



097

H

図・本館

磁気圏・電離層プラズマ中のホイッスル波の
伝播に関する研究

STUDY ON THE PROPAGATION OF WHISTLER WAVES IN THE MAGNETOSPHERIC
AND IONOSPHERIC PLASMAS

昭和49年

名古屋大学 空電研究所

早川 正士

| | |
|------|------------|
| 報告番号 | 乙 第 1099 号 |
|------|------------|

目次

| 章 | 頁 |
|---|-----|
| 第1章 序論 | |
| 1-1 ホイッスラの歴史 | 1 |
| 1-2 ホイッスラに関する従来の研究経過 | 4 |
| 1-3 本研究の概要とその意義 | 11 |
| 参考文献 | 17 |
| 第2章 低周波電波の電離層への透過 および 下降ホイッスラ波の電離層内反射 および 透過 | |
| 2-1 まえがき | 22 |
| 2-2 波動論的取り扱い | 26 |
| 2-3 低周波電波の電離層への透過 | |
| 2-3-1 高緯度電離層中のホイッスラ波の伝播 | 29 |
| 2-3-2 低緯度電離層中のVLF, ELF電波の反射および 透過 | 36 |
| 2-3-3 中緯度におけるホイッスラ波の電離層透過 | 46 |
| 2-3-4 下部電離層中のホイッスラ波の伝播に関する 実験結果 | 56 |
| 2-4 下降ホイッスラ波の電離層内反射(波面法線 方向が透過円錐外にある場合) | 65 |
| 2-5 下降ホイッスラ波の電離層内反射 および 透過 機構(波面法線方向が透過円錐内にある 場合) | |
| 2-5-1 下降ホイッスラ波の下部電離層透過係数 | 70 |
| 2-5-2 高緯度における下降ホイッスラ波の電離層 透過特性 | 72 |
| 2-5-3 中緯度における下降ホイッスラ波の 電離層透過 および 透過 | 81 |
| 2-6 結言 | 98 |
| 参考文献 | 100 |
| 第3章 ホイッスラ波の磁気圏内伝播 | |
| 3-1 まえがき | 104 |
| 3-2 幾何光学論的取り扱い | 107 |

| | | |
|-------|-------------------|-----|
| | 夏 | |
| 3-3 | 中, 低緯度ホイスラのダクト伝はん | |
| 3-3-1 | ダクト伝はんを示唆する地上観測結果 | 111 |
| 3-3-2 | ドクトによる波面法線方向の測定 | 126 |
| 3-3-3 | ホイスラ分散から求めたダクトの特性 | 137 |
| 3-4 | 超低緯度ホイスラのダクト伝はん | 143 |
| 3-5 | 低緯度ホイスラの非ダクト伝はん | 147 |
| 3-6 | 結言 | 155 |
| | 参考文献 | 157 |

第4章 ホイスラ波を用いた磁気圏の探査

| | | |
|-----|----------------------|-----|
| 4-1 | まえがき | 160 |
| 4-2 | 一太陽年周期にあたる中緯度ホイスラの特性 | 162 |
| 4-3 | 磁気擾乱時のホイスラ伝はん特性 | 178 |
| 4-4 | 結言 | 195 |
| | 参考文献 | 197 |

第5章 むすび

| | |
|----|-----|
| 謝辞 | 204 |
|----|-----|

第1章 序論

1-1 ホイッスラの歴史

ホイッスラが人々に知られるようになったのは、かなり古い昔からで、長距離の電話線に奇妙な雑音の混入したり、オーロラるときホイッスラや VLF 放射と思われるものの聞こえていた。しかし科学的な調査がはじまったのは第1次世界大戦の時に軍用電話の盗聴を試みた連中が“ヒュー”という口笛に似た不思議な電波に悩まされたこと¹⁾がもとで、Barkhausen(1919)¹⁾が研究をはじめた。Barkhausen は、この電波は機械から出るものではなく、外来雑音であることを明らかにするとともに、口笛に似ているところからホイッスラ(whistlers)と名付けた。その後ホイッスラの研究は Eckersley(1925,26)²⁾ および Burton and Boardman(1933)³⁾ によって進められた。特に Eckersley は、ホイッスラが電氣的インパルス⁴⁾の電離媒質中の分散によるものであることをはじめに示唆した。ところが第2次世界大戦⁵⁾の1に、ホイッスラの研究は一時中断された。

ホイッスラの問題が再び研究者の注目をあびるようになったのは、1953年の Storey⁴⁾の論文に端を発している。彼は Eckersley の研究をさらに発展させ、ホイッスラが雷放電から出る低周波電波< VLF帯($3\text{kHz} \sim 30\text{kHz}$)と ELF帯($\sim 100\text{Hz} \sim 3\text{kHz}$)とを意味する>が磁気圏プラズマ中を伝播する際に分散を受けたものであることを明らかにし、その分散から超高層電子密度の情報を得ることができると示唆した。さらに観測から、反対半球に源をおく通常のショートホイッスラ(short whistlers)ばかりでなく、受信地の半球の雷放電に源をおくロングホイッスラ(long whistlers)が存在することも明らかにした(表1-1参照)。電離層から外側に広がる空間を何とかして探測しようと考えた人々はたゞちに、ホイッスラの重要性を認め、磁気緯度 40° から 50° の高緯度帯で観測の盛んに行なわれた。⁵⁻¹⁰⁾

このようなホッス観測から VLF 放射 (VLF emissions) と呼ばれる興味ある現象が発見され、いろいろと報告された。¹¹⁻¹⁴⁾

Storey (1955)¹⁵⁾ は彼の理論を実証すべく、低緯度においてもホッス受信を試みたが、ホッスを見出すことができなかった。それ以来、 40° 以下の低緯度ではホッスは観測できないと一般に考えられてきた。ところが 1956 年 Iwai and Otsu¹⁶⁾ は磁気緯度 24° の豊川においてホッス受信に成功し、しかも低緯度ホッスが高緯度のものに比べて種々異なった特徴を有することから、海外の研究者の注目を集めることとなった。これかきっかけとなり、1957 年から 1958 年にかけての国際地球観測年 (International Geophysical Year, IGY) 期間中には低緯度から高緯度まで世界的規模でホッス、VLF 放射の観測が行われ、多大の成果が収められた。特に、磁気圏電子密度分布を明らかにすることに大きな貢献をした。

1963~64 年頃から、地上観測に加え、ロケットや人工衛星等の飛翔体による観測が行われ始めた。¹⁷⁻²⁰⁾ これらの観測により、地上観測では得られなかった新しい現象が多数発見された。イオンホッス (ion whistlers)²¹⁻²⁴⁾ はイオンの組成ヒトに関する情報を、また低部混成共鳴 (Lower Hybrid Resonance, LHR)¹⁸⁾ は実効イオン質量の情報を我々に提供した。これらは特筆すべき一例を挙げたにすぎない。さらに飛翔体観測の副産物として、磁気圏・電離層内におけるプラズマ波 (plasma waves, electrostatic waves) の発見という輝かしい成果も収められた。^{25, 26)}

以上のことより、ホッス、VLF 放射は磁気圏探査の有効な手段としてますますその重要性を増しつつあり、1976 年から 1978 年にかけての国際磁気圏研究 (International Magnetospheric Studies, IMS) において一段の成果が期待されている。

表1-1 ホイッスラのいろいろ

ホイッスラの型と定義

I ショートホイッスラ (short whistler or one-hop whistler)

磁気圏内を一回伝播してきた
ホイッスラ

II ロングホイッスラ (long whistler or two-hop whistler)

磁気圏内を二回伝播してきた、
いいかえれば磁気圏内を一回往復
したホイッスラ

III ハイブリッドホイッスラ (Hybrid whistler)

同一の源から出たショートホイッスラと
ロングホイッスラとの組合せ

IV エコートレインホイッスラ (Echo-train whistler)

ショートホイッスラのエコー

V マルチフラッシュホイッスラ (Multi-flash whistler)

源の多重落雷に伴うショートホイッスラの一
群

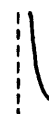
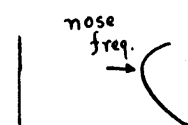
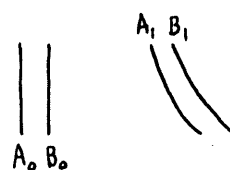
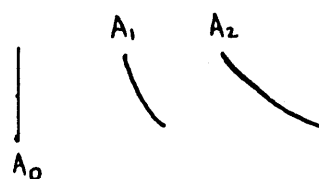
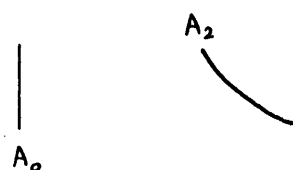
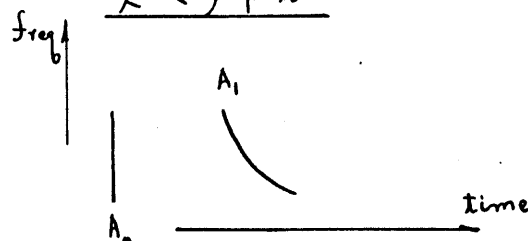
VI ノーズホイッスラ (Nose whistler)

スペクトルが人間の鼻の形をした
ホイッスラ

VII 電離層ホイッスラ (Ionospheric whistler or short fractional-hop whistler)

電離層分散だけを受けたホイッスラ

スペクトル



1-2 ホイッスラに^{4,5)}関する従来の研究経過

ホイッスラ波は磁化プラズマ中の^{4,5)}イオンモード²⁾で、その特徴としておおよそ地球磁場に沿って伝播することが知られている。この誘導効果を magneto-ionic ducting と呼んでいる。ところが、この誘導効果だけを考慮に入れたホイッスラ波の磁気圏内の伝播路に関するその後の理論的研究²⁾によつて、ホイッスラ波は一般的には地球の磁力線からかなりはずれて伝播することか明らかになった(図1-1参照)。しかしこの伝播様式ではエネルギーの散逸が著しいことや、地球上ではしばしば観測されるエコートレインホイッスラ(echo-train whistlers)の分散比を説明できないことなどから、Smith(1961)²⁸⁾は地球上で観測されるホイッスラを説明するには、磁気圏内に磁力線に沿って電子密度が周囲よりも濃くなった管状の領域がホイッスラに対してダクトとして作用するという考えをはじめ提唱した。さらにホイッスラ波を捕捉するに必要なダクトの電子密度の周囲よりの増倍率(enancement factor という)が緯度によつていかに変化するかを示した。彼の計算によつて、磁気緯度40°~50°の高緯度では数%程度の enancement factor のダクトでホイッスラ波を捕捉することか可能である。このようなダクトに捕捉されたホイッスラ波の伝播を ダクト伝播(ducted propagation) と呼び、これに対し前述したダクトに捕捉されない magneto-ionic ducting だけを考慮した伝播を 非ダクト伝播(non-ducted propagation) と呼んでいる。ダクト伝播および非ダクト伝播するホイッスラの実際の磁気圏電子密度分布での伝播路が図1-1に示してある。Smith の理論が発表されて以来、地球上で受信されるホイッスラはダクト伝播によるものと考えられ、磁気圏プラズマの有効な探査手段として使用されてきた。しかしダクトの存在を完全に実証するような観測結果は長らく得られていなかった。ダクトの形成は磁気圏プラズマと粒子との相互作用や、電離層と磁気圏との相互作用が

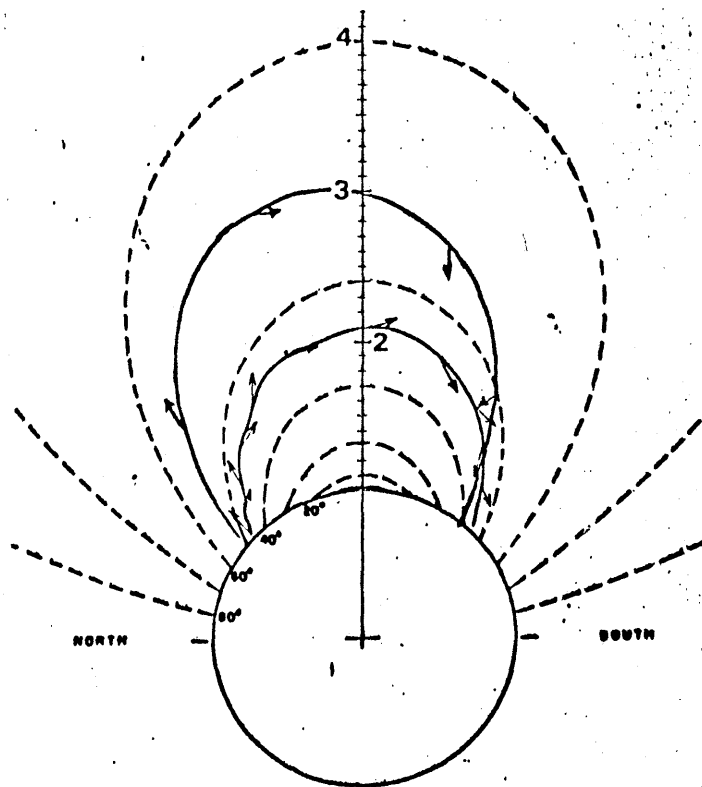


図1-1 ダクト伝はんおよび非ダクト伝はんホッスラの伝はん路。磁気緯度 50° から出発するホッスラは非ダクト伝はんモードであり、磁気緯度 45° から出発するホッスラは20%の enhancement factor のダクトに捕捉されている。いずれの場合も初期波面法線方向は鉛直上方としている。周波数は10 kHzで、伝はん路上の矢印は波面法線方向を示す。破線は地球磁力線を表わす。

関与していると考えられ、興味深い問題である。最近 Angerami (1970)²¹⁾ は、衛星観測結果中に Smith の理論的予測と一致するよう、新しい種類の一群のホッスラを見出し、ダクトの直接的検証を得た。さらに理論的考察を加味して、ダクトの enhancement factor, スケールやダクト間隔等ダクトの特性をはじめ明らかにした。この Angerami の研究はダクト伝はんにおいて特筆すべきものである。ところが高緯度におけるこの研究以外には、ダクトの存在の直接的検証やダクトの性質に関する研究は遅れている。特に低緯度ではその感が強い。ダクトに関する研究は磁気圏探査の基礎として重要である。

飛翔体観測の発展に伴い、飛翔体ではダクト伝はんモードのホッスラ波ばかりでなく、非ダクト伝はんモードのホッスラも多数発見されている。これらの非ダクト伝はんではイオンの存在も重要な役割を果たしている。Smith and

Angerami(1968)³⁰⁾は、非ダクトホッスラの典型的な一例として磁気圏反射ホッスラを発見し、その伝播特性を用いて磁気圏電子密度と推定することを試みた。またScarabucci(1969)³¹⁾はホッスラ波の磁気圏非ダクト伝播を論ずる際には、電子密度の緯度変化が重要な因子であることを指摘している。このような電子密度の緯度効果は新しい種類のホッスラとしてその後受信されている。すなわちWalter(1969)³²⁾が発表したWalking trace whistlersや、Kimura(1971)³³⁾が見出したwhistler striation現象もこの例である。非ダクト伝播は磁気圏内伝播が複雑であるが、これはいかにすれば磁気圏電子密度の豊富な情報を提供してくれることにもなる。このため非ダクト伝播のホッスラを用いた磁気圏探査は今後盛んに行なわれるようになるだろう。

ダクト伝播にせよ、非ダクト伝播にせよ、磁気圏内を伝播してきたホッスラは再び電離層に遭遇する。この下降ホッスラ波の電離層内反射および透過問題は地上データのみならず、衛星データを解釈する際にもきわめて重要であるにもかかわらず、十分に理解されていない。Storey(1953)⁴⁾は彼の論文のなかで、簡単に下降ホッスラ波の反射は地表面で起こると述べている。その後Helliwell(1965)⁵⁾はこの問題を幾分詳しく論じ、下部電離層が反射レベルだとしている。一方Cartwright(1964)³⁴⁾はロケット観測により、地上では受信されなくても電離層内には多数のホッスラが存在することを示したが、反射機構には言及していない。最近Laaspere(1966)³⁵⁾はエコーレーンホッスラ間の強度比較を行ない、その各々の差が数dB程度であることから、反射レベルは吸収の強い下部電離層よりも高々度であることを実験的に明らかにした。下降ホッスラ波の電離層内反射および透過問題は、Helliwell⁵⁾が指摘しているように、最大電子密度の F_2 領域における波面法線方向の透過円錐の内にあるのかにより、二つの場合に分けて議論する必要がある。透過円錐

とは光學における全反射 (total reflection) の臨界角に相当するものである。Storey, Cartwright, Laaspere の論文はすべて波面法線方向の透過円錐といかなる関係にあるかには触れていない。波面法線方向の透過円錐内にある場合については, Pitteway (1966)³⁶⁾ が理論的に波動論を用いて下部電離層透過係数を求めているが、反射レベルについては述べていない。以上のことを考えると、下降ホップスう波の電離層透過問題は総合的な議論が待たれているのが現状である。

ホップスう波の磁気圏内における強度やスペクトルを決定するのは、電離層透過係数である。この問題は低周波電波に対する電離層反射係数を求めることに帰着し、古くからよく研究されてきた (Budden, 1961³⁷⁾; Wait, 1962³⁸⁾) が、現在も異方性でしかも不均質な電離層中の電波伝播に関する理論的研究が続けられている。しかし従来、電離層反射係数の導出においては、入射波は直線偏波と仮定していたが、磁化された電離層内の伝播モードは右廻りおよび左廻り偏波といった取り扱いの方がより現実的である。この点を考慮して、Pitteway (1966)³⁶⁾ は不均質な磁化された電離層に対する、マックスウェルの方程式の新しい数値解法を用いた。しかし、今後、ホップスう波の磁気圏内の伝播の詳しい研究においては、いろいろな電離層に対してその伝播特性を詳しく理論的に考察しておく必要がある。理論的研究に比し、下部電離層中のホップスう波の伝播に関する実験的研究はきわめて遅れており、実験的仕事は皆無といえるのが実情である。

最後にホップスうによる磁気圏探測の従来の研究のあらましを述べる。ホップスうは磁気圏探査の有効な一手段として、重要な役割を果たしている。ホップスうの最も大切な情報は磁気圏電子密度である。ホップスうの分散は伝播路の頂点附近の電子密度によって決定されており、分

散を用いて伝ぱん路の頂裏における密度を知ることが出来る(Helliwell, 1965³⁹⁾)。ところが、ある観測裏で受信されるホイッスルの下降裏緯度がよくわからないという欠裏があるため、下降裏緯度の情報と運んでくるノーズホイッスル(nose whistlers)が発見され、磁気圏電子密度分布は精度よく求められるようになった(Smith, 1960, 1961^{39, 40)})。現在でもノーズホイッスルによる磁気圏研究は盛んに高緯度帯で行なわれている(Corcuff, 1965; Bouriot et al., 1967; Carpenter, 1970⁴¹⁾)。

その後ノーズホイッスルの変種としてのニーホイッスル(knee whistlers)が Carpenter (1963⁴²⁾) によって発見され、これはプラズマ圏境界(plasma-pause)の存在とはじめて明らかになった。これは地球物理学上の貴重な成果で、プラズマ圏境界の位置や運動の研究がホイッスルによって進められている。一方日本のような低緯度帯では、ノーズホイッスルはききとれず(Ohtsu and Iwai, 1967⁴³⁾)、さらに高緯度に比して幾多の困難な問題裏が存在するため、中、低緯度における密度分布を決定する仕事は遅れている。しかしこれかできれば、中、低緯度ホイッスルは、今問題とな、ている電離層と下部磁気圏との相互作用の研究に対して十分な貢献が期待される。

磁気圏電子密度の議論は盛んに進められているが、磁気圏電子密度の太陽活動との関係といった長期間特性や磁気擾乱時の磁気圏の振舞いは十分に調べられていない。磁気圏プラズマの太陽活動との関係は電離層と磁気圏との相互作用に関係してききとれ重要である。高緯度では Bouriot et al. (1967⁴⁴⁾) によって電子密度の太陽年変化も詳しく議論した結果が発表されている。しかしこの問題は高緯度から低緯度までの総合的な考察が必要で、低緯度ホイッスルによる内部磁気圏電子密度の太陽年変化の研究が待たれている。次に磁気圏の際のホイッスル特性は、磁気擾乱に伴う磁気圏の動的変化と知るには重要である。磁気擾乱の効果は中、低緯度におけるのみ顕著な現象で

であることが知られている(Outsu and Iwai, 1962; Allcock, 1966)⁴⁶⁾が、十分に解明されていない。磁気擾乱時の変化として、磁気圏電子密度の変化、ダクトの形成等の問題を挙げることもできる。一方高緯度では磁気圏時の振舞よりも、磁気圏尾部(magnetospheric tail)⁴⁷⁾からの極地域への荷電粒子の降下問題がホイッスルをはじめとする波動現象を用いて議論されている。⁴⁸⁾(Akasofu, 1968).

最後に本論文の舞台となる電離層および磁気圏の標準的な電子密度分布を図1-2に示す。電離層は一般にD層、E層およびF層から成り、F₂層の最大電子密度は大体 10^6 cm^{-3} と考えられ、したがって電子プラズマ

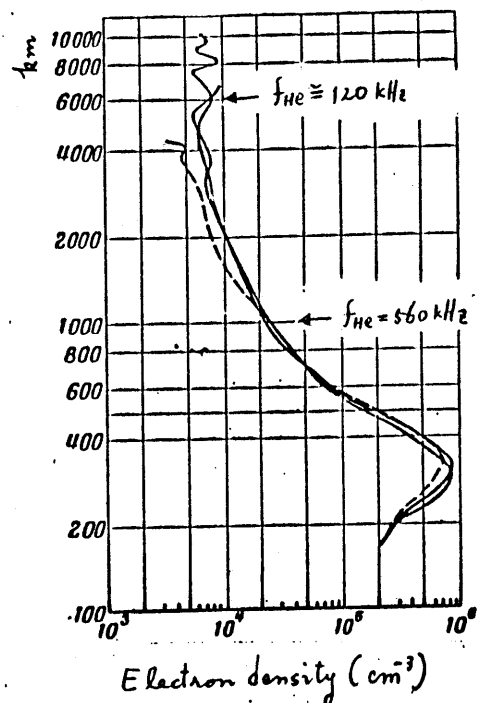
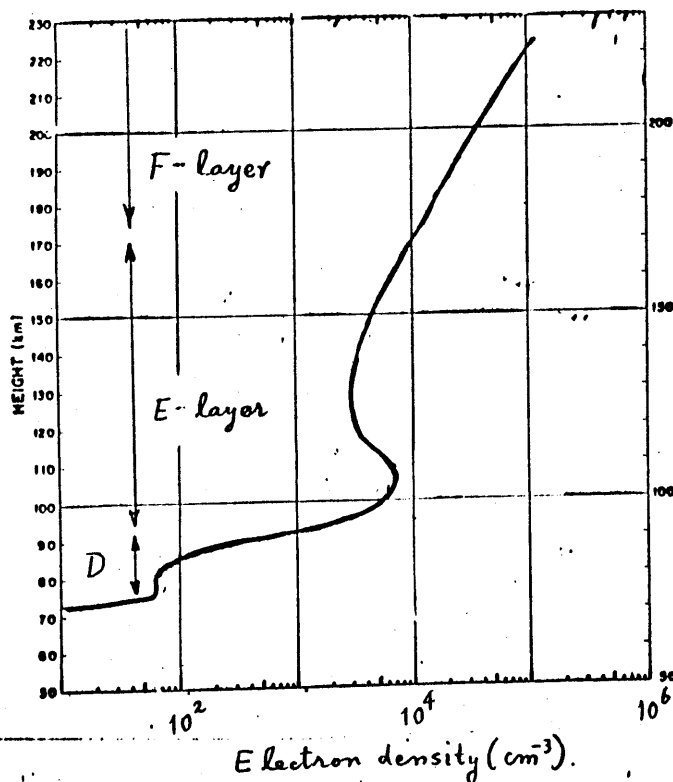


図1-2 電離層・磁気圏の標準的電子密度分布^{49, 50)}

周波数に換算すると 9 MHz 程度になる。また電子ジャイロ周波数は電離層領域では 1 MHz よりもいくぶん低いと考えられる。次に磁気圏領域の電子密度は地上高 1000 km で 10^4 cm^{-3} のオーダーの値を示し、それ以後ではゆるやかに減少する。各領域でのプラズマの特性周波数が表 1-2 にまとめられている。これから、我々の問題とする周波数 f は $f \ll f_{\text{He}} < f_{\text{pe}}$ の関係にあることが理解される。ただし f_{He} , f_{pe} はそれぞれ電子ジャイロ周波数および電子プラズマ周波数を表わす。

表 1-2 電離層・磁気圏プラズマの特性周波数

| | 電子密度 (cm^{-3}) | 電子プラズマ周波数 | 電子ジャイロ周波数 |
|--------------------------|---------------------------|--------------------------------------|------------------------|
| 電離層プラズマ (F_2 層) | $\sim 10^6$ | $\sim 9 \text{ MHz}$ | $\sim 870 \text{ kHz}$ |
| 磁気圏プラズマ (地上高 1000 km) | $\sim 2 \times 10^4$ | $\sim 1.3 \text{ MHz}$ | $\sim 560 \text{ kHz}$ |
| " (地上高 6000 km) | $\sim 8 \times 10^3$ | $\sim 800 \text{ kHz}$ | $\sim 120 \text{ kHz}$ |
| 実験室プラズマ | $10^8 \sim 10^{13}$ | $90 \text{ MHz} \sim 28 \text{ GHz}$ | |

1-3 本研究の概要とその意義

1-2節での従来の研究経過をふまえて、本論文の概要について述べる。本論文はホムス波の磁気圏・電離層プラズマ中の伝播特性を総合的に論じたものである。第2章では雷放電や地上のVLF局から生じる低周波電波の伝播機構をホムス波として電離層を透過するのについてという問題と、磁気圏内を伝播して下降ホムス波の電離層へ反射および透過問題を論ずる。続いて本研究の最も重要な第3章では、磁気圏内のホムス波の伝播特性を考察する。最後の第4章では、ホムス波を用いた磁気圏の探査についての結果を述べる。以下次の順に従って本論文の意義を簡単に述べる。

- (a) 低周波電波の電離層への透過 (第2章)
- (b) ホムス波の磁気圏内伝播 (第3章)
- (c) 下降ホムス波の電離層透過および反射 (第2章)
- (d) ホムス波による磁気圏の探査 (第4章)

(a) 低周波電波の電離層への透過

この問題は低周波電波の電離層反射係数を求めることに帰着し、古くから理論的にかなり研究されている (Budden, 1961³⁷⁾ ; Wait, 1962³⁸⁾) ことは述べたが、さらに種々の条件下での電離層透過特性を理解しておくことは是非必要である。

第2章の2-3-1節ではまず高緯度におけるホムス波の電離層中の伝播を論じている。現実の下部電離層の電子密度分布のよい近似として双直線電子密度分布に対して解析解と導出し、ホムス波の反射係数の周波数特性や電子密度勾配が与える重要な働きとしていることや、波の干渉効果の周波数特性に現われることなどが明らかになった (Hayakawa⁵¹⁾ and Ohtsu, 1972, 1973) 。

赤道帯における VLF, ELF 波の電離層伝播特性は従来全く議論されていなかったが、2-3-2 節でこの問題と初めて取り扱った。赤道伝播では、下部電離層電子密度として直線モデルを考え、VLF, ELF 波の電離層透過係数の解析的に求められ、種々のパラメータを変化させることにより、VLF, ELF 波の赤道伝播を詳しく論じている。その結果、トンネル効果により、かなりのエネルギーが電離層を透過することや、最大透過の起る周波数の 1 kHz 前後であることがはじめに明らかになり、(Hayakawa and Ohtsu, 1973)。

つぎに中緯度帯では解析解を得ることができないので、本論文では Pitteway³⁶⁾ と同様の方法を用いて、ホムス波の電離層透過の緯度変化、周波数特性を昼夜の電離層モデルに対して明らかにした。また VLF 局からの送信電波の衛星観測による磁気圏探測は今後盛んに行なわれる情勢にあるが、その際に重要になると考えられるホムス波の電離層透過の際の方位角依存性についても考察した。

これらの理論的研究に加え、下部電離層中のホムス波の伝播に関する実験結果の報告されている (Hayakawa et al., 1973)。

ロケットで観測されたホムスの諸特性を理論と対照され、磁気緯度 20° 前後の E 領域でも Q 点近似が成立することや、ホムスの捕捉は下部電離層内では起らないことなどを明らかにした。

以上により不均質で異方性な電離層中のホムス波伝播特性を高緯度から低緯度までほぼ完全に理論的に明らかにしたのみならず、実験的にも論じた。これらの研究は超高層大気を舞台とする電磁波の伝播現象を対象としており、電波工学の基礎としてきわめて大切なものである。

(b) ホイッス波の磁気圏内伝播

ホイッス波の磁気圏内伝播にはダクト伝播と非ダクト伝播とがある。ダクト伝播の考えはSmith(1961)²⁸⁾により提唱されたが、ダクトの存在の直接的検証は極く最近のAngerami(1970)²⁹⁾の高緯度における衛星観測以外にはないことはすでに述べた。

本論文では中、低緯度ホイッスダクトの存在およびその特性をはじめ明らかにした。また空電研究所の三観測所における同時観測で得られた中、低緯度ホイッスダクトの存在を強く暗示するデータを示す。これに対する理論的考察から、これらの結果はホイッスダクトの存在により説明し得ることは明らかにした (Hayakawa, 1973 : Hayakawa and Ohtsu, 1973)⁵⁴⁾。このような

間接的検証をさらにはっきりさせるため、電離層内においてホイッス波の波面法線方向の測定を計画し、その実験に成功した。その結果、低緯度の日没時のホイッスはダクトに捕捉されていることが確かめられた。かかるショートホイッスの電離層内での波面法線方向の測定は世界でもはじめてでその意義は大きい (Iwai and Hayakawa, 1974)⁵⁵⁾。

以上のダクトの検証をふまえて、土壌観測のホイッスの分散を、衛星による磁気圏電子密度分布と比較することにより、低緯度ホイッスダクトの enhancement factor やダクト間隔等の特性を調べた。その結果、日没時のホイッスダクトは100%以上の enhancement factor をもち、低緯度特有の電子密度の赤道異常 (equatorial anomaly) との関連性をはじめ指摘している。また夜間の低緯度ダクトはせいぜい10%程度の enhancement factor で、かかるダクトによる捕捉機構も考察した (Hayakawa and Tanaka, 1973)⁵⁶⁾。また、20°以下の超低緯度帯におけるエートレンホイッスやハイブリッドホイッスの説明として、HFダクトによるホイッスの捕捉の可能性をはじめ示唆した (Hayakawa and Tanaka, 1973)⁵⁷⁾。

以上の中、低緯度ホィスラダクトの総合的研究は磁気圏内のホィスラ波のダクト伝播の研究において貴重な成果と考えられる。

磁気圏内ではダクト伝播ばかりでなく、非ダクト伝播による新しいタイプのホィスラが種々発見され、その伝播特性から磁気圏電子密度に関する情報が得られている (Smith and Angerami, 1970⁵⁸⁾)。本論文では、低緯度下部磁気圏中の非ダクト伝播によると考えられる分散の大きいホィスラの観測結果を報告する。これらのホィスラは磁気圏内を一往復したものであることが明らかとなったが、このような two-hop の非ダクト伝播のホィスラは稀な例である。さらに観測された分散特性から、低緯度の非ダクト伝播では電子密度の赤道異常による緯度効果が重要な因子であることがわかった (Hayakawa, 1974⁵⁹⁾)

磁気圏プラズマ中のホィスラ波は異方性プラズマ中の電波伝播現象の顕著なもので、電波工学の基礎として重要である。また宇宙通信の舞台となる磁気圏の性質を理解しておくことは宇宙空間開発上も大切なことである。

(c) 下降ホィスラ波の電離層透過および反射特性

この問題は1-2節でも述べたように一番遅れている分野である。本論文はこの問題を詳細に検討している。実験的には、トケットによる波面法線方向の測定により、透過円錐の概念を明確なものにした (Iwai and Hayakawa, 1974⁵⁵⁾)。理論的にも詳しく論じた。まず下降ホィスラ波の波面法線方向が透過円錐外にある場合の下降ホィスラ波の電離層内反射高度をスネルの法則を用いて検討し、入射波面法線方向により反射レベルが著しく変化することを実証した (Hayakawa and Okada, 1974⁶⁰⁾)。次に、波面法線方向が透過円錐内に入る時には、媒質の不均質による分散が主役となり、波動論的考察が必要となる。最初、地表の存在を考慮しない

時の下降ホムス波の透過係数を評価した。その結果、かなりのホムス波の透過が起る得ることから、地表からの波の反射の重要性が示唆された。この点を高緯度伝ぱんに対して吟味し、高緯度では下降ホムス波の地表からの反射は本質的なものであることが明らかとなった (Hayakawa and Ohtsu, 1972)⁶¹⁾。さらに高緯度での取り扱いを任意の磁気緯度の場合に拡張し、地表反射・下降ホムス波の反射係数に及ぼす影響の緯度変化と論じた (Hayakawa, 1974)⁶²⁾。

(d) ホムス波による磁気圏の探査

前節のあらましでも述べた研究の遅れによる磁気圏電子密度の長期間変化と磁気擾乱時の磁気圏の動的特性を本論文では論じている。

北海道における1958年から1968年までの一太陽年周期にわたるホムス波の分散および発生数の特性を報告する (Hayakawa et al., 1969)⁶³⁾。分散の季節変化の解析から、内部磁気圏電子密度は外部磁気圏電子密度とはその変動に顕著な差があることを見い出した (Hayakawa and Ohtsu, 1972)⁶⁴⁾。

高緯度から低緯度までの磁気圏電子密度の振舞の総合的研究は今後の興味ある問題である。

磁気嵐の磁気圏への影響は中・低緯度ホムス波に顕著な変化として現われることが知られている (Ohtsu and Iwai, 1962)⁴⁶⁾ : Allcock, 1966⁴⁷⁾。本論文ではまず Ohtsu and Iwai (1962)⁴⁶⁾ の仕事をさらに多くの磁気嵐の場合に発展させ、中緯度では分散の減少と発生数の上昇が磁気嵐の二日後位に起こることを確かめた (Hayakawa et al., 1969)⁶⁵⁾。しかも発生数の上昇はホムス波ダクトの生成によることを明らかにするとともに、磁気嵐時のダクトの特性の変化 (Tanaka and Hayakawa, 1973)⁶⁶⁾ および電離層中の不規則性生

(Spread-F irregularities) との関連性をはじめ検討した (Tanaka and Hayakawa, 1973)⁶⁷⁾。

これらの磁気圏探査は宇宙空間開発上きわめて大切なものである。

参考文献

- (1) Barkhausen, H. : Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen, Physik Z., 20, 401(1919).
- (2) Eckersley, T.L. : Note on musical atmospheric disturbances, Phil.Trans. 49, 1250 (1925), Electrical constitution of the upper atmosphere, Nature 117 (2954), 821(1926).
- (3) Burton, E.T. and Boardman, E.M. : Audio-frequency atmospherics, Proc.IRE 21, 1476 (1933).
- (4) Storey, L.R.O. : An investigation of whistling atmospherics, Phil.Trans.Roy.Soc. A246, 113(1953).
- (5) Helliwell, R.A.: Low-frequency propagation studies: Part I Whistlers and related ionospheric phenomena, Final Rep. Air Force Contract No. AF 19(60-4)-795 AFRCR-TR-p.56(1956). ; Whistlers and related ionospheric phenomena, Stanford Univ. Press(1965).
- (6) Morgan, M.G. and Allcock, G. McK. : Observations of whistling atmospherics at geomagnetically conjugate points, Nature 177(4497), 30(1956).
- (7) Laaspere, T., Morgan, M.G. and Johnson, W.C. : Some results of five years of whistler observations from Labrador to Antarctica, Proc.IEEE 51, 554(1963).
- (8) Rivault, R. : Atmospherics, Onde Elect. 33, 165(1953).
- (9) Allcock, G. McK. : IGY whistler results, URSI 13th Gen. Assembly, Comm.4, Doc. AG 60/4/9(1960).
- (10) Ellis, G.R.A. : On the propagation of whistling atmospherics, J. Atmosph. Terr. Phys. 8, 338(1956).
- (11) Morgan, M.G. : Whistlers and dawn chorus, Ann. IGY 1957-58, 3, 315(1957).
- (12) Helliwell, R.A.: Whistlers and VLF emissions, Geophys. and the IGY (Geophys. Monograph no2) AGU Wash. DC (1958).
- (13) Ellis, G.R.A. : Low frequency radio emissions from aurorae, J. Atmosph. Terr. Phys. 10, 302(1957).
- (14) Gallet, R.M. : The very low frequency emissions generated in the earth's exosphere, Proc. IRE 47, 211(1959).
- (15) Koster, J.R. and Storey, L.R.O. : An attempt to observe whistling atmospherics near the geomagnetic equator, Nature 175(4444), 36(1955).
- (16) Iwai, A. and Otsu, J. : On an investigation of whistling atmospherics in Japan, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 5, 50(1956).
- (17) Gurnett, D.A. and O'Brien, B.J. : High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3, Part 5, Very-low-frequency electromagnetic radiation, J. Geophys. Res. 69, 65(1964).
- (18) Barrington, R.E. and Belrose, J.S. : Preliminary results from Canada's Alouette satellite, Nature 198, 651(1963).

- (19) Cartwright, D.G. : Rocket observations of very low frequency radio noise at night, Planet.Space Sci. 12, 11(1964).
- (20) Ficklin, B.P. et al. : Description and operation of the instruments for the Stanford University/Stanford Research Institute Experiment to be flown on the POGO satellite, Tech. Memo. No.2, Stanford Res.Inst., Menlo Park, Calif.(1965).
- (21) Gurnett, D.A., Shawhan, S.D., Brice, N.M. and Smith, R.L. : Ion cyclotron whistlers, J.Geophys.Res. 70, 1655(1965).
- (22) Gurnett, D.A. and Shawhan, S.D. : Determination of hydrogen ion concentration, electron density, and proton gyrofrequency from the dispersion of proton whistlers, J.Geophys.Res. 71, 741(1966).
- (23) Gurnett, D.A. and Brice, N.M. : Ion temperature in the ionosphere obtained from cyclotron damping of proton whistlers, J.Geophys.Res. 71, 3639(1966).
- (24) Smith, R.L. and Brice, N.M. : Propagation in multicomponent plasma, J.Geophys.Res. 69, 5029(1964).
- (25) Scarf, F.L., Crook, G.M. and Fredricks, R.W. : Preliminary report on detection of electrostatic ion waves in the magnetosphere, J.Geophys.Res. 70, 3045(1965).
- (26) Iwai, A., Ohtsu, J. and Tanaka, Y. : The observation of ELF-VLF radio noise with sounding rockets L-3-2, K-9M-6, Proc.Res.Inst.Atmosph. Nagoya Univ. 13, 1(1966).
- (27) Yabroff, I.W. : Computations of whistler ray paths, J.Res.Natn.Bur.Stand. 65D, 1061(1961).
- (28) Smith, R.L. : Propagation characteristics of whistlers trapped in field-aligned columns of enhanced ionization, J,Geophys.Res. 66, 3699(1961).
- (29) Angerami, J.J. : Whistler duct properties deduced from VLF observations made with the OGO 3 satellite near the equator, J.Geophys.Res. 75, 6115(1970).
- (30) Smith, R.A. and Angerami, J.J. : Magnetospheric properties deduced from OGO-I observations of ducted and non-ducted whistlers, J.Geophys.Res. 73, 1(1968).
- (31) Scarabucci, R.R. : Interpretation of VLF signals observed on the OGO-4 satellite, Tech.Rep. No.3418-2, Stanford Univ.(1969).
- (32) Walter, F. : Non-ducted VLF propagation in the magnetosphere, Tech.Rep. No.3418-1, Stanford Univ. (1969).
- (33) Kimura, I. : Drifting whistler cutoff phenomena-striations-observed by POGO satellites, Space Res. 11, 1331(1972).
- (34) Cartwright, D.G. : Rocket observations of very low frequency radio noise at night, Planet.Space Sci. 12, 11(1964).

- (35) Laaspere, T., Johnson, W.C. and Walkup, J.F. : Study of the phenomena of whistler echoes, J. Res. Natn. Bur. Stand. 69D, 407(1966).
- (36) 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. Atmosph. Terr. Phys. 28, 17(1966).
- (37) Budden, K.G. : Radio waves in the ionosphere, Cambridge Univ. Press(1961).
- (38) Wait, J.R. : Electromagnetic wave propagation in stratified media, Pergamon Press(1962).
- (39) Smith, R.L. : The use of nose whistlers in the study of the outer ionosphere, Tech. Rep. No.6 Stanford Univ(1960).
- (40) Smith, R.L. : Properties of the outer ionosphere deduced from nose whistlers, J. Geophys. Res. 66, 3709(1961).
- (41) Corcuff, Y. : Étude de la magnétosphère au moyen des sifflements radioélectriques, Ph.D. (1965).
- (42) Bouriot, M., Tixier, M. and Corcuff, Y. : Etude de l'ionisation magnétosphérique entre 1,9 et 2,6 rayons géocentriques au moyen des sifflements radioélectriques recus à Poitiers au cours d'un cycle solaire, Ann. Géophys. 23, 527(1967).
- (43) Carpenter, D.L. : Remarks on the ground-based whistler method of studying the magnetospheric thermal plasma, Ann. Géophys. 26, 363(1970).
- (44) Carpenter, D.L. : Whistler evidence of a "knee" in the magnetospheric ionisation density profile, J. Geophys. Res. 26, 363(1963).
- (45) Ohtsu, J. and Iwai, A. : Low-latitude nose whistlers, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 14, 15(1967).
- (46) Otsu, J. and Iwai, A. : VLF phenomena in the lower latitudes during magnetically high active periods, J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-2, 88(1962).
- (47) Allcock, G. McK. : Whistler propagation and geomagnetic activity, I. Inst. Telecom. Engrs. 12, 158(1966).
- (48) Akasofu, S-I : Polar and magnetospheric substorms, Reidel Pub. Co. (1968).
- (49) Maeda, K. : Mid-latitude electron density profile as revealed by rocket experiments, J. Geomag. Geoelect. 21, 557(1969).
- (50) Al'pert, Ya. L. : Radio wave propagation and the ionosphere, (1972).
- (51) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : On the reflection of whistler-mode waves in the model lower ionospheres, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 19, 21 (1972), Wave interference effect in whistler mode reflection coefficients for model lower ionospheres, J. Geomag. Geoelect. 23, 419(1971).
- (52) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Tunneling transmission through the equatorial lower ionosphere of VLF and ELF electromagnetic waves, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 851(1973).

- (53) Hayakawa, M., Ohtsu, J. and Iwai, A. : On the propagation of ionospheric whistlers at low latitude, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1677 (1973).
- (54) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Ducted propagation of low latitude whistlers deduced from the simultaneous observations at multi-stations, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1685 (1973).
- 早川 : 低緯度帯の電離層内反射機構について, 信学誌, 53-B, 21 (1973).
- (55) Iwai, A. and Hayakawa, M. : Rocket measurement of wave normal direction of low-latitude sunset whistlers, accepted for publication in J. Geophys. Res.
- (56) Hayakawa, M. and Tanaka, Y. : Properties of low-latitude whistler ducts inferred from a comparison of ground whistler dispersion and magnetospheric electron density profile, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 27, 213 (1973).
- (57) Hayakawa, M. and Tanaka, Y. : Equatorial field-aligned irregularities deduced from low-latitude echo-train and hybrid whistlers, Pure Appl. Geophys. 111, 2336 (1973).
- (58) Smith, R. L. and Angerami, J. J. : Magnetospheric properties deduced fromOGO-1 observations of ducted and non-ducted whistlers, J. Geophys. Res. 73, 1 (1968).
- (59) Hayakawa, M. : Non-ducted two-hop whistlers in the inner magnetosphere deduced from rocket measurement, Planet. Space Sci. 22, 638 (1974).
- (60) Hayakawa, M. and Okada, T. : On the reflection level in the ionosphere of downcoming whistler waves, to be submitted to Planet. Space Sci.
- (61) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Transmission and reflection of magnetospheric whistlers in the lower exosphere and ionosphere, Planet. Space Sci. 20, 1895 (1972).
- (62) Hayakawa, M. : On the ionospheric reflection of downcoming whistler waves including ground effect, Pure Appl. Geophys. in press
- 早川 : 下降帯電離層内反射機構について, 信学誌, 57-B, 177 (1974).
- (63) Hayakawa, M. et al. : Characteristics of dispersion and occurrence rate of whistlers at low latitudes during one solar cycle, J. Geomag. Geoelect. 23, 187 (1971).
- (64) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Annual and semi-annual variations in the electron density of the inner magnetosphere deduced from whistler dispersion, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 339 (1973).
- (65) Hayakawa, M. et al. : Occurrence rate and dispersion of whistlers at lower latitudes in magnetically disturbed periods, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 23, 9 (1969).

- (66) Tanaka,Y. and Hayakawa,M. : The effect of geomagnetic disturbances on duct propagation of low latitude whistlers, J.Atmosph.Terr.Phys. 35,1699 (1973).
- (67) Tanaka,Y. and Hayakawa,M. : Storm-time characteristics of low latitude whistlers, Planet.Space Sci. 21,1797(1973).

第2章 低周波電波の電離層への透過および下降ホムス波の 電離層内反射および透過

2-1 まえがき

第2章の前半の主題は雷放電やVLF局から出る低周波電波のD層およびE層の如き下部電離層中の伝播特性を理解することである。低周波電波による電離層中のホムス波の励起は、異方性としても不均質な電離層プラズマ中の電波伝播の問題に帰着する。均質な異方性電離層からの電波の反射の問題は古くから多くの研究者によって扱われた。¹⁻⁵⁾ その後不均質性をも考慮した数値解法に関する論文も発表された。^{6,7)} これらの取り扱いにはすべて直線偏波した電波を入射させた際の反射係数、 R_{\parallel} , R_{\perp} , R_{\perp} および R_{\parallel} と求めている。ただし R_{\parallel} はTM波を入射させた際のTM波の反射係数を、また R_{\perp} はTM波を入射させた際のTE波への変換係数と表わす。ところが電離層内での伝播は右廻りとか左廻りとかいう円偏波での取り扱いの方が現実的であり、しかも現象との対比も明確となる。この点に留意してPitteway and Jespersen⁸⁾ は異方性、不均質プラズマ中の電波伝播を扱う新しい数値解法を刊発した。この方法は数値解法における不安定性などをすべて解決しに注目すべきものである。

以上のことをふまえて、本章の前半、すなわち2-2節および2-3節の内容について述べる。

2-2節では、異方性としても不均質なプラズマ中の電波伝播を扱う基本的な波動方程式が示されている。

2-3-1節では、高緯度の特殊な場合として、地球磁場が鉛直方向の極地帯における下部電離層中のホムス波の伝播特性と論じた。一般に異方性不均質なプラズマ中の電磁界を解析的に解いた論文は少ない。本節では下部電離層のよい近似と考えられる双直線電子密度分布

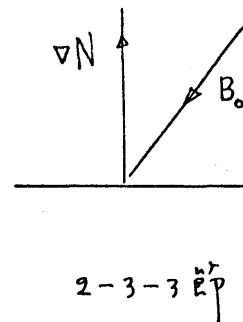
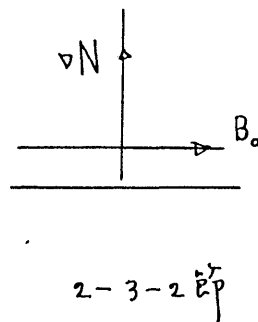
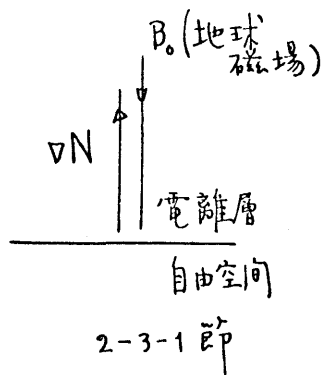
に対し、解析解を得ることかできることを示す。解析解は数値解に比し、種々のパラメータを変化させることかでき、物理的に伝播特性を理解するには有用である。理論計算の結果、下部電離層の電子密度の勾配がいかに VLF, ELF 電波の伝播に本質的な働きをしているかと指摘するとともに、下部電離層中での波の干渉効果の重要性を明らかにした。⁹⁾

2-3-2 節では従来全く目の向けられていなかった赤道帯での VLF, ELF 電波の電離層透過問題をはじめに取り扱っている。下部電離層の電子密度を直線モデルとすると、波動方程式は解析的に解かれる。詳しい数値計算より、減衰領域 (evanescent region) をトンネル効果により、異常波が透過することや、その最大透過は周波数 1 kHz 前後で起こることかはじめに明らかにした。また、この赤道帯伝播との関連性が考えられる赤道帯 ELF ヒスの発生機構にも言及する。¹⁰⁾

2-3-3 節では、任意の磁気緯度でのホイッスル波の透過特性を論ずる。この場合には解析解を得ることかできず数値解法による以外にはない。本論文では前述の Pitteway⁸⁾ と同様の方法を用いた。Pitteway⁸⁾ の論文では論じられていない重要な問題として、ホイッスル波の透過係数の緯度変化および周波数特性を昼夜の電離層モデルに対して示した。さらにホイッスル伝播における方位角依存性も詳しく論じている。これらは、地上の VLF 送信局からの電波により、磁気圏の探測を行なう際十分に理解しておく必要のある事柄である。

下部電離層中でのホイッスル伝播に關する実験的研究は Maynard et al.¹¹⁾ の報告だけである。2-3-4 節の結果はこれにつぐものである。ロケットで受信された電離層ホイッスルの分散の高度変化から、磁気緯度 20° でも E 領域以高は QL 近似が成立することや、F₂ 層以下ではダクトは認められないことが明らかとなった。また強度特性から、これらの電離層ホイッスルは源からある程度の距離を地表・電離層導波管中と伝播した後、鹿児島付近で電離層に進入したものであることかわかった。¹²⁾

以上の 2-3-1, 2-3-2 および 2-3-3 節で取り扱った問題の構成は次のような概図で理解されよう。



次に、第2章の後半の主題は下降ホイツス波の電離層内伝播に関する問題である。この主題は第3章と切り離して議論するわけにはいかないうが、前半の問題と同じく電離層中の電波伝播であるので本章で論ずる。この問題は第1章でも述べたように、未解明の点が多く、理論的、実験的研究が望まれている。Storey(1953)¹³⁾は下降ホイツス波の反射は地表面で起こると述べているが、その根拠は明確でない。最近 Laaspere et al.(1966)¹⁴⁾はエコートレインホイツス波の強度比較を行ない、反射レベルは吸収の強い下部電離層よりも高々度であると述べた。ところが下降ホイツス波の電離層透過では、波面法線方向の鉛直といかなる角をなしているかにより著しくその特性が異なるので、上述した論文を同一レベルで考えることも疑問である。屈折率の大きい領域から小さい領域への伝播であるので、全反射という現象が現われる。鉛直のまわりの狭い円錐内に波の波面法線方向が向く場合には、全反射を受けず下部電離層を通過する。一方その円錐外に波面法線方向がある時には、必ず全反射を受ける。この円錐を我々は透過円錐 (transmission cone) と名付けている。

まず2-4節では、波の波面法線方向が透過円錐外にある場合について、スネルの法則を用いて、下降ホムス波の反射レベルや周波数、緯度をパラメータとして、入射角にいかに関係するかを明らかにした。¹⁵⁾

次に、波面法線方向が透過円錐内にある場合(2-5節)には、D層より高々度で反射が起こると考えらるべきにか、十分な定量的な議論はなされていない。まず現実的な電離層モデルに対し、地表の効果を無視した際の下降ホムス波の透過係数と2-3-3節と同様の方法で評価した。この結果、かなりのエネルギーが下部電離層を透過することになり、透過波の地表反射の重要性が指摘された(2-5-1節)。そこで2-5-2節では高緯度伝ぱんにおいて地表の効果を考察し、下降ホムス波の反射係数が1に近づくことがわかった。このことは地表反射が高緯度では重要な因子であることを意味している。¹⁶⁾このような反射係数の算定は、ホムス波と粒子との相互作用における波の増中率の評価の際にも意味がある。つまり電離層反射はVLF放射の最大の損失機構であるからである。高緯度伝ぱんを、さらに任意の磁気緯度の場合に拡張した方法を述べ、それを用いて地表反射の効果が緯度依存性を議論した(2-5-3節)。^{17,18)}

最後に、この下降ホムス波の電離層内伝ぱん特性は第3章での磁気圏内伝ぱん特性と密接な関係にあることを忘れはならないことを付け加えておく。

2-2 波動論的取り扱い

異方性と不均質なプラズマ中の電波伝播を取り扱うのに本論文では二つの手法を用いている。すなわち、波動論 (full-wave theory) と幾何光学論 (ray theory) とである。どちらの手法を用いるかは、電波の波長と媒質の不均質の特性長との関係で決まる。もし電波の波長が媒質の変化の特性長よりも短いならば、波動論の近似的取り扱いとしての幾何光学論で十分な理解が得られる。ところが、その反対の場合には、分反射 (partial reflection) が重要な因子となるため、波動論的考察なくして伝播特性を正しく理解することはできない。本論文で取り扱う低周波電波 ($\sim 100 \text{ Hz} \sim 30 \text{ kHz}$) に対しては、E領域以上ではいわゆる slowly varying の条件が満足され、幾何光学論で十分である。第3章のホムス波の磁気圏内伝播路の計算は幾何光学論による。ところが下部電離層では、波動論的考察が必要である。以下ではその概念と簡単に述べる。

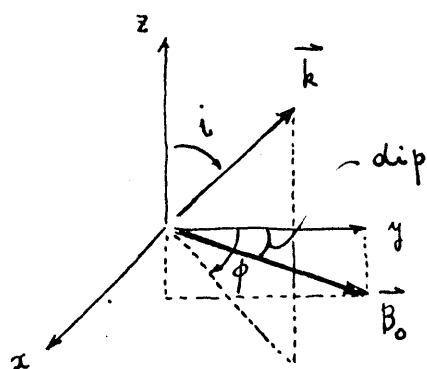


図2-1 用いた座標系

用いた座標系を図2-1に示す。電離層は水平に層をなしていると仮定している。つまり電子密度、電子衝突周波数等はすべて高さ (z) の関数である。地球磁場は $y-z$ 面内にある。その伏角を dip と名付ける。すると地球磁場の方向余弦は $(0, \gamma, \xi)$ で与えられる。ここに γ, ξ はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \cos(dip) \\ \xi &= -\sin(dip) \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

である。次に入射波の波面法線方向、すなわち k ベクトルは z 軸と角度 i (入射角)、地磁気子午面と方位角 ϕ をなしている。すると入射波の

方向余弦は (l, m, n) で与えられる。ただし

$$\left. \begin{aligned} l &= \sin i \sin \phi \\ m &= \sin i \cos \phi \\ n &= \cos i \end{aligned} \right\} \quad (2-2)$$

水平に成層した電離層中の平面波の伝播を支配する微分方程式について述べる。電磁界は $\exp(i\omega t)$ の時間因子を仮定すると、次のマクスウェルの方程式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -i\omega\mu_0 \vec{H} \\ \nabla \times \vec{H} &= i\omega\varepsilon_0 (\vec{I} + \tilde{M}) \cdot \vec{E} \end{aligned} \right\} \quad (2-3)$$

上式に \vec{I} は単位テンソル、 M は susceptibility テンソルで次のように与えられる。

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \tilde{M} \cdot \vec{E} \quad (2-4)$$

ただし \vec{P} は媒質の体積分極ベクトルである。 \tilde{M} テンソルは constitutive relation から求められる。

ここで式(2-3)を成分表示し、電界、磁界の2成分を消去すると、異方性、不均質プラズマ中の電波伝播を規定する次のような微分方程式が得られる。¹⁹⁾

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} E_x \\ -E_y \\ Z_0 H_x \\ Z_0 H_y \end{bmatrix} = -ik_0 \tilde{T} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ -E_y \\ Z_0 H_x \\ Z_0 H_y \end{bmatrix} \quad (2-5)$$

ただし k_0 , Z_0 はそれぞれ自由空間中の伝播定数と特性インピーダンスである。

式(2-5)のマトリックス \tilde{T} の各要素は、電子プラズマを仮定すると、次のように表わされる。

$$T_{11} = -i l X U \gamma Y / b$$

$$T_{21} = i m X U \gamma Y / b$$

$$T_{12} = l X \gamma \zeta Y^2 / b$$

$$T_{22} = -m X \gamma \zeta Y^2 / b$$

$$T_{13} = l m U (U^2 - Y^2) / b$$

$$T_{23} = 1 - m^2 U (U^2 - Y^2) / b$$

$$T_{14} = 1 - l^2 U (U^2 - Y^2) / b$$

$$T_{24} = T_{13}$$

$$T_{31} = -m l - i X \zeta Y (U - X) / b$$

$$T_{32} = 1 - l^2 - [X U (U - X) - X \gamma^2 Y^2] / b$$

$$T_{33} = T_{22}$$

$$T_{34} = T_{12}$$

$$T_{41} = 1 - m^2 - X U (U - X) / b$$

$$T_{42} = -l m + i X \zeta Y (U - X) / b$$

$$T_{43} = -T_{21}$$

$$T_{44} = -T_{11}$$

(2-6)

$$1: \text{すし } b = U (U^2 - Y^2) - X (U^2 - \zeta^2 Y^2)$$

以上の表式中の X, Y および U はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} X &= (\omega_{pe}/\omega)^2 = (f_{pe}/f)^2 \\ Y &= \omega_{He}/\omega = f_{He}/f \\ U &= 1 - i\nu/\omega \end{aligned} \right\}$$

(2-7)

で与えられる。 $\omega_{pe} (= 2\pi f_{pe})$, $\omega_{He} (= 2\pi f_{He})$ はそれぞれ電子プラズマおよび電子ジャイロ角周波数を表わし, ν は電子衝突周波数を表わす。また $\omega (= 2\pi f)$ は波の角周波数である。

2-3 低周波電波の電離層への透過

2-3-1 高緯度電離層中のホイッスル波の伝播

ホイッスルの発生数は、その源の雷放電の活発な低緯度では一般に少なく、磁気緯度 50° 前後の高緯度において最大を示すことが知られている。また最近では、極地方において地上からVLF電波を磁気圏へ打ち上げ、粒子との相互作用を后起するという試みも行なわれている。したがって、高緯度でのホイッスル波の下部電離層透過特性を十分に理解しておく必要がある。本節では、高緯度の特殊な場合として地球磁場の鉛直方向という極伝播(polar propagation)と考え、下方から不均質下部電離層に垂直に電波が入射するとする。

a) 波動方程式と反射係数

上述した極伝播では、2-2節での l, m, n 等の値は次のようになる。 $l = m = 0, n = 1, \delta = 0, \zeta = -1$ である。また高緯度では電子の中性粒子との衝突による損失はきわめて少ないことがわかっていて、電子衝突周波数 ν は $\nu = 0$ としていい。すると式(2-5)は次のように変形される。

$$\frac{d^2}{dz^2} (E_x + iE_y) = \left[1 - \frac{X}{1-Y} \right] (E_x + iE_y) \quad (2-8)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} (E_x - iE_y) = \left[1 - \frac{X}{1+Y} \right] (E_x - iE_y) \quad (2-9)$$

