

Spatio-temporal analysis on the wave-particle interaction regions by the ground-based remote sensing technology of pulsating aurora

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2021-07-09 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/2297/00062870

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



博士論文

脈動オーロラの地上リモートセンシング技術による
波動粒子相互作用発生域の時空間解析

Spatio-temporal analysis on the
wave-particle interaction regions by the
ground-based remote sensing technology of
pulsating aurora

金沢大学大学院自然科学研究科

電子情報科学専攻

学籍番号 1824042001

氏名 井上 智寛

主任指導教員名 尾崎 光紀

提出年月 2021 年 1 月

目 次

第 1 章	序論	1
1.1	はじめに	1
1.2	目的	2
第 2 章	磁気圏における波動粒子相互作用と脈動オーロラの地上観測	4
2.1	プラズマ波動（コーラス波動と EMIC 波動）	4
2.2	波動粒子相互作用	5
2.3	プロトンオーロラとフラッシュオーロラ	6
2.4	オーロラとプラズマ波動の地上・衛星観測	7
2.5	脈動オーロラ領域検出アルゴリズム	11
2.5.1	判別処理	12
2.5.2	雑音低減処理	14
2.5.3	領域抽出処理	16
2.6	レイトレーシング解析と Volume Emission Rate によるフラッシュオーロラ の再現方法	20
2.6.1	レイトレーシング解析と Volume Emission Rate (VER)	21
2.6.2	レイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現方法	25
2.6.3	フラッシュオーロラの再現	27
第 3 章	脈動オーロラ領域検出アルゴリズムの評価	29
3.1	1 つの脈動オーロラパッチ	30
3.2	強度差をもつ 2 つの脈動オーロラパッチ	33
3.3	実観測への適用	34
3.4	処理時間の検証	38
3.5	まとめ	39

第 4 章	プロトンオーロラと EMIC 波動の時空間解析	43
4.1	プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分及び EMIC 波動との関係性	46
4.2	プロトンオーロラの発生域推定方法	50
4.3	プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定	52
4.4	まとめ	58
第 5 章	磁気圏における背景磁場やプラズマ密度とプロトンオーロラの発生への関係性	61
5.1	磁気圏の背景磁場とプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動への影響 . .	61
5.1.1	地上観測したプロトンオーロラと EMIC 波動	62
5.1.2	Tsyganenko モデルによる磁場勾配の推定	65
5.2	磁気圏の背景プラズマ密度によるプロトンオーロラの発生への影響	68
5.2.1	差分 TEC 分布による磁気圏の背景プラズマ密度の観測	68
5.2.2	プロトンオーロラと差分 TEC 分布の比較	69
5.3	まとめ	73
第 6 章	レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラの時空間特性の調査	76
6.1	レイトレーシング解析を用いた様々なコーラス波動の時空間分布の影響によるフラッシュオーロラの時空間特性の調査	77
6.2	統計解析から得られたフラッシュオーロラの時空間得性の再現	87
6.3	まとめ	95
第 7 章	総括	98
7.1	総括	98
7.2	今後の課題	101
	謝辞	103
	参考文献	103

目 次

2.1	プロトンオーロラと EMIC 波動, フラッシュオーロラとコーラス波動の時間特性の関係	7
2.2	全天 EMCCD カメラ	8
2.3	2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:30 UT における EMCCD カメラによるプロトンオーロラの撮像	9
2.4	2017 年 3 月 30 日 13:27.810 から 13:28.220 UT における EMCCD カメラによるフラッシュオーロラの撮像	9
2.5	2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT における EMIC 波動	10
2.6	2017 年 3 月 30 日 13:26.010 から 13:29.100 UT におけるコーラス波動	11
2.7	脈動オーロラ領域検出アルゴリズム	12
2.8	包絡線検波の方法	13
2.9	脈動オーロラの判別処理後の画像	14
2.10	雑音低減処理の結果	16
2.11	レベルセット法概念図	17
2.12	脈動オーロラの領域検出結果	20
2.13	レイトレーシング解析によるレイパスの計算	21
2.14	Volume emission rate	22
2.15	Column emission	23
2.16	AE9 より求めた Differential flux	24
2.17	コーラス波動のレイパスと共鳴エネルギー	26
2.18	コーラス波動の FT 図と伝搬モデル	27
2.19	レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測されたフラッシュオーロラの比較	28

3.1	テスト画像	31
3.2	1つの脈動オーロラパッチの評価結果	32
3.3	強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチの評価結果	34
3.4	すべての手法による領域検出結果	35
3.5	本研究の手法と従来手法による領域検出の比較	36
3.6	本研究の手法による領域検出と検出領域を用いたオーロラ発光強度	37
3.7	レベルセット法の初期輪郭線の変化による領域検出結果	39
4.1	2015年11月12日7:40から8:40 UTのプロトンオーロラとEMIC波動	44
4.2	2016年1月2日6:05から6:25 UTのプロトンオーロラとEMIC波動	45
4.3	2015年11月12日のFFTマップ	47
4.4	2016年1月2日のFFTマップ	48
4.5	2015年11月12日の1 Hz変調成分のFT図	49
4.6	2016年1月2日の1 Hz変調成分のFT図	50
4.7	波動と粒子の伝搬経路 (Case1からCase4)	52
4.8	2015年11月12日の相互相関結果による観測時間差	53
4.9	2016年1月2日の相互相関結果による観測時間差	53
4.10	2015年11月12日における0.7 Hzでの発生域推定	55
4.11	2016年1月2日における0.7 Hzでの発生域推定	56
4.12	2015年11月12日における1 Hz変調成分の発生域推定	56
4.13	2016年1月2日における1 Hz変調成分の発生域推定	57
5.1	従来の研究によるEMIC波動のスペクトル構造と磁力線曲率の関係	62
5.2	2017年2月17日5:30から6:00のプロトンオーロラとEMIC波動のFT図, スペクトルエントロピー法	64
5.3	プロトンオーロラ発生域の変動と磁力線曲率の関係	64
5.4	2017年2月17日5:35 UTにおける磁力線と磁場勾配係数	66
5.5	2017年2月17日5:35から5:59 UTにおける磁場勾配係数の変化	67
5.6	北アメリカ大陸上の差分TEC分布	69
5.7	2016年1月2日1:20から2:00 UTにおけるプロトンオーロラと差分TEC 分布, EMIC波動のFT図の比較	70

5.8	2016 年 1 月 2 日 1:20 から 2:00 UT におけるプロトンオーロラの領域検出結果	71
5.9	2016 年 1 月 2 日 1:20 から 2:00 UT における差分 TEC 分布とプロトンオーロラの領域の比較	71
5.10	差分 TEC 分布のケオグラム	72
5.11	プロトンオーロラのケオグラムによるプロトンオーロラギャップ領域と差分 TEC 分布最大密度勾配領域の比較	73
6.1	共鳴磁気緯度領域が ± 2 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	78
6.2	共鳴磁気緯度領域が ± 10 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	79
6.3	共鳴磁気緯度領域におけるフラッシュオーロラの空間特性	80
6.4	共鳴磁気緯度領域におけるフラッシュオーロラの時間特性	80
6.5	コーン角が 10 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	81
6.6	コーン角が 25 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	82
6.7	コーン角におけるフラッシュオーロラの空間特性	83
6.8	コーン角におけるフラッシュオーロラの時間特性	83
6.9	最大周波数が $0.45f_{ce}$ Hz におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	84
6.10	最大周波数が $0.54f_{ce}$ Hz におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム	85
6.11	最大周波数におけるフラッシュオーロラの空間特性	86
6.12	最大周波数におけるフラッシュオーロラの時間特性	86
6.13	コーラス波動の周波数とコーン角を変化させたときフラッシュオーロラの時間特性	88
6.14	コーラス波動の周波数とコーン角を変化させたときフラッシュオーロラの空間特性	89
6.15	レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測によるフラッシュオーロラの比較	90
6.16	レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測によるフラッシュオーロラにおけるケオグラムの比較	91
6.17	様々な条件下でのレイパス	92
6.18	初期発光時と最大発光時のレイパス共鳴領域	93
6.19	様々な条件下でのレイパス	94

6.20 Lower band と Upper band 周波数による縮小時間と拡大時間の関係	95
---	----

表 目 次

2.1	レイトレーシング解析の入力パラメータ	22
2.2	VER parameters	23
2.3	レイトレーシング解析の条件	26
2.4	レイトレーシング解析の入力パラメータ	28
3.1	テスト動画の作成パラメータ	30
4.1	理論時間差のパラメータ	54
4.2	2015 年 11 月 12 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.4 Hz)	57
4.3	2015 年 11 月 12 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.8 Hz)	57
4.4	2016 年 1 月 2 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.5 Hz)	58
4.5	2016 年 1 月 2 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.8 Hz)	58
6.1	レイトレーシング解析の条件	77
6.2	フラッシュオーロラの時空間特性への影響	87

第1章 序論

1.1 はじめに

宇宙空間を利用した実験・研究，商用衛星の運用などが行われている．その中でも GPS (Global Position System) 衛星を利用した位置測定などのサービスは，現代社会において必要不可欠なサービスとなっている．その他にも，国際宇宙ステーション (ISS: International Space Station) では，地上から高度 400 km 上空に建設された実験施設で，その中でしかできない実験や研究 [1][2]，宇宙環境や地球の観測 [3][4] を行っている．このような，宇宙空間を利用したサービスや実験・研究は人類の宇宙進出における先験情報源になるためとても重要である．しかし，この宇宙空間を利用したサービスは，太陽風^{*1} から飛来する高エネルギーな粒子と衝突することで，衛星の故障や船外活動をしている人体への被曝などを引き起こすことが懸念されている．実際に，2003 年に発生した強力な太陽風によって，人工衛星や惑星探査機に影響を及ぼし，国際宇宙ステーションでも避難が行われた．そのため，高エネルギーな粒子に関連する研究が重要となっている．

太陽風の速度は約 300 から 900 km/sec であり，太陽風の密度，温度，プラズマ速度，磁場強度は絶えず変化する．これらのデータは，NASA の Advanced Composition Explorer (ACE) 衛星によって常時観測され，リアルタイムデータが一般に公開されている．太陽風は地球に向かって放出されるが，地球は地球磁場によって守られているため，太陽風が直接影響を及ぼすことはない．この太陽風によって地球磁場が歪められ，地球磁場が影響を及ぼしている宇宙空間を磁気圏（高度 500 km 以上）[5] と呼んでいる．磁気圏の領域は非常に大きく，太陽と反対側（磁気圏の尾）の範囲は解明されていない．磁気圏はその内部に様々な構造があり，イオンと電子からなるプラズマの性質によっていくつかの領域に分けられている．このプラズマが満たされている磁気圏の領域を内部磁気圏と呼んでいる．エネルギーの低い（1 から 10 eV 程度）のプラズマの密度が高い領域（1 から 4 Re^{*2}）

^{*1}太陽から高エネルギーな電子と陽子が高速で飛来する現象

^{*2}地球半径で規格化した距離

をプラズマ圏，プラズマ圏の境界をプラズマポーズと呼ばれている．プラズマポーズの内側と外側では，プラズマ密度が急激に減少することが分かっている．プラズマ圏の外側は放射線帯（ヴァンアレン帯 [6]）と呼ばれ，密度は低いが高温度プラズマ（100 eV から 100 keV 程度）で満たされている．夜側における放射線帯外側の領域をプラズマシートと呼んでおり，太陽活動が活発になると高エネルギー粒子が大量にプラズマシートに蓄積される．磁気圏の擾乱現象の中で，サブストーム現象と呼ばれる数時間の周期で擾乱が起こる現象がある．サブストーム現象は以下の4段階の過程がある．

- 1 段階目：太陽風からプラズマシートへ定常的にプラズマ粒子が流入
- 2 段階目：プラズマ粒子の流入過多によるプラズマシートが地球方向へ圧縮
- 3 段階目：蓄積されたプラズマ粒子の開放，高エネルギー粒子（プラズマ粒子の加速）の内部磁気圏への流入
- 4 段階目：太陽風からのプラズマ粒子の流入量が減少し，プラズマシートが元の形に回復

サブストーム現象によって，内部磁気圏に高エネルギー粒子が解放される．この高エネルギー流入によって，プラズマ波動（数 Hz ～ 100 kHz）が励起し，発生したプラズマ波動によって数百 keV のプラズマ粒子が MeV のエネルギーまで加速されることがある．また，このような加速と同時に，広いエネルギー帯（数 keV から数 MeV）のプラズマ粒子（高エネルギー粒子）が散乱（ピッチ角散乱）され，磁力線をサイクロトロン運動しながら地上に向かって降下する．この高エネルギー粒子は商用衛星の故障を引き起こす可能性がある．このような，高エネルギー粒子の加速は内部磁気圏におけるプラズマ波動とのエネルギーの授受（波動粒子相互作用）によって起こると考えられており，内部磁気圏における高エネルギー粒子とプラズマ波動の関係性やメカニズムの解明が重要となっている．

1.2 目的

波動粒子相互作用は，内部磁気圏の磁気赤道周辺で発生しやすい [3][7] と考えられているため，高エネルギー粒子とプラズマ波動の観測は波動粒子相互作用を直接的に観測する衛星観測が主である [8]．しかし，衛星観測は地上局と衛星とのデータの通信制限や宇

宙プラズマ環境による制限などによって連続での高時間分解能観測が行えない。さらに、衛星はその場観測であるため現象の空間変動を捉えられないため、高エネルギー粒子とそれに関連したプラズマ波動のメカニズムについて完全に解明されていない。

高エネルギー粒子は、波動粒子相互作用が起きると地球の磁力線に沿って地上に降下し、高層大気と衝突することでオーロラ（脈動オーロラ [9]）が発光する。プラズマ波動も地球の磁力線に沿って伝搬しているため、地上で脈動オーロラとプラズマ波動を同時観測することで、間接的に磁気圏での高エネルギー粒子とプラズマ波動の観測を行う。地上で観測するためデータ通信の制限がなく、プラズマ環境も考慮しなくてよいため連続で高時間分解能観測が行える。さらに、地上から伸びている複数の磁力線を観測できるため磁気圏での現象を空間的に捉えられることが可能になり、衛星観測では観測できなかった詳細な現象が可能になった。

本研究では、プロトンオーロラ（脈動陽子オーロラ）[10][11]とフラッシュオーロラ（脈動電子オーロラ的一种）[12]に注目する。プロトンオーロラは、高エネルギーイオンと宇宙プラズマ波動の一種である EMIC 波動との波動粒子相互作用 [13][14][15][16]によって発生する。脈動電子オーロラは、高エネルギー電子と宇宙プラズマ波動の一種であるコーラス波動 [17][18][19]との波動粒子相互作用によって発生するため、フラッシュオーロラも高エネルギー電子とコーラス波動の波動粒子相互作用 [20][21][22]によって発生する。我々は地上による高時間分解能観測を行うことで、プロトンオーロラと EMIC 波動、フラッシュオーロラとコーラス波動の詳細な時空間特性を観測・解析を行う。さらに、従来では他のオーロラの影響で難しかった脈動オーロラの領域を詳細に検出するアルゴリズムを開発することで、脈動オーロラの時空間特性を詳細に検出する。3章では脈動オーロラ領域検出アルゴリズムについて、脈動オーロラの領域検出に有効的かの評価結果を報告する。4章では、プロトンオーロラと EMIC 波動の地上同時観測データから従来では観測できていなかった速い変調成分（高いエネルギーの粒子が降下）を観測し、その発生原因について考察を行う。5章では、脈動オーロラの領域検出アルゴリズムを用いて地上観測による磁気圏での背景プラズマ密度と EMIC 波動の関係性について報告する。レイトレーシング解析と Volume Emission Rate (VER) によるフラッシュオーロラの再現方法を確立し、6章では、地上観測より得られていたフラッシュオーロラの時空間特性とコーラス波動の時空間特性の関係性について報告する。

第2章 磁気圏における波動粒子相互作用 と脈動オーロラの地上観測

2章では、磁気圏におけるプラズマ波動と高エネルギー粒子との波動粒子相互作用とそれが発生する脈動オーロラの地上観測とその領域検出方法、様々な条件下のコーラス波動におけるフラッシュオーロラの再現方法について説明する。

2.1 プラズマ波動（コーラス波動と EMIC 波動）

2.1章では、プラズマ波動の一種であるコーラス波動と EMIC 波動について説明する。高温のプラズマで満たされた地球磁気圏では、様々なプラズマ波動が科学衛星によって存在が明らかになっている。そのプラズマ波動の一つに Electromagnetic ion cyclotron (EMIC) 波動とコーラス波動があり、EMIC 波動は磁力線に対して左旋円偏波 [24][25]、コーラス波動は右旋円偏波をしている [26]。EMIC 波動は 0.1 から 2.0 Hz、コーラス波動は 100 Hz から 10 kHz の周波数帯で発生する現象である。これらの波動は磁力線に沿って伝搬し、その波群の磁力線の両端（電離圏上部）で反射されるが、一部は電離圏を通過し、地上で観測することが可能である。EMIC 波動やコーラス波動のスペクトル構造は、時間とともに周波数が変化する周波数上昇型（ライジングトーン構造）や周波数下降型（フォーリングトーン）などがある [27][28]。そのため、EMIC 波動やコーラス波動には、エレメントの周期による振幅変化（エレメント周期）やエレメント内の微細な振幅変化（サブパケット構造 [29][30][31][32]）の時間変化特徴を持っている。このサブパケット構造は、理論的に高いエネルギーの粒子と共鳴する可能性がある [32][33][34]。

2.2 波動粒子相互作用

2.2章では波動粒子相互作用の理論について説明する．磁気圏内ではプラズマ中にホイッスラー波やアルヴェン波などの様々な波動が存在している．太陽風によってプラズマシートに流入したプラズマ粒子は，サブストーム現象によって内部磁気圏へと解放される．その際に，プラズマ粒子が加速されることで高いエネルギーの粒子となり，プラズマシート付近で加速された粒子とプラズマ波動とで共鳴が起こり，波動と粒子間のエネルギー交換が行われ，EMIC 波動やコーラス波動などが励起される．この共鳴をサイクロトロン共鳴（波動粒子相互作用）と呼び，このサイクロトロン共鳴条件の理論は式 (2.1) で表され，イオンと電子のサイクロトロン角周波数 ω_{ci} と ω_{ce} を式 (2.2) と式 (2.3) に示す． ω は波動の角周波数， $k_{\parallel}$ は波動伝搬ベクトルの磁場並行成分， $v_{\parallel}$ は粒子速度の磁場並行成分， e は電子の電荷， m_i, m_e はイオンと電子の質量， B は磁束密度である．

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = \omega_c \quad (2.1)$$

$$\omega_{ci} = \frac{eB}{m_i} \quad (2.2)$$

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} \quad (2.3)$$

波動はサイクロトロン周波数より低い波なので，共鳴するためには式 (2.1) より， $k_{\parallel}v_{\parallel} < 0$ にならなければならない．すなわち，波と粒子が互いに逆方向に進行しているときに共鳴が起きることを意味している．サイクロトロン共鳴が起きると，粒子の磁力線垂直方向の速度 $v_{\perp}$ のエネルギーの一部が波に変換され，波動と粒子間でエネルギーの授受が行われる．このとき，速度 $v_{\perp}$ のエネルギーは小さくなるが速度 $v_{\parallel}$ は加速か減速が起きるためエネルギーの変化が起きる．

サブストームによって磁気圏内部に流入してきた粒子は磁気赤道付近で立っており，磁場に垂直な方向の温度が，平行な方向の温度より大きくなっている（温度異方性）．この異方性を解消するためにサイクロトロン共鳴がおこり，波動が粒子からエネルギーを得て成長する（サイクロトロン不安定性）[35]．磁気赤道面では波動の線形成長率が最大となり，波は徐々に成長し，異なる周波数の波が重ねあわされたインコヒーレントな波になる．線形成長率が最大となる周波数になるにつれ振幅も大きくなり，波はコヒーレントな波へと変化する．その振幅がある一定の閾値を超えると非線形成長が起こる（非線形

成長理論 [33][36][37])。このように、サイクロトロン共鳴が起きると粒子の軌道（ピッチ角）が変化することをピッチ角散乱と呼ぶ。サイクロトロン運動している粒子は、南北両半球の間を往復運動（バウンス運動）しており、バウンス運動の反射点は以下の式 (2.4) で与えられる。

$$\frac{1}{B_m} = \frac{\sin \alpha_e}{B_e} \quad (2.4)$$

B_m は、反射点高度での磁場強度、 B_e は磁気赤道での磁場強度、 α_e は磁気赤道でのピッチ角である。この式は、ピッチ角 α_e が小さくなると、反射点の磁場強度が大きく（反射点高度が低い）なる必要がある。反射点高度が 300 km 以下になると大気密度が急激に増加し、粒子と大気粒子間で衝突が起こり、オーロラが発光する。この粒子の反射が起こらないピッチ角をロスコーンと呼ばれている。サイクロトロン共鳴が起こると高エネルギー粒子はプラズマ波動によるピッチ角散乱によって、ピッチ角が小さくなり、ロスコーンの中に入る粒子が増加する。この高エネルギー粒子が高層大気と衝突することでプロトンオーロラやフラッシュオーロラが発光する。

2.3 プロトンオーロラとフラッシュオーロラ

2.3 章では、波動粒子相互作用によって発生したプロトンオーロラとフラッシュオーロラについて説明する。プロトンオーロラとフラッシュオーロラは数 keV から数 MeV の高エネルギーイオンと電子が地上に降下することで発光するオーロラである。プロトンオーロラとフラッシュオーロラは他のオーロラにはない時間特徴を持っていることが確認されている。以下にプロトンオーロラと EMIC 波動、フラッシュオーロラとコーラス波動における時間特徴の比較を示す。さらに、図 2.1 (a) にプロトンオーロラと EMIC 波動の関係性、図 2.1 (b) にフラッシュオーロラとコーラス波動の関係性を示す。

・主脈動成分（プロトンオーロラのみ）

EMIC 波動の元素周期によって発生する明滅周期で、プロトンオーロラは 0.01 Hz 程度で発光する [38][39]。

・高速変調成分（プロトンオーロラとフラッシュオーロラ）

EMIC 波動やコーラス波動のサブパケット構造によって発生する明滅周期で、プロトンオーロラは 0.1 Hz 程度 [39], フラッシュオーロラは数十 Hz 程度 [40] で発光する.

・ 1 Hz 変調成分 (プロトンオーロラのみ)

本研究によって初めて観測した発光成分であり, EMIC 波動の電力成分によって発生する明滅周期で, プロトンオーロラは 1 Hz 程度で発光する [41].

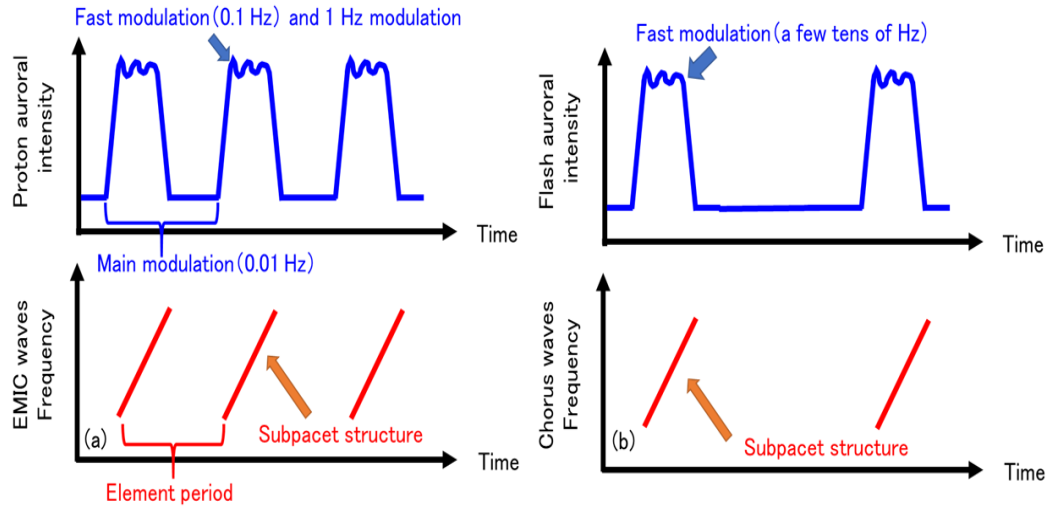


図 2.1: プロトンオーロラと EMIC 波動, フラッシュオーロラとコーラス波動の時間特性の関係

2.4 オーロラとプラズマ波動の地上・衛星観測

2.4 章では, プロトンオーロラと EMIC 波動, フラッシュオーロラとコーラス波動の地上・衛星観測について説明を行う.

オーロラの地上観測は, PWING プロジェクト (study of dynamical variation of Particles and Waves in the Inner magnetosphere using Ground-based network observations) [42] によって多地点地上ネットワーク観測が行われている. 本研究におけるプロトンオーロラの観測は, カナダ (調査研究実施国) のアサバスカ (54.7°N, 246.7°E, 磁気緯度: 61.3°N, L 値=4.5 程度), フラッシュオーロラの観測は, アメリカのガコナ (63.2°N, 214.7°E, 磁気緯度: 63.2°N, L 値=4.9 程度) で観測を行ったデータを使用する.

プロトンオーロラとフラッシュオーロラの観測として, 図 2.2 に示す全天高速 EMCCD カメラを使用している. アサバスカで使用されたオーロラカメラは, 110 Hz の高時間分

解能で視野角は全天で 128×128 の画素，ガコナで使用されたオーロラカメラは，100 Hz の高時間分解能で視野角は全天で 256×256 の画素画像化され，オーロラの高解像度な撮像観測が行われる．



図 2.2: 全天 EMCCD カメラ

今回用いた EMCCD カメラには，特定の波長の発光のみを通すようにフィルタをかけている．BG3 フィルタ [43] を用いることで，電子と酸素イオンの衝突による遅い発光（波長：557.7 nm，630.0 nm）を取り除き，窒素分子との衝突による速い発光（波長：427.8 nm 等）を観測している．プロトンオーロラとフラッシュオーロラの観測データの例として，図 2.3 に 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:30 UT に観測されたプロトンオーロラ，図 2.4 に 2017 年 3 月 30 日 13:27.810 から 13:28.220 UT に観測されたフラッシュオーロラを示す．赤枠で囲まれたところにプロトンオーロラとフラッシュオーロラが発光している．

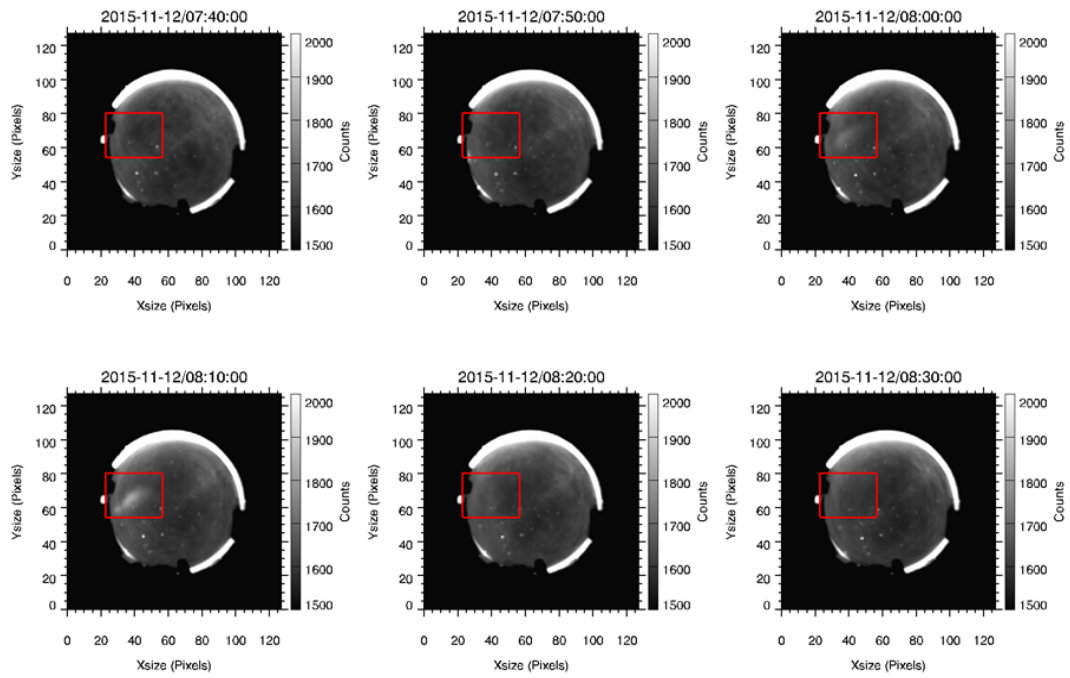


図 2.3: 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:30 UT における EMCCD カメラによるプロトンオーロラの撮像

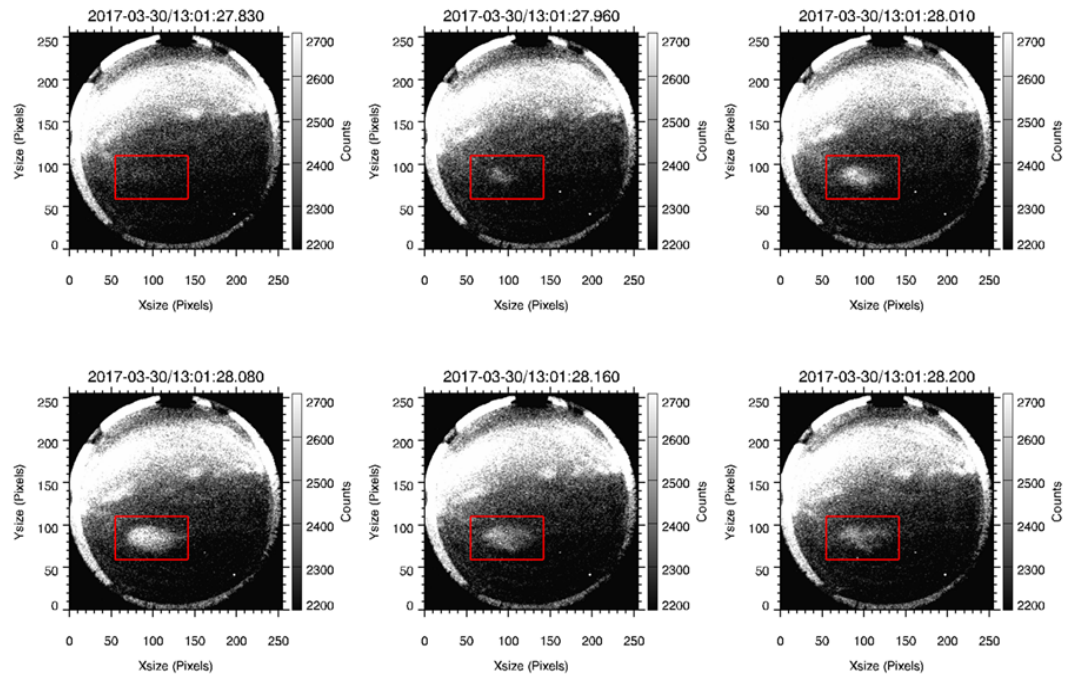


図 2.4: 2017 年 3 月 30 日 13:27.810 から 13:28.220 UT における EMCCD カメラによるフラッシュオーロラの撮像

EMIC 波動は地上では Pc 1 地磁気脈動として観測することができる．Pc1 地磁気脈動の観測として，誘導磁力計を使用して地磁気変動の中の Pc1 地磁気脈動を高感度で観測している [44]．サンプリング周波数は 64 Hz で，東西方向と南北方向の地磁気変動を観測している．カナダのアサバスカで観測した 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT における東西方向成分と南北方向成分の Pc1 地磁気脈動を図 2.5 に示す．図 2.5 (a) と (b) は Pc1 地磁気脈動の東西方向と南北方向成分の時間波形，(c) と (d) は (a) と (b) の FT 図を求めたものである．EMIC 波動の特徴であるライジングトーン構造のエレメントが確認できる．

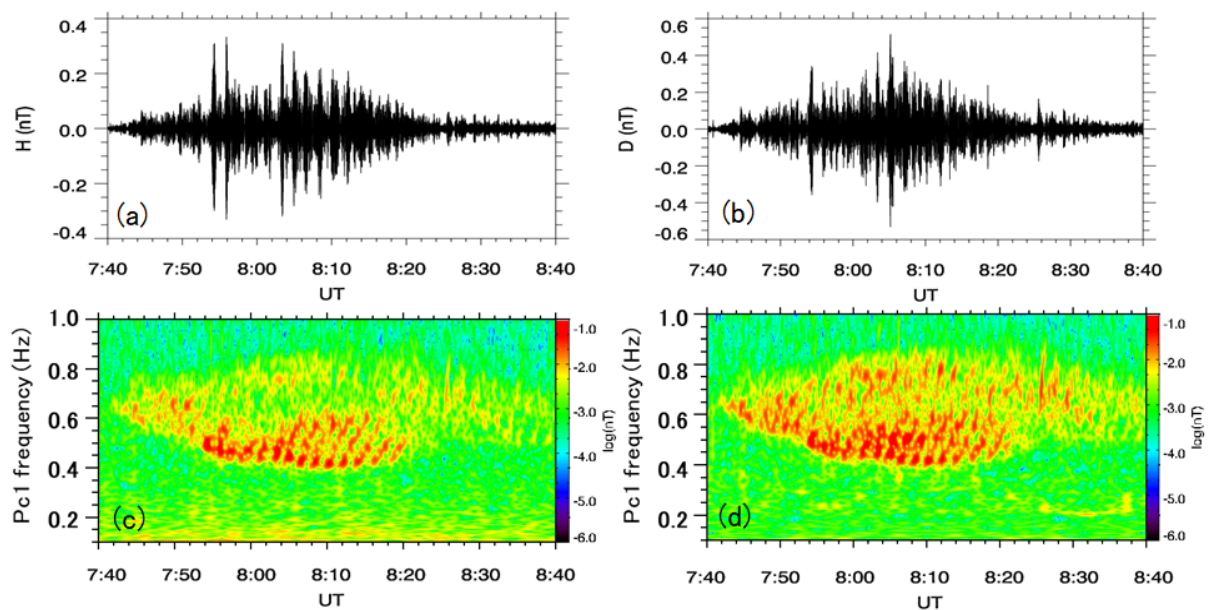


図 2.5: 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT における EMIC 波動

コーラス波動は，あらせ衛星で観測された磁界スペクトル強度の時間変化を使用する．あらせ衛星 [45] は，宇宙科学研究所によって打ち上げられ，波動粒子相互作用のメカニズム解明を世界で初めて直接観測しようとしている．コーラス波動のデータとして，あらせ衛星の WFC で観測された磁界波形データを使用 [46][47][48] する．コーラス波動のサンプリング周波数は 65536 Hz となっているため，サンプリング周波数が 100 Hz（フラッシュオーロラの観測カメラと同じサンプリング周波数）になるように平均処理をとり，ダウンサンプリングを行う．図 2.6 に 2017 年 3 月 30 日 13:26.010 から 13:29.100 UT に観測されたコーラス波動を示す．(a) と (b) は東西方向と南北方向成分の時間波形出，(c) と (d) は (a) と (b) の FT 図を求めたものである．発生時間が 2 秒程度の孤立したライジング

トーン構造のコラス波動エレメントが確認できる。

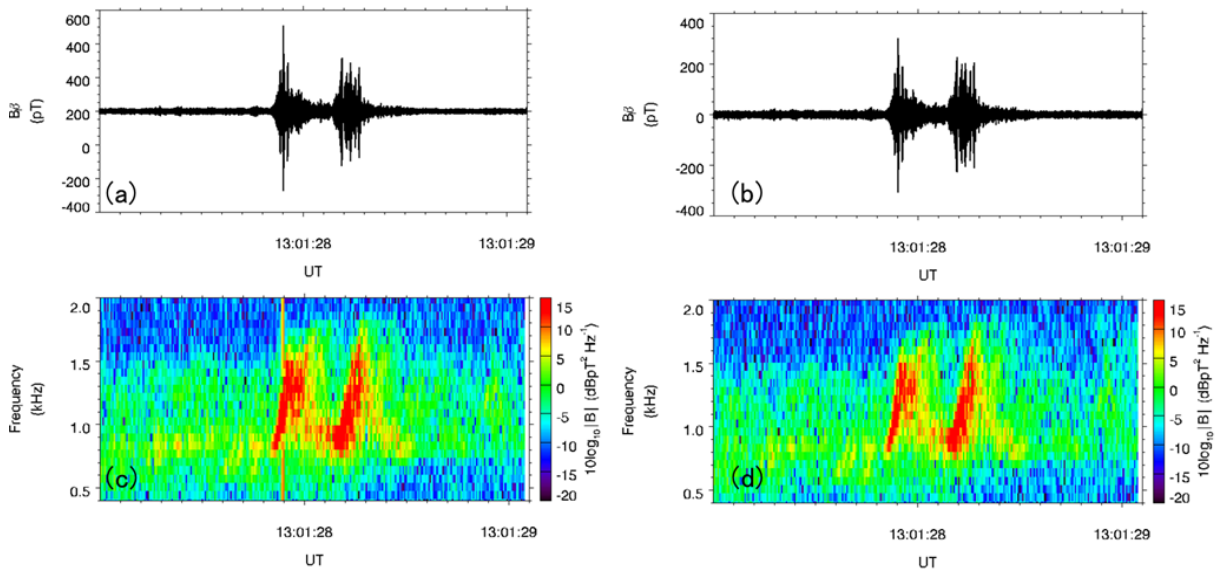


図 2.6: 2017 年 3 月 30 日 13:26.010 から 13:229.100 UT におけるコラス波動

2.5 脈動オーロラ領域検出アルゴリズム

2.5 章では、脈動オーロラ（プロトンオーロラやフラッシュオーロラなど）の領域検出方法 [49] について説明する。

従来、脈動オーロラの研究では、観測者の主観に基づき、画像の領域分割や解析が行われていた。従来の脈動オーロラの領域検出は、観測画像に対して観測者が大まかな範囲指定と閾値処理（観測者が閾値を決める方法や大津の二値化）を用いるのが一般的であった [50][51]。対象外のオーロラに埋もれていない脈動オーロラは、範囲指定と閾値処理によって領域検出が可能であったが、解析者の負担が多く、非効率的であった。対象外のオーロラに埋もれている脈動オーロラは、脈動オーロラの領域検出が困難であった。

本研究では、脈動オーロラ領域検出法を開発することで客観的に脈動オーロラを発見し、さらに対象外のオーロラに埋もれている脈動オーロラも検出可能にすることを目的としている。脈動オーロラ領域検出アルゴリズムを図 2.7 に示す。判別処理（Discrimination process）では、脈動オーロラの発光成分と対象外の発光成分に分離を行い、処理後の画像に対して、雑音低減処理（Noise reduction）と領域抽出処理（Region extraction）を行

い、脈動オーロラの領域を検出する。

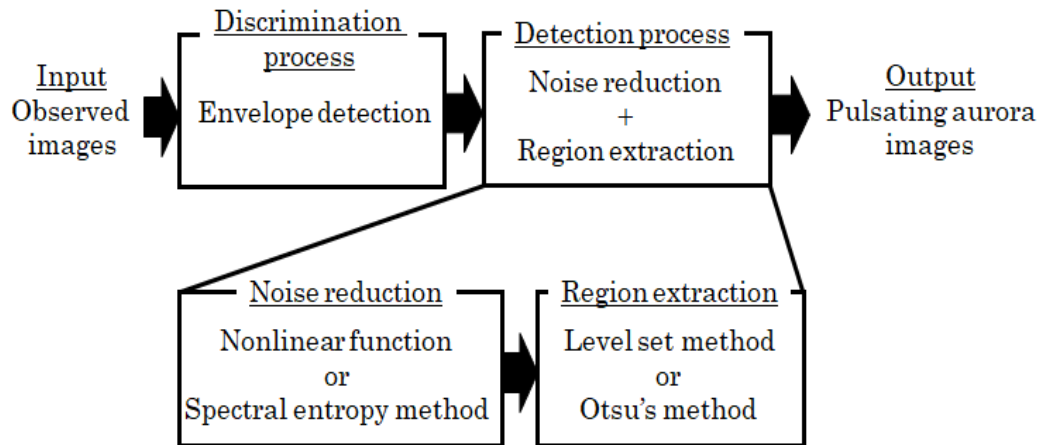


図 2.7: 脈動オーロラ領域検出アルゴリズム

2.5.1 判別処理

脈動オーロラを観測した画像は、他のオーロラや謎光、星の光などの発光成分が存在している。そのため、判別処理を行わず領域検出処理を行うと脈動オーロラだけでなく、対象外の発光成分も検出される。脈動オーロラの脈動する特徴を利用し、各画素の輝度変化から包絡線検波を用いることで速い周期成分（脈動オーロラの発光成分）と遅い周期成分（対象外の発光成分）の分離を行う。図2.8が本研究で用いる包絡線検波（下端）の計算過程である。(a)の黒の実線が脈動オーロラの発光成分が含まれている画素の輝度変化、青の実線が黒の実線の Low-pass filter 後の変化である。(b)の青の実線は、黒の実線の輝度値が青の実線より小さい（黒<青）区間を黒の実線で上書きを行う。(c)の青の実線は、(b)の青の実線を(a)のときと同じ Low-pass filter をかけることで求める。(a)から(c)を10回ループした結果が(d)の青の実線である。Low-pass filter のカットオフ周波数は、0.005 Hz とした。

