



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	マイクロ波領域における氷結晶の誘電特性の測定と、極域雪氷圏における電波リモートセンシングへの応用
Author(s)	藤田, 秀二
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第3119号
Issue Date	1992-09-30
DOI	https://doi.org/10.11501/2964588
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/51167
Type	doctoral thesis
File Information	000000255459.pdf



マイクロ波領域における氷結晶の誘電特性の測定と、
極域雪氷圏における電波リモートセンシングへの応用

藤 田 秀 二

要旨

地球環境の調査・評価のためのリモートセンシング技術の発展は、極域雪氷圏の調査・評価に大きく貢献している。それは、観測手段として、電波リモートセンシングの発達、特にマイクロ波リモートセンシングの発達によるものである。特に、電波リモートセンシングの発達による極域雪氷圏の調査・評価の重要性は、近年ますます高まっている。本論文は、マイクロ波領域における氷結晶の誘電特性の測定と、極域雪氷圏における電波リモートセンシングへの応用について述べる。

マイクロ波領域における氷結晶の誘電特性の測定と、極域雪氷圏における電波リモートセンシングへの応用

Measurement on the dielectric properties of ice at microwave frequency and its applications to the remote sensing of the Polar Cryosphere

藤田 秀二

要 旨

地球規模の気候・環境変動の解明にとって、両極域の雪氷圏の研究が果たす役割は大きい。それは、極域雪氷圏が、地球上の熱や水の循環、地球大気および海洋の循環系に大きな影響を与えているからである。例えば南極やグリーンランドの氷床は、地球規模の気候の形成とその変動に能動的な役割を果たし、一方、氷床それ自身も、地球上の気圏－水圏－岩石圏の相互作用の結果として存在している。したがって、極域雪氷圏の広がりとその物理化学的諸特性を広域に観測し、その変動を常に明らかにしていくことは、地球の気候・環境変動のメカニズムを理解しその将来的予測をたてていく上で欠くことのできないことである。

地球表面の中でも南極大陸、グリーンランド島、北極圏などの広大な領域を占める極域雪氷圏の観測に、人工衛星や航空機を用いた電波リモートセンシングは欠かせない技術である。それは、この技術を用いて初めて、我々は人間が直接踏み入ることの困難な地域での広い面積での高い頻度の観測を実現させることができるからである。

本論文は、マイクロ波領域の周波数である9.7GHzに於て氷の誘電特性を測定し、その結果を、極域雪氷圏における電波リモートセンシングによって得られる観測データの解釈、更には将来あるべきレーダーやセンサーの開発思想に応用した一連の研究の結果を述べたものである。極域雪氷圏の電波リモートセンシングは、その地域を覆う物質である“氷”と電磁波の相互作用の結果として得られるシグナルを解析する技術である。そして、その相互作用を決める物理量が、本研究で測定した複素誘電率である。本研究による氷の誘電特性の測定によって、氷の複素誘電率が、結晶軸方位、含有不純物、それに、温度に強く依存する物理量で

あることが新たに明らかになった。この事実のもつ意味は、一つには、リモートセンシングによって得られるデータを解析する際には、これらがそのデータ与えている効果を考慮しなければならないということ。そしてもう一つには、これらの物理量は何等かの測定手法やアルゴリズムを用いてリモートセンシング可能であるということである。

本論文の内容は大まかには以下の通りである。まず、第1章には氷の誘電特性の研究のレビューを示す。第2章は本研究で用いた測定手法やシステムについての解説である。第3、4、5章では氷の誘電率測定結果とその解釈、第6章では一般的な水体中の電磁波の伝播特性を論じる。第7、8、9章では第5章までの結果を実際の極地氷床のリモートセンシングへの応用してゆく。第10章は結論であり、ここでは第9章までの総括を行ない今後有るべきレーダーやセンサーの特性について提唱する。

本研究で得られた結果を述べている、本論文の第3章以下の内容を順を追って要約すると以下のようになる。第3章と第4章が具体的な測定結果であり、ここではいくつかの新事実を示す。まず第3章では、氷の誘電率実数部の一軸異方性をはじめて定量的に明らかにする。測定の結果、結晶C軸と電場ベクトルが平行な場合の誘電率、 $\epsilon'_{//c}$ 、は結晶C軸と電場ベクトルが垂直な場合の誘電率、 $\epsilon'_{\perp c}$ 、よりも大きいことが明らかになった。この傾向は、デバイ緩和周波数領域から静的誘電率の領域の低周波で観測されているものと同じである。この事実、9.7GHzと低周波の中間の周波数領域であるHF、VHF、マイクロ波領域でも $\epsilon'_{//c} > \epsilon'_{\perp c}$ であることを示唆している。 $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ は共に温度にわずかに依存するが誘電異方性 $\Delta\epsilon' (= \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c})$ は一定であり、 $0.037 (\pm 0.007)$ であった。この結果に基づいた計算から、ラジオエコーサウンディング (Radio Echo

Sounding) 技術で極地氷床の内部層から観測される電波の反射の主要原因の一つが氷の誘電異方性であるという結論を導いた。

次に第4章では、含有不純物として酸を含む氷の複素誘電率を明らかにする。酸は天然の雪や氷に含まれる主要な不純物でありながら、それがマイクロ波領域での氷の誘電特性に与える影響は従来全くわかっていなかった。本研究では、氷の複素誘電率が氷が含有する酸の濃度に比例して増大し、さらには酸の濃度を体積モル濃度で表すとき、その直線関係は酸の種類に依存しないことをはじめて明らかにした。特に誘電損失は含有する酸に大きな影響をうける。

次に第5章では、4章で述べたような酸を含有する氷の9.7GHzでの誘電特性を、従来他の研究者によって低周波帯(LF帯)で得られているそれと比較する。その結果、第4章に得られたような酸の濃度と誘電損失のもつ直線関係を電気伝導度で書き表した場合、それはマイクロ波帯でもLF帯でもほぼ同一の値になることがわかった。また更には、氷が酸を含有することによって起こる電気伝導度の値は、かつて極地氷床氷の直流電気伝導メカニズムを説明するために提唱されてきたモデルから得られる値ともよく一致することがわかった。この結果は、従来測定例の少ないマイクロ波帯とLF帯の間の周波数帯であるMHz帯には顕著な誘電分散帯は存在しないことを示唆している。また更には、第4章で得たような、酸を含む氷の誘電特性が、氷床ラジオエコーサウンディングに用いられるMHz帯にも適用できることを示している。

第6章以降には、第5章までに得られた氷の高周波での誘電特性から、氷体内をMHz帯とGHz帯の電磁波が伝播する際の伝播特性を示してゆく。氷体中の電磁波の伝播速度は、おおよそ $169\text{m}/\mu\text{sec}$ であるが、この速度は氷体温度の上昇と共に $0.023\text{m}/\mu\text{sec}^{\circ}\text{C}$ の割合で減少する。氷単結晶の

誘電率には一軸対称の誘電異方性があることから、伝播速度は電磁波のもつ電場ベクトルと氷の結晶C軸の角度に応じて $1\text{m}/\mu\text{sec}$ 変化しうる。氷単結晶に一軸対称の誘電異方性があるということは、氷多結晶のもつ誘電率テンソルもまた異方性をもつことを意味している。この事実、氷体中を伝播する電磁波の偏波状態はこの誘電率テンソルによって決定されていることを意味している。

氷多結晶の誘電損失は、それが含有する酸の濃度に比例して大きく変化するので、酸を含有する氷の中では純氷の中よりも著しい電磁波の減衰が起こる。電磁波の氷体への浸透深さを、水素イオン濃度指数pHの関数として見積もった結果、それはpHと温度と測定周波数に強く依存することがわかった。

第7章では氷床内部反射層の原因と性質を議論する。氷床内部反射は、氷床内部でファブリックパターンが深さ方向に変化したとき、あるいは、含有する酸の濃度が変化し結果として電気伝導度が増変したときに起こり得ることを明らかにする。氷床内部反射の原因は、氷床浅層部では密度変化が支配的であるが、深層部では、ファブリックパターンの変化と電気伝導度の変化の両方であるという結論が導かれる。それぞれの反射層がそのどちらの原因で成り立っているかは、電磁波の強度反射係数(PRC)の周波数依存性を調べれば分かることを示す。

第8章では、南極みずほ基地で観測された氷床内部反射と、ここで掘削された氷床コアのファブリックパターンの関係について論じる。比較検討に用いたデータは、179MHzのラジオエコーサウンディング(RES)を用いて現地で得られているデータと700m深の氷床コアから測定したファブリックパターンである。ファブリックパターンのデータをもとに、それぞれの深さの氷床がもつ誘電率テンソルを計算した。誘電率テンソ

ルの計算結果から、みずほ基地下の氷床が1軸異方性の複屈折媒体であることがわかった。この結果から、現地での氷床中を伝播する電磁波の偏波状態はその誘電率テンソルによって決定されていることを明らかにする。

本論文では、第8章までに、氷床中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存することを明らかにするが、氷床中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存するという事実は、電波リモートセンシングによって氷床のファブリックパターンを観測し、さらにはその氷床の動力学的特性を明らかにできる可能性が高いということを意味している。第9章では南極氷床を形成する多結晶氷のファブリックパターンが、その地域の氷床の動力学的環境を密接に反映している例を示す。東南極、セルロンダーネ山地の周辺地域から得られた氷試料のファブリックの解析から、氷床流に対し山脈の側方にあたる地域の氷床表面氷は、広域にわたって側方からのせん断歪が蓄積されていることを示すファブリックパターンをもっていることを明らかにする。

第10章には本論文の総括を述べている。ここではまず第9章までに記述した内容をまとめる。そして、これらの結果から、将来あるべきレーダーとして多周波レーダーと偏波レーダーを挙げる。これらのレーダーが、氷床内部反射層を特定する目的や、氷床内部のファブリックパターンを検知する目的には極めて有望であることを述べる。最後に、高周波での氷の誘電研究に残る今後の課題を述べる。

マイクロ波領域における氷結晶の誘電特性の測定と、極域雪氷圏における電波リモートセンシングへの応用

目次

	ページ
1、序論	1
1、1 はじめに	1
1、2 雪氷圏電波リモートセンシングの重要性	2
1、2、1 雪氷圏電波リモートセンシングの重要性	2
1、2、2 雪氷圏電波リモートセンシングの例	3
1、3 氷の複素誘電率とリモートセンシング	4
1、3、1 氷の複素誘電率とリモートセンシング	4
1、3、2 氷の複素誘電率の研究経緯－誘電率実数部	6
1、3、3 氷の複素誘電率の研究経緯－誘電損失	8
1、4 本論文の目的と構成	11
2 定在波法による複素誘電率の測定	18
2、1 測定の原理と手順	19
2、1、1 原理	19
2、1、2 氷試料	23
2、1、3 測定手順	23
2、2 測定結果の例	26
2、3 測定例に対する考察	27
2、3、1 誘電率実数部の異方性	27
2、3、2 不純物イオンの影響の見積もり	27
2、3、3 純氷の誘電損失	29

2、4	測定の際に必要な注意点	30
	—導波管内で偶然に発生する共鳴—	
3	氷結晶の9.7GHzにおける誘電異方性	41
3、1	本章の要旨	41
3、2	はじめに	42
3、3	測定条件	43
3、4	測定結果	43
3、5	考察	44
3、5、1	ϵ' の異方性	44
3、5、2	誘電異方性により誘起される氷体内での電磁波の反射	46
4	酸を含有する多結晶氷の9.7GHzにおける誘電特性	54
4、1	本章の要旨	54
4、2	はじめに	55
4、3	測定条件	55
4、4	測定結果	56
4、4、1	複素誘電率の温度依存性	56
4、4、2	複素誘電率に対する酸の影響	57
4、5	考察	58
4、5、1	複素誘電率を決定づけている要因	58
4、5、2	酸の濃度の関数としての複素誘電率	60
4、5、3	塩を含有する氷のマイクロ波誘電率との比較	61
5	酸を含有する多結晶氷の、マイクロ波帯とLF帯における誘電特性の比較	70
5、1	本章の要旨	70

5、2	はじめに	71
5、3	酸を含む氷の誘電特性	73
5、3、1	マイクロ波帯の結果	73
5、3、2	LF帯の結果	74
5、4	考察	76
5、4、1	Wolff and Parenのモデル	76
5、4、2	マイクロ波帯の結果・LF帯の結果・直流モデル計算 値の比較	77
5、5	結論	80
5、5、1	マイクロ波帯とLF帯での誘電特性の一致	80
5、5、2	マイクロ波帯とLF帯での誘電特性はMHz帯にもあて はまる。	80
5、6	含有不純物としての塩の効果について	81
6	氷の誘電特性から求めた、氷体中での電磁波の伝播特性	84
6、1	本章の要旨	84
6、2	伝播速度	85
6、2、1	誘電異方性と温度の効果	85
6、2、2	密度の効果	87
6、2、3	含有不純物としての酸の効果	87
6、3	多結晶氷中での複屈折と、電磁波の偏波状態	88
6、4	減衰	90
6、4、1	酸を含む氷の中での電磁波の減衰	91
6、4、2	浸透深さの計算結果	93
6、5	今後の課題	94
7	氷床内部反射層の原因とその性質	99

7、1	本章の要旨	99
7、2	はじめに	100
	ー氷床内部反射層の研究経緯ー	
7、3	ファブリックパターンの変化による反射	102
7、3、1	反射係数の計算	102
7、3、2	氷の誘電異方性	103
7、3、3	氷床中でのファブリックパターンの変化と内部反射	104
7、4	氷の酸性度の変化に起因する反射	106
7、5	内部反射層の性質	108
7、5、1	周波数依存性	108
7、5、2	温度依存性	111
7、5、3	内部反射層の解釈が極地氷床の研究にもつ意味	111
7、6	今後必要な研究	113
8	南極みずほ基地における、氷床の内部反射とファブリックパターンの関係	120
8、1	本章の要旨	120
8、2	はじめに	121
8、3	みずほ基地におけるラジオエコーサウンディングの結果	122
8、4	みずほコアのファブリックパターン	123
8、5	誘電率テンソルの異方性	123
8、6	電磁波の伝播	124
8、6、1	1軸対称性複屈折媒体内での伝播理論	124
8、6、2	実測値の理論との比較	126
8、6、3	結晶粒界の誘電率差の異方性	127

8、7	反射	128
8、7、1	ファブリックパターンの変化に起因する反射	128
8、7、2	密度変化による反射	129
9	東南極セルロンダーネ山脈の側方域の裸氷帯氷のファブリックと氷床の歪	140
9、1	はじめに	140
9、2	氷試料とその採取地点	141
9、3	測定結果	143
9、4	考察	144
9、4、1	山脈側方域の氷に蓄積された歪の形状	145
9、4、2	ヌナタクからの距離と歪量	147
10	総括	154
10、1	本研究で得られた成果のまとめ	154
10、2	将来あるべきレーダーやセンサーの開発思想	158
10、2、1	多周波レーダー探査の利点	158
10、2、2	偏波レーダーを利用した氷の結晶集合組織探査	159
10、3	電波リモートセンシングにより観測できる、極域氷床に関する物理量・現象	160
10、4	マイクロ波領域での氷の誘電特性、今後に残る課題	163
参考文献		167
謝辞		173
付録1	先端短絡法を用いた、誘電率の計算プログラム	174

第 1 章

序 論

1、1 はじめに

本論文は、マイクロ波領域の周波数である9.7GHzに於て氷の誘電特性を測定し、その結果を極域雪氷圏における電波リモートセンシングによって得られる観測データの解釈、更には将来あるべきレーダーやセンサーの開発思想に応用した一連の研究の結果を述べたものである。1990年から1992年にかけて、筆者は氷の誘電特性の新たな測定を行った。氷の複素誘電率を、温度、結晶軸方位、含有不純物の関数として研究した。その結果として特に、氷の複素誘電率のうち実数部についてはその誘電異方性の存在を定量的に初めて明らかにした。そして、誘電損失については、不純物として酸を含む氷の誘電測定から、氷に含まれる微量の酸が氷の誘電損失値あるいは電気伝導度を大きく増大させることを明らかにした。本論文では、こうして測定により得られた氷の誘電特性を用いて、極域雪氷圏における電波リモートセンシングで得られる観測データの持つ物理化学的に正確な解釈を新たに提示してゆく。そして更には、極域雪氷圏での電波リモートセンシング技術により計測可能な氷体の物理特性を新たに明らかにしていく。

1、2 雪氷圏電波リモートセンシングの重要性

1、2、1 雪氷圏電波リモートセンシングの重要性

近年の人間活動の規模の拡大は、大気環境に様々な影響をもたらす物質や温室効果ガスの大量放出を引き起こしている。その結果、地球温暖化、乾燥化の促進、あるいは酸性雨による森林の破壊、地球生体系への深刻な影響が懸念されている。こうした地球規模の気候・環境の変動は、人類の生存にとって見過ごすことのできない重大な問題である。

このような地球規模の変動の実態や気候変動の解明にとって、両極域を含む雪氷圏の研究が果たす役割は大きい。それは、雪氷圏が、地球上の熱や水の循環にとって重要な存在であり、地球大気および海洋の循環系に大きな影響を与えているからである。例えば南極やグリーンランドの氷床は、地球規模の気候の形成とその変動に能動的な役割を果たし、一方、氷床それ自身も、地球上の気圏－水圏－岩石圏の相互作用の結果として存在している。したがって、地球の雪氷圏の広がりとその物理化学的諸特性を広域に観測しその変動を常に明らかにしていくことは、地球の気候・環境変動のメカニズムを理解しその将来的予測をたてていく上で欠くことのできないことである。

地球表面の広大な領域を占める雪氷圏の観測に、近年行われつつある人工衛星を用いた電波リモートセンシングは欠かせない技術である。この技術が実用化される以前の雪氷圏の観測は、その広大な地域の中の極めて限られた場所と時間に行われてきた。人工衛星を用いたリモートセンシングには、観測対象面積と観測頻度を従来と比較にならない程増大させることが期待できる。雪氷圏はその性質上人間が直接踏み入ることの困難な地域が多いため、従来観測をすることのできなかった地域の情

報が得られるという点でもその貢献は大きい。

1、2、2 雪氷圏電波リモートセンシングの例

雪氷圏での電波リモートセンシングは広い周波数範囲で行われている。人工衛星から地球表面を観測する場合には地球表面から発した電磁波、或は反射した電磁波が、大気中で減衰せずに人工衛星まで到達する必要がある。そのような周波数領域は限られており、宇宙から地球表面を観測できる周波数スペクトルの窓というわけでこれを窓領域と呼んでいる。これは大きく二つに大別でき、約数百MHzから数十GHzの範囲、それに可視光周辺の周波数領域である。本論文では前者の周波数範囲の氷の誘電特性と、氷体内での電波伝播特性を論じる。

雪氷圏電波リモートセンシングの例を以下にいくつか示す。人工衛星搭載型のレーダー高度計は、ERS1 (European Remote Sensing Satellite-1、欧州宇宙機構) や Seasat (米国)、Geosat に搭載され、約13.5GHzの周波数を用いている。これを用いて、南極やグリーンランドに存在する氷床の表面高度を測定することができる。受動型マイクロ波センサーは、同様の周波数帯で雪氷域からのマイクロ波放射を検知するものである。雪氷域からのマイクロ波放射は、その上層部数メートル程度の物理特性を反映している。これにより氷体の表面温度等を見積もることが出来る。人工衛星搭載型の能動型マイクロ波センサーとしては、合成開口レーダー (Synthetic Aperture Radar: SAR) を挙げることができる。これはERS1ではCバンドの5.3GHz、J-ERS1 (Earth Resources Satellite、日本) ではLバンドの1.275GHzで運用されている。これらの能動型レーダーは、氷体内部数十メートルの深さまでの物理情報が得られるものと考えられているが、後述するように電波の浸透

深さには未解明の点が多い。

更に低い周波数の電波を用いて氷床のラジオエコーサウンディングが行われてきた。この技術には通常十から数百MHzの電波が用いられる。これは、地上レーダーや航空機搭載型のレーダーを用いて、氷床や氷河の内部構造や基盤岩地形、そしてその三次元的広がりを探査するために用いられている。氷床内部に入射した電磁波が氷床内部で反射・散乱し再び地上に戻るのは、氷体内部で複素誘電率が変化する不連続面や散乱体が存在することにより起こる。

1、3 氷の複素誘電率とリモートセンシング

1、3、1 氷の複素誘電率とリモートセンシング

雪氷圏での電波リモートセンシング技術は、その地域の地表面を構成する基本的な物質である“氷”の物理的な性質に基づいた様々な電波のシグナルを検知解析する技術である。比複素誘電率 (relative complex dielectric permittivity)、 $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$ 、はこのような物理諸特性の一つを表す。これは、媒質中の電磁波の伝播速度、反射、散乱、減衰の諸特性を規定するパラメータである。よく知られているように、複素屈折率、 $n^* = n' - in''$ 、は ϵ^* と、次のように関係している。すなわち、氷のような非磁性体では、約1.2%ある誘電異方性の効果を見捨てた場合、

$$\epsilon^* = n^{*2} \quad (1-1)$$

と表すことができる。これより、氷の複素誘電率の実数部は虚数部よりもはるかに大きいことから次のように書ける。

$$\epsilon' = n'^2 \quad (1-2)$$

$$\epsilon'' = 2n'n'' \quad (1-3)$$

ここで、約10MHzから1000GHzの広い周波数領域で、 ϵ' はほぼ定数となることがわかっており、過去に行われている研究結果はそのほとんどが 3.17 ± 0.07 の範囲に収まることがわかっている。 ϵ' にはわずかに温度依存性がある。 ϵ' は電磁波の伝播速度を規定する物理量である。

誘電損失は ϵ' と ϵ'' を用いて次のように定義される。

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (1-4)$$

この誘電損失については過去に測定例は少なく、またいくつかある測定結果も測定者により大きく異なり、最大で10倍以上にもなる。このように研究者によって結果が異なる原因は、誘電損失がこの周波数帯で非常に小さい値を持つために、精密な測定が容易ではないことと、氷に含まれる微量の不純物が電磁波の吸収に大きな影響を与えているためと考えられている。

高周波、マイクロ波領域における虚数部 ϵ'' の振舞いは、kHz帯に緩和周波数をもつDebye型の配向分極に起因する ϵ'' のピークの高周波側の裾野と、 $60\mu\text{m}$ と $45\mu\text{m}$ での遠赤外の波長域で起こる結晶格子の振動共鳴に起因する ϵ'' のピークの低周波側の裾野の位置として特徴づけることが出来る。この二つの誘電分散域には含まれた周波数帯では、誘電損失は深い谷をなしており、その最小値は1-10GHzの範囲にあると考えられている。

この周波数帯で過去に行われたいくつかの研究例は、特にこの谷底の

領域に於て異なった結果を示している。その相違は研究者によって10倍以上にもなる。そしてこの周波数帯での氷の複素誘電率のあいまいさは、そのまま電波リモートセンシングによって得られる観測データの解釈のあいまいさとなる。例えば、氷体への電波の浸透深さ p は、次式のように表されるが、

$$p = \frac{\lambda_0}{4\pi n''} = \frac{\lambda_0 \sqrt{\epsilon''}}{2\pi \epsilon''} \quad (1-5)$$

これは、 ϵ'' のあいまいさが、そのまま p のあいまいさになることを意味する。ここで λ_0 は真空中の波長である。

1、3、2 氷の複素誘電率の研究経緯－誘電率実数部

ここでMHz帯とGHz帯で従来行われてきた氷の複素誘電率の概観を述べ、その問題点を指摘してみたい。このような高周波での氷の複素誘電率の研究は初期の研究としてはLamb(1946)、Lamb and Tueney(1949)の、空洞共振器を用いた測定、Cumming(1952)による導波管を用いた透過法という手法による測定、Von Hippel(1954)による測定にさかのぼる。これらの研究結果は1965年にEvans(1965)によりレビューとして比較検討されている。

先に述べたように、誘電率実数部についてはこの段階でほとんどの研究結果が 3.17 ± 0.07 の範囲に収まることがわかっている。その後にも筆者らの研究を含め1MHzと100GHzの間の周波数範囲で多くの誘電率測定がなされているがほとんどの結果が上の結果の範囲に含まれる。近年の主要な測定例としてはGough(1972)の低周波から1MHzでの測定、Vant et al. (1974, 1975)の10GHzでの測定、Johari and Charrete(1975)、

Johari (1976) の0.5-100MHzでの測定、Matzler and Wegmuller (1987) の3.5-95GHzでの測定、Blue (1980) の99GHzでの測定、Fujita et al. (1992(1)、1992(2)) の9.7GHzにおける測定がある。初期のレビュー [Evans (1965)] では誘電率実数部には温度依存性はないとされていたが、近年の測定では [例えば、Johari and Charrete (1975)、Matzler and Wegmuller (1987)、Fujita et al. (1992(2))] ではわずかに温度依存性をもつことがわかっている。 -10°C における氷の誘電率実数部の誘電率の周波数依存性を模式的に図1-1に示した。図からもわかるように、kHz帯と遠赤外領域の誘電分散域に挟まれたほぼ10MHz-1000GHzの範囲では実数部は一定になる。従って、雪氷圏電波リモートセンシングに用いられる10MHz-35GHzでも実数部は一定である。

地球表面上に通常存在する氷の相である六方晶氷は、一軸対称性の結晶構造をもっている [Hobbs (1974)]。このため、氷のもつ様々な物理特性も一軸異方性をもっている。氷の誘電率の一軸異方性のことを、結晶主軸に平行に電場がかかったときの誘電率とそれに垂直に電場がかかったときの誘電率との差として定義する。本研究の結果として論文中で詳しく述べられるが、9.7GHzでの誘電異方性は $0.037(\pm 0.007)$ である。従来のJohari and Charette (1975) やJohari and Jones (1978) の研究ではこの誘電異方性は検知されなかった。その理由は従来の測定では測定精度が及ばなかったためである。Johari and Charette (1975) は誘電異方性は氷の誘電率の約1%以下であると結論づけているが実際には $1.2(\pm 0.2)\%$ である。

このように氷の誘電率に異方性があるという事実は、これが氷の中を伝播する電磁波の伝播特性に極めて重要な種々の効果を及ぼしていることを意味している。これらは論文中で詳しく議論するが、氷単結晶の集

合体である多結晶のもつ誘電率テンソルが異方性を持つ結果として、電波の偏波状態の変化や氷体内での電波の反射が起こる。また、多結晶を構成する結晶粒どうしの結晶粒界は同時に誘電率の不連続境界であることになる。このような誘電率の不連続境界は、電波の体積散乱を引き起こす可能性が高い。ただし、この効果は現段階では定量的には明らかではない。

誘電率実数部は、氷の密度に大きく依存する。すなわち、氷が気泡や空隙をもっている場合には、それは氷と空気の混合誘電体となるので、氷と空隙の体積比に応じて誘電率は変化する。この点については初期にはCumming(1952)により研究され、近年ではTiuri et al. (1984)の研究例がある。氷と空隙の幾何学的な形状や電磁波の波長との相互作用も、誘電率の密度依存特性に大きな影響を与えることがわかっている。この点については例えばSihvola(1985)に詳しいので、本論文では特に扱わない。また、ここに紹介した研究の中で、雪の誘電率は特に融点近くにおいてその含水率が誘電率を大きく増大させることがわかっている。したがって、特に地球上の中緯度地域の雪氷の誘電特性を論じるにはこの含水率の影響を無視することはできない。このような水を含む系は他の研究に譲ることとし、本論文では扱わない。本論文第5章以降の議論は、その対象地域を、氷や乾雪に覆われた地域である極域の雪氷圏に限定する。

1、3、3 氷の複素誘電率の研究経緯－誘電損失

氷の複素誘電率のうち、誘電損失あるいは虚数部については先に述べたとうり研究者による結果のばらつきが大きい。これらの結果は初期に行われた結果についてはEvans(1965)に、また、比較的最近の結果は

Warren(1984)にレビューとして比較検討されている。図1-2に1MHzから1000GHzの間の周波数で従来測定されてきた誘電率虚数部の値を示す。

この図は最近の測定データも含め、現時点で測定されている結果のほとんどを網羅している。先に述べたとうり、虚数部はkHz帯に位置する配向分極分散に伴うピークの高周波側の裾野と、遠赤外領域での共鳴分散帯に伴うピークの低周波側の裾野が1-10GHzの範囲で交わっている。この領域での虚数部の値は 10^{-2} - 10^{-4} の非常に小さな値となっており、研究者間による結果のばらつきもこの周波数域で大きい。

誘電分散帯の高周波側の裾野では一般に周波数と誘電損失の積すなわち $f \tan \delta$ は一定となる。また、固体中の電気伝導度 σ_{∞} は $\tan \delta$ を用いて次のように表すことが出来る。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f \tan \delta \quad (1-6)$$

ここで ϵ_0 は真空中での誘電率である。したがって $f \tan \delta$ が一定であるような周波数帯では電気伝導度も一定となる。更に、(1-5)式に示される電磁波の浸透深さはこの $f \tan \delta$ に逆比例するので図1-3には図1-2の縦軸を $f \tan \delta$ に置き換えて示してみた。

上に述べたレビューの中で、最も信頼性が高いと評価されてきた測定値は、Cumming(1952)の9.4GHzでの測定値と、Evans(1965)の中で紹介されているWestpalの150MHzから2GHzでの測定値である。このうちCumming(1952)は導波管を用いた透過法という測定法で、蒸留水、水道水、それに雪を溶かした水から作成した氷を用いて複素誘電率を測定している。彼は、これらの異なった起源の氷の測定結果に差異を見いだしていない。この点から考えると、氷に含まれるごく微量の不純物が虚数

部に大きな影響を与えることがわかっている現在では (Matzler and Wegmuller(1987)、Fujita et al.(1992(2)))、この結果の信頼性には疑問を呈せざるを得ない。Westpalの測定は、氷河の上の3地点から採取された氷を用いており、 -1°C から -60°C の範囲で行われた。

Westpalは、 -10°C において氷を数時間アニーリングした場合には、虚数部が減少することを見い出している。したがって、図1-2、図1-3に示されている値もアニーリングされた試料のものである。これらは氷の密度が $898-898(\text{kg}/\text{m}^3)$ と $902(\text{kg}/\text{m}^3)$ であった。純氷の密度は $917(\text{kg}/\text{m}^3)$ であるのでこれらの試料は少量の空気を含んでいたと考えられる。

Westpalは測定された値が20%の誤差範囲内で正しいと見積もっている。Westpalの測定は、虚数部が微量の不純物の影響を受けることが明らかになる前になされたものである。試料に含まれていた不純物量や、測定中の試料の取扱い方は、この結果が論文として公表されていないこともあり、残念ながら不明である。

Johari and Charette(1975)それにJohari(1976)は、氷の複素誘電率を $0.5-100\text{MHz}$ の範囲で測定している。彼らが用いた試料は蒸留水から作られたものであり、脱ガスがなされている。これらの結果は図1-3を見る限り、 -15°C 以上の測定ではWestpalの結果と $f\tan\delta$ が良く一致するが、 -15° 以下ではWestpalの方がより大きな $f\tan\delta$ を示している。そしてその差は約30%である。この差異は、部分的には氷に含有している不純物の差異として説明できるようにも見える。

マイクロ波領域で現在までに最も信頼しうる誘電損失の測定値はスイスのMatzler and Wegmuller(1987)によるものである。彼らは $3.5-95\text{GHz}$ の周波数範囲で -30°C 以上の温度において測定を行った。 $3.5-10\text{GHz}$ では誘電損失の高精度の測定法である空洞共振器法を用い、また

10-95GHzではradiometric法で測定を行っている。彼らの用いている試料は、純氷として蒸留水から作成した氷、不純物含有氷として北極圏のスピッツベルゲン島から採取した雪を融解・再凍結した氷である。彼らは誘電測定の後、試料の融解水の電気伝導度を測ることにより試料の純度を明示している。純氷、不純物含有氷の測定結果の比較から、彼らは10-13ppmの微量の塩を含む氷が、純氷に比べ著しく大きい誘電損失をもつことを示した。彼らの測定結果をさらに低周波側の10MHzまで外挿したものを図1-2、図1-3にそれぞれ示す。図に示されるように外挿値はWestpalの結果と約20%以内の精度で、Johari and Charette(1975)、Johari(1976)の結果と30%以内の精度で一致する。また高周波側はMishima et al.(1983)、Whalley and Labbe(1969)の結果と滑らかに結びつく。

さらに、Fujita et al.(1992(2))は9.7GHzにおいて氷が微量な酸を含有することにより、電気伝導度、あるいは誘電損失が大きく増大することを明かにした。この研究は本論文に詳細に述べられる。

1、4 本論文の目的と構成

本論文は、マイクロ波領域の周波数である9.7GHzに於て氷の誘電特性を測定し、その結果を、極域雪氷圏における電波リモートセンシングによって得られる観測データの解釈、更には将来あるべきレーダーやセンサーの開発思想に応用することを目的とする。

本論文の内容は大まかには以下の通りである。まず、この第1章には氷の誘電特性の研究のレビューを示してきた。第2章は本研究で用いた測定手法やシステムについての解説である。第3、4、5章では氷の誘電率測定結果とその解釈、第6章では一般的な氷体中の電磁波の伝播特

性を論じる。第7、8、9章では第5章までの結果を実際の極地氷床のリモートセンシングへの応用してゆく。第10章は結論であり、ここでは第9章までの総括を行ない今後有るべきレーダーやセンサーの特性について提唱する。

本研究で得られた結果を述べている、本論文の第3章以下の内容を順を追って要約すると以下のようなになる。第3章と第4章が具体的な測定結果であり、ここではいくつかの新事実を示す。まず第3章では、氷の誘電率実数部の一軸異方性をはじめて定量的に明らかにする。誘電異方性 $\Delta\epsilon'$ ($=\epsilon'_{//c}-\epsilon'_{\perp c}$)は温度に依存せず一定であり、 $0.037(\pm 0.007)$ であることを示す。この結果に基づいた計算から、ラジオエコーサウンディング技術で極地氷床の内部層から観測される電波の反射の主要原因の一つが氷の誘電異方性であるという結論を導く。

次に第4章では、含有不純物として酸を含む氷の複素誘電率を明らかにする。酸は天然の雪や氷に含まれる主要な不純物でありながら、それがマイクロ波領域での氷の誘電特性に与える影響は従来全くわかっていなかった。本研究では、氷の複素誘電率が氷が含有する酸の濃度に比例して増大し、さらには酸の濃度を体積モル濃度で表すとき、その直線関係は酸の種類に依存しないことをはじめて明らかにする。

次に第5章では、第4章で述べたような酸を含有する氷の9.7GHzでの誘電特性を、従来他の研究者によって低周波帯(LF帯)で得られているそれと比較する。その結果から、第4章で得たような、酸を含む氷の誘電特性が、氷床ラジオエコーサウンディングに用いられるMHz帯にも適用できることを示す。第5章は、9.7GHzでの誘電率測定結果を他の周波数に適用できるとする根拠を示すものであり、第4章の結果を第6章、第7章に結ぶ役割を果たしている。

第6章以降には、第5章までに得られた氷の高周波での誘電特性から、氷体内をMHz帯とGHz帯の電磁波が伝播する際の伝播特性を示してゆく。氷体中の電磁波の伝播速度や偏波特性、減衰特性を示す。特に、電磁波の氷体への浸透深さがpHと温度と測定周波数に強く依存することを示す。

第7章では氷床内部反射層の原因と性質を議論する。氷床内部反射は、氷床内部でファブリックパターンが深さ方向に変化したとき、あるいは、含有する酸の濃度が変化し結果として電気伝導度が変化したときに起こり得ることを明らかにする。氷床内部反射の原因は、氷床浅層部では密度変化が支配的であるが、深層部では、ファブリックパターンの変化と電気伝導度の変化の両方であるという結論が導かれる。それぞれの反射層がそのどちらの原因で成り立っているかは、電磁波の強度反射係数(PRC)の周波数依存性を調べれば分かることを示す。

第8章では、南極みずほ基地で観測された氷床内部反射と、ここで掘削された氷床コアのファブリックパターンの関係について論じる。現地での氷床中を伝播する電磁波の偏波状態はその誘電率テンソルによって決定されていることを明らかにする。

本論文では、第8章までに、氷床の中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存することを示すが、第9章では南極氷床を形成する多結晶氷のファブリックパターンが、その地域の氷床の動力的環境を密接に反映している例を示す。東南極、セルロンダーネ山地の周辺地域から得られた氷試料のファブリックの解析から、氷床流に対し山脈の側方にあたる地域の氷床表面氷は、広域にわたって側方からのせん断歪が蓄積されていることを示すファブリックパターンをもっていることが明らかにする。

第10章には本論文の総括を述べている。ここではまず第9章までに

記述した内容をまとめる。そして、これらの結果から、将来あるべきレーダーとして多周波レーダーと偏波レーダーを挙げる。これらのレーダーが、氷床内部反射層を特定する目的や、氷床内部のファブリックパターンを検知する目的には極めて有望であることを述べる。最後に、高周波での氷の誘電研究に残る今後の課題を述べる。



Figure 1.1. The dielectric dispersion spectrum of ice at -10 °C.

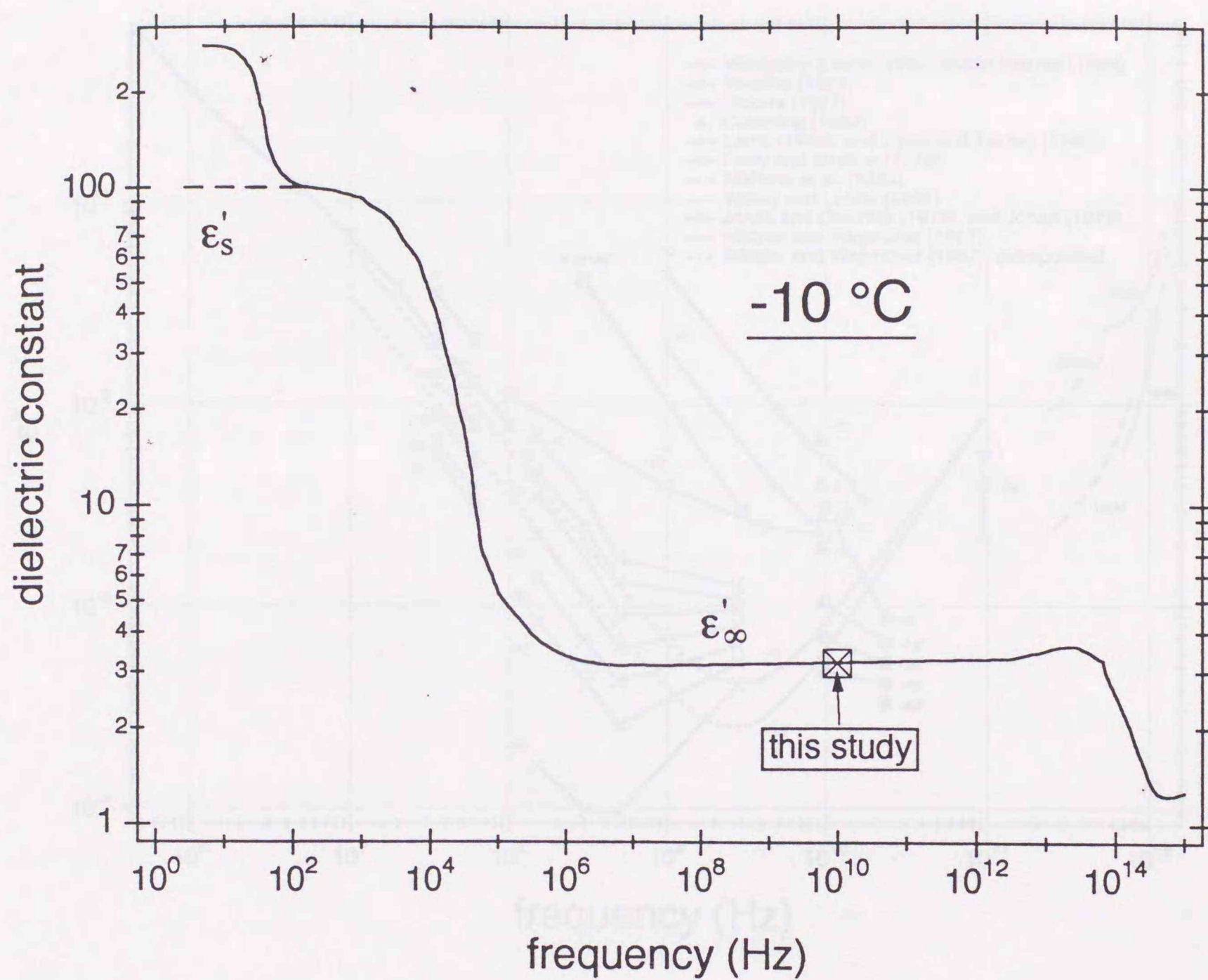


Figure 1-1. The schematic dispersion spectrum of ice at - 10 °C.

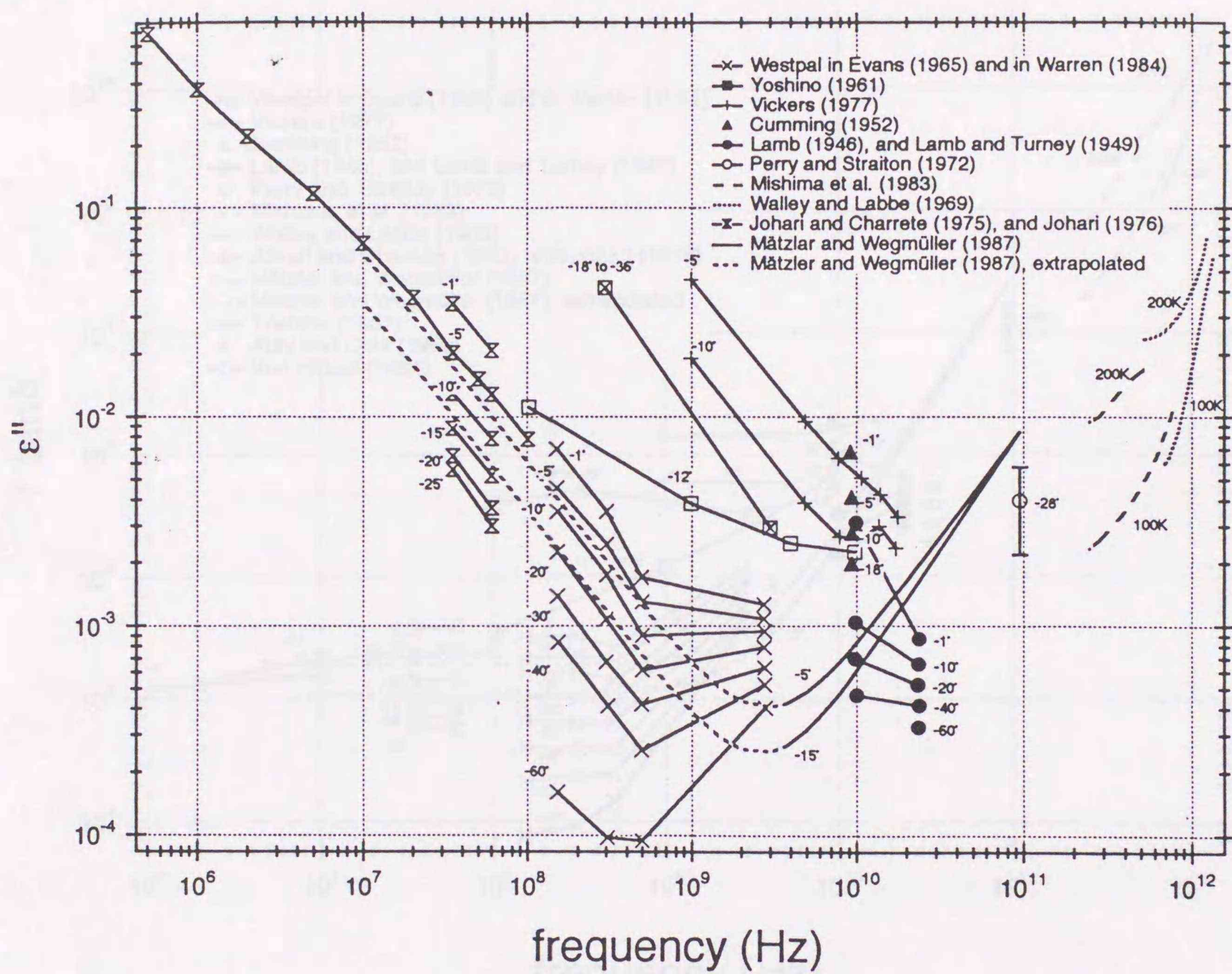


Figure 1-2. The imaginary part of the complex permittivity of ice in the radiowave and microwave regions.

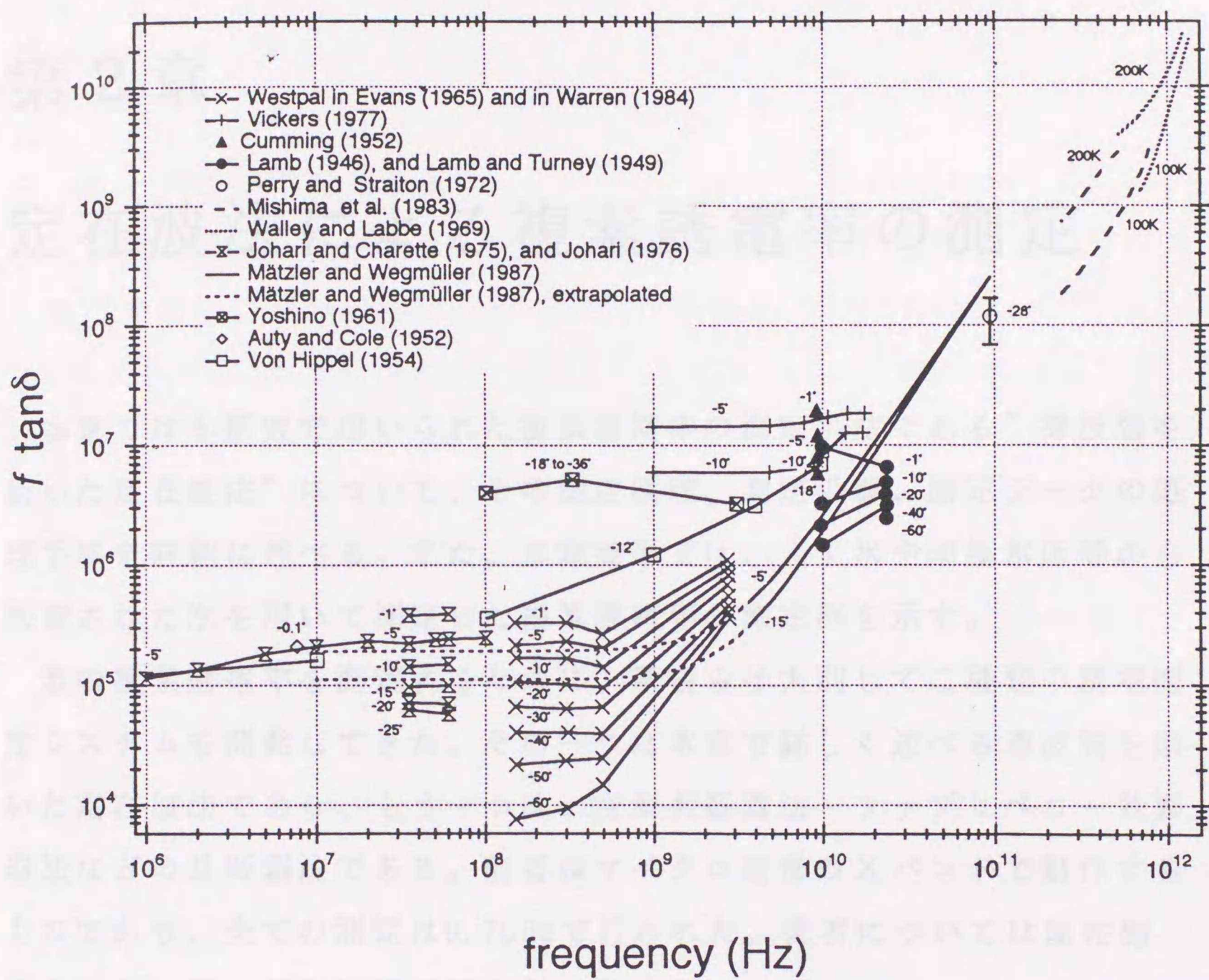


Figure 1-3. Loss tangent of ice versus radio-frequency and microwave frequency. The quantity plotted vertically is $\log_{10}(f \tan \delta)$.