式(2-8), (2-9)はそれぞれ右回り偏波, 左回り偏波 i に波の波動方程式を表わす。すなわち極伝播では右回り, 左回り偏波はそれぞれ独立して伝播することから理解できる。ホイッスル波は右回り偏波のため、式(2-8)が高緯度における基礎方程式となる。 $\phi = E_x + iE_y$ とすると、式(2-8)は X, Y を電子密度 N_e , 電子ジャイロ周波数 ω_{He} で表わすと

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi + k_0^2 \left[1 - \frac{e^2 N_e}{m_e \epsilon_0 \omega (\omega - \omega_{he})} \right] \phi = 0 \quad (2-10)$$

となる。ただし m_e , e はそれぞれ電子の質量および電荷を示す。 ϵ_0 は真空の誘電率である。

下部電離層の電子密度のモデルとして双直線モデル (bi-linear model) と採用する。すなわち電子密度 N_e は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} N_e(z) &= \beta_1 z & (0 \leq z \leq d) \\ &= \beta_1 d + \beta_2 (z - d) & (z \geq d) \end{aligned} \quad (2-11)$$

式 (2-11) において β_1 , β_2 はそれぞれ下層および上層の直線電子密度分布の勾配を表わす。 $z=0$ は自由空間と下部電離層との境界である。またこのモデルでは上層において高度が増すにつれ、電子密度も単調に増加するようにになっている。つまり $z \rightarrow \infty$ では $N_e \rightarrow \infty$ である。実際には F₂ 層において最大電子密度を呈し、それ以上高では電子密度は減少する。ところへ E 層上部や F 層では 2-2 節でも触れのように slowly varying の条件が満足され、この領域での反射は十分無視でき、反射の卓越する D 層および E 層下部領域とよく近似する電子密度分布であれば、F 層領域の密度が実際の分布と一致しなくても、十分に伝播特性を理解できる。本節で取り扱う双直線電子密度モデルは図 2-2 に $\beta_1 = 10^4 \text{ m}^{-4}$, $\beta_2 = 10^6 \text{ m}^{-4}$, $d = 20 \text{ km}$ の条件下の電子密度分布を示してある。このモデルは階段的形状を示し、これは Cross-modulation²⁰⁾ や 最近のロケット観測結果²¹⁾ からのもきあめり妥当なモデルと考えられる。

上述のモデルに対して、式 (2-10) の電磁界の振舞いを調べるため、まず各層中の電磁界を求める。電離層下の自由空間 ($z \leq 0$) では、界は入射波とそれに対応する反射波とから成り、次のように与えられる。

$$\phi = E_i(\omega) \exp(-ik_0 z) + E_r(\omega) \exp(ik_0 z) \quad (2-12)$$

ここで E_i, E_r は入射波と反射波の振幅を表わす。

次に下層 ($0 \leq z \leq d$) 中で z は、式(2-11)の表式を式(2-10)に代入し、 $\omega = 1 + e^2 \beta_1 z / m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{ne} - \omega)$ と変数変換を施すと、界は次のように得られる。

$$\phi = A \sqrt{\omega} H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left(\frac{2}{3} l_1 \omega^{3/2}\right) + B \sqrt{\omega} H_{\frac{1}{3}}^{(2)}\left(\frac{2}{3} l_1 \omega^{3/2}\right) \quad (2-13)$$

ただし $l_1 = k_0 m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{ne} - \omega) / e^2 \beta_1$ 。また A, B は未定定数を表わす。 $H^{(1)(2)}$ は第1種および第2種のハンケル関数である。

最後に上層 ($z \geq d$) での界は式(2-13)と同様にし

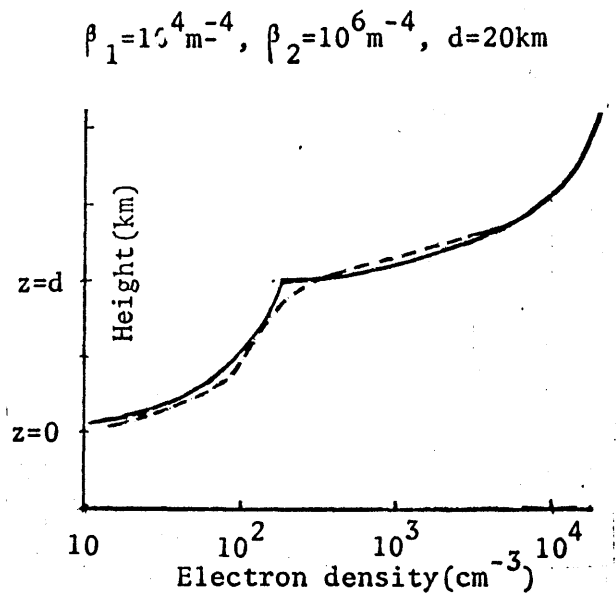
$$\phi = E_t \sqrt{u} H_{\frac{1}{3}}^{(2)}\left(\frac{2}{3} l_2 u^{3/2}\right) \quad (2-14)$$

となる。ただし $l_2 = k_0 m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{ne} - \omega) / e^2 \beta_2$, $u = 1 + e^2 \{(\beta_1 - \beta_2)d + \beta_2 z\} / m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{ne} - \omega)$ 。 E_t は透過波の振幅を表わす。式(2-14)を導出する際には、十分な高々度で上方へ伝播するモードを表わす第=種ハンケル関数を採用している。

ここで $z=0$ と $z=d$ における ϕ についての境界条件を施せば、ホトフスラ波の電界反射係数や周波数、 β_1, β_2 および d の関数として次のように与えられる。

$$r = \frac{\Delta_r}{\Delta} \quad (2-15)$$

ただし行列式 Δ は式(2-16)で与えられる。



[2] 2-2 双直線モデル(実線)と実測電子密度分布²⁰⁾(破線)。

$$1 \quad -H_{j_3}^{(1)} \left(\frac{2}{3} l_1 \right) \quad -H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_1 \right) \quad 0$$

$$i k_0 - \left[\frac{d}{dz} \left\{ \sqrt{w} H_{j_3}^{(1)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right\} \right]_{z=0} - \left[\frac{d}{dz} \left\{ \sqrt{w} H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right\} \right]_{z=0} \quad 0$$

$\Delta =$

$$0 \quad \left[\sqrt{w} H_{j_3}^{(1)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right]_{z=d} \quad \left[\sqrt{w} H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right]_{z=d} \quad - \left[\sqrt{u} H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_2 u^{3/2} \right) \right]_{z=d}$$

$$0 \quad \left[\frac{d}{dz} \left\{ \sqrt{w} H_{j_3}^{(1)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right\} \right]_{z=d} \quad \left[\frac{d}{dz} \left\{ \sqrt{w} H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_1 w^{3/2} \right) \right\} \right]_{z=d} - \left[\frac{d}{dz} \left\{ \sqrt{u} H_{j_3}^{(2)} \left(\frac{2}{3} l_2 u^{3/2} \right) \right\} \right]_{z=d}$$

(2-16)

また Δ_1 は式(2-16)に2つ目の列マトリックス $(-1, ik_0, 0, 0)$ で置き換えたものである。

b) 数値計算結果および討論

まず下部電離層の電子密度の勾配がいかにより VLF, ELF 電波の反射に及ぼすかを明らかにする目的で、又直線モデルの特別の場合としての $d=0$ km の直線モデルを考える。この場合には β_2 のみが意味があり、これを β と表示する。図 2-3 は周波数をパラメータとした時の反射係数の勾配 β による変化を描いたものである。 β の値を固定してみると、低周波ほど反射係数が増えるが、これは低周波電波に対する下部電離層はより鋭い境界 (sharp boundary) として作用することを意味する。下部電離層の D 領域に近い値を想定すると $\beta=10^4 \text{ m}^{-4}$ 程度になるが、この程度の β 値に対しては 5, 10 kHz の電波の反射係数はせいぜい 0.1 で、反射エネルギーは非常に少なく、大部分の入射波エネルギーは本質上

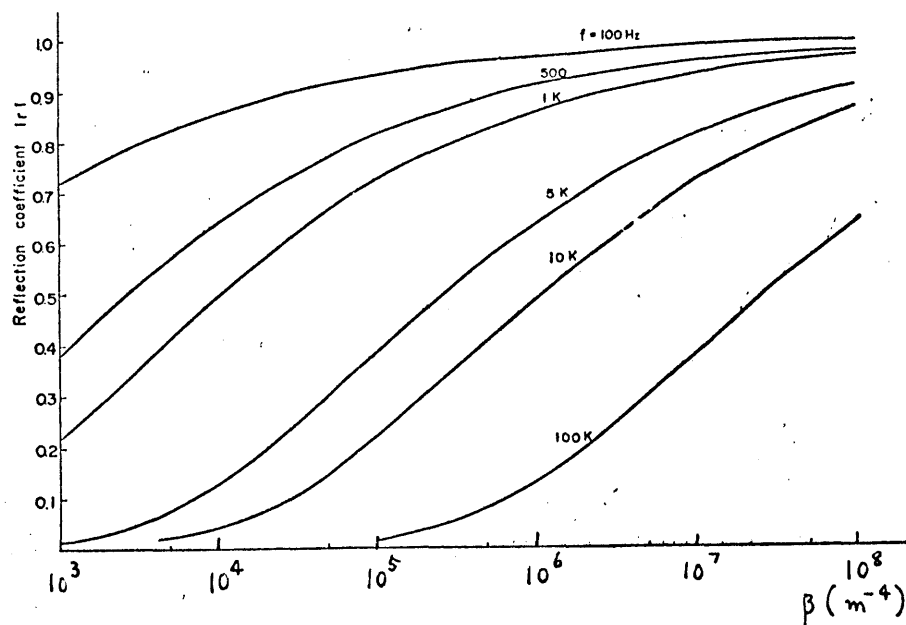


図 2-3 反射係数の電子密度勾配への依存性。 $f_{\text{He}} = 1 \text{ MHz}$ としている。

モードとして電離層を突抜け、磁気圏へ進入していく。しかし周波数 1 kHz 以下になるとかなりの反射が生ずることかわかる。D領域のような下部電離層は太陽爆発のような場合には擾乱を受けることしばしばあり、下部電離層の電子密度勾配の著しい変化を引き起こす。この際には、図2-3からわかるように VLF, ELF 電波の伝播特性は顕著な変化を受ける。そこで現実的な双直線モデルについて論じよう。図2-4, 2-5は β_1 を 10^4 m^{-4} に固定し、1:1の時の $\beta_2 = 10^6 \text{ m}^{-4}$ と $\beta_2 = 10^7 \text{ m}^{-4}$ の場合の結果である。図では d の値をいろいろと変化させてある。図2-4において $d = 0 \text{ km}$ の曲線は単調減少するが、 $d = 10 \text{ km}$ になると十数 kHz あたりに反射係数のこぶが現われる。さらに現実に近い $d = 20 \text{ km}$ ないし 30 km になると、反射係数は周波数とともに振動する特性を示す。これは波の干渉効果 (wave-interference effect) によるものと考えられ、透過係数にも同様の干渉効果が現われているであろう。このような干渉効果はホイットラのスペクトルを理解する際には十分考慮すべき点である。

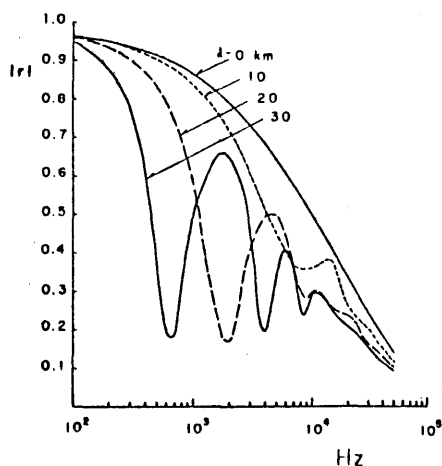


図2-4 $\beta_1 = 10^4 \text{ m}^{-4}$, $\beta_2 = 10^6 \text{ m}^{-4}$
の時の反射係数の
周波数特性

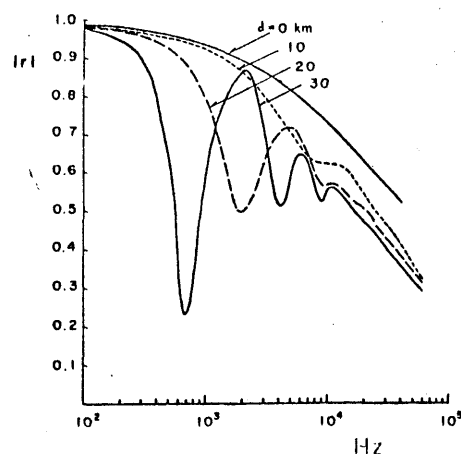


図2-5 $\beta_1 = 10^4 \text{ m}^{-4}$, $\beta_2 = 10^7 \text{ m}^{-4}$
の時の反射係数の周波数
特性

図2-5 は図2-4 に比して β_2 が1桁大きいため、全体的に反射係数の増加している。

本節の結果より、次の点を指摘することができよう。

- i) VLF, ELF 電波の下部電離層からの反射特性は、下部電離層の電子密度勾配により著しく変化する。下部電離層は、昼間には太陽爆発による異常電離や、夜間には荷電粒子の降下等による異常電離を受けることかしばしばあり、電子密度勾配は大きく変化する。したがって、このような異常電離の場合には VLF, ELF 電波の伝播特性は顕著な影響を受けることになることが予想される。
- ii) 一般に低周波電波に対しては、下部電離層はより鋭い境界として作用し、低周波ほど反射係数は大きくなると考えられる。
- iii) 本節の双直線モデルの場合から理解されるように、下部電離層中に電子密度の変化の激しい領域が存在する際には、顕著な波の干渉効果が見られる。双直線モデルでは、顕著な反射は下層と上層との境界で起こっているであろう。このように下部電離層中に反射が卓越する領域が存在するときには、波のスペクトルに波の干渉効果が見られることが予想される。i) で述べた異常電離もこのような場合に相当する。

2-3-2 低緯度電離層中の VLF, ELF 電波の反射および透過

2-3-1 節で扱った高緯度でのホムスラ波のエネルギーは赤道帯や低緯度で多発する雷放電エネルギーによるものであることは明らかである。したがって高緯度でのホムスラは低緯度での雷放電からの電波が電離層と地表から成る導波管中をかなりの距離伝播した後、高緯度帯で電離層に進入したものである。ところが雷活動の活発な低緯度で雷放電エネルギーのどの程度が電離層を透過して磁気圏内へ進入していくかは興味深いにもかかわらず、よく理解されていない。そこで本節では、低緯度の極限として赤道帯を想定し、VLF, ELF 電波の電離層内伝播特性を解析的に扱い、その解いた結果を報告する。

a) 赤道電離層中の ELF, VLF 電波の伝播

本節では赤道帯を想定し、式(2-6)において $\text{dip} = 0^\circ$ とし、垂直入射を考える。すると式(2-5)は式(2-17)で表わされる二つの微分方程式に分離される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_0^2 n_o^2 E_y &= 0 \\ \frac{d^2 E_x}{dz^2} + k_0^2 n_x^2 E_x &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-17)$$

式(2-17)からわかるように、磁場に垂直な伝播では二つの直線偏波のモードに分離が可能である。式(2-17)の上式、下式はそれぞれ正常波 (ordinary mode)、および異常波 (extraordinary mode) を表わす。正常波は VLF, ELF 帯周波数帯では減衰波となり全く興味はない。以下では異常波についての言及する。異常波の屈折率 n_x^2 は次のように与えられる。

$$n_x^2 = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xz}^2}{\varepsilon_{zz}} \quad (2-18)$$

たゞし

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{zz} = 1 - a N_e(z) \\ \varepsilon_{xz} &= -i b N_e(z) \end{aligned} \right\} \quad (2-19)$$

$$\left. \begin{aligned} a &= \left(\frac{1}{1 - \gamma_e^2} \cdot \frac{1}{m_e} + \frac{1}{1 - \gamma_i^2} \cdot \frac{1}{m_i} \right) \frac{e^2}{\varepsilon_0 \omega^2} \\ b &= \left(\frac{\gamma_e}{1 - \gamma_e^2} \cdot \frac{1}{m_e} - \frac{\gamma_i}{1 - \gamma_i^2} \cdot \frac{1}{m_i} \right) \frac{e^2}{\varepsilon_0 \omega^2} \end{aligned} \right\} \quad (2-20)$$

異常波の屈折率の表示には、イオンの効果が含まれているが、磁場に直角な位相速度は本質的な役割を果たす。また衝突の効果は電離層最下端部を除いては顕著ではないと無視した。 n_x^2 の屈折率表示には陽電子は入るが、遮断 (cut-off) と共鳴 (resonance) とが含まれている。遮断周波数 $\omega_{cut}(z)$ は $n_x^2 = 0$ に対応し、

$$\omega_{cut}(z) = \left(-\omega_{He} + \sqrt{\omega_{He}^2 + 4(\omega_{He}\omega_{Hi} + \omega_{pe}^2(z))} \right) / 2 \quad (2-21)$$

と与えられ、また共鳴周波数は $n_x^2 \rightarrow \infty$ に対応し、いわゆる低部混成共鳴周波数 (lower hybrid resonance frequency) である。

$$\frac{1}{\omega_{LHR}(z)^2} = \frac{1}{\omega_{Hi}^2 + \omega_{pi}^2(z)} + \frac{1}{\omega_{He}\omega_{Hi}} \quad (2-22)$$

式(2-21), (2-22)で表わされる遮断周波数, 共鳴周波数の高度分布を図2-6に示す。図は直線電子密度分布の結果である。図からわかるように、高度が増加すると電子密度が増加し、その結果共鳴周波数は次第に増大し、ある周波数 $\omega \approx \sqrt{\omega_{He}\omega_{Hi}}$ ($\approx 4 \text{ kHz}$) に漸近する。一方遮断周波数は高度とともに単調に増加する。電離層下部の低高度では遮断, 共鳴周波数ともに $\omega \approx \omega_{Hi}$ (34 Hz) に近づく。図中の斜線を施した領域は、 $n_x^2 < 0$ の減衰域を表わす。 $\omega = \omega_{Hi}$ と $\omega \approx \sqrt{\omega_{He}\omega_{Hi}}$ の

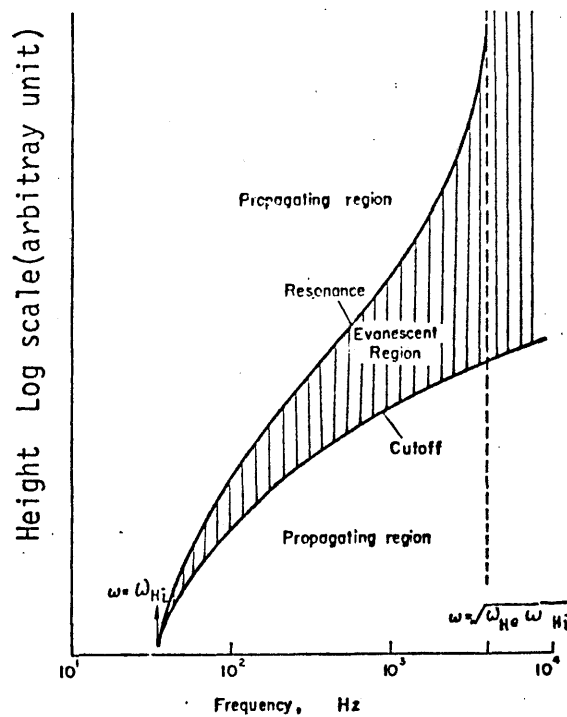


図2-6 遮断、共鳴周波数の高度変化。この図は電子密度分布として直線モデルを採用した結果で、縦軸は対数寸法である。

91 周の周波数の波が電離層下から入射する場合を考えてみよう。上昇する波はまず遮断に遭遇し、一部の透過エネルギーは減衰域で強い吸収を受けるが、共鳴高度を過ぎると再び伝播可能となる。

下部電離層の電子密度分布として直線モデルを考えたいので、その表式を $N_e(z) = \beta z$ とする。 β は電子密度勾配である。この表式を式(2-17), (2-19)に代入し、次のような変数変換 $w (= a\beta z - 1)$ を行なうと、異常波に対する波動方程式は式(2-23)になる。

$$\frac{d^2 E_x}{dw^2} + \frac{k_0^2}{(a\beta)^2} \left[\frac{2b^2}{a^2} + \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right) w + \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{1}{w} \right] E_x = 0 \quad (2-23)$$

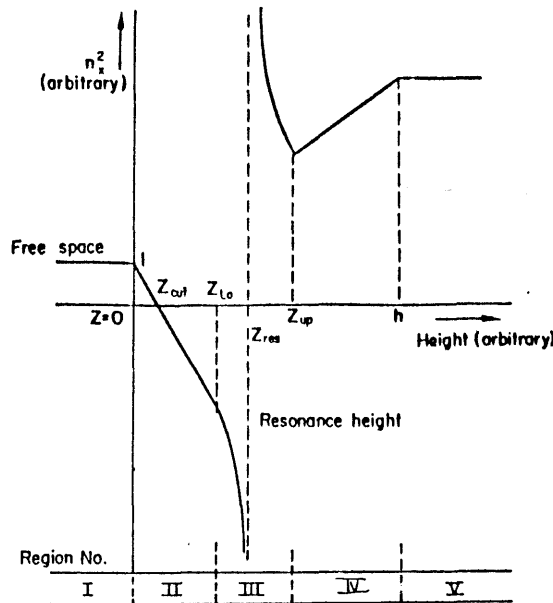


図2-7 屈折率 n_x^2 の近似高度分布。電子密度分布は $N_e(z) = \beta z$ と採用した。

全高度にわたって上式を満足する波動解は知られていないので、 n_x^2 の高度分布を図2-7のように便宜的に近似する。しかしこの近似は最終的結果に重大な変化を生ずることはない。図2-7は高度とともに各領域に番号が付けられている。領域IIIの共鳴領域では式(2-23)中の屈折率の表示のうち $\alpha=1$ 項と $\alpha=3$ 項との和をとり、 $\alpha=2$, $\alpha=4$ 領域との境界 z_{Lo} , z_{up} は $\alpha=1$ 項と $\alpha=3$ 項の和が $\alpha=2$ 項に等くなる高度である。領域IVでは、式(2-23)の屈折率表示の $\alpha=2$ 項のみが考慮されている。領域IIの屈折率の表示は $z=z_{Lo}$ における領域IIIの屈折率と領域Iの自由空間の屈折率1とを z の一次関数で近似している。そこで各領域中での電磁界を求めよう。

電離層下の領域Iでは界は入射波と反射波とから成り、次のように与えられる。

$$E_x^I = E_i \exp(-ik_0 z) + E_r \exp(ik_0 z) \quad (2-24)$$

ここで E_i, E_r はそれぞれ入射波と反射波の振幅である。

領域II中の電界の表式は

$$E_x^{II} = A \sqrt{u} J_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}\theta u^{3/2}\right) + B \sqrt{u} J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}\theta u^{3/2}\right) \quad (2-25)$$

となる。ただし $\theta = k_0 z_{l0} / (n_1^2 + 1)$, $u = 1 - (n_1^2 + 1)z / z_{l0}$, n_1^2 は $z = z_{l0}$ における屈折率である。 J は第一種ベッセル関数である。

同様にして、領域IV中の電界は

$$E_x^{IV} = E \sqrt{w} J_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{\delta}}{3} w^{3/2}\right) + F \sqrt{w} J_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2\sqrt{\delta}}{3} w^{3/2}\right) \quad (2-26)$$

と与えられる。ここに $\delta = \frac{k_0^2}{(\alpha\beta)^2} \left(\frac{b^2}{a^2} - 1 \right)$ であり、式(2-25), (2-26)中の A, B, E, F はすべて未定係数である。

領域IIIの共鳴領域では式(2-23)の括弧中の第一項と第三項とを考慮し、種々の変数変換を行なった後、次のような界を得る。

$$E_x^{III} = C s e^{-\frac{1}{2}s} {}_1F_1(x-1, 2; s) + D s e^{-\frac{1}{2}s} G(x+1, 1; s) \quad (2-27)$$

ただし ${}_1F_1(\alpha, \gamma; z)$ は合流型超幾何級数で

$${}_1F_1(\alpha, \gamma; z) = \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\alpha+n)}{\Gamma(\gamma+n)} \cdot \frac{z^n}{n!}$$

である。 Γ はガンマ関数を表わす。また式(2-27)の $G(\alpha, m; x)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} G(\alpha, m; x) = & (\alpha-1) \cdots (\alpha-m) \log x {}_1F_1(\alpha, m+1; x) \\ & + m! \sum_{n=0}^{m-1} \frac{(-1)^{m-n-1} (m-n-1)!}{n!} \frac{\Gamma(\alpha-m+n)}{\Gamma(\alpha-m)} x^{n-m} \\ & + (\alpha-1) \cdots (\alpha-m) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\alpha+n) \Gamma(m+1)}{\Gamma(\alpha) \Gamma(m+1+n)} \frac{1}{n!} \left[\left(\frac{1}{\alpha} + \cdots + \frac{1}{\alpha+n-1} \right) \right. \\ & \left. - \left(1 + \frac{1}{2} + \cdots + \frac{1}{n} \right) - \left(\frac{1}{m+1} + \frac{1}{m+2} + \cdots + \frac{1}{m+n} \right) \right] x^n \end{aligned}$$

定数 K および変数 s は

$$K = i \frac{\sqrt{2}}{4} \left(\frac{k_0 b}{a^2 \beta} \right), \quad s = \left(i 2\sqrt{2} \frac{k_0 b}{a^2 \beta} \right) w$$

である。

最後に、領域 V の電界は

$$E_x^V = E_t \exp(-i k_s z) \quad (2-28)$$

となる。 E_t は透過波の振幅、 k_s は領域 V の伝播定数である。

以上各領域で得られた界に境界条件を課すことにより、次のような電界反射係数および電界透過係数の表式を得ることが出来る。

$$\left. \begin{aligned} r &= \frac{E_r}{E_i} = \frac{\Delta_r}{\Delta} \\ t &= \frac{E_t}{E_i} = \frac{\Delta_t}{\Delta} \end{aligned} \right\} \quad (2-29)$$

式(2-29)中の行列式 Δ は式(2-30)で与えられる。また Δ_r, Δ_t はそれぞれ式(2-30)の第一列および最終列を列マトリックス $(-1, ik_0, 0, 0, \dots)$ で置き換えたものである。以下では式(2-29)の数値計算について述べる。

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & -[\sqrt{u}J_{1/3}]_o & -[\sqrt{u}J_{-1/3}]_o & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ik_0 & -\left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{u}J_{1/3}\right\}\right]_o & -\left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{u}J_{-1/3}\right\}\right]_o & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & [\sqrt{u}J_{1/3}]_{zi_o} & [\sqrt{u}J_{-1/3}]_{zi_o} & -[se^{-1/2}{}_1F_1]_{zi_o} & -[se^{-1/2s}G]_{zi_o} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{u}J_{1/3}\right\}\right]_{zi_o} & \left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{u}J_{-1/3}\right\}\right]_{zi_o} & -\left[\frac{d}{dz}\left\{se^{-1/2s}{}_1F_1\right\}\right]_{zi_o} & -\left[\frac{d}{dz}\left\{se^{-1/2s}G\right\}\right]_{zi_o} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & [se^{-1/2s}{}_1F_1]_{zu_p} & [se^{-1/2s}G]_{zu_p} & -[\sqrt{w}J_{1/3}]_{zu_p} & -[\sqrt{w}J_{-1/3}]_{zu_p} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \left[\frac{d}{dz}\left\{se^{-1/2s}{}_1F_1\right\}\right]_{zu_p} & \left[\frac{d}{dz}\left\{se^{-1/2s}G\right\}\right]_{zu_p} & -\left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{w}J_{1/3}\right\}\right]_{zu_p} & -\left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{w}J_{-1/3}\right\}\right]_{zu_p} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & [\sqrt{w}J_{1/3}]_h & [\sqrt{w}J_{-1/3}]_h & -[e^{-ik_5z}]_h \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{w}J_{1/3}\right\}\right]_h & \left[\frac{d}{dz}\left\{\sqrt{w}J_{-1/3}\right\}\right]_h & ik_5[e^{-ik_5z}]_h \end{vmatrix}$$

b) 数値計算結果とその検討

図2-8 (a), (b) は二つの電子密度勾配, すなわち $\beta = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-4}$ と $\beta = 5 \times 10^5 \text{ m}^{-4}$ に対する電界透過係数の絶対値の周波数特性を描いたものである。これらの β 値は実際のD層およびE層に対する平均的な値である。また取り扱った周波数範囲は 100 Hz から 4 kHz までである。 4 kHz 以上の周波数領域は, 図2-6 からわかるように高高度では伝播不可能で, エネルギー透過はなく, 考える必要がない。図2-8 からまた理解されることは, 透過係数が一般に非常に小さいことである。これは Budden²²⁾ がすでに指摘しているように, 減衰域の存在による著しい波の減衰によるものである。図2-8 (a) の一般的傾向として, 次のことが指摘できる。

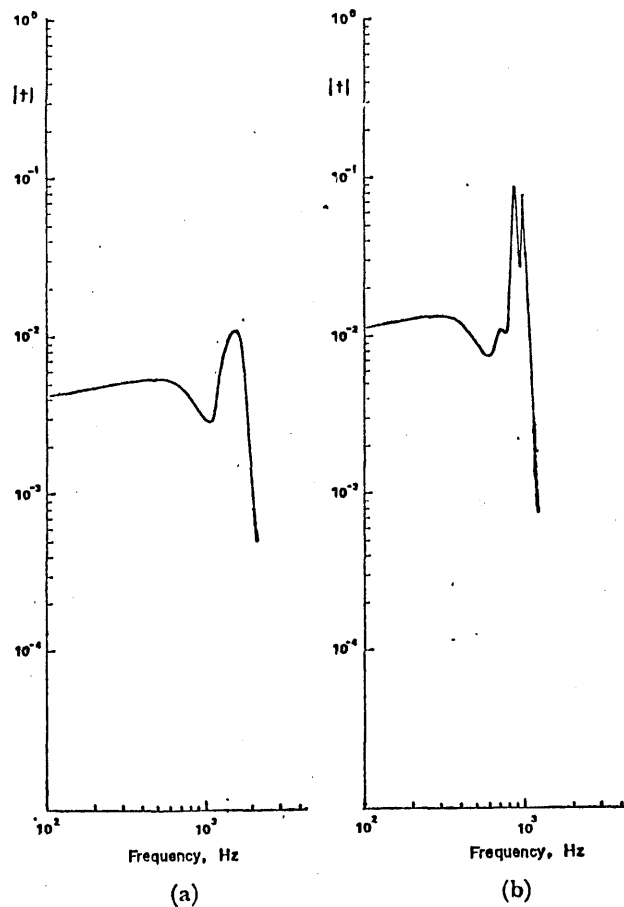


図2-8 透過係数の周波数特性。(a) は $\beta = 5 \times 10^6 \text{ m}^{-4}$, (b) は $\beta = 5 \times 10^5 \text{ m}^{-4}$ の場合の結果である。

- (i) 透過係数は $\sim 600 \text{ Hz}$ 付近はゆるやかに増加し、 1 kHz 前後において減少を示し、さらに 1.5 kHz 付近において鋭い最大を示す。それより周波数が高くなると、透過係数は急激に減少する。

この傾向は同図(b)のより小さい β 値の場合でも認められるが、異なる点として次の事が気付かれる。

- (i) 最大透過の起る周波数が、より低周波側に移動する。すなわち低 β 値の $5 \times 10^5 \text{ m}^{-4}$ の際には、最大透過は 1 kHz よりも少し低い周波数で起る。

- (ii) 電子密度勾配が小さいのに、最大透過係数が著しく増加している。

図(a)では $\sim 10^{-2}$ 程度であったのが、図(b)では1桁近く上昇して、 10^{-1} 程度になっている。つまり図(b)の場合には入射波の強度(0 dB)に対して、透過波は -20 dB 前後の強度を示すことになる。

以上のことから、赤道帯の下部電離層は異常波の伝播に対して 1 kHz 前後に pass band を持つフィルターとして作用することになった。

本節の結果と密接な関係にありそうな現象が最近衛星観測により発見されている。Gurnett(1968)²³⁾ は磁気圏の低緯度・低高度の赤道帯で広帯域 VLF ヒス (equatorial VLF hiss) を発見した。その後の POGO 衛星による観測によって、赤道帯上空でのみ観測されるヒスは Gurnett のような 8 kHz 程度まで伸びたものは希で、ELF ヒスと呼ぶべきものであることが明らかとなった (Kimura, 1968, 1970)²⁴⁾。つまり、これらの ELF ヒスの特徴はそのスペクトルが 2 kHz 以下の周波数に限られていることである。ELF ヒスの機構として二つのものが考えられる。(i) 一つはその源が雷放電であるとするもの、(ii) 他は波と粒子との相互作用によるものとする考えである。前者の可能性は本節での理論的考察と密接に関係する。その源が雷で、赤道帯伝播だとなると、

その伝ぱん特性より 2 kHz 以下においてのみ観測されることは理論から容易に説明がつく。したがって赤道帯ELFヒズ (equatorial ELF hiss) の源として, (i) の可能性だけでも十分に説明が可能である。もし (ii) のような波と粒子との相互作用が関与しているとしても, その波の種 (seed) として, 本節の仕事は意義がある。

2-3-3 中緯度におけるホムス波の電離層内伝播

2-3-1, 2-3-2 節において二つの極限の場合, すなわち極伝播および赤道伝播の電離層中の伝播特性を解析的に議論した。その結果, 種々の興味ある結果を得, 下部電離層中の伝播特性がかなりはっきりしてきた。地球磁場が任意の傾角を示す中緯度では, 異方向性が不均質な下部電離層中の電磁界を解析的に解くことはできず, 波動方程式の数値解法によらねばならない。本節では Pitteway²⁵⁾ と同様の方法を用いて, ホムス波の伝播特性を考察する。本節の中緯度におけるホムス波の電離層中の伝播特性がわかれば, 全緯度範囲にわたるホムス波の電離層透過に関する総合的理解が得られることになる。

a) 数値解法²⁵⁾

数値解法の基礎式は式(2-5)で与えられるが, 重要なものを再記すと

$$\frac{d\vec{e}}{dz} = -i k_0 \tilde{T} \cdot \vec{e} \quad (2-31)$$

である。ただし \vec{e} は次のように表示される。

$$\vec{e} = \begin{bmatrix} E_x \\ -E_y \\ Z_0 H_x \\ Z_0 H_y \end{bmatrix} \quad (2-32)$$

また行列 \tilde{T} は 4×4 の行列で, 各要素は電子密度, 電子ジャイロ周波数や入射方向等の関数であり, すなわち式(2-6)に示してある。

式(2-31)は明らかに数値積分には都合のよい形になっている。数値積分は電離層中の十分な高い高度から始め, 下方へと積分を繰り返してゆく。つまり十分な高々度では波は上方へのみ伝播することを仮定

している。これは電離層の高々度では媒質は slowly varying の条件が成り立ち、分反射やモード間結合は起こらないと考えられるからである。ある高々度 (z_1 とする) において 上方へ伝播する二つの特性波 (characteristic modes) に対応する二つの固有値を選び、その各々に対し固有ベクトル $\vec{e}_1(z_1)$ と $\vec{e}_2(z_1)$ を導く。この値を初期値として、式(2-31)を下方ヘルンゲ・クッタ法により数値積分していく。 $\vec{e}_1(z)$ は積分につれて急激にその振巾が増大する解であるとする、このモードは減衰波 (evanescent wave) を意味する。もう一つの解 $\vec{e}_2(z)$ は積分につれてそれほど急激に振巾が増大するようなことはなく、ホィッスラ波に対応する。計算機には必ずとその精度に限度があり、 \vec{e}_2 の偏波は積分が進むにつれ、 \vec{e}_1 の偏波に近づいていく。この欠点はシュミットの直交条件 (Schmidt orthogonalization process) を用いて改良されている。この過程は次のようなものである。

$$\begin{array}{ccc}
 \vec{e}_1 & \longrightarrow & \vec{e}_1 \\
 \vec{e}_2 & \longrightarrow & \vec{e}_{20} = \vec{e}_2 + a\vec{e}_1
 \end{array} \quad (2-33)$$

にてし

$$a = - \frac{\vec{e}_1^* \cdot \vec{e}_2}{\vec{e}_1^* \cdot \vec{e}_1}$$

積分が進み、電子密度の無視し得る自由空間の領域に到達すると、解を上昇する成分と下降する成分とに分解することが可能となり、その比から反射係数を求めることができる。すると上昇波は楕円偏波に入射波を表わす。

得られた解のうち、 \vec{e}_1 は高々度にてホィッスラモードのエネルギーが最小となるような偏波をもつ電離層下から入射するモードであり、非透過波 (non-penetrating mode) と名付ける。次に電離層下の \vec{e}_1 , \vec{e}_2 を用いて、電離層の高々度でホィッスラ波のエネルギーが最大となるように入射波の偏波を選ぶことができる。このモードを 透過波 (penetrating mode) とする。

b) 数値計算結果と討論

以下ではホップスラ波に相当する透過波に関する数値計算結果と述べる。

ホップスラ波の透過係数の緯度依存性と周波数依存性

ホップスラ波の透過特性は昼夜により著しく異なるので、昼間時、夜間時ともに詳しく考察する。図2-9は用いた夜間と昼間時の下部電離層の電子密度と電子衝突周波数の高度分布である。これらのモデルに対する

表2-1 磁場の伏角の緯度による変化

| 緯度(度) | 電子シフト周波数(kHz) | 伏角(度) |
|-------|---------------|-------|
| 10 | 905 | 19.43 |
| 20 | 1122 | 36.05 |
| 30 | 1543 | 49.11 |
| 40 | 1859 | 59.21 |
| 50 | 2292 | 67.24 |

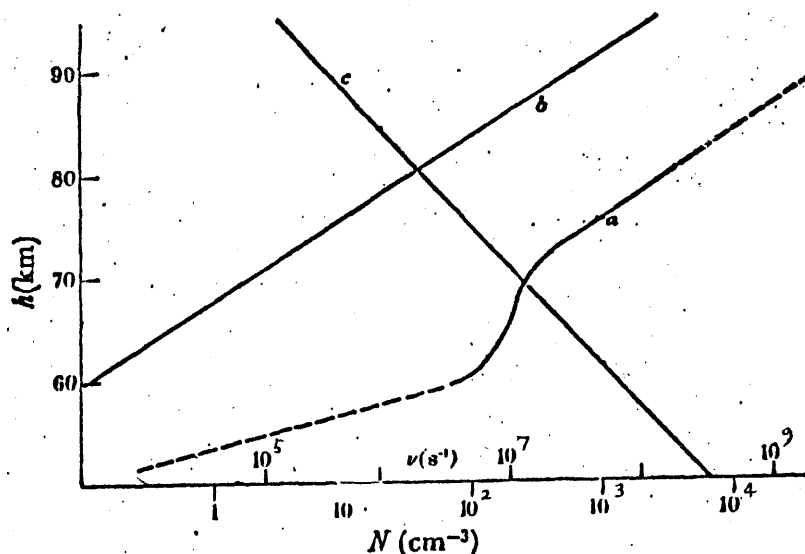


図2-9 下部電離層モデル。aは昼間時、bは夜間時の電子密度分布、cは電子衝突周波数分布を示す。

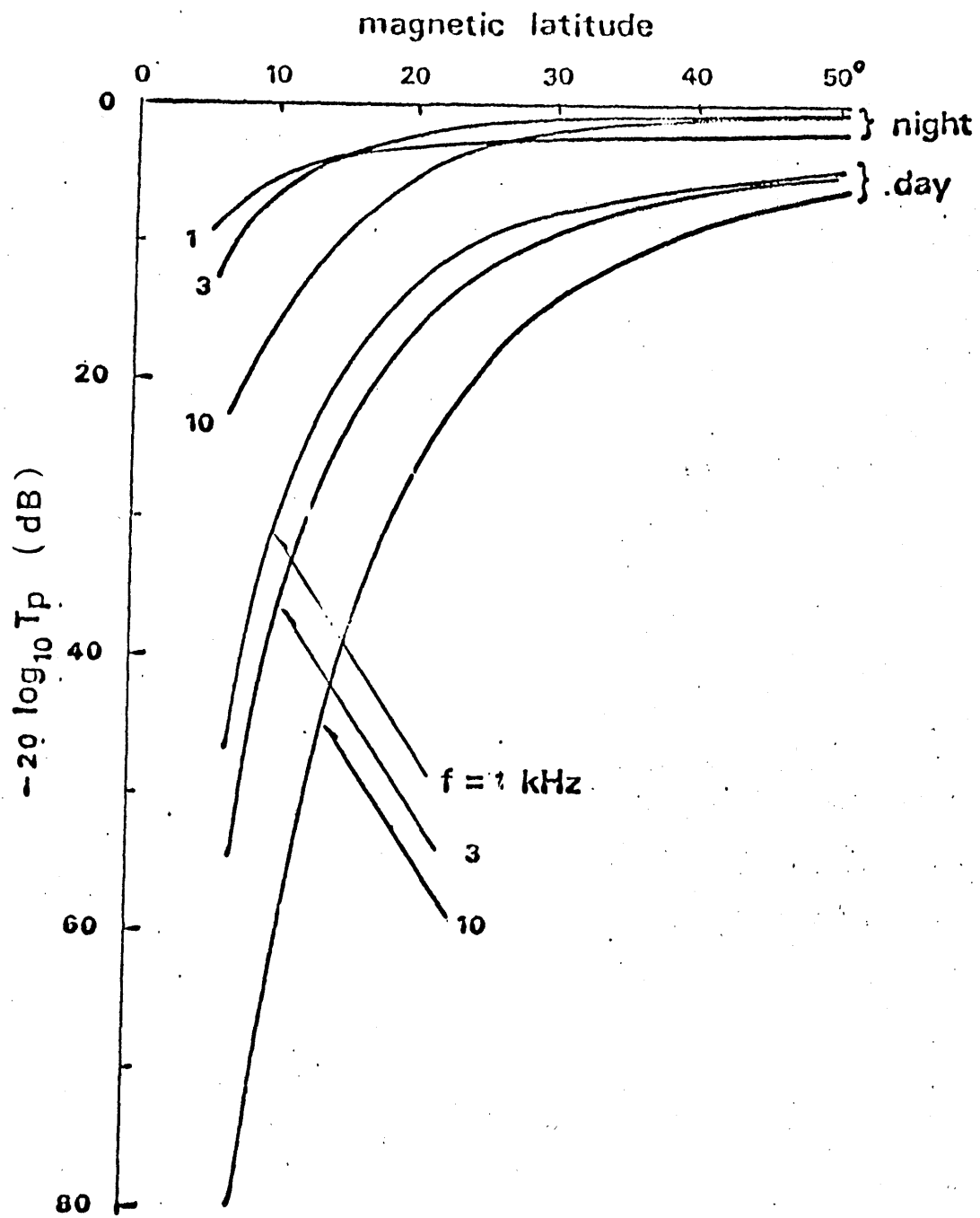


図 2-10 ホイッスラ波の透過損失の緯度変化および周波数特性

ホッフス波の透過係数の緯度変化および周波数依存性が図2-10に示されている。図中の縦軸は透過波の電界透過係数 T_p と損失として表示したものである。この結果は垂直入射の条件のもので計算したものである。磁気緯度により地球磁場の伏角が著しく変化する、これがホッフス伝播に最も重要な役割を果たしている。参考のため磁気緯度と伏角との関係を表2-1に示しておく。

まずホッフス活動の高い夜間の特徴性について重要と思われる諸点を列記する。

(i) 夜間は一般に昼間に比べてずっと少ない損失で電離層を透過する。

特に、磁気緯度が 30° 以上では、 10 kHz 以下の周波数のホッフス波の透過損失は数dB程度である。

(ii) 20° 以下の低緯度では緯度効果が現われているが、それほど顕著でない。

(iii) 周波数のちがいによる透過損失の差違は 20° 以下の低緯度で明瞭で、 10 kHz が最も損失が大きい。

一般に雷放電は低緯度で多発することを考えると、夜間にはそのエネルギーのかなりの部分がホッフス波として電離層を透過して磁気圏へ進入していくことになる。したがって、このホッフス波が地球上で観測されるためには、磁気圏内伝播がより重要な要素となる。一般にホッフスの発生頻度が磁気緯度 50° 付近で最大を示していることは、この現われであろう。²⁶⁾ いいかえれば、磁気緯度 50° 帯ではダクトがよく形成されることによるのであろう。以上よりホッフス波の夜間伝播では透過損失がきわめて少なく、絶えずかなりのエネルギーが磁気圏へ進入していると考えられ、磁気圏内伝播が主たる効果をもっているといっても過言ではない。

次に昼間時のホッフス伝播特性を吟味しよう。夜間に比べて昼間の特徴として、次の点を指摘できよう。

(i) 緯度効果がきわめて顕著に現われている。特に磁気緯度が 30° 位から低緯度へ行くにつれ、急激に透過損失が増加する。

(ii) 周波数特性も明瞭に認められ、高周波ほど強い透過損失を受ける。

一般に昼間では透過損失が増大し、しかも低緯度では特に重要な因子となる。例えば磁気緯度 20° では、 1 kHz では 12.7 dB 、 3 kHz では 16.6 dB 、そして 10 kHz では 27.2 dB の損失を受ける。したがって昼間に低緯度からホムス波として電離層を透過して、磁気圏内へ伝播する際には、磁気圏内伝播のみならず、電離層透過の際に起こる強い緯度効果や周波数依存性といった問題も十分に考慮して議論を進めることが必要となってくる。したがって昼間時は夜間時よりも伝播特性が複雑となる。この点は3-5節においてもう一度言及することになる。

方位角依存性

ホムスの源となる雷放電や VLF 送信局の位置がわかっていいる時に、反対半球のある受信点でホムスを観測したとしよう。源と観測点との間にはいろいろな伝播経路が可能であるが、そのうちには極めて損失の少ない経路が存在するはずである。2-3-4節でも述べるように源と電離層への入射点との間 およびホムス波の電離層出口と受信点との間は地表・電離層導波管内伝播で伝わり、この間における方位角依存性も交差するが、主として重要な役割を果たすのはホムス波の電離層透過係数における方位角依存性である。以下ではこの点に関する数値例を示す。用いた周波数は 5 kHz と 0.8 kHz である。入射角は steep incidence として $i=30^\circ$ と、また oblique incidence として $i=80^\circ$ を採用している。steep incidence は源と波の電離層への入射が比較的近い場合に対応し、 $i=80^\circ$ の oblique incidence は地表と電離層との導波管内を長距離伝播した際に際の入射角に近い値である。

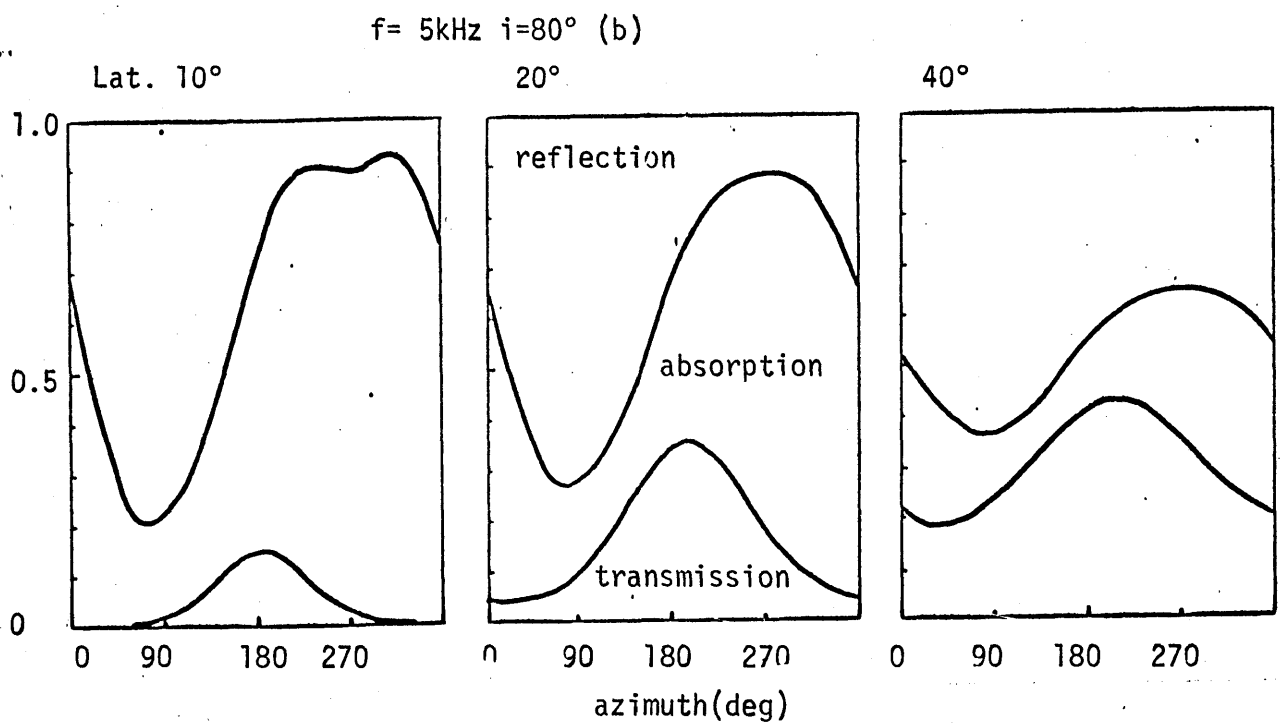
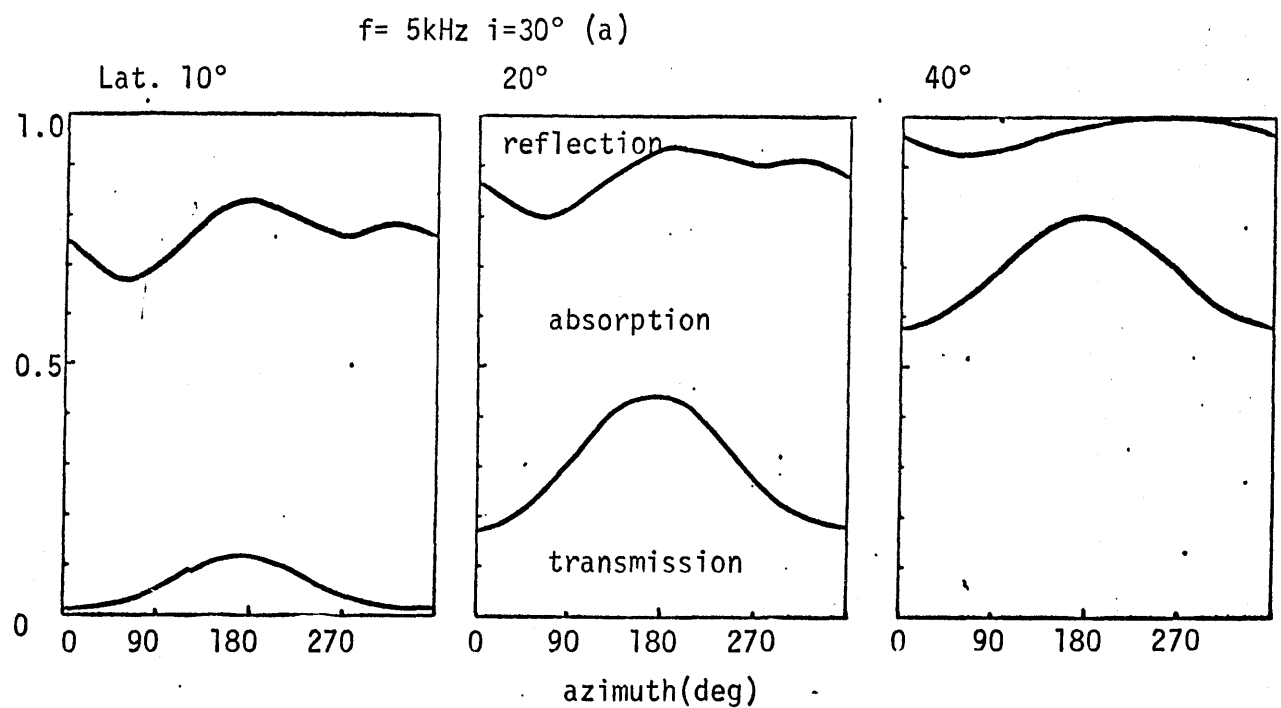


図2-11 ホムスラ波の電離層伝播における方位角依存 ($f = 5\text{kHz}$).
縦軸は入射電力を1としたときの透過, 吸収および反射電力の割合を示す。

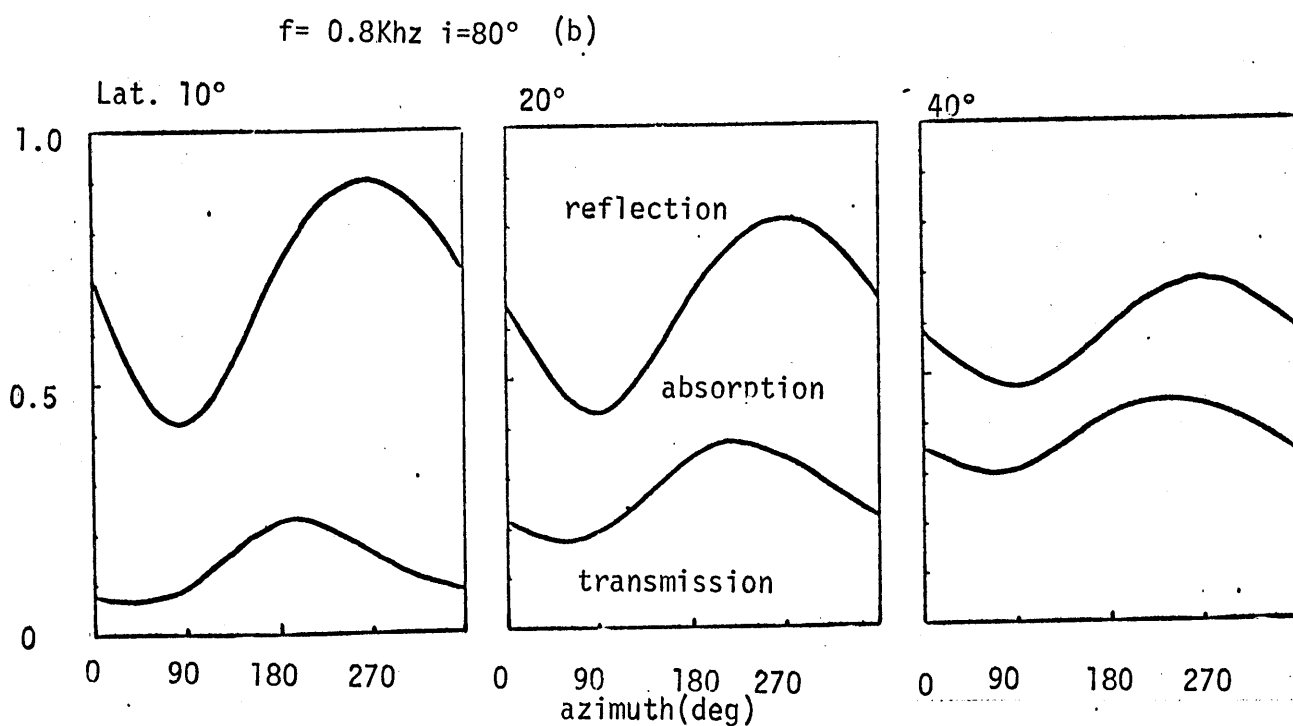
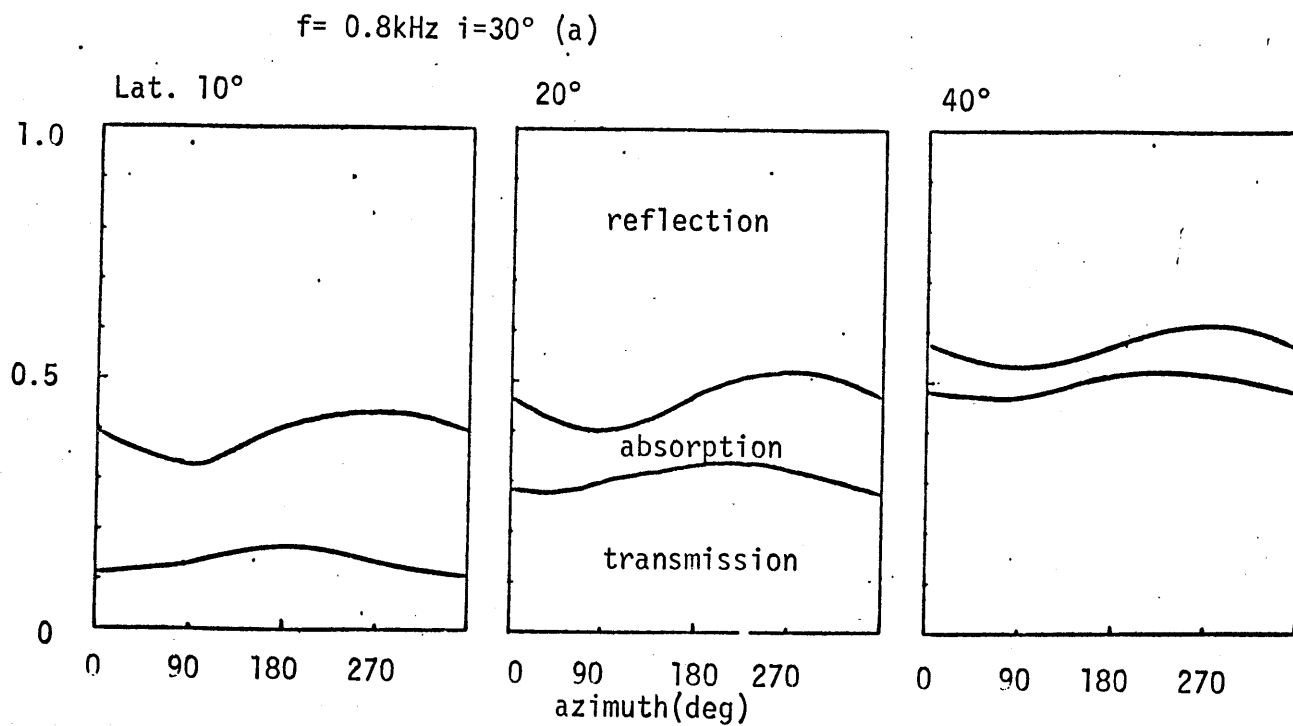


図2-12 ホムスラ波の電離層伝はんにおける方位角依存 (0.8 kHz)。縦軸は入射電力を1としたときの透過, 吸収および反射電力の割合を示す。

緯度は 10° , 20° および 40° と変化させてある。図 2-11 は周波数 5 kHz の、また図 2-12 は周波数 0.8 kHz の場合の結果である。北半球を考慮、方位角 0° および 180° はそれぞれ南から北への伝播、北から南への伝播を意味する。また 90° , 270° の方位角は西から東への、及び東から西への伝播に対応する。図では入射電力を 1 とした時の、反射、吸収および透過にあずかる電力を表示してある。

