

導波管の分散効果を伴う特異な低緯度ホイッスラの伝播機構

Propagation Mechanism of Very Unusual Low-latitude Whistlers with Additional Traces of the Earth-Ionosphere Waveguide Propagation Effect

島倉 信 S. Shimakura

千葉大学大学院自然科学研究科, 千葉市稲毛区弥生町 1-33

Graduate School of Science and Technology, Chiba University, 1-33 Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba 263-8522, Japan

The purpose of the present paper is to discuss the propagation mechanism of very unusual whistlers with additional traces strongly influenced by the Earth-ionosphere waveguide propagation, which are observed simultaneously at Sakushima (geomag. lat. 24° N) and Kagoshima (20° N), on the basis of the simultaneous location of their causative atmospherics and their ionospheric exit regions in the Northern Hemisphere. This is the first simultaneous location of exit regions of whistlers and their causative atmospherics. The study is great potential in whistler studies. It is found that the causative atmospherics of very unusual whistlers are located exactly at the duct entrance and are trapped in a magnetospheric duct in the local sunrise meridian. Hence the additional traces of the Earth-ionosphere waveguide propagation are concluded to be due to the subionospheric propagation after leaving the ionosphere. The longitudinal gradient of the ionosphere at the duct exit enables the whistler wave energy to be concentrated in a restricted sector in azimuth (in this case, East to West) and to be received at our stations. Wave emergence from the ionosphere over a wide exit angle, together with the extremely small divergence loss, result in an efficient wave interference. This leads to the formation of conspicuous traces of the first and second order mode cut-offs of very unusual whistlers. On the other hand, atmospherics not accompanying any whistler are estimated to be located far from the duct entrance.

Key words: magnetosphere, ionosphere, atmospherics, waveguide, whistler, propagation mechanism

1. はじめに

アンテナに低周波増幅器をつなぐと、夜間には小鳥のさえずりのような“チュン・チュン・チュン…”という音を聞くことができる。これはトウィーク空電 (tweek atmospherics) と呼ばれるもので、例えば東南アジアで発生した雷が放射する VLF 帯電磁波が電離層と大地に囲まれた空間を反射しながら遠距離伝播してきたものである。一方、トウィーク空電に混じって、周波数が時間とともに単調に減少する“ピュー”という音を聞くことができる。この口

笛に似た音は、反対半球で発生した雷から放射された VLF 帯電磁波が電離層を通過し、地球磁気圏をほぼ磁力線に沿って反対半球にまで伝播し、電離層を透過し地上に到来したもので、ホイッスラ (whistler) と呼ばれている¹⁾。Fig. 1 はこれらの伝播路の様子を、また Fig. 2 は、三河湾の入り口付近にある佐久島 (磁気緯度 24° N) および鹿児島 (磁気緯度 20° N) で観測された VLF 帯電磁波のダイナミック・スペクトルである。通常は、ホイッスラに電離層・大地導波管の伝播効果が重畳した現象が観測されることはない。本論文では、精度の高いスペクトル解析法を用いて、このような特異なホイッスラの発生機構について考察する。地球磁気圏を議論する場合には ULF 帯の地球磁場の脈動現象が、磁気圏の局所の変化を議論するためには VLF/ELF 帯電磁現象が重要である。磁気圏プラズマ中の VLF 帯電磁波の発生伝播機構を議論するためには、電磁波のスペクトルに加え、電磁波の到来方位を知ることが重要である。本論文では、反対半球で発生した雷から放射された VLF 帯電磁波の電離層・大地導波管の分散効果および地球磁気圏プラズマ中を伝播するホイッスラ・モード波の分散効果から、特異な低緯度ホイッスラの伝播機構を考察する。

本論文では、雷から放射された VLF 帯電磁波が電離層や磁気圏の影響を受けて遠距離伝播した電波のダイナミック・スペクトルから伝播路の変動を考察するという限られた範囲の問題について紹介をする。これまで、不均一なプラズマ中の電磁波の伝播、急激な周波数変動を伴う電磁波のスペクトル解析とその伝播機構^{2), 3)}、VLF 帯電磁波の到来方位測定と波数空間分布推定法の開発^{4)~6)}、電離層異常に伴う VHF 帯電磁波の伝播機構の考察、および地殻変動と VLF~VHF 帯電磁波の伝播異常現象の相関に関する観測的研究を行っている^{7)~10)}。

