

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	向井 理人	学籍番号	1131112
論 文 題 目	計算機シミュレーションを用いた 地球磁気圏内波動粒子相互作用に関する研究		
要 旨	<p>本研究は、Classical Trimpi 現象に関する定量的研究及び結果に対する考察を行うことにより、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解への大きな寄与を目的とする。Classical Trimpi 現象とは、大地－電離層間を導波管伝搬している VLF 帯送信電波が振幅・位相等に擾乱を受け伝搬異常を起こす現象であり、地球磁気圏内波動粒子相互作用による降下粒子が下部電離層擾乱を引き起こすため発生する。Classical Trimpi 現象に関するこれまでの研究では、中間圏発光現象(TLE)を引き起こすような大規模落雷(TLE 雷)に着目した研究はほとんど行われていない。さらに TLE 雷は対流圏の雷放電と超高層との電磁気結合機構の観点から近年注目されており、通常の落雷に加え TLE 雷に着目した Classical Trimpi 現象に関する包括的な研究を行うことは、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解のために不可欠である。</p> <p>そこで本研究では、通常雷及び TLE 雷の双方の場合について、計算機シミュレーションを用いた地球磁気圏内波動粒子相互作用による降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層電子密度時間変化の定量的導出とその結果に対する考察を行った。</p> <p>エネルギーフラックス計算では、TLE 雷起源のホイスラ波動と相互作用を起こす降下粒子のエネルギーは通常雷の場合に比べ最大値が 10 倍程度大きく、TLE 雷による粒子降下は通常雷の場合と比較して長時間持続されることが分かった。下部電離層電子密度時間変化計算に関しては、通常雷の場合は 80 km で、TLE 雷の場合は 60 km で背景電子密度に対する増加率が最大となるということが分かった。したがって TLE 雷による粒子降下は、通常雷の場合と比較して、より低高度での影響が強くなると考えられる。</p> <p>本研究により磁気圏内波動粒子相互作用から下部電離層擾乱までの一連のプロセスを考慮した定量的なシミュレーション結果を得ることができた。これは雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解につながる結果であると期待できる。今後は、より複雑な波動モデルの入力や電子密度変化の連続的な高度分布の導出が課題として挙げられる。</p>		

平成 24 年度 修士論文

計算機シミュレーションを用いた
地球磁気圏内波動粒子相互作用
に関する研究

学籍番号 1131112

氏名 向井 理人

情報・通信工学専攻

電子情報システムコース

指導教員 芳原 容英 教授

副指導教員 橋本 猛 教授

概要

本研究は、Classical TrimpI 現象に関する定量的研究及び結果に対する考察を行うことにより、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解への大きな寄与を目的とする。Classical TrimpI 現象とは、大地－電離層間を導波管伝搬している VLF 帯送信電波が振幅・位相等に擾乱を受け伝搬異常を起こす現象であり、地球磁気圏内波動粒子相互作用による降下粒子が下部電離層擾乱を引き起こすため発生する。Classical TrimpI 現象に関するこれまでの研究では、中間圏発光現象(TLE)を引き起こすような大規模落雷(TLE 雷)に着目した研究はほとんど行われていない。さらに TLE 雷は対流圏の雷放電と超高層との電磁気結合機構の観点から近年注目されており、通常の落雷に加え TLE 雷に着目した Classical TrimpI 現象に関する包括的な研究を行うことは、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解のために不可欠である。

そこで本研究では、通常雷及び TLE 雷の双方の場合について、計算機シミュレーションを用いた地球磁気圏内波動粒子相互作用による降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層電子密度時間変化の定量的導出とその結果に対する考察を行った。

エネルギーフラックス計算では、TLE 雷起源のホイスラ波動と相互作用を起こす降下粒子のエネルギーは通常雷の場合に比べ最大値が 10 倍程度大きく、TLE 雷による粒子降下は通常雷の場合と比較して長時間持続されることが分かった。下部電離層電子密度時間変化計算に関しては、通常雷の場合は 80 km で、TLE 雷の場合は 60 km で背景電子密度に対する増加率が最大となるということが分かった。したがって TLE 雷による粒子降下は、通常雷の場合と比較して、より低高度での影響が強くなると考えられる。

本研究により磁気圏内波動粒子相互作用から下部電離層擾乱までの一連のプロセスを考慮した定量的なシミュレーション結果を得ることができた。これは雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解につながる結果であると期待できる。今後は、より複雑な波動モデルの入力や電子密度変化の連続的な高度分布の導出が課題として挙げられる。

目次

第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.1.1 地球周辺環境	1
1.1.2 Trimpi 現象	3
1.1.3 通常雷と TLE 雷	5
1.1.4 レッドスプライト	5
1.2 本研究の目的と意義	6
第2章 基礎理論	7
2.1 地球磁場モデルと L 値	7
2.2 静磁場における荷電粒子の運動	8
2.2.1 粒子のサイクロトロン運動とピッチ角	8
2.2.2 第一断熱量保存則	8
2.2.3 ミラーポイント	9
2.2.4 ロスコーン角と粒子降下	10
2.3 ホイスラ波動	11
2.3.1 ホイスラ波動の概要	11
2.3.2 磁気圏内でのホイスラ波動の伝搬	11
2.4 波動粒子相互作用と粒子の運動方程式	13
2.4.1 サイクロトロン共鳴	13
2.4.2 粒子の運動方程式	14
第3章 解析方法	17
3.1 シミュレーションプログラムについて	17
3.2 降下粒子エネルギーフラックス計算	19
3.2.1 共鳴計算	19
3.2.2 フラックス計算	20
3.3 下部電離層電子密度変化計算	21
3.3.1 粒子降下による電離率	21
3.3.2 電子密度変化方程式の数値解析	22
3.4 電離層高度における粒子の密度	24

第4章 解析結果	25
4.1 概要	25
4.2 入力波モデル	25
4.3 降下粒子エネルギーフラックス	26
4.3.1 通常雷の場合	26
4.3.2 TLE 雷の場合	28
4.3.3 通常雷と TLE 雷の比較	30
4.4 下部電離層電子密度変化	32
4.4.1 通常雷の場合	32
4.4.2 TLE 雷の場合	34
4.4.3 通常雷と TLE 雷の比較	35
第5章 考察	36
第6章 結論・今後の課題	37
謝辞	38
参考文献	39
発表実績	41
付録	42

第 1 章

序論

1.1 背景

1.1.1 地球周辺環境

地球周辺環境は、大きく 3 つの領域によって構成されている。地表から高度約 100 km まで存在する中性大気圏、さらにそこから高度約 1000 km まで存在する電離圏、そして高度 1000 km 以上を地球磁気圏の 3 つである。これらの領域における物理的な機構は、地球固有磁場と太陽からの影響により支配されている。地球磁気圏は、太陽側では太陽風(太陽からの高速なプラズマの流れ)の影響によりおよそ $10 R_E$ (R_E : 地球半径 = 約 6400 km) まで押しやられ、その反対側では約 $100 R_E$ まで伸びている。地球周辺環境の概要図を以下の図 1.1 に示す。

磁気圏は、0.1 ~ 1 eV の低エネルギー荷電粒子(コールドプラズマ)と、10 keV ~ 100 MeV の高エネルギー荷電粒子が混在するプラズマ空間であり、1960 年代には衛星観測により、約 $1.5 R_E$ と $3 \sim 4 R_E$ 付近に高エネルギー粒子で満たされている 2 つの放射線帯(内部放射線帯と外部放射線帯)が存在していることも判明した。このうち外部放射線帯については特に、バン・アレン帯と呼ばれる。さらに 1970 年代に入ると、この放射線帯に存在する粒子に関する研究が多くなされ、本研究で着目した“波動粒子相互作用”のメカニズムについても明らかにされてきた。

一方電離圏は、太陽からの紫外線等の影響により、地球大気の中性分子や原子が電離している領域である。電離層では、これらの一部が再結合して元の中性分子・原子に戻ったり、電子が中性分子・原子に付着してマイナスイオンを形成したりしながら、定常状態を保っている。また歴史的に電離層はその電気的特性の違いから幾層かに高度別に分けられており、D 層(60~90 km)、E 層(100 km 付近)、F₁ 層(~200 km)、F₂ 層(~300 km)と呼ばれている。この電離層は、HF 帯以下の低い周波数の電磁波に対して一般に反射層として作用することが知られており、D 層は VLF/LF 帯及び MF 帯の一部、E 層は MF 帯及び HF 帯の一部、F 層は HF 帯の電波を反射する。この性質により、電離層はしばしば遠距離無線通信に利用される。

本研究では、磁気圏のうち約 $6 R_E$ までの領域である内部磁気圏と、電離圏のうち高度 100 km までの D 層及び E 層を対象領域としている。

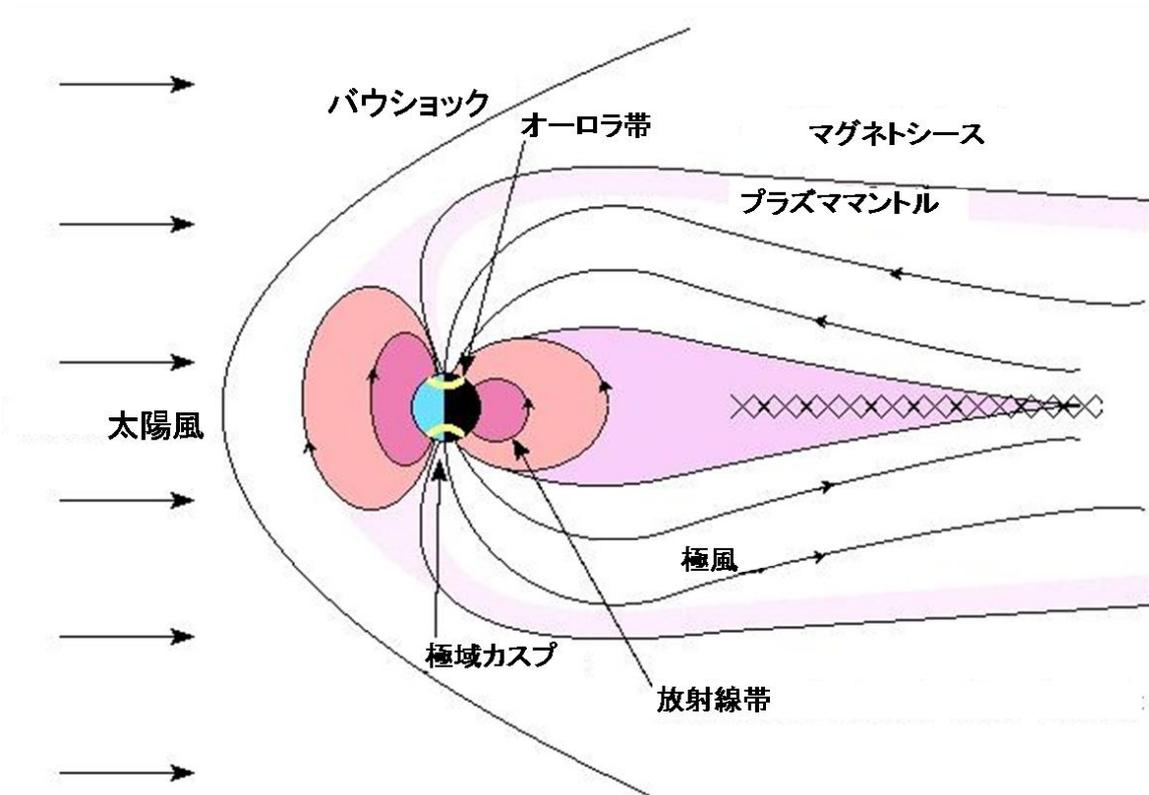


図 1.1 地球周辺環境概要図

1.1.2 Trimpi 現象

Classical Trimpi 現象は、1980 年頃から活発に研究が行われており、放射線帯からの降下粒子の影響によって大地-電離層間を導波管伝搬している送信局電波の位相や振幅に異常が生じるという現象である。図 1.2 に、Trimpi 現象発生時の送信局電波の振幅及び位相の観測例を示す。その発生メカニズムは、以下のとおりであることが知られている。大規模な落雷に伴って放射される電磁波動のうち、VLF 帯である 10 kHz 程度の電磁波は空電と呼ばれるが、その一部は電離層を透過し磁気圏まで伝搬していく。この電磁波は右回り円偏波のホイスラと呼ばれるプラズマ波動となり、地球のダイポール磁場の磁力線に沿って磁気共役点まで伝搬していく。その磁力線には高エネルギー粒子が捕らわれており、この粒子が磁気赤道付近でホイスラと波動粒子相互作用を起こすことにより電離層まで降下し、下部電離層が異常電離を引き起こす。それにより電離層実効高度が低下し、その領域の下を伝搬する電波の伝播異常が発生する、というものである ([1],[2],[3])。図 1.3 に波動粒子相互作用による粒子降下の概要図、図 1.4 に粒子降下による Classical Trimpi 現象の概要図を示した。なお Classical Trimpi による粒子降下は、数[sec]に渡って継続する。

また Trimpi 現象には、他にも Early Trimpi 現象と呼ばれるものがあり、[4],[5]のように近年多くの研究がなされている。これは、空電による放射電磁界が直接電離層下部を加熱することで下部電離層擾乱を発生させる現象であるが、本研究では取り上げていない。Early Trimpi 現象は、Classical Trimpi 現象に比べて、伝搬異常が発生するまでの時間や下部電離層の実効高度が元の状態に戻るまでの緩和時間が数[msec]と非常に短いという特徴がある。

