

地球磁気圏遠尾部における Lobe Trapped Continuum Radiation の伝搬特性

高野 博史<sup>†a)</sup>      長野 勇<sup>††</sup>      八木谷 聡<sup>†</sup>      福岡 将<sup>†</sup>  
 松本 紘<sup>†††</sup>

Propagation Characteristics of Lobe Trapped Continuum Radiation in the Distant Magnetotail

Hironobu TAKANO<sup>†a)</sup>, Isamu NAGANO<sup>††</sup>, Satoshi YAGITANI<sup>†</sup>, Masaru FUKUOKA<sup>†</sup>, and Hiroshi MATSUMOTO<sup>†††</sup>

あらまし GEOTAIL 衛星による地球磁気圏尾部観測により、数百 Hz ~ 8 kHz の周波数帯においてノイズ状の電磁波である Lobe Trapped Continuum Radiation (LTCR) が確認された。この波動は、プラズマシート境界層で生成されていると考えられているが、発生領域推定に関する詳細な解析は行われていない。本論文では、観測データを用いた到来方向解析及び 3 次元レイトレーシングによる伝搬経路解析により、LTCR の磁気圏尾部における伝搬特性を把握し発生領域の推定を行う。LTCR の観測データを用いた到来方向解析の結果、磁気圏尾部において LTCR は朝方-夕方方向に伝搬していることが見出された。これは、3 次元レイトレーシング解析の結果から、プラズマシート境界層から地球-尾部方向へと放射された LTCR が、電子密度の高いマグネトポーズやプラズマシートで反射することにより朝方-夕方方向に伝搬するためであると考えられる。また、到来方向解析と 3 次元レイトレーシング解析の結果を比較することにより、従来 LTCR の発生領域と考えられていたプラズマシート境界層に加えて低緯度境界層も有力な発生源であることが確認された。

キーワード 磁気圏尾部, CR, レイトレーシング, 到来方向推定, GEOTAIL 衛星

1. ま え が き

Continuum Radiation (CR) は、過去 25 年にわたって多くの科学衛星によって観測され、研究が行われてきた。このプラズマ波動は 5 ~ 100 kHz に及ぶ広帯域で強度の時間変動が小さいノイズ状のスペクトル構造をもつ電磁波である。発生領域は、電子密度こう配と地球磁場が直交するプラズマポーズ近傍と考えられている [1], [2]。CR はこの領域において、UHR (Upper Hybrid Resonance) 周波数近傍で強められた ECH (Electron Cyclotron Harmonic) 波動が Z モー

ドの電磁波に変換され、更に radio window を介した線形モード変換により L-O モードとして生成されると考えられている [3]。Gurnett は、CR を地球磁気圏内に閉じ込められる 5 ~ 20 kHz の低周波成分と、磁気圏外へも自由に伝搬できる 20 ~ 100 kHz の高周波成分に分類し、これらをそれぞれ “trapped CR”, “escaping CR” と名付けた [2]。また、CR の低域カットオフ周波数は衛星周辺の電子密度を表しており、電子密度を推定するうえで大変重要な波動である。

一方、ISEE-3 衛星の磁気圏尾部観測から低周波 CR ( $f > 5$  kHz) が確認され、その発生領域がマグネトポーズや尾部境界層 (マグネトポーズ) であることが提案された [4]。また、GEOTAIL 衛星による磁気圏遠尾部の観測では、数百 Hz ~ 8 kHz に狭帯域ではあるが、CR と似通ったスペクトル構造をもつプラズマ波動が観測された [5]。Nagano らは、プラズマポーズ近傍で生成され磁気圏内に閉じ込められた trapped CR と区別して、この波動を Lobe 領域に閉じ込められてい

<sup>†</sup> 金沢大学大学院自然科学研究科, 金沢市  
 Graduate School of Natural Science and Technology,  
 Kanazawa University, Kanazawa-shi, 920-8667 Japan

<sup>††</sup> 金沢大学工学部, 金沢市  
 Faculty of Engineering, Kanazawa University, Kanazawa-shi,  
 920-8667 Japan

<sup>†††</sup> 京都大学宙空電波科学研究センター, 宇治市  
 Radio Science Center for Space and Atmosphere, Kyoto Uni-  
 versity, Uji-shi, 611-0011 Japan

a) E-mail: takano@reg.ec.t.kanazawa-u.ac.jp

ることから, “Lobe Trapped CR (LTCR)” と名付けた. また, 電子密度こう配が地球磁場に対して垂直であるというプラズマポーズと似通った構造であるプラズマシート境界層 (PSBL: Plasma Sheet Boundary Layer) 近傍において, CR の生成に重要な ECH 波動が LTCR とともに観測されていることから, 発生領域が PSBL 近傍であることを示唆している [5]. しかし, LTCR の発生メカニズムや発生領域推定に関しては詳細な解析が行われていない.

そこで本研究では, LTCR の発生領域を推定するために GEOTAIL に搭載されているプラズマ波動観測装置 (PWI: Plasma Wave Instrument) のサブシステムである波形捕捉受信器 (WFC: Wave Form Capture) の波形データを用いて LTCR の到来方向解析を行う. また, 3次元レイトレーシングによる LTCR の伝搬経路解析を行い到来方向解析で得られた結果と比較することにより, 磁気圏遠尾部における LTCR の伝搬特性及び発生領域の分布について述べる.