2. ホイッスラについて

ホイッスラが自然界に存在する電磁波であることを科学的調査に基づいて明らかにしたのは Barkhausen であった¹¹⁾。その後、ホイッスラの研究は Eckersley らによって進められたが、特に、Eckersley は電氣的インパルスから

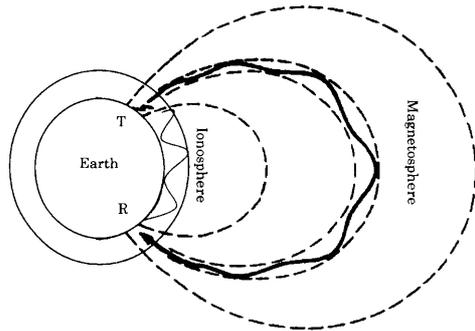


Fig. 1 A schematic illustration of ducted whistler-mode propagation and tweek propagation in the Earth-ionosphere waveguide.

出た電磁波の電離媒質中での分散効果によって生じたものであることを示唆している^{12)~14)}。

その後、StoreyはEckersleyの研究を発展させ、ホイッスラ波は雷放電から放射されたELF/VLF帯(0.3~30 kHz)電磁波が地球磁気圏プラズマ中を磁力線に沿って伝播する際に受ける分散効果によるものであることを明らかにし、その分散値から電離層の外側に広がる磁気圏の電子密度を評価できることを示唆した¹⁵⁾。また、観測から、観測点の反対半球の雷を波源とする通常のショート・ホイッスラのほか、観測点半球の雷を波源とするロング・ホイッスラの存在を明らかにしている。このStoreyの先駆的研究以来、ホイッスラ波の重要性が認められ、電離層の外側に広がる磁気圏を探索すべく、磁気緯度 40° ~ 50° の中高緯度帯で盛んに観測される一方、KosterとStoreyはStoreyの理論を証明すべく、低緯度帯でのホイッスラ観測を試みたが、受信することはできなかった¹⁶⁾。しかしながら、1956年、IwaiとOhtsuは磁気緯度 24° Nの低緯度帯(豊川市)においてホイッスラ波の観測に成功した¹⁷⁾。低緯度帯のホイッスラ波は高緯度帯のホイッスラと異なる性質をもつことから注目を集め、1957~1958年の国際地球観測年(International Geophysical Year; IGY)には、低緯度帯から高緯度帯まで世界的規模の観測網が敷かれ、数多くの成果を収めた。特に磁気圏電子密度分布を明らかにすることに大きく貢献した。

Storeyの理論によれば、ホイッスラ波はmagneto-ionic ductingの効果によって、ほぼ地球の磁力線に沿って伝播することが知られている(非ダクト伝播)。定性的には、ホイッスラ波の磁気圏内の伝播は非ダクト伝播によって説明できるが、その後の研究から、ホイッスラは地球の磁力線からかなりずれて伝播することが明らかになった。このような伝播様式では、エコー・トレイン・ホイッスラの分散値の説明が困難なこと、またエネルギーの散逸が大きいことから、地上で観測されるホイッスラ波を説明するためには、磁気圏内の特定の磁力線に沿って電子密度が周

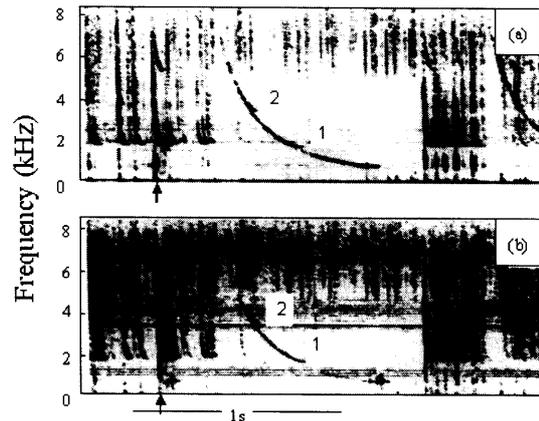


Fig. 2 Dynamic spectra of an unusual whistler observed at Sakushima (a) and at Kagoshima (b). The causative atmospheric is indicated by an arrow. Labels 1 and 2 indicate the cut-offs of the first and second order modes, respectively.