まず 5 kHz の結果から次のことがわかる。

- (i) ホムスラ波のエネルギー透過は垂直入射に近づくにつれ、方位角 180° 付近で最大を示す。しかし oblique incidence になると、この傾向はくずれ、 180° 以上の方位角において最大を示す。
- (ii) 吸収損失は 180° 以上の方位角において大きい傾向にある。しかもこの傾向は oblique incidence ではきわめて顕著に現われ、 270° 前後において最も吸収が強いようである。

次に、より低周波の 0.8 kHz の結果は、 5 kHz の結果と比較して、次のように要約することができる。

- (i) Steep incidence, oblique incidence とし、 5 kHz に比して透過に関する方位角依存性は顕著でない。すなわち $i=30^\circ$ では鋭いピークは現われていない。しかし oblique incidence になると、かなりはっきりしたピークの透過エネルギーの方位角依存性に出現し、一般に 180° とはかなりずれる。この点も 5 kHz の結果と同じである。
- (ii) 吸収については、方位角 270° 前後において最大を示すようである。この点も 5 kHz の結果と一致している。

本節で得られたホムス波の透過係数の緯度依存性や方位角依存性は、衛星等に観測されるホムス波のスペクトルおよび強度の解釈では不可欠のものがある。最近打ち上げられた日本の電波探査衛星(Radio Exploration Satellite, REXS) には、地上のVLF送信局からのホムス波がしばしば受信された。その強度の緯度変化は、本節で取り扱った透過係数の緯度変化と方位角依存性とを考慮に入れると、きわめてよく説明できることが明らかになっている。²⁹⁾

2-3-4 下部電離層内でのホムス波の伝播に関する実験結果

D層および下部E層中のホムス波の伝播は前数節で理論的に論じた。ところが、下部電離層中のホムス波の伝播に関する実験的仕事はきわめて少ない。本節では、ロケットによる下部電離層内のホムス波の伝播特性の結果を示す。ロケットは時間的制約はあるが、高度方向の変化をみない場合にはきわめて有効である。本ロケット実験の主たる問題点を列記すると、

- (i) 鹿児島(磁気緯度 $20^{\circ}N$) の如き低緯度電離層内のホムス波の伝播については、Quasi-longitudinal (QL) 近似, Quasi-transverse (QT) 近似のどちらが適当か。
- (ii) ホムス波のダクトによる捕捉は通常 F_2 層以上で起こると考えられているが、下部電離層でもダクトが伸びているか否か。
- (iii) 下部電離層中のホムス波の伝播路。

などである。

a) 実験方法

本実験は K-9M-26 号ロケットを用いて行われ、本機は東京大学の鹿児島宇宙空間観測所(磁気緯度 20°) から 1969 年 8 月 24 日の地方時 17:03 に北から方位角 135° の方向に打ち上げられた。その軌道が図 2-13 に示されている。100 Hz から 10 kHz までの広帯域観測用のセンサ(アンテナ)としては、長さ 0.6 m のモノポールアンテナ、直径 9 cm の球アンテナおよびループアンテナを時分割で使用した。これらの数種のアンテナは、電離層内における電波観測の感度の相互比較を目的としている。得られた広帯域信号は広帯域テレメータにより地上へ伝送され、磁気テープに録音される。さらにホムス波の電界強度は二つの周波数 0.74 および 3.5 kHz (帯域中はそれぞれ 100 Hz と 200 Hz) において測定された。主増幅器はストレート方式で、約 100 dB の利得を持ち、

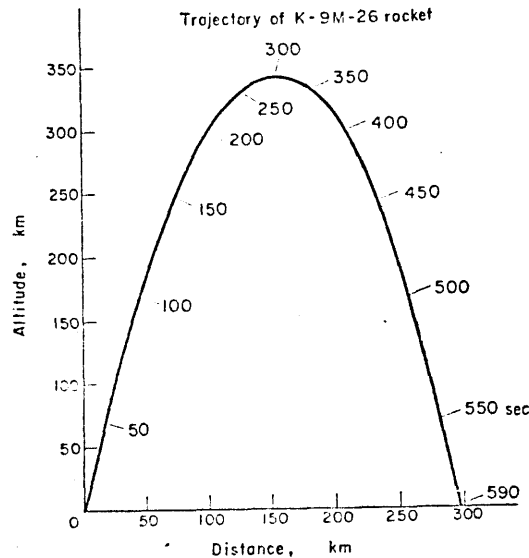


図2-13 K-9M-26号ロケットの軌道。曲線の
わきの数字は打ち上げ後の時間を表す。

ゲイナミックレングスは60dBであった。これは周波数の出力信号は検波され、
後、DCに変換され、テレメータ系へ送られる。

b) 結果および検討

打ち上げ時期が夏であったため、主として北半球に起こった雷放電に源
をおくようなホイッスル（これを ionospheric whistlers, 正確には short fractional-
hop whistlers という）が多数受信された。これらのホイッスルは電離層プラズマに
よる分散だけを受け、磁気圏内の分散は受けていないホイッスルである。以下
これらの分散および強度特性について順次述べる。

分散特性

図2-14 は電離層ホイッスルの高度とともにプラズマの分散効果も
次第に受けに行く過程を周波数解析結果として示したものである。図中の
一番上のスペクトルは打ち上げ時の、空電研究所鹿児島観測所における地上
観測結果で、これから空電活動が高かったことが理解される。分散効果は

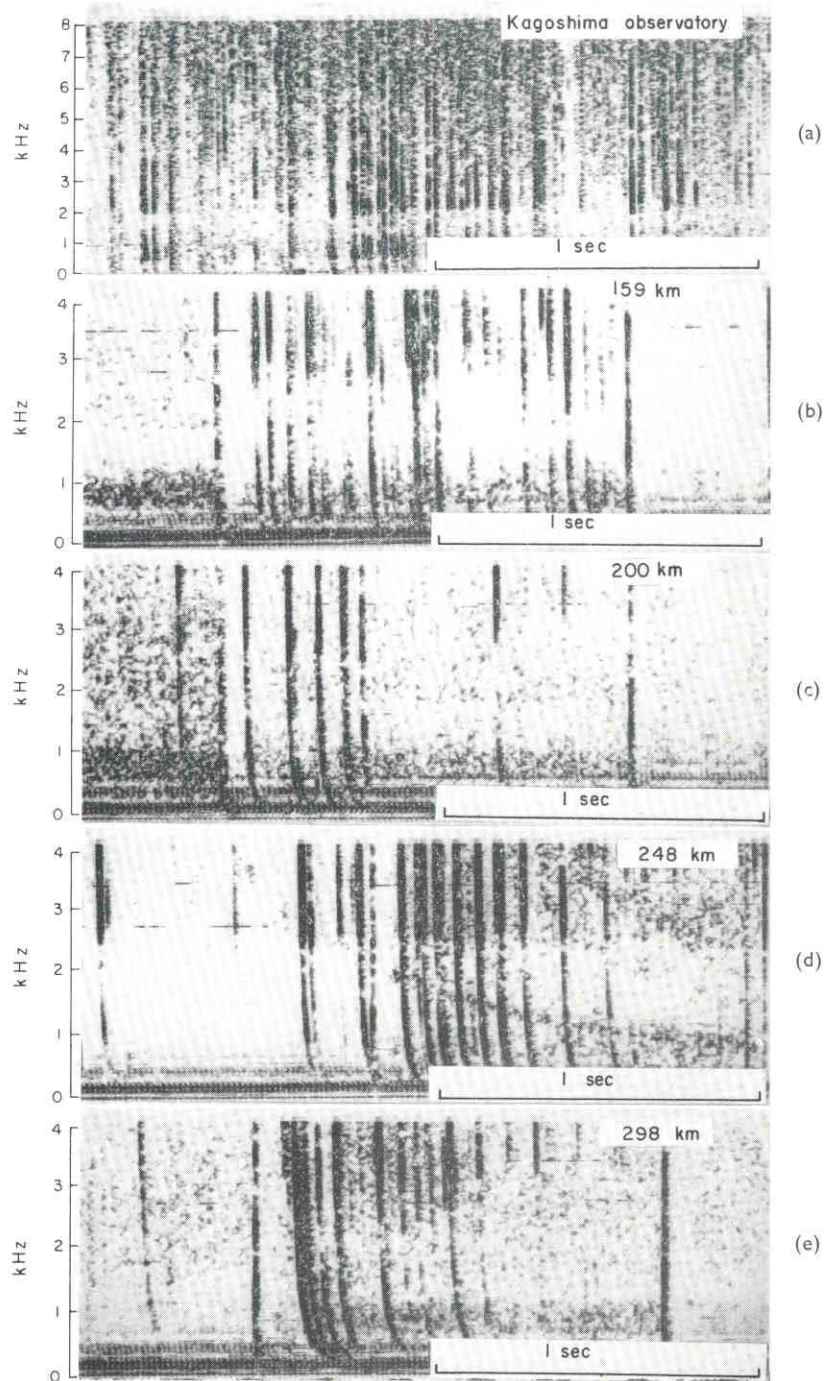


図2-14 電離層ホイズラの分散の高度変化

159 km の高度においてはそれほど顕著ではないが、低周波部分を見ると容易に理解できる。さらに高度が増し、電子密度が増加すると分散効果ははっきりと認められる。例えば、298 km の高度では高周波部分も傾斜し、しかも 1 kHz 以下の低周波部分は明瞭にその影響がわかる。この分散の高度依存性を評価する。7.5 inch/sec で録音された信号を数倍の低速度で録音し直し、それを音声周波解析機の時間引き伸ばし装置を用い、スペクトルをかきせる。そのスペクトルにおいて = 周波間の時間差を測定し、分散を決定する。高度 10 km 毎の平均分散値の高度変化を図 2-15 に示す。図中の実線は 10 km 毎の平均分散値を表わし、誤差バー (error bars) は各 10 km 区間内の観測値の標準偏差の三倍の値が示されている。これらの観測値と、実測の電子密度プロファイルと磁場強度に基づいて分散の計算を行ない、比較を試

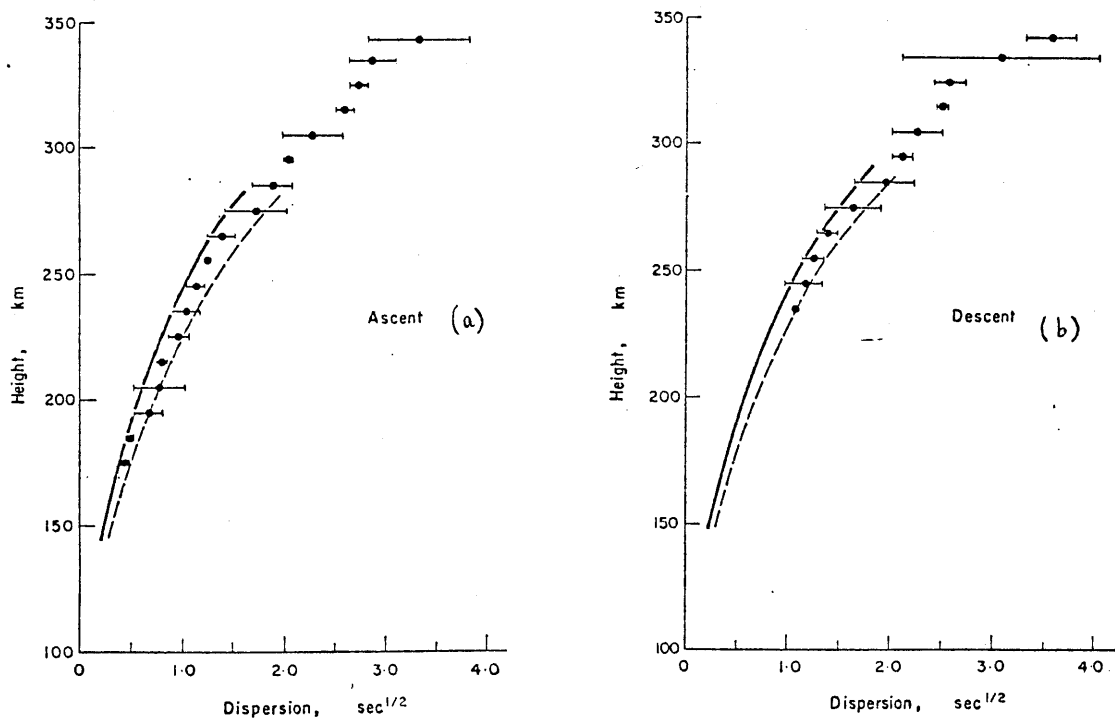


図 2-15 分散の高度変化。実線は高度 10 km 毎の分散の平均値で、誤差バーは 3σ (σ: 標準偏差) の線である。実線および破線はそれぞれ非ダクト伝ぱん、ダクト伝ぱんを仮定した際の計算値の高度変化を示す。

みる。QL 近似を仮定すると、分散 D は 3-2 節で詳しく述べるが、

$$D = \frac{1}{2c} \int_{\text{path}} \frac{f_{pe}}{\sqrt{f_{He}}} \left(\frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos \theta}} \right) d\alpha \quad (2-34)$$

となる。ただし f_{pe} は電子プラズマ周波数、 f_{He} は電子ジャイロ周波数、 c は光速である。 θ は波面法線方向と磁場となす角、 α はエネルギー伝搬方向と波面法線方向となす角を表わす。下方から下部電離層へホップス波として進入すると、その屈折率が 1 に比してきわめて大きいので、スネルの法則より波面法線方向は鉛直上方を向くと考えられる。したがって θ の値は鹿児島では 45° となる。次にエネルギー伝搬方向は $\alpha \approx 0$ 近似として

$$\tan \alpha = -\frac{1}{2} \tan \theta \quad (2-35)$$

で与えられる (3-2 節参照)。以上の事柄と、実測の電子密度分布および磁場強度分布を用いて式 (2-34) の数値積分を高度 100 km から行なった結果が図 2-15 の実線である。実測値と計算値とは一般的には、上昇時も下降時もよく一致しているといっても過言ではない。しかし実際には観測値の方が計算値よりも約 $0.2 \text{ sec}^{1/2}$ 大きい。以上の計算ではいわゆる magneto-ionic ducting のみを考慮した非ダクト伝搬の場合であるが、今波が 100 km 以上高でもダクトに捕捉されていると仮定した際の分散の高度変化を調べてみよう。この際の計算結果が破線と示されている。計算ではダクトの enhancement factor は 0 としている。図からは実線、破線のどちらかより観測値に近いとはいえない。ところが実際に波の捕捉が起こっているとすると、鹿児島の緯度においてはダクトの enhancement factor は 100% 程度なりかねない。³⁰⁾ するとダクト伝搬の際の破線は 40% 右側へずれ、観測値とは大きな差を生ずる。そのため非ダクト伝搬に基づいた計算値の方が実測値に近いと結論できる。さて前述した図中の実線と観測値との差について考察しよう。

可能性として三つのものを挙げることでできよう。(i) 計算で無視した D 領域や地表と電離層から成る空間における分散による。(ii) 計算に用いた Q 近似や鉛直上方の波面法線等が満足されていない。(iii) 分散測定における誤差。(i)の影響について、高度100 km以下の分散を典型的電子密度分布²⁶⁾に対して評価すると、 $0.04 \text{ sec}^{1/2}$ である。飛翔中にはスプラディング E (E_s) 層が存在していたが、この効果はせいぜい $0.07 \text{ sec}^{1/2}$ である。これで下部電離層の分散は合計で $0.11 \text{ sec}^{1/2}$ となる。一方地表と電離層とから成る導波管中の分散は無視できる。次に、(ii)と関連して、もし下部電離層が高緯度方向に向けて傾いていたとすると、数%計算値は大きくなる。(iii)の分散の測定誤差は $0.05 \text{ sec}^{1/2}$ 前後である。以上のことを総合すると、 $0.2 \text{ sec}^{1/2}$ のくらいはいは上述の三作用の重畳として現われたものである。

もう一つ注目すべきことは、特定の高度において分散の大きな散らばりが存在することである。すなわち上昇時、下降時とも $270 \sim 290 \text{ km}$, $300 \sim 310 \text{ km}$ として $330 \sim 350 \text{ km}$ の領域において大きなエラーが認められる。また上昇時の 200 km 前後にも存在する。このことはそのような局所における伝ぱん路の多様性を示すものと考えられる。

強度特性

電離層ホィスラの強度を、 740 Hz と 3.5 kHz の二つの特定周波数で測定した。受信アンテナは長さ1 mのモノポールアンテナで、ロケット軸に垂直に突き出した。その実効長は約 0.5 m である。図2-16は各周波数における時間経過につれてのホィスラの強度変化である。最大、最小レベルはスピン周期=秒のうちの最大強度と最小強度を取ったものである。ホィスラ波の波面法線方向の電界成分は波面内の電界成分とほぼ同程度の大きさを持っているが、^{26, 31)}ここでは電界は transverse だという仮定で図2-16は得ら

れている。この仮定は以下の結果を本質的に変えることはない。波の電界測定の際の最も重要な問題はアンテナインピーダンスの問題である。測定高度にわたってアンテナインピーダンスの計算^{33,33)}を行なうと、我々の周波数領域では抵抗分の方が容量分よりも大きい、その値は前置増幅器の入力インピーダンスよりは一桁小さいことがわかった。したがって測定強度は波自身の強度を正しく反映していると考える。図2-16から、一般に3.5 kHzの周波数の方が0.74 kHzよりも強いことがわかる。3.5 kHzにおける最大レベルは受信器入力で85 dBの飽和値に達している。これは電界強度で40 mV/mに相当する。最小レベルは両周波数ともに約数十 $\mu\text{V/m}$ である。荒い表現をすれば、両周波数ともその最小レベルは高度とともに減少する。この電界強度の変化は屈折率の高度変化による影響だけでは説明がつかず、源の空電の強度の多様性による。そこで0.74 kHzおよび3.5 kHzのELF, VLF両成分の飽和値に達していない電離層ホムスラについて両周波数間の強度比較を行なってみよう。図2-17は3.5 kHzの強度の0.74 kHzに対する比の高度依存性である。図から高度300 km付近では、3.5 kHzの強度が0.74 kHzよりも30 dB程度強いことがわかる。さてこの強度比を両周波数における屈折率の変化と考慮して100 kmの高度における比に変換、さらにこの強度比を下層電離層中での吸収のちがいを考慮して計算すると、電離層下では47 dBの強度比になる。この比は明らかに電離層下の伝ぱんと源のスペクトルによる。図2-14のスペクトルは $\sim 1.5 \text{ kHz}$ と $\sim 2.5 \text{ kHz}$ の間の周波数で著しく強度が減少しており、これは受信されたホムスラが電離層・地表導波管の伝ぱん損失を受けていることを示唆している。 $\sim 2.5 \text{ kHz}$ の遮断周波数は電離層の導波管モードの一次モードの遮断周波数に対応し、これは反射高度が約60 kmである³⁶⁾ことを意味している。^{34,35)} Chapman and Macarioの実測によれば、昼間時の0.74 kHzの導波管伝ぱんの減衰係数は3.5 kHzよりも1000 kmあたり約3 dB強いと記している。もし

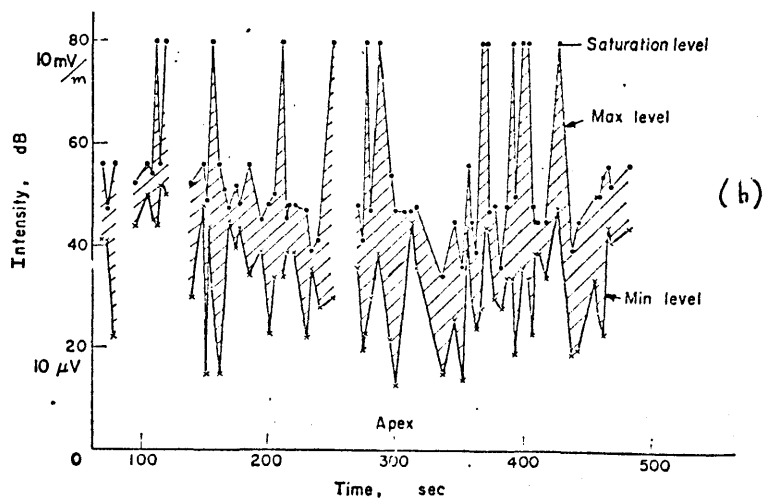
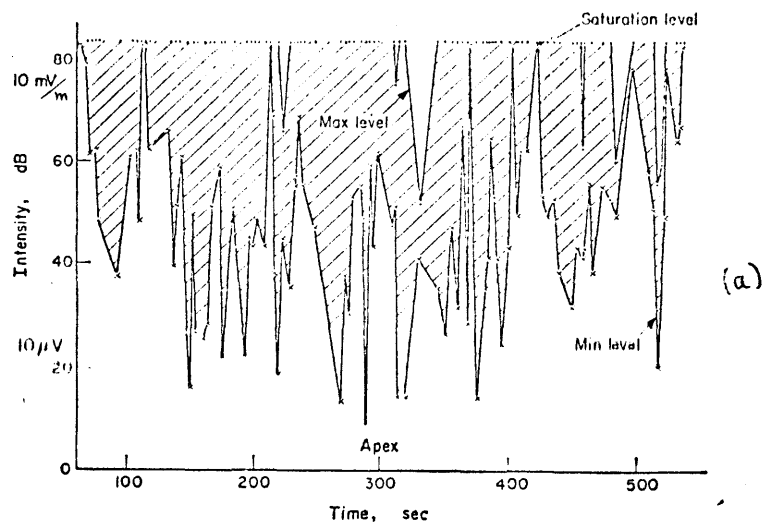


図2-16 電界強度の時間変化。(a)は3.5 kHz, (b)は740 Hzの結果である。

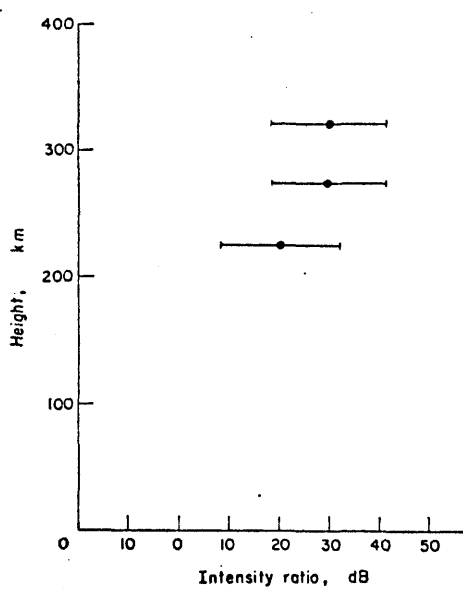


図2-17 3.5 kHzの電界強度と0.74 kHzの強度との比の高度変化。

源において 3.5 kHz の強度が 0.74 kHz よりも 40 dB 大きいとすると、伝播距離は $\sim 2500 \text{ km}$ になる。いずれにせよ、観測された電離層ホップスは源から数千 km 電離層・地表導波管内を伝播してきた後、鹿児島付近において電離層へ進入したものである。

本節の結果を要約すると、次のようになる。

- (i) 磁気緯度 20° の低緯度でも E 層以上高では Q_L 近似が成立すること。
- (ii) E 層領域では非ダクト伝播により、ダクトの存在は認められないこと。
- (iii) 源からかなりの距離伝播してきた後でも、ホップス波として電離層に進入し得ること。

2-4 下降ホトツス波の電離層内反射(波面法線方向が透過円錐外にある場合)

下降ホトツス波の電離層内反射および透過問題は、本章前半の下方から電波が入射する場合と同様、電離層内伝播¹⁴⁾であること、同じ波動論的取り扱いにしていることから本章で論ずる。しかしこの問題は第3章の磁気圏内伝播と密接に関係している。すなわち、磁気圏ホトツスの電離層突抜けやエコートレインホトツス¹⁴⁾等の機構を明らかにするという意味合いばかりでなく、磁気圏内で生起する VLF 放射の主たる損失機構³⁸⁾でもあり、その定量的評価は VLF 放射の成長率の算定にも影響を与える。2-1 節でも述べたように、下降ホトツス波の波面法線方向が透過円錐内にあるか否かによりその特性が異なる。したがって以下では両者の場合について詳しく考察する。

本節では波面法線方向が透過円錐外にある場合を取り扱う。この場合には、入射ホトツス波は全反射を受けて磁気圏へ戻り、いくつにもなる。また電離層下へのエネルギー透過は、2-3-2 節で取り扱った減衰域中のトンネル透過となり、さわめて少ないと考えられ、入射ホトツスが電離層のどの高度で反射されるかの問題となってくる。

この問題を取り扱うには一般に Booker quartic を用いなければならない。ここでは Booker quartic と等価な、取り扱いのより簡単なスネルの法則により、最大電子密度領域へ実角(real angle)で入射する下降ホトツス波の波面法線方向を追跡し、反射レベルを決定する。ある角度で入射したホトツスは下方へ進むにつれ、その波面法線方向は水平に近づき、遂には水平となる。このレベルを“反射レベル”と定義している。用いた電子密度分布は夜間の典型的モデル²¹⁾を採用し、図 2-18 に示す。以下の解析では磁気子午面内伝播のみを対象としている。図 2-18 では F₂ 層の最大電子密度高度は 315 km で

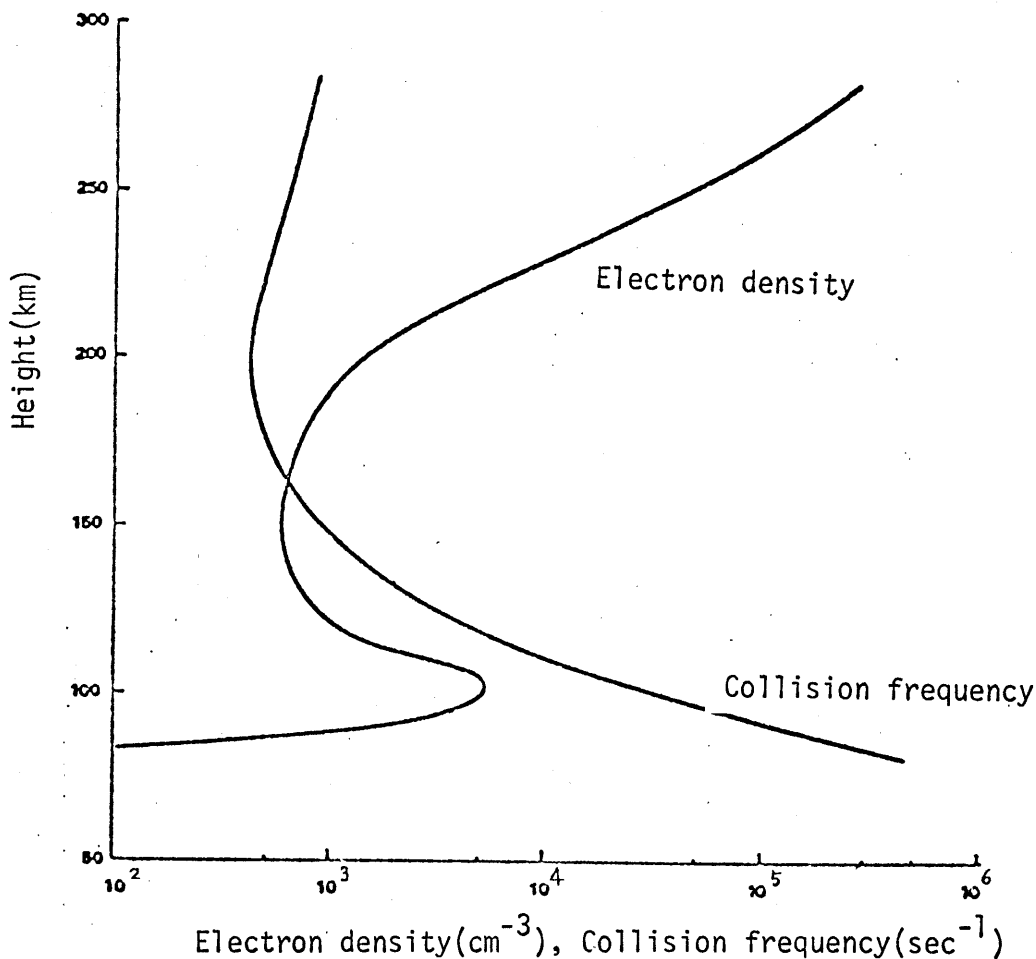


図 2-18 用いた夜の典型的電離層プロファイル。

あるので、この高度である実角の入射角の波が入射するとする。スネルの法則は

$$n(\theta) \sin \Theta = \text{const} \quad (2-36)$$

で与えられる。ただし θ および Θ はそれぞれ波面法線方向の磁場および鉛直となす角を表わす。 $n(\theta)$ はホイッスルモードに対する位相屈折率である(3-2節参照)。 const は 315 km における入射角と電子密度により決定される値である。屈折率の表式にはイオンと衝突の効果は考慮に入れてない。各高度において電子計算機を用い、iteration で式(2-36)を満足する Θ を求める。すると入射波が下降するにつれ、鉛直となす角が次第に増大し、遂に
ある高度にて位相ベクトルが水平、すなわち $\Theta = 90^\circ$ になる。ここが反射レベル

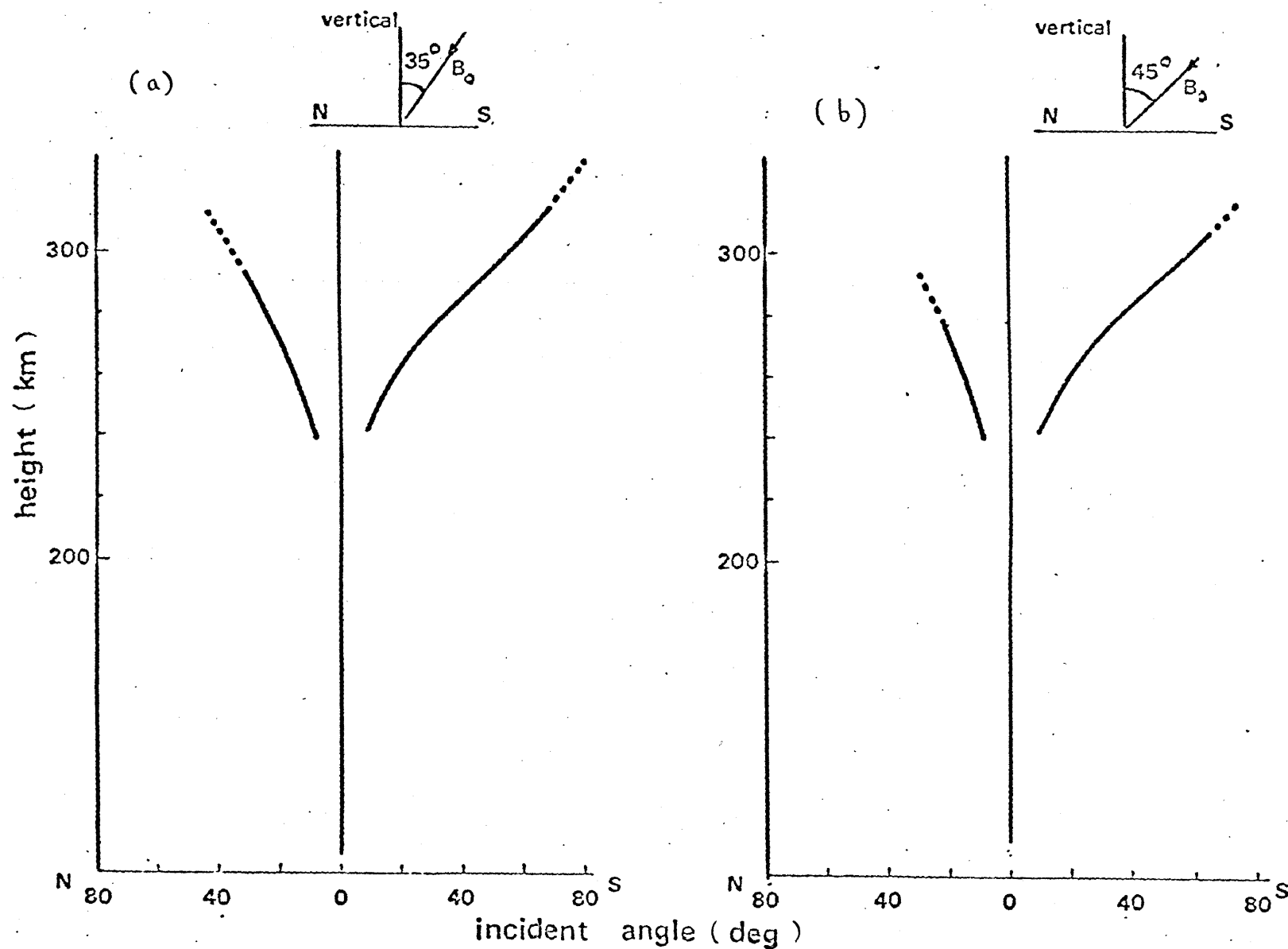


図2-19 入射角による反射レベルの変化。(a)は地球磁場が鉛直と 35° の場合、(b)は磁場が鉛直と 45° の場合である。

である。このレベル以下の高度では波はいわゆる evanescent となり、電離層下への透過はトンネル効果によるのみ可能であるが、一般にはその透過エネルギーはきわめて少ない。反射レベルの入射角に対する変化を計算した結果が図2-19 である。(a)図は磁場と鉛直とのなす角が 35° の場合、(b)図は 45° の場合である。用いた周波数は1, 3, 10 および 20 kHz であったが、周波数による差違は認められなかった。また実線で示されている部分は、最大電子密度高度ではすでに実角の入射角が存在し得ない、つまりそれ以上の高度に反射レベルがあることを示している。図から次の諸点が理解される。

- (i) 反射レベルは、我々が問題とする周波数領域においては周波数に依存しないと考えてよい。
- (ii) また反射レベルは磁気緯度にもほとんど依らない。
- (iii) 反射レベルの最大電子密度領域における入射角による変化は N側と S側とでは非対称である。明らかに磁場の存在による効果と考えられる。一般に S側の入射角に対しては反射レベルの変化は比較的ゆるやかである。S側 60° の入射角に対して 305 km の反射レベルが 入射角の減少とともに直線的に減少し、 30° では 275 km の反射レベルを呈し、その後は入射角の減少とともに急激に低下する。一方 N側については、 30° の入射角の際の反射レベルは S側の 30° の場合よりも高高度の 290 km で、入射角の減少とともに急激に減少する。一般に N側は S側の同じ入射角の場合よりも 5~10 km 程度反射レベルは高いといえる。さらに入射角が鉛直に近づくとき、著しい反射レベルの低下が認められる。

上述した事柄を用いて、ユグットによるホイツスラ・発生頻度の高度分布や、電子密度分布が既知であれば、最大電子密度領域における入射波面法線方向に与えるある程度の情報が得られるかもしれない。これは今後の問題である。

以上の反射レベルの算定においては、イオンおよび衝突の効果も無視したが、伝播の途中において両効果が本質的な役割を果たしていることを言しておかねばならない。高緯度方向への伝播（図2-19のS側に相当する）では反射後、また低緯度方向への伝播では反射前に、磁場と直角な伝播に遭遇する。衝突がない時には、磁場を横切る伝播は、イオンの存在を考慮に入ると低部混成周波数（Lower hybrid resonance frequency, LHR frequency）よりも低周波数においてのみ可能で、LHR周波数よりも高い周波数成分は伝播が不可能である。³⁹⁾ ところがエートレンホッフ等において10kHz程度の、当然LHR周波数よりも高いと考えられる周波数成分も受信されている。これは衝突の効果によるものである。すなわち、衝突が存在するため、LHR周波数よりも高周波の波も磁場を横切って伝播することができる。換言すれば、LHRは、衝突が存在する際には、real height には起り得ないことに関係している。

2-5 下降ホムス波の電離層内反射および透過 (波面法線方向から透過円錐内にある場合)

波面法線方向から透過円錐内にある場合には、下降ホムス波の透過および反射問題は媒質のパラメータの不均質に基づく全反射 (partial reflection) が重要な因子となるので、波動論的取り扱いにより、このみ理解される。

2-5-1 下降ホムス波の下部電離層透過係数

まず典型的な夜間時の電子密度および電子衝突周波数分布に対し、下降ホムス波の下部電離層透過係数を計算する。用いた計算方法は 2-3-3 節での取り扱いを下降波の場合に拡張したものである。この方法で求めた下降ホムス波の透過係数の射出角 (exit angle) に対する変化の様子が図 2-20 である。ただし用いた周波数は 10 MHz である。(a) 図は磁気緯度 40° の場合、また (b) 図は磁気緯度 10° の場合の結果である。図から次のことがわかる。

- (i) 磁気緯度が高いほど吸収が少なく、透過係数は大きくなる。これは 2-3-3 節の電離層下からの電波入射の場合と定性的にも一致している。
- (ii) 最大の透過係数は下降波の射出角が磁気力線方向 (図中で斜線の細い実線で示されている角) と一致する場合に起こる。
- (iii) 低緯度から高緯度への射出の場合に、より大きいエネルギー透過が起こる。すなわち S 側では N 側に比して、同じ射出角に対し、より小さいエネルギー透過しか起こらない。

周波数依存性については 2-3-3 節の電離層からの入射の場合と定性的には一致する。一般的に言って、下降ホムス波の電離層透過係数はかなり大きいので、地表から電波反射が重要な役割を果たしていることが

予想される。そこでこの実を明らかにするために、次節では地表の存在が
 下降ホムス波の電離層透過にいかなる影響を持っているかを論ずる。

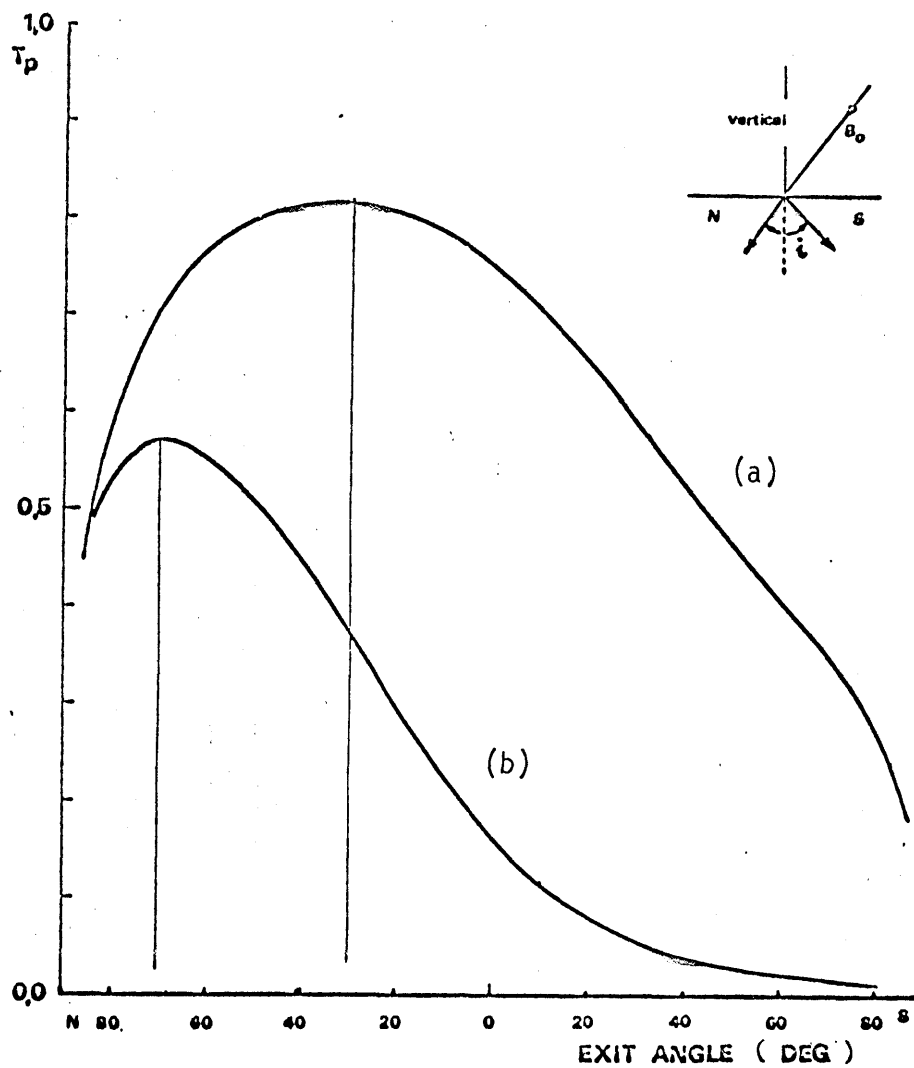


図2-20 下降ホムス波の下部電離層透過係数。(a)は磁気緯度
 40°の場合、(b)は磁気緯度10°の場合である。

2-5-2 高緯度における下降ホムス波の電離層透過特性

前節で指摘したように地表からの反射が重要な因子となることを考え、電離層・地表間空間を考慮に入れ、現実的な下部磁気圏モデルに対し、鉛直に下降してくるホムス波の透過および反射特性を論ずる。地球磁場は均質で、鉛直方向に向いているとする。

a) 下部磁気圏モデルと反射係数

下部磁気圏の電子密度分布は⁴⁰⁾ 衛星観測や、⁴¹⁾ 後方散乱法やホムス波⁴²⁾ 等の地上観測により得られている。その結果、電子密度分布は大きく変動することがわかっているのど、次のような平均的なモデルを採用した。下部磁気圏を図2-24に示すように五つの領域に分け、各領域での電子密度、衝突周波数分布も示してある。観測より、磁気圏領域では電子密度の高度に

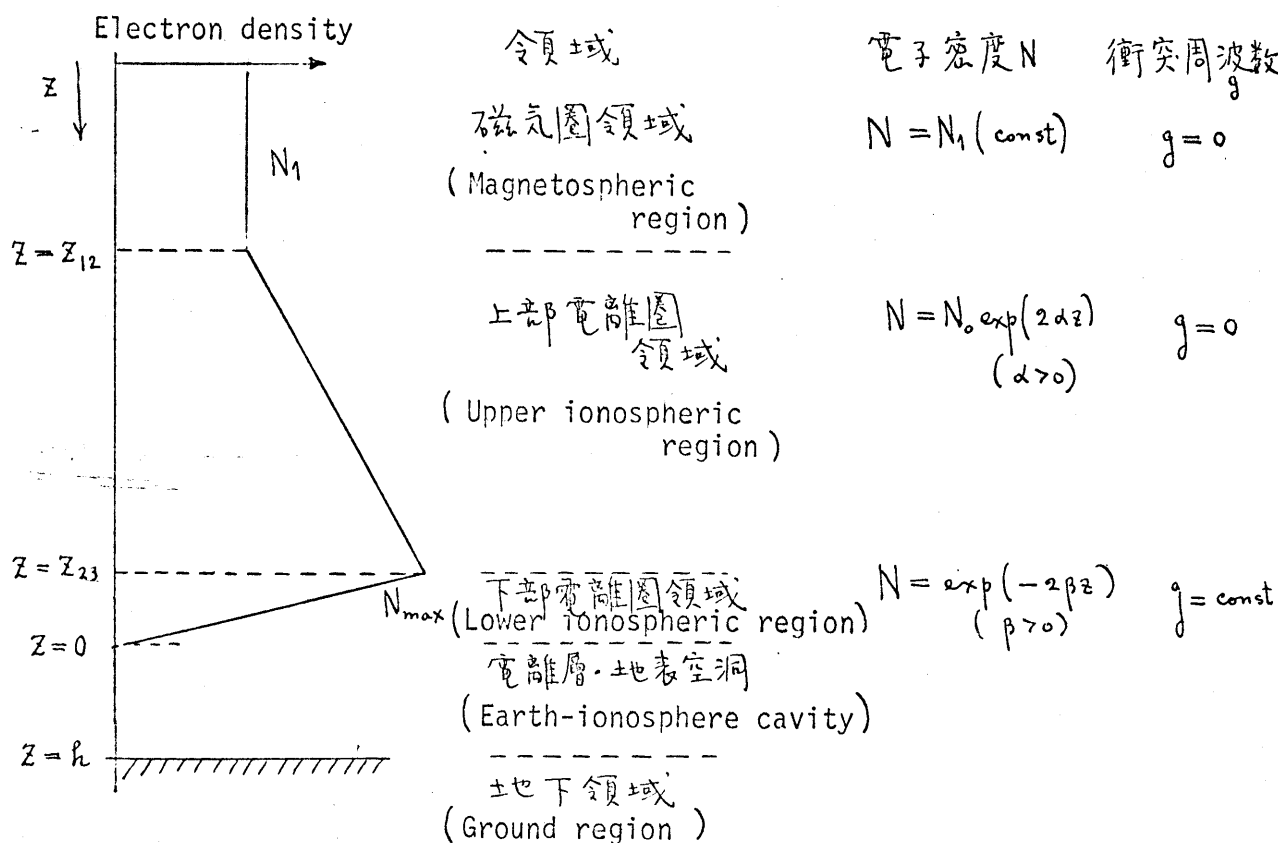


図2-24 下部磁気圏モデル。本節では衝突周波数を g としているのど注意されたい。

に対する減少率はきわめて小さいので、モデルでは一定としてある。また上部および下部電離圏領域では合理的な指数関数分布を用いている。下部電離圏中の電子衝突周波数は高度とともに変化するが、実効的に一定とし、その値を種々変化させることにより、実際の場合に近づける。全体のプロファイルを決めるには次の四つの量を与えねばならない。すなわち磁気圏領域電子密度 N_1 , F₂層の最大電子密度 N_{max} および二つの境界レベル z_{12} , z_{23} である。かつる諸量を与えられると、必然的に電子密度勾配 α および β が決定される。

z 軸の正方向を鉛直下方とする。小振幅の平面ホイトス波に対する波動方程式は2-3-1節で述べたように

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + k_0^2 \left[1 - \chi(z)/(1 - Y - iZ) \right] \phi = 0 \quad (2-37)$$

である。ただし $\phi = E_x + iE_y$, Y, Z および $\chi(z)$ はプラズマパラメータを表わす。 k_0 は自由空間の伝ば定数, ω は時間因子 $\exp(i\omega t)$ を仮定している。式(2-37)の $\chi(z)$ に各領域の電子密度分布を代入し、各領域での電磁界を求める。

磁気圏領域での界は次式で与えられる。

$$\phi = E_i \exp(-ik_1 z) + E_r \exp(ik_1 z) \quad (2-38)$$

ただし第一項, 第二項はそれぞれ入射波と反射波を表わし, E_i, E_r はその振幅である。また k_1 はこの領域での伝ば定数である。

次に上部電離圏領域での電子密度分布を式(2-37)に代入すると,

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + k_0^2 \left[1 + e^2 N_0 \exp(2\alpha z) / m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{He} - \omega) \right] \phi = 0 \quad (2-39)$$

となる。式(2-39)において $t = \exp(\alpha z)$ なる変数変換を施すと、式(2-39)は式(2-40)に変形される。

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} + \frac{1}{t} \frac{d\phi}{dt} + \nu^2 \left[\frac{1}{t^2} + \frac{e^2 N_0}{m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{He} - \omega)} \right] \phi = 0 \quad (2-40)$$

ただし $\nu = k_0/\alpha$. すると式(2-40)の解は二つの独立な解の和として次のように表わされる.

$$\phi = A J_{\pm i\nu}(\delta e^{\alpha z}) + B J_{\mp i\nu}(\delta e^{\alpha z}) \quad (2-41)$$

ただし $\delta = \nu \sqrt{e^2 N_0 / m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{He} - \omega)}$ として $J_{\pm i\nu}$ はオーダー $\pm i\nu$ の第一種ベッセル関数である.

同様にして下部電離圏領域での界は

$$\phi = C J_{i\mu}(\gamma e^{-\beta z}) + D J_{-i\mu}(\gamma e^{-\beta z}) \quad (2-42)$$

と与えられる. ここで $\mu = k_0/\beta$, $\gamma = \mu \sqrt{e^2 / m_e \epsilon_0 \omega (\omega_{He} + i q - \omega)}$ (q は衝突周波数) である.

電離層・地表空洞中の界表示は式(2-43)と与えられる.

$$\phi = E \exp(-i k_0 z) + F \exp(i k_0 z) \quad (2-43)$$

また地下領域は一般に不完全導体であるとして, 界は

$$\phi = G \exp(-i k_g z) \quad (2-44)$$

と表示される. ただし $k_g = k_0 \sqrt{\kappa - j\sigma/\omega \epsilon_0}$. ここで κ および σ は地面の比誘電率および導電率である.

以上の表式中の E , F および A から G は未定係数であり, 境界条件により決定されるものである.

ここで, 得られた界の表式に境界条件を課す. $z = z_{12}, z_{23}, 0$ および h における境界条件は界の連続性と, 界の z に対する微分の連続性である. かつ境界条件を適用すると, 下降ホイッスル波に対する電界反射係数を得られる.

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\Delta_r}{\Delta} \quad (2-45)$$

ただし Δ は式(2-46)と与えられる行列式で, 式(2-46)中のプライムは z の引数による微分を表わす. Δ_r は式(2-46)の第一列を列ベクトル $(-e^{-i k_1 z_{12}}, i k_1 e^{-i k_1 z_{12}}, 0, 0, \dots)$ で置き換えたものである.

$$\Delta = \begin{vmatrix} e^{ik_1 z_{12}} & -J_{iv}(\delta e^{az_{12}}) & -J_{-iv}(\delta e^{az_{12}}) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ ik_1 e^{ik_1 z_{12}} & -[J'_{iv}]_{z_{12}} & -[J'_{-iv}]_{z_{12}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & J_{iv}(\delta e^{az_{22}}) & J_{-iv}(\delta e^{az_{22}}) & -J_{i\mu}(\gamma e^{-\beta z_{22}}) & -J_{-i\mu}(\gamma e^{-\beta z_{22}}) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & [J'_{iv}]_{z_{22}} & [J'_{-iv}]_{z_{22}} & -[J'_{i\mu}]_{z_{22}} & -[J'_{-i\mu}]_{z_{22}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J_{i\mu}(\gamma) & J_{-i\mu}(\gamma) & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & [J'_{i\mu}]_0 & [J'_{-i\mu}]_0 & ik_0 & -ik_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{-ik_0 h} & e^{ik_0 h} & -e^{-ik_0 h} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -ik_0 e^{-ik_0 h} & ik_0 e^{ik_0 h} & ik_0 e^{-ik_0 h} \end{vmatrix}$$

(2-46)

b) 数値計算結果と討論

以下では夜間および昼間モデルに対する下降ホイップス波の反射係数に関する数値計算結果を示す。夜間および昼間モデルを規定する諸量を表2-2に示す。反射係数の計算では地表からの反射の影響を評価することから目的であるので、地表の存在を考慮した場合と考慮しない場合の結果の比較を行なう。前者のモデルを“終端モデル”，後者を“非終端モデル”と名付ける。図2-22, 2-23は非終端モデルに対する夜間および昼間時の反射係数の周波数特性への g 値をパラメータとして描かれている。図2-22の夜間時の結果について吟味してみよう。 g が 10^3 から 10^4 sec^{-1} 、実際には、反射係数は1 kHz以下の周波数領域では周波数とともに低下し、2 kHzから4 kHz附近までは振動を伴いながら低下する。その後周波数が高くなるにつれ、ゆるやかな上昇を示す。高周波領域では g の値に対する結果はほとんど一致する。数値例として6 kHz以上の周波数に対する反射係数は

表 2-2 夜間および昼間モデルを規定する諸量

| | N_1 (cm^{-3}) | N_{\max} (cm^{-3}) | z_{12} (km) | z_{23} (km) |
|-------|-------------------------------|------------------------------------|------------------|------------------|
| Night | 1×10^4 | 3×10^5 | -1000 | -200 |
| Day | 2×10^4 | 1×10^6 | -1400 | -200 |

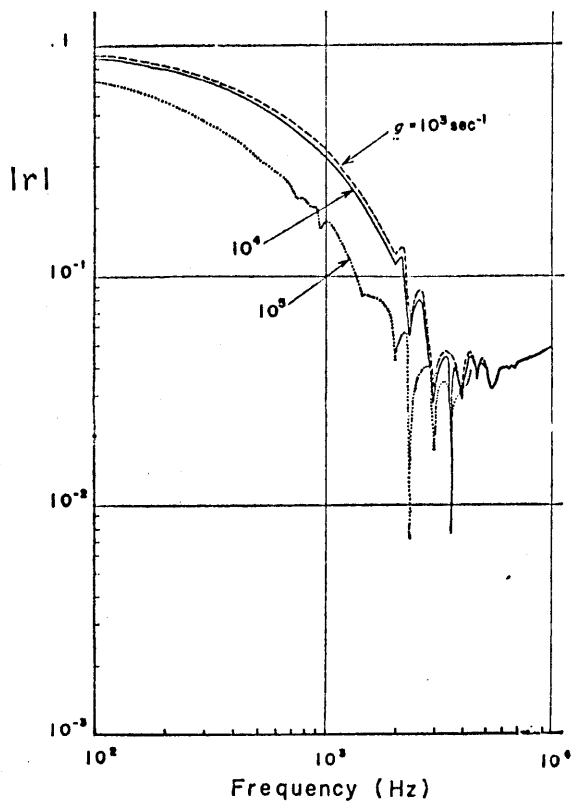


図 2-22 夜同時の非終端モデルに対する
反射係数の周波数特性。

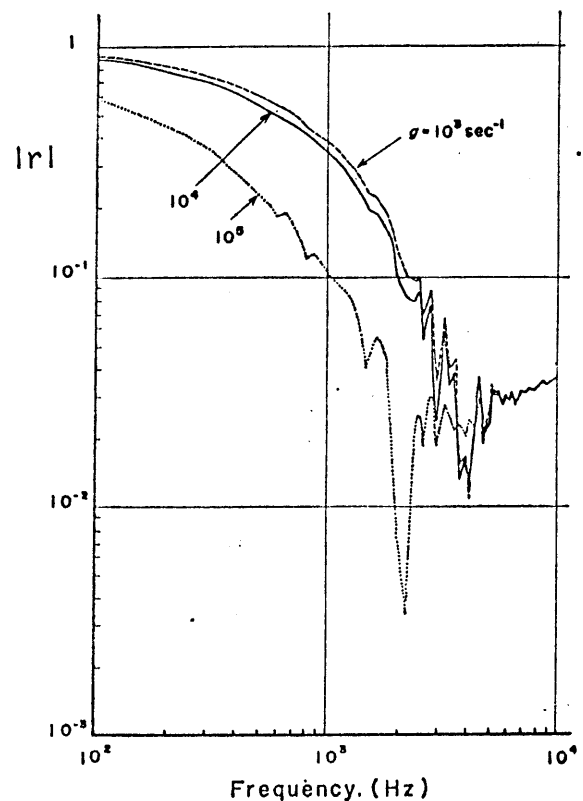


図 2-23 昼同時の非終端モデルに対する
反射係数の周波数特性。

4×10^{-2} から 5×10^{-2} であり、反射エネルギーはさあめ少なく、入射エネルギーの大部分が電離層下へ透過するものと理解される。一方 g が 10^5 sec^{-1} に増加した時には、低周波領域ではかなり反射係数の減少状態になるが、数 kHz 位から上述の g 値に対する結果に近づく。昼同時に対しても反射係数の周波数特性はほとんど同様である。ただ数 kHz 附近の振舞がいくぶん異なる程度である。両図中の反射係数の振動波形は、波の干渉効果のためであろう。⁴³⁾

次に終端モデルについての計算が図 2-24, 25 である。図 2-24 は夜同時の結果で、図 (a) は地面が完全導体の場合の、また図 (b) は不完全導体の場合の結果である。不完全導体に対する諸定数としては、最も損失の大きい乾地に対する比誘電率 $\epsilon = 4$ および導電率 $\sigma = 10^{-5} \text{ U/m}$ を採用した。しかし VLF, ELF 帯では、地表は完全導体と考えよう。図 2-25 は昼同時の結果を示す。

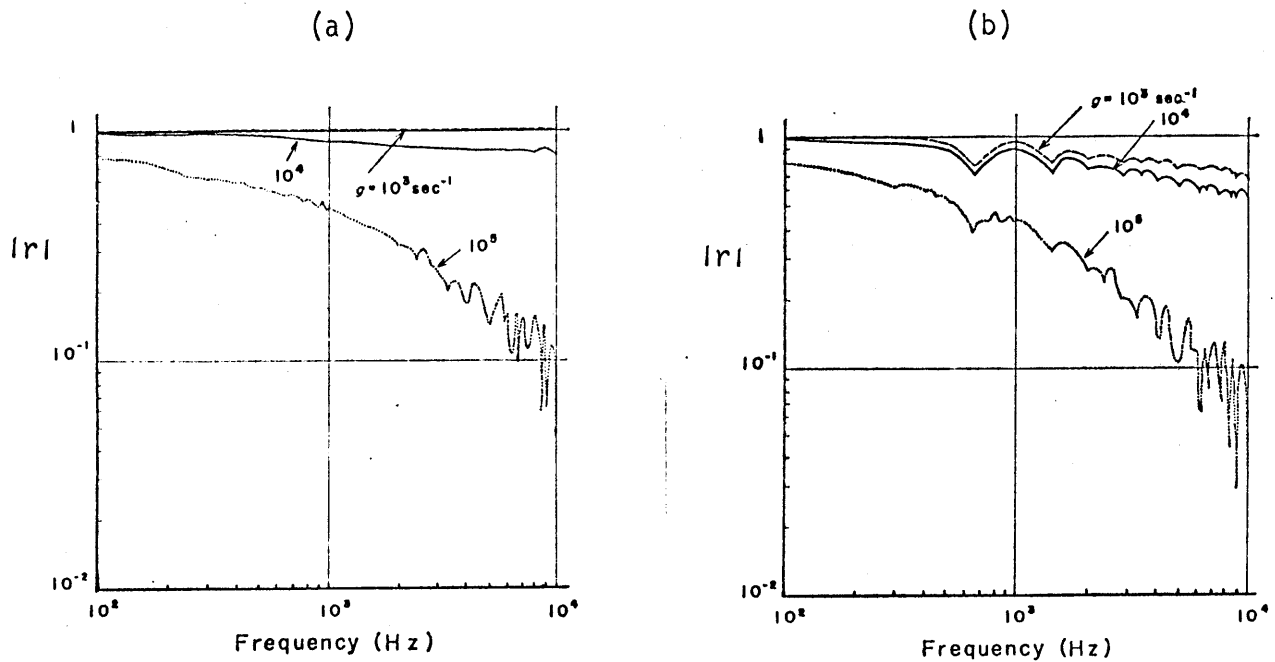


図2-24 夜間時の終端モデルに対する反射係数の周波数特性。(a)は地表を完全導体とした場合、(b)は不完全導体とした場合の結果である。 $h=80\text{ km}$ 。

ものがある。図2-24、2-25と図2-22、2-23の非終端モデルと比較して、次の諸点に指摘できる。

- (i) q 値が 10^3 乃至 10^4 sec^{-1} の時には、終端モデルの反射係数は非終端モデルの場合に比し、著しく1に近づく。これは昼夜とも同じである。
- (ii) q が 10^5 sec^{-1} という強い吸収のある際には、反射係数は非終端モデルの場合よりも全周波数にわたって幾分増加している程度で、低 q 値に対する時よりも地表反射の交果は顕著ではない。

