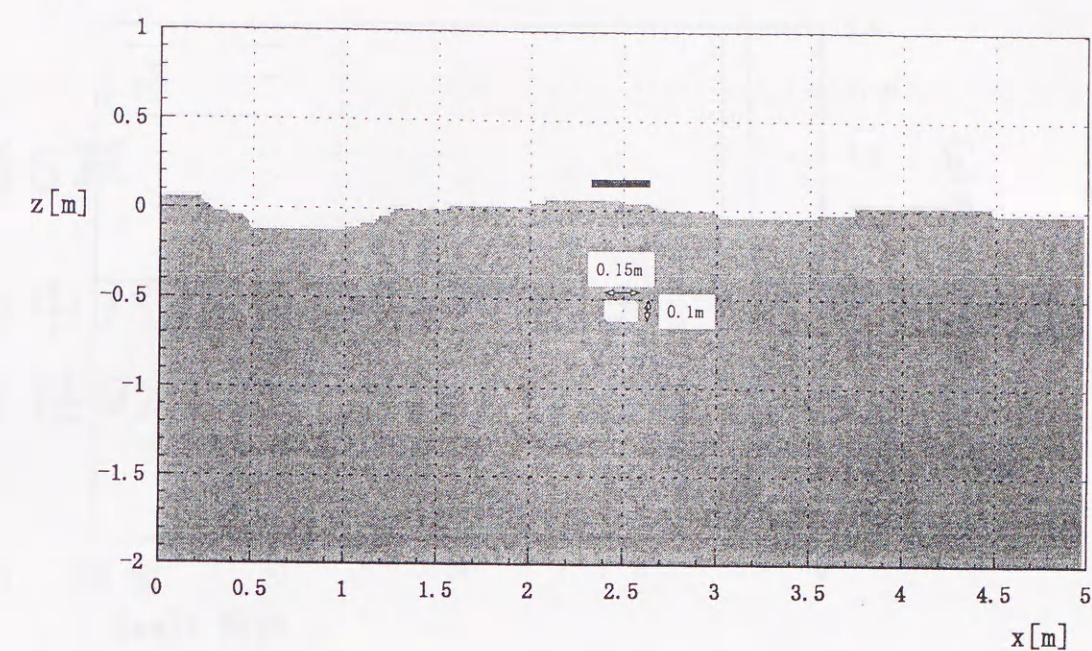


(b) 地中レーダの時間応答

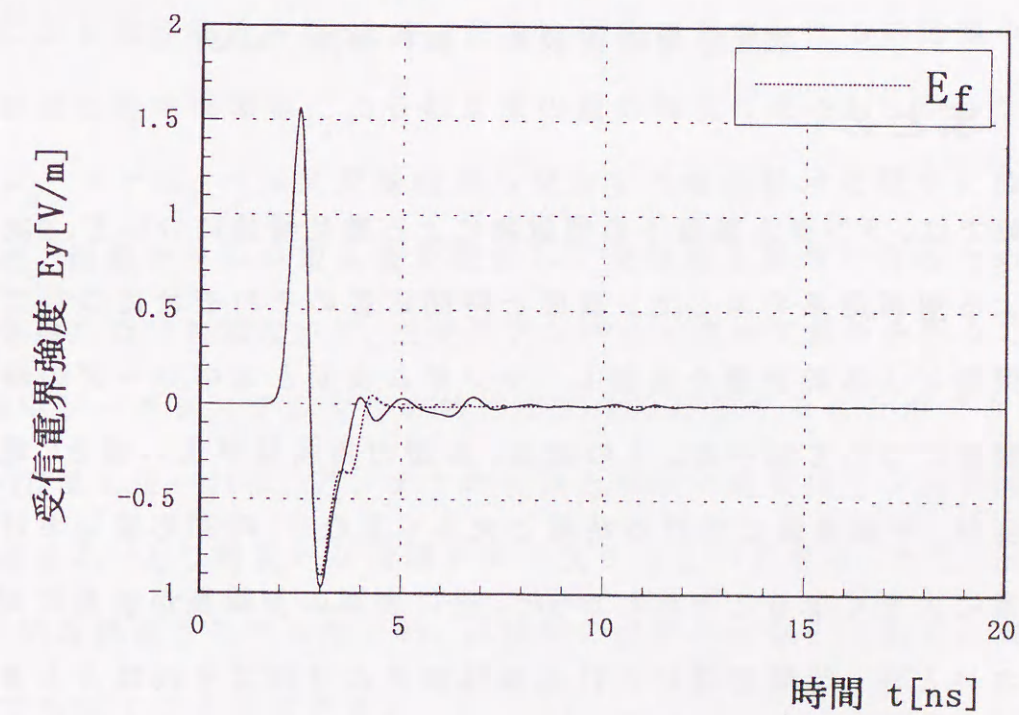


(c) (b) の拡大図

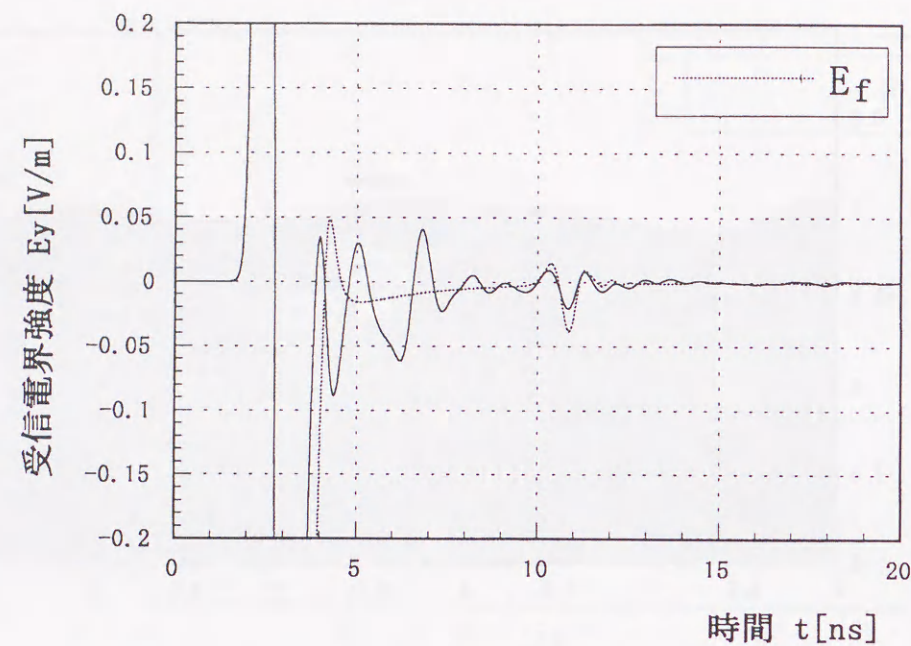
図5.18 電磁波散乱の解析結果 (Case2)



(a) 誘電率の分布



(b) 地中レーダの時間応答



(c) (b) の拡大図

図5.19 電磁波散乱の解析結果 (Case3)

5.4 まとめ

本章では、ランダム表面下の埋設物による散乱特性について、2次元FDTD法による解析結果を示した。表面と時間応答のそれぞれについて分散や相関関数による統計量を定義し、ランダム表面と地中レーダの時間応答との関連について調べた。その結果、表面の相関長が長い場合、電波の伝搬速度が、平面表面における結果と大きく異なり、時間応答における分散が非常に大きくなることがわかった。逆に表面の相関長が波長に対して十分小さいとき、時間応答における振幅誤差の分散はそれほど大きくなりません。解析の結果、ランダム表面と時間応答の分散の間にある程度の相関があると思われる。パルス幅が異なる2つの解析結果の比較により、パルス幅が短いときの方が、ランダム表面の凹凸によって発生する不要散乱波による影響が大きいことがわかる。今後の課題として、より多くの媒質について解析を行い、両者の関連について詳細に検討する必要がある。

第6章

地中パルスレーダにおける電磁波散乱特性の3次元FDTD法による解析

6.1 緒言

第4章と第5章では、2次元FDTD法を用いて、ランダム媒質、ランダム表面による散乱解析を行ったが、そこで観測の対象となるのは地中に対する入射波と地中目標物による散乱波の電界強度である。しかしながら実際のレーダでは、パルス発振器から発生する電圧信号を空中に放射するためと、目標物からの散乱波を受信して受信電圧信号を得るためにアンテナを用いなければならない、送受信アンテナも含めて解析を行うことにより、地中レーダシステム全体の特性を完全に評価することができる。3次元FDTD法を用いれば、アンテナの特性と同時に送受信アンテナ間の結合も考慮され、より現実的な問題を取り扱うことができる。また、散乱体の3次元的な構造もモデル化され、目標物の識別に有効とされる偏波特性についても示すことができる。

6.2 FDTD法によるアンテナ解析

本論文に用いられる地中探査の3次元シミュレーションモデルを図6.1に示す。解析領域の大きさは、 $L_x=L_y=1.28\text{m}$, $L_z=1.5\text{m}$, $L_g=1.28\text{m}$, $L_a=0.22\text{m}$ とす

る。地中レーダの送受信アンテナとしては、広帯域アンテナとして一般的に地中レーダで用いられるbow-tieアンテナを使用し、アンテナの特性も、FDTD法によってシミュレーションされる。送受信アンテナは4cmの間隔において、地上2cmの高さに配置している。図6.2にbow-tieアンテナの構成を示す。

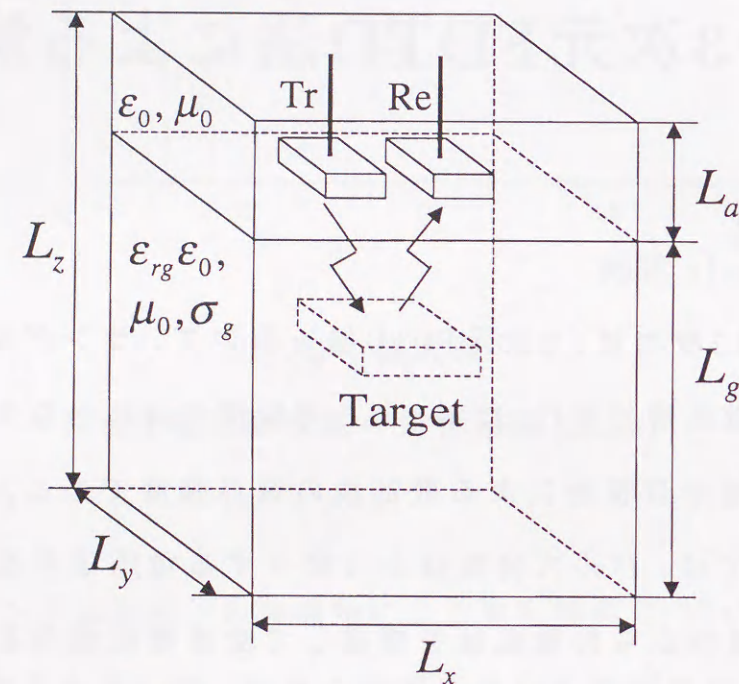


図6.1 3次元シミュレーションモデル

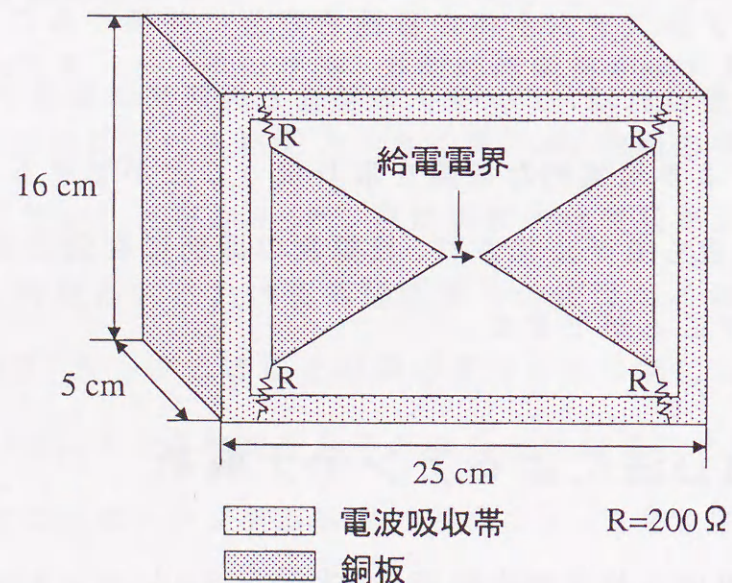


図6.2 bow-tieアンテナの構成

送信アンテナの給電電圧は、式(1)で与えられるガウシアンパルスとする。

$$v_t(t) = A \exp \left\{ - \left(\frac{t - t_0}{t_w} \right)^2 \right\} \quad (6.1)$$

ここで、 $A=1.0$ 、 $t_0=1 \times 10^{-9}$ s、 $t_w=0.3 \times 10^{-9}$ sとする。図6.3(a)に式(1)の給電電圧を、同図(b)に正規化された電力スペクトルを示す。このスペクトルから、給電パルスの帯域幅は-3dB幅として約600MHzであることが示される。地中の電気特性は、地中における電磁波の伝搬特性を決定する重要なパラメータである。本来地中は、電気特性が周波数に依存する分散性媒質であるため、厳密には分散性媒質として扱う必要があるが、送信パルスの平均周波数における地中の比誘電率や導電率を用いた非分散性媒質として解析を行っても、解析結果にはそれ程大きな差が見られないことが報告されている。従ってここでは、非常に乾燥した土(含水率5%)の600MHzにおける値として、土の比誘電率 $\epsilon_{rg}=4.0$ 、 $\sigma_g=0.007$ S/mを用いることとする。

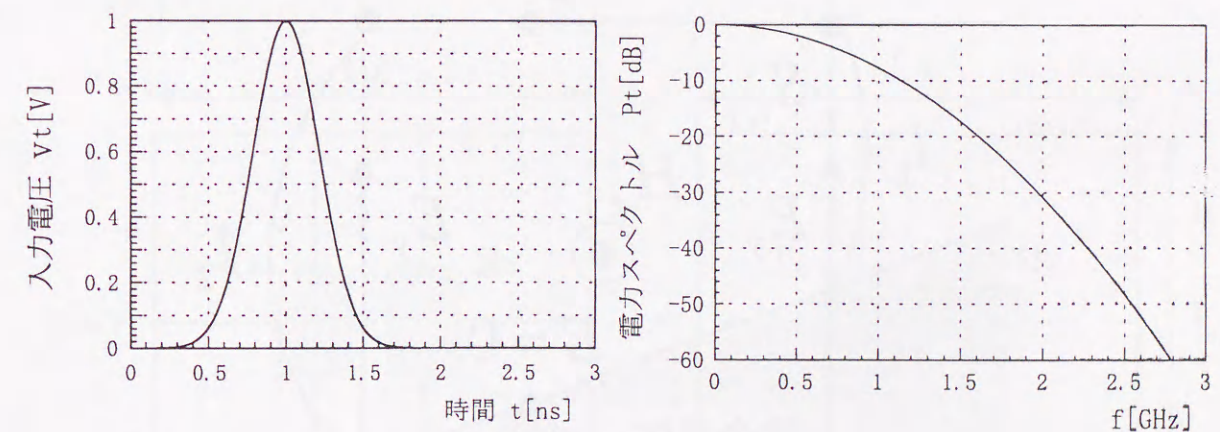


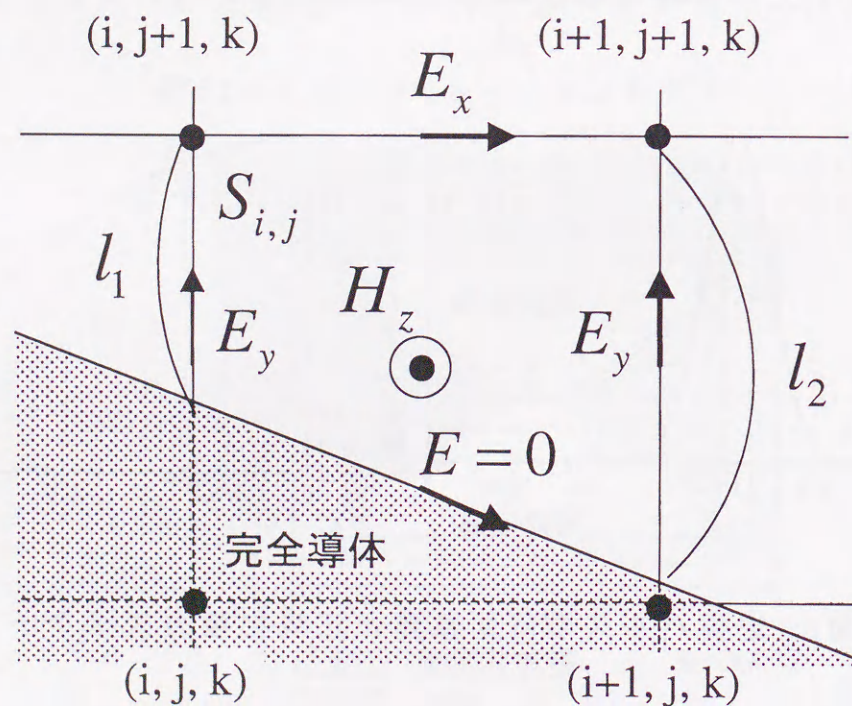
図6.3 送信パルスの時間波形と正規化電力スペクトル

bow-tieアンテナの解析も含めた地中レーダの3次元FDTD法によるシミュレーションについて示す。FDTD法は電磁波の波動現象を表しているMaxwell

の回転方程式を、差分方程式に置き換えて、電磁界の各成分($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$)を各時間ステップごとに全解析領域内で計算する。計算式は、第3章に示される式(3.39)~(3.46)と同様である。セルサイズとして $\Delta s = 0.01\text{m}$ 、タイムステップとして $\Delta t = 0.015\text{nsec}$ を用いる。

次に、bow-tieアンテナのモデル化について述べる。アンテナの導体部を階段近似でモデル化すると、アンテナの形状との不一致により誤差が大きくなるため、このような場合にサブセル法による定式化が有効である。アンテナの導体部を完全導体とすれば、導体のすぐ外側の磁界 H_z は、図6.4から次式のように計算される。

$$H_z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-1/2}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\mu(i+1/2, j+1/2, k)S_{i,j}} \cdot \{E_y^n(i, j+1/2, k)l_1 - E_x^n(i+1/2, j+1, k)\Delta s - E_y^n(i+1, j+1/2, k)l_2\} \quad (6.2)$$

図6.4 アンテナ近傍における磁界 H_z の計算

アンテナの給電点における電界は、給電点の座標を (x_t, y_t, z_t) とすると、デルタギャップ給電により

$$E_y^n(i_t, j_t+1/2, k_t) = -\frac{V_t(t)}{\Delta s} \quad (6.3)$$

によって与える。ただし、 $x_t = i_t \Delta s$ 、 $y_t = (j_t + 1/2) \Delta s$ 、 $z_t = (k_t \Delta s) - L_g$ 、 $t = n \Delta t$ である。図6.1の座標系において、x方向はアンテナの走査方向に対応し、x方向の偏波をH偏波、それに垂直な偏波をV偏波と定義する。送信アンテナをV偏波に固定したとき、受信アンテナを直角に回転させることにより、偏波の組み合わせは、図6.5に示すようなVV偏波とVH偏波となる。受信アンテナで受信電圧を求めるための電界は、送信アンテナにおいて送信電圧から求める電界の位置と等しく、このとき受信アンテナの給電点は開放としている。受信アンテナによって受信される時間応答は、VV偏波において $E_y(t)$ 、VH偏波において $E_x(t)$ である。ここで Δl はアンテナ給電点間の距離で、ここでは $\Delta l = \Delta s$ としている。

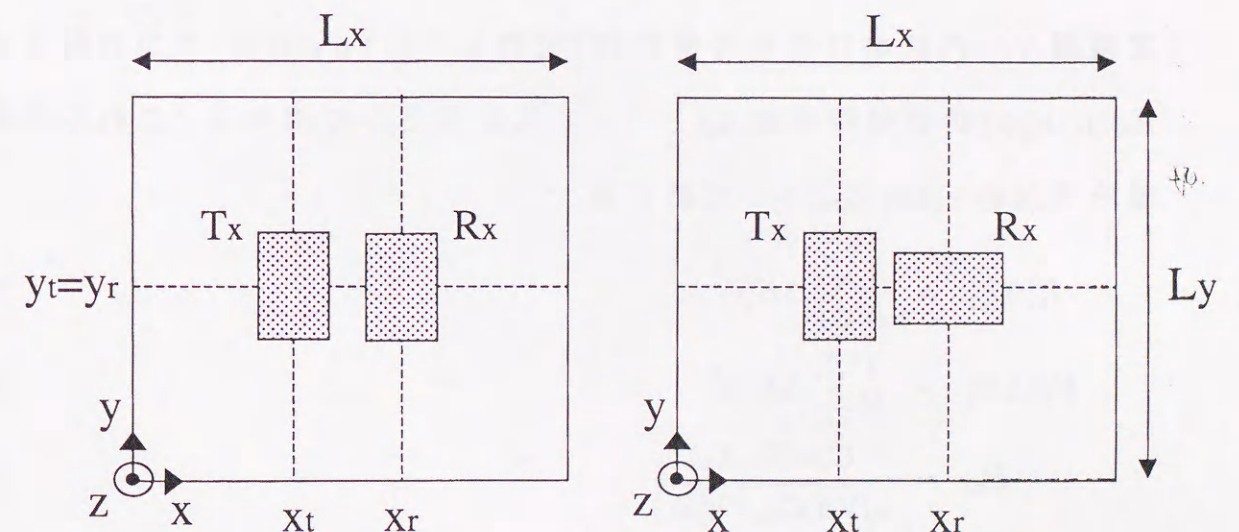


図6.5 送受信アンテナの配置(VV偏波とVH偏波)

6.3 ランダム媒質中埋設物による散乱解析

6.3.1 電磁波散乱の統計解析

ランダム媒質中のターゲット検出に地中レーダを用いた場合、ランダム媒質によって生じる不要散乱波や波形歪みのため、正確なターゲット信号の受信が期待できない。従って、ランダム媒質と時間応答のそれぞれについて統計量を定義することにより、ランダム媒質の特性と時間応答におけるターゲット信号のゆらぎや歪み等を統計的に関連づけると共に、ターゲット信号の検出率、検出精度等を定量的に議論することができる。ランダム媒質については、不要散乱体の存在による誘電率の不均質性が不要散乱波の原因となるので、不要散乱体を含んでいる地中の比誘電率 $\epsilon_r(r)$ と土の比誘電率との差を $\Delta\epsilon_r(r) = \epsilon_r(r) - \epsilon_{rg}$ として、その媒質全体における平均値と分散を、媒質の相関長と共に統計量として用いる。次に時間応答に対しては、不要散乱波が存在しない一様媒質におけるシミュレーションで得られる時間応答 E_h を基準としたときの、ランダム媒質における時間応答 E_r に現れる振幅誤差として、 $\Delta E(i) = E_r(i) - E_h(i)$ を定義し、ある一定時間 $N\Delta t$ 内におけるその平均値 $E[\Delta E]$ と分散 $Va[\Delta E]$ を、2つの時間応答 $E_r(i)$ 、 $E_h(i)$ 間の相関係数 R_E と共に、統計量として用いる。これらの統計量を式(6.6)~(6.8)によって定義する。

$$E[\Delta E] = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \Delta E(i) \quad (6.4)$$

$$Va[\Delta E] = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \Delta E(i)^2 \quad (6.5)$$