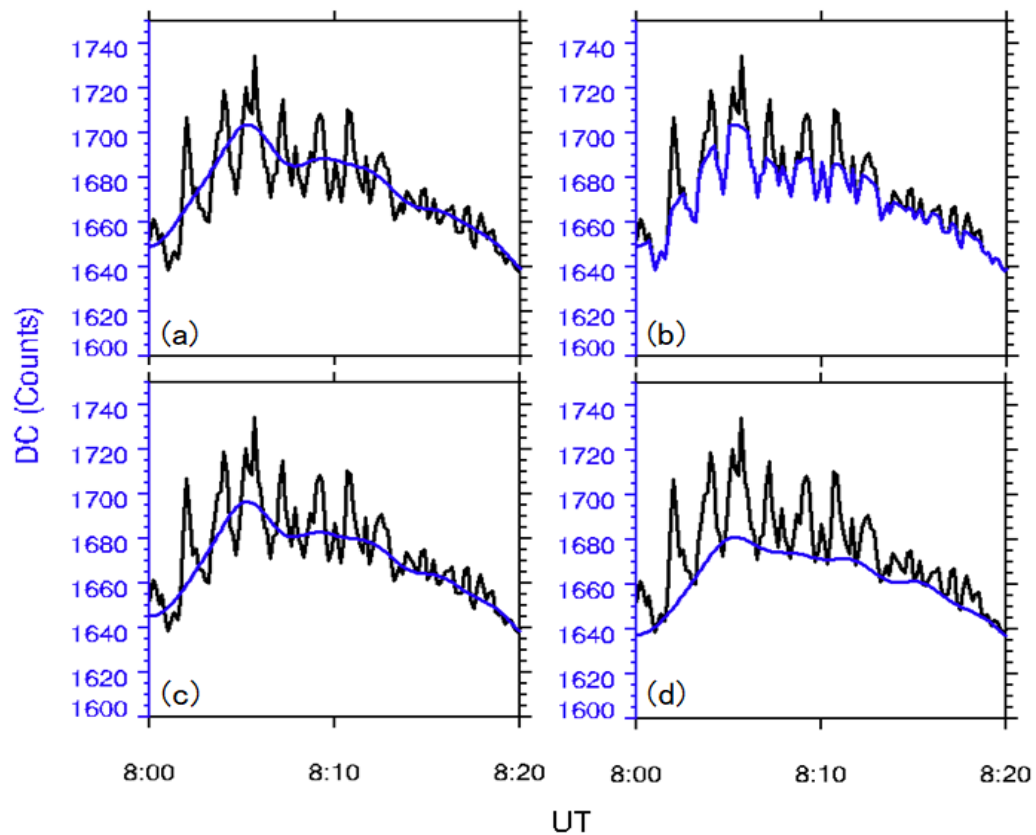


図 2.8: 包絡線検波の方法

脈動オーロラの発光成分画像を AC 画像，対象外の発光成分画像を DC 画像と呼称する．2015 年 11 月 12 日 7 時 40 分から 8 時 40 分におけるアサバスカの観測データに判別処理を行った結果を図 2.9 (a : AC 画像，b : DC 画像) に，脈動オーロラの発光成分が含まれている画素の輝度変化 (黒) と DC (青)，AC (赤) 成分を図 2.9 (c) に示す．このとき，全天画像ではピクセルごとによって距離が大きく異なるため，地理座標系に変化を行っている．地理座標変換によって 200×200 の画像とし，アサバスカの観測画像において経度は $-119.5 \sim -110.5$ 度，緯度は $52.45 \sim 56.95$ 度の範囲で表示した (観測地点高度 : 0.5 km, オーロラ発光高度 : 110 km を仮定) ．図 2.9 (c) を見ると，脈動オーロラの脈動発光成分のみ AC 画像に分離できているのが確認できる．脈動オーロラがその他のオーロラに重なっているときの観測画像 (2015 年 02 月 17 日 10 時 10 分から 10 時 12 分) を図 2.9 (d) に，判別処理後の AC 画像を図 2.9 (e) に示す．図 2.9 (d), (e) を見ると，対象外のオーロラに重なっている脈動オーロラも分離できているのが確認できる．このように，従来の

観測者による判別では検出できない脈動オーロラが検出可能になる。

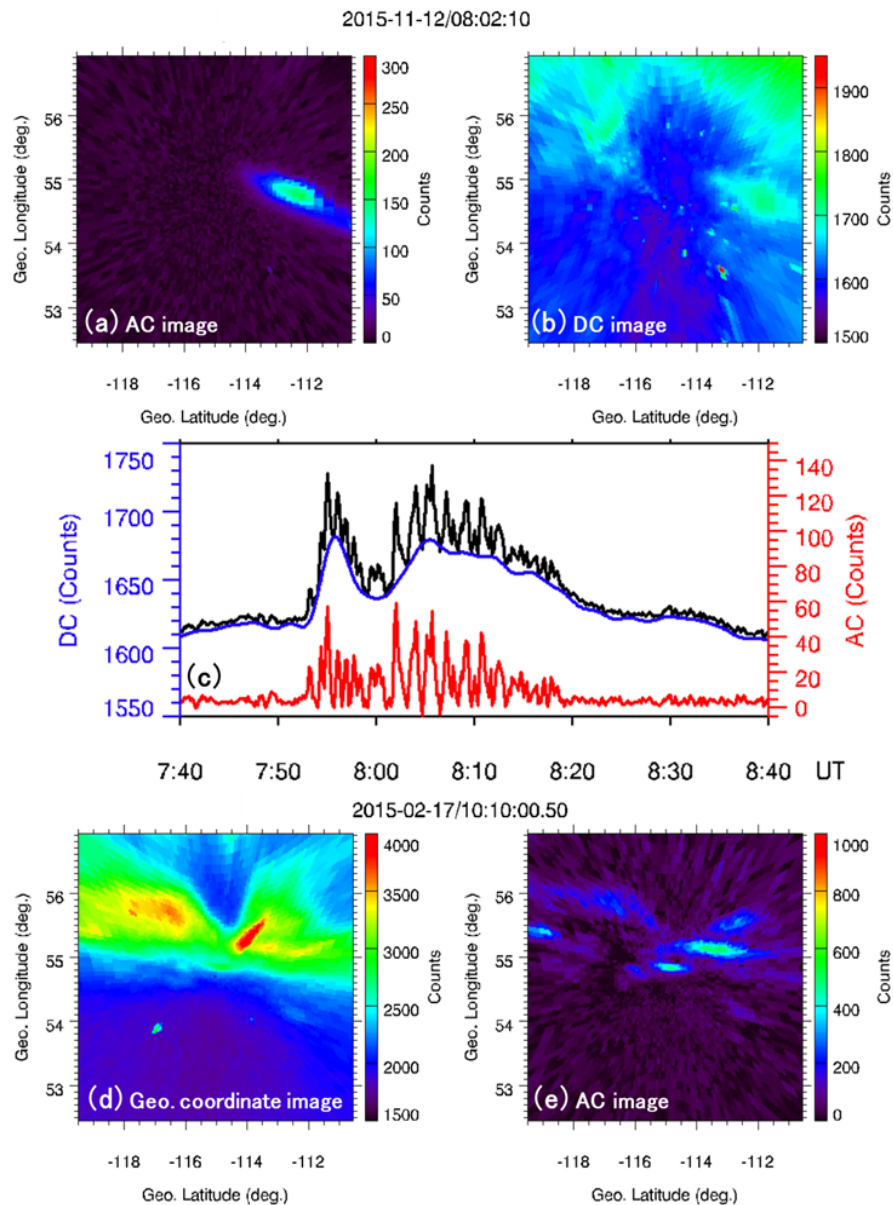


図 2.9: 脈動オーロラの判別処理後の画像

2.5.2 雑音低減処理

AC 画像には、スパイクノイズや白色雑音などが付加されているため、雑音を低減する処理を行う。スパイクノイズに対しては、 15×15 km の Median filter 処理で除去を行う。白色雑音に対しては、非線形関数 (Nonlinear function) による補正とスペクトルエントロピー (Spectral entropy) 法 [52] の比較を行った。非線形関数による補正では、各画素

の輝度値に式 (2.5) で補正を行う. x_i は x 軸方向の各画素番号, y_j は y 軸方向の各画素番号, $h(x_i, y_j)$ は AC 画像の画素, $g(x_i, y_j)$ は非線形関数による補正後の画素 (雑音低減後画像の画素) である.

$$g(x_i, y_j) = h(x_i, y_j)^2 \quad (2.5)$$

これによって, 主に脈動オーロラである輝度値が高い画素は伸長され, 白色雑音や迷光などの輝度が低い画素は, 脈動オーロラである輝度値と相対的に縮小される. AC 画像 (図 2.10 (a)) に対して Median filter と非線形関数で補正し, 0~255 に正規化した結果を図 2.10 (b) に示す. 脈動オーロラの輝度が伸長されて, 白色雑音や謎光が低減されているのが確認できる. しかし, 輝度値が小さい脈動オーロラのふち部分の発光成分も縮小させる欠点もある.

スペクトルエントロピー法は雑音を推定する手法であり, 信号のスペクトルを確率分布として考え, 信号区間と定常雑音区間を判別する手法である. スペクトルエントロピーは, 式 (2.6) によって算出される. H はスペクトルエントロピー, p_k は k 番目の周波数の存在確率, X_k は k 番目の周波数のパワーである. また, f_1, f_2 は処理対象の周波数帯域の下限値と上限値である. 白色雑音のようなスペクトルが均一である信号ではスペクトルエントロピーは低くなり, 信号のようなスペクトルが不均一な信号では高い値となる.

$$H = \sum_{k=f_1}^{f_2} p_k \log_2 p_k \quad (2.6)$$

$$p_k = \frac{X_k}{\sum_{i=f_1}^{f_2} X_i}$$

スペクトルエントロピーを各画素に対して算出し, 0~1 に正規化する. 図 2.10 (a) のスペクトルエントロピー画像を図 2.10 (c) に示す. このとき, f_1 と f_2 は, 0.0 と 2.0 Hz とした. 脈動オーロラが出現している領域はスペクトルエントロピーが高くなり, その他の領域は小さくなることが確認できる. Median filter をかけた AC 画像に対してスペクトルエントロピー画像をマスク処理 (画像間での掛け算処理) し, 雑音低減処理を行う. 図 2.10 (a) にマスク処理を行った結果を図 2.10 (d) に示す. 非線形関数による補正と異なり, 脈動オーロラの領域が縮小することなく雑音低減できる.

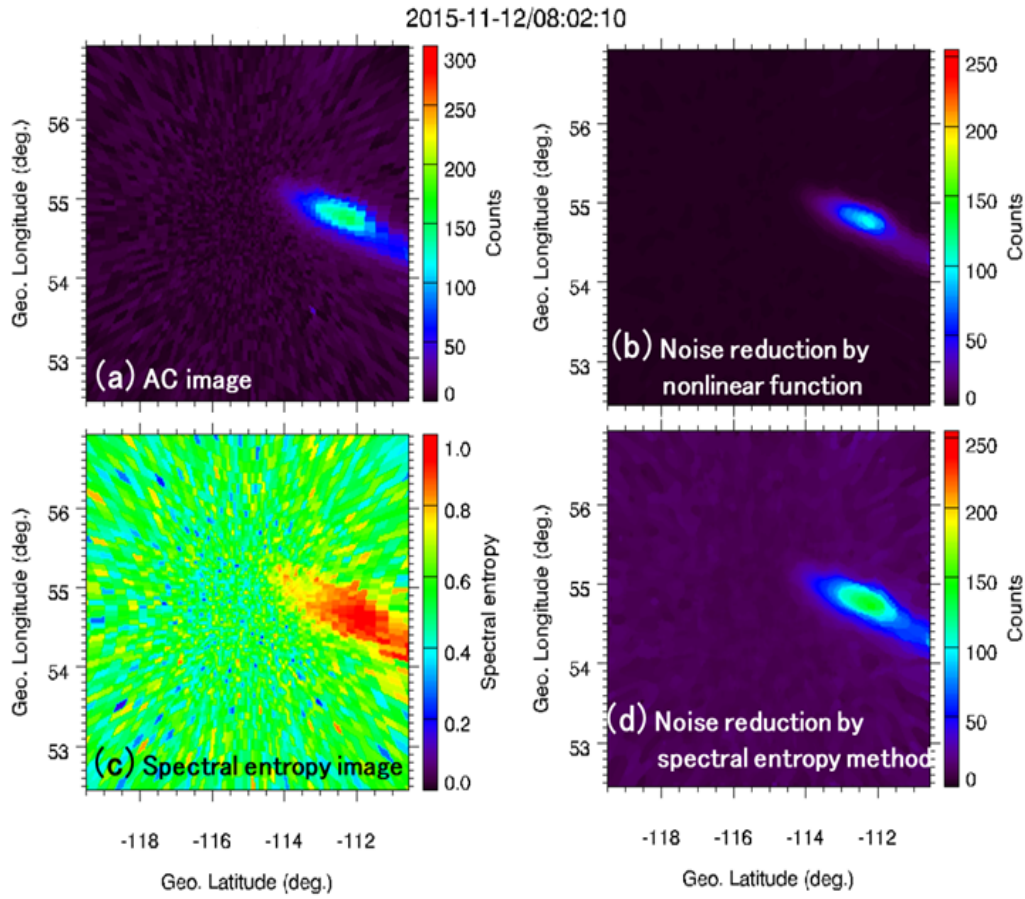


図 2.10: 雑音低減処理の結果

2.5.3 領域抽出処理

判別処理と雑音低減処理を行った画像に対して、領域抽出を行う。Median filter を適用できない画素は、領域抽出されないようにした。本研究では、動的輪郭モデルの一種であるレベルセット法 (LSM : Level set method) [53][54] と一般的な二値化で用いられる大津の二値化 (OTSU : Otsu's method) [55] の比較を行った。

レベルセット法は動的輪郭モデルの一種であり、領域の分離や結合を自然な形で表現できる。レベルセット法は曲線の状態 (収縮, 膨張, 曲率変化等) を偏微分方程式で表し、境界の進行を偏微分方程式の解として表すものである。レベルセット法は、対象としている空間 (2次元空間) に対して1次元が高い空間 (3次元空間) を想定し、検出する境界をその高次元空間で定義された補助関数の断面として考える。図 2.11 のように、2次元空間上で時刻 t において検出領域 Ω を考える。このとき、レベルセット法ではこの領域

を，図 2.11 に示すような 3 次元空間で定義された補助関数 Φ のゼロ等高面 $\Phi = 0$ とする．次に，次時刻 $t + \Delta t$ において，この補助関数 Φ を移動や変形の更新を行う． $\Phi = 0$ をゼロ等高面として，その時刻の領域 Ω_{T1} と Ω_{T2} を検出する．これを繰り返し行い，自然な形で境界の分離，結合が表現できる．

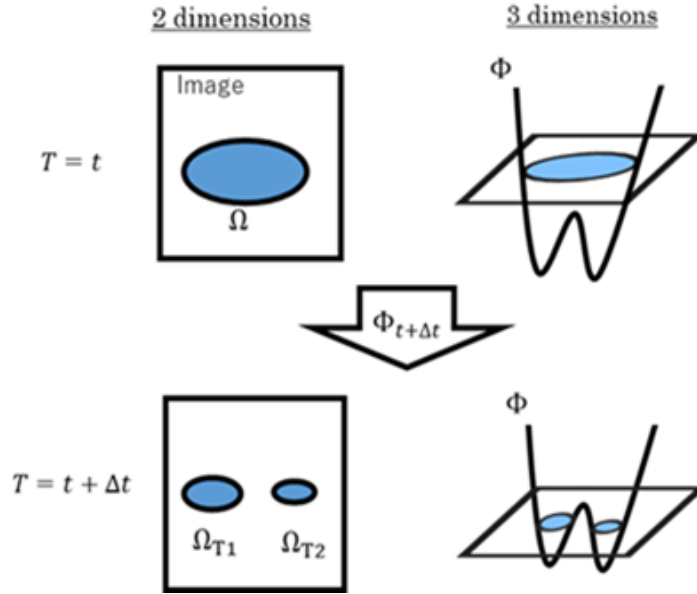


図 2.11: レベルセット法 の概念図

2 次元画像での輪郭線の検出を考える．時刻 t での境界線を $C(\mathbf{p}, t)$ とする． $\mathbf{p}$ を輪郭線上の点とし，移動速度 $F(\kappa)$ で境界線の法線方向 $\mathbf{N}$ に移動すると考える．この κ はその点での境界線の曲率である．そのため，以下の式が成り立つ．

$$C_t = F(\kappa) \mathbf{N} \quad (2.7)$$

$$C(\mathbf{p}, 0) = C_0(\mathbf{p}) \quad (2.8)$$

$F(\kappa)$ は成長速度と呼ばれ， C_t は境界 C の時間変化， $C_0(\mathbf{p})$ は初期曲線である．ここで補助関数 $\Phi(x_i, y_j, t)$ を導入し，境界線 $C(\mathbf{p}, t)$ はその一部とする．点 $\mathbf{p}(t)$ が境界線 $C(\mathbf{p}, t)$ 上に存在するため，

$$\Phi(\mathbf{p}(t), t) = 0 \quad (2.9)$$

と表される．式 (2.9) を偏微分すると，

$$\Phi_t + \nabla \Phi (\mathbf{p}(t), t) \mathbf{p}_t = 0 \quad (2.10)$$

となる．曲線上の単位法線ベクトルは

$$\mathbf{N} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (2.11)$$

と表される．さらに，成長速度 $F(\kappa)$ は境界 $C(\mathbf{p}, t)$ の法線方向速度であるから，

$$\mathbf{p}_t \cdot \mathbf{N} = F(\kappa) \quad (2.12)$$

となる．これにより式 (2.10) は次のように書ける．

$$\Phi_t = -F(\kappa) |\nabla \Phi| \quad (2.13)$$

$$\Phi(C_0(p), 0) = 0 \quad (2.14)$$

また，境界線の曲率である κ は，式 (2.15) と表せる．

$$\kappa = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \Phi}{|\nabla \Phi|} \right) \quad (2.15)$$

このように境界 $C(\mathbf{p}, t)$ を直接的に移動する代わりに，式 (2.13) によって補助関数 $\Phi(x_i, y_j, t)$ を更新し， $\Phi(x_i, y_j, t) = 0$ を満たす線を新たな境界線とすることで，境界の分離に対応した領域追跡が可能である．成長速度 F は，次の式 (2.16) とした．

$$F = -G(I) - \alpha G(I) \kappa + \beta \frac{\nabla G(I) \cdot \nabla \Phi}{|\nabla \Phi|} \quad (2.16)$$

$$G(I) = \frac{1}{1 + |I|^m} \quad (2.17)$$

I は画像情報， α は 1.0， β は 0.4， m は 3 とした．

大津の二値化は、画像の輝度値ヒストグラムの分布を閾値で2つのクラスに分割する手法である。この時、2つのクラスの分散の平均 σ_W^2 と2つのクラスの平均間の距離 σ_B^2 の比を用い、比が最大になるような閾値 th を決める。クラス内分散 σ_W^2 とクラス間分散 σ_B^2 は、

$$\sigma_W^2 = \frac{\omega_1 \sigma_1^2 + \omega_2 \sigma_2^2}{\omega_1 + \omega_2} \quad (2.18)$$

$$\sigma_B^2 = \frac{\omega_1 \omega_2 (M_1 - M_2)^2}{(\omega_1 + \omega_2)^2} \quad (2.19)$$

で与えられる。分割したクラス i ($i = 1, 2$) の画素、分散、平均輝度値を ω_i , σ_i , M_i とする。全画素の輝度値の分散を σ_T^2 とすると、平均値の分散とクラス内分散の比は、

$$\frac{\sigma_B^2}{\sigma_W^2} = \frac{\sigma_B^2}{\sigma_T^2 - \sigma_B^2} \quad (2.20)$$

となる。全分散 σ_T^2 は定数であるため、式 (2.20) を最大にするには、 σ_B^2 を最大にする閾値 th を選択する。

図 2.10 (b), (d) に対してレベルセット法を用いて脈動オーロラのパッチ領域を抽出した結果を図 2.12 (a), (b), 大津の二値化を用いた場合を図 2.12 (c), (d) に示す。図 2.12 は観測された画像に脈動オーロラの領域輪郭（赤枠）を重ねている。大津の二値化は、画像内の輝度ヒストグラムから閾値を決めて輪郭を検出しているため、図 2.12 (c), (d) のように雑音低減処理の手法の違いで、輪郭が大きく影響を受けやすいが、レベルセット法は、輝度値だけでなく曲率などの曲線の状態から輪郭を検出しているため、図 2.12 (a), (b) のように雑音低減処理の手法の違いで、輪郭に影響を受けない。

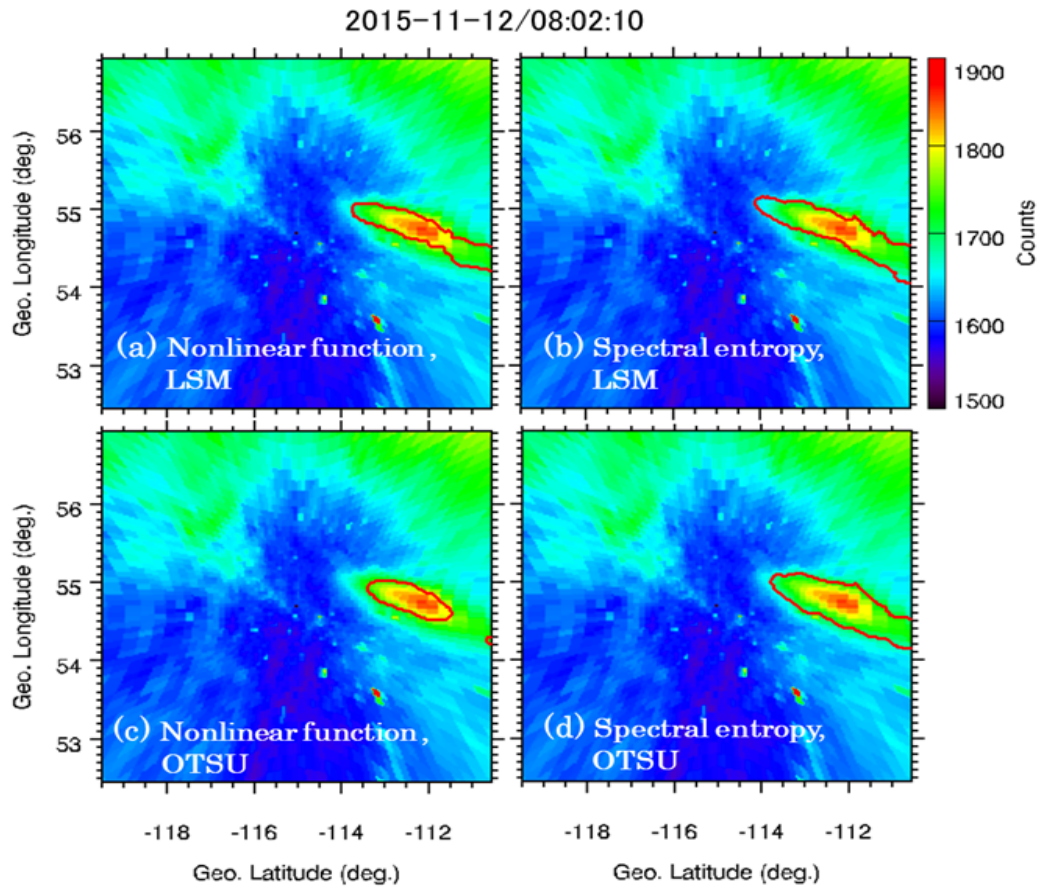


図 2.12: 脈動オーロラの領域検出結果

2.6 レイトレーシング解析と Volume Emission Rate によるフラッシュオーロラの再現方法

2.6 章では、レイトレーシング解析と Volume Emission Rate (VER) を用いたフラッシュオーロラを再現する方法について説明する。従来、フラッシュオーロラは高時間分解能カメラによる撮像によって時空間解析が行われていた [40]。地上観測によるフラッシュオーロラの時空間解析では、フラッシュオーロラの時空間特性について詳細に分かってきたが、フラッシュオーロラを発生させるコーラス波動の詳細な時空間分布については、十分に分かっていない。この原因として、フラッシュオーロラを発生させるコーラス波動は、磁気圏の磁気赤道周辺で発生するため、地上観測のみでは、磁気圏におけるコーラス波動の様相を調査できていない。本研究では、レイトレーシング解析と VER [56][57] を用いる

ことで、様々なコーラス波動の時空間分布によるフラッシュオーロラを再現することを目指すとしている。3次元のレイトレーシング解析を用いることで、磁気圏におけるコーラス波動の伝搬経路（レイパス）を計算し、レイパス上ではコーラス波動と高エネルギー電子が共鳴・地上に散乱されるため、レイトレーシング解析によるコーラス波動が発生させるフラッシュオーロラの領域を推定できる。さらに、VERを用いることで、共鳴エネルギーとエネルギーフラックスからフラッシュオーロラの発光強度が算出できる。

2.6.1 レイトレーシング解析と Volume Emission Rate (VER)

本研究で用いるレイトレーシング解析は、3次元レイトレーシングアルゴリズムを用いる。このとき、粒子密度はGCPM2.2[58]、磁力線はTsyganenko 2002モデル[59]より計算を行う。3次元レイトレーシング解析によって、図2.13のように、レイの伝搬経路（レイパス）が得られる。図2.13はレイパスをSM座標系におけるX-Z平面で見たものである。表2.1にレイパスの解析条件を示す。

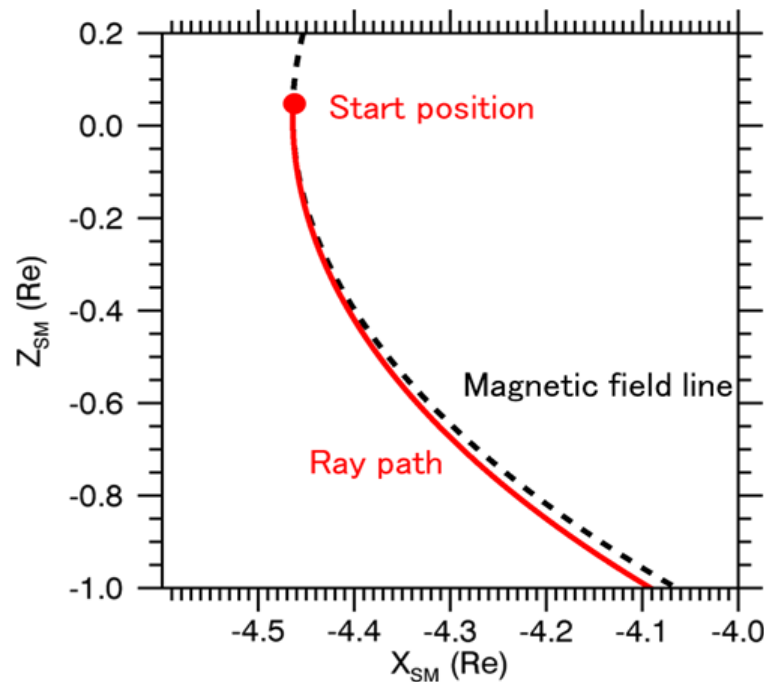


図 2.13: レイトレーシング解析によるレイパスの計算

表 2.1: レイトレーシング解析の入力パラメータ

Input parameters	
Frequency (Hz)	$0.4 f_{ce}$
Radial distance (Re) (Start position)	5.78
Geographic latitude (deg.) (Start position)	0.18
Geographic longitude (deg.) (Start position)	197.53
Time (UT)	2017/3/30 13:01:00
kp index	+3.0

Volume Emission Rate (VER) は、窒素分子の First positive 帯 (670.5 nm) を用いる。VER は、共鳴した電子のエネルギーと地上での発光高度から VER が計算できる。本研究で用いた 670.5 nm における各高度の VER を図 2.14 に示す。横軸が共鳴エネルギー、縦軸が VER で、色で各高度の VER を表している。VER の計算パラメータを表 2.2 に示す。

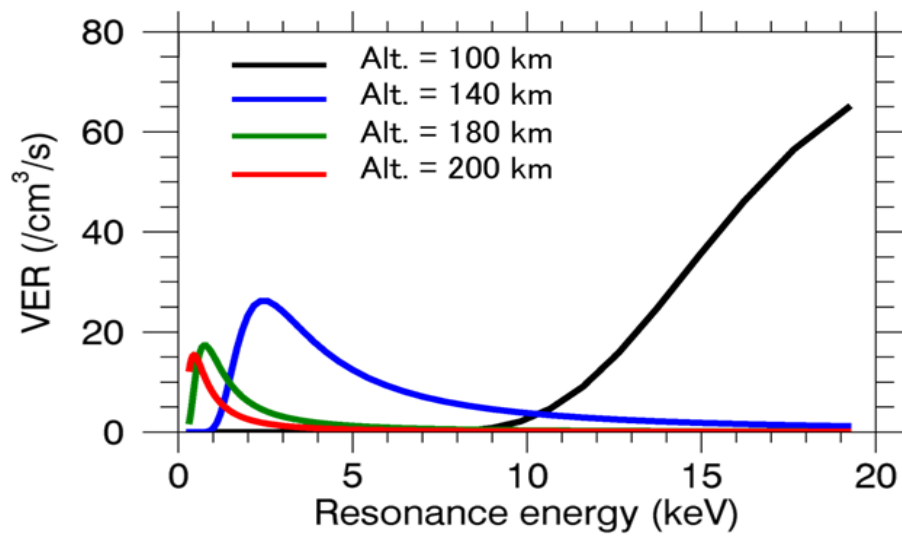


図 2.14: Volume emission rate

表 2.2: VER parameters

Input parameters	
Spectrum type	Gaussian
Total energy flux (mWm^{-2})	1.0
Time (UT)	2017/3/30 13:00:00
Geographic latitude (deg.) (Gakona)	62.39
Geographic longitude (deg.) (Gakona)	214.78

フラッシュオーロラの地上観測のカメラは、視線方向に積分し Counts 値として観測している。そのため、高度方向の発光成分は観測できていない。そのため、VER を式 (2.21) のように高度方向に積分することでレイリー値 (Ra) に変換し、フラッシュオーロラの観測画像との比較を可能にする。図 2.15 に VER をレイリー値に変換した結果を示す。横軸が共鳴エネルギーで縦軸がレイリー値である。高度方向の積分範囲は、80 km から 300 km とする。 V_{er} は VER 値、 Δh は高度方向の刻み幅 (km) である。

$$Ra = 0.1 \sum V_{er} \Delta h \quad (2.21)$$

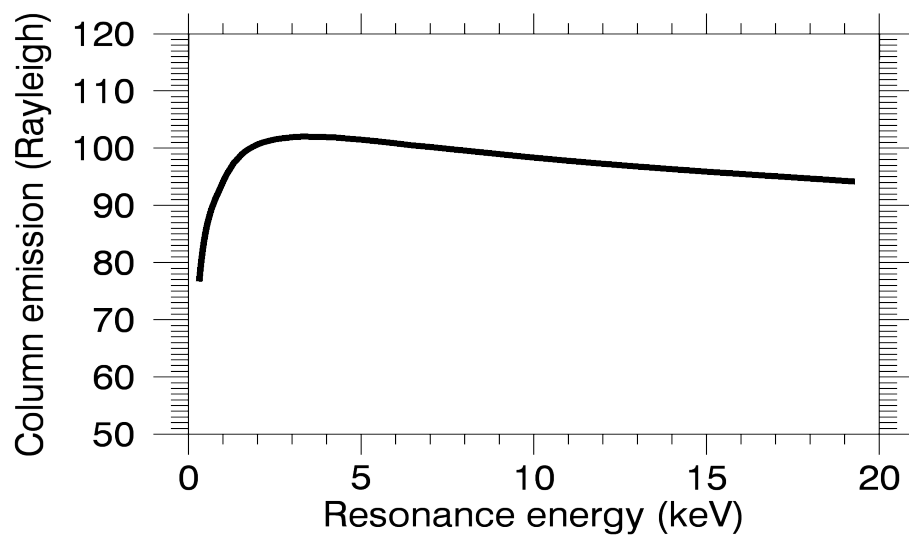


図 2.15: Column emission

上記の VER は、全エネルギーフラックスを $1.0 \text{ (mWm}^{-2}\text{)}$ と仮定している．そこで本研究はエネルギーフラックスを AE9 モデルより計算し、実際のエネルギーフラックスを考慮した VER を計算する．その計算方法について説明する．

Step 1 : AE9 による共鳴領域付近の Differential flux を計算する．

Step 2 : ある共鳴エネルギーでの全エネルギーフラックス Q_0 を計算する (式 (2.22))． f は Differential flux, E は共鳴エネルギー, ΔE は $\Delta E = 0.25E$ で求める．

$$Q_0 = 1.6022 \times 10^{-12} \int E f \Delta E \quad (2.22)$$

Step 3 : すべての高度の VER を Q_0 倍する．

Step 4 : すべての共鳴エネルギーに対して step 1 から step 3 の計算を行う．

上記の計算方法で、実際のエネルギーフラックスを考慮した VER が求められる．本研究では、AE9 モデルより求めた Differential flux を考慮した VER を使用する．2017 年 3 月 30 日 13:01:00 における $(X_{SM}, Y_{SM}, Z_{SM}) = (-4.8, -3.1, 0.02)$ での Differential flux を図 2.16 に示す．

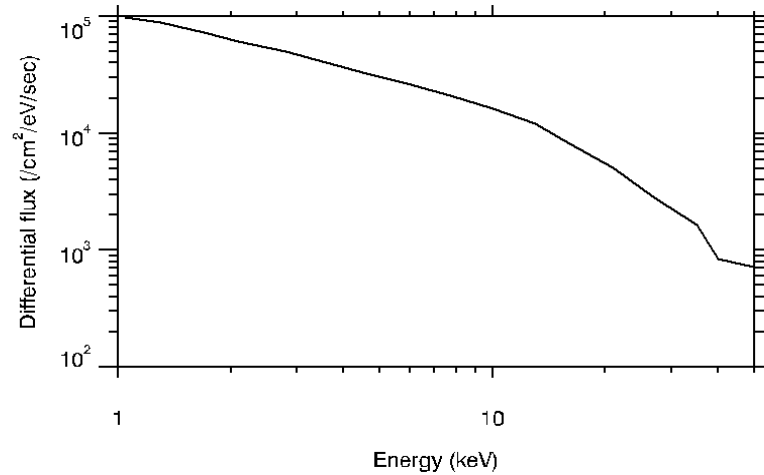


図 2.16: AE9 より求めた Differential flux

2.6.2 レイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現方法

次にレイトレーシング解析と VER を用いたフラッシュオーロラの再現方法について以下の5ステップの流れで説明する

Step 1 : レイトレーシング解析によるコーラス波動のレイパスを計算

レイトレーシング解析を用いてコーラス波動における各周波数ごとのレイパスを計算する.

Step 2 : レイパス各点における共鳴エネルギーの計算

レイトレーシング解析によって、レイパス上の位置 (SM 座標) や粒子密度, Wave normal を計算しているため, 式 (2.23) [60] を用いてレイパス上の共鳴エネルギー E_L を計算する. k は Wave normal, c は光速, α はピッチ角, ω は各周波数, m_e は電子の質量, ω_H はサイクロトロン周波数である.

$$E_L = 0.5m_e \left(\frac{\sqrt{\omega^2 k_{\parallel} + (\omega_H^2 - \omega^2) \left(k_{\parallel}^2 - \left(\frac{\omega_H}{c \cos \alpha} \right)^2 \right)} - \omega k_{\parallel}}{k_{\parallel}^2 + \left(\frac{\omega_H}{c \cos \alpha} \right)^2} \right)^2 \quad (2.23)$$

Step 3 : Tsyganenko 2002 モデルによるレイパス各点から地上までの磁力線をトレース

レイトレーシング解析によって計算したレイパス上の各点から Tsyganenko 2002 モデルによって地上までの磁力線をトレースする. この磁力線に沿って, コーラス波動によって散乱した電子が地上に向かって降下する. そのため, 地上でのオーロラ発光領域 (電子の降下領域) が得られる.

Step 4 : レイパス各点から地上までの共鳴電子の降下時間の算出

レイパス上で共鳴した電子は磁力線に沿って地上に降下する. 共鳴領域から地上までの共鳴電子の降下時間を式 (2.24) [61] の速度から算出する. B は磁場強度, s_i は発光高度 (110 km), s は磁力線上におけるある点での位置である.

$$v_{\parallel}(s) = \sqrt{\left(\frac{2E_L}{m_e}\right) \left(1 - \sin^2 \alpha \frac{B(s)}{B(s_i)}\right)} \quad (2.24)$$

Step 5 : Step 2 で計算した共鳴エネルギーからオーロラの発光強度を算出
 実際のエネルギーフラックスを考慮した VER からオーロラの発光強度を計算する.

図 2.17 に様々な周波数 (0.2, 0.4, 0.6 f_{ce} Hz) におけるコーラス波動のレイパス (ステップ 1) とレイパス上の共鳴エネルギーを計算した結果 (ステップ 2) を示す. レイトレーシング解析に与えた条件を表 2.4 に示す. コーラス波動はレイトレーシング開始位置から磁力線に沿う方向とし, サイクロトロン周波数 f_{ce} は 3200 Hz であった.

