

1975年7月、カナダの地上で観測された ホイスラーモード波の 線形増幅率空間分布の新解釈

池田 愼

要約

コーラス等の自然電波の増幅、サイブル人工電波の特徴、磁気圏内でのプラズマとの相互作用を、観測の観点から説明する。1975年に南極サイブル基地から人工 VLF 信号を送信する壮大な実験が行われ、電離圏を通過し、ダクト伝搬してきたその VLF 信号が、反対半球のカナダで受信された¹⁾。コーラスと呼ばれる自然電波も含めたそれらの観測から、ホイスラーモード波がプラズマポーズ近くのプラズマ圏内を伝搬してきた事を、到来方向から明らかにする。一方、コーラス等の自然 VLF 放射はプラズマポーズ近くで増幅・伝搬してきた事を、増幅率とプラズマポーズダクティング²⁾ から、新たなデータ解析によって明らかにする。

1. VLF 放射の増幅

一般的に、磁気圏内で自然発生する VLF 放射には、電磁波が成長するためのエネルギー源が必要である。さらに、地上から磁気圏内に伝搬した雷起源の空電や人工電波も、増幅するにはエネルギーが必要である。それらのエネルギー源として、磁気圏内で様々の原因で加熱されたプラズマの流入が考えられている。そのプラズマの自由エネルギーの一部が、波動のエネルギーへと転化され、波動の増幅が可能になる。逆に、強力な波動のエネルギーがプラズマを加熱し、プラズマの粒子を加速する過程も考えられている。

地球のほぼ全域にわたって観測される磁場の減少は磁気嵐と呼ばれており、太陽風の動圧、太陽風磁場の方向、太陽風内の電場等の変動に関連している。地上で観測される磁場の減少は、それらの結果生じる地球を環状に取り巻いている電流（赤道環電流）の変動に起因する。この電流を担う粒子は数 10 keV 程のイオンと 10 keV 程の電子である。もし、太陽風の南向き磁場が発達すると、磁気圏内に朝側から夕方側に向かう電場を生み、その結果、この電場がプラズマシート内に対流を作り出し、高エネルギー粒子を内部磁気圏に注入する。これらの粒子は地球に近づくにつれ、環状に地球を周り込み、波動と相互作用すると考えられている。その一部は静電波モードの波動を生成し、その一部はホイスラーモード等の電磁波モードの波動を生成する。特に、この論文では、ホイスラーモードの波動の生成と増幅を考える（前田憲一・木村磐根編著：“電磁波動論” 1970³⁾、大林辰蔵著：“宇宙空間物理学” 1974⁴⁾、国立極地研究所編：“南極の科学 2 オーロラと超高層大気” 1983⁵⁾、恩藤忠典・丸橋克英編著：“宇宙環境科学” 2000⁶⁾）。

2. ホイスラーモード波の線形増幅率

地上で観測される磁気圏 VLF 放射は、ホイスラー、コーラス、ヒス等と、可聴周波数の時間変化に応じて、特徴的に名づけられている。特に、磁気圏起源のホイスラーモード波は、高速電子のピッチ角散乱により、電子ホイスラーモードサイクロトロン不安定性によって生成されていると考えられている（KENNEL and PETSCHKE⁷⁾, 1966）。更に、地上で観測されるコーラス、VLF・ELF ヒスは、主にプラズマポーズ近くで生じる現象であると考えられている。コールド電子と高速電子の数密度の変化に対応した電子ホイスラーモードサイクロトロン不安定性の線形増幅率が、それらの生成位置を与え、それらの一部がダクト伝搬、あるいはプラズマポーズダクティング²⁾により、地上で観測されると考えられる。

そこで、電子ホイスラーモードサイクロトロン不安定性の線形増幅率の分布を、プラズマポーズ付近で求め、地上で観測される可能性を考えてみる（CUPERMAN and LANDAU⁸⁾, 1974；LIN and PARKS⁹⁾, 1974）。ホイスラーモー

1975年7月、カナダの地上で観測されたホイスラーモード波の線形増幅率空間分布の新解釈 池田慎

下波の分散式は、2成分温度異方性電子プラズマに対して、次式で与えられる (ICHIMARU¹⁰⁾, 1973)。

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = \varepsilon_r$$

$$= 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{\sigma}^2}{\omega^2} \left\{ 1 + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \int d\vec{v} \left(\frac{n\Omega}{v_{\perp}} \frac{\partial f_{\sigma}}{\partial v_{\perp}} + k_{\parallel} \frac{\partial f_{\sigma}}{\partial v_{\parallel}} \right) \frac{\left(\frac{n\Omega}{k_{\perp}} J_n - v_{\perp} J_n' \right) \frac{n\Omega}{k_{\perp}} J_n}{n\Omega + k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega - i\eta} \right\} \quad (1)$$

ただし、 J_n は第1種のベッセル関数であり、 J_n' はその微分を表わす。

$$J_n = J_n \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} \right) \quad (2)$$

電子として、コールド電子群と温度異方性を持つ高速電子群の2成分を考える。したがって、分布関数はそれぞれ次のように表わされる。まず、コールド電子群の分布関数は、数密度を n_e とし、

$$f_0(v_{\parallel}, v_{\perp}) = n_e \frac{1}{2\pi v_{\perp}} \delta(v_{\parallel}) \delta(v_{\perp}) \quad (3)$$

