

第78回
日本地球電気磁気学会講演会

講演予稿集

- とき／昭和60年10月15日(火)～17日(木)
- ところ／京都教育文化センター

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第78回総会・講演会プログラム

日 時 昭和60年10月15日(火)～17日(木)
 場 所 京都教育文化センター
 京都市左京区聖護院川原町4-13
 TEL. 075(771)4221

	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
10月15日	I		太陽・惑星間空間			惑星	磁気圏構造 I	磁気圏構造 II			
	II		VLF・ホイッスラー			大気圏組成 I	大気圏組成 II	大気圏組成 III			
	III		ロケット実験・機器開発			古地磁気・ 岩石磁気 I		古地磁気・ 岩石磁気 II			
10月16日	I	磁気圏・ 電離圏結合 I	磁気圏・ 電離圏結合 II			総 会		特 別 講 演		懇 親 会	
	II	大気圏力学 I	大気圏力学 II								
	III	テクトノマグネティズム	磁気異常								
10月17日	I	磁気圏・ 電離圏結合 III	電離圏 I			電離圏 II	磁気圏 波動				
	II	磁気圏波動・ シミュレーション I	磁気圏波動・ シミュレーション II			ULF波動 I	ULF 波動 II				
	III	電気伝導度異常 I	電気伝導度 異常 II			主磁場・ 永年変化	宇宙線				

- * 指定時間を厳守して下さい。(講演12分, 討論3分)
- * 各会場ともスライドプロジェクター, オーバヘッドプロジェクター各1台が用意されています。
- * ポスターセッションは今回に限り設けません。

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	太陽・惑星間空間	VLF・ホイッスラー
	座長 森岡 昭(東北大理)	座長 長野 勇(金沢大工)
10:00	I-1. 「さきがけ」の磁場観測から導かれた太陽圏構造の変化 ○斎藤尚生, 湯元清文(東北大理), 平尾邦雄, 青山 巖(東海大工), 瀬戸正弘(東北工大)	II-1. ディタット・プラズマ中でのELF放射の方位測定 ○早川正士, 大見則親(名大空電研), M. Parrot, F.Lefevre(LPCE, 仏)
10:15	I-2. 「さきがけ」による惑星間空間不連続の変動特性 ○中川朋子, 斎藤尚生, 湯元清文(東北大理)	II-2. 低緯度ホイッスラーの偏波の特性(IV) ○中村義勝, 恩藤忠典(電波研)
10:30	I-3. 太陽風磁場の磁気ロープ構造とダークフィラメント ○丸橋克英(電波研), 石井隆広雄(電波研平磯)	II-3. LF-VLF局電波ホイッスラ・モードの共役点観測の結果について ○田中義人, 早川正士, 密沢雅之, 岡田敏美(名大空電研)
10:45	I-4. 「さきがけ」で観測された太陽風中のプラズマ振動 ○三宅 亘, 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)	II-4. ホイッスラの偏波特性IV — 偏波角によるダクト・スケールの評価 — ○島倉 信(千葉大工), 太田健次(中部大工), 早川正士, 田中義人(名大空電研)
11:00	休 み	休 み
11:15	I-5. ハレー彗星探査機PLANET-Aの打上げ ○伊藤富造(宇宙研), PLANET-A研究班	II-5. 磁気圏プラズマ中のVLF伝搬 ○松尾敏郎, 木村磐根(京大工)
11:30	I-6. PLANET-A(すいせい)による太陽風観測 — 速報 ○向井利典(宇宙研), 三宅 亘(東北大理), 賀谷信幸(神戸大工), 平尾邦雄(東海大工), 西田篤弘, 寺沢敏夫, 早川 基(宇宙研)	II-6. オメガVLF電波(10~14 kHz)の異方性導波管における伝搬特性(III) ○馬場清英(中部大工)
11:45	I-7. 太陽風速度分布三次元構造の年変化 ○小島正宜, 柿沼隆清(名大空電研)	II-7. VLF帯における電離層 — 大地間の共振現象 ○新保哲也, 長野 勇, 満保正喜(金沢大工)
12:00	I-8. IPS and Spacecraft Observations Relevant to STIP Interval K (15 February-16 March 1980) ○渡辺 堯, 柿沼隆清, 小島正宜(名大空電研), A.Hewish, S.J.Tappin(Cambridge Univ.), J.D.Mihalov(NASA/ARC), R.Schwenn(MPI)	II-8. オメガ波, JJY 40 kHz によるDF電子密度推定のシミュレーション ○満保正喜, 長野 勇(金沢大工), 深見哲男(石川工業), 小林智明(金沢大工)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>ロケット実験機器開発</p>		
<p>座長 向井利典(宇宙研)</p>		
<p>Ⅲ-1. 「おおぞら」MUMによるMUレーダー アンテナパターンの測定 ○猪岡保裕, 佐藤 亨(京大超高層), 深 尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 加藤 進 (京大超高層)</p>		10:00
<p>Ⅲ-2. レーザヘテロダイン法による成層圏大 気計測の感度予測 ○石津美津雄, 板部敏和, 有賀 規(郵 政省電波研)</p>		10:15
<p>Ⅲ-3. 「おおぞら」観測データから求めた東 アジア上空の電力線放射分布 ○冨沢一郎, 芳野赳夫(電通大)</p>		10:30
<p>Ⅲ-4. 短周期変動測定用HFドップラー受信 装置の製作 ○阿保 真, 小黒常隆, 長沢親生, 金子 利之(都立大工)</p>		10:45
<p>休 み</p>		
<p>Ⅲ-5. 高速イオンのエネルギー質量分析器 (FIMS)の開発 ○宇野裕治, 賀谷信幸(神大工), 向井利 典(宇宙研), 松本治弥(神大工), 伊藤 富造(宇宙研)</p>		11:15
<p>Ⅲ-6. S-520-7号機による電場測定(Ⅱ) ○早川 基, 鶴田浩一郎, 中村正人(宇 宙研)</p>		11:30
<p>Ⅲ-7. 衛星搭載用全天型 -- Ion Detector の 設計 ○中村正人, 鶴田浩一郎, 早川 基, 門 倉 昭(宇宙研)</p>		11:45
<p>Ⅲ-8. VLF~MF帯ループアンテナ系の開発 ○岡田敏美(空電研), 長野 勇(金沢大), 橋本弘蔵(電機大), 森岡 昭(東北大), 木村磐根(京大工)</p>		12:00

10月15日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
12:15	<p>太陽・惑星間空間(続き)</p> <p>I-9. 大振幅・アルフェン波の変調不安定性 — イオン加熱と逆カスケード過程 — ○寺沢敏夫, 星野真弘(宇宙研), 坂井純 —(富山大工), 羽田 亨(UCLA)</p>	<p>VLF・ホイッスラー(続き)</p> <p>II-9. ISIS衛星によって観測されたドップラー — 拡がり現象 — ○恩藤忠典(電波研), 早川正士(名大空 電研), 中村義勝(電波研)</p>

10月15日(火)

第1日目

	惑 星	大気圏組成 I
13:30	<p>座長 寺 沢 敏 夫 (宇宙研)</p> <p>I-10. UV-AURORAL ORIGIN OF JUPITER'S DECAMETRIC RADIATION ○K.Maeda (Univ. of Florida, Hyogo College of Medicine), T.D.Carr (Univ. of Florida)</p>	<p>座長 鈴 木 勝 久 (横浜国大)</p> <p>II-10. エルチチョン永山起源の成層圏エアロ ゾル層 — 最近のライダー観測 — 藤原玄夫, ○秋吉英治, 大塚宣子(九 大理)</p>
13:45	<p>I-11. 木星プラズマディスクの加熱機構 ○安部隆士, 西田篤弘(宇宙研)</p>	<p>II-11. ライダーによる中間圏ナトリウム層の 観測(Ⅷ) ○内海通弘, 秋吉英治, 大塚宣子, 藤原 玄夫, 広野求和(九大理)</p>
14:00	<p>I-12. 木星デカメータ電波出現頻度にみられ る長期変動のシミュレーション ○徳丸宗利(電波研鹿島支所), 大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実(東北大理)</p>	<p>II-12. 南極成層圏エアロゾルのライダー観測 (II)冬期増大現象 ○岩坂泰信(名大水圏研)</p>
14:15	<p>I-13. 広帯域偏波計を用いた木星デカメータ 電波の観測 ○永井智広, 大家 寛, 森岡 昭(東北 大理)</p>	<p>II-13. 「おおぞら」による成層圏エアロゾル およびオゾンの観測 ○高木増美, 近藤 豊, 岩田 晃, 森田 恭弘(名大空電研)</p>
14:30	<p>I-14. 衛星放送を利用した木星電波 VLBI 網 用位相同期システムについて ○今井一雅(高知高専)</p>	<p>II-14. おおぞらによる中間圏オゾンの観測 ○山本博聖, 牧野忠男, 関口宏之, 内藤 一郎, 長谷川みどり(立教大理)</p>
14:45	<p>I-15. デカメータ波パルサーの存在とブラッ クホールの可能性 ○大家 寛, 森岡 昭, 飯島雅英(東北 大理)</p>	<p>II-15. S-310-15号機による中間圏オゾン の測定 関口宏之, ○牧野忠男, 山本博聖, 内 藤一郎(立教大理)</p>
15:00	休 み	休 み

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p>ロケット実験機器開発(続き)</p> <p>Ⅲ-9. ロケットデータを用いた磁気バイアス量の決定法 ○佐藤正則, 遠山文雄(東海大工)</p>		12:15

午 後

<p>古地磁気・岩石磁気 I</p> <p>座長 広 岡 公 夫 (富山大理)</p> <p>Ⅲ-10. 諏訪湖の古地磁気(Ⅱ) ○村田史之(神戸大自然科学), 井口博夫, 安川克己(神戸大理)</p> <p>Ⅲ-11. 伊豆半島中軸部の層序と古地磁気(予報) ○小山真人(東大震研)</p> <p>Ⅲ-12. 掛川地域の下部中新統の古地磁気 ○林田 明(同志社大工)</p> <p>Ⅲ-13. 濃飛流紋岩類の古地磁気 ○伊藤康人, 鳥居雅之(京大理), 松田高明(姫路工大工)</p> <p>Ⅲ-14. 石鎚火成岩類の古地磁気 - その1 ○鳥居雅之(京大理)</p> <p>Ⅲ-15. 西南日本外帯下部白亜系の古地磁気 ○前中一晃, 笹嶋貞雄(花園大文)</p> <p>Ⅲ-16. Opening Mode of the Japan Sea Inferred from Paleomagnetism of the Japan Arc ○乙藤洋一郎(神戸大理), 松田高明(姫路工大工), 能田 成(京都産大教養)</p>		<p>13:30</p> <p>13:45</p> <p>14:00</p> <p>14:15</p> <p>14:30</p> <p>14:45</p> <p>15:00</p>
--	--	--

10月15日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏構造 I	大気圏組成 II
	座長 江尻全機(極地研)	座長 岩坂泰信(名大水圏)
15:15	I-16. マグネトポーズに於けるケルビン-ヘルムホルツ不安定(II) ○三浦 彰(東大理)	II-16. 「大空」BUVスペクトルデータの解析方法について ○鈴木勝久(横国大教育), 小川利紘(東大理)
15:30	I-17. Flux Transfer Eventsの発生と伝播の物理機構 ○佐藤哲也(広大核融合), 島田俊明(国泰寺高校)	II-17. 極域成層圏 NO ₂ の大気球観測(II) ○柴崎和夫(国学院大), 岩上直幹, 小川利紘(東大理)
15:45	I-18. 異常電気抵抗との結合による磁気リコネクションの急激な発展 ○鶴飼正行(愛媛大工)	II-18. 吸光分光法による大気中 NO ₂ 成分量の観測(V) ○木山喜隆, 斎藤文一(新潟大理)
16:00	I-19. 地球磁気圏尾のダイナミックスのMHDシミュレーション ○荻野竜樹(名大空電研), R.J. Walker, M. Ashour-Abdalla (IGPP, UCLA)	II-19. NO ₂ 地上分光観測(II) ○渡辺 隆, 高野元春, 中村正年(筑波大物理)
16:15	I-20. 二次元磁気圏対流の数値計算 ○田中高史(電波研)	II-20. NO ₂ 光解離セルによる対流圏 NO _x の測定 ○近藤 豊, 岩田 晃, 森田恭弘, 高木増美(名大空電研)
16:30	I-21. 粒子軌道の三次元的計算 ○高橋 俊, 家森俊彦(京大理)	II-21. 大気微量成分の分光観測 ○小川利紘, 岩上直幹(東大理)
16:45	休 み	休 み
	磁気圏構造 II	大気圏組成 II
	座長 丸橋克英(電波研)	座長 牧野忠男(立教大)
17:00	I-22. 静止衛星高度における磁気嵐時の磁場変動 ○國分 征(東大理)	II-22. 対流圏における負イオンモデル計算 ○川本洋人(京大理), 小川俊雄(高知大理)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気・岩石磁気Ⅰ(続き)		
Ⅲ-17. 韓半島中・南部の古地磁気(Ⅱ) — 沃川帯の石炭紀～三畳紀の古緯度 — ○渋谷秀敏(大阪府大総科), 関庚 徳, 李 允秀(延世大理), 笹嶋貞雄(花園大), 西村 進(京大理)		15:15
休 み		15:30
古地磁気・岩石磁気Ⅱ		
座長 河 野 長 (東工大理)		
Ⅲ-18. 中部アンデス後期中新世火山岩の古地磁気 ○綱川秀夫(東海大開発技研), 田中秀文, 河野 長(東工大理)		15:45
Ⅲ-19. 山口県こうもり穴及び高知県龍河洞の石筍より求めた地磁気強度と気温の関係 ○森永速男(神戸大自然科学), 井口博夫, 安川克己(神戸大理), 池谷元伺, 三木俊克(山口大短期工), 日下部実(岡山大地球内部研究センター)		16:00
Ⅲ-20. 古地磁気による古地震の年代決定 ○広岡公夫, 酒井英男, 笹倉 勉(富山大理)		16:15
Ⅲ-21. 一軸スピナー磁力計による軸方向磁化成分の測定 ○山口公治, 河野 長(東工大理)		16:30
Ⅲ-22. メスバウアースペクトルによるチタノマグネタイトの鉄イオン分布(2) ○田中秀文, 河野 長(東工大理)		16:45
Ⅲ-23. 山形融雪試料中の宇宙線生成核種の分析(I) ○新関八郎, 野間元作, 桜井敬久(山形大理), 野上謙一(独協大理), 山越和雄(東大宇宙線研), 蜷川清盛(岡山理大)		17:00

10月15日(火)

第1日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏構造 II (続き)	大気圏組成 II (続き)
17:15	I-23. 静止衛星軌道における圧縮性地磁気脈動の特性 ○荒木 徹(京大理), 永野 宏(朝日大)	II-23. 大気イオンモービリティスペクトルの観測 ○長門研吉(京大理), 小川俊雄(高知大理)
17:30	I-24. オーロラオーバル赤道側境界の惑星間空間変数への依存性 ○中井 仁(大阪牧野高)	II-24. OH大気光地上観測における水蒸気吸収の影響 ○井出一仁, 岡野章一(東北大理)
17:45	I-25. サブストームオンセットとSARアーク出現の同時性 ○岡野章一(東北大理), J.S.Kim (SUNY)	II-25. 夜光強度と下部熱圏の運動学的モデル(II) ○斎藤文一(新潟大理)
18:00	I-26. ポーラー・レイン・フラックスの長期変動 ○巻田和男(拓殖大), C.I.Meng (APL/JHU)	II-26. CO ₂ 濃度及びCO ₂ 炭素の同位体比の測定(MAP航空機観測) ○久保治也(宇宙研), 酒井 均, 堤 眞(東大海洋研)

10月16日(水)

第2日目

	磁気圏構造 II	大気圏力学 I
	座長 上 出 洋 介 (京都産業大学理)	座長 岡 田 良 和 (兵庫医大物理)
9:00	I-27. 磁気圏-電離圏の巨視的電磁結合 ○玉尾 孜, 堀 尚子(東大理)	II-27. 超低周波音波観測における雑音抑制 ○鈴木 裕(阪市大工)
9:15	I-28. 沿磁力線ポテンシャル生成 ○鷺見治一(名大空電研), 片沼伊佐夫(筑波大プラズマセンター)	II-28. D層冬季異常の南限と中間圏プラネタリー波の緯度構造 ○村岡良和(兵庫医大物理)
9:30	I-29. 地球磁気圏内の荷電粒子の沿磁力線方向の運動 ○井上隆二(京産大理)	II-29. 熱圏大気重力波の共鳴相互作用に関する一考察 ○柴田 喬, 奥澤隆志(電通大)
9:45	I-30. NBZ沿磁力線電流系の地磁気共役性 ○飯島 健, 芝地貴夫(東大理)	II-30. 中間圏, 下部熱圏大気潮汐波動の日豪協同観測 ○津田敏隆(京大超高層), Robert A. Vincent (Univ. Adelaide), 加藤 進(京大超高層)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
古地磁気・岩石磁気Ⅱ(続き)		
Ⅲ-24. St. Severine LL6隕石の自然残留磁気 の分布(予報) ○船木 實(極地研), 永田 武(極地研 名誉教授)		17:15
Ⅲ-25. 東北日本のグリーンタフの ⁴⁰ Ar- ³⁹ Ar 年代 ○齋藤和男, 今田 正(山形大理), 滝上 豊(東大理)		17:30
		17:45
		18:00

午 前

テクトノマグネティズム		
座長 西 田 泰 典 (北大理)		
Ⅲ-26. 半無限弾性体内の変形による地磁気変 化問題のグリーン関数 ○笹井洋一(東大震研)		9:00
Ⅲ-27. 関東東南沖海溝三重会合点におけるテ クトノマグネティクス ○木下 肇(千葉大理), 浜野洋三, 中村 一明(東大震研), 内山昭憲(東大海洋 研)		9:15
Ⅲ-28. 日本海溝附近の縞状磁気異常(magne- tic lineation)と太平洋プレートの日本島 弧下へのもぐり込みについて ○加藤愛雄(東北大名誉教授), 瀬戸正弘 (東北工大)		9:30
Ⅲ-29. 千葉県館山における地磁気観測と地震 予知(其の1) ○歌代慎吉(東京理科大)		9:45

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏構造 II (続き)	大気圏力学 I (続き)
10:00	I-31. NBZ 沿磁力線電流系の IMF 成分の Y Z 面内での偏角に対する依存性 ○芝地貴夫, 飯島 健(東大理)	II-31. XeF エキシマーライダーによる中層大気密度・温度の測定 ○柴田 隆, 小淵政英, 福田光伸, 前田三男(九大工)
10:15	I-32. 沿磁力線電流域の小規模磁場擾乱(2): — スペクトル — ○家森俊彦, 中川晃成(京大理)	II-32. 大型レーダーによる水平運動量の鉛直フラックスの推定法 ○深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 佐藤亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
10:30	I-33. 沿磁力線電流の極域電離層電気伝導度依存性 — 実験室におけるモデル実験 — ○筒井 稔, 小椋 功, 浅野弘明(京大超高層)	II-33. MU レーダーによる上部対流圏における水平運動量の鉛直フラックスの観測 ○稲葉基之, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
10:45	I-34. 極域における電子とイオンのエネルギー分布の対比 ○飯島 治, 賀谷信幸(神大工), 向井利典(宇宙研), 松本治弥(神大工), 伊藤富造(宇宙研)	II-34. MU レーダーによる風の微細構造の観測 ○山本 衛, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
11:00	休 み	休 み
	磁気圏・電離圏結合 II	大気圏力学 II
	座長 飯島 健(東大理)	座長 深尾昌一郎(京大工)
11:15	I-35. カस्प領域における降下イオン特性 ○菫蒲昌也, 賀谷信幸(神大工), 向井利典(宇宙研), 松本治弥(神大工), 伊藤富造(宇宙研)	II-35. 乱流散乱エコー強度の天頂角依存性 ○広瀬一雄, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
11:30	I-36. CCDオーロラテレビによるオーロラ観測 ○小野高幸, 平澤威男(極地研)	II-36. 京都大学流星レーダーによる平均風・長周期波動の観測 ○中村卓司, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
11:45	I-37. オーロラプロトンおよび電子降下域の Global Pattern (III) — 高エネルギー粒子降下との比較 — ○宮岡 宏(極地研)	II-37. MU レーダーによる流星エコーの観測 ○上原孝之, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	
<p>テクトノマグネティズム(続き)</p>		
<p>Ⅲ-30. 電磁気的地震先行現象の性質 ○力武常次(日大文理)</p>		10:00
<p>Ⅲ-31. 山崎断層破砕帯における自然電位変化 観測の諸問題 ○宮腰潤一郎, 西田良平(鳥取大教養)</p>		10:15
<p>Ⅲ-32. 山崎断層における電気抵抗および磁場の 変化について(2) ○土井恵治(京大理), 住友則彦(京大教 養), 塩崎一郎, 山口 覚(神戸大自然 科学), 大塚成昭(神戸学院大)</p>		10:30
<p>Ⅲ-33. 耐熱型オフライン・ボアホール磁力計 の製作 — ODP 海洋底地殻物探に向け て— ○浜野洋三(東大地震研), 木下 肇(千 葉大理), 小林和男, 古田俊夫(東大海 洋研), 阿部 誠, 孫竹正幸(明星電気 KK)</p>		10:45
<p>休 み</p>		11:00
<p>磁気異常</p>		
<p>座長 伊勢崎 修 弘 (神戸大理)</p>		
<p>Ⅲ-34. えりも海山周辺の磁気異常—すでに沈 み込んだ海山? ○山崎俊嗣(地調), 森尻理恵, 木下 肇, 末広 潔(千葉大理), J.Dubois(パリ 南大)</p>		11:15
<p>Ⅲ-35. 大気球による男鹿半島沖の地磁気異常 観測 ○遠山文雄(東海大工), 瀬戸正弘(東北 工大), 青山 巖(東海大工), 西村 純 (宇宙研), 高木章雄(東北大理), 加藤 愛雄(東北大名誉教授)</p>		11:30
<p>Ⅲ-36. 大和海盆における海山の地磁気異常 ○佐柳敬造, 伊勢崎修弘, 北原康夫(神 戸大理)</p>		11:45

10月16日(水)

第2日目

開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
	磁気圏・電離圏結合Ⅱ(続き)	大気圏力学Ⅱ(続き)
12:00	I-38. オーロラの南北共役性 1. 全天カメラ, 掃天フォトメータによる解析結果 ○佐藤夏雄, 藤井良一, 小野高幸, 江尻全機, 福西 浩, 平澤威男(極地研), 巻田和男(拓殖大), 荒木 喬(弘前大), 国分 征(東大理), Th. Saemundsson (アイスランド大)	II-38. MUレーダーによる上部対流圏大気乱流の観測 ○松本浩昌, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 佐藤 亨, 津田敏隆, 加藤 進(京大超高層)
12:15	I-39. オーロラの南北共役性 2. オーロラTVカメラによる解析結果 ○藤井良一, 佐藤夏雄, 小野高幸, 福西浩, 平澤威男(極地研), 国分 征(東大理), Th. Saemundsson (アイスランド大)	II-39. MUレーダーにより観測された風速及びエコーパワーの空間及び時間変化 ○伊藤敦夫, 深尾昌一郎, 木村磐根(京大工), 佐藤 亨, 加藤 進(京大超高層)
12:30	I-40. オーロラの形態と粒子エネルギー分布—南極ロケット実験観測結果— ○江尻全機, 平澤威男, 小野高幸, 桜井治男(極地研), 小口 高(東大理)	II-40. MUレーダー利用のラス・レーダーによる対流圏・成層圏探査実験 ○松浦延夫, 増田悦久, 犬木久夫(電波研)
12:45	I-41. 昼間側オーロラと入射粒子(電子)の降下領域・数・平均エネルギーの関係について ○鮎川 勝(極地研), 巻田和男(拓殖大), 国分 征(東大理)	休　　み

10月16日(水)

第2日目

14:00	総　　会 特別講演 「電離層物理学研究とその発展」 前　田　憲　一 (京大名誉教授) (60分) 松　浦　延　夫 (電波研) (20分) —人工衛星による電離圏観測— 大　林　辰　蔵 (宇宙研) (20分) —電離層から宇宙へ— 加　藤　　　進 (京大・超高層センター) (15分) —電離圏・中間圏の大気潮汐と風— 木　村　磐　根 (京大工) (15分) —電離圏・磁気圏プラズマと波動— 懇　親　会 (同一会場)	
-------	---	--

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
磁気異常(続き)		
Ⅲ-37. 大和海盆における地磁気異常とマルチチャンネル音波探査による基盤の形状との関係 ○北原康夫, 伊勢崎修弘, 佐柳敬造(神戸大理), 徳山英一(東大海洋研)		12:00
Ⅲ-38. 中央構造線北部の磁気異常(I) ○中川一郎(東大震研)		12:15
Ⅲ-39. MAGSAT による南極域地殻磁気異常 ○竹中 潤(千葉大理), 柳沢正久(宇宙研), 藤井良一(極地研)		12:30
Ⅲ-40. 月磁気探査に必要な探査機の高度について ○柳澤正久(宇宙研)		12:45

午 後

--	--	--

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	磁気圏・電離圏結合 II	磁気圏波動・シミュレーション I
	座長 荒木 徹(京大理)	座長 松本 紘(京大超高層)
9:00	I-42. EXOS-C(おおぞら)衛星によって観測される極域プラズマ擾乱 ○小原隆博, 大家 寛(東北大理)	II-41. MHD波・ホイッスラー波・電磁イオンサイクロトロン波の変調不安定性 ○久保 匡, 寺沢敏雄, 星野真弘(宇宙研)
9:15	I-43. 地磁気活動度と高エネルギー粒子の変動 - 「大空」の観測結果 - ○永田勝明(玉川大工), 河野 毅(理研), 村上浩之, 中本 淳(立教大理), 長谷部信行(愛媛大教養), 竹中哲喜, 菊池順, 道家忠義(早大理工研)	II-42. 電流によるダブル・レイヤーの形成 ○山本 隆(東大理), J.R. Kan(アラスカ大)
9:30	I-44. オーロラX線とCNAから推定した粒子降下領域 ○小玉正弘(山梨医大), 山岸久雄(極地研)	II-43. 磁気赤道域での静電波の三次元 Ray Tracing ○山足公也(京大工), 橋本弘蔵(東京電機大工), 木村磐根(京大工)
9:45	I-45. カスプ帯のパルス性擾乱 - その局所性 - ○林 幹治, 山本達人, 小口 高(東大理)	II-44. 温度異方性プラズマ中のホイッスラー波伝播 ○浜端広充, 並川富一(阪市大理)
10:00	I-46. 地上高緯度でのSC polarizationに対する緯度方向の逆転のLT変化について ○永野 宏(朝日大), 荒木 徹(京大理)	II-45. 低温度プラズマ中の電子ビームによる波動励起の理論的解析 ○詩丘雅史, 長野 勇, 満保正喜(金沢大工), B.T. Tsurutani (J.P.L.)
10:15	I-47. 地磁気静穏日日変化の準2年周期振動 ○角村 悟, 桑島正幸, 原田 朗(地磁気観)	II-46. 無衝突ティアリング不安定における静電場の効果 ○星野真弘, 寺沢敏夫(宇宙研)
10:30	I-48. サブストーム時における中緯度でのDP電場 - HFドップラー観測による検出 - ○筒井 稔, 小川 徹(京大超高層)	II-47. 磁気圏内でのバルーニング不安定によるドリフトアルヴェーン波の励起 ○大谷晋一, 三浦 彰, 玉尾 孜(東大理)
10:45	休 み	休 み
	電離圏 I	磁気圏波動・シミュレーション II
	座長 田中 高史(電波研)	座長 橋本弘蔵(東京電機大)
11:00	I-49. 低緯度上部電離層擾乱 - Hinotori による観測結果とその解釈 - ○高橋忠利, 大家 寛, 渡部重十(東北大理)	II-48. 線型ブラソフシミュレーションへのアプローチ ○中村 匡, 山本 隆, 玉尾 孜(東大理)

午 前

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
電気伝導度異常Ⅰ		
座長 森 俊 夫 (気象研)		
Ⅲ-41. 日高・神居古潭変成帯におけるCA観測 ○山田俊夫, 西田泰典, 前川徳光, 鈴木敦生(北大理)		9:00
Ⅲ-42. TDEM法による地下構造探査 ○西谷忠師(秋田大鉱山), 乗富一雄(九大工), 白井 智(日本石油開発)		9:15
Ⅲ-43. 小安・泥湯地域におけるMT観測(予報) ○佐竹健治, 渡辺修夫, 本蔵義守(東工大理)		9:30
Ⅲ-44. 芝川断層の地球電磁氣的調査 ○山本哲也, 大地 洗, 原田 朗(地磁気観)		9:45
Ⅲ-45. 九州地方におけるGDS観測(I) ○下泉政志, 立原裕司, 北村泰一(九大理)		10:00
Ⅲ-46. 薩南地域におけるULF帯CA変換関数について ○渡辺修夫, 本蔵義守(東工大理)		10:15
Ⅲ-47. 登別地域における地殻上部の三次元比抵抗構造 ○本蔵義守(東工大理)		10:30
休 み		10:45
電気伝導度異常Ⅱ		
座長 本 蔵 義 守 (東工大理)		
Ⅲ-48. 高緯度Pc5脈動の位相分布と地下電気伝導度異常 ○坂 翁介(九大理)		11:00

10月17日(木)

第3日目

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	電離圏 I (続き)	磁気圏波動シミュレーション II (続き)
11:15	I-50. トップサイド電離圏イオン密度の長期変動特性 ○巖本 巖, 佐川永一, 水津 武(電波研)	II-49. 静電波とホイッスラー波との不安定性の競合関係 ○大村善治(京大工), 松本 紘(京大超高層)
11:30	I-51. 電離圏電子密度の同時観測 ○渡辺勇三(宇宙研)	II-50. 斜め伝搬ホイッスラー波 — 粒子相互作用の計算機シミュレーション — ○田中 寛, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)
11:45	I-52. 中・低緯度における電離圏電子密度の不規則構造の観測 ○渡部重十, 大家 寛, 高橋忠利(東北大理), 國武 学(電波研山川)	II-51. 放出電子ビームの非線形発展の物理機構 ○小森憲昭, 松本 紘(京大超高層), M. Ashour-Abdalla (UCLA)
12:00	I-53. 地上多点及び衛星の共同観測による電離圏シンチレーションの解析 ○國武 学, 大山治男, 西牟田一三, 満留博人(電波研山川), 渡部重十, 小原隆博, 高橋忠利, 森岡 昭, 大家 寛(東北大理), 上敷領昭五, 上滝 実(電波研沖縄)	II-52. 電子ビーム強制注入によるビーム端電気二重層(Maltsev ポテンシャル)の安定性とその実現性 ○稲垣恵三, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)
12:15	I-54. 中緯度電離圏シンチレーションの地磁気活動度依存性 ○熊谷 博(電波研)	II-53. 電磁波及び静電波イオン・ビーム不安定の非線形発展のシミュレーション(I) ○田中剛彦, 松本 紘(京大超高層), 大村善治(京大工)
12:30	休 み	休 み

10月17日(木)

第3日目

	電離圏 II	ULF 波動 I
	座長 麻生 武彦(京大工)	座長 坂 翁介(九大理)
13:30	I-55. 長波伝搬からみた電波吸収の冬季異常 ○石嶺 剛(電波研平磯), 越前谷喜松(電波研秋田), 石井隆広雄(電波研平磯)	II-54. SSCに伴う磁気圏尾部磁場変動 ○桜井 亨(東海大工)

午 前 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
電気伝導度異常Ⅱ (続 き)		
Ⅲ-49. 存否スペクトル法を用いたMT解析 ○浅川栄一, 歌田久司, 行武 毅(東大震研)		11:15
Ⅲ-50. 二次元インダクションモデルの定式化と問題点 ○大志万直人(日大文理)		11:30
Ⅲ-51. 秋田県北鹿地域における試錐岩芯の比抵抗と粉末状試料による浸出溶液の比抵抗について ○奥山良俊(秋田高専), 乗富一雄(九大工)		11:45
Ⅲ-52. 有珠火山における自然電位測定 ○西田泰典, 東宮英文, 鈴木敦生, 松島喜雄, 長谷川雅一(北大理)		12:00
Ⅲ-53. 水戸および富士宮における長基線地電位観測 ○森 俊雄, 吉川澄夫, 高山寛美, 小泉岳司, 柳原一夫(気象研), 岩田孝仁(静岡県庁)		12:15
Ⅲ-54. 地磁気変化を使った自然電位変化の検出の試み ○高山寛美, 森 俊雄(気象研)		12:30

午 後

		13:30
--	--	-------

開始時間	第 I 会場	第 II 会場
	電離圏 II (続き)	ULF 波動 I (続き)
13:45	I-56. 低緯度のD領域擾乱 ○川平浩二(京大理)	II-55. SC*に付随する極起源電場によるHF ドップラー変化 ○菊池 崇(電波研)
14:00	I-57. 航法衛星(NNSS)電波による低緯度電 離圏全電子数の「しらせ」船上観測 ○相京和弘, 井出俊行, 小川忠彦, 五十 嵐喜良, 倉谷康和, 前野英生, 大高一 弘(電波研)	II-56. 高緯度ULFと低緯度ULFの違い(P ₁ 2と夜側ULF) ○北村泰一, 坂 翁介, 下泉政志, 竹生 政資(九大理), 荒木 徹(京大理), 小 口 高(東大理)
14:15	I-58. 気球による電離層電場観測~速報~ ○門倉 昭, 西野康彦, 鶴田浩一郎, 早 川 基, 中村正人(宇宙研), 国分 征 (東大理)	II-57. P ₁ C脈動が電離層起源であることの最 終的証明 - MAGSATおよび地上での地 磁気脈動とオーロラ脈動 - ○小口 高, 山本達人, 林 幹治(東大 理), 藤井良一(極地研)
14:30	I-59. ダイナモ電流に伴う輸送現象 ○前田憲一	II-58. P _{c1} 地磁気脈動の特性 ○石田十郎(東大理)
14:45	I-60. 赤道ジェットの完全三次元電場・電流 構造 ○竹田雅彦, 荒木 徹(京大理)	休 み
15:00	休 み	ULF 波動 II 座長 林 幹 治 (東大理)
	磁気圏波動 座長 田 中 義 人 (名大空電研)	II-59. ストームタイムP _{c5} のスペクトル特性 (II) ○樋口知之, 国分 征(東大理)
15:15	I-61. Cavity内での静電波の励起とAKRの Higher Harmonics ○飯島雅英, 大家 寛(東北大理)	II-60. 低緯度P _{c3} 地磁気脈動の発生及び伝播 機構について ○湯元清文, 斎藤尚生(東北大理)
15:30	I-62. AKRスペクトルの微細構造 ○高橋清利, 大家 寛, 森岡 昭(東北 大理)	II-61. 周期性VLF自然電波と短周期地磁気 脈動との位相解析 ○松戸 孝, 芳野起夫(電通大), 佐藤夏 雄(極地研)
15:45	I-63. EXOS-C衛星によって観測されるLH Rバンドエミッション ○森岡 昭, 大家 寛(東北大理)	II-62. P _{c1} 脈動の高緯度と低緯度での振幅比 と入射波動の空間分布の関係 ○藤田 茂(地磁気観測所)

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
主磁場・永年変化		
座長 笹 井 洋 一 (東大震研)		
Ⅲ-55. 地球磁場のアナログモデルとしての力武ダイナモ ○河野 長, 清水 誠(東工大理)		13:45
Ⅲ-56. 移動性地球磁場構造の単純さについて ○行武 毅, 浅川栄一, 横山由紀子, 中川一郎(東大震研)		14:00
Ⅲ-57. 重回帰法を用いた全磁力夜間値の解析(2) ○山口 覚(神戸大自然科学), 土井恵治(京大理), 住友則彦(京大教養)		14:15
休 み		14:30
宇 宙 線		
座長 河 野 毅 (理研)		
Ⅲ-58. 宇宙線源の化学組成と原始太陽系 ○桜井邦明(神奈川大工)		14:45
Ⅲ-59. 宇宙線強度変化と太陽風 ○三島 靖(愛媛大理)		15:00
Ⅲ-60. Forbush Decrease の Rigidity Spectrum と Solar activity cycle との関連 ○榊原志津子, 宗像一起, 長島一男(名大理)		15:15
Ⅲ-61. 磁気嵐に伴う宇宙線強度増加 ○奥谷晶子, 和田雅美(理研), 小玉正弘(山梨医大)		15:30
Ⅲ-62. 宇宙線の異方性の理論と宇宙線の平均自由行程 ○宗像一起, 長島一男, 龍岡亮二(名大理)		15:45

10月17日(木)

第3日目

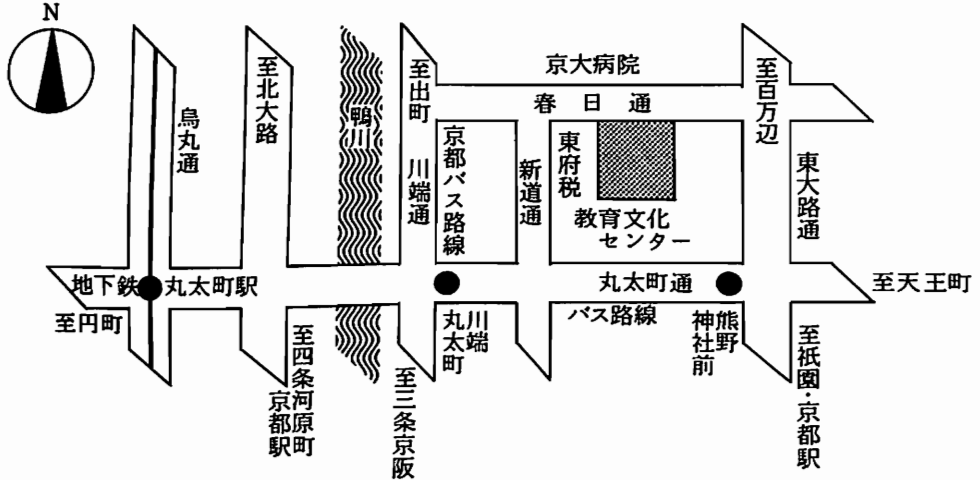
開始時間	第 I 会 場	第 II 会 場
16:00	<p style="text-align: center;">磁気圏波動(続き)</p> <p>I-64. SEPAC実験で観測されたELF振動の解析 蔡 東生(東大航空), ○佐々木進(宇宙研), 阿部寛治(東大教養)</p>	<p style="text-align: center;">ULF波動II(続き)</p> <p>II-63. 定在磁気流体波による粒子加速 ○並川富一, 浜端広充(阪市大理)</p>
16:15	<p>I-65. 日米共同テザーロケット実験で得られた科学成果 ○佐々木進, 小山孝一郎, 河島信樹(宇宙研), 平尾邦雄(東海大), 大林辰蔵(宇宙研), J.Raitt(ユタ州立大), R. Williamson(スタンフォード大)</p>	

午 後 (続 き)

第 Ⅲ 会 場	備 考	開始時間
<p style="text-align: center;">宇宙線(続き)</p> <p>Ⅲ-63. 三次元解析により求めた宇宙線異方性と惑星間空間磁場の極性 ○高橋八郎(盛岡大), 矢作直弘(岩手大 人社), 長島一男(名大理)</p>		16:00
		16:15

日本地球電気磁気学会会場案内図

会 場 京都教育文化センター
京都市左京区聖護院川原町4の13
(京大病院正門前)
電話 075 (771) 4221



会場への交通

- 市営バス 京都駅より Aのりば 206 番, 熊野神社又は川端丸太町下車
- 京都バス 川端丸太町下車
- 地下鉄 丸太町駅より市営バス 65, 93, 202, 204 番
- 会場には駐車場はありません。

■第 I 会場

(I-1~I-65)

I-1 「さきかけ」の磁場観測から導かれた太陽圏構造の変化

齋藤 尚生・湯元 清文・平尾 邦雄・青山 巖・瀬戸 正弘
 (東北大・理) (東海大・工) (東北工大)

「さきかけ」打ち上げ時の HELIOSPHERE の状態

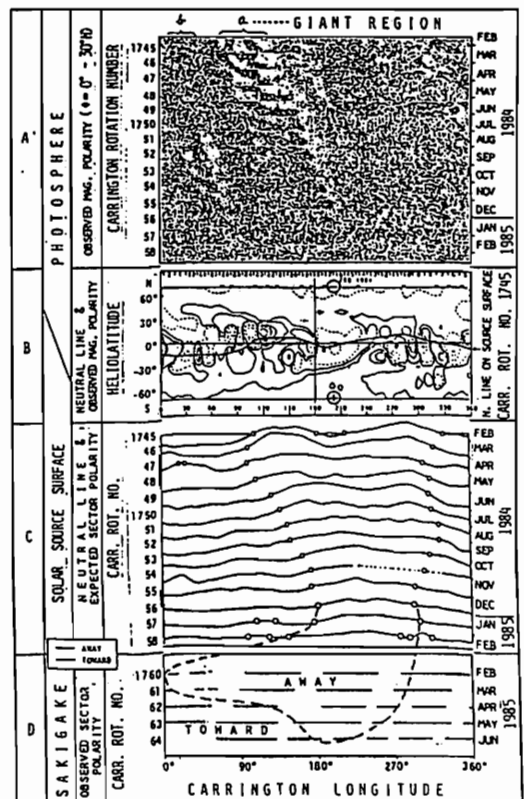
「さきかけ」は2月19日に BOOM を伸展し、同時に RING-CORE 磁力計による太陽風磁場観測が開始された。MS-T5 として企画された当初から、ニ半球構造の太陽周期変化として予測されていたように、HELIOSPHERE は、1984年初頭頃から EXCURSION 期に入った。そして土の UM-REGION からなる GIANT REGION が、斜交した中性線下の対蹠点に現われ、1974年頃と同様な状態を示してきた。

「さきかけ」による HELIOSPHERE 中性面 SHIFT の観測

図のDは「さきかけ」による太陽風磁場SECTOR方向の観測結果を表わし、独立した観測である太陽磁場DATA(同図B)から導き出された結果(同図C)とよく合致していることを示している。CARRINGTON No. 1756 頃に経度180°付近にあった中性面予想通過点は、大きく東方にSHIFTして「さきかけ」のDATAに繋がっている。このSHIFTは、それ以前のGIANT REGION (a)のほかに、No. 1751頃その東方に出現した、新たなGIANT REGION (b)の影響によるものとして、よく説明される。

「さきかけ」によるSECTOR構造消滅の観測

図のDでは、太陽の1自転ごとにTOWARD方向が観測される比率が、時間経過と共に増加している。これは太陽圏斜交中性面に対して、地球の日面緯度が次第に北上していく季節変化として説明される。更に6月にはその比がほぼ100%となり、見かけ上SECTOR構造が消滅する現象として観測された。前SOLAR CYCLESの結果と比較すると、これは中性面斜交角の急激な減少と解釈され、前記ニ半球構造の太陽周期変化MODELをよく裏付けている。しかも約4°という小さな斜交角がSPACECRAFTで観測されたのは、「さきかけ」が初めてである。



「さきがけ」による惑星間空間不連続の変動特性

中川朋子・斎藤尚生・湯元清文
(東北大・理)

惑星間空間の不連続の発生および伝搬機構の手がかりを得るため、「さきがけ」の IMF data を用いて、不連続の特性を調べた。

Data と解析方法

data は 1985 年 4/11 ~ 4/25 の IMF 3 成分の記録を使用した。時間分解能は 10 秒、noise level は 0.1 nT である。この data から第 1 図のような 151 の現象を読み取り、minimum variance analysis によって不連続面の法線 \vec{n} を定義し、磁場の法線成分 $B_n \equiv \vec{B} \cdot \vec{n}$, $[B] \equiv |B| - |B|$ を求めた。観測された現象の $B_n/|B|$ と $[B]/|B|$ ($|B|$ は現象の期間中の平均磁場強度) の分布を第 2 図に示す。ここでは Neugebauer et al. (1984) に従い、 $[B]/|B| < 0.2$ を満たすものを rotational discont., $B_n/|B| < 0.4$ を満たすものを tangential discont., 両方を満たすものを either, どちらも満たさないものを neither として分類、解析した。

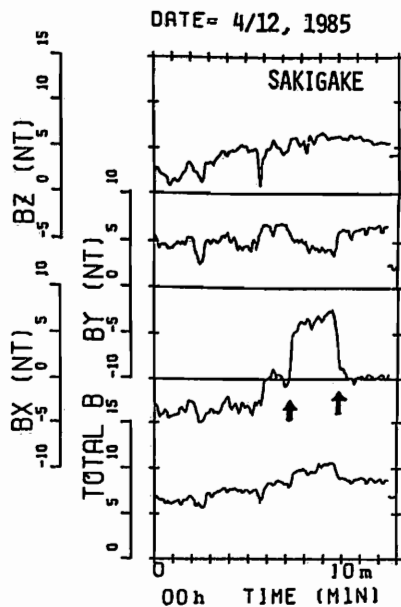
解析結果

- (1) 151 の現象の内訳は、rotational discont. が 74, tangential discont. が 21, either が 17, neither が 39, となった。
- (2) 各不連続の立ち上り (立ち下り) 時間は、1 分以内に集中している。
- (3) 不連続に伴う磁場変動では、定常的な磁場に対する相対的な変動が最も大きいのは z 成分である。

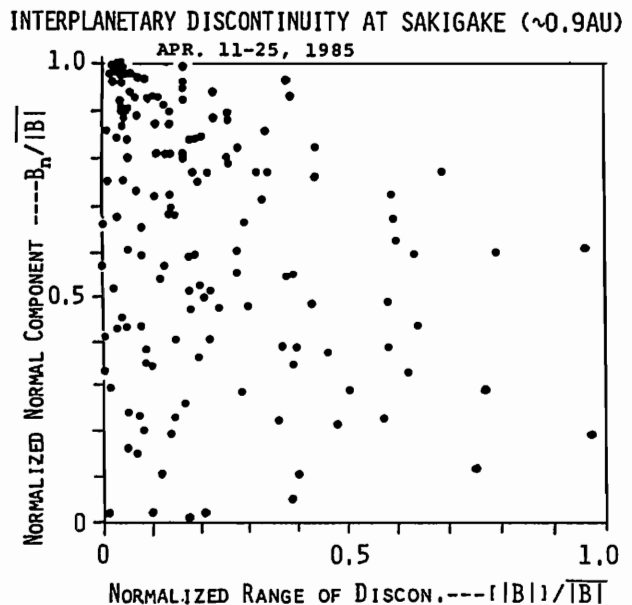
この結果は、 ~ 0.9 A.U. の IMF 中では Alfvénic な変動が compressional な変動に卓越して存在することを示している。また、不連続に伴って B_z が生ずることから、不連続面が substorm の発生に深く関与することが考えられるが、これは地磁気変動への対応などの手段により、今後明らかにされるべき点である。

(参考文献)

Neugebauer, M. et al. (1984), *J. Geophys. Res.*, **89**, 5395



(第 1 図)



(第 2 図)

太陽風磁場の磁気ロープ構造と ダークフィラメント

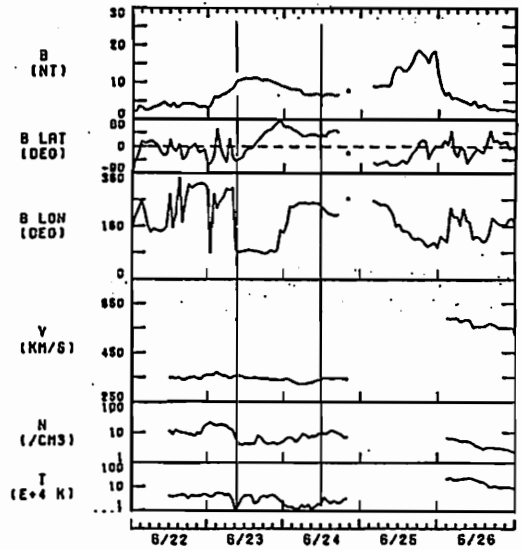
丸橋 克英 石井 隆広雄
(電波研) (電波研平磯)

太陽風の磁場変動を調べると、磁場ベクトルが1日程度の時間に 180° 程度回転するような変化がしばしば見出される。このような変化は、太陽風の中で周囲に比べて強い磁場をもつ領域で見られることが多く、Burlaga 達は Interplanetary Magnetic Cloud と呼んでいる。ここでは、このような構造を太陽風磁気雲と呼ぶことにする。

図1は典型的な太陽風磁気雲の観測例を示し、その磁場変化は図2のベクトル表示で明らかのように、YZ面内の磁場ベクトルの回転が特徴的である。12例の太陽風磁気雲の解析により次の結果が得られた。

- (1) 太陽風磁気雲の磁場構造は force-free field で記述される磁気ロープ構造をもっている。(電流と磁場が平行、反平行の二つの型の磁気ロープ模型を図3に示す。)
- (2) 太陽風磁気雲の発生は、太陽面における中心付近のダークフィラメントの消失と前駆現象としている。太陽から地球への伝搬の平均速度は、観測された太陽風速度とおおよそ一致する。
- (3) 太陽風磁気雲の軸の方向(中心の磁場の方向で定義する)は消失したフィラメントの方向とおおよそ一致する。
- (4) 太陽の南半球で消失したフィラメントに対応して平行型、北半球で消失したフィラメントに対応して反平行型の磁気ロープ構造が観測される。

以上の結果から『ダークフィラメントは磁気ロープ型の磁場構造(南北-平行・反平行型)をもち、この構造が膨脹しながら惑星間空間へ伸びてきたものが太陽風磁気雲である』と結論される。



1971
図 1

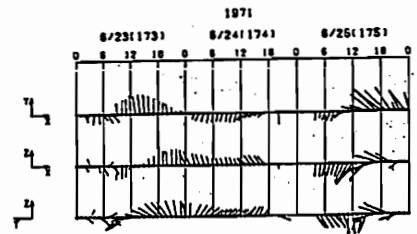


図 2

平行型磁気ロープ

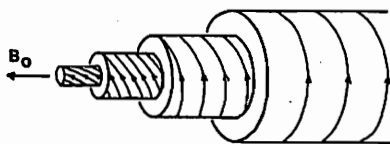


図 3-1

反平行型磁気ロープ

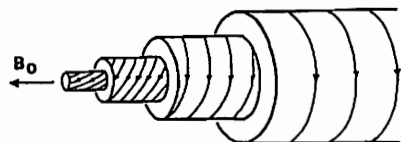


図 3-2

「さきかけ」で観測された 太陽風中のプラズマ振動

三宅 直・森岡 昭・大冢 寛
東北大学理学部

序 太陽系空間探査機「さきかけ」に搭載された波動観測器により、太陽風中のプラズマ波が観測されている。図1にはそのダイナミックスペクトルの一例を示すが、磁場観測器からの干渉(6.25 KHzとその奇数次の高調波)とDC-DCコンバータからの干渉(25 KHz)を常時受けている。現在太陽活動が極めて静かであるが、この例の場合、10~20 KHzと40 KHz前後の2つの帯域で激しく息つくプラズマ波が観測され、ここではこの波動について検討を行った。

解析結果、現象はその強度が短い時間で変動する事が一つの特徴である。図2には、1日分の全掃引データから各周波数における最大強度をプロットして作、たスペクトルを示す。この結果は、現象が完全に2つの帯域に分離し、40 KHz前後のものが20~30dB位強いことを示している。

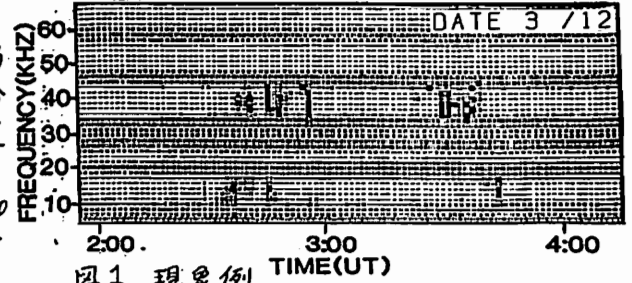


図1 現象例

同様な波動は3月22日にもう一例、観測があるが、この場合、10~20 KHzの帯域で受信されているが、40 KHz付近には存在しない。太陽風観測器による平均プラズマ密度と対比するとき、12, 22両日ともに、平均のプラズマ周波数はほぼ10~20 KHzである。すなわち図2の低い帯域の現象の周波数とほぼ一致している。観測される現象の強度を探査機のスピンの位相の関数としてプロットした結果(図3)は、波動の電界ベクトル(ガイボ-ルアルテナにより検出)が両者の帯域とも、平均的なIMFの方向とほぼ一致していることを示している。

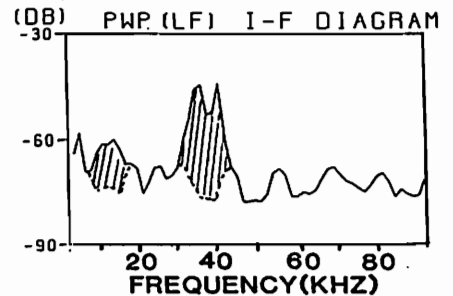


図2. 一日分の最大強度スペクトル。图中斜線の部分が現象である。

まとめ、「さきかけ」により帯域10~20 KHzで観測された波動は、平均的なプラズマ密度から求められたプラズマ周波数と一致する事、またその電界の振動方向が磁力線と平行している事からプラズマ振動と結論できる。高い帯域、40 KHz前後付近で生ずる現象は、平均のプラズマ密度に対応する周波数とは一致しないが、その電界ベクトルの方向が他に対応するモードが存在しえないことから、この場合したか、密度ゆらぎが基本となるプラズマ振動と解釈するのが妥当と思われる。その励起機構としてはビーム不安定性が考えられるが局所的に電子密度の上昇するプラズマ塊の存在が推定される。今後さらに、観測された時間変動をまじせせたり、密度上昇域に伴って存在する太陽風中の電子ビームについての詳細な検討が必要となる。

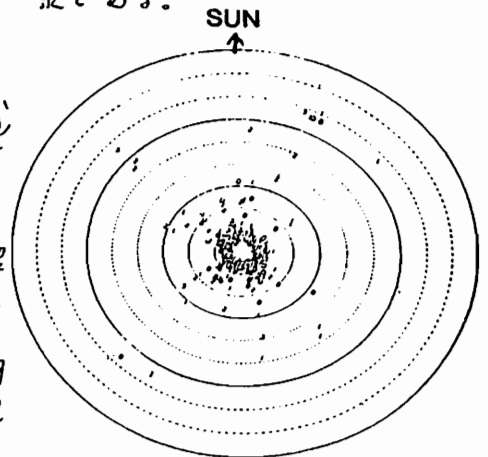


図3. スピン位相と波動強度(中心からの距離)との関係。40 KHz前後の帯域につき、3:28(UT)から10分間のデータを示す。

PLANET-A (すいせい) による太陽風

観測 —— 速報

向井利典・三宅亘・賀谷信幸・平尾邦雄・西田篤弘・手沢敏夫・早川基・前次洲
 (宇宙研) (東北大) (神戸大) (東海大) (宇宙研) (名大)

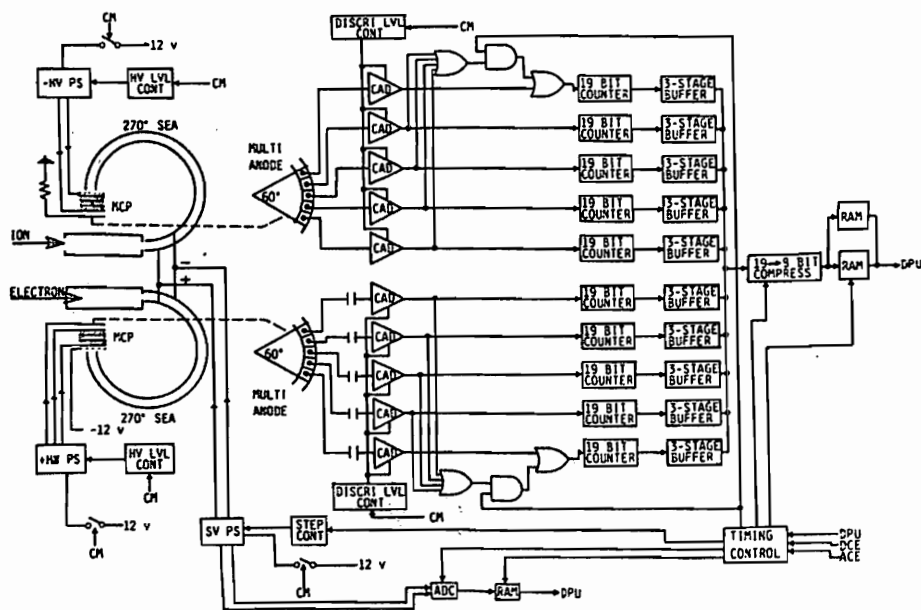
ハレー彗星探査機 PLANET-A は、本年 8 月 19 日 08:33 JST に M-3SU-2 号機によって打上げられ、惑星間空間軌道に投入され、「すいせい」(Suisei) と命名された。ハレー彗星との会合は来年 3 月 8 日、最接近距離は 21 万 km の予定である。

「すいせい」に搭載された太陽風観測器の目的の一つは、太陽風と彗星の電離大気との相互作用の研究である。mass loading や shock wave の存在、その強さや位置は大変興味あるところで、最接近時のデータが期待される。もう一つの目的は言うまでもなく太陽風の一般的な物理現象の解明で、上記の相互作用の background となる。

観測器は上記の目的の為に 30 eV ~ 16 keV の電子およびイオンの 3次元速度分布測定を行うように設計されてい

る。センサーは電子・イオンそれぞれ別れているが、その構成は同一で、扇形コリメータ、270° 球型静電分析器、MCP より成る。この構成のセンサーはエネルギー分解能が良く、3次元速度分布を測定できる。下図のブロック図に示すように MCP の出カアノードは、電子・イオンセンサー共、5ヶに分けられていてその出力信号は独立に 19 bit のカウンターで計数された後 8 bit にデータを圧縮されて RAM メモリーに貯えられ、テレメータで地球に伝送される。

観測開始は 9 月中旬に高圧電源投入が行われてからで、講演の際には初期観測データの紹介ができるものと期待している。探査機打上げに際しては宇宙研工学のみならず御協力に依る所大きく、感謝の意を表します。



「すいせい」に搭載された太陽風観測器のブロック図

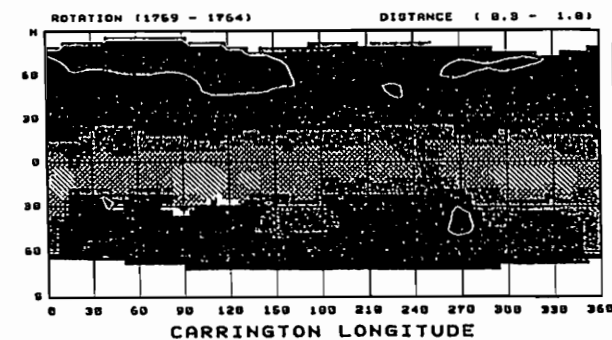
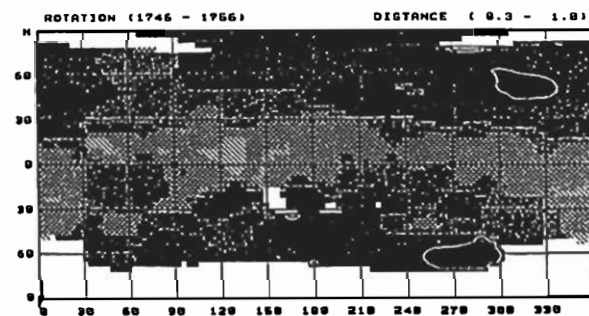
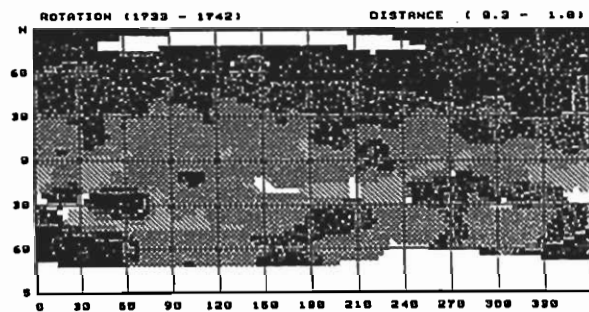
小島 正宜, 柿沼隆清
名大空電研

太陽活動減衰期に当たる1983-1985年の太陽風速度分布の三次元構造を惑星間空間シンチレーションの観測より求めた。太陽風はradial方向にのみ速度成分を持ち、その速度は距離により変化しないと仮定して、0.05AUの表面上に於いて速度分布を求めた。UHF帯のシンチレーションは0.1AUまで太陽に接近し観測可能であるが、この仮定を満たすようここでは0.3AU以遠のデータのみを用いた。図は一年間の観測データの重ね合わせである。図中の等速度線は700km/sを示している。

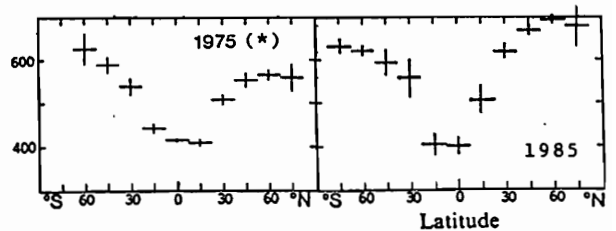
1983: 高速領域 (>450 km/s) は北半球に於いては、N30度付近まで南下しているが、南半球は、0-S70度の広い領域が低速 (<450 km/s) である。

1984: 北半球の速度分布は、1983年と大差ないが、南半球に於いて高速領域が大きく低緯度へ張り出して来ている。

1985: 高速領域は南北両半球に於いて大きく成長し、北半球はN10度まで、南半球ではS30度まで張り出して来ている。



これに伴い低速領域は経度方向に偏平な領域に分布している。この1985年の緯度方向の速度分布を前太陽活動期の1975年のものと比較すると下図のように速度分布の南北構造が反転していることが分かる。



* from Coles et al.: Nature Vol.286,239
(1980)

T. Watanabe¹, A. Hewish², T. Kakinuma¹, M. Kojima¹, J. D. Mihalov³, R. Schwenn⁴,
and S. J. Tappin^{2,5}

1. Research Institute of Atmospherics, Nagoya University, Toyokawa 442, Japan
2. Cavendish Laboratory, Cambridge University, Madingley Road, Cambridge, U.K.
3. Ames Research Center, NASA, Moffett Field, California, U.S.A.
4. Max-Planck Institute für Aeronomie, Katlenburg-Lindau, F.R.G.
5. Environmental Research Laboratory, NOAA, Boulder, Colorado, U.S.A.

A summary of significant solar-interplanetary events in February and March 1980, including STIP Interval IX (15 February - 16 March 1980) is given. The constellation diagram showing the positions of spacecraft is given in Fig. 1. Helios 2 dwelt in the vicinity of the observation point on the line-of-sight of 3C48 during STIP IX. It has been seen that shock speeds estimated from the IPS measurements are consistent with those derived from in-situ observations.

Comet Bradfield (19791) showed a 10° turning of the inner plasma tail axis on 6 February. The tail position angle change took place in response to a north-south solar wind velocity shear which was observed immediately behind the leading edge of an interplanetary (IP) disturbance associated with a solar flare at 1328 UT, 3 February (Fig. 2).

An IP disturbance was observed at PVO and Helios 1 on 12 February when these spacecraft were nearly in radial alignment. Since the shock speeds at these spacecraft were similar, it is concluded that the shock wave propagated with approximately constant speed between PVO (0.72 AU) and Helios 1 (0.98 AU).

Two high-speed, white-light CMEs of 27 February and 2 March (Sheeley et al., 1985) have been identified in IP space as broad-front IP disturbances.

An NCDE (non-compressive density enhancement) feature of the solar wind which was observed on 18 March at Helios 1 seems to have been a portion of an IP disturbance where the shock front disappeared (Chao, 1984). On the NCDE event of 22 March (Schwenn, 1983), the IPS observation at Cambridge suggested the existence of an expanding high-density shell structure.

Detailed analyses will be published in the Proceedings of the STIP Symposium on Retrospective Analyses and Future Coordinated Intervals (Les Diablerets, Switzerland, 10 - 12 June 1985).

Chao, J. K.: 1984, Adv. Space Res., 4, 327.
Schwenn, R.: 1983, Space Sci. Rev., 34, 85.
Sheeley, Jr., N. R., et al.: J. Geophys. Res., 90, 163.

STIP INTERVAL IX
15 FEBRUARY - 16 MARCH 1980

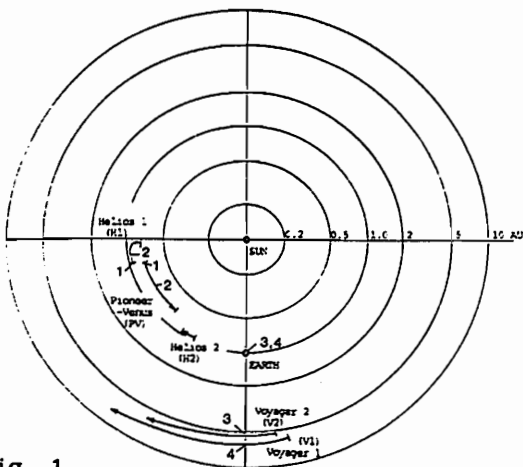


Fig. 1

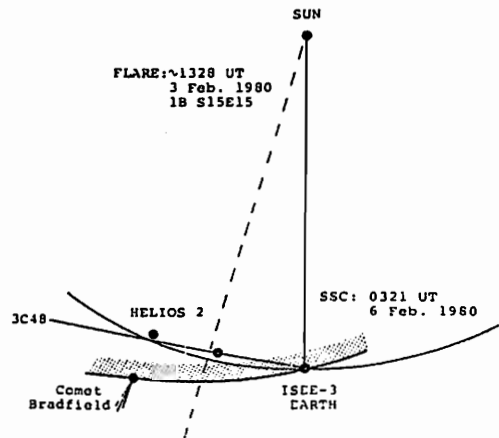


Fig. 2

I-9 大振幅アルフェン波の変調不安定性

—— イオン加熱と逆カスケード過程 ——

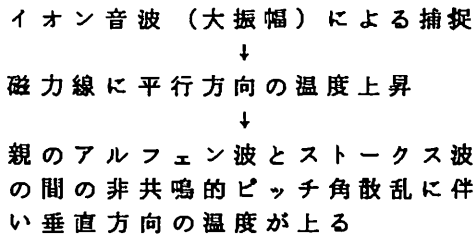
寺沢 敏夫¹・星野 真弘¹・坂井 純一²・羽田 亨³

(1.宇宙研/2.富山大工/3.IGPP, UCLA)

太陽コロナ、惑星の Bow shock 上流域には大振幅のアルフェン波が存在し、プラズマの加速・加熱に大きな役割を果たしていると考えられる。春の学会ではこのアルフェン波の示す変調不安定性（誘導ブリュアン散乱）のハイブリッド・コードによるシミュレーション結果について述べた。その結果は線型分散解析とよい一致を示した。今回は、不安定性の発展に伴って起きるイオンの加熱のメカニズムと、長時間にわたって系の発展を追跡した結果見出された逆カスケード過程（多重ブリュアン散乱）について述べる。

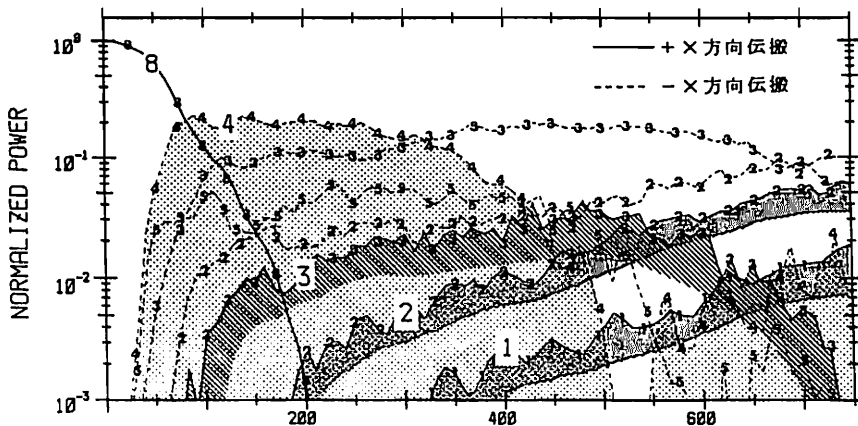
1. イオンの加熱について

変調不安定の結果、親のアルフェン波は前方伝搬のイオン音波と後方伝搬のアルフェン波（ストークス波）に崩壊する。（前方伝搬のアルフェン波 — 反ストークス波も励起されるがその強度は小さく無視できる。）イオンの加熱のシナリオは、



2. 逆カスケード過程について

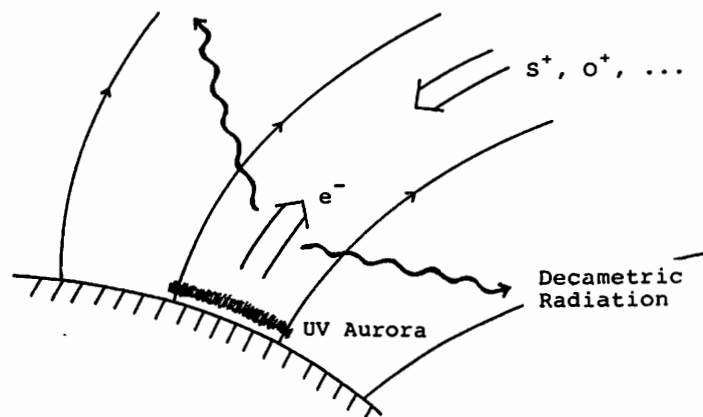
ストークス波のもつエネルギーは親のアルフェン波のエネルギーの $1/4 \sim 1/3$ 程度となる。親の強度が十分大きいとき、ストークス波もまた変調不安定性を示し、より長い波長の波へと崩壊する。下図に各モードのエネルギー変化を示す。時間は Ω_i で規格化されている。実線（モード 8）は親の波のエネルギーであり $t \sim 200$ までに完全に崩壊してしまふ。点線（モード 2, 3, 4, 5）はストークス波である。モード 4 のストークス波（影をつけて強調されている）はやがて ($t \sim 500$) 崩壊してしまい、ハッチを施した実線（モード 3, 2, 1）で示した、より長波長の波へとエネルギーが移る。



K. Maeda
Univ. of Florida
Hyogo College of Medicine

T. D. Carr
Univ. of Florida

The beam structures of the non-Io-A decametric radiation were derived from simultaneous observations at frequencies near 22 MHz from Voyager 1 and 2, and from Mizuhocho Radio Observatory (Maeda and Carr, 1984). We inferred the source location of the non-Io-A decametric radiation based on these beam structures. The basic assumptions made in this analysis were as follows: (1) the emission frequency is close to the electron cyclotron frequency, and (2) the radiation is emitted at a certain angle with respect to the direction of the magnetic field at the source. The GSFC O_4 model (Acuna and Ness, 1976) was used as a magnetic field model. The result indicates that the non-Io-A sources lie above a restricted region of the UV auroral zone in the northern hemisphere of Jupiter. The longitude extent of the non-Io-A source region is consistent with that of Active Sector proposed by Dessler and Hill (1979). There is considerable evidence that the UV aurora is caused by the precipitation of the high energy heavy ions (S^+ , O^+ , ...) into Jupiter's ionosphere along the field lines which are connected with the Io torus. These precipitating heavy ions eject secondary electrons outward from the ionosphere along magnetic field lines which are also connected with the Io torus (Thorne, 1983). The rate of production of such secondary electrons escaping from the ionosphere exceeds that of photoelectrons from the entire sunlit side of the atmosphere, and is comparable to the rate of electron production from the Io ejecta which becomes the torus. We conclude that the non-Io-A decametric radiation is emitted by the secondary electrons produced by the heavy ion precipitation from the Io torus. The heavy ion precipitation is intensified probably by the enhanced field-aligned current in the Active Sector.



木星プラズマディスクの加熱機構

安部 隆士・西田 篤弘 (宇宙科学研究所)

木星磁気圏の赤道面には高温のプラズマがディスク状に分布している。プラズマの主成分は酸素イオンや硫黄イオンで、明らかに衛星イオンに起源を持つものである。これらのイオンの熱エネルギーは数十 keV という高い値を持ち、共回転運動の持つ運動エネルギーに近い。イオン起源の冷たいイオンがどのようにしてこのような高温を得ることができるのであろうか。

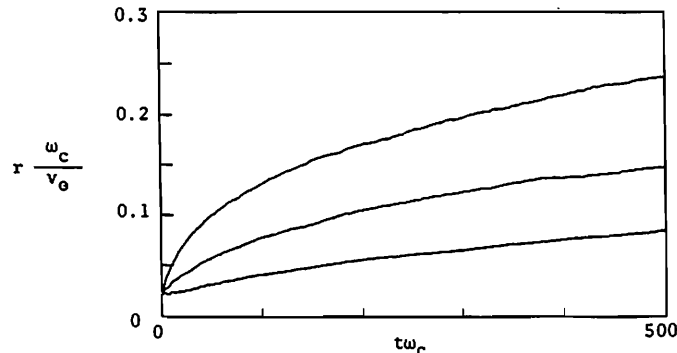
イオン起源のイオンが木星から数十 R_J という位置に存在することは、拡散機構が働いていることを意味している。木星プラズマの拡散機構としてしばしば論じられるのは、フルート不安定やバルーン不安定によるものである。これらの不安定による運動は基本的に流体的なものであるから、第一及び第二断熱不変量を保存する。従ってプラズマは外部へ移動するに伴い冷却されるはずである。

しかし、現実にはイオンは加熱されている。このことは断熱不変量が破壊されていることを意味する。第一断熱不変量の変化は、イオンがサイクロトロン波によって散乱される時におきる。木星磁気圏には回転運動の遠心力が働いているので、散乱されたイオンは外に向かって拡散し、同時にエネルギーを得る。得られたエネルギーのうち半分は共回転運動の運動エネルギーになり、他の半分は熱エネルギーになるはずである。このように、イオンサイクロトロン波による散乱はディスクプラズマの輸送と加熱を一挙に説明できる可能性をもつ。

しかしこの機構が観測を説明できるためには、散乱が十分激しく十分大きな拡散速度が得られることが必要である。そこで Voyager による波動スペクトル観測結果と矛盾しない範囲のサイクロトロン波強度を仮定し、数値シミュレーションによって拡散速度と加熱効果を調べた。

この研究については、昭和 59 年度春季学会で速報を行ったが、さらに検討を加え結論を得たので報告する。主な点は、

- (1) 外力のもとでの拡散速度と密度勾配のもとでの拡散速度の関係は、サイクロトロン波による散乱の場合も粒子間衝突による散乱のときと同じである。
- (2) 遠心力のもとでの拡散速度は、中心からの距離 r に反比例する。
- (3) 電場を 0.3 mV/m とすると、拡散速度は 4 km/s となる。50 R_J での密度を $n = 0.1/\text{cm}^3$ とすると、これはイオンの流出フラックス $2 \times 10^{27}/\text{s}$ に相当する。



図は guiding center の r 座標の時間変化を示す。
 ω_c はサイクロトロン周波数である。

長周期変動のシミュレーション

徳丸宗利*, 大家寛**, 森田昭**, 近藤実**

* (電波研・鹿島支所) ** (東北大理)

§序 木星デカメラ電波の出現頻度は、長期にわたる観測から約12yr.の周期をもった正弦的変動を示すことが知られている。これは、木星の公転周期と一致することから、 θ_E (Jovicentric declination of the earth) 依存性と解釈され、 $\pm 3^\circ$ 程度の鋭いbeaming pattern modelが導き出された (Carr et al., 1970)。しかし、最近の研究から、木星電波の出現頻度は地球電離層の影響を強く受けていることが指摘され (Oya et al., 1984)、長周期変動の原因が改めて問題となっている。ここでは、地球電離層、S/N等の観測者側の条件のみ考慮して木星電波の長期変動のシミュレーションを行ない、得られた計算結果について東北大学蔵王観測所に於ける観測結果と比較検討を行なった。

§計算結果 1minごとに木星のCML, ϕ_{20} , elevationを計算し、仮定されたSource条件を満たす時刻を求めた。この時刻に21,860 MHzの電波が地上で観測可能か否か、セカントの法則を用いて判定し、地上での観測可能時間を求めた。電離層データは、秋田の f_oF_2 値を使用した。結果は1ヶ月ごとに集計し、木星-地球間距離の変動により生じるS/N効果を補正した後に、受信確率期

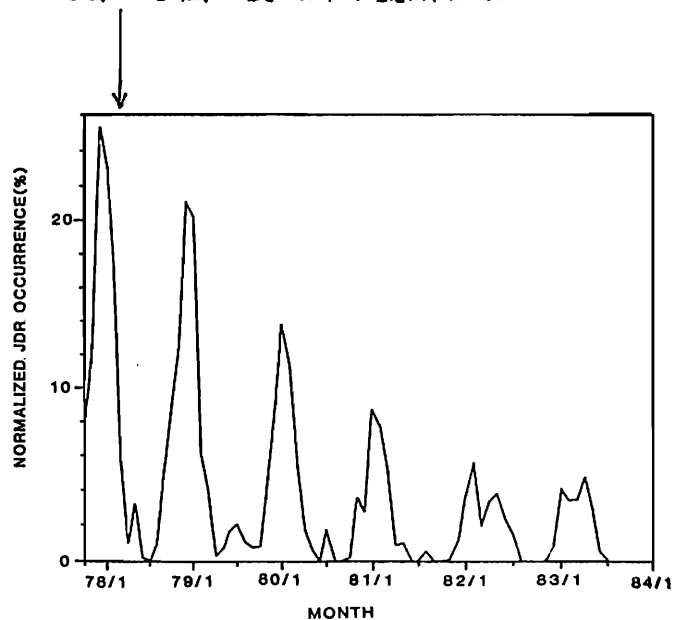
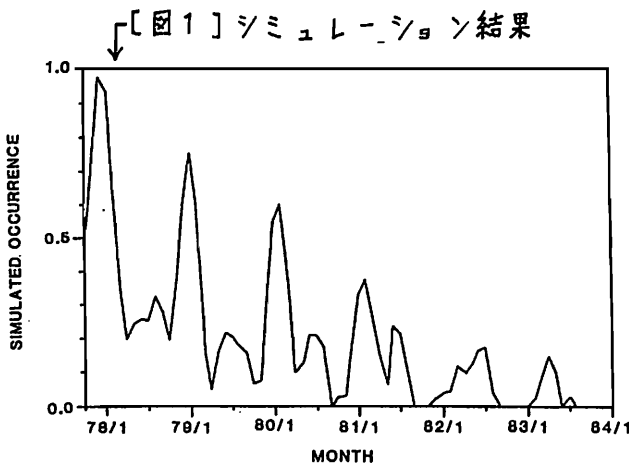
待値が求められた。その結果を図1に示す。図2には、蔵王観測所の木星電波受信確率の変化を示してあるが、図1の計算結果はよくこれと一致していることがわかる。重要な点は、観測者側の条件のみでも木星の公転運動に同期した変化が現われることである。

§まとめ 木星電波出現頻度の長周期変動は、従来、木星電波の鋭いbeamingによって発生すると考えられてきたが、本研究の結果から、木星起源以外のfactor (地球電離層の遮蔽効果, S/N効果等) が大きな役割を演じていることが結論された。したがって、 $\pm 3^\circ$ 程度の鋭いbeaming modelの必然性は極めて薄くなったといえる。

参考文献

- 1) Carr et al., Radio Sci., 5, 495-503, 1970.
- 2) Oya et al., J.G.G., 36, 11-31, 1984.