## 2. LTCR の特性

GEOTAIL 衛星搭載の PWI は, 周波数掃引受信器 (SFA: Sweep Frequency Analyzer), 多チャンネル受信器 (MCA: Multi-Channel Analyzer), WFC から構成されている [6]. SFA は, 周波数分解能を優先して設計されており, 24 Hz ~ 800 kHz の電界 1 成分, 24 Hz ~ 12.5 kHz の磁界 1 成分の周波数スペクトル強度を測定することができる. MCA は, 電界 5.6 Hz ~ 311 kHz を 20 チャンルの周波数で, 磁界 5.6 Hz ~ 10 kHz を 14 チャンルの周波数でそれぞれ 1 成分のスペクトル強度を高時間分解能で測定する. WFC は 12 kHz サンプリングでプラズマ波動の波形を測定する装置であり, 電界 2 成分, 磁界 3 成分を同時に 8.7 秒間連続して測定することができる. この波形データを用いることにより, 詳細なスペクトル構造, 偏波, k ベクトル等を解析することができる. 本研究では, SFA 及び WFC のデータを使用する.

SFA による LTCR の観測例を図 1 に示す. 図 1(a) は, 1993 年 1 月 26 日の 13:00 ~ 15:00 UT において LTCR が観測されたときのダイナミクススペクトルであり, 横軸は世界標準時を, 縦軸は周波数を表している. また, 電界強度を白黒の濃淡で表している. (b) は, 同日の 14:30 UT に観測された周波数スペクトルである. 横軸は周波数を, 縦軸はスペクトル強度を表している. (a) より, 13:22 ~ 13:45 UT, 14:

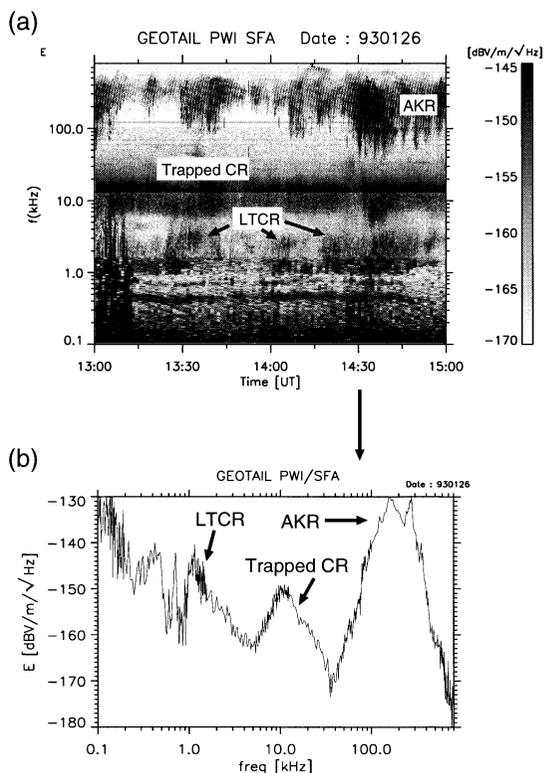


図 1 SFA によって観測された LTCR  
Fig. 1 The LTCR observed by SFA.

00 ~ 14:10 UT, 14:20 ~ 15:00 UT に 1 ~ 4 kHz に見られる比較的帯域が広い波動が LTCR である. また, 8 ~ 40 kHz にかけて常時観測されている波動がプラズマポーズで生成されたと考えられる trapped CR である. 更に, 50 ~ 600 kHz に見られる強度が強い波動が AKR (Aurora Kilometric Radiation) である. (b) が示すように, LTCR は trapped CR と同程度の強さであり,  $-160 \sim -140$  dBV/m/√Hz である.

LTCR の周波数帯域は数百 Hz ~ 8 kHz であるため, 4 kHz 以下の周波数成分は WFC によっても観測されている. 図 2 に WFC によって観測された LTCR を示す. (a) ~ (c) の左側の図は, WFC によって測定された電界波形の 1 成分に FFT 処理を施すことによって得られたダイナミクススペクトルであり, 右側の図は電界強度を各周波数ごとに 8.7 秒間平均したものである. また, 矢印は電界アンテナと地球磁場が平衡になった時間を示している. 図 2 より, LTCR の詳細なスペクトル構造を確認することができ, (a) ~ (c) の 3 種類に分類できる. (a) は等間隔のバンド状のスペクトル構

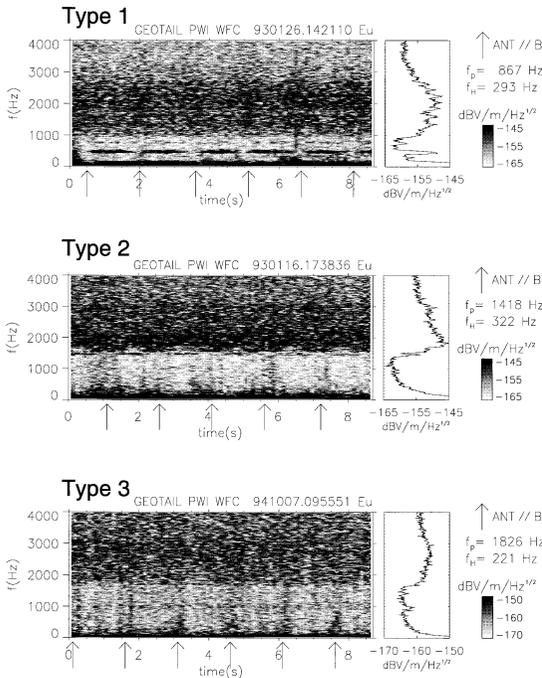


図2 WFCによって観測されたLTCRのタイプ別スペクトル構造  
Fig. 2 Spectral structures of the LTCR observed by WFC.

