

①

超長波電波の電離層・地表 導波管伝搬の研究

馬 場 清 英

目次

1 序論	- 1 -
1.1 緒言	- 1 -
1.2 超長波 (VLF) 送信局より放射された電波の受信	- 3 -
1.3 空電およびトウイーク空電	- 7 -
1.4 有限要素法による電離層・導波管伝搬の解析	- 8 -
1.5 電離層・地表導波管理論の概要	- 10 -
1.6 本論文の目的と構成	- 12 -
2 地磁気に起因する VLF 波の赤道越え東西伝搬異常	- 14 -
2.1 緒言	- 14 -
2.2 電離層・地表導波管モード伝搬理論	- 17 -
2.3 電離層モデル	- 20 -
2.4 計算結果および検討	- 23 -
2.5 結論	- 32 -
3 トウイーク空電の波動特性の周波数依存性	- 34 -
3.1 緒言	- 34 -
3.2 VLF 観測と方位測定	- 36 -
3.3 観測結果	- 39 -
3.4 実験結果の検討と電離層・地表導波管伝搬	- 44 -

3.5	結論	- 48 -
4	異方性電離層下でのトウイーク空電の伝搬特性	- 50 -
4.1	緒言	- 50 -
4.2	電離層・地表導波管モード理論	- 52 -
4.3	電離層及び解析した空電	- 55 -
4.3.1	電離層のモデル	- 55 -
4.3.2	解析したトウイーク空電	- 56 -
4.4	計算結果および検討	- 57 -
4.4.1	湛江における伝搬特性	- 57 -
4.4.2	伝搬路上での特性	- 64 -
4.5	結論	- 68 -
5	有限要素法による VLF 波の電離層・地表導波管の伝搬解析	- 70 -
5.1	緒言	- 70 -
5.2	有限要素法による定式化	- 72 -
5.2.1	基本方程式	- 72 -
5.2.2	有限要素による表示式	- 74 -
5.3	計算例および検討	- 78 -
5.3.1	伝搬固有値	- 80 -
5.3.2	導波管内の電磁界分布	- 84 -
5.3.3	位相速度および減衰係数の周波数依存性の計算例	- 89 -
5.4	結論	- 90 -
6	まとめ	- 92 -
	謝辞	- 100 -

参考文献

- 101 -

研究業績

- 110 -

第 1 章

序論

1.1 緒言

中波 (MF)、短波 (HF) 帯の電波は簡便かつ経済的な通信手段として利用されているが、電離層擾乱に起因する受信電波の大きな変動はもとより、電波の中断に到ることもあり、安定であるとは言い難い。超長波 (ELF/VLF)、長波 (LF) 帯の周波数の電波は下部電離層である D、E 層から主として反射され、最下部の D 層擾乱の影響は D 層を突き抜ける MF、HF 帯よりも少ない。したがって、使用の目的によっては、ELF、VLF、LF 帯は MF、HF 帯に変わるべき通信手段となり得る。更に、VLF 電波の伝搬は、電離層下 (subionospheric) 伝搬としては、時間的に極めて安定かつ低減衰で長距離伝搬 (5000~20000km) が可能となる。VLF、LF 帯の電波が長距離通信電波として用いられ得る所以である。ただ欠点としてはバンド幅が狭いこと、この帯域は極めて電波雑音が大きいため大きな送信電力が必要なこと、更に加えて長波長故の効率の悪いことから大きくかつ高価な送信設備が必要なことである。現在では、標準電波として、あるいはオメガ航法として知られている航法電波に、そしてまた米海軍による海上船や潜水艦の通信等に用いられてきている。長距離を伝搬してきた VLF 受信電波の位相は極めて安定であり、かつ再起性の日変化を示す^{[1],[2],[3]}。この位相の安定性が航法システム^[1]、周

波数比較^[4]、時刻の同期^[5]や時報システム^[6]などへの応用が考えられた。しかし、この VLF 電波のこれらの発展は時間の標準としての極めて高精度(原子周波数標準)の発振器の開発と相まって、実際の伝搬特性に大きく依存してきている。特に VLF 帯の電波の伝搬特性に関する研究は、オメガ航法システムの採用とともに重点的に進められてきた。オメガ航法は VLF 帯の下方(10~14kHz)に設定されており、信号の位相比較によって位置決めを行っている。このシステムの精度は電離層・地表導波管の伝搬特性に直接依存しており、1~2km である^[7]。

さて、この帯域の電波は非常に安定して伝搬することを先に述べた。このことは実は逆に考えるならば送信局から放射される電波を受信することにより、その電波が主として反射すると思われる D、E 層の状況をモニタする事ができる。これは地球物理学的な観点からは極めて有意義なことである。太陽面爆発(solar flare)等に起因する急始電離層擾乱(Sudden Ionospheric Disturbance;SID)などは太陽の照射を受けている伝搬路を伝搬している VLF 電波の受信記録から急始位相異常(Sudden Phase Anomaly;SPA)や電界強度の急激増加(Sudden Enhancement of Signals;SES)として見いだされる^[8]。これなどはフレアーの X 線の増加に起因する下部電離層の電離の増加で、実効電離層反射高度の低下等による位相の進み、及び強度の増加である。また、極域では粒子の増加、それもプロトン(solar proton event:SPE)による電離の増加に起因する極冠位相偏移(Polar Cap Phase Advance;PCPA)や、強度の変化なども見いだされる^[8]。このように VLF 電波は下部電離層である D、E 層の変化に対して極めて敏感であるため VLF 電波は探査の道具としても極めて有効に使用されている。

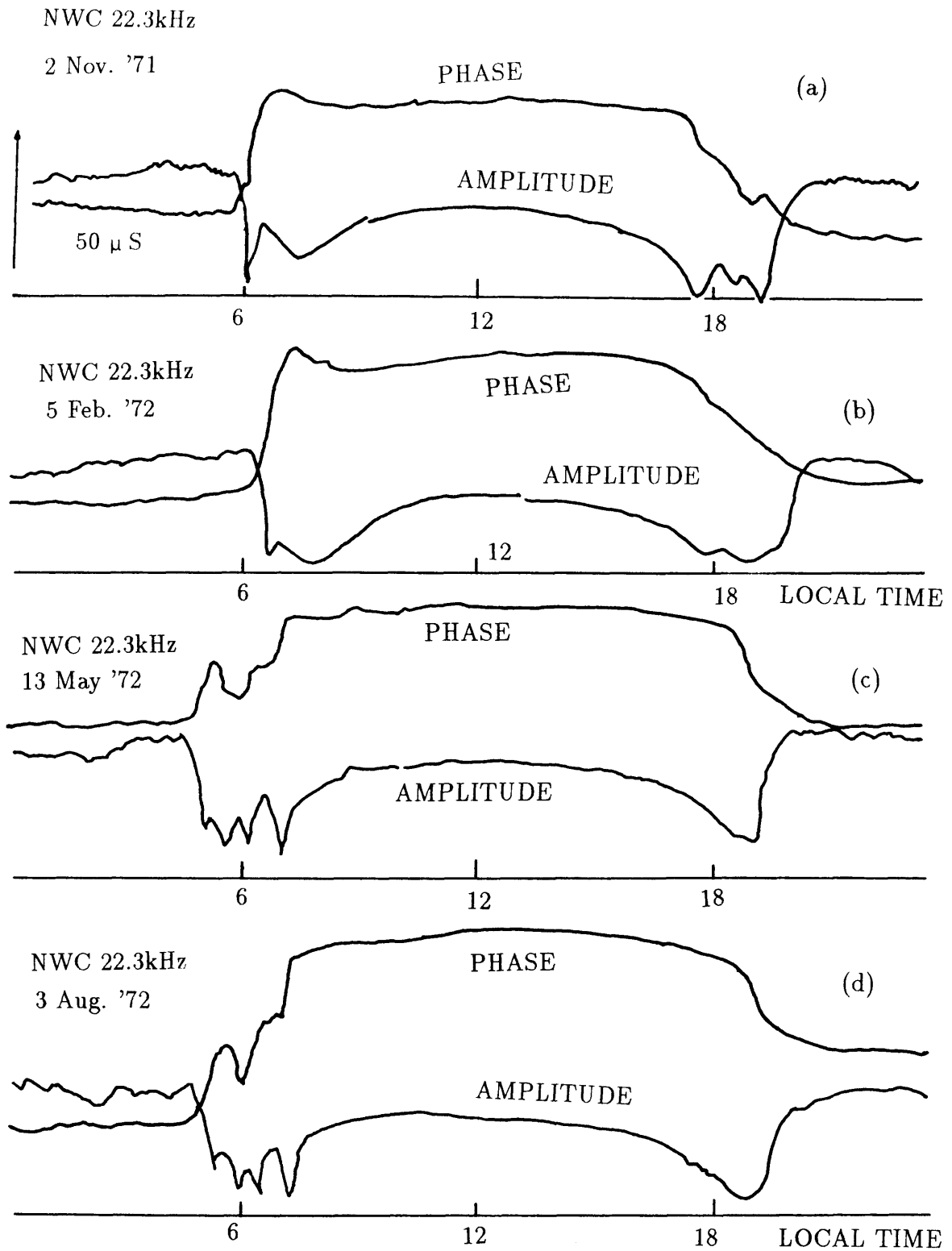
通信に使用するための電波は送信局で制御されて放射されているが、自然にはしかしながら様々な形で雑音として電波が大量に放射されている。地上

での ELF/VLF 帯の雑音としては雷放電に起因する空電がある。この帯域の雑音としては空電によるものが最も大きい。そしてその雷放電のアンテナとしての長さ及び大きな電流のため、効率よく放射される衝撃性の ELF/VLF 帯の電波は地球上くまなく伝搬する。しかも雷放電活動は地球上では途切れることなく続くため、逆に ELF/VLF 電波の伝搬を調べるための信号としても利用できる。従って、ELF/VLF 電波の伝搬条件から下部電離層の物理的状态を調べるためにも空電は利用されてきた。ところで、従来の空電に関する研究は通信の雑音としての取扱い故、スペクトルを主にしたもの、あるいは統計的なものであった^{[9],[10]}。デジタル技術の発展と相まってトウイーク空電の波動的性質も測定できるようになり、ELF/VLF 電波の電離層・地表導波管内の伝搬を調べるのに極めて有効であることが分かってきた^[11]。VLF 送信局電波に比して広いスペクトルを持つことから、これら空電が導波管モード伝搬の機構を解明する重要な使命を持ち得たものと考えても過言ではない。大変に興味ある課題である。

第2節では、送信局電波の受信の例を示す。第3節ではトウイーク空電を対象とする研究の意義について、第4節では有限要素法を用いる意義について述べる。第5節には電離層・導波管伝搬理論の簡単な史的概要を述べる。本論文の目的とその構成は第6節で述べる。

1.2 超長波 (VLF) 送信局より放射された電波の受信

長距離を伝搬してきた場合の VLF 電波の受信記録の例を図 1.1 に示す。オーストラリアの北西岬 (North West Cape, NWC) からの VLF ($f=22.3$ kHz) 電波を春日井で受信したものである。図には (a) 1971 年 11 月、(b) 1972 年 2 月、(c) 5 月、(d) 8 月の位相および強度が示してある。(a)、(b) は



春日井での受信電界

図 1.1: VLF 電波の受信記録の例。NWC(22.3kHz)-春日井の伝搬。

伝搬路と日出線とのなす角が小さく短時間に全伝搬路が昼間の状態になる。日没時はその逆で伝搬路と日出線のなす角が大きく、遷移時間は長くなる。一方、(c)、(d) は伝搬路と日出線のなす角が大きく、伝搬路の昼夜遷移時間が長くなる。日没時はその逆で短時間に夜間となる。これらのことから受信した記録についての特徴的な点は以下のとおりである。(a)、(b) は位相については夜間の多少不安定な状態から伝搬路の日出の間に急激に進んで昼間の比較的安定した状態になる。一方、(c)、(d) 日出の始まりとともに階段状に進み、同じく昼間の安定した状態になる。日没になると前者は緩やかに、後者は急激に位相が遅れ夜間の状態に戻る。一方、強度に関しては夜間の多少の変動のあるレベルから (a)、(b) は日出時には急激に、(c)、(d) は日出の間に周期的な極めて大きいレベル変動を示した後、昼間の安定した状態になる。そして (a)、(b) は正午の極大レベルから徐々に下がり日没の間に周期的なレベルの変動を示すが徐々に回復して比較的高い夜間のレベルに達する。一方、(c)、(d) は日没時にはレベルが徐々に極小にいたりその後急激に夜間のレベルに回復する。これが受信信号の位相及び信号強度の日変化であり、上に示したように季節による変化があるが極めて規則的である。

この記録はかなり典型的な受信波の特徴を示している。伝搬路は南半球から北半球に距離が 6800km であり、磁気赤道を西から東に横切っている。そして特に注目すべき点は、(c)、(d) の伝搬路の日出時、(a) の日没時における位相及び信号強度が大きな変動を示すが、これが極めて規則的であることである。この現象の説明は導波管モード理論に基づいて Crombie^[2] により以下のように説明がなされている。(c)、(d) の場合について述べる。日出は春日井のほうが NWC よりも早い。まず、春日井で日出が始まり、時間の経過とともに日出線は伝搬路上を NWC に向かって移動してゆく。最終的に NWC が日出となり日出遷移時間は終わる。したがって、ある時点で

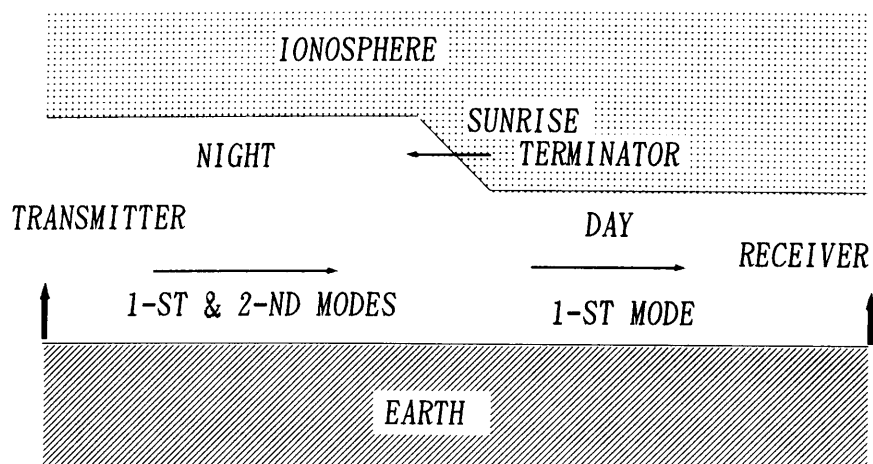


図 1.2: Crombie による日出遷移領域の伝搬モデル

送信点は夜間であるが受信点はすでに昼間である。伝搬路のある点に日出線があり、導波管の不連続点が存在することになる。Crombie によれば昼間の導波管で伝搬し得るのは 1 次モードのみであり、夜間の導波管では 1 次と 2 次モードが卓越して伝搬し得るものとする。送信点で放射された夜間の 1 次および 2 次モードは夜間の導波管を昼と夜の不連続な点である日出線まで伝搬する。その不連続な地点でモード変換が起きて、夜間の 1 次、2 次モード波は昼間の 1 次モードとともに変換される。そしてこの昼間の 2 つの 1 次モードは区別されることなく 1 次モードとして伝搬して受信点に到る。したがって受信した波は結果として夜間の 1 次モードと 2 次モードが干渉したのと同様な結果となり、信号の極小時に位相の変化が極大となり位相のステップ状の変化と信号強度の周期的なフェージングの様子が明確に説明された。このことは図 1.2 に模式的に示してある。Crombie の考えは Walker^[12] の測定によって実証されている。但し、ここで示した NWC - 春日井伝搬路の場合には日出初期の位相の逆方向 (位相遅れ) 現象の説明としては昼間の導波管でも 2 次モードを考慮しなければならないことが示されている^[13]。

さて以上に示したように、日出時或いは日没時の受信信号を詳細に調べるによりこの伝搬路でのモード伝搬の様相が明かになる。例えばこの受信記録の強度の周期的フェージングのパターンから夜間に伝搬する2つのモードの干渉距離を定義する。これは実験的には信号の強度の極小点から次の極小点までの時間内に日出線の移動した距離として求められ、夜間の導波管の伝搬パラメータの空間的な変動の様子や、2つのモードの位相速度の差が推定できる。この干渉距離の値が様々な周波数のVLF電波を様々な伝搬路で受信して調べられた^{[14],[15]}。伝搬路の地磁気方位に対する変動が調べられた結果かなり大きいことが分かった。これは地磁気の影響によるものであると考えられた^[15]。その後、Lynn^{[16],[17],[18]}、Kaiser^{[19],[20]}らにより、 $f=18.6, 20, 24\text{kHz}$ のVLF電波の赤道越え伝搬で東から西に磁気赤道を横切る伝搬の場合には干渉距離及び明暗界線におけるモード変換に他の方向に比して異常と思われるほど著しく異なる点のあることを見いだした。一方、Lynn^[21]、Kikuchi^{[22],[23]}は同じくオメガーVLF電波($f=13.6\text{kHz}$)の赤道越え東西伝搬で位相の日変化が異常に小さいことを見いだした。

これは何れも磁気赤道を東西に横切って伝搬するものであり、この磁気赤道越え東西伝搬路の伝搬異常と言われる現象を本論文で説明する。

1.3 空電およびトウイク空電

ELF/VLF電波を放射するためには効率の悪さから長大かつ大電流となるアンテナシステムが必要であることはすでに述べた。VLF電波は送信局からの放射以外には全世界的規模で雑音源としての空電からの放射がある。しかしながら利用の目的によっては、この自然に発生する雷放電を波源として利用する事が考えられる。VLF電波の伝搬特性を研究するのに空電からのVLF放射が以前より用いられている^[9]。自然の波源としての空電などか

ら放射される ELF/VLF 電波は、電離層で一部は反射されて電離層下を伝搬する。また一部は電離層を突き抜けていわゆるホイスラ波として宇宙空間に散逸してゆく。ホイスラ波は 1953 年 Storey^[24] によってその伝搬機構が解明されて以来、磁気圏探査の道具として有効に利用されてきた。空電より放射され電離層で反射された ELF/VLF 帯の電波は電離層・地表導波管をモード伝搬し遠方まで到達するため伝搬パラメータの簡便な評価方法として利用された。例えば、トウイーク空電の遮断周波数の測定より下部電離層の実効反射高度の推定などが行われていた^[25]。また何よりも空電は雑音源であり通信のためには信号がこの背景雑音を凌駕しなければならず、したがって従来の空電に関する研究は雑音としてのそのスペクトルに関するものや統計的な処理等が主流であった^{[9],[10]}。しかしながら近時、空電スペクトルに対する高度な信号解析により空電源への距離および実効反射高度を極めて正確に測定出来るようになったことから、空電は下部電離層の探査の有力な武器と評価されるようになってきた^[26]。したがって、この空電の波動としての性質を詳細に知ることが出来れば、空電が、実は信号源として下部電離層の物理的探査の極めて重要な手段となること、また、トウイーク空電の詳細な解析等から電離層・地表導波管伝搬の伝搬機構を解明する手段となり得ることも示している。トウイーク空電の波動的な面の研究は、地球物理学的および工学的な側面から極めて興味あるものである。本論文では、トウイーク空電の波動的な特性の測定とそれによる伝搬メカニズムの解明を行っている。

1.4 有限要素法による電離層・導波管伝搬の解析

地表および電離層によって反射されて伝搬する VLF 電波の振る舞いは、電離層・地表導波管モード理論として定式化されてモード伝搬として取り扱われる。モード方程式の解法は与えられた電離層及び地球のモデルに

より様々な手法が開発されている。最も一般的な方法としては、地球及び電離層を同心円筒モデルで与え、電離層の電離媒質の地球磁場による異方性、更に地球の動径方向の不均質性を考慮してフルウェーブ法で反射係数を計算し、また地球の有限な導電率を考慮にいたしたモード方程式を解くことである[27],[28]。このモード方程式は数値的に解くわけであるが、個々のモードについて近似解を用いて繰り返し法で解かれる。したがって、与えられたモデルによっては近似モード解を求めること自体困難なこともある。モード解が縮退などしていればなおさらである。また、2つの解が縮退に近い状態では繰り返し法で収束させて解を求めても、反復のさなかに他の解に収束し、分離して求められないこともある。以上の点から、モード方程式を解くのが困難である場合がある。

近年、偏微分方程式の数値的解法の一つとして有限要素法が広く用いられている。この方法は近年のコンピュータの大容量化、高速化に伴って理工学分野で積極的に採用されて成果を挙げている。電気関連の領域でも様々な応用分野が開拓されている。波動分野の定常的な境界値問題としては、固有値問題や決定問題(導波管不連続問題、放射問題など)などですでに定式化されている[29]。

本論文では平面光導波路での例を参考にして電離層・地表導波管の解析を有限要素法にて行い、固有伝搬定数、固有電磁界を求める。この問題では伝搬固有値をマトリクスの固有値問題に巧みに置き換えて求めるため、すべての固有値が一度に求めることが出来て大変に好都合である。伝搬定数は一般的には複素数である。本論文で用いている複素固有値の計算のアルゴリズムはQR法であり、したがってすべての固有値を求めることになり計算効率の点からは見劣りする面もある。以上から従来のモード方程式を解く手法と有限要素法を組み合わせると極めて効率的に計算できる。有限要素法を用い

で電離層・地表導波管伝搬を解析するもう一つのねらいがある。先に述べたように、電離層下での VLF 電波の伝搬の問題としては導波管不連続問題がある。具体的な形で言えば、磁気高緯度地域で見られる 'Trimpi Effect' [30] である。粒子-波動相互作用の結果、高緯度地域に地磁気の磁力線に沿って荷電粒子の降下があると、局所的に電離が増加して電離層が一部下がった形となる。即ち導波管の一部が変形を受ける形となりその地点を伝搬する VLF 電波は当然影響を受ける。実験的には十分に観測されているが、その影響はいまだ理論的には正確には評価されていない。先に述べたように、有限要素法によれば固有値とともに固有ベクトルも同時に求められる。固有ベクトルの計算からモードの固有電磁界も簡単に求めることが出来る。不連続問題ではすべての伝搬可能なモード解とモード電磁界が必要である。将来的な課題として、これらの不連続問題の解析は、工学的な側面はもとより、数値解析の手法としても興味深い。本論文では、伝搬固有値、固有電磁界の精度およびその適用限界等を詳細に検討する。

1.5 電離層・地表導波管理論の概要

電磁波のエネルギーは原理的には地球と電離層で構成される殻 (shell) の内に閉じこめられる。そしてその空間がしばしば電離層・地表導波管 (earth-ionosphere waveguide) と称されている。この導波管の下部境界から上部境界までの高さは ELF、VLF の電波の波長に比して、ほぼ同じオーダーとなり、通常のマイクロ波と導波管の関係と同様になる。そしていくつかの明確に異なった遮断周波数をもつ伝搬モードを有するものとなる。理論的には完全導体の境界よりなる導波管の例で言えば TM 波の場合 $f=3\text{kHz}$ で伝搬モードはおおよそ 2 つ、 $f=30\text{kHz}$ でおおよそ 10 個である。しかしながら、マイクロ波の場合の境界の高い導電性やオプティカルファイバーの場合のコ

ア・クラッド境界による完全反射、或いは誘電体スラブ導波路の例などに比してこの電離層・地表導波管の上部境界である電離層はそれほど導電性が優れているわけでもなく、急峻な構造を有するわけでもない。また、地球表面の導電性も場合によっては重要になることもある。モードの伝搬特性は上部境界と下部境界の電気的特性によって決められることになる。

この導波管に係わる伝搬様式が問題となる周波数領域は、ELF、VLF、LF 帯である。この三つの周波数帯では波長の大きさにより理論的な取扱いは異なっている。ELF 帯での高い周波数帯では遮断周波数が現れ、更に低い領域では地球と電離層で構成される同心球殻の共振器による共振理論で、VLF 帯はモード伝搬理論で、LF 帯はモード伝搬理論と高い周波数領域では幾何光学理論で取り扱われる。

さて、Watson^[31] は 1919 年に球形導体球上でのダイポールによる電磁界の放射および回折の問題を取り扱いその解を与えた。その解は帯球関数および球ベッセル関数よりなる級数で与えられた。しかしながら導体球の半径が波の半径に比して極めて大きい場合にはその収束が非常に遅い。この級数を複素平面上の経路積分に置き換え、更にそれを留数による級数に置き換える。この級数は変換前の級数に比して収束が極めて早い。いわゆるワトソン変換による電磁界の表現式の確立である。Watson^[32] はさらに地球である導体球に同心球である電離層を加えてその同心球殻内での伝搬を同様に扱い、収束の早い留数級数列を得た。今日言うところのモード列であり、いわゆる電離層・地表導波管のモード伝搬の基礎を与えた。同時にその結果から Watson は電離層存在の仮設にその証明を与えたことにもなる。ワトソン変換はその後様々な研究者によって詳細に検討された^{[9],[33],[34],[35],[36]}。現在でも球形電離層・地表導波管理論ではこのワトソン変換による留数級数列によるモード解を求めるのが一般的である。地球上の伝搬を取り扱う限り

では当然のことながら球面の地球電離層モデルで取り扱うのが自然である。しかしながら、電離層として急峻な境界を持つ導体モデルから離れて現実的なモデルが必要になってきた。複雑でより現実的な電離層をこの理論に組み込むためには、導波管のモデルとしてはより簡単な平面、あるいは円筒の地球電離層成層モデルが考えられた。平面の導波管モデルでも電磁界は複素平面上の積分で与えられる。1位の極の位置を決める関係式がモード方程式と称され、それから求められた位置が導波管モード解として定められ、モード電磁界はその留数より求められる。Budden^[36]は平面地球導波管の場合を不均質電離層を含めて精力的に取り扱った。Wait^{[35],[37]}は平面、および球面の導波管の場合に近似的な取扱いを検討し、多くの場合の計算結果を与えた。Galejs^[9]は球面、円筒の導波管による異方性電離層の場合も考慮して様々な近似的なモード解とその電磁界について詳細に検討し、多数の数値計算を与えた。様々な発展の経過を経て現在では様々な地球電離層成層モデルで、電離層の性質としては異方性、不均質でかつ損失も考慮した最も一般的な場合も含めて様々な形で定式化されている。本論文で用いるモード理論は、電離層が不均質、異方性かつ損失性を有する、円筒の地球電離層成層モデルの枠組みに立脚している。この枠組みを等角写像を用いて直交座標系に変換した系における、いわば平面導波管モード理論である^{[27],[28],[38]}。

1.6 本論文の目的と構成

VLF電波は電離層と地球の表面で多重反射し、そのエネルギーの大部分をその間の空間に閉じこめられた形で伝搬する。そして電離層・地表導波管モード理論を用いて解析される。しかしながら、まだ未解明の点が数多くある。VLFモード伝搬理論に電離層の不均質性と異方性などを、現実的な球形の電離層と地球よりなる伝搬システムに十全に組み込むことは極めて難し

いことである。また、導波管システムの伝搬方向にある不均質さによる伝搬への影響なども正確には評価されていない。VLF の伝搬に係わる下部電離層のモデルも明確に確立しているわけでもなく、地球上の場所や周波数等に応じて様々なモデルが提案されている。本論文はこれらの導波管モードの伝搬機構および下部電離層の構造に係わる問題を解明するものである。

本論文は6章からなる。構成は次のとおりである。第2章は1.2節に述べた赤道越え伝搬異常を伝搬路に現実の地球磁場を導入して解明する。第3章はトウイーク空電の波動特性の測定を取り扱う。第4章では第3章の測定結果を導波管モード理論を用いて詳細に論ずる。空電は従来から電波雑音としての取扱いが主たる研究対象であったが、高度の信号解析により波動としての性質が明らかにされるようになり、導波管の伝搬機構を解明するのに重要な研究であることを示す。第5章では有限要素法を電離層・地表導波管伝搬理論への適用を提案し、その精度と適用限界について詳細に調べ、従来の理論では解くことが困難な問題への適用例を示す。導波管不連続問題として、高緯度地域にみられる粒子降下に起因する一部の電離層の降下の伝搬への影響の正確な評価、あるいは下部電離層のホイストラダクトとの結合等の未解明な問題の解明に有限要素法の適用が次の課題であり、極めて興味深い方法である。本研究はその基礎となるものである。本論文にて得られた新たな知見のまとめと VLF 波の電離層下の長距離伝搬、即ち、電離層・地表導波管モード伝搬に係わる今後の研究課題は第6章にて述べる。

第 2 章

地磁気に起因する VLF 波の赤道越え東西伝搬異常

2.1 緒言

周波数が 3 ~ 30kHz の範囲の VLF 電波は航法電波や標準電波として用いられている。それはこの周波数帯の周波数の安定性と低減衰による遠達性による。また、この性質を用いて VLF 送信局の電波や雷放電を源とする空電などを用いて下部電離層の物理的探査などの研究が行われてきた。以上のようにこれら VLF 帯の電波の地上での送受信に係わる重要性からその伝搬特性を詳しく検討することが必要にして不可欠である。長距離伝搬した VLF 電波を受信するとその記録は大圏伝搬路が太陽の照射を受けることに基ついて規則的な強度および位相について日変化を示す。特に伝搬路が部分的に照射されたときには日出および日没時のモード干渉効果として位相の階段的变化と強度の周期的変化が観測される。この日出没時の受信電界の周期性に基づく信号強度の極小点の間の時間間隔に日出没線が伝搬路に沿って移動する距離として定義される干渉距離の詳細な解析により、夜間の導波管の部分での伝搬特性を明らかにすることができる。すなわち、強度の観測結果の詳細な解析から、干渉距離と昼夜間の導波管の遷移領域でのモード変換に

関する知識が得られる。これは昼間部分では1次モードのみが伝搬し、夜間部分は1、2次モードが卓抜して伝搬し得るという Crombie^[39] の理論に基づいている。中緯度の伝搬路ではこの干渉距離とモードの変換係数は一定であることが知られている^[40]。しかしながら、 $f = 18.6\text{kHz}$ の赤道越え伝搬について、Lynn によって次の事実が報告された^{[16],[17],[18]}。すなわち、中緯度の東から西への場合は当然として日出線が赤道領域にあるときの西から東への赤道越えの伝搬ではモード干渉距離はほとんど変化しないに係わらず、日出線が磁気赤道領域にあるときの赤道越えの東西伝搬では、干渉距離が異常に大きくなること、および日出線が同じく磁気赤道領域にあるとき昼間の導波管のモードが日出線で夜間の導波管のモードに変換するときの変換係数が磁気緯度に大きく依存することを見いだした。また、Kaiser^[19] は 18 kHz から 24 kHz の周波数範囲で同様な観測を得た。Meara^[41] は 18.6 kHz と 24 kHz の周波数の波の東西赤道越え伝搬のモード干渉のパターンの詳細な解析から、モード干渉距離の劇的な変化は、Crombie が言うところの夜間の2次モードの位相速度の、磁気赤道付近での著しい減少に帰せられることを見いだした。周波数が 13.6 kHz の場合に、Lynn^[21] は赤道越え東西伝搬で日出時に位相の逆方向への変化と極めて小さい位相の日変化を観測した。また、Kikuchi^[22] も東西赤道越え伝搬で非常に小さい一日の位相推移を見いだした。これらの受信電界の位相の異常な振る舞いはいずれも磁気赤道領域での夜間の1次モードの位相速度の急激な変化によるものとされた。