第2章

定在波法による複素誘電率の測定

本章では本研究で用いられた複素誘電率の測定手法である”導波管を用いた定在波法”について、その測定原理、測定手順、測定データの処理手順を詳細に述べる。また、本章後半では、人工氷や南極氷床等から採取された氷を用いて測定した複素誘電率の測定例を示す。

氷の複素誘電率を測定するために、筆者らは大別して二種類の誘電測定システムを開発してきた。その一つは本章で詳しく述べる導波管を用いた定在波法であり、もう一つは、空洞共振器法・ファブリペロー共振器法などの共振器法である。前者はマイクロ波帯のXバンドで動作するものであり、全ての測定は9.7GHzで行われた。後者については現在開発中であり近い将来実用可能となる見込みである。

本章で測定結果の例として示すのは、氷の複素誘電率の温度・結晶主軸方位・密度・不純物に対する依存性である。測定結果の概略は以下の通りであった。複素誘電率実数部は -30°C から融点までの温度範囲において、3.15-3.20の範囲にあった。また、誘電率実数部には一軸異方性が確認された。誘電損失($\tan\delta$)は 2×10^{-3} 程度の大きさであり、これは従来の研究者が得てきた値よりも大きい。なお、誘電率実数部の一軸異

方性については本研究で詳細に調べており第3章で論じられる。また、不純物として酸を含む氷の複素誘電率は第4章で詳細に論じる。なお、本章で述べる研究内容は、論文Fujita et al. (1992(1))として公表済みである。

2, 1 測定の原理と手順

本研究で用いた測定法は、定在波法的一种である先端短絡法と呼ばれる方法である。これについての一般的な説明は、Musil and Zacek(1986)、Sucher and Fox(1963)、小口、大田(1970)に詳しい。図2-1は測定装置の配置を模式的に表したものである。この手法では氷試料は先端が導体金属板で短絡された矩形導波管の中に挿入される。このように配置された導波管の中に発信器からTE₁₀モードのマイクロ波が入射された場合、入射波と金属板で反射する反射波は定在波をつくる。このような導波管の中に氷試料を入れたときと入れないときの入力インピーダンスをスロットドラインを用いて測定する。そして測定した入力インピーダンスを複素誘電率に変換するためには超越方程式

(transcendental equation) の解を求めなければならない。以下に測定原理、測定手順、データの処理方法を、それに、この手法を氷の測定に適用する場合に必要な注意点を詳述していく。

2, 1, 1 原理

この測定法の原理は図2-2を用いて説明する。図2-2(a)は先端を短絡し何も挿入しないときの(空洞時の)導波管内部での定在波の分布を示したものである。図2-2(b)は同じ導波管内での定在波の分布を表しているが、その一部が誘電体試料で満たされている。誘電体試料とはもち

るん本研究の場合には氷である。測定は、試料が導波管内壁に固く密着していることと、導波管断面を完全に満たしていることを前提に行われる。

図2-2(a)で短絡板から距離 D_R の位置から右側を見た場合の入力インピーダンスと、図2-2(b)で短絡板から距離 D の位置から右側を見た場合の入力インピーダンスは、それぞれ(2-1)式と(2-2)式のように表される。

$$i Z_0 \tan [\beta (l_R + l_\epsilon)] = 0 \quad (2-1)$$

$$Z_0 \frac{1 - |\Gamma_0| e^{i2\beta l}}{1 + |\Gamma_0| e^{i2\beta l}} + Z_\epsilon \tanh (\gamma_\epsilon l_\epsilon) = 0 \quad (2-2)$$

ここで Z_0 and Z_ϵ は、それぞれ、TE₁₀モードにおける空洞の導波管と試料を挿入した導波管の特性インピーダンスである。 β は空洞の導波管の位相定数、 γ_ϵ は試料を挿入した導波管の伝播定数である。ここで γ_ϵ は

$$\gamma_\epsilon = \alpha_\epsilon + i \beta_\epsilon \quad (2-3)$$

のように表され α_ϵ と β_ϵ はそれぞれ減衰定数(attenuation constant)と位相定数(phase constant)である。位相定数は次のように書くことができる。

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}; \beta_\epsilon = \frac{2\pi}{\lambda_{g\epsilon}} \quad (2-4)$$

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (2-5)$$

$$\lambda_{ge} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon' - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (2-6)$$

ここで λ_g と λ_{ge} はそれぞれ空洞の導波管と試料を満たした導波管内のマイクロ波の管内波長である。 λ_c は導波管の遮断周波数 (cut off frequency) である。空洞の矩形導波管内で導波管断面の長い方の一辺を a とすると、 $\lambda_c = 2a$ の関係がある。 Γ_0 は試料表面における強度反射係数である。これは次式のように書くことができる。

$$|\Gamma_0| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (2-7)$$

ここで ρ は導波管内の電圧定在波比 (Voltage Standing Wave Ratio: VSWR) である。次式の各辺は等価であることにより、

$$\tan [\beta (D_R - D + l_\epsilon)] = \tan [\beta ((l_R + l_\epsilon) - l)] = -\tan (\beta l), \quad (2-8)$$

$l = -(D_R - D + l_\epsilon)$ と表すことができ、(2-2)式は次のような形で書き直すことができる。

$$Z_0 \frac{1 - |\Gamma_0| \exp [i2\beta (D - D_R - l_\epsilon)]}{1 + |\Gamma_0| \exp [i2\beta (D - D_R - l_\epsilon)]} = Z_\epsilon \tanh (\gamma_\epsilon l_\epsilon), \quad (2-9)$$

ここで $D_R = l_R + l_\epsilon$; $D = l + l_\epsilon$ である。ここで、 $Z_0 = \frac{i\omega\mu}{\lambda}$, $Z_\epsilon = \frac{i\omega\mu_\epsilon}{\lambda_\epsilon}$ を用いて(2-9)

式は次のような形で書ける。

$$\frac{1}{i\beta_\epsilon} \frac{1 - |\Gamma_0| \exp[i2\beta(D - D_R - l_\epsilon)]}{1 + |\Gamma_0| \exp[i2\beta(D - D_R - l_\epsilon)]} = \frac{\tanh(\gamma_\epsilon l_\epsilon)}{\gamma_\epsilon l_\epsilon} = \frac{\tanh T}{T}, \quad (2-10)$$

ここで、

$$T = \gamma_\epsilon l_\epsilon \quad (2-11)$$

である。

(2-10)式は D_R 、 D 、 l 、 l_ϵ と、導波管中の試料の複素誘電率の関係を表すものである。この式を用いれば被測定物質の複素誘電率を求めることができる。 $\tan\delta \neq 0$ であるような、損失をもつ誘電体の測定において、複素誘電率を求めるには一般超越方程式(2-10)を解くことが必要になる。もし(2-10)式の解が見つかった場合には、次式を用いて複素誘電率が導かれる。

$$\epsilon' = \frac{\beta_\epsilon^2 - \alpha_\epsilon^2}{(2\pi/\lambda_0)^2} + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2, \quad \epsilon'' = \frac{2\alpha_\epsilon\beta_\epsilon}{(2\pi/\lambda_0)^2} \quad (2-12)$$

矩形導波管のTE₁₀モードでは、導波管中の電場ベクトルは導波管の軸方向に常に垂直に存在し、更にそれは導波管内壁の短い方の辺に常に平

行である。したがって、この電場ベクトルの方位と試料の結晶軸方位の関係を調節することにより、この測定方法では物質の誘電異方性も求めることができる。

2、1、2 氷試料

本章では温度・結晶方位・密度・含有不純物の関数としての氷の複素誘電率を大まかに示すために、表2-1に示すような7個の氷試料についての結果を示す。天然から採取された氷としてはアラスカ・メンデンホール氷河から採取された単結晶氷、それに南極氷床の東南極・ナンセン氷原から採取された多結晶氷を用いた。人工氷としては、イオン交換水から冷却して作成した多結晶氷を用いた。単結晶については、結晶C軸（主軸）の方位をあらかじめリグスビーステージで測定し、導波管内部の電場ベクトルとなす角をあらかじめ調整した。この角度は表2-1中に示してある。氷サンプルに含まれる化学成分は、文部省国立極地研究所のイオンクロマトグラフィー分析装置で測定された。これも、表2-1に示してある。

2、1、3 測定手順

測定手順はおおまかに三つの段階に分けることができる。それは1) 試料の準備、2) 測定装置への試料の装着、それに3) 計測と計算である。これらの手順と測定で特に払った注意点を以下に記述する。

おのこの測定に使った氷試料は矩形であり、その寸法は断面が10.9mm×22.9mm、そして長さが30.0mmである。試料はそのままの氷の塊から切り出した。断面の寸法は矩形導波管の内部寸法と同じである。氷試料は整形・準備されたのちに、内部の長さが30mmの導波管に挿入

された。導波管の規格はWRJ-10である。導波管は黄銅製であり、その内壁には銀めっきが施されている。導波管の両端のうち一方は金属導体板で短絡され、他の一方はフランジで発信器側からの導波管と連結できるようにになっている。

試料を導波管に挿入する際には、導波管の内壁と氷試料との間に微小な空隙が生じないように細心の注意を払った。なぜなら、微小な空隙は測定結果に大きな誤差をもたらすからである。空隙を除去するために、おのおのの氷試料は融点に保ったイオン交換水を満たした水槽の中で導波管に挿入した。そののち、導波管内壁と氷試料の隙間を埋めたイオン交換水は氷試料と共に凍結した。ここに示した試料の挿入手順は、測定する複素誘電率が最初に整形した試料そのもののほかに、空隙を埋めた薄い氷の誘電率も含んでいることを意味する。しかしながら、空隙を埋めた氷は試料の全体積の数%以下である。

凍結の後、導波管の外壁に付着した氷は完全に除去した。そして、フランジ側の試料の表面は平面に仕上げた。表面の粗さ、或は試料長の整形にあたっての寸法の誤差は0.1mm以下である。試料挿入後の導波管はスロツテドラインから延びる導波管と連結する(図2-1)。その際に試料部は冷凍ボックスの中に収められる。冷凍ボックスの中で試料温度は-70°Cから25°Cまで可変である。導波管どうしを連結する際には、連結部にはポリエチレンラップを挟み込んだ。この目的は、スロツテドラインのスリット部から水蒸気が冷却した導波管内に侵入して結露するのを防ぐためである。導波管内での結露は測定誤差の原因となる。ポリエチレンラップが測定結果に与える影響は、独自に測定し、氷の複素誘電率の測定結果には補正してある。

測定は温度を10(°C/hour)の割合で変えながら行った。これよりゆっ

くりと温度を変化させても、例えば、温度を一定に数時間保っても、実験結果に違いは現れなかった。さらに、温度を上昇させながら測定をした場合と下降させながら測定をした場合では、測定結果に違いを見いだすことはできなかった。複素誘電率を測定するために、まず初めに氷試料を装着せずに D_R と ρ_R が測定された（図2-2(a)）。ここで ρ_R とは氷試料を装着しないときの電圧定在波比である。次に氷試料を設置した上で D と ρ が測定された（図2-2(b)）。計算は式(2-7)、(2-10)、(2-12)、そして(2-13)を用いて行われた。 D と ρ から $\tan\delta$ を計算する際に、試料の誘電損失以外の原因による損失成分は試料を装着しないときの測定値から見積もって除去してある。これには導波管内壁の表面抵抗により生じる損失、短絡板での反射損失、それに、ポリエチレンラップをフランジに挟むことにより生じる損失が含まれる。これらは ρ_R から見積もることができる。おのおのの測定値（ D 、 ρ 、 D_R 、 ρ_R ）は、温度条件が変わることにより変化する。それは、氷の複素誘電率の温度依存性によるものばかりではなく、導波管の熱膨張や導波管内壁の表面抵抗の温度変化によるものも含まれる。したがって、これらの影響を見積もるための D_R と ρ_R の測定は、複素誘電率を測定した全ての温度範囲で行ってある。

本研究での測定誤差は、誘電率実数部については最大 ± 0.01 、誘電損失 $\tan\delta$ については $\pm 2 \times 10^{-4}$ である。本研究の初期の段階では、短絡に用いた導体金属板を導波管と切り離せる構造にしていた。ところが、このような構造では金属板を付け替える度に短絡板での反射損失が異なる値となるため、その結果として複素誘電率の測定結果も $\pm 6 \times 10^{-4}$ の範囲でばらついてしまった。これは、本研究の初期には誤差の最大の原因となっていた。試料部の導波管と短絡板を溶接し完全に一体型になった構造に改良したところ、再現性の高い反射係数を得られるようになった。そ

して、誤差を減少させることができた。

本研究では、本研究で用いた測定システムが他の低損失の誘電体の複素誘電率、例えばテフロンやポリエチレンの測定に有効であることを確認している。表2-2に示されるこれらの測定値は文献 (Von Hippel(1954)) に示される値と誘電損失値で $\pm 2 \times 10^{-4}$ 以内の誤差範囲で一致する。

また、本論文末尾には、付録1として本研究で作成・使用した、スロッドラインの測定値から試料の伝播定数を求める計算機プログラム (Fortranで記述) と、入出力データの例を示している。これは、(2-10)式を解くために使用されたものである。

2、2 測定結果の例

図2-3と図2-4は、それぞれ表2-1に示した氷サンプルの誘電率実数部 (ϵ') と誘電損失 ($\tan\delta$) の測定結果を示している。 ϵ' はすべての氷試料について温度上昇に伴いわずかに増大する。しかしながら $\tan\delta$ は温度上昇に伴ってわずかに減少した。 ϵ' が、3.0から3.2の間の値をとるのは ϵ' が氷の密度に依存するのに対し南極氷床氷が気泡を含んでいたためである。 ϵ' を氷の密度917 (kg/m^3) に換算した場合の値を図2-5に示す。換算にあたっては、本研究により求められている密度と ϵ' の関係、

$$\epsilon' = 3.08\rho_i + 0.41 \quad (2-13)$$

を用いた。この式は南極氷床みずほ高原のG 2地点と呼ばれる氷床コアサンプル (ボーリングにより得られる柱状の氷試料) の誘電測定から得られたものである (Fujita et al. 1991)。この氷についての密度と

誘電率の関係を表したグラフを参考のため図2-6に示す。式(2-13)を用いた密度補正の目的は、密度の影響を除去した上での測定値どうしの相对比较をすることにあるので、補正には式中の勾配のみを用いている。

2、3 測定例に対する考察

2、3、1 誘電率実数部の異方性

図2-5に明らかなように、電場ベクトルが結晶C軸に平行な場合の誘電率($\epsilon'_{//c}$)と電場ベクトルが結晶C軸に垂直な場合の誘電率($\epsilon'_{\perp c}$)には、約0.035-0.040の明瞭な差があり、 $\epsilon'_{//c} > \epsilon'_{\perp c}$ である。そして、多結晶の誘電率は $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の間にほぼ含まれる。誘電率実数部の異方性については3章で詳細に述べる。

2、3、2 不純物イオンの影響の見積もり

ここで、表2-1に示したような不純物濃度が測定結果に与えている影響を見積もっておく。通常、酸と塩は誘電特性に与える影響が異なるので、それぞれについて見積もってみる。

本論文4章では、酸が複素誘電率に与える影響を明らかにしている。それによれば、酸を含む氷の複素誘電率は、含有する酸の濃度の増加に対し直線的に増大する。例えば-15°Cを例にとると

$$\Delta(\epsilon') = 5.26 C \quad (2-14)$$

$$\Delta(\tan\delta) = 2.81 C \quad (2-15)$$

であり、ここで、 $\Delta(\epsilon')$ 、 $\Delta(\tan\delta)$ は酸を含有することによる ϵ' 、 $\tan\delta$ の増加量である。 C は体積モル濃度(mol/L)で表した酸の濃度である。式

(2-14)、(2-15)は少なくとも硫酸・塩酸・硝酸の3つの酸にはあてはまる。

次に、塩が誘電損失に与える影響を表すためにMatzler and Wegmuller(1987)が明らかにした塩濃度とマイクロ波帯での誘電損失との関係を引用する。彼らのデータをもとに計算すると、 -15°C 、 9.7GHz では、塩の影響は

$$\Delta(\tan\delta) = 1.1 S \quad (2-16)$$

となる。ここで S は体積モル濃度で表した塩の濃度である。式(2-16)は氷に含まれる塩の主成分が NaCl であることが前提となっている。

上に示した、式(2-14)、(2-15)、(2-16)を用いれば、表2-1に示した不純物が誘電損失に与える影響を見積ることは可能だが、厳密な見積りはできない。なぜなら、表2-1のみでは氷に含まれている不純物イオンが酸と塩のどちらを起源としていたか分離できないからである。すなわち C と S を決定できない。不純物イオンが酸と塩のどちらを起源としていたか分離できない理由は、イオンに一価のものと二価のものがあるためである。しかしそれでも非常に粗い見積もりはできる。それは表2-1で全ての陽イオンは Cl^- と結合していたと仮定するのである。この仮定は、通常塩の起源は海洋起源の NaCl であり、酸の起源はほとんどが H_2SO_4 であることから、粗い見積もりには許容できる。このような仮定を基に計算すると、表2-1に示される中でも最も不純物濃度が高い No. 1サンプルでも $\Delta(\tan\delta)$ の値は 5×10^{-5} となる。この値は本測定での測定誤差よりも小さい。この結果は、本章で示している実験例の誘電損失に不純物が影響していないことが明らかになった点で重要である。これは、誘電損

失値に対する考察の中で必要になる。また、誘電率実数部 ϵ' において式(2-14)から計算した $\Delta(\epsilon')$ は、 3×10^{-5} である。このような微小な変化は現在あるどんな誘電測定法でも検知し得ない。

2、3、3 純氷の誘電損失

本章で示した測定結果の例では誘電損失 $\tan\delta$ は他の研究者が従来測定してきた値よりも大きい(図1-2参照)。例えば、1章に示したMatzler and Wegmuller(1987)の結果と比較した場合、約10倍の大きさになっている。従来の研究者間どうしの結果のばらつきに、さらにこのような異なった結果が加わると、ますます純氷の誘電損失値は一義的に決定できなくなってしまう。なぜこのような異なった結果となったのかは現段階では不明である。

表2-2に示したように、本研究で用いた測定システムでは、他の低損失誘電体の誘電損失は文献値と $\pm 2 \times 10^{-4}$ 以内の誤差範囲で一致している。氷の不純物濃度がもし大きい場合には、相対的に $\tan\delta$ の値は増大することが考えられるが、上で見積もったように含有不純物による $\tan\delta$ の増大は、最大 5×10^{-5} 程度である。したがって含有不純物では測定されたような大きな誘電損失を説明できない。

現段階で考え得るその他の可能性を以下に列挙してみたい。それは、
1) マイクロ波帯の誘電損失は本測定で考慮した以外の要因にも依存している可能性。

2) 本研究の測定・計算法か、従来の研究者のそれに何らかの問題がある可能性。

1) の可能性については、本測定では温度・結晶方位・密度・含有不純物を考慮してきたが、例えば、圧力や転位密度等にも依存している可能

性がある。2) については、測定方法と測定結果の関連という観点で見ると、導波管法で測定した本研究やCumming(1952)の結果は、空洞共振器法で測定したLamb(1946)やMatzler and Wegmuller(1987)の結果よりも大きな値となっている。純水の $\tan\delta$ についてはこれらの可能性を検討しなければこれ以上論じることができない。

これらの可能性を検討し純水の $\tan\delta$ を更に論じるために、筆者は現在空洞共振器とファブリペロー共振器を用いた誘電測定システムを開発中である。これらにより得られる結果は本論文には含めることはできないが、ごく近い将来に明らかにできる見込みである。

2、4 測定の際に必要な注意点

ー導波管内で偶然に発生する共鳴ー

本研究で用いた先端短絡法で複素誘電率を測定する際に必要な注意をもう一つ指摘しておく。それは、試料を挿入している導波管内で偶然にマイクロ波の共鳴が発生する場合があることである。これは、誘電体試料の形状・寸法・誘電率が、偶然にマイクロ波の共鳴条件を満たすことによって発生する。導波管内で共鳴が発生したときの測定結果の例を図2-7に示す。共鳴により、 $\tan\delta$ の測定結果は、ある温度で鋭いピークをなし、そのときに ϵ' は小刻みに変動する。これはあくまでも見かけ上のものであり、実際の誘電特性としてこのような共鳴が起こっているわけではない。

これが見かけ上のものかどうかを見分けるには試料の寸法をわずかわづつ(0.1mm程度づつ)変化させて誘電率を繰り返し測定してみるとよい。共鳴を起こす温度が試料の寸法に応じて変化することから、これが試料内部で偶然に起こっている共鳴であることがわかる。先端短絡法から誘

電率を求めるには、このような共鳴が起こらないような試料の寸法を選択する必要がある。本研究の経験では、試料長が5cmのときには共鳴が起こり、これを3cmにした場合には起こらなかった。



Figure 2-1. Experimental arrangement for measuring the dielectric constant in a waveguide.

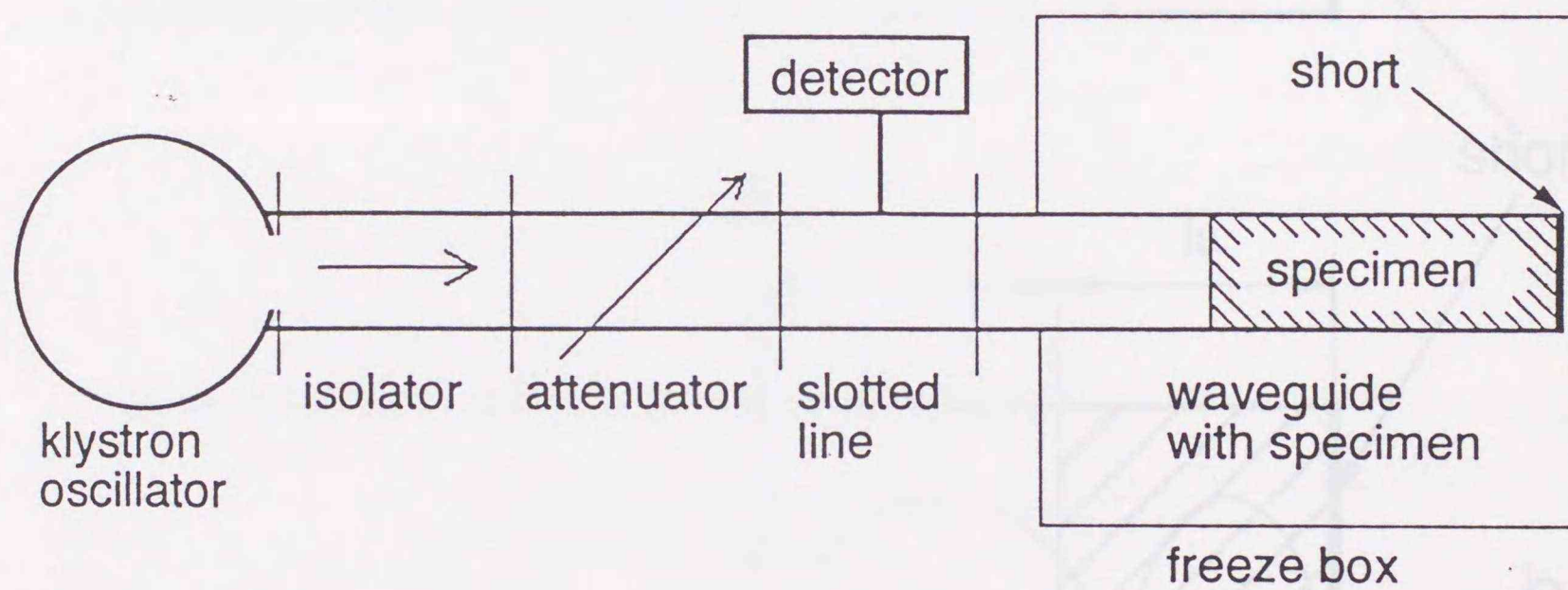


Figure 2-1. Experimental arrangement for measuring the dielectric constants in a waveguide.

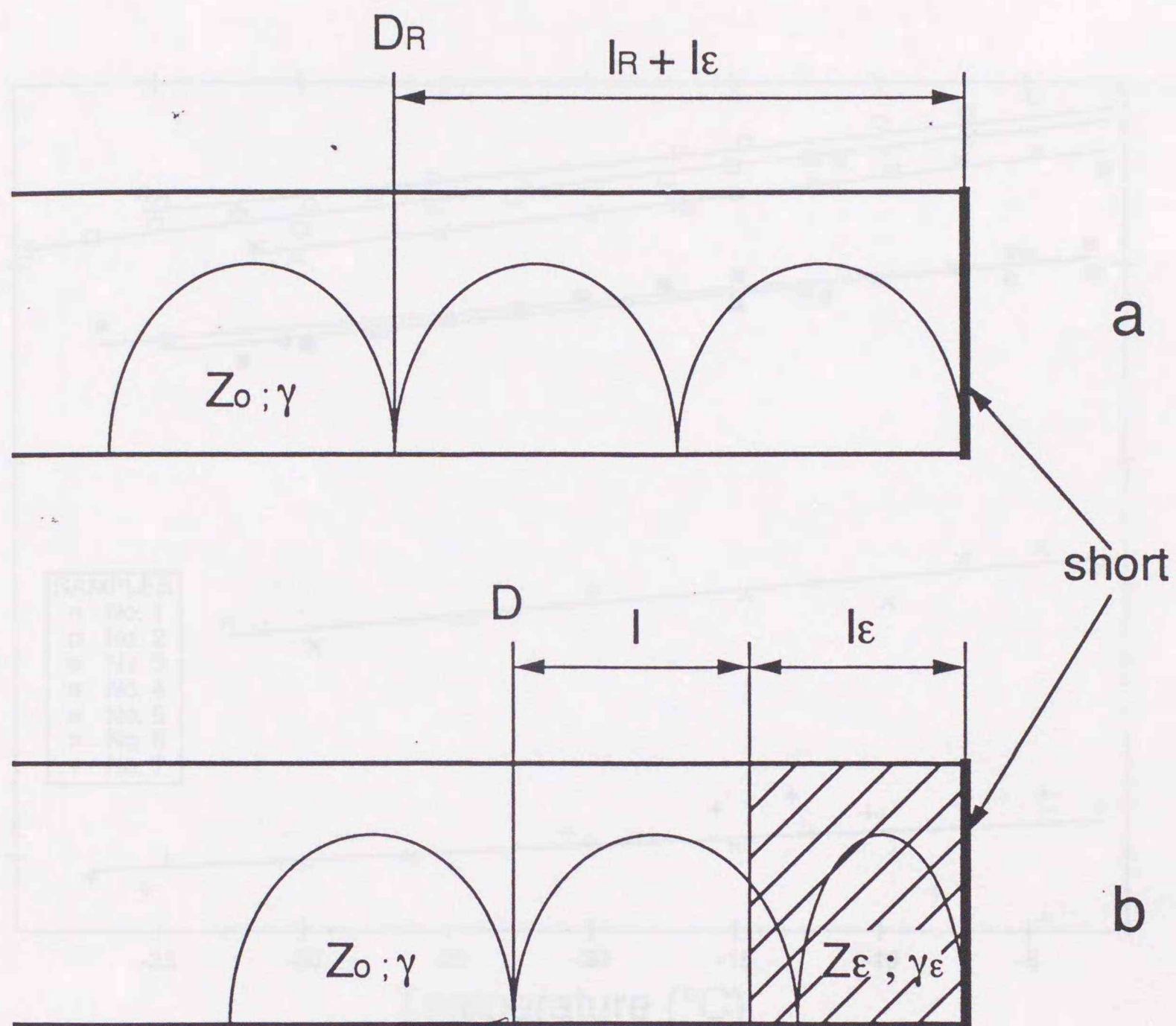


Figure 2-2. The principle of measurement of the complex permittivity in a short-circuited waveguide.

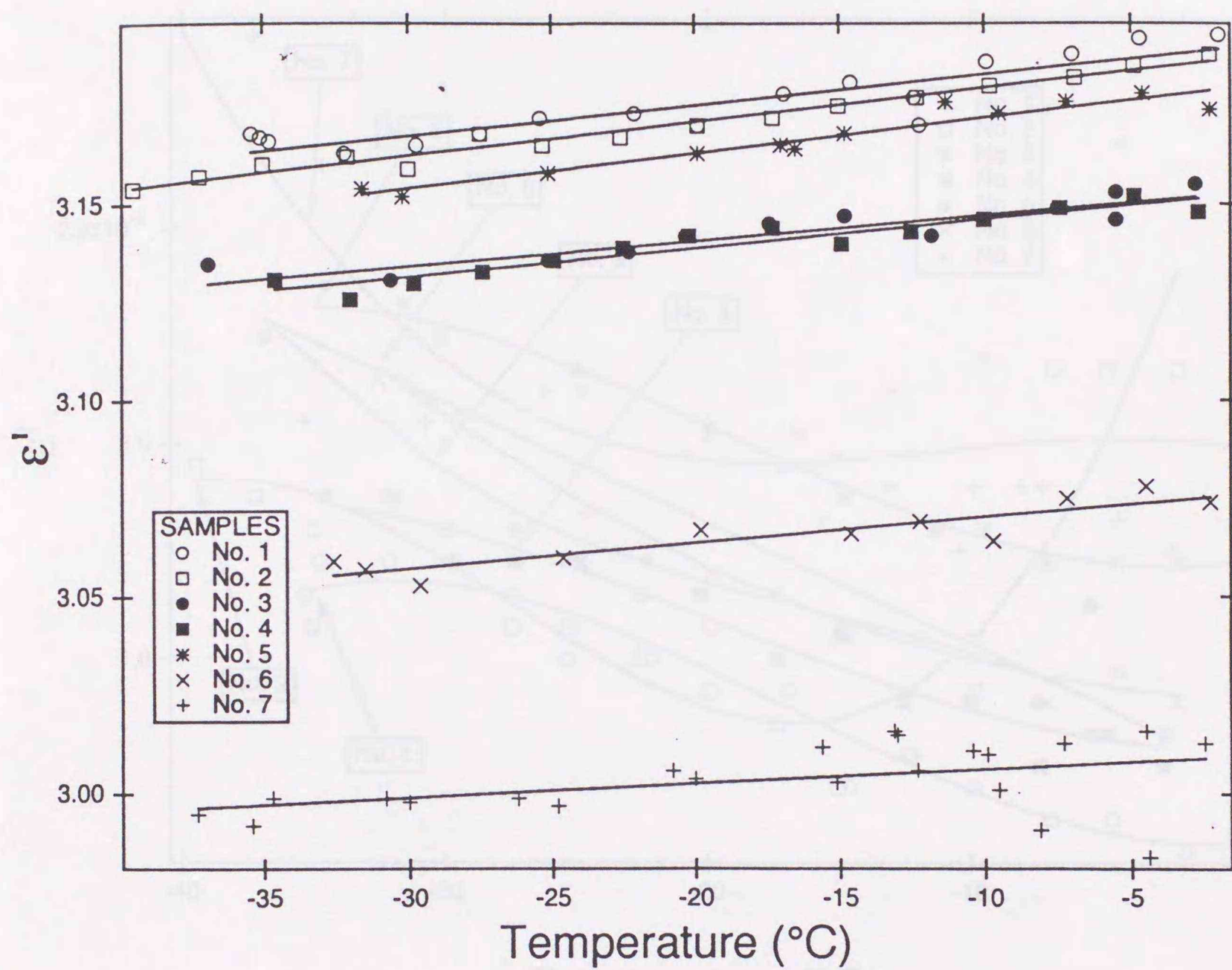


Figure 2-3. The real part (ϵ') of the complex permittivity versus temperature at 9.7 GHz. Ice samples are shown in Table 2-1.

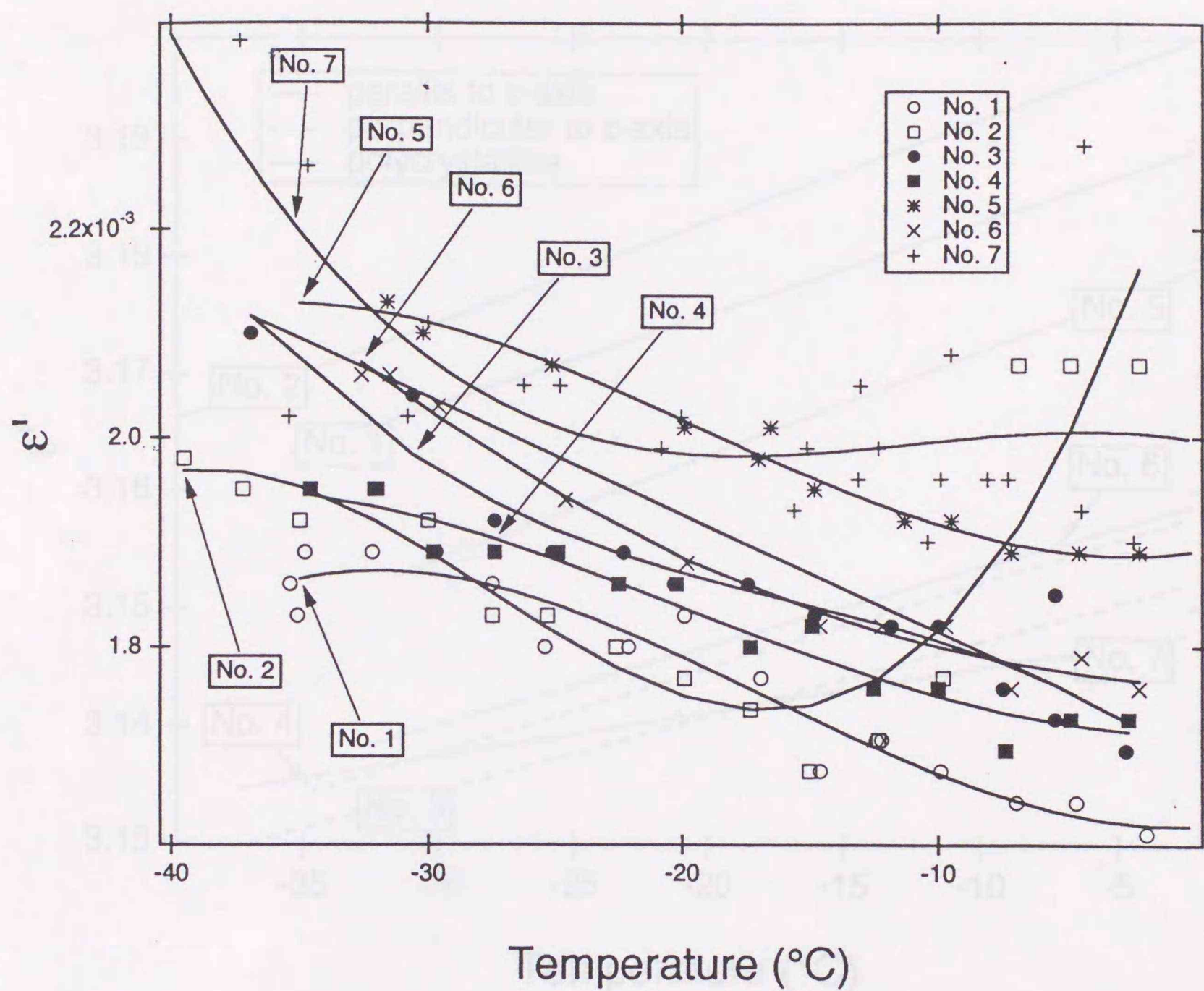


Figure 2-4. Loss tangent ($\tan\delta$) of the complex permittivity versus temperature at 9.7 GHz. Ice samples are show in Table 2-1.

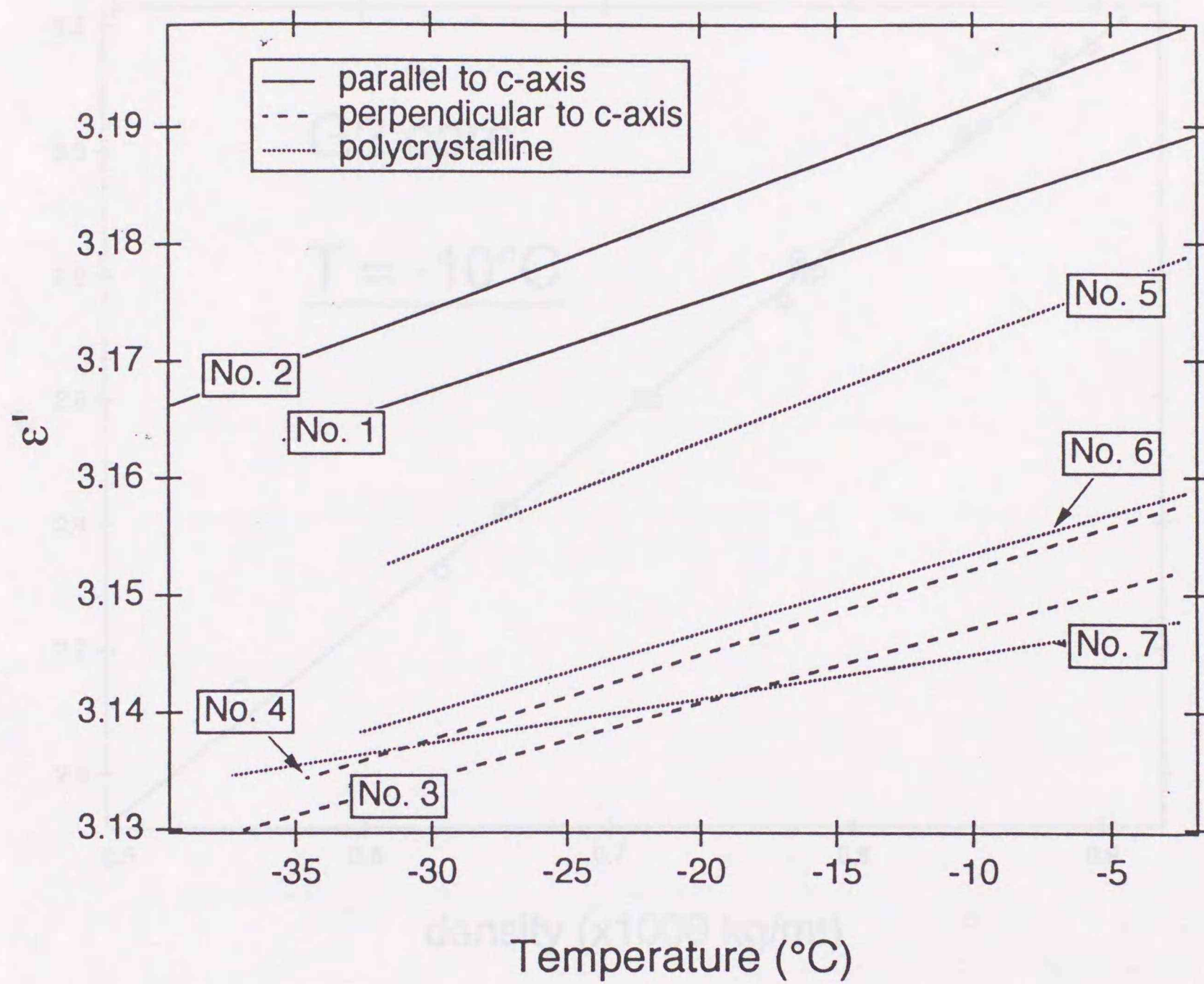


Figure 2-5. The real part (ϵ') corrected for density of 917 (kg/m^3) by eq. (14) versus temperature. Original results are shown in Fig.2-3.

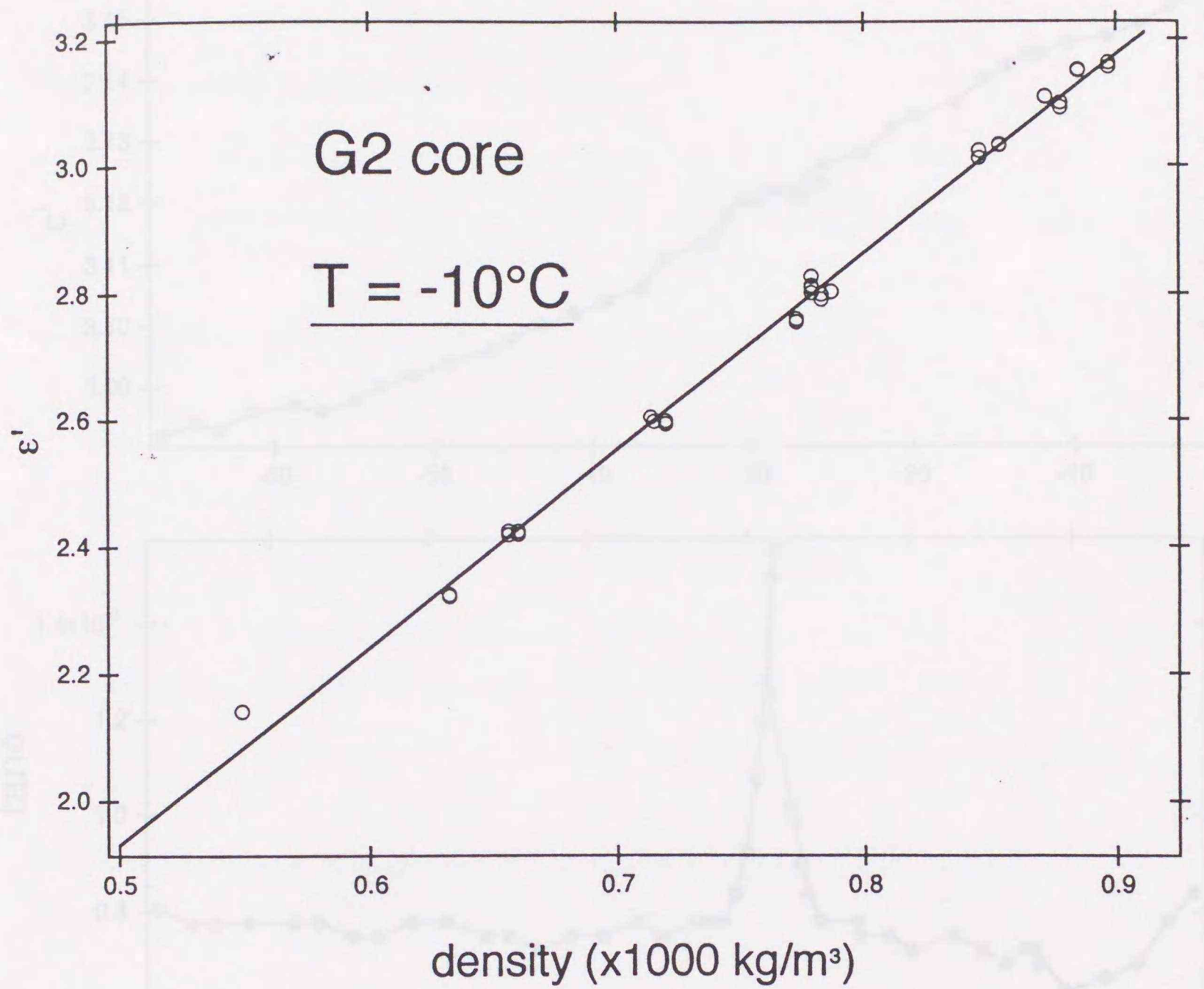


Figure 2-6. Density dependence of the permittivity of ice collected from Antarctic ice sheet.

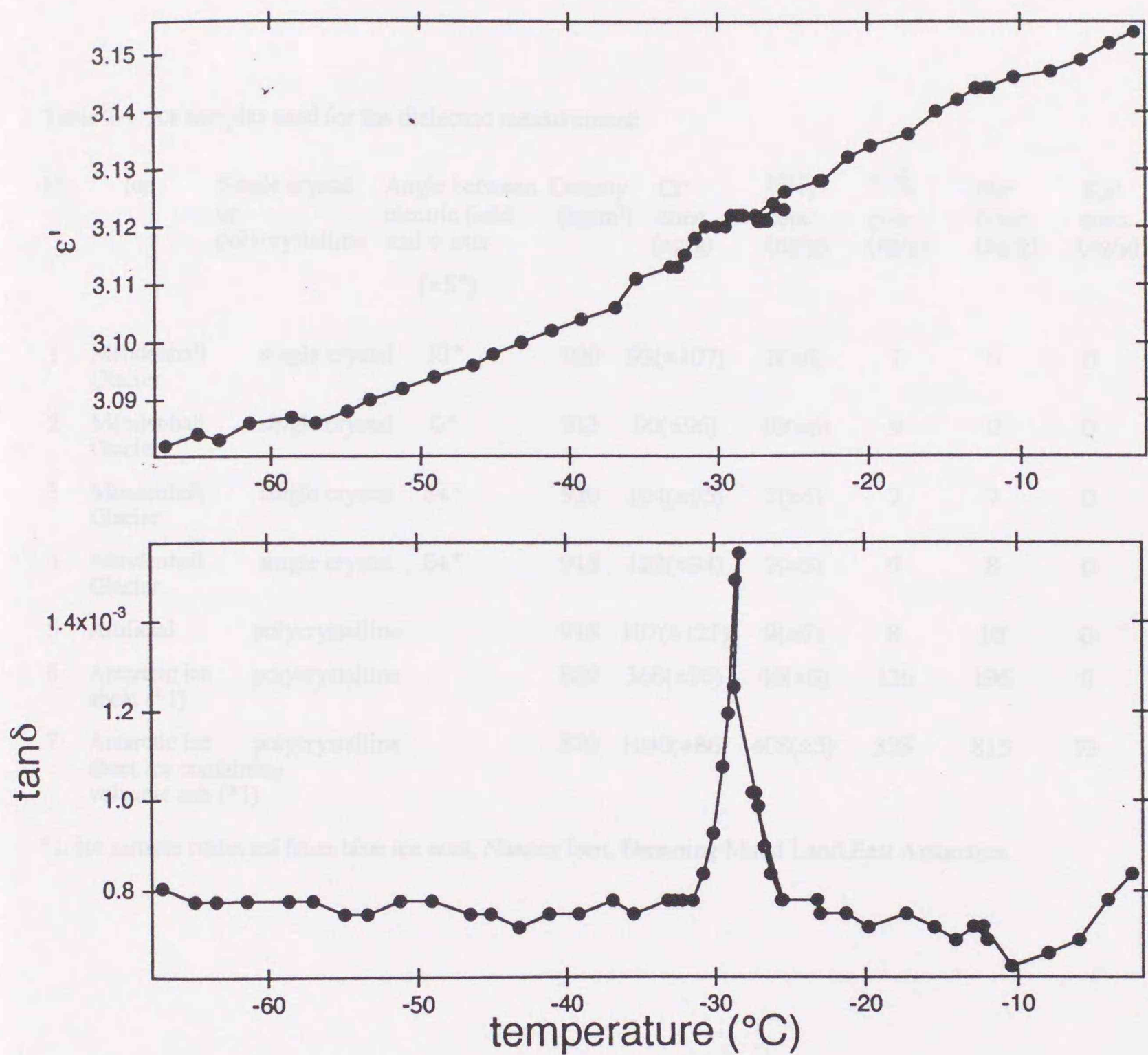


Figure 2-7 The influence of the resonance accidentally occurred in the wave guide.

Table 2-1. Ice samples used for the dielectric measurement:

No.	Ice	Single crystal or polycrystalline	Angle between electric field and c-axis ($\pm 5^\circ$)	Density (kg/m^3)	Cl ⁻ conc. (ng/g)	NO ₃ ⁻ conc. (ng/g)	SO ₄ ²⁻ conc. (ng/g)	Na ⁺ conc. (ng/g)	Ka ⁺ conc. (ng/g)
1	Mendenhall Glacier	single crystal	10°	920	93(± 107)	0(± 6)	7	0	0
2	Mendenhall Glacier	single crystal	0°	913	90(± 96)	10(± 6)	9	0	0
3	Mendenhall Glacier	single crystal	84°	920	104(± 95)	7(± 6)	7	7	0
4	Mendenhall Glacier	single crystal	84°	915	122(± 94)	9(± 5)	9	8	0
5	Artificial	polycrystalline		918	107(± 121)	9(± 7)	8	10	0
6	Antarctic ice sheet (*1)	polycrystalline		889	368(± 96)	46(± 6)	126	196	0
7	Antarctic ice sheet ice containing volcanic ash (*1)	polycrystalline		870	1040(± 86)	408(± 5)	328	815	73

*1. Ice sample collected from blue ice area, Nansen Isen, Dronning Maud Land, East Antarctica.

第3章

Table 2-2. Permittivity of the low loss materials at 9.7 GHz measured by the system used in this study.

sample	real part (ϵ')		loss tangent ($\tan\delta$)	
	mean value	standard deviation	mean value	standard deviation
Teflon (PTFE) No. 1	2.015 (result of 7 independent measurements)	0.002	0.00028	0.00004
Teflon (PTFE) No. 2	2.032 (result of 5 independent measurements)	0.001	0.00038	0.00007
Polyethylene (MALEX-50)	2.310 (result of 5 independent measurements)	0.001	0.00054	0.00012

*Measurements were carried out at 25 °C.