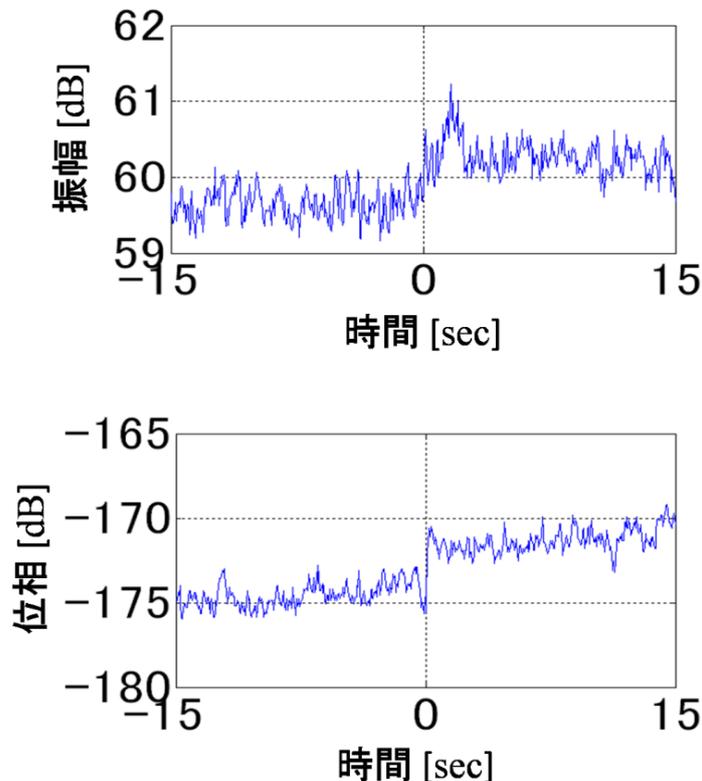


図 1.2 Trimpi 現象観測例

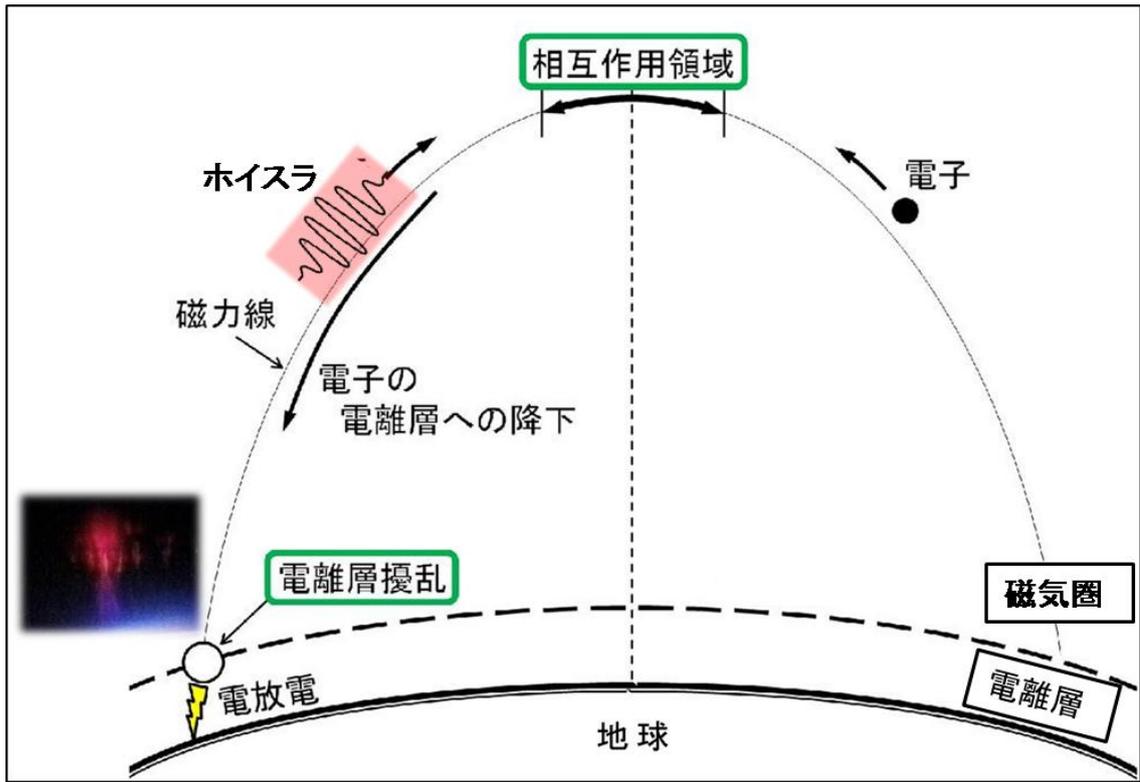


図 1.3 Trimpi 現象発生メカニズム概要図

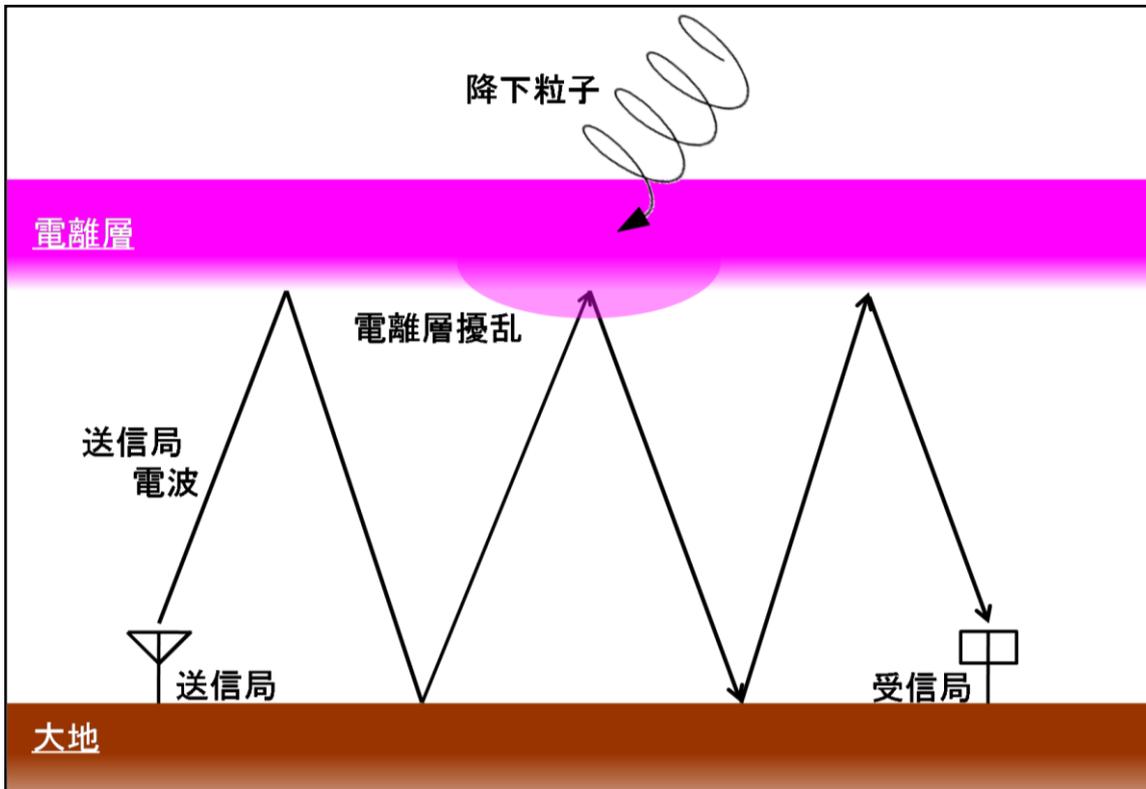


図 1.4 Classical Trimpi 現象概念図

1.1.3 通常雷と TLE 雷

本研究では、Trimpi 現象を引き起こす起源として、通常雷と TLE 雷の2種類の落雷を考えている。通常雷とはその特徴として VLF 帯(3~30 kHz)のうち 10 kHz 付近にスペクトルピークを持つ、大多数の落雷である。一方近年、ある特定の落雷の直後、雷雲の上空の中間圏(高度 50 ~ 80 km 付近)で、レッドスプライトやブルージェットと呼ばれる中間圏発光現象(Transient luminous event = TLE)が発見され、対流圏の雷放電と超高層との電磁氣的結合の観点からも注目されている。本研究においては、この TLE のうち、レッドスプライトを発生させるような大規模落雷のことを TLE 雷と呼ぶことにする。TLE 雷は通常雷とは異なり、非常に大きな落雷電荷モーメント Qds (Q : 落雷電荷量, ds : 電荷高度)をもつ正極性雷(正の電荷が中和される雷)により発生するため、ELF 帯(3 Hz~3 kHz)にスペクトルピークを持つことが特徴として挙げられる。そして本研究では、通常雷に加えて、この TLE 雷について着目して研究を行った。

1.1.4 レッドスプライト

先述のように、本研究では中間圏発光現象の中でもレッドスプライトに着目している。観測されたレッドスプライトは単にスプライトとも呼ばれ、観測から正極性落雷に伴って発生することが分かっているが、稀に負極性落雷に伴う場合もある。形状は多様であり、コラム型、キャロット型、クラゲ型等が存在する。図 1.5 に、観測されたスプライトの画像を示す。また、このレッドスプライトに伴って電離層擾乱が発生することが知られているが、これは発光現象の後、下部電離層にプラズマ構造ができ、これにより VLF 帯電波が散乱されるために起こると考えられている。このレッドスプライトによる電離層擾乱も、先述の Early Trimpi 現象の原因となる。

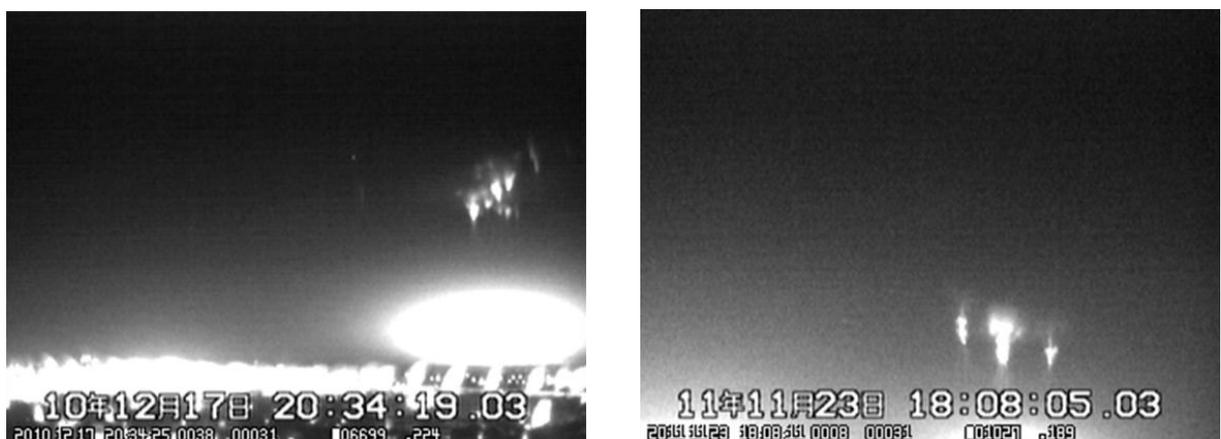


図 1.5 レッドスプライト観測例

1.2 本研究の目的・意義

Classical Trimpi 現象については、先述のようにこれまでも通常雷に関連して多くの研究がなされてきた。また、その原因となる放射線帯高エネルギー粒子降下による下部電離層電子密度擾乱の時間変化についても[6],[7],[8]などで報告されている。しかしながらこれまでの研究では、先程紹介したレッドスプライトを発生させるような大規模落雷(TLE 雷)に着目した研究は未だほとんど行われておらず、通常雷に加え先述のように近年大気圏と超高層の電磁気結合機構の観点から注目されている TLE 雷に着目した Classical Trimpi 現象に関する包括的な研究を行うことは、大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解にとって不可欠である。したがって本研究では TLE 雷による降下粒子のエネルギーフラックス及び下部電離層電子密度擾乱の時間変化を、計算機シミュレーションを用いて定量的に導出し、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解への大きな寄与を目的とする。

本論文のアウトラインを以下に述べる。第2章では本研究にて用いた基礎理論、第3章では具体的な解析の方法、第4章では計算機シミュレーションによって導出された結果とそれに対する比較・考察、第5章では結論、第6章では今後の課題について、それぞれ論じる。

第2章

基礎理論

2.1 地球磁場モデルと L 値

地球磁気圏の静磁場は、ダイポールモデルで表すことができることが知られており、以下の式(2.1)で良く近似できる。

$$B_0 = 0.312 \times 10^{-4} \left(\frac{R_E}{R} \right)^3 (1 + 3\sin^2 \lambda)^{-\frac{1}{2}} \quad [\text{Wb/m}^2] \quad (2.1)$$

ここで R は地球中心からの距離、 λ は磁気緯度を表している。

また、磁気緯度 λ で表される地球上のある点より伸びている磁力線は、以下の式(2.2)を用いて L 値により特定される。以下の式において、 R_{eq} は地球中心と磁力線の頂点との間の距離を表しており、地球中心から磁力線の頂点までの距離が、地球半径の何倍であるかを示している。この磁力線の頂点の存在する面を磁気赤道面と呼ぶ。

$$L = \frac{R_{\text{eq}}}{R} = \frac{1}{\cos^2 \lambda} \quad (2.2)$$

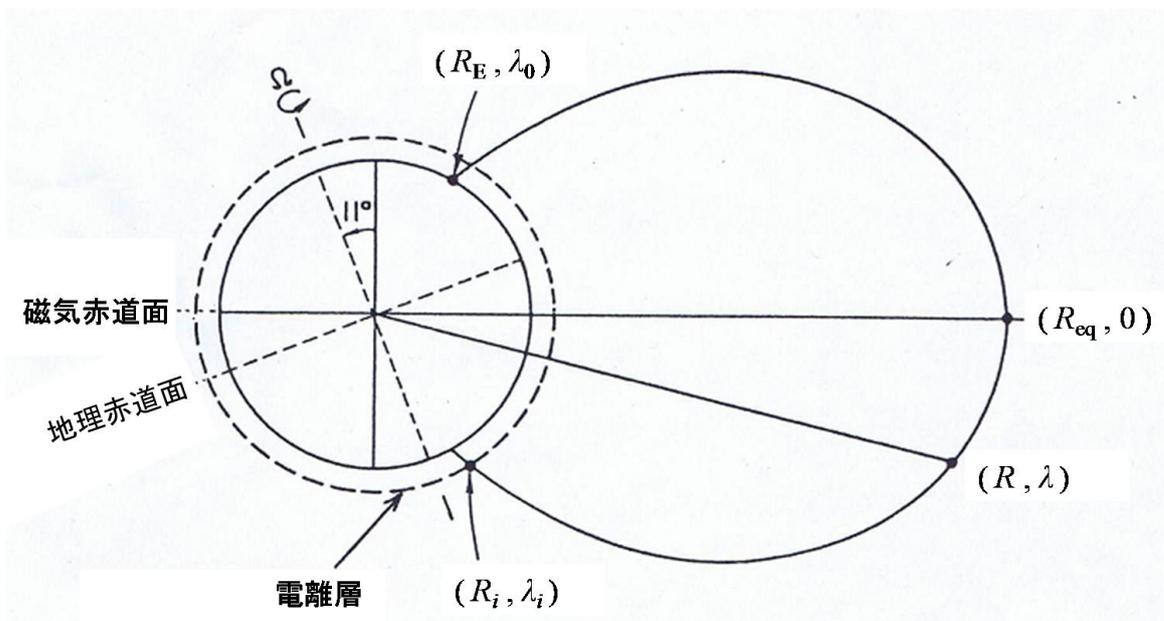


図 2.1 地球ダイポール磁場と L 値

2.2 静磁場内における荷電粒子の運動

2.2.1 粒子のサイクロトロン運動とピッチ角

静磁場内における荷電粒子は以下の図 2.2 のように、磁場の周りをサイクロトロン運動しながら磁力線に沿って進行する。ここでは、磁場に沿った速度成分を v_{\parallel} 、磁場に対して垂直方向の速度成分を v_{\perp} としている。また、粒子のサイクロトロン周波数 ω_H 、回転周期 T_H 、回転半径 r_H は以下の式(2.3)によって与えられる。

$$\omega_H = \frac{qB_0}{m}, \quad T_H = \frac{2\pi}{\omega_H}, \quad r_H = \frac{mv_{\perp}}{qB_0} = \frac{mv \sin \alpha}{qB_0} \quad (2.3)$$

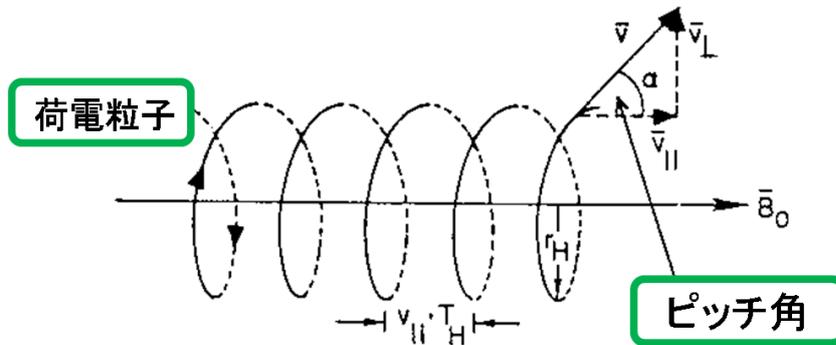


図 2.2 静磁場における粒子の運動

ここで、 m は荷電粒子の質量、 B_0 は静磁場の大きさ、 q は荷電粒子の電荷量、 α は粒子のピッチ角であり、 $\alpha = \tan^{-1}(v_{\perp}/v_{\parallel})$ で定義される。また荷電粒子のローレンツ力による回転方向は電子と正イオンで逆であり、磁力線に沿って電子は右回り、正イオンは左回りに運動する。

2.2.2 第一断熱量保存則

荷電粒子の回転運動に関するローレンツ力は、粒子の運動方向に対して垂直にはたらくため、粒子に対しては仕事をせず、粒子の運動エネルギーの総量は全軌跡に渡って保存される。したがって、粒子の円軌道を定める ω_H, T_H は運動エネルギーの総量を保存するように変化するため、粒子の円軌道と交差する磁束は保存される。したがって以下の式(2.4)を得る。

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B_0} \left(\propto \frac{1}{2} \frac{mv_{\perp}^2}{B_0} = \mu \right) = const. \quad (2.4)$$

式(2.4)における μ は第一断熱量と呼ばれる値で、この式(2.4)は第一断熱量保存則として知られており、粒子の静磁場に垂直な方向の運動エネルギーと静磁場の強度の比となっている。通常、内部磁気圏においてはこの第一断熱量保存則が満足されている。なお第一断熱量保存則が成り立つには、次の式(2.5)が成立している必要があるが、通常内部磁気圏ではこの条件が満たされている。

$$\left(\frac{T_H v_{\parallel}}{B_0}\right) \frac{dB_0}{dz} \ll 1 \quad (2.5)$$

2.2.3 ミラーポイント

式(2.4)に従い、 B_0 が増加するにつれて粒子のピッチ角 α も増加し、 $\alpha = 90^\circ$ となった時に粒子の磁力線方向成分がゼロとなり粒子は復元力により磁気圏側に反射される。この位置をミラーポイントと呼びこの位置での磁場強度 B_m は以下の式(2.6)により与えられる。

$$B_m = \frac{B_{eq}}{\sin^2 \alpha_{eq}} \quad (2.6)$$

ここで、 B_{eq}, α_{eq} は磁気赤道面上での磁場強度及びピッチ角である。

また先述のように、地球の磁場はダイポールモデルで表わされるので、磁気赤道面に対して対称である。したがってこのミラーポイントは図 2.3 のように両半球の対称位置にあり、1本の磁力線に対し2点存在することがわかる。これにより、粒子はダイポール磁場内において捕捉され、バウンス運動を繰り返すのである。

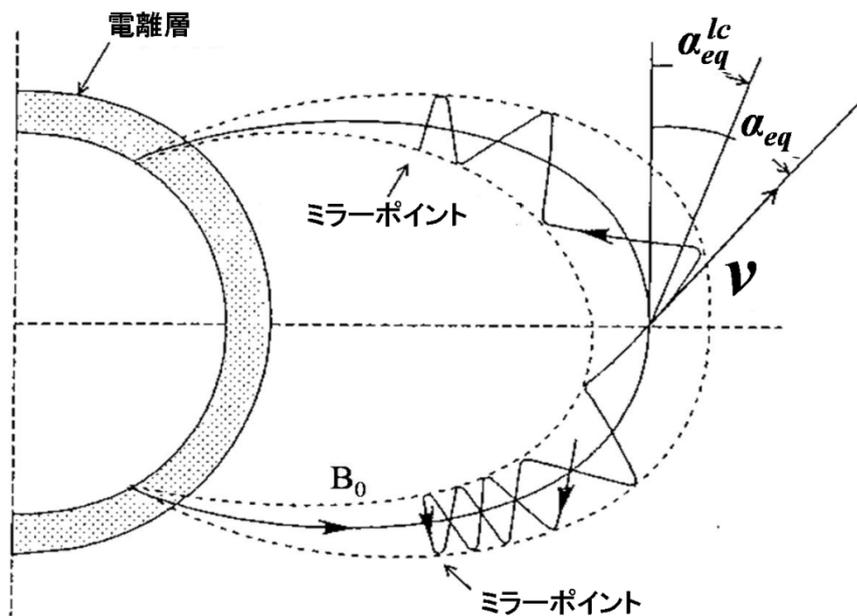


図 2.3 ミラーポイント

2.2.4 ロスコーン角と粒子降下

先述のとおり、粒子のミラーポイントは磁気赤道面上でのピッチ角 α_{eq} によって定義される。このミラーポイントの高度が、大気圏高度(約 200 km)を下回ると、その粒子は大気圏内の中性粒子と衝突し、磁気圏側には反射されず大気圏内に吸収される。これを「粒子が降下する」と表現する。なお、本研究ではミラーポイント高度を 100 km としている。

ここで、ミラーポイント高度が粒子降下を起こす高度になるための赤道面上でのピッチ角を α_{eq}^{lc} と定義する。この赤道面上でのピッチ角 α_{eq}^{lc} はロスコーン角と呼ばれる。放射線帯の粒子は、ピッチ角をロスコーン角内まで変化させるような何らかの作用が無ければ、磁気圏内において捕捉されたままバウンス運動をしている。粒子のピッチ角を変化させ、放射線帯から降下させる主要なメカニズムは、波動粒子相互作用である。そこで、図 2.4 に粒子降下までの一連の流れを図に示した。

