

自然電磁波を用いた地球周辺の大規模電子密度センシング手法に関する研究

後藤 由貴[†] 酒井 雄一^{††} 笠原 禎也[†] 佐藤 亨^{†††}

Passive Remote Sensing of the Earth's Plasmasphere Using Whistler Mode Waves

Yoshitaka GOTO[†], Yuichi SAKAI^{††}, Yoshiya KASAHARA[†], and Toru SATO^{†††}

あらまし 人工衛星の用途は多様化しつつあり、地球周辺の電波の伝搬特性の調査は重要な課題である。これらの電波は伝搬媒質であるプラズマの影響を強く受けるが、電離層プラズマが様々な手段を用いて調査が進む一方で、プラズマ圏プラズマとりわけ密度分布の調査は衛星の一点観測性に阻まれ進んでいないのが現状である。本研究では、不適切逆問題を解くことにより、衛星で観測される VLF 帯の自然電磁波の周波数スペクトル及び伝搬ベクトル方向の情報から、プラズマ圏のグローバルな電子密度分布を推定する手法を開発した。辞書を用いた総当たり探索により提案法による解の一意性を確認するとともに擬似観測データを用いて本手法の実観測データへの適用の可否について検討を行った。

キーワード 自然電磁波, プラズマ圏, 電子密度分布, レイトレーシング, 逆問題

1. ま え が き

通信や放送に加え、ナビゲーション、精密測位、エネルギー伝送など人工衛星の用途は多様化しつつあり、地球周辺の電波の伝搬特性の調査は重要な課題である。地球の高度 70 km から 1,000 km あたりには濃いプラズマで満たされた電離層が存在する。このため地球-衛星間通信の電波の伝搬が、電離層中のプラズマの影響を受けることはよく知られている。これらの電波は伝搬過程において、プラズマの分散特性を満たした各モードに分かれ、それぞれ独立に屈折、遅延、減衰などの影響を受ける。その結果としてファラデー回転、到来角変動そしてシンチレーションなどが現れる。

プラズマの影響を見積もるための重要なパラメータは、伝搬路上の磁場強度と電子密度である。このうち磁場強度に関しては、プラズマの分散を見積もるとい

う立場において、解析モデルにより十分な精度を得ることができる [1]。一方、電子密度に関しては、電離層プラズマが地上からのサウンディング観測などにより古くから研究が進められてきたのに対し、その外側をドーナツ状に大きく取り巻くプラズマ圏のプラズマは、観測が主に衛星の一点観測によるという制約に阻まれ、定量的に未知の部分が多いのが現状である。このため衛星通信・測位に対するプラズマの影響は、電離層を薄膜平面若しくは複数層など比較的単純なモデルを仮定することにより見積もられるのが一般的である。しかし実際には、高度約 20,000 km の GPS (Global Positioning System) 衛星軌道から地上への Lバンドの伝搬においてさえ、伝搬路上の TEC (total electron content) に対して、プラズマ圏の影響が無視できないケースがあるとされる [2]。すなわち、現実的なプラズマ圏の電子密度分布をモデル化し考慮に入れることにより、地球-衛星間の電波の伝搬特性をより正確に求めることができるといえる。

現在、プラズマ圏の電子密度分布の標準化を目指して様々なモデルが提案されつつある [3] ~ [5]。拡散平衡理論をもとにした物理的なモデルから衛星観測のデータをもとに構築された経験的なモデルまで様々なモデルがあるが、各モデルともプラズマ圏全体の長期的変

[†] 金沢大学自然科学研究科, 金沢市
Graduate School of Natural Science and Technology,
Kanazawa University, Kanazawa-shi, 920-1192 Japan

^{††} 金沢大学工学部, 金沢市
Department of Engineering, Kanazawa University, Kanazawa-shi, 920-1192 Japan

^{†††} 京都大学情報学研究科, 京都市
Graduate School of Informatics, Kyoto University, Kyoto-shi, 606-8501 Japan

化や平均的描像を表現するのに十分とはいえず、長期観測データからの更なるフィードバックが必要不可欠である。

近年、NASA (アメリカ航空宇宙局) の IMAGE 衛星に搭載された RPI (Radio Plasma Imager) [6] によってプラズマ圏の大規模な電子密度構造のアクティブなセンシングによる調査が試みられた。このようなアクティブなセンシングは、短時間のスナップショットを得るのに適している一方で、機器的かつ運用上の制約から長期観測には向かない。これに対し、本研究では数年単位の長期間にわたり取得できるパッシブな超低周波 (VLF) の自然波動のデータを用いて、逆問題を解くことによって、グローバルな電子密度分布を推定する手法の開発を行った。VLF 波動は、地球磁場とプラズマの影響で特定のモードのみで伝搬するという性質があり、プラズマ圏の媒質情報を知る際の重要な手掛りとなる。このため過去の研究において、あけぼの衛星で観測されたグローバルナビゲーション用のオメガ信号を用いた電子密度分布推定法などが検討されてきた [7] ~ [9]。オメガ信号停波の後、プラズマ圏のグローバルな電子密度分布を推定するために、伝搬特性が類似し科学衛星により特に高い頻度で観測されるホイッスラの利用が考えられてきた。特にノンダクト伝搬のホイッスラは伝搬経路の多様性から情報量が多く、その積極的な利用が期待される。本研究では、先のオメガ信号を利用した電子密度分布推定法に周波数の概念を取り入れることによりノンダクト伝搬のホイッスラを利用できるようにし、適用範囲の拡張を試みている。ノンダクト伝搬のホイッスラは周波数によって伝搬経路が異なる上、雷放電の時刻を求めることは難しい。オメガ信号を用いた場合と異なり、周波数の概念を導入できる反面、地上からの観測点までの伝搬遅延時間の情報を用いることができないため、電子密度分布の推定はより計算量の多い逆問題を解く必要がある。すなわち周波数ごとの伝搬遅延と伝搬ベクトル方向の情報からユニークな電子密度分布が決定できるかどうかを検討することが本研究における重要な課題となる。

