

修 士 論 文 の 和 文 要 旨

研究科・専攻	大学院 情報理工学研究科			情報・通信工学 専攻 博士前期課程
氏 名	福田 淳	学籍番号	1331090	
論文題目	スポラディック E の HF ドップラ軌跡に重畳した 周期変動発生機構に関する研究			
要 旨	<p>HFD 観測において、高度 100 km 付近に現れるスポラディック E 層 (Es) の中でも、細長い構造を持った Es (波面状 Es)からの反射波ドップラは右肩下がりの直線を描く。実際の HFD データを詳細に見ると、直線的なドップラ軌跡に周期変動が重畳していることが分かってきた。しかし、従来の解析ではその詳細、特徴および、その原因が明確となっていなかった。本研究では、多重波面構造を持つ Es 反射点はその移動方向に沿って移動すると考え、周期変動を統合解析し、周期の一致、移動速度および方向を調べ、その伝搬モデルから周期変動の発生機構解明が目的である。</p> <p>周期変動の重畳は以下の 2 種類に分類できる。</p> <p>第 1 は波面状 Es が短時間間隔で連続で発生する場合、重畳している周期変動の山を追いかけることにより、ドップラ変動等位相面が右肩上がりの変化 (①) が現れる。</p> <p>第 2 は、波面状 Es が連続発生かつ各波面状 Es がフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している場合で、各波面状 Es のドップラ変動がお互いに重なりあってしまう、ドップラ等位相面が見えないが、電界強度の明暗が重なりあうため、強度変動等位相面が右肩上がりの変化 (②) が現れる。</p> <p>これらを解析する際、波面状 Es の HFD 時間変化には Cornelius and Essex の反射点移動モデルが適用可能と分かっているため、①のイベントとして 2012 年 8 月 16 日の観測データより、直線ドップラ軌跡の傾きを除き、周期的変動のみを抽出した。この周期的変動を解析した結果、北西方向へ水平移動速度 54 m/s で伝搬している大気音波であることが分かった。この大気音波は熱圏下部高度で反射しながら伝搬していく、すなわち導波管の中を伝搬するようなモデルにより、波面状 Es の水平速度に速度変調を掛け、ドップラ軌跡に正弦波的な変動を重畳させていることが分かった。また、②のイベントとして 2014 年 7 月 11 日の観測データより、鉛直成分速度 133 m/s、仰角 43°、周期 640 s で伝搬している大気重力波から発生した右肩上がりの変化を通して理想ドップラ軌跡を引き、その軌跡上の電界強度を解析した。この解析結果から大気重力波が Es 高度を突き抜けるときに発生する等電子密度面の振動モデルにより、focusing の現象によって電界強度が上がり、右肩上がりのドップラ軌跡が現れることが分かった。</p> <p>以上により、Es に重畳した周期変動は、①が大気音波の導波管伝搬モデルによって、また、②が上方伝搬している大気重力波によって発生した等電子密度面の振動モデルによって説明できることを明らかにした。</p>			

平成 26 年度 電気通信大学修士論文

スポラディック E の
HF ドップラ軌跡に重畳した
周期変動発生機構に関する研究

学籍番号 1331090

氏名 福田 淳

情報・通信工学専攻

電子情報システムコース

指導教員 富澤 一郎 准教授

副指導教員 安藤 芳晃 准教授

提出日 平成 27 年 3 月 6 日

概要

HFD 観測において、高度 100 km 付近に現れるスポンディック E 層 (Es) の中でも、細長い構造を持った Es (波面状 Es)からの反射波ドップラは右肩下がりの直線を描く。実際のドップラデータを詳細に見ると、直線的なドップラ軌跡に周期変動が重畳していることが分かってきた。しかし、従来の解析ではその詳細、特徴および、その原因が明確となっていなかった。本研究では、多重波面構造を持つ Es 反射点はその移動方向に沿って移動すると考え、周期変動を統合解析し、周期の一致、移動速度および方向を調べ、その伝搬モデルから周期変動の発生機構解明が目的である。

周期変動の重畳は以下の 2 種類に分類できる。

第 1 は波面状 Es が短時間間隔で連続で発生する場合、重畳している周期変動の山を追いかけることにより、ドップラ変動等位相面が右肩上がりの変化 (①) が現れる。

第 2 は、波面状 Es が連続発生かつ各波面状 Es がフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している場合で、各波面状 Es のドップラ変動がお互いに重なりあってしまい、ドップラ等位相面が見えないが、電界強度の明暗が重なりあうため、強度変動等位相面が右肩上がりの変化 (②) が現れる。

これらを解析する際、波面状 Es の HFD 時間変化には Cornelius and Essex の反射点移動モデルが適用可能と分かっているため、①のイベントとして 2012 年 8 月 16 日の観測データより、直線ドップラ軌跡の傾きを除き、周期的変動のみを抽出した。この周期的変動を解析した結果、北西方向へ水平移動速度 54 m/s で伝搬している大気音波であることが分かった。この大気音波は熱圏下部高度で反射しながら伝搬していく、すなわち導波管の中を伝搬するようなモデルにより、波面状 Es の水平速度に速度変調を掛け、ドップラ軌跡に正弦波的な変動を重畳させていることが分かった。また、②のイベントとして 2014 年 7 月 11 日の観測データより、鉛直成分速度 133 m/s、仰角 43 °、周期 640 s で伝搬している大気重力波から発生した右肩上がりの変化を通るように理想ドップラ軌跡を引き、その軌跡上の電界強度を解析した。この解析結果から大気重力波が Es 高度を突き抜けるときに発生する等電子密度面の振動モデルにより、focusing の現象によって電界強度が上がり、右肩上がりのドップラ軌跡が現れることが分かった。

以上により、Es に重畳した周期変動は、①が大気音波の導波管伝搬モデルにより、また、②が伝搬していく大気音波と上方伝搬している大気重力波によって発生した等電子密度面の振動モデルによって説明可能であることを明らかにした。

目次

第1章 序論.....	1
1.1 研究の背景.....	1
1.2 過去研究によるスホラディック E (Es) の特性.....	1
1.2.1 様々なモデルによるスホラディック E(Es)層構造の生成.....	1
1.2.2 スホラディック E(Es)層構造の分類.....	4
1.2.3 波面状 Es の移動特性.....	5
1.2.4 HF ドップラ軌跡に重畳した周期変動の分類.....	7
1.3 大気波動の分散関係.....	9
1.4 本研究の目的.....	13
第2章 短波帯ドップラシフト観測(HFD)による Es の観測.....	14
2.1 HFD 観測の原理.....	14
2.2 Es 構造とドップラシフトの関係.....	15
2.3 HFD 観測施設.....	18
第3章 Es のドップラ軌跡に重畳した周期ドップラ変動の統合解析.....	22
3.1 2012 年 8 月 16 日 20:40~22:40 JST 周期ドップラ変動現象.....	22
3.2 周期ドップラ変動の抽出方法.....	23
3.2.1 最大エントロピー法 (MEM) によるスペクトル解析.....	23
3.2.2 波面状 Es のドップラ軌跡抽出方法.....	25
3.2.3 Cornelius and Essex の反射点移動モデルによるトレンドの除去.....	26
3.3 周期ドップラ変動のパラメータ導出.....	28
3.3.1 電離層ドリフトによる周期変動の水平速度および伝搬方向導出方法.....	28
3.3.2 各観測地点の抽出波形を用いた周期スペクトル解析.....	31
3.4 大気音波発生について導波管伝搬モデルによる解釈.....	31
3.5 シミュレーションによるドップラシフトと観測データとの比較.....	33
3.6 周期ドップラ変動上の電界強度と理想ドップラ軌跡上の電界強度の比較.....	35
第4章 Es のドップラ軌跡に重畳した周期強度変動の統合解析.....	38
4.1 2014 年 7 月 11 日 11:30~13:00JST 周期強度変動現象.....	38
4.2 $\omega - k$ ダイアグラムによる周期強度変動のパラメータ導出.....	40
4.3 理想ドップラ軌跡上の電界強度解析.....	40
4.4 大気重力波発生について伝搬モデルによる解釈.....	42
第5章 結論.....	44
謝辞.....	47
参考文献.....	45
発表実績.....	47

第 1 章 序論

1.1 研究の背景

地球を取り巻く大気の上層部には中性大気の一部が電離してイオンと自由電子となっているプラズマが存在する。高度 60 km 以下では高密度の大気分子にほとんどの電子が付着して負イオンを作るため、実質的には電子は存在せず同密度の正イオンと負イオンが存在する。高度 60 km 以上では負イオンが急速に減少し、電子密度が上昇し始める。電子密度は高度と共に高くなり、300 km 付近で極大となる。そのときの電子密度は $10^{11} \sim 10^{12}$ 個/m³に達する。この高度 60~1000 km を電離圏といい、電子密度分布は高度によって分けられており、D 層から F 層と呼ばれている。それぞれの層の高度は D 層が 60~90 km、E 層は 90~130 km、F 層は 130~1000 km となっている。

D 層の主なイオンは窒素酸化物イオンであるが、中性大気との電子の衝突が激しいため、電子密度は E 層や F 層に比べて低く、夜間には消滅する。また、短波帯の電波を吸収して減衰させる働きがある。

E 層は、主に酸素や窒素の分子イオンと僅かな金属イオンで構成されている。この領域では中性大気風という、中性大気における昼夜の温度差から生じた大気循環が起こっている。この層の上部ではスプラディック E (Es) という電子密度が非常に高く、突発的に発生する層がある。

F 層では E 層のような規則的な日変化は見られず、複雑な様相を示す。通常、夏の昼間において F 層は 2 つの層に分かれ、下部を F1 層、上部を F2 層と呼ぶ。F1 層は昼間だけ存在し、夜間には F2 層と 1 つの層となる。また、冬季では昼夜通して 1 つの領域となる。F2 層は夜間においても存在し、昼間にはその高度、電子密度は大きく変化し、季節変化、太陽活動による影響も大きく受ける。

1.2 過去研究によるスプラディック E (Es) の特性

1.2.1 様々なモデルによるスプラディック E(Es)層構造の生成

Esは様々な要因により生成される。その生成仮定を図1.1に示す。

1つ目はウィンドシアと呼ばれるもので中性大気の上に西向きの風、下に東向きの風が吹くとき磁場との外積によって風向きの境界面にプラズマが集まることでEsが発生する(図1.2)。Es移動はウィンドシア領域に別の風が加わることで起こると考えられている[1]。

2つ目はK-H不安定と呼ばれる現象で、一定以上の速度差による中性風シアによって境界面が渦巻き状の流れを作り、そこに電子が巻き込まれて集まることでEsが発生する(図1.3)。K-H不安定自体はどの方向の風でも起こるが南北方向はプラズマ不安定が発生しやすいことからEs移動は南北に多く発生すると推定される。

3つ目は大気重力波によるもので、大気重力波の波と磁力線が沿ったところに勾配ドリフト不安定が発生することで自由電子が集まりEsが発生する(図1.4)。この場合波動的に南に多く発生すると考えられる[1]。

4つ目はE-F層結合不安定によるもので、磁力線によりF層で電子の不安定状態が起き、それがE層に伝わり、自由電子がたまることでEsが発生すると言われている。Es移動は南西と北東に移動すると言われている。このE-F層結合不安定[2]については1.2.3節でより詳細に説明する。

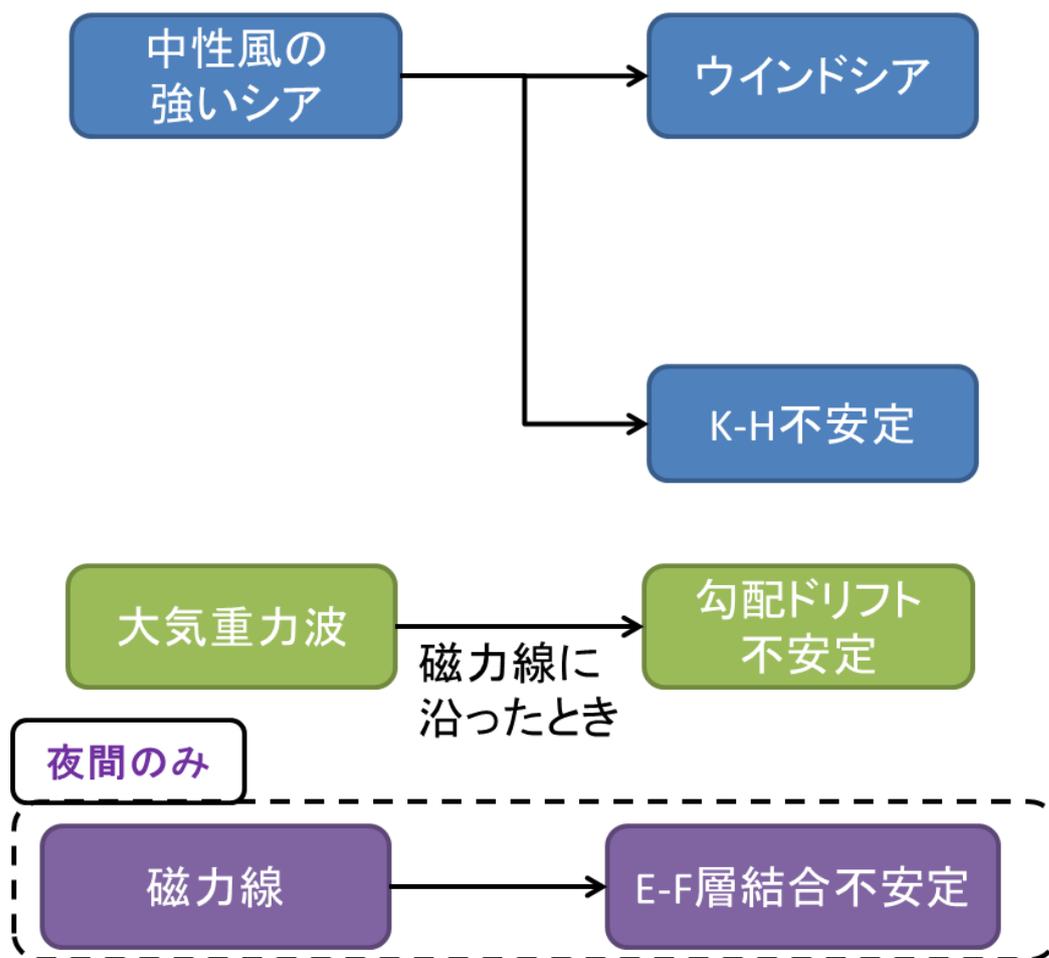


図1.1 Es構造の生成要因

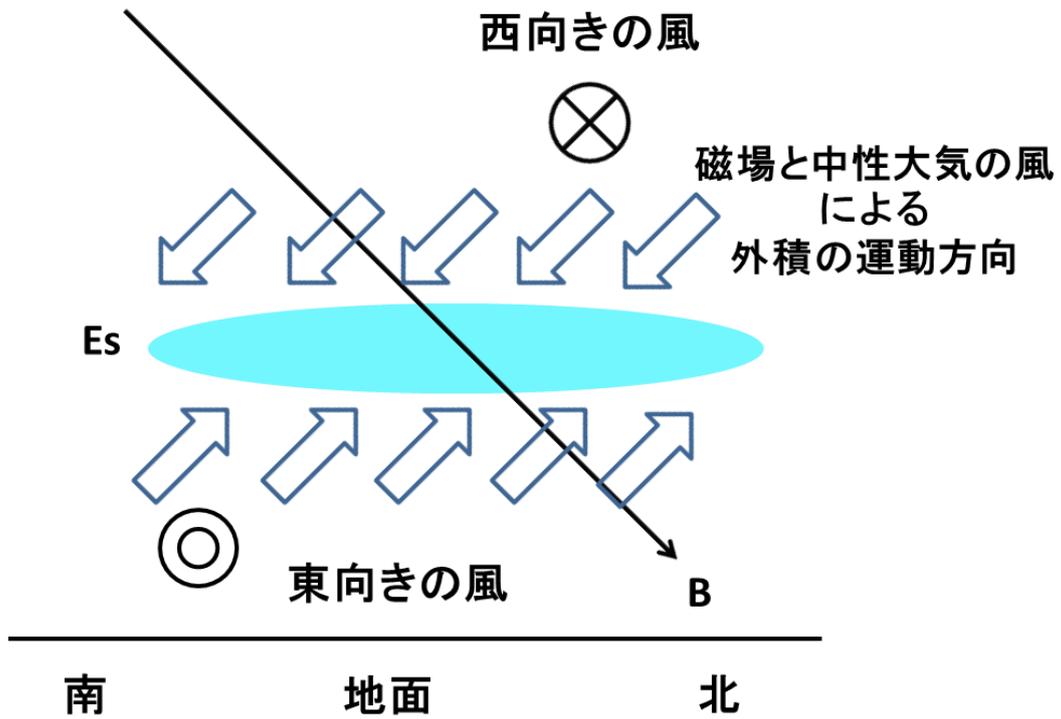


図1.2 ウィンドシアによるEsの生成モデル[2]

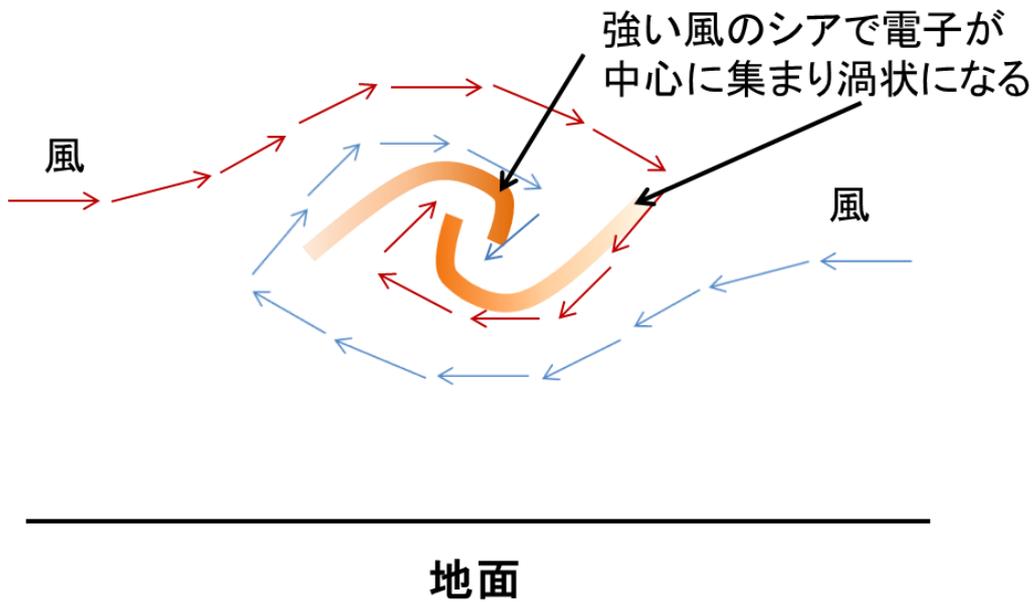


図1.3 K-H不安定によるEsの生成モデル[2]