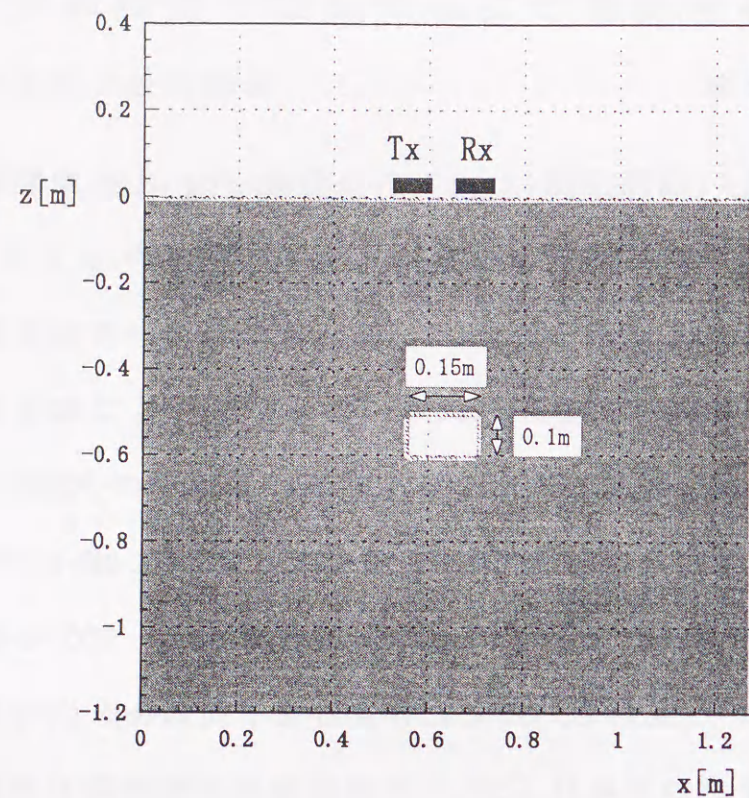
$$R_E = \frac{Cov(E_r, E_h)}{\sqrt{Va[E_r], Va[E_h]}} \quad (6.6)$$

ただし、 $Cov[\cdot, \cdot]$ は共分散、 $Va[E_r]$ 、 $Va[E_h]$ はそれぞれ E_r 、 E_h の分散である。送受信信号がVV偏波のときは $E = E_y$ 、VH偏波のときは $E = E_x$ によって

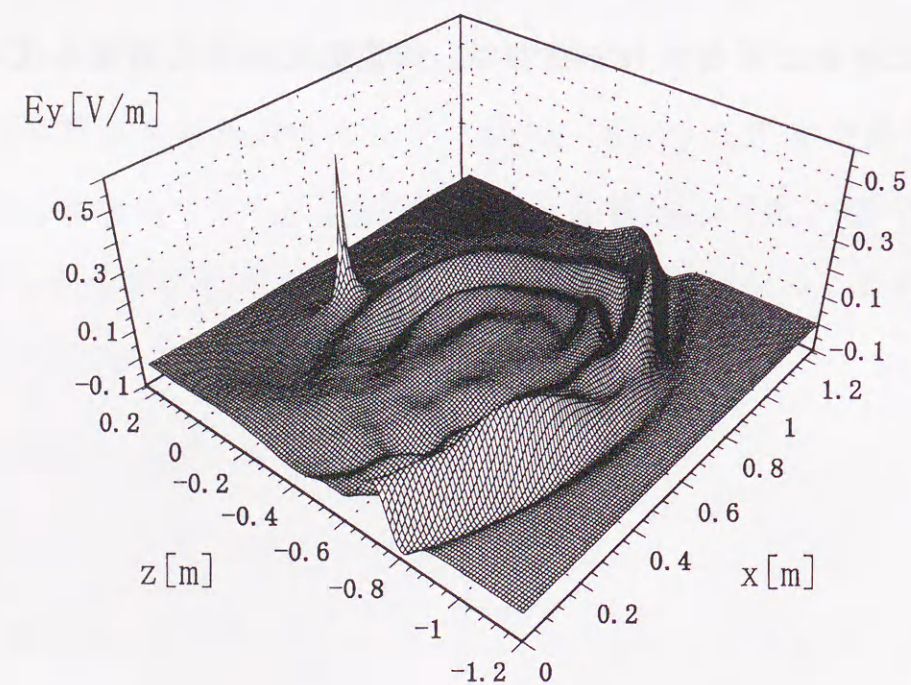
表す。

6.3.2 解析結果

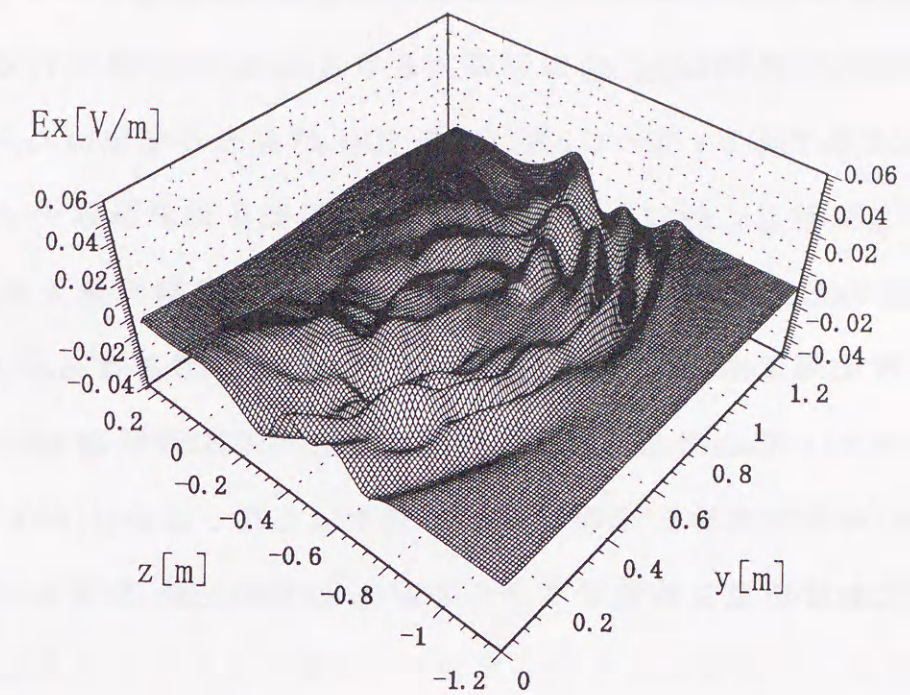
空洞の中心の位置座標 $(X_T, Y_T, Z_T) = (0.64, 0.64, -0.55)$ の深さ0.5mに位置する空洞($A \times B \times C = 0.15\text{m} \times 0.15\text{m} \times 0.1\text{m}$)をターゲットとしてFDTD法によるシミュレーションを行った。まず、統計量の基準とする時間応答を得るために、一様媒質におけるシミュレーションを行った。このときの解析結果を図6.6に示す。図6.6(b)は解析領域内における電界のy方向成分で、同図(c)は電界のx方向成分を示しており、受信アンテナにおいて同図(d)のような時間応答が得られた。図6.6(d)の時間応答より、ターゲットからの散乱波は約8nsの時刻から受信されることがわかる。同図(b)、(c)はその直前の電界の空間分布を示しており、これらの空間分布は時間的な散乱波の受信波形に対応している。時間応答に対する統計量を求めるための時間パラメータとして、本論文では $t_0 = 4\text{ns}$ 、 $t_0 + N\Delta t = 16\text{ns}$ を用いる。ここで、時間応答の t_0 sより先に受信される信号は、確定的であると仮定している。



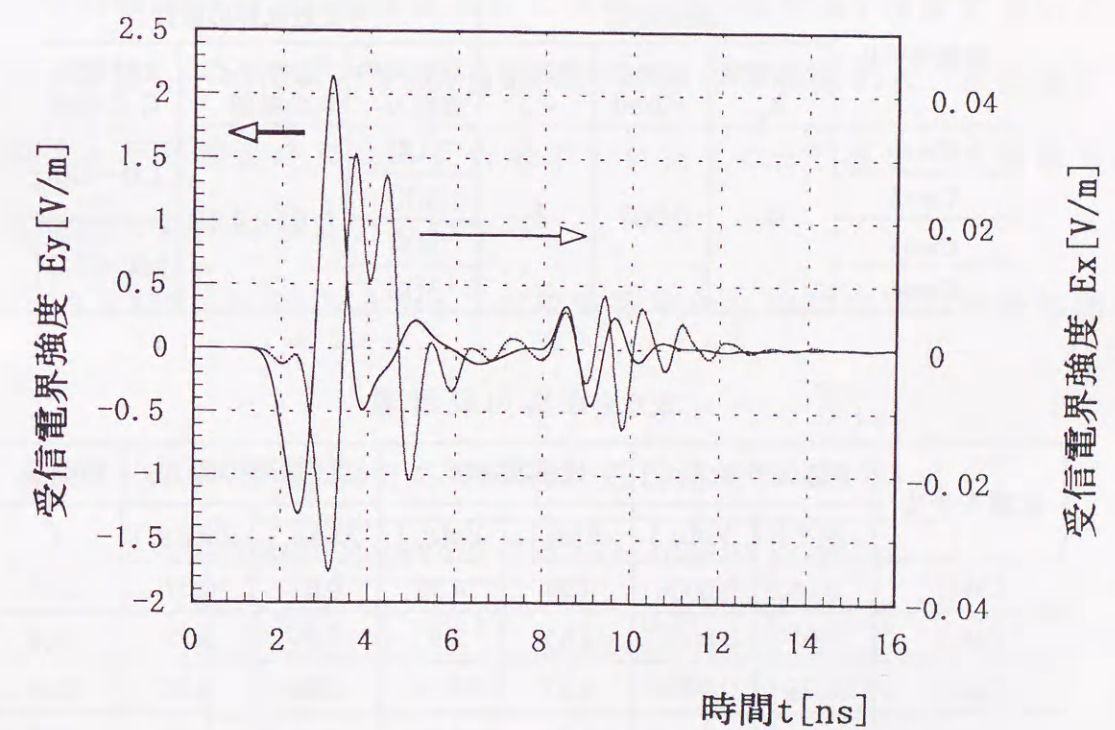
(a) 誘電率分布の横断面図



(b) 電界分布 $E_y(x, 0.64, z)$, $t=7.5\text{ns}$



(c) 電界分布 $E_x(0.64, y, z)$, $t=7.5\text{ns}$



(d) 時間応答

図6.6 受信電圧、電界分布の時間応答(一様媒質)

次に、ランダム媒質における解析結果を示す。媒質中の不要散乱体は、1つの頂点の座標 (x_i, y_i, z_i) と辺の大きさ $a_i=b_i=c_i$ で表現される、比誘電率 ϵ_{ri} の立方体である。従って i 番目の散乱体が占める領域は $(x_i \leq x \leq x_i + a_i, y_i \leq y \leq y_i + b_i, z_i \leq z \leq z_i + c_i)$ となる。不要散乱体のパラメータとして、辺の大きさの最大値 $a_{max}=0.05\text{m}, 0.10\text{m}, 0.15\text{m}$ 、比誘電率の最大値 $\epsilon_{rmax}=8, 16$ および散乱体数 $N=100, 300$ を与えたときの、条件の異なる8つのランダム媒質をCaseA1~CaseC2として、それぞれについての解析結果を示す。また、媒質中の不要散乱体の分布に関する統計として、図6.7(a)~6.10(a)にランダム媒質における散乱体のサイズ、比誘電率の平均値、分散および相関長を示す。

表6.1 計算に用いた媒質条件

媒質モデル	媒質定数			不要散乱体の条件		
	比誘電率 ϵ_{rg}	導電率 $\sigma[\text{S/m}]$	透磁率 μ_{rg}	領域内の 個数 N	1辺のサイズ a_i の範囲	比誘電率 ϵ_{ri} の範囲
Case1	4	0.007	1	100	0.01-0.10	1.0-8.0
Case2				300		
Case3				100		1.0-16.0
Case4				300		

表6.2 媒質の統計量

媒質モデル	1辺のサイズ a_i		比誘電率 ϵ_{ri}		比誘電率の差 $\Delta\epsilon_r$		相関長 ℓ
	$E[a_i]$	$Va[a_i]$	$E[\epsilon_{ri}]$	$Va[\epsilon_{ri}]$	$E[\Delta\epsilon_r]$	$Va[\Delta\epsilon_r]$	
Case1	0.05	0.0006	4.55	4.56	0.01	0.07	0.04
Case2	0.05	0.0007	4.55	3.91	0.05	0.22	0.04
Case3	0.05	0.0006	8.87	19.72	0.06	0.52	0.04
Case4	0.05	0.0007	8.32	19.88	0.16	1.39	0.04

Case1では、ほとんど不要散乱波は見られないが、Case2では不要散乱体の数が増えていることから、不要散乱波による時間応答のゆらぎが強くなっている。Case3では、Case1より不要散乱波は強いがCase2より弱い。Case4になると、不要散乱波の強度は目標物による反射波と同程度に強くなっているため、この時間応答からは目標物による反射波を識別することは不可能である。Case1やCase1では不要散乱波があまり受信されていないが、Case1では強い不要散乱波が受信される。不要散乱体のサイズが大きくなった影響であると考えられる。同様にCase2も不要散乱体のサイズが大きいいため、深いところからの散乱波も比較的強く受信されるようになる。

次に、送信アンテナをV偏波、受信アンテナをH偏波としたときの解析結果を図6.11~6.14に示す。解析結果からわかるように、アンテナから放射されるH偏波成分は、V偏波成分に比べると100分の1程度に弱いことがわかる。図6.11~6.14に示すVH偏波での時間応答を見れば、目標物からの反射波と不要散乱体による反射波は共に弱くなっており、VH偏波を用いた目標物の検出は困難と思われる。

表6.2, 6.3に、シミュレーションの結果得られた時間応答の統計処理結果をまとめる。

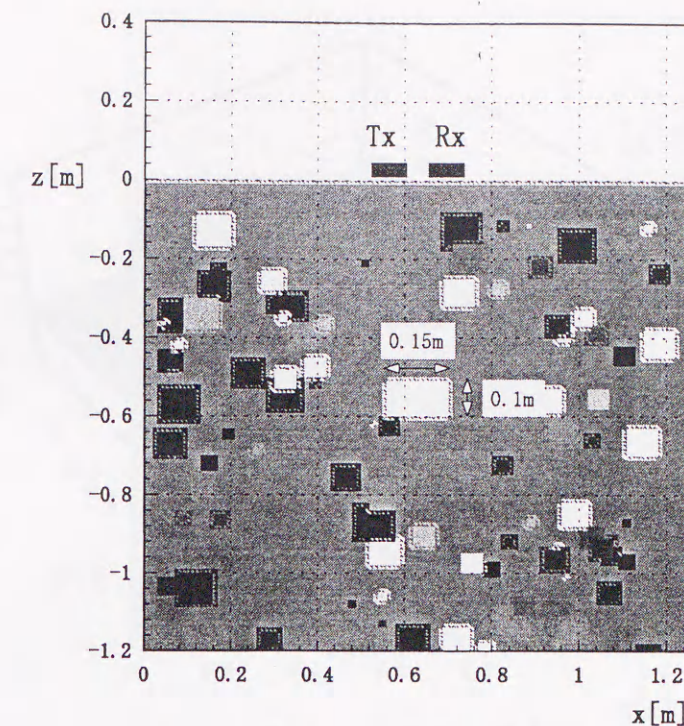
表6.2 時間応答の統計処理結果(VV偏波)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^3$	$Va[\Delta E] \times 10^3$	R_{E_r, E_h}
Case1	-0.15	0.21	0.99
Case2	-4.42	4.29	0.91
Case3	6.73	12.30	0.66
Case4	-2.80	26.11	0.70

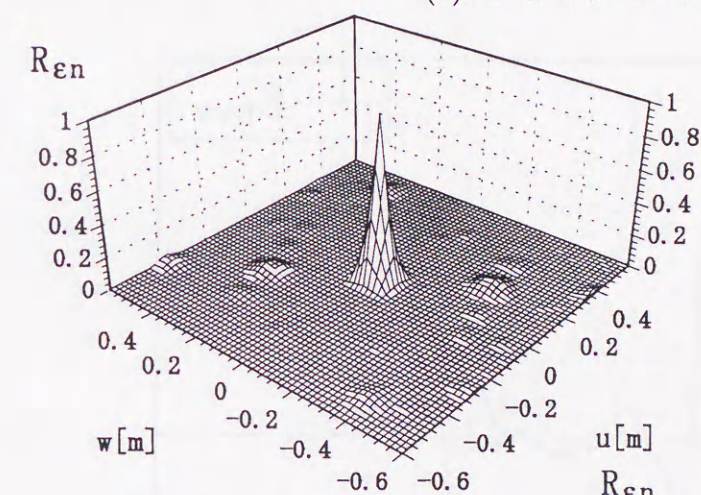
表6.3 時間応答の統計処理結果 (VH偏波)

媒質モデル	$E[\Delta E] \times 10^4$	$Va[\Delta E] \times 10^4$	R_{E_r, E_h}
Case1	-0.21	0.14	0.85
Case2	2.54	1.17	0.62
Case3	5.02	3.66	0.53
Case4	-1.62	3.41	0.29

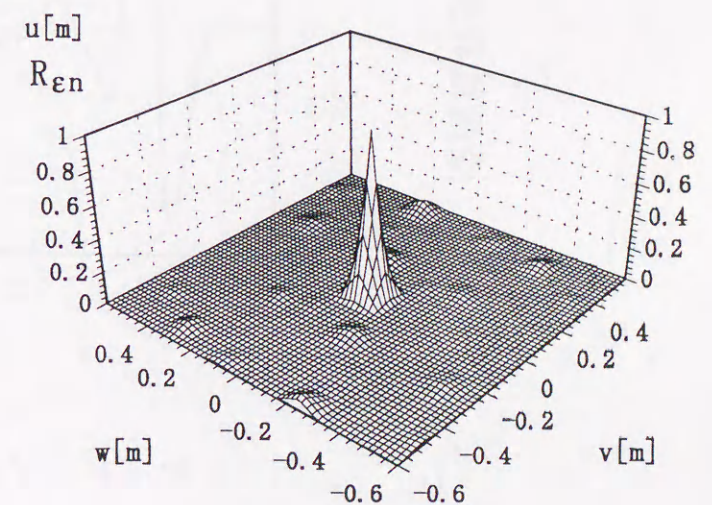
基本的には、不要散乱波の強度は散乱体のサイズや誘電率、散乱体数が大きくなるに従って強くなると考えられるが、それぞれの散乱波の位相がランダムに重なりあった結果、互いに弱めあうことも十分考えられる。統計処理結果を見ると、平均である $E[\Delta V_{VV}]$ は、CaseB2よりもCaseB4の方が値は小さく、必ずしも媒質特性を特徴づけているとは言えない。一方、分散である $Va[\Delta V_{VV}]$ は、Case1、Case2、Case3、Case4というように媒質が複雑になる順序に従って増加傾向にあり、信号間の相関係数である R_{VV} は同様の順序に従って減少している。従って時間応答の分散と相関係数のパラメータは、ある程度媒質の特性を特徴づける量であると考えることができる。



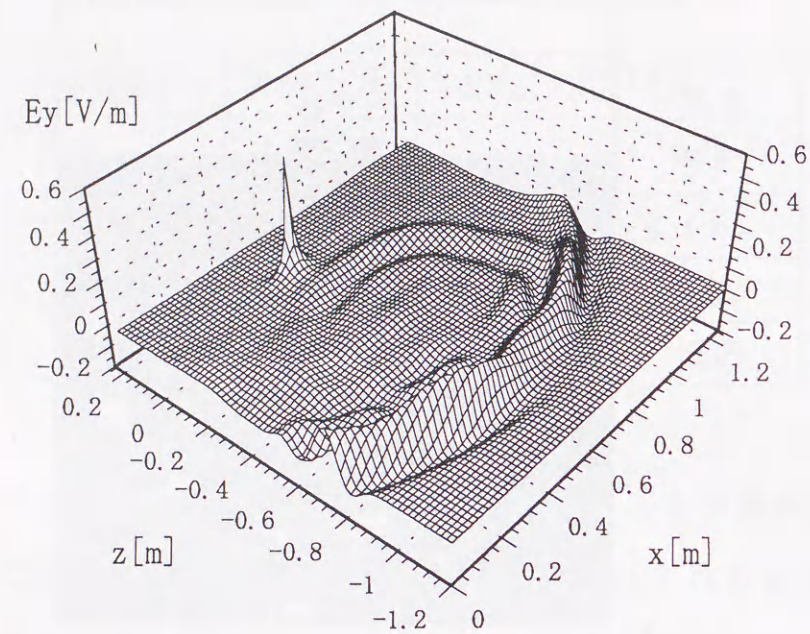
(a) 誘電率分布の横断面図



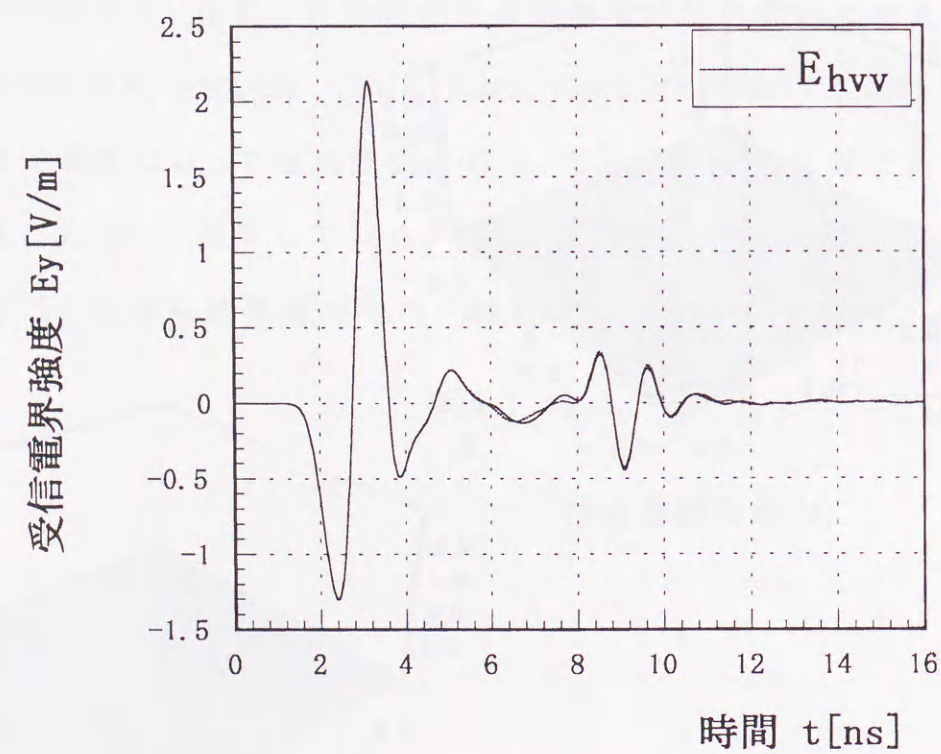
(b) 相関関数 (x-z)



(c) 相関関数 (y-z)