これらの磁気赤道越え伝搬異常と言われる実験事実を直接その研究対象としているわけではないが、電離層・地表導波管モード理論に立脚した、地球磁場による伝搬パラメータへの影響を計算した例はいくつかある^{[9],[42],[43]}。一般的に、モードの伝搬パラメータが電離層の電子密度分布に大きく依存するのは当然であるが、伝搬路に対する地球磁場の方位角、伏角にも大きく依

存する。特に周波数が 20kHz 以上のところでの磁気赤道の近くでの東西伝搬に対する伝搬パラメータは非常に大きく磁気伏角によって変化する^{[9],[43]}。しかし、その結果が $f = 18.6\text{kHz}$ 以上の周波数で2つの夜間の主要伝搬モードの同定と磁気赤道付近での干渉距離とモードの変換係数の磁気伏角への大きな依存性の合理的な解釈を与えるわけでもない。我々としては更に現実的な電離層のモデルを用いて、詳細に伝搬パラメータを検討する必要がある。

この章の目的は、周波数 $f = 18.6\text{kHz}$ の場合に、現実的な地球磁場を考慮した導波管モード理論を用いて、Lynn^[18] によって与えられた観測データから得られる夜の導波管での2つの主要伝搬モードの同定と、モード干渉距離と日出線でのモード変換係数の磁気赤道付近での異常な変化を電離層・地表導波管モード理論に基づいて合理的に解釈することである。ここで採用した地球・導波管モード理論は Budden^[27] の定式化を基にして Pappert^[28] が等角写像を用いて円筒電離層・地表モデルを平面電離層・地表モデルに変換した系^[38]を用いて定式化したものであり、地球の曲率はもとより、電離層の不均質性、異方性および損失を同時に考慮することができる。実際の計算は NPG/NLK 局 ($f = 18.6\text{kHz}$) のある Jim Creek(U.S.A.) から Smithfield, Thursday Island(Australia) と Lower Hutt(New Zealand) への三つの伝搬路上でのモードの伝搬パラメータを求めて、モード干渉距離とモード変換係数の Lynn の観測結果をはじめ、磁気赤道越え東西伝搬の観測データとの比較を行った。

第2節では導波管モード理論の概要を述べる。第3節では計算に用いた電離層モデルについて述べる。第4節には計算の結果およびその検討を示す。第5節は結論である。

2.2 電離層・地表導波管モード伝搬理論

電離層・地表導波管の地表面上に波源として垂直電気ダイポールがあると考える。 ω を角周波数として、時間項を $\exp(j\omega t)$ と仮定する。地球および電離層は同心の円筒で形成された系であるとする。ここで我々は Pappert^[28] に従い、この円筒座標系を等角写像を用いて平面で成層の電離層・地表に変換した系でこの問題を取り扱う^[38]。波の伝搬方向を x -軸、地表に鉛直方向を z -軸にとる。 k_0 を自由空間での波数、 S は平面波の入射波の正弦であるとする。 x -軸方向への依存性を $\exp(-jk_0 S x)$ と仮定する。さて、一般的に電離層・地表導波管伝搬で伝搬パラメータと言われているモードの位相速度、減衰係数、励起係数などの値を得るためには、次式で示すモード方程式の解として S_n を求めなければならない^[27]。

$$F = |\mathbf{R}_g(S) \mathbf{R}_i(S) - \mathbf{1}| = 0 \quad (2.1)$$

但し

$$\mathbf{R}_g = \begin{bmatrix} \parallel \bar{R}_{\parallel} & \perp \bar{R}_{\parallel} \\ \parallel \bar{R}_{\perp} & \perp \bar{R}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} \parallel R_{\parallel} & \perp R_{\parallel} \\ \parallel R_{\perp} & \perp R_{\perp} \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

ここで、 $\mathbf{R}_g(S), \mathbf{R}_i(S)$ は導波管内の自由空間での基準とするある高さから各々地表および電離層を見たときの反射係数マトリクスであり、 $\mathbf{1}$ は 2×2 の単位マトリクスである。この方程式の解 S_n を得るためには、反射係数マトリクス $\mathbf{R}_g(S)$ および $\mathbf{R}_i(S)$ を求めなければならない。 $\mathbf{R}_i(S)$ の計算は Budden によるアドミタンス・マトリクス法^[44] によっている。 $\mathbf{R}_g(S)$ は管内固有電磁界を用いて求めれば良い^[45]。この方程式の解法としては、ニュートン・ラフソン法による繰り返し法を用いる。

得られた解 S_n より n 次モードの位相速度 V_n , 減衰係数 α_n は

$$V_n = \frac{c(1 - H/2a)}{\text{Re}(S_n)} \quad (2.4)$$

$$\alpha_n = -8.68 \cdot 10^6 k_0 \frac{\text{Im}(S_n)}{(1 - H/2a)} \quad \text{dB/1000km} \quad (2.5)$$

ここで c は光速, a は地球の半径, H は等角写像によって導入された高さのパラメータである^{[28],[38]}。波源でのモードの励起係数 (excitation factor) Λ_n は

$$\Lambda_n = -\frac{jk_0 h_0}{2} S_n^{\frac{3}{2}} (1 + \bar{R}_{\parallel})^2 \frac{(1 - \bar{R}_{\parallel} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} (dF/dC)_{S=S_n}} \quad (2.6)$$

但し, $C = \sqrt{1 - S^2}$ 、 h_0 は電離層高度である。異方性電離層での伝搬を取り扱うときには、モードは等方性電離層の場合とは異なり、TM 成分、TE 成分に分離はせずに双方が結合した形の混成モードとなり、従って TM 成分と TE 成分の混成の比を示すパラメータであるモード偏波混成比 (mode polarization mixing ratio) ρ_n を次式で定義する^[28]。

$$\rho_n = \left| \frac{(1 - \bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\perp} \bar{R}_{\parallel}} \right| \quad (2.7)$$

この ρ_n は TM 成分と TE 成分の電界 (或いは磁界) の振幅の比 (偏波) であり、1 より大きければ TM に、1 より小さければ TE に偏っていると言う。モードの干渉距離 D_{ij} を次式で定義する^[39]。

$$D_{ij} = \frac{\lambda_0}{\text{Re}(S_i) - \text{Re}(S_j)} \quad (2.8)$$

但し, $S_i, S_j (i < j)$ は2つの夜間の主要伝搬モードのモード解であり, λ_0 は自由空間での波長である。

さて、我々がこれから考察する伝搬路に関する座標系を次のようにとる。伝搬の方向を x 軸、大地に垂直な方向を z 軸、円筒の軸方向を y 軸とする。この伝搬路について次の仮定をする。波源が昼間部分にあり受信点が夜間の部分にあって、伝搬路が日出の途中にあり、日出線の地点で昼間の電離層が

ら夜間の電離層へとステップ状に移っていくものとする。このとき波源から放射されたモード波は日出による不連続点でのみモード変換を受けて夜間部分の導波管を伝搬して受信点に到る。受信点での電磁界を求めるためにはモード変換係数の値を知る必要がある。この値を求める方法については様々な方法が提案されている[46],[47],[48],[49],[50]。本章では不均質電離層を採用していることより Pappert 等の方法を用いる。従って受信電磁界は次式で与えられる[47],[48]。

$$\mathbf{e} = \sum_m \mathbf{E}_{cm} \exp(-jk_0 \int_{day} S_m^D dx) \cdot \sum_l U_{ml} \exp(-jk_0 \int_{night} S_l^N dx) \quad (2.9)$$

$$U_{ml} = \frac{\int_0^{z_0} \mathbf{F}_l^N \cdot \mathbf{G}_m^D dz}{\int_0^{z_0} \mathbf{F}_l^N \cdot \mathbf{G}_l^N dz} \quad (2.10)$$

但し、

\mathbf{E}_{cm} = 昼間の導波管での m 次モードの定ベクトル

$$\mathbf{e} = [H_y \ H_z \ E_y \ E_z]^T$$

= 受信点での受信電磁界の成分よりなる列ベクトル

E_i, H_i = 受信電磁界の i 成分の電界および磁界

S_m^D, S_m^N = m 次モードの各々昼間および夜間の導波管のモード解で x の関数。

U_{ml} = 不連続点での昼間の m 次モードから夜間の l 次モードへのモード変換係数。

$$\mathbf{G}_m^D, \mathbf{G}_m^N = [H_{ym} \ H_{zm} \ E_{ym} \ E_{zm}]^T$$

= 導波管の m 次モードの固有電磁界のハイト・ゲイン関数よりなる列ベクトル。

$\mathbf{F}_m^D, \mathbf{F}_m^N$ = 対象の導波管に対して共役な導波管のハイト・ゲイン関数よりなる列ベクトル。

ここで採用している共役な導波管はもとの導波管の地球磁場の z -成分を逆向きにすることによって構成される。このことはウェーブアドミタンス・マトリクスの微分方程式からたやすく理解される^[44]。

2.3 電離層モデル

超長波電波の赤道越え伝搬への地球磁場の影響を評価するときには、その高い異方性故に昼間よりは夜間の電離層モデルがより重要である。ここで計算に用いた夜間の電子密度分布は、高さ z に対して指数関数で変化するものである^[43]。

$$N(z) = N_0 \exp \beta(z - h_0) \quad \text{cm}^{-3} \quad (2.11)$$

但し、 $N_0 = 19.6 \text{cm}^{-3}$, $\beta = 0.35 \text{km}^{-1}$, $h_0 = h_N = 90 \text{km}$ である。これ以外の電子密度分布としては、 N_0, β は同一で h_N のみ 80km くらいまで下げたものも用いている。しかしながら $h_N = 80 \text{km}$ の指数分布は夜間の電離層モデルとしては少し低すぎるどころから適切であるとは言いがたい。これらの指数分布は VLF 帯の伝搬では非常に有効な電離層モデルとしてしばしば用いられている^{[42],[43]}。また、モードの変換係数を計算するときには、昼間の電子密度分布が必要であり、 $N_0 = 396 \text{cm}^{-3}$, $\beta = 0.15 \text{km}^{-1}$, $h_0 = h_D = 70 \text{km}$ で決められる指数分布を用いる。これらの電子密度および電子の衝突周波数は緯度および経度には依存しないものと仮定する。電子の中性粒子との衝突周波数は高さに対して指数関数的に変化するものと仮定して次式で与える^[43]。

$$\nu = 5 \times 10^6 \cdot \exp\{-0.15(z - 70)\} \quad \text{s}^{-1} \quad (2.12)$$

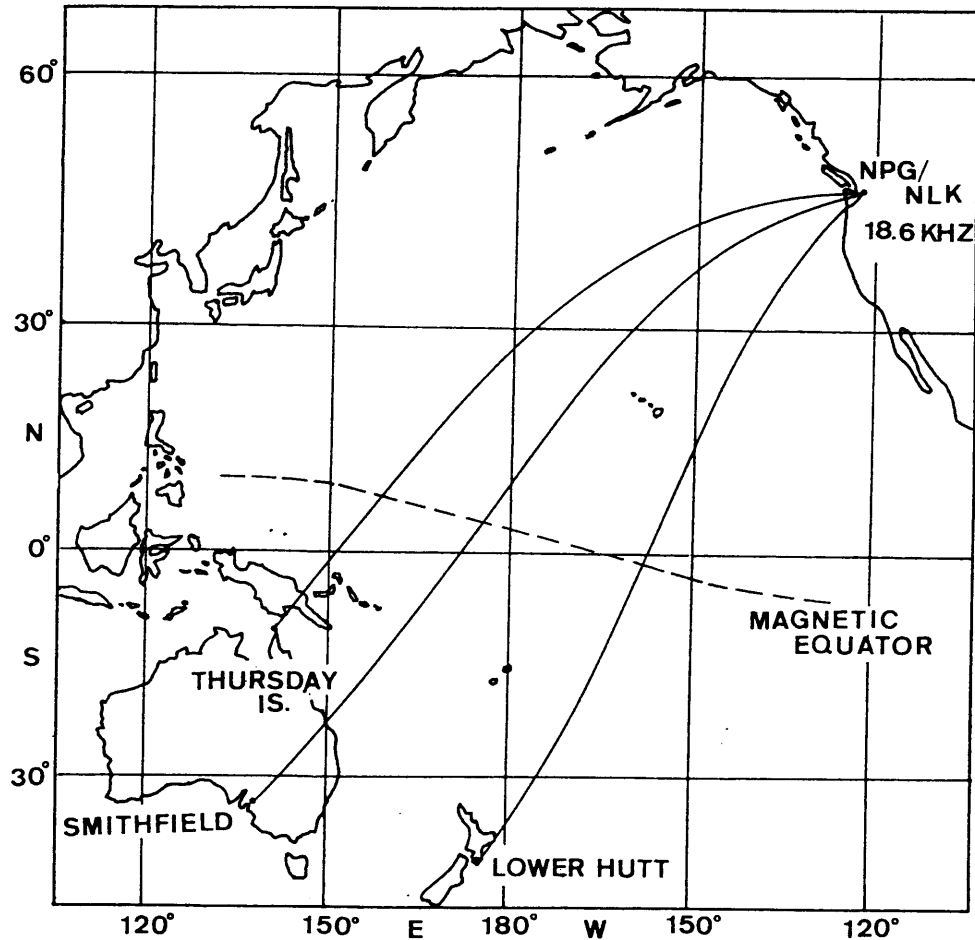


図 2.1: 計算に用いた三つの伝搬路の位置

さて、先に述べたように赤道越え東西伝搬として実際の計算に用いたのは、Jim Creek(NPG/NLK, USA) から Thursday Island, Smithfield(Australia) と Lower Hutt(New Zealand) への三伝搬路である。これらの伝搬路の地理的位置は図 2.1 に示してある。伝搬路上の地磁気のパラメータは国際標準地磁気分布の実験式より求めた^[52]。伝搬路上の波源からの距離に対する地磁気パラメータとしてジャイロ周波数 f_H 、方位角、伏角を三伝搬路の代表として NPG/NLK 局から Smithfield への伝搬路について図 2.2 示した。磁気伏角は水平からの角を、磁気方位角は地磁気の北極より東廻りを正とする伝搬路の方位角を示す。また、地球は完全導体であると仮定する。

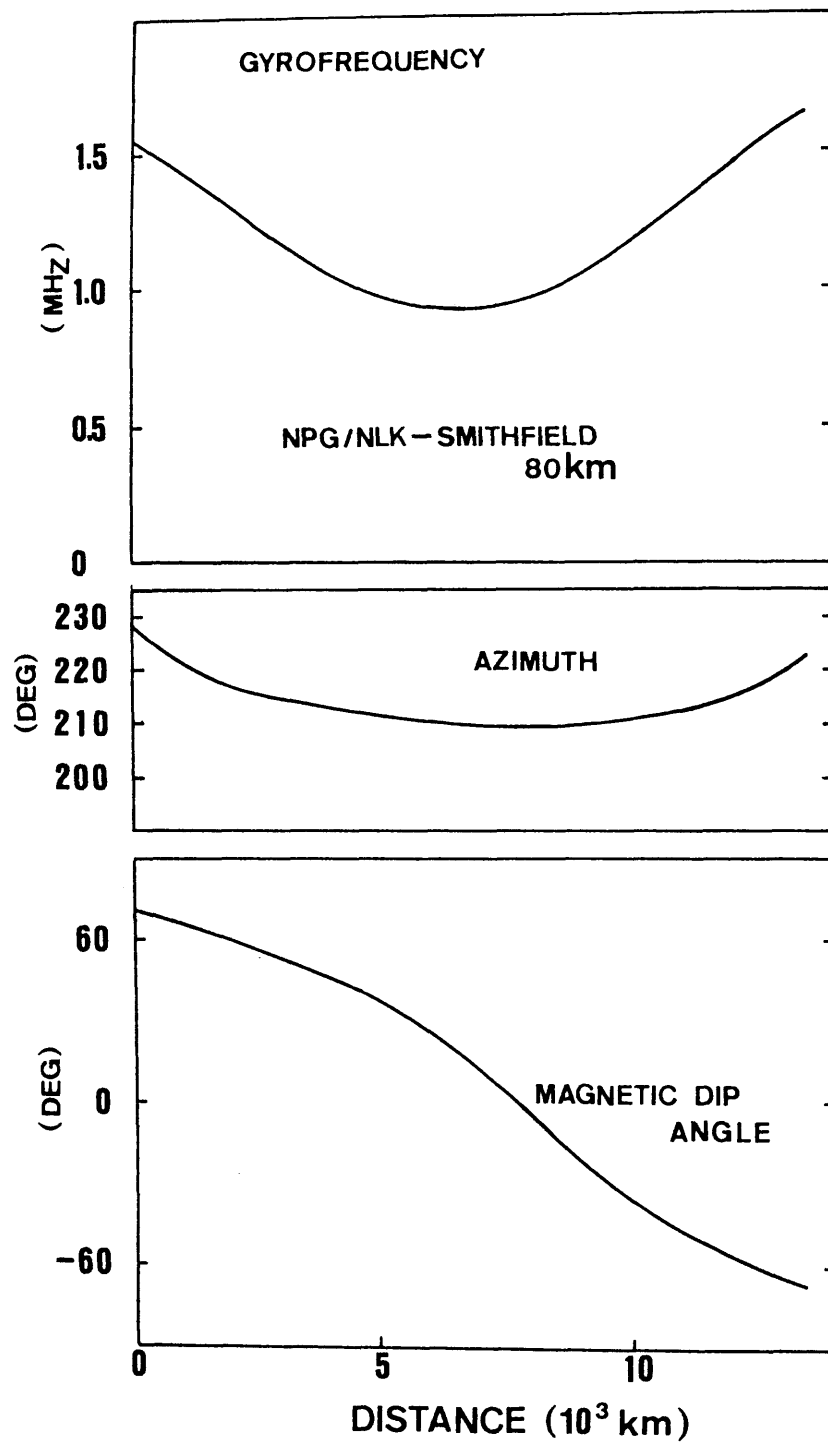


図 2.2: NPG/NLK-Smithfield 伝搬路上での地磁気パラメータ。

2.4 計算結果および検討

モード方程式 (2.1) を夜間の電子密度分布 $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$, $h_N = 90\text{km}$ で周波数 $f = 18.6\text{kHz}$ の場合について三つの伝搬路上の各点で解いてモード解 S_n を求めた。これから伝搬パラメータ、即ち、各々の伝搬路上の個々の点に相当する電離媒質を持った様な導波管があると考えたときの伝搬パラメータを求め、その値が導波管のその地点のモード伝搬パラメータであるとする。NPG/NLK-Smithfield 伝搬路の場合の結果を図 2.3 に示した。図 2.3 (a)、(b)、(c) は各々位相速度、減衰係数、モードの偏波混在比を波源からの距離の関数として、1 ~ 4 次モードについて示してある。図 2.3 (d) は参考のため $h_N = 80\text{km}$ の場合の位相速度を示してある。これらの図から特徴的な点を挙げる。各パラメータに共通におおよそ 5000km から 10000km の間で急激な変化がある。この区間は磁気赤道およびその近辺領域である。これはこの磁気赤道領域の伝搬の状態がその外である中緯度領域とは根本的に異なることを意味している。この結果から分かるように夜間の電離層・地表導波管は決して一様ではない。したがってその中を伝搬する場合に伝搬の形態はそれほど簡単な形では記述できない。しかしながら、伝搬パラメータの変化が伝搬路に沿って緩やかであれば、波はその伝搬路での伝搬パラメータの値に沿って緩やかに変化して伝搬するものと考えられる。 $h_N = 90\text{km}$ の場合に 1 次と 3 次モードの位相速度が磁気赤道領域で急激に減少する一方、2 次と 4 次モードはほとんど変化がないと考えても良い。したがって、この四つのモードの内の二つのモードが伝搬可能であるとすれば、受信信号としてはその位相速度の差からはいくつかの干渉パターンが生ずる。 $h_N = 80\text{km}$ の場合はこの伝搬路に対してはちょうど臨界的状況になっていて、また別の干渉パターンとなるため、改めて議論する。

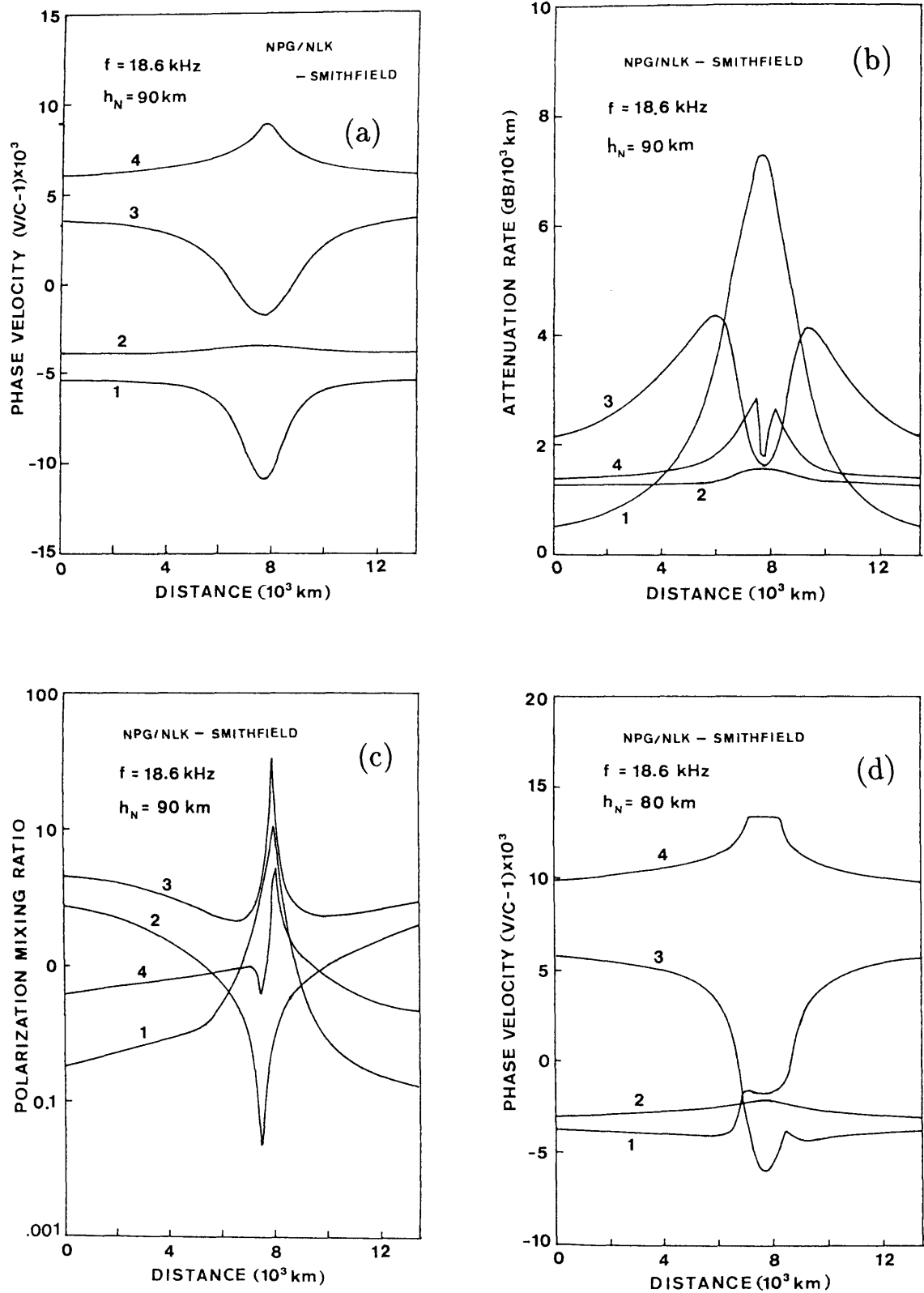


図 2.3: NPG/NLK から Smithfield への距離に対する位相速度、減衰係数、および偏波混在比の依存性 曲線の数字はモード数 (a)~(c) は $h_N=90$ km、(d) は $h_N=80$ km の電離層モデルの結果

主要伝搬モードが二つであると考えたとき、赤道越え東西伝搬で観測された、磁気赤道近辺での異常に大きな干涉距離を引き起こす二つのモードは、図 2.3 (a) から判断する限り 1、2 次モードではなくて 2、3 次モードである。したがって、日出による不連続点でモード変換を受けて、夜間の部分の導波管を伝搬する主要モードは 2、3 次モードであると考えるのが合理的である。この点に関しては、以下の異方性電離層下でのモード変換についての議論からも明白になる。まず第一に主要モードであるか否かの判断は、日出不連続点で昼間のモードからモード変換される夜間のモードの大きさに依存する。このモードの変換効率は昼間の部分のモードの偏波と夜間の部分のモードの偏波の状況に深く係わっている。すなわち、モード偏波混成比 (mode polarization mixing ratio) をそのための目安と考えることができる。一般的に昼間の下部電離層は高い電子の衝突周波数のために異方性は極めて弱く、垂直電気ダイポールによって励起された主要モードはほぼ純粋な TM 波に近く、また、高次のモードは減衰が極めて大きいことから昼間の導波管で比較的長い距離を伝搬し得るのは準 TM 型の 1 次モードだけであると考えても良い。この昼間の 1 次モードが日出不連続点にまで伝搬するとそこでモード変換が起こり、いくつかの夜間のモードとなって伝搬していくことになる。その場合、昼間の 1 次モードは準 TM 型であるため夜間の部分のモードも TE 型よりは TM 型のほうがより効率的に変換されるはずである。図 2.3 (c) より 1、2、4 次モードは伝搬路に沿ってその偏波の性質が変わるが、3 次モードは変わらない。2 次モードは中緯度での TM 型から赤道領域での TE 型に変わってゆく。1 次モードはちょうど 2 次モードと逆の変化を示す。3 次モードは全伝搬路で TM 型で変化しない。以上から 3 次モードへは日出不連続点が伝搬路上どこにあっても効率よくモード変換される。日出線が中緯度にあるときは 2 次モードへも比較的よく変換される。しかし日

出線が赤道領域に近づくに従いその偏波が TM 型から TE 型に変化するため、変換による生成が急激に減少するものと思われる。1、4 次モードは赤道領域外ではほとんど変換生成されない。以上のモードの偏波状態の議論より昼間の導波管からモード変換により生成され伝搬する夜間の導波管の二つの主要モードは、2 次および 3 次モードであると推定できる。

Meara^[41] は赤道越え東西伝搬の受信記録より夜間の導波管で伝搬する二つの主要モードの特性を詳細に解析し、つぎの結論を得た。伝搬路に沿って '1 次' モードの位相速度はほとんど変化しないのに対して '2 次' モードの位相速度は減少する。図 2.3 (a) に示されている 2 次と 3 次モードの位相速度の振る舞いはまさに Meara が指摘している 1 次と 2 次モードの位相速度の特性に一致している。したがってこれは理論的に導いた 2 次、3 次モードが夜間の導波管の主要伝搬モードであることの間接的な証拠である。

上に述べたモード変換のメカニズムを検証するために、簡単な日出明暗界線のモデルを用いて変換係数を計算する。計算に用いた明暗界線は電子密度が昼間は $\beta = 0.15\text{km}^{-1}$, $h_0 = h_D = 70\text{km}$ 、夜間は $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$, $h_0 = h_N = 90\text{km}$ で与えられる指数分布であって、昼間から夜間へ急峻に変化するモデルである。地球磁場の大きさはジャイロ周波数で示して $f_H = 1000\text{kHz}$ 一定とする。現実の日出明暗界線は緩やかであるか、あるいはかなり急激であるかの差はあっても、連続的に変化してゆくと考えるのが合理的である。その意味から我々の用いたモデルはあくまで近似的なものに過ぎない。図 2.4 は磁気方位角が 210° の伝搬路上に日出線の位置があるときの昼間の導波管の 1 次モードの、夜間の n 次モードへの変換係数 U_{1n} の絶対値の磁気伏角に対する依存性を示してある。モードは 1 ~ 4 次までであり、NPG/NLK - Smithfield 伝搬路の場合である。この図 2.4 からの著しい特徴として挙げられるのは、伏角の大きさが減少するに従い急激に減少し、磁気赤道で極小

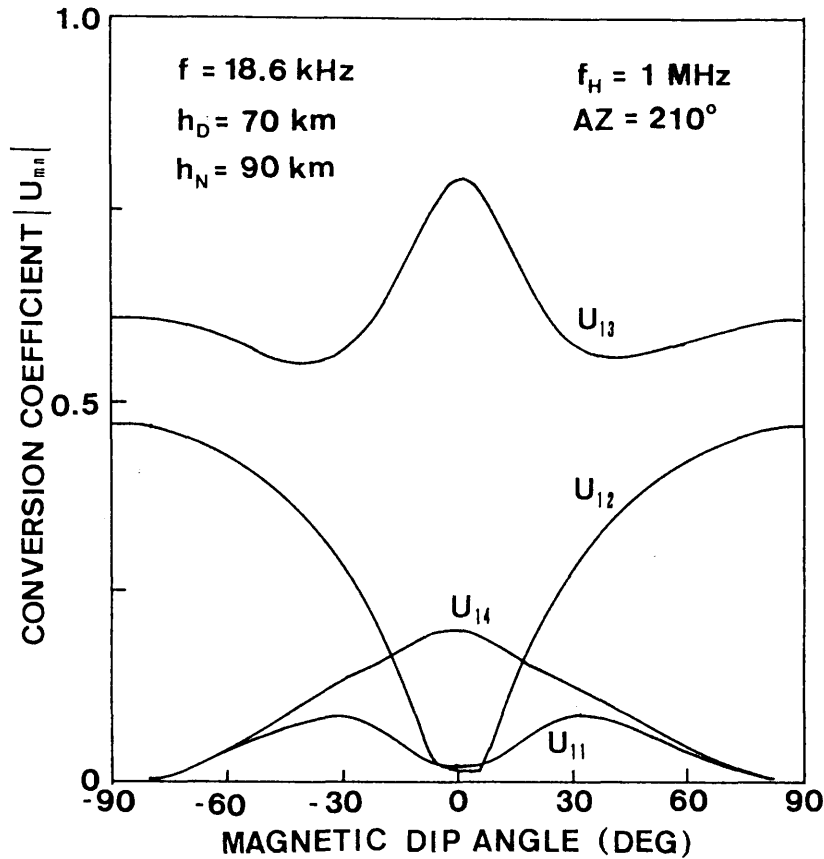


図 2.4: モード変換係数 $|U_{1n}|$ の磁気伏角依存性

になること、また U_{13} が他に比較して極めて大きく磁気赤道で極大になること、1、4 次モードは磁気赤道付近を除いてはほとんど変換生成されないことである。これらのことは一応先の議論からすべて予測されたことである。図 2.5 はモード変換係数の比 $|U_{12}/U_{13}|$ の磁気緯度への依存性を示している。但し、磁気緯度は $\tan^{-1}(\frac{1}{2} \tan \theta)$ (θ : 磁気伏角) で定義する。伝搬路の磁気方位角は 200° , 210° , 240° の場合で、Lynn^[17] によって測定されたデータも同時に示してある。但し、Lynn は夜間の二つのモードの減衰係数の差は伝搬路上どこでも $1.5\text{dB}/1000\text{km}$ であると仮定して観測データを求めている。 $|U_{12}/U_{13}|$ の理論値は Lynn の測定値に比して全体的な傾向には定性的によく一致しているが、値としては中緯度でおよそ半分、赤道領域ではもっと小