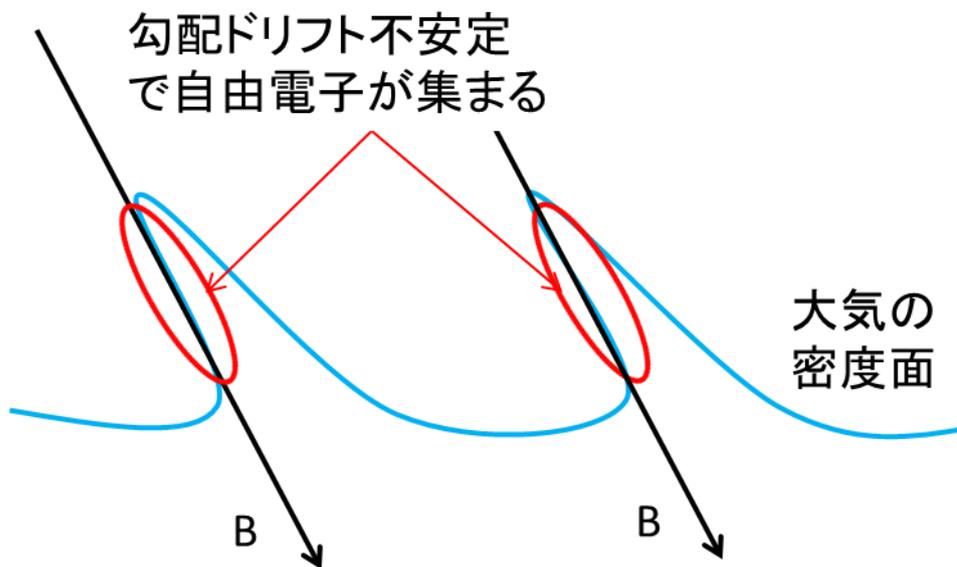


図1.4 大気重力波によるEsの生成モデル[2]

1.2.2 スポラディック E(Es)層構造の分類

高度 90~130 km で分類される E 層高度上部では様々な生成により、Es という電子密度が非常に高い層が突発的に発生する。Es は通常ならば反射しない 30 MHz といった高い周波数の電波をも反射する場合があります、通信障害を起こす要因となっている。この Es の構造は過去の研究から平板状 Es と波面状 Es の 2 種類に分類されることがわかっている。

平板状 Es は反射面がフレネルゾーンより大きく、形状は地面と水平な方向に広範囲に広がっている。短波帯ドップラシフト (HFD) 観測において平板状 Es の反射波ドップラは図 1.5 の様にドップラシフトを起こさないことがわかっている[4]。

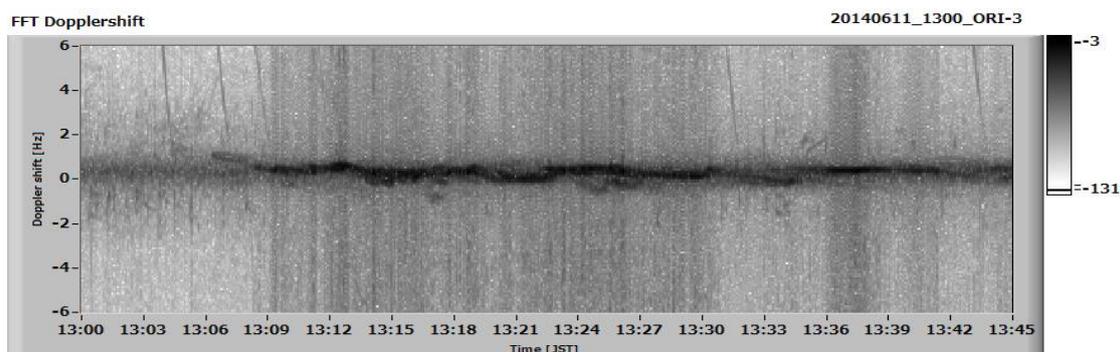


図 1.5 平板状 Es 発生時のドップラシフト強度グラフ

波面状 Es は反射面がフレネルゾーンより小さく、形状は細長くなっている。HFD 観測において波面状 Es の反射波ドップラは図 1.6 の様に右肩下がりの直線を描くことがわかっている[3]。また、この時の反射点は電離層擾乱や平板状 Es の反射点とは異なり、Cornelius and Essex の反射点移動モデルによって水平移動することがわかっている[9]。反射点移動モデルについては 2.2 節で詳しく説明する。

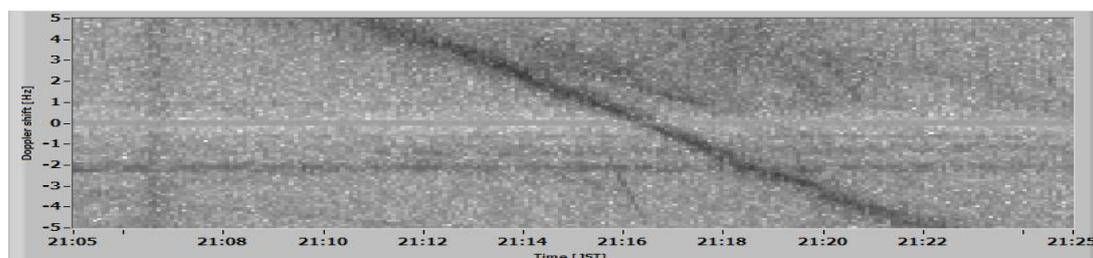


図 1.6 波面状 Es 発生時のドップラシフト強度グラフ

1.2.3 波面状 Es の移動特性

Yamamoto et al.(1991)から、MU レーダを用いた電離層観測によって、Es 層は水平方向に広がった構造を持つものと、準周期的な波面状の構造の二つに分けられるということが分かっており、後者はそれぞれ 10-12 km の間隔で移動しているということがわかっている[5]。

Tsunoda et. al(2004)による夜間における波面状 Es モデルの移動特性は磁力線に対して 45 度方向に Es が最も発生しやすいといわれている。具体的には、ウインドシアによって発生した Es は、大気の揺らぎ等の影響で上下に動いた場合、上に動いたとすると中性風は東に流れる事から、高度 120 km 以下ではイオンはジャイロ周波数よりも衝突周波数の方が大きいので、イオンは中性風に捉えられる。電子は高度 90 km 以上では衝突周波数よりもジャイロ周波数が大きいので電子は磁場に捉えられ、これによって東向きに電流が発生する。この時、ホール効果によって北向きの電場が発生する。Es が下に動いた場合が逆の特性となるため、Es とウインドシアの境目部分に電子とイオンがそれぞれ帯状に集まり分極電場が生じる。これを解消する為電子は磁力線に沿って移動し、電気伝導度の高い F 層において水平方向に移動することで、このとき発生した分極電場を打ち消す。電子は磁力線に沿って移動する事から、Es も磁力線に沿った方向に発達し易い。その為、波面状 Es の断面は磁力線に沿った方向に傾きを持つと考えられる。Es 波面の移動特性は帯状の電子の集まりの発達のし易い方向によって決まり、これは図 1.1 の右図の z 軸で表している、磁力線と東西方向に対して垂直方向に対して 45 度方向に発達しやすい。

観測から求めた Es の移動特性に関しては図 1.9 のように Goodwin et.al.(1970)や、Yamamoto et al.(1991)、Bowman et al. (1959)らによって、イオノゾンデや MU レーダを用いて Es の移動特性を導出した研究があるが、それらはそれぞれ観測地域が異なりそのまま比較すると移動特性は一致しない。しかし、図 1.10 のように Tsunoda et al(2004)の Es

モデルより磁北をそろえる事で移動特性は一致し、それらは磁北の方向に対して 45 度傾いた方向に対して移動特性を持つ。

以上の研究で用いられた観測データは夜間のみに限られており、北半球に関しては長期的な観測データが無い。また、観測方法のイオノゾンデや MU レーダは一定時間おきにしかな観測を行わないため、Es が現れた時間を捉えにくい。加えて観測視野が狭いため、正確な Es 波面の速度と移動方向を特定することができない。それらの問題点を解消するため長期的な観測データと多点の受信点を持つ HF 観測網を用いた観測を行ったところ、図 1.11 より同様の結果が得られたことから[2]、夜間の Es 波面の移動方向は磁力線と東西方向の面に垂直な方向に対して 45 度方向に最も多く移動することがわかっている。

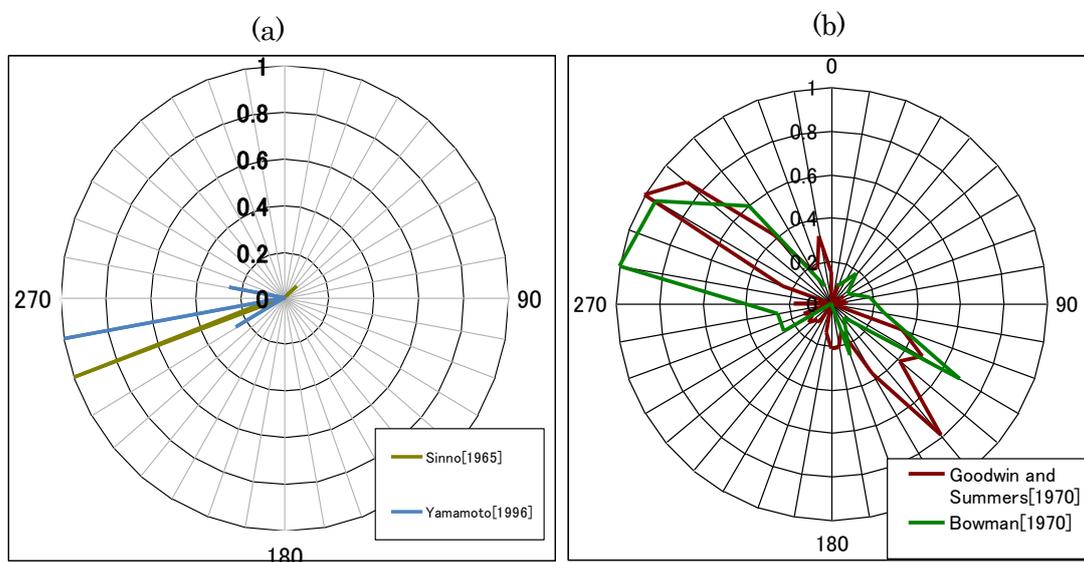


図 1.9 過去の研究結果による Es の移動特性 (a) 北半球(b)南半球[5] [6] [7]

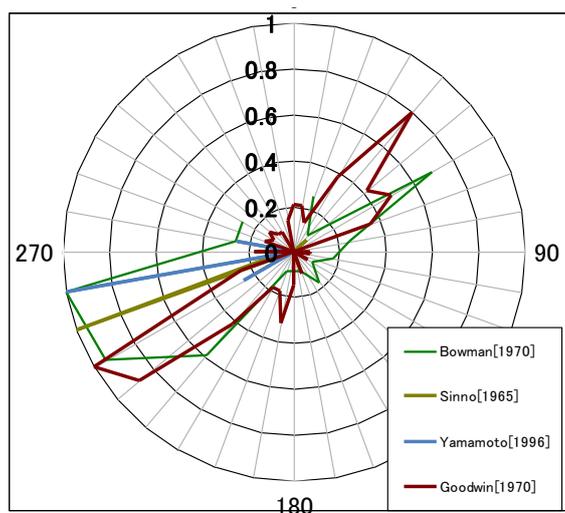


図 1.10 図 1.9 の移動特性を磁北を揃えて表した[1]

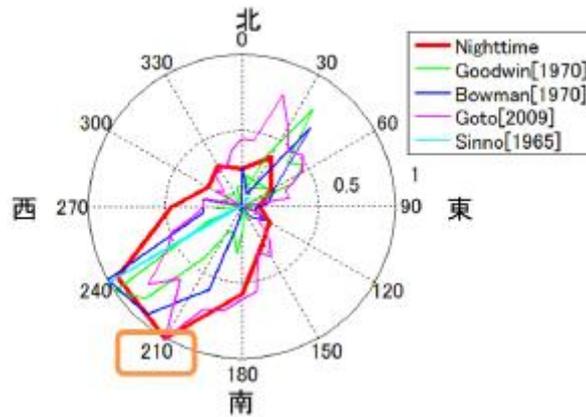


図1.11 過去の研究とHFD観測による夜間の波面状Es移動方向特性の比較[1][2]

1.2.4 HF ドップラ軌跡に重畳した周期変動の分類

Esは夏季に多く発生するので、夏季に発生するEsの観測データについて解析を行った。その中で波面状Esの観測データを詳細に見たところ、直線的なドップラ軌跡に周期変動が重畳していることがわかった。この周期変動は2種類に分類できる。

第1は波面状Esが短時間間隔で連続で発生する場合（図1.12）、重畳しているドップラ変動の山を追いかけることにより、ドップラ変動等位相面が右肩上がりの変化（図1.13）が現れる。図1.14より、実際の観測データからもドップラ軌跡上に重畳しているドップラ変動の山を通る右肩上がりの直線と見なすことができる。

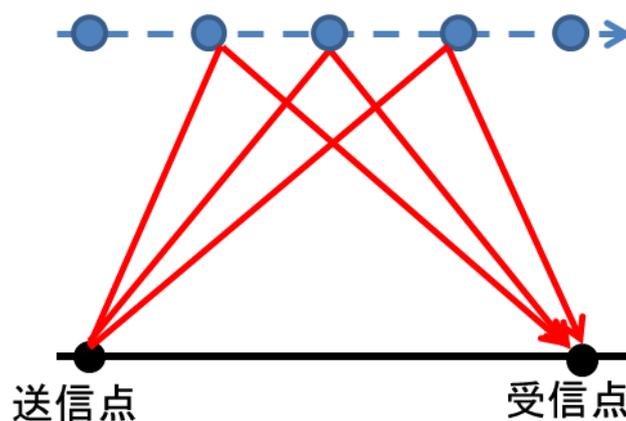


図 1.12 波面状 Es が短時間間隔で連続で発生する場合のモデル図

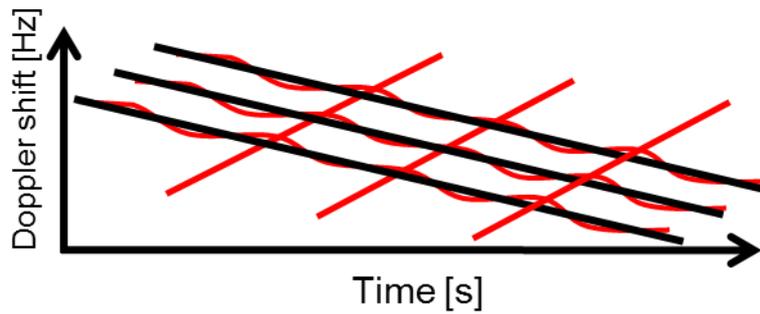


図 1.13 ドップラ変動等位相面が右肩上がりのグラフ

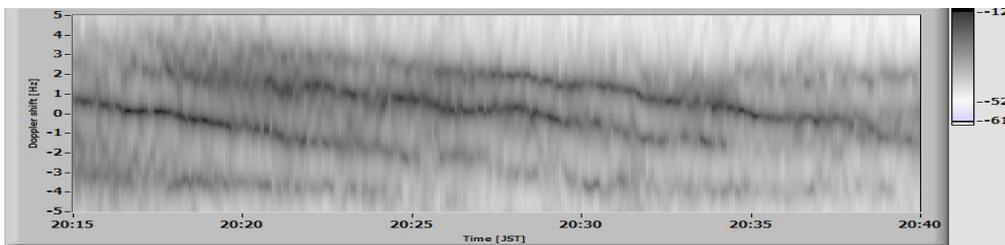


図 1.14 ドップラ変動が重畳している時の観測データ

第 2 は波面状 E_s が連続発生かつ各波面状 E_s がフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している場合 (図 1.15)、これらの波面状 E_s は 1 つの平板状 E_s の様になり、ところどころ電子密度が高い領域が存在する状態になる。この状態ではドップラ変動がお互いに重なりあってしまい、ドップラ変動等位相面が見えない。しかし、電界強度の明暗が重なりあうため、強度変動等位相面が右肩上がりの変化 (図 1.16) となる。図 1.17 より、実際の観測データから霧がかかった部分に右肩上がりの直線が何本も見え、明暗構造が発生しているのがわかる。

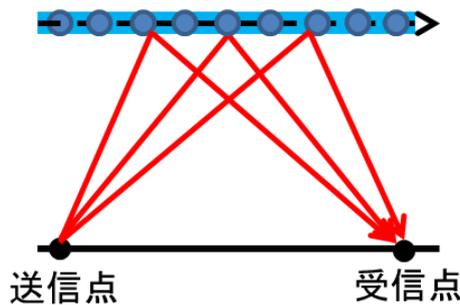


図 1.15 波面状 E_s が連続発生かつ各波面状 E_s がフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している場合のモデル図