造をもっているものでタイプ1とする。このバンド構造は、各高調波の間隔が観測点でのサイクロトロン周波数と一致することから、ECH波動の名残であると考えられる。次に、(b)に示すように、低域カットオフ周波数から電界強度が徐々に減少する特徴をもつものをタイプ2とする。ここで、タイプ2は電界強度変化が  $-3 \text{ dB/kHz}$  以下としている。また (b)において、低域カットオフ周波数が衛星のスピンの同期して変動しているのが確認できる。低域カットオフ周波数は、アンテナと地球磁場が平行になったときに最も低くなり、垂直になったとき最も高くなる。これらのカットオフ周波数は、OとXモードのカットオフ周波数に対応している。また、このスペクトル構造は、trapped CRにも見られる[1]。最後に(c)は、低域カットオフから電界強度がほぼ一定のスペクトル構造をなす特徴をもったタイプ3を示している。LTCRのスペクトル構造の特徴が、trapped CRやescaping CRの特徴と似通っていることから、生成メカニズムが同じであると考え、長距離伝搬する過程において、初めバンド構造をもっていたタイプ1のLTCRが多重反射す

ることにより平坦なスペクトル構造をもつタイプ3のLTCRに変化していくことが考えられる。よって、衛星がLTCRの発生源から離れるに従って、タイプ1 → タイプ2 → タイプ3とLTCRを観測することになる。

### 3. LTCRの到来方向解析

#### 3.1 解析方法

LTCRの観測周波数帯は数百Hz ~ 8kHzであるため、4kHz以下に対してはWFCによって電界2成分、磁界3成分が測定される。過去の研究において、WFCで測定された磁界3成分と電界2成分を用いてホイッスラーモードであるコーラスエミッションの3次元kベクトルが求められている[7]。しかし、観測されるLTCRの電界強度は  $10^{-7} \text{ V/m}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下であり、準自由空間モードの電磁波であるLTCRの磁界強度は  $3 \times 10^{-4} \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  以下となる。GEOTAIL衛星に搭載されているサーチコイルの感度が  $2 \times 10^{-2} \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$  であるため、LTCRの磁界成分は観測されない[8]。そこで、電界成分のみの周波数スペクトルデータからスピン平面での到来方向(kベクトル)を求める。

GEOTAIL衛星は、ほぼ黄道面に垂直にスピン軸をもち、約3秒のスピン周期で回転している。ここで、プラズマ波動の電界を受信するセンサは2組のワイヤダイポールアンテナとプローブアンテナであり、これらは衛星のスピン平面上に設置されている。よって、衛星に到来するプラズマ波動の電界成分は、衛星のスピンによってその強度が変動する(スピンモジュレーション)。この性質を用いてLTCRの到来方向を導き出す[9]。

まず、電界が伝搬ベクトルkに垂直で、円偏波若しくはランダムな偏波をしているとき、単一周波数の電界強度は以下のように表せる。

$$|E(t)|^2 = E_0^2 [1 - m^2 \cos 2(\omega_s t - \phi)] \quad (1)$$

ここで、 $E(t)$ は観測された電界強度、 $\omega_s t$ はスピン位相、 $E_0$ はスピン変調を取り除いた電界強度、 $m$ はモジュレーションインデックス、 $\phi$ はスピン平面に投影した電磁波の到来方向である。また、モジュレーションインデックスは  $m = \sin^2 \theta / (2 - \sin^2 \theta)$  で与えられ、 $0 < m < 1$ の値をとる。ここで $\theta$ は、到来方向とスピン軸の成す角である。有限な角度分布をもった波源の場合、 $m$ はスピン軸と成す角 $\theta$ が大きくなるほど小さくなり、波源のコーン角が小さくなるほど大きく

なる．また， $m$  は電磁波の散乱状態を表しており，散乱した電磁波が衛星に到来した場合  $m$  は小さくなる．

次に，式 (1) を式 (2) のように変形する．ここで， $A, B, C$  は未知変数  $E_0, m, \phi$  の関数となる．

$$|E(t)|^2 = A + B \cos 2\omega_s t + C \sin 2\omega_s t \quad (2)$$

実際に観測された電界スペクトル強度を用い，最小 2 乗法により未知変数  $A, B, C$  を求めモジュレーションインデックス，到来方向を得ることができる．

式 (1), (2) を用いて LTCR の到来方向解析を行う．まず，WFC によって観測された LTCR の波形データを FFT によりスペクトルデータに変換する．十分な時間-周波数分解能を得るために，FFT は 0.1 秒ごとに行う．よって，周波数分解能は 10 Hz となる．次に，FFT 処理により得られたスペクトルデータを用いて周波数 10 Hz ごとに到来方向を求める．LTCR がマグネトポーズやプラズマシートで乱反射をした場合， $m$  が小さくなり安定した到来方向が得られない．よって， $m \geq 0.7$  の到来方向のみを選出する．最後に，LTCR の周波数帯域中で  $m \geq 0.7$  の到来方向を平均し，その観測地点での LTCR の到来方向とする．そして，先ほど分類したタイプ別に LTCR の到来方向を GSE 座標系で表示し，発生源の推定を行う．ここで GSE 座標系は， $X$ - $Y$  平面は常に黄道面と一致しており， $X$  軸は太陽方向， $Z$  軸は黄道面に垂直で北向き方向， $Y$  軸は右手系で決まる方向である．