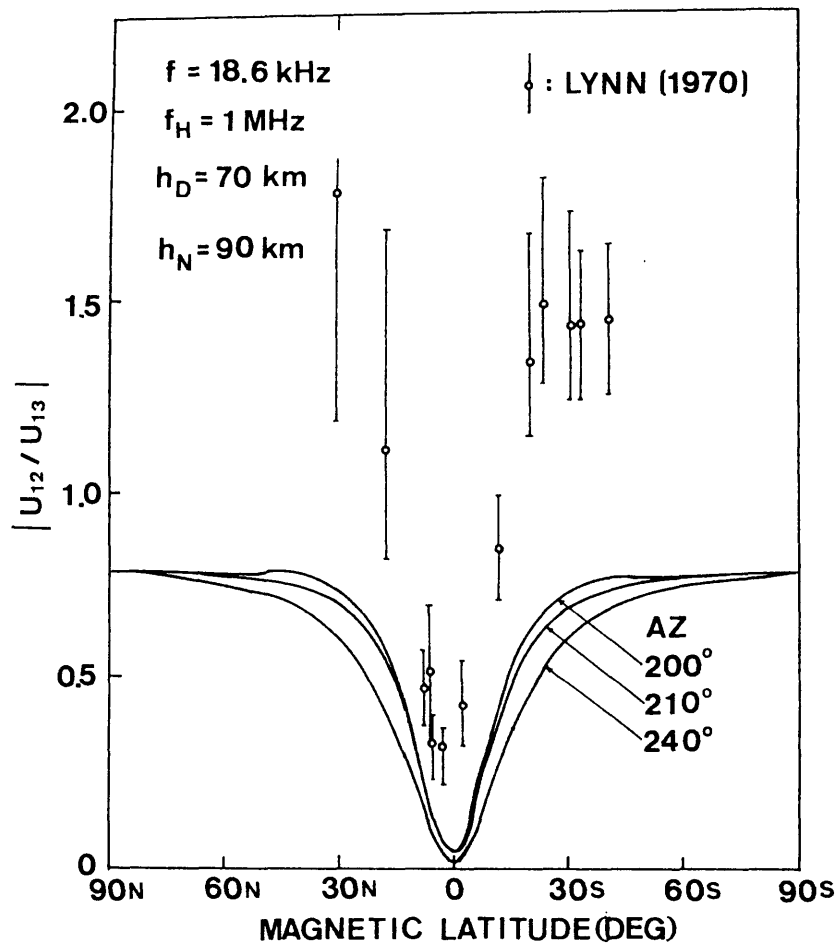


図 2.5: モード変換係数の比 $|U_{12}/U_{13}|$ の磁気緯度依存性

さい。図 2.3 (b) の減衰係数の曲線より 2 次と 3 次モードの間の差は磁気赤道での非常に小さな値から 6000 km 付近での極大値の 3dB/1000km にまで変化する。この図 2.3 (b) の値を使用しても $|U_{12}/U_{13}|$ の測定値は多少改善されるにしても、理論値との大きな隔たりは解消されない。この隔たりはむしろ極端に単純化した日出明暗界線のモデルの不適切さに帰せられるのではないと思われる。この計算結果の定性的な測定との一致に留意すれば、夜間の導波管での主要伝搬モードは 2 次および 3 次モードであると結論してもかまわない。

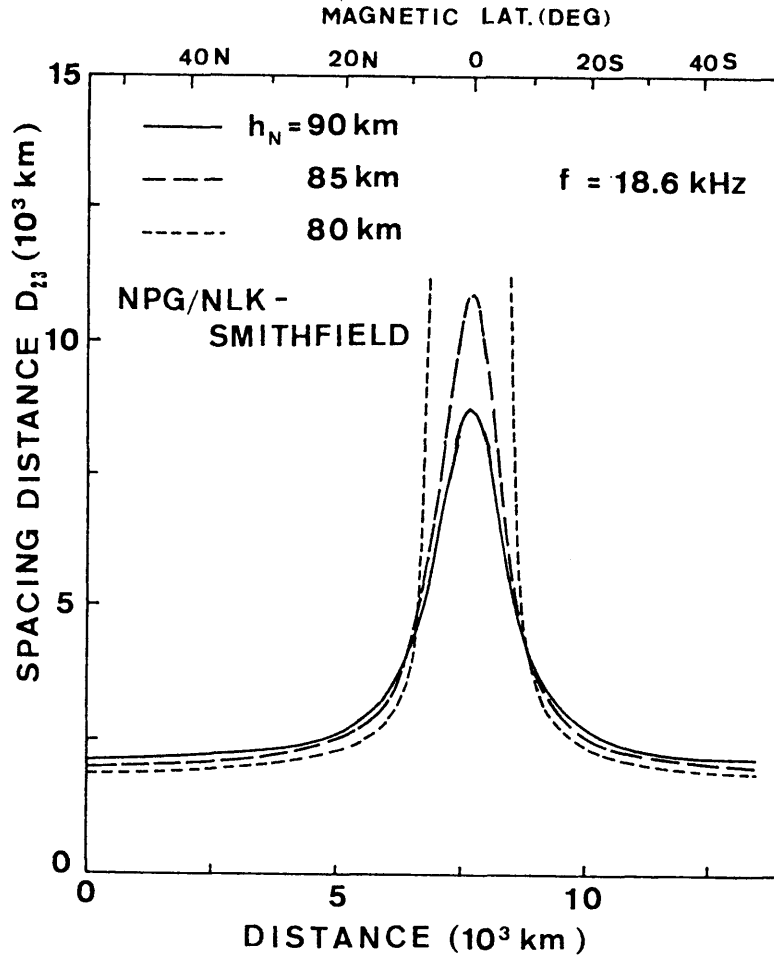


図 2.6: NPG/NLK から Smithfield への伝搬路上での距離に対するモード干渉距離 D_{23} の値。電離層モデルは $h_N=90,85,80\text{km}$ の場合。

夜間の導波管でモード変換を受けて伝搬している主要モードは図 2.3 に示されている 2 次および 3 次モードであると結論できた。ここでこの夜間の 2 つのモードによる干渉距離 D_{23} を計算する。NPG/NLK - Smithfield 伝搬路について、夜間の電子密度として指数分布 ($\beta = 0.35\text{km}^{-1}$ 、 $h_N = 90, 85, 80\text{ km}$) の場合に波源からの距離に対する D_{23} の変化を図 2.6 に示す。横軸には同時に磁気緯度も示してある。干渉距離は磁気緯度がおよそ 20° 以内で減少するに従い "異常に" 増加し、磁気赤道で最大となる。そしてそれ

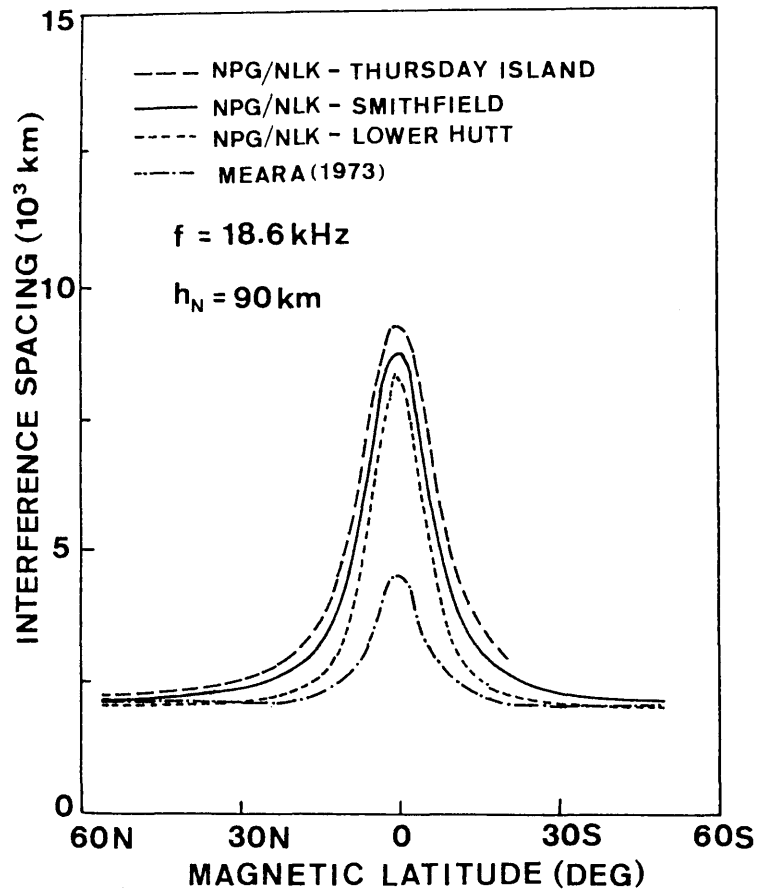


図 2.7: 2 次と 3 次モードの間のモード干渉距離 D の磁気緯度依存性。一点鎖線は Meara による実測曲線

より外側の領域では通常の中緯度での干渉距離の値となる。赤道領域内では干渉距離は h_N の値が 80 km 近くにならば減少するに従い増大し、反対に中緯度では僅かであるが減少する。

図 2.7 はここで考察の対象にしている三つの伝搬路の場合の 2 次と 3 次のモード干渉距離の磁気緯度への依存性を示す。使用している電子密度分布は $h_N = 90\text{km}$ の指数分布である。また、Meara ^[41] による観測データの解析の結果もプロットしてある。この三つの伝搬路の南北磁気緯度が 20° 以

内に含まれる領域の地磁気パラメータについて述べる。三つの伝搬路についてジャイロ周波数 f_H はおよそ 950kHz である。NPG/NLK から各々 Lower Hutt、Smithfield、Thursday Island への伝搬路の地磁気の北極に対する方位角は、それぞれ 200° 、 210° 、 215° である。それ故、図 2.7 の干涉距離 D_{23} の上下移動は磁気赤道で地磁気と伝搬路のなす角に対する依存性を示しており、その角度が大きくなるに従い D_{23} も増加し、純粋な東西伝搬で最大になる。

図 2.6 および図 2.7 から分かるように $h_N = 90$ km の指数分布で示される夜間の電子密度分布は、中緯度での観測によるモード干涉距離 $D = 2100$ km は理論値と非常によく一致する^{[17],[41]}。磁気赤道異常領域での D の理論の最大値は、Meara^[41] によって与えられた実測値 $D = 4500$ km の 2 倍以上となる。しかしながら、磁気赤道領域での D の理論的評価は電子密度分布の磁気緯度依存性を考慮することにより十分改良される可能性は十分にある。

最後に、 $h_N = 80$ km の場合を検討する。 $h_N = 80$ km の指数分布は夜間の電離層モデルとしては少々低すぎて不適切な感は否めないが、伝搬特性そのものは極めて興味のあるものである。 h_N の値を下げると 80 km の近くでモード解 S_n が $n = 1$ と $n = 3$ で縮退し、その結果、図 2.3(d) の位相速度で示されているように、距離が 6800km(磁気緯度 7.5° N) の地点でモードが入れ替わることになる^[51]。さらに h_N を下げると、 7.5° S の地点でも縮退し、結局磁気緯度が 7.5° 以内の磁気赤道を含んだ領域では、1 次モードの位相速度が急激に増加することを示唆している。もしこれと同様な状況が $f = 13.6$ kHz の赤道越え東西伝搬の場合にも考えられるならば、Kikuchi^[22] によって議論された受信電波の異常に小さな位相の日変化量 — これは彼により、磁気赤道領域で夜間の 1 次モードの位相速度が昼間の 1 次モードの位

相速度を凌駕するという位相速度の逆転現象による、と説明されている一の原因を示唆しているものと思われる。

2.5 結論

赤道越え東西伝搬に係わる VLF 電波のモード干渉距離とモード変換係数の異常な変化を伝搬路に現実的な地球磁場を用いて説明した。計算は $f = 18.6\text{kHz}$ の三つの実測のなされた伝搬路について行った。夜間の電子密度として指数関数分布を採用した。結果は次のようにまとめることができる。

- (1) 現実的な地球磁場を用いることにより、その効果として、磁気緯度が 20° 以内の領域で伝搬パラメータが異常に変化することが分かった。
- (2) 夜間の導波管部分の二つの主要伝搬モードとしては 2 次および 3 次モードである旨、同定することが出来た。
- (3) 伝搬路に沿ったモード変換係数の変化は夜間の異方性電離層下でのモードの偏波が、伝搬路に沿った緩やかな TM 型から TE 型へと変化することによって説明が可能である。
- (4) 中緯度の 2 次および 3 次モードによる干渉距離の理論値は、特に $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$, $h_N = 90\text{km}$ の指数分布の場合、観測値に非常によく一致する。
- (5) 磁気緯度が 20° 以内の領域での D の値は 3 次モードの位相速度の急激な減少により異常な増加を示す。

(6) $f = 18.6\text{kHz}$ の場合の類推から、磁気赤道領域でモードの縮退に起因する昼間の 1 次モードの位相速度より夜間の 1 次モードの位相速度が大きくなる逆転現象が起こる可能性がある。

最後に、上述の理由から h_N がおよそ 90 km の $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$ の指数関数分布は $f = 18.6\text{kHz}$ の場合の有効な夜間の電離層モデルの一つであることがわかる。

第3章

トウイーク空電の波動特性の周波数依存性

3.1 緒言

トウイーク空電 (Tweek Atmospherics) は遠方での雷放電からの V L F / E L F 帯の電磁波が電離層・地表導波管内を伝搬してきたものであると理解されている^{[53],[25]}。図 3.1 においてスペクトルの左端近くにある空電において高調波的に髭のごときものが現れている。これらのひげのスペクトルが漸近する周波数を遮断周波数という。図において下から順に 1 次モード、2 次モード、... の遮断周波数となる (1 次モードの遮断周波数が矢印にて示してある。この 1 次モード、2 次モード、... の周波数をスペクトルから読みとることにより、空電の電離層反射高度が推定できる^{[25],[53]})。遮断周波数近くでの分散特性は電離層・地表導波管理論とよく合うことが証明されている^[25]。しかし、従来はこれらのトウイーク空電に関する研究はスペクトルに関するもののみで、これら空電の詳細な波動特性 (偏波、到来方向 (入射角、方位角)) は全く観測されず、トウイーク空電の形成、すはわち長い継続時間の原因は未だに未解明である。近年島倉ほか^[26] はこれらの空電のスペクトルに対する高度な信号解析により、空電源までの距離および空電の電離層反射高

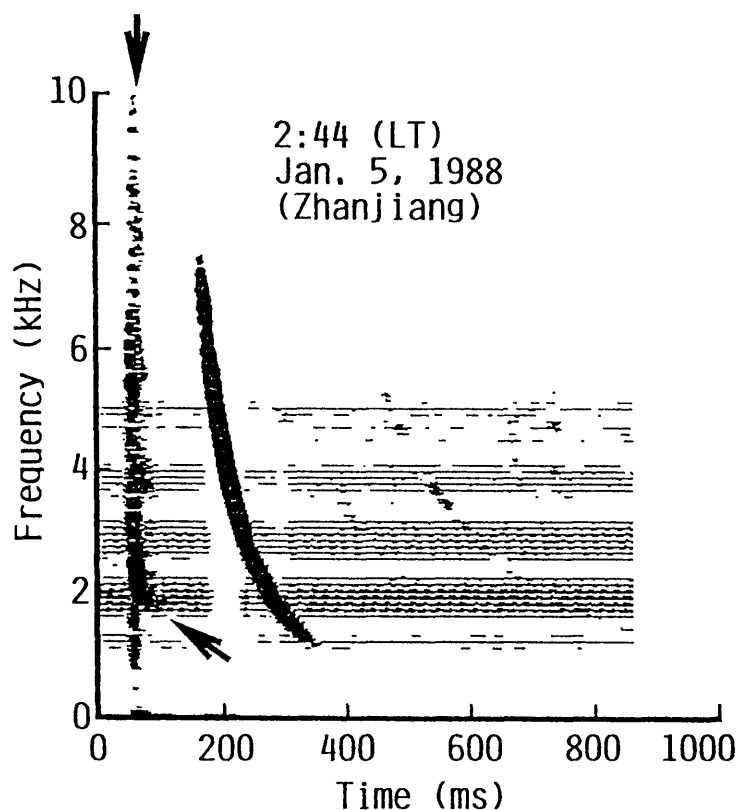


図 3.1: 1988 年 1 月 5 日中国湛江にて観測されたトゥイーク空電とそれより発生したホイスラ

度を高精度にて測定でき、これら空電が擾乱電離層の研究に極めて有効であることを示した。この方法の開発は、下部電離層研究において VLF 送信局電波に比べて劣っていると考えられていた VLF/ELF 帯空電に新たな生命を与えるものとなるだろう。そのためにも、これらトゥイーク空電の波動の基本的特性、即ち偏波や入射角 (および方位角) の周波数特性を詳細に実験的に評価することが重要となる。更に、本研究は雷放電からの VLF/ELF 電磁波がいかなる条件にてホイスラモードとして電離層・磁気圏プラズマへ散逸しているかとも関連し、興味深い問題である。本章にてホイスラに対して開発した方位測定 (電磁界解析法^{[54],[55]}) を初めてトゥイーク空電に適用

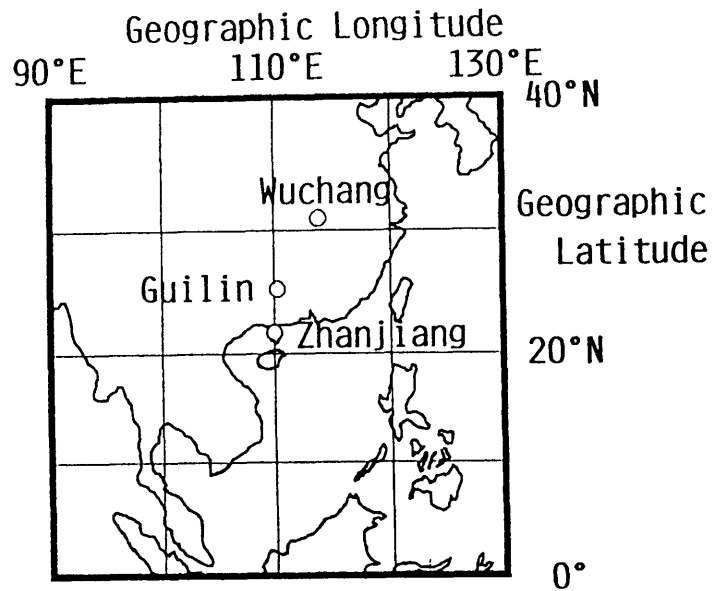


図 3.2: 中国での VLF 電波観測ステーション

し、その観測結果に基づいてトウイーク空電の形成機構を論ずる。

第 2 節では VLF 波の観測と方位測定の方法を述べる。第 3 節では観測結果を、第 4 節では結果の検討と導波管モード理論による解析を述べる。第 5 節は結論である。

3.2 VLF 観測と方位測定

本章で用いた VLF データは図 3.2 に示した中国における湛江 (地理緯度 21.3°N , 地理経度 110.3°E ; 磁気緯度 10°N)、桂林 (25.3°N , 110.2°E ; 14°N)、武昌 (30.5°N , 114.6°E ; 19°N) の三観測点における観測に基づいている。観測は 1988 年 1 月 5 日より 1 月 11 日までの期間において、毎日地方時 00 時 00 分より 04 時 00 分までの 4 時間連続的に行われた。この時間帯の選定は超低緯度におけるホイスラの発生頻度特性によっている^[56]。本来、

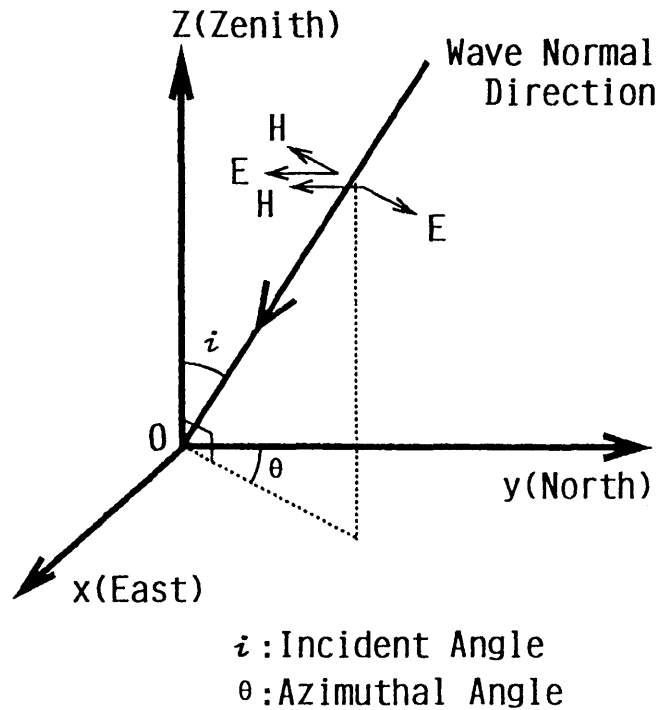


図 3.3: 方位測定の座標系と入射だ円偏波した波の TM, TE 波成分への分解

この観測は超低緯度ホイスラの伝搬機構を研究する目的であったが^{[57],[58]}、この時間帯は同時に VLF/ELF 帯空電の頻度の高い時間帯でもある^{[25],[53]}。

本章で用いる電磁界解析法^{[26],[54]}では、電磁界 3 成分の同時観測が不可欠である。直交ループアンテナ ($S = 80\text{m}^2$, $L_a = 265\mu\text{H}$, $r_a = 1\Omega$) により水平磁界 2 成分と垂直アンテナ ($h = 10\text{m}$, $C_a = 120\text{pF}$) により垂直電界 1 成分を広帯域 ($0 \sim 10\text{kHz}$) にわたりデジタルレコーダに記録した。再生された電磁界 3 成分の出力は $8\mu\text{s}$ の変換速度で、16 ビットの A-D コンバータによってデジタル化させ、1024 のデータ長でのマイクロコンピュータにより FFT 解析を行う。以上の操作により、125 Hz の分解能で垂直電界成分に対する各水平磁界成分の振幅比および位相差を求める^{[58],[59]}。

ここでは、電磁界解析法方位測定方式について簡単に述べる^{[54],[55]}。本方式は本来ホイスラの地上方位測定のために開発されたものであるが、だ円偏

波した電波であればいかなる電波に対しても適用できる。図 3.3 に示すように観測地点へ入射する電波の到来方向 (入射角 i および方位角 θ) は次式より求められる^{[54],[55]}。

$$i = \sin^{-1}\{1/(M_{y-z} \cos \phi_{y-z} \cos \theta - M_{x-z} \cos \phi_{x-z} \sin \theta)\} \quad (3.1)$$

$$\theta = \tan^{-1}(M_{y-z} \sin \phi_{y-z}/M_{x-z} \sin \phi_{x-z}) \quad (3.2)$$

但し、 M_{x-z} , M_{y-z} と ϕ_{x-z} , ϕ_{y-z} はそれぞれ垂直アンテナに誘起される垂直電界成分に対する東西、南北ループアンテナに誘起される水平磁界成分の振幅比と位相差である。

この入射角 i と方位角 θ の測定誤差は各アンテナ間の振幅比と位相差の測定誤差に依存する。これらの誤差は岡田が開発した手法^[60]により、設置されたアンテナの特性を持つ擬似アンテナを用いて各アンテナの出力を較正^[61]した後、垂直直線偏波で到来する昼間時における VLF 局の電波^[60](本中国における観測では愛知県刈谷市の依佐美局 17.44kHz) を用いてシステム誤差の較正を行っている。これらの較正法は電磁界解析法において広く用いられており^{[60],[61]}、本装置では方位角において 5° 以内、入射角において 2° 以内の測定精度を得ている^[61]。

入射波は図 3.3 のように TM 波成分 (入射面に垂直な磁界成分を持つ) と TE 成分 (入射面に垂直な電界成分をもつ) に分解でき、入射波の偏波は入射面内の磁界成分 H_{\parallel} と入射面に垂直な磁界成分 H_{\perp} との比として次式のよう

$$p = \frac{H_{\parallel}}{H_{\perp}} = u - jv \quad (3.3)$$

偏波パラメータ (u, v) は次式より求められる^{[54],[55]}。

$$u = -(M_{x-z} \cos \phi_{x-z} \sin i + \sin \theta) / \cos i \cos \theta \quad (3.4)$$

$$v = M_{x-z} \sin \phi_{x-z} \sin i / \cos i \sin \theta \quad (3.5)$$

または

$$u = (-M_{y-z} \cos \phi_{y-z} \sin i + \cos \theta) / \cos i \sin \theta \quad (3.6)$$

$$v = M_{y-z} \sin \phi_{y-z} \sin i / \cos i \sin \theta \quad (3.7)$$

3.3 観測結果

観測結果の典型的な例を数例示す。図 3.1 は 1988 年 1 月 5 日の L.T.(local time) = 02h44m に中国湛江にて観測されたトウイーク空電の周波数スペクトルである。まず、0 次、1 次モードについて説明する。0 次モードは電離層、大地がなくても存在するモードで、水平方向へ伝搬する完全な TEM モードを表し、0 次モードの電界は伝搬方向に垂直な面内にて高度依存性を示さない。これに対し、1 次モードは垂直な面内にて電界の腹が一つあるようなモードでこのモードに対してそれ以下の周波数では伝搬できない遮断周波数が現れる。1 次モードの遮断周波数は図 3.1 においてひげのように見えるもので、漸近する周波数として定義できる。従って、1 次モードの遮断周波数(f_{1c})は $f_{1c} \cong 1.725\text{kHz}$ である。このトウイーク空電は極めて長い継続時間(約 100ms)のものに比較するとかなり短い継続時間(約 20ms)である。これは雷放電の発生箇所から観測地点までの伝搬距離が短いことに起因しているが詳しくは次章にて述べる。1 次モードの遮断周波数以下の周波数成分は 0 次モードである。図 3.4 (a), (b) は 1 次モードのいろいろな周波数での入射角(i)と方位角(θ)の測定結果を示している。

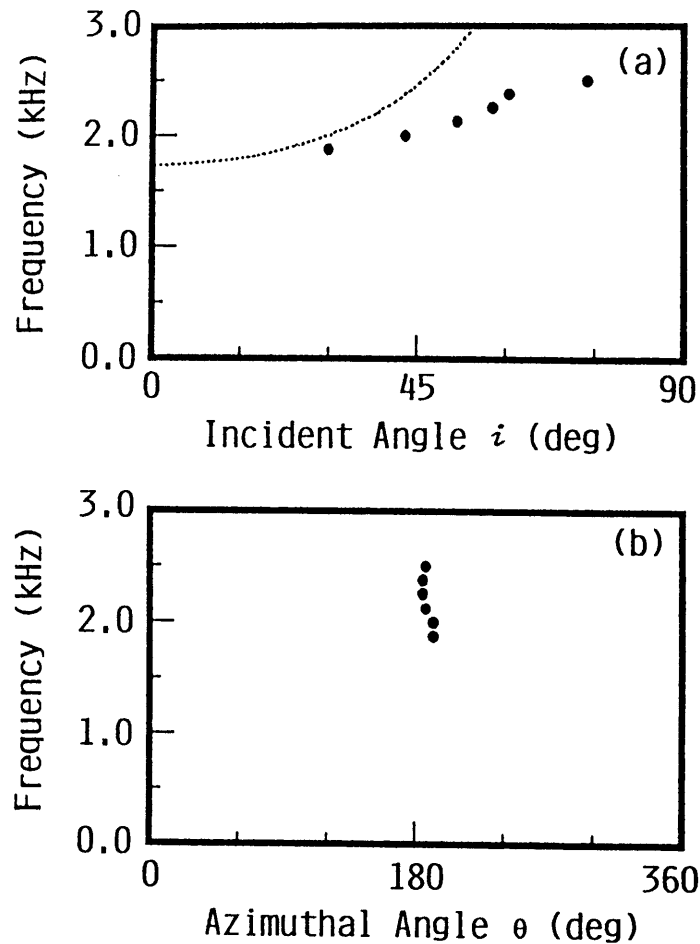


図 3.4 : 図 3.1 のトゥイーク空電の波動特性の周波数依存性

また、図 3.4 (c), (d) は偏波パラメータ (u, v) の周波数依存性を表示したものである。周波数が 2.5 kHz では入射角 (i) は $i = 74^\circ$ であるが、周波数が低くなるにしたがい i は減少して、遮断周波数に近づくと、天頂方向 ($i = 0^\circ$) に漸近する。すなわち、1.875 kHz では $i = 30^\circ$ となっている。方位角 (θ) に関しては、周波数に関係なく、ほぼ一定値を示している。すなわち、 4° 程度のばらつきを持つのみである。

図 3.4 (c) の偏波について見てみる。まず (u, v) についてももう少し説明する。 $(u = 0, v = 0)$ が直線偏波を示し、 $(u = 0, v = 1)$ がホイストラモード波の偏波