囲より数%~10%程度高い領域(ダクト)が存在し、ホイッスラ波はこのダクトに補足されて伝播する(ダクト伝播)という考えが提唱された¹⁸⁾。また、低緯度帯においては地磁気の伏角は小さく、電子密度の高い電離層を透過することは難しく、周囲の電子密度より数十%以上電子密度が高いダクトの存在が指摘されている^{19), 20)}。一方、衛星観測から、さまざまなスペクトル構造をもった非ダクト伝播ホイッスラの存在が指摘されるなど、多様な電磁波動が磁気圏・電離圏プラズマ中に存在する。

3. 雷から放射されたVLF帯電磁波のスペクトル

3.1 電離層・大地導波管の分散効果

VLF-ELF帯電磁波は電離層と大地で反射を繰り返して遠方まで伝播することが可能である。平面大地モデル近似を適用し、電離層・大地導波管の伝播特性について簡単に考察する。入射角 θ における電離層および大地の反射係数をそれぞれ $R_i(\theta)$ および $R_g(\theta)$ とすると、モード方程式は次式で与えられる²¹⁾。

$$R_i(\theta) R_g(\theta) \exp(-j2k_0 h \cos \theta) = \exp(-j2n\pi)$$

ここで、 $k_0 = \omega/c$ (c は真空中の光の速度)、 h は電離層の高さ、 $n (=0, 1, 2, 3, \dots)$ は導波管モードの次数である。上式を解いて

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta &= \frac{n\pi}{k_0 h} + f \frac{\Delta}{k_0 h} \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots) \\ \Delta &= -\frac{1}{2} \ln \{R_i(\theta) R_g(\theta)\} \end{aligned} \right\}$$

を得る。一般に、 $R_i(\theta)$ および $R_g(\theta)$ はともに実数ではないが、VLF帯電磁波に対しては、電離層および大地はほぼ完全導体と見なすことができるので^{1), 21)}、完全導体として伝播時間を求めると、次式を得る。ただし、 t_0 は電磁波の発生時刻、 d は伝播距離、 f_{nc} は n 次モードのcut-off周波数

である。

$$t-t_0 = \frac{d}{c} \frac{f}{\sqrt{f^2 - f_{nc}^2}}, \quad f_{nc} = \frac{nc}{2h} \quad (1)$$

いま、時刻 t_0 に雷放電があったとすると、広い周波数帯域にわたり電磁波が放射される。これを距離 d 離れた観測点において受信すると、VLF 帯電磁波の瞬時周波数 f は、

$$f = f_{nc} \frac{t-t_0}{\sqrt{(t-t_0)^2 - (d/c)^2}} \quad (2)$$

に従って変化する。

3.2 磁気圏プラズマ中の分散効果

ホイッスラ波は、雷放電から放射された VLF 帯の電磁波が電離層を透過した後、ほぼ地球の磁力線に沿って伝播し、反対半球の電離層を透過したものがホイッスラとして地上で観測される (Fig. 1 を参照)。ホイッスラの特徴は、磁気圏プラズマ中を右回り円偏波で伝播すること、および磁気圏プラズマ中の分散にある。ここで、磁気圏プラズマ中の分散効果について簡単に考察する。

磁気圏プラズマ中をほぼ地球の磁力線に沿って伝播する VLF 帯電磁波に対しては、QL 近似 (quasi-longitudinal approximation)

$$\frac{\sin^4 \theta}{\cos^2 \theta} \ll \frac{4}{f_H^2} \left(\frac{f_p^2}{f} + \nu^2 \right)$$

が成り立つ¹⁾。ここで、 θ は波数ベクトルと磁力線のなす角、 f_H は電子のジャイロ周波数、 f_p は電子のプラズマ周波数、 ν は電子の平均衝突回数、 f は電磁波の周波数である。式 (1) が成り立つとき、ホイッスラ・モードで伝播する電磁波に対する磁気圏プラズマの屈折率 n は次式で与えられる。

$$n^2 = 1 + \frac{f_p^2}{f(f_H^2 \cos^2 \theta - f)}$$

ただし、磁気圏においては平均衝突回数は省略できるものとした。また、右辺第 2 項は第 1 項に比べて極めて大きく、これを無視できるものとするれば、次式を得る。

$$n^2 = \frac{f_p^2}{f(f_H \cos \theta - f)} \quad (3)$$

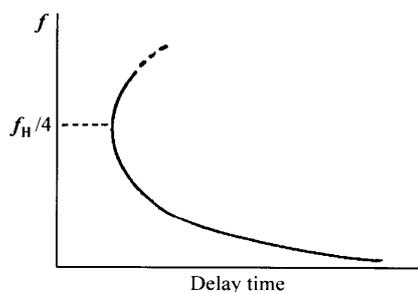


Fig. 3 Relationship between the frequency of whistler-mode wave and the delay time. This is called nose whistler with the nose frequency of $f_H/4$.