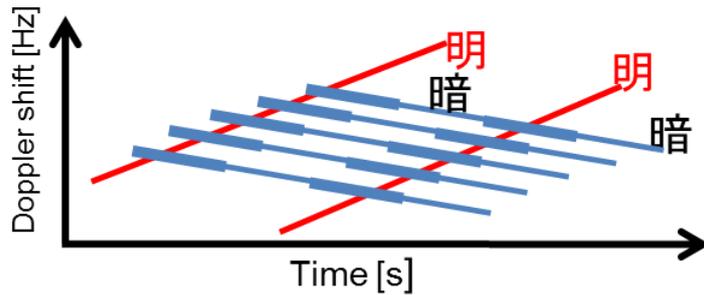


図 1.16 強度変動等位相面が右肩上がりの直線

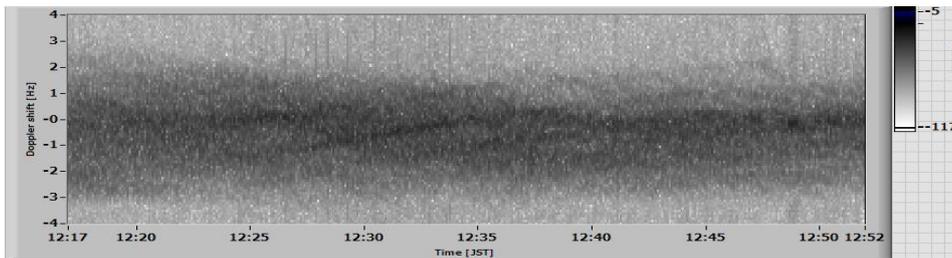


図 1.17 強度変動が重畳している時の観測データ

1.3 大気波動の分散関係

地球大気には地表、対流圏、成層圏に励起源を持つ様々な波動が存在している。これら大気波動は上方伝搬する性質を持ち、波動エネルギーを高層大気へ伝搬していく。地球大気には様々な周期および規模を持つ大気波動が存在する。台風や温帯低気圧(寒冷前線)のような暖気・寒気という大気塊の境界領域で上昇流が起こるために生じる大気重力波、地形の変化や大気の温度勾配により運動する気塊に不安定性が生じ、その大気に復元力が働くことにより励起されるプラネタリー波、大気中のオゾン、水蒸気、酸素分子などが太陽光を吸収することによる加熱が熱源となり、励起される大気潮汐波と大きく 3 つに分類される。

大気波動を式で考えるうえで以下の四つの仮定をする。

- (1) 運動は x, z の二次元とし、 y 方向にはよらない(波動の水平移動方向を x 軸にとる)
- (2) コリオリの力が無視できる。
- (3) 大気の運動による摩擦熱が無視できる。
- (4) 大気の平均場は静止している。

この過程条件のもとで大気の運動方程式および連続の方程式は運動方程式

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{dw}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (1.2)$$

連続の方程式

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

となる。一方、断熱運動に対する熱力学第一法則より、温位 θ は保存される。
さらに θ を ρ と p で表すと

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{dt} - \frac{d \ln \rho}{dt} = 0 \quad (1.4)$$

のように表すことができる。

大気の摂動を $u = u'$ $w = w'$ $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ $p = \bar{p} + p'$ として
式～から式により以下の四つの大気の摂動の方程式が得られる。

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + gH \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) + gH \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) - g \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \frac{w'}{H} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) = 0 \quad (1.7)$$

$$-Bw' + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad (1.8)$$

ここで、垂直安定度のパラメータ $B = \partial \ln \theta / \partial z$ はスケールハイト H が一定の等温大気を仮定すれば

$$B = (\gamma - 1) / \gamma H \quad (1.9)$$

となる。この4つの方程式の解は以下の形で表せることを仮定する。

$$\exp(\alpha z) \exp i(\omega t + kx + mz) \quad (1.10)$$

このとき $m = 0$ の波を外部波といい、 $m \neq 0$ の波を内部波という。 $\alpha = 1/2H$ を代入し、係数行列の実数部分を 0 としてこの微分方程式を解くと、大気分散関係は、次の式で表すことができる。

$$\omega^4 + \omega^2(C^2 k_x^2 + C^2 k_z^2 + \omega_a^2) + C^2 \omega_b^2 k_x^2 = 0 \quad (1.11)$$

ここで ω_a は音波カットオフ周波数、 ω_b はブルントバイサラの周波数である。

$$\omega_a = \frac{C}{2H} \quad (1.12)$$

$$\omega_b = \frac{g\sqrt{\gamma-1}}{C} \quad (1.13)$$

式(1)は $Y = \omega_a/\omega$, $X = \omega_b/\omega$ とすると

$$k_x^2 + \frac{1}{1-Y^2} k_z^2 = \frac{1-X^2}{1-Y^2} \left(\frac{\omega}{C}\right)^2 \quad (1.14)$$

のように変形でき、 k_x と k_z の関係は大気波動の角周波数 ω によって以下のような特性を持つ [8]。

(1) $\omega \leq \omega_a$ のとき

大気波動は縦波として伝搬する音波モードとなる。 k_x と k_z の関係をプロットすると以下のような楕円形で表される。

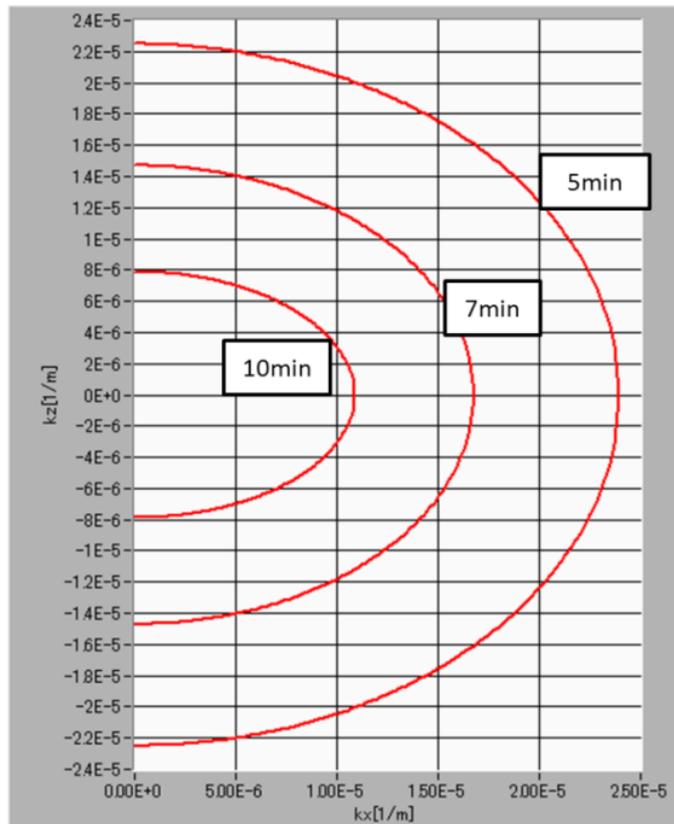


図 1.18 音波モードの ω - k ダイアグラム [8]

スケールハイト $H=54$ km (高度 300 km) 黒枠の中の値は大気波動の周波数を表す。

(2) $\omega_b \leq \omega \leq \omega_a$ のとき

k_x と k_z は虚数解を持つため、波が伝わらない。このような周波数の領域を遮断領域という。

(3) $\omega \leq \omega_b$ のとき

大気波動は横波として伝搬する重力波モードとなる。 k_x と k_z の関係をプロットすると図 1.19 に示すように双曲線関数で表される。また、位相速度と、群速度の関係が負の関係であり、波の進行方向と逆向きの方向に位相が伝搬する特徴を持つ。周期がブルントバイサラ周波数よりも長くなるため、数分~数十分と音波モードよりも周期が長い[8]。

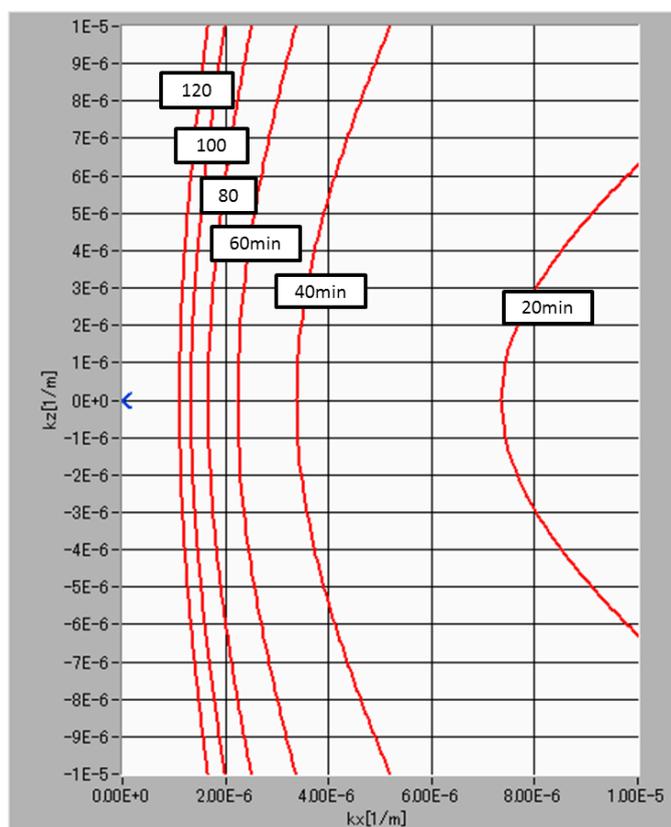


図 1.19 重力波モードの ω - k ダイアグラム[8]

スケールハイト $H=54$ km(300 km) 黒枠の中の値は大気波動の周波数を表す。

1.4 本研究の目的

波面状 Es について詳細にデータを見たところ、1.2.4 節で述べたように 2 種類の周期変動が直線的なドップラ軌跡上に重畳しているのがわかった。これらの周期変動は数分～数十分の周期を持ち、1 秒以下の周期をもつプラズマ振動ではなく大気波動によるものであると予想が立つが、ドップラシフト量が直線的なドップラ軌跡とくらべて微小であるため、従来の解析では周期変動の詳細、特徴および、その原因が明確となっていなかった。

本研究では、Cornelius and Essex の反射点移動モデルが適用可能と分かっているため[3]、多重波面構造を持つ Es 反射点はその移動方向に沿って移動すると考え、周期変動を統合解析し、周期の一致、移動速度および方向を調べ、その伝搬モデルから周期変動の発生機構解明が目的である。

第2章 短波帯ドップラシフト観測(HFD)による Es の観測

2.1 HFD 観測の原理

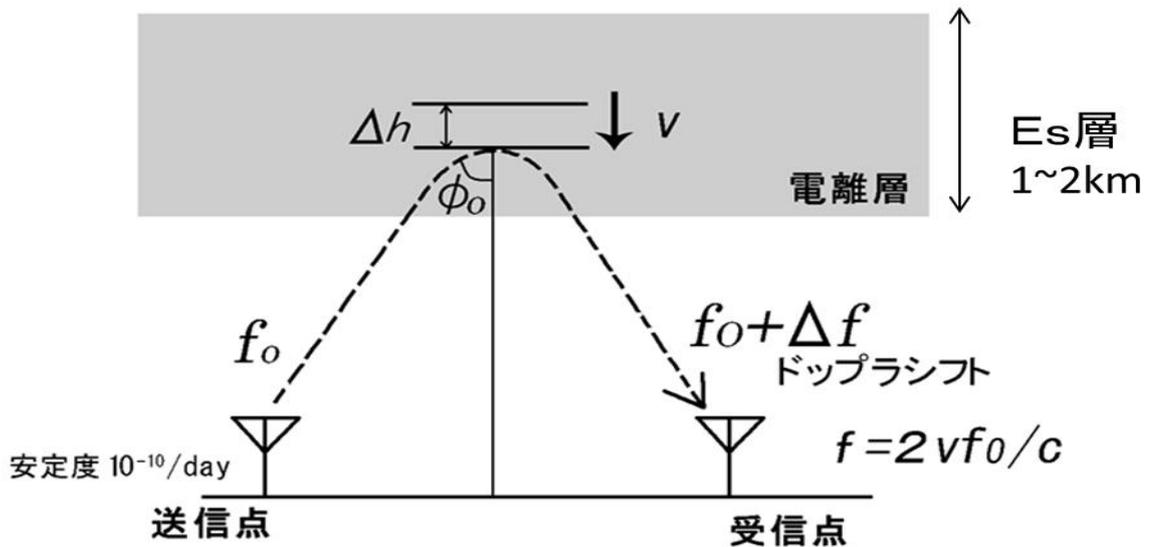


図 2.1 HFD 観測の原理図

HFD 観測は、電離圏で短波(HF)が反射するときに反射面が空間的に変動することで伝搬路長が変動することにより生じたドップラシフトを観測する方法である。図 2.1 のように、送信局から安定した周波数の短波を送信しており、これが電離層で反射する際に擾乱等によって反射点が移動すると送信点から受信点までの伝搬距離が変化するため、ドップラシフトを起こす。このドップラシフトから反射点の見かけの移動速度を求める。ドップラシフトを f [Hz]、送信周波数を f_0 [Hz]、光速を c [m/s]、反射点の速度を v [m/s]、 λ_0 を自由空間波長とした時の計算式を以下に示す。

屈折率 μ の媒質中における周波数 f_0 [Hz] の波の波長 λ [m] は、

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\mu} = \frac{c}{f_0 \mu} \quad (2.1)$$

で、与えられる。 Δt 時間の中に屈折率が μ から $\mu + \Delta\mu$ に変化した場合、波長の変化は、

$$\Delta\lambda = -\frac{c}{f_0 \mu^2} \Delta\mu \quad (2.2)$$

である。伝搬波長を S として、伝搬路上の波の数の時間変化率から周波数の変化を求めると、

$$\begin{aligned}\Delta f &= -\frac{\Delta(S/\lambda)}{\Delta t} = \frac{S\Delta\lambda}{\lambda^2\Delta t} = \frac{Sc\Delta\mu}{\lambda^2 f_o \mu^2 \Delta t} = -\frac{sf_o\Delta\mu}{c\Delta t} \\ &= -\frac{f_o\Delta(\mu S)}{c\Delta t} = -\frac{f_o\Delta P}{c\Delta t}\end{aligned}\quad (2.3)$$

このとき、 $P = \mu S$ は位相経路長と呼ばれる。もし屈折率 μ が伝搬路 S 上で変化しているのであれば、

$$P = \int_S \mu ds \quad (2.4)$$

で、与えられる。さらに $\Delta P \rightarrow 0$ 、 $\Delta t \rightarrow 0$ を考えれば、

$$\Delta f = -\frac{f_o}{c} \frac{d}{dt} \left(\int_S \mu ds \right) \quad (2.5)$$

となる。これがドップラ周波数偏位である。また反射点や伝搬経路上の電子密度が変化しても、ドップラ周波数も変動を起こす[11]。

2.2 Es 構造とドップラシフトの関係

Es は電子密度が非常に高いため、鏡面反射に近い反射をする。HF 波が Es で反射すると、受信強度は上昇する。そこで、観測データの受信強度が上昇した部分で Es による反射か否かを判断する。Es による反射以外にも F 領域などで反射した場合でも受信強度が上昇するので、受信強度の高い部分における特性から判断する必要がある。

1.3 節でも述べたが、地面と水平な方向に広範囲に広がっている構造を持ち、ドップラシフトを起こさない平板状 Es と幅が狭く、細長い形状を持ち、ドップラシフトを起こす波面状 Es の 2 種類に分類される。この 2 種類にドップラシフトの違いが起きる要因は Es の空間的な大きさと送信周波数のフレネルゾーンの大きさによって決まる。フレネルゾーンよりも狭い範囲内で空間的、電子密度的な変動が起きた場合、ドップラシフトを起こすので、反射面がフレネルゾーンより小さい波面状 Es ではフレネルゾーン内を通過する際、伝搬路長や電子密度の変動が生じるため、ドップラシフトを起こす[5]。逆にフレネルゾーンよりも大きい範囲で空間的、電子密度的な変動が起きた場合、フレネルゾーン内では変動が無いためドップラシフトを起こさないので、反射面がフレネルゾーンより大きい平板状 Es では水平移動してもドップラシフトを起こさないことがわかっている[4]。本研究では、幅の狭い波面状 Es の移動をドップラシフトから導出することを目的としている。

フレネルスケールは用いる波長の 1/2 乗の大きさに依存し、周波数が高いほどフレネルスケールの範囲は狭くなるため、反射点における空間分解能が向上する。反射点におけるフレネルスケールの導出式を(2.6)に、概念図を図 2.2 に示す。

$$l = \sqrt{\frac{\lambda r_1 r_2}{r_1 + r_2}} \quad (2.6)$$

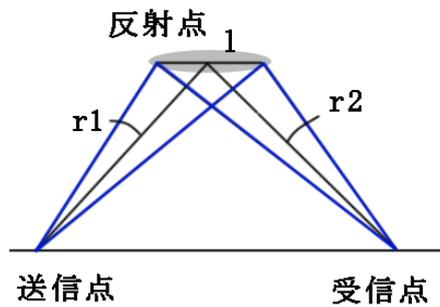


図 2.2 送受信点における第 1 フレネルゾーン

波面状 E_s は 30 m/s ~ 150 m/s で移動し、進行方向に垂直な方向に対して細長く広がった波面のような構造を持っており、その長さは数 km から数百 km にも及ぶ事もある[10]。進行方向に対する長さは十数 km で、局所的構造の大きさが HF 波のフレネルスケールよりも狭いため、波面状 E_s が HF 波の反射点付近を通過すると、反射点が移動するためドップラシフトを起こす。いままでの研究[1]では、反射点は送受信点のなす基線方向に動くモデルを用いていた。しかし送受信点間距離が近い関東周辺では、反射点が波面移動方向へ波面移動速度で移動する Cornelius モデル[9]の方が、シミュレーション結果と一致した[13]ので、本研究では Cornelius モデル[3]を用いる。このモデルで反射点が移動する様子を表したものを図 2.3 に示す。

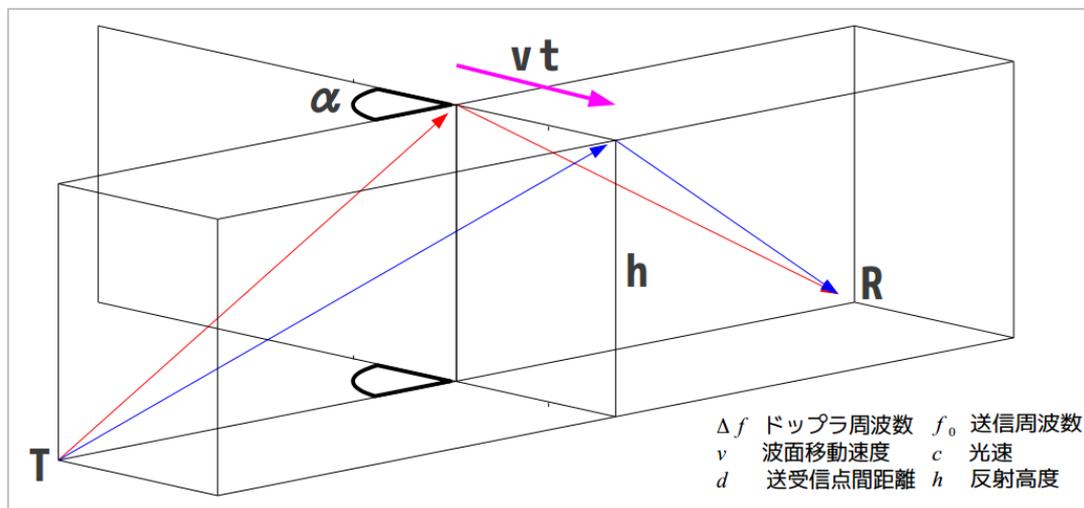


図 2.3 Cornelius and Essex の反射点移動モデル[3]