[図2] 蔵王観測所の観測結果



広帯域偏波計を用いた

木星デカメータ電波の観測

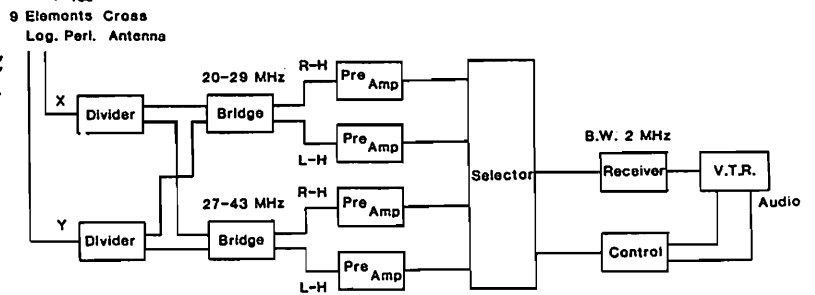
永井 智広, 大家 寛, 森田 昭
(東北大・理)

序 木星デカメータ電波の発生機構を検討する時、非常に重要な情報の一つに偏波がある。木星デカメータ電波が、周波数-時間空間において激しく変動している事を考えると、偏波に関しても、広帯域に、かつ、時間分解能の良い情報を得る必要がある。この様な観点から、本研究では、広帯域、高時間分解能の偏波計を開発し、木星デカメータ電波の受信に成功したので報告する。

システム 第1図に開発したシステムのブロック図を示す。いま例えば、アンテナで直線偏波として受信された信号は、広帯域のまま右回り及び左回りの2つの円偏波成分に分解される。この際、分離度を十分に確保するため、観測帯域を2つに分割し、各々についで円偏波に分離している。また、記録にはVTRを用い、任意の2MHzの帯域を記録する様にしたが、2つの円偏波成分を時間のずれなく記録するため、VTRの2個のヘッドに交互にスイッチしつづつ記録する方法をとった。これらの工夫により、左右両円偏波成分を、分離度約30dB、左右円偏波の時間分解能1/60秒で観測する事が可能となった。

観測例 第2図に1985年8月3日に観測された現象を示す。この現象は、比較的継続時間の長いL-バーストで構成されており、概ね右回り偏波成分が卓越した典型例である。両成分は、数秒ないし、10数秒程度の時間スケールでは良く似た出現を見せるが、さらに細かいスケールでは、互いに異なった様相を呈し、また、強度も独立して変化する様子も見られる。特に、周波数領域が明瞭に異なると、た部分は、左右両円偏波成分が別々の領域から来た可能性を示す。特に、南北両半球から到来した成分を観測しているとも考え得る。電波の発生位置を特定する事は、偏波の情報とも合わせ、木星デカメータ電波の発生機構を明らかにするための重要な手がかりである。

ここで開発された広帯域偏波計による観測は、75km予測計による観測とも密接に関連させて行ない、木星デカメータ電波のもう一つの成分であるS-バーストに関して、さらに観測を続けて行く予定である。

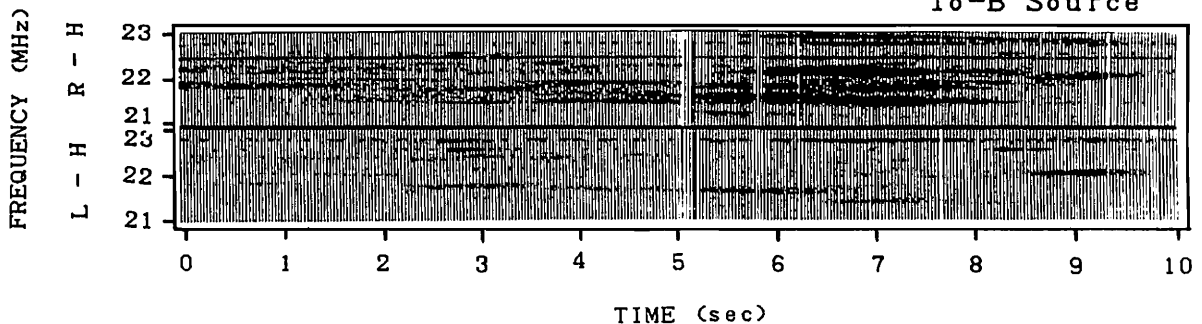


第1図 広帯域偏波計のブロック図。

1985-08/03

02h30m JST

Io-B Source



第2図 木星デカメータ電波の観測例 R-H, L-H が異なった変化を示す様子が見られる。

今井 一 雅

高知工業高等専門学校・電気工学科

1. はじめに

筆者らは、木星デカメートル波放射源の大きさや位置及びそのゆらぎを調べ、その放射機構を解明するための手掛かりを得ることを目的として、今まで用いられていなかった新しいタイプのV L B I (超長基線干渉計) 網の開発を行っている。⁽¹⁾ このV L B I は、日本列島内の多地点に設置される木星電波受信機のI F 信号をV T R 方式のP C M プロセッサを用いて記録し、後日記録装置を持ち寄り再生し各ベースラインごとに干渉させ、各種情報を得るものである。この場合、各地点には原子発振器のような安定な基準発振源と時刻標準が不可欠である。しかしながら、多地点という前提においては原子発振器は高価であり、その寿命、取り扱い等に難点がある。これを解決するために、昭和59年6月から行われている衛星放送のテレビ電波を受信し、そのカラーサブキャリアをもとにしたV L B I 網用位相同期システムを開発し、各種試験を行ったので報告する。

2. 10MHz 基準信号発生器

衛星放送のテレビ画像信号中のカラーサブキャリア (3.579MHz) を利用することにより、極めて正確な発振器を構成することができる。これは、NHK東京からのものについては、カラーサブキャリアが原子発振器をもとにして作られているからである。この衛星放送の画像信号中のカラーサブキャリア (3.579MHz) を176/63すれば10MHz となり、基準信号として利用するのに大変都合が良い。そこで、筆者らは通常のP L L 回路に、いくつかの工夫を加えることにより前述のV L B I

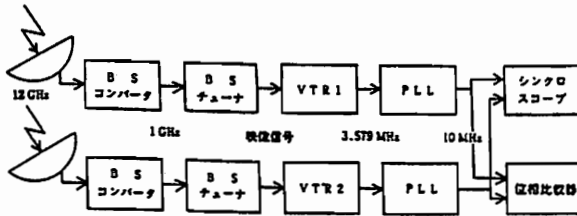


図1 位相同期試験回路のブロックダイアグラム

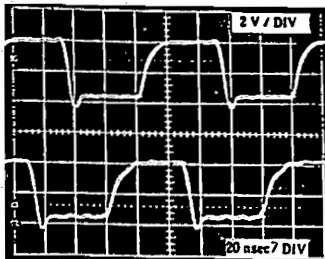


写真1 シンクロスコープによる2台の10MHz 基準信号発生器間の位相同期の確認

システムの基準信号として使えるようにした。

3. 位相同期試験

製作した10MHz 信号発生器を用い、図1のような試験回路で測定を行った。図1からわかるように、75cm オフセットパラボラアンテナで衛星放送電波 (12GHz) を受信し、BSチューナーの映像信号をVTRに入れ、そのビデオ回路からカラーサブキャリアを取り出している。そしてこのカラーサブキャリアは、前述の10MHz 信号発生器に入り、10MHz の基準信号を発生させている。この位相同期試験では、同一地点において同じものを2セット用意し、同期したときの位相ジッタ及び長期安定度の測定を行った。写真1は、2つの独立した10MHz 基準信号出力をシンクロスコープで見たものである。測定の結果、ロック時の短期及び長期のジッタはいずれも3nsec 以下であることがわかった。これは、受信する木星電波の周期が約50nsec で、その1/10の5nsec 以下が干渉させるのに必要とされる精度であることから、実用上問題がないといえる。

4. 放送衛星のドップラーシフトの影響

衛星放送を利用した多地点における木星電波V L B I 網用位相同期システムの問題点は、衛星放送電波のドップラーシフトである。前述の位相同期試験では、同一地点で測定しているのので、このドップラーシフト量はほとんど同じになるので、相対的な位相差は極めて小さい。それに対して、遠く離れた観測地点間ではドップラーシフト量の違いのため相対的な位相差が時間とともに生じる。図2は、原子発振器を基準としてドップラーシフトを確認したものである。これから、最大周波数偏差率が 3×10^{-9} であることがわかる。しかしながらこれは、放送衛星の軌道情報によりドップラーシフト量の推定ができ、後で補正することも可能である。また、三地点以上においてはCLOSURE PHASE法によって、このドップラーシフトをキャンセルすることもできる。

参考文献

- (1) 今井 他：日本地球電気磁気学会 昭和59年 第76回講演予稿集 II-68

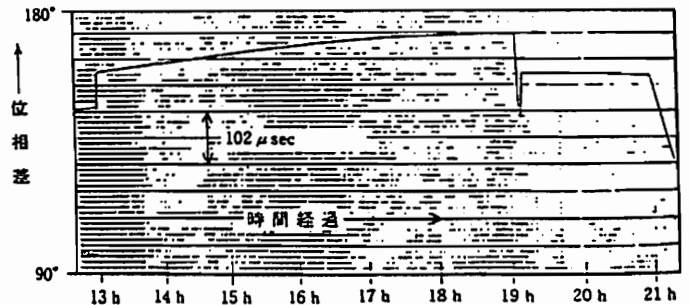


図2 原子発振器による放送衛星のドップラーシフトの確認

デカメータ波パルサーの存在と ブラックホールの可能性

大家 寛、森岡 昭、飯島 雅英

(東北大・理)

1. 序

1984年2月末以降、銀河中心を含む領域から来る24~33 MHz帯域デカメータ波電波の分析を行ってきた。その結果、ほぼ銀河中心から来ると同定されるデカメータ波パルサーが存在する事が判明したので、前2回(昭和59年度秋電磁気学会、昭和60年度春天文学会)の報告を更に詳細にし、一部、周期の訂正を含め報告する。

2. 観測

1984年5月以降、1985年7月7日に至る期間に観測された銀河デカメータ波電波について、そのスペクトルを解析している。各周波数にわたって512回の平均を1ユニットとし、4~16、すなわち、2048~8192回にわたる平均操作を施したデータは、ランダムノイズ成分に対し-30 dBに近く低いレベルのパルス成分を含んでいる事を示している。

3. 結果及び検討

検出されるパルス成分の存在を示す1例を第1図に示す。図中上のスペクトルが、パルス成分を抽出した観測結果であり、下のスペクトルが周期250 msec、パルス間隔17 msecのパルスにたいするものである。この類似性をさらに客観化してみる時、明らかにこの種のパルスが存在する事を示している。その特徴は、

- 1) デカメータパルスは極めて大きな周波数分散を示す。これは、通常パルサーの研究で使用されている銀河プラズマの密度、0.03/ccと推定する場合、その源が9 kpc(銀河中心距離)に相当する。
- 2) 周期は完全に固定されず、観測周波数によって220 msec(25 MHz)~280 msec(32.5 MHz)のように変動を示す。
- 3) このパルス成分は銀河中心が存在しない場合観測されない。

以上の極めて特異な観測事実を総合すると、その表面近くが250 msec前後で回転する特異天体の存在が否定できない。特に9 kpcの位置から 10^{-23} Watt/m²sec デカメータ電波を送りうる存在は、莫大なエネルギーを放出している回転するブラックホールの存在と不可分であろう。

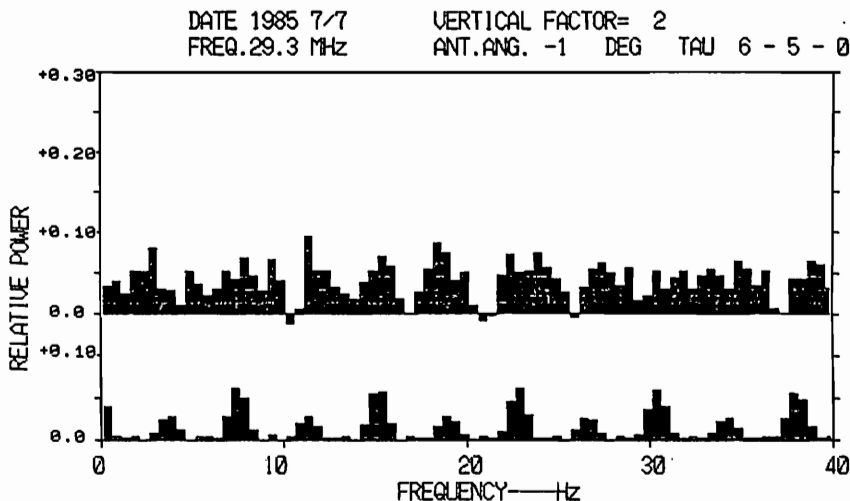


図1
デカメータパ
ルサーのスペ
クトルの1例
(上が観測例、
下がシミュレ
ーション)

マグネトポーズに於ける ケルビン-ヘルムホルツ不安定(Ⅱ)

三浦 彰
東工理

磁気圏境界を通過する運動量・エネルギーの輸送を理解・評価するためには磁気圏境界で起こる現象の理解が欠かせない。そこで前回の講演では磁カ線再結合と並んで粘性相互作用という形で運動量輸送に重要な役割を果たすと考へらるケルビン-ヘルムホルツ不安定のマグネトポーズモデルに対するMHDシミュレーション結果について報告した。今回は異なるマグネトシースのパラメータに対する境界面の変形の様相、及び不均一媒質中のKH不安定に伴う輸送量の評価について報告する。

図1は層間側低緯度領域でのマグネトポーズのモデルを示す。マグネトポーズは有限中の切線不連続面と仮定し速度と磁場のシアーは $2a$ の中で起こると考へる。磁気圏内でのプラズマ β は0.2でマグネトシースの β は1より大きい。

図2は輸送の効果を示す。KH不安定の結果と方向の運動量の輸送がマグネトシースから磁気圏内に向かって起こりその量は太陽風運動量フラックスの約2%である。対流電場はKH不安定の結果4~5倍に増大する。KH不安定が始まる前比マグネトシースを横切る方向に0.5~1kVのポテンシャル差があればKH不安定より5~10kV程度の対流が実現される。

磁気圏境界ではプラズマの不均一があ

るためにKH不安定が起こると渦運動に伴わない磁気圏内の磁力管とマグネトシースのプラズマの交換運動が起こる。図3は飽和状態で生じたプラズマ左の分布を異なるマグネトシースのアルファベータ数($MA = V_0/v_A$, ここで V_0 は境界での速度変化)に対して示したものでマッハ数が大きくマグネトシースの β が大きい程交換運動が顕著であることがわかる。この図は磁気圏境界で交換運動によりプラズマが高圧側(マグネトシース)から低圧側(磁気圏内)に侵入しようとする傾向を示す。このシミュレーションにより明らかとなった不安定によってマグネトポーズ電流層の内側に形成される速度境界層の存在や、小塊状のプラズマの存在は観測結果と良く一致する。

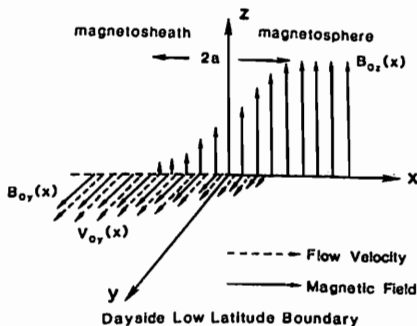


図1

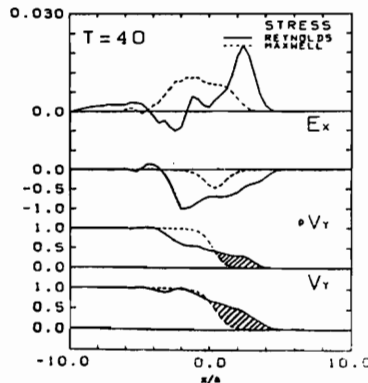


図2

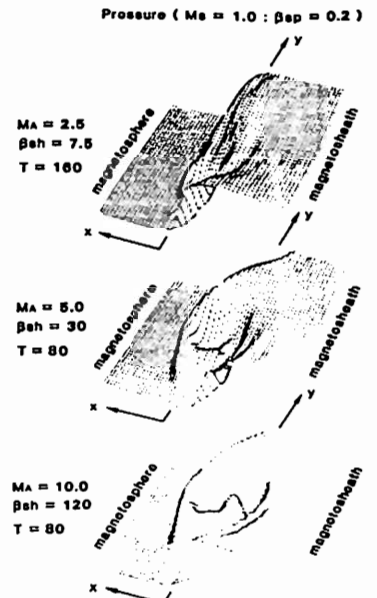


図3

佐藤 哲也

広島大学核融合理論研究センター

島田 俊明

広島県立広島国泰寺高等学校

地球磁気圏前面における太陽風との3次元相互作用を調べるために、以前に3次元MHDシミュレーションコードを作り、太陽風磁場の向きと磁気リコネクションによる磁気圏浸食の様子を局所的に定量的に調べることがある。[1]。このモデルでは数値誤差をできるだけ小さくするために、磁気圏前面の一部のみをシミュレーション領域にとった。このためによりグローバルな磁場構造に対する情報を得ることができなかった。

今回は、シミュレーション領域を磁気圏前面領域にまで拡張する半グローバルモデルに対して調べた結果の一部を報告する。

シミュレーション領域は母M座標系で $X = 0 \sim 14 RE$, $Y = -15 \sim 15 RE$, $Z = -15 \sim 15 RE$ である。初期条件として、 $X = 0$ 及び $X = 28 RE$ に置かれた二つの双極子モーメントにより作られた磁場配位を用いる。時刻 $T = 0$ から $X = 14 RE$ の面(太陽側に面したシミュレーション領域の境界面)を通して太陽風がシミュレーション領域内に吹込ませる。太陽風の温度、密度、速度、磁場は任意にとれるようにプログラムされている。

今回は、 $T = 0$ から $T = 25$ (単位はアルフベン伝達時間)まで、磁場を有しない太陽風 ($225 km/sec$) を吹込ませ、ある程度磁気圏が形成された段階で ($T = 25$) 浸入する。太陽風 ($X = 14 RE$) に南向き磁場を含ませたシミュレーション結果について報告する。

最初の南向き磁場は $T = 39$ で磁気圏境界面に到達し、リコネクションが始まる。Subsolar 点でリコネクトした磁束は太陽風によって破られる。磁気圏磁場とリコネクトした磁場の3次元運動の違いにより、めくり上げられたリコネクション磁場は再び磁気圏磁場とリコネクションを起こす。その結果、二度にリコネクトした磁場はより安定な構造(ヘリカル構造)へと変形し、丁度核融合でイオンスフェロマック配位が局所的に形成される。この構造はEPA EEで観測された、FTE (flux transfer events) と非常によく似た構造をしており、この局所構造は太陽風によって破られ、カスプ領域を過ぎると次々と磁気圏磁場とリコネクションをくり返しながら磁気圏尾部へと伝播していく。

講演では、このシミュレーション結果のいくつかを紹介するとともに、その発生機構及び伝播機構を説明する物理モデルを提唱する。

1) T. Sato, Phys. Rev. Lett. 54, 1502, 19852) C. T. Russell and R. C. Elphic, Space Sci. Rev., 22, 681, 1978.

異常電気抵抗との結合による磁気リコネクションの急激な発展

鶴飼 正行

愛媛大工

磁気圏サブストームは無衝突プラズマ中における磁場のカタストロフィ現象の存在を明確に実証している。最も基本的な問題はそのような急激な磁気エネルギー変換をひきおこす物理的なメカニズムは何かという点にある。この問題は太陽表面におけるソーラーフレア現象やトカマクプラズマにおける current disruption 現象とも密接に関係しており、高温プラズマ物理で普遍的かつ最も重要な問題のひとつになっている。

このような大規模な空間スケールでおきる磁場カタストロフィに対して磁気リコネクションが基本的に重要である。従って、問題は磁気リコネクションが急激に発展し短時間のうちにいわゆる fast reconnection mechanism が確立して系全体の磁場崩壊をもたらす事が可能かという点にある。筆者はこの問題に対し、磁気リコネクションにともなう流体の流れが異常電気抵抗の発生と結合する時きわめて有効なリコネクションが進展し急激なエネルギー変換が可能であるという考えを提唱してきた。ここでは異常電気抵抗と結合した磁気リコネクションの原理を紹介し、サブストームのメカニズムについて議論する。

一般に電流駆動型(ミクロ)不安定性が生起するとそれにともなう静電場に粒子が散乱され、異常に高い(クローン衝突に比べて)電気抵抗が生じる事が知られている。この点を考慮して、突発的電気抵抗を次の形に仮定する。

$$\frac{\partial \eta(\vec{r}, t)}{\partial |\mathbf{v}_0|} > 0 \quad \text{for } |\mathbf{v}_0(\vec{r}, t)| > V_c$$

$$= 0 \quad \text{for } |\mathbf{v}_0(\vec{r}, t)| < V_c \quad (1)$$

ここで $|\mathbf{v}_0(\vec{r}, t)|$ は $|\mathbf{J}(\vec{r}, t)|/g(\vec{r}, t)$ で与えられ、イオン-電子間の相対ドリフト速度に

比例する。また V_c は電流駆動型不安定性が生起するためのしきい値である。(1)式の形の異常電気抵抗が有効になる時(即ち、 $|\mathbf{v}_0(\vec{r}, t)| \sim V_c$ が丁度満足される時)、抵抗性テアリング不安定性の成長率は(最も簡単な一次元電流シート系で)次の形で与えられる事が示せる。

$$\gamma \propto [(\partial \eta / \partial |\mathbf{v}_0|) V_c]^{0.6} \quad (2)$$

即ち、成長率 γ は電気抵抗の大きさ η_0 (η_0 : 古典的値) そのものに依存するのではなく(2)の形のきわめて高い値をもちうる。これはテアリングの発展とコンスタントな異常電気抵抗(1)式の成長がX型磁気中性点近傍に局在化されるためである。

非線形の発展は計算機シミュレーションによって調べられる。もし系外へ流体が自由に流出できるような状況下ではいわゆる fast reconnection mechanism が急激に発展し、非常に効率の良いエネルギー変換が生じる事が示せる。このような基本的リコネクション過程が境界条件等によってどのように影響されるか等を調べてきたがその定量的議論の詳細は講演にゆだねたい。

地球磁気圏尾のダイナミックスの
MHDシミュレーション萩野竜樹, R.J. Walker and M. Ashour-Abdalla
(名大空電研) (IGPP, UCLA) (IGPP, UCLA)

地球磁気圏のサブストーム時、極域の地上ではオーロラが明るく輝く一方、磁気圏尾では更に大きなエネルギーがプラズモイド(磁気バブル)として下流に放出されているらしいことがISEE-3の衛星観測から明らかになってきた(Hones et al., 1984; Tsurutani et al., 1984; Scholer et al., 1984)。そのプラズモイドは閉じた磁力線に包まれた熱いプラズマの塊であると考えられていて、地球から遠方の磁気圏尾($x = -220 R_e$)にては 800 km/s 以上の速度に達することもある。ここに R_e は地球半径である。プラズモイドの形成で有力視されている機構の一つに、先ず比較的静かな状態で地球磁場に結合した磁力線によって保持されたプラズマシートが $-100 R_e$ くらいまで後方に伸びている状態を考え、そこに南向き惑星間磁場がかつ高圧力の太陽風プラズマが押し寄せるときに生じる可能性の高い地球近傍の磁気リコネクションモデルがある。即ち地球に近い磁気圏尾($-20 R_e$)でプラズマシートが圧縮されて簿くなり、磁気中性点でリコネクションが進行して、中性点から地球側のプラズマは極域オーロラの原因となり他方尾側のプラズマはプラズモイドとして極所的な Alfvén 速度で下流に放出される。これらの地球磁気圏尾のダイナミックスを2次元と3次元のグローバルなMHDシミュレーションから調べた。その方法としては、先ずMHDシミュレーションから太陽風と共に流れてくる一様な惑星間磁場を零として定常に近い状態を求めておき、次に南向き又は北向きの惑星間磁場を太陽風と共に流し始めて、その相互作用の時間変化を調べた。

2次元MHDシミュレーションの結果で南向きに惑星間磁場が変化した場合、地球近傍の磁気圏尾($-20 \sim -30 R_e$)でプラズマシートは圧縮されて簿くなりX型の磁気中性点が形成されると同時にその下流側にO型の磁気中性点、即ち熱いプラズマの塊(プラズモイド)が先ず1個現れる。その1個のプラズモイドが下流に放出された後、プラズマシートは更に不安定になり、数ヶ所でX型とO型の磁気中性点が交互に現れ、O型の磁気中性点を中心にもつ複数個のプラズモイドが連続して下流に伝搬する。その下流への伝搬速度は大きなプラズモイドでは太陽風の速度より速くなり、極所的な Alfvén 速度に近い。これは再結合した磁力線の張力で下流の方へ更に加速されるためであると考えられる。

惑星間磁場が北向きに変化した場合、極域の高緯度尾側で磁気リコネクションが進展し、先ずその再結合した磁力線と一緒に赤道を挟んで北側と南側に分離された2個の熱いプラズマ塊が対になって下流に放出される。続いてその再結合した磁場と磁気圏尾に侵透したより地球側の北向き惑星間磁場に囲まれた広い領域に熱いプラズマ塊が1個だけ現れ、それを極所的 Alfvén 速度で下流に伝搬していく。その後は磁気圏尾には大きな構造変化は生じない。

次に惑星間磁場が南向きに変化した時の太陽風と地球磁気圏の相互作用を3次元のMHDシミュレーションから調べた。磁気圏尾における磁気リコネクションの進展に共なるプラズモイドの形成と続いての下流への伝搬をみる時、現象としては2次元の結果と良く似ている。しかしプラズモイドの構造は2次元の場合から大きく異なっている。即ち、太陽と地球磁気圏座標系でみる時、2次元モデルではy方向は一樣で B_y 成分は零であるが、3次元の場合には磁場の B_y 成分が B_z 成分以上に大きくなることもあり、かつ重要であることが判った。これは地球磁気圏尾のプラズモイドを考える時、2次元モデルの単なる延長として3次元プラズモイドの構造を考えるのは問題があることを示していると思われる。他方、極域ではプラズモイドの放出に対応して region 1 の磁力線電流が増大する。

田中高史
(電波研)

粒子数が保存されるとき時の、二次元磁気圏中の対流を計算した。解くべき方程式は、(1) $-\nabla^2 A = J$, (2) $J = \frac{dP}{dA}$, (3) $V = \int \frac{dR}{101}$, (4) $PV^*(A) = P V_*^*(A)$, (5) $P V_*^*(A) = PV_*^*(A + \Delta A)$, (6) $\Delta A = -E \Delta t$ である。ここで PV_*^* は初期値であり、 E は太陽風中の電場、 Δt は初期値からの経過時間である。適当な初期値を与え、境界条件は不変として(1)~(6)を解くと、 Δt 後の磁場、圧力、電流分布が計算できる。これらを解く方法は微分修正による。 n 回目の修正値がわかっている時に、テスト函数 ΔJ_{ni} を用い、

$$J_{ni} = J_n + \Delta J_{ni}(x)$$

$$J_{ni} \rightarrow PV_{ni}^*(A) \quad ; \quad (1)(2)(3) \text{ を解く}$$

$$\Delta PV_{ni}^* = PV_{ni}^* - PV_n^*(A)$$

から ΔPV_{ni}^* を求める。ここで ΔJ_{ni} は一次元の函数である。求められた ΔPV_{ni}^* を組合せ、

$$PV_{n+1}^* = PV_n^* + \sum a_{ni} \Delta PV_{ni}^* + R_n$$

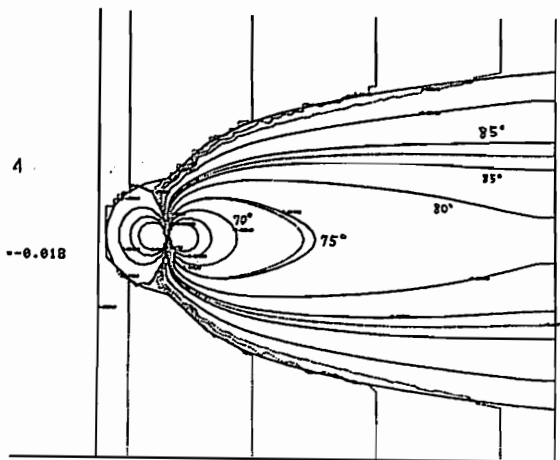
を最小2乗の意味で解く。ここで求められた係数 a_{ni} が対流解の改良を可能とし、

$$J_{n+1} = J_n + \sum a_{ni} \Delta J_{ni}(x)$$

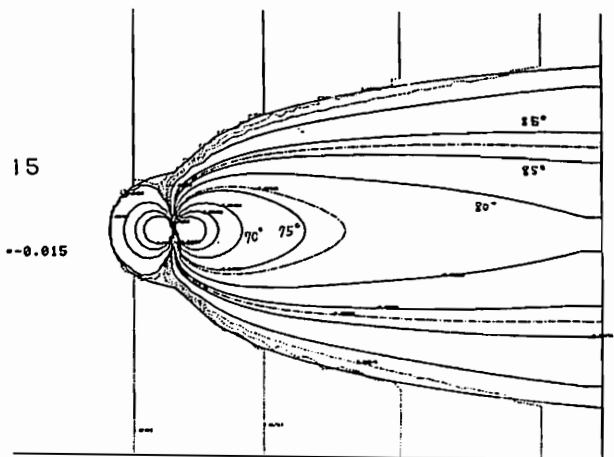
として、対流後の赤道面電流密度を求めることができる。

下に対流前と対流後の磁場分布の一例を示す。ここで外側の一点鎖線は 90° の磁力線である。内側の一点鎖線は、対流の前と後での同一磁力線を示している。このようにある一本の磁力線に注目すると、対流によって内側へ移動していることがわかる。しかしながら各磁力線は地球からの磁力線とのすげかえが生じ、緯度が変化する。その結果 Lobe 中の磁場分布は磁力線の緯度分布をも含めて、あまり変化していない。一方プラスマシート中では 75° の磁力線は引き延ばされている。下図の計算では太陽風との圧力バランスは取り直していないが、圧力バランスを考慮すると、プラスマシート中の磁場はより引き延ばされる。

以上の計算においては、対流の結果夜側内部磁気圏での圧力は上昇し、経度方向への圧力バランスが崩れることが予想される。しかしこの問題を解析するにはモデルの3次元化が必要であろう。



対流後



対流前

高橋 俊・家森俊彦
京大理

従来、地球磁場中の粒子の運動を追跡する際には、縦方向の運動を積分したかたちで2次元的に追跡する方法が用いられてきたが、その方法では積分がきわめて複雑となり解析的近似式を用いるために、磁場の形状が限定されていた。そこで、任意の形状の地球磁場中での磁気圏尾部からの任意のエネルギーとピッチ角の入射粒子の軌道を3次元で追跡した。計算は案内中心近似を用い、ドリフト速度は慣性項を無視して位置(磁場と電場)から決定し、磁場方向の速度は微分による“つぎたし”によって決定し、磁気保存量 μ の保存を仮定した。

用いた計算式は下記の通りである。

$$u_d = -B \times F / e B^2$$

$$F = e E - \left(\mu + \frac{m u^2}{B} \right) \text{grad } B$$

$$u \cdot = u \cdot + \frac{d}{dt} u \cdot \delta t$$

$$\frac{d}{dt} u \cdot = \frac{\text{grad } B}{B} (u \cdot u_d - \mu B / m) + u_d \left(u \cdot \frac{d}{dr} \right) B$$

この計算では、位置計算の誤差と、磁場方向の速度の計算の“つぎたし”の誤差がミラー運動の繰り返して蓄積するということが問題となる。すなわちエネルギーのふらつきと非保存という数値的問題が生じる。しかしながら、今回の計算では種々の数値計算上の工夫により、かなりの精度が得られたはずである。

今後は、種々の磁場や電場の中での種々のピッチ角の荷電粒子の振る舞いを調べ、粒子の地球への落下や捕捉等を考える予定である。

以下に計算結果の例を示す。

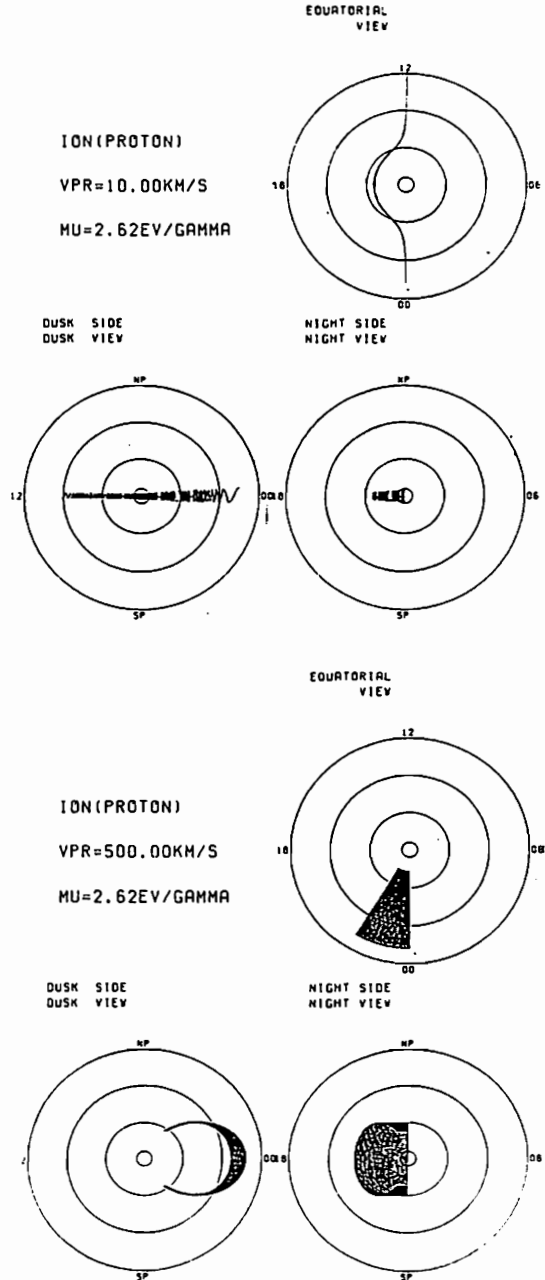


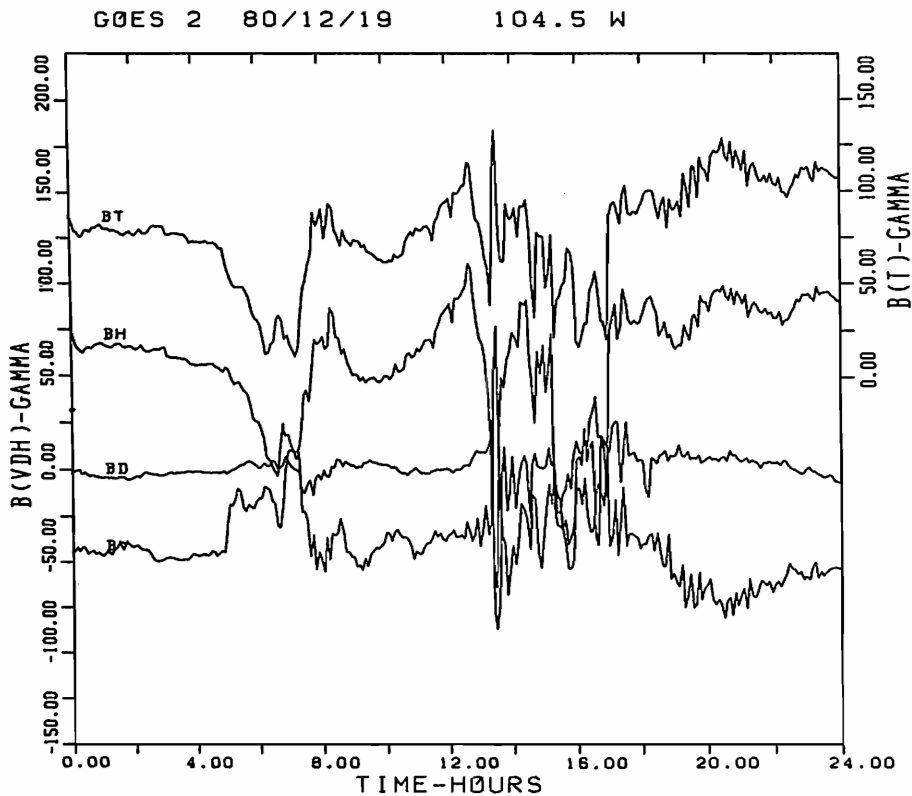
図1、2イオンの軌道 (上:赤道面への射影
下左:午後側軌道の子午面への射影
下右:夜側軌道の朝夕面への射影)
1: $V_{\perp} = 10 \text{ km/s}$ 2: $V_{\perp} = 500 \text{ km/s}$

静止衛星高度における磁気嵐時の磁場変動

国分征 [東大理]

静止衛星高度付近においては、磁気圏風の消長とともに磁力線の形が著しく変わることが明らかにされている。即ち、expansion phaseの開始とともにtail-likeからdipole-likeに変化する。これは、growth phase中に発達したtail currentがexpansion phaseの開始とともにfield aligned current として電離層に流れ込み、tail current が弱まることによると考えられている。Tail current が発達する時期には、磁気赤道より少し離れた静止軌道においては、磁場の大きさが静かな日の二倍程度になることがある。これは、発達したtail curr

ent が静止軌道近くまで侵入してくることを示すものと考えられる。また、磁気緯度約8度Nにおかれた衛星が磁氣的に南半球に入ったと考えられる様相を示す場合も観測される。図はそのような例を示す。この例では、5-8時UTの間V成分が大きく減少し、8時少し前にやや正になっている。この講演では、静止衛星軌道における磁場配位の大きな変化がどのような場合に起こるかを考察する。



静止衛星軌道における圧縮性脈動の特性

荒木 徹, 永野 宏
(京大理) (朝日大)

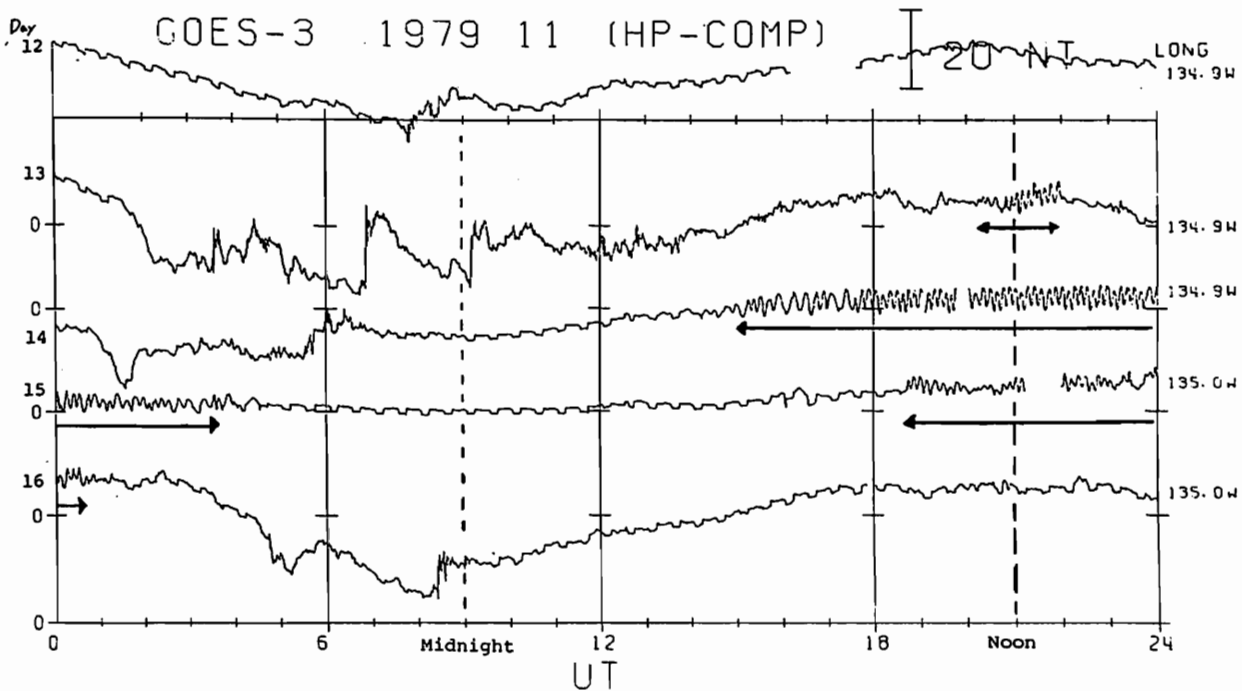
Nagano and Araki (1983) は, 1979年6月-1980年5月の静止衛星磁場データの解析から, 5時間以上継続する脈動5例を見つけた。その性質は下のよりに要約できる。

GOES-3の地磁赤緯度は約5°, 図に示しているのは地球自転軸に平行な磁場成分である。

今回は, 宇宙研宇宙科学資料解析センターに購入した静止衛星(SMS/GOESシリーズ)MTデータのHp成分を利用可能な期間全部(計約4年間)にわたって連続的にプロットし, それらデータと合わせてこの圧縮性脈動により解析した結果を報告する。

- (1) 圧縮性Pc5である(静磁場に平行な成分の振幅が最も大きい)。
- (2) 昼間側(6h-18h)に現われる。
- (3) 磁気嵐のRecovery phaseに現われる。
- (4) 磁気嵐並から起きると急速に振幅が減少する。
- (5) 周期は正午を以て最短で朝夕側で長くなる。
- (6) 周期が1~1.5時間の周期で周期的変動をしている。
- (7) 周期は太陽風圧と逆相関をもつ。

下図に 1979年11月13日-16日に観測されたこの種の脈動の典型例を示す。衛星



中井 仁
大阪府立枚野高校

前回の講演会では IMF の南北成分の変動からオーロラオーバルの赤道側境界の地磁気緯度が非常によく予測できることを示した (Nakai et al., in submitting to JGR). その中で拡大時におけるオーバルの赤道側境界が polar cap potential drop のよいモニターになりうることがわかった。筆者は赤道側境界のこの特質を利用して、IMF-magnetosphere coupling における B_y の効果を調べた。

赤道側境界に関するデータとしては Gussenhoven et al. (1982) による Auroral Boundary Index を用いた。IMF のデータは IMP-J の 5 分値を用いた。解析の期間は 1978 年の 1 年間である。データセットは IMF の 1hr の running average とそれに対応する Auroral Boundary Index とからなる。データは以下のような条件で選ばれた。(1) $IMF-B \leq 12nT$ (2) B_z が過去 6 時間における最小値かつ極小値である (3) 以前に発達した storm の影響下にない (4) B_z 極小の時刻から 1 時間以内に Auroral Boundary Index の値がある (図 1 参照)。データ数は 211 である。

赤道側境界の corrected geomagnetic latitude (L degree) の B_zV ($nT \cdot Km/s$) に対する回帰関数を求めると

$$L = 85.5 + 1.03 B_zV/400 \quad (1)$$

となる。相関係数は 0.78 である。逆の回帰関数を求めて polar cap potential drop (Φ KV) の B_zV に対する回帰関数 (Doyle and Burke, 1983) に代入すると、

$$\Phi = 322 - 4.0 L \quad (2)$$

となり、オーバルが 1° 拡大すること、polar cap potential drop が 4KV 増大することとが対応していることが分かる。

AL index に対する B_y の効果は地磁気 dipole の tilt angle (T) によって異なることが Aoki (1977) および Murayama et al. (1980) によって示されている。そこで、 T を $T < -10^\circ$, $-10^\circ \leq T < 10^\circ$, $10^\circ \leq T$ の 3 つの範囲に分けて $\Delta L = L - L_p$ の B_y 依存性を調べた。ここに L_p は (1) で求めた L の予想値である。 $-10^\circ \leq T < 10^\circ$ のときの相関図を図 2 に示す。 T の三領域について $B_y < 0$ と $B_y \geq 0$ とに分けて ΔL の B_y に対する回帰関数を求めた (図 3)。 $T < -10^\circ$

のときは $\Delta L (B_y < 0) > \Delta L (B_y > 0)$, $T \geq 10^\circ$ のときはその逆になっている。この傾向は AL の B_y 依存性と同じである (Murayama et al., 1980) (ΔL と AL とでは正負のセンスが逆であることに注意)。図 3 でもう一点注意すべきことは T の正負いずれに対しても ΔL が $|B_y|$ に正の相関を示していることである。特に $-10^\circ \leq T < 10^\circ$ のときその傾向が顕著である (図 2 参照)。これは従来考えられてきた polar cap potential drop の B_y 依存性 (eg. $B_r V \sin^2(\theta/2)$, 等) と全く逆の傾向になる。

以上のような解析結果と dayside の magnetic merging model (特に antiparallel model) との関係について検討する。

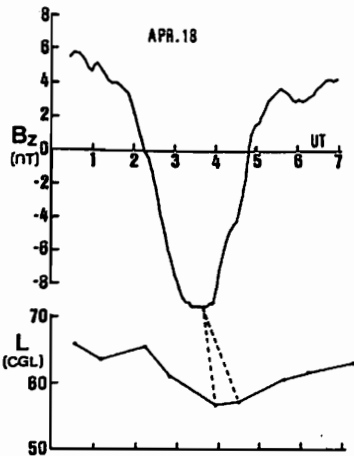
Aoki, T., Influence of the Dipole Tilt Angle on the Development of Auroral Electrojet, *J. Geomag. Geoelectr.*, **29**, 441, 1977.

Gussenhoven, M. S., D. A. Hardy, N. Heinemann, E. Holeman, 1978 diffuse auroral boundaries and a derived auroral boundary index, AGFL-TR-82-c398, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, Ma., December, 1982.

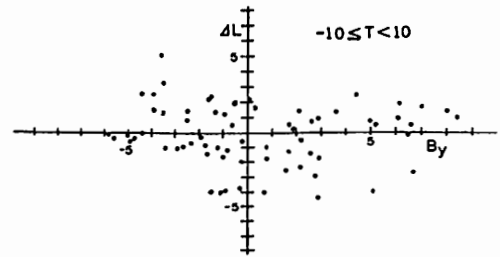
Doyle M. A., and W. J. Burke, S3-2 Measurements of the Polar Cap Potential, *J. Geophys. Res.*, **88**, 9125, 1983.

Murayama, T., T. Aoki, H. Nakai, and K. Hekameda, Empirical Formula to Relate the Auroral Electrojet Intensity with Interplanetary Parameters, *Planet. Space Sci.*, **28**, 803, 1980.

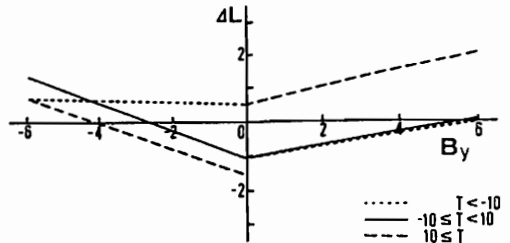
Nakai, H., Y. Kamide, D. A. Hardy, M. S. Gussenhoven, Time Scales of the Expansion and Contraction of the Auroral Oval, in submitting to *J. Geophys. Res.*



(図 1)



(図 2)



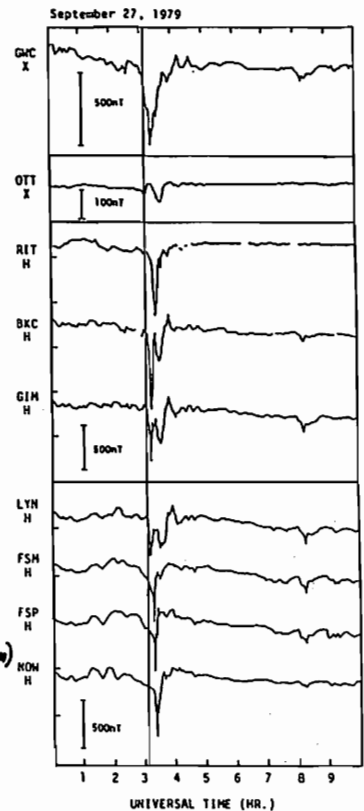
(図 3)

岡野章一,
東北大学・理

J. S. Kim
SUNY

SARアークは, Rees and Akasofu (1963) によってDstとの相関が発見されて以来, そのエネルギー源として赤道環電流が考えられてきた。発生機構として現在まで有力とされてきたのは Cornwall et al. (1971) によって提出された プラズマ圏電子と環電流イオンとの相互作用によるイオンサイクロトロン波の発生とそれに続くランダム減衰によるプラズマホーズ電子の加熱および磁力線に沿っての熱伝導により電離層電子の加熱が引き起こされ, O原子の¹D状態(1.96eV)への励起, 発光という考え方である。しかし最近のDE衛星の観測によりこの発生機構では説明しきれない現象が報告されている。(e.g. Gujiolo et al. 1982)

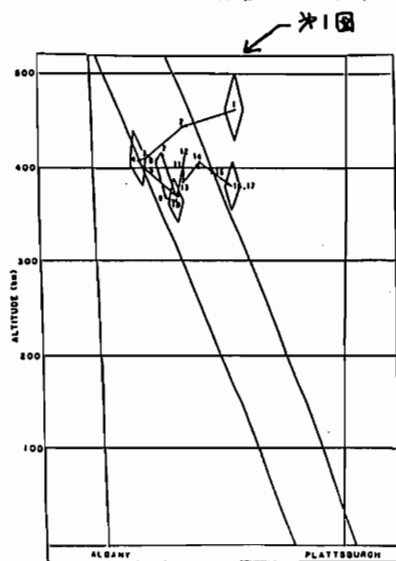
ここではSARアークの光学観測と, 地上マグネトグラムの解析により求めたオロラサブストームの等速からサブストームオンセットとSARアーク出現の同時性がみとめられた例を報告する。本学会の今回講演会においてSARアーク強度とオロラジェット電流強度の間に良い相関があることを報告したが, これらの事実がSARアーク(プラズマホーズ上の現象)とサブストームに伴なうオロラジェット電流(磁力線を介してプラズマシートにつながる)の間に物理的な結びつきがあることを強く示唆する。



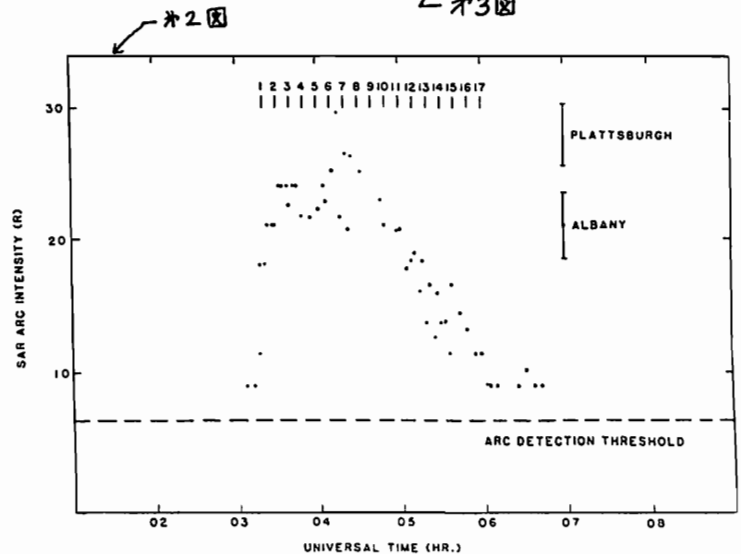
△ 図3

光学観測は1979年9月27日(UT)に茶園ニューヨーク州アルパニー(地理座標 42.7°N, 286.2°E)とプラッツバーク(地理座標 44.7°N, 286.5°E)の2点から行われた。三角測量から求めたSARアーク発光中心位置の時間変動を*1図に, またSARアーク強度の時間変化を*2図に示す。図中1~17の数字は0320UTに始まり10分毎のタイムマークである。*2図に見られるように強度は弱いが, *1図に見られる特徴的な高度(400km)とスペクトルの単色性(6300Å)からこの現象をSARアークと同定した。

*3図にカナダでの地上磁場の北向き成分の記録を示す。SARアーク出現時刻がダテ線で示されており, 孤立したサブストームとSARアークのオンセットがほぼ同時であることがわかる。会場では干渉計による温度, 風の観測結果も報告する。



*1図



*2図

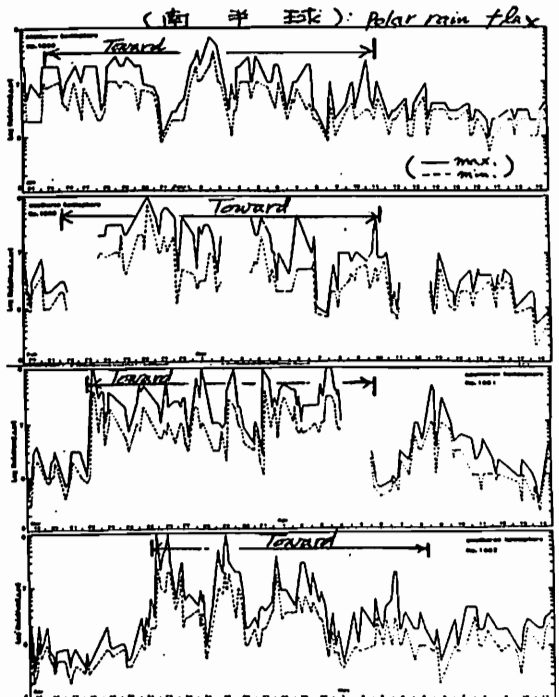
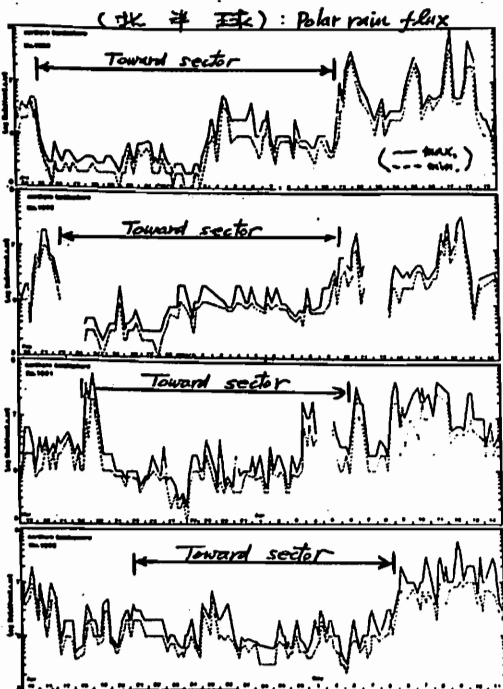
ポーラー・レイン・フラックスの長期変動

ポーラー・レインのフラックス量、太陽風のセクター構造に關してのこと、指摘されて久しい。(Yeager and Frank, 1976, Meng and Kroehl, 1977)。實際どの程度、このセクター構造と対応がよいのかという点に關して、ポーラー・レイン・フラックスと、長期間調べ比較する研究がなされてこなかった。我々は太陽の自転周期(約27日)の間に比較的安定した二つのセクター構造が見られる1979年1月末から5月までの間に、太陽自転周期の期間について、DMSP satellite で得られた electron data を用いて polar rain flux の変動と太陽風の各種パラメーターとの比較を行った。(図に示してある)

それによると、南北半球におけるポーラー・レインのフラックス量は Away sector 時に北半球で又 Toward sector 時に南半球を増加すること、太陽自転周期にわたってきれいにくり返されていることが確認できた。

巻田 和男(拓殖大学), G-L Meng (AP/STU)
 注目すべき点は、同じ Away 又は Toward sector 期間中において、南北両半球のポーラー・レインフラックスはかならず変動している。この点については更に解析を進めねばならないが、ポーラー・レインのフラックス値は IMF B₁, B₂ の Polarity のみならず、solar wind velocity とも関係しているのではないかと考えられる。他方 solar wind density とポーラー・レインのフラックス量とは逆相関的な関係が見られることもあり、このことは tail lobe で electron flux を観測した, Fairfield and Scudder (1985) の結果と一致している。

更にポーラー・レインのフラックス量は、セクター構造が入れ替わる時期に両半球で同じように増加することや時々見られる。このような時期には Interplanetary shock が磁気圏近傍を通過しやすい時期に対応しており、惑星間磁場が不安定な構造をしていることとこの現象が関係しているように思われる。



玉尾 孜 (東大理) 堀 尚 子 (東大理)

高緯度帯での高エネルギー電子の局在化した降り込みによる局所的電子密度の増加を含む結合過程を考へよ。

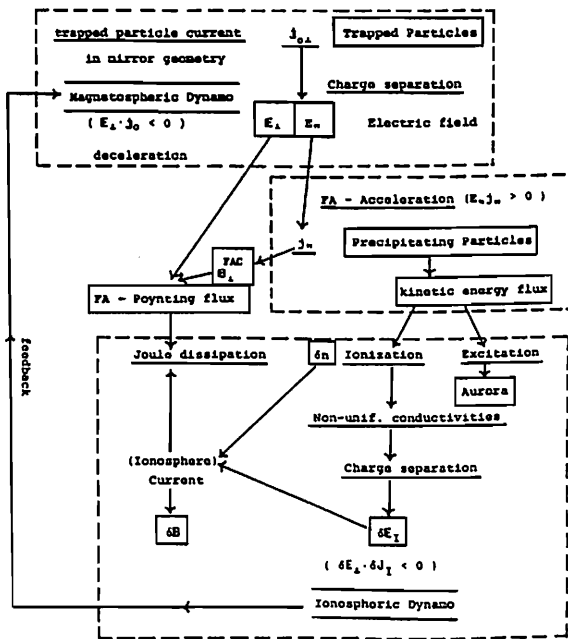
- (i) 電離層は高エネルギー積分した電気伝導度をもつ電流面の近似し得るとする。
- (ii) 電場は静電ポテンシャルで表現し得る程度に時間変化はゆるやかとする。

従つて、磁気圏では沿磁力線電流 $j_{||}$ と静電場による非圧縮性対流運動が存在する。磁気圏—電離圏の電磁結合を記述するのには必要と物理量として、(Fig.2参照)

(a) 磁気圏:

- (1) 静電ポテンシャル, Φ
- (2) 電離層渦電流による磁場ポテンシャル, W
- (3) 沿磁力線電流による toroidal 磁場を表すベクトルポテンシャル, $A_{||}$
- (4) 沿磁力線電流の構成粒子、特に、上向き電流の領域では、高エネルギー降下込み電子の寄与の割合、 $\gamma \equiv j_{n,e} / j_{||,c}$

Fig. 1. Magnetosphere - Ionosphere Coupling



- (b) 落下電子の平均エネルギー, w
- (b) 電離層・中性大気
- (b) 電離層電子密度, n
- (c) 大気中の静電ポテンシャル, Φ
- (d) 大気中の磁場ポテンシャル, Π .

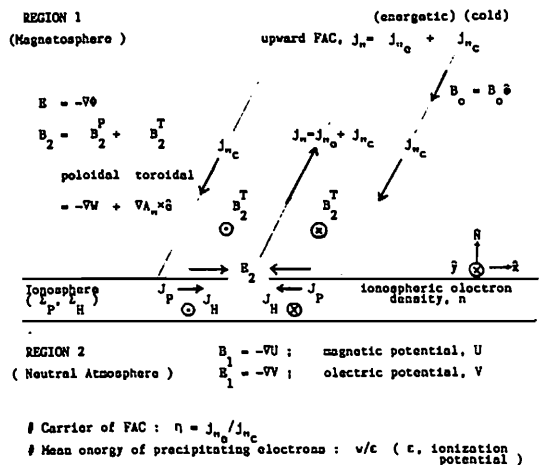
一方、電離層の境界条件として

(i) 電場の水平成分の連続

(ii) 磁場の水平成分の不連続と電離層電流の関係から 4ヶの独立式を得る。更に、電離層電子密度の連続式がよむエネルギー方程式として、電離層内ジュール損失は下向き Poynting flux の維持と等しいと考へるとこから出来る。従つて、8ヶの物理量に対して、

利用出来る関係式は 6ヶしかあり、沿磁力線方向の加速機構を定式化し得れば、沿磁力線電流、沿磁力線電子運動エネルギーフラックスを静電ポテンシャル分布と関係させたこゝから可能とせよ。8ヶの関係式を利用出来るこゝにせよ。 $j_{||}$ に対する高エネルギー電子の相対寄与、 γ がよむ平均エネルギー、 w をパラメータとして与へれば、他の物理量の水平分布を決定し得るこゝにせよ。

Fig. 2 IONOSPHERE-MAGNETOSPHERE COUPLING



齋見治一
名大空電研

片沼伊佐夫
筑波大プラズマセンター

ミラー効果による沿磁力線ポテンシャル生成については *Alfvén* と *Fälthammer* ('Cosmic Electrodynamics', 1963) により、おおよそ、初めて論じられ、ポテンシャル ϕ は磁場の強さ、 B 、との間で

$$\frac{d\phi}{ds} = K \frac{dB}{ds}, \quad K = \frac{W_{i\parallel} W_{e\perp} - W_{e\parallel} W_{i\perp}}{e B (W_{i\parallel} + W_{e\parallel})} \quad (1)$$

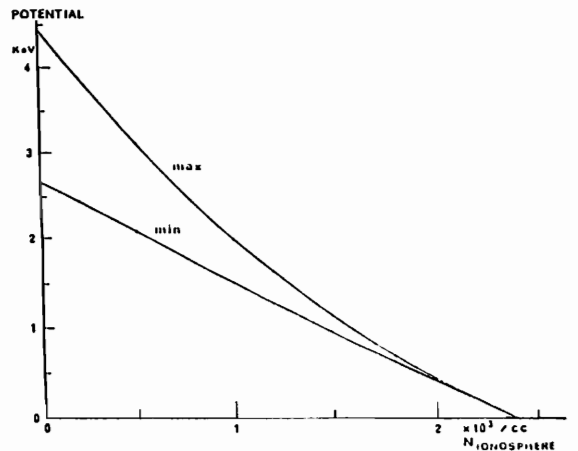
が成り立つことが示された。ここで、 W は力学的エネルギーである。(1)より、もし $W_{i\parallel}/W_{e\parallel} \neq W_{i\perp}/W_{e\perp}$ 、即ち、イオンと電子のビッチ角分布が等しくない時、ポテンシャルが生成されるといふ重要な点が指摘された。しかし、(1)より具体的なポテンシャルの大きさを計算する際、彼等は K を運動の不変量と考へて行ったため、ミラー比に比例して ϕ が小さくても大きくなる表式を出している。実際には $E_j = W_{j\parallel} + \mu_j B + e_j \phi$ 及び磁気モーメント μ_j が不変量であり、 K は不変量でないため、これは正しくない。高速プラズマ流によるポテンシャルを計算するには、 $W_{i\parallel} \gg W_{i\perp}, W_{e\parallel}$ の近似が使えらるとして、プラズマシート(S域)より電離層(I域)までのポテンシャル差 Φ は、

$$\Phi \approx \frac{1}{e} \frac{E_i}{1 + \mu_i/\mu_e} \left\{ 1 - \exp\left(1 - \frac{(\mu_i + \mu_e)^2/\mu_i}{E_i + E_e} \frac{B_i}{B_s}\right) \right\} \quad (2)$$

となる。従って、生成されるポテンシャルはミラー比 B_i/B_s が大きいため、ほぼイオンの運動エネルギー、即ち、高速プラズマ流の運動エネルギーと等しい大きさとなる。

磁気圏尾中で磁気再結合により生成された高速プラズマ流が、磁力線に沿って極域に降下することを想定してポテンシャルを計算する。S域からI域までのプラズマを構成する成分としては (i) S域からI域まで貫通して行くイオン (passing ions) 及び (ii) 電子 (passing electrons)、及び (iii) I域に行く途中ではお返されてS域にもどるイオン (reflected ions) 及び (iv) 電子 (reflected electrons)、及び (v) 途中の空間で捕獲される電子 (trapped electrons)、更に (vi) I域からS域へ上昇するイオン (ionospheric ions) 及び (vii) 途中ではお返されてI域にもどる電子 (ionospheric electrons)、の7種を考慮に入れる必要がある。そして、全空間で quasi-neutrality 及び currentless の条件、及び Trapped electrons の分布関数を仮定することにより、リュービルの式を計算してポテンシャルの空間分布を計算することが出来る。

右図はプラズマ流速 1000 km/s, S域での密度 1/cc, 温度 1 KeV, I域での温度 0.1 eV とした時のポテンシャルの電離層密度依存性を示す。図より明かのように密度増大につれて ionospheric ion による電流のためポテンシャルが下がり、critical density が存在する。このことは Mozer 達の観測で電離層の密度の低いところ (high altitude) でポテンシャルが存在するといふことと一致している。trapped electrons の分布関数とポテンシャルの空間分布については譲渡にて討論する。



地球磁気圏内の荷電粒子の沿磁力線方向の運動

井上雄二
京都産業大学 理学部

S3-3, SCATHAの観測によつて、電子、イオンの空間時間分布のみならず、その速度位相空間分布の表示が可能になった。その理論的解析から荷電粒子の源の構成及び静電位の沿磁力線分布が推定され、磁気圏・電離層の相互関連機構およびオーロラ・アーク、Inverted Vの成因に関して理解度を急激に向上させた。

理論的解析はすでに多くの研究者 (Knight, 1973; Lemaire and Scherer, 1974; Whipple, 1977; Chiu and Schulz, 1978) によつて提案されているように、Collisionless, adiabatic 近似で、沿磁力線方向の静電場内の荷電粒子の沿磁力線方向の運動方程式が基礎になっている。荷電粒子の Magnetic moment $\mu = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 / B(s)$ と全エネルギー $W = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 + e\phi(s)$ はこの運動の不変量になっている。ここで、 m は粒子の質量、 $e\phi$ は電荷であり、 s は磁力線に沿つての距離で、赤道で $s=0$ 、北半球で $s>0$ 、南半球で $s<0$ とする。 v_{\parallel} は粒子の沿磁力線方向の速度、 v_{\perp} は gyration の速度、磁力線に直角方向の Drift の速度は小さいとして無視する。背景の磁場も電場も静的であると仮定する。従つて、急激に変化している磁場、電場の場合にはここで取扱う簡単な方法では議論出来ない。さらに、単純化のために、静電位は南北対称で s^2 の単調増加または単調減少関数と仮定する。荷電粒子の源の場所は磁気圏赤道部 (多分、plasma sheet, Magnetosheath) と電離層であると仮定する。源において、粒子の速度分布は T_{\parallel} と T_{\perp} の二つの温度で規定される bi-Maxwellian と仮定する。

Collisionless の近似が成立する限界を s_c とする。 $s = \pm s_c$ は電離層の上端部で、ここには到達した荷電粒子は電離層に吸収される、また電離層を源とする粒子は $s = \pm s_c$ から放射されると仮定する。

上記の仮定のもとで、荷電粒子の沿磁力線運動の potential $U(s) = \mu B(s) + e\phi(s)$ となる。ここで $\mu B(s)$ は赤道 $s=0$ で最小で、 s^2 に関して単調に増加する関数であるが、静電位 $e\phi(s)$ の配位によつて、 $U(s)$ の形は多様に変化するが、Topological に次の3つの場合に分類される。 $X = \mu B(s_c) - \mu B(0)$ 、 $Y = e\phi(0) - e\phi(s_c)$ と定義すると、

(i) $Y > 0 \cap X < Y$

(ii) $Y > 0 \cap X > Y$

(iii) $Y < 0 \cap X > Y$

となる。これらの Topological に異つた $U(s)$ の場の中で電子、イオンが運動する。

静電位場 $\phi(s)$ 、磁束分布 $B(s)$ 、源における電子、イオン密度、温度 T_{\parallel} 、 T_{\perp} が与えられると、電子、イオン密度、電子流束、イオン流束が s の関数として計算可能である。ある一つの磁力管に沿つて任意の点における粒子の速度位相空間分布が図示され、その上で粒子の源および定性的特性の分類がなされる。すなわち、磁気圏赤道を源とする粒子については、磁気圏内に Trap される成分と電離層下部まで penetrate できる成分に、また電離層を源とする粒子については、北(南)半球から南(北)半球まで磁力管全体を Running Through できる成分と磁気圏のある高度から reflect back される成分に分類される。

このように、荷電粒子の速度位相空間分布の観測から、静電位の沿磁力線空間分布が推定される。粒子密度、粒子流束分布と静電位配位との依存性を基礎にして、隣接した異つた磁力管の静電位配位、沿磁力線電流分布の自己無矛盾系を、終端の電離層の電気伝導度を考慮に入れて、議論する。

NBZ 近磁気圏電流系の地磁気共役性

飯島 健, 芝地 貴夫
(東京大学理学部)

北向 IMF 時に特徴的な NBZ 近磁気圏電流系の顕著な特徴は夏期半球の磁域で 4 月 15 日に述べた (Iijima et al., 1984)。旧論文にみづかした NBZ events を中心に、同時の冬期半球の磁域での近磁気圏擾乱に MAGSAT 衛星のデータを用いて詳しく解析した結果に基づき、NBZ 電流系の機構、北向 IMF 時の近磁気圏の構造を予見可能な本論文の主旨である。この際、擾乱に、地上に投影したスケールは 220 km に反して、小分け、予見可能な擾乱の性質と相互関係等に注目した。特徴的な次の events を中心に挙げる:

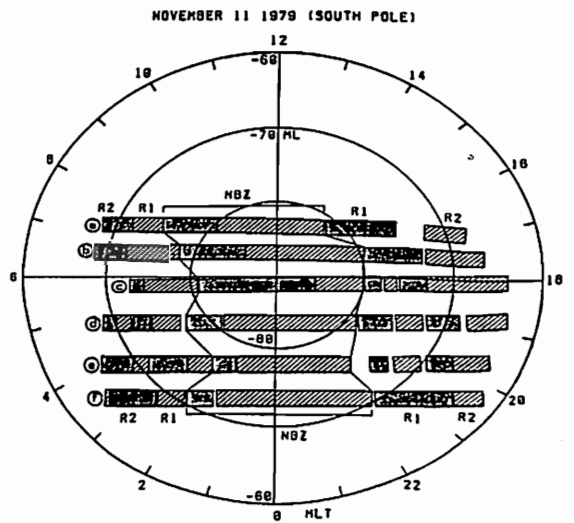
- $B_z \sim B_y \gg 0$ (Nov. 11, 1979).
- $B_z \gg B_y > 0$ (Jan. 8-9, 1980)
- $B_y \gg 0, B_z \approx 0$ (Jan. 9-10, 1980)
- $B_z \sim B_y \sim 0$ (March 15, 1980).

図は $B_z \sim B_y \gg 0$ の例について大規模磁気圏電流系の分布の結果を、夏期半球と冬期半球にわたって示した。 (冬期半球では、衛星の軌道上の条件の夜間 MLT に近いデータが乏しい)

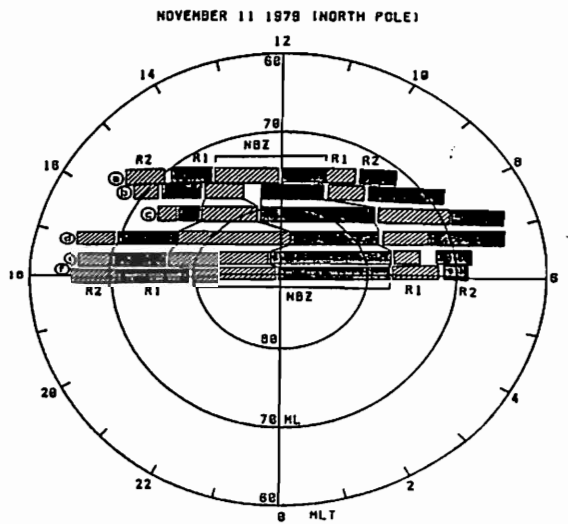
大規模電流系に属して、半極磁域の NBZ, Region 1, Region 2 電流系が基本要素となっており、一般論として近磁気圏共役性は存在する。

磁域で、昼間 MLT にあるとき、特に NBZ 電流が顕著な季節依存性を示す。

	NBZ	R1	R2 (A/m)
夏期半球	0.41-0.65	0.17-0.28	0.07-0.11
冬期半球	0.10-0.11	0.11-0.14	0.05-0.07



▨ CURRENT INTO IONOSPHERE
■ CURRENT AWAY FROM IONOSPHERE



▨ CURRENT INTO IONOSPHERE
■ CURRENT AWAY FROM IONOSPHERE

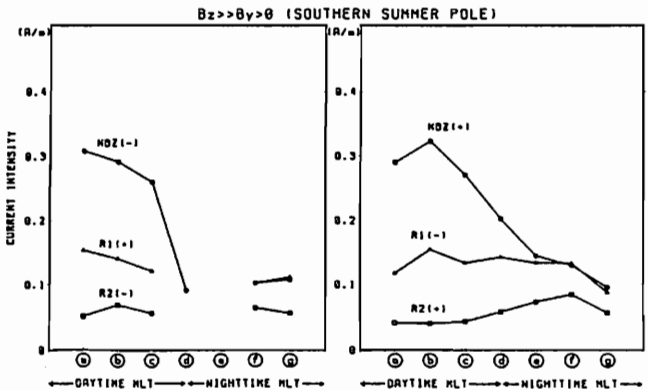
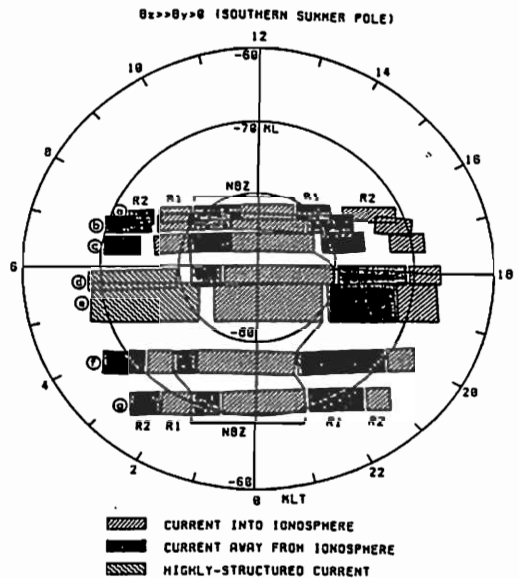
NBZ 沿磁力線電流系の IMF 成分の YZ 面内での偏角に対する依存性

芝地貴天, 飯島 健
(東京大学理学部)

IMF が北極向き時に顕著な NBZ 沿磁力線電流系の構造が IMF 成分の YZ 面内での偏角に依存してどのように変化するかを目的とするのが本論文の主旨である。MAGSAT 衛星により夏期南半球上で計測した 200 軌道以上の磁気場データを解析し、YZ 面内 IMF 成分の偏角に従って 3 つのグループ

($B_z \gg B_y > 0$, $B_y \gg B_z > 0$, $B_y \gg 0$, $B_z < 0$) に分け、各グループ共にほぼ同じ IMF 条件下で得られた 60 軌道以上のデータに基づき、NBZ 電流系の大規模構造とそれに伴う小規模構造の IMF 成分依存性を調べた。図は $B_z \gg B_y > 0$ グループに用いた大規模構造沿磁力線電流の空間分布と、干渉分布 (左: 南側特有の電流, 右: 干渉電流の電流) の分布を示したものである。NBZ 電流系は昼間 MLT のみで夜間 MLT では検出されず (Region 1 電流系、高緯度地球全体) に存在する。但し、昼間 MLT の最大強度を示し、夜間 MLT では弱く Region 1 電流系とほぼ同じ強度を示す。

夏期と夜間の中間 (図) の (a), (b) に当るにわか zone of confusion があり、 B_z の電流系は著しく変化する。NBZ 電流系の主要な源は北極向き IMF に伴って図に示すように変化する。



昼間磁気圏 (プラスマ マチル + カス) 冷更と関係がある。

沿磁力線電流にはさまざまな空間的スケールのも
のが存在するが、その形状(シート状、或は、線状)
が電流のスケールや local time, 緯度、地磁気
活動度等とどのような関係があるのか、又、スケール
と電流強度の関係はどのようになっているのかと
いうことは、電流発生メカニズム、更には、磁気
圏プラズマ対流中の乱れを知る上で重要と考えら
れる。このような電流のスケールサイズと性質の関
係を調べる為に MAGSAT 衛星により測定された磁
場データのスペクトル解析を行った。

MAGSAT による磁場データは、1/16 秒の
時間分解能があるので、軌道沿いの長さにして約 1
km 以上の電流構造、又は、周期にして 1/8 秒以上
の Alfvén 波を調べることができる。地球主磁場に垂
直な二つの磁場成分の間のクロススペクトルを求
めることによりスケール毎の磁場の強さ(power)及び
成分間の位相関係を調べる。図1に示す様に、コ
ヒーレンシが高く位相差が 0° 又は 180° の場合
には、その波長(又は周波数)に対応する沿磁力線
電流(又は Alfvén 波)はシート状(又は直線偏波)
で、コヒーレンシが低い場合(又は、位相差が
90° の場合)は線状構造(又は円偏波)であると
考えられる。

図2は、磁場の経度方向成分のパワースペクトル
の一例で、一般的にはこの例のように、多数の小
さなスペクトルピークを持つが、全体としては短波
長(又は高周波)に向って中間的に減少する。その
巾指数は通常 -3/2 と -5/2 の間にある。しかし時々
ある波長域(周波数域)にスペクトルの山がで
きる。また、磁場の東西成分と南北成分でスペク
トルの全体的な形が異なることがしばしばあり、こ
れは電流の構造が方向により異なることを意味し
ていると思われる。

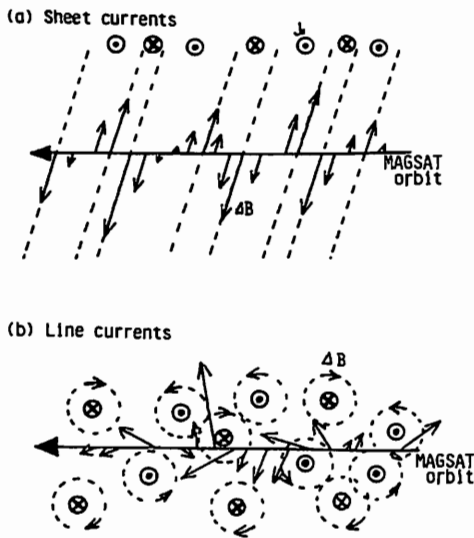


図1 電流の構造と軌道に沿う磁場変化

図3に示したようなコヒーレンシの高い場合に
は大抵、0° 又は 180° の位相差(即ち、シート
状電流又は直線偏波)を示し、又、それは途中の周
波数(又は波長)で逆転しない。DMSP 衛星
によるオーロラの写真は、このような場合、多数の
縞状の構造を示すことが多い。このような構造は、
サブストームの回復期に多く見られる。

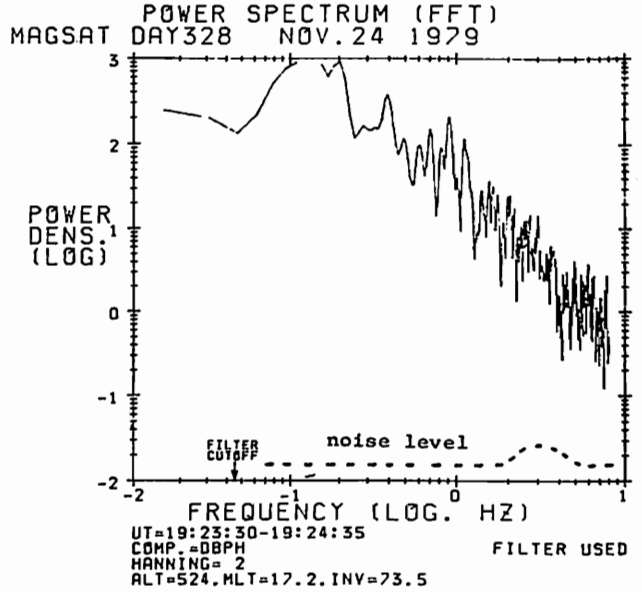


図2 パワースペクトルの一例

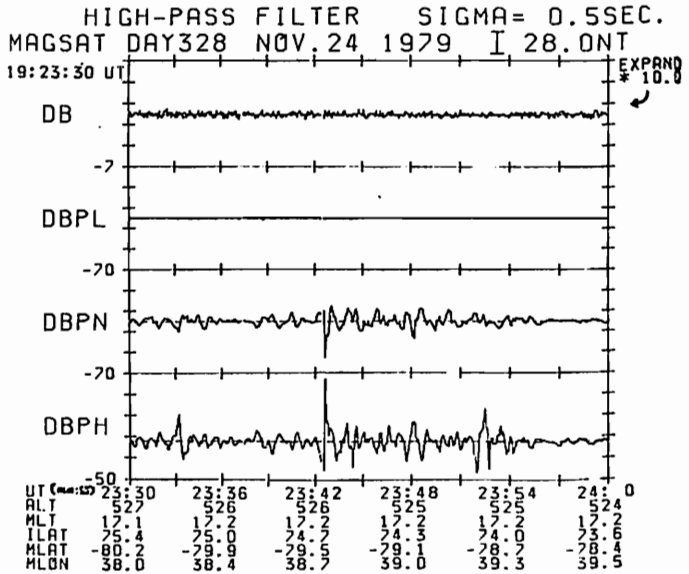


図3 コヒーレンシが高い場合の磁場変化

筒井 稔, 小椋 功, 浅野 弘明
 (京都大学 超高層電波研究センター)

オーロラ粒子加速機構を明らかにするために実験室においてモデル実験を続けているが、前回の報告では極域磁気圏を模擬したミラー磁場を形成させ、その中で磁力線に沿って流れる電子の3次元電流系の形成状況を明らかにした。そして粒子加速へ導く役割を演ずるのは電離層にあると述べたが、それを確かめるために引きつづき実験を行ってきた。

今回行った実験系は図1に示されている。太陽風-地球磁気圏ダイナモの模擬に関しては前回と同様になっているが極域電離層側は前回と異なり次のようになっている。即ちダイナモの負側から流れてきた沿磁力線電子電流を取り込むために銅板を設置した。一方ダイナモの正側のコレクターを通して磁気線が極域電離層に達した位置にもう一つの電子源を置いた。そして銅板と電子源の間に電流計A2を接続した。この真空中の空間回路において、磁場を印加した場合と印加しない場合の両方について電圧Eを変化させた時の放出電流A1と電離層経由電流A2の同時測定を行った。その結果を図2に示す。同図(a)は磁場が印加されていない時の結果である。この時はダイナモ側からの放出も極めて少ない事を示している。ところが図(b)に示す如く磁場を印加するとA1には非常に多くの電流が流れ、その一部が電離層を経由して(A2)に流れている事が判る。前回の実験で示したように、電場と磁場が同時に印加される事により沿磁力線電流が形成される事を示し

ている。しかしA1とA2の値を比べてみると、電離層経由の電流はダイナモから流れ出ている電流の1/10以下である。この事は沿磁力線電流および極域電離層を通る電流は極めて少なく残りの電子は収束磁場によるミラー反射で引き戻されている事を示唆している。

次に極域電離層の電気伝導度を変化させた時の沿磁力線電流の変化を調べる実験を試みた。現段階の実験では模擬電離層の電気伝導度を連続的に変化させる事は困難であるため、その両極端(0→∞)の測定を行った。即ち最初は極域電離層の銅板と電子源の間の回路を開いておいて、 $t = t_0$ でその回路を接続する。その時のA1の変化を図3に示す。この両極端の間で ΔI なる電流の変化が見られている事が判る。この電流の変化は $\Delta I = seNv$ において電子の速度vの増加(即ち加速)に寄与している可能性もある。Liu and Krimigis (1984) はサブストーム時にMagnetic Tailにおいて沿磁力線電流が増加する事を示しているが本実験から判るようにそれらは極域電離層の電気伝導度の変化によるものである事も考えられる。

Liu, A.T.Y. and S.M. Krimigis, Association between energetic particle bursts and Birkeland currents in the geomagnetic tail, 89, A12, 10741, 1984.