第3章

氷結晶の9.7GHzにおける誘電異方性

3.1 本章の要旨

本章では、9.7GHzでの定在波法による測定により、氷の誘電率実数部の一軸異方性を明らかにする。アラスカのメンデンホール氷河から採取された氷を試料として用いてこれを測定した。測定の結果、結晶C軸と電場ベクトルが平行な場合の誘電率、 $\epsilon'_{//c}$ 、は結晶C軸と電場ベクトルが平行な場合の誘電率、 $\epsilon'_{\perp c}$ 、よりも大きいことが明かになった。この傾向は、デバイ緩和周波数領域から静的誘電率の領域の低周波で観測されているものと同じである。この事実は、9.7GHzと低周波の中間の周波数領域であるHF、VHF、マイクロ波領域でも $\epsilon'_{//c} > \epsilon'_{\perp c}$ であることを示唆している。

$\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ は共に温度にわずかに依存するが誘電異方性 $\Delta\epsilon' (= \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c})$ は一定であり、 $0.037(\pm 0.007)$ である。この結果に基づいた単純な計算から、誘電異方性が氷の中で引き起こす電磁波の反射の強度反射係数 (Power Reflection Coefficient: PRC) は-50から-80dBになることがわかった。この値は、通常ラジオエコーサウンディング (Radio Echo Sounding) 技術で極地氷床の内部層から観測される電波のPRC、-70か

ら-80dBよりも同程度かはるかに大きい。これにより、氷の誘電異方性は氷床内部反射の主要原因の一つであるという結論が導かれる。

なお、本章に記述する内容は、論文Fujita et al. (In Press)に掲載済みである。

3、2 はじめに

氷結晶 1h (六方晶氷) は一軸対称性をもった結晶構造をしており、氷が光の波長で一軸性の複屈折を起こすことは良く知られた事実である。静的誘電率もまた、結晶C軸を主軸とした一軸異方性をもっている (Humbel et al. 1953、Kawada 1978)。天然に存在する氷は多結晶であり、多結晶氷は、様々な結晶方位分布をもった結晶粒の集合体である。多結晶氷の結晶C軸の空間の方位分布のパターンをアイスファブリック或はファブリックパターンと呼んでいる。Harrison(1973)は、極地氷床中でのファブリックパターンの変化がラジオエコーサウンディングで観測される内部反射層の原因であると提唱している。

1章の図1-1で示したように、マイクロ波領域の低周波側の誘電分散帯は配向分極に伴うデバイ型の分散帯がkHz帯にある。また、高周波側の分散帯は遠赤外領域で起こる。この2つの分散帯に挟まれる周波数帯の誘電率実数部は ϵ_{∞} として表され、ほぼ定数である。従って、雪氷圏における温度範囲でHFからマイクロ波帯にかけての誘電率実数部も ϵ_{∞} である。1章に示したように、 ϵ_{∞} はほぼ3.17であるとして従来受け入れられてきた。この値はラジオエコーサウンディングにより得られるデータの解析に用いられてきている。

Johari and Charette(1975)は ϵ'_{lc} と多結晶の ϵ' を35MHzと60MHzで測定した。彼らは、それらの間に差異を見い出さなかったため、 ϵ_{∞} の誘電異

方性は約0.032以下であると結論づけた。しかし筆者は、9.7GHzでの測定により $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の間に明瞭な差を見出した。そしてその差 $\Delta\epsilon' (= \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c})$ は0.037(± 0.007)であった。極地氷床から得られるアイスコアから測定される氷のファブリックパターンを考慮するなら、この差は氷床内部反射を起こすには十分に大きな値である。

本章では、 $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の測定の詳細な結果を示す。極地氷床のファブリックパターンが氷体内の電波伝播に与える影響については本論文第6章、第7章、第8章に記述する。

3、3 測定条件

測定方法や測定条件は第2章に記述したものと同一である。第2章では既に、4個の単結晶試料についての測定結果を示したが、最終的には合計10個の単結晶試料を誘電異方性を調べる目的で使用した。試料は全てアラスカ・メンデンホール氷河から採取された天然単結晶氷である。単結晶の結晶C軸方位はリグスビーステージを用いて決定した。この測定誤差は最大 $\pm 5^\circ$ である。全ての氷は気泡を含まない透明なものを用いた。氷試料の密度は平均913(kg/m³)であった。それぞれの氷試料に印加した電場ベクトルと結晶C軸方位のなす角度も表3-1に示している。

3、4 測定結果

$\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の測定結果は図3-1に示してある。表3-1でわかるように、各々の氷試料の結晶C軸は、電場ベクトルに対し厳密に平行あるいは垂直ではない。したがって正しい $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ を求めるためにわずかに幾何補正を行った。図3-1にわかるように $\epsilon'_{//c}$ は $\epsilon'_{\perp c}$ よりも明らかに大きい。 $\epsilon'_{//c}$ も $\epsilon'_{\perp c}$ も温度の上昇につれてわずかに上昇する。これらは以下のように表すこと

ができる。

$$\epsilon'_{//c} = 3.189(\pm 0.006) + 0.00092 (\pm 0.00007)T \quad (3-1)$$

$$\epsilon'_{\perp c} = 3.152(\pm 0.003) + 0.00086 (\pm 0.00005)T \quad (3-2)$$

ここで T は $^{\circ}\text{C}$ で表した温度である。式(3-1)、(3-2)より $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の差 $\Delta\epsilon'$ は次のようになる。

$$\Delta\epsilon' = \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c} = 0.037(\pm 0.007) + 0.00006 (\pm 0.00009)T \quad (3-3)$$

式(3-3)の第2項は第1項に比べ無視できるほど小さい。第2項の大きさは -120°C 以下になってはじめて第1項の誤差範囲を上回るので、 $\Delta\epsilon'$ は地球上の雪氷圏の温度範囲（最低で平均 -60°C 程度）では定数と見なすことができる。

3、5 考察

3、5、1 ϵ' の異方性

1章でも述べたように、Evans(1965)は初期に測定された ϵ_{∞} の値は

$$\epsilon_{\infty} = 3.17 \pm 0.07 \quad (3-4)$$

の範囲に入ること示した。本研究で得られた $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ も共にこの範囲に含まれる。図3-2に式(3-1)、(3-2)で表される結果と、従来の研究者によって得られている比較的最近の結果をあわせて示した。Johari

and Charette(1975)の35MHzと60MHzでの測定結果と比較すると、35MHzの結果は本研究での結果よりわずかに大きく、その傾向は -7°C 以上で特に顕著である。しかし、60MHzでの結果は $\epsilon'_{//c}$ に非常に近い。Matzler and Wegmuller(1987)は -30°C 以上の温度に於て、空洞共振器法で測定を行ったが、その測定値は

$$\epsilon_{\infty} = 3.1884 + 0.00091T \quad (3-5)$$

と表される。図3-2に示されるように、これは完全に $\epsilon'_{//c}$ と一致する。このようにして、本研究により得られた誘電率実数部の結果は従来の研究者のそれとほぼ一致する。Matzler and Wegmuller(1987)は、彼らの用いた氷試料の結晶方位分布は等方的だと仮定している。しかしながら、何故、彼らの測定値が $\epsilon_{\text{poly}} = \epsilon'_{\perp c} + (\epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c})/3$ ではなく $\epsilon'_{//c}$ に一致したかは明かではない。この奇妙な一致の原因として考えられることは、1)

Matzler and Wegmuller(1987)の仮定が正しくなく、彼らの用いた試料は結晶方位に異方性をもっていた、2) 本研究か或はMatzler and Wegmuller(1987)の測定結果に系統誤差が含まれていた。仮に2)がこの奇妙な一致の原因で、なお且つ系統誤差が本研究の結果に含まれているものだとしても、このような誤差は式(3-3)に示されるような誘電異方性にまったく影響しない。

3、2節で触れたように、Johari and Charette(1975)は、人工単結晶の $\epsilon'_{\perp c}$ と、人工多結晶の誘電率実数部、 ϵ_{poly} 、を35MHzと60MHzで測定している。彼らは、 $\epsilon'_{\perp c}$ と ϵ_{poly} の間に差を見い出すことはできなかった。測定において、彼らは彼らの用いた人工多結晶のファブリックパターンを測定していないので、ファブリックパターンは等方的(ランダム)であ

ったと仮定されている。この場合、 $\epsilon_{\text{poly}} = \epsilon'_{\perp c} + (\epsilon'_{\parallel c} - \epsilon'_{\perp c})/3$ であるので、これに式(3-3)を用いれば、 $\epsilon_{\text{poly}} - \epsilon'_{\perp c} = 0.012$ となる。この値は、Johari and Charette(1975)が提示している彼らの測定の実数部範囲0.010とほぼ同じである。これがおそらく彼らが誘電異方性を検知できなかった理由だと考えられる。本研究においては、酸をドーピングした多結晶氷の複素誘電率を測定している。この結果は第4章に示されるが、誘電率実数部は $\epsilon'_{\parallel c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の差に相当する範囲にばらつくことがわかっている。

Humbel et al.(1953)はkHz帯での単結晶の複素誘電率を測定することにより、 $\epsilon'_{\parallel c}$ は明らかに $\epsilon'_{\perp c}$ よりも大きいことを示した。彼らの結果によれば、静的誘電率の異方性は -5°C で15%であり、それは周波数と共に減少する。更に、Kawada(1978)は同様の結果を確認している。これらの研究よりも高周波帯で誘電率の異方性が確認されたことは今までになかったが、本研究の結果からMHz帯からGHz帯でも $\epsilon'_{\parallel c} > \epsilon'_{\perp c}$ であると結論づけることができる。

高周波での誘電率実数部、 ϵ_{∞} 、は、遠赤外領域に分散帯がある水分子の振動と電子分極の影響の和として決定づけられる。 ϵ_{∞} の異方性を理論的に説明できるような厳密な水分子の振動の様子は、まだ明らかになっていない。Ehringhaus(1917)はナトリウムD線を用いて ϵ' の異方性を測っている。 $\epsilon'_{\parallel c} > \epsilon'_{\perp c}$ の傾向は同じでその差は -1°C で0.0037あるいは0.2%である。

3、5、2 誘電異方性により誘起される氷体内での電磁波の反射

極地氷床の内部において、ファブリックパターンが氷床の深さと共に変化するのとはよく知られた事実である。Harrison(1973)は極地氷床中のファブリックパターンの変化が、ラジオエコーサウンディングで観

測される氷床内部での電波の反射、すなわち氷床内部反射層の主要な原因であるという仮説を提唱した。しかし、残念なことに彼の仮説は指示されてこなかった。その理由は主に、氷の誘電異方性が内部反射を起こす程には大きくないと考えられていたことによる。しかしながら、本研究の結果では、 $\Delta\epsilon' = 0.037$ であるという大きな結果が導かれた。

マイクロ波やラジオ波が氷の媒質1と氷の媒質2の間の平面上の境界に媒質1の側から垂直に入射するとき、強度反射係数(PRC)は次式で与えられる。

$$PRC = \left| \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right|^2 \quad (3-6)$$

ここで Z_1 と Z_2 はそれぞれ媒質1と2の固有インピーダンスである。もしインピーダンスの変化が複素誘電率の実数部にのみ起因するとするならば、PRCは次式のように与えられる(Robin and Paren, 1975)。

$$PRC = \left| \frac{\delta\epsilon'}{4\epsilon'_{poly}} \right|^2 \quad (3-7)$$

ここで、 $\delta\epsilon'$ は2つの媒質間の誘電率差($=\epsilon'_1 - \epsilon'_2$)である。式(3-6)と(3-7)は、誘電率の境界面が単一であり、境界面の両側に無限に続く媒質を区切っている場合にのみ成り立つ。また、式(3-7)は、 $\delta\epsilon' \ll \epsilon'_1, \epsilon'_2$ の条件が満たされるときに成り立つ。本研究のケースでは $\delta\epsilon'$ が1.2%であるため、この条件を満たすとみなせる。また、さらに厳密に議論するためには複屈折の効果も考慮しなければならないが、本議論の目的はPRCの概略値を求めることにあるのでこの効果は無視する。境界面での誘電率実数部の変化が氷結晶の誘電異方性にのみ起因するとき、式(3-7)は次のよう

に表すことができる。

$$\text{PRC} = \left| \frac{D_a \Delta \epsilon'}{4 \epsilon'_{\text{poly}}} \right|^2 \quad (3-8)$$

ここで、 D_a は、 $\Delta \epsilon'$ が境界面での誘電率の変化にどれだけ寄与しているかということを示す係数で、0から1の間の値をとる。

図3-3は D_a とPRCの関係を表したグラフである。グラフから、最も極端なケースを考えた場合、すなわち、 $\epsilon'_1 = \epsilon'_{\parallel c}$ で $\epsilon'_2 = \epsilon'_{\perp c}$ の場合、PRCは約-50dBである。もし $\epsilon'_1 = \epsilon'_{\perp c}$ で、かつ媒質2が等方的である場合、PRCは約-60dBである。さらに、たとえもし D_a が0.03から0.1程度の非常に小さな値をとっても、PRCは-80dBから-70dB程度の値になる。通常極地氷床から観測されるPRCの大きさは-70から-80dBであるので、本研究で測定された氷の誘電異方性は十分に氷床の内部反射層の主要な原因になりうる。式(3-1)、(3-2)は、わずかに温度依存性をもっているが、式(3-3)で示される誘電異方性は温度に依らないので、PRCも温度には依存しない。氷床の内部反射層とファブリックパターンの具体的な関係については、6章で論じる。

Ackley and Keliher(1979)は、東南極のフォルガー岬(Cape Folger)に位置する氷床から掘削された氷床コアの物理特性のプロファイルを用いてPRCを計算した。彼らが計算に用いた物理特性とは、氷の密度、気泡の大きさと形状、それにファブリックパターンである。彼らはそれぞれの特性から得られるPRCを比較することにより、内部反射層の主要な原因は何であるかを論じた。彼らはファブリックパターンからPRCを求める際に、氷の誘電異方性として $\Delta \epsilon' = 0.0037$ を用いている。これはナトリウムD線での誘電異方性である。その結果、計算から求められたPRC

は-90dBとなった。この値は他のパラメータから得られたPRCの値(>-80dB)と比較した場合には無視できるほど小さい。しかし、彼らの行った計算に、もし本研究で得られた正しい誘電異方性の値 $\Delta\epsilon'=0.037$ を用いるならば、PRGは-70dB程度となる。すなわち、Ackley and Keliherのケースにおいても誘電異方性が内部反射層の主因であることがわかる。



Figure 3-1 The dielectric permittivity of single crystals of KCl at 0.7 GHz when the c-axis is parallel to the electric field (sample no. 1-6) and when c-axis is perpendicular to the electric field (sample no. 7-10).

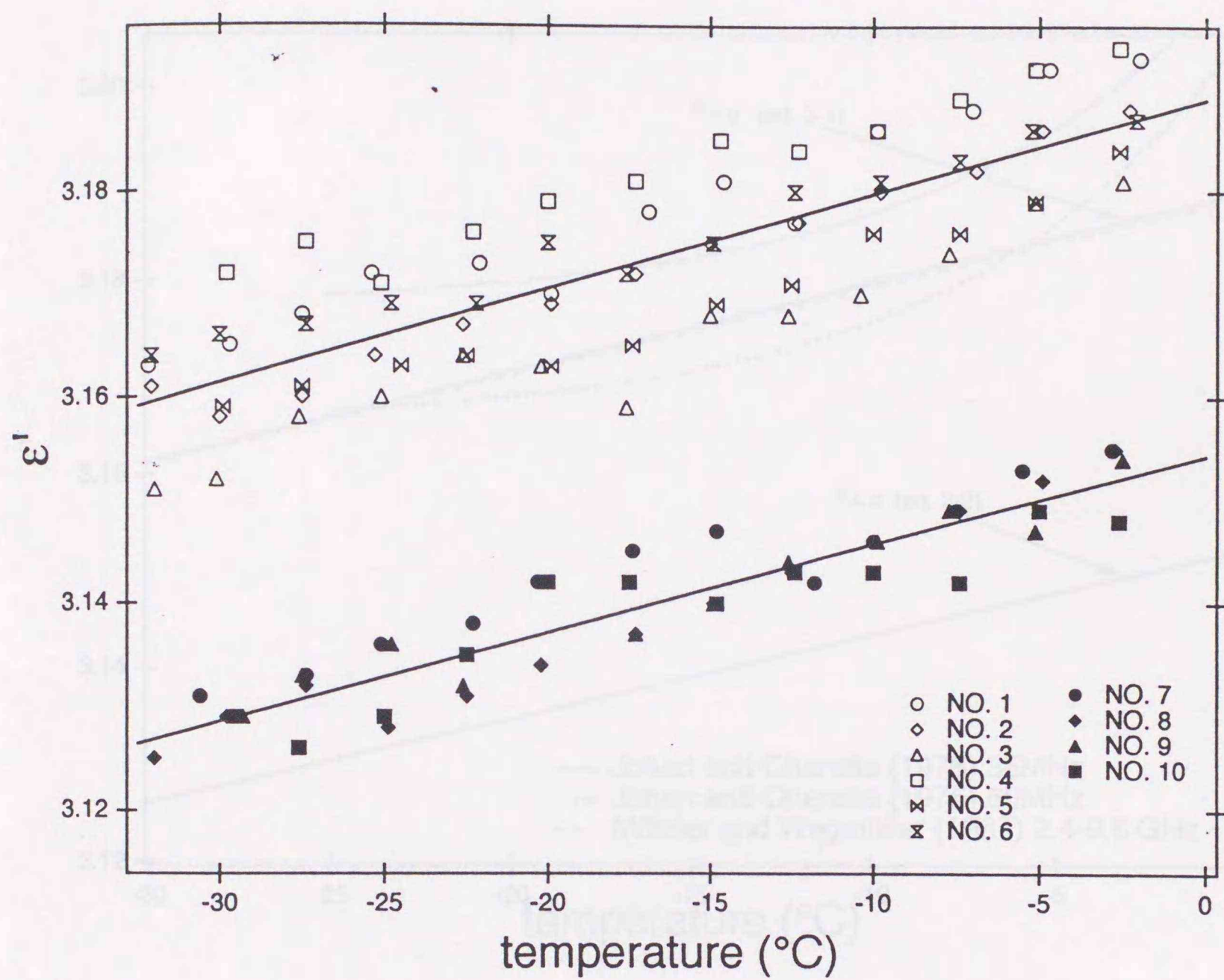


Figure. 3-1 The dielectric permittivity of single crystal of ice Ih at 9.7 GHz when the c-axis is parallel to the electric field (sample no. 1-6) and when c-axis is perpendicular to the electric field (sample no. 7-10).

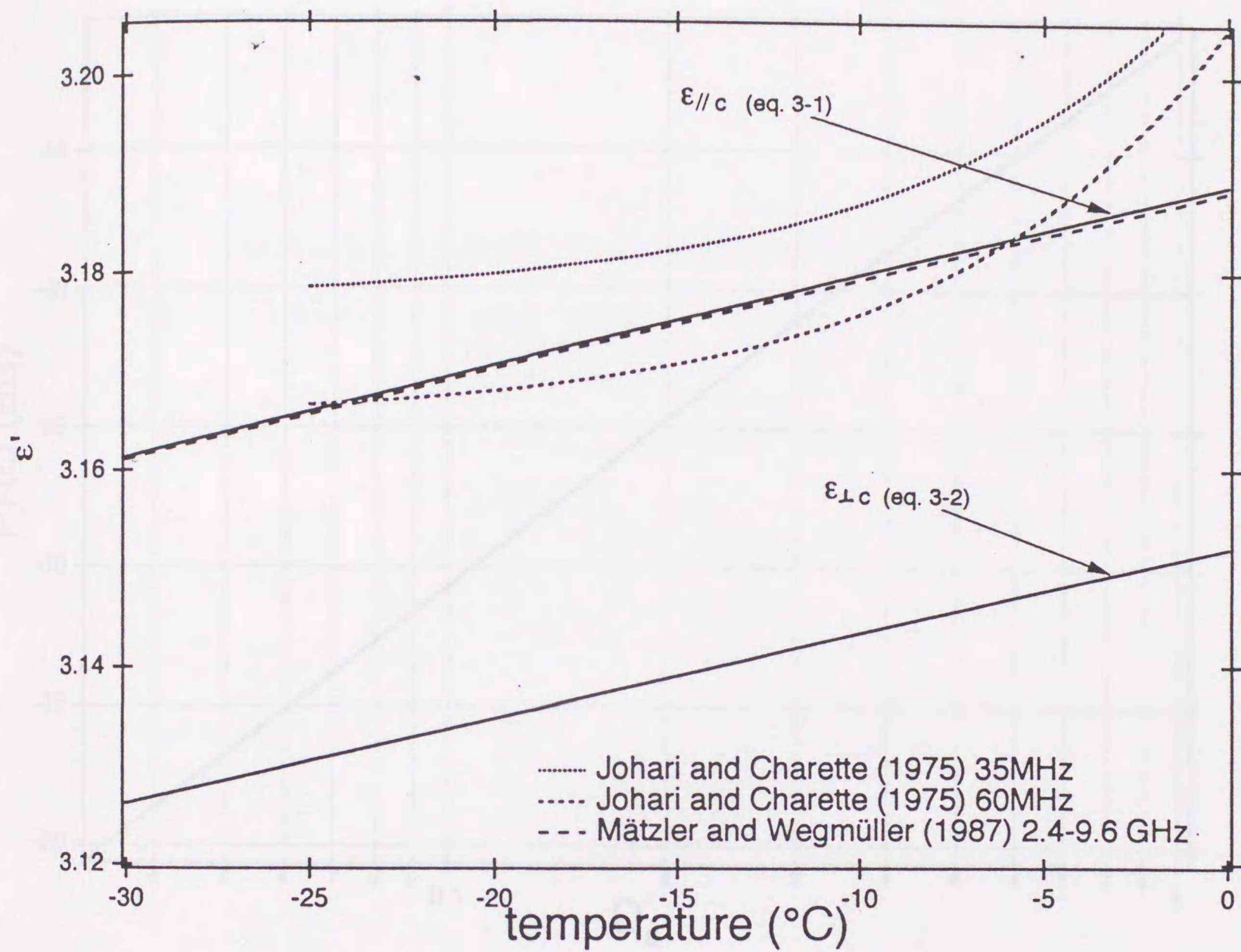


Figure 3-2. $\epsilon'_{//c}$ and $\epsilon'_{\perp c}$ compared with the results of ϵ_{∞} in the earlier studies.

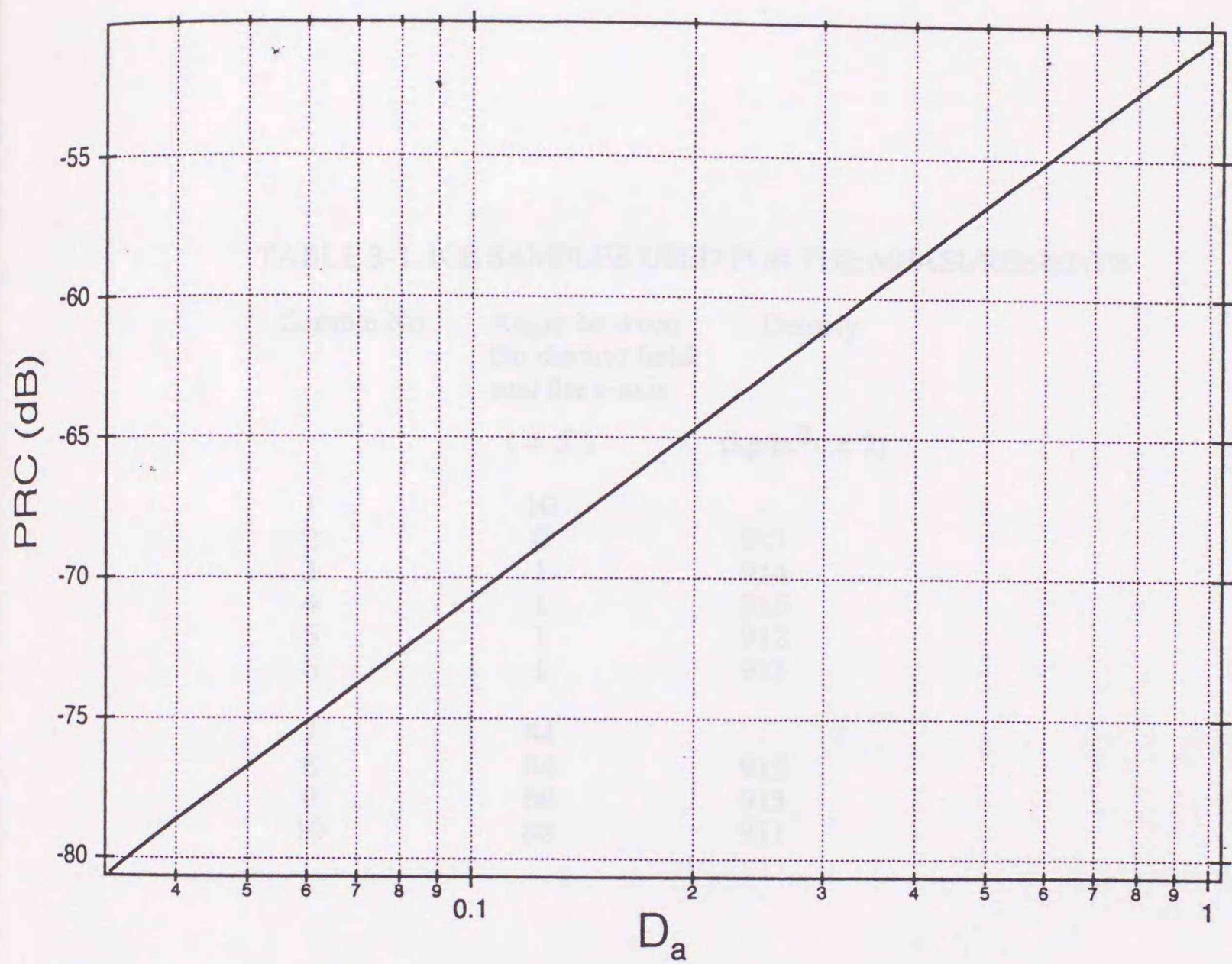


Figure 3-3 Power Reflection Coefficient (PRC) as a function of D_a .

TABLE 3-1. ICE SAMPLES USED FOR THE MEASUREMENTS

Sample No.	Angle between the electric field and the c-axis ($\pm 5^\circ$)	Density (kg/m^3 , ± 2)
1	10	-
2	0	913
3	1	914
4	1	915
5	1	912
6	1	913
7	84	-
8	84	915
9	88	913
10	88	911

第4章

酸を含有する多結晶氷の9.7GHzにおける誘電特性

4、1 本章の要旨

本章では、9.7GHzでの定在波法による測定により、含有不純物として酸を含む氷の複素誘電率を明らかにする。酸は天然の雪や氷に含まれる主要な不純物でありながら、それがマイクロ波領域での氷の誘電特性に与える影響は全くわかっていなかった。本章に示す測定は、氷に含まれる酸が、その複素誘電率でも特に誘電損失に大きな影響を与えることを明らかにした。測定の結果は以下のような3点に要約できる。

- 1) 複素誘電率は、氷が含有する酸の濃度に比例して増大する。そして、酸の濃度を体積モル濃度で表すとき、その直線関係は酸の種類に依存しない。
- 2) 酸を含有する氷の複素誘電率は、酸の濃度と温度で一義的に決めることができる。
- 3) 酸を含有することにより複素誘電率が増大するメカニズムは、多結晶氷の中に液相が形成されることによる。

なお、本章に記述している内容は論文Fujita et al.(1992(2))として公表済みである。

4、2 はじめに

第1章で触れたように、従来複数の研究者によってマイクロ波領域で測定された氷の誘電損失の結果は、本論文第2章に述べた結果も含めて互いに10倍以上異なっている。この食い違いは、マイクロ波領域の周波数範囲で氷の誘電損失の値が非常に小さいために精密な測定が困難なことの他に、氷が含有する微量な不純物が誘電損失に大きな影響を与えている可能性が指摘されてきた（例えばMatzler and Wegmuller, 1987）。実際、Matzler and Wegmuller(1987)はわずかに塩（NaCl）を含む氷が純氷に比べて大きな誘電損失をもつことを明らかにしている。

一方、塩酸・硝酸・硫酸などの酸もまた、NaClなどの塩と同様に地球上の雪や氷から見いだされる代表的な含有不純物である。酸は、産業公害の結果として中緯度地域で見いだされるものばかりではなく、南極氷床の内陸部のような公害の起源から遠く離れた地域でさえも高い濃度で見ついている(Kamiyama et al., 1989)。従って、氷の誘電特性に酸が与える影響を見積もっておくことは重要であろう。

筆者は、酸が氷の誘電特性に与える影響を明らかにするために、新たな測定を行なった。測定はすべて、第2章に記述した定在波法を用いて行なった。本章では酸の濃度と温度の関数としての氷の誘電特性を明らかにする。

4、3 測定条件

測定方法や測定条件は第2章に記述したものと同一である。酸を含有

する氷試料は、イオン交換水に酸を混ぜ合わせ -20°C の低温室で凍結させることにより作成した。酸としては塩酸・硝酸・硫酸を用い、それぞれを含む氷試料を別個に作成した。試料を作成する際にはあらかじめ濃度を調整した酸の水溶液を洗浄したポリ袋に入れ、低温室内に放置した。これが完全に凍結した後、氷の塊の中心付近から被測定氷試料を切り出した。氷結晶は凍結する際に不純物分子をその結晶格子から排斥する性質があるので、氷試料のもつ酸の含有濃度はもともとの水溶液のもっていたそれよりも $1/10$ 程度に薄くなった。最終的に得られた濃度は、 1×10^{-5} から $3 \times 10^{-2} (\text{mol/L})$ である。この濃度は、誘電測定後に氷試料を再び融解し、その液体電気伝導度と温度の測定を行なうことにより決定した。氷試料はすべて多結晶であったが、そのファブリックパターンは測定していない。氷の密度は -10°C で $897 (\text{kg/m}^3)$ から $923 (\text{kg/m}^3)$ であった。純氷の密度である $917 (\text{kg/m}^3)$ よりも小さい密度が生じたのは、大部分の氷試料が微量の気泡を含んでいたためである。また、 $917 (\text{kg/m}^3)$ よりも大きい密度が生じたのは、おそらく氷が酸を含んでいたためであると考えられる。

4、4 測定結果

4、4、1 複素誘電率の温度依存性

図4-1、4-2、4-3にそれぞれ塩酸・硫酸・硝酸を含む氷の誘電率実数部(ϵ')と誘電損失($\tan\delta$)の測定結果を示す。全部の測定結果の中から、測定結果の大まかな傾向を示すためにいくつかの結果を抜粋してこれらの図に掲載している。すべての氷試料について ϵ' も $\tan\delta$ も温度と共に上昇した。更に、これらの絶対値も温度に対する上昇勾配も、酸の濃度が大きいほど大きい。これは測定に用いたすべての酸について共通の

傾向である。

図4-1、4-2、4-3に示しているすべての結果は、密度 $917(\text{kg}/\text{m}^3)$ 相当の値に換算している。この換算は、測定結果から氷試料どうしの密度差の影響を取り除くことを目的としている。なぜなら、本測定の目的は酸の影響を見積もることにあるからである。換算のために、Tiuri et al. (1984)により求められた ϵ' と $\tan\delta$ の密度依存性を表す式を用いた。これらは乾雪の測定から導かれたものであるが、氷にも適用できるとの仮定の上で用いている。これらは、まず実数部について

$$\epsilon'_d = 1 + 1.7\rho + 0.7\rho^2 \quad (4-1)$$

そして誘電損失について

$$\tan\delta = A(0.52\rho + 0.62\rho^2) / \epsilon' \quad (4-2)$$

である。ここで ρ は、氷との相対値としての乾雪の密度である。 A は周波数と温度に依存するファクターである。換算について、式(4-1)(4-2)はあくまで比較の目的で用いているので、これらの式から求められる勾配 $\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right)$ または $\left(\frac{d\tan\delta}{d\rho}\right)$ のみを、密度の影響を除去するために用いている。

4、4、2 複素誘電率に対する酸の影響

図(4-4)、(4-5)は、それぞれ -10°C における $\epsilon' \cdot \tan\delta$ と酸の濃度(C)の関係を表している。 ϵ' も $\tan\delta$ も C に対し直線的に増大する。さらに、 C を体積モル濃度で表現した場合、 ϵ' と $\tan\delta$ が C に対してなす直線関係は、酸の種類に依存しなくなる。図4-4、4-5は -10°C における例だが、同様

の直線関係は、測定を行なったすべての温度範囲で確認されている。さらに、 ϵ' と $\tan\delta$ の C に対する上昇勾配は、温度と共に増大する。表4-1は -2.5°C から -32.5°C における、 ϵ' と $\tan\delta$ の C に対する上昇勾配を示している。これらはまた図(2-6)にも示してある。

4、5 考察

4、5、1 複素誘電率を決定づけている要因

図(4-4)、(4-5)に示したように ϵ' も $\tan\delta$ も C に対し直線的に増大する。更に、 ϵ' や $\tan\delta$ の C に対する直線関係は、 C を体積モル濃度 (mol/L) で表したときに酸の種類に依存しなくなる。酸の濃度を表現する方法は、体積モル濃度の他にも、例えば化学当量や重量で表す方法などいろいろある。しかしながら、本研究では ϵ' や $\tan\delta$ と C との間に酸の種類に依らずに直線関係を見いだすことができたのは体積モル濃度だけであった。この事実より、 ϵ' や $\tan\delta$ を増大させるメカニズムとして以下の3つを提起することができる。それらは、

- 1) 水素イオンの体積モル濃度 ($[\text{H}^+]$)
- 2) 陰イオンの体積モル濃度 ($[\text{Cl}^-]$ 、 $[\text{NO}_3^-]$ 、 $[\text{SO}_4^{2-}]$)
- 3) 酸そのものの体積モル濃度

である。

Tiuri et al. (1984) は、乾雪の誘電損失は、その pH 値 (水素イオン濃度指数) の関数として以下のように表現できるという仮説を提唱している。

$$\tan\delta_d = \tan\delta_o + B10^{-\text{pH}} \quad (4-3)$$

ここで、 B は経験的に得られる定数であり、 $\tan\delta_d$ は不純物を含まない雪の誘電損失である。この仮説は、乾雪の複素誘電率の測定に基いて提出された。この仮説は1)の可能性を指示するものである。しかしながら、これを確認するには、水素イオン濃度と複素誘電率の関係を何等かの方法で直接確かめる必要がある。

図(2-7)は -10.0°C における $\tan\delta$ と C の関係を両対数グラフで表したものである。図中の実線は、図(2-5)中に示された回帰直線と同じものである。これは、次のように表される。

$$\tan\delta = \tan\delta_{\text{pure}} + C \left(\frac{d\tan\delta}{dC} \right) \quad (4-4)$$

ここで、 $\tan\delta_{\text{pure}}$ は純氷についての、すなわち、 $C=0$ のときの $\tan\delta$ の値である。そして、 $\left(\frac{d\tan\delta}{dC} \right)$ は回帰直線の傾きである。図の中で C が非常に小さい領域では測定誤差が大きくなっているが、式(4-4)のような単純な式が 1×10^{-5} から $3 \times 10^{-2} (\text{mol/L})$ のすべての濃度範囲にあてはまることがわかる。この事実は、含有する酸の濃度の大小にかかわらず、同じメカニズムにより $\tan\delta$ が増大していることを意味している。更に、本測定においては酸の濃度が高い場合に試料表面が濡れていることが容易に観察できたので、液相がそこに存在していたことになる。そして更に、マイクロ波帯のような高周波帯では液相の存在は $\tan\delta$ を著しく増大させることがわかっている。したがって、 $\tan\delta$ を増大させたものは、酸を含有することによって結晶中に生じた液相であると考えることができる。

Mulvaney et al. (1988)は、走査型電子顕微鏡を用いて南極氷床から掘削された氷の中の不純物の分布を観察した。彼らは、氷に含まれるほ

とんどの硫酸イオンが、多結晶の結晶粒界のうちでも三叉粒界(triple junction)と呼ばれる部位に、液相として存在することを明らかにした。三叉粒界とは、3つの結晶粒が接している結晶粒界のことで、多結晶の中ではこの三叉粒界が網目状のネットワークを形成している。この事実は、 1×10^{-5} (mol/L) の薄い濃度においてすらも硫酸が液状で結晶中に存在することを意味している。また、塩(NaCl)を含む氷の場合の、マイクロ波誘電率の測定からも、NaClはブライン(brine)と呼ばれる塩水の液相として氷の中に存在していることがMatzler and Wegmuller (1987)によっても示唆されている。

更に、液相の中では酸は水素イオンと陰イオンに解離する。本研究で用いた3つの酸については硫酸(H_2SO_4)も含め、液相ではそれぞれの酸の分子は近似的に1個の水素イオンのみを解離することは良く知られた事実である。したがって、少なくとも便宜上、酸を含む氷の複素誘電率は水素イオン濃度や水素イオン濃度指数(pH値)の関数として表現することができる。

4、5、2 酸の濃度の関数としての複素誘電率

以上を示してきた測定結果から、酸を含む氷の ϵ' や $\tan\delta$ は、純氷の値と、酸を含むことによるその増大分を表す付加的な項との和として表現できることがわかった。すなわち、次式のように表現できる。

$$\epsilon'(C,T) = \epsilon'_{\text{pure}}(T) + f(T)C \quad (4-5)$$

$$\tan\delta(C,T) = \tan\delta'_{\text{pure}}(T) + g(T)C \quad (4-6)$$

ここで、

$\epsilon'_{\text{pure}}(T)$ と $\tan\delta_{\text{pure}}(T)$ は温度の関数としての、純氷の ϵ' と $\tan\delta$ の値である。 $f(T)$ と $g(T)$ は、それぞれ、 C に対する ϵ' や $\tan\delta$ の上昇勾配である。そして、 $f(T)$ と $g(T)$ の値は図4-6に示されている。

純氷に対しての ϵ' の値は、本論文 1 章に従来の研究者の得た値を、そして第 2、第 3 章には本研究で得た値を示してきた。図4-4では、酸の濃度が低い場合でも ϵ' の値が 3.13 から 3.20 の間でばらついている。本測定の誤差範囲が ± 0.01 であるにもかかわらずこれだけのばらつきが生じているのは、氷の密度の測定誤差に加え、第 3 章に示した誘電異方性の効果が加わったためであろう。純氷の $\tan\delta$ については、第 1 章に解説したように、現在のところ Matzler and Wegmuller の得た値が最も信頼できそうである。彼らの得た値の再現性を今後確認していく必要がある。

4、5、3 塩を含有する氷のマイクロ波誘電率との比較

図4-6に示される黒い四角い点は、Matzler and Wegmuller によって得られた塩を含む氷の塩分濃度（体積モル濃度）に対する $\tan\delta$ の上昇勾配の値である。図4-6上に示した点は 9.7GHz での値である。これを $g(T)$ と比べてみると、同じモル濃度の酸と塩では、酸の方が約 2 倍誘電損失に影響を与えていることがわかる。本研究の結果と、酸を含む氷の低周波での誘電特性の比較、それに、塩を含む氷の誘電特性との比較についてはこのあと第 5 章で記述する。

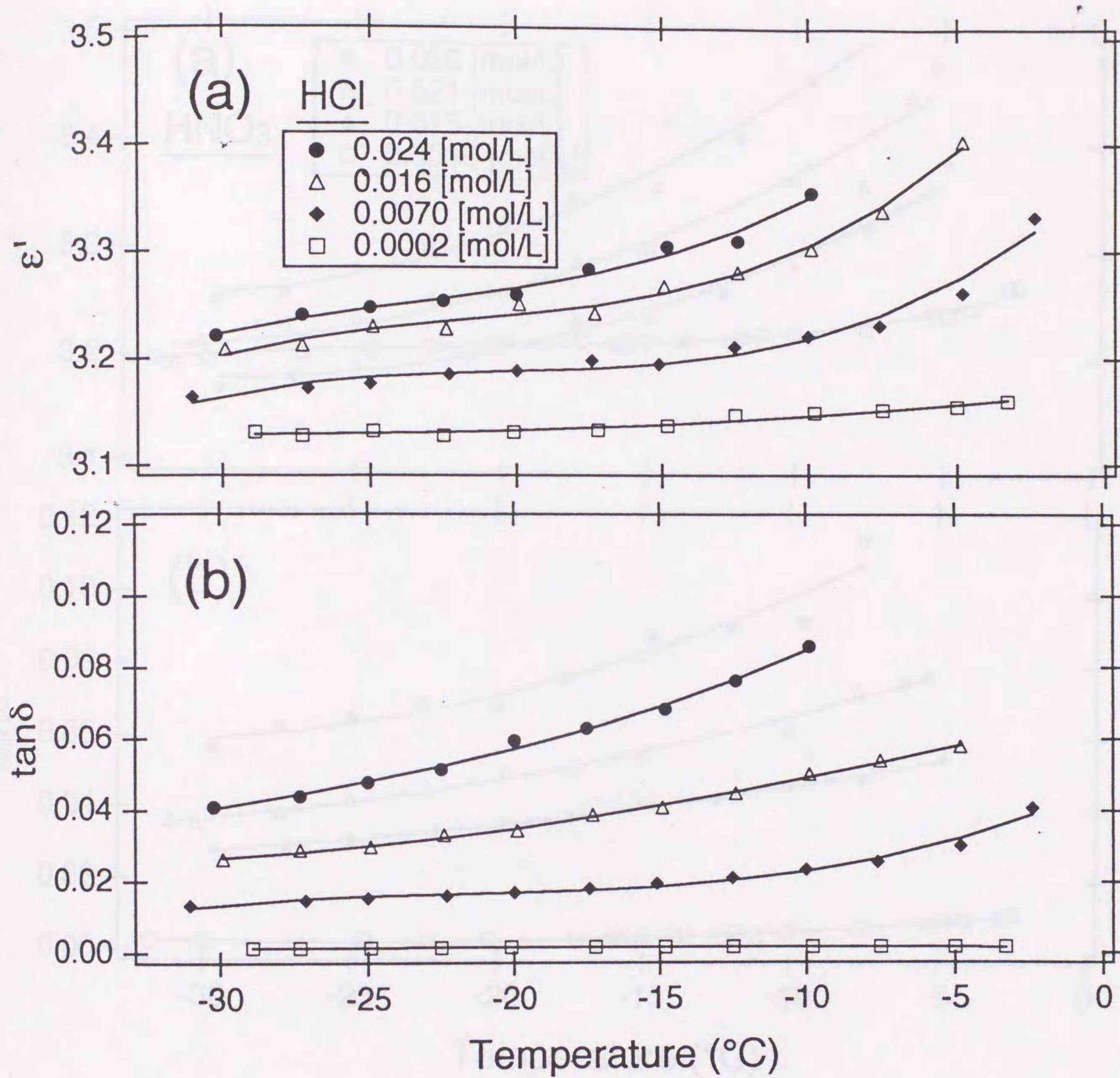


Figure 4-1 The complex permittivity of the HCl-doped ice versus temperature: (a) The real part (ϵ'), (b) The loss tangent ($\tan\delta$). Concentration of acid in the sample is given in the figure. The solid curves were computed using a least square program.

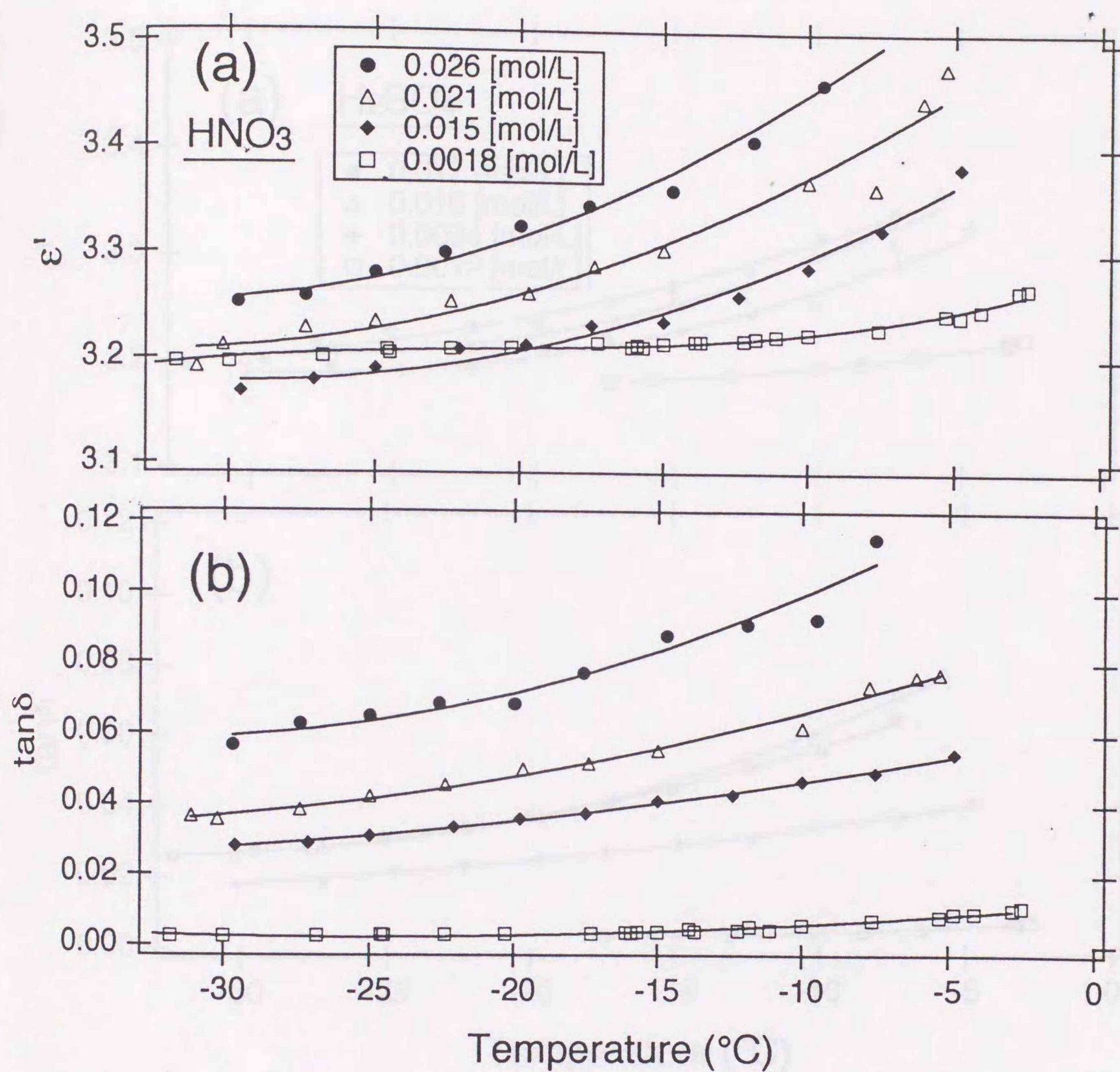


Figure 4-2 The complex permittivity of the HNO_3 -doped ice versus temperature: (a) The real part (ϵ'), (b) The loss tangent ($\tan\delta$).

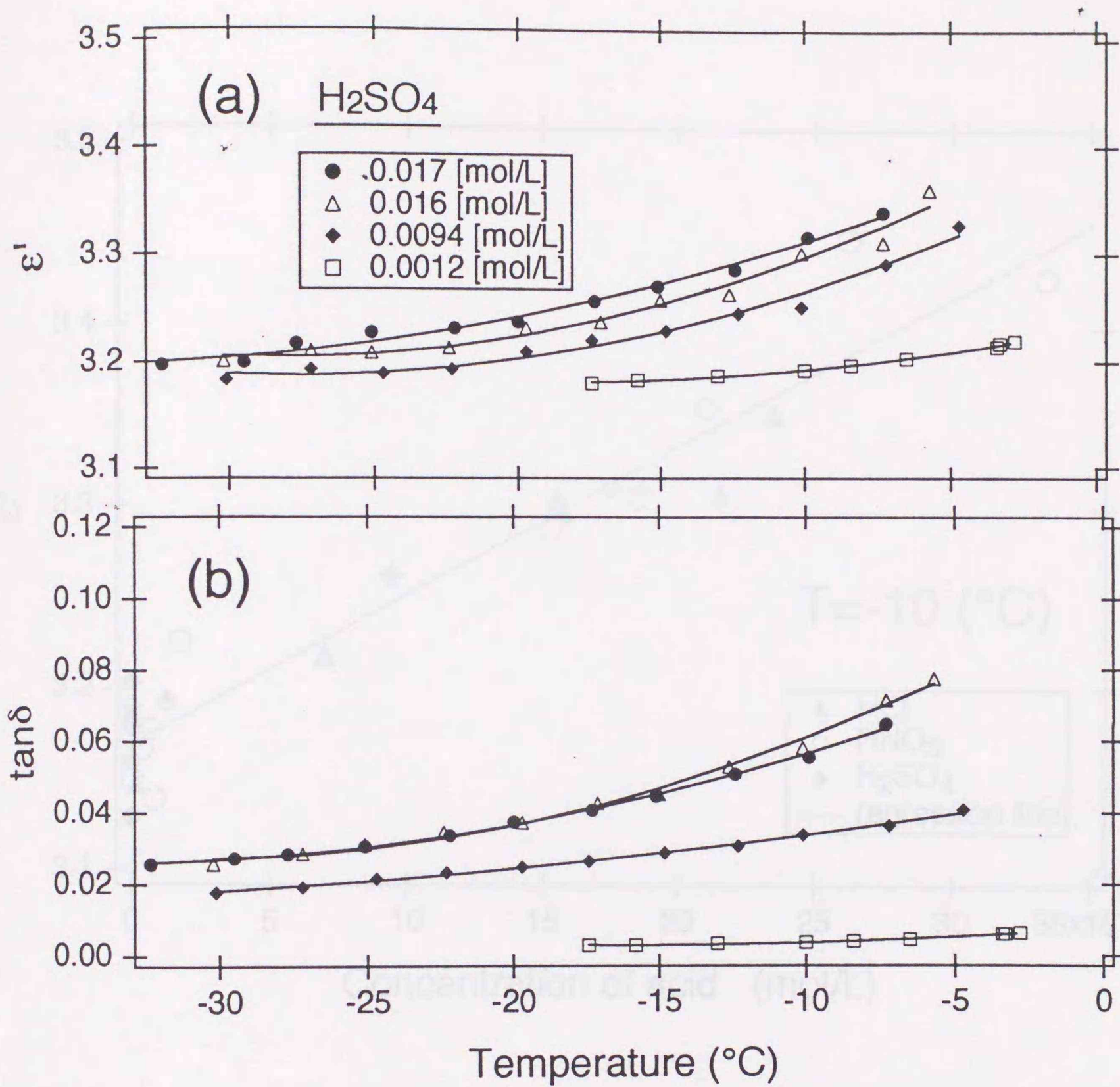


Figure 4-3 The complex permittivity of the H_2SO_4 -doped ice versus temperature: (a) The real part (ϵ'), (b) The loss tangent ($\tan\delta$).