E_s 波面が速度 v で移動するとき、電波伝搬距離 r と時間 t の関係は式(2.7)で表される。ここで d は送受信点間距離、 α は方位角、 h' は反射高度である。

$$r = \sqrt{\left(\frac{d}{2} + vt \cos \alpha\right)^2 + (vt \sin \alpha)^2 + h'^2} + \sqrt{\left(\frac{d}{2} - vt \cos \alpha\right)^2 + (vt \sin \alpha)^2 + h'^2} \quad (2.7)$$

ドップラシフトと電波伝搬距離 r の関係は式(2.8)で表されるので

$$\Delta f = -\frac{f_0}{c} \frac{dr}{dt} \quad (2.8)$$

ドップラシフト Δf は式(2.9)で表される。

$$r = -\frac{f_0}{c} \frac{d}{dt} \left(\sqrt{\left(\frac{d}{2} + vt \cos \alpha\right)^2 + (vt \sin \alpha)^2 + h'^2} + \sqrt{\left(\frac{d}{2} - vt \cos \alpha\right)^2 + (vt \sin \alpha)^2 + h'^2} \right) \quad (2.9)$$

式を整理すると式(2.10)のようになる。

$$\Delta f = -\frac{vf_0}{c} \left(\frac{vt + \frac{d}{2} \cos \alpha}{\sqrt{h'^2 + v^2 t^2 + \frac{d^2}{4} + dvt \cos \alpha}} + \frac{vt - \frac{d}{2} \cos \alpha}{\sqrt{h'^2 + v^2 t^2 + \frac{d^2}{4} - dvt \cos \alpha}} \right) \quad (2.10)$$

ドップラシフト $\Delta f=0$ Hz となった時刻が、Es が送受信点の中間反射点を通過した時刻（ゼロクロス時刻）なので、これらを多地点で観測し、Es の速度と方位角を推定することができる。

また、F 層擾乱や平板状 Es の反射点は送受信点間の中点上空で固定されるため、各観測点の中点上でしか見られないが、波面状 Es 発生時では反射点が波面移動方向へ波面移動速度で移動するため、図 2.4 の様に伝搬経路が反射点を経由して受信点へ向かうため、各受信点が離れていても波面状 Es の長さの範囲で一次的に観測することができる。

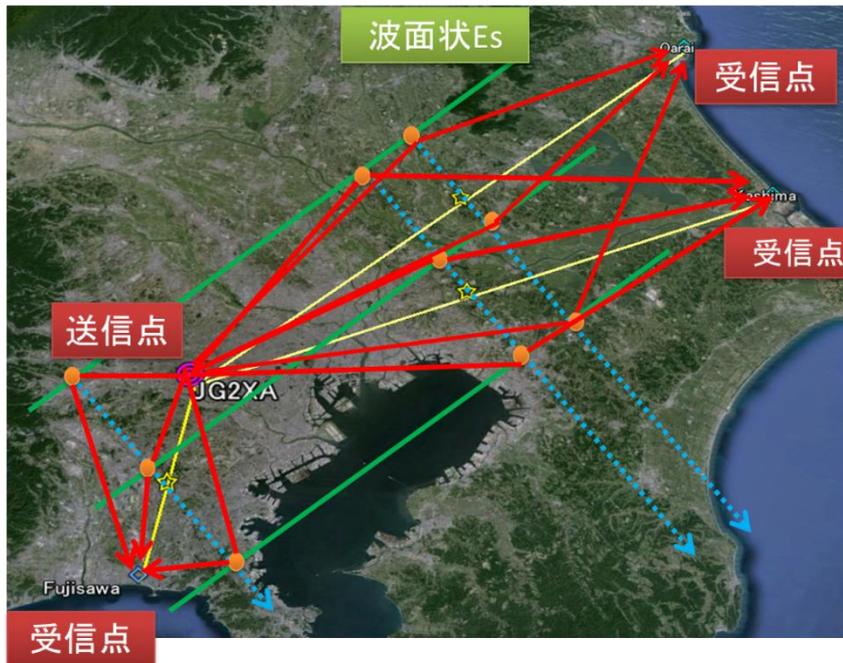


図 2.4 波面状 Es 発生時の反射点および電波伝搬経路図

2.3 HFD 観測施設

調布送信局から 5006 kHz と 8006 kHz の短波を送信し、それを菅平、柿岡、鹿島、大洗、杉戸、飯館、京都、呉、阿蘇、沖縄、藤沢で受信している。また、日経ラジオ局の長柄送信所から 6055 kHz、9595 kHz の短波を菅平、柿岡、鹿島、大洗、杉戸、京都、阿蘇、沖縄、藤沢にて受信している。以下に送信局の仕様と運用状況を表 2.1 と表 2.2 に示す。また、受信局仕様と運用状況を表 2.3 に示す。

表 2.1 送受信点仕様

項目	基本仕様	
設置場所	東京都調布市調布ヶ丘 1-5-1 電気通信大学東 3 号館 位置 (35.65 degN、139.55 degE)	
搬送波周波数安定度	5×10^{-11} / 日	観測からの要求条件 ルビジウム発振器使用
占有周波数帯幅	1.5 kHz	
出力電力	200 W	
送信周波数	<ul style="list-style-type: none"> • 5006 kHz • 8006 kHz 	
空中線方式	水平半波長ダイポール	
ID 変調形式	振幅変調 (単測波帯) 400 Hz モールス符号 変調形式 H2A	電波法施工規則第 4 条
ID 送出間隔	30 分以内間隔	無線局運用規則 30 条

表 2.2 日経ラジオ局長柄送信点仕様

項目	基本仕様
設置場所	長柄町山之郷字六地藏 31 番地 位置 (35.465 degN、140.205 degE)
送信電力	50 kW
送信周波数	<ul style="list-style-type: none"> • 3925 kHz • 6055 kHz • 9595 kHz
空中線方式	反射器付支線式折り返し水平ダイポールアンテナ

表 2.3 HFD 受信局仕様

アンテナ	Wellbrook Communications 社, ALA-1530 アクティブループアンテナ
受信信号強度	-120 dBm 以下~-40 dBm
受信帯域幅	16Hz (中間周波数 8Hz) :変動率 10^{-6} 以下の現象まで受信可
LO 周波数	5006 kHz-8Hz (5006 kHz 用受信機) 8006 kHz-8Hz (8006 kHz 用受信機)
LO 入力レベル	+10 dBm (ミキサ入力レベル)
周波数安定度	10^{-10} /日以上 (ルビジウム原子発振器)
出力信号強度	-70 dBm 以下~+10 dBm

関東にある送受信点の位置を図 2.5 に示し、大圏距離で求めた送受信間距離と、真北を 0 度とし右回りにとった送受信方位角度を表 2.4 にまとめた。

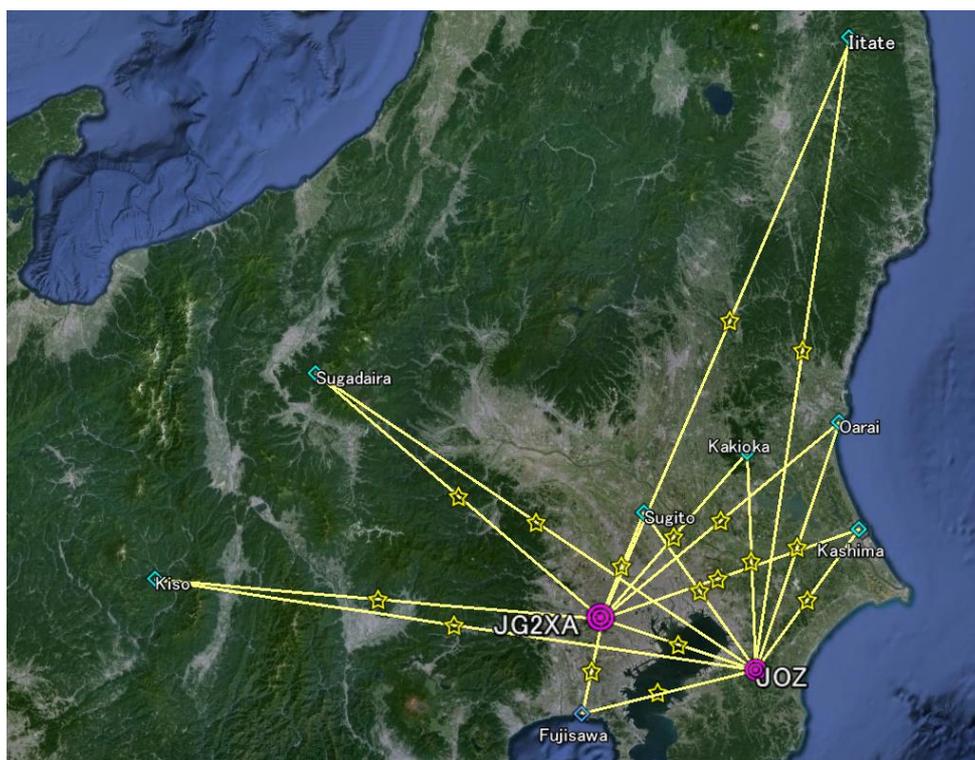


図 2.5 関東の HFD 観測点

表 2.4 送受信点と大圏距離、方位角

受信点	5006 kHz		6055 kHz	
	8006 kHz		9595 kHz	
	距離 [km]	方位角 [deg]	距離 [km]	方位角 [deg]
飯舘(IIT)	246.7	22.02		
菅平(SGD)	147.0	311.5	206.4	305.2
大洗(ORI)	120.4	50.75	102.3	19.55
柿岡(KAK)	86.50	41.31	85.39	358.8
鹿島(KSM)	105.6	71.24	68.30	37.17
調布(CHF)			62.79	289.3
杉戸(SGT)	43.95	22.5	75.20	325.9
藤沢(FJS)	37.79	192.9	69.79	256.7
京都(KYO)	348.7	259.6	404.6	264.3
呉(KUR)	659.3	258.2		
阿蘇(ASO)			885.3	253.7
沖縄(ON1)	835.0	250.9	1577	232.6

空欄は観測なし

2.4 HFD 多点観測を用いた波面解析

HFD 多点観測点を用いて波面状 E_s の波面移動速度と波面移動方位角を決定する方法を示す。まず、観測地点の移動経度を波面が平面的に移動することを仮定して直交座標系に変換する。変換した座標上で観測地点網の中心点を軸として、時計回り、真北を 0° として座標回転を行う。このとき、回転角度が波面の真北からの傾きとなる。また、 X 軸の距離が観測網心点からの波面の移動距離である。波面の通過時刻を横軸、観測中心点からの波面の移動距離を縦軸として傾きを最小二乗法によって取ることによって波面と垂直方向の移動速度を計算する。回転角度を変化させ、最小二乗法によって得られた残差が最小となるような、回転角度を波面の平面仮定における真北からの傾きとする[8]。

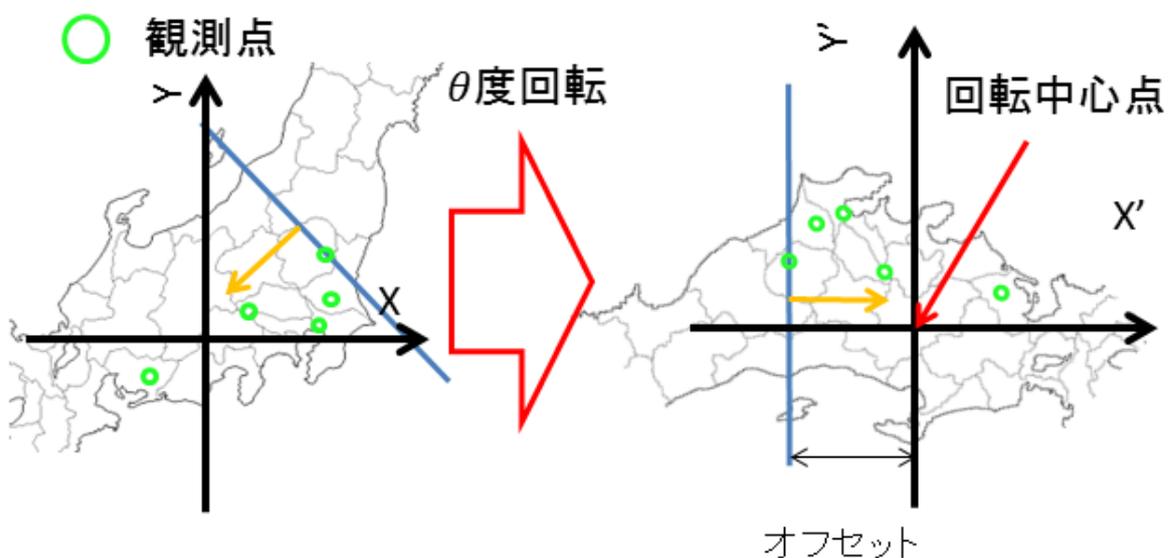


図 2.6 平面解析の概念図 [8]

第3章 Esのドップラ軌跡に重畳した周期ドップラ変動の統合解析

3.1 2012年8月16日20:40~22:40 JST 周期ドップラ変動現象

図3.1(b)は2012年8月16日20:40~22:40(JST)頃に関東地方上空で観測された波面状EsによるHFDデータである。送信周波数は8006 kHz、送信局の調布JG2XAから受信点である鹿島、大洗、藤沢に波面状Esの特徴である直線的なドップラ軌跡が何本も見えることから、波面状Esが短い時間間隔で連続発生していることがわかる。また、各波面状Esのドップラ軌跡にドップラ変動が重畳した周期変動があることが分かった。

この波面状Esはイオノグラムから高度110 km、各観測点の波面状Esのゼロクロス時刻から波面導出したところ伝搬速度150 m/s、伝搬方向は220°と南西方向に伝搬していることが分かった。波面状Esの幅についてはHFD観測データより、ドップラ軌跡の時間幅と伝搬速度から2.3 kmと算出した。

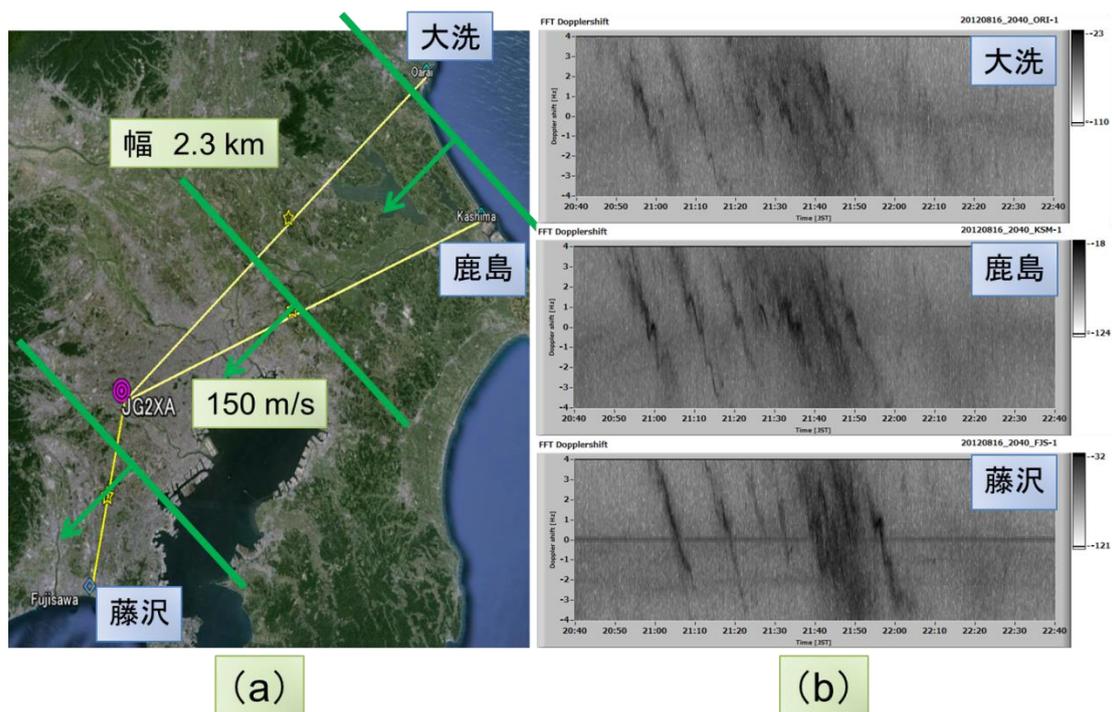


図3.1 (a) 2012年8月16日20:40~22:40 JST 波面状Esの伝搬方向、速度および幅
(b) 2012年8月16日20:40~22:40 JST 送信周波数8006 kHz
各観測点のHFD観測データ

3.2 周期ドップラ変動の抽出方法

3.2.1 最大エントロピー法 (MEM) によるスペクトル解析

図 3.1(b)の HFD 観測データはサンプリング周期 0.01 s で 1 日分記録された HF 受信データから適当な長さで切り出し、FFT でスペクトル解析を行い、ドップラシフト値を確認しやすい強度グラフにしたものである。FFT では切り出す指標の時間を変えることで周波数の変化が導出出来る。

$$\text{周波数分解能[Hz]} = \frac{1}{\text{サンプリング周期[s]} \cdot \text{FFT に用いたデータ数}} \quad (3.1)$$

FFT の周波数分解能の計算式は式 3.1 に示した。周波数分解能を細かくする為には FFT に用いるデータ数を増やせばよいが、データ数を増やせば一度の FFT でスペクトル解析をする時間長が長くなる事から、時間分解能が落ちてしまう。Es の時間変化は、短い場合で 10 分程度しか観測できない場合もあるので 10 秒程度必要であるので、観測データを指定した時刻から 10.24 秒の長さで切り出した。さらに、周波数分解能を落とさずに時間分解能を確保するため、5.12 秒ごとに 10.24 秒の幅でずらし重ねて FFT を行った方法を取ること、図 3.1(b)の HFD 観測データの時間分解能は 5.12 s、周波数分解能 0.1 Hz となっている[1]。

