



修士論文

EISCAT レーダーと多波長フォトメーターを用いた  
オーロラ活動に対する電離圏応答に関する研究

名古屋大学 大学院理学研究科

素粒子宇宙物理学専攻 宇宙地球物理系

(太陽地球環境研究所)

渡邊太基

平成 19 年度



## 要旨

本研究の目的は磁気圏—電離圏結合に起因する、高緯度電離圏・熱圏に流入するエネルギーの微細構造を理解することであり、目的達成のためにノルウェー・トロムソ ( $69.6^{\circ}$  N,  $19.2^{\circ}$  E) に設置されている EISCAT UHF レーダーと、同地点に設置されており、同じ視野での観測が可能なオーロラ観測用四波長フォトメーターの二つの観測機器を用いて、電離圏に対して光学的視点、電磁氣的視点の二通りの観測を、それぞれ磁力線方向を観測する手法で行った。そして、オーロラ発光強度と電離圏のペダーソン電気伝導度の高度積分値 (以下  $\Sigma_P$ ) とを関係づけ、オーロラ発光強度のみからでも高精度で  $\Sigma_P$  の推測を可能にするモデル関数を導出することを目的に、今回は 2002 年から 2006 年の間のイベント全 14 日分の EISCAT レーダーとフォトメーターの同時観測データを用いて、統計解析を行った。

モデル関数を導出する際に、主に電離圏パラメータの年変動やその他の長周期変動、時間変動を考慮するため、用いる同時観測データセットを年ごと、磁気地方時 (MLT) の午前側で分類して、それぞれ傾向の違いを調べた。また太陽活動度との関係を調べるために、F10.7 や MgII との対応も調べた。

観測年 (全 5 年分) で分類したところ、4 年分のデータセットについて、それぞれ年特有の傾向が、モデル関数の係数の変動として見られた。また、年ごとにデータセットを分類してモデル関数を導出して、 $\Sigma_P$  を推測すると全 14 日分のデータセットでモデル関数を導出し、 $\Sigma_P$  を推測した場合に比べて、EISCAT レーダーの観測値と対応がよくなる。また F10.7、MgII とモデル関数の傾向の対応を調査したところ、2002 年—2004 年までの 3 年間の結果に正の相関が見られたが、この三点のデータだけでは関係性を主張するのは難しい。MLT の午前側と午後側でデータセットを分類したところ、MLT 午前側ではモデル関数の傾向は、各年の傾向に依らず、全ての年で同様の傾向を示していた。それに対して、MLT 午後側ではモデル関数の傾向は、時間帯でデータセットを分類していない場合のモデル関数の傾向によく似ていた。

これらの事実から、モデル関数は年ごとにある程度傾向は決定されており、その上でさらに MLT で分類したときに午前側と午後側でさらに傾向が異なり、精度の  $\Sigma_P$  の推測を目指すためには、MLT での分類の必要性も示唆されている。



## 目次

第1章 序章	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 電離圏	3
1.3 オーロラ活動	8
1.4 磁気圏	12
1.5 本研究の目的	15
第2章 観測装置	17
2.1 EISCAT レーダー	17
2.1.1 概要	17
2.1.2 IS スペクトル解析手法の概説	17
2.1.3 パルスコード	19
2.1.4 EISCAT UHF レーダー	22
2.2 オーロラ観測用四波長フォトメーター	23
2.2.1 概要	23
2.2.2 フォトメーターの絶対値感度校正	25
2.3 デジタルカメラ	26
2.3.1 概要	26
2.3.2 天候状態、オーロラ活動の確認	26
第3章 解析方法	30
3.1 理論的考察	30
3.2 解析手法	31
第4章 解析結果: ペダーソン電気伝導度推定のモデル関数決定	34
4.1 解析データ	34
4.2 全データセットを用いた統計解析	36
4.3 観測年でデータを分類した場合のモデル関数	41
第5章 考察	45
5.1 EISCAT レーダー観測値とモデル関数推定値との相違	45
5.2 モデル関数の年依存性	46
5.3 モデル関数の MLT 依存性	48
第6章 まとめ	50
6.1 本研究で得られた知見	50
6.2 結論	51
6.3 今後の課題	51
謝辞	52
Appendix A	53
Appendix B	65
Appendix C	71
参考文献	86

# 第1章 序章

## 1.1 本研究の背景

完全電離気体が占有する地球磁気圏と、中性大気の百万分の一から千分の一しか電離していない電離圏は、磁力線を通じて深く結びつき、相互に影響を与え合っており、この結びつきは磁気圏-電離圏結合 (M-I 結合) と呼ばれている。磁気圏-電離圏間で起こっているエネルギーの移動には、電流や電場を介して起こる電気的なエネルギー移動や、降り込み粒子が電離圏の中性粒子と衝突によって起こる力学的なエネルギー移動がある。これらのエネルギー供給は高緯度の超高層大気に高速風や加熱、波動という形で影響を与える。それゆえ、そのような物理現象の解明には、磁気圏-電離圏間のエネルギー収支の描像を把握することは重要である。エネルギーによる加熱率は電気伝導度と電場の関数であり、それらの空間的な構造を高時間分解能で取得することは、エネルギー収支の描像を把握するために不可欠なことである。

電離圏電気伝導度を光学観測から推定するための研究は、過去数十年に渡ってなされており、オーロラ発光の観測には地上設置、もしくは衛星搭載の光学観測機器を、電離圏電気伝導度の導出にはリオメーターや IS (Incoherent Scatter: 非干渉散乱) レーダーを用いて行われてきた。特に IS レーダーは電離圏の主要な物理量 (電子密度、電子温度、イオン温度、イオン速度) を高時間、高空間分解能で測定することができるため、同じ時間分解能、同じ視野での観測が可能なオーロラ観測用フォトメーターの観測データと比較する解析が可能である。この研究の意義は、電離圏電気伝導度とオーロラ発光強度との関係を求めることで、その関係を二次元的に応用することでイメージャーなどの二次元的な光学観測装置に応用し、電離圏電気伝導度を二次元的に導出することが可能になることである。過去に行われていた光学情報と電離圏物理量との関係を探る研究の中で、特に本研究と関係の深いオーロラ発光と電離圏電気伝導度との関係性を調査する研究の代表的な二例を以下に紹介する。

*Kosch et al.* [1998] はノルウェーのトロムソ (69.6°N, 19.2°E) に設置されている IS レーダーと、ノルウェーのスキボトム (69.4°N, 20.4°E) に設置されている全天カメラを用いてペダーソン電気伝導度の高度積分値 (以下  $\Sigma_p$ ) とオーロラ発光強度との関連性についての研究結果を報告した。この論文では、電離圏 E 領域中 (高度 90–120 km) において  $\Sigma_p$  は、波長 557.7 nm のオーロラ発光強度の関数として表せるとしている。この論文でモデル関数を定義する際、以下のように考えた。電離圏の電子密度の時間変化率を式にすると、

$$\frac{dN_e}{dt} = Q_p + Q_s - \alpha N_e^2 - \text{div}(N_e \cdot \bar{v}) \quad (1.1)$$

- $N_e$  : 電子密度 [ $\text{m}^{-3}$ ]  
 $Q_p$  : オーロラ粒子との衝突によるイオン生成率 [ $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ ]  
 $Q_s$  : 日照によるイオン生成率 [ $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ ]  
 $\alpha$  : 高度依存性のあるイオン再結合率 [ $\text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$ ]  
 $\bar{v}$  : 電子の平均速度 [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ]

この研究では、夜間 ( $Q_s = 0$ )、平衡状態 ( $dN_e/dt = 0$ ) を仮定し、さらに *Brekke et al.* [1989] から、 $\text{div}(N_e \cdot \bar{v})$  は  $\alpha N_e^2$  と比べて無視できるとした。これにより (1.1) 式は以下のように簡単になる。

$$\alpha N_e^2 = Q_p \quad (1.2)$$

一方、オーロラ発光強度はオーロラ粒子に起因するイオン生成率  $Q_p$  に比例するという仮定をすることができる (式 1.3)。

$$I \propto Q_p \quad (1.3)$$

電離圏電気伝導度は電子密度に比例するので、単位体積あたりのオーロラ発光強度を  $I$ 、単位体積あたりの電離圏電気伝導度を  $\sigma$  とすると、両者の関係は以下のように表すことができる (式 1.4)。

$$\sigma \propto \sqrt{I} \quad (1.4)$$

*Kosch et al.* [1998] はこの関係式を用いて、オーロラ発光強度と電離圏電気伝導度の関係を観測結果からモデル関数で表すことができると発表した。但し、4000 レイリー以上のオーロラ発光強度データを用いた場合、 $\Sigma_p$  の再現性は落ちるという事実もあった。

*Mende et al.* [1984] では、アラスカのチャタニカに設置された IS レーダーと、同じくチャタニカに設置された子午線方向のスキャンニング観測が可能なオーロラ観測用フォトメーターを同時に用いて、オーロラ発光強度の情報のみから電離圏電気伝導度を二次元的に導出する。この論文で電離圏電気伝導度を導出する際に、*Vickrey et al.* [1976] で紹介された電離プロファイルから電離圏電気伝導度を導出するモデルを用いている。またここでは、この電離プロファイルは波長 427.8 nm の発光強度と密接な関係にあるとして、それゆえ電離圏電気伝導度は

波長427.8 nmの発光強度で表すことができると発表した。

降下電子エネルギースペクトルがマックスウェル分布を仮定し、その分布の形状は波長630.0 nmと波長427.8 nmの発光強度比によって決定されるとしている。

以上でも説明したように、様々なアプローチでオーロラ発光強度から電離圏電気伝導度を導出しようという研究は行われてきている。しかし、電磁エネルギーの水平分布や3次元電流系の微細構造などを議論するためには、より精度の高い推定手法の確立が望まれている。また、オーロラ発光強度を用いて電気伝導度算出のためのモデル関数を導出する研究では、二種類以上の波長を用いてモデル関数を導出する研究は行われてはいない。しかし、一種類の波長のオーロラ発光のみでは発光層が限定されており、電離圏全体の高度積分されたペダーソン電気伝導度と比較するには不適切である。そこで本研究の掲げる目的として、複数の波長を用いてより精度よく、高度積分された電離圏電気伝導度を導出できるモデル関数を確立させることを目指して行く。

本研究では、複数の種類のオーロラ発光波長の発光強度を組み合わせたり、解析する時間帯を選択することで精度が向上しないか研究をしており、今回はその成果を述べていく。研究成果を報告するにあたり、電離圏を始め、本研究を理解する上で必要となる領域や現象を以下に説明する。まずは、オーロラ発光現象が起こる領域である電離圏についての説明を、電離圏の生成過程をはじめとして本研究で重要となる電気伝導度のことも含めて行う。

## 1.2 電離圏

太陽からは絶えず荷電粒子、磁場、電磁波、宇宙線、広域な波長域を持つ光が放出されている。そのなかでも極端紫外線と呼ばれる短波長側紫外線は地球大気を電離し、電子密度の高い領域を作り出す。この領域を電離圏という。電離圏での電離源として極端紫外線のほかに、太陽から放射されるX線、銀河宇宙線、太陽宇宙線、オーロラ粒子などがある。

電離圏の電子密度は高度によって特徴的な電子密度分布を持ち、高度によっていくつかの領域に分かれており、低高度の領域から順にD領域、E領域、F領域という。

D領域は電子密度が $\sim 10^{10} / \text{m}^3$  で高度が60～90 km、主要な電離機構はLy- $\alpha$ 線(波長121.6 nm)を中心とする紫外線、および約1 nm以下のX線があり、粒子による電離は、エネルギーが約1 MeV以上のプロトンおよび約50 keV以上の電子がある。D領域が電離圏のほかの領域と決定的に異なる点は、イオンの生成消滅過程である。前述したように電磁波、降



り込み粒子によって電離が起こるのだが、そのとき生成された自由電子が、比較的高密度の中性粒子に付着して負イオンを形成する。負イオンを直接観測することは難しいが、水和イオンがあることがロケット観測により確認されている。

E 領域は電子密度が  $10^9\sim 10^{11}/\text{m}^3$  で高度が 90–130 km、主要な電離機構は電磁波については太陽 Ly- $\beta$  線 (波長 102.6 nm) を含む紫外線 (波長 102.7–80.00 nm) による  $\text{O}_2$  の電離、太陽軟 X 線 (波長 10.0–1.00 nm) による O、 $\text{O}_2$ 、 $\text{N}_2$  の電離、さらに夜間においては地球コロナによる散乱太陽 Ly- $\alpha$  線の NO 電離があり、粒子による電離は、エネルギーが 10 keV–1 MeV のプロトンおよび 1 keV–30 keV の電子が寄与する。

F 領域は電子密度が  $10^{10}\sim 10^{12}/\text{m}^3$  で高度が 130–700 km、主要な電離機構は電磁波については、太陽極端紫外線 (波長 80.0–15.0 nm) による O、 $\text{O}_2$ 、 $\text{N}_2$  の電離があり、粒子による電離はエネルギー約 1keV 以下の比較的低エネルギーの電子による O、 $\text{O}_2$ 、 $\text{N}_2$  の電離がある。F 領域には、F1 層と F2 層の二層が形成され、F2 層は常に存在するのに対し、F1 層は昼間に限り F2 層より低高度の領域に出現する。F1 層と F2 層の電離源は太陽極端紫外線であるが、F1 層の形成は電離源による生成とイオン化学反応による消滅のみで成り立っているが、F2 層はそれらに加えてプラズマの力学的な輸送効果も加わる点がこの二層の特徴の異なる点である。

本研究で解析の対象となるオーロラを発生させるオーロラ粒子はそれぞれあるエネルギーを持って電離圏に降り込んでくる。降り込むときに中性粒子と衝突することにより徐々にエネルギーを失い、ついにはある高度で止まる。その降下粒子のエネルギーで変動する、荷電粒子が大気に侵入できる高度の限界を侵入限界高度という。電離圏に降り込んでくるオーロラ粒子は侵入限界高度を E 領域–F 領域に持つため、オーロラ発光は E 領域–F 領域で見られる。エネルギーごとの侵入限界高度が推測できるような電離率の図を以下に示す (図 1.1)。

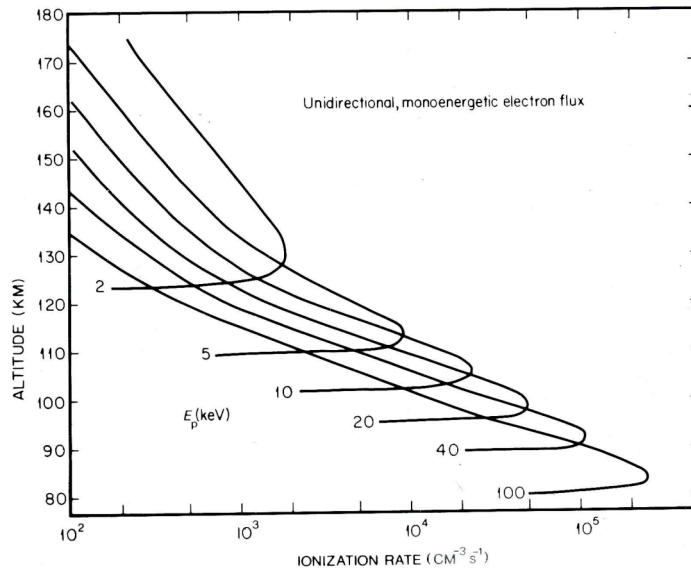


図 1.1 : 単一エネルギーの電子が上層大気に入射した場合の大気の電離生成率である。図中のそれぞれの線についている数字は電子のもつエネルギー値 [keV]である。この図から、降り込み粒子のエネルギーに対応した侵入限界高度が推測できる。

磁場中の荷電粒子はある特有な規則に乗っ取った運動をする。その規則が「Frozen - in」である。磁場中に存在する荷電粒子は磁力線に対して螺旋運動をし、磁力線が動くと荷電粒子も磁力線に凍結したように、磁力線に対して相対的に同じ動きをするというものである。荷電粒子が磁力線に「Frozen - in」された状態を、「荷電粒子が磁力線にトラップされている」という。

降り込み粒子は電流（沿磁力線電流＝磁力線沿いに流れる電流）としての描像も持っている。降り込み粒子は磁気圏尾部の赤道領域付近のプラズマシートと呼ばれる高温プラズマ領域から、磁力線にトラップされながら極域電離圏に流入し、極域大気を電離させる。これは極域でしか見られない電離源である。

電離圏には電流が流れている。この電流を発生させる要素として、電場  $E$  が荷電粒子に力を与えたり、中性粒子（速度  $U$ ）が衝突を介して荷電粒子に働きかけたり、その他重力や圧力勾配などの力  $F$  が荷電粒子に働きかけるなどがある。簡単のため、以下に紹介する電流、電気伝導度に関しては中性粒子の速度  $U$ 、外力  $F$  の効果（すなわち、中性粒子と荷電粒子の衝突の効果、その他の重力や圧力勾配の効果）を考慮しない。電離圏電気伝導度は大きくわけて磁場に対して直交か平行かで表し方が異なる。電離圏に流れる電流密度を  $J$  とすると

$$\mathbf{J} = \sigma_0 \mathbf{E}_{//} + \sigma_P \mathbf{E}_{\perp} - \sigma_H \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B} \quad (1.5)$$

ここで、 $\mathbf{E}_{\perp}$ 、 $\mathbf{E}_{//}$ はそれぞれ磁場  $B$  に対して垂直、平行な電場の成分である ( $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{E}_{//}$ )。上の電流密度の式で三種類の電気伝導度 ( $\sigma_0$ 、 $\sigma_P$ 、 $\sigma_H$ ) を用いたが、 $\sigma_0$ は磁場方向の電気伝導度、 $\sigma_P$ は磁場に垂直な電場方向の電気伝導度、 $\sigma_H$ は磁場に垂直な電場  $\mathbf{E}_{\perp}$ と磁場  $B$ の双方に垂直な方向の電気伝導度である。それぞれの電気伝導度は以下のように表される。

$$\sigma_0 = N_e e^2 \left[ \frac{1}{m_{iL} v_{inL}} + \frac{1}{m_{iH} v_{inH}} + \frac{1}{m_e v_{en}} \right] \quad (1.6)$$

$$\sigma_P = \frac{N_e e}{B} \left[ q_L \frac{v_{inL} \omega_{iL}}{v_{inL}^2 + \omega_{iL}^2} + q_H \frac{v_{inH} \omega_{iH}}{v_{inH}^2 + \omega_{iH}^2} + \frac{v_{en} \omega_e}{v_{en}^2 + \omega_e^2} \right] \quad (1.7)$$

$$\sigma_H = \frac{N_e e}{B} \left[ -q_L \frac{\omega_{iL}^2}{v_{inL}^2 + \omega_{iL}^2} - q_H \frac{\omega_{iH}^2}{v_{inH}^2 + \omega_{iH}^2} + \frac{\omega_e^2}{v_{en}^2 + \omega_e^2} \right] \quad (1.8)$$

$\sigma_{//}$  : 磁場に平行な方向の電気伝導度 [ $S \cdot m^{-1}$ ]

$\sigma_P$  : ペダーソン電気伝導度 [ $S \cdot m^{-1}$ ]

$\sigma_H$  : ホール電気伝導度 [ $S \cdot m^{-1}$ ]

$q_L$  : イオン全体に対する  $O^+$  が占める割合

$q_H$  : イオン全体に対する  $O_2^+$ 、 $NO^+$  の総和が占める割合

$N_e$  : 電子密度 [ $m^{-3}$ ]

$e$  : 電気素量 [C]

$m_{iL}$  :  $O^+$  の質量 [kg]

$m_{iH}$  :  $O_2^+$  と  $NO^+$  の電離圏中での平均質量 [kg]

$m_e$  : 電子の質量 [kg]

$v_{inL}$  : 質量の軽いイオン ( $O^+$ ) と中性粒子との衝突周波数 [ $s^{-1}$ ]

$v_{inH}$  : 質量の重いイオン ( $O_2^+$ 、 $NO^+$ ) と中性粒子との衝突周波数 [ $s^{-1}$ ]

$v_{en}$  : 電子と中性粒子との衝突周波数 [ $s^{-1}$ ]

$\omega_{iL}$  : 質量の軽いイオン ( $O^+$ ) についてのジャイロ周波数 [ $s^{-1}$ ]

- $\omega_{\text{inH}}$  : 質量の重いイオン( $\text{O}_2^+$ 、 $\text{NO}^+$ )についてのジャイロ周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $\omega_e$  : 電子についてのジャイロ周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $B$  : 地磁気の磁束密度 [T]

ここでジャイロ周波数とは、荷電粒子が磁力線の周りを単位時間に回転する回数であり、衝突周波数とは単位時間に二種類の粒子が衝突する回数のことである。これらの式を見ると、いずれの電気伝導度も電子密度  $N_e$  に比例することが分かる。しかし、だからといってこれらの電気伝導度が F2 層にピークを持つのかと言えば実際はそうではない。実際は、 $\sigma_p$  については高度 120km 付近に最大値を持ち、 $\sigma_H$  については高度 110km 付近に最大値を持つ。その理由は、式中にジャイロ周波数  $\omega$  と中性粒子との衝突周波数  $\nu$  の二つの物理量のためである。電気伝導度は荷電粒子のジャイロ周波数  $\omega$  と中性粒子との衝突周波数  $\nu$  の比率によって大きく変動する。参考として二つの周波数の式を以下に表す [Schunk and Nagy, 1978]。

$$\omega = \frac{eB}{m} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \nu_{\text{en}} = & 2.33 \times 10^{-17} \times n(\text{N}_2) \times (1 - 1.21 \times 10^{-4} \times T_e) \times T_e \\ & + 1.82 \times 10^{-16} \times n(\text{O}_2) \times (1 + 3.6 \times 10^{-2} \times \sqrt{T_e}) \times \sqrt{T_e} \\ & + 8.9 \times 10^{-17} \times n(\text{O}) \times (1 + 5.7 \times 10^{-4} \times T_e) \times \sqrt{T_e} \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\nu_{\text{inH}} = [4.29 \times n(\text{N}_2) + 4.23 \times n(\text{O}_2) + 2.41 \times n(\text{O})] \times 10^{-16} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} \nu_{\text{inL}} = & [6.82 \times n(\text{N}_2) + 6.66 \times n(\text{O}_2) \\ & + 0.342 \times n(\text{O}) \times \sqrt{T_i} \times (1.08 - 0.139 \times \log_{10} T_i \\ & + 4.51 \times 10^{-3} \times (\log_{10} T_i)^2)] \times 10^{-16} \end{aligned} \quad (1.12)$$

- $\omega$  : 荷電粒子についてのジャイロ周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $\nu_{\text{en}}$  : 電子と中性粒子との衝突周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $\nu_{\text{inH}}$  : 質量の重い( $\text{O}_2^+$ 、 $\text{NO}^+$ )と中性粒子との衝突周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]  
 $\nu_{\text{inL}}$  : 質量の軽い( $\text{O}^+$ )と中性粒子との衝突周波数 [ $\text{s}^{-1}$ ]

$m$	: 荷電粒子の質量 [kg]
$B$	: 地磁気の磁束密度 [T]
$T_i$	: イオン温度 [K]
$T_e$	: 電子温度 [K]
$n(O)$	: O 密度 [ $m^{-3}$ ]
$n(O_2)$	: $O_2$ の密度 [ $m^{-3}$ ]
$n(N_2)$	: $N_2$ の密度 [ $m^{-3}$ ]

電離圏に流入する電磁エネルギーは、電離圏電流によって生じるジュール熱として電離圏電場と電離圏電気伝導度で表される。ジュール熱は、イオン及び電子が電場方向に加速されることによって得たエネルギーを、中性大気との衝突の際に熱エネルギーの形で与えることによって発生する。高度について積分したジュール熱  $Q_J$  は次式で与えられる。

$$Q_J = \int \sigma_p(h) E_{\perp}^2 dh \quad (1.13)$$

この式で  $\sigma_p$  は高度に依存するペダーソン電気伝導度、 $E_{\perp}$  は磁力線に垂直な成分を持った電離圏電場である。前述したように、この電流によって電離圏で加熱が起こり、その加熱率は電気伝導度と電場の関数であり、それを計算することにより磁気圏から流入したエネルギーを導出することができる。

### 1.3 オーロラ活動

オーロラとは、磁気圏からの降下粒子が電離圏の中性粒子と衝突することによって中性粒子を励起させ、励起状態から基底状態に移行するときに起こる発光現象である。本研究で異なる光学情報（波長）での測定データを用いる理由は、発光波長ごとに効果的に光る発光高度（以下、発光層）を持っているためである。例えば、 $N_2$  の First Negative Band（波長 427.8 nm 周辺）と First Positive Band（波長 670.5 nm）は高度 90～120km に発光層を持っている。O の波長 557.7 nm と波長 630.0 nm の輝線は禁制線である。そのうち波長 557.7 nm の発光に関する励起の平均寿命は 0.74 秒と禁制線の発光にしては短く、衝突の起こりにくい高度

150km 以上での放射率が高いのはもちろんのこと、衝突の起こりやすい高度 100km 付近にも高い放射率を示している (図 1.3)。一方、波長 844.6 nm の発光に関する励起の平均寿命は 100 秒であり、衝突が起こりやすい低高度では、発光する前に他の粒子との衝突でエネルギーを失ってしまう。波長 844.6 nm の発光は、一般に衝突の起こりにくい比較的高高度 (高度 150 km) で起こる。その他、O の波長 844.6 nm の輝線は許容線であり、この波長は幅広い発光層 (高度 100~300 km) を持つ。一般には各波長の発光層は以上に述べた通りだが、降り込み粒子のエネルギーによってどのように発光高度が変動するかの様子を、波長 427.8nm と波長 630.0 nm と波長 844.6 nm については図 1.2 に、波長 557.7 nm については図 1.3 に示す。波長 670.5 nm の発光高度については、波長 427.8 nm と同じ  $N_2$  の発光であり、発光高度もほぼ同じなので、ここでは図を省略する。

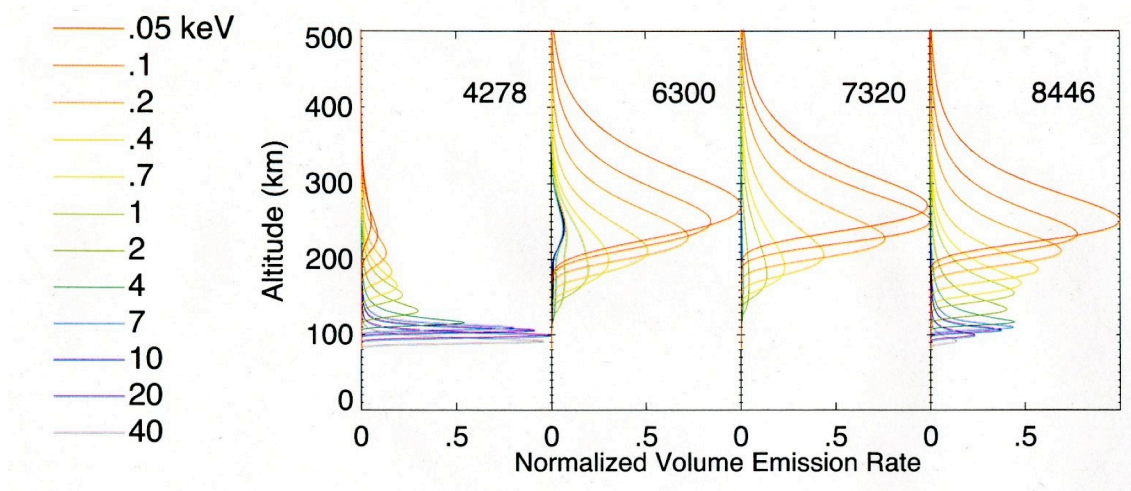


図 1.2 : 主要なオーロラ発光波長の発光率の高度プロファイル。最も強い発光率を 1 として規格化されている。降下粒子のエネルギーについて色分けして分類している。この図を見ると波長 427.8 nm の発光層は E 領域に、波長 630.0 nm の発行層は F 領域にある。また、図から波長 427.8 nm の発光は比較的強い降り込みに呼応し、それに対し波長 630.0 nm の発光は比較的弱い降り込みに呼応していることがわかる。[Semeter et al., 2001]

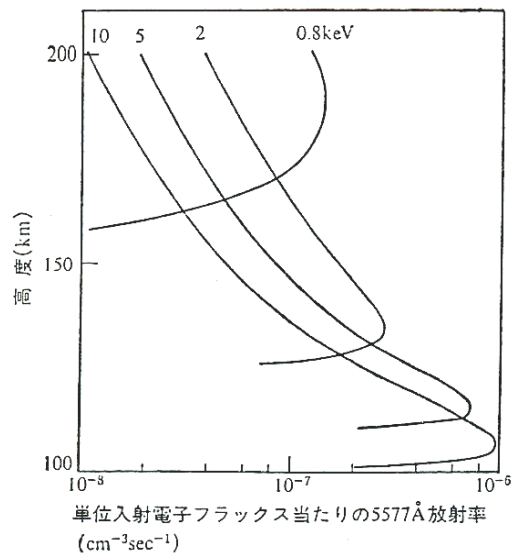


図 1.3 : 単一エネルギーの入射電子と大気との衝突によって放射される、波長 557.7 nm の発光率の高度依存性。波長 557.7 nm の主な発光層は高度 100–150 km にあることがこの図からわかる。この波長の発光は禁制線であるが発光の平均寿命が短いため、衝突周波数の高い低高度でも強い発光が見られる。[南極の科学より]