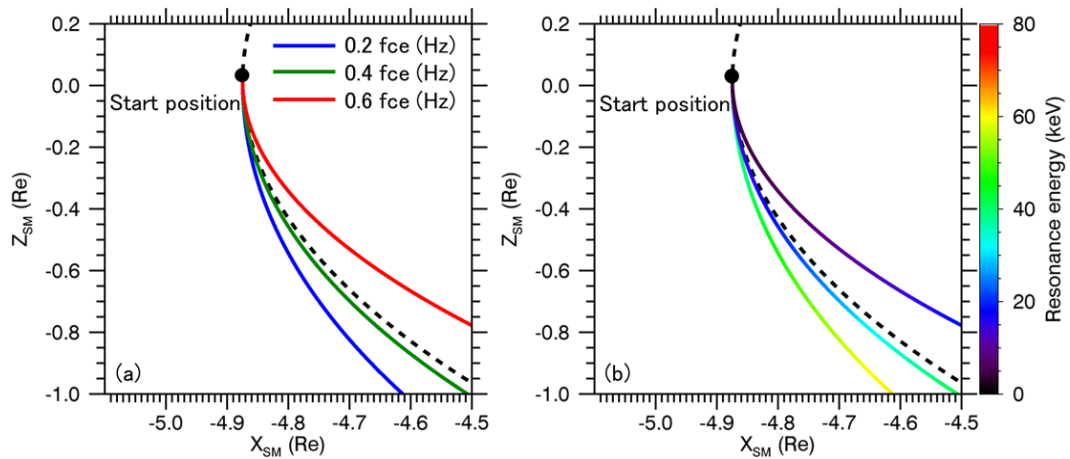


図 2.17: コーラス波動のレイパスと共鳴エネルギー

表 2.3: レイトレーシング解析の条件

Input parameters	
Radial distance (Re) (Start position)	5.78
Geographic latitude (deg.) (Start position)	0.18
Geographic longitude (deg.) (Start position)	197.53
Time (UT)	2017/3/30 13:01:00
kp index	+3.0

2.6.3 フラッシュオーロラの再現

実際にコーラス波動を仮定して、フラッシュオーロラを再現する．図 2.18 (a) に今回仮定したコーラス波動の FT 図を示す．コーラス波動はライジングトーン構造を仮定しており，周波数幅が $0.2f_{ce}$ から $0.5f_{ce}$ Hz, Sweep Rate が 5000 Hz/sec とした．さらに，図 2.18 (b) に今回仮定したコーラス波動の伝搬モデルを示す．図 2.18 (b) はポイントソースモデルで，レイトレーシング開始位置から円錐状に広がる伝搬モデルになっており，円錐の中心からの広がりをコーン角で表している．

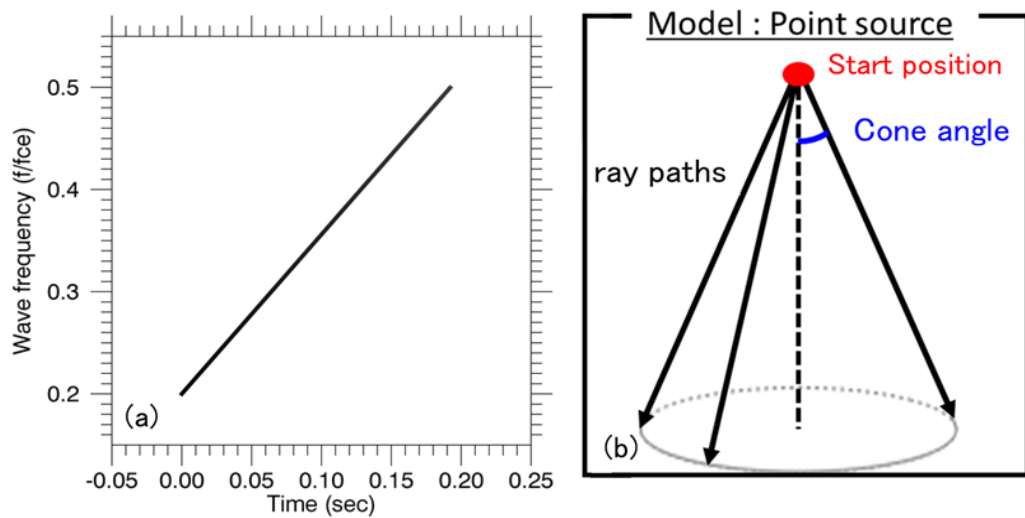


図 2.18: コーラス波動の FT 図と伝搬モデル

レイトレーシング解析と VER を用いてオーロラを計算した結果と実際に観測したフラッシュオーロラを図 2.19 に示す．レイトレーシング解析を行った条件を以下の表 2.4 に示す．図 2.19 (a) はレイトレーシング解析によるフラッシュオーロラ，図 2.19 (b) はガコナにおける地上観測（2017 年 3 月 30 日 13:02:00 UT から 13:02:01 UT）したフラッシュオーロラである．図 2.19 を比較すると，レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラは，1 点から徐々に大きくなり（拡大フェーズ），最大発光後に徐々に小さくなる（縮小フェーズ）時空間特徴が得られた．ポイントソースモデルを用いることで，実際に観測したフラッシュオーロラに近い時空間特徴を持っており，地上観測されたフラッシュオーロラをレイトレーシング解析と VER によって再現可能である．

表 2.4: レイトレーシング解析の入力パラメータ

Input parameters	
Radial distance (Re) (Start position)	5.78
Geographic latitude (deg.) (Start position)	0.18
Geographic longitude (deg.) (Start position)	197.53
Time (UT)	2017/3/30 13:01:00
kp index	+3.0
Frequency (Hz)	$0.2 \sim 0.5 f_{ce}$
Cone angle (deg.)	$0 \sim 20$

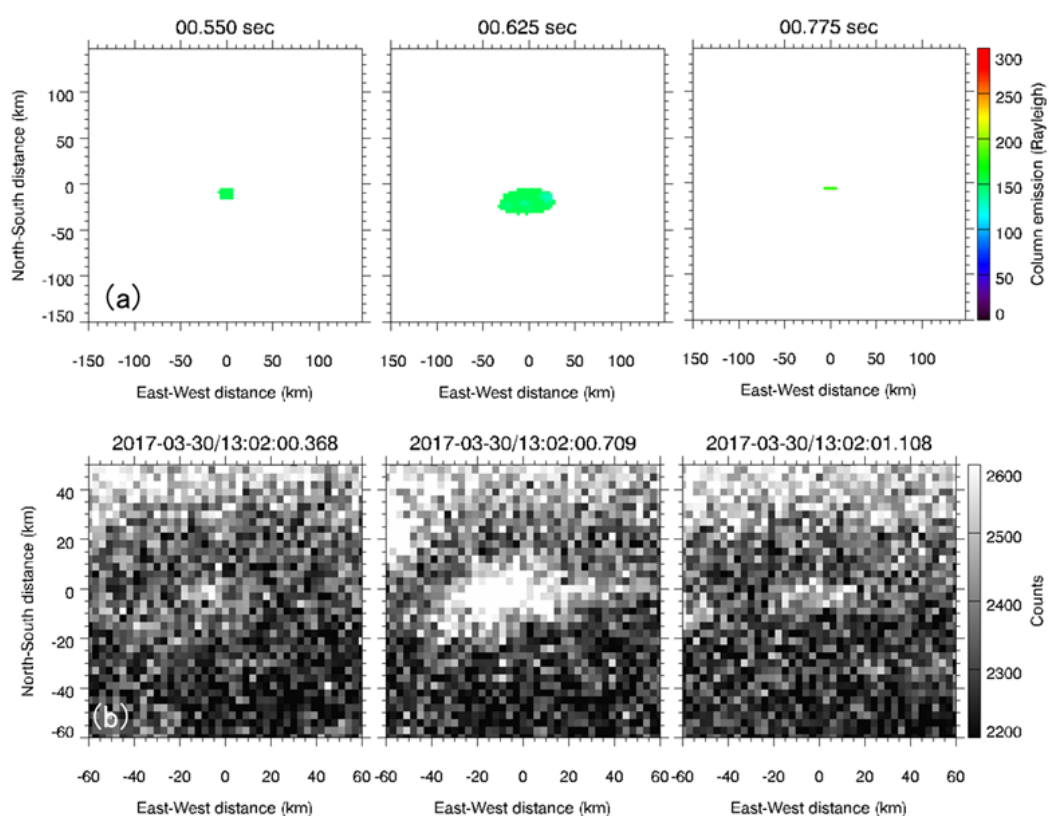


図 2.19: レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測されたフラッシュオーロラの比較

第3章 脈動オーロラ領域検出アルゴリズムの評価

3章では、2.5章で説明した脈動オーロラ領域検出手アルゴリズムにおいて、雑音低減処理として非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法、領域抽出処理としてレベルセット法と大津の二値化をそれぞれ用いた場合、どの組み合わせが脈動オーロラの領域分割に有効かをシミュレーションにより評価した。評価を行うために脈動オーロラパッチを式(3.1)の2次元のガウス分布にて模擬したテスト動画を制作した。

$$g = A \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - \mu_x)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - \mu_y)^2}{\sigma_y^2} \right) \right) \quad (3.1)$$

$$A = \frac{\sin(2\pi ft)}{\sqrt{2\pi\sigma_x^2\sigma_y^2}}$$

g はテスト動画、 t は時間、 f は脈動オーロラパッチの脈動周波数とした。平均 μ_x, μ_y と分散 σ_x^2, σ_y^2 で脈動オーロラパッチの位置と大きさを決める。これらの動画に白色雑音を付加し、様々な SNR の動画を作成し、脈動オーロラ自動検出法を適用する。このとき、脈動オーロラパッチの振幅が最大時の SNR をテスト動画の SNR とし、SNR はオーロラパッチの中心から 3σ の範囲で計算を行った。図 3.1 に単体の脈動オーロラパッチの画像 (a) (振幅が最大時) と強度差 (2 倍と 3 倍) を持つ複数の脈動オーロラパッチのテスト画像 (c)、図 3.1 (a) と (c) に $SNR = 0$ dB の白色雑音を付加したときの画像を図 3.1 (b) と (d) を示す。表 3.1 に図 3.1 (a), (b) と (c), (d) の作成に用いたパラメータを示す。

評価方法は、白色雑音を付加していないテスト動画 (図 3.1 (a), (c)) と SNR を変化させたテスト動画 (図 3.1 (b), (d)) における検出領域の相関値を求めることで評価を行った。このとき、白色雑音を付加していないテスト動画と SNR を変化させたテスト動画に判別処理、雑音低減処理、領域抽出処理を適用し、検出領域はバイナリ画像 (1: 脈動オーロラ領域の検出領域, 0: 検出領域以外) として得られる。相関値は、式 (3.2) の

表 3.1: テスト動画の作成パラメータ

	f (Hz)	σ_x	σ_y	μ_x	μ_y
(a), (b)	0.1	0.63	0.63	0	0
(c), (d)	0.1	0.63	0.63	-7, +7	0, 0

正規化相互相関（計算範囲： 3σ ）[62]を用いた． $I(x_i, y_j)$ は評価する画像， $T(x_i, y_j)$ は目標の画像， RZ は正規化相互相関値である．このとき，脈動オーロラパッチの中心から 3σ の領域で計算を行うため，脈動オーロラパッチ（ガウス分布）の中心から半径 3σ 内の画素集合を $C_0 = C(\mu, 3\sigma)$ とした．そのため評価時の画像サイズ S は， $x_i, y_j \in C_0$ の画素数となる．レベルセット法の収束条件は，ゼロ等高面が8回連続で変化しなかったときのゼロ等高面を抽出領域とした．

$$\begin{aligned}
 RZ &= \frac{SR_{TI} - R_T R_I}{\sqrt{(SR_{I2} - R_I^2)(SR_{T2} - R_T^2)}} \quad (3.2) \\
 R_{TI} &= \sum_{(x_i, y_j) \in C_0} T(x_i, y_j) I(x_i, y_j) \\
 R_T &= \sum_{(x_i, y_j) \in C_0} T(x_i, y_j) \\
 R_I &= \sum_{(x_i, y_j) \in C_0} I(x_i, y_j) \\
 R_{T2} &= \sum_{(x_i, y_j) \in C_0} T(x_i, y_j)^2 \\
 R_{I2} &= \sum_{(x_i, y_j) \in C_0} I(x_i, y_j)^2
 \end{aligned}$$

3.1 1つの脈動オーロラパッチ

脈動オーロラパッチが1つのときのテスト動画を用いて，正規化相互相関値のシミュレーションを行った．シミュレーションの試行回数を20回行い，各SNRの正規化相互相関値の平均を求めた結果を図3.2 (a)に示す．そのときの，SNRが -5 dBのときの領域検出結果を図3.2 (b), (c), (d), (e)に示す．図3.2 (b)が非線形関数による補正とレベルセット法，(c)がスペクトルエントロピー法とレベルセット法，(d)が非線形関数に

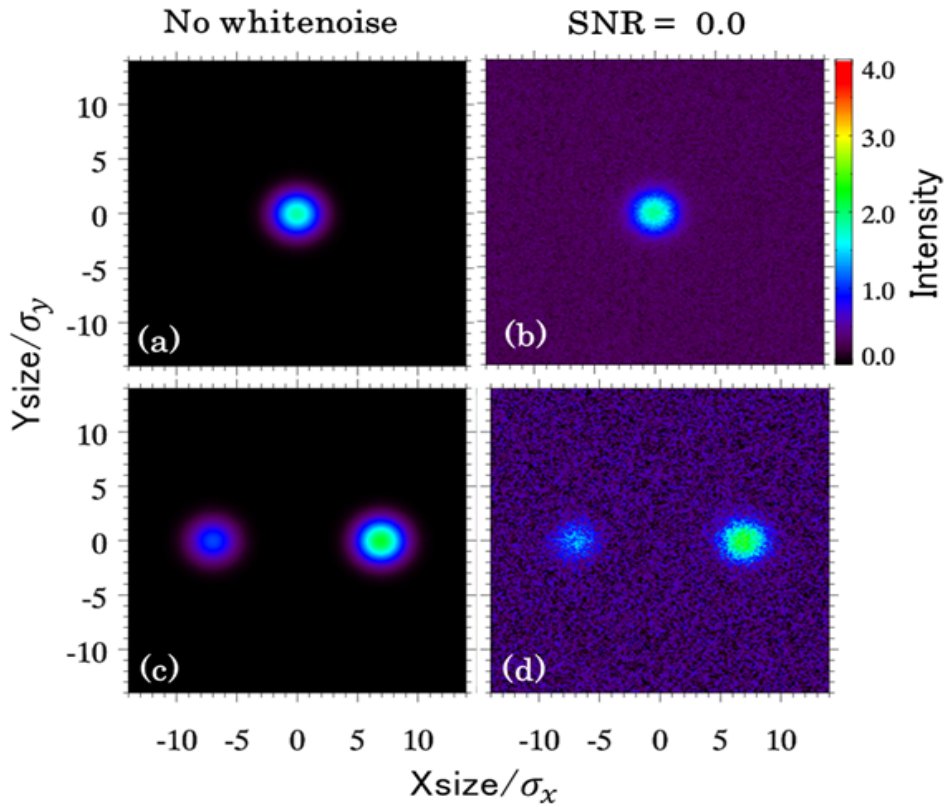


図 3.1: テスト画像

よる補正と大津の二値化, (e) がスペクトルエントロピー法と大津の二値化の領域検出結果である. 図 3.2 (c) において, パッチから離れている場所に領域抽出されているが, シミュレーションの SNR が -5 dB と実観測のデータより高いことが原因である. 非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法 (図 3.2 の (b) と (c), (d) と (e)) を比較すると, 3σ の領域では, 非線形関数による補正がスペクトルエントロピー法より小さく領域が検出された. これは, 非線形関数による補正によって脈動オーロラパッチの発光領域内で輝度差が大きくなり, 領域が小さく検出されるためである. スペクトルエントロピー法の場合は, 雑音を推定することで雑音低減を行っており, 脈動オーロラパッチの発光値に対して雑音が支配的な画素のみ圧縮されるため, 検出領域が小さくなることはない. 図 3.2 (a) より, レベルセット法ときの雑音低減処理は非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法のどちらの手法でも, 正規化相互相関値が 0.94 以上であることが得られた. 大津の二値化では, 雑音低減処理が非線形関数による補正のとき SNR が -2 から -5 dB 小さくなる (雑音電力成分が大きくなる) とき, 正規化相互相関値が 0.95 から 0.92 と

他の組み合わせ手法と比べて相関値が低くなる。これはSNRが小さい（ -2 から -5 dB）とき非線形関数での補正により雑音電力も伸長され、大津の二値化のような閾値で領域を抽出する手法では雑音の影響を受けてしまい、相関値が小さくなる（ 0.95 から 0.92 ）。レベルセット法のような曲線の状態を用いて領域を抽出する手法では雑音の影響を受けにくいため、相関値が高くなる（約 0.96 ）。スペクトルエントロピー法は、雑音を推定しエントロピー値から補正をしているため、SNRが小さい（ -2 から -5 dB）場合でも雑音の影響を受けにくく、どちらの領域抽出手法でも相関値が高くなる（ 0.96 から 0.95 ）。

実際の観測のSNRは、 0 dB以下であるため、単体の脈動オーロラパッチにおいて、雑音を推定しているスペクトルエントロピー法と曲線の状態を用いるレベルセット法を含む組み合わせ（非線形関数による補正とレベルセット法、スペクトルエントロピー法とレベルセット法、スペクトルエントロピー法と大津の二値化）が、SNRが 0 dB以下で目標画像との相関値が高く（約 0.96 ）、脈動オーロラパッチの領域検出に有効となる。

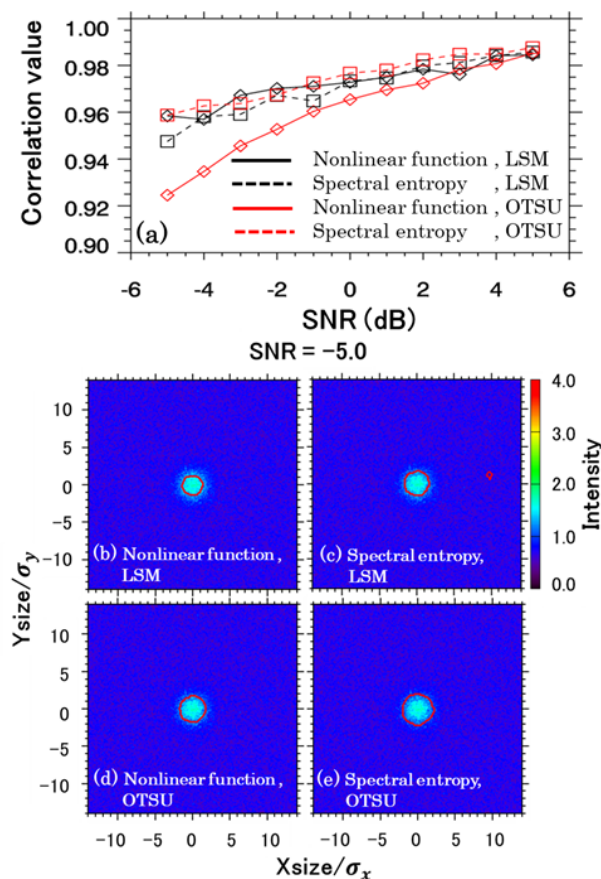


図 3.2: 1つの脈動オーロラパッチの評価結果

3.2 強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチ

次に、強度差を持つ2つの脈動オーロラパッチのテスト動画を用いて、抽出面積誤差率と正規化相互相関値のシミュレーションを行った。シミュレーションの試行回数を20回行い、左と右の脈動オーロラパッチそれぞれで正規化相互相関値の平均を求めた結果を図3.3 (a) に示す。このとき、左の脈動オーロラパッチの強度を1倍、右の脈動オーロラパッチの強度を2, 3倍と変化させた。SNRが -5 dBで左の脈動オーロラパッチの強度を1倍、右の脈動オーロラパッチを3倍したときの領域検出結果を図3.3 (b), (c), (d), (e) に示す。図3.3 (b) が非線形関数による補正とレベルセット法, (c) がスペクトルエントロピー法とレベルセット法, (d) が非線形関数による補正と大津の二値化, (e) がスペクトルエントロピー法と大津の二値化の領域検出結果である。図3.3をみると、非線形関数による補正と大津の二値化では左のパッチが検出できなく、SNRが -5 dBではスペクトルエントロピー法と大津の二値化でも左のパッチ領域が検出できなかった。レベルセット法は、どのSNRでも左と右のパッチの領域を検出できており、SNRが小さくなる(0 dB以下)につれてスペクトルエントロピー法の方が非線形関数による補正より正規化相互相関値が 0.05 高くなる。大津の二値化で輝度値の弱いパッチを抽出できないのは、輝度が高いパッチと低いパッチの差が大きくなると、その間で分離度(平均値の分散と各クラスの分散の比)が大きくなり、輝度が高いパッチと低いパッチの間で閾値が設定されるためである。一方でレベルセット法は輝度値だけでなく曲線の状態からも領域を判断しているため、高い輝度に影響されることなく検出が可能である。SNRが 0 dB以下で非線形関数による補正を用いた相関値がスペクトルエントロピー法より低くなる(0.93 から 0.90) 原因は、非線形関数による補正では雑音電力成分も伸長してしまうためである。それに対してスペクトルエントロピー法は、雑音成分を推定したエントロピー値から低減処理を行っているため、相関値は高くなる(0.96 から 0.95)。

雑音低減処理に対してスペクトルエントロピー法、領域抽出処理に対してレベルセット法を採用することで、SNRが 0 dB以下で雑音を効果的に低減でき、強度差をもつパッチが複数同時に発生しても脈動オーロラパッチの領域が抽出可能となる。

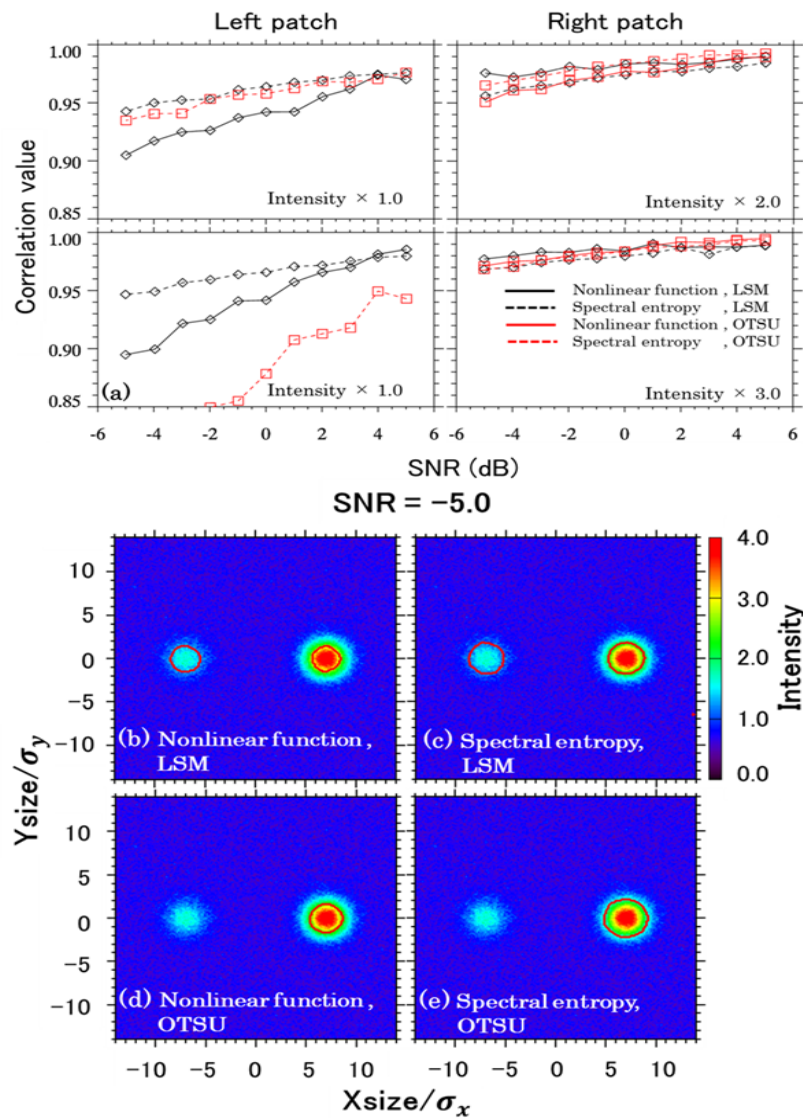


図 3.3: 強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチの評価結果

3.3 実観測への適用

脈動オーロラ領域検出法を用いて、実際に観測された脈動オーロラ（陽子，電子）の領域検出を行った．2015年11月12日7時56分10秒と7時58分40秒の脈動陽子オーロラ実観測データに対する領域検出結果を図3.4に示す．(a) から (d) は7時56分10秒の脈動陽子オーロラが発光している時間の画像，(e) から (h) は7時58分40秒の脈動陽子オーロラが発光していない時間である．(a) と (e) が非線形関数による補正とレベルセット法，(b) と (f) がスペクトルエントロピー法とレベルセット法，(c) と (g) が非線形

関数による補正と大津の二値化, (d) と (h) がスペクトルエントロピー法と大津の二値化の領域検出結果である。脈動陽子オーロラが発光している画像 (a から d) と発光していない画像 (e から h) を比較すると, レベルセット法を用いた画像は, 脈動陽子オーロラの明滅をはっきりと検出できているのに対し, 大津の二値化を用いた画像は, 脈動陽子オーロラが発光していない時間帯で対象外の成分を検出している。大津の二値化は, 脈動オーロラの発光成分を含んでいない画像の輝度ヒストグラムに対して二値化を行ってしまうのが原因である。雑音低減処理で非線形関数による補正を用いた画像とスペクトルエントロピー法を用いた画像を比較した結果, 実観測データに対してもスペクトルエントロピー法より非線形関数による補正の方が, 検出した脈動オーロラの発光領域が小さくなる傾向が得られた。これらのことより, 脈動オーロラの領域検出には, 雑音低減処理としてスペクトルエントロピー法を用い, 同時に領域抽出処理としてレベルセット法を用いたとき, 脈動オーロラの領域検出で効果的であることが得られた。

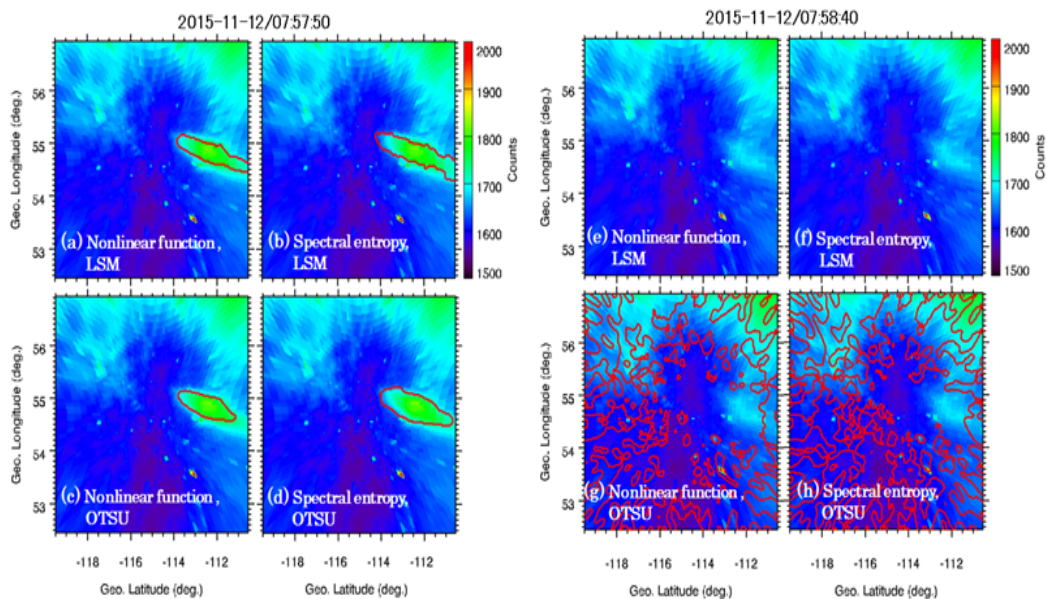


図 3.4: すべての手法による領域検出結果

さらに, 本研究の手法 (スペクトルエントロピー法とレベルセット法) と従来の手法 (範囲指定と閾値処理) による脈動オーロラの領域検出を行った結果を図 3.5 に示す. (a) と (b) が 2015 年 11 月 12 日 7 時 56 分 10 秒の脈動陽子オーロラ, (c) と (d) が 2015 年 02 月 17 日 10 時 10 分 00 秒の脈動電子オーロラに対する領域検出結果である. (a) と (c) は本研究の手法, (b) と (d) は従来の手法である. 白点線は観測者によって範囲指定し

た解析領域である。(b)は、経度 -115.0 度から -110.6 度、緯度 53.8 度から 55.5 度の領域内で、輝度値が 1700 の閾値で領域検出し、(d)は、緯度 54.4 度以下の領域で、輝度値が 2500 の閾値で領域検出した結果である。本研究と従来手法による脈動オーロラの領域検出結果を比較してみると、従来手法では脈動オーロラの発光成分以外にも、対象外のオーロラや迷光、星光などの発光成分も検出されているのがわかる。本研究の手法は、判別処理を用いることで図 3.5 (c) のように対象外のオーロラ（脈動しないオーロラ）に重なっている脈動オーロラの領域検出が可能であり、従来で解析が困難であった詳細な脈動オーロラの時空間解析が可能になった。

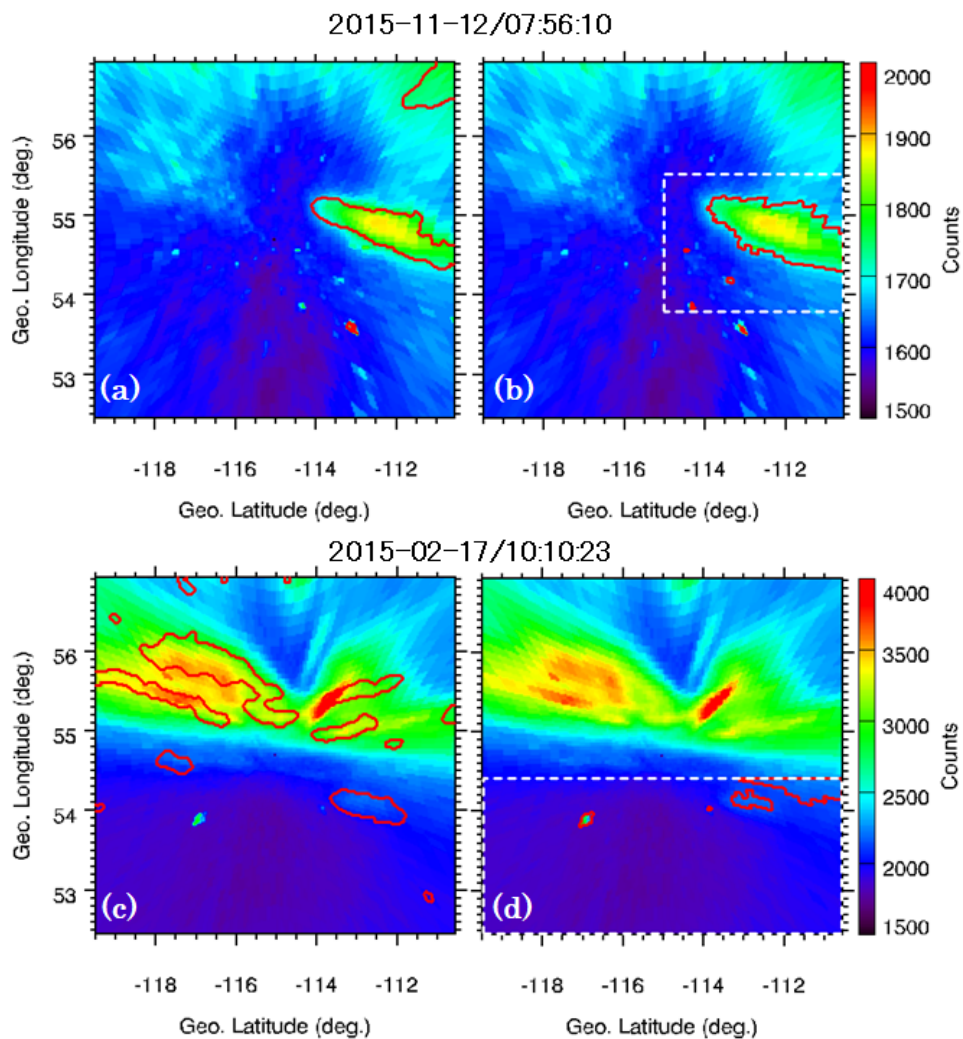


図 3.5: 本研究の手法と従来手法による領域検出の比較

2015 年 11 月 12 日 7 時 50 分から 8 時 20 分の脈動陽子オーロラの観測動画に対して、ス

ペクトルエントロピー法とレベルセット法を用いたときの領域検出結果を図 3.6 に示す. 図 3.6 (e) に本研究の精度を調査するため, 従来と本研究の手法における脈動陽子オーロラの輝度値の時間変化を比較した結果を示す. 図 3.6 (e) の黒実線は, 従来の検出手法 (図 3.6 (b) と同じ範囲指定のみ) で輝度の平均を計算し, 赤実線は, 本研究における検出領域の範囲で平均を計算したものである. 従来の検出方法 (黒実線) は, 脈動陽子オーロラが発光している時間帯の区別が見分けにくかった. 本研究の検出手法 (赤実線) は, 発光しない時間帯は輝度値が 0 となり, 脈動陽子オーロラの明滅を検出が可能である. さらに, 黒実線の脈動オーロラが発光していると思われる時間帯 (輝度値が局所的に増加している時間帯) では, 赤実線で検出できており, 本研究の検出手法によって, 脈動オーロラの時空間変動の検出が可能になった.

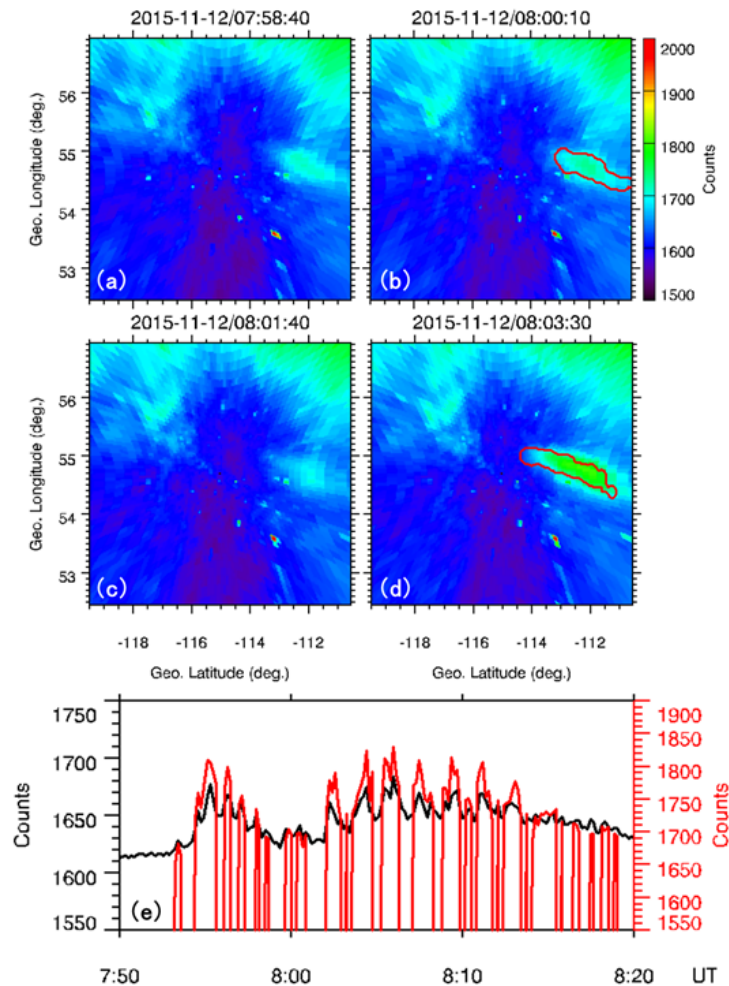


図 3.6: 本研究の手法による領域検出と検出領域を用いたオーロラ発光強度

3.4 処理時間の検証

2017年02月17日10時10分00秒～10時12分00秒の観測動画（時間分解能：1.0 Hz サンプルング，120枚）に対して，レベルセット法と大津の二値化の画像1枚あたりの平均処理時間を比較した結果，レベルセット法が171 sec，大津の二値化が0.05 secであった（計算機の仕様：CPU 3.00 GHz，メモリ 128 GB）．レベルセット法は，逐次計算を行っているため計算コストが大きい．そのため，レベルセット法の処理時間を短くするため，レベルセット法の初期輪郭線の形状を変えることで，処理時間と脈動オーロラの輪郭が変化するか比較を行った．従来は，画像全体を囲む広い初期輪郭線（中心から一辺170ピクセルの範囲）を設定するが，本研究は，最大輝度ピクセルを中心に一辺50ピクセルの狭い初期輪郭線を設定することで，収束する時間の短縮を図った．図3.7に従来と本研究の初期輪郭線（(a)，(b)）と収束後の輪郭線（(d)，(e)）を示す．(a)は画像の中心ピクセルを中心に一辺が170ピクセルの初期輪郭線を設定，(b)は画像内の最大輝度ピクセルを中心に一辺が50ピクセルの初期輪郭線を設定した図である．図3.7(a)の初期輪郭線は，処理時間が179 secであったが，図3.7(b)の初期輪郭線では，処理時間が35.3 secとなり，低減率が80%の高速化が図れた．図3.7(a)のような初期輪郭線は，脈動オーロラが発生していない低い輝度ピクセルを多く含んでいるため，そのピクセル分だけ収束に処理時間を要する．しかし，図3.7(b)のような初期輪郭線は，収束までの処理時間が短い，図3.7(d)のように輝度の低い画素を含む脈動オーロラパッチが抽出できず，1つの脈動オーロラパッチが2つの脈動オーロラパッチに分離してしまう．

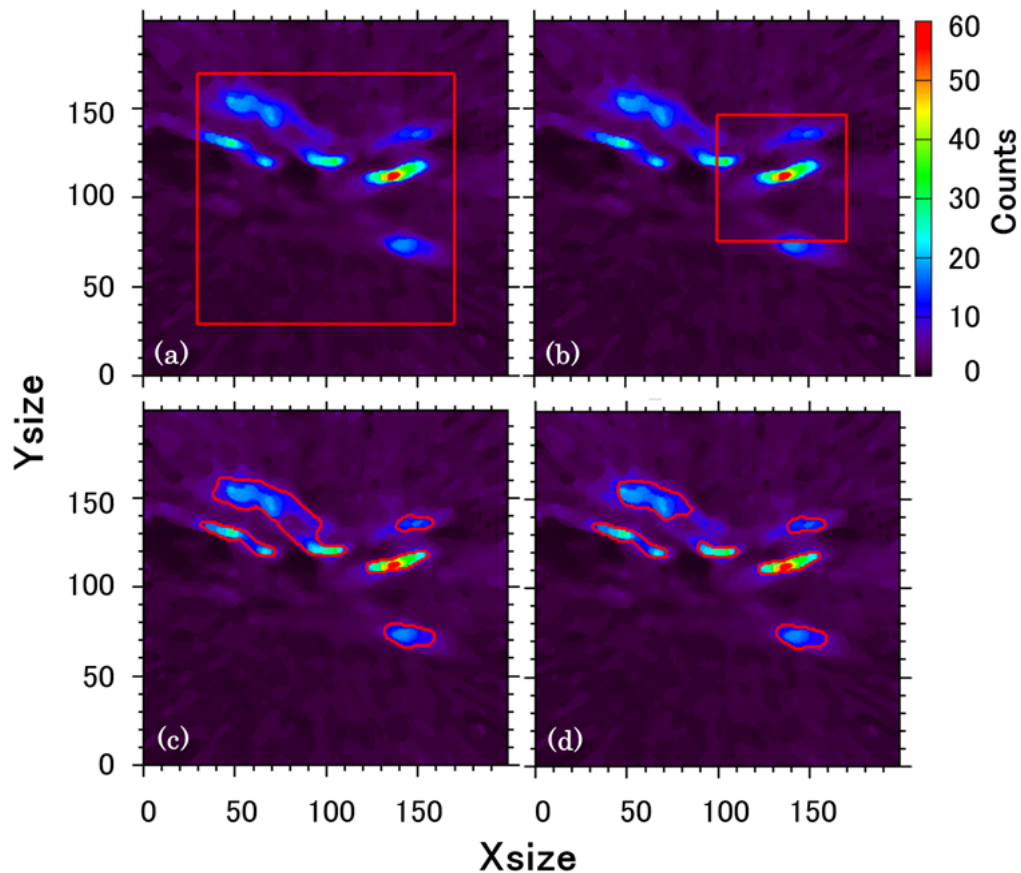


図 3.7: レベルセット法の初期輪郭線の変化による領域検出結果

3.5 まとめ

本研究では、地上観測された脈動（電子・陽子）オーロラの領域検出アルゴリズムの検討を行った。脈動オーロラ領域検出アルゴリズムは判別処理，雑音低減処理，領域抽出処理で構成されている。判別処理では，脈動オーロラが他のオーロラより発光周期（陽子：0.01 Hz，電子：0.1 Hz 程度）が速いことから，観測動画の各画素に対して包絡線検波を行うことで脈動オーロラの発光成分（AC）とその他の発光成分（DC）に分離を行っている。雑音低減処理では，AC 画像に対してスパイクノイズの除去と白色雑音の除去を行っている。スパイクノイズは Median filter（ 15×15 km）で除去を行い，白色雑音の除去は，非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法で比較を行った。領域抽出処理では，雑音低減処理後の AC 画像に対して脈動オーロラの領域を抽出する。領域抽出する手

法は、動的輪郭モデルであるレベルセット法と二値化でよく使われる大津の二値化の比較を行った。

非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法、レベルセット法と大津の二値化においてどの組み合わせが脈動オーロラの領域検出に有効的かを、脈動オーロラパッチを2次元のガウス分布で模擬したテスト動画を作成し、脈動オーロラパッチが1つの場合と強度差をもつ2つのパッチが存在している状況での評価を行った。評価方法は白色雑音を付加していないテスト動画と SNR を変化させたテスト動画における検出領域（評価範囲：パッチの中心から 3σ ）の正規化相互相関値を用いた。

1つの脈動オーロラパッチにおける評価では、テスト動画の SNR が -5 dB のとき非線形関数による補正がスペクトルエントロピー法より小さく領域が検出された。これは、非線形関数による補正によって輝度が伸長されるとき、脈動オーロラパッチの発光領域内で輝度差が大きくなったことが、検出領域が小さく検出された原因である。それに対して、スペクトルエントロピー法は、白色雑音を推定しており、雑音が支配的な画素のみ低減を行っているため、検出領域が小さくならない。テスト動画を用いたレベルセット法と大津の二値化の相関値の比較において、レベルセット法は雑音低減処理がどちらの手法でも、すべての SNR において正規化相互相関値が 0.94 以上であることが得られた、それに対して、大津の二値化では、雑音低減処理が非線形関数による補正のとき正規化相互相関値が 0.92 （SNR は -5 dB）とレベルセット法より相関値が小さくなることが得れた。大津の二値化は、画像内のヒストグラムによって閾値を決めているため、雑音成分が大きくなるとき雑音の影響を受けてしまう。それに対して、レベルセット法は曲線の状態（曲率など）を用いて領域を抽出するため、雑音の影響を受けにくいためである。1つの脈動オーロラパッチにおける評価では、音を推定しているスペクトルエントロピー法と曲線の状態を用いるレベルセット法を含む組み合わせ（非線形関数による補正とレベルセット法、スペクトルエントロピー法とレベルセット法、スペクトルエントロピー法と大津の二値化）が、SNR が 0 dB 以下で目標画像との相関値が高く（約 0.96 ）、脈動オーロラパッチの領域検出に有効である。

強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチにおける評価では、すべての SNR において非線形関数による補正と大津の二値化、SNR が -5 dB においてスペクトルエントロピー法と大津の二値化で強度の弱い脈動オーロラパッチを検出できないことが得られた。それ

