



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	航空機搭載アイスレーダによる南極氷床の電波散乱特性に関する研究
Author(s)	浦塚, 清峰
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第3846号
Issue Date	1990-12-25
DOI	https://doi.org/10.11501/3051995
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/49567
Type	doctoral thesis
File Information	000000236683.pdf



航空機搭載アイスレーダによる
南極氷床の電波散乱特性に関する研究
浦塚清峰

①

航空機搭載アイスレーダによる 南極氷床の電波散乱特性に関する研究

浦 塚 清 峰

要 旨

近年、全地球的な現象が文明社会に及ぼす影響について大きな関心を集めている。特に、地球上の氷の約 90 % を占める南極大陸の氷は過去および将来の気候状況や地球内部活動の歴史を知る手がかりであるにも拘らず、実地の探査が困難であるため南極氷床の様々な物理量を広域にモニタする事のできるリモートセンシング技術の開発が注目を集めてきている。その中で、1960 年代に入り氷床の厚さを計測するセンサとして登場してきたアイスレーダは、航空機を用いた広域の調査に用いられてきた。

本研究は、新型の航空機搭載アイスレーダを開発し、南極氷床の観測を行なった。また、このレーダの新しい点の一つであるデジタル化したデータを生かした処理手法を開発した。さらに、定量的な評価を行なうために、これまで解析に用いられてきた簡易なレーダ方程式の代わりに、広いアンテナのビームパターンにも適用可能なレーダ方程式を導出した。次に、このレーダ方程式をもとに電波散乱特性を評価した。また、本研究ではアイスレーダでしばしば観測される内部層についてその特徴について新しい事実を見いだした。さらにそのこととこれまで知られている特徴から内部層の散乱メカニズムを最もよく説明するモデルを考察し、散乱が一次元のモデルで扱えないことを示した。本論文は、全部で 7 章からなり、各章の概要は以下の通りである。

第 1 章は序論であり、本研究のリモートセンシング研究の分野及び雪氷物理学研究分野に於ける位置づけをおこなう。次に過去のアイスレーダ観測による南極氷床の研究についての解説する。この中で、氷床の散乱特性についての研究の現状について触れ、本論文で論ずる手法の新規性と背景について述べる。

第2章ではまず、アイスレーダの設計上の留意点を明らかにするために、アイスレーダの原理を簡単に説明する。つぎに、開発したアイスレーダのハードウェアについて詳説する。さらに、このレーダの最も新しい点の一つである、デジタルデータを利用して新たに開発した基盤エコーの自動読み取り及びデジタルZスコープ処理ソフトウェアについて述べる。これらの処理は、これまでのアイスレーダ観測のようにアナログのデータを読みとる作業と違って効率を大きく改善した。また、データの解釈にこれまでのアナログ記録では不完全だった受信強度の定量化による様々な側面からの検討が可能になった。

第3章では、南極氷床の散乱特性を調べる意味をさらにはっきりさせるため、電波の散乱特性に関する基礎的事項をおもにリモートセンシング技術の立場から紹介し、アイスレーダのデータとの関連について議論する。ここでは、表面散乱の理論と体積散乱の理論について電波科学的側面から検討した後、南極氷床の各部における散乱の形態について議論する。また、散乱特性を定量的に扱うための散乱係数を定義する。表面から及び底面からのレーダエコーの波形は散乱係数の入射角依存性と密接な関係があり、散乱係数の入射角依存性から表面の粗さを求めることが可能である。一方、氷床内部の散乱形態は、近似的には体積散乱として取り扱うことができるが詳細な散乱については、表面散乱的な要素が無視できない。

第4章では、デジタル記録により可能になった、同じデータをAスコープとZスコープの両面から検討することによって、アイスレーダの受信波形を定性的に解析した。その結果、レーダの波形を表面散乱による部分、内部散乱による部分、底面からの部分の3つに分けて解析することができる。さらに、受信波形を定量的に扱うために、現実的なレー

ダ方程式を提案する。従来、アイスレーダの受信強度の解析に用いられてきたレーダ方程式は、非常にビーム幅の狭いアンテナを持つレーダに対しては有効であるが、実際のアイスレーダのアンテナのように有限のビーム幅がある場合には、現実的な式ではない。ここで、導出するレーダ方程式は、アイスレーダのアンテナのパターンなどハードウェアの特性を正しく考慮できる方程式で、ビーム幅の広いアンテナに対しても有効で拡張性の高いものである。

第5章では、新たに提案したレーダ方程式をもとにアイスレーダの波形から氷床の底面及び表面での電波散乱特性を求める方法について述べる。氷床底面の解析結果からは、特に棚氷地域に於て底面が非常に滑らかであることが判明した。さらに詳細に調べるとグランディングラインから離れるにつれてその傾向が顕著である。このことは、棚氷の底面での海水との相互作用の程度を示すものとして重要な結果である。また、棚氷地域に特に観測される、2回反射エコーから棚氷の表面での透過係数を求めた。従来、透過係数は小さいとして無視されてきたが、この結果から最大約 10 dB の損失があることが明らかになった。電波散乱特性は、氷床の物性的性質を実際の氷のサンプルなしに推定する技術を確立するための基礎資料となる。

第6章では、白瀬氷河上流域およびやまと山脈近くで観測された内部層のデータの Z スコープと A スコープのデータの両方を用いて、レーダのパルス幅を変えた場合の内部層の受信波形の違いを詳細に検討し、(1) パルス幅を変えた場合のエコーのピーク位置はほぼパルス幅の時間差に等しい (2) エコーのピークがはっきりしなくなる場合でもバックグラウンドの散乱はあまり変化しないというこれまで報告されていない新たな特徴を見いだし

た。これは、デジタル収録によって初めて可能になったものである。つぎに、この新しい事実を用いて氷床内部層の散乱のメカニズムを明らかにするために、散乱のモデルを立て、散乱メカニズムを考察した。これまでの内部層のモデルには、パルス幅を変化させた場合の内部層エコーのピーク値の変化やエコー幅の広がりなどを十分説明できていない。ここでは、氷床内部での散乱の形態を(1) 薄い散乱面の広がりによってピークが生じるとする場合と(2) 鏡面散乱をする細かい層によって形成される厚みを持った反射帯によってピークが生じる場合の2通りの形態に基づくモデルを立て、それぞれについて主にパルス幅の違いによる受信波形の特徴を調べて検討する。これらのモデルの検討の結果は、内部層エコーのピークと氷床の領域を対応させるためには、入射角の大きいものからの散乱の効果が無視できないことを示唆している。

第7章は結論であり、本研究で議論された氷床の電波散乱特性について、その雪氷学的な意味を議論する。また、この手法の問題点について述べる。さらに、将来の氷床の電波リモートセンシング技術について本研究で得られた結果をもとに展望する。

目次

1 序論	1
1.1 リモートセンシングによる雪氷研究	5
1.2 電波による南極氷床の研究	7
1.2.1 アイスレーダの歴史	7
1.2.2 電波散乱特性に関する研究	8
1.3 新型アイスレーダの開発とそれによる氷床計測	11
1.4 本論文の目的と構成	14
2 航空機搭載アイスレーダシステムとデータ処理	17
2.1 アイスレーダの原理	19
2.1.1 レーダ方程式	20
2.1.2 最大到達距離	22
2.1.3 最小受信感度と受信信号の平均化	23
2.1.4 氷厚計測の分解能	24

2.1.5	伝搬損失	25
2.2	179MHz 航空機搭載アイスレーダ装置	27
2.2.1	送信機及び受信機	27
2.2.2	アンテナ特性	33
2.2.3	ディジタルイザ	33
2.2.4	測位システム	37
2.2.5	データプロセッサ	38
2.3	エコーの自動判定	40
2.3.1	目的	40
2.3.2	自動判定アルゴリズム	40
2.3.3	判定精度	44
2.4	断面図作成と画像処理	46
2.4.1	ディジタルZ スコープ	46
2.4.2	氷床断面図の作成	46
2.4.3	画像処理	49
2.5	まとめ	53
3	氷床の電波散乱特性の問題点	56
3.1	2つの散乱のメカニズム	57
3.1.1	表面散乱と散乱係数	57
3.1.2	表面散乱の誘電率と表面の粗さ	60

3.1.3	体積散乱と体積散乱係数	62
3.2	南極氷床での散乱と問題点	64
3.2.1	氷の電氣的性質	64
3.2.2	氷床表面での散乱	68
3.2.3	氷床底面での散乱	72
3.2.4	氷床内部からの散乱	74
3.3	まとめ	76
4	受信波形とレーダ方程式	78
4.1	受信波形	80
4.1.1	A スコープ波形	80
4.1.2	Z スコープによるエコーの分類	83
4.2	基盤地形と受信波形の解釈	90
4.2.1	基盤の凹凸が大きい場合	90
4.2.2	基盤が比較的平らな場合	92
4.3	レーダ方程式	94
4.3.1	従来のレーダ方程式の問題点	94
4.3.2	新しいレーダ方程式の提案	99
4.4	まとめ	106
5	アイスレーダによる氷床の電波散乱特性の解析	108

5.1	散乱特性の解析手順	110
5.1.1	表面での散乱係数の入射角依存性の解析	112
5.1.2	内部氷床での体積散乱係数および減衰係数の解析	112
5.1.3	底面での散乱係数の入射角依存性の解析	113
5.2	散乱特性解析結果	114
5.2.1	表面での散乱係数の入射角依存性	114
5.2.2	氷床内部での散乱特性	118
5.2.3	底面での散乱係数の入射角依存性	121
5.3	棚氷の多重散乱による氷床表面の透過係数の解析	123
5.4	まとめ	130
6	氷床内部反射層の散乱	133
6.1	これまでの内部層エコーの研究と問題点	135
6.1.1	内部層エコーの特徴	135
6.1.2	内部層構造と層状エコーの対応に関するこれまでの研究	147
6.1.3	内部層エコーの問題点	154
6.2	内部層の散乱モデル	156
6.2.1	ディフューズ散乱モデル(モデル1)	157
6.2.2	鏡面反射帯モデル(モデル2)	160
6.2.3	パルス幅の違いとモデルの比較	168
6.2.4	層状のエコーが観測されない場合の解釈	168

6.3	まとめ	170
7	結論	173
7.1	散乱特性結果と南極氷床	175
7.1.1	氷床表面の凸凹	175
7.1.2	棚氷の物理と底面の粗さ	176
7.1.3	氷床底面の起伏および粗さ	176
7.1.4	氷床内部からの散乱	177
7.1.5	氷床内部での減衰	177
7.2	氷床の電波リモートセンシングの展望	178
7.2.1	氷床表面	178
7.2.2	氷床内部層	179
7.2.3	氷床底面	180
	参考文献	181
	謝辞	196
	付録	
A	氷床のレーダ方程式の導出	197
A.1	氷床内の点目標	197
A.2	氷床底面	200

A.3 体積散乱をする氷床内部	201
A.3.1 広いビーム幅を考慮した場合	201
A.3.2 ビーム幅が狭い場合の近似	203
B 氷床下のパルス照射面積	205
B.1 最大照射面積	205
B.2 ドーナツ状の照射面積	208

目 次

1.1	南極氷床の電波氷厚観測実施状況	9
1.2	アイスレーダによる昭和基地周辺の南極氷床の観測領域 (1986 年)	13
2.1	179MHz 航空機搭載アイスレーダのブロックダイアグラム	28
2.2	ピラタス機に積まれたアイスレーダ	29
2.3	送信機のパルス波形 (a) 60 ns (b) 250 ns (c) 1000 ns	32
2.4	ピラタス機の翼下に取り付けられたアンテナ	34
2.5	アンテナの指向特性 (破線はガウスビームを仮定した場合に最もフィットするパターンで E 面は完全に一致)	36
2.6	データの記録フォーマット	39
2.7	エコー判定のフローチャート (i) (Cooper, 1987)	41
2.8	エコー判定のフローチャート (ii) 本研究で使用了なもの	42
2.9	エコー判定結果の一例	45
2.10	デジタル Z スコープによる氷床断面図 (i) 補正、フィルターなし	47
2.11	デジタル Z スコープによる氷床断面図 (ii) 1 次微分フィルタ	50

2.12 デジタル Z スコープによる氷床断面図 (iii) 2 次微分フィルタ	52
3.1 表面上の点 A 及び B によって反射された波の位相差	59
3.2 面の粗さによる散乱成分の変化	63
3.3 表面の粗さに対する後方散乱係数の入射角依存性	63
3.4 緩和時間の温度依存性	66
3.5 全周波数帯での純氷の複素屈折率 (Ray, 1972)	67
3.6 氷床の鉛直密度分布の一例 (Narita et al, 1978)	69
3.7 マイクロ波帯での雪面の散乱係数 (Ulaby et al., 1982)	70
3.8 エコー強度の確率密度関数 (Neal, 1977)	75
4.1 アイスレーダの受信波形例 (あすか観測拠点近く)	81
4.2 マルチパスエコーの例	84
4.3 マルチパスエコーの説明図	85
4.4 棚氷での多重反射 (2 重反射エコー) と底面クレバスによるエコー	87
4.5 Z スコープ上に現われる内部反射層	89
4.6 アンテナの直下に突起状の地形がなくとも見かけ上直下に突起があるように 観測される	91

4.7	底面が平らな場合の代表的 A スコープと散乱領域と入射角の関係 (a) A スコープの模式図 (b) 氷床表面での散乱と同時に受信される内部部分および入射角の関係 (c) 氷床内部での同時に受信される散乱領域 (d) 氷床底面での散乱と入射角、散乱角の関係	93
4.8	小さな入射角における屈折の効果 (Bogorodsky et al., 1985)	96
4.9	氷床表面でのパルスが照射される面積	100
4.10	狭ビーム近似と実際のビーム幅を与えた場合での利得の違い	105
5.1	氷床の散乱特性の解析手順	111
5.2	氷床表面での散乱係数の入射角依存性 (クレバス帯と通常の雪面の違い) . .	115
5.3	氷床表面での散乱係数の入射角依存性 (裸氷帯と雪面の違い)	117
5.4	体積散乱係数の推定結果	119
5.5	減衰係数の推定結果	120
5.6	氷床底面での散乱係数の入射角依存性 (棚氷と非海洋性氷床との違い) . . .	122
5.7	棚氷の散乱特性 (a) 散乱特性を推定した棚氷の断面図	124
5.8	棚氷の散乱特性 (b) 棚氷各点での入射角依存性	125
5.9	棚氷での 2 重反射エコーの A スコープ例	127
5.10	2 重反射と単純反射の伝搬路と反射係数	127
5.11	透過係数の解析結果	129

6.1	氷床流動モデルと内部層のトレース (Whillans, 1976) 実線がアイスレーダ による内部層エコーのトレースで点線はその深さでの流動のモデルによる流線	136
6.2	内部層エコーの出現特性 (Millar, 1981) (A) 連続的に観測される (B) 所々 で全体の層が消滅する (C) 水平方向に不連続性	138
6.3	パルス幅の違いによるエコーのパターンの違い (Bogorodsky, 1985)	140
6.4	周波数を変えた場合 (Millar, 1981)	141
6.5	パルス幅の違いによるエコーのパターンの違い. 白瀬氷河上流における観測例	142
6.6	パルス幅を変えた場所での A スコープの比較: (a) 比較した内部層の Z ス コープ、場所はやまと山脈南部 (第 1.2 図の C-D) 続く 2 図も同じ	144
6.7	パルス幅を変えた場所での A スコープの比較: (b) ピークの差は約 6 dB	145
6.8	散乱係数でみた内部層 (i) パルス幅による違い: ピーク位置のずれは微分 フィルタの効果ではない	146
6.9	散乱係数でみた内部層 (ii) 地形によって変化する内部層、場所は第 2.10 図 と同じ第 1.2 図の A-B	148
6.10	氷床コアデータとの比較 (Gudmandsen, 1975). 図の右側の短い棒はエコー が観測された深さを示す	150
6.11	氷床コアデータとの比較 (Millar, 1981). 図の左側はコアの水素イオン濃度 から求めた推定散乱係数で右側はその場所での Z スコープ	151
6.12	層の厚さ l に対する反射係数 R の変化 (a) 単一層 (b) 多数のランダムな層 (Harrison, 1973)	153

6.13 内部層散乱モデル 1 の概念図	158
6.14 モデル 1 の場合の受信信号強度. 3 つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成	159
6.15 内部層散乱モデル 2 (層の厚さがパルス幅より厚い場合) の概念図	162
6.16 モデル 2 (case 1) の場合の受信信号強度. 2 つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成	164
6.17 内部層散乱モデル 2 (層の厚さがパルス幅より薄い場合) の概念図	165
6.18 モデル 2 (case 2) の場合の受信信号強度. 2 つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成	166
6.19 モデル 2 (case 3) の場合の受信信号強度. 2 つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成	167
A.1 アイスレーダと氷床中の目標の位置関係	198
A.2 同時に受信される氷床内部の散乱領域	202
B.1 氷床と航空機の位置関係とパルスの照射面積	206

表 目 次

2.1	179MHz 航空機搭載アイスレーダの主要諸元	30
2.2	アンテナの主要諸元	35
4.1	A スコープ波形の分類と解釈	82
6.1	パルス幅による違いとモデル	169
B.1	パルスの照射面積の数値解と近似解 $H = 300m$ $z = 500m$	210

第 1 章

序論

本論文は雪氷のリモートセンシング研究の立場から航空機搭載アイスレーダのデータを解析し、南極氷床の電波散乱特性を求める手法と結果を示したものである。

アイスレーダによる南極氷床の探査は 1960 年代初頭から開始され、わが国においても既に 20 年の歴史があるが、そのほとんどが車載または大型航空機搭載のものである。単発の小型航空機による観測はアンテナの大きさ形状、装置の重量や消費電力などで数々の制限がある。本研究で開発し観測に使用したアイスレーダはわが国の航空機搭載のものとしては、2 つ目のものであるが、これまでの装置と大きく異なりデータのデジタル化や送信機の半導体化など観測後のデータ解析および装置の信頼性が大きく向上している。この新型のアイスレーダを用いた南極氷床の探査を 1986 年に第 27 次南極地域観測において実施した。この観測領域はアイスレーダに同時に航法データも取り入れた事により、これまでのわが国の観測領域を一気に広げ、かつ小型航空機の特性を活かし細かい水平分解能の観測

が可能となった。このことにより、これまで南極で最も流れが速いといわれる白瀬氷河流域や、膨大な数の隕石が発見されているやまと山脈やセールロンダーネ山地を擁する、雪氷学的に重要であったが氷厚計測では空白地域となっていた、東クイーンモードランド地域の基盤地形図が作成できるようになった。

こうした広大な領域のデータを処理するには、これまでのアイスレーダ観測のようにアナログのデータを読みとるのでは作業効率が悪い。本研究では、デジタルデータを利用したデータ処理ソフトウェアを新たに開発した。その主なものは氷床底面からのエコーの自動読み取りであり、デジタル処理を用いたZスコープである。これらの処理は、広大な領域のデータを処理するために、これまでのアイスレーダ観測のようにアナログのデータを読みとる方法に比して作業効率を大きく改善する。また、データの解釈にこれまでのアナログ記録では不完全だった様々な側面からの検討を可能にし、さらに受信強度の定量化による氷床の電波散乱特性の推定、氷床内部層の解析において基礎的な情報を与える資料を提供する。

いっぽう、アイスレーダは南極大陸の氷の厚さを計測することができるばかりでなく、氷床の電波散乱特性を反映したレーダ波形をもつ。本研究ではこのレーダ波形を詳細に検討して、氷床の表面、内部、底面の3つの部分でそれぞれ有効なレーダ方程式を提案する。このレーダ方程式はこれまでアイスレーダデータの強度解析に用いられてきた方程式にくらべアンテナの幅の広いビームに対しても適切な評価をする事ができる。また、アンテナからの電波の入射角依存性を考慮しているため、氷床各部での散乱の形態に対応している。

アイスレーダの受信波形をこのレーダ方程式を用いて詳細かつ定量的に検討することに

より、氷床各部での電波散乱特性を求めることができる。アイスレーダを用いた電波散乱特性の研究はこれまでアイスレーダ自体に特殊な装置を付加して求められている。本研究では、航空機搭載アイスレーダの受信波形から実際のレーダ方程式を用いることにより氷床の電波散乱特性を求める方法について提案する。この方法はレーダ方程式をハードウェアに依存した形で拡張することにより、どのアイスレーダのデータを用いても解析することのできる簡便な手法である。したがって、ディジタルさえできれば過去のアイスレーダデータについても適用可能である。さらに、この解析に用いられるレーダ方程式は氷床の各部について散乱形態に合わせて立てられているので、氷床底面のみならず表面や内部といった各部にわたっての散乱特性を求めることができる。

この手法を用い、小型機に搭載された新型アイスレーダのデータを基に氷床各部の散乱特性について解析した。アイスレーダ自体のデータとともに航空機の高度などの情報も同時に取り込んでいるという特徴を活かし、また本研究で開発した底面からのエコーの自動読み取りを用いて、これらの解析処理は自動的にかつ統計処理を含めて行なった。氷床表面での散乱特性は通常の雪面に比べ特にクレバス帯で顕著に現われた。このことは、目視による調査では困難なヒドンクレバスをデータから見いだすことが可能であり、クレバス地域での調査や氷床の表面部分にスポットを当てた流動の研究に有用なデータを与えるものとして期待できる。氷床底面では、棚氷地域と基盤に接している地域とで境界の粗さが違うことが求められた。さらに、棚氷では陸から離れるにつれて底面がスムーズになっていく様子が観測された。これは海水と棚氷底面との相互作用を知る手がかりとなる。

さらに、これまで非常に小さいとして無視されてきた氷床の表面での透過係数を棚氷地

域の2重反射エコーから求める方法を提案し、その方法を用いた結果、最悪の場合 -10 dB 程度考慮する必要があることがわかった。

氷床内部の散乱特性は平均的な体積散乱係数と減衰係数という形で求めた。体積散乱係数は、約 -70 dB から約 -45 dB までばらつくものの、標準的な値として -59 dB が求められた。一方、減衰係数は約 3 dB/100m を中心に約 1 dB/100m の幅で対称的な分布で求められた。こうした平均的な散乱の結果とともに、これまで内部層として議論されてきた氷床内部からの層状の散乱のメカニズムについて考察した。本研究では、Z スコープによるデータと A スコープによるデータを同時に比較することによって異なるパルス幅による内部層のレーダ像に新しい事実を見いだした。さらに、これまでの結果をふまえて最も可能性の高い散乱メカニズムを散乱モデルを立てて考察した。その結果、内部層の散乱には面的な広がりを持った散乱が無視できないことが指摘できた。このことから内部層の散乱メカニズムをより詳細に検討するには水平方向のフットプリントの小さいレーダでの観測が必要であることを提案する。

この章は論文全体の導入部分として本論文のリモートセンシング研究の分野及び雪氷物理学研究分野に於ける位置づけをおこなう。さらに、過去のアイスレーダ観測による南極氷床の研究についての解説する。この中で、氷床の散乱特性についての研究の現状について触れ、本論文で論ずる手法の新規性と背景について述べる。また、本研究で開発したアイスレーダの特徴についてのべ、さらに同レーダを用いた南極氷床観測の状況について概説する。最後にこの論文全体の構成について紹介する。

1.1 リモートセンシングによる雪氷研究

近年、全地球的な現象が文明社会に及ぼす影響について大きな関心を集めている。とりわけ南極や北極においては、海水や陸を覆う氷床の消長が地球全体の熱収支と密接に関わっており、気候変動に与える影響やさらにはそれによりフィードバックされる極地の氷の状況の把握が重要である。[97]

南極大陸の氷は大陸に降り積もった雪が融けずに毎年堆積してその重みで押しつぶされ氷となったものである。したがって、その氷には雪として降り積もった当時の気候状況や当時の火山灰など地球内部活動の歴史を知る手がかりが残されている。この氷床に刻み込まれた地球の気候や活動の歴史を探ることや氷床自体の成長、消滅とその影響を調べることは雪氷物理学の問題と言うだけでなく、人類の将来にも大きく関わってくる。こうした中で、地球環境を人工衛星や航空機を用いてモニタリングする事が国際的な協力の下に計画されている。南極や北極の氷床及び海水は、これまでグローバルな観測が困難であった領域であるが、そのために様々な物理量を広域にモニタする事のできるリモートセンシング技術の開発が注目を集めてきている。これまでも、NIMBUS 衛星によるマイクロ波放射計による地表温度から海水の広がりを計測することがなされ、南極大陸の周辺の海水のダイナミックな季節変化が見いだされた [100]。また、航空機搭載のマイクロ波の散乱計や放射計を用いて海水や氷山を計測する試みも行なわれている [1] [39]。マイクロ波を用いた場合には表面の情報しか得られないが、UHF 帯の電波を用いて海水の鉛直構造を計測する試みも著者らのグループによって行なわれている [12] [61] [85] [89] [90] [91] [88]。

一方、地球上の氷の約 90 % を占める南極大陸に対してはマイクロ波高度計による氷床表

面高度の精密計測が一部の地域で行なわれた [25],[99]。大陸全域をカバーする観測はヨーロッパやわが国の ERS-1 計画など今後の衛星計画での課題となっている [48]。しかし、VHF 帯の電波を用いた氷床の計測はおもに氷の厚さを計測するセンサとして 1960 年代の初めから用いられてきた。本論文で話題とするアイスレーダである。VHF 帯の電波が氷の中を伝搬するという事実が明らかになってから電波を用いて氷の厚さを計測する手段として南極大陸の非常に広範囲にわたって航空機観測がなされ、空白部分は残すものの南極大陸の基盤地形の全容が判明してきた [23][30] [59]。一方、観測手法の高度化にともなってデータの中には南極氷床自体の情報も含まれていることがわかってきた。

南極氷床の厚さは平均で 2000 メートル、最も厚いところでは 4000 メートルと推定され、氷の下は岩盤は海拔高度よりも低いところが大陸のかなりの部分を占めると考えられている。一部の氷床底面は融けていて水が存在することも推測されている [63]。しかし、こうした基盤岩盤の様子はこれまでのボーリングの手法では容易に知る事ができない。さらに氷床の内部から層状のエコーが観測されることがあり、このエコーから氷床の層状構造を結びつけた研究も進められた [37]。したがって、アイスレーダをリモートセンサとしての立場からみると、マイクロ波センサが面的な（2次元的な）センサであるのに対し、体積的な（3次元的な）情報を得ることのできる電波センサととらえることができる。気象レーダも 3次元的なセンサの 1つであるが、雨や雲はその場に赴いて物理量をサンプルする事ができる。氷床の場合、他の手段での物理量のサンプルが非常に困難であるところに特殊性がある。

したがって、実験室での氷の物性的な研究とレーダエコーを電波物理的な手法で解析す

る両方の側面からのアプローチが不可欠である。レーダエコーの定量的な解析という立場からみれば、氷床の電波散乱特性が第1次的な物理量となる。雪氷物理学的に意味を持つ物理量は例えば密度や温度あるいは境界面での粗さなどが考えられるが、これらの物理量を電波散乱特性から推定する事は最終的には氷の物性的な研究による確認が必要であるが、ある程度可能であると考えられる。本論文ではその一例を示す。電波散乱特性から物理的な状況を判断することをリモートセンシング的な手法と位置づければ、これまでの電波氷厚観測の手法を見直しリモートセンシングの観点から新たな観測手段を開発することは重要な意味を持つものと考えられる。本論文は、こうした立場から従来のアイスレーダのデータを見直し、さらに有効な電波センサを展望するものである。

1.2 電波による南極氷床の研究

1.2.1 アイスレーダの歴史

1946年の初め頃から、米国のパイロットらによって、氷床上を飛行する航空機の電波高度計の誤差が報告されるようになり、氷床中を電波が伝搬するという事実が示唆され、氷床の厚さの計測に電波が利用できることが提案され始めた (Steenison, 1951 [77])。当時の電波高度計は 440MHz の電波を使用していた。一方、南極大陸の棚氷上にある Halley bay 基地で電離層観測をしていたイギリスの研究者 Piggot ら [65] によって、データ中に棚氷の底から電波が反射したと考えられるエコーが観測され、氷床中を電波が伝搬する事が確認された (Evans, 1961 [28])。そして、Scott 極地研究所において最初のアイスレーダが作ら

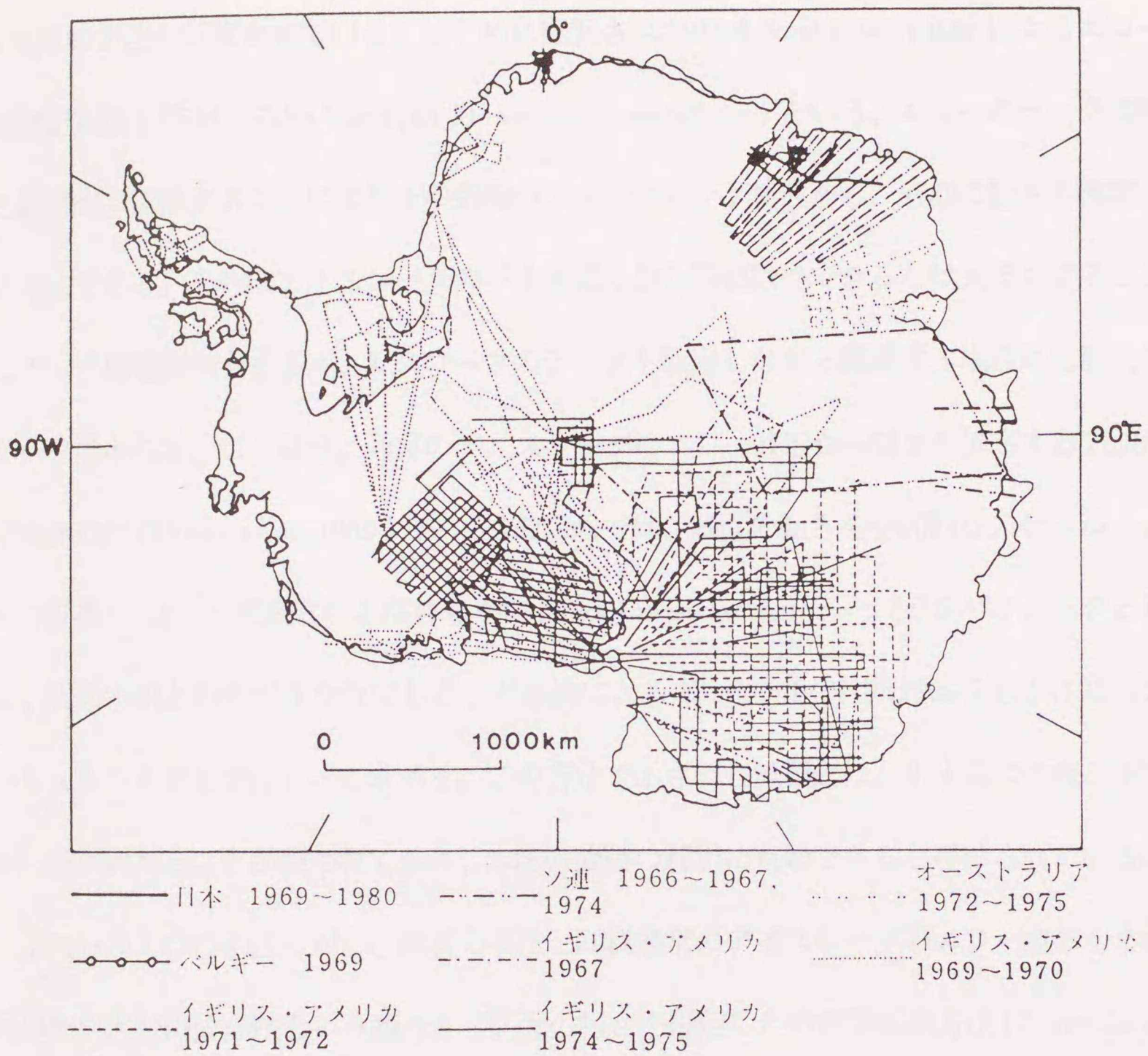
れ、1963年から64年の観測に於て実際に使用された (Bailey et al., 1964 [16])。さらに航空機による観測が北極エレスモア島で行なわれた [29] のを初めとして盛んに行なわれるようになった [80]。その後は、南極大陸のロス棚氷 (Ross Ice Shelf) を中心に大規模に航空機を用いた観測がなされ [8] [15] [31] [33] [66] [73] [93]、第 1.1 図に示すように、現在までに西南極の大半を網羅している [11]。

1975 年に Drewry [24] はグリーンランドのキャンプセンチュリー基地および南極バード基地における基盤までの掘削による直接の氷厚計測とアイスレーダと人工地震および重力の精密測定による方法との比較を行い、アイスレーダの観測がこれらの観測結果と非常によい一致を示しかつ精度良く観測できることを示した。このとき、氷床中の電波の速度は 169 ± 2 (m/ μ s) を使用している。氷床中の電波の速度は、1975 年に Robin が 200 m の掘削した穴を用いて 440 MHz の干渉計によって伝搬速度を計測して、 168.5 (m/ μ s) $\pm 1\%$ の値 (光速の 0.56 倍、屈折率にすると 1.78) を得ている [70]。

1970 年代になるとアイスレーダのデータの中に氷床からの層状の反射があることが見いだされるようになった [37]。また、次に述べるように氷床の各部での散乱を解析することによって、底面の性質などを知ろうとする試みがなされるようになってきた [60]。

1.2.2 電波散乱特性に関する研究

南極氷床の電波散乱特性を探る試みの一つの目的はアイスレーダによる氷厚計測の精度を高めるためであり、そのほかに、氷床底面がいったいどうなっているかを探る手段としての目的がある。



第 1.1 図: アイスレーダによる 南極氷床の氷厚観測実施状況

アイスレーダを用いた南極氷床底面での粗さについての研究はごく最近の発表を含めて3通りの方法が提案されている。はじめに提案されたのは Neal (1976) [56] によるエコー強度記録法 (ESM : Echo Strength Measurement recording) という、エコーのピーク強度を連続的に記録することによりその強度のフェーディング特性から、底面の粗さを推定する方法である。これはアイスレーダのパルス繰り返し周波数をできるだけ大きくすることによって精度が向上するが、Z スコープのデータも取得しながら観測する場合には膨大なデータ量となる。ごく最近、通常のアイスレーダのエコー波形から粗さを推定する方法が提案された (Moore et al, 1989 [51])。この方法では、底面の粗さを空間的なスケール L とその偏差 σ によって定義されるなめらかさ (smoothness factor) $k = L/\sigma^2$ をパラメータとして、底面の粗さのモデルを仮定して、平面波による Kirchhoff の回折理論をもとに波形をシミュレートする事によって求める。この方法で示された結果には、氷床流の上流と下流での値が異なることが現われており、氷床の流動の解釈に有効であると述べられている。

これらの2つの手法に対し、後者の手法と同様通常のアイスレーダのエコー波形から散乱係数の入射角依存性という観点から底面の粗さを推定したのが筆者の方法 (Uratsuka et al., 1988-89 [2] [3] [86] [87]) で、本論文で詳述するものである。本研究の方法は大きな入射角に対しても屈折の効果を正しく評価した方程式を用いて散乱係数の入射角依存性を求めたもので他の方法に比べアイスレーダのハードウェアの特徴に合わせてレーダ方程式を変形することによりどのアイスレーダのデータに対しても有効な方法で、氷床底面のみならず表面からの散乱にも適用できる。また、この手法では底面の粗さのモデルは仮定しないが、適当なモデルを用いれば、定量的な結果を導き出すことができる。

1.3 新型アイスレーダの開発とそれによる氷床計測

わが国では、第10次の南極地域観測隊(1968-1970)で初めて35 MHzのアイスレーダを南極に持ち込み、以来60MHzのもので雪上車用としてアンテナを橇に引いて観測ルート上での粗いメッシュの観測がなされてきた(Shimizu et al, 1972 [75], Naruse and Yokoyama, 1975 [54])。1979年より航空機搭載の179MHzの氷厚計が昭和基地周辺の氷床の計測に用いられた(Wada and Mae, 1981 [92], Wada et al., 1982 [94])。しかし、これらの装置はデータ収録がアナログのみであり、電波受信強度の定量的な解析にはAスコープのデータを読みとる必要があった。航空機搭載型の場合にはさらに、観測位置の記録が氷厚計のデータと独立であり、データと観測位置の対応は大変な作業であった。1985年からの第27次観測隊においては、これまでにない広い領域でのアイスレーダによる観測が計画され[11]、そのためにデータ収録部の性能の向上に特に重点を置いた新型のアイスレーダの開発が国立極地研究所により郵政省通信総合研究所の協力の下で行なわれた。筆者はこのアイスレーダの開発の設計の段階から参加し、南極でこのアイスレーダを用いた観測のオペレーションを行なった。

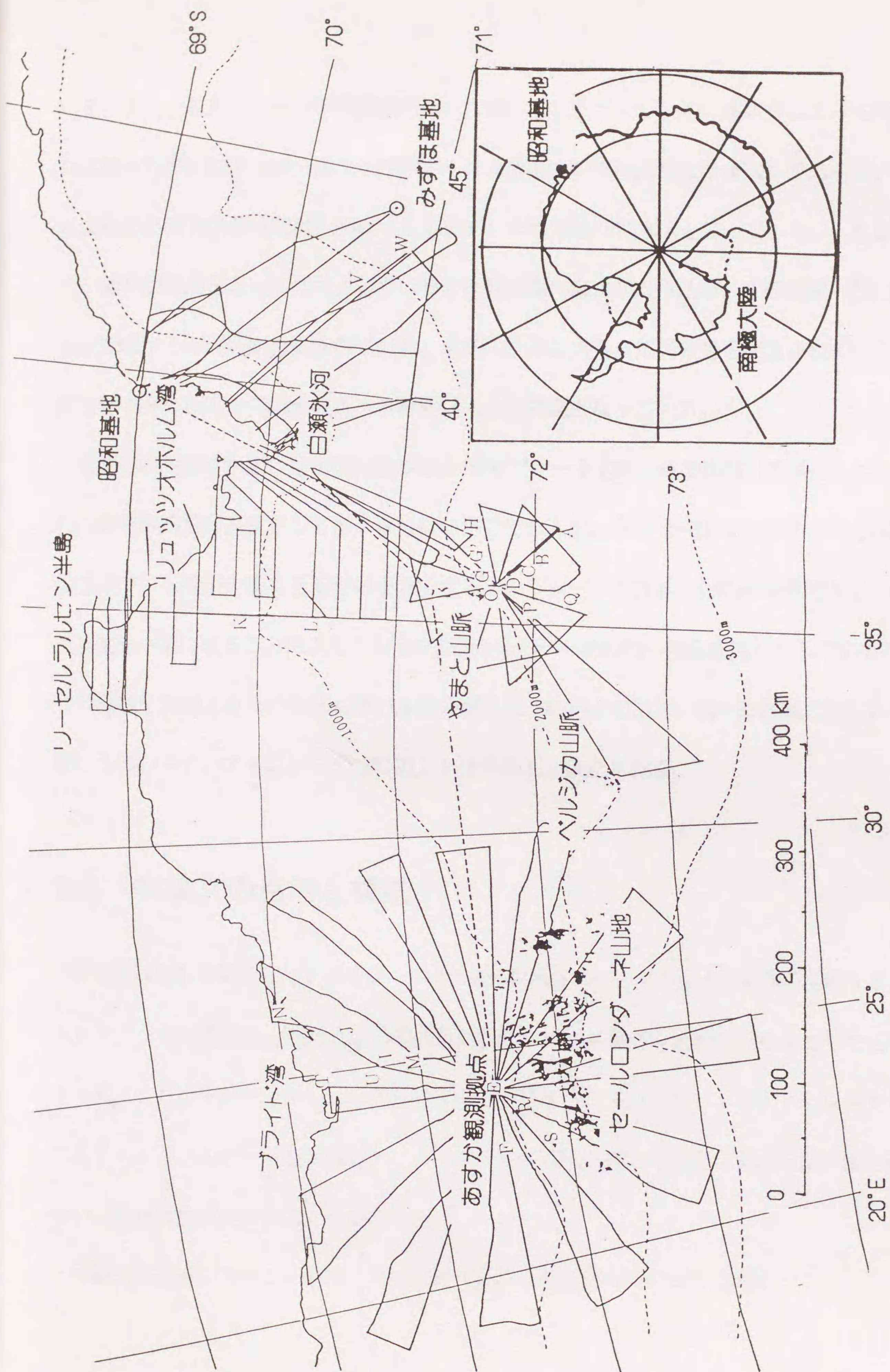
このレーダがこれまでのアイスレーダと大きく異なる点は、

1. 航空機の位置情報を含むデジタルデータの取得
2. 送受信機の全半導体化による安定で信頼性の高い動作
3. 計測に合わせ3つのパルス幅が選択できる
4. ブランキングゲートを使わず、リミッタを採用したため、近距離のデータの取得も

可能

などである。このアイスレーダは単発の航空機ピラタスポーター (PC-6) に搭載されるため、総重量やアンテナなどの大きさ形状などにかなり厳しい制限がある。そのうえ、これまでのレーダよりもデータ収録部の装置が増えているためレーダ本体としてはさらに厳しい条件となっている。

この航空機搭載アイスレーダを用いて 1986 年 1 月から 1986 年 12 月にかけて、約 100 時間の飛行によって第 1.2 図に示すように昭和基地、やまと航空拠点およびあすか観測拠点を中心とした東クイーンモードランド地域において図のような飛行コースでのデータを取得した [5]。この観測領域は第 1.1 図におけるアイスレーダ観測の空白地域であると同時に、最も速い流れを持った白瀬氷河の流域であり、また膨大な数の隕石が発見されているやまと山脈やセールロンダーネ山地を含んでおり、南極の中でも特にその氷床の流動が注目されている領域でもある。昭和基地、みずほ基地およびやまと山脈に囲まれる地域及びその南側はみずほ高原と呼ばれ、ほぼ 1000 m から 2000 m の海拔高度を持つなだらかな丘陵であるが、リュッツォホルム湾の海岸部分は急激に落ち込む。特に、白瀬氷河は南極中でも最も流速が大きくその基盤地形が問題となっている。また、やまと山脈周辺は隕石が数多く発見された領域である。氷床上に落下した隕石がこの地帯に集積され氷床表面に現われるメカニズムは氷床の流れが山岳部の斜面状の氷床下地形に沿って上昇流となるためと推定されているが、実際にこのメカニズムを証明するには氷床下の基盤地形の詳細な研究が必要である。あすか観測拠点を中心とするセールロンダーネ山地は、山地の南から北にかけて約 1000 m の高度差があり、山地の南北での氷床下の基盤の平均高度が問題となって



第 1.2 図: アイスレーダーによる昭和基地周辺の南極氷床の観測領域 (1986 年)

いる。また、北方のブライド湾近傍は広大な棚氷地帯となっている。本研究によって明らかになった事実によれば、あすか拠点近くは基盤高度が海拔高度とほぼ同じであるが、それより北の部分は基盤高度が海面よりも低いいわゆる海洋性氷床となっている。したがって、棚氷が冰山とともに流れていけば氷と岩盤の間に海水が入り込み、この地域一帯の氷床が崩壊する可能性が指摘されている。氷床の崩壊は大きな気候変動を招きかねず、雪氷物理学のみならずそのメカニズムの解明は大きな問題となっている。

観測中の高度は氷床の表面からおおむね 1000 フィート (300 m) を維持して飛行した。これは航空機の飛行高度としてはかなり低いものであるが、水平分解能が向上すること、自由空間での伝搬損失をできるだけ小さくするというレーダの性能の目的ばかりでなく、対地高度を一定に取ることにより、氷床の表面からのデータの均一性を意図したものである。この領域で観測されたいちばん厚い氷床の厚さは 2800 m であり、航空機搭載の厳しい制限にも関わらず、アイスレーダの実用上十分な性能が確認された。

1.4 本論文の目的と構成

本論文は新しく開発したアイスレーダによる南極氷床のデータをもとに雪氷の電波リモートセンシングの観点から南極氷床の電波散乱特性について研究を進めそれをまとめたものである。これまでのアイスレーダの解析手法と大きく異なる点は新しく導入したシステムによるデジタルデータを活用して、アイスレーダの受信波形を厳密に定量的な評価を行ない、電波散乱特性を評価した点である。

本論文は全部で 7 章からなり、次章以降の各章の概要は以下の通りである。

第2章ではまず、アイスレーダの設計上の留意点を明らかにするために、アイスレーダの原理を簡単に説明する。つぎに、開発したアイスレーダのハードウェアについて詳説する。さらに、このレーダの最も新しい点の一つであるデジタルデータを利用したデータ処理方法のうち新たに開発した基盤エコーの自動読み取り及びデジタルZスコープ処理ソフトウェアについて述べる。これらの処理は、広大な領域のデータを処理するために、これまでのアイスレーダ観測のようにアナログのデータを読みとる作業に比べ効率を大きく改善する。また、データの解釈にこれまでのアナログ記録では不完全だった様々な側面からの検討を可能にし、さらに受信強度の定量化による氷床の電波散乱特性の解析、氷床内部層の解析において基礎的な情報を与える資料を提供する。

第3章では、南極氷床の散乱特性を調べる意味をさらにはっきりさせるため、電波の散乱特性に関する基礎的事項をおもにリモートセンシング技術の立場から紹介し、アイスレーダのデータとの関連について議論する。ここでは、表面散乱の理論と体積散乱の理論について電波科学的側面から検討した後、南極氷床の各部における散乱の形態について議論する。

第4章では、デジタル記録により可能になった同じデータをAスコープとZスコープの両面から検討することによって、アイスレーダの受信波形を定性的に解析した。その結果、レーダの波形を表面散乱による部分、内部散乱による部分、底面からの部分の3つに分けて解析することができる事が判明した。さらに、受信波形を定量的に扱うために、現実的なレーダ方程式を導出する。従来、アイスレーダの受信強度の解析に用いられてきたレーダ方程式は非常に狭いビーム幅のアンテナに対しては有効であるが、実際のアイスレーダのアンテナのように有限のビーム幅がある場合には、現実的な式ではない。ここで、

導出するレーダ方程式はアイスレーダのアンテナのパターンなどハードウェアの特性を正しく考慮できる方程式で、ビーム幅の広いアンテナに対しても有効で拡張性の高いものである。また、章の前半で述べた定性的な解析を基に、レーダ波形の3つの部分にそれぞれ散乱の形態を考慮して提案する。

第5章では、新たに提案したレーダ方程式をもとにアイスレーダの波形から氷床の底面及び表面での電波散乱特性を求める方法について述べる。ここで求められる散乱特性は、散乱係数の入射角依存性で、境界面の粗さを反映している。ここでは、まず、物理的に極端に異なる境界面を比較して、この手法の有効性を確認したあと、特に、棚氷における底面での散乱特性について詳細に調べる。また、棚氷地域に特に観測される、2回反射エコーから棚氷の表面での透過係数を推定する。

第6章では、氷床内部の散乱特性として層状に現われるエコーについて、過去の研究を振り返り問題点を指摘する。さらに、そこからどういったメカニズムで散乱が起きているのかを推定する手がかりとして、4通りの散乱モデルを挙げてそれぞれについて、特にパルス幅の違いによる散乱エコーの違いについて検討する。

第7章は結論であり、本研究で議論された氷床の電波散乱特性について、その雪氷学的な意味を議論する。また、この手法の問題点について述べる。さらに、将来の氷床の電波リモートセンシング技術について本研究で得られた結果をもとに展望する。

第 2 章

航空機搭載アイスレーダシステムとデータ

処理

本研究のために新たに開発した 179MHz 航空機搭載アイスレーダシステムは小型航空機搭載にも拘らず高性能化を目指したためいくつかのハードウェア上の特徴を持っている。また、アイスレーダのデータを正しく理解する上でハードウェアの情報は不可欠である。このアイスレーダの特徴を把握するために、まずアイスレーダの原理について概要を述べる。

新しいアイスレーダのハードウェア上の最も大きな特徴は (1) 航空機の位置情報を含むデジタルデータの取得、(2) 計測に合わせ 3 つのパルス幅が選択できるの 2 点である。デジタルデータの取得により、これまでのアナログデータが観測時の設定によって固定されたデータを使わざるを得なかったのに対し、観測終了後に A スコープも Z スコープも自由にパラメータの変更が可能になった。さらに、自由空間伝搬損失などの補正も可能に

なり、観測データから物理量の抽出が容易になった。また、これまで航空機にはオメガなどの航法装置が搭載されてはいたが、オペレータが定期的に位置をメモしアイスレーダの記録時刻と照合するといった手段を用いていたため、データの記録された場所の同定は困難であり誤差も大きかった。新しいレーダではオメガに加え衛星航法である GPS を相補的に用いて位置精度を飛躍的に向上させた。また、そのほかの特徴として (3) 送受信機の全半導体化による安定で信頼性の高い動作と省電力化が挙げられる。極地で運用するレーダはその性能のみならず低温と振動などの動作条件の過酷さも考慮にいれなければならない。このレーダの運用時には一時、初期故障的なトラブルはあったものの全般的には非常に安定に動作した。さらに細かい点として (4) ブランキングゲートを使わず、リミッタを採用したため、近距離のデータ取得も可能になった事、それと付随してアンテナのすぐ近傍にプレアンプを置いた事による低雑音化も挙げることができる。

本装置の特徴の一つであるディジタルデータを用いてこれまでのアイスレーダでは困難であった多様なデータ処理が可能になった。特に、新規に開発した (1) エコーの自動読み取りおよび (2) ディジタル Z スコープの処理ソフトウェアは、アイスレーダの本来の目的である氷床の氷厚図作成にも利用されるばかりでなく、散乱特性の解析も可能にした。エコーの自動読み取りのソフトウェアは、レーダ波形の解析に基づいて 1 つずつの A スコープデータから基盤からのエコーを推定するもので、パラメータを経験的に与えることにより 70 % の正答率を得ている。これまで、マイクロ波レーダ高度計のトラッキング手法を応用した自動読み取りの方法が提案されているが、アイスレーダの波形は氷床の各部からのエコーが非常に複雑で大量のデータを処理するには、この方法はあまり有効でない。こ

ここで提案したアルゴリズムは多少のエラーを後で修正する事で広大な領域のデータを処理を大きく改善した。

また、ディジタルZスコープ処理はデータの解釈にこれまでのアナログ記録では不完全だった様々な側面からの検討を可能にし、さらに受信強度の定量化による氷床の電波散乱特性の推定、氷床内部層の解析において基礎的な情報を与える資料を提供する。

2.1 アイスレーダの原理

アイスレーダは一種のパルスレーダである。パルスレーダの基本原理は電波を短いパルスで区切って送信する送信機と送信アンテナ、および目標から帰ってくる反射波を受信する受信アンテナと受信機そしてデータ記録部およびモニタからなる。パルス変調された送信電波は目標に当たってあらゆる方向に再放射する(散乱)。その再放射電力のうち受信アンテナの方向に来るもの(後方散乱)が受信され、目標の存在の探知、距離、および後方散乱の程度を知ることができる。アイスレーダの場合、氷床に向けたアンテナからパルスを発射し、そのパルスが氷床の表面、内部および底面から反射して帰ってくるまでの遅延時間からその距離を得る。パルスを発射してから表面で反射してきて受信されるまでの時間を t_1 、底面で反射して受信されるまでの時間を t_2 とすると、氷床の氷の厚さは

$$c(t_2 - t_1)/2n \quad (2.1)$$

であらわされる。ここに、 c は空気中の電波の伝搬速度で、 n は氷床の平均的な屈折率で、実験的な値として約1.78(Ray 1972 [67]、Evans 1965 [27])である。深さ方向の距離の分

解能はパルスの時間幅 τ_p により決まり、

$$c\tau_p/2n \quad (2.2)$$

である。

パルスレーダでは、送信パルスは繰り返して発射される。ある1つの送信パルスが発射されて、遠くの目標に当たって帰って来るまで、次のパルスが送信されないようにするため、パルスの繰り返し周期は目標の最大距離に応じて設定される。もしパルス繰り返し周期が短いと、遠くの目標からの反射波は次のパルスがでてから帰って来るので、見かけ上レーダの近くに目標があるように見える。これが2次エコーである。この2次エコーがない最大の目標距離 R_{max} とパルス繰り返し周波数 (pulse repetition frequency) f_{prf} との関係は次式で与えられる。

$$R_{max} = \frac{c}{2f_{prf}} \quad (2.3)$$

2.1.1 レーダ方程式

パルスレーダの設計およびデータの理解に有効なのがレーダ方程式である。ここでは、最も基本的な単純な散乱体に対するレーダ方程式を導出する。レーダの送信出力を P_t とするとき、無指向性アンテナを使ってこれを放射した場合にアンテナから距離 R での放射電磁波の電力密度は

$$\frac{P_t}{4\pi R^2} \quad (2.4)$$

で表わされる。指向性アンテナを使う場合、目標の方向に対する送信アンテナの利得を G_t とすると、電磁波の電力密度は

$$\frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \quad (2.5)$$

となる。いま、この場所に目標となる物体があってこの電波を反射したとすると、レーダの方向に再放射される電力は

$$\frac{P_t G_t \sigma}{4\pi R^2} \quad (2.6)$$

となる。ここに、 σ はレーダの受信アンテナの方向に対する目標の有効反射面積(散乱断面積)である。レーダ受信アンテナでの目標からの反射波の電力密度は(2.4)式と同様に、

$$\frac{P_t G_t \sigma}{4\pi R^2} \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \quad (2.7)$$

となる。従って、レーダ受信アンテナで受信される反射波の電力 P_r は

$$P_r = \frac{P_t G_t \sigma}{(4\pi R^2)^2} \cdot A_r \quad (2.8)$$

ここに、 A_r は受信アンテナの有効面積である。アンテナの有効面積 A_r とアンテナの利得 G_r との間には、次の関係がある。

$$A_r = \frac{G_r \lambda^2}{4\pi} \quad (2.9)$$

アイスレーダでは、送信受信のアンテナは独立であるが、ほぼ同様の性能を持つので(2.8)式は次のようになる。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \quad (2.10)$$

ここで、

$$G \equiv G_r = G_t \quad (2.11)$$

とする。

この式は単一の点目標に対してであり、また伝搬路の効果を考慮していない。航空機搭載アイスレーダの場合には、伝搬路としては空気中と氷中の2つの伝搬路とそこには屈折の効果が考慮されなければならない。また、氷中では大きな減衰がある、さらに散乱体は点目標でなく面的にあるいは体積的に広がったものとして取り扱う必要がある。しかし、(2.10)式はアイスレーダを設計する上でのパラメータを理解する上で最も基礎的な式である。アイスレーダの設計上の基礎的なパラメータは、この式を用いて導かれる。

2.1.2 最大到達距離

レーダからの距離が遠い目標ほど反射波の受信電力 P_r が小さくなり、最小受信感度 (最小探知信号; minimum detectable signal) S_{min} より弱くなると見えなくなる。この最大到達距離を R_{max} とすれば、レーダ方程式 (2.10) を逆に解いて、

$$R_{max} = \sqrt[4]{\frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 S_{min}}} \quad (2.12)$$

となる。しかし、この式には大気及び氷の中の媒質による減衰が考慮されていない。後で述べるように、氷の伝搬減衰は非常に大きい。一様な伝搬減衰がある場合には、距離 Δz を伝搬する間に電力密度 I が減衰する量 ΔI は

$$\Delta I = -\kappa I \Delta z \quad (2.13)$$

となるから、伝搬距離による減衰は $e^{-\kappa z}$ の形になる。ここで、 κ は定数である。したがって、(2.10) 式を dB 表示で表わせば、

$$[P_r]_{dB} = [P_t]_{dB} + 2[G]_{dB} + 2\left[\frac{\lambda}{4\pi R^2}\right]_{dB} + [\sigma/4\pi]_{dB} - 2\alpha_e R \quad (2.14)$$

となる。ここで、 $[]_{dB}$ は中の値を dB になおしたもので、 $[x]_{dB} = 10\log_{10}(x)$ と定義する。この式の右辺第 5 項は距離とともに減衰する項である。ここに出てくる α_e を減衰係数と定義する。このとき $\alpha_e = 4.343 \times \kappa$ である。南極氷床の VHF 帯での減衰係数の代表的な値は 100m 伝搬する毎に数 dB である。このとき、氷中数 100m 以下の部分では受信電力を評価する場合に氷による損失の効果が大きいことがわかる。したがって、最大到達距離の評価にもいちばん利いて来る要素である。

2.1.3 最小受信感度と受信信号の平均化

レーダの最大到達距離を大きくするには最小受信感度 S_{min} が大きな要因であることを述べた。しかし、 S_{min} は、信号エネルギーの占める周波数スペクトルと同じ周波数成分を有する雑音のエネルギーで制約される。雑音の主な原因は受信機の熱雑音に起因するので、 S_{min} は雑音指数 NF および受信機の通過帯域幅 B によって左右される。

$$S_{min} = kTB \cdot (NF)(S/N) \quad (2.15)$$

ここで、 k はボルツマン定数、 T は受信機のシステム動作温度である。通常は T として 290K をとる。雑音指数 NF はシステムに入力する信号の S/N と出力信号の S/N の比である。

$$(NF) = \frac{(S/N)_{in}}{(S/N)_{out}} \quad (2.16)$$

S/N が時間計測の揺らぎ、つまり例えばパルスの成形の揺らぎに起因する場合には統計的な性質を持つのでこの標準偏差 σ は、 S/N と次の関係がある。

$$\sigma = 0.28 \frac{\tau}{S/N} \quad (2.17)$$

この場合、 S/N は数個ないし数十個のデータを平均することにより改善することができる。そして、このことにより平均化などの適当な処理を行なうことによって NF を小さくすることができる (Skolnik, 1970 [76])。一方、航空機搭載のレーダの場合にはレーダ自体が動くことによる目標(氷床)の空間的な変化が大きい場合に平均することによってかえってエコーのシャープさを損なう場合がある。したがって平均などの処理には最適なパラメータを選択することが分解能の向上に大きな意味を持つ。

2.1.4 氷厚計測の分解能

(1) 鉛直方向の分解能

鉛直方向の精度はおもにパルス幅 τ_p に依存する。二つのピークを見分ける分解能 Δz は

$$\Delta z = \frac{c\tau_p}{2n} \quad (2.18)$$

である。先に述べたように、受信機の S/N が非常によい場合には、鉛直方向の精度は分解能に近くなる。しかし、 S/N が悪い場合には、統計的な処理によって S/N を上げるには、空間的な変化を考慮しなければかえって分解能を損なう。

(2) 水平方向の分解能

水平方向の精度を決める要因は (1) ビームパターン、(2) パルス幅、(3) パルス繰り返し周波数、(4) データのサンプリング間隔、(5) 航空機の移動速度の 5 つが考えられる。

レーダに返って来るエネルギーのほとんどはビーム幅とパルス幅の空間長の $1/2$ で囲まれた領域からの散乱である。パルス幅の空間長の $1/2$ は同時に受信される空間幅を示しレンジゲート (range gate) と呼ばれる。

異なる目標がこのレンジゲート内にある場合には、この目標は区別できない。しかし、ビーム幅が狭ければ、中心のビームの位置を空間的にずらすことにより目標が区別される場合もある。したがって、レンジゲートとビームの幅が分解能を決める要因となる。氷床の底面を例にとると、散乱が等方的である場合には底面からのエコーはこのレンジゲートによる照射面積の変化によって、立ち上がりはレンジゲートによって決まる。立ち下がり部分はビーム幅が狭いほど大きな入射角の利得が小さくなるので、ビーム幅によって決定される。

2.1.5 伝搬損失

(1) 大気中の損失

一般に大気中での電波の伝搬では、2 通りの損失の要因がある。一つは CO_2 、 H_2O 、 O_2 などの大気を構成する気体分子による吸収であり、もう一つは雨粒子、雪粒子などの大気中に存在する粒子による散乱による減衰である。マイクロ波からミリ波、さらにそれ