このように、オーロラの発光は降り込み粒子のエネルギーによって発光層が決まる。これは、電離圏における中性粒子の高度分布に起因する。参考までに、電離圏の中性粒子の分布を示す。

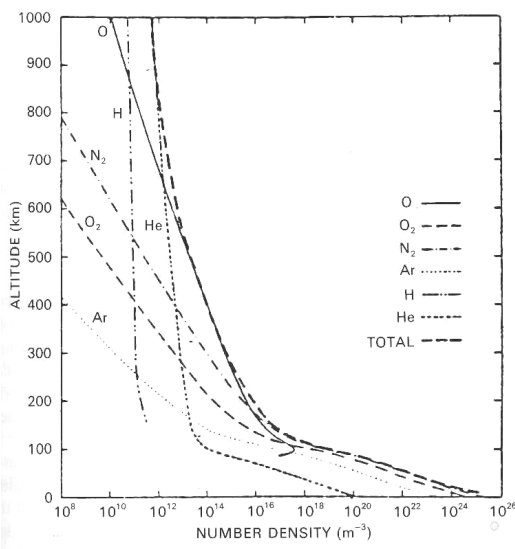


図 1.4 : 中性粒子の高度プロファイル。高度 100km 以下では主組成は  $N_2$ 、 $O_2$  であり、それ以上の高度では O が卓越してくる。これは  $N_2$  の発光を表す波長 427.8 nm の発光層と O の発光を表す波長 630.0 nm の発光層とそれぞれ一致する。[The solar-terrestrial environment より]

前述したように降下粒子の持つエネルギーによって侵入限界高度も変わり、それゆえ効果的に励起する高度も変わる。オーロラ発光波長を解析に数種類用いることは、効果的な発光が起こった高度を知るための手がかりとなり、電離圏の下端から上端までの電離状態を知るために必要なことである。

また、オーロラは形状によって分類することができる。オーロラの形状は大きく分けてディフューズオーロラ (diffuse aurora: 拡散型オーロラ) と、ディスクリートオーロラ (discrete aurora: 個別型オーロラ) の二種類に分類することができる。表にディフューズオーロラとディスクリートオーロラの特徴を以下に示す (表 1.1)。

表 1.1 : ディスクリートオーロラとディフューズオーロラの特徴。オーロラに見られる一般的な特徴を項目ごとに分類して説明されている。[南極の科学より]

	ディスクリートオーロラ	ディフューズオーロラ
強度	磁力線に沿ってシート状に入射する電子によって励起されるアークまたはバンド状オーロラ	パッチや切れ切れになったアーク構造のベール状のオーロラ。通常オーロラ輝度が準周期的に変化するパルセイティングオーロラ(オーロラ脈動)が同時に現れる。
オーロラ強度	波長 557.7nm 強度で通常 10~1000 キロレイリー	波長 557.7nm 強度で通常 10 キロレイリー以下
構造	アークまたはバンド状。アークの長さは数百から数千 km、幅は 50m~10km、アークの間隔は 2~10km	切れ切れになったアーク。不規則な形のパッチを含む。パッチの大きさは 10~100km
発光高度	80~400km。通常下辺の高度は 100~110km	パルセイティングオーロラでない部分はかなり高く 120~130km。下辺は通常 150km 前後、パルセイティングオーロラの部分の下辺の高度は通常 80~120km と低い。
発光層の半値幅	10~100km	パルセイティングオーロラを起こさない部分は 10~100km。パルセクションを起こす部分はかなり薄い。
運動	シア運動と渦の形成(速度は 5~10km/s)。フリッカリング(5~15Hz の点滅、点滅するスポットの移動速度は約 50~100km/s)	パルセクション(0.03~3Hz の点滅)とゆっくりした西向きまたは東向きのドリフト(速度は 0.3~1km/s)。高緯度側および低緯度側への周期的伝搬(速度は 50~100km/s)。アークに沿った周期的流れ(速度は 50~100km/s)
電場	シア運動を起こすのに必要な電場は高度 3000~10000km で 100mV/m 程度	ゆっくりしたドリフトを起こすのに必要な電場はオーロラ発光高度で数十 mV/m
励起源(オーロラ現象)	1~10keV に鋭いスペクトルピークを持ち下向き磁力線方向に加速された電子	プラズマシート電子のエネルギースペクトル(1keV 程度の温度を持ったマックスウェル分布)に類似したエネルギースペクトルを持つ電子、降下プロトンも通常含まれている。
オーロラ粒子生成機構	プラズマシート境界領域の電子の高度 3000~10000km 付近での沿磁力線加速	地球近傍のプラズマシート中の電子およびプロトンのピッチ角散乱



Akasofu et al. [1976] では、DMSP 衛星で撮影されたオーロラ写真を解析し、ディフューズオーロラとディスクリートオーロラがそれぞれ存在する領域を明らかにした。オーロラの分布図を以下に示す (図 1.5)。この図から時間帯によってオーロラの形状が異なることがわかる。

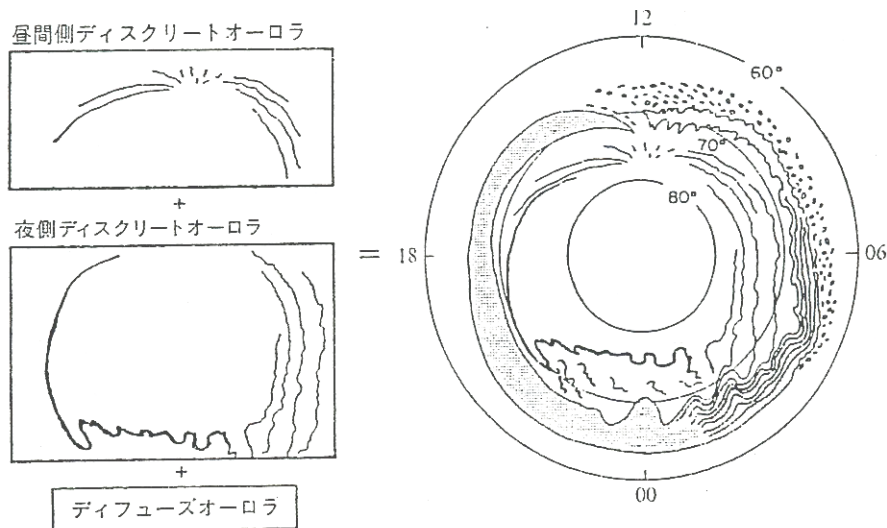


図 1.5 : ディスクリートオーロラとディフューズオーロラの分布図。ディスクリートオーロラは昼側と夜側で傾向がかなり異なる。昼側では磁気地方時 12 時、磁気緯度 78° 付近から周囲に放射状のディスクリートオーロラが出現する。それに対して夜側は東西方向に数千 km もの長い帯状のディスクリートオーロラが出現する。このオーロラは一本の場合もあるが、何本かが平行に出現する場合もある。ディフューズオーロラが出現する領域は、ディスクリートオーロラが出現する領域よりも低緯度側に位置している。ディフューズオーロラの特徴は、真夜中から午前側にかけての時間帯では強いオーロラが出現するのに対して、夕方側のオーロラ強度はとても弱いオーロラが出現する。[Akasofu et al., 1981]

※オーロラの形状分類に関する補足だが、表中でディフューズに分類されているパルセイティングオーロラは、大概早い時間変動をしており、それを低感度の撮像装置で時間をかけて撮影すると diffuse になってしまう。そのため、パルセイティングオーロラをディフューズオーロラとして分類することは間違いだという考え方が最近になって起こってきている。そのため、オーロラを撮像データから分類する場合は高感度の撮像装置を用いるべきである。

## 1.4 磁気圏

地球磁場は、太陽からの磁場や荷電粒子の流れ (以下、太陽風) から地球を守る壁の役割を果たしており、そのおかげで、高エネルギーな太陽風は地球大気に直接流入すること

はない。地球の双極子磁場は太陽風に閉じ込められているような構造を見せており、この地球磁場が閉じ込められた領域を地球磁気圏という。また地球磁気圏は太陽風に吹き流されている。その磁気圏の様子を図に示す (図 1.6)。

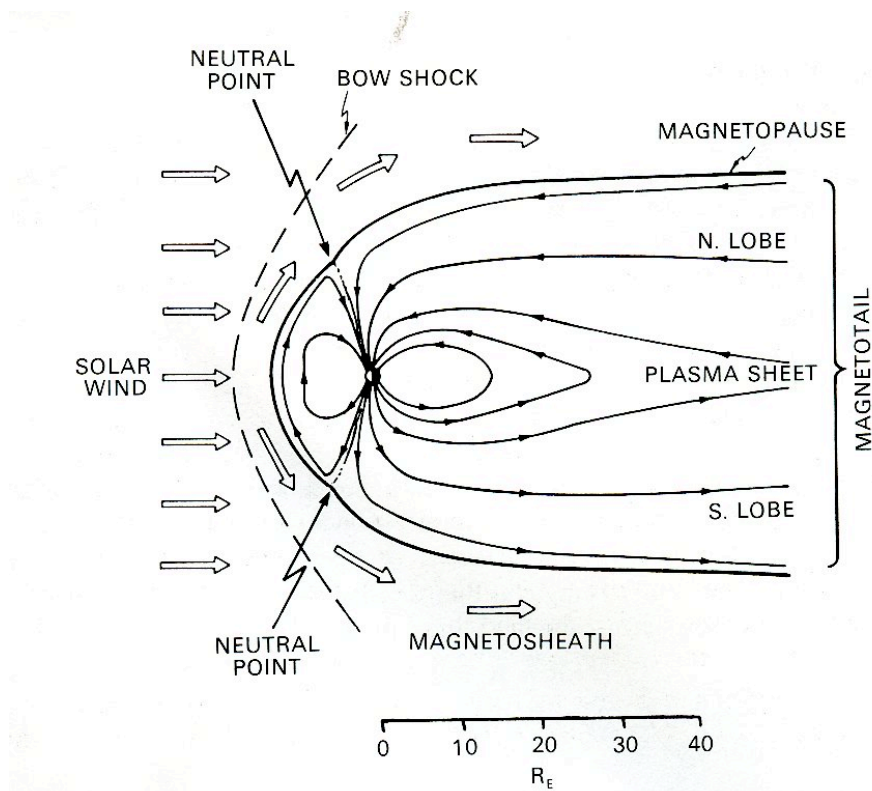


図 1.6 : 磁気圏の構造を横から見た図。各領域の説明は以下で行う。[The solar-terrestrial environment より]

- 太陽風(Solar wind) : 太陽から吹き出している高速のプラズマ流。
- 中性点(Neutral point) : 磁場がゼロとなる領域。
- バウショック(Bow shock) : 太陽風プラズマが地球磁気圏と衝突することによってできる衝撃波面。ここで、太陽風プラズマは圧縮されて加熱される。
- 磁気圏境界面(Magnetopause) : 太陽風の動圧と地球磁場の磁気圧が釣り合う境界面。この境界面より内側で、かつ電離圏より高高度の領域全てが地球磁気圏となる。
- マグネトシース(Magnetosheath) : バウショックと磁気境界面の間にある領域。

プラズマシート(Plasma sheet) :磁気圏の反太陽方向に存在する領域。ここでは地球の北側から伸びている磁力線と南側から伸びている磁力線が互いに平行になっており、磁気的な中性が保たれている。ここでは反平行の磁場が作り出す磁気中性面への磁気圧とプラズマ圧が釣り合っているため、プラズマは高温状態になっている。

太陽から放出された荷電粒子は、バウショックを起こす。地球磁気圏はこの太陽風の動圧と地球磁場の磁気圧が釣り合った領域を境にして地球側の領域のことを言い、太陽風と磁気圏の境界面をマグネトポーズという。地球磁気圏前面で衝撃波を作り出した太陽風粒子は磁気圏側面を通して磁気圏尾部に回り込み、一度プラズマシートに蓄えられる。またその領域では地球の磁力線が太陽風によって吹き流されているせいで、北半球から伸びている磁力線と南半球から伸びている磁力線が接する部分があり、そこでは磁気的な中性が保たれている。電離圏に流入するオーロラ粒子はこのプラズマシートから供給される。オーロラ粒子がプラズマシートから電離圏に移流するきっかけとなる現象が、磁気圏前面（太陽側）で起こる磁気リコネクション（磁力線のつなぎかえ）である。これは異なる磁力線が交差することで、局所的に磁気中性の領域ができると同時に Frozen-in の効果がなくなり、磁力線のつなぎかえが起こる現象である。磁気圏前面では、太陽風が持つ磁場と地球磁場が磁気リコネクションし、太陽風荷電粒子が地球磁場にトラップされながら磁気圏尾部に運ばれ、プラズマシートに蓄えられる。さらに磁気圏尾部で再度、磁気リコネクションが起こり、地球側で閉じる磁力線と、地球磁力線と独立して遠方に飛んで行く磁力線に分かれる。

オーロラ粒子となるのは、磁気圏尾部で起こる磁気リコネクションによって分かれた二つの磁力線のうち、地球側で閉じる磁力線にトラップされた荷電粒子である。磁気圏尾部で磁気リコネクションが起こったのち、トラップされた荷電粒子は地球に向かって移動するが、ここで地球磁場の影響を受ける。すなわち、磁場勾配のある領域を移動する荷電粒子に働く「磁場勾配力」である。この磁場勾配力は、電子とイオンに関して互いに逆方向に力が働く。磁場勾配力によって、イオンは午後側に力が働き、電子は午前側に力が働くため、磁気圏には双極性電場ができ、それが電離圏に投影される。これは、磁力線沿いにオーロラ粒子が降下する際、沿磁力線方向の電気伝導度は磁力線に対して直交方向の電気伝導度と比べて遥かに大きいため、磁力線上はほぼ等電位と見なすことができ、磁気圏にできた電場は、構造を保ったまま、電離圏に投影される。その電場が電離圏の荷電粒子に働きかけ、電離圏電流の駆動力となる。沿磁力線電流と電離圏電場からなる電流系は M-I 結合を電磁氣的に説明するための

重要なシステムである。電離圏電流  $J_{\perp}$  と沿磁力線電流  $J_{//}$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$\mathbf{J}_{\perp} = \Sigma_P \mathbf{E}_{\perp} + \Sigma_H \mathbf{b} \times \mathbf{E}_{\perp} \quad (1.14)$$

$$J_{//} = -\text{div}_{\perp} \mathbf{J}_{\perp} \quad (1.15)$$

- $\mathbf{J}_{\perp}$  : 電離圏電流 [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ ]
- $J_{//}$  : 沿磁力線電流 [ $\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$ ]
- $\Sigma_P$  : ペダーソン電気伝導度の高度積分値 [S]
- $\Sigma_H$  : ホール電気伝導度の高度積分値 [S]
- $\mathbf{b}$  : 磁力線方向を示す単位ベクトル
- $\mathbf{E}_{\perp}$  : 磁場に対して垂直成分の電離圏電場 [ $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ ]

(1.14)式、(1.15)式より、3次元電流系の空間構造を理解するためには、電離圏電流の空間分布を求めることが必要となることがわかる。電離圏電流はペダーソン電気伝導度の項で表されるペダーソン電流と、ホール電気伝導度の項で表されるホール電流からなり、そのうち電離圏においてジュール加熱などでエネルギーの散逸としての役割や、沿磁力線電流を電離圏中で閉じる主な役割を持っているのはペダーソン電流である。ペダーソン電流の空間分布を求めるためには、ペダーソン電気伝導度と電離圏電場それぞれの空間構造を知るための方法が必要となる。現在、SuperDARN や EISCAT VHF レーダーを用いて電離圏プラズマの速度を測定することにより、電場の空間分布を観測的に知ることはできる。しかしペダーソン電気伝導度を空間的に知る方法は確立していないため、ペダーソン電気伝導度を空間的に推測する方法が必要となる。

## 1.5 本研究の目的

本研究の目的として掲げているものは、光学情報のみから M-I 結合に関して重要な役割を担っている電離圏電流の空間分布の導出に必要な、ペダーソン電気伝導度の二次元分布を高時間分解能で求めるための手法を確立することである。現在、EISCAT レーダーを用いることによってペダーソン電気伝導度の高度分布を精度よく求めることができる。EISCAT レーダーは視野一点の情報しか取得することができないが、ペダーソン電気伝導度はオーロラ発光強度と何らかの関係にあることが分かっている。両者がどのような関係式で表されるのかを知ることができれば、オーロラ発光強度のみからペダーソン電気伝導度を導出することが可能となり、オーロラ観測用イメージャーなどを用いた二次元的応用により、ペダーソン電気伝導度を二次元的に求めることも可能になるだろう。その第一歩として、ある磁力線に着目し、オーロ

ラ発光が起こっているときにオーロラ発光強度とペダーソン電気伝導度がどのような関係にあるかを、オーロラ観測用多波長フォトメーターとEISCAT UHFレーダーの磁力線方向の同時観測によって、定量的に求める必要がある。オーロラ観測用多波長フォトメーターの観測から得たオーロラ発光強度と欧州非干渉散乱 (EISCAT : European Incoherent Scatter) レーダーの観測から導出した電離圏電気伝導度を比較し、両者の間にどのような関係があるかを知る必要がある。

本研究において、この二つの観測機器を用いる理由は二つあり、一つは同じ視野でかつ高時間分解能をもって測定することができるためである。もう一つの理由は、今回解析に用いたデータを取得した観測に関しては、共にオーロラ領域に設置されており、かつ同じ磁力線方向を観測しているためである。ある一つの磁力線方向に注目することで、常に同じ加速領域で加速を受けた粒子が電離圏に与える影響を光学的、電磁氣的に観測することができ、オーロラ発光強度と $\Sigma_p$ の関係を正確に比較することができる。オーロラ発光強度を $\Sigma_p$ との比較対象とすることで、モデル関数が確立すれば、全天イメージャーなどの比較的観測が容易な二次元観測用の光学機器を用いるだけで、 $\Sigma_p$ の二次元的な導出が可能になる。これが本研究の大きな意義である。第2章では、今回用いる観測機器の性能、配置場所、役割の説明を行う。

## 第 2 章 観測装置

本章は本研究で用いた主な観測装置のうち、欧州非干渉散乱レーダー (European Incoherent Scatter radar; EISCAT radar)、フォトメーター、およびデジタルカメラについて説明する。すべての装置はノルウェー・トロムソに設置してある。2.1 章においてEISCATレーダーを説明し、2.2 章においてフォトメーターを、2.3 章においてデジタルカメラについて説明する。

### 2.1 EISCAT レーダー

#### 2.1.1 概要

IS (Incoherent Scatter : 非干渉散乱) レーダーは電離圏物理量 (電子密度、電子温度、イオン温度、イオン速度) を高時間空間分解で測定できる高性能のレーダーである。EISCAT レーダーシステムは、北欧に設置されている三つの IS レーダー群で構成され (UHF レーダー、VHF レーダー、Svalbard レーダー)、ヨーロッパの五カ国 (ノルウェー、スウェーデン、フィンランド、イギリス、ドイツ) とアジアの二カ国 (日本、中国) が加盟する EISCAT 科学協会によって運営されている。IS レーダーの設置場所は、VHF レーダーはトロムソに設置されており、EISCAT Svalbard レーダー (ESR) はロングイェビンに設置されている。UHF レーダーシステムは他の二つのレーダーシステム (VHF、ESR) と異なり、送受信機一つと、受信機二つからなる。送受信機はトロムソに、受信機はソダンキラとキルナにそれぞれ設置されている。まず、EISCAT レーダーデータから電離圏物理量を推定する方法を説明し、その後、本研究で用いた UHF レーダーシステムの概要について説明する。

#### 2.1.2 IS スペクトル解析手法の概説

IS レーダーの送信機から電離圏に放出された電波は、電離圏の電子を振動させる。それにより振動された電子からは同じ振動数の電磁波が放射される。これはトムソン散乱と呼ばれる散乱効果であり、地上の受信機で観測するのは電子からの散乱波である。一方、電離圏のデバイ長  $\lambda_D$  は (2.1) 式のように表される。

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k T_e}{N_e e^2} \right)^2 \quad [\text{m}] \quad (2.1)$$

この式において、 $\epsilon_0$  は真空中の誘電率、 $e$  は電気素量、 $k$  はボルツマン定数である。仮に電子密度  $N_e$  を  $10^{11} \text{ m}^{-3}$ 、電子温度  $T_e$  を 300 K とするとデバイ長は  $3.8 \times 10^{-3} \text{ m}$  になる。

EISCAT UHFレーダーの送信周波数は930MHzであり、その波長は約0.32 mである。即ち、デバイ長の方が2桁ほど小さいことがわかる。このことは、ISレーダーは自由運動をしている電子からの散乱波ではなく、イオンに束縛された電子からの散乱波を受信する、ということの意味している。つまり、ISスペクトルのドップラーシフトはイオンの動きを表していることになる。受信したイオン音波のパワースペクトルから、電離圏物理量（電子密度、電子温度、イオン温度、イオン速度）を導出することができる。受信した散乱波のパワースペクトルは図2.1のようになる。

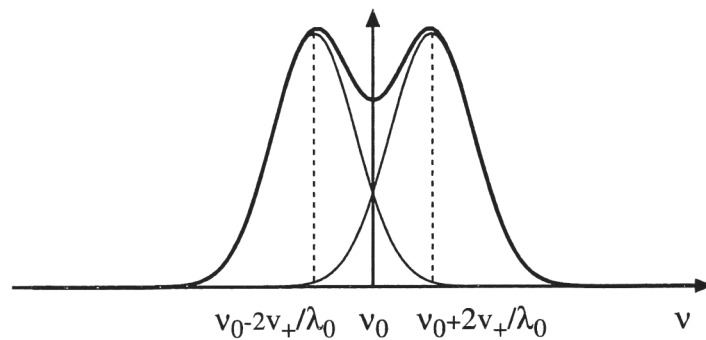


図 2.1 : 散乱波のパワースペクトル。  $\nu_0$ 、  $\lambda_0$  はそれぞれ送信電波の周波数、波長。  $\nu_+$  はイオン音波の位相速度。実線の位置はイオンラインと呼ばれている。(INTRODUCTION TO INCOHERENT SCATTER MEASUREMENTS より)

イオン組成を仮定し、観測から得られたパワースペクトルをフィッティングすることで各物理量を求める。まずイオン音波のパワースペクトルの周波数積分値は電子密度に比例する。なぜなら受信されたパワースペクトルは個々の電子から散乱されたトムソン散乱波の強度を足し合わせたものだからである。そのためパワースペクトルを周波数で積分し、ある係数をかけることで電子密度が求まる。次にパワースペクトルの真ん中のへこみが電波の送信周波数  $\nu_0$  からどれだけ離れているかを調べて、ドップラーシフトを考えることで、レーダーの視線方向についてイオンが持っている速度を求めることができる。また、パワースペクトルの形状は電子温度  $T_e$ 、イオン温度  $T_i$  に依存した変化を示すため、パワースペクトルの形状を解析することで電子温度  $T_e$ 、イオン温度  $T_i$  を求めることができる。ISレーダーで受信したパワースペクトルの概形を図に示す (図 2.2)。

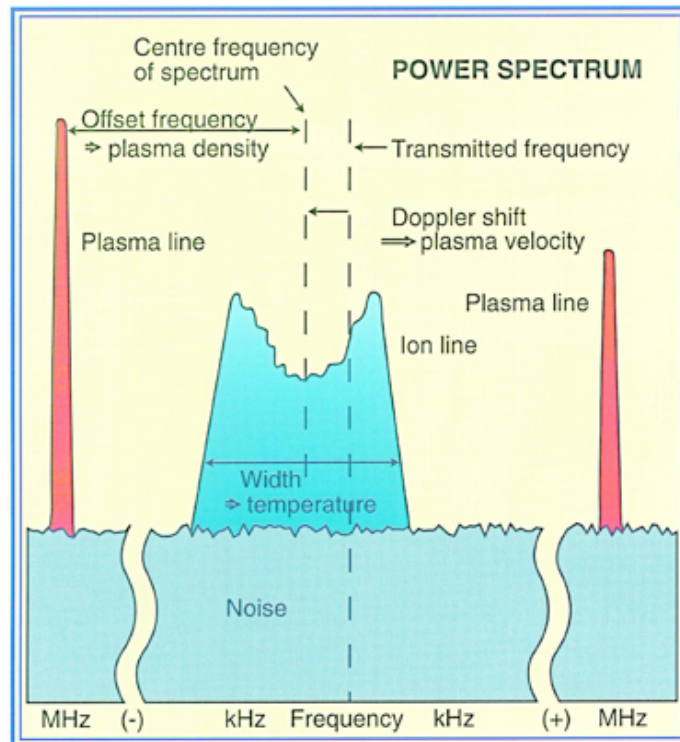


図 2.2 : プラズマ波動のパワースペクトル。横軸は電波の周波数で縦軸は受信電波の強度である。

Transmitted frequency は IS レーダーが送信した電波の周波数、Ion line はイオンにトラップされた電子からのトムソン散乱波の地上で受信した強度の周波数特性を表した線、Noise は背景のノイズである。Plasma line はその高度における電子密度に対応するプラズマ周波数だけレーダー送信周波数からずれた周波数に現れる。

このようにして電離圏物理量を求めるのだが、観測データの高度分解能、時間分解能は送信される電波のパルス長に依存する。具体的には、パルス長を短くすればするほど時間空間分解能は上がるが、散乱波が弱くなるため、データに入る SNR (Signal to Noise Ratio : 信号に対するノイズ (雑音) の量を対数で表した値) は小さくなる。それに対して、パルス長を長くすると SNR は大きくなり、データの信頼性は上がるが、時間空間分解能は低くなる。SNR と分解能を両立させるためには、送信電波の位相を一定のリズムで変えてやる必要がある。この電波の位相変動のリズムを表す「パルスコード」についての説明を以下で行う。

### 2.1.3 パルスコード

IS レーダーは観測データの時間空間分解能を上げるため、パルスコードに従って位相を変えた電波を電離圏に発信している。このパルスコードは何段階かの改良を経ており、現在



観測に用いられているパルスコードは「オルタネーティングコード」と呼ばれている。以下でパルスコードのメカニズムについて説明を行う。簡単のため、「オルタネーティングコード」より位相の変え方がシンプルな「バーカーコード」と呼ばれているパルスコードを使って説明をすることにする。

まず、パルスコードを適用したときに送信電波のパルス長はパルスコードのビット数で分けられる。例えばパルス長が  $10 \mu s$  の送信電波に 2 ビットのパルスコードを適用した場合、送信電波は  $5 \mu s$  の電波を連続して発信したと見ることができる。バーカーコードのみをとっても七種類のコードにわけられている。以下にバーカーコードの位相変動をまとめた表を示す（表 2.3）。図中で + は位相が  $0^\circ$ 、- は位相が  $180^\circ$  である。

表 2.1 : バーカーコードの 1 パルス間の位相の変位パターン。

コード/ビット数	Envelope
2	+ - or + +
3	+ + -
4	+ + - + or + + + -
5	+ + + - +
7	+ + + - - + -
11	+ + + - - - + - - + -
13	+ + + + + - - + + - + - +

バーカーコードに従って位相を変えた電波が、電離圏の様々な高度で散乱を起こし、地上に散乱波として跳ね返ってくる。このときに地上で受けた散乱波に対して位相を再度、バーカーコードに従って変える。この操作を「バーカーデコード」という。位相の変え方については以下の図を参照のこと。

このとき、電波が電離圏に発信させたときに跳ね返ってくる散乱波は、図 2.3 の+や-が書かれた菱形の領域を足し合わせたものである。一方、図 2.3 の縦軸方向を高度方向として、受信波の位相を等高度方向にそれぞれ足す。その結果が図 2.4 である。

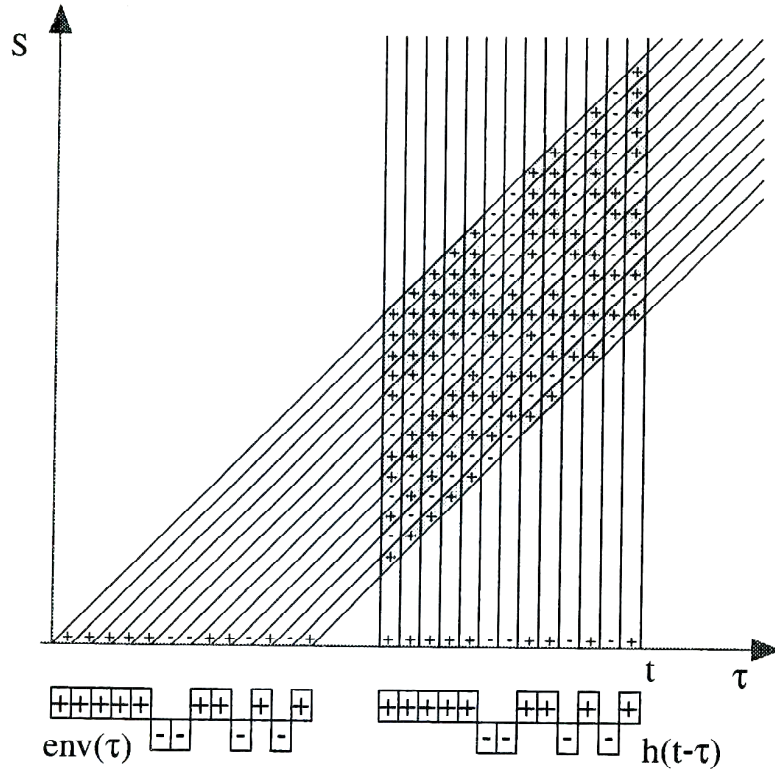


図 2.3 : 1パルスに着目したときの送信位相と受信位相の関係。

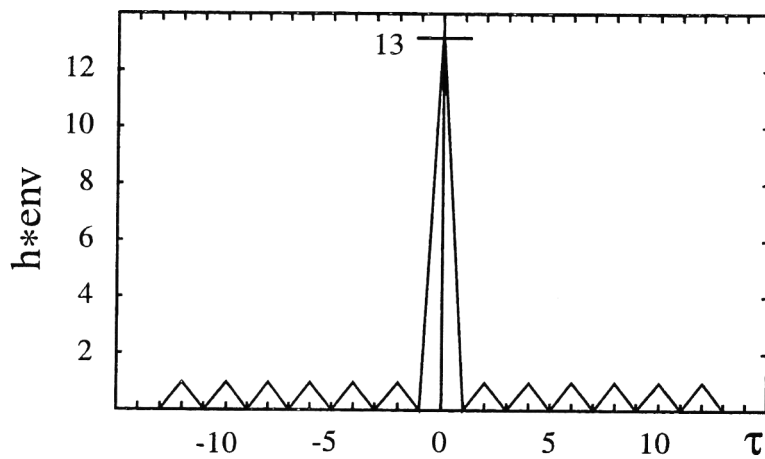


図 2.4 : ISレーダーの自己相関関数。これは delay のない散乱波のみがデータとして抽出されることを意味している。

この図から、バーカーコードを用いることで、図での菱形の中央に位置する高度の情報のみを受信波は反映していることがわかる。これは位相を変えずに電波を発信する方法よりも分解能に優れている。