現在、地球プラズマ圏には、16年以上にわたる運用実績を誇る日本のあけぼの衛星をはじめ、各国の様々な観測衛星が周回しており定期的に観測が行われている。こうしたデータに提案手法を適用することにより、プラズマ圏の電子密度分布の長期間の描像が得られるのに加え、データ同化などの手法を併用することにより宇宙天気予報における重要な情報源の一つとなるこ

とが期待される。

2. では、提案する電子密度分布推定法について説明する。本手法では、不適切逆問題をモデルフィッティングにより求解するが、その手法について具体的に説明する。3. では、提案法により推定した解の一意性が保証されるかどうかを検証する。4. では、擬似観測データを用いて実際に一意に解が求まるかを調査し、実観測データへの適応の可否について議論する。5. をまとめとする。

2. 電子密度分布推定手法

2.1 ホイッスラ

本研究ではプラズマ圏で最も観測頻度の高い VLF 帯自然波動の一つであるホイッスラと呼ばれる雷起源の電磁波を利用する。図 1 は高度 9,700 km、磁気緯度 13.5° であけぼの衛星によって観測した、横軸が伝搬時間 t 、縦軸が周波数 f のホイッスラのスペクトルである。空電の高い周波数成分は低い周波数成分よりも速く電離層・プラズマ圏を伝わるので、観測点に早く到来することを表している。VLF 帯の電磁波はプラズマ圏においてホイッスラモードで伝搬するため、このように電子密度及び磁場強度の影響を強く受ける [10]。本研究ではこの性質を逆に利用して、伝搬路の電子密度分布の推定を行った。

ホイッスラは伝搬過程の違いによってダクト伝搬とノンダクト伝搬の 2 種類に分けられる。ダクト伝搬のホイッスラは磁力線に沿って形成される電子密度が周囲よりわずかに高いダクトと呼ばれるチューブ内を伝搬するため、磁力線に沿って伝搬することが知られており、古くからプラズマ圏をリモートセンシングする手段と

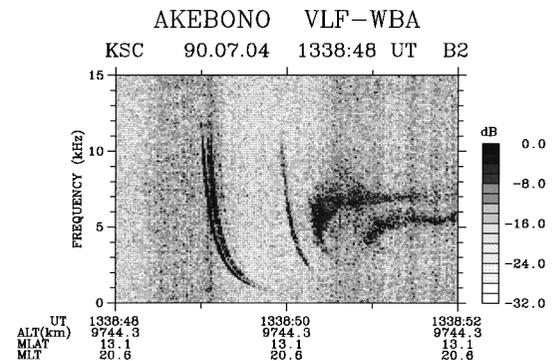


図 1 あけぼの衛星で観測されたホイッスラのスペクトル
Fig. 1 Spectrum of whistler observed by the Akebono satellite.

して用いられてきた．地上で観測することができるホイスラはすべてダクト伝搬のホイスラであると考えられている．

一方で，ノンダクト伝搬のホイスラは衛星上で高頻度で観測される反面，電離層上部で反射されるため地表まで到達することはない[11]．ノンダクト伝搬のホイスラの伝搬特性はダクト伝搬の特性とは異なる．スペクトル形状は周波数ごとの伝搬遅延時間の違いによって決定されるが，この時間が周波数の分散性だけでなく周波数ごとの伝搬経路の違いにも依存している．このため，ある観測点のホイスラのスペクトル形状を理論的に求めるためには，レイトレーシング[12]を行い各周波数ごとの波をそれぞれ波源から追跡する必要がある．ダクト伝搬のホイスラと比較して，理論形状を求めるための計算量が非常に多くなる反面，一つのスペクトルに様々な伝搬経路の情報が含まれるため，広範囲の電子密度分布推定に向いているといえる．

2.2 レイトレーシングによるモデルフィッティング

提案する手法は，地球プラズマ圏の磁気子午面内の二次元電子密度分布を求めることを目的とする．求解は，プラズマ圏内の複数の観測点におけるノンダクト伝搬のホイスラのスペクトル形状及び周波数ごとの伝搬ベクトル方向に対して，矛盾のない電子密度分布を再構成することによって行う．

本研究では，電子密度分布を表現する手法として，パラメトリックな方法を採用した．具体的には2.3で述べる．想定した分布を用いて，観測点に対し波動の伝搬遅延時間及び伝搬ベクトル方向を理論的に計算する．これら理論値の計算には二次元のレイトレーシング[12]を用いた．レイトレーシングは，ある初期伝搬ベクトル方向から，プラズマの分散関係を表す多次元の微分方程式を逐次的に解くことによってプラズマ中の電磁波の伝搬路を求める手法である．ただし磁場モデルとしてIGRFモデル[1]を用いている．

通常，雷起源のVLF波動は地表-電離層間を導波管モードで伝搬するため空間的に広がった状態で電離層下部に入射することが知られている．電離層には電子密度の特に濃いF2層があり，この層を通過する際，伝搬ベクトル方向はスネルの法則に従いほぼ垂直上方を向く．これらを考慮して設定したレイトレーシングの初期値を表1に示す．初期位置は，波源を仮定した半球側の緯度30度から60度，高度500kmに設定し，伝搬ベクトル方向を天頂方向に対し ± 15 度の範囲で考慮した．また追跡するレイは1kHzか

表1 レイトレーシングの初期値
Table 1 Initial values of ray tracing.