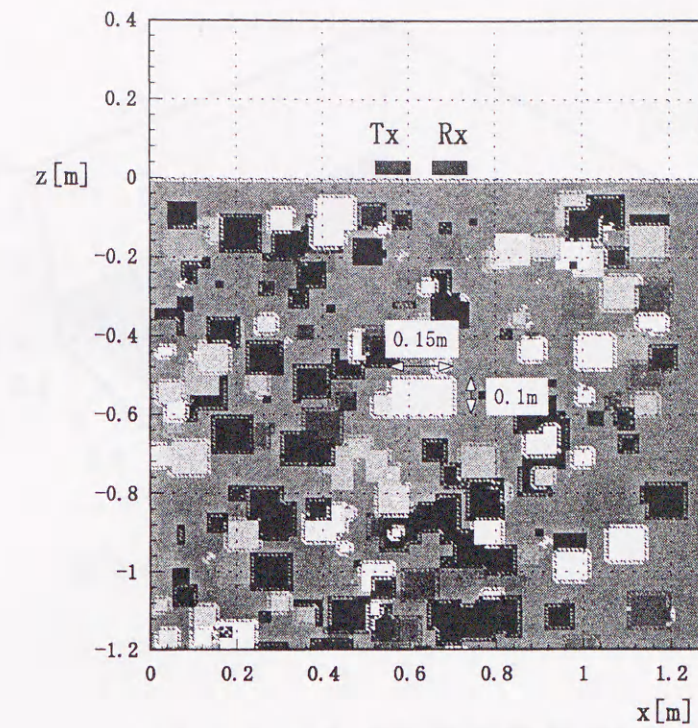


(d) 電界強度 $E_y(x, 0.64, z)$, $t=7.5\text{ns}$

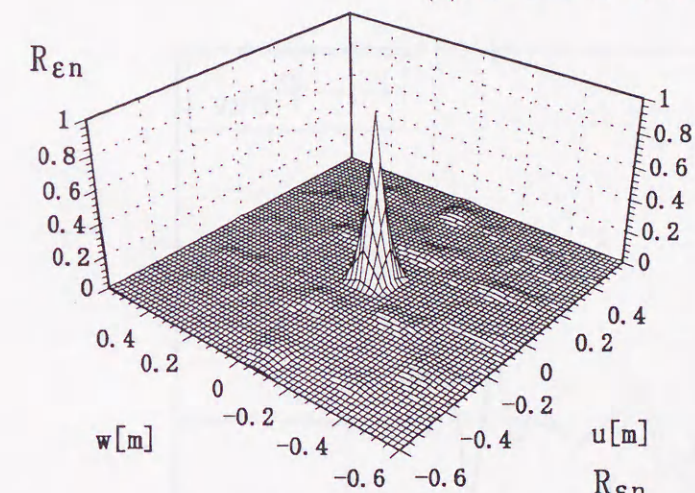


(e) 地中レーダの時間応答

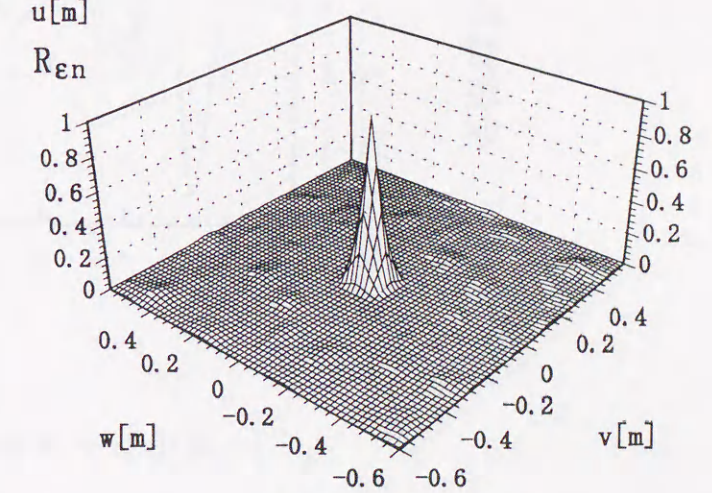
図6.7 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case1, VV 偏波)



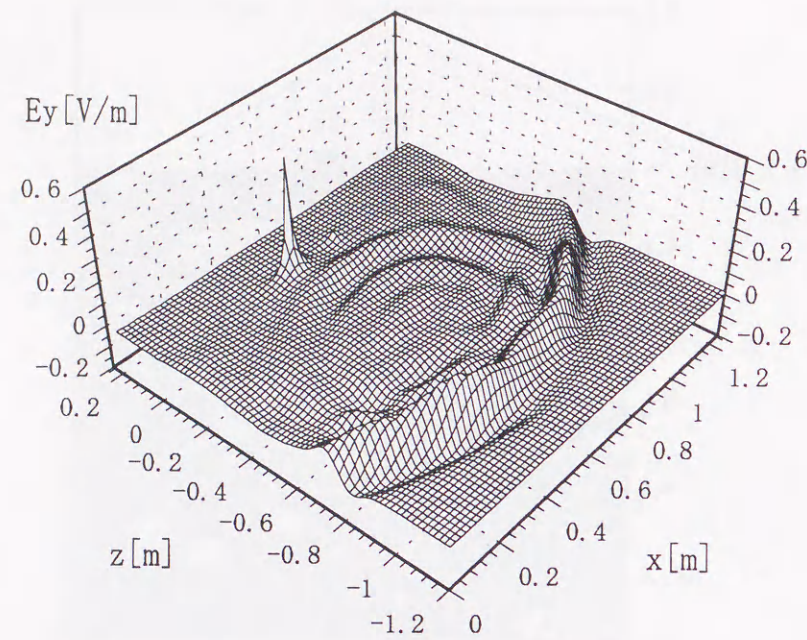
(a) 誘電率分布の横断面図



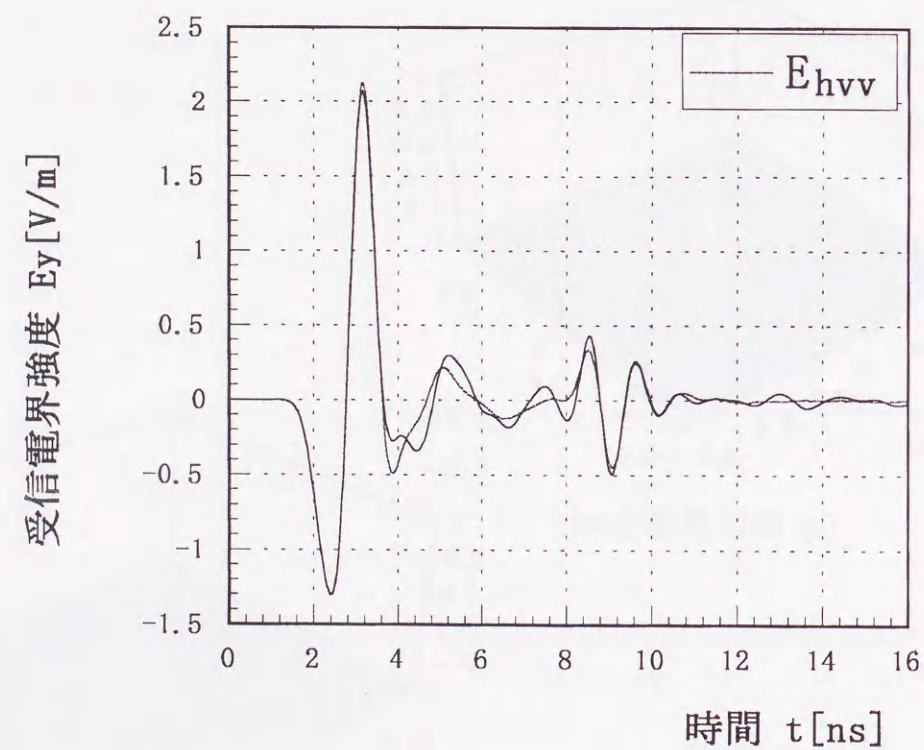
(b) 相関関数 (x-z)



(c) 相関関数 (y-z)

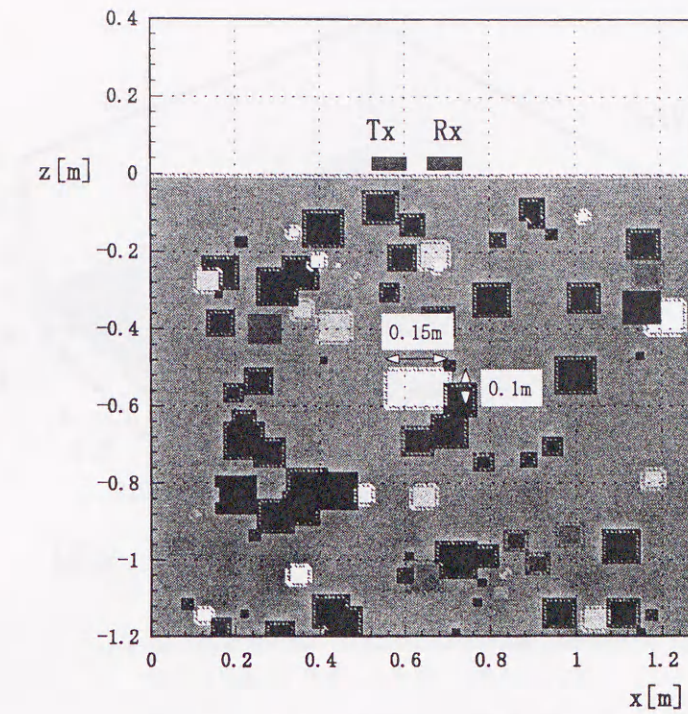


(d) 電界強度 $E_y(x, 0.64, z)$, $t=7.5\text{ns}$

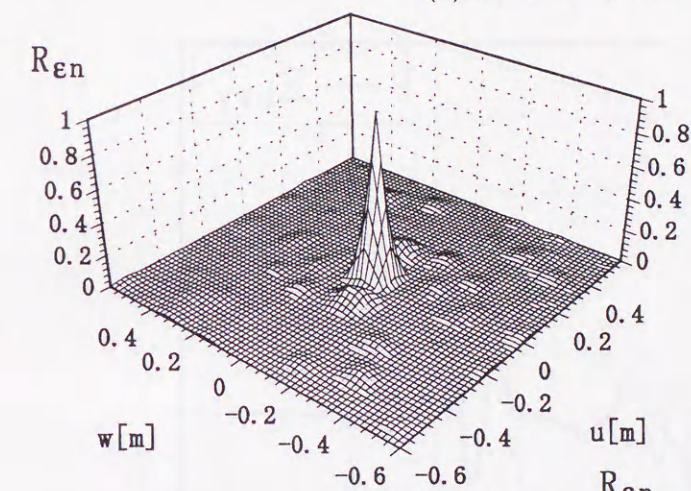


(e) 地中レーダの時間応答

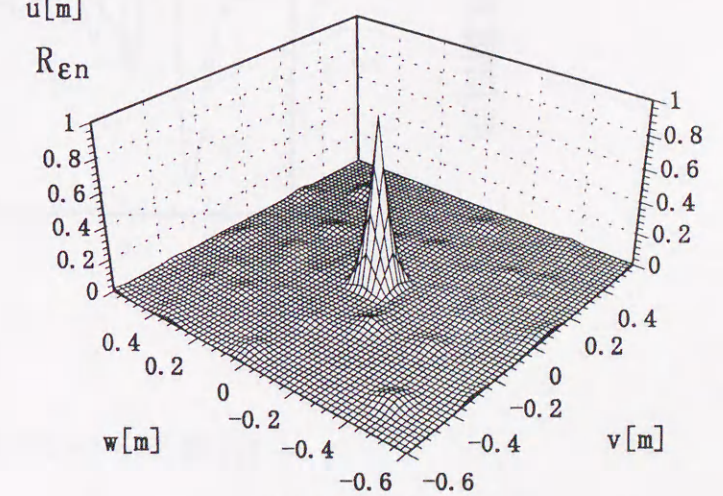
図6.8 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case2, VV 偏波)



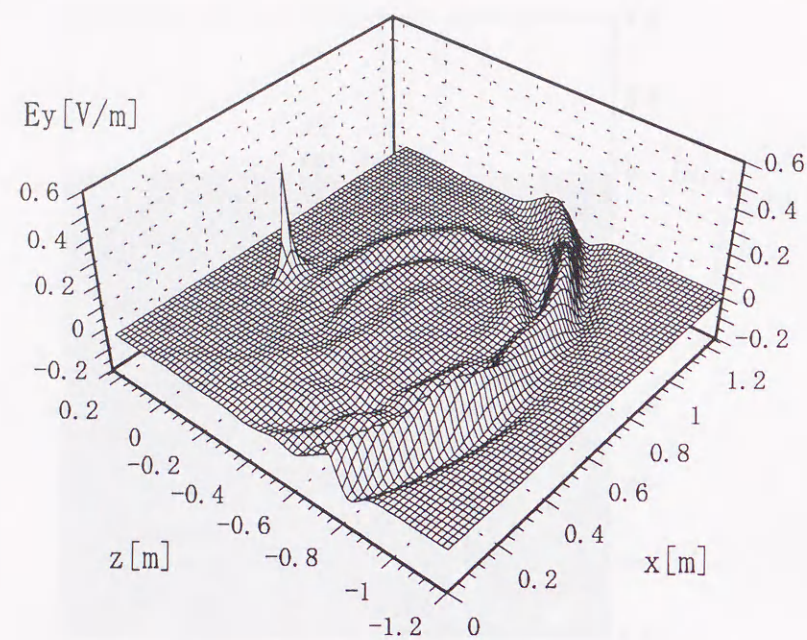
(a) 誘電率分布の横断面図



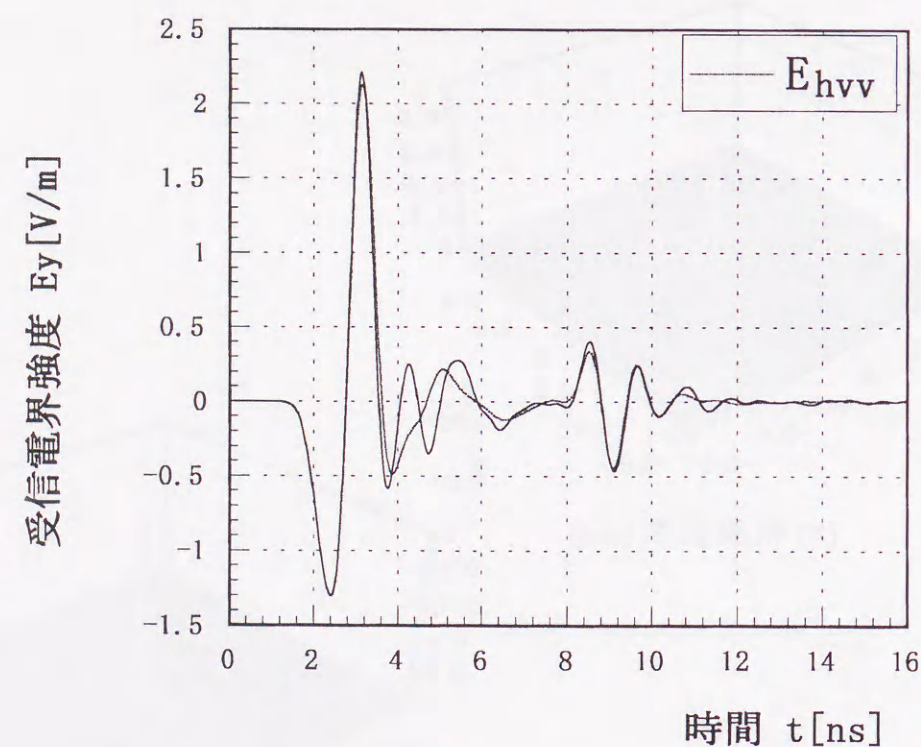
(b) 相関関数 (x-z)



(c) 相関関数 (y-z)

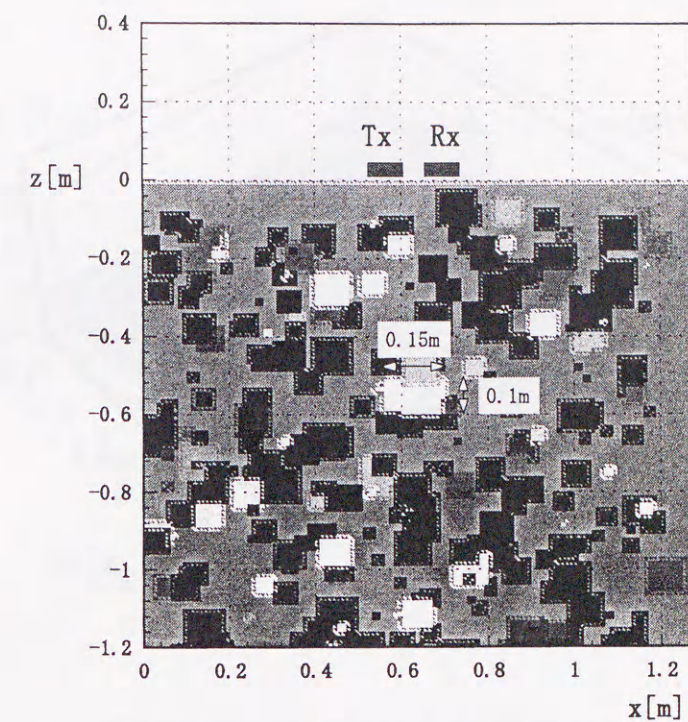


(d) 電界強度 $E_y(x, 0.64, z)$, $t=7.5\text{ns}$

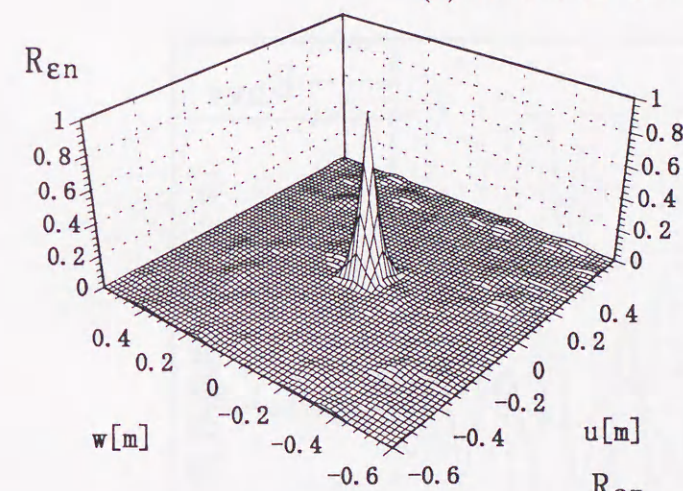


(e) 地中レーダの時間応答

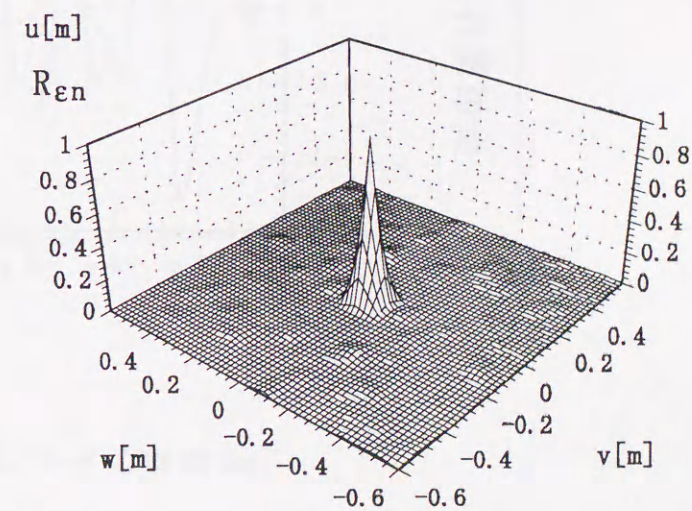
図6.9 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case3, VV偏波)



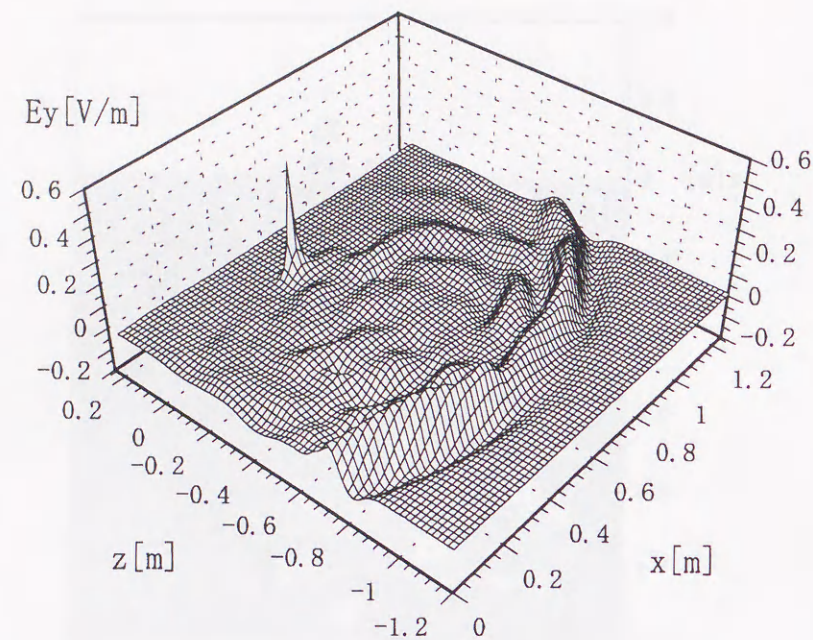
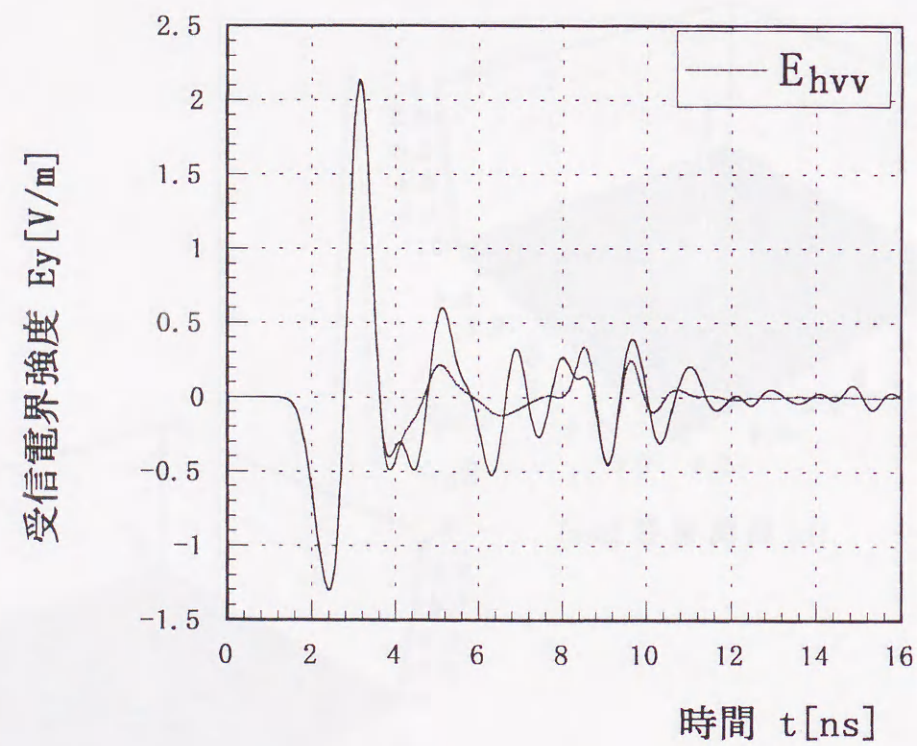
(a) 誘電率分布の横断面図



(b) 相関関数 (x-z)

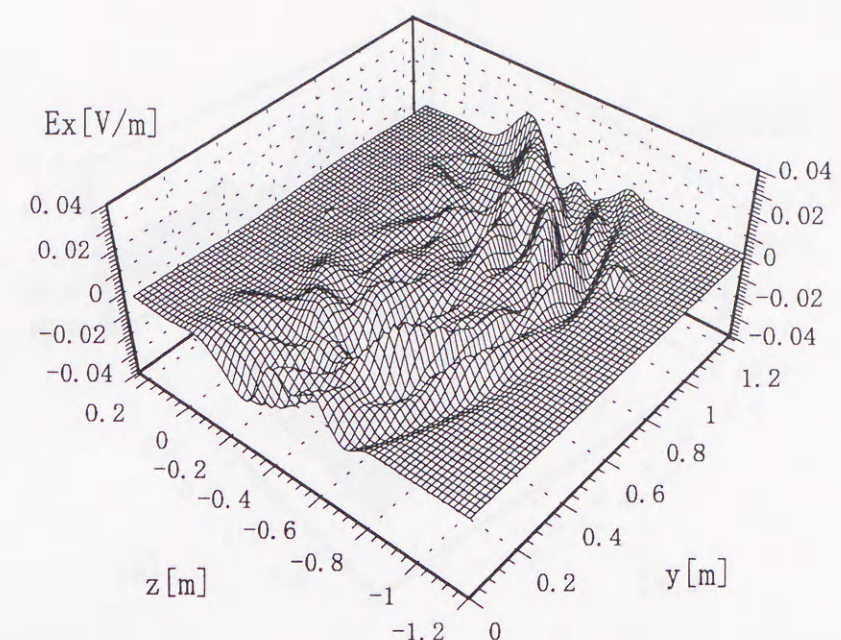
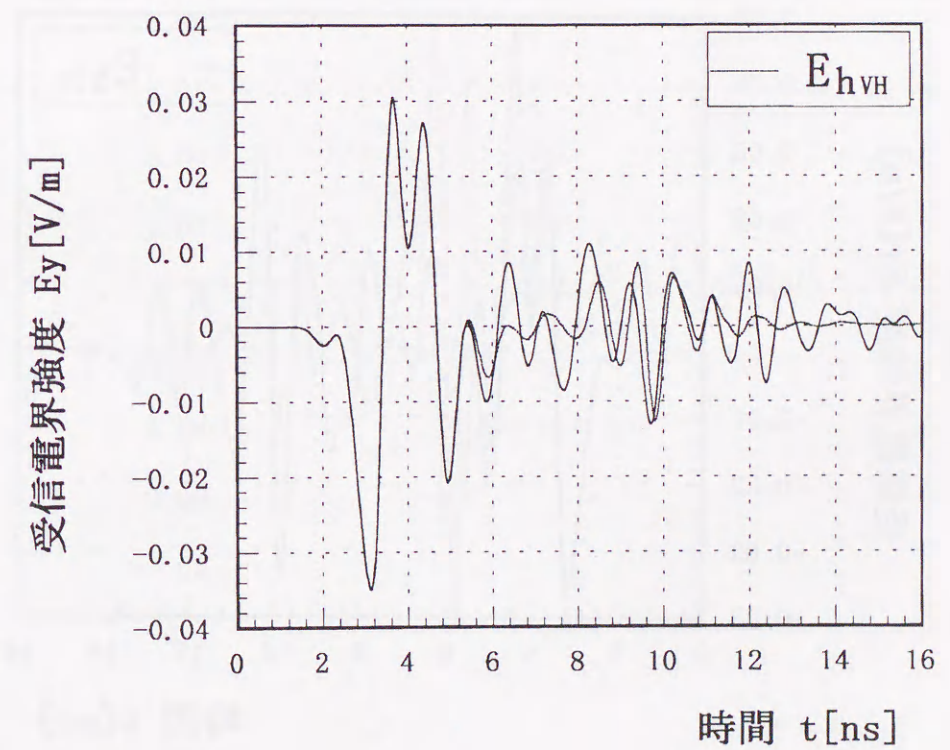