要するに(i)は非終端モデルの際の透過波の大部分が、強力な反射体としての地表の存在により再び磁気圏へ進入していくことを物語っている。高緯度では吸収がほとんど少ないので、より明瞭に地表反射の交果が現われる。不完全導体の地面の際には同じ q 値に対し、完全導体の時よりも、反射係数は地中での損失のために減少している。そこで反射損失と衝突周波数 q の関数として描いたものが図2-26である。用いた周波数は 4 kHz である。図から

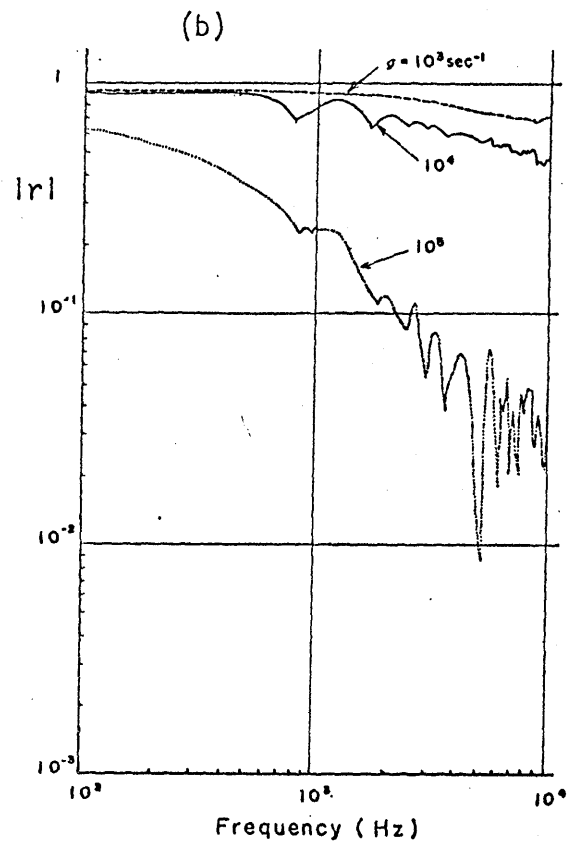
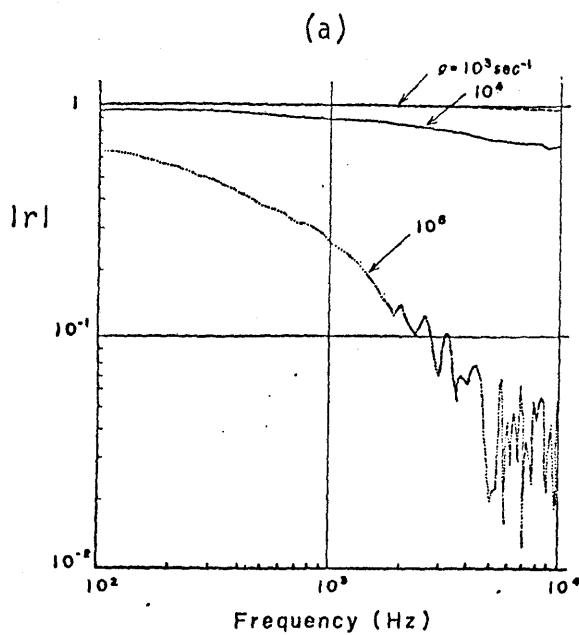


図 2-25 昼間時の終端モデルに
対する反射係数の周波数
特性。(a)は地表を完全
導体とした場合、(b)は
不完全導体とした場合の結果である。
 $h = 40 \text{ km}$ 。

昼夜とも g が 10^5 sec^{-1} 程度から損失が著しく増加するが、実際の電離層に
対応する低 g 値ではせいぜい数 dB 程度であることがわかる。

次に終端モデルにおける透過係数について調べる。ここでいう透過係数
とは従来の透過係数とは異なり、磁気圏領域での入射波電界に対する、 $z=0$
すなわち電離層下端における全電界との比と定義している。つまり透過係数 t
は次式により得られる。

$$t = \frac{E + F}{E_i} \quad (2-47)$$

ただし E/E_i および F/E_i は式 (2-45) と同様な行列式の比で与えられる。図
2-27, 2-28 は透過係数の周波数特性を完全導体地表の場合について計
算したものである。 10^4 sec^{-1} 以下の g 値に対しては 10^4 sec^{-1} と同じ結果を示し
てない。まず透過係数が 1 よりも大きくなるのは、屈折率の大きい磁気圏

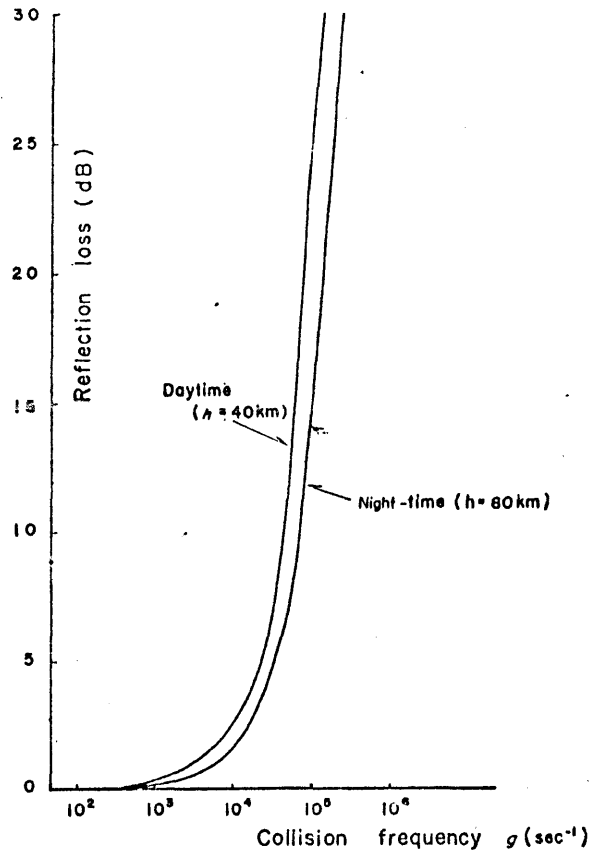


図2-26 反射損失の衝突周波数による変化。

領域から屈折率の小さい領域への伝播にあるので、電界強度の比は1よりも大きくなり得る。図2-27 から次のことがわかる。

- (i) 透過係数は700 Hz 付近の周波数までは急激に増加し、さらに周波数が高くなると、一般的傾向として次第に減少していく。
- (ii) 1 kHz 以上の周波数領域の特定周波数において、透過係数に最小が現われる。

要する(i)の700 Hz 付近での透過係数のピークは二つの事柄の重畳として現われたと考えられる。つまり低周波ほど反射が強いことと、高周波では透過係数は荒い近似をすれば屈折率の平方根に比例するので高周波ほど透過は減少することである。図2-27 において透過係数の最小が現われる周波数は1.9, 3.8,

5.6, 7.4 および 9.4 kHz は、基本周波数が 1.9 kHz の調和関係にある。この基本周波数は、電離層・地表空間の1回隔ち自由空間中の波長の半分に等しくなる周波数に対応している。以上は $z=0$ のレベルでの界の振舞であるが、本取り扱いは任意の高度にも拡張することであり、各高度での透過係数の周波数特性を理解しておくことは、ロケットや衛星観測におけるスペクトルの解釈の際には有益となる。

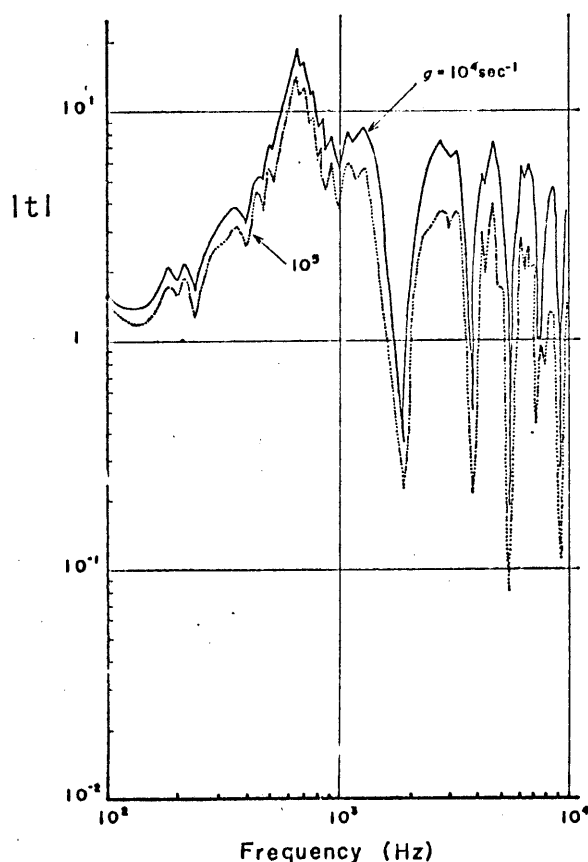


図2-27 夜間時の透過係数の周波数特性。

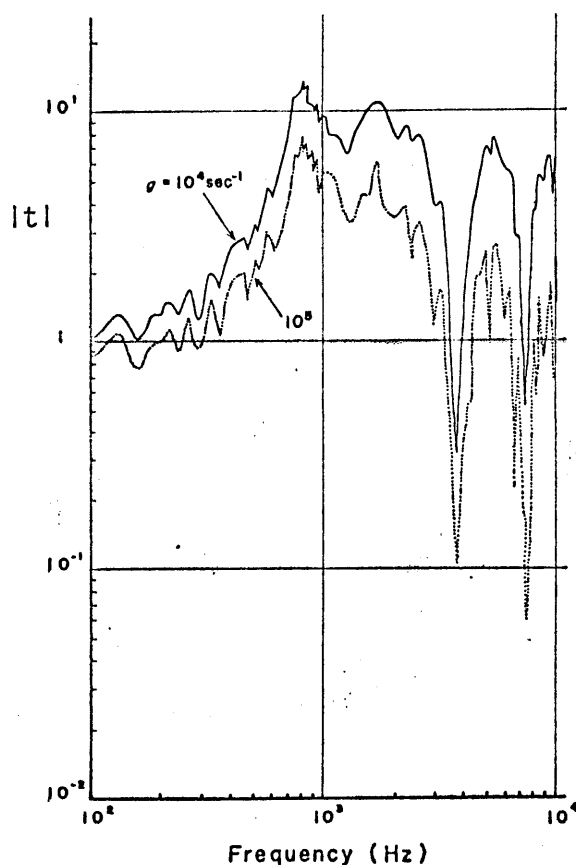


図2-28 昼間時の透過係数の周波数特性。

2-5-3 中緯度における下降ホムス波の電離層透過および反射

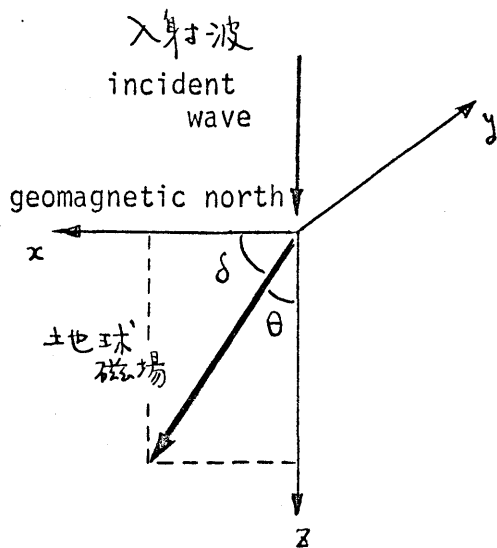


図2-29 問題の構成.

前節の高緯度での取り扱いを任意の磁気緯度の場合に拡張した結果を本節では示す。用いた座標系を図2-29に描く。z軸の正方向は鉛直下方で、x, y軸は水平面内にあり、x軸は地磁気の北と一致している。地球磁場はx-z面内にあり、x軸との角度をなしている。したがって、 δ は地球磁場の伏角を表わしている。電離層は水平に成層している (horizontally stratified) と仮定でき、電子密度、衝突周波数はzのみの関数である。入射波の波面法線方向は鉛直であるという合理的な仮定を行なっている。このため電離層内の各高度での波面法線方向はすべて鉛直方向である。

a) 波動論的考察

以下の議論で必要となる事項について簡単に触れる。均質なプラズマ中の波の特性は位相屈折率と偏波により記述される。二つの特性波に対する位相屈折率はアップルトン・ハートリー (Appleton-Hartree) 方程式により表わされる。詳細は3-2節で論ずる。

$$n_{ab}^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{\frac{1}{2}Y_T^2}{1 - X - iZ} \pm \left\{ \frac{\frac{1}{4}Y_T^4}{(1 - X - iZ)^2} + Y_L^2 \right\}^{1/2}} \quad (2-48)$$

対応して偏波状態を表わす量 ρ_{ab} は

$$\rho_{ab} = \frac{i Y_T^2}{2 Y_L (1 - X - i Z)} \pm i \left\{ \frac{Y_T^4}{4 Y_L^2 (1 - X - i Z)^2} + 1 \right\}^{1/2} \quad (2-49)$$

で与えられる。\$Y_L\$ および \$Y_T\$ はそれぞれ \$Y_L = Y \cos \theta\$, \$Y_T = Y \sin \theta\$ で与えられ、\$\theta\$ は波面法線方向と磁場とのなす角で、伏角とは \$\theta = 90^\circ - \delta\$ の関係にある。式(2-48)、(2-49)においては正常波、異常波の命名法における不明確さを避けるために、aモード、bモードという名称を用いている。⁴⁶⁾ \$|Y_T^2 / 2 Y_L| \ll |1 - X - i Z|\$ というQL近似が成立する際には、式(2-48)、(2-49)は次のように単純化される。

$$n_{ab}^2 = 1 - \frac{X}{1 - i Z \mp |Y_L|}, \quad \rho_{ab} = \mp i \quad (2-50)$$

このQL近似は電離層のD層の下端部を除いてよく満足されている。磁気緯度 \$20^\circ\$ 以上E領域以上では成立するとはすてに2-3-4節で示した。式(2-50)のaモードは左廻り偏波した波、つまりホッスウモードを表わし、他方bモードは右廻り偏波の波で、十分な高々度では減衰波である。

電離層の不均質性は電離層を多数の均質な層に分割することにより考慮している。高度が減少するにつれ、すなわち \$z\$ が増加するにつれ、層の番号が大きくなるように付番してある。また第一層の高々度は無限に伸びているとしている。この第一層ではaモードのみが伝ぱんモードで、下降ホッスウ波はaモードで伝ぱんしてきたと考える。電界の \$x\$ 成分や単位振幅のaモードの波が鉛直に下降し、\$n\$ 番目の層に入射するとする。するとaモードの入射波は第一層と二番目の層の境界における反射でaモードのみならずbモードの反射波も生起する。一方この境界を通過した波はaモードおよびbモードとして下方へ伝ぱんしていく。\$n\$ 番目の層内での入射波の電磁界は時間因子を \$\exp(i\omega t)\$ と仮定して、次のように表わされる。

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = \exp(-ik_0 n_a^{(1)} z) \\ E_y = f_a E_x = f_a \exp(-ik_0 n_a^{(1)} z) \\ H_x = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{-k_0}{\omega\mu_0} n_a^{(1)} f_a \exp(-ik_0 n_a^{(1)} z) \\ H_y = \frac{-1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{k_0}{\omega\mu_0} n_a^{(1)} \exp(-ik_0 n_a^{(1)} z) \end{array} \right. \quad (2-51)$$

以上の入射波の表示に対応して、反射波の電磁界は、aモード波とbモード波との電磁界の重畳として

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = A_{a-}^{(1)} \exp(ik_0 n_a^{(1)} z) + A_{b-}^{(1)} \exp(ik_0 n_b^{(1)} z) \\ E_y = f_a A_{a-}^{(1)} \exp(ik_0 n_a^{(1)} z) + f_b A_{b-}^{(1)} \exp(ik_0 n_b^{(1)} z) \\ H_x = \frac{k_0}{\omega\mu_0} n_a^{(1)} f_a A_{a-}^{(1)} \exp(ik_0 n_a^{(1)} z) + \frac{k_0}{\omega\mu_0} n_b^{(1)} f_b A_{b-}^{(1)} \exp(ik_0 n_b^{(1)} z) \\ H_y = \frac{-k_0}{\omega\mu_0} n_a^{(1)} A_{a-}^{(1)} \exp(ik_0 n_a^{(1)} z) - \frac{k_0}{\omega\mu_0} n_b^{(1)} A_{b-}^{(1)} \exp(ik_0 n_b^{(1)} z) \end{array} \right. \quad (2-52)$$

と表わされる。式(2-52)において第一項はaモード、第二項はbモードにそれぞれ対応する。未定係数 $A_{a-}^{(1)}$, $A_{b-}^{(1)}$ 等の下の添字の最初のものはモードを表わし、二番目の正負の符号は伝はん方向を示し、負はzの負方向への伝はんすなわち反射波と、また正は透過波を表わす。 $n_a^{(1)}$ および $n_b^{(1)}$ は一番目の層におけるaモード、bモードに対する屈折率である。

次に第一番目の層中のa, b両モードの透過波は第二層との境界において反射および変換(conversion)を受ける。これらの過程は層毎に繰り返される。この一般にi番目の層中の電磁界は両モードの反射波および透過波に対応する四つの項から成っている。これは Booker quartic の四つの解に対応している。これらの電磁界は式(2-51), (2-52)と同様にして記述することになる。

最後に電離層下の自由空間は二つの異なった取り扱いを行なっている。一つは自由空間が下方へ無限に伸びているモデルで、これは非終端

モデルである。他の一つは地表の存在を考慮に入れた終端モデルである。これら二つのモデルの結果の比較から地表反射効果の緯度による変化を評価することができる。まず非終端モデルの場合の自由空間の電磁界は次のように表わされる。

$$\begin{cases} E_x = B^{(fs)} \exp(-ik_0 z) \\ E_y = C^{(fs)} \exp(-ik_0 z) \\ H_x = -\frac{k_0}{\omega \mu_0} C^{(fs)} \exp(-ik_0 z) \\ H_y = \frac{k_0}{\omega \mu_0} B^{(fs)} \exp(-ik_0 z) \end{cases} \quad (2-53)$$

ただし $B^{(fs)}$ と $C^{(fs)}$ は未定係数である。次に終端モデルに対する電磁界表示は

$$\begin{cases} E_x = B^{(fs)} \sin k_0 (h-z) \\ E_y = C^{(fs)} \sin k_0 (h-z) \\ H_x = \frac{ik_0}{\omega \mu_0} C^{(fs)} \cos k_0 (h-z) \\ H_y = \frac{-ik_0}{\omega \mu_0} B^{(fs)} \cos k_0 (h-z) \end{cases} \quad (2-54)$$

となる。ただし h は $z=0$ の基準レベルから測り、 h は地表の位置を表わす。式(2-54)の導出の際には、土地面が完全導体であるとの仮定に基づいている。

これら各領域での電磁界表示が得られたので、各境界における水平電界および磁界の連続という境界条件を課すと、未定係数に関する連立方程式が得られる。すると容易に下降ホイッスル波に対する電界反射係数の表式が得られる。この反射係数は多重反射やモード間結合をすべて含んだものである。

以上で波動論的解法の一般的方法を述べたが、多層モデルの取り扱いが複雑であるので、第一段階として電離層を三層で模擬した。この三層モデルの妥当性をまず示す。WKB criterion を用い、現実的な電離層

モデルに対してどのレベルで反射が起りやすいかを調べる。WKB criterion は次のような量 $f(z)$ に依存する。⁴⁶⁾

$$f(z) = \frac{1}{k_0} \left| \frac{3}{4} \left(\frac{1}{n^2} \frac{dn}{dz} \right)^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n^3} \frac{d^2 n}{dz^2} \right| \quad (2-55)$$

ただし n は α モードに対する屈折率である。もし $f(z)$ がある領域できわめて小さな値を示せば、そこでは全反射は少ない。一方 $f(z)$ が大きな値を示すような領域では、かなりの全反射が起ると考えねばならない。現実的な夜間の電離層モデルに対して $f(z)$ を計算した結果を図 2-30 に示す。図から高度 85 km および 115 km の鋭いピークと 180 km 前後のピークとが認められる。高度度より入射するホーンズワース波と考えると、250 km から 180 km までの高度領域では幾分の全反射を受けるが、この領域では 180 km 付近で最も全反射が起り易い。このレベルを通過した波は 115 km 付近の次の反射レベルに到達する。その後、最も $f(z)$ の大きい 85 km の高度における反射領域に遭遇する。以上のことから全反射の起り易い特性的な高度の 180 km, 115 km および 85 km に境界を設ける。各領域でのプラズマパラメータは表 2-3 にまとめられている。

このモデルに対して前述した一般的方法を適用すると、未定係数に関する次のような連立方程式が導かれる。

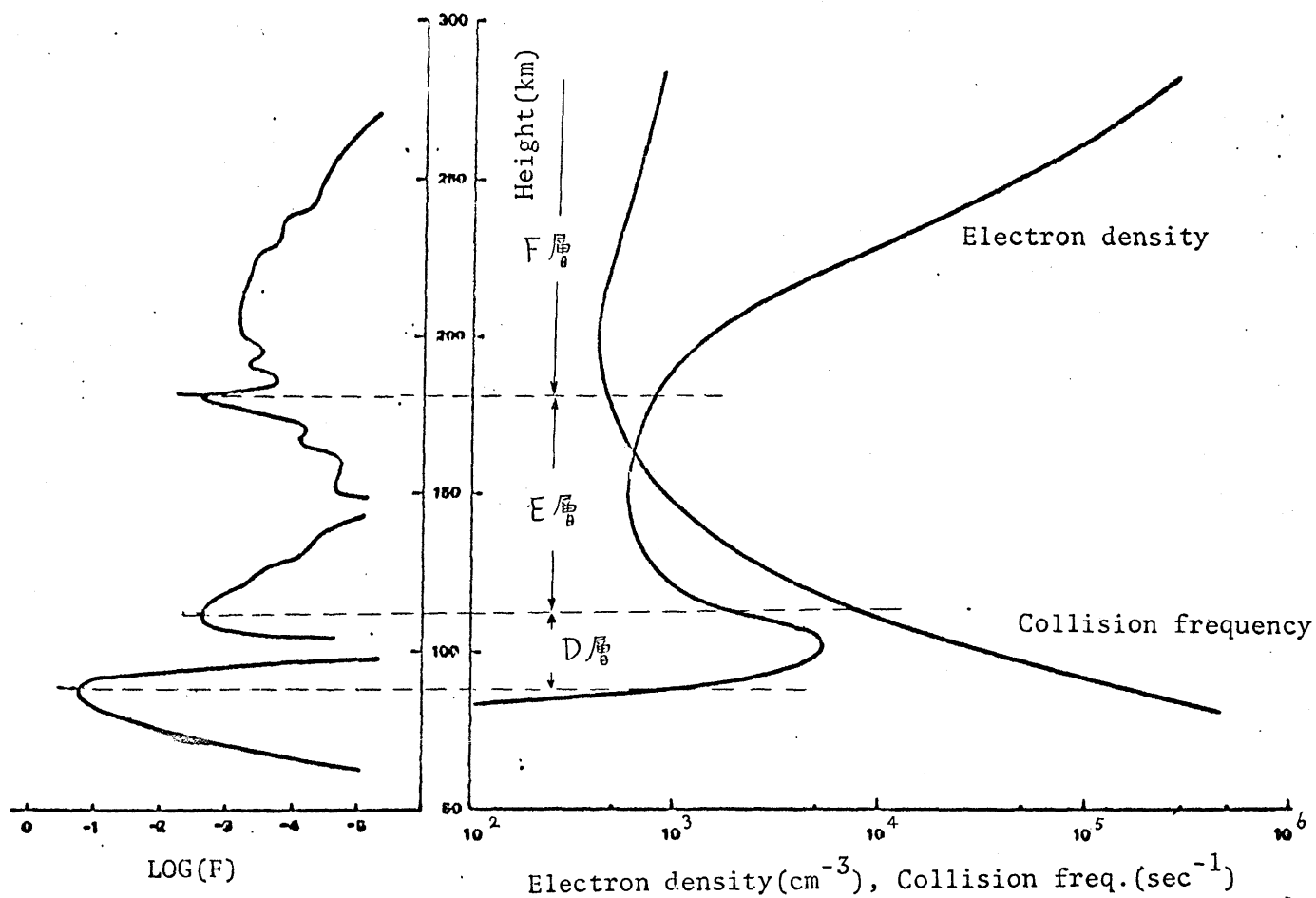


図 2-30 夜間電離層モデルと $f(z)$ の高度変化。

| 層の番号 | 1 | 2 | 3 |
|-----------------------------|-----------------|-----------------|-------------------|
| 領域名 | F 層 | E 層 | D 層 |
| 電子密度 (cm^{-3}) | 3×10^3 | 1×10^3 | 2×10^3 |
| 衝突周波数 (sec^{-1}) | 10^2 | 1×10^3 | 2.5×10^5 |

表 2-3 三層電離層のプラズマパラメータ。

式(2-56)中の行列(a_{ij})の各要素は次のように与えられる。

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{1,1} = 1 \\ a_{1,2} = 1 \\ a_{1,3} = -1 \\ a_{1,4} = -1 \\ a_{1,5} = -1 \\ a_{1,6} = -1 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{2,1} = \rho_a \\ a_{2,2} = \rho_b \\ a_{2,3} = -\rho_a \\ a_{2,4} = -\rho_b \\ a_{2,5} = -\rho_a \\ a_{2,6} = -\rho_b \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{3,1} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(1)} \rho_a \\ a_{3,2} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(1)} \rho_b \\ a_{3,3} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(2)} \rho_a \\ a_{3,4} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(2)} \rho_b \\ a_{3,5} = -a_{3,3} \\ a_{3,6} = -a_{3,4} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{4,1} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(1)} \\ a_{4,2} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(1)} \\ a_{4,3} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(2)} \\ a_{4,4} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(2)} \\ a_{4,5} = -a_{4,3} \\ a_{4,6} = -a_{4,4} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{5,3} = \alpha \\ a_{5,4} = \beta \\ a_{5,5} = \gamma \\ a_{5,6} = \delta \\ a_{5,7} = -\varepsilon \\ a_{5,8} = -\zeta \\ a_{5,9} = -\eta \\ a_{5,10} = -\kappa \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{6,3} = \rho_a \alpha \\ a_{6,4} = \rho_b \beta \\ a_{6,5} = \rho_a \gamma \\ a_{6,6} = \rho_b \delta \\ a_{6,7} = -\rho_a \varepsilon \\ a_{6,8} = -\rho_b \zeta \\ a_{6,9} = -\rho_a \eta \\ a_{6,10} = -\rho_b \kappa \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{8,3} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(2)} \alpha \\ a_{8,4} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(2)} \beta \\ a_{8,5} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(2)} \gamma \\ a_{8,6} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(2)} \delta \\ a_{8,7} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(3)} \varepsilon \\ a_{8,8} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(3)} \zeta \\ a_{8,9} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(3)} \eta \\ a_{8,10} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(3)} \kappa \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{7,3} = -\rho_a a_{8,3} \\ a_{7,4} = -\rho_b a_{8,4} \\ a_{7,5} = -\rho_a a_{8,5} \\ a_{7,6} = -\rho_b a_{8,6} \\ a_{7,7} = -\rho_a a_{8,7} \\ a_{7,8} = -\rho_b a_{8,8} \\ a_{7,9} = -\rho_a a_{8,9} \\ a_{7,10} = -\rho_b a_{8,10} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{9,7} = \lambda \\ a_{9,8} = \mu \\ a_{9,9} = \nu \\ a_{9,10} = \zeta \\ a_{9,11} = -\tau \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a_{10,7} = \rho_a \lambda \\ a_{10,8} = \rho_b \mu \\ a_{10,9} = \rho_a \nu \\ a_{10,10} = \rho_b \zeta \\ a_{10,12} = -\tau \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{12,7} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(3)} \lambda \\ a_{12,8} = (\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(3)} \mu \\ a_{12,9} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_a^{(3)} \nu \\ a_{12,10} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) n_b^{(3)} \zeta \\ a_{12,11} = -(\hbar_0/\omega\mu_0) \tau \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} a_{11,7} = -\rho_a a_{12,7} \\ a_{11,8} = -\rho_b a_{12,8} \\ a_{11,9} = -\rho_a a_{12,9} \\ a_{11,10} = -\rho_b a_{12,10} \\ a_{11,12} = (\hbar_0/\omega\mu_0) \tau \end{array} \right.$$

t として $\alpha = \exp(-i k_0 n_a^{(2)} z_{23})$, $\beta = \exp(-i k_0 n_b^{(2)} z_{23})$, $\gamma = \exp(i k_0 n_a^{(2)} z_{23})$,
 $\delta = \exp(i k_0 n_b^{(2)} z_{23})$, $\varepsilon = \exp(-i k_0 n_a^{(3)} z_{23})$, $\zeta = \exp(-i k_0 n_b^{(3)} z_{23})$,
 $\eta = \exp(i k_0 n_a^{(3)} z_{23})$, $\kappa = \exp(i k_0 n_b^{(3)} z_{23})$, $\lambda = \exp(-i k_0 n_a^{(3)} z_{3f})$,
 $\mu = \exp(-i k_0 n_b^{(3)} z_{3f})$, $\nu = \exp(i k_0 n_a^{(3)} z_{3f})$, $\xi = \exp(i k_0 n_b^{(3)} z_{3f})$,
 $\tau = \exp(-i k_0 z_{3f})$ である。以上の表式中の z_{ij} は境界のレベルを表わし,
 z_{3f} は第3層と自由空間との境界レベルを表わす。式(2-56)の
 右辺の I_i は次のように与えられる。 $I_1 = -1$, $I_2 = -\rho_a$, $I_3 = (k_0/\omega\mu_0) n_a^{(1)} \rho_a$,
 $I_4 = -(k_0/\omega\mu_0) n_a^{(1)}$ である。他の要素はすべて零である。以上は非終端
 モデルに対する表示であるが、終端モデルの場合には次のような要素の
 変換が必要である。すなわち $a_{9,11} = -\sin k_0(h - z_{3f})$, $a_{10,12} = a_{9,11}$,
 $a_{11,12} = -i \cos k_0(h - z_{3f})$, $a_{12,11} = i \cos k_0(h - z_{3f})$.

b) 数値計算結果および討論

図2-3は反射係数 $|R|$ の伏角に対する変化を描いたものである。用いた周波数は1kHz, 5kHzおよび10kHzである。実線は非終端モデル, 破線は終端モデルの結果である。終端モデルでは電離層・地表間隔は85kmと採っている。変換係数(conversion coefficient) R_{ab} は無視し得る程度であるので, ここでは触れない。図から非終端モデルに対する一般的傾向として, 伏角が大きくなるにつれ反射係数が増大するようである。これは次のように考えられる。

- (i) 伏角の小さい低緯度では, 下部電離層は下降ホイッスル波に対して主として吸収体として作用する。
- (ii) 一方高緯度では, 吸収が少ないため下部電離層は下降ホイッスル波に対して反射体として作用する。

次に終端モデルと非終端モデルの結果との比較から, 次の点に指摘できる。

- (i) 伏角が 4° 以下の低緯度では, 終端モデルの結果は非終端モデルの結果とはほとんど一致する。
- (ii) しかし伏角が 4° 以上になると, 終端モデルの結果は非終端モデルの結果とは有意な差を示す。

非終端モデルの結果の要旨(i)からわかるように, 低緯度では下部電離層中での吸収がきわめて大きいので, 下部電離層を通過した波自体著しく減衰している。そのための地表からの反射は全体の反射係数にはなんらの影響も及ばない。ところが高緯度では下部電離層中での吸収が少なくなるため, 下部電離層を透過した波の地表からの反射は重要な働きをしていることが理解される。図中の大きな振幅は鋭い境界のために起こる波の干渉効果による。したがって層の数を増せば, 図の曲線をならした

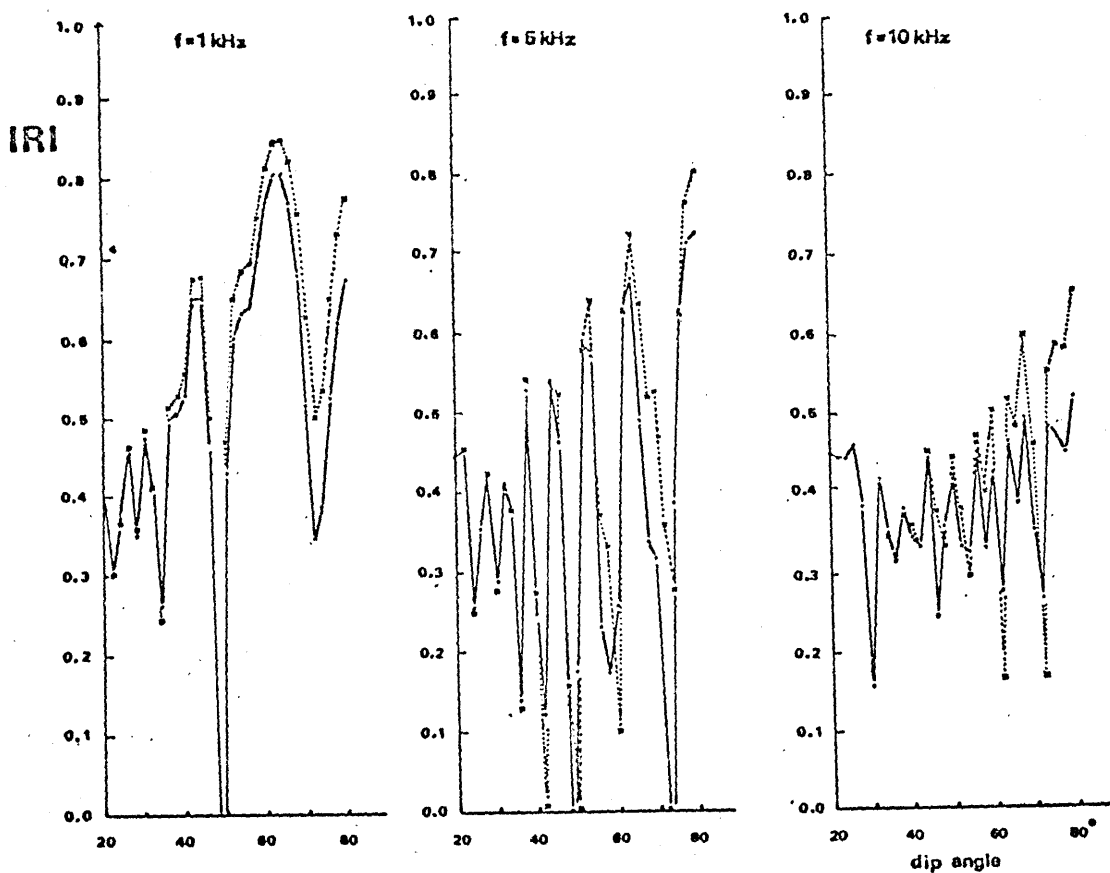


図 2-31 反射係数の磁場伏角に対する変化。実線は非終端モデル，点線は終端モデルの結果である。

ものに近いであろう。

反射係数は各レベルでの反射および透過をすべて加え合せて結果であるので、各領域からの全体の反射係数への寄与を調べるのには不向きである。そこで、電磁界の高度分布を用いて、この点を考察してみよう。図 2-32, 2-33 は 周波数 1 kHz, 10 kHz に対する、伏角が 20°, 40°, 80° の際の電界の z 成分 $|E_z|$ の高度分布を示しているものである。実線は非終端モデル，点線は終端モデルの結果である。参考のために各領域の境界が矢印で示されている。伏角 40° の場合には点線は省略してある。図 2-32 の周波数 1 kHz の場合としてみよう。伏角が 20° のような低緯度では下降ホップス波は 180 km および 115 km 前後の反射レベルにおいて分反射を受けることか、115 km 以上高での定在波パターンによる理解される。E 領域では波の減衰

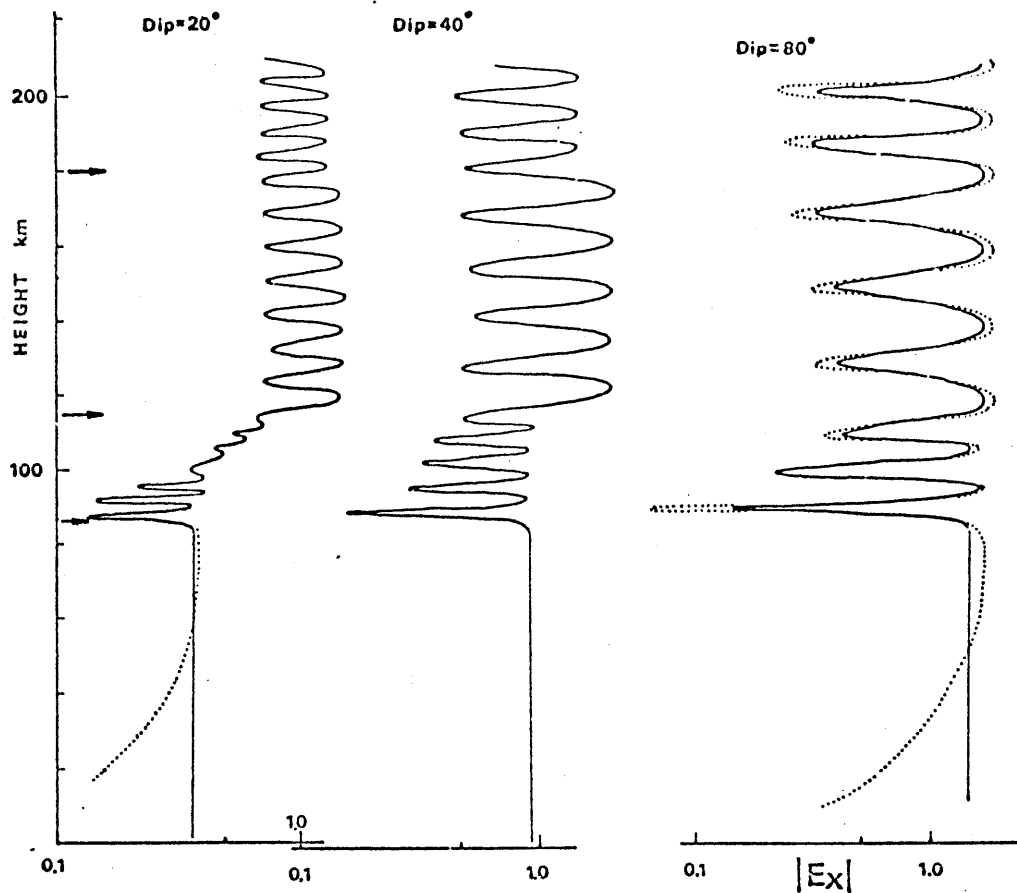


図 2-32 周波数 1 kHz における電界 $|E_x|$ の高度分布。

は無視し得るが、D 領域では顕著な吸収損失による波の減衰が認められる。しかし D 領域中においても定在波パターンが存在することは D 層の下端部からの反射も存在することと示唆している。ところの周波数が 10 kHz の場合 (図 2-33) の伏角 20° の場合には、D 領域内において定在波波形は認められな。これは高周波のため、吸収損失が著しく増加していることに起因していると考えられる。両周波数とも伏角が 20° の場合には、終端モデルの結果は非終端モデルの結果と一致し、地表からの反射は有意な寄与はない。次に伏角が 80° の高緯度における結果に注目してみよう。D 領域での吸収は、波面法線方向と磁場となす角が小さいため、きわめて小さくなる。このため波は伏角が 20° の場合よりもより低

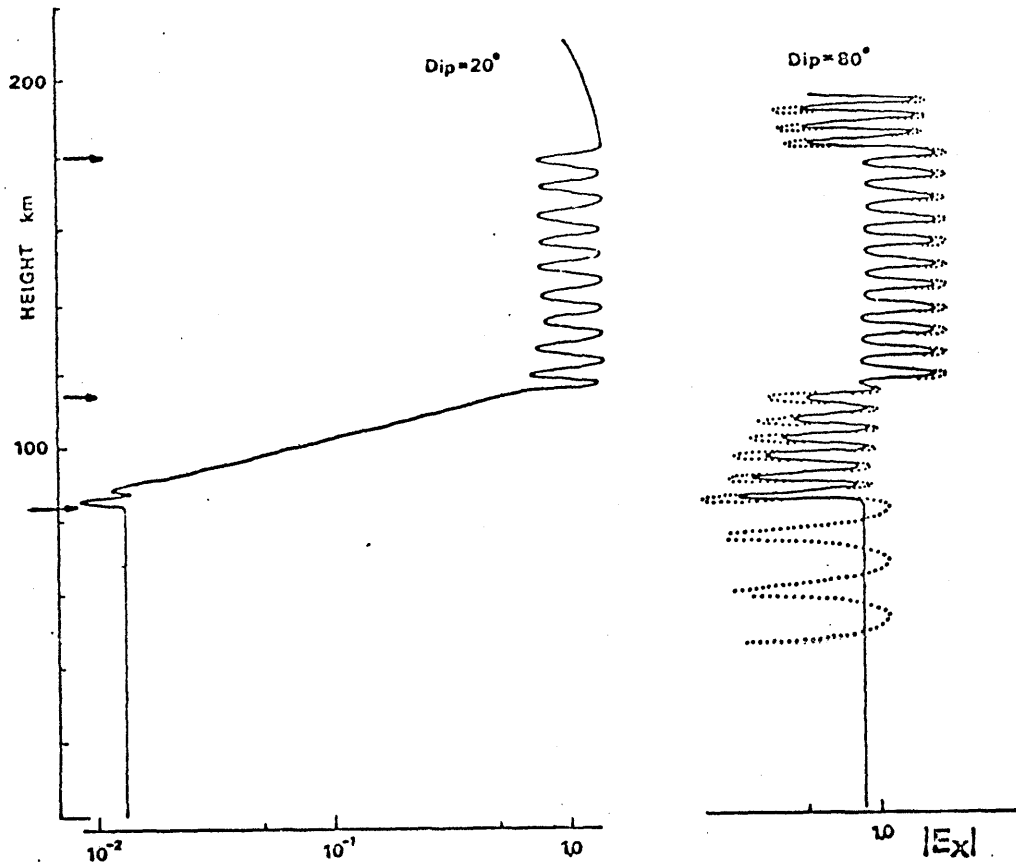


図 2-33 周波数 10 kHz における電界 $|E_x|$ の高度分布。

高度までも侵入するようである。地表の効果を考慮した際には、電界の高度分布は非終端モデルとは異なる。これは高緯度では電離層内反射のみならず、地表からの反射も重要な因子であることを示している。以上から高緯度における VLF 波の下降位相を論ずる際には、地表の影響を必ず考慮しなければならない。オーロラ帯における VLF 放射の入射角、偏波の観測から、Tanaka⁴⁴⁾ は下降波・電離層への再透過の重要性をすでに示唆している。10 kHz になると D 領域での減衰はかなり増大するが、低緯度に比較すれば著しく少ない。やはり地表の強力な反射体としての作用を見落すわけにはいかない。最後に伏角 4° の場合にはもはや地表効果は無視できないことを言い添えておく。

以上の議論から伏角が 40° 以上の緯度帯では地表からの反射が電離層中の反射と同様重要であることが明らかにされたが、電離層も三層に近似しているため、地表反射の定量的評価は不可能である。そこで図 2-30 の E 層以下の下部電離層を五層に分割し、非終端モデルおよび終端モデルに対する反射および透過係数を評価した。その結果を図 2-34, 2-35 に示す。図 2-34 は周波数 1kHz 、また図 2-35 は周波数 20kHz の結果である。・印で示しているのが実際の計算値で、太い実線はそれらの中央値あたりを採った曲線である。さらに層数を増せば、この太い実線あたりに近づくであろう。図はすべてエネルギー収支で示したもので、非終端モデルでは反射 (reflection), 吸収損失 (absorption loss) および透過 (transmission) にあずかる電力が入射電力を 1 としに表示している。終端モデルでは問題となる反射分だけが描かれている。図 2-34 の 1kHz における非終端モデルの結果において重要な点は次のように要約できる。

- (i) 伏角が 20° 以下の低緯度では、入射波エネルギーの大部分が吸収として消費される。
- (ii) 30° から 40° 程度から 40° 程度にかけて、透過エネルギーおよび吸収損失がそれぞれ急激に増加および減少する。しかし反射エネルギーはほぼ同じ程度に変化しない。
- (iii) さらに伏角が大きくなり 60° 以上では、反射、吸収および透過はほとんど伏角には依存せず、ほぼ一定と考えられる。

次に 20kHz の非終端モデルの結果は、 1kHz の場合と比べて以下のような差異がある。

- (i) 一般的にいて吸収損失の著しい増加が認められる。
- (ii) 透過の急激な増加の起こる伏角が高緯度側にずれる。

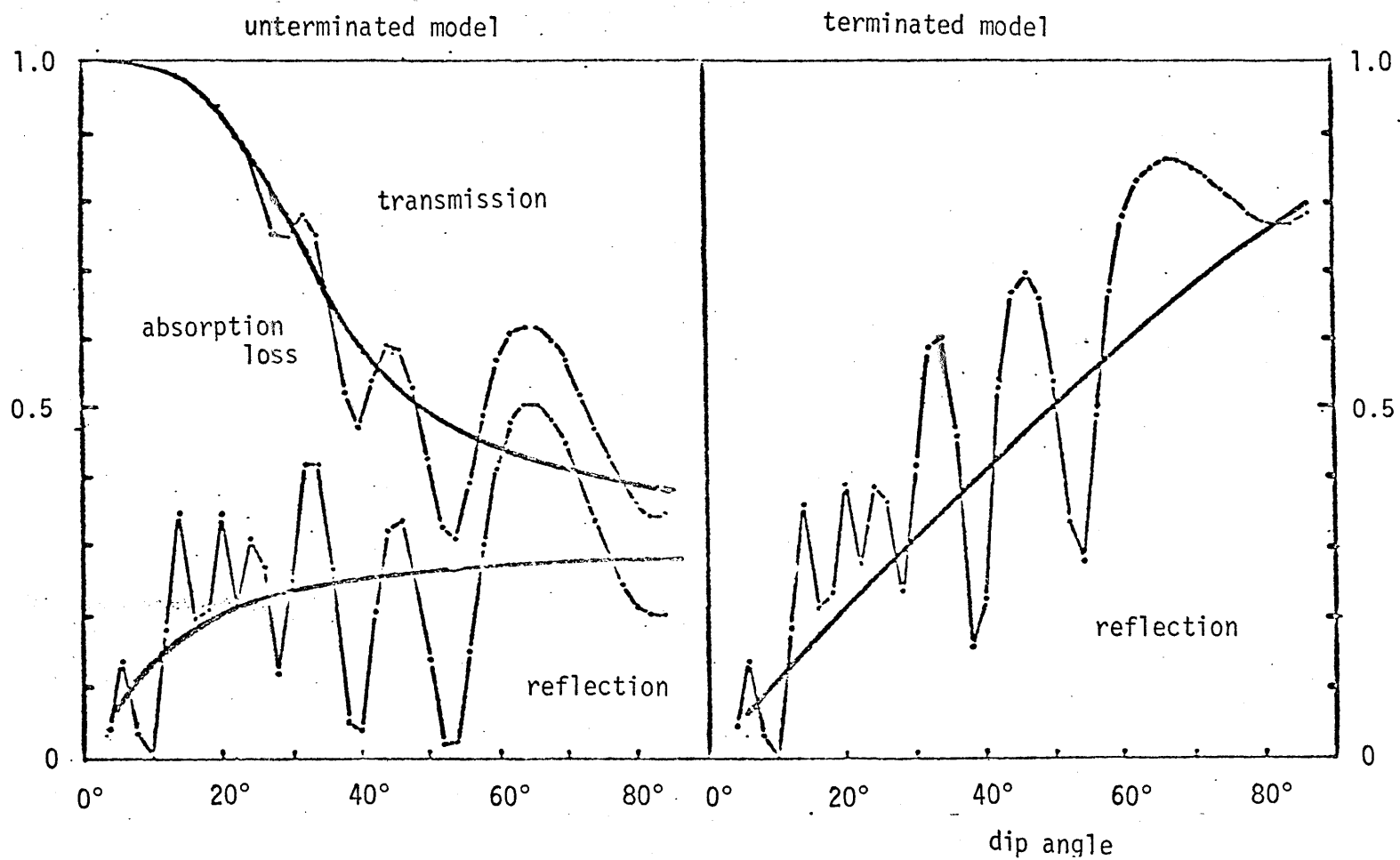


図2-34 非終端モデル および 終端モデルに対する入射電力の分配を示す図(周波数1kHz)。

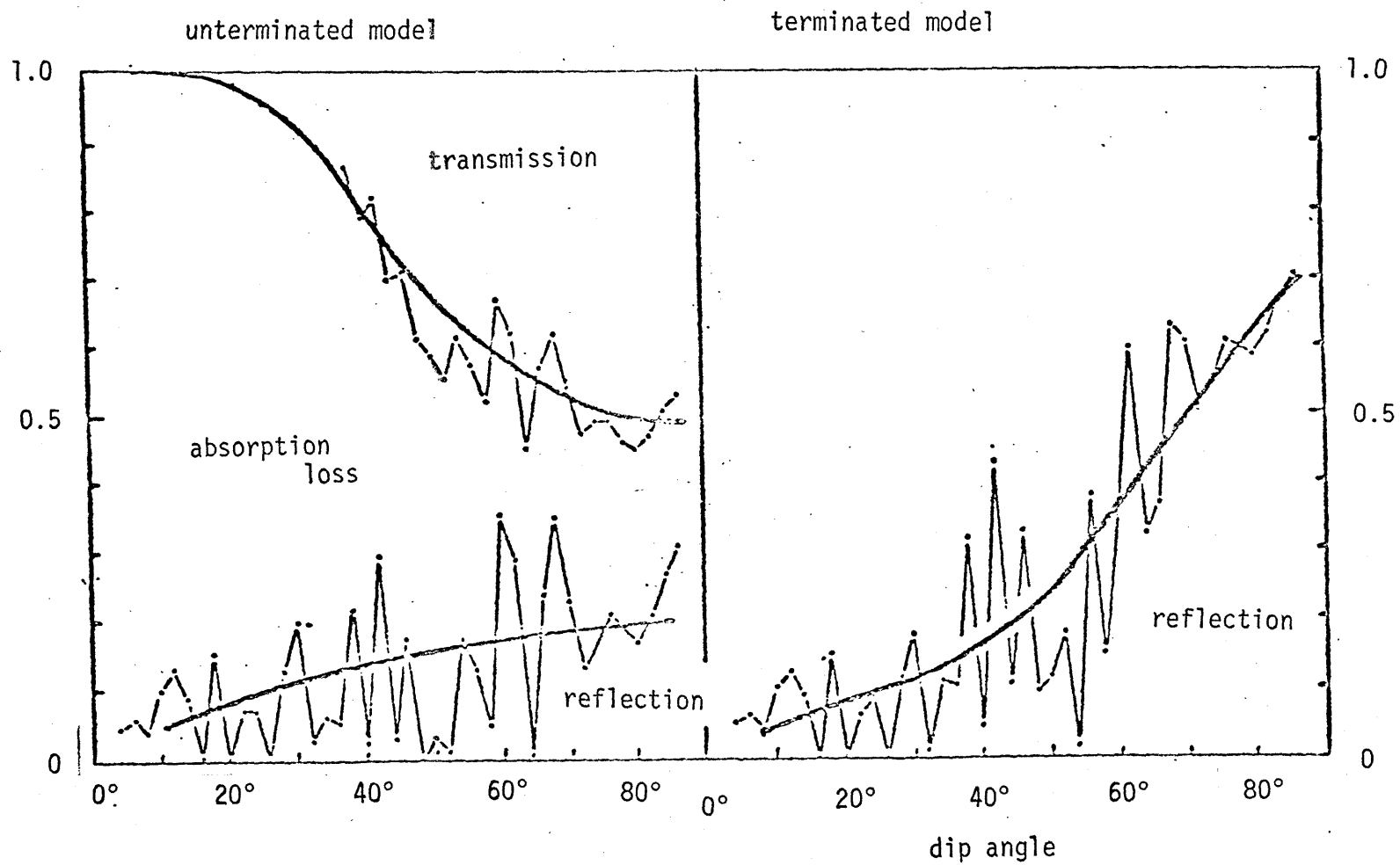


図 2-35 周波数 20 kHz に対する結果。

また地表反射の交差の緯度変化は、非終端モデルと終端モデルとの比較から

(i) 前述した三層モデルでも明らかになったように、伏角 40° 前後を境として、より低緯度側では反射エネルギーはほとんど変化しない。

(ii) より高緯度側では、反射エネルギーは伏角とともに急激に上昇する。

の二点が気付かれる。要する(ii)について数値を示してみると、1 kHz の伏角 80° の場合の非終端モデルの反射エネルギーは入射波エネルギーの 25% 程度であるが、終端モデルでは $\sim 75\%$ に増加している。20 kHz の際にも大むね同程度の強度の増大が認められよう。

2-6 結 言

本章と終わるにあたり、本章で得られた結果と要約する。まず低周波電波、電離層への透過に関する理論的研究により、

- (i) 高緯度での取り扱いから、下部電離層の電子密度勾配が低周波電波の伝ぱんに著しい影響をもっていること。また波の干渉効果が重要な働きをすること。
- (ii) VLF, ELF電波の赤道帯電離層透過はトンネル効果により可能で、その最大透過周波数は1 kHz前後であること。
- (iii) 磁気緯度 40° 以上の領域では、電離層下からの電波は容易にホムスラ波として電離層内へ進入していく。すなわちこの緯度帯では昼夜とも大した損失もなく下部電離層を透過する。
- (iv) 低緯度では、ホムスラ波の電離層透過損失は強い緯度依存性と強い周波数依存性を示す。特にこの傾向は吸収の強い昼間において顕著である。
- (v) ホムスラ伝ぱんには明らかに方位角依存性が存在すること。

等の結果が得られた。

また下部電離層中のホムスラ波に関するロケット実験より

- (i) 磁気緯度 20° の低緯度でもE層以高では十分Q_L近似が成立すること。
- (ii) F₂層以下の高度ではダクトの存在は認められなかったこと。
- (iii) 源からかなりの距離伝ぱんした後でも、ホムスラ波として電離層へ進入することもあり得ること。

なとか明らかになった。

次に下降ホムスラ波の電離層伝ぱんに関する研究から明らかになった諸点を列記すると、

- (i) 下降ホップスラ波、波面法線方向の透過円錐外にある際の波の反射レベルは入射角に依存すること。また南北による反射レベルの非対称が存在すること。
- (ii) 波面法線方向の透過円錐内にある時の下降ホップスラ波の透過係数はかなり大きく、地表からの反射が交わる可能性のあること。
- (iii) 極伝ぱんにおいて地表の存在を考慮すると、下降ホップスラ波の反射係数は地表を無視した場合に比し、著しく1に近づく。これは下降ホップスラ波に対して地表は強力な反射体として作用し、電離層透過波は再び電離層へ進入していくことを意味する。
- (iv) 極伝ぱんと任意の磁気緯度の場合に拡張した結果、磁場の傾角が 40° 以下の緯度帯ではD層での吸収が交わるため地表反射は無視して差し支えないが、 40° 以上の緯度帯では少なからず地表反射の影響が現われることが明らかになった。特に高緯度の現象を取り扱う際には、十分の注意が必要である。

である。

本章は異方性、不均質電離層中のホップスラ波の伝ぱん特性を明らかにしたにとどまらず、第3章でのホップスラ波、磁気圏内伝ぱんの問題とも密接に関連していることを忘れてはならない。

参考文献

- (1) Bremmer, H.G. : Terrestrial radio waves, Elsevier Pub.Co.(1949).
- (2) Budden, K.G. : The reflection of very low frequency waves at the surface of a sharply bounded ionosphere with superposed magnetic field, Phil.Trans. 42, 833(1951).
- (3) Wait, J.R. and Perry, L.B. : Calculations of ionospheric reflection coefficients at very low frequencies, J.Geophys.Res. 62, 43(1957).
- (4) Johler, R. and Walters, L.C. : On the theory of reflection of low- and very-low-radiofrequency waves from the ionosphere, J.Res.Natn.Bur.Stand. 64D, 269(1960).
- (5) Helliwell, R.A., Katsufakis, J. and Carpenter, G.B. : Tech.Rep.No.1 Radioscience Lab. Stanford Univ.(1962).
- (6) Budden, K.G. : The numerical solution of differential equations governing reflection of long radio waves from the ionosphere I, Proc.Roy.Soc. A227, 516 (1955a), The numerical solution of differential equations governing reflection of long radio waves from the ionosphere II, Phil.Trans. A248, 45(1955b).
- (7) Barron, D.W. and Budden, K.G. : The numerical solution of differential equations governing reflection of long radio waves from the ionosphere III, Proc. Roy.Soc. A249, 387(1959).
- (8) 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.Atmosph.Terr.Phys. 28, 17(1966).
- (9) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : On the reflection of whistler-mode waves from model lower ionospheres, Proc.Res.Inst.Atmosph. Nagoya Univ. 19, 21(1972), Wave-interference effect in whistler-mode reflection coefficients for model lower ionospheres, J.Geomag.Geolect. 23, 419(1971).
- (10) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Tunneling transmission through the equatorial ionosphere of VLF and ELF electromagnetic waves, J.Atmosph.Terr.Phys. 35, 851(1973).
- (11) Maynard, N.C., Aggson, T.L. and Heppner, J.P. : Electric field observations of ionospheric whistlers, NASA, GSFC-X-645-70-11(1970).
- (12) Hayakawa, M., Ohtsu, J. and Iwai, A. : On the propagation of ionospheric whistlers at low latitude, J.Atmosph.Terr.Phys. 35, 1677(1973).

- (13) Storey, L.R.O. : An investigation of whistling atmospherics, Phil.Trans. Roy. Soc. A246, 113(1953).
- (14) Laaspere, T. et al. : Study of the phenomena of whistler echoes, J.Res.Natn. Bur.Stand. 69D, 407(1966).
- (15) Hayakawa, M. and Okada, T. : On the reflection level in the ionosphere of downcoming whistler waves, to be submitted.
- (16) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Transmission and reflection of magnetospheric whistlers in the lower exosphere and ionosphere, Planet.Space Sci. 20, 1895(1972).
- (17) 早川 ; 下降ホムス波の電離層内反射機構について, 信学論, 57-B, 177(1974).
- (18) Hayakawa, M. : On the ionospheric reflection of downcoming whistler waves including the ground effect, Pure Appl.Geophys. in press
- (19) Clemmow, P.C. and Heading, J. : Coupled forms of the differential equations governing radio propagation in the ionosphere, Proc.Camb.Phil.Soc. 50, 413(1954).
- (20) Barrington, R.E. and Thrane, E.V. : The determination of D-region electron density from observations of cross modulations, J.Atmosph.Terr.Phys. 24, 31(1962).
- (21) Maeda, K. : Mid-latitude electron density profiles as revealed by rocket experiments, J.Geomag.Geolect. 21, 151(1969):
- (22) Budden, K.G. : Radio waves in the ionosphere, Cambridge Univ.Press(1961).
- (23) Gurnett, D.A. : Observations of VLF hiss at very low L values, J.Geophys.Res. 73, 1096(1968).
- (24) Kimura, I. : Equatorial ELF hiss observed by POGO satellites, Proc.IASY Symp. Inst.Space Aeronaut.Sci. Tokyo Univ. p.105(1968), ibid p.184(1970).
- (25) Pitteway, M.L.V. : The numerical calculation of wave-fields, reflection coefficients and polarization of long radio waves in the ionosphere, Phil.Trans.Roy.Soc. A257, 219(1965).
- (26) Helliwell, R.A. : Whistlers and related ionospheric phenomena, Stanford Univ. Press(1965).
- (27) Scarabucci, R.R. : Satellite observations of equatorial phenomena and defocusing of VLF electromagnetic waves, J.Geophys.Res. 75, 69(1970).
Hayakawa, M. : Non-ducted two-hop whistlers in the inner magnetosphere deduced from rocket measurement, Planet.Space Sci. in press.
- (28) Allcock, G.McK. : The reception of whistler mode signals at a point remote from the transmitter's conjugate point, J.Geophys.Res. 71, 2285(1966).