	緯度	伝搬ベクトルの天頂角	周波数
下限	30°	-15°	1 kHz
上限	60°	15°	12 kHz
分割数	40 (リニア)	15 (リニア)	40 (ログ)

ら12kHzまでの周波数とした．レイトレーシングを開始する高度を500kmに設定したのは，計算時間の短縮，電離層モデルの誤差の軽減及び初期伝搬ベクトル方向の設定を容易にするためである．ただし，波源から高度500kmまでの伝搬時間に関しては，IRI (international reference ionosphere) モデル[13]に基づいた電子密度分布から別途算出し加算している．

レイトレーシングでは，初期緯度・初期伝搬方向・周波数に関して表1の範囲で離散化し，各電子密度分布に対し24,000本という多数のレイパスの計算を行った．ここで，各初期値に対する隣接情報を管理することにより，観測点に到来できる波動のパラメータを線形内挿により確実に求められるように工夫している．すなわち，観測点に到達することができる波動の初期緯度，初期伝搬方向，周波数及びそれぞれの波動の観測点までの伝搬時間・観測点における伝搬ベクトル方向の値を理論値として得ることができる．

図2に一例として，ある電子密度分布に対して高度1,300km，磁気緯度27N°の観測点に到来可能なレイのパラメータ平面における散佈図を表す．ただし，波源は南半球を仮定している．上図は，縦軸が周波数，横軸が伝搬遅延時間，下図は，縦軸が磁場に対する伝搬ベクトル方向，横軸が伝搬遅延時間を表す．上図には，明りょうにホイスラ特有のスペクトル形状が現れているのが分かる．これは観測点において上図中の二つの形状のスペクトルが観測される可能性があることを示唆している．また下図より，それぞれのスペクトル形状を構成する波動の伝搬ベクトル方向には差異があることが分かる．また，分布の広がりには初期伝搬角の設定幅に依存していることが確認されている．つまり，初期伝搬角を天頂方向に絞ることでそれぞれの分布はよりシャープになり，逆に初期伝搬角の範囲を広げるとお互いの分布の間が埋まってしまう．

各観測点で計算されたパラメータ平面での存在の可否情報は，実際に観測された値に対する事前情報とみなすことができる．想定した電子密度分布の妥当性は，ベイズ推定の立場から周辺ゆう度を算出することによ

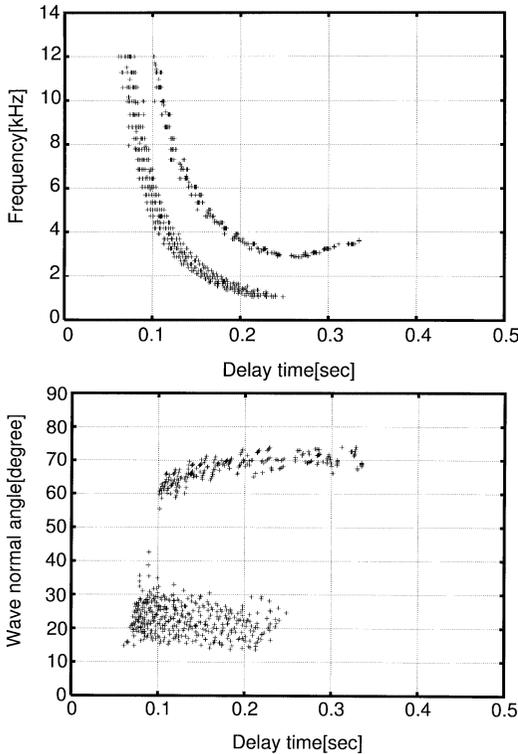


図 2 ある観測点に到来可能なレイのパラメータ散布図
Fig. 2 Scatter plot of the parameters of rays which propagate through an observation point.

り検証する．分布の評価法の詳細は 2.4 にて述べる．ただし、波動のスペクトル・伝搬ベクトル方向の理論値及び観測値から算出する評価関数が電子密度分布の推定誤差と有意な関係をもつ必要がある点に注意する．

2.3 電子密度分布モデル

提案法では、電子密度分布として、電離層に対して IRI モデル [13]、プラズマ圏に対して温度こう配を考慮に入れた拡散平衡モデル [14] を用いる．電子密度分布モデルには現実的かつ観測情報をゆがめない十分な自由度をもたせる必要がある．そこで、太陽活動周期の 11 年間分の IRI モデルに経度変化・時刻変化・季節変化を考慮することで、高度 500 km、磁気緯度 -70° から 70° の範囲で約 120,000 通りの電子密度分布を作成した．このうち類似しているものをまとめ、最終的に 1,000 通りの電子密度分布を電離層の電子密度分布として用いることにした．IRI モデルは一般に上部電離層において十分な精度が得られないため、ここでは拡散平衡モデルの基準高度を 500 km まで下げ、また沿磁力線の温度こう配を考慮することによ