に対して、レベルセット法はどちらのパッチとも抽出できている。大津の二値化で強度の弱いパッチを抽出できないのは、強度差が大きいパッチが存在するとき、その間で分離度（平均値の分散と各クラスの分散の比）が大きくなり、輝度が高いパッチと低いパッチの間に閾値が設定されるためである。一方、レベルセット法は輝度情報だけでなく曲線の状態からも領域を判断しているため、高い輝度のパッチに影響されることなく検出が可能である。抽出処理がレベルセット法で、雑音低減処理が非線形関数による補正のとき、スペクトルエントロピー法と比べて輝度の弱いパッチで正規化相互相関値が小さくなる傾向（SNR；-5 dB のとき、スペクトルエントロピー法の相関値：0.95、非線形関数による補正の相関値：0.90）が得られた。非線形関数による補正は雑音成分が大きくなると、雑音成分も伸長してしまうため、相関値が小さくなった。強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチにおける評価では、雑音低減処理に対してスペクトルエントロピー法、領域抽出処理に対してレベルセット法を採用することで、SNR が0 dB 以下で雑音を効果的に低減でき、強度差をもつパッチが複数同時に発生しても脈動オーロラパッチの領域が抽出可能となる。

本研究のシミュレーションによって、雑音低減処理はスペクトルエントロピー法、領域抽出処理はレベルセット法を用いた場合、脈動オーロラの領域検出で効果的であることが分かり、脈動オーロラを観測した動画に対して、従来の検出方法（範囲指定と閾値処理）と本研究の検出方法で比較を行った。従来の検出方法では、星の光や謎光の誤検出や対象外のオーロラに重なっている脈動オーロラは検出できていない。それに対して、本研究の検出方法では、星の光は検出されてなく、対象外のオーロラに重なっている脈動オーロラは検出可能である。これは、判別処理による脈動オーロラ発光成分とその他の発光成分の分離や Median filter によるスパイクノイズの除去による影響である。

脈動オーロラ領域検出アルゴリズムでは、主に領域抽出処理におけるレベルセット法で1枚当たりの処理時間が179秒と長くなっている。レベルセット法は逐次計算を行っているため計算コストが大きい。レベルセット法の処理時間を短くするため、レベルセット法の初期輪郭線の領域を小さくした結果、処理時間が80%の低減が図れた。

本研究では、雑音低減処理はスペクトルエントロピー法、領域抽出処理はレベルセット法を用いた場合、脈動オーロラの領域検出で効果的であることが得られた。さらに、レベルセット法の初期輪郭線を小さくすることで、処理時間の高速化を図れた。脈動オーロ

ラ領域検出アルゴリズムは，従来では調査が困難であった脈動オーロラの詳細な時空間解析を可能にする手法である．

第4章 プロトンオーロラと EMIC 波動 の時空間解析

4 章では、プロトンオーロラと EMIC 波動の同時地上観測イベントを用いた以下の解析を行う。

- 1：プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分及び EMIC 波動との関係性
- 2：プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定

今回解析に用いたイベントは、2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT と 2016 年 1 月 2 日 6:05 から 6:25 UT にアサバスカで地上観測したプロトンオーロラと EMIC 波動を用いた。図 4.1 と図 4.2 に (a) と (b) プロトンオーロラのケオグラム, (c) EMIC 波動の FT 図を比較した図を示す。(a) は 1/60 Hz 分解能で AUGO の EMCCD カメラ (H-beta: プロトン降下を表す 486.1 nm の波長を観測), (b) は 110 Hz 分解能の高速 EMCCD カメラ (BG3) で撮像した。プロトンオーロラのケオグラムと EMIC 波動の FT 図を比較すると、どちらのイベントとも、EMIC 波動が発生すると同時にプロトンオーロラが発光しており、EMIC 波動による波動粒子相互作用によってプロトンオーロラが発生しているイベントを観測した。

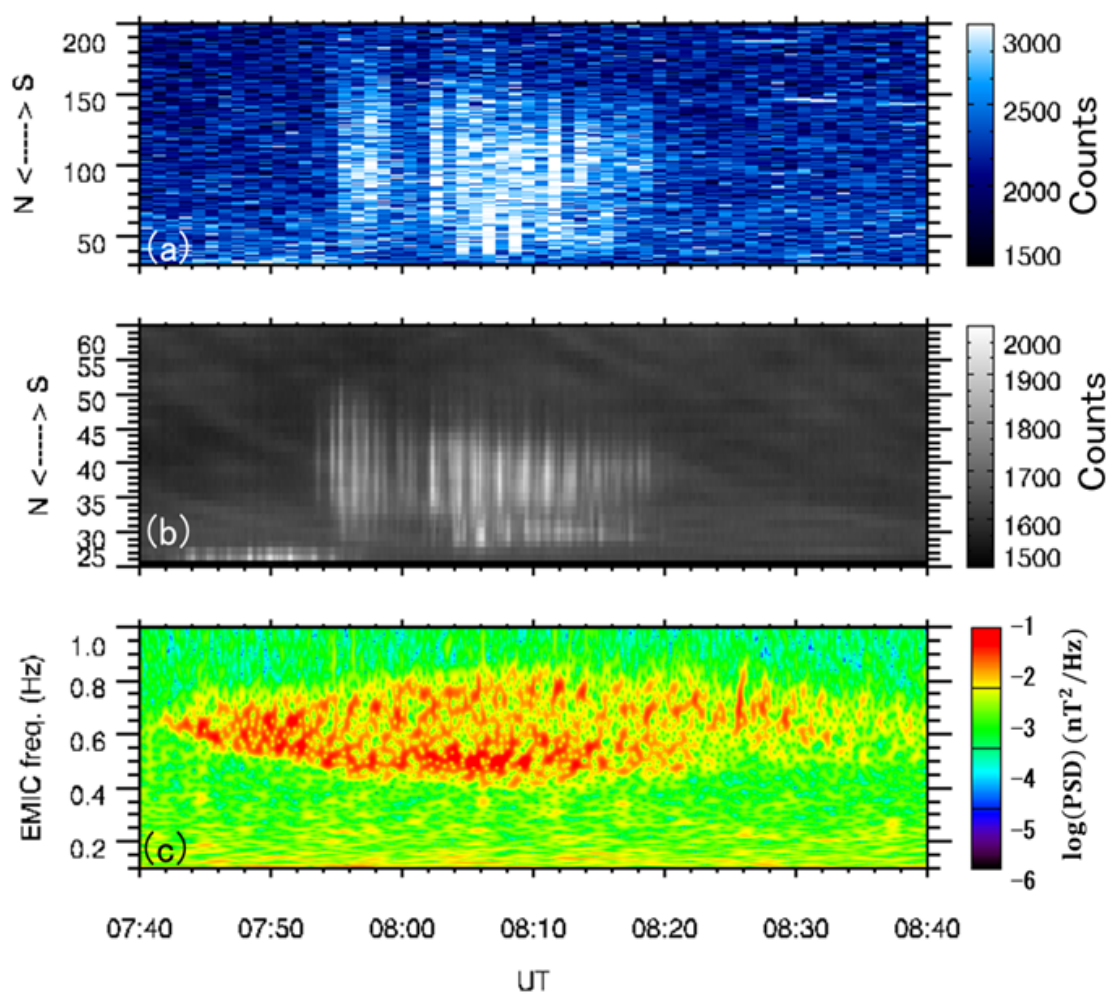


図 4.1: 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT のプロトンオーロラと EMIC 波動

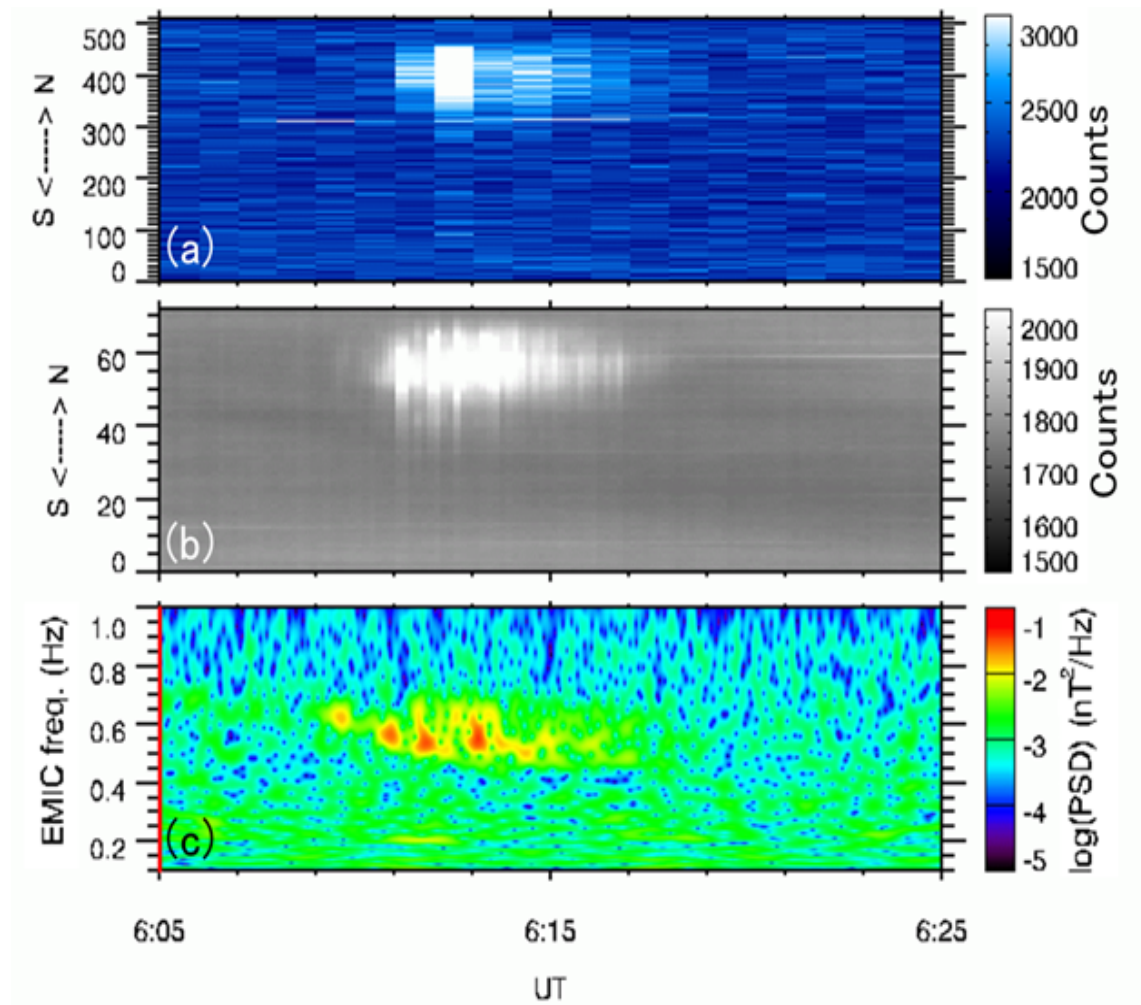


図 4.2: 2016 年 1 月 2 日 6:05 から 6:25 UT のプロトンオーロラと EMIC 波動

このイベントは、従来の研究 (ozaki et al., 2016 [39]) で時空間解析を行っており、EMIC 波動のエLEMENT周期に対応するプロトンオーロラの主脈動成分 (0.01 Hz) と EMIC 波動のサブパケット構造に対応するプロトンオーロラ的高速変調成分 (0.1 Hz) を確認している。さらに、プロトンオーロラの主脈動及び高速変調成分の発生域推定 (推定方法は 4.2 に記述) を行った結果、観測点の磁力線上における磁気緯度 -3.6 から $+8.1$ 度に発生域があると推定した。Loto'aniu et al., 2005 [8] では、Combined Release and Radiation Effects Satellite (CRRES) による衛星観測で EMIC 波動 (波動粒子相互作用) の発生源は磁気赤道付近 (地磁気緯度: ± 11 deg. 以内) であることを示唆していたため、この従来の研究は衛星観測を支持する結果が得られていた。

本研究では、高速変調成分より速い 1 Hz 変調成分がプロトンオーロラに含まれている

ことを初めて信号処理より明らかにした [41]. そのため, 4.1 章ではプロトンオーロラの周期解析及び EMIC 波動との関係性, 4.2 章では 1 Hz 変調成分の発生域推定の結果を報告する.

4.1 プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分及び EMIC 波動との関係性

4.1 章では, プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分について周波数解析した結果を報告する. 観測したプロトンオーロラに 1 Hz 変調成分を確認するため, FFT マップを計算した. FFT マップは, 全天画像の各画素に対して FFT 解析を行い, 指定した周波数のパワースペクトル密度 (PSD) を抜き出し, 画像としてプロットする. 実際に 2015 年 11 月 12 日 7:40 から 8:40 UT と 2016 年 1 月 2 日 6:05 から 6:25 UT のプロトンオーロラを観測した全天動画 (110 Hz の高速 EMCCD カメラ) に対して FFT マップを計算した結果を図 4.3 と図 4.4 に示す. 例えば 0.20 Hz の FFT マップの場合, 0.15 から 0.25 Hz の PSD の平均を求める. 図 4.3 と図 4.4 は, 0.20 から 2.00 Hz を 0.10 Hz 刻みと 3.0 Hz の FFT マップを計算した. その結果, 図 4.3 では 0.9 と 1.0 Hz のみの FFT マップにおいて, プロトンオーロラが発光している領域で明確な変調を観測した. 図 4.4 も同様に, 1.0 から 1.2 Hz のみの FFT マップにおいて明確な変調を観測した. これは, 世界で初めて高速変調成分以上の速い 1 Hz 変調成分を地上のプロトンオーロラで観測したイベントである.

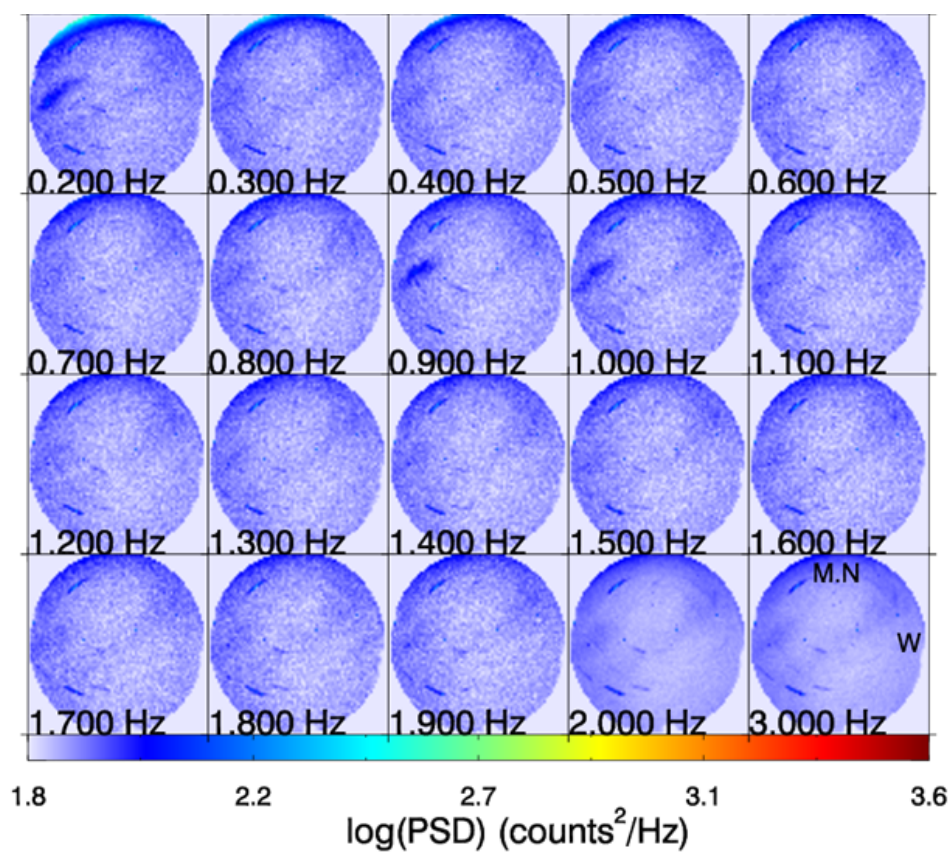


図 4.3: 2015 年 11 月 12 日の FFT マップ

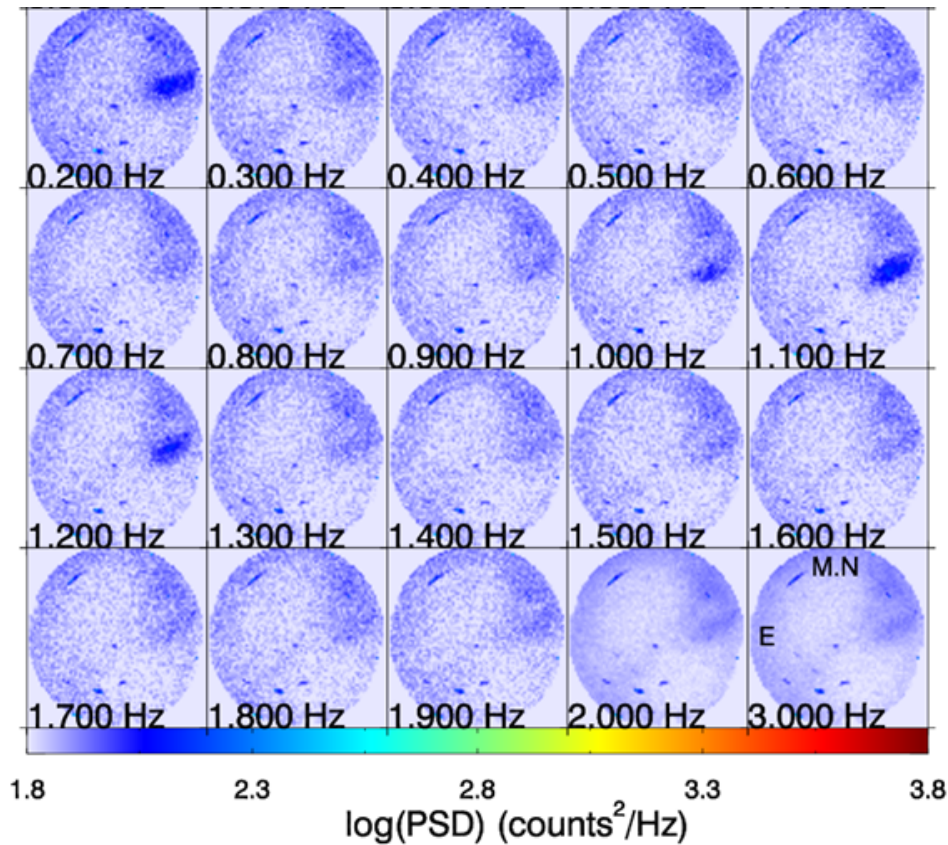


図 4.4: 2016 年 1 月 2 日の FFT マップ

次にプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の原因について調査を行う。プロトンオーロラの主脈動と高速変調成分は EMIC 波動の元素周期とサブパケット構造によって発生すると分かっており、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分も EMIC 波動パワー成分が原因で発生していると予想した。EMIC 波動のパワー成分は $|B|^2 \exp(j2\omega t)$ で表現できる。 B は磁場強度、 ω は波動の各周波数、 t は時間である。2015 年 11 月 12 日と 2016 年 1 月 2 日の EMIC 波動パワーの周波数成分（波動の中心周波数の 2 倍）は、1.0 と 1.2 Hz となり、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分と一致する。この関係を確認するため、プロトンオーロラの発光強度と EMIC 波動のパワー強度の周波数解析（FT 図）した結果を図 4.5 と図 4.6 に示す。図 4.5 と図 4.6 の（a）を見ると、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分が確認でき、それに対応する EMIC 波動のパワー成分の FT 図（b）にも 1 Hz 周辺で一対一対応が得られた。これらのことより、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分は、EMIC 波動のパワー成分（中心周波数の 2 倍）が原因で変調していることが得られた。この 1 Hz 変調成分の観測は、高いエネルギーの粒子が地上に降下していることが考えられ、高エネルギー

電子も EMIC 波動との共鳴によって、地上に降下しているのではないかと予想した．高エネルギー電子が降下しているかを調査するため、プロトンオーロラを観測したアサバスカの近くであるミーノック (54.6° N, 246.7° E) で観測している Cosmic Noise Absorption (CNA) を用いた．CNA は、銀河雑音が電離圏高度 60 から 90 km (D 層) を通過するに電子にどれだけ吸収される度合いを観測しているため、電離層に高エネルギー電子が降下した場合、CNA の値が急激に変化する．そのため、CNA の値で高エネルギー電子が降下しているか観測可能である．2015 年 11 月 12 日のイベントにおいて、プロトンオーロラの 1 Hz 変調が発生している時刻で、CNA が静常時より 4 dB 増加したことを観測した．この観測結果は、放射線帯領域から相対論的電子 (MeV から数 MeV) が EMIC 波動によって地上に降下していることを意味している．

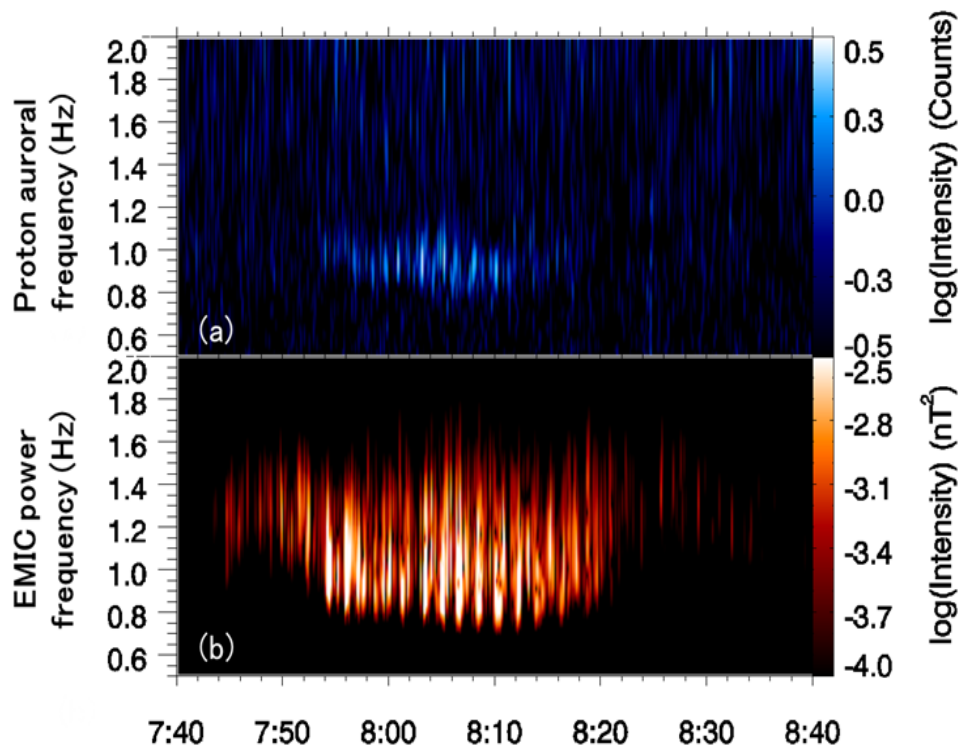


図 4.5: 2015 年 11 月 12 日の 1 Hz 変調成分の FT 図

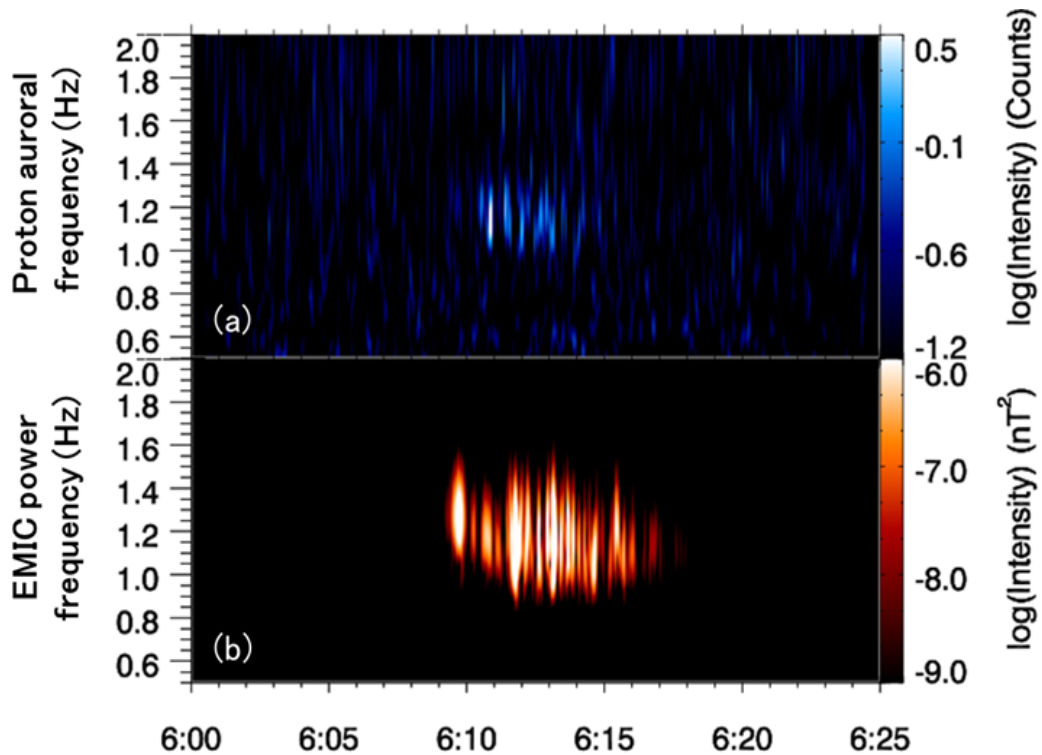


図 4.6: 2016 年 1 月 2 日の 1 Hz 変調成分の FT 図

4.2 プロトンオーロラの発生域推定方法

プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分が EMIC 波動によって発生するなら、1 Hz 変調成分の発生域は従来の研究のように、磁気赤道周辺に分布すると考えられる。そのため、4.2 章ではプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の推定する方法について説明する。波動粒子相互作用発生域を推定するのに重要となるのが観測時間差と理論時間差である。観測時間差は地上で観測されたプロトンオーロラと EMIC 波動の時間差である。理論時間差は磁力線上的高エネルギープロトンや相対論的電子と EMIC 波動の速度差から求まる観測地点までの到達時間差である。全磁力線上で理論時間差の計算を行い、観測時間差と一致する理論時間差の磁力線位置が波動粒子相互作用の発生域とした。観測時間差と理論時間差の求め方について説明する。観測時間差は、地上で観測されたプロトンオーロラの発光強度と EMIC 波動のパワー成分の相互相関解析によって求める。相関値が一番大きくなるシフト時間が観測時間差である。理論時間差を求めるため、EMIC 波動と高エネルギープロトンや相対論的電子の磁力線方向の速度を求める。EMIC 波動の磁力線方向の群速度 $v_g(s)$

は以下の式 (4.1)[63] で表される.

$$v_g(s) = V_A(s) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}(s)}\right)^{\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{\omega}{2\omega_{ci}(s)}\right)^{-1} \quad (4.1)$$

$$V_A = \frac{B(s)}{\mu_0 N m_i} \quad (4.2)$$

V_a はアルヴェン速度 (式 (4.2)), ω は EMIC 波動の角周波数, ω_{ci} はイオンサイクロトロン角周波数, B は磁場, s は磁力線上の位置, μ_0 は真空透磁率, N は粒子数密度, m_i はイオンの質量である. 高エネルギープロトンの磁力線方向の速度 $v_{i\parallel}(s)$ は以下の式 (4.3) で表される.

$$v_{i\parallel}(s) = \sqrt{\left(\frac{2E_L}{m_i}\right) \left(1 - \sin^2 \alpha \frac{B(s)}{B(s_i)}\right)} \quad (4.3)$$

$$E_L = \frac{B(s_i)^2}{2\mu_0 N(s)} \left(\frac{\omega_{ci}(s_i)}{\omega}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}(s_i)}\right)^3 \quad (4.4)$$

E_L は磁力線方向のエネルギー (式 (4.4)), α は発生域 s_i でのピッチ角である. 相対論的電子の磁力線方向の速度 $v_{e\parallel}(s)$ は以下の式 (4.5)[64] で表される. p_e は運動量, m_e は電子の質量, γ_e はローレンツ因子である.

$$v_{e\parallel}(s) = \frac{p_e}{m_e \gamma_e} \cos \alpha \quad (4.5)$$

磁場 B は Tsygananko 2002 model から計算を行う. 高エネルギープロトンや相対論的電子と EMIC 波動の速度から地上までの到達時間求め, 二つの到達時間の差が理論時間差である. 発生域から観測地点までの高エネルギープロトンと EMIC 波動, 相対論的電子と EMIC 波動の到達経路は図 4.7 のように Case1 から Case4 が考えられる [50]. すべての Case に対して, 波動粒子相互作用発生域の推定を行う.

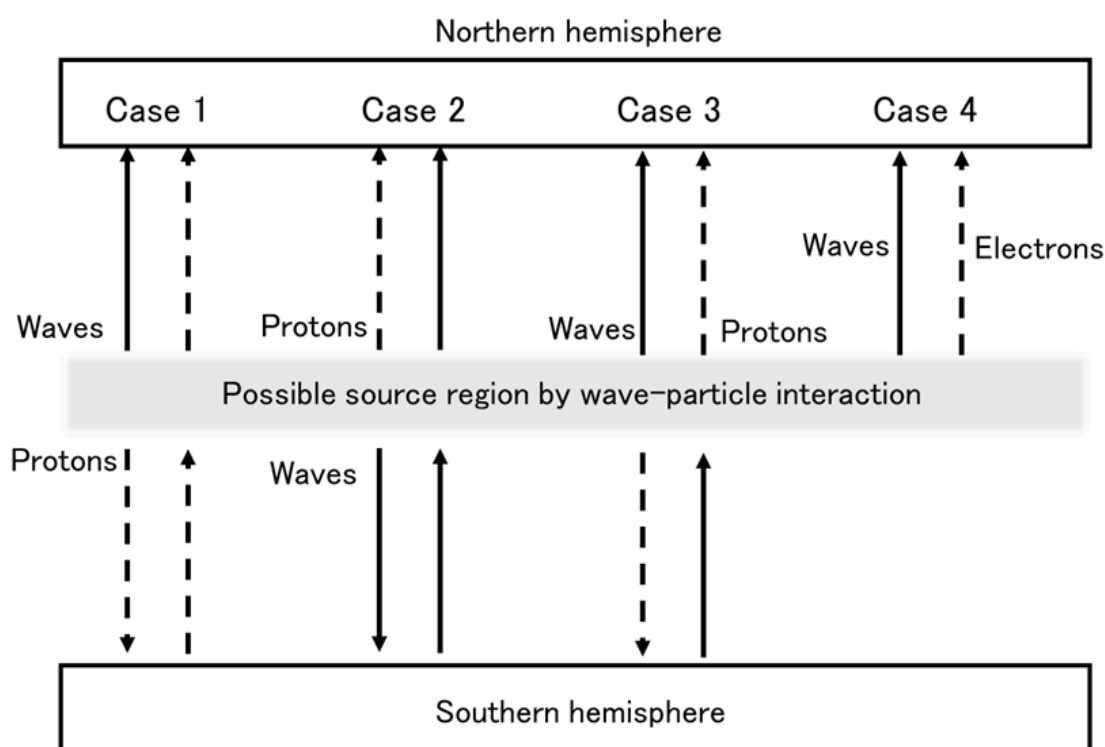


図 4.7: 波動と粒子の伝搬経路 (Case1 から Case4)

4.3 プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定

4.3 章では、プロトンオーロラの主脈動と高速変調成分と同様、磁気赤道周辺で EMIC 波動によってプロトンオーロラの 1 Hz 変調が発生していると予想し、4.1 章で紹介したイベントに対してプロトンオーロラ 1 Hz 変調成分の発生域推定を行う。4.2 章で説明したとおり観測時間差と理論時間差を求める。プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分と EMIC 波動のパワー成分で相互相関解析を行い、それぞれの観測時間差を求める。相互相関解析の結果を図 4.8 と図 4.9 に示す。図 4.8 の 1 Hz 変調成分は 0.5 から 1.5 Hz の帯域、図 4.9 は 1.0 から 1.4 Hz の帯域をもつ Band-pass filter をかけることで各成分を取り出し、プロトンオーロラと EMIC 波動の 1 Hz 変調成分の相互相関解析を行った。相互相関解析の結果、図 4.8 では観測時間差が +20 秒、図 4.9 では観測時間差が +54 秒であることが得られた。2015 年 11 月 12 日では、粒子のほうが EMIC 波動より 20 秒早く地上に到達し、2016 年 1 月 2 日においても、粒子のほうが EMIC 波動より 54 秒早く地上に到達した。

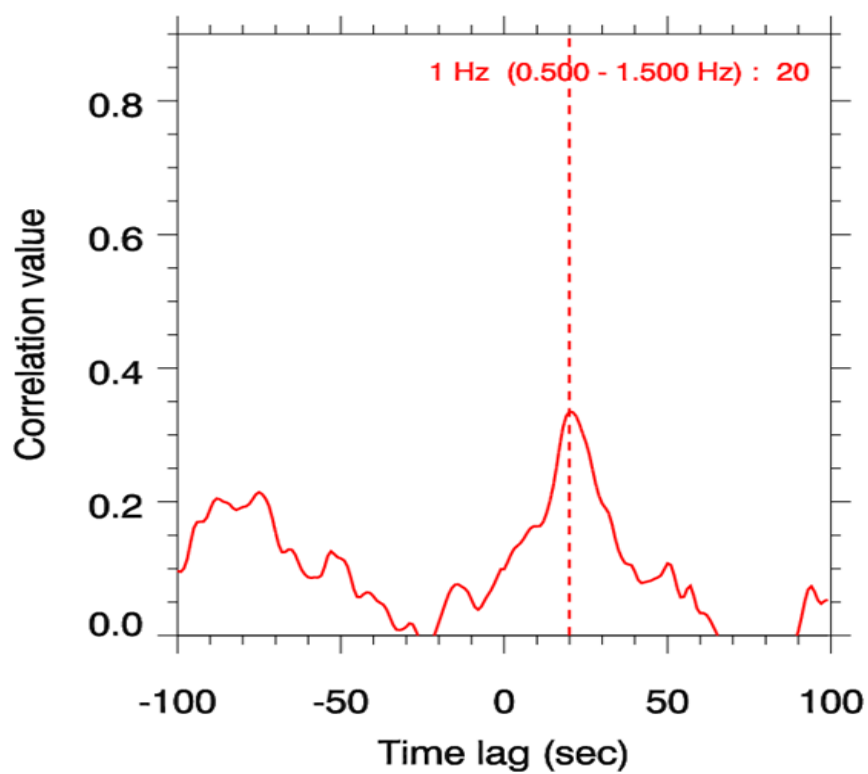


図 4.8: 2015 年 11 月 12 日の相互相関結果による観測時間差

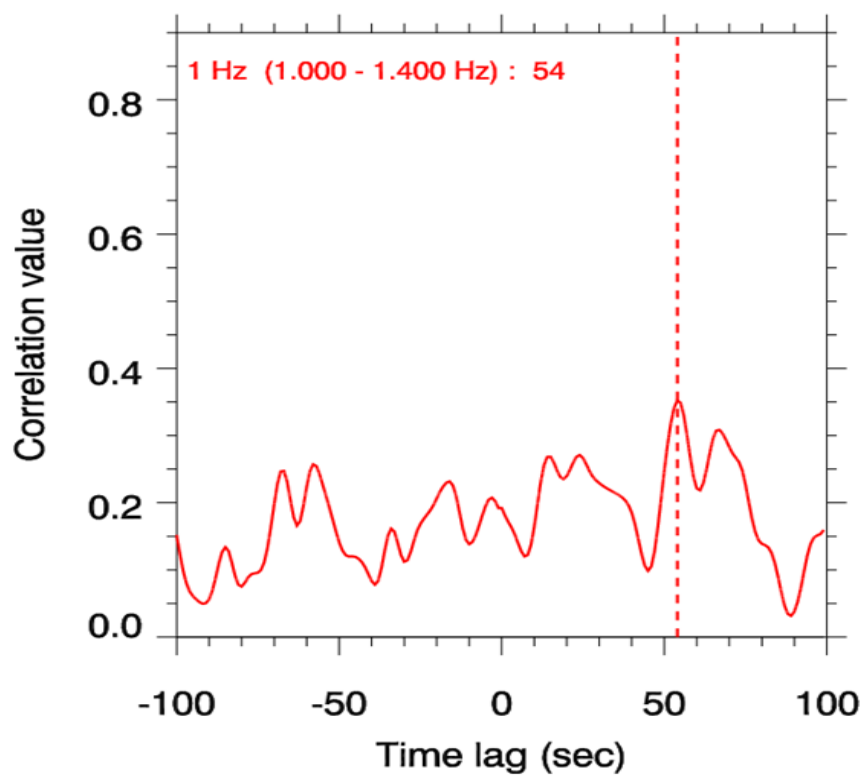


図 4.9: 2016 年 1 月 2 日の相互相関結果による観測時間差

次に理論時間差を求める．理論時間差の求め方は4.2章に示したとおり，観測地点から伸びている磁力線のすべての位置での理論時間差を計算する．そのときのパラメータを以下の表4.1に示す．相対論的電子と EMIC 波動の共鳴エネルギーは1 MeVとした．2015年11月12日と2016年1月2日のイベントにおいて，波動周波数がどちらも0.7 Hzのときの高エネルギープロトンと相対論的電子の到達時間(青実線)，EMIC 波動到達時間(赤実線)，理論時間差(黒実線)と観測時間差(赤点線)，これらの時間差から発生域を推定した結果を図4.10と図4.11に示す．2015年11月12日のイベントにおいて，周波数0.7 Hzでは，Case 1とCase 3，Case 4において発生域が推定され，それぞれ発生域は磁気緯度 -12.8 度， -5.56 度， 10.4 度であった．2016年1月2日のイベントにおいては，Case 2のみ発生域が推定され，発生域は磁気緯度 10.0 度であった．

表 4.1: 理論時間差のパラメータ

Parameters	2015/11/12	2016/1/2
Reflection altitude (km)	300	300
Time (UT)	8:00	6:15
Wave frequency f (Hz)	0.4 $\sim$ 0.8	0.5 $\sim$ 0.8
Particle density N (/cm ³)	111	54.7

すべての周波数において発生域推定を行い，磁力線上にプロットした結果を図4.12と図4.13に示す．黒実線が観測地点からの磁力線，青実線が EMIC 波動と高エネルギープロトンでの推定領域 (Case1 $\sim$ Case3)，赤実線が EMIC 波動と相対論的電子での推定領域 (Case4)，横軸と縦軸は地球半径で規格化した距離である．2015年11月12日のイベントにおいて相対論的電子と EMIC 波動の共鳴領域は $+9.7$ から $+11.2$ 度 (Case4)であり，高エネルギープロトンと EMIC 波動の共鳴領域は -13.6 から -9.1 度 (Case1)と -6.7 から -0.7 度 (Case3)という結果になった．このとき，共鳴エネルギーの範囲は，10 から 96 keV となった．2016年1月2日のイベントにおいて相対論的電子と EMIC 波動の共鳴領域は推定できなく，高エネルギープロトンと EMIC 波動の共鳴領域は $+8.1$ から $+11.2$ 度 (Case2)という結果になった．このとき，共鳴エネルギーの範囲は，47 から 83 keV となった．2015年11月12日における EMIC 波動の周波数が0.4 Hz (下端)と0.8 Hz (上

端)の詳細な推定結果と共鳴エネルギーを表4.2と表4.3, 2016年1月2日におけるEMIC波動の周波数が0.5 Hz(下端)と0.8 Hz(上端)の詳細な推定結果と共鳴エネルギーを表4.4と表4.5に示す. これらのように, プロトンオーロラの1 Hz変調成分の発生域は磁気赤道周辺(2015年のイベント: -13.6 から $+11.2$ 度, 2016年のイベント: $+8.1$ から $+11.2$ 度)であるということ得られた.