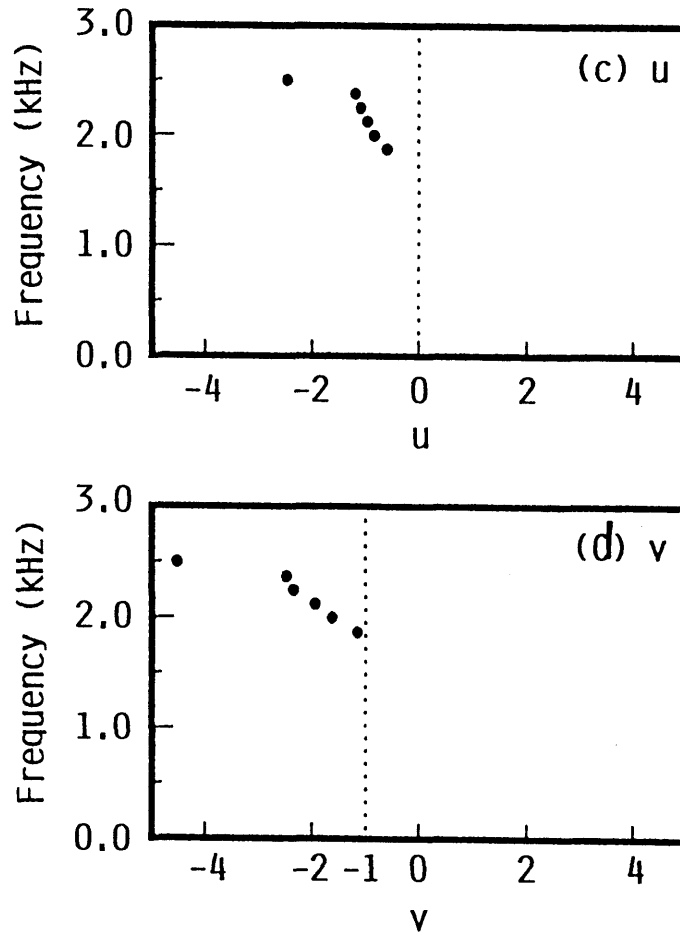


図 3.4: 図 3.1 のトウイーク空電の波動特性の周波数依存性

を示す右回り円偏波を示す。 $v > 0$ が右回り、 $v < 0$ が左回り偏波を示す。これらの点を考慮して図 3.4 (c) u , (d) v を見てみる。1.875 kHz から 2.5 kHz まで、すべての周波数にて $v < 0$ で左回りだ円偏波である。 $f = 2.5$ kHz では左回りだ円偏波であり、周波数が 1 次モードの遮断周波数に近づくにつれ、 u は次第に高周波より 0 に漸近し、 v は -1 に漸近する。すなわち、左回り円偏波に漸近する傾向がはっきりと認められる。

別の例を図 3.5 に示す。図 3.5 は同じ湛江において、同日の L. T. = 02h 39m に観測されたトウイーク空電のスペクトルである。1 次モードの遮断周波数は $f_{1c} \cong 1.725$ kHz である。前図同様に、図 3.6 (a), (b) は入射角 (i) と

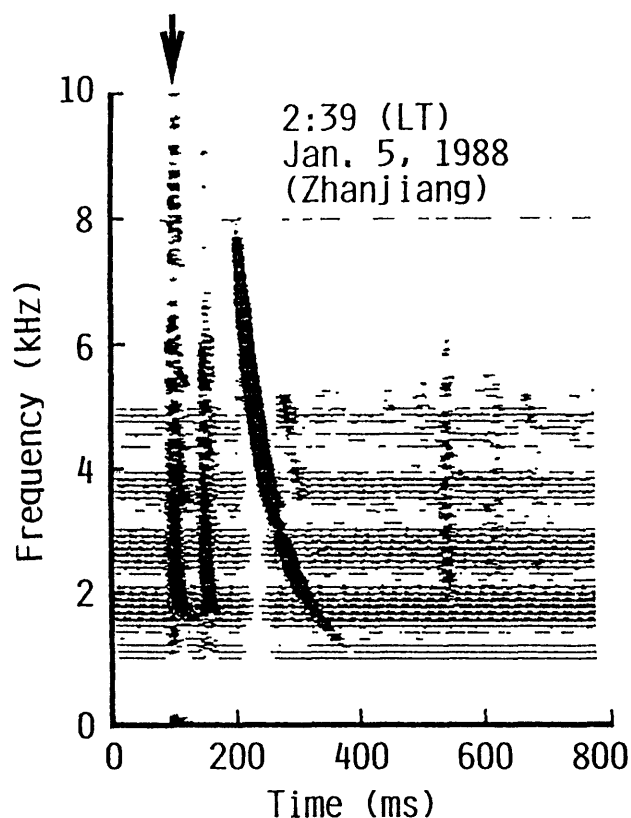


図 3.5: 1988 年 1 月 5 日 L.T.=02h39m に湛江で観測されたトゥイーク空電のスペクトル

方位角 (θ) の周波数依存性を示し、図 3.6 (c) は偏波の周波数依存性をまとめたものである。図 3.6 (a) より、周波数が 1 次モードの遮断周波数よりもかなり高いとき ($f = 2.5\text{kHz}$) では、入射角 (i) は比較的大きい ($i \cong 60^\circ$)。しかし、周波数が徐々に低くなるにつれ、入射角 (i) は減少の傾向を示す。周波数が 1 次モードの遮断周波数に漸近するにつれ、入射角 (i) は $i = 0^\circ$ に漸近する。すなわち、周波数が 1.750 kHz では $i = 6^\circ$ のごとくなる。方位角 (θ) は前例同様数度のばらつきで、一定値を示す。次に図 3.6 (c) の偏波については、すべての周波数にて $v < 0$ で、左回りの偏波を示し、一般には

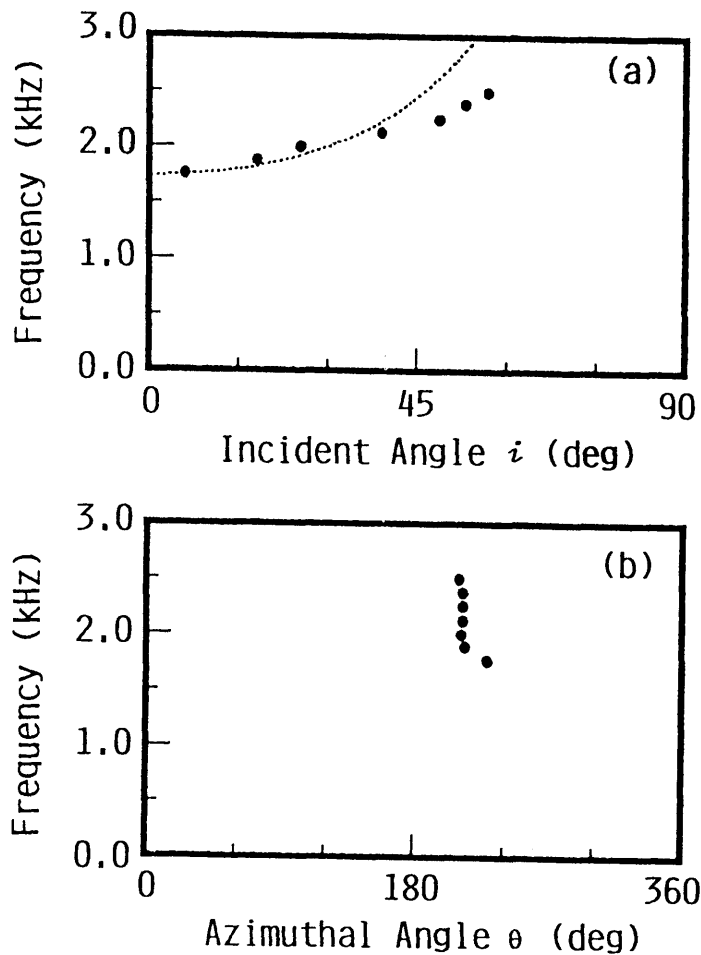


図 3.6 : 図 3.5 のトウイーク空電の波動特性の周波数依存性

だ円偏波である。1 次モードの遮断周波数に近づくにつれ、たとえば $f = 1.750\text{kHz}$ では、 $u \rightarrow 0, v \rightarrow -1$ の左回りの円偏波に近づくことが理解される。また、図 3.5 の例では 1 次モードの遮断周波数以下での偏波測定は主として電力線誘導雑音のため不可能であったが、図 3.1 の例では可能であった。電磁界解析法では、その原理のところでも述べたようにだ円偏波に対しては有効であるが、直線偏波した波には適応できない。そこで $f = 1.5 \sim 1.0\text{kHz}$ までの 0 次モードの周波数領域では水平磁界 2 成分の位相差の測定を行い、その位相差から極めて直線偏波に近いことを見いだした。本章では二

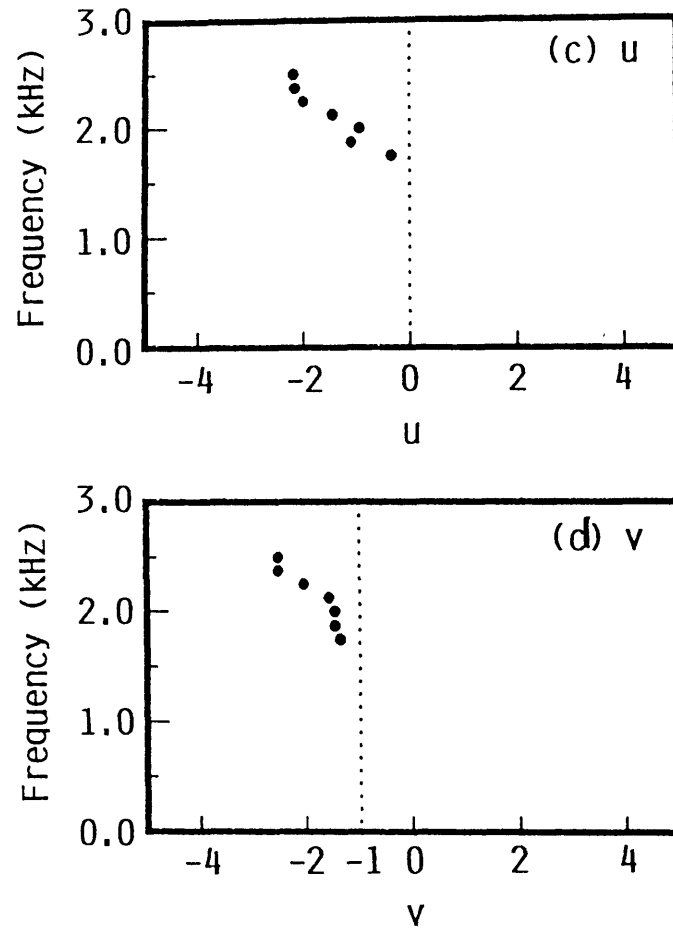


図 3.6: 図 3.5 のトウイーク空電の波動特性の周波数依存性

つのトウイークに対する観測結果を示したが、ほぼ同様の結果がトウイークにたいしても認められた。

3.4 実験結果の検討と電離層・地表導波管伝搬

本章ではホイスラ方位測定のために開発した電磁界解析法をトウイーク空電に対して初めて適用した。観測記録はデジタルレコーディングを用い、そのデータを FFT 解析した結果をまとめる。

- (1) 導波管 1 次モードの入射角 (i) については、2 次モードの遮断周波数 (f_{2c}) より下の周波数領域にて、周波数が減少するにつれ、入射角 (i) は大きな値より次第に減少し、周波数が 1 次モードの遮断周波数 f_{1c} に近づくと天頂に漸近する。
- (2) 導波管 1 次モードの方位角 (θ) に関しては、周波数によらず各トウィークに対してほぼ一定値を示す。
- (3) 偏波に関しては、1 次モードの全周波数において左回りの円偏波であるが、1 次モードの遮断周波数 f_{1c} よりも高いときにはより垂直直線偏波的であるが、遮断周波数 f_{1c} のごく近傍の周波数では純左回り円偏波に近い。
- (4) 0 次モードの周波数では波の偏波状態は直線偏波である。

以上の初めて得られたウィーク空電の波動特性を電離層・地表導波管伝搬理論に基づいて議論してみよう。まず 0 次モードについて考えてみる。雷放電を大地放電と見なして、源としては垂直ダイポールを考えた電離層・地表導波管伝搬理論によると 0 次モードは TM_0 (TEM) モードで、電離層や地表が存在しないとときと同様の伝搬状態で、水平方向へ伝搬する垂直偏波した波である。上述の実験事実 (4) はまさにこの理論的予測に合致している。もちろん、直線偏波からのずれがいかなる原因によるかは考えるべきである。

次に、1 次モードの実験事実 (1)~(3) を伝搬理論と比較してみる。解析した日 (図 3.1、図 3.5) の空電の位置は別の方法ですでに決められており^[63]、空電の源から湛江までの距離は 2000 km 以上である。まず簡単のため導波管の上部および下部境界である電離層と大地を平面の理想的 (完全導体とする) 境界からなるとする。 $\exp(j\omega t)$ を仮定する。その場合管内の波の分散式は以下ようになる^[64]。

$$\omega^2 = c^2 k_\eta^2 + m^2 (c\pi/H)^2 \quad (3.8)$$

但し、 c は光速、 ω は波の角周波数、 k_η は伝搬方向 (η 方向) の波数、 m はモード数、 H は電波の電離層反射高を表す。電離層、大地をともに完全導体とする理想的な場合で、しかも源の雷放電が垂直ダイポールだと仮定したときには、TM モードしか伝搬しない。式 (3.8) は実験結果との比較のため次式を用いて書くのが都合がよい。

$$n_\eta = ck_\eta/\omega = \sin i \quad (3.9)$$

上式の n_η は問題にしているモードの実効的な屈折率を表し、 i はこのモードを構成する平面波の入射角を表す。 n_η および i を用いて式 (3.8) は次のように書き換えられる。

$$n_{\eta m} = \sin i_m \quad (3.10)$$

$$= \{1 - (\omega_{cm}^2/\omega^2)\}^{1/2} \quad (\omega_{cm} = c\pi m/H) \quad (3.11)$$

分散式 (3.8) に対応するモード m の群遅延時間 $t_m(\omega)$ は伝搬距離を η とすると次式で与えられる。

$$t_m(\omega) = (\eta/c)(1/\sin i_m) \quad (3.12)$$

$$= (\eta/c)\{1 - \omega_{cm}^2/\omega^2\}^{1/2} \quad (3.13)$$

本式の周波数スペクトル $t_m(\omega)$ の詳細な信号解析より空電源の η と H を求める方式が近年、島倉ら^{[26],[65]}により提案された。図 3.1、図 3.5 からわかるように $f_{1c} = 1.725$ kHz ($\omega_{1c} = 2\pi f_{1c}$) として、周波数を変化させたときの i を式 (3.9) に従い計算した結果を点線にて図 3.4 (a)、図 3.6 (a) に表示してある。これらの図より、実測と理論計算とはかなり良い一致を示していることが理解される。このことは、周波数スペクトルおよび入射角に関して

は電離層、大地ともに完全導体とした理想的な導波管にておおむねは記述できることを示している。しかし、偏波に関してはこの近似的な導波管では不十分であり、下部電離層の不均質性と異方性を考慮することが不可欠である[35],[36],[53]。したがって、源は垂直ダイポールでも、TM モードと TE モードの両方を考える必要がある。この議論がひいてはトウイーク空電の生成に関する未解明の問題と密接に関連している[66],[67]。

1 次モードの偏波特性は初めて本論文にて評価されたものであるが、これらに対する考察を試みよう。既に、図 3.4 (a)、図 3.6 (a) より明らかなように、周波数が f_{ic} に近づくと、入射角 i は 0° に漸近する。したがって、トウイーク空電の形成に関しては、 $i = 0^\circ$ の垂直入射の場合について詳細に吟味することによりその物理的機構を明らかにする。大地は完全導体としても、電離層に関しては異方性を考えることは不可欠である。垂直入射時の平面波の反射係数はフレネルの式により与えられる。

$$R_p = (n_p - 1)/(n_p + 1) \quad (3.14)$$

但し、 n_p は電離層中での屈折率で、QL 近似を仮定すると次式のごとく表される[53],[67]。

$$n_{o,e}^2 = 1 - X/(1 - jZ \mp Y_L) \quad (3.15)$$

但し、下付き o, e は各々正常波、異常波を表し、 $X = \omega_p^2/\omega^2$, $Y_L = \omega_H \cos \theta/\omega$, $Z = \nu/\omega$ である。 ω_p はプラズマ角周波数、 ω_H はジャイロ角周波数、 θ は地球磁場と鉛直方向のなす角、 ν は電子の中性粒子との衝突周波数である。式 (3.15) の偏波を見ると正常波は右回り円偏波 (ホイスラモード) を、異常波は左回り円偏波を示す。トウイーク空電のテイルが形成されるためにも何回もの反射が不可欠であり、そのためには式 (3.14) より次の条件のときに成就される。(i) $|n_p| \gg 1$ 、または (ii) $\text{Re}(n_p)=0$ である。

第一の場合は等方性電離層からの反射の場合に対応し、 n_p は TM, TE 両偏波に対して同じで、 $n_p = \exp(j\pi/4)(\omega_p/(\omega\nu)^{1/2})$ で与えられる^[35]。この条件は昼間の条件 ($S = \nu/\omega_H \cong 1$) にて実現でき、 $|n_p| \cong 10$ となる。これは、高度 60 ~ 70km にて $n = 10^2 \sim 2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ に対応するが、減衰が著しく大きく、トウイークの形成には不適切である^{[25],[26],[53]}。

第2の場合 ((ii)) の $\text{Re}(n_p) = 0$ は異方性 ($S \ll 1$) 電離層からの反射に対してのみ可能である。 $\text{Re}(n_r) = 0$ (n_r 波は右回り円偏波、即ちホイスラモード波) にたいしては成立せず、 $\Omega_H < \omega < \omega_H$ (Ω_H はイオンジャイロ角周波数) の周波数領域では左回り円偏波に対してのみ可能である。 $\text{Re}(n_p) = 0$ は全反射の条件であり、左回り円偏波は異方性電離層から全反射される。左回り円偏波の全反射を維持するには、電離層の反射領域は十分に異方的 ($S \ll 1$) でなければならない。この条件は電離層の D 領域で 80km 以上の高度で夜間時に満たされる。即ち、夜間の、しかも $S \ll 1$ の条件にてトウイークが観測されるものと考えられる。

更に、1 次モードの遮断周波数よりも高い周波数ではすべての周波数にて左回り偏波という実験事実は上の議論の延長として、右回りホイスラモード波が電離層入射時ごとに電離層から磁気圏へとそのエネルギーを散逸するため、左回りだ円偏波になっていると考えたと矛盾なく説明できる。

3.5 結論

トウイーク空電の周波数スペクトル特性に関してはほぼ電離層・地表導波管伝搬にて説明できることは報告されている^{[25],[53]} がトウイーク空電がどのようにして長い継続時間をもつかという基本的問題は未解明である^{[66],[67]}。この問題の解明のため、本論文ではトウイーク空電の波動特性 (到来方向、偏波) の観測をはじめて実施した。この方式は本来ホイスラの方位測定とし

て開発したものであるが、トウイーク空電に対しても有効であることが理解された。

観測結果の重要な点は、

- (1) 1 次モードの遮断周波数以下の周波数で存在する 0 次モードは直線偏波であること。
- (2) 1 次モードの入射角 (i) の周波数依存性は電離層・大地をともに完全導体とした理想的導波管内伝搬での理論値とよく一致する。
- (3) 1 次モードのすべての周波数にて、左回りだ円偏波であるが、1 次モードの遮断周波数に近づくと、入射角 (i) は 0° に、また完全な左回り円偏波に漸近する。このことは垂直入射での、左回り円偏波が全反射を受けたことを示し、トウイーク空電が夜間の、しかも $S(= \nu/\omega_H) \ll 1$ の条件にて観測されることが理解された。

今後の課題としては、現実的な異方性、不均質電離層のもとでの理論解析の結果との比較が不可欠となろう。

第4章

異方性電離層下でのトウイーク空電の伝搬特性

4.1 緒言

雷放電から放射される VLF/ELF 帯の電磁波の、地球表面と電離層下部で反射されて遠方まで導波管モードとして伝搬してくる波がトウイーク空電であることは前章に述べた。この夜間の空電に対して電磁界解析法を適用してその波の入射角、及び方位角、更に偏波の周波数依存性を観測した結果も前章に与えてある^[68]。再び要約しておく。

- (1) 導波管 1 次モードの遮断周波数以下の 0 次モードの波は垂直直線偏波 (TM-偏波) である。
- (2) 導波管 1 次モードの入射角は遮断周波数の近傍で周波数と共に減少し遮断周波数でゼロに近づく。
- (3) 導波管 1 次モードの波は左回りだ円偏波である。1 次モードの遮断周波数に近づくに従い完全な左回り円偏波に漸近する。

これらの事実は、電離層・地表間導波管モード理論によって一般的には説明されるべきものである。今までにモード理論に基づいてトウイーク空電の伝搬

特性を現実的なモデルを用いて解析した例はあまりない。Barr^[69] は昼間の電離層の場合に異方性かつ不均質なモデルを用いて計算した。従って、その結果をトウイーク空電の場合にそのまま用いることはできない。Yamashita^[67] は夜間の電離層の、異方性ではあるが均質なモデルを採用して計算した。しかしながら得られた結果には減衰係数の周波数特性は与えられているが位相速度は与えられていないため遮断周波数の推定はできるが、その近傍での波群の遅れには何も言うことができない。また偏波の状態については TM 成分に対する TE 成分の比である偏波混在比 (polarization mixing ratio) を用いて偏りに言及しトウイーク空電をなしているのは減衰係数から準 TE-モード波であると結論している。

本章では地球磁場を考慮した異方性かつ現実的な不均質電離層のモデルを用いて電離層・地表間導波管モード理論に基づいて、前章で与えたトウイーク空電の遮断周波数 f_o と偏波特性を求める。空電の源の位置は方位測定^[68]、及び雷雲の分布より求められる^[70]。これらの伝搬路は比較的磁気子午面にちかい。従って子午面上及び実際の伝搬路上で、10 kHz 以下の周波数帯での導波管モードの計算から得られた伝搬パラメータに基づいてトウイーク空電の伝搬特性を詳細に検討する。そして、一つは遮断周波数の値から夜間の電子密度分布をある程度限定できる可能性の問題、もう一つは、偏波の測定より地球磁場による異方性電離層の電子密度分布の推定、及び導波管内での伝搬のメカニズムの解明等に関する問題について議論する。

第2節では平面電離層・地表導波管の概要を説明する。第3節では使用した電子密度分布、解析したトウイーク空電について述べる。第4章では計算の結果と検討を述べる。結論は第5節に示してある。

4.2 電離層・地表導波管モード理論

すでに第2章にて電離層地表導波管伝搬理論については、円筒の地球および電離層モデルの場合に述べてある。この章では原則として平面の地球および電離層モデルを採用している。従って、表式は一部を除いて同じになるが、大方は異なっている。波源としての雷放電が垂直電気ダイポールであり地表面上にあるものと仮定する。平面電離層・地表間で構成される導波管内でこの波源によって励起される伝搬モードを求めるためには次のモード方程式を解かなければならない^[27]。

$$F = |\mathbf{R}_g(S)\mathbf{R}_i(S) - \mathbf{1}| = 0 \quad (4.1)$$

但し

$$\mathbf{R}_g = \begin{bmatrix} \parallel \bar{R}_{\parallel} & \perp \bar{R}_{\parallel} \\ \parallel \bar{R}_{\perp} & \perp \bar{R}_{\perp} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{R}_i = \begin{bmatrix} \parallel R_{\parallel} & \perp R_{\parallel} \\ \parallel R_{\perp} & \perp R_{\perp} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

は各々地表から見た地球表面および電離層からの反射係数マトリクス^[44]、 $\mathbf{1}$ は 2×2 の単位マトリクスである。 S は平面波の電離層あるいは地表面への入射角の正弦である。この方程式の解 S_n を得るためには反射係数マトリクス $\mathbf{R}_i(S)$ 、及び $\mathbf{R}_g(S)$ を計算する必要がある。 $\mathbf{R}_i(S)$ の計算は Budden^[44]によるアドミタンス・マトリクス法によっている。 $\mathbf{R}_g(S)$ は地球は等方性媒質であると考えて良いから地表境界で Fresnel の公式より与えれば良い。得られた解 S_n より n 次モードの伝搬方向の位相速度 V_n は、

$$V_n = \frac{c}{\text{Re}(S_n)} \quad (4.4)$$

また伝搬方向の減衰係数 α_n は、

$$\alpha_n = -8.68 \times 10^6 k_0 \text{Im}(S_n) \quad \text{dB/1000km} \quad (4.5)$$

k_0 は自由空間での波数である。

偏波パラメータ $p = (u, v)$ は

$$p = u - jv = \frac{H_{\parallel}}{H_{\perp}} \quad (4.6)$$

で定義する。 H_{\parallel}, H_{\perp} は各々入射面内、及び入射面に垂直な磁界成分である。

p を反射係数マトリクスの要素を用いて表すと

$$p = \frac{{}_{\parallel}\overline{R}_{\parallel\perp}R_{\parallel}}{(1 - {}_{\perp}\overline{R}_{\perp\perp}R_{\perp})} \quad (4.7)$$

式(4.7) より、 p の絶対値は偏波混在比 ρ の逆数となる。 ρ は第2章と同じように次式で定義する^[28]。

$$\rho_n = \left| \frac{(1 - {}_{\perp}\overline{R}_{\perp\perp}R_{\perp})}{{}_{\perp}\overline{R}_{\perp\parallel}R_{\perp}} \right| \quad (4.8)$$

偏波混在比は TM-波 ($\rho > 1$)、あるいは TE-波 ($\rho < 1$) への偏りを示す量である。

導波管内で伝搬方向への波の群速度 V_g は伝搬方向の波数を k 、角周波数を ω としたとき

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (4.9)$$

で与えられる。我々の問題では $k = k_0 S$ で n 次モードの場合には $S = S_n$ であり、 S は複素数となり減衰がある。しかし $S_i = \text{Im}(S)$ が周波数に関係なくほぼ一定である場合には $S_r = \text{Re}(S)$ としたとき群速度は次のように表しても良い。

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial(k_0 S_r)} \quad (4.10)$$

波源から放射された波が受信点まで伝搬した時の受信電磁界を計算するためには波源における励起係数 (excitation factor) Λ_n を求める必要がある。第 2 章と同様に次式で定義される。

$$\Lambda_n = -\frac{jk_0 h_0}{2} S_n^{\frac{3}{2}} (1 + \bar{R}_{\parallel})^2 \frac{(1 - \bar{R}_{\parallel} \bar{R}_{\perp})}{\bar{R}_{\parallel} (dF/dC)_{S=S_n}} \quad (4.11)$$

但し、 $C = (1 - S^2)^{1/2}$, h_0 は電離層高度である。

伝搬路上ではしかしながら電離層・地表導波管が伝搬方向に一様であるとは限らない。従って路上の各点での電離媒質を用いてモード方程式 (4.1) を解けば伝搬パラメータが得られるが、これは伝搬方向に沿って変化する。その変化の割合が大きくなければ各々のモードは路上の伝搬パラメータの変化に応じて緩やかにその姿態を変えながら伝搬すると考えることができる。既に第 2 章で議論したように WKB 近似で取扱い得ると考えることができれば、受信点の電磁界成分よりなるベクトル \mathbf{e} は次式で表現することができる^[35]。伝搬を x -軸方向にすると、

$$\mathbf{e} = \sum_m E_0 \mathbf{G}_n (\Lambda_m^S \Lambda_m^R)^{1/2} \exp \left(-jk_0 \int_{path} S_m dx \right) \quad (4.12)$$

但し、 $\mathbf{e} = [H_{\perp} H_v E_{\perp} E_v]^T$ であり、 E, H は各々電界、磁界を、下付きの \perp, v は各々入射面に垂直および地表面に垂直な成分であることを意味する。また $\mathbf{G}_n = [H_{\perp n} H_{vn} E_{\perp n} E_{vn}]^T$ であり、 \mathbf{G}_n の成分は n 次モードの正規化された固有電磁界の成分の管内断面の分布示すハイトゲイン関数である^[35]。 E_0 は波源の放射電力と周波数の関数である。上付きの T は転置を意味する。 $\Lambda_m^S \Lambda_m^R$ は各々波源、及び受信点での n 次モードの励起係数である。

4.3 電離層及び解析した空電

4.3.1 電離層のモデル

本章で伝搬パラメータの計算に用いた夜間の下部電離層の電子密度分布と電子の衝突周波数分布を図 4.1 に示す。電子密度分布は二つの型を採用している。1つは指数関数型の分布である。指数分布は周波数が 10kHz 以上の VLF 帯の計算によく用いられていて、位相及び強度の実測値を優れて説明することのできる電離層モデルの一つである^[71]。指数関数型電子密度を $N = N_0 \cdot \exp\{\beta(h - h_0)\}$ と表したとき $N_0 = 30.7 \text{ cm}^{-3}$, $\beta = 0.15, 0.24, 0.35 \text{ km}^{-1}$, 基準高度として $h_0 = 87 \text{ km}$ を Morfit 他^[71] に従って採用した。各々の電子密度を E15, E24, E35 で示す。いずれも中緯度でのモデルで、 β は周波数 f に対して実験的には線形増加と考えられていて、E24 は周波数が $f = 10 \text{ kHz}$ 付近の分布である。E35 は第 2 章で用いた指数関数分布を 3 km 下げたものと同一である。もう一つは Reagan 他^[72] により提唱された分布で Knapp^[73] によるモデルと基本的に一致し、ELF 帯での観測によく合うと言われている。また、高緯度地域の地磁気静穏日の夜間の D 層の電子分布として VLF 帯電波の伝搬の解析にも採用されている^[30]。このモデルは以下 RK 分布 (Reagan et al. and Knapp) で示す。

電子の中性粒子との衝突周波数は指数分布で与えてある。これらの分布は地球上ではすべて同一であるとする。すなわち、緯度、及び経度依存性はないものとする。また伝搬路はほぼ海上であることから地球は完全導体であると仮定する。また、現実の大圏伝搬路上の個々の点でモード方程式を解いて伝搬パラメータを求めるためには電離層高度での地球磁場が必要であり、この計算は国際地磁気分布の実験式^[52] に依り、高さが 100 km の値を用いる。