しかし、波面状 Es のドップラ軌跡に重畳した周期変動を見てみると、ドップラ変動のピーク間隔は数分程度であるので時間分解能は問題ないが、周波数変動は直線的なドップラ軌跡と比べて微小な変動であるため、周波数分解能が足りないという問題が発生する。

本研究では、この問題を解決するために最大エントロピー法 (MEM) を用いたスペクトル解析を行った。MEM は時間分解能、周波数分解能を自由に決めることができ、データ長が短くても判断さえできればスペクトル解析が可能であるという特徴を持つ[10]。但し、MEM は時系列予測誤差フィルタ項数を必要以上に高く設定すると偽のスペクトルが出る可能性があるため、赤池の FPE (Final Prediction Error) [10]より、算出する必要がある。

$$m = 2 \sim 3\sqrt{N} \quad (3.1)$$

m はフィルタ項数、 N はデータ長である。データ長は 1024 であるため式 3.1 より、フィルタ項数は 75、周波数分解能は 0.001 Hz、時間分解能は FFT と同じ 5.12 s で MEM によるスペクトル解析を行った結果が図 3.2 である。同じ時間帯で周波数分解能 0.1 Hz、時間分解能 5.12 s で FFT によるスペクトル解析を行った図 3.3 と比較すると、MEM による解析の方がよりドップラ軌跡を鮮明に表示でき、電界強度が一様に高い部分においてもドップラ軌跡が確認できることがわかる。

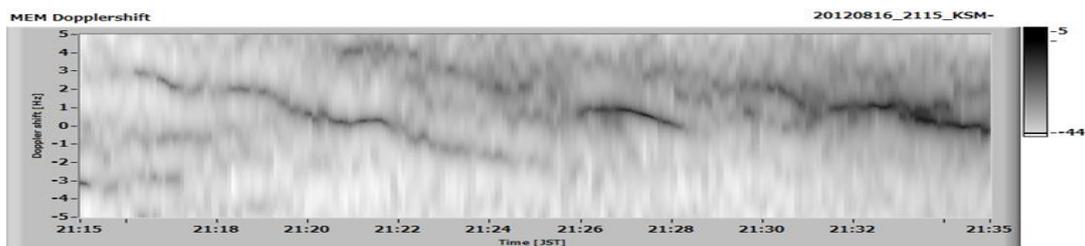


図 3.2 MEM による HFD 観測データ

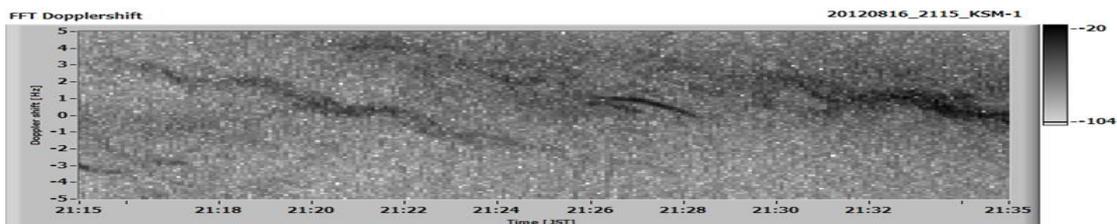


図 3.3 FFT による HFD 観測データ

MEM に用いて改めて 2012 年 8 月 16 日 20:40~22:40 JST 各観測点の受信データをスペクトル解析し、強度グラフで表示したのが図 3.4 である。各観測点に波面状 Es のドップラ軌跡が 6~7 本ほど見えるが、今回の統合解析では抽出が容易である I~III のドップラ軌跡を用いた。これらのドップラ軌跡に重畳した周期ドップラ変動に対応したピーク位置を追跡する右肩上がりの直線と見えるのがわかった。

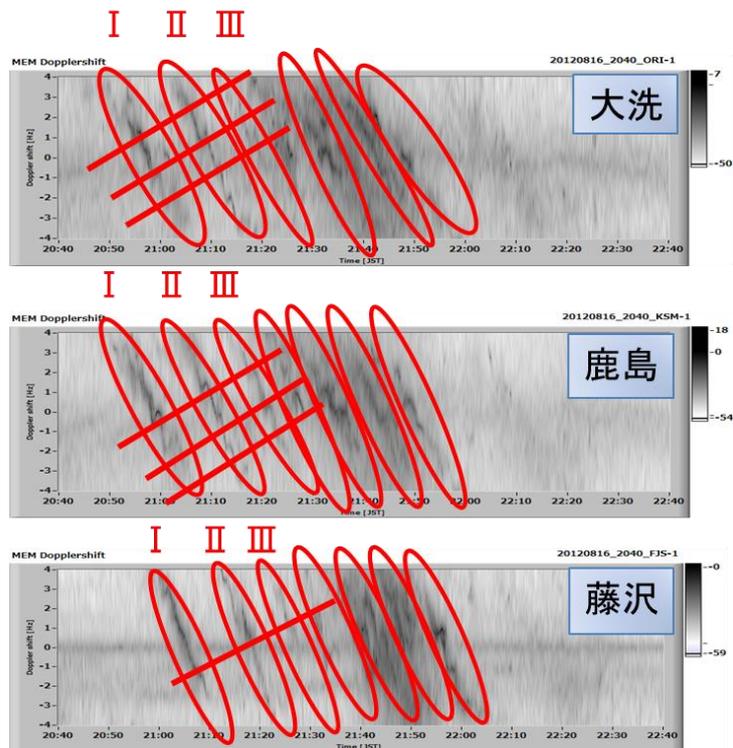


図 3.4 2012 年 8 月 16 日 20:40~22:40 JST 送信周波数 8006 kHz 各観測点の MEM による HFD 観測データ

3.2.2 波面状 Es のドップラ軌跡抽出方法

2.2 節で述べたとおり、HF 波が Es で反射すると受信強度は上昇するため、電界強度のピークを抽出することで Es のドップラ軌跡を抽出できるが、図 3.5 のような後から発生した波面状 Es のドップラ軌跡と重なった部分では、後ろから来た波面状 Es の電界強度が高くなってしまい、抽出対象にしている波面状 Es のドップラ軌跡が抽出できない場合がある。

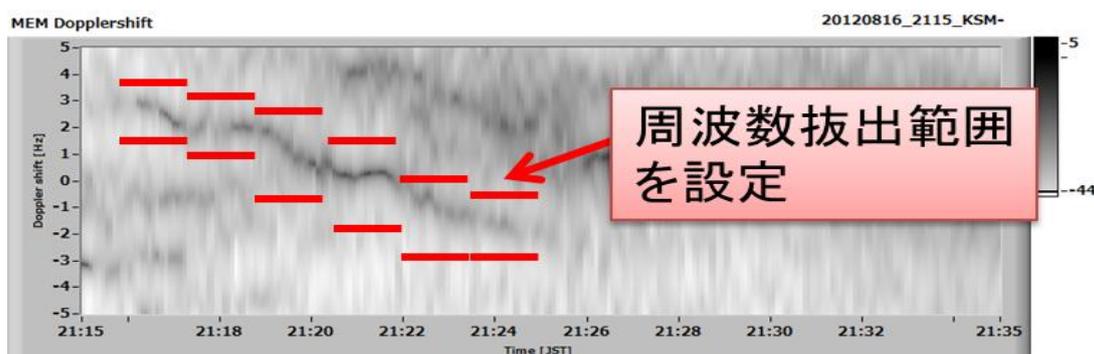


図 3.5 2012 年 8 月 16 日 21:15~22:35 JST 送信周波数 8006 kHz
鹿島の MEM による HFD 観測データ

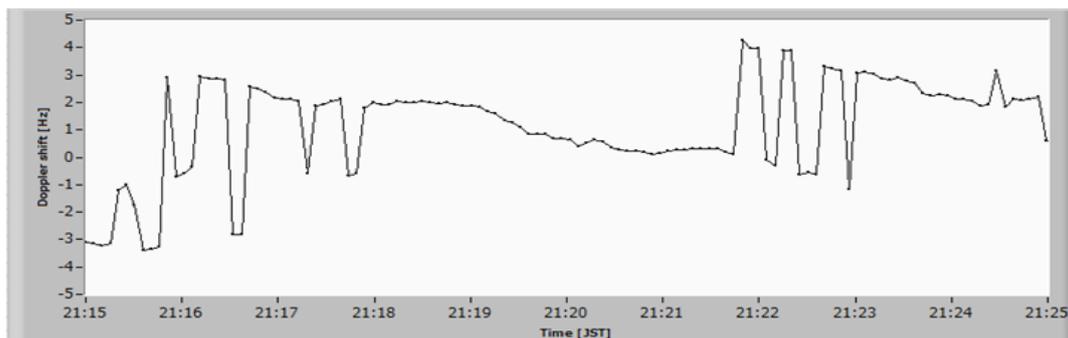


図 3.6 2012 年 8 月 16 日 21:15~22:35 JST 鹿島の電界強度ピーク値抽出データ

正確に波面状 Es のドップラ軌跡を抽出するため、ドップラシフト周波数抜き出し範囲を設定し、範囲内で電界強度が最大の点を抜き出したときのドップラシフトは図 3.7 のようになった。

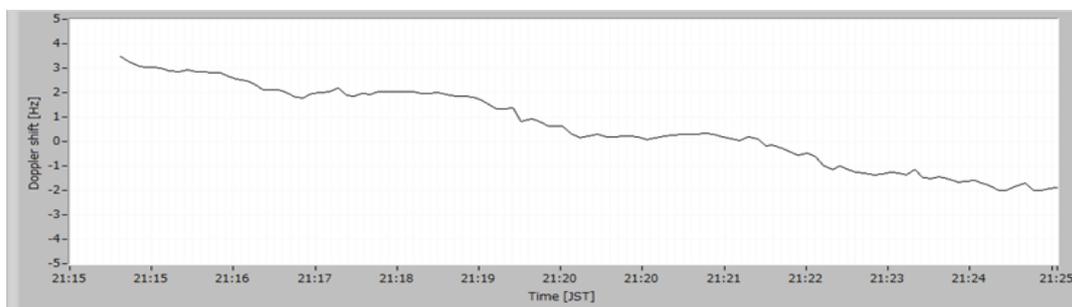


図 3.7 2012 年 8 月 16 日 21:15~22:35 JST ドップラシフト周波数抜き出し範囲内の
ドップラ軌跡電界強度ピーク位置による抽出

図 3.6 と 3.7 を比較すると、抽出対象の波面状 E_s が正確に抜き出せているのがわかる。このように別の波面状 E_s が重なっている部分でも、ドップラシフト周波数抜き出し範囲を狭い時間幅で細かく設定して電界強度の抽出を行うことで、ドップラ軌跡を抽出することが出来る。

3.2.3 Cornelius and Essex の反射点移動モデルによるトレンドの除去

重畳した周期ドップラ変動の解析を行うには直線的なドップラ軌跡の周波数成分を取り除く、すなわちトレンド（傾き）を除去する必要がある。このトレンドは Cornelius and Essex の反射点移動モデルが適用可能であることがわかっているため[3]、式 2.10 より、波面状 E_s の水平伝搬速度 v 、方位角 α の値を変化させてドップラシフトを計算し、抽出したドップラ軌跡との残差が最小となるトレンドを求める。

求めたトレンドを抽出したドップラ軌跡から除去することで周期ドップラ変動のみを抽出できたことを確認した。



図 3.8 抽出したドップラ軌跡と
Cornelius and Essex の反射点移動モデルより算出した理想ドップラ軌跡

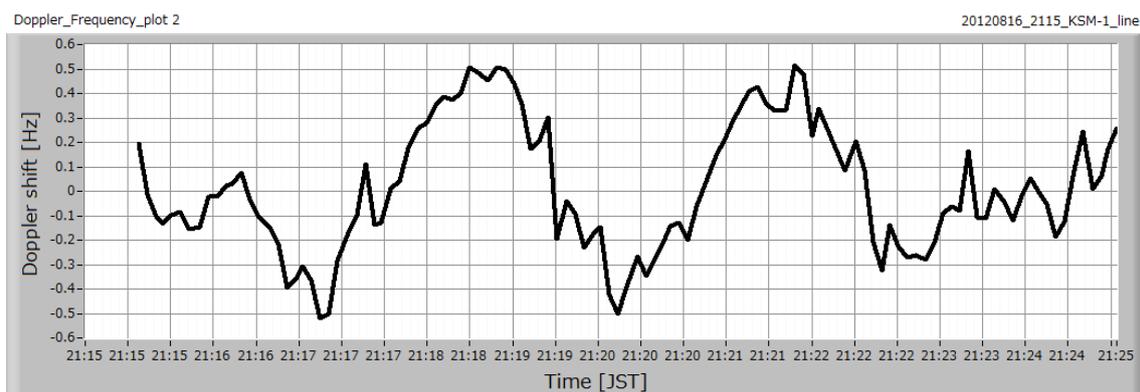


図 3.8 トレンジ除去した周期ドップラ変動

I～IIIのドップラ軌跡からトレンドを除去し、結合した周期ドップラ変動のデータは以下のとおりとなった。ただし、波面状 Es が現れなかった時間帯は線形補間によりドップラシフト周波数を求めている。



図 3.9 2012 年 8 月 16 日 20:52~22:25 JST
鹿島で観測された周期ドップラ変動データ

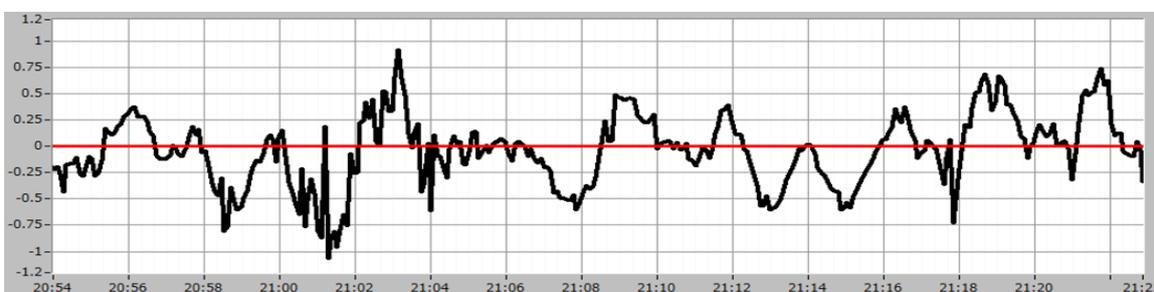


図 3.10 2012 年 8 月 16 日 20:54~22:22 JST
大洗で観測された周期ドップラ変動データ

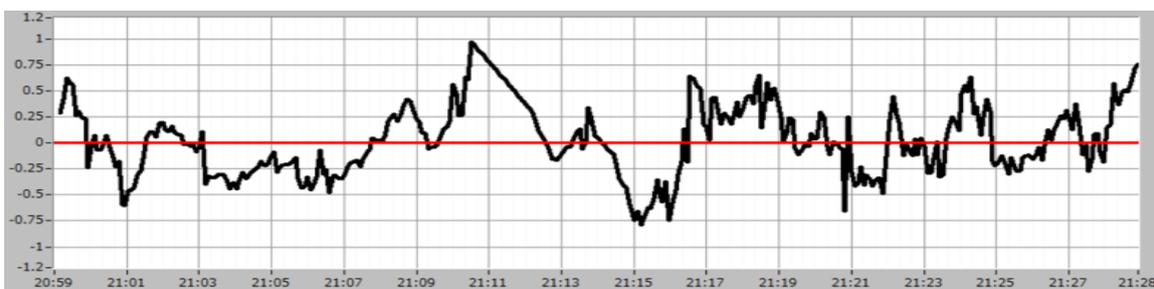


図 3.11 2012 年 8 月 16 日 20:52~22:25 JST
藤沢で観測された周期ドップラ変動データ

3.3 周期ドップラ変動のパラメータ導出

3.3.1 電離層ドリフトによる周期変動の水平速度および伝搬方向導出方法

周期ドップラ変動を導出する方法として、Kenneth Davies: Ionospheric Radio の電離層ドリフト計算式[11]を用いた。図 3.11 は水平伝搬している波面が各観測点を通過した際を表したモデル図である。

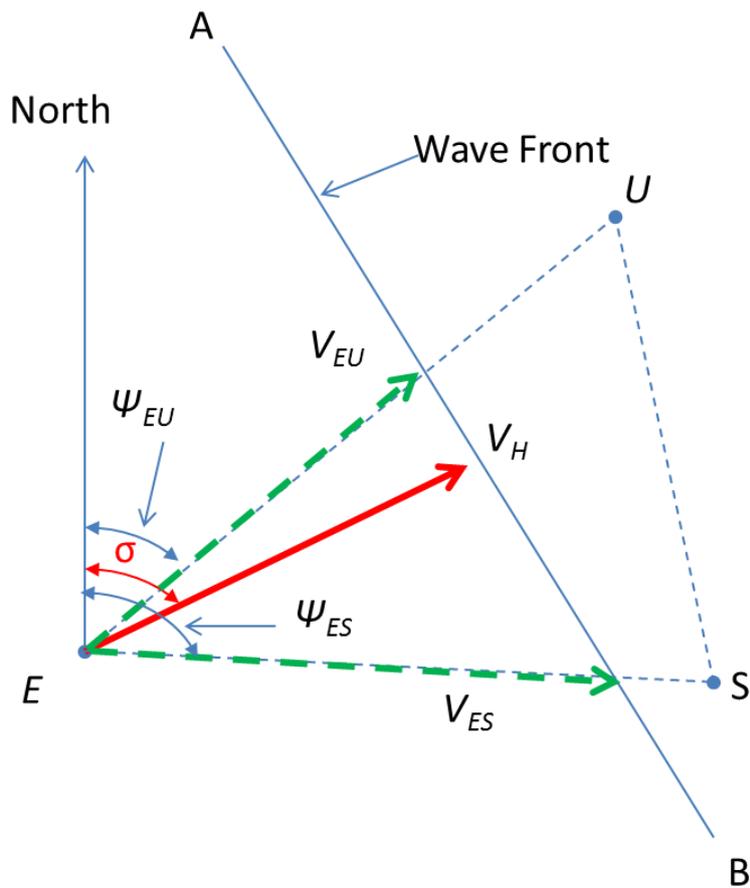


図 3.12 波面が観測点間上空を通過していく際のモデル図

V_{EU} 、 V_{ES} が EU 間、ES 間の速度ベクトルとした時、 V_{EU} 、 V_{ES} は式 3.2、3.3 より求まる。

$$V_{EU} = EU/t_{EU} \quad (3.2)$$

$$V_{ES} = ES/t_{ES} \quad (3.3)$$

t_{EU} 、 t_{ES} は EU 間、ES 間の遅延時間である。導出した V_{EU} 、 V_{ES} より、波面の伝搬方向 σ は以下の式で求まる。

$$\tan\sigma = -\frac{V_{EU}\cos\Psi_{EU}-V_{ES}\cos\Psi_{ES}}{V_{EU}\sin\Psi_{EU}-V_{ES}\sin\Psi_{ES}} \quad (3.4)$$