式 (3) を用いて、群速度 v_g を求めると、

$$v_g = c \frac{\partial f}{\partial (nf)} = 2c \frac{f^{1/2} (f_H \cos \theta - f)^{3/2}}{f_p f_H \cos \theta} \quad (4)$$

を得る。ただし、 c は真空中の光の速度である。ここで、ホイッスラ波が磁気圏内を伝播したとすると、その伝播時間 T は

$$T = \int_{\text{path}} \frac{1}{v_g} ds = \frac{1}{\sqrt{f}} \frac{1}{2c} \int_{\text{path}} \frac{f_p f_H \cos \theta}{(f_H \cos \theta - f)^{3/2}} ds \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 $f \ll f_H \cos \theta$ が成り立つとすると、伝播時間は次式で与えられる。

$$T = \frac{D}{\sqrt{f}} \quad \text{ただし、} D \cong \frac{1}{2c} \int_{\text{path}} \frac{f_p}{(f_H \cos \theta)^{1/2}} ds \quad (6)$$

D は伝播路全体の積分から求められ、ホイッスラ波の分散 (dispersion) と呼ばれる量である。いま、式 (5) より、伝播時間 T と周波数 f の関係を求めると、

$$\frac{\partial T}{\partial f} = \frac{1}{2c} \int_{\text{path}} \frac{f_p f_H \cos \theta (4f - f_H \cos \theta)}{f^{3/2} (f_H \cos \theta - f)^{5/2}} ds$$

を得る。すなわち、 $f = f_H \cos \theta / 4$ のとき、伝播時間が最も短いことになる。これらのことを示したのが、Fig. 3 ($\theta = 0$ の場合) である。このようなホイッスラをノーズ・ホイッスラ (nose whistler) といい、高緯度帯ではしばしば観測されが、日本のような低緯度帯では、式 (6) で示される分散法則によるものが大多数である。

4. 電離層・大地導波管の分散効果を伴う特異な低緯度ホイッスラの発生機構

Fig. 2 は、佐久島 (a) および鹿児島 (b) で同時に観測されたトウィーク空電および導波管の分散効果を伴う特異なホイッスラのダイナミック・スペクトルである。図中“1”および“2”は、磁気圏プラズマ中の分散効果に、電離層・大地導波管の 1 次モードおよび 2 次モードの分散効果が重畳していることを表している。1 次モードの cut-off 周波数はおよそ 1.7 kHz、また 2 次モードの cut-off 周波数は 3.4 kHz である。また、矢印はホイッスラの先行空電 (causative atmospheric) を示している。同一の雷から放射された電磁波は、磁気圏を伝播するホイッスラと電離層・大地導波管内を伝播する空電として観測されるが、磁気圏の伝播路の方が長いため、観測点に到達するまでより時間がかかることを示している (Fig. 1 参照)。空電の分散特性は本質的に電離層の高さと伝播距離によって決まるのに対し、ホイッスラの分散特性は地球磁場の強さ、電子密度、および伝播路 (距離) によって決まる。

さて、Fig. 2 に示す導波管伝播効果をもつ特異なホイッスラの伝播機構すなわち観測時の磁気圏あるいは電離層プラズマの状態を議論するためには、特異なホイッスラおよびその先行空電のスペクトルを高い精度で解析することが

必要である。式(6)より、反対半球における雷の発生時刻を t_0 とすると、擬似ホイッスラの信号 $w_p(t)$ は次式で与えられる。

$$w_p(t) = A \cos \left[2\pi \left\{ \frac{-D^2}{(t-t_0)^2} + \Delta f \right\} (t-t_0) \right]$$

また、式(2)を積分して、 n 次モードの擬似先行空電信号 $a_p(t)$ は次式で与えられる。

$$a_p(t) = B \cos 2\pi \{ f_{nc} \sqrt{(t-t_0)^2 - (d-c)^2} + \Delta f \}$$

Fig. 4 に示すように、擬似ホイッスラ信号の分散値 D がホイッスラの真の分散値に等しいならば、低域フィルタを通過した信号は、導波管による分散効果が重畳していない場合、周波数は一定となる。このことは、導波管効が重畳し