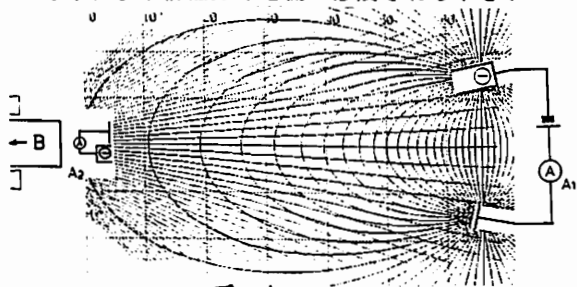


図 1

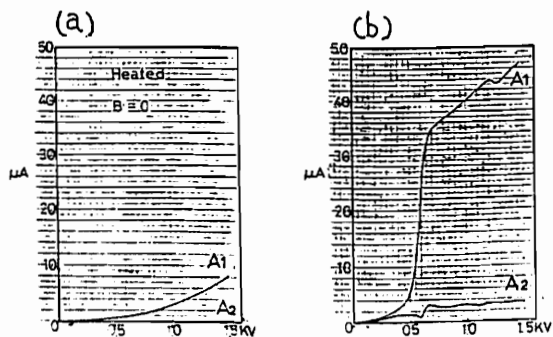


図 2

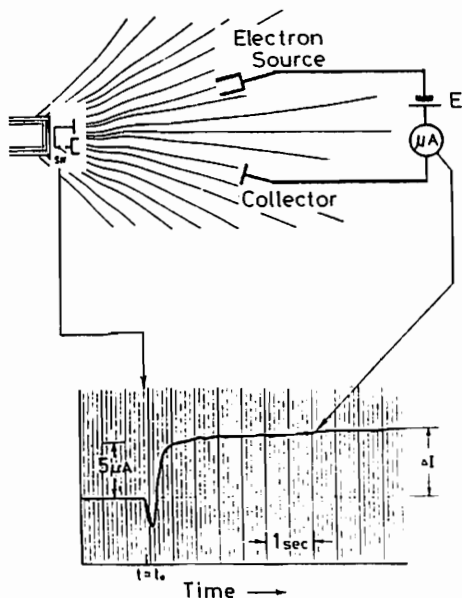


図 3

飯島 治 資谷信幸 向井利典 松本治弥 伊藤富造
 (神大工) (神大工) (宇宙研) (神大工) (宇宙研)

昨年2月に打ち上げられた人工衛星EXOS-Cに搭載された低エネルギー粒子観測器ESPは、主に極域での降下粒子の観測を目的としており、オーロラの発生原因となる電子やイオンに関して多くのデータが得られている。このESPでは $9\text{ eV} - 16\text{ keV}$ の電子と $200\text{ eV} - 16\text{ keV}$ のイオンの観測を行い、特に電子に関してはピッチ角分布の同時測定も行っている。

これまでに得られたデータの中に電子とイオンのエネルギー・スペクトルの対応に興味深いものが多く観測されている。特に衛星がdiscreteオーロラを通過するとき観測されるInverted-Vの電子とイオンのエネルギー・スペクトルの対応である。図1はRev. 502において観測されたE-tダイアグラムである。横軸に時間、縦軸にエネルギーをとり、濃淡はエネルギー・フラックスに比例するカウント数を表す。下の図は粒子のピッチ角を示している。図2は同時に観測されたイオンのエネルギー・スペクトル分布である。これらを比較すると、イオンのフラックスのエネルギーが、電子のスペクトルの変化に対応して変化することがわかる。

今回、これまでに得られたデータから、Inverted-Vの電子エネルギー・スペクトル分布を示すものをピックアップし、電子とイオンのエネルギー分布の比較を行った。その結果、上の例の様にイオンのフラックスのエネルギーが対応する電子よりも高くなっているパターンがある他、Inverted-V電子降下域に対応する所だけ 16 keV 以下のイオンが全く観測されない例が数多く見られた。沿磁力線電場加速を考える場合、Inverted-V全域に同じイオンが流入すると仮定すれば、イオン・スペクトルのエネルギー分布はInverted-V電子降下域に対応して低いエネルギーへ移動することが考えられるが、その様なデータは認められなかった。流入するイオンがInverted-Vに応じ変化しているか、加速機構を単純な電場加速では説明できないと考える。

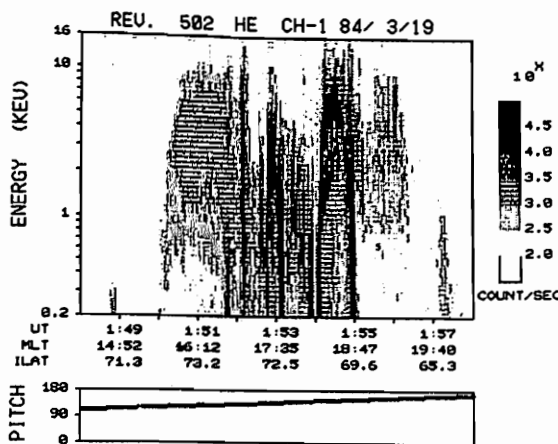


図1 電子のエネルギー・スペクトル

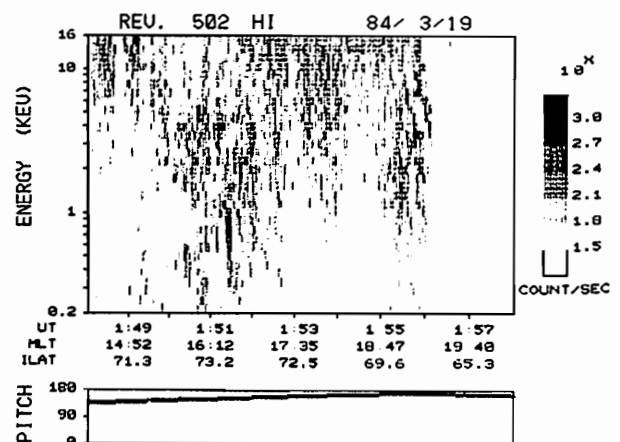


図2 イオンのエネルギー・スペクトル

葛満昌也 賀谷信幸 向井利典 松本治弥 伊藤富造
(神大工) (神大工) (宇宙研) (神大工) (宇宙研)

人工衛星「大空」搭載の低エネルギー粒子観測器(ESP)によって得られた観測データに見られる興味深い現象のうち、特にカスプ領域でのデータに見られる特徴について報告する。

まず、カスプ領域と考えられる領域での特徴として以下のものが観測された。

- 1) カスプ領域近傍でのデータには、イオンの高密度なふりこみが観測され、ピッチ角分布からそれらの特徴は、降下イオンのみに限られている。又、それらのイオンの分布には、エネルギー分散を示すデータがあり、その分散の仕方には分類別けができる。(図1参照) エネルギー分散とKp指数との相関関係を調べた結果、エネルギー分散の仕方には、Kp指数に依存性があった。
- 2) カスプ領域内での粒子温度について考察した結果、電子の場合、高低2通りの温度成分があり、低い方は約20 eV、高い方は約90 eVと算出された。その温度よりこれらの電子は、マグネトシースから流入したものと考えられる。次にイオンの場合は、エネルギー分散を示さないデータでは、約600 eVと単一の温度成分で近似できるが、エネルギー分散を示すデータでは、単一の温度成分で近似できないという結果を示した。

連続したパスの観測データを使って、カスプ領域での粒子の分布図を考えてみる。例えば、図2は、Rev. 3799からRev. 3801までの3つの連続パスの軌道をプロットし、さらにエネルギー・フラックスの大小をドットパターンによって表現したものである。この図と各パスのE-tダイアグラムにイオンの高密度なふりこみがあった地点とを対応付けると、カスプ領域におけるイオンの降下領域が推定できる。図2の場合では、10時方向から子午線を横切って18時方向に、横に延びた形であると考えられる。又、各パスのE-tダイアグラムにみられるフラックスが最大となるエネルギー値と図2とを対応付けるとカスプ領域内でのエネルギー分布が考えられる。

この例の場合では、Rev. 3799から3800、3801と進むにつれて、ピーク値のエネルギーは下がっていく傾向にあった。つまり、極方向に進むにつれてピーク値のエネルギーが下がると考えられる。又、図2の濃淡を見ると、Fluxの量は、MLT 12時付近でピークになり端になるにつれて減る傾向にあると考えられる。今回の報告では、以上の様な方法でカスプ領域について検討を加えた結果を述べる。

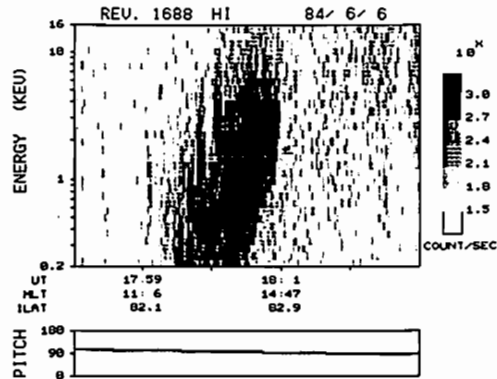


図1 イオンのE-tダイアグラム

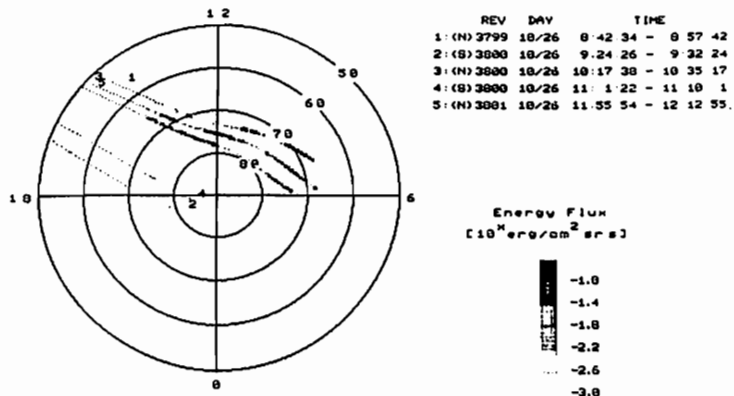


図2 カスプ領域におけるイオンの分布

小野高幸, 平澤威男
(極地研)

25次隊によるオーロラ観測は、好条件に恵まれて多量の観測データを取得することができた。ここでは、CCDオーロラテレビによる観測結果について、データ解析方法ならびに初期的解析結果について報告する。

1. データ解析方法

オーロラテレビ観測データは、デジタルデータとして記録されているため、データ解析は、大型電算機、画像表示システムおよびオーロラテレビ解析用の一環したソフトウェア体系を用いて行われている。特に代表的な機能としては次のものがある。

(1) オーロラ画像の地磁気座標への投影:

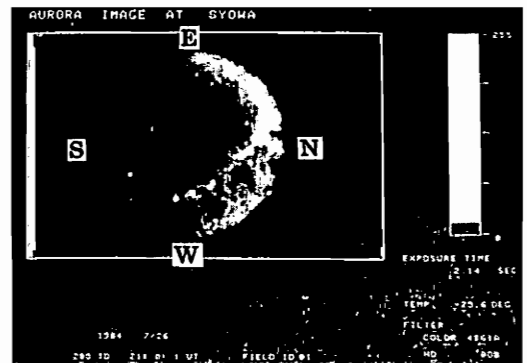
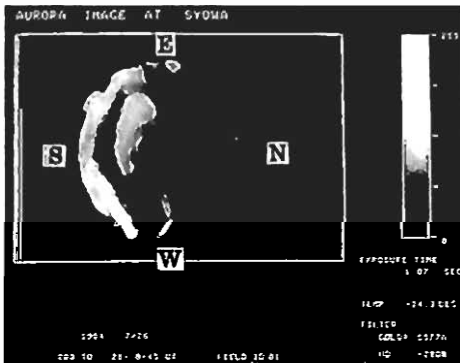
オーロラの高度を仮定することにより、テレビ画面上のオーロラの位置を地磁気座標上へと変換し表示を行う。これは、オーロラテレビによる地上観測結果について人工衛星からオーロラを俯瞰するのと等価の表示を与えることとなる。

(2) オーロラ画像の自己相関解析:

特にパルセーティングオーロラの様相を定量的に把握することを目的に作られ、テレビの各画素についての自己相関関数を導出し表示するプログラムである。この導出の過程で得られる平均値・標準偏差値等を併せて表示することにより複雑に点滅するパルセーティングオーロラの様相を詳しく調べる事が可能となった。

2. 解析結果

夕方側の Stable オーロラ観測時のデータ解析の結果、次のような事実が明らかにされた。①夕方側の Stable オーロラは、極側に Stable アーク¹⁾、低緯度側に Diffuse オーロラが位置する構造をもつ。② Diffuse オーロラの位置は、H β オーロラと同じであり Diffuse オーロラが降下フォトンによる発光であると考えられる。③ Diffuse オーロラ中の発光強度の子午面分布をみると、5577 Å, 4278 Å はほぼ同一のプロファイルを示すのに対し、6300 Å のプロファイルは異なる。このことは、Diffuse オーロラ中においてもオーロラ粒子のスペクトルが空間的に異なって分布しているものと推察される。



CCDオーロラテレビにより観測されたオーロラ画像の一例
(左: 波長 5577 Å, 右: 4861 Å (H β))

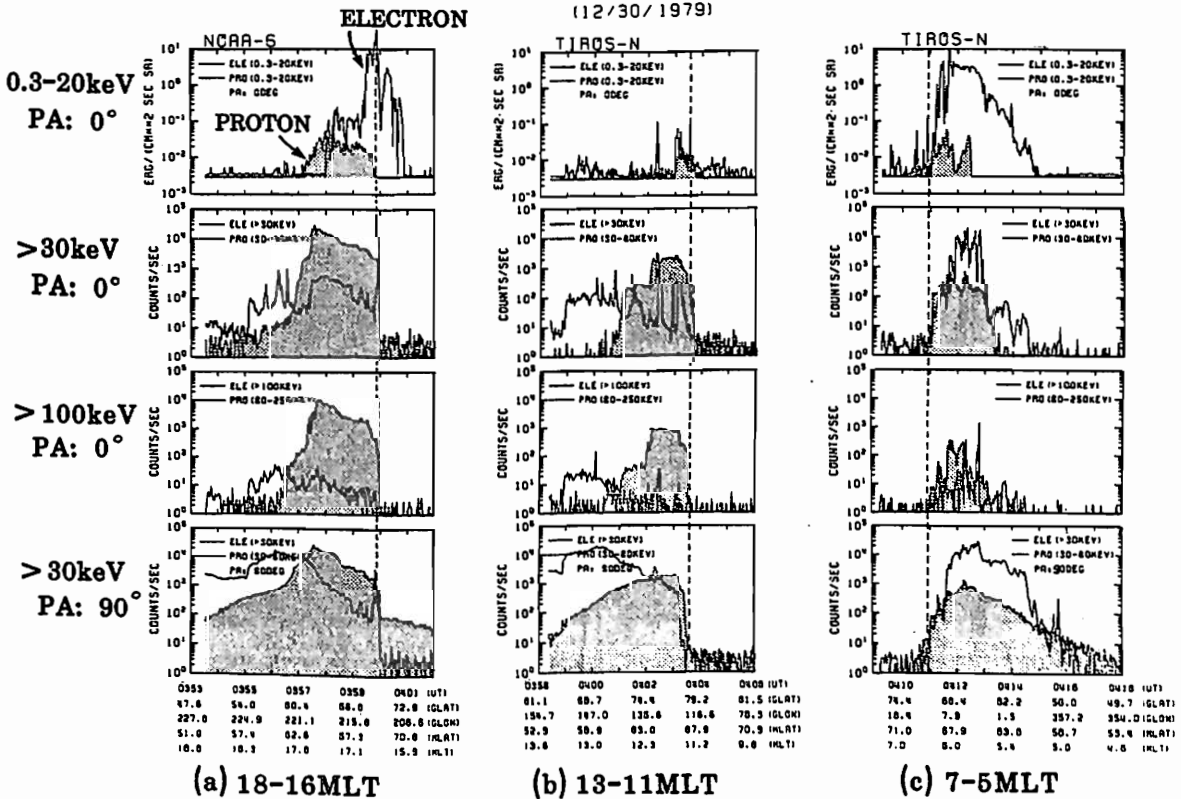
オーロラフォトンおよび電子降下域の Global Pattern (III)

— 高エネルギー粒子降下との比較 —

宮岡 宏 (極地研)

磁気圏サブストームの結果、多量の荷電粒子が極域電離圏へ注入される。この内、数10 ~ 100 keVレンジの高エネルギー粒子降下は、磁気圏内の種々の波動粒子相互作用を直接反映しており、オーロラ粒子の起源やその生成機構を解明する上で両者の関連を明らかにすることは重要なポイントとなる。ここでは、TIROS/NOAA衛星による低エネルギー/高エネルギー粒子観測データの解析から、Aurora Oval および Polar Cap域におけるそれぞれの降下領域の相互関係とその特性について報告する。

下図は、磁気圏擾乱時(1979年12月30日)に Aurora Oval の (a)夕方、(b)昼間、および(c)朝方側 MLTで観測された低エネルギー(0.3-20 keV)および高エネルギー($E > 30$ keV ならびに > 100 keV)粒子の典型的な降下パターンを示す。特に以下の観測事実が重要と考えられる。①夕方側 Oval (a)におけるオーロラ電子(0.3-20 keV)は、 $E > 30$ keV 粒子の捕捉境界の高緯度側まで存在するのに対し、他のMLTでは全てのエネルギーについて降下域は捕捉境界の内側である。従って、これらの粒子降下に対しては捕捉領域からのピッチ角/エネルギー散乱が主要な機構となる。②夕方側および昼間側 Oval (a), (b)では捕捉境界内側で高エネルギー降下粒子としてフォトンが支配的なのに対し、朝方側(c)では逆に電子が卓越する。③オーロラフォトンの降下領域は全てのMLTで捕捉境界内に存在する。従って朝方側オーロラ電子と同様に、その降下フォトンとしては捕捉粒子の散乱が重要となる。



オーロラの南北共役性

1. 全天カメラ、掃天フォトメータによる解析結果

佐藤真雄、藤井良一、小野高幸、江尻全機、福西 浩、平澤威男(極地研)
 巻田和男(拓殖大)、荒木 高(弘前大)、国分 征(東大・理)、Th. Saemundsson(アイスランド大)

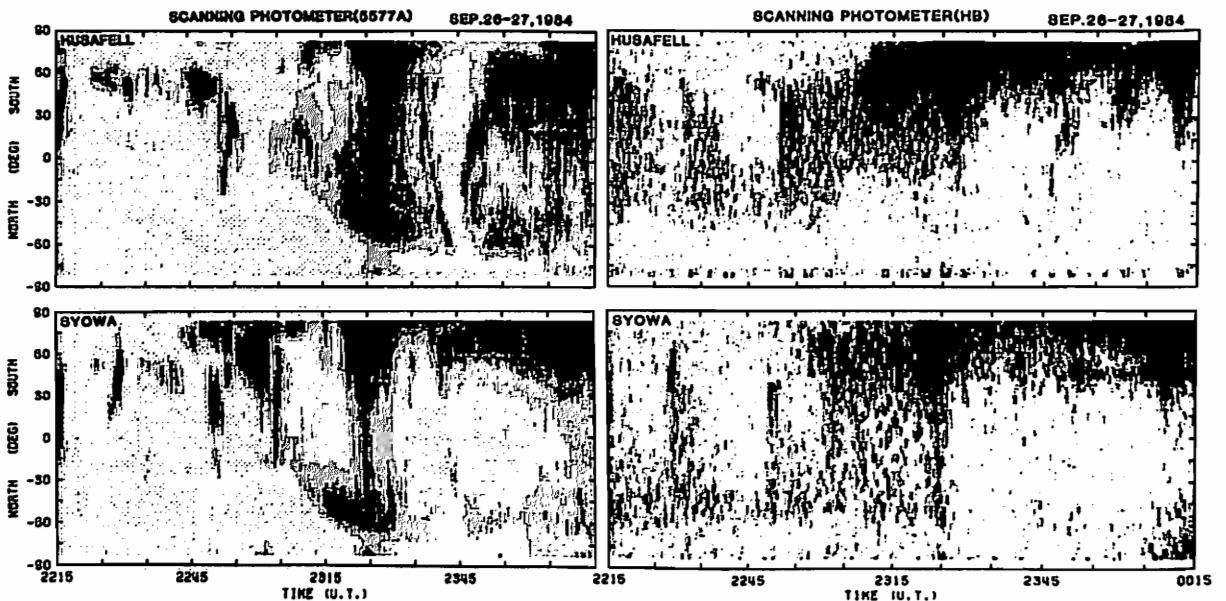
1. 共役点観測の概要

昭和59年8月下旬より、南極の昭和みすほ、マラジヨジナヤ基地の地磁気共役点付近に位置する、アイスランドのHusafell, Isafjördur, Tjörnesの3地点において超高層物理現象の総合観測システムを設置し、連続観測を開始した。全ステーションでFluxgate磁カ計、Induction磁カ計、ELF/VLF自然電波、リオメータ、固定方位フォトメータ等の基本的な観測を行い、Isafjördurでは全天TVカメラを、Husafellでは全天カメラ、全天TVカメラ、掃天フォトメータ観測を実施した。

2. オーロラの共役点観測

オーロラの集中観測は8月下旬より1ヶ月間、昭和基地とアイスランドで実施した。地理的条件から同時にオーロラ観測が可能だった期間は8月中旬から9月下旬までのうち、1日約4時間程度である。さらに、天候の制約から実際同時観測できるのはごく限られた時間になってしまう。幸運にも、この年は、約4日間、15時間程度の同時観測データを収録することができた。

図1、図2に昭和基地、アイスランドHusafellで観測した掃天フォトメータの5577Å⁰ H β 記録を示す。掃天スピードは30秒である。南北両半球のオーロラ活動はほぼ全般的に一致している。しかし、発光領域、強度に大きな南北非対称が現われている。この南北非対称をより明確にするために、全天カメラデータ、地磁気、リオメータ、自然電波記録等により、詳しい解析を行なう。



オーロラの南北共役性

2. オーロラTVカメラによる解析結果

藤井良一, 佐藤夏雄, 小野高幸, 福西 浩, 平澤威男(極地研)
 国分 征(東大・理), Th. Saemundsson(アイスランド大)

磁力線に沿って降り込む高速荷電粒子により引き起されるオーロラ光学現象は、その出現形態や動きにより様々な種類(ディスクリット, ディフューズ, パルセーティング等)に分類されるが、その生成機構や動き(東西, 南北, 渦状)の原因については未だはっきりとは解明されていない。共役点におけるオーロラ同時観測は磁気圏のどこで、どのようにオーロラ粒子が加速され、オーロラ特有の動きや形状をつくりだしているかを知る上で重要な情報を与えてくれる。

1984年8月, 9月に昭和基地, およびアイスランドのフッサフェル, イーサフォルスルで全天超高度度TV観測を実施した。本講演では、そのうち9月26日のデータについて解析した結果について報告する。使用されたデータは昭和基地はCCD全天TV, アイスランドはSIT全天TVにより得られたもので、各々の基地を中心に最低500km(オーロラ高度100kmとして)の円内の領域のオーロラが記録されている。ちなみに昭和基地の共役点は、IGRFモデルとOlson Pfitzerモデルを使用して計算するとUT効果を入れてもフッサフェルから約30km以内に入っている。9月26日は2200 UTから2400 UTの間昭和基地, フッサフェル共に暗夜に入ったが、その間ステーションアーク, アクティブアーク(外観渦構造及び東西方向の動き), ブレークアップ, パルセーティングオーロラ, ブレークアップその後パッチタイプのパルセーティングオーロラと続いた。尚最後のパルセーティングオーロラでは南北方向に沿った動きを伴ったアーク状オーロラも出現した。

図1に2205:20 UTでの南北共役点に於けるアクティブになった直後のアークを示す。図中で上方は高緯度を左方向は東を示し、円の中心が各観測点の天頂を表わす。この図からアクティブオーロラの存在自体の共役性はあるが、緯度的, 経度的にはずれのあることが分る。尚ステーションアークからアクティブオーロラへの移行は南北両半球ほぼ同時であった。

図2に2337:32 UTでのパッチ状パルセーティングオーロラを示す。パッチ状オーロラの存在は南北共役性をもつことが分るが、その構造は天頂を中心に90°の回転分はずれたものになっている。パッチの対応自体はかなり良いと思われる。

講演では上記オーロラについて時間変化を考慮に入れた議論を行う予定である。

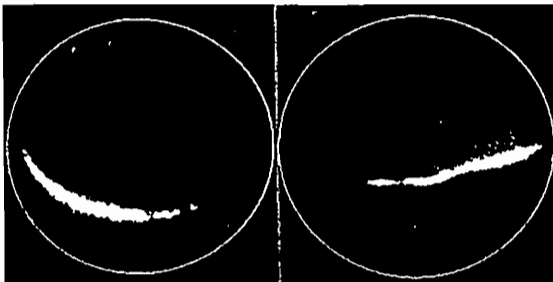


図1. 昭和基地(左), Husafell(右)で観測された Active arc. Sep. 26, 1984, 2205:20 UT



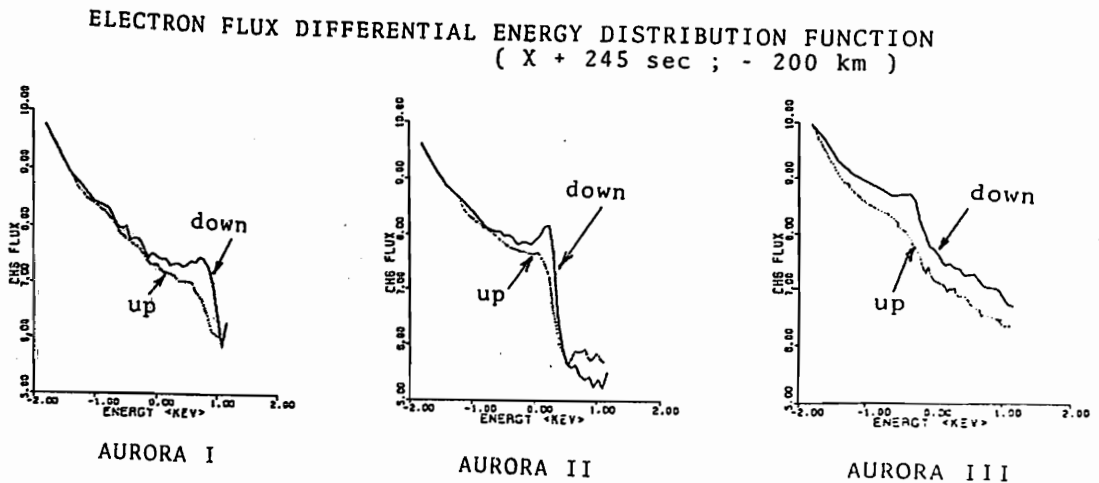
図2. 昭和基地(左), Husafell(右)で観測された Pulsating aurora. Sep. 26, 1984, 2337:32 UT

江尻全機 平沢威男 小野高幸 桜井治男 小口 高
(極 地 研) (東大理)

第25次南極地域観測隊で実施した観測ロケット実験 AURORA I, II, III は、オーロラ光の観測を二次元テレビ画像としてとらえ、オーロラ粒子 (電子) エネルギー分布も同時に測定し、光と粒子の対応を、三種の異なったオーロラ形態 (Pre-break up stable arc, break-up active aurora, post-break-up diffuse aurora) で得られたと言う点に特徴がある。断片的な結果はこれ迄の学会等で示してきたが、全飛翔中に得られたデータを見ると次の様な特性を見い出せる。

- (1) AURORA I で見た break-up は、時間スケールで数十秒から数分で強度が変化し、空間的にも約 1 km/s (110 km レベル) で移動しているオーロラをとらえている。対応する粒子のエネルギー分布は、約 8 keV 以上に Inverted-V型のピークを持ち、そのエネルギーに対応する stopping height 約 110 km で消滅する。up-ward の粒子束は、down-ward 粒子束の mono-energetic peak を取り除いた分布である。
- (2) AURORA II は、アークの形は stable であるが、アーク内をパッチが約 1.2 km/s の速度 (110 km レベル) で移動している。対応する粒子のエネルギー分布は、約 0.7 keV ~ 2 keV にピークをもつが、観測後半にアークがディフューズになりかけた場所ではピークエネルギーも高くなり 4 ~ 5 keV になる。高度 130 km 以下ではピークが消える。up-ward flux の性質は (1) と同じである。
- (3) AURORA III は、ディフューズオーロラで強度の時間変化は数分とパッチ状のものが空間的に移動しているのが混在している。対応する粒子のエネルギー分布は、高エネルギーの cut-off はなく exponential に高エネルギー迄伸びており、up-ward 粒子は、down-ward 粒子束の高エネルギー部分程少なくなっている。高度 200 km 以上で低エネルギー部分 (~0.5 keV) に小さいピークの存在が認められる。

以上の結果は、これ迄言われてきた事の確認であるが、オーロラの時空間変化を分けてとらえ、粒子と対応できた事が新しい。又、定量的な議論を今後してゆく予定である。



昼間側オーロラと入射粒子(電子)の降下領域

・数・平均エネルギーの関係について

鮎川 勝, 巻田和男, 国分 征
(極地研) (拓殖大) (東大理)

オーロラ発光現象は、主として $\sim keV$ order から数 $10 keV$ 程度の energy を有する降下電子に起因するものが一般的であると考えられているが、そのエネルギー取得領域や構造についての確実な解釈はまだ必ずしも得られていないのが現状であろう。特に昼間側のオーロラ現象については、情報不足に起因して不鮮明な部分が多いと思われる。

昼間側では、地球磁気圏構造の unique region の一つである cusp の存在から、magnetosheath 内のエネルギー数 $100 eV$ 程度の降下粒子によるオーロラ現象の出現も予測されることから、昼間側オーロラ発生に参与する降下粒子の origin に関しても問題がある。(の議論)

本講演では、降下粒子の origin 問題は別の機会にゆずれ、主として昼間側オーロラ

の出現と入射粒子の降下領域の関係、オーロラ発生により効果的に参与する因子は入射粒子の数であるのか、その保有するエネルギーであるのか又は両者にオーロラを光らせる規則的な関係があるのか

を調べ報告する。
Fig.1 は地上(南極点)で昼間側にオーロラ発光現象が観測されているかた

イベント例である。また Fig.2 は、オーロラ発光現象が観測されているイベント例を示す。

この2つのイベント例からは、入射粒子の average energy よりも flux number が、オーロラ発生に効果的に参与する因子であるように思える。

講演時にはこの点を整理して報告したい。

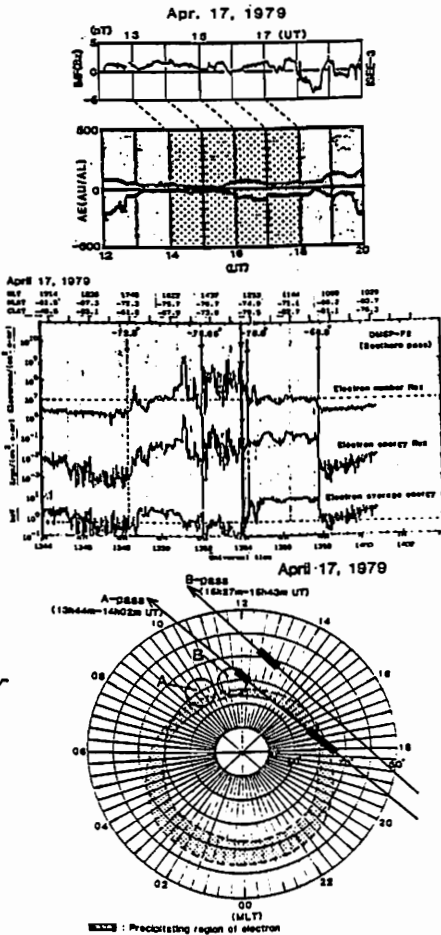


Fig.1 南極基地でオーロラ現象が記録されなかったイベント例

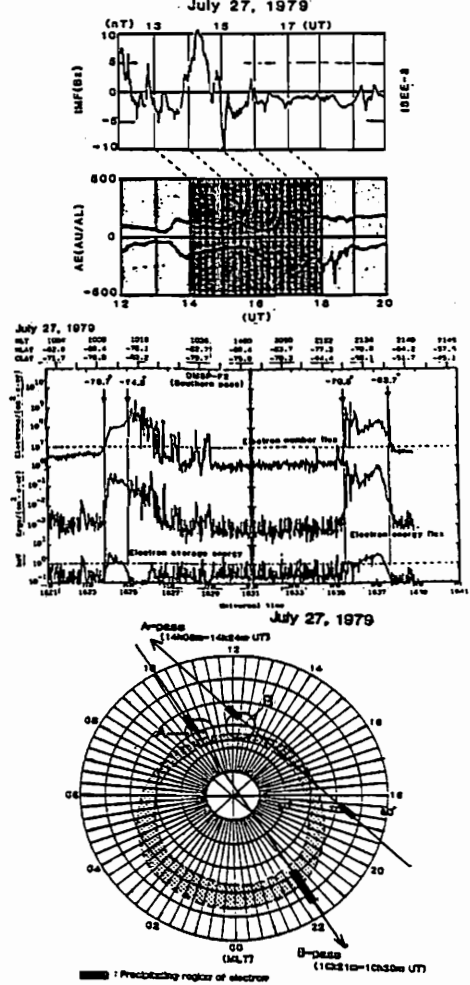


Fig.2 南極基地でオーロラが記録されているイベント例

EXOS-C (おおぞら) 衛星によって観測される 極域プラズマ擾乱

小原 隆博, 大家 寛
(東北大学理学部)

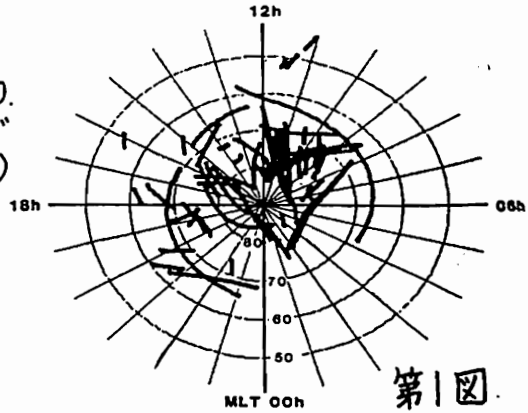
1. はじめに 科学衛星 EXOS-C (おおぞら) に搭載されたプラズマサウンダー (PPS) 観測の主目的は、降下粒子と、プラズマ大気の相互作用の解明にあり、極域とサブシリアマリー域でのスプレッド F の詳細な観測が、重要な観測課題となっている。現在までに観測されたスプレッド F の分布をホラーマップ上に示すが (第1図参照) オーロラバル域のみならず、極冠域にも広がっている事が判明する。おおぞら衛星の特徴として、サウンダー観測と同時に、粒子計測を実施していることが上げられるが、この粒子データとの対比により、新たに解明されて来た事実について報告する。

2. 降下粒子によるスプレッド F の発生 おおぞら PPS により観測されたスプレッド F の典型例を、第2図に示すが、観測開始直後から、電離層からのエコーが徐々にスプレッドをはじめ、特にイオノグラム (e), (f), (g) においてはスプレッド F は衛星高度にまで達している。その後、衛星が低緯度に向かうにつれて、スプレッド F は急速に消失していく。一連のイオノグラムにおいて、特徴的な事としてスプレッド F が顕著に観測された領域 (イオノグラムの (e), (f), (g) に対応) では、衛星高度でのプラズマ周波数及び突き抜け周波数が増大している。一方、粒子計測器はスプレッド F が顕著に観測された時間に (イオノグラムの (b) から (g) に対応) 強い降下粒子を観測している。

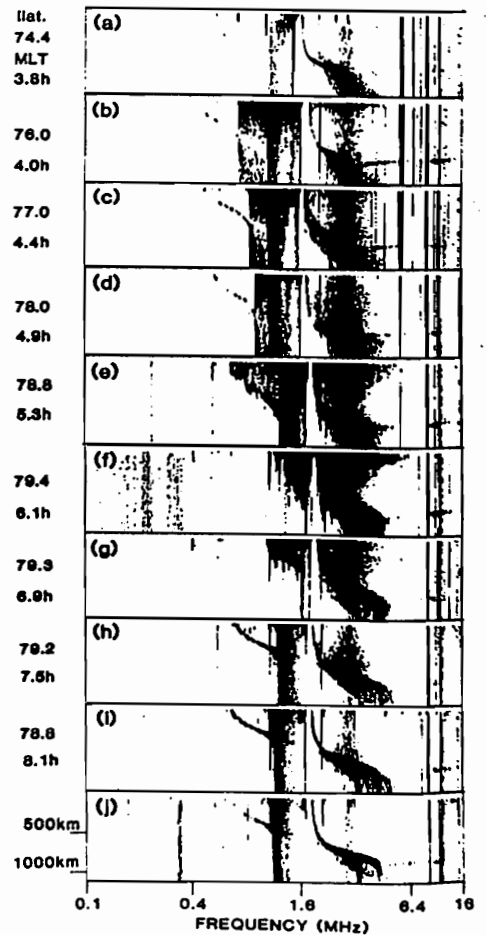
以上の観測は、降下粒子が電離層源となってプラズマ密度を局所的に増大させるのみならず、プラズマ中に不規則構造をも、合わせて生成するという新たな事実をしめすものである。

3. 極冠域で見られるスプレッド F おおぞら PPS により観測された、極冠域におけるスプレッド F の特徴は、オーロラ帯での観測とは対照的に、必ずしも粒子降下が観測されないことであり、更にこの時電子密度が周囲に比して増大していることである。この極冠域における密度の増大は、Polar cap enhancement と呼ばれており、今回の PPS 観測により、これらの領域に不規則構造が重畳していることが見い出され、今後のおおぞらによる総合的な観測により、極冠域に於けるスプレッド F の実体が解明出来るものと期待される。

[参考文献] T. OBARA and H. OYA ; Plasma Conditions in the Polar Ionosphere Observed in SPW Experiments of PPS System on Board the Ohzora (EXOS-C) Satellite, J. Geomag. Geoelectr., 37, 285-307, 1985.



EXOS-C PPS 1985.05.15 03:13:45-03:19:04



第2図

地磁気活動度と高エネルギー粒子の変動
-「大空」の観測結果-

玉川大工 永田勝明, 理研 河野 駿, 立教大理 村上浩之, 中本 淳,
愛媛大教養 長谷部信行, 早大理工研 竹中哲喜, 菊池 順, 道家忠義

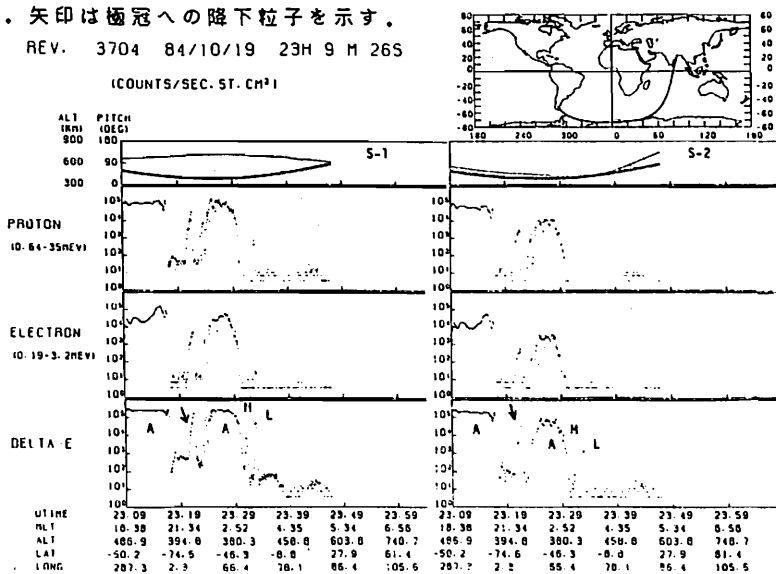
軌道が磁気圏の下にある『大空』衛星においても、地磁気の活動が高エネルギー粒子の振舞に大きな影響を与えていることがわかった。ここでは、『大空』に搭載した高エネルギー粒子測定器 (HEP) による観測結果と地磁気活動指数 K_p との関連について述べる。太陽活動が活発な時には地磁気も大きく乱れ、極冠には太陽粒子が流入して来るのが観測される。この降下粒子が太陽粒子であることはHeの存在比が磁気圏粒子に比較して多いことから判断できる。

下図に示したのは1985年10月19日23時09分(UT)からの測定結果で、地磁気指数 $K_p = 6$ の例である。地図上の実線が衛星の軌道を示している。上段の曲線のうち太い実線は衛星の高度を、細い実線は2つのセンサー(S-1, S-2)が磁力線となすピッチ角を表わしている。陽子(0.64-35MeV)、電子(0.19-3.2MeV)のほかに ΔE 検出器の計数率の時間変化を示す。太陽活動が静かな時には極冠では高エネルギー粒子は観測されないが、この時には極めて狭い領域で電子、陽子ともに計数率が大きく増加していた(図の矢印)。23時30分頃の2つのピーク(LとM)はlow-latitude zone, mid-latitude zoneを示し、地磁気活動が活発な時に現れる。He粒子の増加が見られないので、太陽からの粒子ではなく、磁気圏尾部または内部で加速された粒子が ~ 400 km近くまで降下して来たものと考えられる。

図：1985年10月19日(Rev.3704)の高エネルギー電子、陽子の観測結果、地磁気指数 $K_p=6$ 。A：オーロラ領域、L：low-latitude zone, M：mid-latitude zone。矢印は極冠への降下粒子を示す。

REV. 3704 84/10/19 23H 9 M 26S

(COUNTS/SEC. ST. CM²)



小玉正弘(山梨医大), 山岸久雄(極地研)

1982年3月19日, オーロラX線観測用気球がノルウェーの Stamsund から放球された。発達したサブストーム中に浮遊高度に到達し, 多数のX線 microburst やQP型 pulsation が観測された。これらとVLFコーラスとの良い相関およびそれから得られる波動-粒子相互作用については既に報告した(第7, 73回本学会; Yamagishi et al., 1984)。今回はとくにリオメータ多地長同時観測との比較について述べる。

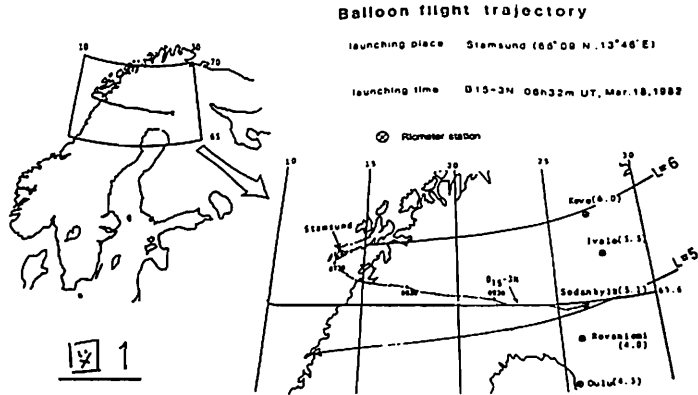
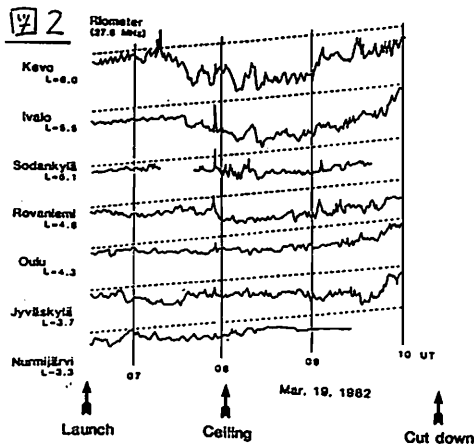


図1

気球の飛行航跡とリオメータ観測点を図1に示す。これから分かるように, 気球は順次低緯度側に流れ, L値で6から5まで低下した。図2はL=6.0からL=3.3までの間に分布する7つのリオメータ観測点からのCNA変動で, L値によってかなり異なることが分かる。もし粒子降下が同じL値上のある経度範囲に起こるとすれば, X線変動は時間と場所の関数として現れる筈である。後者の情報の一部は異なるL値地点でのCNAが与えてくれるから,

両者を定量的につき合わせることで粒子降下領域の経度方向への広がりを推定できる可能性がある。その際, X線変動としては数分周期以上のslow variationから, 2-100秒周期のpulsationまで考慮することにする。

図3の上部はフライト中におけるX線強度のタイムプロファイルで, 長周期から短周期まで各種の変化を含んでいることを示している。図の下半部は, X線との対応を見易いように逆スケールで示したCNAの若干例である。0800-0830 UT間ではL=6.0のCNAはX線バーストとの対応が良いが(矢印), L=4.8のCNAでは崩れる。しかし09 UT以降では逆にL=4.8の方が対応が良く



なる。これらは気球位置と密接に関わるので両者の定量的比較を試みる。

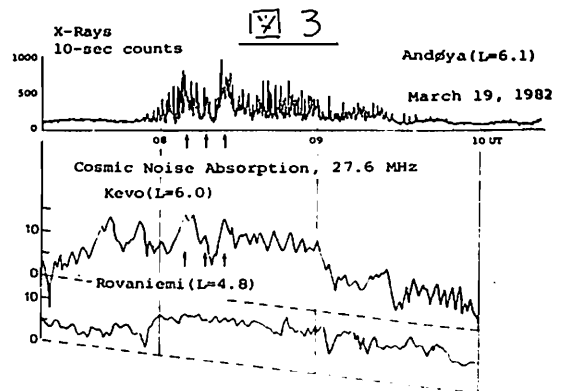


図3

Cusp帯のパルス性擾乱

— その局所性 —

林 幹 治, 山本 達人, 小 口 高

(東 大・理)

Ny Alesund (Spitzbergen) で観測した dayside aurora, 地磁気及び VLF 放射の変動現象として継続時間5分程度のパルス性擾乱が顕著に見られる(ここでは磁場H成分の変動の形から positive (negative) pulse event と仮に呼ぶ)。

• Positive (negative) pulse event が現われるのは

- (1) local magnetic noon \pm 2時間
- (2) moderate geomagnetic activity (オーロラの平均的緯度が観測点よりやや低緯度側)。

• Positive pulse event はH成分の磁場で見るとき

- (3) 小さな沈み込みと前後に伴う一つのパルスとその継続時間は5分程度であり, パルス高は数10~100 nT。

(4) Back ground の磁場変動の quiete day level からの偏位はやや positive。

• H及びZ成分の磁場変動から positive pulse event は低緯度側を中心した東向き電流がパルスの電離層に流れることにより理解されるものである。

• Positive pulse event のオーロラは

- (5) Post geomagnetic noon にあり, discrete arc の東の端に始まる brightening とそれに続く poleward への expansion, westward への伝播。
- (6) 一つの event の開始から active region が天頂を通り過ぎ消滅するまでの経過時間が約5分。
- (7) Morning side にあり, オーロラは eastward の伝播を有するようである。
- (8) オーロラは最も明るくとき, green line で20 KR, Red line で数KR程度である。

• Auroral brightening に伴い

- (9) 短周期脈動, pi burst が発生し 0.8 Hz 付近の enhancement band が見られる。
- (10) かなり強い VLF hiss が呼応して impulsive に現われる。

以上多くの positive pulse event と(限られた観測期間中のみ) まれであった negative pulse event は, 電離層電気伝導度の局所的上昇に伴う pulse 的電流としてかなりうまく説明できるものであるが, その時間, 空間, エネルギーのスケールは dayside magnetosphere のエネルギー変換過程を特徴付けるものと考えられる。 positive pulse event が続いて起る場合10分程度の間がある。この様な特徴をも考慮した場合 low latitude magnetopause crossing に伴う現象として報告されている flux transfer event (FTE) が近いものとして考えられる。

positive pulse event の局所性については pi burst の多点観測データを更に詳しく調べてみることにより, 電離層電流の領域が低緯度側にかなり広がっているらしいという局所性と矛盾する事実を説明する必要がある。

地上高緯度でのSC polarization に対する 緯度方向の逆転のLT変化について

永野 宏、 荒木 徹
(朝日大) (京大理)

北米IMS chainの10秒値地磁気データを用いて、Araki and Allen (1982) に依り、地上高緯度でのSC polarizationは、地磁気緯度70°の近傍で緯度方向の逆転が起こっていることが見い出された。彼等が調べたのは18例だけだったので、我々は同じデータのもっと長期間に渡り、event数を増やして、この緯度方向の逆転について詳しく調べた。調べたevent数は1978年8月から2年間のデータの中の約50個であった。図1は日中でのSC polarizationの典型例であり、MLT11時止くで緯度方向の逆転が見られ、緯度方向には72°の近くで逆転が起こっている。この緯度逆転の低緯度側ではMLT11時以前はcounter clockwise、以後はclockwiseであり、高緯度側ではこれと逆になる。図2は、緯度逆転を説明する為我々により提唱された一つのmodel (1985)である。地上高緯度でのSCの磁場変動はpreliminary impulse (PI)とmain impulse (MI)の組合と、それに重なって出現する地磁気脈動Pscとからなっていると考えられる。磁気圏の中を伝播していくimpulsive waveの波面に沿って生じるdusk-to-dawnの電場が極電離層に磁力線に沿って伝達され、twin vortex typeの電離層電流が生みだされた。この電流がPIの変動を生みだしていると考えられる。午前側ではcounter clockwise、午後側ではclockwiseとなるこのtwin vortexはimpulsive waveが地球に向かって伝播する時、正午から朝方側では夕方側にそれぞれ小切動していく。その時、それぞれ観測点でのこの電流によって生じる磁場変動はその方向を変え、図2のように午前側では低緯度側でcounter clockwise、高緯度側でclockwiseであり、午後側ではこれと逆senseとなる。図1の観測例は、このmodelと一致する。調べたevent全体に対しては、日中の朝方側では、今このmodelを説明する

るが、夕方側ではこのmodelと一致しないものが多い見出された。一致しない場合と一致しない場合とは異なる条件は何なのかについて報告を行う。

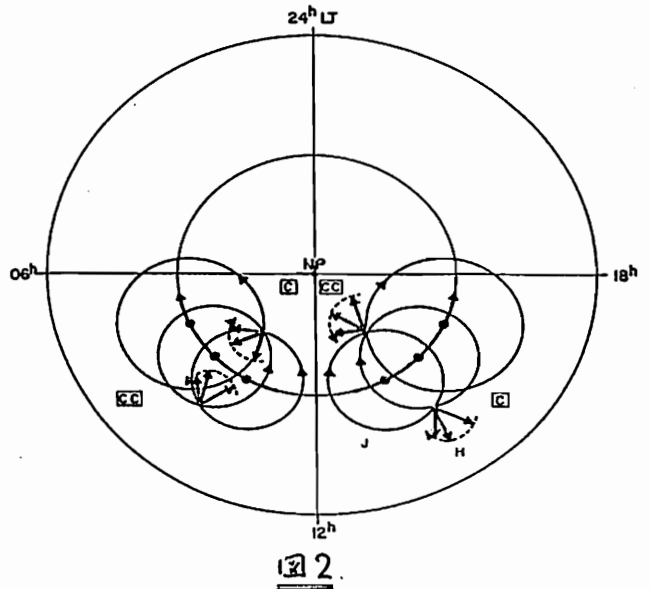


図2

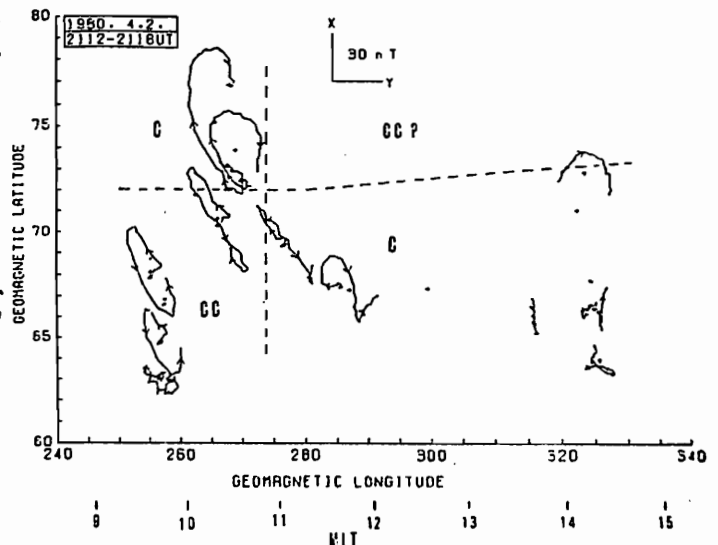


図1

角村 悟 桑島 正幸 原田 朗
地磁気観測所

地磁気の経年変化の中に周期22~28ヶ月の準2年周期振動(QBO)が見出されること。近年指摘され、研究が進められている。

地磁気H成分月平均値を用いた解析で、地磁気H成分のQBOが、全世界的に見られることを示した Sugiura and Poros (1977) は、この変動は、Ring Currentの変調によるものであり、太陽活動度の変化に伴って太陽風粒子の磁気圏への入射率が変化することに起因するものと指摘した。又、最近の研究によると、地磁気日変化(Sq)にもQBOが見られることが報告されている。(桑島・原田(1983), Chen(1983))

図1は、柿岡・鹿屋の、地磁気D、Z成分の日変化振動中の月平均値を、12ヶ月移動平均し、11年周期等の長期変動を除くためハイパスフィルターをかけた値の経年変化である。図から、明らかに、約2年周期の変動が見出される。

図2は、国分寺における電離層 f_oF_2 , f_oE の月平均値に同様のフィルターを施した物のプロットであるが、これらにもQBOが見られ、特に f_oE の λ 値が、図1のSqの変動とよく平行している。太陽紫外線が太陽活動に伴って変化するという報告もあり(Roble(1976))、太陽活動における準2年周期変動が、太陽紫外線~電離層電子密度~電離層電流を経て、SqのQBOを引き起こすという可能性が考えられる。

このように、地磁気各成分に見られる準2年周期振動は、異なる原因を持つ複数の要素が重なり合った物だといえる。

本講演では、世界数地点の地磁気データを利用して、Sq振動中のQBOの空間分布を調べそのメカニズムについて考察した結果を報告する。

(References)

P.F.Chen JGG, 35, 315, 1983
桑島・原田 第4回MAPシンポジウム講演集
Roble, R.G. JGR, 81, 265, 1976
Sugiura, H. and D.J.Poros JGR, 82, 5621, 1977

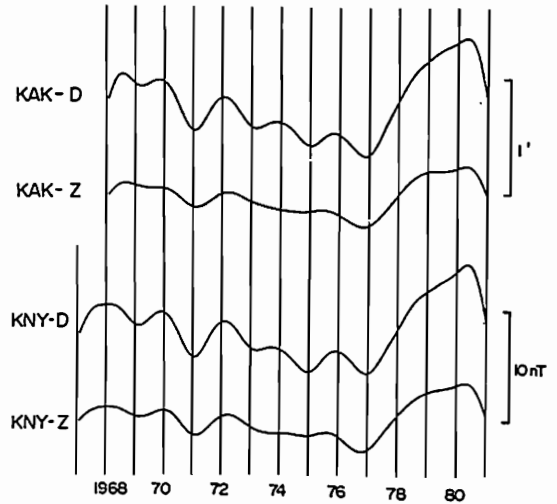


図1. 地磁気日変化振動中の経年変化

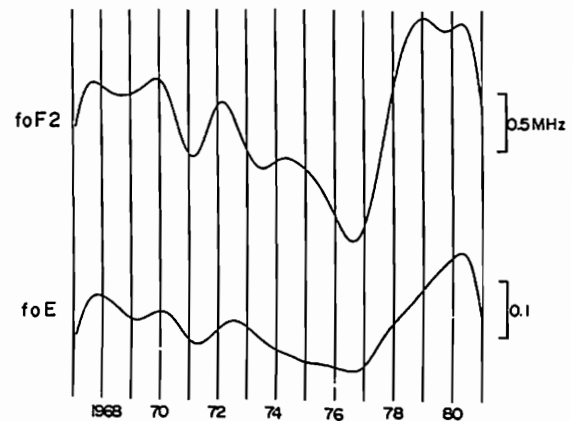


図2. 国分寺における f_oF_2 , f_oE の経年変化

サブストーム時における中緯度でのDP電場
- HFドップラー観測による検出 -

筒井 稔, 小川 徹
京都大学 超高層電波研究センター

オーロラサブストーム発生時のDP電場が中緯度地方においても十分検出できる事を示すために、オーロラ活動時におけるHFドップラー観測に現われた擾乱を調べ、その変動が電場とどのような関係にあるかを調べた。その結果、HFドップラーの変動はDP電場による変動を敏感に受けている事が明らかになったのでそれを報告する。

オーロラサブストームとHFドップラー観測に現われた変動の関係を定量的に明らかにするために1979年のWDC-C2におけるAE-indexから1日のうちで1000rを超えるものをDisturbed day, 200r以下のものをQuiet dayとして分類するとその一年間では41のDisturbed dayと18のQuiet dayが得られた。そしてそれらの日におけるHFドップラー観測データを見てみるとDisturbed dayに対しては大きな変動が見られ、Quiet dayに対しては静穏であるという両者間で極めて相関の良い結果が得られた。そこでそれを更に詳しく調べるために、HFドップラー波形と印加電場Eの関係を求めた。電離層電子密度に関する連続の式にExB driftの効果を入れてドップラーシフトを求めると次のように与えられる。

$$\Delta f = -\frac{af}{c\beta B} \frac{dE}{dt} \quad (1)$$

ここで Δf は周波数 f の電波のドップラーシフトを示し、 c は真空中での光速、 B は反射点領域での磁束密度である。又電波の反射点がF-領域であるとして付着係数 β を用いた。式から明らかなようにドップラーシフトは電場の時間微分で表されている事が判る。この関係を証明するために典型的な単発的サブストームが発生した1979年3月22日のデータを用いた。

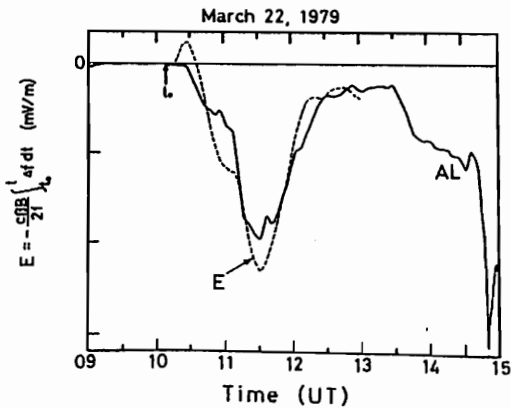


図2

図1(a)はHFドップラー変動を示しており(b)はBaker et al. [1985]により報告されているAL-indexを示している。このサブストーム現象については多くの研究者が詳細に調べているため極めて有利であった。10:10 UTでのIMF Bzの南向きに対して、HFドップラー波形では急峻なスパイクが見られている。これにつづく波形の比較のために(1)式を時間について積分を行った。図2はその結果を示している。図には図1(b)も同時に描かれている。サブストームのGrowth Phaseにおける窪み及びExpansion Phaseにおける窪みはHFドップラー観測にも見られている。そして両波形は極めて良い一致を示しており(1)の妥当性が証明されると共にサブストームの時に発生するDP電場が中緯度においても敏感に検出される事が示された。Baker, D.N., T.A. Fritz, R.L. McPherron, D.H. Fairfield, Y. Kamide, and W. Baumjohann, Magnetotail energy storage and release during the CDAW 6 substorm analysis intervals, J.G.R., 90, A2, 1205, 1985.

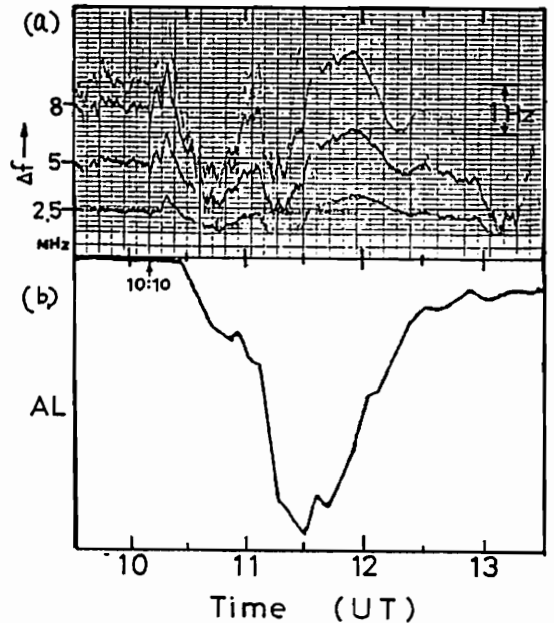


図1

低緯度上部電離層擾乱

— Hinotori による観測結果とその解釈 —

高橋忠利, 大家 寛, 渡部重十
(東北大・理)

Hinotori 衛星の全観測期間(1981. 2. 22 - 1982. 6. 11) にわたる電子密度観測データ を K_p 及び AE -index と詳しく対応した結果, 低緯度上部電離層擾乱を特徴づける様相を示す event 20 数例が連続する衛星軌道にわたる観測結果として認められた。図1及び図2には, この様な現象の典型例として 1981. 3. 25 の event が AE index とともに示されている。

する応答の違い, 及び磁気圏擾乱の規模と電離層擾乱の量的関係等, 低緯度電離層擾乱の詳しい様相についての情報を含んでいる。このことは, 極域の擾乱電場が低緯度へ侵入するメカニズムについて述べるに与えるものであると云える。

Hinotori により観測された低緯度上部電離層擾乱現象の特徴は以下の様にまとめられる。

- (1) 多く, AE index の急激な増大に呼応して, 夜側の広い領域に電子密度増加域が形成される。
- (2) この電子密度増加域の形成は, AE index の急増に対し 1~2 時間程度の time lag を持つが, その効果は中低緯度の広い領域にわたってほぼ同時に現われる。
- (3) 電子密度の増加域の経度方向のひろがり はかなり明確な境界をもって終り, 連続するパスにわたる観測の間その経度方向の位置を一定に保つ。
- (4) 電子密度の増加域は, 赤道異常, プラズマ・バブル, クレスト及びキャニオンと名付けた経度方向の特異構造等, 赤道域下層に特有の諸現象を伴うことが多い。
- (5) 昼側では赤道異常の抑制現象が見られる。この昼側での現象は数時間の間, 徐々に進行する特徴を持っている。

これらの現象は, 極域擾乱電場の低緯度への侵入により統一的に解釈される。この電場の基本的極性は夜側では東向き, 昼側では西向きである。更に, これらの観測結果は, 擾乱電場の LT 依存性とその季節による違い, 昼側と夜側の変動電場に対

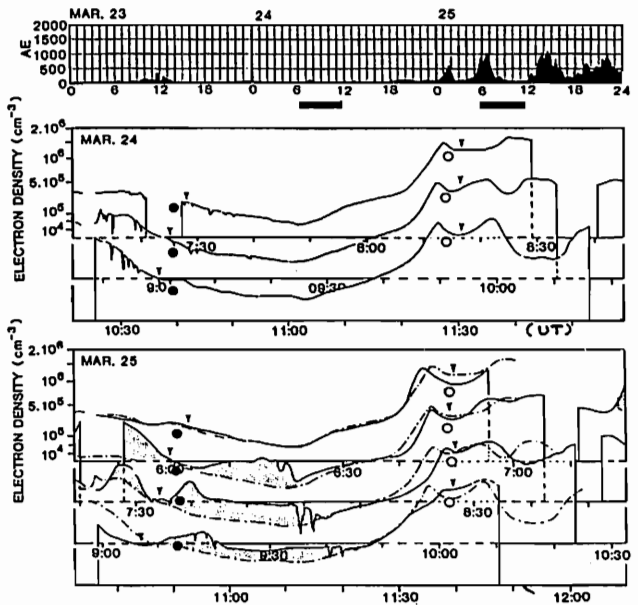


図1. Hinotori による低緯度上部電離層擾乱の観測例。夜側の電子密度増加域はハッチで示されている。又, ●, ○ 及び ▼印は夫々衛星が真夜中, 正午, 地磁気伏角赤道を通過したことを示す。

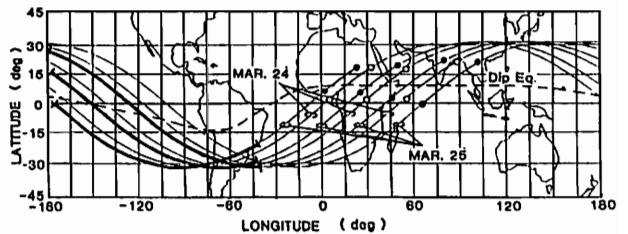
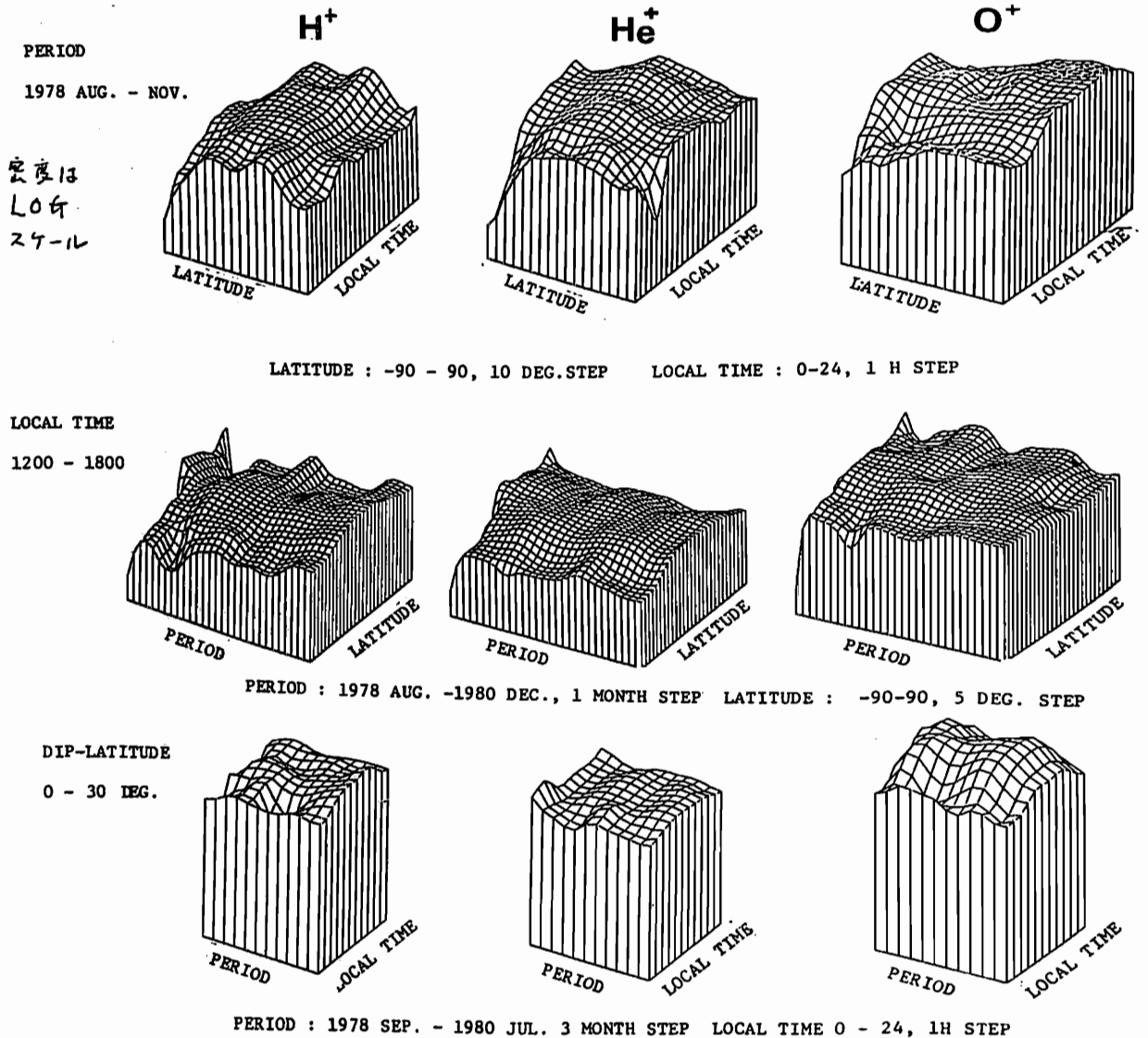


図2. 図1に対応する Hinotori の軌道投影図。Hinotori の高度はほぼ 600 km である。

巖本 巖, 佐川 永一, 水津 武
電波研究所

第76回講演会に於いてISS-b観測データの春・秋のものだけを用いて、トップサイド(1100 km高度)の電離層イオン密度と下10.7との相関を調べ、Global平均で O^+ は正、 H^+ 及び He^+ は負の統計的に有意な相関があることを示した。今回は夏・冬も加之、全てのデータを用いて季節変動と下10.7との依存性を分離し、より正確な両者の依存性を解析してみた。このような解析で最も重要なパラメータは緯度、地方時(それに月・季節、時間相移)である。下図は3種のイオンについて、それぞれ1個のパラメータを固定して残り2個のパラメータ平面上に平均密度を示したものである。季節変動について言えば、 O^+ 、 He^+ 、 H^+ の順にきれいに特性が示されている。最小二乗法による解析結果は誤差で述べる。



S-520-7号機に搭載されたインピーダンスプローブとTED（理研：兩宮）及び科学衛星`大空`に搭載のPPS（東北大：大家研）との協同観測の結果、並びに、スペースシャトルに搭載されたSEPAC-DGP・PLP-LPと地上ionogram観測の結果をまとめて報告する。両者とも時間的空間的に完全な同時観測ではない。

[1] S-520-7号機NEL, TEDとOHZORA搭載のPPSの同時観測

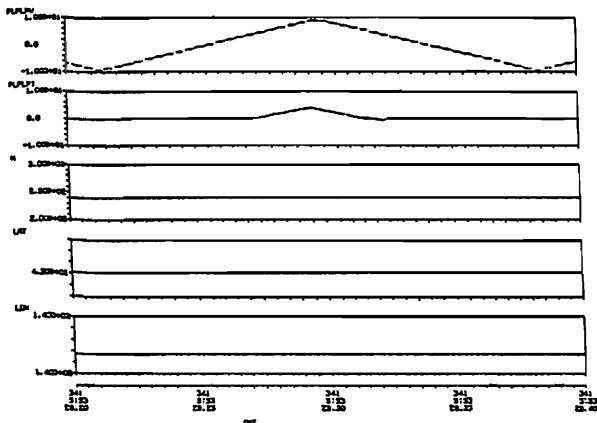
ロケット実験の結果によるとF2層の最大電子密度値は、 $1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ で高度は285kmであった。大空によると広い範囲でほぼ、 $2.0 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ で安定していた。電子密度変化の大きい時間帯なので約一時間で上記のような時間変化をしたと考えられる。（右図）

[2] SEPAC-DGP (PLP-LP) の解析結果とionogramの比較検討

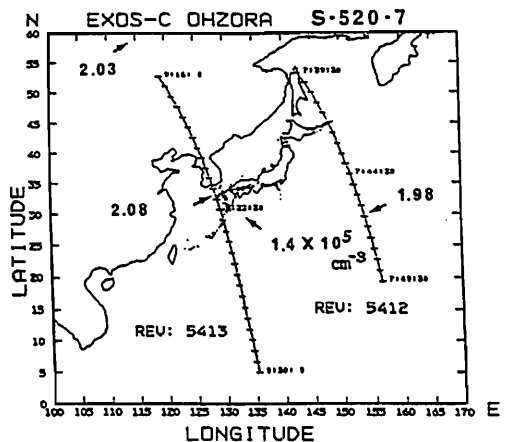
1983年12月5日11:05 JSTの場合 シャトルは稚内の北方を西から東へ飛翔した。シャトルが 138° E 、 52° N の時のPLP-LPの測定結果によると電子密度は、 $4.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であった。この時、棒プローブと進行方向の角度は 40° でwakeの影響は無い。稚内（ 141.7° E 、 45.4° N ）の地上観測によるとfoF2は7.4MHzで、 $6.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であった。電子密度の世界分布の緯度変化を考えるとシャトル位置では稚内よりも低くなるのでほぼ一致している。

1983年12月7日15:20 JSTの場合 シャトルは稚内の上空を北西から南東へ飛翔した。LPの結果は、 $6.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ であった。この時プローブと進行方向との角度は 90° で大きくwake-effectを受けた。稚内のfoF2は6.5MHzで、 $5.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ であった。電離層高度は夕方から夜間に向かって上昇する傾向があるのでシャトルのLPはF2層peakの下側で測定したと考えられるが、主に、wakeによって電子密度を小さく計測したと解釈される。（左図）

PLP-LPのデータ例：上からバイアス電圧、Langmuirカーブ、高度、緯度、及び、経度



大空による電子密度の世界分布および、S-520-7の結果



中低緯度における電離層電子密度の不規則構造の観測

渡部重十, 大家寛, 高橋忠利 (東北大理)
 国武学 (電波研山川)

1. 序 赤道域で観測される電子密度の不規則構造はスプレッドF現象としてよく知られている。この現象は最近、地上及び衛星からの観測により、その全体像が明らかになってきた。我々は「ひのとろ衛星」を用いた赤道域電離層の観測から不規則構造は、主に2つのタイプに分けられることを見出した。1つは背景電子密度に対し電子密度の減少として観測されるタイプ(プラズマバブル)であり、他の1つは「ひのとろ衛星」によって発見された電子密度の増加として観測されるタイプ(プラズマブロッグ)である。これらの現象の構造及び発生機構について詳細に研究された。しかし不規則構造の詳細な内部構造、その発生機構及び不規則構造全体の運動などについては、まだよく知られていない。そこでこれらの点を明らかにするために「おおぞら衛星」と地上からの同時観測を行った。その結果、数例のプラズマバブル及びブロッグを内之浦付近で同時に観測することができた。

2. 電子密度の不規則構造の観測 「おおぞら衛星」に搭載された電子密度観測装置を用いて内之浦の低緯度側で観測されたプラズマバブルの例を図1aに示す。プラズマバブルは15:26:50~15:27:40及び15:27:50~15:28:10の時間帯で小さなプラズマバブルの集合(a~e)として観測されている。また、これ

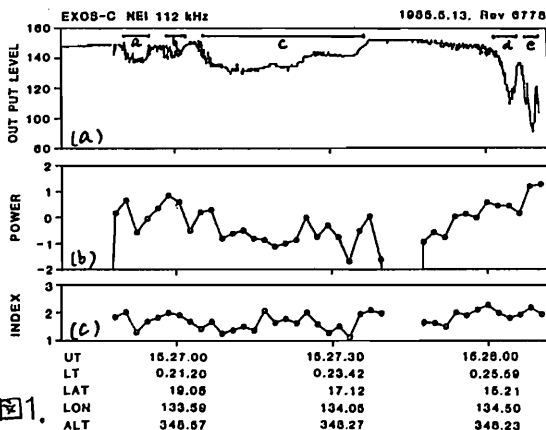


図1.

らのプラズマバブルに付随して小さなスケール(≦数km)の変動が観測されている。この電子密度の変動のパワー・スペクトルを15:28:00~15:28:10の時間帯について計算したものを図2に示す。このスペクトルが $P = P_0 f^{-n}$ (ここで f は周波数) に従うものとして P_0, n を求めると $P_0 = 0.95, n = 1.97$ である。スペクトルインデックスの値はレーリー-テラー不安定を基礎としたシミュレーションの結果と一致している。この P_0 と n を2秒ごとに計算したものを図1bとcにそれを示す。プラズマバブルの西側(左側)でパワーが上昇している。インデックスはほぼ一定である。小さなスケールの変動に対し「おおぞら衛星」の40MHzのテレメータに強いシンチレーションが発生した。さらに電波研山川観測所では、約30分後 ETS-II の136MHzで強いシンチレーションが発生した。この時山川観測所でのイオノグラム上にスプレッドFが観測されている。

謝辞 本研究において、イオノグラム・シンチレーションなどの資料を閲覧させていただいた、電波研山川観測所、沖縄観測所の方々に感謝いたします。

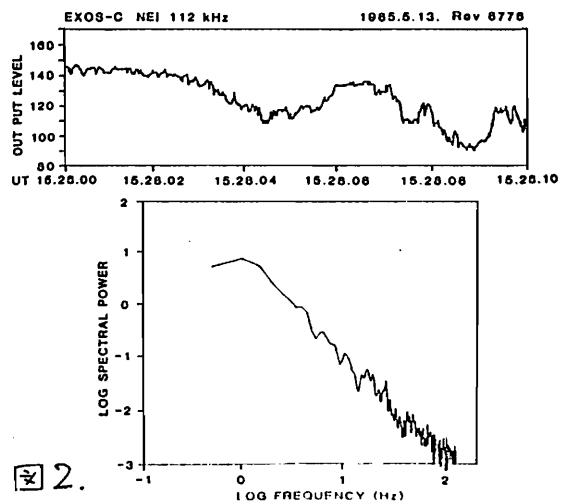


図2.

地上多点及び衛星の共同観測による

電離層シンチレーションの解析

國武 学, 大山 治男, 西牟田 一三, 満留 博人(電波研山川)

渡部 重十, 小原 隆博, 高橋 忠利, 森岡 昭, 大家 寛(東北大理)

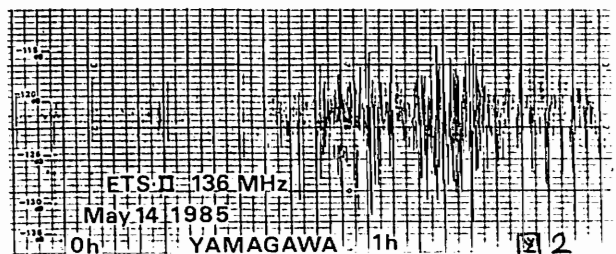
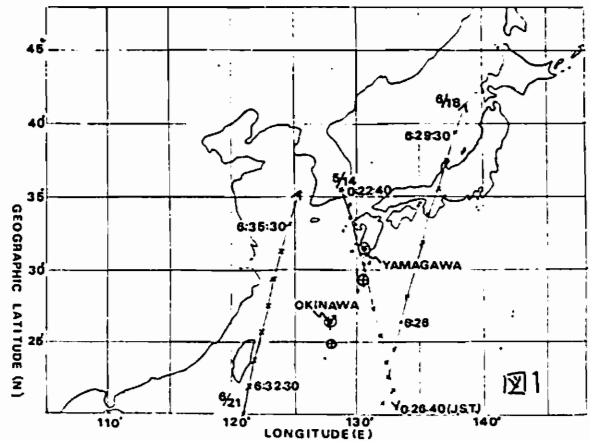
上敷領 昭五, 上滝 実(電波研沖縄)

中低緯度の電離層シンチレーションは, 従来, スプレッドF等の電離層不規則構造と関連づけられつつ研究が行われてきている。シンチレーション発生のメカニズムを追求していくには, 発生時の電離層の状態を総合的に把握していくことが望まれる。ところで, 地上の固定点での観測では, 現象の時間的发展を追うことができ, 他方, 人工衛星での観測では, 現象の領域の空間的拡がりをつかむことができるという, 各々の長所がある。両観測の有機的な結合により, 現象に関する領域の空間的, 時間的发展等が総合的に解明される。

1985年6月から, 山川電波観測所は, 東北大学及び沖縄電波観測所との共同観測を開始した。また, それ以前についても, データを交換し共同で解析, 研究を進めている。山川及び沖縄は, ETS-IIの136MHzビーコン波の電離層シンチレーション観測並びに電離層垂直観測(斜入射観測も含む)を行い, 東北大学は, 科学衛星EXOS-C「おおやら」でのインピーダンスプローブを用いた電子密度観測(NEI), 並びにプラズマサウンダー観測装置(PPS)によるトップサイドサウンディングを行っている。各観測により得られる情報を詳述する。地上の電離層垂直観測からは, スプレッドFの発生している時間帯がわかる。hF, f_oF₂の時間変化も重要な情報となる。下側半分のh(h)プロファイル(電子密度の高度分布)も得られる。衛星のNEIによる観測からは, 電離層の不規則構造, 例えば, プラズマバブル, ブロブ, 及びそれらの中の微細構造が捉えられる。その時の衛星高度は, 地磁気緯度, 経度とともに, 考察する際の重要な情報である。PPSによるトップサイドサウンディングからは, スプレッドFの領域の空間的拡がりか推定でき, また, 上側半分のh(h)プロファイルが得られる。図1に, 山川, 沖縄観測所の位置を◎印で, 各観測所とETS-IIとの電波通路のsubionospheric point (300km高度として)を⊙印で示す。数例について, 衛星の軌道を日時とともに記入してある。さらに5月14日に得られた山川のシンチレーションを図2に示した。

総合的な検討を加えた解析結果を本講演で報告する。

解析にあたり, 資料提供等の協力をいただいた, 電波研究所電磁波利用研究室, 電波観測管理室, 電磁圏伝搬研究室, 秋田電波観測所の方々に感謝いたします。



中緯度電離圏シンチレーションの 地磁気活動度依存性

熊谷 博 (電波研)

電離圏シンチレーションの地磁気活動度依存性は、赤道域あるいは高緯度域においては知られているが、中緯度域については明らかではない。地磁気擾乱時には、赤道域では夜半前のシンチレーションが抑圧されることや、オーロラ帯ではシンチレーションが強まり、発生域が南へ延びる事等が知られている。

図1に、1982年4月から1983年2月まで約1年間に我が国で観測されたVHF帯のシンチレーション発生確率を示す。発生確率は、15分間のS4値が0.2以上となった時間率を表す。地磁気活動度を表す指標としては、Kpを用い、静穏時(0 ≤ Kp ≤ 3)、擾乱時(3+ ≤ Kp ≤ 9)の確率を示す。静穏時、擾乱時を問わず6月が発生頻度が最大である。発生頻度が大きい6月から8月にかけては、擾乱時の方が静穏時よりも発生確率が小さい。これに対し、10月から2月は発生確率が小さいが、この期間を平均して見ると、擾乱時の方が、静穏時よりも発生確率が大きくなる。従って、図1からは、地磁気活動とシンチレーション発生の間には、弱いながら逆相関の関係が在ることが分かる。

図2に、シンチレーション発生数と発生確率のKp依存性を示す。発生数とは、15分間のS4値を1データとしたデータ個数である。発生数はKp=2~3で最大となる。発生確率は、Kp=1~2に小さなピークがあり、Kpの増加とともに一旦低下し、Kp ≥ 5で再び上昇する。Kp ≥ 8の確率は非常に大きい(S4 ≥ 0.2で28%)。この結果は、①Kpが特に大きい所を除くと、地磁気活動とシンチレーション発生の間には弱い逆相関があること、②強い地磁気擾乱時には、この傾向は成り立たずシンチレーション発生が増加することを示している。また、シンチレーション発生の季節変化を調べて見ると、Kp=1~2の山は季節変化が大きい(夏が大)のに対し、Kp ≥ 5の上昇は季節にはほとんど依存しない。

地磁気擾乱時にシンチレーションが増加することは、「ひのとり」テレメータ波でも確かめられている[1]。また、地上観測でも地磁気擾乱時に強いシンチレーションが発生することがイベント的に知られていたが、本研究により統計的裏付けを与えることができた。

[1] 小山, 金子, 平尾, 奥沢, 宇宙研報告, 特集第9号, p. 27, 1984.

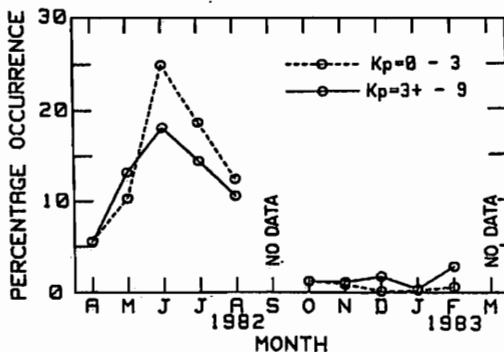


図1. シンチレーション発生確率の年変化

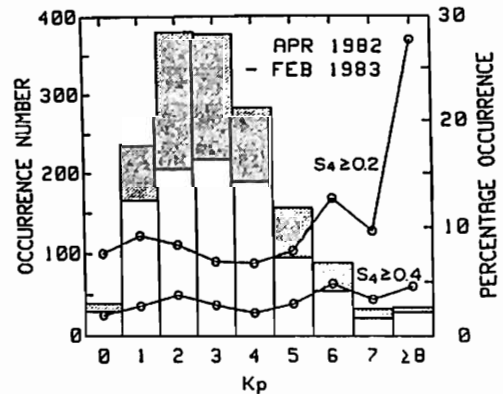


図2. シンチレーション発生数と発生確率のKp依存性

長波伝搬からみた電波吸収の冬季異常

石嶺 剛
電波研 平磯

越前谷 喜松
電波研 秋田

石井 隆広雄
電波研 平磯

電離層による電波吸収の冬季異常現象は Appleton が 1937 年発見して以来、数多くの調査研究が行われてきたにもかかわらず、その本質的な部分、即ち、どのような機構で D 領域電子密度が増大するかという基本的な問題は未解決のままである。

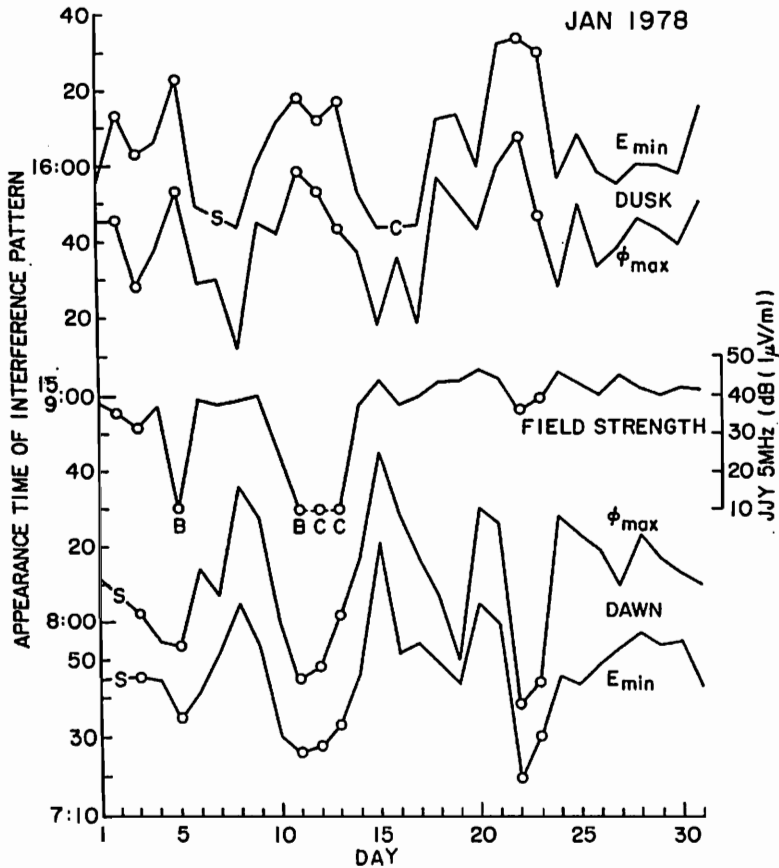
筆者はこの問題についてたびたび報告したが、ここでは長波の伝搬特性変動からみた冬季異常の特徴について述べる。長波 40 kHz (名崎 → 秋田)、ロラン C 100 kHz (北海道十勝大 → 平磯) の伝搬資料を解析した結果、

冬季異常発生時には、

- (1) 昼夜間を問わず反射高が低下する
- (2) 40 kHz 波の空間波強度は HF 波強度の減衰と対照的に増大する
- (3) 日出没時干渉パターンの出現時刻が平常時と著しく異なり、日出時の干渉パターンは早く、日没時のそれは遅く出現する

ことが判明した。

いうまでもなく (1), (3) は冬季異常発生時の D 領域電子密度増大と関連し、(2) は、電子密度増大に伴う電子密度鉛直勾配増大に起因すると思われる。(3) の事実 (図参照) を利用すれば冬季異常の発生を予知することが可能になる。



川平浩二
(京大・理)

1. 序

低緯度におけるD領域の擾乱の吸収異常については、George (1971) と Schwanitz (1976) の研究があり、吸収異常が赤道を中心とする低緯度にも存在することも、その法は赤道中心付近にMaxあり、かつ約半年周期の振動があることが示された。しかし、その後の要因や実際の研究も放置されてきたように思われる。この研究では、その木一步として1967/68年冬季の低緯度のD領域の冬季異常についての Morphology を報告する。

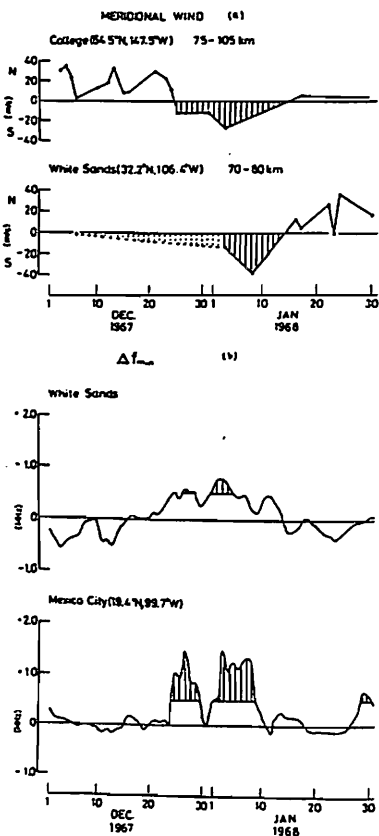
2. 結果

図1は Mexico City (19°N) に柱目 (下向き杆目) 同様の杆目から、 Δf_{min} の冬季異常があり、かつ相域からの E 側の輸送が考えられることを示している。図2は、東南アジアの低緯度3地点における吸収の指標 Δf_{min} の変化である。この現象は Mexico City に似て地磁気緯度が低いから、明らかにみえることは、約2週間程度の振動である。これは、いわゆる「南半球」の振動の振動の周期に一致しており、中緯度から低緯度への伝播を示している。

しかしながら、図2に示している Δf_{min} の振動が低緯度側で強くなることは、George (1971) の示した equatorial anomaly と同様の特徴がみられる。このことから、南緯側 (kalmin 極. Post-granitic) の伝播が考えられる。

図1.

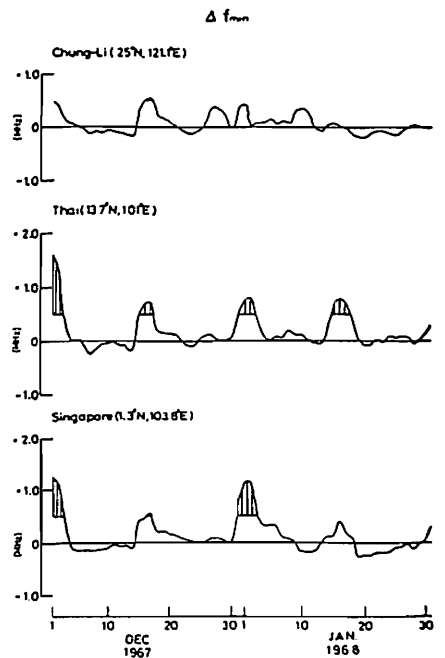
White Sands (32°N) と Mexico City (19°N) における Δf_{min} の変化 (b) 南緯側の変化 (a)



(a) Daily changes of meridional wind at College observed by meteor radar (HOOK, 1972), which are an average between 75 and 105 km height, and at White Sands observed by meteorological rocket soundings, which are an average between 70 and 80 km. Southward winds are shaded. (b) Daily changes of Δf_{min} at White Sands and Mexico City during December 1967 and January 1968. Strong absorption, $\Delta f_{min} \geq 0.5$ MHz, is shaded.

図2.

110°E に沿った3地点における Δf_{min} の変化



Daily changes of Δf_{min} at the three stations in South-East Asia during December 1967 and January 1968. The stations are located along a line nearly 110°E, from 25°N to the equator.