高速電子群の分布関数は、数密度を n_H とし、

$$f_1(v_{\parallel}, v_{\perp}) = n_H \frac{m}{2\pi T_{\perp}} e^{-\frac{mv_{\perp}^2}{2T_{\perp}}} \left(\frac{m}{2\pi T_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{mv_{\parallel}^2}{2T_{\parallel}}} \quad (4)$$

である。m は、電子の質量を表わしている。 T_{\perp} と T_{\parallel} は、それぞれエネルギーの単位で表わされた磁力線に垂直方向の電子温度であり、磁力線に平行方向の電子温度である。さらに、ダクト伝搬を考慮し、平行伝搬を仮定して、

$$k_{\perp} \rightarrow +0, \quad k_{\parallel} \rightarrow k \quad (5)$$

とする。この時ホイスラーモード波の分散式は、(1) より、プラズマ分散関数 W と温度異方性係数 A を用いて、

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \sum_{\sigma} \left[\frac{\omega_{\sigma}^2}{\omega(\omega - \Omega)} \left\{ 1 - W \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) \right\} - \frac{\omega_{\sigma}^2}{\omega^2} A W \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) \right] \quad (6)$$

で表わされる。温度異方性係数 A は、次のように定義される。

$$A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} - 1 \tag{7}$$

コールド電子群については $\left| \frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right| \rightarrow \infty$ の近似を使うと、プラズマ分散関数 W は、

$$W \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) \rightarrow 0 \tag{8}$$

高速電子群については $\left| \frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right| \gg 1$ の近似をつかうと、プラズマ分散関数 W は、

$$W \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right) \approx i \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right)^2 \right) \tag{9}$$

となる。したがって、(6) の分散式は次のようになる。

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} \approx 1 - \frac{\omega_0^2 + \omega_1^2}{\omega(\omega - \Omega)} + i \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{\omega_1^2 A}{\omega^2} + \frac{\omega_1^2}{\omega(\omega - \Omega)} \right\} \frac{\Omega - \omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \exp \left(- \frac{1}{2} \left(\frac{\omega - \Omega}{k \left(\frac{T_{\parallel}}{m} \right)^{\frac{1}{2}}} \right)^2 \right) \tag{10}$$

上式の線形不安定性解析を行う。

$$\omega = \omega_k - i\gamma_k, \quad \gamma_k / \omega_k \ll 1 \tag{11}$$

の条件の下で、(11) の実数部と虚数部で等式を作ると、SI 単位系で近似すると、

$$\frac{c^2 k^2}{\omega_k^2} = 1 + \frac{\omega_0^2 + \omega_1^2}{\omega_k(\Omega - \omega_k)} \tag{12}$$

$$\gamma_k \approx \sqrt{\pi} \frac{-eB_{eq}}{m} \left[A - \frac{\frac{f_k}{f_H}}{1 - \frac{f_k}{f_H}} \right] \frac{\left(1 - \frac{f_k}{f_H} \right)}{2} \frac{1}{L^3} \frac{n_H}{n_e + n_H} \left(\frac{E_R}{T_{\parallel}} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{E_R}{T_{\parallel}} \right) \quad (13)$$

上式において、 γ_k が正のとき、波動は成長する。 B_{eq} は赤道面地表上での磁束密度である。 E_R は共鳴電子の運動エネルギーであり、次式で表わされる。

$$E_R \approx \frac{1}{2} m V_R^2 = \frac{1}{2} m c^2 \frac{(\Omega - \omega)^3}{(\omega_0^2 + \omega_1^2) \omega_k} \quad (14)$$

3. プラズマポーズの特徴

赤道面上のバックランドの電子密度は、地球から離れるにつれ、プラズマポーズを境に急激に減少する (CARPENTER and PARK¹¹, 1973)。ホイスラー空電の解析や衛星での観測により、プラズマ圏内やプラズマポーズでの電子密度の分布が求められている。プラズマポーズ L 値 (L_{pp}) の凡その予測式は、 $L_{pp} = 5.7 - 0.47K_p$ で与えられる。ただし、 K_p は 12 時間前までの 3 時間平均 K_p の最大値である。プラズマ圏の構造は、サブストームに関連した対流電場や地方時 (LT) によってかなり変化し、プラズマポーズの位置 L_{pp} もそれらに伴い大きく変化する。 K_p 指標は、対流電場の大きさを表す主要な要素と考えられている。プラズマ圏は電離圏起源の数 eV 程度の粒子で満たされ、高いプラズマ密度になっている。一方、プラズマポーズの外側のプラズマは、磁気圏の対流電場により、磁気圏境界面に流れ出し、密度は低くなっている。一般的に、プラズマポーズの L 値は 3 から 6 付近で変動し、プラズマポーズの内側の電子密度は 100/cc から 1000/cc 程の範囲で分布する。一方、プラズマポーズを超えると、数個/cc から 10 数個/cc に急激に減少する (RYCROFT¹², 1975)。一方、波動の原因となる高エネルギー電子は、磁気圏テイルから注入され、様々なモードの波動を励起すると考えられている。ただし、地上観測でこれらの波動が観測されるには、いくつかのダクトや、プラズマポーズダクティング²⁾ 等の特殊な伝搬機構が必要となる。