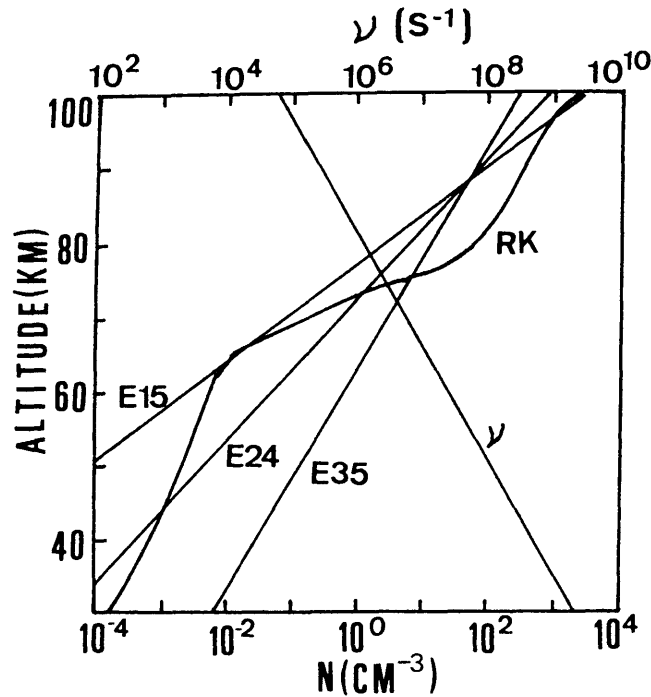


図 4.1: 計算に用いた電子密度と電子の衝突周波数の分布

4.3.2 解析したトウイク空電

中国湛江での観測からトウイク空電の周波数依存性についての多くの結果を得たが、そのうちの2例を第3章で与えてある。本論文ではこの2例についての理論解析を行う。空電の発生時刻は次の通り。

- (1) 1988年1月5日 02h44m (LT)
- (2) 1988年1月5日 02h39m (LT)

電磁界解析法に依る方位測定より得られた方位に受信点から大圏伝搬路を引き、およそ受信点から3000 kmである波源と特定された雷雲群を空電源の位置とした^[70]。(1),(2)の空電、及びその伝搬路を以下(1):A244, (2):A239と略記する。図4.2にこの伝搬路上での地磁気のデータを示す。全磁力は電子ジャイロ周波数 f_H で示し、方位角は地磁気の北極に対する東回りをプラスとする伝搬路の方位で示してある。

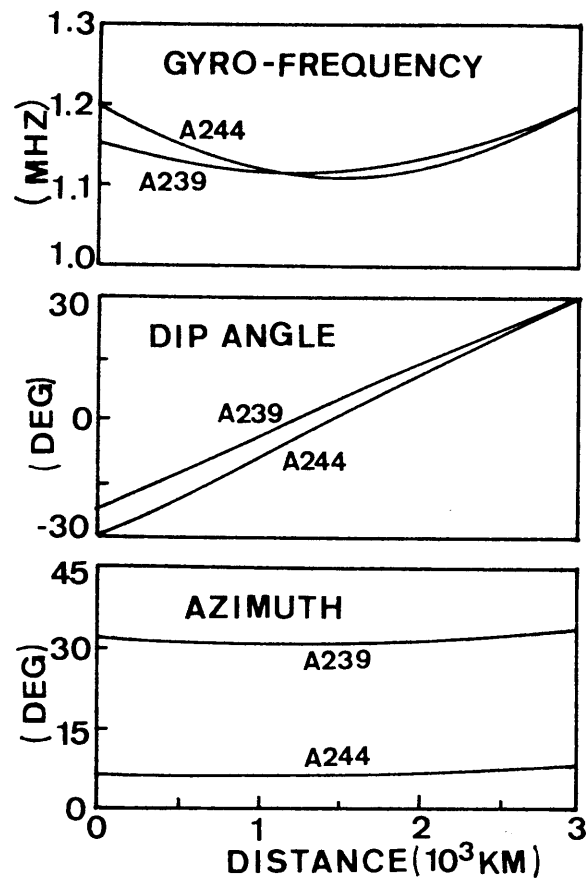


図 4.2: 伝搬路の地磁気分布

4.4 計算結果および検討

4.4.1 湛江における伝搬特性

さて、受信波の特性は受信点のパラメータにより強く支配されるものと考えてもおかしくない。従って、1 kHz から 10 kHz の周波数範囲での導波管モードの基本的な振る舞いを確認しておくために、受信点である湛江での南北 (磁気子午面) 伝搬に相当するときの 0 次 - 7 次モードの (a) 位相速度 (位相速度はすべて光速 c で正規化してある) と (b) 減衰係数の周波数依存性を最初に図 4.3 に示す。同時に地球の曲率を考慮したときの特性を、0 次

と 1 次モードについて各々 \star, \bullet で示した実線にて示す。使用した電子密度は RK 分布である。この二つのモードから見る限り、位相速度は平面地球モデルの場合とほぼ一致し、減衰係数は 4, 5 kHz 以下になるとその差は極めて小さくなる。他のパラメータもその点は同様である。以下、計算はすべて平面電離層・地表導波管モード理論による。図より奇数次モードは周波数の減少に従いある周波数で位相速度と減衰係数が同時に急激に増大する。すなわち、減衰の急激な増大とともに周波数減少に伴う位相速度の急激な増加はこの波の群速度の減少となり空電のスペクトルに現れるヒゲとなり、波の遮断を示す特徴になる。偶数次モードは位相速度の増加が奇数次モードに比して緩やかであり、かつ減衰係数は全体として値が大きく増加の割合も緩やかである。従って、偶数次モードは急峻な遮断特性は示さない。遮断周波数より上の帯域では、励起係数を考慮しても減衰の大きさが支配的であって、伝搬可能なモードは、0 次を別にして、奇数次モードとなる。この 1 次、3 次、...モードがトウイーク空電の 1 次、2 次、...モードに対応することになる。全体としてのこの伝搬の様相は、他の電離層、及び地磁気のモデルに対しても基本的には変わりがない。しかし実際の磁気赤道越え伝搬等の場合には伝搬路上での磁気伏角に対する伝搬パラメータの変化を詳細に調べる必要がある。

図 4.4 , 図 4.5 は E24, 及び RK の両電子密度分布での A244 と A239 の両方位についての、湛江における伝搬パラメータの計算の結果である。すなわち、二つの空電の受信点である湛江での方位角をパラメータとする周波数依存性を示している。図 4.4 (a) は位相速度, (b) は減衰係数、図 4.5 (a) および (b) は偏波 $p = u - jv$ である。モードの次数は 0, 1, 2 である。さて遮断周波数 f_c を位相速度、及び減衰係数が周波数の減少に対して急激に増大し、かつ減衰係数がおよそ $\alpha_1 = 30 \text{ dB/1000km}$ の値を与える周波数と

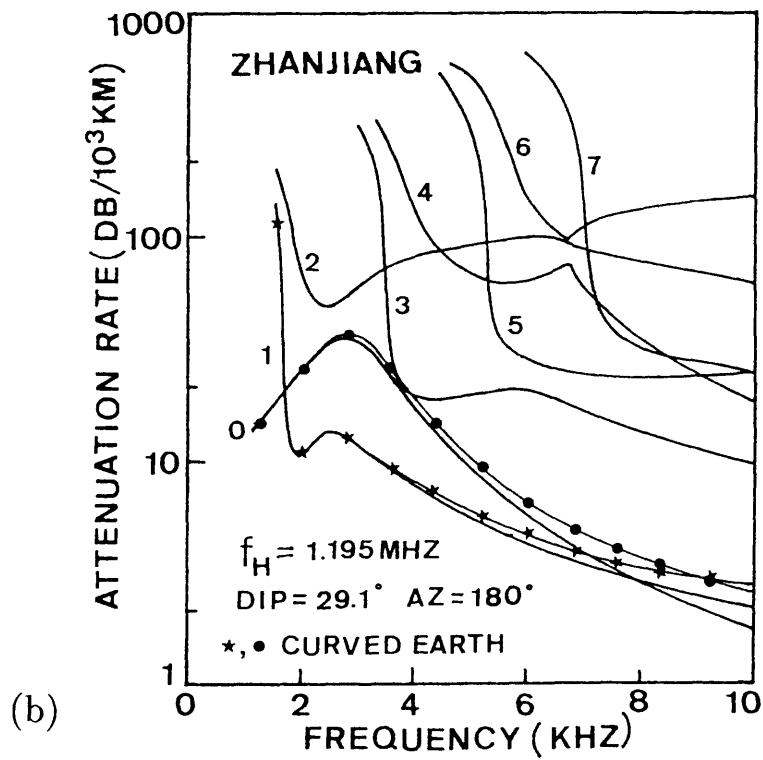
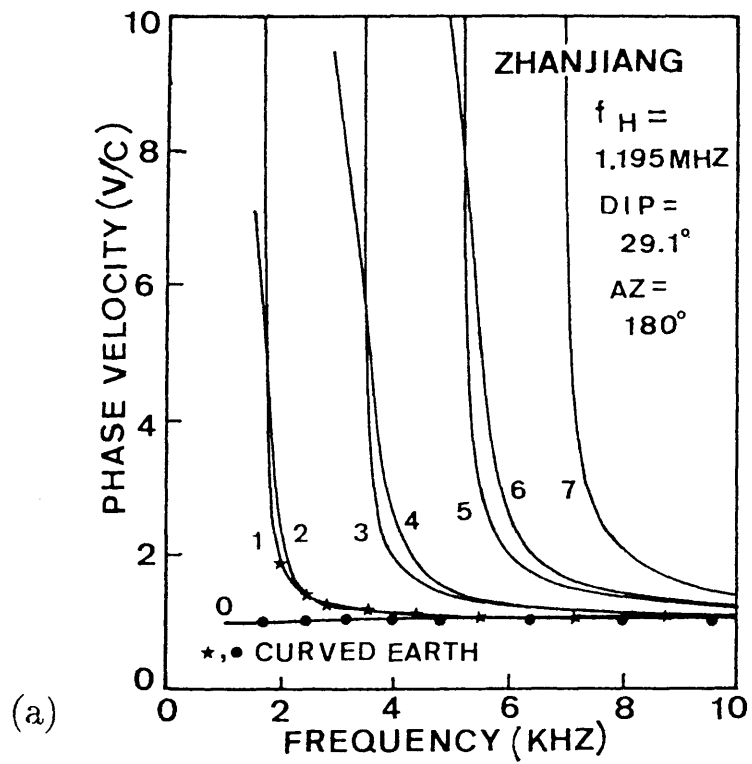


図 4.3: 中国の湛江での伝搬パラメータの周波数依存性。伝搬方位は南北。電子密度は RK 分布。

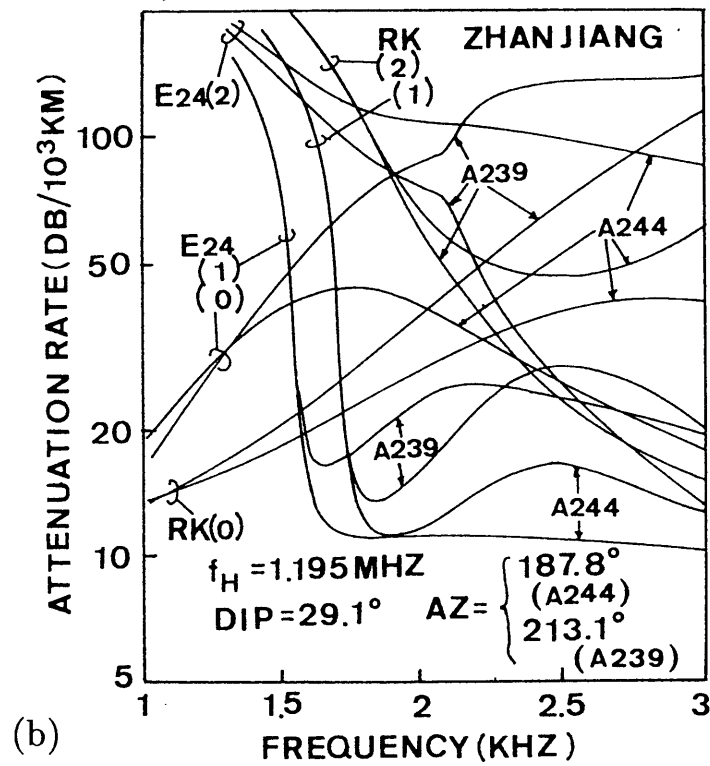
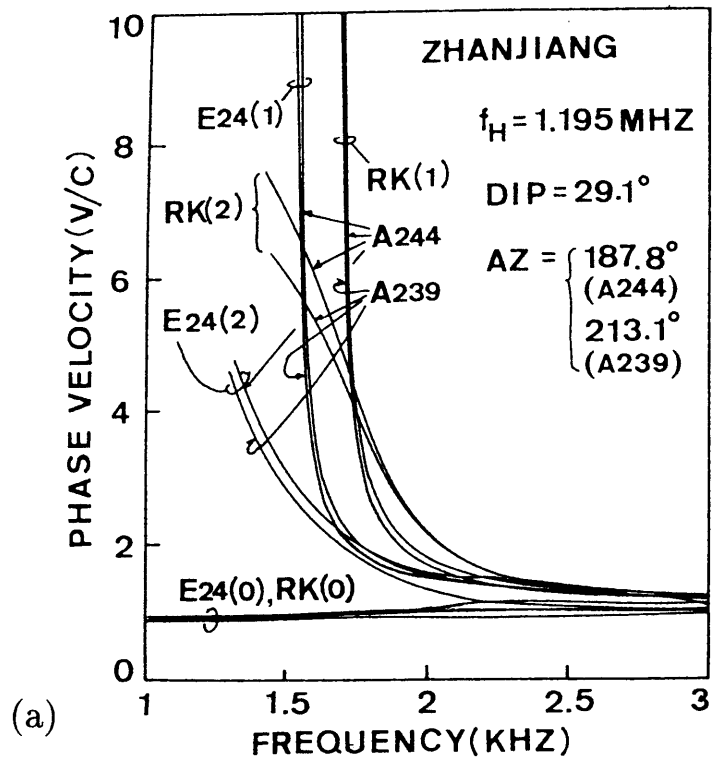


図 4.4: 中国の湛江での伝搬パラメータの周波数特性

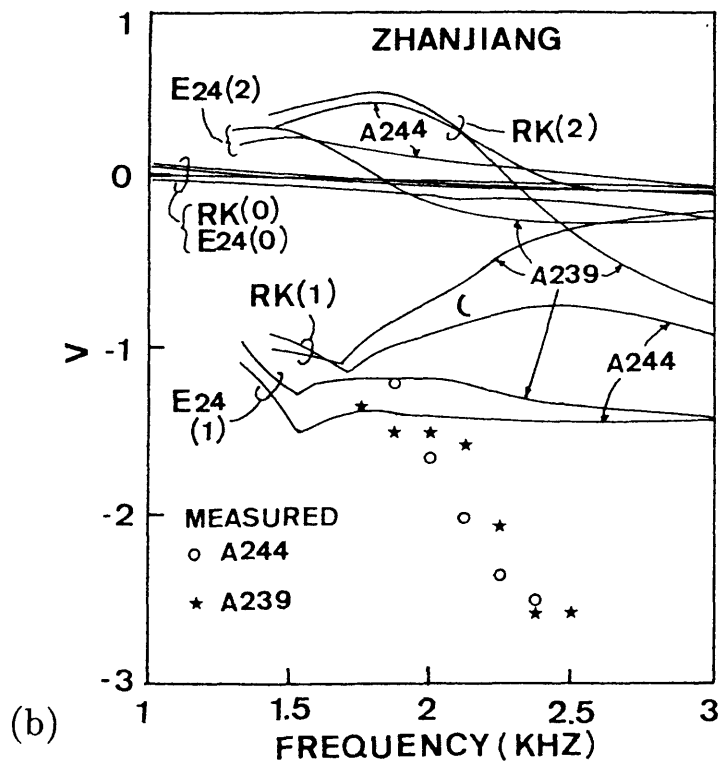
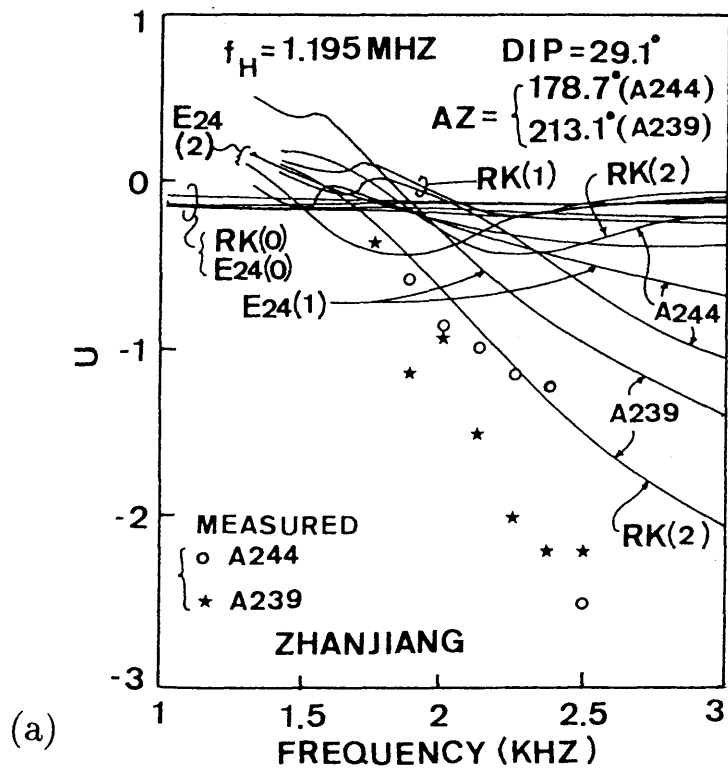


図 4.5: 中国の湛江での伝搬パラメータの周波数特性

考える。これはその近くで減衰係数が平坦、ないしは最小となる周波数の値に対しておよそ 10 ~ 20 dB/1000km 大きくなる周波数である。E24 の 1 次モードの湛江での遮断周波数は A244, A239 両伝搬路で $f_c = 1.55$ kHz である。E15-35 分布ではおよそ $f_c = 1.54 \sim 1.57$ kHz であって、 β の値に対して増加している。この値は測定値 ($f_c = 1.73$ kHz) よりかなり小さい。また E15-35 の基準高度 h_0 の変化に対する遮断周波数の変化は 0.018 ~ 0.020 kHz/km 程度で極めて小さい。従って遮断周波数の実測値に理論値を合わせるためには電離層の基準高度 h_0 を 10 km 程度下げなければならない。これは夜間の指数分布の h_0 としては低すぎる^[71]。RK 分布の場合の遮断周波数は A244, A239 の両伝搬路でも差がなくおよそ $f_c = 1.71$ kHz となる。この値は測定から得られた実験値 ($f_c = 1.73$ kHz) と比較的よく合う。全般的な特徴として遮断周波数は伝搬路の方位には依存しない。しかしこの遮断周波数の議論は湛江での特性のみに基づいており伝搬路全体からの影響について検討する必要がある。この点については後に述べる。

図 4.5 の (a), (b) は受信点での偏波パラメータ (u, v) の周波数特性を示している。図には第 3 章で述べた 1 次モードのトウイーク空電の実測結果も示してある。0 次モードの理論値の特徴的な点を示す。 u の値は図の周波数帯で E24, RK 両分布、及び A244, A239 の両伝搬路で $-0.2 \sim -0.1$ であり、電子密度分布、伝搬路による差はあまりない。更に v は A239 の E24 分布を別にすれば $-0.1 \sim 0.1$ であり、周波数の減少に伴いわずかに増加する。すなわち、0 次モードは明らかに直線偏波に近く、TM 波に偏っている。これは 0 次モードの実測結果に一致している。

実測の 1 次モードの u は周波数の減少に伴って増加し、遮断周波数の近くでゼロに近づく。また、伝搬路が南北に比して西東方位になると全体として負のより大きな値になる。 v の実測値は、周波数の減少に対して増加し遮

断周波数で -1 に近づく。方位による差は見られない。1 次モードの u の理論値の周波数依存性は伝搬路と電子密度分布によって大きな差がある。E24 分布の場合には、A239 が A244 に比して大きな負の値を持ち、実測と同じ傾向の周波数依存性を示すが、値は実測値の半分以下である。一方 v の値は遮断周波数以上ではほぼ一定である。伝搬路により多少の差はあるが、遮断周波数でおおよそ -1.4 である。値のみならず周波数依存性も特に高い周波数領域で実測とは異なる。RK 分布の u の理論値は A244 の場合、E24 かつ A239 の 1 次モードをおよそ 0.3 上に平行移動した形となる。A244 の実測より大きさが極めて小さい。一方、A239 の 1 次モードは $-0.2 \sim 0$ で、A244 の 1 次モードより更に小さい。これは 1、2 次モードの偏波特性等の比較検討よりわかるが、伝搬路 A239 と A244 の間のある方位で 1 次と 2 次のモードが縮退して後、入れ替わっていることによる。その結果として A239 の 1 次の u 値の大きさは小さく、図に示されているように 2 次のそれが大きくなる。従って、実測とは大幅にかけ離れている。また v も 1 次モードは遮断周波数で -1 に近い値になるが $f = 2.3$ kHz より高域ではゼロに近づく。結局 1 次モードはこの高域で準 TM-波となっている。更に図 4.4 (b) よりこの帯域では 2 次モードの減衰係数が 1 次モードよりも低く、2 次モードが伝搬している可能性が考えられる。しかし減衰係数に関しては E24 でも同様であり、同じく 2 次モードも伝搬しているのであれば、 p の値の計算は極めて難しい。これらの点に関しては、モデルの選択に問題がある可能性がある。また、我々は伝搬しているモードは路上のパラメータの変化に応じてその姿態を変えながら伝搬しているものと考えた。従って、この伝搬メカニズムにも問題がある可能性もあることも指摘しておく。

4.4.2 伝搬路上での特性

前節で、遮断周波数および偏波について受信点における理論値と実測値を比較した。しかし特に遮断周波数は伝搬路中途の伝搬パラメータに左右される。従って伝搬路上でのパラメータの変化を調べる。図 4.6、図 4.7 は空電波源から受信点にいたる伝搬路上の各点での導波管モードの伝搬パラメータを A239 の場合に波源からの距離の関数として、0 次と 1 次モードの遮断周波数の近くの周波数について示してある。電子密度分布は RK 分布モデルである。図 4.6 (a) は位相速度、(b) は減衰係数、図 4.7 (a) と (b) は偏波パラメータ (u, v) である。 $f = 1.8$ kHz 以下の場合には、1 次の位相速度が特に磁気赤道で大きくなる。一方減衰係数は 1 次モードが磁気赤道で大きくなる。又、 $f = 2.0$ kHz 以上の 1 次モードは、0 次モードと同じく準 TM-波となっていて、逆に磁気赤道で減衰係数が小さくなる。結果として磁気赤道付近では 1 次モードの遮断周波数が最大、湛江で最小であることがわかる。

ここで式 (4.12) を用いて受信点での 1 次モードの相対強度を 2 つの伝搬路の場合に、二つの電子密度分布について計算した。結果は表 1 に示してある。

我々の f_c の定義からおおよそ -90 dB 位のところに遮断周波数があるものと考えられる。よって伝搬路全体の影響を考慮したときの遮断周波数はこの表より E24 の場合には $f_c = 1.6 \sim 1.55$ kHz であり、一方 RK 分布の場合には $f_c = 1.75$ kHz の近傍であることが推定できる。後者の値は湛江での遮断周波数の実測値 ($f_c = 1.73$ kHz) に近い。しかしながら E24 の場合には遮断周波数は実測値よりかなり低い。E15、E35 の場合も値に多少の差はあっても状況は変わらない。以上から遮断周波数に関しては指数関数型の電子密度分布では説明が難しい。一方、これに対して RK 分布は実測値に比較的近い値を与える。

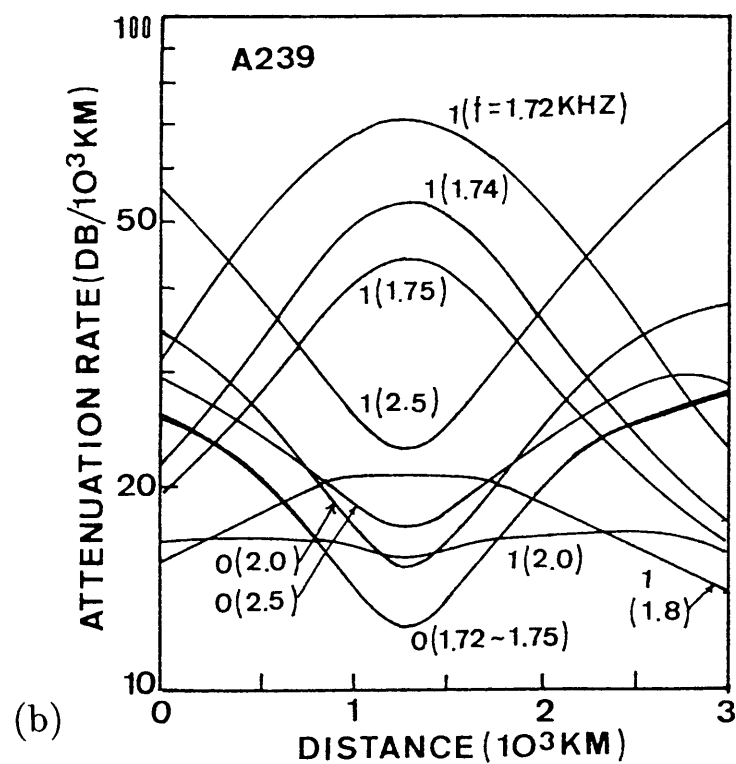
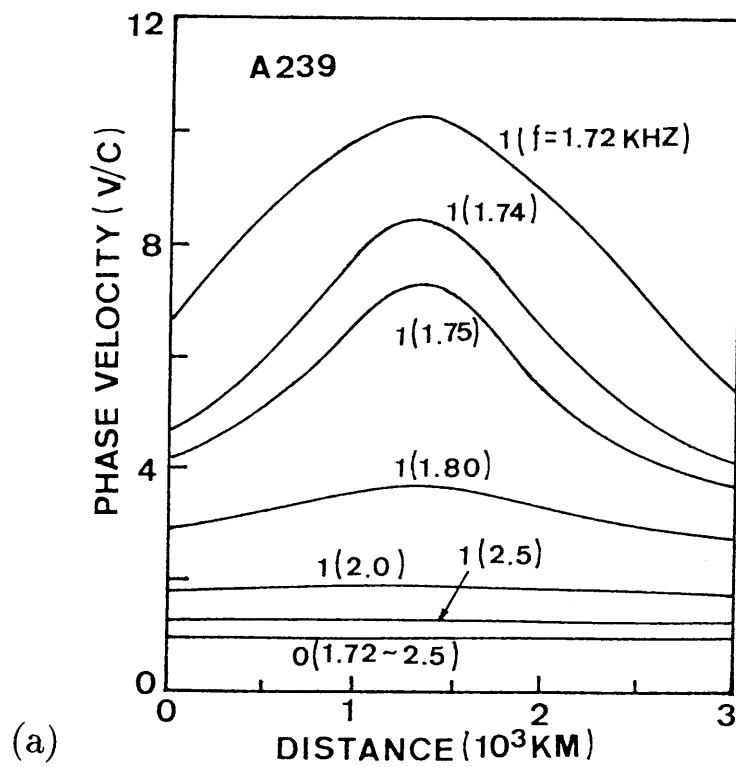


図 4.6: 伝搬路上での伝搬パラメータ

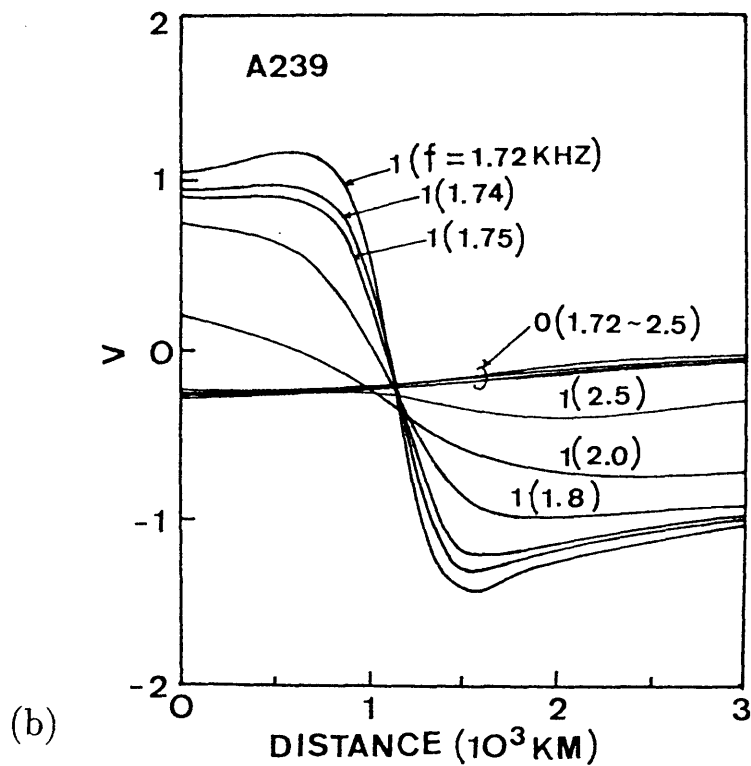
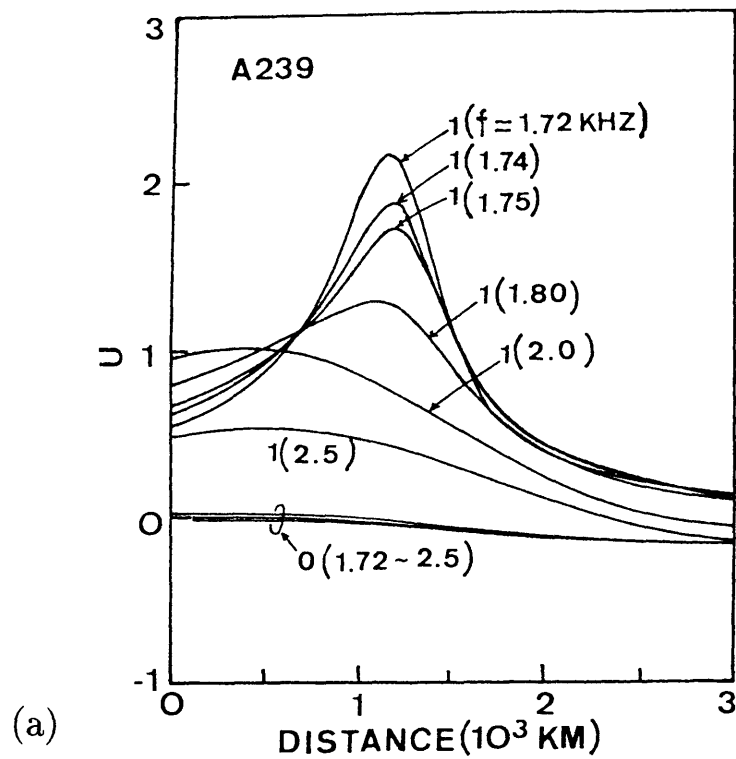


図 4.7: 伝搬路上での伝搬パラメータ。距離は A239 上で波源からの値を示す。磁気緯度も示してある。電子密度は RK 分布、数値はモード番号を示す (括弧内は周波数を kHz で示す)。