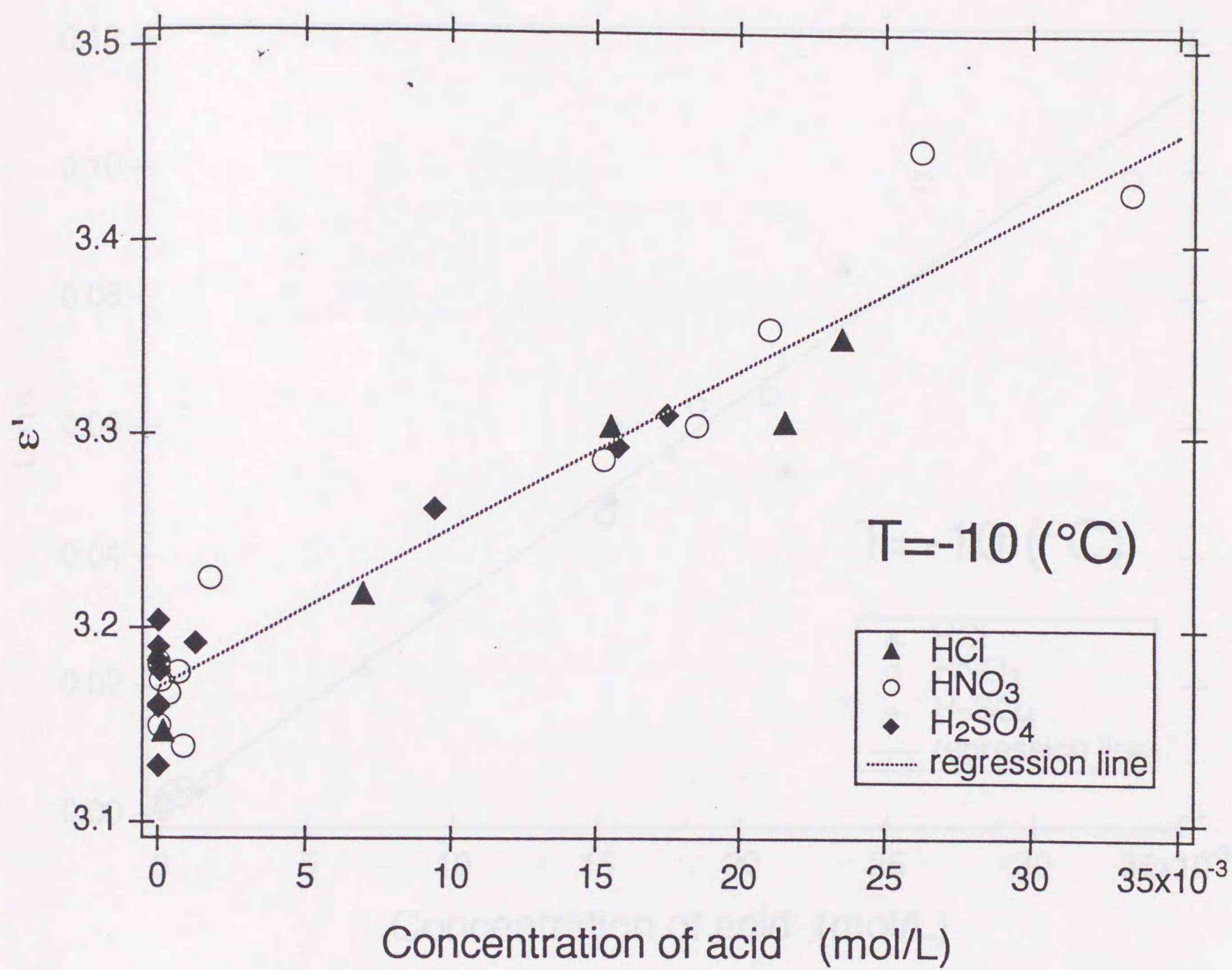


Figure 4-4 The real part of the permittivity (ϵ') versus concentration of acid (C) expressed by molarity (mol/L) at $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$. The results of all measurements are plotted on the figure.

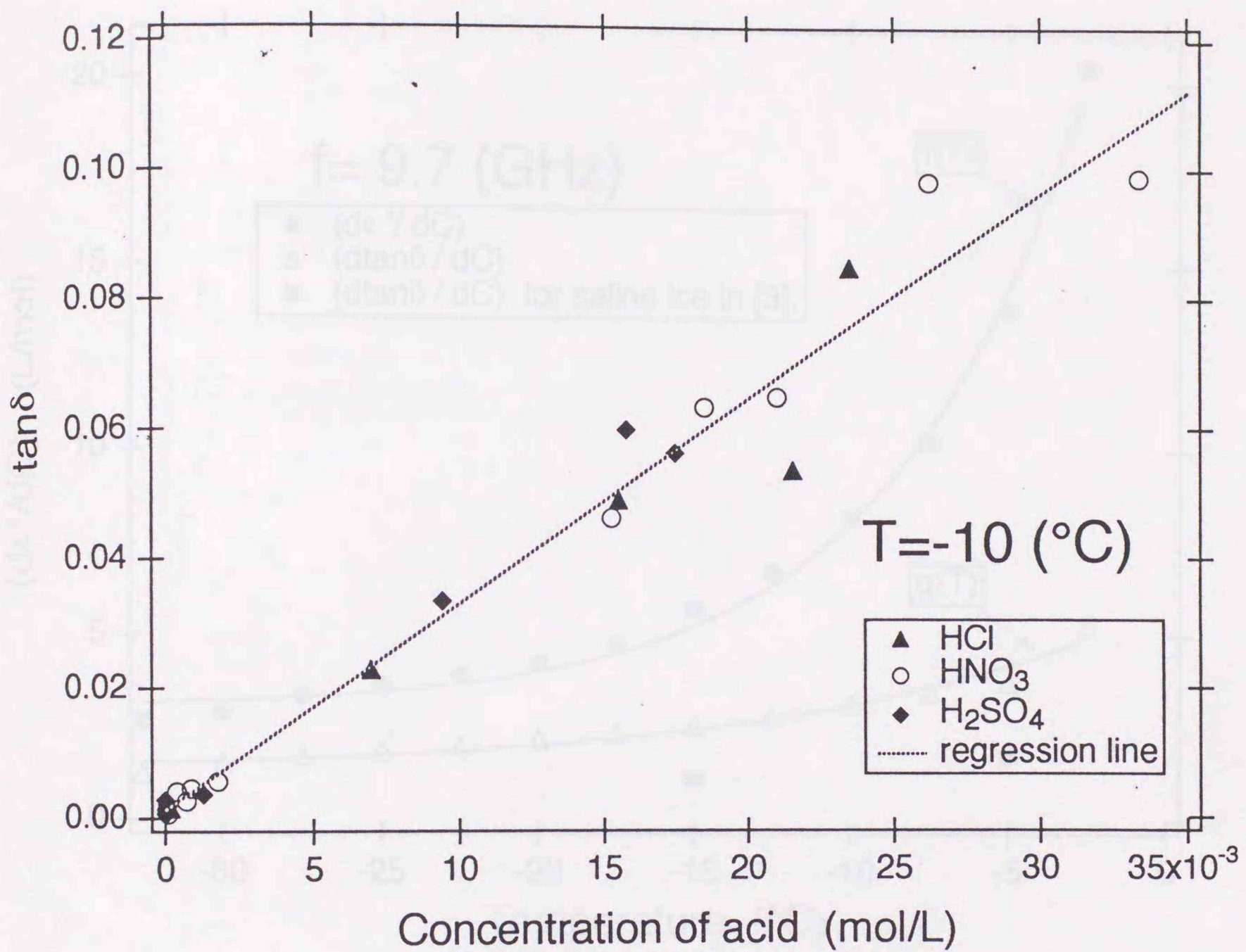


Figure 4-5 The loss tangent of the permittivity ($\tan\delta$) versus concentration of acid (C) expressed by molarity (mol/L) at -10°C . The results of all measurement are plotted on the figure.

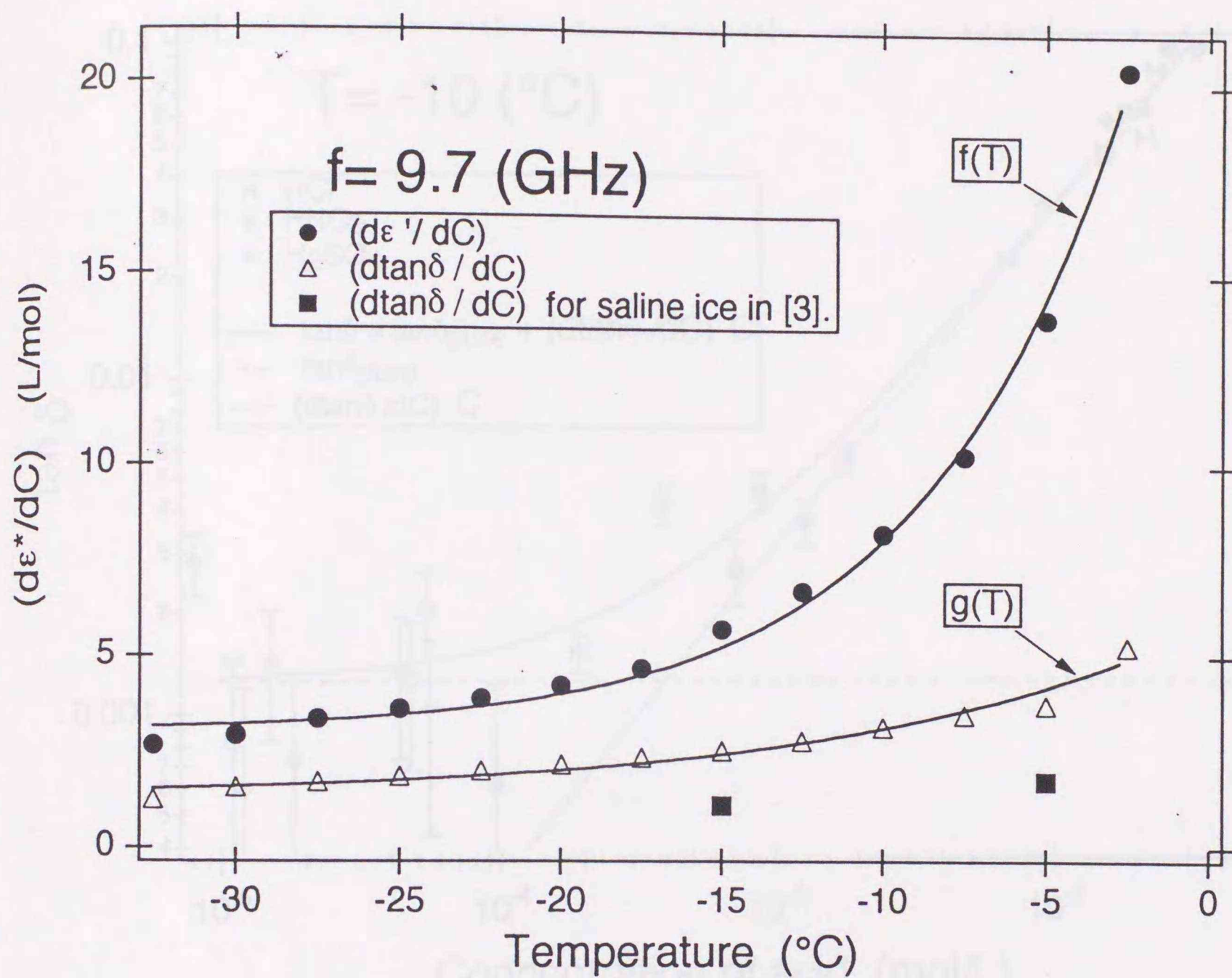


Figure 4-6 Temperature dependence of $\left(\frac{d\epsilon'}{dC}\right)$ and $\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$. Solid circles and open triangles denote $\left(\frac{d\epsilon'}{dC}\right)$ and $\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$, respectively. $f(T)$ and $g(T)$ are the fitted curves to $\left(\frac{d\epsilon'}{dC}\right)$ and $\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$, respectively, by the exponential formula $(a+b\exp(cT))$ where $a=3.033$ $b=25.66$ $c=0.163$ for $f(T)$ and $a=1.321$ $b=4.570$ $c=0.092$ for $g(T)$. Solid square is $\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$ for saline ice calculated from the data given in [3].

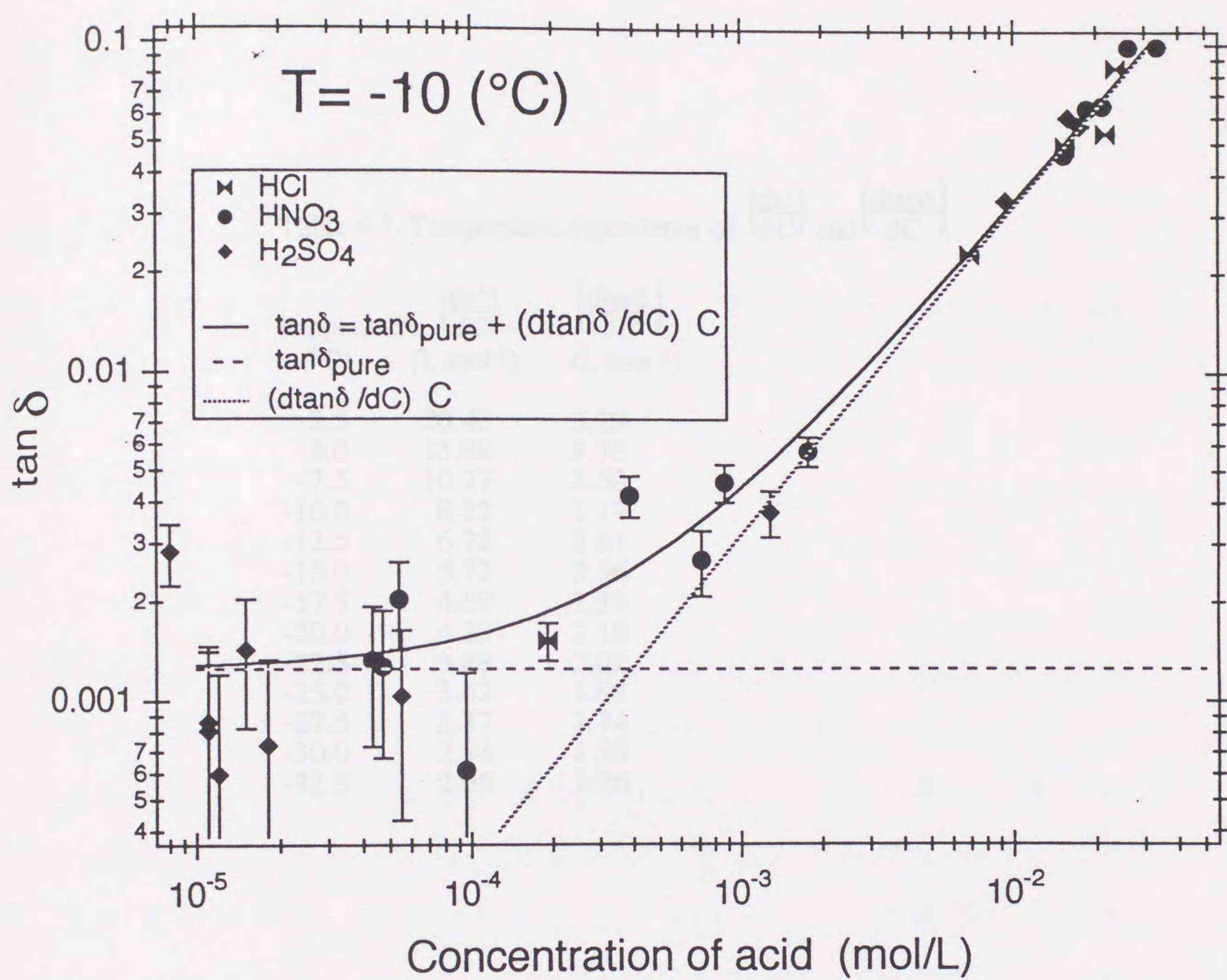


Figure 4-7 Loss tangent versus concentration of acid at $-10\ ^{\circ}\text{C}$ on a log-log scale.

第5章

Table 4-1. Temperature dependence of $\left(\frac{d\epsilon'}{dC}\right)$ and $\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$.

temperature (°C)	$\left(\frac{d\epsilon'}{dC}\right)$ (L mol ⁻¹)	$\left(\frac{d\tan\delta}{dC}\right)$ (L mol ⁻¹)
-2.5	20.43	5.29
-5.0	13.89	3.75
-7.5	10.27	3.50
-10.0	8.22	3.17
-12.5	6.72	2.81
-15.0	5.72	2.56
-17.5	4.69	2.38
-20.0	4.23	2.18
-22.5	3.88	2.02
-25.0	3.62	1.88
-27.5	3.37	1.74
-30.0	2.94	1.58
-32.5	2.68	1.26

第 5 章

酸を含有する多結晶氷の、マイクロ波帯と L F 帯における誘電特性の比較

5、1 本章の要旨

本章では、第 4 章で述べたような酸を含有する氷の 9.7GHz での誘電特性を、従来他の研究者によって低周波帯 (L F 帯) で得られているそれと比較する。その結果、第 4 章で得られたような酸の濃度と誘電損失のもつ直線関係を電気伝導度で書き表した場合、それはマイクロ波帯でも L F 帯でもほぼ同一の値になることがわかった。この結果は従来測定例の少ないマイクロ波帯と L F 帯の間の周波数帯には顕著な誘電分散帯は存在しないことを示唆している。また、氷が酸を含有することによって起こる電気伝導度の値は、かつて極地氷床氷の電気伝導メカニズムを説明するために提唱されてきたモデルから得られる値とよく一致することがわかった。このモデルとは、多結晶中に含まれる酸は三叉粒界に偏斥しておりそこに液相として存在し電気伝導のパスになっているというものである。

なお、本章に述べる内容は、筆者が英国南極局の J. C. Moore 博士と

E. W. Wolff博士との共同研究の結果として得た成果である。この共同研究の結果は、論文Moore, Fujita and Wolff (Submitted)として公表されており、本章の内容はその論文の一部となっている。

5、2 はじめに

極地氷床などの氷体に対するリモートセンシングは広い周波数範囲で行なわれている（本論文第1章参照）。その中でもラジオエコーサウンディングは10MHz-数100MHzの間でおこなわれ、氷体内部構造を探るために用いられている。氷体内部からの電波の反射は、氷体を構成する層がそれぞれ異なった複素誘電率をもつことから起こる。氷床内部反射層は氷床の内部からしばしば観測され、そのうちいくつかは過去に起こった大きな火山噴火の年代の層と一致することがわかっている

(Millar, 1981)。また、Hammer(1980)は、火山噴火が極地氷床への堆積物（雪やエアロゾル）の酸性度を、噴火後の数年にわたって高めることを明らかにしている。したがって、氷床内部の複素誘電率の変化の原因の1つは、酸の濃度変化によるものであるという仮説が成り立ち、それは氷床深層部から見いだされる反射を説明する有力な仮説になっている。氷床内部反射層のその他の原因については、このあと第7章で詳しく論じる。Moore(1988)は、LF帯で測定した氷床コアの電気伝導度プロファイルから、氷体内部でのレーダー波の反射モデルを構築した。この場合、電気伝導度の変化は氷の中の酸と塩の濃度の変化により起こっているものである。しかしながら、従来、酸や他の不純物がラジオエコーサウンディングに用いられる周波数帯（MHz帯）で氷の電氣的な性質に与える影響は明らかではなかった。

最近、極地氷床から得られる氷床コアの低周波での誘電特性は、酸や

塩などの含有不純物濃度に規定されることが明らかにされている (Moore et al., 1989)。また、マイクロ波領域では、本論文第4章の結果により酸の影響が明らかになっており、また、微量の塩の影響も、Matzler and Wegmuller(1987)が明らかにしている。また、海氷のように、陸氷よりもはるかに塩分濃度の高い氷については例えばVant et al.(1974, 1978)などの多くの研究例がある。しかしながら、低周波とマイクロ波の間の周波数帯で、不純物が誘電特性に与える影響を調べた研究例はほとんどない。

この周波数帯で、極地氷の誘電特性について最も信頼できる測定値は、第1章に示したとうりEvans(1965)に引用されているWestphalの測定結果である。しかしながらWestphalの研究は、氷の誘電特性に対しての含有不純物の重要性が明らかになる前に行なわれたものであり、彼の用いた氷試料にどれだけの不純物が入っていたかということや、氷試料の扱い方、それによるコンタミネーションの程度などは明らかになっていない。Robin et al.(1969)はグリーンランド氷床から採取された氷を用いてParenがL F帯で測定した電磁波の吸収が、Westphalの示した結果の中でも最も吸収の小さかった結果と一致することを示した。したがってこれらの結果は、L F帯とラジオエコーサウンディングの周波数帯の間には顕著な分散帯が存在しないことを示唆している。ところが、Johari(1976)は人工的に作成した純氷を用いた誘電測定から、MHz帯の低周波側では、誘電分散に伴って誘電損失が増大しているという結果を報告している。したがって、H FやV H Fで運用されるラジオエコーサウンディングの周波数帯でも、L F帯やマイクロ波帯での不純物の効果を適用できるかどうかを調べることは重要である。

本章ではL F帯とマイクロ波帯で、酸が誘電損失あるいは電気伝導度

にもたらす効果を比較する。また更に、これらを、多結晶中に含まれる酸は三叉粒界に偏斥しておりそこに液相として存在し電気伝導のパスになっているというモデルから導かれる電気伝導度と比較する。

5、3 酸を含む氷の誘電特性

5、3、1 マイクロ波帯の結果

酸がマイクロ波帯9.7GHzで氷の誘電特性に与える影響については第4章で詳細に明らかにしてきた。すなわち式(4-6)より、

$$\tan\delta(C,T) = \tan\delta'_{\text{pure}}(T) + g(T)C \quad (5-1)$$

と表され、このなかで、 $g(T)C$ が酸の効果としての $\tan\delta$ の増大分を表している。 C は、酸あるいは水素イオンの体積モル濃度である。式(5-1)は酸の濃度が 1×10^{-5} から 3×10^{-2} (mol/L)の範囲のとき、そして温度範囲が -2.5°C から -32.5°C のとき適用できる。式(5-1)は、塩酸・硫酸・硝酸を含む氷に対して適用できる。

誘電分散の緩和周波数から十分に離れた周波数 f において、固体内部の電気伝導度 σ_{∞} と誘電損失は式(1-6)と同様に以下のような関係で表すことができる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f \tan\delta \quad (5-2)$$

ここで、添え字 ∞ は、デバイ緩和周波数から大きく離れていることのみを意味しており、より高い周波数での周波数分散にはあてはまらない。 ϵ_0 は、真空中での誘電率を表している。式(5-1)と(5-2)より、氷が酸

を含有することによる電気伝導度の増大量は、次式のようにになる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f g(T) C \quad (5-3)$$

この式を用いて、酸が1モル水の中に含まれている場合に換算したときの電気伝導度の増大量(molar conductivity)を第4章に示した測定値の場合について計算する。結果は図5-1中に示してある。ここで、電気伝導度はアレニウス型の熱活性過程

$$\sigma_{\infty} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right) \quad (5-4)$$

で表されると仮定している。ここで R は1モルあたりの気体定数($=8.32441 \text{ [J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}]$)である。また、 E は活性化エネルギー、そして T_K は絶対温度である。本研究第4章の測定結果、すなわち図5-1では、 -5.0°C から -30.0°C の間の範囲で σ_0 が $\exp(10.3) [\text{Sm}^{-1} \text{ mol}^{-1}]$ であり、 E が $18.8 [\text{kJ/mol}]$ となる。

5. 3. 2 L F 帯の結果

Moore and Paren(1987)は、L F 帯において円柱状の氷床コアの複素誘電率を非破壊・非接触で迅速に測定する手法であるDEP法という測定法を開発した。彼らは、この測定法を用いて、南極から採取された130m長の氷床コアの複素誘電率プロファイルを測定した。このコアは、南極半島に位置するドールマン島(Dolleman Island)を覆う氷帽(Ice Cap: 極地域の山を覆う氷体)の頂上付近からボーリングされ採取されたものである。これをドールマンコアと呼ぶことにする。DEP法では、

20Hz-100kHzの周波数での複素誘電率を測定するが、電気伝導度を高周波側に外挿することによりデバイ緩和の高周波側の極限值としての電気伝導度 σ_{∞} を求めることができる。

Moore et al. (1989)はドールマンコアの誘電測定により得られた電気伝導度 σ_{∞} のプロファイルを、そのコアに含まれるの不純物の濃度分析の結果を比較することにより、 -22°C での σ_{∞} と水素イオンの含有濃度の関係が次式のように表せることを明らかにした。

$$\sigma_{\infty} = A + 1.425 [\text{H}^+] \quad (5-5)$$

ここで $[\text{H}^+]$ は水素イオン濃度である。Aは純水の電気伝導度や塩の影響を表す定数である。式(5-5)の $[\text{H}^+]$ は、酸が液相に溶けている場合に解離している水素イオン濃度を表すものではなく、あくまで化学分析の結果見いだされた陰イオンから、当量として算出された値である。ドールマンコアには、硝酸、塩酸、硫酸の3種の酸がすべて含まれていた。これを、実際に溶液中に解離している水素イオン濃度あるいは酸そのものの濃度に置き換えるためには、ドールマンコアの中の酸の混合比率を計算に用いる必要がある。これは、Moore et al. (1989)に与えられており、当量[eq. /L]として考える場合、硝酸が10%、塩酸が27%、硫酸が63%であった。これより式(5-5)は

$$\sigma_{\infty} = A + 2.07 [\text{acid}] \quad (5-6)$$

となる。ここで[acid]とは酸そのものの体積モル濃度である。式(5-5)、(5-6)で温度依存性は -9°C と -22°C の間でわかっている。

また、ドールマンコアの結果とは別個に、Moore et al. (In Press) は、グリーンランド氷床中央部から採取された氷床コアの中で、ラキ (Laki) 火山と呼ばれる火山の噴出物を含む層の硫酸の濃度と σ_{∞} との関係を明らかにした。これは、 -22°C で次式のように表せる。

$$\sigma_{\infty} = B + 3.66 [\text{H}_2\text{SO}_4] \quad (5-7)$$

ここでBは定数であり、 $[\text{H}_2\text{SO}_4]$ は硫酸の体積モル濃度である。式(5-6)、(5-7)に示される σ_{∞} の値は、酸1モルあたりの電気伝導度の増加量 (molar conductivity) として図5-1中に示してある。

5、4 考察

5、4、1 Wolff and Parenのモデル

Wolff and Paren(1984)は、極地氷床氷の直流電気伝導度(σ_{dc})を担っている機構は、三叉粒界に偏斥した液相として存在する酸のネットワークであると提唱した。このような系の振舞いは、酸の水溶液中での電気伝導度(σ_{sol})と、氷の全体積の中で液相が占める割合(v)で表され、

$$\sigma_{dc} = \frac{1}{3} v \sigma_{sol} \quad (5-8)$$

として計算できる。ここで $1/3$ は、三叉粒界の多結晶中でのネットワークの幾何学的な効果を表す項である。三次元的に分布する三叉粒界のネットワークのうち、直流電気伝導度には、一次元方向のみしか寄与しないことを意味している。ここで別なモデルを考え、もし、液相が多結晶中で2個の結晶粒が面的に接する結晶粒界に分布すると考えるならば、

直流電気伝導度は、

$$\sigma_{dc} = \frac{2}{3} v \sigma_{sol} \quad (5-9)$$

となる。Paren and Walker(1971)は、多結晶中の液相が、2個の結晶粒に挟まれる面的な結晶粒界に存在するよりも、3個の結晶に挟まれた線的な結晶粒界、すなわち三叉粒界に存在した方が熱力学的に安定であることを示した。Wolff and Paren(1984)はこのようなモデルから計算される直流電気伝導度の温度依存性が、実際に氷床氷で測定された温度依存性と良く一致することを示した。Wolff and Paren(1984)が行なった、式(5-8)を用いたモデル計算によると、硫酸・塩酸・硝酸共に、それを1モル含有したと換算した氷の電気伝導度(molar conductivity)は、それぞれ非常に近い値を示すことがわかっている。これらは図5-1中に、データ1、2、3としてそれぞれ示されている。

異種の酸について電気伝導度がこのような近い値を示すのは、硫酸を含めたすべての酸の中で、液相中ではそれぞれの酸の分子は近似的には1個の水素イオンを解離するからである。そして、水素イオンが液相中の電気伝導の主要な担い手(charge carrier)となっている。硫酸・塩酸・硝酸の3つの酸は、極地氷床氷の中に見いだされる主要な不純物であり、それは、酸と水と氷の共晶点まで液相として存在し得る。それぞれの酸の共晶点は硫酸が -73°C 、塩酸が -74.7°C 、そして硝酸が -43°C である(Wolff and Paren, 1984)。

5、4、2 マイクロ波帯の結果・LF帯の結果・直流モデル計算値の比較

図5-1には、上に示してきたマイクロ波帯の結果、L F帯の天然氷の結果、それにWolff and Paren(1984)のモデル計算の結果を、電気伝導度として示している。グラフの横軸は温度の逆数であり、これは式(5-4)の熱活性化過程を考慮している。図5-1中で線1、2、3で示すのはそれぞれ硫酸、塩酸、硝酸に対するモデル計算値である。線4は式(5-3)によるマイクロ波帯の結果、点5はL F帯でのグリーンランド氷床氷の硫酸の結果である。この点5は、マイクロ波帯のデータである線4と良く一致する。熱活性化過程を仮定したとき、マイクロ波帯のデータでの活性化エネルギーは18.8[kJ/mol]であったのに対して、モデル計算値のそれは、硫酸では27.0[kJ/mol]そして、硝酸と塩酸については25.1[kJ/mol]である。ドールマンコアのL F帯での測定結果(線6)は25.1[kJ/mol]であった。これはモデル計算値と良く一致する。

ドールマンコアの中には、酸として塩酸・硝酸・硫酸のそれぞれの酸が混合されて氷に含まれていた。もしこのような混合条件をモデルから考えた場合、電気伝導度のモデル計算値は、図5-1の中で、塩酸と硫酸の間になるはずである。しかしながら、ドールマンコアのL F帯での測定結果(線6)はこのような予想よりも小さい値しか示していない。これはまた同様に、点5に示されるL F帯でのグリーンランド氷床氷の硫酸の結果よりも小さい。これではドールマンコアのL F帯での測定結果(線6)だけが、一見特異な結果を示しているように見えるが、これは、ドールマンコアに含まれる不純物の複雑な化学組成から説明できる。

ドールマン島は周囲を海に囲まれており、氷には海洋起源の不純物が多く含まれている。主要なものはNaClだが、 Na_2SO_4 や、他の成分も含まれている。このような成分が不純物として氷に含まれる場合、海洋起源の全ての SO_4^{2-} イオンは酸から解離している水素イオン(H^+)と反応して

HSO_4^- イオンとなるはずである。実際、0.1M以上の酸の濃度では、 -22°C において99%の SO_4^{2-} イオンは水素と結合する。そしてこのような結合の結果、酸から解離して自由になっていた水素イオンの濃度は減少する。したがって、式(5-6)はあくまで氷の中の酸の濃度を表す結果にとどまり、実際に氷の中で解離している自由水素イオンはもっと少なかったのである。したがって、式(5-6)を実際に解離していた自由水素イオンの関数として書き直す必要がある。

ドールマンコアは平均 $2.38\mu\text{M}$ の SO_4^{2-} イオンを含んでおり、そして全酸性度は $5.35\mu\text{M}$ である(Moore et al., 1989)。もし、全ての SO_4^{2-} イオンが水素イオン(H^+)と結合して HSO_4^- イオンになっていたとすれば、その結果として残る水素イオン濃度は $2.98\mu\text{M}$ である。この結果から、式(5-6)を実際に解離していた自由水素イオンの濃度 $[\text{H}^{+*}]$ の関数として書き直すと次のようになる。

$$\sigma_\infty = A + 2.57 [\text{H}^{+*}] \quad (2-10)$$

この結果は、線7として図5-1中に示されている。式(2-10)の係数は、式(2-5)に示されるグリーンランド氷床氷の硫酸の結果により接近し、そしてモデルから予想されるような、硫酸と塩酸の結果の間(線1と2の間)に入る。

マイクロ波帯でのデータの濃度範囲(1×10^{-5} から $3 \times 10^{-2}(\text{mol/L})$)と天然氷の濃度(硫酸で $1.2 \times 10^{-5}(\text{mol/L})$ 以下)の大きな差を考慮するならば、これらの結果(線4、点5)はモデル計算値(線1)ときわめて良く一致するといえることができる。これは、少なくとも硫酸を含む氷に関しては、電気伝導メカニズムは直流のそれで説明でき、マイクロ波帯ま

では顕著な誘電分散がない証拠である。そして、マイクロ波帯でこれが酸の種類に依存しなかった結果を見る限り、これはおそらく塩酸・硝酸にもあてはまるであろう。塩酸・硝酸については、L F帯でドールマンコアの化学組成が複雑であるために、マイクロ波帯と低周波の比較には至っていない。この結論は、氷床コアの直流電気伝導度が、氷の酸性度と良い相関を示すという事実(Hammer, 1980)からも指示される。氷の直流電気伝導度を、結晶粒界に局在する液相に帰することに関しては、依然として論争があるが(Moore et al., In Press)、しかしながら、明らかにマイクロ波帯とL F帯の電気伝導度は良く一致している。

5、5 結論

5、5、1 マイクロ波帯とL F帯での誘電特性の一致

以上に、酸を含む人工氷のマイクロ波帯での誘電特性と、酸を含む天然氷のL F帯での誘電特性を比較してきた。硫酸の効果を考えて場合、それはマイクロ波帯でもL F帯でも同様の電気伝導度を示す。そして、その電気伝導度は、酸が氷の中で液相として三叉粒界の中に存在し電気伝導の担い手となっているとするモデルからの計算値と良く一致した。硝酸と塩酸についてはマイクロ波帯とL F帯での誘電特性は十分にできていないので結論を出すには至らない。なぜなら、これらを含むドールマンコアは、化学組成が複雑だったためである。しかし、極地氷床コアの層位に見いだされるほとんどの酸のピークは、火山噴出物により形成されたものであり、そこでは硫酸が最も支配的な化学成分である。

5、5、2 マイクロ波帯とL F帯での誘電特性はMHz帯にもあてはまる。

硫酸の効果を考えた場合、それはマイクロ波帯でもLF帯でも同様の電気伝導度を示すという事実が意味するものは、この誘電特性が両者の中間の周波数帯であるMHz帯にもあてはまるということである。MHz帯は、氷床や氷河のラジオエコーサウンディングが行なわれる周波数帯である。したがって、極地氷床コアの誘電特性のLF帯での測定結果は、レーダーを用いた探査のキャリブレーションに用いることができることになる。この結果はまた、ラジオエコーサウンディングや合成開口レーダー、それにマイクロ波高度計などのレーダー波の様々な周波数において、氷の誘電特性に含有不純物としての酸がもたらしている効果を見積もる場合には、本研究により測定された9.7GHzでの結果が適用できることを意味している。したがって、氷床の中で酸の濃度変化が起こったときの電波の反射や、酸を含む氷体でのレーダー波の浸透深さは、本研究により測定された9.7GHzでの結果で見積もることができる。

本論文第6章では、氷体の酸性度とレーダー波の浸透深さについて論じる。また、本論文第7章では、氷床の中で酸の濃度変化が起こったときの電波の反射強度とその特性について論じる。

5、6 含有不純物としての塩の効果について

酸の結果とは対照的に、塩を含む氷の電気伝導度は天然氷のLF帯での値と人工氷のマイクロ波帯での値は大きく異なることがわかっている。これは、論文Moore, Fujita and Wolff(Submitted)に詳しく論じられている。この天然氷と人工氷の値の相違は両者の結晶成長過程の違いや、雪や水溶液から氷が形成される変態過程の相違を表しているものと考えられる。また、その特性が酸と異なるのは、酸を含む氷は電気伝導の担い手(charge carrier)が、酸の場合は移動度が大きい水素イオ

ンであるのに対して、塩の場合はこれよりはるかに移動度の小さいイオンであるためである。塩も、酸と同様に氷体中の電波伝播特性には影響を与えているのは間違いない。しかし、定量的な効果としては陸氷の場合には酸の効果が相対的に大きいことから、本論文では酸の效果に絞って論じ、塩の效果はこれ以上は論じない。



Figure 5-1 Arrhenius plot of molar conductivity versus reciprocal temperature. Lines 1-7 are for ice containing strong acids, line 8 is for HF-doped ice, and lines 9-17 are for ice containing sea salt. Solid lines represent model and dashed lines experimental data.

Lines 1, 2, and 3 are fits to grain boundary models for H_2SO_4 , HNO_3 , and $HClO_4$, respectively. Line 4 is data at 5.7 GHz on ice containing 2.15 mM acid. Point 5 is LF data on Greenland ice containing $1-10$ mM H_2SO_4 . Line 6 is LF data for acid impurities from Dellenius Island, using eq. 5-3, and line 7 is Dellenius Island acidity corrected for sulfate hydrogencarbonate. Line 8 is LF data on HF-doped ice (0.54 mM). Line 9 is a liquid at grain boundaries model for NaCl. Line 10 is 10 GHz data on an ice sample containing 193 ppm NaCl. Line 11 is 10 GHz data on ice containing $110-73$ mM NaCl. Line 12 is LF data for NaCl from Dellenius Island.

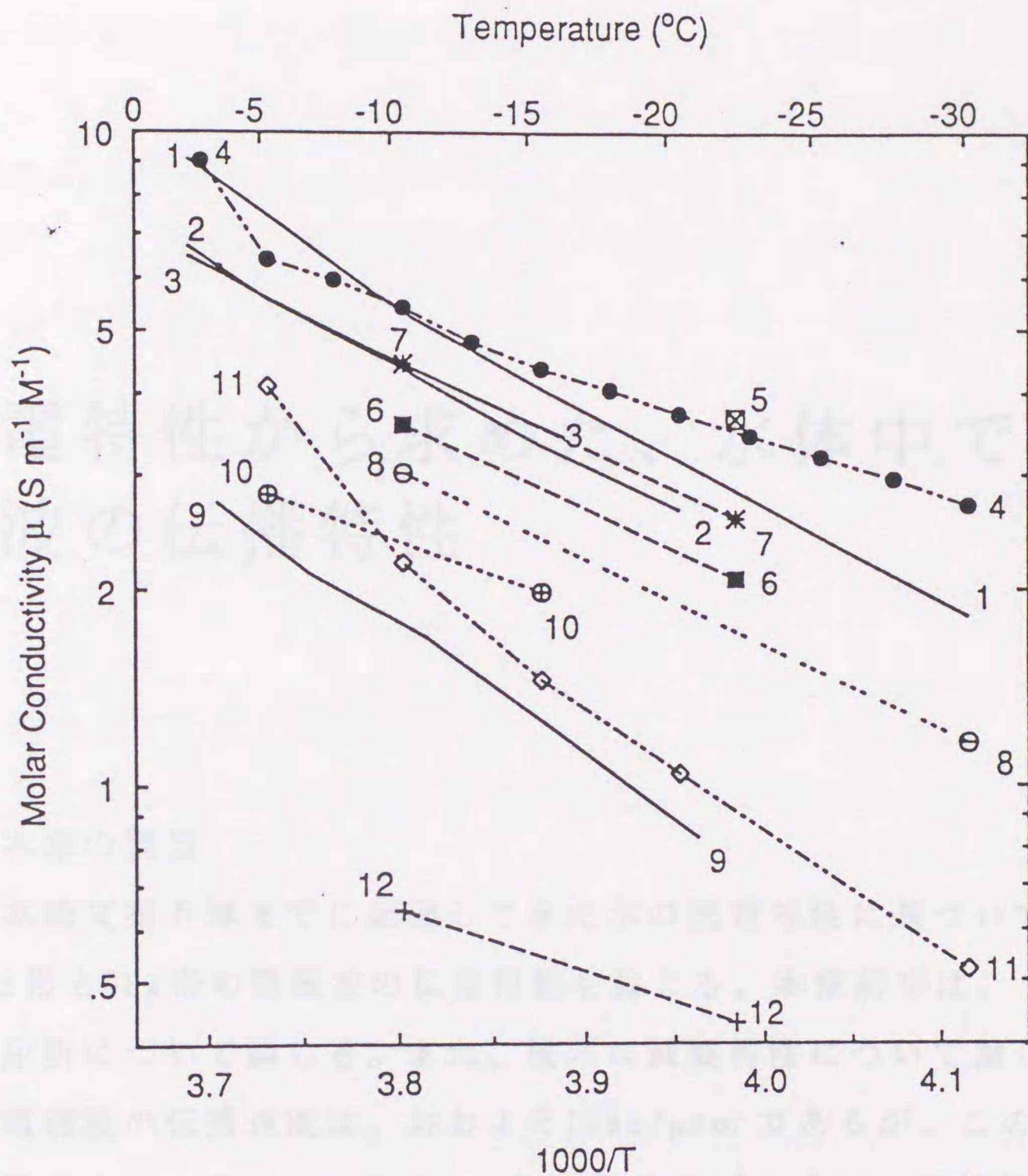


Figure 5-1 Arrhenius plot of molar conductivity against reciprocal temperature. Lines 1-7 are for ice containing strong acids, line 8 is for HF-doped ice, and lines 9-12 are for ice containing sea salt. Solid lines represent models and dashed lines experimental data.

Lines 1, 2, and 3 are liquids at grain boundary models, for H_2SO_4 , HCl , and HNO_3 , respectively. Line 4 is data at 9.7 GHz on ice containing 2-35 mM acid. Point 5 is LF data on Greenland ice containing 1-10 μM H_2SO_4 . Line 6 is LF data for acid impurity from Dolleman Island using eq 5-5, and line 7 is Dolleman Island acidity corrected for sulphate hydrogenation. Line 8 is LF data on HF doped ice (0-50 μM). Line 9 is a liquid at grain boundaries model for NaCl . Line 10 is 10 GHz data on an ice sample containing 193 μM NaCl . Line 11 is 10 GHz data on ice containing 110-75 mM NaCl . Line 12 is LF data for ssCl from Dolleman Island.

第 6 章

氷の誘電特性から求めた、氷体中での電磁波の伝播特性

6 6、1 本章の要旨

本章では、本論文第 5 章までに記述してきた氷の誘電特性に基づいて、氷体中での MHz 帯と GHz 帯の電磁波の伝播特性を論じる。本章前半は、伝播速度と複屈折について論じる。また、後半は減衰特性について論じる。氷体中の電磁波の伝播速度は、おおよそ $169\text{m}/\mu\text{sec}$ であるが、この速度は氷体温度の上昇と共に $0.023\text{m}/\mu\text{sec}^{\circ}\text{C}$ の割合で減少する。氷単結晶の誘電率には第 3 章に示したように一軸対称の誘電異方性があることから、伝播速度は電磁波のもつ電場ベクトルと氷の結晶 C 軸の角度に応じて $1\text{m}/\mu\text{sec}$ 変化しうる。氷単結晶に一軸対称の誘電異方性があるということとは、氷多結晶のもつ誘電率テンソルもまた異方性をもつことを意味している。この事実とは、氷体中を伝播する電磁波の偏波状態はこの誘電率テンソルによって決定されていることを意味している。

第 4 章、第 5 章に示したように、氷多結晶の誘電損失は、それが含有する酸の濃度に比例して大きく変化する。したがって、酸を含有する氷

の中では純氷の中よりも著しい電磁波の減衰が起こる。電磁波の氷体への浸透深さを、水素イオン濃度指数pHの関数として見積もった。浸透深さを見積もった周波数範囲は、極地氷床のラジオエコーサウンディングに用いるMHz帯、人工衛星J-ERS1が搭載している合成開口レーダーが用いている1.275GHz、E-ERS1の合成開口レーダーが用いている5.3GHzである。

なお、本章に記述する内容は、論文Fujita and Mae(In Press(2)、In Press(3))に掲載している。

6. 2 伝播速度

6、2、1 誘電異方性と温度の効果

誘電率 ϵ' をもつ媒体中での電磁波の伝播速度は次のような式で表される。

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}} \quad (6-1)$$

ここで c は真空中での電磁波の伝播速度である。 ϵ' は、氷の結晶C軸の方位、密度、それに不純物濃度に依存する。第1章に示したように、Evans(1965)はMHz帯とGHz帯で従来測定されている ϵ' のほとんどは、 3.17 ± 0.07 の範囲に含まれることを明らかにしている。さらに、本研究第3章では、氷単結晶の誘電率が一軸対称の異方性をもつことを明らかにしてきた。すなわち、氷の結晶C軸に電場ベクトルを平行にかけた場合の誘電率 $\epsilon'_{||c}$ 、それに、電場ベクトルを垂直にかけた場合の誘電率 $\epsilon'_{\perp c}$ はそれぞれ以下のような式で表せる。

$$\epsilon'_{//c} = 3.189 (\pm 0.006) + 0.00092 (\pm 0.00007) T_c \quad (6-2)$$

$$\epsilon'_{\perp c} = 3.152 (\pm 0.003) + 0.00086 (\pm 0.00005) T_c \quad (6-3)$$

ここで T_c は $^{\circ}\text{C}$ で表した温度である。これより誘電異方性 $\Delta\epsilon' = \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c}$ は

$$\Delta\epsilon' = 0.037 (\pm 0.007) + 0.00006 (\pm 0.00009) T_c \quad (6-4)$$

であることを示してきた。式(6-4)より、 $\Delta\epsilon'$ の温度依存性は雪氷圏の温度範囲では無視できるほど小さいことがわかっている。第3章では、式(6-4)に示される値が HF、VHF、そしてマイクロ波帯で成り立つことを提起してきた。もし氷を等方的な物質とみなす場合、すなわち、多結晶中の結晶 C 軸方位分布が完全にランダムである場合、その誘電率は、

$$\epsilon' = \frac{2}{3} \epsilon'_{\perp c} + \frac{1}{3} \epsilon'_{//c} \quad (6-5)$$

と表される。

Evans(1965)がまとめた氷の複素誘電率のレビューに基づいて、Robin et al. (1969)は氷体中での電磁波の伝播速度 v は 169 ± 2 (m/ μsec) であると結論づけた。ここで、本研究から得られた誘電率の値である式(6-2)、(6-3)、(6-5)を式(6-1)に代入した場合、氷体中での電磁波伝播速度は図6-1のようになる。図6-1は、氷体中での電磁波の伝播速度は、およそ 169 m/ μsec であるが、この速度は氷体温度の上昇と共に 0.023 m/ $\mu\text{sec}^{\circ}\text{C}$ の割合で減少することを示している。氷単結晶の誘電率に一軸対称の誘電異方性があることから、伝播速度は電磁波のもつ電場

ベクトルと氷の結晶 C 軸の角度に応じて $1\text{m}/\mu\text{sec}$ 変化する。

6、2、2 密度の効果

本論文第 1 章で触れたように Fujita et al. (1991) は ϵ' が氷の密度 ρ に依存することを明らかにしている。それによれば、 ϵ' の ρ に対する変化

率 $\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right)$ は、9.7GHz での ρ が $600(\text{kg}/\text{m}^3)$ での測定によれば、

$$\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right) = 3.08 \times 10^{-3} [\text{m}^3\text{kg}^{-1}] \quad (6-7)$$

である。ただし、 $\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right)$ の値は周波数により異なる。

$\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right)$ を用いて、 v は氷の密度の関数として

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'_{\text{pure}} - \left(\frac{d\epsilon'}{d\rho}\right)\rho}} \quad (6-8)$$

と表すことができる。

6、2、3 含有不純物としての酸の効果

本論文第 4 章では、氷に含まれる酸の濃度が $1 \times 10^{-3} (\text{mol}/\text{L})$ であるとき多結晶の ϵ' は $\epsilon'_{\parallel c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ の間の値をとることを明らかにしている。この事実は、氷の pH が 3 よりも大きい場合には ϵ' のうける影響は無視できる程小さいことを意味している。通常酸性雪や酸性雨と呼ばれるものでも、この pH を下回ることはない。したがって、氷体中の電磁波の伝播速度に関しては、その中に含まれる酸の濃度を考慮する必要はない。

6, 3 多結晶氷中での複屈折と、電磁波の偏波状態

氷の単結晶が一軸対称性の誘電異方性をもつという事実は、単結晶の集合体である多結晶の誘電率テンソルにも結果として異方性が生じることを意味している。天然に存在する氷はすべて多結晶であるが、多結晶の中の結晶C軸の方位分布（ファブリックパターン）が等方的であることは極めて希で、ほとんどの場合、その氷体が受けてきた歪の履歴や結晶成長過程に応じた異方性をもっている。このため、式(6-2)、(6-3)にあるような単結晶の誘電異方性は多結晶の誘電率テンソルにも反映されてくる。

Hargreaves(1978)は、氷多結晶のファブリックパターンから、そのマクロ的な誘電率テンソルを計算する手法を示した。彼は、Polder and Santen(1946)の提唱した誘電混合体理論を、誘電異方性をもつ誘電体の集合体に適用することにより、次のような式を得た。すなわち、多結晶のもつ誘電率テンソルは、

$$\epsilon' = \sum_{j=1} f_j \epsilon^{(j)} \quad (6-9)$$

である。ここで f_j はj番目の結晶粒が多結晶の中で占める体積比率、また、 $\epsilon^{(j)}$ はj番目の結晶粒のもつ誘電率テンソルである。式(6-9)は、考慮する多結晶の体積が電磁波の波長に比べて小さいが、個々の結晶粒のもつ体積よりは十分に大きいという仮定のもとに成り立つ。一個の結晶粒のもつ誘電率テンソル ϵ_p は、C軸を主軸の一つとしてとるとき

$$\varepsilon_p = \begin{pmatrix} \varepsilon'_{\perp c} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon'_{\perp c} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_{\parallel c} \end{pmatrix} \quad (6-10)$$

となる。式(6-9)、(6-10)を用いれば、多結晶の中において電磁波がもつ電場ベクトルに平行な誘電率テンソルの成分を計算できる。ここで、 j 番目の結晶粒の結晶C軸と電場ベクトルのなす角度を θ_j とするなら、誘電率テンソルは

$$\varepsilon' = \varepsilon'_{\perp c} + \sum_{j=1}^N f_j \Delta\varepsilon' \cos\theta_j \quad (6-11)$$

となる。ここで N は多結晶の中に存在する結晶粒の数である。式の単純化のために、すべての結晶粒のもつ体積は同じであると近似をすると、式(6-11)は、

$$\varepsilon' = \varepsilon'_{\perp c} + \Delta\varepsilon' D_a \quad (6-12)$$

$$D_a = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos\theta_j \quad (6-13)$$

となる。ここで、 D_a は誘電率テンソルに氷の誘電異方性 $\Delta\varepsilon'$ がどれだけ寄与しているかという程度を表すファクターであり、0から1の間の値をとる。

Hargreaves(1977)は、一軸対称性の複屈折媒体に平面波が入射するとき、Maxwell方程式はその解を空間中のある2方向でしか持たないことを示した。すなわち、その媒体の中では電場ベクトルはある2方向の