- (29) Iwai,A.,Kamada,T.,Ohtsu,J. and Hayakawa,M. : Observation of VLF transmissions in the magnetosphere on board the Japanese satellite "REXS",Proc.Symposium on Scientific Satellites, Inst.Space Aeronaut.Sci. The Univ. of Tokyo, p.44(1972).
- (30) Smith,R.L. : Propagation characteristics of whistlers trapped in field-aligned columns of enhanced ionization, J.Geophys.Res. 66,3699(1961).
- (31) Ratcliffe,J.A. : The magnetoionic theory and its application to the ionosphere, Cambridge Univ.Press(1959).
- (32) Mlodnosky,R.F. and Garriot,O.K. : The VLF admittance of a dipole in the lower ionosphere, Proc.Int.Conf.Ionosphere, Inst.Physics and Physical Soc. London, p.484(1963).
- (33) Storey,L.R.O. : The design of an electric dipole antenna for VLF reception within the ionosphere, Tech.Rep. 308 TC, Centre National D'Eudes des Telecommunications(1963).
- (34) Budden,K.G. : The waveguide mode theory of the propagation of VLF radio waves Proc.IRE 45,772(1957).
- (35) Wait,J.R. : Propagation of very-low-frequency pulses to great distances, J.Res. Natn.Bur.Stand. 61D,187(1958).
- (36) Otsu,J. : The numerical study of twecks based on waveguide mode theory, Proc. Res.Inst.Atmosph.Nagoya Univ. 7,58(1960).
- (37) Chapman,F.W. and Macario,R.C.V. : Propagation of audio-frequency radio waves to great distances, Nature 177,930(1956).
- (38) Kennel,C.F. and Petscheck : Limit on stably trapped particle fluxes, J.Geophys. Res. 71,1(1966).
- (39) Hines,C.O. : Heavy-ion effects on audio frequency radio propagation, J.Atmosph. Terr.Phys. 11, 36(1957).
- (40) Chan,K.L. and Colin,L. : Global electron density distribution from topside soundings, Proc.IEEE 57,990(1969).
- (41) Farley,D.T. : Observations of the equatorial ionosphere using incoherent backscatter, in Electron density profiles in ionosphere and exosphere (edit.J.Frihagen),p.446, North-Holland Pub.Co.(1966).
- (42) Ohtsu,J. and Iwai,A. : Low latitude noise whistlers, Proc.Res.Inst.Atmospherics Nagoya Univ. 14,15(1967).

- (43) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : On the reflection of whistler-mode waves from model lower ionospheres, Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ. 19, 21 (1972). Wave interference effect in whistler mode reflection coefficients for model lower ionospheres, J. Geomag. Geo-elect. 23, 419 (1971).
- (44) Tanaka, Y. : VLF hiss observed at Syowa Base, Proc. Res. Inst. Atmospherics Nagoya Univ. 19, 33 (1973).

第3章 ホイッス波の磁気圏内伝播

3-1 まえがき

第2章の前半での議論から電離層下の雷放電やVLF送信局からの電波のかたりの部分がホイッス波として電離層を透過し、磁気圏へ進入していくことがわかった。これらのホイッス波の地上や人工衛星での受信では、磁気圏内伝播が最も重要な因子となってくる。磁気圏内伝播にはダクト伝播と非ダクト伝播との二種類が存在することはすでに述べた。ダクト伝播は1961年に Smith¹⁾ によってじめて提唱されて以来、地上で観測されるホイッス波はこのような磁力線に沿って発達したホイッスダクトに捕捉された伝播だと考えられてきた。しかしホイッスダクトの存在の直接的な検証は長らく得られていなかった。最近 Angerami(1970)²⁾ は衛星観測により Smith の理論から予測される新しい種類のホイッス波を発見し、ダクトの存在を明らかにするとともに、ダクトの電子密度の周囲に対する増加率(enancement factorという)や、ダクトのスケール等に関する情報を得た。他方非ダクト伝播のホイッス波の衛星観測の結果が最近いろいろと報告されはじめており、今後いろいろな種類の非ダクト伝播モードのホイッス波が飛翔体で発見されるだろう。

以上のことをふまえ、本章の内容を述べる。

3-2節では、磁気圏のような媒質変化のゆるやかな領域での電波伝播を取り扱う手法として、2-2節で述べた波動論の近似的取り扱いの幾何光学的取り扱いを簡単に紹介する。この幾何光学的手法は3-3節および3-4節における磁気圏内のホイッス波の伝播路を追跡するのに用いている。

3-3節では中低緯度ホイッス波のダクト伝播についての研究を述べる。まず3-3-1節では空電研究所の三観測所の同時観測結果中に見いだされたダクトの存在を強く暗示するデータを示す。日没時および夜間時のホイッス波の同時観測の詳しい解析が示され、理論的考察を加味して両時間

帯のホッスラともダクト伝ぱんによ、このみ解釈^{3,4)}を得ることを示す。さらに
多角同時観測によりホッスラの下降角緯度が決定できることを指摘する。
磁気圏内伝ぱんがダクト伝ぱんで、しかもその下降角緯度が決定できれば、
数角の異なる緯度の分散値から電子密度分布を求めることが可能と
なり、低緯度ホッスラの最大の欠角が取り除かれたことになり、低緯度
ホッスラは内部磁気圏研究に十分寄与することあできよう。

地上観測の結果は幾分間接的であるので、ダクトの存在を直接
的手法で明らかにする必要がある。そこで電離層内においてホッスラ波の波
面法線方向のロケット観測と行ない、有意義な結果を得た。⁵⁾すなわち、
日没時ホッスラの波面法線方向の特性がダクト伝ぱんの理論的予測と
よく一致していることが明らかとなり、日没時ホッスラはダクト伝ぱんによ、
いることが確められた。さらに第2章の後半で考察した下降ホッスラ波
の電離層突抜け特性と実験的に明らかにしたのも本報告の世界で
初めてである。

次に地上のルーチン観測の統計結果と衛星で測定された磁気
圏電子密度分布と比較することによ、日没時および夜間時のダクトの性
質を考察する。その結果、日没時ホッスラダクトはきわめて大きな enhance-
ment factor のもので、赤道異常と強く関連することはまちがいないで
あろう。他方夜間の低緯度ダクトはせいぜい10%程度の enhancement
factor で、かつ小さな enhancement factor のダクトによる捕提
機構が議論されている。⁶⁾

3-4節では20°以下の超低緯度において磁気線に沿った伝ぱ
んのエレクトロインホッスラやハイブリッドホッスラが多数佐々島観測所にお
いて観測されている。このような緯度帯では従来の Smith 流のダクト伝ぱん
は起り得ず、いかなる伝ぱん姿態のかが問題である。これに対し、ホッスラ

波の波長よりもずっと薄いようなダクトでは表面波モードとして捕捉される可能性が高いことを示す。このような薄いダクトとしては、衛星ではしばしば観測される数km程度の大きさのHFダクトを考慮することができる。⁷⁾

以上はダクト伝搬に関する議論であるが、3-5節ではダクトによらない、いわゆる非ダクト伝搬ホップスのロケット観測例を示す。非ダクト伝搬によるホップスは電離層透過条件を満足する場合は稀で、衛星やロケットにおいて主として受信される。3-5節ではK-GM-26号ロケットによる非ダクト伝搬ホップスの特性を示し、その伝搬特性から内部磁気圏電子密度分布の緯度効果、すなわち低緯度の特徴ともいえる赤道異常の存在によってうまく説明できることを示した。⁸⁾

3-2 幾何光学論的取り扱い

幾何光学論は波動論の近似的取り扱いで、波の波長が媒質の特性長よりも短い時に有効であることは2-2節ですでに述べた。幾何光学論はフェルマの原理 (Fermat's principle) を根幹とする理論で、これでは波のエネルギーについての情報は得られず、主としてその伝播経路を決定するのに用いる。ホムス波の磁気圏内伝播経路の計算はフェルマの原理から導かれた微分方程式の数値解法によっている。詳しいことは Haselgrove⁹⁾ を参照されたい。伝播経路の追跡では、伝播につれての波面法線方向の変化や群遅延時間 (group delay time) も知ることができる。伝播経路の追跡 (レイトレーシング, ray tracing) にはホムス波に対する屈折率を場所の関数として与えねばならない。したがってホムス波の屈折率について十分理解しておく必要がある。冷たいプラズマ (cold plasma) と仮定すると、無相屈折率 μ^2 は次式で与えられる。¹⁰⁾

$$A \mu^4 - B \mu^2 + C = 0 \quad (3-1)$$

式(3-1)の解として

$$\mu^2 = \frac{B \pm F}{2A} \quad (3-2)$$

が得られる。ただし

$$\begin{cases} A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta \\ B = RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta) \\ C = PRL \\ F^2 = B^2 - 4AC \end{cases} \quad (3-3)$$

である。式(3-3)において θ は波面法線と地球磁場とのなす角を、また R, L, P, S および D は次のように表わされる。

$$\left\{ \begin{array}{l} R = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{He}} \right) - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \omega_{Hi}} \right) \\ L = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \omega_{He}} \right) - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{Hi}} \right) \\ P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \\ S = \frac{1}{2} (R + L) \\ D = \frac{1}{2} (R - L) \end{array} \right. \quad (3-4)$$

ここに $\omega_p (= 2\pi f_p)$ はプラズマ角周波数を, また $\omega_H (= 2\pi f_H)$ はジャイロ角周波数を表わす。添字 e および i はそれぞれ電子とイオンに属することを示す。式(3-2)において電子のみを考慮し, 磁気圏伝ぱんで遭遇する条件, すなわち $f \ll f_{He} < f_{pe}$ で, しかも電子衝突を無視すると, ホイッスル波に対する位相屈折率は

$$\mu^2 = \frac{f_{pe}^2}{f f_{He} \cos \theta} \quad (3-5)$$

で与えられる。^{11,12)} すると群屈折率 (group refractive index) μ_g は

$$\mu_g = \frac{d}{df} (\mu f) \cong \frac{1}{2} \mu \quad (3-6)$$

となる。さらにホイッスルにおいて最も重要な点である異方性の効果として, 波面法線方向とエネルギー伝ぱん方向 (ray direction) とは異なり, その結果ホイッスル波は磁力線に沿って伝ぱんし易いことになる。^{11,12)} エネルギー伝ぱん方向と波面法線方向とは α の角をなす。¹⁰⁻¹²⁾

$$\tan \alpha = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \quad (3-7)$$

上式に 式(3-5)のホイッスル波に対する屈折率表示を代入して計算すると

$$\tan \alpha = -\frac{1}{2} \tan \theta \quad (3-8)$$

という近似式が得られる。

以上のことを考慮して、ホムス波の伝播に伴う群遅延時間

T は

$$T(f) = \int \frac{\mu_r'}{c} ds \quad (3-9)$$

で求められる。ただし μ_r' は group-ray refractive index で、 $\mu_r' = \mu_g \cos \alpha$ で求められる。式(3-6)と(3-8)を用いて変形すると、式(3-9)は次のようになる。

$$T(f) = \left[\frac{1}{2c} \int \frac{f_{pe}}{\sqrt{f_{He}}} \left(\frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos \theta}} \right) ds \right] \times f^{-\frac{1}{2}} \quad (3-10)$$

すると $T(f)$ は $f^{-\frac{1}{2}}$ と比例関係にあり、これがとりもなおさずホムス波の特徴的なヒューという gliding tone を表わす。式(3-10)にて比例定数を D とすると

$$D = \frac{1}{2c} \int \frac{f_{pe}}{\sqrt{f_{He}}} \left(\frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos \theta}} \right) ds \quad (3-11)$$

となる。この D を我々は“分散”と呼んでいる。もし伝播が完全に磁力線に沿っている場合には、式(3-11)は

$$D = \frac{1}{2c} \int \frac{S_{pe}}{\sqrt{f_{He}}} da \quad (3-12)$$

となる。したがって、分散 D を測定することにより、媒質の電子密度を知ることができる。

低周波になってくると、イオンの効果が重要となってくる。特に波の周波数が低部混成共鳴周波数(Lower hybrid resonance frequency)よりも低くなると、イオンが本質的な動きをする。つまり電子だけの場合には磁場を横切る伝播は許されないが、周波数が低部混成周波数よりも低くなると、磁場を横切る伝播が可能となる。

最後に伝播路の追跡に必要な地球磁場のモデルを紹介する。地球磁場のモデルとしてはダイポール型(centered dipole model)を採用し、

次式は電子ジャイロ周波数は与えられる。

$$f_{He} = f_{Ho} \left(\frac{r_E}{r} \right)^3 \left(1 + 3 \cos^2 \theta \right)^{1/2} \quad (3-13)$$

ただし f_{Ho} は赤道の地上における電子ジャイロ周波数で、 870kHz ととてある。

また r は地球中心からの距離、 θ は余緯度 として r_E は地球半径である。

3-3 中, 低緯度ホィスラのダクト位置

3-3-1 ダクト位置を示唆する地上観測結果

空電研究所の三観測所の緯度および経度を表3-1に示す。佐久島,

| 観測所 | 地理 | | 磁気 | |
|---------|--------|---------|--------|---------|
| | 緯度 | 経度 | 緯度 | 経度 |
| 鹿児島(KA) | 31°31' | 130°46' | 20°40' | 197°56' |
| 佐久島(SA) | 34°43' | 137°02' | 24°08' | 203°19' |
| 母子里(MO) | 44°22' | 142°16' | 33°57' | 206°23' |

表3-1 三観測所の緯度および経度

母子里両観測所は、その磁気経度の差がわずか、おおよそ同一磁気子午面内にあると考えよい。このことはホィスラの電離層下の位置を調べる際には好都合である。ところが鹿児島は幾分佐久島、母子里の子午面からはずれている。まず中, 低緯度ホィスラの発生数の平均的な日変化パターンを示そう。図3-1は

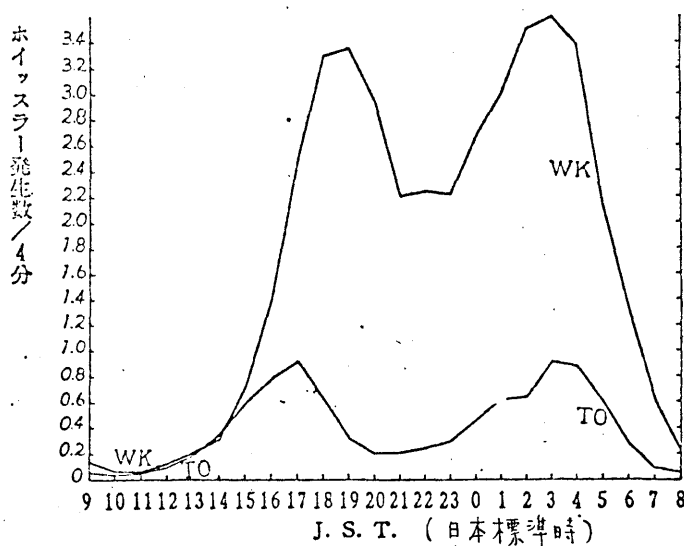


図3-1 中, 低緯度ホィスラの平均的な日変化。

稚内および豊川における発生数の日変化の結果である。現在は稚内は母子里に、豊川は佐久島に観測サイトを変更している。図から理解されることは、中, 低緯度ホィスラの発生数は、日没前後の鋭い山（日没ホィスラと呼ぶ）と夜間のピーク（夜間ホィスラと呼ぶ）を持つのが一般的傾向である。本節では1970年のホィスラ活動の高い2月の、しかもとりわけ頻度の高かった五日についての同時観測結果を

詳しく調べよう。

a) 日没ホトウスリ

図3-2, 3-3, 3-4はそれぞれ2月1日, 3日および7日の分散別発生数の時間変化を描いたものである。発生数は毎時50分から始まる2分間の定常観測中のホトウスリ総数である。これらの図から重要な点を列記すると,

- (i) 佐久島, 母子里とも, 地方時計14時ないし15時から急激に発生数が増大し, 16時前後で最大を示し, その後減少する。
- (ii) 分散値は両観測所とも, 測定精度内において一致している。
- (iii) 一般に低緯度ほど発生数は高い。
- (iv) 鹿児島においてはホトウスリは観測されなかった。

これら三日のデータには夜間の発生数のピークが現われておらず, 図3-1で日没時の発生ピークのみを有する日に相当している。まず要項(ii)の佐久島および母子里における分散が一致していることは磁気圏内イオン路が同一であることと意

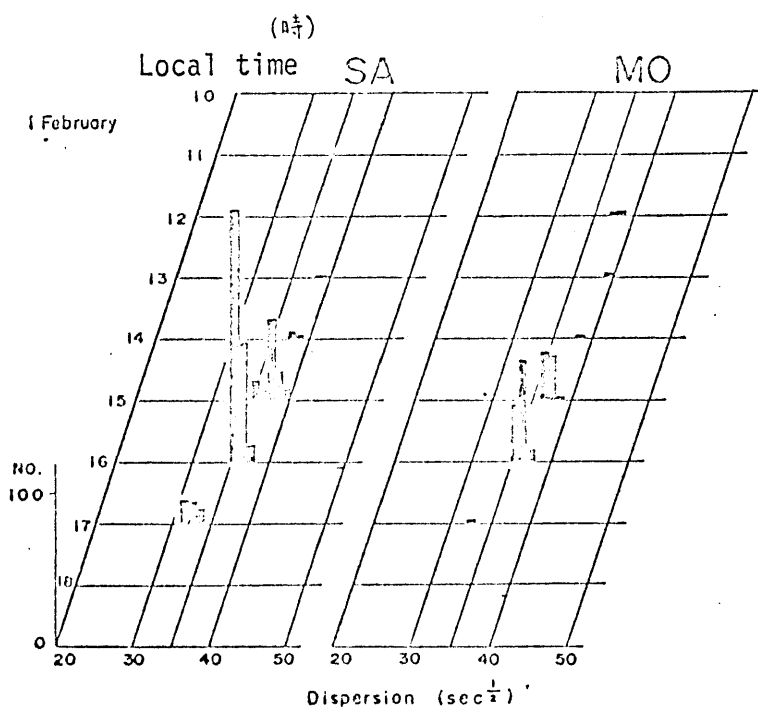


図3-2 1970年2月1日の分散別発生数の時間変化。

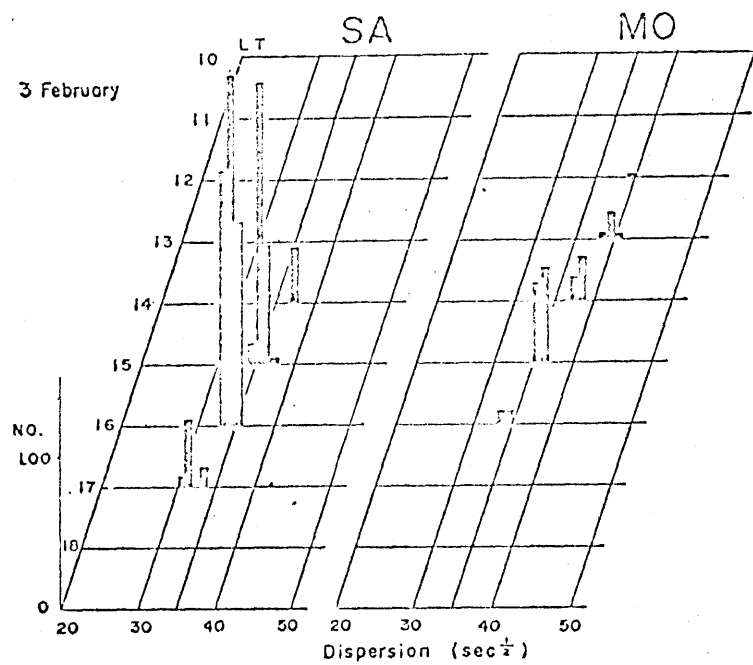


図3-3 2月3日の分散別発生数の時間変化。

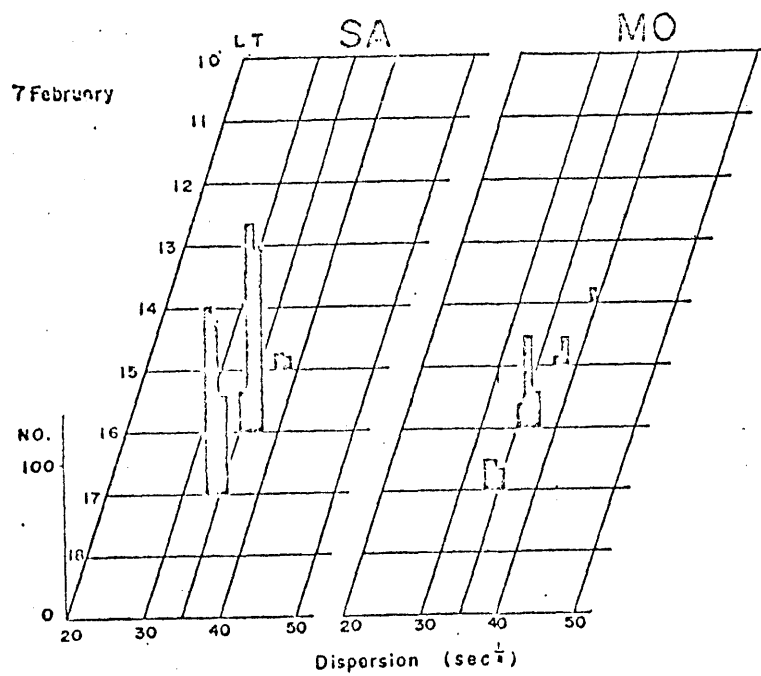


図3-4 2月7日の分散別発生数の時間変化。

に未し、また要奥(Ⅲ)の両観測奥向の発生数のうちはいは電離層と地表から成る導波管伝はんの損失によると予想される。つまり日没ホィスラウの下降奥緯度は伊佐久島よりも低緯度側に存在し、電離層下では低緯度から高緯度へと伝はんするものと考えられる。この奥は要奥(Ⅳ)とも矛盾しない。前述した奥を確かめるため、母子里および伊佐久島で受信されたホィスラウについてその同一性を調べた。母子里の歩頻度は伊佐久島よりも低いので、母子里のホィスラウを基準にして、両奥におけるホィスラウの同一性を調べる。完全に同一ホィスラウが観測されたと確認できる例を図3-5, 3-6に示す。図3-5の伊佐久島の周波数解析において、中央部の強い二つの空電の両側に二つのホィスラウ群が認められる。右側のものは4, 5個のホィスラウより構成されている。伊佐久島の結果に対応して同一のホィスラウが母子里においても認められるが、いくつかのものは消失している。図3-6にも同様の結果が示されている。図に示した例だけでなく、すべてのホィスラウに対して同一性を調べた結果を表3-2に示す。観測されたホィスラウを二つのタイプ、すなわち孤立ホィスラウ(isolated whistlers)とマルチフラッシュホィスラウ(multi-flash whistlers)に分ける。その判別の基準としては各成分ホィスラウ間の時間間隔が雷放電の繰り返し周期の許容される最大値⁽¹⁷⁾ 200 msecよりも小さいなら、そのホィスラウ群は多重落撃に伴うマルチフラッシュホィスラウと考え、もしこの値よりも大きいときは単一の孤立ホィスラウとみなす。表3-2における同一受信率の欄の括弧を付けない総数は母子里におけるホィスラウのうち伊佐久島においても受信されているホィスラウ数を、また括弧の数値はそのパーセント値を示す。2月1日の場合には発生頻度の高い時間帯では同一受信率はきわめて高い。2月7日も同様に、データとして信頼度の高

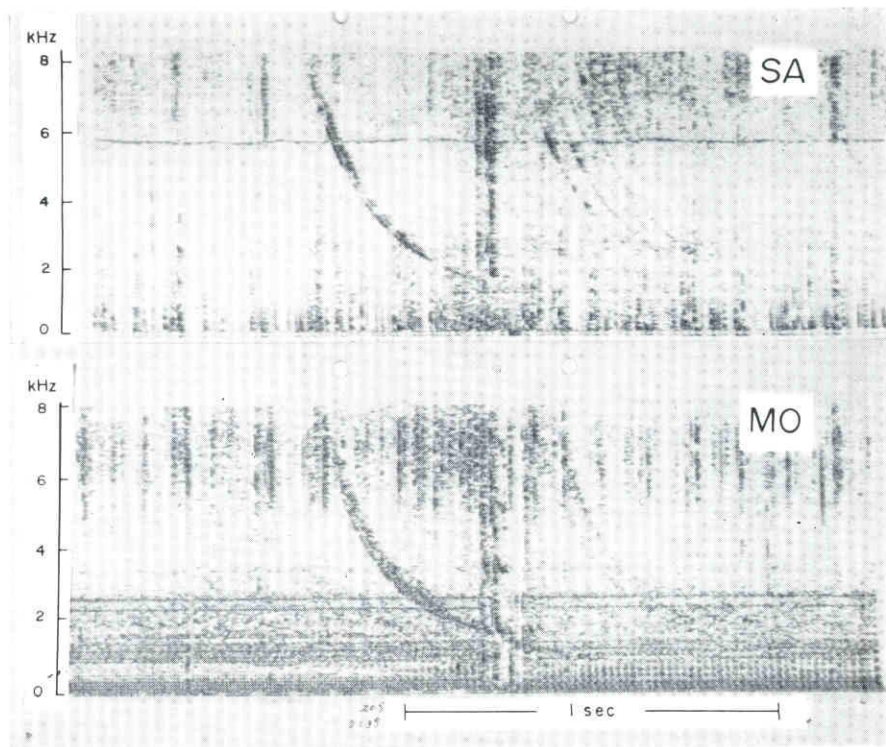


図3-5 佐久島, 母子里において受信された同一ホップス例。
2月1日の16時50分LTの結果で, 分散はすべて $35 \text{ sec}^{1/2}$ である。

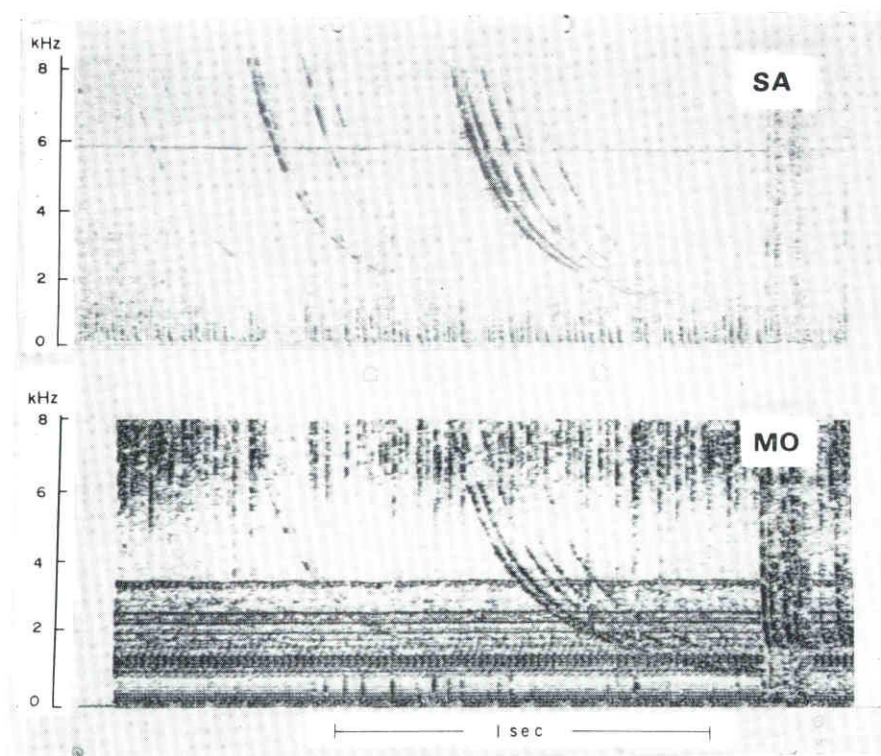


図3-6 佐久島, 母子里において受信された同一ホップス例。
2月7日の16時50分LTの結果で, 分散はすべて $35 \text{ sec}^{1/2}$ である。

い時間帯は完全に100%である。これに反し、2月3日には同一受信率はそれほどよくないことがわかる。これは前二日と2月3日とは、電離層下12kmの子午面に対する方位のちがいに起因しているためと推測される。

表3-2 日没ホイスラの佐久島、母子里における同時受信率。

| Date | Local time | Total number observed at MO | | Coincidence number and coincidence coefficient | |
|------|------------|-----------------------------|-----------------------|--|-----------------------|
| | | Isolated whistler | Multi-flash whistlers | Isolated whistler | Multi-flash whistlers |
| 1 | 14 | 1 | 0 | 1(100%) | |
| | 15 | 3 | 13 | 3(100%) | 11(85%) |
| | 16 | 5 | 26 | 4(80%) | 20(77%) |
| | 17 | 2 | 0 | 2(100%) | |
| 3 | 14 | 9 | 8 | 0(0%) | 1(13%) |
| | 15 | 0 | 9 | | 2(22%) |
| | 16 | 4 | 2 | 0(0%) | 0(0%) |
| | 17 | 0 | 0 | | |
| 7 | 14 | 3 | 1 | 0(0%) | 0(0%) |
| | 15 | 1 | 4 | 0(0%) | 3(75%) |
| | 16 | 15 | 21 | 15(100%) | 21(100%) |
| | 17 | 9 | 12 | 9(100%) | 12(100%) |

b) 夜間ホィスラ

図3-7, 3-8は2月21日および23日の分散別発生数の時間変化を描いたものである。図3-8には日没時のピークが存在しているが、その数は図3-2~3-4に比べ、著しく少ない。この二日の特徴的な特性は夜間にホィスラが定常的に母子里において受信されていることである。しかし佐々島、鹿児島においては観測されなかった。2月21日には分散は三つの値、 $D=45, 50$ および $55 \text{ sec}^{1/2}$ に集中し、そのほか60, $65 \text{ sec}^{1/2}$ の分散のホィスラも存在するが、その数はきわめて少ない。明瞭な三つの分散値は、磁気圏内にこれらの分散値に対応する1周きりとして伝ぱん路が夜間に安定な状態が存在していたことを暗示している。次に図3-81においては $D=45, 50 \text{ sec}^{1/2}$ の分散値にホィスラが集中し、 $D=55 \text{ sec}^{1/2}$ のホィスラはその数が少ない。これらの図から興味ある点を列記すると

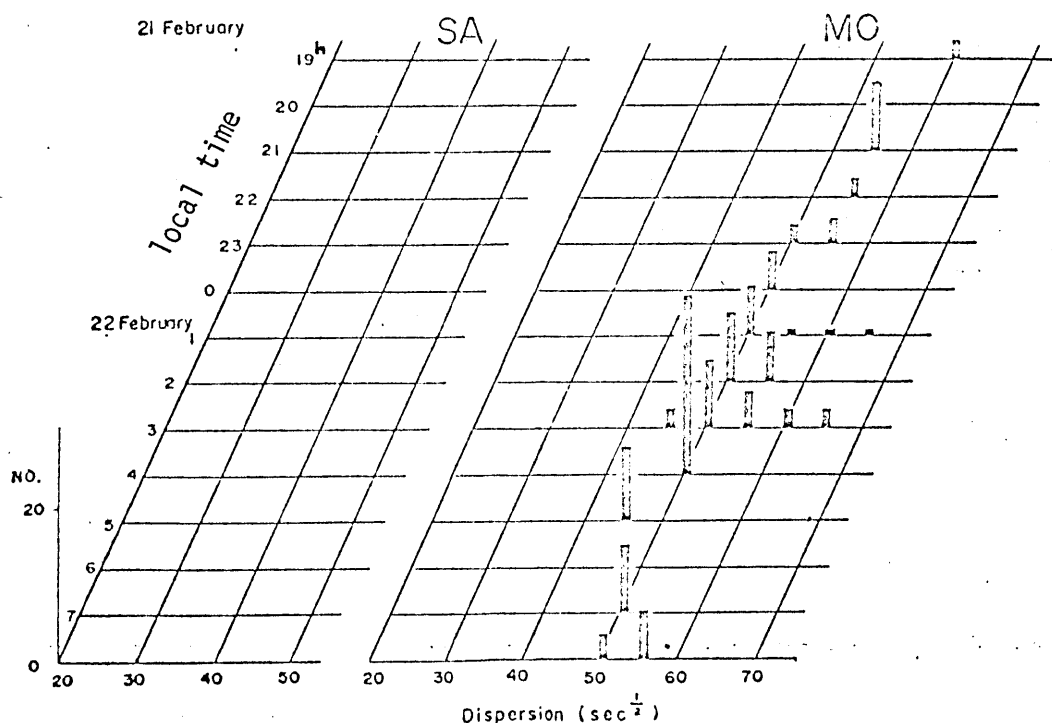


図3-7 2月21日の分散別発生数の時間変化。

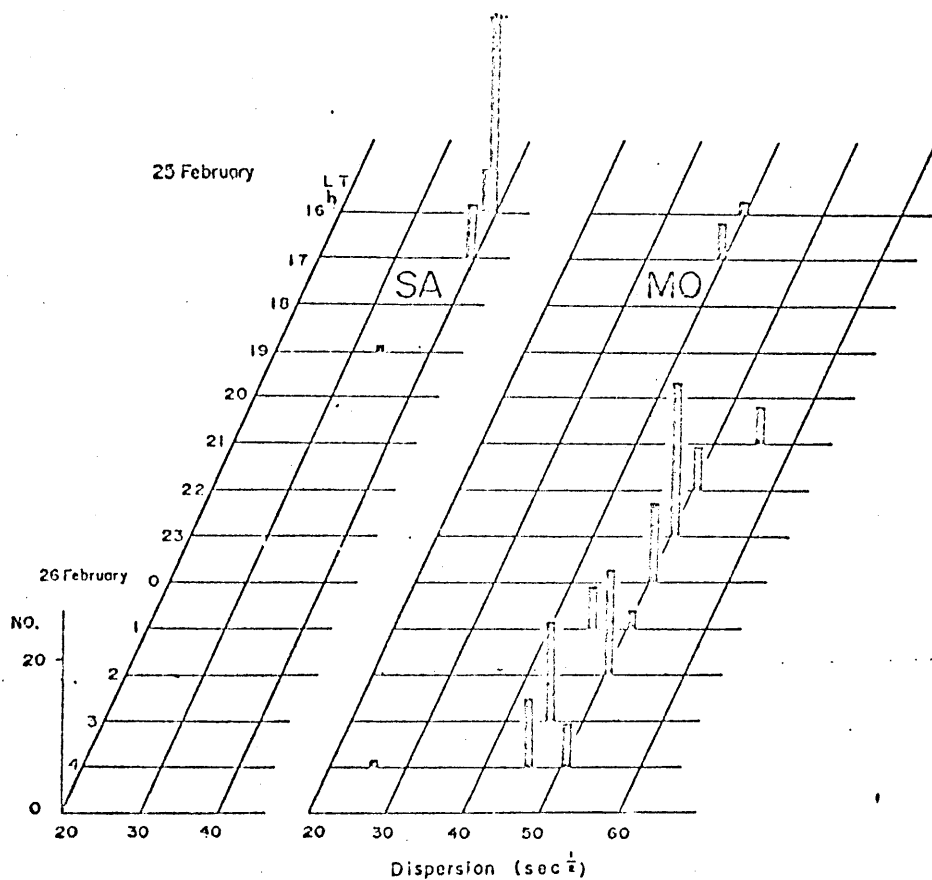


図3-8 2月25日の分散別発生数の時間変化。

(i) 少なくとも解析した二日の結果では、夜間に母子里においてのみホムスラが観測された。

(ii) 観測されたホムスラの分散値は数個の孤立した値に集中している。

長時間持続する分散値のホムスラ・スペクトルの例は図3-9および3-10に示されている。これらは2月21日の $D=50$ および $55 \text{ sec}^{1/2}$ のホムスラ群である。

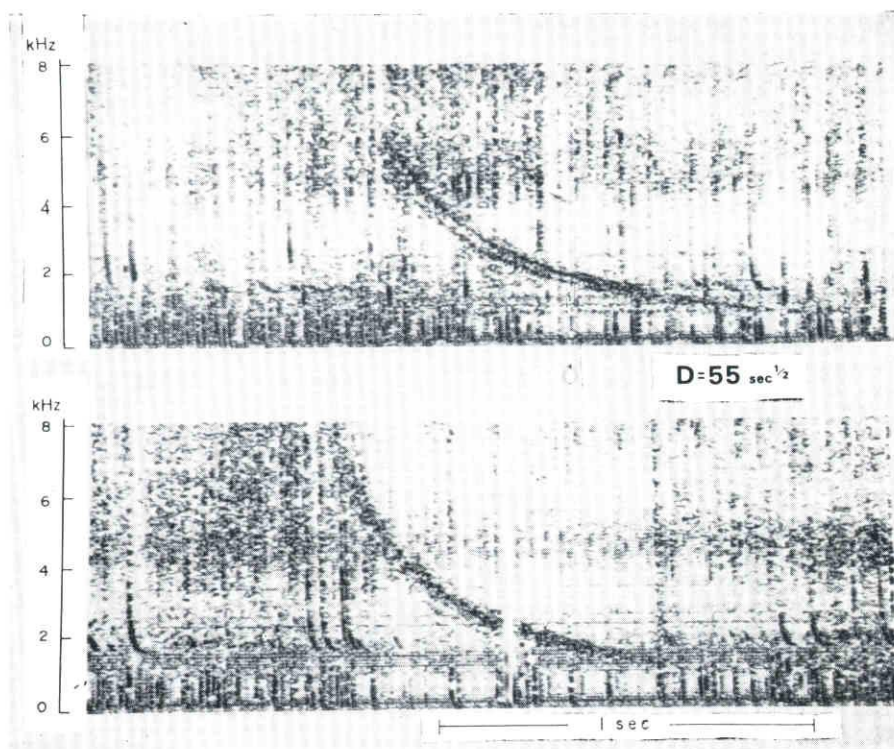


図3-9 2月21日の分散 $55 \text{ sec}^{1/2}$ のホップスラの持続発生を示す図。
上図は 21時LTの、下図は 22日の1時の結果である。

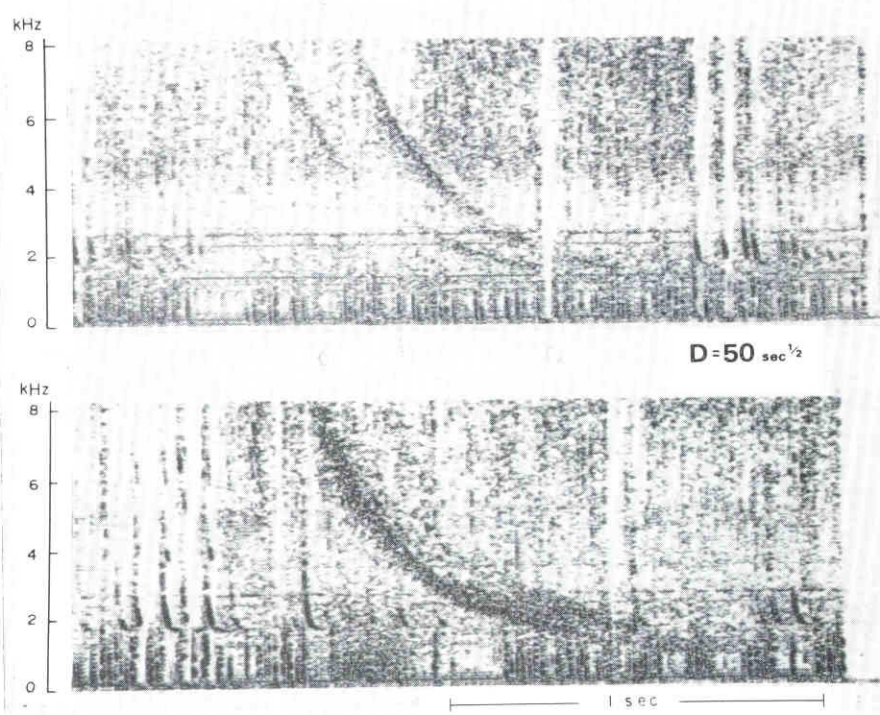


図3-10 2月21日の分散 $50 \text{ sec}^{1/2}$ のホップスラの安定な発生を示す図。
上図は 24時LTの、下図は 22日の4時の結果である。

c) 理論的考察

日没、夜間ホムスラともその分散の振舞から推測すると、磁気圏内伝ぱん路は安定である。しかしこのような安定な伝ぱん路がジグクの存在によるのか否かはこれだけでは結論できない。そこで観測結果に理論的考察を加えて、かゝる定常的径路のジグクの存在により、このみ可能であることを示すとともに、観測結果の矛盾なく説明できることを示す。

| Model number | Reference height (km) | Electron density at the reference height (cm^{-3}) | Ion composition at the reference height (%) | | | Temperature ($^{\circ}\text{K}$) |
|--------------|-----------------------|---|---|-----------------|----------------|------------------------------------|
| | | | H^{+} | He^{+} | O^{+} | |
| 1 | 1000 | 3×10^4 | 8.00 | 2.00 | 90.00 | 1600 |
| 2 | 1000 | 3×10^4 | 10.00 | 40.00 | 50.00 | 1600 |

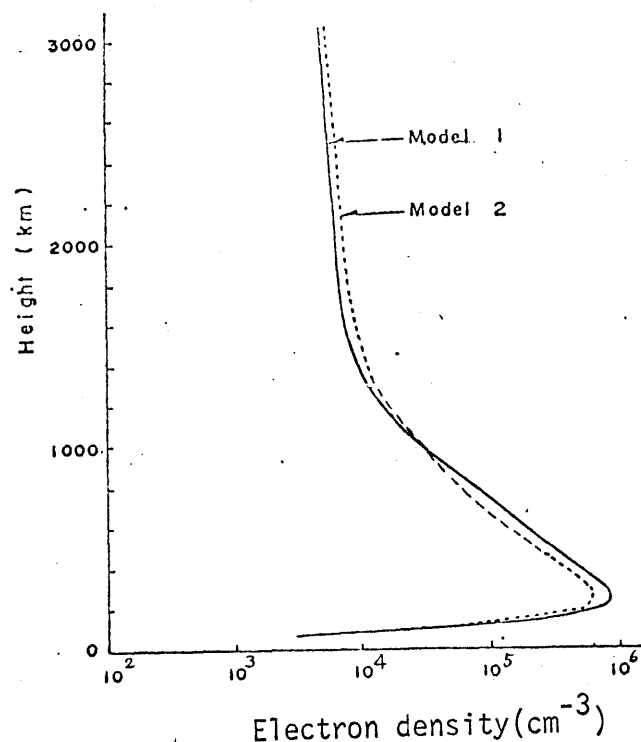


図3-11 昼間時の磁気圏電子密度分布。モデル1, 2の諸元が上の表にまとめある。

まず議論を日没ホムスに限定する。もし日没ホムスが非ダクト伝ぱんだとして、観測結果の説明し得るかどうかを調べる。図3-11には昼間の二つの典型的電子密度分布が示されており、これらの拡散平衡モデル¹⁸⁾の言及も示されている。これらのプロファイルに対して、5 kHz のホムス波の伝ぱん径路を計算した結果が図3-12である。横軸はホムス波の出発緯度、縦軸は下降緯度である。地上120 km から初期波面法線方向が鉛直という条件で計算を始め、反対半球の120 km の高度における情報を得る。図中の実線は入射緯度と下降緯度との関係を示し、図から次のことがわかる。

(i) 伝ぱん径路は赤道に対して非対称である。

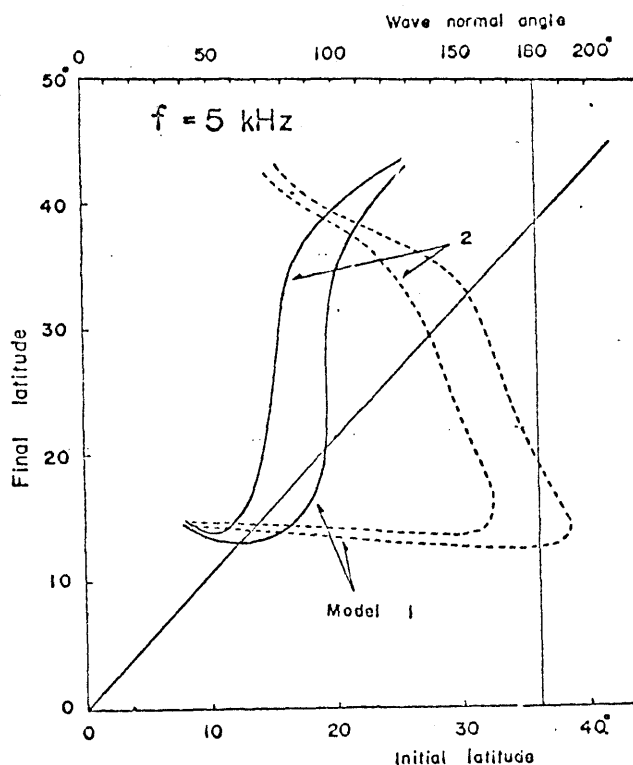


図3-12 実線は初期緯度と下降緯度の関係を示し、破線は下降緯度における波面法線方向を示す。ただし180°の線は波面法線の鉛直下方を向くことを意味する。

(ii) 伝ぱん径路はモデルに強く依存する。

以上の諸実からも定常的径路の存在は説明できない。これらの諸特性よりもっと重要な実、下降してきた本パースの電離層を突抜け地上で受信され得るかどうかということである。この実はずばに第2章の後半において詳細に議論した。すなわち図3-12の破線の結果のきわめて重要な意味を持ち、これは下降緯度における波面法線方向の計算結果である。図で 180° は波面法線方向の鉛直下方を向いていることを意味する。突抜けは鉛直方向のまわりの狭い透過円錐内にある波面法線方向に向いた時にのみ地上で受信される事はすでに述べた。図からモデル1に対しては波面法線方向の 180° の線と交叉する下降緯度の 13° と 19° の前後 0.1° の緯度範囲において突抜け可能である。一方モデル2では全反射を受け磁気圏へ反射され、電離層下のエネルギー透過はない。モデル1のような場合には、突抜け可能な下降緯度範囲に対応して、入射緯度にもある範囲が存在する。しかるに雷放電を照射する入射緯度における範囲は数度以上あることから、モデル1では上述した二つの下降緯度範囲にわたって突抜け得る。ところへ下降緯度における波面法線方向が 180° よりも大きいからにより、電離層下の伝ぱんに顕著な差が現われる。

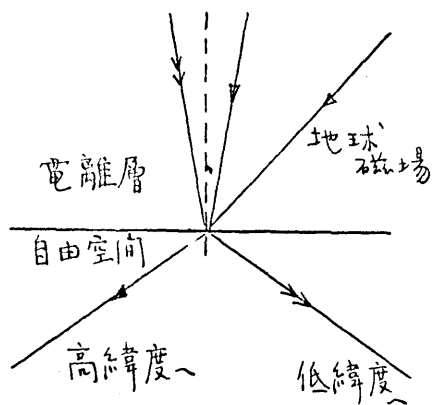


図3-13 電離層突抜け機構

この実が模式的に図3-13に描かれている。波面法線方向が 180° よりも小さい本パースの電離層下では高緯度方向へ伝ぱんするモードを励起し、 180° よりも大きい場合には赤道方向へ伝ぱんするモードと結合する。この実が非ダクト伝ぱんの最も重要な、注目すべき特長である。これらの特性を用いて、日没本パースの説明に適用してみよう。モデル1の昼間モデルでは突抜け可能な下降緯度は 13° と

19°前後で、下降赤緯度における波面法線方向が180°の線と交叉していることから、突抜けた波は赤道方向へ伝はんするモードと高緯度方向へ伝はんするモードとを励起する。そのうち後者が観測された日没ホムスう波とすると、鹿児島においても受信されるはずであり、観測結果とは矛盾する。たとえ3-5節で議論するような電子密度の緯度効果を考慮したとしても、突抜け緯度帯は図3-12と異なるが、非ダクト伝はんの特長は成立し、観測結果は説明できない。

次に日没ホムスうの観測結果がダクト伝はんにより矛盾なく理解し得ることを示そう。ホムスうを捕捉するダクトがE層ぐらゐまで伸びていると仮定する。そのレベルでのプラズマ諸量を次のように考える。電子プラズマ周波数=500kHz, 電子ジャイロ周波数=1MHz, そして波の周波数を5kHzとする。すると透過円錐の半角は約10°となる。一方磁カ線のまわりの捕捉円錐(trapping cone)はダクトの enhancement factor や反対半球での初期波面法線方向等により決定されるが、その半角を25°とする。上述の事情を図3-14に示す。図示した例では捕捉円錐と透過円錐との重なり合う波面法線方向が存在しないことから、電離層下へのエネルギー透過は期待できない。ところが、電離層の下端が図の真線で示したように、

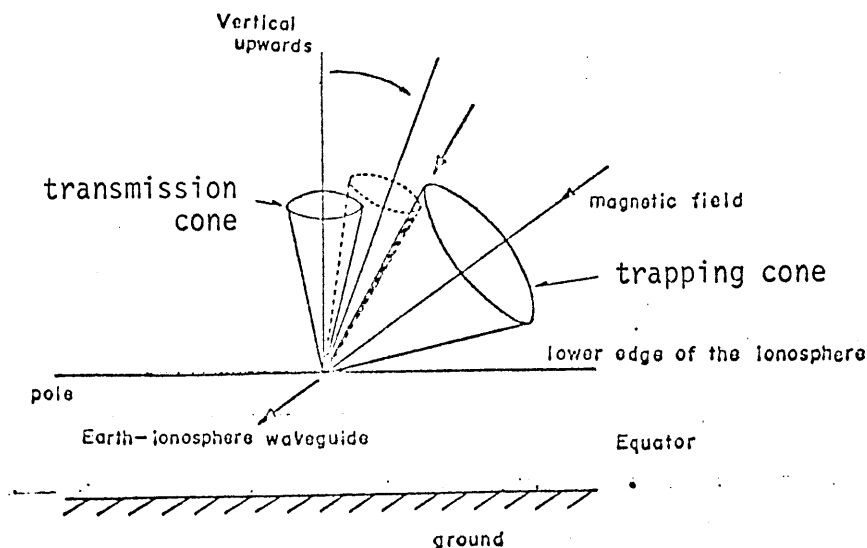


図3-14 下降ホムスう波の電離層突き抜けの模式図。

赤道方向に傾いた際には、両円錐には重なり合いが起こる(斜線を付した部分)。このような場合には、その斜線部分に波面法線方向が入るような下降ホップスラは電離層を透過した後、高緯度方向へのみ電離層下を伝播していく。電離層下部の傾斜は、衛星観測によりしばしば観測されておる。¹⁷⁾ グラフト条件と初期波面法線方向とのかねあひにより、捕捉円錐が仮定よりも広がるような場合には電離層の傾斜が存在しなくても電離層下への突抜けは可能である。この事は次節のロケット実験の結果によっても言及する。

以上の諸特性から低緯度ホップスラの下降緯度は受信点緯度よりも低緯度側にあると結論できる。したがって日没ホップスラの下降緯度は鹿児島と佐々島との間にあると考えられる。さらに佐々島の方が母子里よりも歩度が高い事は、佐々島と母子里との間の電離層・地表導波管伝播の損失によると考えよう。

次に夜間ホップスラについて考察する。夜間の磁気圏電子密度分布に対しても非グラフト伝播の一般的特性は成立するので、夜間ホップスラの母子里においてのみ観測されたという結果は非グラフト伝播では理解できず、日没ホップスラと同様の議論が可能となる。夜間の安定に持続する数個の分散値は孤立したグラフトが空間的に固定して存在すると考えねばならぬ。また分散の差は sec^2 であることから、Allcock の分散の緯度変化式²⁰⁾ を利用すると、グラフト間々隔は緯度にして約 2° である。グラフトの径路緯度を調べるために菅平(26°N)と遠刈田(28°N)のデータを利用した。それによると両観測所とも母子里のホップスラと一対一の対応がとれるホップスラは認められなかった。したがって磁気緯度 28° (遠刈田) から 34° (母子里) の 6° の間には二個ないし三個のホップスラグラフトが存在していると結論できる。夜間ホップスラの径路緯度は日没ホップスラに比し 5° 程度高緯度である。この径路緯度のちがいは地球磁場の伏角で 5° 程度のちがいに相当し、電離層透過は図3-14から察せ

られるように非常に容易になる。

以上の日没および夜間ホッスラダクトに関する結論をまとめたものを図3-15に示す。

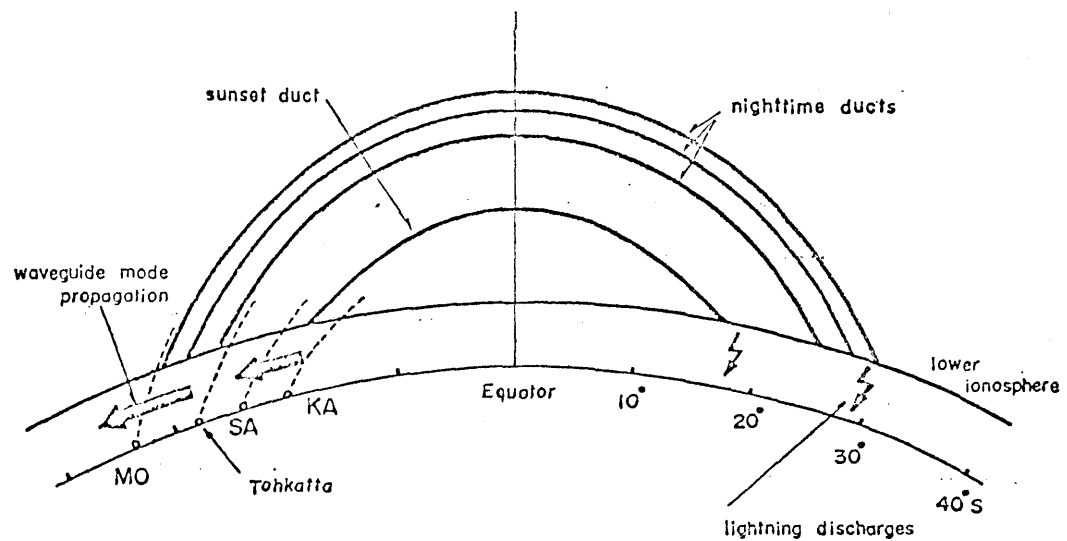


図3-15 低, 中緯度ホッスラダクトの分布状態。母子里, 遠刈田間には便宜的に三つのダクトが示されている。

3-3-2 ロケットによるホムスラ波の波面法線方向の測定

3-3-1 節において地上で同時観測結果を用いて、中、低緯度ホムスラ波のラケット伝ぱんによっていることを明らかにした。そこでラケット伝ぱんの直接的な確認を得るために、日没ホムスラの波面法線方向のロケット観測を計画し、見事な成功を収めることができた。

a) ホムスラ波の波面法線方向の測定原理および回路系

ホムスラ波の波面法線方向の測定は次の仮定に基づいている。

- (i) ホムスラ波は平面波である。
- (ii) ホムスラ波は円偏波である。

電離層中の波の波長は波源からの距離および波面の半径よりも小さいので、(i)の平面波近似の条件は満たされている。また(ii)の仮定は波面法線方向にも依るが、2-3-4 節でのロケット観測によりすでに確かめられている。ホムスラ波の電界は伝ぱん方向にもその成分を持つため、方位測定には不向きである。しかるにホムスラ波の磁界は伝ぱん方向に垂直な面内においてのみその成分を有するので、方位測定には波の磁界成分を用いる。図3-16の座標系において受信されるホムスラ波の

磁場の三成分を示すと、

$$\begin{cases} H_x = -A \cos i \sin \theta \cos \omega t \\ \quad \quad \quad - A \cos \theta \sin \omega t \\ H_y = -A \cos i \cos \theta \cos \omega t \\ \quad \quad \quad + A \sin \theta \sin \omega t \\ H_z = A \sin i \cos \omega t \end{cases} \quad \dots (3-14)$$

上式において i , θ はそれぞれ入射ホムスラ波のロケットに固定した

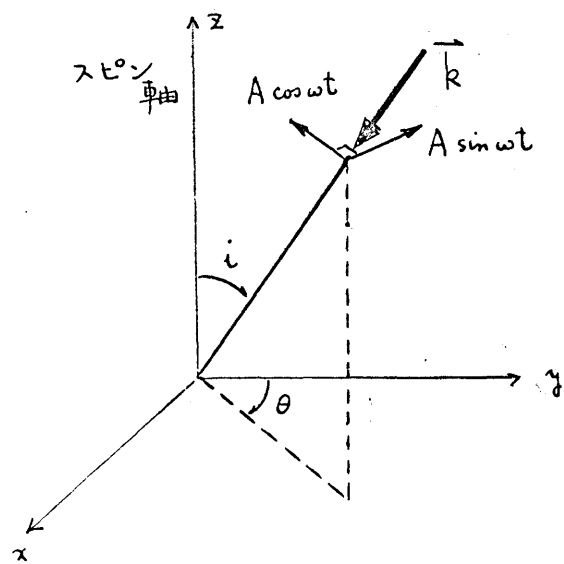


図3-16 ロケットに固定した座標系における問題の記述。

座標系における入射角および方位角である。ただし A, ω は波の振幅と角周波数である。式(3-14)において次の操作を施すと、入射角および方位角の情報を得ることとができる。まず H_x 成分に位相を 90° ずらした H_y 成分を加えると

$$\begin{aligned} H' &= H_x + H_y(+\pi/2) \\ &= A(1 - \cos i) \sin(\omega t - \theta - \pi) \end{aligned} \quad (3-15)$$

となる。式(3-15)を式(3-14)と比較すると、入射角および方位角はそれぞれ次の手段により求められる。

(i) 方位角 θ

H' と H_z との位相差 φ を求めると

$$\varphi = \theta + \frac{3\pi}{2}$$

$$\text{よって } \theta = \varphi - \frac{3}{2}\pi$$

(ii) 入射角 i

H_z および H' を包絡線検波し、それぞれを $\sin pt$, $\cos pt$ で変調し、計算すると

$$A \sqrt{2(1 - \cos i)} \sin\left(pt + \frac{i}{2}\right)$$

となる。これと $\sin pt$ との位相差 ψ を求めると

$$\psi = \frac{i}{2}$$

$$\text{よって } i = 2\psi$$

上述の原理に基づくオムス波の波面法線方向の測定回路のブロック・ダイアグラムを図3-17に示す。図中の上半分は方位角に関する演算回路系であり、下半分は入射角に関する演算回路部である。到来方位角および入射角は機上においてアナログ処理され、地上へテレメータされる。