### 3.2 解析結果

図 3 (a) ~ (c) はそれぞれタイプ 1~タイプ 3 の LTCR の平均到来方向を GSE 座標系で示している．横軸は GSE 座標系の  $X$  軸であり，縦軸は GSE 座標系の  $Y$  軸である．ただし，単位である Re は地球半径を表す．ここで，図中の 印は LTCR が WFC によって観測されたときの衛星の位置であり，棒線はそのときの到来方向解析より求められた LTCR の平均到来方向を示したものである．到来方向が棒線で示されるのは，アンテナの指向性パターンが  $180^\circ$  ごとに対称に繰り返されるため，到来方向は  $0 \sim 180^\circ$  の範囲でしか求められず  $180^\circ$  のあいまいさが存在するためである．この結果より，発生領域からの距離によって分類された 3 タイプの到来方向に違いは見られず，すべてのスペクトルタイプに対して GSE 座標系の  $Y$  軸と平行方向（朝方-夕方方向）から到来していることが確認できる．また，これらの到来方向からは交差する領域が見られず，LTCR の発生領域は尾部領域で広範囲に分布している

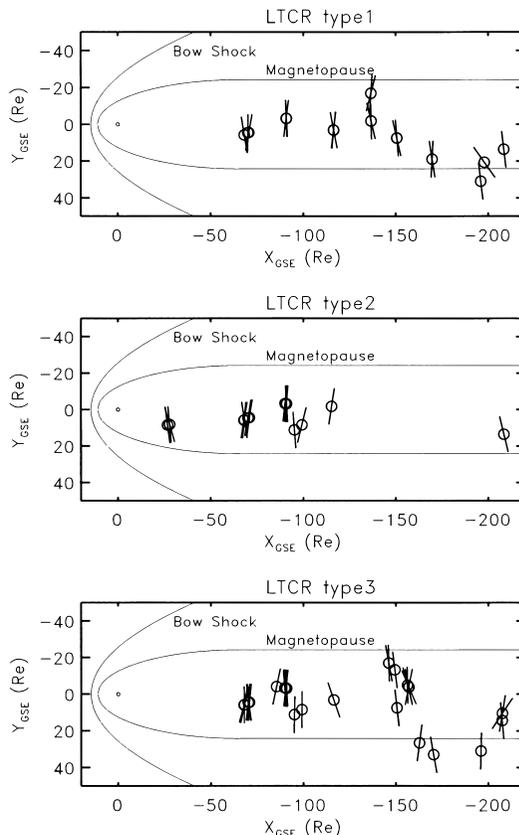


図 3 LTCR の到来方向解析の結果  
Fig. 3 The direction finding result of the LTCR.

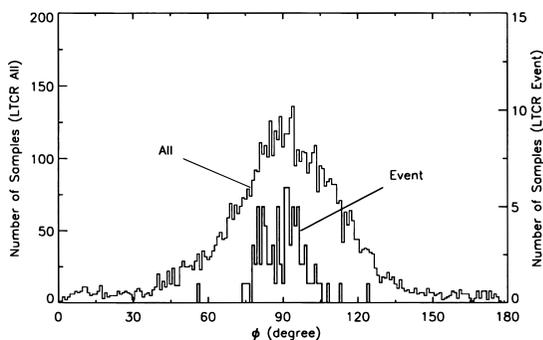


図 4 到来方向解析によって得られた LTCR の到来方向の頻度分布  
Fig. 4 The occurrence distribution of the arrival direction for the LTCR obtained by direction finding analysis.

ことが推測される．また，図 4 に 10 Hz ごとに求めた到来方向（All と示す）と LTCR の周波数帯域で平均した到来方向（Event と示す）をヒストグラムで表す．

横軸は到来方向  $\phi$  の角度, 縦軸はサンプル数である. ただし, 到来方向の角度は LTCR の観測点において GSE 座標系における  $X$  軸との成す角を示しており,  $\phi = 90^\circ$  は朝方-夕方方向,  $\phi = 0^\circ, 180^\circ$  は地球-尾部方向を示す. この結果より, 到来方向は  $\phi = 90^\circ$  で最大となり, 地球-尾部平行方向 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) ではほとんど観測されないことが確認できる. ここで, 10 Hz ごとに求めた到来方向の平均は  $90.79^\circ$ , 標準偏差は  $27.15^\circ$  である. LTCR の発生領域と考えられている PSBL において, LTCR が Z モードから L モードへの線形モード変換によって生成されるとすると地球-尾部方向 ( $\phi = 0^\circ, 180^\circ$ ) に放射される. 到来方向解析から得られた結果は, 地球-尾部方向に放射された LTCR が, 磁気圏尾部内を伝搬することにより朝方-夕方方向へと伝搬方向が変換されると考えられる. 一方, 到来方向が直接発生領域を示しているとすると, 尾部側面に位置する低緯度境界層 (LLBL: Low Latitude Boundary Layer) が考えられる. これは, LLBL 領域において, 磁場は地球若しくは尾部方向であり, 電子密度こう配が  $Y$  方向 (朝方-夕方方向) であるため, LLBL から放射された LTCR は朝方-夕方方向成分をもつためである. 以上のことから, 到来方向解析の結果を解釈し LTCR の発生領域を推定するためには, LTCR の磁気圏尾部における伝搬特性を把握する必要がある. 次章ではレイトレーシング解析により LTCR の磁気圏尾部伝搬経路を調べ, 到来方向解析の結果と比較することにより発生領域の推定を行う.