4. VLF 放射の観測

次に、1975年7月中に行われた、鶴田ら¹⁾ (TSURUDA et al., 1977) によるサイブル信号観測結果を改めて報告する。1975年7月にカナダ Roberval で、南極 Siple 基地から送信されたサイブル VLF 人工電波を受信し、その電波の到来方向を研究する目的で、東大宇宙航空研究所の鶴田らは磁気圏ホイスラーモード波の観測を行った (TSURUDA et al., 1977)¹⁾。磁気圏を伝搬してきたサイブル信号は、図1に示されているように、南極基地サイブルの磁気共役点、カナダのケベック州 Roberval (RO) 付近で受信された。RO の L 値は約 4.2 であった。VLF 波動の垂直電場と直交した磁場 2 成分が FM データレコーダに記録され、電場と磁場の振幅と、波動ベクトルあるいは到来方向の推定が行われた。この解析では、アナログ解析機器で自動的に出力された到来方向の数値が使用された。1カ月の観測期間中、雷起源のホイスラー空電が受信された場合が W、自然 VLF 放射が受信された場合が E、サイブルからの信号が受信された場合が○として、地磁気インデックスの一つ DST と比較され、図2に示される。DST は、経度平均された磁気圏内環状電流の磁気効果を表わしている。サイブルからの信号が受信されたのは、送信と受信がともに機能していた期間 19 日のうち、わずか 6 日であった。この割合は、CARPENTER and MILLER (1976)¹³⁾ による統計結果の 30% とほぼ同じであった。結果的に、図2はサイブル信号が受信されたのは磁気嵐の回復時の終相であった事を示していた。この時には、ホイスラー空電も自然 VLF 放射も受信されていた。しかしながら、これは、ホイスラー空電や自然 VLF 放射の活動度が高い時サイブル信号も受信されるという事を意味してはいない。つまり、磁気圏内から地上へサイブル信号が伝搬する条件も考える必要があるからである。それには、VLF 波を地上に導くダクトの存在が重要である。次に、ダクト伝搬について考えてみる。

1975年7月24日の6時間のデータを使い、解析結果を図3に示した。TSURUDA et al. 1977¹⁾ の8から9ページより、図3の説明が『から』まで、次のように和訳された。『(1) 標準的な PARK (1972)¹⁴⁾ の方法を使い、ホイスラー空