(c) 相関関数 (y-z)

(d) 電界強度 $E_y(x, 0.64, z)$, $t=7.5\text{ns}$ 

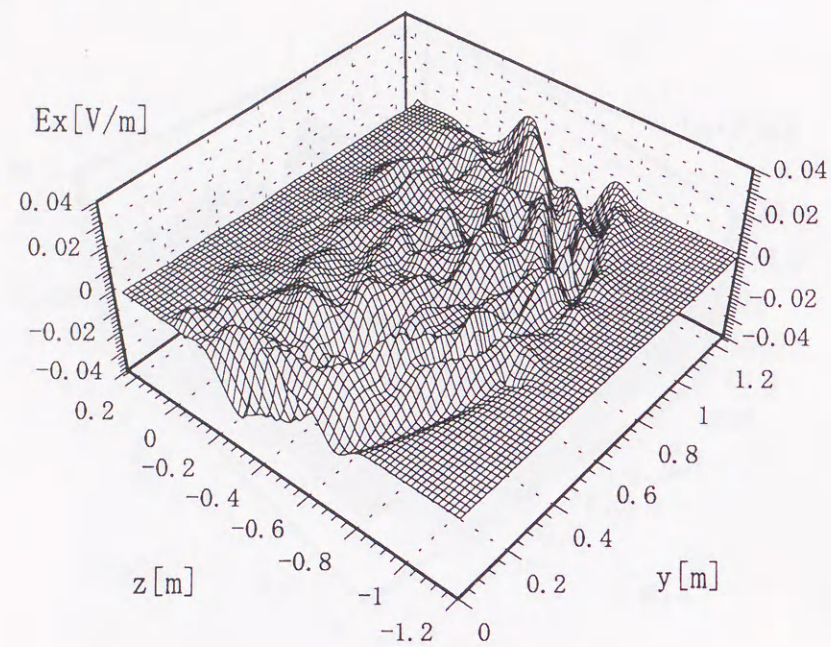
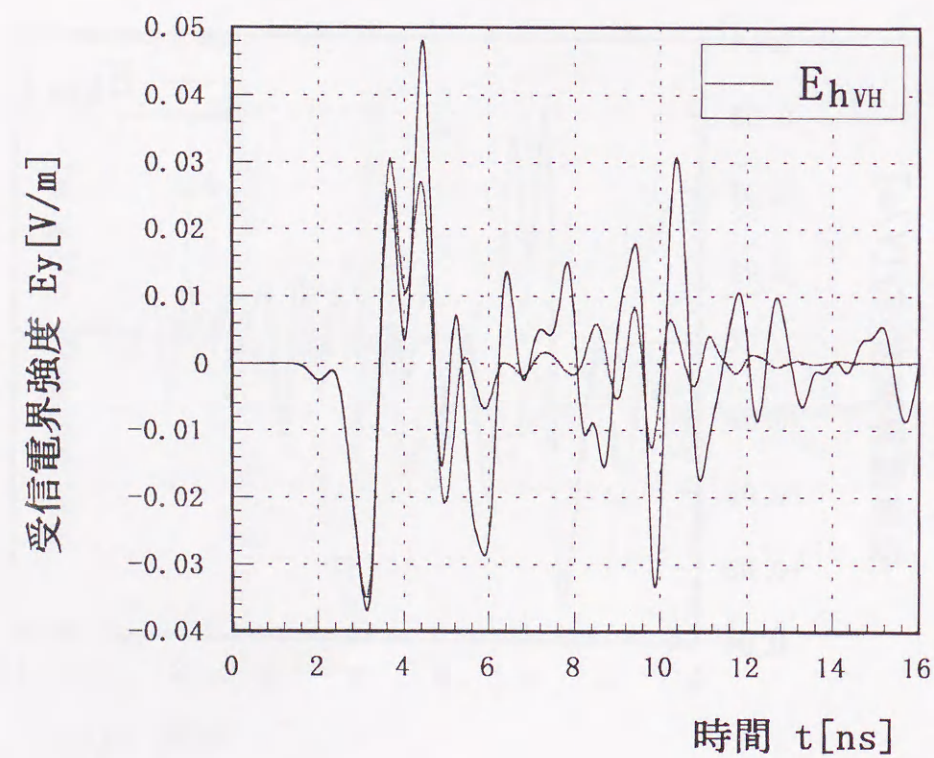
(e) 地中レーダの時間応答

図 6.10 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case4, VV 偏波)

(a) 電界強度 $E_x(0.64, y, z)$, $t=7.5\text{ns}$ 

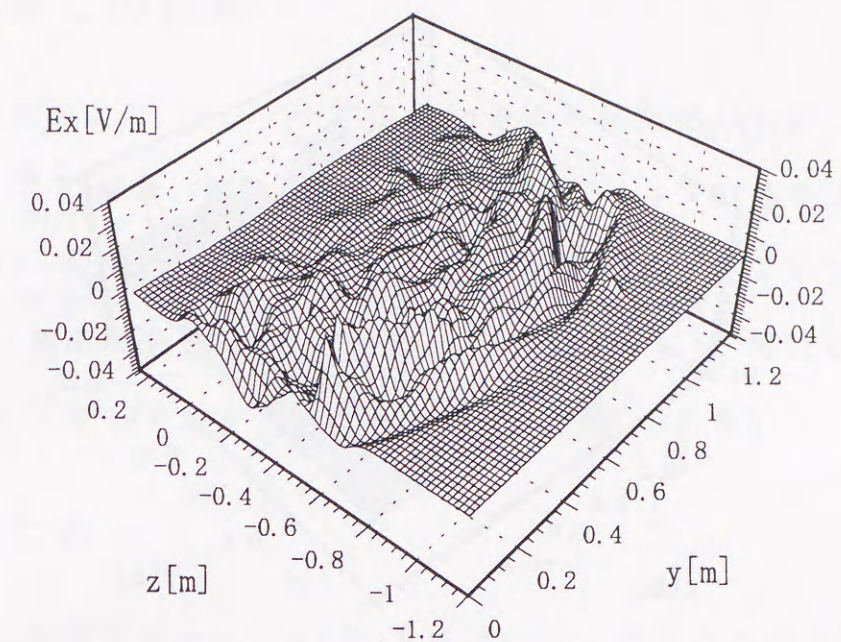
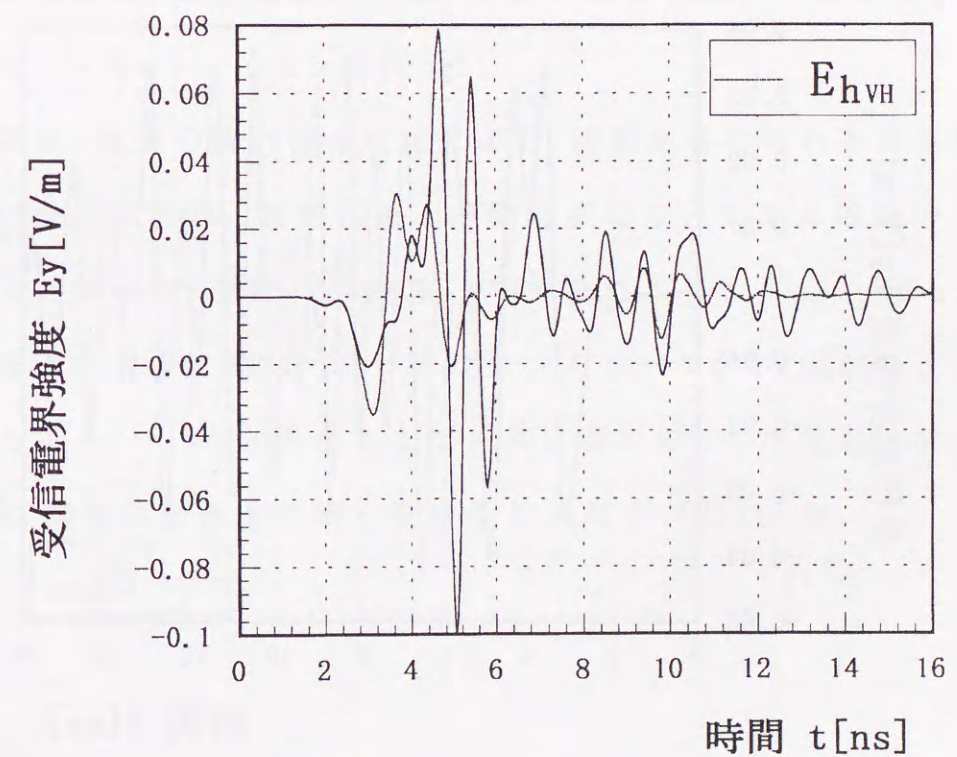
(b) 地中レーダの時間応答

図 6.11 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case1, VH 偏波)

(a) 電界強度 $E_x(0.64, y, z)$, $t=7.5\text{ns}$ 

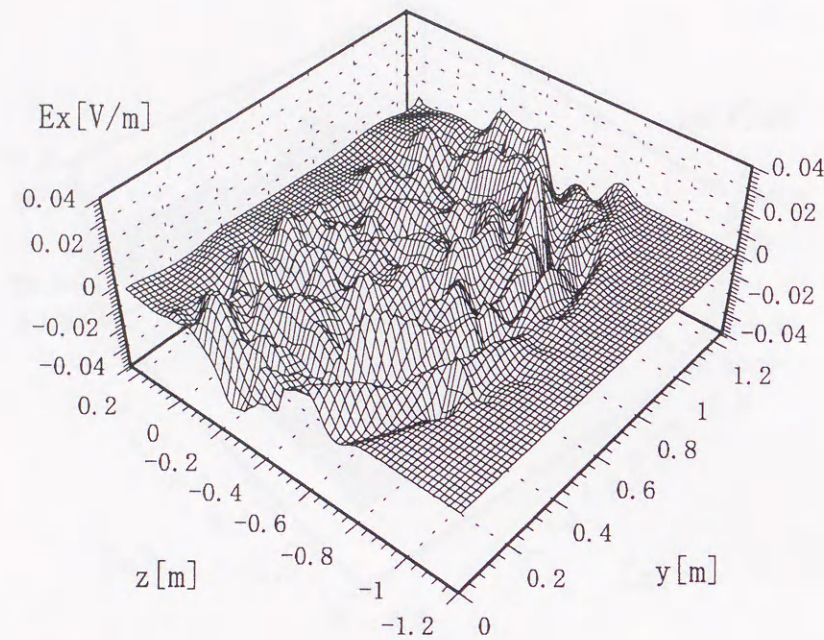
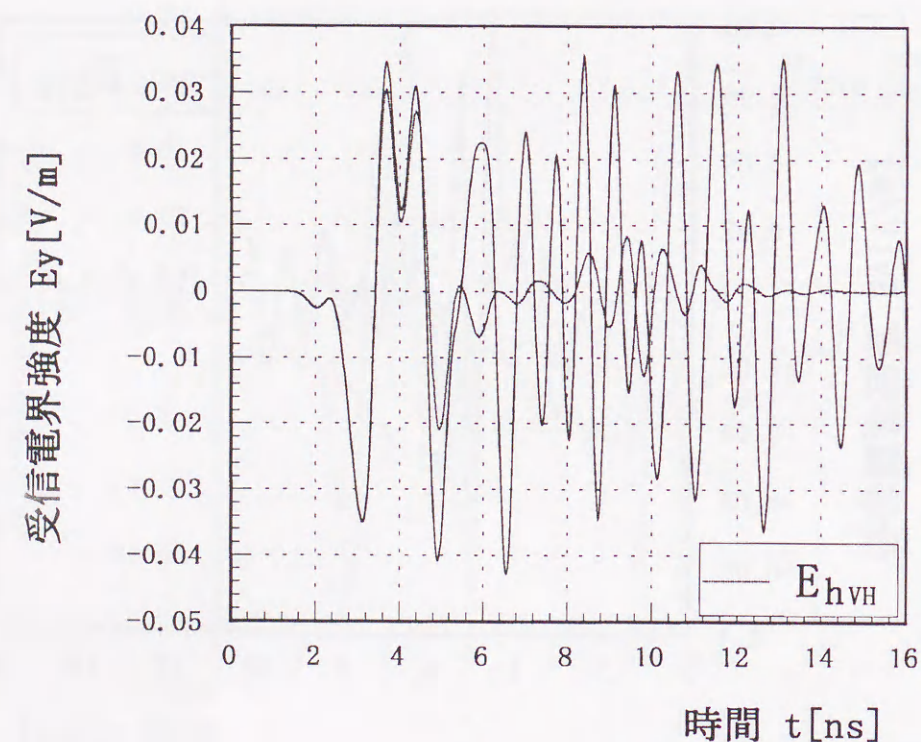
(b) 地中レーダの時間応答

図6.12 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case2, VH偏波)

(a) 電界強度 $E_x(0.64, y, z)$, $t=7.5\text{ns}$ 

(b) 地中レーダの時間応答

図6.13 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case3, VH偏波)

(a) 電界強度 $E_x(0.64, y, z)$, $t=7.5\text{ns}$ 

(b) 地中レーダの時間応答

図6.14 電磁波散乱の3次元解析結果 (Case4, VH偏波)

6.4 実験との比較

3次元解析により、アンテナや目標物をより現実的にモデル化することができる。この結果、実験結果と本シミュレーション結果を比較することにより、本シミュレーション結果の妥当性を確認することができる。

地中レーダの実験結果が[16]によって行われており、埋設物として同様の金属パイプをモデル化し、比較検討する必要がある。

6.5 まとめ

ランダム媒質中のターゲットによる地中レーダパルス波の散乱を3次元FDTD法により解析した。ランダム媒質と時間応答に現れる振幅誤差を定量化するために、統計量を用いて、不要散乱体の条件の異なる4つの媒質について、シミュレーションを行った。

この結果、媒質の統計量の増加により、時間応答に現れる振幅誤差も増大する傾向が示され、媒質状態と時間応答についてある程度の関連性を示すことができた。また、VV偏波、VH偏波によるシミュレーション結果より、VH偏波では送受信アンテナ間のクロストークがVV偏波に比較して小さくなるが、ターゲット信号もまた非常に弱いので、不要散乱波による影響は、VV偏波のときより強く受けることなどがわかった。

第7章

ウェーブレット変換による地中レーダ信号処理

7.1 緒言

ウェーブレットは、特定の条件を満たす空間に局在する波(wavelet)を基本関数として、信号を展開するための理論である。この基本関数は、マザーウェーブレットと呼ばれる。ウェーブレット変換では、このマザーウェーブレットに、スケール変換と時間シフトを加えた関数と、解析の対象とする信号との相関処理を行うことにより、周波数と時間からなる2次元領域のウェーブレット係数が得られる。従って、スケール変換されたマザーウェーブレットと、目標物による反射波の相関が高ければ、ウェーブレット係数は大きな値を示し、相関が小さければウェーブレット係数も小さくなる。ここでは、このような特徴を利用して、不要散乱波に埋もれている、目標物による反射波のウェーブレット変換による検出について検討を行う。

7.2 ウェーブレット変換の定義

ウェーブレット変換は、信号、システム、過程のモデルを「ウェーブレット」と呼ばれる特殊な信号の集まりで構成することに関する数学的理論である。この信号の集まりはウェーブレット集合と呼ばれ、その要素は1つ

の関数を元にして作られる。この基本となる関数がマザーウェーブレットで、マザーウェーブレットをスケール変換と時間シフトすることによって、ウェーブレット集合の各要素は作られる。

マザーウェーブレットは、次の許容条件を満たす関数である。

$$c_\phi = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\Phi(\omega)|}{|\omega|} d\omega \leq \infty \quad (7.1)$$

ここで、 ϕ はマザーウェーブレット、 Φ はマザーウェーブレットのフーリエ変換である。この条件が表していることは、(1) ϕ は振動的（波）であること、(2) 振幅が時間軸上の正と負の方向で共に、急速に0に減衰すること（局在していること）、(3) 領域全体で積分すると0になること（直流成分が0）の3つである。これらの条件はそれほど強い制限でなく、ほとんどすべての関数がマザーウェーブレットとなることができる。この条件は十分条件であるが、必要条件ではない。

マザーウェーブレット ϕ に対する任意の信号 s のウェーブレット変換は、 W_ϕ をウェーブレット変換作用素として、次式によって定義する。

$$\begin{aligned} W_g f(a, b) &= |a|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \phi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt \\ &= \left\langle s, \frac{1}{\sqrt{|a|}} \phi \left(\frac{t-b}{a} \right) \right\rangle \\ &= \langle f, \phi_{a,b} \rangle \end{aligned} \quad (7.2)$$

ここで $*$ は複素共役、 $\langle \cdot, \cdot \rangle$ は内積を表す。ここで、 a は ϕ のスケールを調節するパラメータ、 b は時間上でマザーウェーブレットを移動させるシフトパラメータである。上式の $1/\sqrt{|a|}$ は、スケール変換されたマザーウェーブレットのエネルギーを、変換前のマザーウェーブレットのエネルギーと等しくするために掛けられる係数である。式(7.2)の定義より、ウェーブレット係数 $W_\phi f(a, b)$ は、2つの信号 s と $\phi_{a,b}$ がどの程度似た信号であることを示す1つ

の尺度とみなすことができる。

7.3 ウェーブレット変換によるランダム受信信号の解析

7.3.1 ランダム媒質中目標物の検出

前述のように、ウェーブレット変換はマザーウェーブレットにスケール変換、移動変換を行って作られるウェーブレット関数の集合と解析する信号との相関処理を行う。従って、解析する信号とウェーブレット関数の相関が高ければ、その解析信号を少ないウェーブレット係数で表現でき、係数は大きくなる。逆に相関が小さければ、係数も小さくなり、その信号を表現するのに多くのウェーブレット係数を必要とする。このようなウェーブレット係数の大小は、そのままウェーブレット変換によって得られる利得と考えてよい。従って、不要散乱波に埋もれている目標信号を検出するノイズ耐性を上げるには、目標信号の利得を、不要散乱波の利得に比べて、できるだけ大きくする必要がある。ウェーブレット変換結果は、マザーウェーブレットの性質に大きく依存する。地中レーダの送信波がガウシアンパルスであるから、目標物体による反射波もガウシアンパルスとして返ってくことを仮定すれば、マザーウェーブレットとしては、送信波同様ガウシアン波形であるMorletのウェーブレットが有効と考えられる。Morletのウェーブレットは次式で与えられる。

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right) \exp(-j\omega_0 t) \quad (7.3)$$

ただし、 $\sigma = 0.15$ 、 $\omega_0 = 10.0$ とする。Morletのウェーブレットを図7.1に示す。

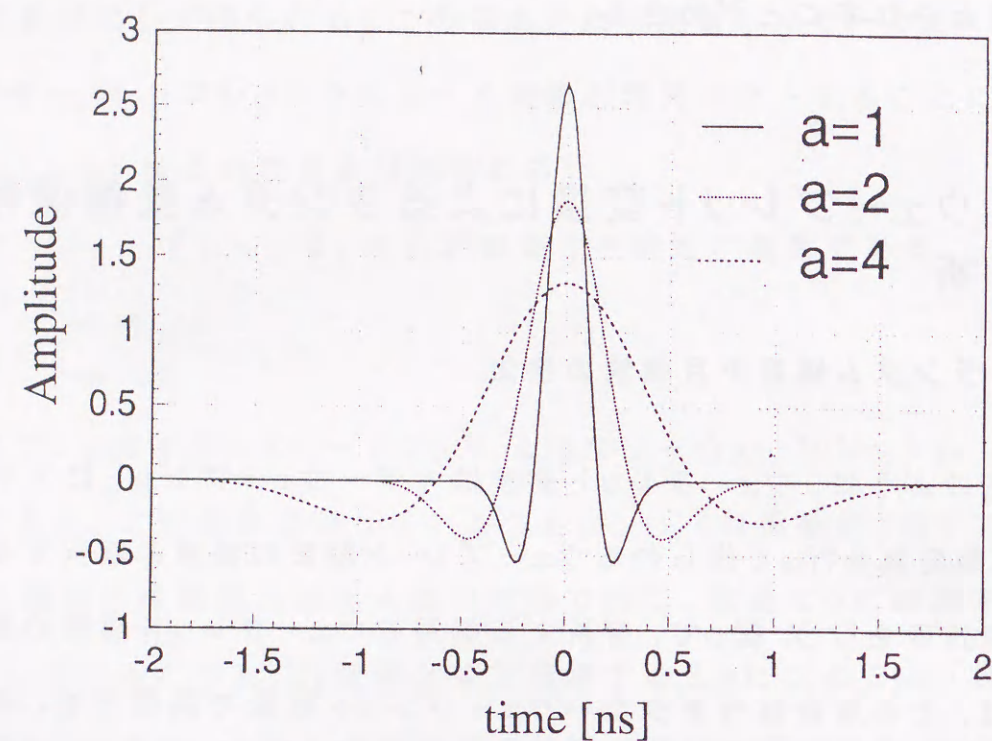
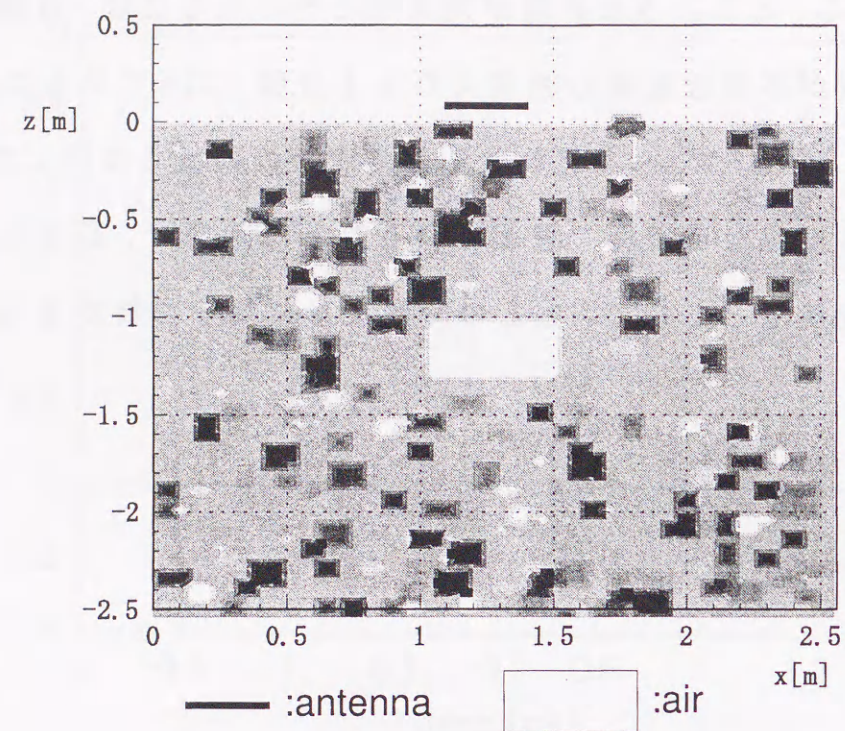