みにしか存在しない。もし、直線偏波がこのような媒体に入射する場合、入射波の電場は媒体中で許されるこの2つの電場ベクトル成分に分かれる。そして、このような2方向とは、電波の伝播する方向と媒体の誘電率テンソルで一義的に決まる。入射時点ではこの2つの電場ベクトル成分のもつ位相は同一であるが、この2つのもつ伝播ベクトルの大きさは異なるため、媒体中を電磁波が進行するにつれて、互いの位相差は大きくなる。このような波が媒体から再び空中に現れるとき、それは楕円偏波となる。2方向に分かれた波をそれぞれ正常波(ordinary wave)、異常波(extraordinary wave)と呼んでいる。

一般に極地氷床中の多結晶のもつファブリックパターンは一軸対称の異方性を持っていることが多い。これらはBudd(1975)などに詳しく解説されている。したがって、極地氷床の中でも、多くの場合、氷の誘電率テンソルは一軸対称の異方性をもつことになる。このような複屈折媒体中では上に述べたように電波の偏波状態は誘電率テンソルによって決定されることになる。実際の南極の氷床氷のもつファブリックパターンと、それから計算した D_a はこのあと8章に示される。8章に示す例は南極みずほ基地で測定された氷の誘電率テンソルであるが、この例においても氷の誘電率テンソルは一軸対称の異方性をもち、それが複屈折媒体であることが示される。

なお、一軸対称性の複屈折媒体中での電磁波の伝播についてはHargreaves(1977)に詳細に論じられている。

6, 4 減衰

6, 4, 1 酸を含む氷の中での電磁波の減衰

媒体中での電磁波の減衰は、誘電損失($\tan\delta$)あるいは氷体中での電気

伝導度(σ_{∞})により決定される。電磁波の強度が入射強度の $1/e$ になる距離 p のことを浸透深さと呼び、次のように定義する。

$$p = \frac{\lambda_0}{2\pi \tan \delta \sqrt{\epsilon'}} \quad (6-14)$$

ここで、 λ_0 は真空中での電磁波の波長である。式(6-14)では、 ϵ' がほぼ定数とみなせることから、主に周波数 f と $\tan \delta$ が浸透深さを決定していることがわかる。

酸がマイクロ波帯9.7GHzで氷の誘電特性に与える影響については第4章で詳細に明らかにしてきた。すなわち式(4-6)より、

$$\tan \delta(C, T) = \tan \delta'_{\text{pure}}(T) + g(T)C \quad (6-15)$$

と表され、このなかで、 $g(T)C$ が酸の効果としての $\tan \delta$ の増大分を表している。 C は、酸あるいは水素イオンの体積モル濃度である。式(6-15)は酸の濃度が 1×10^{-5} から 3×10^{-2} (mol/L)の範囲のとき、そして温度範囲が -2.5°C から -32.5°C のとき適用できる。式(6-15)は、塩酸・硫酸・硝酸を含む氷に対して適用できる。さらに、それぞれの酸では実質的に1個の酸の分子は1個の水素イオンを解離すると近似できるので、式(6-17)は水素イオン濃度指数 pH を用いて次のようにあらわされる。

$$\tan \delta(C, T) = \tan \delta'_{\text{pure}}(T) + g(T)10^{-\text{pH}} \quad (6-16)$$

誘電分散の緩和周波数から十分に離れた周波数 f において、固体内部の電気伝導度 σ_{∞} と誘電損失は式(1-6)と同様に以下のような関係で表す

ことができる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f \tan\delta \quad (6-17)$$

ϵ_0 は、真空中での誘電率を表している。式(6-16)と(6-17)より、氷が酸を含有することによる電気伝導度の増大量は、次式のようにになる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f g(T) 10^{-\text{pH}} \quad (6-18)$$

第5章に述べたように、本研究での、9.7GHzにおける測定値にこの式を用いて、酸が1モル氷の中に含まれている場合に換算したときの電気伝導度の増大量(molar conductivity)はアレニウス型の熱活性過程

$$\sigma_{\infty} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right) \quad (6-19)$$

を仮定して-5.0°Cから-30.0°Cの間の範囲で σ_0 が $\exp(10.3) [\text{Sm}^{-1}\text{mol}^{-1}]$ であり、 E が18.8[kJ/mol]であった。

第5章の結果から、式(6-18)で表される電気伝導度は、9.7GHzからLF帯までの周波数帯に適用できる。式(6-18)と式(6-19)を式(6-16)に代入すれば次の式が得られる。

$$\tan\delta = \tan\delta_{\text{pure}}(T_K) + \frac{\sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right)}{\epsilon_0 \epsilon' 2\pi f} 10^{-\text{pH}} \quad (6-20)$$

式(6-20)を式(6-14)の $\tan\delta$ に代入すれば、電磁波の氷の中への浸透深

さをpHの関数として得ることができる。

6、4、2 浸透深さの計算結果

式(6-20)から浸透深さを計算するには $\tan\delta_{\text{pure}}(T_K)$ の値が必要である。第1章で述べてきたように、純水の $\tan\delta$ の測定値はMHz帯で非常に少なく、またマイクロ波帯では測定結果の研究者間のばらつきが大きい。本章では第1章に示した過去の研究例の中から、最も信頼しうる値としてMatzler and Wegmuller(1987)の値を引用する。この測定値はマイクロ波帯で得られたものだが、MHz帯に外挿した値は過去のMHz帯のどの測定値とも最大30%程度の誤差範囲で一致する。したがって、これを式(6-20)の $\tan\delta_{\text{pure}}(T_K)$ とし、30MHzから10GHzの間での電磁波の水への浸透深さをpHの関数として計算した。計算において、電磁波の減衰は誘電損失によってのみ起こると仮定し、体積散乱に起因する減衰は考慮していない。この周波数範囲は、ラジオエコーサウンディングに用いるMHz帯の周波数と、J-ERS1やE-ERS1搭載の合成開口レーダー(以下SARと記す)の使用しているそれぞれ1.275GHzや5.3GHzを含んでいる。図6-2には -15°C での浸透深さ、図6-3には -5°C での浸透深さを示した。

30MHzから約600MHzまでは、浸透深さはほぼ一定であるが、1GHzを越えるとそれは周波数の増大と共に急激に減少する。この急激な減少は、1GHzをこえると誘電損失が遠赤外領域にある共鳴分散帯の影響下に入り、増大し始めるからである。図(6-2)、(6-3)共、pHが小さくなると浸透深さは大きく減少することを示す。マイクロ波帯での浸透深さが周波数に依存するため、 -15°C での浸透深さはJ-ERS1のSARがpHに応じて200mから数10mの値であるのに対してE-ERS1のSARのそれはせいぜい40mから20mである。また、pHの影響は高周波側ほど小さい。これらの事実

は、同じ合成開口レーダーでも、周波数の相違により観測している現象の深さが大きく違うことを意味している。図(6-2)、(6-3)を比較すると、明らかに浸透深さは氷体の温度の減少と共に増大することがわかる。

一般に、中緯度地域の酸性雪のpHは4から5程度であることが多い。このような酸性度を氷がもっている場合、浸透深さは純氷よりはるかに小さい。Kamiyama et al. (1989)は、南極やグリーンランドなどの極地域の雪や氷のpHを調査した。それによれば、南極氷床において、内陸地域と沿岸地域での平均値としてのpHはそれぞれ5.14と6.18である。また、グリーンランド氷床でのそれは、5.27である。図(6-2)、(6-3)にこれらのpHに対する浸透深さをそれぞれ示したが、これにより氷体への電磁波の浸透深さはその地域毎のpHによって大きく異なることがわかる。なお、J-ERS1やE-ERS1搭載のSARからのレーダー波の浸透深さは、pHと温度の関数として表6-1に示してある。

6、5 今後の課題

本章では、MHz帯とGHz帯での氷体中での電磁波の伝播速度、複屈折、それに、減衰について論じた。本章を終えるにあたり一つ指摘しておきたいことは、これらの周波数帯で純氷の誘電率測定値が依然として少ないことである。これについては、雪氷圏で得られるリモートセンシングのデータを正しく解釈できるようにするために今後研究を重ねる必要がある。本章では触れなかったが、氷体中での電波伝播にとって興味深い問題としては、反射と散乱がある。これらはそれぞれ、第7章と第8章で触れることにする。

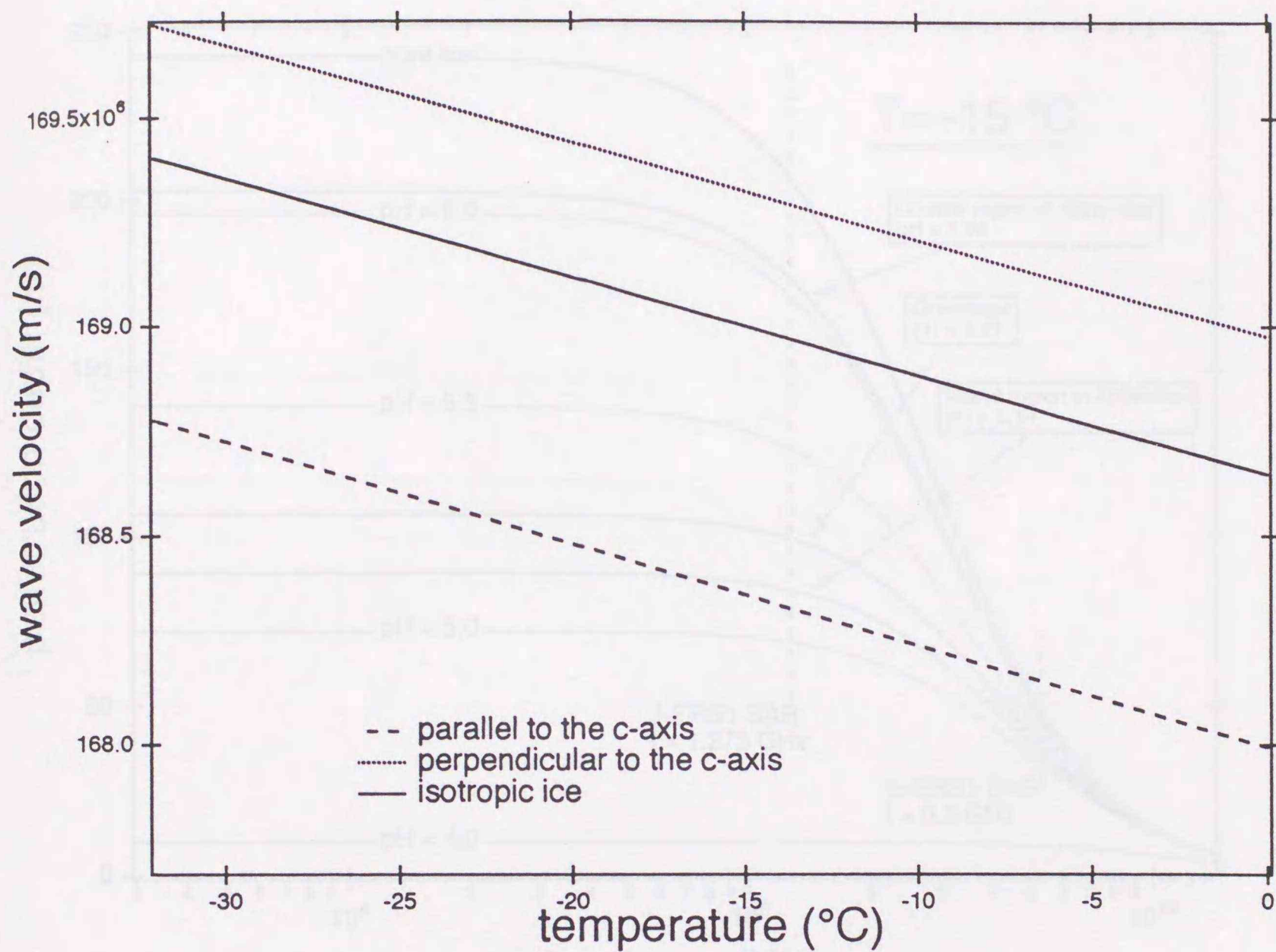


Figure 6-1. The velocity of electromagnetic waves in ice as a function of temperature from HF to microwave frequency. The velocity depends on the angle between the electric field vector and the crystal orientation of ice.

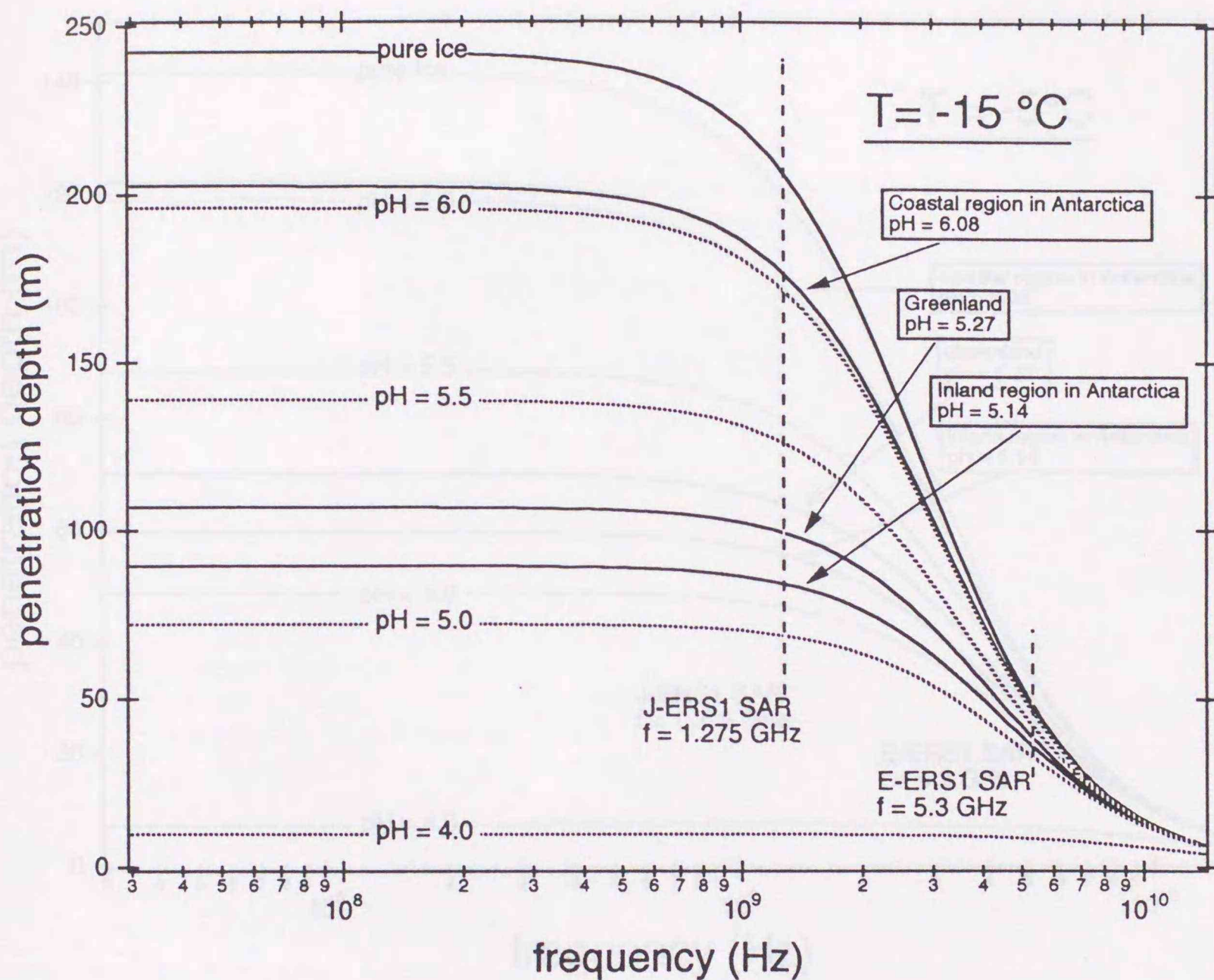


Figure 6-2. Penetration depth of microwave to large ice mass at frequencies between 1 GHz and 11 GHz at $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$. Penetration depth significantly depend on the PH value of ice.

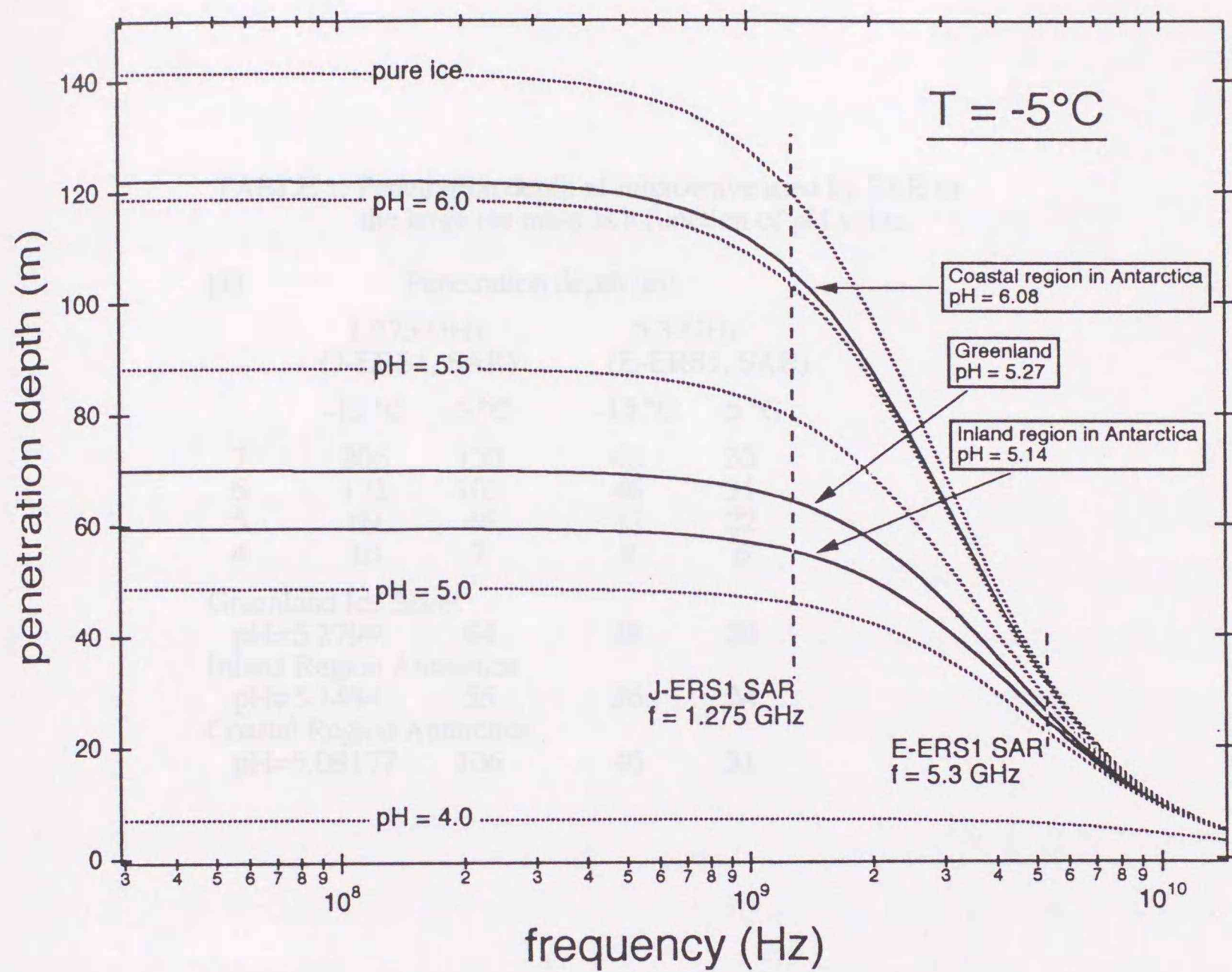


Figure 6-3. Penetration depth of microwave to large ice mass at frequencies between 1 GHz and 11 GHz at -5°C . Penetration depth significantly depend on the PH value of ice.

TABLE 1: Penetration depth of microwave used by SAR to the large ice mass as a function of pH value.

pH	Penetration depth (m)			
	1.275 GHz (J-ERS1, SAR)		5.3 GHz (E-ERS1, SAR)	
	-15 °C	-5 °C	-15 °C	-5 °C
7	206	120	48	32
6	172	103	46	31
5	69	46	33	22
4	10	7	8	6
Greenland Ice Sheet				
pH=5.2799		64	38	26
Inland Region Antarctica				
pH=5.1484		55	36	24
Coastal Region Antarctica				
pH=6.08177		106	46	31

第7章

氷床内部反射層の原因とその性質

7、1 本章の要旨

ラジオエコーサウンディング(Radio Echo Sounding: RES)により極地氷床内部の3次元構造を探索する場合、その観測対象となる氷床内部反射層について、正しい知識を持つことは不可欠である。本論文第5章までに明らかになった氷の誘電特性に基づき、その原因と性質を議論する。

氷床内部反射は、氷床内部でファブリックパターンが深さ方向に変化したとき、あるいは、含有する酸の濃度が変化し結果として電気伝導度が変わったときに起こり得る。それぞれの原因によって生じる強度反射係数(Power Reflection Coefficient: PRC)を温度と周波数の関数として導き、そして比較した。本章ではまず、氷のファブリックパターンが氷床氷の中で火山灰を含む層とそれに隣接する火山灰を含まない層では異なることを示す。そして、そのような境界面は大きなPRCを生じ得ることを示す。

電気伝導度が変化することによって起こるPRCは、氷体の温度とRESに用いる周波数に大きく依存する。PRCは温度が高いほど、そして、周

波数が低いほど大きい。一方、ファブリックパターンが変化することによって生じるPRCは、温度や周波数に依存しない。だがどちらのメカニズムでも、十分に検知可能なPRCが生じる。結論として言えることは、氷床内部反射の原因は、氷床浅層部では密度変化が支配的であるが、深層部では、ファブリックパターンの変化と電気伝導度の変化の両方である。それぞれの反射層がそのどちらの原因で成り立っているかは、PRCの周波数依存性を調べれば分かるはずである。

7、2 はじめに

ー氷床内部反射層の研究経緯ー

氷床のラジオエコーサウンディングは、その内部構造や広がりを探るために10MHzから数100MHzの周波数の電磁波を用いて行なわれる(Robin et al., 1969, Bogorodsky et al., 1985)。レーダー波の反射は、氷床を形成する氷の層の間で複素誘電率($\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$)が変化することによって起こる。氷床内部反射層はしばしば観測され、現在までに複素誘電率を変化させる原因としていくつかのメカニズムが提唱されてきた。それらは、1) 密度変化、2) 氷体中の酸の濃度変化、それに、3) ファブリックパターンの変化である。

Paren and Robin(1975)は1500m深より浅層においては、内部反射が密度変化で説明できることを示した。氷床の表面近くでは、雪やフィルン層の中にアイスレンズや融解再凍結層などがもし存在すれば、それは電磁波の強い反射を引き起こし得る。Clough(1977)は、西南極のバード(Byrd)基地で掘削された氷床コアの中で密度が変化する深さと、ラジオエコーサウンディングで観測された内部反射層の深さに高い相関があることを示した。しかしながら、このような反射を引き起こす密度の

コントラストは氷床深が増大するにつれ急速に平滑化されるため、深層部に存在する内部反射層はこのメカニズムでは説明できない。

Millar(1981)は、内部反射層のうちいくつかは過去に起こった火山爆発の噴出物を含む年層の深さと一致することを示した。また、Hammer(1980)は火山噴火が一度起こると、極域に積もった雪に含まれる酸の量が噴火後数年にわたって増大することを示した。これらの事実から、氷が酸を含有することによって起こる電気伝導度の変化が、深層部に存在する内部反射層の原因ではないかと考えられるようになった。

氷床の中でファブリックが深さと共に変化するのとは良く知られた事実である。Harrison(1973)は内部反射層の主要な原因の一つはファブリックパターンの変化であると提唱した。しかし彼の説は氷単結晶の誘電異方性が明らかでなかったために支持されてこなかった。しかし、本論文第3章で、筆者は氷の誘電異方性($\Delta\epsilon' = \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c}$)が $0.037(\pm 0.007)$ であることをはじめて明らかにした。この値は、ファブリックパターンの変化が検知しうる内部反射を起こすには十分に大きな値である。

本論文第5章では、酸を含む氷のMHz帯の電気伝導度には、マイクロ波帯やLF帯で得られた値を適用できることを示した。すなわち、MHz帯でも氷が酸を含むことによって起こるPRCを計算することが可能になった。

本章ではまず初めに、実際に南極氷床から採取した氷のファブリックパターンが、火山灰を含む層とそれに隣接する火山灰を含まない層の間で急激に変化することを示す。そして、そのような境界面は大きなPRCを生じ得ることを示す。次に、氷床内部でファブリックパターンが深さ方向に変化したときの反射特性と、含有する酸の濃度が変化し結果として電気伝導度が増大したときに起こる反射の特性とを、温度と周波数の

関数として比較する。この結果、どちらのメカニズムも内部反射層の主要な原因であるが、そのどちらが支配的であるかは氷体の温度や用いる周波数によって異なることを明らかにする。

7、3 ファブリックパターンの変化による反射

7、3、1 反射係数の計算

電磁波が媒質 1 と媒質 2 の間の平面状の境界に媒質 1 の側から垂直に入射するとき、PRC は次式で与えられる。

$$\text{PRC} = \left| \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right|^2 \quad (7-1)$$

ここで Z_1 と Z_2 はそれぞれ媒質 1 と 2 のバルクインピーダンスである。もしインピーダンスの変化が複素誘電率の実数部の変化、 $\epsilon' \rightarrow \epsilon' + \delta\epsilon'$ 、にのみ起因するとしたとき、PRC は次式のように与えられる (Paren, 1981)。

$$\text{PRC} = \left| \frac{\delta\epsilon'}{4\epsilon'} \right|^2 \quad (7-2)$$

氷の密度変化に伴う PRC とファブリックの変化に伴う PRC は式 (7-2) を用いて行なわれる。また、もしインピーダンスの変化が複素誘導損失の変化、 $\tan\delta \rightarrow \tan\delta + \Delta(\tan\delta)$ 、にのみ起因するとしたとき、PRC は次式のように与えられる (Paren, 1981)。

$$\text{PRC} = \left| \frac{\Delta(\tan\delta)}{4} \right|^2 \quad (7-3)$$

氷に含有する酸の濃度が変化からPRCを計算するときには式(7-3)を用いる。

7、3、2 氷の誘電異方性

本研究第3章では、氷単結晶の誘電率が一軸対称の異方性をもつことを明らかにしてきた。すなわち、氷の結晶C軸に電場ベクトルを平行にかけた場合の誘電率 $\epsilon'_{//c}$ 、それに、電場ベクトルを垂直にかけた場合の誘電率 $\epsilon'_{\perp c}$ はそれぞれ以下のような式で表せた。

$$\epsilon'_{//c} = 3.189 (\pm 0.006) + 0.00092 (\pm 0.00007) T_c \quad (7-4)$$

$$\epsilon'_{\perp c} = 3.152 (\pm 0.003) + 0.00086 (\pm 0.00005) T_c \quad (7-5)$$

ここで T_c は $^{\circ}\text{C}$ で表した温度である。これより誘電異方性 $\Delta\epsilon' = \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c}$ は

$$\Delta\epsilon' = 0.037 (\pm 0.007) + 0.00006 (\pm 0.00009) T_c \quad (7-6)$$

であることを示してきた。式(6-4)より、 $\Delta\epsilon'$ の温度依存性は雪氷圏の温度範囲では無視できるほど小さいことがわかっている。第3章では、式(7-6)に示される値がHF、VHF、そしてマイクロ波帯で成り立つことを提起してきた。

第6章では、多結晶の中において電磁波がもつ電場ベクトルに平行な誘電率テンソルの成分は、 j 番目の結晶粒の結晶C軸と電場ベクトルのなす角度を θ_j とするなら、

$$\epsilon' = \epsilon'_{lc} + \Delta\epsilon' D_a \quad (7-7)$$

$$D_a = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \cos\theta_j \quad (7-8)$$

となることを示してきた。ここで、 D_a は誘電率テンソルに氷の誘電異方性 $\Delta\epsilon'$ がどれだけ寄与しているかという程度を表すファクターであり、0から1の間の値をとる。

もし電磁波の反射がファブリックパターンの変化によって起こるとき、PRCは $\Delta\epsilon'$ と D_a を用いて式(7-2)より次のようになる。

$$PRC = \left| \frac{\Delta\epsilon' \delta D_a}{4\epsilon'} \right|^2 \quad (7-9)$$

ここで、 δD_a は、境界での D_a の変化である。

7、3、3 氷床中でのファブリックパターンの変化と内部反射

Gow and Williamson(1976)は、西南極のバード基地で掘削された氷床コアの中では、ファブリックパターンが火山灰を含んだ汚れ層(cloudy band)とそれに隣接する火山灰を含まない層との間で異なることを見いだした。このコアには、Gow and Williamson(1971)により、1200-1800m深の間に2000もの汚れ層が存在していることが分かっている。Gow and Williamson(1976)はそのうちの6つの層について、火山灰を含んだ汚れ層とそれに隣接する火山灰を含まない層のファブリックパターンを解析した。彼らは、910m深以深において火山灰を含んだ層の中では、隣接する火山灰を含まない層の中と比べて結晶C軸が鉛直軸方向に集中して分布していることを見いだした。このようなファブリック

パターンは、しばしば単極大型と呼ばれる。さらに彼らは、火山灰を含んだ層の氷の結晶粒はとそれに隣接する火山灰を含まない層のそれよりもはるかに小さく、砕けたような様相を呈していることを見いだした。このため、彼らは、このような層が氷床の中での実質的なせん断変位を担っているのではないかと考察した。また、Russel-Head and Budd (1979) も、氷床の中で単純せん断変形が卓越する層において単極大型のファブリックパターンが発達することを示している。

ファブリックパターンが氷床の深さにつれて変化する場合、多結晶のもつ誘電率テンソルもまた変化する。本研究ではここに、火山灰を含んだ汚れ層とそれに隣接する火山灰を含まない層ではファブリックパターンが異なり更には誘電率テンソルもまた異なることを示す。Naraoka et al. (1991) は東南極、セルロンダーネ(Sor Rondane)山地周辺のナンセン(Nansen)氷原と呼ばれる裸氷域の表面から、固体微粒子の汚れ層を含む氷の試料を採取した。ナンセン氷原は、南極氷床の中でヌナタクの上流に位置する裸氷域なので、氷床表面にある氷はかつては氷床の深部にあったものである。ヌナタクとは氷床の中に位置し氷床表面に岩盤が露出している岩峰のことである。Naraoka et al. (1991) は汚れ層に含まれる固体微粒子が火山性のガラスであることを明らかにした。本研究では、ここで採取された汚れ層を含む氷の1つについてファブリックパターンの解析を行なった。解析は、火山灰を含んだ層とそれに隣接する火山灰を含まない層の両方について行なっている。

図7-1(a)は、氷試料の鉛直断面の薄片の写真である。写真の中で上半分は火山灰を含む層、下半分は火山灰を含まない層である。この氷は氷床表面下15cmから採取されたものである。測定したファブリックパターンはそれぞれ図7-1(b)(c)に示している。火山灰を含む層の中では

結晶C軸がより鉛直軸付近に集中している。そして、火山灰を含む層の中では結晶粒径はそれに隣接する火山灰を含まない層よりもはるかに小さい。このような特徴はGow and Williamson(1976)がバードコアのなかの汚れ層に見いだした特徴と同じである。筆者は、式(7-8)(7-9)を用いてこの2つの層の境界におけるPRCを計算した。まず初めに式(7-8)を用いて、ファブリックパターンから D_a を計算した。計算結果は図7-2に示してある。 D_a はRESに用いる入射波のもつ電場ベクトルの方向と、それぞれのC軸方位のなす角に応じて変化する。次に式(7-9)を用いてPRCを計算した。計算結果は図7-3に示してある。PRCは最大-70dBになる。これは、ここで十分に検知しうる内部反射が起きうることを示している。図7-3はさらにPRCが方位依存性をもっていることも示している。したがってこのような境界面では、反射係数はRESに用いる入射波の偏波方向によって大きく変化すると考えることができる。

7、4 氷の酸性度の変化に起因する反射

酸がマイクロ波帯9.7GHzで氷の誘電特性に与える影響については4章で詳細に明らかにしてきた。すなわち式(4-6)より再び、

$$\tan\delta(C,T) = \tan\delta'_{\text{pure}}(T) + g(T)C \quad (7-10)$$

と表され、このなかで、 $g(T)C$ が酸の効果としての $\tan\delta$ の増大分を表している。 C は、酸あるいは水素イオンの体積モル濃度である。式(7-10)は酸の濃度が 1×10^{-5} から 3×10^{-2} (mol/L)の範囲のとき、そして温度範囲が -2.5°C から -32.5°C のとき適用できる。式(7-10)は、塩酸・硫酸・硝酸を含む氷に対して適用できる。

誘電分散の緩和周波数から十分に離れた周波数 f において、固体内部の電気伝導度 σ_{∞} (S/m) と誘電損失は式(1-6)と同様に以下のような関係で表すことができる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f \tan\delta \quad (7-11)$$

ϵ_0 は、真空中での誘電率を表している。式(7-10)と(7-11)より、氷が酸を含有することによる電気伝導度の増大量は、次式のようにになる。

$$\sigma_{\infty} = \epsilon_0 \epsilon' 2\pi f g(T) C \quad (7-12)$$

第5章に述べたように、本研究での、9.7GHzにおける測定値にこの式を用いて、酸が1モル氷の中に含まれている場合に換算したときの電気伝導度の増大量(molar conductivity)はアレニウス型の熱活性過程

$$\sigma_{\infty} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right) C \quad (7-13)$$

を仮定して -5.0°C から -30.0°C の間の範囲で σ_0 が $\exp(10.3) [\text{Sm}^{-1}\text{mol}^{-1}]$ であり、 E が $18.8 [\text{kJ/mol}]$ であった。

第5章の結果から、式(7-13)で表される電気伝導度は、9.7GHzからLF帯までの周波数帯に適用できる。すなわち、RESに用いられるMHz帯にも適用できるということである。氷の中の酸の濃度の増大による $\tan\delta$ の増大 $\Delta(\tan\delta)$ は式(7-12)より

$$\Delta(\tan\delta) = \frac{\sigma_{\infty}}{\epsilon_0 \epsilon' 2\pi f} \quad (7-14)$$

となる。式(7-13)を式(7-14)に代入すれば、それは、

$$\Delta(\tan\delta) = \frac{\sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right)}{\epsilon_0 \epsilon' 2\pi f} C \quad (7-15)$$

ここで、式(7-15)を式(7-3)に代入すれば、氷体の中の層構造の間に酸の濃度変化がある場合の電磁波の反射のPRCを求めることができる。式(7-3)は

$$\text{PRC} = \left| \frac{\sigma_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_K}\right)}{\epsilon_0 \epsilon' 8\pi f} C \right|^2 \quad (7-16)$$

となる。

7、5 内部反射層の性質

7、5、1 周波数依存性

今、我々は式(7-9)と(7-16)を用いて氷の中でファブリックパターンが変化したときのPRCと酸の含有量が変わったときのPRCをそれぞれ計算することができる。更に我々は、これらの式を用いることにより、おのおののメカニズムに起因するPRCの温度依存性や周波数依存性を記述することができる。式(7-9)は、雪氷圏の温度範囲では $\Delta\epsilon'$ が温度に依存しないことから、ある値の δD_a 、或はファブリックパターンの変化に対するPRCは、温度に依存しないことを示している。このようにして、このメカニズムによるPRCは、氷床の中の温度条件に影響されない。更に、もし3章で提唱したように $\Delta\epsilon'$ の値がRESの周波数範囲で一定であるとい

う仮定が正しければ、その場合にはPRCは周波数にも依存しないことになる。このタイプの内部反射層のもつもう一つの特徴は、上に示したようにPRCが方位依存性をもっているということである。一方これに対して、酸の濃度変化に起因するPRCは温度にも周波数にも依存する。式(7-16)は、PRCが温度の低下と共に、また、周波数の増大と共に、低下することを意味している。また、このメカニズムによるPRCは異方性をもたない。

火山の噴出物を含む層では、ファブリックパターンも酸の含有濃度も変化しうるので、このような層でどちらのメカニズムがより内部反射に寄与するか見積もることは重要であろう。式(7-9)と(7-16)より、おののメカニズムによるPRCを計算してみる。計算結果は図7-5に示している。計算においては、式(7-9)では、実際に氷床内部に存在しうる適切な δD_a を見積もることと、式(7-16)では、実際に氷床氷が含有する酸の濃度のコントラスト C を見積もることが必要になる。

δD_a がとりうる最大値は1である。この場合にPRCは約-50dBになる(第3章参照)。しかしこれは、単にこのメカニズムによって起こり得るPRCが潜在的にはこれだけあるということである。現実には氷床の中に存在するPRCはもっと小さいであろう。現在までに実際に求められている δD_a は、図7-2では約0.1である。本論文8章では、東南極のみずほ基地から採取された700m深までの氷床コアの12の深さにおけるファブリックパターンから D_a の計算をした例を示す。この計算例においても δD_a の最大値は約0.1である。もし、ランダムに分布しているようなファブリックパターンが、ある境界を境に突然鉛直軸を軸とした単極大型に変化したとするならば、 δD_a は1/3となる。ファブリックパターンの似たようなコントラストは、Gow and Williamson(1976)がバードコアのファブ

リックパターンの中で報告している。この値が、現実的に氷床の中に存在する δD_a の上限であるように思われる。このようにしてPRCは1/3以下の δD_a の値に関して見積もられた。

Hammer(1980)はグリーンランド氷床から採取されたコアの中での、過去の大規模な火山噴火の噴出物を含む層の酸性度を示した。氷の中に見いだされた最大の水素イオン濃度は $25[\mu\text{mol/L}]$ であった。この値が、現実的に氷床の中に存在する水素イオン濃度の上限であるように思われる。通常氷床コアの中から見いだされる酸性度のピークレベルはこの値よりも小さい。このようにして酸性度の変化に伴うPRCの値を計算する際には酸性度のコントラストの上限を $25[\mu\text{mol/L}]$ と仮定して計算を行った。温度 -20°C においては、 $C=25[\mu\text{mol/L}]$ のとき式(7-12)より $100[\mu\text{S/m}]$ となる。このようにしてPRCは $100[\mu\text{S/m}]$ 以下の電気伝導度の値に関して見積もられた。

図7-5において、どちらのメカニズムに起因するPRCとも -70dB 周辺の値をとっている。この値はRESでは十分に検知できる値である。ここで、この値を氷床内の密度変化により生じる反射のPRCと比較してみる。Clough(1977)が報じているバードコアの密度変動は $1[\text{kg/m}^3]$ のオーダーであるため、結果として得られるPRCは -70dB 程度である。したがって本章で論じている2つのメカニズムは、密度変化により氷床浅層部で生じるPRCと同程度の大きさのPRCを起こし得る。電気伝導度の変化に起因するPRCは、周波数が 150MHz よりも低いとき支配的である。しかしそれは周波数の増大と共に減少する。ファブリックの変化に起因するPRCは周波数には依存しないと考えられるので、より高周波域においては相対的にこのメカニズムによる反射が支配的になる。

7、5、2 温度依存性

図7-6は式(7-13)を用いて C を $25[\mu\text{mol/L}]$ とおいたときの、酸を含有する氷がもつ電気伝導度の温度依存性を示している。 $C=25[\mu\text{mol/L}]$ は上に述べたように酸の含有濃度のコントラストの最大値である。式(7-13)の α_0 や E は、 -30°C 以上の温度条件により得られている値なので、図7-6に示している -30°C 以下の値は外挿値である。電気伝導度は温度の低下と共に減少する。例えば -50°C において、電気伝導度のコントラストの上限は $30[\mu\text{S/m}]$ になってしまう。この電気伝導度のコントラストは、RESの周波数として 100MHz を用いた場合でも、ファブリックパターンの変化に起因するPRCよりも小さな値しか生じ得ない。以上の結論としてここで言えることは、氷床内部反射の支配的な原因は、氷体の温度条件とRESに使用する周波数によって異なるということである。

7、5、3 内部反射層の解釈が極地氷床の研究にもつ意味

上に議論してきたように、氷床の深層部ではファブリックパターンの変化も酸の含有濃度の変化も内部反射層の原因となりうる。それぞれの内部反射で、どちらのメカニズムの寄与が大きいかということは、氷体の温度、RESに用いる周波数、そして δD_a や C の大きさによって決まる。したがって、それぞれの内部反射がどちらのメカニズムで起こっているかはPRCの周波数依存性を調べればわかるであろう。

ファブリックパターンの変化が内部反射の主要な原因になりうるという事実は、氷床内部反射層に対する氷河学的な解釈を変えることになる可能性を提起している。というのは、もし、内部反射が氷床のなかでの酸性度の変化によってのみ起こっている場合には、内部反射層は単純に堆積の等年代線とみなすことができる。しかしながら、もしファブリッ

クパターンの変化による内部反射が支配的である場合には、それは、堆積の特徴というよりも、むしろ互いに歪履歴の異なる層の境界面を見ていることになるからである。なぜなら、極地氷床のファブリックパターンは、その氷に加わってきた歪の履歴を表す [例えばBudd(1973), Azuma and Higashi(1985), Fujita et al.(1987)] ことが知られているからである。逆に、もし内部反射層がファブリックパターンの変化を反映し、それが仮に氷体の歪み履歴に起因するものではないとすれば、そのようなファブリックパターンの変化は堆積・結晶成長の過程で出来上がったことになる。もしそれが真実ならば、ファブリックパターンの形成過程に対する氷河学的な解釈を変える必要が生じることになる。

内部反射の原因がファブリックパターンの変化だとすれば説明がつく現象がある。それは、棚氷の内部では内部反射層が消失してしまうことである。棚氷の中で内部反射層が見えないということはしばしば指摘されている [たとえばHarrison(1973), Bogorodsky et al.(1985), Uratsuka, private communication]。棚氷と氷床では内部の応力状態が異なる。それは、氷床が単純せん断応力に支配されているのに対して、棚氷は単純せん断応力からは解放されて、流動方向に対して両側方を拘束した条件下での鉛直上下方向への圧縮応力に支配されている [Paterson(1985)]。そして、棚氷のファブリックパターンは、Budd(1975)にレビューされており、それらは常に2極大型か多極大型と呼ばれるパターンになっている。これは氷床が単純せん断応力に支配されている時に観測される単極大型とは異なるパターンである。

このようなファブリックパターンの完全な変化は、氷床の中で生じていた単極大型のファブリックパターンのコントラストを完全に消してしまうだろう。逆に考えると、もし内部反射が酸性度の変化によってのみ

起こるとすれば、それは棚氷で消えることはないはずである。むしろ棚氷の氷温は氷床内陸部に比べて高いため、内部反射は氷床中よりも増幅されて見えるはずである。もしこの考察が正しいとすれば、少なくとも従来観測が行なわれてきた棚氷では、酸は内部反射の原因にはなっていないということになる。そして、観測事実、内部反射の主因がアイスファブリックであることの間接的な証拠のように思われる。もしこれが正しければ、内部反射層の氷河学的解釈は変わったものになるであろう。

7、6 今後必要な研究

本章では2つの異なる原因によるPRCは、互いに周波数と温度に対する依存性が異なることを示した。これらの性質の違いから、内部反射層の真の原因はPRCの周波数依存性を観測すれば明らかにできることがわかった。またこれとは別に調べなくてはいけないことは、氷床の中で、ファブリックパターンや酸の濃度がどんな頻度でどの程度変化しているかということである。氷床コア解析は、これを調べることでできる唯一の方法である。そのためには、氷床コアのファブリックパターンと電気伝導度をプロファイルとして測定する必要がある。

内部反射層の原因を正しく調べることは、電波リモートセンシング技術で極地氷床の3次元的な内部構造を明らかにするために必要なことであり、そのためにはここに述べた研究を早急に行なうことが必要である。

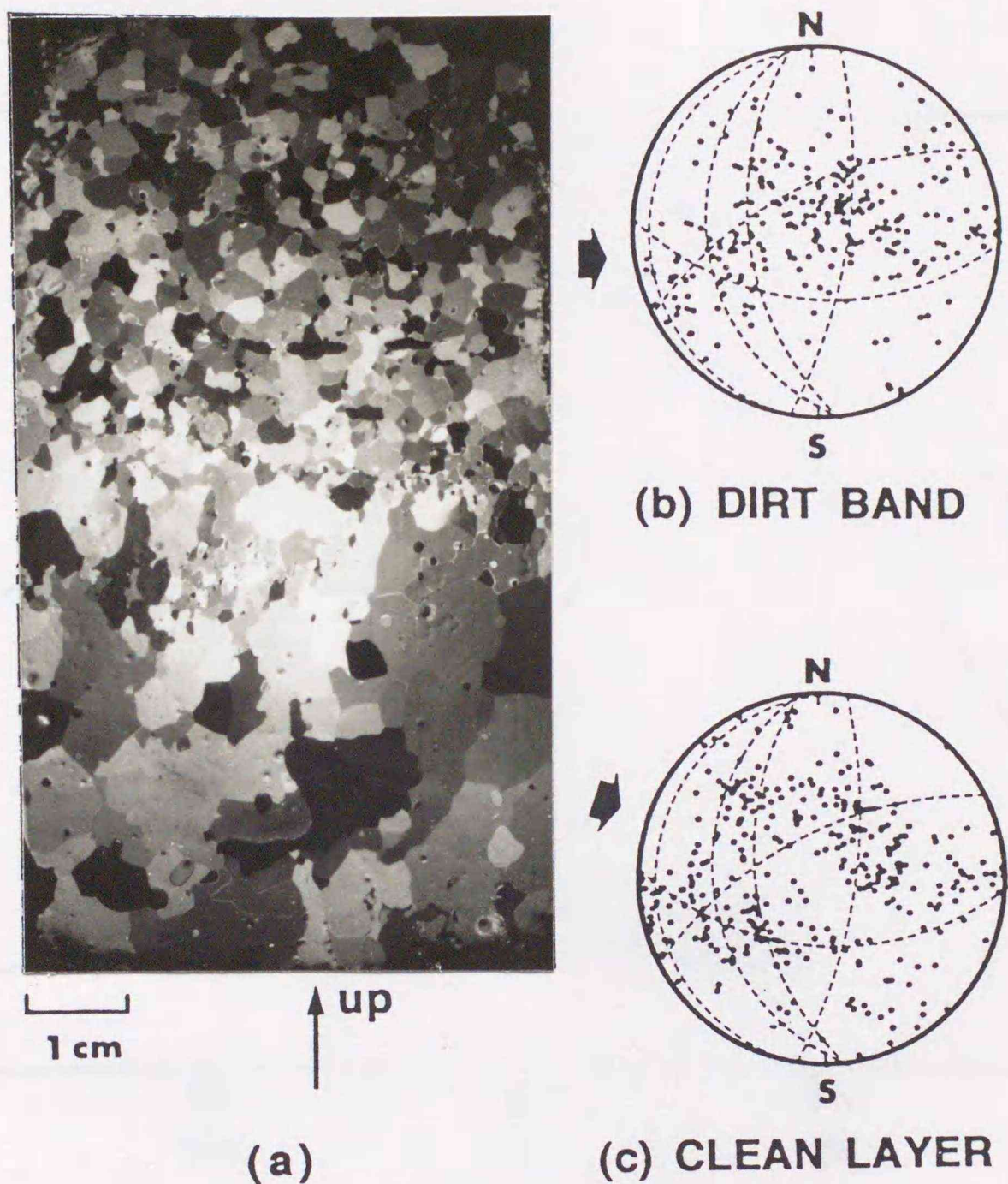


Figure 7-1 (a) Cross-polarized vertical thin section of ice collected from surface of the ice sheet at bare ice area near the Sør Rondane Mountains in East Antarctica. Upper half of ice contains volcanic ash and lower half is ash free ice.
 (b) Ice fabric of the layer which contains volcanic ash. Spatial orientation of each c-axis is projected to the lower hemisphere of the Schmidt's equal-area net as a dot. Geographical north and south of the sampling site is denoted by "N" and "S", respectively. Dashed lines show the disposition of cracks found in the ice sample.
 (c) Ice fabric of the clean layer.