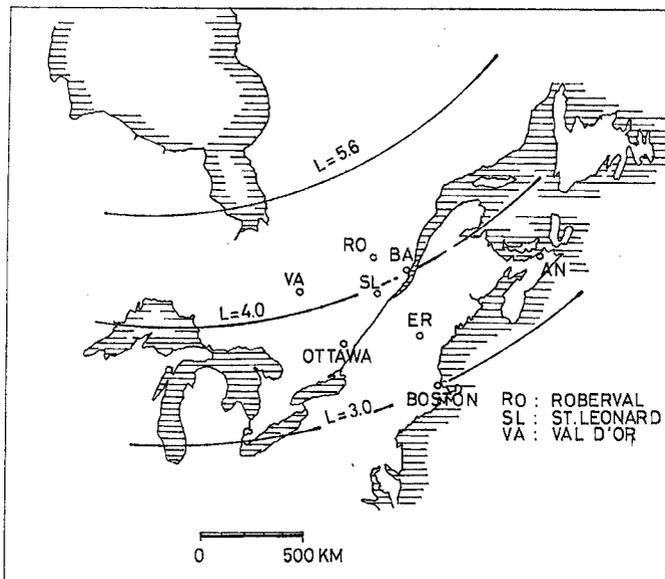


図 1 観測点付近の地図

K. Tsuruda et al., ISAS RESEARCH NOTE, 42, 1 (1977)¹⁾ より。

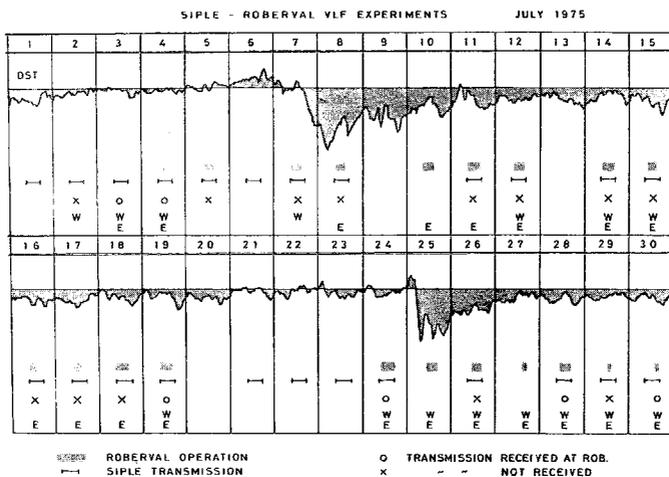


図 2 1975年、サイプル-ロバerval送信実験

K. Tsuruda et al., ISAS RESEARCH NOTE, 42, 1 (1977)¹⁾ より。

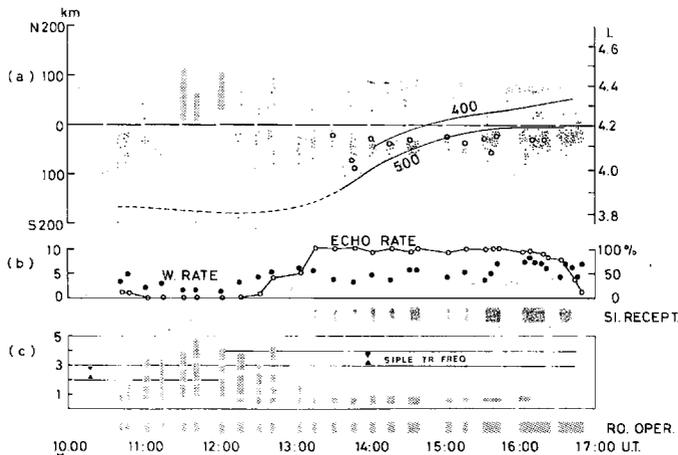


図3 7月24日観測データのプロット (a) 赤道面電子密度の等値線と到来方向、(b) ホイスラー発生率とホイスラーエコーの比、(c) サイプル信号・磁気圏VLF放射・ホイスラーのダイナミック・スペクトルの模式図
 K. Tsuruda et al, ISAS RESEARCH NOTE, 42, 1 (1977)¹⁾ より。

電の分散から、赤道面上の電子密度が決定された。(2) VLF 方向探知機の記録を使って、ホイスラー空電、サイプル信号、そして4 kHz 自然 VLF 放射の磁気圏伝搬通路のL値が推定された。(3) 1分間あたりのホイスラー空電の発生数、そして(4) ホイスラー空電の発生数に対する1-hopか2-hopホイスラーエコーの比が、%によって示された。

図3 (a) には、ホイスラー空電の到来方向 (・)、サイプル信号の到来方向 (○)、40 kHz 自然 VLF 放射の到来方向 (網掛け矩形) が等電子密度線の図上に、UT に対して示されている。図3 (b) には、ホイスラー空電の発生率 (黒丸) とホイスラーエコーの比 (白丸) が示されている。図3 (c) には、自然 VLF 放射とサイプル信号の周波数スペクトルの範囲が図式的に示されている。図2の最下部には、UT に対して、Roberval 観測点で記録が行われた期間が、網掛け矩形で示されている。図3の結果は、次のようにまとめられる。

(1) サイプル信号は、自然 VLF 放射、つまりコーラスの活動の終了後に検出さ

1975年7月、カナダの地上で観測されたホイスラーモード波の線形増幅率空間分布の新解釈 池田 慎

れた。

(2) ホイスラーエコー比は、サイブル信号の検出時に非常に高い。』

さらに、筆者の解釈として、

(3) サイブル信号の到来方向とホイスラー空電の到来方向はほぼ同じであり、電子密度 500 個/cc の等値線の近傍であり、L 値では 4.0 から 4.2 の範囲にあった。

(4) 自然 VLF 放射 (コーラス) の到来方向は、サイブル信号やホイスラー空電の到来方向より大きい L 値、つまり 4.2 から 4.5 の範囲の L 値の伝搬パス上にあった。

以上の結果を基に、自然 VLF 放射 (コーラス) とサイブル信号が受信された原因を考えたい。0 KHz から 5 KHz の周波数の範囲で、自然 VLF 放射とホイスラー空電、そしてサイブル信号の典型的なダイナミックスペクトルが、1 分間だけ図 4 に示されている。Roberval の地方時 LT は、ほぼ $LT = UT - 5$ で表わされ、12:00 UT で観測された自然 VLF 放射は一般的にドーンコーラスと思われる。7 月 24 日は、図 2 で示されているように磁気嵐の終相で、新たな磁気嵐の始まる 1 日前であった。このとき、徐々にプラズマ圏にプラズマが満たされ、環状電流の影響がプラズマ圏に及ぶ時期であったと思われる。さらに、夜中側から明け方に向けて、プラズマポーズが外側に広がると想像される。この条件の下で、ホイスラーモード波の不安定性がどこに生じるのかを検討してみる。波動の増幅率を計算するために必要な情報は、(13) 式に使われる周波数、L 値に対するコールド電子数密度の分布、高速電子の数密度、磁力線に垂直方向と平行方向の高速電子の温度、磁力線のモデルと磁場の大きさである。

まず、プラズマポーズの位置 L_{PP} を検討する。CARPENTER and PARK (1973)¹¹⁾ によると、 L_{PP} は、ホイスラー空電の解析により $L_{PP} = 5.7 - 0.47 K_P \max$ で予測される事を示した。ただし、 $K_P \max$ は 12 時間前から現在までの 3 時間平均の K_P の最大値である。1975 年 7 月 24 日の 3 時間平均の K_P は、National Geophysical Data Center (NGDC) の記録により、3-, 1+, 2, 2-, 1+, 1, 1, 2-であった。したがって、上式は、凡そのプラズマポーズの位置は時刻 12:00