#### 4. レイトレーシング

前章の到来方向解析から LTCR が, 朝方-夕方方向 ( $\phi = 90^\circ$ ) から到来していることが確認された. この結果から, LTCR の発生領域を推定するためには, 磁気圏尾部における LTCR の伝搬特性を把握する必要がある. よって本章では, 伝搬特性を調べるために 3 次元レイトレーシング解析を行う. また, 到来方向解析とレイトレーシング解析の結果を比較することにより, LTCR の発生領域を推定する.

##### 4.1 レイトレーシングの計算手法

本解析で用いた 3 次元レイトレーシングコードは, Nagano らによって開発されたレイトレーシングプログラムを磁気圏遠尾部を含めた広範囲な領域において伝搬特性を解析できるように修正したものである [10]. 球座標のレイ方程式を解くために 4 次の Runge-Kutta 法を用い, 積分路が長く誤差が大きくなることを防ぐ

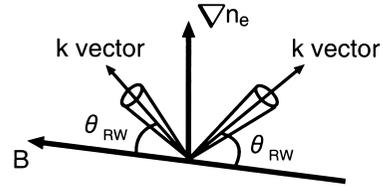


図5 LTCR の放射方向  
Fig. 5 The radiation directions of the LTCR.

ため, 4 次の Adams-Bashforth-Moulton の予測子-修正子法を用いることにより, レイの伝搬経路を精度良く求めることができる [11]. また屈折率は, イオンの影響を無視したコールドプラズマの分散関係式を解くことにより求められる.

LTCR は radio window を通る Z モードから L-O モードへの線形モード変換によって生成されると考えられるため, 初期発生モードを L-O モードとする. また初期レイの放射方向は, 発生源の地球磁場ベクトル  $B$  と電子密度こう配ベクトル  $\nabla n_e$  を含む面内で, 地球磁場ベクトルから  $\theta_{RW}$  方向とする (図 5 参照). これは, Z モードからモード変換した L-O モード波は, 地球磁場に対して  $\theta_{RW}$  の方向に最も効率良く放射されるためである [3], [12], [13]. ただし,  $\theta_{RW}$  は式 (3) によって求められる.

$$\theta_{RW} = \tan^{-1} \left( \frac{f_{pe}}{f_{ce}} \right) \quad (3)$$

ここで,  $f_{pe}, f_{ce}$  はそれぞれ発生源の電子プラズマ周波数と電子サイクロトロン周波数である.

##### 4.2 電子密度, 地球磁場モデル

レイトレーシングを行うには地球磁気圏の電子密度及び地球磁場モデルが必要である. そこで, 今回の解析では, Ogino らによって行われた 3 次元 MHD シミュレーションの結果をもとに, 地球磁気圏の電子密度及び磁場モデルを作成した [14]. ここで, 3 次元 MHD シミュレーションを行ったときの太陽風パラメータは, 太陽風の密度  $n_{SW} = 5 \text{ cm}^{-3}$ , 太陽風の速度  $V_{SW} = 300 \text{ km/s}$ , 太陽風の温度  $T_{SW} = 2 \times 10^5 \text{ K}$ , 惑星間磁場強度  $B_{IMF} = 0$  である. また, 電子密度及び地球磁場は  $0.5 \text{ Re}$  ( $\text{Re}$ : 地球半径) ごとに得られるが, レイトレーシング計算では線形補間することにより任意の位置での電子密度, 地球磁場を求めている. 計算モデルの領域は GSE 座標系で  $X$  軸が  $30 \sim -130 \text{ Re}$ ,  $Y$  軸が  $-40 \sim 40 \text{ Re}$ ,  $Z$  軸が  $-40 \sim 40 \text{ Re}$  の範囲である.