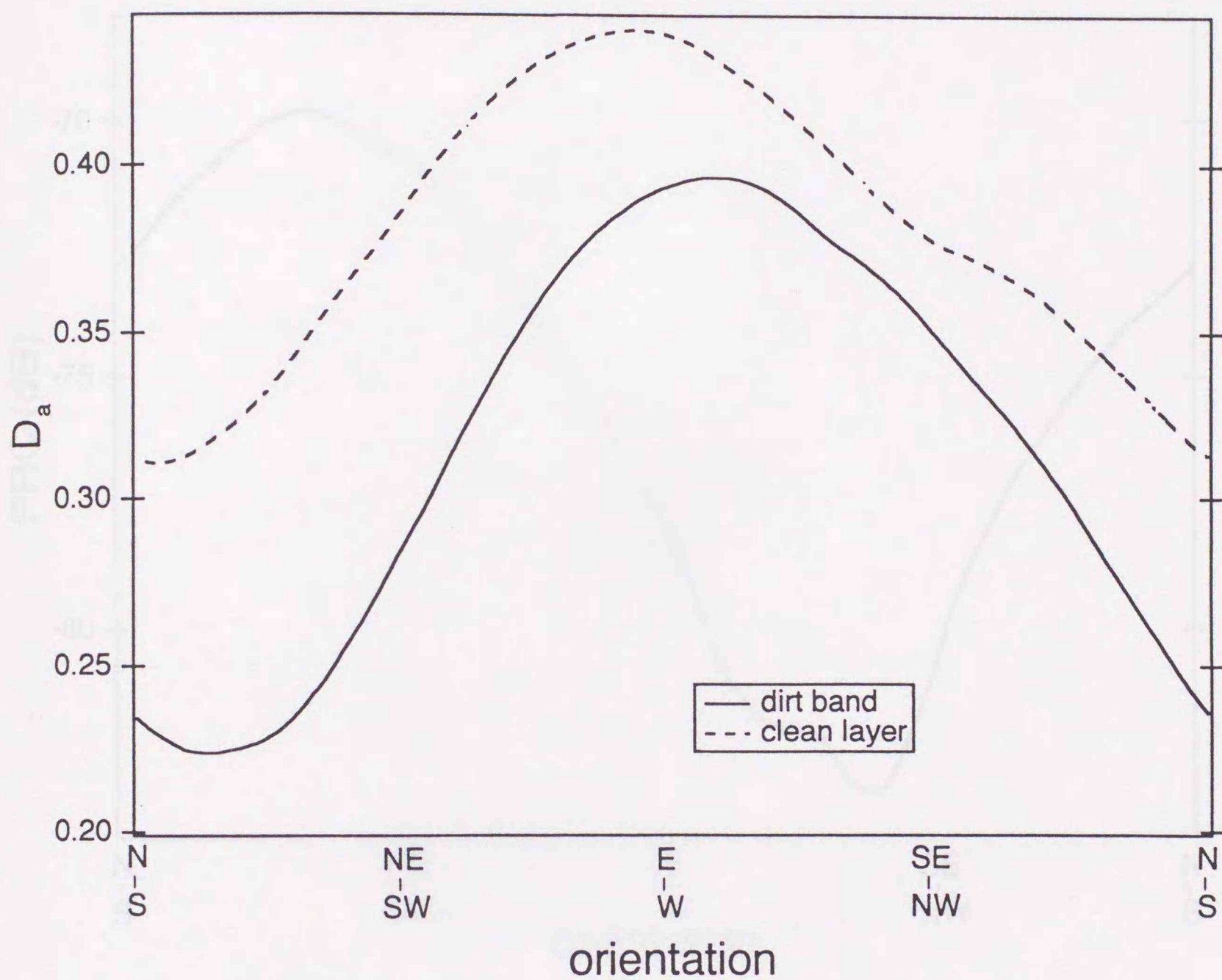


Figure 7-2 D_a in the ice layer which contains volcanic ash (solid line) and adjacent clean layer (dashed line) calculated from ice fabric data shown in Fig. 1 using eq. 11. The ordinate is the geographical orientation of electric field vector of considered incident wave used for calculation. D_a depends on the angle between electric field vector and ice fabric pattern.

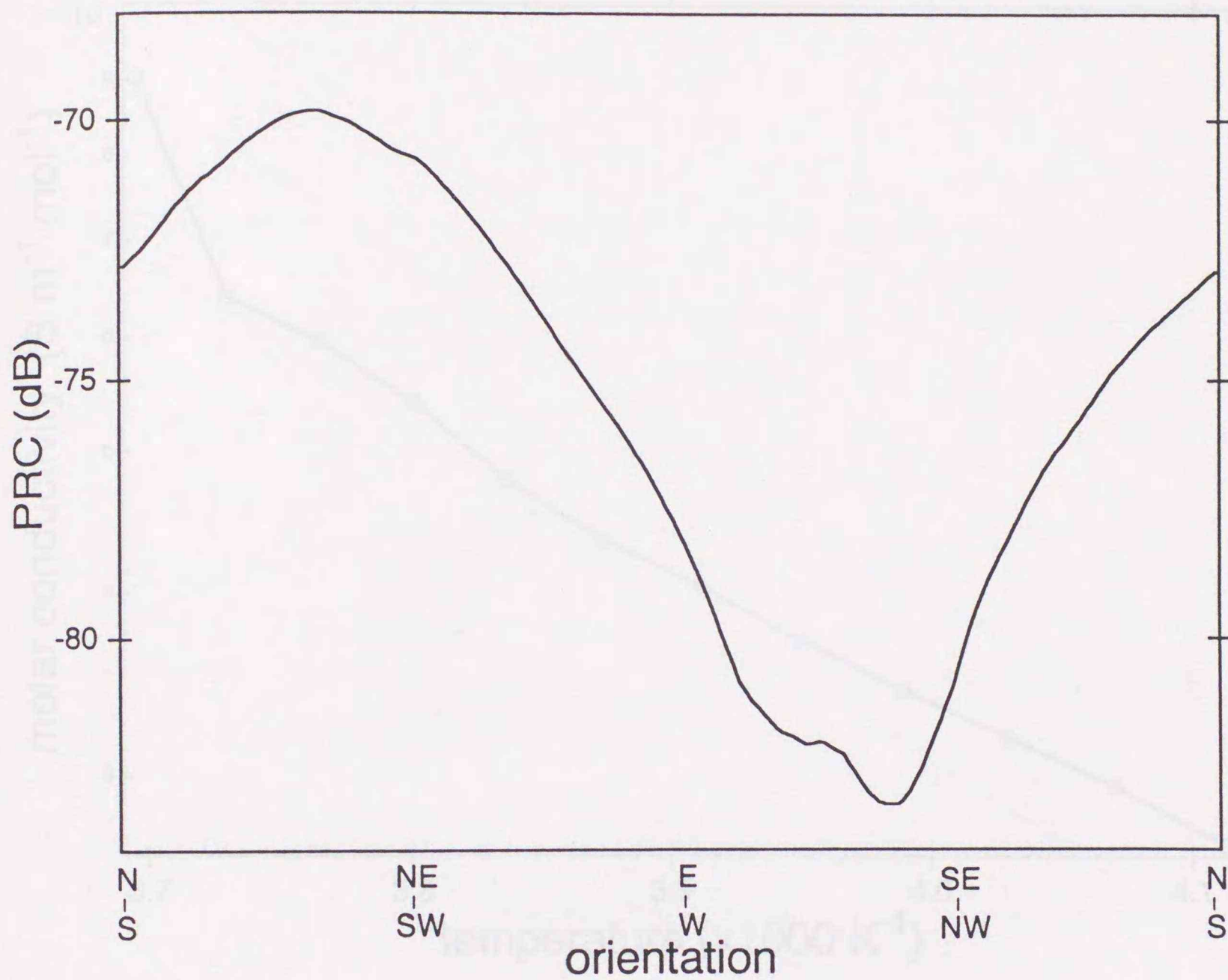


Figure 7-3 PRC at the boundary between the layer which contains volcanic ash and the adjacent clean layer shown in Fig. 1. PRC was calculated using eq. 12 and D_a shown in Fig. 2. For such a boundary, the reflectivity should strongly depend upon the direction of polarization of incident wave used for RES.

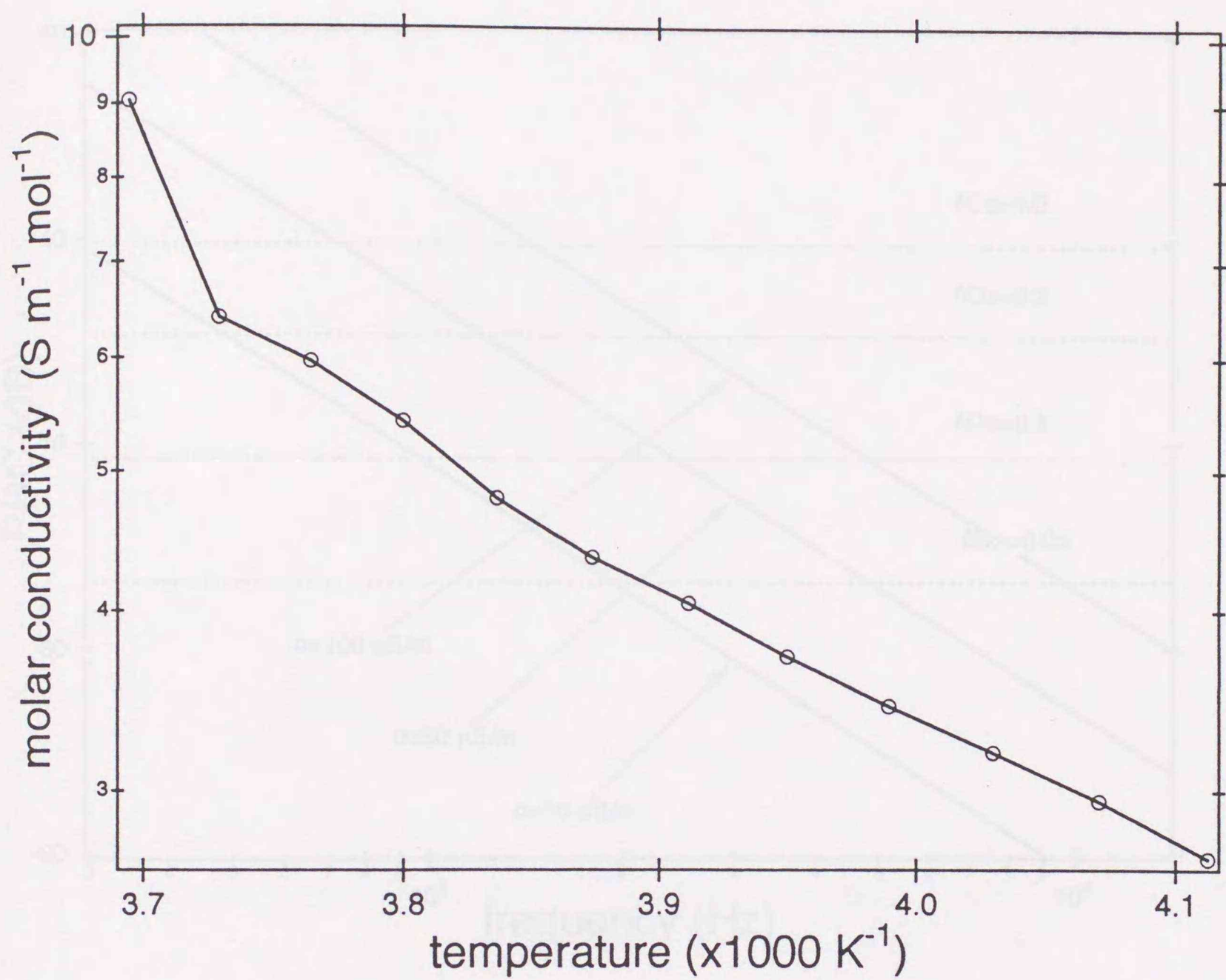


Figure 7-4 Molar conductivity of acid-doped ice against reciprocal temperature calculated using eq. 15 from loss tangent of acid-doped ice measured by *Fujita et al.* [Submitted] at 9.7 GHz.

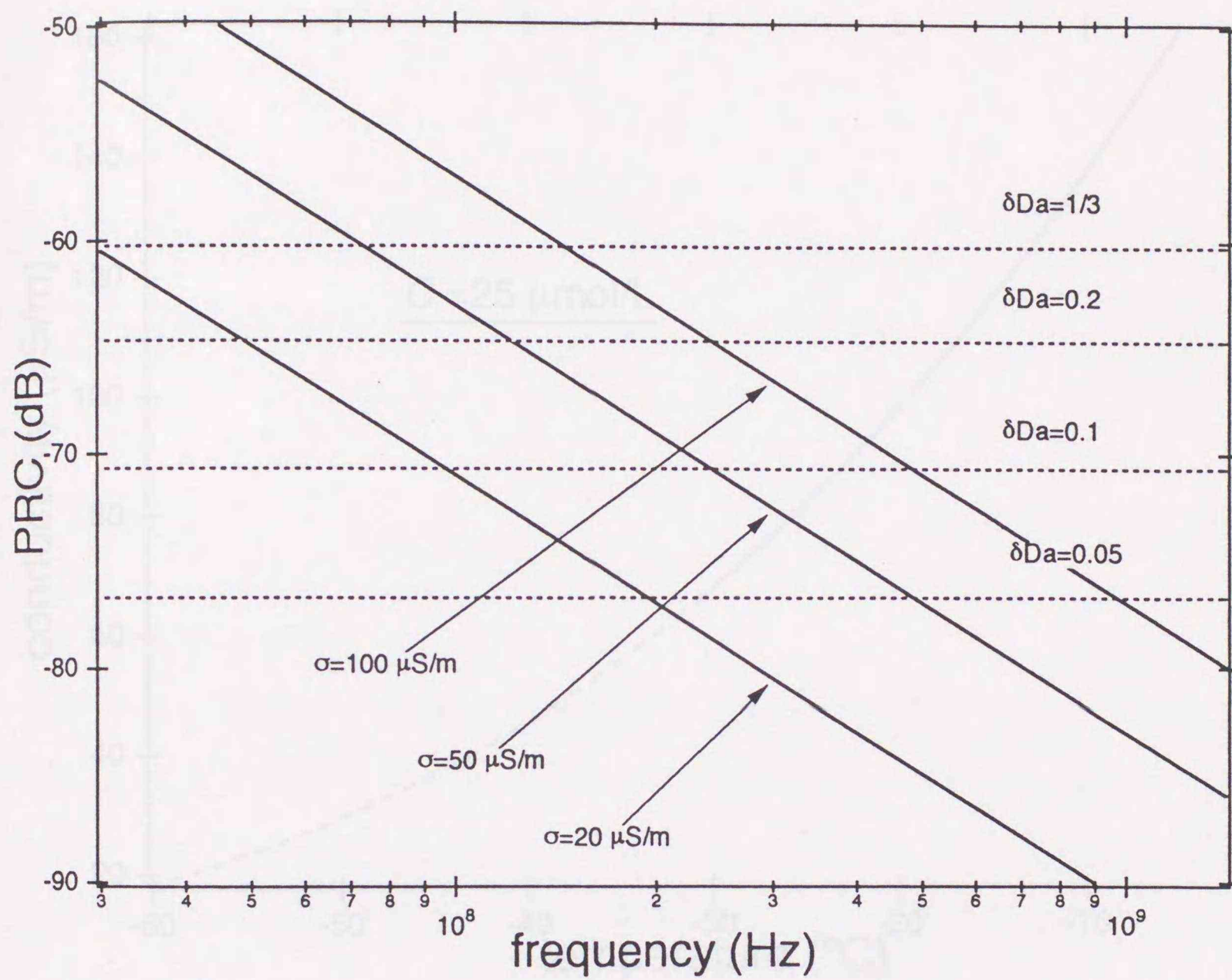


Figure 7-5 PRC due to change in ice fabric (dashed lines) and PRC due to conductivity change in ice against frequency.

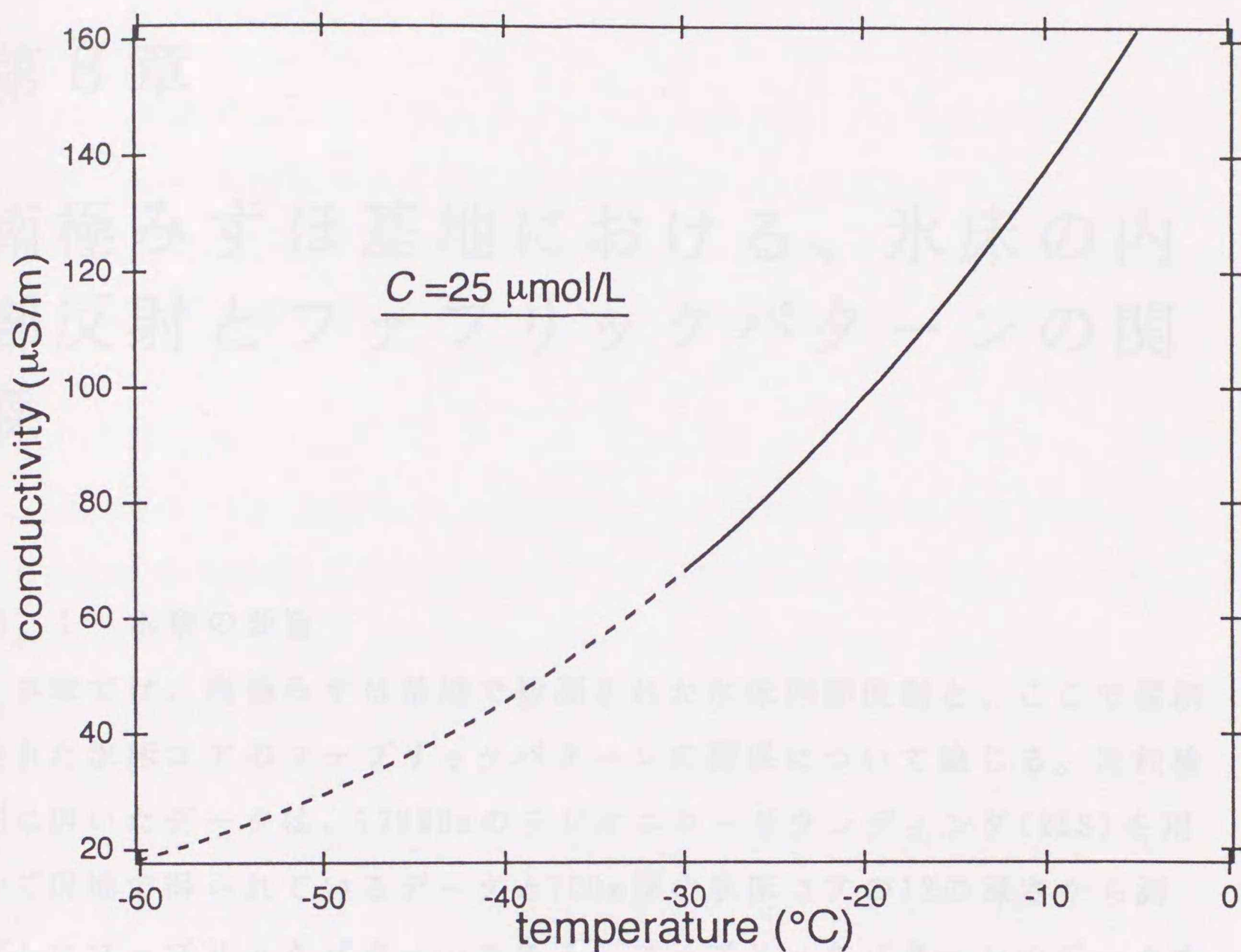


Figure 7-6 Conductivity contrast against temperature when concentration of acid in ice changes suddenly by 25 [$\mu\text{mol/L}$] at a boundary. We assume that 25 [$\mu\text{mol/L}$] is the upper limit of contrast in acid concentration in ice sheets. conductivity was calculated using eq. 16. It decreases with decreasing temperature. Since E and σ_0 in eq. 16 are based on the measurement at temperatures above -30°C , conductivity at temperatures below -30°C (dashed line) is extrapolated value.

第 8 章

南極みずほ基地における、氷床の内部反射とファブリックパターンの関係

8、1 本章の要旨

本章では、南極みずほ基地で観測された氷床内部反射と、ここで掘削された氷床コアのファブリックパターンの関係について論じる。比較検討に用いたデータは、179MHzのラジオエコーサウンディング(RES)を用いて現地で得られているデータと700m深の氷床コアの12の深さから測定したファブリックパターンである。ファブリックパターンのデータをもとに、それぞれの深さの氷床がもつ誘電率テンソルを計算した。

誘電率テンソルの計算結果から、みずほ基地下の氷床が1軸異方性の複屈折媒体であることがわかった。誘電率テンソルの異方性の対称軸は、氷床の流線方向と一致する。1軸異方性の複屈折媒体の中での電磁波の伝播理論に照らした場合、このような媒体中では電場ベクトルは2つの方向にしか生じ得ない。2つの方向とは、みずほ基地の場合、流線に平行な方向とそれに垂直な方向である。そして、このような理論からの予測は実測とよく一致する。すなわち氷床内部からの反射波の強いシグナ

ルは互いに平行に保った送信アンテナと受信アンテナを氷床の流線に平行に向けたときと垂直に向けたときに観測されているのである。しかしながらこの2つの方向のシグナル強度は、各々の深さにおいて互いに異なっていた。

また、本章ではファブリックパターンの深さ方向の変化によって生じる内部反射の強度反射係数(PRC)が、氷床中での密度変化によって起こる内部反射のPRCとほぼ同程度の値をとることを示す。これらの値は検知しうる内部反射を起こすには十分に大きい値である。

8、2 はじめに

Yoshida et al. (1987)は、東南極みずほ基地(図8-1、緯度 $70^{\circ}42'S$ 、経度 $44^{\circ}20'E$ 、海拔高度2230m)において、氷床の複屈折を調べるために179MHzのラジオエコーサウンディングを行なった。彼らは図8-2に示すように、内部反射のエコー強度が平行に保った入射・受信アンテナを氷床の流線に平行に向けたときと垂直に向けたときに増大するという結果を得た。氷床の流線方向は、現地の氷床の伸び歪の主軸であったので、氷床のファブリックパターンがその複屈折を決定しているのではないかと考えられた。

Fujita et al. (1987)は現地で掘削された700m深の氷床コアの各深さにおけるファブリックパターンを測定した。彼らは、氷床を構成する多結晶の結晶C軸が、氷床の流線方向に対して垂直な面に分布する傾向があることを示した。そして、氷床の深さが増すにつれて結晶C軸がこの面に分布する傾向が強まることを明らかにした。

本研究第3章では、氷単結晶の誘電率が一軸対称の異方性をもつことを明らかにしてきた。すなわち、氷の結晶C軸に電場ベクトルを平行に

かけた場合の誘電率 $\epsilon'_{//c}$ 、それに、電場ベクトルを平行にかけた場合の誘電率 $\epsilon'_{\perp c}$ 差、誘電異方性 $\Delta\epsilon' = \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c}$ は $0.037(\pm 0.007)$ であることを示してきた。 $\Delta\epsilon'$ の温度依存性は雪氷圏の温度範囲では無視できるほど小さいことがわかっている。第3章では、この値がRESで用いられるHF、VHF、そしてマイクロ波帯で成り立つことを提起してきた。

本章では氷床氷のもつ実際のファブリックパターンからPRCを見積もり、それを179MHzのRESにより得られたデータと比較する。その際に、氷床内での偏波の伝播についても議論する。

8、3 みずほ基地におけるラジオエコーサウンディングの結果

1984年に、Yoshida et al. (1987)はみずほ基地において179MHzのRESを行なった。観測現場は厳密にはみずほ基地での氷床コア掘削場よりも約1km、氷床流の下流側である。レーダーのシステムについては、Yoshida et al. (1987)に詳細に述べられている。要約して引用すると以下の通りである。アンテナは、送信アンテナにも受信アンテナにも直線偏波を発する6素子八木アンテナを用いている。そのピーク出力は1.5kW、そして送信パルスの繰り返し頻度は1kHzである。観測では、送信アンテナと受信アンテナは互いに3mの距離をおいて常に平行に保った。そして、受信アンテナを送信アンテナの周囲を廻す(図8-2(b))ことにより、アンテナのもつ方位角を変化させた。測定はアンテナの方位角を 22.5° の幅で変化させながら繰り返し行ない、最終的には合計16のアンテナの方位角についてエコーを受信している。図8-2(a)はこのようにして実際に受信されたエコー(Aスコープ)である。そして、図8-2(b)は16の各々の観測におけるアンテナの方位角である。方位角No. 1とNo. 9は氷床の流線に平行であり、No. 5とNo. 13は流線に垂直である。

図8-3はそれぞれの深さにおいてシグナル強度が最大になったアンテナ方位角を示している。シグナル強度を調べたエコーの深さは図8-2(a)にアルファベットで示している。これを見ると、200-630m深ではエコー強度が最大になる方位は明瞭ではないが、630-800m深ではアンテナを流線に平行に向けたときにエコーが最強になる。そして800m以深ではアンテナを流線に垂直に向けたときにエコーが最強になる。

8、4 みずほコアのファブリックパターン

みずほコアのファブリックパターンは、Narita et al.(1986)、それにFujita et al.(1987)で報告されてきた。現在までに700mまでの深さで合計12の深さのファブリックパターンがわかっている。図8-4はみずほコアのファブリックパターンの例である。ここでは、413m深と700m深のものを示している。この図はシュミット等面積投影図であり、図の中心は空間中の鉛直上下方向、そして円周上は水平面に対応し、図の中の点が調べた結晶粒の1個1個のC軸方位を示している。結晶C軸は流線に対して垂直な面の中に分布している。この特徴は氷床深が増すほど顕著になる。Fujita et al.(1987)はこのようなC軸の集中が氷床の流線に沿った伸び歪によって生じていることを明らかにした。

8、5 誘電率テンソルの異方性

本論文第6章では、ファブリックパターンをもとに多結晶の誘電率テンソルを計算する方法を式(6-12)、(6-13)として示してきた。本章ではこれらの式とファブリックパターンのデータを用いて、みずほ基地下の氷床の誘電率テンソルを計算した。図8-4に示したようにみずほコアのファブリックパターンは明瞭なガードル型（特定の平面内に分布する

パターン)である。このため、その誘電率テンソルは1軸対称性の異方性をもつことが予想された。そしてその対称軸は流線方向である。ファブリックパターンのデータを用いて式(6-13)の D_a を次の3つの軸方向について計算した。それは、流線方向(Y軸)、流線に対して垂直な方向(X軸)、それに鉛直軸(Z軸)である。計算結果は図8-5に示してある。図8-5はY軸方向の D_a がX軸方向とZ軸方向のそれに比べてずっと小さいことを示している。そしてその差は氷床の深さと共に増大する。このようにして、 D_a は近似的には1軸対称性の異方性をもつとみなすことができる。

8. 6 電磁波の伝播

8. 6. 1 1軸対称性複屈折媒体内での伝播理論

Hargreaves(1977)は、平面波が1軸対称性の複屈折媒体に入射したとき電場ベクトルは空間中のある2つの方向にのみ許されることを示している。直線偏光した電磁波が空中からこのような媒体中へ入射したとき、入射波のもつ電場ベクトルは媒体中で許される2つの方向の成分として分解する。このような2つの方向は、電磁波の伝播方向と誘電率テンソルの対称軸の方向によって一義的に決まる。入射するときには2つの成分が同位相でも、2つの成分が異なった大きさの伝播ベクトルをもつため、このような媒体中を通過した後にはそれぞれの間には位相差が生じてしまう。RESを想定し、このような電磁波が媒体の内部で反射されて再び空中に現れたと考えた場合、この2つの成分が再び合成された波は、楕円偏波として観測される。

上に述べたように、みずほ基地下の氷床の誘電率テンソルは大まかに1軸対称性をもっている。すなわち氷床は1軸対称性の複屈折媒体であり、その対称軸は氷床の流線である。みずほ基地の場合、電場ベクトル

は流線方向（Y 軸）と、流線に対して垂直な方向（X 軸）になければならない。もしここで、誘電率テンソルの、流線に対して垂直な方向（X 軸）の成分と鉛直軸（Z 軸）の成分が同じとみなすならば、2つの伝播ベクトルの大きさはHargreaves(1977)より次のように与えられる。

$$k_1^2 = (\omega^2/c^2) \epsilon_x \quad k_2^2 = (\omega^2/c^2) \epsilon_y \quad (8-1)$$

ここで、 k_1 と k_2 はそれぞれ、正常光と異常光の伝播ベクトルである。 ϵ_x と ϵ_y はそれぞれ流線に対して垂直な方向（X 軸）と流線方向（Y 軸）の誘電率テンソルの成分である。 ω は角周波数、 c は真空中での電磁波の伝播速度である。このような媒体中の深さ z_1 の内部反射層から反射してくる波の媒体表面における正常光と異常光の位相差 ϕ は次のように与えられる。

$$\phi = 2 \int_{z_1}^0 (k_1 - k_2) dz \quad (8-2)$$

ここで、直線偏波を発する送信アンテナを、X 軸に角度 α をなして設置したと想定する。もし受信アンテナをこれと常に平行に保ち、一緒に回転させたと考える場合、1軸性の複屈折媒体の中から反射してくる受信シグナルの強度は、以下の式で与えられる[Hargreaves(1977)]。

$$E_{||}^2 = E_y^2 + \frac{1}{2} \sin^2 2\alpha (E_x E_y \cos \phi - E_y^2) + \cos^4 \alpha (E_x^2 - E_y^2) \quad (8-3)$$

ここで、送信波は $E_0(\cos \alpha, \sin \alpha, 0)$ であり、受信波は、

$$X \text{ 成分 : } E_x \cos \alpha \cos(\omega t - kz) \quad (8-4a)$$

$$Y \text{ 成分 : } E_y \sin \alpha \cos(\omega t - kz + \phi) \quad (8-4b)$$

である。ここでこの2つの方向で、透過、減衰、反射の各係数が同じということとはありえないので、 $E_x \neq E_y$ である。しかしながら、これらの係数の違いはここではわからないので、単純に取り扱うためにここでは $E_x = E_y$ を仮定する。こうして式(8-3)を用いて $E_{\parallel}^2$ をアンテナ方位角 α の関数として求めた。計算の結果は図8-6に示されている。これをみると明らかなように、反射シグナルの強度は、2つの平行に保ったアンテナを流線方向（Y軸）と流線に対して垂直な方向（X軸）に向けたときに最大になる。

8、6、2 実測値の理論との比較

Yoshida et al. (1987) によって実際に観測された内部反射のシグナルは、図8-3に示されるように2つの平行に保ったアンテナを流線方向（Y軸）と流線に対して垂直な方向（X軸）に向けたときに最大になった。その傾向は600m深よりも浅い層では明瞭ではない。しかし600m以深ではシグナル強度の異方性の理論的な予測は、実際の観測事実をよく説明している。深さ600-830mの間では、シグナル強度は、2つの平行に保ったアンテナを流線方向（Y軸）に向けたときに最大になったが、逆に流線に対して垂直な方向（X軸）に向けたときに最小になった。これに対して、深さ800-1300mの間では、シグナル強度は、2つの平行に保ったアンテナを流線に対して垂直な方向（X軸）に向けたときに最大になったが、逆に流線方向（Y軸）に向けたときに最小になった。言い

替えると、各々の深さにおいて、強い反射シグナルは予測される2つの方位のうちどちらか一方からしか帰ってこない。この事実の意味するものは、 $E_{\parallel}^2$ を見積もるために上では $E_x=E_y$ を仮定してきたが、この仮定が正しくないということのように思われる。 E_x も E_y も、氷床の透過、減衰、反射の各係数に影響されるので、 E_x と E_y の差に寄与している支配機構を特定することは困難である。しかしながら、 E_x と E_y の差に寄与する支配機構である可能性をもつ機構として、ここでは、結晶粒界での結晶粒どうしの誘電率差によって生じる体積散乱に伴う減衰をあげてみたい。

8、6、3 結晶粒界の誘電率差の異方性

単結晶氷が誘電異方性をもつという事実は、多結晶氷の結晶粒界では誘電率が増減することを意味している。隣接する結晶粒どうしの最大の誘電率差は $0.037(\pm 0.007)$ である。したがって、多結晶の中の結晶粒界のネットワークは、誘電率境界のネットワークであると言える。さらに、隣接する結晶粒どうしの誘電率の差は、電場ベクトルとファブリックパターンがもつ方向に密接に依存する。隣接する結晶粒同士の平均の誘電率差 d は、多結晶のファブリックパターンのデータを用いて以下の式から計算できる。

$$d = \frac{1}{(N-1)^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\epsilon_i - \epsilon_j) \quad (8-5)$$

ここで ϵ_i と ϵ_j はそれぞれ i 番目と j 番目の結晶粒の誘電率テンソルの成分である。もしここで i 番目と j 番目の結晶粒のC軸と、電場ベクトルのなす角をそれぞれ θ_i と θ_j とおくならば、式(8-5)は

$$d = \Delta\epsilon' D_b \quad (8-6)$$

$$D_b = \frac{1}{(N-1)^2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (\cos \theta_i - \cos \theta_j) \quad (8-7)$$

となる。 D_b は、 D_a と同様に、誘電異方性 $\Delta\epsilon'$ の d に対する寄与を表す。もしファブリックパターンがランダムである場合、 D_b は約0.34である。このとき d は、0.013になる。

みずほコアのファブリックパターンから計算した D_b を図8-7に示す。これによると流線に対して垂直な方向（X軸）の D_b は、流線方向（Y軸）の D_b に比べて明らかに大きい。この D_b の差は深さと共に増大する。このような D_b の異方性が電磁波の体積散乱にどれだけ寄与するかは明らかではない。しかし、アンテナを流線に対して垂直な方向（X軸）に向けたときにこの機構による散乱が支配的に起こるとすれば、観測事実は次のように説明がつく。すなわち、体積散乱による損失が、深さ200-800 mの間での、流線に対して垂直な方向（X軸）のシグナル強度を弱めたのである。

8、7 反射

8、7、1 ファブリックパターンの変化に起因する反射

本論文第7章では、ファブリックパターンが氷床の深さにつれて変化する場合、多結晶のもつ誘電率テンソルもまた変化することから、内部反射が生じうることを示した。そして、内部反射のPRCは D_a を用いて式(7-9)から計算できることを示してきた。この式と、図8-5に示したみずほコアのファブリックパターンの D_a を用いて各々の深さの間に生じ得る反

射のPRCを計算した。計算結果は図8-8に示している。計算は流線に対して垂直な方向（X軸）と流線方向（Y軸）の2方向についてのみ行なった。なぜなら、氷床の中ではこの2方向のみに電場ベクトルが生じ得るからである。計算結果は、ファブリックパターンの変化は、検知する内部反射を生じるのに十分に大きいことを示している。PRCの最大値は約-75dBであった。さらに、この計算からも、PRCはそれぞれの深さで電場ベクトルの方位に依存することが示された。すなわち、反射面の反射係数には異方性がある。

今回計算したPRCは、700m深の氷床コアの中のわずか12の深さのスポット測定に基づいて行なったものである。しかし今回の計算からでも、ファブリックパターンの変化に起因する反射のPRCのオーダーがこの程度だということは明らかになった。反射を起こし得るファブリックパターンの変化は、実際の氷床の中では例えば第7章に示したような、火山灰を含む層とその周囲の層の間の急激な変化によって生じるものであろう。みずほコアの場合には500.7m深に目に見える汚れ層が発見されている[Fujii and Watanabe(1988)]。この深さは、Yoshida et al. (1987)によって最も強いエコーが確認されている深さである図8-2(a)の"E"と一致している。

8、7、2 密度変化による反射

1章、2章に示したように、氷の誘電率はその密度に依存する。そして7章で述べたように、氷床内部での密度変化は、浅層部における氷床内部反射の主要な原因の1つである。Nakawo and Narita(1985)はみずほコアの密度を明らかにしている。これは、図8-9(a)に示してある。式(7-2)と、本論文2章に示した誘電率実数部の密度依存性から、密度

変化によるPRCは

$$PRC = \left| \frac{\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho} \right) \delta\rho}{4\epsilon'} \right|^2 \quad (8-8)$$

となる。ここで、 $\delta\rho$ はそれぞれの深さでの密度が回帰直線との間でもっている偏差であり、単位は kg/m^3 である。また、2章の結果では、 $\left(\frac{d\epsilon'}{d\rho} \right)$ は $3.08 \times 10^{-3} [\text{m}^3 \text{kg}^{-1}]$ である。式(8-8)を用いて計算したPRCの値は図8-9(b)に示されている。PRCは-70dBから-90dBの間の値をとる。これらは、ほぼファブリックパターンの変化から生じるPRCの値と同じオーダーである。氷床中での密度変化は、深さと共に小さくなるので、氷床の深層部ではファブリックパターンの変化は内部反射層の主要因になる。ファブリックパターンの変化によるPRCが異方性をもつものに対して、密度変化によるPRCは異方性をもたない。

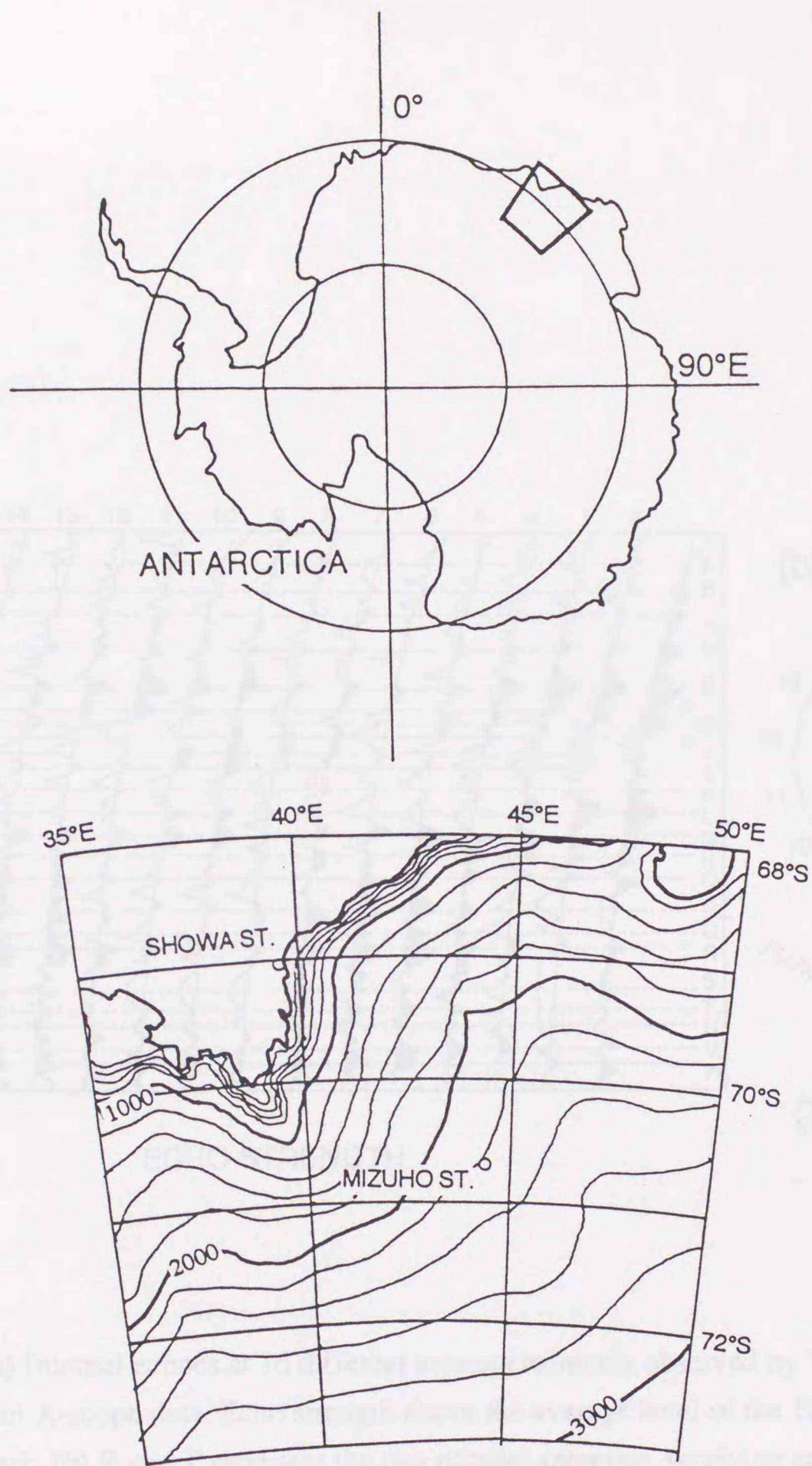


Figure 8-1. Location map of Mizuho Station.

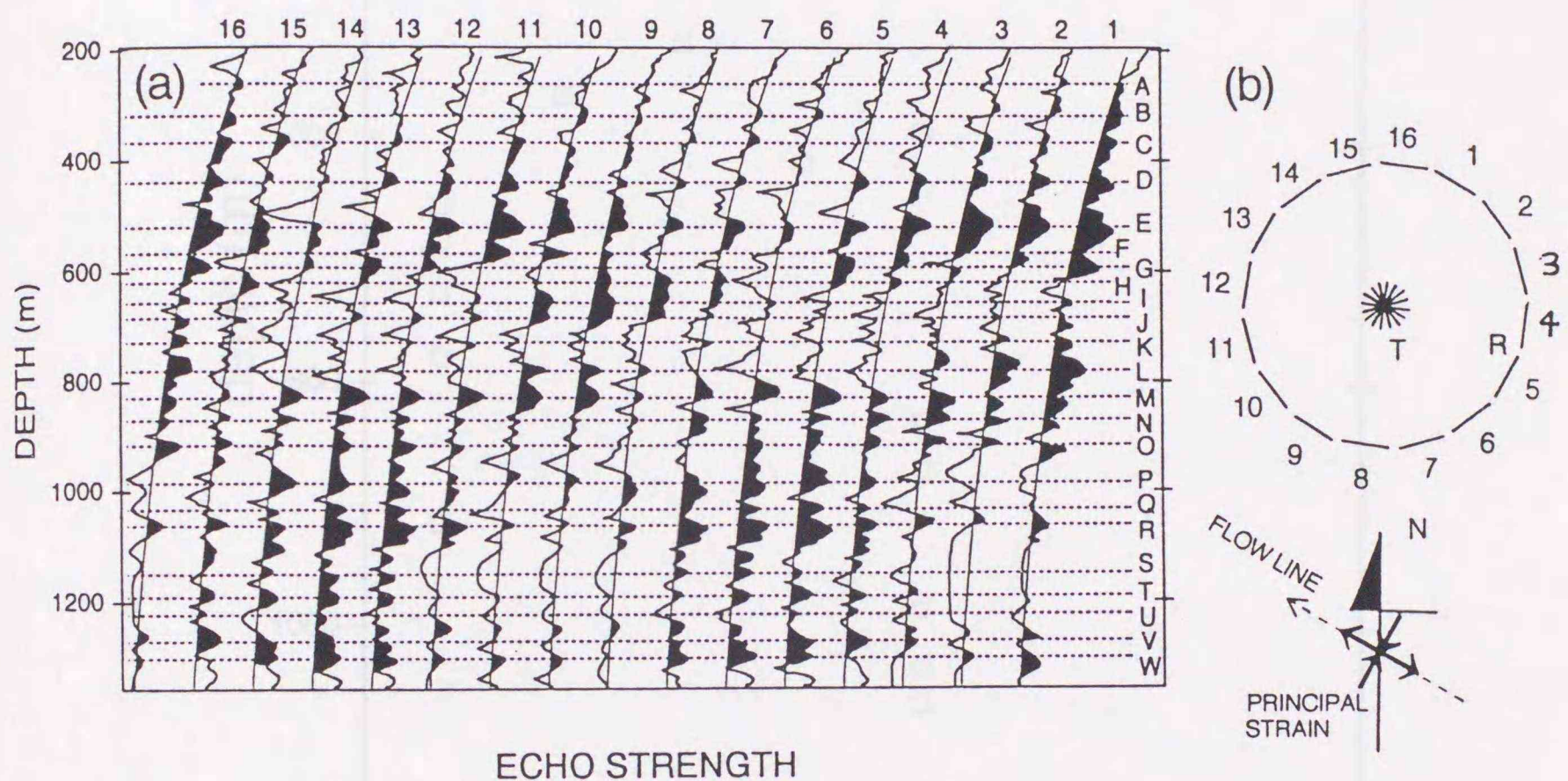


Figure 8-2. (a) Internal echoes at 16 different antenna azimuths observed by Yoshida et al. (1987) from A-scope data. Echo strength above the average level of the 16 data sets are painted dark. (b) R and T represent the two parallel antennae, receiving and transmitting aeriels, respectively. The flow line (Nishio et al., 1987) and the axes of the principal strain (Naruse and Shimizu, 1978) is also shown.

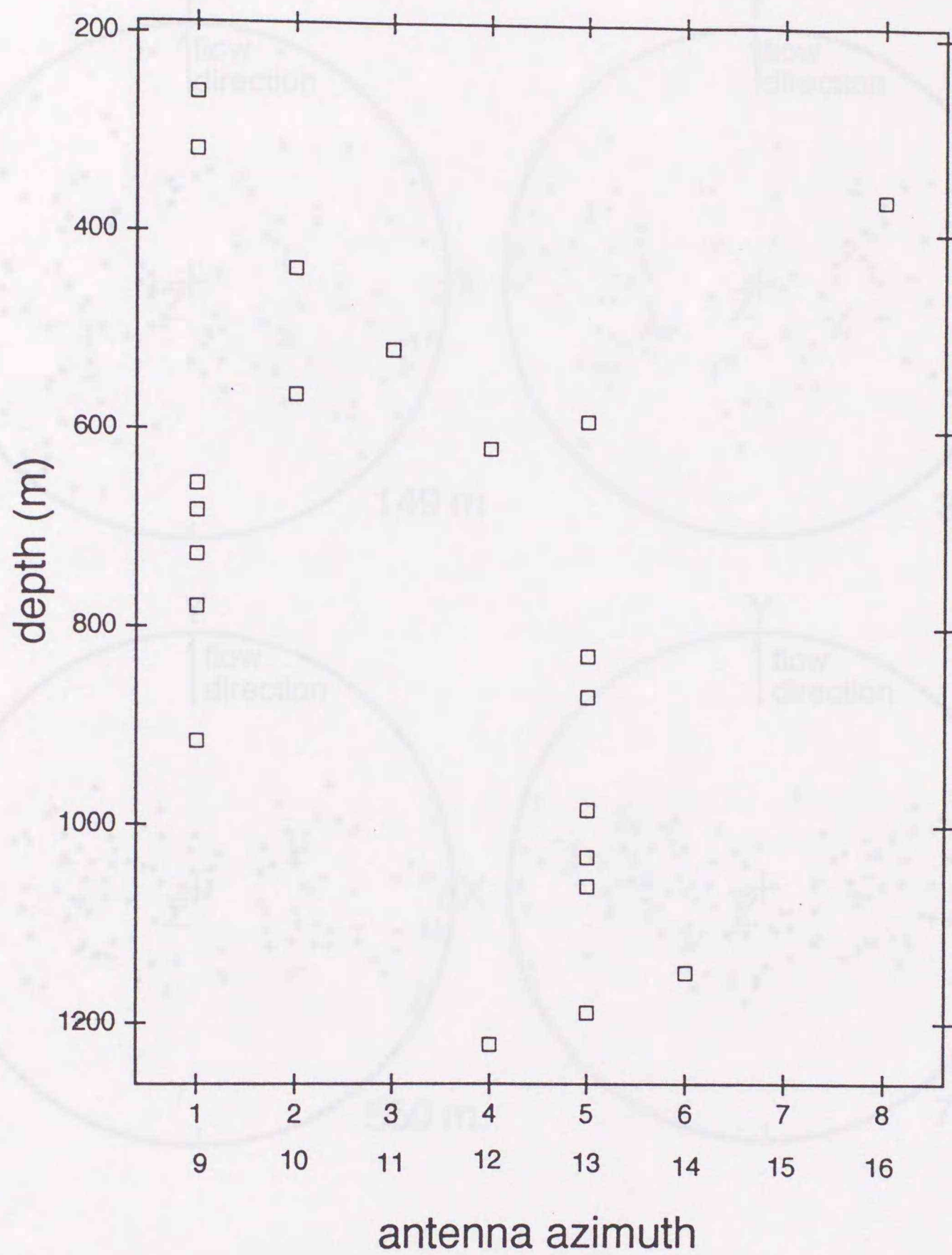


Figure 8-3. Antenna azimuth in which the maximum radio-echo strength was observed at each internal reflection. The investigated 23 internal reflections are denoted in Fig. 2(a) by alphabets. Antenna azimuth is shown in Fig. 2(b).