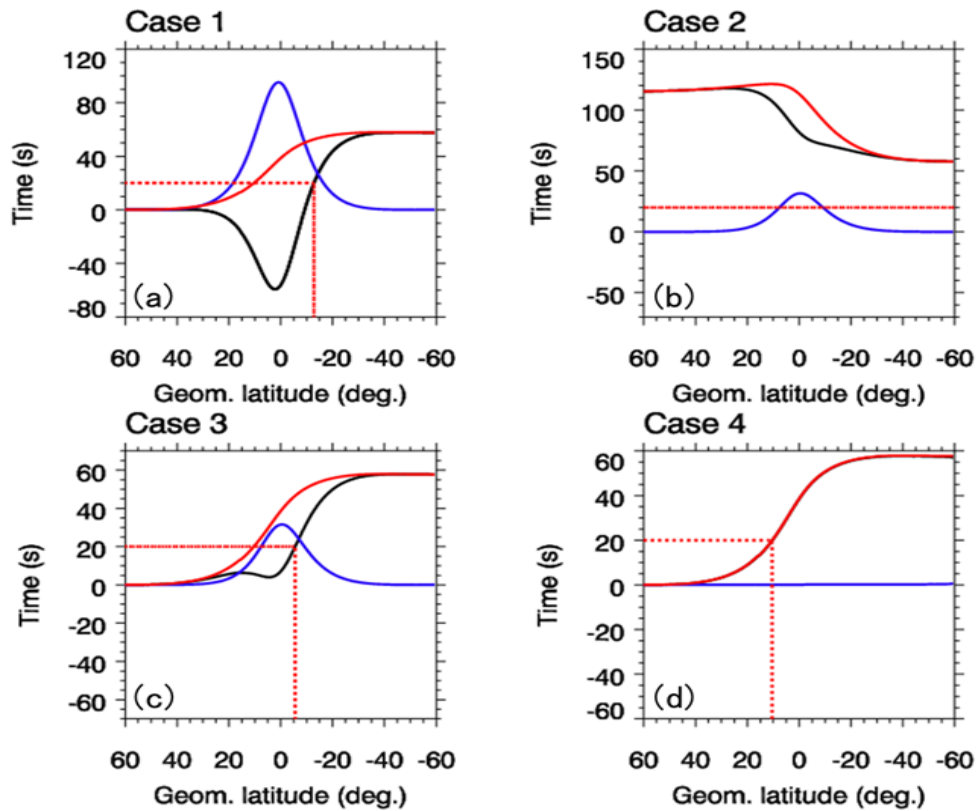


図 4.10: 2015 年 11 月 12 日における 0.7 Hz での発生域推定

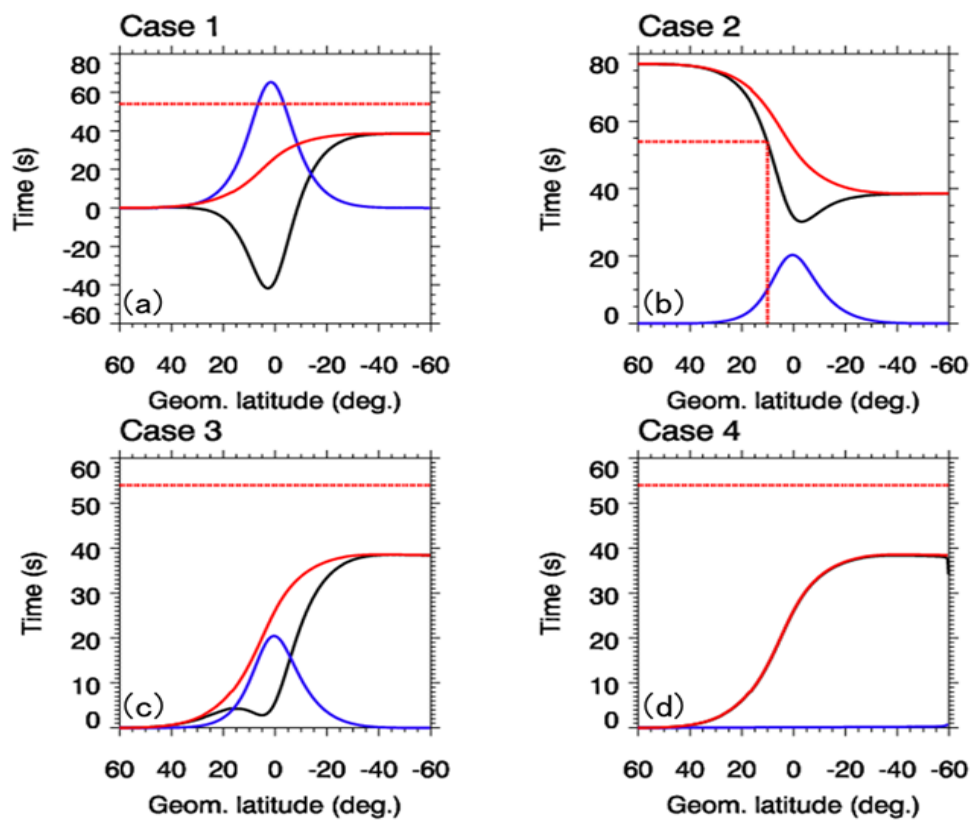


図 4.11: 2016 年 1 月 2 日における 0.7 Hz での発生域推定

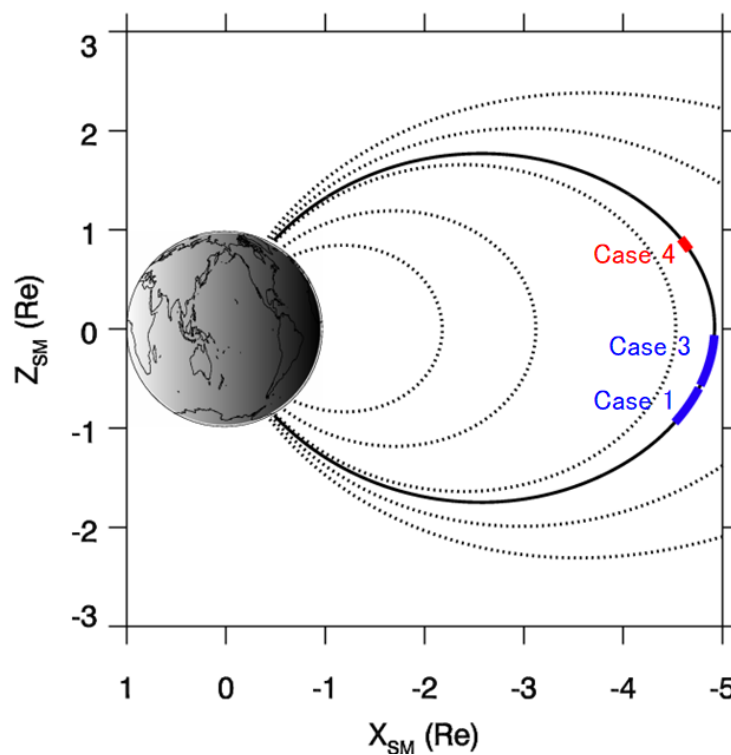


図 4.12: 2015 年 11 月 12 日における 1 Hz 変調成分の発生域推定

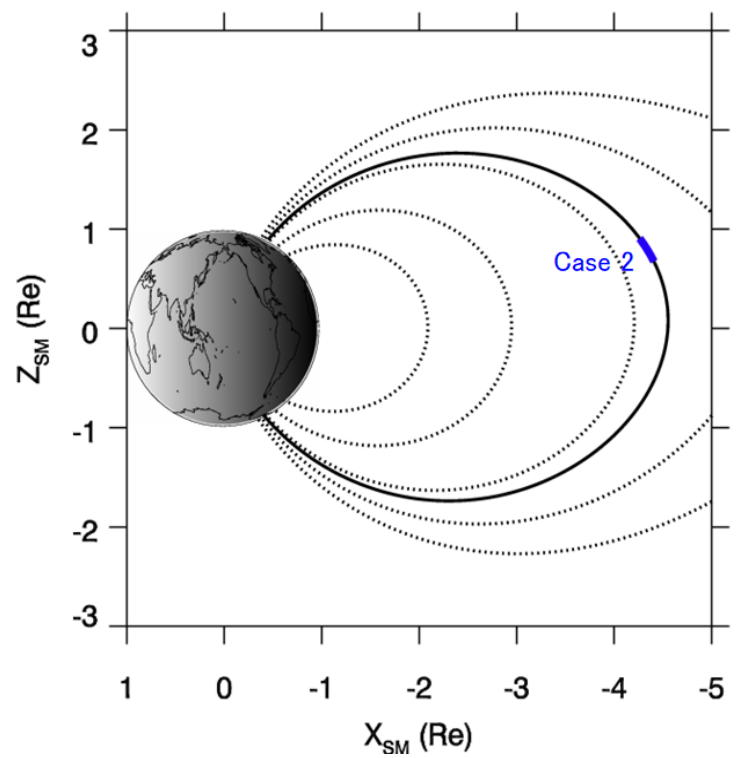


図 4.13: 2016 年 1 月 2 日における 1 Hz 変調成分の発生域推定

表 4.2: 2015 年 11 月 12 日の発生域推定結果（EMIC 波動周波数：0.4 Hz）

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Geomagnetic latitude (deg.)	−9.1	-	−0.7	9.7
Resonance energy (keV)	96	-	34	1000

表 4.3: 2015 年 11 月 12 日の発生域推定結果（EMIC 波動周波数：0.8 Hz）

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Geomagnetic latitude (deg.)	−13.6	-	−6.7	11.2
Resonance energy (keV)	48	-	10	1000

表 4.4: 2016 年 1 月 2 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.5 Hz)

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Geomagnetic latitude (deg.)	-	8.1	-	-
Resonance energy (keV)	-	83	-	-

表 4.5: 2016 年 1 月 2 日の発生域推定結果 (EMIC 波動周波数 : 0.8 Hz)

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
Geomagnetic latitude (deg.)	-	11.2	-	-
Resonance energy (keV)	-	47	-	-

4.4 まとめ

本研究では, 2015 年 11 月 12 日 7:40~8:40 UT と 2016 年 1 月 2 日 6:05~6:25 UT にカナダのアサバスカで地上同時観測されたプロトンオーロラと EMIC 波動に着目し, 従来の研究より得られていたプロトンオーロラの主脈動成分 (0.01 Hz) と高速変調成分 (0.1 Hz) より速い変調成分について解析を行った.

全天動画の各画素に FFT 解析を行うことで, 各周波数の周波数マップ (FFT マップ) を作成し, 高速変調成分 (0.1 Hz) より速い変調成分が含まれているかを確認した. その結果, 2015 年 11 月 12 日のイベントでは, 0.9 と 1.0 Hz の FFT マップでプロオーロラと同じ領域においてスペクトル強度が大きくなった. 2016 年 1 月 2 日のイベントでは, 1.0 から 1.2 Hz の FFT マップでプロオーロラと同じ領域においてスペクトル強度が大きくなった. この解析からプロトンオーロラの高速変調成分より速い 1 Hz 変調成分が含まれていることを世界で初めて地上観測した. これは, 高いエネルギーをもつ粒子が地上に降下していると示唆された観測結果である.

さらに, プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分が何によって発生しているかを調査した. プロトンオーロラの主脈動と高速変調成分は, EMIC 波動の元素周期とサブパケッ

ト構造によって発生していることが分かっている。そのため、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分も EMIC 波動のパワー成分が原因で発生していると考えた。EMIC 波動パワー成分の周波数成分は、EMIC 波動における中心周波数の 2 倍となり、2015 年 11 月 12 日と 2016 年 1 月 2 日の中心周波数は、約 0.5 と 0.6 Hz になるため、FFT マップの 1 Hz 変調成分と一致する。さらに、詳細に調査するため、EMIC 波動パワー成分とプロトンオーロラの発光強度（プロトンオーロラの領域で計算）を周波数解析（FT 図）し、時系列で比較を行った。その結果、EMIC 波動パワー成分の周波数（2015 年 11 月 12 日：1.0 Hz 付近、2016 年 1 月 2 日：1.2 Hz 付近）とプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分（2015 年 11 月 12 日：1.0 Hz、2016 年 1 月 2 日：1.2 Hz）の一体一対応が得られた。このことから、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分は、EMIC 波動パワー成分が原因で発生していることが分かった。さらに、2015 年 11 月 12 日のイベントにおいて、プロトンオーロラの 1 Hz 変調が発生しているとき、CNA が静常時より 4 dB 増加したことを観測した。これは、EMIC 波動によって高エネルギープロトンだけでなく相対論的電子も降下していると考えられる。

従来の研究で、プロトンオーロラの主脈動と高速変調成分の発生域推定を行っており、磁気緯度 -3.6 から $+8.1$ 度に発生域があると推定し、Loto'aniu et al., 2005 では、CRRES による衛星観測で EMIC 波動（波動粒子相互作用）の発生源は磁気赤道付近（地磁気緯度： ± 11 deg. 以内）であることを示唆していたため、この従来の研究は衛星観測を支持する結果が得られていた。EMIC 波動パワー成分によって発生するプロトンオーロラ 1 Hz 変調成分も磁気赤道周辺で発生すると考え、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定を行った。推定する際に、地上観測した EMIC 波動とプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の時間差（観測時間差）を算出した。その結果、2015 年 11 月 12 日では、粒子のほうが EMIC 波動より 20 秒早く地上に到達し、2016 年 1 月 2 日においても、粒子のほうが EMIC 波動より 54 秒早く地上に到達したことが得られた。さらに、発生域推定を行うため、理論時間差を計算し、観測時間差と理論時間差からプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定を行った。このとき、粒子と波動の伝搬経路は Case1 から Case4 まで考えられ、Case1 から Case3 は EMIC 波動と高エネルギープロトン、Case4 は EMIC 波動と相対論的電子と波動粒子相互作用を仮定した。発生域推定を行った結果、2015 年 11 月 12 日のイベントでは、相対論的電子と EMIC 波動の共鳴領域は $+9.7$ から $+11.2$ 度（Case4）であり、高エネルギープロトンと EMIC 波動の共鳴領域は -13.6 から -9.1 度（Case1）と

−6.7 から −0.7 度 (Case3) という結果になった。2016 年 1 月 2 日のイベントでは、相対論的電子と EMIC 波動の共鳴領域は推定できなく、高エネルギープロトンと EMIC 波動の共鳴領域は +8.1 から +11.2 度 (Case2) という結果になった。これらのことから、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分は磁気赤道周辺 (2015 年のイベント: −13.6 から +11.2 度, 2016 年のイベント: +8.1 から +11.2 度) で発生していることが分かり、磁気赤道周辺で EMIC 波動と高エネルギープロトン, EMIC 波動と相対論的電子との波動粒子相互作用によってプロトンオーロラの 1 Hz 変調が発生していることが得られた。

本研究では、プロトンオーロラの時間変調について周波数解析を行い、従来の研究で分かっていた主脈動成分と高速変調成分より速い 1 Hz 変調成分を世界で初めて地上観測した。さらに、地上同時観測した EMIC 波動と周波数解析による比較を行うことで、EMIC 波動パワー成分 (EMIC 波動の中心周波数の 2 倍) が原因で発生していることが分かった。プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域も磁気赤道周辺 (± 12 度付近) で分布することが分かり、磁気赤道周辺での EMIC 波動と高エネルギープロトン, 相対論的電子によってプロトンオーロラの 1 Hz 変調が起こっていることが得られた。

第5章 磁気圏における背景磁場やプラズマ密度とプロトンオーロラの発生への関係性

5章では、磁気圏における背景磁場や背景プラズマ密度がプロトンオーロラの発生にどのような影響を与えるかを調査した結果を報告する。磁気圏における背景磁場や背景プラズマ密度がプロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用との関係性については、シミュレーションや衛星観測で調査が行われてきた。しかし、シミュレーションは観測による妥当性が確認できておらず、衛星観測ではその場観測であるため、広範囲な時空間変動による波動粒子相互作用への影響は十分に調査できていない。

本研究では、波動粒子相互作用を地上に投影したと考えられるプロトンオーロラと Tsyganenko モデルによる磁力線との比較（5.1 章）や磁気圏の背景プラズマ密度を電離圏に投影したと考えられる TEC 分布（5.2 章）を用いることで、従来の研究で調査が不十分であった磁気圏における背景磁場や背景プラズマ密度とプロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用の関係性を地上観測より調査する。

5.1 磁気圏の背景磁場とプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動への影響

従来の研究（Shoji and Omura.,2014[37]）では、ハイブリットシミュレーションを用いて、波動粒子相互作用発生域周辺の不均一な磁場勾配における EMIC 波動のスペクトル構造への影響を報告している。このシミュレーションでは、図 5.1 のように波動粒子相互作用発生域周辺で磁場勾配が大きくなる（磁力線が伸びる）と EMIC 波動の発生条件が波の振幅の限定的な条件下のみで発生するため、EMIC 波動のエLEMENTはコヒーレント

な構造（ディスクリートエレメント）になる．一方，磁場勾配が小さい（磁力線が縮む）と波の振幅が様々な条件下で EMIC 波動が発生するため，EMIC 波動のエLEMENTは重複した状態（重複したELEMENT）になる．このように，シミュレーション技術を用いて，EMIC 波動発生域周辺の磁場勾配と EMIC 波動のスペクトル構造の関係を示している．しかし，この関係性を地上・衛星観測を用いて，背景磁場の勾配による EMIC 波動のスペクトル構造への影響は十分に分かっていない．

本研究では，波動粒子相互作用発生域を地上に投影したと考えられるプロトンオーロラに着目することで，EMIC 波動発生域を捉える．そして，Tsyganenko 2002 モデルよりプロトンオーロラ上の磁力線の勾配と地上同時観測した EMIC 波動のスペクトル構造とを比較することで，EMIC 波動発生域周辺の磁場勾配と EMIC 波動のスペクトル構造の関係を調査した．

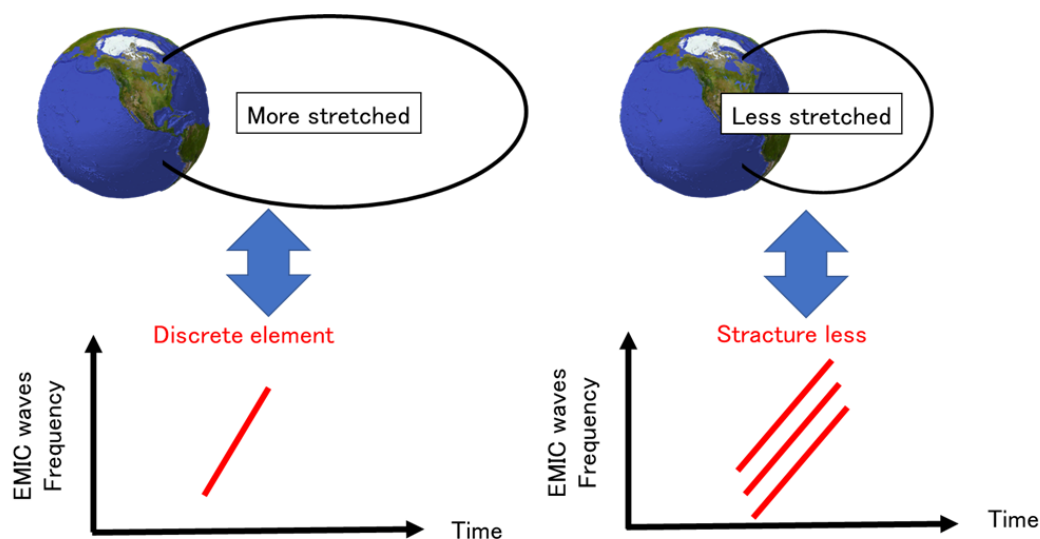


図 5.1: 従来の研究による EMIC 波動のスペクトル構造と磁力線曲率の関係

5.1.1 地上観測したプロトンオーロラと EMIC 波動

本研究は，2017 年 2 月 17 日 5:30 から 6:00 UT にカナダのアサバスカで観測したプロトンオーロラと EMIC 波動で調査を行う．従来は，EMIC 波動のスペクトル構造を解析者の目視でディスクリートELEMENTか重複したELEMENTかを客観的に判断しており，妥当性がなかった．本研究では，スペクトルエントロピー法を用いることで EMIC 波動のスペクトル構造の相対的な指標を求める．スペクトルエントロピー法は 2.5.2 章でも述

べた通り、波形が白色雑音のような広帯域に広がる周波数特性のとき、エントロピー値が大きくなり、単一のスペクトルを持つような波形のときは、エントロピー値が小さくなる特性がある。この特性を利用し、EMIC 波動のスペクトルからスペクトルエントロピー法を用いて重複したエレメントかディスクリートなエレメントかを区別した。EMIC 波動のスペクトル構造が重複したエレメントは、複数の波が重なっている状態であり、ディスクリートなエレメントよりも周波数方向に広がっているスペクトルになる。そのため、ディスクリートなエレメントよりも相対的にエントロピー値が大きくなると予想した。エントロピー値を比較することで、EMIC 波動スペクトル構造の変化の指標とした。

図 5.2 に観測した (a) プロトンオーロラの南北ケオグラムと (b) EMIC 波動の FT 図、(c) スペクトルエントロピー値を示す。図 5.2 を見ると、プロトンオーロラが赤道側にドリフトしており、それに対応して EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリートエレメントから重複したエレメントに変化することを観測した。EMIC 波動のスペクトル構造の変化は、(c) のエントロピー値からも確認ができ、ディスクリートなエレメントのときエントロピー値は約 0.1、重複したエレメントに変化するに従ってエントロピー値は約 0.9 と相対的に大きくなることが得られた。スペクトルエントロピー法における周波数の計算条件は、下限が 0.1 Hz、上限が 1.0 Hz とした。このように、スペクトルエントロピー法を用いることで、EMIC 波動におけるスペクトル構造の変化の指標となることが得られた。図 5.2 (a) よりプロトンオーロラが赤道側へドリフトしたことから、図 5.3 のようにプロトンオーロラの発生域（波動粒子相互作用発生域）は地球近傍に移動したと考えられる。発生域が地球近傍に移動すると、発生域周辺での磁場勾配は図 5.3 のように小さくなることが予想され、この磁場勾配の変化によって EMIC 波動のスペクトル構造が変化したと示唆される。

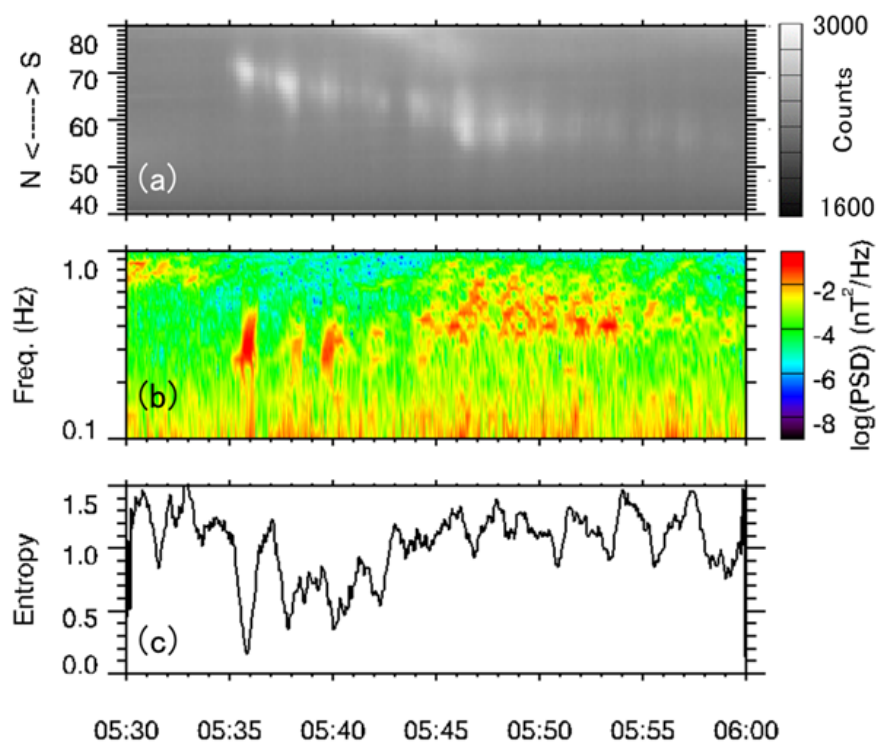


図 5.2: 2017 年 2 月 17 日 5:30 から 6:00 のプロトンオーロラと EMCI 波動の FT 図, スペクトルエントロピー法

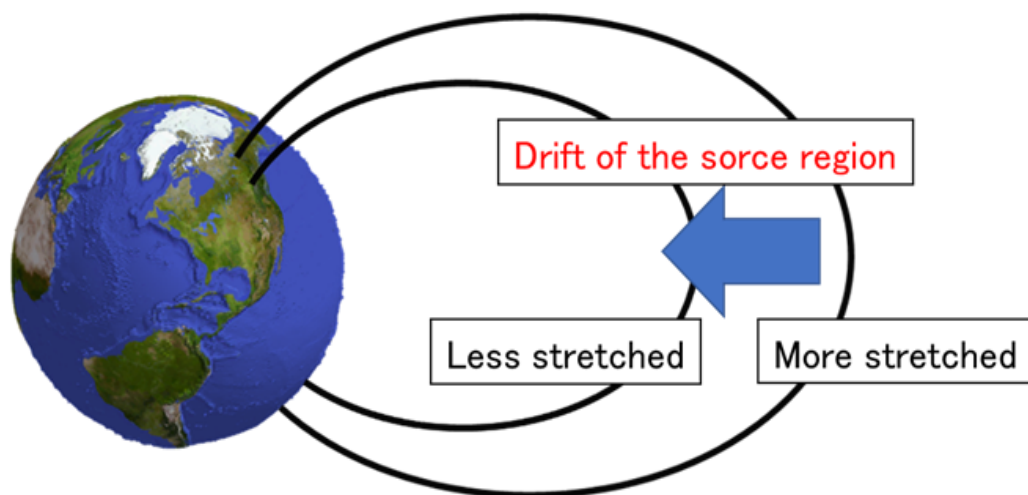


図 5.3: プロトンオーロラ発生域の変動と磁力線曲率の関係

5.1.2 Tsyganenko モデルによる磁場勾配の推定

2017年2月17日 5:35 から 6:00 UT における EMIC 波動発生域周辺の磁場勾配の変化を求めるため、プロトンオーロラが発生している画素から Tsyganenko2002 と 2004 モデルで磁力線をトレースし、磁気赤道周辺（磁気緯度 ± 11 度）の磁場勾配係数を計算した。このとき、磁力線の磁場強度から式 (5.1) で近似を行い、 a を最小二乗法によるフィッティングで算出し、磁場勾配係数 B_a を式 (5.3) で計算する [37]。

$$B_0 = B_{eq} (1 + ax^2) \quad (5.1)$$

$$a_0 = \frac{4.5}{(LR_E)^2} \quad (5.2)$$

$$B_a = \frac{a}{a_0} \quad (5.3)$$

B_{eq} は磁気赤道の磁場強度 (nT), B_0 は磁場強度 (nT), x は磁気赤道からの距離 (m), L は L 値, R_E は地球半径 (m) である。実際に、2017年2月17日 5:35 UT のときの、磁気赤道周辺の磁場と近似曲線を図 5.4 に示す。緑実線が磁場の近似曲線で、赤線が磁場勾配係数の計算範囲 (± 11 度と仮定)、黒点は (a) Tsyganenko 2002 モデル、(b) Tsyganenko

2004 モデルによる磁場強度である。それぞれ、磁場勾配係数 B_a は、2.24 と 1.72 となった。この処理を 5:35 から 5:59 UT の 1 分刻みで磁場勾配係数を計算した結果を、図 5.5 に示す。図 5.5 (a) Tsyganenko 2002 モデル、(b) Tsyganenko 2004 モデルによる結果である。図 5.5 を見ると、5:35 UT から 5:59 UT にかけて磁場勾配係数が Tsyganenko 2002 モデルでは 15%, Tsyganenko 2004 モデルでは 10% 減少しているのが得られた。これは、磁場勾配による EMIC 波動スペクトル構造の変化を Tsyganenko モデルによって解析した結果であり、磁場勾配係数が減少するにつれて、EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリートなエレメントから重複したエレメントに変化したことが得られた。

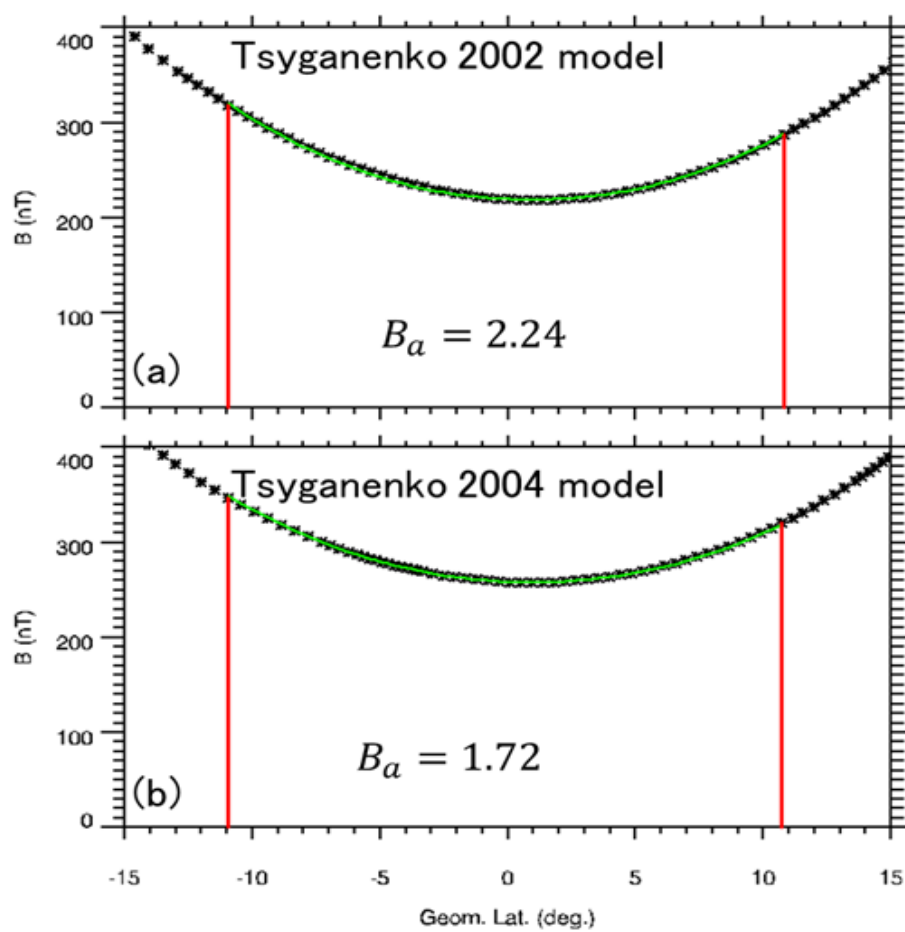


図 5.4: 2017 年 2 月 17 日 5:35 UT における磁力線と磁場勾配係数

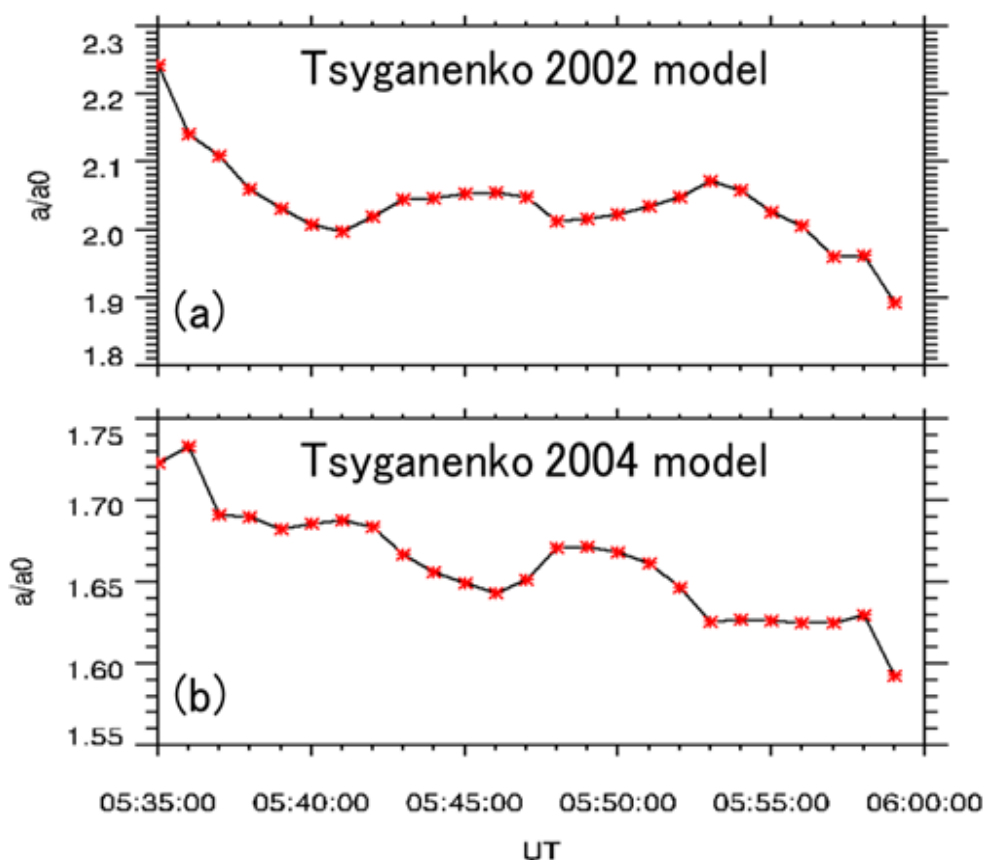


図 5.5: 2017 年 2 月 17 日 5:35 から 5:59 UT における磁場勾配係数の変化

本研究では、波動粒子相互作用発生域を地上に投影したと考えられるプロトンオーロラが赤道側にドリフトしたことから、EMIC 波動発生域が地球近傍に移動したと示唆した。発生域の移動に伴った磁気赤道周辺における磁場勾配係数の変化を Tsyganenko モデルで計算し、磁場勾配係数が小さくなる（Tsyganenko 2002 モデル：15%，2004 モデル：10%減少）ことが得られた。磁場勾配係数が小さくなったため、EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリートなエレメントから重複したエレメントに変化し、従来のシミュレーション結果と同様に、背景磁場の曲率がプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動のスペクトル構造に重要であることを観測から得られた。

5.2 磁気圏の背景プラズマ密度によるプロトンオーロラの発生への影響

5.2章では、磁気圏における背景プラズマ密度がプロトンオーロラの発生にどのような影響を与えるかを地上観測されたデータから調査する。

プロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用は主にプラズマ圏の境界（プラズマポーズ）付近で起こりやすく、この境界の内と外ではプラズマ密度が急激に変化する。そのため、プラズマ密度が波動粒子相互作用に重要であると考えられていた。理論的にはプラズマポーズの内側で EMIC 波動の成長率が最大になるため、波動粒子相互作用はプラズマポーズ内側で起こりやすいと考えられている。しかし、観測ではプラズマポーズ内側で波動粒子相互作用が起こりやすいことについて、十分に解明されていない。解明されていない原因として、プラズマポーズ付近で起こる波動粒子相互作用は、衛星観測によって観測・調査が行われていた。しかし、衛星観測の欠点としてその場観測であるため、広範囲なプラズマ密度の空間分布がプロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用にどのような影響を与えるか調査できない状況で、プラズマ密度がどのような状態のとき、波動粒子相互作用が発生しやすいのかを観測できないでいた。

本研究では、波動粒子相互作用発生域を電離圏で投影し、高空間分解能で観測するプロトンオーロラと磁気圏のプラズマ密度を観測したと考えられる広範囲な差分 Total Electron Content (TEC) 分布を比較することで、磁気圏における背景プラズマ密度の空間分布がプロトンオーロラ発生への影響を調査する。

5.2.1 差分 TEC 分布による磁気圏の背景プラズマ密度の観測

5.2.1章では、磁気圏の背景プラズマ密度を観測している差分 TEC 分布について説明する。TEC 分布は、GPS 衛星などの Global Navigation Satellite System (GNSS) によって、衛星から地上の受信機までの全電子数を計測しており、主に電離圏のプラズマ密度を観測している（観測地点は全世界中）。電離圏のプラズマ密度は、磁気圏でのプラズマ密度を反映しているため、TEC 分布によって磁気圏のプラズマ密度を観測することが可能である。本研究で用いた差分 TEC 分布は、TEC データの平均値からのずれを静穏日で規格化しており、時間分解能は $1/300$ Hz で、マッピング高度は 300 km である。実際に

2016年1月2日1:20 UTに観測した北アメリカ上の差分TEC分布を図5.6に示す．赤線のような磁気圏のプラズマポーズを反映していると考えられている電離圏トラフの構造を確認でき，その中にはプラズマ密度のゆらぎと考えられる局所的なプラズマ密度の増減も確認できる．

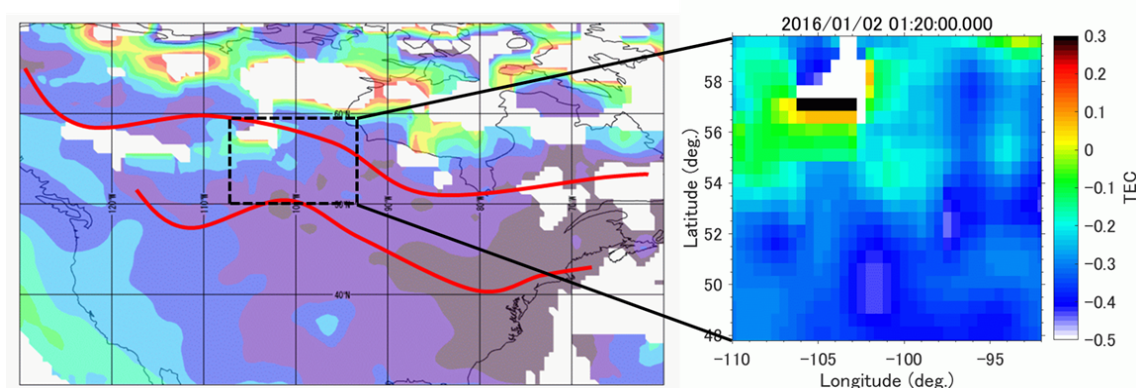


図 5.6: 北アメリカ大陸上の差分 TEC 分布

5.2.2 プロトンオーロラと差分TEC分布の比較

背景プラズマ密度とプロトンオーロラの発生への関係性を調査するため，2016年1月2日1:20から2:00 UTに観測されたプロトンオーロラ動画とEMIC波動のFT図，差分TEC分布の観測データで比較を行う．オーロラの観測にはTime History of Events and Macroscale Interactions during Substorms (THEMIS)の全天観測データを使用した．画像サイズは 256×256 で，時間分解能は $1/3$ Hzである．本研究ではカナダのパス（地理緯度：53.9度，地理経度：259.0度）で観測したプロトンオーロラ動画を用いた．全天動画から地理緯度座標系に変換し，変換後の画像は， 256×256 画素数，地理経度250度から262度，地理緯度48度から60度，発光高度は110と300 kmに変換した．図5.7に2016年1月2日1:20 UTの(a) プロトンオーロラ画像（発光高度：110 km），(b) プロトンオーロラ画像（発光高度：300 km），(c) 差分TEC分布，(d) EMIC波動のFT図を示す．(a)と(b)のプロトンオーロラ画像を見ると，南北に広がっているオーロラの中に発光していない領域（ギャップ領域）が観測され，(d)のEMIC波動も南北のプロトンオーロラに対応していると考えられる0.5 Hzと1.5 Hz帯のEMIC波動を観測した．さらに，(c)

の差分 TEC 分布を見ると，プロトンオーロラのギャップ領域周辺で局所的増加領域が確認した．

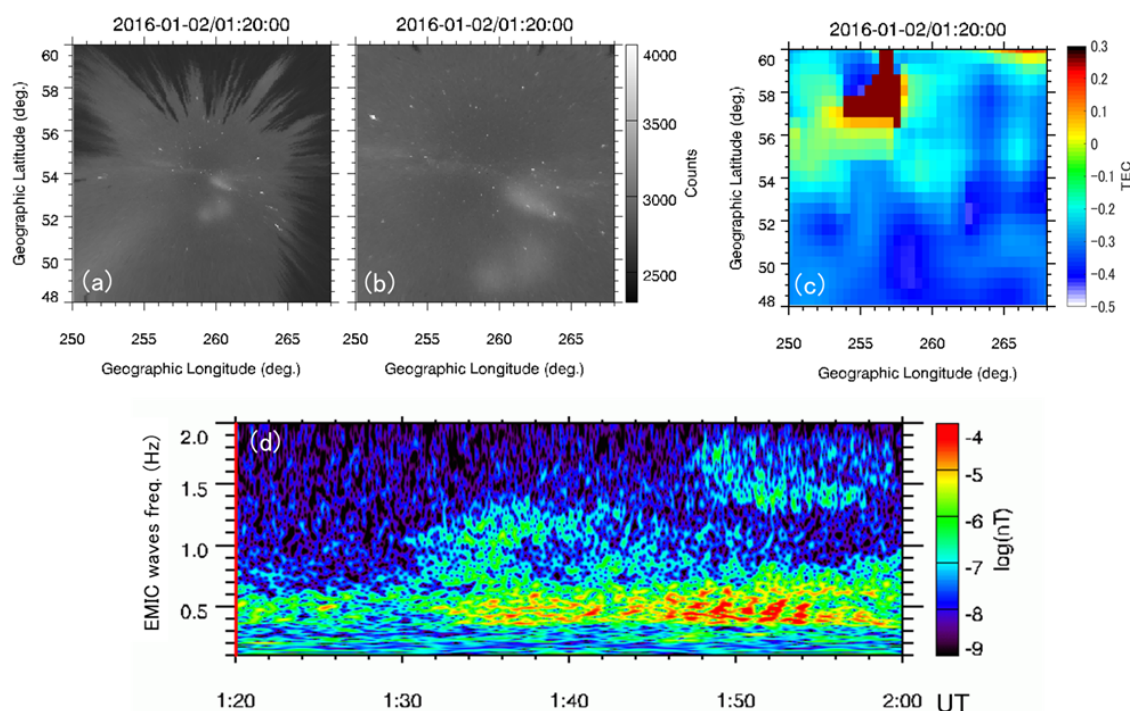


図 5.7: 2016 年 1 月 2 日 1:20 から 2:00 UT におけるプロトンオーロラと差分 TEC 分布，EMIC 波動の FT 図の比較

詳細にプロトンオーロラのギャップ領域とその周辺の差分 TEC 分布の状況を確認するため，脈動オーロラ領域検出アルゴリズムを用いてプロトンオーロラの輪郭を検出し，その輪郭から詳細なプロトンオーロラのギャップ領域を求めた．実際に 2016 年 1 月 2 日におけるプロトンオーロラの領域検出した結果を図 5.8 に示す．赤枠がプロトンオーロラの領域を表している．図 5.8 (a) と (b) が発光高度 110 km，図 5.8 (c) と (d) が発光高度 300 km の結果である．脈動オーロラ領域検出アルゴリズムを用いることで，プロトンオーロラのギャップ領域を詳細に検出することが可能になった．次に，差分 TEC 分布とプロトンオーロラのギャップ領域を直接比較するため，差分 TEC 分布の動画にプロトンオーロラの領域をオーバープロットした結果を図 5.9 に示す．こちらも同様に，赤実線がプロトンオーロラの輪郭線である．図 5.9 (a) と (b) が発光高度 110 km の輪郭線，図 5.9 (c) と (d) が発光高度 300 km の輪郭線である．図 5.9 を見ると，差分 TEC 分布の局所的増加領域の境界でプロトンオーロラのギャップ領域が確認できる．