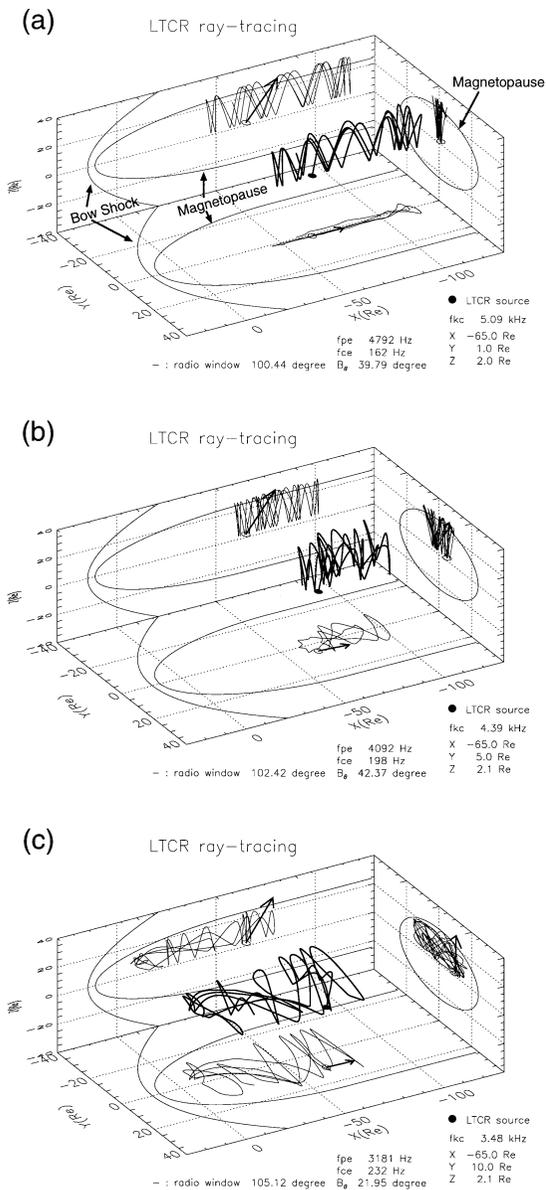


図 6 LTCR の 3 次元レイトレーシングの結果  
Fig. 6 The 3-D ray tracing result.

### 4.3 3次元レイトレーシング解析の結果

地球磁気圏尾部における LTCR の伝搬過程を把握するために、発生領域を PSBL としてレイトレーシング解析を行う。発生源の位置を  $X_{GSE} = -65 \text{ Re}$ ,  $Z_{GSE} = 2 \text{ Re}$  と固定し,  $Y_{GSE} = 1, 5, 10 \text{ Re}$  の 3 種類の場合について計算を行う。結果を図 6(a)~(c) に示す。図 6 には、3 次元のレイパス,  $X$ - $Y$ ,  $X$ - $Z$ ,

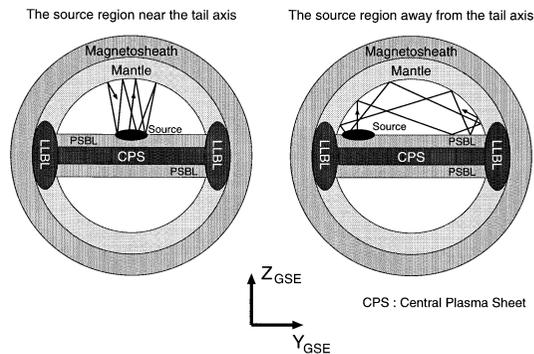


図 7 LTCR の磁気圏尾部伝搬特性  
Fig. 7 The propagation characteristics of the LTCR in the distant magnetotail.

$Y$ - $Z$  平面に投影したレイパスを表記している。また、矢印はそれぞれの平面に投影したレイの放射方向を示している。図 6(a) に示す  $Y_{GSE} = 0$  の場合について、LTCR はマグネトポーズとプラズマシート (PS: Plasma Sheet) で反射しながら反地球方向へと伝搬している。マグネトポーズとプラズマシートでの反射は、これらの領域におけるプラズマ周波数が LTCR の周波数より高いためカットオフとなるために生じる。一方、 $Y_{GSE} = 5 \text{ Re}$  (図 6(b)),  $Y_{GSE} = 10 \text{ Re}$  (図 6(c)) のように発生源の位置が尾部の中心軸 ( $Y_{GSE} = 0$ ) から離れると LTCR は最初、地球-尾部方向に放射されるが、磁気圏尾部内を伝搬することにより伝搬方向が、地球-尾部方向だけでなく朝方-夕方方向へも伝搬するようになる。以上の結果から、図 7 に LTCR の磁気圏尾部における伝搬特性をまとめる。図 7 は磁気圏尾部の  $Y$ - $Z$  断面図である。 $Y$ - $Z$  平面において尾部中心軸の近くで生成された LTCR は、マグネトポーズ及びプラズマシートで反射を繰り返し南北方向 ( $Z_{GSE}$  方向) に伝搬する。一方、尾部中心軸から離れた領域から放射された LTCR は、円筒状のマグネトポーズ (マントル) で反射することにより南北方向だけでなく、朝方-夕方方向 ( $Y_{GSE}$  方向) にも伝搬するようになる。到来方向解析の結果は、尾部中心軸から離れた PSBL から地球-尾部方向へ放射された LTCR が、磁気圏尾部内を長距離伝搬することにより現れる朝方-夕方方向伝搬を観測したと考えられる。

### 4.4 磁気圏尾部における LTCR の発生源の空間分布

WFC データを用いた到来方向解析から、LTCR は  $\phi = 90^\circ \pm 25^\circ$  の方向から伝搬してくると考えられ

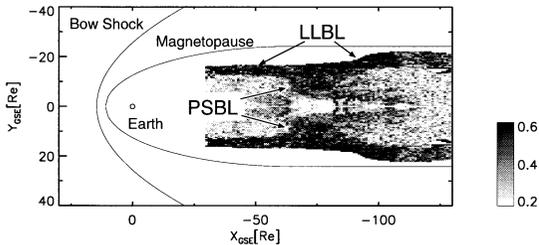


図8 LTCR 発生源の空間分布

Fig. 8 The spatial distribution of the source region for the LTCR.