#### 2.1.4 EISCAT UHF レーダー

EISCAT UHFレーダーシステムは直径 32 m のパラボラ型アンテナを採用している。受信場所が三カ所あることで三局方式の観測を行うことができる。三局方式観測とは、電離圏でトムソン散乱によって発生した散乱波を三カ所の受信機で測定することにより、三次元イオン速度を導出することができる観測方法である。この観測方法のメカニズムは、トロムソの送受信機の観測から視線方向（トロムソレーダー）のイオン速度が求まり、さらに受信機を併用することにより送受信機の視線方向と受信機の視線方向の二等分線の方向のイオン速度が求まるため、二つの受信機からは二方向のイオン速度が求まる。そうして求めた合計三方向のイオン速度をベクトル解析することにより、三次元イオン速度の導出が可能になる。

表 2.2 : UHF レーダーシステムパラメータ

設置場所	送信機:トロムソ (地理座標:69.6°N, 19.2°E) (磁気座標:67.1°N, 116.4°E)
	受信機:トロムソ (地理座標:69.6°N, 19.2°E) (磁気座標:67.1°N, 116.4°E)
	キルナ (地理座標:67.6°N, 20.4°E) (磁気座標:65.4°N, 115.5°E)
	ソダンキラ (地理座標:67.4°N, 26.6°E) (磁気座標:64.0°N, 120.0°E)
送信周波数	926.6 ~ 930.5 MHz
ピーク出力	2.6 MW
平均出力	250 kW
パルス継続時間	1 - 2000 $\mu$ s
コーディング	binary phase shift
利得	48.1 dBi

表 2.3 : UHF レーダーのチャンネルごとの送信周波数。観測によってチャンネルは変わる。

Transmit channel number	Signal frequency [MHz]
Lower band edge	925.3
F0	926
F1	926.3
F2	926.6
F3	926.9
F4	927.2
F5	927.5
F6	927.8
F7	928.1
F8	928.4
F9	928.7
F10	929
F11	929.3
F12	929.6
F13	929.9
F14	930.2
F15	930.5
Upper band edge	931.7

## 2.2 オーロラ観測用多波長フォトメーター

本研究では電離圏電気伝導度とオーロラ発光強度を比較し、それらの間の関係性を見つめることを目的としている。そのためにはISレーダーの観測モードとできるだけ条件を合わせなければ観測データの比較はできない。そこで光学観測装置としては、EISCAT トロムソレーダーと同じ場所に設置されており、かつ磁力線方向を観測しているオーロラ観測用フォトメーターが適している。このフォトメーターについての詳細は以下に記す。

### 2.2.1 概要

本研究で用いるオーロラ観測用多波長フォトメーターは EISCAT レーダーと同じくノルウェー・トロムソ (69.6°N, 19.2°E) に設置されており、オーロラ発光波長の光の強度を測定することができる。観測する波長は 2001 年～2004 年春までは 427.8, 630.0, 670.5, 844.6 nm の四波長、2004 年秋～2008 年現在までは 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm の四波長のオーロラ発光強度を視野角 1.2°、データサンプリング周波数は 20 Hz で、磁力線方向に視野を置いて測定している。そしてオーロラ発光強度を波長ごとに測定するために、フォトメーターには分光

用の鏡 (DM : ダイクロイックミラー、HM : ハーフミラー) が装備されている。その様子が分かるようにフォトメーターの内部の構造を以下の図 2.5 に示す。これらの鏡によって、受光部から入射したオーロラ光をハーフミラー (HM)、ダイクロイックミラー (DM1, DM2) で分類する。DM1 は波長 500 nm 以上の光を透過させ、それ以外の波長域の光を反射させる。HM は透過する波長 500 nm 以上の発光強度を半分にする。HM が透過した波長 500 nm 以上の光は DM2 によって、波長 820 nm 以上の光を透過させ、それ以外の波長域の光は反射される。これにより形成される光路の概型は図 2.5 の点線で表されている。

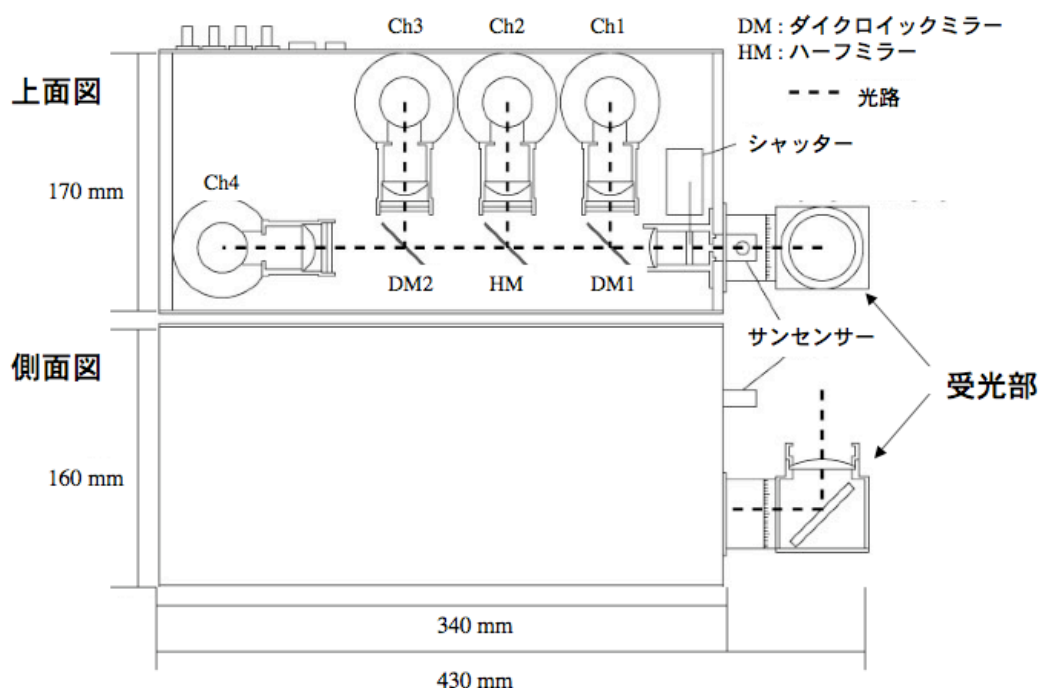


図 2.5 : フォトメーターの内部構造。Ch1～Ch4 には光電子増倍管とフィルターがあり、フィルターを透過した光を光電子増倍管で電圧情報に変換させる。

オーロラ用フィルターは、以上で説明した方法で分光されたオーロラ光のうちでオーロラ輝線、バンドの波長の光を選別し透過する。そして各波長のオーロラ光はフィルターの先にある光電子増倍管 (光電子増倍管 : 光電効果を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電管を基本に電流増幅機能を付加した高感度光検出器) によって電圧情報に変換され、電圧値データとして保存される。そのため、オーロラ発光強度の情報を得るためには、電圧とオーロラ発光強度との関係を知っておかなければならない。その関係を知るために、我々は定期的にフォトメーターの絶対値感度校正実験を行っている。

## 2.2.2 フォトメーターの絶対値感度校正

観測値は電圧として保存されているため、オーロラ発光強度として解析を行うためには電圧とオーロラ発光強度の情報を知らなければならない。しかしその関係は、フォトメーターに装備されている光学フィルターと光電子増倍管の経年変化により、非常に緩やかではあるが変動している。そのため、定期的にフォトメーターの絶対値感度校正をする必要がある。

現在、国立極地研究所で最低年に二回（秋に一回、春に一回）、絶対値感度校正のための実験を行っている。絶対値感度校正実験の内容として、フィルターの劣化を調べるためにフィルターの透過率特性の測定、光電子増倍管の感度を測るために積分球光源を用いた絶対値感度測定を行っている。フォトメーターの観測データを取り扱うために行う実験は三つで、以下に各実験の説明をする。

### ■ 分光光度計を用いたフィルターの波長特性の測定

この実験は、観測データの校正には直接関係していないが、フィルターの波長特性の経年変化を調べて、フィルターを交換すべきかどうかの判断をするために行っている。この実験で用いている分光光度計は設定した波長の光をフィルターに通し、透過率スペクトルを測定するのに用いられている測定装置である。

### ■ 分光面光源を用いたフィルターの波長特性の測定

この実験は、フォトメーターの受光部にフィルターをセットした状態で、フィルター波長特性がフォトメーターの出力値としてどのように表されるのかを測定する目的で行う。この測定結果は、フォトメーターのデータ校正の計算に用いる。この実験で用いる分光面光源は、キセノンランプから照射される光を、単色分光器により 0.025 nm 幅の単色光として、拡散板に当て、一様な光を作る実験機である。

### ■ 積分球光源を用いた光電子増倍管の絶対値感度特性の測定

この実験は、積分球光源と呼ばれる決まった波長特性の連続光を作り出す光源を使って、各チャンネル（Ch1～Ch4）の光電子増倍管が光量に対してどれほどの電圧値を出力するのかを測定する。実験方法としては、フォトメーターを積分球光源の光が受光部に入る様に設置し、光源の光量を何段階かで変化させることにより、光量（波長 630.0 nm）と電圧の関係が求まる。積分球光源の連続光の波長特性を以下の図に示す。

尚、校正実験の詳細な手順については「Appendix A: フォトメーター校正実験手順」を、フォトメーター測定データからオーロラ発光強度の導出方法については「Appendix B: オーロラ発

光強度と出力電圧との関係の導出」を、それぞれ参照のこと。

## 2.3 デジタルカメラ

本研究で光学観測データを用いている以上、行わなければならない作業が天候確認、オーロラの有無の確認である。そこで、EISCATトロンソレーダー、オーロラ観測用多波長フォトメーターと同じ場所に設置されているデジタルカメラの画像データを用いてそれらの確認を行う。

### 2.3.1 概要

光学観測データを解析するために、デジタルカメラの画像を用いた。今回画像取得に用いたデジタルカメラは2001年～2005年の画像取得についてはFujifilm FinePixS1Proを用い、2006年～2007年の画像取得についてはFujifilm FinePixS3Proを用いた。デジタルカメラの性能はそれぞれ以下の表に示す(表2.4)。レンズにはNikkor Fisheye (f=16 mm, F2.8) を使用している。

表 2.4 : デジタルカメラ性能

型番	FinePix S1Pro	FinePix S3Pro
撮像素子	大型 (23.3 mm×15.6 mm) スーパーCCDハニカム 原色フィルター採用(総画素数:ハニカム配列の340万画素)	大型 (23.0 mm×15.5 mm) スーパーCCDハニカム SR11 原色フィルター採用(総画素数:1290万画素)
記録画素数	3040×2016ピクセル / 2304×1536ピクセル/ 1440×960ピクセル ハニカム信号処理により最大613万画素	4256×2848ピクセル / 3024×2016ピクセル / 2304×1536ピクセル / 1440×960ピクセル
感度	ISO 320 / 400 / 800 / 1600相当	ISO 100 / 160 / 200 / 400 / 800 / 1600
露出制御	AUTO: オートモード P:マルチプログラムオート S:シャッター優先オート A:絞り優先オート M:マニュアル露出 イメージプログラム	プログラムAE / シャッター優先AE / 絞り優先AE / マニュアル露出
露出補正	±3EV	-3EV~3.0EV
シャッタースピード	30秒~1/2000秒×同調最高速度1/125秒	30秒~1/4000秒

### 2.3.2 天候状態、オーロラ活動の確認

EISCAT レーダー、フォトメーターの同時観測のうち天候がよく、オーロラがフォトメーターの視野内に入っているイベントを今回の解析で用いた。天候確認をする前に、まずデータを取得している領域を確認するために、デジタルカメラの画像の中で EISCAT レーダーとフォトメーターの視野の位置（磁力線方向）を星座の位置を参考にして探す。次にデジタルカメラの画像から作成された動画を使って磁力線方向に雲がかかっているデータを解析データとして用いる。天候の判断方法として以下の基準に従った。

1. 星がデジタルカメラの視野全体に出ている。
2. デジタルカメラの視野に赤茶色のもやもや（雲）が出ていない。

以上の二項目を満たすものを晴天と見なし、解析データとして使用した。また、本研究はオーロラと電気伝導度との関係を調べるものだが、オーロラに関してのデータの選別は特に行っていない。なぜなら、確認に使っているデジタルカメラの感度ではとらえられないオーロラもあり、また、オーロラ発光波長のなかには、視認が難しいものもあるためである。また、天候、オーロラ確認のほかに月の仰角、天文薄明時間をも考慮した。すなわち本研究で解析に用いたデータは、月の仰角が負、太陽の仰角が $-18^{\circ}$ 以下のデータのみである。ここで、月の仰角と、天文薄明時間の情報取得の手段にはプラネタリウムソフト「Stellarium」を参考にした。以上に挙げた各種チェックはいずれも正しく電離圏物理量とオーロラ発光強度を比較するために行った。これらの情報は 2001 年から 2007 年までの期間で EISCAT レーダーの観測が行われている日について作成した一時間ごとの天候状況、オーロラ活動、月の仰角、電離圏の人工加熱が作動しているかどうか、地磁気指数をまとめた表を参照した。以下はその表の一例である。



表 2.5 : EISCAT 観測日の天候、オーロラ活動などの情報をまとめた表の一例。

年	月	日	$\Sigma Kp$	Ap					
2002	10	12	12+	6					
UT [hour]	天気	オーロラ	フォトメーター	EISCAT	Heating	月の仰角	Kp	ap	
0	1	2	1	1(0:00 UT)	2	-36.7	2-	5	
1	1	4	1	1	2	-40.9			
2	1	4	1	1	2	-44.1			
3	1	4	1	1	2	-46.1	1	7	
4	N	N	2	1	2	-46.6			
5	N	N	2	1	2	-45.4			
6	N	N	2	1	2	-42.8	1+	7	
7	N	N	2	1	2	-39.1			
8	N	N	2	1	2	-34.6			
9	N	N	2	1	2	-29.7	2+	6	
10	N	N	2	1	2	-24.8			
11	N	N	2	1	2	-20			
12	N	N	2	1(12:00 UT)	2	-15.6	2-	7	
13	N	N	2	N	2	-11.9			
14	N	N	2	N	2	-9			
15	N	N	2	N	2	-7	2	6	
16	N	N	1	N	2	-6.2			
17	1	4	1	N	2	-6.5			
18	1	4	1	N	2	-7.9	1-	4	
19	1	4	1	N	2	-10.3			
20	1	2	1	N	2	-13.7			
21	1	2	1	N	2	-17.7	2-	6	
22	1	2	1	N	2	-22.4			
23	1	4	1	N	2	-27.3			

この天候チェックをする際に設けた項目を以下に示す。

・天気

1: 全く雲がない。(デジカメの感度で観測できる雲が視野内にない。)

N: デジカメ動画がないため、天候チェック不可能。

・オーロラ

2: 視野内で構造を持ったオーロラが発生する。

4: 視野内でオーロラが確認できない。

N: デジカメ動画がないため、オーロラ活動チェック不可能。

・オーロラ観測用多波長フォトメーター

- 1: 観測が行われている。
- 2: 観測が行われていない。

・EISCAT レーダー

- 1: 磁力線方向の観測が行われている。
- N: 観測が行われていない。

※数字の横に記載されている時刻は、観測開始時と観測終了時の時刻である。

・Heating (電離圏加熱装置)

- 1: 作動している。
- 2: 作動していない。

※ この電離圏加熱装置は、地上設置の送信機から、電離圏に向けて電波を飛ばし、電離圏のプラズマを加熱する装置である。本研究では、降り込み粒子に起因する電気伝導度の増減に焦点を当てているため、電離圏加熱装置が作動していない間のデータのみを解析に用いる。

・月の仰角

度数法表示。(例えば、10 と表示されている場合の月の仰角は  $10\pi/180$  [rad])

・Kp、ap はそれぞれ地磁気擾乱指数で、Kp 指数、ap 指数を表している。

値が大きければそれだけ地磁気は乱れている。

## 第 3 章 解析方法

### 3.1 理論的考察

本研究目的は、オーロラ発光強度からペダーソン電気伝導度を導出するためのモデル関数の推定である。モデル関数を推定するにあたり考慮しなければならないことは、組成の高度分布と、電離過程の高度依存性である。オーロラ発光強度は電子生成率に比例する。そして電子生成過程は高度によって様子が異なる。電子生成過程には二種類の過程が存在し、電子生成率が電子密度に比例する「付着型」と電子生成率が電子密度の二乗に比例する「再結合型」である。この電子生成過程は F 領域下部（一般に高度 170km 以上）では「付着型」が優位になり、逆にそれ以下の高度では「再結合型」が優位となる。波長 427.8 nm の光を発する窒素分子は主に E 領域に、波長 630.0 nm の光を発する酸素イオンは主に F 領域に存在する。そのため各オーロラ発光強度と電子密度の関係式は以下のようにすることができる。

$$\begin{aligned} I_{427.8} &\propto q_{427.8} \propto N_e^2 \\ I_{630.0} &\propto q_{630.0} \propto N_e \end{aligned} \quad (3.1)$$

この式で、 $I_{427.8}$  は波長 427.8 nm のオーロラ発光強度、 $I_{630.0}$  は波長 630.0 nm のオーロラ発光強度、 $q_{427.8}$  は波長 427.8 nm のオーロラ発光に起因する電子生成率、 $q_{630.0}$  は波長 630.0 nm のオーロラ発光に起因する電子生成率、 $N_e$  は EISCAT レーダーの観測によって得られた電子密度である。電離圏電気伝導度は電子密度に比例し、(3.1)式と合わせると次のようなモデル関数が組み立てることができる。

$$\text{モデル関数: } \Sigma_P = \alpha \sqrt{I_{427.8}} + \beta I_{630.0} + \gamma \quad (3.2)$$

このモデル関数で、 $\Sigma_P$  は高度積分したペダーソン電気伝導度である。実際に、オーロラ発光強度を代入することでペダーソン電気伝導度を決定できるモデル関数かというとはそうではなく、日にちによっても、さらには時間帯によっても係数は異なる。それは、電離圏の F 領域のイオン対流パターンが関係していると思われる。さらに言えば電離圏対流の様子が大きく変わる磁気地方時 (MLT) の午前側と午後側でイベントを分類する。それは磁気地方時の午前側と午後側で降り込み電子のエネルギーは異なる傾向を示すことが過去の研究 (e.g. [Vickrey et al., 1981]) でも言われており、その境界となる時間帯がノルウェー・トロムソにおいては 21:30 UT であるとされているためである。よって、今回の解析は、磁気地方時の午前側、午

後側でイベントを分けた場合に、求まるモデル関数にどのように影響するかを調査する。

解析には 2001 年から 2007 年までの間に EISCAT レーダーとオーロラ観測用フォトメーターが同時観測しており、かつデジタルカメラの撮影画像から晴天だと判断した時間帯の観測データ（計 43 時間）を解析データとして用いる。その初期結果として 2002 年 10 月 11 日から 12 日のイベントを例に今回行う解析の説明を以下に記す。

### 3.2 解析手法

まず、本研究の主軸となるオーロラ発光強度から  $\Sigma_p$  を推測するモデル関数を導出する過程を以下に紹介する。EISCAT レーダー観測値と中性大気モデル値、地磁気モデル値を用いることで、(1.9-12)式を経て、(1.7)式から  $\Sigma_p$  が導出される。電気伝導度を求めるために必要な電子密度のデータは EISCAT レーダーの観測値を用いる。参考までに、EISCAT レーダーで観測された物理量を図 3.1 に示す（図上から電子密度、電子温度、イオン温度、およびイオン速度の磁力線方向成分。最下段はレーダービームの仰角）。

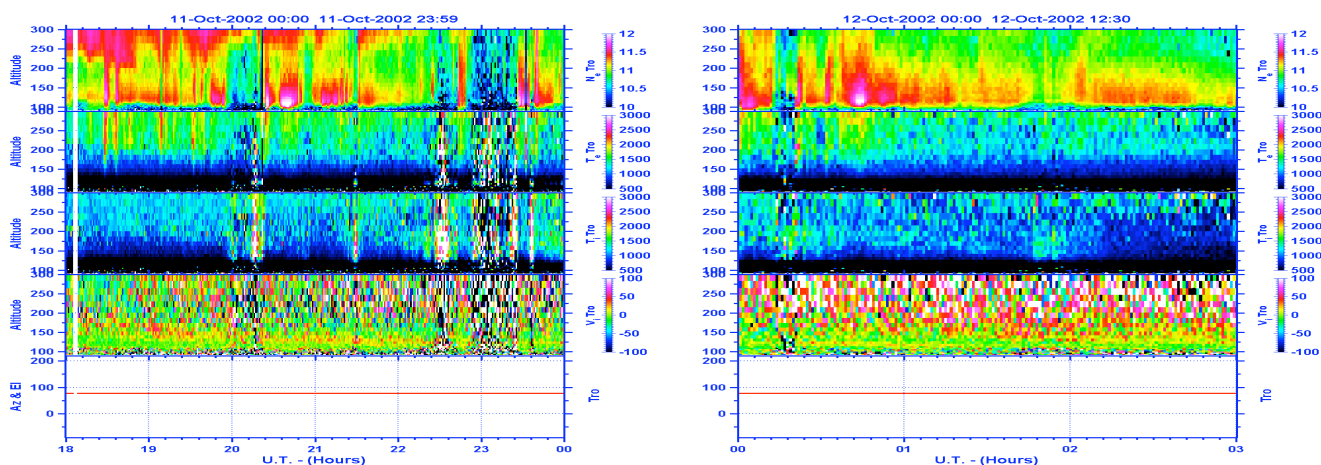


図 3.1 : EISCAT レーダーの観測データ。上から順に電子密度、電子温度、イオン温度、レーダー視線方向のイオン速度、レーダーの視線方向。10 月 11 日の 18-20 UT に電子密度が増加しており、同時に F 領域で電子温度が上昇している時間帯において、高エネルギーのオーロラ粒子の降り込みがあると思われる。同日 20-21 UT に電子温度、イオン温度が同時に上昇した直後に電子密度が増加している時間帯においては、降下粒子によって主に E 領域で電離が起こっている。さらに同日の 23 UT 付近で電子密度が減少しており、同時に電子温度、イオン温度の上昇、イオン速度の増加が見られている時間帯においては、沿磁力線の領域中を観測していると思われる。オーロラは 10 月 11 日の 20-24 UT と、10 月 12 日の 0-1 UT の時間帯で断続的に出現している。

フォトメーターの観測データからは、フィルターを透過するオーロラ発光波長の発光強度値が得られる。EISCATレーダーの観測データ（電子密度）を使って算出した $\Sigma_p$ をオーロラ発光強度と比較するために、それぞれ時系列プロットとして以下の図 3.2 に示す。

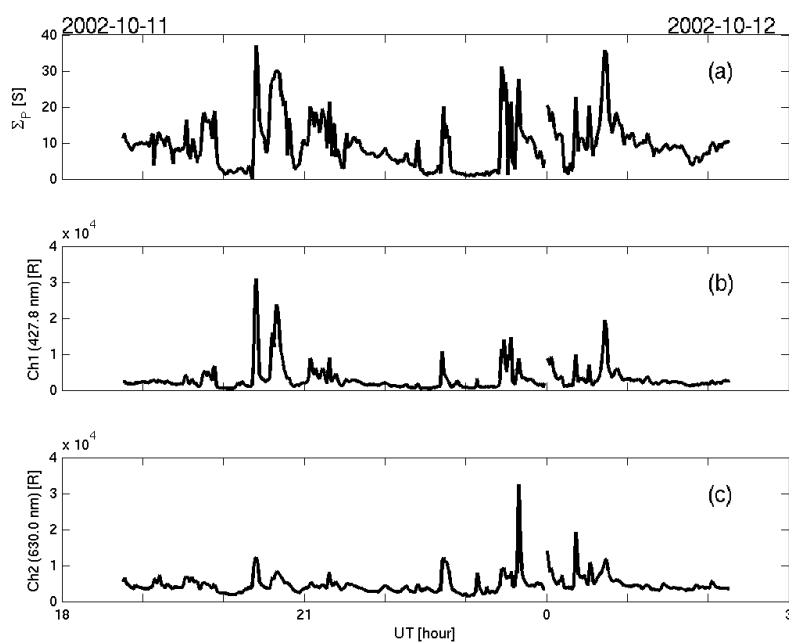


図 3.2 : モデル関数を導出するために必要なパラメータの時系列プロット。(a) は高度積分されたペダーソン電気伝導度 [S]、(b) は波長 427.8 nm のオーロラ発光強度 [R]、(c) は波長 630.0 nm のオーロラ発光強度 [R] である。この図を見ると、高度 115 km 付近に最大値を持つペダーソン電気伝導度と、ほぼ同じ高度に発光層を持つ波長 427.8 nm のオーロラ発光強度は時系列で、よく似た増減の振舞いをしているのがわかる。そのため直感的にもオーロラ発光強度に何らかの定数をかけることによって $\Sigma_p$ が導出できるであろうことがわかる。

波長 427.8 nm と波長 630.0 nm のオーロラ発光強度値をモデル関数(3.2)式に代入し、その様子を以下の図を用いて説明する (図 3.3)。図 3.2 に示す期間に取得されたデータを(3.2)式に代入し、モデル関数係数  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  を決定した。それによって再現された $\Sigma_p$ を図 3.3 の縦軸に、EISCATレーダーの観測データから導出された $\Sigma_p$ を縦軸にして両データの分布図を作成した。

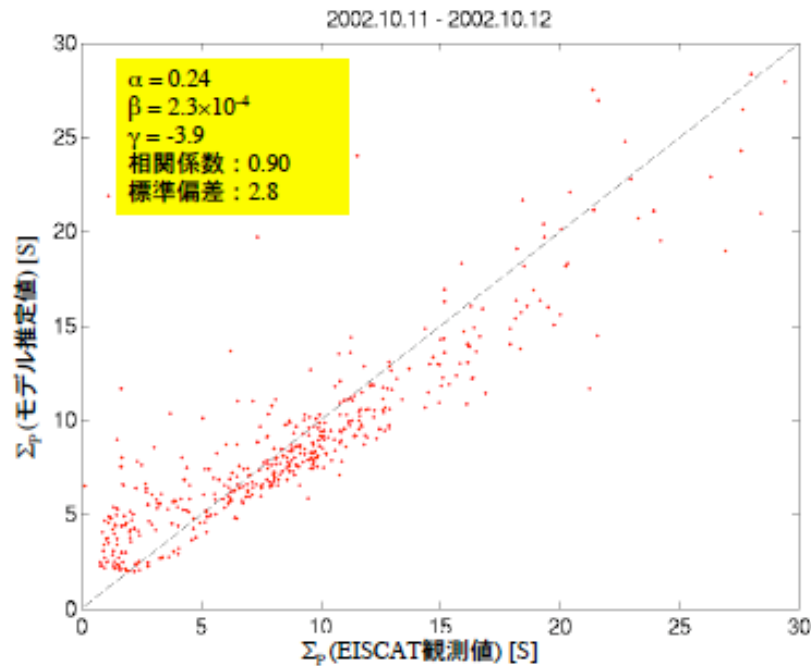


図 3.3 : 時間帯で分類したときのモデル関数と EISCAT レーダー観測値との整合性。散布図左上の  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  はそれぞれ(3.1)式のモデル関数の係数で、 $1\sigma$  は理想直線 (図中の点線) に対する標準偏差である。

図 3.3 によると EISCAT レーダーの観測データから求めた  $\Sigma_p$  とモデル関数から推測した  $\Sigma_p$  の相関係数は 0.90 と非常に高い値を示している。実際、一日分のデータを用いて導出されたモデル関数を用いることで、その日に測定されたオーロラ発光強度からその日の  $\Sigma_p$  の高精度な推測は可能であることが確認されている。モデル関数の特徴づける係数は、日ごとに変動しているため、精度を要求すると、毎日オーロラ発光強度と EISCAT レーダーの観測データを用いてモデル関数を求めなければならなくなる。そこで、データセットを分類し、 $\Sigma_p$  を精度よく再現するようなモデル関数が求まるようなデータの分類方法を探していく。そのために行ったデータの様々な分類方法を解析結果も含めて次章で議論していく。