てフィッティングに十分な自由度をもたせるようにした．プラズマ圏の分布は、この高度 500 km の電子密度分布を、拡散平衡モデルに基づいて磁力線に沿って上方へ延長することで作成した．拡散平衡モデルはある基準高度の電子密度の値に対し、式 (1) で与えられる係数 N_{DE} を掛けることによって与えられる．

$$N_{DE}(s) = \frac{T_{e0}}{T_e(s)} \sqrt{\sum_m \eta_m \exp\left(-\frac{h(s)}{H_m}\right)} \quad (1)$$

ここで、 s は沿磁力線距離、 T_{e0} は基準高度における電子温度、添字 m は H^+ 、 He^+ 、 O^+ の 3 種のイオン、 η_m は基準高度のイオン組成比、 H_m はイオンのスケールハイト、 $h(s)$ は温度を考慮に入れたジオポテンシャルハイトをそれぞれ表す． T_e は Strangeways によって提案された沿磁力線電子温度分布であり、式 (2) によって与えられる [15]．

$$\frac{T_{e0}}{T_e(s)} = 0.8 \left(\frac{r_0}{r}\right)^{n_T} + 0.4 \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \cdot \frac{1}{1 + (r/r_0)^{40}} \quad (2)$$

ここで、 r は地心距離、 r_0 は温度に関する基準高度 900 km の地心距離、 n_T は沿磁力線温度こう配を表す．拡散平衡モデル中の電子温度 T_{e0} ・イオン組成比 η_m などの基準高度のパラメータは IRI モデルから電子密度に合った現実的な値を適用する、実際には、式 (2) 中の n_T だけが拡散平衡モデルに関するパラメータとなる．提案法では n_T に緯度依存性を考慮し、9 パターンの一次関数的な変化を表せるようにする．結果として、電子密度分布推定は 9,000 通りの分布から最良のものを選択することになる．

本研究で利用する電子温度の沿磁力線こう配を考慮に入れた拡散平衡モデルは、オメガ信号を用いた電子密度分布推定に用いられてきたものであり、その柔軟性はより複雑な化学及び物理過程を考慮に入れた SUPIM (Sheffield University Plasmaspheric and Ionospheric Model) [16] と比較して確認されている [7]．SUPIM から算出された電子密度分布を拡散平衡モデルのパラメータを適当に与えることによって正規化平均誤差 6% 以内でフィットすることができることが確認されている．ただし電子密度をフィットすることにより得られた拡散平衡モデル中の電子温度のパラメータの値が高高度になるにつれ現実の物理量を反映しない値になるとされている．本研究で用いる電子密度分布のフィッティングモデルは、温度こう配の

パラメータに緯度依存性を考慮してモデルとしての柔軟性を更に増したものであるが、高高度において電子温度の物理的意味は薄く、電子密度の値を滑らかにフィットするための数式モデルとしての意味合いが強いことに注意が必要である。また SUPIM との比較と同様に、最近の IMAGE 衛星の観測をもとに構築された IMAGE-RPI モデル [17] の電子密度分布を数%の誤差でフィットできることを確認している。

2.4 電子密度分布の評価

電子密度分布の妥当性は、ノンダクト伝搬のホイストラのスペクトル形状及び周波数ごとの伝搬ベクトル方向の理論値 (図 2 に示したものを) を事前分布とみなすことでベイズ推定の立場から評価を行う [9]。すなわち、ある電子密度分布に対して、レイトレーシングによって計算した各観測点での複数の理論値それぞれに対しゆう度を求めた後、それらを積分することで周辺ゆう度の計算を行う。

図 2 の各点を添字 i にて表し、伝搬遅延時間を d_i 、伝搬ベクトル方向を θ_i 、周波数を f_i に対して $\mathbf{x}_i = (d_i, \theta_i, f_i)$ とおくと、ある観測値 $\mathbf{u} = (d_{\text{obs}}, \theta_{\text{obs}}, f_{\text{obs}})$ が得られたときのゆう度関数 $L_i(n)$ は、

$$\frac{1}{(\sqrt{2\pi})^3 \sqrt{|S|}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u})^T S^{-1} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u}) \right\} \quad (3)$$

ただし

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_d^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\theta^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_f^2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

と表される。ここで、観測値の誤差にはレイトレーシングの結果から観測点の値を出す際の内挿による誤差も含めるものとし、分布としてそれぞれ分散が σ_d 、 σ_θ 、 σ_f の独立なガウス分布を仮定する。分散の値は、解の一意性と安定性のトレードオフを考慮し経験的に与えている。また n は評価する 9,000 通りの電子密度分布の通し番号を表す。これにより周辺ゆう度は、

$$L(n) = \sum_i L_i(n) \quad (5)$$

$$\propto \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u})^T S^{-1} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u}) \right\} \quad (6)$$

となる。ここで各点 i は独立なデータではなく、実際には i の集合によって一つの確率分布を形成するため、

周辺ゆう度の計算は L_i の掛合せではなく足し合せになることに注意が必要である。複数の観測点データに対する電子密度分布の評価関数は、各観測点データを更に足し合わせるにより

$$E(n) = \sum_j \sum_i \exp \left\{ -\frac{1}{2} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u}_j)^T S^{-1} (\mathbf{x}_i - \mathbf{u}_j) \right\} \quad (7)$$