周波数	2.00	1.80	1.75	1.72	1.60	1.55
RK-A244	-47	-62	-100	-160		
RK-A239	-49	-59	-97	-160		
E24-A244		-49	-50		-76	-177
E24-A239		-51	-51		-73	-175

(単位 強度 : dB, 周波数 : kHz)

表 4.1: 1 次モードの相対強度

図 4.7 (a), (b) は 0 次及び 1 次モードの RK 分布の場合の偏波パラメータ (u, v) の A239 の伝搬路上での値を示している。特徴的なところは次の点である。0 次モードの u は南半球では電子密度分布、伝搬路、周波数を問わずほぼ全域でゼロに近い。しかし北半球では u は -0.1 程度の小さな値となる。一方、 v は波源での負の小さな値から受信点に向かって徐々に増加してゼロに近づく。A244 の場合も同様な振る舞いで A239 と有意の差はない。E24 の場合も RK 分布との間にほとんど差は見られない。以上、0 次モードの波は南半球で左回りだ円偏波であって、北半球に向かって徐々に変化し、受信点で純粋に直線偏波であってかつ TM-成分に偏っている。この受信点での計算結果が著者らの受信点での実測に一致することはすでに述べた。

1 次モードの偏波については $f = 1.8$ kHz 以下遮断周波数付近までの帯域を検討する。 u は南半球では正であり、磁気赤道に近づくに従い大きな

り、磁気赤道の直前で極大になる。極大値は周波数が減少するに従い大きくなる。そして磁気赤道近辺で急激に減少し、北半球ではそのままゼロに近い値を保って受信点に至る。一方、 v の値は波源でおよそ 1 で 1000 km 近くまではほぼ一定のままで至り、そこで急激に反対符号の値以下にまで減少する。北半球ではほぼ -1 に近い値を保って受信点に至る。また、A244 の場合には全体としての (u, v) の変化は A239 と本質的に変わらないが、磁気赤道付近での距離に対する変化の割合が非常に急峻になり、かつ極値が大きくなることである。更に E24 の場合には、RK 分布に比して値に差があるが伝搬路全体にわたる特性は RK 分布と変わらない。以上から、1 次モードの偏波特性は波源のある南半球では遮断周波数の近傍で右回りだ円偏波である。

磁気赤道での急激な偏波状態の変化を経て北半球では左回り円偏波に近い形となる。この 1 次モードがその波の姿態を伝搬路上の伝搬パラメータの変化に従って徐々に変えて伝搬するならば、受信点での偏波パラメータ p は電子密度分布、伝搬路などにより値に少しのばらつきはあってもほぼ実測の j に近い値になる。このように偏波パラメータの値が南半球と北半球で全く異なり、地域によって大幅に変化することは、偏波の詳細な測定により電離層電子密度分布のモデル、および導波管内での波の伝搬のメカニズムを調べることができる可能性を強く示唆している。

4.5 結論

トウイーク空電に関する伝搬特性を電離層—地表導波管理論より求め、実測と比較した。電離層には地球磁場を考慮した指数関数分布、および RK 分布モデルを用いた。結果は以下のようにまとめることができる。

- (1) 0 次モードは直線偏波に極めて近い。特に受信点では完全に直線偏波となっていて、実測に一致する。これは伝搬路、電離層のモデル

にあまり左右されない。

(2) 1 次モード (1 次のトウイーク空電) の遮断周波数に対しては、指数分布の場合には理論値は実測値よりもかなり小さくなる。RK 分布の場合の遮断周波数の理論値は実測値に非常に近い値となる。

(3) 受信点での 1 次モードの偏波パラメータ (u, v) の理論値の大きさは実測値よりも小さく、周波数特性も実測とは異なる。しかし、受信点で実測された 1 次モードの遮断周波数での左回り円偏波の状態については RK 分布が極めてそれに近い値を与える。

(4) 地球磁場に起因する 1 次モードの偏波状態は、理論的には南北半球で全く異なり、地域によって大幅な変化を示す。これは様々な地域での偏波の詳細な測定により電離層電子密度分布モデルの特定や導波管伝搬のメカニズムを調べ得る可能性が高いことを示している。

第 5 章

有限要素法による VLF 波の電離層・地表導波管の伝搬解析

5.1 緒言

地球表面の近くで放射された超長波電波 (雷放電や VLF 送信局電波) は電離層および地球表面で反射されて地球・電離層間を伝搬する。しかし、電離層では波の一部は電離層を突き抜けて上層部の磁気圏へと伝搬してゆく。地球と電離層の間を伝搬する波は、地球と電離層で構成される導波管によりモード伝搬しているものと見なされている。これは前章までに述べたように電離層・地表導波管理論として定式化されている [9],[27],[35]。

導波管モード方程式は、上部および下部の境界による反射係数が与えられれば書き下すことができる。このモード方程式はニュートン法などを用いた繰り返し法により解かれている。しかしながらこの方法は求めるべきモードについての近似解を何らかの方法で求めなければならない。更にモード解が近接した場合や、モードの特性が周波数に対して不連続となる場合など解が求められないことがある。近年、偏微分方程式の解法の一つとして有限要素法が広く用いられている。この方法は境界値問題に対しては非常に有力な武器となっている。本章では、この方法で電離層・地表導波管での電波の

モード伝搬の解析を行うことを提案する。この手法は、導波管固有値問題を巧みにマトリクス固有値問題に置き換えるため、すべてのモードの伝搬定数が同時に安定して求められる。モード理論では解が求められない場合にも有効である。また、固有電磁界も固有ベクトルから簡単に求めることができる。この手法での電磁界分布の計算例としては、平面光導波路の例^[74]があるが、電離層の伝搬に係わる問題では本論文が初めてである。従来電離層内の電磁界分布は最も一般的にはフルウェーブ法で求めるが、電離層内では二つの上昇波のうち、一方がエバネッセントに近く、したがって、他方の数値解はこのエバネッセント解の数値誤差のうちに埋没する問題があり、それを避けるために、Pitteway^[75]等による工夫が必要である。有限要素法はその点を顧慮する必要がない。またすべてのモードの電磁界が同時に求められ、電離層擾乱や、日出線に起因する導波管不連続問題等ではこれは極めて好都合である。このように有限要素法は極めて優れた手法である。

本論文では、有限要素法によるこの問題の固有値および固有電磁界の精度をモード理論の結果と比較し、また有限要素法の有効な応用例を示す。ここで用いているモード理論は、反射係数マトリクスを Budden のウェーブアドミタンスを用いたフルウェーブ法^[44]で求めてモード方程式を構成するもので、方程式は繰り返し法で解く^{[28],[76]}。また、モードの管内電磁界分布は電離層中の電磁界を求めるため Pitteway ら^[77]の方法により求める。

電離層・地表導波管は電離層上方の外部に開いた系であり、その系での伝搬固有値問題は、従って開放領域での境界値問題である。その場合、境界条件に注意する必要がある。我々が取り扱う電離層の領域は下部電離層である D および E 層であり、VLF 帯の電波はこの領域から主として反射される^[78]。したがって、E 層より上部は一樣であると考えてもそれほど不合理ではない。以上からこの上部境界より上は一樣な領域であると仮定し、境界条

件を取扱い易くする。

地球の磁場を考慮した場合、電離層は一般的には異方性かつ不均質であり、特に VLF 帯では電子の中性粒子との衝突による損失も重要である。従ってここでは、異方性、不均質かつ損失性を有する電離層の場合を取り扱う。

第2節では有限要素法による問題を定式化する。第3節では伝搬固有値、固有電磁界の計算の結果を示し、それを検討する。第4節は結論である。

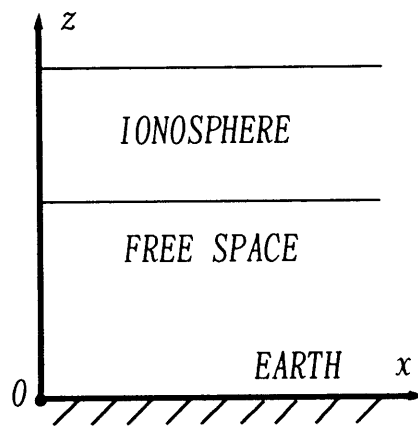


図 5.1: 電離層・地表導波管の構成

5.2 有限要素法による定式化

5.2.1 基本方程式

本章では1次元の導波管問題を取り扱う。時間項は角周波数を ω として $\exp(j\omega t)$ と仮定する。地球は円筒大地であり、電離層は地面に平行に成層をなしているものと仮定する。この円筒座標系は等角写像を用いて平面大地および平面電離層からなる直交座標系に変換する^[38]。この導波管モデルでの従来のモード伝搬理論は、第2、4章で論じられた。大地に平行な方向を x -軸、鉛直方向を z -軸にとる。電離層・地表間の VLF 電波の x -軸方向への

伝搬を取扱う (図 5.1)。従って、 x -軸方向への依存性を $\exp(-jkSx)$ と仮定する。 k は自由空間での波数、 S は平面入射波の場合の入射角の正弦に相当する。変換された直交座標系では比誘電率 $\hat{\epsilon}$ 、比透磁率 $\hat{\mu}$ は次式で与えられる^{[28],[38]}。

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + M_{xx} & KM_{xy} & M_{xz} \\ KM_{yx} & K^2(1 + M_{yy}) & KM_{yz} \\ M_{zx} & KM_{zy} & 1 + M_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & K^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

但し、

$$K \equiv K(z) = \frac{R}{H} \left[\log \left(1 + \frac{H}{R} \right) \right] \left(1 + \frac{H}{R} \right)^{(z/H)} \quad (5.3)$$

ここで R は地球の半径、 H は等角写像により導入された高さのパラメータである。 M_{ij} ($i, j = x, y, z$) は Budden^[44] の表記に従っている。電離層の媒質は z -軸方向のみに変化し、 y -軸方向には変化しないものと仮定する。従って、 $\partial/\partial x = -jkS$ 、 $\partial/\partial y = 0$ とする。電界 \mathbf{E} 、磁界は \mathbf{H} は $\mathcal{H} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \mathbf{H}$ より \mathbf{E} と同次元である \mathcal{H} を用い、 $\mathbf{E} = [E_x E_y E_z]$ と $\mathcal{H} = [\mathcal{H}_x \mathcal{H}_y \mathcal{H}_z]$ の成分を用いてマックスウェルの方程式を変換された直交座標系で書き下すと次のようになる。

$$-\frac{\partial E_y}{\partial z} = -jk\mathcal{H}_x \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + jkSE_z = -jkK^2\mathcal{H}_y \quad (5.5)$$

$$jkSE_y = -jk\mathcal{H}_z \quad (5.6)$$

$$-\frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} = jk(\epsilon_{xx}E_x + \epsilon_{xy}E_y + \epsilon_{xz}E_z) \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial z} + jkS\mathcal{H}_z = jk(\epsilon_{yx}E_x + \epsilon_{yy}E_y + \epsilon_{yz}E_z) \quad (5.8)$$

$$jkS\mathcal{H}_y = jk(\varepsilon_{zx}E_x + \varepsilon_{zy}E_y + \varepsilon_{zz}E_z) \quad (5.9)$$

さらに式(5.4)~(5.9)を整理する^[28]。

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + jkSE_z + jkK^2\mathcal{H}_y = 0 \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial z} + jkS\mathcal{H}_z - jk(\varepsilon_{yx}E_x + \varepsilon_{yy}E_y + \varepsilon_{yz}E_z) = 0 \quad (5.11)$$

但し、

$$\begin{cases} \mathcal{H}_x &= \frac{1}{jk} \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \mathcal{H}_z &= -SE_y \\ E_x &= \frac{j}{ak} \left(\varepsilon_{zz} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} - jkS\varepsilon_{xz}\mathcal{H}_y \right) + \frac{b}{a}E_y \\ E_z &= \frac{j}{ak} \left(-\varepsilon_{zx} \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} + jkS\varepsilon_{xx}\mathcal{H}_y \right) + \frac{c}{a}E_y \end{cases} \quad (5.12)$$

$$\begin{cases} a &= \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zx} \\ b &= \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zy} - \varepsilon_{xy}\varepsilon_{zz} \\ c &= \varepsilon_{zx}\varepsilon_{xy} - \varepsilon_{zy}\varepsilon_{xx} \end{cases} \quad (5.13)$$

すなわち、式(5.10)、(5.11)、および(5.12)で示されるように、マックスウェルの方程式は、 E_y と \mathcal{H}_y の連立微分方程式として表される。我々はこの連立微分方程式を与えられた境界条件のもとで解くことになる。

5.2.2 有限要素による表示式

すでにオプティカルファイバーをはじめ様々な導波路問題については、伝搬固有値問題、あるいは不連続問題等で有限要素法による定式化がなされている^[29]。ここではプレーナ型光導波路の熊耳ら^[79]による方法を用いる。地表から上部境界までを要素に分割する。形状関数列ベクトルを $\{N\}$ とする。各要素内での電磁界を要素内節点における値で展開する。

$$\begin{aligned} E_y &= \{N\}^T \{E_y\}_e \exp(-jkSx) \\ \mathcal{H}_y &= \{N\}^T \{\mathcal{H}_y\}_e \exp(-jkSx) \end{aligned} \quad (5.14)$$

$\{E_y\}_e, \{\mathcal{H}_y\}_e = e$ -要素の節点での電界および磁界の成分の値からなる

列ベクトル

但し、上付きの T は転置を意味する。ここで式 (5.10)、(5.11) にガラーキン法を適用する。

$$\int_e \left\{ \frac{\partial E_x}{\partial z} + jkSE_z + jkK^2\mathcal{H}_y \right\} \{N\} dz = \{0\} \quad (5.15)$$

$$\int_e \left\{ \frac{\partial \mathcal{H}_x}{\partial z} + jkS\mathcal{H}_z - jk(\varepsilon_{yx}E_x + \varepsilon_{yy}E_y + \varepsilon_{yz}E_z) \right\} \{N\} dz = \{0\} \quad (5.16)$$

式 (5.12) に式 (5.14) を代入しそれを式 (5.15)、(5.16) に代入して部分積分を用いる。更にすべての要素について重ね合わせると次式が得られる。

$$\begin{bmatrix} [A] & [B] \\ [C] & [D] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \{\mathcal{H}_y\} \\ \{E_y\} \end{bmatrix} = jk \begin{bmatrix} -\mathcal{H}_x^L \\ \mathcal{H}_x^U \\ E_x^L \\ -E_x^U \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} [A] = & \sum_e \int_{z_1}^{z_2} \left[\frac{\varepsilon_{zz}}{a} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\}^T \right. \\ & + jkS \frac{\varepsilon_{zx}}{a} \{N\} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\}^T - jk \frac{\varepsilon_{xz}}{a} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \{N\}^T \\ & \left. - (jkS)^2 \frac{\varepsilon_{xx}}{a} \{N\} \{N\}^T - k^2 K^2 \{N\} \{N\}^T \right] dz \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} [B] = & \sum_e \int_{z_1}^{z_2} (jk) \left[\frac{b}{a} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \{N\}^T \right. \\ & \left. - jkS \frac{c}{a} \{N\} \{N\}^T \right] dz \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$[C] = \sum_e \int_{z_1}^{z_2} (jk) \left[\frac{\tilde{b}}{a} \{N\} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\}^T + \frac{\tilde{c}}{a} \{N\} \{N\}^T \right] dz \quad (5.20)$$

$$\begin{aligned} [D] = & \sum_e \int_{z_1}^{z_2} \left[\left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\} \left\{ \frac{\partial N}{\partial z} \right\}^T - (jkS)^2 \{N\} \{N\}^T \right. \\ & \left. - k^2 (\varepsilon_{yy} + \frac{b}{a} \varepsilon_{yz} + \frac{c}{a} \varepsilon_{yz}) \{N\} \{N\}^T \right] dz \end{aligned} \quad (5.21)$$

但し、

$$\begin{cases} \tilde{b} &= \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yx}\varepsilon_{zz} \\ \tilde{c} &= \varepsilon_{yx}\varepsilon_{xz} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{xx} \end{cases} \quad (5.22)$$

である。 $\{\mathcal{H}_y\}$ 、 $\{E_y\}$ は各々全節点における \mathcal{H}_y 、 E_y の値よりなる列ベクトルである。 $\{\partial N/\partial z\}$ は形状関数の導関数の成分よりなる列ベクトル、 Σ_e はすべての要素について和をとることを意味している。また、 E_x^L, E_x^U は各々 E_x の、また $\mathcal{H}_x^L, \mathcal{H}_x^U$ は各々 \mathcal{H}_x の下部および上部境界での値を意味している。本章では不均質電離層の場合を取り扱うから線要素としては2次要素を用いる。2次線要素の場合には、形状関数ベクトル $\{N\}$ 、および節点での電磁界ベクトル $\{E_y\}$ 、 $\{\mathcal{H}_y\}$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \{N\} &= [N_1 N_2 N_3]^T \\ \{E_y\}_e &= [E_{y1}^e E_{y2}^e E_{y3}^e]^T \\ \{\mathcal{H}_y\}_e &= [\mathcal{H}_{y1}^e \mathcal{H}_{y2}^e \mathcal{H}_{y3}^e]^T \end{aligned} \quad (5.23)$$

N_i = 形状関数

$E_{yi}^e, \mathcal{H}_{yi}^e$ = e-要素の i 番目の節点での E_y および \mathcal{H}_y の値

また $[A]$ 、 $[B]$ 、 $[C]$ 、 $[D]$ の要素行列に現れている ε の成分よりなる関数である係数の ε_{zz}/a 、 ε_{zx}/a 、 \dots 等も要素節点での値を用いて2次多項式で展開する。以上から各々の要素行列を評価して式 (5.17) ~ (5.21) を構成する。

次に境界条件について議論する。地球は完全導体であるとする。前節に述べたように電離層に上部境界を設定し、それより上方の電離層の媒質は一様であるとする。従って地球表面では $E_y = 0$ で固定境界条件を、 $E_x = 0$ は $\partial \mathcal{H}_y / \partial z = 0$ であるから \mathcal{H}_y には自然境界条件を課して処理する。また、上部境界より高い部分では媒質は一様であると考えたため、電磁波は上方に進む波しかない。したがって自由空間の波数 k を用いて伝搬定数を kq とすれば高さ z への依存性は $\exp(-jkqz)$ となる。しかも電離層は異方性であると考えた。故に、上部電離層境界において、 S の値が与えられれば、式

(5.10)、(5.11) の自明でない解を求めること、即ち、Booker の4次式と等価な方程式を解くことにより、上方に進む2つの波の q として q_1 、 q_2 を求めることができる^[44]。電子密度の大きさと地球磁場の伏角に依存するのであるが、一般的に2つの波の内、一方がエバネッセントに近く減衰が極めて大きく、他方がホイスラー波であって減衰が小さく上方に進む。その二つの解の電磁界を各々 $(\mathbf{E}_1, \mathcal{H}_1)$ 、 $(\mathbf{E}_2, \mathcal{H}_2)$ とする。この2つの波の1次結合として境界より上部の電離層中での解析解を求めることができる。従って上部境界面上で下方の導波管内の解 $(\mathbf{E}^U, \mathcal{H}^U)$ をこの解析解に接続することにより、境界条件を満足させることができる。 a_1 、 a_2 を定数として境界接線成分について次式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} E_x^U \\ \mathcal{H}_x^U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{1x} & E_{2x} \\ \mathcal{H}_{1x} & \mathcal{H}_{2x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (5.24)$$

$$\begin{bmatrix} E_y^U \\ \mathcal{H}_y^U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{1y} & E_{2y} \\ \mathcal{H}_{1y} & \mathcal{H}_{2y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

従ってこの2式から a_1 、 a_2 を消去して

$$\begin{bmatrix} E_x^U \\ \mathcal{H}_x^U \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{1x} & E_{2x} \\ \mathcal{H}_{1x} & \mathcal{H}_{2x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1y} & E_{2y} \\ \mathcal{H}_{1y} & \mathcal{H}_{2y} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} E_y^U \\ \mathcal{H}_y^U \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

式(5.26)の右辺の2つの解よりつくられる係数マトリクスは Booker の解 q_1 、 q_2 およびこの q より求められる偏波から計算される。以上から式(5.17)の境界に依存する項 (E_x^U, \mathcal{H}_x^U) を同じく境界面上の (E_y^U, \mathcal{H}_y^U) で表すことができる。結局、式(5.17)はすべての節点の電磁界の値から構成される (E_y, \mathcal{H}_y) の自明でない解を持つ条件から、伝搬定数 kS に関する2次のラムダ・マトリクスの固有値問題となる^[80]。しかしながら、境界条件式(5.26)の評価には S の値を仮定する必要がある。それ故、モードによっては所要の精度が得られないときには繰り返し法を用いて解を求める必要がある。

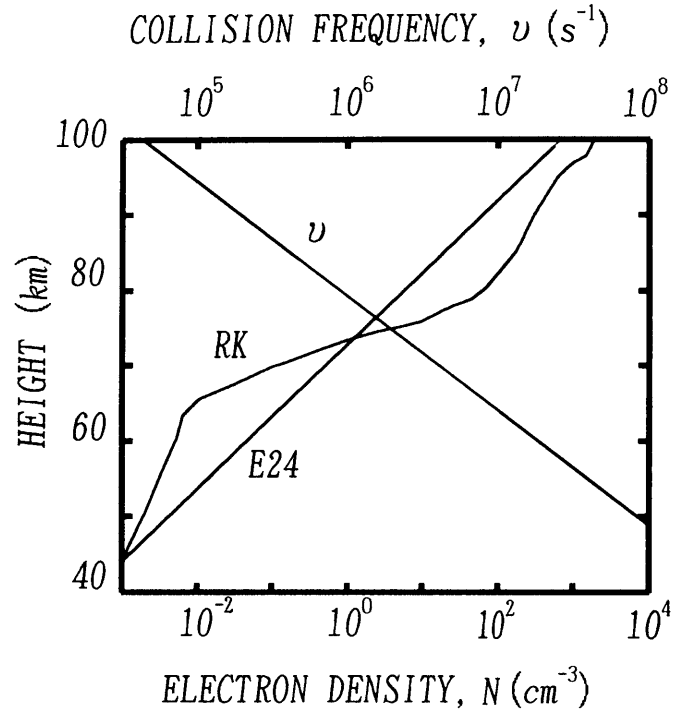


図 5.2: 計算に使用した電子密度と電子衝突周波数の分布

5.3 計算例および検討

VLF 電波が電離層で反射されるのは特に電離層の下部からである^[78]。計算に使用する電離層の電子密度、および電子衝突周波数の分布は図 5.2 に示してある。これらの電子密度は第 4 章で使用した E24 分布、RK 分布であり、高さによる密度の変化の割合が大きく有限要素法の有効性を調べるのに都合がよい。E24 は指数関数で与えられるもの、RK は Reagan ら^[72]により提唱された分布である。いずれも VLF、ELF 帯で用いられる夜間のモデルである。上部境界の位置を地表面から 100km に設定する。100km より上部は一様で均質な電離層であるとする。それ以下は不均質領域が続き、高さ 40km 以下は自由空間である。

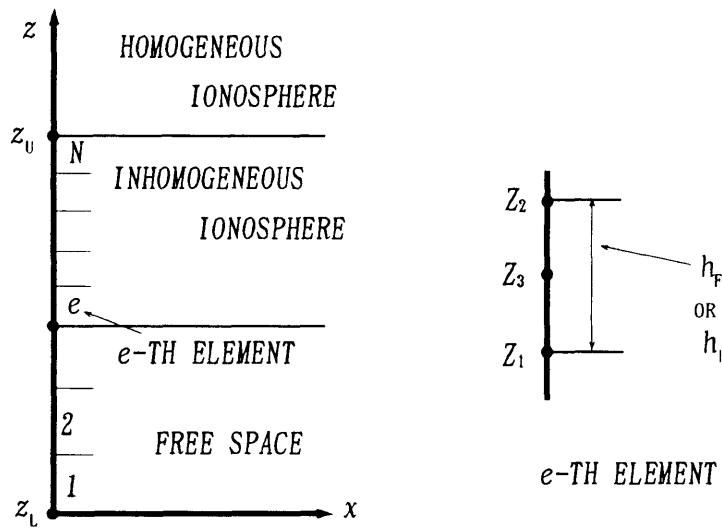


図 5.3: 要素分割

要素分割の大きさは自由空間、電離層領域で異なるようにし、自由空間での要素分割の大きさを h_F 、電離層内でのその大きさを h_I とする。電離層領域は議論を簡単にするため唯一つの大きさ h_I で等分割する。図 5.3 に z -軸方向の要素分割の方法を示してある。伝搬固有値および電磁界分布の有限要素法 (FEM) による結果をフルウェーブ法に基づいたモード理論 (以下フルウェーブ法、FWM と略記する) による解の結果と比較検討する。周波数は VLF 帯から $f = 5, 10, 20\text{kHz}$ 、さらに導波管遮断周波数を含む帯域を選ぶ。

地磁気は電子ジャイロ周波数 $f_H = 1.2\text{MHz}$ 、磁気伏角 45° 、磁気方位角 30° として与える。

5.3.1 伝搬固有値

電子密度がE24(指数分布)およびRK分布のときの周波数 $f = 10\text{kHz}$ の場合の S_n (n はモード数を示す) の計算結果を表1に示した。モードは1～4次であり、これらは低次、低減衰の主要伝搬モードである。 $S_n = S_r + jS_i$ の実部は波の位相速度を決め、虚部は波の減衰率を決める。 S_r は絶対値がほぼ1あるいはそれ以下であり、 S_i は S_r と反対符号で絶対値は S_r よりもかなり小さなものとなる。表1には同時にフルウェーブ法(FWM)によって得られた S_n も示してある。FEMの(1)～(5)は $h_I = 2.5\text{km}$ 一定として $h_F = 25, 20, 15, 10, 5\text{km}$ と変えた場合である。E24分布の場合には4次モードの範囲で $h_F = 15\text{km}$ 以下であれば h_F の大きさには依存しない。RK分布の場合も全く同様である。表1のFEMの(6)～(9)は $h_F = 10\text{km}$ 一定として各々 $h_I = 10, 5, 2.5, 2\text{km}$ と変えたときの結果である。E24の場合、 $h_I = 2.5\text{km}$ にまで分割すれば S_r は3～4桁、 S_i は2～4桁までFWMによる値と一致する。RK分布の場合も $h_I = 2\text{km}$ に分割すれば S_r は3桁、 S_i は2桁までFWMによる値と一致する。当然のことながら同じ分割のときはE24の方が明確に精度がよい。

他の周波数の場合も検討するため $h_F = 10\text{km}$ 一定として、 h_I を変えたときのFEMによる解の収束性をFWMの解に対する相対誤差であらわして、図5.4に(a) $f = 5\text{kHz}$, (b) $f = 10\text{kHz}$, (c) $f = 20\text{kHz}$ の場合を示す。FEMによる S の値を S_{FEM} 、FWMによる値を S_{FWM} としたとき、各々のモードに対して相対誤差を $|(S_{FEM} - S_{FWM})/S_{FWM}|$ と定義する。 $f = 5\text{kHz}$ の場合には伝搬し得るは3次モードまでである。 $f = 10, 20\text{kHz}$ の場合、図には各々7次、8次モードまで示してある。伝搬し得るのは各々およそ10次、20次モードまでである。E24の場合の一般的な傾向を示す。 S の値で示したFEMのFWMに対する精度は、全体として $f = 5, 10, 20\text{kHz}$

(1) E24 (exponential) $f = 10$ kHz

MODE NUMBER	1		2		3		4	
	S_r	S_i	S_r	S_i	S_r	S_i	S_r	S_i
FWM	0.992178	-4.4260×10^{-4}	0.985271	-1.5838×10^{-3}	0.961075	-2.9174×10^{-3}	0.942035	-5.8934×10^{-3}
FEM(1)	0.992215	-4.4153×10^{-4}	0.985296	-1.5707×10^{-3}	0.960979	-2.8697×10^{-3}	0.943914	-5.5790×10^{-3}
(2)	0.992215	-4.4159×10^{-4}	0.985282	-1.5781×10^{-3}	0.961063	-2.9188×10^{-3}	0.942285	-5.8600×10^{-3}
(3)	0.992216	-4.4159×10^{-4}	0.985281	-1.5789×10^{-3}	0.961088	-2.9205×10^{-3}	0.942040	-5.8966×10^{-3}
(4)	0.992216	-4.4146×10^{-4}	0.985282	-1.5791×10^{-3}	0.961101	-2.9178×10^{-3}	0.942044	-5.8901×10^{-3}
(5)	0.992216	-4.4146×10^{-4}	0.985282	-1.5791×10^{-3}	0.961103	-2.9172×10^{-3}	0.942048	-5.8878×10^{-3}
(6)	0.992387	-3.4789×10^{-4}	0.984849	-1.7778×10^{-3}	0.962158	-2.2060×10^{-3}	0.939982	-6.6047×10^{-3}
(7)	0.992226	-4.3642×10^{-4}	0.985272	-1.5621×10^{-3}	0.961176	-2.8795×10^{-3}	0.941995	-5.8077×10^{-3}
(8)	0.992216	-4.4146×10^{-4}	0.985282	-1.5791×10^{-3}	0.961101	-2.9178×10^{-3}	0.942044	-5.8901×10^{-3}
(9)	0.992216	-4.4151×10^{-4}	0.985282	-1.5796×10^{-3}	0.961098	-2.9179×10^{-3}	0.942044	-5.8920×10^{-3}

(2) RK (Reagan et al.) $f = 10$ kHz

MODE NUMBER	1		2		3		4	
	S_r	S_i	S_r	S_i	S_r	S_i	S_r	S_i
FWM	0.991199	-4.9504×10^{-4}	0.982208	-1.4764×10^{-3}	0.954535	-3.4801×10^{-3}	0.930800	-5.7682×10^{-3}
FEM(1)	0.991149	-5.4041×10^{-4}	0.981981	-1.5997×10^{-3}	0.953647	-3.8035×10^{-3}	0.933117	-5.8781×10^{-3}
(2)	0.991147	-5.4036×10^{-4}	0.981943	-1.6048×10^{-3}	0.953800	-3.8525×10^{-3}	0.930010	-6.4119×10^{-3}
(3)	0.991150	-5.4038×10^{-4}	0.981939	-1.6164×10^{-3}	0.953855	-3.8478×10^{-3}	0.929684	-6.4795×10^{-3}
(4)	0.991150	-5.4047×10^{-4}	0.981939	-1.6168×10^{-3}	0.953876	-3.8432×10^{-3}	0.929726	-6.4695×10^{-3}
(5)	0.991150	-5.4047×10^{-4}	0.981940	-1.6167×10^{-3}	0.953880	-3.8419×10^{-3}	0.929735	-6.4651×10^{-3}
(6)	0.991465	-1.6268×10^{-4}	0.978766	-1.4330×10^{-3}	0.955868	-8.5499×10^{-3}	0.918397	-4.2098×10^{-3}
(7)	0.990678	-1.3019×10^{-4}	0.982446	$+3.9512 \times 10^{-4}$	0.951151	-1.0627×10^{-2}	0.931670	$+1.5286 \times 10^{-3}$
(8)	0.991150	-5.4047×10^{-4}	0.981939	-1.6168×10^{-3}	0.953876	-3.8432×10^{-3}	0.929726	-6.4695×10^{-3}
(9)	0.991216	-5.0107×10^{-4}	0.982143	-1.4714×10^{-3}	0.954375	-3.5396×10^{-3}	0.930538	-5.7725×10^{-3}