## 第4章 解析結果：ペダーソン電気伝導度推定のモデル関数決定

本章では、2002年から2006年の冬期にEISCATレーダーとSTEL光学機器との同時観測が成立した計14例について統計解析を実施し、その結果を示す。レーダーとフォトメーターが観測している領域の天候は、レーダーサイトに設置されたデジタルカメラ(詳細は2.3章を参照)で撮影された画像で判断した。デジタルカメラ画像の撮影間隔は一定ではないが概ね数分間隔であり、天候はそれら一枚ずつについて確認されている。ここで使用する全データは、雲が無く、且つ、なんらかのオーロラ活動が確認されたもののみを選択している。4.1章でデータ分布を紹介した後、4.2章から4.3章で統計解析結果を示す。

### 4.1 解析データ

本研究で用いるEISCATレーダーデータは様々なパルスコードで取得されており、データダンプ間隔、即ち、ISスペクトルの最短時間分解能はデータによって異なる。しかしスペクトルを1分間、非干渉積分することで、推定される電離圏物理量(電子密度、電子温度、イオン温度、レーダー視線方向のイオン速度)のデータ取得間隔を1分に統一した。この積分によりスペクトルのSNR(signal-to-noise ratio)も向上し、本研究の主目的である電離圏電気伝導度を導出するのに十分な精度を確保している。

フォトメーターデータは10ないし20ヘルツで取得されている。EISCATレーダーデータと時間分解能を揃えるために、各レーダーデータの積分開始時刻・終了時刻を参照してフォトメーターデータを1分間平均し、それを本統計解析に使用した。全解析データの取得期間を図4.1に赤色で示す。横軸両端が12 UTであり、中央が0 UTである。縦の破線は0 MLTを示す。各観測に含まれる1分値のデータ数も図内部に示してある。これを見ると0 UTを挟む午後側・午前側を連続的に観測した例は2観測日しかないが、全体的には午後側と午前側にデータはほぼ均等に分布していることが分かる。このことは図4.2を見るとより明らかである。図4.2は1時間毎の1分値データ数を示している。全データ数は2,553であり、21 UTをピークに正規分布に近い分布をしている。21:30 UTがトロムソでの0 MLTに相当するので、磁気地方時で考えた場合、午後と午前でデータはほぼ均等に取得されたと考えられる。

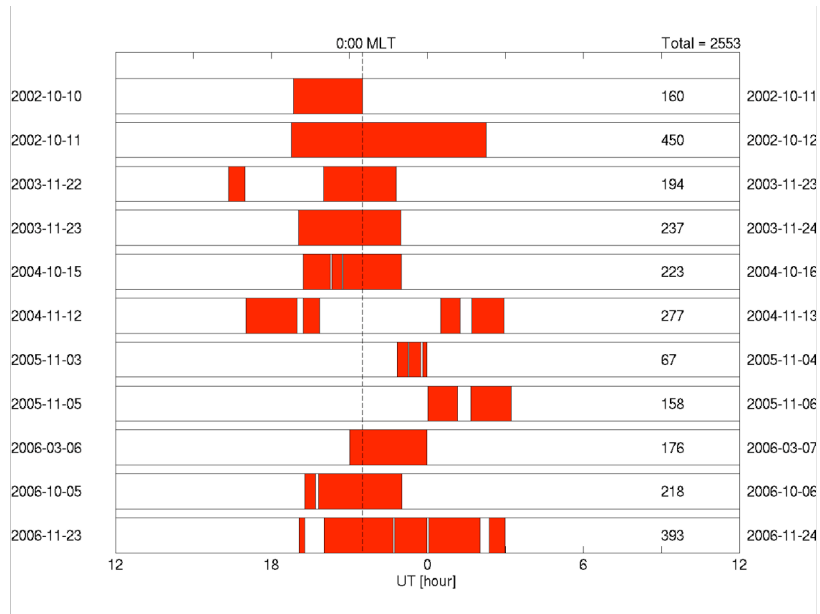


図 4.1 : EISCATレーダーとSTEL光学機器との同時観測の中で、本統計解析に用いることができるデータが取得された期間を示す。横軸の両端が 12 UTで中央が 0 UTである。縦の破線は 0 MLTを示す。各観測日に取得された 1 分値のデータ数を数字で示す。

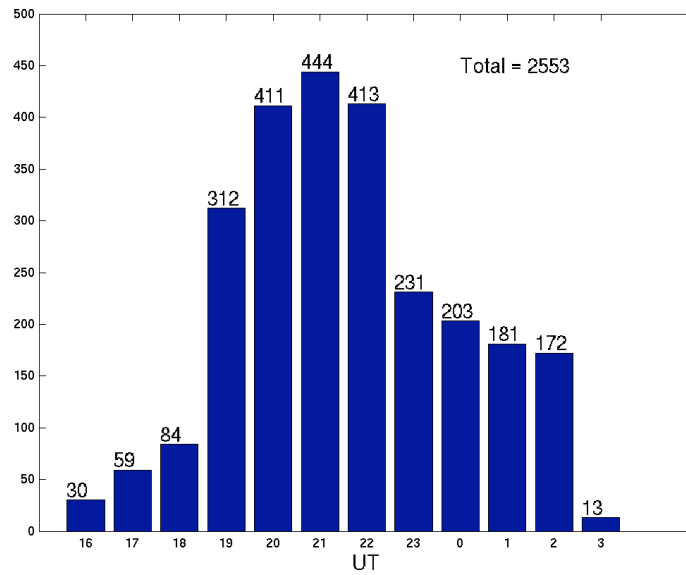


図 4.2 : 本研究で使用するEISCATレーダーおよびフォトメーターの 1 分値データ数を 1 時間毎に示す。



観測日の太陽活動度と地磁気活動度として、表 4.1 に F10.7 指数と  $\Sigma Kp$  を示す。2002 年から 2006 年は太陽活動極大期から極小期に向かう時期であり、表の結果からもその傾向がうかがえる。表 4.1 に示す範囲で、F10.7 指数と  $\Sigma Kp$  には特別な相関はなく、F10.7 指数が小さいときでも  $\Sigma Kp$  が比較的大きい場合もある。

表 4.1 : 各観測日の太陽活動度および地磁気活動度の指標として、それぞれ F10.7 指数および  $\Sigma Kp$  を示す

年月日	F10.7 [ $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ]	$\Sigma Kp$
2002.10.10	154.2	23+
2002.10.11	160.8	13+
2002.10.12	161.7	12+
2003.11.22	154.7	31-
2003.11.23	156.4	28+
2004.10.15	79.8	17-
2004.11.12	85.8	33+
2004.11.13	84.9	15-
2005.11.3	68	30-
2005.11.6	72.3	23-
2006.3.6	65.3	16+
2006.10.5	69.5	7+
2006.11.23	67.4	23
2006.11.24	67.9	24+

## 4.2 全データセットを用いた統計解析

本章では前章で紹介した全データセットを用いた統計解析結果を示す。解析手法の詳細は第 3 章で述べられているので、ここでは簡単な紹介に留める。まず EISCAT レーダーデータや MSIS モデルデータなどを用いて、高度分解能を持つペダーソン電気伝導度 ( $\sigma_p$ ) を計算する。それを 95km から 300km の範囲で積分する ( $\Sigma_p$ )。一方、フォトメーターで取得された発光強度データを (3.2) 式に代入し、先に計算されている  $\Sigma_p$  との残差が最小になるように係数  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  を最小二乗法で決定する。その結果を図 4.3 に示す。縦軸と横軸は共にペダーソン電気伝導度の高度積分値を示すが、横軸には EISCAT レーダー観測値を用いた  $\Sigma_p$  を、縦軸にはモデル関数 (3.2) 式から導出した  $\Sigma_p$  がそれぞれ示してある。本結果の場合、モデル関数係数は、 $\alpha$  が 0.20、 $\beta$  が  $1.1 \times 10^{-6}$ 、 $\gamma$  が 0.27 であった。モデル関数推定値は EISCAT レーダー観測値を総じて良く代表しており、データ総数 2, 553 点を考慮すると相関係数は

0.81 と比較的高い。15 S 以上のデータ領域をみるとデータ分布は散乱しているように見えるが、その領域のデータ数はそれ以下のデータ領域に分布するデータ数と比較してかなり少なく、相関係数にそれほど影響を与えていないと考えられる。しかし、15 S 以下のデータ領域でもかなりの数のモデル関数推定値が過小・過大評価になっている。この傾向が観測日に対してどのように現れているのか調査するために、データセットを以下のように観測年で分類し、図 4.3 と同様の解析を実施した。

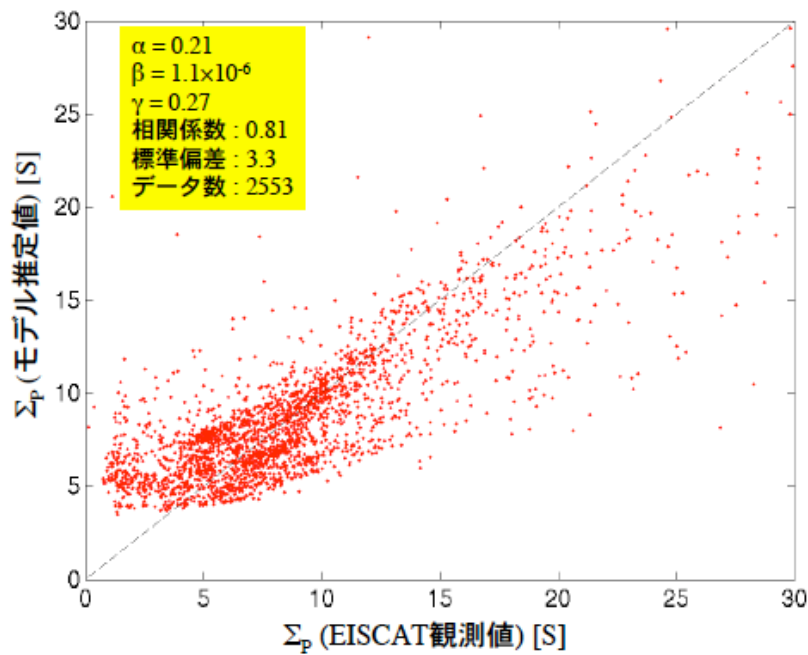


図 4.3 : 表 4.1 にある全データセットを用いてモデル関数 (3.2) 式と EISCAT レーダー観測値から導出されたペダーソン電気伝導度の高度積分値。両高度積分値が一致した場合を示す指標として斜めの破線を示す。モデル関数(3.2)式中の係数 ( $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ ) および両高度積分値から計算した相関係数と標準偏差、および使用したデータ数を黄色の枠内に示す。

表 4.2 : 図 4.4～4.8 を作成するために使用された各観測年のデータセット一覧。

観測年 1 (図 4.4 作成に使用)	2002 年 10 月 10 日
	2002 年 10 月 11 日
	2002 年 10 月 12 日
観測年 2 (図 4.5 作成に使用)	2003 年 11 月 22 日
	2003 年 11 月 23 日
観測年 3 (図 4.6 作成に使用)	2004 年 10 月 15 日
	2004 年 11 月 12 日
	2004 年 11 月 13 日

観測年 4 (図 4.7 作成に使用)	2005 年 11 月 3 日
	2005 年 11 月 6 日
観測年 5 (図 4.8 作成に使用)	2006 年 3 月 6 日
	2006 年 10 月 15 日
	2006 年 11 月 23 日
	2006 年 11 月 24 日

図 4.4～図 4.8 に表 4.2 にある観測年でデータを分類した場合のペダーソン電気伝導度高度積分値の分布を示す。尚、本解析では全データから算出されたモデル関数係数（図 4.3 中に記載）をモデル関数(3.2)式に代入して各図を作成した。これは図 4.2 にみられる傾向の観測年依存性を確認するためである。

図 4.5（観測年 2）を除く図 4.4～図 4.8 に共通している特徴として、モデル関数推定値とEISCATレーダー観測値は等しくないが（等しい場合は図中の斜め破線上に分布）、ある直線に近似できる傾向を強く持つことが挙げられる。例えば、観測年 1（図 4.4）の場合、両計算値が等しい場合よりも緩やかな傾きを持つ直線上に分布するように見える。即ち、電気伝導度が小さい（～10 S 以下）場合には、モデル関数推定値が過大評価で、大きい場合には過小評価の傾向が見える。これと同様の傾向が観測年 3（図 4.6）と観測年 4（図 4.7）にも見られる。しかし過大評価と過小評価の境目となる電気伝導度は～5 S 付近である。一方、観測年 2（図 4.5）と観測年 5（図 4.8）は比較的破線上に分布する傾向にあるものの、観測年 2 のばらつきは他の年よりも目立ち、観測年 5 で電気伝導度が低い（～8 S）場合にはモデル関数推定値が過大評価になる傾向が見られる。

以上の議論をまとめると、表 4.2 にある観測年で分類したデータに全データセットから推定したモデル関数の係数（ $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$ ）を適応すると、モデル関数推定値とEISCATレーダー観測値とは顕著なずれを持つ場合があるものの、高い正比例関係になることが分かった。このことは、全データを用いて決定されたモデル関数(3.2)式にある係数をそのまま全データセットに適応するよりは、表 4.2 にある各年でデータを分類し、それぞれについてモデル関数の係数を決定した方が、より精度の高い推定ができることを示唆している。そこで次章では各年のデータに対してモデル関数推定を実施し、EISCATレーダー観測値との比較した結果を示す。

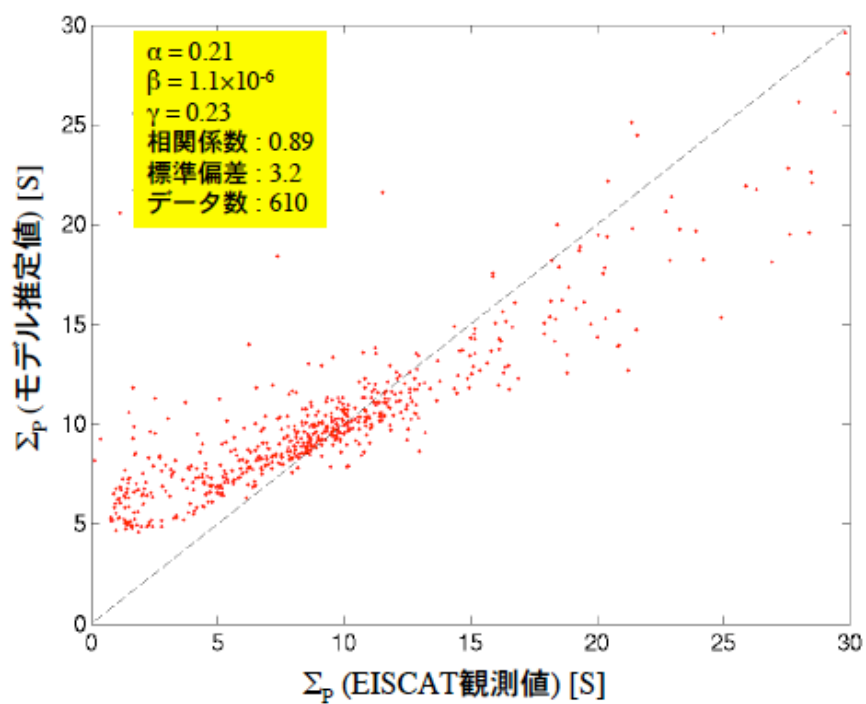


図 4.4 : 表 4.2 にある「観測年 1」に取得されたデータを用いた場合のペダーソン電気伝導度高度積分値の分布図。フォーマットは図 4.2 に同じ。

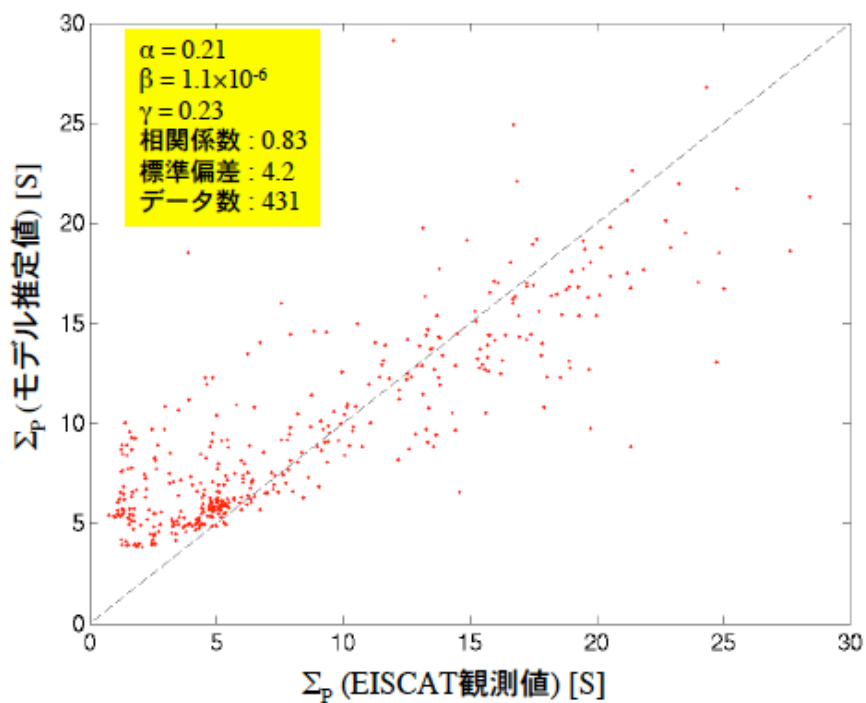


図 4.5 : 図 4.4 に同じ。但し表 4.2 にある「観測年 2」のデータを使用。

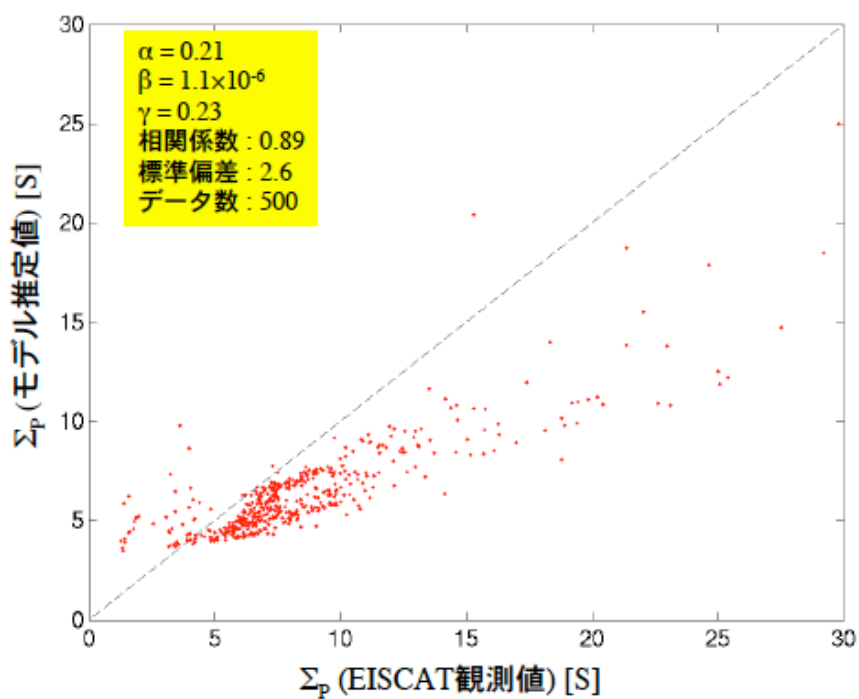


図 4.6 : 図 4.4 に同じ。但し表 4.2 にある「観測年 3」のデータを使用。

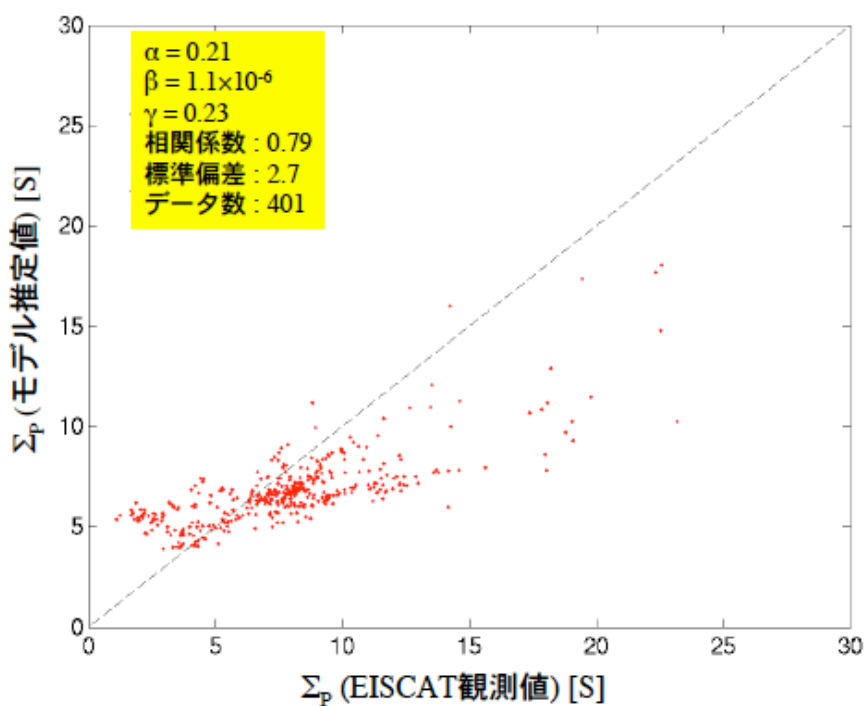


図 4.7 : 図 4.4 に同じ。但し表 4.2 にある「観測年 4」のデータを使用。

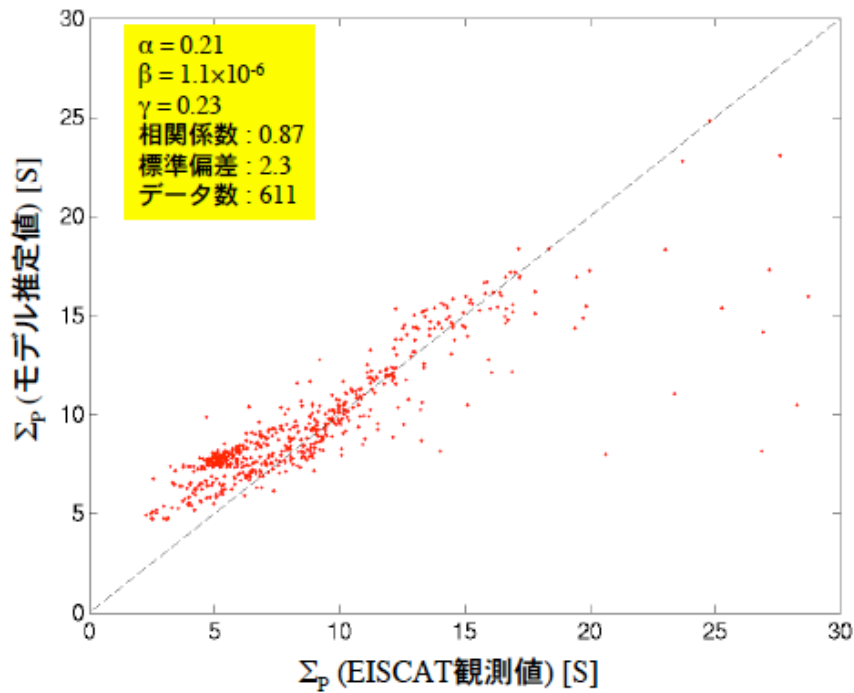


図 4.8 : 図 4.4 に同じ。但し表 4.2 にある「観測年 5」のデータを使用。

### 4.3 観測年ごとにデータを分類した場合のモデル関数

前章では、表 4.2 にある方法でデータを分類することによってより高い精度で  $\Sigma_p$  を再現するモデル関数(3.2)式の係数を決定することができる可能性が示唆された。本章ではそれを確認する。図 4.9a は観測年 3 (2004 年 10 月 15 日、2004 年 11 月 12 日、2004 年 11 月 13 日) のデータを用いて導出されたモデル関数によって推定されたペダーソン電気伝導度高度積分値である。図 4.9b は図 4.4 と同じであるが、図 4.8a と比較するために掲載した。この二つを比較すると、データポイントの分散はほぼ同じであるものの、図 4.9a の方がより破線付近に多くのデータ数を持ち、モデル関数推定値が EISCAT レーダー観測値により近いことを示している。同様の比較を観測年 2~5 についても実施してみたが、同様の傾向が示された(図は不掲載)。このことを定量的に示すために、標準偏差と相関係数を表 4.3 にまとめて、両解析方法での違いを検討した。標準偏差は全ての年において小さくなっている。このことから、年ごとにモデル関数を求めることで、より精度の高い電気伝導度推定が可能になることが分かる。相関係数は両解析方法間で有意な差は見られない。

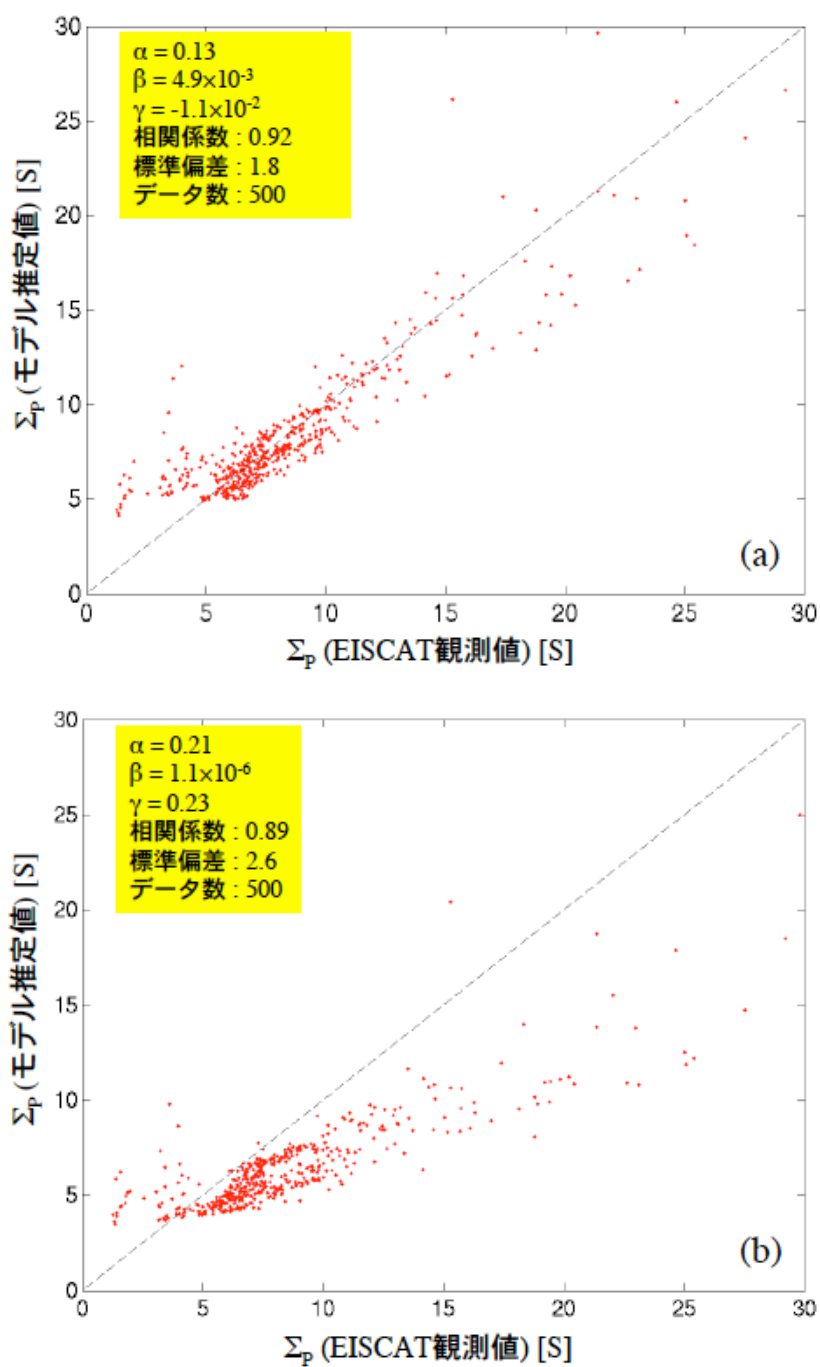


図 4.9 : 観測年 1 (表 4.2 参照) のデータセットのみを用いてモデル関数係数を決定し、電気伝導度高度積分値を決定した場合の分布図を示す (a)。図 4.9b は図 4.4 と同じで図 4.9a と比較するために掲載する。

表 4.3 : 各観測年において、全データセットから推定されたモデル関数係数を使った場合と各観測年でモデル関数係数を決定した場合の標準偏差と相関係数。各観測年にモデル関数係数を決定した場合、全データを用いて場合と比較して、EISCATレーダー観測値とモデル関数推定値との差の標準偏差は小さくなる傾向にあることが分かる。

観測年番号	標準偏差		相関係数	
	全データを使用した場合	観測年で分類した場合	全データを使用した場合	観測年で分類した場合
1	3.2	2.9	0.89	0.89
2	4.2	4.1	0.83	0.83
3	2.6	1.8	0.89	0.92
4	2.3	1.6	0.72	0.86
5	2.4	2.0	0.86	0.89