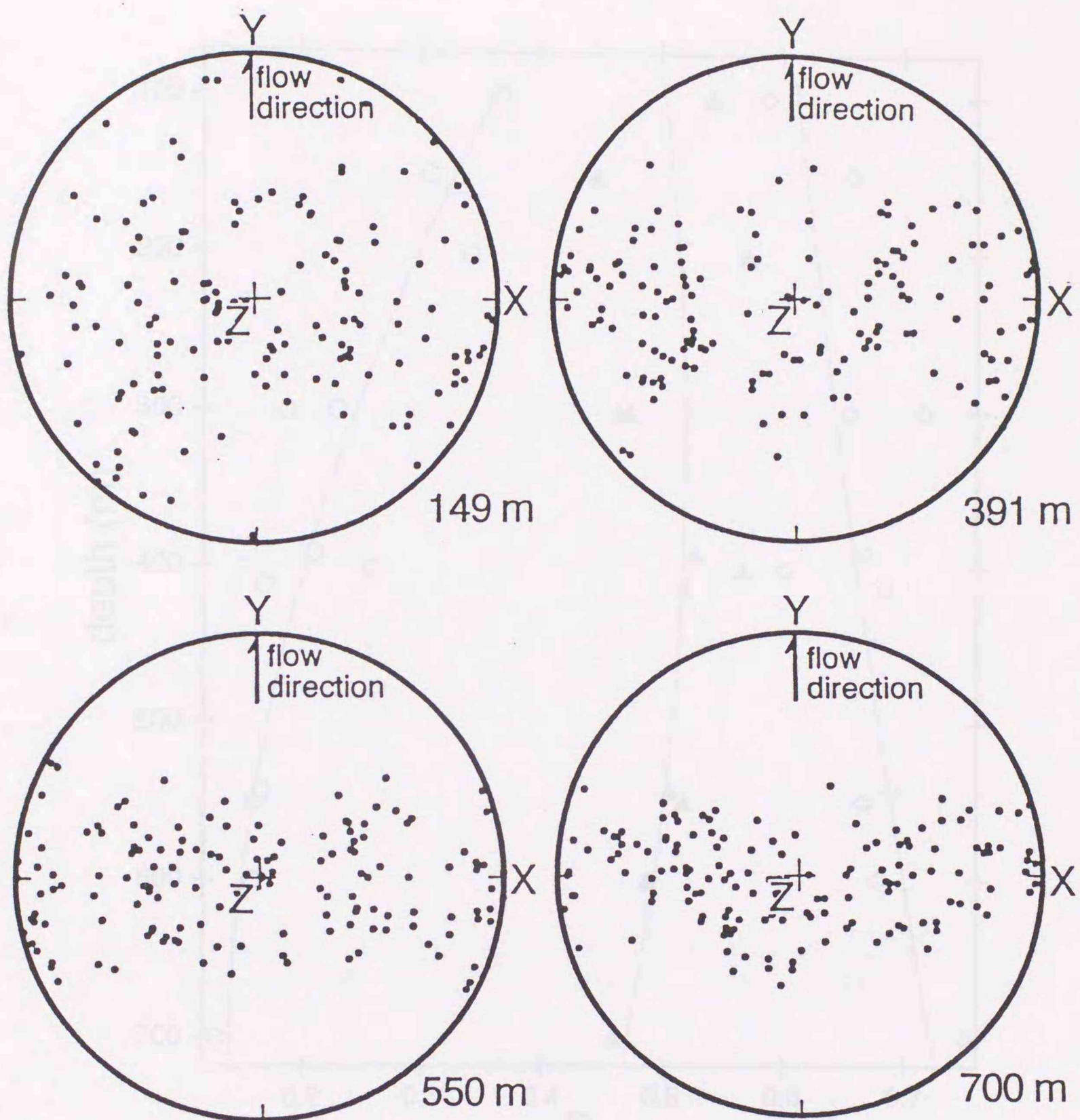
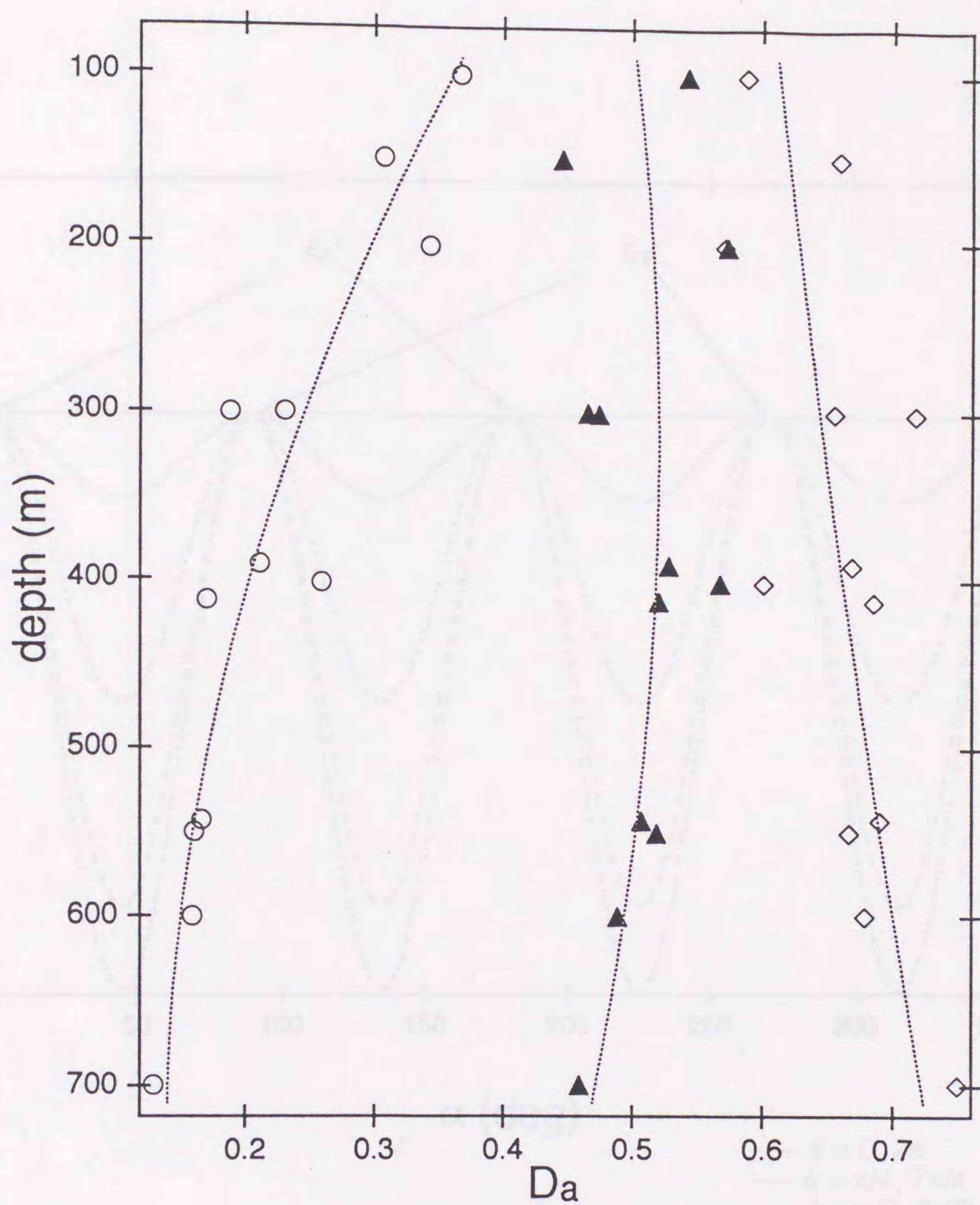


Figure 8-4. Typical ice fabric found in the 700 m Mizuho core. The c-axes of crystal grains were concentrated nearly in the vertical plane (x-z plane) normal to the flow direction (y-axis) of the ice sheet.



- along the flow line (y-axis)
- ▲ along the transverse direction (x-axis)
- ◇ along the vertical (z-axis)

Figure 8-5. Contribution of the dielectric anisotropy to each component of the dielectric permittivity tensor calculated from ice fabric data of the 700 m Mizuho core. D_a is defined in eqs. 7 and 8. Calculation of D_a was carried out along the following three axes; the axis along the flow line (y-axis), the axis along the transverse direction (x-axis) and the axis along the vertical (z-axis).

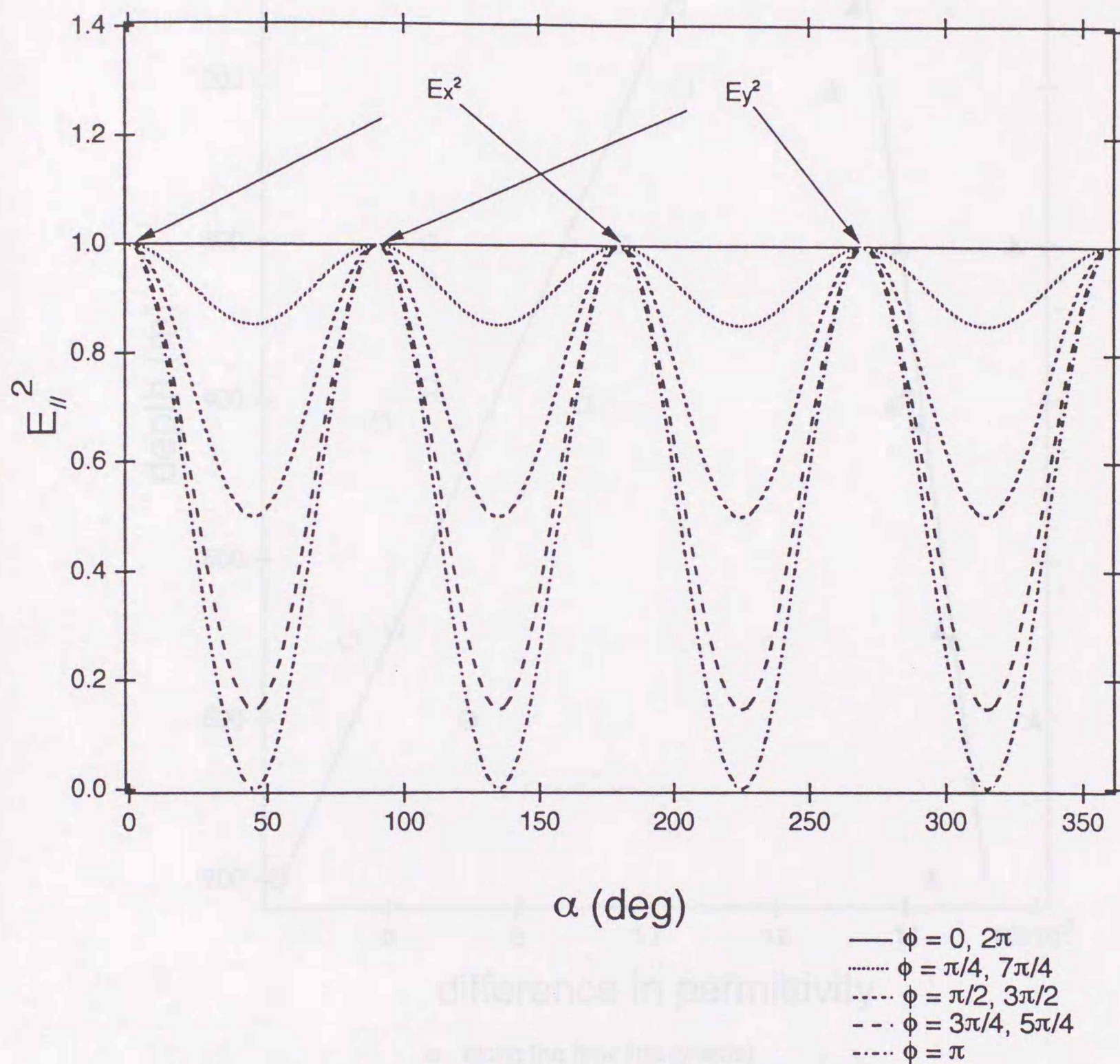


Figure 8-6. $E_{||}^2$ as a function of α and ϕ calculated with eq. 11. The return signal strength, $E_{||}^2$, is shown as the normalized value. When the transmitting and the receiving antennae were oriented parallel to the x-axis or perpendicular to the x-axis, the calculated value become the strongest. ϕ is the phase difference between the ordinary and the extraordinary wave. $E_x = E_y$ is assumed in the calculations. The peaks at $\alpha=0^\circ$ and 90° represent E_x^2 . the peaks at $\alpha=90^\circ$ and 270° represent E_y^2 .

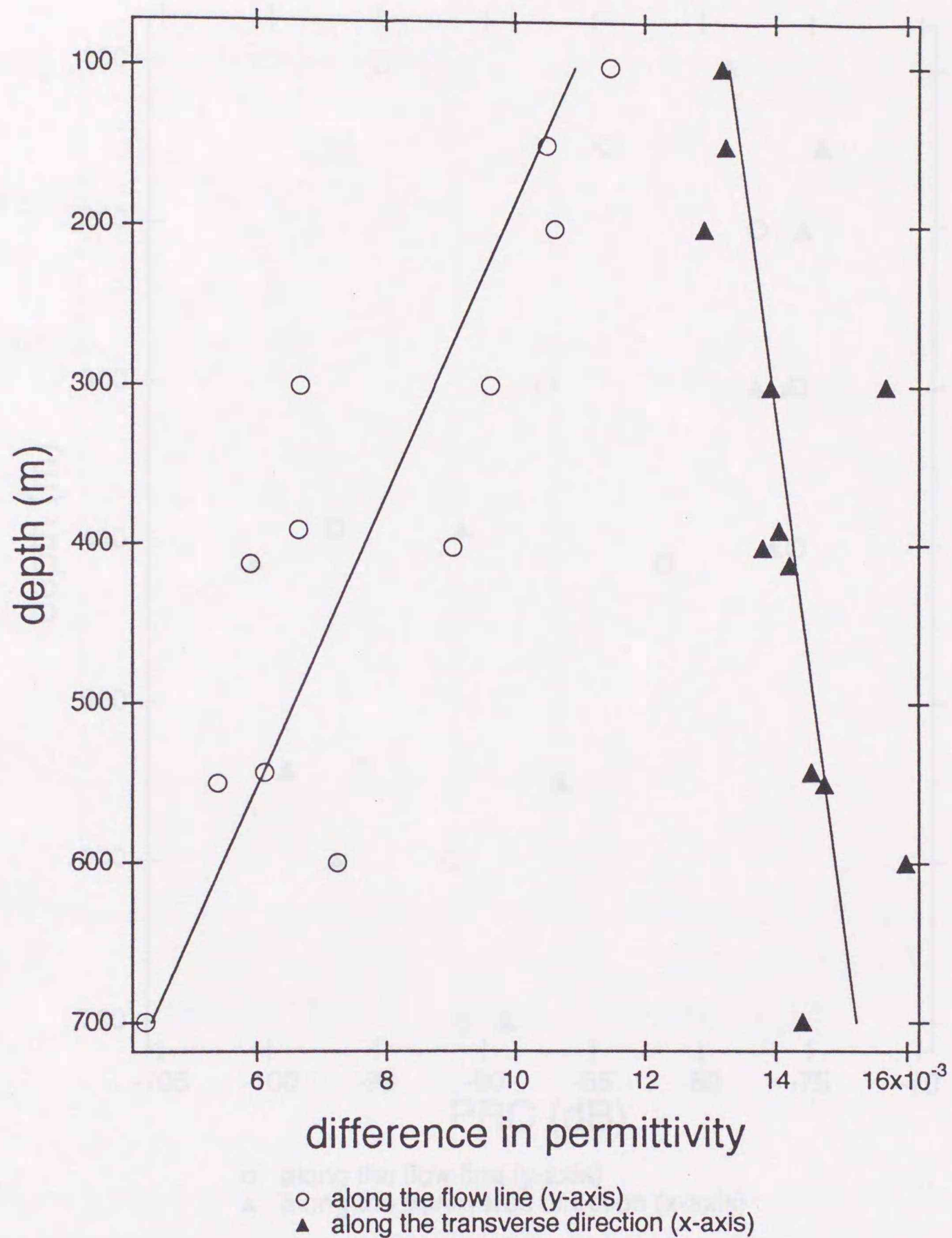
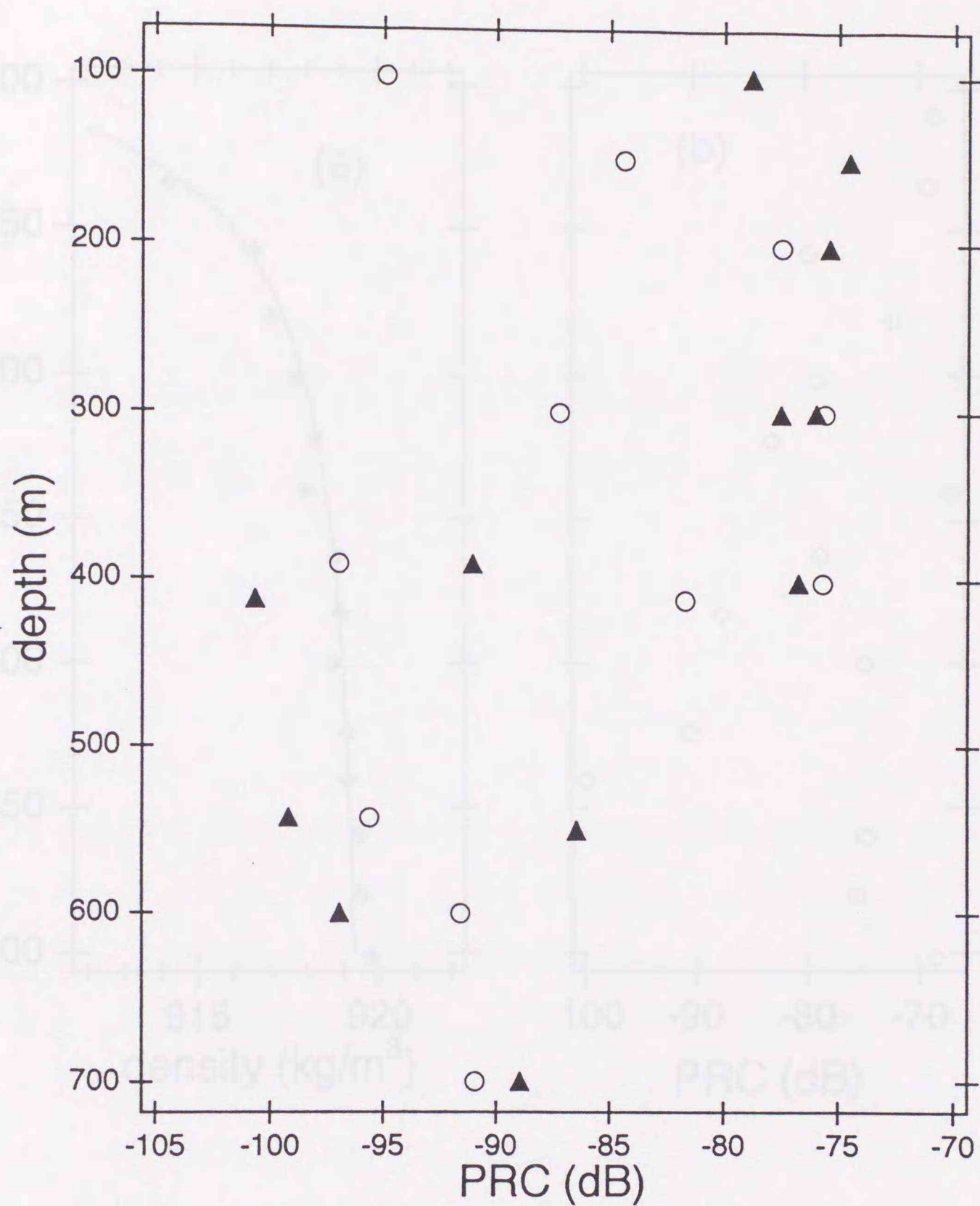


Figure 8-7. The mean difference of dielectric permittivity between adjacent grains calculated from ice fabric data. D_b is defined in eqs. 14 and 15. Calculations were carried out with eq. 15 along the orientation parallel to the flow line (y-axis) and perpendicular to the flow line (x-axis).



- along the flow line (y-axis)
 ▲ along the transverse direction (x-axis)

Figure 8-8. The power reflection coefficient (PRC) of the radio-echo internal reflections due to variation of ice fabric with depth. The PRCs were calculated with eq. 17 from the dielectric permittivity tensor calculated from ice fabric data.

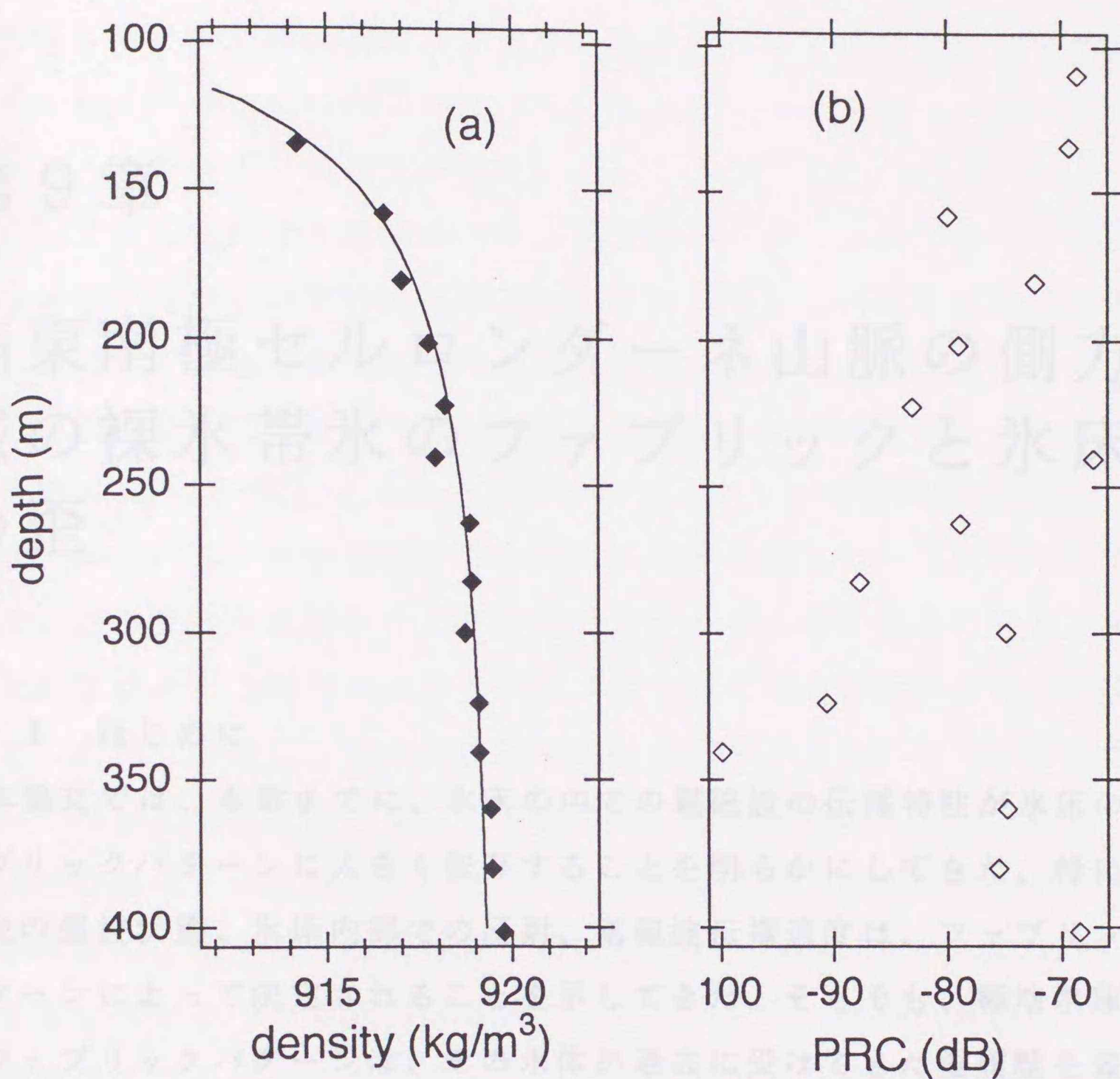


Figure 8-9. (a) Depth-density profile of the 700 m Mizuho core measured with the hydrostatic method (Nakawo and Narita, 1985). (b) The calculated power reflection coefficient (PRC) due to density variation with depth.

第 9 章

南東南極セルロンダーネ山脈の側方域の裸氷帯氷のファブリックと氷床の歪

9, 1 はじめに

本論文では、本章までに、氷床の中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存することを明らかにしてきた。特に電磁波の偏波状態、氷床内部での反射、電磁波伝播速度は、ファブリックパターンによって決定されることを示してきた。そもそも、極地氷床氷のファブリックパターンは、その氷体が過去に受けてきた歪履歴を表し（例えばAzuma and Higashi(1985), Azuma(1986), Fujita et al.(1987)）、更にはその氷体自身のその後の塑性変形速度を支配するファクターである（例えばAzuma and Mae(1988), Shoji and Langway(1988), Jacka and Budd(1989)）。そして、氷床氷のファブリックパターンは、その地域の氷床の動力学的特性を明らかにする上で重要な情報の一つである。したがって、氷床の中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存するという事実は、電波リモートセンシングによって氷床のファブリックパターンを観測し、さら

にはその氷床の動力学的特性を明らかにできる可能性が高いということの意味している。特に有望な手法は、衛星から地上に発信したマイクロ波の、地上での散乱の偏波状態の情報をリモートセンシングするポーラリメトリと呼ばれる方法であろう。

本章では南極氷床を形成する多結晶氷のファブリックパターンが、その地域の氷床の動力学的環境を密接に反映している例を示す。具体的には、筆者が、南極氷床の中で氷床中流域に存在する山脈がその周辺氷床の流動に及ぼす効果を調べるために、東南極、セルロンダーネ山地の周辺地域（図9-1）から得られた氷試料のファブリックの解析を行いこれをもとにそれらの氷に蓄積された歪の状態の推定を行った研究の結果を示す。このテーマに関しては、セルロンダーネ山地の側方にあたる地域と上流域にあたる地域の大きく分けて2つの地域を研究の対象としているが、本論文では、氷床流に対し山脈の側方にあたる地域の氷床氷についての研究結果を報告する。研究で用いた氷試料は、1988～1989年に筆者も隊員として参加した第29次日本南極地域観測隊がセルロンダーネ山脈周辺の裸氷帯で隕石探査を実施した際（Naraoka et al. 1990）に採取したものである。氷試料のファブリックと、試料に貫入している現地の氷床で形成されたクラックの面の方位が、試料の採取地点の地理的位置を考慮した上で解析された。その結果、氷床流に対し山脈の側方にあたる地域の氷床表面氷には、広域にわたって側方からのせん断歪が蓄積されていることが推定された。

9, 2 氷試料とその採取地点

セルロンダーネ山脈は、東南極の南緯 $71^{\circ} \sim 73^{\circ}$ 、東経 $21^{\circ} \sim 29^{\circ}$ 付近に位置する山脈である（図9-1）。この山脈の周辺で、氷試料は図9-1

のE 1 ~ E 4、N 1 ~ N 3で示される地点から採取された。全ての地点は図にも示されるように裸氷帯上に位置する。全ての地点において、氷試料は現場での地理的方位をつけた上でチェーンソーを用いて約0.5m深からブロックの形状で採取された。試料に地理的方位をつけることにより、ファブリックもその方位を考慮して解析することが可能になった。また、E 1地点では第24次日本南極地域観測隊により約15m深のアイスコアが採取されておりこれも同時に解析した。

E 1 ~ E 4地点はセルロンダーネ山地の東側側方に位置する。試料採取の際にはそれぞれの採取地点での最大傾斜方向が調べられた。この地域の氷床は、氷床の最大傾斜線方向から推定すると南南東から北北西に向かって流動している。これらの4つの地点の中で、E 1 ~ E 3はヌナタクの東側に位置するが、E 4はアウストハーマレン(Austhamaren)と呼ばれるヌナタクの西側に位置する。図9-1において、アウストハーマレンの西側に示した矢印は、現地の氷床の模式的な流線を表している。セルロンダーネ山脈の北側、つまり山脈の下流側では、裸氷帯はヌナタクの近傍、卓越風向の風下側のみに存在する。N 1、N 2、N 3で示される3つの地点は、ロムナイス(Romnoesfjellet)と呼ばれるヌナタクの西側に位置する。採取地点からヌナタクへの距離は、それぞれ7.5、4.5、1.5kmである。これらの氷試料は、ファブリックがヌナタクからの距離が離れるにつれてどう変化するかを調べるために採取された。

裸氷帯表面の氷には、いたるところに無数のクラックが貫入している。クラックは氷体内部の引っ張り応力によって形成されと考えられるので、本研究では採取地点の応力状態を知るためにクラックの観察も行われた。クラックの貫入の仕方は場所によって異なり、あるところではランダムに、また別のところではクラック同士が平行に走っている。E 1

地点で得られているアイスコアの観察によれば、クラックは氷床表面から内部に向かって貫入しているが、深さと共に減少し10 m 深以下ではほとんど見られない。

9、3 測定結果

図9-2に、E 1～E 4 地点でのファブリック、クラック方位の測定結果を示す。図の見方は以下の通りである。図の中で氷の結晶C軸のそれぞれの方向は、シュミット等面積投影法において下半球に投影している。図中、氷がその採取地点でもっていた地理的方位はNとSで示しており、それぞれ真北と真南を意味する。採取地点での氷床表面の最大傾斜線方向はMで示される。氷に貫入しているクラック面の方位はそれぞれの図で破曲線で示されている。シュミット等面積投影図において、空間中の面は1本の曲線として表される。曲線の両端の方位は裸氷帯表面に露出しているクラックの水平断面の方位を表す。

E 1～E 4で得られたファブリックパターンはいくつもの共通の特徴を示した。まずファブリックパターンは単極大型であり、その極大は水平面近傍にある。単極大の軸の持つ方位は、最大傾斜線の方角に対して、E 1～E 3については反時計廻りに、E 4については時計廻りに 60° ～ 90° 偏っている。図中においてC軸の偏る側は、常に近接したヌナタクのある側である。つまり、単極大の軸はヌナタクの方角に、水平よりやや下向きに傾いている。それぞれの地点のファブリックパターンには、もう1つの弱い極大があるのでこれらはすべて2極大型とみなすこともできる。但し第2番目の極大は第1番目の極大に比べて弱く、E 4 地点では第2番目の極大は明瞭ではない。更に共通した特徴としては、第2の極大は常に第1番目の極大の方位と最大傾斜線の間に位置するという

ことを挙げる事ができる。以上のようにファブリックパターンが共通の特徴をもつという事実は、各々の地点の氷が共通した形態の応力や歪に支配されていることを示唆している。

E 1 地点の、深さ5.2m、11.5mの氷のファブリックパターンは、表層0.5mのものと大差はなかった。南極の他の裸氷域のファブリックパターン測定結果 (Nishio et al.1982, Azuma et al.1985) でも、表面付近と約10m深のファブリックには大差がないことが報告されている。したがって、少なくともE 1 地点では、太陽熱や、微小クラックの周囲の応力、それに裸氷帯表面付近の氷体温度の季節変化は、表面付近のファブリックパターンに大きな影響を与えていないことになる。あすか基地 (標高約930 m) の年平均気温は約 -18°C なので、氷採取地点の年平均気温はその地点の標高に応じて約 -18°C から -28°C である。このような低温かでは氷の再結晶はファブリックパターンの形成機構として支配的ではないので、ほとんどの場合裸氷帯表面の氷のファブリックでも、その歪履歴を反映したものになる。

図9-3にN 1 ~ N 3 地点で採取された氷についての測定結果を示す。ファブリックはN 1 でランダムパターンを示す。図 1 の地図上の氷床表面の最大傾斜線方向から推測すると、氷はここでは大まかに南南西から北北東へ流動しているが、流線がN 2, N 3 とヌナタクに近づくにつれてファブリックは強い単極大となる。図中ヌナタクの方角をRと表示している。以上のようなファブリックパターンが形成される理由を以下に議論する。

9, 4 考察

9, 4, 1 山脈側方域の氷に蓄積された歪の形状

以下に我々は、測定されたようなファブリックが形成された機構と山脈側方域の氷に蓄積した歪の状態について議論する。山脈の側方域では図9-4の矢印で示されるように、単極大型は氷の流れとヌナタクの間で生じる単純せん断歪の結果形成されたものとして説明することができる。そして、それぞれ違う地点から採取された氷のファブリックが共通した特徴をもつため、山脈側方の氷は広く単純せん断歪に支配されていると考えることができる。

一般に、極大の軸が鉛直方向を向くような単極大型は、極地氷床氷の中で水平なせん断面を持つ単純せん断歪が起こっている地域に発達する（例えばRussel-Head and Budd 1979）。そして、実験室内における氷のせん断変形実験でも、同様に単極大が形成されることが確認されている（例えばBouchez and Duval 1982）。ここで、もしヌナタクの側方壁と氷の流れとの間のせん断応力が単純せん断歪を引き起こすと考えれば、その場合、本研究で観察されたような、流線に対して横方向に極大の軸をもつような単極大型が形成される。このような型はKizaki(1969)によって、南極、モーソン地域の、横方向のせん断歪が卓越する領域の氷床表面氷のファブリックでも報告されている。

Azuma and Higashi(1985)、それに東(1986)は氷多結晶の圧縮変形実験により、氷が一軸圧縮変形を受けると多結晶中の各々の結晶C軸は圧縮軸の方向へ回転し、単極大型のファブリックが形成されることを示した。彼らは、圧縮変形の際の歪量とファブリックの発達を定量的に関係づけるモデルを提示した。この”C軸回転モデル”に基づいて、測定されたファブリックパターンを説明することも可能である。

Fujita et al.(1987)は、東(1986)によって得られたモデルが引っ張

り変形の際にも適用できると仮定した上でこれを引っ張り型に変換し、引っ張り変形に伴うファブリックパターンの形成過程について論じた。Alley(1988)は更に、C軸回転モデルが圧縮と引っ張りの合成であるせん断変形にも適用できると仮定した場合の、ファブリックパターンの形成過程について論じた。彼は、C軸分布がランダムであるようなファブリックをもった氷が単純せん断変形を受けたとき、応力の主軸の圧縮軸に向かってC軸を回転させた。この主軸の方向はせん断面から 45° の角度を持つ。そしてこのとき同時に起こる、単純せん断変形にともなう系の剛体回転を重ね合わせた結果、C軸の集中する方位は、応力の主軸の方位よりもむしろせん断面に垂直な方向に向かって偏るということを示唆した。

この考えを、本研究で用いた氷の採取地点にあてはめた場合、E1～E3の場合は圧縮の応力の主軸は、流線の下流向きから反時計廻り 45° の方向になる。E4の場合は時計廻りである。ここでも、せん断歪は近接したヌナタクと氷床流との間で起こっていると考ええる。上で述べた考えによると、単極大の軸の形成される方向は、応力の主軸の方向よりも流線に対してより垂直方向に偏ることになる。そしてこの状況は、測定されたファブリックパターン(図9-2)に一致する。

観測されたクラック面(図9-2)うち、E1, E3地点のクラック面の方位は、推定された単純せん断歪の引っ張りの主軸の垂線に大まかに一致する。しかし残りの地点のクラックは推定と必ずしも一致しない。この事実は、氷に蓄積されている歪が、必ずしも氷の採取地点で受けている歪と一致しないことを示している可能性がある。しかしながら、以上に述べてきたような、C軸回転モデルに基づく解析は、測定されたファブリックパターンをうまく説明する。ただ、このモデルが圧縮変形だ

けではなく引っ張り変形とせん断変形でも成立するかどうかは、実験的に確かめる必要がある。

圧縮歪や引っ張り歪につれてのC軸の振舞いは既に明らかになっているので、単純せん断歪の下でのファブリックパターンの発達シミュレーション可能である。簡単な計算により、歪みの増大につれて単極大の軸は系の剛体回転に伴いせん断歪みの圧縮の主軸から、せん断面の法線方向に向って回転する様子を再現できる。歪みが無限大になったときその回転量は 45° に達する。シミュレーションにより求めたファブリックパターンと観測値を比較することにより、採取された氷に蓄積されている有効せん断歪み量を推定した。それらは、E 1、E 2、E 3、そしてE 4に対してそれぞれ約1.0、0.9、0.5、1.0であった。この場合、せん断歪みの圧縮の主軸は、単極大の軸の方向からそれぞれ約 25° 、 24° 、 19° 、 25° 離れた方位に位置することになる。このようにして、測定されたファブリックパターンから、氷が受けてきたせん断応力の形態を推定した。これを地図上の氷の採取地点に落としてみると図9-5のようになる。

9、4、2 ヌナタクからの距離と歪量

N 1～N 3より得られた氷試料のファブリックパターンの形成機構は上に述べてきたメカニズムと同様に説明されうる。すなわち、ロムナイスの西側の氷床は、氷の流れとヌナタクの間に働くせん断歪に支配されている。図9-3に示されるように、試料採取地点がヌナタクに近いほど、単極大型は顕著になる。この事実により、この地域ではヌナタクに近づくほど氷床表面氷に蓄積された歪は大きいことが推定された。この場合、採取された氷に蓄積されている有効せん断歪み量は、N 1、N 2、N 3

に対してそれぞれ約0、0.4、1.1であった。この場合、せん断歪みの圧縮の主軸は、単極大の軸の方向からそれぞれ約0°、15°、27°離れた方位に位置することになる。このように推定されたせん断応力の主軸は図9-4(b)に示されている。

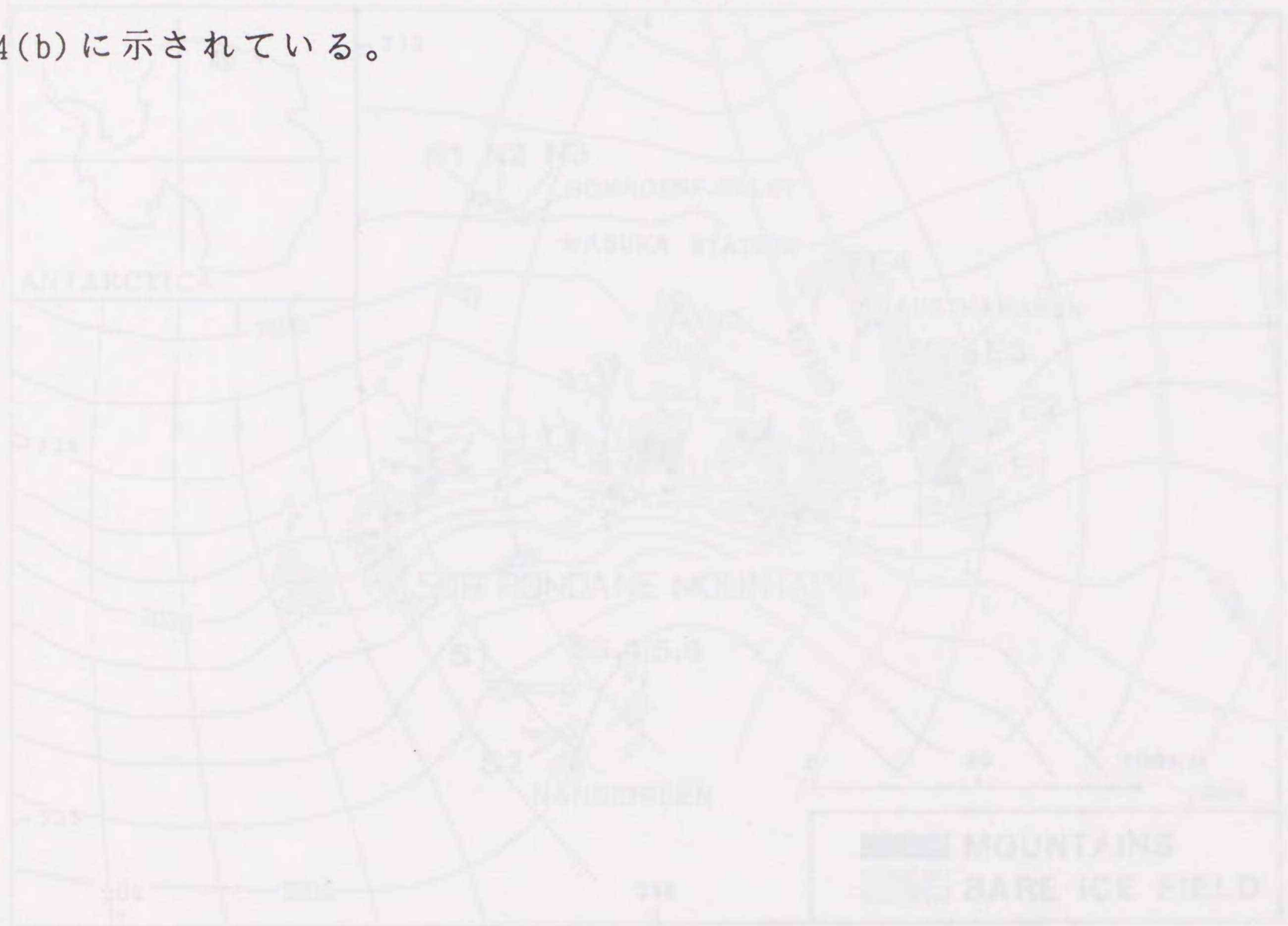


Figure 9-1 Map of the ice sheet in the region of the San Kung Mountains, redrawn from a 1:2,500,000 map (East-Tokyo, Ltd. 1967) and added by National Institute of Polar Research, Japan, in 1970. Ice sheet is shown as shaded from top to surface at sites denoted by S1, S2, S3 and S4. Line of the ice margin and at the sites denoted by N1, N2 and N3. north of the axis of the ice sheet flow from north to south perpendicular to the ice front line.

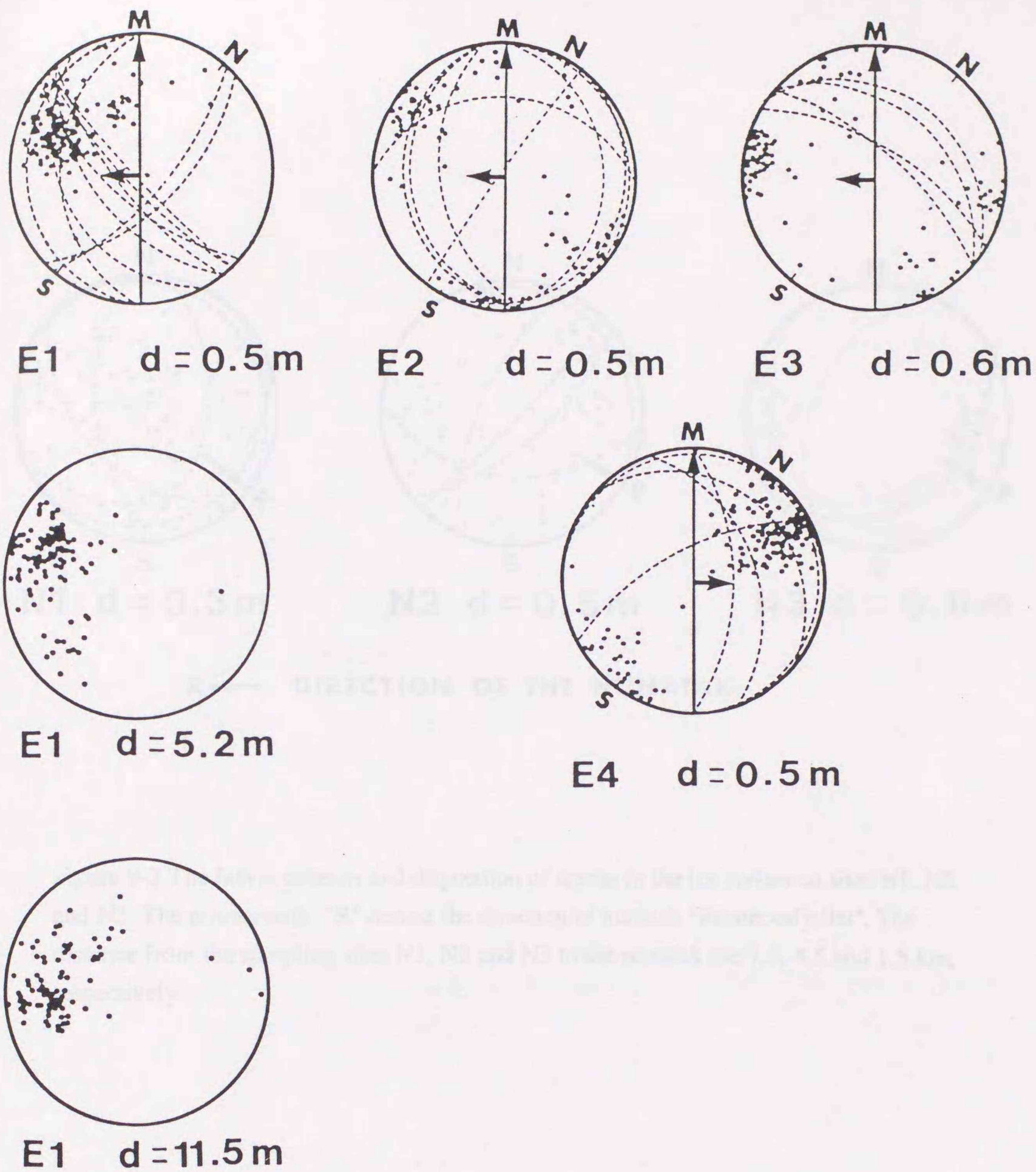


Figure 9-2 The fabric patterns and disposition of cracks in the ice surface at sites E1 (3 depths), E2, E3 and E4, projected to the lower hemisphere of the Schmidt equal area projection. In the diagram, the orientations of the c-axes are projected as dots, and the disposition of cracks are projected as dashed curves. The center of the diagram represents the vertical direction. "M" denotes the direction of maximum surface slope surveyed near the sampling site. "N" and "S" denote geographical north and south respectively. "d" is the depth of the sample. Short arrows denote the side where the nearest nunatak is.

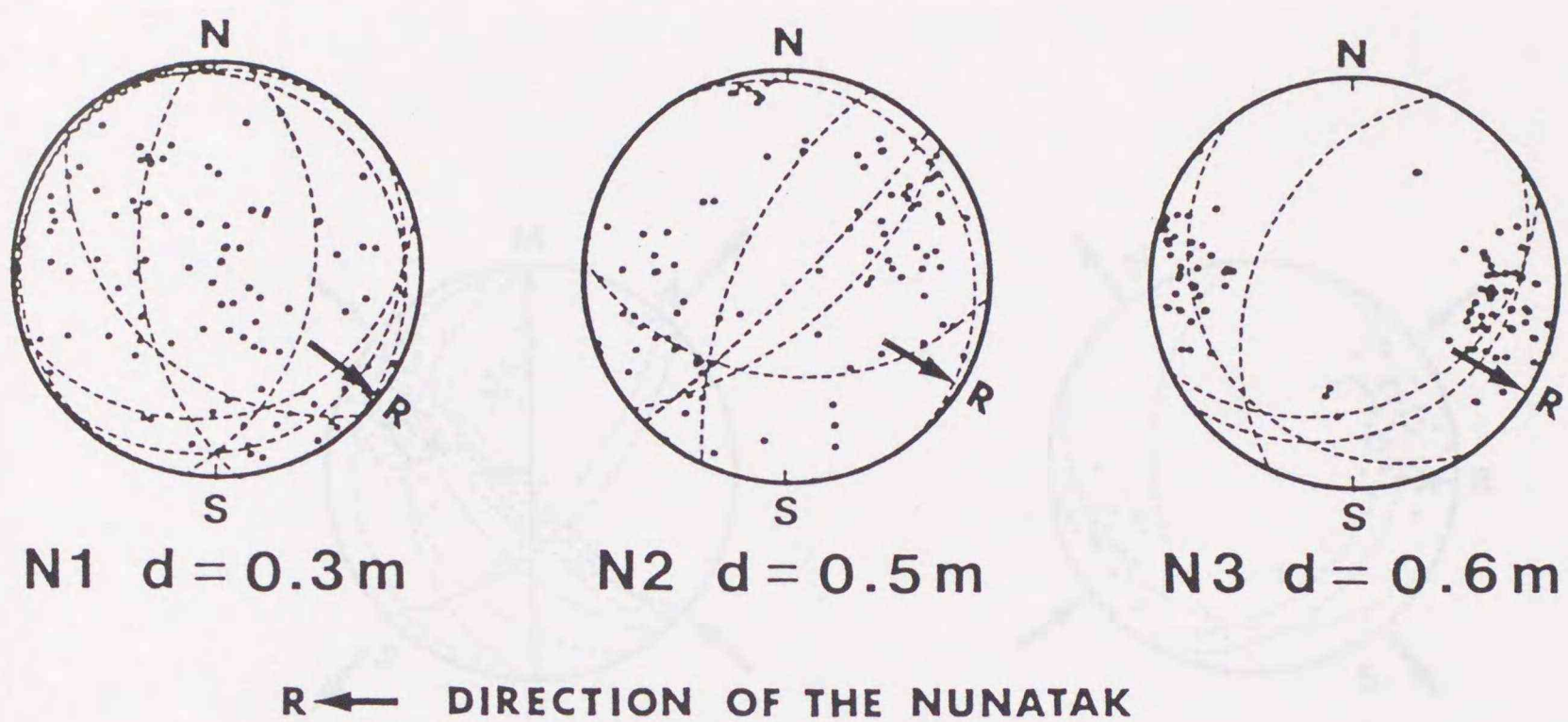


Figure 9-3 The fabric patterns and disposition of cracks in the ice surface at sites N1, N2 and N3. The arrows with "R" denote the direction of nunatak "Romnoesfjellet". The distance from the sampling sites N1, N2 and N3 to the nunatak are 7.5, 4.5, and 1.5 km, respectively.

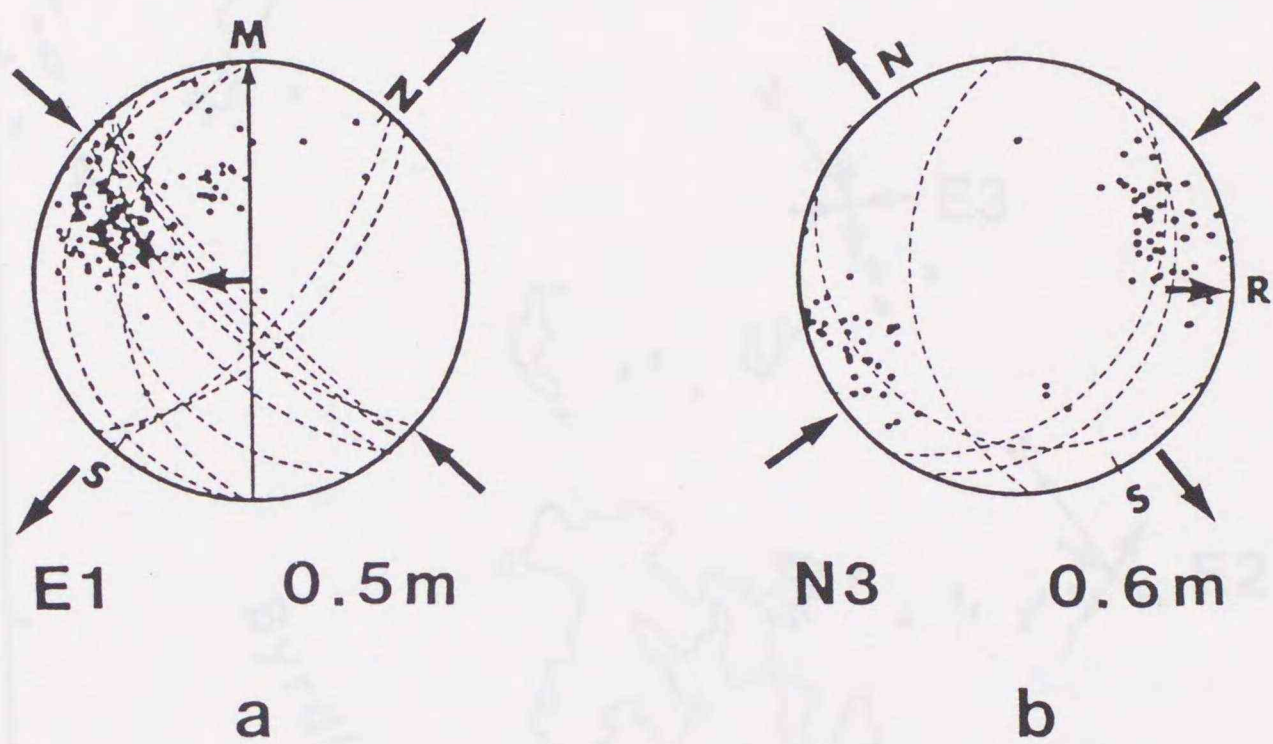


Figure 9-4 The principal axis of the cumulative simple shear strain deduced from the fabric data for sites E1 and N3.