航法衛星 (NNSS) 電波による低緯度電離圏全電子数の「しらせ」船上観測

相原和弘, 井出俊行, 小川忠彦, 五十嵐喜良, 倉谷泰和, 前野英生, 大高一弘
 郵政省電波研究所

第26次南極観測隊の観測項目の中に航行衛星 (NNSS) の150/400 MHzビーム波を受信し, 極域電離圏中の不規則電離構造の性質を調べる実験がある。図1はこの観測のために製作された装置の構成図である。装置は NNSS 受信機を中心に150/400 MHz両波のドップラ周波数差, 位相差及び両波の強度変動を測る処理装置とデータロガー構成されている。今回はこの装置の予備試験と兼ね昨年11月14日から27日まで (南極→フリーマントル) TEC/シンテレーションの船上測定実験を行ったので, 取得データの解析結果を報告する。

観測データは磁気テープとテープレコーダに入っており, その他軌道情報と位置などのプリントがある。今回は軌道情報とデジタルのドップラ周波数差のデータを用い, 低緯度電離圏の全電子数を中心に解析した。図2は11月17日, 北緯17°, 東経134°付近で受信した400 MHz ドップラ周波数 Δf_H 及び150 MHz 波ドップラ周波数 Δf_L との差, $\Delta f = \Delta f_H - (8/3)\Delta f_L$ の観測例であり, 観測時刻差は約110分, 共に南向きパスである。0015及び0205付近に移動性電離圏擾乱 (TID)

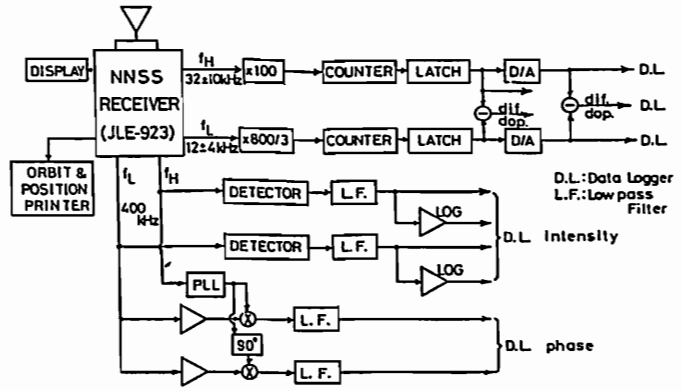


図1. TEC/シンテレーション測定系構成図

と思われる波筋構造が Δf に認められる。この時刻は15日にSCをもつ磁気嵐の回復期に相当し, 観測場所は電離圏透過 (sub-ionospheric) 緯度20°~30°, 波長は190~260 km である。

低緯度領域では様々な型の Δf トレースが観測されるが, その中でSN比がよく, 軌道, 位置情報が入手できたパスの中で図1の左, 地理赤道直下及び南緯17°にて取得したデータにつきTECを求め緯度変化を求めたのが図3である。観測地が時 (~09時) では赤道異常帯は未発達であるが, (1) のパスにて ~20° (地磁気緯度 ~10°) 付近に極大が認められる。

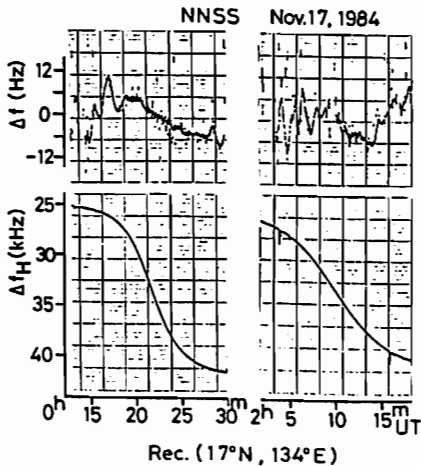


図2. 400 MHz 波のドップラ周波数 Δf_H 及び150 MHz 波ドップラ周波数 Δf_L との差の变化例。

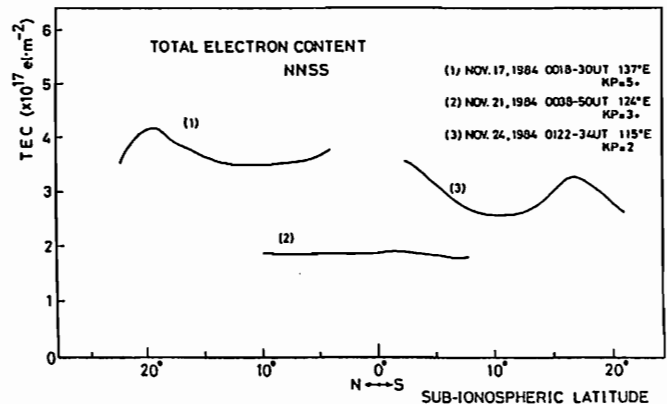


図3. ドップラ周波数差法により求めた低緯度電離圏全電子数の緯度変化の例。

気球による電離層電場観測～速報～

門倉 昭・西野 康彦・鶴田 浩一郎・早川 基・中村 正人（宇宙研）
 国分 征（東大・理）

Mozer 等(1969)やBoström等(1973)は気球高度においても空間スケールが大きく、時間変動の小さい電離層電場は充分測定可能であることを理論的に予想した。以来、数多くの観測が行なわれ、データは積み重ねられてきてはいるが、それをもとに進められる議論は定性的なものに止まり、より定量的な議論となると今一つ説得力に欠けるように思われる。それは、どこまで正しく電離層電場を測定しているかについての確証が得られていないためであろう。従来よりとられてきた解釈は、測定された電場3成分のうち、垂直成分は大気活動に起因するもの、水平成分は電離層起源、としている。この水平成分に大気電場が混入する可能性は2通り考えられる。それは大気電場自体が水平成分を持っている場合と、プローブ系が水平から傾いて、垂直電場をひろっている場合とである。今までの観測ではこのことについての考慮が余りなされていなかった。我々の目的は、この水平成分中の大気電場と電離層電場とを見分けることにある。さて、上述したうちの後者の場合は、プローブ系の姿勢を正確に決めることによって解決されるが、前者の場合は、従来のような観測機1台だけによる観測では絶対に不可能である。そこで我々は、図1の様に2台の観測機を用いることにした。大気の導電率は高度と共に指数関数的に増大しているために、下から上へ向かうときと、上から下へ降りるときとは電場の減衰率が異なる。2台の観測機の間で、大気電場は指数関数的に変化し、電離層電場はほとんど変わらない。この性質を利用して両者を見分けることが可能になる。観測機には同時に、sun sensor, 傾斜計、磁力計を搭載した。観測は9月末、三陸大気球観測所にて行なわれた。講演では、得られたデータとその解析結果をお見せできると思う。

参考文献: Mozer, F.S. and R.Serlin, J.G.R., 74, 4739, 1969

Boström, R. and U.Fahleson, TRITA-EPP-73-14, 1973

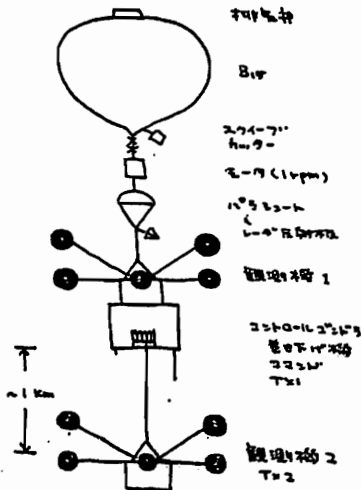


図1. 装置図

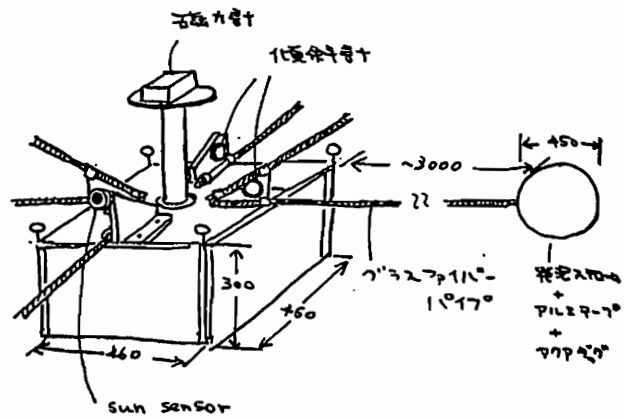


図2. 観測機略図

前田 憲一

1. 観測結果 A. E層ピーク電子密度 N_m の太陽活動度依存性を調査した時、磁気赤道を念に低緯度地帯で、依存性の異なる2種類の地域があることを知りその解釈に苦しんだことがある(前田, 深尾: JGS 1972). 左下図は N_m^2 対 Wolf 数 R の図係を示したもので、A group は Huancayo によつて代表され B group は低緯度8局を代表する。天頂角依存性を考へて観測結果を実験式であらわすと

$$N_m = N_{00} \sqrt{1 + 0.0082R} (\cos X)^{0.65} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

となり、 N_{00} は A の場合 1.49×10^5 , B の場合 1.44×10^5 となり、Huancayo の N_{00} は他の地域より大きい。

観測結果 B. Huancayo 地域(海上)の E 層の N -profile を rocket で測定した結果(Aikin & Blumle: JGR 1968)によると、右下図に示すように、磁気赤道(英線)とその外側(奥線)とで若干の差が見られる。特に 105 km 附近のピーク値(N_m)ではその差は明らかである。

2. 理論 正午前後の E 層の N は従来 $\sqrt{Q/\alpha}$ で与えられるとされている。ここに Q は電子生成率、 α は有効再結合係数であつて、 Q や α に目じ低緯度地帯で

2種類あるとするのには無理がある。輸送現象を考へるとしても、ドリフトや拡散は有効とは言えない。Huancayo と他の地域との唯一の違いは、ダイナモの jet 電流の有無であることによる輸送現象を考へる。

一般にダイナモ理論では電流ベクトルを j とし $\text{div } j = 0$ とする。 j のうち東西(jet)電流 j_y の $\partial j_y / \partial y$ は正午前後に zero と考へてよから、子午面内電流 j_{mer} の div が zero である。 j_{mer} はイオンと電子で作られるから、電子のみによる j_{mer} 即ち j_{mer}^e の div は必ずしも zero ではない。これは電子密度の増大か減少の傾向を意味するから N に影響を与える。

j_{mer}^e を生ずる電子の速度を v_{mer}^e とすると輸送効果は $-\text{div}(v_{mer}^e \cdot N)$ と表わされ、理論計算の結果

$$-\text{div}(v_{mer}^e \cdot N) = \partial(\kappa' j_z / e) / \partial z \text{ となる。}$$

ここに e は電子の電荷(正値)、 κ' は dip I に依存する係数で、 $I > 2^\circ$ では殆ど zero とする。 j_z は垂直ダイナモ電流で Huancayo では特異な流れ方を有するので上式は 105 km 附近で可成り大きな正値となり N_m を増大させる。

j_{mer}^e (j_z, j_z) については別の研究を求められる。

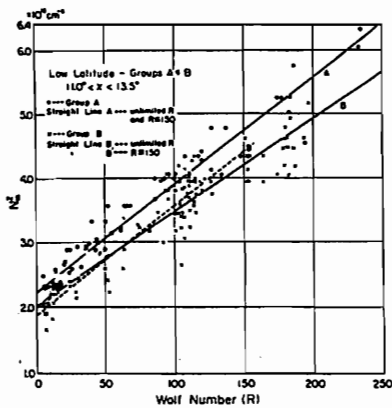
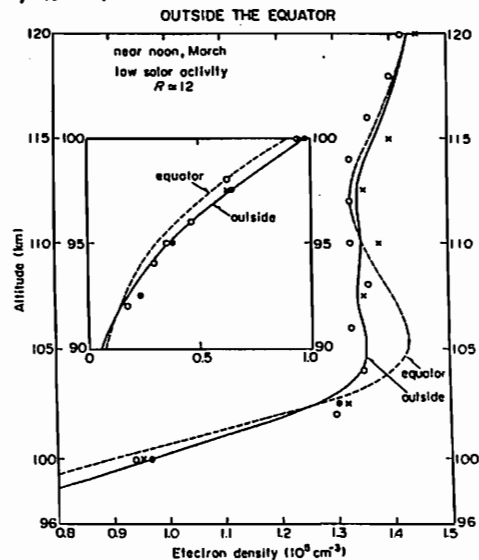


Fig. 3 N_m^2 versus R at $11.0^\circ < X < 13.5^\circ$ for the groups A and B.



赤道ジェットの完全3次元電場・電流構造

竹田雅彦・荒木 徹
(京大・理)

今までは、磁力線座標を用いて、磁力線に沿って等電位という仮定のもとに、電離層内の3次元電流分布を求めてきた。しかしながら赤道ジェット領域では磁力線の傾きが水平に近くなり、磁力線沿いの電気伝導度が低い低高度領域を長い距離にわたって通過することになるので、磁力線に沿っての電位分布が重要になる可能性がある。今回は、磁力線に沿って等電位を仮定して、全地球的に計算した電位分布を境界条件として用い、高度

90kmを下限、赤道において高度140kmを通る磁力線を上限とする領域で、磁力線方向の電位変化をも考慮に入れた完全3次元計算を行った。

その結果、磁力線方向に最大 0.1mV/m程度の電場が生じるものの、3次元電流分布には大きな違いは生じないことがわかった。しかしながら電場と電流との関係については興味深い事柄も見られるので、それらについても学会時に発表する予定である。

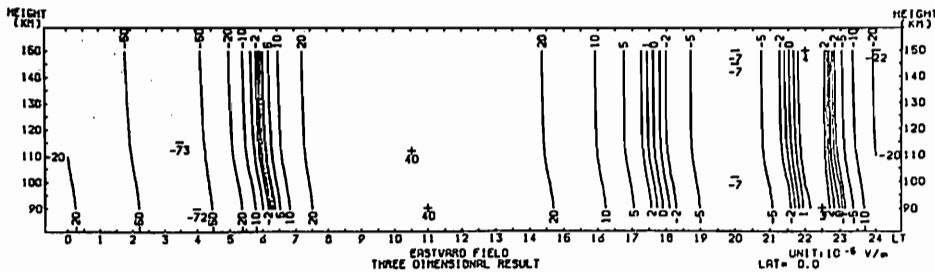
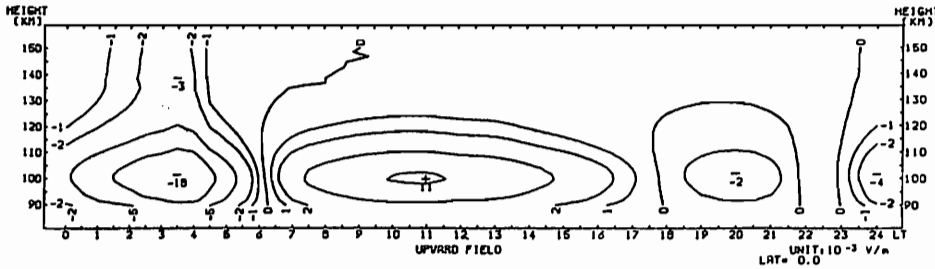


図1.
赤道での上向き(上)
及び東向き(下)電場
分布。

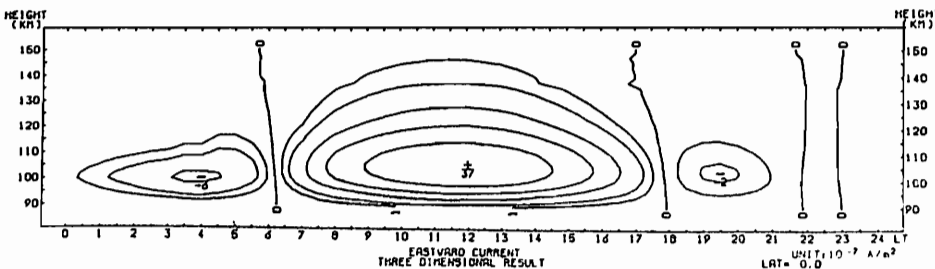
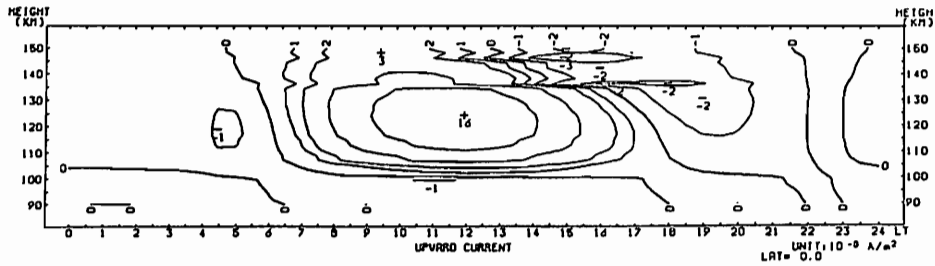


図2.
赤道での上向き(上)
及び東向き(下)電流
分布。

飯島 雅英, 大家 寛 (東北大理)

AKR の source region 近傍に存在する Cavity 中では fundamental 以外に 2nd, 場合によるとさらに高次の AKR の Harmonics が検出されている。(図1参照) しかし, 従来の解析は, これらの波動現象が, source region で直接励起された電磁波モードの波動を origin としているという仮定の下で行われており, 静電波モードの波動によって生じている可能性については検討されていない。

一方, これまでの JIKIKEN, OHZORA, IMP6, VOYAGER 1,2 等により source region から離れた場所で得られた観測結果は, AKR の Harmonics が電磁波モードであることに否定的であると同時に, 静電波が AKR の origin である種々の証拠を与えている。(図2参照)

我々は, これらの観測事実をもとに, 数値的に source region での静電波のビーム不安定性を評価し, Higher Harmonics を含めた AKR の励起メカニズムについて検討した。その結果(図3参照), オーロラ領域に降下するエネルギー粒子によってもたらされる荷電粒子ビームによって Cavity 中に静電波が励起される場合, ビーム自体の影響により波動の分散関係が変化をうけ, この効果により, この波動現象が, source region で観測される場合, 静電波としてとらえられることが明らかとなった。つまり, AKR の origin が静電波であることを強く示唆する結果である。

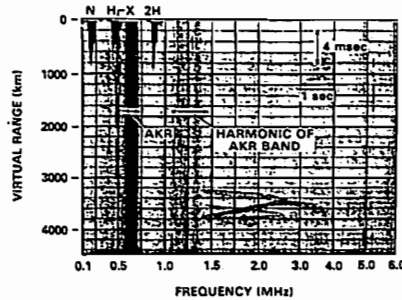


図1
AKR の source region にみられる典型的な Harmonics (Benson 1984)

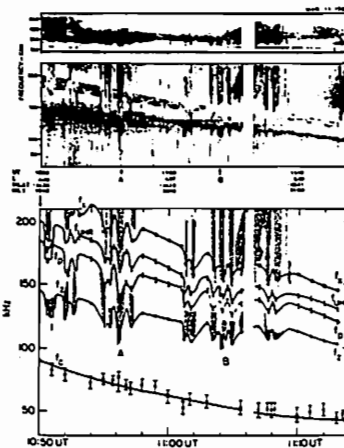
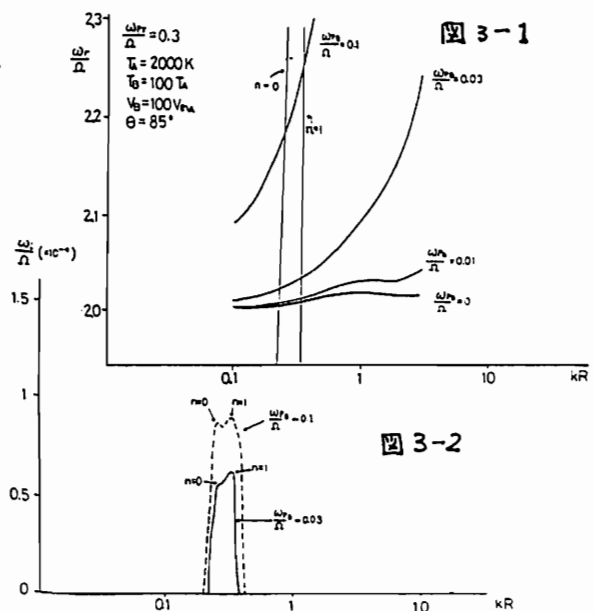


図2
JIKIKEN による AKR の観測 (Oya and Morioka 1983)

図3 Cavity 中における静電的電子マイクロ波 (2nd harmonics) の ω_r - k diagram のビームによる変形 (図3-1), 及びその励起 (ω_i - k diagram) (図3-2)



I-62 AKRスペクトルの微細構造

高橋清利, 大家寛, 森岡昭 (東北大理)

1. 序

EXOS-B衛星は1978年9月, IMSの一環として打ち上げられ, 多くの成果を上げた。自然プラズマ波動の観測(NPW-A mode)においては, 10kHz~3MHzの広帯域を2sec毎に掃引することができ, その長橋円軌道とも相俟って, 特にAKRの広帯域・高時間分解観測に威力を発揮し, AKRスペクトルの細かい変動も含め, その活動の全貌をとらえることができた。観測データの主要部分はアナログ信号として伝送されるため, ダイナミックスペクトルの作製はこれまでオシロの輝度変調を介したアナログ処理によってなされてきたが, 今回, データをデジタル化し, 画像処理装置を介してダイナミックスペクトルを作製することができ, そのスペクトルの微細構造が得られたので, スペクトルから見たAKRの出現状況とAE Indexとの対応について検討し, 報告する。

2. ダイナミックスペクトルの作製

NPW-A modeにおいて1掃引のデータは図1のような構成となっている。A/D変換は掃引開始に同期して, サンプリング間隔1800 μ sec, サンプリング個数800, 即ち1.44sec行なう。この時, サンプリング周波数は278Hzとなるから, デジタル化する前に150Hzのローパスフィルタを通過させておく。

次に, 画像処理装置(東北大大計センター)は, 1画面が512 \times 512 dotsにより構成され, 各dotに対し, R,G,B各色256階調の指定ができる。そのクロ画像はR,G,Bの内1色だけ用いて作製した。

3. 結果

現在, その解析数は充分でない部分もあるが, 以下の結論に達する, すなわち

1. AKRのダイナミックスペクトルにおいて, すでに言われているような *rising tone*, *falling tone* (914スケール1分~10分)の構造が現われる場合と超微細構造とも言うべき, より細かくて急なドリフト構造が現われる場合がある。(一例を図2に示す。なお, 前者の構造もA, 後者もBで示す。)

2. 1.における2つのタイプは同時に現われる場合が多いが, AE Indexが大きい程, 急なドリフトを持つ, 細かな構造が現われやすくなる。

図1. High Bit Rate の場合の Time Sequence

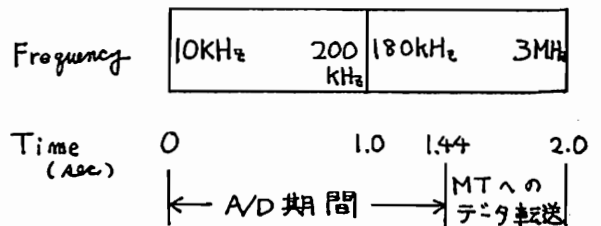
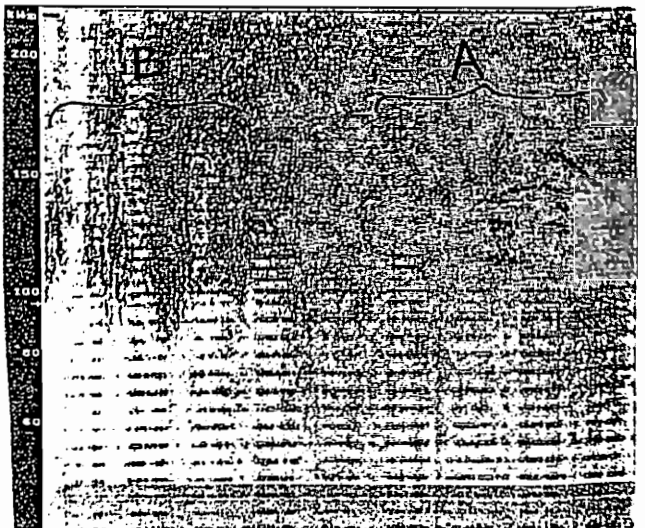


図2. デジタル手法によるダイナミックスペクトル Rev.3385 13^h59^m52^s~14^h15^m56^s(UT) 81/10/5



LHRバンドエミッションの特性

森岡 昭, 大冢 寛
(東北大・理)

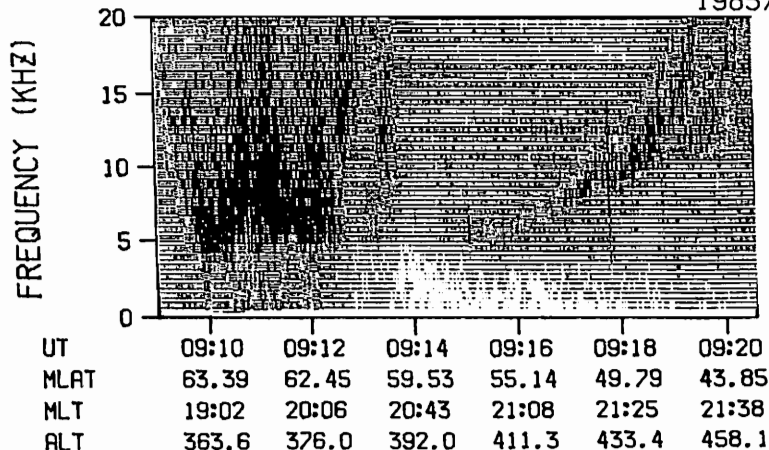
1.序 EXOS-C(おおぞら)衛星に搭載されたPPS(Planetary Plasma Sounder)装置によるVLF波動観測データは、従来の衛星によるVLF観測(リアルタイムアナログテレメータによる波形伝送)に比して、極めて広い領域にわたるVLF波動現象をとらえることができるという大きな特徴をもつ。それは500 Hzから20 kHzの帯域にわたる、概してスパートル分析(時間分解能125 ms, 周波数分解能400 Hz)し、PCMデータとしてデータレコーダに記録されるため、このデータにより従来はオーロラ帯からPolar capにわたるVLF/LF波動の空間分布特性を明らかにしてきた。本講演では極域オーロラ帯の低緯度側で顕著なLHRバンドエミッションについて報告する。

2.解析 第1図にEXOS-C衛星で観測される典型的なLHRバンドエミッションの例を示す。衛星がオーロラオーバル帯において強いオーロラヒスを観測した後、サブオーロラ帯を通過するとき、衛星の緯度の低下とともに周波数が5 kHzから20 kHzまで変化可能な強いLHRバンドエミッションが観測される。中心周波数の急激な変化はトランプ域において電離層のイオン組成が急変していることを示している。この様なEXOS-Cで観測されるLHRバンドエミッションから、過去の衛星によって報告されているLHRバンドエミッションの特性に加えて以下のような特性が明らかにされた。

- (i) LHRバンドエミッションには、単一のバンド構造のものと同数のバンドで構成されるものがある(第1図参照)
- (ii) LHRバンドの出現とオーロラヒスの出現には相関があることが多い。
- (iii) LHRバンドの中心周波数(高緯度側)はオーロラヒスの下限周波数と一致することがある。
- (iv) LHRバンドの出現域には、特に低エネルギー粒子の降下は存在しない。
- (v) LHRバンドの出現域は放射線帯粒子のtrapping boundaryの低緯度側にかきとられる。
- (vi) 地磁気擾乱の回復期に出現することが多い。

3.まとめ LHRバンドエミッションの発見は1963年にさかのぼるが、その発生機構については未だ明確にされていない。サブオーロラ帯に出現するSARアークとの関連も調べることが必要と考えられる。この研究は、EXOS-Cによる観測データを用いて更に詳細な出現特性をより明らかにし、今後これらのデータをベースに発生機構を解明していくことと、目的としている。

1985/1/22



SEPAC実験で観測されたELF振動の解析

蔡東生(東大航空) 佐々木進(宇宙研) 阿部寛治(東大教養)

Space Experiments with Particle Accelerators(SEPAC) was carried out by the Spacelab-1 STS mission from November 28 to December 8, 1983. The purpose of SEPAC was to perform active experiments in the ionosphere and upper atmosphere by injecting a high power electron beam and a high dense plasma plume into the space. The ELF(Extremely Low Frequency) oscillations excited by electron beam injection were detected in SEPAC as shown in Fig. 1. They were around 55-200 Hz and strongly influenced by the Space Shuttle charging and the Shuttle attitude with respect to the magnetic field lines.

From the observations of SEPAC data with regard to ELF oscillations, we can find several interesting features as follows:

1. Langmuir probe currents are strongly fluctuated.
2. In electron energy spectra, strong high energy electron fluxes which shift to a higher energy than the others were detected in FO7-2, in which ELF was detected, and were $98^\circ - 112^\circ$ from the earth's magnetic field direction.
3. The components of Space Shuttle velocity perpendicular to the magnetic field have an approximate linear relation to the frequency.
4. In VLF data 1.3kHz -1.6kHz peaks are detected.

From these facts it can be said that high energy electron fluxes were produced and they were directed nearly 90° to the earth magnetic field. Current driven instability, especially electrostatic ion cyclotron instability is one of the most feasible candidates for the ELF oscillations in this configuration because it has the lowest threshold for excitation of heating and it can enhance the electron energy nearly perpendicular to the earth's magnetic field. Also it should be noted that multi-ion effects, Doppler shift effects can be coupled to electrostatic ion cyclotron instabilities. Eventually in the VLF band 1.3kHz-1.6 kHz peaks are detected at the same time as the ELF was detected. Also we should note that both ion cyclotron wave and ion acoustic wave could be excited by light ion contaminations.

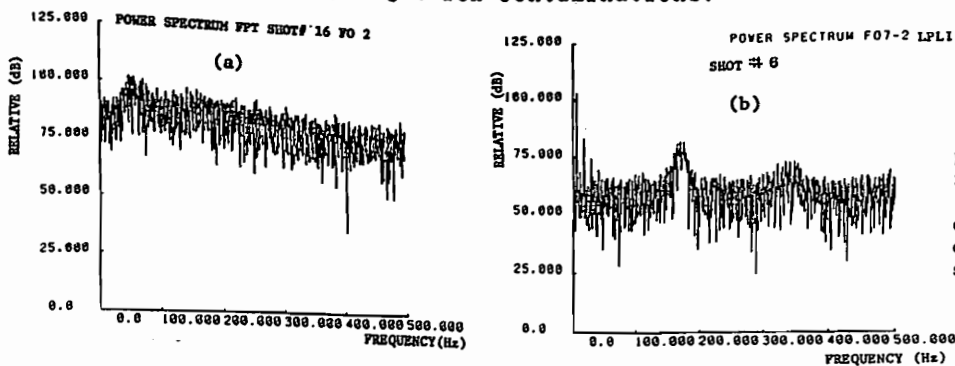


Fig.1 (a) Power spectrum of Floating probe voltage in FO2 shot #16. (b) Power spectrum of Langmuir probe current in FO7-2 shot #6.

佐々木進, 小川孝一郎, 河島信樹, 手尾邦雄*, 大林辰蔵, J. Raitt**, R. Williams***
 宇宙研, *東海大, **ユタカ立大, ***スタンフォード大

1980年以降3回にわたって日米共同テザーロケット実験が行われた。本シリーズの実験は、親子分離したテザーロケットシステムから電子ビームを発射し新しいタイプの能動実験を行うことを目的として行われている(第一図)。

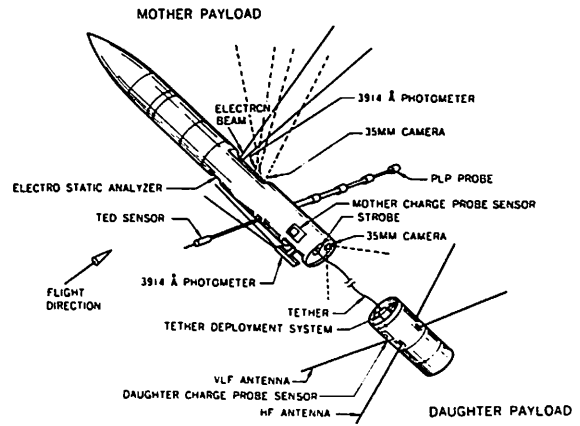
(1) ビーム放射に伴う帯電

各実験ともフローティングプローブ及びラングミュアプローブを用いてロケット電位の変化が計測され再現性のあるデータが得られた(第一表)。各場合とも帯電電圧は10V以下であり、高度150~200km付近では、数十mAのビーム放射に対し10V以下の帯電しか発生しないことが確認された。このような低帯電は、ビーム放射に伴うプラズマ発生を考慮しないかぎり従来のプローブ理論では説明できない。

(2) ビームプラズマ相互作用

プラズマ密度測定結果によれば、ビーム・ガス衝突電離で予測される以上のプラズマがビーム放射時に発生している。このような大量のプラズマ生成は、ビームとプラズマのcollectiveな相互作用(BPD)を考えない限り説明できない。3回目の実験ではビーム電流を5mAから80mA迄変化させ、ビーム電流に応じて2種類のBPDが存在することが、波動・光学両計測器で確認された(第二図)。この特性はBoswell等が行った室内実験の結果と一致しており、実験室BPD実験で考察されているビームプラズマ相互作用が壁のない宇宙空間でも同様に発生しうることが示された。

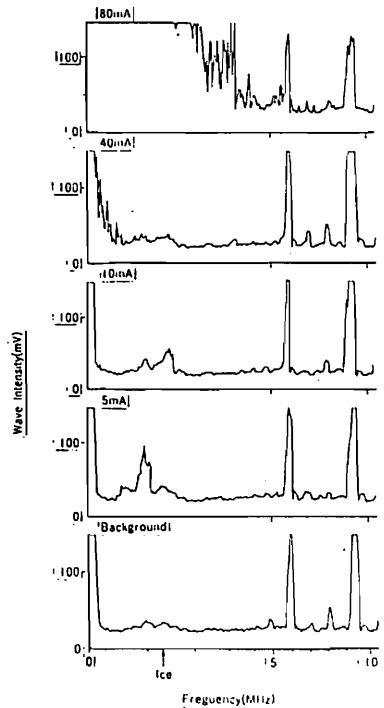
(3) ワイヤ伸展に伴う波動受信効率の変化
 テザーワイヤは、第1, 2回目の実験では展出機構部でのまさつカにより伸びきらなかったが、第3回目の実験では予定通り4/8m迄伸展した。ワイヤの伸展に伴い、背景VLF・HF帯波動に対する受信機の感度が上昇し、ワイヤが受信アンテナの役目を果たすことがわかった。



第一図

Experiment	TPE-1	TPE-2	TPE-3
Local Time	12:00 Jan.15	16:00 Jan.29	00:00 Aug.8
Altitude	150~180km	200km	140~170km
Beam Energy	0.5kV 1kV	1kV 1kV	1kV 1kV
Beam Current	22mA 30mA	30mA 5mA	10mA 40mA 80mA
Potential Rise	6.3-9.3V	6.0-10.2V 5-10V	0.1-0.8V ≤1V 1.0-2.4V

第一表



第二図

■ 第 II 会場

(II-1~II-63)

II-1

ディタット・プラズマ中のELF放射の
方位測定

Direction Finding of ELF emissions in a Detached Plasma of the Magnetosphere

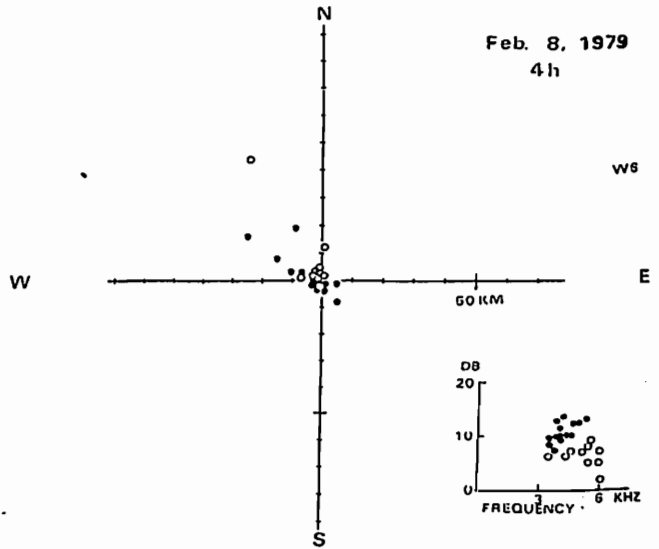
早川 正士 大見 則親 M. Parrot F. Lefeuve
(名大 空電研) (LPCE, 仏国)

Abstract--- Wave normal directions and wave distribution functions of ELF hiss emissions in a detached plasma region of the magnetosphere have been determined, with data from the geostationary satellite, GEOS 2, located in the equatorial plane at L=6.6. Three different methods of direction findings have been utilized; (1) the Means' method based on the hypothesis of a single plane wave, (2) the maximum likelihood method assuming a few plane waves and (3) the maximum entropy method of determining the wave distribution function, and an intercomparison of the results with those methods have proven to provide very reliable and definite information on the wave normals. As the result of analyses for two equatorial ELF hiss events, it is found that the wave is consisted of a single peak (or a single propagation direction) and the wave normals of the ELF hiss in the detached plasma as the source region make very small angles with the Earth's magnetic field and also we could make an experimental estimation on the unstable cone of the emissions. Both our first direction findings in the equatorial plane and the previous corresponding direction findings at higher geomagnetic latitudes are tried to be compared with the theoretical electron cyclotron instability by medium energy (3-30keV) and it is concluded that all of the characteristics (morphology and direction finding results) are consistent with the electron cyclotron instability.

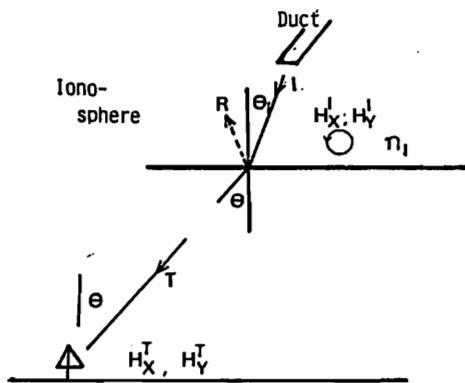
II-2 低緯度ホイッスラーの偏波の特性 - IV

中村 義勝, 恩藤 忠典
電波研究所

沖縄での方探観測においてホイッスラーの周波数成分に右廻り偏波とともに左廻り偏波が観測されるが、第1図に示すように、右廻り偏波成分(黒丸)と左廻り偏波成分(白丸)の到来する領域が分離して観測されるホイッスラーがいくつか見つかっている。今回はそのような左右偏の到来領域の分離するホイッスラーの垂直電界成分 E_z , 直交水平磁界成分 $H_x (= H_{NS}), H_y (= H_{EW})$ の振中比、位相差等の量的関係について調べた結果について発表する。また楕円偏波のホイッスラーが電離層下部を通過する時の偏波の変化について計算した結果を述べる。ホイッスラーが円偏波で電離層下部に入射する場合(第2図)、到来方位が θ となる地点でのホイッスラー偏波は $\epsilon = \frac{2}{1 + \cos^2 \theta}$ (ここで ϵ は右左偏波成分を R, L とすると $\epsilon = \frac{R-L}{R+L}$ の定義による) となることが電離層下端境界が急峻、屈折率 $n_2 \gg 1$ の条件の下で理論的に示されているが、ホイッスラーが偏波率 ϵ_0 の楕円偏波で電離層下部に入射する時は観測点では $\epsilon = \epsilon_0 \frac{2}{1 + \cos^2 \theta}$ となることを示すことができる。いずれにせよ偏波の向きそのものは電離層下部を通過しても変化しない(ϵ_0 の符号は変わるを)から左廻り偏波は電離層下部を通過する以前に発生している可能性がある。



第 1 図



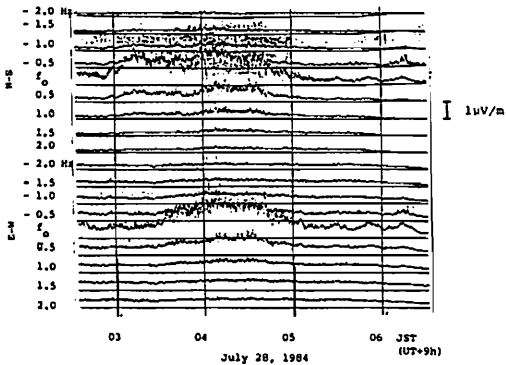
第 2 図

LF-VLF帯電波ホイスラ・モード波の
共発現象観測結果について

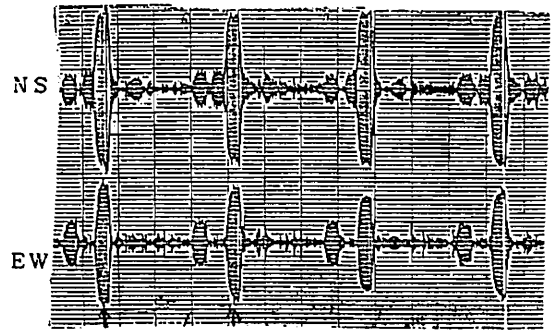
田中義人 早川正士 怒沢雅之, 岡田配美
名古屋大学・空研研究所
北海道美幌のLFデッカ局(85.125kHz,

1.2kW, CW) 及び連のNDRフスラの
近隣のVLF帯(Alpha帯, 14.88, 12.64,
11.90kHz, 各0.4sec継続, 500kW)の
磁気共発現象, オーストラリアのバースビル
(L=1.54) 及びセドナ(L=1.9)におい
て, 1984年7月~9月にホイスラ・モード波
の受信を行った。LFは狭帯域($f_0 \pm 10\text{Hz}$),
VLFは広帯域($\leq 20\text{kHz}$), 磁気NS,
EW磁界成分の受信を行った。
ホイスラ・モードの確認は, LFでは強度,
偏波, ドップラー偏移, VLFでは強度,
偏波, 伝播時間(分散)を調査して行った。
得られた結果の特徴的なのは,

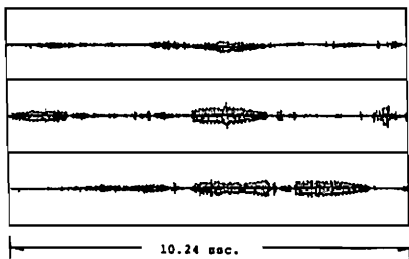
- (1) 強度の日変化
LF, 日没日出時に顕著な増大,
VLF, 日没時の顕著な増大, 夜間の増大,
- (2) Amplitude Modulation
LF, 数secのオダの Amp. modulation
VLF, LFほど顕著ではない。
- (3) 磁気擾乱との関連
LF, 夜間中 20-30dBの強度上昇(増幅)
VLF, あり。
- (4) 波動・粒子相互作用
LF, VLF 共に存在する(増幅)
励起波は確認できていない。



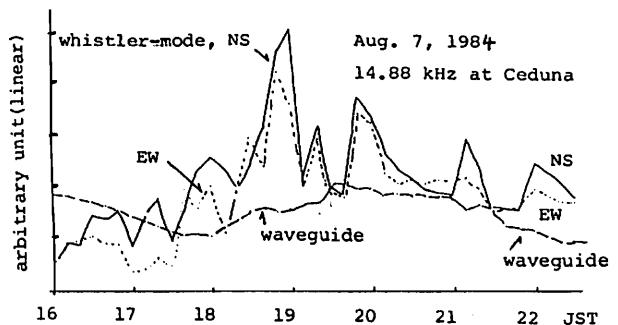
Magnetic field intensities on 18 ch line scan recorder for whistler mode Decca signals at sunrise on July 28, 1984 at Birdsville.



whistler mode
18h50m JST Aug. 7, 1984
14.88 kHz at Ceduna



Temporal variations in the envelope of the amplitude of the whistler-mode NS signals recorded in the PCM recorder at 23h00m JST September 6, 1984 at Birdsville, associated with the geomagnetic storm of September 4-6.



ホイッスラの偏波特性 IV

偏波角によるダクト・スケールの評価

島倉 信, 太田 健次, 早川 正士, 田中 義人
 千葉大工 中部大工 石大空電研

すでに報告したように、ホイッスラの偏波を測定すると、振幅比および偏波角には周波数依存性がある。1983~84年1月、母子里において観測された例では周波数依存性に明らかな相異が認められるにも拘らず、振幅比、偏波角の各周波数帯における広がりにはほぼ一定の範囲内であった。このことはホイッスラの電離層透過機構および伝搬機構に関連することではあるが、同時にダクトの広がりを想起させるものである。

これまでの報告によれば、(1) 電離層を透過したホイッスラの波面の偏波状態は各々の波によって様々であるが、振幅比、偏波角ともに右廻り円偏波を中心に正規分布に近い分布を示している。(2) 電離層透過点は広く分布し(図1参照)、透過点と波面の偏波の向とは相関がない。これらの事實は、1981~84年の山岡での測定結果によっても裏づけられている。そこで上の2つの事實に基づき、透過点と波面の偏波をランダムに設定し、透過点の広がりおよび偏波角の広がりとの関係を示したのが図2-aである。図2-bは、山岡での方位測定結果と偏波測定結果

果から求められた透過点の広がりおよび偏波角の広がりとの関係を示している。計算結果とよく一致している。例えば、母子里で観測された例では(分散 $\sim 40 \text{ sec}^2$)、偏波角の広がりが $30^\circ \sim 40^\circ$ である。これはダクト・スケールが80~110 kmであることを意味している。この結果は他の考察から求めた結果とも一致している。

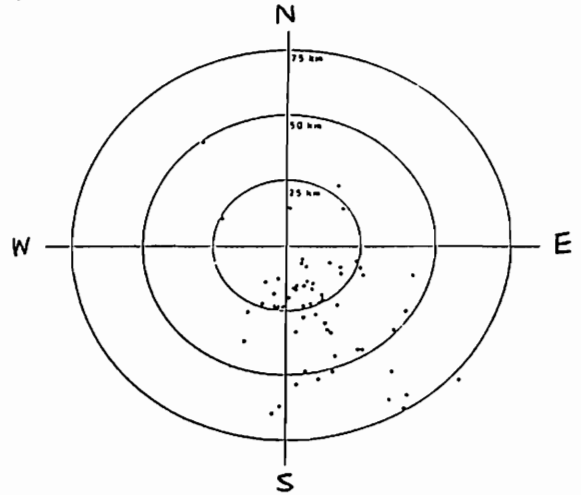


図1. 透過点分布の例(山岡)
 15:10~17:30 LT, Dec. 29, 1983

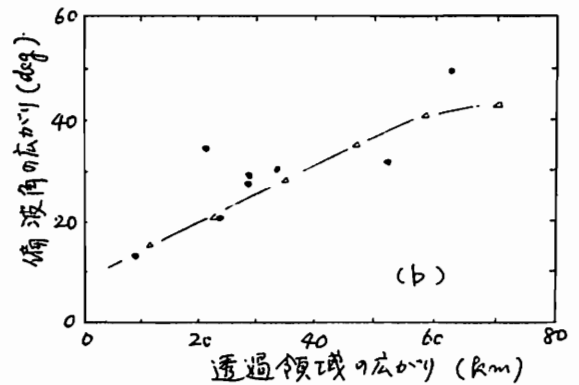
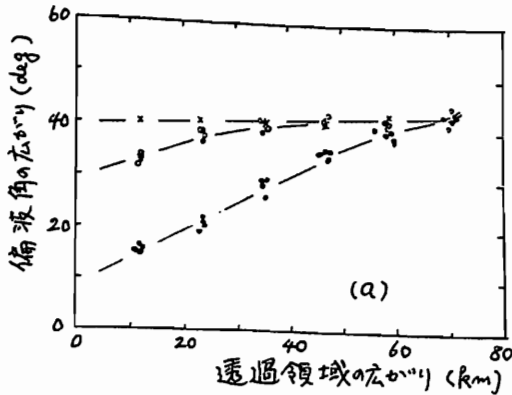


図2 透過領域の広がりおよび偏波角の広がりとの関係

(a) シミュレーション結果

(ダクト中心の方位: X: 頭上, O: 偏北, 東西, \cdot : その他)

(b) 実測値と計算値の比較

(\cdot : 実測例, Δ : 計算値)

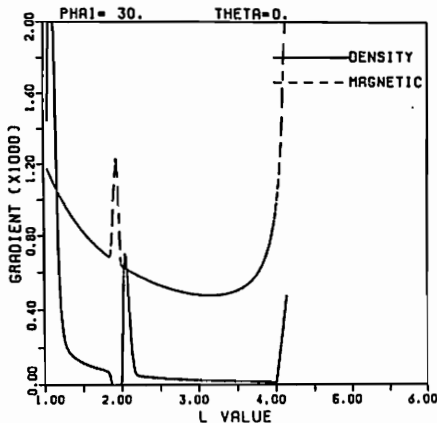
松尾 敏 郎 ・ 木村 豊 根
(京都大学工学部)

VLF波が磁気圏中をダクト伝搬して反対半球に到達するには電離層中で入射波が Enhanced Ionization Duct にトラップされる他に、伝搬条件が一層きびしい磁気赤道付近で duct leakage が起らない事が重要である。ダクトのエンハンスメントファクター及びダクト巾を仮定し Ray-Tracing で VLF 波がどのような条件のもとでダクト伝搬が可能かはすでに報告されている⁽¹⁾。今回は VLF 波の Wave Normal 方向を決めるうえで重要な要素である電子密度勾配と磁場勾配の大きさをを用いてダクト伝搬とダクトからの漏れについて報告する。

磁気圏中の VLF 波の Wave Normal 方向は電子密度勾配と磁場の曲率及び強度勾配に依存する事が解析的に Scarabucci⁽²⁾ によって与えられている。両勾配の符号及びその大きさに従って変化するが磁気圏中の VLF 伝搬問題を考へる場合、density 及び magnetic gradient はどういった時にどちらがより Wave Normal 方向を変化させるのにきくのかを知ることが出来る。

例えば下図は $f = 10.2$ kHz の波に Wave Normal 角が 30° で $L = 2$ に設定したダクト巾 $0.05L$ で enhancement factor が 50% のダクトに入射したときの磁気赤道上の両勾配の絶対値をプロットしたものである。Magnetic gradient (実線) の大きさはダイポール磁場を用い、送信周波数及び Wave Normal 角を与えると求まるもので正の値である。これは磁力線の外向きに Wave Normal 方向を変化させる作用がある。又、Radial 方向に電子密度が減少する場合はダクトのように電子密度の増加する領域が左に限り Density gradient (実線) は負であり Wave Normal を内側に曲げるように働く。下図の場合 $L < 2$ では電子密度が高度が上るにつれ増加するので正であり、結果的には磁場と同じ向きで Wave Normal を外向きに変化させる。又、 $L > 2$ では高度が上ると電子密度が減少し負であるので内向きに変化させるが勾配の大きさは Magnetic 勾配のよりも少しだけ大きいだけで内側に変化させる向きは小さい。

これらの勾配の大きさはダクトの巾や enhancement factor, 使用周波数及びその Wave Normal 角等によって異なり、下図のように存在するとは限らない。本講演ではこれらの特性を明らかにし ray tracing の結果と比較検討する予定である。



参考文献

- (1) Tanaka and Hayakawa : JGR, Vol 90, Apr. 1985
- (2) Scarabucci : Tech. Report, 3418-2, Stanford Univ.

オメガVLF電波(10~14kHz)の異方性導波管 における位相特性 (III)

馬場清英
(甲部工学工)

オメガVLF電波(10~14kHz)について東西赤道越之位相の場合の異常位相特性、より一般的には東西非対称位相特性の報告がある。Lynn (1975) は $f=13.6$ kHzの電波の場合に、東から西に磁気赤道を横切った位相可変性(TRANS-EQUATORIAL)の異常特性があることを指摘した。日没線、日の出線は磁気赤道と通過するときに位相電波の位相が変動方向が逆転し、その状態がしばらく続く。これに対応するかのうに、位相日変化量は、中緯度で値より小さくなる。一方 Kikuchi (1983) は逆に西から東に赤道を横切った位相可変性(REVERSE-TRANS-EQUATORIAL)位相日変化量は中緯度の値と変わらないことと、又、東から西へ赤道を横切った位相可変性(HAIKU-FREWANTLE)には、Lynnの場合と同様に、異常に小さな位相日変化量(逆方向に比べて35%減)があることを示した。低緯度での東から西への位相(HAIKU-INUBO)では、位相日変化量は、西から東への位相に比してかなり大きく(30~40%増)なることも報告している。又同時に、 $f=10.2, 11.33, 11.8$ kHzの電波について、REVERSE-TRANS-EQUATORIAL, HAIKU-INUBOの位相路の場合に、位相日変化量を得た。東から西へ方向に赤道を横切った場合、予-夕である。

著者は、 $f=13.6$ kHzの電波について、理論計算を行う。主として東から西に赤道を横切った位相路の場合に得られた、異常に小さな位相日変化量と、日没時の位相の小さな説明を述べ報告した。しかしながら、赤道越之位相異常特性について、1次モードへの赤道付近での地球磁場による位相への影響を考慮して、夜間における1次モードの存在による位相日変化量の説明(Lynn, Kikuchiの考えに基づいて)が、その特性の電子密度分布の場合には、定性的には可能である。定量的には不十分であると考

明うかに考へた。又、理論的には、夜間の高次モードの位相可変性があることも考えられる。干渉による説明も試みられたが不十分であった。この点については、まだ十分に位相のモードを説明することができなかった。今回は $f=13.6$ kHzに加えて、 $f=10.2, 11.33, 11.8$ kHzの電波について低緯度での東西位相、及び西東位相の場合の計算を行う。この場合も報告する。計算に用いた夜間電離層電子密度分布は Deeks (1966) の $f_{2.5}$ の z' 中緯度でのものを採用した。昼間の分布は指数関数型のものを採用した。図に位相日変化量の観測値(Kikuchi 1983)及び計算の結果を示す。東西赤道越之位相を除けば、観測結果とよく一致している。

参考文献

- Lynn JATP 37, 1395, 1975
- Kikuchi JATP 45, 1743, 1983
- Deeks Proc. Roy. Soc. 291, 413, 1966

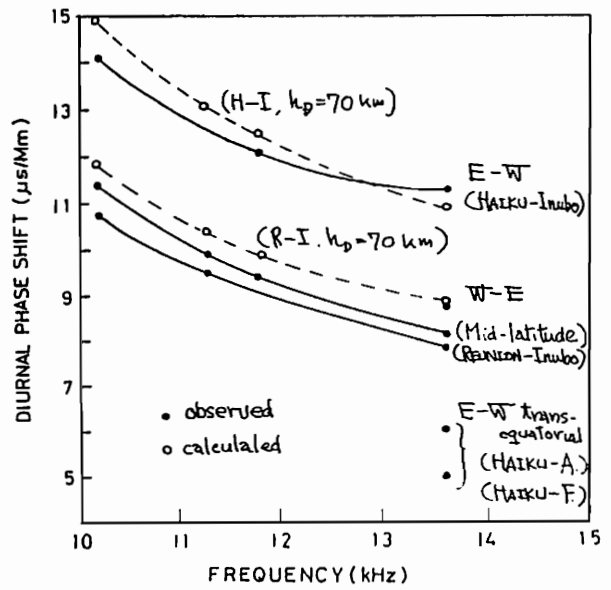


図. 位相日変化量の計算結果
(観測値は菊地(1983)より)

新保 哲也 長野 勇 満保 正喜
(金沢大-工)

1. はじめに

電離層上方から地上に降りてくるV L F波領域で、界強度が共振点で約5dB高くなる結果を得た。この共振現象は、電磁界の特性波(上、下降波)の高度分布を調べることにより、更に明らかになった。又、共振のQ値は、今回の計算の場合約4.5であった。

2. 電離層-大地間の電磁界分布

full wave計算は、図1のように、大地を考慮した上方からの平面波入射として行なわれる。又、電離層モデルとして高緯度地方で観測された天頂角が 40° の時のモデルを採用し、ジャイロ周波数を1.54MHz、伏角を 70° とした。図2は、高度150kmから平面波を垂直入射した時の磁界強度の水平成分の周波数特性である。周波数2.3kHz付近で極大となっている。ところが、V L F波の下部電離層中の衝突損失は周波数の増加と共に大きくなることから、この結果は説明できない。

図3(a),(b)は、周波数1.5kHz及び2.3kHzの時の磁界の上昇波と下降波及びその合成波の水平成分の高度分布である。自由空間において上昇波と下降波が干渉し、合成波は定在波となっている。又、大地で反射した上昇波は、高度60km付近の電離層で再度反射している。周波数2.3kHzでは、電離層の透過波と反射波が同相となり共振を起こしているため、定在波の振幅が周波数1.5kHzより大きくなっている。この現象によって図2の結果が説明できる。

3. まとめ

以上、平面波入射の共振現象を取り扱ったが、2次元波源(トランスミッションコーン内一様)でも同じような共振現象の結果が得られる。又、今後は、電離層モデルによる共振周波数の依存性などを調べる予定である。

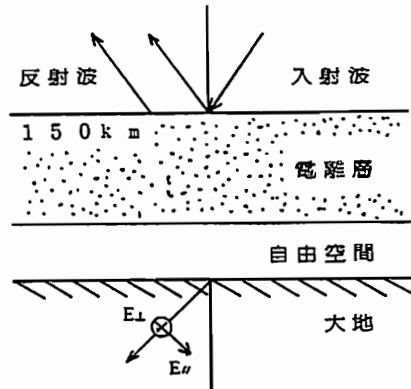


図1 計算モデル

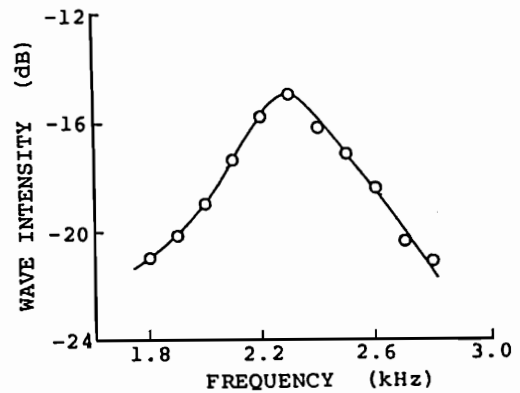


図2 磁界の周波数特性

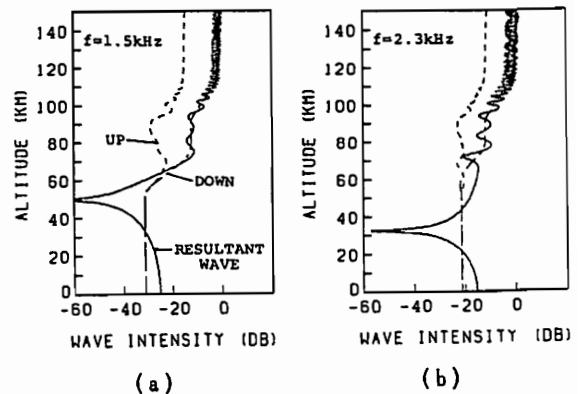


図3 磁界の高度分布の比較

満保 正喜* 長野 勇* 深見 哲男** 小林 智明*

* 金沢大学工学部 ** 石川工専

1. 緒論 筆者らは先に、VLF波のD層反射波を受信してD層電子密度を推定する方法⁽¹⁾を発表した。この場合、受信VLF波として対馬オメガ波(10.2kHz, 11.33kHz, 13.6kHz)を想定して計算機シミュレーションを行なったが、相対位相データを使用するため電子密度を推定できる高度範囲があまり広く得られなかった。そこで今回は、対馬オメガ波にJJY40kHzを受信データに加え、計算機シミュレーションを試み、よい結果を得たので報告する。

2. 電子密度分布の推定法 簡単化のため、電波伝搬モデルとして、図1のような大地を含まない電離層一回反射のみの平面波伝搬モデルを考える。ある周波数におけるアンテナ出力は送信側の平面波の入射電界を1に規格化して、

$$V_p = -jknS(\cos\theta)^{p-1} R_p \exp[-jk(D\sin\theta + 2z_0\cos\theta)] \Big|_{\theta_p} \quad (1)$$

$$= A_p R_p(\theta) \Big|_{\theta_p} \quad p=1, 2$$

と表わせる。V_p^SをN^Sより計算したアンテナ出力電圧、V_p^Tを相対位相の誤差e^{jψ}を含む観測値とすると、高度zにおけるN(z)の変分δN(z)とは次のような関係となる。

$$V_1^S - V_1^T e^{-j\psi} - \delta A_1 R_1 = \int_{z_0}^{z_1} A_1 K_1 \delta N(z) dz \quad (2)$$

$$V_2^S - V_2^T e^{-j\psi} - \delta A_2 R_2 = \int_{z_0}^{z_2} A_2 K_2 \delta N(z) dz \quad (3)$$

ここで式(2),(3)の核K_pはδVのδN(z)に対する感度関数でありN^Sより計算可能な値である。式(2),(3)よりe^{jψ}を消去すると次式を得る。

$$V_1^S V_2^T - V_2^S V_1^T - V_2^S \delta A_1 R_1 + V_1^S \delta A_2 R_2 = \int_{z_0}^{z_1} (A_1 V_2^T K_1 - A_2 V_1^T K_2) \delta N(z) dz \quad (4)$$

式(4)を解きδN(z)を求め、それによりN(z)を補正する。これを式(4)の左辺が小さい値に収束するまで繰り返し計算を行ない、最終的な推定結果を得る。

3. シミュレーション結果 V^Tとして試験用電子密度分布N^Tより計算で求めた値を用い、計算機シミュレーションを行なった。図2はN^S, N^Tとして図に示す指数電子密度分布を想定し、データとしてオメガ波のみを使用した場合と、オメガ波に加えJJY40kHz(簡単のため、この送信点を同じ対馬に仮定)を使用して得た結果である。明らかに後者の方が推定可能な高度範囲が広がっている。図3に式(4)の核の値を示すと、10.2kHzに比べ40kHzが下の高度において振幅最大点がある。このため40kHzのデータを加える事により、推定可能な高度範囲が広がったものと思われる。

4. 結論 大地を含まない伝搬モデルで、VLF反射波の相対位相データを使用した電子密度推定法を述べた。オメガ波に加えJJY40kHzをデータに加えることにより推定精度が上がり、広い高度範囲にわたり推定できる結果が得られた。

文献 (1) "A Simulation of Estimating the Electron Density Profile of the lower Ionosphere by VLF waves", M.Mambo, I.Nagano, K.Nakamura, T.Kobayashi, 1985 International Symposium on Antennas and Propagation.

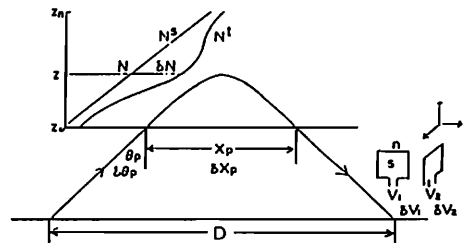


図1 伝搬モデル

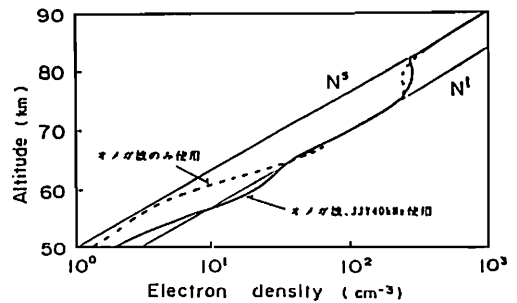


図2 シミュレーション結果

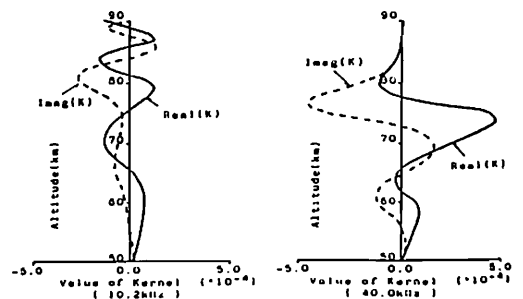


図3 式(4)の核(A₁V₂^TK₁-A₂V₁^TK₂)の高度分布

恩藤 忠典*、早川 正士**、中村 義勝*
 * 電波研. ** 名大空電研

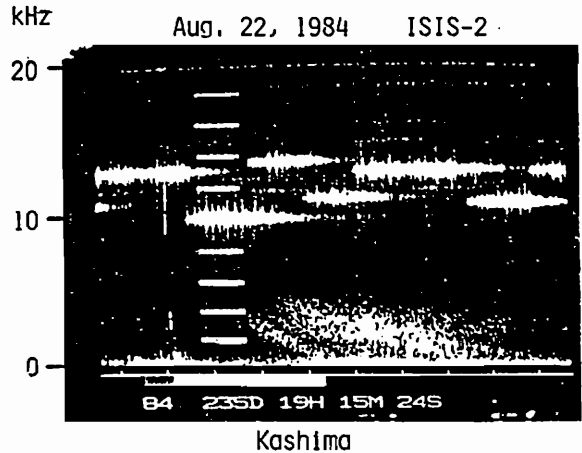
高緯度電離層へ降下する荷電粒子が作る不規則電離によって、地上局からの VLF 電波が散乱され、その周波数が電離層高度でドップラー広がり ($\Delta f \approx \pm 100 \text{ Hz}$) を受るといふ。Bell 等 (1983) によって報告されている。又 Titova 等 (1984) は Aureol-3 号でバロフスクの Alpha 局の電波に伴う側波帯構造のスペクトルを解析し、地上から強い VLF 電波が電離層内のイオン音波、イオンサイクロトロン波等のイオン縦波と共鳴散乱して、波動向相互作用 (Three Wave Process, $K_3 = K_1 + K_2$) を起し、ドップラー広がりが生じることを提案している。

下図は 1984 年 8 月 22 日 1915:24 UT に ISIS-2 号によって高度 1403 km, 地理緯度 $48^{\circ}13'N$, 経度 $143^{\circ}54'E$, 0450 LT に観測されたドップラー広がり の例である。横軸の目盛は 1 sec を示す。この図では左側から 12.8 kHz, 10.2 kHz, 13.6 kHz, 11.3 kHz のオメガ電波が受信されており、オメガ周波数の時間的推移から判断して、この電波は明らかに日本の対馬局 (地理緯度 $34^{\circ}37'N$, 経度 $129^{\circ}27'E$) からのもの (放射電力 10 kW) と思われれる。

この ISIS-2 のパスの初め 1913:30 UT ($59^{\circ}00'N$, $150^{\circ}14'E$, 0512 LT) からドップラー広りは観測され、1920:30 UT ($36^{\circ}56'N$, $150^{\circ}08'E$, 0518 LT) までドップラー広りが観測された。対馬のオメガ電波はこのパスの終り 1924:50 UT ($23^{\circ}11'N$, $149^{\circ}39'E$, 0520 LT) までずっと受信された。8 月 22 日は月間で最も地磁氣的静穏日であった。尚 8 月 22 日 18-21 UT 間の $K_p = 0$ であった。

1984 年 8 月 28 日 1912:30 UT ($59^{\circ}08'N$, $143^{\circ}49'E$, 0447 LT) から 1918:00 UT ($39^{\circ}46'N$, $143^{\circ}45'E$, 0455 LT) の間でも、ISIS-2 号によって対馬のオメガ電波のドップラー広りが観測された。8 月 28 日は月間の地磁氣擾乱日の 1 つであった。尚 8 月 28 日 18-21 UT 間の $K_p = 4$ であった。

この 2 例に共通のことは送信局の対馬より高緯度側の中緯度電離層で、緯度方向に南北に 1300 ~ 1900 km 以上の区間にわたって、ドップラー広りが連続して観測されており、局所的な小規模の不規則電離による VLF 電波の散乱によって起されたとは考え難い。



— 最近のライダー観測 —

藤原玄夫・秋吉英治・大塚宣子・玄野本和
九丈 理

エルチチオン火山噴火(1982年4月)は、成層圏エアロゾル層の世界的分布に多大の影響を与えたが、その影響は、3年以上経過した現在に至るまで続いている。

我々は、YAGレーザーライダー(波長 $1.06\mu\text{m}$, $0.532\mu\text{m}$)を用いて、福岡上空における成層圏エアロゾル層の変動を、当初から追跡してきた。1983年1月に最大となったエアロゾルの総量(後方散乱係数の高度積分値 $\int \beta_{\text{back}} dh > 2 \times 10^3 \text{ sr}^{-1}$)は、以後、冬から春にかけて極大、夏に極小となる季節的変動を伴いつつも減少の一途をたどり、1985年夏現在で最大値の約 $1/20$ になっている。このエアロゾル総量の減少の仕方、全体として年々ゆるやかに来ており、これは長期的には定常状態に近づきつつあることを示唆している。

生成消滅に関して定常に近いエアロゾルの時間、空間的变化は、大気の大気学的効果を大きく反映すると思われる。そこで相当に速い大気の変化(内部重力波など)に対する応答をも調べるために、ライダー系に新たにウェーブメモリを加え、受信フォトマル信号をアナログで測定することを計画した。この方式ではあまり高いところまで精度よく測定することはできないが、エアロゾル層ピーク高度以下では、距離分解能数 100 m 、時間分解能1分以内での測定が可能である。

講演では、エルチチオン火山噴火以後現在に至る成層圏エアロゾル層の長期的変動の観測結果と、改良されたライダー系による、速い変動の最近の観測結果を併せて報告する。なお、成層圏エアロゾル層観測の副産物として、 $0.532\mu\text{m}$ のデータから、高度 $30-45\text{ km}$ における大気分子の個数密度が求まる。約1時間の観測で、高度分解能 1.5 km とすれば、誤差は 45 km で 5% 、 30 km で 2% 以内になる。これから求めた温度プロファイルと例として2例を示すことにする。

内海通弘 秋吉英治 大塚宣子 藤原玄夫 広野求和
九大理

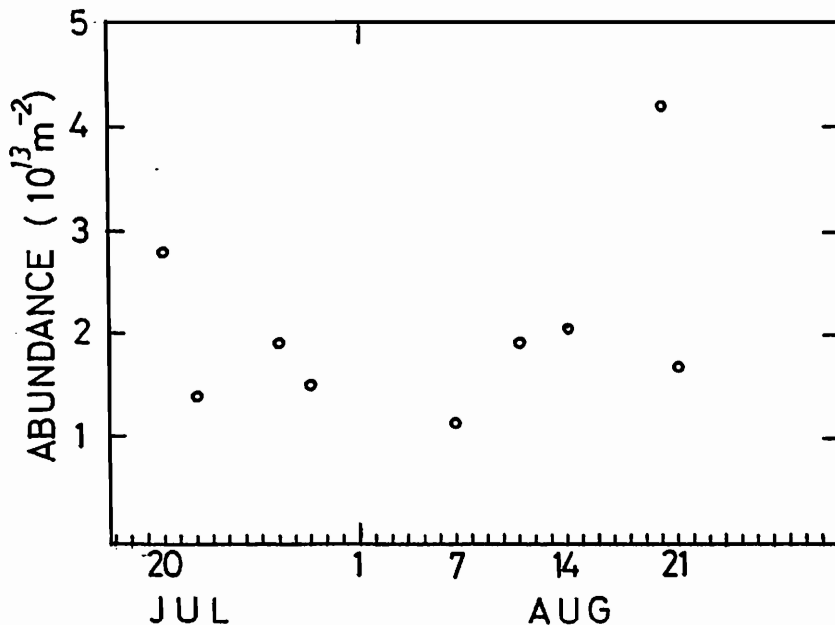
中間圏ナトリウム層は、流星雨時にかなりよいresponseで、column量が増加することがわかってきた。数年来、九大では、色素レーザー・レーダーにより中間圏ナトリウム層(75-100km)を観測を行っているが、特に、年間最大のハルセウス座 γ 群と呼ばれる流星群とナトリウム層の相関をみるため、特別な観測を行っている。

ハルセウス座 γ 群は、その活動が一応の山をこした感じがある。眼視観測によると、1972年頃より見られた増加は、1980年のピークを境にして減少傾向に転じ、1984年の出現数は、極大時の数が50個/時を割り込んでいると言われている。

我々のライダー観測では、1979年の極大日(8月12~13日の夜)の薄明時の10倍の急増を観測して以来、1981年と

1983年と通常の日より3倍近くの増加を観測した。昨年と同様、今年も極大日に悪天候に見舞われ、観測できなかったが、その前後は、下図に示すような結果となった。これを見る限り、ハルセウス座 γ 群の影響はほとんどない。下図では、8月20日に増加しているが、その垂直プロファイルを見ると、21日には、ピーク下部が削られるように減少している。20日は、はくちよう座 κ 群の極大日にあたるが、出現数は、少ない(6個/時)ので、何とも言えない。今年の眼視観測や流星レーダーにどのような出ているかが興味のあるところである。

一方、ナトリウム層の増加した時には、大気波動の影響も見やすいので、九大工のエキシマ-ライダーの大気密度観測で見れない80km以上をつなげるかもしれない。



岩坂泰信

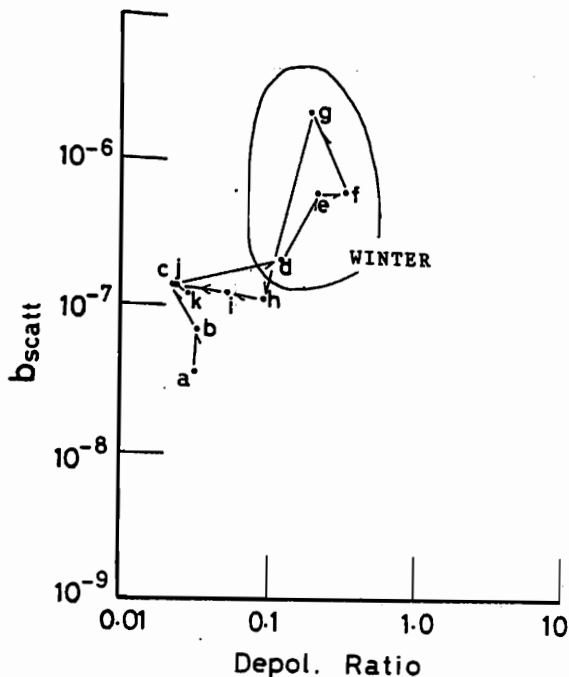
名古屋大学水圏科学研究所

1. 初めに

南極の成層圏エアロゾル層の時間変化 - とくに冬のエアロゾル量の増大 - は、未だ十分にその実態が分かったとは言えないが、中、低緯度のそれと極めて違った傾向を持っているらしい。このことは、最近のレーザーレーダ観測や人工衛星観測によって次第に明らかになってきている (McCormick et al., 1985; Iwasaka et al., 1985)。この現象の解明自体極めて興味ある問題であるが、エアロゾル量の変化が垂直方向のエアロゾルの輸送と結び付くならば、成層圏水蒸気やイオウ化合物の収支、積雪中のイオウ(あるいは、火山灰)量の変化等を説明するための有力なモデルとなろう。ここでは、冬の期間に見られた成層圏エアロゾル量の増大現象を左右する要因として Aitken particle の成長を考えてみる。

2. 南極の冬のエアロゾル層の特徴

今までも指摘されてきたように、まずエアロゾル量の増大があげられる(人工衛星観測、レーザーレーダ観測)。次に上げられるのは、偏光解消度の増大である(レーザーレーダ観測)。偏光解消度の増大は、非球形の散乱体が多数形成されたことを意味している。エアロゾル量の指標となる後方散乱係数と偏光解消度の対応を見ると図1のようになる。さらに気球観測の結果は、増大期間の初期に極めて多数のエアロゾル粒子が成層圏下部に存在したことをしめしていた(1983年6月3日の観測、Morita et al., 1984)。



3. 低温の成層圏

極めて気温が低くなる極域の成層圏が冬の enhancement をもたらす事は今まで何人かの研究者が指摘してきたことであるがこのことのみでは観測事実を説明することは出来ない。気温の変化する時間スケールが大きな意味を持っている事を強調したい。このことを考えることにより、水蒸気とエアロゾルの collision のみが有効であること、Aitken particle の成長がかなり卓越すること、などが予想され観測事実をうまく説明する。

References

- Iwasaka, Y., T. Hirasawa, and H. Fukunishi,
1985, J. Geomag. Geoelectr., 37, in press
McCormick, M. P., P. Hamill, and U. O. Farrukh
1985, J. Meteor. Soc. Japan, 63, 267 - 276

「おおぞら」による成層圏エアロゾル、および
オゾンの観測

高木増美, 近藤 豊, 岩田 晃, 森田恭弘

(名古屋大学 空電研究所)

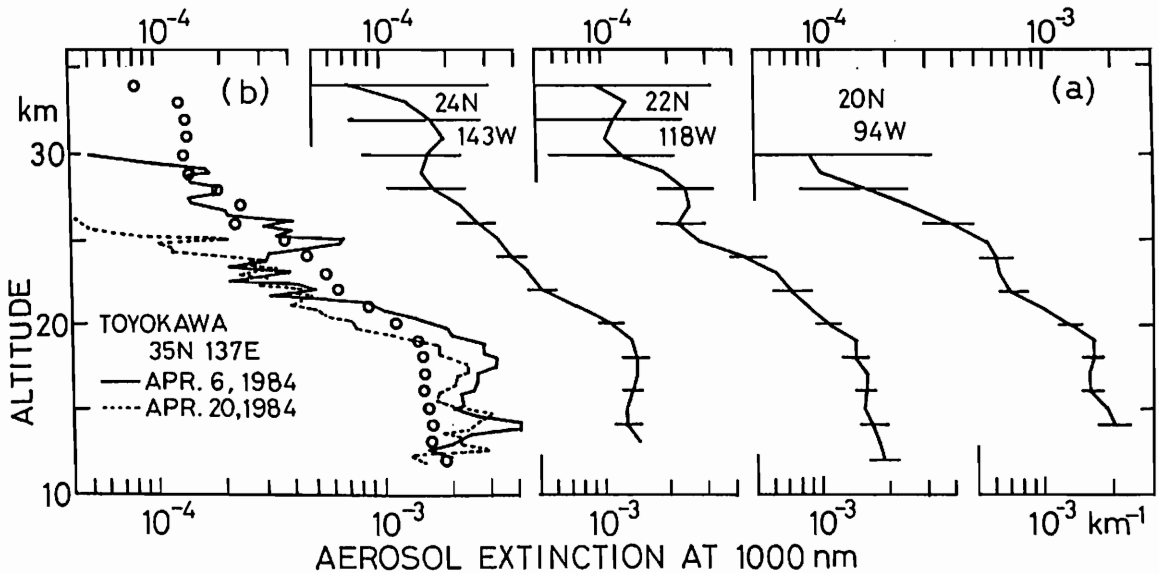
成層圏の現象は全地球的な広がりをもつことから、衛星によるモニタリングは、成層圏エアロゾル、オゾンの分布変動を明らかにするためのすぐれた観測法である。衛星「おおぞら」にわれわれはALAとよばれる装置を搭載して、成層圏のエアロゾル及びオゾンの高度分布を観測しているので、その装置、解析法の概略と、若干の観測例を報告する。

測定の実原理は、衛星上の日没時に太陽光が地球周縁大気を通過する際にうける減光度をほかることにより、エアロゾルあるいはオゾンの高度分布にひきまがけを行うものである。エアロゾルの測定には1000 nm, オゾンには600 nmの波長を使った。測定上特に問題となるのは、太陽像の直径が15~30 kmもの高度範囲に相当すること、1 kmの高度分解能を得るためには、太陽面を30等分程度には分割して測光する必要がある。このため測光装置として二次元のイメージセンサーを採用した。衛星の主

軸は太陽指向であるが、軸まわりの位相角が固定されていないので、センサーの水平掃引が地平線に対しどれだけ傾いているのを知る必要がある。これは地磁気姿勢計から求めた。

解析にあたり特に注意しなければならないのは、30 km以下の分布を求めるときに大気屈折の効果を入れることが絶対必要であること、また地球半径の緯度による違いも、時に1~2 kmの高度誤差を生ずる。

図は1984年4月23日に観測した3回の日没時のエアロゾル解析例である。観測場所での比較すべき資料はないが、同時期の豊川でのライダー(532 nm)後方散乱からひきまがけた値とくらべると、数値的にほぼ同じで、この測定、解析法の有効性を示すと考えられる。なおこの値はバックグラウンドよりかなり大きく、EL Chichon 噴火以後2年経過した当時、中緯度にもかなりの量のエアロゾルが分布していたことを示す重要なデータである。



(a) Apr. 23, 1984 観測された3回の日没時のデータから求めたエアロゾル高度分布。
(b) 同時期における豊川のライダー観測からひきまがけた1000 nm 消光係数高度分布。
○印は(a)の3本の高度分布の平均値を示す。

関口宏之, 牧野忠男, 山本博聖, 内藤一郎
立教大・理学部

近年, 衛星観測によって中間圏オゾンに関する詳しいデータが得られてきている。たとえば, Thomas et al. (1983, 1984) は SME 衛星で高度 50 ~ 90 km のオゾン観測を行い, 緯度変化, 季節変化の並びに 80 km 付近の secondary maximum の存在を報告している。我々のグループも昨年 2 月に打上げられた「天空」衛星で中間圏オゾンの観測を行っており衛星データとの比較も今回のロケット観測の目的の一つである。

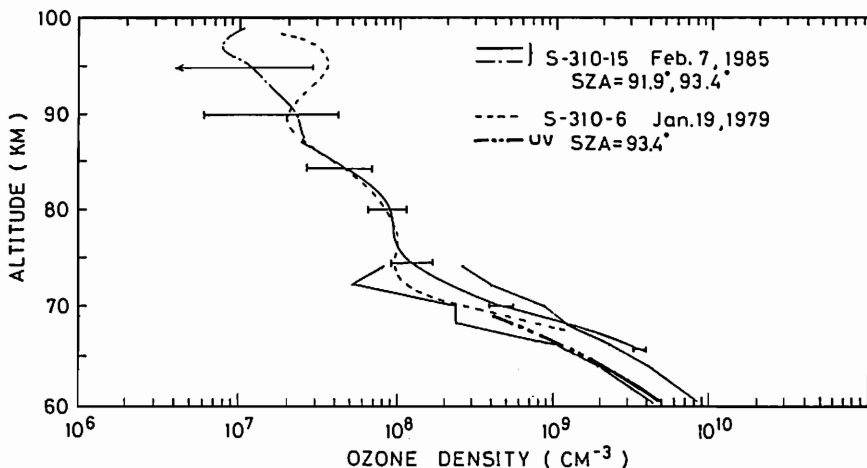
中間圏オゾンは太陽紫外線 ($2000 < \lambda < 3200 \text{ \AA}$) によって励起酸素分子 ($O_2(^1\Delta_g)$) と酸素原子 (O) に光分解される。生成された $O_2(^1\Delta_g)$ は波長 $1.27 \mu\text{m}$ の光を放出するが, 周囲の分子 (M) との消光反応により基底状態になる。 O_2 $1.27 \mu\text{m}$ 光の volume emission rate を Q とすればオゾン密度は

$$n(O_3) = \frac{A + k n(M)}{A J} \quad (1)$$

で表わせる。この $1.27 \mu\text{m}$ 光の強度測定からオゾン密度を求めようとするのが我々の測定法である。

1985年2月7日, 18:00 に打上げられた S-310-15号機に搭載した大気赤外線放射計により中間圏オゾンの観測を行った。高度 60-110 km で得られた $1.27 \mu\text{m}$ 光の天頂強度とモデル大気として CIRA 72 を使って (1) 式より求めたオゾン密度を下図に示す。やはり冬の観測で太陽天頂角も 93.4° と今回の観測条件に近い S-310-6号機の結果と Krueger and Minzner (1976) の中緯度平均オゾン密度を图中に示した。UV と示したものは S-310-6号機で同時観測を行った渡辺等の UV 吸収法による結果である。

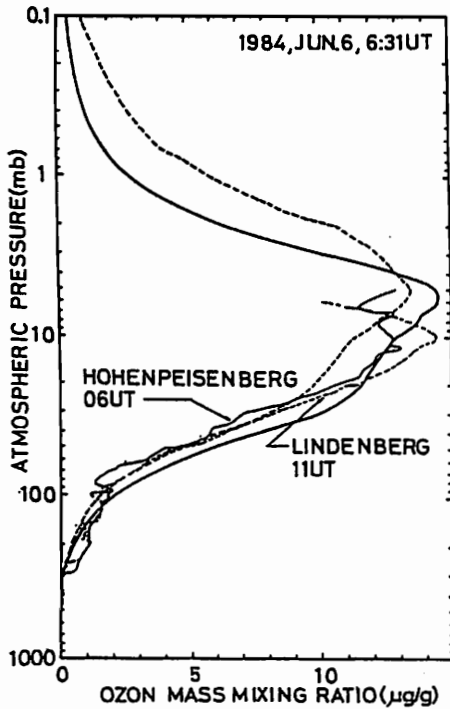
今回の結果は, 75 km 以上では S-310-6号機の結果と良く一致している。75 km 以下では今回の値のほうが 6割程度大きい。



1. 大空衛星による紫外大気散乱光観測 (BUV) は、打ち上げ後約1年半を経過したが、順調に紫外散乱光のスペクトルを得つつある。今回は得られたスペクトル強度から、オゾン密度の高度分布を求める解析法について報告する。まだ試みの段階で、なお検討をしなければならないが、以下のような解析を行った。

2. 高度の変数として大気圧をとると、衛星高度で得られる紫外散乱光の強度は次のように書ける。

$$I(\lambda) = \frac{3}{8\pi} F_0(\lambda) \int_0^{P_0} \beta_\lambda e^{-\tau(P,\lambda)} dp \sec \alpha \quad (1)$$



太い実線はBUVの結果。太い破線はK&Mモデル。BUVの観測領域は43°N, 18°E付近。図中に二つの所のオゾンゾーンの観測結果と観測時刻を示す。

$$\tau(P, \lambda) = \left[\int_0^P \sigma_{O_3}(\lambda) X(P) dP + \beta_\lambda P \right] \sec \alpha$$

ここで α : 観測点での太陽天頂角, β_λ : レーリ-散乱係数, $X(P)$: オゾン密度である。今回の解析では、高度を3層に分け、観測データは10 Å毎の強度を用いた。

$$\sum_{\lambda} (I_{OBS}(\lambda) - I_{CAL}(\lambda))^2 = 0 \text{ とする } X(P) \text{ を逐}$$

次近似で求めることとする。近似を進める係数は $X^{(n)}(P) = \overline{\alpha}^{(n)}(P) X^{(n-1)}(P)$ とする。まず $X(P)$ が I に与える影響を考慮して、

$$\alpha^{(n)}(\lambda) = \frac{I_{CAL}^{(n-1)}(\lambda)}{I_{OBS}(\lambda)} \text{ を求める。}$$

次に(1)式の積分の中を $W_{n-1}(\lambda, P)$ とおいて、 $X^{(n-1)}(P)$ を用いて計算し、これから

$$\overline{\alpha}^{(n)}(P) = \frac{\sum_{\lambda} W_{n-1}(\lambda, P) \alpha^{(n)}(\lambda)}{\sum_{\lambda} W_{n-1}(\lambda, P)}$$

を求めた。 $X^{(0)}(P)$ は Krueger & Hingner のモデルを用いた。

3. この方法を用いて計算した、オゾン分布の例を図に示す。これはBUVの観測領域付近で、ほぼ同時刻にオゾンゾンデによる観測が行われた例である。結果は下層部では、オゾンゾーンの観測値とほぼあっているが、1 mb 付近では、ファクター2程度BUVの値のほうが、K&Mモデルより小さい。モデルは長期間の平均値で、すぐに個々のオゾン分布と比較するのは問題があるところである。今後、解析法の検討を進め、グローバルなオゾン密度分布を明らかにしていく予定である。

柴崎和夫 · 岩上直幹 · 小川利紘
(国学院大) (東大理)

24次隊で実施した昭和基地(69.0°S)での大気球実験(B5JA25, -26)のデータ解析を継続して行っている。(図1)

南極域成層圏NO₂高度分布に関しては、23次隊で行った大気球実験結果が発表されている(図2, Iwagami et al., 1985)。これには成層圏上部と下部の大気塊の出所が異なることを示唆する火山構造を見ることことができる。果して24次隊の結果ではどうかという点が興味あるところであつた。しかしながらB5JA25, 26とも測定時の高度が28km以上であり、かつ太陽天頂角が90度以下で残念ながら25km以下のNO₂分布を求めることはできなかった。最も興味ある領域での比較は実現しなかった訳である。

それでも、これまで報告されたことがない南極成層圏NO₂分布のデータは貴重である。B5JA25の結果(図3)をみると、25km以上でも幅広い極大(peak)が存在しているようである。図2も考慮すると、やはりこの時期(11月中旬~下旬)の極域成層圏上部の大気微量成分の動態を考えるには力学過程(水平輸送)を十分に取り入れて解析を進める必要があるであろう。

文献

Iwagami et al. J. Meteorol. Soc. Japan, 63, 1985

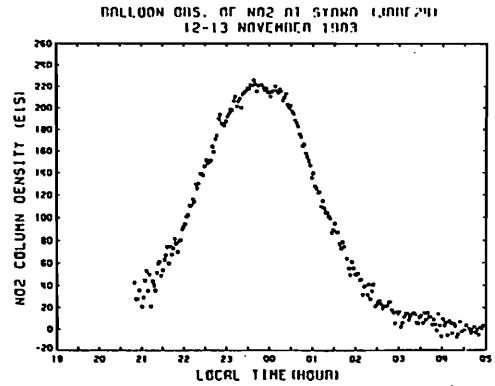


図1 NO₂ column density の時間変化

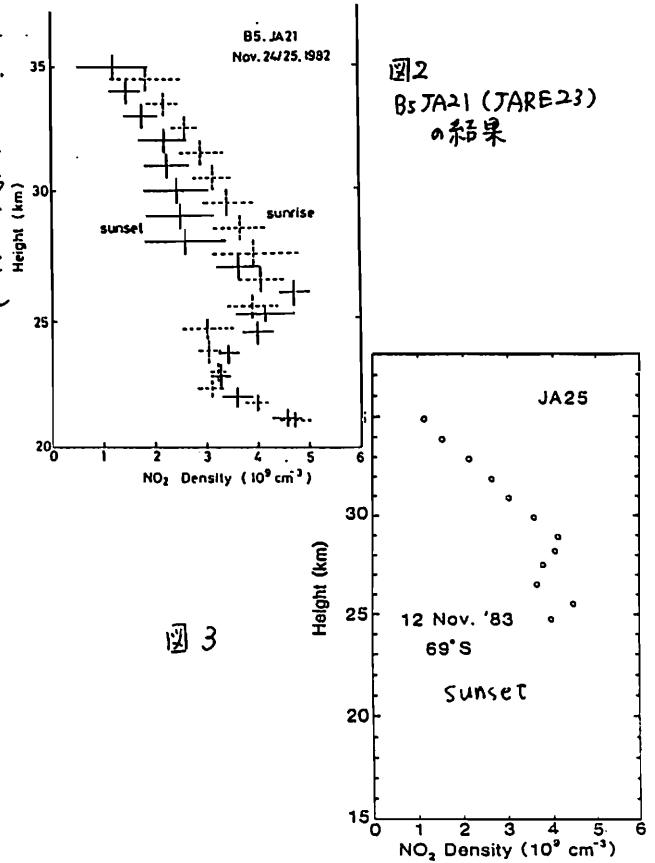


図3

木山喜隆, 斎藤文一
新潟大理

地上から吸光分光法を用いて、大気中の NO₂ 量を求めている。先回までに、太陽を光源とする観測から、NO₂ の柱状密度全量の日変化を報告し、また天頂方向天空から入射する散乱光の解析から NO₂ の吸収バンド構造を見い出したことを報告した。さらに、NO₂ 高度分布モデルを使い、一次散乱過程を用いて天頂方向天空輝度の太陽天頂角依存性に関する結果を導いた。

今回は、薄明時における天空輝度が重要であることを考慮し、仮定した NO₂ 高度分布モデルに、二次散乱過程まで含めて、太陽天頂角依存性を導くことを試みる。図1.に示すように、高度 z における一点 P(z) で、鉛直下方向に散乱する光 j(z) は、太陽からの直達光による一次散乱光 j⁽¹⁾(z) と、大気中の多数の点 P_i の一次散乱光による P(z) における二次散乱光 j⁽²⁾(z) の総和になる。故に、

$$\int j(z) dz = \int \{ j^{(1)}(z) + \sum_i j_i^{(2)}(z) \} dz \quad (1)$$

となる。

上式の第二項は、薄明時、とくに太陽天頂角が 90° 以上で効果を表わし、中間圏 NO₂ の高度分布を見い出すために有効である。

図2 a, b に 1984 年 10 月 8 日の天頂方向からの入射光強度 $\int j(z) dz$ のスペクトルを示す。その中で太陽天頂角が 43° と 90° の場合である。

参考文献

B. Saito and Y. Kiyama, Bull. The Niigata Airglow Obs., No. 10, 1, 1982.
Y. Kiyama and B. Saito, Bull. The Niigata Airglow Obs., No. 11, 1, 1983.
J. F. Noxon, E. C. Whipple, Jr., and R. S. Hyde, J. Geophys. Res., Vol. 84, 5047, 1979.
V. G. Fesenkov, Soviet Astronomy, Vol. 10, No. 1, 156, 1966.