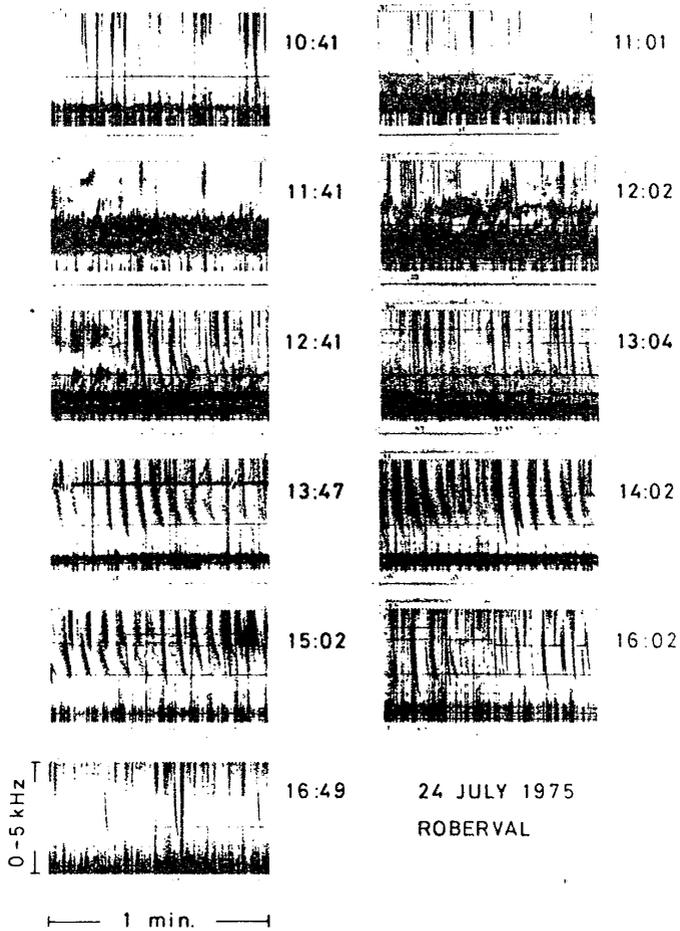


図4 1分間毎に受信された信号のダイナミック・スペクトルの例

K. Tsuruda et al., ISAS RESEARCH NOTE, 42, 1 (1977)¹⁾ より。

UTでは $L_{pp}=4.3$ 付近、時刻13:00 UTから17:00 UTでは $L_{pp}=4.8$ 付近であった事を示している。図3には、電子数密度が500個/ccと400個/ccの等値線が示され、プラズマポーズでの電子数密度がほぼ数個/ccから10数個/ccであると3章で予想されている。

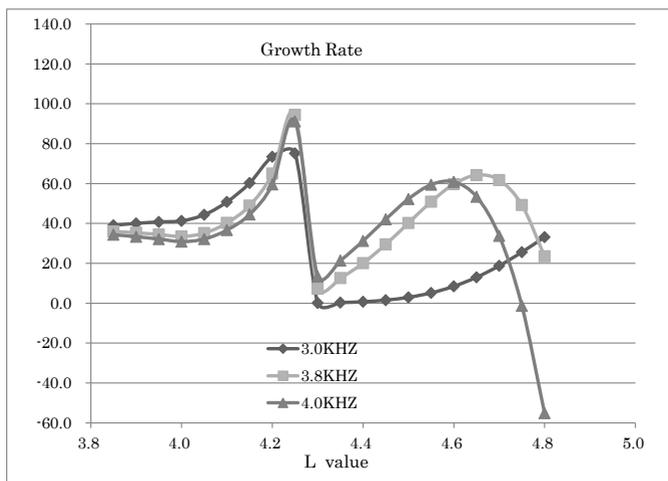
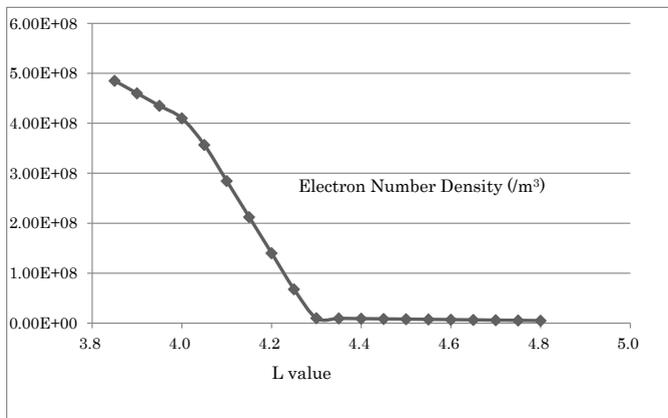


図 5(1) 11 : 30-12 : 00 UT の赤道面電子密度分布と線形増幅率

結果的に、L 値に対するモデル電子数密度の分布が、図 5 (1)、(2)、(3) の上図のグラフに示されている。図 5 (1) には、11 : 30 UT から 12 : 00 UT に対応する時間帯の電子密度分布、図 5 (2) には、14 : 00 UT に対応する時間帯の電子密度分布、図 5 (3) には、16 : 00 UT に対応する時間帯の電子密度分布のモデルが示されている。解析された周波数は図 3 に示されているように、3.0 KHz、