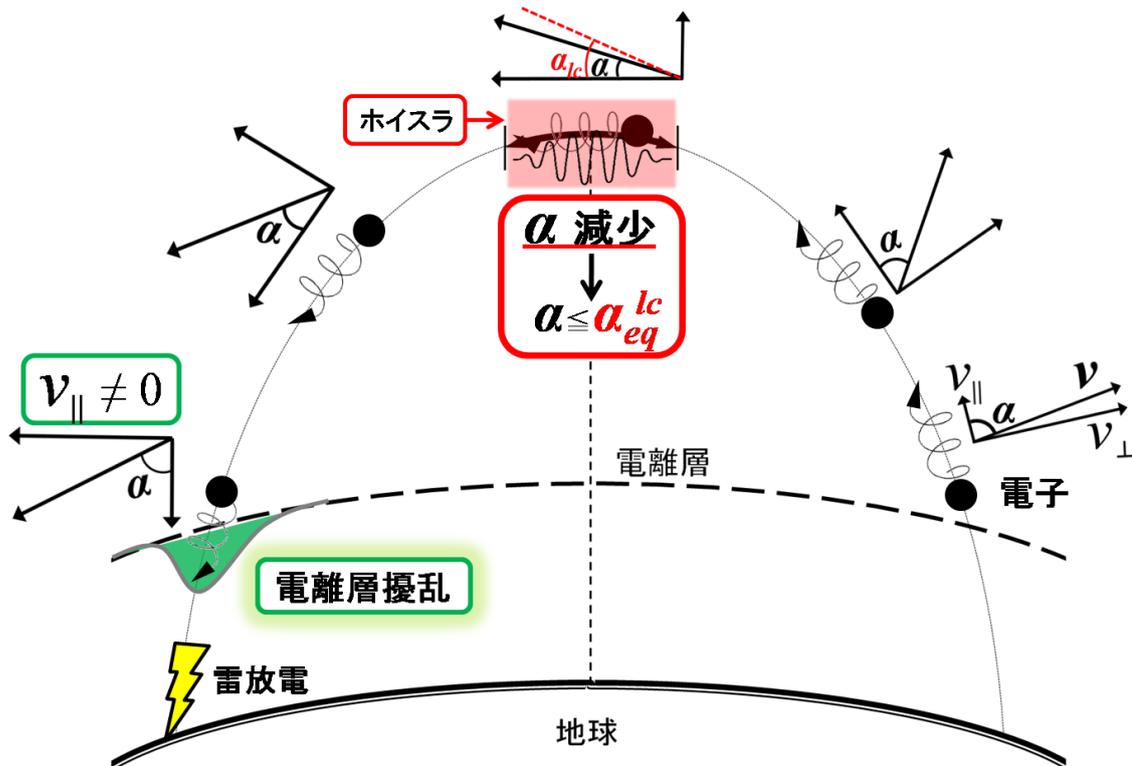


図 2.4 ロスコーン角と粒子降下

2.3 ホイスラ波動

2.3.1 ホイスラ波動の概要

本研究では、放射線帯に存在する高エネルギー粒子と相互作用を起こす波動として、VLF 帯電磁波動の一種であるホイスラモード波動に着目した。ホイスラ波動は、雷放電から放射される様々な周波数帯の電磁波のうち、電子のサイクロトロン周波数以下のもので、電離層を透過し地球の磁力線にほぼ沿って反対半球の磁気共役点まで伝搬していく右回り円偏波のプラズマ波動である。したがって粒子とほぼ同じ伝搬路上を伝搬していくため、粒子とのより効果的な相互作用を発生させる。その特徴として、以下の図 2.5 のような周波数特性を持っていることが挙げられる。

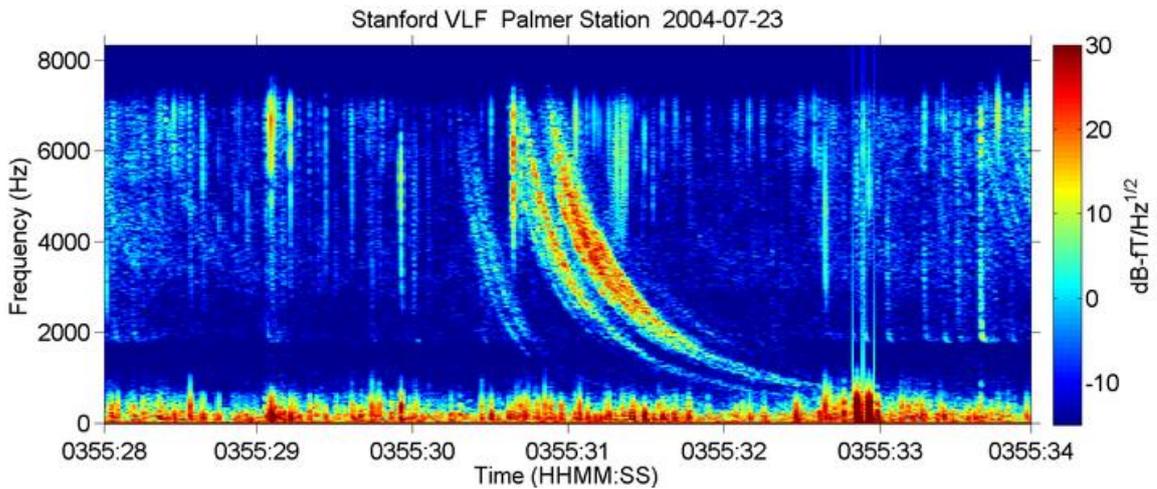


図 2.5 ホイスラ波動の周波数特性

2.3.2 磁気圏内でのホイスラ波動の伝搬

均一な冷たいプラズマ空間内を伝搬する波動の分散関係は以下のアップルトン・ハートレーの式で表される。

$$n^2 = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 + \frac{\omega_H^2 \sin^2 \theta}{2(\omega_p^2 - \omega^2)} \mp \left[\left(\frac{\omega_H^2 \sin^2 \theta}{2(\omega_p^2 - \omega^2)} \right)^2 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \cos^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.7)$$

式(2.7)において、 n は屈折率、 ω_p は電子のプラズマ周波数、 ω_H は電子のサイクロトロン周波数、 ω は波動の周波数、 θ は磁力線方向と波面法線方向とのなす角を表している。さらに、アップルトン・ハートレーの式において、 $k \parallel B_0$ であると仮定すると以下の式(2.8)が得られる。

$$n^2 = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_H}{\omega}} \quad (2.8)$$

この $k \parallel B_0$ とする近似を、Quasi longitudinal approximation(QL近似)と呼ぶ。またプラズマポーズより内側の磁気圏では $\omega_p^2 \gg \omega_H^2$ であり、ホイストラ波動の場合は $\omega < \omega_H$ であるので、上式はさらに以下のように書ける。

$$n = \frac{kc}{\omega} \cong \omega_p \left[\frac{1}{\omega(\omega_H - \omega)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

ここで c は光速は、 k は波数である。また式(2.9)より、位相速度 v_p 、群速度 v_g は以下のとおりである。よって、この場合ホイストラ波動の伝搬時間の計算式は以下ようになる。

$$t = \int_{path} \frac{ds}{v_g} = \left[\frac{1}{2c} \int_{path} \frac{f_p}{f_H^{1/2}} ds \right] \cdot f^{-\frac{1}{2}} = \mathbf{D} \cdot f^{-\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

ただし、 ds はホイストラ波動の伝搬路に沿った線要素で、積分は全伝搬路に渡って行われる。伝搬路が同じであるならば、上式の \mathbf{D} の値は周波数によらず一定になる。この値は分散と呼ばれ、算出することで観測されたホイストラの伝搬路を特定できる。またホイストラは右回り円偏波であり、波動の電磁界の方向は静磁場方向と波動の進行方向に互いに垂直である。

さらにホイストラ波動にはもう一つの重要な特性として、ダクト伝搬がある。ここで言うダクトとは、磁力線に沿って背景よりも数~10%電子密度が高い領域のことである。ダクト内では、電子密度は中心で最大値をとり、中心から離れるにしたがって減少する。したがって、屈折率も外側に近づくほど減少する。ダクト伝搬とは、このようなダクトに電磁波が入射するとスネルの法則によりダクトが光ファイバーのように振舞い、電磁波はダクト内に閉じ込められながら磁力線に沿って伝搬していくことを言う。本研究でも、ホイストラ波動は地球の磁力線に沿ってダクト伝搬するものとしてシミュレーションを行った。

2.4 波動粒子相互作用

2.4.1 サイクロトロン共鳴

地球磁気圏内での波動粒子相互作用は、粒子から見てドップラーシフトした波動の周波数が、電子のサイクロトロン周波数の整数倍になる時、効果的に発生することが知られている。その共鳴条件式は以下のとおりである。(但し、 m は整数)

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel} \cong m\omega_{He} \quad (2.11)$$

この式(2.11)において、 ω は波動の周波数、 \mathbf{k} は波数ベクトル、 \mathbf{v}_{\parallel} は電子の磁力線方向速度成分、 ω_{He} は電子のサイクロトロン周波数をそれぞれ表している。

この内、最も重要な2つの共鳴は、 $m = 0$ で発生するランダウ共鳴と、 $m = 1$ で発生するサイクロトロン共鳴である。ランダウ共鳴は、波動の位相速度と電子の磁力線方向速度成分が同方向に等しい値を持つときに起こるが、サイクロトロン共鳴に比べてその効果は非常に小さく無視できる。したがって本研究では、サイクロトロン共鳴のみに着目して研究を行った。

サイクロトロン共鳴条件式は、式(2.11)において $m = 1$ で発生するので以下のように書ける。

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel} \cong \omega_{He} \quad (2.12)$$

ここでホイ斯拉波動の場合は、 $\omega < \omega_{He}$ であるので $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel}$ が負となる場合、即ち電子と波動が互いに逆方向に進行している時のみ満たされる。したがって、式(2.12)をスカラーで表記すると以下のように書ける。

$$\omega + kv_{\parallel} \cong \omega_{He} \quad (2.13)$$

このような共鳴現象は、地球磁気圏内の磁場強度やプラズマ分布、電離圏との境界条件などの背景環境に大きく関連している。そこで粒子に対してより効果的な影響を与えるためには、より長時間に渡って条件式が満たされていなければならない。したがって、磁場強度・プラズマ分布の空間変化率が最小である磁気赤道面付近を、共鳴領域として論じる。但し本研究では、周波数に幅のあるホイ斯拉波動を扱っており分散効果があるため、正確には磁気赤道面上より多少ずれた位置で最も効果的に共鳴を起こすこともある。したがって本研究ではこれを考慮し、磁気赤道面を基準に $\pm 30^{\circ}$ の領域を共鳴領域とした。

2.4.2 粒子の運動方程式

まず、波動による影響を受けていない磁力線に捕捉されている粒子の運動方程式は、第一断熱量保存則より、以下のように表される。

$$\left(\frac{dv_{\parallel}}{dt}\right)_u = -\frac{v_{\perp}^2}{2B_0} \frac{dB_0}{dt}, \quad \left(\frac{dv_{\perp}}{dt}\right)_u = \frac{v_{\parallel}v_{\perp}}{2B_0} \frac{dB_0}{dt} \quad (2.14)$$

ここで、以下で使用する座標系に関して、地球磁場 B_0 に対して垂直な面を xy 平面とすると、図 2.6 に示すように xy 平面内の各角度について以下のような関係が成り立っている。

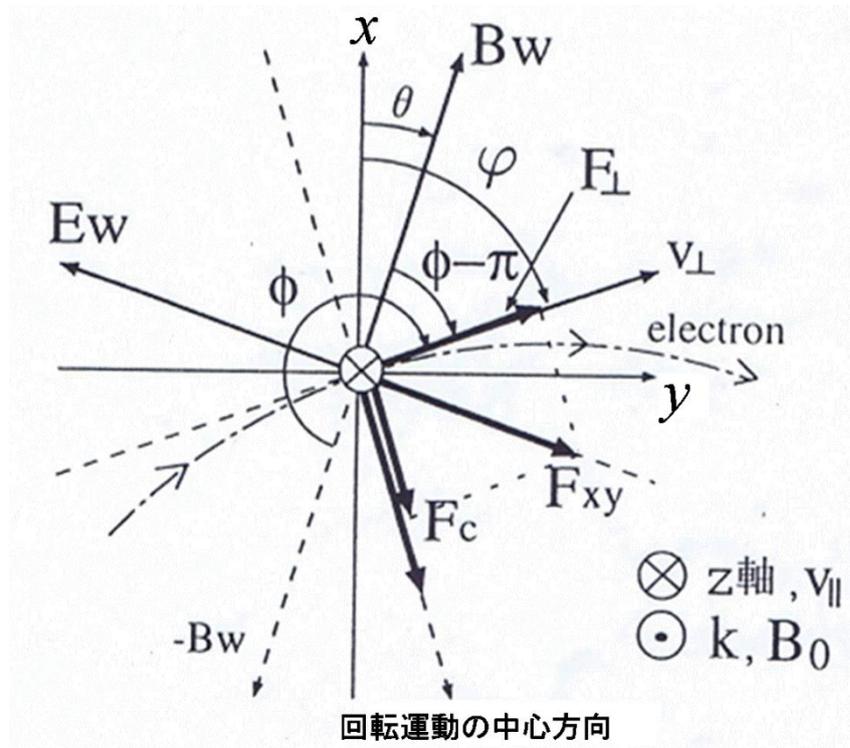


図 2.6 粒子運動座標系における角度関係

$$\begin{aligned} \varphi &= \omega_{He}t + \varphi_0 \\ \theta &= \omega t - \int_0^z k dz \\ \phi &= \varphi - \theta + \pi \\ \dot{\phi} &= \dot{\varphi} - \omega - kv_{\parallel} \end{aligned} \quad (2.15)$$

また、波動によって粒子が受けるローレンツ力は以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= -e\{\mathbf{E}_w + (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_w)\} \\ &= -e\{\mathbf{E}_w + (\mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{B}_w) + (\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_w) + (\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_0)\} \end{aligned} \quad (2.16)$$

この力 \mathbf{F} は \mathbf{B}_0 方向に対して平行な成分と、 \mathbf{B}_0 に対して垂直な面 (xy 平面とする) 内にある成分に分けることができる。

$$\langle \mathbf{F} = \mathbf{F}_{\parallel} + \mathbf{F}_{xy} \rangle$$

$$\mathbf{F}_{\parallel} = -e(\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_w) \quad (2.17)$$

$$\mathbf{F}_{xy} = -e\{\mathbf{E}_w + (\mathbf{v}_{\parallel} \times \mathbf{B}_w) + (\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_w) + (\mathbf{v}_{\perp} \times \mathbf{B}_0)\} \quad (2.18)$$

さらに xy 平面内にある力 \mathbf{F}_{xy} は \mathbf{v}_{\perp} に平行な方向と、粒子のサイクロトロン運動の回転中心の方向とに分解できる。これらの3方向の力を、図 2.6 の座標系に従ってスカラー量で書き下し整理すると、以下ようになる。

$$F_{\parallel} = ev_{\perp} B_w \sin\phi \quad (2.19)$$

$$F_{\perp} = -eB_w \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \sin\phi \quad (2.20)$$

$$F_c = -eB_w \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \cos\phi + v_{\perp} m\omega_H \quad (2.21)$$

よって \mathbf{B}_0 に平行・垂直な2方向の運動方程式より、

$$\left(\frac{dv_{\parallel}}{dt} \right)_{wave} = \frac{eB_w}{m} v_{\perp} \sin\phi \quad (2.22)$$

$$\left(\frac{dv_{\perp}}{dt} \right)_{wave} = -\frac{eB_w}{m} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \sin\phi \quad (2.23)$$

実際、粒子は磁場の不均一性による効果と波動による効果を重ねて受けることになるので、これらの式を \mathbf{B}_0 に平行・垂直な方向、それぞれ結合すると以下の2つの式(2.24), (2.25)を得る。

$$\dot{v}_{\parallel} = \frac{eB_w}{m} v_{\perp} \sin\phi - \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_H} \frac{d\omega_H}{dz} \quad (2.24)$$

$$\dot{v}_{\perp} = -\frac{eB_w}{m} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \sin\phi + \frac{v_{\parallel} v_{\perp}}{2\omega_H} \frac{d\omega_H}{dz} \quad (2.25)$$

ここで、 ω_{He} と k は磁力線方向に沿った位置 z の関数となっている。

一方、式(2.24), (2.25)を見ると v_{\parallel}, v_{\perp} の変化量は共に $\sin\phi$ を乗算した形となっており、これらの変化量が位相 $\phi(-\mathbf{B}_w$ と \mathbf{v}_{\perp} のなす角)に大きく依存していることが分かる。式(2.21)を用いて等速円運動の運動方程式を立てると、

$$mv_{\perp}\dot{\phi} = -eB_w \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \cos\phi + v_{\perp} m \omega_{He} \quad (2.26)$$

$$\dot{\phi} = -\frac{eB_w}{m} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \frac{\cos\phi}{v_{\perp}} + \omega_{He} \quad (2.27)$$

と書けるので、上式を式(2.15)に代入すれば、次のような ϕ の変化量の式が得られる。

$$\dot{\phi} = \omega_{He} - \omega - kv_{\parallel} - \frac{eB_w}{m} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \frac{\cos\phi}{v_{\perp}} \quad (2.28)$$

最終的に考慮すべき粒子の運動方程式は、式(2.24), (2.25), (2.28)となる。

また、光速に近いような大きな速度を持つ粒子を考える場合には、相対論効果を考慮する必要がある。先程、式(2.12)で表した共鳴条件式は右辺を ω_{He}/γ で置き換えて以下のようにになる。

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \frac{\omega_{He}}{\gamma} \quad (2.29)$$

さらに式(2.24), (2.25), (2.28)の運動方程式は、それぞれの波動による力の項の粒子質量 m を相対質量 $m\gamma$ に置き換え、以下のように書ける。

$$\dot{v}_{\parallel} = \frac{eB_w}{m\gamma} v_{\perp} \sin\phi - \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_H} \frac{d\omega_{He}}{dz} \quad (2.30)$$

$$\dot{v}_{\perp} = -\frac{eB_w}{m\gamma} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \sin\phi + \frac{v_{\parallel} v_{\perp}}{2\omega_H} \frac{d\omega_{He}}{dz} \quad (2.31)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\omega_{He}}{\gamma} - \omega - kv_{\parallel} - \frac{eB_w}{m} \left(\frac{\omega}{k} + v_{\parallel} \right) \frac{\cos\phi}{v_{\perp}} \quad (2.32)$$

$$\text{ただし、} \gamma = \{1 - (v^2/c^2)\}^{-\frac{1}{2}} \quad ; \quad v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$$