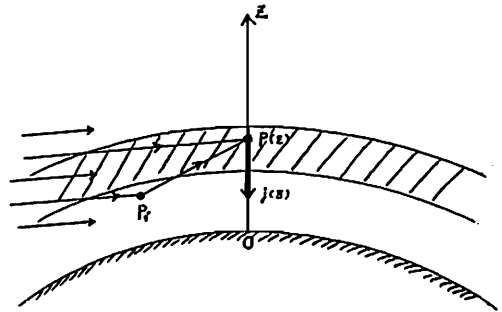


図1. 一次及び二次散乱過程を考慮した天頂方向からの入射光 j(z)

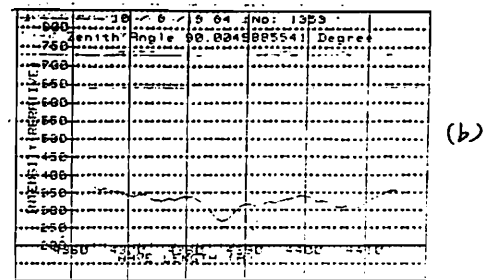
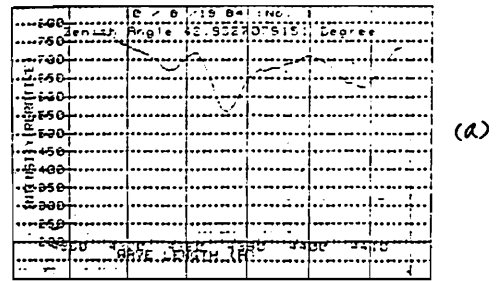


図2. 1984年10月8日の天頂方向からの入射光強度スペクトル
(a): 太陽天頂角 43°
(b): 太陽天頂角 90°

渡辺 隆・高野元春・中村正年 (筑波大物理)

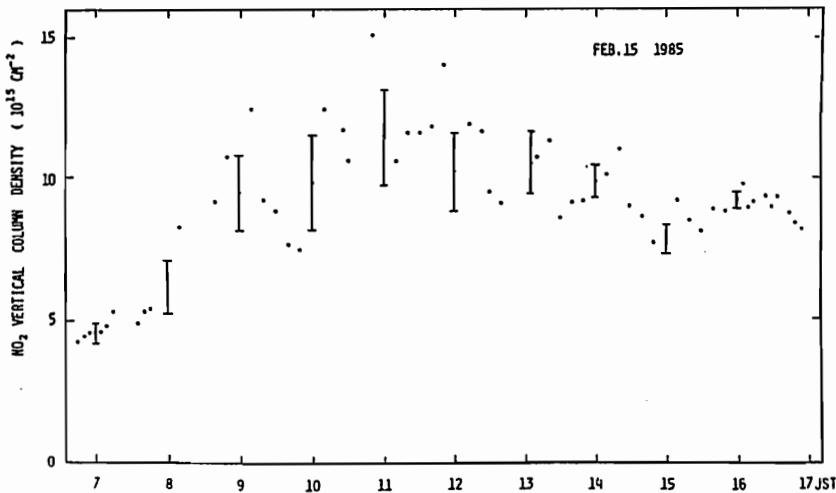
上層大気中の微量成分 NO₂ の観測を太陽可視吸光法によって行っており、NO₂ 量の正確な定量と、その日変化・季節変化などの経時変動の測定を目的としている。

観測装置概要・解析方法については前回の学会で報告を行なった。今回はこのような方法を用いて得た昨年12月から今年2月までのデータの解析がほぼ終了したのでその結果について報告する。特徴としては観測データには明きらかに大気汚染と思われる NO₂ 量の増大があり、このようなデータの除去がまず必要となった。対流圏が比較的清浄な状態と思われる日のデータには規則的な日変化が見られる。

今年7月に光学系(追尾・集光系)の大きな改造を行ない、夜間観測も行える体制が整ったので、現在月を光源に用いた夜間観測データも取れるようになった。夜間観測結果についても解析がまとまり次第報告する予定である。

参考文献

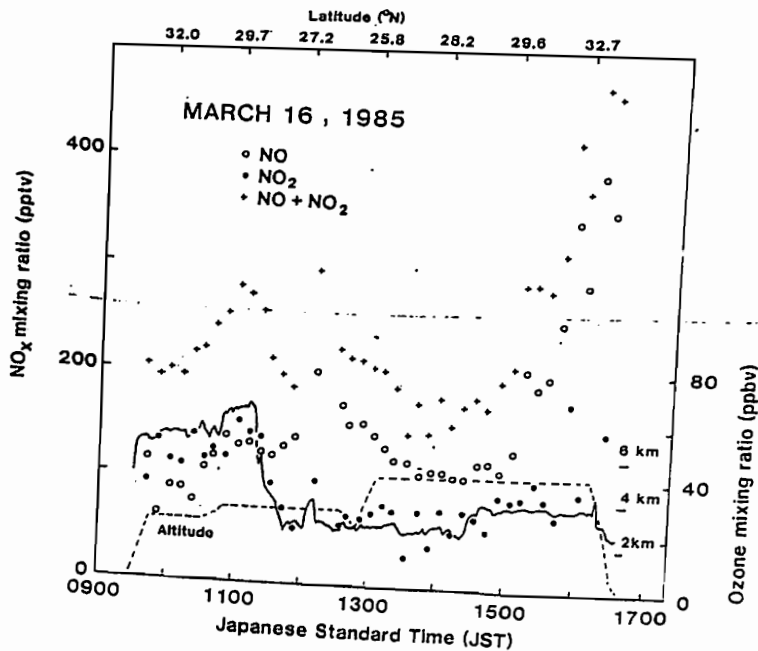
渡辺・高野・安藤・中村 Ground based observations of nitrogen dioxide, to be submitted to J. G. G.



NO₂ 光解離セルによる対流圏 NO_x の測定

近藤 豊, 岩田 見, 森田 恭三, 高木 増英
 (名古屋大学・空電研究所)

An NO₂ photolytic converter was recently constructed with a 275 watt mercury short-arc lamp producing a 40 mm diameter beam. The diameter and the length of the photolysis cell is 46 and 250 mm and its volume is 415 cm³. The conversion factor for ozone free conditions is 31, 21, and 11 % at ambient pressures of 800, 500 and 300 mb respectively when the flow rate of the sample air is 2.1 STP l/min. NO detectable artifact signals originating from sources other than NO_x contained in the sample air were observed. As the oxidation of NO by atmospheric ozone competes with the photodissociation by the lamp, ambient ozone must be measured simultaneously and its concentration included when calculating the NO_x mixing ratios. The NO_x mixing ratios recorded with the present photolytic converter latitudes around 32°N up to 5 km in March are quite often a few hundreds pptv.



小川利紘・岩上直幹 (東大理)

中層大気国際協同観測に際して、成層圏オゾンおよび気候に影響を及ぼす大気微量成分の分光観測をすべく準備を進めてきたが、このほど観測システムが一応完成した。

分光計はジョバン・ウボン社製THR1500。焦点距離1.5mの回折格子型モノクロメータで、ダブルパス使用可能である。紫外～可視域では同社のホログラフィック回折格子を、赤外域では通常の刻線回折格子を使用し、分子の回転線の線幅(ロレンツ幅)と同程度の波長分解能(0.05～0.1 cm⁻¹)を得ることが出来る。

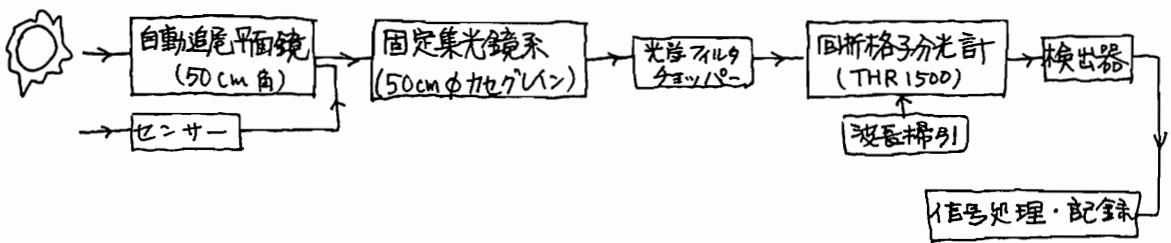
この観測では、太陽・月などの天空光を光源として吸光分光法で微量成分を測定するが、高分解分光測定に際しては、特に赤外域において、光源が太陽であっても良好な信号雑音比を得るための措置が必要である。そこで、入射光量をかせるため、口径50cmのカセグレイン鏡系を使用する。諸般の事情により、このカセグレイン鏡系は固定構造とし、光源からの光は50cm角の平面鏡によってこのカセグレイン鏡系に導くことにした。この平面鏡は、センサーを装備しており、太陽あるいは月を自動追尾する。将来は惑星も追尾できるようにする予定である。

これらの装置は、当面東大本郷キャンパス建物屋上に設置して試験的な測定を行なっている。データ処理・収録は従来通りの方式で十分用が足りるし、また観測の運用

管理については、まだシステムが試験的段階であることから、現状では人間が介入する方が望ましいので、これらの箇所にはなるべく費用をかけないことにしている。しかし、従来はマイクロコンピュータを用いて観測の管理、データ収録をすることを考えている。

観測対象としては当初から予定していた通り、CH₄を2ν₃帯6005 cm⁻¹で、N₂Oを2ν₁帯2563 cm⁻¹、COを(1,0)帯2143 cm⁻¹で測定する。CH₄については高分解能分光計を用いなくても測定可能なことが判ったが(既報告)、高分解能測定の方が精度がよくなる見込みである。

集光鏡を使う利点として、夜間月や惑星光を光源として、成層圏NO₂(448nm帯)、NO₃(663nm帯)の観測が可能となる。また夜間、人工光源を使って地表付近の汚染気体を測定できる可能性もある。上記NO₂、NO₂の他にHONO(354nm,368nm帯)、SO₂(300nm帯)などは1kmの光路で十分測定できる。また1kmの光路をとればCO₂(2ν₃帯2062 cm⁻¹)やHCl(1,0)帯P₅ 2776 cm⁻¹)も1ppb程度の濃度まで検出できる可能性がある。これら2つの気体成分は大気への供給源がよくわかっておらず、人的汚染の影響の可能性があるので、都市域での測定は興味あり。また紫外域での太陽光高分解能測定ではOH(3082Å帯)を検出できる可能性もある。



対流圏における負イオンモデル計算

川本洋人
(京大理)

小川俊雄
(高知大理)

中緯度の対流圏における負イオンの化学組成をモデル計算した。負イオンの生成として、宇宙線と地中からの放射性物質による電離を、消滅として、正イオンとの相互再結合及びエアロソール付着を考慮した。化学反応過程には、電子、27種の負イオン、16種の中性気体、100種の化学反応を考慮した。計算値と観測値との比較(図1, 2参

照)から次のような結論を得た。1. NO_3^- 核クラスターイオンでは、観測値との相違は質量分析計内でのcluster break-upによる水分子(H_2O)の脱落で説明されるイオン種($\text{NO}_3^- \cdot \text{HNO}_3$)もある。 NO_3^- は、 $\text{NO}_3^- \cdot \text{H}_2\text{O}$ が H_2O を失って観測されるとしても、計算値が1-2桁小さい。2. HSO_4^- 核クラスターイオンでは、計算値が数倍以内で大きな値となった。

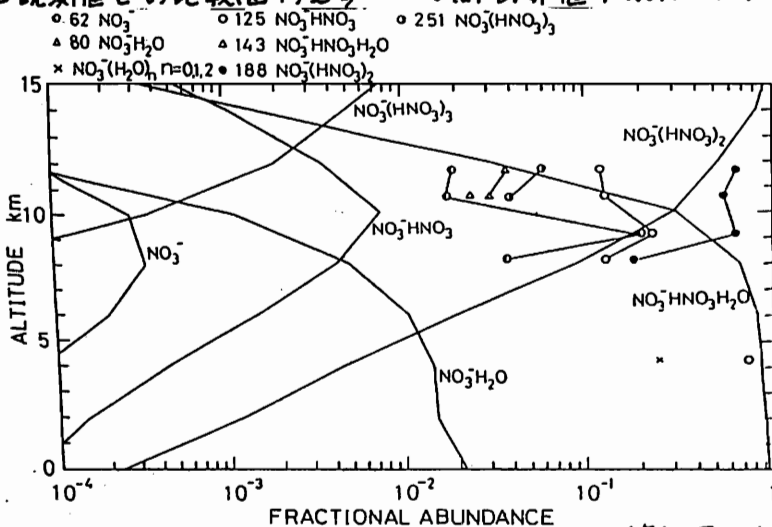


図1. NO_3^- 核クラスターイオンのモデル計算結果と観測結果(記号)との比較。

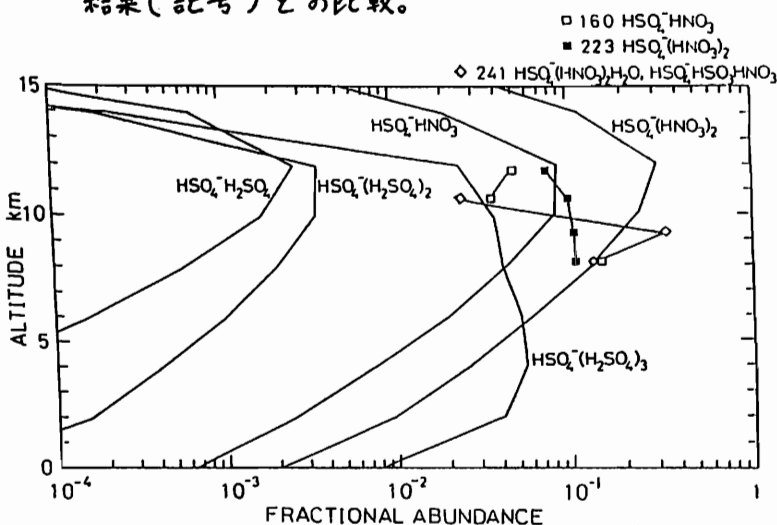


図2. HSO_4^- 核クラスターイオンのモデル計算結果と観測結果(記号)との比較。

長門研吉 小川俊雄
(京大理) (高知大理)

地表付近の大気中のイオンを研究するために、平行板電極型のイオンモービリティ計を製作し、大気イオンについて観測を行った。

この装置を用いて測定された正、負の小イオンのモービリティスペクトルの例を図1に示す。なお、測定に際しては、空気の入力口に放射線源を置き、空気を電離して行った。正の小イオンはモービリティが $3.5 - 0.8 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ の範囲に分布し、 $1.5 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ にピークを持つ。一方、負の小イオンは $4.5 - 0.9 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ の範囲に分布し、 $1.9 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ にピークを持つ。正、負のモービリティスペクトルを比べてみる

と、全体として負イオンのモービリティの方が大きく、正イオンのモービリティとの比は1.35である。また負イオンの方が立ち上がり、立ち下がりともに鋭い。特に負イオンのピークは非常に鋭く、安定なイオンの存在を推測させる。それに比べて正イオンのピークは幅を持ち、複数のイオンでピークを形成しているものと推測される。

このようなモービリティスペクトルの日変化を調べるために、実験室の窓を開け、換気をしなが、24時間の連続観測を行った結果を図2に示す。スペクトルの形に顕著な変化は見られないが、その大きさにはわずかながら変化が認められる。

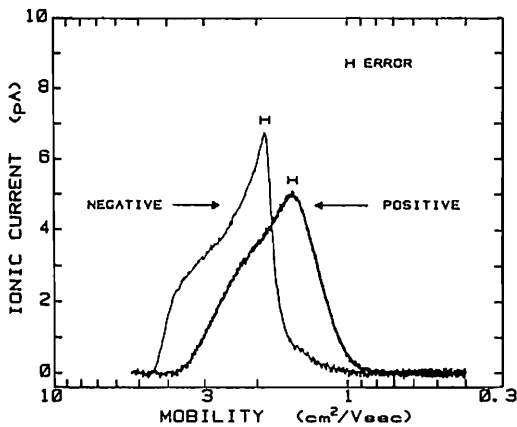


図1. 正、負小イオンのモービリティスペクトル

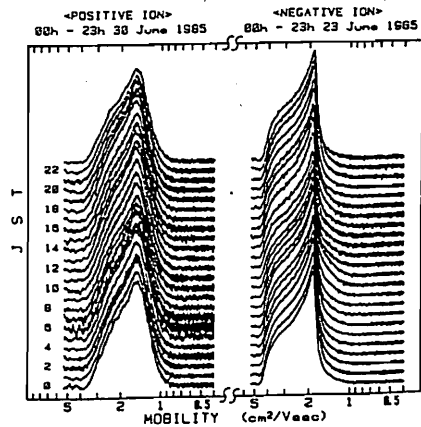


図2. モービリティスペクトルの24時間連続観測(左:正イオン、右:負イオン)

OH 大気光地上観測における
水蒸気吸収の影響

井出一仁, 岡野章一
東北大・理

高度約 10 km 付近に極大をもつ OH-Meinel 帯 大気光の地上観測は、中間圏大気科学の研究に重要な手段となっている。とりわけ、回転線の強度比測定により得られる回転温度は、発光領域の力学的温度とほぼ平衡にあると考えられ、重要なパラメータである。

地上観測では発光領域と地上との間における放射伝達が問題となるが、特に強度比の測定では、その波長依存性が重要である。OH-Meinel 帯大気光に関しては、研究の初期段階で Herman and Hornbeck (1953) が実験室内測定で水蒸気 absorption が overlap していることを指摘したが、実際の観測においては、この点は殆ど顧みられず、Tepley et al. (1981) が (8-3) band に H₂O の a-band 吸収が影響する可能性に言及したにとどまっている。

今回、我々は heliostat を用いて太陽直達光を測定することにより、地球大気中での H₂O 吸収の OH 大気光観測への影響の評価を試みた。大気吸収スペクトルの測定の結果、OH (8-3) band に H₂O a-band 吸収が影響するのみならず、OH (6-2) band にも H₂O 0.8 μ band 吸収が overlap していることがわかった。測定波長及び波長分解能により H₂O 吸収の影響の大きさは変化するが、現在の試算では (6-2) band の R, Q-branch を $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$ で測定した場合、得られる回転温度には -5 ~ -10 K の bias がかかっていることとなる。

講演では、H₂O a-band 及び 0.8 μ band の吸収に関して

① 仙台市青葉山で行なっている観測結果 (R, Q branch の強度比より回転温度算出) への影響。

② 一般的に行なわれている高分解能 ($\Delta\lambda \lesssim 3 \text{ \AA}$) 測定 (P-branch 回転温度) への影響。

について報告する予定である。

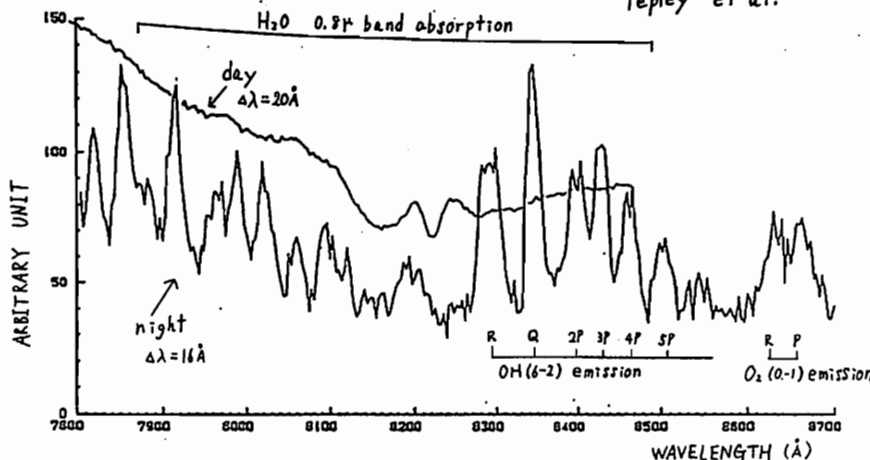
References

Herman and Hornbeck

Astrophys. J., **118**,
214-227, 1953

Tepley et al.

Planet. Space Sci., **29**,
1241-1249, 1981



(day, night etc)
実測生データ

斎藤 文一
新潟大理

夜光 [OI] 5577 Å 成分について、とくにその強度変動において、時間的・空間的に著しい特徴を示す成分があることがわかっている。この中でも、とりわけ大強度及びその変動幅が大振幅であるものが、プラネタリー・スケールで出現するものがあり、興味深い。時間的変動については、例えば半日周期が見られる。

この現象については、これまでの所、熱圏下部における発光系の各種時定数——生成・消滅の特性時間、熱伝導・拡散過程の特性時間等——に比べて非常に速い過程であり、結局物理的には多成分系の非平衡過程であることが指摘されている。

成分方程式を作ると、通常の記号に従って [1], pressure coordinate で、

$$C_i = n_i m_i / P,$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \frac{1}{P H_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{P \partial C_i}{H_0} \frac{\partial C_i}{\partial z} \right) + \frac{H_i - W}{H_0} \frac{\partial C_i}{\partial z} - \frac{V}{r} \frac{\partial C_i}{\partial \theta} + \left[\frac{1}{P H_0} \frac{\partial}{\partial z} (P \partial l_i) - l_i \right] C_i + \frac{m_i}{P} \delta_i, \quad (1)$$

$$H_0 = kT_0/mg, \quad H_i = kT/mg, \quad H_a = kT/mg, \quad H_i = D_i \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H_a} \right), \quad \delta_i = D_i + K,$$

ただし zonally averaged model である。

上に述べた理由で、(1)式の中では、移流項の影響が大きいと考えられる。(1)式からこれを線形化し、かつ非拡散の近似を使って、一つのモデルを立てる。通常の擾動記号を用いて、風や成分の変化を、

$$v = \bar{v}(z, \theta) + \Delta v(z, \theta, t),$$

$$w = \bar{w}(z, \theta) + \Delta w(z, \theta, t),$$

$$C_i = \bar{C}_i(z, \theta) + \Delta C_i(z, \theta, t),$$

等を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta C_i}{\partial t} = & -\frac{\bar{w}}{H_0} \frac{\partial \Delta C_i}{\partial z} - \frac{\Delta w}{H_0} \frac{\partial \bar{C}_i}{\partial z} - \frac{\bar{v}}{r} \frac{\partial \Delta C_i}{\partial \theta} - \frac{\Delta v}{r} \frac{\partial \bar{C}_i}{\partial \theta} - \bar{C}_i \Delta l_i - \bar{l}_i \Delta C_i \\ & + \frac{m_i \Delta \delta_i}{P} - \frac{m_i \bar{\delta}_i \Delta P}{P^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

が得られる。観測から得られる $\bar{C}_i(z, \theta)$ を用いて、 $\partial \Delta C_i / \partial t$ の説明を試みる。

[1] Kasting & Roble : J. G. R. 86, 9641 (1981).

CO₂ 濃度及び CO₂ 炭素の同位体比の測定

(MAP 航空機観測)

久保裕也, 酒井均, 堤真
宇宙研 東大海洋研

我々はMAP航空機観測の一環として、フラグサンプリング法で、対流圏及び下部成層圏のCO₂濃度及びCO₂炭素の同位体比の測定を1982年10月20日、1983年2月20日、1984年2月14日及び1984年8月7日～8月8日の4回行なった。

オ1回の観測では能登半島近傍高度6.64 kmでCO₂濃度(wet base) 344 ppm, $\delta^{13}C^*$ -8.3‰, 若狭湾近傍高度6.70 kmで341 ppm, -8.2‰という妥当な値が得られた。

オ2回とオ3回の観測では秋田沖約100 kmの海上でCO₂濃度の高度分布を測定した。観測時期が冬期なので地表はCO₂のsourceになっており、高度が高くなるほどCO₂濃度は減少する傾向を示した。又、CO₂濃度と $\delta^{13}C$ との関係は、CO₂濃度が高いオが $\delta^{13}C$ 値が低くなっている。これは人間活動によって出て来るCO₂の $\delta^{13}C$ 値は ~ -23 ‰で、濃度の高いCO₂はこの成分を多く含んでいるからである。

オ4回の観測では南大洋上で高度3 kmと5 kmでCO₂濃度とCO₂の $\delta^{13}C$ 値の高度変化を調べた。

CO₂濃度は28°N以南では高度3 kmでは南へ行く程低くなっていったが、高度5 kmでは傾向が逆になっていた。高度3 kmと5 kmのCO₂濃度を比べると、大体高度5 kmのCO₂濃度のオが高かった。これは海洋がCO₂のsinkになっているよりも、CO₂のsourceである陸地からの風の流入割合によるものと思われる。又、 $\delta^{13}C$ 値はCO₂濃度と逆の相関を示している。詳細は学会で報告する。

$$* \delta^{13}C = \left\{ \frac{(^{13}C/^{12}C)_x}{(^{13}C/^{12}C)_{PDB}} - 1 \right\} \times 1000 (\text{‰})$$

但し、xは未知試料、PDBは米國産矢石化石から得たCO₂である。

鈴木裕

大阪市立大学工学部

大阪で受音される桜島の火山爆発音は最大4通りの伝ばん路の存在を示唆し、それぞれ周波数成分がかなり異なっている。この音波は超高層までの大気の情報もつくと期待される。ここでは、この観測用に関した雑音抑制用ハーフパイプについて述べる。

原理

図1の様に音源に向けて長いパイプを置き、その終端にマイクロホンを接続する。パイプには数10個の穴を開け、位置 $X_i (i=1, 2, \dots)$ の点での圧力 P_i を取り込む。一般に $P_i = (\text{信号分} + \text{雑音分})$ であるが信号音はパイプ内外でほぼ等速であるので、パイプを接続したことによる影響は殆ど無い。一方風に因る雑音分はパイプ外では風速程度の低速で、パイプ内では音速で伝わり、音速 \gg 風速であるから、マイクロホンには、事実上このパイプの存在する空間の圧力の平均値が加えられる。実際にはマイク入力はある重み α_i のついた和 $\sum \alpha_i P_i$ となる。 α_i は穴の径、パイプの太さ、終端でのインピーダンスによって決まるが、一般的には各 α を同じ値とするのが最も有効である(条件1)。パイプを作る上でもう一つの重要点はパイプ内の気柱の共鳴振動を抑える(条件2)ことである。それには音響的インピーダンスの整合をとれば良い。従来の設計では分布定数線路の取り扱いにより条件2を優先させてきたが、成功しているとは言いがたい。本研究では、条件1を優先させ、穴およびパイプの音響インピーダンスを直流抵抗の集中定数と置いて図1の様な等価回路とした。これはパイプ長 \ll 信号波長、且つ超低周波である事から妥当である。この回で穴径を変えることは電源およびその直列抵抗を変えることになる。穴径はこの回路を使って、結果として上記の重み α_i が等しくなる様に決める。なお最も低い共鳴(条件2)周波数でも信号の3倍であるが、パイプ両端に1m以上の吸音材を入れ、穴の数を(素数+1)ケとして高次共鳴波の対策をした。

結果

長さ88m、内径30mmの塩ビパイプに等間隔な32箇所に径1.2~3.2mmの穴を開けて、パイプ終端にマイクロホンを接続した。図2にペンレコーダの記録波形から36点のフーリエ解析した結果を示す。図の両端の周波数成分が小さいのは帯域フィルターを使っているためである。同図上部にSN比改善度=(パイプ付きマイク出力/同パイプなし) - 3 dBを示している。-3 dBはパイプを付けた事による信号分の減衰である。またSN比計算のもととなった各マイク出力の周波数成分を下部に示している。図中A, B, Cで示した3点を除いて30 dB前後のSN改善度を示している。このパイプは音響モードの雑音に対しては効果がない。下図によると、常に音響モードの暗騒音があるので、非音響モードの雑音が小さいとSN改善度が悪い値を示す。したがって、実用的にはこのパイプで30 dB程度のSN改善度が期待できるのではないと思われる。

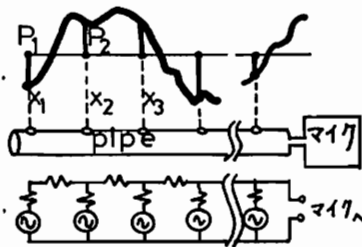


図1 パイプと等価回路

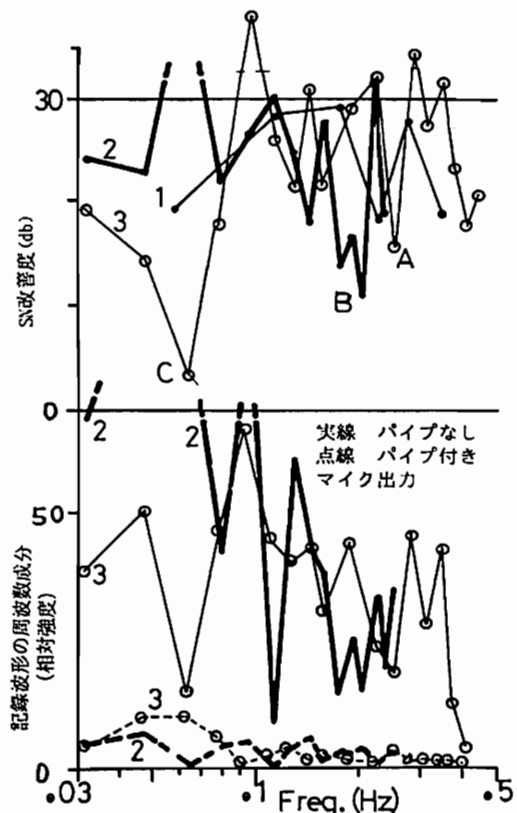


図2 記録例3例 周波数解析とSN改善度

中間圏アラネタリー波の緯度構造

村岡 良和

(兵庫医大・物理)

これまでに、中間圏でのアラネタリー波動(波数1)の発達が見られるD層冬季異常の発生に密接に関連していることを示してきた。この冬季異常の活動は一般に南へ下がるにつれて弱まり、ある南限を示す。そして、その南限が各eventごとに変化することはよく知られていた(LAUTER AND SCHÄNING, 1970; WAKAI ET AL., 1970)。他方、Nimbus 6号のPMR (Pressure Modulator Radiometer) のデータ解析から、中間圏高度でのアラネタリー波の振幅と位相が緯度に依存して変化していることが分かった(図1)。すなわち、振幅は60°N付近で最大値を示し、位相の値は異なるが、南へ進むにつれて西へ傾いている。そこで、冬季異常の南限の変動がこ

のようなアラネタリー波の構造にどのように関連しているかを調べてみた。

これらの関係はTableにまとめられている。アラネタリー波(波数1)の振幅と位相の特性と共に、対応する冬季異常の各eventの南限(θ_{EB})が右端のコラムに示されている。上のTableは1976-77年のeventsに関するもので、この冬の冬季異常の南限は明らかに位相に依存している。振幅の最大を示す緯度はあまり変化していないのでこれに対する依存性はみられない。下のTableは1975-76年のeventsに関するもので、南限は振幅の最大を示す緯度に依存している。位相の値は前例に較べて変動が小さいのでこれに対する依存性はみられない。

以上のことから、冬季異常の発生はアラネタリー波の発達に関係しているが、その南限はこの波の位相と振幅の緯度分布によって規制されていることがわかる。

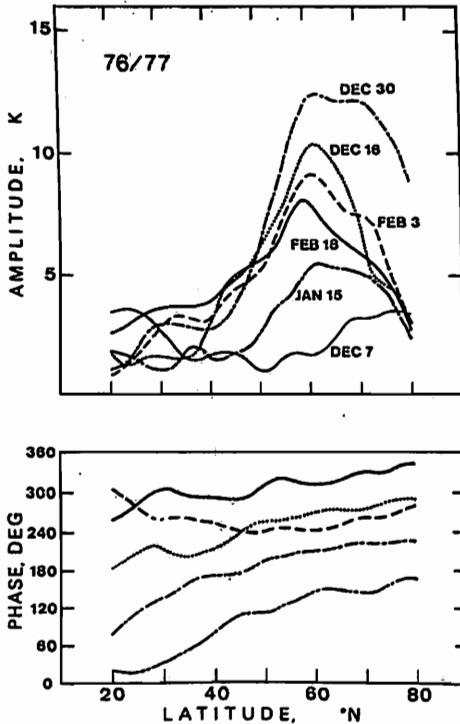


Table Relationship of Planetary Wave 1 Structures in the Mesosphere to the Equatorward Extent of Anomaly Events

Date	MAX. Amplitude, K	Latitude, °N	P _{60°N} , °E	P _{40°N} , °E	θ_{EB} , °N
FEB 18, 1977	8.1	59	310	290	No
FEB 3, 1977	9.2	61	245	255	~45
DEC 16, 1976	10.4	61.5	270	215	~40
DEC 30, 1976	12.5	62	210	170	~40
JAN 15, 1977	5.5	62	140	80	~45

Date	MAX. Amplitude, K	Latitude, °N	P _{60°N} , °E	P _{40°N} , °E	θ_{EB} , °N
JAN 6, 1976	7.6	66	250	195	No
DEC 26, 1975	4.5	59	265	235	35-40
FEB 6, 1976	8.4	57	255	225	35-40
JAN 15, 1976	4.2	54	250	205	~30

Here P_{60°N} and P_{40°N} are the phase of wave 1 at 60 and 40°N, respectively.

図1. 冬季異常時にみられる中間圏(〜80km)でのアラネタリー波の(波数1)の緯度構造。デ-7はPMR CH3000による。

柴田 喬, 奥澤隆志
(電気通信大学)

中低緯度の熱圏で観測される大気重力波の源が大部分下層大気(成層圏, 対流圏)中にあることは、今や大方の認めるところであろう。その実証例の一つとして、Bertin et al. (1978)¹⁾の観測は、熱圏中規模重力波の活動が対流圏内の気象現象(ジェット気流や極寒気団)とよい対応関係にあることを示している。ところが、Kersley and Rees (1982)²⁾が、熱圏波動の源と特定される場所近くの地表面微気圧計データを用いて対流圏波動のパラメータを調べたところ、熱圏波動に相当するような大きな水平位相速度 ($V_h \approx 100-300 \text{ ms}^{-1}$) をもつものは見いだされず、 $V_h \approx 1-13 \text{ ms}^{-1}$ の波動が(ときには複数の波が同時に)存在するだけであった。このことから、彼らは、熱圏波動(のある部分)は、同時に存在する二種類の対流圏波動の非線形共鳴作用でつくりだされる可能性を唱えている。本報告は、この波動-波動共鳴相互作用が熱圏高度で起こるための必要条件について考察している。

周知のとおり、周波数 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 、波数ベクトル K_1, K_2, K_3 の三つの波が共鳴状態にあるためには、保存条件 ($\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 0, K_1 + K_2 + K_3 = 0$) と分散関係式を同時に満足する必要がある。今までに、概略三つの場合について共鳴作用が論じられているものの、エネルギー散逸効果を含んだ現実的な大気中の重力波モードの共鳴作用にまでは、筆者らの知るかぎりにおいて、まだ及んでいない。困難さの原因は、大気重力波の場合、媒質の成層構造に由来する高さ方向の指数関数的振幅増加(増加率= $1/2H$; $H = \kappa/\kappa_0$)がつねに存在するため、波数保存に関する共鳴条件を満足しにくいと思われる。これに対処するには、 $1/2H$ 項が他に比べて無視できる状況を選ぶ³⁾か、 $1/2H$ 項が散逸効果による振幅減衰率で近似的に打ち消されるという前提に立つ⁴⁾ことであろう。筆者らは、この後者の条件が、現実的な大気中で波動-波動共鳴相互作用が起きるための必要条件であると考えられる。

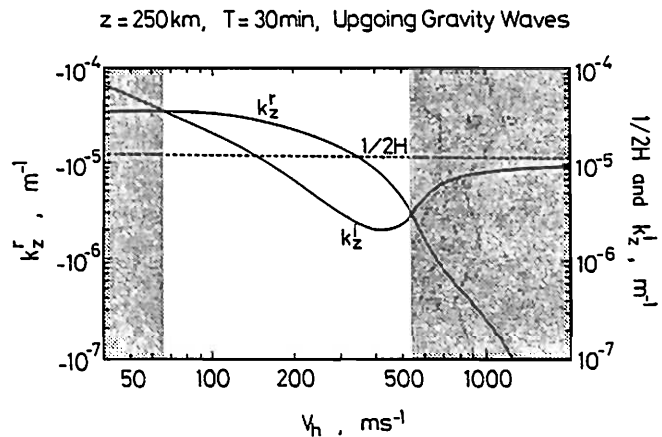
図1は、現実的な熱圏大気モデルに基づいて上方に伝搬する重力波の垂直方向の波数を計算した結果⁵⁾であり、伝搬定数 (k_z^r) と散逸効果による振幅減衰率 (k_z^i) の V_h に対する変化の様子を示している。高度(z)は 250 kmで、周期30分の波動を例にとっている。図中の陰影部分は、波動

が quasi-evanescent モード ($|k_z^r| < |k_z^i|$) とみなされる V_h の領域であり、他は internal モード ($|k_z^r| > |k_z^i|$) の領域である。点線は、 $z = 250 \text{ km}$ での振幅増加率 $1/2H$ の値を示している。図より、波動共鳴が起きるための必要条件 ($k_z^i \approx 1/2H$) は、図の中央部の internal モードの領域と、図の右側部(高 V_h 領域)の quasi-evanescentモードの領域で満足されることが予測される。

紙面の都合上、詳しい議論は講演時に譲る。

参考文献

- 1] Bertin, F., J. Testud, L. Kersley, and P. R. Rees; J. Atmos. Terr. Phys. **40**, 1161 (1978)
- 2] Kersley, L., and P. R. Rees; J. Atmos. Terr. Phys. **44**, 147 (1982)
- 3] Yeh, K. C., and C. H. Liu; Radio Sci. **5**, 39 (1970)
- 4] Jurán, C., and L. Stenflo; Radio Sci. **8**, 651 (1973)
- 5] Yeh, K. C., and C. H. Liu; J. Geophys. Res. **86**, 9722 (1981)
- 6] Shibata, T.; J. Atmos. Terr. Phys. **45**, 797 (1983)



《 図 1 》

津田 敏隆、 ロバート・A・ビンセント、 加藤 進

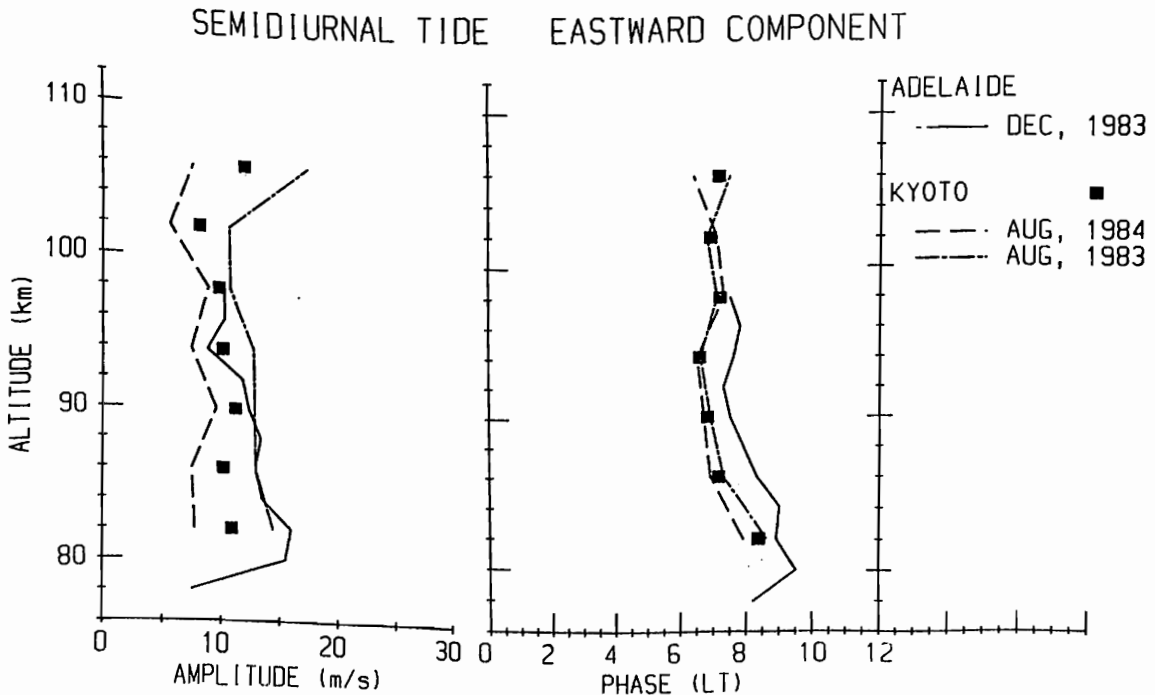
(京大・超高層) (アデレイド大) (京大・超高層)

京都大学流星レーダーはMAP国際協同観測の一環として1983年5月より約2年以上にわたって連続観測を実施している。この観測結果をもとに (1) 平均風、プラネタリ波動、(2) 一日及び半日周期大気潮汐波動、(3) 内部重力波動、(4) 流星飛跡の時間・高度分布の解析を現在行っている。(1)、(4)については中村、上原 他によって報告が今学会で行われる予定であり、(3)については山本 他によって既に本学会で発表がなされてきた。

そもそも流星レーダーが設立された目的は(2)の大気潮汐波動を説明することにあつた。この波動は周期が固定されており、励起源がほぼ明らかであるため平均風による伝搬の変化を除けば最近の理論的な発展はあまりないといえる。また数値モデルによって振舞いがほぼ記述できると言われているため、中間圏界面付近で卓越した成分であるにも拘わらず近年では研究の中心からはずされている感がある。しかし大気潮汐波動の信頼できる観測点はあまり多くなく、緯度方向に定在波である大気潮汐波動の全体像を現在の観測点の結果だけから明らかにすることは困難である。従ってモデルとの一致もある一側面のみを捕えているにすぎない恐れがある。

京都大学流星レーダー(35°S、135°E)とアデレイド大学分反射レーダー(35°S、139°E)とが赤道に対して殆ど共役点に位置し、ほぼ同期間に中間圏の連続観測を実施しているのでこれらの観測結果を比較し、大気潮汐波動の赤道に対する対称性(非対称性)を明らかにする試みをした。その結果、現在唱えられている数値モデルでは説明できないいくつかの特性が明らかになった。半日周期大気潮汐波については図1に示す様に京都とアデレイドでの観測による季節変化に4か月のずれがあることが明らかになった。これまでの数値モデルは南北半球の季節変化は丁度6か月ずれるとしており、何等かの新たなメカニズムを仮定しなければ観測結果を説明できないと考えられる。また、一日周期大気潮汐波動については、北半球の冬期に反対称モードが顕著であることが分つた。

図1. 半日周期大気潮汐波の東西成分の高度プロファイル



XeF エキシマレーザによる中層大気密度・ 温度の測定

柴田 隆, 小沢政英, 福田光伸, 前田三男
九州工学工学部

Rayleigh 散乱を利用したレーザによる中層大気の大気密度の有効な測定方法として 1960年代の後半よりいくつかの観測がなされている。大気密度の分布が求まると、理想気体、静止圧平衡を仮定して大気温度分布が求まる。送信用レーザは、初期はルビレーザ、最近では YAG-SHG が用いられている。フランスのグループは出力 400 mJ/pulse くり返し 10 Hz の YAG-SHG により高度 30-90 km の大気波動について興味深い観測結果を報告している¹⁾。

今回我々は送信用レーザに XeF エキシマレーザ (351, 353 nm, 200 mJ/pulse, 80 Hz) を用いて YAG-SHG (532 nm) を用いた場合に比べより高精度の測定に成功した。下式は受信される光電子パルス数 $R(z)$ を示すライダ方程式である。

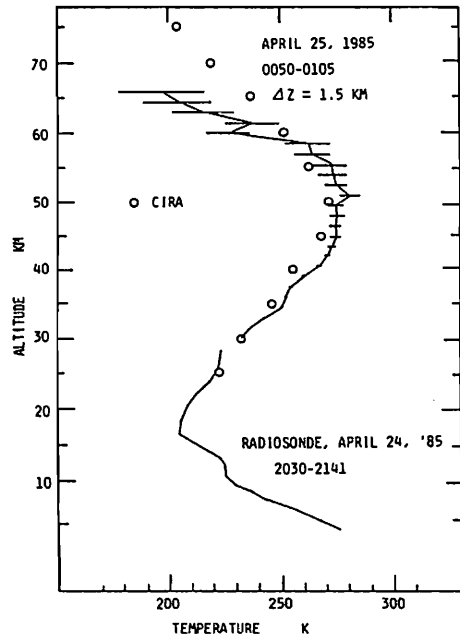
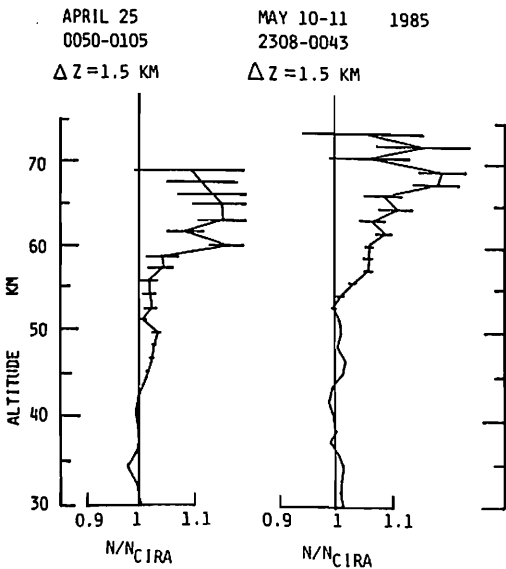
$$R(z) = P_0 S C R T_r^2 (z_0, z) \frac{N(z) \cdot B \cdot \Delta Z}{4\pi (z - z_0)^2}$$

ここで P_0 は送信される総パルス数, S は受信望遠鏡の面積, $N(z)$ は大気密度, $z, z_0, \Delta Z$ は測定高度, ライダ-高度及び距離分

解能を示す。XeF レーザの波長はオゾン²の吸収帯からはずれている。またこの波長から YAG-SHG に比べ Rayleigh 後方散乱断面積 (B) が約 5 倍, 光電子増倍管の量子効率 (R) が約 2 倍大である。大気 (T_r) や光学系の透過率を考えれば式中の $B C R T_r^2$ は YAG-SHG の 1.25 倍である。レーザ平均パワーを比較すると我々の XeF レーザとフランスのグループの YAG-SHG では 16 W : 4 W で、現在用いている望遠鏡 (我々 50 cm ϕ : フランス 80 cm ϕ) でも我々の方が約 2 倍信号が多いことになる。図に実際に測定された大気密度分布, それから得られた温度分布を示す。15 分間で高度 65 km まで密度 $\pm 5\%$ 温度 ± 10 K 以内の精度でそれらの分布が得られる。

我々は本年 4 月末よりルーヴルに観測を行って、前記 30 時間をおよそデータを得ている。(8月20日現在)。

文献 1) Chanin M. L. and A. Hauchecorne, Handbook for MAP 13, 87 (1984)



水平運動量の鉛直フラックスの推定法

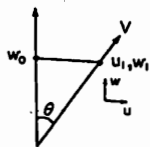
深尾昌一郎・木村磐根・佐藤 亨・津田敏隆・加藤 進
 (京大・工) (京大・超高層)

中層大気中を伝播する重力音波による水平運動量の鉛直輸送は、平均流の加速や砕波による乱流の発生等の問題と関連して最近注目を集めている。VHF・UHF帯の大型ドップラーレーダーは鉛直速度を直接測定する能力を持つため、この問題を議論する上で特に有力であり、様々な観測が行われるようになった。

大型レーダー観測において風速場を測定する最も一般的な方法は、アンテナビーム方向を天頂及び他の2方向に向けて視線方向速度を求め、風速場の均一性を仮定して風速の3成分を推定する方法である。図1に、この方法を用いて東西運動量の鉛直フラックスを求めるアルゴリズムを示す。しかし、この方法では系統的誤差を生ずることが指摘され、東西・南北両面内に2組の反対称のビーム方向を配置する4ビーム法が提唱された。図2はそのアルゴリズムを示す。

これらの手法を実際のデータを用いて定量的に比較するため、天頂及び東西南北面内の天頂角10°の5ビーム方向を走査する観測を行った。この観測は3及び4ビーム法に必要な全方向を含むため、同一のデータを用いて両方法の直接比較を行なうことができる。図3は4日間の観測から両方法により求めた東西・南北運動量の鉛直フラックス及び鉛直風の分散の高度プロファイルを示す。講演ではこの観測より得られた系統誤差や両方法の得失について定量的比較を試みる。

Three beam method



$$V = u_1 \sin \theta + w_1 \cos \theta$$

$$u = \frac{V - w_0 \cos \theta}{\sin \theta}$$

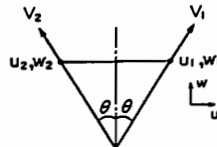
$$= u_1 + (w_1 - w_0) \cot \theta$$

$$\begin{cases} u' = u'_1 + (w'_1 - w'_0) \cot \theta \\ w' = w'_0 \end{cases}$$

Therefore, $\overline{u'w'} = \overline{u'_1 w'_0} + \overline{(w'_1 - w'_0) w'_0} \cot \theta$

図1. 3ビーム法の原理。

Four beam method



$$\begin{cases} V_1 = u_1 \sin \theta + w_1 \cos \theta \\ V_2 = -u_2 \sin \theta + w_2 \cos \theta \end{cases}$$

$$\overline{V_1^2} - \overline{V_2^2}$$

$$= \overline{(u'_1 \sin \theta + w'_1 \cos \theta)^2} - \overline{(-u'_2 \sin \theta + w'_2 \cos \theta)^2}$$

$$= \overline{(u_1'^2 - u_2'^2) \sin^2 \theta} + \overline{(w_1'^2 - w_2'^2) \cos^2 \theta}$$

$$+ 2 \overline{(u'_1 w'_1 + u'_2 w'_2) \sin \theta \cos \theta}$$

Therefore, $\overline{u'w'} = \frac{1}{4 \sin \theta \cos \theta} (\overline{V_1^2} - \overline{V_2^2})$

図2. 4ビーム法の原理。

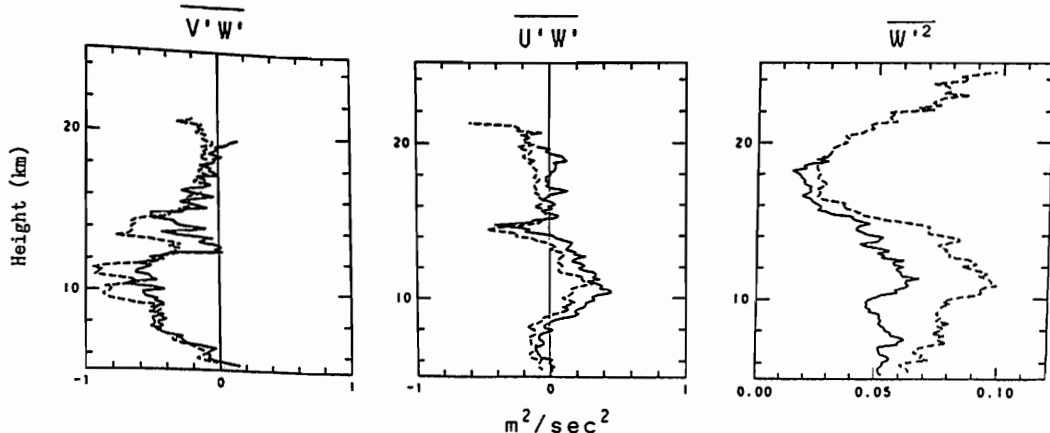


図3. 1985年7月15～19日に観測された東西・南北運動量の鉛直フラックス及び鉛直風の分散。実線は4ビーム法、破線は3ビーム法の結果。

MUレーダーによる上部対流圏における
水平運動量の鉛直フラックスの観測

稲葉基之・深尾昌一郎・木村碧根・佐藤亨・津田敏隆・加藤進
京大・工 京大・超高層

近年の大气物理学における研究から、大气中の運動量流束(momentum flux)の輸送の原因としての内部重力波の担う役割が注目されている。特に運動量流束の高度変化は、平均風を加速する効果をもつため、その定量的な評価は重要である。しかしながら、実験あるいは観測によって得られたデータはまだ十分とはいえず、その具体的な裏付け、検討が切に望まれている。

そこでこの程、京都大学MUレーダーを用い、VincentとReidの方法¹⁾により対流圏・成層圏中の運動量流束の観測を行った。観測は1985年7月15日正午から、19日正午までの4日間、アンテナビームは5ビーム(天頂方向および北・東・南・西向きそれぞれ天頂角10°)、時間分解能約2分30秒、高度分解能150mとした。観測高度範囲は5.4km~24.5kmであり、上部対流圏から下部成層圏にわたっている。以下に示すのは、その観測結果の一部である。

図1は観測全期間にわたる南北風・東西風による鉛直方向への運動量流束 $\overline{V'W'}$ 、 $\overline{U'W'}$ 、および南北風 V 、東西風 U 、鉛直風 W の分散の高度プロファイルである。図2は高度13.3kmにおける上記のパラメータの時間変化を示す。これによれば、破線で示した6時間以上の周期を持つ長周期波動による運動量流束が、実線で示した濾波せずに求めたものとはほぼ一致し、長周期波動成分の寄与が卓越していることがわかる。

今回は、運動量流束・平均風の加速の定量的な検討に加えて、風の三成分の分散との対応関係、また諸量の時間的・空間的変動に対しても考察する予定である。

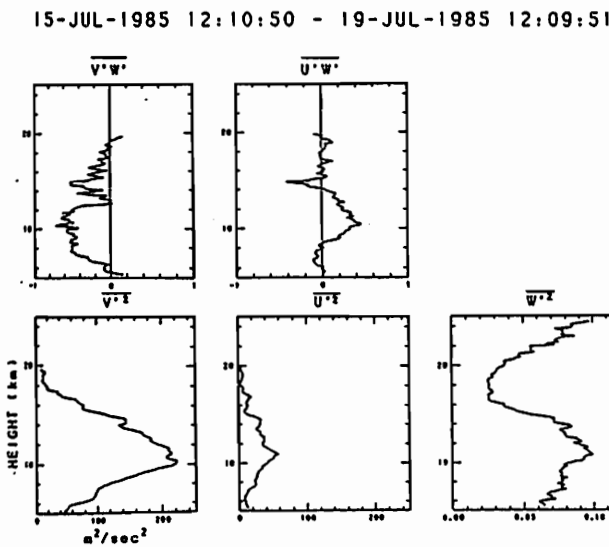


図1：1985年7月15日12時10分から同19日12時10分までに観測された運動量流束および風の分散の平均値の高度プロファイル。

参考文献

1) Vincent, R.A., and I.H.Reid, J. Atmos. Sci., 31, 493-505, 1983.

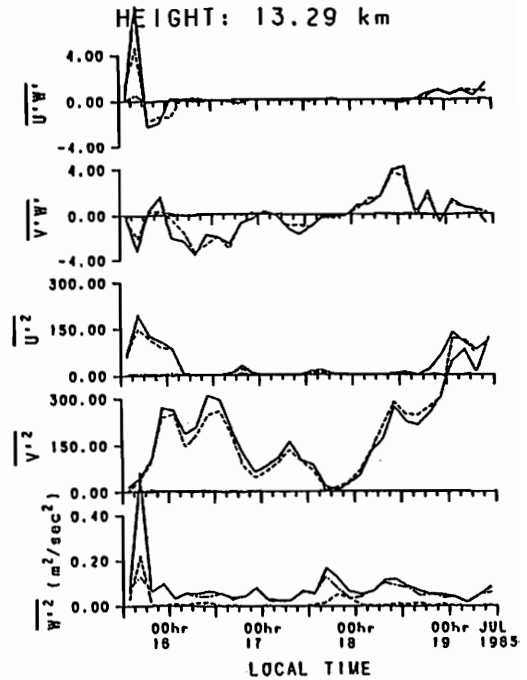


図2：図1と同じ観測期間に得られた、高度13.3kmにおける運動量流束および風の分散の時間変化。実線は濾波しないデータを用いて求めたもの。破線は6時間以上の周期を持つ波動を抽出して求めたもの。一点鎖線は6時間以下の周期振動から得た運動量流束および風の分散。

MUレーダーによる風の微細構造の観測

山本 衛 , 津田 敏隆, 加藤 進
(京大・超高層)

重力波の励起源としては風の強いシアアが考えられるが, シアア中において重力波は高度方向に非伝搬性のケルビン-ヘルムホルツ不安定(KHI)と同時に発生することが報告されている(Fritts, 1984)。このようなスケールの運動を観測するためには, 高い高度・時間分解能を持つレーダーを用いるのが最も有効である。KlostermeyerとRüster(1980,1981)は, 西ドイツのSOUSYレーダーの対流圏観測によってKHIによると見られる風速変動を観測している。滋賀県甲賀郡信楽町(34°51'N, 136°06'E)に位置するMUレーダーは, ビーム方向を高速に走査できるという特徴を持ち大気の運動を3次元的にとらえることが可能である。

前回我々は1985年2月8日に行われたMUレーダーの中間圏観測によって, 高度73 kmを中心とする周期約9分の風速変動が見いだされたことを報告した。表1にこのときの観測パラメータを示す。図1に東向き天頂角10°の方向で観測された視線方向風速を示す。ここで周期約6~16分の成分をバンドパスフィルターで取り出し, 各高度毎の時系列として示している。風速変動の振幅は高度73 km付近で最小であり, ここから離れるにつれて増大している。また位相は73 kmを境に上下で反転するのに対し, 振幅の大きい領域ではそれぞれほぼ同相で非伝搬性を示す。12時から12時30分までの範囲について周期9分の正弦波による最小2乗近似を試みたところ, 高度73 kmにおいて振幅最小であり, この上下で約150°の位相差が検出された。12時から14時までの平均風速が高度73 kmに一つのシアアの極大を持つことから, この振動はKHIによるものではないかと予想される。今回の発表ではこの振動の周期, 振幅, 位相, 成長率といったパラメータの高度・時間変化を調べ, 背景風速, シアア, エコーパワー等との関係を明らかにする予定である。

参考文献

Fritts, D. C., J. Atmos. Sci., 41, 524-537, 1984.
Klostermeyer, J. and R. Rüster, J. Geophys. Res., 85, 2841-2846, 1980.
Klostermeyer, J. and R. Rüster, J. Geophys. Res., 86, 6631-6637, 1981.

送信周波数	46.5 MHz
送信電力	1 MW (peak)
ビーム方向	北向き, 天頂角10°
	東向き, 天頂角10°
	南向き, 天頂角10°
	西向き, 天頂角10°
IPP	730 μsec
高度範囲	60 - 98.1 km
パルス圧縮符号	18 bit
サブパルス幅	2 μsec
コヒーレント積分回数	30 回/方向
インコヒーレント積分回数	10 回
距離分解能	0.3 km
時間分解能	123 sec

表1 MUレーダーの観測パラメータ

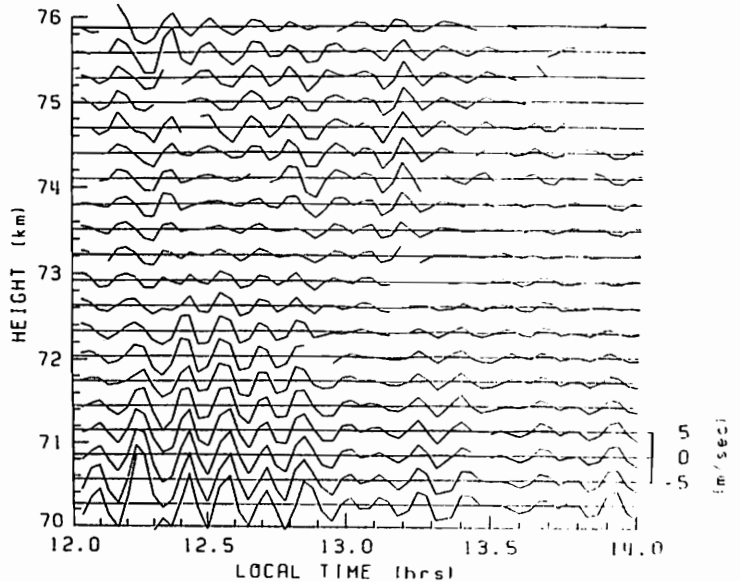


図1 1985年2月8日12時から14時の各高度における東向き天頂角10°の視線方向風速。周期約6~16分の成分のみをバンドパスフィルターで取り出している。

中村 卓司 津田 敏隆 加藤 進

京都大学超高層電波研究センター

京都大学流星レーダーは、1977年に建設され、地上80～110kmの流星高度の風速の観測を行ってきた。1983年5月からは観測方向を東向きに固定し毎日24時間の連続観測を行ってきた。今回はこのうち1983年5月から1985年4月の2年間の観測で得られた平均風・長周期波動について報告する。

図1は2年間に観測された平均東西風（かげの付いている方が東向き風すなわち西風の等高線図である。1983年の観測結果については以前に一部紹介したが、2年目の1984年に関してもほぼ前年と同様の変化をしている。すなわち、7月ごろを中心に高度94km前後を中心に最大25～30m/s程度の強い東向き風の期間が2ヶ月余り続き、秋になると弱まる。また、1～2月には、低高度の方で東向き風が一時的に強くなる。それ以外の時期には平均風は弱い。以上のようなパターンが毎年規則的に繰り返されるものと思われる。また東向きの平均風の強い夏の時期に1日周期波が強く、それが弱まる9月に半日周期波が強くなっている。

さらに我々は2年間における風速のスペクトル（1日より周期の長い成分）の変化を検討しているが、2日周期前後の比較的周期の短い成分は毎年同様の季節変化をしているが、5～10日以上周期成分については、年による変化がややあるようである。

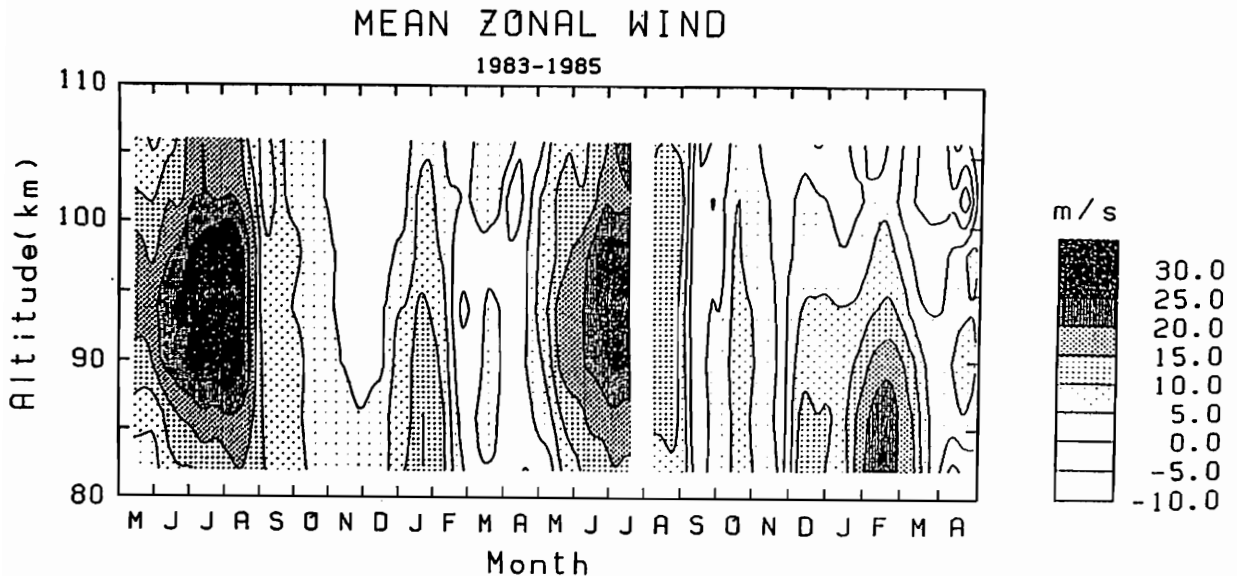


図1 1983年5月～1985年4月の平均東西風（本文参照）

上原 孝之 津田 敏隆 加藤 進
 京都大学・超高層電波研究センター

京都大学・超高層電波研究センターでは、1977年より流星レーダーを用いて流星飛跡の時間高度分布の年周変化等を観測してきた。更に、昨年度に完成したMUレーダーを用いての流星エコーの観測を開始したので紹介する。

観測方法として複素電気信号の時系列データを磁気テープに記録し、まず流星飛跡の電氣的振舞を明らかにしようと試みた。1984年12月30日の流星エコーの観測例について、図1(a)に信号強度(b)に位相の時間変化を示す。図から判る様に、流星飛跡の形成期にエコー強度は急速に強くなり、位相の急激な回転も見られる。また飛跡形成後、拡散によってエコーが減衰する時には、周囲の中性風によるドップラーシフトを受けて、位相が緩やかな変化を示す。これらの時間変化から流星の大気圏への突入速度、拡散係数更に中性風が導出できる。

流星の出現高度は、明け方に高く、夕方に低くなることが知られているが、これは流星の突入速度が地球の公転軌道前面にあたる明け方に大きく、軌道後面にあたる夕方に小さくなることに起因すると考えられているが、このことを確認するため1985年8月12日から8月13日にかけてペルセウス座流星群の観測を行ったので、この解析結果についても報告する予定である。

MUレーダーで現在行われている乱流散乱エコーを用いた中間圏観測では、観測時間が乱流性エコーの受信される日中に限られるのに対し、流星エコーは、午後6時前後の数時間を除いて連続して受信されるので、乱流性エコーと合せて利用することにより、中間圏の連続観測が可能になると期待される。

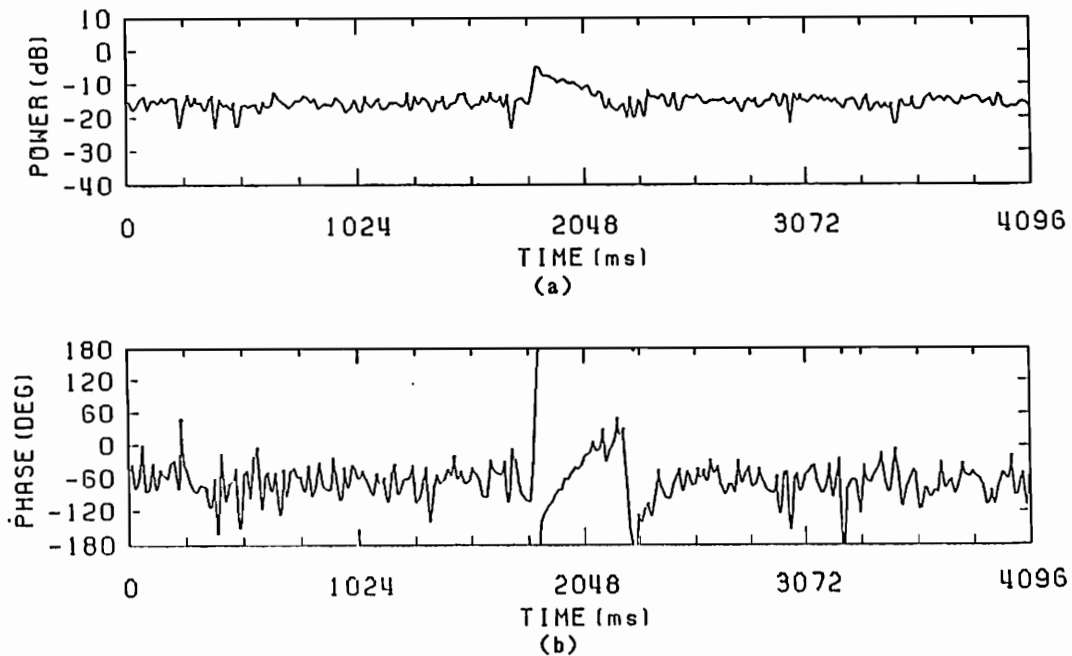


図 1 1984年12月30日の流星エコーの時系列データの観測例
 (a) 信号強度 (b) 位相

MUレーダーによる
上部対流圏大気乱流の観測

松本浩昌・深尾昌一郎・木村磐根・佐藤亨・津田敏隆・加藤進
(京大・工) (京大・超高層)

VHF帯電波を中性大気に照射した際に生じる散乱は、主として大気自由乱流による屈折率のゆらぎが原因である。MSTレーダーで観測されるエコーのスペクトルは乱流の風速場スペクトルが背景風に対応するドップラー偏移を受けたものと考えられる。したがって散乱エコーのスペクトル幅は、乱流の特性を表す重要な指標となる。本報告は、上部対流圏について、MUレーダーで観測されたスペクトル幅をもとに、大気乱流の解析を試みたものである。

レーダーによって直接観測されるスペクトル幅は、主に以下の2つの原因によって実際の乱流のスペクトル幅より広がって見える。1つは、ビーム照射範囲内での水平風速度の不均一である(シアア・ブロードニング)。もう1つは、波面が球面性を持つために水平風速度の射影成分が混入するためである(ビーム・ブロードニング)。これらは水平風速度が大きくなるほど影響は大きい。そこで観測データは、比較的風の弱い7月のもを用い、シアア・ブロードニングの効果を無視できるようにするためにアンテナ・ビーム方向は天頂方向とした。また、水平風速度より計算されたビーム・ブロードニングの効果を観測値より除去している。

この方法によって得られたスペクトル幅の1時間平均の高度プロファイルを図1に示す。同日に浜松より放球されたレーウィン・ゾンデの温度データよりプラント・バイサラ周波数を求め、この2者より計算されたエネルギー消散率、渦拡散係数、乱流の外部スケールも合わせて図1に示している。観測は1985年7月15日正午から7月19日正午にかけて行なわれた。時間分解能は2分30秒、高度分解能は150mである。

報告では、これらの乱流のパラメーターの時間変化についても検討を加える。

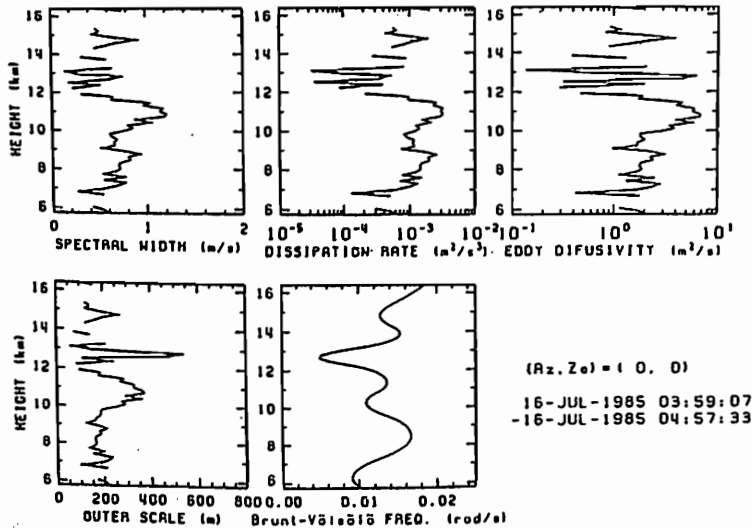


図1. 1985年7月16日4時~5時における、エコーパワー・スペクトル幅、エネルギー消散率、渦拡散係数、乱流の外部スケールの高度プロファイル。プラント・バイサラ周波数は、7日21時と8日9時に浜松より放球されたレーウィン・ゾンデのデータによる。

伊藤敦夫・深尾 昌一郎・木村 智根 ・ 佐藤 亨・加藤 進
京大・工 京大・超高層

MSTレーダー観測時に従来から指摘されてきた問題点として、風速推定の際に、ビーム照射範囲内での風速の一様性の仮定が必要ということがある。本報告では、ビームを高速に操作できるというMUレーダーの機能を用い、ビーム照射範囲内での風速の非一様性の度合を検証し、更にビーム照射範囲内での風速及びエコーパワーの空間的及び時間的変化について検討する。

レーダーを用いて風速を推定する場合には、風速のビーム方向射影成分のみが得られるため3次元的な風速を求めるためには、少なくとも3方向にビームを走査する必要がある。複数のビームは空間的な広がりを持っているため、風速推定の際に誤差が生じる。本観測では、エコーパワー及び風の空間的な構造を調べるため、16方向にビーム走査を行った。本観測の水平面内でのビームの相対的な位置関係を図1に示す。

これらのビームから得られた視線方向の風速より、風の空間的な非一様性を検証することを試みた。この方法を以下に述べる。図1で示したビームのうち、3個を1組とし、4組のビーム

[(1,3,9), (2,4,12), (5,13,15), (8,14,16)]を用いる。4組それぞれ独立に風速の3成分を求め、それらの3成分と、4組の風から得られた空間的な平均風との差を取る。この値が、図1の+で示した位置付近の風と、1組のビームの照射範囲付近の風の違いと解釈する。図2はこの値を風速の三成分ごとにヒストグラムに表したものである。ここで同時に示してある曲線は、シミュレーションによって得られた、データ処理時に生じる誤差の分布の期待値である。この曲線とヒストグラムの差が、ビーム照射範囲内での風速の非一様性の度合を示す。今回は、この差異の原因及びこの非一様成分の性質と共に、ビーム照射範囲内でのエコーパワーの空間的差異原因についても検討を試みる。

BEAM LOCATION
IN HORIZONTAL PLANE

HEIGHT = 10.00 (km)

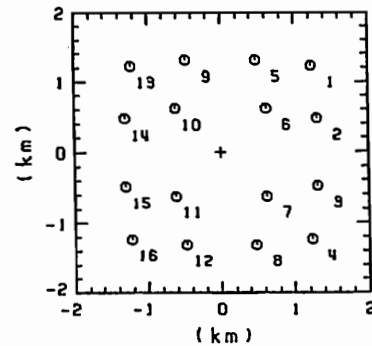


図1. 本観測のビームの水平面内での相対的位置。レーダーの位置(+を)中心にしている。

18-MAY-1985 04:41:01.09 - 18-MAY-1985 06:36:34.63
HEIGHT = 5.61 (km) - 10.04 (km)

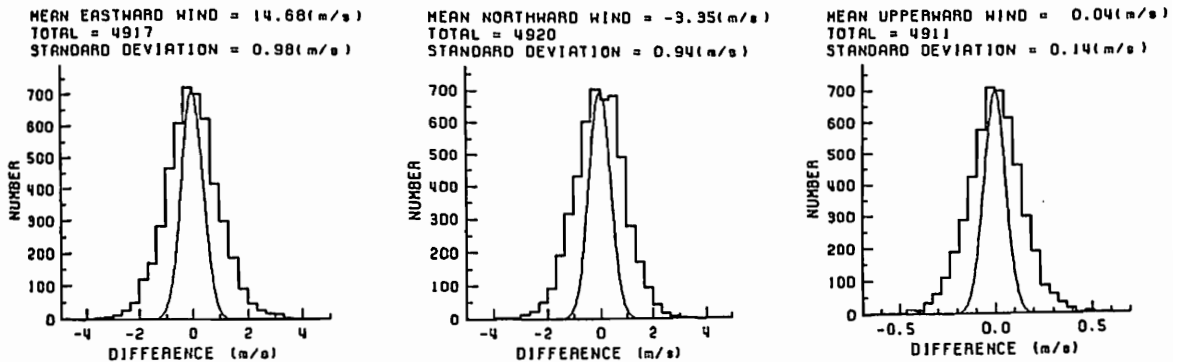


図2. 東西、南北、鉛直方向の風速の空間的差異を示したヒストグラム。図に示された曲線は、シミュレーションで得られたデータ処理時の誤差の期待値の分布。観測は、1985年5月18日4時41分から6時37分まで行なわれた。

MUレーダ利用のラス・レーダによる

対流圏・成層圏探査実験

松浦延夫 増田悦久 犬木久夫
(電波研)

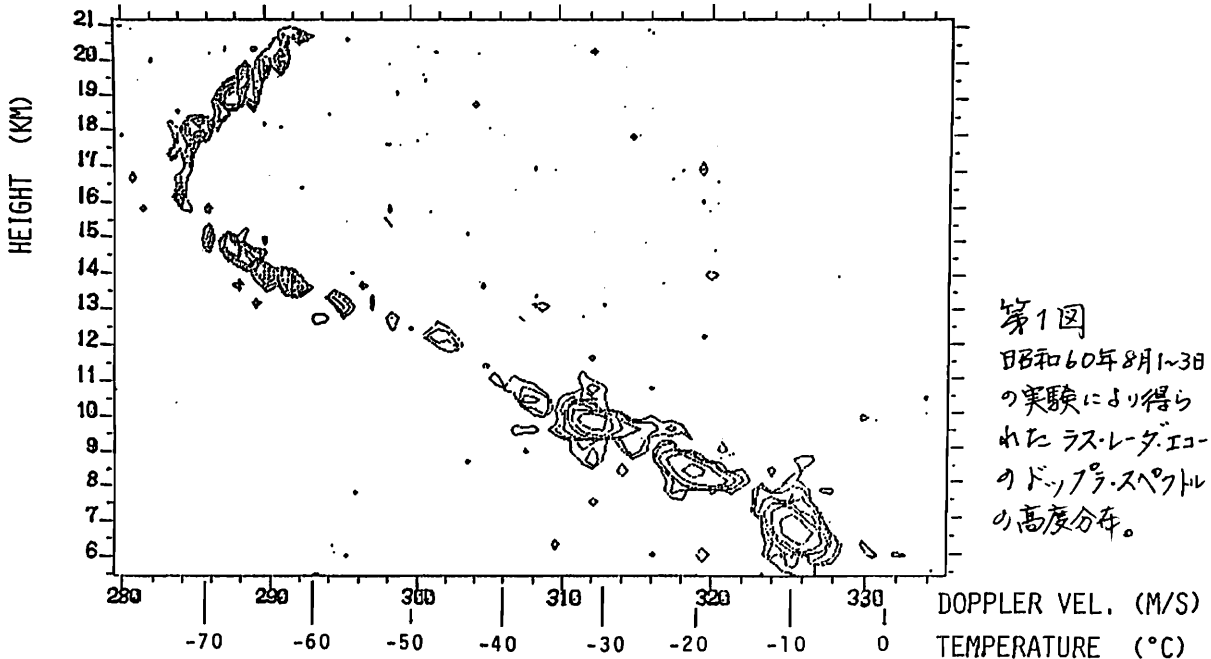
上層大気の気温高度分布を地上から遠隔測定する手段を得るため、電波と音波を共用するラス(Radio Acoustic Sounding System; RASS)レーダの開発が近年数ヶ国で進められており、我が国では電波研究所において1967年より開発を行っている⁽¹⁾。ラス・レーダは音波発射装置と電波レーダから成り、地上から発射したパルス音波が作る大気諸電率変動を電波レーダで捕え、レーダ・エコーのドップラ周波数を連続的に検出することにより、音速をかわる気温の高度分布を測定する装置である。

従来のラス・レーダは、地上1~2kmの大気境界層を対象としているが、本報告のラス・レーダは世界初の成層圏探査を目標としている⁽²⁾。本ラス・レーダでは、電波系として高出力のMUレーダ(夫頭出力1MW, 電波周波数46.5MHz)を利用し、音波系として電波研究所が製作した可搬型の高出力音波発射装置(音波出力約100W, 音波周波数100Hz 付近可変)を用いている。

本ラス・レーダ実験は、^{電波}京大超高層研究センター信楽MU観測所共同利用研究の一環として、昭和60年3月及び8月の2回にわたって実施された。特に8月の実験では、第1図のような成層圏に至る高度範囲で、ラス・レーダ・エコーのドップラ検出に成功した。本実験に際しては、超高層電波研究センターの各位、特にMUレーダの運用に終始尽力された佐藤亨、津田敏隆の両氏に深く感謝致します。

(1) 松浦延夫, 増田悦久; ラスレーダによる大気の遠隔測定, 電子通信学会誌 68, No.5 529-534, 1960.

(2) 松浦延夫, 増田悦久, 光田壽; MUレーダ利用のラス・レーダによる対流圏・成層圏温度測定, MUレーダ利用新技術の開発(総合研究A) 昭和59年度.