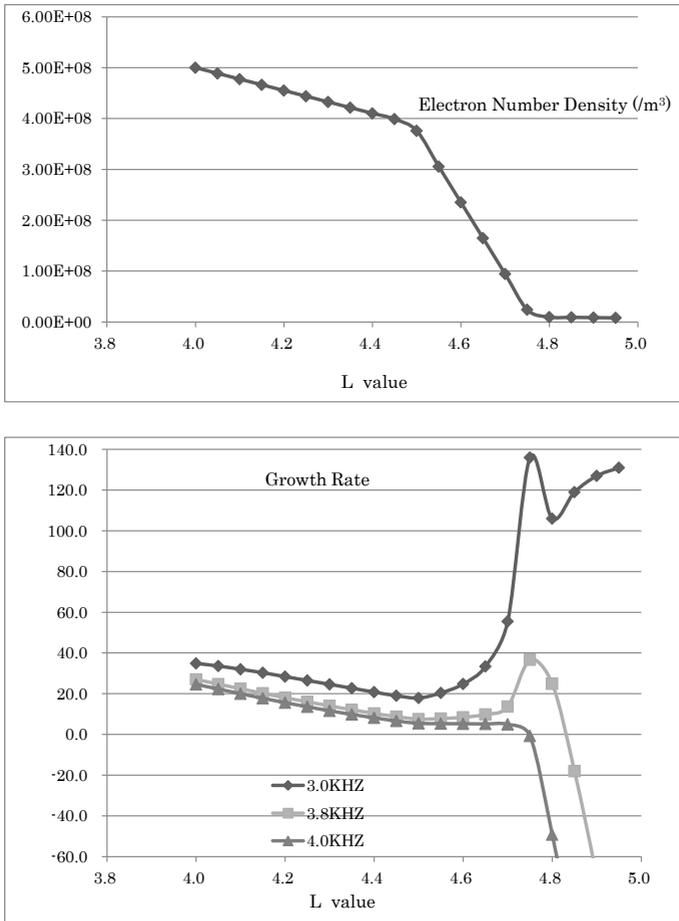


図 5(2) 14 : 00 UT の赤道面電子密度分布と線形増幅率

3.8 KHz、4.0 KHz である。これらの波動は、ホイスラーモードである事が確認されている。ホイスラーモード波の生成に関わる高速電子の数密度は 1 個 /cc、高速電子の温度異方性は $A=1$ 、具体的に地磁気の磁力線に平行な温度は 4.0 KeV、その磁力線に垂直な温度は 8.0 KeV、地上赤道面での地磁気強度は 3.06×10^{-5} Wb/m² (Tesla) と仮定された。

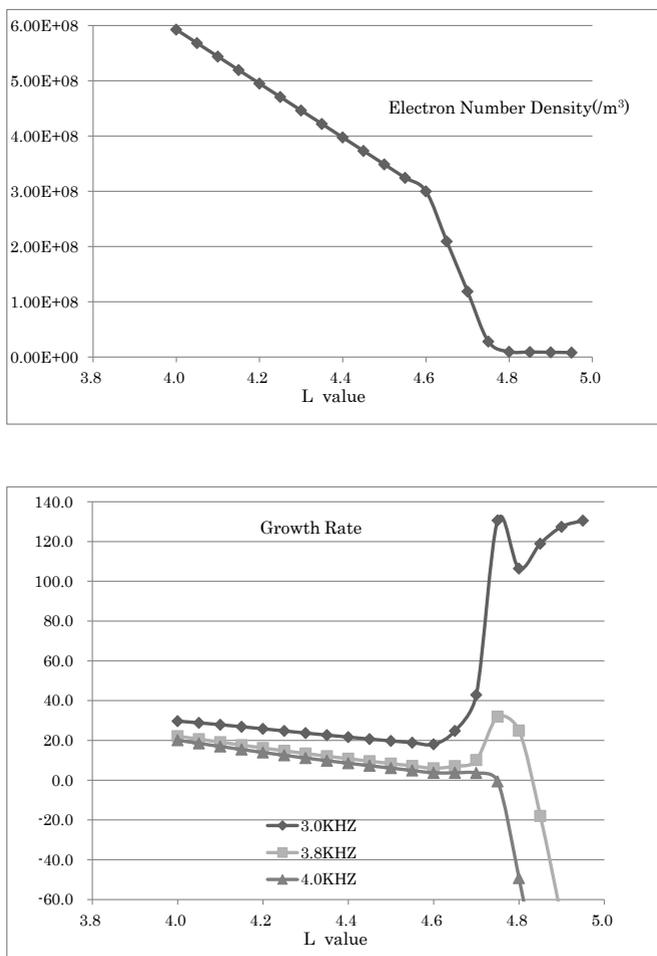


図 5(3) 16 : 00 UT の赤道面電子密度分布と線形増幅率

線形増幅率 γ_k は (13) 式で表わされており、上記のパラメータを使って数値として導き出される。図 5 の下のグラフにそれぞれの密度分布に対応した線形増幅率 γ_k が示されている。図 5 (1) に示されているように、プラズマポーズが $L = 4.3$ 近くにある場合、線形増幅率の大きい領域はプラズマポーズの密度の急激に減少する $L=4.2$ から 4.3 の領域と、 $L=4.5$ から 4.7 の領域にある。受信された

信号の到来方向は、信号の電場・磁場成分から計算される (TSURUDA and HAYSHI, 1975)¹⁵⁾。その到来方向の変動が示す方向を電離層下面に投影した図が、図3に示されている。結果的に、これらの到来方向の位置はプラズマポーズの密度の急激に減少する $L=4.2$ から 4.3 の領域と一致していた。つまり、観測された自然 VLF 放射 (コーラス) はプラズマポーズの密度の急激に減少する $L=4.2$ から 4.3 の領域で発生し、地上まで到来した事を意味していた。一方、プラズマポーズの外側にある $L=4.5$ から 4.7 の線形増幅率の大きい領域からの自然 VLF 放射は、地上の観測点 Roberval (RO) まで到来していないという結果になっている。