より高い周波数の電磁波では、これらの効果は顕著であり、特に、ミリ波帯では電波の波長が降雨粒子と同程度となるため、回線設計上で降雨の統計が重要となっている [84] [83] [9] [47]。逆に後方散乱を利用したのが降雨レーダや気象レーダである。また、さらに高い周波数では気体分子の影響が顕著になって来る [68] [6]。しかし、アイスレーダとして利用している周波数は VHF 帯であり、気体による吸収も気象粒子による散乱も電波の自由空間伝搬損失に比べて非常に小さい。この場合には、自由空間損失 L_f は (2.14) 式の右辺第 3 項

$$L_f = 2 \left[\frac{\lambda}{(4\pi) R^2} \right]_{dB} \quad (2.19)$$

で定義するものとする。したがって、VHF 帯の電波を使用する場合には大気中の伝搬損失は無視できる。

(2) 氷中の損失

南極氷床の氷は電波に対しては減衰が大きい。純氷の複素誘電率については、Ray [67] らの研究があるが、一般的な傾向として電波の周波数が高くなるにつれて減衰は大きくなり逆に周波数が小さくなるにつれて減衰は小さくなる。したがって、より厚い氷を計測するには、低い周波数の方が有利である。しかし、周波数が小さいつまり波長が長くなれば、パルスの長さは長くせざるを得ない。すなわち、分解能は悪くなる。また、同様なビームパターンを形成するにはより大きなアンテナが必要とされる。したがって、経験的に、アイスレーダの周波数帯として VHF 帯 (30MHz から 300MHz) が選択されてきた。

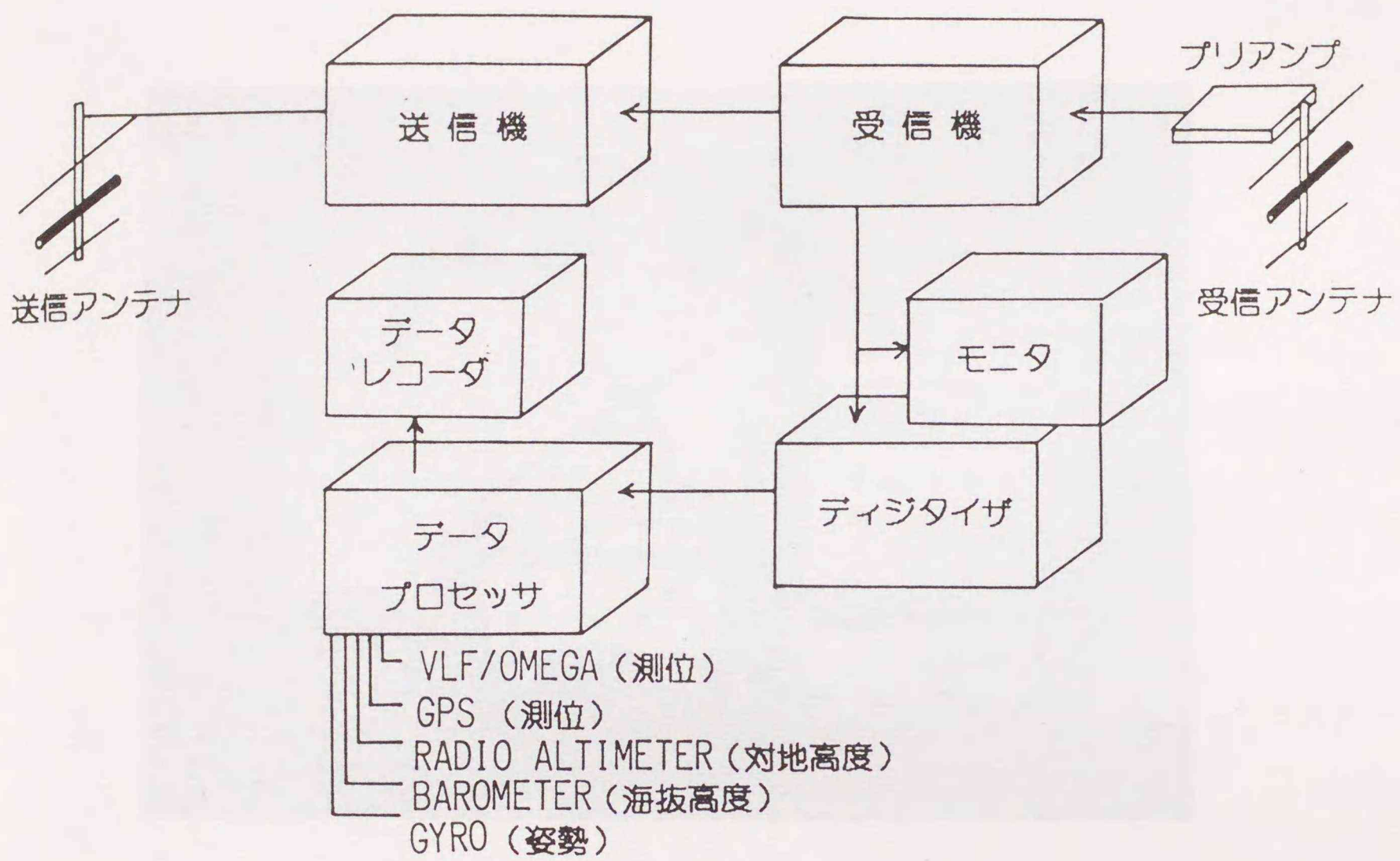
2.2 179MHz 航空機搭載アイスレーダ装置

本研究で新たに開発した航空機搭載アイスレーダのブロックダイアグラムを第 2.1 図に示す。この図からわかるように、このシステムの最大の特徴はデータをディジタル化して取り込む点である。したがって、ディジタルデータを用いた多様な処理が可能である。システムの概要を示すと、受信した氷床からの反射波は送信機のパルス発射のタイミングと同期して A スコープとして受信機から出力される。出力信号は 2 系統に分けられ、1 つはディジタルイザに入りディジタル化され、データプロセッサにおいて電波高度計 (対地高度)、気圧高度計 (絶対高度)、オメガ及び GPS (緯度、経度) 及びジャイロ (姿勢) といった測位データを添えて 1/4 インチカートリッジテープに記録される。一方、もう 1 系統は予備で、オシロスコープに A スコープ表示されたアナログデータを 8 ミリビデオで画像記録される。第 2.2 図にピラタス機内に据え付けられたアイスレーダシステムを示す。

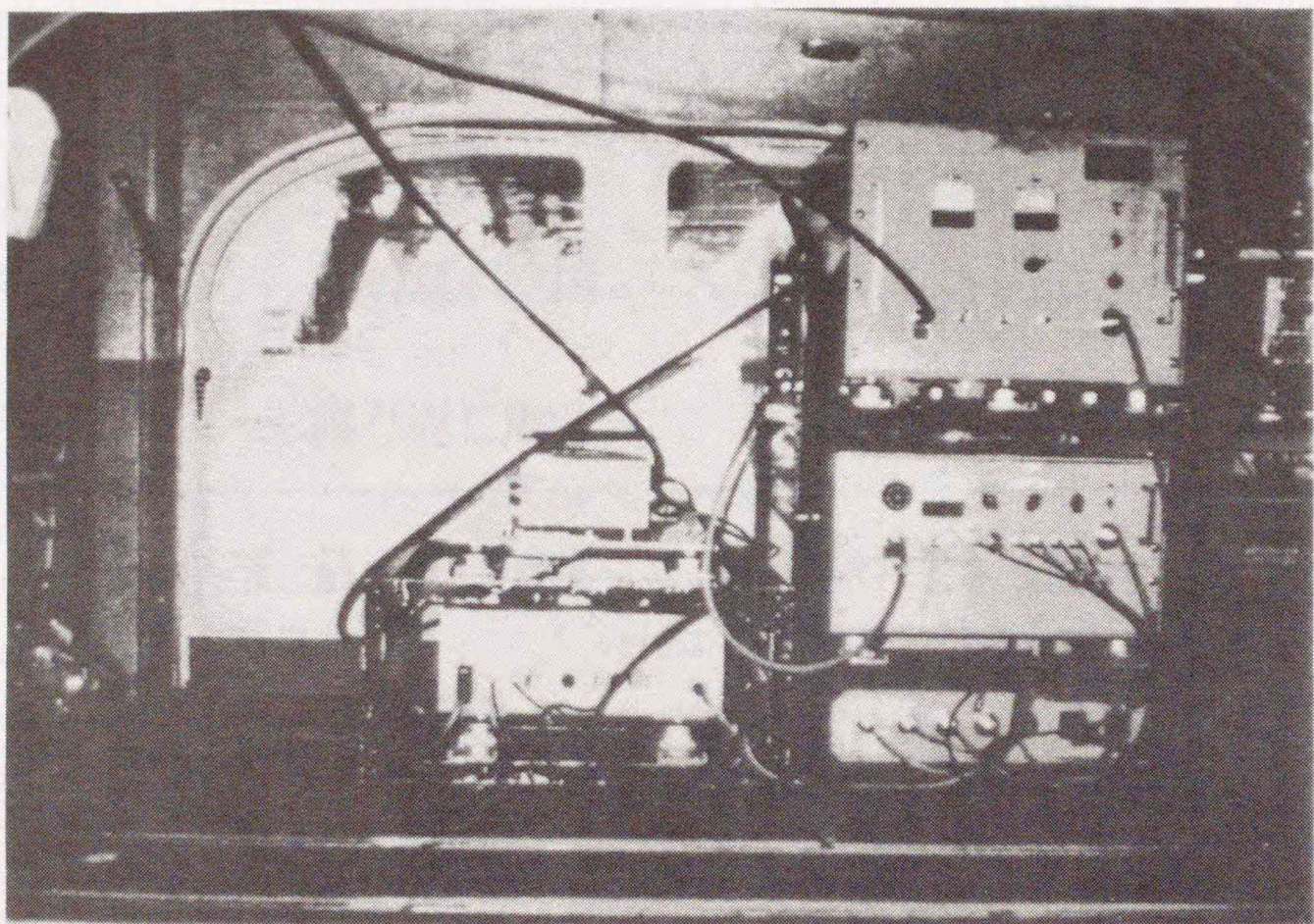
2.2.1 送信機及び受信機

航空機搭載アイスレーダの送受信の主要諸元を第 2-1 表に示す。周波数は 179MHz であり、送信機の送信出力は、ピーク値で 1000 ワット (60 dBm; 0 dBm は 1 mW) である。送信機は、すべて半導体で構成されている。

パルスのタイミングの信号は受信機側で作られ、それにしたがって送信機でパルス整形される。パルス幅は表に示すように 60, 250, 1000 ナノ秒 (以下 ns と表記する) の 3 つが選択できる。パルス幅 250 ns の場合を例に取れば、繰り返し周波数が 1kHz であるから、



第 2.1 図: 179MHz 航空機搭載アイスレーダのブロックダイアグラム



第 2.2 図: ピラクス機に積まれたアイスレーダ

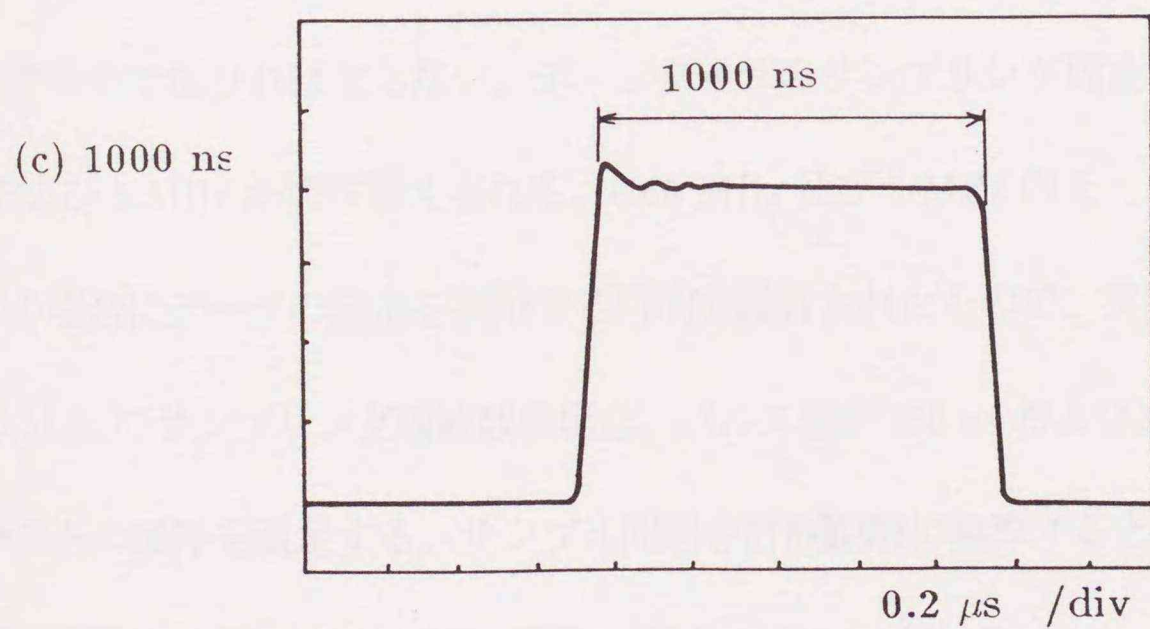
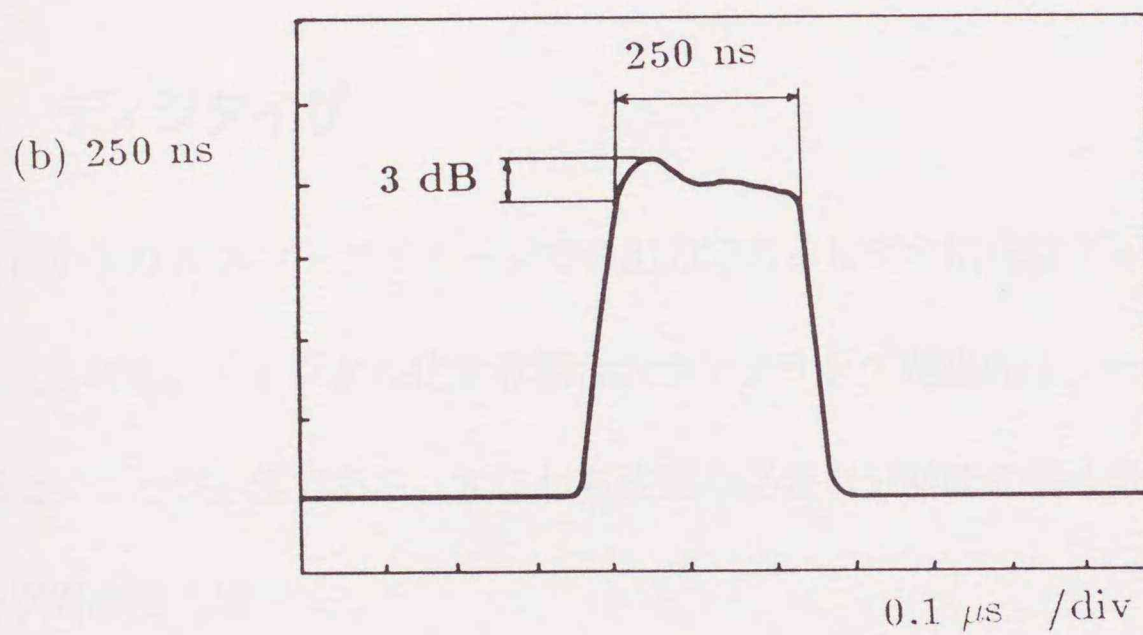
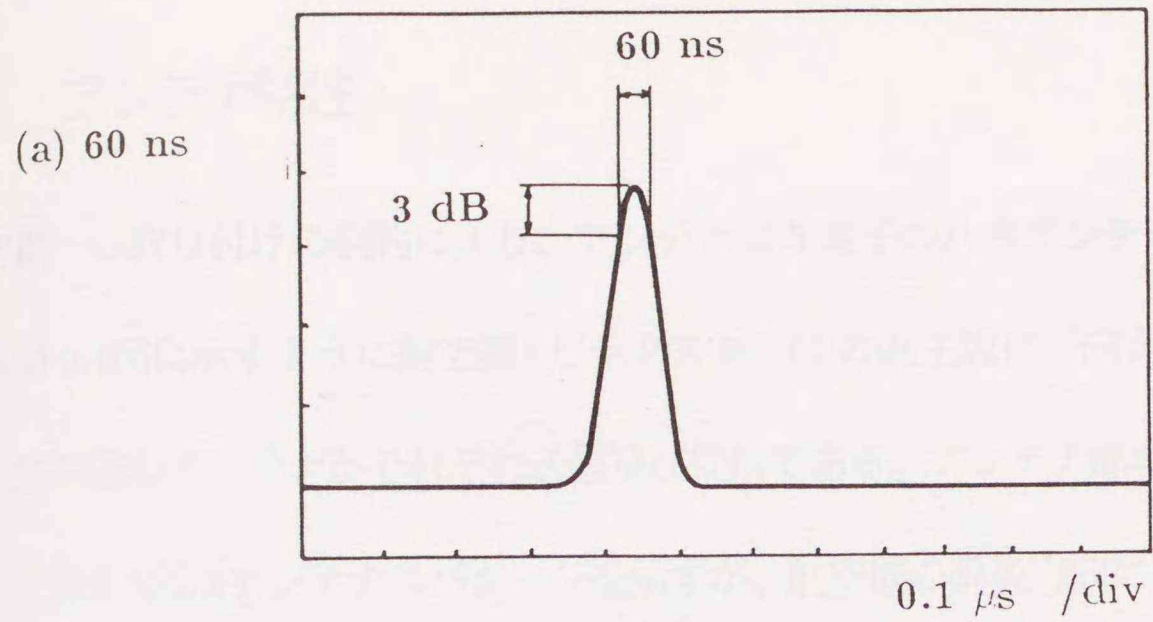
第 2.1 表: 179MHz 航空機搭載アイスレーダの主要諸元

送信部	周波数	179	MHz
	尖頭出力	1	kW
	パルス幅	60/250/1000	ns
	分解能 (氷中)	5.1/21.4/85.5	m
	繰り返し周波数	1	kHz
受信部	最小受信感度	-98/-103/-110	dBm
	雑音指数	2	dB
	受信帯域幅	14/4/1	MHz
	入力飽和電力	-35	dBm
データ	アイスレーダ	324 × 2	byte/s
収録部	航法データ	10 × 15(項目)	byte/s
	その他	13	byte/s
	ブロック長	811	byte/s

$(1 \times 10^6(mW)) \times (250 \times 10^{-9}(s)) \times (1 \times 10^3(Hz)) = 250(mW)$ が平均電力となる。したがって、これらのパルス幅はそれぞれ約 6dB ずつ大きいので、それにしたがって受信利得も大きくなることが期待できるが、分解能は低下する。パルス波形は第 2.3 図に示すように 1000 ns および 250 ns のパルス幅の時には、ほぼ矩形である。パルスの繰り返し周期は、1 ミリ秒 (以下 ms と表記する) であり、これは 150 km までの測定距離で 2 次エコーを抑制している。

最小受信電力はパルス幅によって若干異なるが、-110 dBm から -100 dBm であり、パルス幅にしたがって受信機の帯域を表のように自動的に切り換える事によりほぼ一定の値になっている。

受信できる最大の電力は、受信アンテナのすぐ近くに取り付けられたプリアンプに内蔵されたリミッタによって制限され約 30 dBm である。したがって、受信機のダイナミックレンジは約 80 dB である。リミッタを採用した理由は送信機からの漏れ込みによる強い電力が受信機に直接入って受信機をこわす恐れがあるためにその保護のためであるが、従来はパルスを送信してしばらくの間受信機の入力を切り受信機を保護する方法 (ブランキングゲート) を用いていた。しかし、このブランキングゲートは最大パルス長に合わせて安全率を見込んだため、近くのターゲットに対しては完全に不感となっていた。今回のこのリミッタの採用によって、可能な限り近くの散乱体からのデータも取得できるようになった。



第 2.3 図: 送信機のパルス波形 (a) 60 ns (b) 250 ns (c) 1000 ns

2.2.2 アンテナ特性

航空機への取り付けの制約により、アンテナは3素子の八木アンテナを採用した。アンテナは第2.4図に示すように航空機(ピラタス PC-6)の両主翼に下向きに取り付けられる。右翼及び左翼のアンテナがそれぞれ送信及び受信である。アンテナ部の主要諸元を第2.2表に示す。第2.5図はアンテナのパターンを示すが、航空機の前後方向に平行に素子が並んでいるため、E面が前後方向でH面が左右方向のパターンである。

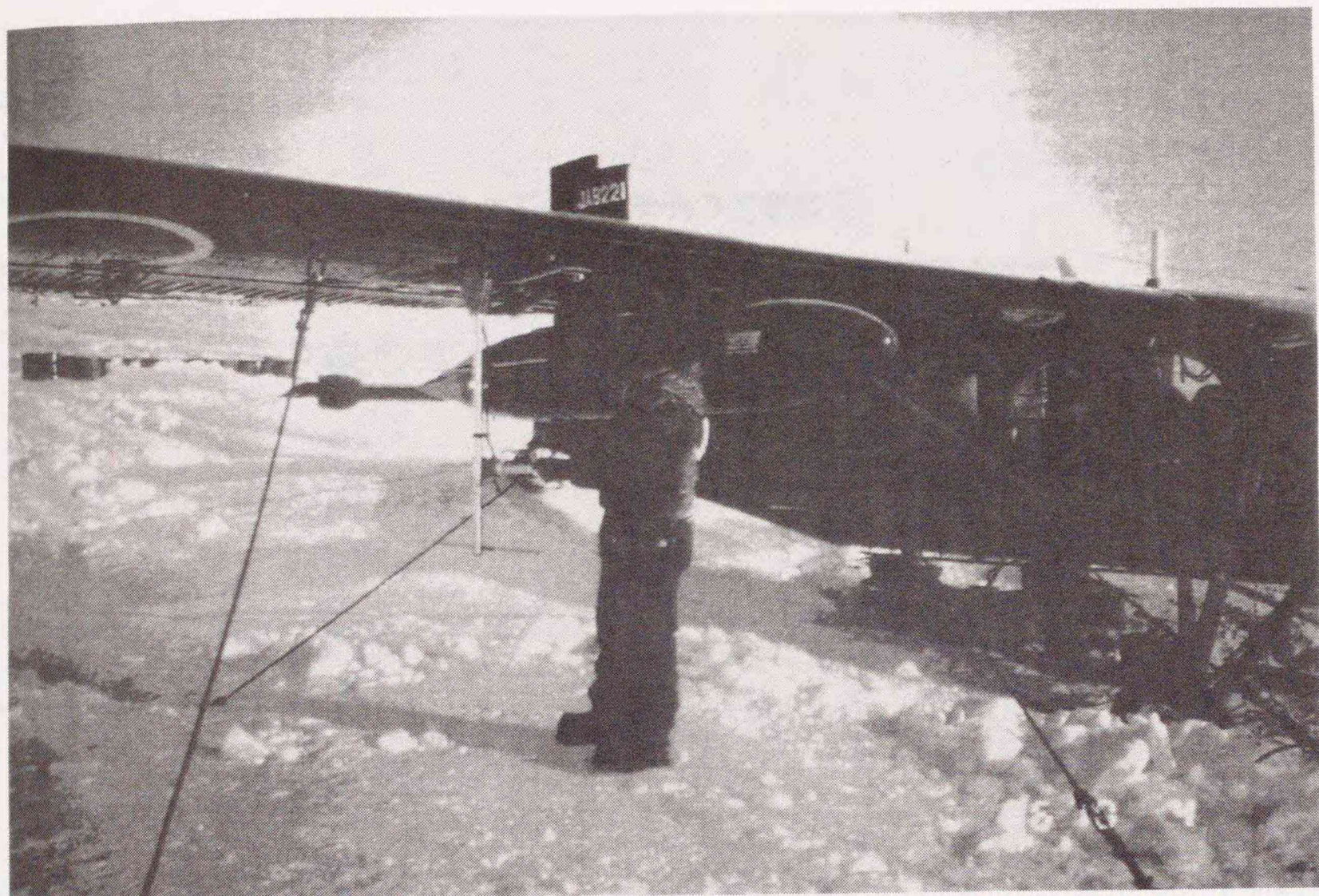
2.2.3 デジタイザ

受信機からのAスコープイメージでの出力であるビデオ信号はデジタイザによりデジタリ化される。デジタリ化する場合のサンプリング周波数は、一般にナイキストの条件を満たすことが必要である。すなわち波形の必要な分解能の周波数を f とすると、サンプリング周波数 f_s は

$$f_s > 2f \quad (2.20)$$

を満たすものでなければならない。デジタイザのサンプリング周波数は10 MHz、6.66 MHz および5 MHz が切り替えられる。6.66 MHz 及び5 MHz のモードはデータ収録系が不具合の場合にデータの総量を制限する目的で設計されたもので、実際には使用していない。10 MHz のサンプリング周波数の場合、パルス幅が250 ns および1000 ns の場合には、ナイキストの条件を満足する。サンプル間隔を計測距離に換算すると15 m であり、パルスの自由空間での長さはそれぞれ37.5 m および100 m となる。

サンプリングのトリガは受信機より提供される。サンプリングの開始のタイミングは地

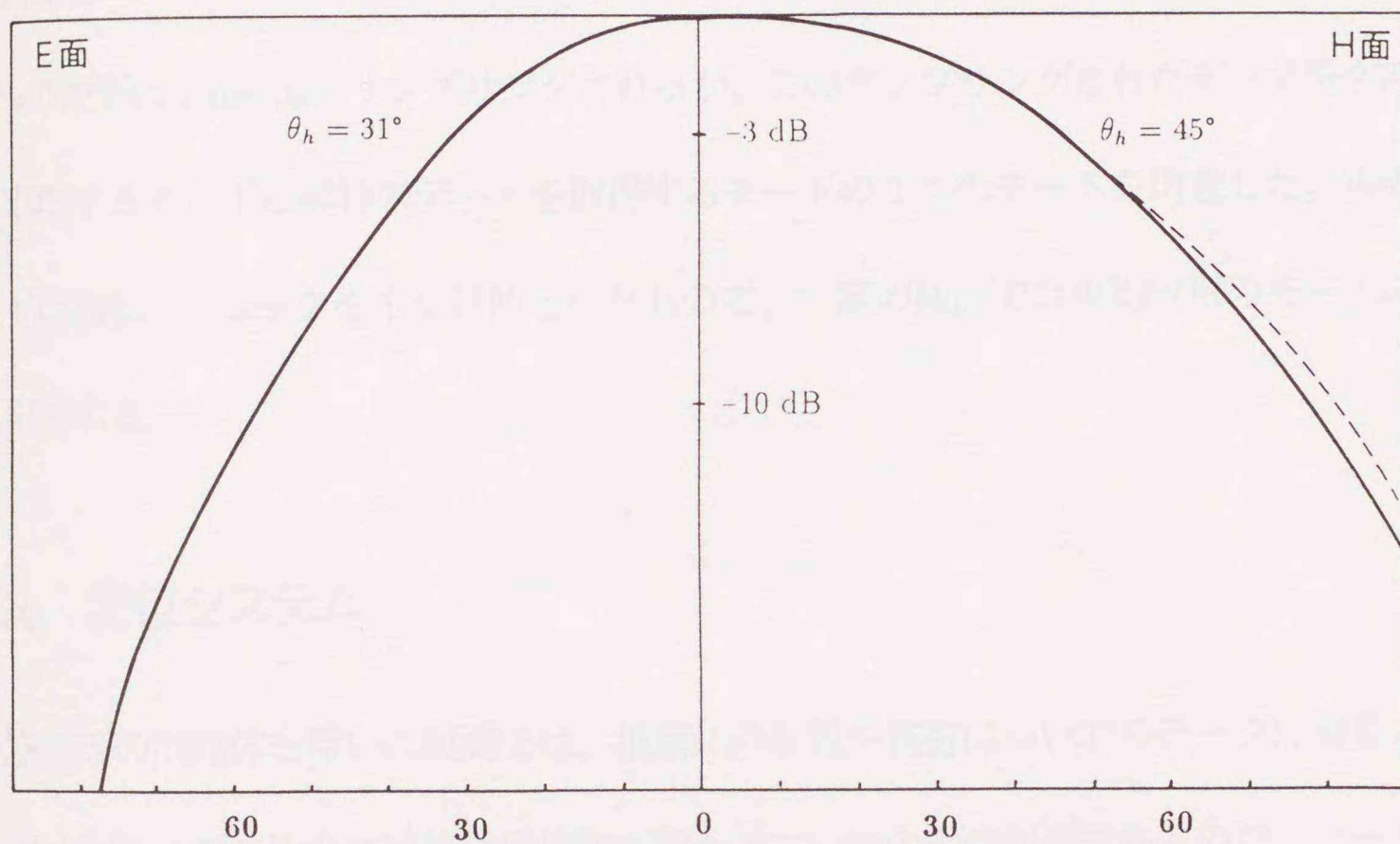


第 2.4 図: ピラタス機に取り付けられたアンテナ

第 2.2 表: アンテナの主要諸元

空中線形式 3 素子八木アンテナ

中心周波数	179	MHz
中心利得	8.15	dBi
ビーム幅	70°	E 面
	90°	H 面
VSWR	1.16	



第 2.5 図: アンテナの指向特性 (破線はガウスビームを仮定した場合に最もフィットするパターンで E 面は完全に一致)

上で航空機にアンテナを取り付けた状態でケーブル等の遅延を補正しており、アンテナから空气中 150 m の距離が開始点となる。1 つの波形に対するサンプル数はサンプリング周波数が 10 MHz の場合に 340 個である。これは空气中的目標にして 5000 m の距離レンジまで対応している。

1 つの波形は 1 ms 毎にサンプリングされるが、このサンプリングされたデータを 256 個毎に平均するモードと単独のデータを取得するモードの 2 つのモードを用意した。後者のモードは機器のチェックを主な目的としたもので、実際の観測では平均波形のモードのみの運用である。

2.2.4 測位システム

航空機等の飛行体を用いた観測では、飛行体の位置や姿勢についてのデータは重要である。アイスレーダの場合には特に目標物が明かでない氷の上の観測であるので、データ取得の上からだけでなく航空機の運用上も大きな利点となる。このシステムに搭載した測位システムの航空機の高度情報は (1) 電波高度計および (2) 気圧高度計を使用した。電波高度計はマイクロ波帯のもので、その測定精度は約 30cm であり、気圧高度計の精度は気圧にして約 0.3 hPa である。航空機の水平位置を求める航法装置としては (3) オメガ・VLF および (4) GPS システムを併用した。オメガ・VLF は複数の VLF 局からの電波を同時に受信してその位相差から航空機の相対的な移動ベクトルを計算し、積分することによって航空機の現在位置を表示する双曲線航法装置である。この装置は操縦席での航法を援助する機器で、外部出力インタフェースを経て毎秒データプロセッサに 0.1 分の精度の経度、

緯度、移動方位および速度のデータを転送する。この装置の南極における大きな問題点は南半球、特に高緯度地域に VLF 送信局が少なく、そのためしばしば航法計算に大きな誤差を生じる点である。GPS システムは現在まだ完成したシステムではないが、最終的には 18 個の衛星の送信するデータを同時に 3 ないし 4 個受信することによりリアルタイムに高精度の位置決定を行なうシステムである。同時に 4 個の衛星を受信した場合には緯度、経度及び高度の 3 次元の測位が可能である。

さらに航空機の姿勢を記録するために、ジャイロスコープによる姿勢のデータを利用した。姿勢はピッチとロールの 2 軸のデータのみである。

2.2.5 データプロセッサ

アイスレーダ及び測位システムのデータはデータプロセッサにより収集されフォーマットされて磁気記憶装置に記録される。アイスレーダのデータはデータプロセッサと同期をとって 0.5 秒毎に取り込まれる。そのほかのデータは 1 秒毎にデータプロセッサがスキャンして取り込む。これらのデータは第 2.6 図に示されるフォーマットに整形されデータレコーダーに 10 個のフォーマットされたデータを 1 ブロックとして 10 秒毎に転送される。記録フォーマットのうち時刻のデータは、GPS 受信機により供給される。GPS 受信機の持つ時刻のデータは、人工衛星のデータによってアップデートされ 1986 年 1 月時点で国際標準時 (UT) に対しおよそ 4 秒進んだ値である。このデータから始まる航法関係の 15 項目のデータは 10 バイトずつの ASCII コードで記録される。その後にディジタルイザからのアイスレーダのデータがバイナリーで記録される。

S T X	内部時計 時刻 10Bytes	OMEGA 真方位 10Bytes	OMEGA 緯度 10Bytes	OMEGA 経度 10Bytes	GPS X 10Bytes	GPS Y 10Bytes
-------------	-----------------------	-------------------------	------------------------	------------------------	---------------------	---------------------

GPS Z 10Bytes	GPS HEAD 10Bytes	GPS SPEED 10Bytes	温度計 10Bytes	気圧高度 10Bytes	電波高度 10Bytes
---------------------	------------------------	-------------------------	----------------	-----------------	-----------------

ジャイロ ロール角 10Bytes	ジャイロ ピッチ角 10Bytes	プロトン 磁力計 10Bytes	アイスレーダー VIDEO PULSE 658Bytes	E T X
-------------------------	-------------------------	------------------------	---------------------------------	-------------

第 2.6 図: データの記録フォーマット

2.3 エコーの自動判定

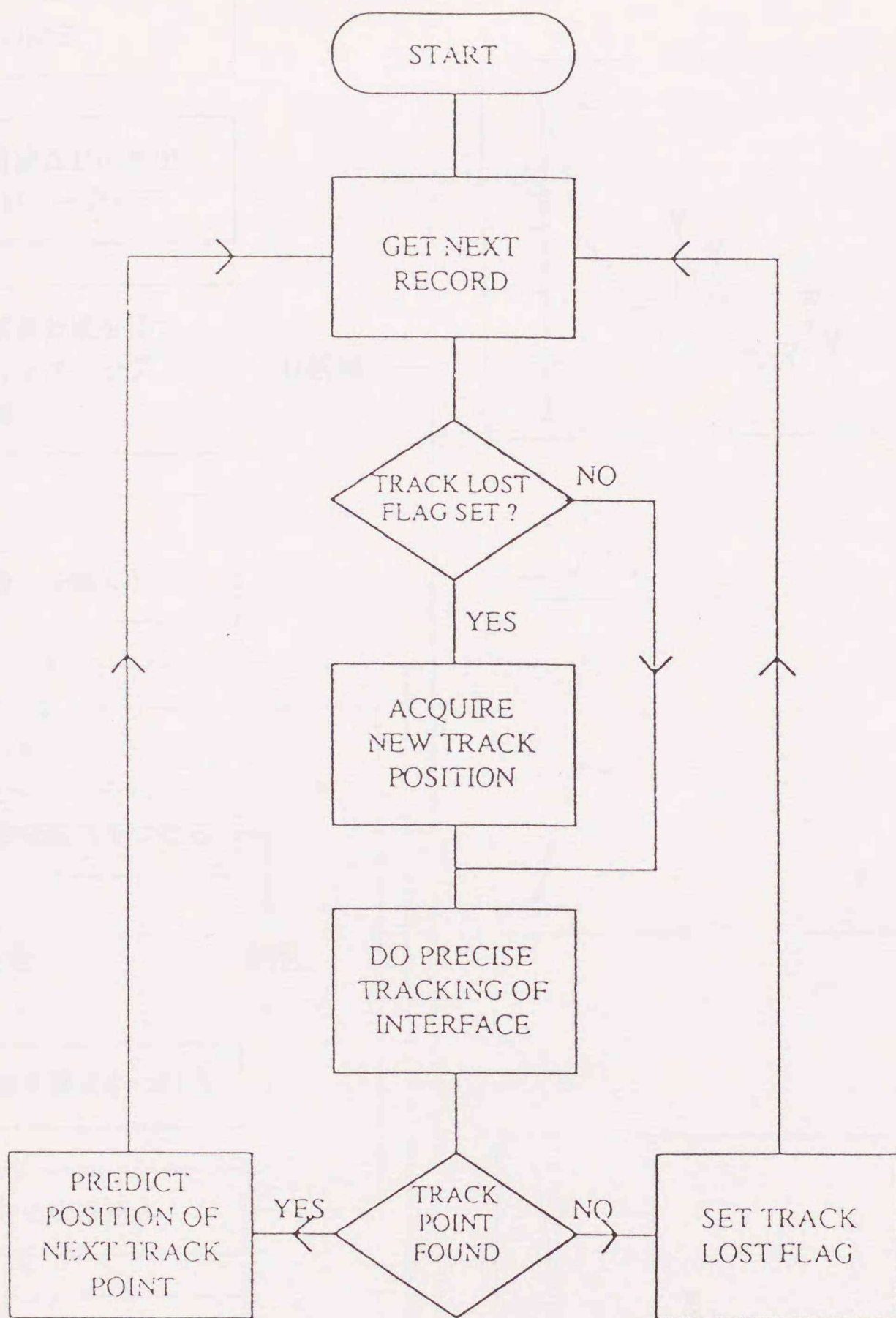
2.3.1 目的

氷床の氷の厚さを求める作業は大量のデータを処理する場合に大きな問題となる。アナログデータでは不可能であるが、デジタルデータから計算機を用いて自動的に値を求めることはある程度可能で作業効率が大幅に改善される。デジタルデータから氷床の厚さを自動判定するアルゴリズムはマイクロ波高度計のトラッキングのアルゴリズムを発展させた試みが発表されている (Cooper, 1987 [22]) が、第 2.7 図のようにトラッキングエラーが起きると処理が停止しオペレータの判断を必要とする。これは基盤エコーが連続的に観測されるばあいには効果的であるが、オペレータが常にモニタする必要がある大量のデータを処理する場合には必ずしも現実的でない。この会話型の処理に対し本研究では多少の読み取りエラーはすべて後で修正する、いわばバッチ型の処理と言うべきアルゴリズムを開発した。この処理ではエコーのトラッキングは用いず、波形判断の経験的な要素をいくつかの判定条件として与えて単独の A スコープ波形から底面からのエコーの判別を行なう。

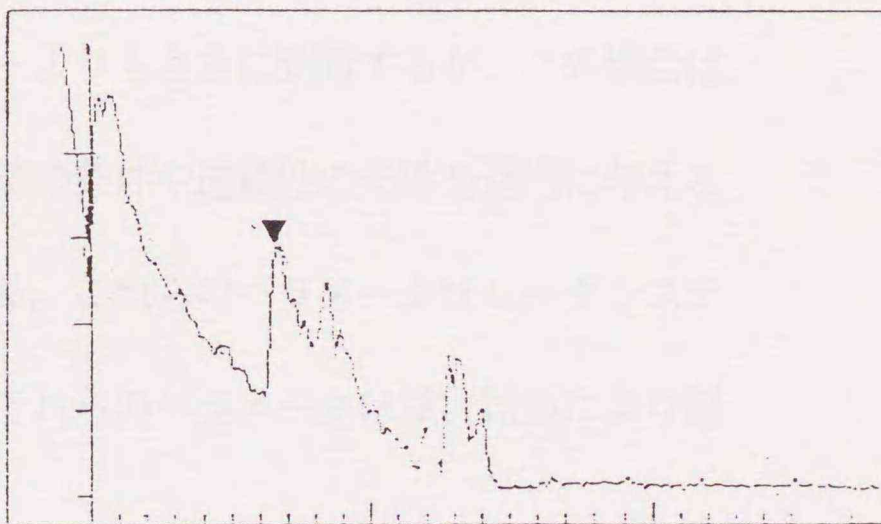
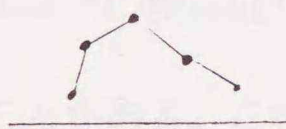
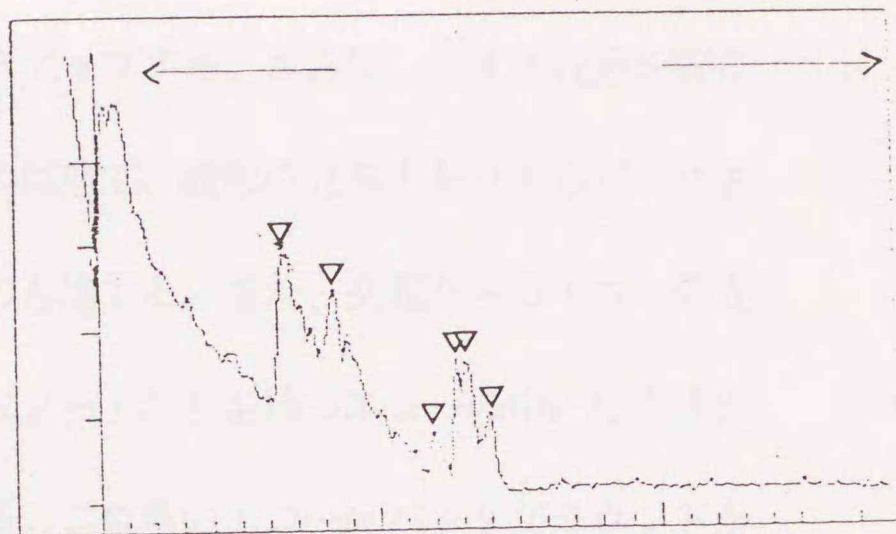
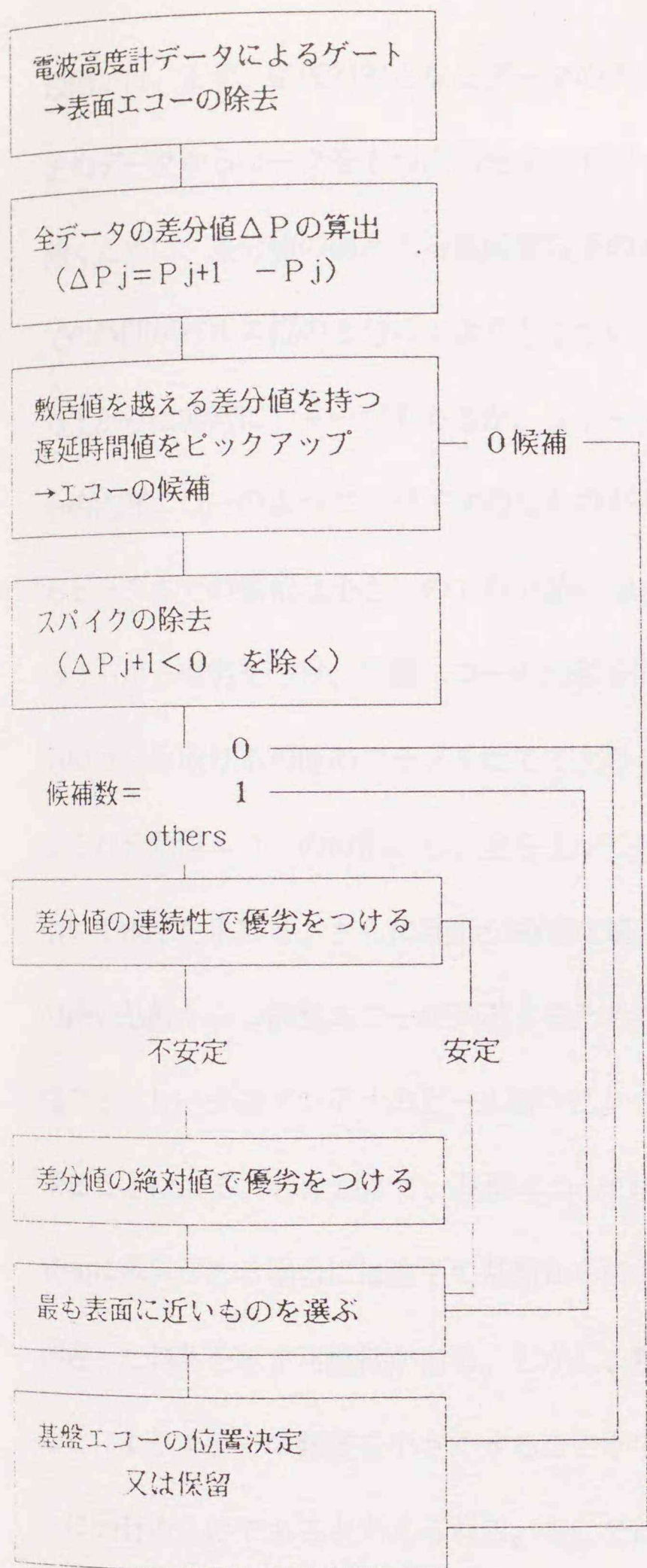
(Uratsuka, 1989 [90])

2.3.2 自動判定アルゴリズム

底面からのエコーの判定を行なうアルゴリズムのフローチャートを第 2.8 図に示す。処理の第 1 段階は電波高度計のデータにアイスレーダのデータを参照して表面からのエコーを処理の対象から除外する。次に、基盤からのエコーの候補となるピークを捜し出す。この



第 2.7 図: エコー判定のフローチャート (i) (Cooper, 1987)



第 2.8 図: エコー判定のフローチャート (ii) 本研究で使用了なもの

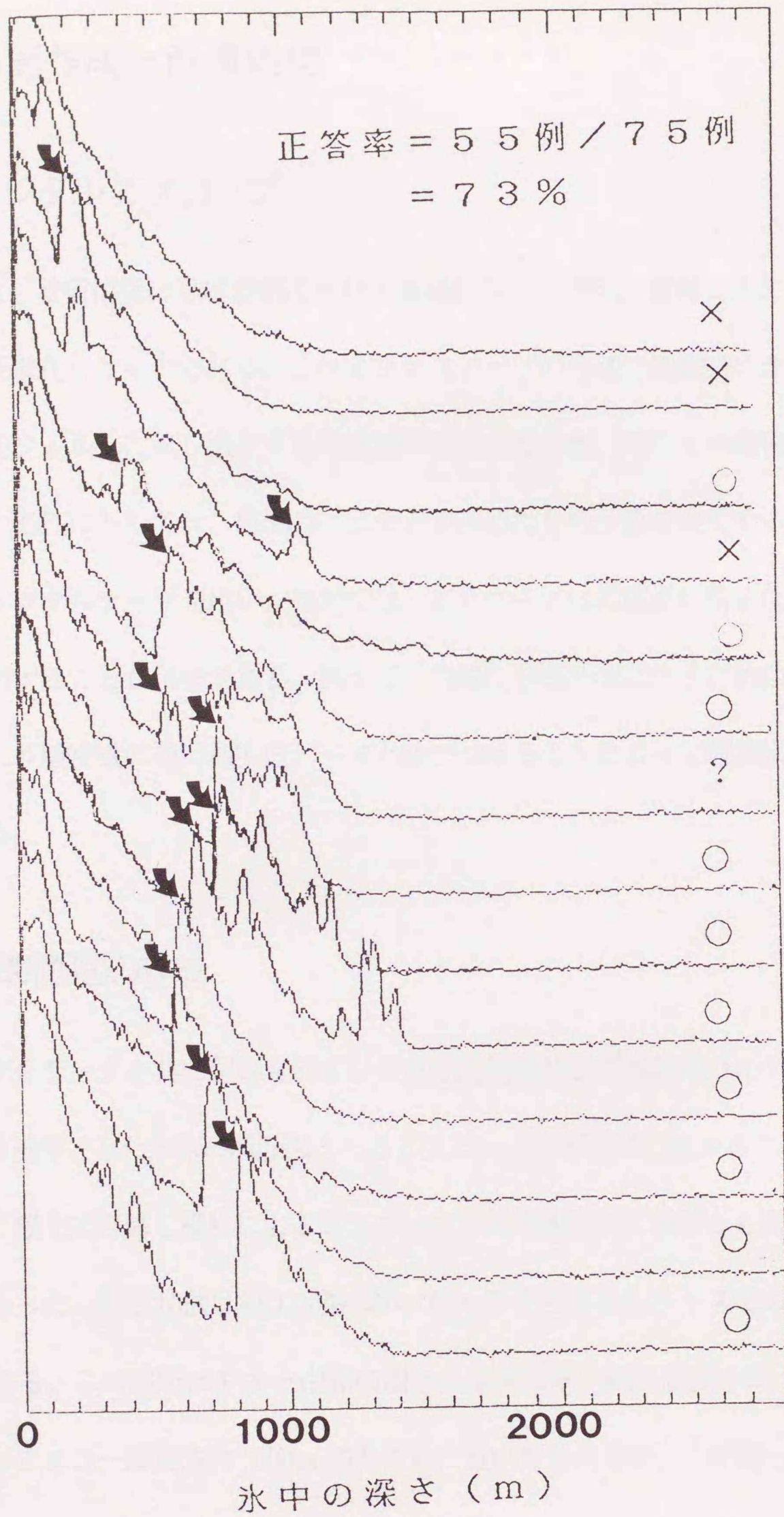
段階では、まず、処理対象となるデータの差分データを作成する。この差分データよりもとのデータからピークをもつ波形をすべてピックアップする。さらに、ノイズ成分を取り除くために、差分値の値がある敷居値以下のものは捨て、波形の立ち上がりからピークまでの時間がパルス幅の2分の1よりも小さいものも捨てる。また、基盤からのエコーの立ち上がりは非常にシャープであるが、シャープな立ち上がりを持つエコーの中には氷床からの内部エコーのようにスパイク的なものがある。これらのエコーはバックグラウンドからピークまでの振幅は小さいので差分値の連続性から判断する。以上の条件を満たす候補のうちから優劣をつけ、基盤エコーの波形を同定するが、この時点で候補が見いだせないものは読み取り不可能のフラグをたてて次のデータの処理に移る。候補が1つだけのものはこれを基盤エコーの波形とし、立ち上がりの遅延時間から表面エコーの遅延時間を差し引いて氷厚を求める。さらに地形が複雑な場合には、直下の氷床からのエコーの後に近くの浅い基盤からの散乱エコーが到着するため複数のエコーが観測されることがある。これはアイスレーダのアンテナのビーム幅が広いため、斜めからの伝搬波も強く電波が返って来ることによる。したがって、基盤エコーの候補のうちいちばん表面に近いものを選ぶ。表面に露岩がある場合には直下の基盤からのエコーよりもさきに到着するが、この場合は間違った判断を示す可能性がある。しかし、敷居値の条件や連続性の条件を適当に与えることによりエラーの頻度を小さくすることができる。これらのパラメータはレーダシステムに固有のものであると考えられる。ここでは、それらのパラメータは試行錯誤により経験的に与えた。

2.3.3 判定精度

エコーの判定を行なった結果の一例を第 2.9 図に示す。

図で矢印をつけたのが判定されるべき基盤からのエコーの位置であり、右隅に示したのが上記アルゴリズムを用いた判定結果である。○印がエコーを正しく判定した場合で、×印は間違っただけである。? 印は A スコープだけではエコーの判定ができないものである。このエコーの自動判定で誤ったものは、人による判定においても判断に迷うものが多い。

この方法は、アイスレーダのシステムを更新した場合には、パラメータの修正が必要であるが、データ処理の効率化に大きな威力を発揮する。また、トラッキングを用いる手法と違って、一度間違っただけのエコーをつかまえると次々に間違っただけのエコーを認識するというエラーは原理的に起きないが、周りのエコーからの連続性を無視した結果が得られるため複雑な地形では誤った判断が増加する。しかし、ここで提案したアルゴリズムは多少のエラーを後で修正する事で最終的に人が判断するフラグを立てたままさきに進むことにより広大な領域のデータの処理を作業能率は飛躍的に改善し、東クイーンモードランド地域の氷厚図の作成に用いられた [59]。また、氷床の電波散乱特性の解析にも統計的な処理が可能になった。



第 2.9 図: エコー判定結果の一例

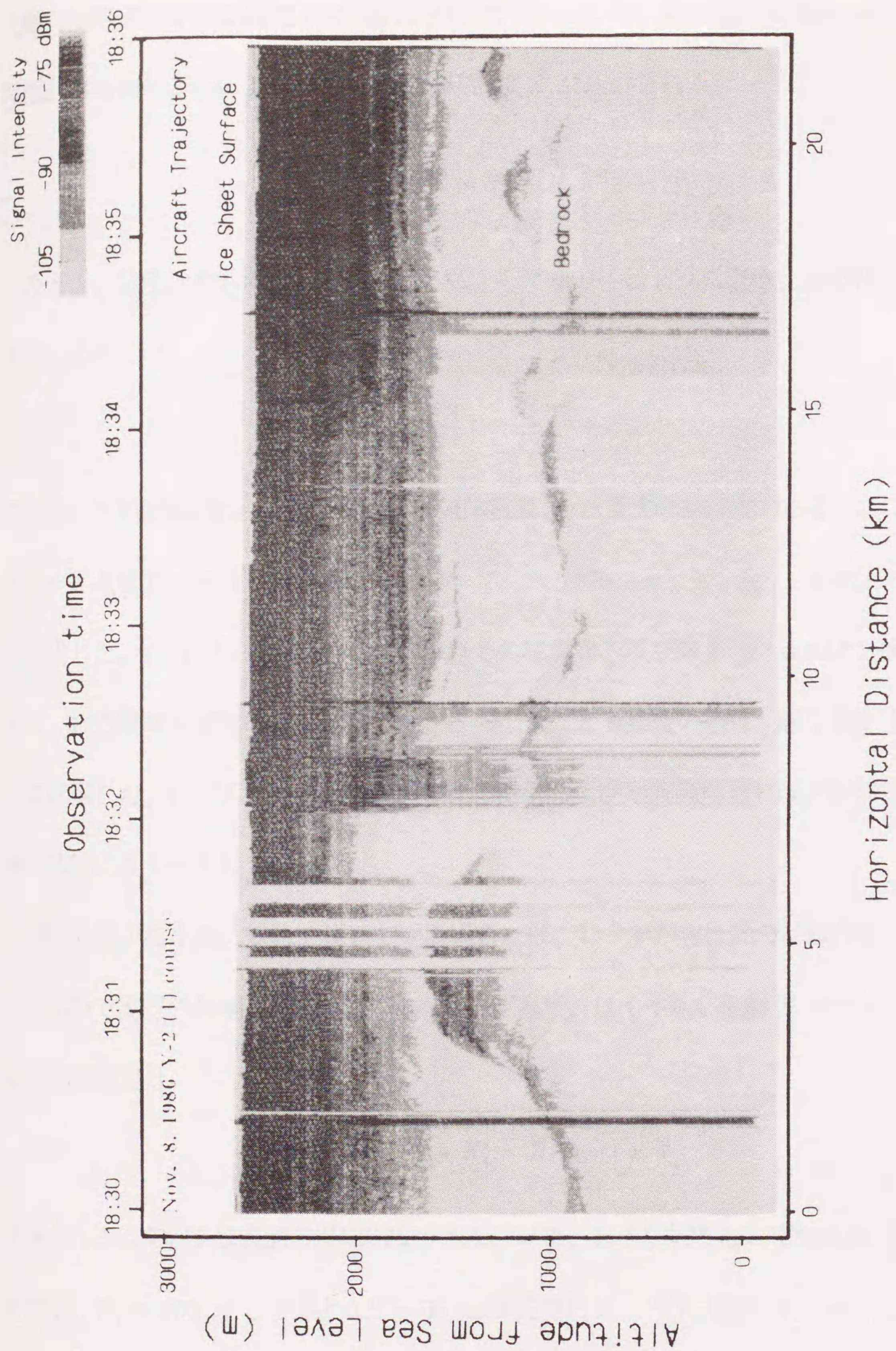
2.4 断面図作成と画像処理

2.4.1 デジタルZ スコープ

Z スコープは、受信信号に強度変調をかけて縦軸にレンジ方向、横軸に水平方向として氷床の断面を画像化したものである。これまでZ スコープの処理は観測時にオシロスコープの輝度変調をフィルムに流し撮りする手法で行なわれてきた。そのため画像のトーンの調整など細かい処理に対しては、観測時に観測者が決めたものを後で変更することは困難であった。デジタルデータを用いた処理では、Z スコープは観測後に自由なパラメータ処理手法で処理することが可能である。例えば、内部反射層を強調するためにエッジ強調の処理を施したり航空機の飛行高度のデータと結びつけることによって断面図の作成なども自由にできる。

2.4.2 氷床断面図の作成

アイスレーダのデータと共に記録されている気圧高度計及び電波高度計のデータを用いて平均海水面を基準とした氷床の断面図となるZ スコープを容易に作成することができる。これまでの航空機上での流し撮りによるZ スコープでは海拔高度を基準としたZ スコープ作成は困難であった。第2.10図は第1.2図においてA-Bで示されたコースでの氷床断面を示したものである。この場所はやまと山脈の周りの氷床で平均的な標高が約2600mである。基盤岩からのエコーは海拔約1000mのところに見いだされるが、この図では連続性があまりはっきりしない。ここでは、信号の強度を8段階のトーンに分け表示している。航



第 2.10 図: デジタルZスコープによる氷床断面図 (i) 補正、フィルターなし

空機の氷床表面からの高度 H_1 を電波高度計のデータから、航空機の海面からの高度 H_2 を気圧計から知ることにより氷床表面の海拔高度 H_i が求められる。

$$H_i = H_2 - H_1 \quad (2.21)$$

このとき、気圧計から海面高度を求める式としてポリトロピックな標準大気を用いた測高公式 [13] を用いる。

$$H_2 = \frac{T}{\beta} \left[1 - \frac{P}{P_0} \right]^\gamma + H_0 \quad (2.22)$$

ここで、 β は気温減率、 $\gamma = \frac{\beta R}{g}$ で、 R は気体常数、 g は重力の加速度である。ここでは、パラメータとして $\beta = 0.05$ (K / m)、 $R = 286.88$ (hPa · m³ · K / kg)、 $g = 9.8062$ (m/s²) を採用した。 P_0, T, H_0 は、それぞれ基準点での気温 (K) 及び気圧 (hPa) および海面高度であり、航空機の出発前の値を使用した。この公式による高度の値は、航空機が上昇する場合に計測した GPS の 3 次元計測による計測結果および電波高度計の最大計測高度までの値と非常によく一致している。