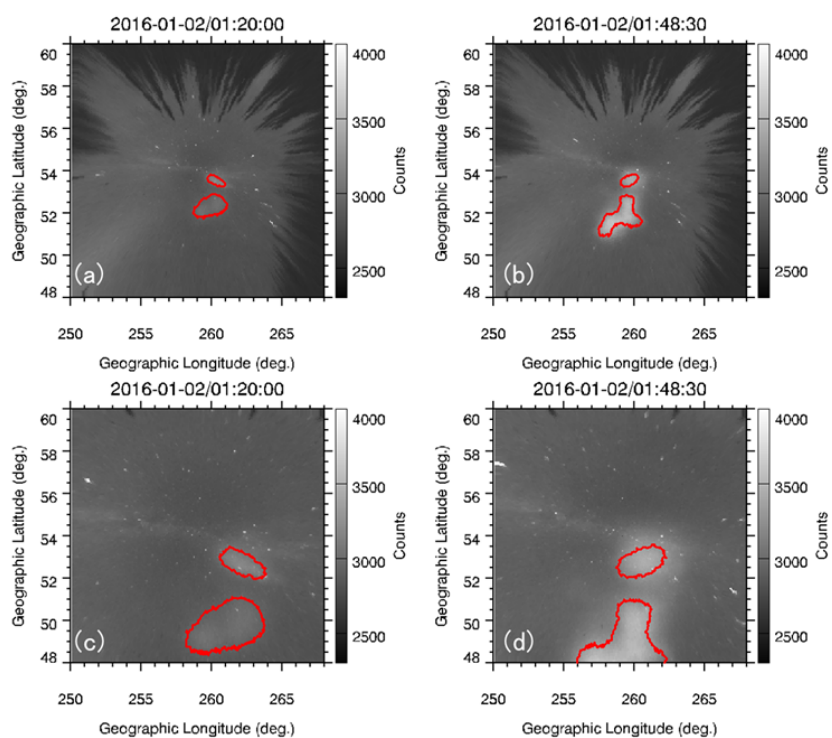


図 5.8: 2016 年 1 月 2 日 1:20 から 2:00 UT におけるプロトンオーロラの領域検出結果

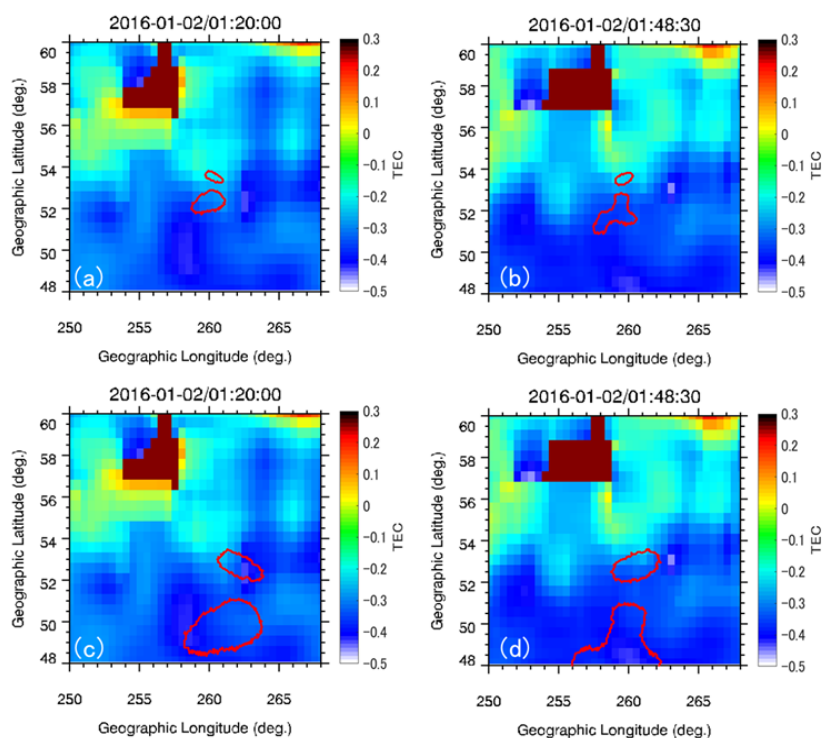


図 5.9: 2016 年 1 月 2 日 1:20 から 2:00 UT における差分 TEC 分布とプロトンオーロラの領域の比較

プロトンオーロラのギャップ領域で差分 TEC 分布の勾配が大きくなる領域と一致すると予想し、ギャップ領域と差分 TEC 分布の局所的最大密度勾配領域を比較した。差分 TEC 分布の局所的 maximum 密度勾配領域と局所的 maximum 領域、局所的 minimum 領域を差分 TEC 分布のケオグラム（経度：259.5 度）で確認したのを図 5.10 に示す。赤点線が局所的 maximum 領域、赤実線が局所的 maximum 密度勾配領域、赤点実線が局所的 minimum 領域である。プロトンオーロラのギャップ領域と差分 TEC 分布の局所的 maximum 密度勾配領域を比較するため、プロトンオーロラのケオグラム（経度：259.5 度）を作成し、プロトンオーロラの輪郭からギャップ領域と差分 TEC 分布の局所的 maximum 領域、局所的 maximum 密度勾配領域、局所的 minimum 領域をプロットした結果を図 5.11 に示す。図 5.11 (a) と (b) は発光高度 110 km と 300 km のプロトンオーロラケオグラム、緑実線がプロトンオーロラのギャップ領域、黄点線が局所的 maximum 領域、黄実線が局所的 maximum 密度勾配領域、黄点実線が局所的 minimum 領域である。図 5.11 のプロトンオーロラのギャップ領域と差分 TEC 分布の局所的 maximum 密度勾配領域を比較すると、背景プラズマ密度勾配の大きい領域周辺（緯度誤差 ± 1.0 度以内）でプロトンオーロラのギャップ領域（発光しない領域）を観測した。背景プラズマ密度の増減が大きい領域とプロトンオーロラのギャップ領域の対応が良いことから、背景プラズマ密度の増減によって共鳴条件が異なることが予想され、局所的なプラズマ密度の増減は波動粒子相互作用によるプロトンオーロラの発生に重要だと強く示唆するイベントが得られた。

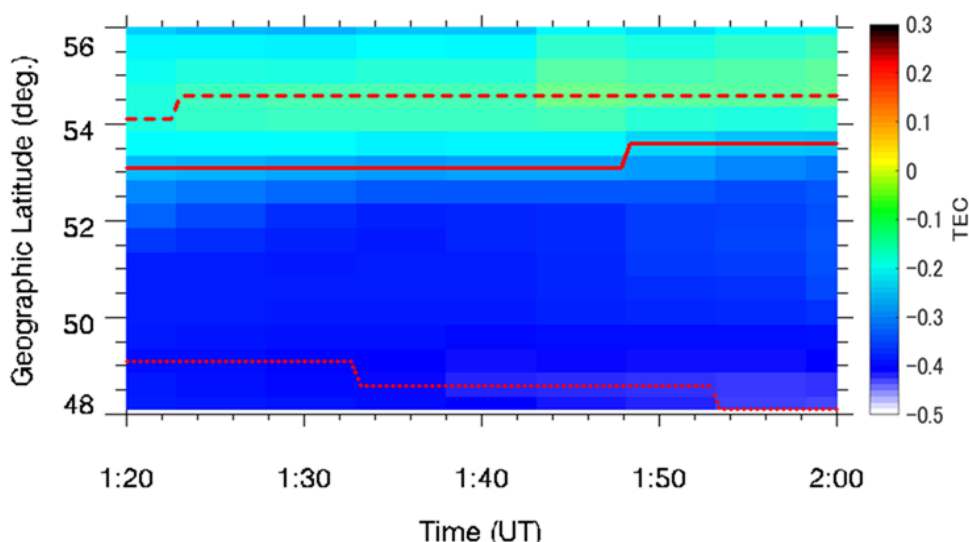


図 5.10: 差分 TEC 分布のケオグラム

赤点線：局所的 maximum 領域，赤実線：局所的 maximum 密度勾配領域，赤点実線：局所的 minimum 領域

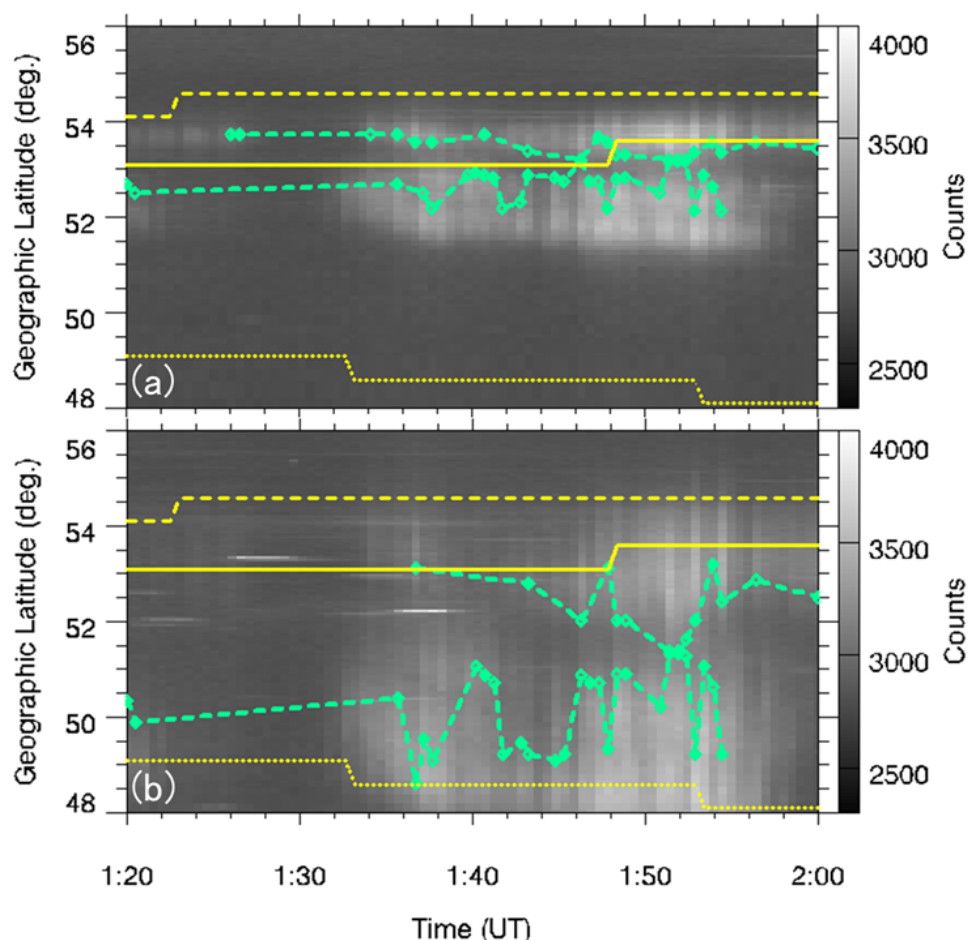


図 5.11: プロトンオーロラのケオグラムによるプロトンオーロラギャップ領域と差分 TEC 分布
最大密度勾配領域の比較

緑実線：プロトンオーロラのギャップ領域黄点線：局所的最大領域，黄実線：局所的最大
密度勾配領域，黄点実線：局所的最小領域

5.3 まとめ

本研究では、磁気圏の波動粒子相互作用を投影していると考えられるプロトンオーロラの地上観測データと、磁場トーレスモデルである Tsygananko モデルや磁気圏の背景プラズマ密度を観測している差分 TEC 分布を比較することで、磁気圏の背景磁場や背景プラズマ密度が波動粒子相互作用によるプロトンオーロラの発生にどのように影響を与えるか調査を行った。

磁気圏の背景磁場とプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動への影響

従来のシミュレーションによる研究で、EMIC 波動発生域周辺の磁場曲率によって、EMIC 波動のスペクトル構造が異なることが分かっていた。このシミュレーションでは、磁場曲率が小さいとき EMIC 波動のスペクトル構造はディスクリートなエレメントになり、磁場曲率が大きいとき EMIC 波動のスペクトル構造は重複したエレメントになる。シミュレーションでは磁場曲率と EMIC 波動のスペクトル構造の関係性について分かっているが、地上や衛星による観測では、この関係性が十分に分かっていない。

本研究では、EMIC 波動によって発生するプロトンオーロラと EMIC 波動を地上同時観測することで、衛星観測では不可能であった EMIC 波動発生域での磁場曲率と EMIC 波動のスペクトル構造の関係性を調査した。今回解析には 2017 年 2 月 17 日 5:30 から 6:00 UT のプロトンオーロラと EMIC 波動の観測データを用いた。このイベントは、プロトンオーロラが赤道側へドリフトしており、それに対応して EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリートなエレメントから重複したエレメントに変化する。この EMIC 波動スペクトル構造の変化は、スペクトルエントロピー法を用いることで客観的にスペクトル構造の区別を行った。エントロピー値が小さいときディスクリートなエレメント、エントロピー値が大きいとき重複したエレメントになると予想し、2017 年 2 月 17 日の EMIC 波動の FT 図に計算を行った結果、エントロピー値が 0.1 から 0.9 と変化するに従って、EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリートなエレメントから重複したエレメントに変化した。今回のイベントは、プロトンオーロラが赤道側へドリフトしたことから、EMIC 波動の発生域が地球外側から近傍に移動したと考えられる。発生域が近傍に近づいたことから、EMIC 波動発生域周辺の磁場曲率が変化し、EMIC 波動のスペクトル構造が変化したと示唆するイベントである。

実際に、EMIC 波動のスペクトル構造に対応して、磁場曲率が変化したかを確かめるため、プロトンオーロラが発生している中心から Tsyganenko 2002 モデルと 2004 モデルによって磁力線をトレースした。トレースした磁力線の磁気赤道周辺 (± 11 度) の磁場勾配係数を算出することで、磁場曲率の変化を求めた。その結果、Tsyganenko 2002 モデルでは、磁場勾配係数が 15% 減少し、2004 モデルでは 10% 減少することが得られた。これは、従来のシミュレーションで考えられていた磁場曲率と EMIC 波動のスペクトル構造の関係性と同様な結果を地上観測と Tsyganenko モデルから得られ、背景磁場の曲率がプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動のスペクトル構造に重要であることを観測から

分かった。

磁気圏の背景プラズマ密度によるプロトンオーロラの発生への影響

プロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用は主にプラズマポーズ付近で発生すると考えられている。しかし、観測ではプラズマポーズ付近で波動粒子相互作用が起りやすきことについて、十分に解明されていない。これは、従来の衛星観測では、プラズマポーズ付近の広範囲な背景プラズマ密度を観測することができないため、背景プラズマ密度とプロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用の関係性が観測できていなかった。本研究では、磁気圏の背景プラズマ密度を観測していると考えられる差分 TEC 分布と波動粒子相互作用を電離圏に投影していると考えられるプロトンオーロラを比較することで、磁気圏の広範囲な背景プラズマ密度がプロトンオーロラを発生させる波動粒子相互作用にどのように影響を与えているかを調査した。

今回解析には2016年1月2日1:30から2:00 UTのプロトンオーロラと差分 TEC, EMIC 波動を用いた。このイベントは、プロトンオーロラが南北に広がって発生しており、南北の中心にオーロラが発光しないギャップ領域を確認した。南北に分離したプロトンオーロラに対応して1.0 Hz 帯と1.5 Hz 帯の EMIC 波動も観測した。さらに、プロトンオーロラのギャップ領域周辺で差分 TEC 分布の局所的に増加している領域も観測された。このイベントからプロトンオーロラの発生に背景プラズマ密度の増減が影響しているのではないかと考え、プロトンオーロラのギャップ領域と差分 TEC 分布の局所的増加領域を詳細に比較した。本研究で開発した脈動オーロラ領域検出アルゴリズムによって、プロトンオーロラのギャップ領域を詳細に検出し、差分 TEC 分布の局所的増加領域と直接比較した結果、差分 TEC 分布の境界（局所的な最大密度勾配領域）において誤差 ± 1.0 度でプロトンオーロラのギャップ領域と一致した。このことから、背景プラズマ密度の増減によって共鳴条件が異なることが予想され、局所的なプラズマ密度の増減は波動粒子相互作用によるプロトンオーロラの発生に重要であることが確認できる解析結果である。

第6章 レイトレーシング解析によるフ ラッシュオーロラの時空間特性の 調査

6章では、レイトレーシング解析を用いて脈動電子オーロラの一種であるフラッシュオーロラを発生させる磁気圏のコラス波動の時空間特性を詳細に調査する．Ozaki et al., 2019 [12] と同研究室の源田によって地上観測されたフラッシュオーロラの時空間特性及びその統計解析が行われている．統計解析では、アメリカのガコナにおける 2017 年 3 月 30 日 13 時付近で観測した 91 イベントのフラッシュオーロラで解析を行っている．統計解析によるとフラッシュオーロラの時間特性は、拡大フェーズと縮小フェーズに分けられており、拡大時間が 0.14 ± 0.06 秒、縮小時間が 0.21 ± 0.10 秒で、縮小時間の方が拡大時間より長いことが得られている．フラッシュオーロラの空間特性は、フラッシュオーロラの南北方向と東西方向の境界を検出し、最大発光時に東西方向のサイズは 99 ± 30 km、南北方向のサイズは 42 ± 12 km であり、東西方向には等方的に広がるが、南北方向には南側の方が北側より大きく非等方的に広がることが得られている．しかし、地上観測のみではフラッシュオーロラの時空間特性が分かったとしても、磁気圏を直接観測しているわけではないため、磁気圏のフラッシュオーロラを発生させるコラス波動の詳細な時空間特性とフラッシュオーロラの時空間特性の関係性については解明できていない．

本研究では、2.6 章で説明したレイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現を用いることで、コラス波動の様々な時空間特性におけるフラッシュオーロラの時空間特性への影響を調査することが可能になり、時間や空間特性に影響を与えるコラス波動のパラメータを調査する．それを基に、統計解析から得られたフラッシュオーロラの時空間特性を再現するコラス波動の時空間特性のパラメータを調査する．フラッシュオーロラの観測データは、励起した原子からエネルギーが放出され、特定の輝線を

観測している。そのため、それぞれの輝線ごとに励起状態から発光まで時間差が生じる。フラックスが十分に振り込んだ場合、励起状態から発光まで時間差が生じるが、発光までの上昇率と同じ減衰率で発光強度が減るため、フラックスが振り込んだ時間だけ発光する。そのため、レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラの再現では、励起状態の原子による発光までの時間差を考慮する必要はない。

6.1 レイトレーシング解析を用いた様々なコーラス波動の時空間分布の影響によるフラッシュオーロラの時空間特性の調査

6.1 章では、コーラス波動の様々な時空間特性におけるフラッシュオーロラの時空間特性への影響を調査するため、コーラス波動における以下の三つのパラメータを変化させてフラッシュオーロラの時空間特性にどのように影響を与えるか調査を行う。表 6.1 にレイトレーシング解析の条件を示す。コーラス波動はライジングトーン構造を仮定する。

- 1 : コーラス波動の共鳴磁気緯度領域
- 2 : コーラス波動の広がりを表すコーン角
- 3 : コーラス波動の周波数幅

表 6.1: レイトレーシング解析の条件

Parameter	
Time (UT)	2017/3/30 13:01:00
Radial distance (Re) (Start position)	5.78
Geographic latitude (deg.) (Start position)	0.18
Geographic longitude (deg.) (Start position)	197.53
kp index	+3.0
Sweep rate (kHz/sec)	5.0

一つ目に、コーラス波動の共鳴緯度領域を変化させたときの、フラッシュオーロラの

東西・南北方向の距離（最大発光時）と発光時間を調査した．共鳴磁気緯度領域を ± 2 から ± 10 度で1度刻みに変化させ，コーン角は25度，コーラス波動の周波数は 0.20 から $0.50f_{ce}$ Hz とする．図6.1に共鳴磁気緯度領域が ± 2 度と図6.2に共鳴磁気緯度領域が ± 10 度のときの，(a) フラッシュオーロラ初期発光，(b) フラッシュオーロラ最大発光，(c) フラッシュオーロラ終期発光，(d) 中心（x 軸：0 km）のケオグラムを示す．図6.1と図6.2のフラッシュオーロラの空間サイズと発光時間を確認すると，共鳴磁気緯度領域が大きくすると空間サイズが大きくなり，発光時間は変化しないことが得られた．

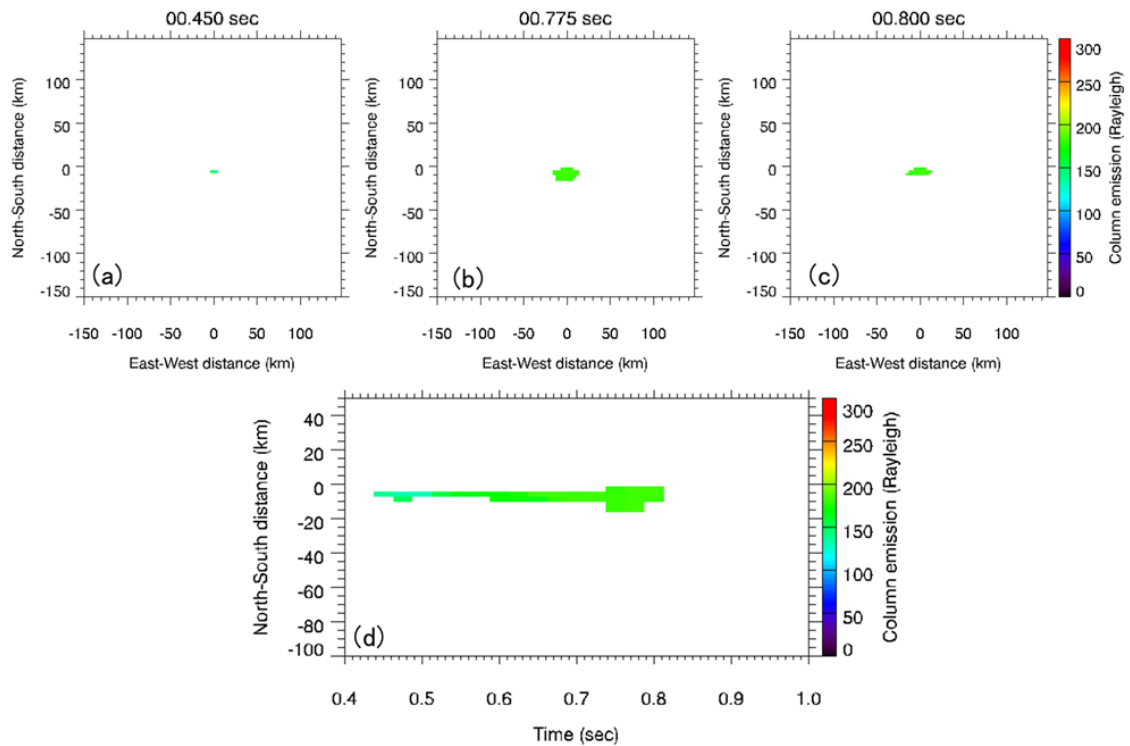


図 6.1: 共鳴磁気緯度領域が ± 2 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

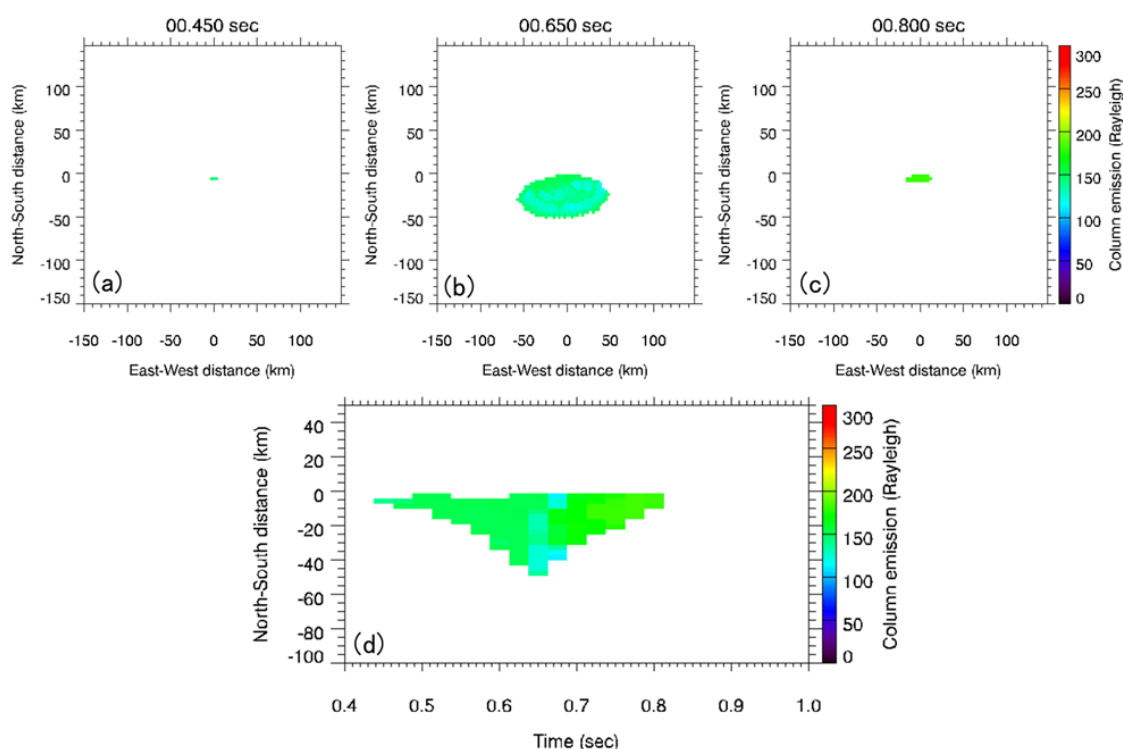


図 6.2: 共鳴磁気緯度領域が ± 10 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

さらに詳細に調査するため、図 6.3 に共鳴磁気緯度領域を変化させたときの、フラッシュオーロラ最大発光時における東西、南北方向の距離、図 6.4 にフラッシュオーロラの発光時間を示す。図 6.3 の赤実線はフラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離、赤点線は南北方向の距離、図 6.4 の黒実線はフラッシュオーロラの発光時間、青実線は拡大時間、青点線は縮小時間を表す。図 6.3 を見ると、共鳴磁気緯度領域が ± 2 度から ± 7 度において、東西方向のサイズは 27 km から 102 km に約 3.7 倍、南北方向のサイズは 12 km から 42 km に約 3.5 倍拡大しており、 ± 7 度以上において、東西方向は 102 km から 105 km、南北方向は 42 km から 48 km とあまり変化しないことが得られた。図 6.4 を見ると共鳴磁気緯度領域を変化させてもフラッシュオーロラの発光時間は変化せず、共鳴磁気緯度領域が ± 2 度から ± 7 度において、拡大時間は 0.325 秒から 0.200 秒と短くなり、縮小時間は 0.250 秒から 0.150 秒と長くなり、 ± 7 度以上は拡大時間 (0.200 秒)・縮小時間 (0.150 秒) が変化しないことが得られた。これらのことから、共鳴磁気緯度領域が ± 7 度以上ではフラッシュオーロラの時空間特性にあまり変化を与えないことが得られた。

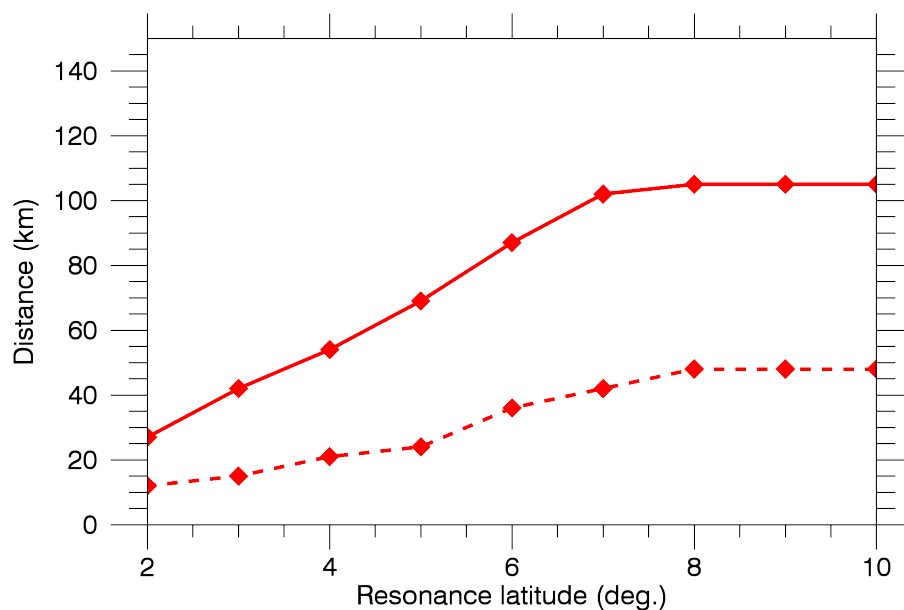


図 6.3: 共鳴磁気緯度領域におけるフラッシュオーロラの空間特性

赤実線：フラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離，赤点線：南北方向の距離

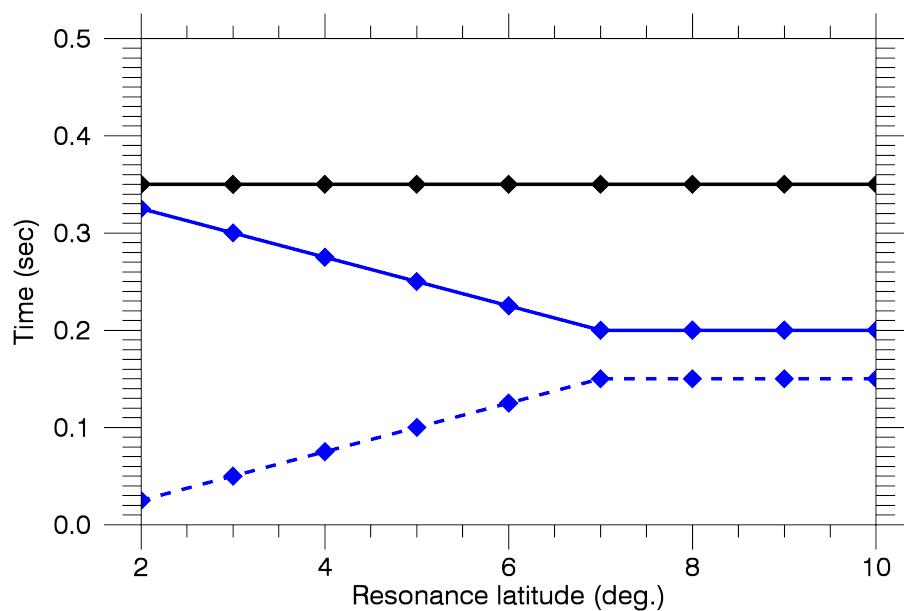


図 6.4: 共鳴磁気緯度領域におけるフラッシュオーロラの時間特性

黒実線：フラッシュオーロラの発光時間，青実線：拡大時間，青点線：縮小時間

二つ目に、コーラス波動の広がりを表すコーン角を変化させたときの、フラッシュオー

ロラの東西・南北方向の距離（最大発光時）と発光時間を調査した．コーン角を0から25度で5度刻みに変化させ，共鳴磁気緯度領域の範囲は ± 10 度，コーラス波動の周波数は 0.20 から $0.50f_{ce}$ Hz とする．図 6.5 にコーン角が10度と図 6.6 に25度のときの，(a) フラッシュオーロラ初期発光，(b) フラッシュオーロラ最大発光，(c) フラッシュオーロラ終期発光，(d) 中心 (x 軸: 0 km) のケオグラムを示す．図 6.5 と図 6.6 のフラッシュオーロラの空間サイズと発光時間を確認すると，コーン角が大きくなると空間サイズが拡大し，発光時間は変化しないことが得られた．

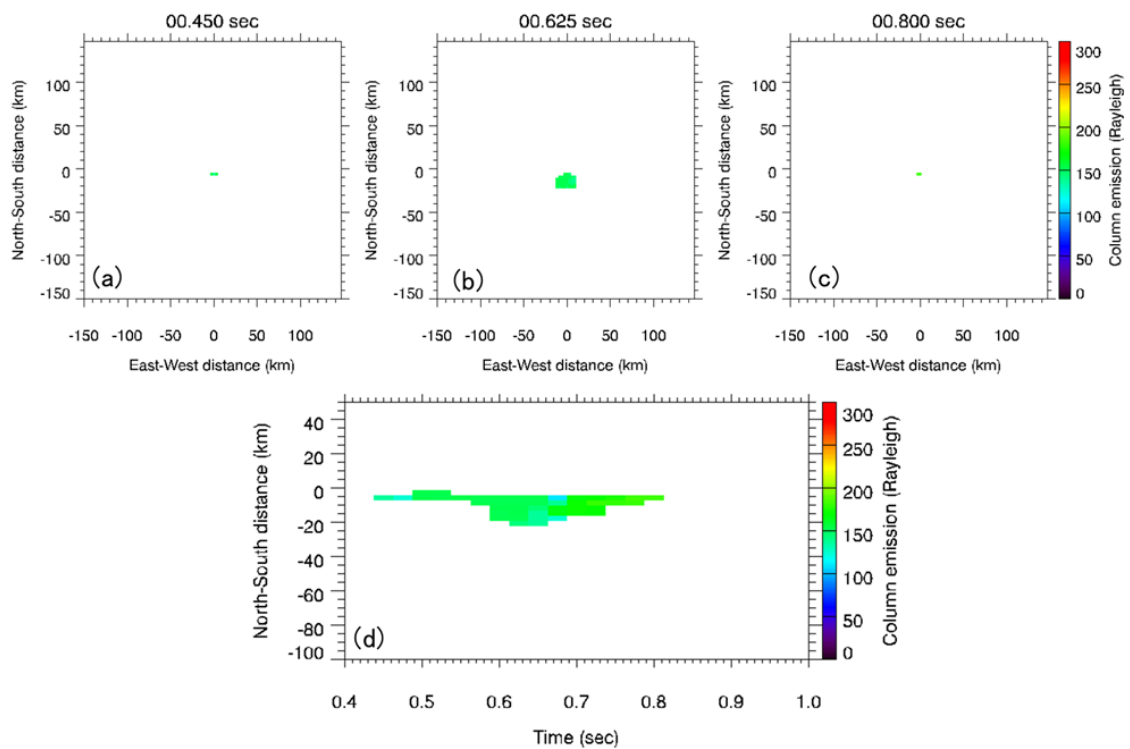


図 6.5: コーン角が10度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

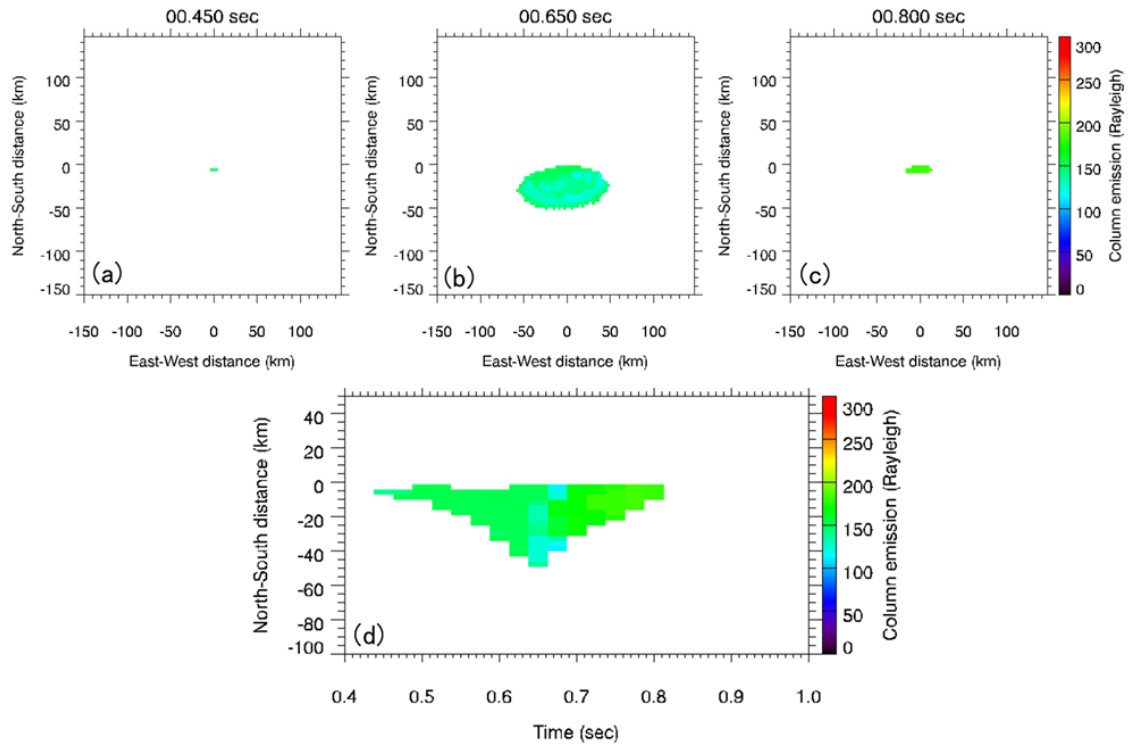


図 6.6: コーン角が 25 度におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

さらに詳細に調査するため、図 6.7 にコーン角を変化させたときの、フラッシュオーロラ最大発光時における東西、南北方向の距離、図 6.8 にフラッシュオーロラの発光時間を示す。図 6.7 の赤実線はフラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離、赤点線は南北方向の距離、図 6.8 の黒実線はフラッシュオーロラの発光時間、青実線は拡大時間、青点線は縮小時間を表す。図 6.7 を見ると、コーン角が 5 度から 25 度において、東西方向のサイズは 9 km から 162 km に約 18 倍拡大し、南北方向のサイズは 12 km から 66 km に約 5.5 倍拡大することが得られた。図 6.8 を見るとコーン角を変化させてもフラッシュオーロラの発光時間は変化せず、コーン角が 5 度から 20 度において、拡大時間・縮小時間は 0.175 秒と変化せず、コーン角が 25 度では拡大時間 (0.200 秒)・縮小時間 (0.150 秒) が少しだけ変化した。これらのことから、コーン角ではフラッシュオーロラの空間特性に大きく影響を及ぼし、時間特性には影響を与えないことが得られた。