図5(2)は14:00 UTでのホイスラーモード波の線形増幅率、図5(3)は16:00 UTでのホイスラーモード波の線形増幅率が、それぞれの電子密度分布に対応して示されている。いずれも、プラズマポーズ内側の電子密度分布を表わしており、ホイスラー空電とサイブル信号が共に頻繁に観測され、図5(2)と(3)の両方の図で線形増幅率のそれ程大きな違いは無かった。ホイスラーモード波の線形増幅率は、いずれも図5(1)の場合より1ケタほど小さく、波動の生成には至らない事を示している可能性がある。ホイスラー空電とサイブル信号は共に、 $L=4.0$ から 4.2 の到来方向を示し、図5(1)で解析した自然 VLF 放射 (コーラス) の到来方向とは異なる方向 (観測点の南側) から到来したと推定される。これらの解析結果から、観測点の北側の伝搬通路から自然 VLF 放射 (コーラス) が到来し、その後観測点の南側の伝搬通路からホイスラー空電とサイブル信号が到来した事になる。つまりこれらの解析結果は、異なる伝搬通路 (ダクト) の存在と、自然 VLF 放射 (コーラス) とホイスラー空電・サイブル信号の異なる発生原因を示していると思われる。INAN and BELL (1977)²⁾ は、屈折率の変化により、プラズマポーズは VLF 波動エネルギーを有効に導くことを明らかにしている。これはプラズマポーズダクティングと呼ばれ、図5で解析されたコーラス・サイブル信号共に、プラズマポーズに沿って、反対半球まで伝搬させる事が可能と思われる。さらに、プラズマポーズ付近は沿磁力線方向の不均質を生じやすく、多くのダクトの存在も予想される (SONWALKAR, 2006)¹⁶⁾。13:00 UT

1975年7月、カナダの地上で観測されたホイスラーモード波の線形増幅率空間分布の新解釈 池田愼

以降ホイスラーエコーの比が上昇した事は、プラズマポーズの内側で、しっかりしたダクトが作られた事を示しているのかもしれない。さらに、到来方向解析が可能なS/N比の大きいVLF信号は、観測点Roberval (RO) から200 km以内の伝搬通路を通過してきたという事も、重要な結果であろう¹⁷⁾。

5. 結論と議論

この論文の目的は、地上で観測される自然磁気圏コーラスやヒスがどのように生成され、どのように地上まで到達するのかを、事例研究で明らかにする事である。一般的に、自然磁気圏コーラスやヒスは、内部磁気圏に注入された高エネルギー電子によって、最初の段階はホイスラーモード波の線形不安定増幅で生成されると考えられている⁷⁾。その後、それらが地上で観測されるためには、地上までホイスラーモード波を導くダクト等の何らかのメカニズムが必要になると考えられている。

この解析に必要なデータは、1975年7月中に行われた鶴田ら¹⁾ (TSURUDA et al., 1977) によるサイブル信号観測の結果から得られた。電子密度分布は、観測されたVLF領域のダイナミックスペクトル上のホイスラーの分散と、プラズマポーズの位置についての予測¹¹⁾ から得られた。プラズマポーズの内側では、電子数密度は500個/ccから400個/ccであり、プラズマポーズでの電子数密度はほぼ数個/ccから10数個/ccであると予想された。ホイスラーモード波の生成に関わる高速電子の数密度は1個/cc、高速電子の温度異方性は $A=1$ 、具体的に地磁気の磁力線に平行な温度は4.0 KeV、その磁力線に垂直な温度は8.0 KeV、地上赤道面での地磁気強度は 3.06×10^{-5} Wb/m² (Tesla) と仮定された。ホイスラーモード波の線形増幅率は、(13)式から得られる。コールド電子の電子数と高速電子の電子数の割合、そして共鳴エネルギーの変化により、線形増幅率にピークが地球半径方向に2回出る事が(13)式により導かれる。特に、図3を検討する事により、自然磁気圏コーラスは11:30-12:00 UT、つまり地方時で午前6:30-7:00 LTで受信され、その位置はL値が4.2から4.4の磁力線上にあった。この時間帯は、明け方でドーンコーラスと呼ばれる自然VLF放射が頻繁に観測

される時間帯である^{18), 19)}。さらに、図5(1)により、線形増幅率のピークの一つがプラズマポーズの内側のL値4.2から4.3の位置に現れており、まさに到来方向から得られたコーラス出現の位置と一致している。プラズマポーズの内側は、プラズマポーズダクティング²⁾により、地上上空までホイスラーモード波が伝搬可能で、又ダクトが形成されやすい位置でもあり、この一致はまさにコーラスの磁気圏中の発生メカニズムを表わしていると思われる。つまり、磁気嵐の終相でプラズマ圏が回復し、L=4.2付近の高速電子群の存在とプラズマ減少勾配の結果、磁気圏コーラスが発生しやすくなり、さらにプラズマポーズの内側の好伝搬条件により、地上でこれらの電波が観測されたと思われる。この際に、磁気圏コーラスが電離圏に電子降下を生じさせ、電離によりプラズマ不均質を作り、弱いダクトを生じさせる可能性もある^{20), 21)}。図5(2)、図5(3)に示された時間帯で、線形増幅率が3分の1程に減少したにも拘らず、図3に示されているように、L値が4.1-4.3の磁力線上で、多くのホイスラーとサイブル信号が観測されたのは、プラズマポーズの内側での伝搬の好条件によるものと思われる。ただし、自然磁気圏コーラスの発生の可能性は小さくなったと思われる。