氷床表面が海水面に対して傾いている場合には、レーダからは面の法線方向が最短距離となるので実際の対地高度 H_1 にくらべレーダ高度計はやや短い距離 H'_1 を示す。このときこの短縮効果は

$$\Delta H = H_1 - H'_1 = H_1(1 - \cos \Psi) \quad (2.23)$$

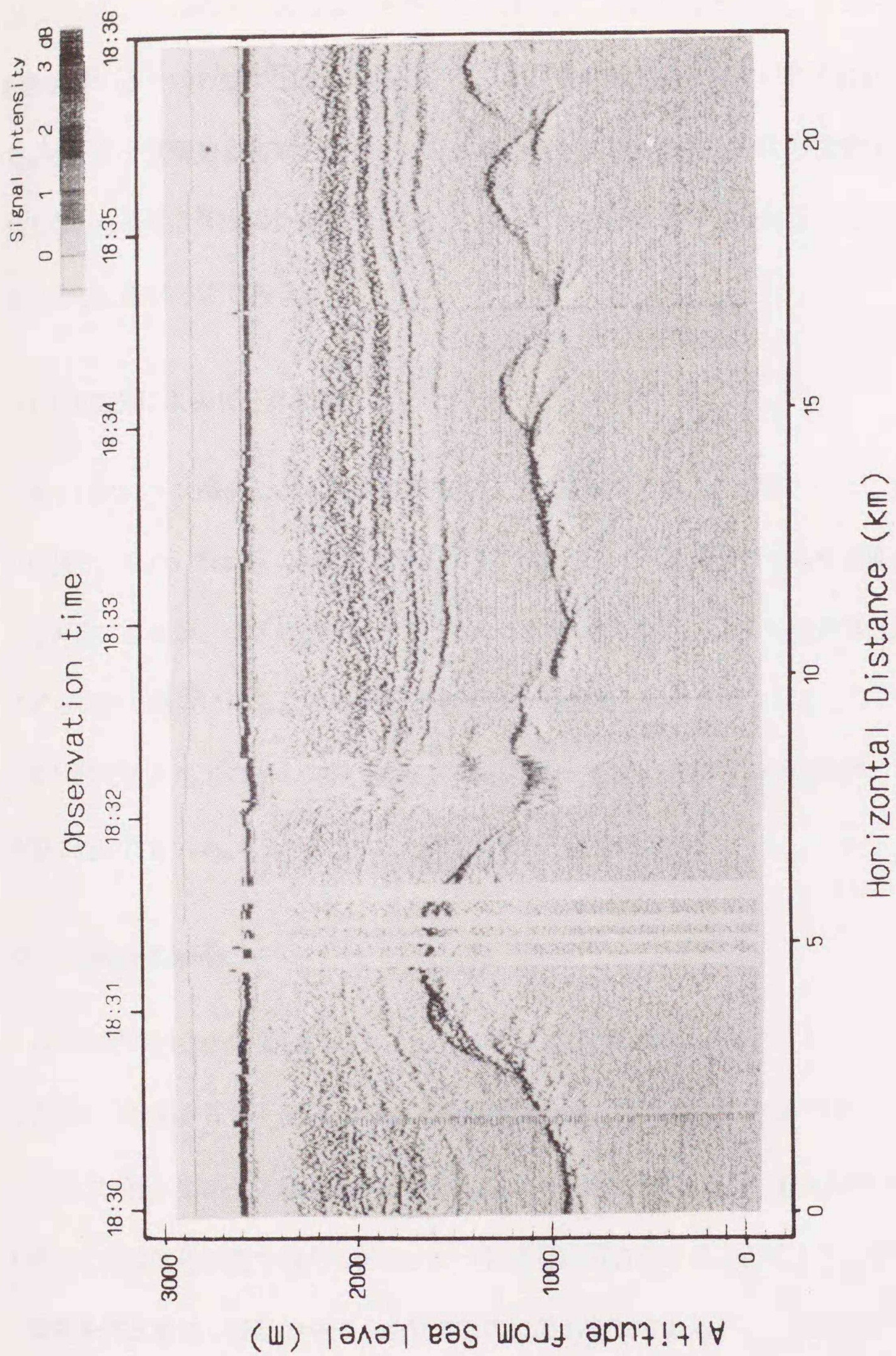
となる。ここで、 Ψ は表面の平均斜度である。いま、大きな斜度として $\Psi = 10^\circ$ を取った場合でも、 $H_1 = 300$ m とすると $\Delta H = 18$ m 程度である。パルス幅が 250 ns のときの分解能が 37 m だからこの場合の斜面の効果はあまり問題にならない。

氷の中の伝搬速度は氷の屈折率によって異なるが、表面に非常に近い部分を除けば、ほぼ一定の屈折率と考えることができ、ここでは 1.78 を用いた。第 2.10 図の縦軸はこうにして海拔高度となっている。横軸は航空機の水平速度と計測時間をかけることにより水平距離となる。ここでは、水平距離を圧縮した断面図となっている。なお、データがところどころ途切れているのは航空機の通信波が受信機に混入したための欠測で、鉛直方向の分解能が変化しているのは送信パルス幅を変えたせいである。

2.4.3 画像処理

(1) エッジ強調の手法

氷床中では、電波の減衰は $1 \sim 6 \text{ dB/100m}$ [86] と大きいので、一般に深い基盤からのエコーの強度は小さく、氷床表面に近い基盤からのエコーと深い基盤からのエコーを同時に表示するには、大きなダイナミックレンジを持った表現方法をとらなければならない。しかし、実際は第 2.9 図で示されるように、深い部分からの微弱なエコーが埋もれてしまうのに対し、浅い部分のエコーは表面散乱によるエコーと区別できない。したがって、これらのエコーを明瞭にするために、画像処理の手法を導入する。リモートセンシングの画像データ処理の手法には様々な方法が提案されているが [4]、ここでは最も単純な微分フィルタを用いたエッジ強調の手法を採用した。この方法は隣あうピクセルでの差分をとり、その差分値を色あるいは濃度に対応させることにより容易に得られる。第 2.10 図と同じデータを画像処理した結果を第 2.11 図に示す。第 2.10 図に比べ基盤からのエコーが非常に明瞭に認識できる。また、第 2.10 図にははっきり見いだせなかった内部の層状のエコーが強調



第 2.11 図: デジタルZスコープによる氷床断面図 (ii) I 次微分フィルタ

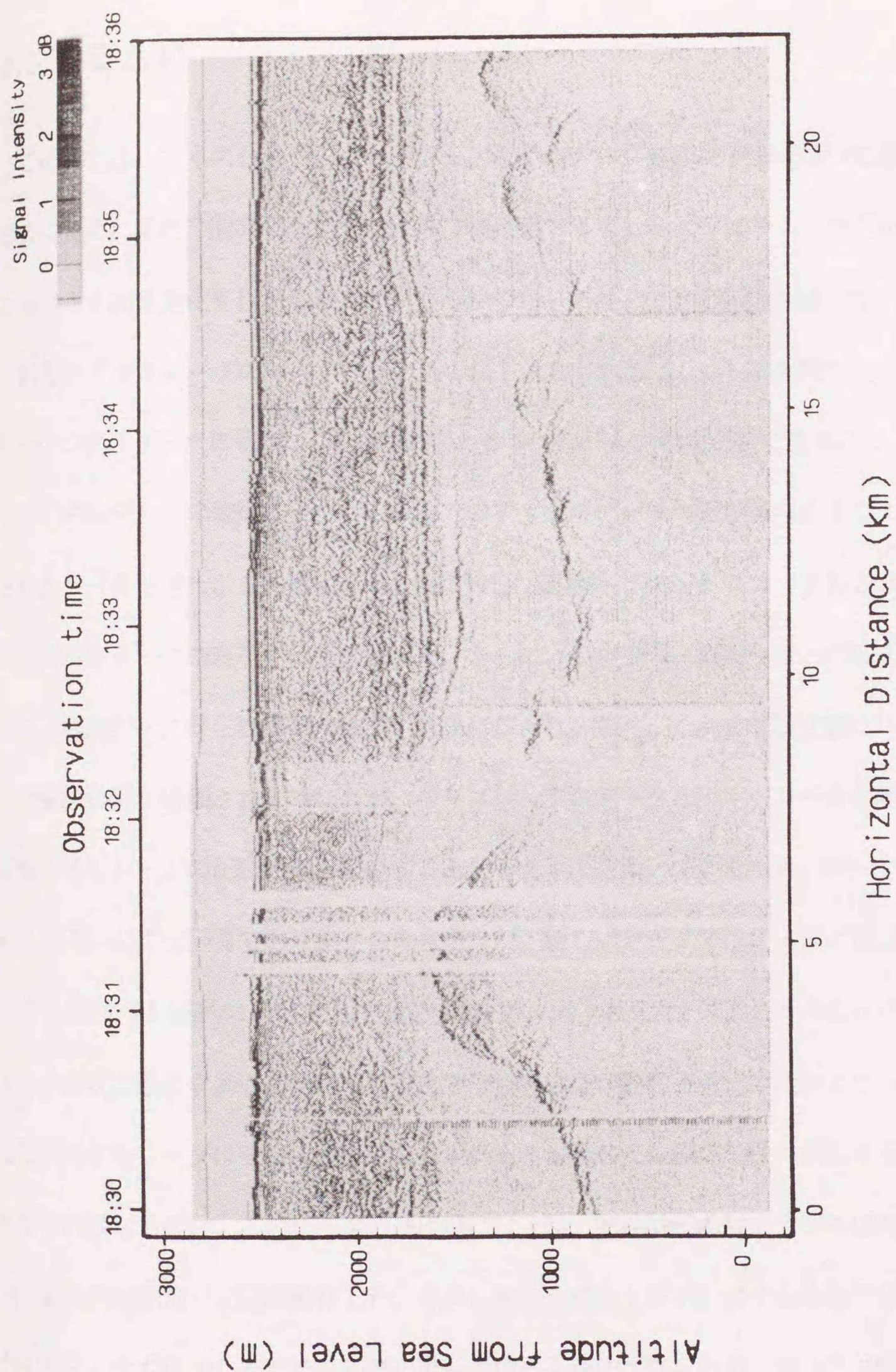
されている。この処理の欠点は立ち下りの部分が負の値となるため、エコーのピークの幅が大きいとその影響が出る点である。立ち下りの部分も考慮に入れるには、もう一度差分をとる2次微分が有効であるが、この場合でもエコーの強度と像の強度は必ずしも一致しないため受信強度の評価はできない。さらに、波形によっては虚像が現われる場合もあるので注意が必要である。

(2) 2次微分によるピーク強調

第2.12図に2次微分による強調処理を行なった結果を示す。この場合には、実際のピークは強く、ディップは弱い色調で表現される。したがって一次微分フィルタで埋もれたピークも再現できるが、全体にダイナミックレンジが小さくなり、ノイズ成分が目だって全体にざらついた画質になる。この場合でもエコーの強度と像の強度は対応しない。しかし、第2.11図で大きなエコーの立ち下りの効果によってマスクされていた内部エコーがより明瞭に見いだされる。(時刻18:33、高度2000 m 近傍の部分)

(3) 伝搬減衰の補正

氷の中での減衰の効果によるダイナミックレンジの問題を解決するもう一つの方法は、伝搬減衰の効果をもとに受信強度から差し引いてやる方法が考えられる。これには、適正なレーダ方程式が必要である。レーダ方程式を用いた結果が第6.9図に示される。これは信号強度を散乱の強さという物理量に置き換えることにより、データ処理上の虚像を作る事なく散乱のモデルを立てるのに最も有効である。



第 2.12 図: デジタルスコープによる氷床断面図 (iii) 2 次微分フィルタ

2.5 まとめ

この章では、アイスレーダのハードウェアとそのデータ処理の手法について述べた。本研究のために新たに開発した 179MHz 航空機搭載アイスレーダシステムは小型航空機搭載にも拘らず高性能化を目指したためいくつかのハードウェア上の特徴を持っている。

新しいアイスレーダのハードウェア上の最も大きな特徴は、(1) 航空機の位置情報を含むデジタルデータの取得、(2) 計測に合わせ 3 つのパルス幅が選択できるの 2 点である。デジタルデータの取得により、これまでのアナログデータが観測時の設定によって固定されたデータを使わざるを得なかったのに対し、観測終了後に A スコープも Z スコープも自由にパラメータの変更が可能になった。さらに、自由空間伝搬損失などの補正も可能になり、観測データから物理量の抽出が容易になった。また、これまで航空機にはオメガなどの航法装置が搭載されてはいたが、アイスレーダのデータとはオペレータが定期的に位置をメモしレーダの記録時刻と照合するといった手段を用いていたため、データの記録された場所の同定は困難であり誤差も大きかった。新しいレーダではオメガに加え衛星航法である GPS を相補的に用いて位置精度を飛躍的に向上させた。また、そのほかの特徴として (3) 送受信機の全半導体化による安定で信頼性の高い動作と省電力化が挙げられる。極地で運用するレーダはその性能のみならず低温と振動などの動作条件の過酷さも考慮にいれなければならない。このレーダの運用時には一時、初期故障的なトラブルはあったものの全般的には非常に安定に動作した。さらに細かい点として (4) ブランキングゲートを使わずリミッタを採用したため近距離のデータ取得も可能になった事、それと付随してアンテナのすぐ近傍にプリアンプを置いた事による低雑音化も挙げることができる。

本装置の特徴の一つであるディジタルデータを用いてこれまでのアイスレーダでは困難であった多様なデータ処理が可能になった。特に、新規に開発した(1) エコーの自動読み取りと(2) ディジタルZ スコープの処理ソフトウェアはアイスレーダの本来の目的である氷床の氷厚図作成にも利用されるばかりでなく、散乱特性の解析も可能にした。エコーの自動読み取りのソフトウェアは、レーダ波形の解析に基づいて1つずつのA スコープデータから基盤からのエコーを推定するもので、パラメータを経験的に与えることにより70%の正答率を得ている。これまでマイクロ波レーダ高度計のトラッキング手法を応用した自動読み取りの方法が提案されているが、アイスレーダの波形は氷床の各部からのエコーが非常に複雑で大量のデータを処理するにはあまり有効でない。ここで提案したアルゴリズムは多少のエラーを後で修正する事で、広大な領域のデータの処理を大きく改善し、東グリーンモードランド地域の氷厚図の作成に用いられた[59]。また、氷床の電波散乱特性の解析にも、統計的な処理が可能になった。

様々な処理を用いたZ スコープはまず氷床地形の地形学 (topography) 上のイメージを容易に与える。そのことによって氷床流動などのダイナミクスの重要な資料となる。微分処理を用いたZ スコープは氷床内部層を鮮明に表現し、内部層の散乱の特徴を得ることに寄与する。しかし、微分波形は必ずしも散乱のピークを表わしたものではない。内部層の問題は、散乱強度の評価をしなければ、誘電率などの物理的なパラメータとの対応は不可能である。したがって、こうした問題を考えるとき、散乱の強度に忠実なZ スコープの処理が必要である。ディジタルZ スコープ処理はこうしたデータの解釈にこれまでのアナログ記録では不完全だった様々な側面からの検討を可能にし、さらに受信強度の定量化によ

る氷床の電波散乱特性の推定、氷床内部層の解析において基礎的な情報を与える資料を提供する。

第 3 章

氷床の電波散乱特性の問題点

アイスレーダの第一義的な目的は氷床の表面と底面からのエコーの時間差からもとまる氷床の厚さであるが、これらのエコーは氷床各部の散乱の結果でもあり、この散乱の状況は氷床の状態の反映である。電波リモートセンシングで計測される第 1 次的な物理量は目標となる物体あるいは物質の電波散乱特性である。特にレーダの場合には電波が入射した方向への逆向きの散乱すなわち後方散乱が観測量として求められる。したがって、電波リモートセンシングの立場からアイスレーダデータを見直すために、氷床の電波散乱特性の問題点を指摘する。また、いったい何が電波散乱特性によって見いだせるかについて述べる。

まず、電波の散乱の一般的な物理的性質を明らかにする。電波散乱特性はとくにマイクロ波を用いたリモートセンシングに於いて重要であり、また多くの研究がなされてきている。例えば海面からの散乱のように 2 つの媒質に明らかな境界がある場合には、一般に境界への入射角に対し散乱特性が変化する。こうした境界のはっきりした場合の散乱の形態

を表面散乱と呼ぶ。一方、例えば降雨のようにレーダのレンジゲート内に連続な散乱帯がある場合には、体積散乱と呼ばれる。

アイスレーダでは、電波が氷の中を透過するためにこの表面散乱的な性質と体積散乱的な性質をともに持っている点が他のレーダの場合と大きく異なる。氷床での電波散乱については、氷床の底面と表面については海面での散乱のように境界での性質が重要である。したがって、電波散乱特性は境界の性質についての情報を持っている。氷床底面の粗さについては、これまでもアイスレーダに特殊な装置を付加して観測がなされている。この研究も紹介し電波散乱特性との関係について論ずる。一方、その間にある氷床内部の散乱については、降雨の様な体積的な散乱が起こっているか、あるいはたくさんの内部層による散乱かといったメカニズムが未だ不明で、この問題を明らかにすることによって、氷床の物理的な性質を電波によって調べる方法を見いだす糸口となる。ここでは、体積散乱係数をテンソル量として一般的に定義してその性質について述べる。

3.1 2つの散乱のメカニズム

3.1.1 表面散乱と散乱係数

電磁波が2つの半無限大の均一な媒質の境界面に、一方の媒質から入射し、境界面のみで散乱が生ずるとき、これを表面散乱と呼ぶ。金属導体や水面などによる電波の散乱は表面散乱である。以下、表面散乱がある場合の散乱係数について述べる。表面散乱の強さは、媒質表面の複素誘電率の増加とともに強くなり、その散乱角特性は表面の粗さによって決

まる。

ランダムな表面散乱の程度は使用する電磁波の波長 λ と観測する物体の粗さのスケール Δh の相対関係によって決まる。表面の粗さの指標として、レイリーの規準 (Reileigh criterion) がある。第3.1図に示すような面において、2つの反射波の位相差 $\Delta\Phi$ が $\frac{\pi}{2}$ ラジアン以下であれば、表面は滑らかであると考ええる。すなわち、

$$\Delta\Phi = 2k\Delta h \cos \theta < \frac{\pi}{2} \quad (3.1)$$

つまり

$$\Delta h < \frac{\lambda}{8 \cos \theta} \quad (3.2)$$

である。従って、 Δh を表面の粗さの標準偏差と考えれば、(3.2)式が成立するとき、その表面は滑らかと考える。

実際には、もう少し厳しく決めた次のフラウンホーファの規準 (Fraunhofer craiteion) の方が使いやすいと考えられている。(Ulaby et al., 1982 [81], Long, 1975 [44])

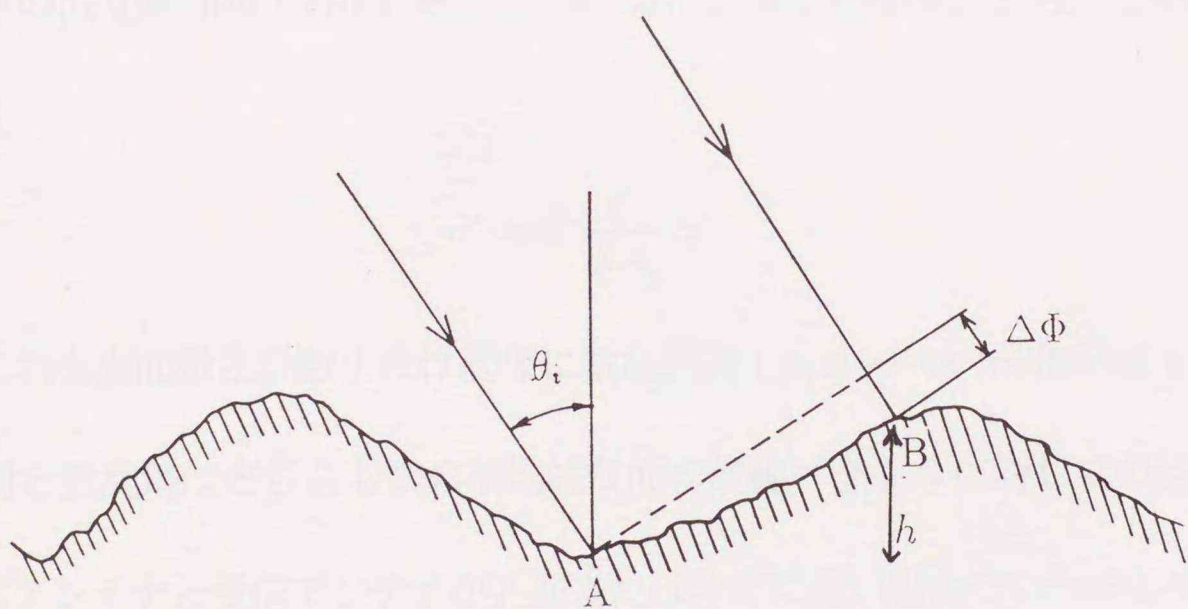
$$\Delta\Phi = 2k\Delta h \cos \theta < \frac{\pi}{8} \quad (3.3)$$

つまり

$$\Delta h < \frac{\lambda}{32 \cos \theta} \quad (3.4)$$

新型アイスレーダの場合には、周波数 $f=179$ (MHz) から、波長 λ は、 $\lambda = 1.67$ (m) となるから、

$$\Delta h < \frac{5.2(\text{cm})}{\cos \theta} \quad (3.5)$$



第 3.1 図: 表面上の点 A 及び B によって反射された波の位相差

となり、滑らかである条件はかなり厳しいことがわかる。

このように、表面散乱には散乱面の粗さが重要であるから、鏡面でない場合も取り扱うことのできる量を用いる必要がある。ここでは、散乱係数という量を定義する。散乱係数はレーダ方程式によって定義される散乱断面積を用いて定義される。すなわち、ある散乱面の単位面積 ΔA_i に入射角 θ_i の方位から電波が照射されるとき散乱角 θ_s の方位に散乱するとする。照射される電波の電力を P_i 散乱する電波の電力を P_s としたとき

$$P_s = \left(\frac{\sigma}{\Delta A_i} \right) P_i \Delta A_i$$

で定義される $\sigma/\Delta A_i$ を微分散乱断面積 (differential scattering cross section) あるいは単位面積あたりの散乱断面積 (cross section per unit area) と呼ぶ。さらにこの値の平均を取ったものを

$$\sigma^0 = \left\langle \frac{\sigma}{\Delta A_i} \right\rangle$$

とにおいて、これを表面散乱係数または簡単に散乱係数 (scattering coefficient) と呼ぶ。ここで、入射角と散乱角はどちらもこの平均的な面の法線ベクトルに対しての値である。

いま、送信アンテナと受信アンテナが共通または非常に近い場合のいわゆるモノスタチック (mono-static) なレーダの場合には、入射角と散乱角は同じである。この場合には、とくに後方散乱係数 (backscattering coefficient) と呼ぶ。

3.1.2 表面散乱の誘電率と表面の粗さ

面の粗さの度合によって、表面散乱を次の3つに分けて考える。

(1) 滑らかな表面

2つの半無限長媒質の境界で形成される滑らかな表面による電磁波の反射は、第3.2図(a)に示すように鏡面反射 (specular reflection) であり、その反射係数はフレネルの反射係数で与えられる。垂直入射 $\theta = 0$ の場合、電力反射係数は、垂直偏波および水平偏波共に

$$|\Gamma(0, h)|^2 = |\Gamma(0, v)|^2 = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1} \right|^2 \quad (3.6)$$

となる。ここに ε は2つの媒質の複素誘電率の比であり、 $\mu = 1$ の場合である。式より、境界での反射係数は境界での複素誘電率の比 ε とともに増大することがわかる。また、この式で ε を $\frac{1}{\varepsilon}$ に置き換えてもまったく同じであることから、2つの媒質のどちらから入射しても同じ反射係数となる。

(2) やや粗い表面

表面が少し粗くなると、第3.2図(b)に示すように鏡面反射の他に、散乱成分が生ずる。鏡面反射の成分はしばしばコヒーレント (coherent) 成分と呼ばれ、散乱成分は拡散 (diffuse) 成分あるいはインコヒーレント (incoherent) 成分と呼ばれる。この拡散成分は、あらゆる角度方向に成分を持ち、その大きさは鏡面反射成分に比べずっと小さい。次に、表面の粗さが次第に大きくなると、鏡面反射成分が減少し、拡散成分の大きさが相対的に増加する。

(3) 非常に粗い表面

更に表面の粗さが増大し完全な粗面になると、第3.2図(c)に示すように、鏡面反射の成分がなくなり、拡散成分のみとなる。このような粗面をランベール (Lambertian) 表面と呼

び、その散乱係数 (bistatic scattering coefficient) $\sigma^\circ(\theta_i, \theta_s)$ は

$$\sigma^\circ(\theta_i, \theta_s) = \sigma_0^\circ \cos \theta_i \cos \theta_s \quad (3.7)$$

で近似される。 θ_i および θ_s はそれぞれ入射角および散乱角を示す。また、 σ_0° は垂直入射のときの散乱係数を示す。

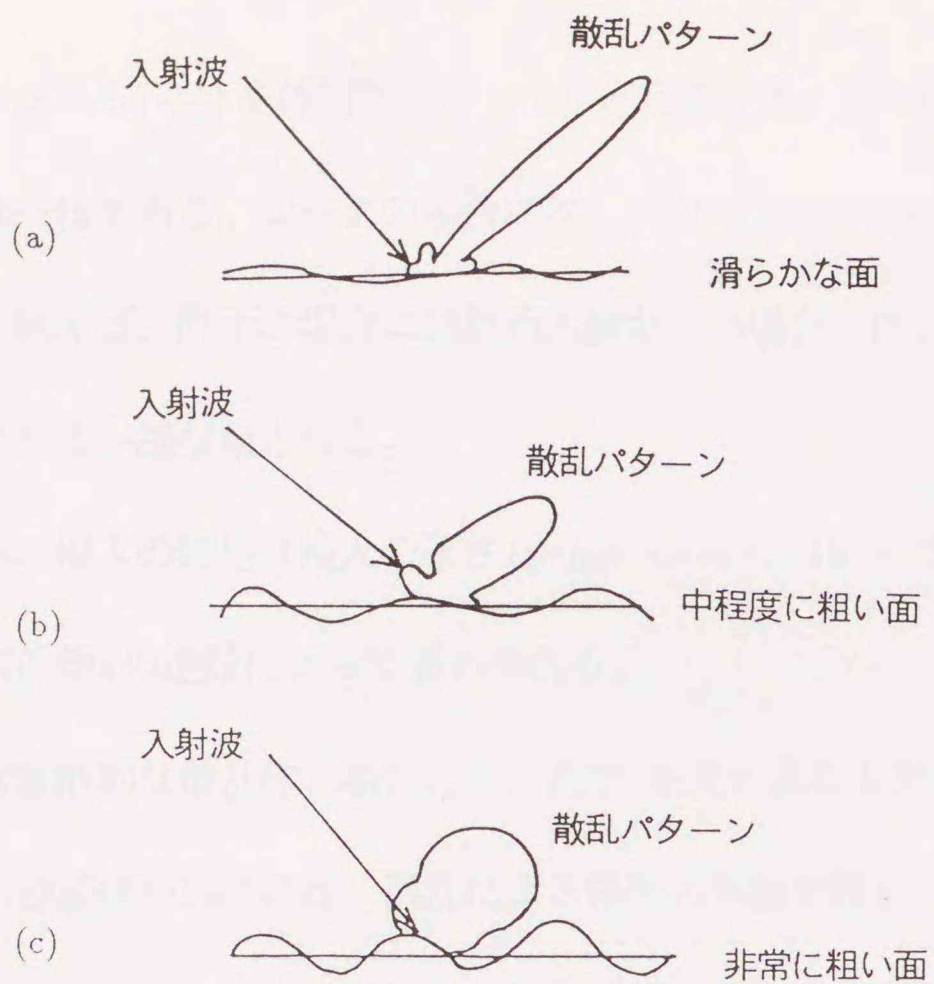
これらの種々の粗さの表面による後方散乱係数の入射角依存性を第 3.3 図に示す。

3.1.3 体積散乱と体積散乱係数

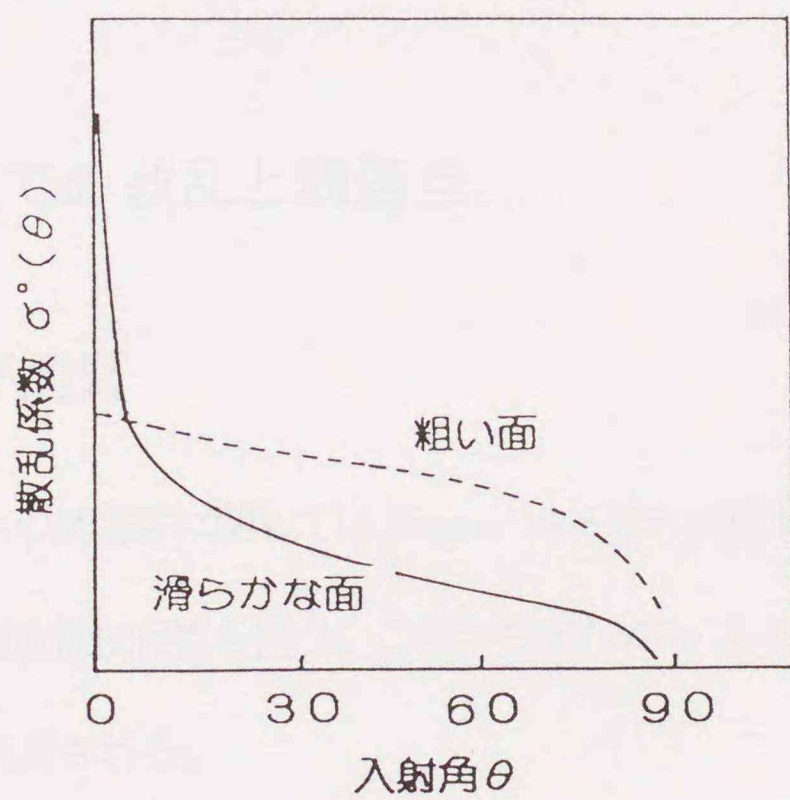
電磁波が 2 つの半無限大の均一な境界を通して、一方の媒質から他方の媒質に進入し、媒質全体から散乱が生ずるとき、これを体積散乱と呼ぶ。体積散乱は媒質が不均一あるいは誘電特性の異なる媒質の混合物である場合に生ずる。降雨や積雪あるいはここで考えている南極氷床内部による電波の散乱は体積散乱であると考えられる。表面散乱の場合には前項で述べたように散乱の強さは表面物体の複素誘電率に比例し散乱の角度特性は表面の状態で決まった。これに対し、体積散乱の強さは、媒質内の誘電体の不連続性と媒質の不均一性の密度に比例する。また、その散乱角度特性は媒質表面の粗さ、媒質の平均比誘電率、および媒質内の不連続性と使用波長との関係で決まる。

体積散乱の場合にも、表面散乱と同様に散乱係数を定義することができる。すなわち、ある単位体積に入射した電波に対し散乱される電波の強度は、一般に、テンソル量として与えられる。すなわち、単位体積 Δv への入射電波のベクトルを $\vec{P}_i$ そこから再放射される電波のベクトルを $\vec{P}_s$ とすると、

$$\vec{P}_s = \left(\frac{\sigma_{s,i}}{\Delta v} \right) \vec{P}_i \Delta v$$



第 3.2 図: 面の粗さによる散乱成分の変化



第 3.3 図: 表面の粗さに対する後方散乱係数の入射角依存性

で定義されるテンソル ($\frac{\sigma_{s,i}}{\Delta v}$) を体積散乱テンソルと定義する。この体積散乱テンソルは、一般には不均一非一様である。レーダの場合には、入射ベクトルと散乱ベクトルは平行で逆向きであるが、例えば、降雨の場合には斜め入射からの場合には、雨滴の変形のために鉛直方向に対しての非一様な量となる。

電波の媒質への侵入の難易は侵入の深さ (penetration depth) δ で表わされる。侵入の深さは媒質の減衰係数 κ の逆数によって表わされる。

降雨のような離散的な散乱体の場合には、式で δ を決めることが可能であるが[6]、積雪や土壌のように連続体の場合には、散乱による損失の評価が難しいので通常、導電損失のみで評価する。氷床の場合、減衰係数 α_e は散乱断面積を一定としたときのアイスレーダのデータから、およそ 2-5 dB/100 m 程度である [37],[71]。この中には、氷の誘電率の虚数成分による吸収性の減衰だけでなく散乱による減衰も含まれている。

3.2 南極氷床での散乱と問題点

3.2.1 氷の電氣的性質

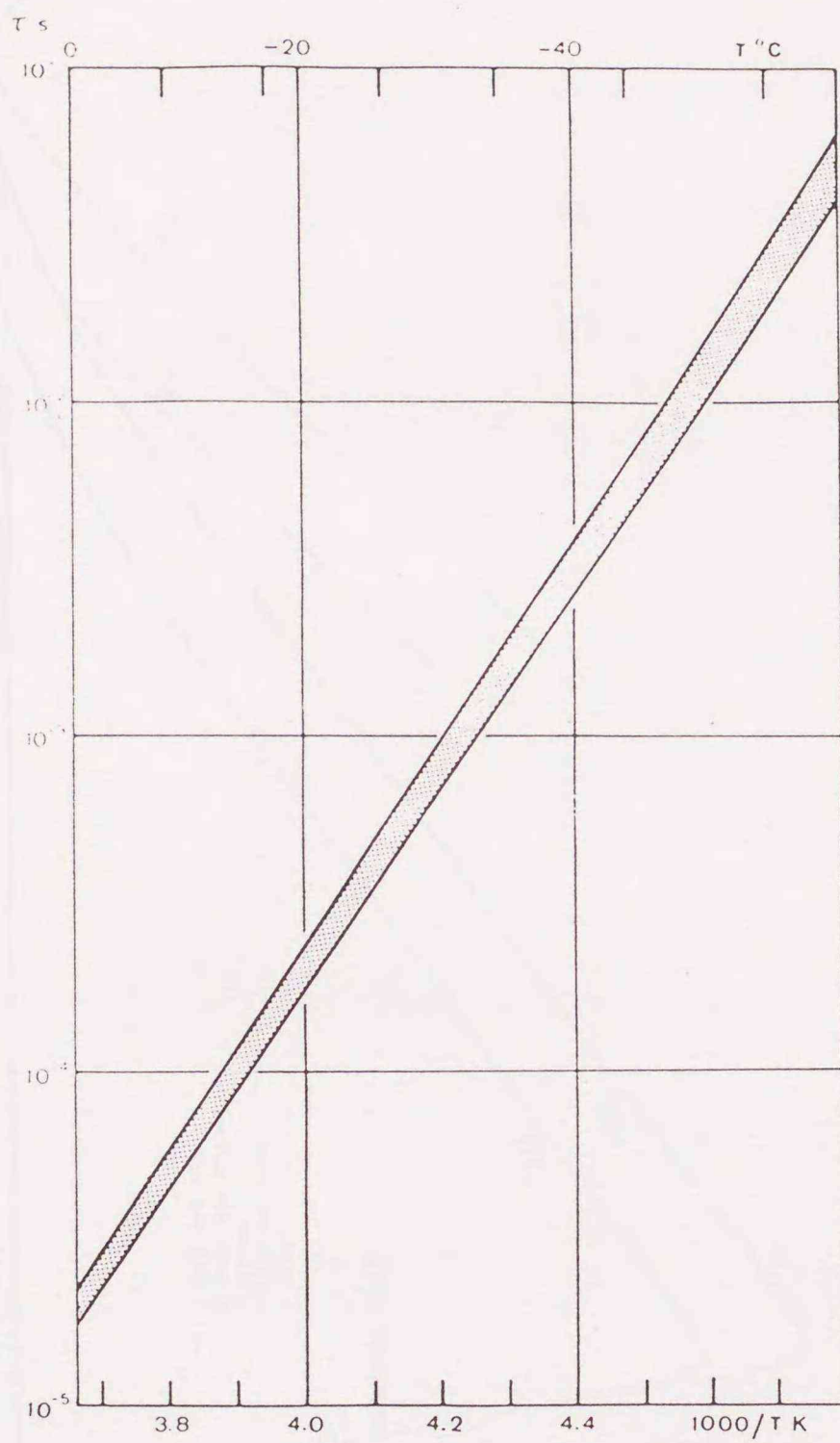
実験室における純水の誘電率に関しては Evans, 1965 [27] に詳しくレビューされている。一般に氷の誘電率は周波数依存性を持つ。このうち 10^6 MHz よりも低い周波数では、次の Debye の式によって表現される。

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (3.8)$$

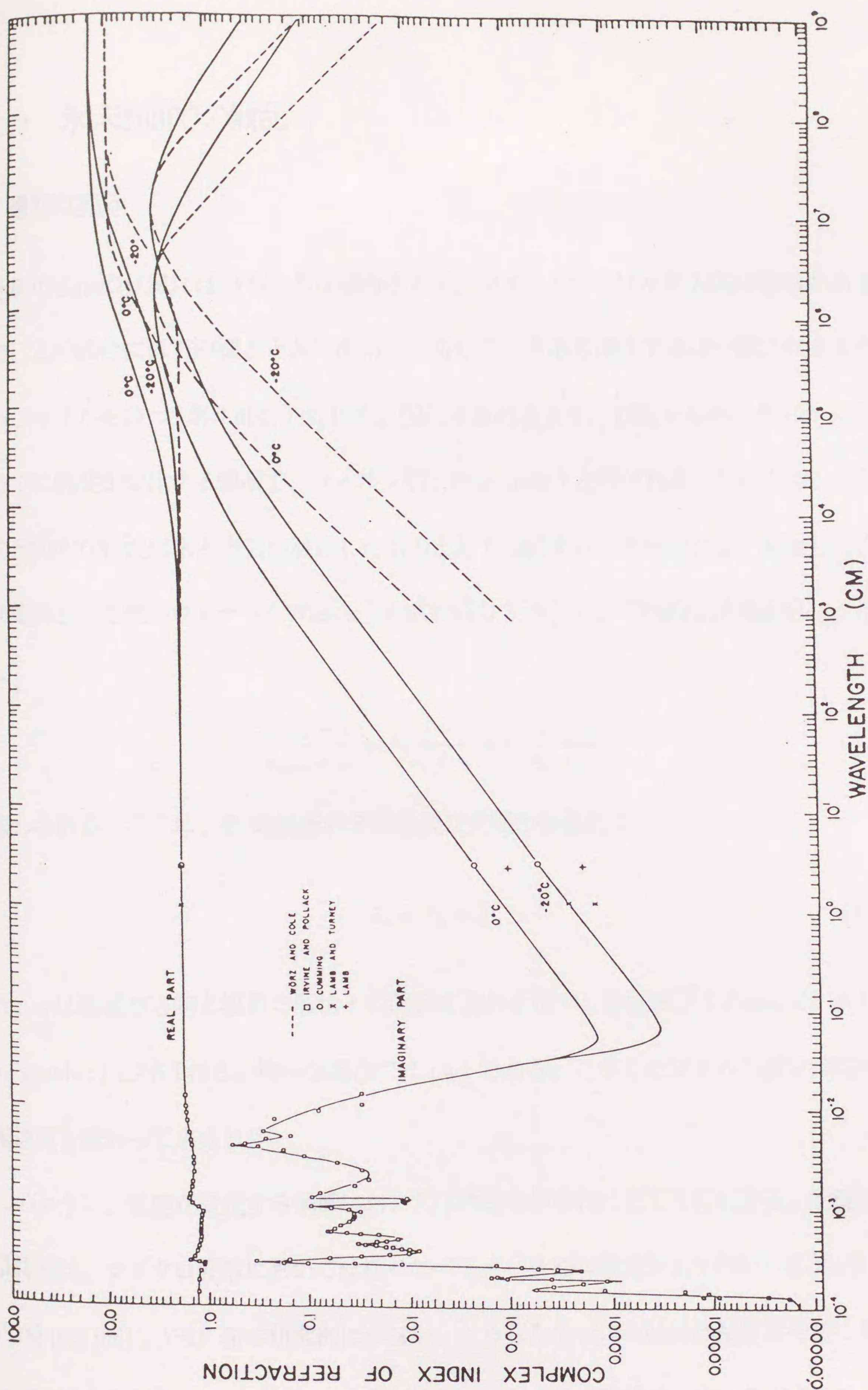
$$\begin{cases} \epsilon' &= \epsilon_{\infty} + \frac{\Delta\epsilon}{1 + \omega^2\tau^2} \\ \epsilon'' &= \epsilon_{\infty} + \frac{\Delta\epsilon\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \end{cases} \quad (3.9)$$

ここで $\Delta\epsilon = \epsilon_S - \epsilon_{\infty}$ であり、 $\epsilon_S, \epsilon_{\infty}$ および τ はそれぞれ静電場および高周波での誘電率の実数部、氷の分極の緩和時間 (relaxation time) である。これらのパラメータは氷の温度と関係がある。さらに、例えば緩和時間には第 3.4 図で示すように温度依存性がある ([18])。比誘電率の実数部は 10 MHz から 600 GHz のあいだ一定 ($\epsilon' = 3.17 \pm 0.07$) で温度変化もほとんどない。虚数部は 10 MHz から 300 GHz のあいだ周波数のべき乗に比例して減少し、また温度が低いほど小さい。しかし、高周波の部分に於いては現在のところ実験的な誘電率しか知られていない。Ray [67] はマイクロ波までの氷の誘電特性をまとめた。第 3.5 図に屈折率 $n = \sqrt{\epsilon}$ として与えた氷の誘電率を示す。図より、VHF 帯の電波では、電波の伝搬速度に関する屈折率の実数成分は周波数による差はほとんどなく、また氷の温度によってもさほど変わらない。しかし、電波の吸収に関する虚数成分は温度の影響を受ける。

氷床の場合の α_e は散乱断面積を一定としたときのアイスレーダのデータから、およそ 2-5 dB/100 m 程度である [37],[71]。この中には、散乱による減衰だけでなく氷の誘電率の虚数成分による吸収性の減衰も含まれている。Ray [67] により、150 MHz の複素誘電率の値から α_e を求めると、2 dB/m となり、大きすぎる。これは複素誘電率を実験的に求める場合に、特に虚数部分の計測が難しくさらに低い周波数のばあいには実験誤差が大きいためと考えられる。



第 3.4 図: 緩和時間の温度依存性



第 3.5 図: 全周波数帯での純水の複素屈折率 (Ray, 1972)

3.2.2 氷床表面での散乱

(1) 通常の雪面

氷床の表面の状況にはいろいろな場合がある。まず、1 つには氷床表面に積雪がある場合で、この場合には雪が深さと共に次第に圧密して行きある深さではほぼ一定になるようなプロファイルを持つ (第 3.6 図) [34] [53]。図に示されるように表面からおよそ 100 m の深さまでは密度が変化する領域で、フィルン層 (Firn layer) と呼ばれる。このとき、この部分の電気的な特性は氷と空気の混合したものとして理解することができる。混合した物質の誘電率として次のウィナー (Wiener) の式が成り立つ [27]。平均的な誘電率を ϵ_{mix} とすると、

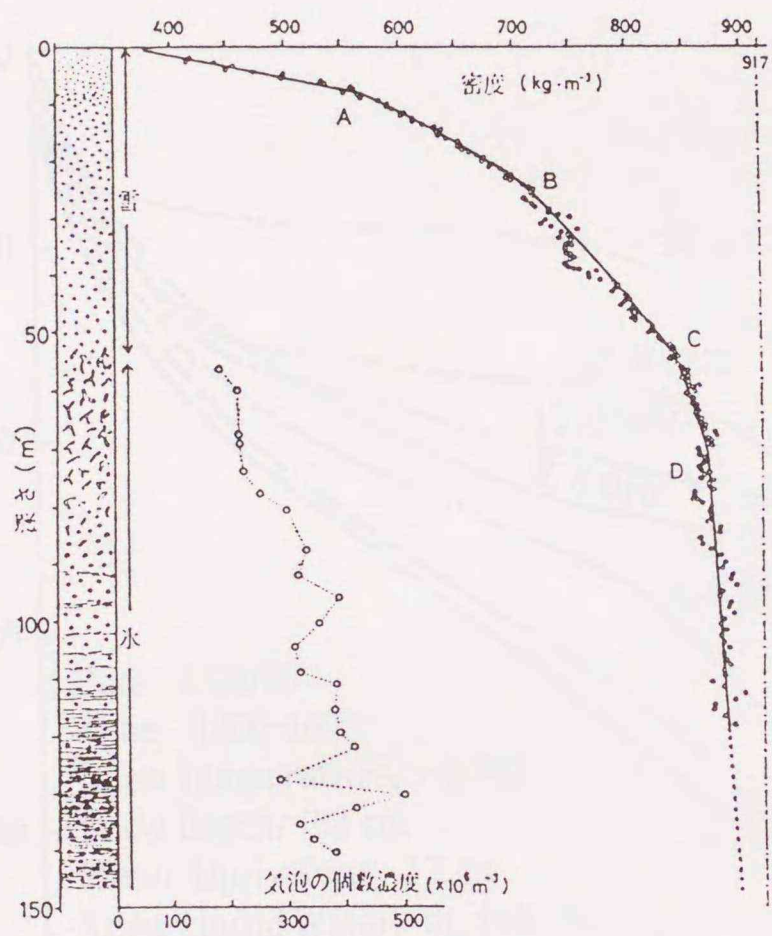
$$\frac{\epsilon_{mix} - 1}{\epsilon_{mix} + u} = P_i \frac{\epsilon_i - 1}{\epsilon_i + u} + P_a \frac{\epsilon_a - 1}{\epsilon_a + u} \quad (3.10)$$

で表わされる。ここに、 P_i , P_a はそれぞれ氷及び空気の体積比で、

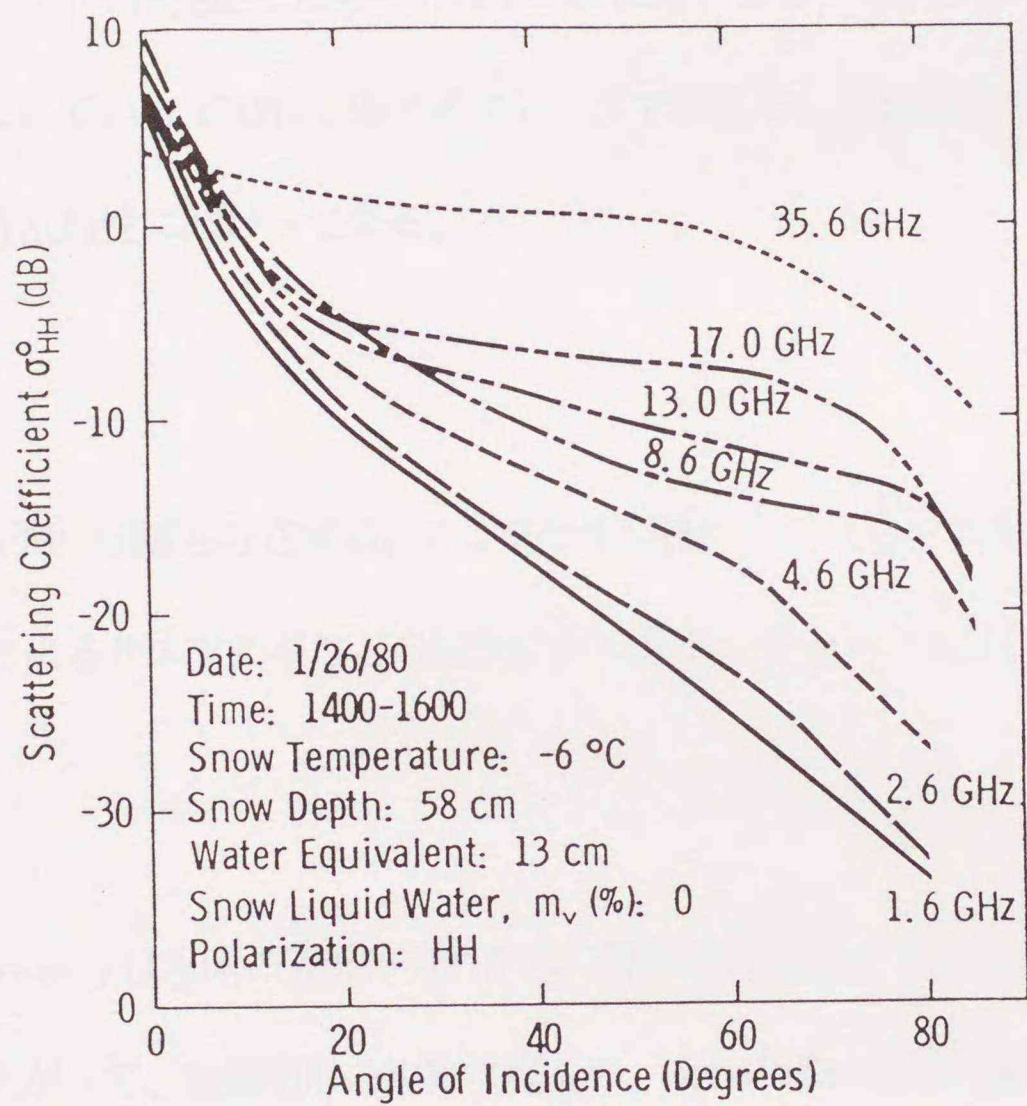
$$P_i + P_a = 1 \quad (3.11)$$

また、 u は電場の方向と媒質の形状との関係を表わす量で、形状因子 (Formzahl または form number) と呼ばれる。均一な場合には $u=1$ である。こうしたフィルン層では電波の伝搬速度も変わって来る [18]。

このように、密度が変化する領域においては誘電率がそれに応じて変化する。雪面での散乱特性は、マイクロ波帯においては様々なパラメータでの研究がなされているが (第 3.7 図) [78] [82] [36]、VHF 帯の研究例は少ない。こうした中では電波は体積散乱を起こしている可能性もあるが、最も屈折率の変化が大きいのは空気と直接接している面である。し



第 3.6 図: 氷床の鉛直密度分布の一例 (Narita et al, 1978)



第 3.7 図: マイクロ波帯での雪面の散乱係数 (Ulaby et al., 1982)

たがって、この面での特性が散乱に大きく寄与していると考えられる。

積雪がある場合の氷床表面は平らな面ではなく様々なスケールの起伏を持っている。これは南極大陸に常時吹いている風によるもので、削剥、堆積によって独特な波状の表面形態をしている。これらの表面形態の内特に発達したものをサスツルギ (sasturugi) と呼んでいるが、このサスツルギは発達したものでは 1-2 m に達するものもある [96] [11]。したがって、ここで問題にしている 179MHz のアイスレーダではこうした表面形態が表面散乱の表面の粗さとして散乱特性に関わって来る。

(2) 裸氷帯

氷床には積雪が無い領域も存在する。ここでは氷が露出しているので裸氷帯と呼ばれる。ここでは、積雪によるサスツルギなどの起伏に比べ非常に滑らかである。

(3) クレバス帯

クレバス (crevasse) は氷床の表面の流れが氷の弾性限界を越えて鉛直の割れ目を生じたものである。したがって、基盤地形の複雑な場所や、流れの速い部分に集中して存在する。こうしたクレバスの多くは雪が口を塞いだ状態 (ヒドンクレバス; hidden crevasse) で存在する。こうしたクレバス帯ではアイスレーダの受信波形は特徴的な波形を示すことが知られている [38] [18]。

3.2.3 氷床底面での散乱

(1) 岩盤に接している氷床

氷床の大部分は底面で岩盤と接していると考えられている。この氷床はゆっくりと流れていて海岸付近では速い流れになっている部分もある。こうした氷床の流動は氷床下の地形に大きく左右されるが、地形のみならず氷床と岩盤が接する面での状況が氷床流動を把握する上で重要である。とくに、流れの速い部分では流動速度を氷床の塑性変形で説明できないとすると底面で滑っているのかどうかということが大きな問題となる [46]。こうした氷床流動の問題を理解するためにアイスレーダのデータによる底面での反射係数についての研究がなされている [60] [74]。

(2) 棚氷

南極大陸の周辺には棚氷 (ice shelf) と呼ばれる、氷床が海に流出して浮かんでいる部分が数多く存在する。厚さは一般に 100 – 300 m のものが多い。表面は比較的平坦で棚氷はいわば海水に浮かんだ氷床である。

棚氷は海水中に浮かんでいるため、その質量収支は海水との相互作用を念頭に於て推定されている。この海水との相互作用によって棚氷の底面は滑らかな面を持つと推定される。アイスレーダの観測からも Neal [55] はロス棚氷の底面は滑らかな面であるという結論を出している。

また棚氷の内部に海水の塩分が凝縮されたブライン層 (brine layer) があることを示唆した結果もある (Clough, 1973) [20]。さらに棚氷の底面には底面クレバス (bottom crevasse

が存在することもアイスレーダの観測から示唆されている [41][19]。こうした棚氷の底面クレバスは棚氷が切り放されて海水に流れだし冰山となる鍵を握っている。棚氷の縮小は海洋性氷床の崩壊の遠因となり、引いては気候変動をもたらすものとして底面クレバスの探査は重要である。

(3) 氷床下の水の存在

Oswald and Robin (1973) [63] は東南極のソビエツカヤ基地ちかくのアイスレーダの観測 (1967-68, 1971-72) から氷床下に非常に強くエコーの立ち上がりが鋭くしかもほぼ水平な層がある場所を多数を発見し、氷下の湖であると推定した。さらにわが国の観測では、東南極のみずほ高原に於てやはり氷床の下湖が Mac (1978) [45] によって見いだされている。

Smith (1972) [32] は氷床の氷の間に氷が溶融した水を含む層を考えた 3 層モデルを立て、電波の減衰と散乱を計算している。

(4) ESM 法による底面粗さの推定

アイスレーダによる氷床底面からのエコーの強度は一定ではなく場所によって変化するが、アイスレーダの移動につれて細かい時間スケールで見るとさらに細かく変動する。これはアイスレーダ自体のハードウェアによる原因を除いても存在する。航空機搭載の場合には、アンテナから電波の照射される領域が速く変化するが、氷床底面での誘電率がそれだけダイナミックに変わっているわけではない。極端な場合には非常に浅い氷床でもエコーが消えてしまう場合もある。Oswald (1975) [62] はこうした変動を「空間フェーディング (spatial fading)」と呼び底面の粗さによる位相変化による変動と推定した。

Neal (1977)[55] は ESM (Echo Strength Measurement) 記録法により底面からのエコー強度を直接、時系列に計測してそのフェーディング特性をヒストグラムにして、最もよくフィットする確率密度関数の理論曲線から、底面の粗さのパラメータを推定した(第3.8図)。この方法は Berry (1973) [17] が底面からのエコー強度の変動を説明したモデルをさらに発展させたものである。

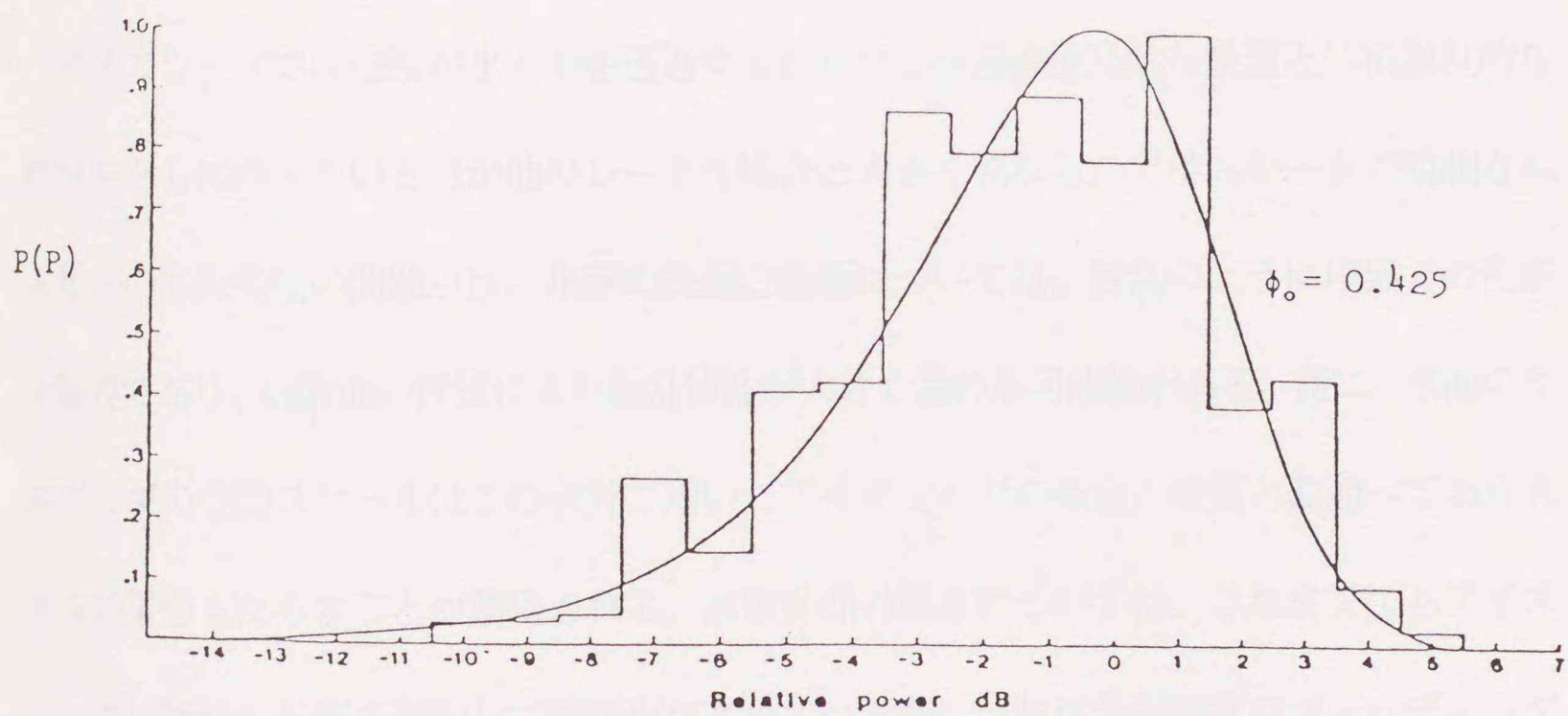
3.2.4 氷床内部からの散乱

氷床内部からの散乱は内部層の発見と共に知られているが、内部層が見い出せない場合においても一定の散乱があることも知られている [37]。

この散乱のメカニズムは議論されているが結論はでていない。Harrison [37] は鏡面反射をする薄い反射層がパルスの中にランダムに多数存在するとして、その原因を氷床の密度変化に求め、内部からの散乱を説明しようとした。それに対し Clough [21] は表面散乱をするような内部反射層を仮定してもパルス幅による違いを説明できることを示唆した。表面散乱をする散乱層の場合でも、多数の薄い層を考えることによってピークのめだたない層を説明することができるが、この場合も含めて平均的な意味でレーダ体積内の体積散乱を定義する。この場合には体積散乱のテンソルは深さ方向に軸対称であるから、またレーダの場合には入射方向と再放射の方向は向きが逆で同じ方向だから、入射角 θ と深さ z だけのスカラー関数で表わされる。

$$\sigma_v = \sigma_v(\theta, z) \quad (3.12)$$

このスカラー量 σ_v を改めて体積散乱係数と定義する。



第 3.8 図: エコー強度の確率密度関数 (Neal, 1977)

3.3 まとめ

南極氷床を遠隔的に計測する最大の目的は、氷床表面氷床内部および氷床底部の理解にある。しかしレーダによる観測で得られるのは物体の散乱特性である。この章では電波リモートセンシングの立場からアイスレーダデータを見直すために、氷床の電波散乱特性の問題点を指摘した。また、いったい何が電波散乱特性によって見いだせるかについて述べた。初めに、電波の散乱の一般的な物理的性質として、電波散乱特性マイクロ波を用いたリモートセンシングに倣い表面散乱と体積散乱の2つのメカニズムに分け散乱特性と境界面の粗さや誘電率変化について述べた。

アイスレーダでは電波が氷の中を透過するためにこの表面散乱的な性質と体積散乱的な性質をともに持っている点が他のレーダの場合と大きく異なる。アイスレーダで観測される氷床の散乱特性の問題点は、氷床の底面と表面については、散乱のように境界での性質が重要であり、境界面の性質により散乱特性が大きく変わる可能性がある。特に、雪面のサスツルギの空間スケールはこの研究で用いたアイスレーダの電波の波長と似通っており大きな効果をもたらすことが期待される。氷床底面の粗さについては、これまでもアイスレーダに特殊な装置を付加して観測がなされているが、これは受信強度のフェーディングを利用したものである。しかし、棚氷やボトムクレバスといった特徴的な地域を含む様々な地域のデータを詳細に検討すると、アイスレーダの波形だけでも底面の粗さによる効果が数多く見いだされている。しかしこれまでにはその波形の定量的な研究はなされていない。

一方、その間にある氷床内部の散乱については、降雨の様な体積的な散乱が起こっているか、あるいはたくさんの内部層による散乱かといったメカニズムが未だ不明で、この間

題を明らかにすることによって、氷床の物理的な性質を電波によって調べる方法を見いだす糸口となる。ここでは、体積散乱係数をテンソル量として一般的に定義してデータに即して性質を決定する必要がある。

第4章

受信波形とレーダ方程式

第 4 章

受信波形とレーダ方程式

アイスレーダの受信信号は氷床の各部からの散乱の反映であると同時に受信波形はアイスレーダのハードウェア上の特性にも左右される。したがって、アイスレーダの受信信号から物理量を引き出すためにはハードウェアの特性に基づいた解析をする必要がある。本研究では、まず観測で得られた具体的な受信波形を Z スコープデータとの対応も参考にハードウェア上の特徴を考慮して、受信波形の一般的な特徴を求めた。さらに、ハードウェアを考慮することのできるレーダ方程式を新たに導出し、提案する。