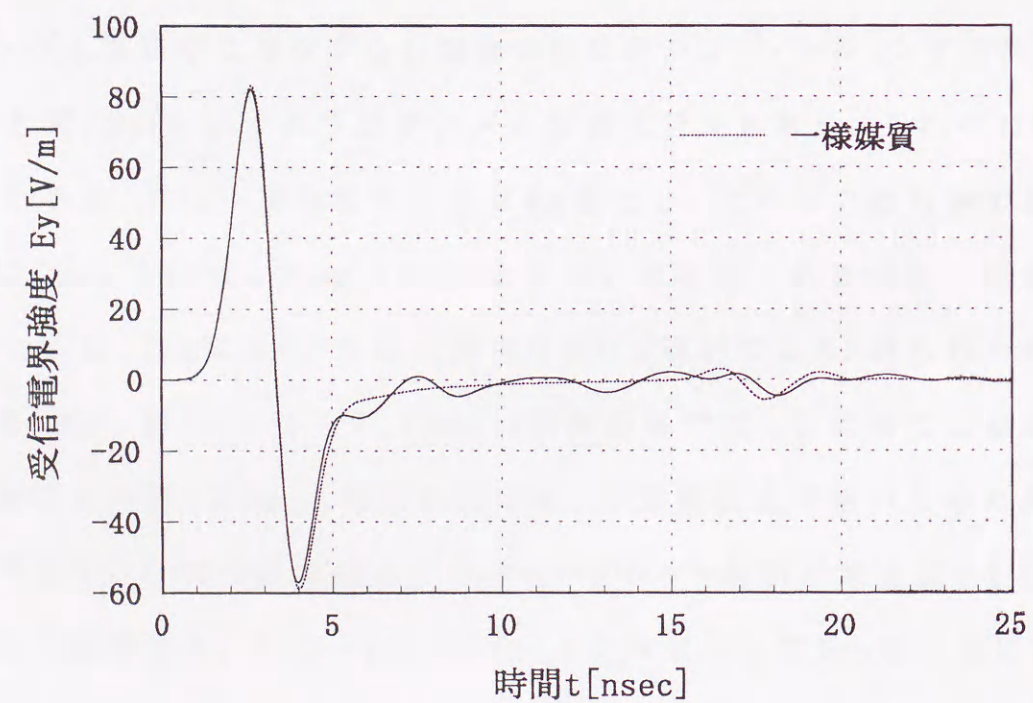
図 7.1 Morlet 型 ウェーブレット

ランダム媒質中に存在する目標物の検出をシミュレーションするため、図 7.2(a)と図 7.3(a)に示すようなランダム媒質モデルを考え、それぞれ Case1、Case2 とする。共に不要散乱体の数は 400 個とし、それらの散乱体の最大サイズは Case1 で 0.10m、Case2 で 0.05m とする。目標物である空洞の深さは地下 1m とする。第 4 章で行ったのと同様な FDTD 解析により、得られた時間応答を図 7.2(b)、図 7.3(b)に示す。Case2 の時間応答では、目標物による反射波が明瞭であるが、Case1 の時間応答では、不要散乱波が強いために識別は困難である。これらの時間応答のウェーブレット解析結果を図 7.4 に示す。これらの結果から、スケールパラメータを大きくしていったときに、異なる媒質における 2 つの受信波形の相似性が強くなっていることがわかる。スケールが小さいときは、それぞれ係数が異なっているが、 $a=20$ まで大きくすると 2 つの波形の相間が高くなり、不要散乱波による影響は見られ

ない。ただし、このような処理が効果的に行われるには、目標物による反射波の強度が不要散乱波の強度よりも十分強くなっていることが必要である。また、ウェーブレット係数はもとの信号の特徴を反映しているが、それ自体から正確な目標物の情報を得ることは困難で、必要な処理を施した後で逆変換などをして、もとの時間波形に戻す必要がある。

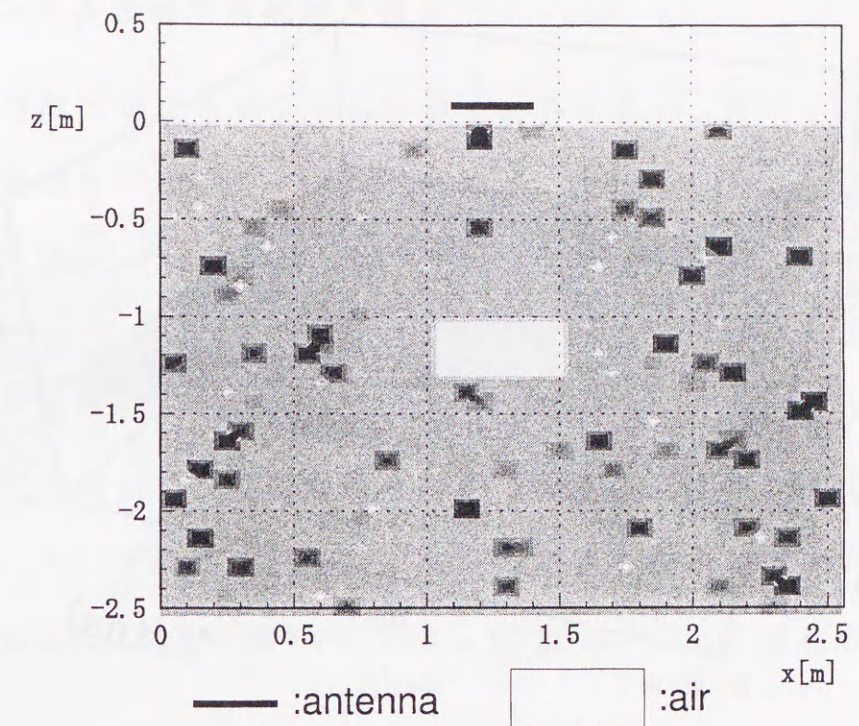


(a) ランダム媒質モデル

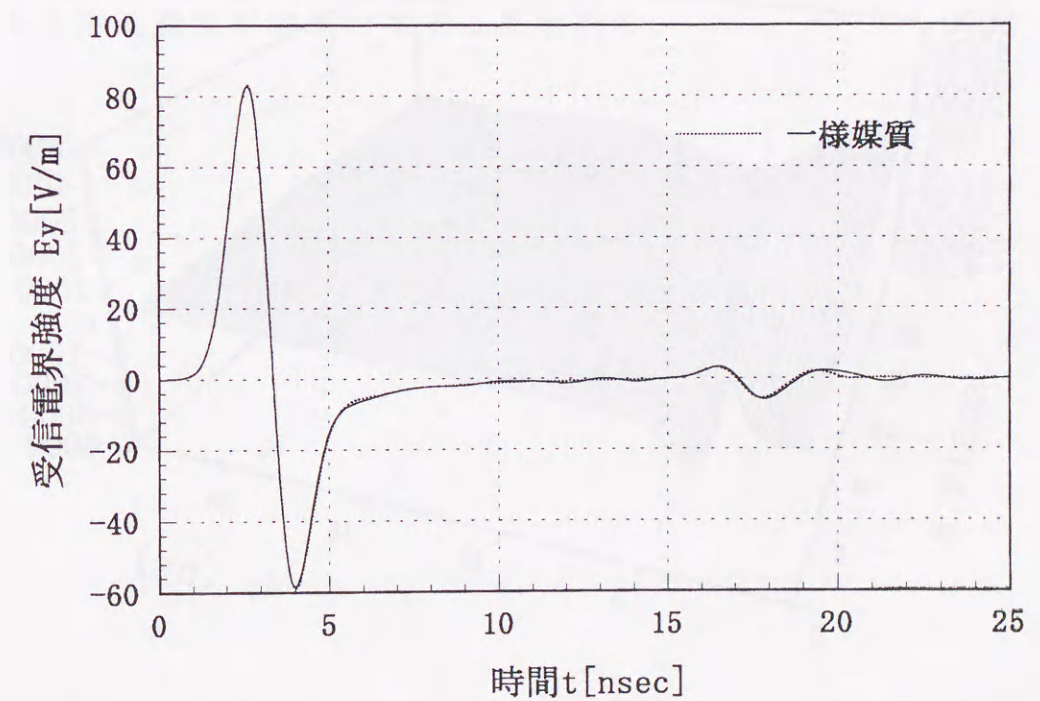


(b) 地中レーダの時間応答

図7.2 ランダム媒質における解析結果 (Case1)

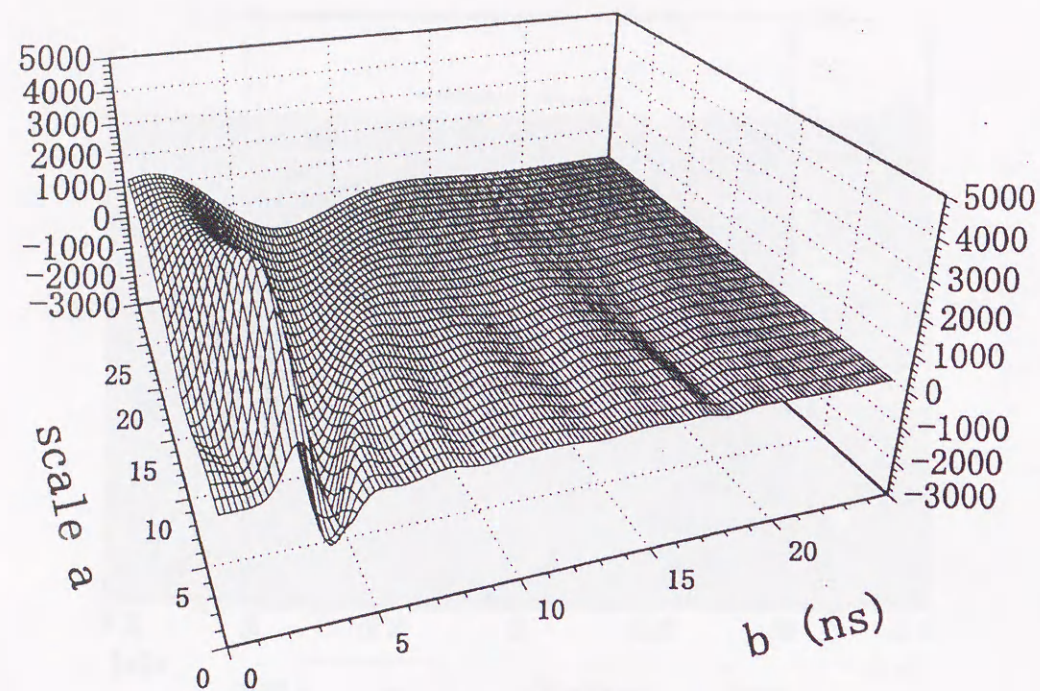


(a) ランダム媒質モデル

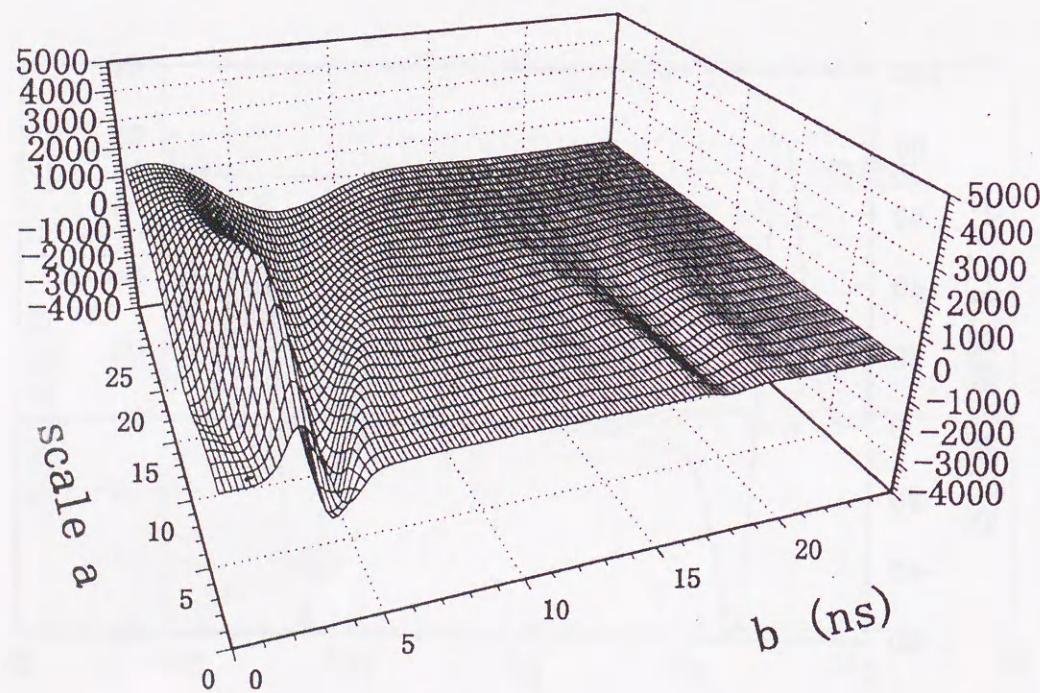


(b) 地中レーダの時間応答

図7.3 ランダム媒質における解析結果 (Case2)



(a) Case1



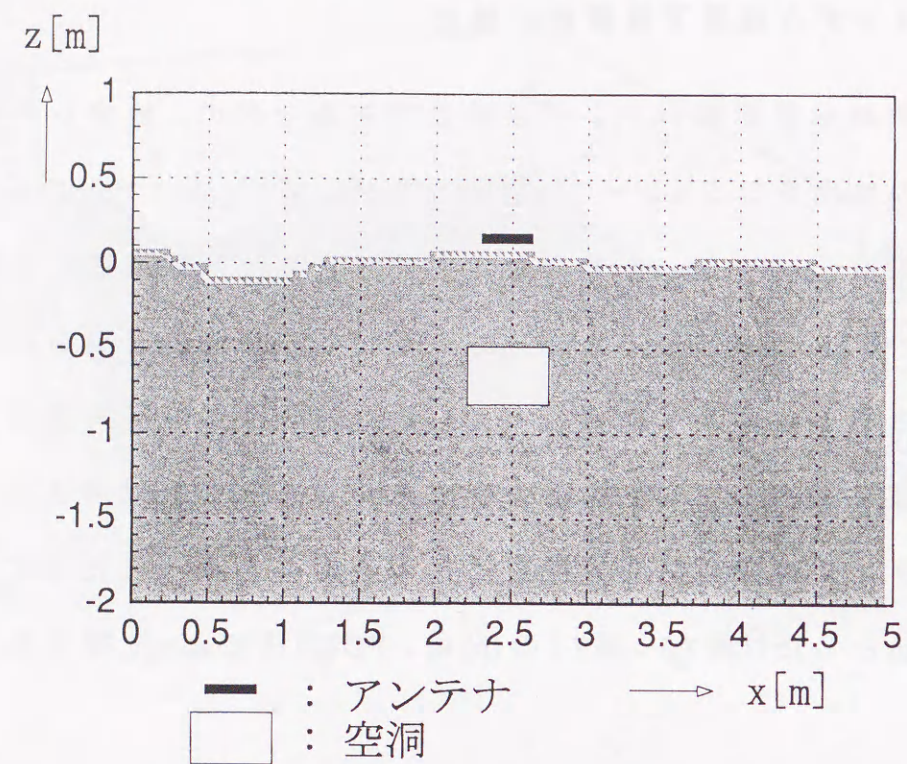
(b) Case2

図7.4 時間応答のウェーブレット解析

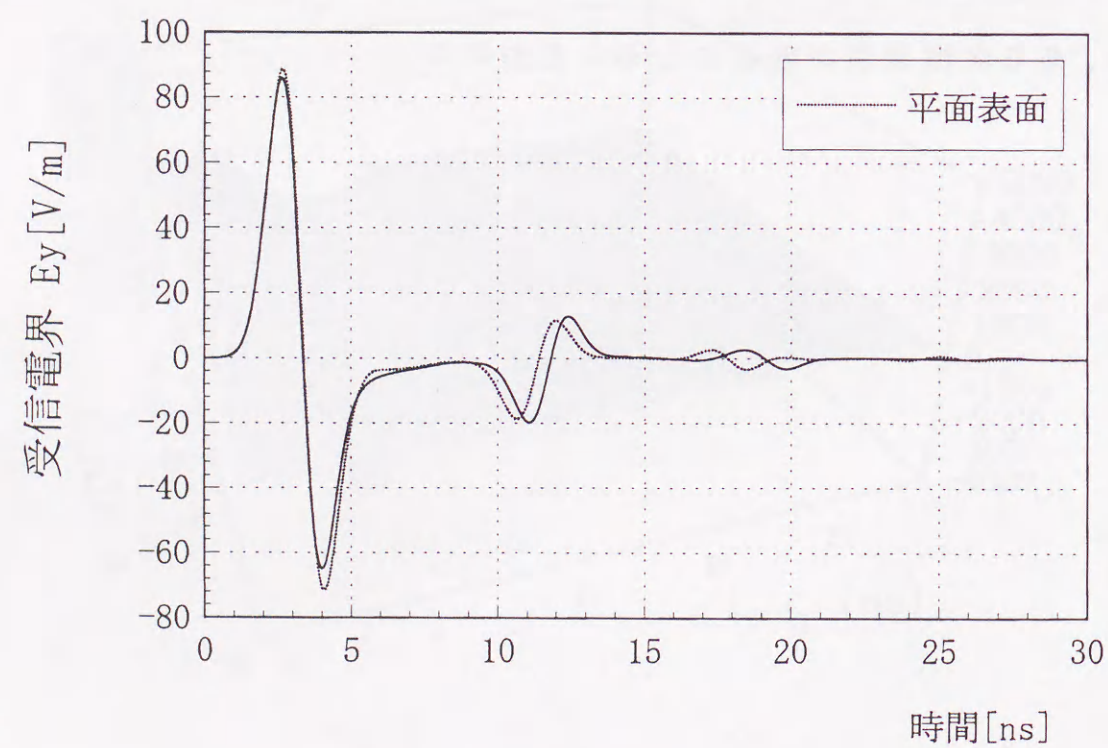
7.3.2 ランダム表面下目標物の検出

地表面の形状が粗いランダム表面であるときの、地中レーダによる目標物の検出をシミュレーションするため、図7.5(a)~7.7(a)に示すようなランダム表面 Case3~Case5 を考える。目標物はこれまで同様の空洞を考えるが、深さを1mとすると、目標物による反射波は地表面からの反射に比べて受信される時間が十分遅れるため、地表面からの反射波が目標物からの反射波に干渉して、目標物の検出を妨害することは考えられない。そこで、ランダム表面が地中探査に与える影響を調べるために、空洞の深さを0.5mとした。図7.5~図7.7の(b)に、FDTD法によって得られた時間応答を示す。

これらの結果から、ランダム媒質の場合と同様、スケールを大きくすると、不要散乱波の影響は小さくなり、目標物による反射波が強調されるため、ある定度識別が容易になると思われる。

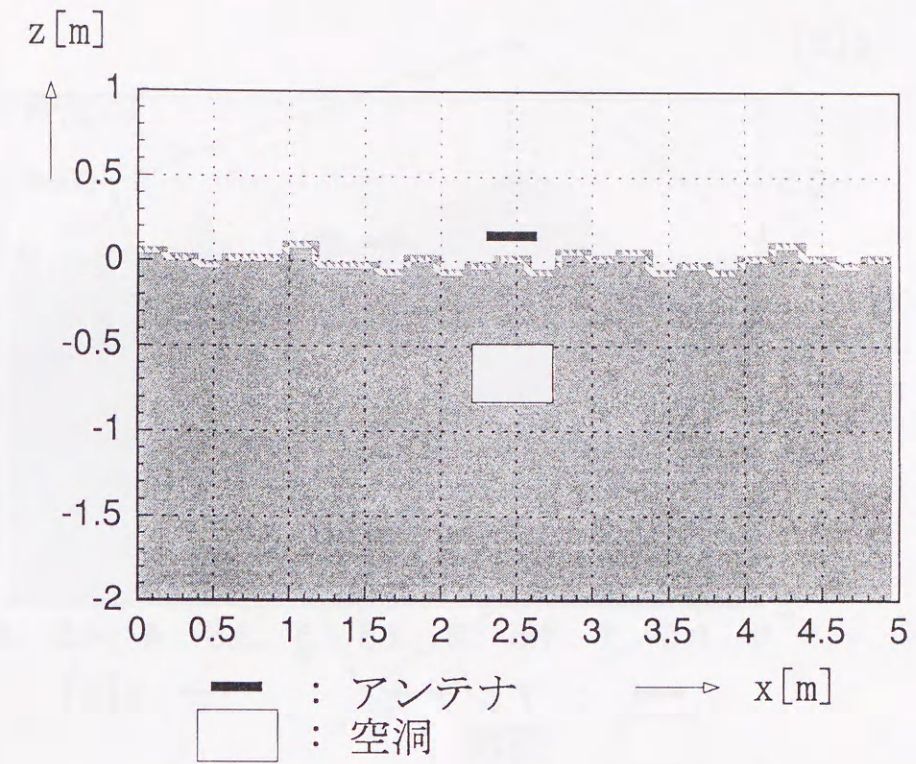


(a) ランダム表面モデル

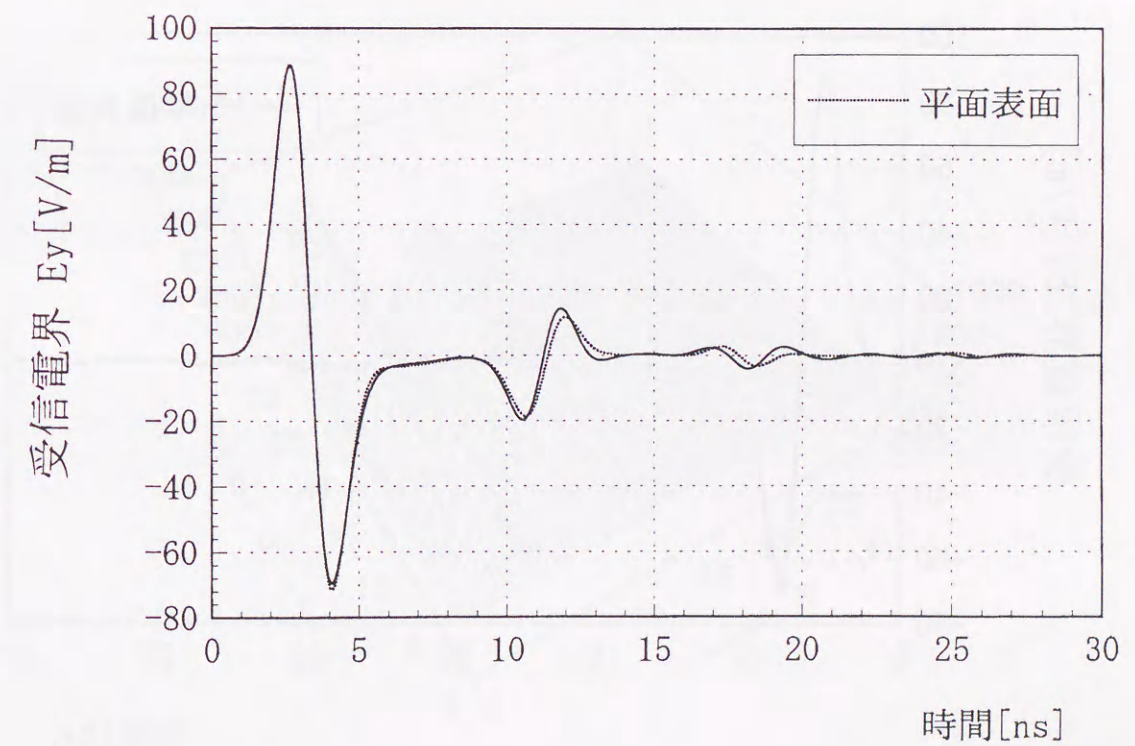


(b) 地中レーダの時間応答

図7.5 ランダム表面における解析結果 (Case3)