SIZES OF ELEMENTS (h_F , h_I)

FEM (1):(25, 2.5) (2):(20, 2.5) (3):(15, 2.5) (4):(10, 2.5) (5):(5, 2.5)
 (6):(10, 10) (7):(10, 5) (8):(10, 2.5) (9):(10, 2) (unit:km)

表 5.1: 有限要素法による S_n の値

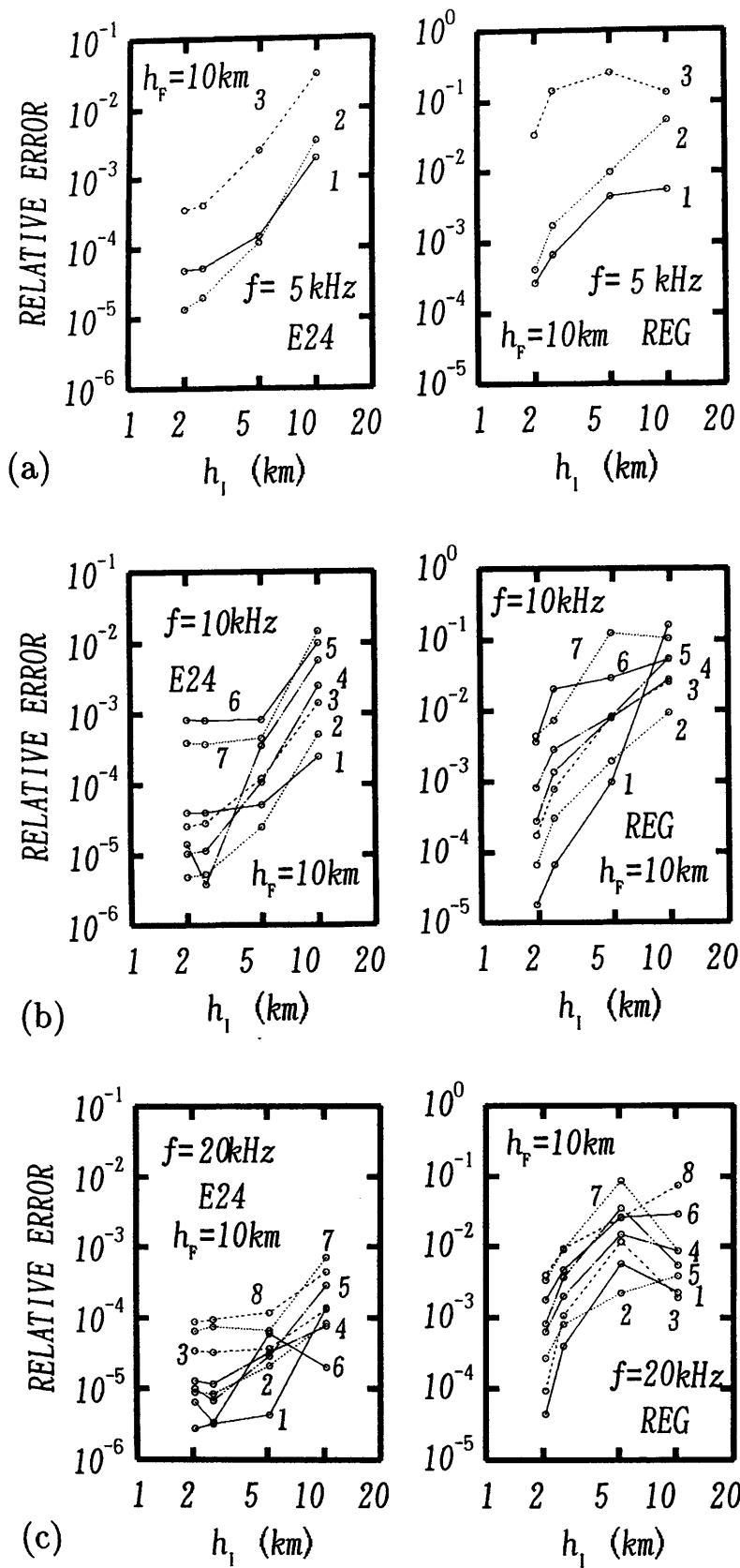


図 5.4: 要素の大きさによる FEM の解の収束性。数字はモード番号を示す。

の順序で高くなる。さらにモードの次数が高くなるとその精度は悪くなる。電離層領域を $h_I = 2.5\text{km}$ で分割すれば $f = 20\text{kHz}$ で8次までのすべてのモードの、 $f = 10\text{kHz}$ で1～5次モードの、 $f = 5\text{kHz}$ で1、2次モードの実部 S_r が FWM の場合と4桁一致する精度で得られる。実用上はこれで十分である。また、 h_I の値を2kmまで小さくしても精度の改善は見られない。図には示していないが、自由空間を大きさが $h_F = 10\text{km}$ 以下の要素に分割しても図に示したモードでは $f = 20\text{kHz}$ の8次モードを除いては精度に変化は見られない。

RK 分布の場合を検討する。周波数については E24 と同様高くなると精度は高くなる。 h_I を10kmから5kmにして減少させても精度の改善はあまり見られない。しかし $h_I = 2.5\text{km}$ にすると精度が急激に改善され、 $h_I = 2\text{km}$ まで小さくすると更に急峻に改善される。それでも $f = 20\text{kHz}$ を除いては FWM に対する精度は E24 に比して1桁悪い。更にモードの次数が高くなると精度が悪くなる。これらの性質はここで示してある周波数について成り立ち、少なくとも VLF の周波数全領域で成り立つと考えてもかまわない。

E24 および RK の両分布について周波数 f が低いとき FWM に対する固有伝搬定数の精度は劣ることを述べたが、媒質の比誘電率は

$$X = f_p^2 / f^2 \quad (f_p: \text{プラズマ周波数})$$

の関数でありこれは一般的に電離層を波長を長さの単位としてみたとき、 X の高さに対する変化の割合は低い周波数の方が高い周波数よりもはるかに大きくなるためであると思われる。

さて、上部の均質電離層に対する境界条件式(5.26)の評価に S が必要なことを述べた。本章では S として1次モードに近い値を用いている。それ以外の高次モードの値を用いても結果にはほとんど影響はない。

5.3.2 導波管内の電磁界分布

有限要素法によって固有方程式を解いて固有伝搬定数を得たが、同時に固有ベクトルも得ることができる。この固有ベクトルより固有電磁界の成分の導波管断面の分布も簡単に求められる。この電界、磁界成分の垂直方向分布の例を示す。図 5.5、図 5.6 は E24 の場合の振幅および位相の分布で、図 5.5 は $f = 5\text{kHz}$ (1 次モード)、図 5.6 は $f = 10\text{kHz}$ (4 次モード) である。各モードのの最大値で正規化して示してある。 $h_F = 10\text{km}$ 一定として $h_I = 10, 5, 2.5\text{km}$ に相当する場合をプロットしてある。FWM より得られた電磁界分布は実線で示してある。図 5.5、図 5.6 より $h_I = 5, 2.5\text{km}$ の場合の FEM による分布が FWM による分布に非常に良く一致しているのがわかる。しかしながら、 $h_I = 10\text{km}$ の場合には磁界、電界の振幅、および位相の分布ともに FEM によるものから多少ずれている。これは電離層の媒質の変化を表すのには $h_I = 10\text{km}$ は大きすぎることを示している。これらの様子は他のモードおよび $f = 20\text{kHz}$ の場合についても一般的に言えることである。

図 5.7、図 5.8 に RK 分布の場合の電磁場の導波管断面の分布を示す。図 5.7 は $f = 5\text{kHz}$ (1 次モード)、図 5.8 は $f = 10\text{kHz}$ (4 次モード) の場合である。E24 の場合に比して $h_I = 10\text{km}$ は勿論、 $h_I = 5\text{km}$ のときも FEM による電磁界は FWM のそれよりもかなり異なる。大きさが高さ $70 \sim 80\text{km}$ 付近で著しく異なる。 $h_I = 2.5\text{km}$ にまですればすべての領域で FWM による電磁界にほぼ一致する。このことは、図に示した 7 次モードにまで当てはまる。すなわち、電離層領域の要素の大きさをおおよそ $h_I = 2.5\text{km}$ 位にすれば導波管内での電磁場を FWM と同様の正確さで表現することができる。しかもこのことは $f = 20\text{kHz}$ の場合にも当てはまる。

以上のように、二つの電子密度分布の場合について固有伝搬定数とその

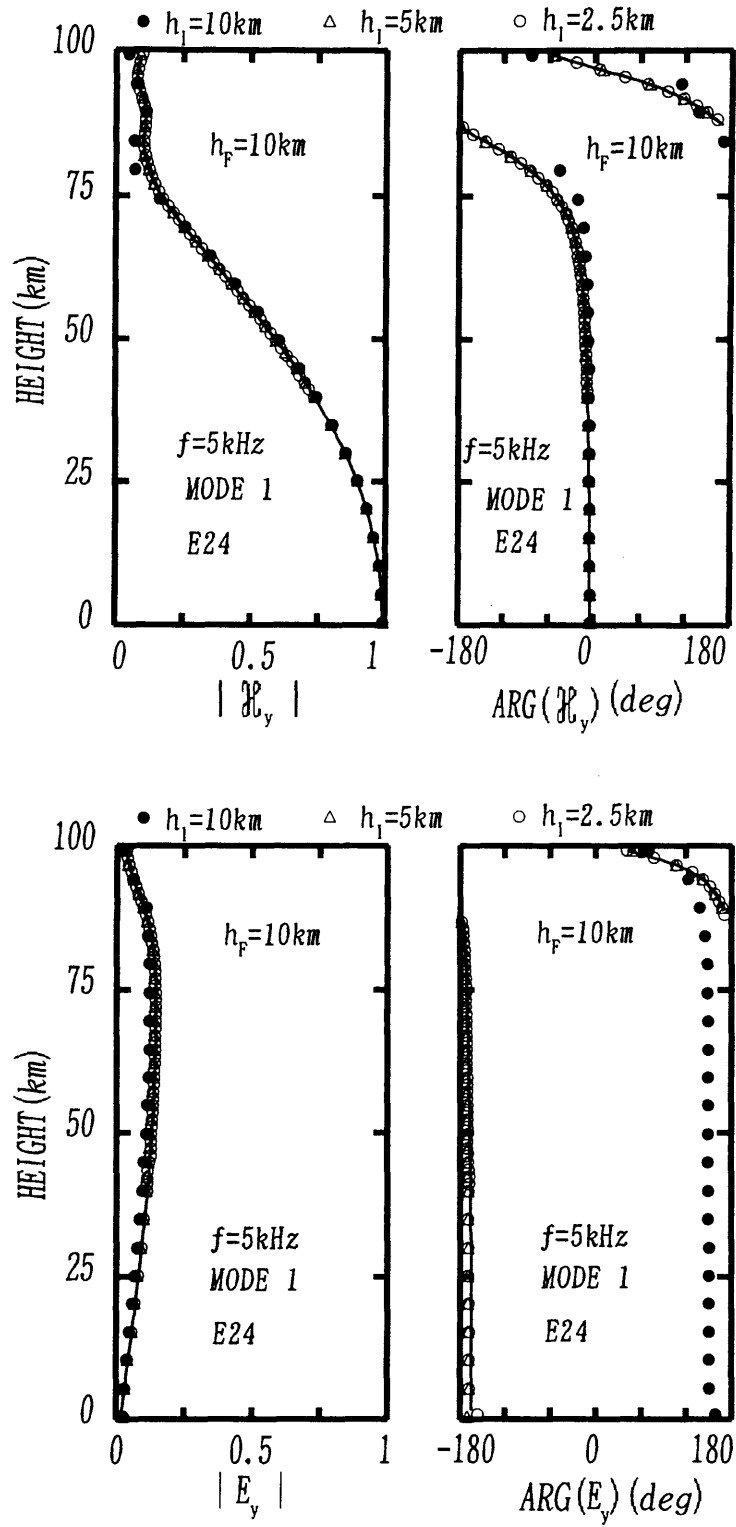


図 5.5: 正規化された電磁界分布-E24, $f=5\text{kHz}$

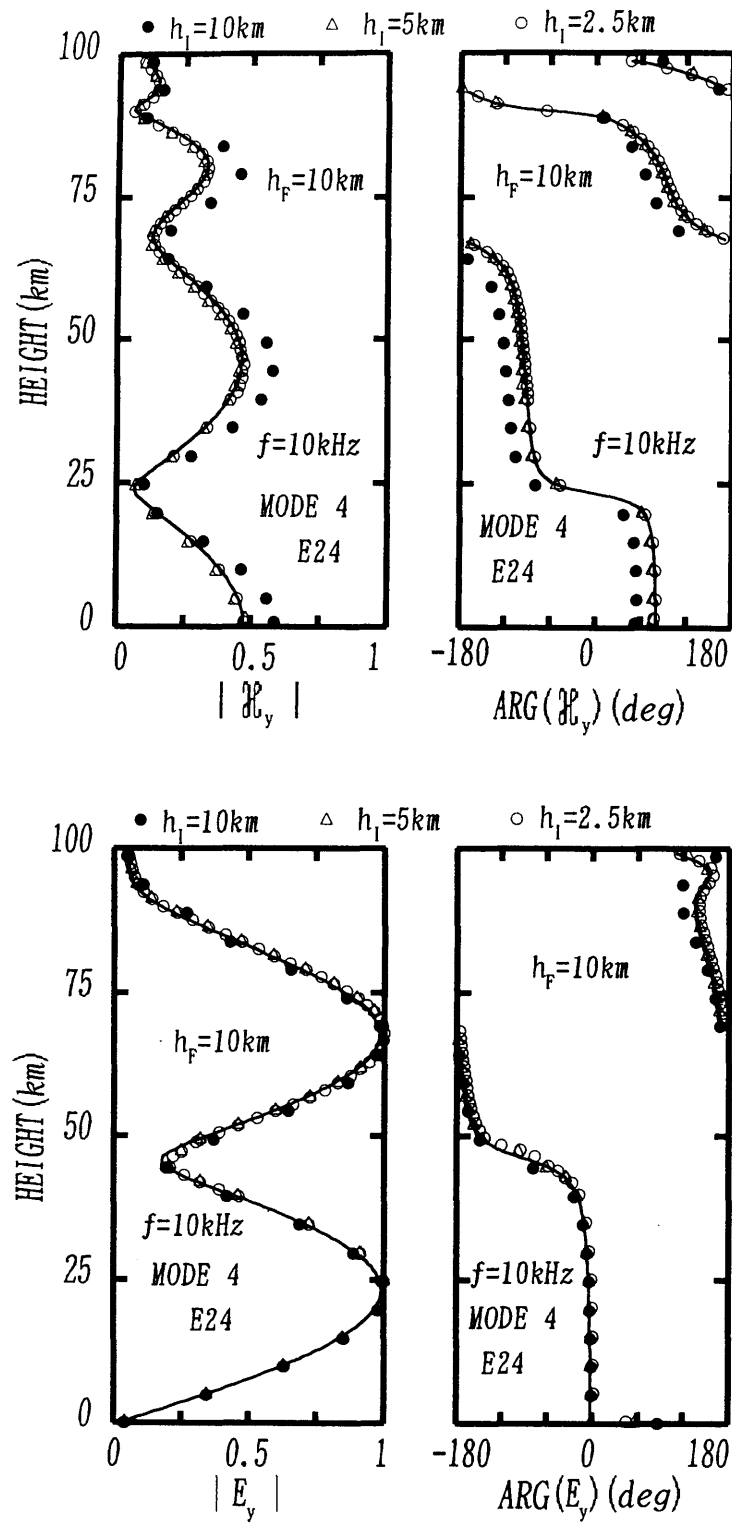


図 5.6: 正規化された電磁界分布-E24, $f=10\text{kHz}$

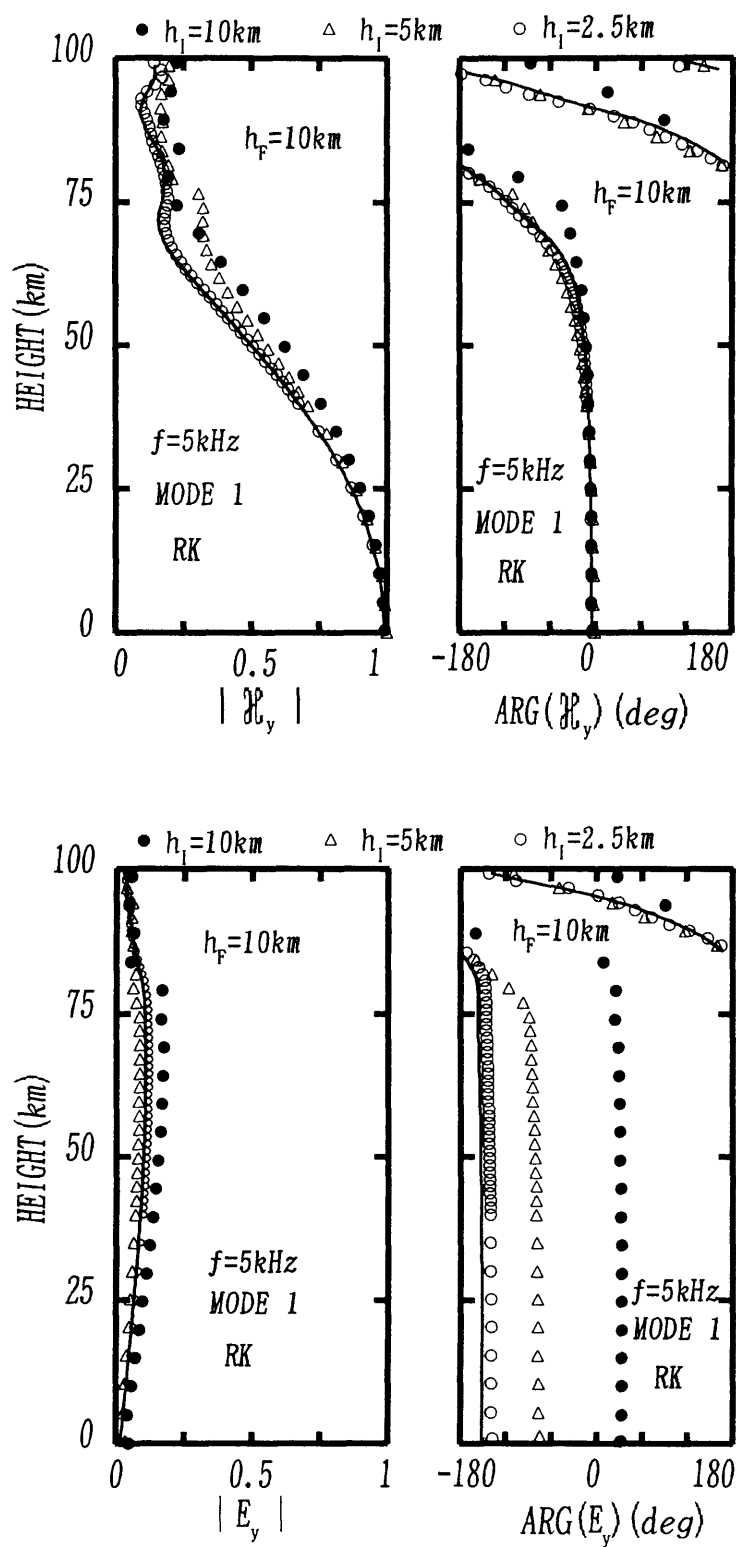


図 5.7: 正規化された電磁界分布-RK, $f=5\text{kHz}$

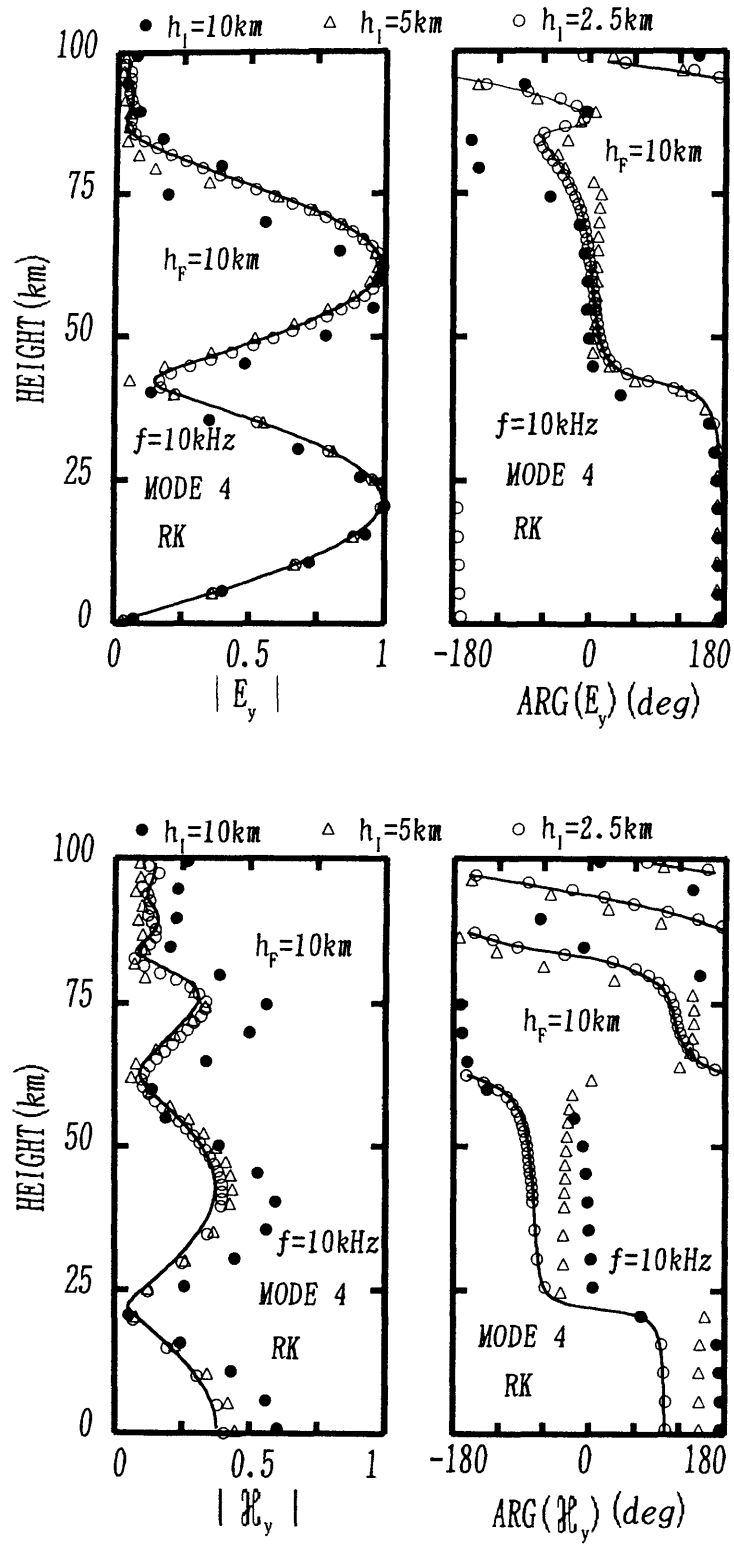


図 5.8: 正規化された電磁界分布-RK, $f=10\text{kHz}$

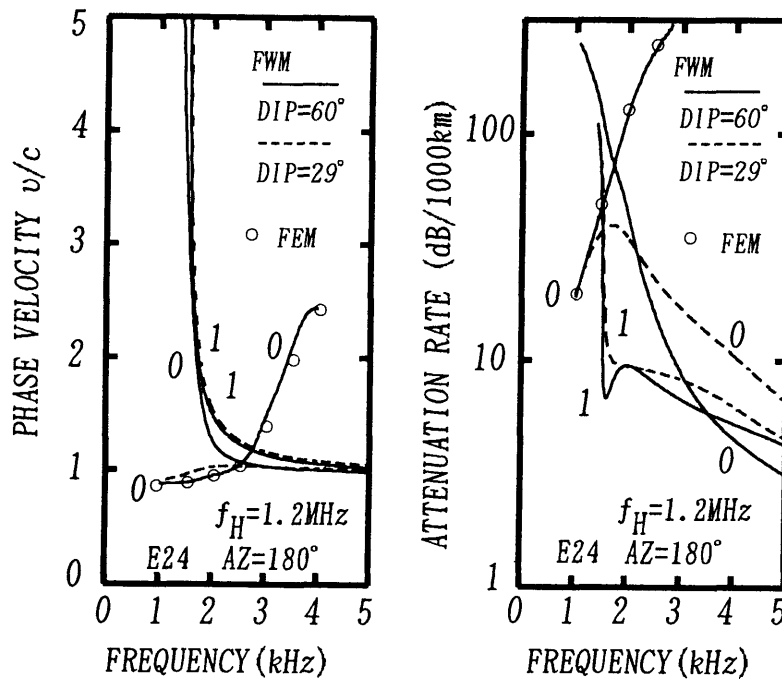


図 5.9: 導波管遮断周波数付近での位相速度および減衰係数の周波数特性。曲線に付した数値はモード番号を示す。

電磁界の計算結果を示した。E24 の場合の電離層での電子密度の高さに対する変化の割合は、局所的ではあるが RK の場合のように急激ではないので、比較的大きな要素分割で FWM の計算精度に近づきその後は改善されない。一方後者の RK 分布では、電離層領域での要素の大きさを比較的小さくすれば精度が向上することが示された。これは電離層の高い部分、即ち、 $z = 80\text{km}$ 以上での波の位相の急激な変動のみならず、 $z = 70 \sim 80\text{ km}$ での電子密度の急激な変化を表現しなければならないためであると考えられる。

5.3.3 位相速度および減衰係数の周波数依存性の計算例

ここでは FWM によっては計算が困難な場合の例を示す。周波数が 5kHz 以下の場合で前章で述べた導波管の遮断周波数が現れる。使用した電離層モデルは E24 分布で、地球磁場は $f_H=1.2\text{ MHz}$ 、磁気伏角が 60° 、 29° 、および

磁気方位角が 180° の場合である。図 7 に位相速度 ($v = c/\text{Re}(S)$, c : 光速) および減衰係数 ($\alpha = -k\text{Im}(S)$) の結果を示す。実線、破線は各々伏角が 60° , 29° の場合で、FWM によって 5kHz から周波数を変えて追跡している。モードは 0, 1 次である。破線で示した伏角 29° の場合、1 次モードは 1.5 kHz 付近に遮断周波数があり、これ以下の周波数では伝搬できない。0 次モードは更に低い周波数でも伝搬できる。いわゆる TEM 波である。一方、実線で示した伏角が 60° の場合 0 次モードは周波数の低下に従い減衰も極めて大きくなり、1.5kHz 以下でも伝搬できず、0 次モードは存在しないように見える。解があるとしても近似解を与えなければ FWM では求めることは出来ない。しかしこの場合でも、FEM を 1~4kHz の範囲に適用すると 0 次モードの解を求めることができる。図にその結果を○印の点で示してある。したがって、たとえば $f=1\text{kHz}$ のときの FEM の解を近似解として、FWM により周波数の高い方への追跡計算が可能である。その結果も○印を通る実線で示してある。以上から、伏角が 60° の場合には 0 次モードは二つ存在することになる。そして伏角を減少させるとこの二つのモードは結合し、 $\text{Dip}=29^\circ$ で示される 0 次モードの特性へと近づく。

従来の FWM ではモード解を求め難いが、FEM により容易に求め得る例は、これ以外にもあり、縮退あるいは縮退に近い状態の場合がその例である。

5.4 結論

本章では有限要素法を、電離層・地表導波管内伝搬の固有伝搬定数および管内断面の電磁界分布の計算に用いることを提案した。モード理論に比してその特徴点は、すべてのモード解とその固有電磁界が同時に安定してもとまり、適用の範囲が広いことである。モード理論の計算との比較の結果は次の

ようになる。

- (1) 指数関数型の E24, および高さに対する変化が急峻な RK の二つの電子密度分布の場合の固有伝搬定数については、自由空間では 15km 以下、電離層では各々 2.5km あるいは 2km の要素分割でモード理論の計算結果に比して実用上十分な精度の解が得られた。
- (2) 周波数の依存性については VLF 帯で周波数が高くなるに従いフルウェーブ法モード理論の結果にたいする精度は高くなる。
- (3) 導波管内のモード電磁界分布については自由空間での要素分割は 10km 一定として、電離層領域で E24 の場合およそ 5km 以下、RK の場合にはおよそ 2.5km 程度の要素に分割すればフルウェーブ法による分布にはほぼ同じ精度で得られる。
- (4) 有限要素法を従来の方法では取扱いが困難な導波管問題への有効な応用として E24 で北から南への伝搬の場合に導波管遮断周波数近辺での 0 次モードの伝搬解析の例を示した。

最後に本手法の将来の応用として有効な課題について述べる。極域での粒子ー波動相互作用による粒子降下に起因する電離層擾乱による散乱の問題、ホイッスル波のダクトへの侵入機構の解明、日出線によるモード変換の解析などがこれからの興味ある課題である。

第 6 章

まとめ

本論文は超長波 (ELF/VLF) 電波の電離層および地球表面で構成される空間 (電離層・地表導波管) 内の伝搬を論じたものである。本研究は下部電離層の構造と関連し、地球物理学的な面で有意義であり、また現在オメガ航法電波として VLF(10~14kHz) 電波が用いられており、それに関する基礎となる電波工学的な研究としての意義もある。また本研究はその対象とする自然の放射源である空電とその伝搬する空間領域と関連し、電磁環境工学的な観点からも極めて重要な研究である。

第 1 章では ELF、VLF、LF 電波の通信への応用を紹介し、その問題点に言及した。更に送信局からの VLF 電波の受信により主として下部電離層に係わる様々な地球物理学上の現象をモニタできることも紹介した。伝搬路の日出没時に受信される特性と本論文で解明する磁気赤道越え東西伝搬異常と言われる現象の概要を述べた。VLF 電波の伝搬特性を調べるためには空電を電波源としての利用を紹介した。更に高度な信号解析の適用により空電の波動特性の測定が可能となり、空電による電離層のモニタとして、またモード伝搬機構解明の手段として極めて有効であることを主張した。