アイスレーダの受信波形は一般に複雑である。これは氷床各部の散乱特性がそれぞれ地域的に大きな違いを持つことも原因の一つであるが、受信波形はアイスレーダのレーダとしての性能に大きく依存する。特にアンテナのビームパターンとパルス幅はレンジゲートの大きさを意味するので重要である。本研究で用いたアイスレーダは小型航空機への搭載の制限上アンテナのビーム幅が比較的広いものであり、したがってその効果による波形の

複雑さを合わせ持っている。しかし、これはZスコープによるデータと突き合わせることで、によりほとんどの波形が代表的な波形の重ね合わせとして理解することができる。

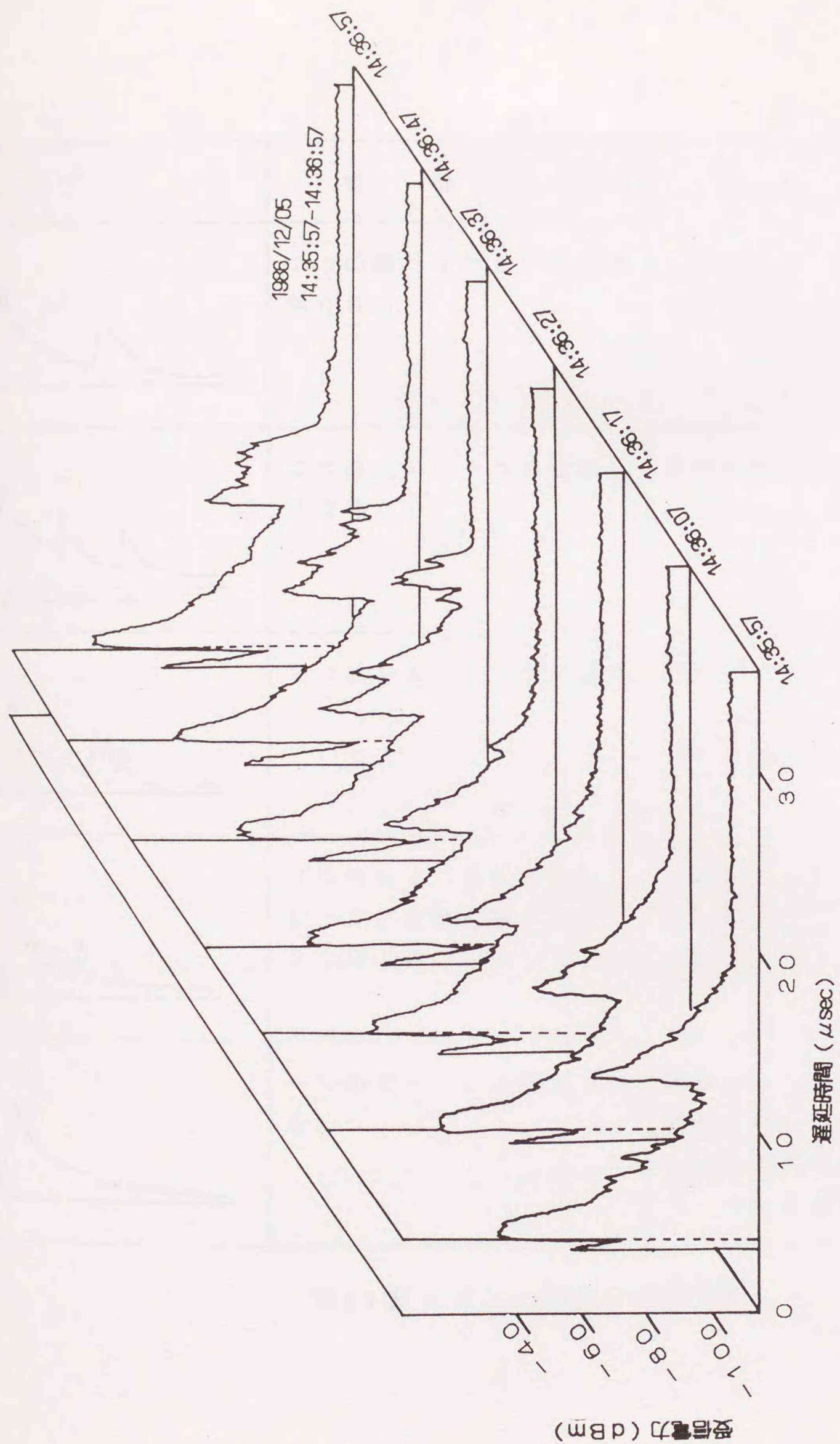
代表的な波形が得られるよい例は基盤地形に大きな起伏が少ない場合である。この代表的な波形は遅延時間について3つの部分に分けることができる。すなわち、氷床表面からの散乱が圧倒的な部分、氷床内部からの散乱のみの部分および氷床底面からの散乱と見なせる部分の3つである。受信波形はアイスレーダのハードウェアに依存したものであるが、散乱係数といった物理量に直すことによって一般化される。それにはハードウェアの特徴を押さえたレーダ方程式が必要である。

受信強度の定量的な解析のためには、この3つの部分での散乱の状況を考慮してレーダ方程式の導出を行う必要がある。これまで受信強度の変化に用いられてきたレーダ方程式は小さな入射角での屈折による伝搬減衰の補正をただけの方程式で、目標となる媒質に垂直に入射する場合のみを考慮したものであり、ビーム幅内の様々な入射角で入射する現実的なレーダを考慮した場合最適とはいえない。本研究では、散乱の状況の異なる3つのエコーが遅延時間によって分離して解析可能であることから、それぞれの散乱の形態に合わせて最も有効なレーダ方程式を導出した。このレーダ方程式はアイスレーダのアンテナビームのパターンに合わせてさらに拡張することができるなど、パラメータを変えることによってハードウェアによる違いを吸収することができこれまで用いられてきた方程式に比べて一般性を持っている。また屈折による伝搬補正はすべての入射角に対して行っており、入射角の異なる散乱を評価できる。

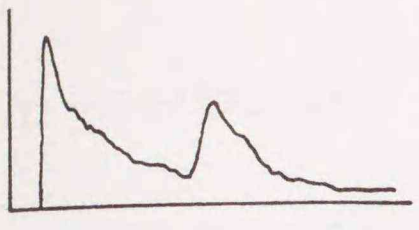
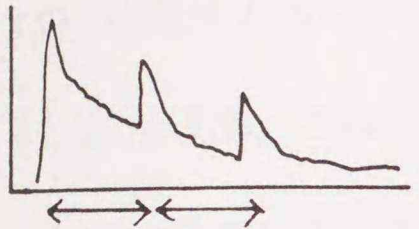
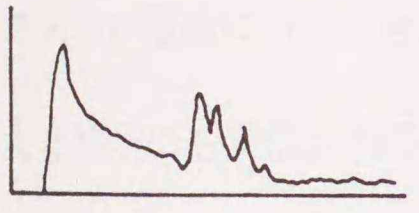
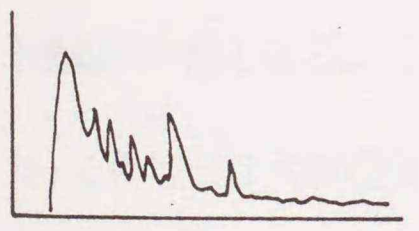
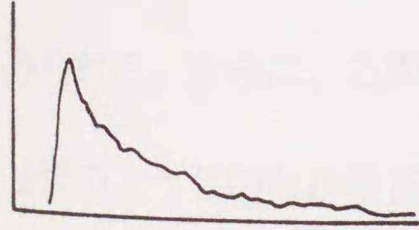
4.1 受信波形

4.1.1 A スコープ波形

アイスレーダの受信波形の例を第 4.1 図に示す。図は第 1.2 図の E 点で示されるあすか拠点近くのデータである。図の横軸はパルス発射からの遅延時間を、縦軸はその時の受信電力をそれぞれ示す。こうした表現は一般に A スコープと呼ばれる。図では電波高度計のデータを基に氷床表面を揃えて 10 個のデータを重ねて示している。このようにアイスレーダのデータは複雑な形をしている。それらを分類しまとめると第 4.1 表のようになる。ここで、氷床表面からの散乱エコーはそのピークが受信機を飽和させる程強く、またその位置はマイクロ波の電波高度計のデータからも正確に求められるので、認識するのは簡単である。ここで問題となるのは第 4.1 表のように氷床表面より下の部分のエコーの認識である。この場合、A スコープの波形は複雑であり、単独の A スコープだけではエコーの判定は困難である。A スコープ波形の複雑な理由の一つはアンテナビームパターンの広がりやパルス幅が地形変化に比べ大きいためにアンテナ直下だけの情報が受信されるのではなく、広い水平方向の散乱が直下の散乱よりも遅れてあるいは先に受信されるためである。この図の場合にはさらにあすか拠点の建物からの散乱も受信されている可能性がある。こうした場合には Z スコープにより散乱の空間的な広がりを把握する必要がある。



第4.1図: 電波受信計の受信波形状例(あすか観測拠点近く)

A スコープ	特 徴	解 釈
	2 つの際だったピークが観測される。	表面からのエコーと底面からのエコー
	3 つ以上のピークの間隔がほぼ等しい	多重反射エコー 4.1.2(3)
	2 つめのエコーの形が複雑	マルチパスエコー 4.2.2(1) 複雑な底面地形
	2 つのエコーの間に細かいピークが多数存在する 2 つ以上のピーク	内部層 4.2.2(4) マルチパスエコー
	一つのピークしか観測されない	底面が深い場合 底面でコヒーレントな干渉がある場合 ランダムな散乱

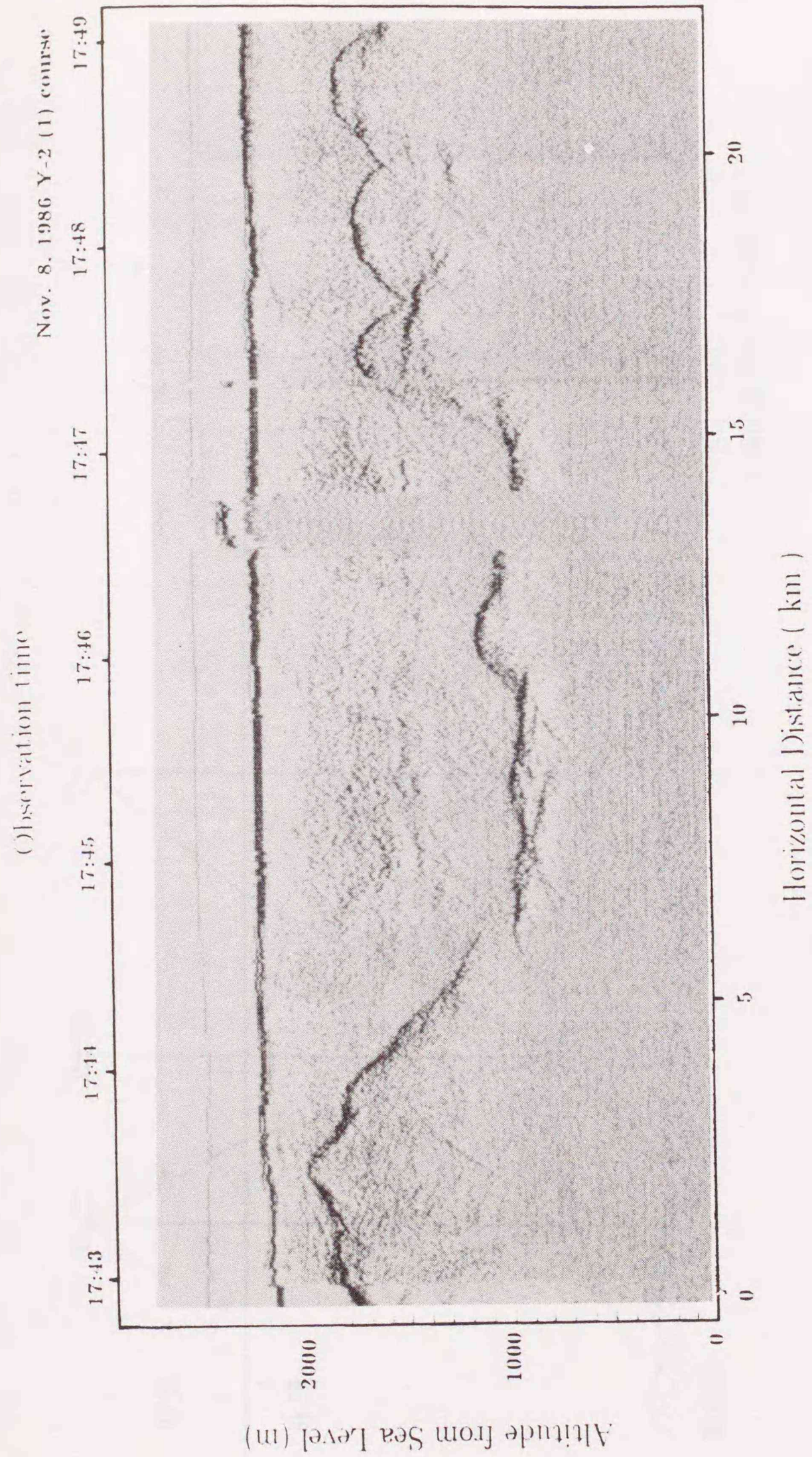
第 4.1 表: A スコープ波形の分類と解釈

4.1.2 Z スコープによるエコーの分類

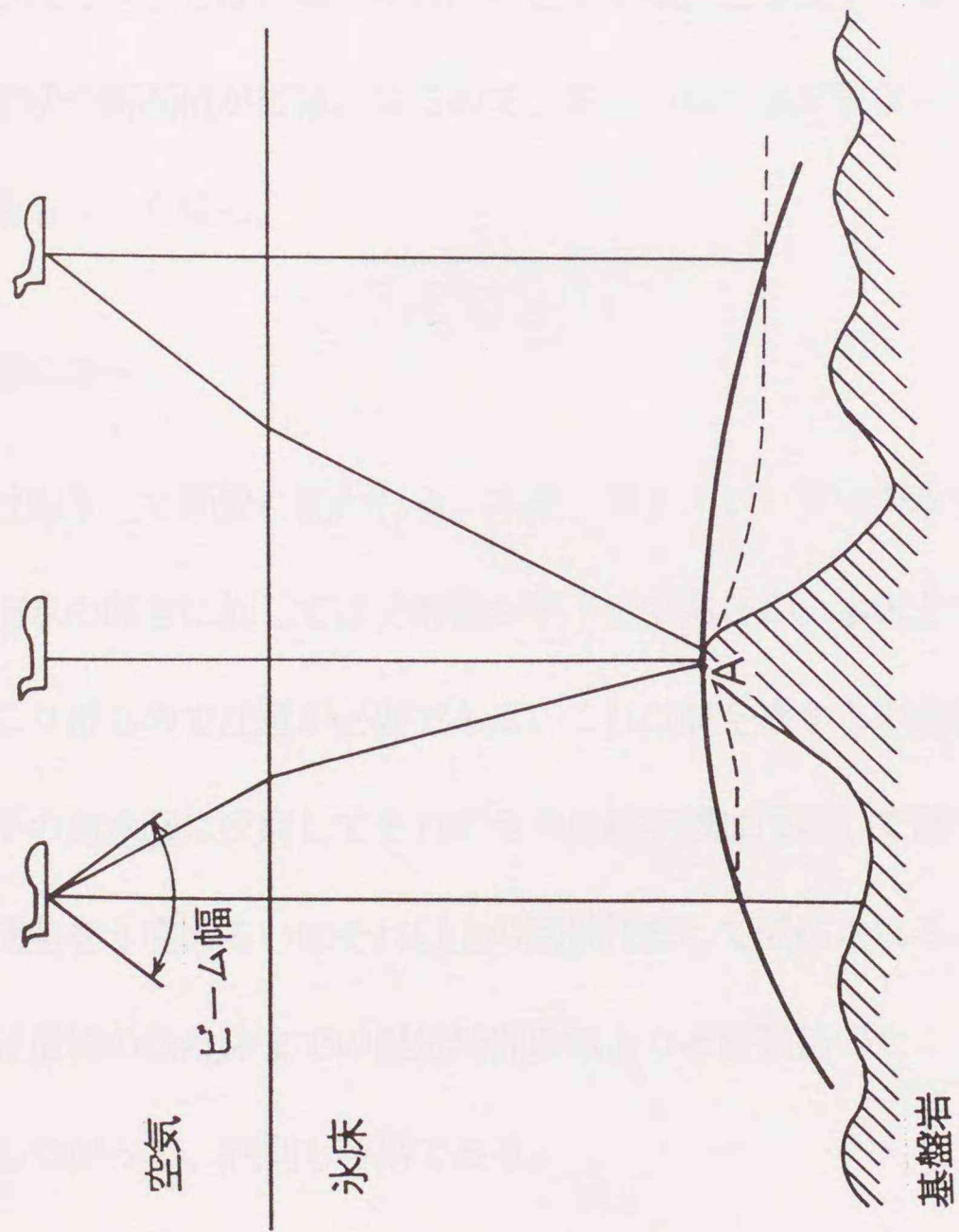
複雑な波形を理解する上で Z スコープは非常に有効である。ここではデジタル Z スコープによる処理結果を用いて特徴的な例を挙げる。

(1) マルチパスエコー

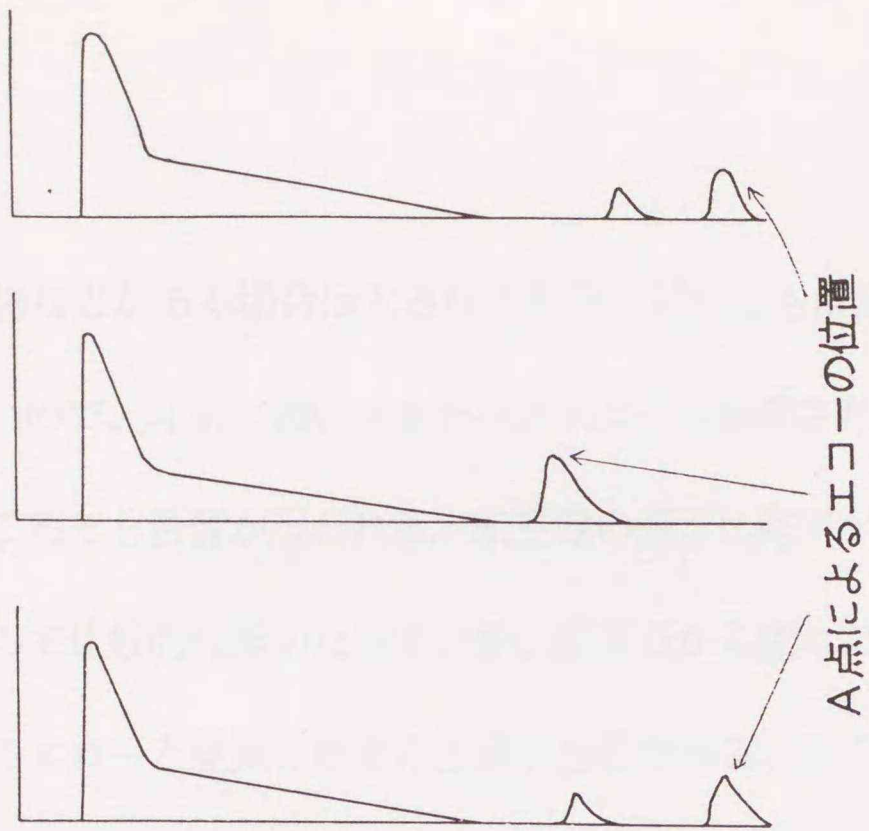
第 4.2 図は第 1.2 図で G-H で示される、やまと山脈の航空拠点から東方に向かうコース上の 1 次微分 Z スコープによる断面図である。図の後半に双曲線状の像が重なって見えるところがある。これはアイスレーダが、鉛直下からの反射波だけを受信しているのではないことを示している。すなわち、基盤地形に大きな突起状の起伏がある場合には、入射角の大きい電波に対しても大きな後方散乱を示すため、アンテナの直下から離れたところにある場所にも受信されるために、第 4.3 図に示すように、いろいろな伝搬路 (マルチパス: multi-path) からの反射波が受信されて、しかも伝搬路長にしたがって遅延があるために、双曲線状の像となる。この部分にはたくさんの突起状の地形が存在すると予想される。また、この地域は大規模なクレバス帯となっており、氷床流動と基盤の突起状の地形との関係が興味深い。露岩近くで基盤が比較的浅い部分では、基盤が大きく沈み込む部分に多くみられる。さらに、この場合は複数の双曲線状の像が重なっていることが多く、複数の孤立峰のような地形が存在することが推定される。あるいは沈み込むモレーンの可能性も残されている。また、氷床の底面が海水と接している棚氷においても観測されることがあり、これは棚氷の底面に割れ目 (底面クレバス; bottom crevasse) があるためと考えられている [43] [19]。こうした底面クレバスは棚氷が崩れるきっかけとなり得るのでこのモニタは



第 4.2 図: マルチパスエコーの例



Aスコープ



第4.3図: マルチパスエコーの説明図

重要である。

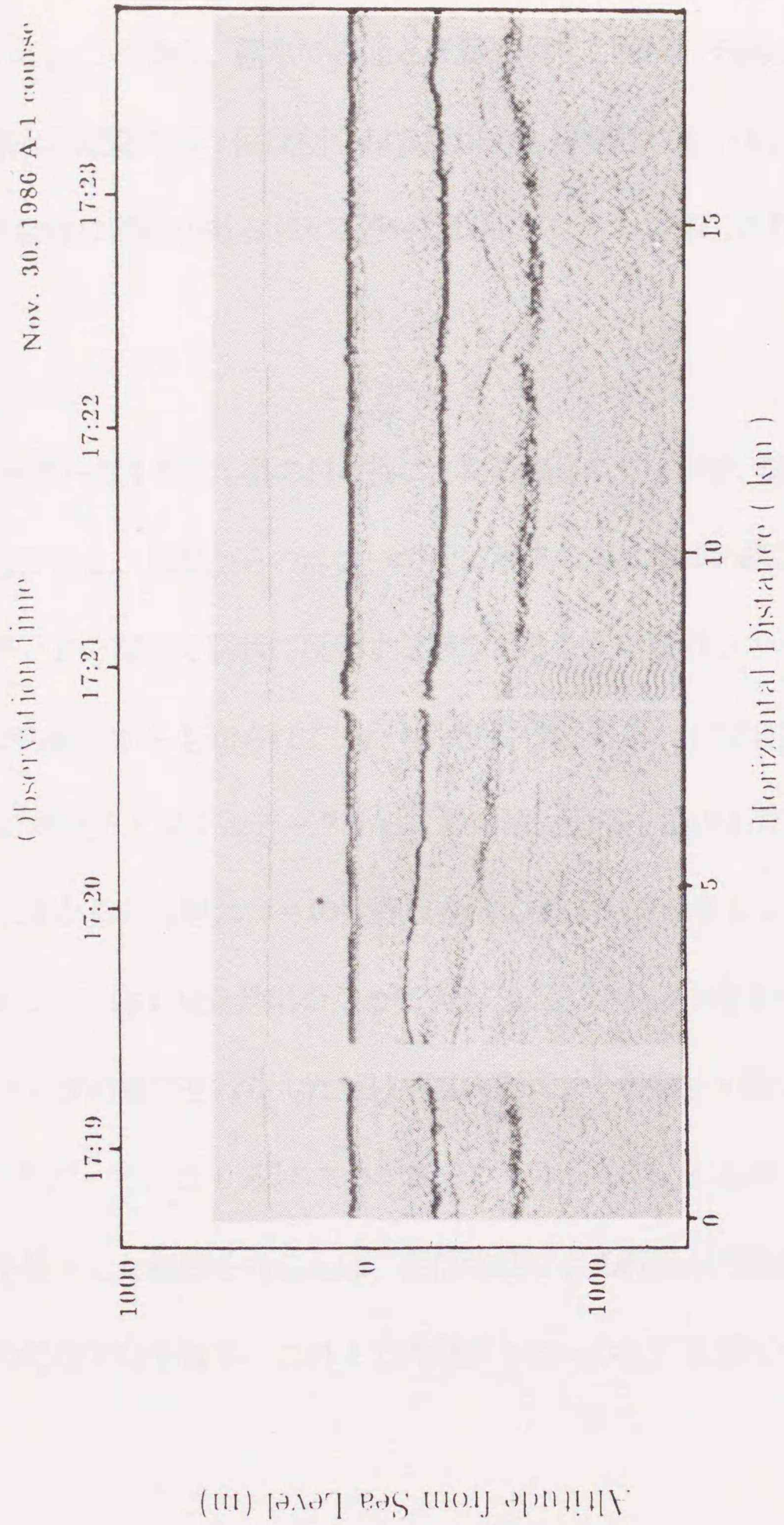
(2) 表面露岩の影響

氷床表面に露岩や建物などがある場合は大きな入射角に対しても散乱断面積が大きく、また氷による減衰もないので、非常に強いマルチパスエコーが観測される。この場合は露岩などに非常に遠いところでも影響が現われる。航空機の直下に露岩がある場合は双曲線の頂点が氷床上にあるので比較的判断がたやすいが、直下点から離れたところに露岩がある場合には氷床中からのエコーと見誤りやすく注意が必要である。とくに、実際の基盤からのエコーがはっきりしない場合には注意を要する。山地近くではアイスレーダのデータは散乱体の形状や断面積が複雑となるので、多くの双曲線が重なって、直下の基盤からのエコーが判断しづらくなる。

(3) 多重反射エコー

この波形は海氷上で頻繁に現われる。本来、アイスレーダは海水を計測するセンサではないので、海水の厚さに対しては分解能が不十分であるが、氷床上でも表面散乱が大きい場合には起こり得るので注意が必要である。これは航空機からの送信パルスが、海水面あるいはその下の海水面に反射してそれがさらに航空機に反射して再び海面に反射するという、同じ伝搬路を2度あるいはそれ以上の回数往復して受信されるエコーである。このエコーの特徴は最初の散乱体までの遅延時間のちょうど整数倍のところにエコーが現われる点である。したがって、判別も容易である。

棚氷に於いても、第4.4図に示すように2重反射エコーが観測されている。この図は第

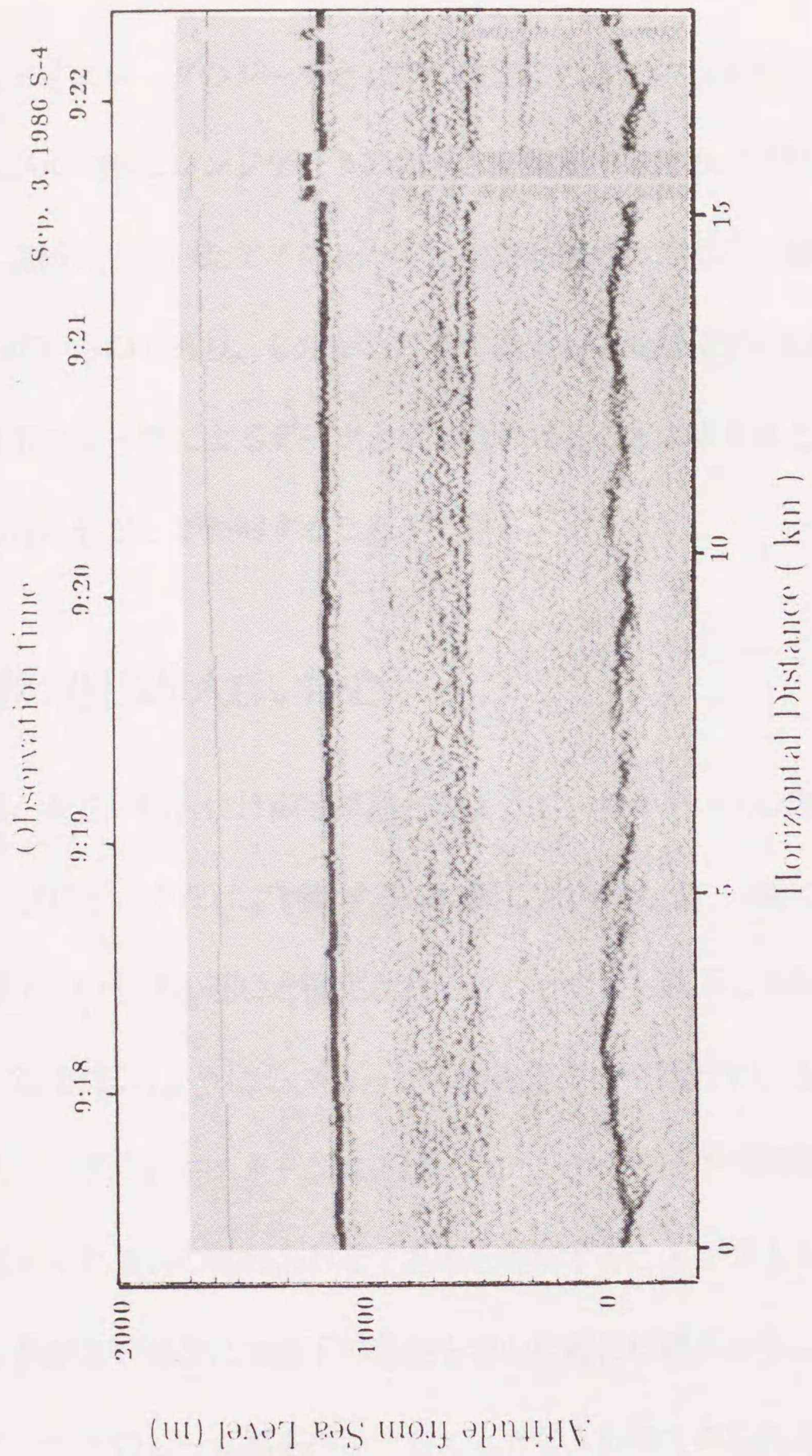


第 4.4 図: 棚氷での多重反射 (2 重反射エコー) と底面クレバス

1.2図でI-Jで示されるコースの断面図で棚氷である。また、この部分には多数のクレバスが観測されている。この場合、棚氷の表面と底面の間で2回反射を起こしたもの、及びさらに航空機と棚氷の底面での2回反射が起きた場合も観測されている。この例ではさらに棚氷底面の散乱特性に関係がある(1)で述べた底面クレバスも受信されている。

(4) 内部層

第4.5図はリーサーラルセン半島の付け根にあたる部分のデータで、第1.2図においてK-Lで示される部分である。基盤からのエコーの他に氷床の中に層状の構造が観測される。氷床の電波計測データのなかで層状に反射する層があることは微分フィルタを通したアナログのZスコープの解析からも知られていた(例えば、Harrison, 1973[37]; Paren and Robin, 1975[64])。ここではデジタルデータからこの内部反射層を抽出したが、第4.1図に示されるように、氷床からの反射エコーの変化は全体のダイナミックレンジに較べて小さく、また内部反射エコー自体も減衰効果のために全体的に単調減少の傾向がある。したがって、ただ単にZスコープの処理を行なっただけでは内部エコーの細かい構造を把握することは困難である。したがって、第4.5図のように微分フィルタを用いた処理が有効である。さらに、伝搬減衰を補正した処理を行なえば、受信強度による解析が可能である。こうした処理はアナログの処理では困難で、これまで内部層エコーの受信強度についての解析には問題がある。



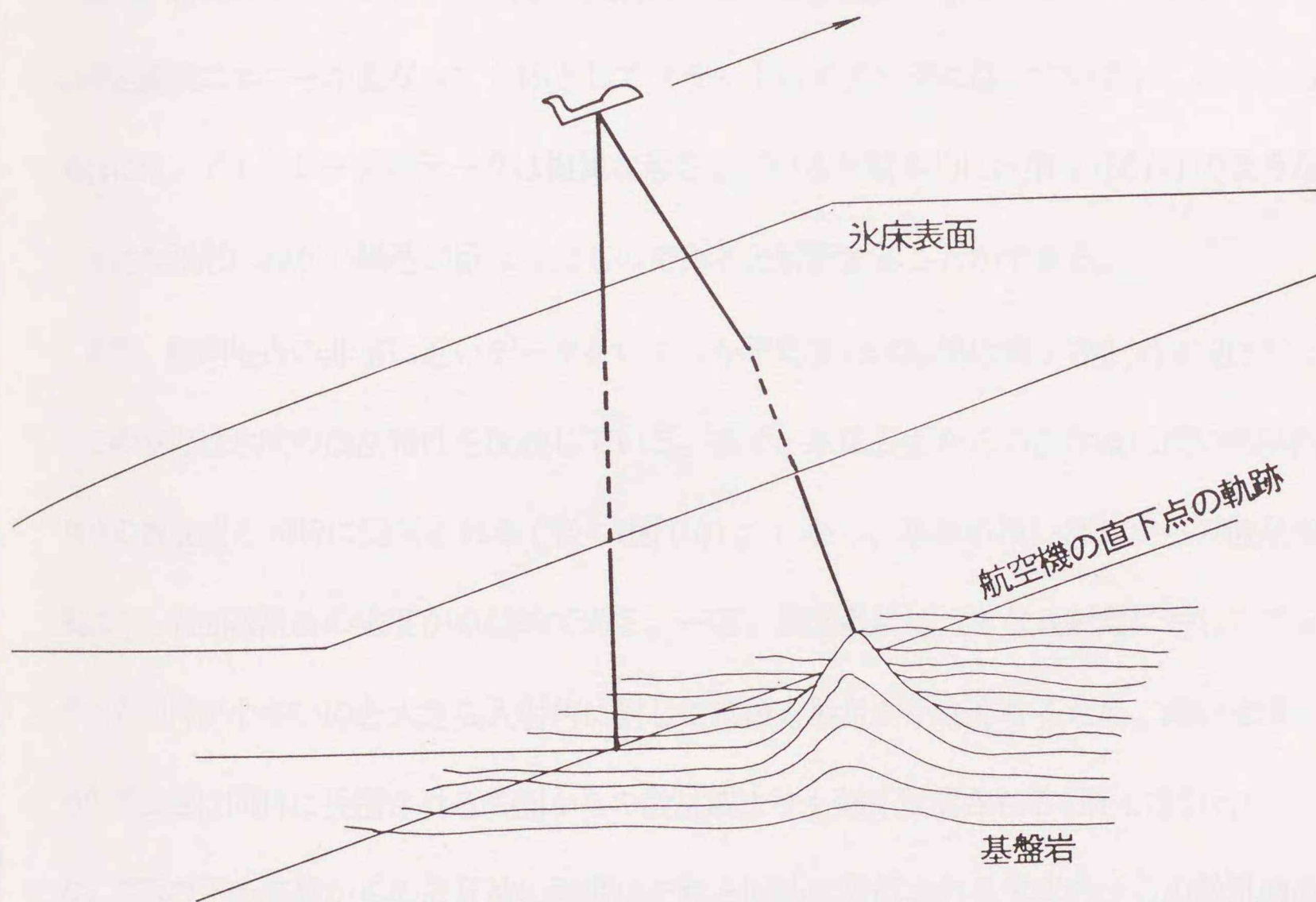
第4.5図: Zスコープ上に現われる内部反射層

4.2 基盤地形と受信波形の解釈

受信波形はアイスレーダのレーダとしての性能に大きく依存する。特にアンテナのビームパターンとパルス幅はレンジゲートの大きさを規定するために受信波形及び受信強度と関係が深い。本研究で用いたアイスレーダは小型航空機への搭載の制限上アンテナのビーム幅が比較的広いものであり、したがってその効果として受信波形が複雑になっている。しかし、これはZ スコープによるデータと突き合わせることでよりほとんどの波形が代表的な波形の重ね合わせとして理解することができる。

4.2.1 基盤の凹凸が大きい場合

基盤の起伏が大きい場合には前節で述べたように、マルチパスの影響が出て来るため単純にA スコープのデータだけで判断するのは難しい。例えば、一般には双曲線の極大点がアンテナの直下にいちばん近いと推定されるが、必ずしも直下に突起状の基盤地形があるわけではなく、第4.6図のようにZ スコープの断面よりやや離れている可能性もある。したがって、Z スコープの示すイメージは正確にはアンテナの直下の断面ではなく、アンテナから扇状に広がった部分の重ね合わせであると理解することができる。したがって、アンテナのビーム幅が広い場合には直下の基盤までの距離には誤差が生じる。この誤差を小さくするにはアンテナのビーム幅を小さくして大きな入射角での利得を小さくするか、パルス幅を極端に短くして幅により制限されるフットプリントを狭くする必要がある。さらに進行方向の双曲線状のイメージによるぼんやりした基盤地形をシャープにするには、合成



第 4.6 図: アンテナの直下に突起状の地形がなくとも見かけ上直下に突起があるように観測される

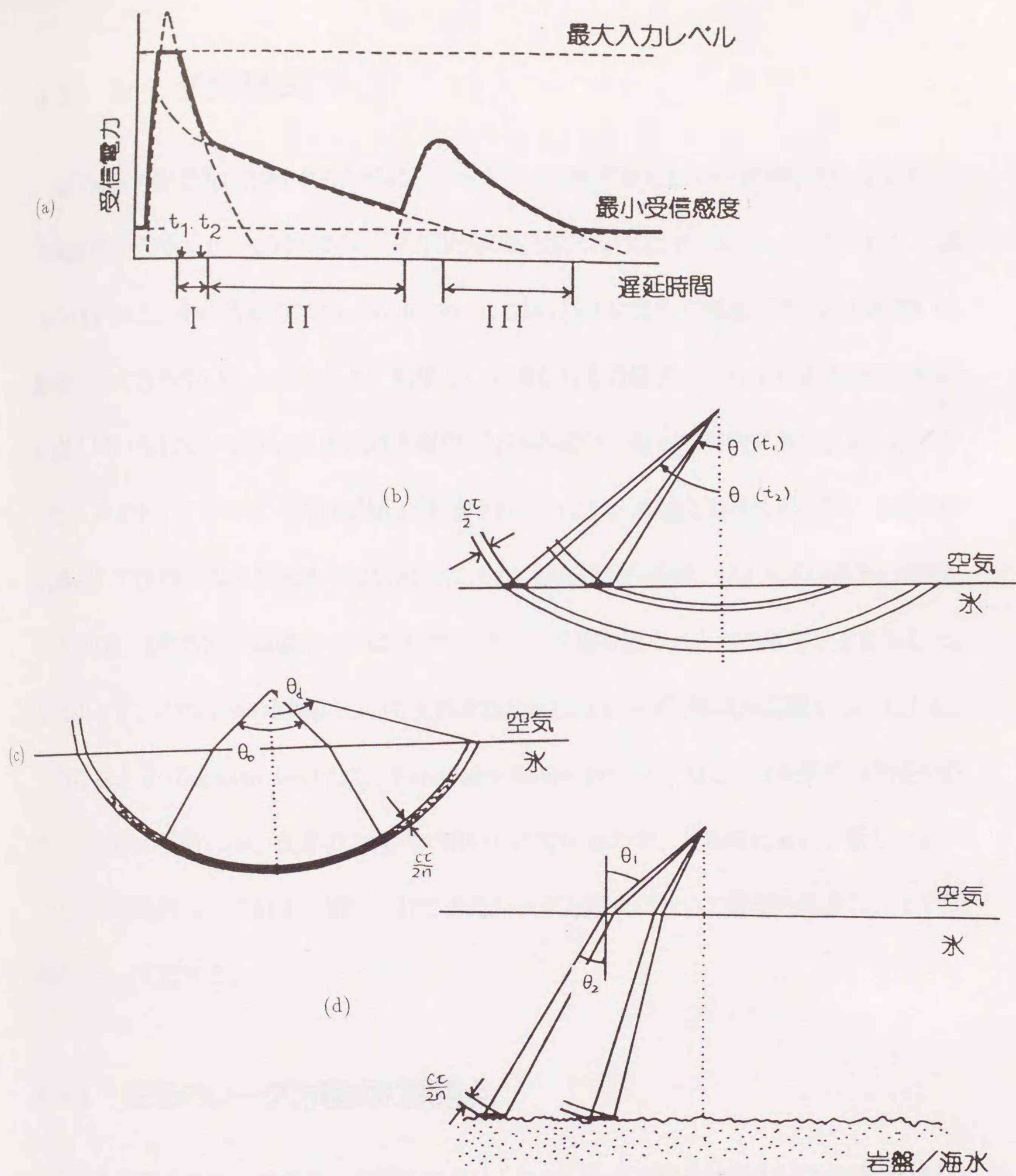
開口レーダの手法を用いて航空機の進行方向の分解能を向上させる必要がある。受信波形の定量的な解析はこうした効果を考慮に入れて進めなければいけないが、基盤の起伏が大きい場合には上記のハードウェア上の改良が必要である。

4.2.2 基盤が比較的平らな場合

基盤が比較的平らな場合には大きな入射角に対する散乱断面積が小さいので、たくさんの双曲線状のエコーが重なって全体としてフラットなイメージになっている。このような場合には、アイスレーダのデータは複雑な形をしているが基本的には第 4.7 図 (a) のような代表的な波形に細かい構造が重なったものであると解釈することができる。

実際、観測地点の非常に近いデータをいくつか平均すれば結果は第 4.7 図 (a) に近づく。

この波形は氷床の散乱特性を反映している。まず、氷床表面からの散乱波は浅い氷床内からの散乱波と同時に受信される (第 4.7 図 (b))。しかし、氷床の浅い部分からの散乱強度よりも表面散乱波の強度が卓越的である。一方、表面散乱は大きな入射角に対してアンテナの利得が小さいのと大きな入射角に対しては後方散乱が小さくなるため、深い氷床からの散乱波は同時に受信される表面からの散乱波よりも強く受信される (第 4.7 図 (c))。また、氷床の下の基盤からの散乱波の強度はそれと同時に受信される氷床内からの散乱波の強度に比べ圧倒的に大きい。したがって、パルス発射からの遅延時間に対する受信強度を示す A スコープ像は第 4.7 図 (a) に示すように (i) 表面散乱の領域、(ii) 氷床内散乱の領域、および (iii) 基盤散乱の領域の 3 つに分けて理解する事ができる。



第 4.7 図: 底面が平らな場合の代表的 A スコープと散乱領域と入射角の関係 (a) A スコープの模式図 (b) 氷床表面での散乱と同時に受信される内部部分および入射角の関係 (c) 氷床内部での同時に受信される散乱領域 (d) 氷床底面での散乱と入射角、散乱角の関係

4.3 レーダ方程式

受信波形を定量的に解析するために、ハードウェアを考慮したレーダ方程式を提案する。氷床底面からのエコーに対するレーダ方程式の変形については Robin et al., 1969 [71] に試みられている。その考え方は Bogorodsky et al., 1985 [18] に詳しく導出方法が示されている鏡像の考え方をを用いたものである。結果として導かれる方程式はこれまで受信強度の解析に広く用いられているが、この式は入射角が小さい場合に限って有効である。また、インコヒーレント(ディフューズ)な散乱は考慮されていない。本論文では波形に関する議論の結果として基盤の起伏が大きい場合には (i) 表面散乱の領域、(ii) 氷床内散乱の領域、および (iii) 基盤散乱の領域の3つに分けて、エコーを取り扱うことができることを示した。したがって、この3つの領域についてそれぞれ現実的なレーダ方程式を提案する。しかし、一方これまで (Harrison 1973 [37], Paren and Robin 1975 [64] など) の氷床の内部層や底面での反射の解析には、従来の方程式が用いられているので、比較のために、新しいレーダ方程式に先だってこれまで用いられてきたレーダ方程式について概略を紹介し、その問題点について述べる。

4.3.1 従来のレーダ方程式の問題点

これまでアイスレーダのデータ解析に用いられたレーダ方程式は反射面での鏡面反射を仮定して鏡像の位置に送受のアンテナが向かい合っているとして、電波伝搬の計算法で信号強度を見かけの反射係数に置き換えるやり方が取られてきた。Harrison (1973)[37] らの

内部層の解析も同じ方程式で評価されている。Bogorodsky et al. (1985) [18] に導出方法が記述されている。以下にその概略を示す。

第4.8図に示すような配置を考える。アンテナから θ_1 の入射角で入射した電波は空気と氷の境界面で屈折して図の実線のような経路で基盤に達する。一方、もし氷が無い場合には図の破線の経路で基盤に達する。したがって、自由空間で球面状に広がる場合に比べて電波は集束される。つまり、 $H+z$ の距離での電波の照射される面積は半径 R と r の2つの円の面積の比となる。この2つの円の半径の比は

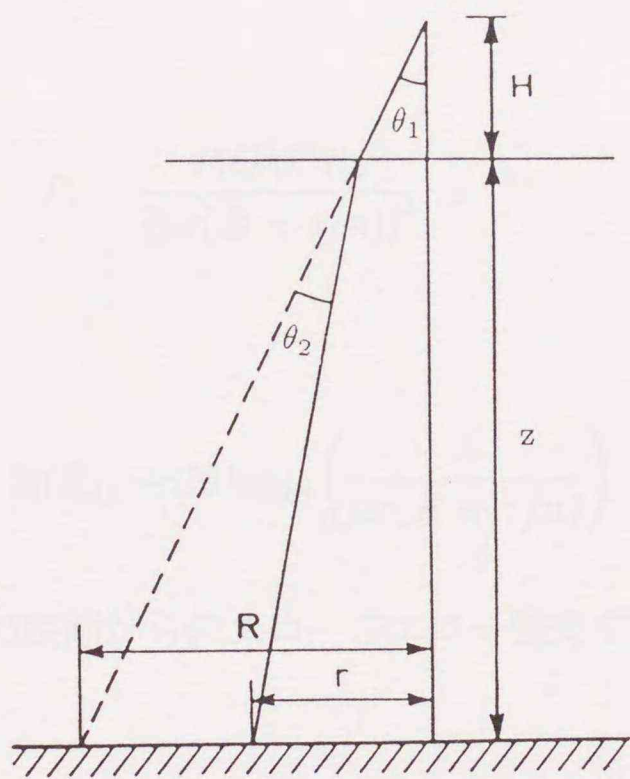
$$\frac{R}{r} = \frac{(H/z) + 1}{(H/z) + (\tan \theta_2 / \tan \theta_1)} \quad (4.1)$$

小さな角度、つまり $\theta < 10^\circ$ に対しては、(4.1) 式は Snell の法則により

$$\begin{aligned} \frac{R}{r} &= \frac{(H/z) + 1}{(H/z) + (\sin \theta_2 / \sin \theta_1)} \\ &= \frac{(H/z) + 1}{(H/z) + (n_a / n_i)} \end{aligned}$$

ここで、 n_a および n_i はそれぞれ空気と氷の屈折率である。空気の屈折率を 1 とすると $1/n \equiv (n_a / n_i) = 1/1.78$ となる。したがって、屈折を考慮した場合には $(R/r)^2$ を (4.2) 式を用いて評価した係数を考慮する必要がある。

いま、基盤(あるいは内部反射層)の境界が非常に滑らかで、氷の中は均一かつ一様であるとする。このとき、境界面からの散乱は幾何光学的な反射に近くなり、反射面に対して鏡像の位置に受信アンテナがあると仮定した (mirror image) 電波伝搬の問題に置



第 4.8 図: 小さな入射角における屈折の効果 (Bogorodsky et al., 1985)

き換えられる。このとき受信アンテナへ入って来る電波の強度は $2(H+z)$ の距離を伝搬した事と同じになる (鏡像法)。いま、仮に氷と空気の境界での屈折を無視すると、受信アンテナでの電波の強度は、

$$\frac{P_t G}{4\pi[2 \cdot (H + z)]^2} \cdot R_0 \quad (4.2)$$

となる。 P_t は送信電力、 G はアンテナの利得、及び R_0 は反射面への垂直入射の反射係数である。氷の屈折率を考慮すると、式 (4.1) を用いて補正して、

$$\frac{P_t G^2}{4\pi[2 \cdot (H + z/n)]^2} \cdot R_0 \quad (4.3)$$

となる。受信アンテナの有効開口面積と利得の関係、及び減衰を考慮して、最終的に (4.4) を得る。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 R_0}{[8\pi(H + z/n)]^2} \cdot e^{(-2\kappa z)} \quad (4.4)$$

dB 表示で表わせば、

$$[P_r]_{dB} = [P_t]_{dB} + 2[G]_{dB} + 20 \log_{10} \left(\frac{\lambda}{8\pi(H + z/n)} \right) + [R_0]_{dB} - 2\alpha_e z \quad (4.5)$$

この式はこれまで、氷床の底面からのエコーのエコー強度や氷床内部からの散乱強度の解析に使われてきたが、

1. 屈折による利得の補正が小さな入射角でのみにしか補正されていない
2. パルスの広がりによる効果は考慮されていない

実際のレーダでは、すべての入射角が直下に入射する電波と同時に受信されるわけではなく、散乱領域はパルス幅によって決まる。この式の意味する散乱領域はアンテナの

有効開口面積の $1/2n$ であり、直下からの同時に散乱する領域よりはずっと小さい。

例えば、パルス幅 $\tau = 250 \text{ ns}$ 、アンテナから反射層までの距離 300 m で屈折率を 1 としても、この鏡面法の考え方では、反射面積は 1460 m^2 であるのに対し、同時に受信されるパルスの照射領域の面積は 70650 m^2 と約 48 倍の開きがある。したがって、

3. 反射面での散乱が鏡面的でない場合には反射係数が正しく評価されない

つまり、評価される反射係数は見かけの値であって、いわゆる Fresnel の反射係数とは直接結びつかない。アンテナのビームの形による効果は中心方向からの利得のみが式に現われるが、実際はアンテナのビームの中心方向からの散乱だけではなく、広がった部分からの散乱も加算されているからである。

Harrison [37] はパルス幅による強度変化を説明するために、内部での散乱を評価する際にパルス幅に含まれる幾層もの反射層を含めて、反射係数を定義しているが、この考え方はむしろ体積散乱の取扱に近い、結果的にはビーム幅が狭い場合には、体積散乱を仮定した次の方程式とよく似た方程式となるが、意味あい異なる。また、ビームの広がりには考慮されていないので、

4. アンテナパターンが変われば反射係数自体の値が異なる。

といった問題点を指摘することができる。実際の氷床の散乱は鏡面散乱とは言えないので、受信信号強度から氷床の電波物理的性質を得るには散乱の特徴を押さえた正しい評価のできるレーダ方程式が必要である。

4.3.2 新しいレーダ方程式の提案

ここではさきに述べたアイスレーダデータの A スコープの定性的な議論をふまえ、氷床各部からの散乱を考慮し、アイスレーダのアンテナのビーム幅を考慮したより現実的なレーダ方程式を提案する。

(1) 氷床表面でのレーダ方程式

第 4.7 図 (b) および (a) に示すように、異なる入射角 θ の散乱波パルスはそれぞれ伝搬距離の違いのために異なる遅延時間 t の受信強度となって A スコープ上に表れる。したがって、パルスの遅延時間 t は

$$\cos \theta = \frac{H}{(ct/2)} \quad (4.6)$$

となる入射角 θ と対応づけられる。ここで、 c は空気中の電波の伝搬速度である。

この入射角 θ での散乱面積 S は 第 4.9 図のように、

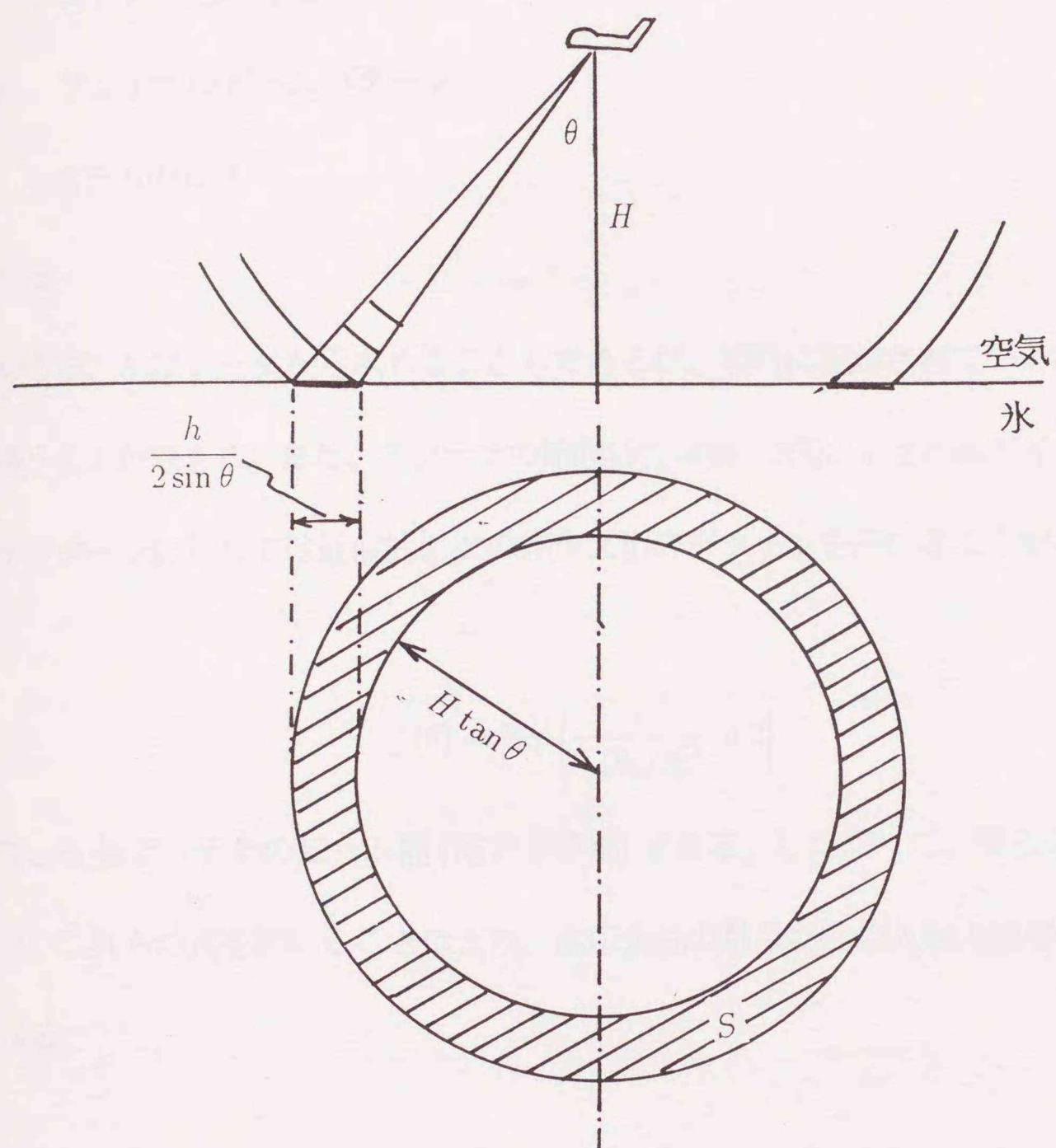
$$\begin{aligned} S &= 2\pi H \tan \theta \frac{h}{2 \sin \theta} \\ &= \pi H h \frac{1}{\cos \theta} \end{aligned} \quad (4.7)$$

となるから、この入射角 θ に対する氷床表面の散乱係数を $\sigma_s^\circ(\theta)$ とすると、受信電力 P_r は (4.8) 式で表わされる。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h f^2(\theta) \sigma_s^\circ \cos^3 \theta}{2^6 \pi^2 H^3 L^2} \quad (4.8)$$

ここで、 H : アンテナ (航空機) の氷床表面からの高さ

P_t : 送信電力



第 4.9 図: 氷床表面でのパルスの照射する面積

h : パルスの自由空間での長さ ($h = c\tau$)

λ : 自由空間での波長

G : アンテナの絶対利得

$f(\theta)$: アンテナのビームパターン

L : システムのロス

とする。

このうち、 H はレーダから求めることもできるが、同時に記録されている電波高度計の値を使うことができる。また、アンテナの指向特性は第2.5図に示されたアイスレーダのアンテナパターンに対しては近似的に次のガウス型のパターンを用いることができる。

$$f(\theta) = \exp \left[-\frac{\theta^2}{(\theta_0/2)^2} \ln 2 \right] \quad (4.9)$$

ここで、 θ_0 はアンテナのビーム幅(電力半値幅)である。したがって、残る未知数は $\sigma_s^0(\theta)$ となり、これらの式を用いることにより、氷床表面の散乱特性の入射角依存性の評価が可能となる。

(2) 氷床底面でのレーダ方程式

氷床の下で基盤と氷の境界からの受信波形のうち波形の立ち上がりの部分についてはマイクロ波高度計の考え方と同様である。ここでは、それ以外の波形を表わすレーダ方程式について述べる。第4.7図(d)からも推定される様に前節で述べた表面散乱と同様の取扱をすることができる。ただし、空気と氷の屈折率が異なるため、屈折の効果を入れて式を変

形することが必要である。変形の詳細は付録 A で述べここには結果を示す。氷と基盤との境界での散乱係数を $\sigma_R^\circ(\theta_2)$ とすると、受信電力 P_r は次の (4.10) 式で与えられる。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h \Gamma^2 \sigma_R^\circ(\theta_2) f^2(\theta_1) \cos^3 \theta_1}{2^6 \pi^2 H^3 L^2 (1 + \frac{z}{nH\xi})(1 + \frac{z}{nH\xi^3})^2 \xi^2} e^{-2 \frac{\kappa z}{\xi \cos \theta_1}} \quad (4.10)$$

ここで、使用している変数はこれまでの定義をそのまま用いる。ただし、 θ_2 は基盤への入射角でアンテナからの入射角 θ_1 と Snell の法則で結びつけられる。また、 ξ は $\xi = \cos \theta_2 / \cos \theta_1$ であり、遅延時間 t は (4.11) 式で H, z, θ_1, θ_2 と結びついている。

$$\frac{H}{\cos \theta_1} + \frac{nz}{\cos \theta_2} = \frac{ct}{2} \quad (4.11)$$

したがって、氷床表面の場合と同様に散乱係数の入射角依存性を推定することが可能である。このとき、氷床内の減衰量については次に述べる方法で推定した値を使用する。

(3) 氷床内のレーダ方程式

氷床内部からの電波の散乱は、第 4.5 図にも見られるように、アイスレーダによる氷厚計測の Z スコープの結果から氷床内部で強い反射をする層がいくつもあることが見いだされたことによって知られている。Harrison [37] や Paren and Robin [64] はこの内部からの反射層について考察し反射層での反射係数の概念を導入し先に述べた鏡面法によるレーダ方程式を用いてその物理的解釈を試みた。

氷床内からの散乱は層状のピークを持つものだけではなく、深さ方向に一定でピークのはっきりしない散乱をする場合も多い。氷床内部ではこうしたピークを持たない散乱成分とピークを持つエポック層が重ね合わされていると考えることができる。ピークが観測さ

れない成分の散乱は実際には細かい層状構造からのエコーが多数重ね合わさった可能性が指摘されているが[37]、面的な散乱であっても実質的にパルスの空間長とアンテナのビーム幅によって囲まれた体積の中から散乱してきているので、斜め入射と直下の散乱強度が異なるいわゆる散乱の異方性を考慮して体積散乱係数 $\sigma_v(\theta, z)$ を用いる必要がある。しかし、このことは実際のデータに即してさらに検討を要する問題である。

アンテナの直下方向の深さ z の氷床からの散乱波と同時に受信される散乱領域は第 4.7 図(c) の黒い領域である。 θ_d を第 4.7 図(c) のように、同時に受信される氷床表面の部分の入射角とすると、アンテナの指向特性を考慮し、受信電力 P_r は次の (4.12) 式で表わされる。

(付録 A 参照)

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \left(\frac{h}{n}\right) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_1 \\ F_1 = \int_0^{\theta_d} \sin \theta_1' \cos^2 \theta_1' \frac{f^2(\theta_1') \sigma_v(\theta_2', z') e^{\frac{-2\kappa z'}{\cos \theta_2'}}}{\left(1 + \frac{z'}{nH\xi}\right) \left(1 + \frac{z'}{nH\xi^3}\right) \xi} d\theta_1' \end{cases} \quad (4.12)$$