として定義できる。ただし、 \mathbf{u}_j は観測点 j における観測値ベクトルを表す。実際には、空電の発生時刻を特定するのは難しいためスペクトル形状・伝搬ベクトル方向とも時刻に対するあいまいさが生じる。そこで、理論値との相関が最も良くなるように、すなわち評価関数 E が最大となるように時刻に対しオフセットをもたせる。衛星観測の場合、すべて観測値を同時に得られるわけではないため、このオフセットの値は観測点ごとに設定する必要がある。

評価関数 E の導出により、最適な電子密度分布の求解には評価関数の最大値問題を取り扱うこととなる。ただし、提案法では n に関する連続性が評価関数の連続性を保証するものではない。このため、こう配法や焼きなまし法、GA (Genetic algorithm) などの高速な解法を用いることができず、総当り探索する必要がある。そこで、本研究では辞書を用いた手法を導入した。あらかじめ、想定するすべての電子密度分布に対して、プラズマ圏内に散りばめられた 900 個の観測点における波動の理論値を計算し、辞書の項目として登録しておく。電子密度分布推定を行う際には、想定された電子密度分布に対してそのつどレイトレーシングを行うのではなく、この辞書内のデータから内挿により観測点の位置の理論値を求めるようにし、高速な最適値の探索を可能とした。

3. 解の一意性の検証

提案法において、ホイストラのスペクトル形状及び伝搬ベクトル方向の理論値とそれらの観測値の類似度が電子密度分布の再現性にどの程度関係があるかを調べることは解の一意性にかかわる重要な問題である。そこで、評価関数と電子密度分布の再現性の関係について前述の辞書を利用して検証を行った。2.2 で想定した 9,000 個の電子密度分布それぞれが真の分布であると仮定したとき、他の分布との差異とそれぞれの分布に対して観測される波動のパラメータの誤差について

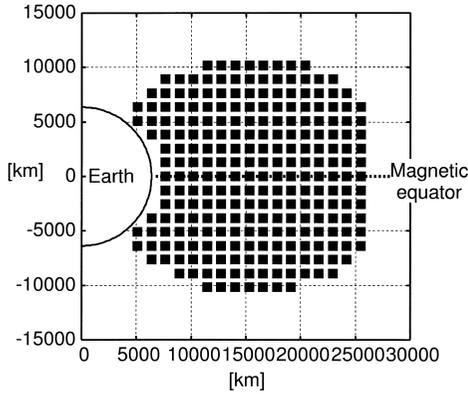


図 3 電子密度分布の再現性を評価するための位置
Fig. 3 Positions for the evaluation of electron density distribution restriction.

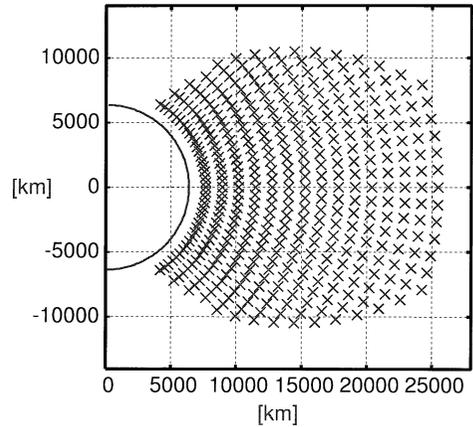


図 4 仮定した波動の観測点：ケース 1
Fig. 4 Simulated observation point in case 1.

の相関を調査した。

電子密度分布の再現性に関しては、図 3 に示した地球磁気子午面上の 245 点において真の分布と比較対象となる分布の電子密度の値の二乗残差によって評価した。ただし、電子密度の値は地球から遠ざかるにつれて指数関数的に減少するので、各点を同じ重みで評価することはできない。そこで、式 (8) に示すように各点の電子密度の値を正規化することで分布同士の誤差を定義した。

$$N_{\text{diff}} = \sum_{m=1}^{245} \left\{ \frac{N_{\text{org}}(m) - N_{\text{rct}}(m)}{N_{\text{org}}(m)} \right\}^2 \quad (8)$$

式中の m は図 3 の点の通し番号、 $N_{\text{org}}(m)$ は真の電子密度分布の点 m における電子密度の値、 $N_{\text{rct}}(m)$ は比較対象となる分布の点 m における電子密度の値を表す。一方で、波動のパラメータはもとの電子密度分布と比較対象となる分布に関する項目を辞書から取り出し、式 (7) で定義された評価関数 E によって、その誤差を評価する。すべての真の電子密度分布に対して、式 (8) の残差と式 (7) に有意な関係があれば、現実的な分布に対して、導出した評価関数が有効であるといえる。以下に、観測点の違いによる二つのケースを想定して残差との関係を調査した。

3.1 観測点がプラズマ圏全体に存在する場合 (ケース 1)

設定した磁気子午面上の観測点を図 4 に \times として示す。ホイッスラの観測値がこの観測点すべてで与えられるとする。図 5 に、ある電子密度分布を真の分布としたときの電子密度の残差 N_{diff} と評価関数 E の値の

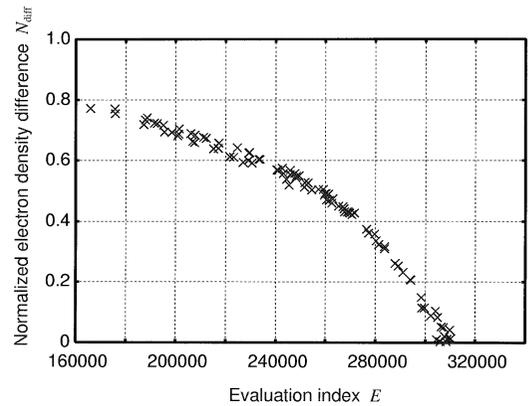


図 5 電子密度分布の差異と評価関数の関係：ケース 1
Fig. 5 Correlation between electron density difference and the evaluation index in case 1.