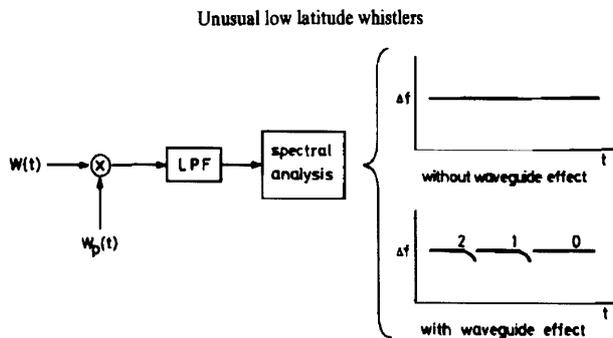


Fig. 4 The principle of spectrum analysis with precision, using the beat between the VLF signal $w(t)$ and the corresponding appropriate pseudo-whistler $w_p(t)$.

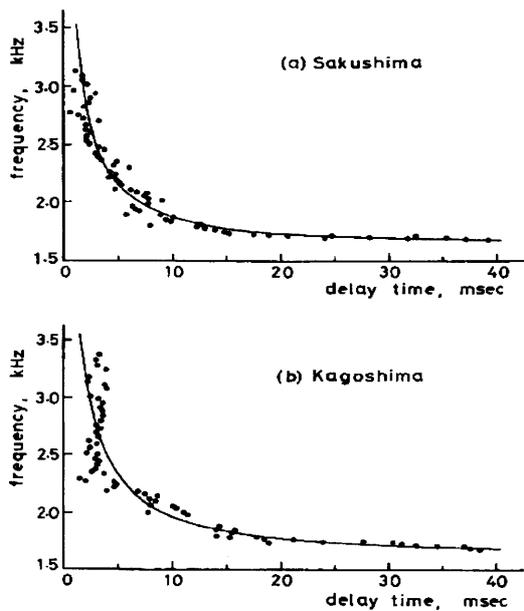


Fig. 5 The group delay time vs. frequency for the waveguide effect only: (a) Sakushima; (b) Kagoshima. The solid line in each figure represents the theoretical curve based on the estimated distance and ionospheric height.

ている場合でも周波数変動が小さく抑えられ、精度の高いスペクトル解析が可能であることを示している。Fig. 5 は、擬似先行空電信号を用いて周波数解析し、先行空電の1次モードの伝播時間と周波数の関係を示したものである。同図において、実線は擬似空電を表している。島倉と森泉によれば、1次モードの cut-off 周波数を 1.7 kHz、伝播距離を 6,000 km、2.5 kHz の周波数での測定誤差を 20 Hz とすると、電離層高度の測定誤差は 700 m 以下、また伝播距離の測定誤差は 40 km である³⁾。

Fig. 2 に示される電離層・大地導波管効果を伴う非常に特異なホイッスラは、1979年3月17日03時50~52分に佐久島および鹿児島で同時に観測された。解析可能な強度をもち、2観測点で同時に観測された特異なホイッスラが4例あった。これらのホイッスラの先行空電(雷放電)の発生位置を、Fig. 6の中の見号Aで示す。2点観測であるので、A点以外にも求まるが、シベリア(高緯度帯)に存在するので除外される。一方、特異なホイッスラは磁気圏を伝播し電離層を透過した後、導波管の分散効果の影響を受けたものとする、電離層透過点はカムチャツカ半島付近と同図中A'となる。カムチャツカ半島付近の磁気緯度は約45°で、観測されたホイッスラの分散値から考察して除外できる。4例の特異なホイッスラの電離層の出口は