次に各観測年内でのモデル関数係数  $\alpha$  の分布を調べるために、各観測日のデータを用いて  $\alpha$  を決定し、図 4.10 に示すような比較を行った。図 4.10 は各観測日のデータから決定された  $\alpha$  を黒丸で、各観測年のデータセットを用いて決定された  $\alpha$  を白丸で表示してある。水平破線は全データセットを用いて推定された係数  $\alpha$  ( $=0.21$ ) を示す。これを見ると、各観測年の  $\alpha$  (白丸) はその年における中間値に近い値を示しており、これが各観測年を代表するモデル関数係数であることを示している。しかし、観測年 4 (2005 年) のデータセットから推定された係数  $\alpha$  (白丸) は各観測日から推定された値 (黒丸) の間に位置しているものの、他の観測年と比較して  $\alpha$  のばらつきが目立つ。表 4.3 で標準偏差の変化を議論したが、観測年 4 のみ異なる傾向を示していたのはこれが原因であると考えられる。

全データセットで推定された  $\alpha$  (破線) に対して各観測年で推定された  $\alpha$  は緩やかな時間変動をもつように見える。4.2 章で  $\alpha$  の年依存性について議論したが、図 4.10 もこの傾向を示している。

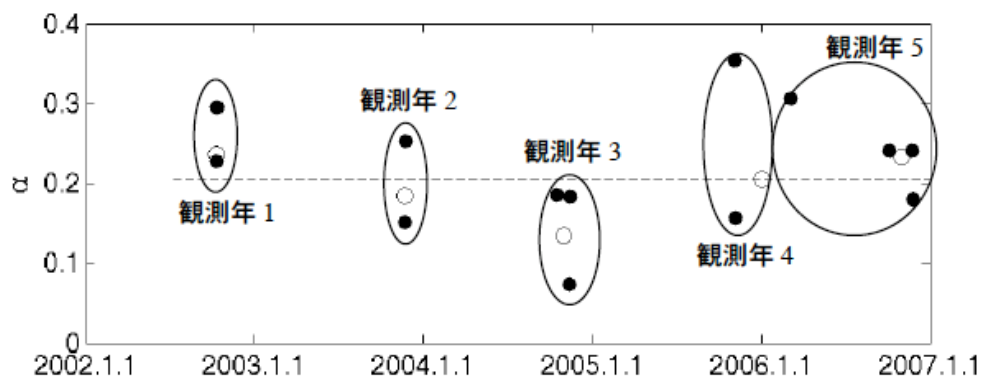


図 4.10 : 各観測日 (黒丸) と各観測年 (白丸) のデータセットを用いて決定されたモデル関数係数  $\alpha$  の時間変化。水平破線は全データセットを用いて推定された係数  $\alpha$  を示す。



第4章の解析結果をまとめると、天候やオーロラ活動度の条件を満たすレーダーと光学機器の同時観測データがある観測年中に一つでもあれば、その年を代表するモデル関数を決定することができる可能性が高いことが示唆された。しかし、そのモデル関数は必ずしも他の年に応用することができる訳ではなく、各年においてモデル関数決定を行う必要がある。

## 第 5 章 考察

### 5.1 EISCATレーダー観測値とモデル関数推定値との相違

第 4 章では、EISCATレーダー観測物理量から計算されたペダーソン電気伝導度の高度積分値を最も良く再現するモデル関数を、フォトメーター観測量を(3.2)式に代入することで推定した。その結果、データを表 4.2 に示すように観測年で分類することで、比較的高い相関係数を示すモデル関数を決定することができることが示唆された。一般に、データ数が少なくなるほどモデル関数の再現性はよくなる。しかし図 4.4-4.8 で示したように、モデル関数とEISCATレーダー観測値との間の傾向が、観測年それぞれに特有の傾向を持っていた。そのため、データを分類することによる再現性の向上は、データを年ごとに分類することによるものであると判断できる。

図 5.1 は 2002 年 10 月 11 日のペダーソン電気伝導度高度積分値の時間変動を示す。黒線がEISCATレーダー観測値で、青線がモデル関数推定値である。このときのモデル関数係数  $\alpha$  は 0.23 で、相関係数は 0.89 であった。モデル関数推定値は概ねEISCATレーダー観測値を良く再現しているといえる。しかし、所々顕著な違いが見られる。例えば 20:10 UT付近では、モデル関数推定値には 7 S 程度のピークがあるものの、EISCATレーダー観測値には同様の特徴は見られない。また 23 UT付近には二つのより鋭いピークがモデル関数推定値には見られるがEISCATレーダー観測値にはない。これらの時間帯におけるオーロラ構造をデジタルカメラ画像で確認してみたが、両観測装置視野付近にオーロラに起因する発光を確認することはできなかった。これはオーロラの存在を否定している訳ではなく、当時設置されていたデジタルカメラの感度限界以下の発光強度しかなかったことが原因と思われる。しかし、モデル推定値とEISCATレーダー観測値との間にこうしたずれが見られたのは、全データ数の 10 パーセント未満であり、モデル関数の係数への影響は少ないと思われる。

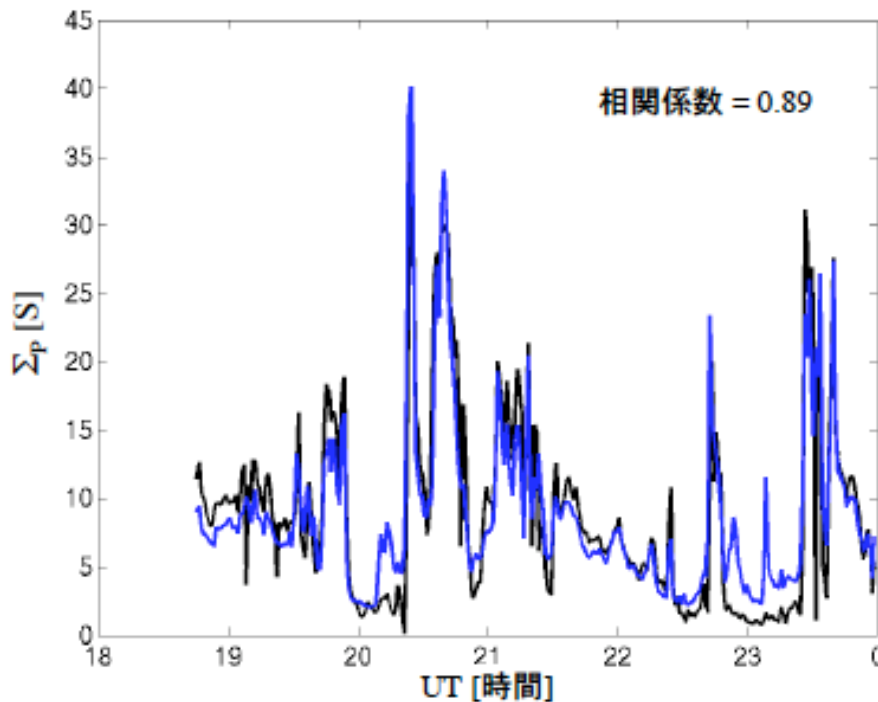


図 5.1 : 2002 年 10 月 11 日に取得されたEISCATレーダーデータ(黒線)とフォトメータデータ(青線)から推定されたペダーソン電気伝導度高度積分値の時間変動。

## 5.2 モデル関数の年依存性

第 4.3 章、第 5.1 章で議論したように、モデル関数係数  $\alpha$  は年に対して依存性を持つ。観測年 1 から観測年 3 までは  $\alpha$  が減少傾向にあり、その後、観測年 4 で増加に転じ、観測年 5 で再度減少する傾向があることが図 4.10 から分かる。この変動を発生させる物理的要因の確定を本研究で達成することはできなかったが、ここでは議論した項目について説明をする。

### ■ 太陽活動度との関連性

第 4.1 章で述べたように 2002 年から 2006 年は太陽活動が極大期から極小期に向かう時期であり、F10.7 指数は 160 程度から 70 程度にまで徐々に減少していく。図 5.4 はモデル関数係数  $\alpha$  (図 5.4a) と F10.7 指数(図 5.4b)の時間変化を示す。両者の時間変動を比較すると、観測年 1 から観測年 3 に至る  $\alpha$  の減少傾向は F10.7 指数の変動と相似しているように見える。一方、観測年 3 から観測年 5 に至る  $\alpha$  の傾向は F10.7 指数の変動とは異なるようである。

第 1.2 章で述べたようにペダーソン電気伝導度はイオン-中性大気衝突周波数  $\nu_{in}$  の関数である。 $\nu_{in}$  は中性大気密度に比例するので、ペダーソン電気伝導度も中性大気密度変

動によって変化する可能性がある。熱圏大気密度は太陽活動に正の相関があることが示唆されているが、これは太陽紫外線量の変化が関係している。F10.7 指数は必ずしも太陽紫外線量と直接的な関係になっておらず、Mg II 指数（太陽彩層のマグネシウムIIイオンライン：波長 280 nm）がより太陽紫外線量（波長：150～400 nm）を代表すると考えられている [Viereck and Puga, 1999], [Viereck et al, 2001]。図 5.4c は NOAA 衛星で観測されたデータから導出された Mg II 指数の時間変動である。しかし図 5.4(b)にある F10.7 指数と比較すると長期的傾向はほぼ同じであり、F10.7 指数との比較では見出すことができなかったような特別な傾向がある訳ではなかった。

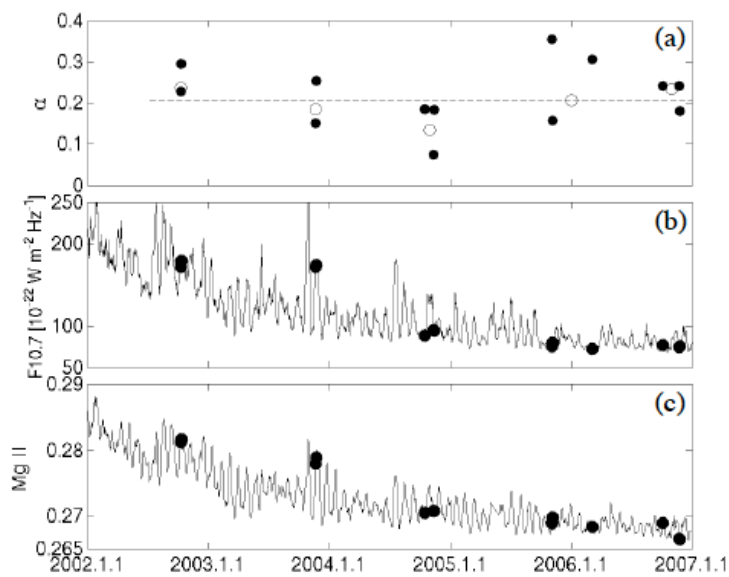


図 5.4 : (a) 図 4.10 にあるモデル関数係数  $\alpha$  の観測日に対する分布、(b) F10.7 指数の時間変動、(c) NOAA 衛星で観測されたデータを下に導出された Mg II 指数の時間変動と観測日に対する分布を示す。図(a)中の破線は全データセットを用いて推定された  $\alpha$  を示す。図(b)および(c)中の黒丸はEISCATレーダーとフォトメーターの同時観測が実施された日の F10.7 指数および Mg II 指数を示す。

ここには示していないが、MSISモデルで推定した中性大気密度は F10.7 指数や Mg II 指数の変動と非常によく相関を示す。これはモデル自身が F10.7 指数をパラメータに持つことから当然である。これらの変動が、観測年 1～3 までの  $\alpha$  の変動と類似していることから、太陽活動の変化による熱圏大気の変動が電気伝導度に現れていることは考えられる。しかし、観測年 3 から観測年 5 における  $\alpha$  の変化とは相関がよくないことから、太陽活動度の変動が直接的な原因であると短絡的に結論付けることはできない。

### 5.3 モデル関数の MLT 依存性

オーロラ形態および降り込み粒子のエネルギーフラックスに関する過去の研究では、その特徴を磁気地方時 (MLT; Magnetic Local Time) で分類して調査する手法が用いられてきた。これは MLT 午後側と午前側でオーロラの一般的な特徴に違いが見られるからである。MLT 午後側では、磁気圏の加速領域を通過した高エネルギー粒子の降り込みに起因した構造を持ったオーロラ (ディスクリートオーロラ) が発達する領域と、構造を持たないディフューズなオーロラが分布している領域が経度方向に伸びた状態で緯度方向に並ぶ傾向にある。一方、MLT 午前側では、ディフューズなオーロラが分布する傾向にある。これらのオーロラは惑星間空間磁場 (IMF; Interplanetary Magnetic Field) や太陽風速度など外的要因によってその発生領域が主に子午線方向に移動するため、MLT 午後側のオーロラを地上のある地点で観測していると、二つの異なる特徴を持ったオーロラを観測することになる。一方、MLT 午前側ではディフューズなオーロラを観測するか、あるいはオーロラ発生領域の外になるかのいずれかとなる。これらのことから、本研究でも MLT でデータを分類する価値はある。そこで本章では、0 MLT を境にして午後側と午前側でデータを分類して第 4 章と同じ手法で統計解析を行った。尚、トロムソの 0 MLT は 21:30 UT に相当する。

図 5.6 に MLT 午前側 (a) および午後側 (b) でデータを分類した場合のモデル関数の係数  $\alpha$  を示す。

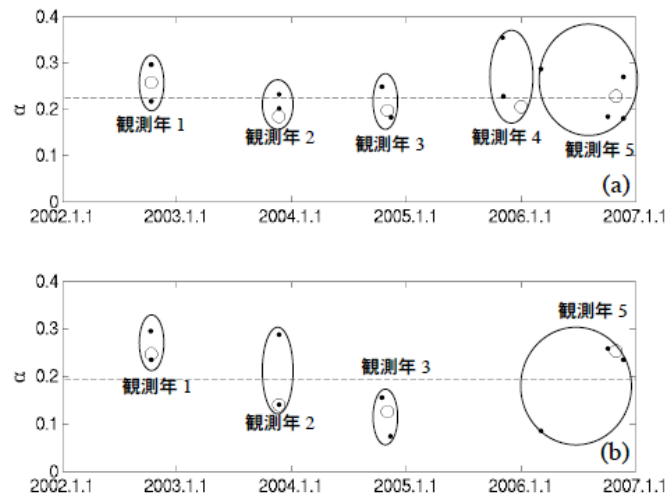


図 5.6 : MLT 午前側 (a) および午後側 (b) でデータを分類した場合のモデル関数係数  $\alpha$  の観測日に対する分布。表記方法は図 4.10 と同様で、黒丸は各観測日のデータセットを、白丸は各観測年のデータセットを用いて決定された。MLT 午後側に観測年 4 の点がないのは、データがなかったためである。

この結果からわかることは、MLT 午前側のみデータを用いた場合、 $\alpha$  は年ごとに比較しても、ほとんどの値が 0.2-0.3 の間に存在することが図 5.6(a)から判断できる。それに対して、データを MLT 午後側のみを選択してモデル関数を求めたときに、観測年 1-4 を通して年を追うごとに  $\alpha$  は減少する傾向が見られることが図 5.6 からわかる。観測年 4 の点を求めるためにデータを 30 点しか用いていないため、観測年 4 全体の傾向として正しく表せているかの信頼性に欠けるが、少なくとも観測年 1-3 は太陽活動度と正の相関を持っているように見える。しかし、観測年 5 のせいで明白な太陽活動度との関係性を言うことはできない。しかし、午前側のデータを用いた場合は、モデル関数の傾向は年を問わずある決まった範囲に存在し、午後側のデータを用いた場合は、全時間帯を用いてモデル関数を求めた場合の  $\alpha$  の傾向とよく似た振舞いをするという、興味深い結果となった。図 4.2 を見ると、データのほとんどが午後側にあつたわけではなく、年ごとにそれぞれ多少の偏りはあるものの、午前側と午後側に同等数のデータが分布している。そのため、モデル関数の係数に表れた MLT 依存性はデータ数の偏りによるものではないと言える。

## 第6章 まとめ

本研究では、オーロラ発光強度のみから $\Sigma_P$ を精度よく推測するモデル関数を求めることであった。この目的を達成するために、2001年から2007年までの間に取得されたEISCATレーダーとオーロラ観測用フォトメーターの同時観測データ14日分を使ってモデル関数を導出した。またモデル関数を導出するために用いるデータを年ごと、MLT午前側午後側に分類してモデル関数に見られる傾向の差の法則について研究した。また、モデル関数の係数が年ごとに異なる傾向を持つ原因を探るため、太陽活動度との相関関係を調査した。その結果、様々な知見が得られた。

### 6.1 本研究で得られた知見

解析結果と考察を通して、オーロラ発光強度からペダーソン電気伝導度を導出するモデル関数の規則性について、多くの知見が得られた。得られた結果を以下に挙げる。

- モデル関数は年ごとに傾向が異なる場合がある。

このことは、年ごとにデータセットを分類し、モデル関数を導出し、 $\Sigma_P$ のEISCAT観測値とモデル推定値を比較したときに、全5年間について、それらの間に高い正比例関係が見られたためにわかったことである。

- モデル関数の年ごとの傾向差は、太陽活動度に依存しない。

モデル関数の係数 $\alpha$ に年依存性があることが統計解析からわかった。その原因を調査するために、超高層大気に影響を与える可能性があるいくつかのパラメータに着目して、 $\alpha$ との間に決まった相関があるかを調べた。本研究では、太陽紫外線とモデル関数の係数 $\alpha$ との相関を調べるため、F10.7とMg IIのデータを $\alpha$ の比較対象とし、傾向の相関を調べた。その結果、観測年1～3については $\alpha$ と太陽活動度との間には正の相関があるようだった。しかし観測年4～5については明らかな相関性が見られなかった。このことから、モデル関数の傾向は太陽紫外線との明確な相関関係はあるとは言えないという結論に至った。

- MLT午前側でデータセットを分類したとき、モデル関数の係数 $\alpha$ が0.2～0.3の間の値にまとまる。

データを磁気地方時の午前側と午後側で分類したとき、午前側のみのデータセットを使った場合、いずれの年でもモデル関数の傾向はある範囲に絞られて存在する。

それに対して、午後側だけのデータセットを使った場合の  $\alpha$  の傾向として、データ全てを用いた場合の変動の描像が見られた。

## 6.2 結論

全 14 日分のデータを用いてモデル関数を用いれば、相関係数 0.8 以上の精度でペダーソン電気伝導度を求めることができる。しかし、以上に挙げた本研究から得られた結果を考慮し、年ごとにモデル関数を導出することで、モデル値と観測値の相関関係はほとんどの年でよくなる。また、データセットを磁気地方時の午前側と午後側のそれぞれで分類したときに、モデル係数  $\alpha$  に異なる年変動が見られた。このため、これらの結果をまとめると 1 年間に MLT 午前側午後側で一度ずつ EISCAT レーダーとオーロラ観測用フォトメーターの観測が好条件下(晴天時、かつオーロラ発生時、かつ月が出ていない)で行われれば、その年の  $\Sigma_P$  はオーロラ発光強度のみから求めることができることを結論づけることができる。

## 6.3 今後の課題

本研究で得られた結果をによって、磁力線方向のオーロラ発光強度値から、 $\Sigma_P$  を精度よく推測することができる。しかし、二次元観測に拡張するために、磁力線方向以外の観測から取得したオーロラ発光強度値から  $\Sigma_P$  を導出する方法も必要となる。それは、オーロラ粒子は磁力線沿いに電離圏に降り込んでくるためであり、磁力線以外の方向を観測することで、複数の磁力線のオーロラ発光を測定することになる。そのため、今後の解析をする上では、モデル関数を導出する上で、幾何学的なアプローチが必要になる。

モデル関数が年ごとに異なる傾向を持つ原因は解明できなかった。より統計的に関係性を議論するためにも、5 年分のデータセットだけでなく、年を増やして解析を行う必要がある。



## 謝辞

本研究を進めることができたのは、周りの多くの方々への支えがあったからこそだと思います。

セミナーなどで多くの知識を与えてくださり、研究に関する論文を下さったほかまた、研究の進め方についてのご指導を下さいました藤井良一教授に心から感謝致します。

セミナーを通して物理的な考察の仕方、プレゼンをする上での心構え、また、研究以外の相談にも乗って下さった野澤悟徳准教授に、心から感謝いたします。

本研究を行う上で、論文の読み方からプログラミングについての心がけ、その他、物理的な知識はもちろんのこと、研究者としての姿勢や論理的思考の方法、フォトメーターの校正実験の際には実験をする上で心がけなければならないことなどを非常に丁寧に指導して頂きました大山伸一郎助教に心から感謝致します。

今は、国立極地研究所で勤められており、研究発表の際に、研究をする上での指針となる貴重な意見を下さる小川泰信講師に、心から感謝致します。

セミナーでも、鋭く的確なアドバイスをしてくださったほか、時には、勉強で行き詰まったときに多くの時間を割いてくださり、親切に相談に乗ってくださった栗原純一博士に心から感謝致します。

プログラム初心者の私に、親身になってプログラムの用法を教えてください、その他のプログラミングについての貴重なアドバイスを優しく教えてください、ありがとうございました栗原宜子博士に心から感謝致します。

また、研究をするうえで使用した EISCAT レーダーの観測データを取得するために関係者の方々には大変お世話になりました。また、フォトメーターの校正実験をするために、国立極地研究所の関係者の方々にも大変お世話になりました。この場を借りてお礼を言いたいと思います。

最後に、研究面だけでなく、私生活の様々な面で人生の指針となる言葉をいくつも残して下さった当研究室 COE 研究員の元場哲郎博士、また研究室の先輩であり、自分の物理的な質問に丁寧に答えてくださった津田卓雄さん、そして、セミナー係などでも大変お世話になり、話し相手にもなってくれた後輩の岩田陽介さん、この方々のおかげで学生部屋に明るい雰囲気絶えることなく、皆さんのおかげでいい意味で刺激のある大学院生活を送ることができました。心より感謝致します。

最後に私の研究生生活を遠くから見守ってくれた両親に感謝したいと思います。

## Appendix A： フォトメーター校正実験手順

ここでは、フォトメーター観測データの絶対値感度校正のために行った校正実験の手順について説明を行う。

### A.1 分光光度計を用いたフォトメーターフィルター透過率の波長特性の測定

目的：分光光度計を用いてフィルター透過率の波長特性を測定し、前回の測定結果と比較することでフィルターの経年劣化を調べる。この測定結果（フィルタの透過率、バンド幅）を、フィルター交換の必要性を判断する上での指標とする。

手順 1：分光光度計の電源を **On** にして 30 分待つ。（光源の光量を安定させるため）

手順 2：分光光度計 PC を立ち上げる。

手順 3：測定結果データを保存するディレクトリの作成。ディレクトリ名は測定を行った日付で作成場所は以下。

/マイコンコンピューター /c/Uv00/Spectrum/Tsuda/

手順 4：イニシャライズする。

手順 5：スペクトル測定を選択する。

手順 6：「測定条件設定」で測定条件を決める。

スキャンスピード・・・15 nm/min

サンプリング間隔・・・0.025 nm

開始波長・・・・・・・・・・フィルターによって変更する。

終了波長・・・・・・・・・・フィルターによって変更する。

「光度計条件設定」で測定条件を決める。

スリット幅・・・・・・・・・・0.1 nm

※なお、「記録表示」タブから「スペクトル読出し」をすることで、過去のセッティングを読み出すことができ、手動で設定する手間を省くことができる。

手順 7：部屋を真っ暗にしてベースラインの測定を行う。

「ベースライン設定」タブ→「ユーザー1 設定」を選択する。

手順 8：フィルターを分光光度計の台座にセットする。フィルターの向きは、薄膜の側を光が入射する側に向けた状態でセットする（台座の構図は図 A.1 を参照）。  
フィルターをセットする際には、表面に指紋がつかないように何らかの方法をとるべきである。



図 A.1：分光光度計の台座。台座は回転板の上に乗っており、入射角を変えることができる。

手順 9：フィルター透過率の波長特性を測定する。

「測定」タブ → 「試料測定」で測定を開始する。

手順 10：測定結果を保存する。

手順 11：保存した測定結果の保存形式を変更しアスキー形式にする。

「ユーティリティ」タブ → 「一括ファイル変換」 → 「asp へ変換」

手順 12：手順 3 で作成したディレクトリに測定データを移動する。

手順 13：FFFTP を使い、測定データを大学のコンピュータに移動する。

/デスクトップ/FFFTP/

手順 14：各フィルターについて、手順 5～手順 11 を行う。また、測定が完了したフィルターのデータを使って、前回の測定結果と比較し、正しく経年劣化しているかを確認する。正しく経年劣化している場合は、バンド幅が大きくなりピーク波長が長波長側にずれる。このような変化が見られない場合や、前回の波長特性から大きく異なっている場合には原因を調査する必要があり、必要に応じて再測定を行う。

手順 15：分光光度計 PC をシャットダウンする。

手順 16：分光光度計の電源を Off にする。

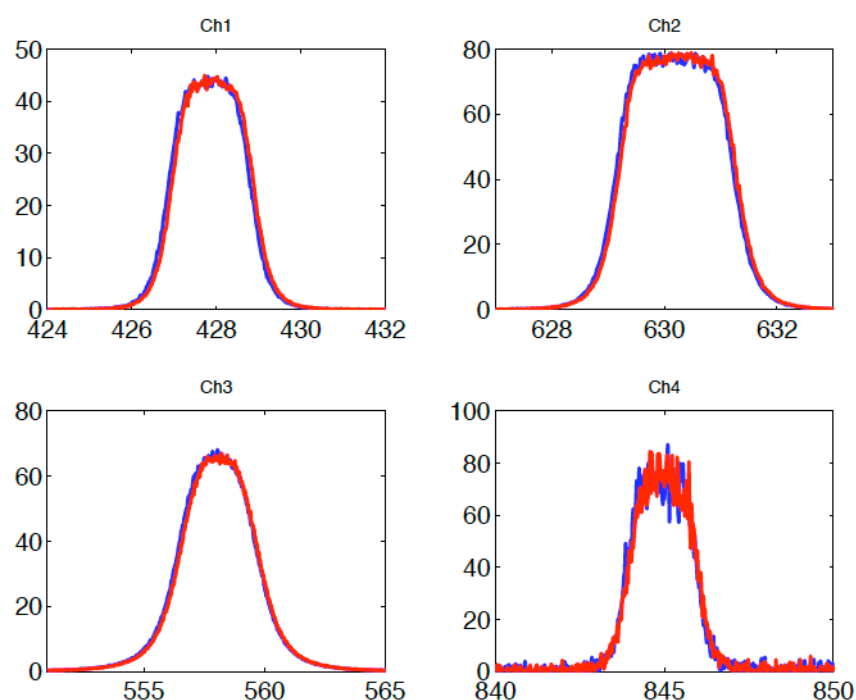


図 A.2：分光光度計で測定したフィルター透過率の波長特性。赤線は 2007 年 9 月 3 日測定のもの、青線は 2007 年 5 月 1 日測定のものである。横軸は波長（単位は nm）を示し、縦軸はフィルターの透過率（単位は%）を示す。Ch1～Ch4 はそれぞれ波長 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm 観測用フィルターに相当する。

## A.2 分光面光源を用いたフィルターの波長特性の測定

目的：分光面光源を用いてフォトメーターにフィルターをセットした状態で、フィルターの波長特性が、出力電圧でどのような値で表されるかを測定する。

手順 1：フォトメーターPC、コントロールボックス、分波器、受光部をコードでつなぐ。コードのつなぎ方は、コードに貼ってあるラベルを参照する。

手順 2：分光面光源（キセノンランプ）の電源とファンを **On** にする。光量が安定するのが **On** にしてから 30 分後なので、それまで測定をしてはならない。同時にキセノンランプと分光器と受光部を、光路が一貫するように一直線に配置する。

手順 3：分光器の前後のスリットを合わせる。

幅：0.25 mm

上下：20 mm

※幅は波長精度に関係があり、上下は光量に関係がある。

手順 4：受光部にフィルターをセットする。

手順 5：手順 2 で配置した実験装置に外部から光が入らないように、暗幕を張り暗室を作る。

手順 6：キセノンランプの光が分光器のスリットに当たり、分光器の後ろから光が出るように、光源の位置を調節する。

手順 7：分光器で分光されたキセノンランプの光をボードに当て、その反射光が受光部に入るように、受光部の位置を調節する。

手順 8：フォトメーターPC の電源を **On** にする。

手順 9：コントロールボックスの上蓋を開け、動作確認を行う。（フォトメーターの電源 **On/Off**、受光部のシャッター **Open/Close**、ハイボルト **On/Off**、ハイボルト調節）

## コマンド一覧表

「photometer」 → マニュアル表示

「photometer status」 → 現状確認

「photometer on / off」 → フォトメーター電源 On / 電源 Off

「photometer open / close」 → 受光部のシャッターOpen / シャッターClose

「photometer ht\_on / ht\_off」 → ハイボルト On / ハイボルト Off

「set\_highvolt HV<sub>1</sub> HV<sub>2</sub> HV<sub>3</sub> HV<sub>4</sub>」 → ハイボルトの値を変更

※ HV の所にそれぞれ設定したいハイボルト値を入力する。添数字はチャンネルを意味している。

例えば、[HV<sub>1</sub>, HV<sub>2</sub>, HV<sub>3</sub>, HV<sub>4</sub>] = [100, 100, 100, 100]と設定したい場合は、

「set\_highvolt 100 100 100 100」と入力する。

※シャッターを開けるときは受光部に光が当たらない状態で、かつハイボルトを Off にしておく。コマンドが分波器にも伝わっているかを確認するために、コントロールボックスのリレー回路をチェックする (図 A.3)。