以上により、(13)式により示された線形増幅率は、磁気圏赤道面付近で生成されるホイスラーモード波の生成を、ほとんど正確に記述し、磁気圏の高エネルギー電子の情報を与えると思われる。又、プラズマポーズの直ぐ内側で生成するホイスラーモード波の地上観測の可能性が示された。

一方、図5(2)、図5(3)に示された時間帯で、(13)式の線形増幅率より、プラズマポーズの外側にさらに大きいもう一つのピークがある事が確認される。多くの衛星観測により、プラズマポーズの外側に様々なモードの波動励起が確認されているが^{22), 23)}、これらの波動を地上まで導くダクト等の伝搬機能が働かなければ、地上では観測されない。一般的に、プラズマ圏の外側では、磁気圏赤道面付近で生成されたホイスラーモード波を導くダクトは生成されにくいようである。プラズマポーズの外側の波動が地上で観測されていないのは、この伝搬機能が働かなかつたためであると予想される。これらの結果は一つの事例として示されたが、プラズマポーズ付近の様々な波動の励起と地上までの伝搬を、例えばブ

1975年7月、カナダの地上で観測されたホイスラーモード波の線形増幅率空間分布の新解釈 池田慎
ラズマポーズの真下の HAARP²⁴⁾ の電離層加熱による ELF/VLF 放射実験のよ
うな新たな観測と実験²⁵⁾、理論的研究を含めて検討する必要があるだろう。

謝辞

この研究は、筆者が武蔵大学特別研究員として、2009年度にインドとアメリカアラスカ州アラスカ大学を訪問していた時に着想され、その後、筆者が修士課程在学中の研究から発展させたものです。アラスカ大学では Sonwalkar 教授から多くの激励と御指導を賜り、アラスカ大学の学生からも多くのヒントを得て、心から感謝の意を表します。さらに私が東京大学理学系研究科修士課程に在学中から御指導頂いた文部科学省宇宙科学研究所鶴田浩一郎名誉教授の御好意に、心から御礼申し上げます。最後に武蔵大学特別研究員として、この機会を与えて下さった人文学部教員の皆様他、多くの方々に深く感謝の意を表したいと思います。

【註】

- 1) K. Tsuruda et al, ISAS RESEARCH NOTE, 42, 1 (1977)
- 2) U. S. Inan and T. F. Bell, J. Geophys. Res. 82, 2819 (1977)
- 3) 前田憲一・木村磐根編著、電磁波動論、オーム社、1970年
- 4) 大林辰蔵著、宇宙空間物理学、裳華房、1974年
- 5) 国立極地研究所編、南極の科学2 オーロラと超高層大気、古今書院、1983年
- 6) 恩藤忠典・丸橋克英編著、宇宙環境科学、Ohmsha、2000年
- 7) C. F. Kennel and H. E. Petschek, J. Geophys. Res. 71, 1 (1966)
- 8) S. Cuperman and R. W. Landau, J. Geophys. Res. 79, 128 (1974)
- 9) C. S. Lin and G. K. Parks, J. Geophys. Res. 79, 2894 (1974)
- 10) S. Ichimaru, Basic Principle of Plasma Physics, W. A. BENJAMIN, INC, 1973
- 11) D. L. Carpenter and C. G. Park, Rev. Geophys. and Space Phys. 11, 133 (1973)
- 12) M. J. Rycroft, Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observation, D. Reidel Pub., 317 (1975)
- 13) D. L. Carpenter and T. R. Miller, J. Geophys. Res. 81, 2962 (1976)
- 14) C. G. Park, Technical Report No. 3454-1, Radioscience Laboratory, Stanford University (1972)
- 15) K. Tsuruda and K. Hayashi, J. Atom. Terr. Phys. 37, 1193 (1975)

- 16) V. S. Sonwalkar, Lect. Notes Phys. 687, 141 (2006)
- 17) M. Ikeda et al., J. Geophys. Res. 100, 5691 (1995)
- 18) W. J. Burtis and R. A. Helliwell, Planet. Space Sci. 24, 1007 (1976)
- 19) W. Li et al., Geophys. Res. Lett., 36, L09104, doi : 10. 1029/2009GL037579 (2009)
- 20) K. D. Cole, J. Atmos. Terr. Phys., 33, 741 (1971)
- 21) C. G. Park and R. A. Helliwell, Radio Sci., 6, 299 (1971)
- 22) R. R. Anderson and K. Maeda, J. Geophys. Res. 82, 135 (1977)
- 23) C. M. Cully et al., Geophys. Res. Lett. 35, L17S16, doi : 10. 1029/2008GL033643 (2008)
- 24) M. Golkowski et al., J. Geophys. Res. 113, A10201, doi : 101029/2008JA013157 (2008)
- 25) M. J. Starks, J. Geophys. Res. 107, A11, 1336, doi : 10. 1029/2001JA009197 (2002)