る．本節では、この到来方向解析の結果と3次元レイトレーシング計算を組み合わせ、磁気圏尾部領域におけるLTCRの発生領域の空間分布を調べる．この解析方法を次に述べる．まず、磁気圏尾部においてLTCRの発生源の候補となる領域(PSBL, LLBL)からLTCRを放射し伝搬経路を計算する． $X$ - $Y$ 平面での伝搬方向が、到来方向解析によって求められた範囲( $\phi = 90^\circ \pm 25^\circ$ )に入った時間を抽出する．この選択された時間の全計算時間に占める割合を求める．この確率が高いほど観測結果と一致することになりLTCRの発生源の位置を示すことになる．ここで、発生源は  $-130 \text{ Re} < X_{\text{GSE}} < -30 \text{ Re}$ 、 $-30 \text{ Re} < Y_{\text{GSE}} < 30 \text{ Re}$  の領域に  $X_{\text{GSE}}$  に対しては  $1 \text{ Re}$  ごとに、 $Y_{\text{GSE}}$  に対しては  $0.5 \text{ Re}$  ごとに配置する．また、 $Z_{\text{GSE}} = 2 \text{ Re}$  と一定とする．LTCRの発生源分布解析の結果をGSE座標系で図8に示す．白黒の濃淡は、LTCRの $X$ - $Y$ 平面での伝搬角が到来方向解析によって求められた範囲にある確率を表している．この結果より  $13 \text{ Re} < |Y_{\text{GSE}}| < 23 \text{ Re}$  かつ、 $-110 \text{ Re} < X_{\text{GSE}} < -30 \text{ Re}$  において帯状に確率の高い領域が確認される．この領域はLLBLである．この領域では、LTCRがもともと朝方-夕方方向に放射されるため確率が高くなったと考えられる．また、 $-85 \text{ Re} < X_{\text{GSE}} < -65 \text{ Re}$  かつ  $5 \text{ Re} < |Y_{\text{GSE}}| < 13 \text{ Re}$  にも確率の高い領域がある．この領域はPSBLである．これらの結果より、LTCRがLLBL及び磁気圏尾部中心軸から離れたPSBLで生成されていることが推定される．LLBLではPSBLと同様に、LTCRの生成メカニズムであるZモードからLモードへの線形モード変換に必要である急しゅんな電子密度こう配が地球磁場に垂直方向に存在している．過去の報告では、LTCRの発生源がPSBLであるとされていたが、今回の解析では、PSBLに加えてLLBLもLTCRの発生源であ

る可能性が示された．

## 5. むすび

GEOTAIL 衛星搭載プラズマ波動観測装置のサブシステムであるWFCによって観測されたLTCRのデータをもとに到来方向解析を行った．この結果から、LTCRの伝搬方向はほぼ $Y$ 軸に平行方向(朝方-夕方方向)に伝搬していることが判明し、LTCRの発生位置が磁気圏尾部において広範囲に分布していることが推測された．しかし、この結果のみでは発生領域を推定することが困難であるため、レイトレーシング解析を行った．過去に行われたレイトレーシング解析では、地球近傍(地球から $20 \text{ Re}$ 以内)での伝搬特性を知るものが主であった[15]．しかし、Oginoらによる大規模MHDシミュレーションの結果より、磁気圏尾部を含めた磁場構造及び電子密度分布をモデル化することができたため、本研究でのレイトレーシング解析では、磁気圏尾部を含めた広範囲な領域(今回の計算では地球から $130 \text{ Re}$ 以内)における伝搬特性を解析することが可能となった．この大規模3次元レイトレーシング解析より、磁気圏尾部中心軸から離れたPSBLから尾部方向へ放射されたLTCRは、磁気圏尾部内を伝搬することにより朝方-夕方方向伝搬に変換されることが確認された．

到来方向解析とレイトレーシング解析を組み合わせ、磁気圏尾部におけるLTCRの発生領域分布を調べた．この解析結果は、LTCRの発生領域が従来考えられていたPSBLに加えてLLBLも有力である可能性を示唆している．本論文の解析により発生領域を推定することができたので、今後、コンピュータシミュレーションなどによりLTCRの生成メカニズムを詳細に調べることが可能となる．また、LTCRの生成過程を理解することは、発生領域であるPSBLやLLBLの微細構造や太陽風と地球磁気圏の相互作用を明らかにする手段として利用されることが考えられる．一方、LTCRの低域カットオフ周波数は衛星近傍の電子密度を示しているため、粒子観測では測定が困難である低密度な領域(Lobe)での電子密度推定に利用されることも考えられる．

謝辞 レイトレーシング計算を行うにあたり、電子密度、地球磁場モデルを提供して頂いた名古屋大学太陽地球環境研究所の荻野竜樹教授、並びにレイトレーシングプログラムの開発に携わった呉向陽元金沢大学助手に深く感謝致します．