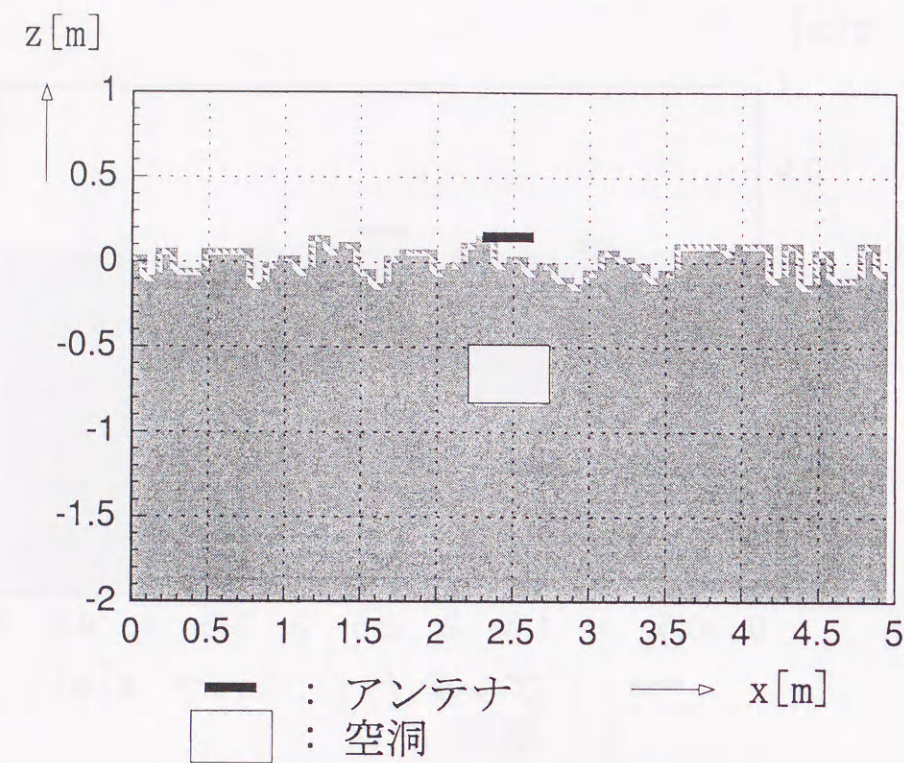


(a) ランダム表面モデル

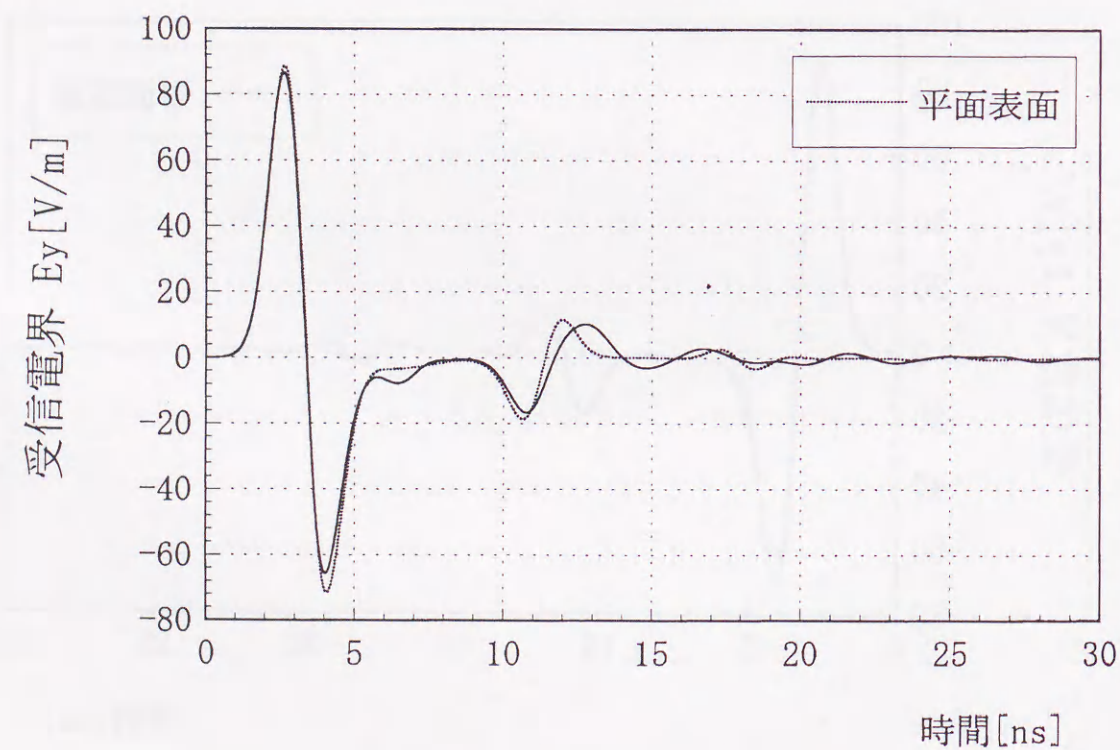


(b) 地中レーダの時間応答

図7.6 ランダム表面における解析結果 (Case4)

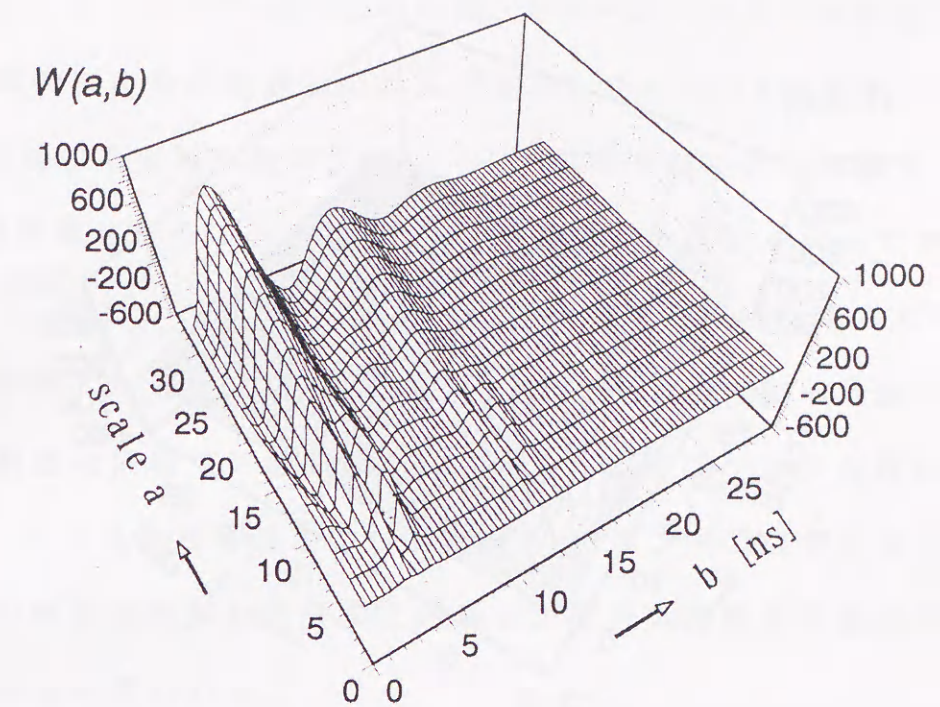


(a) ランダム表面モデル

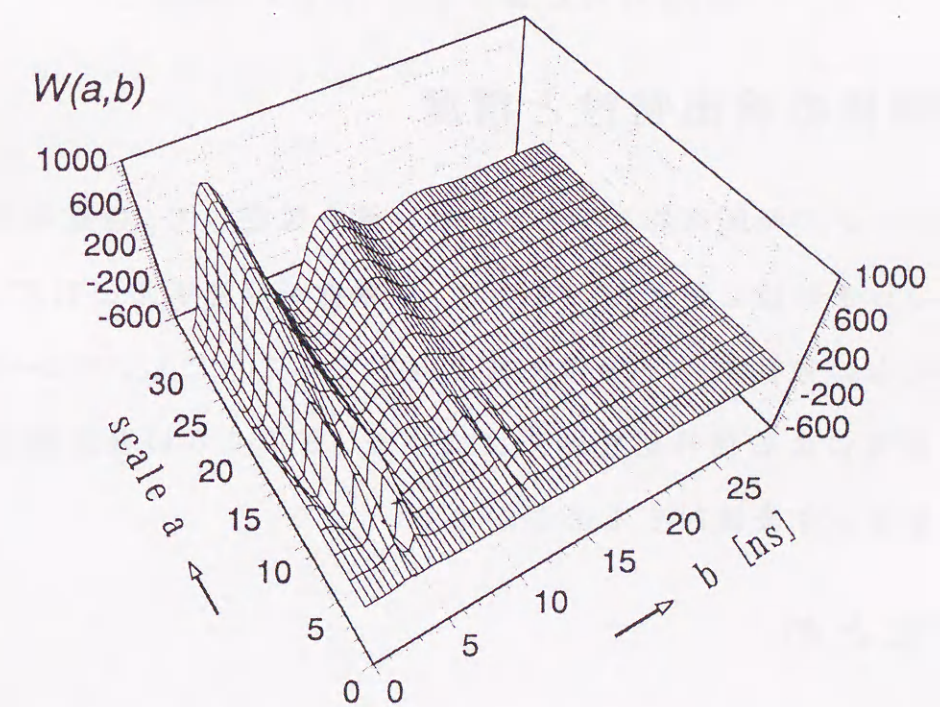


(b) 地中レーダの時間応答

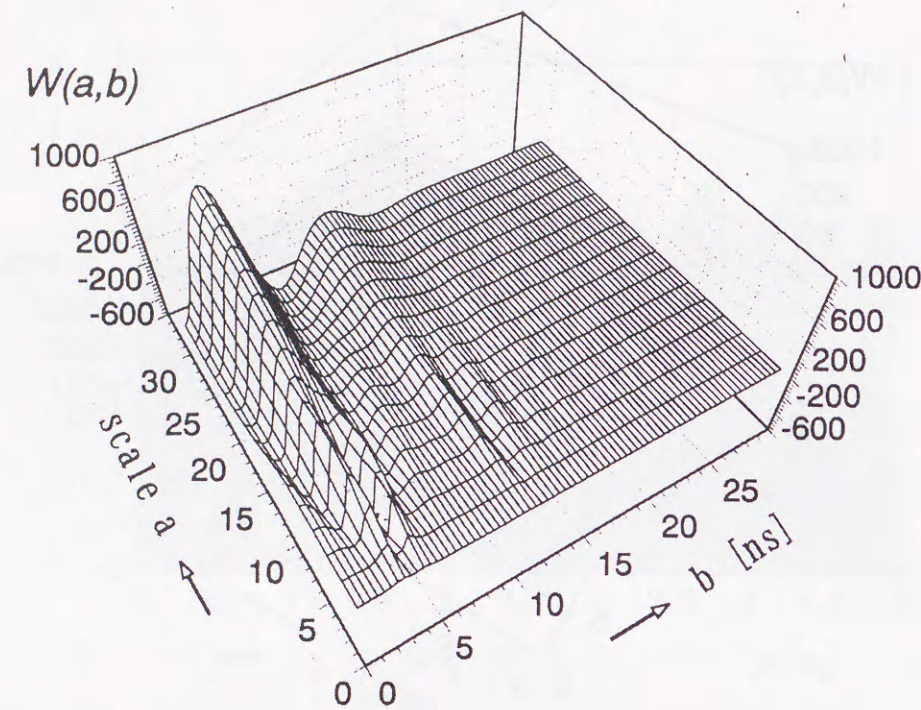
図7.7 ランダム表面における解析結果 (Case5)



(a) Case1



(b) Case2



(c) Case3

図7.8 時間応答のウェーブレット解析

7.4 物体の検出特性と精度

地中レーダの時間応答に対し、しきい値を設定して、埋設物からの散乱波がそのしきい値を超えたときのみ、目標物が存在すると判定し、しきい値を超えない散乱波は不要散乱波と判定することにし、ウェーブレット変換と逆変換による信号処理結果について、どのくらい検出精度が改善されたのかを、今後検討する必要がある。

7.5 まとめ

地中レーダの時間応答が不要散乱波によって影響を受ける場合の、不要散乱波除去を目的とした信号処理として、地中レーダの時間応答のウェーブレット解析を行った。解析はランダム媒質モデルとランダム表面モデル

のそれぞれについて行った。その結果、スケールパラメータを変化させて、地中目標物による反射波との相関が高いところのウェーブレット係数を残し、その他の不要散乱波のウェーブレット係数を低く抑えた状態でウェーブレット逆変換を行うことにより、ある程度不要散乱波を抑圧できるものと思われる。ただしこのような処理を考えた場合、どの程度の大きさをもった係数を残すかといった問題がある。また、不要散乱波の強度が目標物による反射波と同程度の強さをもつような、非常にランダムな波形に対しては、このような信号処理でも限界があり、ランダム媒質による電磁波散乱特性の統計的性質を効果的に利用した信号処理法を今後検討していく必要があると思われる。

第8章

自動車衝突防止用ミリ波パルスレーダのFDTD法による散乱解析

8.1 緒言

近年ますます研究が活発化し、しだいに現実味を帯びてきている ITS (Intelligent Transport Systems: 高度道路交通システム) は、現代の大量自動車利用に伴う交通事故、交通渋滞、環境汚染、エネルギー浪費などの諸問題を解決し、持続可能な道路交通環境を実現することを目標としている。自動車衝突防止用レーダは、ITS の枠組みの中の自動運転システムにおいて、先行車との車間距離や相対速度を検知するためのセンサであり、1998 年末以後、自動車用のミリ波レーダの実車への実用が始められている [1]。このようなミリ波レーダの応用システムとして、自動ブレーキシステムや車間距離制御システム等が開発されているが、システムをより安全で便利なものとするために、車間距離の検知可能な最大距離の長距離化や検出角度の拡大についての研究が進められている [9],[11]。自動車レーダによる車間距離の検知精度を高めるためには、レーダの応答信号から、ガードレールなどの路側物や隣接車等による不要な反射波を除去し、ターゲットである先行車からの応答を高精度で検知する必要がある。本章では、FDTD 法を用いた自動車用ミリ波レーダのシミュレーション解析を行うことにより、

ミリ波の自動車による基本的な反射・散乱特性を把握することを目的とする。また、レーダで受信される応答信号を数値的に求めることにより、先行車からのレーダ応答を高精度検知するための、効果的な信号処理方法についての指針を与えることができる。

8.2 ITSにおける自動車衝突防止用ミリ波レーダ

図8.1にITSにおける9つの開発分野を示す。自動車衝突防止用ミリ波レーダは、安全運転の支援において、先行車との車間距離や相対速度を計測するためのセンサである。システムの安全性のために、さらに高精度化が望まれる。

実用されるミリ波レーダのアンテナは自動車の前方に取り付けられ、先行車との車間距離や相対速度を測定するために使われる。アンテナのサイズとして、数cm~10cm程度のものが開発されている。自動車用レーダに関する研究として、アンテナの小型化や検知角度の拡大についての研究や、レーダパルスの対干渉性を高めるための新たなレーダ方式の提案などがなされているが、自動車用レーダの伝搬、散乱を電磁界問題として解析した研究はあまり見られない[45],[57]。本研究では、電磁界の数値解法として最近ますますその応用範囲を広げつつあるFDTD法と、遠方界変換を応用することによって、自動車衝突防止用ミリ波レーダの散乱解析を行う。自動車衝突防止用レーダは、先行車との車間距離を計測するのが主な目的で、自動ブレーキシステムや自動追尾システム等への応用が期待される。自動車レーダの方式としては、パルス方式、FMCW方式、2周波CW方式、スペクトル拡散方式の4方式が開発されているが、本研究では最も基本的で原理が簡単なパルス方式のレーダについて解析を行う。



図8.1 ITSにおける開発分野

8.3 解析モデル

解析方法として、はじめにレーダのアンテナ近傍におけるミリ波パルスの放射をFDTD法で解析し、これを解析領域内において定義した仮想境界上で数値積分することによって、先行車に達する直前のパルス電磁界を解析的に求める。次に、これらの遠方電磁界を、自動車を含めた解析領域内における初期条件として用い、FDTD法によってミリ波レーダの自動車による散乱解析を行う。このようにして得られた散乱界を、さらに自動車を囲むようにして定義された仮想境界上で、アンテナ遠方界を求めた時と同様な手段によって遠方界に変換することにより、今度は受信アンテナ位置におけるミリ波レーダの受信電界強度を求めることができる。このとき、厳密な遠方界変換を行うには、仮想境界が散乱体を取り囲む必要があるが、自動車のような、セルサイズに比べて非常に大きな散乱体を囲むのは困難である。受信強度の解析結果より、本報告で行うような、時間領域におけるレーダの初期応答を解析するためには、後述するような近似的な解法でも十分と考えられる。また、ここでは、レーダの電磁界の基本特性を検討するため計測系である送受信系を搭載した自動車と散乱体である自動車はともに等速運動しており、静止座標(X,Z)に対して、Z方向に等速運動をしている座標系(x,z)を用いる。FDTD法におけるアンテナ近傍界の解析領域を図8.2に示す。図8.2のような2次元問題に対して、各電磁界成分を図8.3のように配置すれば、FDTD法により、自由空間中では次式で電磁界を計算する。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) + (\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta s}) \{E_y^n(i, j+1) - E_y^n(i, j)\} \quad (8.1)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - (\frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta s}) \{E_y^n(i+1, j) - E_y^n(i, j)\} \quad (8.2)$$

$$E_y^n(i, j) = E_y^{n-1}(i, j) + (\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta s}) \left\{ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j-\frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) + H_z^{n-\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}, j) \right\} \quad (8.3)$$

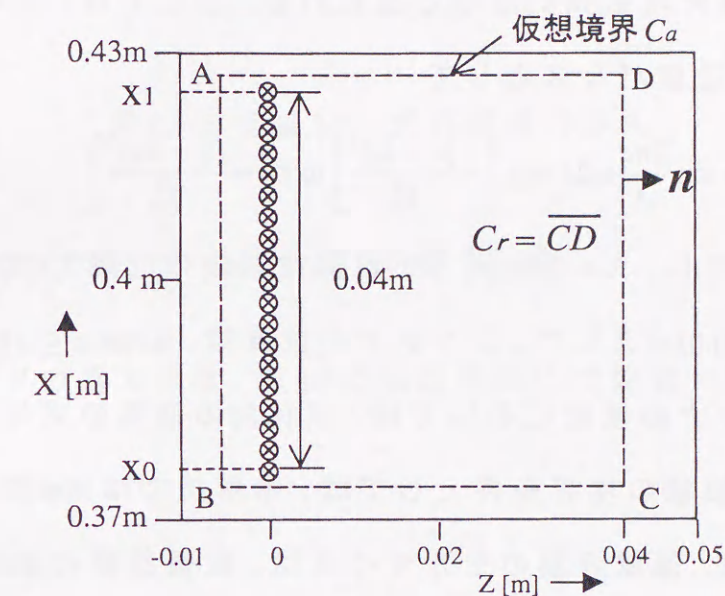


図8.2 アンテナ近傍界の解析領域

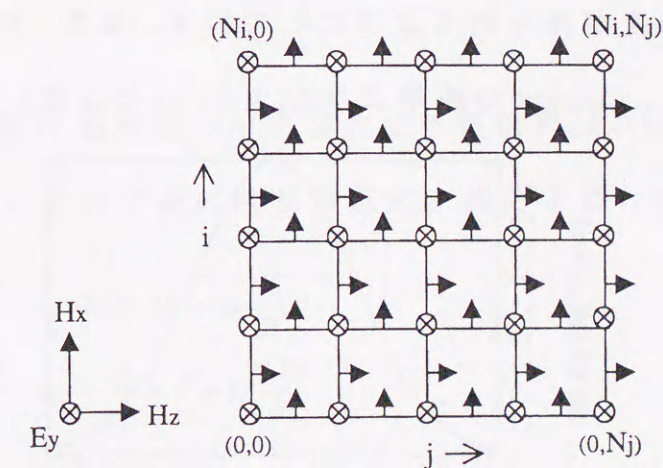


図8.3 領域分割セルと電磁界の配置

また、ここで用いるアンテナは、図8.2のようにx方向に4cmの幅を持つ小型平面アンテナとし、アンテナ上の電界分布は、図8.4のようなガウス分布をもつものとする。自動車用レーダとして使用する周波数帯域幅は、我が国では60GHz～61GHz帯と76GHz～77GHz帯が割り当てられているが[9, 11]、レーダの分解能は周波数が高い方が本質的に優れているため、今後76GHz～77GHz帯が開発の主流になるとと思われる。ここでは、このような周波数帯を利用した送信パルスとして、

$$\tilde{E}_y^n(x, z_0) = \sin \frac{2\pi c}{\lambda} n \Delta t \exp \left[-\frac{(t-t_0)^2}{t_w^2} \right] \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2}{x_w^2} \right] \quad (8.4)$$

を用いる。ただし、 $\lambda = 3.9\text{mm}$ 、 c を自由空間中の光速、 $t_0 = 0.1\text{ns}$ 、 $t_w = 0.03\text{ns}$ 、 $x_0 = 0.4\text{m}$ 、 $x_w = 0.01\text{m}$ とした。アンテナの位置は、 $0.398\text{m} \leq x \leq 0.402\text{m}$ とする。従って、アンテナの位置においては、式(8.3)の電界の式に、式(8.4)が加えられる。解析領域の境界条件としては、本解析ではMurの1次吸収境界条件を用いる[12]。領域分割のセルサイズは、数値計算の安定性より少なくとも解析対象となる電磁波の波長の10分の1から20分の1を用いるのが一般的である。ここでは波長が3.9mmのミリ波が対象であるため、 $\Delta s = 0.2\text{mm}$ とし、十分な精度が得られるようにしている。また、FDTD法で用いるタイムステップは、Courantの基準より $\Delta t = 0.4\text{ps}$ とした。

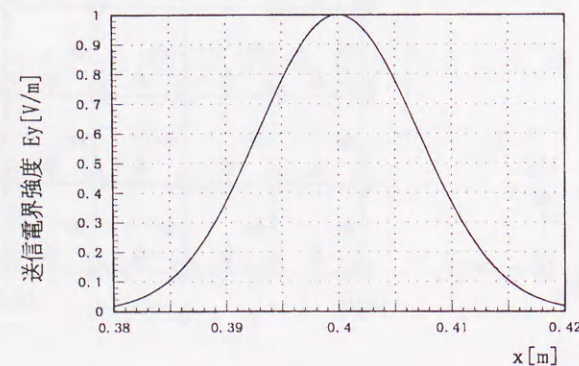


図8.4 アンテナ上の電界強度分布

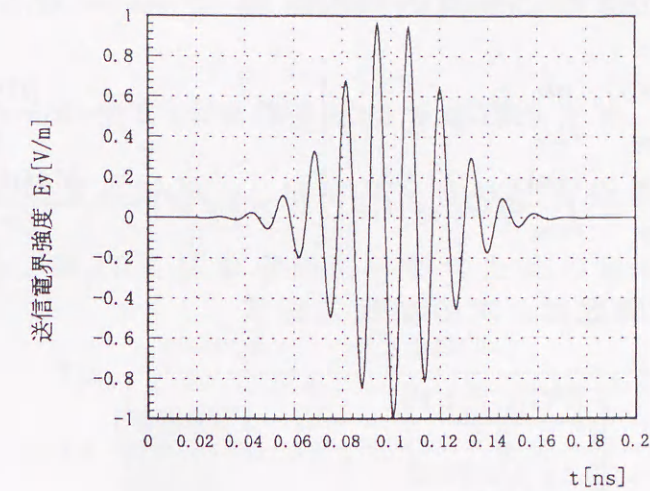


図8.5 ミリ波レーダの送信パルス

8.4 アンテナモデルと遠方界変換

ミリ波レーダの遠方界は、図8.2の仮想境界 C_a で定義された等価電磁流

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H} \quad (8.5)$$

$$\mathbf{M}_s = \mathbf{E} \times \mathbf{n} \quad (8.6)$$

を境界上で積分することによって求められる。ここで、 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} はそれぞれ境界上における電界、磁界で \mathbf{n} は境界上で定義される外向き単位法線ベクトルである。