上式(2.30), (2.31), (2.32)は相対論効果を考慮した場合の粒子の運動方程式である。

第3章

解析方法

3.1 シミュレーションプログラムについて

本研究では、ホイスラ波動発生から高エネルギー電子降下による下部電離層電子密度擾乱までの流れをシミュレーションプログラムによって再現し、降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層電子密度の時間変化を導出している。以下の図 3.1 に、そのブロックダイアグラムを示す。なお本研究に用いたシミュレーションプログラムは、[Nagai et al.,1996]による粒子降下のシミュレーションに、その降下粒子による下部電離層電子密度擾乱プロセスを加えたものである。

本シミュレーションプログラムでは、ホイスラ波動が時刻 $t=0$ で南半球より発生し、それと波動粒子相互作用を起こす高エネルギー電子が北半球より伝搬してくるものと仮定している。またホイスラ波動は波動発生位置から、反対半球の磁気共役点までの one-hop 伝搬のみを考えている。そして wave front 位置を伝搬路に沿って細かくとって(今回のシミュレーションでは刻み値を 2500 と設定)各 wave front 位置ごとにループ計算を行い、各位置での応答フラックスを全て加算した結果を、導出すべき結果としている。また本研究で特に TLE 雷の場合に必要な、光速に近い速度を持つような非常に高い共鳴エネルギーを持つ電子については、相対論効果を考慮している。

さらに、下部電離層高度(本研究においては 90~50 km とした)を 10 km ごとに刻み、それぞれの位置における電子密度及び中性分子密度を設定し、導出された降下粒子エネルギー及び降下粒子数フラックスを用いて電子密度変化を表す微分方程式を数値解析的に解くことで、各電離層高度における電子密度時間変化を導出した。

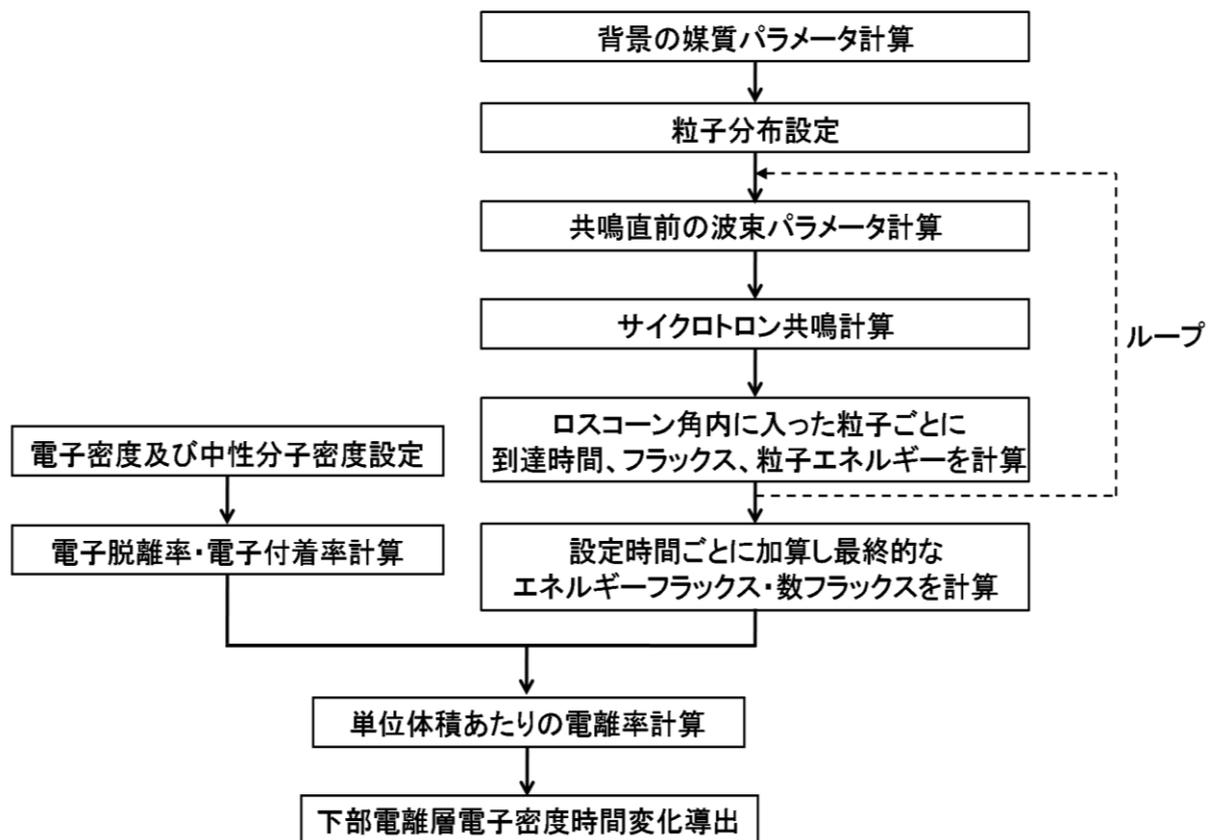


図 3.1 シミュレーションプログラムのブロックダイアグラム

3.2 降下粒子エネルギーフラックス計算

3.2.1 共鳴計算

本シミュレーションプログラムにおいて、計算させるテスト粒子は磁気赤道面上速度の磁力線方向成分 $v_{\parallel eq}$ と磁気赤道面上ピッチ角 α_{eq} の2つのパラメータの組及び初期位相 ϕ_0 で特定される。第一断熱量保存則を用いると、この組の2つの値を用いて、磁力線上での各位置 $z = z_0$ でのピッチ角 α と磁力線方向成分 v_{\parallel} の値は、以下のように書ける。

$$\sin\alpha = \sqrt{\frac{B(z_0)}{B_{eq}}} \sin\alpha_{eq} \quad (3.1)$$

$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{B(z_0)}{B_{eq}}} v_{\parallel eq} \frac{\tan\alpha_{eq}}{\tan\alpha} \quad (3.2)$$

ここで、 B_{eq} は磁気赤道面上の磁場強度、 $B(z_0)$ は各位置での磁場強度である。

波動粒子相互作用は $v_{\parallel} \cong v_{res}$ となる時に効果的に起こる。 v_{res} は共鳴条件式を v_{\parallel} について解いたもので、共鳴速度と呼ばれる値であり周波数 f と位置 z の関数として以下のように表される。

$$v_{res}(f, z) = \frac{1}{k(f, z)} \left[2\pi f(z) - \frac{\omega_H(z)}{\gamma} \right] \quad (3.3)$$

したがって本プログラムでは効果的な共鳴が起こるとして計算を行う領域を以下の図 3.2 に示すように、 $\varepsilon \leq 0.03 \sim 0.05$ となる領域とした。なおこの ε という値は以下の式(3.4)で表される値である。

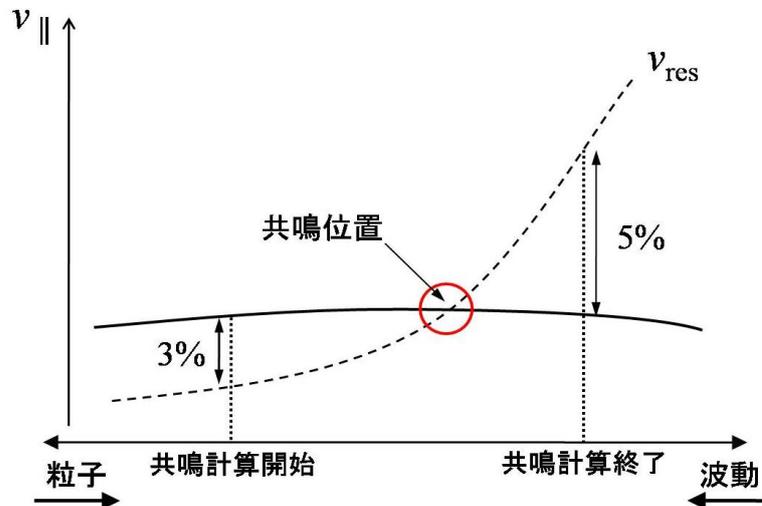


図 3.2 共鳴計算領域

$$\varepsilon = \left| \frac{v_{\parallel} - v_{res}}{v_{res}} \right| \quad (3.4)$$

また共鳴計算終了位置におけるピッチ角 α は、式(3.1)を用いて磁気赤道面上の値に戻すことができ、この2つの値との差が共鳴によるピッチ角の変化量を表しており、これがロスコーン角を下回った場合に粒子が降下したもとしてフラックス計算を行う。

3.2.2 フラックス計算

降下粒子の数 N_{el} 及び降下粒子エネルギーフラックス Q_E は、共鳴計算の結果磁気赤道面上でのピッチ角がロスコーン角 α_{lc} を下回った粒子に対して、以下のような v_{\parallel}, α に関する二重積分で導出される。

$$N_{el} = 2\pi \int_0^{\alpha_{lc}} \int_{v_{\parallel-}}^{v_{\parallel+}} f(E, \alpha) \left[L^3 (1 + 3\sin^2 \lambda_i)^{\frac{1}{2}} \right] v_{\parallel}^2 \frac{\sin \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha dv_{\parallel} \quad (3.5)$$

$$Q_E = \frac{2\pi}{\Delta E} \int_0^{\alpha_{lc}} \int_{v_{\parallel-}}^{v_{\parallel+}} E v_{\parallel} f(E, \alpha) \left[L^3 (1 + 3\sin^2 \lambda_i)^{\frac{1}{2}} \right] v_{\parallel}^2 \frac{\sin \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha dv_{\parallel} \quad (3.6)$$

ここで、 λ_i は電離層高度における磁気緯度、 $f(E, \alpha)$ は粒子分布関数を表し、 $v_{\parallel+}$ と $v_{\parallel-}$ はそれぞれ以下のような関係式で表される。

$$E \pm \Delta \frac{E}{2} = mc^2 \left[\left(1 - \frac{v_{\parallel\pm}^2}{c^2 \cos^2 \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (3.7)$$

3.3 下部電離層電子密度変化式

3.3.1 降下粒子による電離率

磁気圏からの降下粒子による下部電離層電子密度擾乱を考える上で、降下粒子による電離層中の原子・分子の電離過程を考える必要がある。以下の式(3.8)は、降下粒子による単位体積あたりの電離率 I_s と降下粒子数フラックス F との関係式である。

$$\frac{I_s}{F} = \frac{\xi_0 / r_0}{\Delta\xi_{ion}} \lambda\left[\frac{z}{R}\right] \frac{n_\mu(z)}{n_\mu(R)} \quad (3.8)$$

上式において、 ξ_0 は電子の初期エネルギー、 r_0 は大気圏上部の幅、 $\Delta\xi_{ion}$ はイオン対形成ごとのエネルギー損失、 z は大気圏深度、 R は最低降下深度、 $\lambda[z/R]$ はエネルギー損失分布関数、 $n_\mu(x)$ は任意の位置 x におけるイオン化原子及び分子の数フラックスを表している。

また以下の図 3.3 は、上式の左辺 I_s/F の降下粒子エネルギー及び高度依存性を示した図である。この値に、シミュレーションによって導出した降下粒子数フラックス F を乗算することにより、単位体積あたりの電離率 I_s を算出し電子密度変化式に代入することで、下部電離層電子密度時間変化を導出した。

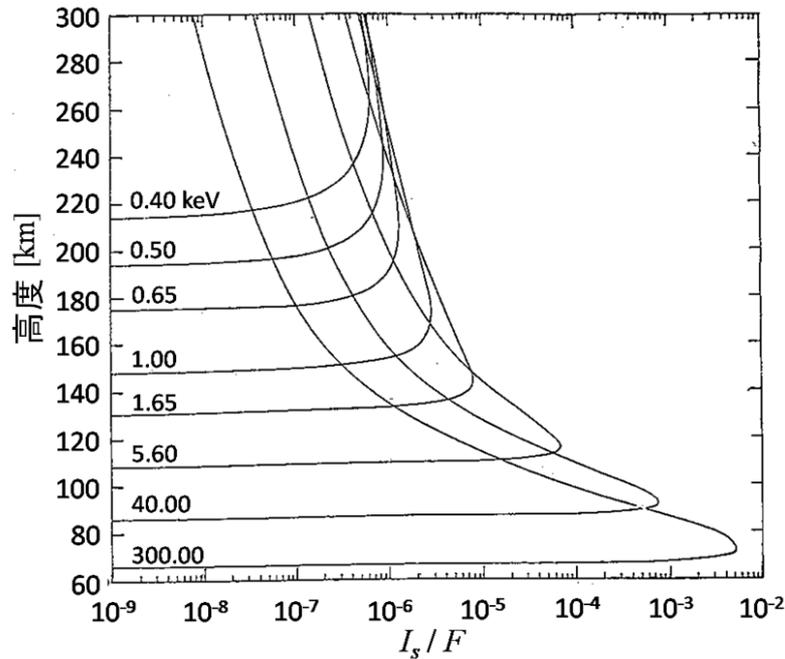


図 3.3 電離率の粒子エネルギー及び高度依存性[9]

3.3.2 電子密度変化式

下部電離層への粒子降下開始から終了までの時刻において、降下粒子による下部電離層電子密度時間変化は以下の微分方程式によって表される。[10]

$$\frac{dN_e}{dt} = I_s + \gamma N^- - \beta N_e \quad (3.9)$$

$$\frac{dN^-}{dt} = \beta N_e - \gamma N^- \quad (3.10)$$

$$\frac{dI_s}{dt} = \alpha \quad (3.11)$$

この式において、 $N_e(z, t)$ は電子密度、 $N^-(z, t)$ は陰イオン密度、 γ は電子脱離率、 β は電子付着率、 α は単位体積あたりの電離率 I_s の時刻 $t \sim t + dt$ 間の傾きを表している。この連立微分方程式を解くことにより、電子密度時間変化を導出した。以下の図 3.4 に、降下粒子数フラックスから算出した電離率 I_s の時間変化の例を示す。

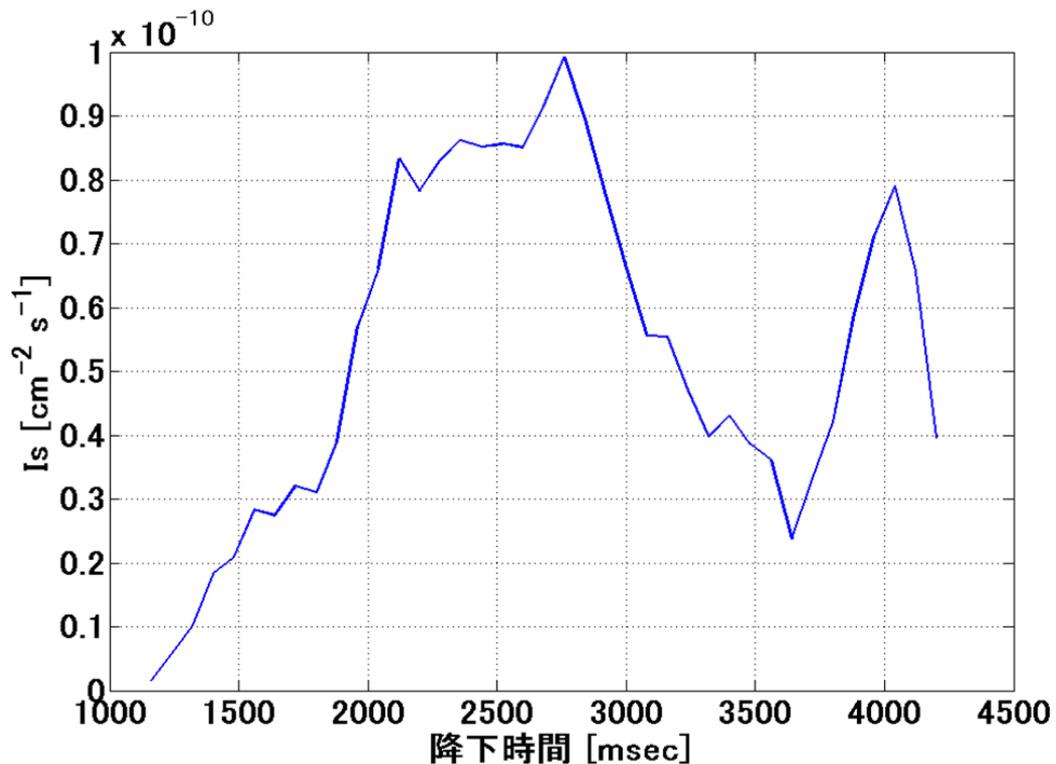


図 3.4 電離率 I_s 時間変化

また、上式における γ , β についてはそれぞれ以下の式で与えられる。

$$\gamma = 3 \times 10^{-17} N \quad (3.12)$$

$$\beta = 10^{-31} N_{O_2} N_{N_2} + 1.4 \times 10^{-29} \left(\frac{300}{T} \right) e^{-\frac{600}{T}} N_{O_2}^2 \quad (3.13)$$

ここで、 N_{O_2} , N_{N_2} は中性酸素分子及び中性窒素分子密度であり、 $N = N_{O_2} + N_{N_2}$ である。この値は中性分子密度の関数であるが、その中性分子密度は高度に依存するものであるため、以下の図 3.5 のように、 γ, β は結局高度に依存する値であることが分かる。また、 T はその高度における電子温度であり、本研究では D 層における電子温度(200 K)に設定した。