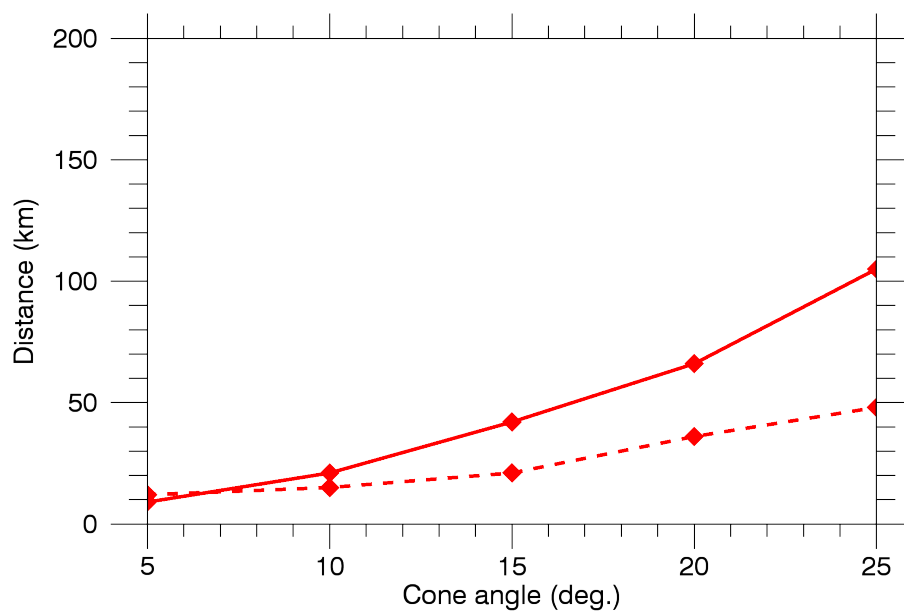


図 6.7: コーン角におけるフラッシュオーロラの空間特性

赤実線：フラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離，赤点線：南北方向の距離

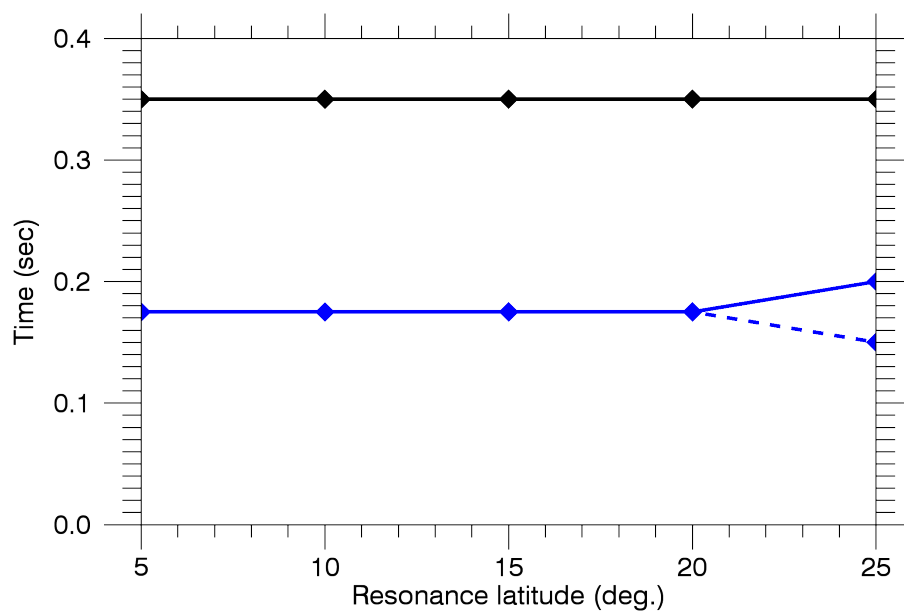


図 6.8: コーン角におけるフラッシュオーロラの時間特性

黒実線：フラッシュオーロラの発光時間，青実線：拡大時間，青点線：縮小時間

三つ目に，コーラス波動の最大周波数を変化させたときの，フラッシュオーロラの東

西・南北方向の距離（最大発光時）と発光時間を調査した．コーラス波動の最大周波数を 0.45 から $0.54f_{ce}$ Hz で $0.01f_{ce}$ Hz 刻みに変化させ，コーラス波動の最小周波数を $0.20f_{ce}$ Hz，共鳴磁気緯度領域の範囲は ± 10 度，コーラス波動のコーン角を 25 度とする．図 6.9 に最大周波数が $0.45f_{ce}$ Hz と図 6.10 に $0.54f_{ce}$ Hz のときの，(a) フラッシュオーロラ初期発光，(b) フラッシュオーロラ最大発光，(c) フラッシュオーロラ終期発光，(d) 中心（x 軸：0 km）のケオグラムを示す．図 6.9 と図 6.10 のフラッシュオーロラの空間サイズと発光時間を確認すると，最大周波数が大きくなると空間サイズが拡大し，発光時間も長くなること得られた．

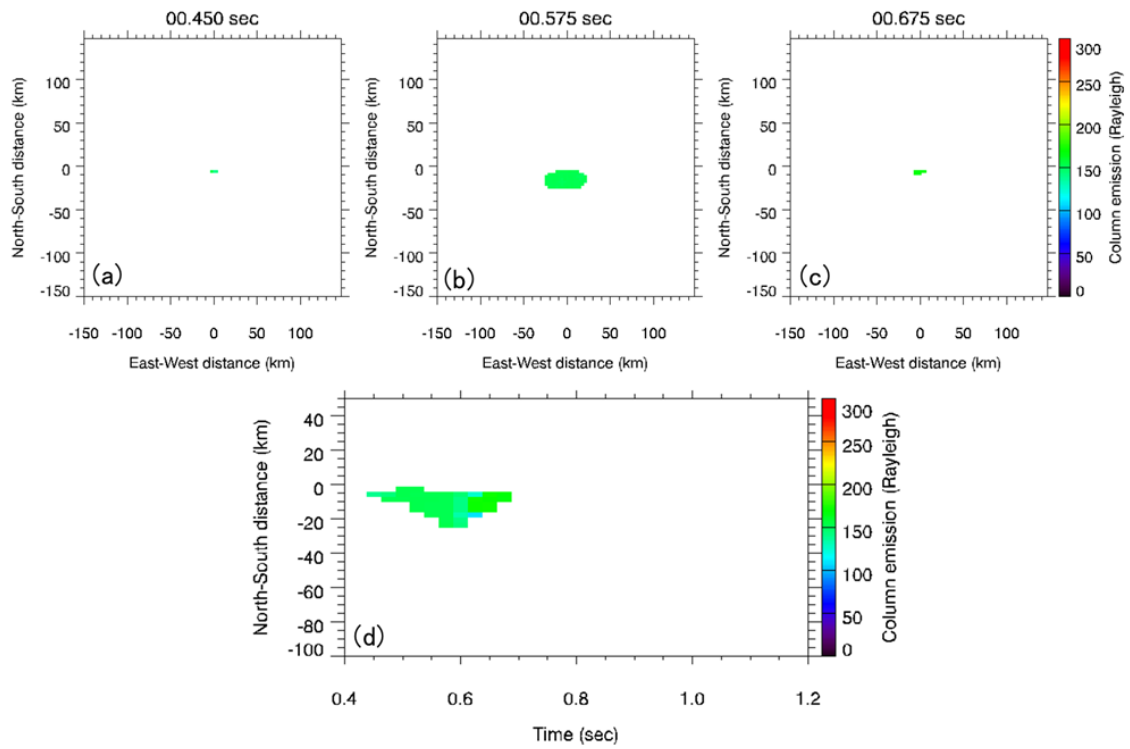


図 6.9: 最大周波数が $0.45f_{ce}$ Hz におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

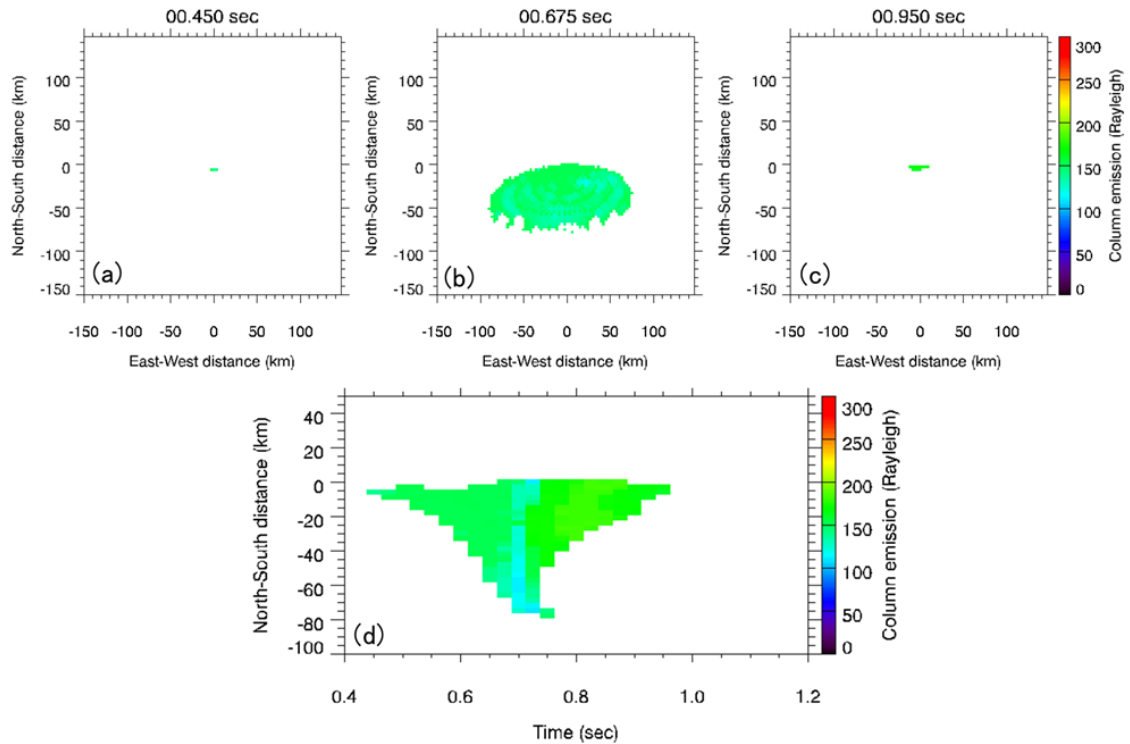


図 6.10: 最大周波数が $0.54f_{ce}$ Hz におけるフラッシュオーロラとそのケオグラム

さらに詳細に調査するため、図 6.11 に最大周波数を変化させたときの、フラッシュオーロラ最大発光時における東西、南北方向の距離、図 6.12 にフラッシュオーロラの発光時間を示す。図 6.11 の赤実線はフラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離、赤点線は南北方向の距離、図 6.12 の黒実線はフラッシュオーロラの発光時間、青実線は拡大時間、青点線は縮小時間を表す。図 6.11 を見ると、最大周波数が $0.45f_{ce}$ Hz から $0.54f_{ce}$ Hz において、東西方向のサイズは 12 km から 72 km に約 6.0 倍拡大し、南北方向のサイズは 9 km から 39 km に約 4.3 倍拡大することが得られた。図 6.12 を見ると、最大周波数が $0.45f_{ce}$ Hz から $0.54f_{ce}$ Hz において、フラッシュオーロラの発光時間は 0.225 秒から 0.475 秒と長くなり、拡大時間・縮小時間においても 0.125 秒から 0.225 秒、0.100 秒から 0.250 秒と変化した。これらのことから、コーラス波動の周波数幅はフラッシュオーロラの時空間特性に大きく影響を及ぼすことが得られた。

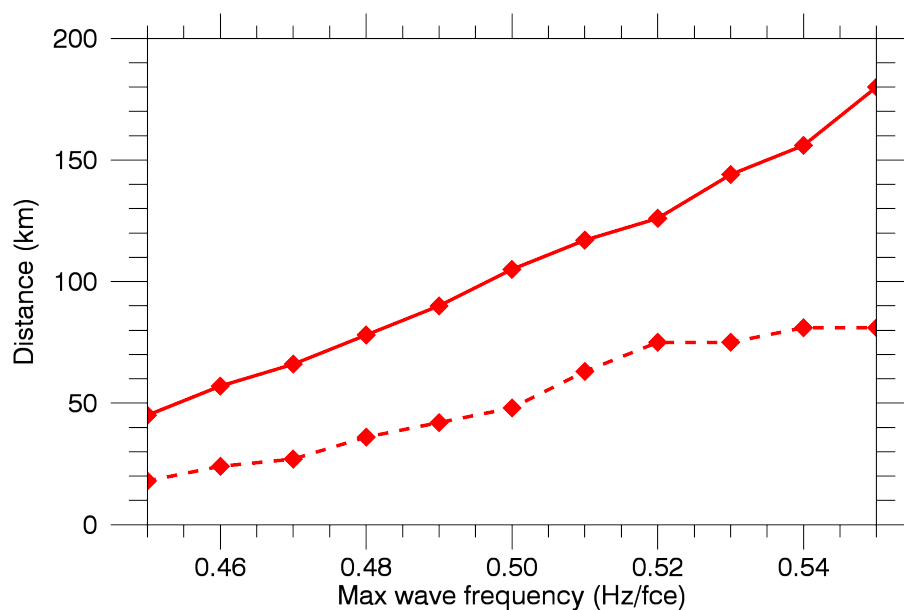


図 6.11: 最大周波数におけるフラッシュオーロラの空間特性

赤実線：フラッシュオーロラ最大発光時における東西方向の距離，赤点線：南北方向の距離

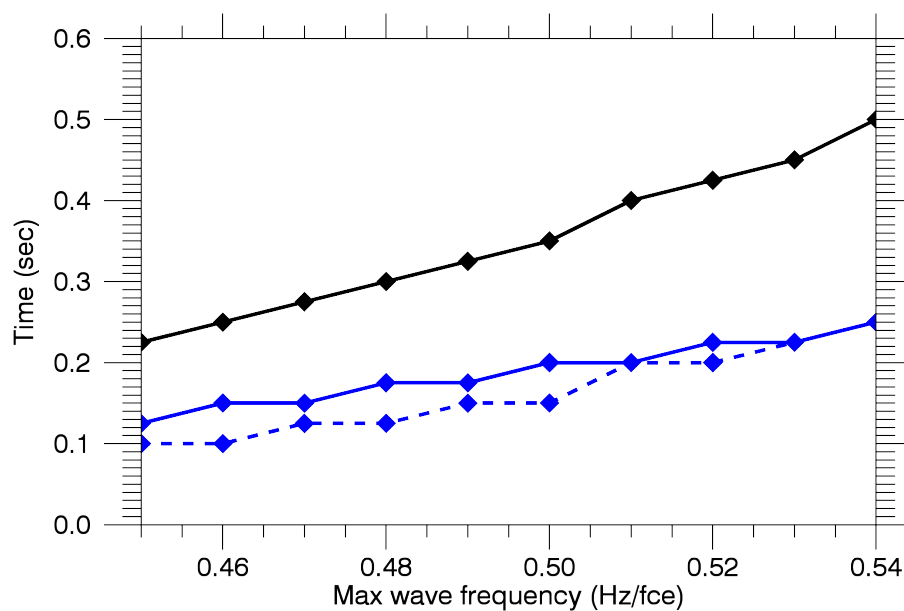


図 6.12: 最大周波数におけるフラッシュオーロラの時間特性

黒実線：フラッシュオーロラの発光時間，青実線：拡大時間，青点線：縮小時間

コーラス波動の共鳴磁気緯度領域範囲とコーラス波動，周波数幅を変化させたときのフ

フラッシュオーロラの時空間特性への影響を調査した結果を表 6.2 に示す．フラッシュオーロラの空間特性に影響を与えるパラメータは，コーン角，周波数幅であることが得られた．共鳴磁気緯度領域は， ± 7 度以上ではフラッシュオーロラのサイズは変化しないため，今後の時空間解析では ± 10 度とした．コーン角を大きくすることによる東西・南北方向のサイズは 18 倍と 5.5 倍に拡大し，最大周波数の変化による東西・南北方向のサイズは 6.0 倍と 4.3 倍に拡大することから，フラッシュオーロラの空間特性には周波数幅よりコーン角の方がより影響を与えることが分かった．フラッシュオーロラの時間特性に影響を与えるパラメータは，コーラス波動の周波数幅のみであることが得られた．コーラス波動の最大周波数を大きくしたときのみ発光時間が長くなったことから，フラッシュオーロラの時間特性はコーラス波動の周波数幅によって決まることが分かった．

表 6.2: フラッシュオーロラの時空間特性への影響

Parameters	E-W distance (km)	N-S distance (km)	Luminous time (sec)
Interaction region 2 to 7 deg.	27 to 102 (3.7 $\times$)	12 to 42 (3.5 $\times$)	0.350
Interaction region 7 to 10 deg.	102 to 105 (1.0 $\times$)	42 to 48 (1.1 $\times$)	0.350
Cone angle 5 to 25 deg.	9 to 162 (18 $\times$)	12 to 66 (5.5 $\times$)	0.350
Max frequency 0.45 to 0.54 f_{ce} Hz	12 to 72 (6.0 $\times$)	9 to 39 (4.3 $\times$)	0.225 to 0.475

6.2 統計解析から得られたフラッシュオーロラの時空間得性の再現

6.2 章では，統計解析から得られたフラッシュオーロラの時空間特性を再現するコーラス波動の時空間パラメータを調査する．6.1 章でコーラス波動のコーン角と周波数幅を変化させたとき，フラッシュオーロラの時空間特性に影響を与えることが分かっている．そ

のため、コーン角と周波数幅を変化させたときのフラッシュオーロラの東西・南北方向の距離及び拡大・縮小時間を求め、統計解析の時空間特性と一致するコーン角と周波数幅を調査する．コーラス波動のコーン角を10度から30度、最大周波数を $0.45f_{ce}$ Hz から $0.70f_{ce}$ Hz、最小周波数を $0.20f_{ce}$ Hz とし、コーン角と最大周波数を求める．

最初は、統計解析から得られたフラッシュオーロラの時空間特性を再現するコーラス波動のコーン角と周波数を調査する．統計解析によって、フラッシュオーロラの拡大時間は 0.14 ± 0.06 秒、縮小時間は 0.21 ± 0.10 秒であることが分かっている．図6.13にコーラス波動のコーン角と最大周波数周波数を変化させたときの、レイトレーシング解析とVERによるフラッシュオーロラの拡大・縮小時間を示す．図6.13 (a) と (c) はカラーバーで拡大時間、(b) と (d) は縮小時間を表し、(a) と (b) は統計解析から得られた拡大時間 (0.14 ± 0.06 秒) と縮小時間 (0.21 ± 0.10 秒) に含まれる値のみプロットした．さらに、統計解析によって縮小時間の方が拡大時間より長いことが分かっているため、図6.13 (c) と (d) は図6.13 (a) と (b) から縮小時間>拡大時間となる値のみプロットした．図6.13 (c) と (d) を見ると、コーラス波動のコーン角が15度、コーラス波動の最大周波数が $0.54f_{ce}$ Hz のとき、拡大時間は0.200 秒、縮小時間は0.225 秒 (縮小時間>拡大時間) となり、統計解析で得られたフラッシュオーロラの時空間特性が再現できる．

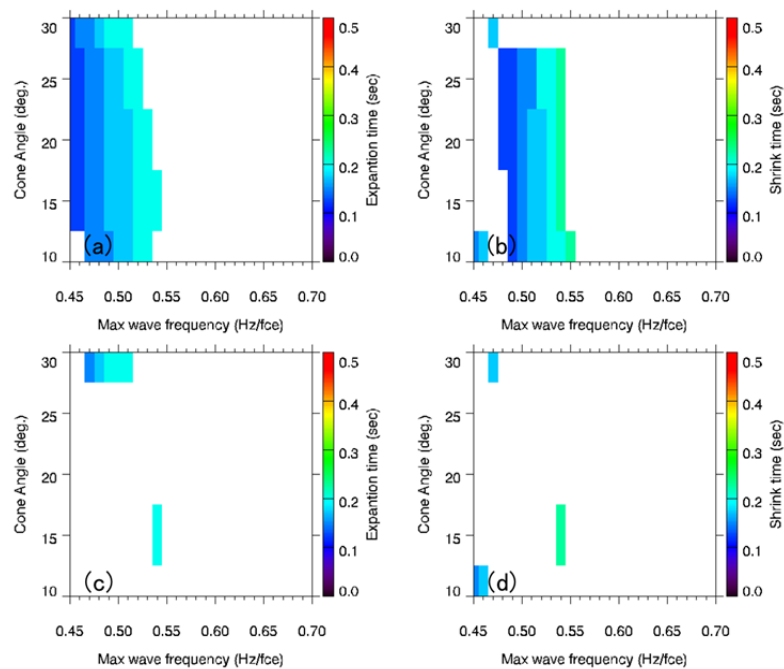


図 6.13: コーラス波動の周波数とコーン角を変化させたときフラッシュオーロラの時空間特性

次は，統計解析から得られたフラッシュオーロラの空間特性を再現するコーラス波動のコーン角と周波数を調査する．統計解析によって，フラッシュオーロラの最大発光時における東西方向のサイズは 99 ± 30 km，南北方向のサイズは 42 ± 12 km であることが分かっている．図 6.14 にコーラス波動のコーン角と最大周波数周波数を変化させたときの，フラッシュオーロラの東西・南北方向のサイズを示す．図 6.14 (a) と (b) はカラーバーで東西方向と南北方向のサイズを表し，統計解析から得られた東西方向のサイズ (99 ± 30 km) と南北方向のサイズ (42 ± 12 km) に含まれる値のみプロットした．図 6.14 を見ると，すべてのコーン角において統計解析で得られたフラッシュオーロラの空間特性が再現できることが得られた．時間特性の調査では，コーン角が 15 度のとき統計解析で得られたフラッシュオーロラの時間特性が再現できるため，図 6.14 においてコーン角が 15 度の結果に着目する．統計解析における東西方向と南北方向のサイズと一致するコーラス波動の最大周波数は， $0.55f_{ce}$ Hz から $0.58f_{ce}$ Hz のとき（赤枠），東西方向のサイズは 72 km から 102 km，南北方向のサイズは 39 km から 51 km になるため，統計解析で得られたフラッシュオーロラの空間特性が再現できる．

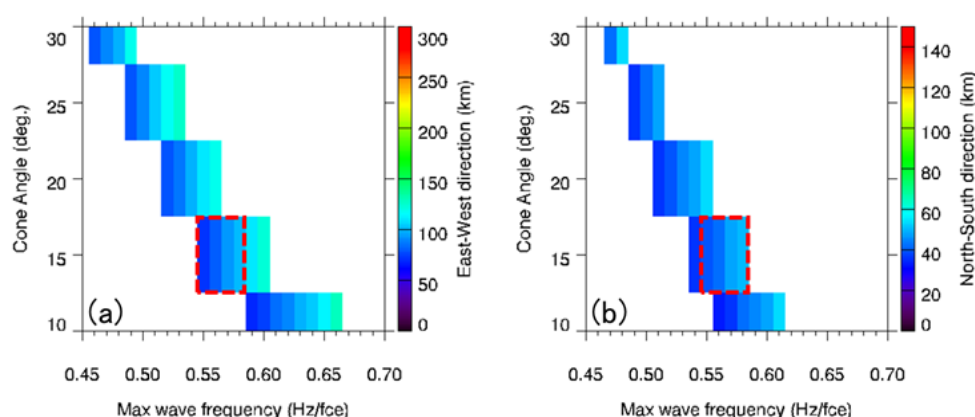


図 6.14: コーラス波動の周波数とコーン角を変化させたときフラッシュオーロラの空間特性

これらのことより，コーラス波動のコーン角は 15 度，最大周波数は $0.54f_{ce}$ Hz から $0.55f_{ce}$ Hz のとき，統計解析で得られたフラッシュオーロラの時空間特性に近いフラッシュオーロラを再現可能である．図 6.15 (a) から (c) にコーラス波動のコーン角が 15 度，周波数が 0.20 から $0.54f_{ce}$ Hz での，レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラの (a) 初期発光, (b) 最大発光, (c) 終期発光を示す．図 6.15 (d) から (f) に 2017 年 3

月30日13:07:12.38から13:07:12.65におけるフラッシュオーロラの(d)初期発光,(e)最大発光,(f)終期発光を示す. さらに, 図6.16(a)と(b)に図6.15の南北ケオグラムを示す. レイトレーシング解析とVERによるフラッシュオーロラの拡大時間は0.200秒で縮小時間は0.225秒と縮小時間の方が長くなる. 最大発光時における東西方向のサイズは66 km, 南北方向のサイズは36 kmであり, 東西方向のサイズは等方的に広がり, 南北方向のサイズは北側より南側に非等方的に広がっているのが確認できた. これは, 統計解析によるフラッシュオーロラの時空間特性と同様な結果である.

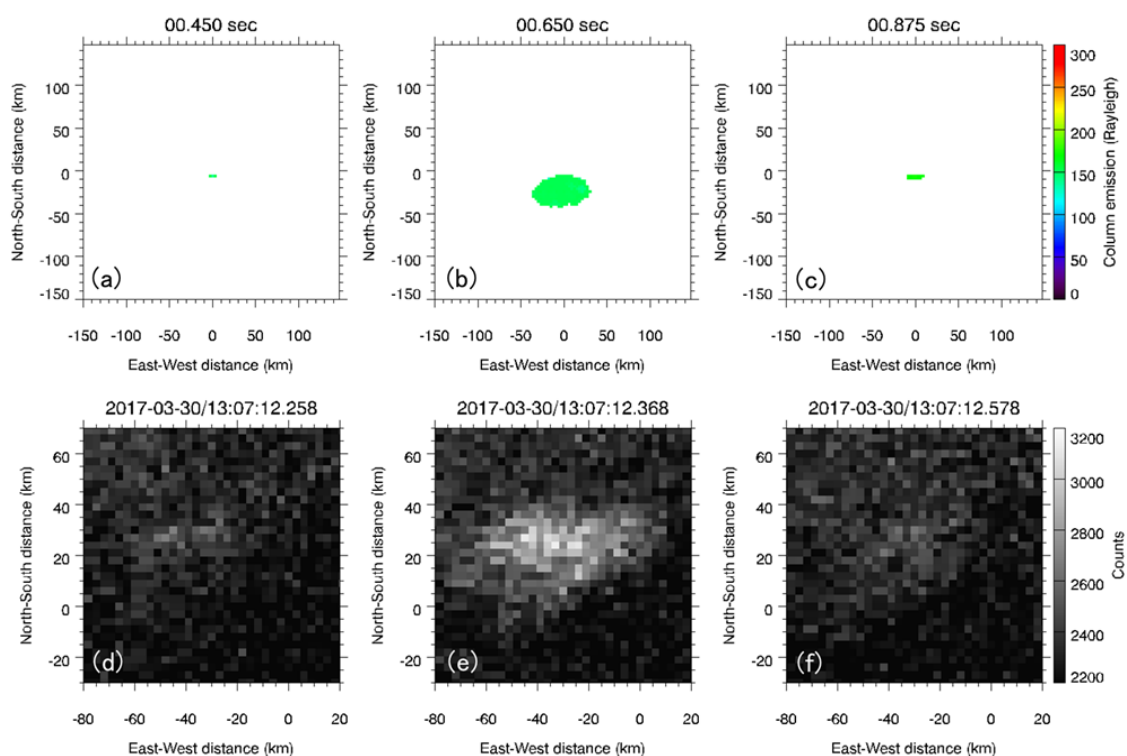


図 6.15: レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測によるフラッシュオーロラの比較

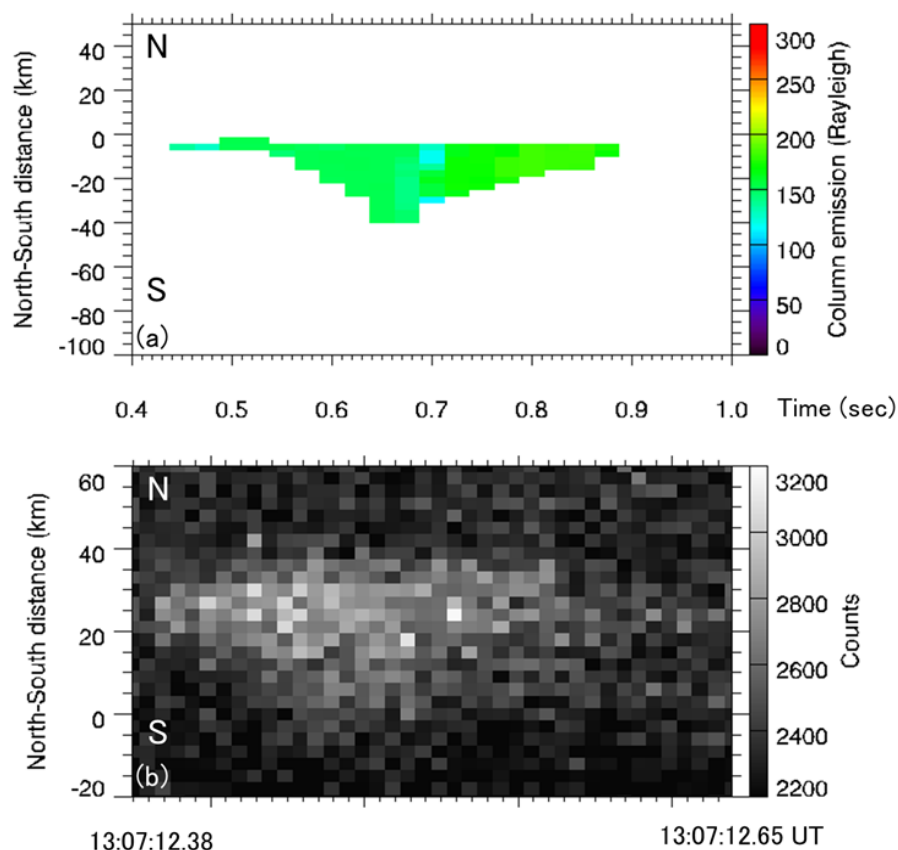


図 6.16: レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラと地上観測によるフラッシュオーロラにおけるケオグラムの比較

フラッシュオーロラの空間特性として、東西方向は等方的に広がり、南北方向は非等方的に広がる特性をもっており、この原因について調査を行った。図 6.17 に様々なレイパスの X-Z 平面 (SM 座標系) を示す、図 6.17 (a) は $0.30f_{ce}$ Hz から $0.55f_{ce}$ Hz のコーン角 0 度 (磁力線に対して並行伝搬) のレイパス、(b) は (a) のレイパス上の共鳴エネルギーを計算し、発光に寄与すると仮定した 50 keV 以下のレイパス点のみプロットしたものである。黒点線は場所の基準となる磁力線で、磁力線より外側に伝搬したレイパスは地上において北側方向、磁力線より内側に伝搬したレイパスは地上において南側方向に粒子が降下する。図 6.17 (a) を見るとコーラス波動の周波数が高くなるほど磁力線 (黒点線) より内側に伝搬するのが分かり、図 6.17 (b) を見るとオーロラの発光に寄与するレイパス点のほとんどが磁力線 (黒点線) より内側の点である。これは、周波数が高くなるほど共鳴エネルギーが小さくなり、オーロラの発光に寄与するためである。図 6.17 (c) はコーン角が 15 度、周波数が $0.3f_{ce}$ Hz、6.17 (d) はコーン角が 15 度、周波数が $0.5f_{ce}$

Hzのレイパスである．図6.17 (c) と (d) を比較すると，低い周波数においてコーン角を大きくしても磁力線より外側に伝搬し，高い周波数においてコーン角を大きくしても磁力線より内側に伝搬する．これは，地球方向に対して磁場強度や電子密度の変化が大きくなるため，レイパスが非等方的な伝搬になり，地上でのフラッシュオーロラでは南側に非等方的に広がると考えられる．それに対して，東西方向には磁場強度や電子密度の変化が小さいため，レイパスが等方的な伝搬になり，地上においてもフラッシュオーロラの東西方向は等方的に広がると考えられる．

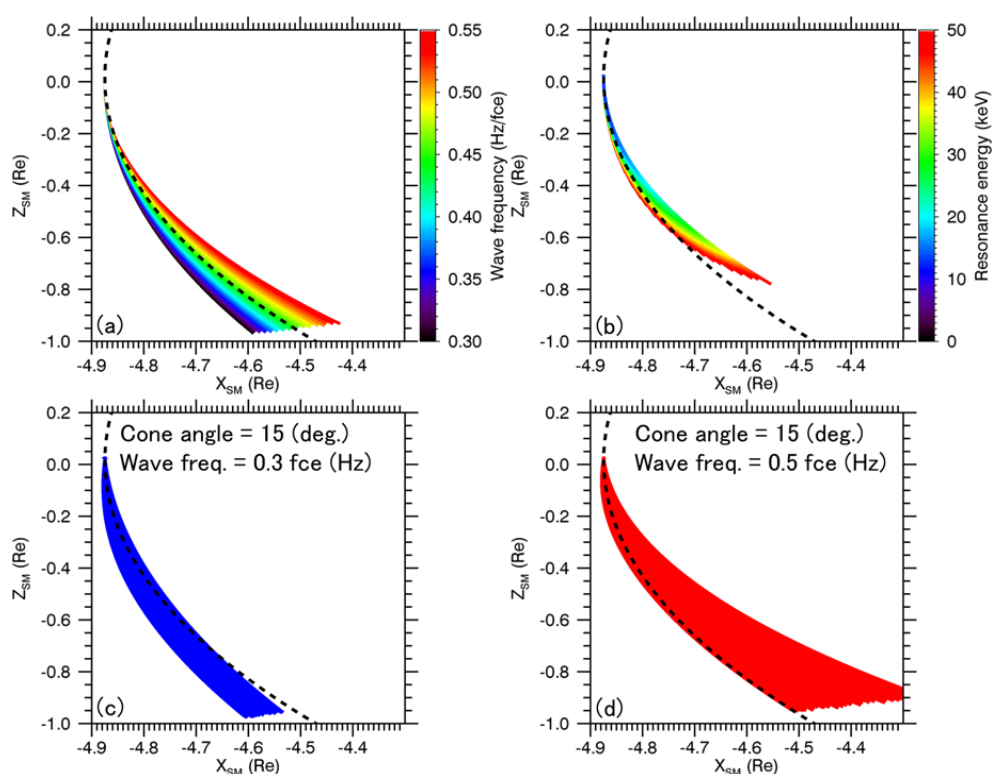


図 6.17: 様々な条件下でのレイパス

フラッシュオーロラの時間特性をについて調査を行うため，拡大・縮小フェーズについて考察を行う．まず，拡大フェーズについて考察を行う．図6.18に (a) 初期発光時と (b) 最大発光時のフラッシュオーロラと，(a) と (b) の発光領域に落ちてくる粒子の共鳴場所とそのレイパスの周波数を (c) と (d) に示す．このとき，コーラス波動のコーン角は25度，最大周波数は $0.5f_{ce}$ Hz とした．図6.18 (c) を見ると，フラッシュオーロラの初期発光領域は，低い周波数 (約 $0.35f_{ce}$ Hz) のレイパスによって決まっている．高緯度伝搬した低い周波数のレイパスは，磁場強度 B が大きくなるため，共鳴エネルギー

が大きくなり、オーロラの発光に寄与しなくなる (50 keV 以上). そのため, 低い周波数では, 共鳴する領域が磁気赤道周辺のみでフラッシュオーロラの発光領域も小さくなる. それに対して, 図 6.18 (d) を見ると, フラッシュオーロラの最大発光領域は, 一番高い周波数 (約 $0.50f_{ce} \text{ Hz}$) のレイパスによって決まっている. 高緯度に伝搬した高い周波数のレイパスは, 低い周波数より共鳴エネルギーが小さくなるため, 低い周波数よりオーロラの発光に寄与するレイパス点が増加する. そのため, 高い周波数では, 共鳴する領域が磁気赤道周辺から高緯度までと共鳴領域が広くなり, フラッシュオーロラの発光領域が大きくなる. さらに, 本研究で仮定しているコーラス波動はライジングトーン構造であるため, 低い周波数から高い周波数に時間差をもってレイトレーシング解析を行っている. そのため, 図 6.18 (c) のように低い周波数から時間差をもって図 6.18 (d) のように高い周波数へ順番に共鳴する. この時間差が拡大フェーズの時間に影響を与えている. これらのことより, 拡大フェーズの時空間特性はコーラス波動の周波数によって一点から徐々に拡大し, コーラス波動の最大周波数や Sweep Rate を変化させたら, 拡大時間も変化すると考えられる.

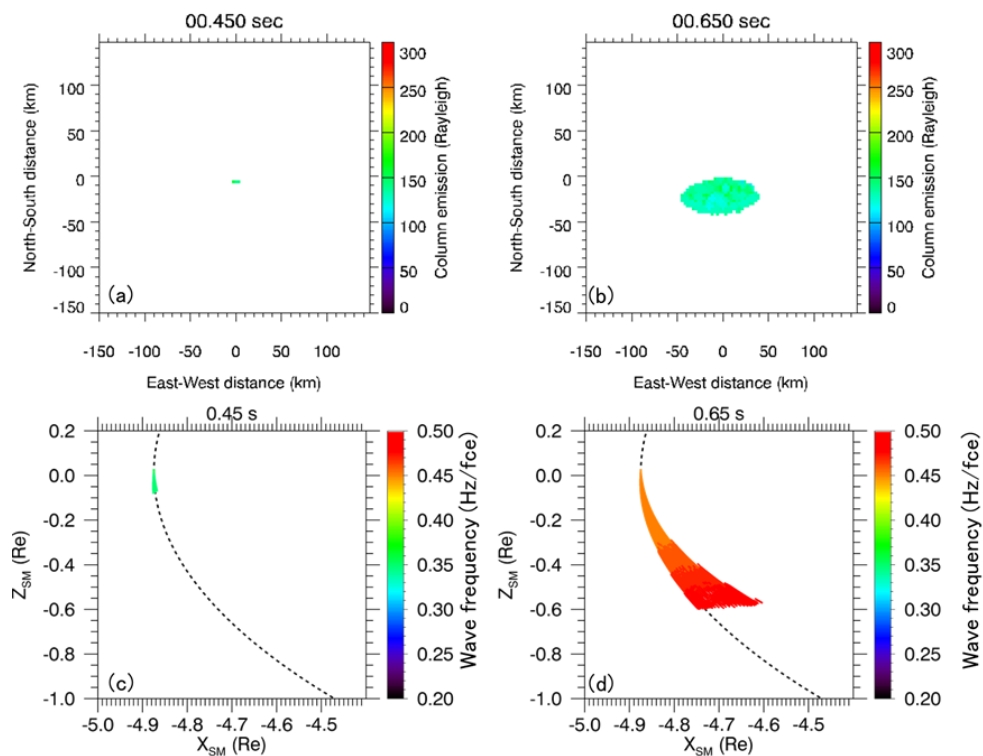


図 6.18: 初期発光時と最大発光時のレイパス共鳴領域

次に縮小フェーズについて考察を行う．縮小フェーズはフラッシュオーロラの最大発光時から終期発光時であり，最大発光時のサイズを決めているのは，図 6.18 (b) と (d) より最大周波数の高緯度側のレイパスである．周期発光時のサイズを決めているのは，最大周波数の磁気赤道周辺のレイパスである．そのため，縮小フェーズにおけるフラッシュオーロラは，ほとんどが高い周波数でのレイパスによって発光している．図 6.19 にコーラス波動のコーン角 15 度，周波数 $0.5f_{ce}$ における電子の降下時間を示す．図 6.19 を見ると，高緯度側のレイパスと低緯度側のレイパスでの共鳴電子の降下時間が異なっており，この降下時間の差が縮小時間として表れている．さらに，フラッシュオーロラの終期発光時に 1 点に収縮するのは，最後に降下する粒子は磁気赤道周辺であり，コーラス波動の伝搬モデルはポイントソースモデルであるため，フラッシュオーロラの終期発光時には 1 点に収縮する．これらのことより，縮小フェーズの時間特性は，コーラス波動の最大周波数における高緯度と磁気赤道周辺の降下時間差によって決めると考えられる．

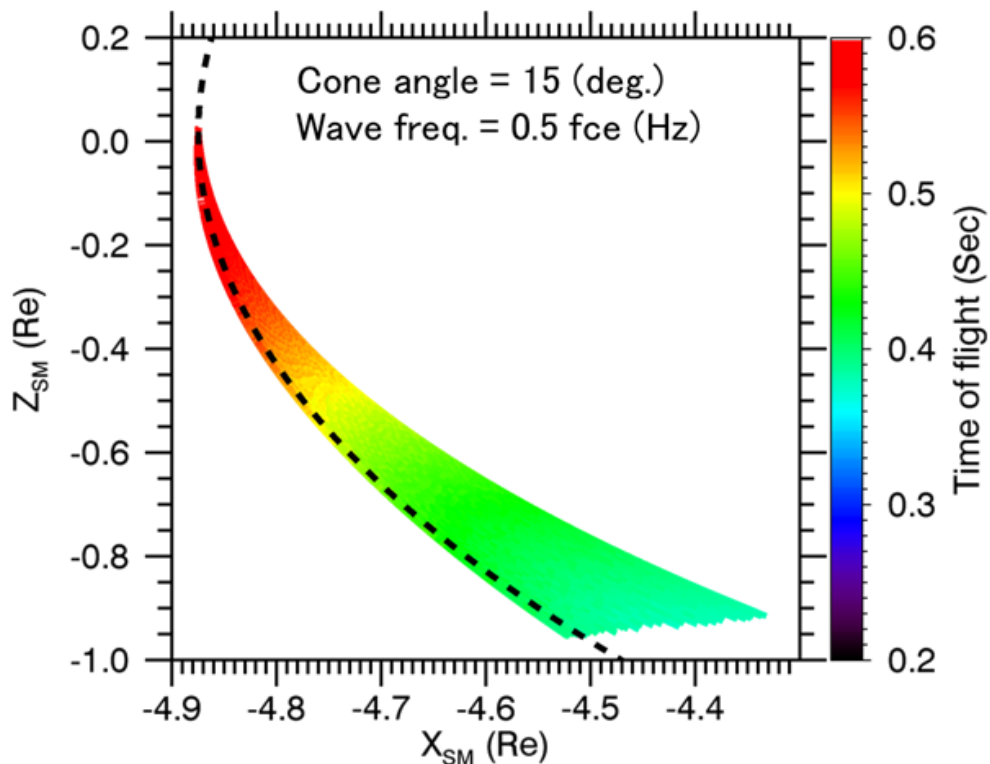


図 6.19: 様々な条件下でのレイパス

フラッシュオーロラの時間特性として，拡大時間より縮小時間の方が長いことが統計解析から得られている．それを再現するコーラス波動の条件を調査した結果を図 6.20 に示