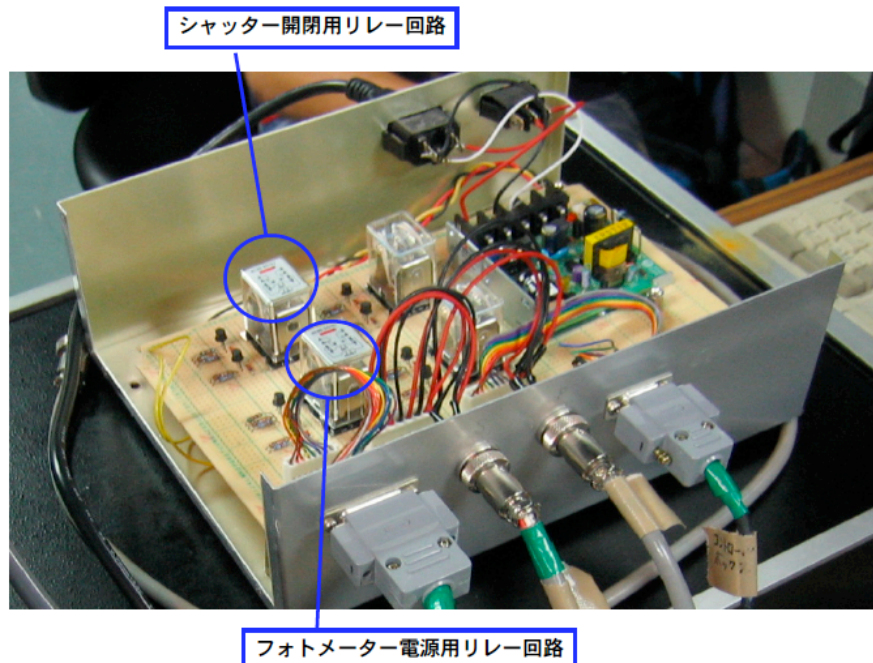


図 A.3: コントロールボックス内部の画像。シャッター開閉用リレー回路、フォトメーターの電源用リレー回路がある。シャッターが開いた状態では、シャッター開閉用リレー回路に赤いマークが現れ、シャッターが閉じた状態では、赤いマークは消える。フォトメーターの電源がオンになった状態では、フォトメーター電源用リレー回路に赤いマークが付き、フォトメーターの電源がオフになった状態では、赤いマークは消える。

手順 10： 検流計を使って各チャンネルのハイボルトを決定する。この作業は、測定結果の波長特性の傾向を顕著に見せるために行う。まず部屋を暗くして、分光器の目盛を測定したいチャンネルの輝線の波長に合わせ、検流計のモードを電位差を測定するモードにし、検流計の針を分波器の測定したいチャンネルの陰極と陽極に刺す。それから受光部のシャッターを開け、ハイボルトを低い値（100V くらい）から徐々に上げていき、それと同時に検流計の値を見て、検流計の値が 7～8 V になるまでハイボルトを上げる。ここで、ハイボルトを Ch1～Ch4 までの 4 通りについて決定する。

手順 11： データが作られるかどうかを、測定プログラムを実行させてテストする。

測定プログラムのパス：`/home/eiscat/calibrate/run_calibrate_monocro.out`

データが作成されるパス：`/home/data/calibrate/`

#### ※測定プログラムの操作方法

まず、プログラムを実行させる前に、フォトメーターの電源が **On**、ハイボルトが **On**、受光部のシャッターが **Close**、ハイボルトが「手順 10」で決定した値であることを確認する。それから測定プログラム実行用のコマンドプロンプトだけでなく、シャッターの **Open/Close** するための別のコマンドプロンプトを開いておく。

入力 1： サンプルングタイム → 「単位は秒。数字だけ入力すること。通常は 10 を入力する。」

入力 2： チャンネル → 「Ch1～Ch4 まで。1 から 4 までの数字で入力すること。」

入力 3： ハイボルト → 「測定するチャンネルの光電子増倍管にかかっているハイボルト値を入力。手順 11 で決定した数値を入力すること。」

入力 4： 受光部のシャッターを開ける。

入力 5： 波長入力 → 「分光器の目盛を入力する。ダークレベルを測定する場合は、**dark** と入力する。波長を入力する場合は数字だけ入力すること。特別な理由がない限り、一番最初にダークレベルを測定する。」

入力 6： 出力電圧が表示されたら、1 サンプルングタイムの測定終了が終了したので、シャッターをすぐに閉じる。

入力 7： データ保存の確認 → 「1 サンプルングタイム測定終了後の確認。n か r

かを入力。」

n を入力 → データを保存し、次の波長入力を求められる(入力 5 に戻る)。

y を入力 → データは保存されず、再度、波長入力を求められる(入力 5 に戻る)。

入力 8: フィルターの波長特性が一通り測定できたら **quit** を入力する。

※テストで作成したデータは **quick look** を作成するときのために消しておく。

手順 12: 以上で挙げた操作方法で Ch1 から Ch4 までの 4 種類のフィルターの波長特性を測る。

手順 13: 測定結果が正しいかを確認するため、**quick look** で測定した波長特性を見る。

**quick look** 作成プログラムのパス : /home/eiscat/calibrate/quick\_look/

入力 1: `ls -ld /home/data/calibrate/「測定日」/monocro_ch* >data_path` →  
「data\_path の書き換え」

入力 2: `cat data_path` → 「data\_path の中身を確認する」

入力 3: `./run_monocro_ql.out` → 「quick look 作成プログラムの実行」

入力 4: `/XWINDOW` → 「図が出る」(ps と打つと ps ファイルができる)

手順 14: 測定データの取得が完了したら、シャッターが閉じていることを確認し、ハイボルトを全チャンネル 100 V に落とし、ハイボルトの電源を切る。最後にフォトメーターの電源を落とし、「**photometer status**」でフォトメーターの電源が **Off**、シャッターが **Close**、ハイボルトが **Off** であることを確認し、フォトメーターPC をシャットダウンする。



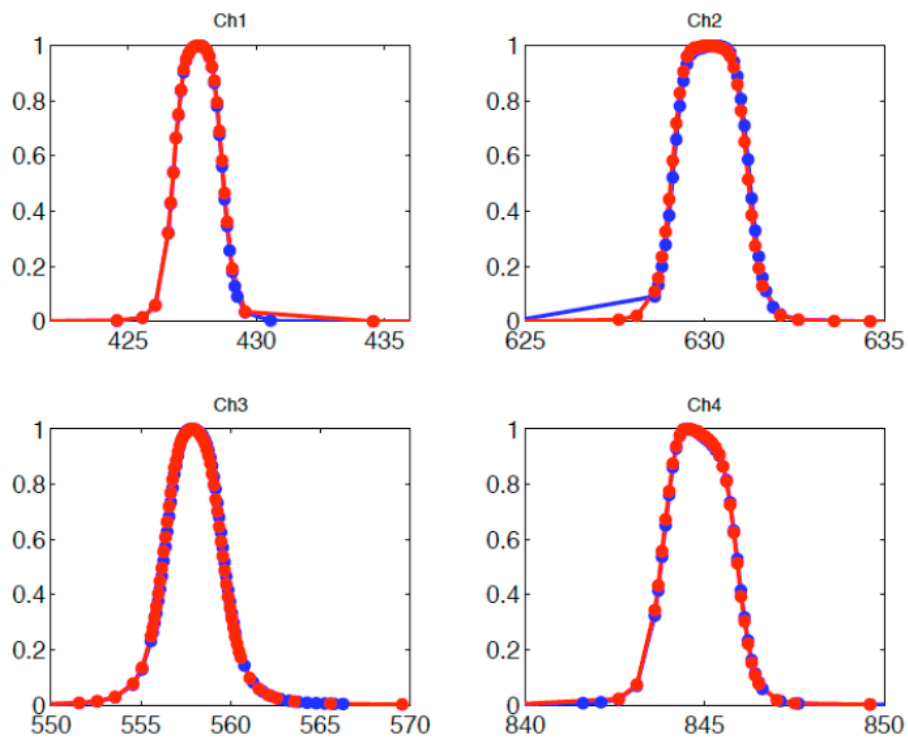


図 A.4：分光面光源を用いて測定したフィルター透過率の波長特性。赤線は 2007 年 7 月 19 日測定のもの、青線は 2007 年 9 月 4 日測定のものである。線上の丸は測定された値を表している。横軸は波長（単位は nm）を示し、縦軸は規格化された透過率を示す。Ch1~Ch4 はそれぞれ波長 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm 観測用フィルターに相当する。

### A.3 積分球光源を用いた光電子増倍管の絶対値感度特性の測定

目的：積分球光源を用いて、光電子増倍管の絶対値感度（光量と出力電圧との関係）を測定する。

※光電子増倍管に入った光は光電効果により電圧の情報に変換されて、測定データは電圧で表される。

手順 1：フォトメーターPC、分波器、コントロールボックス、受光部をコードでつなぐ。コードのつなぎ方は、コードに貼ってあるラベルを参照する。

手順 2：積分球光源の蓋を外し、フォトメーターの受光部が積分球に入るように設置する。このとき、受光部の置き方を十分安定させる。

手順 3：受光部に外部からの光が入らないようにするために、積分球の口からフォトメーターにかけて暗幕で覆い、ガムテープなどで隙間をなくす。このとき、受光部の蓋を開けるのを忘れない（図 A.5）。



図 A.5：手順 3 が完了した状態の画像。

手順 4：積分球光源の電源、フォトメーターPC の電源を On にする。積分球光源が安定するまで 40 分かかる。

手順 5：積分球光源が安定したら、部屋を暗くして積分球のダークレベル補正を行う。  
(方法は積分球光源のマニュアルに従う。)

手順 6：フォトメーターのハイボルトを以下のように設定する。

[Ch1, Ch2, Ch3, Ch4] = [700, 800, 700, 1100]

ハイボルトをこのようにした理由は、冬期観測を行うときのハイボルト設定がこの値であるためである。ハイボルトを上記の設定にした後は、分波器についているハイボルト確認用ダイヤルを回し、上記のハイボルトになっているかを確認する。もし値がずれていれば、補正を行う。ハイボルトは測定中にも少しずつずれていくので、随時確認と補正を行っていく。

手順 7：測定プログラムを実行させる。

測定プログラムのパス：`/home/eiscat/calibrate/run_calibrate_integ_sphere.out`

データが作成されるパス：`/home/data/calibrate/`

#### ※測定プログラムの操作方法

まず、プログラムを実行させる前に、フォトメーターの電源が **On**、ハイボルトが **On**、受光部のシャッターが **Close**、ハイボルトが「手順 6」で決定した値であることを確認する。それから測定プログラム実行用のコマンドプロンプトだけでなく、シャッターの **Open/Close** するための別のコマンドプロンプトを開いておく。

入力 1：サンプリングタイム → 「単位は秒。数字だけ入力すること。通常は **5** を入力する。」

入力 2：ダークレベルを測定するため、シャッターを閉じた状態で **go** を入力する。

入力 3：1 サンプリングタイムの測定が終わり、各チャンネルの出力電圧が表示されたら、記録係はノートに電圧値を記録し、フォトメーターPC のオペレーターは **dark** と打ち込む。

※ダークレベルの測定が終わったら、積分球光源の光量を設定して光量の測定を行う。これは光電子増倍管の感度と光量の関係調べるための作業に当たる。光量の変え方は積分球光源のマニュアルを見ること。

入力 4：積分球の光量をコントロールパネルを操作して設定する。コントロールパネルに表示されるのは設定した光量と、現在の光量である。現在の光量が設定値に近づいたらフォトメーターPCのオペレーターに測定を開始するように合図を出す。積分球光源の光量は安定しないため、光量が設定した値に安定することは期待できない。そのため1秒間の光量の変化量から光量の5秒間の平均を予測し、頃合いを見て合図をする。

※積分球の設定画面に表示されるのは波長 630.0 nm の光量である。

入力 5：シャッターを開けて、goを入力する。

入力 6：1 サンプルングタイムの測定が終わったら PC オペレーターはすぐにシャッターを閉じ、光量を入力する。記録係は表示された出力電圧をノートに記録していく。

※出力電圧が 8〜9 V 付近になったチャンネルはハイボルトを 100V に落とし、それ以降、ノートへの記録は行わない。

※光量を徐々に上げながら入力 4〜入力 6 を繰り返す。

手順 7：すべてのチャンネルの測定が終了したら、quick look を作成し、前回の校正実験の結果と比較する。

※比較方法は、測定結果から光量と電圧の関係式を求め、傾き A を比較する。

光量と電圧の関係式： $V = A \cdot I + B$

V：出力電圧 [V]

I：積分球光源が出す波長 630.0 nm の光量 [Radiance]

A, B：係数

※フォトメーターは光電効果を使って、光量を電圧値に変換しているため、観測を続けていると劣化するはずである。（傾き A は前回の測定結果と比較して小さくなるはず。）

手順 8：測定データの取得が完了したら、シャッターが閉じていることを確認し、ハイボルトを全チャンネル 100 V であることを確認し、ハイボルトの電源を切る。最後にフォトメーターの電源を落とし、「photometer status」でフォトメーターの電源が Off、シャッターが Close、ハイボルトが Off であることを確認し、フォトメーターPCの電源を Off にする。

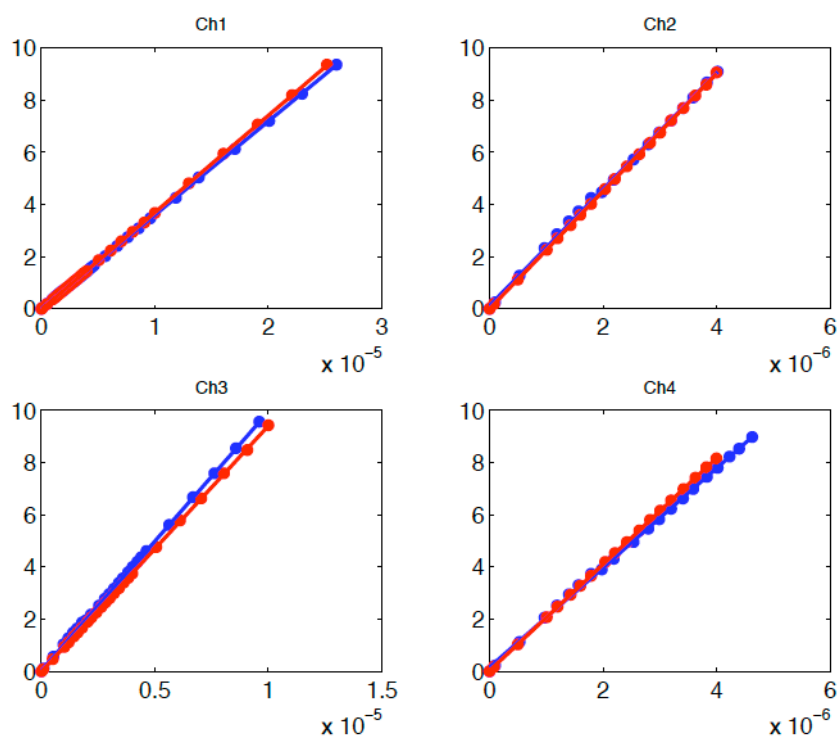


図 A.6：積分球光源を用いて測定した光電子増倍管の絶対値感度特性。赤線は 2005 年 9 月 15 日測定のもの、青線は 2006 年 6 月 7 日測定のものである。線上の丸は、測定された値を表している。横軸は波長 630.0 nm の光量（単位は Radiance）を示し、縦軸はフォトメーターの出力電圧（単位は V）を示す。Ch1~Ch4 はそれぞれ波長 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm 観測用のフィルターに相当する。

## Appendix B：オーロラ発光強度と出力電圧との関係の導出

目的：校正実験で取得した測定データを用いて、フォトメーター出力電圧から入射光量を求める方法を説明する。

### B.1 校正実験データから求めた出力電圧と入射光量の関係

積分球光源を用いた測定を行ったときの光電子増倍管への入射光量  $I'$  は以下の式で表される（式 B.1）。

$$I' = \int F \cdot R(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda \quad (\text{B.1})$$

オーロラ観測を行ったときの光電子増倍管への入射光量  $I''$  は以下の式で表される（式 B.2）。

$$I'' = \int F \cdot A \cdot e(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda \quad (\text{B.2})$$

F：フィルターの減光率

R：積分球光源の光量スペクトル [Rayleigh]

A：任意の値 [Rayleigh]

e：オーロラの波長特性

t：分光面光源を用いて測定したフォトメーター感度

$\lambda$ ：波長 [nm]

※ t と e は規格化されており、それぞれ(B.3)式、(B.4)式の関係を持つ。

$$\int_0^{\infty} t(\lambda) d\lambda = 1 \quad (\text{B.3})$$

$$\int_0^{\infty} e(\lambda) d\lambda = 1 \quad (\text{B.4})$$

※ R は積分球光源から発せられる連続光のスペクトル。積分球光源の連続光は決まった波長特性を持っており、R は以下のように表すことができる。

$$R(\lambda) = R_{630.0} \cdot r(\lambda) \quad (\text{B.5})$$

R：積分球光源から発せられる連続光 [Rayleigh]

R<sub>630.0</sub>：積分球光源から発せられる波長 630.0 nm の光量

λ：波長 630.0 nm の光量が 1 [Radiance] の時に積分球光源から発せられる連続光 [Rayleigh]

こうして表されるように、積分球光源から発せられる連続光のスペクトルは形状が決まっており、絶対値のみが積分球のコントロールパネルによって変動させることができる。積分球のコントロールパネルには、R<sub>630.0</sub>の値が表示されている。

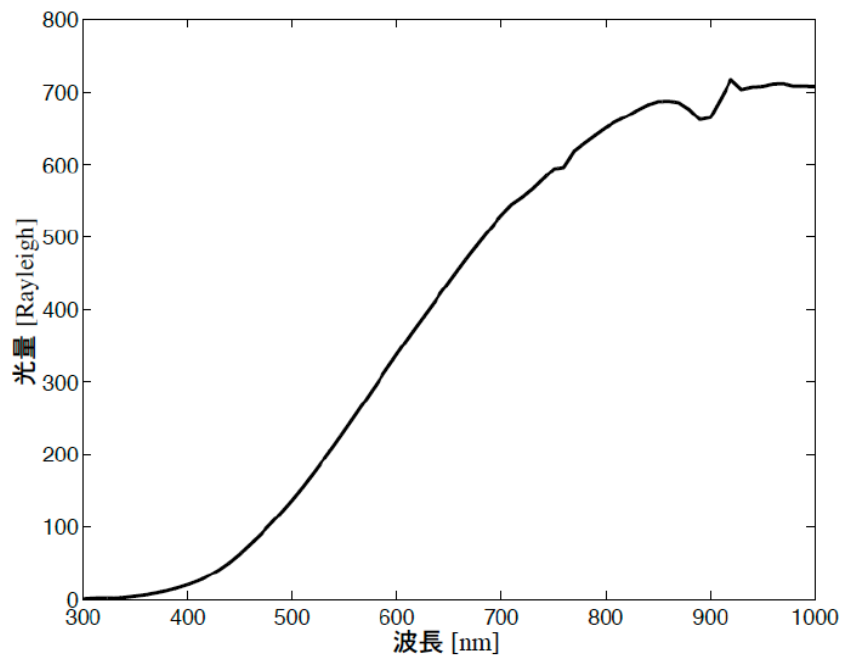


図 B.1：積分球光源が発する連続光スペクトル。連続光は決まった波長特性を持っている。上図は波長 630.0 nm の光量が  $1 \times 10^{-7}$  [Radiance] を示したときの積分球光源から発せられる波長ごとの光量 [Rayleigh]を表している。

発光強度 I の光がフォトメーターに入射してきているとする (式 B.6)。

$$I = A \int e(\lambda) d\lambda \quad (\text{B.6})$$

フォトメーターに入射してくる光量 I には不確定量 A が含まれているが、(B.1)式、(B.2)式を用いることで、不確定量 A をオーロラ輝線スペクトルと校正実

験の測定結果で表すことができる (式 B.7)。

$$A = \frac{\int R(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda}{\int e(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda} \quad (\text{B.7})$$

フォトメーターに入射するオーロラ発光強度  $I$  は、(B.5)式と(B.6)式を用いて以下の式で表すことができる (式 B.8)。

$$I = \frac{\left( \int e(\lambda) d\lambda \right) \times \left( \int R(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda \right)}{\int e(\lambda) \cdot t(\lambda) d\lambda} \quad (\text{B.8})$$

積分球光源の光量  $R$  は、積分球のコントロールパネルで加減でき、入射光量が変わればそれに伴ってフォトメーターの出力電圧は変わる。そのため、出力電圧  $V$  とオーロラ発光強度  $I$  の関係式は一次関数で近似できる (式 B.9)。

$$V = C_1 \cdot I + C_2 \quad (\text{B.9})$$

この方法で、出力電圧と入射光強度の関係を全チャンネルについて求める。全チャンネルについて求めた(B.9)式の関係を表した図を以下に示す (図 B.2)。全チャンネルについてそれぞれ  $C_1$  と  $C_2$  を求めることで、出力電圧からフォトメーターに入射した光の強度を求めることができる。



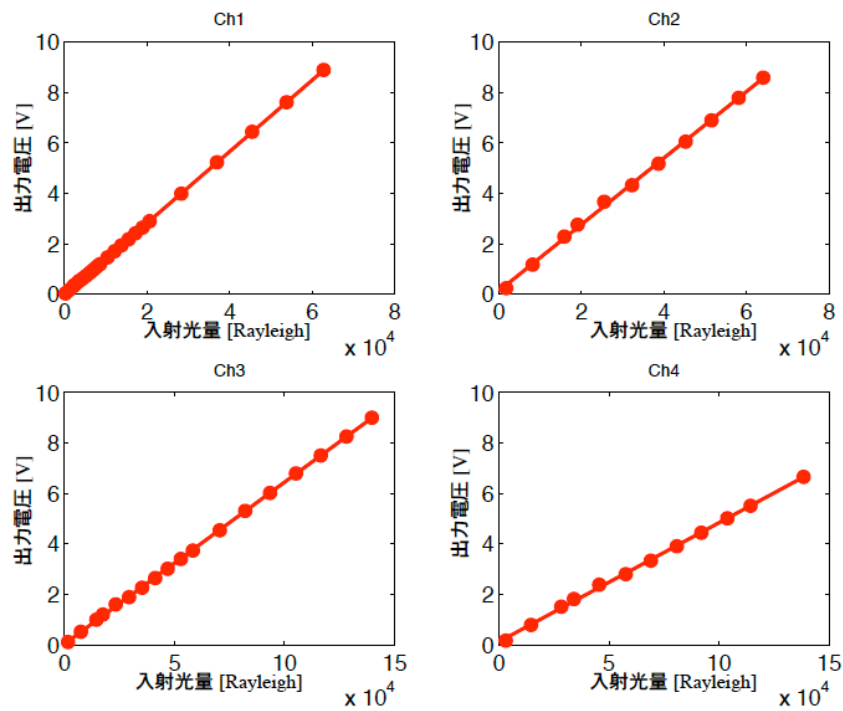


図 B.2：校正実験の測定結果をもとに導出した、出力電圧と入射光強度との関係。横軸は入射光強度（単位は Rayleigh）を示し、縦軸はフォトメーターの光電子増倍管からの出力電圧（単位は V）を示す。この関係は 2006 年 9 月初旬に実施された校正実験で取得された測定データより導出した。Ch1~Ch4はそれぞれ波長 427.8, 630.0, 557.7, 844.6 nm 観測用フィルターに相当する。

以上で紹介した方法により、校正実験の測定データより出力電圧と入射光量の関係はわかる。しかし、フォトメーターの感度は劣化し続けており、校正実験を行った時点での出力電圧と入射光量との関係を、そのまま観測データに当てはめることはできない。そのため、本研究では正しく経年劣化を表すための処理を行った。その方法を次章で説明する。

## B.2 モデル係数の経年劣化の数学的再現

B.1 で紹介した方法で、2003 年から現在までの校正実験の測定データを用いて (B.6) 式の関係を求める。その結果を時系列で各チャンネルについて図で示す (図 B.3)。

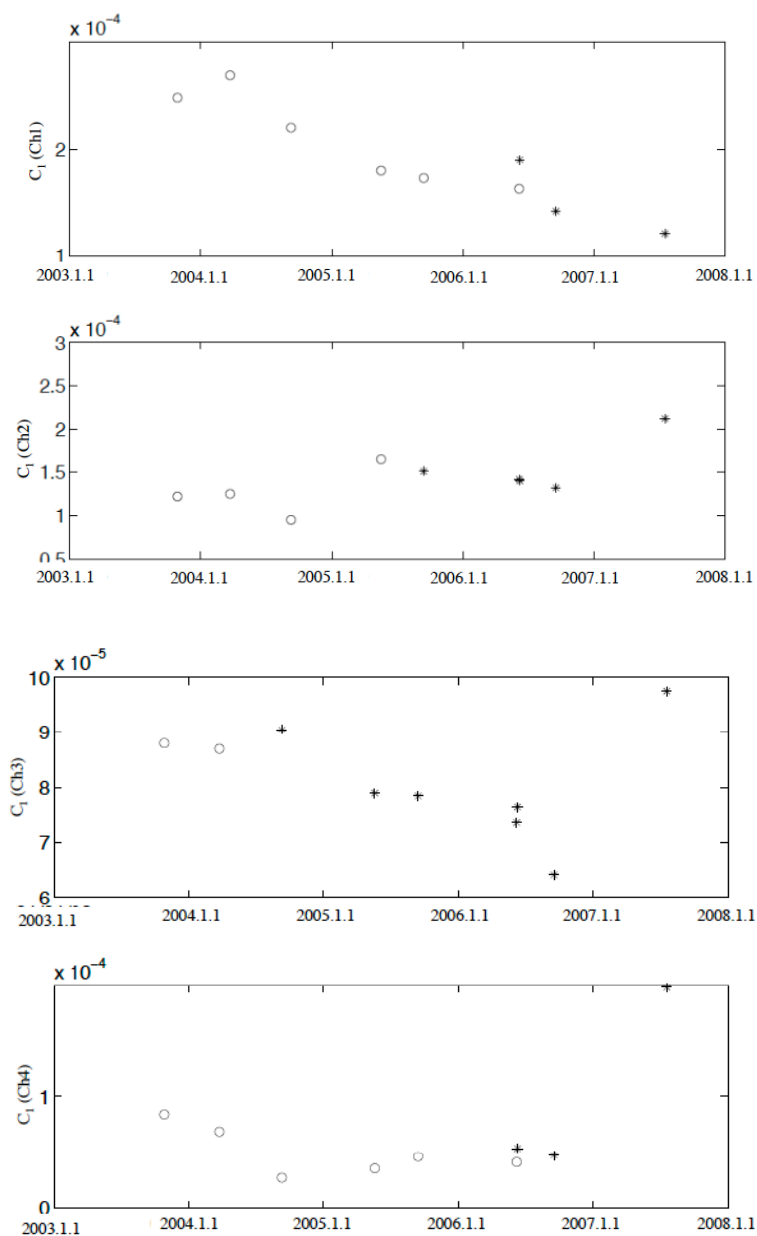


図 B.3 : 2003 年からの校正実験のデータを使って導出したフォトメーターデータの校正式の係数 (式 B.5 中の  $C_1$ ) の時系列変化。横軸は日を示し、縦軸は(B.5)式中の係数  $C_1$  を示している。2003 年から現在まで各チャンネルのフィルターの交換を行っており、フィルター交換前の値を白抜き丸で表し、フィルター交換後の値をアスタリスクで表す。

正しく経年劣化しているとすれば、主に光電子増倍管の劣化のため、感度は低下し、同じ光量が入射してきたとしても、出力電圧は落ちる。すなわち感度の低下が(B.6)式において  $C_1$  の減少として現れるはずである。しかし図 B.3 を見ると、 $C_1$  は時間に関して単調減少していない。この原因はまだわかっておらず、おそらく校正実験の方法が確立してなかったためであり、今後は校正実験の手順を詳細にまとめ、より再現性の高い校正実験を行う必要がある。

そこで、各校正実験の  $C_1$  の値から一次関数の近似直線を求める。この近似直線を真の経年劣化を表しているとし、近似直線と各校正実験の  $C_1$  との差は、測定誤差とする。この仮定のもと、本研究ではその近似直線をフォトメーターの観測データ校正に用いる。その一例として、本研究でモデル関数の傾向を主に表す Ch1 についての校正式の係数の補正を表した図を示す (図 B.4)。

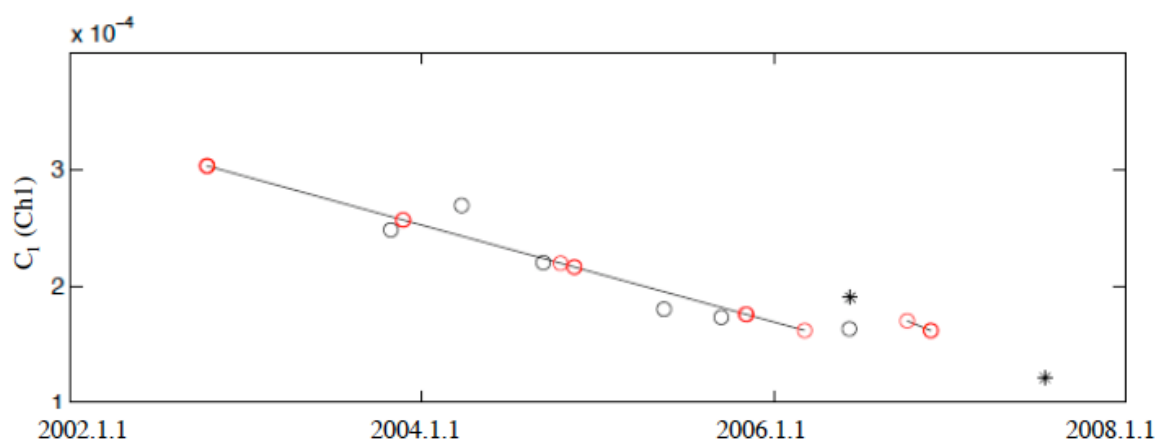


図 B.4：校正式係数  $C_1$  の経年劣化を仮定するための近似直線と、近似直線を用いて求めた解析日ごとの  $C_1$ 。横軸は日を示し、縦軸は校正式係数  $C_1$  を示す。白抜き丸とアスタリスクは図 B.3 と同じ意味を持ち、実線は校正実験から導出した  $C_1$  から求めた近似直線、赤丸は近似直線から求めた解析日の  $C_1$  である。本研究では、この近似直線から求めた校正式を用いて、フォトメーターデータとして解析に用いた。