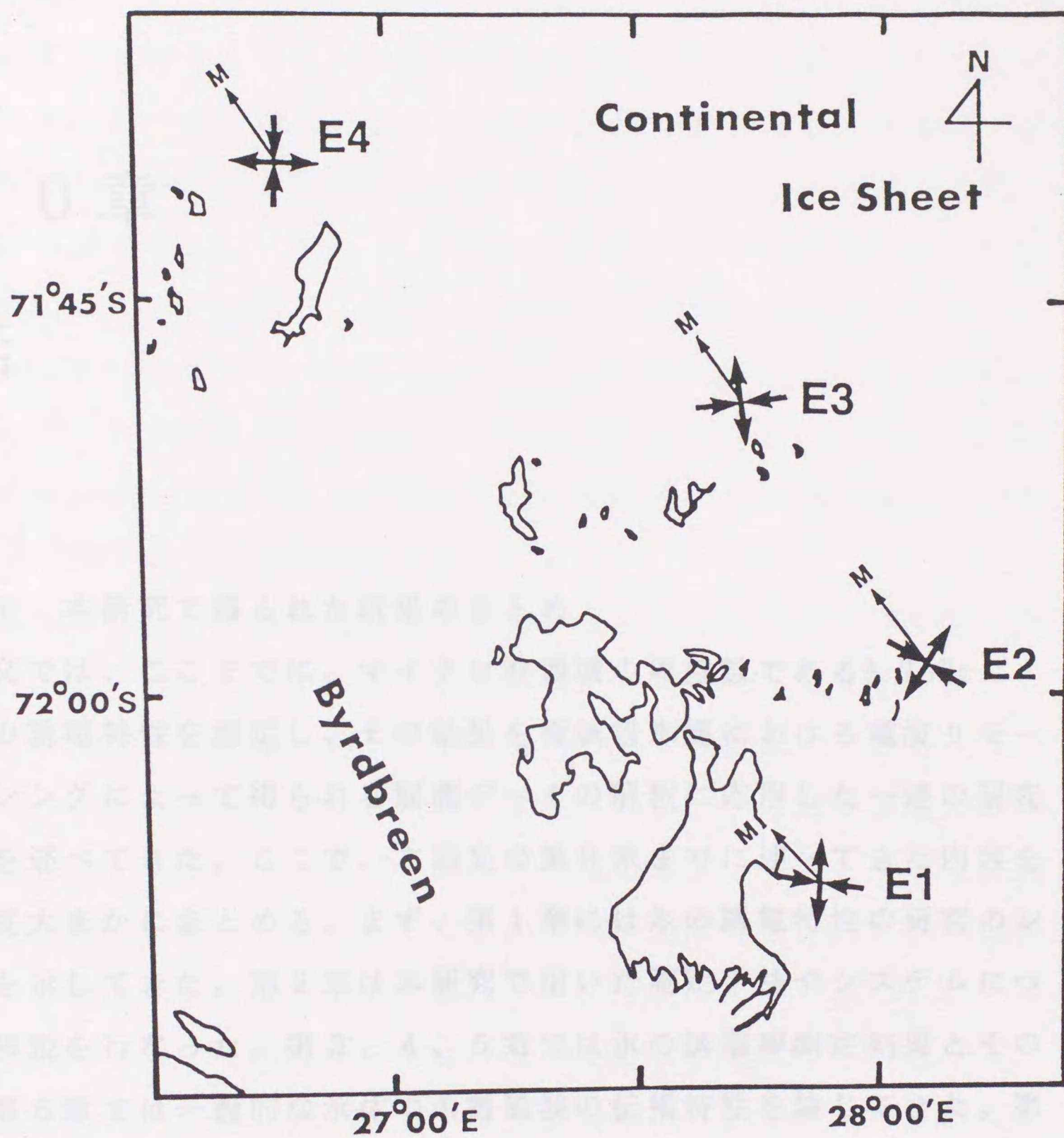


Figure 9-5 The configuration of surface strain deduced from the fabric data (short arrows), and direction of maximum surface slope surveyed near sites E1, E2, E3 and E4 (long arrows with "M").

第 10 章

総括

10、1 本研究で得られた成果のまとめ

本論文では、ここまでに、マイクロ波領域の周波数である9.7GHzに於て氷の誘電特性を測定し、その結果を極域雪氷圏における電波リモートセンシングによって得られる観測データの解釈に応用した一連の研究の結果を述べてきた。ここで、本論文の第9章までに述べてきた内容をもう一度大まかにまとめる。まず、第1章には氷の誘電特性の研究のレビューを示してきた。第2章は本研究で用いた測定手法やシステムについての解説を行なった。第3、4、5章では氷の誘電率測定結果とその解釈、第6章では一般的な氷体中の電磁波の伝播特性を論じてきた。第7、8、9章では第5章までの結果を実際の極地氷床のリモートセンシングへの応用を行なった。

本研究で得られた結果を述べている、第3章以下の内容を順を追って総括すると以下のようなになる。第3章と第4章が具体的な測定結果であり、ここではいくつかの新事実を示した。まず第3章では、氷の誘電率実数部の一軸異方性をはじめて定量的に明らかにした。測定の結果、結

晶C軸と電場ベクトルが平行な場合の誘電率、 $\epsilon'_{//c}$ 、は結晶C軸と電場ベクトルが平行な場合の誘電率、 $\epsilon'_{\perp c}$ 、よりも大きいことが明らかになった。この傾向は、デバイ緩和周波数領域から静的誘電率の領域の低周波で観測されているものと同じである。この事実は、9.7GHzと低周波の中間の周波数領域であるHF、VHF、マイクロ波領域でも $\epsilon'_{//c} > \epsilon'_{\perp c}$ であることを示唆している。 $\epsilon'_{//c}$ と $\epsilon'_{\perp c}$ は共に温度にわずかに依存するが誘電異方性 $\Delta\epsilon' (= \epsilon'_{//c} - \epsilon'_{\perp c})$ は一定であり、 $0.037(\pm 0.007)$ であった。この結果に基づいた計算から、ラジオエコーサウンディング (Radio Echo Sounding) 技術で極地氷床の内部層から観測される電波の反射の主要原因の一つが氷の誘電異方性であるという結論を導いた。

次に第4章では、含有不純物として酸を含む氷の複素誘電率を明らかにした。酸は天然の雪や氷に含まれる主要な不純物でありながら、それがマイクロ波領域での氷の誘電特性に与える影響は従来全くわかっていなかった。本研究では、氷の複素誘電率が氷が含有する酸の濃度に比例して増大し、さらには酸の濃度を体積モル濃度で表すとき、その直線関係は酸の種類に依存しないことをはじめて明らかにした。特に誘電損失は含有する酸に大きな影響をうける。

次に第5章では、4章で述べたような酸を含有する氷の9.7GHzでの誘電特性を、従来他の研究者によって低周波帯 (LF帯) で得られているそれと比較した。その結果、第4章に得られたような酸の濃度と誘電損失のもつ直線関係を電気伝導度で書き表した場合、それはマイクロ波帯でもLF帯でもほぼ同一の値になることがわかった。また更には、氷が酸を含有することによって起こる電気伝導度の値は、かつて極地氷床氷の直流電気伝導メカニズムを説明するために提唱されてきたモデルから得られる値ともよく一致することがわかった。この結果は、従来測定

例の少ないマイクロ波帯とLF帯の間の周波数帯であるMHz帯には顕著な誘電分散帯は存在しないことを示唆している。また更には、第4章で得たような、酸を含む氷の誘電特性が、氷床ラジオエコーサウンディングに用いられるMHz帯にも適用できることを示している。

第6章以降には、第5章までに得られた氷の高周波での誘電特性から、氷体内をMHz帯とGHz帯の電磁波が伝播する際の伝播特性を示してきた。氷体中の電磁波の伝播速度は、およそ $169\text{m}/\mu\text{sec}$ であるが、この速度は氷体温度の上昇と共に $0.023\text{m}/\mu\text{sec}^{\circ}\text{C}$ の割合で減少する。氷単結晶の誘電率には一軸対称の誘電異方性があることから、伝播速度は電磁波のもつ電場ベクトルと氷の結晶C軸の角度に応じて $1\text{m}/\mu\text{sec}$ 変化する。氷単結晶に一軸対称の誘電異方性があるということは、氷多結晶のもつ誘電率テンソルもまた異方性をもつことを意味している。この事実は、氷体中を伝播する電磁波の偏波状態はこの誘電率テンソルによって決定されていることを意味している。

氷多結晶の誘電損失は、それが含有する酸の濃度に比例して大きく変化する。酸を含有する氷の中では純氷の中よりも著しい電磁波の減衰が起こる。電磁波の氷体への浸透深さを、水素イオン濃度指数pHの関数として見積もった結果、それはpHと温度と測定周波数に強く依存することがわかった。

第7章では氷床内部反射層の原因と性質を議論した。氷床内部反射は、氷床内部でファブリックパターンが深さ方向に変化したとき、あるいは、含有する酸の濃度が変化し結果として電気伝導度が変化したときに起こり得ることを明らかにした。氷床内部反射の原因は、氷床浅層部では密度変化が支配的であるが、深層部では、ファブリックパターンの変化と電気伝導度の変化の両方であるという結論を導いた。それぞれの反射層

がそのどちらの原因で成り立っているかは、電磁波の強度反射係数 (PRC) の周波数依存性を観測すれば分かることを示した。

第8章では、南極みずほ基地で観測された氷床内部反射と、ここで掘削された氷床コアのファブリックパターンについて論じた。比較検討に用いたデータは、179MHzのラジオエコーサウンディング (RES) を用いて現地で得られているデータと700m深の氷床コアから測定したファブリックパターンである。ファブリックパターンのデータをもとに、それぞれの深さの氷床がもつ誘電率テンソルを計算した。誘電率テンソルの計算結果から、みずほ基地下の氷床が1軸異方性の複屈折媒体であることがわかった。この結果から、現地での氷床中を伝播する電磁波の偏波状態はその誘電率テンソルによって決定されていることを明らかにした。

本論文では、第8章までに、氷床の中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存することを明らかにしたが、氷床の中での電磁波の伝播特性が氷床のファブリックパターンに大きく依存するという事実は、電波リモートセンシングによって氷床のファブリックパターンを観測し、さらにはその氷床の動力学的特性を明らかにできる可能性を提起している。第9章では南極氷床を形成する多結晶氷のファブリックパターンが、その地域の氷床の動力学的環境を密接に反映している例を示した。東南極、セルロンダーネ山地の周辺地域から得られた氷試料のファブリックの解析から、氷床流に対し山脈の側方にあたる地域の氷床表面氷は、広域にわたって側方からのせん断歪が蓄積されていることを示すファブリックパターンをもっていることを明らかにした。

以下には、これらの研究で得られた成果をもとに、将来あるべきレーダーやセンサーが、どのような開発思想をもつべきかということを考え

てみる。

10、2 将来あるべきレーダーやセンサーの開発思想

10、2、1 多周波レーダー探査の利点

表10-1には、氷体のリモートセンシングに関わる物理量・観測値の周波数依存性の一覧表を示している。氷の誘電特性という観点から見た場合、誘電率の実数部はMHz帯からGHzにかけて地球上の雪氷圏の温度範囲では周波数に依存しないのに対して、誘電損失は大きくこれに依存する。また、周波数の増大につれて、観測する対象物のスケール（氷体表面の粗さや、雪や氷の結晶の大きさ、それに氷板の厚さなど）に対して電磁波の波長が短くなるため、観測の分解能、体積散乱強度、電波反射層の光学厚さなどは増大することになる。

実際に極地の氷床において多周波の周波数を用いた観測を行なうメリットは2つある。それは、1) 氷床内部反射の原因を特定できること、2) 観測の分解能を変化させることにより、電波散乱体のスケールを特定できることである。1) については、本論文第7章で述べてきた。すなわち、氷床内部の電波反射層の原因が、氷体のファブリックパターンの変化や密度の変化、すなわち、誘電率実数部の変化によるものであるか、或は、酸性度の変化に起因する電気伝導度の変化によるものであるかは、電磁波の強度反射係数（PRC）の周波数依存性を調べればわかる。

観測にあたって実際に選択する周波数は、もし、二、三の周波数を選ぶとすれば、たとえば、数10MHz、数100MHz、数GHzの3つの周波数を選ぶという方法があるだろう。選択する周波数を互いにこれだけ離せば、図7-5から考えた場合に十分にPRCの周波数依存を検知した測定ができる。したがって、氷床内部反射層の原因を容易に特定できるであろう。

図6-2から考えた場合、電磁波の氷体への浸透深さは、たとえば -15°C ではそれぞれの周波数で、数100 m、数100 m、数10 mとなる。この値は氷温が低いほど大きくなると期待できる。また、観測の分解能はそれぞれの周波数で数10 m、数 m、数10 cm程度となる。

10、2、2 偏波レーダーを利用した氷の結晶集合組織探査

氷床リモートセンシングにおいては、現段階で電磁波の偏波状態や位相の情報はほとんど全く活用されていない。本研究では氷結晶がその誘電率に1.2%の異方性をもつことを明らかにし、更には氷体中の電磁波の偏波状態がこの誘電異方性と現地の氷体のもつファブリックパターンの異方性により決定されていることを示した。したがって、電磁波の偏波状態を利用した何等かのアルゴリズムを用いることによって氷体のファブリックパターンを検知することは可能である。

たとえば、第9章に示したように、南極セルロンダーネ山地周辺の裸氷域は、広域にわたって共通した特徴のファブリックパターンをもっている。この地域の氷体のもつファブリックパターン、すなわち、水平方向に極大の軸をもつ単極大パターンの場合、氷体のもつ誘電率テンソルも一軸異方性をもつ。したがって、このような氷体に直線偏波をもった電磁波が入射し、内部で反射、散乱して氷体表面に現れた場合の電磁波のシグナル強度は、水平面内で、単極大の軸の方向とそれに垂直な方向で最大になる。また、これらの方位と45度をなす方位では、電磁波のシグナル強度は最小になる。

このように、偏波方向に依存したシグナル強度の変化を観測すれば、その氷体のファブリックパターンの大まかな傾向は観測できる。そして、氷体のファブリックパターンは氷体の歪履歴を反映するので、現地の氷

がもつ歪の大まかな傾向を検知できることになる。これが実現できるセンサーは、電磁波の位相状態を検知し且つ電磁波が氷体内部に浸透するセンサー、すなわち、1GHz程度かあるいはそれ以下の周波数を用いたポーラリメトリックSAR、それに、位相情報も検知できるタイプのラジオエコーサウンダーであろう。特に前者は氷床表面付近の観測に、後者は極地氷床深部の観測に有効である。

10、3 電波リモートセンシングにより観測できる、極域氷床に関する物理量・現象

極地氷床の観測には、現在、可視や熱赤外のセンサー、高度計、受動マイクロ波センサー、ラジオエコーサウンダー、合成開口レーダーなどの様々なセンサーが用いられている。また、たとえばポーラリメトリックSARのように、現在は研究開発段階にあるが将来本格的に活用されると思われるセンサーも数多い。本論文では、ここまでは、あくまで氷の誘電特性に視点を置いて電波リモートセンシングを論じてきた。しかしながら電波リモートセンシングとは、極地雪氷の研究者から見た場合にはあくまである物理量を取得するための一つの手段である。

このため、主題は若干それるが、筆者は、本論文を終える前に、極地雪氷を研究する上で重要な物理量あるいは現象が、電波リモートセンシングを用いて現在どの程度観測されているか、または将来的には観測しうるかという点に触れてみたい。このような分析は、ある物理量を検知したい場合にどんなセンサーが役にたつかを考える上で有意義であろう。また、現在は検知されていない物理量に対して、どんなセンサーを開発すべきかを考える上で役にたつ。

極地雪氷学上重要な物理量・事象を表10-2の1～16の項目に分類した。

そして、それぞれの項目について、比較的良く実現されているものに○、部分的に実現されているものに△、そして、現段階では実現されていないものに×の記号で分類した。また、それぞれの項目に対して現段階で使用されている主要なセンサーをそれぞれの項目の右側に示してある。表に示した項目の観測は、実現の度合に差はあるにせよ、実現されつつある項目の多いことがわかる。今後、観測の質が高まりうるか、または現在は観測されていない項目を観測するにはどうしたらよいかということをも以下に考察してみる。

1) 氷床・氷河の流動量

氷床や氷河の流動は、現在は分解能の良い衛星画像を用いて、氷床・氷河と何らかの固定点の相対位置を読み取ることにより求めている。したがって、主要なセンサーとしては分解能が数10メートルのセンサーが利用される例が多い。この手法は、氷床・氷河の流れの上にマーカーとなるべき特徴的な点（たとえばクレバスなど）を見いだすことが出来、なおかつ基準点（たとえば露岩など）を見いだせる場合にのみ有効である。このため、クレバスのできにくい流動速度の遅い領域や、近くに露岩のない地域ではこの手法は使えない。今後、ERS-1、JERS-1の合成開口レーダーの利用により、これらの使用しているマイクロ波

(5.3GHz, 1.275GHz) が水や不純物を含まない氷体中に、前者は数10メートル、後者は最大数100メートルまで深く浸透すると考えられることから、ヒドンクレバスなどの特徴的な点が氷床中から見いだされるようになるであろう。これをマーカーとして利用すればこの手法はより有効になるはずである。マーカーとすべき点の少ない氷床の上で観測を行うには、コーナーリフレクターのような人工的なマーカーと基準点が必要

になる。そして、十分に時間をおいた、最低2回の観測が必要である。

2) 氷床・氷河の歪量

氷床や氷河の歪の測定の手法や問題点は基本的には流動の測定と同じである。歪測定に関して特筆すべきことは、将来的には、歪の方向を氷床内部を伝搬した電磁波の偏波状態から測定できる可能性があることである。より詳しくは10、2、2節で論じてある。

3) 氷床・氷河の厚さ

氷体の厚さは現在は地上や航空機からのレーダーサウンディングにより測定されており、この技術は比較的確立されている。氷体の厚さは現在のところ人工衛星からは測定できない。しかしながら、さきに述べたように1GHz以下の電磁波は氷体中に深く浸透する(図6-2)ことから、このような周波数の電磁波を用いれば、数100メートル深までならば氷体の厚さを検知することができるはずである。レーダー高度計は13.5GHzで用いられることが多いのだが全く同じ機構で、すなわち、鉛直下向きに発信した電磁波の往復時間を測定し、その際により低い周波数の電磁波を用いればよい。

4) 基盤岩地形

基盤岩地形の測定の問題点は上に述べた氷床・氷河の厚さの測定の場合と同じである。これがごく近い将来に検知される可能性としては、ERS-1とJERS-1の合成開口レーダーの画像である。特にJERS-1の用いている1.275GHzの電磁波は氷体中に深く浸透するため、極地氷床の中でも氷の厚さが比較的薄い地域では基盤岩地形が写る可能性が高い。

5) 表層密度

氷のマイクロ波帯の誘電率は密度の一次式で表されるので、何らかのアルゴリズムで密度情報を抽出することは可能である。

6) 不純物濃度

マイクロ波の氷体中での減衰は含有不純物としての酸や塩の含有量の関数として表されるので、電磁波の浸透深さを求めれば不純物の量を求めることは可能である。ただし、その場合、純氷のもつ誘電損失や体積散乱に起因する減衰を正しく見積もることが前提になる。

10、4 マイクロ波領域での氷の誘電特性、今後に残る課題

雪氷圏リモートセンシングに必要な基礎物理量として今後測定により明らかにする必要がある物性は以下の通りである。

1) 純氷の誘電損失

特に周波数が10MHzから100GHz、温度範囲が -70°C から 0°C で、依然として測定値が極度に乏しい。この物理量が明らかになれば、不純物の効果、温度の効果、体積散乱に伴う減衰の効果を正しく評価することはできない。これを測定する手法としては、メガヘルツ帯では同軸管を用いたインピーダンス測定法、ギガヘルツ帯では、空洞共振器法、ファブリ・ペロー共振器法などの共振器法や、フリースペース法が考えられる。共振器法は一般に測定精度が極めて高い。本研究で導波管を用いた定在波法は、誘電損失の微小量の高精度測定には不向きである。

2) 氷の誘電異方性

9.7GHz以外の周波数、特にMHz帯や、更に高周波の100GHz程度の周波数での異方性の値が、周波数に依存しないという仮説を検証する必要がある。異方性の測定には高周波ではファブリ・ペロー共振器法が有望である。

3) 体積散乱に起因する減衰と誘電損失の分離

前者は媒体内部の誘電率の不連続が反映し、後者は媒体が本来もつ物性が反映している。前者は高周波領域になる程その効果が増大すると考えられる。雪のような複雑な幾何学形状をもつ”氷”にとって、この効果の定量的に独立した見積りは重要である。また、多結晶の結晶粒界で起こる体積散乱の定量的な見積りも必要である。

4) 電磁波の反射係数の実測

実際の氷床コアを用いて、実験室で、コアの途中でファブリックパターンや酸の濃度が変わるような不連続面で電磁波がどれだけの反射を起こすか実測する必要がある。これは、掃引型の発信器とネットワークアナライザーを用いることにより比較的容易に実現でき、PRCの周波数依存性や温度依存性の直接測定を室内実験で行なうことができる。このような測定は、実際のフィールドで得られるデータの理解に大きく役立つであろう。

表10-1：氷体のリモートセンシングに関わる物理量・観測値の周波数依存性（MHzからGHzの周波数に於て）

物理量・事象	依存性	備考
純水の誘電率実数部	なし	図1-1
純水の誘電損失	大	図1-2
酸を含むことによる誘電損失増大量	大	3、4、5章
電気伝導度	なし	5章
電磁波の浸透深さ	大	図6-2、6-3 (周波数増大に対し減少傾向)
観測の分解能	周波数と共に増大	
観測対象物の光学厚さ	周波数と共に増大	例えば氷床内部反射層
体積散乱	周波数と共に増大	

表10-2：極地雪氷を研究する上で重要な物理量・事象と、人工衛星リモートセンシングによる観測の実現性

(国際雪氷学シンポジウム”雪と氷のリモートセンシング”(1992年、於コロラド州ボウルダー)で発表された内容をもとに整理)

物理量・事象	講演数	現段階で 測定可能か	将来的には 測定可能か	現段階で使用 されている主 要なセンサー
氷床・氷河の流動量	9	○		HRV(SPOT), TM(LANDSAT), AVHRR(NOAA)
氷床・氷河の歪量	2	△	△?	HRV(SPOT)
氷床・氷河の厚さ	0	×	△	
基盤岩地形	0	×	△	
表面高度	9	○		ALT(SEASAT, GEOSAT, ERS-1)
氷縁監視	5	○		HRV(SPOT), TM, MSS(LANDSAT)
表層密度	1	△	?	SSM/I(DMSP), SMMR(NIMBUS, SEASAT)
雪や氷の表面温度	9	○		THIR(NIMBUS), AVHRR(NOAA), ATSR(ERS-1)
雪や氷の粒度	1	△	?	TM(LANDSAT)
乾雪と湿雪の判別	5	○		SSM/I(DMSP), TM(LANDSAT) SAR(ERS-1)
雪、フィルン、氷の判別	4	△	○	SSM/I(DMSP), SMMR(NIMBUS, SEASAT) SAR(ERS-1)
積雪地域の判別	4	○		TM(LANDSAT), HRV(SPOT), SSM/I(DMSP), AVHRR(NOAA)
降雪量	1	△	?	ESMR, SSM/I(DMSP)
微小起伏、剥離方向	2	○		SCAT(SEASAT), AVHRR(NOAA)
不純物濃度	1	△	○?	SSM/I(DMSP), AVHRR(NOAA)
海水分布やその動き	22	○		AVHRR(NOAA), MSS(LANDSAT) SSM/I(DMSP), SAR(ERS-1)
アルベド	9	○		TM(LANDSAT), SSM/I(DMSP), AVHRR(NOAA)

参考文献

- Ackley S.F. and Keliher T.E. 1979. Ice sheet internal radio-echo reflections and associated physical property changes with depth., *Journal of Geophysical Research*, Vol. 84, No. B10, pp. 5675-5680
- Alley, R.B. 1988. Fabrics in polar ice sheets: Development and prediction. *Science*, **240**, 493-495.
- Azuma, N. 1986. Kyokuchi hyoushou no shuugou soshiki hattatu to sono ryuudou tokusei ni kansuru jikkenteki kenkyuu (Experimental studies on the development of texture and flow behaviour of ice in polar ice sheets) PhD Thesis, Hokkaido University.
- Azuma, N. and Higashi, A. 1985. Formation processes of ice fabric pattern in ice sheets. *Annals of Glaciology* **6**, 130-134
- Azuma, N. and Mae, S. 1988. The effect of c-axis orientation fabric on the flow rate of ice; Derivation from in situ observation of deformation behavior of individual grain. *Proceedings of The 9th International Symposium on Ice*, 1988, **1**, 67-76,
- Azuma, N., Nakawo, M. Higashi, A. and Nishio, F. 1985. Flow pattern near massif A in the Yamato Bare Ice Field estimated from the structures and the mechanical properties of a shallow ice core. *Mem. Natl Inst. Polar Res., Spec. Issue*, **39**, 173-184
- Auty R.P. and Cole R.H. 1952. Dielectric properties of ice and solid D₂O., *Journal of Chemical Physics*, **20**(8), 1309-1314
- Blue M.D. 1980. Permittivity of ice and water at millimeter wavelength., *Journal of Geophysical Research*, Vol. 85, No. C2, pp. 1101-1106
- Bogorodsky, V. V. Bentley, C.R. and Gudmandsen, P.E., 1985. *Radioglaciology*. D. Reidel Publishing Company
- Bouchez, J.L. and Duval, P. 1982. The fabric of polycrystalline ice deformed in simple shear: experiments in torsion, natural deformation and geometrical interpretation. *Textures and Microstructures*, **5** 171-190
- Budd, W.F. 1973 The development of crystal orientation fabrics in moving ice., *Z. Gletscherkd. Glazialgeol.*, **8**, 65-105
- Clough, J.W. 1977. Radio-echo sounding: Reflection from internal layers in ice sheets., *J. of Glaciol.*, **18**(78), 3-14
- W.A. Cumming, "The Dielectric Properties of Ice and Snow at 3.2 Centimeters," *Journal of Applied Physics*, vol. 23, pp. 768-773, 1952
- Ehringhaus, A. 1917. Beiträge zur Kenntnis der dispersion der doppelbrechung einiger

kristalle., *Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Paläontologie*, Beilage Band, B(41), 342-419.

Evans S. 1965. Dielectric properties of ice and snow - a review., *Journal of Glaciology*, Vol. 5, No.42, pp. 773-792

Fujii, Y. and Watanabe, O. 1988. Microparticle concentration and electrical conductivity of a 700 m ice core from Mizuho Station, Antarctica., *Annals of Glaciology* **10**, 38-42

Fujita, S. Nakawo, M. and Mae, S., 1987. Orientation of the 700-m Mizuho core and its strain history. *Proc.NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, **1**, 122-131

Fujita, S. Shiraishi, M. and Mae, S. 1991. Measurement on dielectric constants of Polar and artificial ice at 10 GHz, *1991 International Geoscience and Remote Sensing Symposium Digest* (Helsinki University of Technology, Espoo, Finland), 1567-1570

Fujita S., Shiraishi M. and Mae S. 1992(1). Measurement on the microwave dielectric constant of ice by the standing wave method., *The proceedings of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Ice* (Editors: N. Maeno and T. Hondoh), Hokkaido University Press, 415-421

Fujita, S., Shiraishi, M. and Mae, S. 1992(2). Measurement on the dielectric properties of acid-doped ice at 9.7 GHz., *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, Vol. 30, No. 4, JULY 1992

Fujita, S. and Mae, S. (In Press(1)) Relation between ice sheet radio-echo internal reflections and ice fabric at Mizuho Station, Antarctica., *Annals of Glaciology* **17**

Fujita, S. Mae, S. and Matsuoka, T. (In Press) Dielectric anisotropy in ice Ih at 9.7 GHz. *Annals of Glaciology* **17**

Fujita, S. and Mae, S. (In Press(2)) Propagation of electromagnetic waves in ice derived from its dielectric properties 1. Wave velocity and birefringence. *The proceedings of the 1992 International Symposium on Antennas and Propagation*.

Fujita, S. and Mae, S. (In Press(3)) Propagation of electromagnetic waves in ice derived from its dielectric properties 2. Attenuation. *The proceedings of the 1992 International Symposium on Antennas and Propagation*.

Fujita, S. and Mae, S. (Submitted) Strain in the ice sheet deduced from the crystal orientation fabrics from bare ice fields adjacent to the Sør Rondane Mountains, Dronning Maud Land, Antarctica. *Journal of Glaciology*

Gough S.R. 1972. A low temperature dielectric cell and the permittivity of hexagonal ice to 2 K, *Canadian Journal of Chemistry*, Vol. 50, No. 18, pp. 3046-3051

Gow A.J. and Williamson T. 1971. Volcanic ice in the Antarctic ice sheet and its possible climatic implications. *Earth and Planetary Science Letters*, Vol. 13, No. 1, pp. 210-218

Gow A.J. and Williamson T. 1976. Rheological implications of the structure and crystal fabrics of the West Antarctic Ice Sheet as revealed by deep core drilling at Byrd

Station, *CRREL Report*, 76-35

Gudmandsen P. 1975. Layer echoes in polar ice sheets., *Journal of Glaciology*, Vol. 15, No. 73, pp. 95-101

Hammer C.U. 1977. Past volcanism revealed by Greenland Ice Sheet impurities., *Nature*, Vol. 270, pp. 482-486

Hammer, C.U. 1980. Acidity of polar ice cores in relation to absolute dating, past volcanism, and radio echoes., *J. of Glaciol.*, 25(93), 359-372

Hargreaves N.D. 1977. The polarization of radio signals in the radio echo sounding of ice sheets., *Journal of Physics D: Applied Physics.*, Vol. 10, pp. 1285-1304

Hargreaves, N.D. 1978. The radio-frequency birefringence of polar ice., *J. of Glaciol.*, 21(85), 301-313

Harrison C.H. 1973. Radio echo sounding of horizontal layers in ice., *J. of Glaciol.*, 12(66), 383-397

Hobbs P.B. 1974. *Ice Physics.*, Oxford: Clarendon Press

Humbel, H., Jona, F. and Scherrer P. 1953. Anisotropie der Dielectrizitäts Konstante des Eises., *Helv. Phys. Acta.*, 26, 17-32

Jacka, T.H. and Budd W.F. 1989. Isotropic and anisotropic flow relations for ice dynamics. *Annals of Glaciology*, 12, 81-84

Johari G.P. 1976. The dielectric properties of H₂O and D₂O ice Ih at MHz frequencies., *The Journal of Chemical Physics*, Vol. 64, No. 10, pp. 3998-4005

Johari G.P. and Charette P.A. 1975. The permittivity and attenuation in polycrystalline and single crystal ice Ih at 35 and 65 MHz., *Journal of Glaciology*, Vol. 14, No. 71, pp. 293-303

Johari G.P. and Jones S.J. 1978. The orientation polarization in hexagonal ice parallel and perpendicular to the c-axis., *Journal of Glaciology*, Vol. 21, No. 85, pp. 259-276

Kamiyama, K. Ageta, Y. and Fujii, Y. 1989 Atmospheric and Depositional Environments Traced from Unique Chemical Compositions of the Snow over an Inland High Plateau, Antarctica, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 94, No. D15, pp. 18515-18519

Kawada, S. 1978. Dielectric anisotropy in ice Ih., *Journal of the Physical Society of Japan*, 44(6), 1881-1886

Kizaki, K. 1969. Ice fabric study of the Mawson Region, East Antarctica. *Journal of Glaciology*, 8(53), 253-276

J. Lamb, "Measurement of Dielectric Property of Ice," *Discuss. Faraday Soc.* 42A, pp. 238-244, 1946

Lamb J. and Turney A. 1949. The dielectric properties of ice at 1.25 cm. wavelength., *Proceedings of the Physical Society, Sect. B*, 62(4), 272-273

- Mätzler C. and Wegmüller U. 1987. Dielectric Properties of Fresh-water Ice at Microwave Frequencies., *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 20, pp. 1623-1630
- Millar D.H.M. 1981. Radio-echo layering in polar ice sheets and past volcanic activity, *Nature*, Vol. 292, 30, pp. 441-443
- Mishima, O. Klug, D.D. and Whalley, E. 1983 *J. Chem. Phys.* 78, 6399
- Moore, J.C. and Paren, J.G., A new technique for dielectric logging of Antarctic ice cores, *J. Phys. (Paris)* 48(3), C1155-C1160, 1987
- Moore, J.C., Dielectric variability of a 133 m ice core: implications for radar sounding, *Ann. Glaciol.*, 11, 95-99, 1988
- Moore, J.C., E.W. Wolff, H.B. Clausen and C.U. Hammer, The chemical basis for electrical stratigraphy of ice, *J. Geophys. Res.*, 97(B2), 1877-1896, 1992
- Moore, J.C., R. Mulvaney, and J.G. Paren, Dielectric stratigraphy of ice: a new technique for determining total ionic concentrations in polar ice, *Geophys. Res. Letts.*, 16, 1177-1180, 1989
- Moore, J.C. Fujita, S. and Wolff, E.W. (Submitted), Dielectric properties of ice containing acid and salt impurity at LF and microwave frequencies., *Journal of Geophysical Research*
- R. Mulvaney, E.W. Wolff and K. Oates, "Sulphuric Acid at Grain Boundaries in Antarctic Ice," *Nature*, vol. 331, 21 January, 1988, pp. 247-249
- J. Muzil and F. Zacek, "Microwave Measurement of Complex Permittivity by Free Space Methods and Their Applications," New York: Elsevier, 1986
- Nakawo, M. and Narita, H. 1985. Density profile of a 413.5 m deep fresh core recovered at Mizuho Station, East Antarctica. *Memoirs of National Institute of Polar Research, Special Issue*, 39, 141-156
- Naraoka, H., Yanai, K. and Fujita, S. 1990. Report on Antarctic Meteorites Search around the Sør Rondane Mountains, JARE-29 1988-1989., *Antarctic Record*, 34(2), 216-224. National Institute of Polar Research, Tokyo, Japan.
- Naraoka, H., Yanai, K. and Fujita, S. 1991. Dirt bands in the bare ice area around the Sør Rondane Mountains in Queen Maud Land, Antarctica., *Antarctic Record*, 35(1), 47-55. National Institute of Polar Research, Tokyo, Japan.
- Narita, H., Nakawo, M. and Fujii, Y., 1986. Textures and fabrics of 700-m deep ice core obtained at Mizuho Station, East Antarctica., *Memoirs of National Institute of Polar Research, Special Issue*, 45, 74-77
- Naruse, R. and Shimizu, H. 1978. Flow line of the ice sheet over Mizuho Plateau. *Memoirs of National Institute of Polar Research, Special Issue*, 7, 227-234
- Nishio, F., Azuma, N., Higashi, A. and Annexstad, J.O. 1982. Structural studies of bare ice near Allan Hills, Victoria Land, Antarctica; A mechanism of meteorite concentration.

Annals of Glaciology 3, 222-226

Nishio, F. Mae, S. Ohmae, H. Takahashi, S. Nakawo, M. and Kawada, K., 1989. Dynamical behavior of the ice sheet in Mizuho Plateau, East Antarctica. *Proc.NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.*, 2, 97-104

Oguchi B. and Ohta M. 1970. Microwave and Millimeter-wave Measurements, Tokyo: Corona Publishing Co. Ltd. (In Japanese)

Paren, J.G. 1981. Reflection coefficient at a dielectric interface., *J. of Glaciol.*, 27(95), 203-204

Paren, J.G. and Robin, G. de Q. 1975. Internal reflections in polar ice sheets., *J. of Glaciol.*, 14(71), 251-259

Paterson, W.S.B 1981. *Physics of Glaciers* 2nd ed. Pergamon Press

Perry, J.W. and Straiton, A.W. 1973. *J. Appl. Phys.* 44, 5180

Polder, D. and Santen, J.H.van. 1946. The effective permeability of mixtures of solids., *Physica*, 12(5), 257-271

Robin G. de Q., Evans S. and Bailey J.T. 1969. Interpretation of radio echo sounding in polar ice sheets, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, 265(166), pp. 437-505

Robin G. de Q., Drewry, D.J. Meldrum, D.T. 1977. International studies of ice sheet and bedrock, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. B*, 279(963), pp. 185-196

Russell-Head, D.S. and Budd, W.F. 1979. Ice-sheet flow properties derived from bore-hole shear measurements combined with ice-core studies. *J. of Glaciol.*, 24(90) 117-130

Shoji, H. and Langway, C.C.Jr. 1988. Flow law parameters of the DYE3 Greenland deep ice core. *Annals of Glaciology* 10, 146-150

Sihvola A. Nyfors E. and Tiuri M. 1985. Mixing formulae and experimental results for the dielectric constant of snow., *J. of Glaciol.*, 31(108) 163-170

Sucher M. and Fox J. (Editors) 1963. Handbook of Microwave Measurements., Polytechnic Institute of Brooklyn Series, Vol.II, Wiley, N.Y.

M. E. Tiuri, A. H. Sihvola, E. G. Nyfors and M. T. Hallikainen, "The Complex Dielectric Constant of Snow at Microwave Frequencies", *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. OE-9, No. 5, 1984, pp. 377-382

M.R. Vant, R.B. Gray, R.O. Ramseier and V. Makios, "Dielectric Properties of Fresh and Sea Ice at 10 and 35 GHz," *Journal of Applied Physics*, vol. 45 No.11, pp. 4712-4717, 1974, vol. 46, No.5, pp. 2339, 1975

Vickers, R.S. 1977 "Microwave Properties of ice from the Great Lakes," *NASA Contract. Rep.* 135222

Von Hippel A. ed. 1954 *Dielectric materials and applications*. Cambridge, Mass.,

Technology Press of Massachusetts Institute of Technology; New York, John Wiley and Sons, Ins.; London Chapman and Hall, Ltd.

Whalley, E. and Labbe, H.J. 1969. *J. Chem. Phys.* 51, 3120

Warren S.G. 1984. Optical Constants of Ice from the Ultraviolet to the Microwave., *Applied Optics*, vol. 23, No. 8, pp. 1206-1225

Wolff, E.W. and Paren, J.G., 1984. A two-phase model of electrical conduction in polar ice sheets., *Journal of Geophysical Research*, 89(B11), 9433-9438

Yoshida, M., Yamashita, K. and Mae, S. 1987. Bottom topography and internal layers in East Dronning Maud Land, East Antarctica, from 179 MHz radio echo-sounding., *Annals of Glaciology* 9, 221-224

Yoshino, T. 1961. Radio wave propagation on the ice cap. *Antarctic Record* (Tokyo), No. 11, 228-233

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、たえず適切な助言とご指導をいただいた前晋爾教授に深く感謝申し上げます。

本論文 8 章に記述した研究に際しては、第25次日本南極地域観測隊員の吉田稔氏（現在、白山工業（株））より、南極みずほ基地で行なわれた氷床のラジオエコーサウンディングの観測データを提供していただきました。感謝申し上げます。

本論文 2 章と 4 章に記述した研究に際しては、京都大学理学部の神山孝吉博士（現在、文部省国立極地研究所）より、氷に含まれる微量イオンの濃度の測定方法について数々の助言をいただいたほか、国立極地研究所の設備を用いて水中のイオンの微量分析を行なっていただきました。これに関わった国立極地研究所気水圏部門の方々、それに神山博士に感謝申し上げます。

本論文 9 章に記述した研究に際しては、氷サンプルのフィールドでの採取の際に、第29次日本南極地域観測隊あすか隊の、矢内桂三越冬副隊長以下の隊員諸氏に支援していただきました。感謝申し上げます。

福室和紹氏（現在、野村総合研究所）、白石学氏（現在、NTT）の両氏は、彼らの卒業研究を通じ、それぞれ、定在波測定法の確立と酸を含む氷の誘電測定に携わりました。両氏が本研究の遂行に大きく寄与したことをここに記すとともに、在学中の有益な議論に感謝申し上げます。

研究結果について日頃有益な議論や助言をいただく北海道大学工学部応用物理学科応用物性学第一講座の本堂武夫（前）助教授（現在、北海道大学低温科学研究所教授）、後藤明助手、それに学生諸氏に感謝申し上げます。

1992年 8月

付録 1

測定データから誘電率を計算するプログラム

1-1 測定データから誘電率を計算するプログラム

```
C-----
C FILE:TANH28.FORT FOR WAVEGUIDE NO.4(3cm) for ice.
C          T A N H   X
C   A + B i = ----- の計算
C                      X          1989.10.17 藤田秀二
C TANH26を以下の要領で書き直し。adopted '91. 4.6 7/4,5
C 測定値の  $\rho$  から測定系のもつ  $\rho$  を除去（温度依存も考慮している。）。
C 温度の関数としての基準節位置を正しく盛り込む。
C ラップは2枚使うことを前提にする。
C 最適解を1個だけ抽出する。計算配列は500*500。
C-----
C   まず d m を計算する。
C   複素数 X を与えたときの A, B の値を求める。
C   COMPLEX R(500,500),Z(500,500),RR,ZS1,ZS2,ZSX
C   COMPLEX SOLU1
C   INTEGER K,KX
C   REAL JI,KY,ANGO,TEM(80),TT,TTB
C   REAL B,P(80),D,L(80),K1,SOL1,ANG
C   REAL PAI,RX,ANGX,JIX,IX,DEG
C   REAL PS(80),P1(80),P2(80),GO,TG(80),PS0
C   REAL TGO,XSTEP,YSTEP
C   REAL AC,GANR,GAN1,GAN2,GANE
C   REAL GAM
C   REAL SUI
C   INTEGER SEL1,SEL2
C   SEL1,SEL2,誘電損失最大最小を求めるためのスイッチ。通常0。
C   SEL1:絶対誤差について(+1)。SEL2:温度相対誤差について(+1)
100 FORMAT (4X,I3,1X,I1,1X,I1)
300 FORMAT (5X,F7.4,1X,F5.1)
400 FORMAT (5X,F5.2,1X,F5.2,1X,F7.5,1X,F5.3,1X,F6.4)
      READ (1,100) KX,SEL1,SEL2
```



```

WRITE (6,*) KX,SEL1,SEL2
C      データ個数
READ (1,300) TGO,TT
WRITE (6,*) TGO,TT
C      管内波長の測定値とその測定温度を与える。
READ (1,300) PS0,TTB
WRITE (6,*) PS0,TTB
C      基準節の測定値とその測定温度を与える。
C       $\lambda_g$  と基準節は以下の計算で温度校正される。
60 READ (1,400) JI,ANG,RX,XSTEP,YSTEP
WRITE (6,*) JI,ANG,RX,XSTEP,YSTEP
C       $\gamma L$  の振幅項,位相項$基準,X-STEP,Y-STEP を入力。'/
C      基準はTANH28では計算に使わない。
C
DO 200 K=1,KX
SOL1=10
READ (1,50) P1(K),P2(K),P(K),L(K),TEM(K)
C      WRITE (6,*) P1(K),P2(K),P(K),L(K),TEM(K)
C      節1、2、 $\rho_1$ , 試料長、温度
50 FORMAT (5X,F6.3,1X,F6.3,1X,F4.1,1X,F5.3,1X,F5.1)
C      読み込みフォーマット: H26.DATはこの形で読み込む。
C      試料は3.4cm以下であることを前提にする('90.8.6 and 7.3 '91.7/4)
      G0=1.0
C      C: 反射端で位相が $\phi$ 進むが、考慮の必要なし(8/7)( $\phi = 0.742\pi$  : '90.8
C      以下8行の意味はノート'90.7.3を見よ。!!!!
      PAI=3.141593
      TG(K)=TGO*(-1.04E-3*TEM(K)+54.437)/(-1.04E-3*TT+54.437)
      PS(K)=(PS0+43)*(-1.04E-3*TEM(K)+54.437)/(-1.04E-3*TTB+54.437)-43
C      管内波長と基準節の温度校正を行った('91.7/4の実験に基づく)
C      PS(K)の標準偏差は0.0375.
      B=2*PAI/TG(K)
      L(K)=(1+0.00005*TEM(K))*L(K)
C      B: 位相定数 (管内波長より決定)
      IF (PS(K)-P1(K).LT.G0*TG(K)-L(K)) THEN
        d=G0*TG(K)-L(K)-(PS(K)-P1(K))
      ELSE
        d=G0*TG(K)-L(K)+(P2(K)-PS(K))
      END IF
C**** d m の計算終了。
C

```



```

C
C----- R : 複素数 X のこと、Z : 複素数  $A + Bi$  のこと、Z S : 実験値。
C----- R は 2 次元配列とし、行方向に虚数、列方向に実数を変化させる。
      GANM=(P(K)-1)/(P(K)+1)
      GAN1=(84.436+0.76*SEL1-(0.0448+0.006*SEL2)*TEM(K)-1)
      GAN2=(84.436+0.76*SEL1-(0.0448+0.006*SEL2)*TEM(K)+1)
      GANE=GAN1/GAN2
C      BASED ON '91.6.28 DATA
      GANR=GANM/GANE
      P(K)=(1+GANR)/(1-GANR)
CC     WRITE (6,*) P(K)
C     *****GANR: 試料表面反射係数実数部   P(K): 補正後  $\rho$ 
      ZS1=CMPLX(COS(B*d),-P(k)*SIN(B*d))
      ZS2=CMPLX(SIN(B*d),P(K)*COS(B*d))
      ZSX=ZS1/(ZS2*B*1(K))
C ***  $\rho$  の減衰補正終了、実験式の左辺導出終了。
C
C*****ループ 1 回目
      IF (K.EQ.1) THEN
C      左辺を角度表示。
      DEG=180-(ATAN(AIMAG(ZSX)/REAL(ZSX))*180/PAI)
      IX=SQRT((REAL(ZSX))**2+(AIMAG(ZSX))**2)
      WRITE (6,*) IX,DEG
      ANGO=ANG
      DO 10 I=1,500
        DO 20 J=1,500
          KY=ANG*2*PAI/360
          R(I,J)=CMPLX(JI*COS(KY),JI*SIN(KY))
          ANG=ANG+YSTEP
20      CONTINUE
          JI=JI+XSTEP
          ANG=ANGO
10     CONTINUE
C-----振幅、位相を変化させて 2 次元配列を作成した。
C-----これより複素数 Z を計算する。
      END IF
C
Cループ 2 回目以降は直接この計算にはいる。
      DO 30 I=1,500
        DO 40 J=1,500

```



```

      RR=R(I,J)
      Z(I,J)=(CEXP(RR)-CEXP(-RR))/(CEXP(RR)+CEXP(-RR))/RR
C      T A N H の式。
      K1=SQRT((REAL(ZSX)-REAL(Z(I,J)))*2+(AIMAG(ZSX)-AIMAG(Z(I,J)))*2)
C      最小値だけを保存
      IF (K1.LT.SOL1) THEN
          SOL1=K1
          SOLU1=R(I,J)
      END IF
40      CONTINUE
30 CONTINUE
C      プリントアウト
      ANGX=ATAN(AIMAG(SOLU1)/REAL(SOLU1))*360/(2*PAI)
      JIX=SQRT((REAL(SOLU1))*2+(AIMAG(SOLU1))*2)
      WRITE (6,70) JIX,ANGX,SOL1,TEM(K)
70      FORMAT (5X,F6.3,1X,F6.3,1X,E10.3,1X,F5.1)
200 CONTINUE
      STOP
      END

```


1-2 計算プログラムの入力例

27 0 0

4.2100 -12.0

11.444 0.0

9.80 89.86 0.00015 0.001 0.0002

10.080 12.185 44.5 3.011 -34.0

10.075 12.175 43.0 3.011 -29.9

10.068 12.170 44.0 3.011 -27.5

10.062 12.165 44.5 3.011 -24.5

10.055 12.162 45.0 3.011 -22.5

10.053 12.160 45.0 3.011 -19.9

10.048 12.155 45.0 3.011 -17.4

10.042 12.149 45.0 3.011 -14.8

10.040 12.145 45.0 3.011 -12.5

10.035 12.138 45.6 3.011 -10.0

10.025 12.135 45.7 3.011 -7.4

10.020 12.130 47.0 3.011 -5.1

10.015 12.123 49.0 3.011 -2.6

MENII6,7

NO4-WAVEGUIDE

データ数 0 0

lg lg測定温度

DR DR測定温度

Tの検索初期値 Tの位相角検索初期値 0.00015 T検索幅

位相角検索幅

D+lg

D

VSWR

試料長

温度

コメント

1-3 出力例

27 0 0

4.21000004 -12.00000000

11.4440002 0.0

9.80000019 89.8600006

0.150000007E-03 0.999999931E-03

0.199999995E-03

0.665754676E-01 182.266434

10.013 89.890 0.395E-04 -34.0 2.0

10.030 89.885 0.463E-04 -29.9 2.0

10.037 89.891 0.340E-04 -27.5 2.0

10.043 89.894 0.687E-04 -24.5 2.0

10.047 89.897 0.333E-04 -22.5 2.0

10.046 89.897 0.255E-04 -19.9 2.0

10.053 89.898 0.616E-04 -17.4 2.0

10.063 89.900 0.765E-05 -14.8 2.0

10.068 89.900 0.294E-05 -12.5 2.0

10.080 89.904 0.949E-05 -10.0 2.0

10.082 89.905 0.195E-05 -7.4 2.0

10.089 89.912 0.556E-04 -5.1 2.0

10.101 89.921 0.261E-04 -2.6 2.0

T際適値

位相角最適値

真値との絶対差

(10^{-4} 以下なら可)