## 文 献

- [1] D.A. Gurnett and R.R. Shaw, "Electromagnetic radiation trapped in the magnetosphere above the plasma frequency," J. Geophys. Res., vol.78, no.34, pp.8136-8149, 1973.
- [2] D.A. Gurnett, "The Earth as a radio source: The nonthermal continuum," J. Geophys. Res., vol.80, no.19, pp.2751-2763, 1975.
- [3] D. Jones, "Terrestrial myriametric radiation from the Earth's plasmopause," Planet. Space Sci., vol.30, no.4, pp.399-410, 1982.
- [4] F.V. Coroniti, F.L. Scarf, C.F. Kennel, and D.A. Gurnett, "Continuum radiation and electron plasma oscillations in the distant geomagnetic tail," Geophys. Res. Lett., vol.11, no.7, pp.661-664, 1984.
- [5] I. Nagano, S. Yagitani, H. Kojima, Y. Kakehi, T. Shiozaki, H. Matsumoto, K. Hashimoto, T. Okada, S. Kokubun, and T. Yamamoto, "Wave form analysis of the continuum radiation observed by GEOTAIL," Geophys. Res. Lett., vol.21, no.25, pp.2911-2914, 1994.
- [6] H. Matsumoto, I. Nagano, R.R. Anderson, H. Kojima, K. Hashimoto, M. Tsutsui, T. Okada, I. Kimura, Y. Omura, and M. Okada, "Plasma wave observations with GEOTAIL spacecraft," J. Geomag. Geoelectr., vol.46, no.1, pp.59-95, 1994.
- [7] I. Nagano, S. Yagitani, H. Kojima, and H. Matsumoto, "Analysis of wave normal and poynnting vectors of the chorus emissions observed by GEOTAIL," J. Geomag. Geoelectr., vol.48, no.3, pp.299-307, 1996.
- [8] 長野 勇, 筒井 稔, 岡田 敏美, 小嶋 浩嗣, 松本 紘, 八木谷 聡, 佐藤 義弘, "GEOTAIL 搭載 3 軸サーチコイル センサの特性," 信学技報, AP94-100, 1995.
- [9] R. Manning and J. Fainberg, "A new method of measuring radio source parameters of a partially polarized distributed source from spacecraft observations," Space Science Instrum., vol.5, pp.161-181, 1980.
- [10] I. Nagano, X.-Y. Wu, S. Yagitani, K. Miyamura, and H. Matsumoto, "Unusual whistler with very large dispersion near the magnetopause: Geotail observation and ray-tracing modeling," J. Geophys. Res., vol.103, no.A6, pp.11827-11840, 1998.
- [11] I. Kimura, "Whistler mode propagation in the Earth and planetary magnetospheres and ray tracing techniques," Space Sci. Rev., vol.42, pp.449-466, 1985.
- [12] D. Jones, W. Calvert, D.A. Gurnett, and R.L. Huff, "Observed beaming of terrestrial myriametric radiation," Nature, vol.328, no.30, pp.391-395, 1987.
- [13] 高橋 典光, 長野 勇, 八木谷 聡, "不均質プラズマ中のレゾナンス点近傍における電磁波伝搬の解析," 信学技報, AP94-50, 1994.
- [14] T. Ogino, R.J. Walker, and M. Ashour-Abdalla, "A global magnetohydrodynamic simulation of the response of the magnetosphere to a northward

turning of the interplanetary magnetic field," J. Geophys. Res., vol.99, no.A6, pp.11027-11042, 1994.

- [15] J.L. Green and S.A. Boardsen, "Confinement of nonthermal continuum radiation to low latitudes," J. Geophys. Res., vol.104, no.A5, pp.10307-10316, 1999.

(平成 13 年 4 月 20 日受付, 7 月 18 日再受付)



高野 博史 (学生員)

平 8 金沢大・工・電気情報卒。平 10 同大大学院工学研究科修士課程了。現在, 同大大学院自然科学研究科博士後期課程在学中。科学衛星による磁気圏プラズマ波動解析, プラズマ中の電波伝搬に関する研究に従事。地球電磁気・地球惑星圏学会, 米国地球物理学学会各会員。



長野 勇 (正員)

昭 43 金沢大・工・電気卒。昭 45 同大大学院修士課程了。同年同大・工・電気・助手。昭 58~59 米国ジェット推進研究所 NRC 研究員。昭 62 金沢大・工・電気情報・教授, 平 12 同大総合情報処理センター長, 情報システム工学科教授。異方性不均質媒質中の電磁界計算法, VLF 波による D 層電子密度計算法の開発, 衛星搭載用プラズマ波動観測装置 (GEOTAIL 等) の開発に従事。工博。昭 62 地球電磁気・地球惑星圏学会田中館賞, 平 12 北國文化賞受賞。電気学会, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 米国地球物理学学会各会員。



八木谷 聡 (正員)

昭 63 金沢大・工・電気情報卒。平 2 同大大学院修士課程了。平 5 同博士課程了。同年同大電気情報工学科助手。平 9~10 米国ミネソタ大客員研究員 (文部省在外研究員)。現在, 金沢大大学院自然科学研究科助教授。科学衛星及びコンピュータシミュレーションによる磁気圏プラズマ波動解析の研究, 火星探査衛星 (のぞみ) 搭載用低周波波動観測装置の開発に従事。工博。地球電磁気・地球惑星圏学会, 米国地球物理学学会各会員。



福岡 将

平 11 金沢大・工・電気情報卒。平 13 同大大学院自然科学研究科博士前期課程了。在学中, 科学衛星による磁気圏プラズマ波動解析に従事。現在 (株) 松下通信金沢研究所勤務。



松本 紘 (正員)

昭 40 京大・工・電子卒．昭 42 同大大学院工学研究科修士課程了．昭 52 同大超高層電波研究センター教授，平 4~10 同センター長，平 12 改組により同大宙空電波科学研究センター教授，現在に至る．文部科学省宇宙科学研究所，及び核融合科学研究所客員教授併任．中国武漢大客座教授．郵政省通信総合研究所客員研究官．工博．専門はスペースプラズマ物理学，宇宙電波工学，宇宙エネルギー伝送．平 10 アメリカ地球物理学会フェロー．地球電磁気・地球惑星圏学会会長，評議員．国際電波科学 ( URSI ) 会長．JGR アジア・太平洋地域編集長．昭 50 日本電磁気学会田中館賞，平 11 情報通信月間推進協議会志田林三郎賞，平 12 アンテナ・伝播国際シンポジウム論文賞受賞．アメリカ地球物理学会，IEEE シニア各会員．