第1図
昭和60年8月1~3日
の実験により得ら
れたラス・レーダ・エ
コーのドップラスペクトル
の高度分布。

MHD波・ホイスラー波・電磁イオン・サイクロトロン波の変調不安定性

久保 匡・寺沢 敏夫・星野 真弘 (宇宙科学研究所)

我々は大振幅のアルフェン波 (平行伝搬の R 及び L 偏波) の変調不安定性について、解析的手段及びシミュレーション技法を用いて調べてきた (今学会寺沢 et al. の講演参照)。図に MHD から $\omega \sim \Omega_i$ 程度の周波数領域における解析的な計算の結果を示す。横軸は Ω_i で規格化した親のアルフェン波の周波数、縦軸は不安定成長率である。2つの実線は Rモード、Lモードそれぞれについての後方ブリュアン散乱 (Goldstein と Derbyにより MHD の場合の結果が得られた) の成長率を示し、点線は Lモードに対する前方ブリュアン散乱 (Sakai - Sonnerupにより最初の結果が得られた) の成長率である。仮定した波の強度は平均磁場の 100%、プラズマの $\beta = (\text{音速}/\text{アルフェン速度})^2$ は 0.367 である。

前方散乱、後方散乱の相対的重要性は波の強度、周波数、 β によりその様相を異にする。分散性をもつ $\omega > 0.1\Omega_i$ 程度の親の波に対し、前方散乱は $\beta < 1$ のとき Lモードに対し、 $\beta > 1$ のとき Rモードに対して不安定となる。一方、後方散乱は $\beta < 1$ について全ての周波数領域で不安定化する。

各周波数領域について自然現象との対応は、

(1) MHD 波領域

太陽コロナにおけるプラズマの加熱・加速には太陽起源の MHD 波 (shear 又は fast モード) が大きな役割を果たすと信じられている。コロナでは波の振幅は平均磁場の数%以下であるが、 β が十分小さい (< 0.01) ので後方散乱の成長率は大きくなりうる。

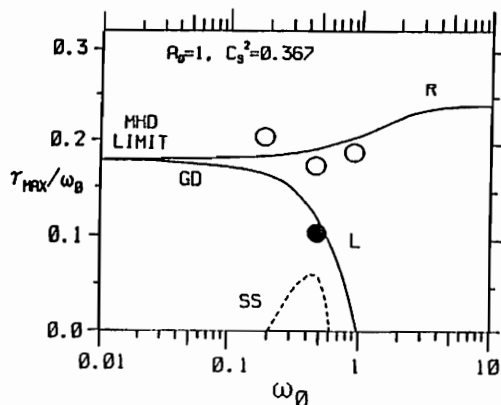
また Yumoto (1982) はビート構造をもつ Pc3 脈動の原因を (斜め伝搬波の) 変調不安定性に求めている。

(2) $0.1\Omega_i < \omega < \text{数}\Omega_i$

惑星の bow shock 近傍で見出される大振幅の磁場の振動はこの周波数領域にある。upstream 領域の波数スペクトル形成、shock での散逸過程解明の基礎としてこれらの不安定性の理解は重要である。

(3) ホイスラー波領域 ($\omega < \Omega_e$)

ホイスラー波の変調不安定性は Hasegawa, Forslund らの先駆的研究 (1972) 以来、何人かの人々によって調べられてきた。例えば VLF triggered emission のあるものはここで述べる不安定性と関係するかも知れない。



(2) の周波数領域では重イオンの存在が Lモードの不安定性の性質を大きく変えるであろう。また図の計算例では電子の慣性を取り入れていないので (3) の領域はカバーされていない。講演ではこれらの点を取り入れて拡張した計算の結果についても述べる予定である。

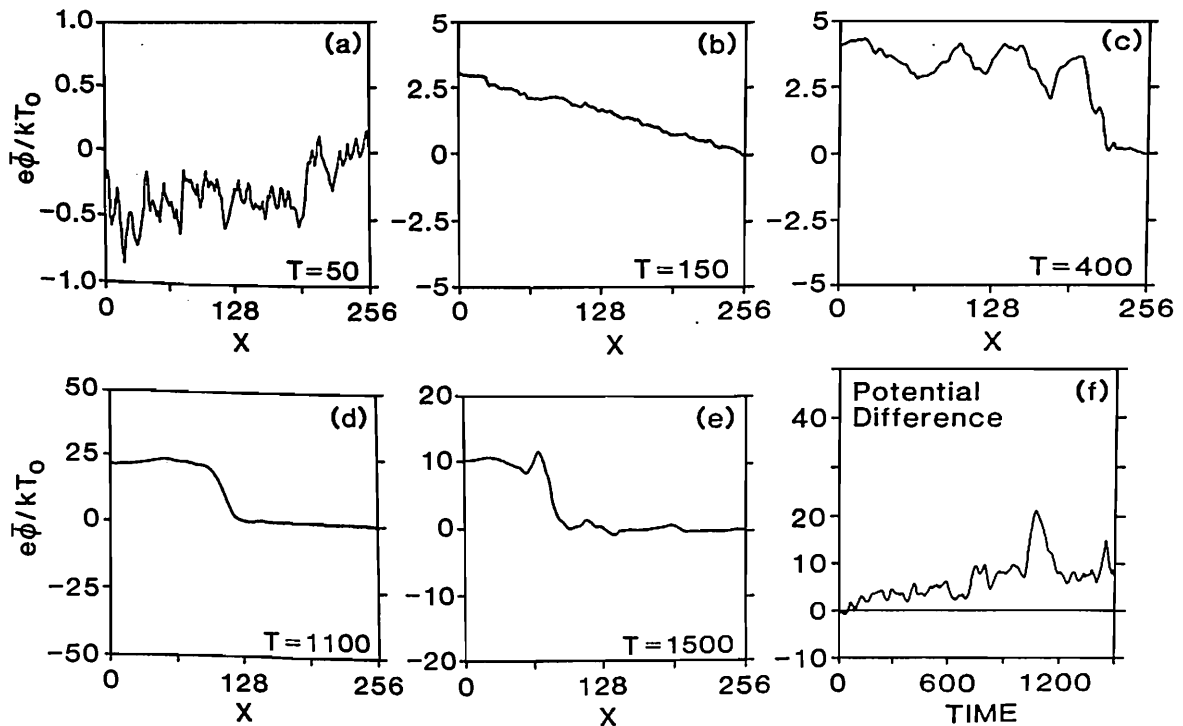
← ○、●はシミュレーション結果を示す。

山本 隆, J.R. Kan
 東大理 アラスカ大

It is shown by numerical simulations that enhanced current density can generate double layers, even when the electron drift speed is significantly below the electron thermal speed. The double layer potential is spontaneously produced by the space charge self-consistently developed inside the simulation domain. The particle influxes from the low-potential boundary of our simulation domain are independent of the outfluxes. The potential difference ϕ_0 is shown to

increase with increasing number density of the injection current. Strong double layers with potential energy $e\phi_0 \gg kT_0$ (the electron thermal energy) are stably formed when the injection electron current much exceeds the thermal current of ambient electrons. The backscattered and mirrored electrons are found to have stabilizing effects on the current-driven double layers.

(published in Planetary and Space Science, 33, 853, 1985)



Averaged potential profiles at (a) $T = 50$, (b) $T = 150$, (c) $T = 400$, (d) $T = 1100$ and (e) 1500 . Dimensionless time T is defined as $T = t\omega_{pe}$. Temporal variations of the averaged potential difference across the simulation domain are shown in (f).

山足公也* 橋本弘蔵** 木村碧根*
 *京都大学工 **東京電機大工

地球の磁気圏において Continuum Radiation と呼ばれる波動が観測される。この波動の発生に関する理論として Linear Mode Conversion がある。これは静電波が、伝搬中に電磁波 (Z mode) となり、その波動の周波数とローカルなプラズマ周波数とが一致する点 (Radio Window) を通過する際に、その一部が 0 mode の電磁波になると言うものである。

前会の学会¹⁾において、我々は、2次元 Ray Tracing 法を用いて解析を行った。そこでは、図1に示すような電子密度 Model および、Dipole磁場 Modelを用いた。その結果、磁場と波数ベクトルとの間の角 ψ が 90° に近い場合、静電波は低損失で赤道域付近に集中することを報告した。今回、我々は3次元静電波 Ray Tracingに拡張し、子午面外の伝搬を解析した。

Ray Path の偏角依存性を図2~4に示す。ここで $\text{Im}(k\rho) < 10^{-4}$ で減衰は無視できる。周波数 28.015kHz ($f \sim 1.1f_c$) 温度 12000K 地心距離 3.25 Re 磁気緯度 2° , $\psi = 89.8^\circ$ で発射している。図2は、緯度依存性を、図3は、経度依存性を示している。図4は、 $k\rho$ を示し、この値が小さくなるにつれ、静電波近似は成り立たなくなり、電磁波に変換され得る。波数ベクトルは、磁場を中心に極座標表示をしており、磁場との垂直な面内の位置ベクトル方向からの偏角を η としている。図より Ray Path は、子午面対称性を考慮すると、 η が約 $177^\circ \sim 183^\circ$ において電磁波の波になり得る。それ以外の波は、静電波としてのみ存在し、静電波 Ray Tracing で十分解析出来る。

結論として、静電波のほとんどは磁気赤道域にトラップされながら、静電波モードで伝搬する。このことは、赤道域において、強い静電波が観測されることと一致する。また、電磁波モードになるには、限られた波数ベクトル方向を持っていなければならない。この Path をさらに追跡するには、静電波近似を用いない Ray Tracing を用いる必要がある。

参考文献 1) 第77回日本地球電気磁気学会講演会 p53, 1985.

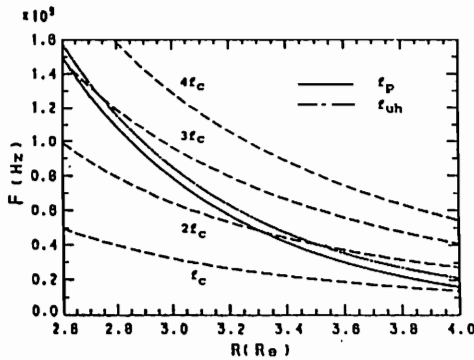


fig 1. 電子密度モデル

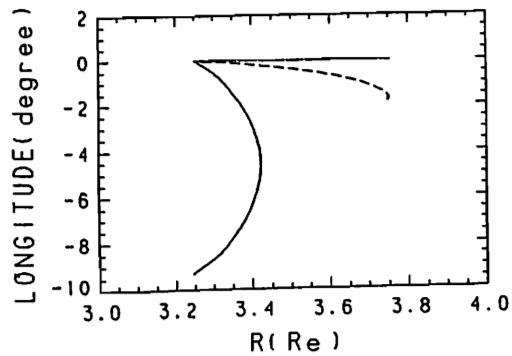


fig 3. 経度依存性

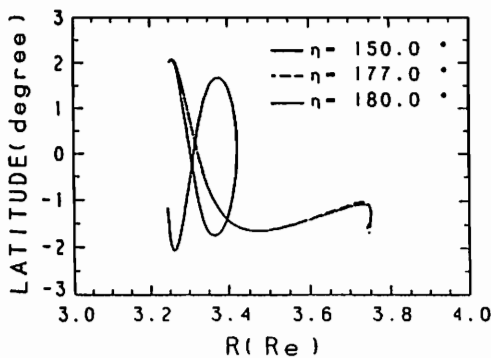


fig 2. 緯度依存性

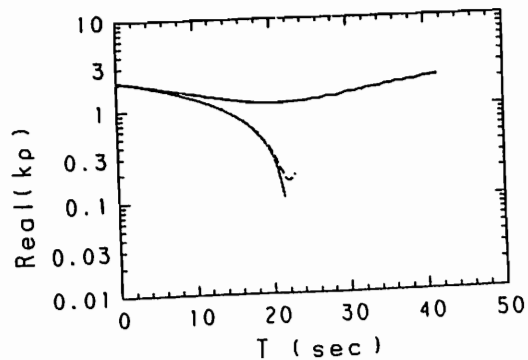


fig 4. $k\rho$ 依存性

温度異方性プラズマ中のホイスラー波伝播

浜端 広充, 並川 富一
大阪市大理

ホイスラー波の伝播に関する議論は、多くの場合 cold plasma の場合に限定されているが、我々はすでに CGL 理論をホイスラー波に適用することにより、電子の温度及び温度異方性がホイスラー波の伝播（沿磁力線性）に重要な役割を果たすこと指摘した (J. Plasma Phys. 26 (1981) 83, 30 (1983) 291)。

今回は、Vlasov 方程式から直接ホイスラー波の分散関係式を導出し、電子の温度や温度異方性がホイスラー波の伝播に与える影響について解析することを試みた。イオンの運動は非相対論的とし、 $|(n\Omega - \omega)/k_{\parallel} v_{Te}| \gg 1$, $(k_{\perp} v_{Te}/\Omega)^2 \ll 1$ (Ω : サイクロトロニック周波数, v_{Te} : 熱速度) なる条件の下で分散関係式を導き、低周波数の場合 ($\omega \ll \Omega$) には、CGL 理論を用いた結果と一致し、CGL 理論の有効性を確かめた。又、結果は $\omega \sim \Omega$ の場合にも適用可能であるため、この場合のホイスラー波の伝播に関する知見を得る上で有効であると思われる。尚、解析結果の詳細については、講演時に報告することとする。

詩丘 雅史 長野 勇
(金沢大-工)

満保 正喜 B. T. Tsurutani
(J. P. L.)

1. はじめに

磁気圏極域プラズマ中に、逆V字型電子降下が起こった時の、電磁波モードイオンサイクロトロン波(EMICW)の励起メカニズムについて考察した。過去にホットプラズマ中での電子ビームによる波動励起の解析が、Forslund*らによって報告されている。本報告では、ISEE-1衛星の波動データの解析を考慮して、約2 R₀の高度を対象とした。ここではコールドの粒子は無視できないと思われるため、コールドプラズマ中において、ホットの電子ビームが走ると想定して調べた。

2. 手法

まず、ホットプラズマ粒子とコールドプラズマ粒子の両方を考慮した形で、分散関係式を誘導する。この時、比誘電率テンソルは次式となる。文字はStix**に従う。

$$K = \mathbb{1} + i \sum_j \frac{\epsilon_j \Pi_j^2}{\omega \Omega_j} |M^{(j)}| \left| \begin{array}{l} \text{almost} \\ \text{cold plasma} \end{array} \right. + i \sum_j \frac{\epsilon_j \Pi_j^2}{\omega \Omega_j} |M^{(j)}| \left| \begin{array}{l} \text{hot plasma including} \\ \text{electron drift } v_D \end{array} \right. \quad (1)$$

又、誘導の際の近似として、

- 1) 熱速度に対する波の位相速度の比が、ホット電子のランダウ項以外は全て、1より十分大である。
- 2) 電磁波モードを考えるため $n^2 \ll K_{ij}$ である。ここで n は屈折率、 K_{ij} は比誘電率テンソル要素。
- 3) 磁力線に垂直方向の波長に対して、ラーマー半径が十分小。(サイクロトロン運動の影響を無視できない。)

以上を用いて、単純化した分散関係式

$$D(\omega, k) = 0 \quad (2)$$

の表示式を求める。次に、(2)式の左辺で、コールド近似のICWモードに相当する部分=0の式を解いて、 ω と k の関係を求めそ

れより波の成長率 γ を次式

$$\gamma = \frac{-D_i}{\left[\frac{\partial D_r}{\partial \omega} \right]} \quad (3)$$

によって計算する。但し D_r, D_i はそれぞれ(2)式左辺の実部、及び虚部である。又、 γ は角周波数 ω の虚部とする。

3. 計算結果

H, He, Oの3種類の正イオンを考慮して(3)式を計算した結果を図1に示す。(3)式では、コールド電子のランダウ減衰項や、コールド及びホットイオンのサイクロトロン減衰項も存在するが、それらよりホット電子のランダウ成長項が大きくなり、 $\gamma > 0$ となる周波数領域が、 $0 < \omega < \Omega_i$ の範囲で、存在する。(Ω_i はHのジャイロ角周波数。)

4. まとめ

コールド粒子の存在のもとでのCurrent Driven InstabilityによるEMICWについて検討した。約2 R₀の領域では、コールドのランダウ減衰に打ち勝って、EMICWが起こる可能性のあることが分かった。

* Forslund, D.W. et al. 1979 J. Plasma Physics vol.21, part1, pp127-139

** Stix, T.H. 1962 The Theory of Plasma Waves McGraw-Hill

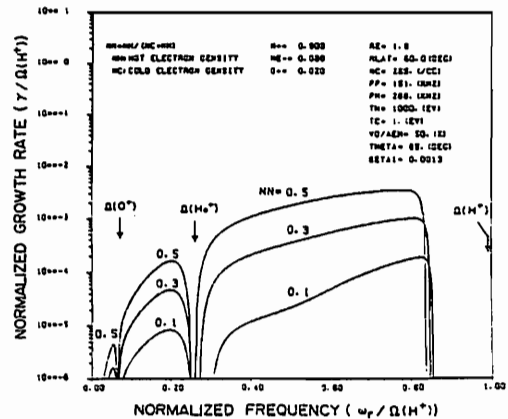


図. 1 波動成長率の周波数特性

無衝突ティアリング不安定 における静電場の効果

星野 真弘 ・ 寺沢 敏夫 (宇宙科学研究所)

磁線再結合の過程の一つとしてティアリング不安定の理論には、静電場の効果が無視されている。しかし、線型理論解析の結果、我々は、シュミレーションと線型理論解析の結果、静電場の効果が、成長率を押し下げることを示した。これは、プラズマシートが厚くなるにつれて、静電場の効果が、成長率を押し下げることを示した。これは、プラズマシートが厚くなるにつれて、静電場の効果が、成長率を押し下げることを示した。

1. 線型理論解析

図1は、線型理論解析の結果、横軸に、プラズマシートの厚さで規格化されたティアリングモードの波数、縦軸に、イオンのジャイロ周波数で規格化された線型成長率を示す。波線が静電場を含んだ理論であり、実線が静電場を含まない理論である。静電場の影響により、成長率が押し下げられることがわかる。

2. シュミレーション

図2は、2次元コードを用いて静電場を除いた場合と、除かない場合のティアリングモードの成長率を示す。●が静電場を含んだ場合であり、○が静電場を含まない場合である。静電場の効果は、成長率を押し下げていることがわかる。

3. 考察

電子は磁密度が増加するにつれて、密度が增加する。一方、イオンは静電場が形成される。この電場と0次の磁場との相互作用により、電子はティアリング面に垂直方向に加速される。この電場の役割は、共振電流を強める働きがある。つまり、磁気中性面での電気伝導度がよくなったことに対応し、ティアリングモードの成長を押し下げる。

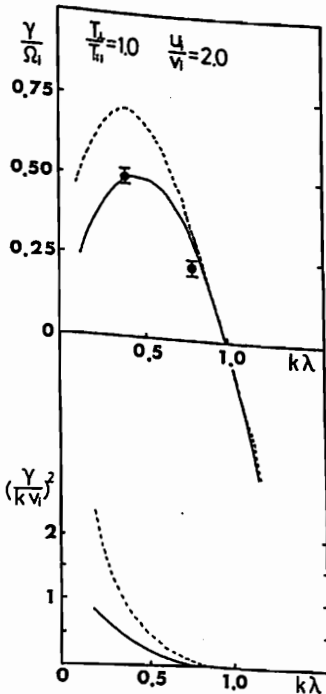


図 1

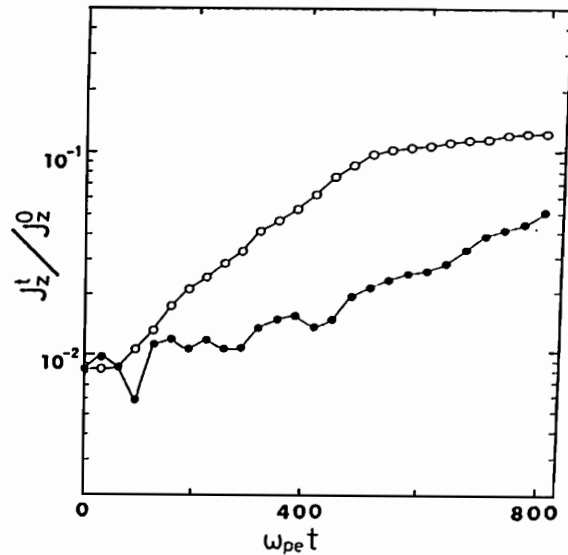


図 2

磁気圏内でのバルーニング不安定による ドリフトアルヴェーン波の励起

大谷 晋一・三浦 彰・玉尾 孜 (東大理)

プラズマの high- β の効果がその発生に重要と思われるストームタイム Pc 5 の機構を解明すべく、著者達はここ数年来、曲率磁力線形状に於ける固有値解析を続けてきた。今回は、曲率磁場が不安定となり、ドリフトアルヴェーン波を励起しうる事がわかったので、その結果を報告する。

解析に用いた方程式を下に示す。

$$B_0 \nabla_{\perp}^2 (\hat{e} \cdot \nabla) \left\{ \frac{(\hat{e} \cdot \nabla) \delta \phi}{B_0} \right\} + \omega(\omega - \omega_{Li}) + \gamma_{MHD}^2 = 0 \dots (*)$$

$(\hat{e} \cdot \nabla)$ は磁力線方向の微分、 ω_{Li} はイオンのドリフト周波数を表し、 γ_{MHD}^2 はバルーニング不安定に対応する項である。この不安定は、粒子の感じる遠心力と密度勾配とが逆向きの時に起こりうるもので、磁気嵐時の環状電流領域外側境界では重要であると考えられる。解析には Kan (73) の磁気圏モデルを用い、磁力線に沿って (*) を積分して、固有周波数 ω を求めた。

不安定モードは赤道から電離層に向かって急激に減衰する為、(*) の積分は電離層側から赤道に向かって行う。高次のモードは安定で基本モードのみが不安定となる。図1は方位角方向の波数を変えた時の基本モードの固有周波数を表す。ドリフト波との結合が可能な MHD バルーニングモードの固有関数を図2(a) に示す。

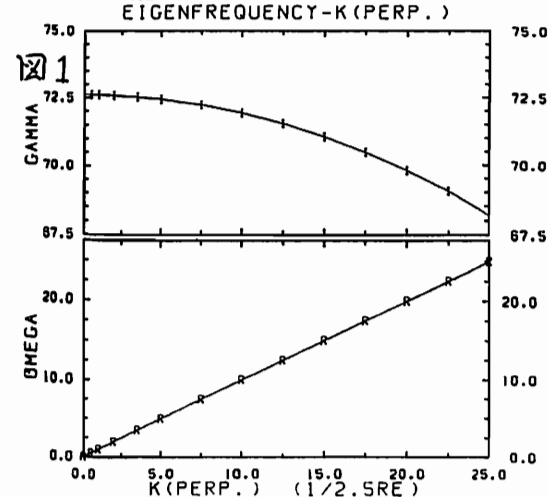


図2(b)は媒質の非一様性によって生じる δB_{\parallel} , δP を表す。赤道付近を除いて反位相になっている。 δB_{\parallel} , δP の位相関係を正しく求めるには圧縮性を正しく取り入れる必要があり、曲率磁場形状のもとでのアルヴェーン波とスローモードとの結合を考慮する必要がある。

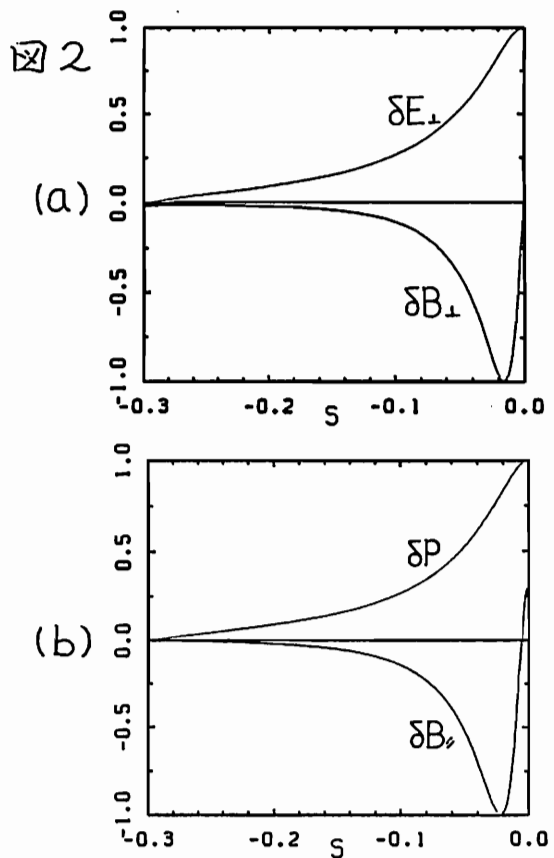


図2 不安定モードの固有関数
(a) アルヴェーン波的 δE_{\perp} , δB_{\perp}
(b) 媒質の非一様性に依る δB_{\parallel} , δP
(横軸右端が赤道、左に向かって電離層)

図1 方位角方向の波数と固有周波数
虚数部(上)と実数部(下) ($1/490$ (Hz) で規格化)

線型ブラソフシミュレーションへの
アプローチ

東大理 中村 匡 山本 隆 玉尾 孜

プラズマ中の線型波動の運動論的性質（例えばランダウ減衰など）は、一様無限媒質中に限れば、固有関数展開やラプラス変換の手法を用いてほぼ完全に理解されている。しかしながら、これを実際の宇宙空間に適用しようとするとき媒質の非一様性のために十分実用になるような解が得られないことが多い。そのような問題に対しては計算機実験を行うわけであるが、現在多く用いられているのは非線型的手法であるため、非線型性が本質的でないような微小振幅の問題では、数値的ノイズと解の分離が困難である。

我々は磁気圏沿磁力線問題におけるアルフベン波の運動論的性質の研究手段として赤道面一電離層間の沿磁力線伝搬の様に非一様性の大きな線型問題に対するブラソフ方程式の数値解法を開発中である。今回は最も単純な、解析的にとける一様媒質のプラズマ波動について行った数値実験が解析解と比べうる結果を与えたのでそれについて報告する。

*）数値解法について

最も簡単な場合について例を示すと線型ブラソフ方程式の初期値問題

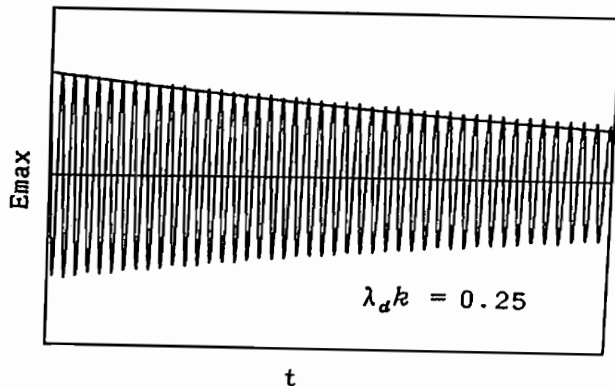
$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + v \frac{\partial \delta f}{\partial x} + \delta E \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0$$

$$f(x, v, 0) = g(x, v)$$

を積分形

$$\delta f(x, v, t) = -\frac{\partial f_0}{\partial v} \int_0^t E(x-v(t-\tau), \tau) d\tau + g(x-vt, v)$$

に書き換えてとくことになる。 下図はこの方法でプラズマ振動のランダウ減衰を解いたものである。 包絡線は減衰率の理論値である。



II-49 静電波とホイッスラー波との不安定性の競合関係

大村 善治
(京大・工)

松本 紘
(京大・超高層)

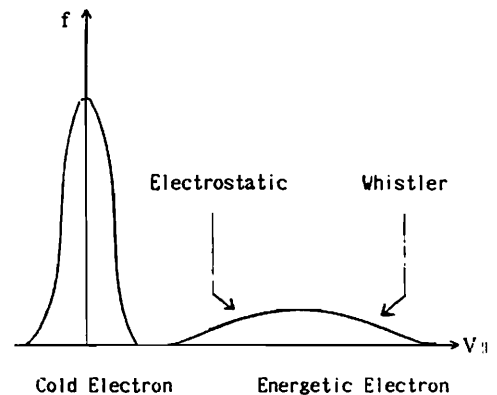
従来のホイッスラー波不安定性の数多くの理論及び計算機シミュレーションの研究於ては、平行伝搬するホイッスラー波と静電波とは、線形理論の範囲で独立であるという事から、静電波の影響は無視されてきた。Bell & Buneman [1964] のみが、電子ビームによるホイッスラー波不安定性と、静電波不安定性とを線形理論の範囲で研究し、不安定性による位相のズレを比較する事により、ホイッスラー波不安定性が静電波不安定性を凌ぐ可能性を、述べている。

我々は、静電波も扱うことの出来る電磁波コード(KEMPO)を用いて、電子ビームによるホイッスラー波励起の計算機シミュレーションを行い、予想外に強い静電波の励起によりホイッスラー波不安定性が、抑圧されることを報告した。(59年秋、大村・松本)これは、静電波の線形成長率の方が大きく、静電波による非線形トラッピングにより、電子ビームが速度空間で拡散される為である。

我々は、Bell & Bunemanの理論を再検討し、非線形トラッピングの効果を考慮する事により、磁気圏のパラメータでは、電子ビームによるホイッスラー波不安定性は、常に静電波不安定性により抑制される事を、結論した。

ホイッスラー波不安定性の飽和レベルが、初期振幅に依存しないという報告もあるが[Matsumoto et al., 1980]、静電波の非線形効果により、飽和レベルが、初期振幅に依存することが、明らかになった。

以上は、デルタ関数的な狭い速度分布関数を持つ電子ビームによる不安定性の特性であるが、右図に示すように、平行方向の速度分布が広がりを持つ場合には、静電波及びホイッスラー波の各不安定性の速度領域が異なるため、ホイッスラー波に対する静電波の直接的な影響は少なくなる事が予想される。しかし、静電波及びホイッスラー波が成長して各々が共鳴電子を捕捉して、電子の速度分布が歪められる。この時、両方の波の振幅が大きく捕捉領域が重なる場合には、最終的に、どちらの不安定性が主流になるのか予想し難い。そこで、電磁波コード(KEMPO)を用いて、広い速度分布を持つ高エネルギー電子によるホイッスラー波及び静電波の励起の計算機シミュレーションを行ったので、報告する。



参考文献

- Bell, T. F., and O. Buneman, Plasma instability in the whistler mode caused by a gyrating electron stream, Phys. Rev., **133**, 1300, 1964.
- Matsumoto, H., K. Hashimoto and I. Kimura, Dependence of coherent whistler interaction on wave amplitude, J. Geophys. Res., **85**, 644, 1980.

田中 寛 松本 紘 大村 善治
 (京大・超高層) (京大・超高層) (京大・工)

VLFトリガード放射の発生機構として、ホイッスラ波と、磁気圏内の高エネルギー粒子とのサイクロトロン型相互作用が重要であると考えられている。今までのホイッスラ波の研究は、平行伝搬波に関するものがほとんどで、斜め伝搬波の研究は非常に少ない。ところが最近の人工衛星の観測結果から、斜め伝搬ホイッスラ波の研究の必要性が増してきた (Bell他(1981), Kimura他(1983))。過去の斜め伝搬ホイッスラ波の研究としては、Kumagai他(1980)の非線形ランダウ相互作用の計算機シミュレーション、Inan他(1982), Tkalcevic他(1984)のランダウ相互作用のテスト粒子シミュレーション、Bell他(1984)のサイクロトロン相互作用の解析理論研究がある。そこで、本研究では計算機シミュレーションの手法を用いて、ランダウ相互作用とサイクロトロン相互作用の両者を含む非線形相互作用の定量的解析を行なう。

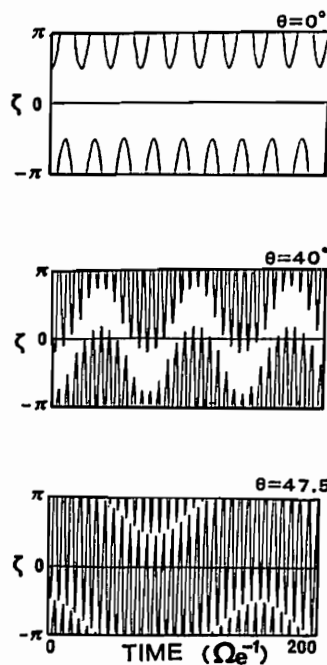
まず、T.F.Bellの斜め伝搬ホイッスラ波のサイクロトロン共鳴理論と比較するために、テスト粒子シミュレーションを行なった。右下にその結果を示す。θは波の伝搬角、ζは粒子の速度ベクトルと波の磁場ベクトルとのなす角である。まず左側の図でθが小さい値のときは、共鳴粒子はζ=0°を中心に正常位相トラッピング (NPT) されていたのがθがある程度大きくなると、ζ=180°を中心に捕獲されるようになる。即ち、異常位相トラッピング (APT) が起こる。これは高ビッチ角の粒子に対して起こりやすくなる。トラッピング周波数や、NPTからAPTへ遷移するときの伝搬角θの値など、T.F.Bellの理論とに少し差違が見られた。次に、右側の図では、初期位相の異なった144種類の共鳴粒子の軌道をプロットし、バンチングの様子をしらべた。θが大きくなる程、サイクロトロン運動による変調を大きく受けるようになり、それが位相集束のζ=180°から360°への時間的移行を引き起こしている。

これらのテスト粒子シミュレーションの結果から位相バンチングが確認され、この事はランダウ相互作用により起こる電荷集束による電荷帰還、そしてサイクロトロン相互作用による共鳴電流帰還が起こっていることを示している。従って、今後、両相互作用を考慮して、時間発展を診断すべきである。講演では、テスト粒子シミュレーションの結果を紹介し、フルシミュレーションのモデルについて検討を加える。

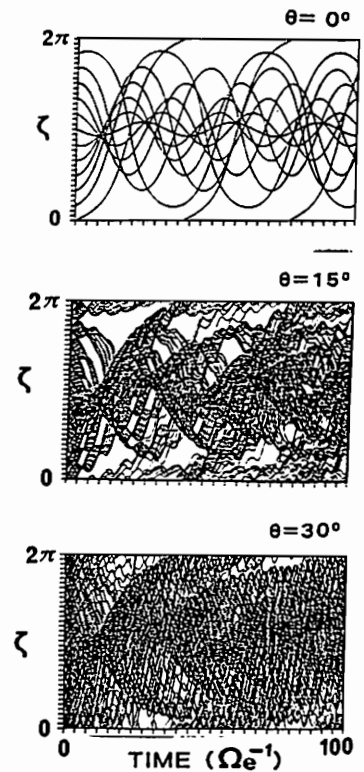
(参考文献)

1. Kumagai, H., K.Hashimoto, I.Kimura, and H.Matsmoto, Phys. Fluids **23**(1), 1980.
2. Bell, T.F., U.S.Inan, and R.A.Helliwell, J.G.R., **86**, 4649, 1981.
3. Inan, U.S., and S.Tkalcevic, J.G.R., **87**, 2363, 1982.
4. Kimura, I., H.Matsmoto, T.Mukai, K.Hashimoto, T.F.Bell, U.S.Inan, R.A.Helliwell, and J.P.Katsufarakis, J.G.R. **88**, 292, 1983
5. Bell, T.F., J.G.R., **89**, 905, 1984.
6. Tkalcevic, S., U.S.Inan, R.A.Helliwell, J.G.R., **89**, 10,813, 1984.

位相トラッピング



位相バンチング



小森 憲昭
(京大・超高層)

松本 紘
(京大・超高層)

M. Ashour-Abdalla
(UCLA)

近年、スペース・シャトルより電子ビームを宇宙プラズマ中へ放出し、そこで起こるさまざまな諸現象を観測することを目的としたSEPAC実験が行われた。この結果、幾つかの興味ある観測データが得られた。中でも加速されたビーム電子の検出、様々なプラズマ波動受信の問題は、早急にその説明が成されるべきものであった。そこで、本研究ではこのような実験の結果に対応し、計算機シミュレーションの手法を用いて、電子ビーム放出に伴う粒子加減速、各々の粒子の密度分布変化、プラズマ波動励起等の基礎的機構を説明することとした。この研究は、1983年より進められており、シミュレーションで用いたコード、モデルの説明は既に前回までに行われているため、ここでは省略する。

シミュレーションにより、以下のような結果を得た。

- 1) 電子ビームの大半は減速される。特に、そのメイン部分はほぼ止まってしまう。
- 2) 電子ビームは進行方向(磁場方向)に長く伸び、分離する。
- 3) 高エネルギー粒子が生成される。
- 4) 粒子の熱化が起こる。
- 5) 静電プラズマ波、UHR波、Xモード波、ホイッスラー波等の波動が励起される。
- 6) バックグラウンド電子、イオンの局所的集中が起こる。
- 7) シミュレーション中期において、準定常状態ポテンシャルが生成される。
- 8) バックグラウンド電子、イオンがメインビームの周辺外に追い出され、そのビームがいる付近にバックグラウンド粒子の欠陥即ち穴が出来る。

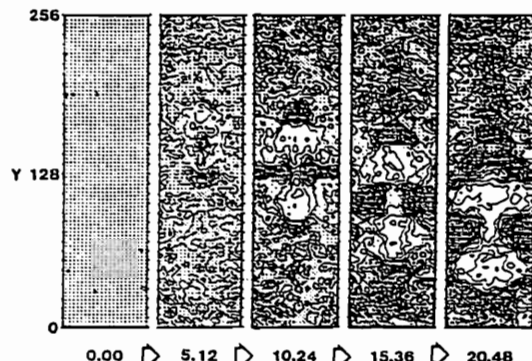


図. 1

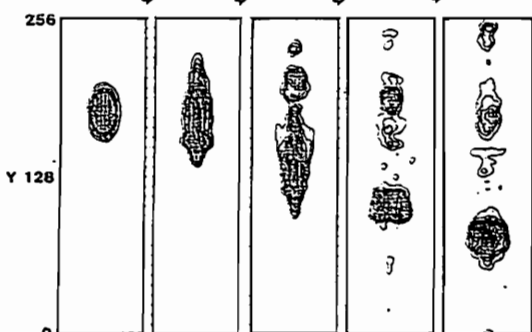
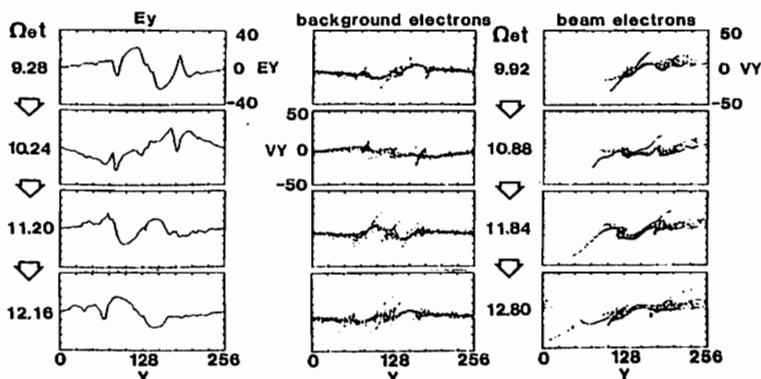


図. 2

このような電子ビーム放出のシミュレーションは、以前外部磁界に垂直な方向の1次元空間についてはなされたことがある(Matsumoto and Fukuchi, 1985)。本研究では2次元空間でシミュレーションを行ったわけだが、その結果新たに得られたことというのは主に上記の項目のうち1)、2)、7)、8)である。1)、2)、8)に関し図1にその結果を示す。これらはバックグラウンド電子、ビーム電子の密度分布の時空間変化を表しているが、ここでの系はビーム・フレーム即ちビームの初速度で動く座標系からみたものであり、上記1)、2)の様子がよくわかる。さらに、図2はバックグラウンド電子、ビーム電子の加減速の様子をそれぞれに影響を与えたと考えられる電場成分と共に示す。講演では、これらシミュレーションの結果をもとに、放出された電子ビームにより起こる幾つかの非線形問題を取り上げ、その物理機構について議論する。



参考文献 Matsumoto and Fukuchi, G.R.L., 12, 61-64, 1985.

II-52 電子ビーム強制注入によるビーム端電気二重層 (Maltsev ポテンシャル) の安定性とその表現性

稲垣 惠三
(京大・超高層)

松本 紘
(京大・超高層)

大村 善治
(京大・超高層)

我々の研究室では電子ビームの問題について、一様なバックグラウンドプラズマ中にドリフト速度を持った電子ビームを置き初期値問題として解き進めるというモデルを用いて一次元 (Matsumoto, Fukuchi, 1985)、二次元のシミュレーションを行い、研究を進めてきた。

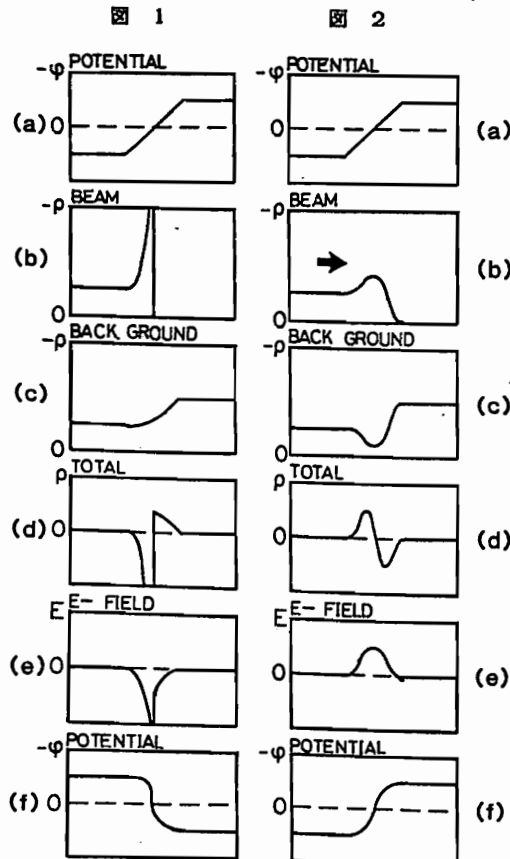
一方、ARAKS実験 (1978) では電子ビームの伝播時間が異常に長いことや、それにもかかわらず到達した電子のエネルギーが初期値とほぼ同じであること等の興味深い結果が得られており、それについてLyatskiy (1981)、Maltsev (1982, 1983) が解析している。Lyatskiyは定常状態においてビームの先端にポテンシャルギャップ (電気二重層) が生じるとし、それによってビーム電子ははね返され、バックグラウンド電子は加速されるとしてビームの減速を説明した。Maltsevも前後にポテンシャルギャップを持つ井戸型ポテンシャルを仮定し、その中におけるビーム電子の速度分布関数と井戸の深さを求めている。しかし彼らの論文では、最初に仮定したポテンシャルの安定性に関する議論は放棄されているし、その構造の詳細やそういう定常状態に達し得るかといった点についても言及されていない。

本研究ではシミュレーションの手法を用い、彼らの仮定したポテンシャルの安定性について解明する。ポテンシャル構造のモデルとして図1、図2等を考えた。図1では (a) のようなポテンシャルに対し運動方程式、連続の式より電荷分布を求めるとビーム電子、バックグラウンド電子、イオンとのトータルな電荷密度はそれぞれ (b)、(c)、(d) のようになる。これによって (e)、(f) のような電界、ポテンシャルが出来るが、(a) と (f) は逆の形をしているのでこのモデルは明らかに安定ではない。次に図2ではビーム電子に速度分布を考え、またポテンシャルギャップ部においても電荷の中性が保たれているとしている。このモデルではビームが左方向へ走ると (d) のような電荷が生じるが、これによってできるポテンシャル (f) は (a) と似ており、安定ではないかという見通しが得られた。

今回はLyatskiy, Maltsevらのモデルに相当するようにシミュレーション中にシステム内にビームの強制注入が可能な一次元electro-staticコードを開発し、図1、図2等を初期値として与えたシミュレーションを行いその安定性について報告する予定である。

参考文献

1. Matsumoto and Fukuchi, G.R.L., 1985, 12, 61.
2. Zarnitskiy, Yu.F., A.Kh. Pyatsi, and Yu.I. Sverdllov. Issledov protessov v avroral'noy ionosfere metodami aktivnogo vozdelstviya (Investigation of processes in the auroral ionosphere by active methods). Apatity, 1978, 89.
3. Cambou, F., J. Lavergnat, V.V. Migulin, et al., Nature, 1978, 271, 23.
4. Lyatskiy, V.B. Geomagn. aeron., 1981, 21, 378.
5. Maltsev, Yu.P. Geomagn. aeron., 1982, 22, 14.
6. Maltsev, Yu.P. Planet. Space sci., 1983, 31, 659.



電磁波及び静電波イオン・ビーム不安定の 非線形発展のシミュレーション (I)

田中 剛彦

松本 絃

大村 善治

(京大超高層)

(京大工)

電磁波のイオン・ビーム不安定の線形理論は、S. P. Gary [1984] により、うまくまとめられている。それによると外部磁場に対して平行伝搬するものについては、

- (1) Right-hand resonant ion-beam instability
- (2) Right-hand nonresonant ion-beam instability
- (3) Left-hand resonant ion-beam instability
- (4) Ion cyclotron anisotropy instability

の4つの不安定性が起こる事が明らかにされている。そして、このイオン・ビーム不安定性に関連したシミュレーションが、ショック上流領域の問題に関連して、Tanaka et al. [1983], Winske & Leroy [1984], Hoshino & Terasawa [1985] などにより行われている。

一方、最近、磁気圏尾部領域での観測データから興味ある報告がされている。イオン・ビーム不安定性に関連したものとして次のようなものがある。Tsurutani et al. [1985] は、Right hand resonant ion-beam 不安定性に関連して観測データの解析と線形理論による考察を行っている。静電モードについては、Omidi が広帯域な静電ノイズについて、線形理論で検討を行い、そして、それをもとに、静電粒子シミュレーションが、Abdalla & Okuda [1985] により行われている。しかし、これらのパラメータはまちまちで、その分散関係のパラメータによる変化はよく知られていない。

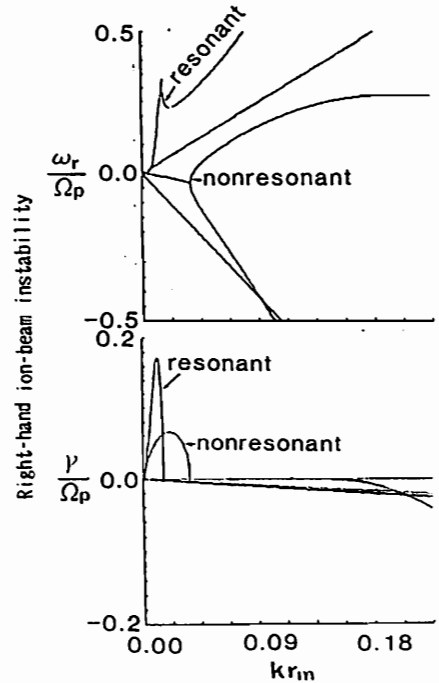
そこで、このイオン・ビーム不安定性の広いパラメータ依存性の調査を行い、イオン・ビーム不安定性の線形分散関係の変化を調べた。これは、シフトしたマックスウェル分布を持つ無衝突プラズマの完全な線形分散を数値的に解いたものである。

その結果、注目すべきことは、静電モードと電磁モードの不安定性が同時に起こり得るパラメータが存在することも判明した。また、これらの不安定性が持つ成長率 γ は、その周波数 ω_r と同程度のオーダーで、短い時間で非線形領域に入ってしまう為、そのシミュレーションを行うことが不可欠である。

講演では、イオン・ビーム不安定性のParameter Surveyの結果の分散関係を紹介し、更に、それに続くべきシミュレーションのモデルを説明する。図は、線形分散関係の一例を示す。

参考文献

- Gary, S. P., C. W. Smith, M. A. Lee, M. Goldstei, and D. W. Forslund, *Phy. Fluids*, **27**, 1852, 1984.
- Winske, D., and M. M. Leroy, *J. Geophys. Res.*, **89**, 2673, 1984.
- Tanaka, M., C. C. Goodrich, D. Winske, and K. Papadopoulos, *J. Geophys. Res.* **88**, 3046, 1983.
- Omidi, N., Broadband electrostatic noise produced by ion beams in the earth's magnetotail, preprint, May, 1985.
- Abdalla, M., & H. Okuda, Theory and simulation of broadband electrostatic noise in the geomagnetic tail, preprint, 1985.
- Hoshino, M., and T. Terasawa, *J. Geophys. Res.*, **90**, 57, 1985.
- Tsurutani et al., Observations of the right-hand resonant ion-beam instability in the distant plasma sheet boundary layer, preprint, 1985.



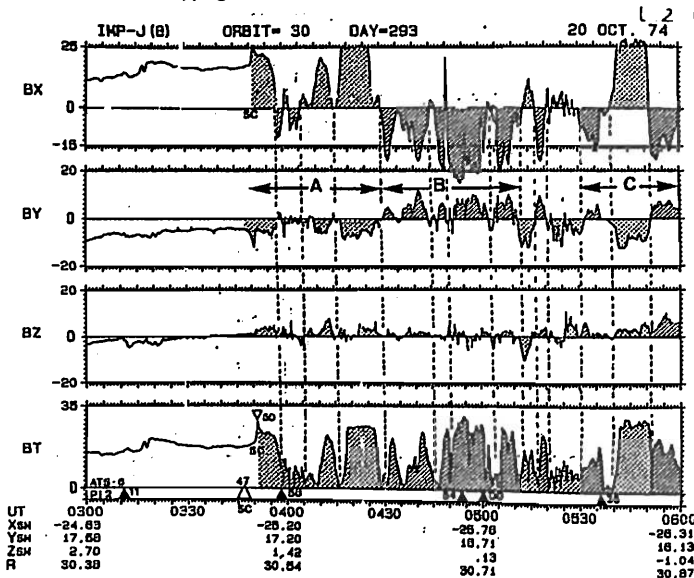
石井 亨
東海大工

静止衛星高度から磁気圏尾部と念ふ磁気圏深部での磁場変動については、今後検討されるべき問題点が多々あると考へる。今回は磁気圏尾部から太陽風 shock に対しての応答レスポンスを考へることに検討した。先ず、その物理的特性を明らかにするために、SSCに引き続く尾部磁場変動をIMP-J(P) 衛星の資料を利用して検討した。

調べたデータ期間は1974年7月~12月までの6ヶ月間であり、その間16回のSSCが起つた。その中で、衛星が磁気圏尾部に位置し、SSCが起つた例はわずか2例であり、更にその中の1例は衛星が磁気圏境界面近傍に位置したと考へられ、他の1例が磁気圏尾部磁気中性面と通過した例であった。本1図はその時の磁場データである。

- 1) SSC直後より始まる磁場変動は、大振幅であるが比較的規則的である。

SC-excited flapping motions in the near-earth tail plasma sheet



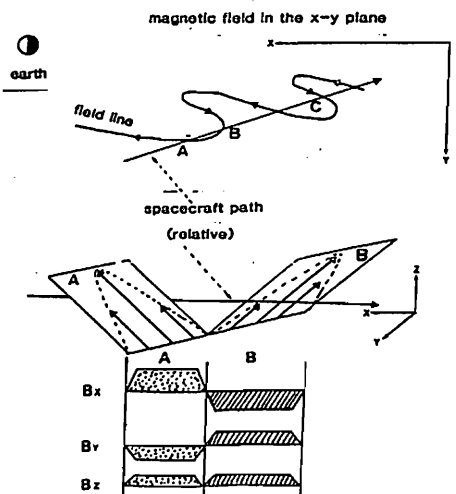
本1図

- 2). 3成分の中で、 B_x -成分の最大振幅と、 B_z 成分の最小振幅である。
- 3). B_x 成分の変動はほぼ零に近い小さな変動値を示さない。
- 4). 3成分共同時に零となり、これに対応して絶対値が零に近くなる。(図中実線)
- 5). この磁場変動のスペクトルより、ほぼ1 mHz, 10 mHz の二つのピークと示した。

以上の結果より、この磁場変動は完全に磁気中性面内で起つている。しかも、これらの変動は磁気圏尾部内にSSC (shock) により励起された低磁流体力学的な slow, fast magnetosonic modes の波動に対応すると考へられる。

磁場変動の概念図を本2図に示した。本2図上部はこれらの磁場変動のflapping motion的であることを示し、図中A, B, Cは本1図A, B, Cに対応しており、本2図下部に互向A, Bに対応した磁場変動のベクトルで表わしてある。本1図の磁場変動は、A, Bを交互に繰返している事と示している。

FLAPPING MOTION MODEL IN THE TAIL PLASMA SHEET



本2図

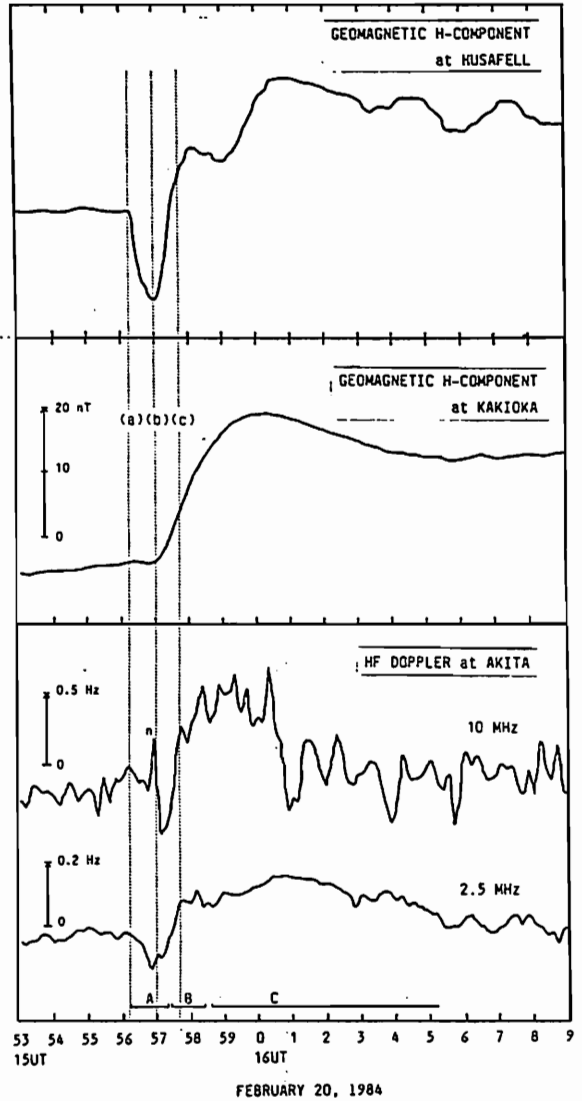
菊池 崇
郵政省電波研究所

SC* の Preliminary Reverse Impulse (PRI) は高緯度午後側と昼向赤道において頻繁に出現する (Matsushita, 1962)。PRI の原因は、昼側磁気圏境界付近で発生した dusk-to-dawn 電場が極から赤道へほとんど瞬時的に伝播することにより、電離層中に DP2 型の電流を流すためと考えらる (Araki, 1977)。そして、極域電場の赤道への瞬時伝播は地球電離層管波管モデルで説明される (Kikuchi and Araki, 1979)。

電離層中に存在する電場は F 層プラズマの運動を引き起こすために、HF ドップラー法によって観測される。筆者等は、SC 時、低緯度夜向において SCF(-+) が頻繁に発生することを示し、SCF(-+) の負の初期変化 (PFD) が極から伝わり、在 PRI 電場によって発生することを示唆した (Kikuchi et al., 1985)。

今回の報告では、夜向の SCF(-+) に対応して高緯度で SC* が発生した例を示し、SCF(-+) の負 PFD の原因が極起源の PRI 電場であることを結論する。

右図は下段に秋田で観測された夜向の SCF(-+)、中段と上段にそれぞれ柿岡と Husafell (アイスランド) で観測された SC と SC* を示す。SCF(-+) の負 PFD の開始 (a) を示すは SC* の PRI の開始と一致するが、柿岡の SC はこれより 50 秒遅れている (b) を示す。この事実は、負 PFD が Husafell で PRI 電流を流した電場がほとんど瞬時的に低緯度へ伝播することによって発生したことを示している。



参考文献: (1) Matsushita, S., JGR 67, 3753, 1962. (2) Araki, T., PSS 25, 373, 1977. (3) Kikuchi, T. and Araki, T., JATP 41, 927, 1979. (4) Kikuchi, T. et al., JGR 90, 4389, 1985.

謝辞: 柿岡の地磁気データは地磁気観測所の上井哲夫氏に、また、Husafellの地磁気データは極地研究所の佐藤聖雄博士より提供されたことを記し、謝意を表します。

(Pi2と夜側ULF)

北村泰一、坂 翁介、下泉政志、竹生政資(九大理)、
荒木 徹(京大理)、小口 高(東大理)

高緯度と低緯度のULFの本質的な差異が何であるか、の疑問が残されたまま、かなりな年月がたっている。本報告はこの疑問に対するものであり、話は地磁気脈動全般に亘る性質のものであるが、今回は先ずPi2と夜側ULFに限定して話を進めたい。

Pi2が磁気圏サブ・ストームに伴って出現し、かつオーロラ帯で最大の振幅を有することから、Pi2がサブ・ストーム発生機構の中の一部の機構によって生起するという考えは今や疑う余地はない。そして、『高緯度のPi2』が、サブ・ストームと共に直接オーロラ帯に入って来るとも理解に難くはないが、ほぼ同時に低緯度でも観測される『低緯度Pi2』はどのような伝播経路でそこに至るのかは必ずしも自明ではない。いずれ電離層中を伝播してくる(Rostoker, 1965)位のことを考え、それを余り深く考えるようなことはなかった。しかしながら、高緯度の地磁気脈動の偏波に関する法則の発見(Samson et al., 1971)を説明するために『共鳴理論』が提出され、また、地上のプラズマ・ポーズ相当の地点(磁気緯度60°付近)でPi2の第2の振幅増大がある事実をこの共鳴理論で説明(Fukunishi, 1974)されるに至って、どうやらプラズマ・ポーズ付近までは、地上で観測されるPi2の伝播機構についての知見が固まったように思える。

しかしながら、そこ(プラズマ・ポーズ)より低緯度の地域で観測されるPi2については、依然不明のことが多い。例えばPi2の東西伝播現象については、Lester et al. (1984)は、北米のAFGLの観測網(磁気緯度55°付近)のデータを使ってPi2の東西伝播を論じ、カレント・ウエッジの内部及び西側では、Pi2は西向きに伝播し、ウエッジの東側では東向きに伝播することを唱えた。しかしながら、不思議なことに、この結論はAFGLの観測網のうち、高緯度側(55°)にある観測所ネットのデータから出されたものであって、低緯度側の観測点(フロリダのTANPAとカリフォルニアのLOMPOC、ともに磁気緯度40°)のデータは何故か使われていない。この理由は分からないままであった。

一方、Po3, 4についてはあるが、地磁気脈動の東西伝播についての研究はHerron(1966), Zelwar and Morrison(1972), Green(1976), Mier-Jedrzejowicz and Southwood, (1979)と続くが、これらの結果については、あるいは東西に伝播するといひ、あるいはしない場合もあるといひ、必ずしも統一的な見解は得られていない。これらの研究は、磁気緯度40-50°の、いわゆる中緯度観測所のデータを使用して行なわれた。

このような状況下において、日本のような低緯度(磁気緯度、20-30°)、更に下って赤道地域におけるULF地磁気脈動の振るまいの中に、このAFGL中緯度における地磁気脈動の『混乱』を理解する鍵があるように思えた。

こうしたことを背景として、ペルーのホワンカヨへは荒木が(1984年8月)、アフリカの赤道地域へは北村と竹生(1985年1月)が低緯度ULFの観測に赴いた。今回の観測の特長は、全地球的規模で正確(1秒の精度)なタイミングを保った観測をすることである。アフリカ地域の観測点としては、昭和基地と同磁気緯度であり、かつ、磁気赤道下にあるカメルーン国のマロウワという部落が選ばれた。この種の科学、学術的雰囲気のないアフリカの地域での観測にはかなりの困難が伴ったが、どうにか予備観測としての成果を確保できた。観測には、フラックスゲート磁力計(九大製、感度0.1 nT, Simoizumi and Kitamura, 1985)と、坂の開発した長時間デジタル・カセット・ロガー(3秒サンプリング、3成分7日連続記録、自動時刻校正機能付き、Saka and Tachihara, 1985)が用いられた。

結果は次の通りである。

『Pi2や夜側ULFについて、マロウワと福岡とでは、1秒以下の精度で位相が一致する』。

しかしながら、この結果は上で述べたAFGL中緯度Pi2の結果と真っ向から対立する。この矛盾を追及するべく、AFGLのデータを用いてLesterたちの結果を追試してみた。その結果、AFGLの観測網の内、磁気緯度55°ラインの観測所のデータだけを用いると彼らの結果の通りになるが、40°ライン(TANPAとLOMPOC)のデータを用いると、東西伝播にかなりな『混乱』が生ずることがわかった。

これらを総合して、東西方向の波数をmとして、

- (1) 高緯度Pi2は、 $m < 0$ で、従って東西伝播型である。
- (2) これに反し、低緯度のPi2は、 $m = 0$ で、伝播型でなく、振動型である。
- (3) その境は30°-40°付近である。

これらの結果は、Pi2に限らず総ての地磁気脈動について成り立つ傾向にあるが、まだ整理が完成してないので、今回はPi2に限った次第である。

P i C 脈動が電離層起源であることの最終的証明
 -MAGSAT および地上での地磁気脈動とオーロラ脈動-
 小口高、山本達人、林幹治(東大理) 藤井良一(極地研)

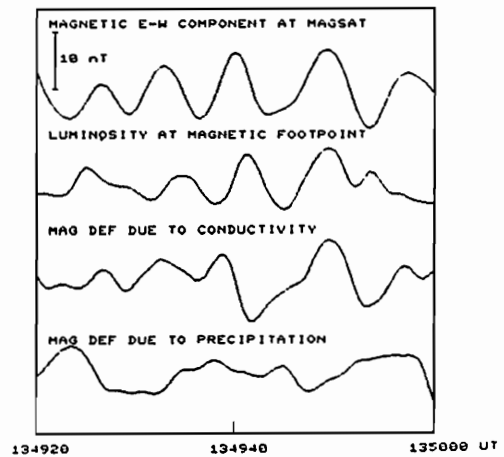
オーロラ脈動とその下で観測される地磁気脈動 P i C の重相関解析によって、オーロラ脈動に伴う地磁気脈動の変動成分は極めて特徴的な水平変化成分の収れん、発散の分布を示すことが知られ、これから、この種の脈動は、脈動性オーロラを光らせる電子の入射によって起こる電気伝導度の変動によるものであることが結論された。また、ストリーミングオーロラや伝播性オーロラに伴って現れる片振れの地磁気脈動の波形や偏波も、上のモデルで完全に理解できることが示された。

しかしこのモデルの妥当性を確認するためには、脈動性オーロラの上空にモデルで期待される沿磁力線電流が存在することを証明しなければならない。

本研究では、1980年1月23日朝、Steen River 上空を通過したMAGSAT 衛星における磁場変動と、同地にRabbit Lake で観測された P i C 脈動及びSteen River での全天テレビ記録によってこの沿磁力線電流が存在することを確認し、また、同時にこの沿磁力線電流がオーロラ電子の入射によるものではなく、電気伝導度の変動に由来するものであることも確認した。

図はMAGSAT 衛星で測定した磁場変動の東西成分、

MAGSAT から磁力線に沿って下したオーロラ高度でのオーロラの明るさ変動、電気伝導度変動から期待される沿磁力線電流がMAGSAT 位置に作る磁場変動、オーロラ粒子入射に伴う電流から期待される磁場変動を示す。沿磁力線電流は殆ど電気伝導度変動によるものとして理解されることが分かる。これによって、上述のモデルの妥当性が確認され、P i C 脈動が電離層起源であることが最終的に確認された。



石田 十郎
(東大・理)

P c 1 地磁気脈動は磁気圏赤道面のプラズマボーズ近傍で発生したイオンサイクロトロン波が、磁力線に沿って伝播し地上で磁場変動として観測されていると考えられている。近年静止衛星などの直接観測からプラズマがプロトンのほかにヘリウム(He⁺) 酸素(O⁺)などのイオンを含んでいることが確認され、これらのイオンの存在による波の特性の変化が確かめられている。この波動の成因は温度異方性(磁力線に直角方向の温度が平行方向の温度よりも高い)を持った数 \sim 数十 keV のプロトンによるサイクロトロン不安定であると考えられている。磁気圏では粒子は "loss cone" 分布となっていて、サイクロトロン波との相互作用によってある種の定常状態にあると考えられる。定常状態では波の振幅と "loss cone" に失われる粒子の flux がつりあって一定であり、線形成長率が大きくなることにより波の振幅が大きくなることわかる。ここで線形成長率は温度異方性、波と相互作用する粒子のエネルギー・数等によって定まる。

実際に観測される P c 1 は磁場の変動・擾乱に大きく影響されており、波の成長条件を考える上で実際の磁場・プラズマの変化を考慮することが必要となる。

地上ではサブストームに伴って午後側 (MLT=12-20) に構造のはっきりしない Non-periodic P c 1 (IPDP を含む) が、サブストームの "onset" から 30 分 \sim 数時間遅れて観測され、衛星でもサブストーム時には磁場の減少を伴って P c 1 波動が主にヘリウムジャイロ周波数より低い周波数に観測される。これはサブストームに伴う高エネルギー粒子の増加によって波の線形成長率が大きくなり P c 1 として観測されたものと考えられる。図にヘリウムイオンを含んだプラズマでの線形成長率をいくつかのプロトンのエネルギーに対して示す。エネルギーの増加に伴いヘリウムジャイロ周波数より低い周波数で波が成長することがわかる。また SSC, S I など磁気圏の急激な圧縮とほぼ同時に P c 1 が励起されることも知られている。この場合には磁場強度の増加によって温度異方性が増えることにより、成長率が大きくなると考えられる。

以上のような磁気圏の磁場変動・擾乱と P c 1 の発生について実際の現象とモデル計算の比較・検討を行なう。

BT = 100 nT, N_{cold} = 10/cm³, N_{He}/N_{cold} = .05
N_{pro} = 1/cm³, A = 1

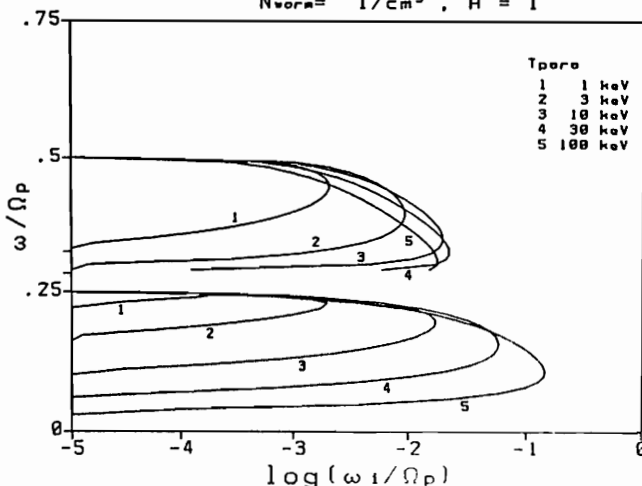


図 イオンサイクロトロン波の線形成長率

ストームタイムPc5のスペクトル特性(II)

樋口知之, 国分 征 (東大 理)

*** 前回の解析は, 79年から80年のGOES3の多数のeventをもって ストームタイムPc5の波のスペクトル特性を明らかにすることに重きをおいてなされたが, 今回は バックグラウンド磁場の強度及び方向の統計を行った. それとともに 前々回で報告した圧縮性成分の周波数が動径方向成分の2倍の周波数を持つ波に関する詳しい報告を行う.

図1からすると, ストームタイムPc5が観測される時の磁場の方向は ほとんどdipole軸の方向を向いている事が解る. (H:dipole軸方向 V:radial方向)

前回では, はっきりと圧縮性成分が動径方向成分の2倍の周波数をもつ波のeventについて報告したが(図2), ストームタイムPc5のデータを詳しくみると 図2になりかけの図3のような波がしばしば観測されている. 特徴として基本周期(動径方向成分の周期)で H成分(圧縮性成分)の値が小さい(Totalの磁場の強度が小さい)時に矢印のような磁場の強度の反転がみられることである. このようなeventは 図にあげた 79. 2. 12 の他にも多数あり, それらがすべて冬期に集中している. 又, GOES3ばかりでなく GOES2にも同じ様な波が見つかった. (表1)

現段階においては, 図2の波と 多数報告されているストームタイムPc5及び その間の状態にあると思われる図3の波, その3者の特徴づける物理量は はっきりしていない.

下に 図2と図3のパワースペクトルを示す. 図3の波では, 基本周期のパワーが卓越しているが 図2の波では 2倍の周波数のパワーが主である.

Fig. 1

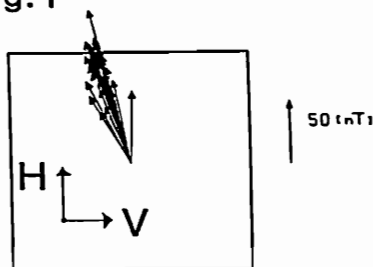


Table 1

Satellite	Date	Time, UT
GOES3	Jan. 4, 1979	2320-2340
GOES3	Jan. 5, 1979	0020-0040
GOES3	Jan. 24, 1979	0135-0150
GOES3	Feb. 12, 1979	0105-0140
GOES3	Mar. 11, 1979	0150-0240
GOES3	Sep. 29, 1979	0240-0305
GOES3	Nov. 25, 1979	0040-0055
GOES3	Jan. 13, 1980	2305-2330
GOES3	Feb. 16, 1980	0050-0110
GOES3	Mar. 21, 1980	2340-2400
GOES2	Jan. 22, 1982	2210-2255
GOES2	Jan. 24, 1982	0020-0050
GOES2	Jan. 27, 1982	2240-2315
GOES2	Feb. 2, 1982	0125-0150
GOES2	Dec. 8, 1982	0010-0130

Fig. 2

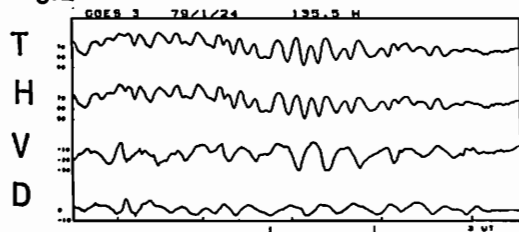
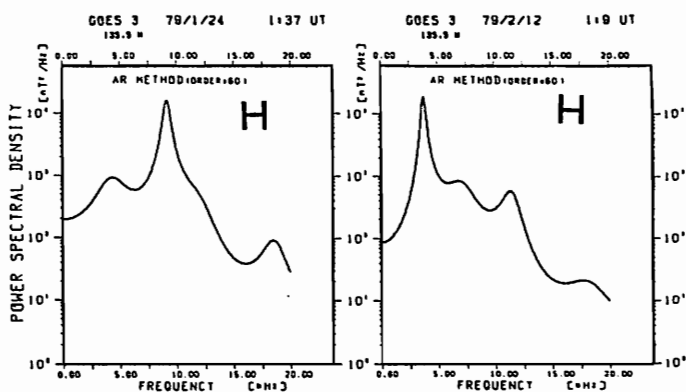
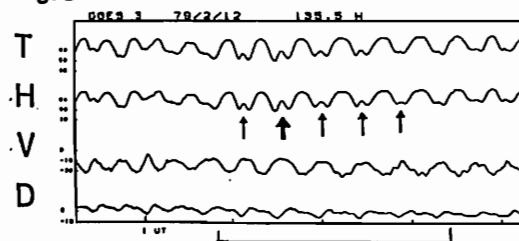


Fig. 3



湯元清文・斎藤尚生

(東北大理)

低緯度 Pc3 地磁気脈動は、観測的・理論的考察から以下の二種類に大別される。

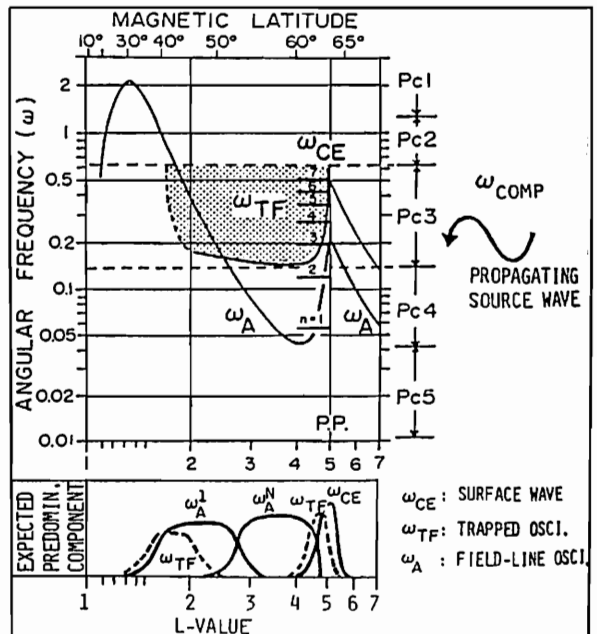
(i) 中低緯度 ($1.5 \leq L \leq 3.0$) の Pc3 発生及び伝播機構については、nullmeter を用いた地上多点・共役観測地磁気脈動 data・静止衛星高度での磁気流体波 data や太陽風 data 等の相関解析より以下の様な scenario が考え出された。地球 bow shock の上流側に反射する 0.8-5 KeV (spacecraft frame) の ion beam との cyclotron 共鳴による magnetosonic upstream waves が生じる。この upstream waves は IMF cone angle $\angle \theta_{XB} \equiv \angle (\vec{B}_{IMF}, \vec{X})$ が小さい時に、周囲磁場を横切ることなく磁気圏境界まで達する為に、1~2% の磁気流体 energy が地球磁気圏内に侵入し易くなる。Upstream waves に起源を持ち、従って、IMF 強度・方向依存性を示す compressional Pc3 は地球中心向きに磁気圏深部まで伝播し、plasma 圏の様々な HM 波と共鳴振動を起こしているものと思われる。第 1 図に示した如く、共鳴振動としては plasmapause の表面波の高調波 (ω_{CE}^n)・plasma 圏の Alfvén trough の compressional Pc3 の trapped 振動 (ω_{TF}^n) や local な磁力線の定在振動 (ω_A^n) が起る。 $1.5 \leq L \leq L_{pp}$ の Pc3 は、第 1 図下の如く共鳴振動 ($\omega_{CE}^n, \omega_{TF}^n, \omega_A^n$) の "重ね合せ" の wave-field induced current 成分が卓越する磁場変動であると思われる。

(ii) - a. $L < 1.2$ の低緯度 Pc2-3 については、磁力線の大半が ionosphere に埋もれている為に、磁気圏内の定在振動の様な HM 波動に因る成分は少なくなる。従って、

磁気緯度 20° 以下の地上で観測される Pc3 振動は wave-field induced current と呼ぶよりは S_g 的な current の変動、もしくは、低緯度電離層を "通過" した HM 波との重ね合せの可能性がある。この領域の Pc3 については観測的にも不十分であり、未だ発生機構についての結論が得られていない。 $L < 1.2$ の Pc3 発生分布が $1.5 \leq L \leq 3.0$ の Pc3 の発生分布と異なり、又、電離層電子密度の日変化と相関が良い事から、その発生機構は低緯度電離層と直接的に関係しているものと思われる。

今後の coordinate をした多点同時観測においては、上記 Pc3 特性を考慮した計画をせよ、且つ、理論的研究が必要である。

CHARACTERISTIC FREQUENCY OF COUPLED HM RESONANCE OSCILLATIONS IN PLASMASPHERE



(第 1 図)

周期性VLF自然電波と短周期地磁気脈動との位相解析

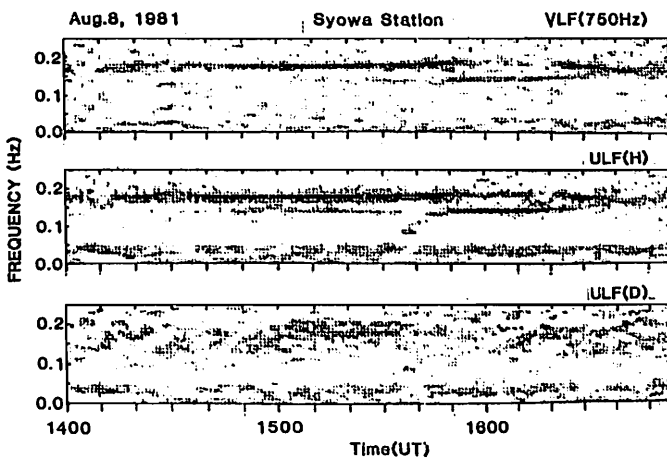
松戸 孝⁽¹⁾, 佐藤 夏雄⁽²⁾, 芳野 赳夫⁽¹⁾
 (1)…電気通信大学, (2)…国立極地研究所

1.はじめに

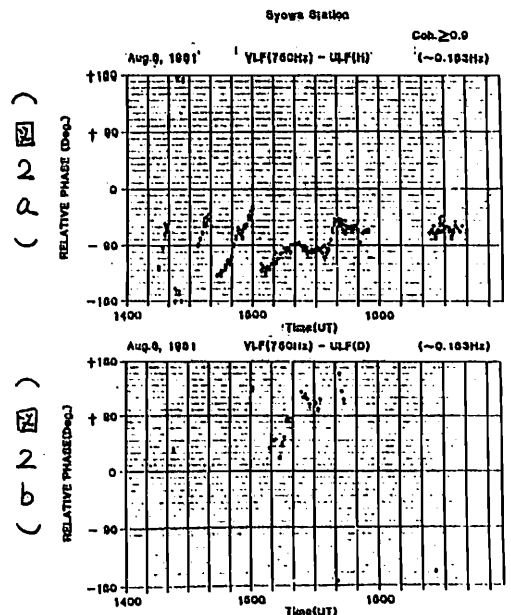
近年、周期性VLF波に伴う周期的な降下電子による短周期地磁気脈動発生の可能性が論じられている。今回は、周期性VLF波とそれに伴う短周期地磁気脈動との位相関係について詳しい解析を試みた。

2.解析結果

図1に1981年8月8日に昭和基地(L=6.1)で観測されたVLF(750Hz)検波強度、ULF H成分及びULFD成分のパワースペクトラムを示す。VLFの約0.183Hz(約5.6秒)のスペクトラムはペリオディック放射の周期で、これに対応するスペクトラムがULFH成分では強いがULFD成分では弱い。なお図1の約0.140Hzのスペクトラムはアリアス周波数で有意ではない。図2にはVLF(750Hz)に対するULFH成分(a)、ULFD成分(b)の相対位相差を示す。それぞれ周期が約0.183Hzで、コヒーレンシーが0.9以上だけをプロットした。この図からVLF(750Hz)に対してULFH成分のコヒーレンシーがULFD成分より大変良いことが、わかる。さらにVLF(750Hz)に対するULFH成分の位相差は約-90度を中心に分布していることがわかる。そこでこの位相解析結果を用いて、VLF波に伴う降下電子が、電離層電気伝導度を変化させ地磁気脈動を発生させるまでの時間 T_0 を算出した。その結果 $T_0 = 0.2 \sim 1.8 + 5.6N$ (秒)となった。ここで5.6Nはスペクトル解析上でかまざる周期の整数倍の不確定性である。上述と同様な現象が1984年6月23日にも観測された。750Hzバンドには同期約5.0秒のペリオディックVLF波と同期約25.0秒のType 2 QPが、また1.2kHzバンドにはさらに同期約13.0秒のType 2 QPも観測されている。そして各々の周期に対応した地磁気脈動がH成分に出現していた。これらの現象を上記と同様な方法で T_0 を算出すると750Hzバンドでは0.6~2.0秒、0~0.7秒(プラス)周期の整数倍となった。この周期の不確定性を除くことにより、実際の T_0 が求まる。上記の3例で、 T_0 の値が最もよく一致するのは $N=0$ である。つまり T_0 が2秒以下という小さい値である。この値は同期約5秒の短周期地磁気脈動が連続的に安定して出現していることを考えると、もっともらしい値である。



(図1) VLF(750Hz)、ULFH成分及びULFD成分のパワースペクトラム



藤田 茂 (気象庁 地磁気観測所)

○電離層モデル

Fujita and Tamao (1985) と同じ、水平方向に一様な 5 層モデル。これは、半無限の磁気圏と固体地球、およびその間のダクト層、非等方的な電気伝導度を持つ非常に薄い電離層 E 層、中性大気層の 5 層から成るものである。また、主磁場は鉛直とし、緯度変化に対する磁場の傾きの変化を無視し、地球の曲率も無視している。

○入射波動モデル

Fujita and Tamao (1985) と同じ、水平方向のスケール r_0 を持った同心円状の電磁場振幅分布を持った波動が磁気圏から電離層に入射した場合を考える。

○低緯度での磁場変動振幅 (同心円の入射の場合)

低緯度で観測される Pc 1 脈動は、ダクト中の捕捉条件に合った波動 (ノーマルモード) が高緯度から伝播してくるものと考えられ、その基本モードの地上での水平磁場変動は以下のように見積もれる。詳しい議論は Fujita and Owada (1985) に掲載されている。

$$\delta B \sim \left(\frac{\delta B_0}{2\pi}\right) \left(\frac{V_1}{V_2}\right) L(k_p) I(k_p) \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-k_p r} \quad (1)$$

ここに用いた記号は以下のような意味である。

- δB 波動の水平磁場擾乱
- k_p 分散関係から得られる複素数の波数 (周波数の関数)
- δB_0 入射波動の磁場変動振幅 ($r = r_0$)
- V_1, V_2 アルベン速度 (磁気圏およびダクト層)
- D ダクト層の厚さ
- $L(k_p)$ 入射波の局在から来る重み
- $I(k_p)$ 電離層透過のファクター

r_0 を 100Km とし、適当なパラメータの値を代入して約 1Hz での基本波の磁場変動の振幅を見積もると、

$$\delta B \sim 10^{-3} \left(\frac{r_0}{r}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-k_p r} \delta B_0 \quad (2)$$

さて、(2)式からわかるように、我々の用いた入射モデルでは磁場変動の空間的減衰をもたらすものとして、①電離層 E 層でのジュール損失等による力学的な波動の減衰 ($e^{-k_p r}$)、②入射が同心円的であるための幾何学的な減衰 ($r^{-\frac{1}{2}}$) の二つがある。また、(2)式から、 r_0 が小さい程低緯度での磁場

変動振幅が小さくなるのが分かる。

さて、高緯度での波動入射を 65 度 (地磁気座標)、低緯度での観測 (日本を考える) は 25 度 (地磁気座標) とすると、緯度的な隔たりは約 4000Km となる。入射域直下での磁場変動振幅は約 $0.1 \delta B_0$ であるので (Fujita and Tamao, 1985)、高緯度と低緯度での磁場変動振幅比は

$$\delta B(Low) / \delta B(High) \sim 10^{-3} \quad (3)$$

○低緯度での磁場変動振幅 (経度方向に広がった入射の場合)

経度方向に広がった入射を考えると、幾何学的な波動の減衰が無くなるので、(3)の結果は約 6 倍程度大きくなる。

○観測結果

高緯度では数 nT 程度 (Troitskaya, 1964)、低緯度では $10^{-2} \sim 10^{-3}$ nT 程度 (Kawamura, 1970) なので、(2)式で結果はやや小さい。しかし経度方向に広がった入射を考えると、ほぼ観測結果と一致する。

○Pc 1 地上観測への要望

ダクト伝播時の減衰率は夜間で小さく昼間で大きい (Fujita, 1985)。よって、低緯度では主として夜間に Pc 1 脈動が観測される。一方、低緯度 Pc 1 脈動は、主に、Periodic Emission であるが (Kuwashima, et al., 1980)、夜間の高緯度では、HM chorus と Periodic Emission は、ほぼ同じ出現率を示す (Fukunishi, et al., 1981)。この違いの説明のためには、両者の高緯度における振幅の違いを明らかにさせる必要があるが、ここで述べたような、入射波動の空間分布の違いの効果も確かめる必要がある。

これらのことを観測的に確かめるために、高緯度では高密度 (メッシュ間隔 50Km 以内) で、同時に、中低緯度にも延びるネットワークを作り、Pc 1 脈動の同時観測を行う必要がある。

○参考文献

Fujita and Tamao (1985) J.G.R.
 Fujita and Owada (1985) Mem. Natl. Inst. Polar Res.
 Fujita (1985) P.S.S.
 Fukunishi, et al. (1981) J.G.R.
 Kawamura (1970) Geophys. Mag
 Kuwashima, et al. (1980) Ant. Rec.
 Troitskaya (1964) Research in Geophysics

定在磁気流体波による粒子加速

並川 富一 洪端 広充
大阪市大理

無衝突プラズマ中の磁気流体波では、磁場と速度の乱れの間には位相差が生じないため α 効果電場を生ずることが出来ないが、吾々はすでに互いに反対方向に伝播する波の相互作用により、波の周期程度は存在する空間的に一様な α 効果電場が存在し、オーロラ粒子加速に役立つことを示した (J. Plasma Phys. 27(1982)415, 28(1982)309)。

今回は、一様な磁場中の非線形な定在磁気流体波による α 効果電場の存在を示し、初期条件によって空間的に色々な構造の定常な電場が存在し得ることを示す。これは、天体磁場の維持、オーロラ粒子の加速、 P_c による粒子加速等に応用出来るものと思われる。

■ 第三会场

(Ⅲ-1~Ⅲ-63)

猪岡 保裕¹, 佐藤 亨¹, 深尾 昌一郎², 木村 磐根², 加藤 進¹
 1) 京大・超高層 2) 京大・工

MUレーダーアンテナモニター (MUM) は、人工衛星 [おおぞら] 上に受信機を搭載してMUレーダーのアンテナパターンを測定するシステムである。人工衛星を用いた測定は、航空機や電波星などを用いる従来の測定方法に比べて、定期的な測定が容易、低レベルサイドローブにわたるモニターが可能であるなどの優れた特長をもっている。特に長期間の測定データを総合することにより、2次元的なアンテナパターンの全容を把握できることが期待されている。現在、2次元パターンの取得に向けて測定効率の良い複数パターン同時測定法の運用を開始し、データの蓄積を行なっている。

複数パターン同時測定法は、複数のビーム方向を、一定時間間隔で高速かつ周期的に切り換えることによって、1回の衛星の通過時に複数種のアンテナパターンを同時測定する方法である。衛星上で測定されるサンプリングレート (約2msec) が、アンテナパターンの変化 (メインビーム幅3.6度) と衛星の通過速度 (最大1.5deg/sec) との関係から必要とされるサンプリングレート (約100msec) に対し十分短いため、MUレーダーの特長をいかしたビーム高速走査により、10方向程度のアンテナパターンの同時測定が可能である。

図1は12方向のビーム走査を行なった例で、[おおぞら] 上で測定された受信強度の変化を示す未処理のデータである。各点が1つのサンプルに対応しており、各方向のデータが互いにインターリーブされた状態となっている。この例では特に、2ビーム1組として衛星の軌道に沿って10sec 間隔の位置にビーム方向を設定した。また、ある特定の1組分はタイミングマーカーとして送信を停止しているため、図中には5つのメインビーム測定データが見られる。

図2は、切り換えタイミングを検出して、ある1方向のデータのみを取り出したものである。細い実線で示されているのは理論計算値である。このように停波をタイミングマーカーとして用いて実際に12方向の同時測定が可能であることが確認され、メインビームの測定と共に、基準方向として天頂や東西南北30度方向などのデータを毎回測定することが可能となった。詳細な2次元パターンを得るには、測定精度の良いデータが広範囲にわたり極めて多量に必要であるが、今回の報告においては、現在までに得られているいくつかのデータを用いて総合比較した簡単な例なども紹介したい。

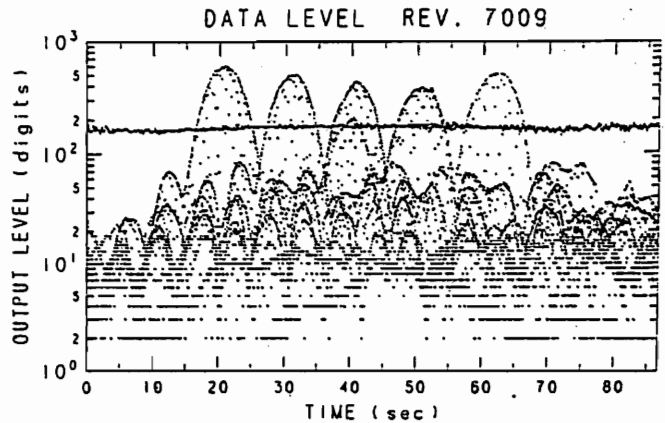


図1、12方向測定例。衛星上でサンプルされた未処理のデータを示す。ビーム切り換え時間間隔は7.622 msec、ビーム走査周期は91.464 msecである。150digit付近ではほぼ一定値を示しているデータはReference 信号の測定データである。

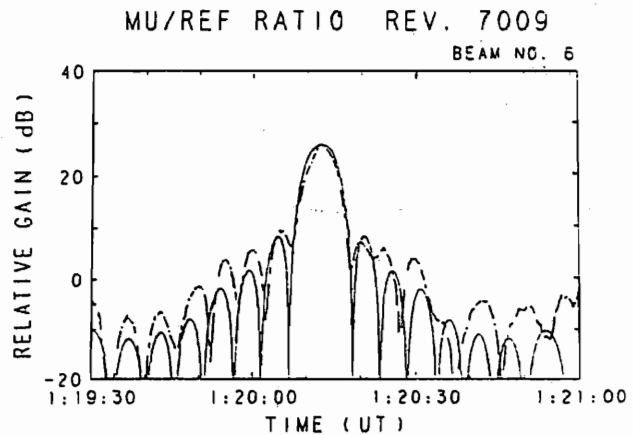


図2、分類処理例。MU-Radar信号のReference信号に対する受信レベル比で示す。細い実線は理論計算値。

レーザヘテロダイン法による成層圏大気計測の感度予測

石津 美津雄, 板部 敏知, 有賀 規
郵政省 電波研究所

1) 序

レーザヘテロダインスペクトロメータ(LHS)は高分解能・高感度の受動型センサであることから、リモートセンシングや赤外天文の分野に应用価値が高く、米国を中心に開発が盛んである⁽¹⁾。我が国では電波研と東北大でそれぞれ環境計測用に開発中である。我々の目標は成層圏大気中に存在するOCS, SO₂, O₃等を航空機を利用して測定することであり、成層圏の化学的熱的ダイナミックスを解明するための資料となるものである。本報告では現在のLHSの特性をもとにこれらの分子の検出感度の見積りの結果について述べる。

2) システム

現在のシステムは発振波長9.6μmのCO₂レーザ又はPbSnTe半導体レーザを局発光源に用い、システム感度として 1.4×10^{-19} W/Hz, 1.1×10^{-17} W/Hzを各々得ている⁽²⁾。特に前者はミキサ感度として 3.4×10^{-20} W/Hzの値が得られ、量子雑音の1.6倍の雑音でしかない。従って改良の余地は、IF帯域幅を200MHz → 1GHz以上に広げること、同位体CO₂レーザを用いて発振波長を増やすことにより、測定可能な分子の吸収線を増加することにある。

3) 大気計測

LHSによる大気計測は太陽を黒体放射源に用い、その光の受信光路上に分布する分子による吸収を測定する。受信強度は信号強度とシステム雑音の比(S/N)で表わされる。吸収によるS/Nの低下分を(S/N)_{ABS}とすると $(S/N)_{ABS} = \eta_e \cdot \alpha \cdot \sqrt{B\tau} (1 - e^{-\beta L}) / (e^{h\nu/kT} - 1)$ となる。ここで η_e はミキサの量子効率、 α は光学系の透過率、Bは分解能、 τ は積分時間、 β は吸収係数、Lは光路長である。現システムの特性をを用いて(S/N)_{ABS}と吸収率 $1 - e^{-\beta L}$ の関係を示す結果を図1に示す。

測定配置として図2に示すリムスキヤンを行うと測定器の高度30km、高度分解能2kmでL~100kmを得ることが出来る⁽³⁾。図1の結果とOCS, SO₂, O₃の吸収線強度から検出可能なMixing Ratioの値を表1にまとめた。

4) まとめ

リムスキヤンによる大気計測は光路長を長くできるため高感度検出が可能である。そのためには同位体CO₂レーザをはじめ低大気圧のもとで動作するシステムが必要であり、これに努めて行きたい。

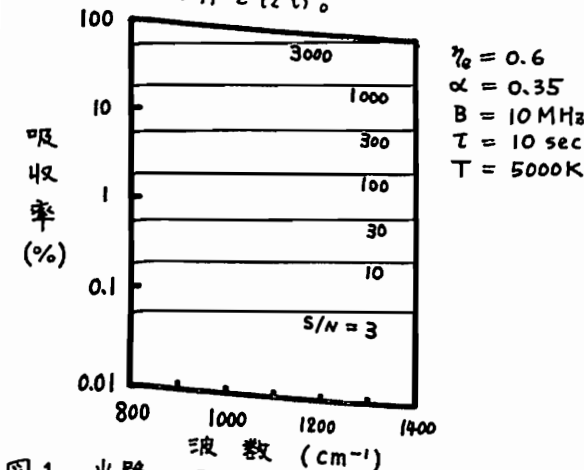


図1 光路の吸収とLHSで得られる吸収線のS/N比

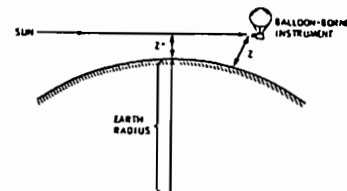


Fig. 2 Solar occultation geometry for stratospheric measurements.