Ψ_{EU} 、 Ψ_{ES} はEU間、ES間の方向である。ただし、真北を 0° と取った時の値となる。また、 Ψ_{EU} 、 Ψ_{ES} より、波面の水平伝搬速度ベクトル V_H は

$$\frac{\sin^2(\Psi_{ES}-\Psi_{EU})}{V_H^2} = \frac{1}{V_{EU}^2} + \frac{1}{V_{ES}^2} - \frac{2\cos(\Psi_{ES}-\Psi_{EU})}{V_{EU}V_{ES}} \quad (3.5)$$

より、 V_H について整理すると、

$$V_H^2 = \frac{V_{EU}^2V_{ES}^2\sin^2(\Psi_{ES}-\Psi_{EU})}{V_{EU}^2+V_{ES}^2-2V_{EU}V_{ES}\cos(\Psi_{ES}-\Psi_{EU})} \quad (3.6)$$

以上より、水平伝搬速度ベクトル V_H とその波面の伝搬方向 σ は遅延時間がわかれば求めることができる。

周期ドップラ変動の各観測点の遅延時間の導出は抽出した周期ドップラ変動データの相互相関関数を取ることで可能となる。図3.9から3.11の抽出データを見てみると、鹿島が最初に周期ドップラ変動が現れているので鹿島の抽出データをベース信号とし、大洗、藤沢の抽出データをずらして相互相関関数を計算した結果は以下のとおりになった。

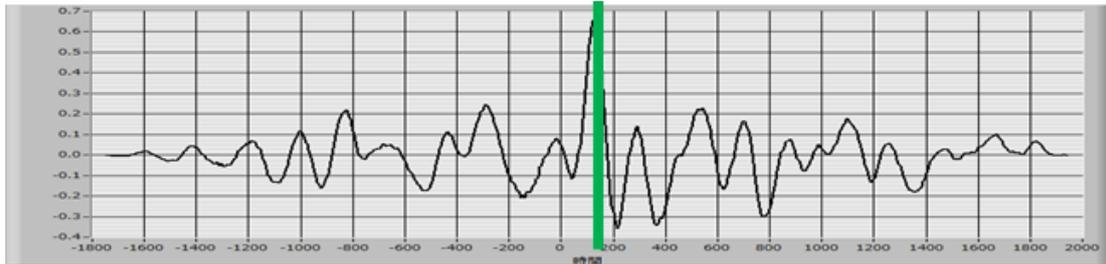


図 3.13 鹿島—大洗間の相互相関関数

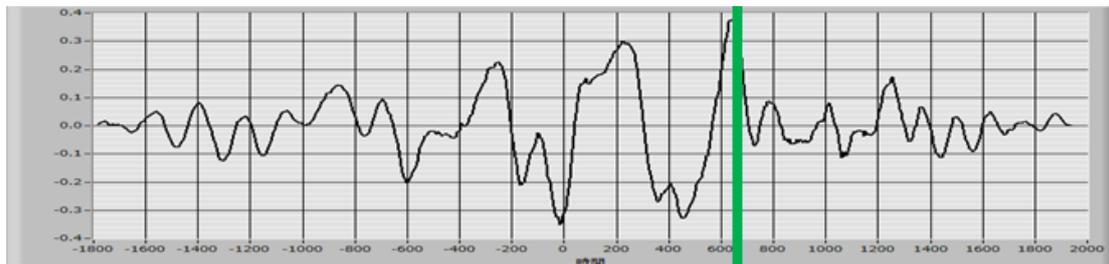


図 3.14 鹿島—藤沢間の相互相関関数

計算結果から鹿島—大洗間の遅延時間は126 s、鹿島—藤沢間の遅延時間は645 sと求めた。遅延時間が発生している段階でこの周期ドップラ変動はプラズマによる変動ではなく、大気波動による変動であるとわかった。また、鹿島—大洗間と鹿島—藤沢間で相関係数に差がでた原因としては、鹿島—大洗間は観測点が近接しているため似た波形が現れたが、

鹿島—藤沢間ではお互いの観測点が離れているため、周期変動を生じさせる大気波動が藤沢へ向かうときに球面波となって伝搬したか、風などの外部から力を受けたため鹿島と違うドップラ変動になったと考えられる。

最初に周期ドップラ変動が現れた調布—鹿島の中点を原点とし、各観測点を XY 座標軸で表した図が図 3.15 となる。青い点は送信局と各観測点間の中点を表し、これらの中点と鹿島の中点との間の速度ベクトルを求めることで周期ドップラ変動の伝搬方向と速度を導出する。

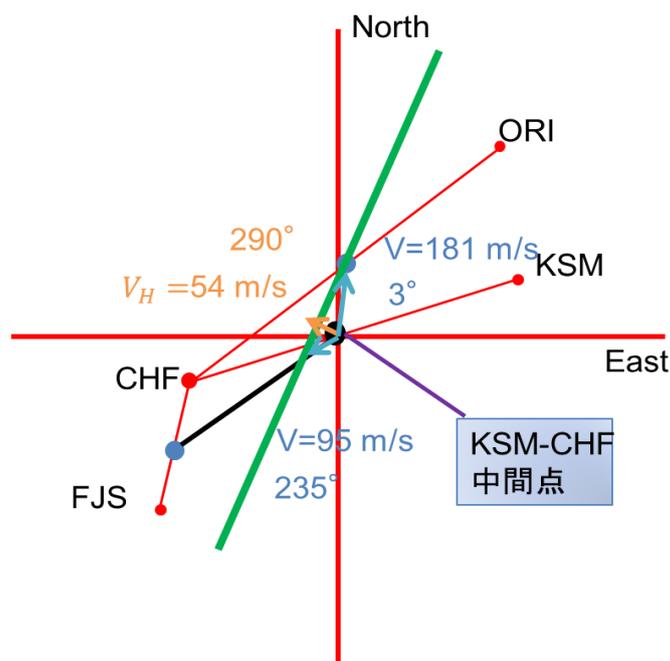


図 3.15 XY 座標軸で表した各観測点及び周期ドップラ変動の伝搬方向

式 3.2、3.3 より、鹿島—大洗、鹿島—藤沢の速度ベクトルは 181 m/s、95 m/s と求まった。これらの速度ベクトルより、周期ドップラ変動の伝搬方向は 290 ° と北西方向に伝搬し、水平伝搬速度は 54 m/s であるとわかった。

3.3.2 各観測地点の抽出波形を用いた周期スペクトル解析

周期ドップラ変動の周期を求めるには、抽出した周期ドップラ変動データを MEM で周期スペクトル解析をすることで得られる。図 3.9～3.11 の抽出データを MEM でスペクトル解析した結果が図 3.16 となる。

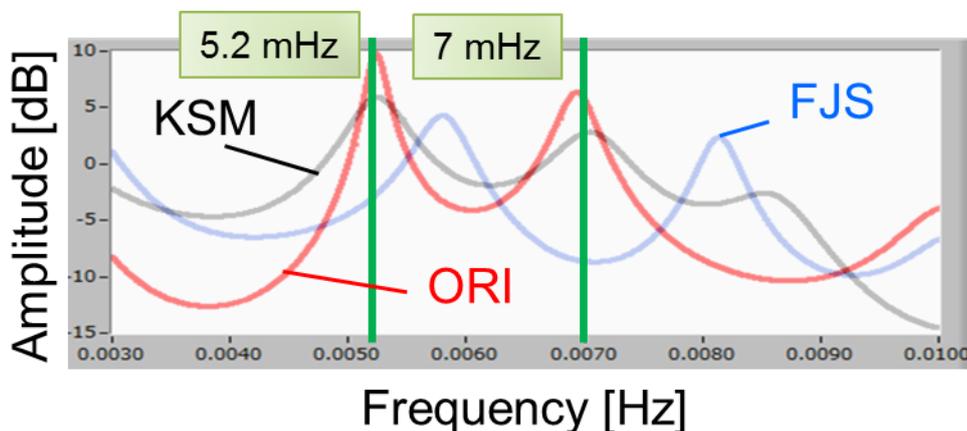


図 3.16 各観測点の周期スペクトル解析

藤沢のスペクトルピーク値は他の二点と観測位置が離れているためずれているが、鹿島と大洗のスペクトルのピークは 5.2 mHz と 7 mHz と一致した。これらの周波数を周期に変換すると 192 s、142 s と 5 分未満であることからこの周期ドップラ変動は大気音波であることがわかった。

3.4 大気音波発生について導波管伝搬モデルによる解釈

E 層高度を水平伝搬している波面状 Es に大気音波が重なることで、直線的なドップラ軌跡に周期ドップラ変動が重畳することがわかったが、大気音波がどのようにして波面状 Es に周期変動を重畳させるか以下のモデル図から解釈をした。

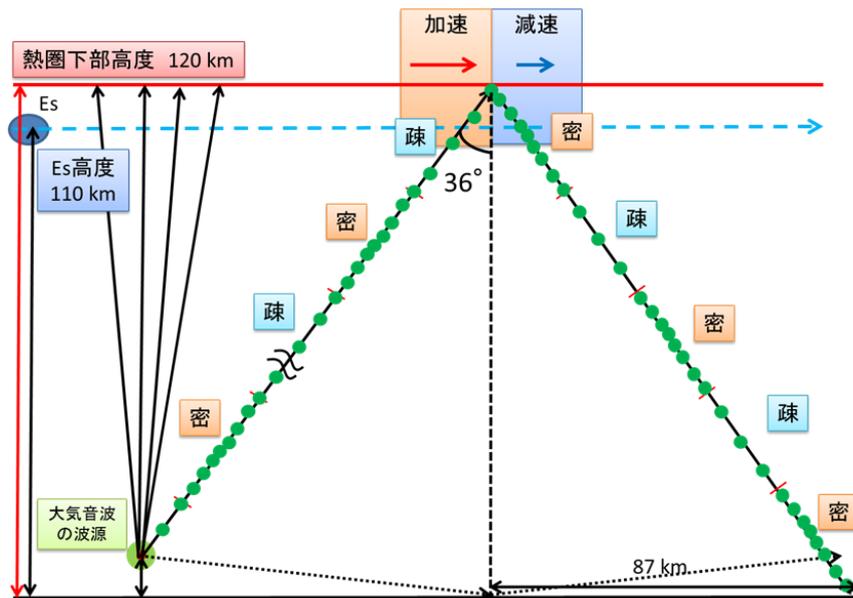


図 3.17 大気音波発生時の導波管伝搬モデル

大気音波の波源は主に竜巻や雷など気象現象が多いことからこのモデル図では高度 10 km と対流圏内に設定した。波源から放射される大気音波は縦波であるので、大気の圧縮と拡散の圧力変化を繰り返しながら上層へ伝搬していく。熱圏下部高度 120 km 付近では温度が急激に上がるため、状態方程式 $pv = nRT$ より圧力が急激に上がる。圧力の急激な上昇により、屈折率も上がるため大気音波は熱圏下部高度で反射し、下方伝搬する。下方伝搬した大気音波が地表で上方へ反射し、熱圏下部高度で反射を繰り返すことで、電波が導波管内の上下壁間を定在波的に反射しながら水平に伝搬していく様子と同じことが大気音波でも起きている。ただし、このモデルでは波源から下方放射された大気音波は入射角が大きく、長距離間隔で反射を繰り返すため下方放射された大気音波は無視する。また、上方放射された大気音波についても初めに熱圏下部高度に到達した際、突き抜ける周波数の大気音波が数多く存在するため、十分な距離を水平伝搬したモデル図となっている。図の伝搬経路は周波数 5.2 mHz の場合、波長 60 km、2012 年 8 月 16 日の大気の平均温度から平均音速 306 m/s である縦波が境界条件 $L = n \cdot \lambda / 2$ より、 $n = 4$ から 2.5 波長分で入射角 36° 、反射点間の距離が 87 km で伝搬している。

導波管伝搬モデルでは熱圏下部が節になるように伝搬するため、Es 高度では上部反射面に近いことから定在波の節が近くにあり、上下方向変動が小さくなるので変動方向はほぼ水平方向となる。上部反射面の節部分では、節を境目に前後に縦波による疎密の領域が発生する。密の領域では中性大気の抵抗を受けるため、疎から密へ向かうときは減速し、ドップラシフトは上がり、密から疎へ向かうときは加速し、ドップラシフトは下がる。このように波面状 Es が加速、減速を繰り返す速度変調を受けることにより、周期ドップラ変調が重畳することがわかった。

3.5 シミュレーションによるドップラシフトと観測データとの比較

大気音波発生時の導波管伝搬モデルにより、波面状 Es に水平方向変調がかかっていると考えたが、実際にどれほど水平方向変調が掛かっているかシミュレーションによるドップラシフトと観測データの比較を行った。波面状 Es の水平伝搬方向に大気音波による速度変調がかかるモデル図を図 3.26 に示す。

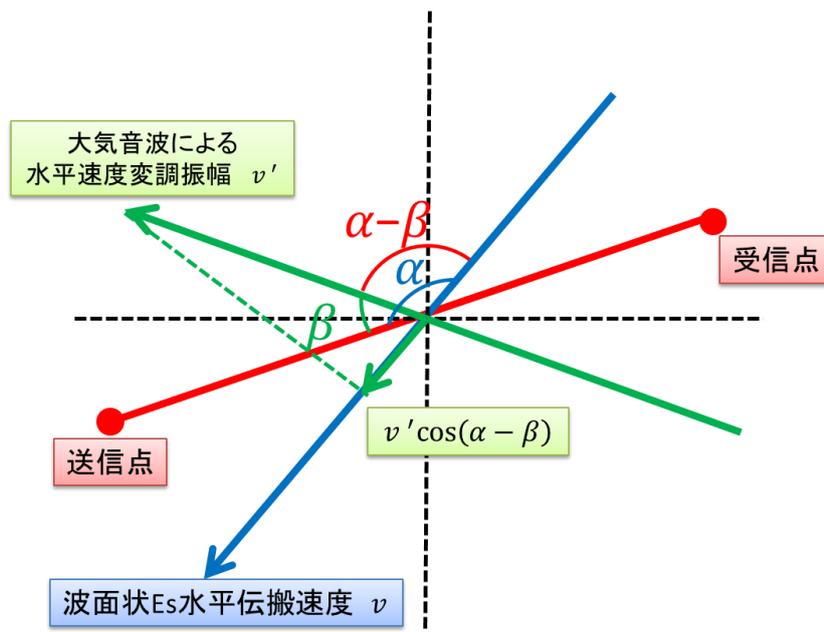


図 3.26 大気音波による速度変調モデル図

速度変調モデル図より、Es の水平伝搬速度 v は大気音波から水平伝搬速度 v' を受け、

$$V = v - v' \cos(\alpha - \beta) \times \cos \omega_T t \quad (3.7)$$

と速度変調とする。ただし、 α は送受信点間基線と波面状 Es 伝搬方向間の方角、 β は送受信点間基線と大気音波伝搬方向間の方角、 ω_T は大気音波の周期である。大気音波の周期 192 s、142 s で変調をかけた速度 V を (2.7) 式に代入し、ドップラシフトを計算した結果を図 3.27 に示す。

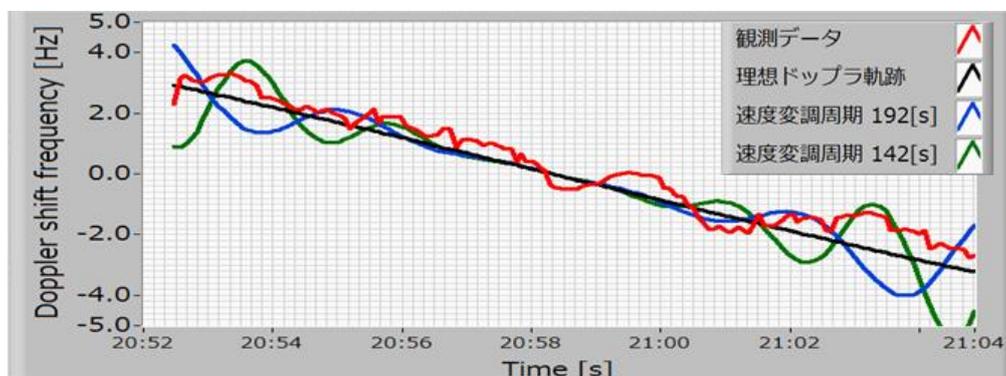


図 3.27 水平速度変調を掛けたドップラシフト計算結果

観測データ Es の始めと終わりの部分は一致する箇所があるが、水平速度変調だけでは送受信点間の midpoint 付近の電波伝搬経路の変化量が少なくなってしまうことから、0 Hz 付近ではドップラ変動が重畳しないことがわかった。

そこで、改善策として 0 Hz 付近でもドップラ変動が重畳するように振幅 200 m、周期 192 s で高度変化を付加したドップラシフト計算結果を図 3.28 に示す。