関係を示す。評価関数は、真の分布に対して算出される波動の理論値をそのまま観測値とみなすことで算出した。図より、評価関数の値すなわちホイッスラのパラメータの適合度が高いほど、電子密度分布の残差が小さくなっており、また逆に電子密度分布の残差が小さいときはいつも評価関数 E の値が大きくなっているのが分かる。ほかの分布を真の分布と見たケースでも同様に、両者の相関は同様に高く、波動のパラメータの適合度が高いほど電子密度分布の残差は小さいという結果が得られた。

3.2 観測点の一つの衛星軌道に存在する場合 (ケース 2)

実際には極軌道衛星の複数周回のデータを用いてもプラズマ圏全体の波動のデータを得るのは難しい。よ

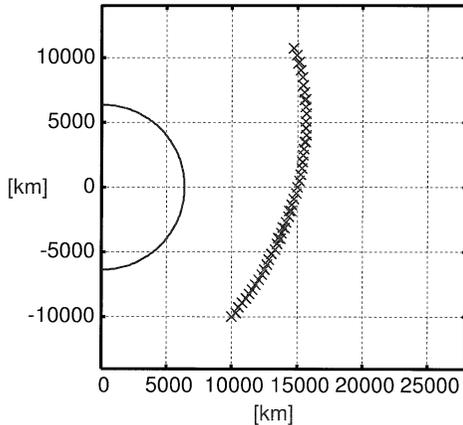


図 6 仮定した波動の観測点：ケース 2
Fig. 6 Simulated observation point in case 2.

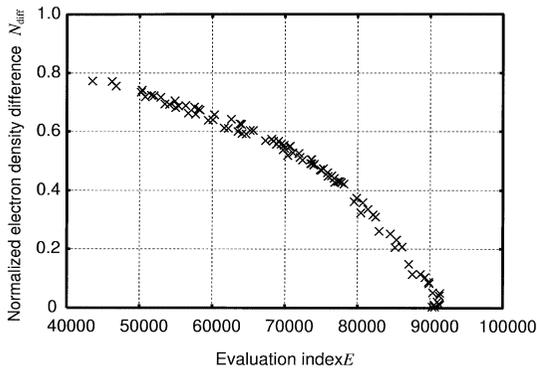


図 7 電子密度分布の差異と評価関数の関係：ケース 2
Fig. 7 Correlation between electron density difference and the evaluation index in case 2.

り現実的なケースとして、衛星の一周回軌道に対して電子密度の差異と評価関数の相関を調べた。図 6 に仮定した観測点の場所を示す。典型的な極軌道衛星の軌道を模擬している。3.1 のケース同様に、ある電子密度分布を真の分布としたときの電子密度の残差 N_{diff} と評価関数 E の値の関係を図 7 に示す。このケースにおいても、明らかに評価関数の値が高いほど、電子密度分布の残差が小さくなるという傾向が得られた。ほかの電子密度分布を真の分布と仮定した場合にも同様の結果が得られた。

これらの結果から、波動のパラメータの適合度が良ければ、常に電子密度の再現性が良いと結論づけることができる。すなわち、たとえ想定した 9,000 種類の電子密度分布が真の分布を含まなくとも、この中である程度、真の分布に近い分布を推定できることを保証

しているといえる。また、あらかじめ実際の観測軌道に基づいて N_{diff} と評価関数 E の関係を導いておくことで、波動の観測値から算出した電子密度分布がどの程度再現性の良いものか定量的に評価することが可能である。

4. 擬似データを用いたシミュレーション

提案法の実観測データに対する有効性を確認するために、衛星観測を模擬したデータを用いて電子密度分布再構成のシミュレーションを行った。まず擬似データを以下の手順に従い作成した。(i) 推定すべき電子密度分布（解分布）を作成、(ii) 解分布に対して 2.2 の理論値の計算法を用いて観測点上の波動の理論値のパラメータ分布（図 2 と同様のもの）を求める、(iii) 周波数分解能 100 Hz で 1~12 kHz を離散化し、理論値分布から各周波数信号に対し伝搬ベクトル方向と伝搬遅延時間を適当に選択、このときできるだけパラメータ空間での連続性を失わないようにする、(iv) ランダム性の観測誤差を付加する。本シミュレーションでは観測点として 3.2 で仮定した衛星軌道を用いた。

図 8 に与えた電子密度分布を示す。ここでは、2.3 で想定した 9,000 通りの電子密度分布とは異なるものを与えている。また、図 9 に作成した擬似観測データの一例を示す。擬似観測データに対して本手法を適用した場合の各電子密度分布の差異と評価関数の関係を図 10 に示す。3. の解の一意性の検証のように衛星軌道上で波動パラメータの可能性をすべて考慮した場合とは異なり、本シミュレーションでは可能性あるパラメータからサンプルを選択した後、観測ノイズを加えて擬似観測データとして与えているため、図 10 において評価関数の値にある程度ばらつきが生じた。一方で、評価関数が大きくなるにつれ、電子密度分布の差異が小さくなるという傾向が得られている。評価関数が最大となる最適分布は、図 8 に示した真の電子密度分布に対し平均約 6% の正規化誤差で精度良く再現できることを確認した。