表1	S/N = 100		S/N = 10	
	SO ₂ (1100 cm ⁻¹)	20 ppb	OCS (850 cm ⁻¹)	2 ppb
	OCS (850 cm ⁻¹)	1	O ₃ (1050 cm ⁻¹)	0.1
	O ₃ (1050 cm ⁻¹)	5		0.5

参考文献 1) NASA CP 2138 (1980).

2) 科枝庁振興調整費「高性能レーザセンシングシステムの開発」総合報告集

3) R T Menzies, et al., Appl. Opt. 20, 536-544(1981).

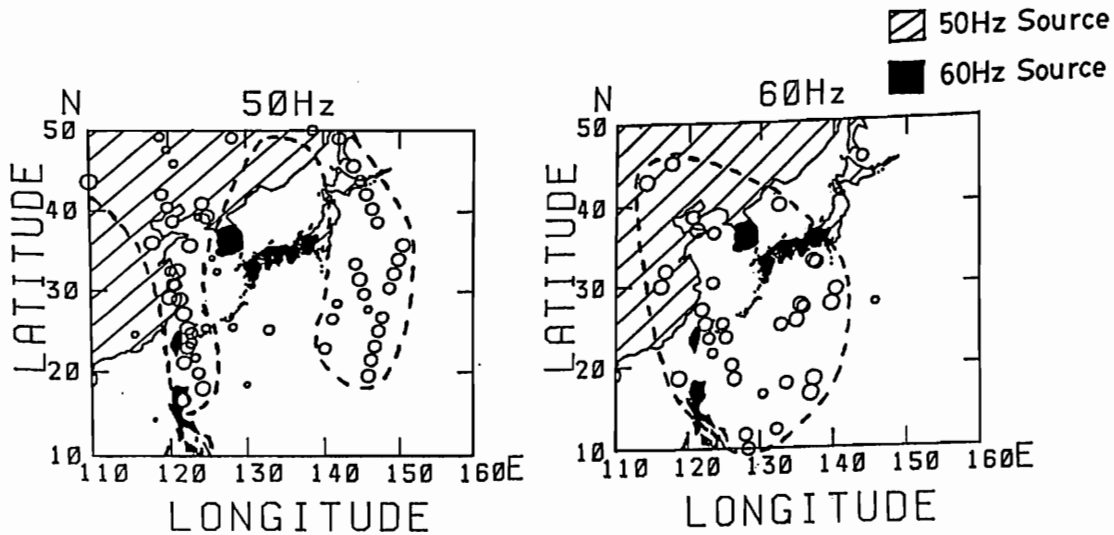
「おおぞら」観測データから求めた 東アジア上空の電カ線放射分布

高沢一郎・芳野勉夫(電通)

「おおぞら」に搭載した電カ線放射観測装置(PLR)による観測データ数は、ようやく統計的に意味を持つまでに増加してきた。今回は東アジアの電カ線分布と統計的処理によって、電カ線放射強度を表現していると思われるデータの地理的分布との関連性について述べる。「おおぞら」のPLR観測では、そのデータの50, 60HzのPLR磁界強度を表現しているとは限らないことが既にわかっている⁽¹⁾。これはPLRの強度を求めた時の不意味の電カ線放射の出現によるもの。以前はデータの総数が不十分であったため統計的議論が不十分なままだったが、今回は約7ヶ月間のデータを処理し更に判断基準として電界の背景雑音強度の統計的性質を詳しく求めることにより、新たな判断基準として背景雑音の強度変動の+2σ(PLRの標準偏差)を採用した。この基準により、背景雑音を電カ線放射と誤って判断する確率が、データ総数の2%以下に減少するので信頼性が、以前の結果(16%)⁽²⁾に比べて格段の向上を示す。下図に、こうした新たな判断基準を用いてデータを処理し、電カ線放射強度を表現していると思われるデータに対する衛星直下の地理的位置及びその磁界強度を白丸で示す。ここで白丸の大きさは、磁界強度を表現している。また、国中の地図の黒塗りの部分は、60Hz使用地域を表現し、斜線

の部分は50Hz使用地域を表現している。PLRの50Hzおよび60Hz成分が観測された地域は、一様な分布を示す。国中の点集束で国中の地域がわかるようなかなり集束している。しかも、50Hzの白丸の分布地域と、60Hzの白丸の分布地域は異なっている。次に、白丸の分布と地上の使用周波数分布と比べてPLRと50Hzの白丸の分布は、地上の50Hz使用地域の分布に似て、60Hz使用地域を取囲むようになっている。また、60Hzの白丸の分布は、60Hz使用地域と同様に50Hzの白丸の内側に多くなっている。こうした白丸の分布と地上の対比は、地上の電カ線放射の放射が電離層中で観測されていることを示すものである。PLRの放射は、一対一ではなく50Hzおよび60Hzの白丸の分布は地上の使用地域より地理的に偏りしている。しかし、こうした偏りの理由は、電カ線放射が電離層中で伝播する場合、地球磁カ線に沿って方向性があると考えれば説明がつく。この伝播方向については更に検討を加える。

- (1) Tomijawa and Yoshino (1985) J.G.G. 27 pp. 209-227
- (2) 高沢 芳野 植浦(1985) 地球電磁気学会年報集 昭和60年春 P.36



阿保 真 , 小黒 常隆 , 長沢 親生 , 金木 利之

(東京都立大学・工学部)

H F ドップラー法では受信波の周波数変動分を分析する際、受信波と用意された基準波とのビートを取り、M H z 帯の高周波を数 H z の低周波に落とす事により分析の際の周波数分解能を上げている。今までの受信装置では、受信波と基準波のビートを取る際数 H z のオフセットを加えている。これは、ドップラーの正負を判別する、オフセットの違いにより複数の受信波を同時に解析する、低速で回転させた磁気テープに録音し後で高速再生し分析時間を短縮する等の目的があった。T I D のような数分～数十分の周期の波動現象の解析にはこれで十分であるが、短い周期(数秒～数十秒)の分析にはオフセット周波数が低いため十分な周波数分解能が得られない。M E M 等を用いれば波形周期より短いサンプリングでスペクトル分析も可能だが、計算時間、安定性などに難がある。また、F/V変換等を用い、直接周波数を測定する方法はデジタル化する事によりコンピュータ処理が行なえる利点があるが、複数の伝播路がある場合など誤差が生じる。

我々は、ビート周波数のオフセットを1オーダ高める事により時間分解能の向上を図った。受信装置は、受信機部とリアルタイム周波数分析部からなる。受信機部は、オフセットを加えた水晶発振器からP L L回路で各基準波(5 M H z で50 H z のオフセット)を作り高周波増幅された受信波とのビートをとっている。また従来のオフセットの低い出力も同時に取り出せるようになっている。受信機の諸元を表1に示す。

表2に専用リアルタイム周波数分析器の諸元を示す。この周波数分析器は、オフセット周波数の前後を選んで掃引できるようになっている。オフセット周波数を上げたため、今までのようにアナログ磁気テープでの長時間の記録はできない。そこで出力は、周波数分析した結果をデジタル化し

てプリンターで出力できるようにすると共に、最近廉価になったハードディスクやデータカートリッジなどに順次取り込めるようになってきている。このため、必要なデータがマイコンなどによりいつでも取り出すことが可能となる。本装置は、H F ドップラーの短周期(数秒～数十秒)の波動現象、例えば地震による波動などの解析に役立つと思われる。

表1 受信機の主な諸元

受信周波数:	2, 5, 5, 8, 10 MHz
局発部:	P L L 方式
受信帯域幅:	300 Hz
基準用水晶発振器	
発振周波数	A: 1 MHz + 10 Hz B: 1 MHz + 0.5 Hz
周波数安定度:	5×10^{-10} / 秒 1×10^{-6} / 日

表2 周波数分析器の主な諸元

てい倍数:	5 1 1 9
周波数分解能:	0.05 Hz
最小掃引時間:	0.4 sec (1受信周波数あたり)

宇野裕治 賀谷信幸 向井利典 松本治弥 伊藤富造
 (神大工) (神大工) (宇宙研) (神大工) (宇宙研)

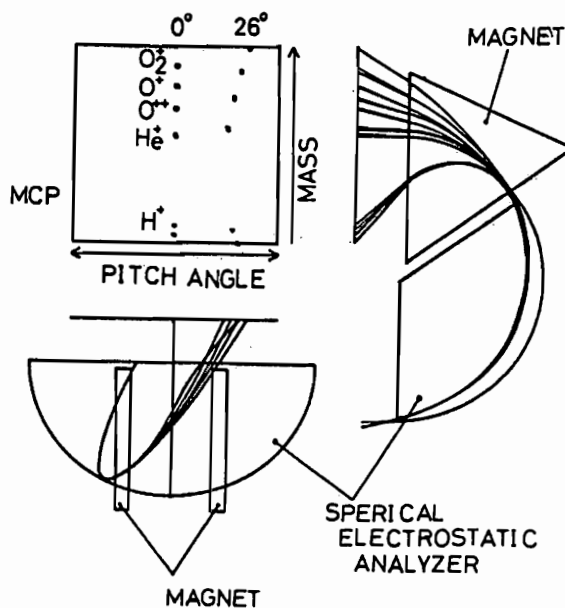
開発中のエネルギー質量分析器は、最大25 KeVまでの H^+ , He^{++} , He^+ , O^{++} , O^+ のエネルギー分析と質量分析を高時間分解能で行なうことが目的である。この分析器の特徴は粒子検出器にMCPを用い、粒子の質量分布とピッチ角分布を同時に二次元像として得ることが出来る点にある。このため、掃引はエネルギーのみとなり、従来のエネルギー質量分析器にくらべて飛躍的に時間分解能が向上する。

過去の実験で、開き角33度のE×B型質量分析器単独の特性を調べたが、広いエネルギー範囲に渡って良好な質量分解能をうることは困難であった。そこで、この欠点を改善するために、静電型分析器の角度取束を考慮して、FIMSを125度偏向型静電エネルギー分析器と、開き角55度の磁界型質量分析器と、MCPで構成した。

球型静電型分析器は、入射角度に関して二方向の取束性をもつ。この性質を利用すると、Polar角方向に角度分布をもつ粒子は静電型分析器の入射点から180度の偏向点で角度取束する。この取束点にMCPを設置すれば、質量分解能は向上する。次に、Polar角と垂直方向の角度取束点は、質量分析器の磁石間隔中心にあわせると、すべての粒子がその中心を通る様になり、90度のピッチ角測定が可能となる。

このFIMSでは、Polar角方向の角度取束の条件を与えることによって、質量分解能の向上が期待できるが、その角度取束点は、エネルギーが低いほど、質量が小さいほど、そして、ピッチ角が大きいほど180度よりも小さくなる。よって、すべてのパラメータで、角度取束点をMCP面にあわせることはできない。エネルギーが高いほど磁界型質量分析器の分解能は悪化するから、最高エネルギーにおいて、Polar角角度取束点をMCP面に合わせることで全エネルギーに渡り同じ様な分解能をもたせることが可能だと考える。

図はFIMSの軌道計算の一例である。1200 eVのエネルギー粒子が質量とピッチ角にしたがってMCP面上で分析されている様子がわかる。今回の報告では、実験に先立って行なった軌道計算の結果を示し、質量分析特性についてのべる。



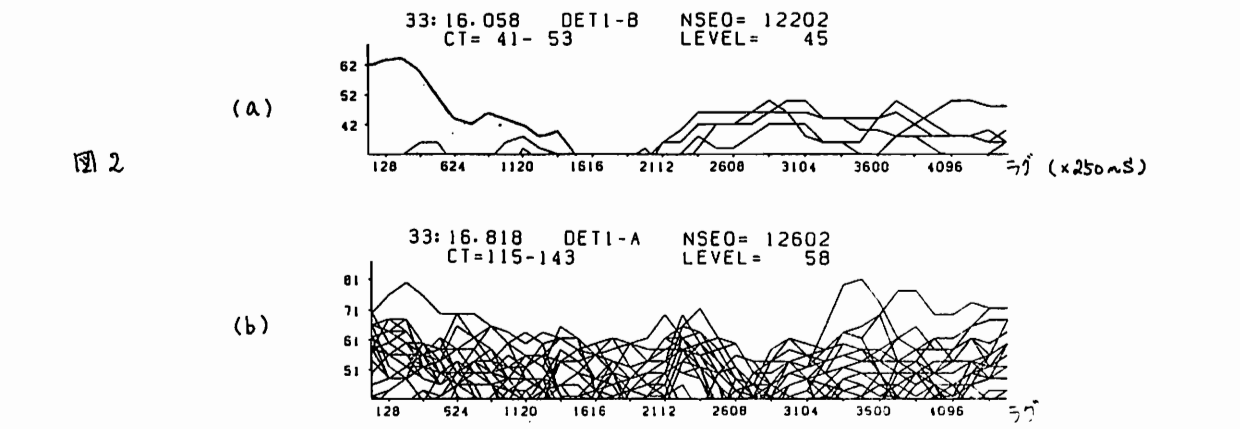
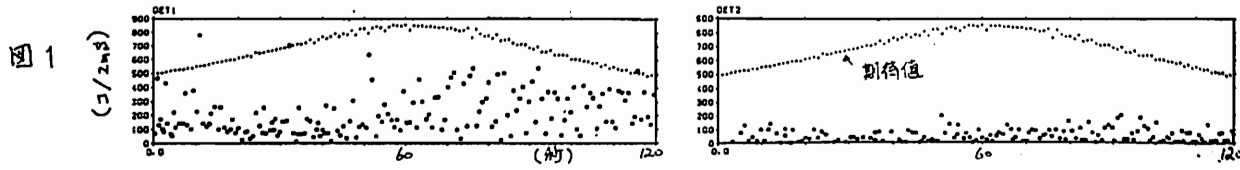
1.2keVエネルギー粒子の分析器内の軌道

早川 基・鶴田浩一郎・中村正人
(宇宙研)

S-520-7号機においてリシウムイオンビームを用いた電場計測器を掲載し、実験を行なったので、その結果を前回の学会に引き続き報告する。

この実験の主な目的は、(1)ロケットから射出したイオンビームの戻り率の測定、及び(2)時間測定の為にビームに施してあるコーディング信号を戻りビームから検出する事の2点である。図1に観測されたイオンビームの戻り率と計算から期待されるそれとを示す。図1からわかる様に観測された戻り率は期待されるものに比べてかなり低い。この原因としては、オンボードで取得した磁場センサーのデータに対する位相遅れ、各軸串のオフセット及びゲインの違いの補償が行われていなかった事及び偏向器におけるビーム偏向の誤差などが考えられる。これらの誤差の為にビームの射出方向が本来打つべき方向から2度程度ずれていた可能性がある。射出ビームの拡がりは片側2度弱であるので、ビームの端の部分しかロケットに戻って来ない事が考えられる。

今回の実験では、戻りビームと送信信号との同期がとれてからデータを取得しているが、同期をとるのに要する時間は、戻り粒子数を 5×10^4 コ/sとすると約10msである。一方、ビームがロケットに戻って来続ける時間は、ロケットのスピン周期とビームの拡がりとは依存し、今回の実験では約10msとなる。この為、ビームが戻って来なくなる頃に同期がとれ、肝心の戻りビームを取りこぼし、ノイズ成分のみをデータとして取得している可能性があり、信号成分とノイズ成分との分離が重要課題となる。送信信号と得られたデータとの間の相関を取った時に相関値が一定レベル以上となる位相について、データのラゲと相関値との関係を見たものが図2である。図2(a)では、ラゲの小さい所ではある特定の位相のみが高い相関値を示すのに対し、図2(b)では多くの位相が同程度の相関値を示している。この事から、図2(a)では前半に信号成分が含まれているのに対して、(b)ではノイズ成分のみである事が推測される。この解析を進めた結果を学会講演時に報告する予定である。



衛星搭載用全天型 Ion Detector の設計

中村 正人、鶴田 浩一郎、早川 基、門倉 昭
宇宙科学研究所

Boomerang 法を用いた電場測定では、衛星から打ち出されたイオンは電場と磁場に垂直な方角から戻ってくる。電場、磁場の方向は衛星に対して様々に変化し、それに応じてイオンは衛星に対してあらゆる方角から戻ってくる為、衛星には 2つの全天型の Detectorを対向させて搭載しなければならない。この様な広い視野を持つ Detectorは開発されていないので、これを新たに設計した。設計の目標は 500 eV の Lithium ion beam に対し、Detector中心の直径 1 cm の穴に $\pm 30^\circ$ 以下の角度で入射するイオンの有効面積が、あらゆる入射角度で 3 cm^2 以上となる事である。

様々な角度から入射するイオンを一ヶ所に集める事を考えた。地上で漏斗に細かな粒を入れる事を考えよう。この粒に働く力は常に中心軸の方向を向き、また下向きである。様々な角度で入った粒子は漏斗の出口に集められ、その速度ベクトルはおおむね一定の方向（下向き）を向いている。これと同じ事を電氣的に行なうのが“ポテンシャルの漏斗”である。即ち、図1の様なポテンシャル分布（ポテンシャルは軸対称で、図ではその断面を示してある。中心の縦軸が、Detectorの中心軸となる）を実現する事が出来れば、帯電した粒子は常に中心軸に向かう下向きの力を受ける事になり、粒子はDetector底部中心に集められる。

このポテンシャル分布は通常金属電極を使っている事は出来ない。そこで我々は抵抗体電極を積極的に取り入れる事にした。この電極は、Detectorの中心軸とDetectorの底面に使われる。これによりDetectorの中心軸では電位が上面と下底部の間で比例配分される事になり、又、底面では等ポテンシャル線が同心円上に並ぶ結果、図1の様なポテンシャルを作る事が出来る。一部の粒子は中心軸に飛び込むが、殆どの粒子は軸まわりの角運動量を持つ為、中心軸にぶつかるとはならない。

有効面積の計算は、粒子追跡シミュレーションにより行なった。Laplace方程式を 31×101 のメッシュ上で解き、求めた電場をもとに 2500 個の test particleの運動を数値的に求めた。図2は 45° で入射した粒子の軌跡を示している。（この図では粒子数は 800 個）。粒子が中心軸まわりに巻き込まれている事がわかる。

図3は、さらにこのポテンシャルを Refine した発展型 Detector の入射角度-有効面積のグラフである。この発展型 Detector の話を中心に学会では発表を行なう。

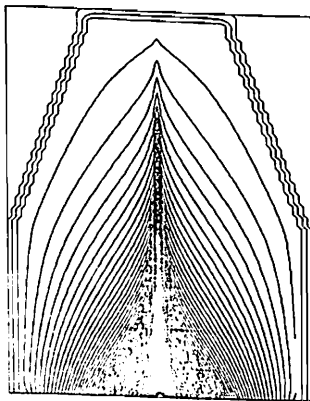


fig.1

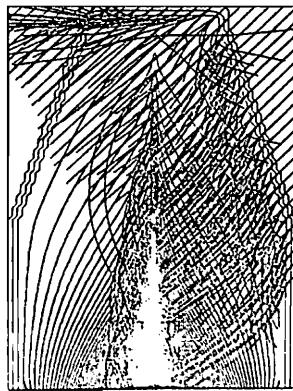
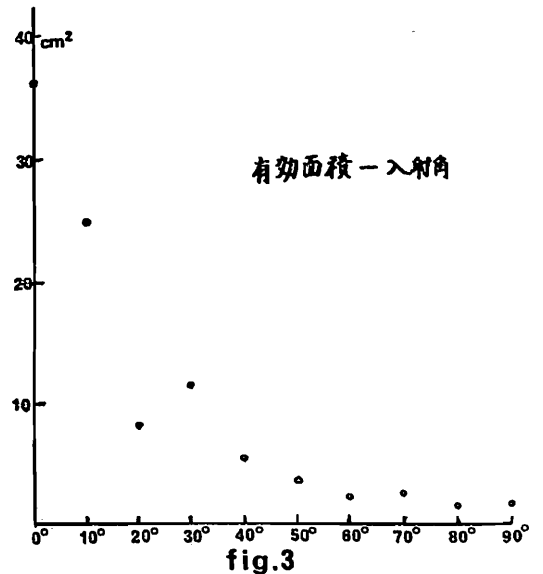


fig.2



岡田敏美, 長野 勇, 橋本弘蔵, 森岡 昭, 木村 賢根

(空電研) (金沢大) (電機大) (東北大) (京大)

(序) EXOS-D衛星によるプラズマ波動観測の重要項目の一つとして、オーロラ加速粒子に関連する波動の振舞いを調べ、波動-粒子相互作用のメカニズムの解明に資するデータを得ることがあげられる。そのために、波源の探索やモード判別のための伝達ベクトルや偏波およびパワースペクトルを正確に測定する必要がある。また、VLF エミッションとA/Rの相互関連を調べるために低周波帯と高周波帯を同時に受信したい。このような要請に応える磁界センサー系を開発するのが本研究の目的である。

(原理・構成) 一組の直交ループアンテナを低周波帯と高周波帯で共用し、それぞれの帯域において必要なS/Nが得られるように最適化を施す。ループアンテナの超電力をトランス結合により負荷Rへ導く。この場合唯一の昇圧トランスを用いたのでは両方の帯域での必要なS/Nを実現することは困難である。それで低周波用と高周波用の最適巻数の2個のトランスを直列または並列接続する。ここでは直列接続の場合を検討する。その基本回路構成を図1に示す。

図1. 直列接続による結合回路

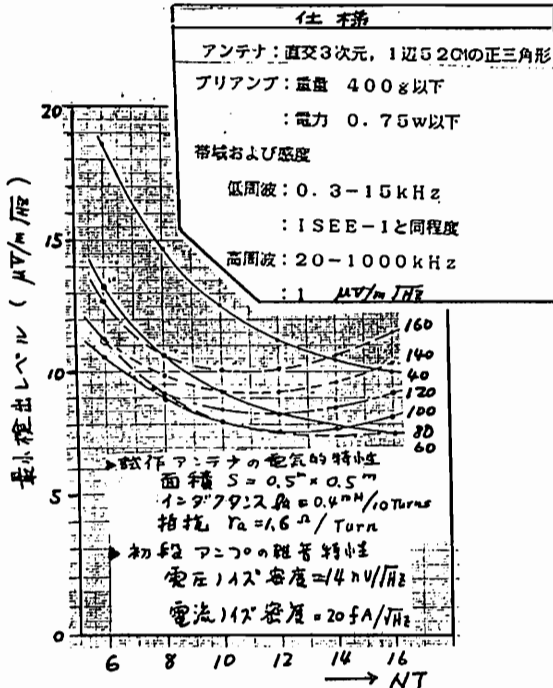
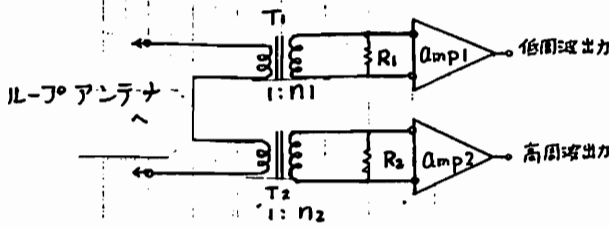


図2. アンテナ巻数(NT)対最小検出レベル

(低周波帯での最適化) 低周波受信系の最大感度を得るようなループアンテナの諸元、トランスT1の諸元を求める。図2はアンテナの巻数NTを変えるとき最小検出レベルがどのようになるかをトランスT1の巻数をパラメータとして計算した結果である。詳細な回路定数は図中に記入。この結果から、 $NT=10$ 、 $N1=100$ が適当であることが分かる。この時の最小検出レベルは $8 \mu V/\sqrt{Hz}$ である。図3に最小検出レベルの周波数特性を示す。参照データとしてISEE-1衛星の特性を記す。

(高周波帯でのS/N) 高周波帯でのS/NをよくするためにトランスT2の巻数比 $N2$ を $N2=10$ 程度にする。周波数が高くなるとアンテナの低抗や低周波用トランスを介して入る負荷R1の影響はアンテナのインダクタンスに比して小さくなる。負荷R2に関しては30kオーム程度にする。これらの条件のもとでアンテナの超電力はより少ない損失でもって負荷へ伝達される。これらの回路定数の場合の最小検出レベルの計算結果を図3に示す。100kHzにおける検出レベルは $0.8 \mu V/\sqrt{Hz}$ である。

(結論) 現在までに、静電シールドを施した直交3次元ループアンテナを試作し低周波帯での指向性や絶対ゲインの測定を行い理論と一致することを確認した。今後は高周波受信部の実験的検証を行う必要がある。

(謝辞) 有益な討論ならびに諸々の援助をいただいている空電研究所、田中義人助教授、早川正士助教授にお礼を申し上げます(岡田)。

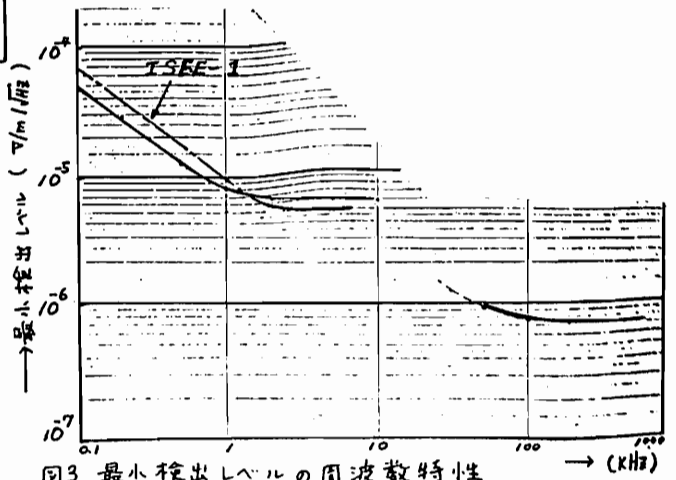


図3. 最小検出レベルの周波数特性

ロケットデータを用いた
磁気バイアス量の決定法

佐藤正則、遠山文雄
(東海大・工)

1.はじめに 飛しょう体の姿勢を決定する姿勢計の一つに地磁気姿勢計(GAS)がある。これは地球磁場ベクトルを基準としてロケットや衛星の方向をフラックスゲート磁力計で検出している。検出精度を大きく左右するものにロケット本体の残留磁気の影響や搭載機器からの磁気的影響があり、この量、磁気バイアス量をいかに正確に検出するかが重要である。この磁気バイアス量は今までは、磁気クリーニングによりそのものを打消すか、磁気シールドルーム内の測定によりその地上更正値を求めていた。本稿ではフライトデータを用いた非線形最小二乗法による磁気バイアス量の決定法とISASのロケットS520-7号機の解析結果の検討について述べる。

2.解析方法 三軸それぞれの磁力計が互いに直交している地磁気姿勢計が、ロケット座標系(機軸方向Z およびそれに直角な二方向X, Y)に固定されている場合の出力磁場の三成分 $G_{it}(nT)$ は

$$G_{it} = A_i V_{it} - B_i \quad (i=x, y, z) \quad (1)$$

とかける。ここで A_i は各成分の感度(nT/V)で地球磁場によるロケット本体の残留磁気の影響も含まれる。 B_i は直流的バイアス量(nT)で時間のみには不変である。フライトデータである V_{it} は時刻 t での出力電圧(V)でテレメータ出力である。三成分の出力磁場から全磁場 $F_t(nT)$ は

$$F_t = \sqrt{G_{xt}^2 + G_{yt}^2 + G_{zt}^2} \quad (2)$$

であり、この値とロケットの空間的な位置における理論磁場の大きさ $F_{ct}(nT)$ とは極めて近い値であることが期待される。 F_{ct} は球調和関数を用いた級数展開解析でIGRF-80の係数を用いてレーダデータより算出する。よって、時刻 t での残差 $R_t(nT)$ は

$$R_t = F_t - F_{ct} \quad (3)$$

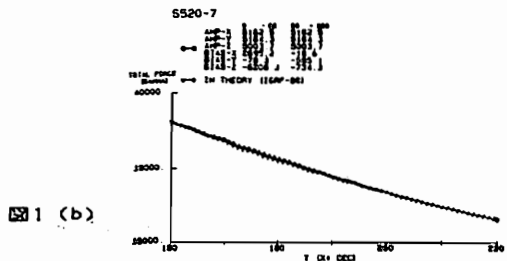
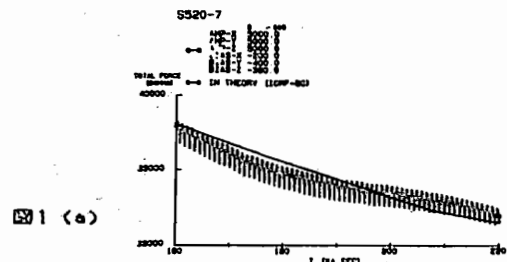
となる。したがって、解析するウィンドウ内(

時刻の範囲)の残差二乗和が最小になるような(1)式の A_i, B_i を求めればよいわけである。

3.解析結果 以下は2/11 19h30mに打上げられたS520-7号機についてのバイアス決定である。表1は(a)地上更正によって求めたバイアス量と(b)最小二乗法によってフライトデータより求めたバイアス量の比較である。図1は理論磁場 F_{ct} と F_t との比較を示したものであり、(a)は地上更正によって求めたバイアス量を用いて計算したものであり、(b)は最小二乗法によって求めたバイアス量を用いて計算したものである。一致性やばらつきで(b)が優れているのがわかる。

表1 バイアス量の比較 X+80 ~ 555 (sec)

		(a)	(b)
A_i (nT/V)	x	5000.0	5182.5
	y	5000.0	5184.3
	z	5000.0	5003.7
B_i (nT)	x	-200.0	-18.8
	y	-400.0	-595.1
	z	-380.0	-734.3



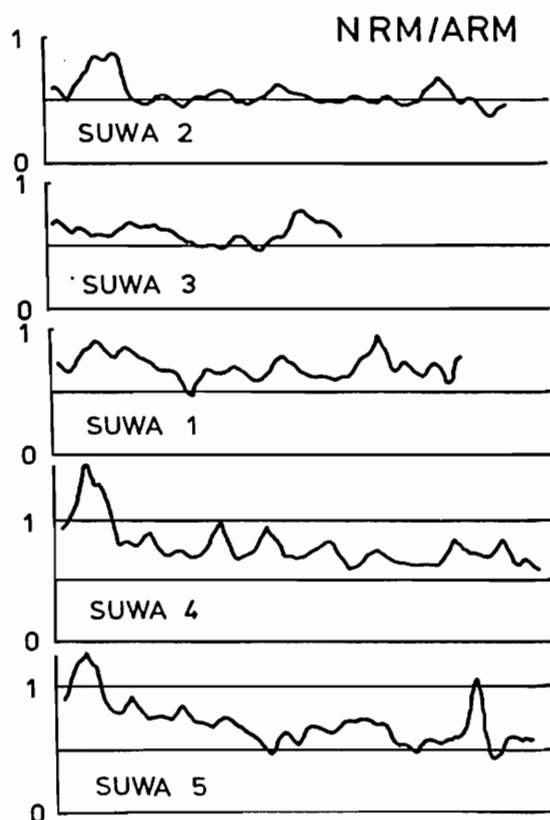
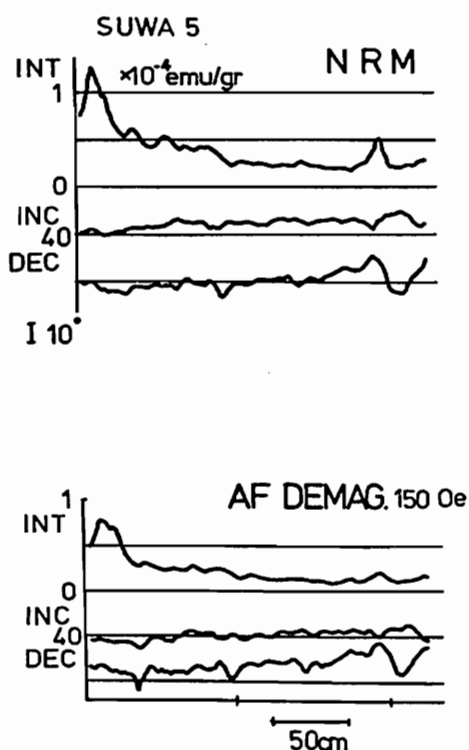
4.おわりに 以上の決定法は、今のところ地上更正によるバイアス量や飛しょう体のタイムシークエンスとの比較が必要であるが、フライトデータを計算機による解析処理にかけるのみで求められることが大きな利点の一つである。

村田史之*, 井口博夫**, 安川克己**

* 神戸大・自然科学 ** 神戸大・理

前回報告した長野県・諏訪湖における圧縮空気を用いた自己浮上型コアラーで採取された試料について段階交流消磁・ARMによる規格化を実施した。今回の実験は全長4m近くのコア5本の上部1m程度を冷凍のため取り除き、下部を縦割りにしてその片側から採取した試料で行った。段階交流消磁は回転磁場を用いた交流消磁器を用い、50・100・1500eで実施した。NRMに見られた特徴的なピークを持つ磁化強度パターンはARMによる規格化でも

変わらない。また交流消磁を行うと振幅が大きくなるコアも存在した。いずれにせよ偏角、伏角の変化量は小さいものの磁化強度を用いることで5本のコアどうしの対比が可能である。なお全体的に低伏角を示すのはコアラーがななめに突きささったためと考えられるため、最も長い時間の磁場変化が記録されていると考えられ、平均の伏角も大きいSUWA5を基準としてすべてのコアで座標変換を行ったが全体の偏角・伏角曲線はほとんど元の曲線と変わらなかった。



III-11 伊豆半島中軸部の層序と古地磁気 (予報)

小山真人 (東大震研)

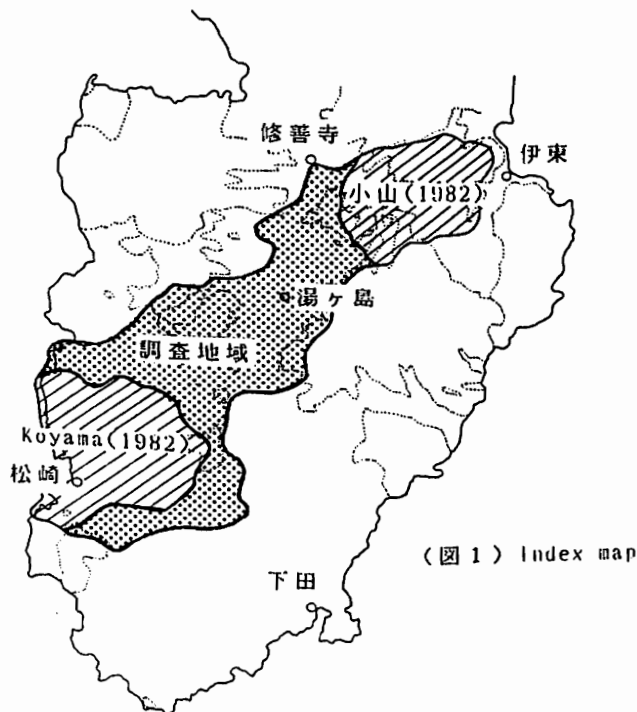
演者は、1979年以来6年間にわたり伊豆半島の層序学的・古地磁気学的調査を継続している。現在までの野外調査日数は345日間であり、東海岸の伊東から中伊豆～湯ヶ島～仁科峠を経て西海岸の松崎に至る地域(図1)の地質図を作成し、詳細な地史と地質構造を解明した。中伊豆地域の層序と古地磁気(Koyama, 1981, 小山, 1982), 松崎地域の古地磁気(Koyama, 1983)の結果についてはすでに報告を行なった。今回は、その後の調査によって得られた修善寺～湯ヶ島～仁科峠地域の層序と古地磁気についての第一報を行なう。

〔層序〕従来と比べ面積的に密度の高い調査と、主要な露頭すべてから持ち帰った火山岩片の徹底対比により、詳細な地質図を作ることができた。主な成果を以下に要約する。

(1) 従来、変質の程度のみから湯ヶ島層群に含まれていた地層群の細分と正しい対比、および湯ヶ島層群の再定義、(2) 伊豆半島最初の陸成安山岩類として同時期に噴出・堆積した棚場・猫越火山噴出物、下尾野川・矢熊安山岩類の細分と対比、(3) 加殿～船原付近にみられる丹那断層から続く左横ずれ構造帯の発見、(4) 主要な断層の活動史と、岩脈法による応力場の復元、(5) プレート境界近傍の構造発達史としてみた伊豆半島の地史、および足柄・大磯地域との関連。

〔古地磁気〕層序学的調査と並行して、170地点から古地磁気測定用試料を採取した。試料は溶岩、岩脈、凝灰岩であり、測定および消磁は地震研究所のシステムを用いて行なった。

- 文献 Koyama(1981), Rock Magnetism and Paleogeophysics, 8, 1-8
 小山(1982), 静岡大学地球科学研究報告, 7, 61-85
 Koyama(1983), Rock Magnetism and Paleogeophysics, 10, 61-68



(図1) Index map

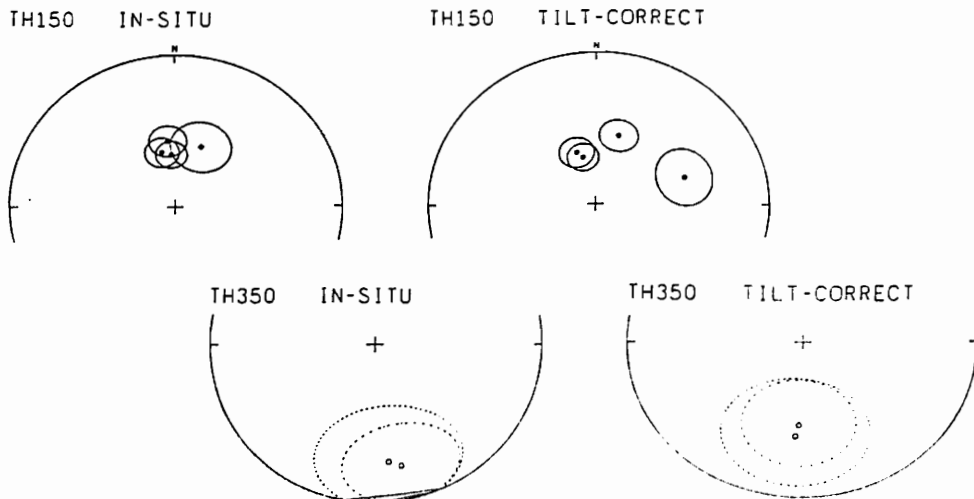
林田 明

(同志社大)

近畿地方以西に分布する前期中新世以前 (>16Ma) の岩石の残留磁化方位は 45° 以上の時計まわり方向への偏りをしめすことが知られている。この偏角の偏りは15Maごろにおこった西南日本の大規模な回転運動によってもたらされたと解釈される。一方、中部地方の同時代の岩石の残留磁化方位はそれほどの偏りを示さず、それらの分布地域が西南日本とは別のブロックとして運動した可能性も指摘されている。15Ma以降の日本弧の変形の様子を明かにするためには、近畿から中部地方にかけての地域でさらに多くの古地磁気資料を得ることが不可欠である。

静岡県掛川市周辺は日本の代表的な新第三紀層の分布地域のひとつであり、古くから多くの層序学的研究がおこなわれてきた。この地域には前期中新世から前期更新世にかけての地層が分布するが、それらは中期中新世始めの地層の欠如によって上下に二分される。今回、下半部の前期中新世にあたる倉真(くらみ)層群と西郷層群について古地磁気学的研究をおこなった。茨木(1981)による浮遊性有孔虫化石の検討によれば、倉真・西郷層群はBLOW ZONEのN.6からN.8(18-16Maごろ)に相当すると考えられる。残留磁化測定のための試料は、茨木(1981)の調査ルートに沿って採集した。このルートは大規模な向斜構造の西翼にあたり、地層は一般に北東-南西方向の走向で南に約 30° 傾斜している。向斜の東側からも補足のために試料を採集した。各サイトでは、凝灰質灰色泥岩または黒色泥岩から約10個の定方位試料を得た。残留磁化の測定は超伝導磁力計をもちいておこない、交流消磁・熱消磁によって安定性の検討をおこなった。

段階熱消磁による磁化方位の変化をZIJDERVELD図をもちいて検討した結果、 150°C 以上、および一部の試料については 350°C 以上の温度範囲で直線的に減衰する磁化成分が見いだされた。低温の磁化成分の方位は、ほぼ現在の地球地場の方向に集中し、地層の傾斜を補正すると向斜軸の東側と西側とで異なる傾向を示す。この結果は、低温成分の磁化が向斜構造の形成後に獲得された二次的な磁化であることを示す。一方、 350°C 以上の熱消磁によって得られた磁化方位は地層の傾斜補正後に約 45° の伏角をもち、逆極性をしめす。また、それらの平均磁化方位は偏角の有意な偏りを示さない。高温の磁化成分が初生的な磁化であると仮定すると、掛川地域と西南日本との間に異なるブロックとしての運動があったことが予想される。



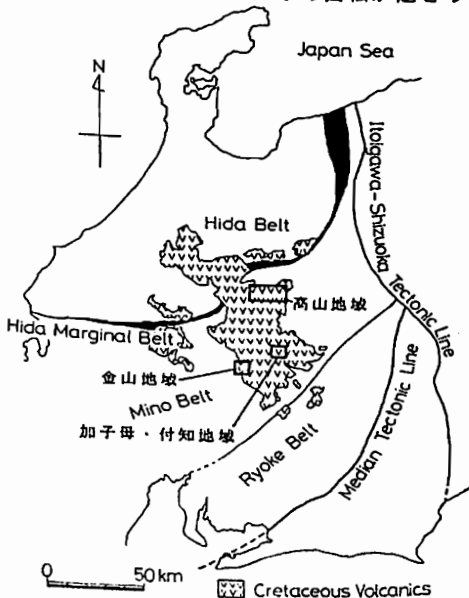
濃飛流紋岩類の古地磁気

伊藤康人 鳥居雅之 松田高明
 (京大・理) (京大・理) (姫路工大・工)

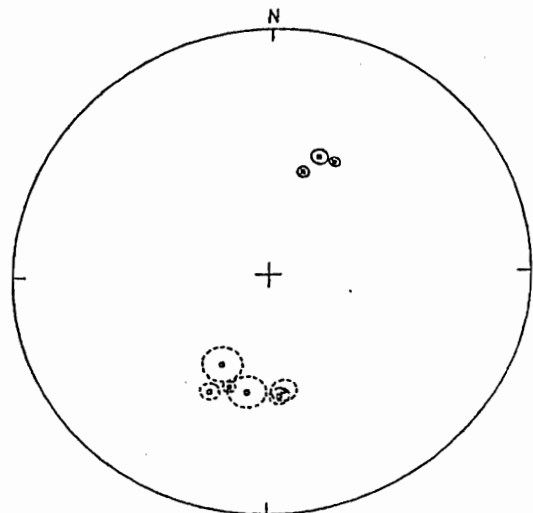
近年の古地磁気学的研究より、西南日本が15Ma前後に急激な時計回り回転運動を行なったことが明らかになった (Otofuji et al, 1984)。中部地方は地質構造の連続性から西南日本と一体であったと考えられるが、広岡他(1972,1982)によると丹生・能登の第三紀火山岩類の平均的な古地磁気方位は著しい東偏を示さない。また、Itoh & Torii (1984) は、微化石やK-Ar法によって年代の明確な北陸新第三系について測定を行ない、熱消磁実験とTilting testによって初生残留磁化を求めた結果、17~5 Maの間に古地磁気方位の大きな変化がなかったことを示し北陸地域を含むブロックが中新世に西南日本ブロックと異なる運動を行なった可能性を論じた。中部地方全体の構造運動を解明するためには、さらに広い地域で古地磁気データを集める必要がある。そこで、中部地方に広く分布する濃飛流紋岩類の残留磁気測定を行なった。その結果を以下に報告する。

濃飛流紋岩類は領家帯北縁から美濃帯、飛騨外縁帯をへて飛騨帯南部までを覆う巨大な岩体であり、大部分は流紋岩質もしくは流紋デイサイト質の溶結凝灰岩よりなる。その年代についてはF.I.法、Rb-Sr法などによって白亜紀後期と推定されている。濃飛流紋岩類の古地磁気については野村(1972)による報告があるが、消磁実験が行なわれておらず傾動補正もされていないため磁化獲得後の構造運動を論ずるには適さない。

今回の試料採取は、第1図に示すように高山、金山、加子母・付知の3地域で行ない18地点から試料を得た。残留磁気測定には超伝導磁力計とスピナー磁力計を用い、パイロット試料の段階熱消磁と段階交流消磁によって残留磁気の安定性を検討した。その結果9地点で安定な磁気成分を見いだすことができた。傾動補正後のデータはantipodalな方向に分布し(第2図)、全体として濃飛流紋岩類形成時の初生磁化方位とみなすことができる(平均磁化方位 $D=14.5^\circ$ $I=50.3^\circ$ $\alpha_{95}=5.9^\circ$)。これらの方位から得られるVGPの位置は同時代の韓半島やユーラシアのVGPの位置と大きく異ならず、濃飛流紋岩を含むブロックとユーラシアとの間に大きな相対的回転を伴う運動がなかったことを示しているように見える。これは、濃飛流紋岩を含む西南日本の東端が、約 50° の時計回り回転運動を行なった西南日本の主要部に対して相対的に反時計回りに回転したことを意味している。その回転が起こったのは濃飛流紋岩類の形成された白亜紀後期以降である。



第1図 試料採取地域



第2図 各サイトの平均磁化方位
 (黒丸=下半球; 白丸=上半球)

鳥居雅之 (京都大・理)

愛媛県松山市の南部には、ほぼ中央構造線にそって、東西約50 km、南北約10 kmの範囲で中新世の火成岩類が分布している。この火成岩類は石鎚火成岩類と総称されている。この地域の層序と地質構造の研究は、永井 他(1980)に集大成された一連の研究と、YOSHIDA (1984)によるIshizuchi cauldronに関するものが主なものである。層序に関する両者の解釈の間には若干の齟齬があるが、ここではYOSHIDA (1984)に従って簡単に下位から層序を示す。最下位には高野火砕流堆積物が広域に拡がり、その上位に黒森峠安山岩類、皿ヶ嶺安山岩類、夜明峠安山岩類、天狗岳火砕流堆積物と続き、最上位に面河花崗岩類に代表される珪長質の深成岩・火山岩がみられる(図1)。分布域の北縁は中央構造線であり、構造線にそって最上位の珪長質火山岩類が分布する。石鎚火成岩類は、大規模火砕流と花崗岩質の貫入岩を伴うことから、熊野酸性岩類、祖母・大崩山などの外帯珪長質火成岩類と類似しているとみられている。また一方では、サヌキトイドに酷似した無斑晶質の安山岩が存在することから、瀬戸内火山岩類と区分されることもある。公表されている放射年代は、K-Ar法による面河花崗岩の14±2 Ma (SHIBATA & NOZAWA, 1968)のみである。

この地域の火成岩類の古地磁気学的研究は、これまでにHIROOKA (1963)と向井・堀越(1972)がある。外帯珪長質火成岩類および瀬戸内火山岩類の古地磁気方位が、西南日本の時計回り回転運動(OTOFUJI et al., 1985)の重要な証拠になっていることを考えると、石鎚火成岩類の占る時間的・空間的位置は古地磁気学的に興味深い対象である。さらに西南日本の回転運動との関連から、古地磁気方位を根拠にして、火成活動の時代関係を整理することが可能になることが期待される。

現在までに予察的なものも含めて、40地点で試料の採集を行なった。パイロット・サンプルの段階的交流消磁/熱消磁の結果、約半数の地点の試料から安定な残留磁化方向を見いだすことができた(図2)。これらの磁化方向を概観すると、正帯磁で大きく東偏(逆帯磁で西偏)するものと、ほぼ現在の地球磁場の方向に平行ないし反平行なものに大別することが可能である。その一方では、同一層準とされている岩体から複数の地点で試料を採集すると、それらの示す残留磁化方位が一致しない場合がある。この傾向は中央構造線沿いの岩体から得た試料に顕著である。

以上の事実の解釈として、(1)石鎚火成岩類の活動時期は、西南日本の回転運動が起こった時期の前後であった、(2)従来考えられていた層序に一部混乱がある、(3)中央構造線などの活動が岩体の局所的な回転運動をもたらした可能性がある、という三種類の異なった原因が混在しているように考えられる。今回は特に中央構造線沿いの火山岩類の残留磁気測定結果に重点をおいて報告する。

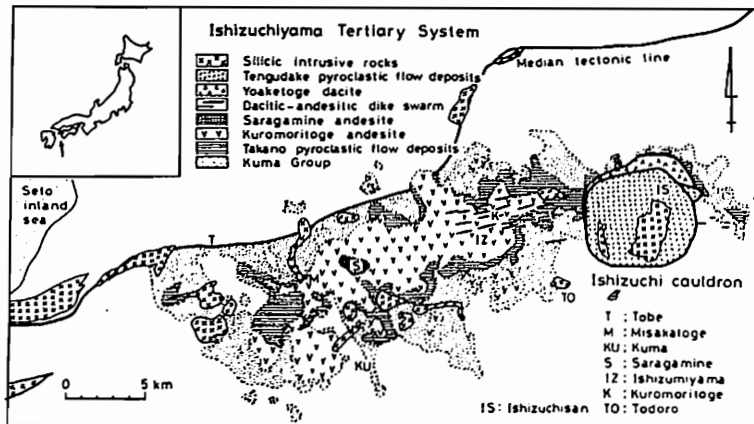


図1 (上) 石鎚火成岩類の分布 [YOSHIDA (1984)に一部加筆]

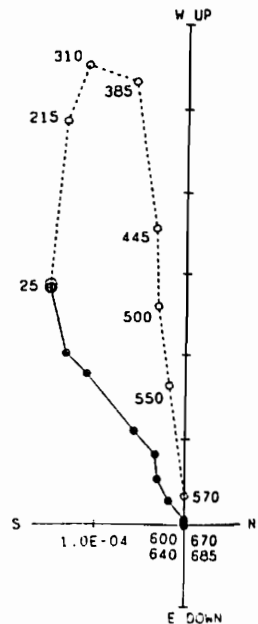


図2 (右) 段階的熱消磁実験の一例 (Site 104, dacite lava)

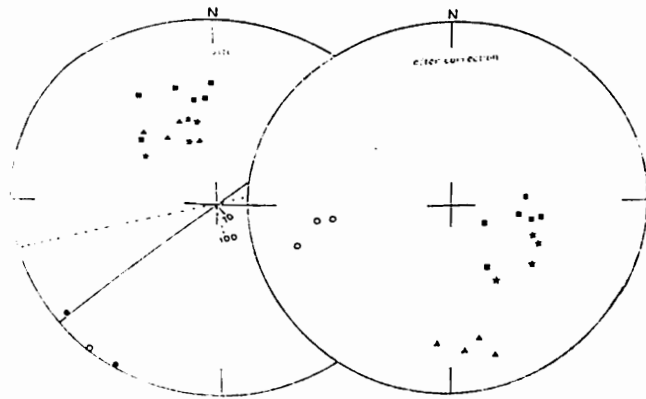
西南日本外帯下部白亜系の古地磁気

前中 一尾, 芒島 貞雄
(花園大学文学部)

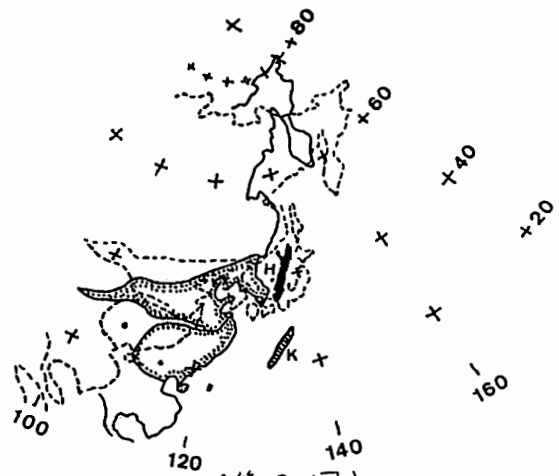
西南日本は中央構造線を境として内帯と外帯に二分されると共に、幾つかの地体の帯状配列によって特徴づけられる。帯状配列の成因は、付加体の形成と古島弧の衝突付加などによって成長したことが明らかになっている。関門層群や上部白亜系の熔結凝灰岩の古地磁気から、内帯が当時既に朝鮮半島東縁の大陸弧であったことは周知のとおりである(芒島, 1982, 1984)。外帯では黒瀬川構造帯の横巻山レンズ状シルル系の古地磁気から、黒瀬川古島弧が赤道付近から由來したことが判っており、これがいっ内帯に衝突・合体したおのの押組みを古地磁気によって定めることが残された課題である。

今回西南日本外帯の下部白亜系(傾石統, 為茂統, 有田統)より、浅海性ないし陸性の堆積層から古地磁気試料を採取した。試料の年代は高知米油ノ森南麓の有田統からは多数の貝化石, アンモナイト, 植物化石が産出し、国際対比ではバシミアンの下部である可能性の高いことが指摘されている(甲藤地, 1978)ことより、有田統より下位の傾石統およびその相当層である為茂統の年代はオーテヒリアン(125~131 Ma)とみなされる。

えられた古地磁気試料について交番磁場消磁および熱消磁テストを施した結果、高温成帯外帯抗磁力成分と初生磁化とみなせるとのことが判ったのは、和歌山県湯浅町から採取したのものについては α 値が中値 α / α_0 であった。一方高知市鏡川沿いの尾立北方より採取した蛇紋岩系砂岩層については、すぐ北東側にある湯ノ森の蛇紋岩体から由來したものと成帯外帯と考へられているが、そのため砂岩としては極めて磁化強度も強く、交番磁場消磁、熱消磁実験の両方によって倍減度の高いと思われ初生磁化を見出すことが出来た。in situ の磁化方向と層面傾斜補正後の磁化方向を第1図に示す。補正によって、蛇形を示された試料は逆磁性を持ち、上位層平(星形および田角形)の正磁性のものとほぼ天候関係を示すことが判る。方位角によって示される古緯度は平均 26° となり、試料採取地点の緯度 34° と比べて若干浅い傾向がみられる。試料数も少なく予備結果の域をでないが、この古緯度は傾石層が揚子陸塊と同じ古植物地理区とよく一致する(木村, 1984)ことと調和的である。最近の中国陸塊の古地磁気の結果(Liu, 1984)を基として作図した東アジア復元図に、この時代の内帯複合地体と黒瀬川-秩父複合地体の可能な位置を示すと第2図のようになる。



(第1図)



(第2図)

III - 16 OPENING MODE OF THE JAPAN SEA INFERRED FROM PALEOMAGNETISM
OF THE JAPAN ARC

乙藤洋一郎 松田 高明 能田 成
(神戸大理) (姫路工大工) (京都産大教養)

The western edge of the Pacific plate is marked by a chain of back arc basins stretching from the Aleutians, through Japan and the Philippines to New Zealand. Almost all the basins lie behind volcanic island arcs far from continents and are the result of extension of the oceanic lithosphere¹. But the Japan Sea is bounded on one side by continental crust (the Sikhote Alin and Korean Peninsuala of the Asian continent) and on the other by an active arc with continental fragments. It can thus be said to be associated more with continental rifting¹⁻⁴ than with oceanic process. Paleomagnetic data from the Japan arc indicate that, since the early Miocene, northeast Japan has rotated counter-clockwise through 47° around a vertical axis while southwest Japan has rotated clockwise through 56°. We attribute this differential rotation, which took place concurrently between 21 Myr and 11 Myr ago to the back arc opening of the Japan Sea with a 'double-door' mode, that is, there are two fan-shaped spreading basins facing each other. Such a fan-shaped opening is probably peculiar to the geological phenomenon of rifting of a continental fragment from thick continental lithosphere.

Recently paleomagnetic investigations of the southwest Japan arc⁵⁻⁸ have demonstrated clockwise rotation at about 15 Myr through more than 50°. The rotation has been ascribed to the back arc opening of the Japan Sea⁸. Knowledge of the behaviour of northeast Japan is, however, necessary for further elucidation of the spreading process of the Japan Sea. We report here the results of a paleomagnetic studies of northeast Japan and discuss the mode of opening of the Japan Sea from the rotation history of the Japan arc.

韓半島中・南部の古地磁気(II)

— 沃川帯の石炭紀～三疊紀の古緯度 —

渋谷秀敏、 関庚徳、 李允秀、 笹嶋貞雄、 西村進

(阪府大・総科) (延世大・理) (花園大) (京大・理)

沃川帯の岩石は非常に固着温度の高い(最高 670°C程度)あきらかに二次的な磁化を持っており、そのため多くの岩石はそれ以前の磁化を失っている(渋谷他、乙藤他:いずれも第77回講演会)。しかし、一部の頁岩や砂岩(主として赤色のもの)はそれ以上の固着温度の成分を持っている。今回は、この高温成分の方向について報告する。

試料は沃川帯中でも比較的地層のよくそろっている長省地域と聞慶地域より採集した。今回報告する試料の年代は、石炭紀から三疊紀である。測定は京都大学の超伝導磁力計およびスピナー磁力計をもちいた。

前回の報告では高温成分が 670°C～700°Cの1ステップで消磁されてしまい、成分が完全に分離されたかどうか明かではなかった。そこでまず、前回に報告したパイロットサンプルの段階熱消磁の結果 670°Cの消磁後に磁化の残っていたサイトについて1～2個の試料を選んで 600°C以上を細かく段階消磁した。その結果は、同一サイト内でも試料によっては高温の成分を残していないものもあつたり、試料ごとに様々であつたが、多くの試料について第1図に示すとうり高温成分の消磁途中の点がとれ、高温成分がいくつかの成分の合成ではないことが確かめられた。しかし、表示温度がヘマタイトのキュリー点を越えても磁化が残っているものも多く、10°C間隔の段階消磁をするには、炉内の温度分布や昇温条件の違いによる温度の誤差が大きすぎるようである。

上記の段階消磁によって高温成分をとり出すには 680°Cの消磁が適当とわかつたので、残りの試料から各サイト10個前後を 680°Cで消磁した。上記のように同一サイト内でも試料ごとに様々であつたためか、多くのサイトで方向のまとまりが悪かつたが、適当な基準をもうけて信頼できないデータを省くと、第2図のようになった。これらの内、石炭紀の1サイトのみが聞慶地域のものである。各地質時代毎に方向が近いのがわかる。ただし、地層の傾動が全サイトを通じて似通っているため、傾動補正によるまとまりの顕著な改善はみられなかつた。ただ、長省、聞慶両地域から結果が得られている石炭紀の2サイトが一致するのが注目される。古緯度を計算すると石炭紀3°、二疊紀 16°、三疊紀 34°とだいに深くなっている。これと、Lin et al.(1985)の中国の古緯度変化とを比較すると北中国ブロックよりも南中国ブロックに似ているようにみえる。

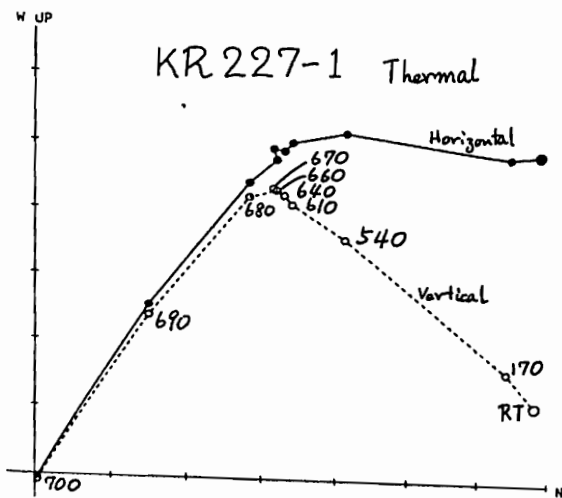


図 1

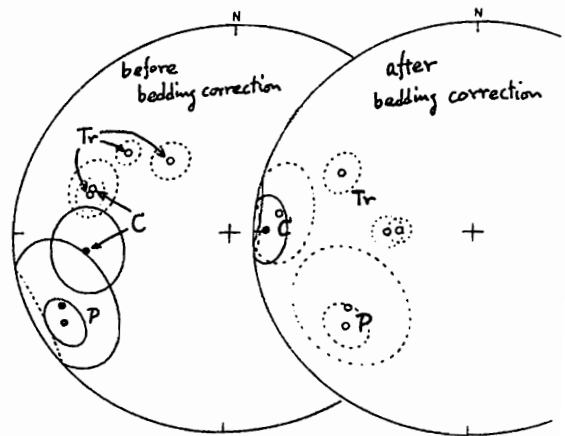


図 2

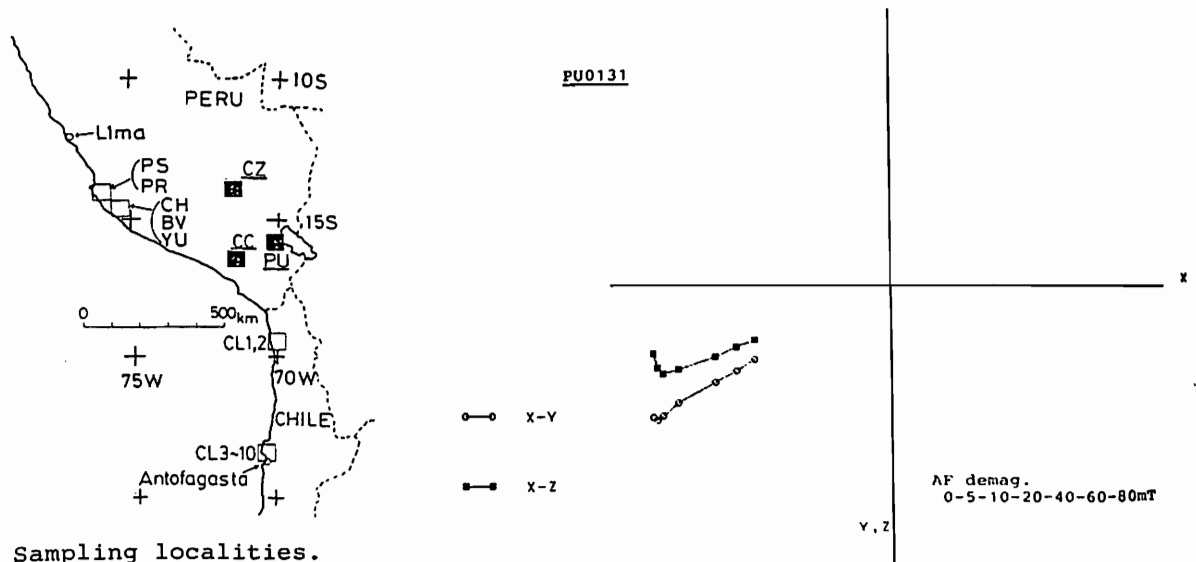
III-18 中部アンデス後期中新世火山岩の古地磁気

綱川 秀夫 田中 秀文 河野 長

東海大開発技研 東工大理

これまでの古地磁気学的研究から、南アメリカ大陸アンデス地域の大規模な変形が示唆されている(Heki et al., 1983等)。特に、中部アンデスのペルー南部では白亜紀以降に30度前後の反時計方向の回転をしたらしい。南アメリカ大陸全体として考えたとき、この回転は大陸リソスフィアの変形を意味しており剛体プレートの概念を再検討するべき可能性もあろう。Heki et al. (1984)では岩脈群の古地磁気から、この回転の大部分が後期中新世以降に起きたかもしれないとしている。しかしながら中部アンデス地域の変形は、新世代のどの時期に起きたのか明瞭ではない。そこで1984年の海外学術調査でその変形の時期をおさえる一つのデータを得るため後期中新世の火山岩を採取し、古地磁気学的研究をおこなった。

左下図に試料採取地点を示す。後期中新世の火山岩はandesite, shoshoniteあり、全部で9地点ある。これらの地点では、同一岩体と思われる岩石について5-7MaというK-Ar年代が報告されている(Kaneoka et al., 1984)。試料採取はハンドサンプリングでおこない、リングコア型スピナー-磁力計で磁化の測定をおこなった。磁化測定では80-100mTまで段階交流消磁をおこない、安定成分を求めた。右下図に、交流消磁結果の一例を示す。9地点の後期中新世火山岩と、第四紀と思われる火山岩について交流消磁をおこない、考察する予定である。



山口県こうもり穴及び高知県龍河洞の石筍より 求めた地磁気強度と気温の関係

森永速男 井口博夫 安川克己
(神戸大・自然科学) (神戸大・理)

池谷元樹 三木俊克 日下部実
(山口大・短期工) (岡山地球内研センター)

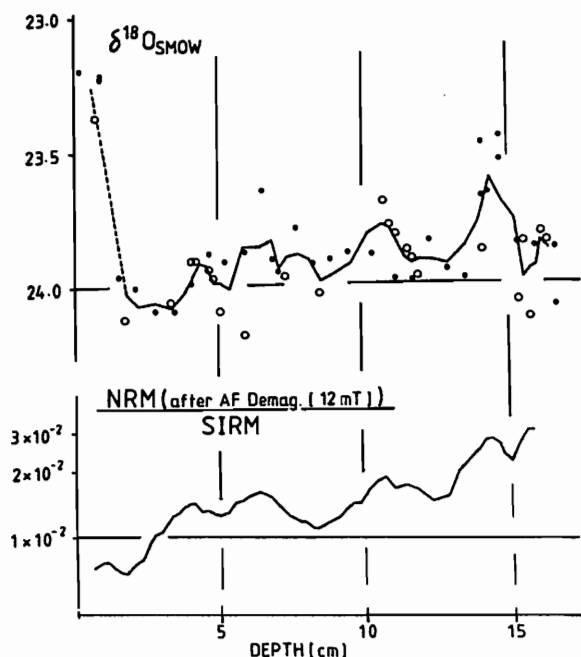
地磁気強度と気候(特に温度)の関係について、今まで正、負及び無の相関が報告されている。過去100年間程度の観測を別にして、それ以上の期間での研究は主に深海底や湖底の堆積物を試料として進められてきた。深海底の堆積物を試料とした研究(Wollin et al., 1971 他)からは負の相関(強度が強い時、温度が低い)が報告されている。また湖底の堆積物を試料とした研究(Kawai, 1972)では正の相関(強度が強い時、温度が高い)が報告されている。これら2種の研究における排反する結果はどのように考えられるのか? 堆積物の磁化獲得機構の研究(Hyodo, 1984)によれば、堆積後に獲得されるPDRMの記録は磁気モーメントのcancellation effectにより、磁化の方向変化の振幅減衰や位相のずれ、さらに磁化強度の減少を含んだ形になっていると考えられる。これらの現象は主に堆積物自体の性質(半磁化獲得深度、粒子サイズやその構成など)に依存しているらしい。以上を参考にすれば、前述の排反する結果の原因が試料とした堆積物の性質の違い(深海底と湖底)によるものと考えられる。つまり、PDRM獲得時期の遅れや堆積物の性質の違いによる位相のずれは排反する結果を導く可能性を持つ。また、前者の研究が地磁気強度を反映しているとして用いたNRM強度にも問題があることになる。地磁気強度と温度の真の関係を見出すためには堆積物以外の試料を用いるか、堆積物の性質を正確に知った上で調べるかのどちらかである。

我々は前者の道を選び、石灰洞窟内の二次生成物である石筍を試料とした。これは堆積物と同様、過去の記録を連続的に求められる。地磁気強度の推定はNRM強度を、磁性鉱物量を与えるパラメーターと考えるSIRM(飽和残留磁化)強度で規格化することで行った。気温の推定は酸素の安

定同位体比($\delta^{18}O_{SMOW}$)を使って行った。一部発表済みのこうもり穴石筍(山口県秋吉台)での結果(昨年春の本学会; Morinaga et al., 1985)に新しく測定した $\delta^{18}O$ 値を加えて解析し直した結果を報告する。さらに高知県龍河洞の石筍のパイロットサンプルでの $\delta^{18}O$ 測定値とNRM/SIRMとの関係についても報告する。

下図は上がこうもり穴石筍試料から得られた $\delta^{18}O_{SMOW}$ で下は12mTの交流磁場中で消磁したNRMと450mTの直流磁場中で付加したSIRMとの強度比を示している。上の図中の白ぬきの丸で示したものが、新しく測定して得られた値で、カーブは全データの3点移動平均値で描かれている。下の図は全測定データの5点移動平均値で描かれている。消磁後のNRMを用いた理由は、VRMを除いた成分が生成時の地磁気強度を反映していると考えたからである。

なお、間に合えばESR年代決定法の結果についても報告する。



広岡公夫・酒井英男・笹倉勉

富山大学理学部地球科学教室

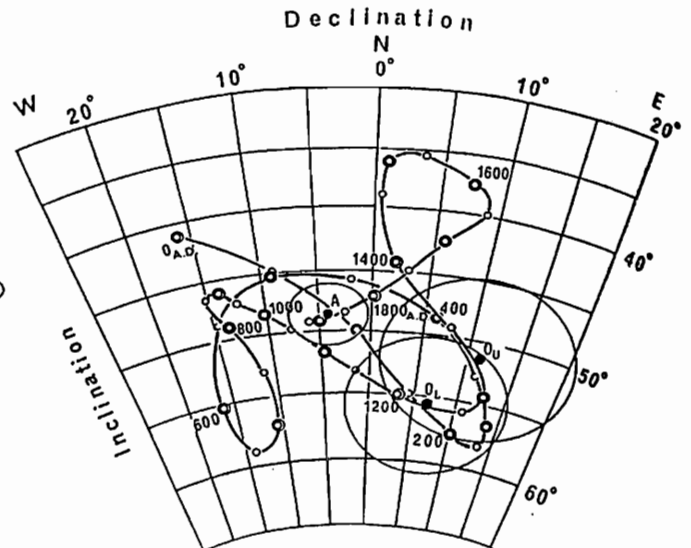
最近、活断層の過去の活動を明らかにするために、断層断面を直接発掘して観察するトレンチ発掘調査がなされるようになった。断面観察から何回の断層運動があったかを明らかにし、断層が運動した時代を推定して、断層の活動周期を求めるのが目的である。

1982年にトレンチ調査が行われた跡津川断層での古地磁気測定の結果をみると、断層面から30cm以内に位置し、最後の断層運動の際に大きく変形し、断層面に沿って押し上げられたと思われる砂層の残留磁化方向は、意外にもきれいにそろっており、しかも現在の方向に近いものであった。しかし、これに対して、断層面から70cm以上はなれたサンプルの磁化は、右横ずれ成分の大きい逆断層の運動による地層の変形と調和的な方向を示していることから、断層近傍の残留磁化が、VRM成分による不安定な二次磁化でなく、むしろ、断層運動にともなって、液状化した砂が下層から絞ぼりだされるように移動し、DRMとSRMの両方が重なったようなメカニズムで地震時に再磁化したものであることが判明した。安政5年(1858)の飛越地震は、跡津川断層の活動によるものとされているが、上記の断層近傍の磁化方向から、考古地磁気永年変化曲線(広岡、1977)に基づいて求めた推定年代は、 1880 ± 60 A.D.となり(酒井・広岡、1983)、正しく飛越地震の頃の地磁気の方角と一致する。この事実は、断層近傍の古地磁気測定によって古地震の年代推定が可能であることを示している。

今回行った岡谷市の中央自動車道工事現場の活断層について古地磁気測定の結果を報告する。トレンチ現場では北北西-南南東に走る平行な

3本の断層が確認されており、その真中の断層の運動によって動いたと思われる、上下に重なったくさび型の砂層二層でサンプリングした試料から良好な結果を得た。測定結果は第1図に示した通り、磁化方向のばらつきが少し大きい、上層は120~420年A.D.、下層は120~380年A.D.となった。

糸魚川-静岡構造線に沿う岡谷、茅野、富士見の活断層トレンチ調査では、顕著な断層運動が少なくとも約1100年前、1800~3500年前、3500~3600年前、9000~17000年前の4回あったことが明らかにされている(太田・東郷、1985)。上記の古地磁気測定結果は、2番目の1800~3500年前のものにあたる。糸魚川-静岡構造線上では、弥生や縄文遺跡が断層で切られている報告例もあり、この断層運動の推定年代は妥当なものといえよう。



第1図：西南日本の考古地磁気永年変化と断層近傍の砂層の残留磁化方向
A：跡津川断層(1858年)、O.U.：糸静線岡谷断層上層、O.L.：同左下層

山口公治 河野長
東工大理

一軸のスピナー磁カ計では試料の回転軸方向の磁化を測ることができないために試料を置き換えて測定する必要があり、自動化も難しくしている。そこで我々はスピナー磁カ計で試料を回転軸方向に移動させながら測定する方法を考へ検討している。もしこの方法が実用可能ならば、交流消磁や熱消磁の装置を回転軸の延長上に配置して自動化できるので有用性は高い。

試料の磁気ポテンシャル W の一般的な形は極座標系 (R, θ, φ) を用いて次のようである。

$$W = \alpha \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_n^m e^{im\varphi} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{n+1} P_{n,m}(\cos\theta)$$

ここで $P_{n,m}$ はルジャンドル陪関数 P_n^m を $P_{n,m}(\cos\theta) e^{im\varphi}$ が単位球面上で正規直交となるよう規格化定数 N_n^m を用いて $P_{n,m} = N_n^m P_n^m$ とし規格化したものとする。ジオメトリーから試料の作る磁場は円筒座標系 (r, z, φ) を用いて表現するのが便利で、 r, z, φ 成分を導くと $r=a$ ではそれぞれ次のようになる。

$$H_r = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_n^m N_n^m e^{im\varphi} (\sin\theta)^{n+1} \{ (n+1) P_n^m(\cos\theta) - (n-m+1) \cos\theta P_{n+1}^m(\cos\theta) \}$$

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n C_n^m N_n^m e^{im\varphi} (\sin\theta)^{n+2} (n-m+1) P_n^m(\cos\theta)$$

$$H_\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n C_n^m N_n^m e^{im\varphi} (\sin\theta)^{n+1} m P_n^m(\cos\theta)$$

これから、試料を z 軸を中心として周波数 f_0 で回転させること上の各 m の項は f_0 の m 倍の周波数で表われることが分かる。また試料を z 軸方向に動かすとき H_r, H_z, H_φ の DC と f_0 成分 ($m=0, 1$ の項) がどのように変化するかを、 $C_n^m=1$ とし各 n の項に分けて図1に示す。小さな矢印は fluxgate probe の向きを表わす。これらの曲線のうち $n=1$ のものが双極子によるもので、実際の試料ではこれが主要な曲線となりそれに n の高次の項の曲線を加えたものが得られる。試料を回転軸方向に動かしながら測定すれば、図1の曲線をもとにして最小自乗法により係数 C_n^m を n の高次のものまで決めることができる。実際の試料で H_z の DC 成分の測定値に $n=4$ の項まで用いて曲線をフィットさせた例を図2に示す。横軸は z の代りに極座標系 θ を用いた。今後は効果的な解析方法の検討や誤差の評価からこの方式の有用性を検討する予定である。

図1.

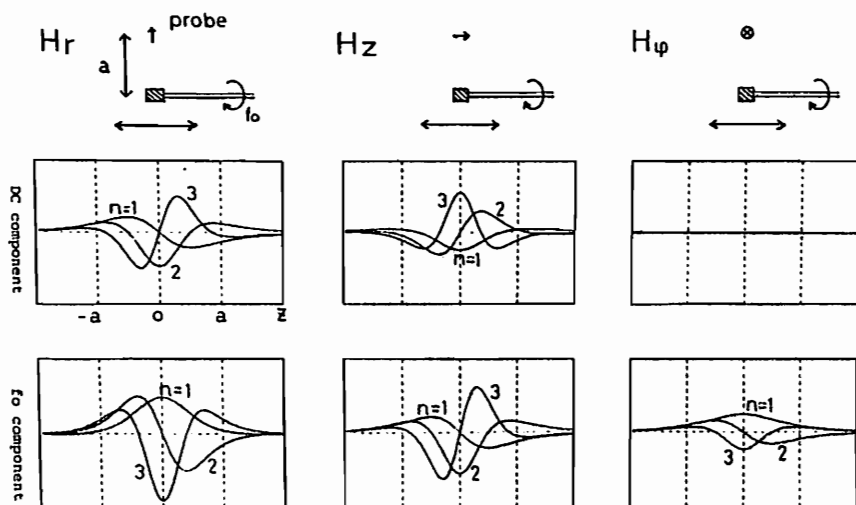
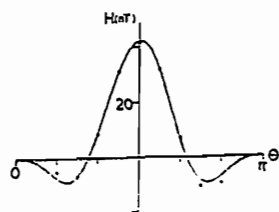


図2.