アンテナは同一面積の直交三次元ループアンテナであり、各ループアンテナは1辺50cm、巻数6回で、アンテナ効果を除くための巻線は静電遮蔽されている。搭載場所はロケット先端部で、ロケット本体からの影響を避けるため可能な

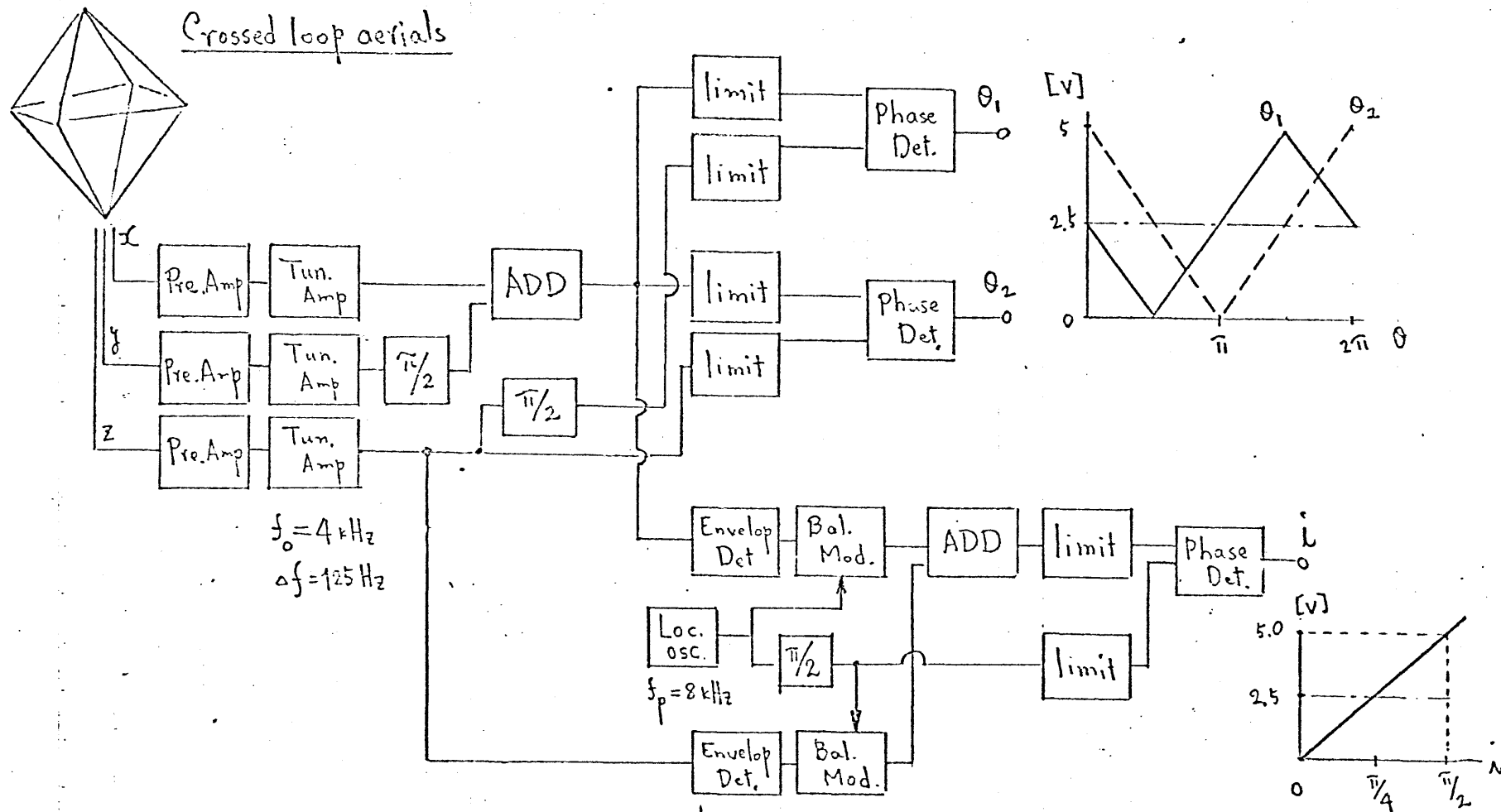


図 3-17 ホムスラ波の波面法線方向の測定回路のブロックダイグラム。

限り本体より遠くへ突出された。また絶対姿勢を知るため太陽センサもつけられた。

次に受信機について簡単に述べる。前置増中器において昇圧比100の昇圧トランスにより昇圧され、前置増中器の初段入力抵抗は $10^5 \Omega$ 程度である。受信周波数は4 MHzで、受信帯域中では最適条件として約120 Hzに採られている。波の強度50 dB (0 dB = $1 \mu V/m$ 真空中) の信号に対し、リミター前段にてS/N 20 dB以上で、方位角は $0^\circ \sim 360^\circ$ 、入射角は $0^\circ \sim 90^\circ$ まで計測することができる。測定精度は方位角、入射角とも $\pm 3^\circ$ 以内、またともに入力変動範囲60 dBに対して測定変動中は $\pm 3^\circ$ を目標としている。最後にホムスウの確認のため広帯域受信機もつけられている。

b) 観測結果とその解釈

本実験は昭和48年1月19日の18時00分JSTに内之浦から打ち上げられたK-9M-41号ロケットにより行われた。波面法線方向測定は発射後400秒より落下までの2分程度の間に行われた。ロケットの軌道は図3-18に示され、図中の〇〇の太線で描かれた部分が我々の測定期間であった。測定時間中の水平距離はおおよそ70 km程度で、これを緯度方向および経度方向のスケールに変換するとそれぞれ61 km および 35 km である。観測時間内に100ヶ以上のホムスウが受信された。この間、佐久島および鹿児島観測所においても同時観測を行なったが、佐久島では10ヶ程度、また鹿児島ではゼロであった。荒い評価として数の比を強度の比と考えれば、電離層内では地上の10倍程度の個数のホムスウが存在し、電離層吸収は約20 dBという値を得る。しかし100ヶ以上のホムスウのうち角度が精度よく決定できたのは、そのうち十分な強度の約20個程度のものであった。これらのホムスウの方位角、入射角と極座標表示で図3-19に示す。実際には異なった高度において観測されているが、スネルの法則を用いて最大電子密度高度の260 kmにおける値に変換している。

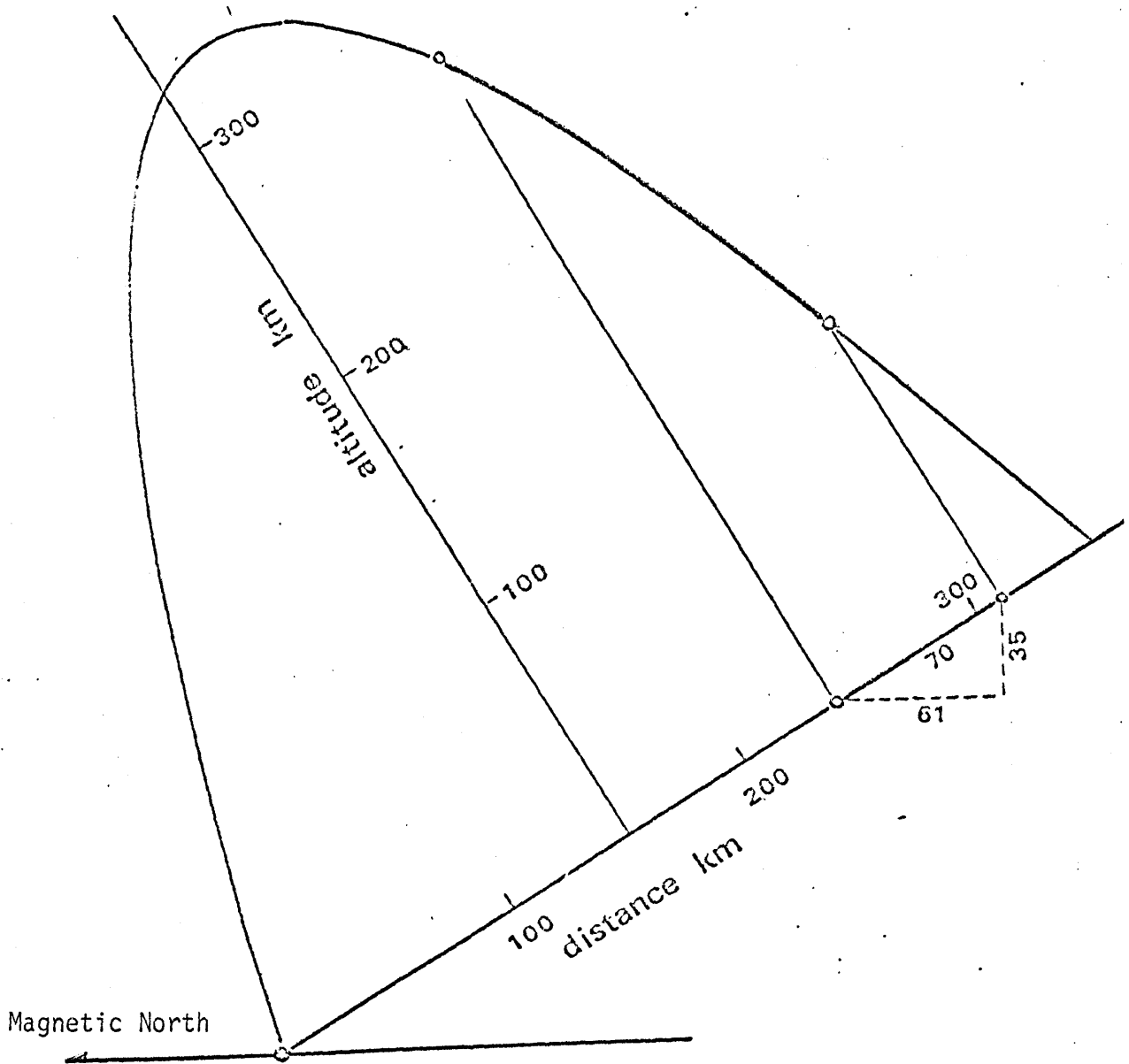


図3-18 KGM-41号ロケットの飛行軌道。図中の
○×の点向の波面法線方向の測定が行なわれた
高度領域である。

この際必要となる電子密度分布は相乗りプローブ観測の結果を利用しており、また
電離層は horizontally stratified だと仮定している。図中の○×で示したポイント
ラは伊佐島において同時に受信されたものであることを表わす。図3-19はさあ
めと興味あるいくつかの情報を含んでいる。それらを列記すると、

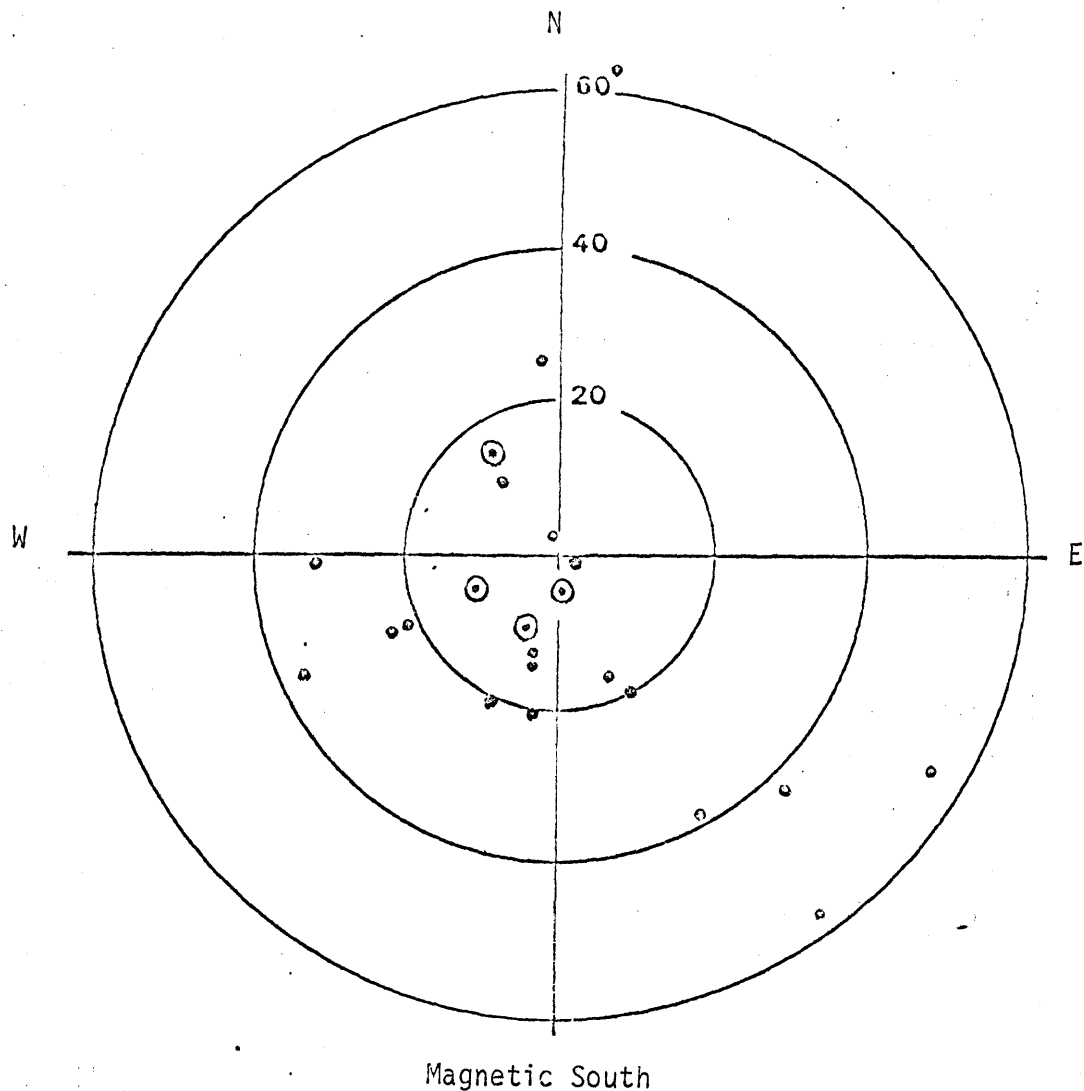


図3-19 ホイース波の入射角・方位角分布。南側に分布しているものは高緯度方向に向いていることを意味している。=重丸は地上(佐々島)においても同時受信されたホイース波である。

- (i) 波面法線方向はほとんどのものが南から北へ方向、いかえれば高緯度方向に向いている。高緯度方向に波面法線に向いているホイース波は全体の80%以上である。
 - (ii) 入射角が鉛直となる角は、一般的に言って、かなり小さい値を示している。入射角が鉛直と30°以内の角度となるものは高い確率で存在している。
 - (iii) 方位角分布には顕著な傾向は認められない。
- である。図3-20は分散の高度変化を示したもので、すべて20 sec^{1/2}前後である。分散の散布度は平均値に対し±5%程度である。波面法線方向の振舞

をよく理解するために、図3-19を用いて最大電子密度高度における波面法線方向が鉛直となす角および地球磁場となす角の高度分布を図3-21, 3-22に示す。ここで入射角, 方位角の測定精度について述べる。測定精度は測定機自体よりロケットの姿勢の精度に著しく依存し, 全体として入射角, 方位角とも $\pm 10^\circ$ の精度である。図3-21を詳しくみてみよう。図でSとは波面法線が低緯度から高緯度方向へ向いていることを意味する。全体としてS側に片寄り, 2つの特徴であるが, かなり散らばっていることも注目される。図中に斜線を施したホムスラは伊佐久島においても観測されたものである。次に図3-22より入射ホムスラ波の波面法線方向と地球磁場となす角は 20° から 50° までで, その間は一様に分布していると考えられる。

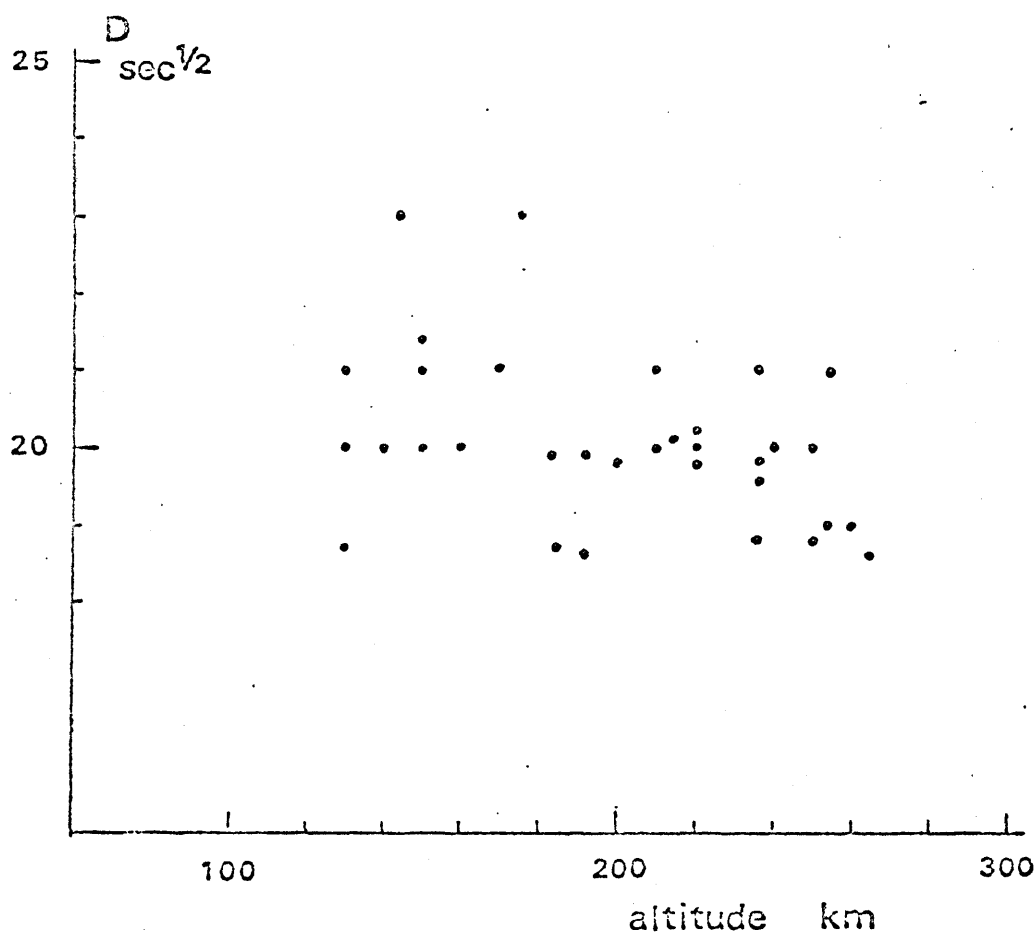


図3-20 分散の高度変化。

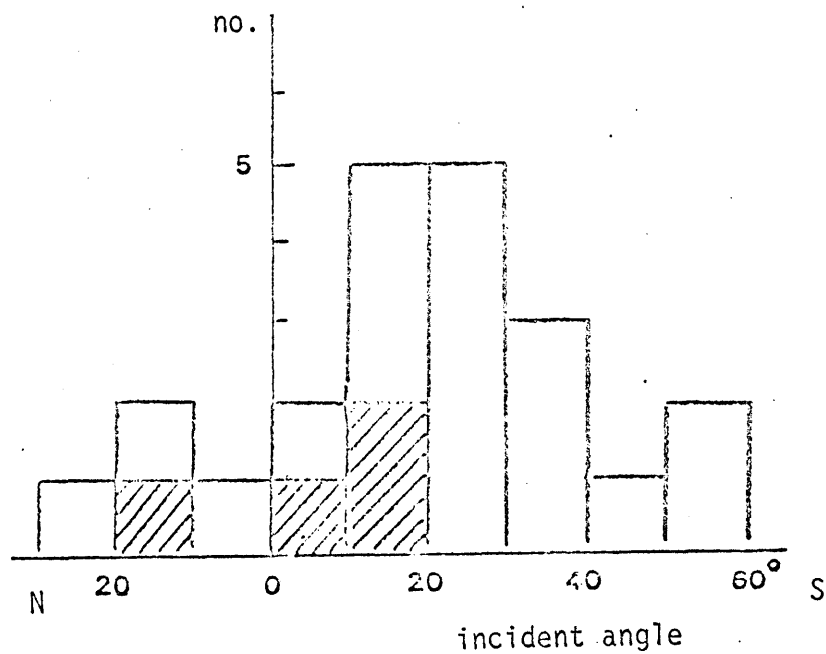


図3-21 入射波と鉛直となす角の分布状態。斜線を施したものは地上でも受信されたものである。

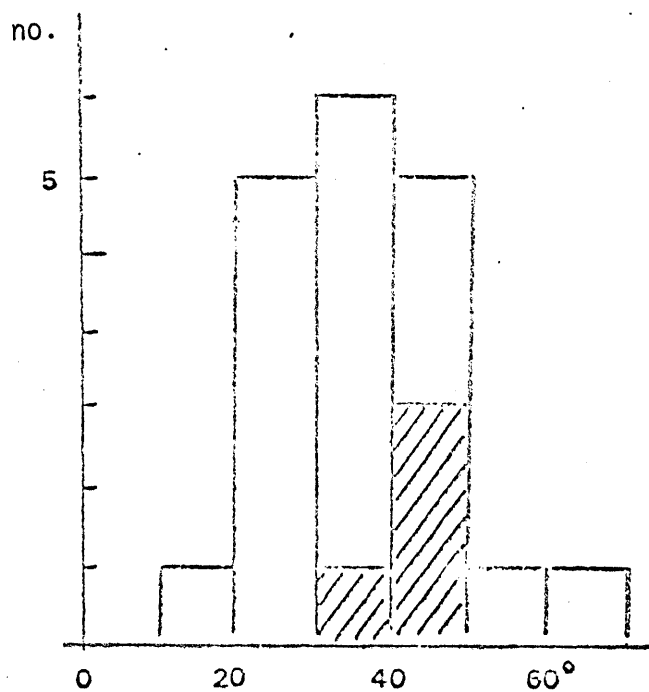


図3-22 波面法線方向と地球磁場となす角の分布状態。斜線を施したものは地上でも観測されたものである。

以上の観測結果を考察しよう。非ダクト伝ぱんでは 3-3-1 節での滑らかな昼間時の磁気圏電子密度分布に対するレイトレーシングの結果(図 3-12)からわかるように、観測領域におけるショートホイツラの波面法線方向はほぼ鉛直下方を向いており、ロケット飛翔中の 1° 程度の緯度変化に対しては、ほとんど波面法線方向は変化しない。このような滑らかなモデルのみならず、3-5 節で述べるような赤道異常の如き電子密度の緯度効果を考慮した際の波面法線方向の振舞を調べる。図 3-23 はその結果である。図から下降緯度 20° 附近での波面法線方向の変化は図 3-12 の場合よりも大きい、ほぼ一定と考ええ差し支えない。これらの理論的予測は観測結果とは著しい違いを示している。すなわち非ダクト伝ぱんでは観測結果は説明され得ない。ある高度で観測した時、波面法線方向を広く分布させる機構が必要である。これはとりもなおさずダクト伝ぱんを暗示している。図 3-22 はまさに波の磁カ線のまわりに捕捉されている状態を示し、捕捉円錐の半角が 40° 数度であることを意味している。Helliwell¹²⁾ によれば、磁気圏内の伝ぱんにおいて密度等の不規則領域による散乱などに起因して波面法線方向は捕捉円錐内に一様に分布すると述べている (Scattering assumption という)。ところが図 3-22 は Scattering assumption が成立せず、二十数度から四十数度にかけては一様に波面法線方向は分布しているが、磁カ線となす角が小さい波面法線方向をもつホイツラは存在しない。これは散乱の寄与は少なく、ダクトの入口における磁カ線と波面法線方向とのなす情報を反映していると考えられる。磁気緯度 20° 附近では地球磁場の傾角は 45° で、ダクトに捕捉されたホイツラの波面法線方向は鉛直方向と鉛直から磁カ線側へ 20° 程度の方角との間にあると考えられる。このように磁カ線のまわりに捕捉されているため、入射角の分布はそのほとんどが低緯度から高緯度方向を向いている。図 3-24 の入射角分布は最大電子密度領域におけるものであるから、入射

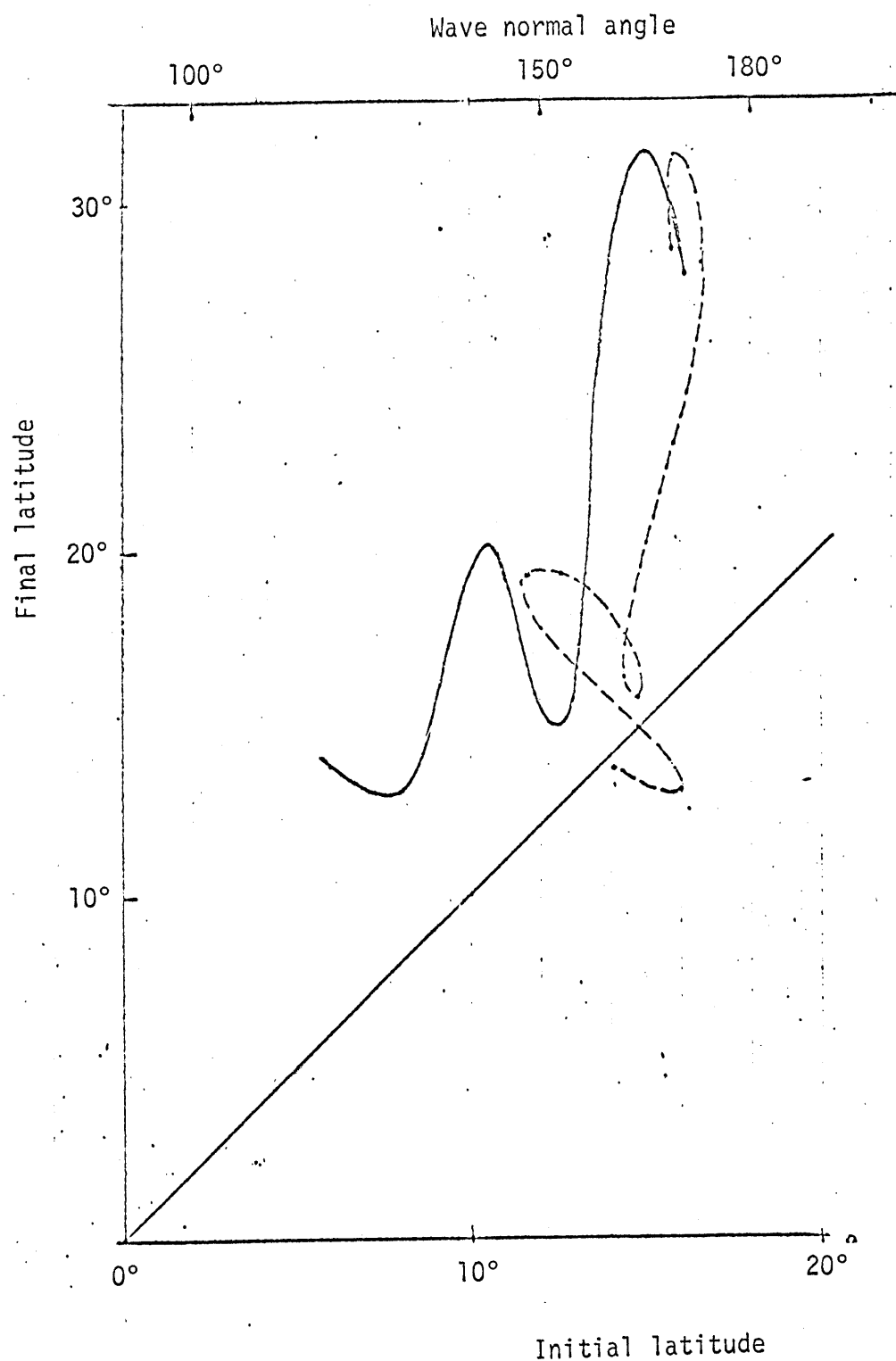


図3-23 赤道異常を考慮に入れた磁気圏電子密度分布に対する
レイトレーシングの結果。実線は初期緯度と下降緯度との関係も、
また破線は下降緯度における波面法線方向を示す。

角は比較的少さくなっている。もっと大きな入射角の木樑はさらに高々度において全反射を受けているものと考えられる。

図3-21, 3-22 から地上へ突抜けた木樑の波面法線方向については次のことを指摘することかできる。

- (i) 波面法線方向の磁場となす角は全体の分布のうち比較的大きな値を示し、三十数度から四十数度の間にある。
- (ii) 入射角は鉛直とは 20° 以内の角度をなしている。同時受信の四例のうち三例は低緯度から高緯度方向への入射角を示している。

これらの事実は3-3-1節の理論的考察を実験的に検証したものである。つまり図3-14では捕捉円錐の半角を 25° としたか、実際にはずっと大きく 40° 前後であることはすでに前述した。しかも要項(ii)は透過円錐の測定精度を加味しても 10° 前後であることを意味している。この値は従来の理論的予測よりはるかに緩和された値である。以上のことから、地上へ突抜ける木樑は磁場と大きな角をなして管状のゾフト内を伝播し、ゾフトの出口においてその波面法線方向が透過円錐内に入ったものと考えられる。ところか図3-21の突抜けた木樑のうちN側に位置するものは、この値から察するとロケットよりも高緯度側の佐久島においては受信されないことになるか、この点はいくぶん問題がある。

3-3-3 ホイッスラ分散から求めたグットの数値

本節では地上観測された分散と衛星による磁気圏電子密度分布との比較により、グットの諸特性を導出する。図3-24は1968年の1月と2月の佐々島におけるホイッスラの分散別発生頻度の時間変化を示したものである。これからは、日没ホイッスラ群と夜間ホイッスラ群とがはっきりと認められる。黒丸は各時間での分散の平均値を表わす。日没ホイッスラに対しては40, 35および30 sec^{1/2}という三つの顕著な山が存在する。一方地方時間で0~4時の真夜中過ぎには二つの孤立した伝ぱん路が存在する。3-3-1節で明らかにされたように、低緯度ホイッスラの電離層下の伝ぱんは擾乱時を除いてはグット伝ぱんの正常なもので低緯度から高緯度方向である。したがって、低緯度ステーションでは分散の平均値はそれほど重要な意味を持たず、観測された分散のうち最大のものが観測点にその経路緯度が最も近いと考えられる。したがって、日没ホイッスラの分散40 sec^{1/2}は佐々島観測所の磁力線に関係したものと仮定できる。また、夜間ホイッスラに対しては分散25 sec^{1/2}が観測点の緯度に対応していると考えられる。そこでこれらの分散値を、対応する時間帯の現実的な磁気圏電子密度分布に対する計算値と比較することにより、グットのenhancement factorに関する情報を得ることができる。用いた磁気圏電子密度分布を図3-25に示す。これはアロエット2号衛星観測に基づき、日本近辺の磁気子午面のデータによる。図3-25に描かれているプロファイルは実際のデータを磁気緯度20°と25°の間の磁力線間のN(h)プロファイルに焼き直したものである。ホイッスラのような磁力線に沿う伝ぱんを取り扱う場合には、この操作が必要である。高度1500 kmから2000 kmまでの高度はデータがなく、磁気緯度25°から30°までの値を用いている。これらの電子密度のデータは1967年1月、2月のもので、ホイッスラ観測とは1年ずれているが問題にはならない。600 km以下の電子密度分布は、600 kmからF₂層の最大電子密度高度までは指数関数形を、それ以下

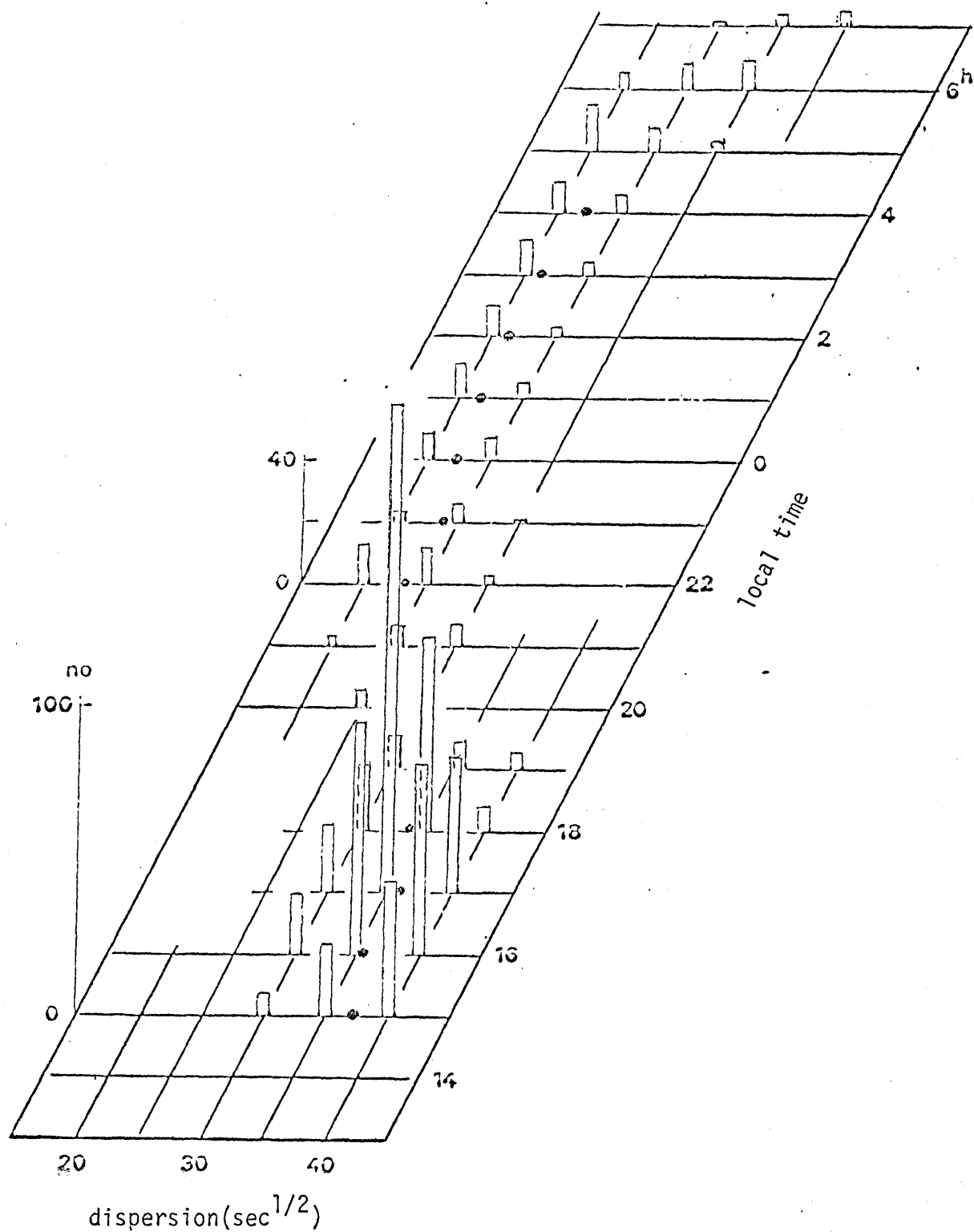


図3-24 佐久島における1968年1月、2月の分散別発生頻度の
 時間変化。・印は各時間ごとの分散の平均値である。

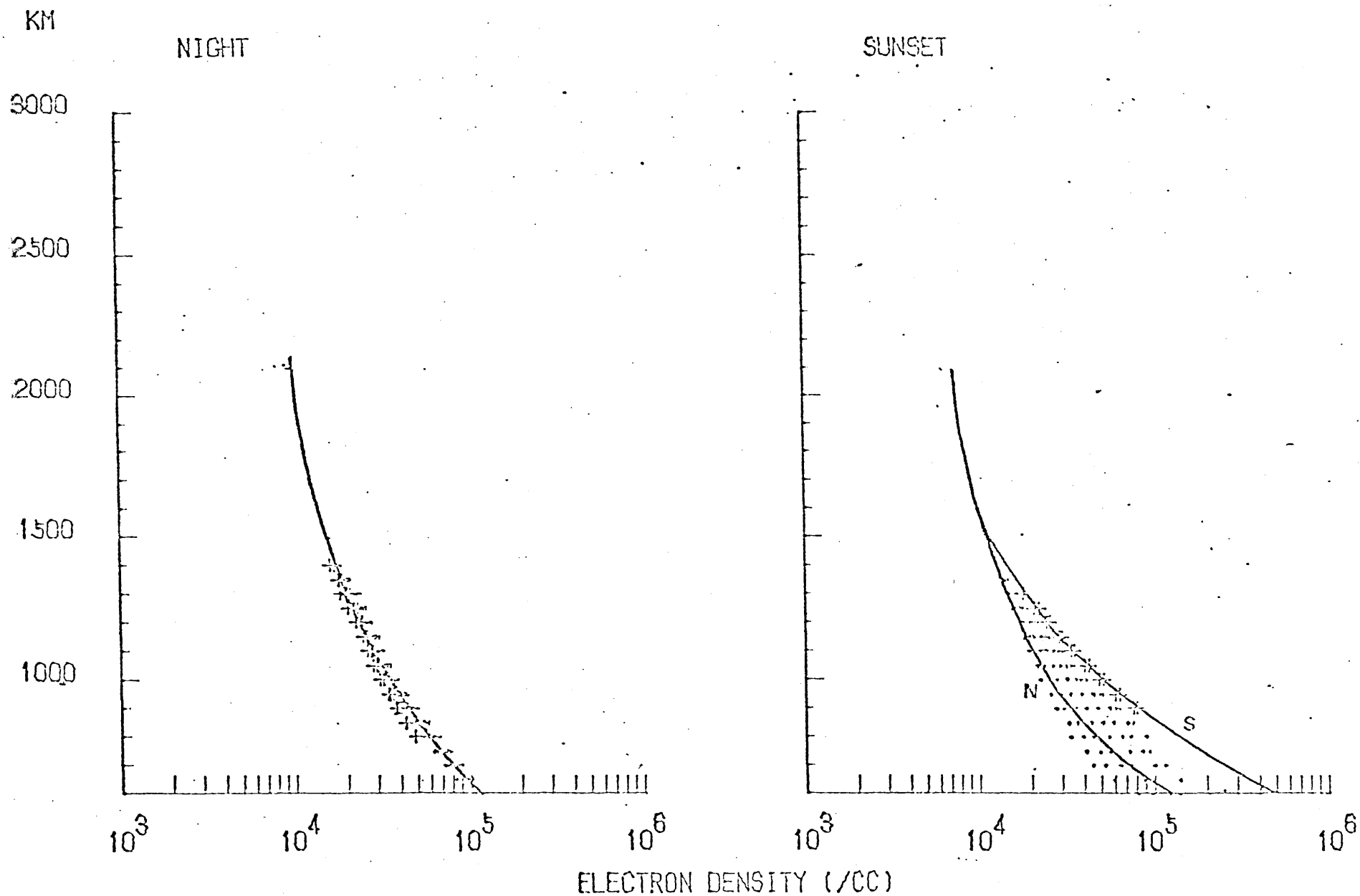


図3-25 夜間および昼間時の磁気圏電子密度プロファイル(実線)。N, Sはそれぞれ北半球, 南半球のプロファイルを意味する。夜間は北半球, 南半球とも分布は同じであるが, 日没時には南北の非対称が存在する。これらのプロファイルは緯度20°から25°までの範囲のものである。

は最大電子密度高度で最大を示す放物線分布を採用した。また最大電子密度値は実測値を用いている。さらに磁気線の計算は改良された正確なモデルを用いた。²¹⁾ 以上のモデルのもとで計算した分散値の観測値との比較を、日没ホムスラ、夜間ホムスラに対して順次論ずる。

(a) 日没ホムスラ

計算では $29.0 \text{ sec}^{1/2}$ の分散となった。一般にダクトは F_2 層以高に存在すると考えられるので、実測の $40 \text{ sec}^{1/2}$ という分散値との比較より日没ホムスラの enhancement factor は百数十パーセントとなる。もし $40 \text{ sec}^{1/2}$ が伊佐久島よりも低緯度の磁気線に沿うイオンならば、さらに enhancement factor は増大する。したがって上述の値は enhancement factor の下限を与えるものである。日没時の他の二つのダクトも同程度の enhancement factor だとすると、ダクト間の隔は Allcock の実験式を用いると、²⁰⁾ 緯度にして約数度であることがわかる。したがって日没時ダクトの全体としての中は緯度にして 5° 前後すなわち水平方向に 500 km 前後のスケールである。百%以上の高い enhancement factor は通常では考えられず、 F_2 層の電子密度における赤道異常との²²⁾ 関連を考えるのが妥当であろう。磁気線に沿う赤道異常は日没前後に最も発達し、その経路緯度が観測真緯度に近づく。この事実は日没時前後のきわめて高いホムスラ発生ともよく一致している。さらに 500 km という中実測とよく一致している。よって日没ホムスラのイオンは次のように考えられる。enhancement factor が100%程度で、 50 km 位のダクトによるホムスラの捕捉が起こるには、実際にトレーシングを行なった結果、ダクトの入口において 20° 程度の赤道方向への電離層の傾斜が必要である。大きなスケールの赤道異常が存在する時には、その中に小さなスケールの磁場に沿う不規則性や乱れに状態が存在しているようである。²³⁾ このような小さなスケールのダクトが、分散 $40, 35$ および $30 \text{ sec}^{1/2}$ のホムスラを捕捉していると考えよう。さらに、低緯度ではこのような小さなスケールの

ダクトほど波の捕捉には有利なこともわ²⁴⁾かっている。

(b) 夜間ホムスラ

夜間電子密度分布に対する計算結果では分散は $25.1 \text{ sec}^{1/2}$ となり、観測値の $25 \text{ sec}^{1/2}$ とは有意な差は認められない。したがって夜間のダクトの enhancement factor は日没時のように大きな値を示さないであろう。もし観測された $25 \text{ sec}^{1/2}$ のホムスラの経路緯度が観測点よりも低緯度側へ 1° ずれたとすると、enhancement factor は 10% 程度となり、この値は高緯度における値²⁾とほぼ同程度である。しかし低緯度ではこのような小さな enhancement factor では、Smith 流の捕捉には全く不十分である。もしダクトの入口で入射波面法線方向を磁場方向に向けるような機構、たとえば電子密度の不規則領域による波の散乱といったことが起これば、上述の小さな enhancement factor のダクトでも波の捕捉が可能となる。さらにこのような小さな enhancement factor のダクトによるホムスラ波の捕捉には別の二つの可能性がある。一つは whispering-gallery 型の伝はんモードであり、他は表面波伝はんモードである。前者については Walker²⁵⁾ の理論計算によつて、whispering-gallery 型の誘導が起これるに必要なダクトの enhancement factor および巾はせいぜい 1%、数十 km のオーダーであることがわかっている。他方表面波伝はんでは数 km 程度の中のものの方が波の捕捉には都合がよく、enhancement factor は同様に 1% 前後で十分である²⁶⁾。つまり表面波導波伝はんは High frequency ducts (HF ダクトという) と密接な関係にあることが予想される⁷⁾。ところ以上上の理論計算では入射波の波面法線は磁場方向に近いと仮定しているのど、現実とは著しく異なる。低緯度では入射波の波面法線方向は磁場と大きな角となすのど、両タイプの捕捉においても、波の散乱とか電離層の傾斜といった問題が重要な役割を果たしている。以上の事から、夜間におけるホムスラ発生頻度の減少は、

雷活動にも依るが、それよりはむしろ ダクトの enhancement factor がきあめ
小さいため 波の捕捉が困難であることに起因すると考えられよう。最後に
夜間ダクトのダクト間々隔は緯度にして数度であることが図3-24から理解
される。

3-4 超低緯度ホイスラのゾクトイェン

a) 低緯度エコーレインホイスラおよびハイブリッドホイスラの分散

佐久島観測所の定常観測の結果を調べると、かなりの数のエコーレインホイスラおよびハイブリッドホイスラが受信されている。本節では1967年9月から1971年3月までの期間中におけるかかるホイスラの特徴を検討し、その伝播状態を調べるのが目的である。3-3-1節において示したように、佐久島の南に低緯度で受信されるホイスラのほとんど大部分はその下降緯度が観測地よりも低緯度側だということである。図3-26はエコーレインホイスラおよびハイブリッドホイスラの発生数の日変化パターンで、斜線線部はエコーレインホイスラの数を表わしている。これからかかるホイスラの発生は主として夜間に集中していることがわかる。図3-27にエコーレインホイスラとハイブリッドホイスラの例を示す。図中の矢印はホイスラの先行空気を示す。図(a)ではワンホップおよびスリーホップホイスラの分散はそれぞれ20, 60 sec^{1/2}で、その比は3.0である。次に図(b)ではワン

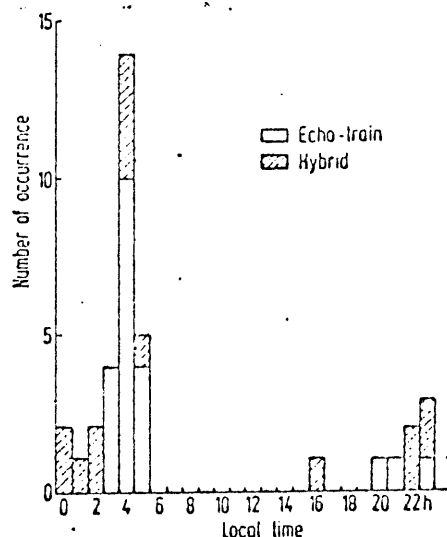
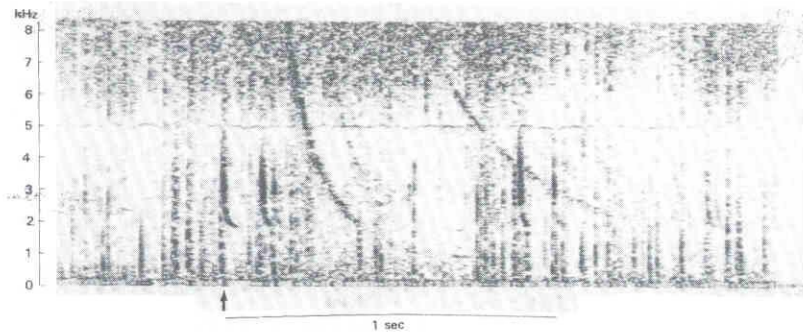
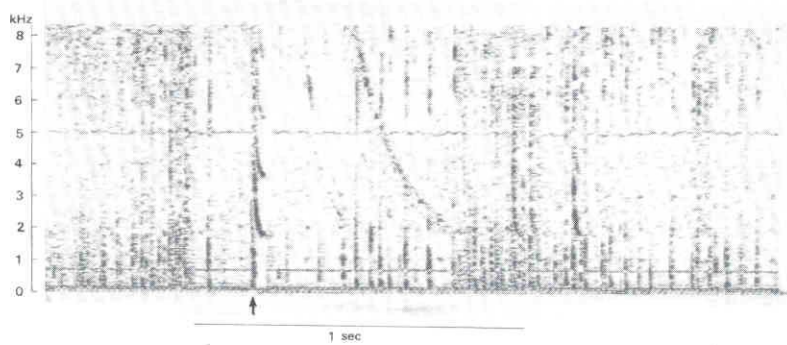


図3-26 低緯度エコーレインおよびハイブリッドホイスラの発生数の日変化。



(a)



(b)

図3-27 図(a)はエコーレーンホップスラを, 図(b)はハイブリッドホップスラを表わす。矢印は先行空電を示す。

ホップおよびツーフホップホップスラが対で認められる。これらのホップスラについて重要な分散の比を求めてみよう。図3-28はその結果である。図3-28の全体の数値が著しく減少しているのは、対のうち一方の強度が弱く、分散測定が不可能な場合がかなりあるためである。図から分散比は2.0および3.0の周りに分布しており、これはかゝるホップスラが“磁気緯線に沿って伝播している”ことを意味する。そこでこの伝播のいかんたる種類の伝播状態によるかを考察する。

b) 伝播様式

これらのホップスラの基本分散は $15 \text{ sec}^{1/2}$ から $25 \text{ sec}^{1/2}$ まであるので、 $D(\text{sec}^{1/2}) = 2.2(\Lambda - 12)$ (Λ : 磁気緯度) という実験式を用いると、磁気圏伝播の経路緯度は 19° から 23° 前後までと評価される。かゝる低緯度領域においては

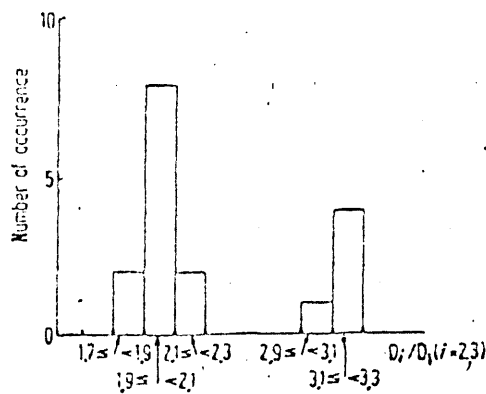


図3-28 エコトレインおよびハイブリッドホトスラの基本分散に対する比 D_2/D_1 ($i=2,3$) の頻度分布。

数十 km 程度のスケールの不規則性は衛星で観測されないが、しばしば数 km 程度の、いわゆる HF 波の捕捉に寄与するダクトの存在が明らかになっている。²⁸⁾ そこでこのようなダクトによる VLF 波の捕捉の可能性を吟味してみよう。数 km の中には VLF 波の波長よりもずっと小さな値であり、このような条件下では三つの伝播モードが存在し得る。我々が問題とする周波数 ($0 \sim 10 \text{ kHz}$) はジャイロ周波数 ($\sim 1 \text{ MHz}$) よりも小さいので、電子密度の周囲よりも増幅したダクトに対し、 f_c (遮断周波数, cutoff frequency) $< f < f_{he}/2$ の周波数領域において漏洩表面波 (leaky surface wave) の伝播が可能である。この表面波伝播はエネルギー散逸を伴いながら捕捉伝播するので、伝播路に沿う波の減衰を評価する必要がある。磁気緯度 20° の磁力線に沿ったダクトを想定し、その enhancement factor は最頻値として 0.5% を採る。この際には f_c は約 2.5 kHz となり、 5 kHz のホトスラ波の現実的磁気圏電子密度分布に対しての減衰値は 1 km の中のダクトに対して 1 dB 以下となる。この減衰量は無視し得る大きさであり、HF ダクトの VLF 電波に対する導波作用の可能性は十分あることが理解される。一般に HF ダクトは磁気緯度 ± 40 数度から ± 60 数度までの領域において最も頻繁に出現する。²⁸⁾ このことを考えると、この緯度帯における

VL_F電波伝播とHFゴフトとの相関は今後の興味ある問題である。

3-6 低緯度ホッスラの非ダクト伝播

前節までは中、低緯度ホッスラのダクト伝播に關する検証とダクトの特性を考察した。ところで、衛星やロケットによる飛翔体観測ではダクト伝播によるものばかりでなく、むしろ非ダクト伝播モードのホッスラの方が多数受信されている。²⁹⁻³³⁾ 本節ではその一例として K-9M-26 号ロケットによる VLF 観測結果中に非ダクト伝播ホッスラだと思われるものが観測されたが、これを報告する。

a) 観測結果

K-9M-26 号機に關する詳しい諸元は 2-3-4 節においてすでに述べたが、重要な点としては打ち上げが 1969 年の 8 月 24 日の 17:03^h JST という夏の日没時付近であるということである。図 3-29 は分散の高度変化を示したもので、 $\pm 2 \text{ sec}^{1/2}$ の精度で測定されたものだけが描かれている。図中の黒丸は上昇時の、また白丸は下降時の結果である。横軸の上には $5 \text{ sec}^{1/2}$ 毎の分散別が発生頻度を示してある。さらに 10 km の高度毎のホッスラ数も同時に示してある。これは分散が測定できないようなホッスラもすべて含んだ数である。図 3-29 から次のことが指摘できよう。

- (i) 観測された分散値は二つのグループに大別される。一つは $30 \text{ sec}^{1/2}$ 前後の分散のホッスラ群であり、他は 55 から $75 \text{ sec}^{1/2}$ 程度までの分散の大きなホッスラ群である。
- (ii) 小分散のホッスラの数はきわめて少ない。
- (iii) 大分散のホッスラの数は多く、しかも分散の広がりや $20 \text{ sec}^{1/2}$ に及んでいる。
- (iv) 周波数解析の結果、大分散のホッスラは一般的に 2 kHz から 5 kHz の周波数領域において強度が最大である。

小分散のホッスラの一例を図 3-30 に、また大分散のホッスラの数例を図 3-31 に示す。要は (iv) は図 3-31 から容易に理解されよう。

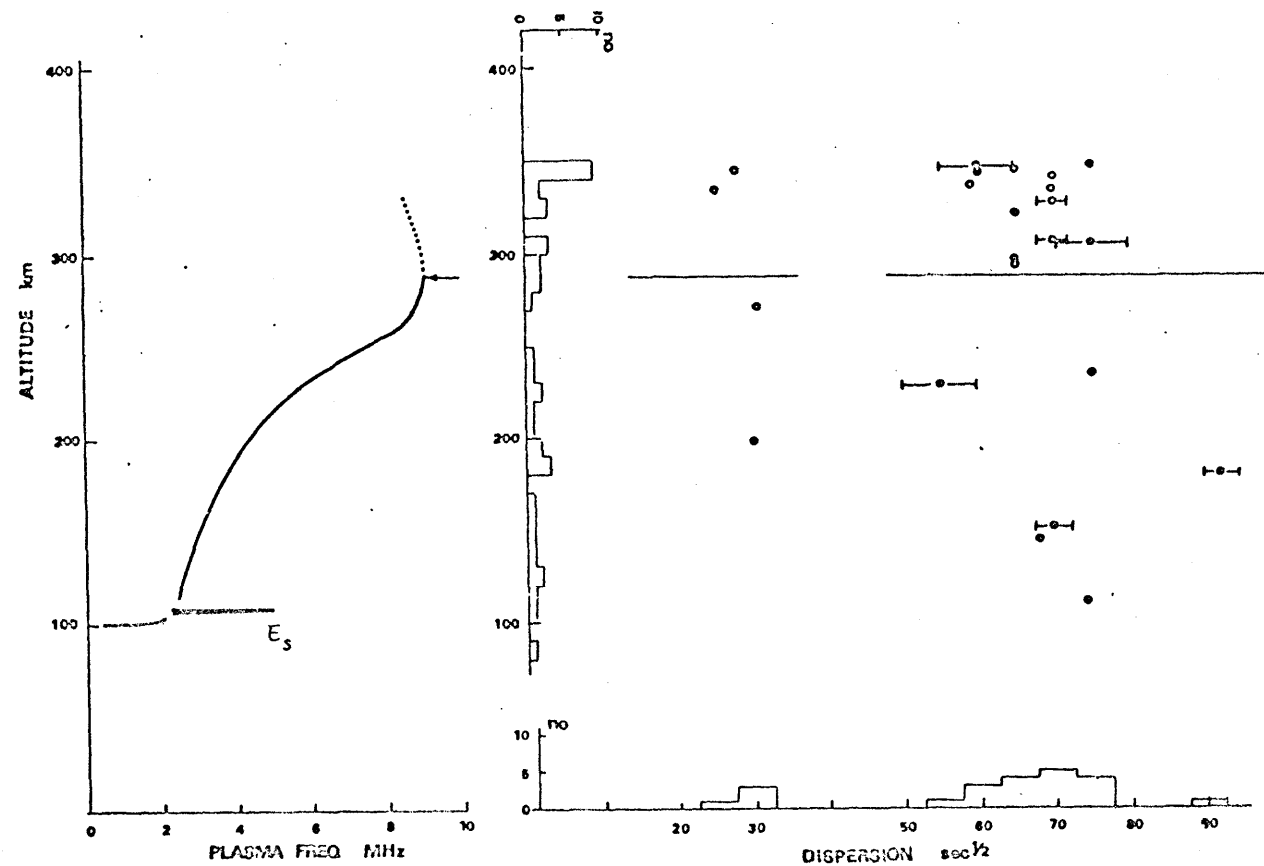


図3-29 分散の高度分布。黒丸は上昇時の、白丸は下降時の結果である。
参考のための電子密度分布の左図に示してある。

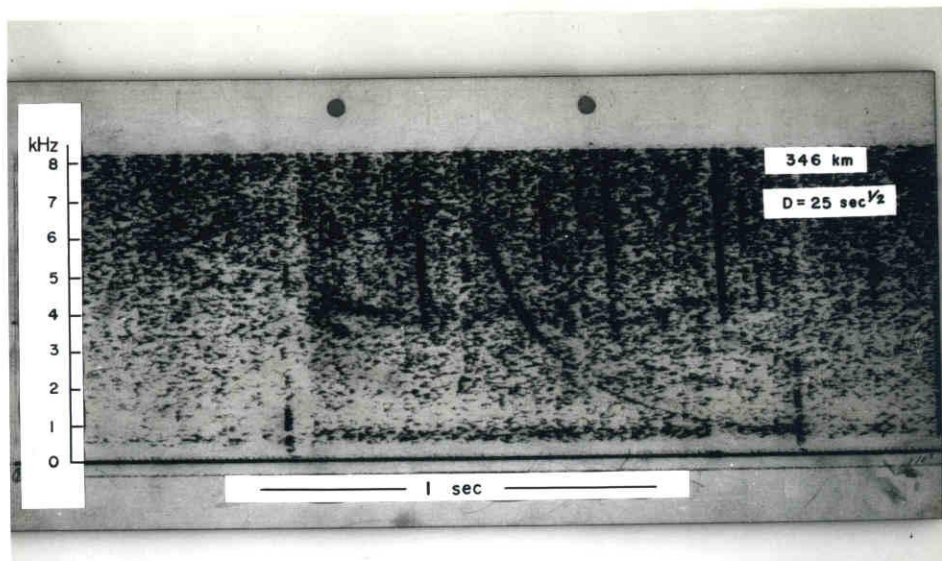


図3-30 小分散ホィスラの一例。ロケット軌道の頂点付近で観測された分散 $25 \text{ sec}^{1/2}$ のホィスラである。

b) 観測結果の解釈

ロケット実験の時期が8月の夏期であったことを考えると、小分散のホィスラ群と大分散のホィスラ群はそれぞれショートホィスラおよびロングホィスラに対応すると考えられる。すると小分散のホィスラ数がさわめて少ないという事実(ii)は、その源が南半球で冬期にあたるため、電活動が低かったことによると考えられる。また多数の大分散のホィスラが観測されたことは、その源が電活動の高い北半球にあることによるのであろう。以下では事実(iii)の大分散のホィスラ群における大きな分散の広がりはいかなる磁気圏内伝播に起因するかを明らかにする。

磁気圏内伝播とグット伝播だと仮定しよう。ロケットの軌道にあたる緯度変化を変化して、Allcockの緯度による分散の変化の実験式²⁰⁾ $2.2 \text{ sec}^{1/2} / \text{緯度(度)}$ を用いると磁気圏内のtwo-hopによる分散の広がりはいくつか $7 \text{ sec}^{1/2}$ である。しかし実測の $20 \text{ sec}^{1/2}$ という倍以上の分散の広がりには到底説明できない。さらに事実(iv)はグット伝播ではない強い言正根拠である。図3-30, 31からもわかるようにグットの入口付近におけるホィスラ波の周波数