本シミュレーションでは擬似観測データとして観測スペクトルを 2 値化したものに相当するデータを用いている。実際にはホイスラの観測強度に応じて、パラメータ空間内での観測値に重み付けを行うことによって、より解の一意性が高まると考えられる。一方、実観測において、複数のホイスラが短時間に観測された場合、それらを同一波源とみなすか別の波源とするかの判断は、解の一意性の保証にもかかわる重要な課題

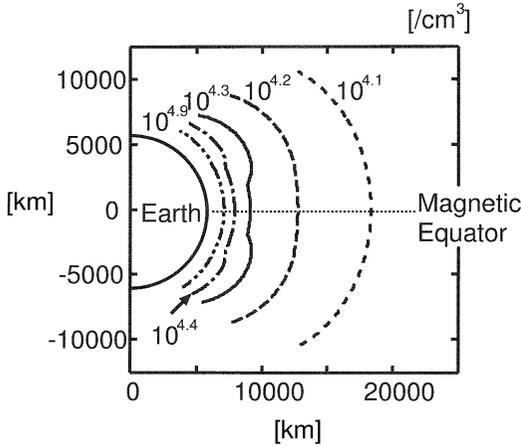


図 8 与えたプラズマ圏電子密度分布
Fig. 8 Given plasmaspheric electron density profile.

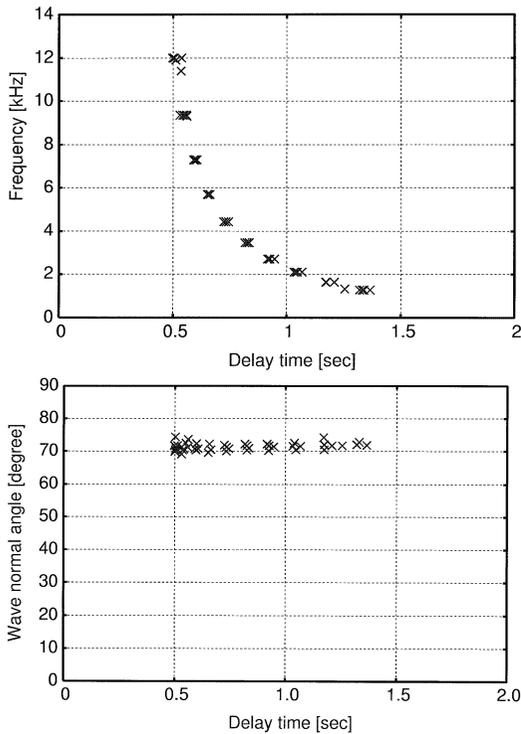


図 9 擬似観測データのパラメータ散佈図
Fig. 9 Scatter plot of the parameters of rays which propagate through the given profile.

として残っている．これら実観測データへの適用における具体的なテクニックは今後考慮する必要がある．

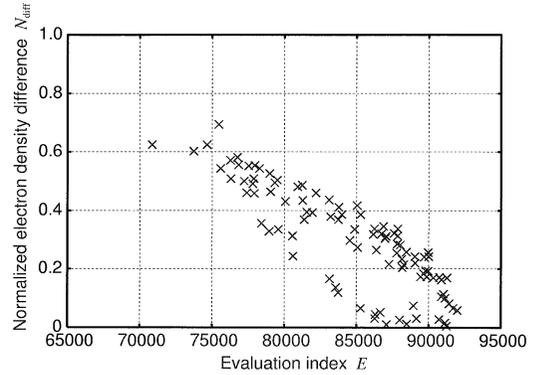


図 10 電子密度分布の差異と評価関数の関係
Fig. 10 Correlation between electron density difference and the evaluation index for the given profile.

5. む す び

本論文では、近年の衛星通信・測位への影響という点で注目を集めている地球プラズマ圏の電子・プラズマ密度に関して、VLF 帯の自然波動ノイズラ、特にノンダクト伝搬のものを用いて、グローバルな分布を推定する手法を提案した．提案法では、宇宙空間で観測されるノンダクト伝搬のノイズラのスペクトル形状及び周波数ごとの伝搬ベクトル方向を最もよく再現する電子密度分布をモデルフィッティングにより求めている．

IRI モデルから求めた電離層の電子密度分布に温度こう配を考慮に入れた拡散平衡モデルを組み合わせることによって、現実的な分布を考慮し、パラメトリックなモデルではあるが、柔軟な求解を可能とした．想定した各電子密度分布に対し、非常に多数のレイパスをレイトレーシングによって計算し、波動パラメータの理論値を分布として表現する手法を導入した．これにより、波源の位置や広がり具合などの理論値に関するあいまいさも考慮に入れて観測値の評価を行うことが可能となった．

提案法による最適分布求解は、総当たり探索を必要とするため波動のパラメータがすべて登録された辞書を用いて探索を行う手法を導入した．これにより、最適値探索を行う際にそのつど、レイトレーシングを行う必要がなく、高速に分布の評価が可能となった．本手法で得られる解の一意性に関して、想定したすべての電子密度分布に対して互いの電子密度の値の差異と各分布から計算される評価関数の値の関係を調べ、波動

のスペクトル形状及び伝搬ベクトル方向によって電子密度分布の評価が可能であることを確認した。また、衛星軌道を仮定した擬似観測データを用いて解の一意性を確認し、実観測データへの適用に関しても問題がないことを確認した。