## Appendix C：解析データ取得日におけるモデル推定値の観測値との整合性

ここでは、第4章で紹介したような $\Sigma_P$ のモデル推定値とEISCAT観測値との対応を示した散布図と、 $\Sigma_P$ のモデル推定値とEISCAT観測値の時間的対応を示した時系列プロットを、解析した全14日について表す。

### ■ $\Sigma_P$ (モデル推定値)と $\Sigma_P$ (EISCAT観測値)との対応を示した散布図

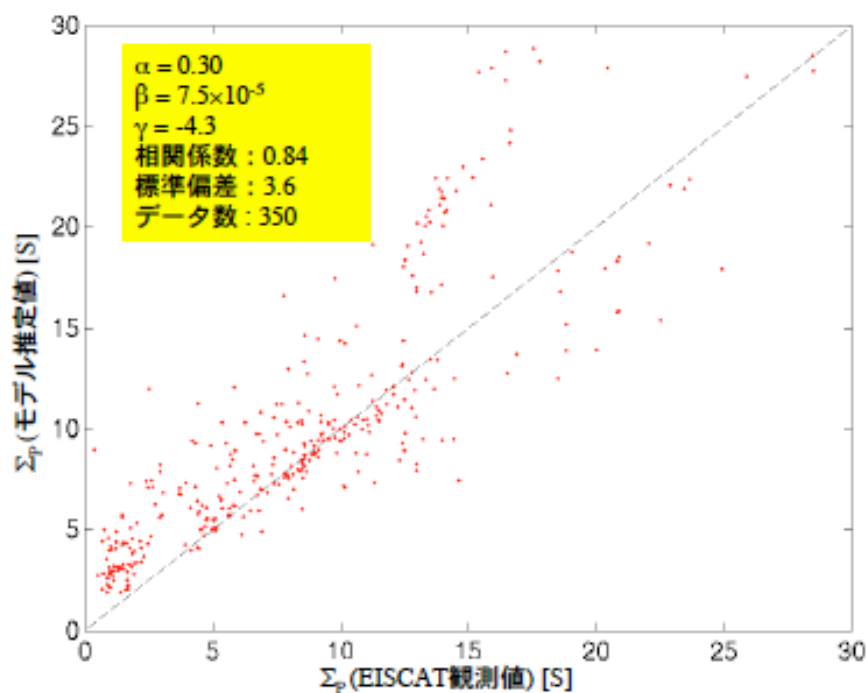


図 C.1：  $\Sigma_P$ のモデル推定値とEISCAT観測値との対応を示した散布図。図中の黒の破線は理想直線である。図の左上に $\Sigma_P$ の推定に用いたモデル関数の係数、モデル値と観測値との相関係数、理想直線に対するデータの標準偏差、データ数を順に示す。データは2002年10月10日のもの。

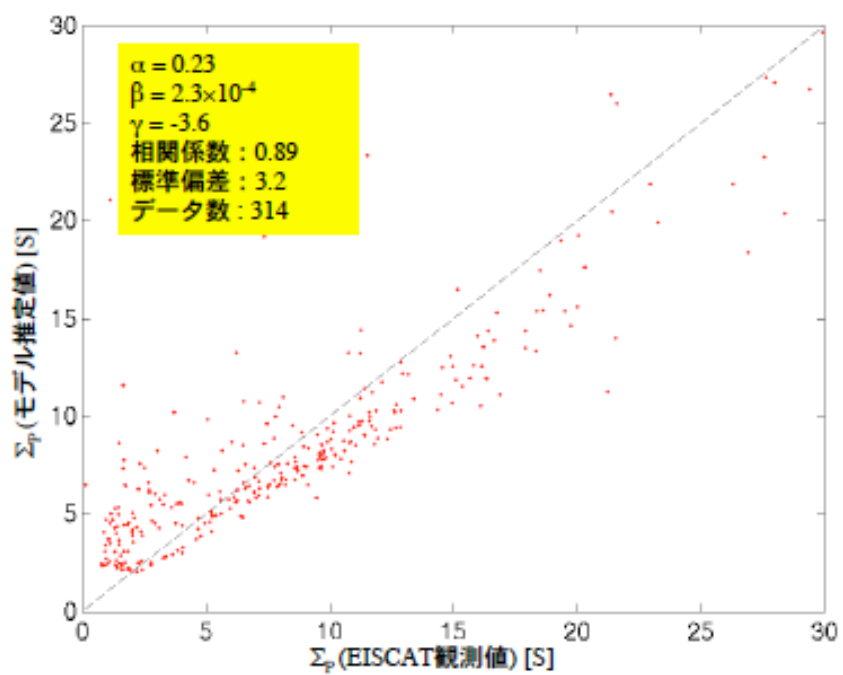


図 C.2: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2002 年 10 月 11 日のもの。

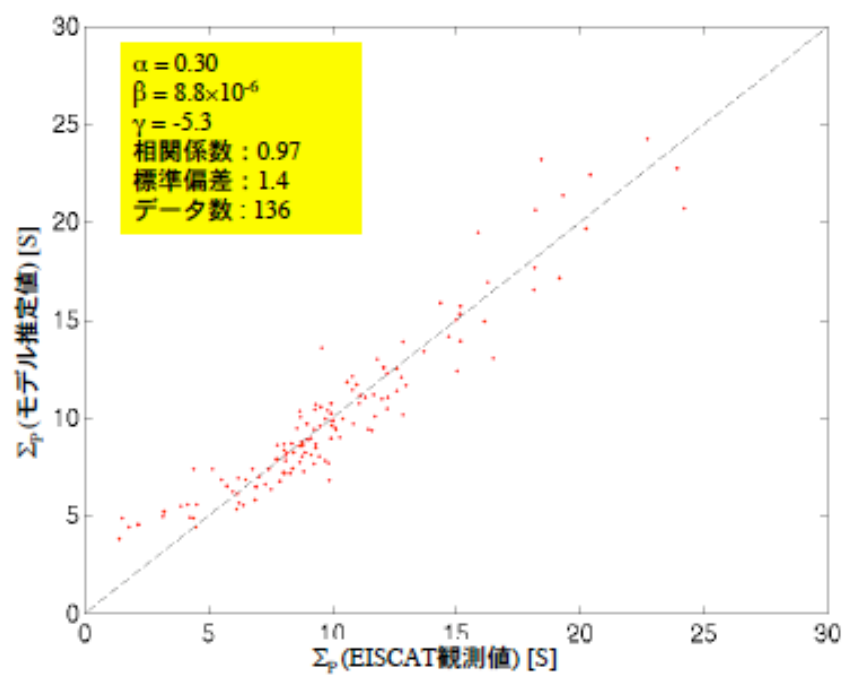


図 C.3: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2002 年 10 月 12 日のもの。

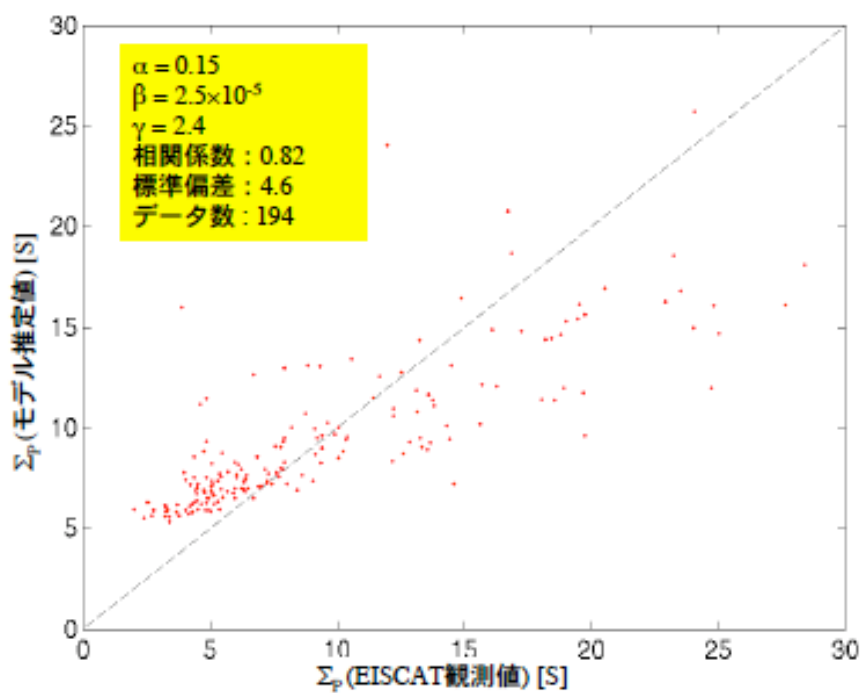


図 C.4: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2003 年 11 月 22 日のもの。

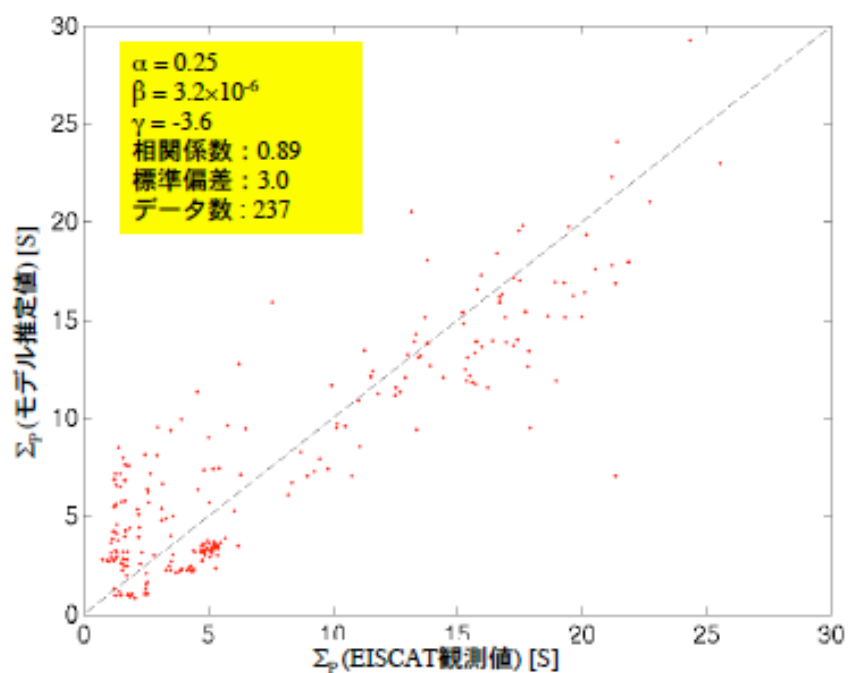


図 C.5: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2003 年 11 月 23 日のもの。

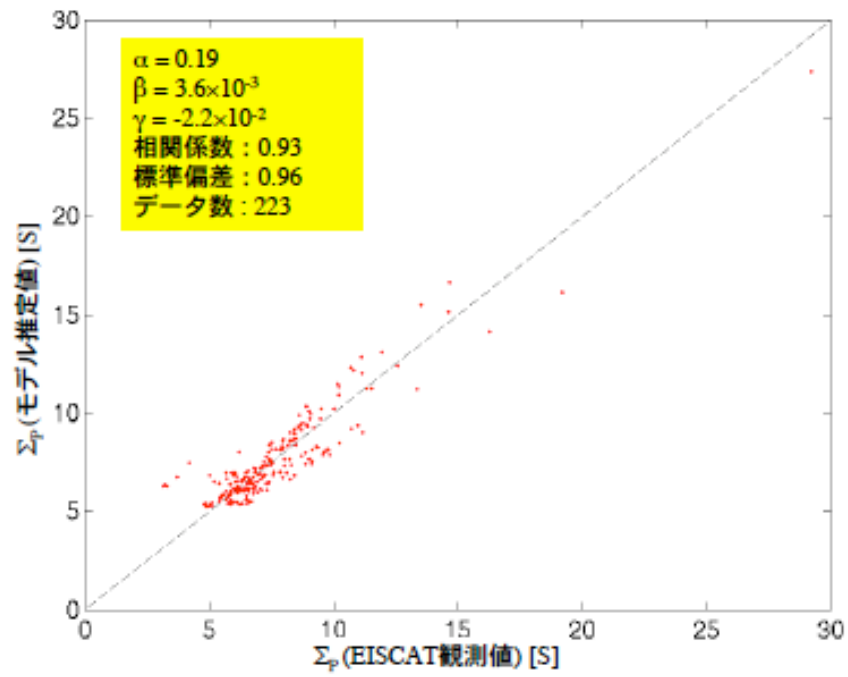


図 C.6: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2004 年 10 月 15 日のもの。

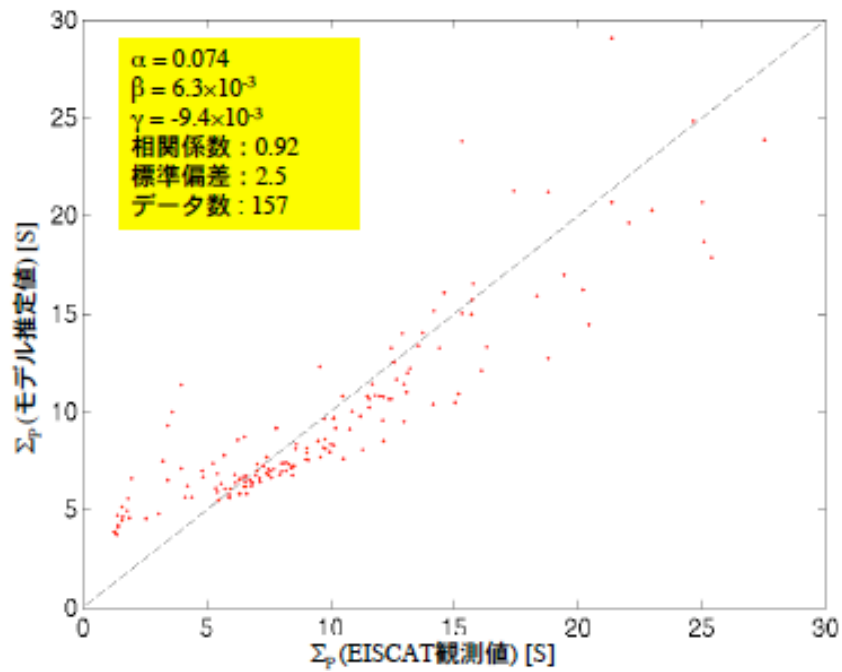


図 C.7: 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2004 年 11 月 12 日のもの。

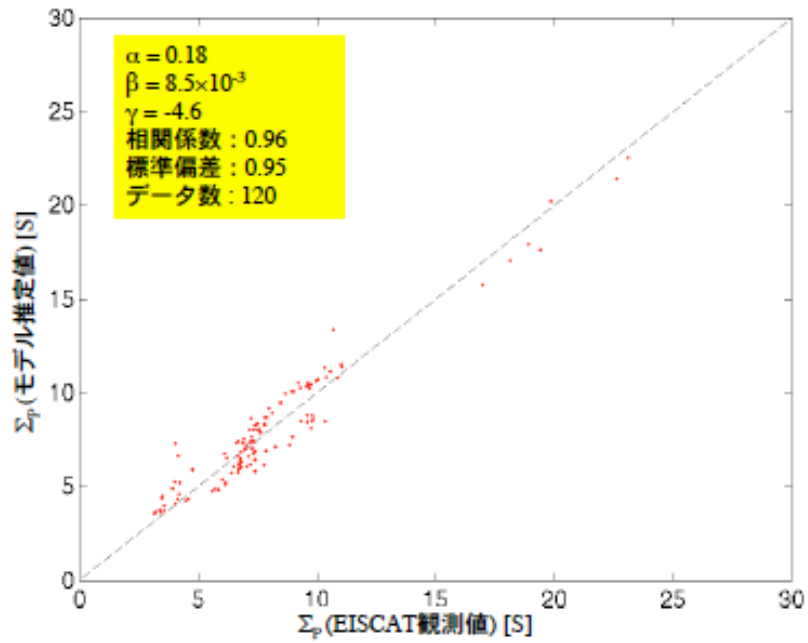


図 C.8：図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2004 年 11 月 13 日のもの。

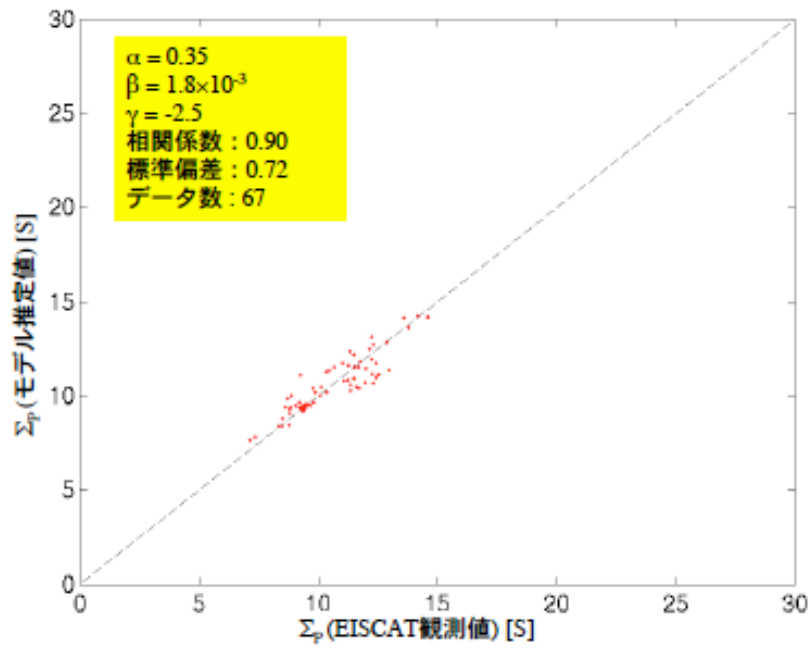


図 C.9：図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2005 年 11 月 3 日のもの。



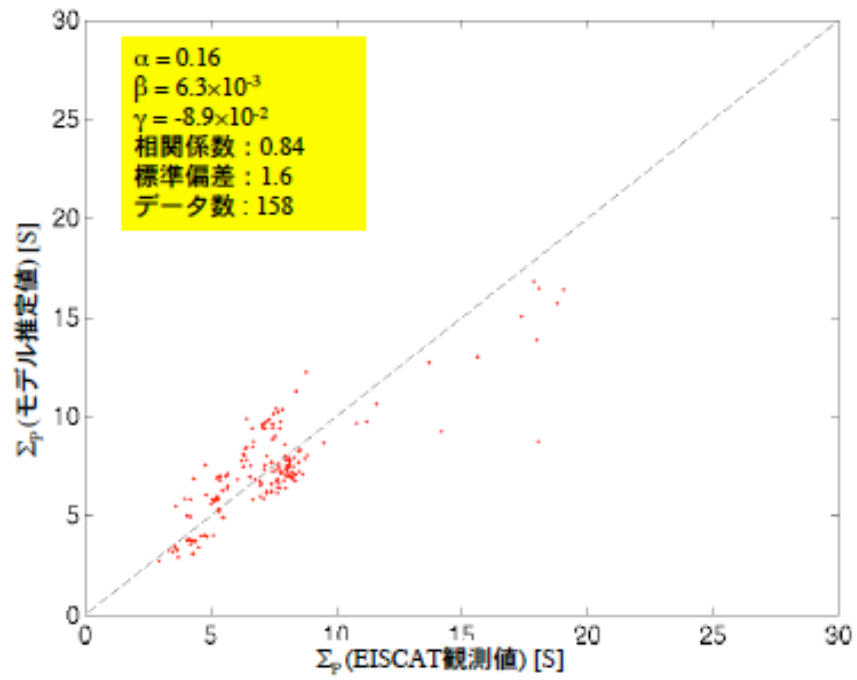


図 C.10：図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2005 年 11 月 6 日のもの。

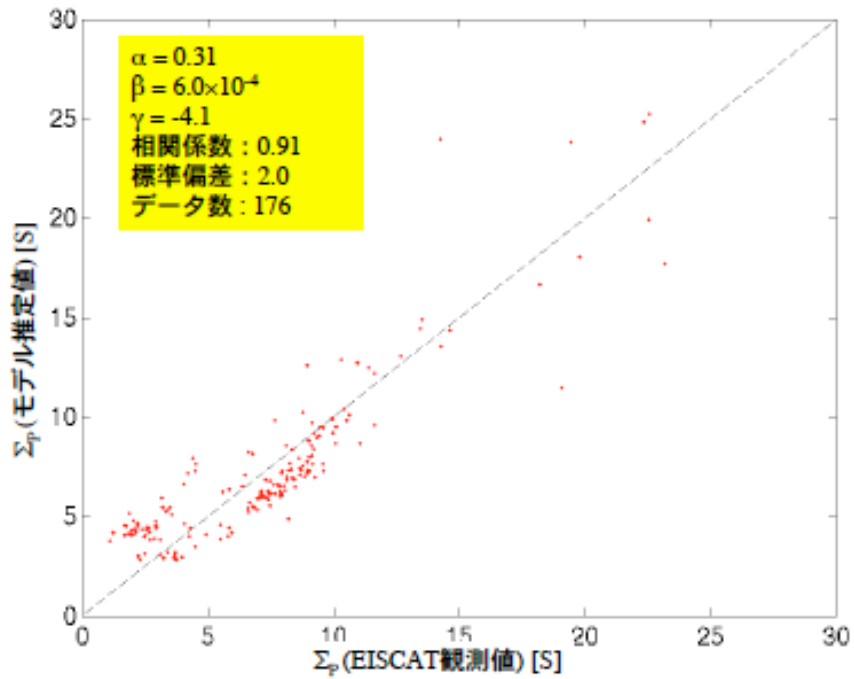


図 C.11：図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2006 年 3 月 6 日のもの。

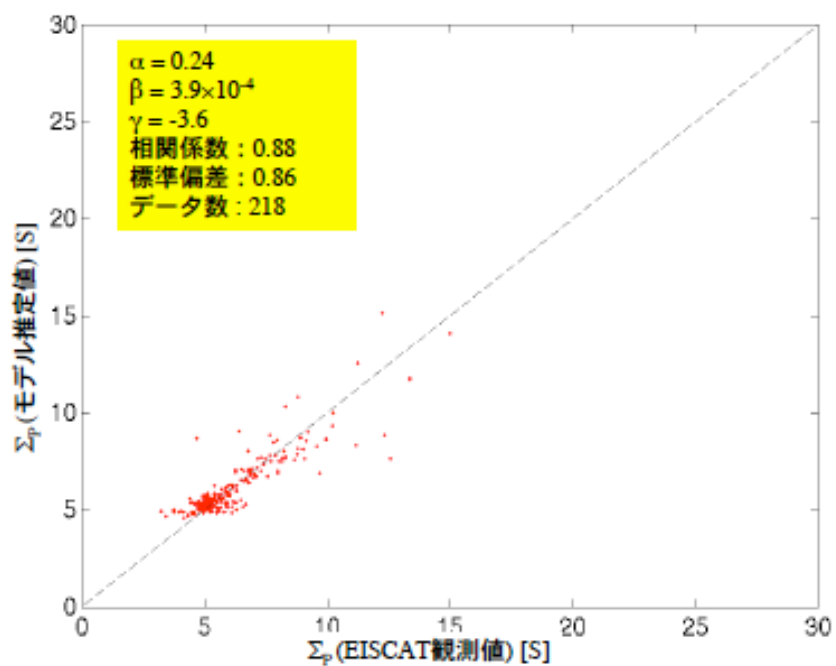


図 C.12： 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2006 年 10 月 5 日のもの。

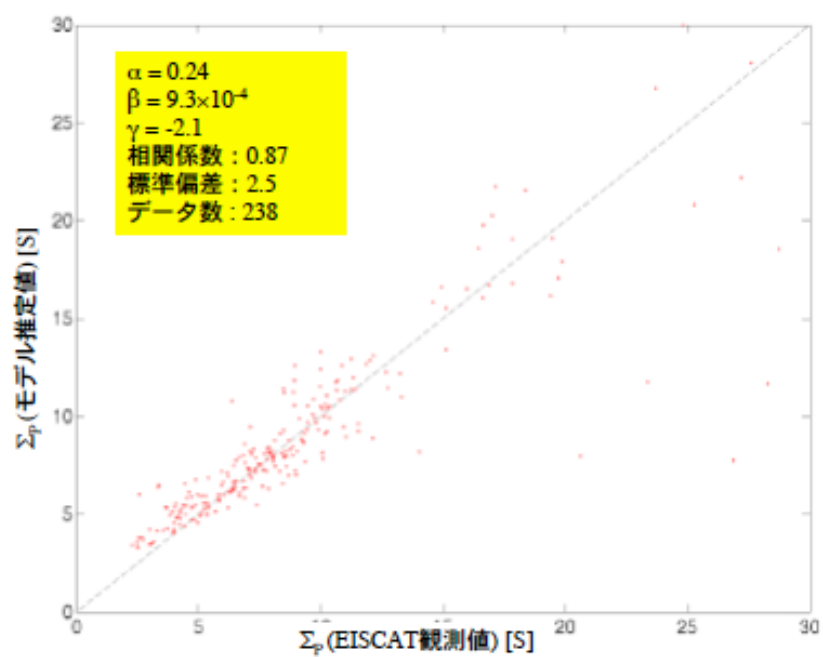


図 C.13： 図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2006 年 11 月 23 日のもの。

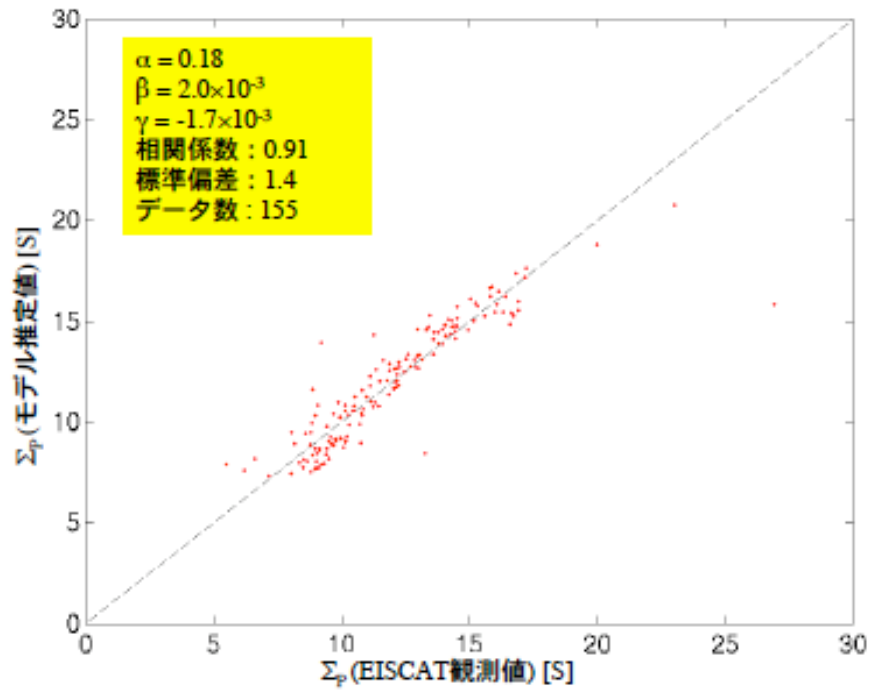


図 C.14：図 C.1 と同じ形式の散布図。データは 2006 年 11 月 24 日のもの。

■  $\Sigma_p$ (モデル推定値)と  $\Sigma_p$ (EISCAT 観測値)との対応を示した時系列プロット

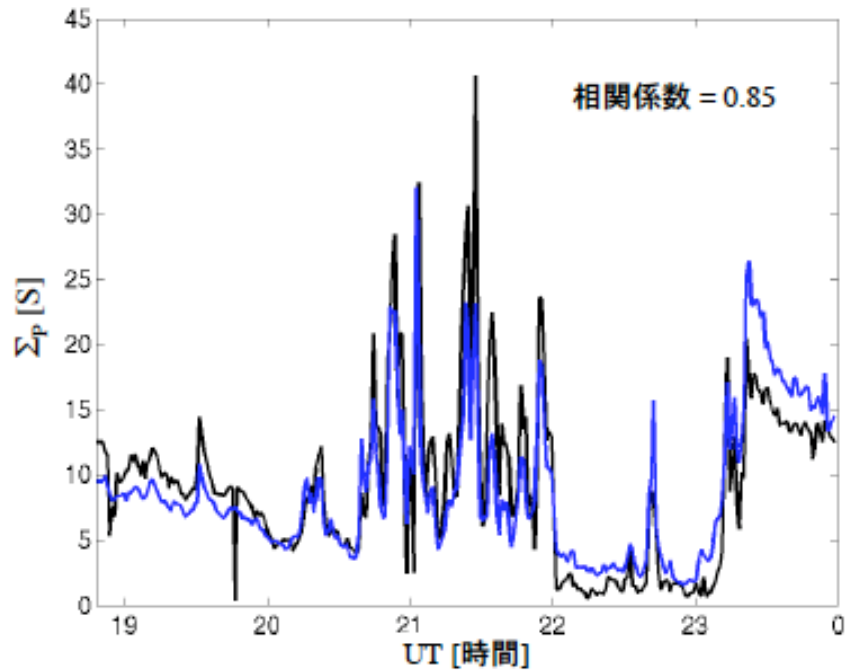


図 C.15: EISCATレーダーデータ(黒線)とフォトメータデータ(青線)から推定されたペダーソン電気伝導度高度積分値の時間変動。データは2002年10月10日のもの。