従来のモード理論の解法を困難ならしめる状況について述べ、有限要素法を電離層・地表導波管伝搬理論への適用を提案した。そしてその精度、適

用限界について詳細に調べ、従来の理論では解くことが困難な問題への適用例を示した。最後に電離層・地表導波管理論の概要と歴史的経緯を述べた。

電離層と地表間の VLF 波の伝搬(電離層・地表導波管内伝搬)には未解明な問題もあり、更に多くのデータの蓄積と現実的な下部電離層モデルの構築が必要である。本研究はその一端を担うものである。以下その内容を要約する。

第2章では NPG/NLK(18.6kHz) の信号 (Seattle, USA の近く) を太平洋を横断して南半球の Australia、New Zealand で受信した記録から見いだされた赤道越え伝搬異常 (transequatorial anomaly) と言われる、導波管の磁気赤道付近の夜間の部分での伝搬パラメータ (位相速度、減衰係数、励起係数など) の著しい変動を、電離層・地表導波管モード理論を用いて詳細に計算を行い、解明を試みた。日出時に現れるモードの干渉距離および日出線でのモード変換係数の地磁気への依存性を求めて Lynn らの実験データとの比較を行った。本章で得られた重要な知見をまとめると以下のようである。

- (1) 現実的な地球磁場を用いることにより、その効果として、磁気緯度が 20° 以内の領域で伝搬パラメータが異常に変化することが分かった。
- (2) 夜間の導波管部分の2つの主要伝搬モードとしては2次及び3次モードである旨、同定することが出来た。
- (3) 伝搬路に沿ったモード変換係数の変化は夜間の異方性電離層下でのモードの偏波の伝搬路に沿った緩やかな TM 型から TE 型への変化によって説明が可能である。
- (4) 中緯度の2次及び3次モードによる干渉距離の理論値は、特に $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$, $h_N = 90\text{km}$ の指数分布の場合、観測値に非常によく

一致する。

(5) 磁気緯度が 20° 以内の領域での 2 次および 3 次モードの干渉距離の値は 3 次モードの位相速度の急激な減少により異常な増加を示す。

(6) $f = 18.6\text{kHz}$ の場合の類推から、磁気赤道領域でモードの縮退に起因する昼間の 1 次モードの位相速度より夜間の 1 次モードの位相速度が大きくなる逆転現象が起こる可能性が高い。

最後に、上述の理由から h_N がおよそ 90 km の $\beta = 0.35\text{km}^{-1}$ の指数関数分布は $f = 18.6\text{kHz}$ の場合の有効な夜間の電離層モデルの一つであることがわかる。

第 3 章では中国の湛江でのトウイーク空電の波動特性 (方位角、入射角、偏波) の電磁界解析法による測定、および FFT (高速フーリエ変換) によるその周波数依存性を求めた。得られた測定の主要な結果は次のように要約される。

(1) 導波管 1 次モードの入射角 (i) については、2 次モードの遮断周波数 (f_{2c}) より下の周波数領域にて、周波数が減少するにつれ、入射角 (i) は大きな値より次第に減少し、周波数が 1 次モードの遮断周波数 f_{1c} に近づくとつれ天頂に漸近する。

(2) 導波管 1 次モードの方位角 (θ) に関しては、周波数によらず各トウイークに対してほぼ一定値を示す。

(3) 偏波に関しては、1 次モードの全周波数において左廻りの楕円偏波であるが、1 次モードの遮断周波数 f_{1c} よりも高いときにはより垂直直線偏波的であるが、遮断周波数 f_{1c} のごく近傍の周波数では純左廻り円偏波に近い。

(4) 0 次モードの周波数では波の偏波状態は直線偏波である。

さらに比較的簡単なモデル電離層と完全導体である地球よりなる導波管モード理論による計算と測定結果の比較を行った。その結果は次のようにまとめられる。

(1) 1 次モードの遮断周波数以下の周波数で存在する 0 次モードは直線偏波である。

(2) 1 次モードの入射角 (i) の周波数依存性は電離層・大地をともに完全導体とした理想的導波管内伝搬での理論値とよく一致する。

(3) 1 次モードのすべての周波数にて、左回り楕円偏波であるが、1 次モードの遮断周波数に近づくと、入射角 (i) は 0° に、また完全な左回り円偏波に近づく。このことは垂直入射での、左回り円偏波が全反射を受けたことを示し、トウイーク空電が夜間の、しかも $S(= \nu/\omega_H) \ll 1$ の条件にて観測されることが理解された。

今後の課題としては、現実的な異方性、不均質電離層のもとでの導波管モード理論による解析結果との比較が不可欠である。

第 4 章では第 3 章で与えられた実測のトウイーク空電の波動特性を不均質、異方性かつ損失のある現実的な電離層モデルを用いた導波管モード理論による説明を行い、伝搬機構の解明を試みている。その解析の結果は次のように要約できる。

(1) 0 次モードは直線偏波に極めて近い。特に受信点では完全に直線偏波となっていて、実測に一致する。これは伝搬路、電離層のモデルにあまり左右されない。

(2) 1 次モード (1 次のトウイーク空電) の遮断周波数に対しては、指数分布の場合には理論値は実測値よりもかなり小さくなる。RK 分布の場合の遮断周波数の理論値は実測値に非常に近い値となる。

(3) 受信点での 1 次モードの偏波パラメータ (u, v) の理論値の大きさは実測値よりも小さく、周波数特性も実測とは異なる。しかし、受信点で実測された 1 次モードの遮断周波数での左廻り円偏波の状態については RK 分布が極めてそれに近い値を与える。

(4) 地球磁場に起因する 1 次モードの偏波状態は、理論的には南北半球で全く異なり、地域によって大幅な変化を示す。これは様々な地域での偏波の詳細な測定により電離層電子密度分布モデルの特定や導波管伝搬のメカニズムを明らかにすることができることを示唆している。

第 5 章では有限要素法による電離層・地表導波管の伝搬の解析を提案した。導波管の伝搬固有値を得る問題にて、従来の導波管モード理論に比して、有限要素法を用いる利点は以下の点である。

(1) フルウェーブ法等に基づく従来の方法は個々のモードについて近似値を用いて固有値を得る。しかしながら、有限要素法ではマトリクスの固有値問題となるため、必要であればすべての伝搬固有値を同時に得ることが出来る。原則として、近似値はなくても良い。

(2) マトリクスの固有値問題となるため、固有電磁界も同時にすべて求めることが出来る。

(3) 従来の方法は、モード方程式を繰り返し法で解いており、したがって、周波数等を変えてモード解を追跡するような場合、モードが縮退している時、あるいは縮退に近い状態などでは解を分離して求

めることが困難であることがある。または、モードの特性が変化してトレース出来ないこともある。このような時には有限要素法によりモード解を求めることが出来る。

これら (1)、(2) の点は、有限要素法による将来の解明すべき課題に対して特に重要である。

以上のような点の確認と精度および適用限界を求めて、電離層・地表導波管内伝搬の固有伝搬定数及び管内断面の電磁界分布を求めて、従来のフルウェーブ法モード理論による計算と比較した。得られた重要な知見は次のようにまとめることができる。

- (1) 指数関数型の E24, 及び高さに対する変化が急峻な RK の 2 つの電子密度分布の場合の固有伝搬定数については、自由空間では 15km 以下、電離層では各々 2.5km あるいは 2km の要素分割でモード理論の計算結果に比して実用上十分な精度の解が得られた。
- (2) 周波数の依存性については VLF 帯で周波数が高くなるに従いフルウェーブ法モード理論の結果にたいする精度は高くなる。
- (3) 導波管内のモード電磁界分布については自由空間での要素分割は 10km 一定として、E24 の場合、電離層領域でおよそ 5km 以下の要素に分割すればフルウェーブ法による分布にほぼ同じ精度で得られる。一方、RK の場合には、およそ 2.5km 程度の要素分割をすれば十分である。

以上より電離層・地表導波管伝搬問題に有限要素法を用いて十分に解析し得ることを示した。将来の研究課題として、導波管不連続問題への応用、即ち管内の媒質その他による不連続に起因するモードの変換、或いは波の散乱等への応用がこれからの興味ある課題である。

さて、最後に本研究の将来の課題について述べる。VLF 帯の 10kHz を越える帯域の課題としては磁気赤道越え東西伝搬 (磁気赤道を東から西へ横切った伝搬) 異常のメカニズムについては $f=18.6\text{kHz}$ の場合に本論文で解明した。オメガ VLF 帯 (10~14kHz) での伝搬異常と言われる極めて小さい位相日変化については磁気赤道付近での縮退等による伝搬モードの交錯した状態からその説明の可能性について言及はしているが、実測より導かれた 1 次モードの位相速度の磁気赤道の近傍での局所的な著しい低下は採用したモデル電離層では説明し難いように思われる。この帯域での伝搬メカニズムの解明は問題としてまだ残されている。

トウイーク空電の波動特性の測定は極めて注目値する。導波管遮断周波数の極近傍まで測定したことから導波管モードを完全に分離して測定する事ができた。そしてその波動的な性質を得ることが出来たため、従来の位相追尾と強度の測定からは得られなかった単一の伝搬モードの波動特性が得られた。これは導波管モードの伝搬メカニズムを解明するために極めて重要なデータである。本論文で用いたモデル電離層では 1 次モードについて遮断周波数はともかく、偏波状況についてはモード理論による結果と大きな隔たりがある。これからの課題としては、偏波状況に整合した下部電離層の、緯度依存性も含めた適切なモデル化が必要である。またこの波動特性の測定が様々な地域で行われれば地球物理学的に極めて重要な成果が期待される。本研究での測定例もまだ僅かであり、トウイーク空電の波動特性の測定はまだ緒に就いたところである。以上から第 2 の課題としてこれから様々な地域でのデータの蓄積を精力的に行う必要がある。

有限要素法による導波管の固有伝搬の解析は精度的にも、また従来の方法では取扱いが難しい問題にも有効であることを示した。本研究でこの方法を用いたもう一つのねらいは次のような導波管不連続問題などに応用する

ことである。具体的には次の2例を挙げておく。高緯度地域では粒子-波動相互作用による地球磁場に沿った粒子降下によって異常電離が生じて電離層の一部が乱されて下降する形となる。この下降部分による電波の散乱問題を解くことである。現在のところ、理論的には摂動法を用いた方法しかない。実験的には off path の効果も含めて沢山のデータが得られている。重要な成果が期待できる。さらにはダクトによるホイスラの地球電離層導波管への侵入、或いは逆に導波管からダクトへの突き抜けなどのメカニズムの解明である。この問題は大局的には伝搬通路の追跡 (ray tracing) によるのであるが、局所的な導波管の不均質さによる効果も評価する必要がある。

謝辞

本論文を作成するに当たり、終始懇切なる御指導と御助言をいただきました名古屋工業大学電気情報工学科稲垣直樹教授に心より感謝いたします。また、有益な御助言、御教示をいただきました名古屋工業大学電気情報工学科池田哲夫教授、名古屋工業大学知能情報システム学科畑雅恭教授に深謝いたします。

本研究を進める上で絶えず有益な御指導と御鞭撻をいただきました電気通信大学菅平宇宙電波観測所早川正士教授に心より感謝の意を表します。また有益なる御助言、御討論をいただきました中部大学工学部電子工学科太田健次助教授に深く感謝いたします。さらに測定データの解析等で協力いただきました友松通氏(現川崎重工業株式会社)、高橋修氏(現ソニー株式会社)、中部大学大学院生石黒靖司氏に感謝いたします。筆者が今日まで、様々な御指導と御援助をいただきました中部大学工学部電子工学科の教職員の皆様に心より感謝致します。

最後に超長波電波の伝搬の研究の機会を与えて下さった金原淳名古屋大学ならびに中部大学名誉教授、そして御鞭撻と様々な御配慮をいただきました中部大学副学長武藤三郎教授に心より感謝いたします。

参考文献

- [1] Pierce J. A. : "Intercontinental frequency comparison by very low frequency radio transmission", *Proc. IRE*, **45**, pp.794-803(1957).
- [2] Crombie D. D. : "Periodic fading of VLF signals received over long paths at sunrise and sunset", *J. Res. NBS*, **68D**, pp.27-34(1964).
- [3] Westfall W. D. : "Diurnal changes of phase and group vlocity of VLF radio waves", *Radio Sci.*, **2**, pp.119-125(1967).
- [4] Blaire B. E., E. L. Crow and A. H. Morgan : "Five years of VLF world-wide comparison of atomic frequency standards", *Radio Sci.*, **2**, 6, pp.627-636(1967).
- [5] Reder F. H., G. Winkler and C. Bikart : "Results of a long-range clock synchronization experiment", *Proc. IRE*, **49**, 6, pp.1028-1032(1961).
- [6] Fey L. and C. Looney : "A dual-frequency VLF timing system", *IEEE Trans.*, **IM-15**, 4, pp.190-195(1966).
- [7] Davies K. : "Ionospheric Radio", Peter Peregrinus Ltd.(1990).
- [8] Westerlund S., F. H. Reder and C. Åbom : "Effects of Polar Cap Absorption events on VLF transmissions", *Planet. Space Sci.*, **17**, pp.1329-1374(1969).

- [9] Galejs J. : "Terrestrial Propagation of Long Electromagnetic Waves", Pergamon Press(1972).
- [10] Volland H. : "Untersuchungen über das statistische Amplitudenspektrum atmosphärischer Störungen von einzelnen Gewitterherden", *Nachrichtentech. Z.*, **17**, pp.407-412(1964).
- [11] 馬場清英、太田健次、早川正士 : "異方性電離層下でのトウイーク空電の伝搬特性", 信学論 (B-II), **J76-B-II**, 1, pp.11-19(1993).
- [12] Walker D. : "Phase steps and amplitude fading of VLF signals at dawn and dusk", *J. NBS*, **69-D**, 11, pp.1435-1443(1965).
- [13] Suzuki K., K. Baba, T. Yoshioka and M. Kinoshita : "Phase variation and amplitude fading of NWC-22.3kHz signal at dawn", *J. Geomag. Geoelectr.*, **25**, pp.403-413(1973).
- [14] Crombie D. D. : "Further observations of sunrise and sunset fading of VLF signals", *Radio Sci.*, **1**, 1, pp.47-51(1966).
- [15] Steel F. K. and D. D. Crombie : "Frequency dependence of VLF fading at sunrise", *Radio Sci.*, **2**, 6, pp.547-549(1967).
- [16] Lynn K. J. W. : "Anomalous sunrise effects observed on a long transequatorial path", *Radio Sci.*, **2**, 6, pp.521-530(1967).
- [17] Lynn K. J. W. : "Multisite observations of the VLF transequatorial propagation anomaly", *Radio Sci.*, **4**, 3, pp.203-211(1969).
- [18] Lynn K. J. W. : "VLF modal interference over west-east paths", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, pp.347-357(1977).

- [19] Kaiser A. B. : "Latitude variation in VLF modal interference", *Radio Sci.*, **3**, 11, pp.1084-1090(1968).
- [20] Kaiser A. B. : "VLF propagation over long paths", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **29**, 1, pp.73-85(1967).
- [21] Lynn J. K. W. : "Tranequatorial Reception of Omega transmissions", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**, pp.1395-1399(1975).
- [22] Kikuchi T. : "Anomalous diurnal phase shifts of Omega VLF on the east-west low latitude and transequatorial paths", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **45**, 11, pp.743-751(1983).
- [23] Kikuchi T. : "Waveguide modal analysis of Omega VLF wave propagation at 13.6kHz", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1, pp.15-23(1986).
- [24] Storey L. R. O. : "An investigation of whistling atmospherics", *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A.246**, pp.113-141(1953).
- [25] Otsu J. : "Numerical study of tweeks based on waveguide mode theory", *Proc. Res. Inst. Atmos., Nagoya Univ.*, **7**, pp.58-71(1960).
- [26] 島倉信, 森泉美保子 : "空電の分散特性を利用した電離層高度および伝搬距離測定法", 千葉大学工学部研究報告, **41**, pp.1-7(1990).
- [27] Budden K. G. : "The influence of the earth's magnetic field on radio wave propagation by waveguide modes", *Proc. Roy. Soc. London*, **A.265**, pp.538-553(1962).
- [28] Pappert R. A. : "A numerical study of VLF mode structure and propagation below an anisotropic ionosphere", *Radio Sci.*, **3**, 3, pp.219-

233(1968).

- [29] 小柴正則 : "光・波動のための有限要素法の基礎", 森北出版 (1990).
- [30] Inan U. S., W. C. Burgess, T. G. Wolf and D. C. Shafer : "Lightning-associated precipitation of Mev electrons from inner radiation belt", *Geophys. Res. Lett.*, **15**, pp.172-175(1988).
- [31] Watson G. N.: "The diffraction of electric waves by the earth", *Proc. Roy. Soc. London*, **A.95**, pp.83-99(1918).
- [32] Watson G. N. : "The transmission of electric waves round the earth", *Proc. Roy. Soc. London*, **A.95**, pp.546-563(1919).
- [33] Sommerfeld A. : "*Partial Differential Equations in Physics*", Academic Press(1979).
- [34] Bremmer H. : "Terrestrial Radio Waves", Elsevier Publishing Co. (1949).
- [35] Wait J. R. : "Electromagnetic Waves in Stratified Media", Revised edition, Pergamon Press(1970).
- [36] Budden K. G. : "The Wave-Guide mode Theory of Wave Propagation", Prentice Hall, Inc.(1961).
- [37] Wait J. R. and K. P. Spies : "Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves", *NBS Tech. Note 300*(1964).
- [38] Richter J. H. : "Application of conformal mapping to earth-flattening procedure in radio propagation problem", *Radio Sci.*, **1**, 12, pp.1435-1438(1966).

- [39] Crombie D.D. : "Periodic fading of VLF signal received over long paths during sunrise and sunset", *J. Res. NBS*, **68D**, 1, pp.27-34(Jan.1964).
- [40] Lynn K.J.W. : "Frequency dependence of VLF modal interference effects observed on east-west propagation", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, pp.951-958(June 1971).
- [41] Meara L.A. : "VLF modal interference effects observed on transequatorial paths", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**, pp.305-315(Feb. 1973). *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1, pp.15-23(Jan. 1986).
- [42] Snyder F.P. : "A parametric study of VLF modes below anisotropic ionosphere", *Radio Sci.*, **4**, 3, pp213-226(March 1969).
- [43] Bickel J.E., Ferguson J.A. and Stanly G.V.: "Experimental Observation of magnetic field effects on VLF propagation at night", *Radio Sci.*, **5**, 1, pp.19-25(Jan. 1970).
- [44] Budden K.G. : "The Propagation of Radio Waves", Cambridge University Press(1985).
- [45] Pappert R.A., Grossard E.E. and Rothmuller I.J.: "A numerical investigation of classical approximations used in VLF propagation", *Radio Sci.*, **2**, 4, pp.387-400(April 1967).
- [46] Wait J. R. and Spies K. P.: "On the calculations of mode conversions at a graded height change in the earth-ionosphere waveguide at VLF", *Radio Sci.*, **3**, 8, pp.787-791(1968).
- [47] Pappert R.A. and Snyder F.P. : "Some results of a mode conversion program for VLF", *Radio Sci.*, **7**, 10, pp.913-923(Oct. 1972).

- [48] Pappert R.A. and Morfitt D.M. : "Theoretocal and experimental sunrise mode conversion results at VLF", *Radio Sci.*, **10**, 5, pp.537-546(May 1975).
- [49] Ledinegg E.: "Mode conversion von VLF-Wellen beim Durchgang durch den Solarterminator bei beliebiger Einfallsrichtung der Mode zum Terminator mit Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes", *Kleinheubacher Ber.*,**22**, pp.281-292(1979).
- [50] Ledinegg E., Schachinger E. and Schnizer B.: "Eine Parameterstudie der TM-Modekonversion am Solarteminator bei anisotroper Ionosphäre", *Arch. Electron. Übertragungstech.*, **34**, pp.66-74(1980).
- [51] Budden K.G. and Eve M. : "Degenerate modes in the earth-ionosphere waveguide", *Proc. Roy. Soc. London*, **A342**, pp.175-190(Feb. 1975).
- [52] 東京天文台編 : "理科年表", 丸善 (1990).
- [53] Al'pert Ya.I. : "Radio Wave Propagation and the Ionosphere", Consultants Bureau(1974).
- [54] Okada T.,Iwai A. and Hayakawa M. : "A new whistler direction finder", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **43**, pp.671-691(1981).
- [55] 太田健次 : "ホイスラ到来方向の自動観測装置", 信学論 (B), **J67-B**, 8, pp.869-876(1983).
- [56] Liang B.X., Bao Z.T. and Xu J.S., : "Propagation Characteristics of nighttime whisters in the region of equatorial anomaly", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **47**, pp.999-1007(1985).

- [57] Hayakawa M., Ohta K. and Shimakura S. : "Spaced direction finding of nighttime whistlers at low and equatorial latitudes and their propagation mechanism", *J. Geophys. Res.*, **95**, pp.15091-15102(1990).
- [58] 太田健次, 早川正士, 島倉信, 江口博之:"中国超低緯度における夜間ホイスラの多点同時観測による到来方向測定", 信学論 (B-II), **J73-B-II**, 4, pp.182-189(1990).
- [59] Ohta K., Tian M., Tang C.C., Shimakura S. and Hayakawa M.:"Wide-band direction findings of low latitude whistlers by field-analysis method using a FFT analyzer", *Proc.8-th Intl.Conf. Atmosph. Electr.* Uppsala, Sweden, pp.641-645(1988).
- [60] 岡田敏美 : "方位 偏波測定並びに実時間解析法によるホイスラの研究", 名古屋大学, 学位論文, pp30-31, pp142-144(1979).
- [61] 太田健次, 早川正士, 馬場清英, 江口博之:"低緯度ホイスラーにおける到来方向の周波数依存性", *Res. Lett. Atmos. Electr.*, **9**, pp.43-52(1989).
- [62] 中村義勝, 恩藤忠典, 渡辺成昭, 村上利光 : "沖縄における低緯度ホイスラ方探観測の解析", 通信総研季報, **35**, 174, pp.61-81(1989).
- [63] 太田健次, 早川正士, 島倉信, 友松通 : "低緯度におけるホイスラの発生とその反対半球における雷放電活動", 信学論 (B-II), **J74-B-II**, 5, pp.276-284(1991).
- [64] Yedemskii D.E., Ryabov B.S., Taranenko S.S., Schekotov A.Yu. and Yarotskii V.S. : "Peculiarities of propagation and structure of tweek field", Preprint, 46a(800), IZMIRAN, USSR(1988).

- [65] Shimakura S. and Hayakawa M. : "Very unusual low latitude whistlers with additional traces of the Earth-ionosphere waveguide propagation effects", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **49**, pp1081-1091(1987).
- [66] Barr R. : "Multimode propagation in the earth-ionosphere waveguide", *ELF-VLF Radio Wave Propagation*, ed. J. A. Holtet, pp.225-231, D. Reidel(1974).
- [67] Yamashita M. : "Propagation of tweek atmospherics", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **40**, pp.151-156(1978).
- [68] 馬場清英, 太田健次, 友松通, 早川正士 : "トウイーク空電の波動特性の周波数依存性", *信学論 (B-II)*, **J74-B-II**, 11, pp.587-593 (1991-11).
- [69] Barr R. : "The effect of the Earth's magnetic field on the propagation of ELF and VLF radio waves", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **33**, pp.1577-1583 (1971).
- [70] 太田健次, 早川正士, 島倉信, 友松通 : "低緯度におけるホイスラの発生とその反対半球における雷放電活動", *信学論 (B-II)*, **AJ74-B-II**, 5, pp.276-284 (1991-05).
- [71] Morfitt D.G., J.A. Ferguson, and F.P. Snyder : "Numerical modeling of the propagation medium at ELF/VLF/LF", *AGARD Conference Proc. no.305, Medium, Long and Very Long Wave Propagation* (1982).
- [72] Reagan J.B., R.E. Meyerott, R.C. Gunton, W.L. Imhof, E.E. Gaines, and T.R.Larsen : "Modeling of the ambient and disturbed ionospheric media pertinent to ELF/VLF propagation", *AGARD Conference Proc. no.305, Medium, Long and Very Long Wave Propagation* (1982).

- [73] Knapp W. : General Electric-TEMPO Report RPT 66TMP-83 (1966).
15, pp.172-175 (1988).
- [74] 羽野光夫, 加屋野洋 : "有限要素法によるプレーナ型一軸異方性不均質導波路の導波モードの解析", 電学論C, **101**, pp.213-219(Sept.1981).
- [75] Pitteway M.L.V.: " The numerical calculation of wave fields, reflections and polarizations for long radio waves in the lower ionosphere I", *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **A257**, pp219-241(1965).
- [76] Baba K. : "Transequatorial anomalies caused by geomagnetic field for east-west propagation of VLF radio waves", *Trans. IEICE*, **E74**, 2, pp.309-316 (Feb.1991).
- [77] Pitteway M.L.V. and Jespersen J.L. : "A numerical study of the excitation, internal reflection and limiting polarization of whistler waves in the lower ionosphere", *J. Atmos. Terr. Phys.*, **28**, pp.17-43 (1966).
- [78] Hayakawa M. and Shimakura S. : "On the mechanism of reflection of ELF-LF waves from the lower ionosphere", *Inst. Electr. Comm. Engrs. Japan*, **61-E**, pp.15-22(1978).
- [79] 熊耳浩, 小柴正則, 鈴木道雄 : " プレーナ形異方性不均質光導波路の有限要素表示式"、信学論 C), **J67-C**, 12, pp.949-956(Dec.1984).
- [80] 戸川隼人 : " 振動解析"、3. モード解析、サイエンス社 (1975) .

研究業績

1. 論文

No	論文名	発表機関の名称等	著者
1	Effects of collisions on whistler-mode waves	<i>J. Geomag. Geoelectr.</i> , 25, pp.1-13, 1973	K. Suzuki K. Baba
2	Phase variation and amplitude fading of NWC-22.3kHz signal at dawn	<i>J. Geomag. Geoelectr.</i> , 25, pp.403-413, 1973	K. Suzuki K. Baba T.Yoshioka M.Kinoshita
3	低緯度ホイッスラーにおける到来方向の周波数依存性	<i>Res. Lett. Atmos. Electr.</i> , 9, pp.43-52, 1989	太田健次 早川正士 馬場清英 江口博之
4	Transequatorial anomalies caused by geomagnetic field for east-west propagation of VLF radio waves(18.6kHz)	<i>Trans. IEICE</i> , E74, pp.309-316, 1991	K. Baba
5	トウイーク空電の波動特性の周波数依存性	信学論 B-II, J74-B-II, pp.587-593, 1991	馬場清英 太田健次 友松通 早川正士
6	1 観測点によるホイッスラ先行空電の発生位置測定	<i>Res. Lett. Atmos. Electr.</i> , 12, pp.173-183, 1992	馬場清英 太田健次 高橋修 石黒靖司
7	異方性電離層下におけるトウイーク空電の伝搬特性	信学論 B-II, J76-B-II, No.1, pp.11-19, 1993	馬場清英 太田健次 早川正士
8	有限要素法による超長波電波の地球電離層導波管内伝搬の解析	信学論 B-II, J76-B-II, (印刷中) 1993	馬場清英 早川正士

2. 紀要、研究会報告等

No	論文名	発表機関の名称等	著者
1	半導体化したホイストラ観測装置およびその自動計測装置の試作	中部工業大学紀要 第 3 巻, pp.45-54, 1967	江口博之 栗本計起 馬場清英 太田健次
2	Ray tracing of whistler waves	Memoirs of Chubu Institute of Tech- nology, 6, pp.53-59, 1970	K. Suzuki K. Baba
3	Transequatorial reception of NWC-22.3kHz VLF signal III	中部工業大学紀要 第 7 巻, pp.55-65, 1971	K. Suzuki T.Yoshioka K. Baba M.Kinoshita
4	Transequatorial reception of NWC-22.3kHz VLF signal IV	中部工業大学紀要 第 8 巻, pp.75-82, 1972	K. Suzuki K. Baba T.Yoshioka M.Kinoshita
5	Transequatorial reception of NWC-22.3kHz VLF signal V	中部工業大学紀要 第 9 巻, pp.65-73, 1973	K. Suzuki K. Baba T.Yoshioka M.Kinoshita
6	VLF phase shifts and amplitude variations during SIDs	Memoirs of Chubu Institute of Technology, 12- A, pp.77-82, 1976	K. Baba
7	NWC-22.3kHz VLF radio wave propagation during sunrise	Memoirs of Chubu Institute of Technology, 13- A, pp.83-89, 1977	K. Baba
8	Propagation parameters of VLF radio waves below inhomogeneous isotropic ionosphere during sunrise	Memoirs of Chubu Institute of Technology, 14- A, pp.99-106, 1978	K. Baba
9	Geomagnetic field effects on the propagation parameters of VLF radio waves(22.3kHz) during sunrise	Memoirs of Chubu Institute of Technology, 15- A, pp.73-82, 1979	K. Baba

No	論文名	発表機関の名称等	著者
10	ドップラーおよびファラデー効果を利用した電離層の研究	中部大学総合工学 研究報告 第 1 巻, pp.33-42, 1985	米沢利之 馬場清英
11	ホイスラ到来偏波の自動観測	中部大学工学部紀 要 第 22 巻, pp.27- 33, 1986	太田健次 馬場清英 江口博之
12	低緯度におけるホイスラ到来方向の 周波数依存性	中部大学工学部紀 要 第 23 巻, pp.45- 51, 1987	太田健次 田茂 唐存探 馬場清英 江口博之
13	ホイスラの発生と共役点における雷 活動	電子情報通信学会 技術報告 A-P90-15, pp.13-20, 1990	友松通 太田健次 馬場清英 島倉信 早川正士
14	VLF 送信電波を用いたホイスラモード 波の共役点観測	中部大学工学部紀 要 第 26 巻, pp.77- 82, 1990	高橋修 太田健次 早川正士 馬場清英 江口博之
15	共役点観測による VLF 送信局ホイス ラモード波測定	電子情報通信学会 技術報告 EMCJ90- 81, pp.73-80, 1990	高橋修 太田健次 馬場清英 早川正士
16	高緯度におけるホイスラの電離層下 降透過点	中部大学工学部紀 要 第 27 巻, pp.49- 59, 1991	高橋修 太田健次 馬場清英 江口博之 早川正士
17	Ray tracing による超低緯度ホイス ラの伝搬	中部大学工学部紀 要 第 27 巻, pp.61- 65, 1991	友松通 太田健次 馬場清英 江口博之 早川正士

No	論文名	発表機関の名称等	著者
18	トウイーク空電の波動特性のモード理論による解析	電子情報通信学会 技術報告 EMCJ-72, pp.31-36, 1992	馬場清英 太田健次 早川正士