ここで、 $\xi = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1' / n^2}}{\cos \theta_1'}$ であり、積分は $\frac{ct}{2} = \frac{H}{\cos \theta_1'} + \frac{nZ'}{\xi \cos \theta_1'}$ の条件の下で行なう。つまり、

$$z' = \frac{\xi}{n} \left(\frac{ct}{2} \cos \theta_1' - H \right) \quad (4.13)$$

また、 n は氷床の平均的な屈折率、 κ は氷床中での平均的な電波の減衰に関する係数、 Γ は氷床表面での電波の透過率である。そのほかのパラメータについては (4.8) 式のものと同じである。(4.12) 式を実際のデータに当てはめた場合に未知数となるのは減衰係数 α_e および散乱係数と透過係数の積 $\Gamma^2 \sigma_v(\theta_2', z')$ である。ここで、減衰係数とは $\alpha_e = 434.3 \times \kappa$ (dB/100m) で定義される。

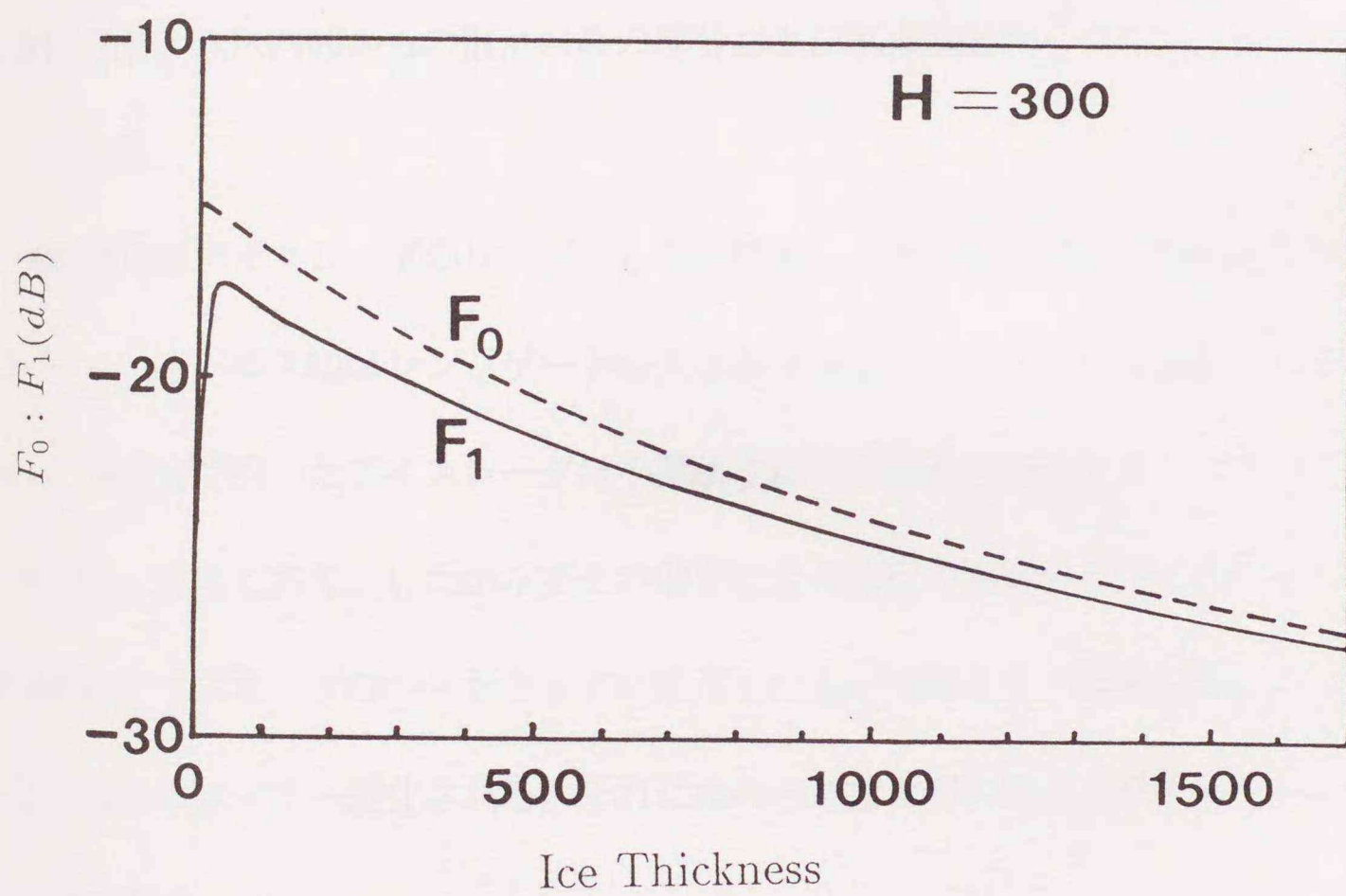
さて、(4.12) 式はアンテナのビーム内で反射してくるすべての電力を積算したものであ

るが、ビームが広い場合には $\sigma_v(\theta'_2, z')$ は積分された形でしか受信されないので、 σ_v の入射角依存性と深さ依存性は分離できない。ただし、狭いビーム幅で入射角が小さいときに十分 $\sigma_v = \text{const.}$ が成り立つならば、幅の狭いビームを持つアンテナに対しては簡単な式で近似することができる。いま、アンテナのビームパターンとして (4.9) 式を用い、ビーム幅 θ_0 が小さいとすると (4.12) 式は

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \left(\frac{h}{n}\right) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_0 \\ F_0 = \frac{\theta_0^2 e^{-2\kappa z} \sigma_v}{2^4 \ln 2 \left(1 + \frac{z}{nH}\right)^2} \end{cases} \quad (4.14)$$

と書き換えられる (付録 A)。ただし、ここでは $\sigma_v \equiv \sigma_v(0, z) = \text{const.}$ とする。この式はさきに述べたようにパルス幅に依存する箇所を除けば、見かけ上 (4.4) とよく似ている。パルス幅と散乱係数の積 $h\sigma_v$ が、Harrison [37] の内部層での反射係数に対応すると考えることができる。

いま、 σ_v の異方性及び深さによる違いがないとしたとき、観測に用いた実際のアンテナのビーム幅を与えて (4.12) 式の F_1 と (4.14) 式の F_0 を比較したのが第 4.10 図である。表面のごく近傍に対応する部分では大きな違いがあらわれるが、この部分は表面反射が卓越する。深い部分は約 1.5 dB 程度の差である。したがって、(4.14) 式は広いビーム幅に対してもよい近似を与えていることがわかる。但し、減衰係数 α_e の値が大きくなるとその誤差は大きくなるので、(4.12) 式に立ち戻って評価する必要がある。



第 4.10 図: 狭ビーム近似と実際のビーム幅を与えた場合での利得の違い

4.4 まとめ

アイスレーダの受信波形は一般に複雑であるが、Z スコープによるデータと突き合わせることにより、またハードウェア上の特性を考慮することによりほとんどの波形が代表的な波形の重ね合わせとして理解することができる事を示した。代表的な波形が得られるよい例は基盤地形に大きな起伏が少ない場合である。また、この代表的な波形は遅延時間について3つの部分に分けることができる事を示した。すなわち、氷床表面からの散乱が圧倒的な部分、氷床内部からの散乱のみの部分および氷床底面からの散乱と見なせる部分の3つである。

受信波形はアイスレーダのレーダとしての性能に大きく依存する。特にアンテナのビームパターンとパルス幅はレンジゲートの大きさを規定するために受信波形に大きく効いて来る。本研究で用いたアイスレーダは小型航空機への搭載の制限上アンテナのビーム幅が比較的広いものであり、したがってその効果による波形の複雑さを合わせ持っている。受信波形はアイスレーダのハードウェアに依存したものであるが、散乱係数といった物理量に直すことによって一般化される。それにはハードウェアの特徴を押さえたレーダ方程式が必要である。

これまで受信強度の変化に用いられてきたレーダ方程式は小さな入射角での屈折による伝搬減衰の補正をただけの方程式で、目標となる媒質に垂直に入射する場合のみを考慮したものであり、ビーム幅内の様々な入射角で入射する現実的なレーダを考慮した場合最適とはいえない。本研究では散乱の状況の異なる3つのエコーが、遅延時間によって分離して解析可能であることからこれらを理解するために、それぞれの散乱の形態に合わせ最

も有効なレーダ方程式を導出した。このレーダ方程式はアイスレーダのアンテナビームのパターンに合わせてさらに拡張することができるなど、パラメータを変えることによってハードウェアによる違いを吸収することができ、どのアイスレーダに対しても一般性を持っている。また屈折による伝搬補正はすべての入射角に対して行なっており、入射角の異なる散乱を評価できる。この方程式でも氷床の細かい散乱、減衰特性を一様にするなどの仮定がされていて、近似的なものではあるが、電波散乱特性の定量化については第一次近似で十分な精度を持っている。また、ここでは航空機搭載アイスレーダの性能に合わせてアンテナパターンとしてガウス型のものを、パルス形状として完全な矩形波を与えたが、他のアイスレーダに対して適用する場合には、アンテナパターンやパルス形状を与えて式を変形することも可能である。

最後に、ここで導出したレーダ方程式を以下にまとめる。

(i) 氷床表面

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h f^2(\theta) \sigma_s^\circ \cos^3 \theta}{2^6 \pi^2 H^3 L^2}$$

(ii) 氷床内部

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 (\frac{h}{n}) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_1 \\ F_1 = \int_0^{\theta_d} \sin \theta_1' \cos^2 \theta_1' \frac{f^2(\theta_1') \sigma_v(\theta_2', z') e^{\frac{-2\kappa z'}{\cos \theta_2'}}}{(1 + \frac{z'}{nH\xi})(1 + \frac{z'}{nH\xi^3}) \xi} d\theta_1' \end{cases}$$

(iii) 氷床底面

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h \Gamma^2 \sigma_R^\circ(\theta_2) f^2(\theta_1) \cos^3 \theta_1}{2^6 \pi^2 H^3 L^2 (1 + \frac{z}{nH\xi})(1 + \frac{z}{nH\xi^3})^2 \xi^2} e^{-2 \frac{\kappa z}{\xi \cos \theta_1}}$$

第5章

アイスレーダによる氷床の電波散乱特性の 解析

南極氷床の流動や底面での性質を推定する手段として底面での粗さの情報は有効である。これまでも底面の性質をアイスレーダのデータから知ろうとする試みがなされているが、強度を計算する根拠となるレーダ方程式にハードウェアの特徴が考慮されず、ハードウェアが異なると結果が異なる可能性がある。また、統計的な処理を必要とするため細かいフェーディングのデータが必要でアイスレーダに特殊な装置が必要である。

本研究では、この粗さの情報を航空機搭載アイスレーダの受信波形から実際的なレーダ方程式を用いることにより氷床の電波散乱特性を求めることを通して求める方法について提案し、小型機に搭載された新型アイスレーダのデータを基に氷床各部の散乱特性について解析した。このアイスレーダのデータはアイスレーダ自体のデータとともに航空機の高

度などの情報も同時に取り込んでいる。さらに、本研究で開発した底面からのエコーの自動読み取りを用いて、これらの解析処理は自動的にかつ統計処理を含めて行なった。この方法はレーダ方程式をハードウェアに依存した形で拡張することによりどのアイスレーダのデータを用いても解析することのできる簡便な手法である。したがって、ディジタルサイズできれば過去のアイスレーダデータについても適用可能である。さらに、この解析に用いられるレーダ方程式は氷床の各部について散乱形態に合わせて立てられているので、氷床底面のみならず表面や内部といった各部にわたっての散乱特性を求めることができる。

氷床表面での散乱特性は通常の雪面に比べ特にクレバス帯で顕著に現われた。このことから目視による調査では困難なヒドンクレバスをアイスレーダのデータから見いだすことが可能である。クレバス地域での調査に限らず氷床の表面部分にスポットを当てた流動の研究に有用なデータを与えるものとして期待できる。

氷床内部の散乱特性は平均的な体積散乱係数と減衰係数という形で求めた。体積散乱係数は約 -70 dB から約 -45 dB までばらつくものの、標準的な値として -59 dB が求められた。一方、減衰係数は約 3 dB/100m を中心に約 1 dB/100m の幅で対称的な分布で求められた。

氷床底面では、棚氷地域と基盤に接している地域とで境界の粗さが違うことが求められた。さらに、棚氷では陸から離れるにつれて底面がなめらかになっていく様子が観測された。これは海水と棚氷底面との相互作用を知る手がかりとなる。

また、棚氷地域の 2 重反射エコーから表面での透過係数を求める方法を提案し、ブライド湾近くの棚氷のデータを解析して透過係数を求めた。その結果氷床の表面での透過係数

が最悪の場合 -10 dB 程度に達することがあることが判明した。これまで空気から氷床への透過係数は非常に小さいとして無視されてきたが、アイスレーダのデータを定量的に評価する上で透過係数を正しく考慮する必要があることを示唆している。

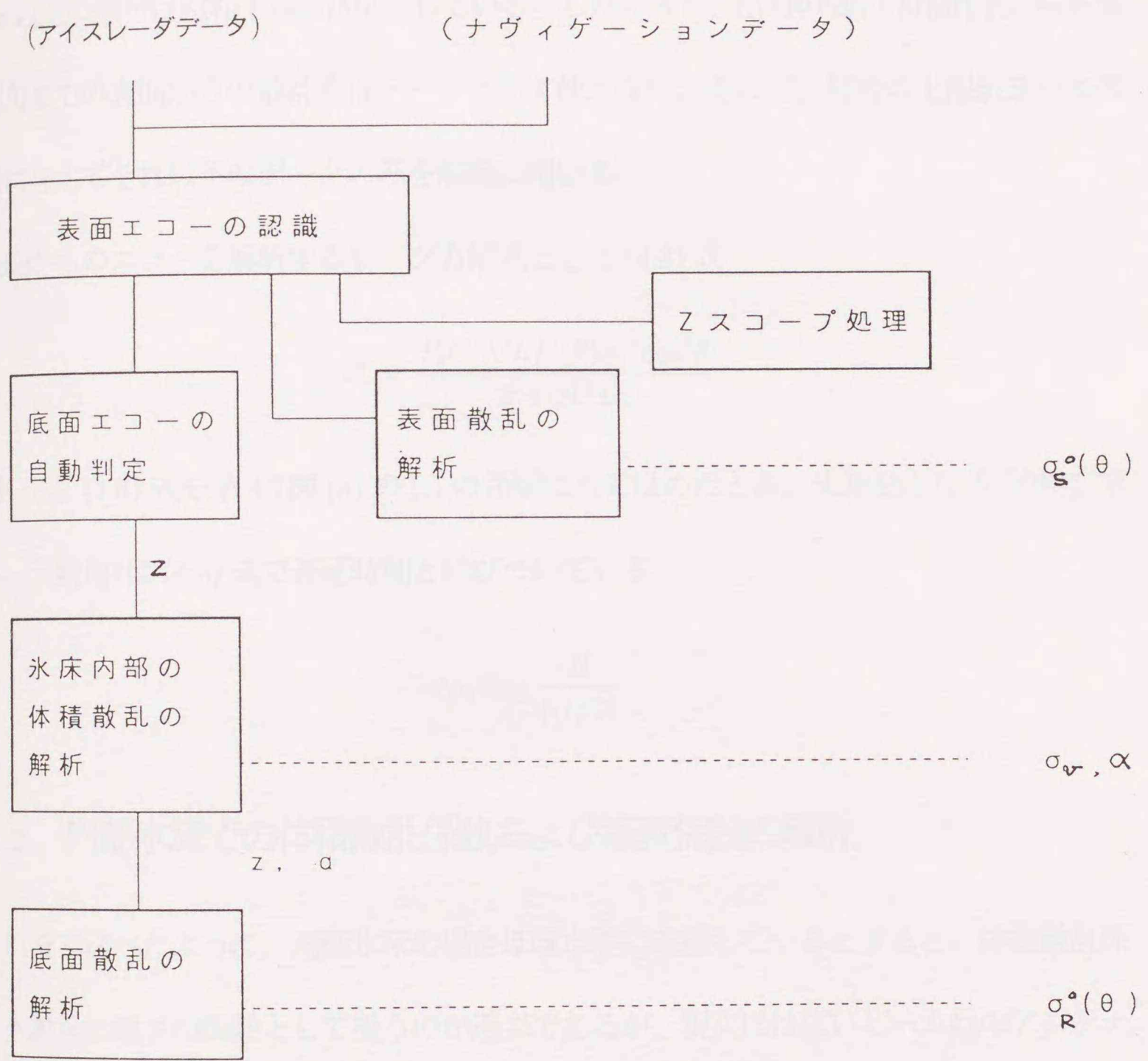
5.1 散乱特性の解析手順

氷床各部の散乱特性を求める手順を示したのが第 5.1 図である。氷床表面の散乱特性の推定には電波高度計による対地高度データが使用できる。したがって、(4.8) 式のパラメータは散乱係数を除きすべて与えることができるので、まず氷床表面の散乱係数を求める。

氷床内部と底部のエコーの切り分けは第 4.7 図 (a) にしたがう。まず、氷床底面のエコーの判定を新たに開発したエコーの自動判定のアルゴリズムで行い、第 4.7 図 (a) の (ii) と (iii) の領域を分ける。(ii) の領域ではさらに、氷床表面のエコーとの切り分けをするためアンテナの利得が 10 dB 以下に小さくなる 70° をとって氷床への入射角が 70° 以内は表面からのエコーが有効であるとして

$$t > \frac{H}{c \cos 70^\circ} \quad (5.1)$$

の条件を満たす遅延時間 t から (ii) の領域とする。航空機の高度 H を 300 m としたとき、この条件は深さ 320 m の氷床の内部からの散乱波とおなじ遅延時間である。この (ii) の領域から減衰係数と体積散乱係数が得られる。さらに (iii) の領域の解析には (ii) で推定した減衰係数を利用する。



第 5.1 図: 氷床の散乱特性を解析する手順

5.1.1 表面での散乱係数の入射角依存性の解析

まず、解析に用いる領域を限定する。受信した波形はプリアンプのリミッタによって-35 dBm 以上の信号は飽和 (saturate) している。したがって、信号の強い氷床直下からある入射角までの表面からの散乱波はデータとして使えない。そこで、信号の上限値をパルス幅毎に与えてそれ以下のデータのみを解析に用いる。

表面からのエコーを解析するレーダ方程式として (4.8) 式

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h f^2(\theta) \sigma_s^\circ \cos^3 \theta}{2^6 \pi^2 H^3 L^2}$$

を用いる。(4.8) 式を第 4.7 図 (a) の (i) の領域に当てはめたとき、未知数となるのは σ_s° である。入射角 θ は (4.6) 式で遅延時間と結びついている。

$$\cos \theta = \frac{H}{(ct/2)}$$

5.1.2 内部氷床での体積散乱係数および減衰係数の解析

これまで述べたように、南極氷床の場合ほぼ水平に成層しているとする、体積散乱係数は入射角と深さの関数として扱うのが適当であるが、現実には広いビーム幅のアンテナからのデータでは推定は不可能である。したがって、一定のスカラー値 σ_v を仮定して値を推定する。

このとき、(4.12) 式を回帰分析する事により減衰係数 α_e および $\Gamma^2 \sigma_v$ を求めることができる。いま、透過係数 Γ を分離して推定する事ができないので、体積散乱係数と透過係数の積 $\Gamma^2 \sigma_v$ を便宜的に散乱係数と呼ぶことにする。

詳細な手順を述べると、まず (ii) の領域のうち回帰分析をする領域をさらに選択する。遅延時間の最小値は領域を切り分けるところですでに述べたが、さらに (ii) の領域のうちノイズレベルに近いデータは切り捨てる。

つぎにまず、大まかなパラメータを決めるために (4.14) 式を用いる。

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 (\frac{h}{n}) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_0 \\ F_0 = \frac{\theta_0^2 e^{-2\kappa z} \sigma_v}{2^4 \ln 2 (1 + \frac{z}{nH})^2} \end{cases}$$

近似式 (4.14) は dB 表示にしたとき α_e と $\Gamma^2 \sigma_v$ が線形な関係となるので、最小自乗法を用いてパラメータの初期値を決める。次に (4.12) 式

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 (\frac{h}{n}) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_1 \\ F_1 = \int_0^{\theta_d} \sin \theta_1' \cos^2 \theta_1' \frac{f^2(\theta_1') \sigma_v(\theta_2', z') e^{\frac{-2\kappa z'}{\cos \theta_2'}}}{(1 + \frac{z'}{nH\xi})(1 + \frac{z'}{nH\xi^3}) \xi} d\theta_1' \end{cases}$$

に立ち戻ってさらに最小自乗誤差を最も小さくなるように細かくサーチする。

いま、大きな入射角の σ_v でディフューズ成分が小さくコヒーレント成分が卓越する散乱の場合には、ビームパターンのうち大きな入射角からは利得が小さくなるから、(4.14) 式はよい近似を与えると思われる。逆にディフューズ成分が大きな入射角に対しても残っている場合には (4.12) 式を用いる必要がある。実際の散乱がディフューズ的であるかどうかはビームを非常に絞った氷厚計のデータと照らし合わせる必要がある。

5.1.3 底面での散乱係数の入射角依存性の解析

底面からのエコーを解析するためには (4.10) 式を用いる。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h \Gamma^2 \sigma_R^\circ(\theta_2) f^2(\theta_1) \cos^3 \theta_1}{2^6 \pi^2 H^3 L^2 (1 + \frac{z}{nH\xi})(1 + \frac{z}{nH\xi^3})^2 \xi^2} e^{-2\frac{\kappa z}{\xi \cos \theta_1}}$$

(4.10) 式のうち減衰係数 α_e は内部散乱で解析した値を用いると、遅延時間に対する未知数は散乱係数 $\Gamma^2\sigma_R^\circ$ である。この場合もこの値を便宜的に散乱係数と呼ぶことにする。

ここではエコーの立ち上がりの部分はパルスの照射面積を正しく評価できないので除いて、立ち下がり部分のみを用いる。さらに、氷床底部からのエコーはそれ自体が弱い信号であるので、最小受信感度に非常に近い。最小受信感度より弱いエコーはデータとならない、また、その近くでは熱雑音のためかなり揺らぎが大きいと推定されるため、A スコープ波形のうち、(最小受信感度) + 10 dB を実用上の最小限度として、これ以上のデータのみを用いた。したがって、大きな入射角の散乱係数を求めることはできない。

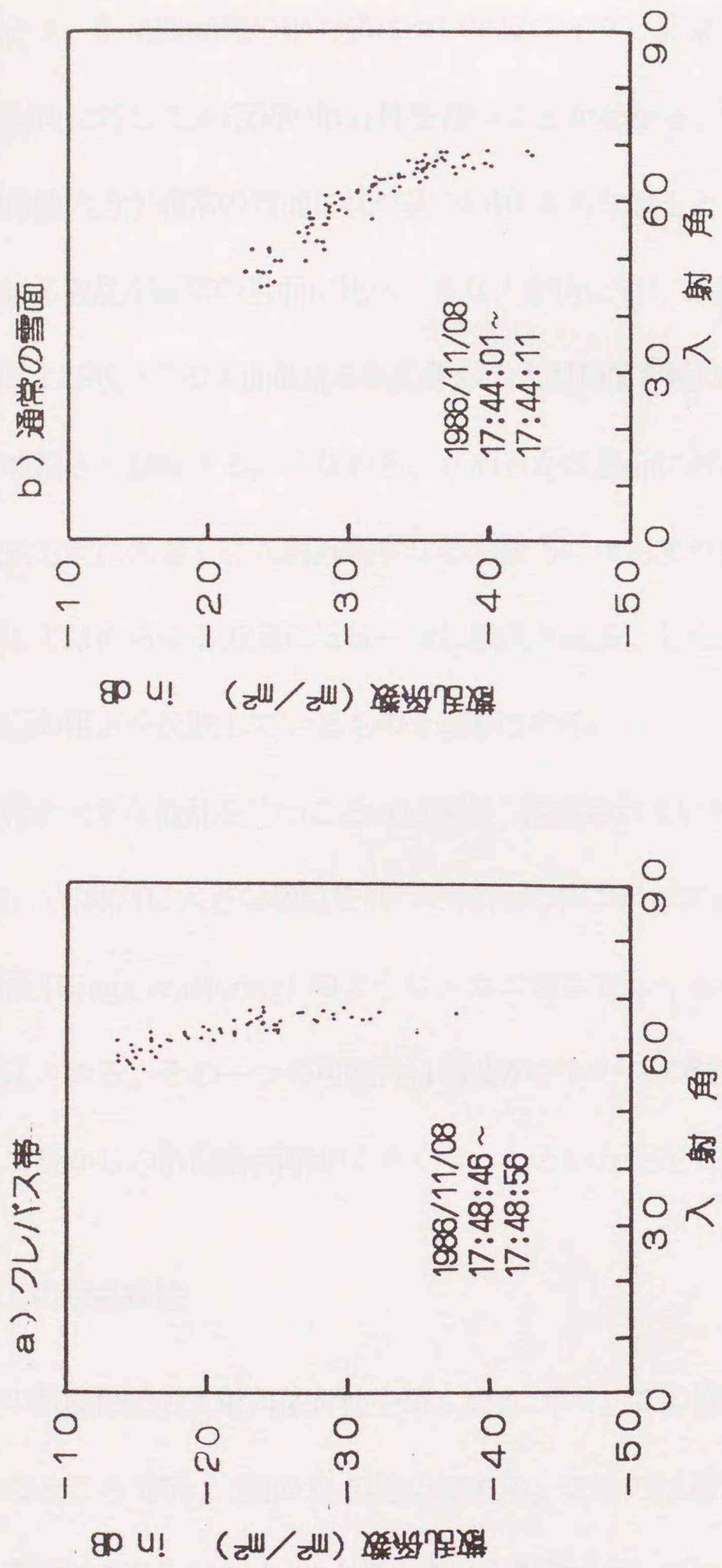
5.2 散乱特性解析結果

5.2.1 表面での散乱係数の入射角依存性

氷床の表面及び底面における散乱特性を南極氷床上のいくつかの地点で解析し、物理的に異なる性質をもつ場所で調べ比較した。

(1) クレバス帯と通常の雪面との比較

物理的な差異を明瞭にするため、(a) クレバス帯での例と (b) 通常の雪面での例をそれぞれ第5.2図(a)及び(b)に示す。クレバス帯は第1.2図のG'の場所に、雪面はその少し手前の場所に相当する。散乱係数の絶対値についてはマイクロ波帯での乾いた雪面の値に比べやや小さめであるが、アイスレーダのダイナミックレンジの制約から入射角がおおよそ 45°



第 5.2 図: 氷床表面での散乱係数の入射角依存性 (クレバス帯と通常の雪面の違い)

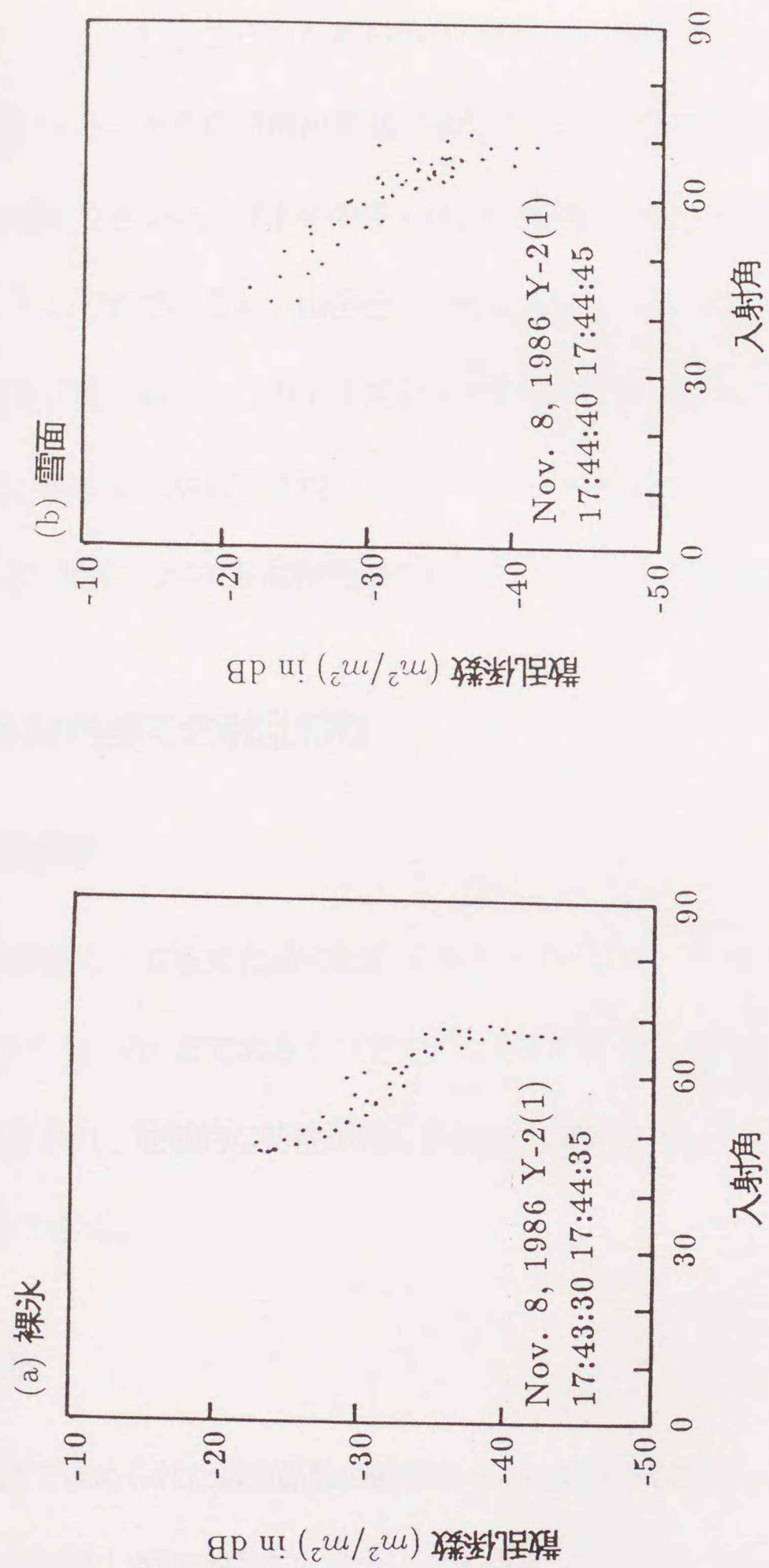
から 80° までの散乱係数の値しか求まっていないが、入射角に対して逆相関の依存性を持つことがわかる。散乱断面積の絶対値についてはマイクロ波帯での値に比べやや小さめであるが、入射角に対して逆相関の依存性を持つことがわかる。2つの結果を比較するとクレバス帯での値の方が通常の雪面に比べ約 10 dB 大きな値をとっている。このことはクレバス帯における散乱が通常の雪面に比べ大きな入射角に対しても大きいことを示している。

氷床表面および底面での表面散乱の散乱係数の入射角依存性は入射波の波長程度のスケールの表面での粗さを意味する。すなわち、なめらかな表面に対しては散乱エネルギーは同じ角度の反対方向に大きく、入射方向すなわち後方にはあまり戻ってこない、逆に非常に粗い面に対してはあらゆる方向にほぼ一様に散乱される。したがって、この結果はクレバスによる表面の粗さを反映しているものと理解される。

クレバス帯が大きな散乱を持つことは以前から推定されていたが、179MHz の電波 (波長 1.67 m) において非常に大きな散乱を持つのはただ単にディフューズな成分の原因として、ブラッグ散乱 (Bragg scattering) のようなメカニズムでなくもっとマクロなメカニズムがあったと推定される。その一つの可能性は電波がクレバスの壁でコーナレフレクタのような散乱をして見かけの散乱断面積が大きくなったという仮定である。

(2) 裸氷帯での散乱特性

裸氷帯での散乱係数の入射角依存性を第 5.3 図に示す。この裸氷帯はやまと山脈の露岩から少し離れたところで第 1.2 図の G の地点である。ここでは通常の雪面との差はさほど明瞭でない。表面での滑らかさは 40° より小さい入射角においてコヒーレント成分の差として



第 5.3 図: 氷床表面での散乱係数の入射角依存性 (裸氷帯と雪面の違い)

現われている可能性はあるが、受信電力のうち-35dBm 以上は飽和しているため求めることはできない。しかし、こうした差が小さい理由は、裸氷帯との同定方法が航空機上からの肉眼観測によるためその事例が非常に少なく、ここで挙げたのは違いの乏しい場合だった可能性も否定できない。裸氷帯の多くは山岳地域に分布しているため地上での観測と対応させることも可能であるが、山岳近くでは山岳による強い散乱のためレーダ波形が複雑になり解析不可能である。このアイスレーダを用いては小さな入射角の散乱係数が解析できないため、裸氷帯に対しては別のレーダのデータが必要である。裸氷帯では、サスツルギの発達した雪面に比べて散乱特性のコヒーレント成分が卓越するであろうと推定される。

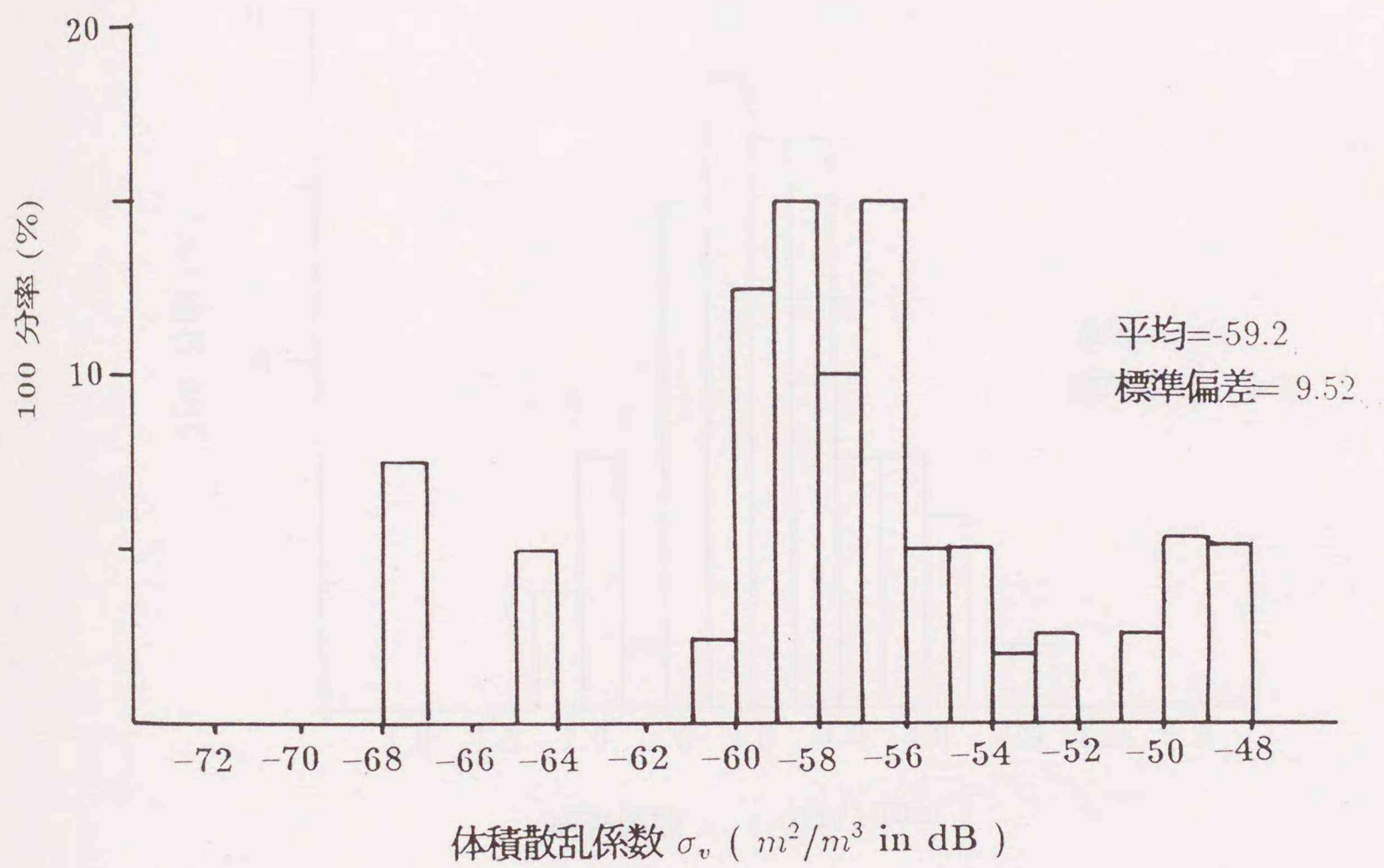
5.2.2 氷床内部での散乱特性

(1) 体積散乱係数

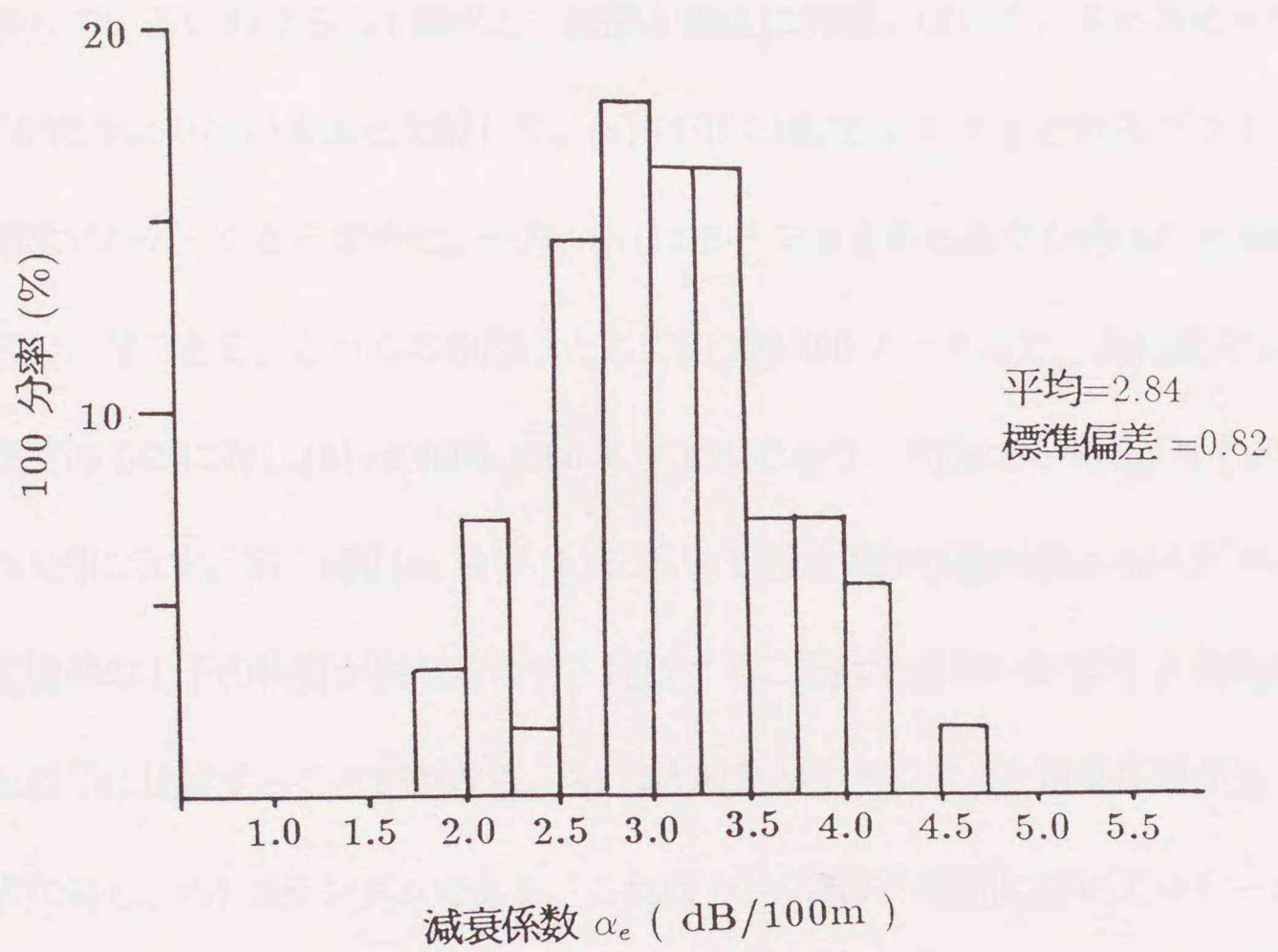
体積散乱係数として求めた値の頻度分布を第 5.4 図に示す。体積散乱係数の推定結果は約-70 dB から -45 dB まで大きくバラつくことがわかる。このことは内部層の反射が影響していると思われ、地域的な特性が考えられる。標準的な値は-59 dB (1 m^3 あたりの散乱断面積 m^2) である。

(2) 減衰係数

様々な場所で求められた減衰係数の値のすべての頻度分布を第 5.5 図に示す。約 3 dB/100m を中心に比較的狭い幅で対称的に分布している。このことは減衰係数は氷床の場所によってあまり大きな変化を持たないことを暗示している。一方、減衰係数が誘電率の虚数部分



第 5.4 図: 体積散乱係数の推定結果



第 5.5 図: 減衰係数の推定結果

によるとすると温度によって頻度分布が異なる事が予想される。しかし、氷床の限られた地域においては一定の減衰係数を用いても誤差は小さいと考えられる。

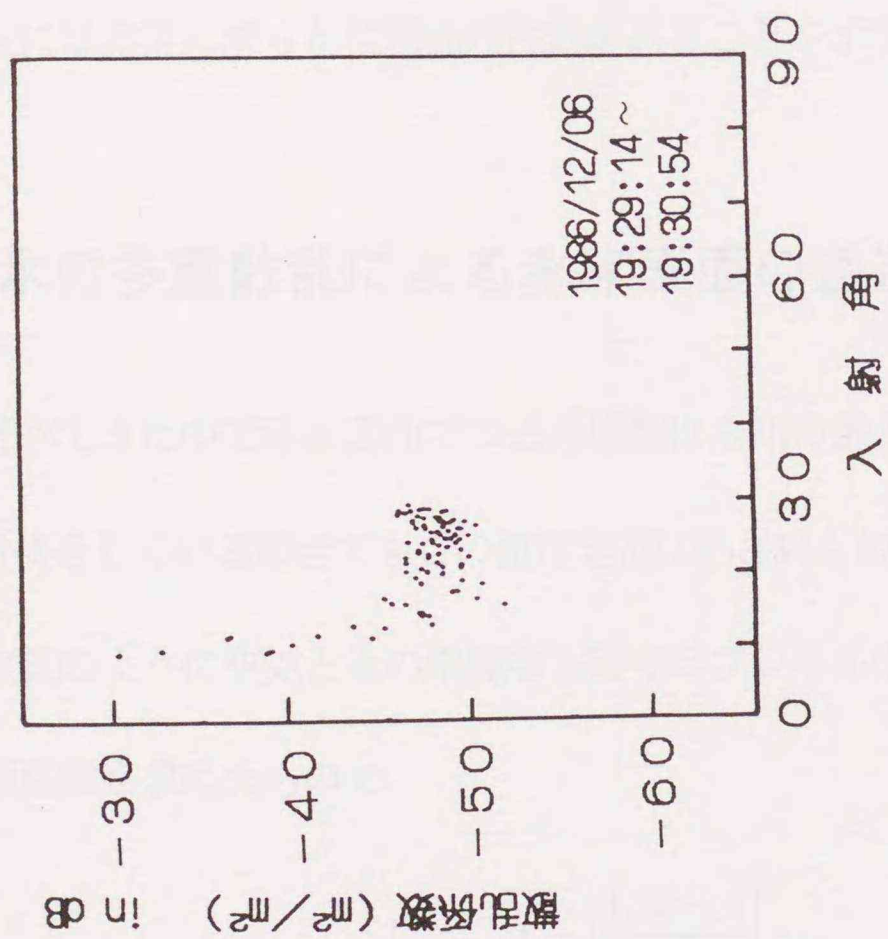
5.2.3 底面での散乱係数の入射角依存性

(1) 底面が海水と岩盤の場合の比較

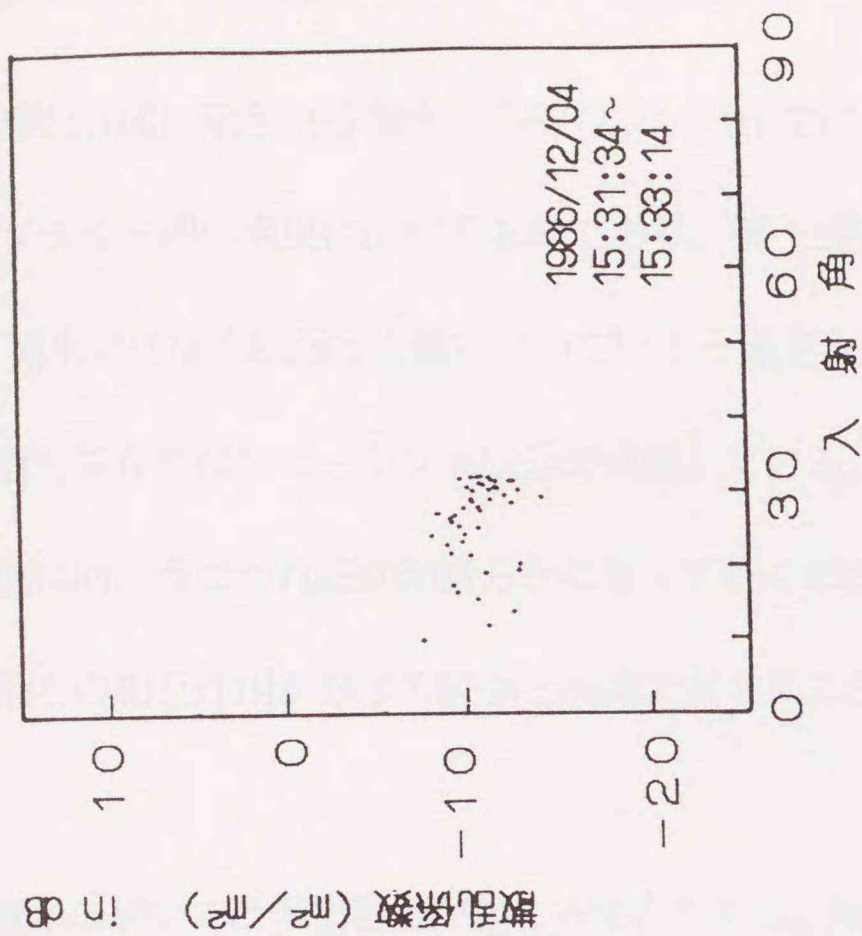
氷床底面の境界における散乱も表面と同様に実際の物理的な状況を明瞭にするため、底面が海水と接しているいわゆる (a) 棚氷と、底面が確実に岩盤と接していると考えられる (b) 基盤高度が海面より高い氷床と比較した。(a) は第 1.2 図で T-U で示されるブライド湾にすぐ近い棚氷でのデータから求めた。一方、(b) は R-S で示されるあすか拠点から南西へ向かうコースの一部である。これらの氷厚はともに約 300-500 メートルで、表面高度は (a) がほぼ海水面であるのに対し (b) は 1000-1500 メートルであり、底面は海水面よりも高い。

結果を第 5.6 図に示す。第 5.6 図 (a) 及び (b) において散乱係数の絶対値は氷床表面の場合と異なって境界の上下の物質が異なるので、比較することはできないが [58] 入射角依存性の相対的な様子は比較することができる。(a) は入射角が小さくなると散乱係数が急激に大きくなるのに対し、(b) はランダムである。これは (a) の棚氷の底面においてコヒーレントな散乱成分が卓越していることを示しており、(b) よりも (a) の方がなめらかな境界であることを示している。

a) 棚氷



b) 基盤高度が海水面より高い氷床



第 5.6 図: 氷床底面での散乱係数の入射角依存性 (棚氷と非海洋性氷床との違い)

(2) 棚氷の散乱特性と多重散乱

第5.8図は第5.7図に示される棚氷の各所(A,B,C,D)での散乱係数を求めたものである。この棚氷はブライド湾の南東に広がるものであり、第1.2図のM-Nの断面を示している。地点Aは、棚氷ではなく底面は岩盤に付いていると推定される。この結果、AからEに向かって入射角依存性はコヒーレント成分が卓越している。つまり、定性的には、棚氷が陸側から海側に向かうにつれ底面が滑らかになって行くのが示されている。このことは海水と棚氷底面との相互作用が棚氷の陸側と海側で異なることを示唆しており興味深い結果である。

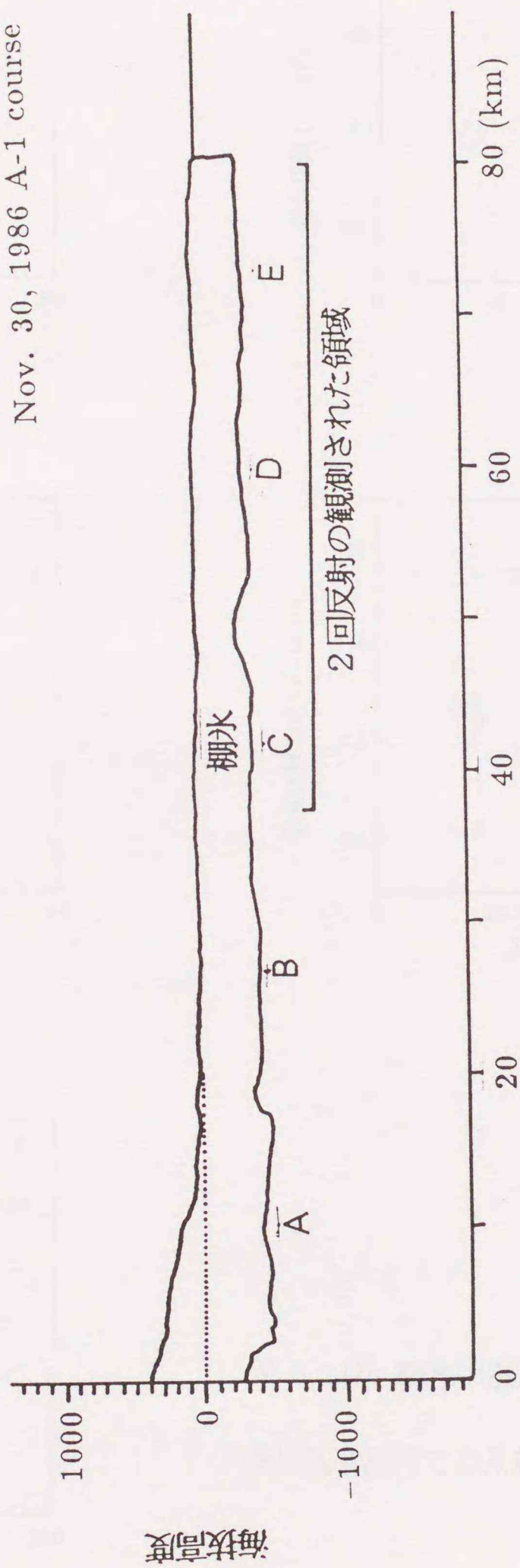
さらに、棚氷に於いては多重散乱が起こる場合がある。第5.7図に示したようにこの領域の多重散乱が観測された場所も、海側に近い部分に集中する。このことは多重散乱が起こるような状況には非常に滑らかな底面の性質があることを示唆している。

5.3 棚氷の多重散乱による氷床表面の透過係数の解析

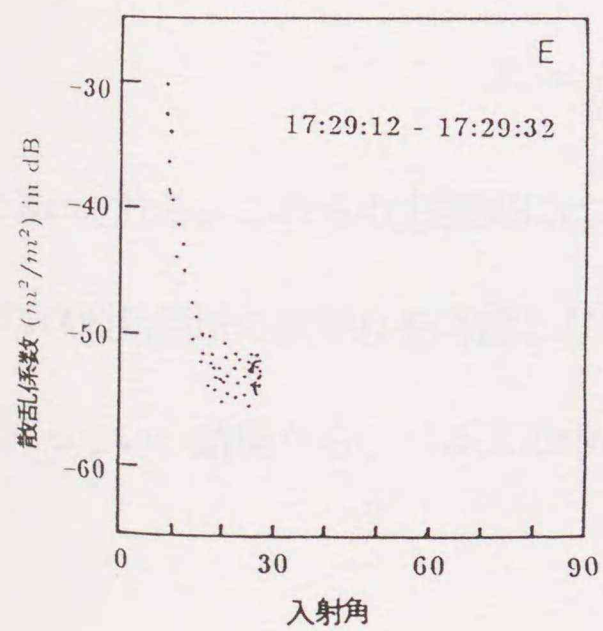
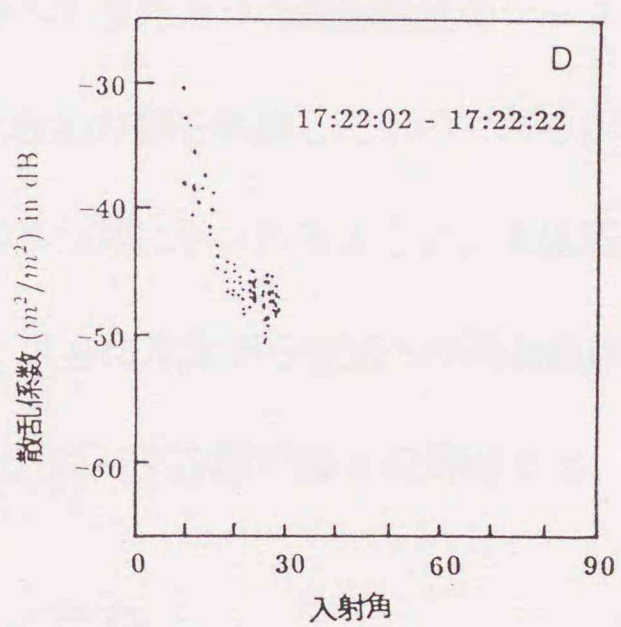
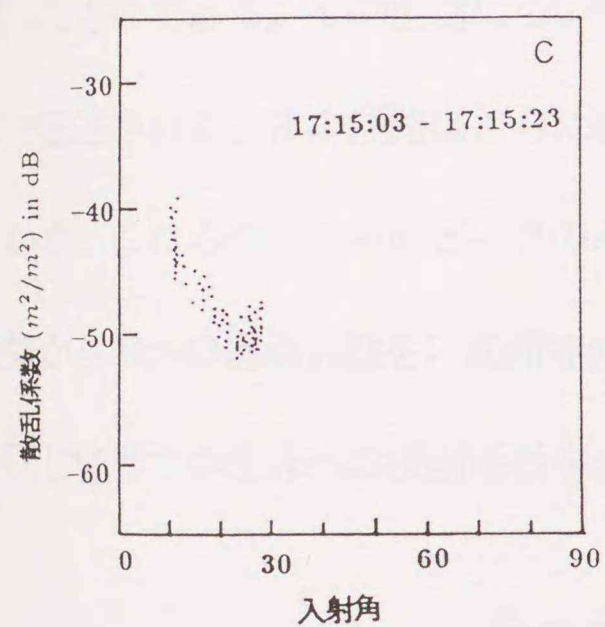
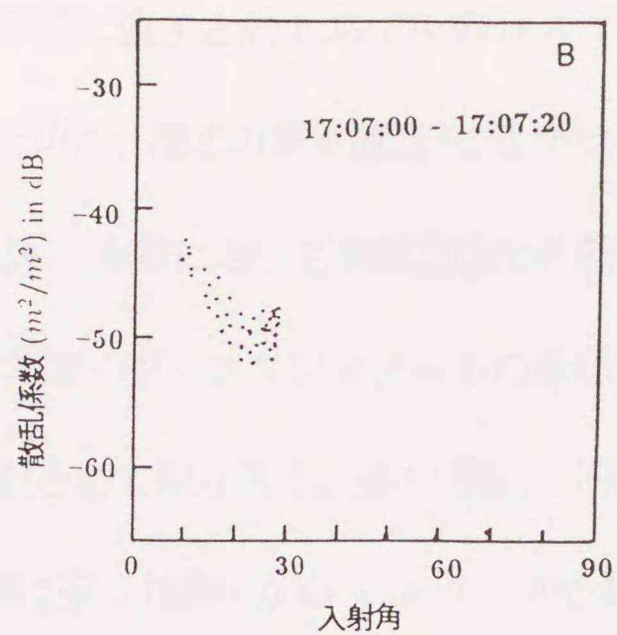
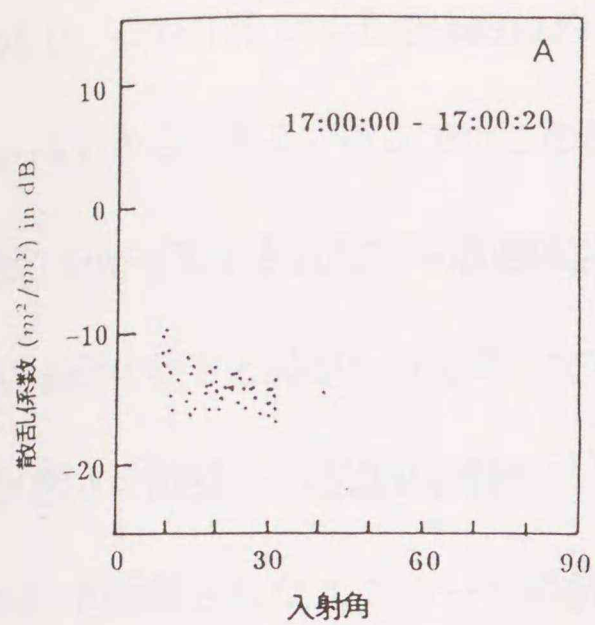
これまで述べてきた中で氷床表面での透過係数は未知の量として扱ってきた。底面での電波強度の評価をしている場合でもこの値は非常に小さいものとして無視されている[74]。その根拠は次式のように空気と氷の単純な2層でのフレネルの反射係数を用いた計算結果から電力透過係数を求めたもので

$$\begin{aligned}\Gamma &= 1 - \left| \frac{1.78 - 1}{1.78 + 1} \right|^2 \\ &= 0.92\end{aligned}\tag{5.2}$$

Nov. 30, 1986 A-1 course



第 5.7 図: 棚氷の散乱特性 (a) 散乱特性を推定した棚氷の断面図



第 5.8 図: 棚氷の散乱特性

(b) 棚氷各点での入射角依存性

つまり、この計算では透過係数は約 92 % つまり dB 値に直すと約 0.35 dB のロスにしか
 ならないからである。ここではこの評価を確かめるために、棚氷の多重散乱(ここでは2回
 散乱)を使って氷床表面での透過係数を求める。ただし、本章において氷床表面での散乱特
 性を表面の粗さと結びつけて考えてきたが、ここではオーダーエスティメートの意味で表
 面の粗さを無視し、透過反射特性については鏡面反射として取り扱う。第 5.9 図に 2 回散乱
 エコーが受信された A スコープの例を示す。この例は第 5.7 図の D の A スコープである。
 ここで、矢印 A および B で示された 2 つのエコーはそれぞれ第 5.10 図のような経路を伝
 搬したものである。A の経路についてはこれまで述べてきたような底面散乱のレーダ方程
 式で記述される。B の経路はさらに氷床底面と氷床表面の間を往復したものである。