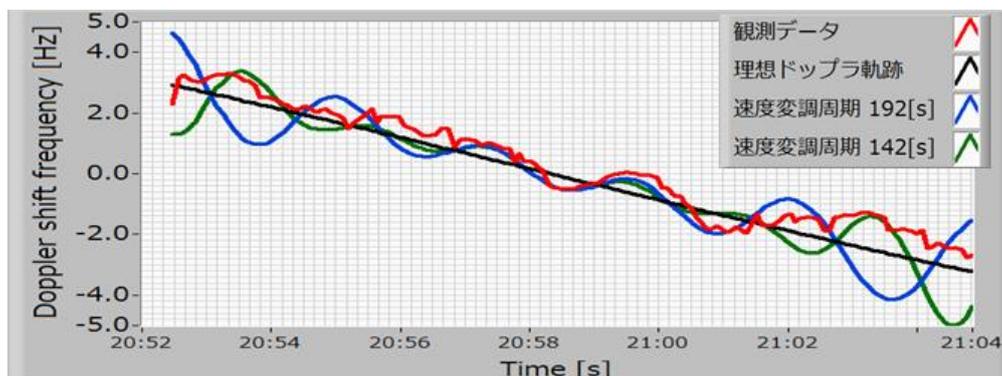


図 3.27 水平速度変調と高度変化を掛けたドップラシフト計算結果

0 Hz 付近、始めと終わりの部分が各周期のドップラ変動と一致していることから、実際の波面状 Es では 200 m の振幅で上下振動しつつ、水平距離も 200 m の振幅で振動しながら伝搬していることがわかった。つまり、この結果を導波管モデルで考えると、図 3.28 の様に反射高度付近ではあるが波面状 Es は減速しながら下降し、加速しながら上昇という形で斜め方向の運動を繰り返し、平均的には水平移動していることと理解できる。

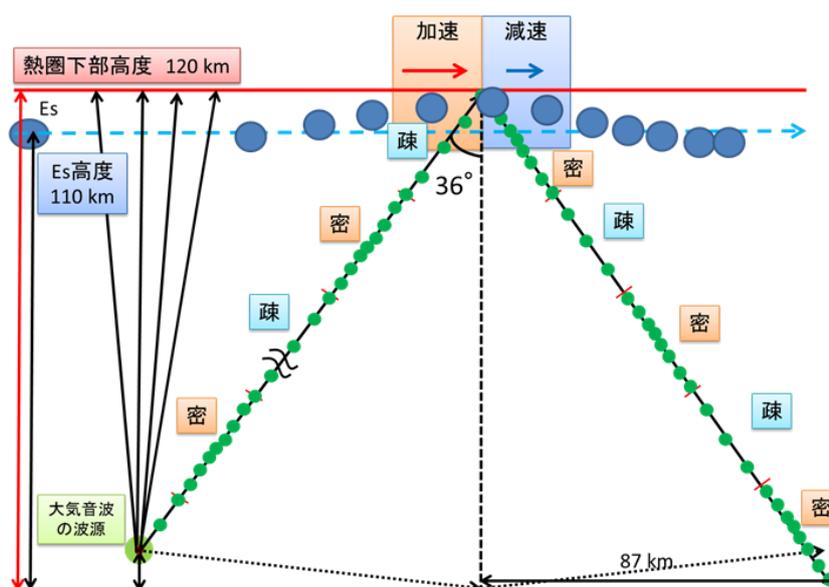


図 3.28 大気音波による水平速度変調を受けた波面状 Es の動き

3.6 周期ドップラ変動上の電界強度と理想ドップラ軌跡上の電界強度の比較

大気音波発生時の導波管伝搬モデルにより、波面状 Es が速度変調を受け、直線的なドップラ軌跡に周期ドップラ変動が重畳することがわかったが、このモデルの問題点は縦波の圧力変化により、電離層中の中性分子がイオンと衝突し、イオンが動く。イオンが動くとイオンに引っ張られる形で電離層中の電子も動くことになるので、密領域では電子密度が上昇し、反射係数も高くなり、ドップラシフトが上がる箇所では電界強度が上がる。つまり、ドップラ変動上の電界強度に周期変動が重畳していることになり、周期ドップラ変動と周期強度変動は同時に起きる。

これらが同時に起きているか検証するために、図 3.9 鹿島の周期ドップラ変動抽出データとそのドップラ変動上の電界強度 (図 3.18) で相互相関関数を計算した。計算結果は図 3.19 となった。

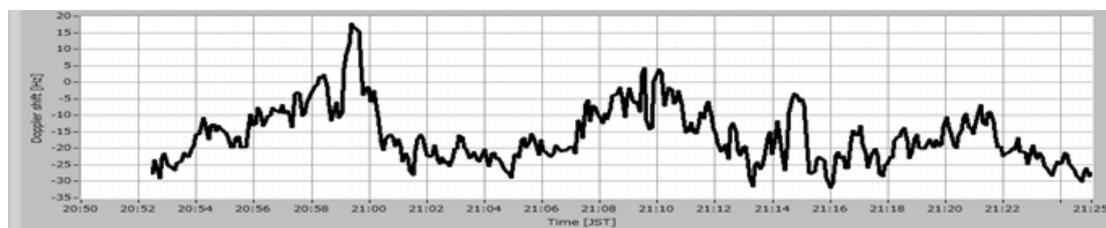


図 3.18 2012 年 8 月 16 日 20:52~22:25 JST
鹿島の周期ドップラ変動上の電界強度

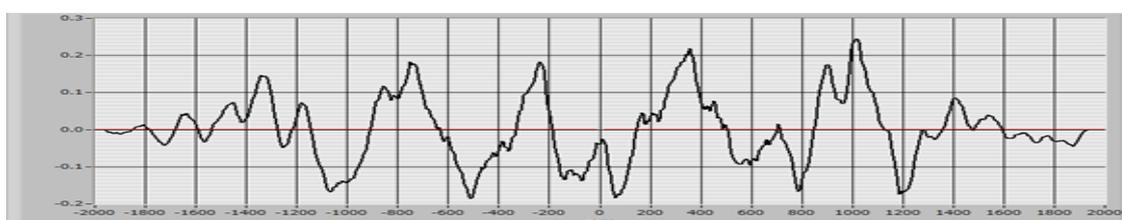


図 3.19 ドップラ変動抽出データとドップラ変動上の電界強度との相互相関関数

相関係数のピーク値が約 0.2 と相関が低いことから、大気音波によって電界強度が上がることはないことがわかった。

さらに、大気音波だけではなく、何らかの現象により電界強度上に周期変動が重畳していないか調べるために、図 3.20 のように周期ドップラ変動上の電界強度、理想ドップラ軌跡上の電界強度、理想ドップラ軌跡から上下に 0.2 Hz 上下にずらした際の電界強度と 4 つの電界強度データの抽出を行った。

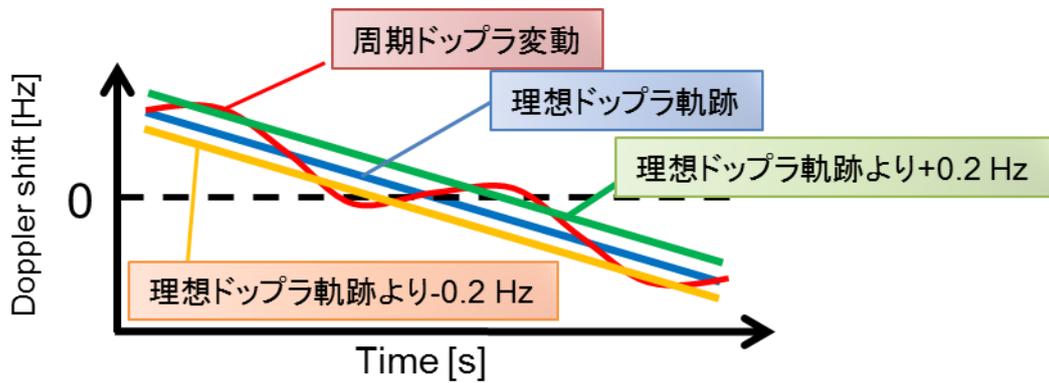


図 3.20 電界強度抽出箇所

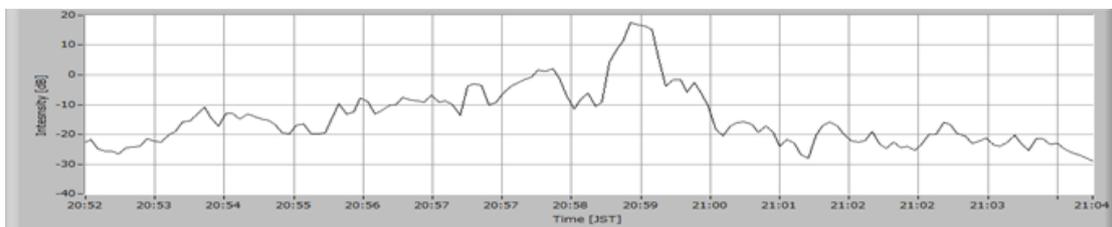


図 3.21 2012 年 8 月 16 日 20:52~21:04 JST
鹿島のドップラシフト上の電界強度抽出データ

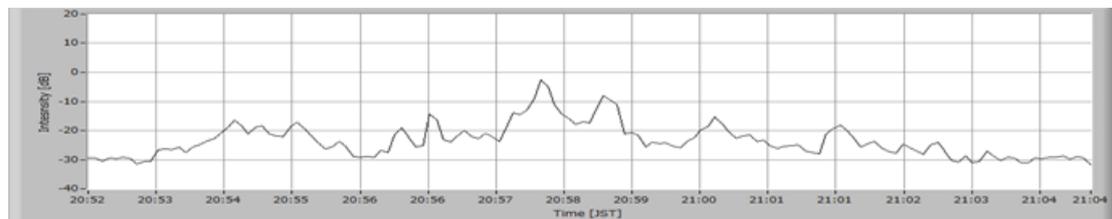


図 3.22 2012 年 8 月 16 日 20:52~21:04 JST
鹿島の波面状 Es 理想ドップラ軌跡上の電界強度抽出データ

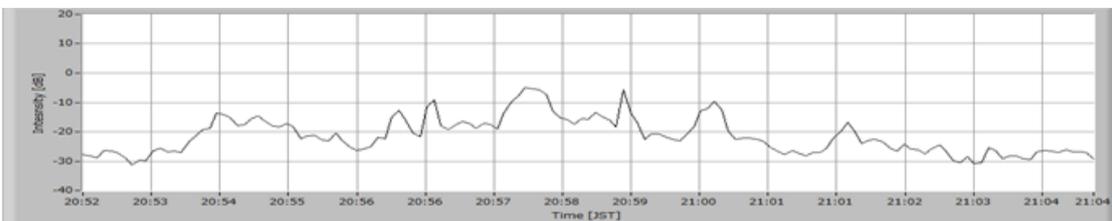


図 3.23 2012 年 8 月 16 日 20:52~21:04 JST
鹿島の波面状 Es 理想ドップラ軌跡から+0.2 Hz ずらした際の電界強度抽出データ

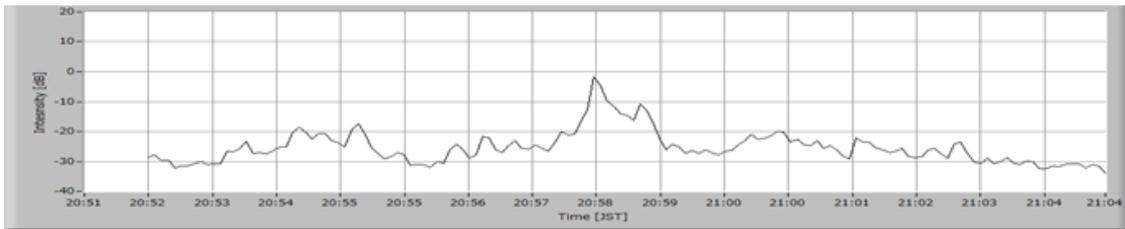


図 3.24 2012 年 8 月 16 日 20:52~21:04 JST

鹿島の波面状 E_s 理想ドップラ軌跡から -0.2 Hz ずらした際の電界強度抽出データ

図 3.21~3.24 の電界強度抽出データを MEM による周期スペクトル解析を行った結果は図 3.25 となった。

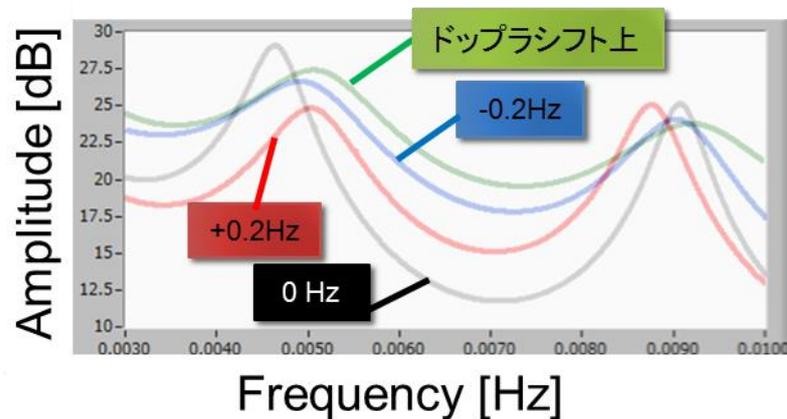


図 3.25 各ドップラ軌跡上の電界強度抽出データ周期スペクトル解析

ドップラシフト上のスペクトルを見ると、スペクトルが立っている箇所はあるが 3 dB 程度しか上がっておらず、明確な変動が重畳していないことがわかる。一方、3つのスペクトルを見ると、明確にスペクトルが立っていることから、波面状 E_s からの反射波による電界強度上昇の特徴を捉えられていることがわかる。

以上の解析から、周期ドップラ変動と周期強度変動は同時に起きることはなく、区別することができることがわかった。また、電界強度が一様に高い箇所でもドップラシフトの等位相面が見えれば周期ドップラ変動としてデータに用いることが可能であることがわかった。

第4章 Esのドップラ軌跡に重畳した周期強度変動の統合解析

4.1 2014年7月11日11:30~13:00JST 周期強度変動現象

2014年7月11日11:30~13:00JST頃に関東地方上空で観測された波面状EsによるHFDデータが図4.1~図4.6である。送信周波数は6055 kHz、送信局の長柄JOZから受信点である鹿島、柿岡、大洗、杉戸、調布、藤沢にドップラシフト+4 Hz~-4 Hzの範囲で電界強度が一様が高いため黒くなっている。これは波面状Esが連続発生かつ各波面状Esがフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している特徴である。図4.1~図4.6に赤い直線で表したように、各観測点に電界強度が高い右肩上がりの変化が3~4本見えることから、波面状Esのドップラ軌跡に周期強度変動が重畳していることがわかる。

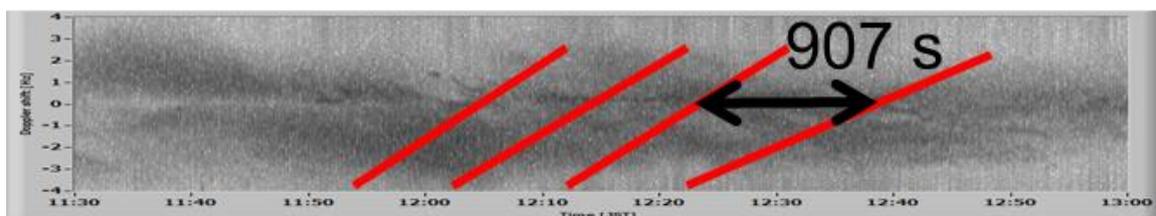


図 4.1 2014年7月11日11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFTによる大洗のHFD観測データ

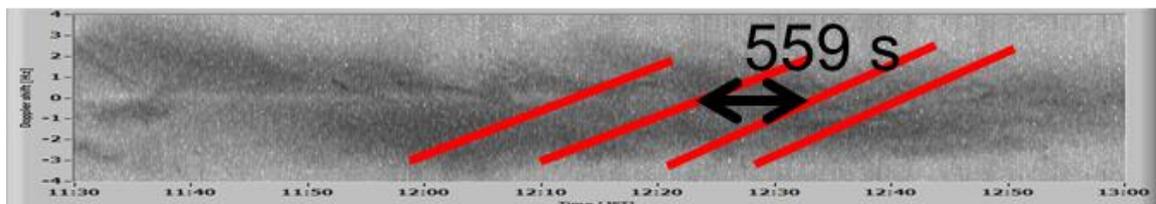


図 4.2 2014年7月11日11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFTによる柿岡のHFD観測データ

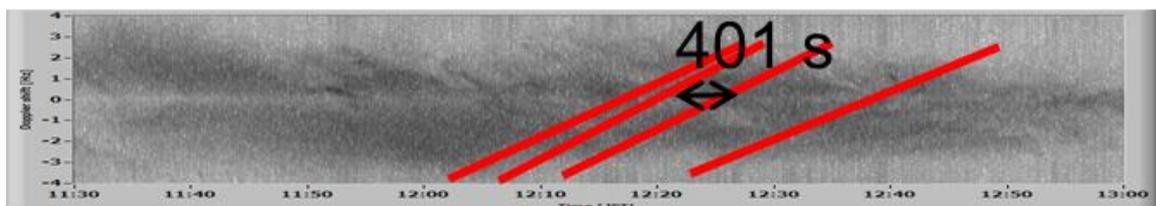


図 4.3 2014年7月11日11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFTによる鹿島のHFD観測データ

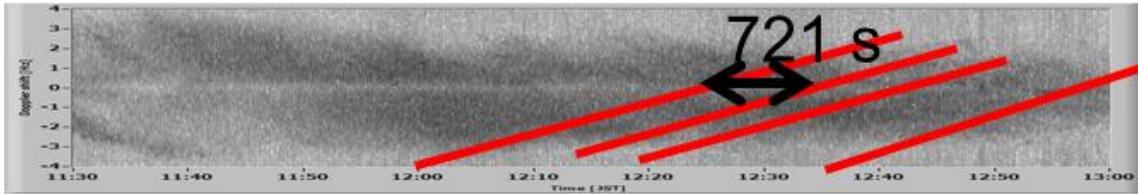


図 4.4 2014 年 7 月 11 日 11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFT による杉戸の HFD 観測データ

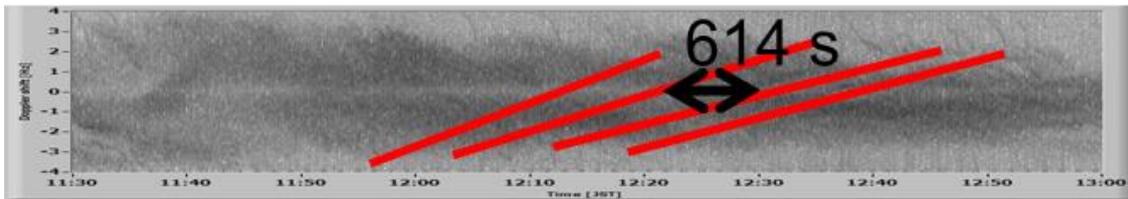


図 4.5 2014 年 7 月 11 日 11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFT による調布の HFD 観測データ