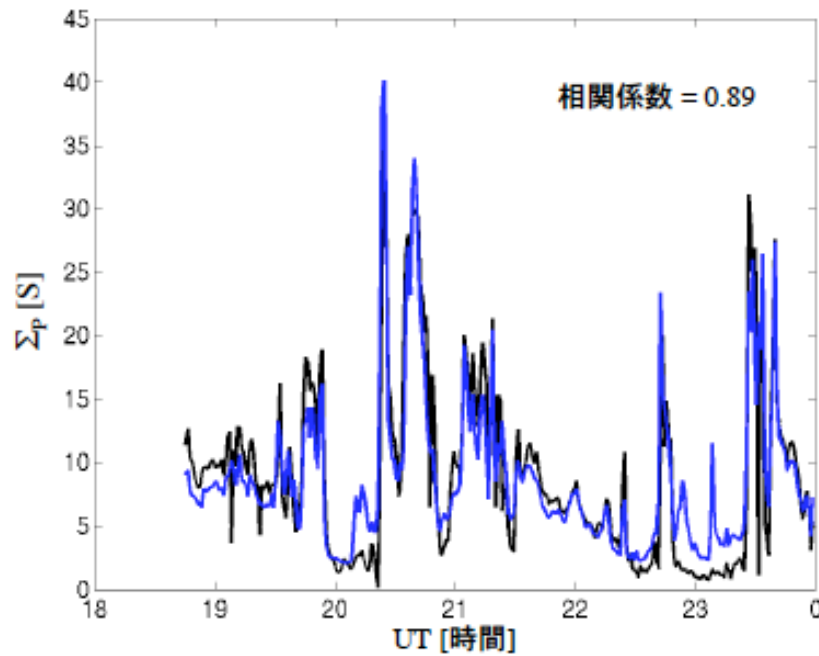


図 C.16: 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは2002年10月11日のもの。

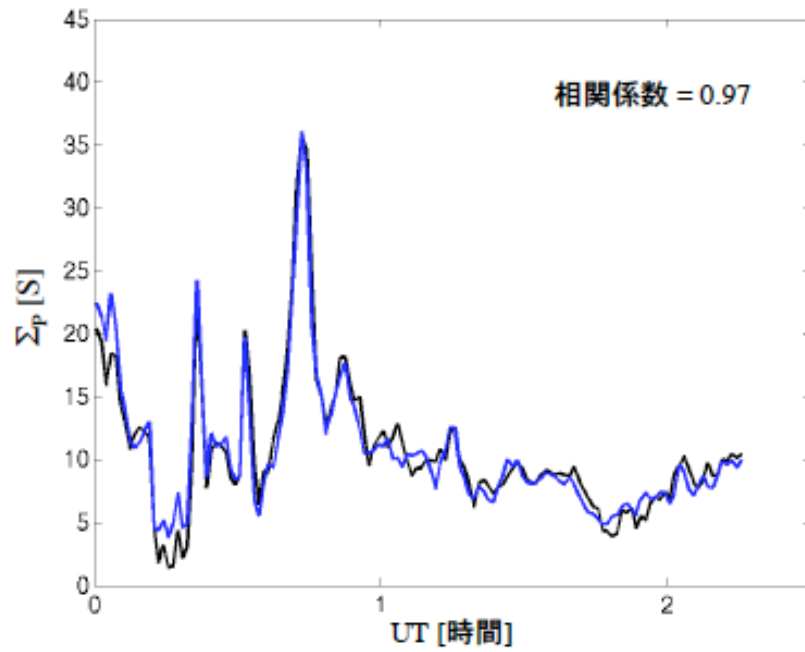


図 C.17： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2002 年 10 月 12 日のもの。

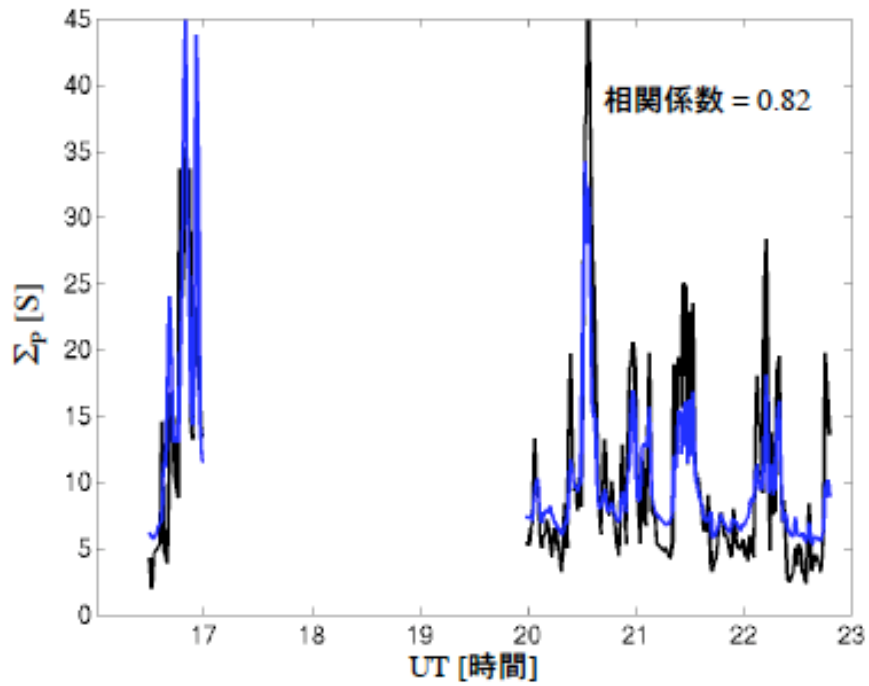


図 C.18： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2003 年 11 月 22 日のもの。

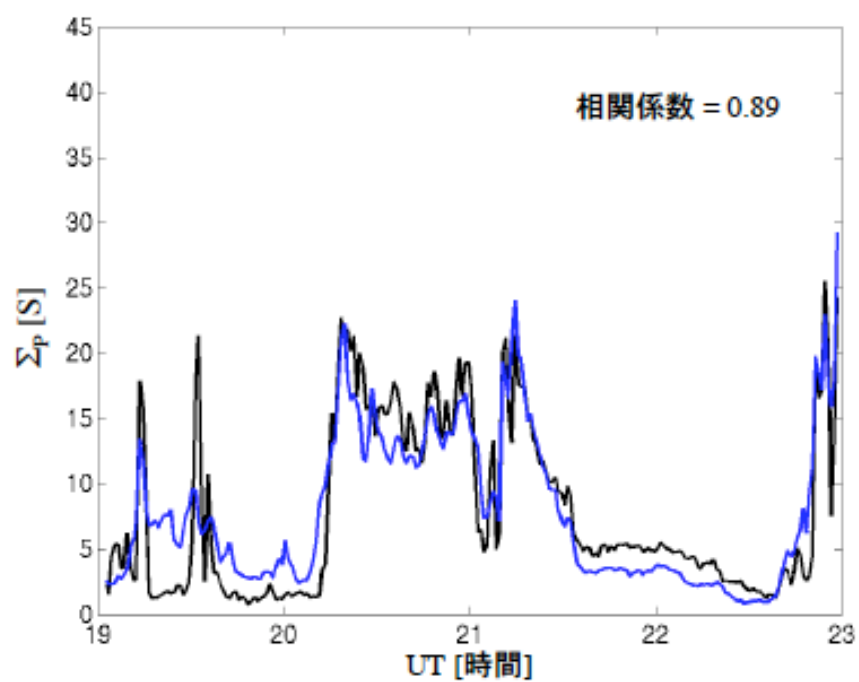


図 C.19： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2003 年 11 月 23 日のもの。

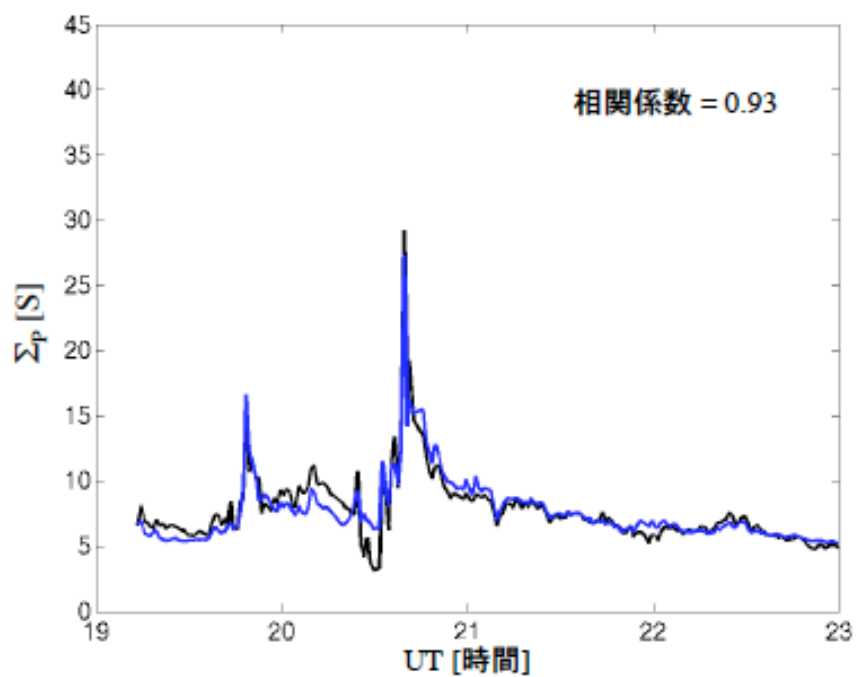


図 C.20： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2004 年 10 月 15 日のもの。

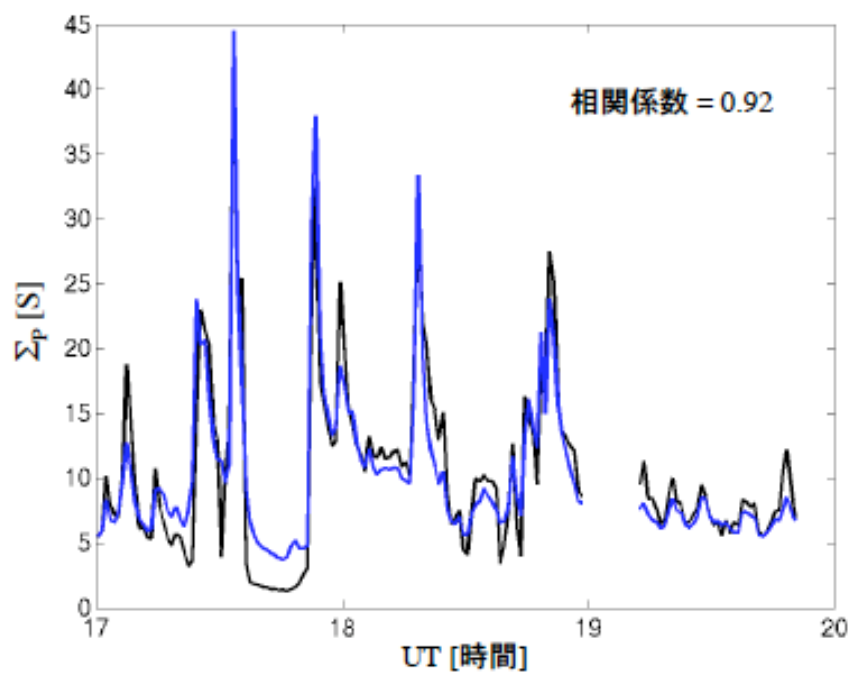


図 C.21： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2004 年 11 月 12 日のもの。

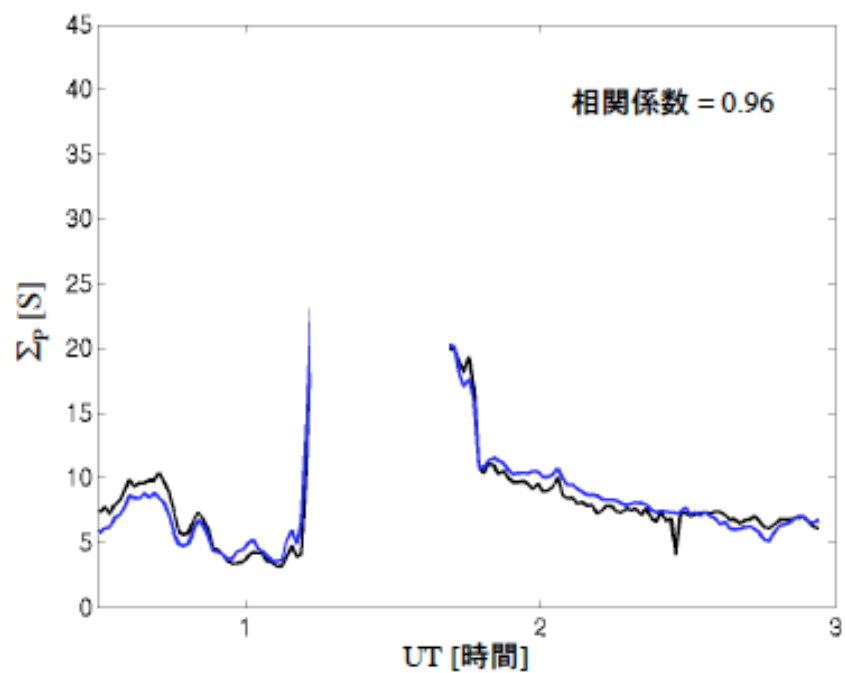


図 C.22： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2004 年 11 月 13 日のもの。

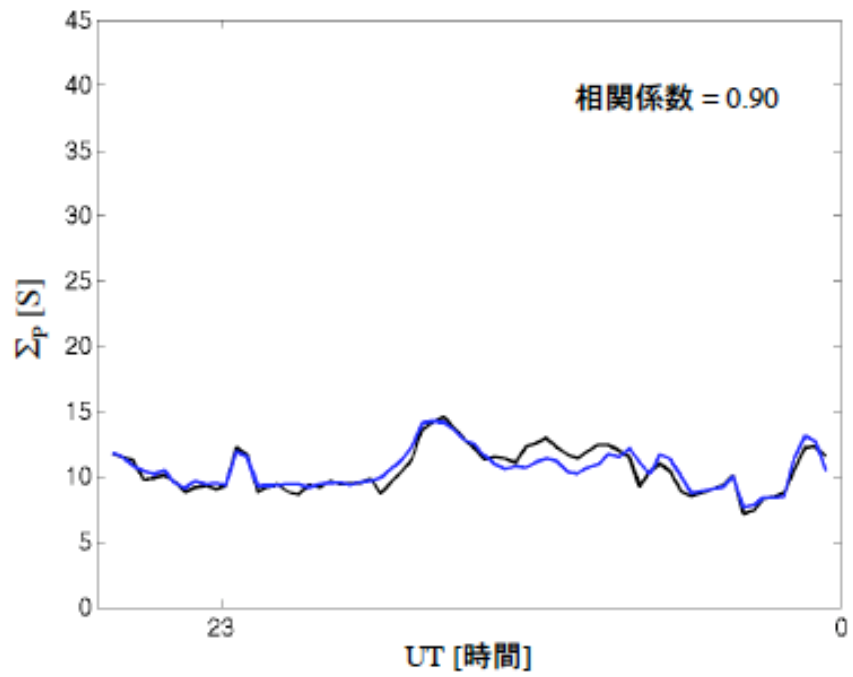


図 C.23： 図 C.15 と同じ形式の時系列プロット。データは 2005 年 11 月 3 日のもの。

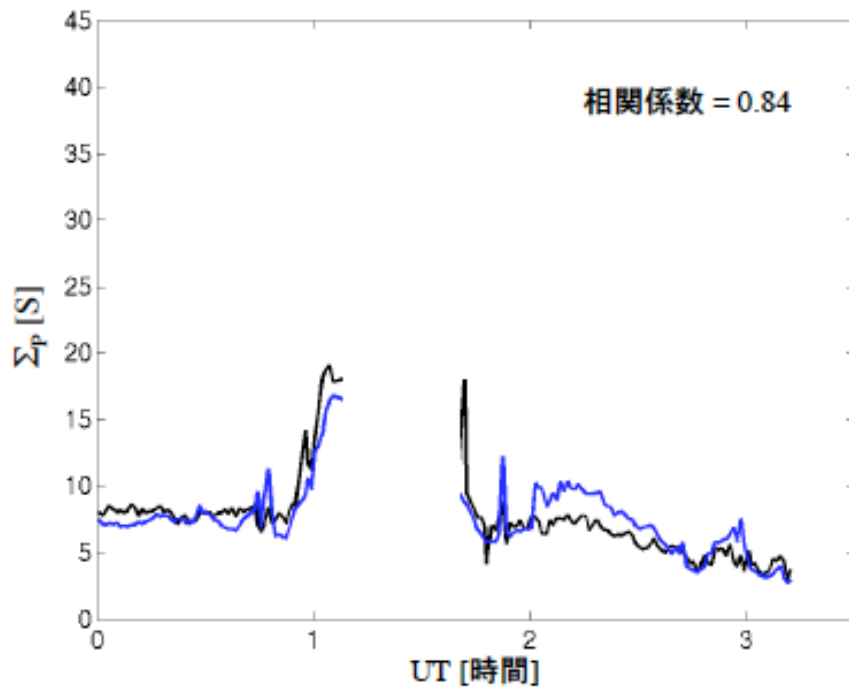


図 C.24： 図 C.15 と同じ形式の時系列プロット。データは 2005 年 11 月 6 日のもの。



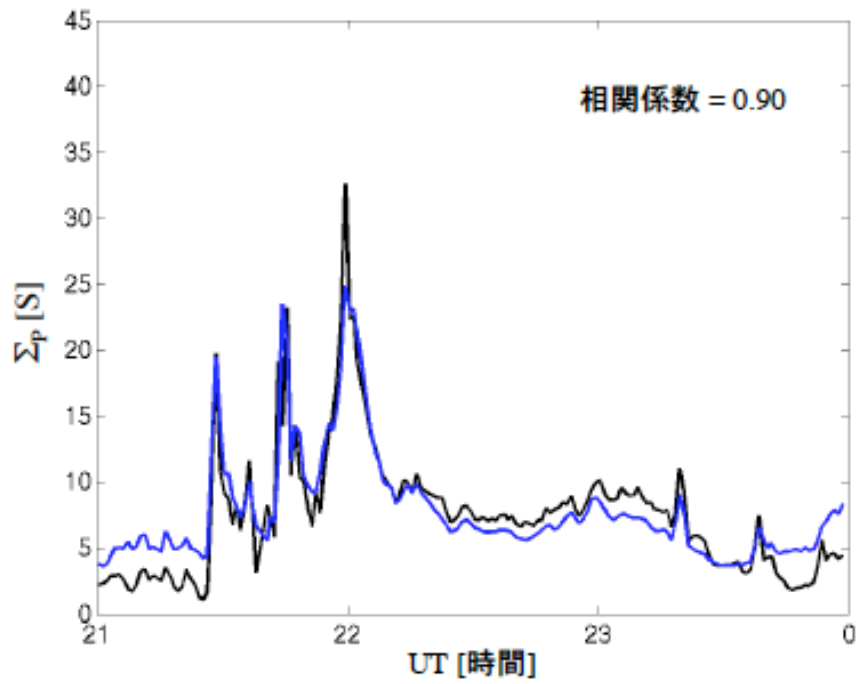


図 C.25： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは2006年3月6日のもの。

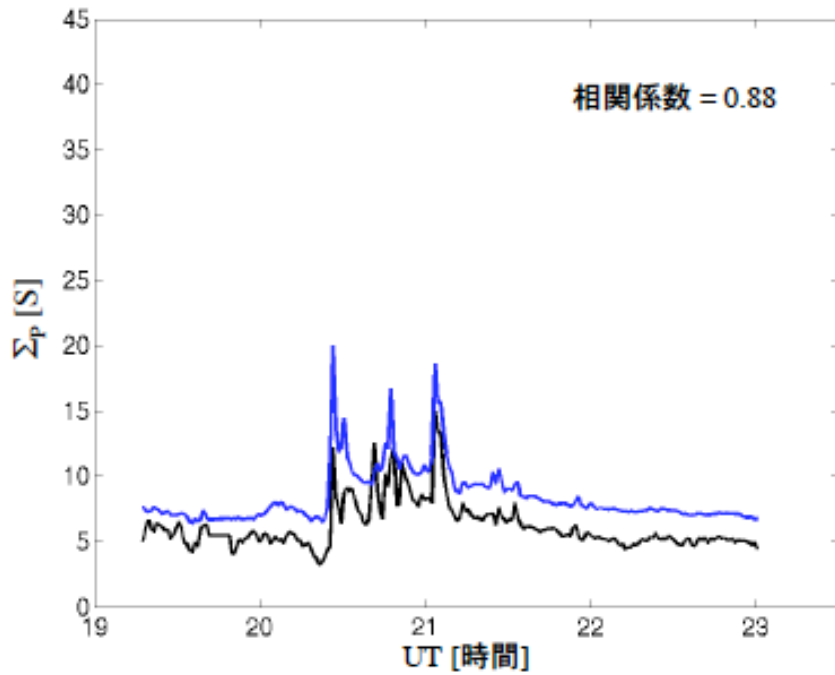


図 C.26： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは2006年10月5日のもの。

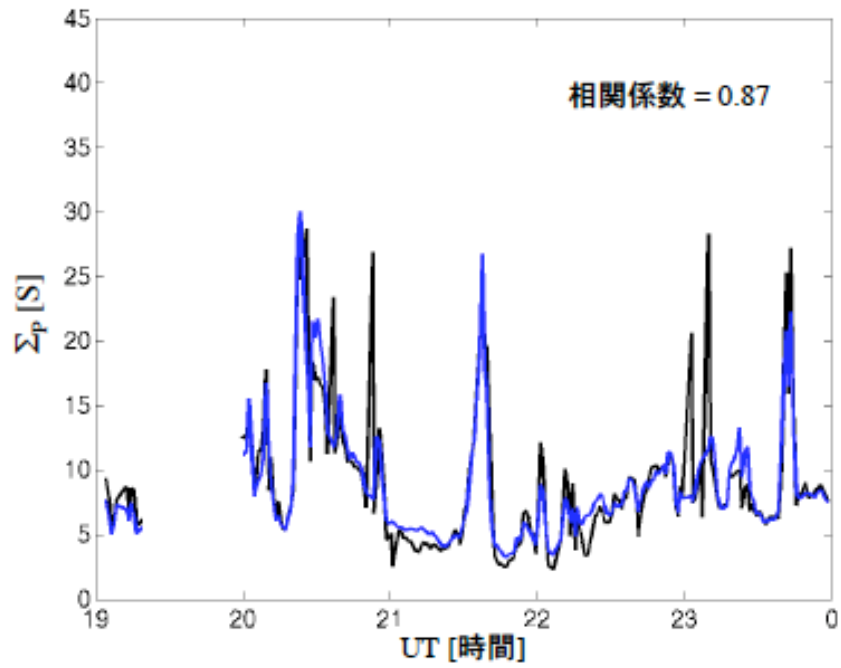


図 C.27： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2006 年 11 月 23 日のもの。

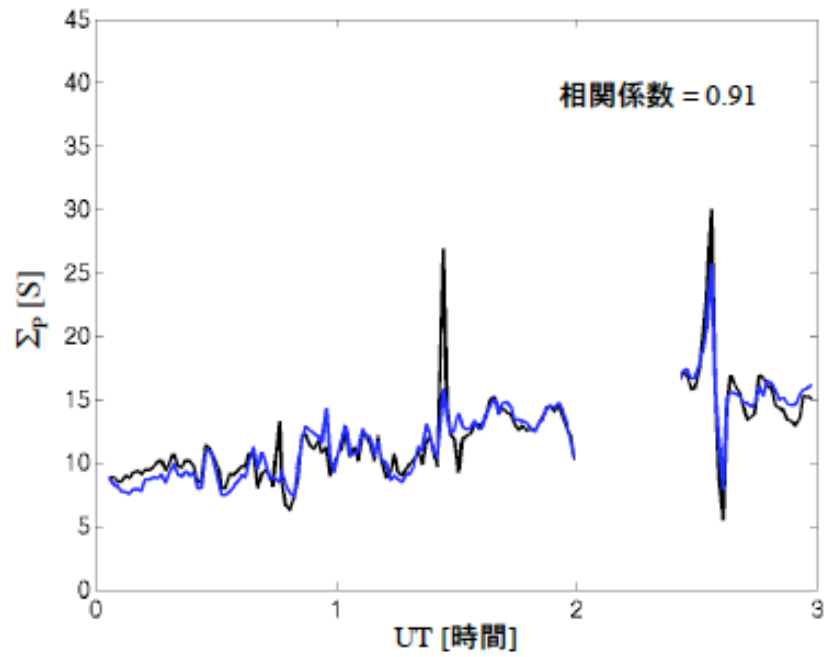


図 C.28： 図 C.15と同じ形式の時系列プロット。データは 2006 年 11 月 24 日のもの。

## 参考文献

- 福西浩、國分征、松浦延夫、南極の科学2 オーロラと超高層大気、国立極地研究所編、古今書院、1983
- ブレッケ、A、奥澤隆志、田口聡、超高層大気物理学、愛知出版、2003
- Baumjohann, W., Rudold A. Treumann. BASIC SPACE PLASMA PHYSICS, *Imperial College Press*, 1997.
- Brekke, A., C. Hall, Auroral ionospheric quiet summer time conductances, *Ann. Geophysicae*, 6, 361-376, 1988.
- Galand, M., A. D. Richmond, Ionospheric electrical conductances produced by auroral proton precipitation, *J. Geophys. Res.*, 106, 117-125, 2001.
- Hargreaves, The solar-terrestrial environment, *Cambridge University Press*, 1992.
- Holmes, J. M., M. Conde, C. Deehr, D. Lummerzheim, Morphology of evening sector aurorae in  $\lambda 557.7$ -nm Doppler temperatures, *Geophysical Research Letters*, 32, L02103, doi:10.1029/2004GL021553, 2005.
- Ivchenko, N., M. H. Ree, B. S. Launchester, D. Lummerzheim, M. Galand, K. Throp, I. Furniss, Observation of O<sup>+</sup> (4P-4D0) lines in electron aurora over Svalbard, *Ann. Geophysicae*, 22, 2805-2817, 2004.
- Kosch, M. J., T. Hagfors, K. Schlegal, Extrapolating EISCAT Pedersen conductances to other parts of the sky using ground-based TV auroral images, *Ann. Geophysicae*, 16, 583-588, 1998.
- Makela, J. J., M. C. Kelly, Using the 630.0-nm nightglow emission as a surrogate for the ionospheric Pedersen conductivity, *J. Geophys. Res.* 108, 1253, doi: 1029/2003/JA009894, 2003.
- Mende, S. B., R. H. Eather, M. H. Rees, R. R. Vondrak, R. M. Robinson, Optical mapping of ionospheric conductance, *J. Geophys. Res.*, 89, 1755-1763, 1984.

- Moen, J., A. Brekke, On the importance of ion composition to conductivities in the auroral ionosphere, *J. Geophys. Res.*, *95*, 10687-10693, 1990.
- Nigrén, T., *INTRODUCTION TO INCOHERENT SCATTER MEASUREMENTS*, Vol. No.1 of *INVERS PUBLICATIONS*. Invers Oy, 1996.
- Ono, T., T. Hirasawa, An apparent lifetime of auroral 630.0 nm (OI) emissions, *J. Geomag. Geoelect.*, *44*, 91-108, 1992.
- Rasmussen, C. E., R. W. Schunk, V. B. Wickwar, A Photochemical equilibrium model for ionospheric conductivity, *J. Geophys. Res.*, *93*, 9831-9840, 1988.
- Rees, M. H., D. Luckey, Auroral electron energy derived from ratio of spectroscopic emissions 1. Model computation, *J. Geophys. Res.*, *79*, 5181-5186, 1974.
- Robinson, R. M., R. R. Vondrak, K. Miller, T. Dabbs, D. Hardy, On calculating ionospheric conductances from the flux and energy of precipitating electrons, *J. Geophys. Res.*, *92*, 2565-2569, 1987.
- Semeter, J., D. Lummerzheim, G. Haerendel, Simultaneous Multispectral imaging of the discrete aurora, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *63*, 1981-1992, 2001.
- Semeter, J., D. Richard., On the proper interpretation of ionospheric conductance estimated through satellite photometry, *J. Geophys. Res.*, *107*, 1200, 10.1029/2001JA009101, 2002.
- Semeter, J., F. Kamalabadi., Determination of primary electron spectra from incoherent scatter radar measurements of the auroral E region, *Radio Science*, RS2006, doi:10.1029/2004RS003042, 2005.
- Viereck, R. A., L. C. Puga, The NOAA Mg II core-to-wing solar index : Construction of a 20-year time series of chromospheric variability from multiple satellites, *J. Geophys. Res.*, *104*, 9995-10,005, 1999.
- Viereck, R. A., L. C. Puga., D. McMullin, D. Judge, M. Weber and W. Tobiska, The Mg II index : a proxy for solar EUV, *Geophys. Tes. Lett.* *28*, 1343-1346, 2001.