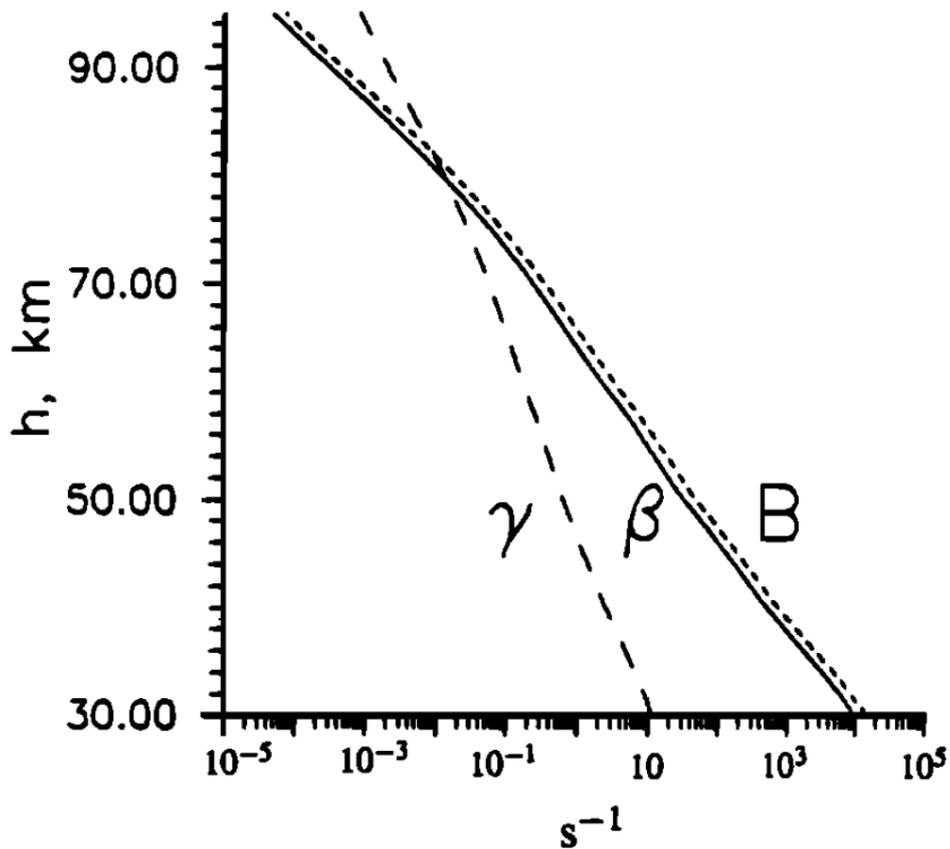


図 3.5 γ, β 高度依存性[10]

3.4 電離層高度における粒子の密度

計算機シミュレーションによって電子密度変化を計算する上で、各高度における定常状態での電子密度 N_e 及び陰イオン密度 N^- を初期値として入力する必要がある。以下の図 3.6 は電子密度及び陰イオン密度の高度分布図[10]であり、本研究ではこの値を初期値として設定した。さらに、先述の γ, β の導出には、図 3.7 の中性酸素分子と中性窒素分子の密度[11]を用いた。

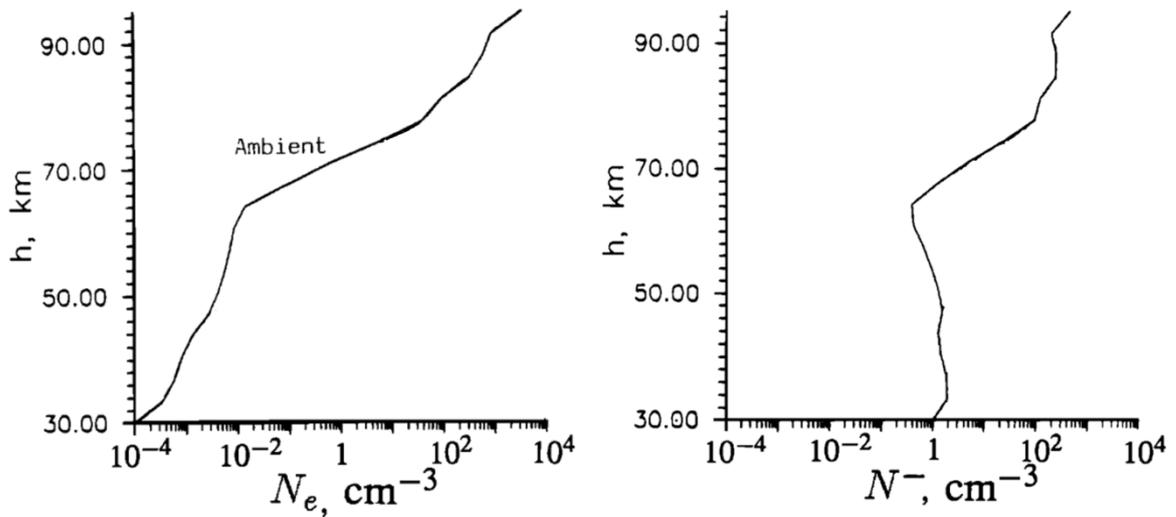


図 3.6 電子密度及び陰イオン密度高度分布[10]

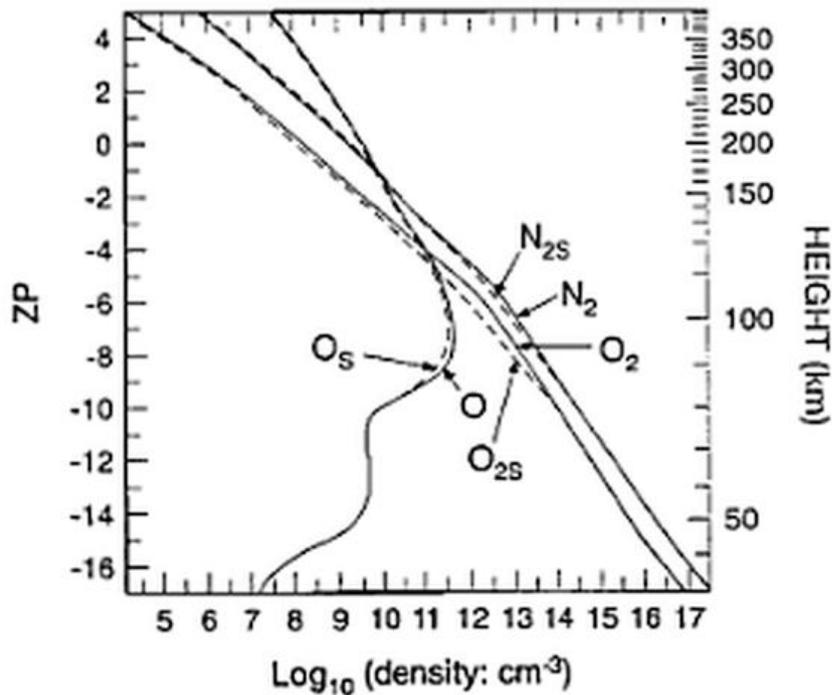


図 3.7 中性分子密度高度分布[11]

第4章

研究結果

4.1 概要

ここでは、計算機シミュレーションによって導出された研究結果について述べる。本研究にて対象にした、VLF帯にスペクトルピークを持つ通常雷とELF帯にスペクトルピークを持つTLE雷の2種類の落雷を起源とするホイスラによる、降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層電子密度変化の比較・考察を行った。なお、本研究ではその全てのパターンにおいて、 $L = 4.00$ で計算を行った。

4.2 通常雷及びTLE雷からの電磁波動モデル

本研究では、以下の式にパラメータA, Bを与えることにより、入力波モデルを得た。なお、 f は周波数[Hz]、Aはスペクトルピークとなる周波数[Hz]、Bは分布の広がり調整するパラメータである。

$$\exp\left[-\frac{\{\log_{10}(f/A)\}^2}{(B)^2}\right] \quad (4.1)$$

今回は、文献[12]に基づき、通常雷のモデルとして $A=5000$, $B=0.4$ 、TLE雷のモデルとして $A=8.0$, $B=1.4$ の分布とした。したがって、通常雷は5000 Hzに、TLE雷は8.0 Hzにスペクトルピークをもつガウス分布となっている。図4.1は、入力波モデルを表し、縦軸は周波数、縦軸は正規化した強度を示している。

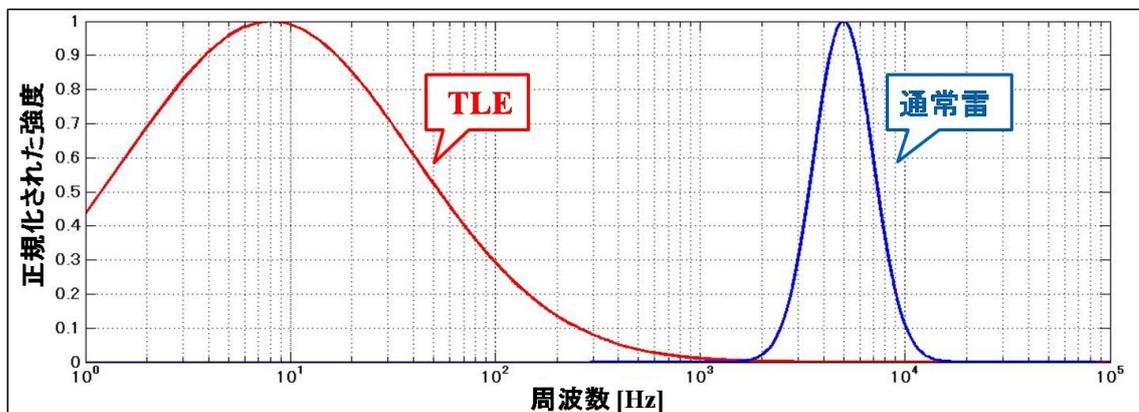


図 4.1 入力波モデル

4.3 降下粒子エネルギーフラックス

ここでは、3.3.1において通常雷の場合の降下粒子エネルギーフラックス、3.3.2にTLE雷の場合の降下粒子エネルギーフラックスのシミュレーション結果とそれに対する比較及び考察を述べる。

4.3.1 通常雷の場合

通常雷については、各パラメータを以下のように仮定し、シミュレーションを行った。粒子エネルギー、波動周波数域に関しては値を固定し、波動強度について60 pT, 120 pTと変化させている。また以下の表4.1に示すパラメータにおいて、波動強度とは、スペクトルピーク周波数成分での赤道面上での強度を示している。

表 4.1 通常雷入力パターン

モデル	通常雷(1)	通常雷(2)
粒子エネルギー [keV]	1.5 ~ 200	1.5 ~ 200
波動強度 [pT]	60.00	120.0
波動周波数域 [Hz]	1000 ~ 3300	1000 ~ 3300

wave front 位置は、磁気緯度 $-20^{\circ} \sim 40^{\circ}$ まで 1° おきに設定し、シミュレーションを行った。また、入力波は $t = 0$ s に高度 1000 km で発生したものとした。

60 pT の場合における結果は以下の図のとおりであり、図 4.2 は通常雷による降下粒子のエネルギー、図 4.3 は降下粒子エネルギーフラックスを表している。横軸は粒子降下時間[msec]、縦軸はそれぞれ、降下粒子エネルギー[keV]・降下粒子エネルギーフラックス[ergs/cm²/sec]を表している。また 120 pT の場合については、60 pT の場合とその概形はほぼ同様であるため割愛している。波動強度 120 pT の場合、エネルギーフラックスは最大で 60 pT の場合の約 3 倍の値となった。(付録参照)

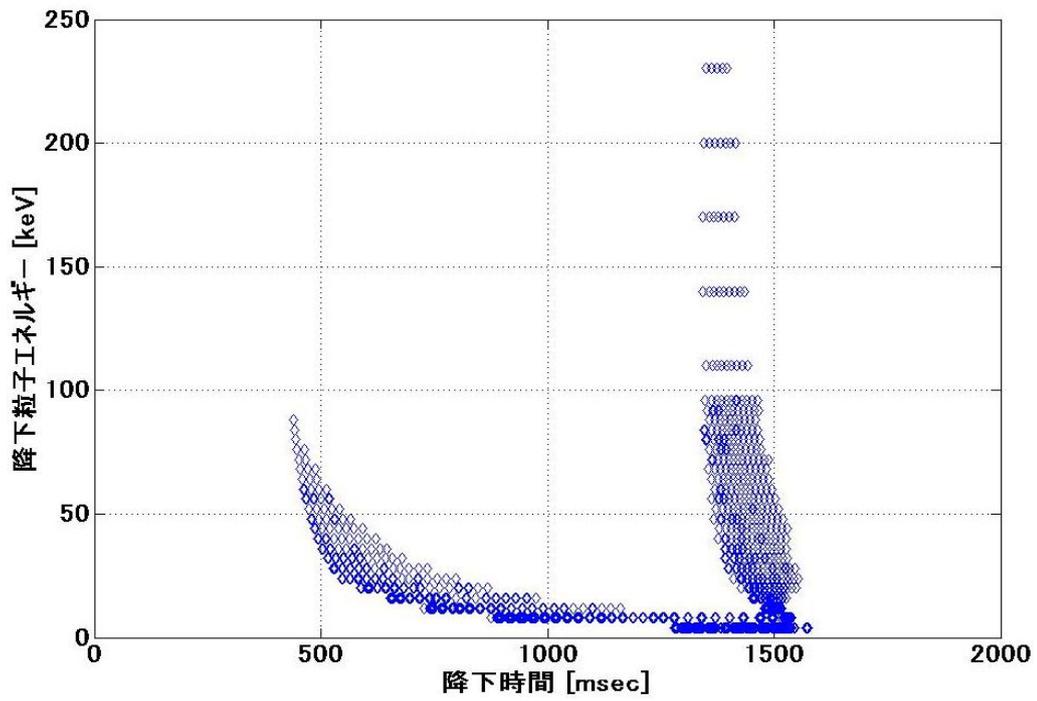


図 4.2 通常雷(60 pT)の場合の降下粒子エネルギー

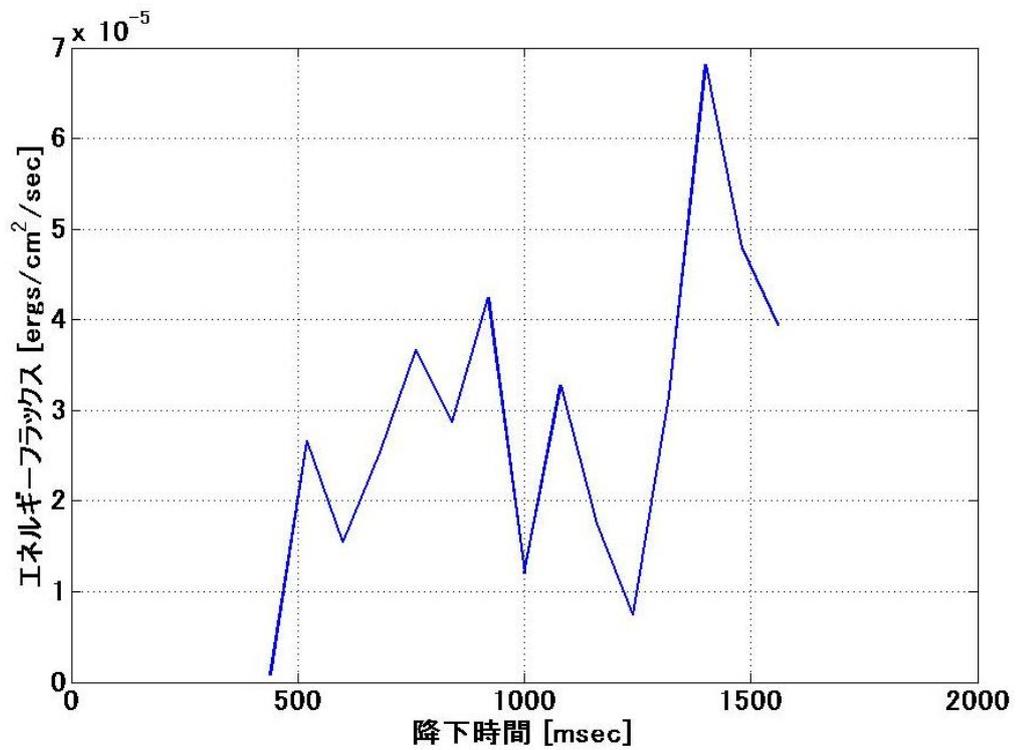


図 4.3 通常雷(60 pT)の場合のエネルギーフラックス

4.3.2 TLE 雷の場合

TLE 雷については、各パラメータを以下のように仮定し、シミュレーションを行った。TLE 雷についても通常雷の場合と同様に、粒子エネルギー、波動周波数域に関しては値を固定し、波動強度について 60 pT, 120 pT と変化させている。

表 4.2 TLE 雷入力パターン

モデル	TLE 雷(1)	TLE 雷(2)
粒子エネルギー [keV]	50 ~ 3000	50 ~ 3000
波動強度 [pT]	60.00	120.0
波動周波数域 [Hz]	1 ~ 300	1 ~ 300

wave front 位置は通常雷の場合と同様、磁気緯度 $-20^{\circ} \sim 40^{\circ}$ まで 1° おきに設定している。

60 pT の場合における結果は以下の図のとおりであり、図 4.4 は通常雷による降下粒子のエネルギー、図 4.5 は降下粒子エネルギーフラックスを表している。横軸は粒子降下時間[msec]、縦軸はそれぞれ、降下粒子エネルギー[keV]・降下粒子エネルギーフラックス[ergs/cm²/sec]を表している。また 120 pT の場合については、60 pT の場合とその概形はほぼ同様であるため割愛している。(付録参照)