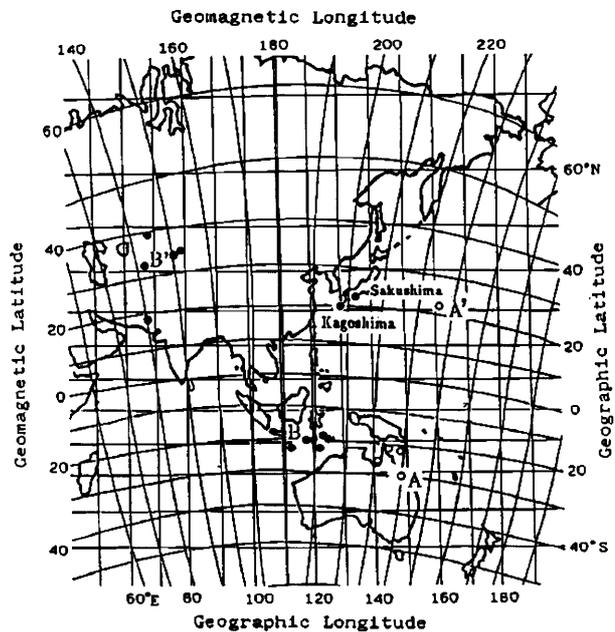


Fig. 6 The locations of atmospherics based on the distances from the two stations. White circles (including A) indicate the locations of causative atmospherics of unusual whistlers which have exited the ionosphere at the point A' in the Northern Hemisphere. Both points B and B' are the possible location of an atmospheric without any accompanying whistler, and other black circles are the results for other atmospherics without whistlers.

いずれも A' 点であり、ホイッスラ・モード波が伝播しやすい伝播路が存在したと考えられる。また、図中 B はホイッスラを伴わない空電の発生位置を示している (B' は衛星写真から判断して雲が分布していないので除外した)。佐久島および鹿児島とほぼ B 点の磁気共役点であるにもかかわらずホイッスラが存在しない。これらのことを総合すると、A' 点を電離層の出口とするダクトが存在したと考えられる。

さて、通常観測されない導波管の分散効果を伴うホイッスラがなぜ観測されたのかについて考察する。Fig. 7 はそのメカニズムを説明したものである。特異なホイッスラが観測された時刻には A' は日出線上にあり、電離層が西に傾いている。このことは電離層の電子密度が激しく変化しているため、干渉を起こすべく広い角度に VLF 帯電磁波が射出されることが可能である。電離層が傾いていることは、transmission cone が東に傾くことを意味しており、通常はホイッスラが電離層を透過しにくくなることを意味している。このことは、trapping cone が通常よりかなり大きくなっていったと考えられる。すなわち、極めて発達したダクトの存在を示唆するものである²²⁾。

5. まとめ

現在もまだ磁気圏ホイッスラの伝播メカニズムが十分に

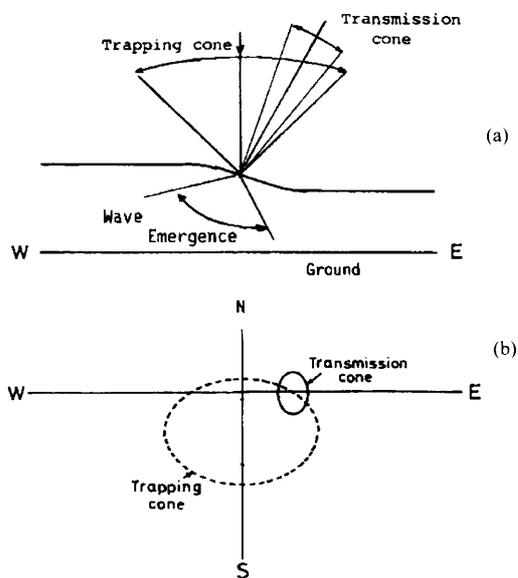


Fig. 7 A schematic illustration of the mechanism of westward wave emergency from the duct, assuming a longitudinal gradient of the ionosphere. (a) The northerly direction. (b) Projections on the ground of the circular trapping and transmission cones at equal slant heights. The trapping cone is centered on a geomagnetic field line and the transmission cone is displaced eastward by EW tilt of the ionosphere.

理解されているとは言えない。その理由の一つは、ホイッスラの電離層の透過点(降下点)あるいは透過域だけが議論されていることにある。その意味では、本論文で紹介した事例は、ホイッスラの先行空電の発生位置を同定し、波源から受信点に至る全体の伝播メカニズムを理解することができたと言える。

本論文では、波源(雷)およびホイッスラの電離層降下点は、いずれも各観測点から遠距離にあり、また導波管の分散効果からそれぞれの位置を知ることができた。上でも述べたように、ホイッスラが導波管の分散効果を伴うことは極めてまれであり、ホイッスラ波の発生・伝播機構を考察するためには、VLF 帯電磁波の到来方位推定あるいは、さらに進めて波数空間における波動エネルギー分布推定による電離層透過域の同定が重要である^{5),6)}。磁気圏プラズマ波動に限らず、地震などに伴って自然電磁雑音が発生したり、伝播路の擾乱による放送電波などの異常変動や異常伝播が発生したとすると、その発生域あるいは擾乱域を同定することは、異常電磁波の発生伝播機構を解明するうえで極めて重要である²³⁾。