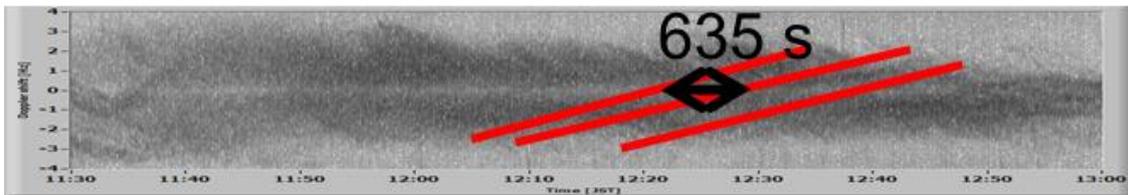


図 4.6 2014 年 7 月 11 日 11:30~13:00JST 送信周波数 6055 kHz
FFT による藤沢の HFD 観測データ

各観測点の右肩上がりの直線の間隔を見ると、平均 640 s であることがわかった。この時間差からプラズマによる変動ではなく、640 s と 5 分以上の周期であることからこの変動は大気重力波であることがわかった。また、周期強度変動のゼロクロス時刻から波面解析を行ったところ、この大気重力波の水平伝搬速度は 140 m/s であるとわかった。

4.2 $\omega - k$ ダイアグラムによる周期強度変動のパラメータ導出

波面解析では大気重力波の水平伝搬速度が求められるが、鉛直成分速度や波長は求めることが出来ない。そこで大気波動の分散関係式 (1.11) より、 $\omega - k$ ダイアグラムから鉛直成分を求めていく。2014年7月11日 11:30~13:00JST 頃の大気平均温度は 380 K、イオノグラムから波面状 Es の高度は 120 km、水平伝搬速度 140 m/s、周期 640 s から $\omega - k$ ダイアグラムの計算結果を以下に示す。

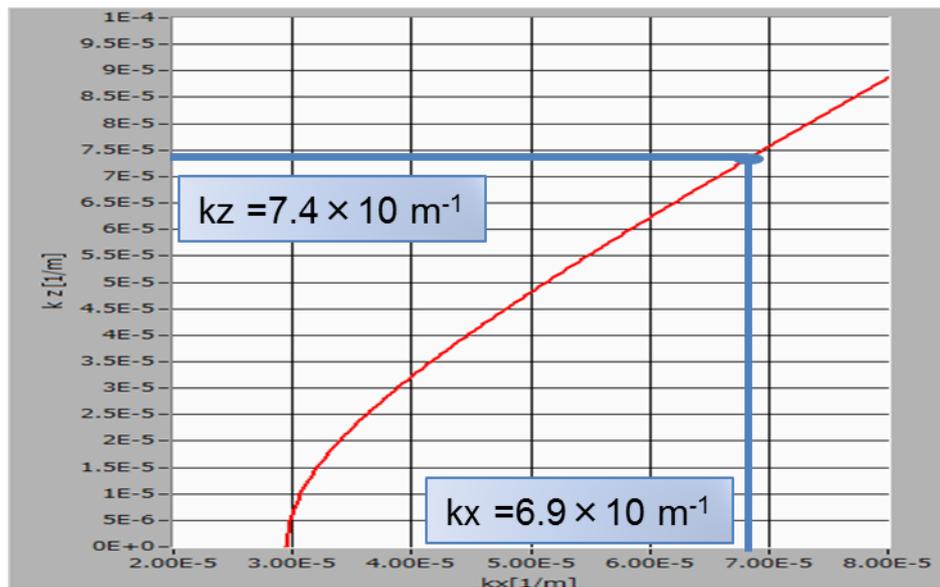


図 4.7 2014年7月11日 11:30~13:00JST $\omega - k$ ダイアグラム

水平成分波長 92 km から水平成分波数 k_x は $2\pi/\lambda$ より、 $6.9 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ と求まるので、 $\omega - k$ ダイアグラムから k_x との交点の値を読み取ると鉛直成分波数 k_z は $7.4 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ と導出できる。この鉛直成分波数より、この大気重力波の鉛直成分は波長 85 km、速度 133 m/s、仰角 43° と導出した。

4.3 理想ドップラ軌跡上の電界強度解析

大気重力波がどのように Es 反射点に影響を与えているか考察するため、波面状 Es のドップラ軌跡を抽出したいが各波面状 Es のドップラ変動がお互いに重なり、抽出が困難な状態になっている。そこで周期強度変動直線を通るように理想ドップラ軌跡を引き、その軌跡上の電界強度を解析した。

各観測点で周期強度変動直線が最も強調されて見える杉戸の観測データに、波面状 Es が水平伝搬速度 96 m/s で伝搬しているときの理想ドップラ軌跡を引いたものが図 4.8 (a) である。

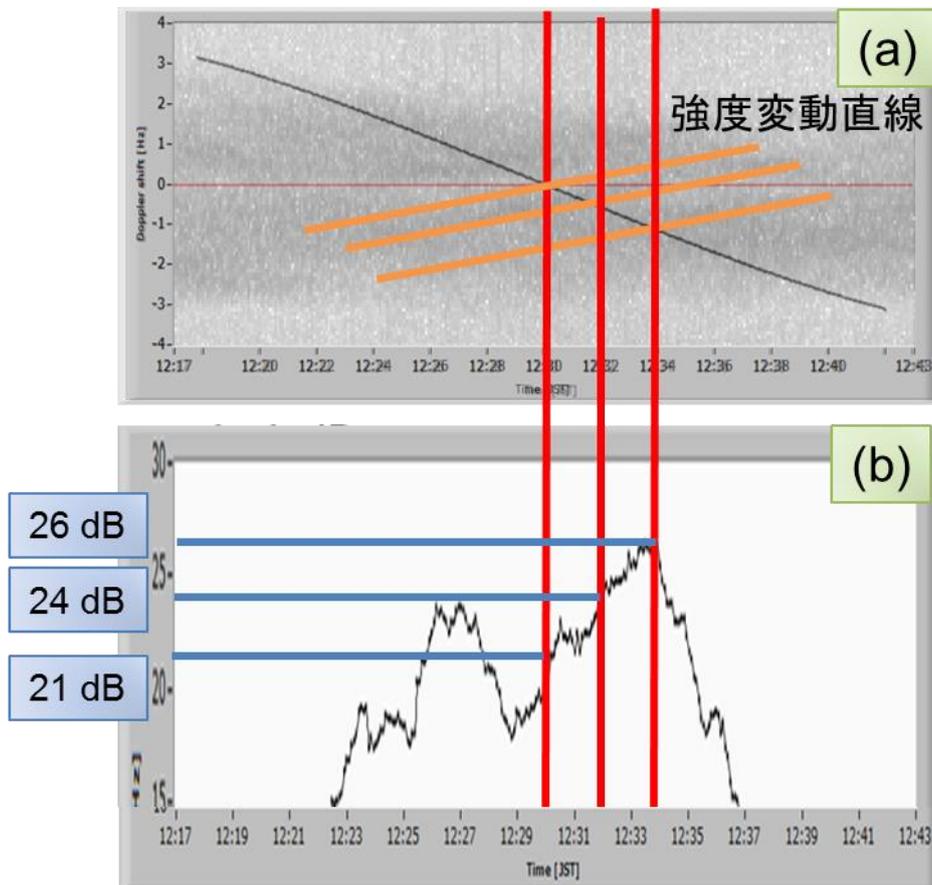


図 4.8 (a)杉戸の HFD 観測データ上に引いた理想ドップラ軌跡
(b)理想ドップラ軌跡上の電界強度

この理想ドップラ軌跡上の電界強度を抜き出したデータを図 4.8(b)に示す。ただし、このデータは 20 個の電界強度値を切り出して平均を取った値をプロットし、データを 1 個ずらして同様の計算を繰り返し行ったものである。理想ドップラ軌跡と周期強度変動直線が交わる時の電界強度は 21 dB、24 dB、26 dB と 2~3 dB 程度の変化が見られた。電界強度の値は以下の式のように、ドップラシフトの時間微分によって変動することがわかっている[11]。

$$E^2 = E_0^2 \left(1 + \frac{Hc}{2V^2f} \frac{d}{dt} \Delta f \right) \quad (4.1)$$

ただし、 E は反射時の電波の振幅、 E_0 は平面反射時の電波の振幅、 H は高度、 c は光速、 V は E_s の水平速度、 f は送信周波数である。(4.1) 式より、ドップラシフト Δf が増加しているときは振幅が上がるが、理想ドップラ軌跡は減少し続けるため振幅が上がることはない。つまり、理想ドップラ軌跡にドップラ変動が重畳しない限り 2~3 dB の上昇は得られないことが分かった。

4.4 大気重力波発生について伝搬モデルによる解釈

高度数十 km の波源で発生した大気重力波は 43° の傾きで上空へ伝搬していく。この時、E 層高度の等電子密度面は大気重力波の突き抜けにより、Es 高度では波長 92 km の正弦波が水平へ伝搬していく。この横波により変化する平板状 Es の波面状変化モデルを考えた。

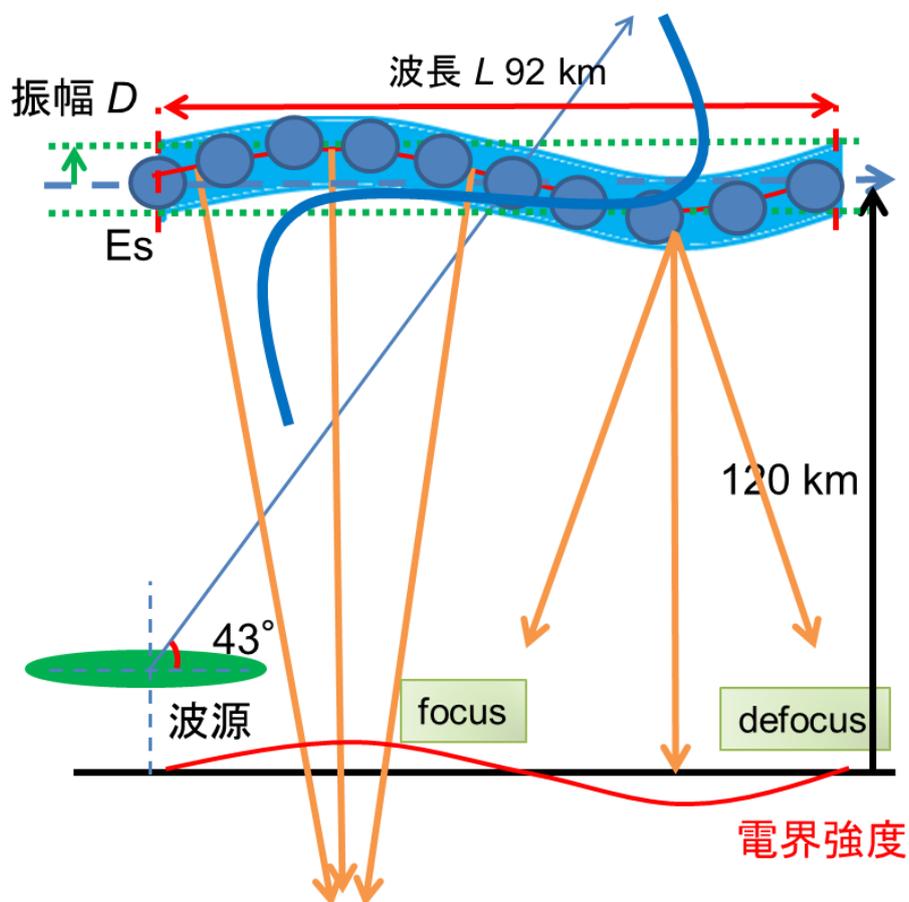


図 4.9 大気重力波発生時の平板状 Es の波面状変化モデル

等電子密度面の上下振動に沿って平板状 Es の形状が変わり、平板内の波面状 Es も上下振動しつつ水平移動していく。この上下振動が波面状 Es のドップラ軌跡にドップラ変動として微小変動で重畳し、Es が等電子密度面の上に凸の部分に差し掛かるとき、focusing の現象により、反射の多重経路によって電界強度が増加する。下に凸の部分では defocusing により、電波が地上へ戻る量が減り、電界強度が下がる。この時の電界強度の値は (4.1) 式を正弦波に対応させることにより、以下の式となる。

$$E^2 = E_0^2 \left(1 + \frac{4\pi^2 HD}{L^2} \right) \quad (4.2)$$

ただし、 L は水平波長、 D は正弦波の振幅である。(4.2)式より、1 dB 上昇させるのに 200 m の振幅が必要となり、E 層高度において起きる可能性が十分にある高度変化であることが分かった。

このように平板状 E_s の波面状変化モデルが発生することにより、波面状 E_s が連続発生かつ各波面状 E_s がフレネルゾーンよりも小さい間隔で伝搬している場面では波面状 E_s のドップラ軌跡上に電界強度が高い部分と低い部分が現れ、電界強度の高い部分が時間経過とともにドップラシフトの値が上昇し、右肩上がりのドップラ軌跡が現れると解釈できる。

第 5 章 結論

本論文の結論は以下のとおりである。

- (1) HFD 観測より、 E_s の HFD 軌跡上に重畳している周期変動は①ドップラ変動等位相面が右肩上がりの変化、②強度変動等位相面が右肩上がりの変化の 2 つの種類に分けられる。
- (2) ドップラ変動が右肩上がりの周期変動は大気音波によるものであり、大気音波は導波管の中を伝搬するようなモデルにより、波面状 E_s に上下振動と水平振動を与えることでドップラ軌跡に正弦波的な変動を重畳させていることが分かった。
- (3) 電界強度変動が右肩上がりの周期変動は大気重力波によるものであり、大気重力波が E_s 高度を突き抜けるときに発生する等電子密度面の振動により、波面状 E_s も上下振動する。波面状 E_s が等電子密度面の上に凸の部分に差し掛かるときに **focusing** の現象によって電界強度が上がり、右肩上がりのドップラ軌跡が現れることが分かった。
- (4) ①現象発生時の各波面状 E_s ドップラ軌跡上の電界強度が変動しないことから、①と②の現象は同時に発生することはなく、区別ができることが分かった。

今後の課題としては、②現象発生時に HFD 観測データの一様に電界強度が高い部分から各波面状 E_s のドップラ軌跡を抽出できなかつたため、シミュレーションとの比較ができず、実際の波面状 E_s の動きを求めることができなかった。この問題を解決するためにドップラ軌跡を抽出する方法を考える必要がある。

参考文献

- [1] 後藤史織: 短波ドップラ観測によるスホラディック E の構造と移動特性の研究, 電気通信大学平成 22 年度修士論文.2011.
- [2] 奥埜 竜一: HF ドップラ多点観測による波面状スホラディック E の移動特性に関する研究, 電気通信大学平成 25 年度修士論文.2013.
- [3] 富澤一郎・藤井厚太郎: 波面状 Es による HF 波伝搬モデル, JPGU 2013, PEM29-01, 2013.
- [4] Roland T. Tsunoda and Russell B. Cosgrove, Azimuth-dependent Es layer instability: A missing link found, *Journal of Geophysical research*, Vol.109, A12303, doi:10.1029/2004JA010597, 2004.
- [5] Mamoru Yamamoto, Shoichiro Fucao, Tadahiko Ogawa, Toshitaka Tsuda, and Susumu Kato: A morphological study on mid-latitude E-region field-aligned irregularities observed with the MU radar, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, Vol.54, No.6, pp769-777, 1992.
- [6] G. L. Goodwin and R. N. Summers: Es-Layer characteristics determined from spaced ionosondes, *Planet Space Science*, vol.18, p1417-1432, 1970.
- [7] G. G. Bowman: Some aspects of sporadic-E at mid-latitudes, *Planet Space Science*, vol.2, p.195-211, 1959.
- [8] 大井一史: HF ドップラ長期多点観測による日没時の電離圏擾乱の研究, 電気通信大学平成 24 年度修士論文,2013.
- [9] D.W. Cornelius and E.A. Essex: Observations of mid-latitude sporadic E using the HF Doppler technique, *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol.41, pp.481-499, 1979.
- [10] 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店,1977.
- [11] Kenneth Davies: *Ionospheric Radio* 1990, IEE, 580pp., ISBN 0-86341-186-X.
- [12] 福田淳・富澤一郎:スホラディック E (Es) の HF ドップラ微小変動を用いた大気音波解析方法の開発, SGEPS, R005-025, 2013.
- [13] 西村仁志: 2012年5月6日に発生した強い竜巻による 電離層高度における大気波動の研究, 電気通信大学平成 23 年度修士論文.2012.
- [14] K.Nishida, Y.Fukao, S.watada, N.kobayashi, M.Tahira, N.Suda, K.Nawa, T.Oi and T.Kitazima: Array observation of background atmospheric waves in the seismic band from 1 mHz to 0.5 Hz, *Geophys.J.Int.*, (2005) 162, pp824-840, doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02677.x, 2005.
- [15] Hiroo Kanamori: Some fluid-mechanical problems in geophysics—waves in the atmosphere and fault lubrication, *Fluid Dynamics Research* 34, pp1–19, 2004.

- [16] T.M.Georges: HF Doppler studies of traveling ionospheric disturbances J of Atmos and Terr Phys, 1968,Vol.30,pp.738-746.1968.
- [17] 丸山隆：電離圏プラズマ, The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research, pp.762-766, 2006.
- [18] NASA ホームページ MSIS-E-90
Atmosphere Model http://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html
- [19] 横山貴文: HF~UHF 帯電波を用いたスプラディック E の広域構造および移動特性の研究, 電気通信大学平成 25 年度修士論文.2013.

謝辞

本研究を行う機会を与えてくださり、熱心にご指導いただいた富澤一郎准教授に心より感謝申し上げます。

また、研究の助言いただいた OB の皆様、日頃よりお世話になりました富澤研究室の皆様に心より感謝を申し上げます。

発表実績

- [1] 福田淳・富澤一郎:スプラディック E (Es) の HF ドップラ微小変動を用いた大気音波解析方法の開発, 第 135 回 地球電磁気・地球惑星圏学会 , R005-P025, 2013.
- [2] 福田淳・富澤一郎: 波面状 Es の HF ドップラに重畳した周期的変動の原因, 第 136 回 地球電磁気・地球惑星圏学会, R005-P026, 2014.