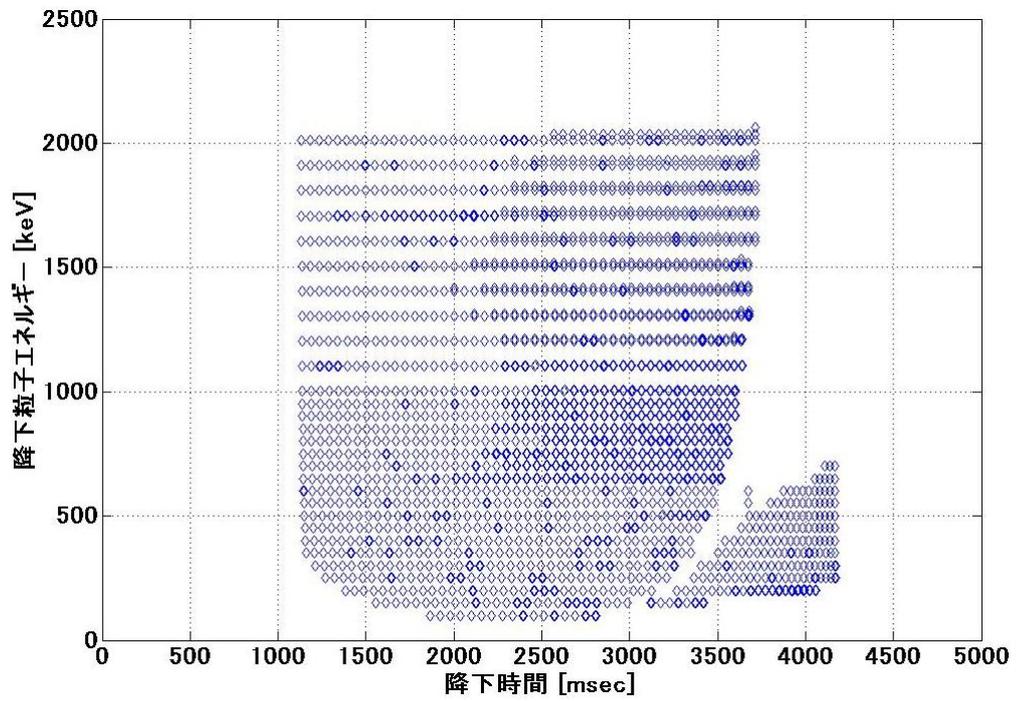


図 4.4 TLE 雷(60 pT)の場合の降下粒子エネルギー

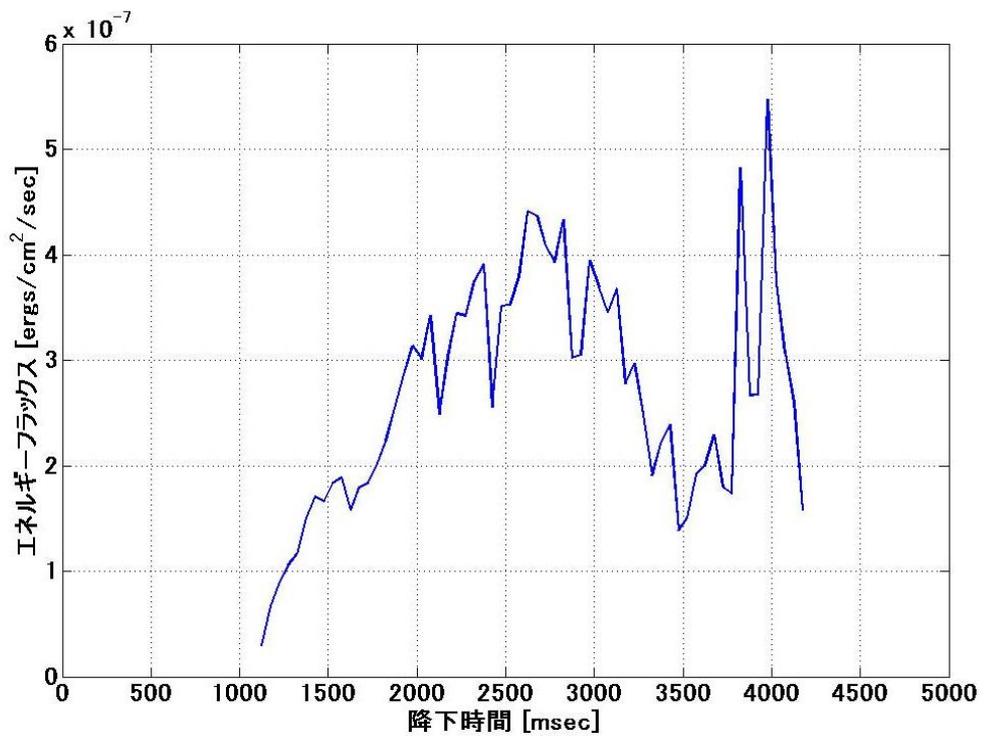


図 4.5 TLE 雷(60 pT)の場合のエネルギーフラックス

4.3.3 通常雷と TLE 雷の比較

通常雷の場合のエネルギーフラックスと TLE 雷によるエネルギーフラックスをまとめると、以下のような図が描ける。以下の図 4.6 では、横軸は経過時間[msec]、縦軸がエネルギーフラックス[ergs/cm²/sec]であり、実線が波動強度 60 pT の場合、点線が 120 pT の場合をそれぞれ示している。

図 4.6 の結果から、通常雷・TLE 雷の 2 種類の落雷を起源とした波動粒子相互作用による粒子降下に関して以下のことが言える。

1. TLE 雷による降下粒子のエネルギーはその幅が広く、通常雷の場合に比べ最大値が 10 倍程度大きい。
2. 通常雷による粒子降下は約 1 s 間、TLE 雷による粒子降下は約 3 s 間持続される。
3. TLE 雷による電子のエネルギーフラックスは、通常雷のエネルギーフラックスより 1/100 程度と小さい。
4. 双方の場合において、波動強度を 2 倍にすると、エネルギーフラックスにも同程度の増加が見られた。

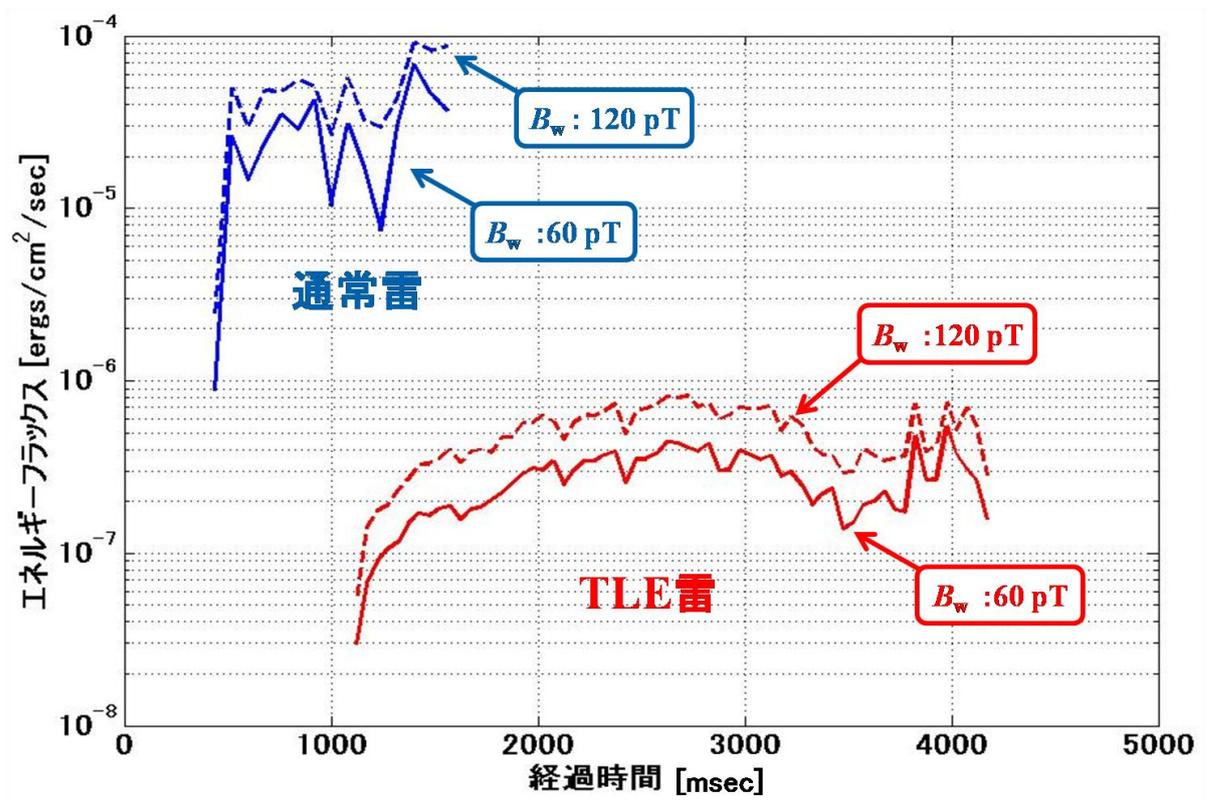


図 4.6 通常雷及び TLE 雷による降下粒子エネルギーフラックス

4.4 下部電離層電子密度変化

次に、式(3.9)～(3.11)を N_e 解くことにより、各高度での電子密度を用いて 90～50 km まで 10 km 刻みで下部電離層電子密度時間変化を導出した結果を述べる。4.4.1において通常雷の場合の降下粒子による下部電離層電子密度変化、4.4.2において TLE 雷の場合の降下粒子による下部電離層電子密度変化のシミュレーション結果、4.4.3においてそれぞれの結果に対する比較及び考察を述べる。

また本研究では先述のように、電離層高度を 90～50 km とし 10 km 刻みでシミュレーションを行った。そこで図 3.6、図 3.7 に従い初期値として設定した各高度での電子密度、陰イオン密度、中性酸素分子密度、中性窒素分子密度は以下の表のとおりである。なお通常雷・TLE 雷双方の場合において、以下の値を入力した。

表 4.3 下部電離層高度における各粒子密度

高度 [km]	N_e [cm^{-3}]	N^- [cm^{-3}]	N_{N_2} [cm^{-3}]	N_{O_2} [cm^{-3}]
90	7.0×10^2	5.0×10^2	1.0×10^{14}	2.5×10^{13}
80	6.5×10^1	1.5×10^2	5.0×10^{14}	1.0×10^{14}
70	2.5×10^{-1}	3.0×10^1	2.0×10^{15}	6.0×10^{14}
60	8.0×10^{-3}	6.0×10^{-1}	7.0×10^{15}	1.0×10^{15}
50	4.0×10^{-3}	1.5×10^1	6.0×10^{15}	2.5×10^{16}

4.4.1 通常雷の場合

通常雷の場合において入力したパラメータは以下の表 4.4 のとおりである。なお通常雷の場合においては図 3.3 の電離率の高度分布に基づき、高度 70 km 以下での 125 keV 未満の電子による単位体積あたりの電離率は非常に小さいため、その高度まで電子が降下しないものとして、125 keV 以上の電子のみ反映させている。

表 4.4 通常雷入力パラメータ

モデル	スペクトルピーク [Hz]	波動強度 [pT]	波動周波数 [Hz]	最大粒子エネルギー [keV]
通常雷	5000	120	1000 ~ 3300	230

図 4.7 は通常雷の場合の降下粒子による下部電離層電子密度時間変化を表しており、横軸が粒子降下時間[msec]、縦軸が電子密度[cm^{-3}]を表している。上図は高度 80 km、下図は高度 60 km における電子密度変化である。90, 70, 50 km での結果は、概形がほぼ同様であるため割愛している。(付録参照)

通常雷の場合では、高度 80 km の D 層下端付近での電子密度変化率が初期値の 314 % (約 4 倍) まで増加し最も大きくなるという結果となった。一方高度 60 km の中間圏ではその増加率は最大でも 2.4 % であり、背景密度からほとんど変化なしとなった。

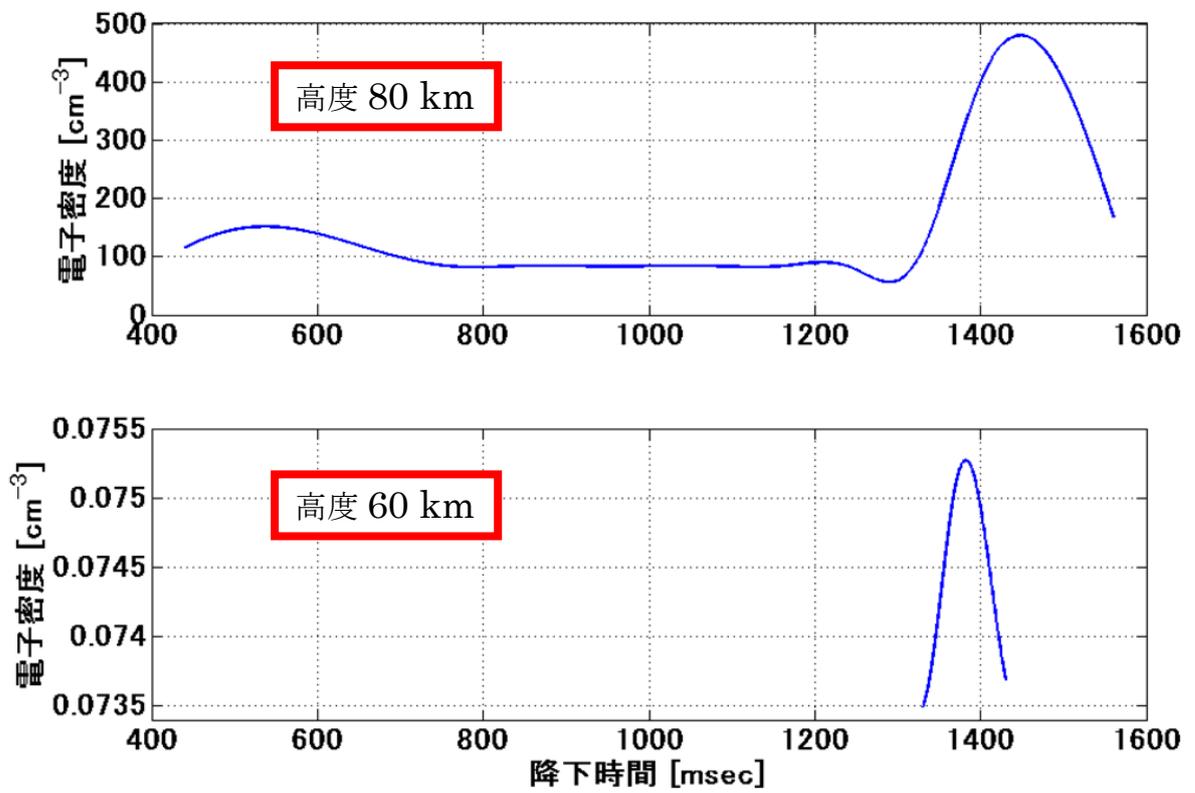


図 4.7 通常雷の場合の電子密度時間変化
(上図：80 km ， 下図：60 km)

4.4.2 TLE 雷の場合

TLE 雷の場合、入力したパラメータは以下のとおりである。

表 4.5 TLE 雷入力パラメータ

モデル	スペクトルピーク [Hz]	波動強度 [pT]	波動周波数 [Hz]	最大粒子エネルギー [keV]
通常雷	8.0	120	1 ~ 300	2000

図 4.8 は TLE 雷の場合の降下粒子による下部電離層電子密度時間変化を表しており、横軸が粒子降下時間[msec]、縦軸が電子密度[cm^{-3}]を表している。上図は高度 80 km、下図は高度 60 km における電子密度変化である。90, 70, 50 km での結果は、概形がほぼ同様であるため割愛している。(付録参照)

TLE 雷の場合では、60 km における電子密度変化率が 92 % (約 2 倍) と最も大きく、80 km においては最大でもその増加率は 0.3 % と背景密度からほとんど変化なしとなった。したがって、下部電離層高度よりも中間圏における電子密度の変化が大きいことが判明した。

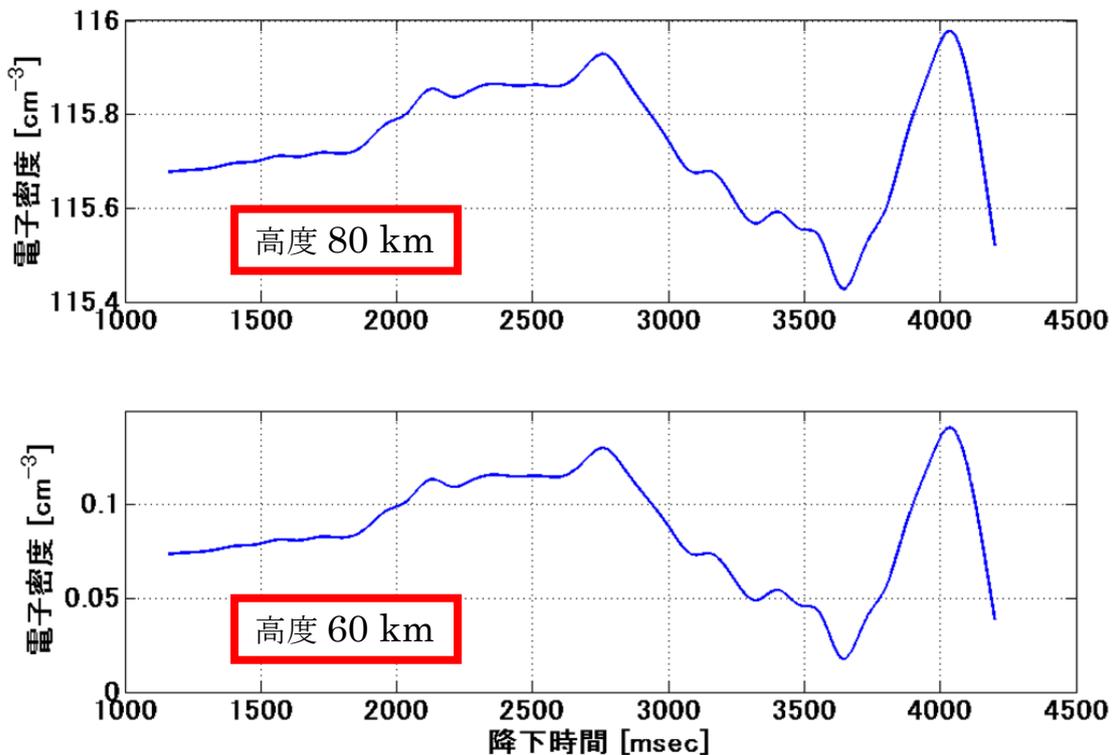


図 4.8 TLE 雷の場合の電子密度時間変化
(上図：80 km ， 下図：60 km)

4.4.3 通常雷と TLE 雷の比較

以下の図 4.9 は、通常雷の場合と TLE 雷の場合の下部電離層高度(90~50 km)における電子密度時間変化を表した図であり、上から順に 90, 80, 70, 60, 50 km での電子密度時間変化を表している。なお左図が通常雷による、右図が TLE 雷による下部電離層電子密度時間変化を示している。

図 4.9 より、通常雷・TLE 雷の 2 種類の落雷起源の降下粒子による下部電離層擾乱については、以下のことが分かった。

1. 通常雷の場合は 80 km で増加率が最も大きい。(初期値の約 4 倍)
2. TLE 雷の場合は 60 km で増加率が最も大きい。(初期値の約 2 倍)