求解に用いるのは、衛星軌道上でのホイスラのスペクトル形状及び周波数ごとの伝搬ベクトル方向である。観測値は 10 kHz 程度までの低周波帯の電磁界波形を必要とするだけで、日本のあけぼの衛星をはじめ、他の衛星のデータにも幅広く適用することができる。今後、実観測データに本手法を適用することで、プラズマ圏の電子密度分布の長期的変化や平均的な描像が明らかになり、プラズマ圏の電子密度分布の新たな知見が獲得されることが期待される。

文 献

- [1] IAGA Division V, Working group 8, International Geomagnetic Reference Field, 1995 revision (chair Charlie Barton).
<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/wg8/igrf2000.html>
- [2] P.A. Web and E.A. Essex, "A dynamic global model of the plasmasphere," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.66, pp.1057-1073, 2000.
- [3] P.A. Web and E.A. Essex, "An ionosphere-plasmasphere global electron density model," *Phys. Chem. Earth(C)*, vol.25, no.4, pp.301-306, 2000.
- [4] T.L. Gulyaeva, X. Huang, and B.W. Reinisch, "The ionosphere-plasmasphere model software for ISO," *Acta Geod. Geophys. Hung.*, vol.37, no.3, pp.143-152, 2002.
- [5] D.L. Gallagher, P.D. Craven, and R.H. Confort, "Global core plasma model," *J. Geophys. Res.*, vol.105, pp.361-373, 2000.
- [6] B.W. Reinisch, X. Huang, P. Song, G.S. Sales, S.F. Fung, J.L. Gallagher, and V.M. Vasyliunas, "Plasma density distribution along the magnetic field: RPI observations from IMAGE," *Geophys. Res. Lett.*, vol.28, no.24, pp.4521-4524, 2001.
- [7] I. Kimura, K. Tsunehara, A. Hikuma, Y.Z. Su, Y. Kasahara, and H. Oya, "Global electron density distribution in the plasmasphere deduced from Akebono wave data and the IRI model," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.59, no.13, pp.1569-1586, 1997.
- [8] I. Kimura, Y. Kasahara, and H. Oya, "Determination of global plasmaspheric electron density profile by tomographic approach using omega signal and ray tracing," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.63, pp.1157-1170, 2001.
- [9] Y. Goto, Y. Kasahara, and T. Sato, "Determination of plasmaspheric electron density profile by a stochastic approach," *Radio Science*, vol.38, no.3, p.1060, 2003.
- [10] 早川正士, 宇宙からの交響曲—超高層プラズマ波動, コロナ社, 1993.
- [11] 前田憲一, 木村馨根, 現代電磁波動論, オーム社, 1984.
- [12] I. Kimura, T. Matsuo, M. Tsuda, and K. Yamaguchi, "Three dimensional ray tracing of whistler mode waves in a non-dipolar magnetosphere," *J. Geomag. Geoelectr.*, vol.37, pp.945-956, 1985.
- [13] D. Bilitza, K. Rawer, L. Bossy, and T. Gulyaeva, "International reference ionosphere — Past, present, and future," *Adv. Space Res.*, vol.13, no.3, pp.3-23, 1993.
- [14] J.J. Angerami and J.O. Thomas, "Studies of planetary atmospheres, 1. The Distribution of Ions and Electrons in the Earth's Exosphere," *J. Geophys. Res.*, vol.69, pp.4537-4560, 1964.
- [15] J.H. Strangeways, "A model for the electron temperature variation along geomagnetic field lines and its effect on electron density profiles and VLF ray paths," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.48, pp.671-683, 1986.
- [16] G.J. Bailey, N. Balan, and Y.Z. Su, "The Sheffield University plasmasphere ionosphere model — A review," *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.59, p.1541, 1997.
- [17] X. Huang, B.W. Reinisch, and P. Song, "Developing an empirical density model of the plasmasphere using IMAGE/RPI observations," *Adv. Space Res.*, vol.33, no.6, pp.829-832, 2004.

(平成 17 年 10 月 5 日受付, 18 年 1 月 31 日再受付)



後藤 由貴 (正員)

平 10 京大・工・電気第二卒・平 15 同大大学院・情報・通信情報博士後期課程了。現在、金沢大・自然科学助手。宇宙空間中の電磁波の信号処理、科学衛星搭載波動受信器のインテリジェント化の研究に従事。博(情報)。地球電磁気・地球惑星圏学会会員、平 14 国際電波科学連合若手研究者賞受賞。



酒井 雄一

現在、金沢大・工・情報に在学中。宇宙空間中の電磁波の伝搬の研究に従事。



笠原 禎也 (正員)

平元京大・工・電気第二卒．平 3 同大大学院修士課程了．現在，金沢大・自然科学助教授．科学データベースからの知識発見，科学衛星搭載波動受信器による機上データ処理法の研究，宇宙空間中のプラズマ波動の伝搬，波動-粒子相互作用の研究に従事．

博(工)．地球電磁気・地球惑星圏学会，情報処理学会，米国地球物理学会連合各会員．



佐藤 亨 (正員)

昭 51 京大・工・電気第二卒．昭 53 同大大学院修士課程了．昭 56 同博士課程研究指導認定退学．現在京大・情報・通信情報教授．レーダによる大気，降雨，スペースデブリの観測，地下探査レーダーの信号処理，衛星通信プロトコルの研究に従事．工

博．航空宇宙学会，IEEE，地球電磁気・地球惑星圏学会各会員．昭 61 地球電磁気・地球惑星圏学会田中館賞受賞．