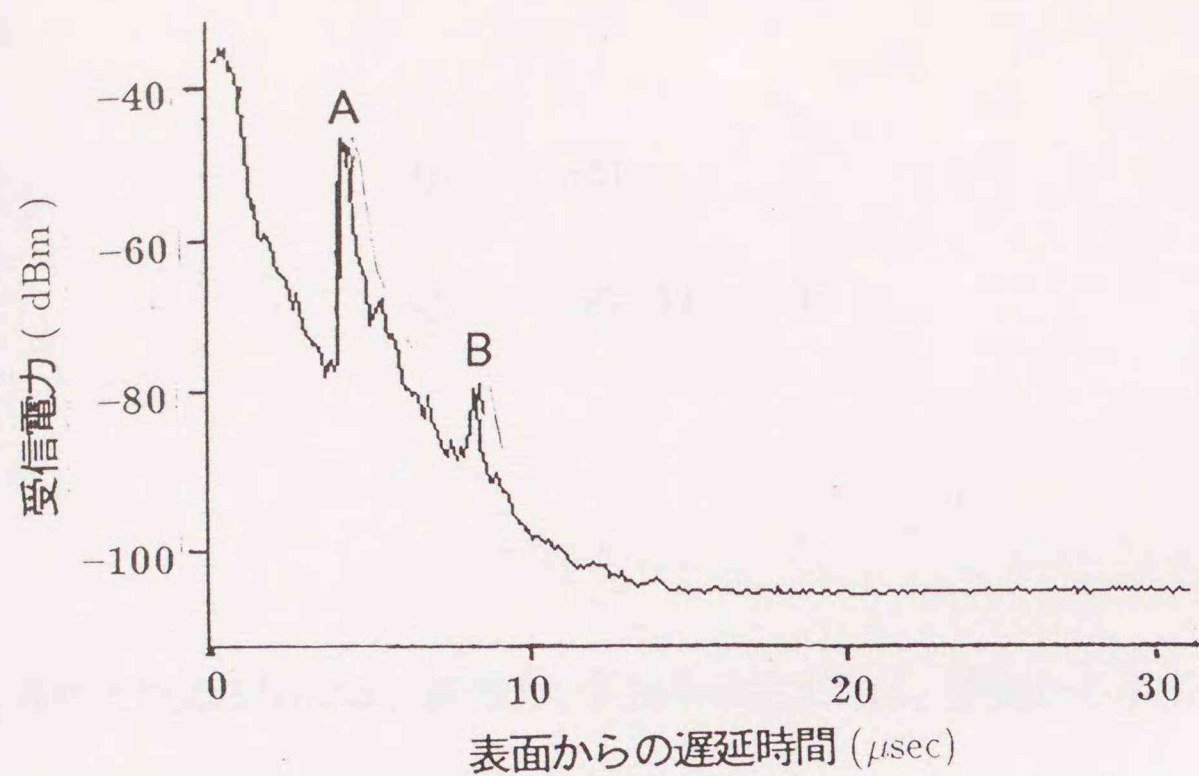
いま、これらのエコーのピークのみを考える。第 5.10 図に示されるように、氷床表面で
 空気から氷への透過係数を Γ 底面での散乱係数を σ_R^0 さらに氷床から空気への透過係数 γ 及
 び同じ境界での氷床への反射係数を $1 - \gamma$ とすると、レーダ方程式は A の経路では、

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h}{2^6 \pi^2 L^2 (H + \frac{z}{n})^3} e^{-2\kappa z} Q_1 \quad (5.3)$$

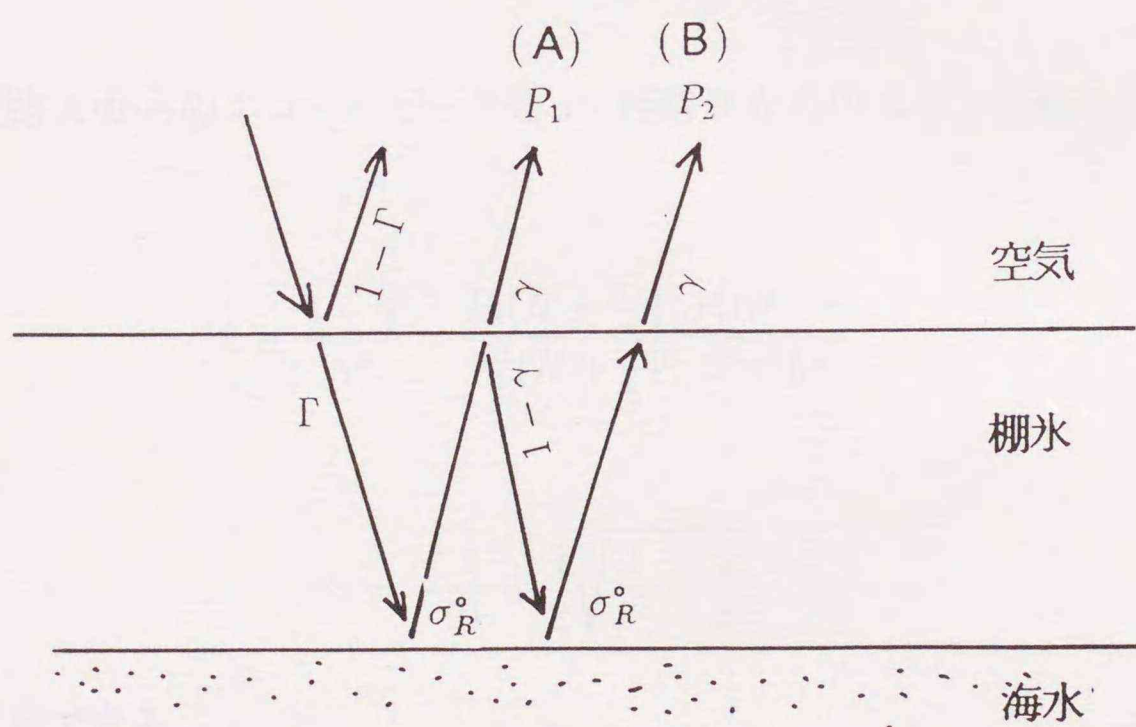
B の経路では、

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h}{2^6 \pi^2 L^2 (H + \frac{2z}{n})^3} e^{-4\kappa z} Q_2 \quad (5.4)$$

と表わされる。これらの方程式には、ピーク値を比較するために、伝搬距離の増加による
 パルス照射領域の広がりを考慮しなければならないが、棚氷の底面の性質が非常に滑らか
 であるという結果から、パルスの中心部分の寄与のみを考える。



第 5.9 図: 棚氷の 2 重反射エコーの A スコープ例



第 5.10 図: 2 重反射の伝搬路と反射係数

このとき、

$$Q_1 = \sigma_R^\circ \Gamma \gamma \quad (5.5)$$

$$Q_2 = (\sigma_R^\circ)^2 \Gamma (1 - \gamma) \gamma$$

である。

ここで、氷床と空気の間では、鏡面的な散乱を仮定すれば、空気から氷床へ、氷床から空気への透過係数は同じ値となり、 $\Gamma = \gamma$ となるから、

$$\begin{aligned} \frac{Q_2}{Q_1^2} &= \frac{(\sigma_R^\circ)^2 \gamma^2 (1 - \gamma)}{[\sigma_R^\circ \gamma^2]^2} \\ &= \frac{1 - \gamma}{\gamma^2} \end{aligned} \quad (5.6)$$

したがって、経路 A からのエコーのピークを P_1 経路 B からのエコーのピークを P_2 とすれば、

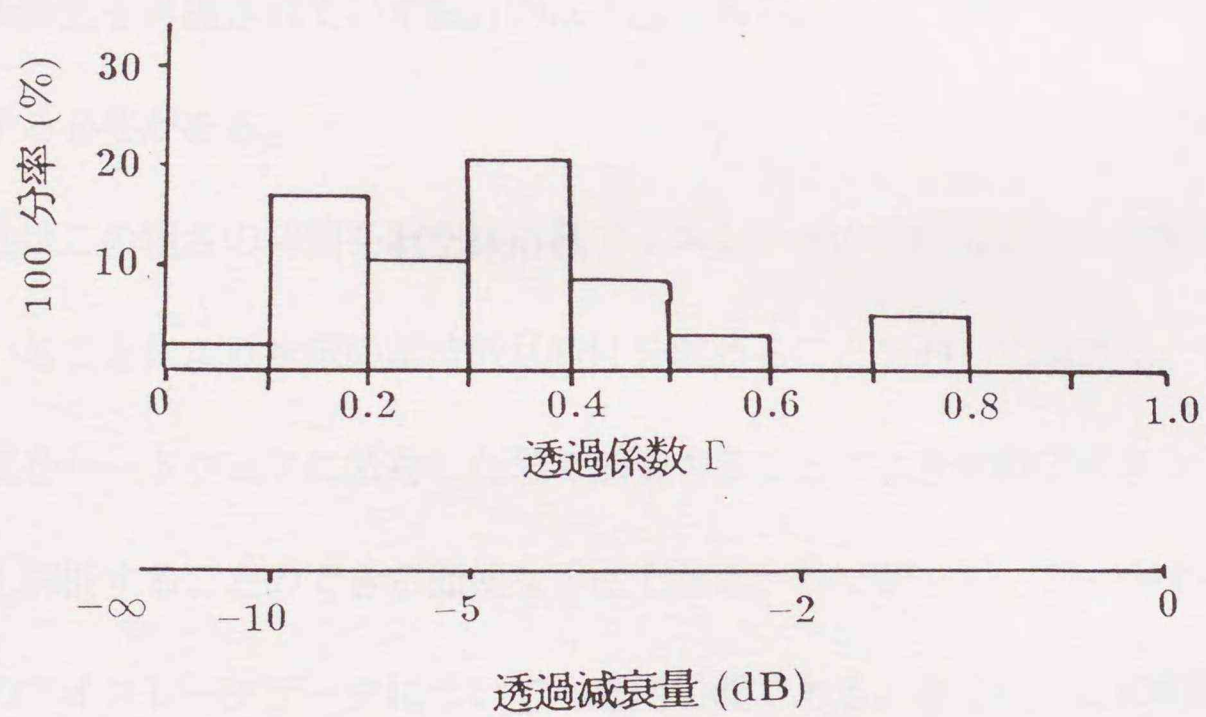
$$k \equiv \frac{1 - \gamma}{\gamma^2} = \frac{P_2 (H + \frac{2z}{n})^3 P_t G^2 \lambda^2 h}{P_1^2 (H + \frac{z}{n})^6 2^6 \pi^2 L^2} \quad (5.7)$$

と k を定義して

$$\gamma = -\frac{1}{2k} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{k^2} + \frac{1}{k}} \quad (5.8)$$

で透過係数が計算できる。

この方法を用いた透過係数の計算結果を第 5.11 図に示す。図より透過係数はバラついてはいるが、さきに述べた 0.92 を中心とせず、むしろもっと小さい。これによる減衰量は 2



第 5.11 図: 透過係数の推定結果

dB から 5 dB 程度であるが、無視できる値ではない。ただし、この推定法にはいくつかの仮定が含まれている。また、計算は対数値としての受信電力をいったん真数に直す必要がありそこで誤差が入り込む可能性がある。

5.4 まとめ

南極氷床の流動や底面での性質を推定する手段として底面での粗さの情報をアイスレーダから求める新しい方法と結果について述べた。これまでも、底面の性質をアイスレーダのデータから知ろうとする試みがなされているが、強度を計算する根拠となるレーダ方程式に入射角特性を考慮されていず統計的な手法である。そのためアイスレーダに特殊な装置を付加する必要がある。

新しい方法はこの粗さの情報を航空機搭載アイスレーダの受信波形から実際的なレーダ方程式を用いることにより氷床の電波散乱特性を求めることを通して求めた。この方法はレーダ方程式をハードウェアに依存した形で拡張することによりどのアイスレーダのデータを用いても解析することのできる簡便な手法である。したがって、ディジタルさえできれば過去のアイスレーダデータについても適用可能である。さらに、この解析に用いられるレーダ方程式は氷床の各部について散乱形態に合わせて立てられているので、氷床底面のみならず表面や内部といった各部にわたっての散乱特性を求めることができる。

氷床への実際の応用として、小型機に搭載された新型アイスレーダのデータを基に氷床各部の散乱特性について解析した。このアイスレーダのデータはアイスレーダ自体のデータとともに航空機の高度などの情報も同時に取り込んでいる。さらに、本研究で開発した

底面からのエコーの自動読み取りを用いて、これらの解析処理は自動的にかつ統計処理を含めて行なった。

氷床表面での散乱特性は通常の雪面に比べ特にクレバス帯で顕著に現われた。したがって、この方法を用いて目視による調査では困難なヒドンクレバスをデータから見いだすことが可能であり、クレバス地域での調査や氷床の表面部分にスポットを当てた流動の研究に有用なデータを与えるものとして期待できる。但しここで注意して置くべき事は一般に散乱係数の入射角依存性と面の粗さの関係はアイスレーダの送信波の波長程度のスケールのものである。クレバス帯のスケールと比較した場合にここで求められた散乱特性が完全に表面散乱のメカニズムによるものであるという断定はできない。今後、波長を変えた場合にどうなるかによって検証されるべき問題である。

氷床内部の散乱特性は平均的な体積散乱係数と減衰係数という形で求めた。体積散乱係数は約 -70 dB から約 -45 dB までばらつくものの、標準的な値として -59 dB がもとめられた。一方、減衰係数は約 3 dB/100m を中心に約 1 dB/100m の幅で対称的な分布で求められた。

氷床底面では、棚氷地域と基盤に接している地域とで底面の粗さが違うことが求められた。さらに、棚氷では陸から離れるにつれて底面がなめらかになっていく様子が観測された。これは海水と棚氷底面との相互作用を知る手がかりとなる。

また、棚氷地域の2重反射エコーから表面での透過係数を推定した。その結果、これまで非常に小さいとして無視されてきた氷床の表面での透過係数が最悪の場合 -10 dB 程度考慮する必要があることがわかった。氷床底面では、棚氷地域と基盤に接している地域と

で底面の粗さが違うことが求められた。

以上の解析の結果、異なる性質の氷床の表面及び底面の散乱特性に有意な違いが見られ、この解析の有効性が確認された。また、その結果の示す物理的な意味はデータを取得した場所の物理的状況と非常によい対応を持つものと理解される。それは、氷床流動の様なダイナミックスの実証的な手がかりとなるばかりでなく、新たな物理量を計測するリモートセンシング技術を開発する上でも重要なデータとなる。

第 6 章

氷床内部反射層の散乱

南極氷床自体は層状構造を持つ。南極氷床の起源は積雪であり、毎年の日射や気温の変化を受けて細かい密度変化が刻まれていく。また、降雪当時に地球上のどこかで火山の爆発が起こると大気に拡散した火山灰は降雪に含まれて氷の中に特徴的な層を残す。いっぽうアイスレーダのデータにおいても氷床からのエコーに連続的に複数のエコーが観測される。

電波による内部層計測での重要な点は氷床の層構造と電波による内部層との対応関係を明らかにすることにある。しかし、氷床自体の層状構造とエコーを対応させる試みは必ずしも成功していない。これまで反射・散乱特性は平面波による単純な反射で議論されてきたため、例えばパルス幅による違いなどを十分説明できないなどの問題点があり、それがエコーと層状構造の対応を困難にしている。このことは、エコーの対応関係をはっきりさせるには散乱のメカニズムをきちんと押さえたモデルが必要であることを示している。

本研究では、まず白瀬氷河上流域およびやまと山脈近くで観測された内部層のデータの

Z スコープと A スコープのデータの両方を用いて、レーダのパルス幅を変えた場合の内部層の受信波形の違いを詳細に検討し、これまで報告されていない新たな特徴を見いだした。これはデジタル収録によって初めて可能になったものである。

つぎに、この新しい事実をも用いて氷床内部層の散乱のメカニズムを明らかにするために、散乱のモデルをたて、散乱メカニズムを考察した。このモデルでは、内部層の受信波形のパルス幅による違いに特に注目した。これまでの内部層の研究には、パルス幅による違いがあることはよく知られているが、パルス幅が長くなった場合の内部層エコーのピーク値の変化やエコー幅の広がりなどを十分説明できていない。ここで立てたモデルは氷床内部での散乱の形態を (1) ディフューズな散乱面によってピークが生じるとする場合と (2) 鏡面散乱をする細かい層による反射帯によってピークが生じる場合の 2 通りの形態に基づくモデルを立て、それぞれについて主にパルス幅の違いによる受信波形の特徴を調べて検討する。(1) では散乱面の厚さは考慮せず入射角による効果を議論する。(2) では入射角の大きい散乱は無視し、レンジ方向の散乱領域の厚さとパルス幅の関係でさらに 3 つの場合に分け考察する。

この 4 つのモデルの検討の結果はディフューズな散乱面の面的な広がりのある散乱を考慮したモデルが有効であることを示している。つまり、内部層エコーのピークと氷床の領域を対応させるためには入射角の大きいものからの散乱の効果が無視できない。したがって、パルスの空間長に比べて非常に狭いビーム幅を持ったアンテナを使わない限りにおいては一次元的な透過屈折の議論では、正しく誘電率を評価できないことを示している。

6.1 これまでの内部層エコーの研究と問題点

アイスレーダ観測の初期の頃から、氷床の内部に層状の反射層が存在する事が知られていた (Jiracek, 1967 [42], Robin et al., 1970 [72])。これらは、アイスレーダのデータをハイパスフィルタを通すことによりエッジ強調を行なった後にフィルム上に Z スコープとしたデータから見つかったものである。

この内部の反射層に対し Harrison (1973) [37] は鏡面反射によるレーダ方程式を用い反射係数を評価してそれを誘電率変化と結びつけた。同様の解析は Paren and Robin (1975) [64] によって行なわれている。

Gudmandsen (1975) [35] はボーリングコアの資料と Z スコープ上の濃淡とを結びつけるため、コア中の δO^{18} との比較を行なった。Millar (1981) [50] は水素イオン濃度 (Acidity) に着目して大きな Acidity をもつ深さで内部層に対応するものがあることを示した。

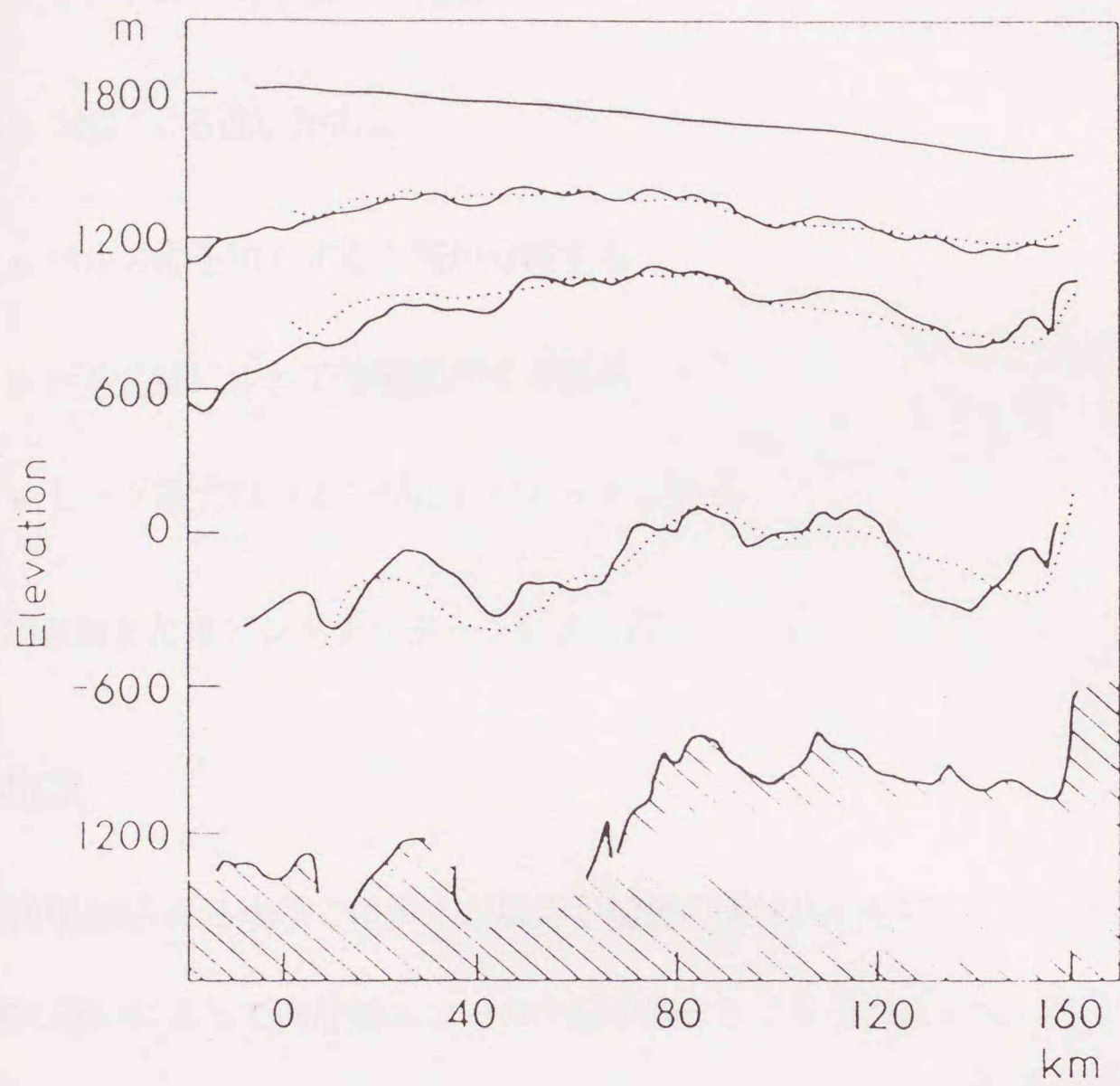
また、この反射層は氷床運動の検証にも用いられている [69]。Whillans (1976) [98] は内部層の一つの層が氷床流動の流線と考え、流動モデルの流線と比較してよい対応を得ている (第 6.1 図)。

6.1.1 内部層エコーの特徴

これまで内部層エコーの特徴として以下のことが挙げられている。

1. 次の 3 つの出現状況があり場所によって異なる

- 連続して観測される



第 6.1 図:
氷床流動モデルと内部層のトレース (Whillans, 1976) 実線がアイスレーダ
による内部層エコーのトレースで点線はその深さでの流動のモデルによる流線

- ところどころ層が消滅する
- 短いブロックで層の不連続がある

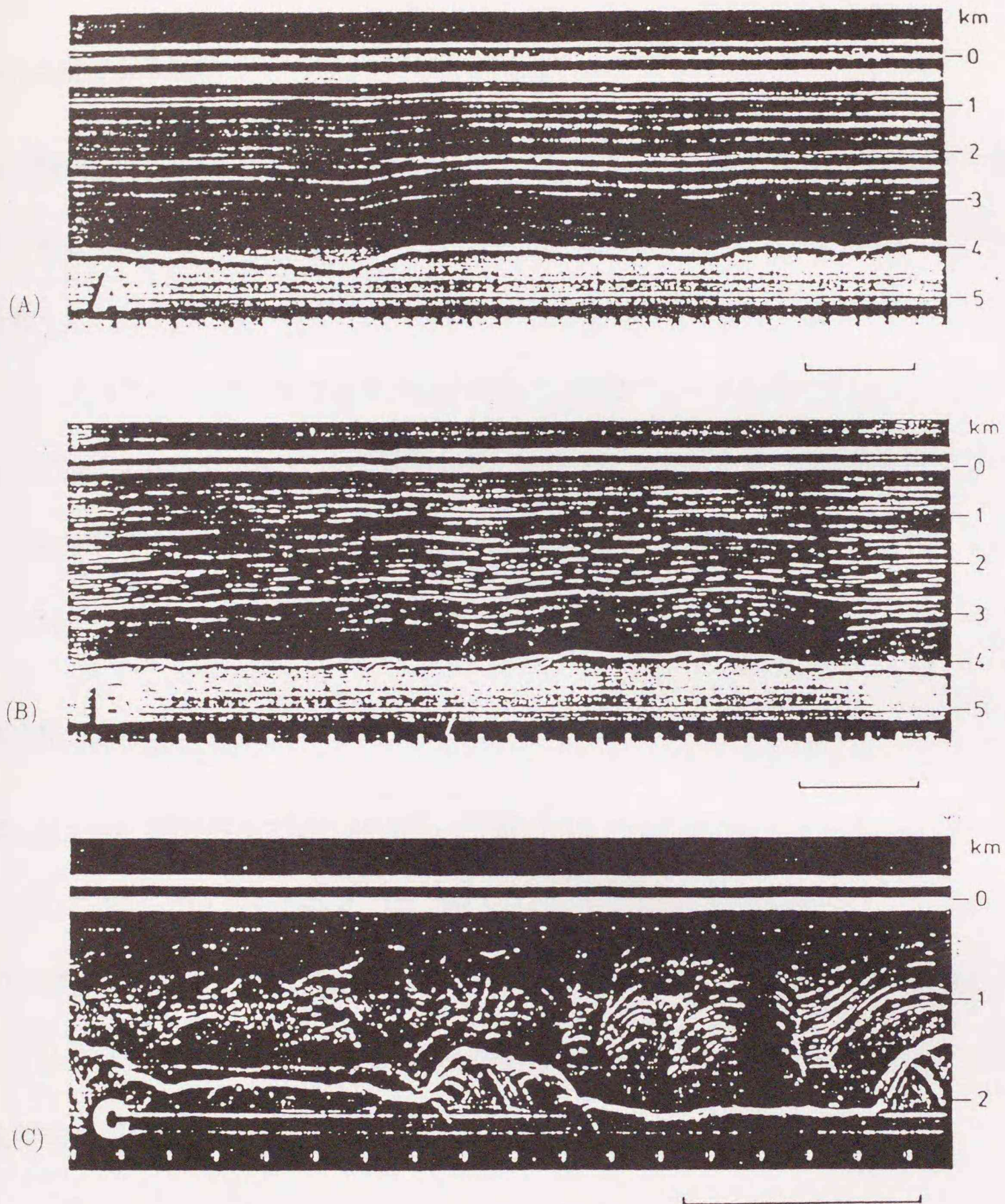
2. パルス幅による違いがある

- パルス幅を短くすると層が分離する
- パルス幅によって連続性がくずれる
- ピーク電力はパルス幅にしたがって変わる

3. 周波数またはアンテナパターンによる違いがある

(1) 出現状況

内部層が観測される場所では多くの場合が複数の層状構造を持つ。Harrison [37] は氷床下の基盤の違いによって内部層エコーの出現が異なることを指摘した。基盤が平らな場合にはエコーは連続して観測されるが、基盤の起伏が非常に大きい場合には、エコーには信号強度が一定のものと全体的にフェーディングを起こすものがある。しかし全体的にフェーディングを起こしたものはZ スコープのフィルタ処理により内部層が見えなくなっただけで、実際にはエコー強度が小さくなったわけではない可能性がある。これは内部層を明示するためにZ スコープに表示の際、フィルタ処理を施しているためである。Millar [49] はそのほかにも起伏の水平スケール毎に連続性が異なる内部層があることを指摘して第6.2図に示すようにそれらを3つに分類している。



第6.2図: 内部層エコーの出現特性 (Millar, 1981) (A) 連続的に観測される (B) 所々で全体の層が消滅する (C) 水平方向に不連続性

(2) パルス幅による違い

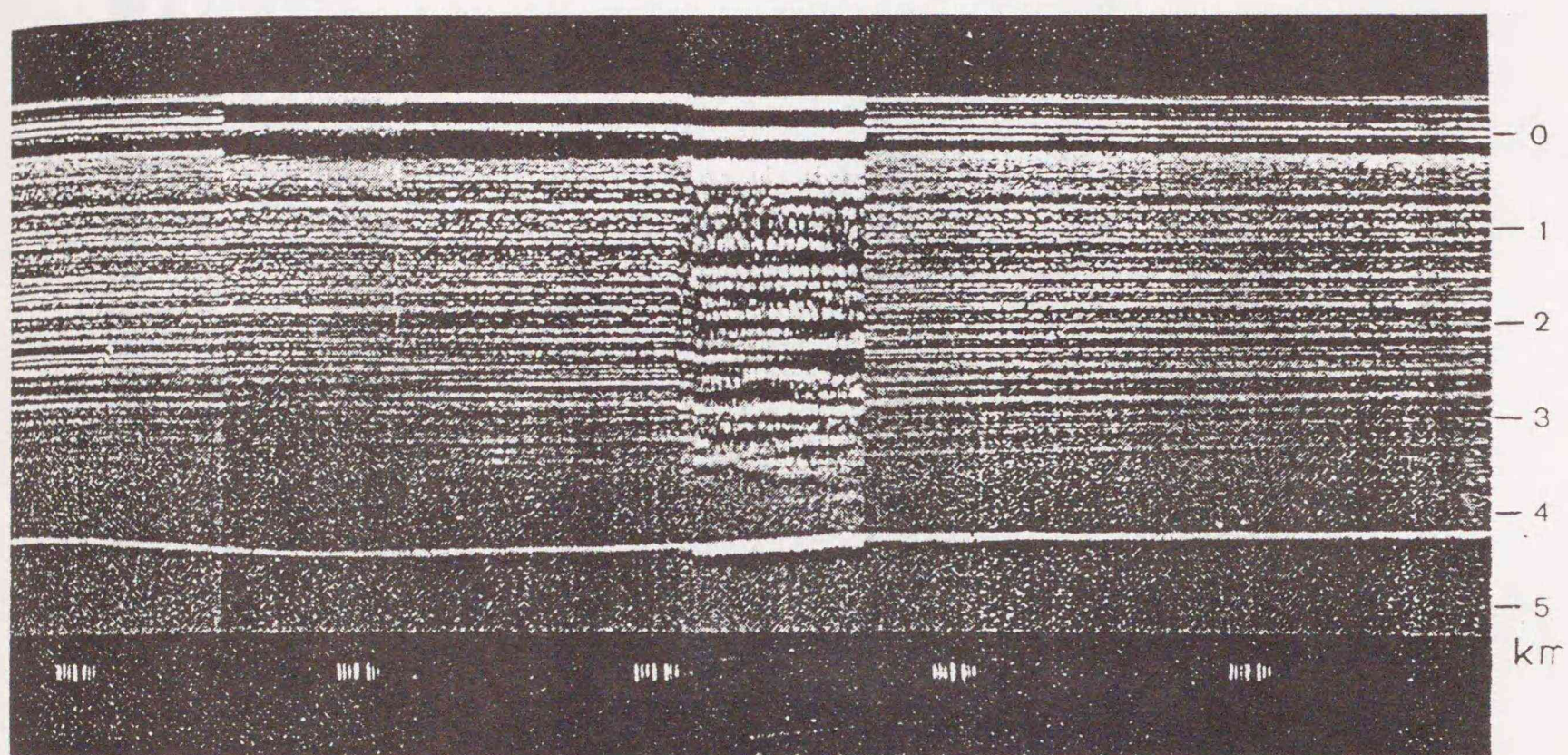
パルス幅を小さくすれば分解能が上がるので、当然それまで分離できなかったピークが分離する場合は起こり得る。問題は Z スコープで内部層を見たとき第 6.3 図のように、パルス幅を長くしたときにパルスのピークの位置がずれる場合があることである。しかしこれも Z スコープのフィルタ処理の効果の可能性があり、実際のピーク位置のずれは A スコープを用いて確認する必要がある。散乱強度の違いについても Harrison [37] が内部層エコーの反射係数を求めてその最大値が 250 ns と 1000 ns の 2 つのパルス幅のデータに対して約 6 dB の違いがあることを示した。

(3) 周波数による違い

Millar はさらに 同じパルス幅の 60 MHz と 300 MHz の同時観測のアイスレーダのデータを比較して (第 6.4 図)、その結果、(1) 300 MHz の内部エコーの方が明らかに浅い、(2) 上部の内部層が 300 MHz では消える、などの特徴を指摘している。この 2 つのシステムにおいてはアンテナパターンが異なるためその影響と区別することができないが、いずれにせよ興味深い結果である。

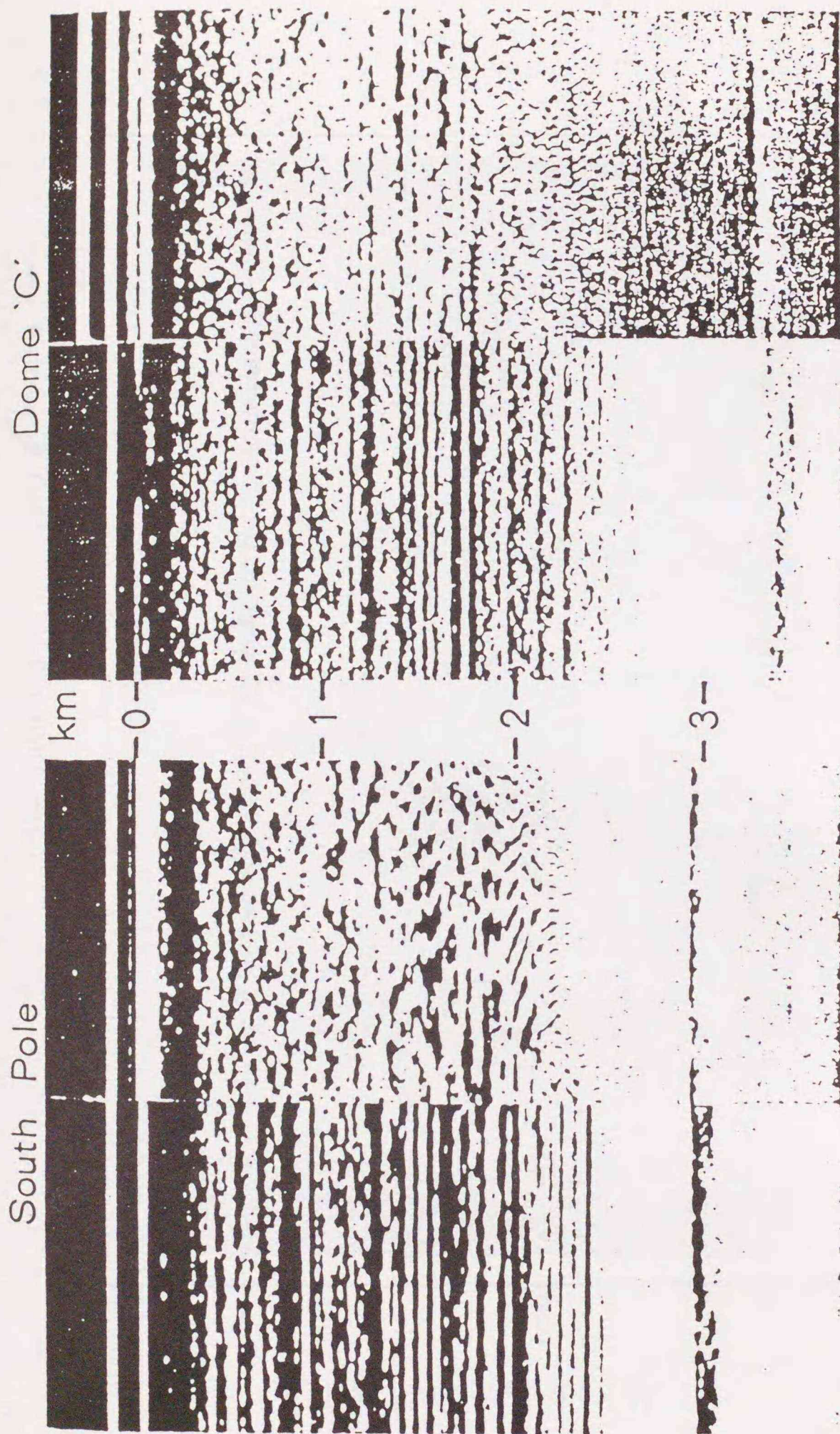
(4) 本研究により新たに見いだされた内部層エコーの特徴

第 6.5 図は本研究で得られた内部層エコーの例である。この場所は第 1.2 図の V-W で示されるところで、白瀬氷河の上流域にあたる。Harrison や Millar らによるパルス幅の違いによる特徴がこの図からも確認できる。しかし、これまで指摘されなかった新たな内部層



$\tau_i = 60 \text{ ns}$	$\tau_i = 250 \text{ ns}$	$\tau_i = 1 \mu\text{s}$
$\Delta f = 14 \text{ MHz}$	$\Delta f = 4 \text{ MHz}$	$\Delta f = 1 \text{ MHz}$

第 6.3 図: パルス幅の違いによるエコーのパターンの違い (Bogorodsky, 1985)



第 6.4 図: 周波数を変えた場合 (Millar, 1981)
(それぞれ左が 300MHz、右が 60MHz)



第6.5図: パルス幅の違いによるエコーのパターンの違い。白瀬水河上流における観測例

エコーの特徴が見いだされた。以下に列挙すると、

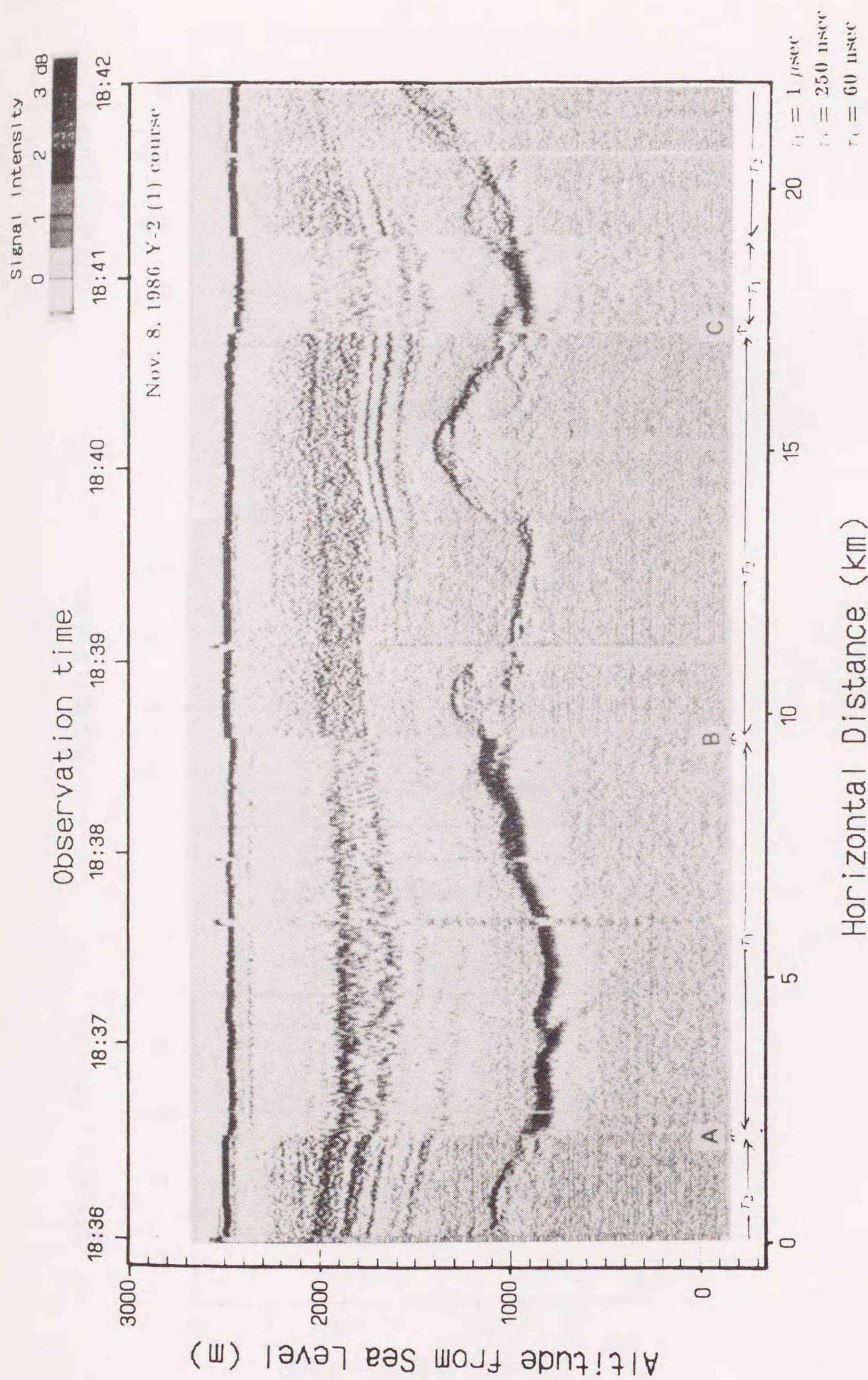
1. パルス幅による違い

長いパルス幅から短いパルス幅に切り換えたときに、2つに分離した場合のピークの電力はパルス幅の比にはほぼ等しい。また、ピーク位置のずれはほぼパルス幅の時間差である。

第6.7図は第6.6図に示されたZスコープでパルス幅を切り換えるA,B,C点の直前と直後におけるAスコープを示したものである。第6.7図のAには、250 nsでパルスが分離しているが、この電力の差は約6dBでパルス幅の比に等しい。また、Cはピークの対応性が不明であるが、AとBではそれぞれパルス幅によるピークのずれが約750 nsである。このずれ現象は第6.8図においても見いだされる。この図は、レーダ方程式を用いて散乱係数を色変調したZスコープでフィルタによるずれの効果はない。

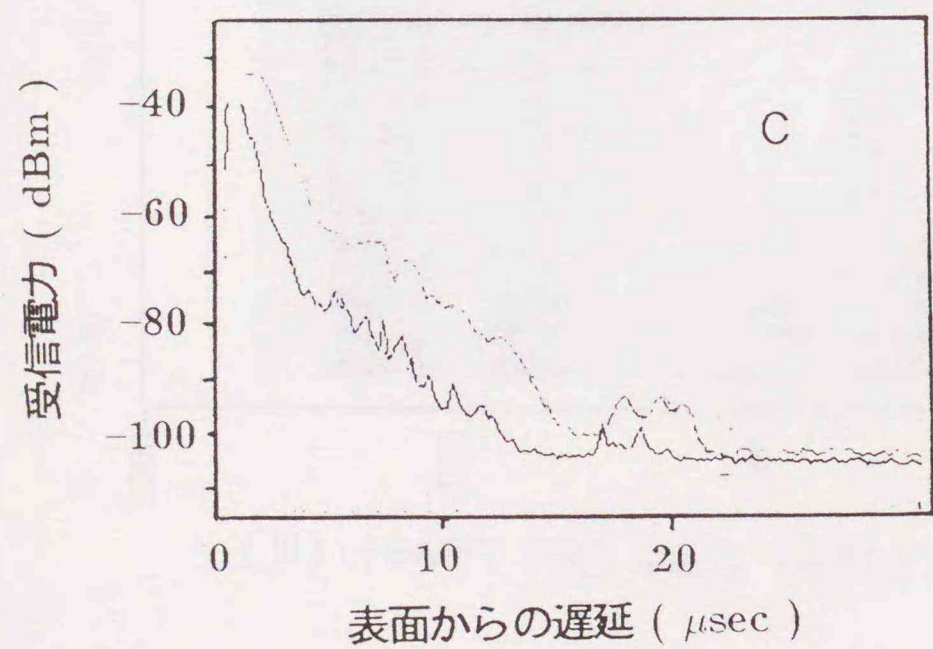
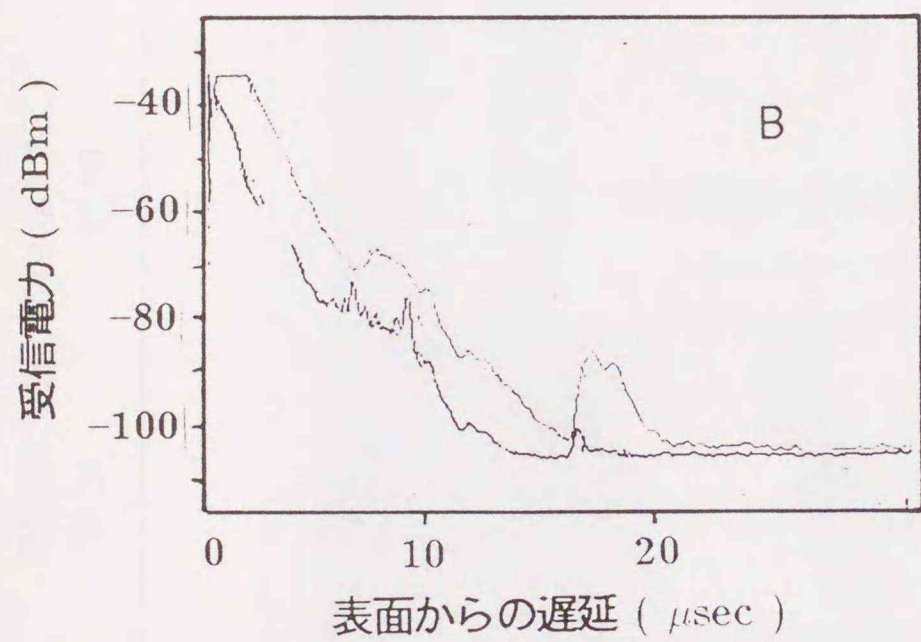
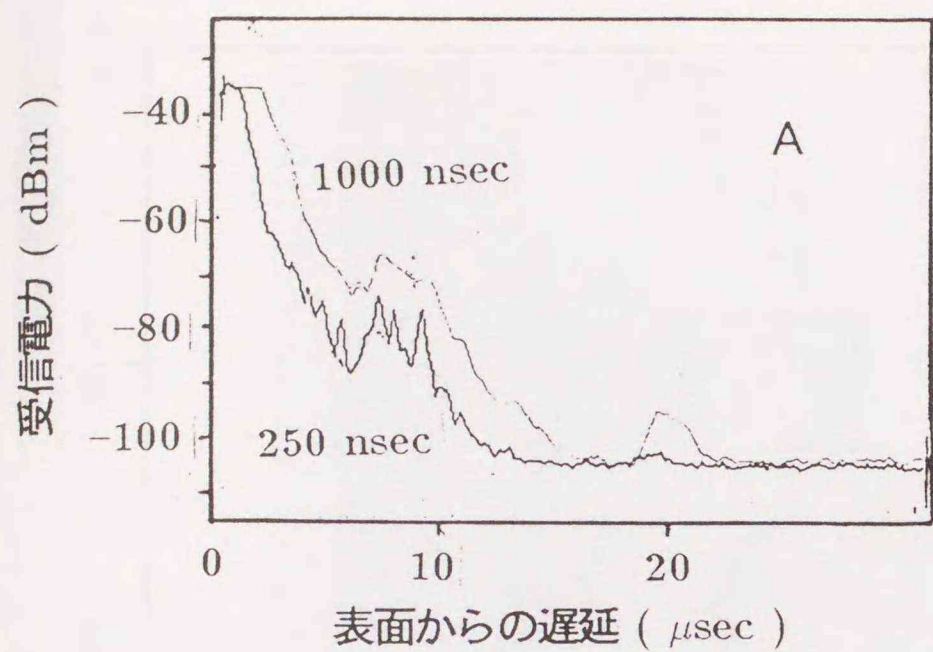
2. 基盤地形の変化によってエコーが弱くなる場合でも、バックグラウンドの散乱強度はあまり変化しない。ピークに相当するエコーはエコーのピークがなくなると散乱強度もバックグラウンド程度になる。

第6.9図は第6.8図と同様散乱係数のZスコープである。但し、この図では減衰係数の推定による系統的な誤差を避けるために、減衰係数をそれぞれ求めず、この図の中では一定の減衰係数2.15 dB/100mを用いた。底面の地形的な変化、ここでは下部地形の盛り上がりによってエコーが消える例の散乱強度を調べたものである。同じデータの通常の微分フィルタによるZスコープは第2.10図に示した。

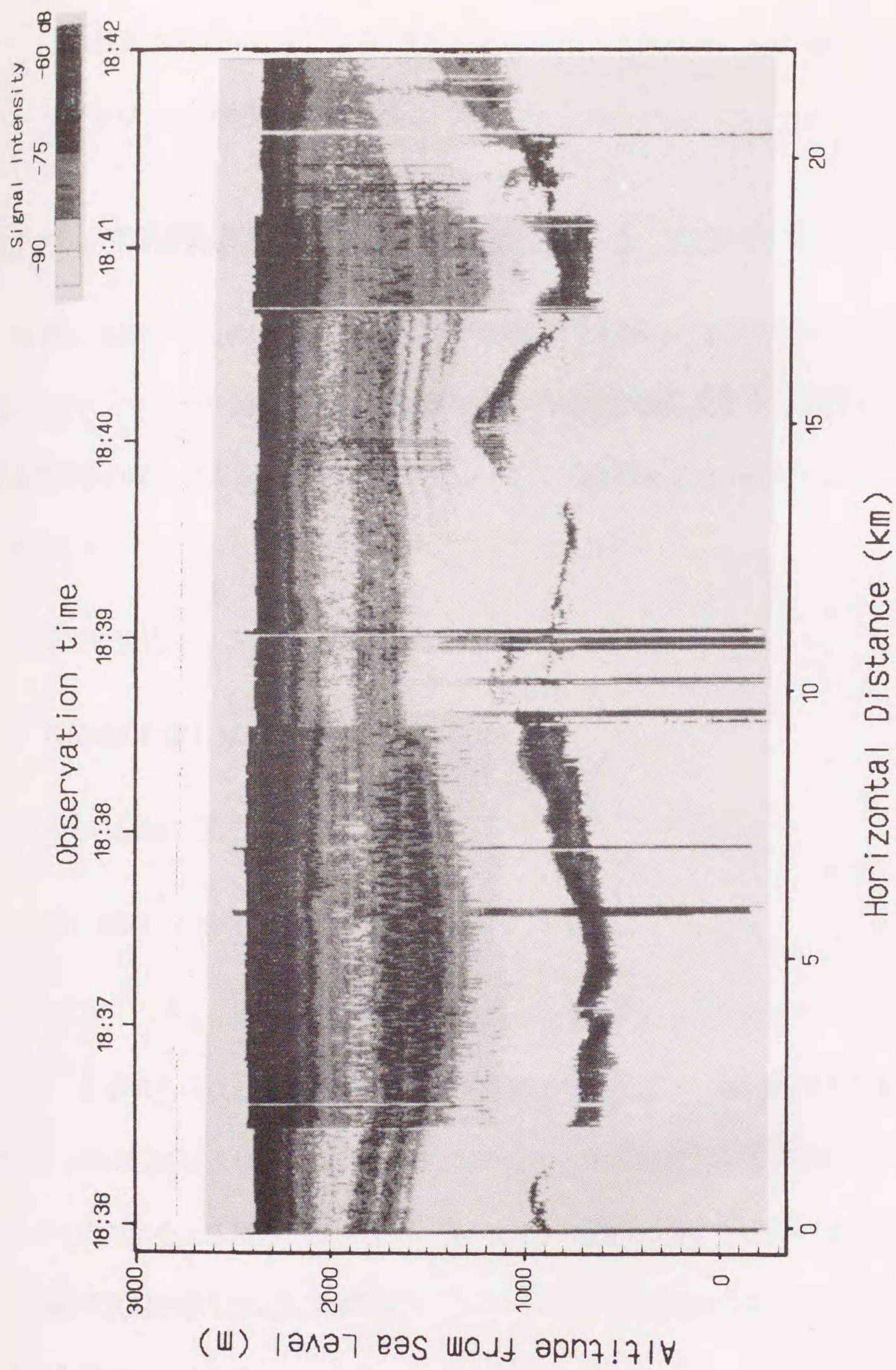


第 6.6 図: ノパルス幅を変えた場所での A スコープの比較 (a) 比較した内部層の Z スコープ

プ、場所はやまと山脈南部 (第 1.2 図の C-D) 続く 2 図も同じ



第 6.7 図: パルス幅を変えた場所での A スコープの比較 (b): ピークの差は約 6 dB



第 6.8 図: 散乱係数でみた内部層 (i) パルス幅による違い: ピーク位置のずれは微分フィルタの効果ではない

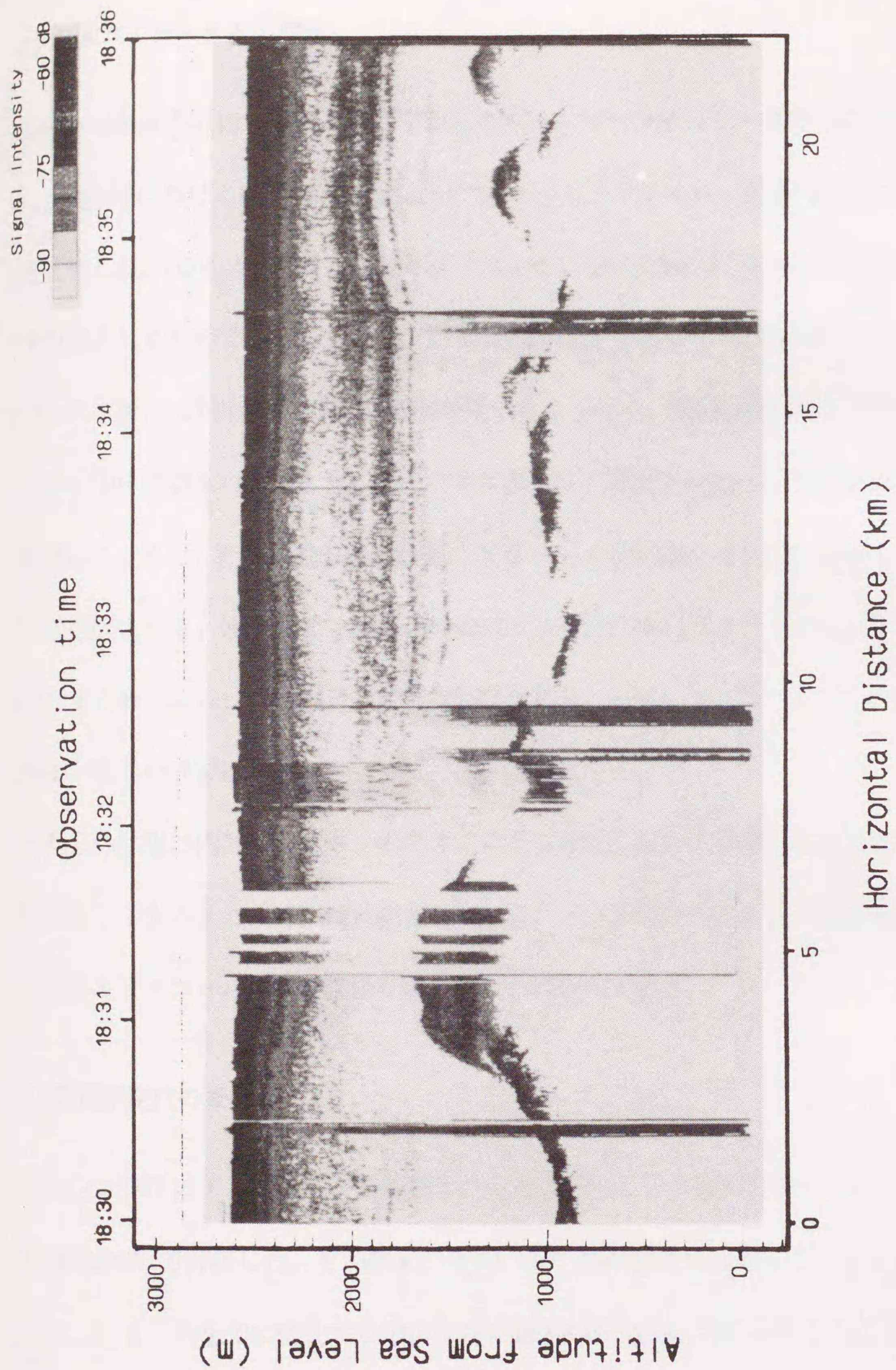
この事実は Harrison らによる”フェーディング”とは異なる。Harrison の結果はバックグラウンドの強度も弱くなる。

6.1.2 内部層構造と層状エコーの対応に関するこれまでの研究

内部層が観測されるのは氷床の中に原因があることは明らかであるが、そのピークがいったい何を代表するかが問題である。氷床の内部から電波が散乱してくる原因は主に氷床の氷の誘電率の変化によると考えられるが、さらにその原因としてこれまで次のことがあげられている。

1. 密度の変化
2. 堆積時の塵または火山灰
3. 氷の結晶軸の異方性
4. 氷に含まれる気泡の異方性

などである。このうち最も顕著に誘電率を変化させる要因として火山灰層のような散乱帯があることが考えられる。これまで、誘電率を直接計測することの困難さから氷床コアの誘電率との比較はなされていないが、コアの化学的な分析結果とアイスレーダによる内部エコーとの対応をとる試みがなされている。また、誘電率の深さ方向の一次元的なモデルから電波の反射係数を推定し実際のレーダエコーの強度と比較して誘電率の変化の度合を推定した研究もある。



第 6.9 図: 散乱係数でみた内部層 (ii) 地形によって変化する内部層、場所は第 2.10 図

と同じ第 1.2 図の A-B

(1) 氷床コアデータとの対比

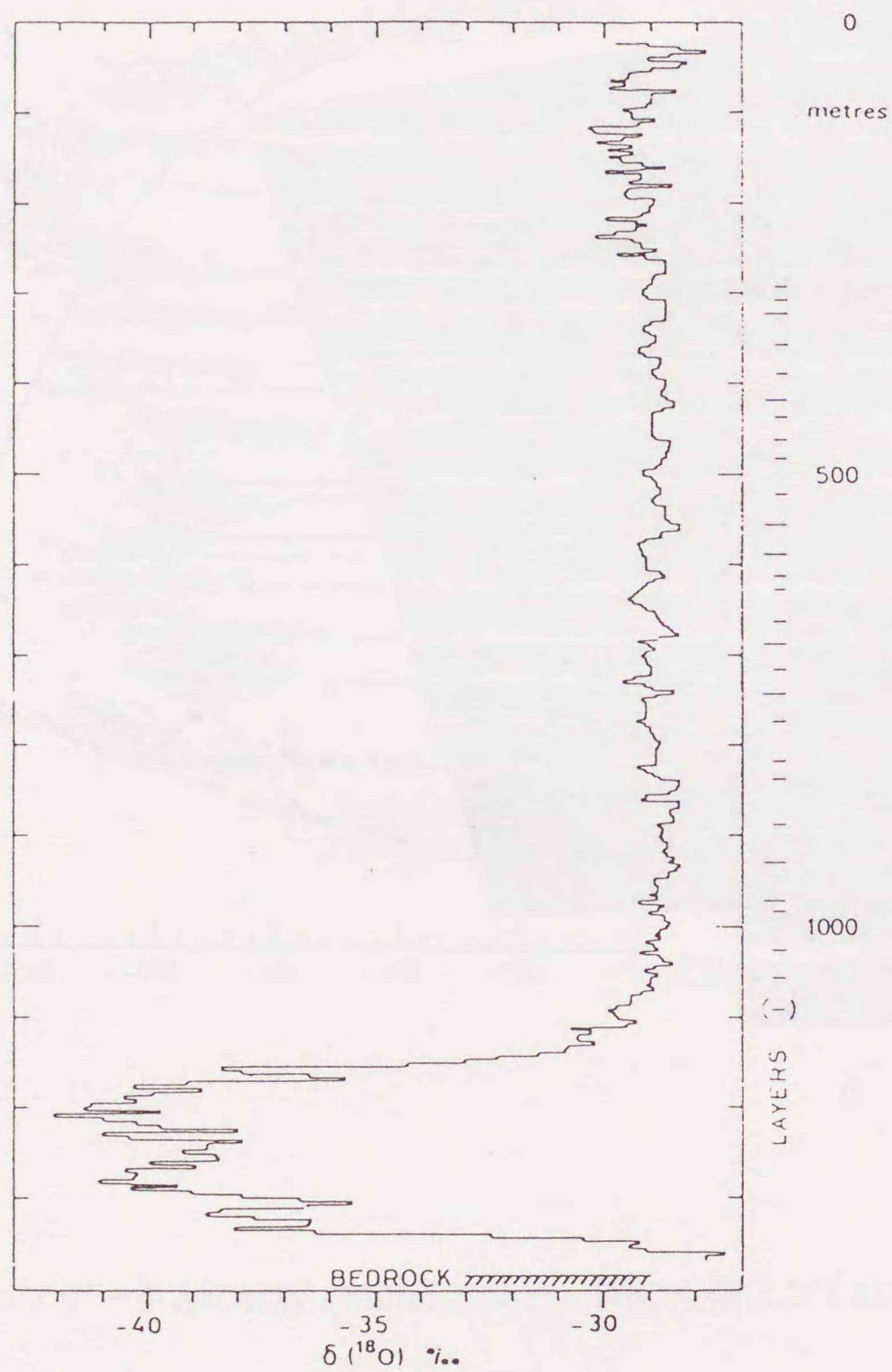
Gudmandsen [35] はグリーンランド氷床のキャンプセンチュリー基地でのコアデータから、最終氷期における酸素の同位体比 δO^{18} のピークとアイスレーダの内部エコーのピークとを比較した。 δO^{18} と誘電率は直接関係しないが、気候変動を仲介として密度の細かい変化が反映されるためである。しかし、第 6.10 図にはアイスレーダの内部層ピークの内強いエコーの位置には対応する δO^{18} の増加が見られたものの、明白な相関は得られていない。