References

- 1) R. A. Helliwell: "Whistlers and Related Ionospheric Phenomena," Stanford Univ. Press (1965).
- 2) S. Shimakura, A. Tsubaki, and M. Hayakawa: *J. Atmos. Terr. Phys.*, **49**(11/12), 1081 (1987).
- 3) S. Shimakura and M. Moriizumi: *Mem. Fac. Eng., Chiba Univ.*, **41**(2), 1 (1990).
- 4) S. Shimakura and M. Hayakawa: Proc. Chapman Conference on Plasma Waves and Instability in Magnetospheres and at Comets, pp. 238-241 (1987).
- 5) S. Shimakura and M. Hayakawa: *IECE Trans. Fundamentals*, **E75-A**, 8 (1992).
- 6) S. Shimakura, M. Hayakawa, F. Lefeuvre, and D. Lagoutte: *J. Geomag. Geoelectr.*, **44**, 573 (1992).
- 7) K. Sakai, T. Ito, T. Takano, and S. Shimakura: "The Basic Research of Anomalous Propagation of FM Radio Broadcasting Wave Related to Earthquakes, Seismo Electromagnetics," ed. by M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 259-262 (2002).
- 8) A. Yamada, K. Sakai, T. Takano, and S. Shimakura: "Observation of Natural Noise in VLF Band Which Relates to Earthquakes, Seismo Electromagnetics," ed. by M. Hayakawa and O. A. Molchanov, pp. 255-257 (2002).
- 9) K. Sakai, T. Takano, and S. Shimakura: *J. Atmos. Electr.*, **21**(2), 71 (2001).
- 10) T. Takano, A. Yamada, K. Sakai, H. Higasa, and S. Shimakura: *J. Atmos. Electr.*, **22**(1), 23 (2002).
- 11) H. Barkhausen: *Physik. Z.*, **20**, 401 (1919).
- 12) T. L. Eckersley: *Phil. Mag.*, **49**, 1250 (1925).
- 13) T. L. Eckersley: *Nature*, **117**(2954), 821 (1926).
- 14) T. L. Eckersley: *Nature*, **135**, 104 (1935).
- 15) L. R. O. Storey: *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, **246**, 113 (1953).
- 16) J. R. Koster and L. R. O. Storey: *Nature*, **175**(4444), 36 (1950).
- 17) A. Iwai and J. Ohtsu: *Proc. Res. Inst. Atmosph., Nagoya*

- Univ.*, **4**, 29 (1956).
- 18) R. L. Smith: *J. Res. Natn. Bur. Stand.*, **65D**, 1061 (1961).
 - 19) J. J. Angerami: *J. Geophys. Res.*, **75**, 1 (1968).
 - 20) M. Hayakawa and J. Ohtsu: *J. Atmos. Terr. Phys.*, **35**, 1685 (1973).
 - 21) J. R. Wait: "Electromagnetic Waves in the Stratified Media," 2nd Ed., Pergamon Press (1970).
 - 22) S. Shimakura, M. Moriizumi, and M. Hayakawa: *Planet. Space Sci.*, **39**(4), 611 (1991).
 - 23) M. Hayakawa, I. Tomizawa, K. Ohta, S. Shimakura, Y. Fujinawa, K. Takahashi, and T. Yoshino: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **77**, 127 (1993).

(2005年8月22日受理)



島倉 信 しまくら しん

昭48 名古屋大学大学院工学研究科電気および電子工学専攻単位取得退学, 同年日本学術振興会奨励研究員, 昭49 千葉大学短期大学部助手 (電気工学科), 昭51 千葉大学講師 (工学部電気工学科), 昭63 千葉大学助教授 (工学部電気電子工学科), 平6 同教授, 平10 大学院自然科学研究科に配置換, 同年 千葉大学総合情報処理センター長 (平13年まで), 平12 千葉大学評議員, 平13 千葉大学総合メディア基盤センター長 (平16年まで), 平16 千葉大学大学院自然科学研究科長, 現在に至る.

専門 電磁波工学, プラズマ電波物理

(工博)