一方、電流密度 \mathbf{J} 、磁流密度 \mathbf{M} を源とする電磁界は、Maxwellの方程式により自由空間中において次の波動方程式を満たすことが示される。

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \nabla \times \mathbf{M} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (8.7)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -\nabla \times \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \quad (8.8)$$

ここで c は光速である。

式(8.7)、(8.8)の波動方程式の解は、電磁流が与えられているとき、Green

関数を用いて次のように表現される。

$$E(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dr' \int_{-\infty}^{\infty} dt' G(r, r'; t, t') \left[-\nabla' \times M(r', t') - \mu_0 \frac{\partial J(r', t')}{\partial t'} \right] \quad (8.9)$$

$$H(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dr' \int_{-\infty}^{\infty} dt' G(r, r'; t, t') \left[\nabla' \times J(r', t') - \varepsilon_0 \frac{\partial M(r', t')}{\partial t'} \right] \quad (8.10)$$

このときのGreen関数は、次の波動方程式

$$\nabla^2 G(r, r'; t, t') - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G(r, r'; t, t')}{\partial t^2} = -\delta(r - r') \delta(t - t') \quad (8.11)$$

の解として求められ、

$$G(r, r'; t, t') = \frac{c}{2\pi \sqrt{c^2(t - t')^2 - |r - r'|^2}}, \quad t > t' + |r - r'| \quad (8.12)$$

$$G(r, r'; t, t') = 0, \quad t < t' + |r - r'| \quad (8.13)$$

となる。

実際の計算では、図8.3に示すような、 E_y 、 H_x 、 H_z について求め、さらに送信されたパルス電磁界は境界 C_a 上の $C_s = \overline{CD}$ 上のみを伝搬するので、結局線分 C_s 上で式(8.9)、(8.10)を計算すればよい。従って式(8.9)、(8.10)は $n = i_z$ として、 $r = xi_x + zi_z$ より (x, z) 座標表現を用いれば、

$$E_y(x, z, t) = \int_0^{t-R/c} dt' \int_{C_s} ds G(x, x', z, z'; t, t') \cdot \left[-\frac{\partial E_y(x', z')}{\partial z'} - \mu_0 \frac{\partial H_x(x', z')}{\partial t'} \right] \quad (8.14)$$

$$H_x(x, z, t) = \int_0^{t-R/c} dt' \int_{C_s} ds G(x, x', z, z'; t, t') \cdot \left[\frac{\partial H_x(x', z')}{\partial z'} - \varepsilon_0 \frac{\partial E_y(x', z')}{\partial t'} \right] \quad (8.15)$$

$$H_z(x, z, t) = \int_0^{t-R/c} dt' \int_{C_s} ds G(x, x', z, z'; t, t') \cdot \left[-\frac{\partial H_x(x', z')}{\partial x'} \right] \quad (8.16)$$

と表される。ここで $R = \sqrt{(x - x')^2 + (z - z')^2}$ 、 ds は C_s 上の微小線素である。

8.5 FDTD法による自動車の散乱特性と検出特性

自動車によるミリ波レーダの散乱解析を行うため、前節で計算されたミリ波レーダの遠方放射界を、自動車を含めた解析領域における初期条件として用いる。図8.6に自動車散乱解析のための解析領域を示す。

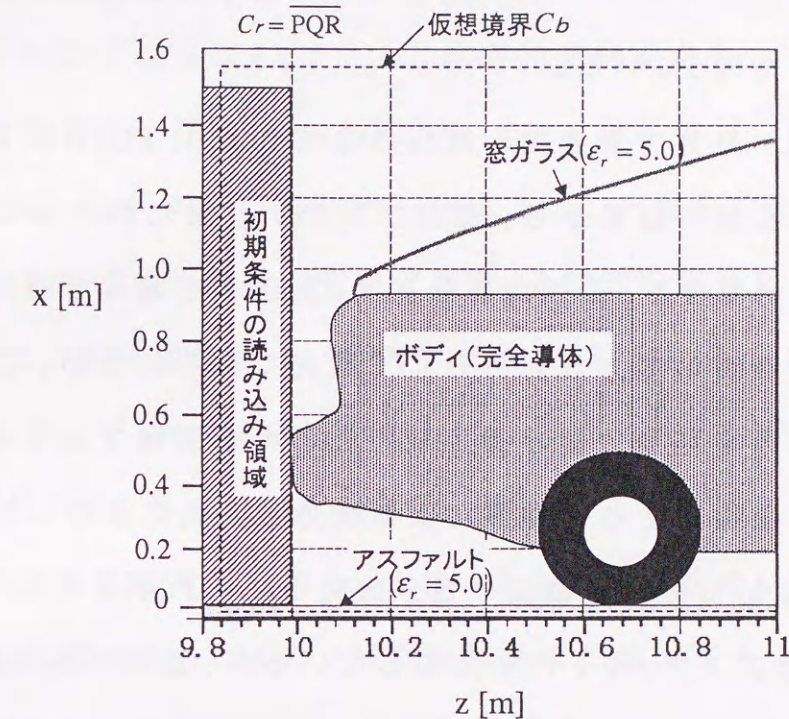


図8.6 自動車による散乱の解析領域

ここでは、ミリ波レーダの受信特性は主に先行車の形状および車間距離によるものとし、その基本特性を解析することを目的とするため、レーダアンテナと先行車間における障害物の存在は考慮しないことにする。FDTD法で車体をモデル化する場合、車のゴム材質後輪は2次元解析でのモデル化では近似的検討を行うこととし、本解析では、自動車の散乱特性に対して影響は少ないことと仮定し、図8.6のような散乱体のモデルを作成した。解析領域内における媒質の特性として、自動車の車体は完全導体とした。また、窓ガラス、地面のアスファルトは比誘電率が5で与えられる誘

電体とした。初期条件として用いる遠方界は、図8.6の初期条件の読み込み領域に与えられるもので、 x 方向の0m～1.5mは車高から決定し、 z 方向には、円筒状に広がったパルスを領域内に含む十分な大きさとなるよう、9.8m～10.0mとした。このように、先行車に到達する直前の遠方パルス電磁界を求めることによって、自由空間中における伝搬距離を短くし、計算容量の効率化を図っている。

第8.4節で用いた遠方界変換と同様の手法により、FDTD法で得られた自動車による散乱解析結果から、受信アンテナ位置における受信電界強度を求めることができる。受信電界強度は、散乱体を囲んだ閉曲線上における等価電磁流からの遠方放射界として厳密に得られるが、ここでは散乱体である自動車を完全に囲む閉曲線をとるのが困難であること、及び受信電界の基本特性は主に自動車による後方散乱波に依存しているとの仮定により、近似的に等価電磁流の積分区間を $C_r = \overline{PQR}$ とする。自動車の下側の境界 \overline{RS} はアスファルト内で定義しているが、送信パルスはアスファルト路面上でほとんど全反射となり、アスファルト内への透過電磁界はほとんどゼロである。従って等価電磁流は無視できるとして積分区間に含めない。遠方界変換より、受信電界強度は次式によって近似的に求める。

$$E_y^{res}(x_0, z_0, t) = \int_{t_0}^{t-R/c} dt' \int_{C_r} ds G(x_0, x', z_0, z'; t, t') \cdot \left[-(\mathbf{n} \cdot \nabla') E_y(x', z', t') + \mu_0 \frac{\partial H(x', z', t')}{\partial t'} \times \mathbf{n} \cdot \mathbf{i}_y \right] \quad (8.17)$$

例えば \overline{QR} 上においては、 $\mathbf{n} = -\mathbf{i}_z$ より

$$E_y^{res}(x_0, z_0, t) = \int_{t_0}^{t-R/c} dt' \int_{\overline{QR}} ds G(x_0, x', z_0, z'; t, t') \cdot \left[\frac{\partial E_y(x', z', t')}{\partial z'} + \mu_0 \frac{\partial H_x(x', z', t')}{\partial t'} \right] \quad (8.18)$$

ただし C_r 上の微小線素を ds 、自動車の散乱波がはじめて C_r に到達する時間を t_0 とする。ここで受信電界強度は、送信アンテナの中心の座標 (x_0, z_0) における電界値を代表値として示す。

FDTD法によって得られた、パルス送信後0.01nsのアンテナ近くの近傍界を図8.7に示す。また、式(8.17)の遠方界変換によって得られたアンテナ近傍界の電界の遠方界を図8.8に、遠方電磁界を初期条件として計算した自動車による散乱界を図8.9(a)～(c)に示す。また、同じ結果の電界強度を濃淡によって表現したグラフを図8.10(a)～(c)に示す。予想される通り、自動車の後部から非常に強い反射波が生じており、その他の部分による反射波が後続く。また、解析結果から、誘電体であるアスファルト内にはミリ波がほとんど浸透せず、表面付近で減衰してしまうことがわかる。これはアスファルトに対して、ミリ波が水平に近い状態で入射するため、全反射に近い特性になるためと考えられる。また、ガラス窓を透過して室内にレーダが伝搬する状況が見られるが、解析領域をより拡大することにより、室内の電波伝搬特性の解析も検討することが可能となる。図8.10の濃淡図による散乱パターンから、窓による反射波は車体による反射波に比べてかなり弱くなっていることがわかる。図8.9、8.10の全体から言えることは、散乱のパターンにミリ波の直進性がよく表われており、散乱体の形状を良く反映していることである。今回の解析により、ミリ波レーダの基本的な散乱特性が明らかにされた。散乱強度の指向特性や強度など、詳細なミリ波の散乱特性については、3次元モデルにより今後検討する予定である。

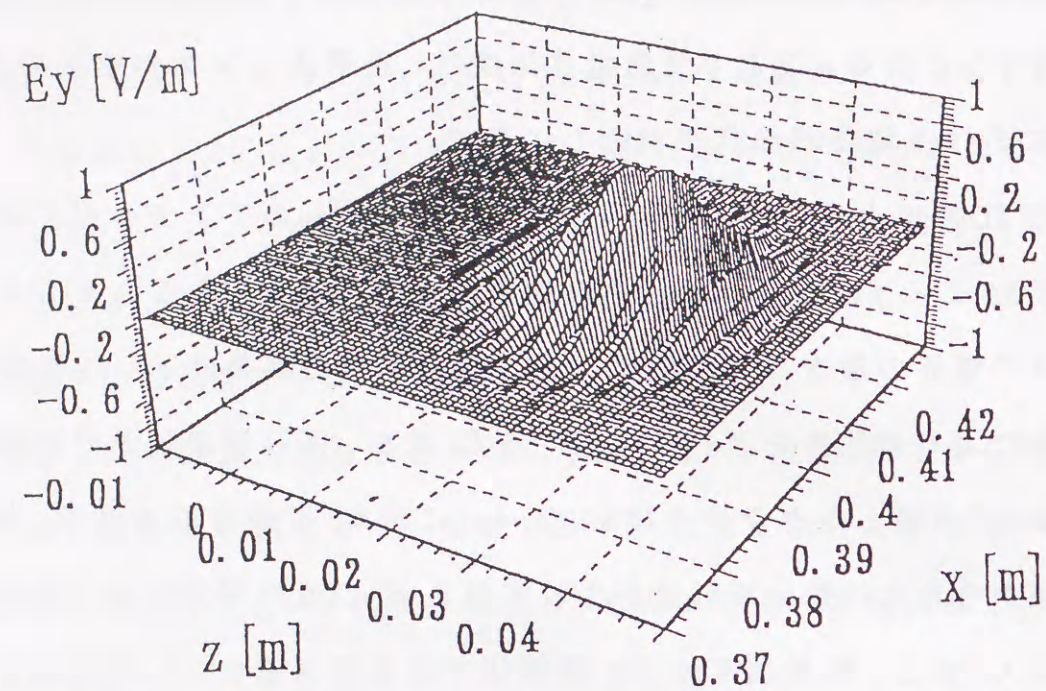


図8.7 アンテナ近傍界のFDTD解析 ($t=0.02\text{ns}$)

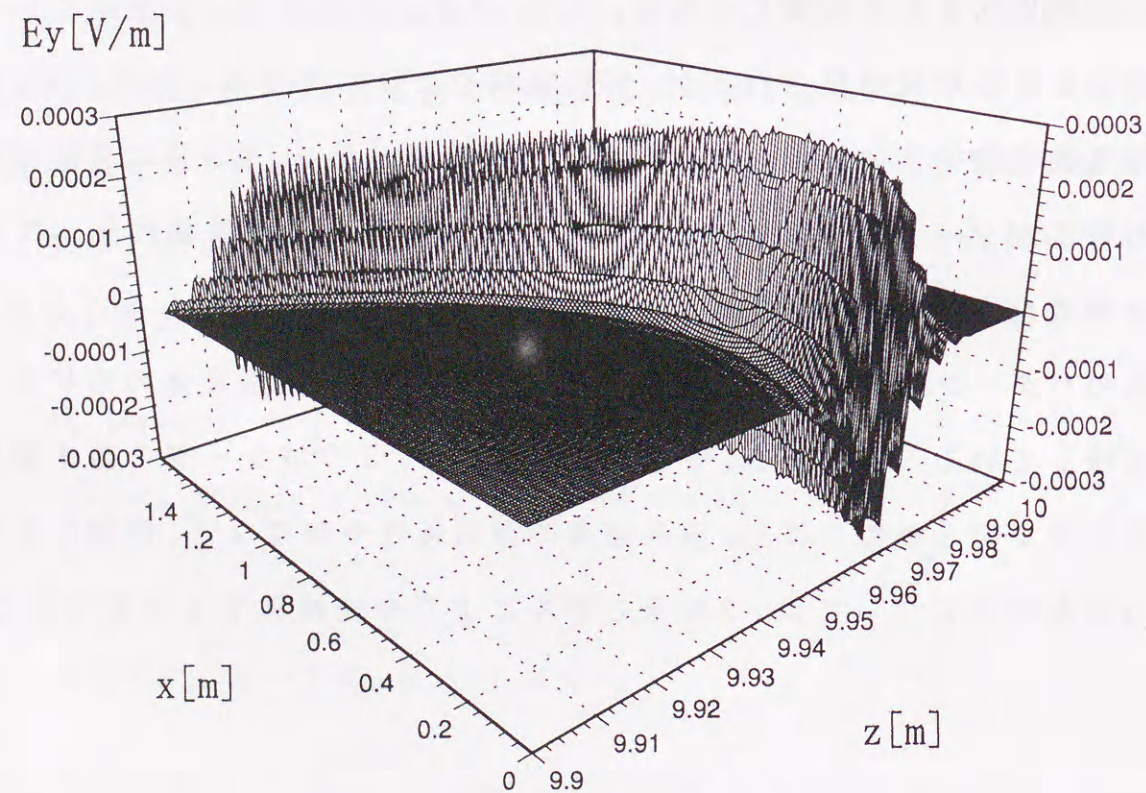


図8.8 ミリ波の電界の遠方界解析

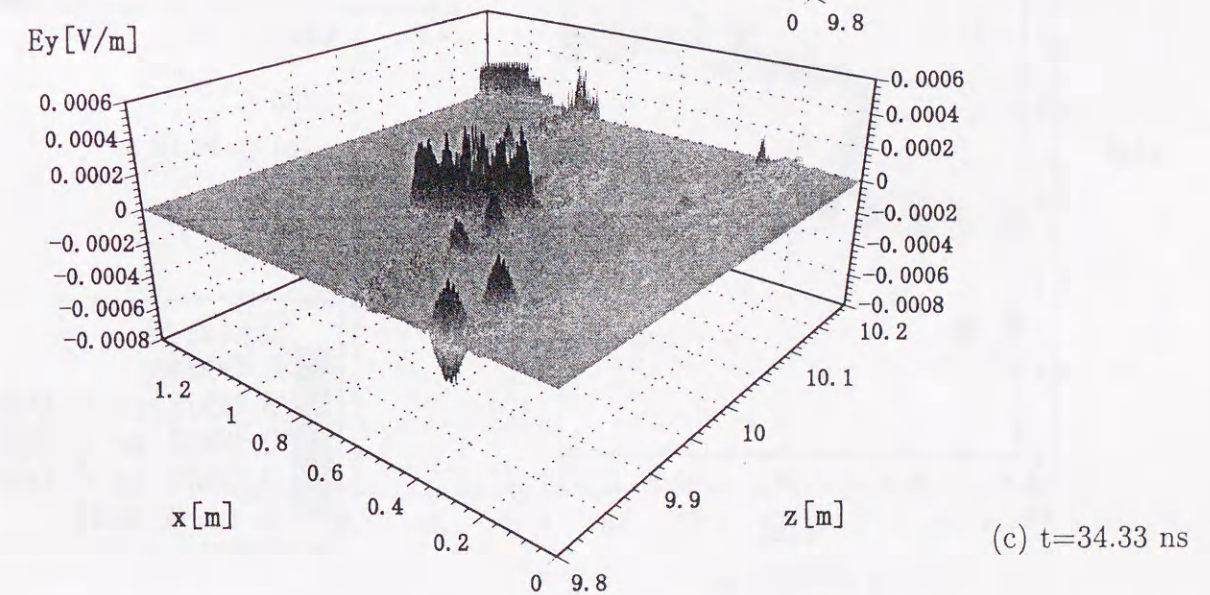
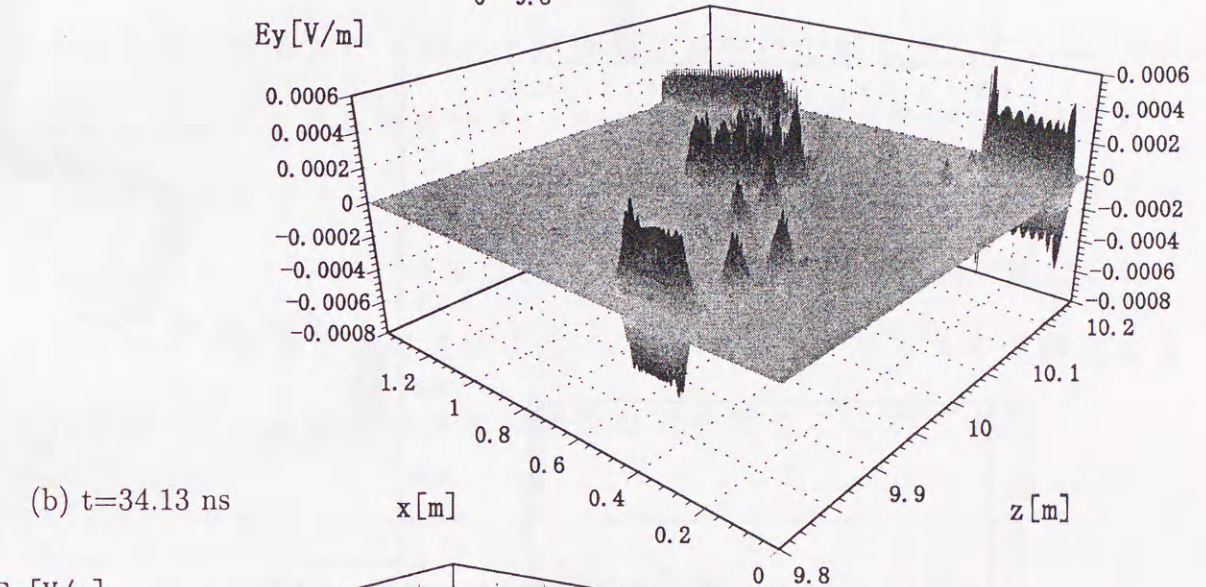
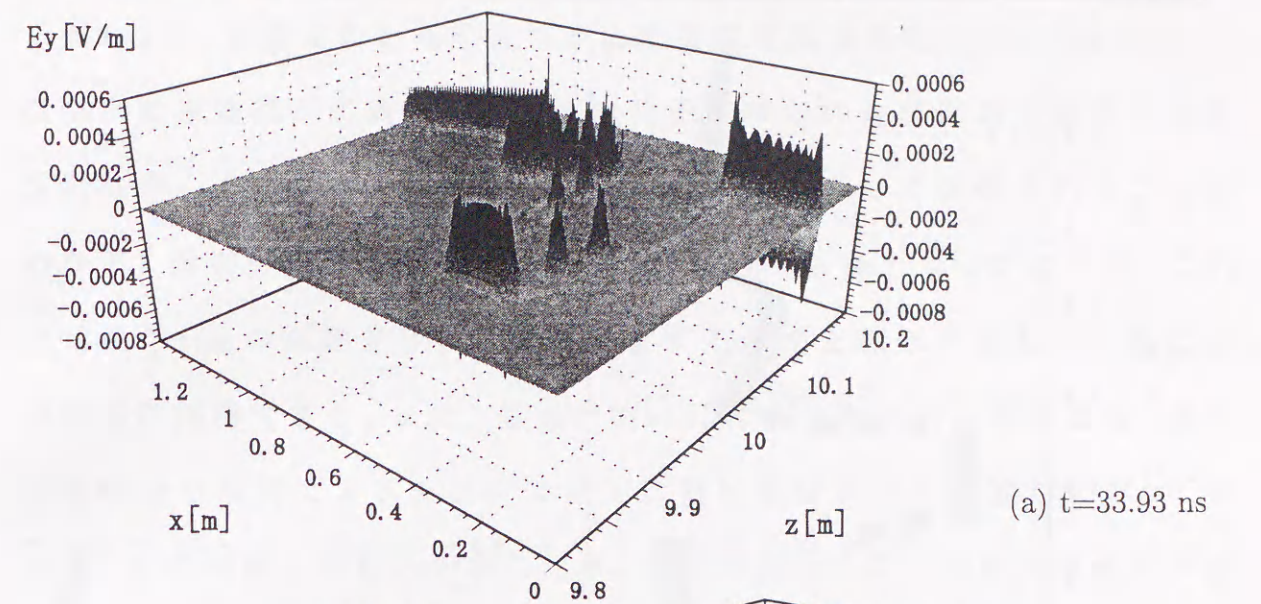