Millar [49] は第 6.11 図のように氷床中の水素イオン濃度 (acidity) が内部層エコーと対応があることを示した。過去の火山活動による SO_4 の成層圏への放出は水素イオン濃度の増加の原因となる。水素イオン濃度の増加は氷床の誘電率のロスタンジェント $\tan \delta$ を変化させるため、エコーの原因としても可能性がある。しかし、これもすべての内部エコーと対応があるわけではない。

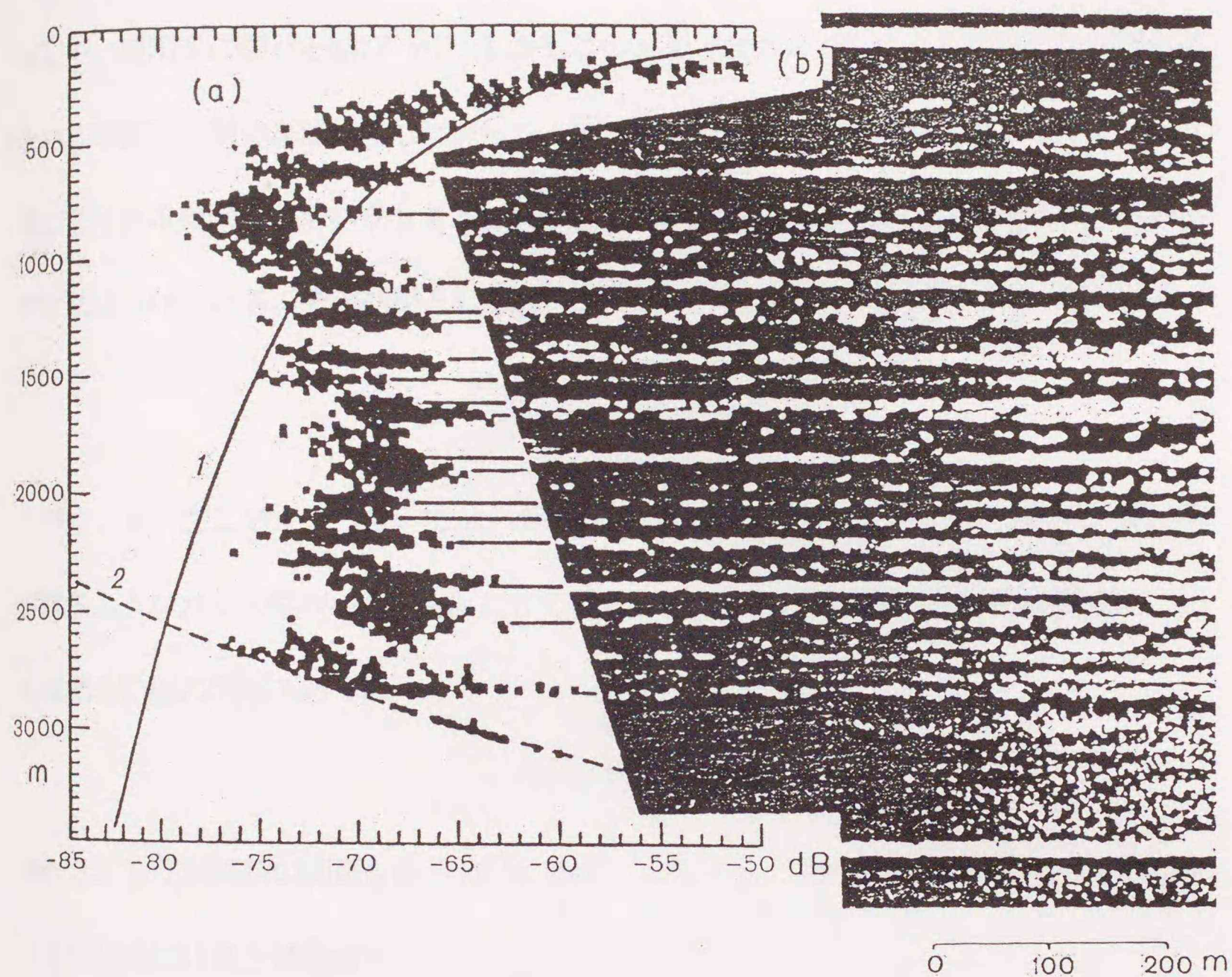
これらの結果は内部層のピークの深さでの氷の物性的な変化を探したものであるが、電波が反射して来るメカニズムは考慮されていない。内部層からのエコーを誘電率の変化としてとらえてエコーの強度を評価しようとしたのが次である。

(2) 誘電率変化のモデル

Harrison [37] はアイスレーダで観測される内部層のピークの電力を (4.5) 式で求められる反射係数 R_0 で評価した。その結果、 R_0 がパルス幅の長さに比例して大きくなることを示した。いま、誘電率の変化する単純な薄い層での平面波の反射を考えると Kirchhoff の



第 6.10 図: 氷床コアデータとの比較 (Gudmandsen, 1975): 図の右側の短い棒はエコーが観測された深さを示す



第 6.11 図: 氷床コアデータとの比較 (Millar, 1981) : 図の左側はコアの水素イオン濃度から求めた推定散乱係数で右側は、その場所での Z スコープ

方法を用いて、

$$R_0 = \frac{\pi d}{\lambda} \Delta \rho = \frac{\pi d}{\lambda} \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right) \quad (6.1)$$

として、誘電率の変化と結びつく。しかしこのままではパルス幅により反射係数が異なるという事実を説明できない。したがって、Harrison は内部での散乱を評価する際にパルス幅に含まれる幾層もの薄いランダムな反射層 (random multiple layers) を考えて、反射係数と結びつけている。その結果として、

$$R = \frac{\pi^3 p_m l}{\sqrt{8} \lambda} \left\langle \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right\rangle \exp(-k^2/l^2) \quad (6.2)$$

を得ている。ここで $k = \lambda/1\pi$ で p_m はパルス幅である。さらにパルスの形状は次式に示されるようなガウス型のパルスを仮定している。また、 l は誘電率の変化の相関距離で、いわば細かい層の間隔である。

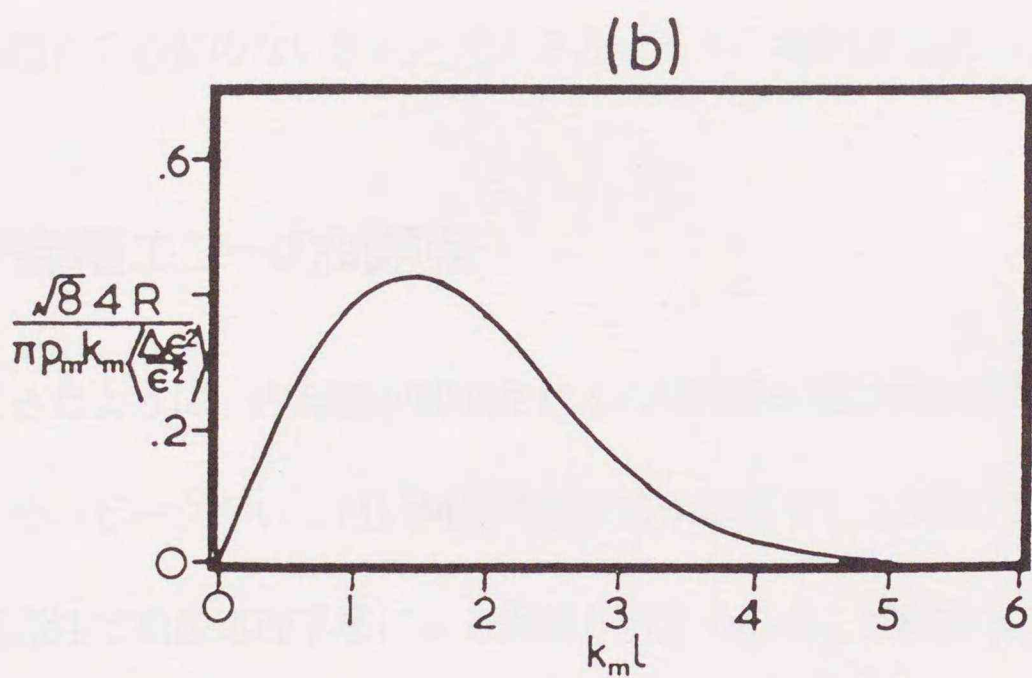
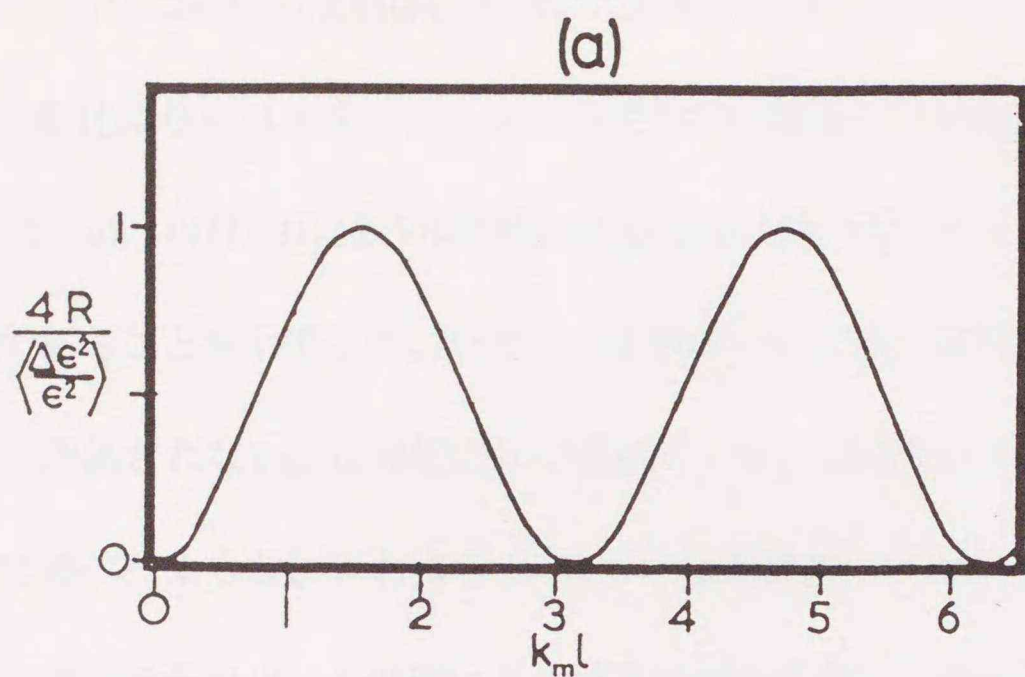
$$p_t = P_t \exp \left[- \left(\frac{t}{p_m} \right)^2 \right] \quad (6.3)$$

層の厚さと反射係数の関係を第 6.12 図に示す。このうち、層の厚さが $kl = 1/\sqrt{2}$ を満たすとき反射係数は最大値を取り

$$R_{max} = \frac{\pi^2 p_m e^{-1}}{8 \lambda} \left\langle \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2 \right\rangle \quad (6.4)$$

という式を提案している。

さらに、この誘電率変化の原因として氷の中の密度を考え Robin et al., 1969 [71] の密度分布を用いて、反射係数を評価しているが、実際の反射係数と照らし合わせるとおよそ 20 dB 小さな値となる。Harrison は薄い散乱層の中に約 10 % の石の粒子を入れた場合について誘電率を評価して 1 cm の厚さの層で実際の反射係数に相当するとしている。また、



第 6.12 図: 層の厚さ l に対する反射係数 R の変化 (a) 単一層 (b) 多数のランダムな層

(Harrison, 1973)

Paren and Robin [64] は同様の反射係数を用いた解析を行ない、1500 m より深い散乱層の原因は誘電率の変化よりもロスタンジェントの変化だと結論している。

これに対し Clough (1977)[21] はパルス幅による変化は粗い面をもった単一層による散乱でも説明可能であることを示唆した。つまり、反射面での散乱が鏡面的でない場合には反射係数が正しく評価されない。この場合には評価される反射係数は見かけの値であって、鏡面散乱として述べたような、いわゆる Fresnel の反射係数との比較は誘電率の評価には不十分である。アンテナのビームの形による効果は中心方向からの利得のみが式に現われるが、実際はアンテナのビームの中心方向からの散乱だけではなく、広がった部分からの散乱も加算されているからである。したがって、実際の氷床内の層状の散乱が、ビームの広がりを考慮する必要のない散乱と言えるかどうか、検討する必要がある。

6.1.3 内部層エコーの問題点

以上見てきたように、内部層が観測されるのは氷床の氷の中に原因があることは明らかであるが、そのピークがいったい何を代表するかは必ずしも明確ではない。

一つの可能性は画像処理手法による虚像が考えられる。内部反射層のピークはバックグラウンドの信号強度に対し小さく、一般に氷床内部層を明確にするためにフィルタリング等の画像処理を行なっているため、実像でないものも含まれることも予想される。しかし、これはレーダ方程式を用いた散乱強度による Z スコープの処理によって除去することが可能であり、それによっても、これまで述べた特徴は保存される(第 6.9 図)。また、A スコープ像から容易にわかるように、はっきりしたピークが無い場合でも氷床中からの散乱が観

測されている。この散乱とピークを伴う内部層散乱とは果して別のメカニズムで起きた現象であろうか。

ピークのはっきりした内部反射層が単一の粗い面によって、パルス幅の変化による違いを説明できるとすると、ある深さ z の内部層面において σ° の表面散乱係数があるときこれはまた z の関数でもある。いま、広いビーム幅のアンテナを考える。こうした離散的な薄い反射層がアイスレーダの同一レンジゲート内に複数存在するとする。この場合にはこのレンジゲートないの体積に含まれる散乱をすべて加えたものになるから、

$$\iiint_V \sigma^\circ(\theta, z) dv \quad (6.5)$$

これは近似的に体積散乱 $\sigma_v(\theta, z)$ と置き換えることができる。体積散乱的な取扱は鏡面散乱を含んだ拡張とすることができる。

内部層の散乱が鏡面反射をする薄いランダムなたくさんの層によってもたらされるならば、Harrison [37] の用いた“反射係数”は有効である。しかし、また散乱が鏡面的でない、言い替えればディフューズな散乱の場合にもビーム幅が非常に小さい場合にはレーダ方程式(4.14)式にある体積散乱係数をもちいて

$$R_0 = \frac{h\Gamma^2\sigma_v\theta_0^2}{2^4 \ln 2n} \quad (6.6)$$

と対応させることができる。このとき、体積散乱係数はパルス幅を含まない形で誘電率の変化と結びつける事ができる。

したがって、 σ_v が一定である場合にはアンテナのビームパターンがシャープであれば、パルス幅に応じて反射係数は増加することを説明できる。この場合には Harrison の反射係数

は第6.6式を用いたビーム幅の補正をする事によって有効ではある。しかし、ビーム幅の広いアンテナを用いた場合には大きな入射角からの散乱波の寄与を無視するため正しくない。

Harrison らの取扱もまた体積散乱係数の特殊な例と考えることができる。いま体積散乱係数の入射角 θ と深さ z の依存性が分離できるとすると

$$\sigma_v = \sigma(z)g(\theta) \quad (6.7)$$

このときに

$$g(\theta) \simeq g(0) \quad (6.8)$$

とすると一次元の散乱モデルとなる。

では、氷床内部の散乱はいったい、 θ によるものか、あるいは z のみに依存するのか、次に散乱モデルを立てて考察する。

6.2 内部層の散乱モデル

内部層のデータを定量的に扱うためには内部層の散乱の形態がいまいどのようなものかを知る必要がある。前節では内部層エコーのパターンのパルス幅による特徴を説明するために内部層エコーがパルスに依存したある散乱領域として2つの考え方があることを示した[37][21]。つまり、違う性質の物質の境界面の面的な領域を考えると、散乱物質中におけるパルス中のランダムな多数の鏡面散乱層による場合である。この2つのちがいは散乱領域を3次元的な広がりの中で考えるべきか1次元で十分かの問題である。

これらのモデルを検証する条件としては、ひとつには先に挙げたパルス幅によるピーク

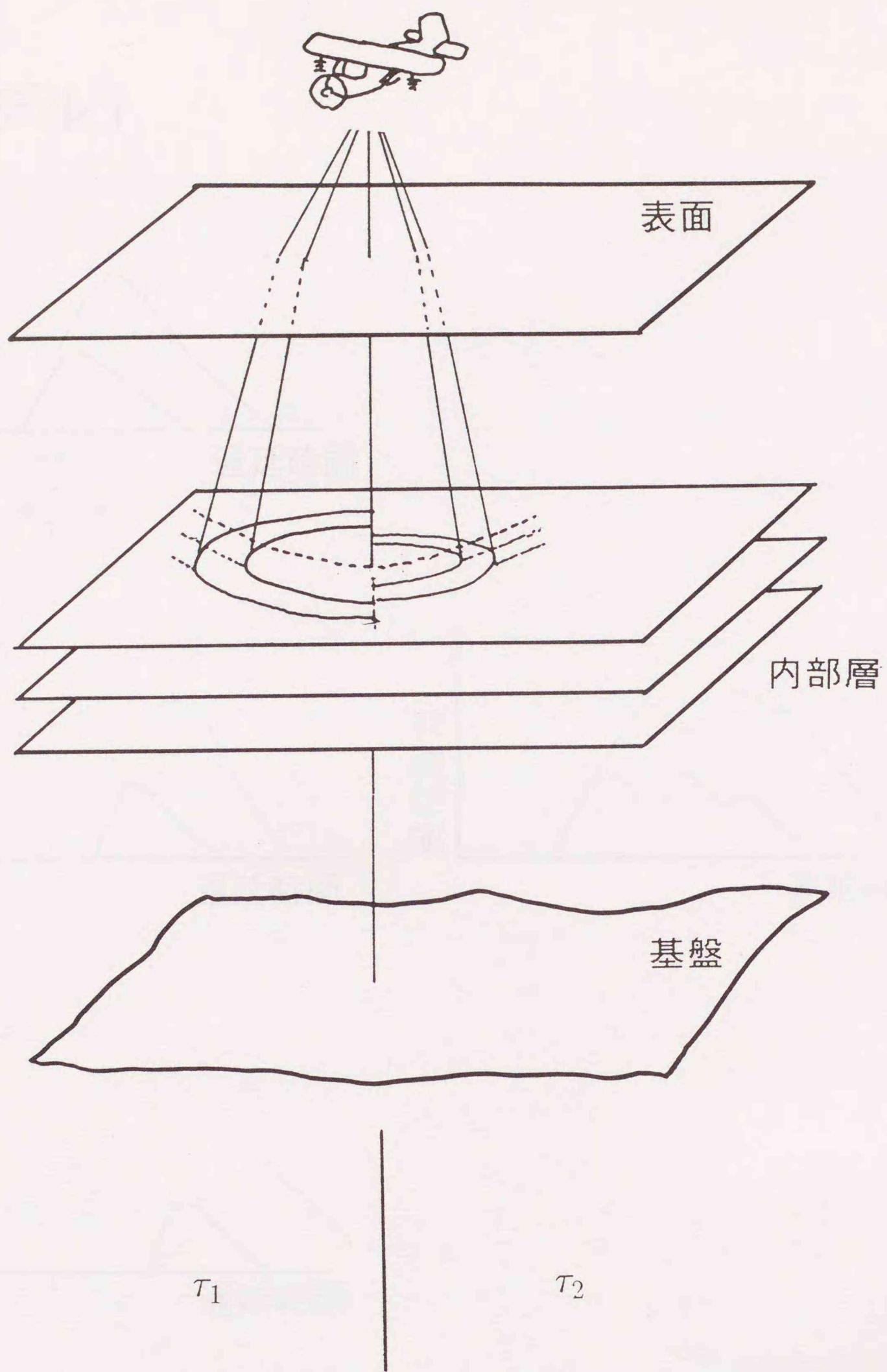
電力の評価の説明である。さらに、この問題を解く鍵はパルス幅の違いによる特徴、特にその波形にある。これまでの研究ではパルス幅による特徴はZ スコープによるエコーピークの位置とピーク電力の評価だけであった。ここでは、現実の内部層のピークの波形を説明するために (1) ディフューズな散乱をする散乱面のパルス制限フットプリントの大きさの変化によってピークが生じるとする場合と (2) 鏡面散乱をする細かい層による反射帯によってピークが生じる場合の2通りの形態に基づくモデルを立て、それぞれについて主にパルス幅の違いによる受信波形の特徴を調べて検討する。

6.2.1 ディフューズ散乱モデル (モデル1)

表面散乱は例えば海面からの散乱波のように、層の厚みを仮定する事なく境界面の起伏形状が散乱断面積に寄与する。この場合散乱の性質が大きい入射角に対しても散乱断面積が大きいディフューズな散乱の場合には、一つの反射層からの受信波形はパルス幅制限方式のマイクロ波高度計による海面波高計測の議論 (Walsh et al., 1978 [95]) に似た取扱となる。つまりパルス幅で制限されたフットプリントの大きさの変化によりエコー波形が決まる。

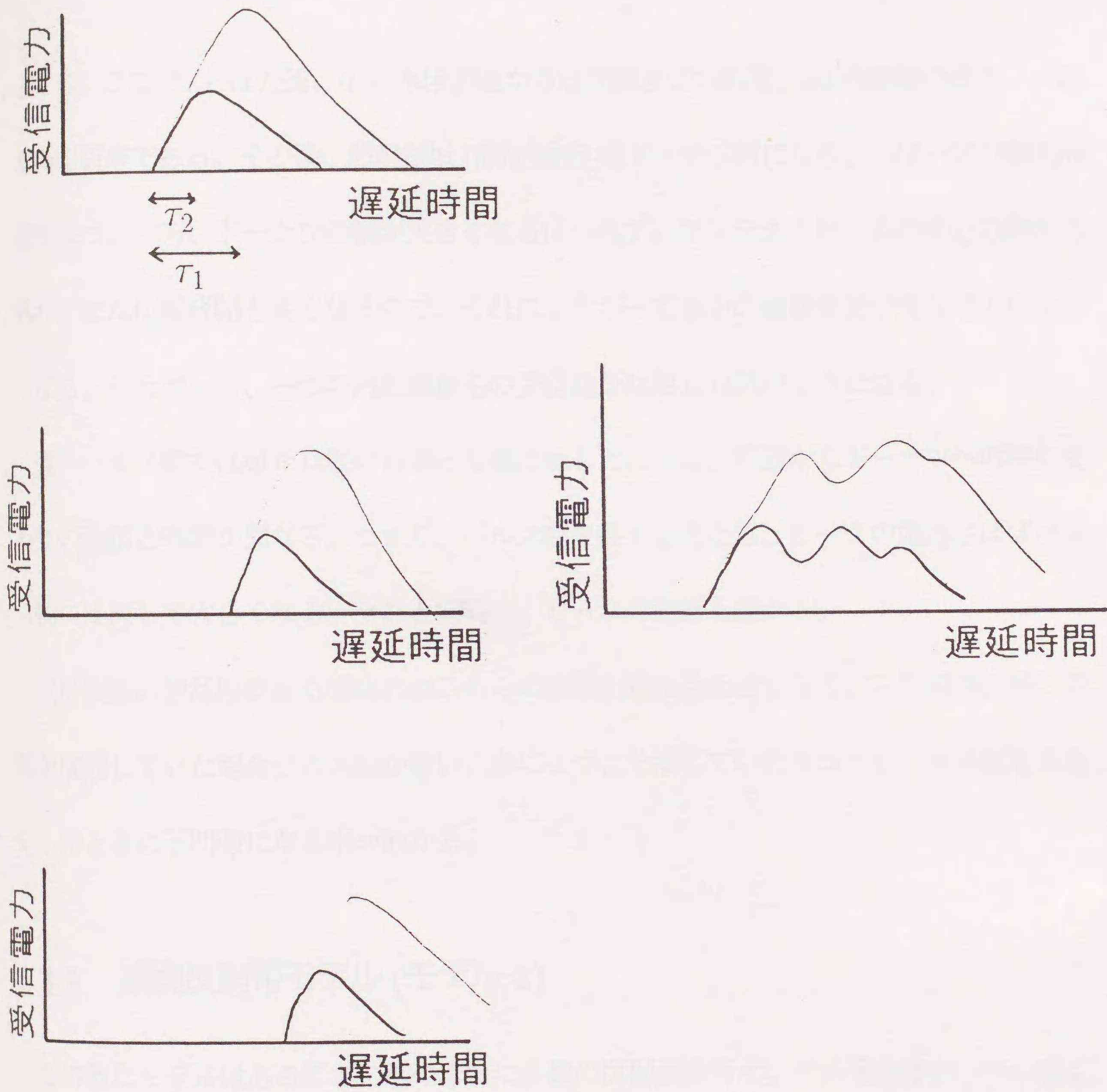
ここで第6.13図に示されるようなパルス幅で制限されるフットプリントによるディフューズ散乱を仮定した内部層散乱モデルを考える。

第6.14図はパルス幅に比べ層に起伏が小さい場合の反射エコーの受信電力の時間変化を示している。パルスの先端が問題の内部層の表面を打った時刻 ($t = 0$) の後、パルスの後端が同じ面を打つまでの間 ($t = \tau$: τ はパルス幅)、この面上のエコーが同時に受信される



第 6.13 図: 内部層散乱モデル 1 の概念図

モデル 1



第 6.14 図: モデル 1 の場合の受信信号強度. 3 つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成

照射領域 (散乱領域) は直線状に増加する。それに従い受信電力も単調に増加する。 $t = \tau$

のときの散乱領域の面積 S_0 は

$$S_0 = \pi c \tau \left(H + \frac{z}{n} \right)$$

となる。ここで、 c は光速、 H は氷床表面から航空機までの高度、 z は内部層の深さ、 n は氷の屈折率である。その後、照射領域 (散乱領域) はドーナツ状になり、ほぼ一定の散乱面積を保つ。一方、ドーナツの輪が大きくなるにつれて、アンテナのビームの中心方向から外れ、また伝搬経路も長くなるので、それにしただって氷中の減衰を受け受信電力は小さくなる。したがって、一つの内部層からの受信波形は第 6.14 図のようになる。

違うパルス幅では第 6.13 図の右側と左側に示したように、円盤からドーナツへの移り変わりの面積と時間が異なる。つまり、パルス幅を長くしたとき、ピークの電力はほぼパルス幅に比例して大きくなる。それと同時に、ピークの位置も変わる。

次に複数の散乱層がある場合にはこれらの波形の重ね合わせとなる。この場合、層の間隔が接近していた場合パルス幅が短いときに 2 つに分離していたエコーがパルス幅を大きくしたときに不明瞭になる事がわかる。

6.2.2 鏡面反射帯モデル (モデル 2)

この散乱モデルはある厚さの層の中に多数の反射面を考え、その集合体の一つの層をなすと仮定する。ここで述べる層の厚さは Harrison の理論にある層の間隔 l とは異なる。電力を最大にする l の値は例えば 179 MHz のばあい $l = \lambda / 2\sqrt{2}\pi = 18\text{cm}$ だからパルスの氷の中での長さ (259 nsec の場合で 24.5 m) にくらべて非常に小さい。一方、Z スコー

プのデータを見ると内部からのエコーの間隔はほぼパルス幅のオーダーである。したがって、ここではメカニズムは Harrison の考え方をよりマクロな層があると仮定して、モデルを考える。つまり、観測されるエコーのピークに対応するような間隔で散乱エポック層が存在する場合を仮定したモデルを考えている。

モデル 1 においても散乱層の間隔がパルス幅に比べて非常に狭い場合はこうしたクラスタした層とみなしすることができるが、モデル 1 との違いを明白にするために、モデル 1 が散乱領域でのディフューズな散乱を仮定するのに対し、モデル 2 は逆に鏡面散乱的な散乱を仮定する。

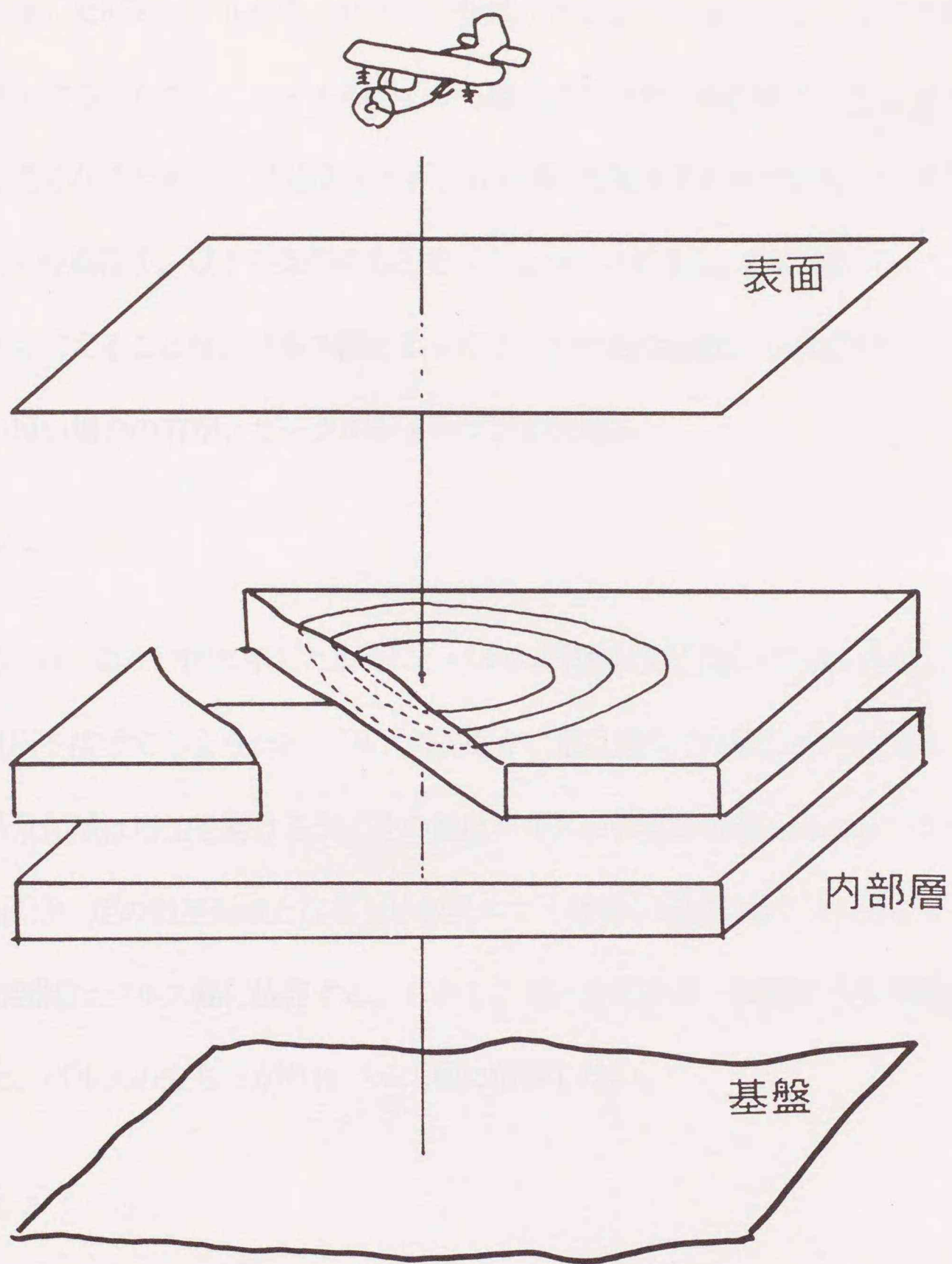
したがって、モデル 2 ではパルス幅内の反射層の厚さの変化がエコーの波形を決定する。パルス幅による違いを検討したとき、ここで考えている層の厚さとパルス幅の関係によって次の場合に分けて考える必要がある。

1. CASE1: パルス幅に比べて散乱層の厚みが厚い場合 ($c\tau_1/2 < c\tau_2/2 < d$)
2. CASE2: パルス幅に比べて散乱層の厚みが薄い場合 ($d < c\tau_1/2 < c\tau_2/2$)
3. CASE3: 散乱層の厚みが2つのパルス幅の間にある場合 ($c\tau_1/2 < d < c\tau_2/2$)

ここで、 τ_1, τ_2 はパルス幅で、 $\tau_1 < \tau_2$ とする。また、 d は考えている層の厚さで、 c は光速とする。

(1) CASE 1

第 6.15 図に示すように パルス幅に比べて散乱層の厚みが厚い場合にはまずパルスの先頭



第 6.15 図: 内部層散乱モデル 2 (層の厚さがパルス幅より厚い場合) の概念図

が散乱層に達した時刻 $t = 0$ から、パルスの後端が散乱層の上端に達するまでは散乱領域は単調に増加する。ただし、ビームの中心から離れるにつれ、利得が小さくなる、またアンテナから遠くなるため、信号強度は必ずしも単調に増加するわけではない。さらに、パルスがこれらの過程を、以下の条件のもとでシミュレートすると、第 6.16 図のようになる。この結果から言えることは、パルス幅によってピークの受信強度はほぼ比例する。しかし、パルス幅の短い場合の方が、ピークのシャープさが欠ける。

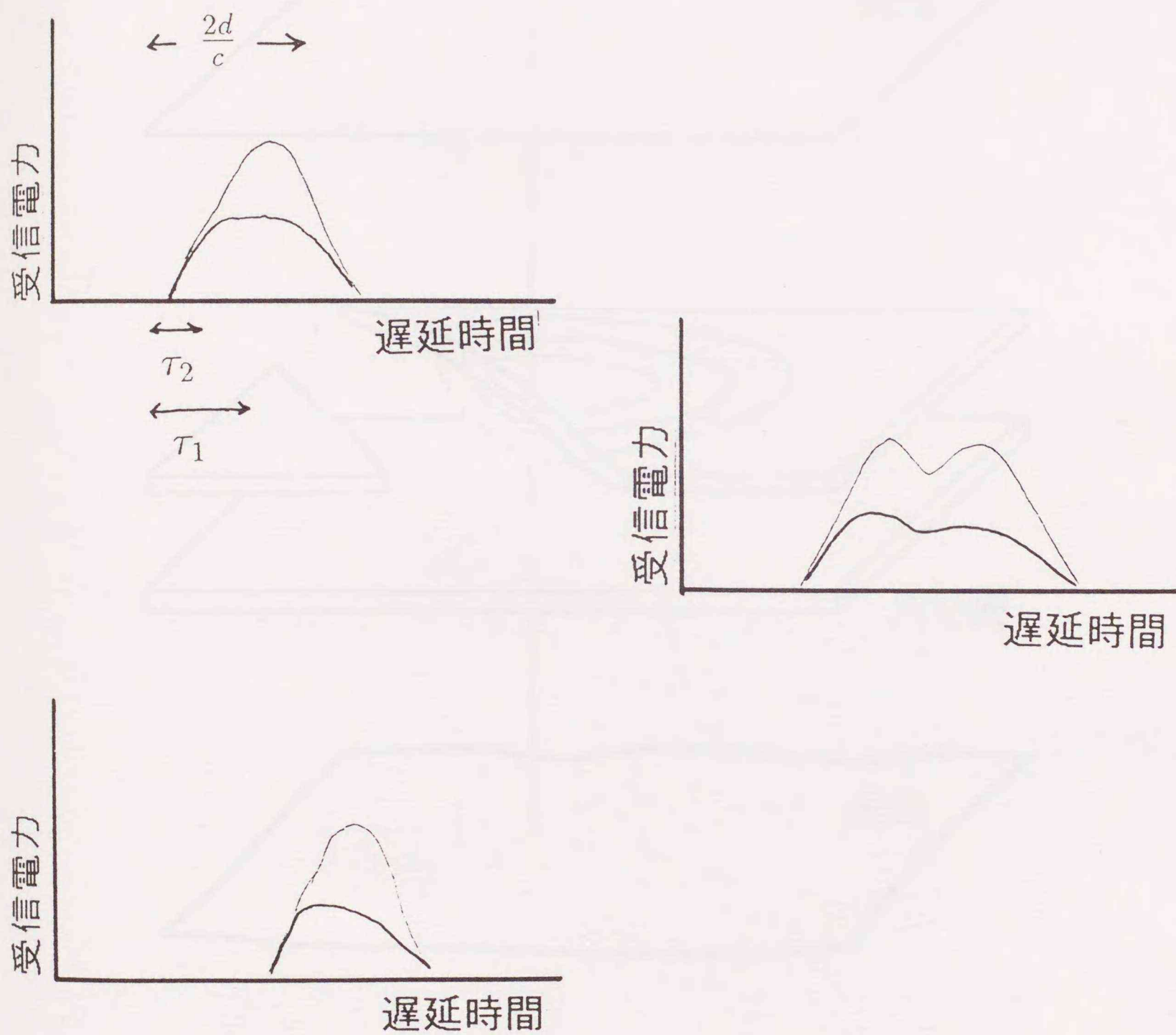
(2) CASE 2

この場合には、第 6.17 図に示したように、パルスの後端が散乱層の上端に達するより前に先端が散乱層を抜けてしまうためパルスの先頭が、散乱層の下縁に達する時刻 $t = 2d/c$ までは、散乱領域は増加を続けるが、その後はパルスの後端が散乱層の上端に達するまで ($t = \tau_2$) はほぼ一定の散乱領域となるため散乱エコーは第 6.18 図のようになる。ここから、エコーの時間幅はパルス幅に依存する。しかし、ピークのエコー強度はパルス幅に依存しない。また、パルスの立ち上がりはパルス幅に依存しない。

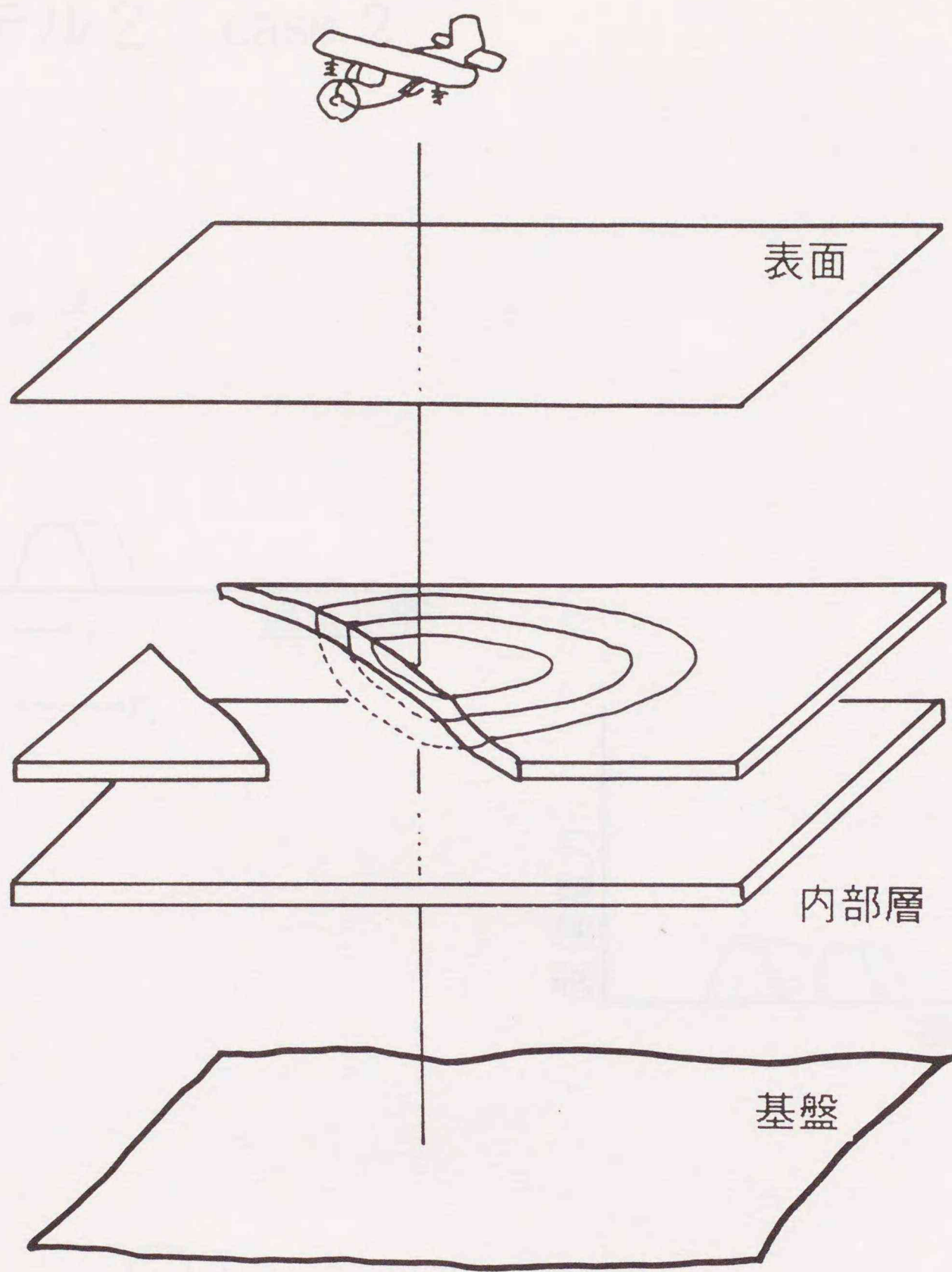
(3) CASE 3

この場合は CASE 1 と CASE 2 の中間的な場合で、結果的には第 6.19 図に示すようになる。図より、短いパルス幅の場合には立ち上がりの時間間隔はほぼパルス幅に等しいが長い場合はパルス幅よりも短くなる。エコー強度はパルス幅の比にはならない。

モデル2 : case 1

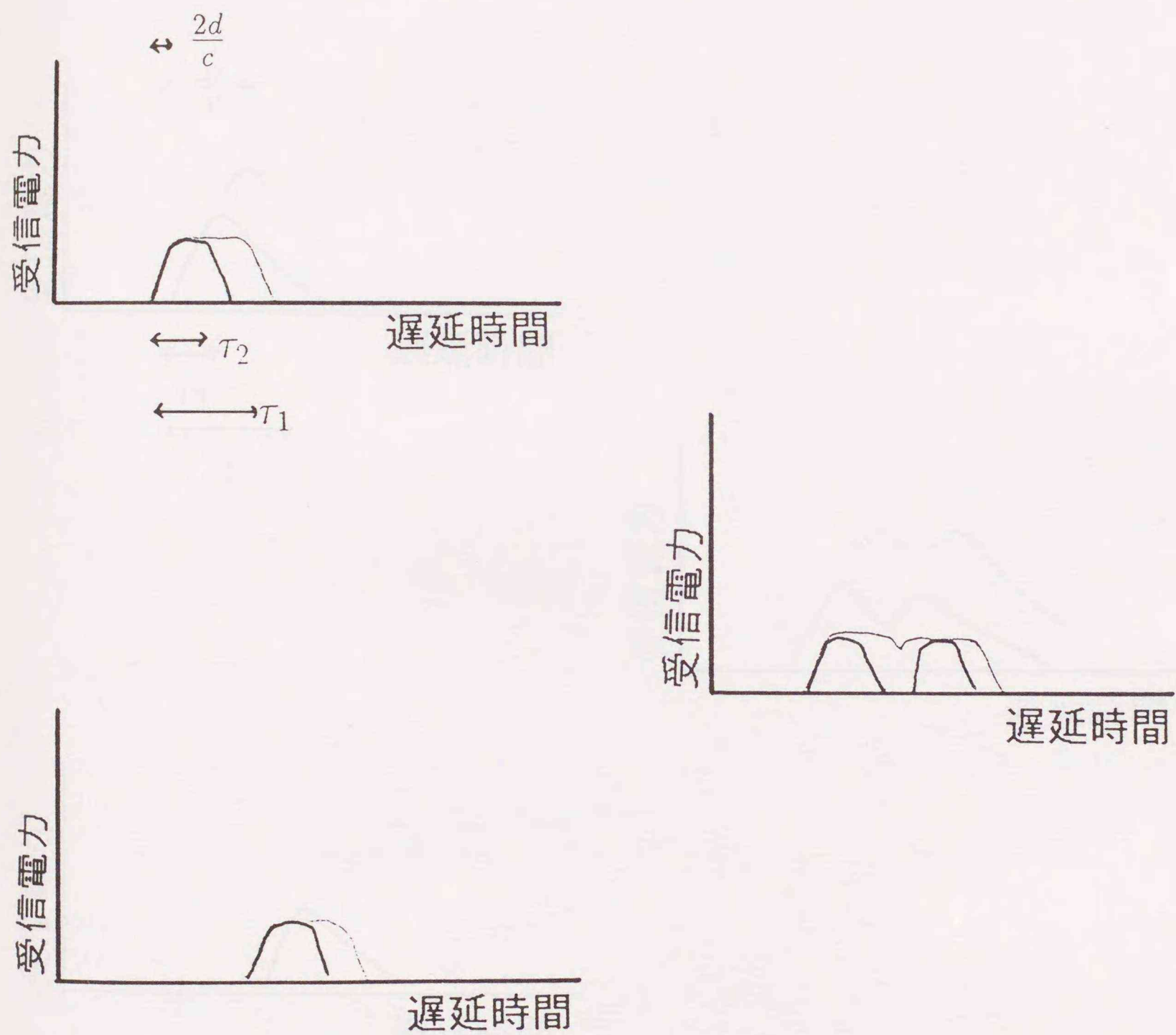


第6.16 図: モデル2 (case 1) の場合の受信信号強度. 2つの層があった場合のそれぞれの層によるエコーとその合成



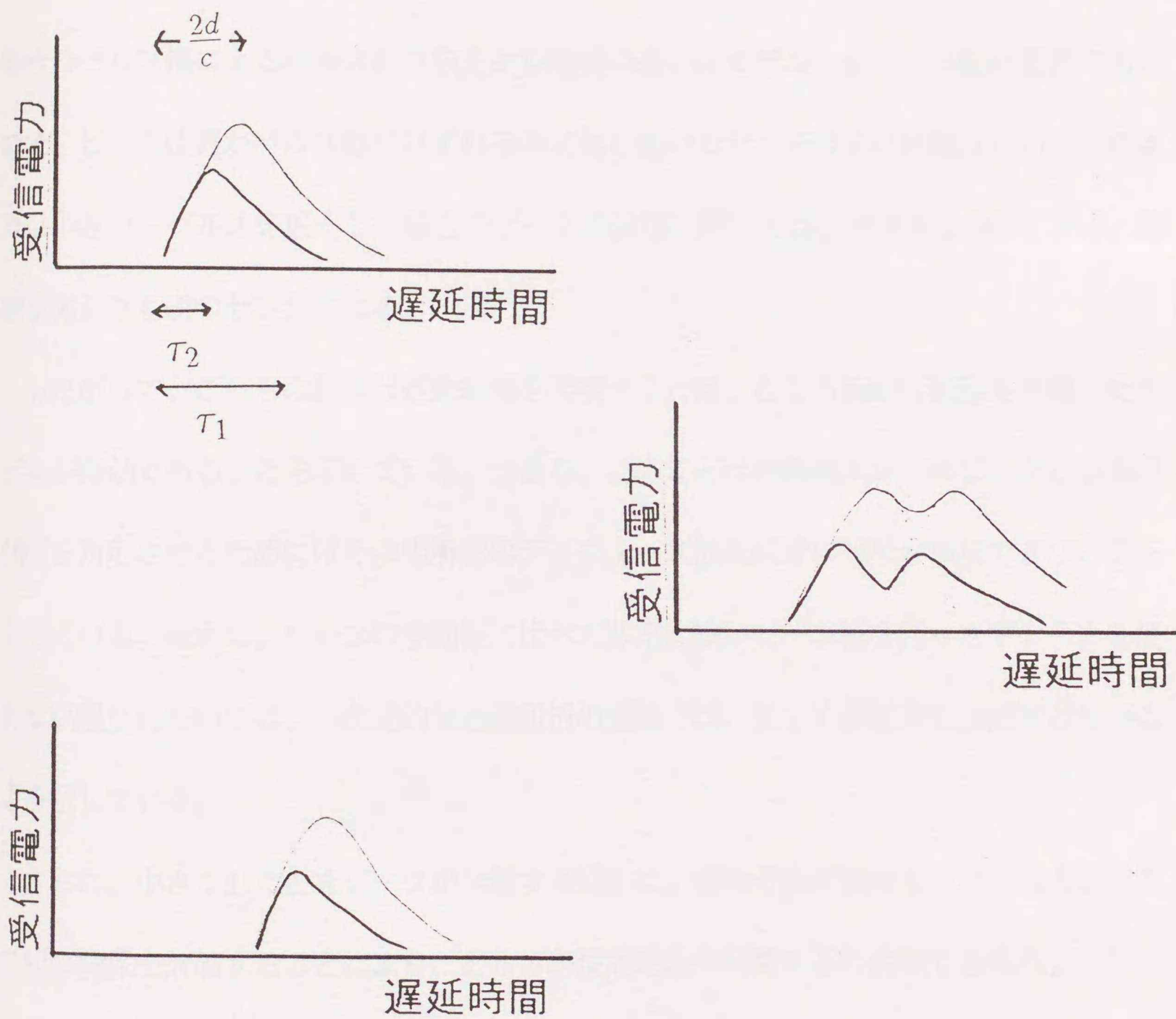
第 6.17 図: 内部層散乱モデル 2 (層の厚さがパルス幅より薄い場合) の概念図

モデル 2 : case 2



第 6.18 図: モデル 2 (case 2) の場合の受信信号強度. 2 つの層があった場合のそれぞれの層
によるエコーとその合成

モデル 2 : case 3



第 6.19 図: モデル 2 (case 3) の場合の受信信号強度. 2 つの層があった場合のそれぞれの層
によるエコーとその合成

6.2.3 パルス幅の違いとモデルの比較

以上の4つのモデルをパルス幅による特徴という観点でまとめると、第6.1表のようになる。ピーク電力の違いとピーク以外のバックグラウンドの散乱の違いという点では、モデル2のcase 2を除いてどのモデルでも可能性がある。しかし、エコーの波形を詳しくみた場合のパルス幅によるパルスの立ち上がり時間の違いはモデル1がパルス幅に忠実であるので、ピーク位置がパルス幅だけずれるのに対し他のモデルではずれは起きないかそれよりは小さい。パルスを短くした場合のピークの分離に関しては、モデル2 case1では、観測事実よりも逆のセンスになる。

したがって、これらの結果は観測結果を説明するには、むしろ面的な散乱を考慮したモデルが有効であることを示している。つまり、このことは内部層エコーのピークと氷床の領域を対応させるためにはその場所でのディフューズ散乱成分の効果が無視できない事を示している。ゆえに、パルスの空間長に比べて非常に狭いビーム幅を持ったアンテナを使わない限りにおいては、一次元的な透過屈折の議論では、正しく誘電率を評価できないことを示している。

さらに、小さくしたときピークが分離する場合に、そのそれぞれのピークの電力とパルス幅の関係を評価することにより、どちらが現実的かを判断するに有効であろう。

6.2.4 層状のエコーが観測されない場合の解釈

Harrison は、観測されていた層状のエコーが基盤地形の盛り上った部分で消える現象を、隣あった層同士が接近するためと説明しているが、モデル1およびモデル2の双方につい

第 6.1 表: パルス幅による違いとモデル

モデル	パルス幅による違い			
	ピーク電力	ピーク位置のずれ	ピークの分離	バックグラウンド
モデル 1	○ +6dB	○ パルス幅の差	○	○
モデル 2 case 1	○	×	逆センス	○
case 2	×	×	×	×
case 3	○	×	○	○

て第 6.14 図、第 6.16 図、第 6.18 図、第 6.19 図に示されるように同じ理由で説明できる。すなわち、内部層の間隔がパルス幅に比べて狭い場合には、全体としてのレベルは変わらないが内部層としてのピークは目だたなくなる。Harrison は、この効果によって反射係数自体が小さくなるためと結論している。しかし実際には 6.1.1(4) で述べたように内部からのバックグラウンドのエコー強度は小さくならないのにピーク値に見られたような強い散乱は見られなくなる。

6.3 まとめ

電波による内部層と氷床自体の層状構造とエコーを対応させる試みは必ずしも成功していない。Z スコープパターンとの対比に基づいたコア解析の結果からは、すべてのエコーが対応関係にあるわけではないが火山灰層と思われる層との対比がよく、火山灰層などのエポック層が内部層の原因の一つとなっているのは間違いないであろう。一方そうした、エポックが無い場合も含めて誘電率の変化からモデルを表わしたのが Harrison らによる研究である。しかし、反射・散乱特性は平面波による単純な反射で議論されてきたため、例えば、パルス幅による違いなどを十分説明できないなどの問題点があり、それがエコーと層状構造の対応を困難にしている。このことは、エコーの対応関係をはっきりさせるには、散乱のメカニズムをきちんと押さえたモデルの必要性を示している。

本研究ではまず白瀬氷河上流域およびやまと山脈近くで観測された内部層のデータの Z スコープと A スコープのデータの両方を用いて、レーダのパルス幅を変えた場合の内部層エコーの受信波形の違いを詳細に検討し、これまで報告されていない新たな特徴を見いだ

した。すなわち、(1)2つに分離した場合のピークの電力はパルス幅の比にほぼ等しいまた、ピーク位置のずれはほぼパルス幅の時間差である。(2) ピークエコーが基盤地形の変化によって弱くなる場合でも、バックグラウンドの散乱強度はあまり変化しない。ピークに相当するエコーはエコーのピークがなくなると散乱強度もバックグラウンド程度になるの2点である。これらの結果は散乱係数を表示したZスコープの処理を含めデジタル収録によって初めて可能になったものである。

つぎに、この新しい事実を用いて氷床内部層の散乱のメカニズムを明らかにするために、散乱のモデルをたて、散乱メカニズムを考察した。このモデルでは内部層の受信波形のパルス幅による違いに特に注目した。これまでの内部層の研究では、パルス幅による違いがあることはよく知られているが、パルス幅が長くなった場合に内部層エコーのピーク値が変化することやエコー幅の広がることなどを十分説明できていない。ここでは氷床内部での散乱の形態として(1) ディフューズな散乱面によってピークが生じるとする場合と(2) 鏡面散乱をする細かい層による反射帯によってピークが生じる場合の2通りの形態に基づくモデルを立て、それぞれについて主にパルス幅の違いによる受信波形の特徴を調べて検討した。(1) では散乱面の厚さは考慮せず入射角による効果を議論した。(2) では入射角の大きい散乱は無視し、レンジ方向の散乱領域の厚さとパルス幅の関係でさらに3つの場合に分け考察した。

この4つのモデルの検討の結果は面的な散乱を考慮したモデルが有効であることを示している。つまり、内部層エコーのピークと氷床の領域を対応させるためには、入射角の大きいものからの散乱の効果が無視できない。したがって、パルスの空間長に比べて非常に

狭いビーム幅を持ったアンテナを使わない限りにおいては、一次元的な透過屈折の議論では正しく誘電率を評価できないことを示している。つまり、散乱メカニズムには、散乱層の粗い面的な要素とコヒーレントな要素を持っていると結論せざるを得ず、内部層のレーダエコーだけから氷床の物性的な量を推定するには、層の粗さを含めた散乱メカニズムに基づいて誘電率等を推定しなければならない。

今後は内部層にターゲットを絞ったレーダを用いた観測が期待される。氷床コアとの対比を前提にすれば、火山灰層などのエポック層のトレースには現システムでも有効であるが、この細かいメカニズムを調べるためには、現在のシステムではビーム幅が広いため解決は困難である。望ましいシステムを考慮すると、入射角の小さい部分の情報に絞って、レーダのアンテナを非常に絞ったものを使用する事が有効であると思われる。さらに、はっきりとしたピークが観測されない層については氷床全体が上下に圧縮されるような状況において、いままで観測されていた多数の内部層が一度に観測されなくなったと予想される。これは氷床下の地形の状況と併せて検討する問題であるが、逆に、これまでバックグラウンドとして認識してきた散乱もさらにはもっと細かい層状の構造によるものである可能性もある事になる。そのためには、さらに分解能の細かいレーダを用いる必要がある。

第 7 章

結論

本研究では、まず単発の小型航空機に搭載の新型アイスレーダを設計開発し、南極氷床の観測を行なった。このアイスレーダはアンテナの大きさ形状および装置の重量や消費電力などで、数々の制限があったにもかかわらず、これまでの装置と大きく異なり、観測後の多様なデータ解析に必要なデジタル化したデータが取得でき、送信機の半導体化などにより装置の信頼性が大きく向上している。この新型のアイスレーダを用いた南極氷床の探査を 1986 年に第 27 次南極地域観測において実施した。この観測領域はアイスレーダに同時に航法データも取り入れた事により、これまでのわが国の観測領域を一気に広げ、かつ小型航空機の特徴を活かし細かい水平分解能の観測が可能となった。このことにより、これまで南極で最も流れが速いといわれるしらせ氷河流域や、膨大な数の隕石が発見されているやまと山脈やセールロンダーネ山地を擁する東クイーンモードランド地域の基盤地形図が作成できるようになった。この地域は雪氷学的に重要であったが、氷厚計測では空白

地域となっていた

次に、取得したデータの処理についてデジタルデータを利用したデータ処理ソフトウェアを新たに開発した。その主なものは氷床底面からのエコーの自動読み取りであり、デジタル処理を用いたZスコープである。このことにより、広大な領域のデータを処理の作業効率を向上させた。

いっぽう、アイスレーダは南極大陸の氷の厚さを計測することができるばかりでなく、氷床の電波散乱特性を反映したレーダ波形をもつ。本研究では、このレーダ波形を詳細に検討してこのレーダ波形が表面、内部、底面の3つに分けて解析が可能なことを示した。このことをふまえ氷床の表面、内部、底面の3つの部分でそれぞれ有効な、レーダ方程式を提案した。このレーダ方程式は、これまでアイスレーダデータの強度解析に用いられてきた方程式にくらべ、アンテナの幅の広いビームに対しても適切な評価をする事ができる。また、アンテナからの電波の入射角依存性を考慮しているため、氷床各部での散乱の形態に対応している。

アイスレーダの受信波形をこのレーダ方程式を用いて詳細かつ定量的に検討することにより、氷床各部での電波散乱特性を求めることができる。氷床表面や底面の細かい地形の粗さや氷床内部の層状構造を把握するために、電波散乱特性を解析する方法および結果について報告した。これらの結果は氷床の運動や起源を調べる上で有用であると期待される。また、さらに高度な観測を行なうためのシステムの設計にも有用な情報を提供すると思われる。

ここでは、結論としてこれらの結果をまとめるとともにその結果の意味する南極氷床の

物理について考察する。また、これらの結果と現状のシステムによる氷厚計測の問題点について述べこうした結果をふまえて、南極氷床を探索する新しい電波センサについて展望する。

7.1 散乱特性結果と南極氷床

7.1.1 氷床表面の凸凹

氷床表面については、クレバス帯と通常の雪面で大きな違いのあることがわかった。クレバス帯が大きな散乱を持つことは以前から推定されていたが、179MHz の電波 (波長 1.67 m) において非常に大きな散乱を持つのは、ただ単にディフューズな成分の原因として、ブラッグ散乱 (bragg scattering) のようなメカニズムでなくもっとマクロなメカニズムがあったと推定される。その一つの可能性は、電波がクレバスの壁でコーナレフレクタのような散乱をして見かけの散乱断面積が大きくなったという仮定である。