す。コーラス波動のコーン角は20度，最大周波数を $0.45f_{ce}$ Hz から 0.60 Hz に変化したときの，発光時間（黒実線），拡大時間（青実線），縮小時間（青点線）である．図 6.20 を見ると，コーラス波動の最大周波数が $0.55f_{ce}$ Hz 以上のとき，縮小時間が拡大時間より長くなることが得られた．フラッシュオーロラにおける時空間特性の再現には，Lower band 周波数 ($0.5f_{ce}$ Hz 以下) だけでなく，Upper band の周波数 ($0.5f_{ce}$ Hz 以上) を含むコーラス波動が発生する必要がある．これは，Yagitani et al., 2014[65] の研究で観測・考察されていることを示唆する結果である．

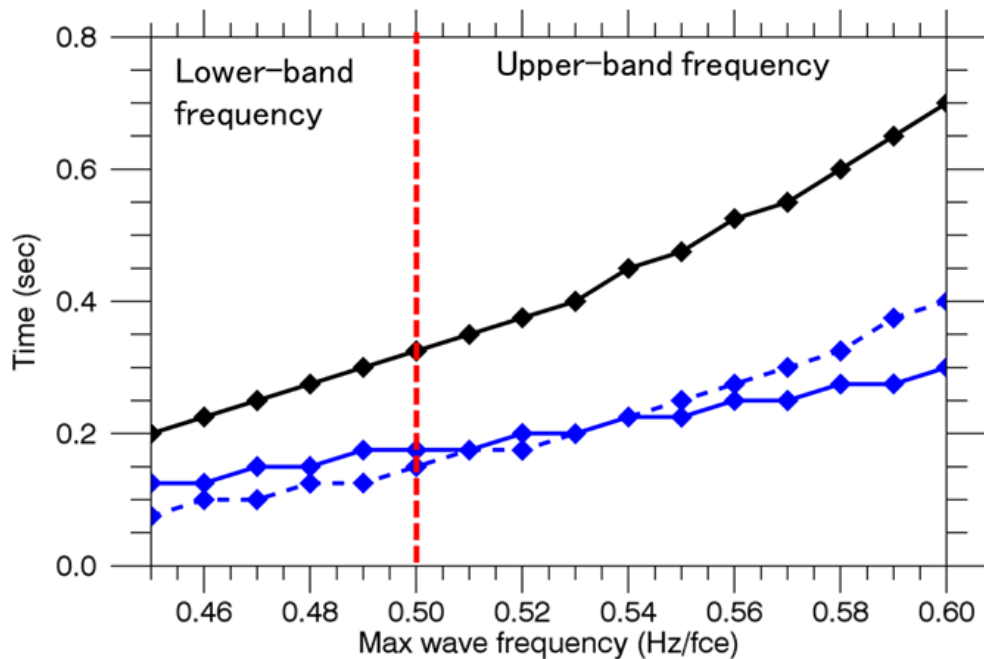


図 6.20: Lower band と Upper band 周波数による縮小時間と拡大時間の関係

黒実線：フラッシュオーロラの発光時間，青実線：拡大時間，青点線：縮小時間

6.3 まとめ

従来は地上観測されたフラッシュオーロラと衛星観測されたコーラス波動について関係性や時空間解析を行っていたが，衛星観測されたコーラス波動では，3次元に伝搬するコーラス波動とフラッシュオーロラの時空間特性の関係性について観測・解析ができないでいた．本研究では，2.6章で提案したレイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現方法を用いることで，空間的に3次元で伝搬するコーラス波動によるフ

ラッシュオーロラを再現し、地上観測されたフラッシュオーロラと比較することで、磁気圏におけるコーラス波動とフラッシュオーロラにおける詳細な時空間解析を行った。

磁気圏におけるコーラス波動のどのパラメータがフラッシュオーロラの時空間特性に影響を与えているかを調査するため、コーラス波動の広がりを表すコーン角や周波数、波動と粒子の共鳴範囲を決める共鳴磁気緯度領域を変化させたときの、フラッシュオーロラの時空間特性への影響について調査を行った。その結果、共鳴磁気緯度領域が7度以上（ ± 7 度から ± 10 度）では東西・南北方向のサイズ、発光時間の変化しない。フラッシュオーロラの空間特性に与えるパラメータは、コーン角と周波数であることが得られ、最大周波数の変化による東西・南北方向サイズの変化（6.0倍と4.3倍）より、最大周波数の変化による東西・南北方向サイズの変化（18倍と5.5倍）の方が大きくなることが得られたため、フラッシュオーロラの空間特性には周波数よりコーン角の方がより影響を与えることが分かった。フラッシュオーロラの時間特性に影響を与えるパラメータは、コーラス波動の最大周波数を変化させたときのみ、発光時間が長くなったことが得られたため、フラッシュオーロラの空間特性はコーラス波動の周波数によって決まることが分かった。

次に統計解析で得られていたフラッシュオーロラの時空間特性を再現するため、磁気圏におけるコーラス波動の時空間パラメータ（コーン角と周波数幅）を調査した。統計解析で時間特性は拡大時間（ 0.14 ± 0.06 秒）が縮小時間（ 0.21 ± 0.10 秒）より長くなり、空間特性は東西方向が等方的に広がり、南北方向が北側より南側に大きく拡大する。最大発光時の東西方向のサイズは 99 ± 30 km、南北方向のサイズは 42 ± 12 km であった。この時空間特性を再現するコーラス波動のコーン角と周波数幅を調査した結果、コーン角が15度、下端周波数が $0.20f_{ce}$ Hz、上端周波数が $0.54f_{ce}$ Hz から $0.55f_{ce}$ Hz であることが得られた。南側に拡大する空間特性も再現できており、地球方向に対しては磁場強度や電子密度が大きく変化するため、レイパスが地球側に伝搬し、発光に寄与する（共鳴エネルギー：50 keV 以下）降下粒子が増加したためである。フラッシュオーロラの時間特性（縮小時間>拡大時間）は、コーラス波動の Lower band 周波数のみでは再現が不可能で、Upper band 周波数を含む周波数帯のコーラス波動によって再現が可能であることが得られた。フラッシュオーロラの拡大・縮小フェーズはコーラス波動の周波数幅や Sweep Rate によって変化する。特に縮小フェーズを決める最大周波数のレイパスは、周波数が高くなるほど地球側に伝搬し、磁気赤道周辺と高緯度側周辺のレイパスにおける共鳴粒子

の降下時間の差が大きくなるため、縮小時間が長くなる。

第7章 総括

7.1 総括

本研究では、従来の観測方法では捉えきれなかった波動粒子相互作用領域の時空間特性について調査を行うため、波動粒子相互作用によって発生する脈動オーロラ（プロトンオーロラとフラッシュオーロラ）を地上高時空間分解能観測することで、間接的に波動粒子相互作用領域の観測を行った。このとき、プロトンオーロラやフラッシュオーロラを発生させる EMIC 波動やコーラス波動も地上・衛星で同時観測している。地上観測した脈動オーロラは対象外のオーロラや雑音が多く付加されており、脈動オーロラの領域検出は難しかった。そこで本研究は、脈動オーロラ領域検出アルゴリズムを開発することで、対象外のオーロラと脈動オーロラの分離、雑音の低減、高精度な脈動オーロラの領域検出を行った。地上観測した脈動オーロラとプラズマ波動だけでは、磁気圏における高エネルギー粒子とプラズマ波動の詳細な時空間メカニズムの調査は難しかった。そのため、レイトレーシング解析と VER を用いることで、様々な時空間特性をもつコーラス波動における地上のフラッシュオーロラを再現する方法を確立することで、磁気圏におけるコーラス波動が地上のフラッシュオーロラの時空間特性への影響を詳細に調査可能になった。

本研究では、脈動オーロラ領域検出アルゴリズムの評価、プロトンオーロラと EMIC 波動の時空間解析（1 Hz 変調成分）、磁気圏における背景磁場やプラズマ密度とプロトンオーロラの発生への関係性、レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラの時空間特性の調査を行った

・脈動オーロラ領域検出アルゴリズムの評価

本研究では、地上観測された脈動（電子・陽子）オーロラの領域検出アルゴリズムにおいて、非線形関数による補正とスペクトルエントロピー法、レベルセット法と大津の二値化においてどの組み合わせが脈動オーロラの領域検出に有効的かを、脈動オーロラパッチ

を2次元のガウス分布で模擬したテスト動画を作成し、評価を行った。1つの脈動オーロラパッチにおける評価では、領域抽出処理がレベルセット法のととき雑音低減処理がどちらの手法でも、すべてのSNRにおいて正規化相互相関値が0.94以上であることが得られた、それに対して、大津の二値化では、雑音低減処理が非線形関数による補正のととき正規化相互相関値が0.92 (SNRは-5 dB) とレベルセット法より相関値が小さくなることが得られた。強度差をもつ2つの脈動オーロラパッチにおける評価では、非線形関数による補正と大津の二値化、スペクトルエントロピー法と大津の二値化で強度の弱い脈動オーロラパッチを検出できないことが得られ、さらに、領域抽出処理がレベルセット法のととき、雑音低減処理がスペクトルエントロピー法の方が非線形関数による補正より相関値が大きくなった。これらのことより、雑音低減処理はスペクトルエントロピー法、領域抽出処理はレベルセット法を用いた場合、脈動オーロラの領域検出で効果的であることが得られた。

・プロトンオーロラと EMIC 波動の時空間解析

従来の研究で、プロトンオーロラの主脈動成分 (0.01 Hz 程度) や高速変調成分 (0.1 Hz 程度) は観測されていたが、高速変調成分より速い変調成分は観測されていなかった。本研究では、プロトンオーロラと EMIC 波動の地上同時観測イベント (2015 年 11 月 12 日 7:40~8:40 UT と 2016 年 1 月 2 日 6:05~6:25 UT) に着目し、プロトンオーロラの FFT マップを計算することで、高速変調成分より速い 1 Hz 変調成分がプロトンオーロラに含まれていることを世界で初めて地上観測した。さらに、プロトンオーロラの主脈動と高速変調成分と同様に EMIC 波動によって発生していると考え、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分と EMIC 波動のパワー成分を周波数解析による比較を行った。その結果、EMIC 波動のパワー成分 (波動の中心周波数の 2 倍) とプロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の一対一対応が得られた。速い変調は高いエネルギーの粒子が地上に降下していることを意味し、CNA によって高エネルギーイオンだけでなく、相対論的電子も降下していることが得られた。さらに、プロトンオーロラの 1 Hz 変調成分の発生域推定を行った結果、磁気赤道周辺 (2015 年のイベント: -13.6 から +11.2 度, 2016 年のイベント: +8.1 から +11.2 度) が発生域となることが得られ、磁気赤道周辺での EMIC 波動と高エネルギープロトン、相対論的電子によってプロトンオーロラの 1 Hz 変調が起こっていることが得られた。

・磁気圏における背景磁場やプラズマ密度とプロトンオーロラの発生への関係性

磁気圏における背景磁場や背景プラズマ密度とプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動への影響を調査した。

従来のシミュレーションによる研究で、EMIC 波動の発生域周辺の磁場曲率が EMIC 波動のスペクトル構造に影響を与えることが分かっていたが、その関係性を地上・衛星による観測はできていなかった。本研究では、地上観測によるプロトンオーロラが赤道側にドリフトするイベント（2017 年 2 月 17 日 5:30 から 6:00 UT）に着目し、EMIC 波動のスペクトル構造と EMIC 波動発生域での磁場曲率の関係性を調査した。プロトンオーロラが赤道側へドリフトに対応して EMIC 波動のスペクトル構造がディスクリットエレメントから重複したエレメントに変化した。スペクトルエントロピー法を用いることで EMIC 波動スペクトル構造の変化の指標を計算し、エントロピー値から EMIC 波動がディスクリットなエレメントか重複したエレメントの区別を行った。プロトンオーロラが赤道側へドリフトしていることから、EMIC 波動発生域が地球近傍に移動し、地球近傍に移動したことから、EMIC 波動の発生域の磁場曲率が変化し、EMIC 波動のスペクトル構造が変化したと示唆された。この磁場曲率の変化を Tsyganenko モデルによる磁力線をトレースすることで、EMIC 波動発生域の磁場勾配係数が EMIC 波動のスペクトル構造が変化するとつれて小さくなる（約 10% から 15% 減少）ことが得られた。これは、従来のシミュレーション結果で考えられていた、背景磁場の曲率がプロトンオーロラを発生させる EMIC 波動のスペクトル構造に重要であることを観測から得られた。

磁気圏の背景プラズマ密度を観測している差分 TEC 分布とプロトンオーロラを比較することで、磁気圏での背景プラズマ密度が波動粒子相互作用によるプロトンオーロラの発生にどのように影響を与えるか調査した。今回解析したイベント（2016 年 1 月 2 日 1:30 から 2:00 UT）は南北に分離したプロトンオーロラを観測しており、ギャップ領域周辺で差分 TEC 分布の局所的に増加している領域も観測された。脈動オーロラ領域検出アルゴリズムを用いてプロトンオーロラのギャップ領域を詳細に検出し、差分 TEC 分布の局所的増加領域と直接比較した結果、差分 TEC 分布の境界（局所的な最大密度勾配領域）において誤差 ± 1.0 度でプロトンオーロラのギャップ領域と一致した。このことから、背景プラズマ密度の増減によって共鳴条件が異なることが予想され、局所的なプラズマ密度の増減は波動粒子相互作用によるプロトンオーロラの発生に重要であることが確認できる観測が得られた。

・レイトレーシング解析によるフラッシュオーロラの時空間特性の調査

従来の研究で、地上観測されたフラッシュオーロラの時空化特性及びその統計解析が行われていたが、地上観測のみでは磁気圏におけるコーラス波動の詳細な時空間特性は解明できていなかった。

本研究では、レイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現手法を用いて地上観測されたフラッシュオーロラと比較することで、磁気圏におけるコーラス波動とフラッシュオーロラにおける詳細な時空間解析を行った。コーラス波動の時空間特性を表すコーラス波動と周波数幅を変化させたとき、フラッシュオーロラの時空間特性への影響を調査した結果、フラッシュオーロラの空間特性には周波数よりコーン角の方がより影響を与えることが分かった。フラッシュオーロラの時間特性に影響を与えるパラメータは、コーラス波動の周波数を変化させたときのみ、発光時間の変化が得られた。さらに、コーラス波動のコーン角が 15 度、下端周波数が $0.20f_{ce}$ Hz、上端周波数が $0.54f_{ce}$ Hz から $0.55f_{ce}$ Hz のとき、南北の非等方的に拡大や拡大時間より縮小時間の方が長くなるなど、統計解析で得られたフラッシュオーロラの時空間特性が再現可能である。特に縮小時間の方が長い特徴はコーラス波動の周波数が Lower band 周波数のみでは再現できなく、Upper band 周波数を含むコーラス波動の発生が重要である。

7.2 今後の課題

地上観測においてプロトンオーロラの時空間解析は多く行われており、地上観測によるプロトンオーロラの時空間特性は十分に分かっている。しかし、地上観測のみでは EMIC 波動の詳細な時空間変動によるプロトンオーロラへの影響は十分に調査できていない。そのため、2.6 章で提案したレイトレーシング解析と VER によるフラッシュオーロラの再現方法を応用し、レイトレーシング解析による EMIC 波動の伝搬解析をし、VER によるプロトンオーロラの発光強度を算出することで、様々な EMIC 波動の時空間特性における地上のプロトンオーロラを再現することを今後の展望とする。レイトレーシング解析と VER を用いたプロトンオーロラの再現が可能なら、フラッシュオーロラと同様に、プロトンオーロラの時空間特性が EMIC 波動のどの時空間パラメータによって影響を受けるのかを調査できる。フラッシュオーロラの発光強度を再現する際、VER は窒素分子の First positive 帯 (670.5 nm) のテーブルを用いたが、プロトンオーロラの発光強度を再

現する際には, Lyman α 帯 (121.6 nm) のテーブルを用いる予定である.

謝辞

本研究を進めるにあたり，ご懇切なるご指導とご助言を賜りました金沢大学大学院自然科学研究科，尾崎 光紀准教授に深く感謝致します。尾崎 光紀准教授には金沢大学学部3年生のときから終始適切なご助言。6年間という長い在籍期間に渡り，研究の進め方や研究のみならず多くの御指導を頂きました。

また，本研究に対してだけでなく，研究室生活を過ごす上で様々な御指導，御鞭撻を賜りました八木谷 聡教授，井町 智彦准教授に心より感謝致します。加えて，出張等の様々な事務手続きをしてくださった秘書の高桑 慶子氏には深く感謝致します。

本研究を進めるにあたり有益なご討論とご助言を頂きました金沢大学大学院自然科学研究科の今村 幸祐准教授，金沢大学総合メディア基盤センターの笠原 禎也教授，名古屋大学宇宙地球環境研究所 附属国際連携研究センターの塩川 和夫教授，名古屋大学宇宙地球環境研究所の三好 由純教授，国立極地研究所 研究教育系・宙空圏研究グループの片岡 龍峰准教授，名古屋大学 宇宙地球環境研究所の大山 伸一郎講師，名古屋大学宇宙地球環境研究所 電磁圏研究部 電磁圏研究部の新堀 淳樹助教，国立極地研究所 国立極地研究所 宙空圏研究グループの田中 良昌准教授，宇宙航空研究開発機構の野村 麗子氏，情報通信研究機構の坂口 歌織氏，に心より感謝致します。観測機器の管理，設置に尽力してくださったアサバスカ大学の Prof. Martin Connors に感謝致します。

また，本研究を行うにあたって協力をして下さった金沢大学工学部電波情報工学研究室の学生とその卒業生の皆様に感謝致します。

最後に，本研究の活動に最後まで理解し，研究生活を様々な面から支えてくれた家族のみんなに心から感謝致します。

参考文献

- [1] P. Eriksson, B. Rydberg, H. Sagawa, M. S. Johnston, and Y. Kasai, (2014), "Overview and sample applications of SMILES and Odin-SMR retrievals of upper tropospheric humidity and cloud ice mass", *Atmospheric Chemistry and Physics*, VOL.14, 12613-12629, 2014, doi:10.5194/acp-14-12613-2014.
- [2] A. Kobayashia, H.-J. Kim, Y. Tomita, Y. Miyazawa, N. Fujii, S. Yano, C. Yamazaki, M. Kamada, H. Kasahara, S. Miyabayashi, T. Shimazu, Y. Fusejima, and H. Takahashi, (2019), "Circumnutational movement in rice coleoptiles involves the gravitropic response: analysis of an agravitropic mutant and space-grown seedlings", *Scandinavian Plant Physiology Society*, VOL.165, 464-475, 2019, doi:10.1111/ppl.12824.
- [3] R. Kataoka, Y. Asaoka, S. Torii, T. Terasawa, S. Ozawa, T. Tamura, Y. Shimizu, Y. Akaike, and M. Mori, (2016), "Relativistic electron precipitation at International Space Station: Space weather monitoring by Calorimetric Electron Telescope", *Geophysical Research Letters*, VOL.43, 4119-4125, 2016, doi:10.1002/2016GL068930.
- [4] H. Ueno, S. Nakahira, R. Kataoka, Y. Asaoka, S. Torii, S. Ozawa, H. Matsumoto, A. Bruno, G. A. de Nolfo, G. Collazuol, and S. B. Ricciarini, (2019), "Radiation Dose During Relativistic Electron Precipitation Events at the International Space Station", *Space Weather*, VOL.18, 2019, doi:10.1029/2019SW002280.
- [5] 福西 浩, 国文 征, 松浦 延夫 (1983), "南極の科学 オーロラと超高層大気"
- [6] J. V. Allen, C. E. McIlwain, and G. H. Ludwig. (1959), "Radiation observations with satellite 1958 ϵ ", *Space Weather*, VOL.64, 1959, doi:10.1029/JZ064i003p00271.

- [7] D. S. Lauben, U. S. Inan, and T. F. Bell, (2002), "Source characteristics of ELF/VLF chorus", *Journal of Geophysical Research*, VOL.107, 2002, doi:10.1029/2000JA003019.
- [8] T. M. Loto'aniu, B. J. Fraser, and C. L. Waters, (2005), "Propagation of electromagnetic ion cyclotron wave energy in the magnetosphere", *Journal of Geophysical Research*, VOL.110, 2005, doi:10.1029/2004JA010816.
- [9] S. Kasahara, Y. Miyoshi, S. Yokota, T. Mitani, Y. Kasahara, S. Matsuda, A. Kumamoto, A. Matsuoka, Y. Kazama, H. U. Frey, V. Angelopoulos, S. Kurita, K. Keika, K. Seki, and I. Shinohara, (2019), "Pulsating aurora from electron scattering by chorus waves", *Nature*, VOL.554, 2019, doi:10.1038/nature25505.
- [10] H. U. Frey, G. Haerendel, S. B. Mende, W. T. Forrester, T. J. Immel, and N. Østgaard, (2004), "Subauroral morning proton spots (SAMPS) as a result of plasmopause-ring-current interaction", *Journal of Geophysical Research*, VOL.109, 1-8 (A10305), 2004, doi:10.1029/2004JA010516.
- [11] A. G. Yahnin, T. A. Yahnina, and H. U. Frey, (2007), "Subauroral proton spots visualize the Pc1 source", *Journal of Geophysical Research*, VOL.112, 1-7 (A10223), 2007, doi:10.1029/2007JA012501.
- [12] M. Ozaki, Y. Miyoshi, K. Shiokawa, K. Hosokawa, S. Oyama, R. Kataoka, Y. Ebihara, Y. Ogawa, Y. Kasahara, S. Yagitani, Y. Kasaba, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, S. Matsuda, Y. Katoh, M. Hikishima, S. Kurita, Y. Otsuka, R. C. Moore, Y. Tanaka, M. Nose, T. Nagatsuma, N. Nishitani, A. Kadokura, M. Connors, T. Inoue, A. Matsuoka, and I. Shinohara, (2019), "Visualization of rapid electron precipitation via chorus element wave-particle interactions", *Nature Communications*, VOL.10, 1-10, 2019, doi:10.1038/s41467-018-07996-z.
- [13] K. Sakaguchi, K. Shiokawa, A. Ieda, Y. Miyoshi, Y. Otsuka, T. Ogawa, M. Connors, E. F. Donovan, and F. J. Rich, (2007), "Simultaneous ground and satellite obser-

- vations of an isolated proton arc at subauroral latitudes”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.112, 1-9 (A04202), 2007, doi:10.1029/2006JA012135
- [14] K. Sakaguchi, K. Shiokawa, Y. Miyoshi, Y. Otsuka, T. Ogawa, K. Asamura, and M. Connors, (2008), ”Simultaneous appearance of isolated auroral arcs and Pc 1 geomagnetic pulsations at subauroral latitudes”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.113, 1-12 (A05201), 2008, doi:10.1029/2007JA012888
- [15] Y. Miyoshi, K. Sakaguchi, K. Shiokawa, D. Evans, J. Albert, M. Connors, and V. Jordanova, (2008), ”Precipitation of radiation belt electrons by EMIC waves, observed from ground and space”, *Geophysical Research Letters*, VOL.35, 1-5 (L23101), 2008, doi:10.1029/2008GL035727
- [16] R. Nomura, K. Shiokawa, K. Sakaguchi, Y. Otsuka, and M. Connors, (2008), ”Polarization of Pc1/EMIC waves and related proton auroras observed at subauroral latitudes”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.117, 1-14 (A02318), 2012, doi:10.1029/2011JA017241
- [17] B. T. Tsurutani and E. J. Smith, (1974), ”Postmidnight chorus: A substorm phenomenon”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.79, 1974, doi:10.1029/JA079i001p001181
- [18] O. Santolik, D. A. Gurnett, and J. S. Pickett, (2003), ”Spatio-temporal structure of storm-time chorus”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.108, 1-7 (A7), 2003, doi:10.1029/2002JA009791
- [19] W. Li, R. M. Thorne, V. Angelopoulos, J. Bortnik, C. M. Cully, B. Ni, O. Le Contel, A. Roux, U. Auster, and W. Magnes, (2009), ”Global distribution of whistler-mode chorus waves observed on the THEMIS spacecraft”, *Geophysical Research Letters*, VOL.36, 1-5 (L09104), 2009, doi:10.1029/2009GL037595
- [20] Y. Nishimura, J. Bortnik, W. Li, R. M. Thorne, L. R. Lyons, V. Angelopoulos, S. B. Mende, J. W. Bonnell, O. Le Contel, C. Cully, R. Ergun, and U. Auster,

- (2010), "Identifying the Driver of Pulsating Aurora", *Science*, VOL.330,81-84, 2010, doi:10.1126/science.1193186.
- [21] R. M. Thorne, B. Ni, X. Tao, R. B. Horne, and N. P. Meredith, (2010), "Scattering by chorus waves as the dominant cause of diffuse auroral precipitation", *Nature*, VOL.467, 943-946, 2010, doi:10.1038/nature09467
- [22] Y. Nishimura, J. Bortnik, W. Li, R. M. Thorne, L. Chen, L. R. Lyons, V. Angelopoulos, S. B. Mende, J. Bonnell, O. Le Contel, C. Cully, R. Ergun, and U. Auster, (2011), "Multievent study of the correlation between pulsating aurora and whistler mode chorus emissions", *Journal of Geophysical Research*, VOL.116, 1-11 (A11221), 2011, doi:10.1029/2011JA016876
- [23] Y. Miyoshi, S. Saito, K. Seki, T. Nishiyama, R. Kataoka, K. Asamura, Y. Katoh, Y. Ebihara, T. Sakanoe, M. Hirahara, S. Oyama, S. Kurita, and O. Santolik, (2015), "Relation between fine structure of energy spectra for pulsating aurora electrons and frequency spectra of whistler mode chorus waves", *Journal of Geophysical Research*, VOL.120, 7728-7736, 2015, doi:10.1002/2015JA021562
- [24] H. Kim, M. R. Lessard, M. J. Engebretson, and H. Lühr, (2010), "Ducting characteristics of Pc 1 waves at high latitudes on the ground and in space", *Journal of Geophysical Research*, VOL.115, 1-14 (A09310), 2010, doi:10.1029/2010JA015323
- [25] R. Nomura, K. Shiokawa, V. Pilipenko, and B. Shevtsov, (2011), "Frequency- dependent polarization characteristics of Pc1 geomagnetic pulsations observed by multi-point ground stations at low latitudes", *Journal of Geophysical Research*, VOL.116, 1-14 (A01204), 2011, doi:10.1029/2010JA015684
- [26] J. Li , J. Bortnik , X. An , W. Li , R. M. Thorne , M. Zhou, W. S. Kurth , G. B. Hospodarsky , H. O. Funsten, and H. E. Spence, (2017), "Chorus Wave Modulation of Langmuir Waves in the Radiation Belts", *Geophysical Research Letters*, VOL.44, 713-721 (11), 2017, doi:10.1002/2017GL075877

- [27] O. Santolik and D. A. Gurnett, (2003), "Transverse dimensions of chorus in the source region", *Geophysical Research Letters*, VOL.30, 1-3 (2), 2003, doi:10.1029/2002GL016178
- [28] W. Li, R. M. Thorne, J. Bortnik, Y. Y. Shprits, Y. Nishimura, V. Angelopoulos, C. Chaston, O. Le Contel, and J. W. Bonnell, (2011), "Typical properties of rising and falling tone chorus waves", *Geophysical Research Letters*, VOL.38, 1-6 (L14103), 2011, doi:10.1029/2011GL047925
- [29] M. E. Usanova, I. R. Mann, Z. C. Kale, I. J. Rae, R. D. Sydora, M. Sandanger, F. Søråas, K.- H. Glassmeier, K.- H. Fornacon, H. Matsui, P. A. Puhl- Quinn, A. Masson, and X. Vallières, (2010), "Conjugate ground and multisatellite observations of compression-related EMIC Pc1 waves and associated proton precipitation", *Journal of Geophysical Research*, VOL.115, 1-14 (A07208), 2010, doi:10.1029/2009JA014935
- [30] S. Nakamura, Y. Omura, M. Shoji, M. Nosé, D. Summers, and V. Angelopoulos, (2015), "Subpacket structures in EMIC rising tone emissions observed by the THEMIS probes", *Journal of Geophysical Research*, VOL.120, 7318-7330, 2015, doi:10.1002/2014JA020764.
- [31] B. T. Tsurutani, O. P. Verkhoglyadova, G. S. Lakhina, and S. Yagitani, (2009), "Properties of dayside outer zone chorus during HILDCAA events: Loss of energetic electrons", *Journal of Geophysical Research*, VOL.14, 1-19 (A03207), 2009, doi:10.1029/2008JA013353.
- [32] J. C. Foster, P. J. Erickson, Y. Omura, D. N. Baker, C. A. Kletzing, and S. G. Claudepierre, (2016), "Van Allen Probes observations of prompt MeV radiation belt electron acceleration in nonlinear interactions with VLF chorus", *Journal of Geophysical Research*, VOL.122, 324-339, 2016, doi:10.1002/2016JA023429.
- [33] G. S. Lakhina, B. T. Tsurutani, O. P. Verkhoglyadova, and J. S. Pickett, (2010), "Pitch angle transport of electrons due to cyclotron interactions with the coher-

- ent chorus subelements”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.115, 1-7 (A00F15), 2010, doi:10.1029/2009JA014885,
- [34] X. Tao, F. Zonca, and L. Chen, (2017), ”Identify the nonlinear wave-particle interaction regime in rising tone chorus generation”, *Geophysical Research Letters*, VOL.44, 3441-3446, 2017, doi:10.1002/2017GL072624.
- [35] R. Gendrin, M. Ashour- Abdalla, Y. Omura, K. Quest, (1984), ”Linear analysis of ion cyclotron interaction in a multicomponent plasma”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.89, 1984, doi:10.1029/JA089iA10p09119.
- [36] M. Shouji and Y. Omura, (2013), ”Triggering process of electromagnetic ion cyclotron rising tone emissions in the inner magnetosphere”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.118, 5553-5561, 2013, doi:10.1002/jgra.50523.
- [37] M. Shouji and Y. Omura, (2014), ”Spectrum characteristics of electromagnetic ion cyclotron triggered emissions and associated energetic proton dynamics”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.119, 3480-3489, 2014, doi:10.1002/2013JA019695.
- [38] R. Nomura, K. Shiokawa, Y. Omura, Y. Ebihara, Y. Miyoshi, K. Sakaguchi, Y. Otsuka, and M. Connors, (2016), ”Pulsating proton aurora caused by rising tone Pc1 waves”, *Journal of Geophysical Research*, VOL.121, 1608-1618, 2016, doi:10.1002/2015JA021681.
- [39] M. Ozaki, K. Shiokawa, Y. Miyoshi, R. Kataoka, S. Yagitani, T. Inoue, Y. Ebihara, C.-W Jun, R. Nomura, K. Sakaguchi, Y. Otsuka, M. Shoji, I. Schofield, M. Connors, and V. K. Jordanova, (2016), ”Fast modulations of pulsating proton aurora related to subpacket structures of Pc1 geomagnetic pulsations at subauroral latitudes”, *Geophysical Research Letters*, VOL.43, 7859-7866, 2016, doi:10.1002/2016GL070008.
- [40] M. Ozaki, K. Shiokawa, Y. Miyoshi, K. Hosokawa, S. Oyama, S. Yagitani, Y. Kasahara, Y. Kasaba, S. Matsuda, R. Kataoka, Y. Ebihara, Y. Ogawa, Y. Otsuka, S. Kurita, R. C. Moore, Y.-M. Tanaka, M. Nosé, T. Nagatsuma, M. Connors, N. Nishitani, Y. Katoh, M. Hikishima, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, A. Kadokura, T. Nishiyama, T.

- Inoue, K. Imamura, A. Matsuoka, and I. Shinohara, (2018), "Microscopic Observations of Pulsating Aurora Associated With Chorus Element Structures: Coordinated Arase Satellite-PWING Observations", *Geophysical Research Letters*, VOL.45, 125-134 (12), 2018, doi:10.1029/2018GL079812.
- [41] M. Ozaki, K. Shiokawa, Y. Miyoshi, R. Kataoka, M. Connors, T. Inoue, S. Yagitani, Y. Ebihara, C.-W. Jun, R. Nomura, K. Sakaguchi, Y. Otsuka, H. A. Uchida, I. Schofield, and D. W. Danskin, (2018), "Discovery of 1 Hz Range Modulation of Isolated Proton Aurora at Subauroral Latitudes", *Geophysical Research Letters*, VOL.45, 1209-1217, 2018, doi:10.1002/2017GL076486.
- [42] K. Shiokawa, Y. Katoh, Y. Hamaguchi, Y. Yamamoto, T. Adachi, M. Ozaki, S. Oyama, M. Nosé, T. Nagatsuma, Y. Tanaka, Y. Otsuka, Y. Miyoshi, R. Kataoka, Y. Takagi, Y. Takeshita, A. Shinbori, S. Kurita, T. Hori, N. Nishitani, I. Shinohara, F. Tsuchiya, Y. Obana, S. Suzuki, N. Takahashi, K. Seki, A. Kadokura, K. Hosokawa, Y. Ogawa, M. Connors, J. M. Ruohoniemi, M. Engebretson, E. Turunen, T. Ulich, J. Manninen, T. Raita, A. Kero, A. Oksanen, M. Back, K. Kauristie, J. Mattanen, D. Baishev, V. Kurkin, A. Oinats, A. Pashinin, R. Vasilyev, R. Rakhmatulin, W. Bristow, and M. Karjala, (2017), "Ground-based instruments of the PWING project to investigate dynamics of the inner magnetosphere at subauroral latitudes as a part of the ERG-ground coordinated observation network", *Earth Planets and Space*, VOL.69, 2-21, 2017, doi:10.1186/s40623-017-0745-9.
- [43] M. Samara, R. G. Michell, D. L. Hampton, (2012), "BG3 Glass Filter Effects on Quantifying Rapidly Pulsating Auroral Structures", *Advances in Remote*, VOL.1, 53-57, 2012, doi:10.4236/ars.2012.13005.
- [44] K. Shiokawa, R. Nomura, K. Sakaguchi, Y. Otsuka, Y. Hamaguchi, M. Satoh, Y. Katoh, Y. Yamamoto, B. M. Shevtsov, S. Smirnov, I. Poddelsky, and M. Connors, (2010), "The STEL induction magnetometer network for observation of high-frequency geomagnetic pulsations", *Earth Planets and Space*, VOL.62, 517-524, 2010, doi:10.5047/eps.2010.05.0035.

- [45] Y. Miyoshi, I. Shinohara, T. Takashima, K. Asamura, N. Higashio, T. Mitani, S. Kasahara, S. Yokota, Y. Kazama, S.-Y. Wang, S. W. Y. Tam, P. T. P. Ho, Y. Kasahara, Y. Kasaba, S. Yagitani, A. Matsuoka, H. Kojima, Y. Katoh, K. Shiokawa, and K. Seki, (2018), "Geospace exploration project ERG", *Earth Planets and Space*, VOL.70, 2018, doi:10.1186/s40623-018-0862-0.
- [46] Y. Kasahara, Y. Kasaba, H. Kojima, S. Yagitani, K. Ishisaka, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, M. Ozaki, S. Matsuda, T. Imachi, Y. Miyoshi, M. Hikishima, Y. Katoh, M. Ota, M. Shoji, A. Matsuoka, and I. Shinohara, (2018), "The Plasma Wave Experiment (PWE) on board the Arase (ERG) satellite", *Earth Planets and Space*, VOL.70, 2018, doi:10.1186/s40623-018-0842-4.
- [47] S. Matsuda, Y. Kasahara, H. Kojima, Y. Kasaba, S. Yagitani, M. Ozaki, T. Imachi, K. Ishisaka, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, M. Ota, S. Kurita, Y. Miyoshi, M. Hikishima, A. Matsuoka, and I. Shinohara, (2018), "Onboard software of Plasma Wave Experiment aboard Arase: instrument management and signal processing of Waveform Capture/Onboard Frequency Analyzer", *Earth Planets and Space*, VOL.70, 2018, doi:10.1186/s40623-018-0838-0.
- [48] M. Ozaki, S. Yagitani, Y. Kasahara, H. Kojima, Y. Kasaba, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, S. Matsuda, A. Matsuoka, T. Sasaki, and T. Yumoto, (2018), "Magnetic Search Coil (MSC) of Plasma Wave Experiment (PWE) aboard the Arase (ERG) satellite", *Earth Planets and Space*, VOL.70, 2018, doi:10.1186/s40623-018-0837-1.
- [49] 井上 智寛, 尾崎 光紀, 八木谷 聡, 今村 幸祐, 塩川 和夫, 三好 由純, 片岡 龍峰 (2020), "レベルセット法とスペクトルエントロピー法を用いた脈動オーロラ領域検出の改善", *情報処理学会論文誌*, Vol.61, 1947-1959, 2020, doi:10.20729/00208758
- [50] M. Ozaki, S. Yagitani, K. Ishizaka, K. Shiokawa, Y. Miyoshi, A. Kadokura, H. Yamagishi, R. Kataoka, A. Ieda, Y. Ebihara, N. Sato, and I. Nagano, (2012), "Observed correlation between pulsating aurora and chorus waves at Syowa Station in Antarctica: A case study", *Journal of Geophysical Research*, VOL.117, 1-6 (A08211), 2012, doi:10.1029/2011JA017478.

- [51] Y. Fukuda, R. Kataoka, Y. Miyoshi, Y. Katoh, T. Nishiyama, K. Shiokawa, Y. Ebihara, D. Hampton, and N. Iwagami, (2016), "Quasi-periodic rapid motion of pulsating auroras", *Polar Science*, VOL.10, 183-191, 2016, doi:10.1016/j.polar.2016.03.005.
- [52] 片桐 一浩 (2012), "雑音環境下で頑健な音声区間検出技術の開発", *OKI テクニカルレビュー*, Vol.79, 2012
- [53] 倉爪 亮 (2006), "レベルセット法とその実装法について", *IPS SIG Technical Report*, Vol.157, 133-145, 2006
- [54] C. Li, R. Huang, Z. Ding, J. C. Gatenby, and D. N. Metaxas, (2011), "A Level Set Method for Image Segmentation in the Presence of Intensity Inhomogeneities With Application to MRI", *IEEE TRANSACTIONS ON IMAGE PROCESSING*, VOL.20, 2007-2016, 2011, doi:10.1109/TIP.2011.2146190.
- [55] N. Otsu, (1979), "A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms", *IEEE TRANSACTIONS ON SYSTEMS, MAN, AND CYBER NETICS*, VOL.SMC-9, 62-66, 1979, doi:10.1109/TSMC.1979.4310076.
- [56] T. Ono, (1993), "Derivation of Energy Parameters of Precipitating Auroral Electrons by Using the Intensity Ratios of Auroral Emissions", *Journal of geomagnetism and geoelectricity*, VOL.45, 455-472, 1993, doi:10.5636/jgg.45.455.
- [57] B. S. Lanchester, M. Ashrafi, and N. Ivchenko, (2009), "Simultaneous imaging of aurora on small scale in OI (777.4 nm) and N_2P to estimate energy and flux of precipitation", *Annales Geophysicae*, VOL.27, 2881-2891, 2009, doi:10.5194/angeo-27-2881-2009.
- [58] D. L. Gallagher and P. D. Craven, (2000), "Global core plasma model", *Journal of Geophysical Research*, VOL.105, 18819-18833, 2000, doi:10.1029/1999JA000241.
- [59] N. A. Tsyganenko and M. I. Sitnov, (2005), "Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms", *Journal of Geophysical Research*, VOL.110, 1-16 (A03208), 2005, doi:10.1029/2004JA0107981.

- [60] J. Bortnik, U. S. Inan, and T. F. Bell, (2006), "Temporal signatures of radiation belt electron precipitation induced by lightning-generated MR whistler waves: 1. Methodology", *Journal of Geophysical Research*, VOL.111, 1-22 (A02204), 2006, doi:10.1029/2005JA011182.
- [61] Y. Ebihara, Y. Miyoshi, K. Asamura, and M. Hirahara, (2008), "Microburst cusp ion precipitation observed with Reimei", *Journal of Geophysical Research*, VOL.113, 1-8 (A03201), 2008, doi:10.1029/2007JA012735.
- [62] L. D. Stefano, S. Mattoccia, and F. Tombari, (2005), "ZNCC-based template matching using bounded partial correlation", *Pattern Recognition Letters*, VOL.26, 2129-2134, 2005, doi:10.1016/j.patrec.2005.03.022.
- [63] C. F. Kennel and H. E. Petschek, (1966), "Limit on stably trapped particle fluxes", *Journal of Geophysical Research*, VOL.71, 1-28, 1966, doi:10.1029/JZ071i001p00001.
- [64] S. Saito, Y. Miyoshi, and K. Seki, (2012), "Relativistic electron microbursts associated with whistler chorus rising tone elements: GEMSIS-RBW simulations", *Journal of Geophysical Research*, VOL.117, 1-9 (A10206), 2012, doi:10.1029/2012JA018020.
- [65] S. Yagitani, T. Habagishi, and Yoshiharu Omura, (2014), "Geotail observation of upper band and lower band chorus elements in the outer magnetosphere", *Journal of Geophysical Research*, VOL.119, 4694-4705, 2014, doi:10.1002/2013JA019678.