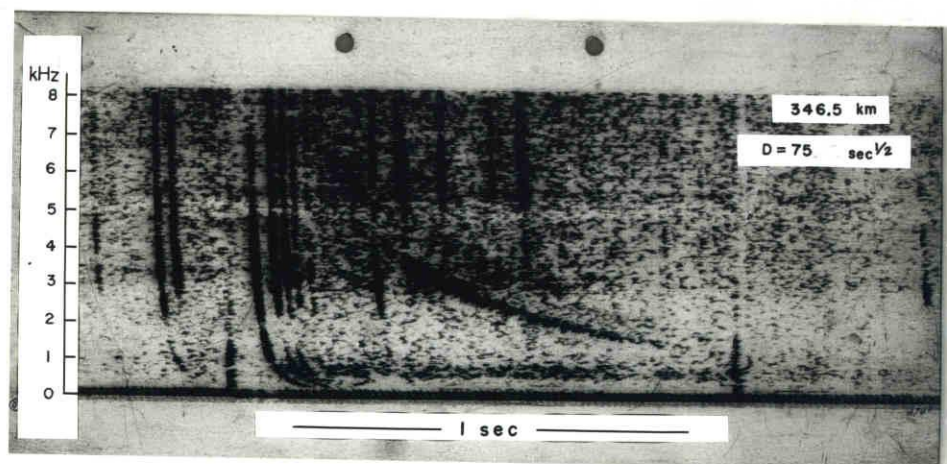
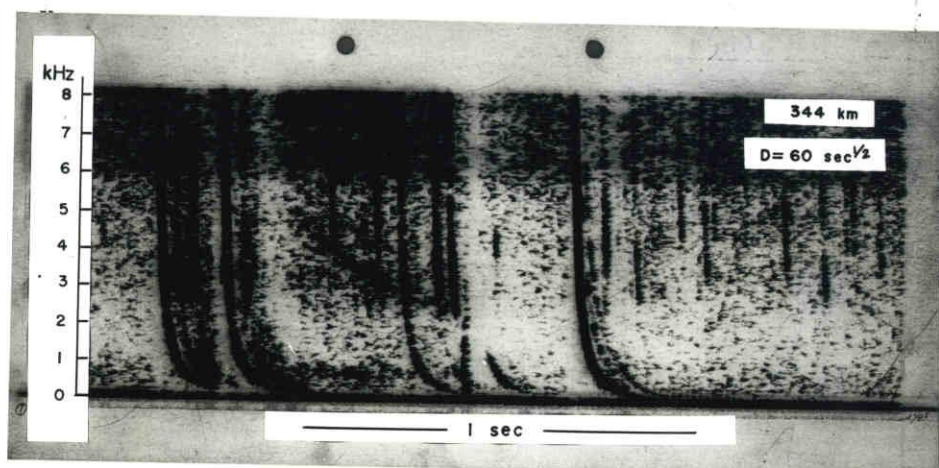
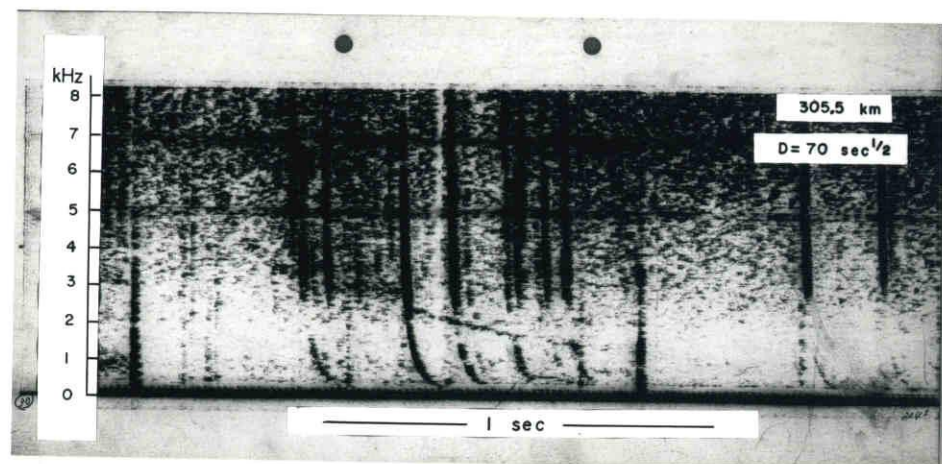


図3-31 大分散ホムスラの周波数解析結果

スペクトルは電離層・地表導波管内を長距離伝播しているため、 $\sim 1 \text{ kHz}$ から $\sim 3 \text{ kHz}$ において強度が著しく減少している。³⁴⁾ 磁気圏内には周波数依存特性をもつような機構が存在するとは考えにくいから、磁気圏内を一回往復した後でも同様のスペクトルが期待される。この予想に反し、要典(iv)に述べたように大分散のホムスラは $2 \sim 5 \text{ kHz}$ に最大強度を示している。したがって大分散のホムスラはダクト伝播によるとは考えにくい。

次いで非ダクト伝播による解釈を試みる。最初には電子密度の緯度効果を無視した場合を取り扱う。計算には打ち上げ時の F_2 層まわりの電子密度分布に、それ以上高は日没時の典型的な分布と滑らかに接続した磁気圏電子密度分布を用いた。このモデルに対するレイトレーシングの結果を図3-32に示す。用いた周波数は観測周波数の下限値の 2 kHz である。低周波になるほど波は磁気圏捕獲 (magnetospheric trapping) を受け易くなる。¹³⁾ したがってもし 2 kHz の波が磁気圏内を一回往復した後にはカットで観測されれば、より高周波成分は当然観測されることになる。図(a)は初期緯度と磁気圏内の two-hop 後の下降緯度(ともに北半球)との関係を示し、図(b)は下降緯度における分散値を表わす。図(a)で磁気緯度 16° 以上に対しては結果が描かれていないが、これは one-hop ないし two-hop 伝播中に磁気圏に捕獲され、カットに到達することできないことを表わしている。図(b)の \rightarrow 、 \leftarrow はカットの軌道にわたって理論的に予測される分散値を示している。ただし図の分散値は初期緯度における F_2 領域まわりの $2 \text{ sec}^{1/2}$ 程度の分散は含まれていない。図3-32からたゞちにあはることは、理論的に予測される値は $45 \sim 46 \text{ sec}^{1/2}$ であり、たとえ F_2 領域まわりの分散を考慮しても実測値よりもずっと小さい。したがってこのような滑らかな磁気圏電子密度分布では観測結果は説明不可能である。

以上の電子密度分布では電子密度の緯度依存性を無視したため、実際多くの場合にはこの効果が重要な役割を果たしていると考えられる。^{35, 36)} 特に低

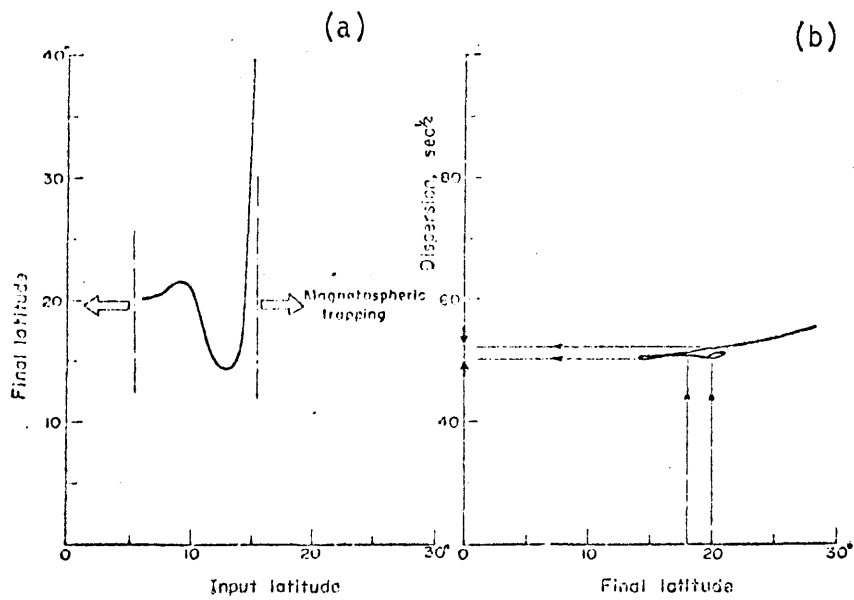


図 3-32 図(a)は初期緯度と下降緯度との関係を示し、図(b)は下降緯度における分散を示す。

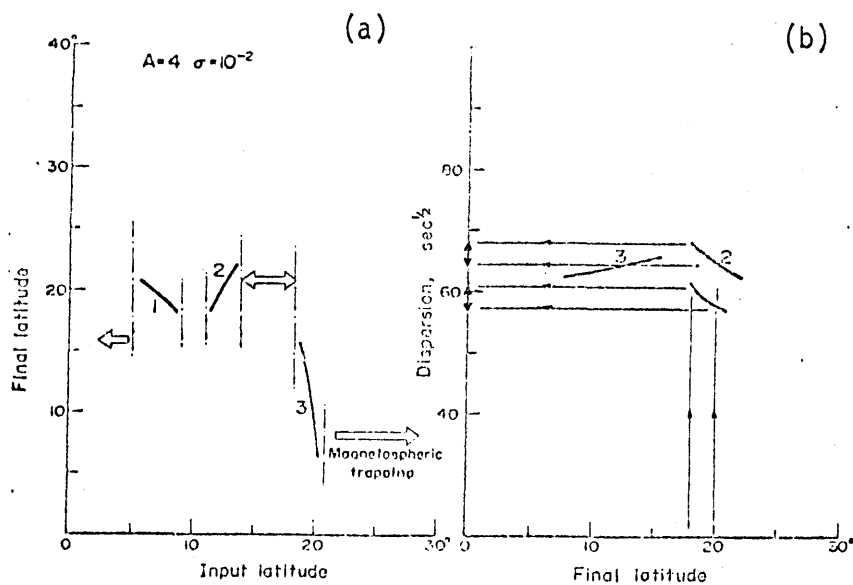


図 3-33 赤道異常を考慮した際のレイトレーシングの結果。図(a)は初期緯度と下降緯度との関係を示し、図(b)は下降緯度における分散を示す。

緯度ではすでに幾度も述べたように赤道異常のような大規模な不規則性が存在することはいくぶん知られている。³⁷⁾ しかも赤道異常は磁気圏に沿った構造と見なすことから、これを次のように近似する。³⁸⁾

$$1 + A \exp \left\{ - \frac{(b - b_0)^2}{2 \sigma^2} \right\}$$

ただし A , σ はそれぞれ赤道異常の enhancement factor と σ を表す。また $b = r/r_E \sin^2 \theta$ (r : 地球中心からの距離, r_E : 地球半径, θ : 余緯度), b_0 は赤道異常の経路緯度の情報と与える。赤道異常の経路緯度は地方時とともに移動し、ロケット打ち上げ時間帯には 20° 前後であることから、 20° という値を採用した。 A および σ はそれぞれ $A=1$ から $A=5$ まで変化させ、 σ は 10^{-2} と 2×10^{-2} の二つの値を採用し、 A , σ のすべての組合に対して計算を行った。その結果、これらの組合せのうち一つだけ観測結果を合理的に説明できることが明らかとなった。それは $A=4$, $\sigma=10^{-2}$ の場合で、結果を図 3-33 に示す。 σ のこの値は F_2 層において約 320 km の中に対応する。図 3-33 から磁気圏内を一往復した後、ロケットに到達し得る初期緯度には、二つの領域が存在し、一つは 7° から 9° までの領域、他は 11° から 13° までの領域である。前者の初期緯度に対して予測される分散値は $56-61 \text{ sec}^{1/2}$ 、また後者の初期緯度に対しては $65-67 \text{ sec}^{1/2}$ である。計算では南半球において反射は F_2 層の 300 km まで起ると仮定しているが、実際の反射高度は入射波の波面法線方向に著しく依存する。このことはすでに 2-4 節で言及した。そこで南半球の 300 km の高度における波面法線方向の計算値を用いて実際の反射レベルを算定し、高度 300 km から反射レベルまでの分散を考慮するとともに、初期緯度における 300 km までの実測分散も甚だ定に入れると、予測される分散は $58-71 \text{ sec}^{1/2}$ となる。この値は要項(Ⅲ)とよく一致している。さらに北半球の低緯度にその源と見なすようなショートホップスラは南半球において受信されなかったことは³⁹⁾

多分非ガリト伝ぱんのために電離層突抜けの条件がきわめて厳しいためであらう。また北半球の佐久島や鹿児島の上観測においても two-hop ホムスうは観測されなかった。要項(iv)は、本ロケット観測の two-hop ホムスうの初期緯度が 10° 前後の低緯度であるという解釈を強く支持するものである。つまり 2-3-4 節の図 2-10 にも示したように、低緯度におけるホムスう波の吸収損失は昼間時には強い周波数依存性を示す。観測されたホムスうの初期緯度は 10° 内外であるが、緯度 10° における 10 kHz の波の損失は数 kHz の波の損失に比して数 dB 以上大きいことが予想される。したがって高周波成分は強い吸収のため減衰し、ゆえに要項(iv)のように 5 kHz 以下の低周波においてエネルギーの最大を示すことになる。

結論として、本節のロケット実験により 内部磁気圏 においても非ガリト伝ぱんのホムスうが存在することの明らかになった。またその伝ぱん特性と利用して、低緯度に特徴的な赤道異常の伝ぱんに及ぼす重要性とも明らかにした。

3-6 結言

中、低緯度ホムスラ波の磁気圏内伝ぱんに関して、明らかとなった重要な点を列記すると、

- (i) 中、低緯度ホムスラの発生頻度の日変化は 日没時のピークと夜間のピークとから成り、その両時間のホムスラともダクト伝ぱんにおこっていること。これは地上の多矣同時観測のみならず、ロケット観測によっても確められた。
- (ii) 日没時のホムスラダクトの enhancement factor は 100% 以上で、このダクトは電子密度の赤道異常と関連するらしいこと。
- (iii) 夜間時のホムスラダクトの enhancement factor はせいぜい 10% で、その伝ぱん姿態としては、Smith 型, whispering-gallery 型, 漏洩表面波型等の可能性がある。
- (iv) 夜間にその下降緯度の 20° 以下と考えられる小分散のホムスラのエコートレインホムスラやハイブリッドホムスラはかなり受信される。これらのホムスラは HFダクトによる捕捉の可能性が高いこと。
- (v) 低緯度でも電離層・磁気圏内では非ダクト伝ぱんモードのホムスラが受信される。このような低緯度の非ダクト伝ぱんでは赤道異常のような大規模の電子密度の緯度効果の重要な因子であること。

などである。また磁気圏内を伝ぱんしてまた下降ホムスラ波の電離層内透過および反射についての興味ある結果としては

- (i) ロケットの波面法線方向測定より、磁力線のまわりの捕捉円錐の半角は 40° 前後で、その捕捉円錐のなかに波面法線は一様に分布せず、磁力線と大きな角度領域において一様に分布している。また透過円錐は理論値よりもかなり広く、その半角は十数度程度であることが実験的に明らかとなった。

(ii) 波面法による方向測定より、地上へのホイッスル波の電離層突抜けに
関する実験的考察がはじめに行なわれた。地上へ突抜けたホイッスルは、
捕捉円錐内の最も大きな角度のもつ、すなわち磁場と大きな角度と
なして管状のダクト内をらせん状に伝播してきたホイッスルのうち、ダクトの
出口において折よく鉛直のまわりの透過円錐内に入ったものである
ことが明らかとなった。

と挙げることもできる。

参考文献

- (1) Smith, R.L.: Propagation characteristics of whistlers trapped in field-aligned columns of enhanced ionization, J.Geophys.Res. 66, 3699(1961).
- (2) Angerami, J.J.: Whistler duct properties deduced from VLF observations made with OGO 3 satellite near the equator, J.Geophys.Res. 75, 6115 (1970).
- (3) 早川 : 低緯度ホトスウのダクト伝播, 電学誌, 53-B, 21 (1973)
- (4) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Ducted propagation of low latitude whistlers deduced from the simultaneous observations at multi-stations, J.Atmosph.Terr.Phys. 35, 1685(1973).
- (5) Iwai, A., Okada, T. and Hayakawa, M. : Rocket measurement of wave normal direction of low latitude sunset whistlers, accepted for publication in J.Geophys.Res.
- (6) Hayakawa, M. and Tanaka, Y. : Properties of low latitude whistler ducts deduced from a comparison of ground whistler dispersion and magnetospheric electron density profile, Rep.Ionosph.Space Res.Japan 27, 213(1973).
- (7) Hayakawa, M. and Tanaka, Y. : Equatorial field-aligned irregularities deduced from low latitude echo-train and hybrid whistlers, Pure Appl.Geo-phys. 111, 2336(1973).
- (8) Hayakawa, M. : Non-ducted two-hop whistlers in the inner magnetosphere deduced from rocket measurement, Planet.Space Sci. 22, 638(1974).
- (9) Haselgrove, J.: Ray theory and a new method for ray tracing, Rep.of Phys.Soc. Conf.on Physics of the Ionosphere, p.355(1954).
- (10) Stix, T.H. : The theory of plasma waves, McGraw-Hill Co.(1962).
- (11) Storey, L.R.O. : An investigation of whistling atmospherics, Phil.Trans.Roy. Soc. A246, 113(1953).
- (12) Helliwell, R.A. : Whistlers and related ionospheric phenomena, Stanford Univ. Press(1965).
- (13) Kimura, I. : The effect of ions on whistler-mode ray tracing, Radio Sci. 1, 269(1966).
- (14) Hines, C.O. : The effect of heavy-ions on audio frequency radio propagation, J.Atmosph.Terr.Phys. 11, 36(1957).
- (15) Ohtsu, J., Tanaka, Y. and Iwai, A. : Whistler occurrence rate in middle and low latitudes since July 1957, Bull.Res.Inst.Atmospherics Nagoya Univ. 13, 11(1963).
- (16) Hayakawa, M. et al. : Characteristics of dispersion and occurrence rate of whistlers at low latitudes during one solar cycle, J.Geomag.Geo-elect. 23, 187(1971).

- (17) Schonland, B.F.J. : Handbuch der Physik, vol.23, p.576, Springer Verlag (1956).
- (18) Angerami, J.J. and Thomas, J.O. : Studies on the planetary atmosphere, J. Geophys. Res. 69, 4537 (1964).
- (19) Aubry, M.P. : Influence des gradients horizontaux de densité électronique sur la direction des normales d'ondes TBF dans l'ionosphère, Ann. Geophys. 23, 467 (1967).
- (20) Allcock, G. McK. : IGY whistler results, URSI 13th Gen. Assembly Comm. 4 (1960).
- (21) Cain, J.C. and Sweeney, R.E. : Magnetic field mapping of the inner magnetosphere, J. Geophys. Res. 75, 4360 (1970).
- (22) King, J.W. et al. : Preliminary investigation of the structure of the upper ionosphere as observed by the topside sounder satellite Alouette, Proc. Roy. Soc. London A281, 464 (1964).
- (23) Hojo, H. and Nishizaki, R. : Reduction of topside ionograms for field-aligned propagation paths, Nature 233, 121 (1970).
- (24) Tanaka, Y. and Hayakawa, M. : The effect of geomagnetic disturbances on duct propagation of low latitude whistlers, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1699 (1973).
- (25) Walker, A.D.M. : The theory of guiding of radio waves in the exosphere-I Guiding of whistlers, J. Atmosph. Terr. Phys. 28, 807 (1966).
- (26) Adachi, S. : Study on the guiding mechanism of whistler radio waves, J. Res. Natn. Bur. Stand. 69D, 493 (1966).
- (27) Ramasastry, J. : Characteristics of magnetospheric ducts observed by the Alouette topside soundings, J. Geophys. Res. 76, 5352 (1971).
- (28) 恩藤, 永山 : 人工衛星に於ける低緯度のVLF下雑音の観測, 電波研季報 18, 135 (1972).
- (29) Smith, R.L. and Angerami, J.J. : Magnetospheric properties deduced from OGO 1 observations of ducted and non-ducted whistlers, J. Geophys. Res. 73, 1 (1968).
- (30) Walter, F. : Non-ducted VLF propagation in the magnetosphere, Tech. Rep. Stanford Univ. (1969).
- (31) Scarabucci, R.R. : Interpretation of VLF signals observed on OGO 4 satellite, Tech. Rep. Stanford Univ. (1969).
- (32) Edgar, B.C. : The structure of the magnetosphere as deduced from magnetospherically reflected whistlers, Tech. Rep. Stanford Univ. (1972).
- (33) Charcosset, G., Tixier, M., Corcuff, Y. and Garnier, M. : Étude expérimentale et théorique de sifflements non guidés reçus aux basses latitudes à bord du satellite Alouette 2, Ann. Géophys. 29, 279 (1973).

- (34) Hayakawa, M. et al. : On the propagation of ionospheric whistlers at low latitudes, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1677 (1973).
- (35) Kimura, J. : Drifting whistler cutoff phenomena - striations - observed by POGO satellites, Space Res. 11, 1331 (1971).
- (36) Cerisier, J.C. and James, H. : Etude a l'aide du satellite FR-1 de la propagation d'ondes tres basse frequence dans l'ionosphere a basse latitude, Ann. Géophys. 26, 829 (1970).
- (37) Eccles, D. and King, J.W. : A review of topside sounder studies of equatorial ionosphere, Proc. IEEE 57, 1012 (1969).
- (38) Yabroff, I.W. : Computations of whistler ray paths, J. Res. Natn. Bur. Stand. 65D, 485 (1961).
- (39) Allcock, G. McK. : Private communication (1973).

第4章 ホイッスル波を用いた磁気圏の探査

4-1 まえびき

ホイッスル波のもっと最も重要な情報は磁気圏の電子密度である。¹⁾ 地球上で観測されるホイッスルを用いて、磁気圏赤道面内の電子密度の高度分布を導出する試みが多く、研究者によってなされ、多大の成果が収められてきた。²⁻⁷⁾ さらにプラズマ圏境界 (plasma pause) の発見という輝かしい成果もホイッスルを用いてほじめられた。⁸⁾ 磁気圏の詳しい構造やその運動等が盛んに研究されている。⁹⁾ またホイッスルの高周波遮断から電子温度に関する情報も得られている。¹⁰⁾ 以上は従来のホイッスル、正確には電子ホイッスル (electron whistlers) から得られた情報である。近年は衛星で観測されるイオンホイッスルを用いてイオン組成やイオン温度を調べることも盛んに行なわれている。^{11,12)} このようにホイッスルは磁気圏の電子密度のみならずイオン密度分布の理解にも大きく貢献をしていく。

ところで磁気圏電子密度の太陽活動との関連といったような長周期変化の問題はまだ十分に議論されていない。この問題は磁気圏電子の維持機構や電離層と磁気圏との相互作用と関係し、きわめて興味深いので、その基礎資料が不足している状態である。しかもこの問題には緯度効果の重要な因子であり、広い緯度範囲にあたってのデータが必要となる。Carpenter³⁾ は半太陽周期間、高緯度における磁気圏電子密度の太陽活動との関係を調べた。また最近 Bouriot et al.⁶⁾ は一太陽周期(11年)間にあたるフランスにおけるホイッスルを用いて、磁気圏電子密度の太陽活動との関連を考察した。前者の高緯度における結果と対比したば、北海道で観測された中緯度ホイッスルの分散の経年変化および年変化(季節変化)を示す。その結果、中緯度ホイッスルの分散の季節変化は高緯度とは著しく異なることが明らかとなった。^{13,14)} これは貴重な成果であろう。次に発生数の経年変化は太陽活動とは「逆相関」にあり、これより電離層の吸収が発生数を決定する主要因であることがわかった。

前述した長期間にわたるホッスラの分散および発生数変化と同様、磁気擾乱に伴うホッスラ特性の変化は、磁気圏の動的応答の解明には興味ある問題であるにもかゝらず十分な理解は得られていない。さらにホッスラの磁気擾乱との関連性は低緯度特有の現象であること^(15,16)が知られており、日本のような低緯度におけるホッスラはこの問題の解明に不可欠のものである。4-3節では IGY 以後の大きな磁気嵐期間中のホッスラ特性の変化についての考察を行ない、その結果磁気嵐の回復期にはホッスラダクトの安定な生成が顕著に起こることと指摘した。⁽¹⁷⁾ また磁気擾乱期間中のホッスラスペクトルの詳細解析から、ホッスラスペクトルの広がり (Diffuseness) が磁気擾乱時には起こり、これはホッスラ・ダクト群のスケールの広がりによることをはじめと明らかにした。⁽¹⁸⁾ さらにホッスラダクトと電離層中で発生する Spread F と呼ばれる不規則性 (Spread-F irregularities) との関連性も示唆されている。⁽¹⁹⁾

4-2 一太陽年周期にあたる中緯度ホップスラ特性

Iwai and Otsu²⁰⁾が国際地球観測年(1958~59年, IGY)期間中に稚内(磁気緯度 35.3°N)においてホップスラの定常観測を開始して十年以上が経過し、一太陽年(11年)にあたる中緯度ホップスラの諸特性を調べることも可能となった。一太陽年として1958年から1968年までを取り上げた。ただし観測は1962年11月15日まで稚内、それ以後は観測所は母子里(磁気緯度 34.0°N)に変更されている。実際には稚内と母子里では緯度が 1° 程度の差があるので、分散を取り扱う際にはその差は無視してもよい。

磁気圏電子密度は昼夜によりかなり異なった特性を示すので、一日を二つの特徴的な時間帯、すなわち0~4時JSTの夜間帯と15~19時JSTの昼間帯に分けて議論する。さらに次のようなホップスラは明らかに稚内、母子里近傍のホップスラとは考えられないので除外した。

- (i) 分散値が 100 sec^2 よりも大きいもの、および 20 sec^2 よりも小さいもの。
- (ii) ホップスラスペクトルにおいて2 kHz前後に低周波遮断を受けているもの。
- (iii) (ii)のものとは2-3-4節で述べたような電離層・地表から成る導波管伝搬に起因する遮断を受けたもので、その下降緯度は観測所の緯度とはかなり離れていることから除外する。

a) 分散の経年変化

図4-1は1958年1月から1968年12月までの3750 MHzにおける太陽電波強度の経年変化である。太陽活動の指標としては、従来は太陽黒点数を用いていた。しかし3750 MHzの太陽電波強度は電離層の電離源である太陽X線源とよい相関があることから太陽黒点数よりも物理的に意味があり、これを採用した。次に図4-2, 4-3に前述した二つの時間帯

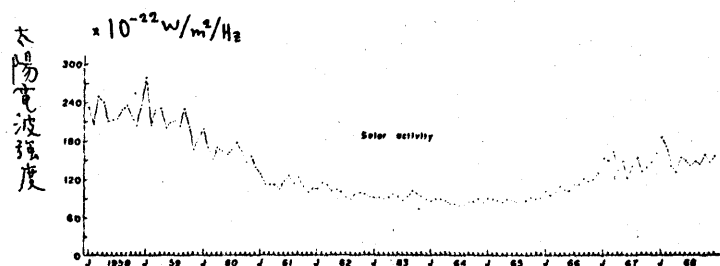


図4-1 太陽電波強度の経年変化。丁は1月を表わす。

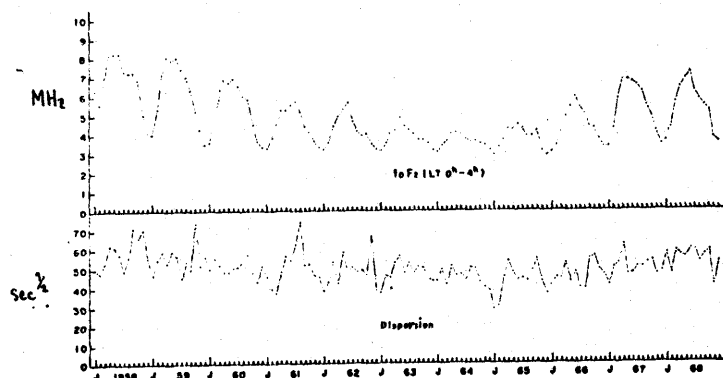


図4-2 夜間時の分散および電離層臨界周波数 f_oF_2 の経年変化。

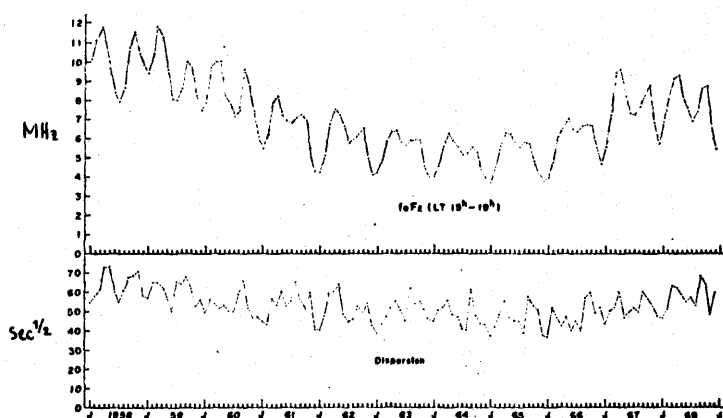


図4-3 昼間時の分散および f_oF_2 の経年変化。

でのホトツスラ分散の経年変化を示す。また比較のための電波研究所の稚内観測所における電離層の臨界周波数 f_oF_2 も同時に描かれている。これらの図を用いて、各年の十二月の平均値の経年変化を描いたのが図4-4から図4-6である。図4-4は太陽電波強度、図4-5は分散そして図4-6は f_oF_2 の経年変化を示したものである。図4-4および4-5の比較から、分散に図に次のことが理解される。

- (i) 太陽活動は1958, 59年において最大を示し、その後減少し、1964, 65年には最小になる。この太陽活動の変化にきわめてよく対応して、分散は太陽活動期を過ぎると減少し、1965年に分散の最小が起る。その後また急激に分散は増加する。
- (ii) 破綻線で示される昼間のホトツスラの分散は夜間のホトツスラの分散よりも1968年を除いて一般に大きい。

要項(ii)は中、低緯度ホトツスラの分散値の日変化の一般的傾向であることがすでに知られている。^{20, 22)} すなわち分散は午後に最大を示し、真夜中に最小を示す。この傾向は高緯度帯でも認められている。ここに要項(i)について詳しく吟味してみよう。1965年の最小分散は1958年の最大分散に比し、夜間時ではその74%に、また昼間時では73.5%にあたる。他方 f_oF_2 については、図4-6から1964年の最小値は1958年の最大値のそれぞれ52% (夜間) および46.5% (昼間) になっている。これらの f_oF_2 の減少を電子密度変化に換算すると、 F_2 層領域では太陽活動極小期には極大期に比して75%の密度の減少を意味する。前述の分散値の減少はその母子の磁力線の頂点附近の磁気圏電子密度の減少とは早急に結論できない。つまり中、低緯度ホトツスラの分散には、高緯度ホトツスラとは異なり、かなりの電離層領域の寄与が含まれているからである。したがってこの効果を除いてはじめて磁気圏電子密度の情報が得られる。Iwai and Outsu²²⁾

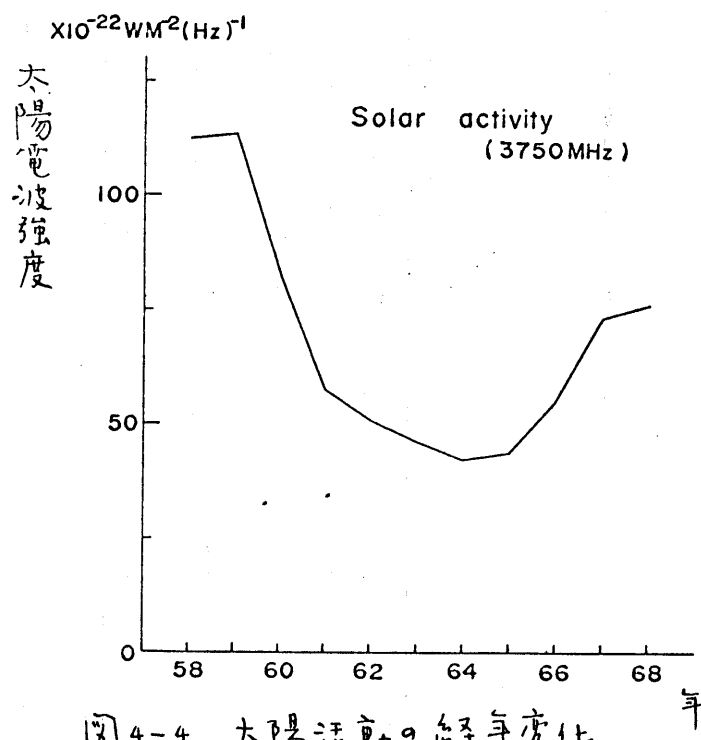


図4-4 太陽活動の経年変化。

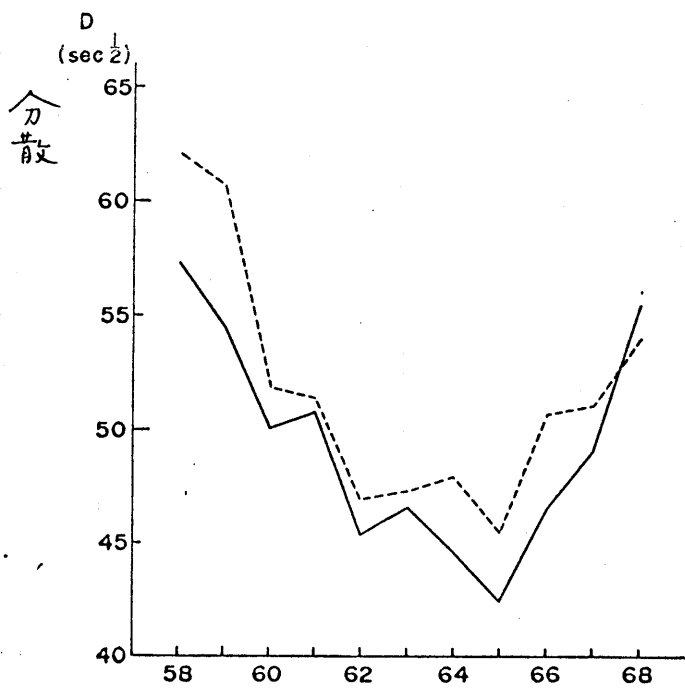


図4-5 電離層の経年変化。実線は夜間時、破線は昼間時の結果である。

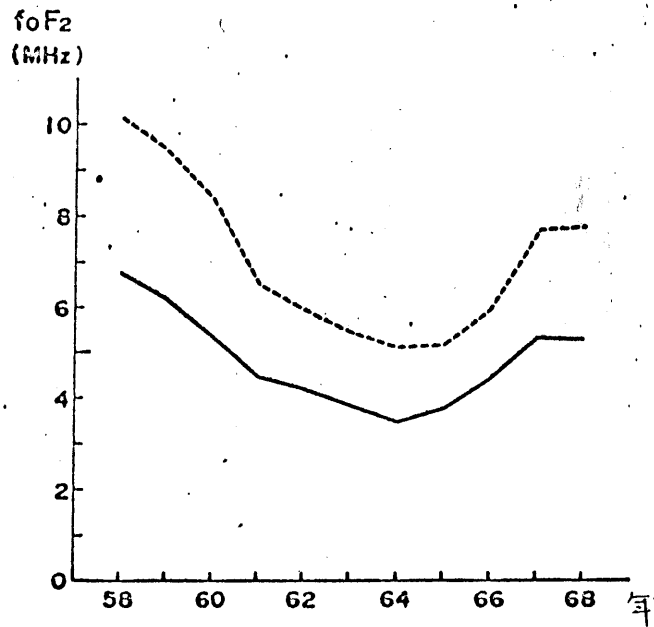


図4-6 稚内における f_oF_2 の経年変化。実線は夜間、破線は昼間の結果である。

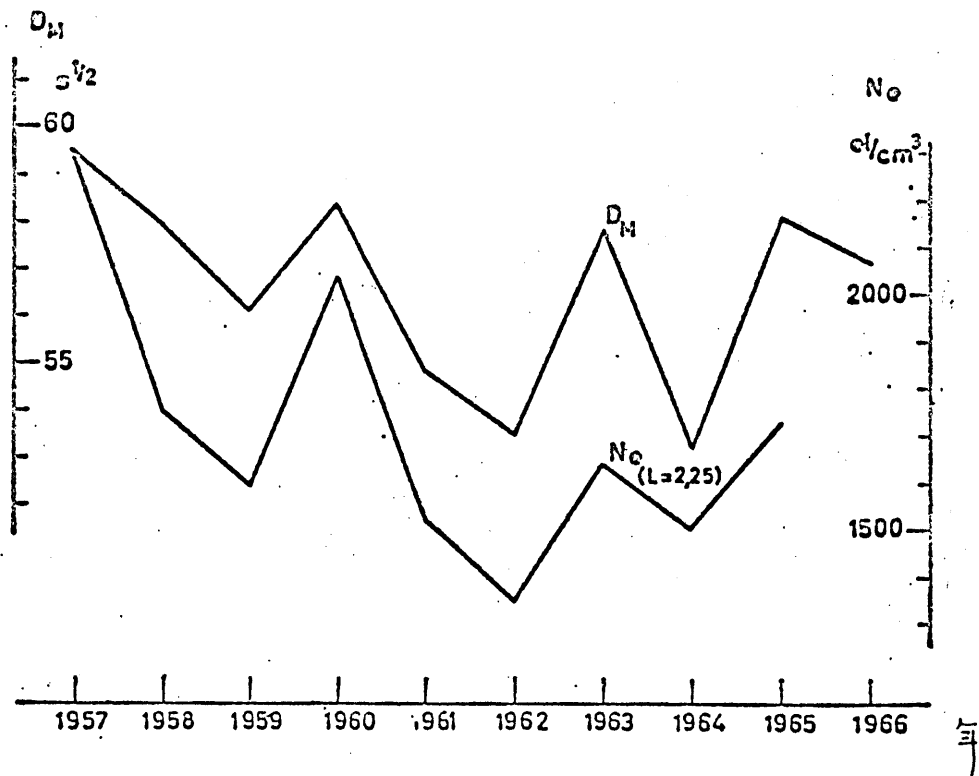


図4-7 フランスにおける高緯度ホッスラの分散の経年変化。
分散から求めた磁気圏電子密度の経年変化。

の方法に従って、母子星の磁力線に沿った伝ぱん路を地上100kmから500kmまでの領域(電離層領域と名付ける)と500kmから磁力線の頂上までの領域(磁気圏領域)に分ける。電離層領域中での分散の計算は、各年の実測のF₂層の電子密度とその高度を用いて行なう。これらの値と観測された分散から差し引いたものが磁気圏電子密度による分散である。その結果、磁気圏電子密度は太陽活動極小期においては極大期に比して約35%の減少であることがわかった。この値は高緯度の減少よりも大きいようである。ちなみに $L = 2.25$ (L は赤道面上で地球中心からの距離を地球半径で割った値を表わす)のBouriot et al.⁶⁾の報告では、1964年の電子密度は1958年の値よりも25%減少している。我々の結果と高緯度の磁気圏電子密度および電離層電子密度の結果²⁷⁾とを比較すると、次の事柄が気付かれる。

- (i) 磁気圏電子密度は電離層電子密度よりも太陽活動に対して鈍感である。
- (ii) 太陽活動に対する磁気圏電子密度の依存度は高緯度ほど弱まっている。

表4-1は分散と太陽活動との相関係数を計算した結果である。表より分散が太陽活動よりも数ヶ月遅れた時に、それほど明瞭ではないうえ、意味のある高い相関係数が認められる。これは太陽が磁気圏電子

表4-1 分散と太陽活動との相関

| Dispersion | 2 months before | 1 month before | same month | 1 month later | 2 months later | 3 months later | 4 months later |
|--|-----------------|----------------|------------|---------------|----------------|----------------|----------------|
| Correlation coefficient of D with solar activity 00-04h LT | 0.471 | 0.463 | 0.460 | 0.501 | 0.519 | 0.466 | 0.451 |
| Correlation coefficient of D with solar activity 15-19h LT | 0.570 | 0.577 | 0.578 | 0.636 | 0.625 | 0.576 | 0.562 |

密度の変化を引き起こすのに時間遅れがあることを意味している。以上の結果は従来の Allcock and Morgan²⁵⁾ や Kimpara²⁶⁾ の結果とも一致している。

b) 分散の年変化(季節変化)

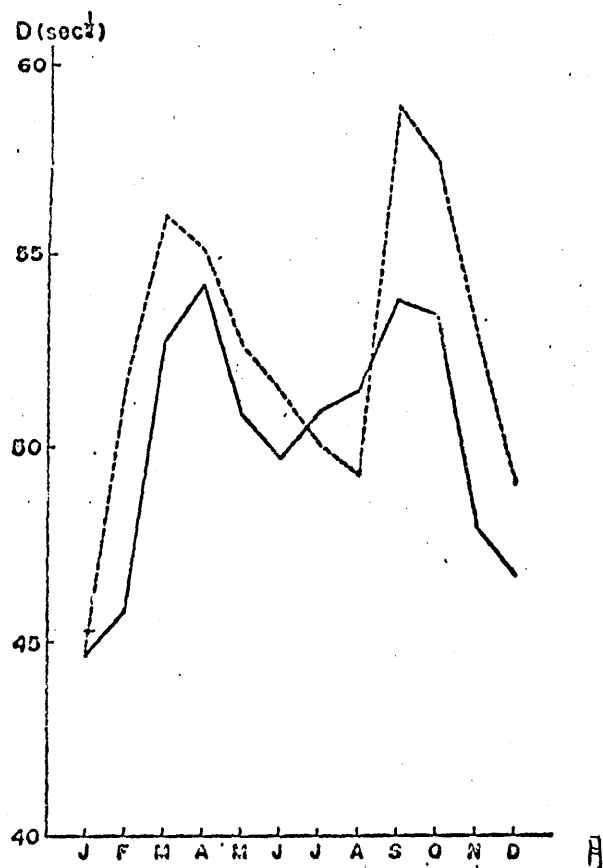


図4-8 稚内、母子里における分散の月別変化。実線は夜間、破線は昼間時の結果である。

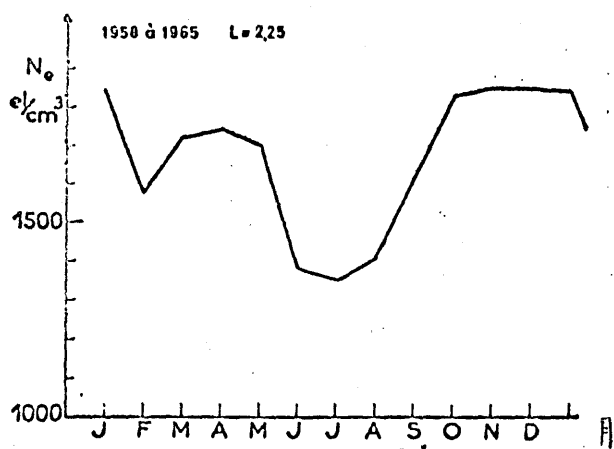


図4-9 高緯度(フランス)における分散の月変化。

図4-8に1958年1月から1969年12月までの期間にわたる稚内および母子里で観測されたホップスラの分散の月平均の月別変化を示す。比較のため、図4-9には $L=2.25$ における分散の季節変化を示してある。さらに稚内における f_oF_2 の月別変化が図4-10に描かれている。図4-8から次の事柄がわかる。

- (i) 分散値は3月、4月および9月、10月に最大を示す。これは夜間、昼間ホップスラとも同様である。
- (ii) 最小分散は昼夜により幾分異なり、夜間では5、6、7月および12、1月に、また昼間では7、8月および12、1月に現われる。

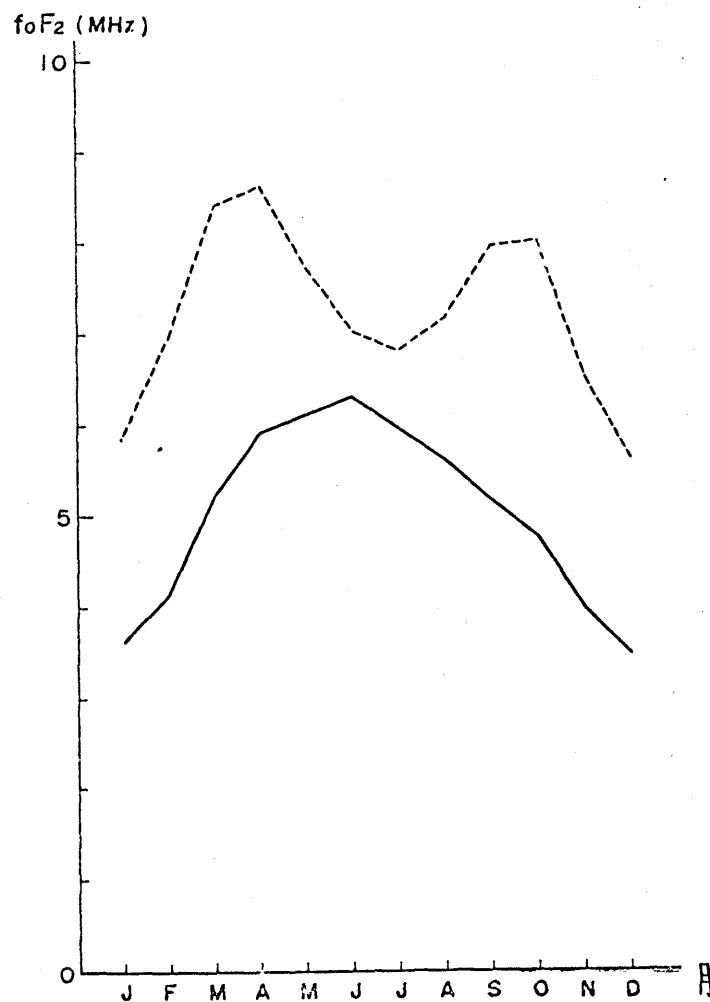
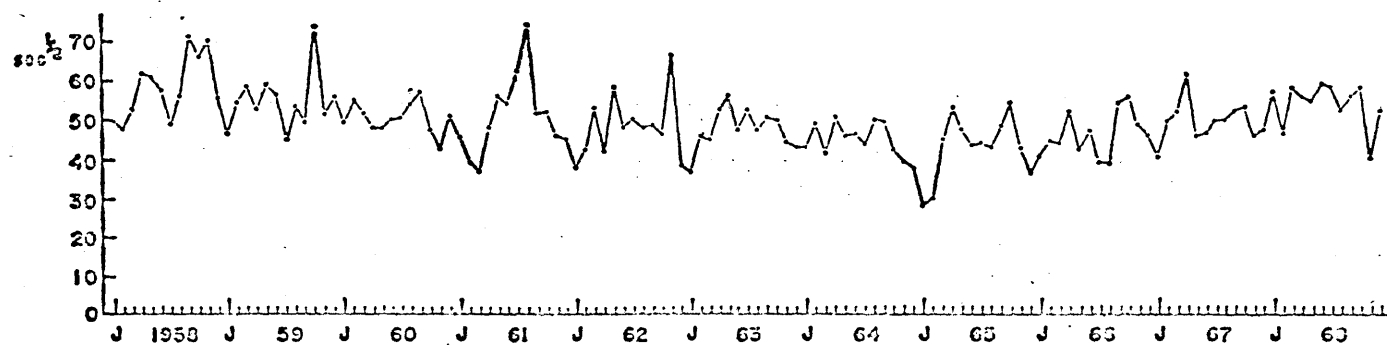


図4-10 稚内における f_oF_2 の月変化。実線は昼間、破線は夜間の結果を示す。

すなわち中緯度では分散は春と秋に最大と呈し、夏と冬に最小となる。この結果を図4-9と比較すると、著しくちがうことがわかる。高緯度での分散の月変化は両半球とも同相で、最小分散は6月～8月に現われ、最大分散は11月、12月ないし1月に現われる。6月ないし7月に分散が最小となることは高緯度とも同じであるが、他の点には興味ある差違を示している。分散の季節変化の原因としては、太陽の回りの地球軌道が楕円であることや、太陽と地球とを結ぶ線と地球磁気赤道との関係における季節非対称によることなどが挙げられている。しかし高、中緯度の両現象を包含する考え方が必要で、今後の問題である。また中緯度ホッスラの分散の月変化は上記の問題のみならず、磁気圏と電離層との相互作用といった問題の解明にも貴重な資料となるため以下で詳しく調べる。

地球物理現象のすべてがそうであるように、一年周期で変動する成分 (annually varying component) と半年周期で変動するもの (semi-annually varying component) とが存在する。図4-11は図4-2, 4-3の分散に属するもののみを拡大したものである。図の分散値の変化に対してフーリエ解析を行なった結果が図4-12および図4-13に夜間、昼間についてそれぞれ振巾スペクトルで示されている。図2は変動の周期(月)が $\text{period} = 132/\lambda$ の関係で与えられ、この際 λ が横軸となっている。すなわちピークが現われている $\lambda=0$, 11 および 22 はそれぞれ DC 成分すなわち平均値, annual component とし semi-annual component を表わしている。分散値の変化と電子密度の変動に焼き直した際の各成分の振巾および位相をまとめたのが表4-2, 4-3である。ところ表4-2, 4-3の結果が $L=1.5$ 付近の磁気赤道面内の電子密度の変動を正確に反映していると判断できない。つまり分散の変化に対する電離層における変動の寄与を評価しておく必要がある。分散 D は

Dispersion(0-4h)



Dispersion(15-19h)

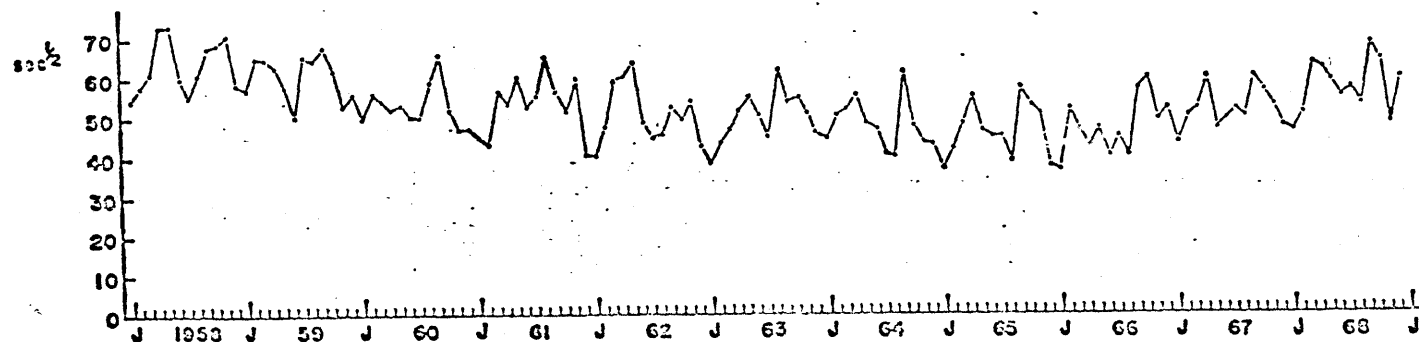


図4-11 ホンズ分散の経年変化。上図は夜間の、また下図は昼間の結果である。Jは1月を表わす。

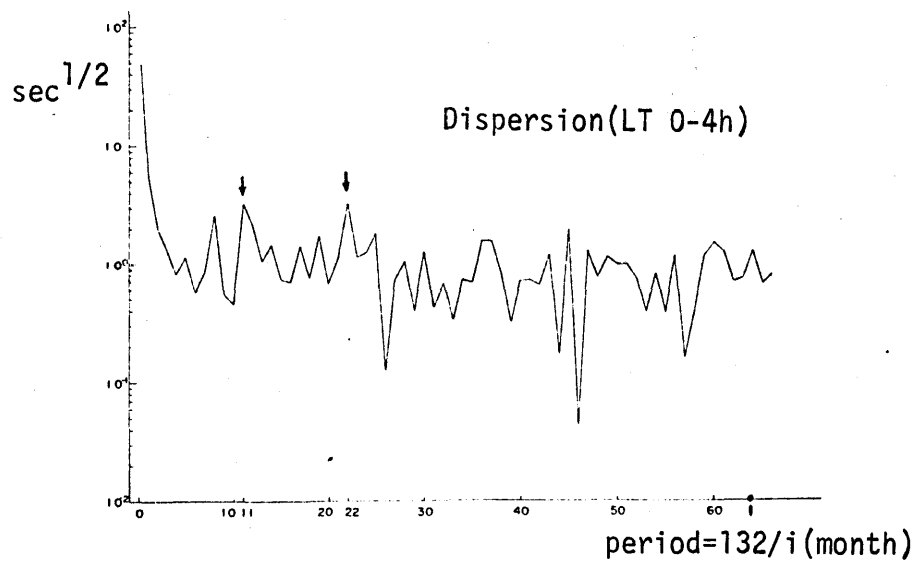


図4-12 夜間のホッスラ分散の振中スペクトル。

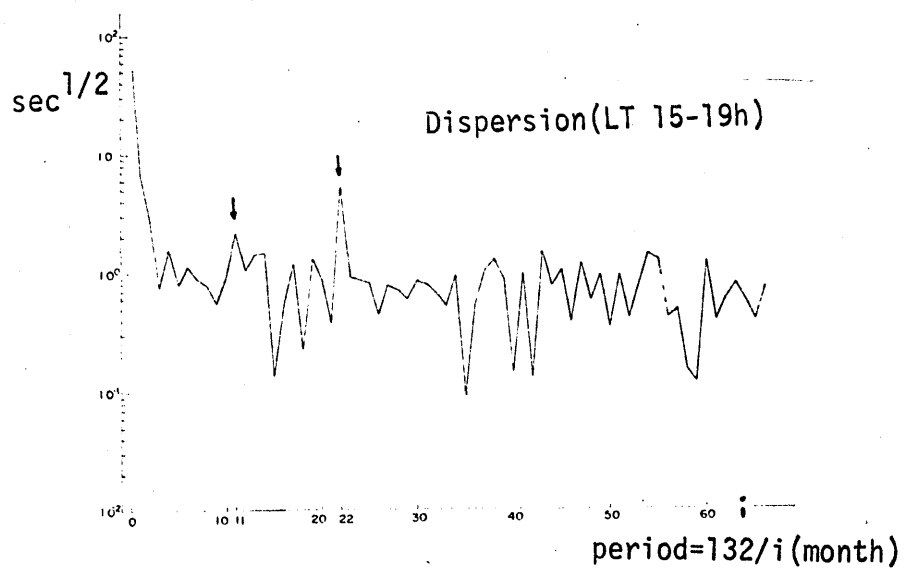


図4-13 昼間のホッスラ分散の振中スペクトル。

$$D = \frac{1}{2c} \int_{\text{path}} \frac{f_p}{\sqrt{f_H}} ds$$

により与えられる。そこで D を高度 500 km を境とする電離層領域と磁気圏領域中の伝播に基づく分散に分割する。電離層および磁気圏内の電子密度の変動分を考慮したとき、全体の分散 D の変動分 ΔD と考えよう。

$$D + \Delta D = \frac{1}{2c} \int_{\text{ionospheric path}} \frac{f_{pi} + \Delta f_{pi}}{\sqrt{f_H}} ds + \frac{1}{2c} \int_{\text{magnetospheric path}} \frac{f_{pm} + \Delta f_{pm}}{\sqrt{f_H}} ds \quad (4-1)$$

ただし添字 i, m はそれぞれ電離層および磁気圏に関する量であることを意味する。また $\Delta f_{pi}, \Delta f_{pm}$ は変動成分の振幅を示す。Yonezawa and Arima²⁷⁾, Yonezawa²⁸⁾ によれば、 F_2 層の電子密度における変動成分の振幅は annual mean の約 30% であり、したがって $\Delta f_{pi} = 0.55 f_{pi}$ となる。もし $\Delta f_{pm}/f_{pm} = \alpha$ と置くと、電子密度の変動分による分散の変動分 ΔD は

$$\Delta D = 0.55 D_i + \alpha D_m \quad (4-2)$$

となる。ただし D_i と D_m は電子密度の annual mean により決定される値であり

表 4-2 電子密度における変動成分の振幅。

| Time of the day | Ratio of amplitude of annual component to the annual mean (%) | Ratio of amplitude of semi-annual component to the annual mean (%) |
|-----------------|---|--|
| 0-4 hr LT | 13.60 | 13.74 |
| 15-19 hr LT | 8.08 | 19.22 |

表 4-3 電子密度における変動成分の位相。

| Time of the day | Time of maximum in the variation of annual component | Time of maximum in the variation of semi-annual component |
|-----------------|--|---|
| 0-4 hr LT | 10 February | 25 January, 25 July |
| 15-19 hr LT | 10 January | 20 March, 20 September |

$$D_i = \frac{1}{2c} \int \frac{f_{pi}}{\sqrt{f_H}} ds, \quad D_m = \frac{1}{2c} \int \frac{f_{pm}}{\sqrt{f_H}} ds$$

で与えられる。式(4-2)中の第1項は分散の変動に対する電離層の寄与を表わし、第2項は求めべき磁気圏の寄与分である。次に D_i の D_m に対する比は $L \leq 1.5$ に対しては 20% 程度である。したがって分散の変動に対する電離層と磁気圏の寄与は 0.11 : α の比になる。表4-2から電子密度における annual と semi-annual components の振中は 15% 程度で、これをプラズマ周波数に変換すると $\alpha = \Delta f_{pm} / f_{pm} \approx 0.38$ となる。ところが表4-2には電離層の効果が含まれているので、実際の値は幾分小さくなり、 $\Delta f_{pm} / f_{pm} = 0.30$ とする。すると分散の変化に対する電離層の影響は磁気圏の寄与の約 1/3 となり、表4-2および表4-3はお互に磁気圏の情報と我々に提供していると考えてよい。

以下に内部磁気圏内の電子密度の月変化における興味ある点と要約すると

(i) 中緯度ホムスラの分散値・季節変化は高緯度とは著しく異なり、分散の季節変化パターンの決定においては semi-annual component (振中、位相とも考慮して) の方が annual component よりも重要な役割を果たしているようである。

(ii) 内部磁気圏電子密度における annual および semi-annual component は

外部磁気圏や電離層電子密度のそれらとは位相がずれている。特に

この傾向は semi-annual component に対して顕著である。

高緯度から低緯度まで、ホムスラ分散、電離層電子密度そして大気温度等における annual, semi-annual 成分の詳細な、しかも系統的な研究によって、これらの成分の物理過程あるいは励起機構が明らかにされよう。

c) 発生数の経年変化

図4-14(a)は30分毎に2分間づつ、定常観測で観測されたホムスう総数の経年変化を示したものである。1962年の発生数は、11月15日までの稚内の値にそれ以後の母子里における値を加えたものであり、この年の値は信頼性に欠ける。以下では稚内、母子里の結果を別々に検討する。稚内における発生数は1961年の減少を除くと、太陽活動の低下とともに増大している。一方母子里においては、1963年においてさきわけ高い発生数を示し、その後急激に低下し、1965年に最小を示している。図4-14(b)はホムスう活動の高い冬期五ヶ月(11月から3月)間における総数の経年変化を示したものである。稚内における発生頻度は1958年から1961年までは太陽活動の低下と呼応して増加している。しかし1962年の発生数は太陽活動のより低下にもかかわらず減少している。稚内におけるホムスう数と太陽活動とはおおむね逆相関にあることばかり、その相関係数は -32% である。同様に母子里の発生数は1964年以後大きな振動を伴いながら低下している。母子里における相関係数は -43% である。これらの結果から、中緯度ではホムスう発生数は太陽活動とは負の相関関係にあると結論してよさそう。