通常の雪面の場合と裸氷帯の場合は、散乱特性に顕著な違いを見いだすことができなかった。これは、一つには裸氷帯との同定方法が、航空機上からの肉眼観測によるためその事例が非常に少なく、ここで挙げたのは違いの乏しい場合だった可能性がある。裸氷帯の多くは山岳地域に分布しているため地上での観測と対応させることも可能であるが、山岳近くでは、山岳による強い散乱のためこれも解析不可能である。しかし、裸氷での問題点はこのアイスレーダを用いてのこの手法では、小さな入射角の散乱係数が解析できないところにあると考えられる。裸氷帯では、サスツルギの発達した雪面に比べて散乱特性のコヒー

レント成分が卓越するであろうと推定される。しかし、この成分は小さな入射角に於て顕著な立ち上がりを持つと推定される。

7.1.2 棚氷の物理と底面の粗さ

棚氷の底面では、コヒーレント成分が卓越することがわかった。つまり、底面はレイリーまたはフラウンホーファーの条件を満たす程度に非常に滑らかであることを示している。しかも、この状況は基盤岩に接している陸地から離れるにつれてより進行する。このことは棚氷の底面での海水と氷との相互作用が陸側と海側で異なることを示している。

7.1.3 氷床底面の起伏および粗さ

棚氷が非常に滑らかなのに対しここで紹介した岩盤に接している氷床はコヒーレント成分が認められない。もしも、氷床の底部が融けて水であったとしたらコヒーレント成分を持った散乱特性が期待される。白瀬氷河近くで散乱係数の絶対値が変化する部分があり [57] 今後さらに解析をすすめていく必要がある。また、こうした氷床表面の粗さを推定するには、このアイスレーダでは限界がある。すなわち、一つにはダイナミックレンジによって入射角の領域が限られていることと、付録 B にも示したように例えばパルス幅 250 nsec の場合で入射角が 20° 以下の散乱係数については入射角依存性を推定できない。さらに、ここではアンテナの偏波面による違いを無視したが、斜め入射の場合には、偏波面の回転を含めた散乱の形態を本来は議論すべきである。

7.1.4 氷床内部からの散乱

氷床内部層の散乱は、エポック層と定常層との区別が問題である。この定常層も細かい分解能で観測すればさらに細かいピークを持った層に分かれることが期待される。氷床内部での電波の散乱の形態は、表面散乱的な散乱が重ね合わされたものであるという可能性が強い。したがって、氷床を体積散乱として扱うにスカラー量としての体積散乱係数ではなくテンソル量を扱う必要がある。しかし、第1次近似としてアンテナのビーム幅を非常に狭くすれば、一次元の散乱係数の分布として扱うことが可能であり、よりコアなどのデータとの対応が可能になると考えられる。

7.1.5 氷床内部での減衰

氷床内部での減衰は、誘電率の虚数部に依存するとすれば、氷床温度と大きな関係がある。したがって、もっと細かい減衰の評価によって氷床温度の遠隔計測が可能になるかも知れない。しかし、現在のシステムでは、約1 dB/100m 程度の誤差が生じるので、適切な統計的な手法が必要である。

以上、本研究で得られた結果の氷床の物理についての意義について述べた。東クイーンモードランド地域で得られた大量のデータを元にこの方法に基づいて解析を進めてきたが、さらに細かい点についての検討を進める必要がある。

7.2 氷床の電波リモートセンシングの展望

南極氷床を飛行体を用いて遠隔的にモニターする事は、観測手段として今後ますます比重が大きくなっていくと予想される。そうした中で、電波を用いたリモートセンサは、深さ方向の情報を含んで3次元的に捉えることが可能であり、ますますその技術の発展が期待されるものと推定される。

アイスレーダの一つの使命は、より深い氷床を正確にその厚さを計測することであったが、今後はアイスレーダの手法を含めた多様な電波センサを用いて、氷床の各部に最適なセンサを用いた探査が重要になることが考えられる。

7.2.1 氷床表面

氷床表面の計測には、光学センサからマイクロ波センサといった現在でも衛星に搭載されている機器のデータの活用がますます重要となって行くものと思われる。例えば南極氷床全体をカバーするような氷床表面の地形を計測するにはマイクロ波高度計やレーザ高度計が衛星に搭載されて計測するのが最も有効である。また、氷床の表面流動や雪面形態、クレバス帯や裸氷帯の調査には衛星または航空機搭載のマイクロ波合成開口レーダが有力な手段となっていくであろう。マイクロ波高度計および合成開口レーダは既に1990年末打ち上げ予定のヨーロッパのリモートセンシング衛星(ERS-1)に搭載され、南極昭和基地でのデータ受信が開始される予定になっている。この衛星からのリモートセンシングデータは氷床のみならず地球環境計測の重要な道具となっていくが、今後の大きな問題となる

のはこれらのデータと実際の氷床表面の性質との対応であるいわゆるグラントルース (ground truth) である。合成開口レーダでは特に重要でこれまでスペースシャトルを用いたレーダ (Shuttle Imaging Radar) での様々な場所での研究は (例えば [40])、現在もその計画が続けられている [10]。

こうしたグラントルースのための氷床上の調査活動はさらに活発になって行くことが予想されるが、その場合の危険を察知するためにたとえば氷床上のクレバスを探索するレーダの開発が氷床上での行動に必要となってくると思われる。ヒドンクレバスの探索にはこれまでインパルスレーダを用いた結果がある [18] が、明白なエコーは得られていない。また、航空機アイスレーダからも特徴的なエコーが見られているが危険な領域を予め調査することはできるが地上での活動に十分とはいえない。地上の行動時に有効な新しいレーダの開発はCバンドの高分解能レーダを用いて通信総合研究所と国立極地研究所によって進められている [79] [7]。

7.2.2 氷床内部層

比較的浅い部分の氷床の内部構造の抽出に目的を絞ったセンサとしては、マイクロ波を使うことも可能である。マイクロ波の場合には、パルス幅及びアンテナのビーム幅を小さくすることが比較的容易に可能であり、内部層の問題に対しては、よりこまかい分析が可能になると思われる。また同時に複数の周波数で観測が可能な多周波アイスレーダも氷床の内部の情報を得るのには有効であると考えられる。

7.2.3 氷床底面

氷床底面の地形を衛星から観測できれば南極全体のマスバランスの評価とモニタリングに大きな貢献をすることが期待されるが、氷床の底面の状況を把握するには、深い氷床であればなおのことマイクロ波を用いての探査はその大きな減衰のため困難である。VHF 帯の電波を用いた場合には、衛星のペイロードが巨大になり現時点では困難である。将来、宇宙ステーションなどのプラットフォームが実現すれば衛星搭載のアイスレーダも可能であろう。

航空機搭載のアイスレーダの将来を展望すると、本研究の成果から受信波形の定量的な解析には、基盤の起伏が大きい地形に対応するためのハードウェア上の改良が必要である。 Σ スコープの示すイメージは正確にはアンテナの直下の断面ではなく、アンテナから扇状に広がった部分の重ね合わせであるとして理解することができるので、アンテナのビーム幅を小さくして大きな入射角での利得を小さくするか、パルス幅を極端に短くして幅により制限されたフットプリントを狭くすることによって直下の明瞭なイメージを求めることができる。さらに進行方向の双曲線状のイメージによるぼんやりした基盤地形をシャープにするには、航空機の進行方向のビームを絞る必要がある。また、現在のアイスレーダはアンテナを直下に向けることによって基盤地形を探査しているが、大きな起伏がある場合には斜めにアンテナを向けた映像レーダも有効であると考えられる。この場合には、内部層は違う深さのデータが重なるので有効でないが、基盤地形の広い幅での凹凸が計測できる。実際 120 MHz のレーダを用いて氷床上での実験がなされて、棚氷と着岸している底面との違いが捉えられている [52]。ただし、この場合の問題点は氷の中での伝搬距離が長くな

るために減衰が大きくなること、屈折の効果のために地上に比べてデータが圧縮されることなどがある。このレーダの設計には、氷の中での伝搬減衰のパラメータや氷床内の散乱、基盤での散乱などの量が必要であるが、これらのパラメータは本研究の結果を使うことができるため、具体的な設計に着手している。さらに、直下型および映像レーダともにハードウェア改良の方法として航空機の進行方向の分解能を上げる手段として合成開口レーダの手法を用いる事が有効である。またレーダのレンジ方向にはチャープ圧縮によるパルス圧縮技術による S/N の改善、高分解能化が有効である。合成開口レーダは、レーダの分解能を向上する手法の一つとして、おもに衛星搭載を目指して開発されてきた [14]。氷床に対してはアポロ 17 号に搭載予定のレーダのテストとして 150MHz の合成開口レーダを用いてグリーンランド氷床を鉛直に観測した例がある [26]。また、互いに直交する偏波を同時に送受する偏波計 (polarimetry) は底面の傾斜の方向などを探るのに、また流動の流れの向きを探るのに有効であると考えられる。

参考文献

- [1] 岡本謙一, R. K. Hawkins, C. E. Livingstone. マイクロ波散乱計とマイクロ波放射計を用いた北極海海氷のリモートセンシング. 日本リモートセンシング学会誌, 3(3):17-42, 1983.
- [2] 浦塚清峰, 西尾文彦, 大前宏和, 前 晋爾. 179MHz 航空機搭載電波氷厚計による南極氷床の計測. 郵政省通信総合研究所季報, 35(176):297-306, 1989.
- [3] 浦塚清峰, 西尾文彦, 大前宏和, 前 晋爾. 179MHz 航空機搭載電波氷厚計による南極氷床の電波散乱特性の推定. 電子情報通信学会技術研究報告, AP-89(196):1-5, 1989.
- [4] 丸安隆和, 大林成行. リモートセンシングデータの画像処理/解析. 東京理科大学出版会, 1985.
- [5] 国立極地研究所編. 日本南極地域観測隊第 27 次隊報告. 国立極地研究所, 1987.
- [6] 小平信彦. 気象レーダの基礎. 気象研究ノート, 139:1-25, 1980.

- [7] 水津 武, 浦塚清峰, 岡本謙一, 渡邊興亞, 西尾文彦. 電波と光リモートセンシング-衛星及び地上観測 その II 5. クレバス探査目的高分解能レーダ開発. 郵政省通信総合研究所季報, 35(177):545-549, 1989.
- [8] 成瀬廉二. 第 14 次南極地域観測隊内陸調査概要 1973-1974. 南極資料, 53:127-140, 1975.
- [9] 真鍋武嗣, 井原俊夫, 浦塚清峰, 古濱洋治, 小林久人. 降雨減衰を用いたヨーロッパ各地の降雨強度空間相関係数の検討. 電子通信学会技術研究報告, AP-84(130):, 1984.
- [10] 藤田正晴, 増子治信, 岡本謙一, 浦塚清峰. 電波と光リモートセンシング-衛星及び地上観測 その II 2. SIR-C/X-SAR 実験計画. 郵政省通信総合研究所季報, 35(177):515-521, 1989.
- [11] 楠 宏, 前 晋爾, 藤井理行: 国立極地研究所編. 4. 氷と雪. 南極の科学, 国立極地研究所, 1982.
- [12] 峯野仁志, 岡本謙一, 浦塚清峰, 猪股英行, 西尾文彦. 海水の厚さ測定用 UHF 帯ステップ周波数レーダの開発. 郵政省電波研究所季報, 33(169):273-283, 1987.
- [13] 有住直介, 根本順吉, 渡辺次雄, 荒井隆夫, 河野幸男, 栗原宣夫, 山田直勝. 気象学ハンドブック. 技報堂, 1959.
- [14] 畚野信義. 合成開口レーダ. 日本リモートセンシング学会誌, 1(1):49-107, 1981.

- [15] T. Autenboer, B. Roberts, and C. Swithinbank. Airborne radio-glaciological investigations during the 1969 Belgian Antarctic Expeditions. *Bull. Soc. Belge Geol., Paleont., Hydrol.*, 78:87-100, 1969.
- [16] J. T. Bailey, S. Evans, and G. de Q. Robin. Radio echo sounding of polar ice sheets. *Nature*, 204(4957):420-421, 1964.
- [17] M. V. Berry. The statistical properties of echoes diffracted from rough surfaces. *Phil. Trans. Royal Soc. A.*, 273(1237):611-654, 1973.
- [18] V. V. Bogorodsky, C. R. Bentley, and P. E. Gudmandsen. *Radioglaciology. Glaciology and Quaternary Geology*, D. Reidel Publ., 1985.
- [19] J. W. Clough. Bottom crevasses in the Ross ice shelf. *Journal of Glaciology*, 15(73):457-458, 1975.
- [20] J. W. Clough. Radio echo sounding : brine percolation layer. *Journal of Glaciology*, 12(64):141-143, 1973.
- [21] J. W. Clough. Radio echo sounding : reflections from internal layers in ice sheets. *Journal of Glaciology*, 18(78):3-14, 1977.
- [22] A. P. R. Cooper. Interface tracking in digitally recorded glaciological data. *Annals of Glaciology*, 9:50-54, 1987.

- [23] D. J. Drewry. *Antarctica: Glaciological and Geophysical Folio*. Scott Polar Institute, Univ. of Cambridge, UK, 1983.
- [24] D. J. Drewry. Comparison of electromagnetic and seismic-gravity ice thickness measurements in East Antarctica. *Journal of Glaciology*, 15(73):137-150, 1975.
- [25] M. R. Drinkwater. *Radio Altimetric Studies of Polar Ice*. PhD thesis, University of Cambridge, UK, 1987.
- [26] C. Elachi and W. E. Brown. Imaging and sounding of ice fields with airborne coherent radars. *Journal of Geophysical Research*, 80(8):1113-1119, 1975.
- [27] S. Evans. Dielectric properties of ice and snow - a review. *Journal of Glaciology*, 5(42):773-792, 1965.
- [28] S. Evans. Radio techniques for the measurement of ice thickness. *Polar Records*, 11(73):406-410, 1961.
- [29] S. Evans and G. de Q. Robin. Glacier depth-sounding from the air. *Nature*, 210(5039):883-885, 1966.
- [30] S. Evans and G. de Q Robin. *Ice sheet surface and sub-surface rief 90E-180, Antarctica. Radio Echo Sounding Map Series A, 3,1:500,000,000*, Cambridge, Scott Polar Res. Inst., 1978.

- [31] S. Evans and B. M. E. Smith. Radio echo exploration of the Antarctic ice sheet, 1969. *Polar Records*, 15:336-338, 1970.
- [32] B.M. Ewan Smith and S. Evans. Radio echo sounding: absorption and scattering by water inclusion and ice lenses. *Journal of Glaciology*, 11(61):133-146, 1972.
- [33] B. A. Fedorov. Podlednyy Antarkticheskiy rel'ef v rayone stantsii Molodezhnoy (Sub-ice Antarctic reif in the Molodezhnaya region). *Trudy Sov. Antarkt. Eksped.*, 56:121-124, 1973.
- [34] A. J. Gow. Deep core studies of the accumulation and densification of snow at Byrd Station and Little America, Antarctica. *CRREL Research Report*, 197:, 1968.
- [35] P. Gudmandsen. Layer echoes in polar ice sheet. *Journal of Glaciology*, 15(73):95-100, 1975.
- [36] M. T. Harikainen, F. T. Ulaby, and M. Abdelrazik. Dielectric properties of snow in the 3 to 37 GHz range. *IEEE Trans., Antenna and Propag.*, AP-34(11):1329-1340, 1986.
- [37] C. H. Harrison. Radio echo sounding of horizontal layers in ice. *Jounal of Glaciology*, 12(66):383-397, 1973.
- [38] C. H. Harrison. Reconstraction of subglacial relief from radio echo sounding records. *Geophysics*, 35(6):1099-1115, 1970.

- [39] R. K. Hawkins, C. E. Livingstone, A. L. Glay, K. Okamoto, L. D. Arsenault, D. Pearson, and T. L. Wilkinson. Single and multiple parameter microwave signature of sea ice. In *Proc. 6th Canadian Symposium on Remote Sensing*, pages 217-241, Halifax Canada, 1980.
- [40] M. Ichinose, Y. Echizenya, M. Kamata, E. Kawai, N. Hiromoto, S. Uratsuka, and M. Fujita. SIR-B experiments in Japan II. surface activity 1. sensor calibration experiment a. disused Akita airport test site. *Journal of Radio Research Laboratory*, 35(SP-2):3-10, 1988.
- [41] K. C. Jezek, C. R. Bentley, and J. W. Clough. Electromagnetic sounding of bottom crevasses on the Ross ice shelf. *Journal of Glaciology*, 24(90):321-330, 1979.
- [42] G. R. Jiracek. Radio sounding of Antarctic ice. *Geophys. and Polar Res. Center, Univ. of Wisconsin-Madison, Res. Rep.*, 67(1):, 1967.
- [43] C. J. Kenneth, C. R. Bentley, and J. W. Clough. Electromagnetic sounding of bottom crevasses on the Ross ice shelf, Antarctica. *Journal of Glaciology*, 24(90):321-330, 1979.
- [44] M. W. Long. *Radar Reflectivity of Land and Sea*. Lexington Books, Massachusetts, 1975.
- [45] S. Mae. The bedrock topography deduced from multiple radar echoes observed in the Mizuho Plateau ice sheet. *南極資料*, 61:53-61, 1978.

- [46] S. Mae and R. Naruse. Possible causes of ice sheet thinning in the Mizuho Plateau. *Nature*, 273:291-292, 1978.
- [47] T. Manabe, H. Kobayashi, T. Ihara, S. Uratsuka, and Y. Furuhashi. Spatial correlation function of rainfall rate in Europe inferred from statistics of point rainfall rate and rain attenuation. In *1985 North American Radio Science Meeting*, Vancouver, 1985.
- [48] N. F. McIntyre and H. J. Zwally. Modelling ice-sheet surface for ERS-1's radar altimeter. *ESA Journal*, 8:261-274, 1984.
- [49] D. H. M. Millar. *Radio Echo Layering in Polar Ice Sheets*. PhD thesis, University of Cambridge, UK, 1981.
- [50] D. H. M. Millar. Radio-echo layering in polar ice sheets and past volcanic activity. *Nature*, 292:441-445, 1981.
- [51] R. K. Moore, W. Xin, and G. Raju. Bottom characteristics of the Antarctic ice sheet from radar. In *Proc. 1989 International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'89)*, pages 2727-2729, Vancouver, Canada, 1989.
- [52] G. J. Musil and C. S. M. Doake. Imaging subglacial topography by a synthetic aperture radar technique. *Annals of Glaciology*, 9:170-175, 1987.
- [53] H. Narita, N. Maeno, and M. Nakawo. Structural characteristics of firn and ice cores

drilled at Mozuhō Station, East Antarctica. *Mem. Natl. Inst. Polar Res.*, Spec. Issue(10):48-61, 1978.

[54] R. Naruse and K. Yokoyama. Position, elevation and ice thickness of stations. *JARE Data Report*, 28:7-47, 1975.

[55] C. S. Neal. The dynamics of the Ross ice shelf revealed by radio echo-sounding. *Journal of Glaciology*, 24(90):295-307, 1979.

[56] C. S. Neal. Instruments and method - radio echo power profiling. *Journal of Glaciology*, 17(77):527-529, 1976.

[57] F. Nishio and S. Uratsuka. Subglacial water layer derived from backscattering coefficients radio echo sounding in the Shirase glacier, East Antarctica. *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, 4:in press, 1990.

[58] F. Nishio, S. Uratsuka, and H. Ohmae. Detection of grounding line in the Roi Baudouin ice shelf. *Proc. Int. Antarc. Res.*, in press, 1990.

[59] National Institute of Polar Research ed. *Antarctica: East Queen Maud Land Enderby Land Glaciological Folio*. National Institute of Polar Research, 1989.

[60] H. Ohmae. *Radio-echo studies on the sub-ice conditions of the Antarctic ice sheet*. PhD thesis, Hokkaido University, Sapporo, Japan, 1988.

- [61] K. Okamoto, H. Mineno, S. Uratsuka, H. Inomata, and F. Nishio. Step frequency radar for the measurement of sea ice thickness. *Memoirs of National Institute of Polar Research*, Special Issue(45):56-65, 1986.
- [62] G. K. A. Oswald. Investigation of sub-ice bedrock characteristics by radio echo sounding. *Journal of Glaciology*, 15:75-88, 1975.
- [63] G. K. A. Oswald and G. de Q. Robin. Lakes beneath the Antarctic ice sheet. *Nature*, 245:251-254, 1973.
- [64] J. G. Paren and G. de Q Robin. Internal reflections in polar ice sheets. *Journal of Glaciology*, 14(71):251-259, 1975.
- [65] W. R. Piggot and L. W. Barclay. The reflection of radio waves from an iceshelf. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 20:298-299, 1961.
- [66] U. Radok. International Antarctic Glaciological Project : past and future. *Antarct. J. U. S.*, 12:33-38, 1977.
- [67] P. S. Ray. Broadband complex refractive indices of ice and water. *Applied Optics*, 11(8):1836-1844, 1972.
- [68] CCIR. Rep.719. Attenuation by atmospheric gases. *Recoms. and Reps. of CCIR*, 1982.

- [69] G. de Q. Robin. Ice core and climatic change. *Phil. Trans. Royal Soc. London*, B(280):143-168, 1977.
- [70] G. de Q. Robin. Velocity of radio waves in ice by means of a bore-hole interferometric technique. *Journal of Glaciology*, 15(73):151-159, 1975.
- [71] G. de Q. Robin, S. Evans, and J. T. Bailey. Interpretation of radio echo sounding in polar ice sheets. *Phil. Trans. of the Royal Society of London*, 265(1166):437-505, 1969.
- [72] G. de Q. Robin, C. W. M. Swithinbank, and B. M. E. Smith. Radio echo exploration of the Antarctic ice sheet. *International Symposium on Antarctic Glaciological Exploration (ISAGE)*, IASH publication(86):97-115, 1970.
- [73] P. K. Sen'ko. Seasonal work of the twelfth Soviet Antarctic Expedition. *Sov. Antarct. Exped. Inf. Bull.*, 7:53-58, 1968.
- [74] S. Shabtaie, I. M. Whillans, and C. R. Bentley. The morphology of ice streams A, B, and C, West Antarctica, and their environs. *Journal of Geophysical Research*, 92(B9):8865-8883, 1987.
- [75] H. Shimizu, R. Naruse, K. Omoto, and A. yoshimura. Position of stations, surface elevation and thickness of the ice sheet, and snow temperature at 10 m depth in the Mizuho Plateau-West Enderby Land area. *JARE Data Report*, 17:12-37, 1972.

- [76] M. I. Skolnik. *Radar Handbook*. McGraw-hill, New York, 1970.
- [77] B. D. Steenson. *Radar Methods for the Exploration of Glaciers*. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, USA, 1951.
- [78] W. H. Stiles and F. T. Ulaby. The active and passive microwave response to snow parameters 1. wetness. *Journal of Geophysical Research*, 85(C2):1037-1044, 1980.
- [79] T. Sultz, S. Uratsuka, A. Takahashi, H. Yamasaki, M. Kamata, K. Okamoto, F. Nishio, and O. Watanabe. Development of a radar for crevasse detection. In *Proc. International Symposium on Noise and Clutter Rejection in Radars and Imaging Sensors (ISNCR '89)*, pages 666-669, Kyoto, Japan, 1989.
- [80] C. W. M. Swithinbank. Radio echo sounding of Antarctic glaciers from light aircraft. *International Union of Geodesy and Geophysics; International Association of Scientific Hydrology [Commission of Snow and Ice]*, IASH Publication(79):405-414, 1968.
- [81] F. T. Ulaby, R. K. Moore, and A. K. Fung. *Radar Remote Sensing and Surface Scattering and Emission Theory. Microwave Remote Sensing : Active and Passive*, Addison-Wesley Publ., 1982.
- [82] F. T. Ulaby and W. H. Stiles. The active and passive microwave response to snow parameters 2. water equivalent of dry snow. *Journal of Geophysical Research*, 85(C2):1045-1049, 1980.

- [83] S. Uratsuka, T. Ihara, K. Kitamura, T. Manabe, Y. Imai, and Y. Furuhashi. Worst month statistics of rain attenuation at 34.5 and 81.8 GHz. *Trans. IECE*, E 68(12):785–787, 1985.
- [84] S. Uratsuka, T. Ihara, K. Kitamura, T. Manabe, Y. Imai, and Y. Furuhashi. Worst month statistics of rain attenuation at 35 and 82 GHz. In *Proc. 1985 International Symposium on Antenna and Propagation (ISAP'85)*, pages 285–288, Kyoto, 1985.
- [85] S. Uratsuka, F. Nishio, H. Mineno, K. Okamoto, and S. Mae. Step frequency radar experiments for the measurement of sea ice thickness. In *Proc. IAHR Ice Symposium*, pages 643–650, Sapporo, Japan, 1988.
- [86] S. Uratsuka, F. Nishio, H. Ohmae, and S. Mae. Inference of radio scattering parameters of Antarctic ice sheet using 179 MHz airborne radio echo sounding data. In *Proc. 1988 International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'88)*, ESA SP-284, pages 157–160, Edinburgh, UK, 1988.
- [87] S. Uratsuka, F. Nishio, H. Ohmae, and S. Mae. Radio scattering characteristics of Antarctic ice sheet using airborne radio echo sounding data. *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, 2:142–151, 1989.
- [88] S. Uratsuka, F. Nishio, K. Okamoto, H. Mineno, and S. Mae. Step frequency radar experiments on the Antarctic sea ice. *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, 2:127–132, 1989.

- [89] S. Uratsuka, K. Okamoto, H. Mineno, F. Nishio, and S. Mae. Step frequency radar experiments on the Antarctic sea ice. *Journal of Commun. Res. Lab.*, 35(146):251-258, 1988.
- [90] S. Uratsuka, K. Okamoto, F. Nishio, H. Mineno, and S. Mae. Sea ice thickness measurement using step frequency radar. In *Proc. International Symposium on Noise and Clutter Rejection in Radars and Imaging Sensors (ISNCR '89)*, pages 656-661, Kyoto, Japan, 1989.
- [91] S. Uratsuka, K. Okamoto, F. Nishio, H. Mineno, and S. Mae. Step frequency radar experiments on the Antarctic sea ice. In *Proc. 1988 International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS'88)*, ESA SP-284, pages 1703-1706, Edinburg, UK, 1988.
- [92] M. Wada and S. Mae. Airborne radio echo sounding on the shirase glacier and its drainage basin, east Antarctica. *南極資料*, 72:16-25, 1981.
- [93] M. Wada, T. Yamanouchi, and S. Mae. Radio echo sounding in the area of the Yamato Mountains. *Mem. Natl. Inst. Polar Res.*, Special Issue(20):17-24, 1981.
- [94] M. Wada, T. Yamanouchi, and S. Mae. Radio echo sounding of Shirase Glacier and the Yamato Mountains area. *Annals of Glaciology*, 3:312-315, 1982.
- [95] E. J. Walsh, E. A. Uliana, and B. S. Yaplee. Ocean waves heights measured by a high resolution pulse-limited radar. *Boundary-Layer Meteorology*, 13:263-276, 1978.

- [96] O. Watanabe. Distribution of surface features of snow cover in Mizuho Plateau. *Mem. Natl. Inst. Polar Res.*, Special Issue(7):44-62, 1978.
- [97] W. F. Weeks. Sea ice; the potential of remote sensing. *Oceanus*, 24(3):39-48, 1981.
- [98] L. M. Whillans. Radio-echo laters and the recent stability of the west Antarctic ice sheet. *Nature*, 264(11):152-155, 1976.
- [99] H. J. Zwally, R. A. Bindscadler, A. C. Brenner, T. V. Martin, and R. H. Thomas. Surface elevation contours of Greenland and Antarctic ice sheets. *Journal of Geophysical Research*, 88(C3):1589-1596, 1983.
- [100] H. J. Zwally, J. C. Comiso, C. L. Parkinson, W. J. Campbell, F. D. Carsey, and P. Gloersen. *Antarctic Sea Ice, 1973-1976; Satellite Passive-microwave observations. SP-459*, NASA, 1983.

謝 辞

この論文をまとめるにあたり、適切な助言と指導をいただいた前 晋爾教授に深く感謝申し上げます。

また、日常的に有益な討論をいただく西尾文彦国立極地研究所助教授に心から感謝申し上げます。さらに、この研究に使用したデータは第 27 次南極地域観測において取得したもので、東クイーンモードランド研究計画の一環であるが、研究計画の遂行に際し尽力いただいた第 27 次南極地域観測隊内藤靖彦隊長を始め隊員諸氏を含む文部省及び国立極地研究所ほか関係者各位に感謝申し上げます。

最後に、郵政省通信総合研究所において南極観測への参加の機会を与えていただき、また日頃から暖かい激励と指導をいただく畚野信義所長、宮崎 茂前次長をはじめ国立極地研究所との共同研究の推進に努力され絶えず指導いただいた岡本謙一大気圏伝搬研究室長、猪股英行関西支所長、さらに尾嶋武之室長以下電波計測研究室の方々に感謝申し上げます。

付 録 A

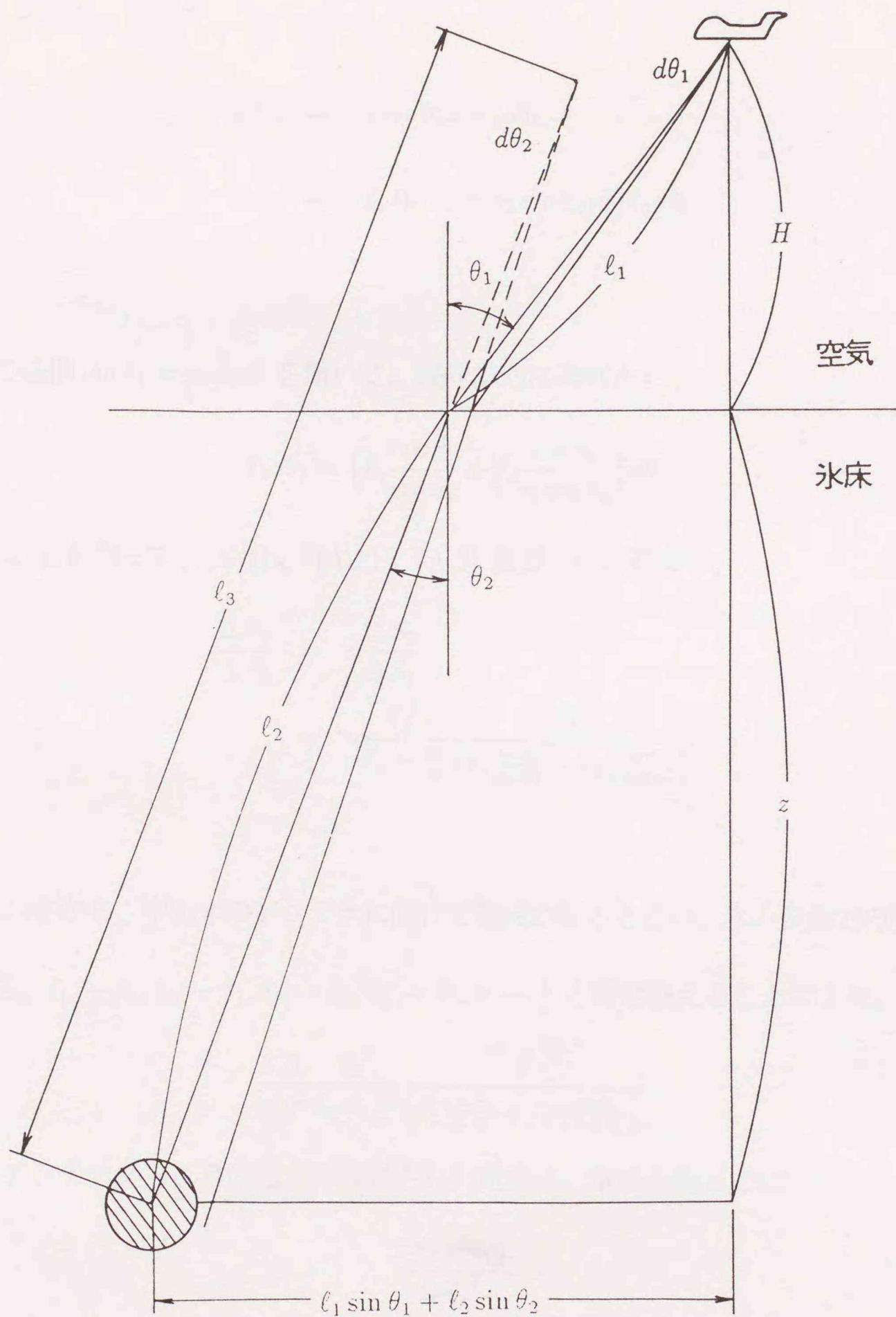
氷床のレーダ方程式の導出

A.1 氷床内の点目標

第 A.1 図のようにアイスレーダ (航空機)、氷床及び目標の配置を考える。いま氷床と空気の境界での透過による減衰は考えないことにする。放射角 (= 氷床への入射角) θ_1 の微小角 $d\Omega = \sin \theta_1 d\theta_1 d\phi$ から放射される電力が目標の位置でどれくらいの電力密度を持つかを求める。まず、氷の中の減衰は考慮せず屈折による効果のみを考える。また、アンテナは放射軸方向に対して回転対称なビームパターンを持つとする。

氷に入射する直前の電力密度 ΔP_1 及び目標の位置での電力密度 ΔP_2 は、前後のエネルギーフラックスが等しくなければならないから、

$$\Delta P_1 \cdot \Delta S_1 = \Delta P_2 \cdot \Delta S_2 \cdot \frac{1}{n} \quad (\text{A.1})$$



第 A.1 図: アイスレーダと氷床中の目標の位置関係

で与えられる。ここで、

$$\Delta S_1 = \ell_1 \sin \theta_1 d\phi \ell_1 d\theta_1 \quad (\text{A.2})$$

$$\Delta S_2 = (\ell_1 \sin \theta_1 + \ell_2 \sin \theta_2) d\phi \ell_3 d\theta_2 \quad (\text{A.3})$$

Snell の法則 $\sin \theta_1 = n \sin \theta_2$ を用いて、幾何学的な考察から、

$$\ell_3 d\theta_2 = \left(\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \ell_2 \frac{\cos \theta_1}{n \cos \theta_2} \right) d\theta_1 \quad (\text{A.4})$$

となる。したがって、(A.1)、(A.2)、(A.3) 及び (A.4) 式より、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_2}{\Delta P_1} &= n \frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} \\ &= n \frac{\ell_1^2}{\ell_1 + \frac{\ell_2}{n}} \frac{1}{\left(\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \ell_2 \frac{\cos \theta_1}{n \cos \theta_2} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

逆に氷の中から、空気中のアンテナに向けて電波が戻るときの、氷の表面での境界では、

(A.5) 式を、 $\ell_1 \rightarrow \ell_2, \ell_2 \rightarrow \ell_1, \theta_1 \rightarrow \theta_2, \theta_2 \rightarrow \theta_1, n \rightarrow \frac{1}{n}$ と置き換えることにより、

$$\frac{1}{n} \frac{1}{n^2} \frac{\ell_2^2}{\ell_1 + \frac{\ell_2}{n}} \frac{1}{\left(\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \ell_2 \frac{\cos \theta_1}{n \cos \theta_2} \right)} \quad (\text{A.6})$$

を得る。アンテナから、 P_t の電力で放射された電波は、氷の表面までに

$$\frac{P_t G f(\theta_1)}{4\pi \ell_1^2} \quad (\text{A.7})$$

となり、さらに (A.5) 式のように拡散による伝搬の減衰を経て目標に到達する。目標の、後方散乱断面積が Q とすると、散乱した電波の氷の表面での強度は、

$$\frac{Q}{4\pi (\ell_2/n)^2} \quad (\text{A.8})$$

倍となる。したがって、(A.7) 式、(A.5) 式、(A.8) 式及び (A.7) 式を掛け合わせ、さらにアンテナの有効開口面積と利得との関係

$$A_e = \frac{Gf(\theta_1)\lambda^2}{4\pi} \quad (\text{A.9})$$

を用いて、氷の吸収による伝搬減衰を考慮しない場合のレーダ方程式が得られる。

氷の中の吸収による減衰が一樣であるとする、その減衰の効果は、

$$e^{-2\kappa\ell_2} \quad (\text{A.10})$$

で表わされる。さらに、空気と氷の境界で失われるエネルギーの比率を Γ とすれば、最終的なレーダ方程式は、(A.11) 式のようになる。

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 f^2(\theta_1) \Gamma^2 Q}{(4\pi)^3 \left(\ell_1 + \frac{\ell_2}{n}\right)^2 \left(\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \ell_2 \frac{\cos \theta_1}{n \cos \theta_2}\right)^2} \cdot e^{-2\kappa\ell_2} \quad (\text{A.11})$$

A.2 氷床底面

氷床表面に平行な平面から散乱する場合について考える。ここでは、レーダのビームのスケール程度では、後方散乱係数 σ_R° の絶対値及び入射角依存性は変わらないとする。後方散乱係数 σ_R° の定義は、目標の平面上の単位面積あたりの散乱断面積であるから、同時に受信機に入力する散乱領域の面積 S を掛けてやることにより (A.11) 式の後方散乱断面積と置き換えることができる。

$$Q = S\sigma_R^\circ \quad (\text{A.12})$$

アンテナからの入射角 θ_1 の電波と同時に受信される散乱領域 S は、氷の中でのパルスの空間長 h/n で制限され、次式で与えられる。

$$S = 2\pi(\ell_1 \sin \theta_1 + \ell_2 \sin \theta_2) \frac{h}{2n \sin \theta_2} \quad (\text{A.13})$$

したがって、レーダ方程式は、

$$\frac{P_t G^2 \lambda^2 h f^2(\theta) \Gamma^2 \sigma_R^\circ e^{-2\kappa \ell_2}}{2^6 \pi^2 (\ell_1 + \frac{\ell_2}{n}) (\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \frac{\ell_2 \cos \theta_1}{n \cos \theta_2})^2} \quad (\text{A.14})$$

さらに、システムの中での損失 L を考慮し、第 A.1図に示されるように $\ell_1 = H/\cos \theta_1$, $\ell_2 = z/\cos \theta_2$ とすると、

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 h e^{2\kappa \frac{z}{\cos \theta_2}} \Gamma^2 \sigma_R^\circ(\theta_1) f^2(\theta_1)}{2^6 \pi^2 L^2 (\frac{H}{\cos \theta_1} + \frac{z}{n \cos \theta_2}) [\frac{H}{\cos \theta_1} (\frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}) + \frac{z}{n \cos \theta_2} (\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2})]^2} \quad (\text{A.15})$$

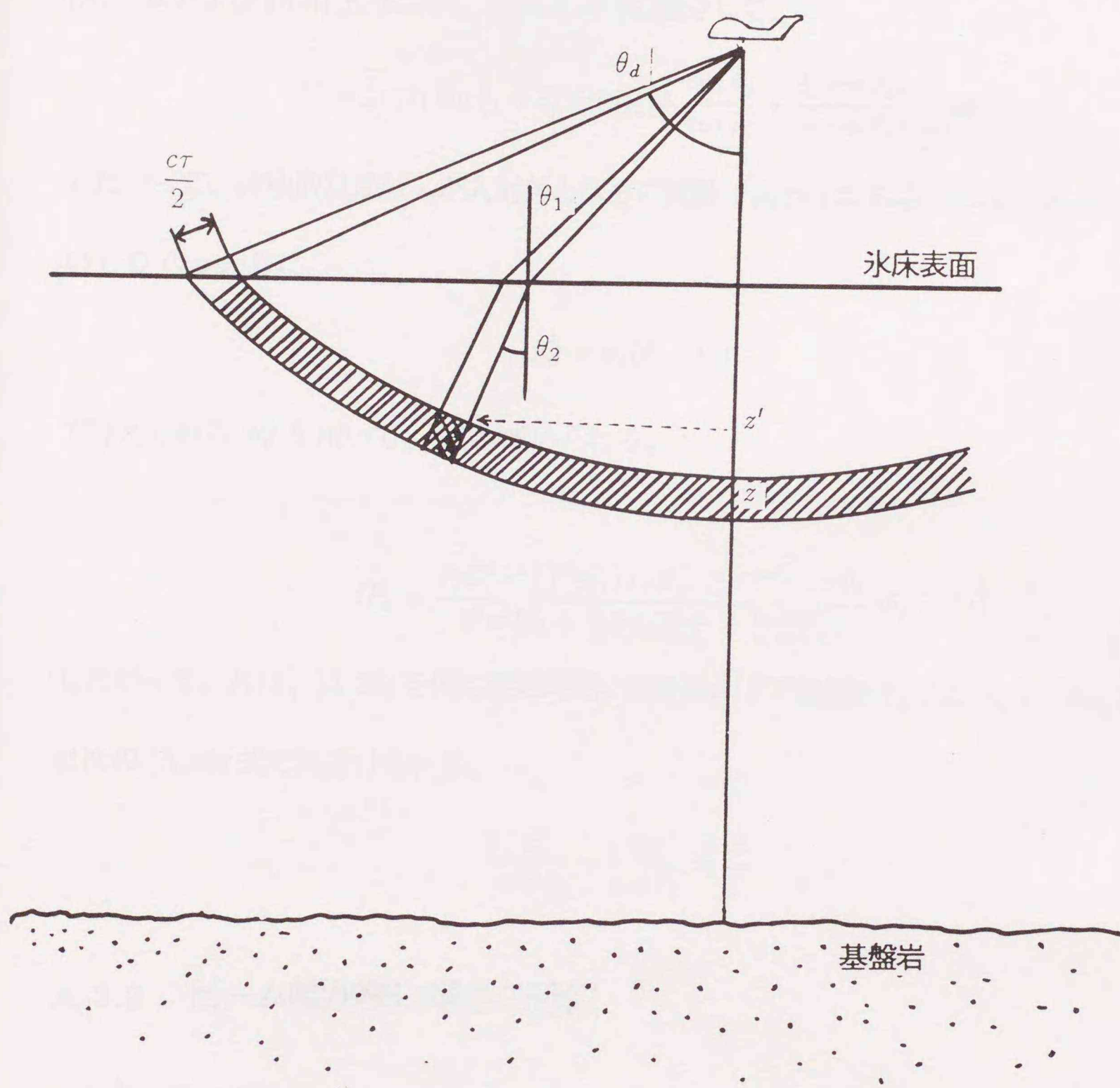
ここで、計算の簡便のために次のパラメータ ξ を定義することにより、求めるレーダ方程式を得る。

$$\xi = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \quad (\text{A.16})$$

A.3 体積散乱をする氷床内部

A.3.1 広いビーム幅を考慮した場合

氷床内での散乱が体積散乱であるとする、第 A.2図に示されるような同じ遅延時間のパルス長で囲まれた散乱体積からの散乱波を総和することによって全体の散乱断面積が求められる。



第 A.2 図: 同時に受信される氷床内部の散乱領域

θ_1 と $\theta_1 + d\theta_1$ の間の小さな入射角 $d\theta_1$ とパルス長で囲まれた体積 dV からの受信信号の寄与 dP_r を計算する。 dV は、次式で与えることができる。

$$dV = \frac{h}{2n} \Delta S_2 \quad (\text{A.17})$$

(A.3) 式および (A.4) 式を用い、方位角方向も積分して、

$$dV = 2\pi(\ell_1 \sin \theta_1 + \ell_2 \sin \theta_2) \left(\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \frac{\ell_2 \cos \theta_1}{n \cos \theta_2} \right) \frac{h}{2n} d\theta_1 \quad (\text{A.18})$$

したがって、体積散乱係数 σ_v が入射角と深さの関数で表わされる場合には、(A.11) 式において Q のかわりに、

$$dQ = \sigma_v(\theta_2, z) dV \quad (\text{A.19})$$

で与えられる dQ を用いて、 dP_r が求められる。

$$dP_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \frac{h}{n} f^2(\theta_1) \sigma_v(\theta_2, z) e^{-2\kappa \ell_2} \sin \theta_1}{2^6 \pi^2 (\ell_1 + \frac{\ell_2}{n}) (\ell_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} + \frac{\ell_2 \cos \theta_1}{n \cos \theta_2})} d\theta_1 \quad (\text{A.20})$$

したがって、 P_r は、(A.20) を同じ遅延時間 t の条件の下で積分すればよい。 t 、 θ_1 、及び z は次の (A.21) 式で関係付けられる。

$$\frac{H}{\cos \theta_1} + \frac{nz}{\cos \theta_2} = \frac{ct}{2} \quad (\text{A.21})$$

A.3.2 ビーム幅が狭い場合の近似

本文、第 (4.12) 式

$$\begin{cases} P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 (\frac{h}{n}) \Gamma^2}{2^6 \pi^2 H^2 L^2} \cdot F_1 \\ F_1 = \int_0^{\theta_d} \sin \theta_1' \cos^2 \theta_1' \frac{f^2(\theta_1') \sigma_v(\theta_2', z') e^{\frac{-2\kappa z'}{\cos \theta_2'}}}{(1 + \frac{z'}{nH\xi})(1 + \frac{z'}{nH\xi^3}) \xi} d\theta_1' \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

において、ビーム幅 θ_0 が、非常に小さい場合について近似式を求める。

十分小さい入射角 θ に対しては、 $\xi \simeq 1$ であり、また $-2\kappa z'/\cos \theta'_2 \simeq -2\kappa z$ となる。さらに、 $\sigma_v(\theta'_2, z') \simeq \sigma_v(z)$ だから、 F_1 は、

$$F_1 = \frac{\sigma_v(z)e^{-2\kappa z}}{(1 + \frac{z}{nH})^2} \int_0^{\theta_d} \sin \theta'_1 \cos^2 \theta'_1 f^2(\theta'_1) d\theta'_1 \quad (\text{A.23})$$

となる。ここで、 z は問題としている内部のアンテナ直下の深さで、 $\frac{ct}{2} = H + nz$ である。

いま、積分の部分抜きだして、 A とする。 θ'_1 が十分小さいならば、 $\sin \theta'_1 \simeq \theta'_1$ 、 $\cos \theta'_1 \simeq 1$ だから、ビームパターンを (4.9) 式で与えると、

$$\begin{aligned} A &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \theta'_1 \exp\left(-2\frac{\theta_1'^2}{(\theta_0/2)^2} \ln 2\right) d\theta'_1 \\ &= \frac{\theta_0^2}{2^4 \ln 2} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

となる。したがって、

$$F_0 = \frac{\theta_0^2 e^{-2\kappa z} \sigma_v}{2^4 \ln 2 (1 + \frac{z}{nH})^2} \quad (\text{A.25})$$

がなりたつ。

付 録 B

氷床下のパルス照射面積

氷床底面または内部層でのパルスによって制限される照射面積を求める。

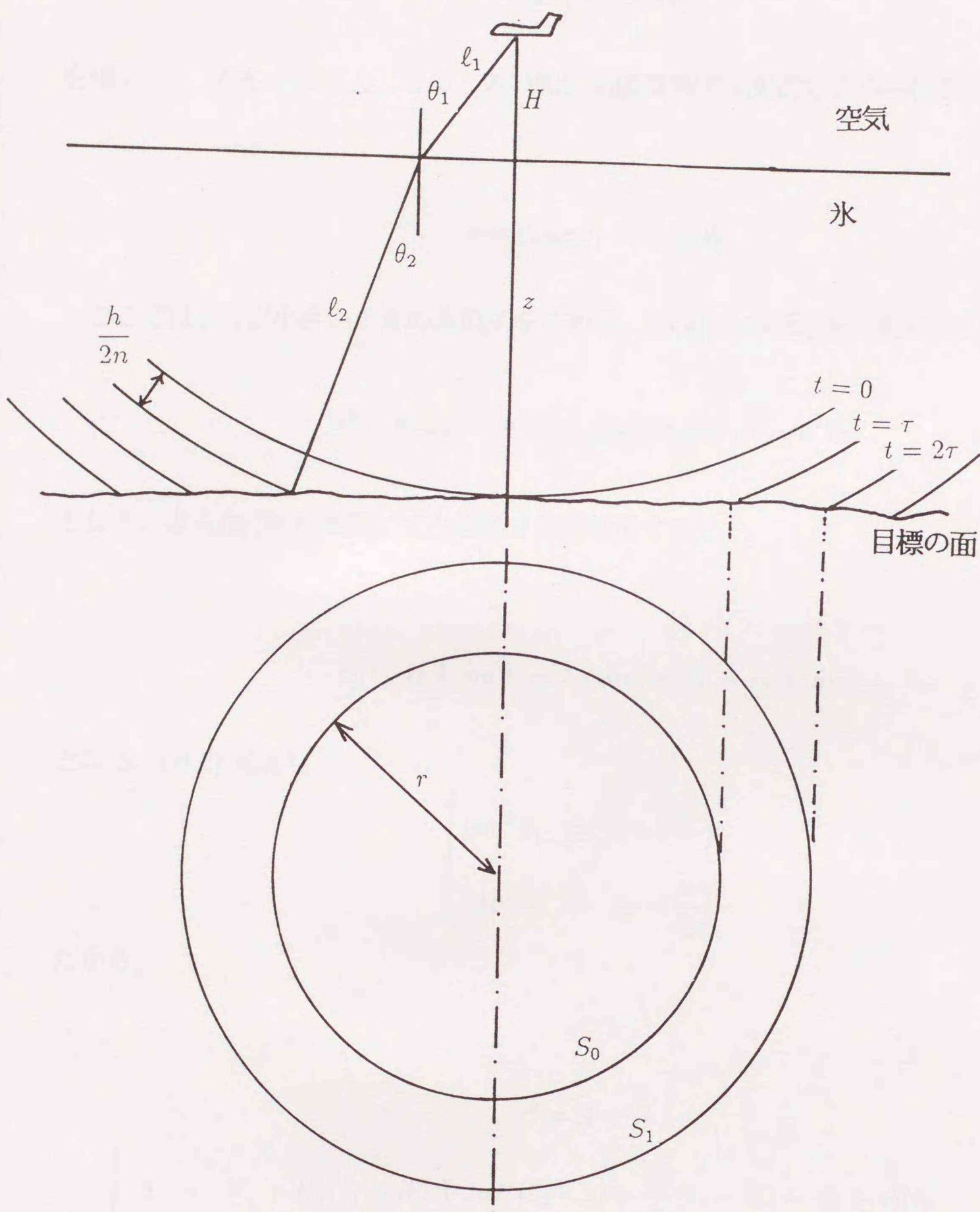
B.1 最大照射面積

第 B.1図のようにアンテナ、氷床及び目標の配置を考える。パルスの先頭が目的とする面に到達してから ($t = 0$) パルスの後端が同じ面に到達するまでは ($t = \tau$)、パルスの照射する領域は円盤状で、パルスの後端が到達する時刻にその面積は最大になる。このとき、

$$\frac{c\tau}{2} = (\ell_1 - H) + n(\ell_2 - z) \quad (\text{B.1})$$

となる。このとき、

$$\begin{cases} \cos \theta_1 = \frac{H}{\ell_1} \\ \cos \theta_2 = \frac{z}{\ell_2} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$



第 B.1 図: 氷床と航空機の位置関係とパルスの照射面積

さらに、Snell の法則

$$\sin \theta_1 = n \sin \theta_2 \quad (\text{B.3})$$

を用いて ℓ_1, ℓ_2 を求めると、このときの照射面積の半径は次式で求められる。

$$r = \ell_1 \sin \theta_1 + \ell_2 \sin \theta_2 \quad (\text{B.4})$$

ここでは、 θ_1 が小さいときの近似式を求める。(B.4) 式の両辺を自乗すると

$$r^2 = \ell_1^2 \sin^2 \theta_1 + 2\ell_1 \ell_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 + \ell_2^2 \sin^2 \theta_2 \quad (\text{B.5})$$

となる。さらに (B.3) を用いて右辺第 2 項を変形すると

$$2\ell_1 \ell_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 = \ell_1 \ell_2 \left(n \sin^2 \theta_1 + \frac{1}{n} \sin^2 \theta_2 \right) \quad (\text{B.6})$$

となる。(B.2) 式より

$$\begin{cases} \sin^2 \theta_1 = 1 - \left(\frac{H}{\ell_1} \right)^2 \\ \sin^2 \theta_2 = 1 - \left(\frac{z}{\ell_2} \right)^2 \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

だから、

$$r^2 = A + B \quad (\text{B.8})$$

$$\begin{cases} A = (\ell_1 + H)(\ell_1 - H) + 2nH(\ell_2 - z) + \frac{2z}{n}(\ell_1 - H) + (\ell_2 + z)(\ell_2 - z) \\ B = -2nH(\ell_2 - z) - \frac{2z}{n}(\ell_1 - H) + n\ell_1 \ell_2 (1 - H/\ell_1^2) + \frac{\ell_1 \ell_2}{n} \left(1 - \frac{z^2}{\ell_2^2} \right) \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

ここで、 $\ell_1 + H \simeq 2H$, $\ell_2 + z \simeq 2z$ とすると、

$$A = 2H(\ell_1 - H) + 2nH(\ell_2 - z) + \frac{2z}{n}(\ell_1 - H) + 2z(\ell_2 - z) \quad (\text{B.10})$$

$$= 2[(\ell_1 - H) + n(\ell_2 - z)](H + \frac{z}{n})$$

$$= c\tau(H + \frac{z}{n})$$

$$B = 2(\ell_1 z - \ell_2 H)(\frac{nH}{\ell_1} - \frac{z}{n\ell_2}) \quad (\text{B.11})$$

$$= 2nHz[(1 - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}) - \frac{1}{n^2}(1 - \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1})]$$

(B.12)

となり、 $A \gg B$ であるから、

$$r = \sqrt{c\tau(H + \frac{z}{n})} \quad (\text{B.13})$$

が、近似的に求まる。このとき照射面積 S_0 は、

$$S_0 = \pi c\tau(H + \frac{z}{n}) \quad (\text{B.14})$$

である。

B.2 ドーナツ状の照射面積

パルスの先端が目標の面に到達してパルス幅を越える時刻になると ($t > \tau$)、パルスの後端が目標とする面を抜けて、照射される領域は、ドーナツ状になる。この場合の照射領域の面積を求める。

近似式 (B.13) を用いてパルス先端部分の描く円の半径 r_f は、

$$r_f = \sqrt{ct(H + \frac{z}{n})} \quad (\text{B.15})$$

となる。同様に、後端部分の描く半径 r_b は、

$$r_b = \sqrt{c(t - \tau)(H + \frac{z}{n})} \quad (\text{B.16})$$

となるから、照射領域の面積 $S(t)$ は、

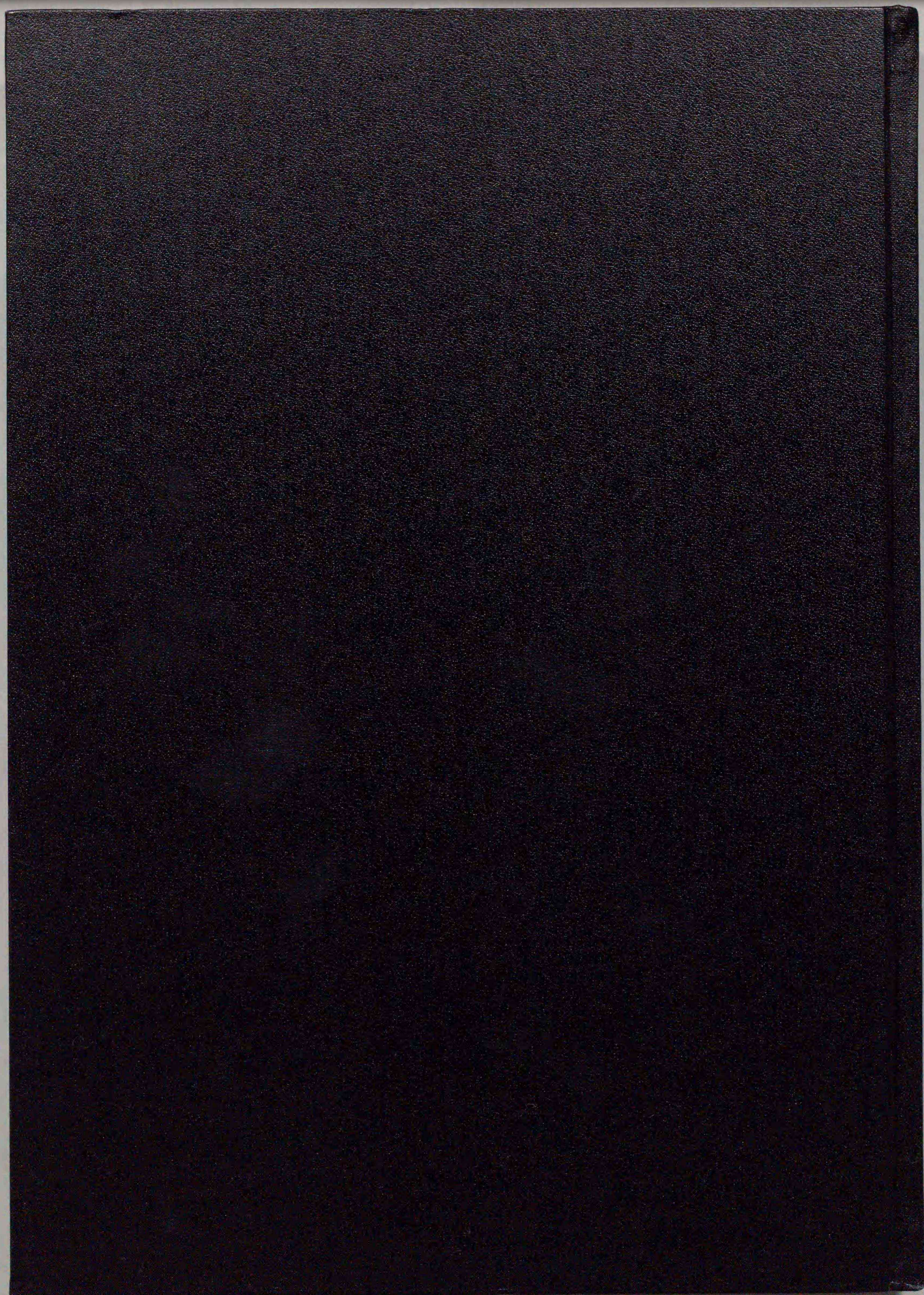
$$S(t) = \pi c \tau (H + \frac{z}{n}) \quad (\text{B.17})$$

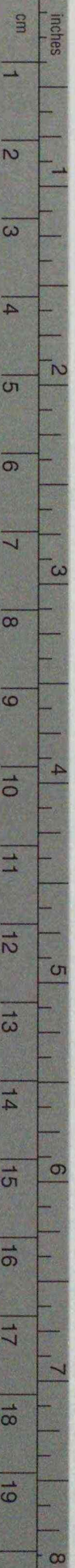
となり、最大面積と同じになる。

近似を使わない場合には、第 B.1 表のように面積が求められる。

第 B.1 表: パルスの照射面積の数値解と近似解 $H = 300m$ $z = 500m$

	pulse width	60 nsec	250 nsec	1000 nsec
$t = \tau$	θ_1	10.2°	20.4°	39.3°
	θ_2	5.7°	11.3°	20.8°
	$r_1(m)$	104.0	211.4	435.9
	(approx.)	(102.2)	(208.7)	(417.3)
	$S_1(m^2)$	33959	140418	596993
	(approx.)	(32826)	(136776)	(547105)
$t = 2\tau$	θ_1	14.2°	28.5°	52.7°
	θ_2	7.9°	15.5°	26.5°
	$r_2(m)$	145.5	302.0	643.6
	(approx.)	(144.6)	(295.1)	(590.2)
	$S_2(m^2)$	32532	146130	704254
	(approx.)	(32826)	(136776)	(547105)
$t = 3\tau$	θ_1	17.4°	34.5°	61.0°
	θ_2	9.7°	18.6°	29.4°
	$r_3(m)$	179.2	374.0	823.3
	(approx.)	(177.0)	(361.4)	(722.8)
	$S_3(m^2)$	34421	152909	828166
	(approx.)	(32826)	(136776)	(547105)





Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black
[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]
[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]	[Patch]

Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 **M** 8 9 10 11 12 13 14 15 **B** 17 18 19