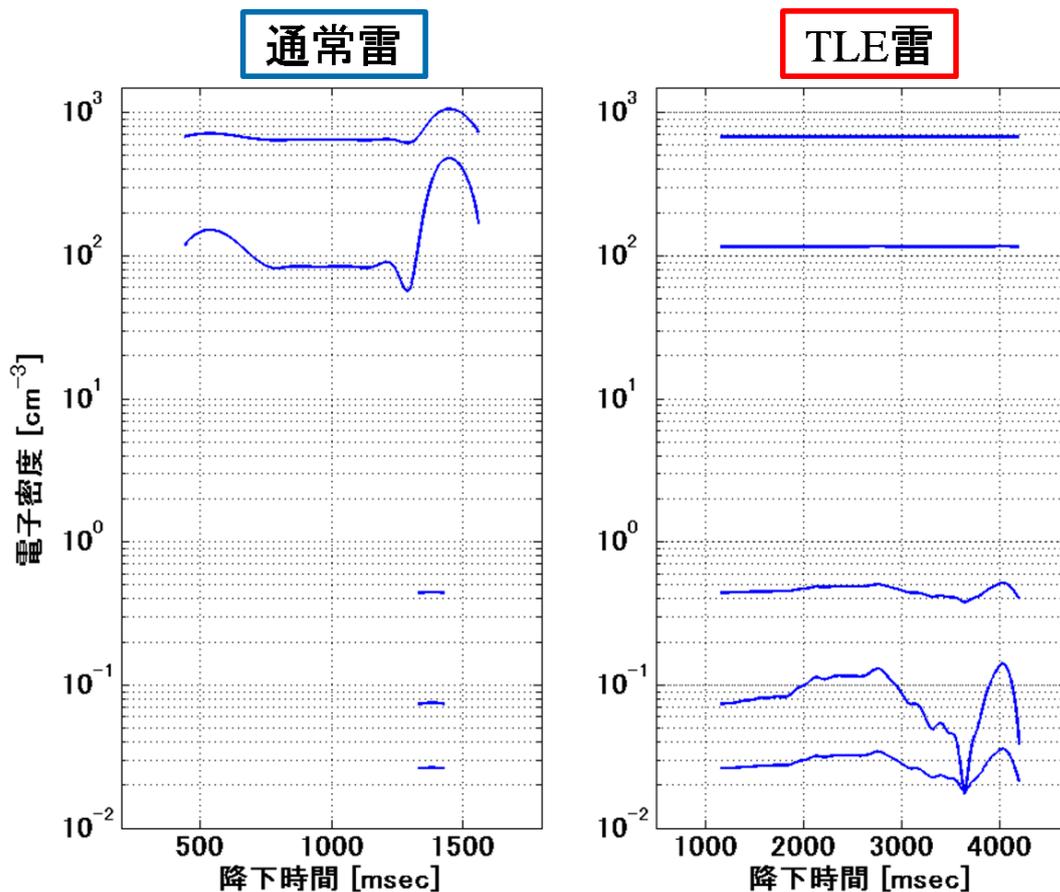


図 4.9 通常雷・TLE 雷による下部電離層電子密度変化高度分布

第5章

考察

ここでは、第4章に示した通常雷と TLE 雷の各落雷起源のホイストラ波動による降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層擾乱シミュレーション結果について、比較・考察を行い各項目ごとに以下に記す。

降下粒子エネルギーフラックス

TLE 雷起源のホイストラ波動と共鳴を起こす降下粒子は、図 4.6 より通常雷起源のホイストラと共鳴を起こす降下粒子に比べて3倍程度の長時間に渡って降下が持続し、さらに図 4.2, 図 4.4 より粒子エネルギーが10倍程度大きくなるということが分かったため、より低高度まで降下すると考えられる。したがって、高度 100 km における降下粒子エネルギーフラックスの大きさ自体は通常雷の場合の方が100倍程大きくなるという結果となったものの、上述のようにエネルギーの大きな粒子の影響により、TLE 雷による降下粒子は下部電離層に対してより強い影響を与えるということが考えられる。

下部電離層電子密度変化

図 4.9 より下部電離層電子密度変化において、通常雷の場合は D 層下端付近の比較的高高度での影響が強く、TLE 雷の場合は中間圏高度(60 km)での影響が強いことが分かった。またこの結果は、電離率 I_s を一定とした場合の下部電離層電子密度変化を報告した[10]における電子密度変化の高度特性と一致する。これは、TLE 雷起源のホイストラ波動と波動粒子相互作用を起こす粒子のエネルギーが、通常雷の場合の粒子エネルギーより大きいため、より低高度まで粒子が降下してくることが原因であると考えられる。しかしながら、通常雷の場合でも D 層下端付近の 80 km で最も電子密度変化が大きく、これは下部電離層擾乱として扱うには十分な高度である。これに従えば、影響を及ぼす高度がより低い TLE 雷による電子密度擾乱は VLF 送信電波を用いた観測ではあまり見ることができないということになるが、本研究では通常雷・TLE 雷はそれぞれ ELF 帯・VLF 帯にのみピークを持つガウス分布であると仮定しているため、ELF, VLF 帯の双方にスペクトルピークをもつような波動モデルについてもシミュレーションを行う必要があると考えられる。

第6章

結論・今後の課題

結論

本研究では、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解への大きな寄与を目的とし、計算機シミュレーションを用いた地球磁気圏内波動粒子相互作用による降下粒子エネルギーフラックス及び下部電離層電子密度擾乱の計算を行った。ここでは、その計算結果及び比較・考察から導かれた結論を述べる。

降下粒子エネルギーフラックス及び降下粒子による下部電離層電子密度時間変化の双方において、通常雷の場合に比べて TLE 雷の場合の方が比較的low高度での影響が強くなるということが分かった。これは TLE を伴う落雷によって放射されたホイストラ波動と相互作用を起こす粒子のエネルギーが通常雷のそれよりも大きいため、より低高度まで粒子が降下してくる結果であると考えられる。

本研究では、雷放電起源のホイストラ波動発生から地球磁気圏内波動粒子相互作用による粒子降下で発生する下部電離層電子密度変化までの一連のプロセスを通常雷及び TLE 雷の双方の場合について考慮し、Classical Trimp 現象の包括的なシミュレーションによる結果を得ることができた。この結果は、10 km 刻みではあるが 90~50 km における電子密度の時間変化及び高度分布を示したものであるため、さらに降下粒子の降下範囲(ダクト下端面積)を考慮することにより下部電離層における水平方向の降下粒子空間分布を導出し、降下粒子による下部電離層擾乱の3次元の時空間分布の導出へとつながるものである。したがって本研究によるシミュレーション結果は、雷放電による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合機構の理解への寄与が期待できるものであると言える。

今後の課題

また本研究の今後の課題として、以下の事項が挙げられる。以下のような課題を遂行していくことによって、より詳細な研究を行い落雷による大気圏－電離圏－磁気圏電磁気結合メカニズムの解明を目指す。

- ・降下粒子による下部電離層電子密度変化の連続的な高度分布の導出
- ・ELF, VLF 帯双方にスペクトルピークを持つような落雷パターンのシミュレーション
- ・粒子降下終了後の緩和時間を含めた電子密度時間変化の導出
- ・VLF 帯送信電波を用いた電離層擾乱データとの比較

謝辞

本研究を行うに当たり研究の機会をあたえてくださり、日頃より懇切丁寧な指導を頂きました電気通信大学大学院情報理工学研究科芳原容英教授に深く感謝申し上げます。また有益なご助言を頂いた電気通信大学大学院情報理工学研究科早川正士特任教授に深く感謝いたします。

さらに国立極地研究所の山岸久雄教授、岡田雅樹准教授には特別共同利用研究員として認可して頂き、国立極地研究所の非常に高性能な設備を使用させて頂くことで効率的に研究を進めるためにお力添え頂きましたことに深く感謝致します。

参考文献

- [1]U. S. Inan, T. F. Bell, and H. C. Chang, Particle precipitation induced by short-duration VLF waves in the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 87, A8, 6243-6264, 1982
- [2]U. S. Inan, D. L. Carpenter, R. A. Helliwell, and J. P. Katsufakis, Subionospheric VLF/LF Phase Perturbations Produced by Lightning-Whistler Induced Particle Precipitation, *Journal of Geophysical Research*, 90, A8, 7457-7469, 1985
- [3] H. C. Chang and U. S. Inan, Lightning-Induced Electron precipitation from the Magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 90, A2, 1531-1541, 1985
- [4]Y. N. Taranenkov, U. S. Inan, and T. F. Bell, Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: Heating, attachment, and ionization, *Geophysical Research Letters*, 20, 15, 1539-1542, 1993
- [5] U. S. Inan, S. A. Cummer, and R. A. Marshall, A survey of ELF and VLF research on lightning-ionosphere interactions and causative discharges, *Journal of Geophysical Research*, 115, A00E36, 2010
- [6]C.Rodger, M.Clilverd, R. Dowden, D region reflection height modification by whistler-induced electron precipitation, *Journal of Geophysical Research*, 107, A7, 1145, 2002
- [7]J. Bortnik, U. S. Inan, and T. F. Bell, Temporal signatures of radiation belt electron precipitation induced by lightning-generated MR whistler waves: 1.Methodology, *Journal of Geophysical Research*, 111, A02204, 2006
- [8]W.B. Peter and U.S. Inan, A quantitative comparison of lightning-induced electron precipitation and VLF signal perturbations, *Journal of Geophysical Research*, 112, A12212, 2007
- [9]H. Rees, Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons, *Planet. Space Sci.*, 11, 1209, 1963
- [10]V. S. Glukhov and V. P. Pasko, Relaxation of Transient Ionospheric Disturbances Caused by Lightning-Whistler-Induced Electron Precipitation Bursts, *Journal of Geophysical Research*, 97, A11, 16971-16979, 1992

- [11]R. M. Johnson, The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory, *American Geophysical Union*, 1995
- [12]E. W. Huang, Electromagnetic Transients, Elves, and Sprites in the Earth-Ionosphere Waveguide, 1997
- [13]D. S. Lauden, U. S. Inan, T. F. Bell, Poleward-displaced electron precipitation from lightning-generated oblique whistlers, *Geophysical Research Letters*, 26, 16, 2633-2636, 1999
- [14]C. Rodger, Relaxation of transient ionization in the lower ionosphere, *Journal of Geophysical Research*, 103, A4, 6969-6975, 1998
- [15]H. C. Chang and U. S. Inan, Test Particle Modeling of Wave-Induced Energetic Electron Precipitation, *Journal of Geophysical Research*, 90, A7, 6409-6418, 1985
- [16]M. J. Rycroft, Interactions between whistler-mode waves and energetic electrons in the coupled system formed by magnetosphere, ionosphere and atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 53, 9, 849-858, 1991
- [17]J. N. Rowe, An experimental and theoretical study of the D-region—II. A semi-empirical model for mid-latitude D-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 755, 1974
- [18]A.P. Mitra, D region in disturbed conditions, including flares and energetic particles, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 37, 895, 1975
- [19] J. N. Rowe, Ionospheric effects of solar flares-VI. Changes in D-region ion chemistry during solar flares, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 34, 795, 1972
- [20]A. E. Hedin, A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS-83, *Journal of Geophysical Research*, 88, 10170, 1983
- [21]A. E. Grün, Lumineszenz-photometrische Messungen der Energieabsorption im Strahlungsfeld von Elektronenquellen Eindimensionaler Fall in Luft, *Z. Naturforsch.*, 12a, 89-95, 1957
- [22]Asgeir Brekke 著, 奥澤 隆志, 田口 聡 訳, 超高層大気物理学 第一版, 愛智出版, 2003
- [23]日本大気電気学会, 大気電気学概論 初版, コロナ社, 2003

発表実績

- [1] 向井理人、芳原容英、早川正士、山岸久雄、岡田雅樹、“地球磁気圏内波動粒子相互作用による電離層擾乱の計算機シミュレーション”、第 86 回日本大気電気学会(2012 東京都 電気通信大学)
- [2] N. Mukai, Y. Hobara, M. Hayakawa, H. Yamagishi, M. Okada, “Simulation of ionospheric disturbances due to wave-particle interaction in the Earth's magnetosphere”、Japan Geoscience Union (2012 千葉県 幕張メッセ)
- [3] 向井理人、芳原容英、早川正士、山岸久雄、岡田雅樹、“計算機シミュレーションを用いた地球磁気圏内波動粒子相互作用に関する研究”、第 87 回日本大気電気学会(2013 東京都 東京理科大学)

付録

A. 波動強度 120 pT の場合の降下粒子エネルギーフラックス

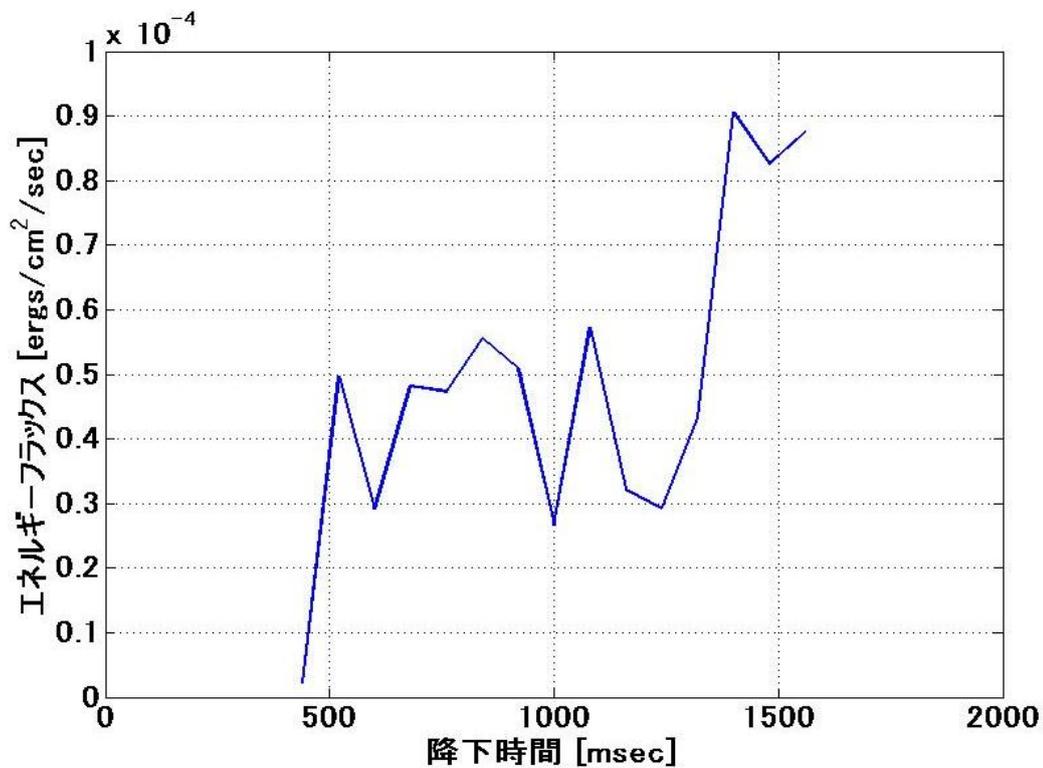


図 A.1 通常雷の場合(120 pT)

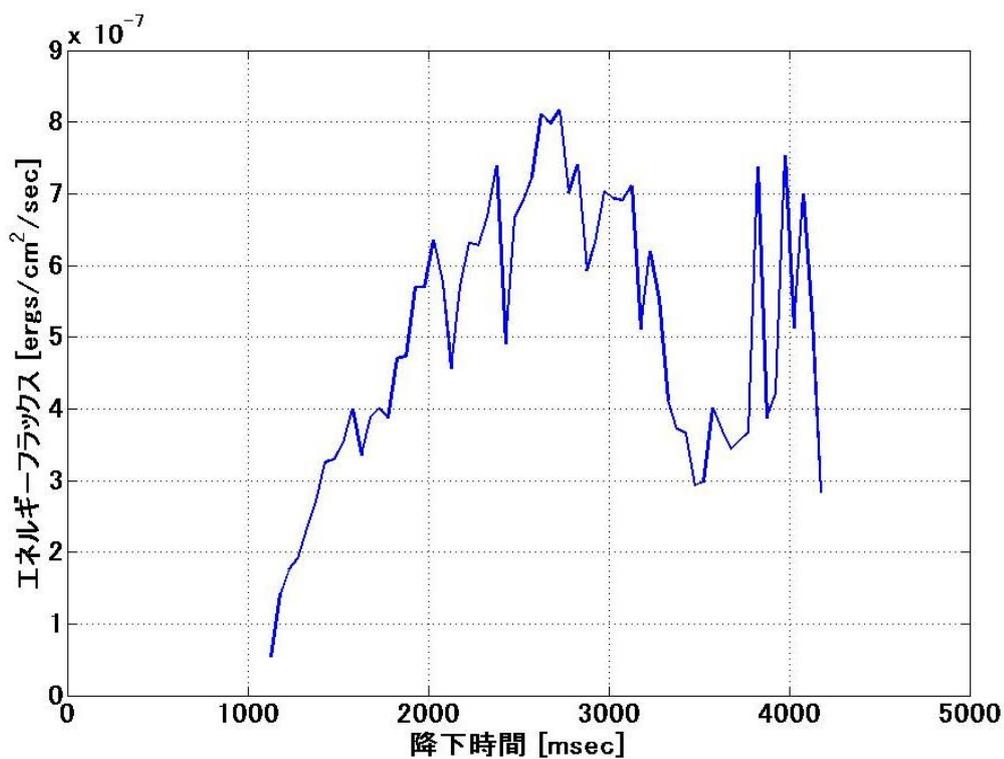


図 A.2 TLE 雷の場合(120 pT)