図8.9 自動車による散乱界のFDTD解析

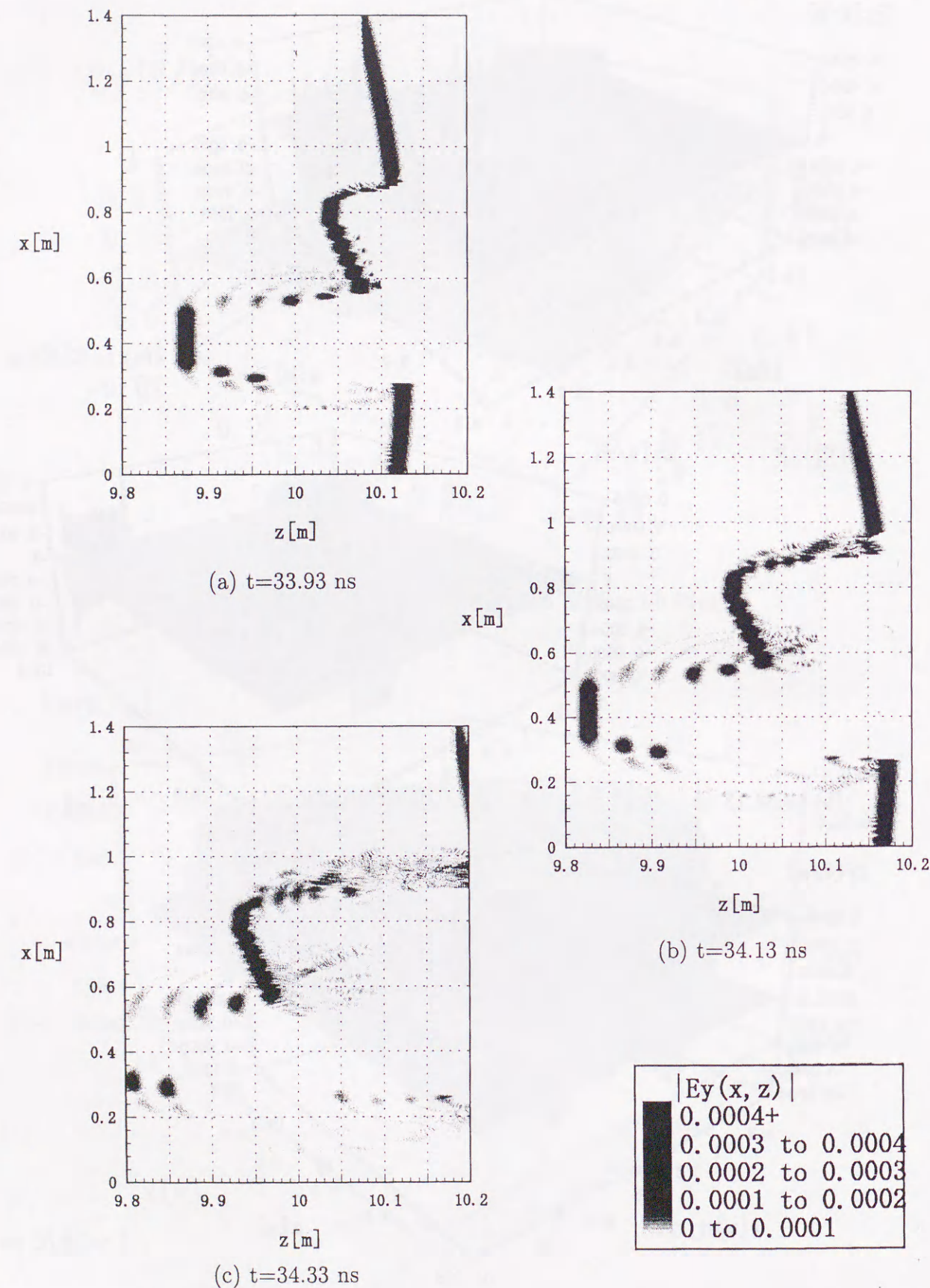


図8.10 自動車による散乱界のFDTD解析（濃淡表現）

図8.11に、自動車の散乱界より求めた受信電界強度を示す。これより、今回は自動車後部が単調な構造のため自動車後部の金属部の主要部による反射波が、送信パルスの波形を比較的歪みが少なく受信されることがわかる。最初の応答が受信される時刻は約66.8ns後となっているが、これは電波が10mの距離を往復するのに要する時間とほぼ一致していることが容易に確認できる。また、最初の強い反射波の後に続く受信波も、窓など複雑な形状部による反射について比較的に変形の小さい波形となっているが、その強度は初めの応答に比べ、著しく弱い。ここではミリ波レーダの基本的な散乱界および反射受信波形の基礎特性が明らかにされた。従って、複数の自動車である複数のターゲットによる複数の受信波が得られても、干渉が多重状態でなく最初に受信される主要部による反射より大きくなりえない限り、先行車との車間距離の計測は原理的に可能である。レーダの受信信号の詳細な検討結果を基に、様々なレーダパルスの干渉による性能の評価や、レーダ信号処理の開発などを行うことができる。

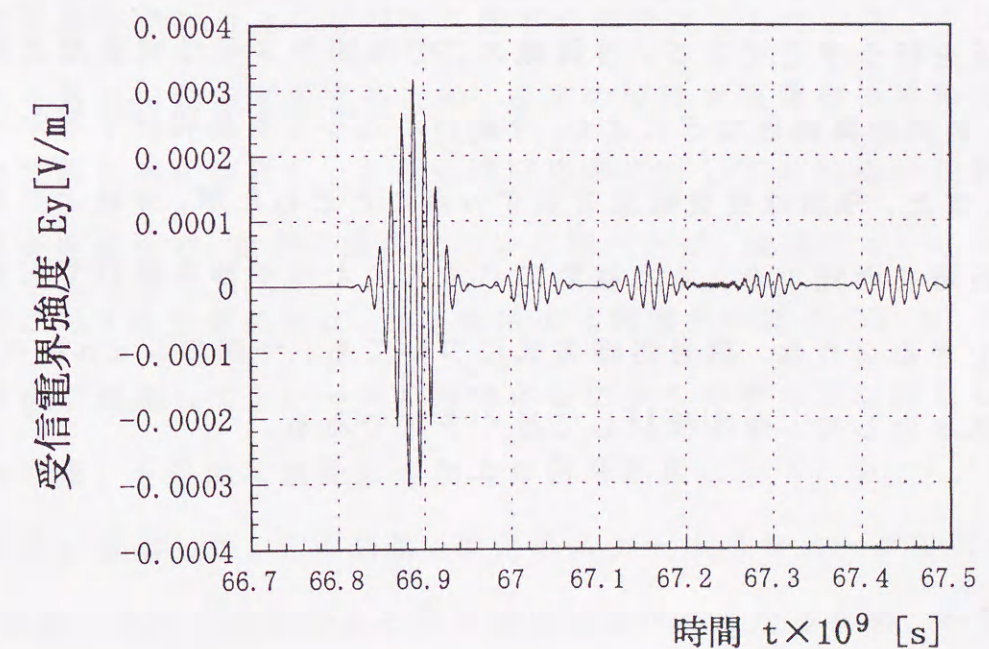


図8.11 ミリ波レーダの受信電界強度

8.6 まとめ

自動車衝突防止用ミリ波レーダの、自動車による散乱特性を解析するため、アンテナ解析やレーダ断面積の解析に関して、2次元モデルにより、FDTD法と遠方界変換の併用より散乱解析を行った。また、受信アンテナによって受信される電界強度について、数値シミュレーションを行い、送信パルスの波形の散乱体との相関について基本特性を示した。ここでは、自動車の車体の主要部による反射が最も強いことが示され、他の部分による反射の相関についての基礎的な特性が明らかにされた。また、散乱体の近傍界についても詳細に示すことができた。今回の解析においては、自動車の散乱体がセルサイズと比較して十分大きいため、FDTD法の解析領域で表現することが困難な散乱体に対して、近似的な遠方界変換を用いることにより、時間領域における初期時間応答を求めることができることを示した。今後散乱体をより現実のモデルに近づけ、また路側物などによる不要反射波による干渉などのより現実的な課題に取り組むためにも、3次元解析を行う予定である。計算機のCPU時間やメモリ容量などの有限資源を、並列計算処理などにより、今後いかにして有効利用するかが課題である。また、今回は受信強度を示すのみにとどめたが、今後より高い分解能で距離を計測でき、また複数のパルスによる干渉を受けても高性能を維持できるような、信号処理方式についても、今回のシミュレーション解析を基本として、今後検討して行く予定である。

第9章

総括

本研究はFDTD法を用いたパルスレーダの電磁波散乱特性の解析を目的として行われた。地中レーダによる電磁波探査においては、地中の不均質性による不要散乱波が、目標物の高精度検出を困難にしている。このため、不均質媒質における散乱特性の解析を行うことにより、不要散乱波の特性を把握して、不要散乱波を除去するためのレーダ信号処理の研究にも活用することができる。FDTD法はMaxwell方程式を直接差分方程式に置き換えて、電磁界を時間領域で計算していくため、これらの不要散乱波の発生メカニズムが視覚的に把握され、また時間応答が直接求められるために本研究で行うようなパルス応答の解析に適している。ランダム媒質による散乱特性を把握するため、媒質の特性を誘電率の平均値と分散を用いて統計的に表現し、さらに時間応答に対しても同様の統計的パラメータを定義して、両者の関係について調べたが、媒質に対する分散と時間応答に対する分散の間に、ある程度の相関関係が認められた。また、媒質の分散が増加して、レーダの時間応答に多くのゆらぎが現れるときに必要となる、不要散乱波除去のための信号処理として、ウェーブレットを時間応答に応用した。その結果、特定のスケールパラメータではウェーブレット関数と地中目標物による反射波は相関が高くなるため、不要散乱波

とウェーブレット関数との相関がそれ程高くなければ、ウェーブレット係数に対する適切な信号処理を施すことによって、不要散乱波をある程度抑圧できると考えられる。このため、ウェーブレット逆変換を用いた信号検出特性について検討することが必要である。

また、自動車衝突防止用ミリ波レーダにおいては、検出対象となる先行車両の位置、速度を検出するためのレーダ方式が種々提案されているが、レーダ電波の自動車による反射・散乱の電磁界理論的解析はあまり報告されていない。本研究では解析的手法である遠方界変換を用いることにより、電波の波長の数百倍の大きさをもつ車両からの反射・散乱特性の解析を効率的に行えることを明らかにした。先行車両以外の散乱体による散乱波を考慮することにより、自動車衝突防止用ミリ波レーダの検出性能に関する詳細な検討を行っていく必要がある。

今後の課題としては、ランダム媒質、ランダム表面による電磁波散乱特性の、より理論的に詳細な検討を行うこと、地中パルスレーダによる地中目標物の検出特性の、媒質依存性を明らかにすること、受信される不要散乱波が強い場合にも、地中目標物の検出を可能とするための、信号処理法の開発等が挙げられる。

また、自動車衝突防止用ミリ波レーダにおいては、3次元解析を行うことにより、より現実的で有用なレーダの反射、散乱応答を解析することができる。また、目標物である先行車両以外の散乱体からの反射・散乱波を解析することにより、正確な目標検出を妨害する不要反射波、散乱波の影響も考慮でき、レーダの探知性能に関する詳細な検討を行っていく必要がある。

謝辞

本研究は、著者が豊橋技術科学大学大学院工学研究科博士課程在学中に行ったものであり、その間、研究および生活の面で終始熱心なご指導、ご鞭撻を賜りました豊橋技術科学大学情報工学系教授工学博士・宮崎保光先生に謹んで感謝致します。また、本研究の遂行ならびに論文作成にあたり、有益な御教示をいただきました豊橋技術科学大学情報工学系教授工学博士・田所嘉昭先生、豊橋技術科学大学情報工学系教授工学博士・横山光雄先生に深く感謝いたします。

日頃より研究内容について御討論していただいた豊橋技術科学大学情報工学系助教授工学博士・後藤信夫先生、愛知工科大学電気工学科工学博士・黄新民先生、豊橋技術科学大学マルチメディアセンター助手・増田忠弘先生、豊橋技術科学大学情報工学系助手・Rakkappan Balasubramanian 先生、豊橋技術科学大学教務職員・佐々木秀記先生に深く感謝いたします。また、事務手続等で終始御世話いただきました宮脇治雄技官に深く感謝いたします。

本研究の先駆的研究をなされ、有益な御助言をいただきました岐阜工業高等専門学校教授工学博士・武富喜八郎先生、豊橋技術科学大学技術開発センター助手・園田潤先生、上乘有希氏（現在、大原簿記専門学校）、尾造宏之氏（現在、九州電力）、山本幸雄君（現在、日立製作所）に心より感謝いたします。また、研究についての熱心な討論と御協力を頂きました清水建設工学博士・千葉元氏、貴重な学生生活を共にし、励ましあった Bandari Rakesh 氏、大学院生の相木勝年君、垣津晴彦君、福尾亮君、福山康弘君、山畑武敏君、Glen Rodriguez さんに心より感謝いたします。

参考文献

- [1] 鈴木. 電波による地中・水中の探査. 計測と制御, Vol. 20, pp. 762-772, 1981.
- [2] 荒井, 鈴木. 地中レーダシステム. 信学論, Vol. J66-B, pp. 713-720, 1983.
- [3] 上野, 大隅. 波動による地中物体のイメージング. 信学誌, Vol. 69, No. 9, pp. 959-968, 1986.
- [4] D.J. Daniels, D.J. Gunton, H.F. Scott. Introduction to subsurface radar. *Proc. of IEE*, Vol. 135, No. 4, pp. 278-320, 1988.
- [5] 西村他. 地中を見る－遺跡探査－. 信学誌, Vol. 77, No. 7, pp. 713-720, 1994.
- [6] Lawrence Carin et al. Short-pulse plane-wave scattering from buried perfectly conducting bodies of revolution. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 44, No. 2, pp. 143-151, 1996.
- [7] T. P. Montoya and G. S. Smith. Land mine detection using a ground-penetrating radar based on resistively loaded vee dipoles. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 47, No. 12, pp. 1795-1806, 1999.
- [8] 交通工学会編. インテリジェント交通システム. 丸善.
- [9] 藤村. 自動車用ミリ波レーダの開発動向. 信学誌, Vol. 79, No. 10, pp. 977-981, 1996.
- [10] 大久保. 自動車用ミリ波レーダ. 信学論 (C), Vol. 116, No. 5, pp. 499-500, 1996.
- [11] 所. 自動車レーダとその応用. 信学誌, Vol. 80, No. 9, pp. 919-924, 1997.

- [12] 西川, 山口, 仙石. 偏波を用いた合成開口 fm-cw レーダによるイメージング. 信学技報, Vol. AP92-98, pp. 45-52, 1992.
- [13] H. Brunzel. Detection of shallowly buried objects using impulse radar. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, Vol. 37, No. 2, pp. 875-886, 1999.
- [14] T.P. Montoya and G.S. Smith. A study of pulse radiation from several broad-band loaded monopoles. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 44, pp. 1172-1182, 1996.
- [15] Jr. W.R. Scott and G.S. Smith. Measured electrical parameters of soil as functions of frequency and moisture content. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, Vol. 30, pp. 621-623, 1992.
- [16] 山本, 尾造, 宮崎. 地中探査レーダの縮小モデルによるシミュレーション実験における検出特性. 電学論 C, Vol. 119, No. 1, pp. 91-96, 1999.
- [17] T. Uno Y. Nishioka, O. Maeshima and S. Adachi. Fdtd analysis of resistor-loaded bow-tie antennas covered with ferrite-coated conducting cavity for subsurface radar. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 47, No. 6, pp. 970-977, 1999.
- [18] G.A. Burrell and Jr. L. Peters. Pulse propagation in lossy media using the low-frequency window for video pulse radar application. *Proc. of IEEE*, Vol. 67, No. 7, pp. 981-990, 1979.
- [19] G.K.A. Oslawd. Geophysical radar design. *Proc. of IEE*, Vol. 135, No. 4, pp. 371-379, 1998.
- [20] 鈴木. 電波による地中・水中の探査. 計測と制御, Vol. 20, No. 8, pp. 762-772, 1981.
- [21] J.A. Stratton. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill.
- [22] M.N.O. Sadiku. *Numerical Techniques in Electromagnetics*. CRC Press.
- [23] 飯島: 監修. 電磁界の近代解析法. 電子通信学会.

- [24] 山下: 監修. 電磁波問題の基礎解析法. 電子情報通信学会.
- [25] 熊谷, 森田. 電磁波と境界要素法. 森北出版.
- [26] 新田他: 編集. 環境電磁ノイズハンドブック. 朝倉書店.
- [27] A. Taflove. *Computational Electrodynamics*. Artech House, 1995.
- [28] K.S.Yee. Numerical solution of intial boundary value problem involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Trans.Antennas Propag.*, Vol. 14, No. 3, pp. 302-307, 1966.
- [29] 進士: 編著. 無線通信の電波伝搬. 電子情報通信学会, 1992.
- [30] K.R. Umashankar and A. Taflove. A novel method to analyze electromagnetic scattering by complex objects. *IEEE Trans. Electromagnetic Compat.*, Vol. 25, pp. 433-440, 1983.
- [31] 山下, 銭. FDTD法によるマイクロ波平面回路・アンテナ特性の解析. リアライズ社.
- [32] T. Uno Y. He, T. Kojima and S. Adachi. Fdtd analysis of three-dimensional light-beam scattering from magnet-optical disk structure. *IEICE Trans. Electron.*, Vol. E81-C, No. 12, pp. 1881-1888, 1998.
- [33] B. Engquist and A. Majda. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Mathematics of Computation*, Vol. 31, pp. 629-651, 1977.
- [34] G.Mur. Absorbing bpundary conditions for the finite difference approx imation of the time domain electromagnetic field equations. *IEEE Trans. Electromagnetic Comp⁺*, Vol. 23, No. 4, pp. 377-383, 1981.
- [35] J.P. Berenger. Perfectly matched layer for the fdtd solusion of wave-structure interaction problems. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 51, pp. 110-117, 1996.
- [36] 山下: 監修. 電磁波問題解析の実際. 電子情報通信学会, 1993.

- [37] A.Fijany. A massively parallel computation strategy for fdtd:time and sp ace parallelsim applied to electromagnetic problems. *IEEE Trans.Antennas Propag.*, Vol. 43, No. 12, 1995.
- [38] C.K.Chui. ウェーブレット入門. 東京電機大学出版局, 1993.
- [39] D.L.Alumbaugh and H.F.Morrison. Electromagnetic conductivity imaging with an iterative born in version. *IEEE Trans.Geosci.Remote Sensing*, Vol. 31, No. 4, 1993.
- [40] Andrew Seville et al. Imaging of scattering on microwave antenna test range. *IEEE Trans.Antennas.Propagation*, Vol. 43, No. 8, pp. 766-772, 1995.
- [41] Hyeongdong Kim and Hao Ling. Wavelet analysis of radar echo from finite-size targets. *IEEE Trans.Antennas Propag.*, Vol. 41, No. 2, 1993.
- [42] Dean L.Mensa. *High Resolution Radar Cross-Section Imaging*. Artech House, 1991.
- [43] A.D. Olver and L.G. Cuthbert. Fmcw radar for hidden object detection. *IEE Proc.*, Vol. 135, No. 4, pp. 354-361, 1988.
- [44] Guangwen Pan. Orthogonal wavelets with applications in electromagnetics. *IEEE Trans.Magnetics.*, Vol. 32, No. 3, pp. 975-983, 1996.
- [45] W. Asano Y. Miyazaki and K. Tanaka. Microwave and laser scattering studies for electromagnetic compatibility problem in mobile communication and broadcast-ing systems. *Proc. of Int. Symp. on Electromagnetic Compatibility (EMC'94)*, Vol. 19P406, pp. 697-700, 1994.
- [46] 滑川, 奥井. 通信方式. 森北出版, 1990.
- [47] 小倉. 確率過程論. コロナ社, 1978.
- [48] 河野他. 高機能一体型地下埋設物探知装置. NTT R&D, Vol. 41, No. 7, pp. 889-898, 1992.
- [49] 小塚. 光・電波解析の基礎. コロナ社, 1995.

- [50] 関根. レーダ信号処理技術. 電子情報通信学会.
- [51] 田嶋, 飯口. 地中埋設物からの散乱波の解析. 信学論, Vol. J68-B, .
- [52] 辻井. デジタル信号処理の基礎. 信学会, 1988.
- [53] 土橋他. 3次元探査機能をもった地中レーダシステム. 電学論D, Vol. 109, No. 12, pp. 937-943, 1989.
- [54] 山口, 山田. ウェーブレット解析. 科学, Vol. 60, No. 6, pp. 398-405, 1990.
- [55] 山田. ウェーブレット解析とその応用. 信学会誌, Vol. 76, No. 5, pp. 518-528, 1993.
- [56] 吉田. 改訂 レーダ技術. 電子情報通信学会.
- [57] 田中正興, 宮崎保光. 自動車による電波散乱のマイクロ波シミュレーション特性. 信学論 (B), Vol. J66-B, No. 8, pp. 1005-1012, 1983.

研究発表

1. 原著論文

- 1. 高橋, 宮崎:「ランダム表面における地中レーダパルス波散乱のウェーブレット解析」, 電気学会論文誌C, 118巻1号, pp.93-98 (1998).
- 2. 高橋, 宮崎:「自動車衝突防止用ミリ波レーダのFDTD法による散乱解析」, 電気学会論文誌C, 120, 巻1号, pp.111-116 (2000).
- 3. 高橋, 宮崎:「ランダム媒質中埋設物による地中レーダパルスの散乱特性の3次元FDTD法による解析」, 電気学会論文誌C, 120巻12号, pp.1905-1912 (2000).

2. 国際会議

- 1. Y. Miyazaki and K. Takahashi, "Wavelet analysis of randomly reflected electromagnetic waves of subsurface radar", Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, vol. 4, pp.1153-1156 (1996).
- 2. Y. Miyazaki, K. Takahashi and S. Knedlik, "Statistical characteristics of reflection and scattering of electromagnetic radar pulses by rough surface and buried objects, Proceedings of 13th Annual Review of Program in Applied Computational Electromagnetics, pp.268-273 (1997).
- 3. Y. Miyazaki and K. Takahashi, "Wavelet analysis of subsurface radar response by target objects in random media and rough surface", Proceedings of International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology, pp.423-426 (1998).
- 4. Y. Miyazaki and K. Takahashi, "Electromagnetic compatibility characteristics of wireless LAN for indoor environment of buildings by FDTD method", Proceedings of Asia-Pacific Conference of Environmental Electromagnetics, pp.251-256 (2000).

5. Y. Miyazaki and K. Takahashi, "Statistical characteristics of scattering and signal detection of subsurface radar pulses by buried objects in random media", Proceedings of Progress In Electromagnetics Research Symposium, p. 210 (2000).
6. Y. Miyazaki, T. Kawakami and K. Takahashi, "Electromagnetic backscattering of radiation wave of satellite antenna due to objects on random ground surfaces", Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, vol.2, 863-866 (2000).
7. K. Takahashi and Y. Miyazaki, "Statistical characteristics of scattering of subsurface radar pulses by buried objects in random media", Proceedings of International Symposium on Antennas and Propagation, vol.4, 1689-1692 (2000).
8. K. Takahashi and Y. Miyazaki, "Analysis of scattering characteristics of subsurface radar by buried objects in random media using 3-dimensional FDTD method", Proceedings of the 2000 Japan-China Joint Meeting on Optical Fiber Science and Electromagnetic Theory, pp.107-110 (2000)

3. 研究会

1. 高橋、宮崎：ウェーブレット変換による地中レーダランダム反射電磁波形の解析, 電学研資電磁界理論研究会, EMT-96-109, pp.57-66(1996).
2. 高橋、宮崎：ランダム表面を考慮した地中レーダ応答波形のウェーブレット解析, 信学技報環境電磁工学, EMCJ96-61, pp.97-104(1996).
3. 高橋、宮崎：ランダム表面における地中探査パルスレーダの反射・散乱, 電学研資電磁界理論研究会, EMT-97-24, pp.45-50(1997).
4. 高橋、宮崎：ランダム表面による地中レーダパルス波散乱の統計解析, 電学研資電磁界理論研究会, EMT-97-91, pp.65-70(1997).

5. 高橋、宮崎：地中レーダ受信信号のウェーブレットによる信号処理特性, 電学研資電磁界理論研究会, EMT-98-130 (1998).
6. 高橋、宮崎：「3次元FDTD法を用いたランダム媒質中埋設物による地中レーダパルスの散乱特性」, 電学研資電磁界理論研究会, EMT-99-128, pp.37-42(1999).

4. 学会発表

1. 高橋、宮崎：ランダム媒質中物体による地中レーダ反射波形のウェーブレット解析, 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-183, p.183-184(1996).
2. 高橋、宮崎：ランダム媒質中物体による地中レーダ応答のウェーブレット解析, 電気関係学会東海支部連合大会, 532, p.266(1996).
3. 高橋、宮崎：ランダム表面における地中レーダ反射波のウェーブレット解析, 電子情報通信学会総合大会, B-23-6, p.223(1997).
4. 高橋、宮崎：ランダム表面による地中レーダパルス波散乱の電磁界特性, 電子情報通信学会ソサイエティ大会, B-2-8, p.145(1997).
5. 高橋、宮崎：ランダム表面による地中探査パルスレーダの散乱特性, 電気関係学会東海支部連合大会, 455, p.228(1997).
6. 高橋、宮崎：ランダムな電磁散乱環境における地中レーダ受信波形のウェーブレット解析, 電子情報通信学会総合大会, SC-1-7 (1998).
7. 高橋、宮崎：地中レーダ受信波形のウェーブレット変換によるターゲット検出特性, 電子情報通信学会総合大会, B-2-42, p.225 (1999).
8. 高橋、宮崎：「ランダム媒質中埋設物による地中レーダパルス散乱の3次元FDTD解析」, 電子情報通信学会ソサイエティ大会, SB-2-9, p.136 (1999).

9. 高橋、宮崎:「地中レーダ受信信号のウェーブレット変換によるランダム媒質中ターゲットの検出特性」, 電気関係学会東海支部連合大会, 387, p.194(2000).
10. 高橋、宮崎:「地中レーダ受信信号のウェーブレット変換によるランダム媒質中ターゲットの検出特性」, 電子情報通信学会ソサイエティ大会, SC-2-3, pp.331-332(2000).