発生数と太陽活動との逆相関は雷活動と伝ぱん効果とによる、と説明されねばならない。ところが従来から雷活動と太陽活動との間には相関があるとは考えられず、発生数は主として伝ぱんの要素によって支配されている。伝ぱんにおける主たる因子としては(i)電離層中の吸収と(ii)磁気圏内ダクト生成である。ダクトの形成機構は解明されておらず、(ii)の太陽活動との関連には言及できない。一方空電強度の観測からAustin²⁹⁾は電離層・地表導波管内を伝ぱんする空電の強度は太陽活動と逆相関にあると報告している。これは電離層の吸収が太陽活動と逆相関関係にあることを意味するものである。以上のことを考慮すると、

ホムスラ発生数の太陽活動との逆相関は電離層中の吸収が主として
 起きていると結論しても差し支えない。

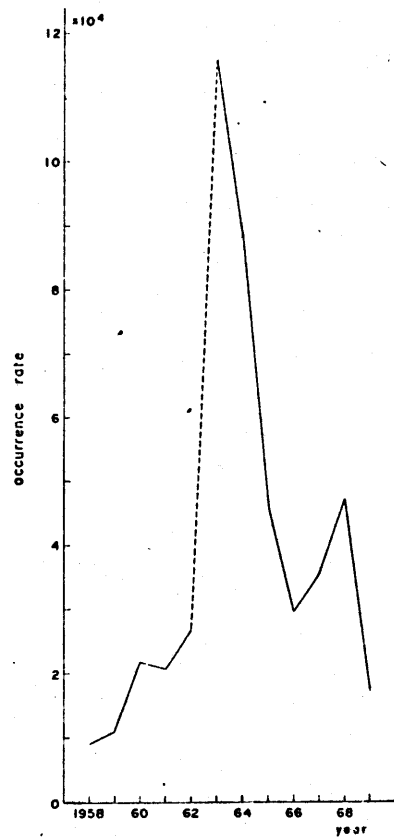


図4-14(a) 年間総発生数の経年変化。

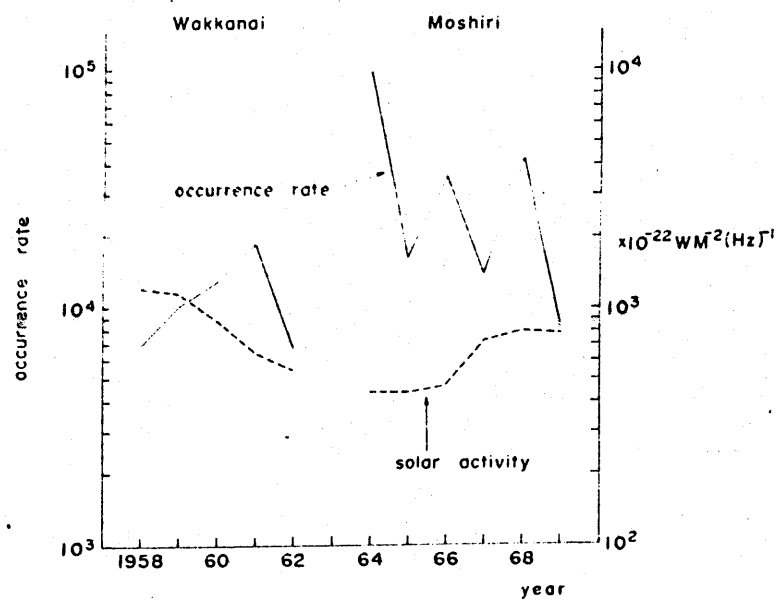


図4-14(b) 冬期五ヶ月間の総発生数の経年変化。

d) 発生数の季節変化

図4-15は1958年から1968年までの期間にわたって平均した月別発生数を描いたものである。この図から、発生数は冬に最大を、そして夏に最小を示すことが認められる。発生数の高い月は12月、1月および2月、低い月は6月、7月および8月である。2月における最大頻度と7月における最小頻度との比は18.5である。これは従来の太陽活動期における結果とも一致している。³⁰⁻³²⁾ Helliwell³³⁾は、オームスラ発生数の季節変化は観測点の緯度により著しく変化し、 52° よりも低いか、それとも 62° よりも高い緯度では冬期に最大を示すか、 52° と 62° との間の緯度では夏期に最大を示すと述べている。本論文の結果はこのことを支持している。

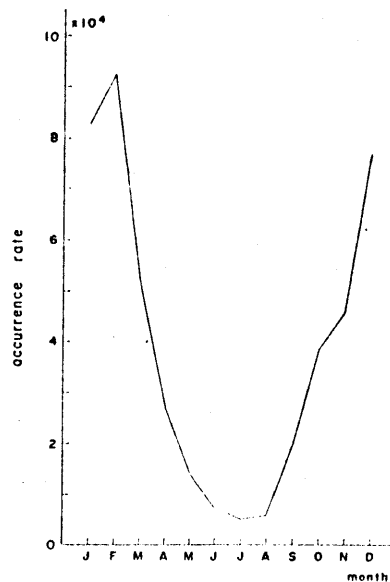


図4-15 発生数の月変化。発生数は一太陽年にわたっての平均した月別発生数である。

4-3 磁気擾乱時のホックスウイ伝はん特性

a) 磁気擾乱の中、低緯度ホックスウイに及ぼす影響

ホックスウイの活動度は源である雷活動と磁気圏内での伝はん特性とに依存している。源の雷活動は地磁気活動による影響はきわめて薄いと考えられるが、ホックスウイの伝はん領域は地磁気擾乱の強い影響下にある。磁気擾乱時には磁気圏内の物理状態に変化が生じ、それのホックスウイの発生数や分散に変化を引き起こすのである。

磁気嵐の効果は中、低緯度ホックスウイにおいてのみ顕著に現われ、高緯度ではその効果は認められない。¹⁶⁾ 中、低緯度ホックスウイを用いて、Kimpara³⁰⁾ や Outsu and Iwai¹⁵⁾ は磁気擾乱時のホックスウイ特性を論じた。

本節では従来の研究もろもろ、中緯度における比較的大きな磁気擾乱時のホックスウイ特性を詳しく検討する。期間としては、1959年から1966年までを考え、この期間中の比較的大きな磁気嵐を対象とした。磁場変動の水平成分の変化率が200%を越える磁気嵐を対象としたが、その結果22ヶの磁気嵐が選び出された。ところかホックスウイの解析が可能であったのは、そのうちわずか10ヶの嵐であった。これらの磁気嵐を表4-4にまとめてある。解析ができたか、に磁気嵐は、その期間がちょうどホックスウイの活動の低い時期にあたっていたためである。以下ではこれから10例のうち6例に対して、磁気嵐期間中のホックスウイ発生数と ΣK_p の関係を図4-16～4-22までの図(a)に示す。ただし K_p -指数とは磁気擾乱の度合を示すもので、0～9までの段階に分けられている。また K_p -指数は三時間毎に測定され、この K_p -指数の一日の総和を ΣK_p という。 ΣK_p が40を越えるような嵐はかなり規模の嵐と考えよう。図中の横軸は磁気嵐の始まった日を0として、その前後をそれぞれ負および正の日数で表示している。図中の太い実線は ΣK_p の変化を、また細い実線はホックスウイ頻度を表わ

表4-4 ホイッスル解析が可能であつた10例の磁気嵐の諸元。

| Date | Storm time (G.M.T.) of | | | | Sudden commencement type ¹⁾ | Degree ²⁾ | Max. K-index | Ranges H(in γ) | Ratio of peak whistler rate to monthly mean value |
|---------------|------------------------|-------------------|-------------|---------|--|----------------------|--------------|------------------------|---|
| | beginning | main phase | last phase | ending | | | | | |
| | h m | d h | d h | d h | | | | | |
| Feb. 25, 1959 | 01.4 | 25 04.9 | 25 16.7 | 27 02 | — | ms | 6 | 227 | 3.7 |
| Mar. 26, 1959 | 03 42 | 25 10.3 | 27 07.6 | 29 21.1 | ssc* | ms | 7 | 274 | 7.0 |
| Mar. 31, 1960 | 09 55 | 31 21.8 | 1 04.1 | 2 23.0 | ssc | s | 8 | 319 | 1.9 |
| Apr. 30, 1960 | 12 13 | 30 12.8 | 30 18.8 | 1 20.0 | ssc* | ms | 8 | 380 | 2.5 |
| Oct. 06, 1960 | 02 33 | (6 02.8) | 7 04.2 | 10 06 | ssc | ms | 7 | 221 | 4.0 |
| Nov. 12, 1960 | 13 48 | 12 18.2 | 13 10.4 | 14 23.0 | ssc | s | 8 | 417 | 11.9 |
| 15, 1960 | 13 03 | 15 16.8 | 16 02.9 | 18 03.0 | ssc | ms | 7 | 225 | |
| Sep. 30, 1961 | 21 09 | 30 22.7 1 05.5 | — 1 09.6 | 1 20 | ssc(*) | ms | 7 | 318 | 3.8 |
| Oct. 28, 1961 | 03 10 | 28 10.5 | 28 18.0 | 29 21.0 | ssc* | ms | 7 | 244 | 1.5 |
| Oct. 23, 1963 | 19.0 | 23 23.8 | 24 10.5 | 25 21.0 | — | ms | 6 | 206 | 3.2 |
| Apr. 17, 1965 | 13 13 | 18 03.2 | 18 10.1 | 19 24 | ssc | ms | 7 | 278 | 6.2 |

Remark: 1) — denotes uncertain type.

2) s: a severe magnetic storm with maximum K of 8 or 9.

ms: a moderately severe storm with maximal K of 6 and 7.

している。次に図(b)は対応する分散の値が $\times 10^2$ で、また比較のため電離層の f_oF_2 の変化が $\cdot 10^2$ で示されている。以下各イベントについてみていく。

1959年2月25日の磁気嵐(図4-16) — ホイッスラ発生数は磁気嵐発生後1日目にはかなり上昇し、2日後に最高頻度を示している。その後磁気擾乱活動の低下に伴い、振動しながら次第に減少していく。この磁気嵐では高いホイッスラ頻度が一週間程度継続しているが、これは磁気嵐自身の長い継続時間に対応している。+1日から安定なホイッスラダクトの存在を示唆するエコートレインホイッスラが出現し始め、しかも+2日にはかなりの個数のエコートレインホイッスラが観測された。また+1日に分散 $25 \text{ sec}^{1/2}$ のホイッスラの著しい発生数の上昇が認められたが、これは低緯度でも磁気嵐の効果で安定なダクトが形成されていたことを示すものである。一方分散値は-1日に上昇、0日に減少し、その後次第に上昇するようである。しかしはっきりとした磁気嵐効果は現われているとはいえない。また電離層電子密度にも顕著な変化は認められない。

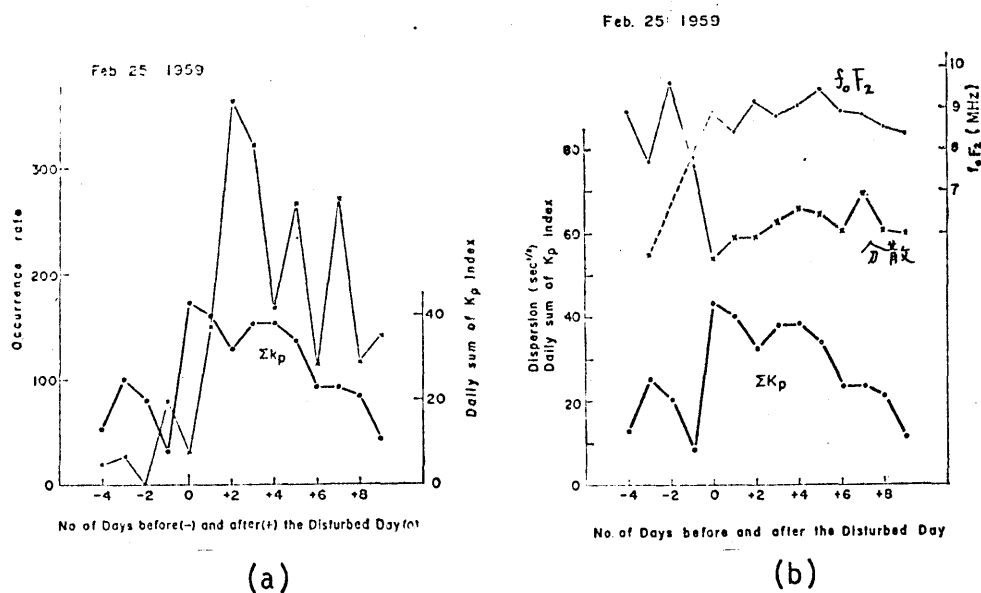


図4-16 1959年2月25日の磁気嵐時のホイッスラ特性。

1959年3月26日の磁気嵐(図4-17) — この例は磁気嵐の効果の典型的なものと考えられる。ホイッスラ頻度は+2日から急激に上昇し始め、+3日に最大に達し、その後また急激に平常のレベルに落ちついている。

発生頻度の変化とは逆位相で、分散値は0日から減少し、5,6日減少状態が続いている。一方電離層電子密度は+1日に最小を示した後、次第に回復に向かっている。

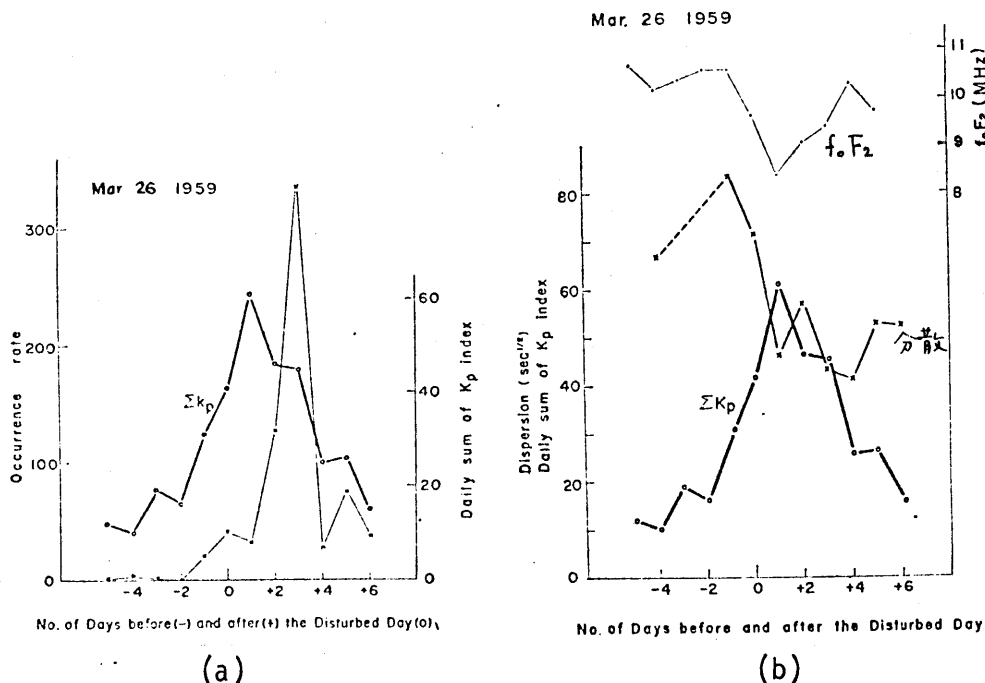


図4-17 1959年3月26日の磁気嵐時のホッスラ特性。

1960年3月31日の磁気嵐(図4-18)

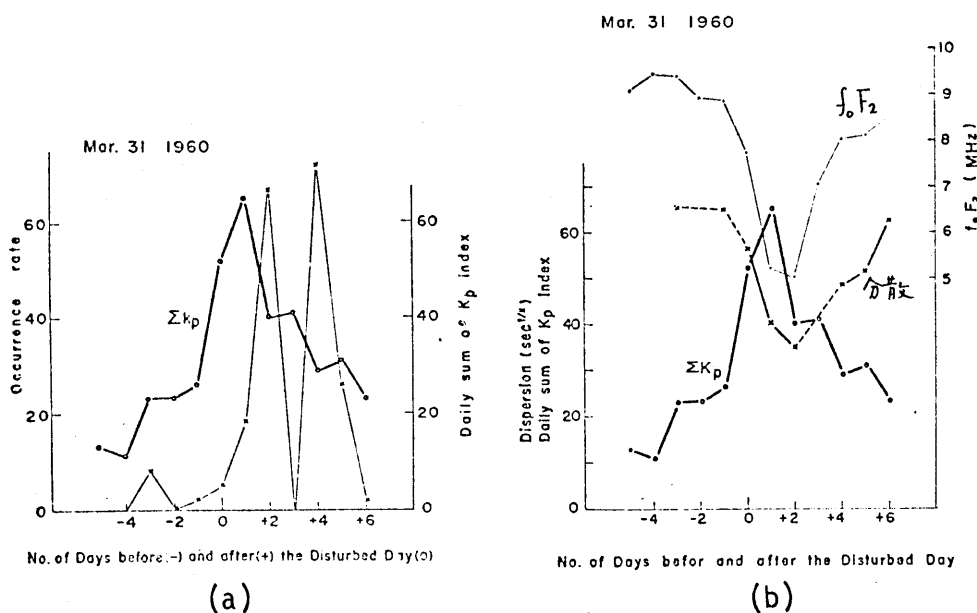


図4-18 1960年3月31日の磁気嵐時のホッスラ特性。

+2日および+4日に二つの顕著な発生頻度のピークを認めることができる。+3日に本例スラ受信されなかったことは、多分反対半球の雷活動によるものであろう。しかしこの+3日には連続性VLF放射(ヒス)が11.7MHzで観測された。分散値は0日から低下しはじめ、4,5日尚低下状態を維持した後、平常値に回復していく。この分散の変化に、電離層電子密度の変化もきわめてよく対応している。

1960年4月30日の磁気嵐(図4-19) — 発生頻度には-3日および+1日に二つの顕著なピークが存在している。+1日のピークは ΣK_p の変化の0日のピークに対応するものであろう。他方-3日の発生頻度は100個を越え、これは-5日~-6日に起こった別の嵐の効果である。-5日~-6日に磁気嵐は0日に発生した嵐に比してその規模が小さいにもかかわらず発生数の上昇はより明瞭となっている。これは最も良好なイオン条件には、最適の ΣK_p の値が存在し、それよりも荒れすぎても、静かすぎても発生頻度は下がることを意味している。この点は³⁴⁾ Yoshida and Hatanaka, ³⁵⁾ Laaspere et al.

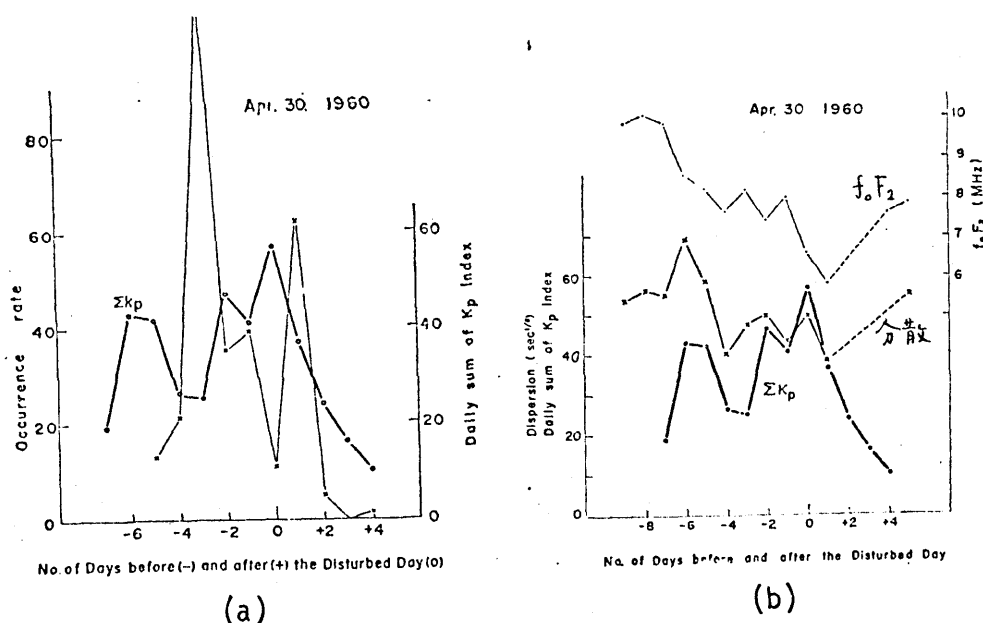
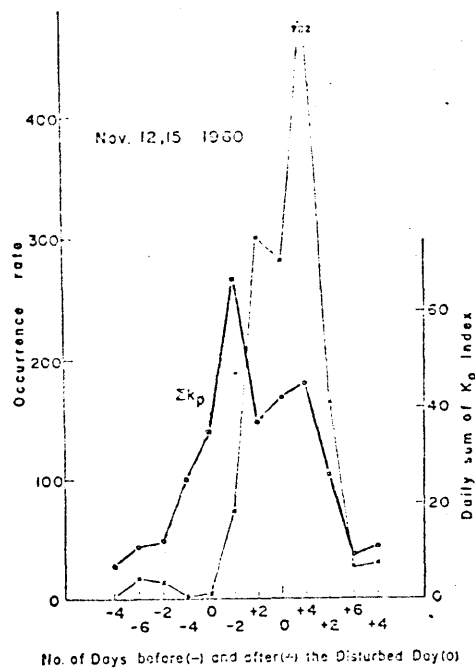


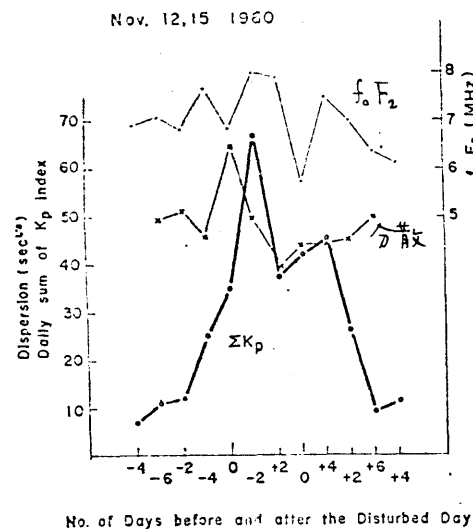
図4-19 1960年4月30日の磁気嵐時の本例スラ特性。

Allcock¹⁶⁾によっても指摘されている。分散は-4日から数日間明らかに減少状態にあるが、三つの連続した磁気嵐のため、どの嵐の影響が明瞭には判別できない。

1960年11月12, 15日の磁気嵐(図4-20) — この磁気嵐は二つのものが連続して起っている場合であり、図(a)からもわかるように、前の磁気嵐の磁場変動(ΔH)は後の嵐の約二倍の規模のものであった。+4日の高発生頻度は+1日の擾乱から3日の時間遅れで出現している。さらに0日からエコーレインボウスの発生が始まり、+5日にエコーレインボウスの活動度は最高に達した。表4-5にエコーレインボウスの発生数、分散がまとめある。図4-21は+5日に現われた35エコーまで伴ったエコーレインボウスのうち33エコーまでを示したものである。これらの事実は磁気嵐が安定なボウフラダクトの生成に重要な役割を果たしていることを強く暗示するものである。一方分散は+1日から数日間減少しているが、これは前の嵐の影響で、後の嵐の効果は前のものによりマスキされているようである。しかしS.F₂には顕著な嵐効果は現われていない。



(a)



(b)

図4-20 1960年11月12, 15日の磁気嵐時のホイッスル特性。

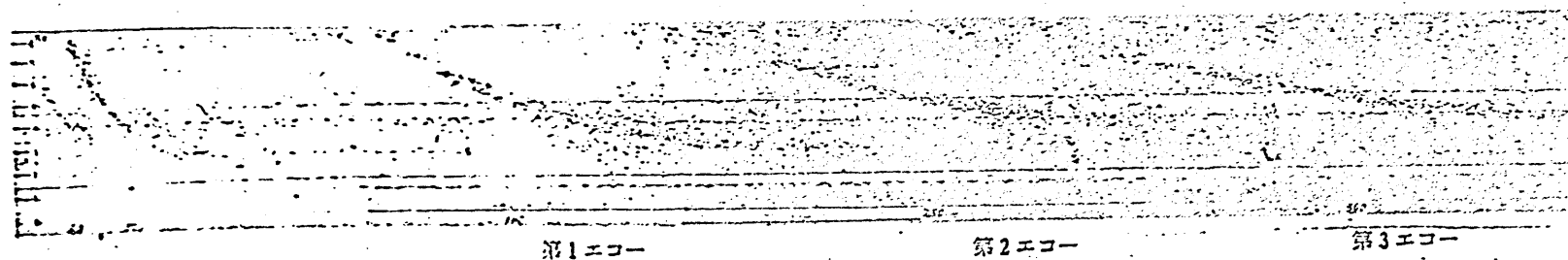
表4-5 エコートレインホイッスルの特性。

Echo-train whistlers

1960年11月10日—20日 稚内

| 日 | 時分 | 発生数 | 最高echo数 | 分散 |
|-----|------|-----|---------|-----------|
| U T | | | | |
| 13 | 1420 | 1 | 1 | 65—180 |
| | 1550 | 3 | 2 | 55—160 |
| | 1750 | 1 | 1 | 35,50—150 |
| 14 | 1750 | 1 | 1 | 35—100 |
| 15 | 1150 | 3 | 1 | 40,50—140 |
| 16 | 1050 | 1 | 1 | 40,50—150 |
| | 1850 | 1 | 1 | 30,45—140 |
| | 2020 | 1 | 1 | 45— |
| 17 | 920 | 1 | 1 | 52,5—150 |
| | 950 | 1 | 1 | 40,50— |
| | 1020 | 3 | 4 | 50—155 |
| | 1050 | 2 | 5 | 40,50—160 |
| | 1820 | 1 | 1 | 40,55—180 |

第1 hop と第3 hopの分散が示されている。第3 hopの分散が示されていない場合があるが、之は強度が弱くて測定出来なかったためである。



Whistler echo-train 1960年11月17日10時50分 U. T. 稚内

図4-21 1960年11月17日10時50分U.T.に観測されたエコートレインホイッスルのスペクトル。

1965年4月17日の磁気嵐(図4-22) — 図(a)は典型的な例で、+1日の ΣK_p のピークに対応して1日の時間遅れで最大発生数が現われ、この発生数の上昇が数日続いている。一方分散も磁気嵐後はっきりした減少を5, 6日呈し、その後次第に回復に向かっている。

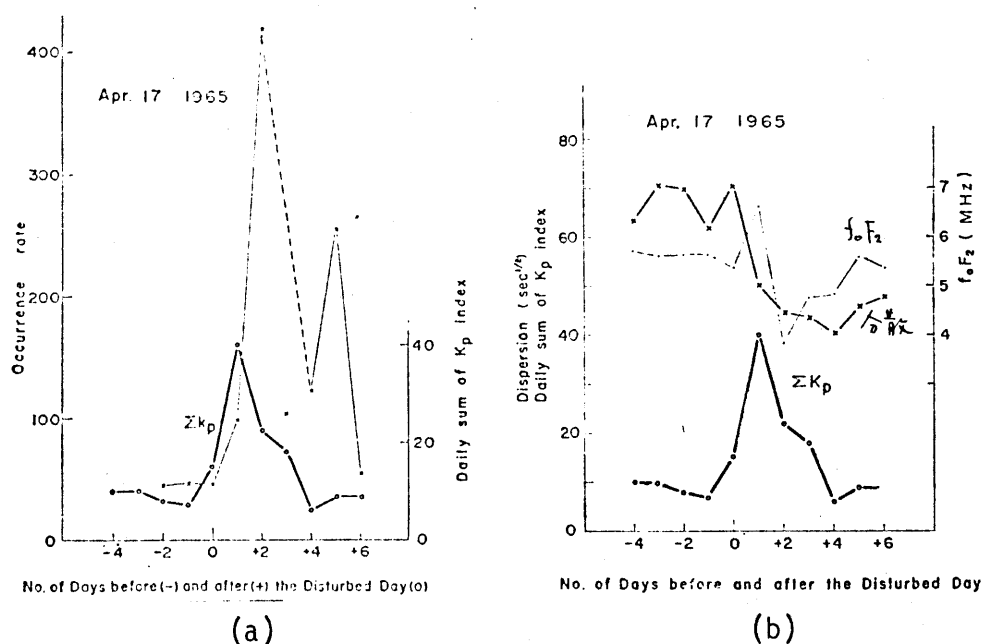


図4-22 1965年4月17日の磁気嵐時のホッスラ特性。

以上の例から、まず磁気擾乱時のホッスラ発生数に図12は次の事柄が統計的に結論できよう。

- (i) ほとんどすべての磁気嵐に対して、ホッスラ発生数は ΣK_p の急激な上昇に対応して急激に増大する。
- (ii) ホッスラ頻度の最大は ΣK_p の最大を示す日から1日ないし3日遅れて出現する。全体の例のうち、2日遅れの最大発生数が最もよく現われ、全体の44%にあたる。また1日後および3日後の最大発生数はそれぞれ22%および33%である。
- (iii) 最大発生数の月平均値に対する比は大体2~6である。しかし

稀には 10 を越えることもある。

- (iv) ホイッスラ頻度の増大期間は 磁気嵐の型に依存する。
- (v) ホイッスラの良好な伝播には 最適な ΣK_p が存在する。

次に擾乱時の分散に関して重要な点を列記する。

- (i) 分散値は一般に 嵐期間中は減少する。
- (ii) 最小分散は 最大 ΣK_p の日より 0 ~ 4 日後に現われる。
- (iii) 最小分散値は 月平均値の 約 65% から 85% である。
- (iv) 分散の変化は f_oF_2 の変化との相関はあまりよくないようである。

これらの磁気擾乱時のホイッスラ伝播特性の解釈は次のように考えられる。磁気嵐の発生に伴って分散が月平均値の 35% ないし 15% 減少することは、磁気圏 ($L \approx 1.5$) の電子密度が減少したことにあてはまる。このような磁気圏電子密度分布のもとで 発生数の上昇やエコートレインホイッスラが多発等はホイッスラダクトの安定な発達ないし生成を意味している。磁気嵐とダクト生成との関係は次節において詳しく論ずる。磁気嵐によるホイッスラ発生数の増大は 嵐の当日から起ることから、ダクトの形成は 1 日以下の時間スケールで起り、形成されれば数日間安定に存在すると考えられる。

6) 磁気擾乱時のダクトの特性の変化

前節において磁気擾乱時のダクトの安定性または形成が明らかになったが、これらの磁気擾乱時のダクトの性質は、静穏時に比し、どのように変化するかと調べるのが本節の目的である。扱った磁気擾乱は1967年1月から1970年12月までの期間中において $\sum K_p$ が30以上で、しかもその前後に擾乱のないような孤立型のもの19例である。これらの磁気嵐のうち、母子里では18例、佐久島では8例に対して、ホムスラデータの使用可能であった。伝はん特性の季節効果を除くため、発生数および分散はそれぞれ月平均値で規格化してある。図4-23は母子里における規格化された発生数および分散の擾乱期間中の変化を示したものである。さらに Diffuseness-Dispersion ratio, すなわち $F' = 1000 F/D$

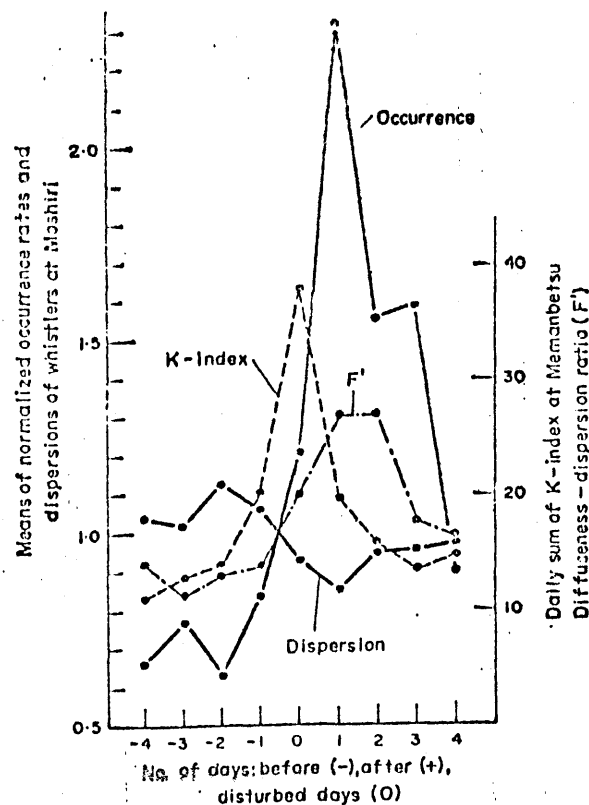


図4-23 母子里における18例の嵐に対する発生数、分散および F' の平均変化。

(D:分散)の変化も示してある。ただしFは diffuseness といい、ホッスラスペクトルの広がり具合を表わすもので、これはグラフの中に属する重要な情報を含んでいる。Fはホッスラスペクトルの5kHzにおけるものを0.05 secの単位で測り、た値である。図から、ホッスラ発生数や擾乱日の一日後から急激に上昇しはじめるとともに、分散もその月平均に比して約15%の減少を示していることがわかる。これらは前節での結果と一致している。またF値は一日後、二日後には二倍程度になっている。図4-24はホッスラ diffuseness の静穏時と擾乱時の値の頻度分布を示したもので、擾乱時には15 msecから数十 msecまで増加することから理解される。これらの磁気嵐効果は4日間程度持続する。比較のための稚内における電離層パラメータの擾乱期間中の平均的变化が図4-25に示されている。

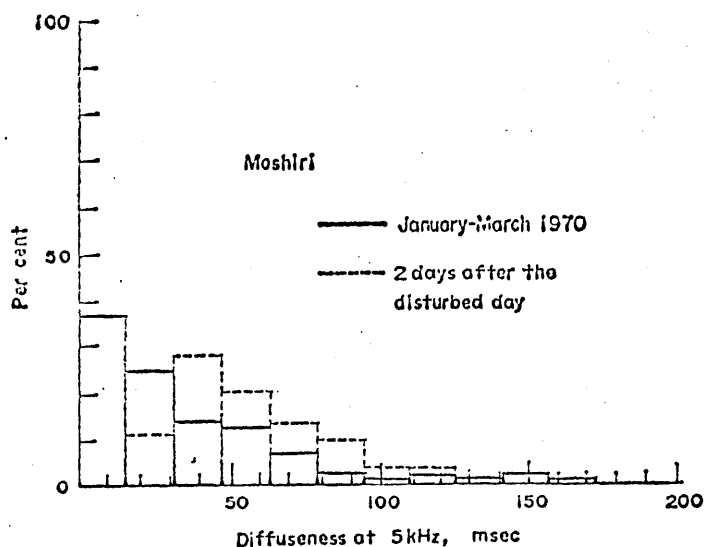


図4-24 静穏時と磁気擾乱時におけるホッスラ Diffuseness の頻度分布。

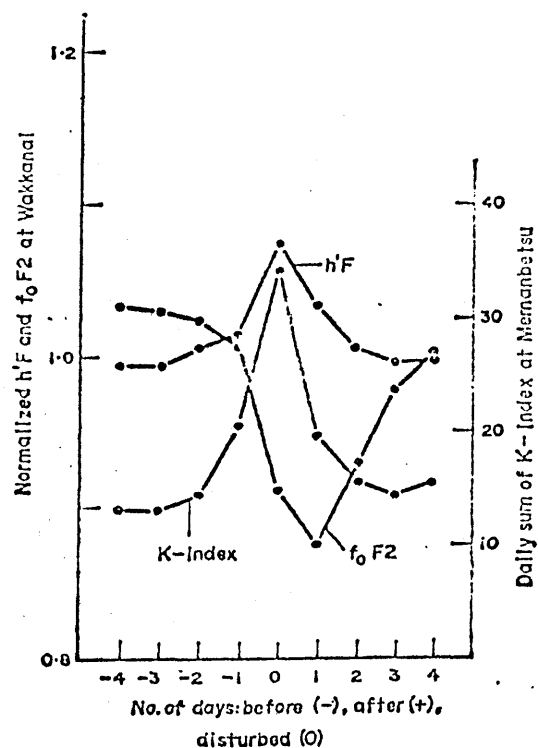


図4-25 擾乱期間中の電離層パラメータの変化。h'FはF層の高さを表わす。

一方、左久島では、データの数が少ないために擾乱時の発生数の上昇のみが有意な結果であった。分散, diffuseness に関する情報は得られなかった。

以下 diffuseness について詳しく調べてみよう。Diffuseness がいかほどグートの状況を反映しているかは興味深い。従来 diffuseness の増大はグートの中の増大によるものとする考えがあるが、その定量的評価はされていない。そこでホイッスラ波の波長よりも大きいスケールの単一グートとF₂層以高の領域に考え、その中を snakelike 伝はんする時に予想される時間差を評価する。電子密度分布としては

$$N(r) = N_M \exp\{-k(r - r_M)\} \left\{ 1 + C \exp\left(-\frac{(b - b_M)^2}{2\Delta D^2}\right) \right\}$$

を採用した。ただし $N_M \exp\{-k(r - r_M)\}$ はバックグラウンドの磁気圏電子密度分布、 N_M は F₂ 層の電子密度、 k は電子密度勾配、 $b = r/\sin^2\theta$, $b_M = r_M/\sin^2\theta_M$, r は地球半径で規格化した地球中心からの距離、 r_M は F₂ 層の高さ、 θ は余緯度、 θ_M は r_M における余緯度、 C はグートの enhancement factor として ΔD はグートの半巾を表わす。レイトレーシングの結果が表4-5にまとめられている。表4-5において ϕ は捕捉されたことを示し、 χ_M は入射波の波面法線の鉛直上方から磁力線方向へ傾けた角度を表わす。母子星の緯度において 50% の enhancement factor のグートも考えると、表から数十 km の中であれば入射波の波面法線方向が数度以上磁力線方向に傾けば、波の捕捉が可能となる。その際の最大時間差は 26 msec である。この値は 2-4 節で述べたようなグートの出口における透過円錐の存在のため小さくなることを予想され、計算結果は上限を与えると考えよう。ところの擾乱時には図4-24から diffuseness の最頻値は 1240 msec という値を得る。したがって、単一グート中の Smith 流の snakelike 伝はんでは磁気擾乱時の diffuseness は説明できず、次のように考え

| χ_M | Enhancement factor | | | | | |
|---|--------------------|-----|-----|-----|-----|-----|
| | 0.25 | | | 0.5 | | |
| | duct width (km) | | | | | |
| | 25 | 50 | 200 | 25 | 50 | 200 |
| 0° | | | | | | |
| 2.5 | | | | 0 | | |
| 5 | | | | 0 | 0 | |
| 10 | | | | 0 | 0 | 0 |
| 12.5 | 0 | | | 0 | 0 | 0 |
| 15 | 0 | 0 | | 0 | 0 | 0 |
| 20 | 0 | 0 | | 0 | 0 | 0 |
| 25 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 30 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 38.714 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $\Delta t_{\text{max.}}$ at 5 kHz | 11 msec | 6 | 3 | 26 | 18 | 18 |
| $\frac{\Delta t_{\text{max.}}}{t_{\text{GRL}}}$ | 1.6 % | 0.9 | 0.4 | 3.4 | 2.3 | 2.3 |

表4-5 レイトレーシングの結果。○は波が捕捉されたことを意味する。
 χ_M は鉛直上方から磁場方向へ傾いた角である。

られる。

- (i) 単一のダクトの中が広くなるとする Somayajulu and Tantry³⁶⁾ の考えはあやまりであり,
- (ii) 多数のダクト element ducts から成る領域 (ダクト領域 ducts region と名付ける) が存在し, その中の最も内側と外側の element duct に沿うホッスラの伝播時間差が diffuseness と決定する。また diffuseness の擾乱時における広がり は ダクト領域の中の増大を意味する。

この考えに基づいて, ダクト領域の中を評価してみよう。伝播時間差 Δt は伝播経路長の差 Δs の次のように表わされる。

$$\Delta t = \frac{f_0}{2c(f f_H)^{1/2}} \Delta s$$

$f_0 = 1 \text{ MHz}$, $f_H = 300 \text{ kHz}$ とすると, diffuseness Δt から Δs の値が得られる。さらに J1 ポール磁場を仮定すると, ダクト領域の中が決定できる。静穏時の 15 msec に対しては ダクト領域は約 50 km であり, 擾乱時にはこれが約 200 km と増大する。しかし ダクト領域中の element duct の中は多分 10 km オ-グのもの、上限としても 50 km オ-グであらう。

c) 電離層の不規則性 (Spread-F irregularities) と磁気圏ダクトとの関連
 前節までは主として統計的考察を行なってきた。本節では 1971 年 1 月 21 日から始まった磁気嵐期間中の特別連続観測の結果を用いて、磁気圏ダクトと電離層中の Spread-F との関連性を明らかにした。この特別観測は従来の 1 時間 2 分毎の定常観測より 10 分毎に 2 分間隔の観測である。その結果を図 4-26 に示す。発生数、分散および diffuseness については (a), (b) 節の結果を支持しているが、ここに注目すべきもう一つの重要な点に指摘できる。

(i) 図から ホイースト発生数が上昇している期間中には、電離層中に不規則性 (Spread-F irregularities) が多発していること。

高緯度では ホイーストの発生頻度と Spread-F の生起には正の相関があることがすでに報告され^{37,38)}、Spread-F 不規則性とホイーストダクトとの関連性も指摘されている³⁹⁾。さらに中緯度における衛星観測によれば Spread-F は磁気力線に沿った構造をもち、磁気擾乱とよい相関関係

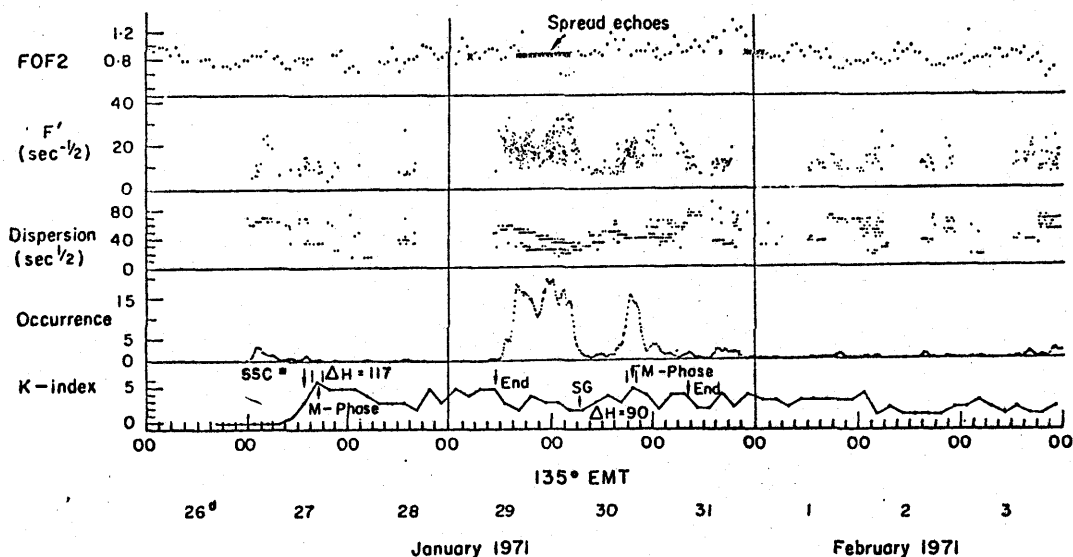


図 4-26 1971 年 1 月 21 日の磁気嵐に伴うホイーストおよび電離層の特性。

にあることもわかっている。以上の事から推測すると、Spread-F 不規則性の存在は中、低緯度でも木イヌラ流動度を増大させていることあり得る。しかしこの原因としては、Spread-F そのものが木イヌラダクトとして波の捕捉を行なうのか、それとも間接的作用なのかはわからない。Spread-F の生起が木イヌラダクトと共通の生起機構によっているのかもわからない。

4-4 結言

本章では中、低緯度ホトスラを用いた内部磁気圏の探査として、内部磁気圏電子密度の長期間変動と磁気擾乱時の内部磁気圏の動的变化を議論した。まず前者について本研究で明らかになったことを挙げておくと

- (i) 磁気圏電子密度は電離層電子密度よりも太陽活動の変化に対して鈍感である。
- (ii) 磁気圏電子密度の変動は太陽活動の変動に比し1, 2ヶ月の時相遅れで最も相関が高くなる。
- (iii) 磁気圏電子密度の季節変化は春秋において最大を示し、夏冬において最小を示す。これは高緯度の磁気圏電子密度の季節変化とは著しく異なる。
- (iv) 要項(iii)の原因としては、半年周期変動の成分がきわめて重要な役割を果たしていること。
- (v) ホトスラ発生数は太陽活動とは逆相関にあり、これは電離層の吸収の発生数を決定する主因子であること。

である。中、低緯度の本研究は内部磁気圏のプラズマの維持を理解する際の基礎研究としてきわめて重要であるといえる。

次に磁気擾乱時のホトスラ特性が本論文でかなり明らかにされたと考えられる。重要な諸点を要約すると、次のようになる。

- (i) ホトスラ発生数は磁気擾乱が起こった日から急激に上昇し始め、 ΣK_p の最大の日から1~3日後に最大を示し、その後低下する。発生数の上昇はホトスラダクトの生成による。
- (ii) 擾乱時の分散は一般に減少し、月平均値の65%ないし85%の値を示す。

- (iii) 磁気擾乱時にはホッスラは diffuse するが、これは単一のダクトの中が増えるのではなく、多くのダクトが新たに発生し、全体としてダクト領域を形成することによる。ダクト領域のスケールは嵐時には 200 km 程度となるが、領域中の個々のダクトのスケールは数十 km のオーダーである。
- (iv) ホッスラ発生数と電離層の Spread-F 不規則性とはよい相関があり、直接的にせよ、間接的にせよ、ホッスラダクトと Spread-F 不規則性とは関連がありそうである。

参考文献

- (1) Helliwell, R.A. : Whistlers and related ionospheric phenomena, Stanford Univ. Press (1965).
- (2) Allcock, G. McK. : The electron density distribution in the outer ionosphere derived from whistler data, *J. Atmosph. Terr. Phys.* 14, 185 (1959).
- (3) Carpenter, D.L. : Electron density variations in the magnetosphere deduced from whistler data, *J. Geophys. Res.* 69, 7345 (1962).
- (4) Helliwell, R.A. : Exospheric electron density variations deduced from whistlers, *Ann. Géophys.* 17, 76 (1961).
- (5) Smith, R.L. : Properties of the outer ionosphere deduced from nose whistlers, *J. Geophys. Res.* 66, 3709 (1961).
- (6) Bouriote, M., Tixier, M. and Corcuff, Y. : Etude de l'ionisation magnétosphérique entre 1,9 et 2,6 rayons géocentriques au moyen des sifflements radio-électriques recueillis à Poitiers au cours d'un cycle solaire, *Ann. Géophys.* 23, 527 (1967).
- (7) Carpenter, D.L. : Remarks on the ground-based whistler method of studying the magnetospheric thermal plasma, *Ann. Géophys.* 26, 363 (1970).
- (8) Carpenter, D.L. : Whistler evidence of a knee in the magnetospheric ionization density profile, *J. Geophys. Res.* 68, 1675 (1963).
- (9) Carpenter, D.L. : Whistler studies of the plasmasphere in the magnetosphere, I. Temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motion near the knee, *J. Geophys. Res.* 71, 693 (1966).
- (10) Liemohn, H.B. and Scarf, F.L. : Exospheric electron temperatures from nose whistler attenuation, *J. Geophys. Res.* 67, 1785 (1962).
- (11) Gurnett, D.A. and Shawhan, S.D. : Determination of hydrogen ion concentration, electron density and proton gyrofrequency from the dispersion of proton whistlers, *J. Geophys. Res.* 71, 741 (1966).
- (12) Gurnett, D.A. and Brice, N.M. : Ion temperature in the magnetosphere obtained from cyclotron damping of proton whistlers, *J. Geophys. Res.* 77, 3639 (1966).
- (13) Hayakawa, M., Ohtsu, J. and Iwai, A. : Characteristics of dispersion and occurrence rate of whistlers at low latitudes during one solar cycle, *J. Geomag. Geoelect.* 23, 187 (1971).
- (14) Hayakawa, M. and Ohtsu, J. : Annual and semi-annual variations in the electron density of the inner magnetosphere deduced from whistler dispersion, *J. Atmosph. Terr. Phys.* 35, 339 (1973).

- (15) Otsu, J. and Iwai, A. : Some correlations between occurrence rate and dispersions of whistlers at lower latitudes and magnetic activity, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 9, 19 (1962).
- (16) Allcock, G. McK. : Whistler propagation and geomagnetic activity, J. Inst. Telecom. Eng. 12, 158 (1966).
- (17) Hayakawa, M., Otsu, J. and Iwai, A. : Occurrence rate and dispersion of whistlers during magnetically disturbed periods at lower latitudes, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 23, 9 (1969).
- (18) Tanaka, Y. and Hayakawa, M. : The effect of geomagnetic disturbances on the duct propagation of low latitude whistlers, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 1699 (1973).
- (19) Tanaka, Y. and Hayakawa, M. : Storm-time characteristics of low latitude whistlers, Planet. Space Sci. 21, 1797 (1973).
- (20) Iwai, A. and Otsu, J. : Observing method for whistlers and its results, J. Inst. Elect. Comm. Eng. Japan 45, 556 (1962).
- (21) Otsu, J. : Numerical study of twecks based on waveguide mode theory, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 7, 58 (1960).
- (22) Iwai, A. and Otsu, J. : On the characteristic phenomena for short whistlers observed at Toyokawa in winter, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 5, 50 (1958).
- (23) Rivault, R. and Corcuff, Y. : Recherche due point conjugué magnétique de Poitiers-variation nocture de la dispersion des sifflements, Ann. Géophys. 16, 530 (1960).
- (24) Corcuff, Y. : Étude de la magnétosphère au moyen des sifflements radioélectriques, Thésis de Doctorat d'Etat, Poitiers, juin (1965).
- (25) Allcock, G. McK. and Morgan, M. G. : Solar activity and whistler dispersion, J. Geophys. Res. 63, 573 (1958).
- (26) Kimpara, A. : Some characteristics of the dispersion of whistlers, Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 9, 5 (1962).
- (27) Yonezawa, T. and Arima, Y. : On the seasonal and non-seasonal annual variations and the semi-annual variations in the noon and midnight electron density of the F2 layer in middle latitudes, J. Radio Res. Labs. Japan 6, 293 (1959).
- (28) Yonezawa, T. : On the seasonal, non-seasonal and semi-annual variations in the peak electron density of the F2 layer at noon in the equatorial zone, J. Radio Res. Labs. Japan 14, 1 (1967).

- (29) Austin, L.W. : Proc.IRE 15, 825(1927).
- (30) Kimpara, A. : On some remarkable characteristics of whistling atmospherics, Rep.Ionosph.Space Res.Japan 14, 160 (1960).
- (31) Otsu, J., Tanaka, Y. and Iwai, A. : Annual variations of whistler occurrence rate in middle and low latitudes since July 1957, Bull.Res.Inst. Atmosph. Nagoya Univ. 13, 11(1963).
- (32) Kimpara, A. : Caractéristiques des sifflements radioélectriques aux basse latitudes pendant l'AGI et les AISC, Ann.Géophys. 23, 13(1966).
- (33) Helliwell, R.A. : Summary of reasearch on whistlers and related ionospheric phenomena, J.Res.Natn.Bur.Stand. 64D, 642(1960).
- (34) Yoshida, S. and Hatanaka, T. : Variations in the VLF emissions with the reference to the exosphere, Rep.Ionosph.Space Res.Jap. 16, 387(1962).
- (35) Laaspere, T. et al. : Some results of five years of whistler observations from Labrador to Antarctica, Proc.IEEE 51, 554(1963).
- (36) Somayajulu, V.V. and Tantry, B.A.P. : Effect of magnetic storms on the duct formation for whistler propagation, J.Geomag.Geolect. 20, 21(1968).
- (37) Singleton, D.G. : Spread F and latitude variation of occurrence of whistlers, Nature 189, 215(1961).
- (38) O'Brien, P.A. and Clarence, N.D. : A study of whistling atmospherics at Durban, J.Geophys.Res. 69, 3583(1964).
- (39) Calvert, W. and Schmid, C.U. : Spread F observations by the Alouette topside s sounder satellite, J.Geophys.Res. 66, 1839(1964).

第5章 むすび

本論文は、雷放電や VLF 局から出る低周波電波の電離層透過特性、ホッスラ波としての磁気圏内伝播およびその電離層内反射、透過問題を総合的に論じたものである。本論文で得られた重要な結果を以下簡単にまとめよう。

- (i) 低周波電波の電離層への透過特性が、高緯度から赤道帯まで全緯度範囲にわたって理解された。特に赤道帯での VLF, ELF 電波のトンネル効果による電離層透過をはじめと明らかにした。またホッスラ波の電離層透過における緯度効果や周波数特性も明らかになった。これらの研究は今後の衛星での VLF 観測の解釈にはきわめて有用なものになる。さらにロケット実験により、下部電離層中のホッスラ伝播特性も考察した。
- (ii) 磁気圏内伝播に関して、中、低緯度ホッスラのダクト伝播の問題が非常にはまりしてきた。つまり地上で観測される中、低緯度ホッスラがダクト伝播に、といて、地上観測およびロケットの波面法線方向の測定から明らかになった。また中、低緯度ホッスラダクトの音響特性に関する情報もかなり得られた。さらにロケット観測により、従来定性的に言及されてきた捕獲円錐や透過円錐の概念が実験的にはじめと明らかにされたのも重要な結果である。

次に内部磁気圏内では非ダクト伝播モードのホッスラが存在することも確認された。またその伝播には低緯度特有の赤道異常の重要な働きをしていることもわかった。

- (iii) 磁気圏内伝播してきたホッスラの電離層内伝播特性はきわめて遅れている分野であった。この問題は下降ホッスラ波の波面法線方向

が透過円錐内にある否かによりその特性が著しく異なる。本論文ではこれら両者の場合についてほぼ完全に取扱った。まず波面法線方向が透過円錐外にある場合に、反射レベルが入射角その他の条件によりいかに変化するかを論じた。次に波面法線方向が透過円錐内にある場合を詳細に取り扱い、その結果、高緯度では地表反射が重要な働きをしていることや、電離層内反射機構が明らかになった。この問題はホッスウのみならず、VLF放射の研究にも寄与する。

- (iv) 最後にホッスウ波による磁気圏探査の結果としては、中緯度ホッスウの長期間特性および磁気擾乱時の諸特性の解明と挙げることができる。ホッスウ分散の太陽活動との関連から、磁気圏電子密度は電離層電子密度よりも太陽活動の長期間変動に対して鈍感であることがわかった。また中緯度ホッスウの分散の季節変化は、高緯度とは著しく異なることが明らかとなり、貴重なデータとなろう。

次に磁気擾乱時の中、低緯度ホッスウ特性といろいろな角度から検討し、磁気嵐の磁気圏に及ぼす影響や擾乱時のダクトの特性の変化等が明らかになった。

以上の本研究の成果を考慮し、今後解明すべき問題について簡単に述べよう。

(i) ダクトイオンと磁気圏

第3章において中、低緯度ホッスウダクトの存在が確認され、その特性もかなり明らかとなった。しかしこの点に関する情報はさらに積み重ねることが必要である。これには地上観測に加えて、第3章でも述べたようなロケットによる波面法線方向の測定と高々度まで行なうことや、衛星観測等の総合

的研究が重要となってくる。これらの研究により、ダクトの形状や大きさ等、情報が得られるのみならず、ダクトの入口におけるホムス波の捕捉機構や捕捉波の電離層突き抜け機構についても詳しい考察が可能となる。以上のダクトの諸特性と浮き彫りにしたほじのホムスダクトの生成・消滅理論を研究することができるよう。ホムスダクトの生成は磁気圏と電離層との相互作用といった観点から論ずるのが正しからう。以上は静穏時のダクトに関する問題である。

磁気擾乱時には第4章でも述べたようにダクトの特性にいろいろな変化が現われるが、これは磁気圏内での内部放射線帯の粒子に関係するのか、それともダクトの特性の変化の源が電離層にあるのかは興味深い。磁気擾乱時のきめ細かい連続観測によるダクトの生成時間やライフタイムについての情報がこの問題の解明には不可欠であろう。また他の地球物理現象との相関も重要とならう。

地上ホムス波ダクト伝ぱんによっていふことが認められとも、低緯度ではホムスの経路緯度が決定できない欠点がある。これには本論文でも述べた多量同時観測も考えらるが、それよりもっと直接的にホムスの電離層の出口の方向を測定する Direction ^{er} finding の開発が必要であろう。これができるばダクトの研究に有用であるばかりでなく、中、低緯度ホムスの分散の変化から、磁気圏電子密度の変動やプラズマ輸送等の問題も扱おうことが可能となる。

(ii) 非ダクト伝ぱんと磁気圏

本論文の3-5節で低緯度磁気圏内における非ダクト伝ぱんモードのホムスと示した。その伝ぱん特性から、赤道異常の存在が非ダクト伝ぱんには重要な作用をもっていることがわかった。衛星観測では今後新しい

型、非ダクトイオンホイスラ波受信されるであろう。非ダクトイオン波はイオン効果と電子密度の梯度効果が重要な要素であり、そのイオン特性を用いて磁気圏電子密度分布やイオン分布が明らかにされよう。

(iii) ホイスラ波と下部電離層

下部電離層中のホイスラ波のイオンは理論的研究がかなりの線まで到達しているのに比し、実験的研究はきわめて遅れている。そのための理論的研究もさることながら、実験的研究を強力に押し進めねばならないと考えられる。すなわち下部電離層中のホイスラ波の強度、波面法線方向や偏波等の観測を行なう必要がある。さらに磁気圏とイオン圏にまたがる下降ホイスラ波の反射および透過も実験的に評価する必要のあると考えられる。

(iv) VLF 放射

VLF 放射は磁気圏内において波と粒子との相互作用により励起される電波である。地上や衛星で VLF 放射の観測を行なっているが、発生機構の問題とイオン効果とが含まれおり、十分な理解が得られていない。特に連続性の VLF 放射 (VLF ヒスという) の研究は遅れている。従来の VLF 放射の研究ではイオンの問題を抜きにして議論される場合が多かった。しかしこれでは十分な理解は得られない。今後は発生、イオンと考慮して理論、観測の両面から強力に研究を進めるつもりである。

謝辞

本研究は筆者が名古屋大学空電研究所で行なった研究をまとめたものである。筆者の大学院在学中以来、本研究に対し御興味と御関心をもたれ、御指導を得た名古屋大学空電研究所 岩井章教授 および 大津仁助 助教授に深く謝意を表わす。本論文の構成 および各章にわたって有益な御教示をいただいた名古屋大学工学部 赤尾保男教授、築島隆繁教授に深く謝意を表わす。また種々の御助言をいただいた空電研究所の諸先生および田中義人博士に感謝します。最後に絶えず御激励をいただいている中部工業大学 金原淳先生に心から感謝する次第である。