B. 90, 70, 50 km における電子密度時間変化

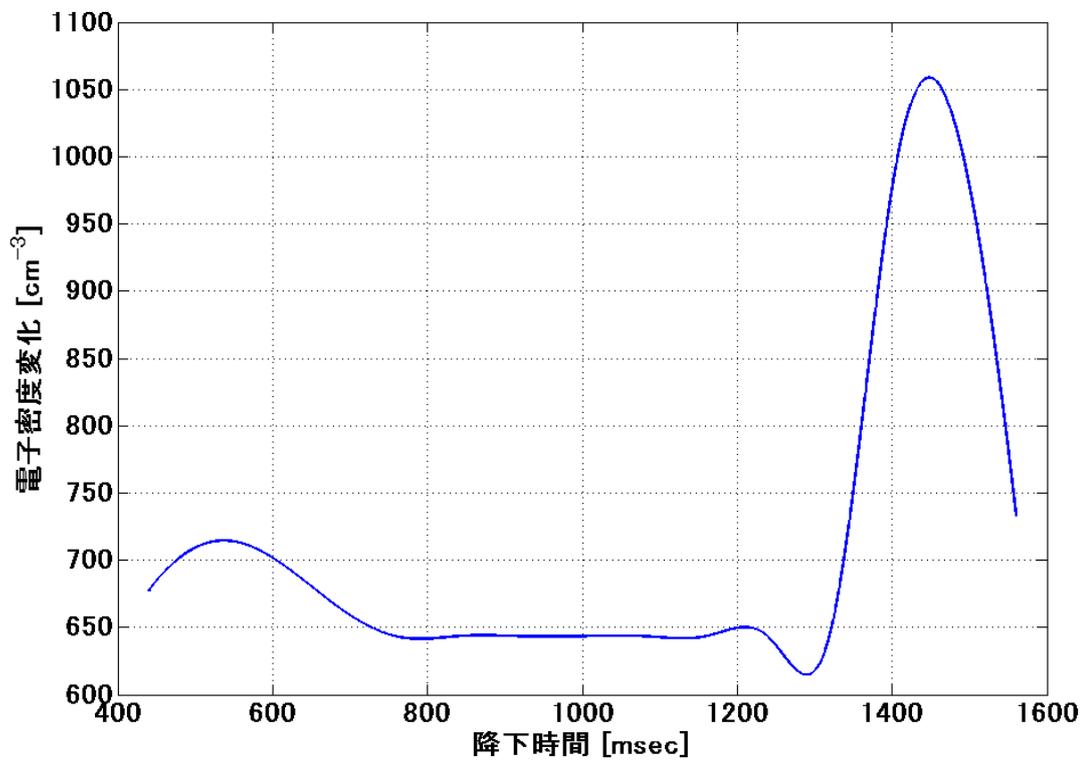


図 B.1 通常雷(90 km)

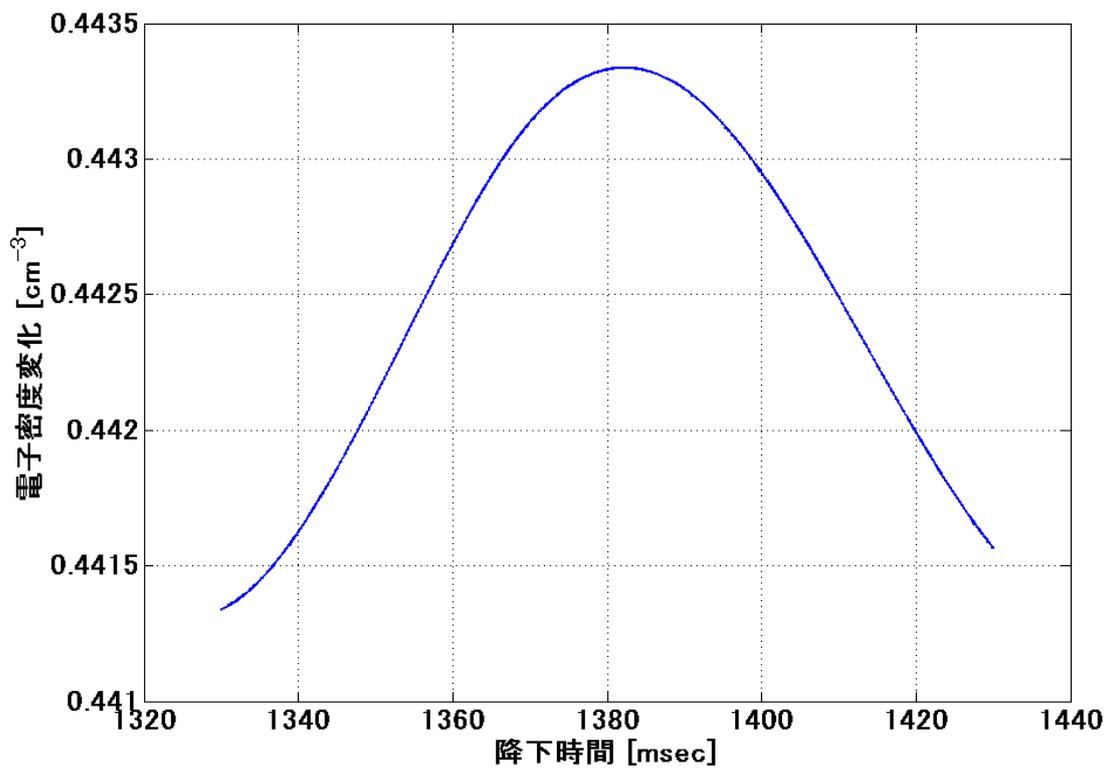


図 B.2 通常雷(70 km)

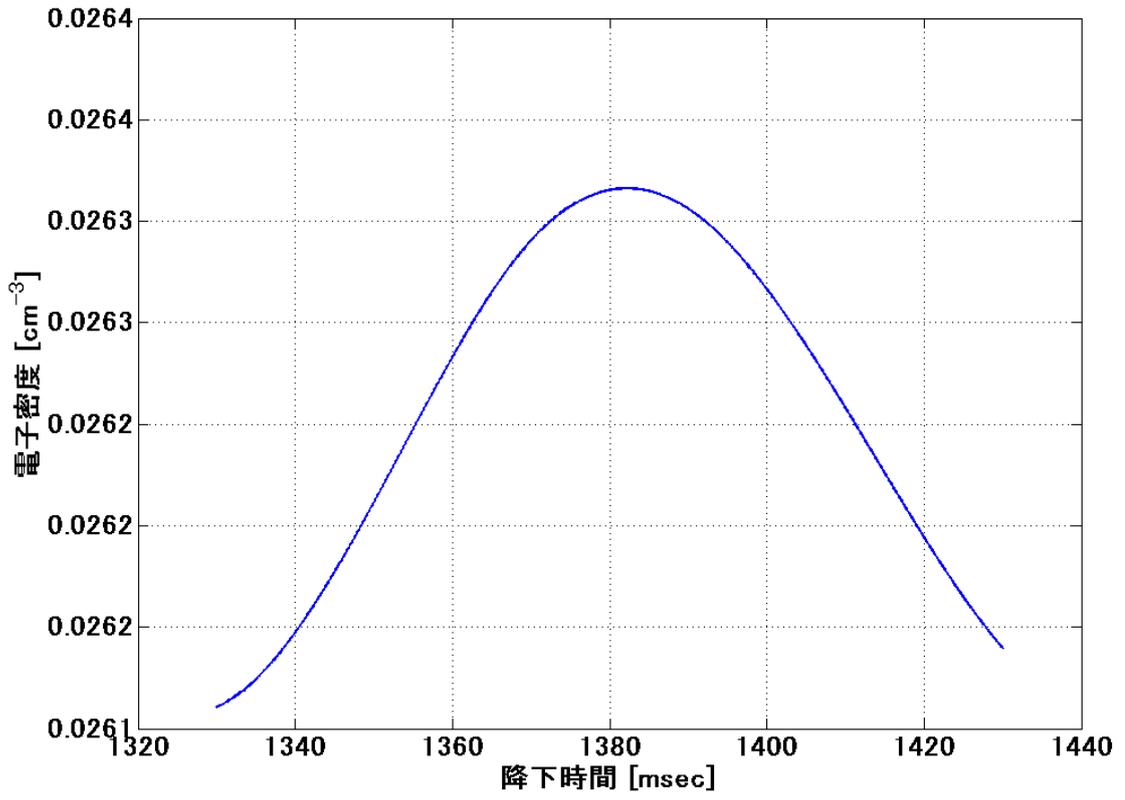


図 B.3 通常雷(50 km)

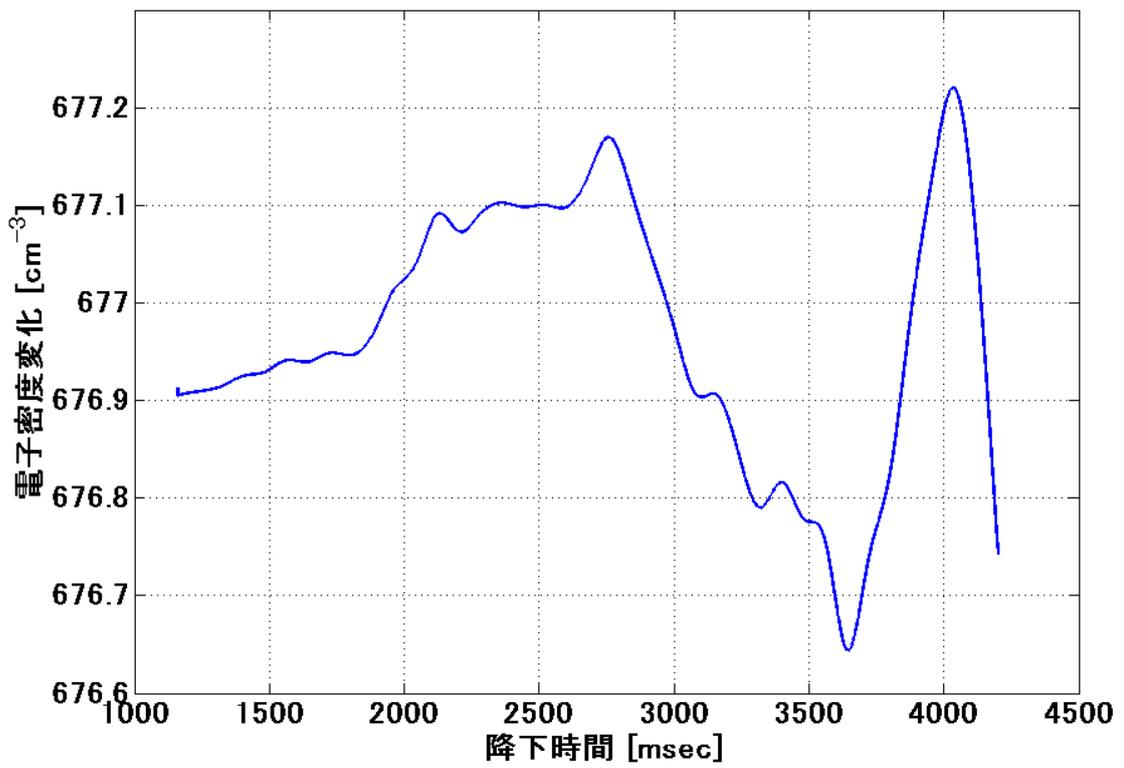


図 B.4 TLE 雷(90 km)

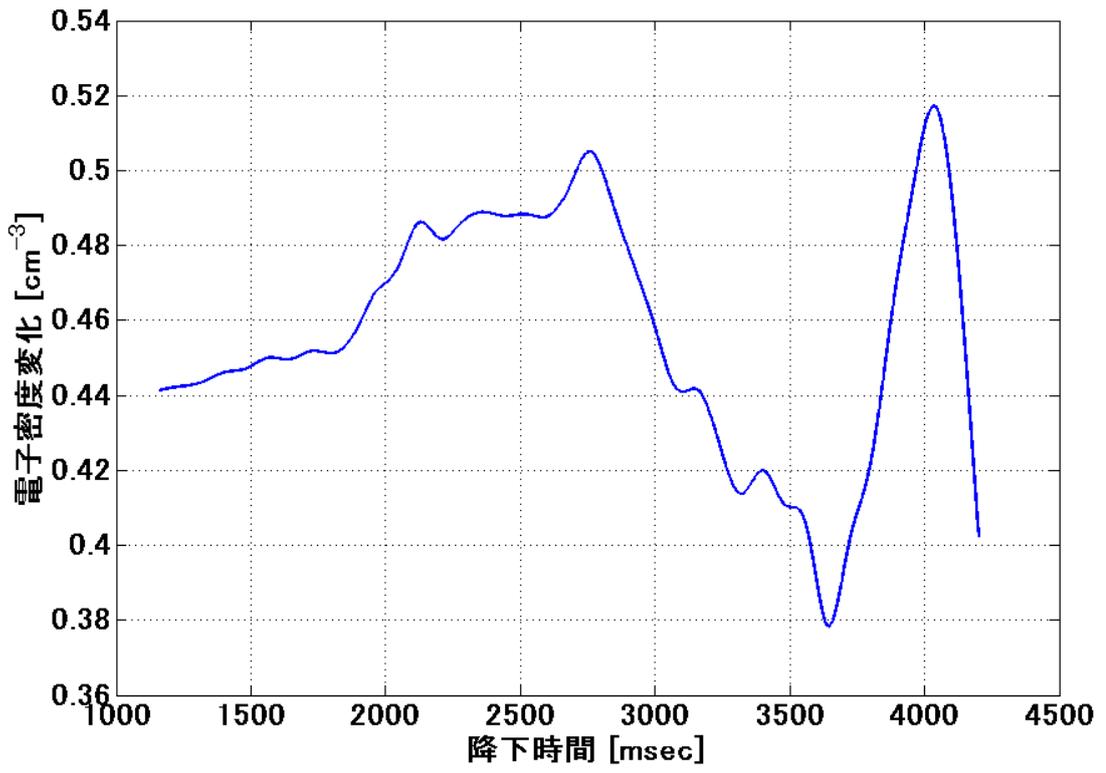


図 B.5 TLE 雷(70 km)

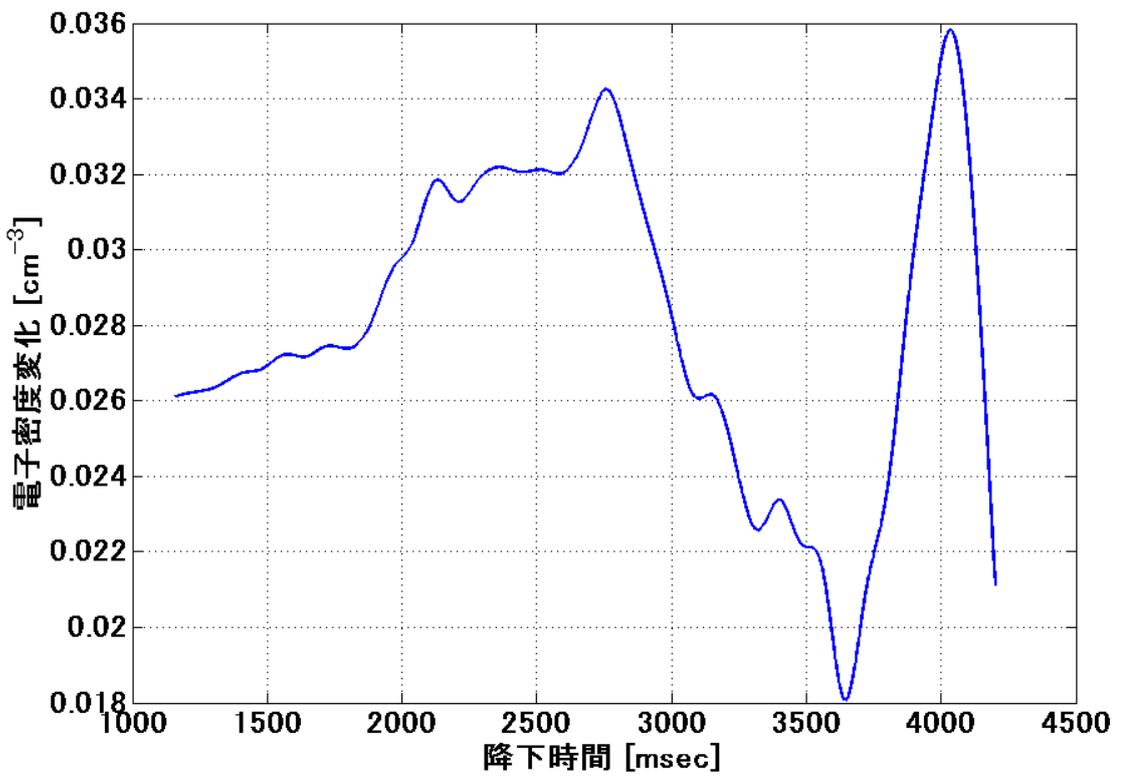


図 B.6 TLE 雷(50 km)

目次

1.1	地球周辺環境概要図	2
1.2	Trimpi 現象観測例	3
1.3	Trimpi 現象発生メカニズム概要図	4
1.4	Classical Trimpi 現象概念図	4
1.5	レッドスプライト観測例	5
2.1	地球ダイポール磁場と L 値	7
2.2	静磁場における粒子の運動	8
2.3	ミラーポイント	9
2.4	ロスコーン角と粒子降下	10
2.5	ホイストラ波動の周波数特性	11
2.6	粒子運動座標系における角度関係	14
3.1	シミュレーションプログラムのブロックダイアグラム	18
3.2	共鳴計算領域	19
3.3	電離率の粒子エネルギー及び高度依存性	21
3.4	電離率 I_s 時間変化	22
3.5	γ, β 高度依存性	23
3.6	電子密度及び陰イオン密度高度分布	24
3.7	中性分子密度高度分布	24
4.1	入力波モデル	25
4.2	通常雷(60 pT)の場合の降下粒子エネルギー	27
4.3	通常雷(60 pT)の場合のエネルギーフラックス	27
4.4	TLE 雷(60 pT)の場合の降下粒子エネルギー	29
4.5	TLE 雷(60 pT)の場合のエネルギーフラックス	29
4.6	通常雷及び TLE 雷による降下粒子エネルギーフラックス	31
4.7	通常雷の場合の電子密度時間変化	33
4.8	TLE 雷の場合の電子密度時間変化	34
4.9	通常雷・TLE 雷による下部電離層電子密度変化高度分布	35
A.1	通常雷の場合(120 pT)	40
A.2	TLE 雷の場合(120 pT)	40
B.1	通常雷(90 km)	41
B.2	通常雷(70 km)	41

B.3	通常雷(50 km)	42
B.4	TLE 雷(90 km)	42
B.5	TLE 雷(70 km)	43
B.6	TLE 雷(50 km)	43

表目次

4.1	通常雷入力パターン	26
4.2	TLE 雷入力パターン	28
4.3	下部電離層高度における各粒子密度	32
4.4	通常雷入力パラメータ	32
4.5	TLE 雷入力パラメータ	34