チタノマグネタイトの鉄イオン分布 (2)

田中秀文・河野長
(東工大理)

チタノマグネタイトの合成実験は Ozima and Sakamoto (1971), Readman and O'Reilly (1972), Keefer and Shive (1981), and Nishitani and Kono (1983) の4者によって行なわれているが、結果は一致しておらず、いまはチタノマグネタイトの低温酸化の問題は解決されていない。このくい違いの原因の一つとして Nishitani and Kono (1982) によって粒子 size の違いが指摘されたが、すべてを説明する訳ではない。他の原因として ① original sample の違い ② 低温酸化の方法の違い ③ parameters x, z の決定法の違い、が考えられるが、②の実験法の差は極めて小さいはずだし、③を検討するのはすぐには不可能であろう。そこで、そもそも original sample が合成法の違いによりその鉄イオン分布に違いを生ずるのではないかとということで、1983年秋季地球電磁気学会で予備的結果を報告した。

今回は、1200 °C、 f_{O_2} -controlled furnace にて合成した、 x が 0 から 0.04 および 0.33 までのチタノマグネタイト ($Fe_{3-x}Ti_xO_4$) の室温でのメスバウアースペクトルを測定し、特に各ピークの面積強度の x による変化を調べた。マグネタイトの12本のピーク(図1)は A site の Fe^{3+} イオンによる pattern (a)、B site での Fe^{3+} と Fe^{2+} 間の electron-hopping による $Fe^{2.5+}$ 相当の pattern (b) から成り、pattern (a) と (b) の面積比は 1:2 となるはずである。我々の sample は 1:2.001 となり stoichiometric な良い sample が合成されていることの証明となる。これは Ti^{4+} が混入していくと、スペクトルに3番目の pattern (c) が現われる(図2)。この3種の pattern のピーク面積比の解釈は決して簡単ではないが、pattern (a) の占める面積は、

$$\begin{array}{ll} \text{Akimoto model} & Fe_{1-x}^{3+} Fe_x^{2+} [Fe_{1-x}^{3+} Fe_{2x}^{2+} Ti_x^{4+}] O_4^{2-} \quad \text{では} \quad (1-x)/(3-x) \\ \text{Neel-Chevallier model} & Fe^{3+} [Fe_{1-2x}^{3+} Fe_{1+x}^{2+} Ti_x^{4+}] O_4^{2-} \quad \text{では} \quad 1/(3-x) \end{array}$$

となることは少なくとも言えるはずである。我々の sample の鉄イオン分布は、図3から、秋本モデルに従っていることがわかる。

今後は、pattern (b)、(c) の面積強度の理論的解釈を進めると同時に、異なる条件で合成された sample やチタノマグネタイトについても調べる予定である。

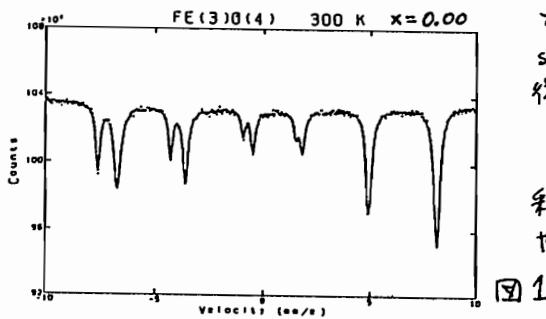


図1

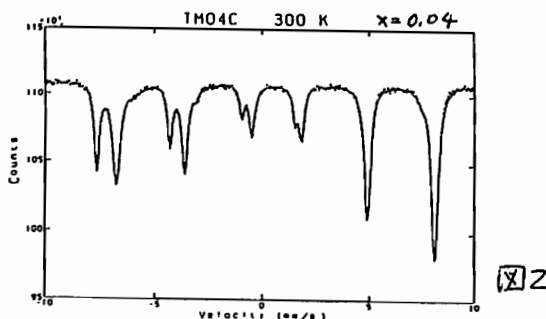


図2

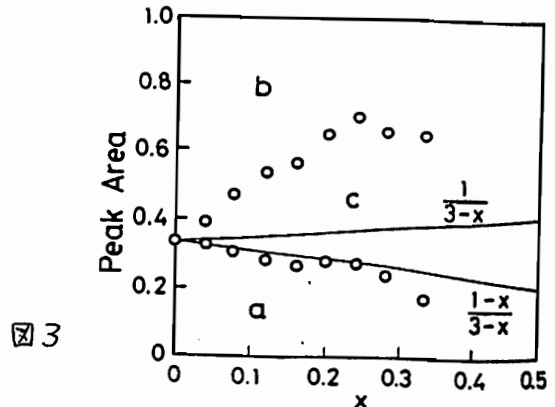


図3

山形融雪試料中の宇宙線生成核種の分析 (I)

新井八郎, 野間元作, 桜井敬久 (山形大理), 野上謙一 (独協医大物理),
山越和雄 (東大宇宙線研), 蛭川清隆 (岡山理大応用物理)

流星塵の溶融, 冷却した結果としての球形粒 (スフェール) は, 既に, 深海底堆積物から分離され組織的研究が進展しているが, (イ) 鉄頂の表面が青黒く, 光沢のあるもので, 内部に, 芯核のあるもの (ロ) 表面の光沢がなく, 化学組成も, コンドライト (の熱変成した) 組成に類似して chondritic spherule と呼ばれるもの (ハ) 鉄頂にはあるが, 内部に芯核がなく, 殆どマグネサイト質のもの... の三種に, 磁性を持ったスフェールは分類されている。

深海底堆積物より回収されるスフェールは, 化学組成や, 安定同位体の分析だけでなく, 長寿命の宇宙線生成核種の測定も行われる。宇宙線照射年代の算出も成功している。しかし, 地上に落下直前のスフェールが持つ長寿命核種についての情報は, 深海底のスフェールからは得られない。地上の雨や雪に含まれているスフェールを集めて分析する方法は, 量的に十分集まらないと, ① fall out や, 原発生成物の人工核種の混入するというマイナス面が大きい。

鉄を標的とする太陽宇宙線による核反応生成物は, その殆どが, 人工放射能としても有名なものばかりである。

今回, 84年冬から85年春にかけて, 山形大学理学部屋上で, 排水口 (10ヶ所) の周囲に, フェライト磁石をポリエチレンシートで密封し, 約2000ヶ所設置した。ポリエチレンシートからマグネイトを取出してから水洗いして, 磁性成分をとり出し, 更に, 電磁石でと直すと, 正真正銘の磁性分ばかりと出てくる。消磁してから, 実験用顕微鏡の下で, 「丸いもの」を判別条件にして

ピペットで pick up する試みがある。これにて 19.61 mg の磁性スフェールを集め得た。中には, ~400µm, 見れば限りでは典型的な chondritic spherule である。

これらの試料を非破壊のまま, 鋳山微弱放射能測定施設の半導体検出器で測定する。今後, γ線測定のみならず, β線や X線測定も行う予定である。

一般に, 生成率 g ; 壊滅定数 λ とした核種の宇宙線同位体

$$\frac{dN}{dt} = g - \lambda N \quad \text{の放射能を求めるとき}$$

積分して, $N = (g/\lambda)(1 - e^{-\lambda t})$
地球にトラップされてからは, 指数函数的に減少するばかりであるから,

$$N e^{-\lambda t} = (g/\lambda)(1 - e^{-\lambda T}) e^{-\lambda t}$$

(T: 宇宙線照射年代) とする。時間 $t \sim t + \Delta t$ の測定時間内に起った計数; C とすれば,

スフェールの母体; 惑星間塵が, 地球にトラップされてから地上に落ちてくるまでの平均滞在時間 τ は, 積数の核種の測定によって,

$$\tau = \frac{1}{\lambda_1 - \lambda_2} \ln \left[\frac{g_1 \lambda_2 C_2 (1 - e^{-\lambda_1 \Delta t})}{g_2 \lambda_1 C_1 (1 - e^{-\lambda_2 \Delta t})} \right]$$

と与えられる。

この (mean) residence time τ は, 火山噴火や核実験の fall out の研究から数年~数十年という値が得られている。それらは全く異なるサイズ領域であるが, 一応の数値が得られると期待している。

船木 貴
 極地研究所

永田 武
 極地所名誉教授

1. はじめに

St. Séverine は高変成の LL6 隕石で、数 mm~cm の clast とそれを埋める matrix より成る。我々はこの隕石の磁氣的性質、特に岩石磁気学的諸性質を調べ、その一部は次のように既に報告した (Nagata and Funaki, 1982, 1985)。St. Séverine 中の不透明鉱物は kamacite, taenite, tetrataenite それに troilite である。自然残留磁気は極めて安定であり、保磁力は 500 Oe と大きくテトラテナイトがこの隕石の磁氣的性質に大きく関与している。今回我々は St. Séverine 隕石 8x6 cm から厚さ 2 mm の試料計 84 個を定方位で採集し、各々の NRM の方向を調べている。現在測定は続行中であるので、その経過を紹介する。

2. 実験方法

1. matrix と clast での磁気特性を調べる。
2. 定方位試料の NRM の測定。
3. 2N. Hcl 中に 20 日間試料を浸し、大きな粒径の kamacite と taenite を取り除く。
4. NRM を測定し taenite と小粒径の持つ NRM を取り出す。
5. 熱消磁 600℃ で tetrataenite の NRM を消磁する。
6. 交流消磁により小粒径の鉄の NRM を取り出す。

3. 実験経過

St. Séverine 中の matrix と clast では Is-T 及び Hysteresis loop で見る限り大きな違いはない。すなわち両者とも極めて安定な NRM を持つ。84 個の試料の NRM の方向には統一性はない。また matrix と clast での NRM の方向にも、きりした違いは認められない。

齋藤和男, 今田正, 滝上豊*
山形大理, 東大理*

東北日本に分布するグリーンタフの形成年代の測定は, 東北日本弧の形成史の研究, また黒鉱床成立などに関連して重要な意味を持っている。しかし, 現在までに報告されている放射年代は必ずしもよい一致を示していない。この原因として, グリーンタフ中の鉱物がグリーンタフ活動の影響を受け, K-Ar年代測定に不適当な変質鉱物になっていた可能性が考えられる。今回, 佐渡, 及位(山形県北部), 男鹿の3地点から試料岩石を採取し, できる限り新鮮な黒雲母を分離し, $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代測定を行った。以下に結果を示す。

1. 佐渡

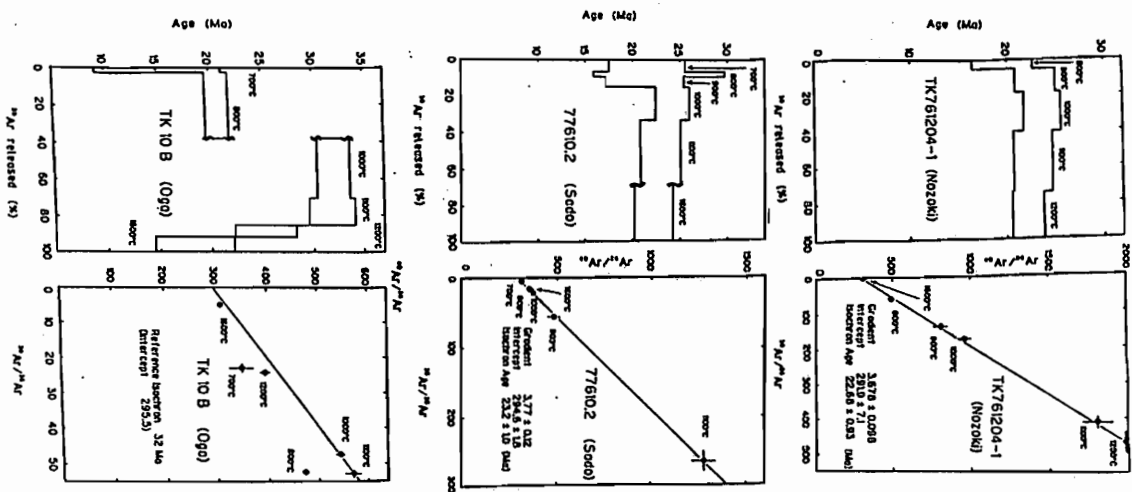
今回の3試料中, 最もよいアイソクロンを示した。年代は $23.2 \pm 0.7 \text{ Ma}$ である。この試料は佐渡のグリーンタフ層の中位から得られており, 佐渡におけるグリーンタフ活動は23Maよりかなり以前から開始されたと考えられる。

2. 及位

よいアイソクロン年代が得られた。年代は $22.7 \pm 0.9 \text{ Ma}$ である。試料は及位のグリーンタフ最下層から得られており, 東北脊梁山脈のグリーンタフ活動は23Ma頃から始まったと考えられる。

3. 男鹿

アイソクロン年代は得られなかった。1000°C, 1100°Cの2つのフラクションは32Ma程度の年代を示すが, 1200°Cのフラクションは有意に若い年代を示す。32Maはこの地域のグリーンタフ活動期の下限を示すと考えられるべきである。



半無限弾性体内の変形による地磁気変化問題の グリーン関数

笹井洋一

東大・地震研究所

問題の定式化

一様で均質な半無限等方弾性体 ($x_3 > 0$) の自由表面からある深さ H までが、一様に帯磁しているものとする。この弾性体内の一点 \vec{x} (x_1, x_2, x_3) に、 x_2 方向に均しく単位の強さの集中力によって、点 \vec{x} (x_1, x_2, x_3) に生じた変位場を $\vec{G}_0(\vec{x}; \vec{\xi})$ と書くことにする。 \vec{G}_0 は静力学的つり合いの式

$$(\lambda + \mu) \text{grad div } \vec{G}_0 + \mu \nabla^2 \vec{G}_0 + \vec{F} = 0 \quad (1)$$

$$\vec{F} = \delta_{i2} \delta(x_1 - \xi_1) \delta(x_2 - \xi_2) \delta(x_3 - \xi_3) \quad (2)$$

および、 $x_3 = 0$ における自由境界条件

$$\tau_{31} = \tau_{32} = \tau_{33} = 0 \quad (3)$$

を満足す。(3)式はフックの法則によって、 \vec{G}_0 の微分の和で表わされる。基礎方程式(1)と境界条件(3)が線形なので、 \vec{G}_0 の一次結合も、同じく(3)を満足す(1)の解である。一次結合形式を最も拡張したものとして、次のような変位場も、つり合いの式と自由表面条件を満足す：

$$\vec{u} = L(\xi) \vec{G}_0(\vec{x}; \vec{\xi}) \quad (4)$$

ここで $L(\xi)$ は微積分作用素で、

$$L(\xi) f = \sum_{\alpha} [K_{\alpha}(\xi) D^{\alpha} f(\xi) d\xi^{\alpha} + a_{\alpha}(\xi) D^{\alpha} f(\xi)] \quad (5)$$

$D \equiv \partial/\partial x_k$ α : 非負の整数

さて磁気弾性体の変位場が与えられると、それに伴うピエゾ磁気変化は次式で表わされる (SASAI 1983) :

$$W^m(\vec{r}) = \iiint \Delta \vec{M}^m(\vec{u}(\vec{x})) \cdot \nabla(\frac{1}{r}) d\vec{x} \quad (6)$$

$$r = |\vec{x} - \vec{r}| = \sqrt{(x_1 - r_1)^2 + (x_2 - r_2)^2 + (x_3 - r_3)^2} \quad (7)$$

$$\Delta \vec{M}^m = \beta \sum_{\alpha} \mu \int \alpha_2 (\alpha_{11} \alpha_2 \alpha_1 + \alpha_{22} \alpha_1 \alpha_2) - \delta_{\alpha k} \text{div } \vec{u} \quad (8)$$

この解は磁気ポテンシャルについてのポアソン方程式と境界条件を満足している。

ここで特に、 \vec{G}_0 による磁気ポテンシャルを考える。

$$U_0^m(\vec{r}; \vec{\xi}) = \iiint \Delta \vec{M}^m(\vec{G}_0(\vec{x}; \vec{\xi})) \cdot \nabla(\frac{1}{r}) d\vec{x} \quad (9)$$

すなわち、 U_0^m は x_2 方向の単位集中力による応力場が、磁化の m 成分に作用して生じたピエゾ磁気を作る。磁場のポテンシャルである。(8)式に見るように、 $\Delta \vec{M}^m$ は \vec{u} の一次結合で与えられている。これは \vec{x} と $\vec{\xi}$ に関する線形作用素の順序を交換してもよい

ことを意味している。

そこで \vec{u} として(4)を採用して、(6)に代入し、 $\vec{\xi}$ についての線形の重ね合わせ ($L(\xi)$ を作用させること)と、 \vec{x} についての積分の順序を交換すれば、

$$W^m(\vec{r}) = L(\vec{\xi}) U_0^m(\vec{r}; \vec{\xi}) \quad (10)$$

を得る。つまり、 U_0^m を求めておけば、それを \vec{x} について微分、積分することによって、様々な力学的変形(4)に伴う地磁気変化が、直ちに得られることになる。 U_0^m が表題のグリーン関数である。

この方法が適用できる諸問題

(i) 表面荷重問題... U_0^m ($\xi_3 = 0$) を、荷重分布を重みとして積分すればよい。いわゆるダム地磁気効果、朝夕荷重の影響、そして大規模な山体崩壊(例: St. Helens 火山)に伴う地磁気変化などに適用できる。

(ii) 歪核問題... 様々な歪核は、集中力源を \vec{x} について微分したものの一次結合である。枝木モデル・横山モデル等の解は、 U_0^m を微分して得られる。

(iii) くい違い問題... くい違いの歪核も U_0^m を微分したものである。筆者の求めたくい違い問題のグリーン関数 (SASAI 1980) も、 U_0^m から容易に得られる。

(iv) Eigel 歪問題... 熱膨張や塑性変形がある領域に発生した場合、ESHELBY (1957) の方法が適用できる。火山体の熱心力問題や、断層破砕帯の塑性的ひずみに伴う地磁気変化を考える上で、 U_0^m は基本的な役割を果たす。

U_0^m の表現

結果は紙数の都合で省略する。これは力源の位置およびそのキュリー面に於ける鏡像点を結ぶ、多極の線状分布から成る。

ESHELBY, J. D. (1957), Proc. Roy. Soc. Lond.

A 241, 376-396.

MINDLIN, R. D. (1936), Physics, 7, 15-

202.

南東東南沖海溝三重会合点における構造と

テクトノマグネティックス

木下 肇,
(千葉大理)

中村 一明, 浜野洋三,
(東大地震研)

内山昭寛
(東大海洋研)

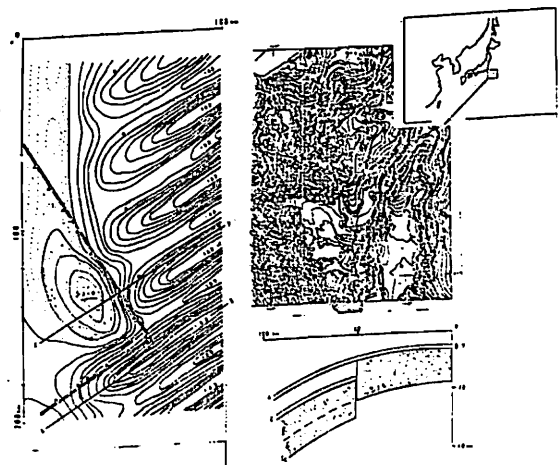
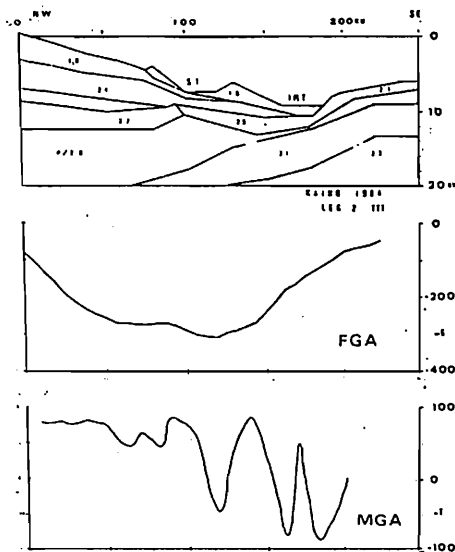
標題の海溝三重会合は海洋底における唯一の存在であり, 次の如き問題点から重要視されて来た。 即ち

- 1 海溝三重会合点 (以下 TTTJ と略す) の安定性
- 2 構造 ; 重ね合わせか, 断層開口か?
- 3 成因

最近5年間のこの地域における物探及び1984 KAIKO 計画による精査, 地震学的データの再検討などを通じてこの地域の状況が, 明確にされたことに伴い, シミュレーション実験などを含め詳しい構造などが把握できたと思われるので報告したい。

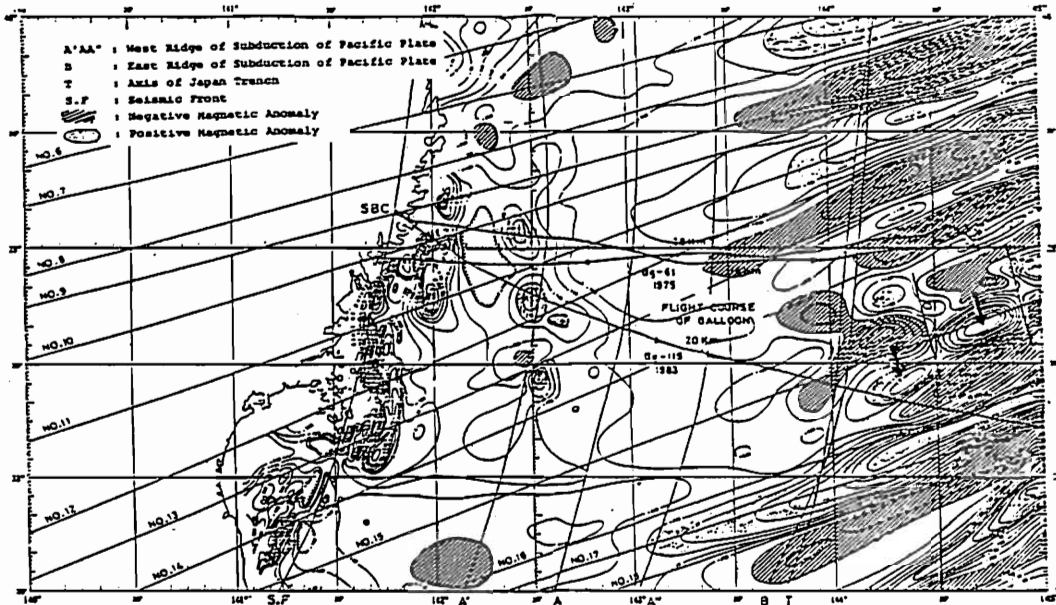
左の図 ; 推定される地殻構造
測線は TTTJ を通り
N 45 W - S 45 E 方向

右の図 ; 磁気異常分布シミュレーション
推定される埋没断層線

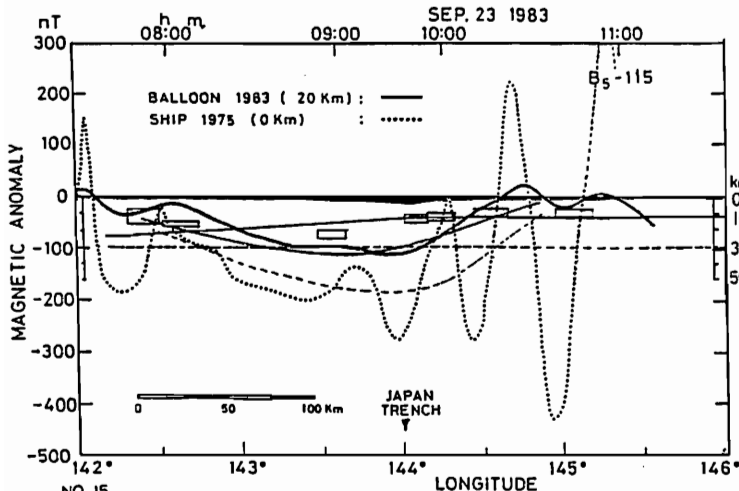


日本海溝附近の縞状磁気異常(magnetic lineation)
と太平洋プレートの日本島弧下へのむくり込みについて

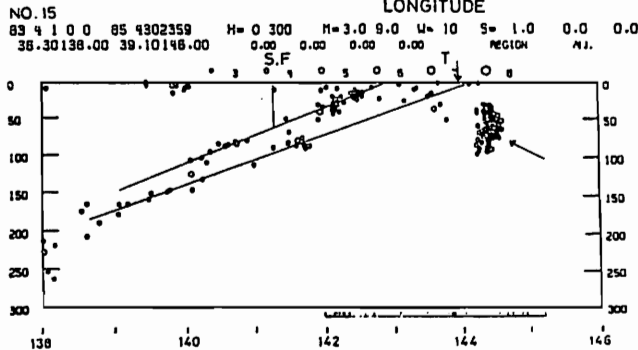
加藤 愛雄 瀬戸 正弘
(東北大学名誉教授) (東北工大)



さきの学会
で報告した
ように大気
球にプロト
ン磁力計と
するし、高
度20科で
日本海溝を
横切り西太
平洋の縞状
磁気異常の
存在する地
域に至るま
での間に全
磁力の測定
を行なって
海面上での



全磁力異常と比較して地下構造を
明らかとした。(上段の図および中
段の図はその航跡図と解砕結果を
示す図である。) その結果所謂太
平洋プレートは強く帯磁した磁性
物質が縞状にほぼ北東から南西に
に配列した構造を持ち、その全体
がその縞状の走向の方向に北東か
ら南西へ移動し、一部は日本海溝
附近から、更に主たる部分は三陸
沿岸に近い、ほぼ海溝西斜面上縁
附近から日本島弧下にむくり込ん
でいる。今回は更に測線密度を
高めた。更に日本海溝東斜面の北
緯38度~北緯39度、東経144度~
東経145度の地域のプレート内
にほぼ北から南への大規模の地殻運
動を示す顕著な磁気異常があり(上
段の図中太い矢印で示す)この地
域で最近地震が頻発していること
は注目される。(下段の図も矢印で
示す)



千葉県館山における地磁気観測と地震予知 (其の1)

歌代 慎 吉

東京理科大学 理学部 物理学教室

前回発表したPROMデータロガーを用いた地磁気三成分磁力計(Flux-gate Magnetometer)とプロトン磁力計を房総半島の最南端の千葉県館山市相浜にある東京理科大学館山研修所(旧館山測候所)に設置して本年7月より地磁気三成分X, Y, Zとプロトン磁力計による全磁力Fの無人観測を開始した。観測点の位置は図のmag. st. で示されている。観測点は同鉄房総西線、館山駅より南へ約10 km 離れた太平洋に面している。Flux-gate Magnetometerのアナログ及びデジタル記録とプロトン磁力計の記録結果が、電車による影響は全く無いことが解った。地磁気観測用のFlux-gate Magnetometerについては、Detectorは温度の影響を避くために館山研修所の建物から約60 m離れた台地の下部の地下壕内にセメントで固定された高さ50 cmの水成岩(白河石)の観測台上に設置されている。そしてこのDetectorは約70 mの24芯のcable線を用いて研修所本館の観測室内の観測台上の電気装置及びアナログレコーダー、PROMリーダーと接続され、地磁気のX, Y, Zを測定することが出来る。一方プロトン磁力計については研修所構内のmagnetic anomalyの最も小さい地所に高さ3 mの木柱を立て、その最先端にDetector部を固定し約50 mの3芯のcable線を用いて観測室内の電気装置と接続し地磁気のFを測定を行うことが出来る。上記のX, Y, Z及びFの値は共にPROMデータロガーにより1分毎にPROMに記録される。4枚のPROMを用いているので1ヶ月半の連続観測が出来る。このPROMによりPROMリーダーとPC9800Eを用いて年月日時分とX, Y, Z, Fの絶対値が印字され且つplotter PL1000により日変化や磁気嵐がcurveとして描かれる。一方柵岡の地磁気観測所の所長とより標準磁気儀KASMMERによる柵岡におけるX, Y, Z, Fの毎分の絶対値はフロッピーディスクに写され毎月送付されて来るので館山における値と柵岡の値を比較検討して関東南部及び房総半島沖の地震予知の研究に役立つ計画である。



電磁氣的地震先行現象の性質

力武常次

日大文理

日本において観測された地球科学的地震先行現象（総数 418 個）のカタログが、静岡県地震対策課によって刊行された。

そのうち、地球電磁氣的の先行現象のデータ数は、下記のようになっている。

項	目	データ数	略号
地磁気		5	g
地電流		10	e
比抵抗（長距離電極）		9	R
比抵抗（変化計）		30	r
電磁放射		7	w

これらのうち、項目 g、e および R については、その先行時間 T（単位：日数）は本震のマグニチュード（M）が大きいほど大きくなる傾向があることが認められる。すなわち、

$$g : \log T = -2.1 + 0.78 M$$

$$e : \log T = -1.1 + 0.44 M$$

$$R : \log T = -2.0 + 0.63 M$$

となる。g は測地測量による地形変動、第二種地震空白域などの先行現象とはほぼ一致し、e および R は地下水、ラドンなどの傾向と一致する。つまり地殻ストレスが高まるとピエゾ磁気効果によって g が発生し、ひきつづいて dilatancy 発生に伴って地下水拡散があるとすれば、R や e が出現すると考えられ、R や e では先行時間が g よりも短くなることが理解できる。

先行現象の出現した地点までの震央距離（D）（km）と M との関係にも、図 1 のような規則性がある。当然のことではあるが、M が大きくなると D も大きくなる。しかしながら、g のプロットは r のプロットに比べて、M-log D 平面の左にかたより、e および R はその中間に位置する。図中の直線群は地震に伴う永久歪を示したものであるが、g は $10^{-7} \sim 10^{-6}$ で測地測量と同程度の感度、r は $10^{-9} \sim 10^{-8}$ ということになる。e や R は歪、傾斜、ラドン、地下水などと同程度で $10^{-8} \sim 10^{-7}$ となる。このような結果より、地震先行現象を解釈するための方策が示唆される。

なお r については、一見 M や D に無関係に見えるが、その振幅および先行時間が D とともに減少し、M とともに増大することがわかった。詳細については目下検討中である。

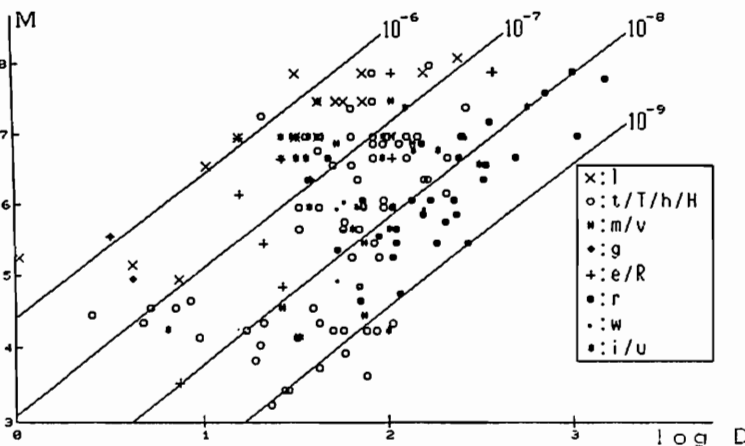


図 1 各種前兆のマグニチュード (M) と震央距離 (D) (km) との関係。l : 地形変動, t (傾斜: 水平振子), T (傾斜: 水管), h (歪: 伸縮計), H (歪: 体積歪計), m (微小地震), v (地震波速度変化), g (地磁気), e (地電流), R (比抵抗: 長距離電極), r (比抵抗: 変化計), w (電磁放射), i (ラドン他), u (地下水)

宮腰潤一郎, 面田良平
鳥取大学教養部

昨年(1984年)秋の学会で発表した様に,我々は山崎断層の破砕帯中に設けられた地下トンネル内の僅か30mの電極間の電位差が,附近に発生したM=5.6の地震に先行して約40mVに及ぶ明瞭な変化を示し地震後に回復したことを見出した。(図1)そしてこの変化は地中に流れる電流が電極間に作った電圧降下によるものではなく,トンネル内にある3本の電極のうち1本の電位だけが低下した結果であると結論した。しかしながら互いの間隔が僅か10乃至20mしか離れていない(図2)3本の電極中何故1本だけが電位変化が生じたのか,またこれら電極間に常時存在する1000mV近い電位差の原因に関しては不明であり,地震前に変化を生じたC2電極付近には恐らく主要な破砕帯が通っていると言われていたことと何等かの関係があらうと指摘するに止まった。

先の後我々はこれらの疑問を解明するため現地で幾つかの測定を行った。図3は仲筋許台と床コンクリートの隙間を利用して調べたトンネル内の自然電位の分布である。

3回の測定結果はどれも数10mV程度でこの地域の地表面でみられる値とほぼ同程度であった。一方トンネル内の電極及びトンネル外の野外の地電流観測のために埋設したN, S, E, W(どれも炭素電極)の電位を比べてみると図4の様にはトンネル内のC2電極は他とほぼ同程度であるのに, C1, P2電極は著るしく異なっていることが判明した。

これらの事実に加えて,トンネル内に設置した炭素棒電極の長さ30cmは迂闊にもトンネルのコンクリート壁の厚さと同程度であったことから判断して,トンネル内の3本の電極中C1, P2電極はトンネル壁と貫通しておらずC2電極のみが貫通して周囲の岩盤中に達しているものと考えられる。即ち図1のE-2の変化はトンネルのコンクリート壁中の電位変化を, E-1はコンクリート壁に対する断層破砕帯の岩盤の電位(或はその間隙中の地下水の電位)を示しているのであらう。このことはE-1, E-2の年周変化の形からよく逆位相であることから裏付けられる。なおトンネル壁には鉄筋は使われておらず3日の前とほぼ同じ場所を震源とするM=3.2の地震の際の変化についても触れる。

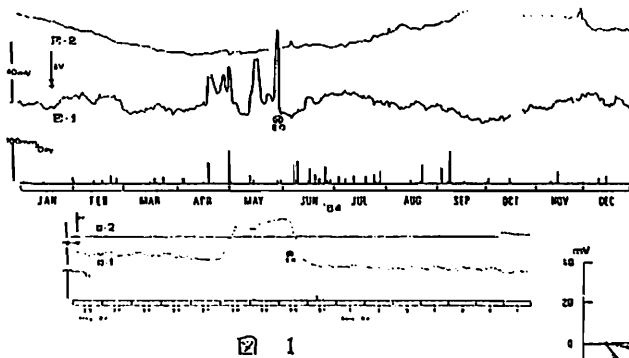


図1

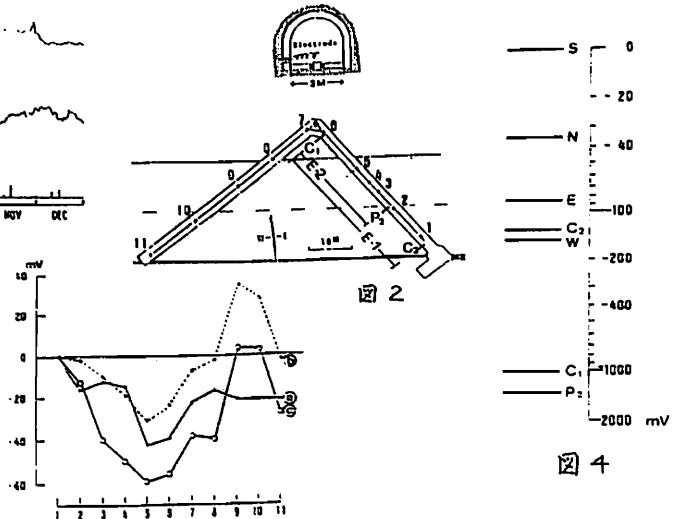


図2

図3

図4

土井 忠治 · 住友 則彦 · 塩崎 一郎 · 山口 寛 · 大塚 成昭
 京都大 理 京都大 教養 神戸大 自然科学 神戸学 院大

前回まで、山崎断層において地震にともなう電気比抵抗および全磁力差の変化について報告した。今回は1985年に入ってから地震に関連があると思われる変化について報告する。1985年6月おわりごろから、NS成分(山崎断層に直交する成分)が最大20%という今までにない大きな増加をした。この変化は7月中旬から減少に転じほぼもとの値に戻った。一方、時期を同じくして7月25日には紀伊水道($\Delta = 155 \text{ km}$)において $M = 5.2$ の地震が発生した。この間、EW成分(山崎断層に平行な成分)は変化しなかった(第1図)。前回までに報告したように、地震に対応すると思われる比抵抗の変化はNS・EW両成分同時にはおこらないようにみえる(第1表)。今回もこの例に漏れていない。

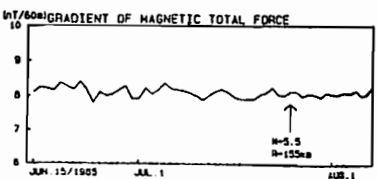
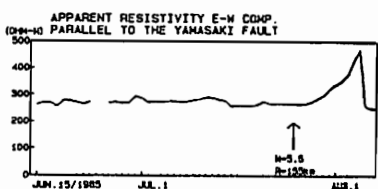
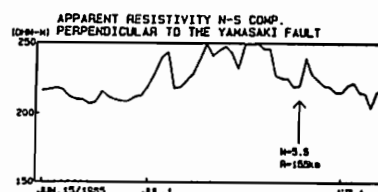
また、前回これらの比抵抗変化を説明するモデルとして、低比抵抗帯の比抵抗値を変えると同時にその幅を変えるモデルを考えた。しかし、低比抵抗帯と電極との相対的な位置を適当に選ぶことによって、低比抵抗帯の幅を変えずに比抵抗値のみを変えれば観測されるみかけ比抵抗の変化をうまく説明できる。今回はこのモデルについても考察する(第2図)。

このほかに、山崎断層周辺でVLF-MTや磁気測量を繰り返し行っているのもそれらについてもあわせて報告する。

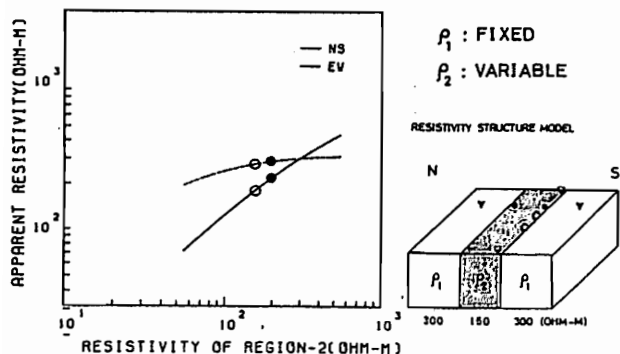
第1表 比抵抗の異常な変化とそれに対応すると思われる地震

成分	比抵抗変化		地震 (年月日)	M	震央距離
	大きさ	期間			
EW	-30% => +300%~	1984年03月20日 ↓ 06月08日	兵庫県南西部 (1984年05月30日)	5.6	3 km
NS	+10%	1984年06月20日 ↓ 08月05日	日向湖 (1984年08月07日)	7.1	340 km
NS	+5%	1984年08月15日 ? 09月10日	長野県西部 (1984年09月14日)	6.8	280 km
EW	-20%	1984年12月20日 ↓ 1985年01月05日	和歌山・奈良県境 (1985年01月06日)	5.9	175 km
NS	+20%	1985年06月末 ↓ 07月末	紀伊水道 (1985年07月25日)	5.2	155 km

第1図 →



第2図



耐熱型オフライン・ボアホール磁力計の製作

— ODP 海洋底地殻内部探査に向けて —

浜野 洋三 小林和男, 古田俊夫, 木利肇 阿部 誠, 孫竹正幸
 (東大地殻研) (東大海洋研) (千葉大理) (明星電気)

Post DSDP の卒業として再開された ODP においては, 従来より掘削され open 状態にある reentry holes など, 調査対象として慎重に取扱わることが確認された。勿論, 地学的に重要な地点では新しい hole を作り, 必要なものについては reentry の処理がなされる。一般に reentry holes は主として将来孔底を伸ばしてその時点までに行われた調査を継続する目的もあるが, 一方で孔内及びその周辺の物理的状況を長期間に亘ってモニターすることもその目的の一つに挙げられている。我々からも, 後者の意味で各種の申請を行なっているが, 前途には多くの難問がある。

我々の申請しているテーマのすべてについてはこの紙面では省略するが, その一環として, 若いリソスフェア上部部における地殻磁気の孔内計測システムが完成したので, それについて報告する。

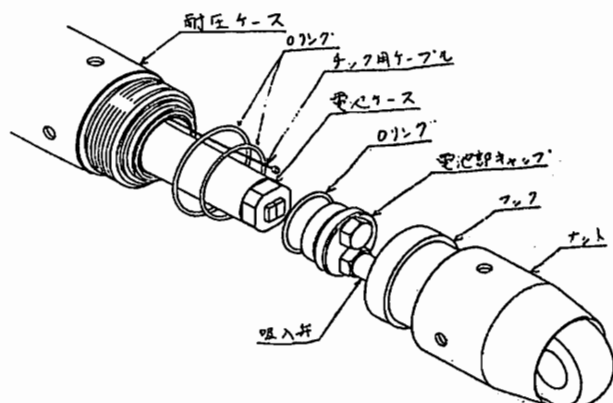
システムの概要

[孔内部分]

オフライン方式, 三成分リングコア, EPROM データ, リチウム電池
 水圧 600 Atm, 耐熱 260°C 2 時間 70°C 半永年, 真空 2 重断熱
 非磁性 K モネル鋼容器 外径 67 mmφ 全長 4.5 m, ステンレスシール (2 重 O-リング)
 サンプル間隔 各 250 msec (minimum) / 各 30 秒 (normal), LFP 0.1 Hz
 フルスケール 6×10^4 nT, 16 Bit 分解, LSB < 1 nT, Ref ΔF: 5000 nT 印加

[船上サポート]

孔内計測オペレーションのプロセット, ステータスチェック
 EPROM データの回収, PC80 系コンパティブル



耐圧・耐熱性への工夫概念図。
 (孫竹による)

えりも海山周辺の磁気異常 — すでに沈み込んだ

だ海山? (KAICO 1984年Leg. IIIの成果)

山崎 俊嗣・森尻 理恵・木下 肇・末広 潔・J. Dubois
(地調・海洋) (千葉大・理) (IPRI南大)

1984年 日仏共同KAICO計画第3次航海において、アロトン磁カ計により、えりも海山周辺、日本海溝北部、第一鹿島海山周辺の地磁気異常の観測を行った。この講演では、えりも海山及びその北部の地磁気異常の解析結果について述べる。

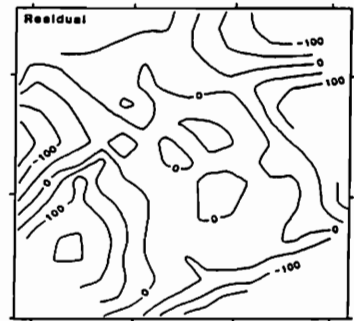
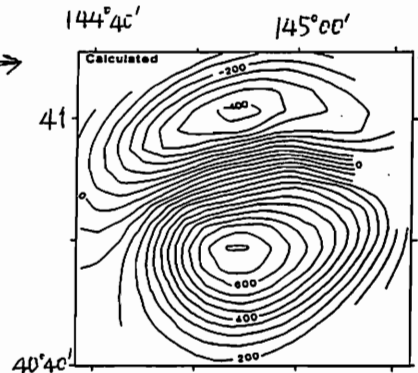
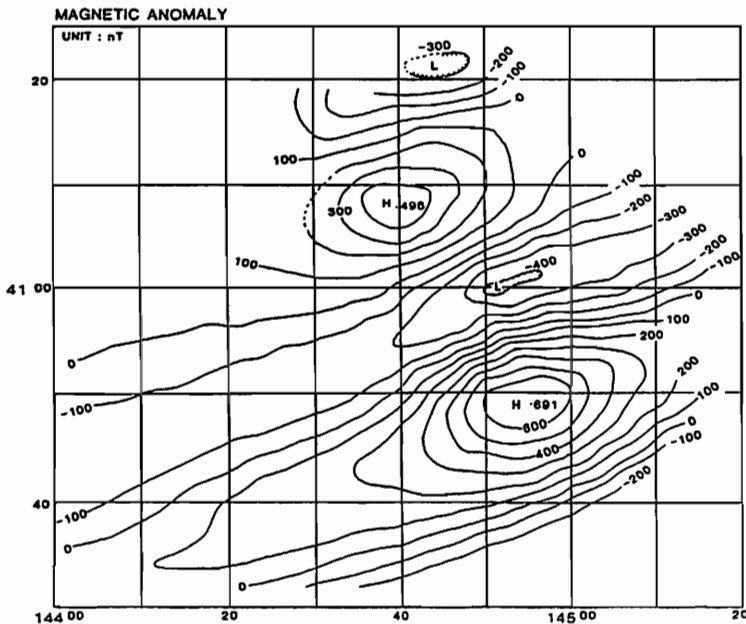
えりも海山の磁気異常の解析については Uyeda & Richard (1966) があるが、今回は、測定が約2マイル間隔の密な測線で行われたこと、シービームによる正確な海床地形図が得られたこと、ロランC、GPSを用いた高精度な測位が行われたことにより、より高精度な解析を行なうことが可能となった。3次元TALWANI法によるモデル計算の結果(図2)、①えりも海山の磁化は、 $M = -16^\circ$, $I = 32^\circ$, $J = 1.1 \times 10^{-2} \text{ emu/cc}$ とすると観測値を良く説明できる。これよりVGP位置を求めると80Maの、太平洋プレートから求めたVGP位置とよく一致する。これは過去のドリフト資料によるK-Ar年代(約80Ma, Ozima et al. 1970)や古生物年代と調和的である。②地形で平坦面が見ら

れる水深4600m以浅は磁気異常に関与していないとすると観測値を最も良く説明できる。石灰岩等であろう。

えりも海山の北北西の海溝陸側斜面上にえりも海山と同様の正負の磁気異常の目玉が観測される(図1)。この異常は、えりも海山と同程度の磁化を持った、同程度の大きさの海山がプレートに乗ったまま沈み込んだ(海溝軸から約20km, プレートの傾き $3 \sim 5^\circ$)とすると良く説明できる。推定される「沈み込んだ海山」の頂上の位置は、地形に見られる高まりより少し東であるが、これは東より沈み込んだ海山によって堆積物が西に押しやられた結果と考えることがで

図2 →
(上)計算値
(中)残差
(下)モデル

(図1)観測値 ↓



大気球による男鹿半島沖の地磁気異常観測

遠山文雄 瀬戸正弘 青山 巖 西村 純 高木章雄 加藤 豊雄
 (東海大工) (東北工大) (東海大工) (宇宙科学研究所) (東北大理) (東北大学教授)

はじめに

地球磁場の精密測定によって磁気異常を検出し磁氣的地下構造を推定するデータを得るために大気球による磁場観測を行ってきたが、今回地震活動域で地球物理学的に興味のある男鹿半島沖をサイクル気球でフラックスゲート磁力計およびプロトン磁力計による観測を行った。気球は1985年7月12日午前5時49分、青森県深浦町から放球され、翌日午前2時までの20時間以内のデータが得られたが、ここでは実験の概要と中間解析結果を逐報する。

観測の概要

観測器は三成分フラックスゲート磁力計とプロトン磁力計で図1に気球の構成を示す。コントロールゴンドラには磁力計電気部、テレメータ、気圧計、電源等とバラスタを搭載され、その下方7mおよび18mに磁力計センサがロープで吊るされている。使用気球容積は5000m³で高度を上下させて往復するためのガスの排気弁が、またセンサにスピンの(約1回転/分)とセンサーが取り付けられている。航跡および気球高度を図2に示す。放球後2時間余で約26kmのレベルフライトに入り11時すぎに高度を下げて14~16kmで東へ戻り、

さらに秋田沿岸で上昇、ほぼ真西へ飛行した。23時頃秋田沖280kmに達し高度を下げながら再び戻り午前2時9分、気球が切離れよって観測を終えた。フラックスゲート磁力計は三軸デジタル出力で垂直成分はあらかじめ31920nTの打消しをかけ、残りは12bits D/Aコンバータで出力され、残り1.2nT以内になる様に自動進尾し、毎秒8.3個のデータサンプリングを行ないPCMテレメータを用いて送信する。センサの動揺はサータの時間平均によって、その回転によるオフセットはスピンの回転による定常回転を用いて除去し測定精度を上げる。プロトン磁力計は全磁力を0.1nTの感度で測定し、BCD 20bitsで出力され、サンプリング周期は10秒である。図3にレベルフライト中の測定例を示す。磁気異常は測定値と理論値の差で表わすが理論値はIGRFを用いる。

さいごに

本実験は宇宙科学研究所の気球実験の一環として放球場を臨時に深浦町船作の黄金崎農場をお借りして行ったものである。長期間の計画、準備を含め実験を実施して下さった宇宙科学研究所、西村研究室はじめとする実験班および深浦町、船作農耕組合の関係者の方々に深く感謝する次第である。

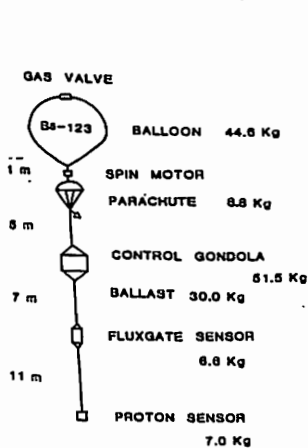


図1 気球構成

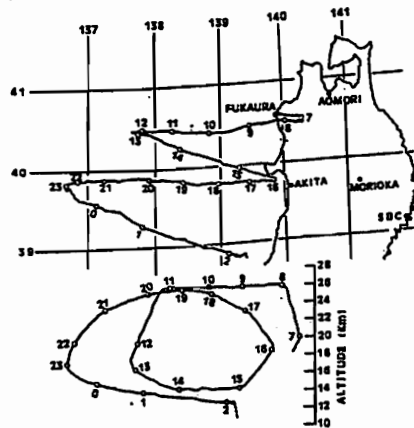


図2 気球の航跡と高度

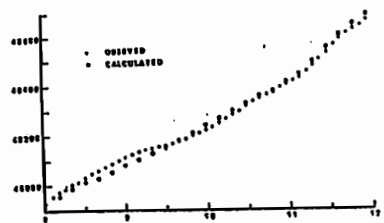


図3 測定例(全磁力)

大和海盆における海山の地磁気異常

佐柳敬造・伊勢崎修弘・北原康夫
(神戸大理)

1985年7月15日から同年8月3日にかけて、日本海大和海盆において海山の地磁気測量(全磁力及び三成分)を行なった。これは、DELP(国際リソスフェア探査開発計画)の一環として、他の多くの地球物理学的・地質学的な測量とともに行なわれた。

測定にはプロトン磁力計・船上三成分磁力計を用いた。

測定した海山は、大和海山・海山B・明洋海山・明洋第3海山の4つである。図1に海山の位置を示す。

これらのうち、全体として、海山Bは正帯磁であり明洋海山は逆帯磁であることがわかった。大和海山と明洋第3海山については、まだはっきりしたことは言えない。それは、おもに地形の問題と関係する。例えば、大和海山は明洋海山に比べて非常に大きいので山全体を同一磁化と仮定することは難しい。図2は海山Bの磁気異常図である。(ただし、2000と25000コンターは水深を表わす。)

本研究では、以下の主旨に沿って解析を進めている。

- 1) 海山の地磁気異常測定から、海山の磁化を推定する。
- 2) 大和海盆に分布する海山をできるだけ多く測量し、大和海盆の海山の特性や相互の関連性などを調べる。

磁化の推定は、従来通り全磁力異常の解析によるのであるが、それに加えて三成分測定が新しい種類の情報を与えると考えている。

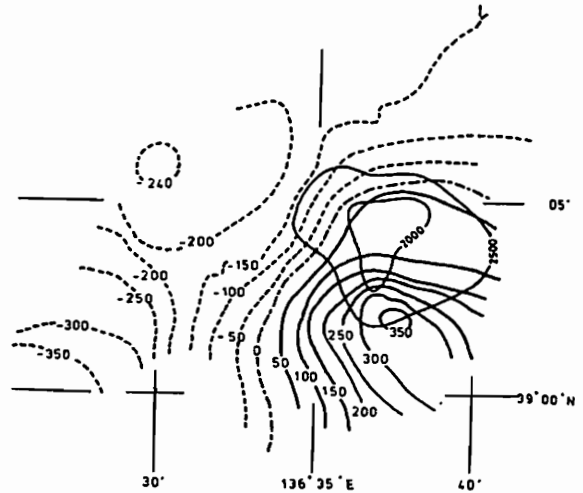


図2 海山Bの水深と全磁力異常分布
(Contour interval 50 nT)

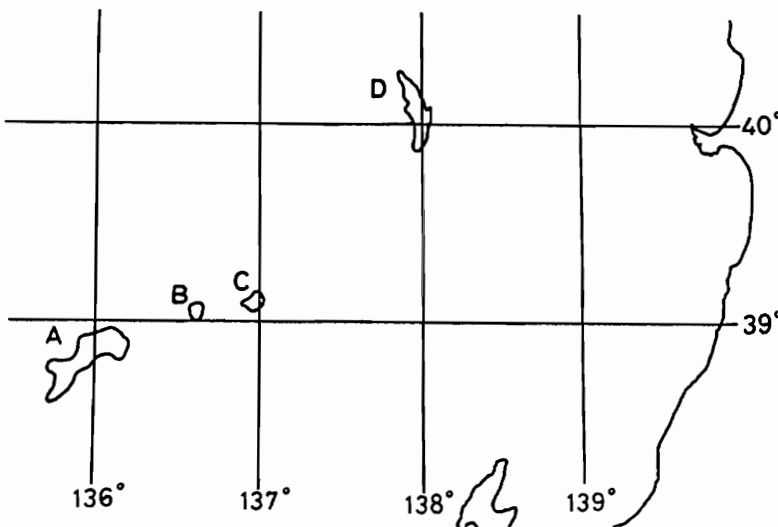


図1 測定した海山の位置
A 大和海山
B 明洋海山
C 明洋海山
D 明洋第3海山

大和海盆における地磁気異常とマルチチャンネル音波探査による基盤の形状との関係

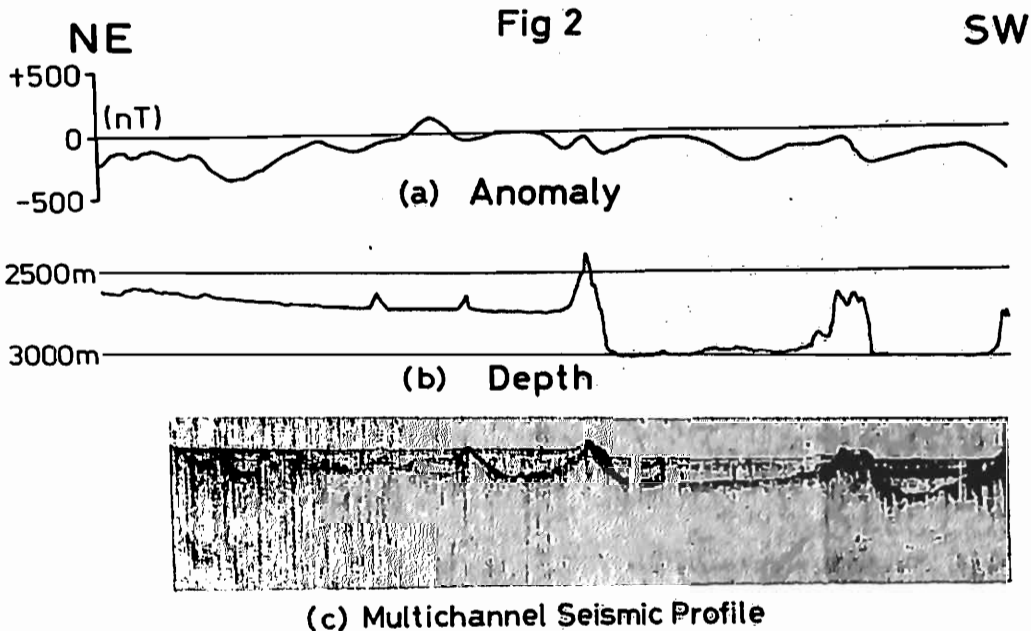
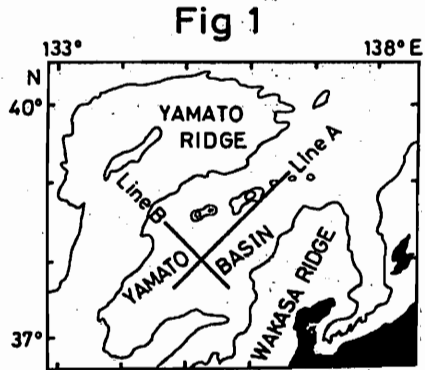
北原康夫・伊勢崎修弘・佐柳敏造，徳山英一
(神戸大理) (東大海洋研)

1985年7月から8月にかけて、日本海大和海盆において総合的な地球物理調査が行われた(DEL P85)。Fig 1.のLine A, Bの各測線上では地磁気全磁力・三成分の測定と同時に、マルチチャンネル音波探査が行われた。その結果、大和海盆の平坦部で見られた地磁気異常の大部分がマルチチャンネル音波探査で得られた海底下の音響的基盤の起伏と対応することがわかった。

盤岩の磁化の方向と強度はどうかを調べる。また正逆のパターンが認められるかについてなども、音波探査の結果と結びつけて報告する。

Fig 1 大和海盆の位置と測線の位置
Fig 2(a) Line Aにおける地磁気全磁力異常プロファイル
(b) Line Aにおける水深プロファイル
(c) Line Aにおけるマルチチャンネル音波探査による地下構造のプロファイル

海底下の基盤岩の起伏がたとえ激しかったとしても堆積物に厚く覆われていると、一般の音響測深機では海底面が平坦であることしかわからない。その場合もし地磁気異常が観測されると、それは海底での帯磁率のコントラストによるものと受けとられがちである。その結果従来の地磁気逆転のタイム・スケールとの同定が試みられ、誤った時代との対応がつけられる可能性もある。例としてFig 2にLine Aでの地磁気異常とマルチチャンネルのプロファイルの対応を示す。今回はそれらの地磁気異常が基盤の起伏とどの程度の相関があるか、そのとき基



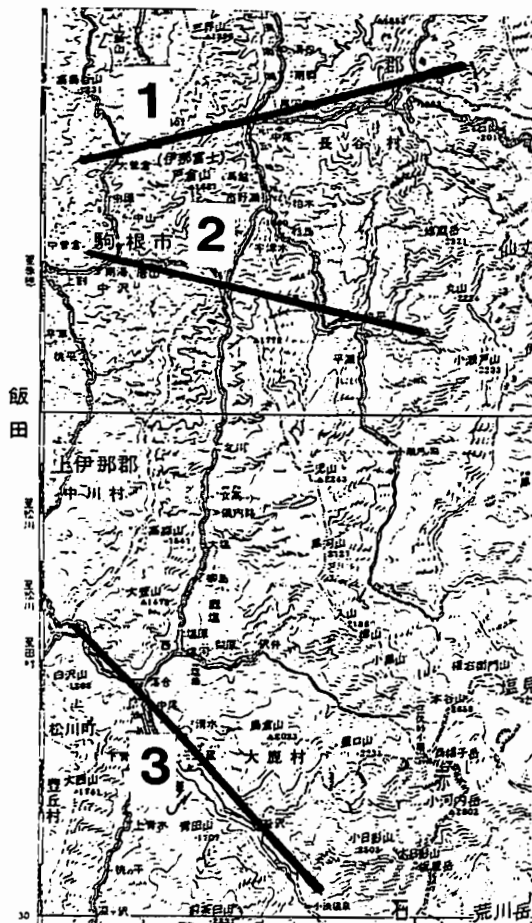
中川一郎

東京大学地震研究所

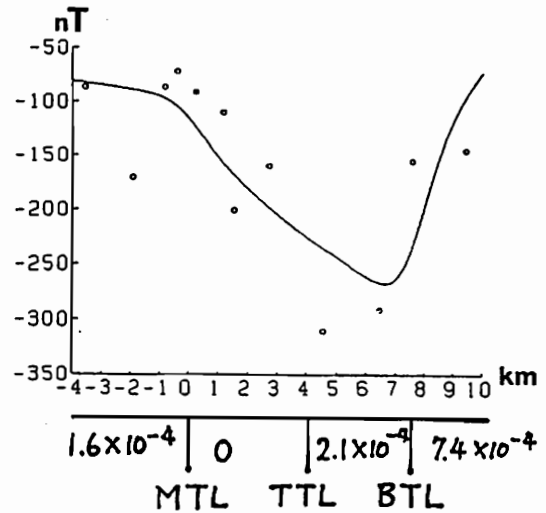
中央構造線を境として、内帯と外帯の地質構造は大きく異なっている。このちがいを、地磁気異常としてとらえる目的で、磁気測量を行った。今回は、第1図に示した3測線での測量結果を報告する。

第2図に示したのは、測線3でのプロファイルである。測定間隔が粗い事もあるが、中央構造線自体は断層のような顕著な磁気異常はない。西側(内帯)では、各測線ともに目立った磁気異常は存在しないが、東側(外帯)では、300nT近い負の磁気異常があり、中央構造線と戸台構造線のほぼ中間に位置する。

これらの磁気異常を説明するため、各構造線が磁気構造の境であるとして2次元を仮定し、インバージョンを行ったのが、第2図の実線である。三波川帯では、枕状溶岩などの帯磁の強い岩石が多数露出しているにもかかわらず、解析の結果、三波川帯の帯磁は最も弱く、領家帯、秩父帯、四万十帯の順に強くなる。これは、むしろ帯磁構造のちがいよりも、磁気基盤の深さのちがいであるためであろう。また、この周辺には鹿塩温泉などの地熱地帯あり、大規模な貫入岩の存在も考えられる。



第1図



第2図

MAGSATによる南極域地殻磁気異常

- 平均電離層磁場補正法の極域への適用 -

竹中 潤
(千葉大理)柳沢正久
(宇宙研)藤井良一
(極地研)

これまでに南極域の地殻磁気異常について行われてきた研究 (Ritzvoller & Bentley, 1983) では、擾乱磁場の影響を除くためにデータの選択条件を厳しくし (地磁気擾乱指数 $Kp \leq 1$ が6時間以上続く時のみ)、プロファイルごとに2次関数のあてはめを行い、更に振幅に制限を与えていた。このため各プロファイルごとのデータの質は良くなったと思われるが、全体のデータの数は少なく (88パス)、異常図の信頼性は低い。

そこで本研究では Yanagisawa & Kono (1985) が中低緯度 ($\pm 50^\circ$ 以内) について開発した平均電離層磁場補正法を南極域 (-40° 以南) について適用してみた。データは MAGSAT の全飛行期間にほぼ近い 1979年11月1日から1980年5月12日までのものうち $Kp \leq 2$ の期間を全て (1790パス) 使用し、観測データから主磁場モデル GSFC12/83 (Langel & Estes, 1985) を引き去り、残差データとした。次にこの残差データを地磁気地方時 (4時間毎)、地磁気緯度 (1° 毎)、 Kp 値 (0.0-2.0 の7段階) で分けて平均化し、それぞれについて図1に示す様な擾乱磁場モデルを得た。そして残差データからこのモデルを差し引き、これを補正済みデータとし、 $3^\circ \times 3^\circ$ メッシュ内で平均して図2のような地殻磁気異常図を得た。

これらの図を見ると、 -70° 付近を境に低緯度側では擾乱磁場が安定しているため、得られる磁気異常はより信頼性の高いものとなっている。しかし、一方、高緯度側では擾乱磁場の影響が極めて大きくなり、この付近については更に別の補正が必要であろう。

References

- Langel, R.A. & R.H. Estes (1985) J. Geophys. Res., 90, 2495-2509.
 Ritzvoller, M.H. & C.R. Bentley (1983) Antarctic Earth Science, 504-507, Cambridge Univ. Press.
 Yanagisawa, M. & M. Kono (1985) J. Geophys. Res., 90, 2527-2536.

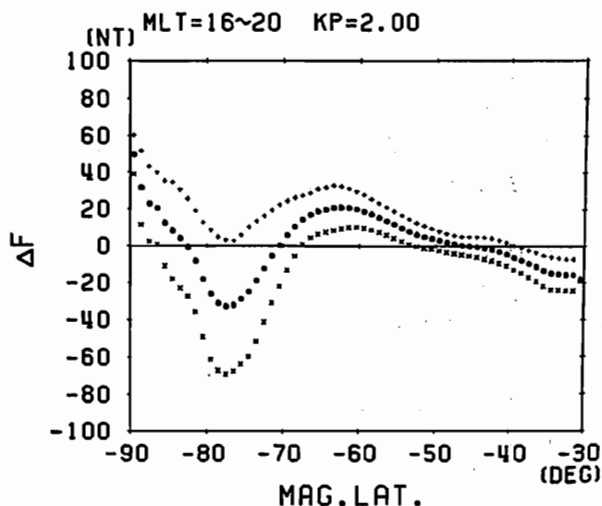


図1. 平均擾乱磁場モデルの一例
(MLT=16-20h, $Kp=2.0$ の場合。中央のプロットは平均値、上下は $\pm \sigma$)

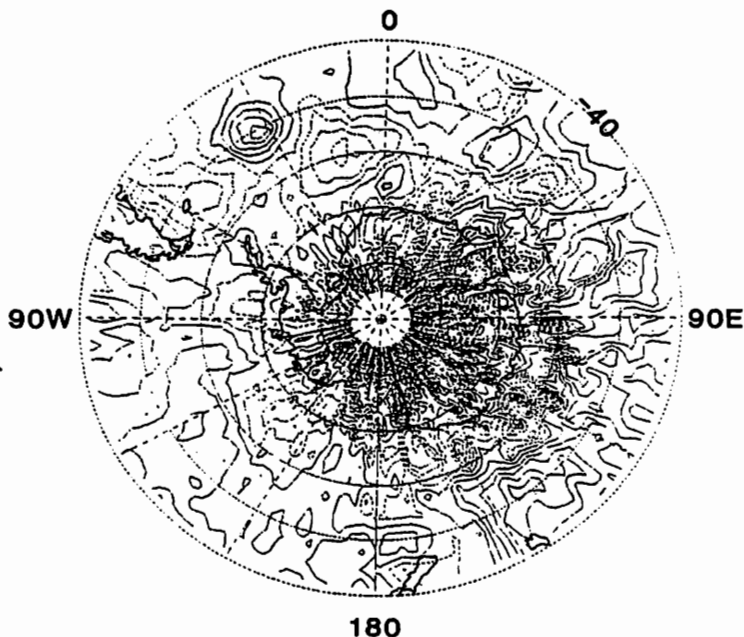


図2. -40° 以南の地殻磁気異常
(コンター間隔は2nT, 破線は負の値)

月磁気探査に必要な探査機の
高度について

柳澤 正久 (宇宙科学研究所)

アポロ計画でオービターから観測された月面での磁気異常^の波長は、数 10 km から 2 ~ 300 km、過去のダイナモ磁場説、太陽磁場説、隕石落下による磁場の発生、磁化の獲得説など、その起源に関する説はいろいろあるが、本当のことはわかっていない。ここで、オービターによる月全面の磁気探査から、1つ1つの anomaly に対応する磁化の方向を求め、それが全体としてどのように分布しているかを調べて起源にせまることを考える。

磁場を測定する際に問題となるのが信号の強度とノイズである。ノイズの中で最も問題になるのが周期 10 ~ 300 sec で、オービターが約 2 km/sec で月面上を飛行するとき、磁気異常からの信号と同じ周期で磁力計に入ってくるものである。他の周波数範囲のノイズはフィルターで落とすことができる。このようなノイズの振幅は 0.5 ~ 0.7 nT で、そのもとは太陽風磁場と地球磁気圏磁場である。しかしデータのスタッキングにより、ノイズを 0.3 nT まで落とすことができる。

さて、アポロ計画でみつかった 3つの強い磁気異常は地下 23.5 km に、 $1.48 \times 10^{16} \text{ Gcm}^3$ の双極子をおくことによって表現できる。このような双極子を 10ヶ、さらにモーメントが 1/4 の双極子を 40ヶランダムに分布させ、それを太陽風磁場の方向に磁化したとした。その磁場の鉛直上向成分を高度 20 km で観測した様子が図 1 である。磁気方向が黄道面に平行であることがよくわかる。同様のシュミレーションを様々な高度で行ってみると、月磁場の起源を研究するためには探査機の高度は 100 km 以下でなければならないことがわかる。

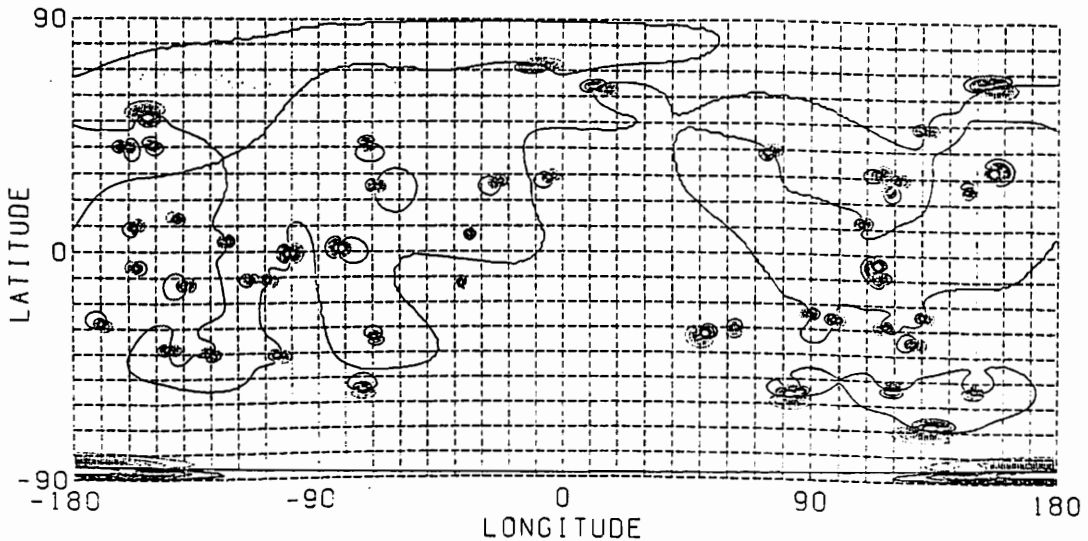


図 1. 太陽風磁場によって磁化された月の磁場の鉛直上向成分を高度 20 km で観測した場合のシュミレーション。等高線間隔 0.3 nT、破線は負、±6 nT 以上又は以下には等高線を引いていない。

山田俊夫・西田泰典・前川徳光・鈴木教生
(北大 理)

北海道におけるCA観測は今迄にも数多く行なわれてきており(森,1974(道東);山下・横山,1975(道南);西田,1977(中部,北部)),大略的には北海道全域がカバーされたといえる。しかし、ローカルには観測の行なわれてない所も少なくない。例えば地球物理学的にも地質学的にも興味をもたれる北海道中軸部付近(図1の砂目)での観測は極めて少ない。この地域は日本有数の蛇紋岩の産地である神居古潭変成帯や日高変成帯で構成されており、それに伴うCAが期待される。そこで、我々は両変成帯を横切る様な測線でCA観測を行った。

観測は昨年(1985)の11月28日から行われ、一ヶ所約二ヶ月の観測の後、次の点に移動する方法をとった。観測に使った測器はFluxgate磁力計2台である。1台はカセットテープとペンレコーダーで、もう1台は打点計だけで記録した。観測点は図1の丸印で示した。尚、地磁気の観測と同時に地電流の観測も行った。観測点名、略称、緯度、経度、観測期間、電極間隔を表1に示した。表の数字は図1の数字と一致する。インダクションベクトルを図1に示す。周期は約12分と約30分である。どちらも全体のトレンドとしてベクトルは西側を向くが、ベクトルの長さを詳しくみるとステーション6で最小、ステーション4で最大であり、ステーション6とステーション4の間に良導層がほぼ南北に走っていることを示唆している。今後、更に短い周期の変化をねらった高測点密度の観測を行なうことにより、より詳しい構造を求める必要がある。

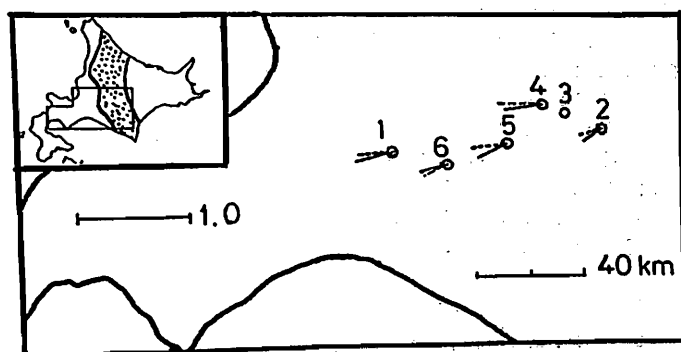


図 1

Induction vector

実線: 周期約12分

破線: 周期約30分

表 1

Station	Abbr.	Lat.	Long.	Observation period	Electrode interval in m	
					A	B
1. 件 白	KWA	N 43° 2'	E 141° 50'	Nov. 28. 1984 - Mar. 15. 1985	112 NS	60.8 EV
2. 新 得	SNM	43° 4'	142° 50'	Apr. 10. 1985 - Jun. 17. 1985	85.4(N10E)	127.8(E10S)
3. 福 合	OTI	43° 7'	142° 40'	Apr. 11. 1985 - Jun. 17. 1985	97 (N50W)	103.5(E50W)
4. 炭 沢	IAT	43° 9'	142° 34'	Apr. 12. 1985 - Jun. 17. 1985	81.5(N75W)	98.5(E75W)
5. 占 冠	SHK	43° 0'	142° 25'	Jun. 18. 1985 - Aug. 9. 1985	43 (N40E)	113 (N50W)
6. 田	KED	42° 50'	142° 4'	Jun. 19. 1985 - Aug. 9. 1985	47.5(N10E)	75.2(N80E)

* Earth current only

西谷忠師（秋田大学鉱山学部）、乗富一雄（九州大学工学部）、白井智（日本石油開発）

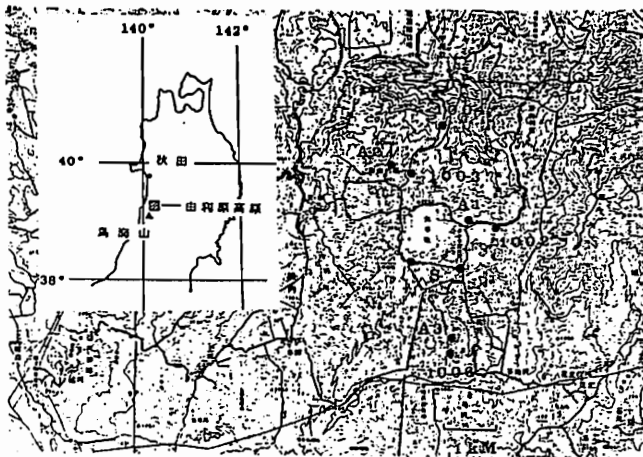
電気探査の中で、ウェンナー法、シュランベルジャー法で代表される直流法では、探査深度は主として電極間隔に依存する。非常に高いあるいは低い比抵抗層が存在すると、その層以深の情報を得ることが難しいという欠点がある。自然のエネルギーを利用するマグネトテルリック法（MT法）、人工的なエネルギーを利用するCSMT法では探査深度は電磁場の周波数に依存し、直流法のように絶縁層や良導層によって情報が妨げられることはない。

TDEM（Time-domain electromagnetic）法はCSMT法の一つと考えるてもよく、両端を接地した電線に階段状の電流を流し、これに伴う磁場成分をインダクションコイルやループコイルで観測する方法である。

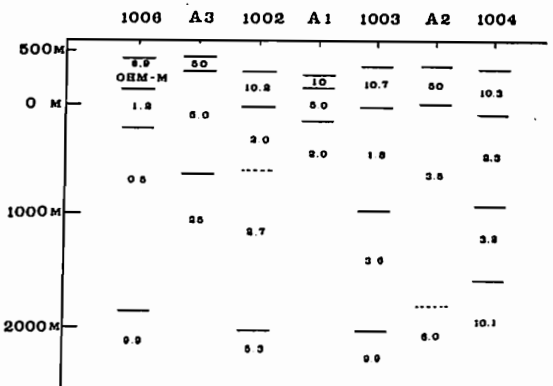
TDEM法がどの程度地下構造探査に有効なのかを確かめることを主な目的として、実験を1984年7月26～30日に行った。場所は秋田県由利郡由利町南部から矢島町西部の地域で由利原高原のほぼ中央部である。この場所を選定した理由は、得られた結果を比較できる地質構造、比抵抗構造の概略が、ある程度わかっていたこと、約50m×50mのループコイルを使用できる広い平坦地があったこと、人が少なく大電流（10A以上）を流すことが可能だったことなどによる。図1に測定点を示す。由利原高原は烏海山の北の裾野に広がる高原で、標高200～700mでなだらかな起伏に富み池や沼地が多い。高原のほぼ中央部に南北1km、東西750mの大谷池がある。この池の南側（図中Sと書いてある位置）に電線を張り電流を流した。電極間隔約1km、接地抵抗87Ωで、1000V、11Aの階段状の電流である。トランスミッターはSCINTREX社製IPC-7を用い、周期は4秒に設定したが、4.7秒が実際の周期であった。

磁場の鉛直成分の測定はループコイル及びインダクションコイルによって行った。ループコイルは地震観測用の24芯ベクトルケーブルを用い24ターンのループコイルとした。有効面積は約60000m²となるように地表に展開した。一方、インダクションコイルは約15000m²のループコイルに相当する。図1でA1、A2、A3がループコイルによる測点、1002、1003、1004、1006がインダクションコイルによる測点である。

観測波形のうち電流源がON→OFFの時の波形のみを選び出して、ドリフト補正の後スタックを行った。観測装置の特性を取り除いた後、解析を行った。解析手順は、まず、ある水平多層構造を仮定し、この層構造から期待される見掛け比抵抗を計算する。この値と実際の測定値から求めた見掛け比抵抗を比較し両者の差が最小となるよう地層構造モデルを変更する方法をとった。図2が得られたモデルである。測点A1、A2、A3では3層構造、測点1002、1003、1004、1006では4層構造として解析した。この結果は今までに報告されている結果とほぼ一致する。



(図1)



(図2)

佐竹健治・渡辺修夫・本蔵義守
（東工大理）

今年の8月上旬に、秋田県の小安・泥湯地域でMT観測（VLF, ELF, ULF）をおこなった。この地域は地熱地帯であり、低比抵抗域の存在が予想される。今日のMT観測では、ELF帯、ULF帯では磁場のZ成分も測定した。さらにULF帯にはRemote Referenceを用いることとし、Reference点を観測地域の北西約10kmに設置して磁場のZ成分を測定した。またELF帯には、昨年製作した携帯用MT現地処理システムも使用した。

図1に観測点を示す。小円はVLF-MTのみ、大円はVLF-MT, ELF-MT, ULF-MTの観測点である。今回はVLF-MTとELF-MTの結果についてのみ報告する。

図2はVLF-MTの結果である。高い所で200Ωm以上、低い所で1Ωmと2桁も異なっている。表層比抵抗分布のコンターから、観測域の中央部に高比抵抗域があり、その北側に東西方向にのびる低比抵抗帯があるようである。

図3は現地処理システムで解析したELF-MTの結果である。数値は主軸2方向の見かけ比抵抗値の幾何平均をとっている。

東西方向に、北西-南東方向にのびる2つの低比抵抗域が存在するように見える。しかし、現地処理システムは計算に用いるデータの数が少ない（256点）ので、結果をそのまま信頼するわけにはいかない。大型計算機を使い、従来の方法による結果と比較検討しなければならない。

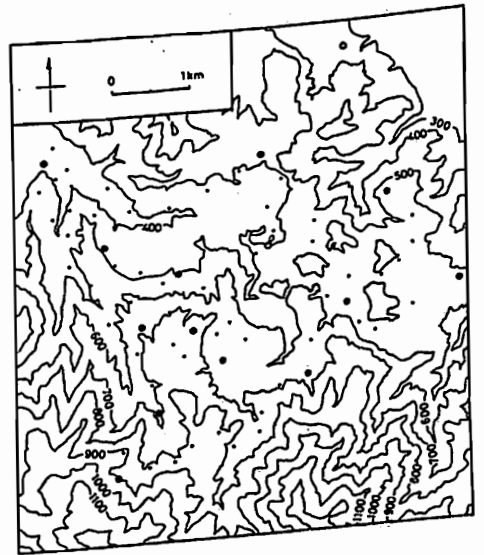


図1

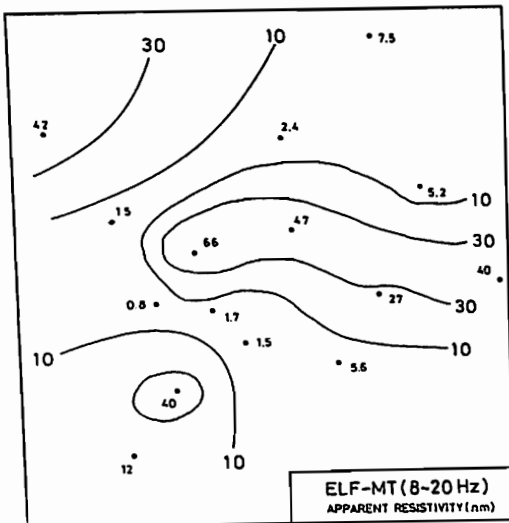


図3

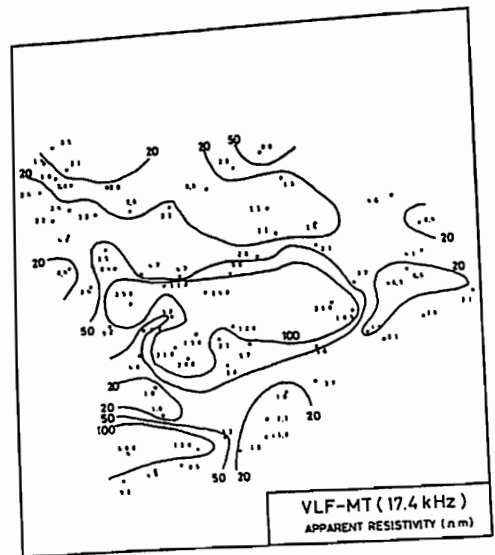


図2

山本 哲也, 大地 洗, 原田 朗
(気象庁地磁氣観測所)

1984年冬と1985年冬に駿河湾奥の芝川断層の地球電磁氣的調査を行った。調査地は市街地の雑音をさけて、芝川断層の北部と北側延長部とし、人工電流法による電気探査、VLF、ELF帯および長周期の磁場・電場の観測を行った。

人工電流法やVLFによる断層付近の地下100m程度までの調査では、富士火山の古期溶岩の層の有無によって見かけ比抵抗の高い地域と低い地域に区分できることがわかった。予想される断層線の西側で低比抵抗、東側で高比抵抗となっている。この分布は古期溶岩噴出時の地形の高度差を反映していると考えられる。なお、表層付近では断層の破碎帯と考えられるような低比抵抗帯は明らかにはされなかった。

ELF帯の調査から、全体としてこの調査地域は100Ωm程度の見かけ比抵抗となっていることがわかった。そのなかで芝川断層沿いには100Ωm以下の低比抵抗帯がのびており、この影響で周辺地域のインピーダンス・テンソルの主軸が回転している様子がかがわれた。この低比抵抗帯は芝川断層の破碎帯にあたるものと考えられる。

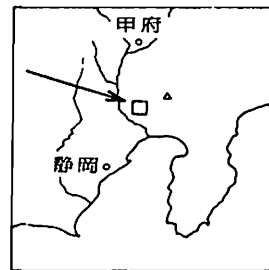
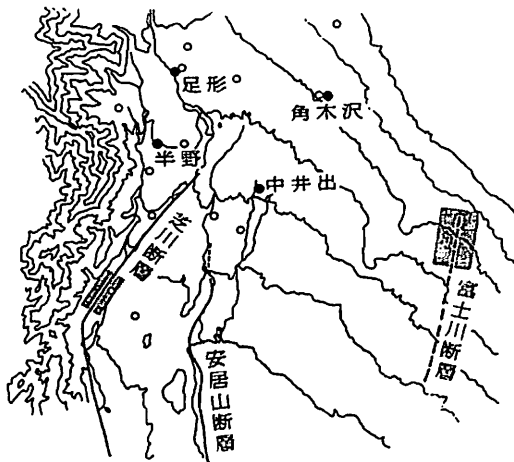
長周期(数分~100分)の観測から得られたインダクション・ベクトルは、これまで

に実施された中部日本における観測の結果と調和的であり、断層の影響を示唆するものはなかった。また、電場は南北方向に卓越している。

VLF、ELF、長周期の観測結果から一次元を仮定して求められた断層付近の比抵抗構造には地下80m~2kmに周辺地域には見られないような厚い低比抵抗層がみられる。これがELF帯の結果にみられる断層沿いの低比抵抗帯を形成しているらしい。地下0m~80mの浅い部分は、比較的高比抵抗で断層付近と周辺地域との差もみられない。

これらのことから、芝川断層の地表付近での断層活動は近年ほとんどなかったと推定される。しかしながら、地下深部には低比抵抗帯が存在することを考えると、以前には活動度の高い断層であったとみられる。芝川断層が活発に活動した時期は、富士火山の古期溶岩噴出以前にさかのぼることができるであろう。

地質学的な調査から、一般に駿河湾奥の断層群は東側に位置するものほど年齢が若いとされている。今回調査した芝川断層と、その東側に位置する富士川断層の電磁氣的調査の結果はこの指摘を裏付けている。



- 長周期観測点
- ELF観測点
- 人工電流法電気探査

下泉 政志

立原 裕司

北村 泰一

(九州大学 理学部)

九州地方の地下電気伝導度構造の解明を目的として、昨年6月よりフラックスゲート磁力計による多点同時観測を行なっている。観測当初は2台の磁力計による移動観測であったが、本年3月より、久住の定常観測点の他に3地点で同時観測が行なえる体制が整った。今回は、現在迄に得られた12地点(図1)でのデータの解析結果について報告する。

データ解析の前処理として、地磁気擾乱部分を、Zero-phase shift Band Pass Filter (3次のButterworth type)により、以下の2つの周波数帯に分けている。

Band 1: 30 ~ 600秒, 3秒サンプル, 解析区間長 25.6分

Band 2: 300 ~ 6000秒, 30秒サンプル, 解析区間長 256分

この操作により、パワー・スペクトル推定時の誤差、及び同時観測データのCase Study時における位相ずれ等が、軽減される。変換関数は、Everett and Hyndman (1967)の方法を用いて導出している。その際、Z成分とH, D成分間の多重相連度関数を1つのmeasureとして、その信頼性をチェックしている。

図1に周期2分のインダクション・ベクトルを示す。これから、オ1に日田と別府を結ぶ方向に電流が流れていることがわかる。これは位置的には、松山・伊万里構造線と一致している。オ2に、久住山近傍では、大岳・八丁原の地熱地帯をベクトルは指している。一方で、長周期帯では、阿蘇近傍における半田らの結果(1983)と大略において同様の結果が得られている。

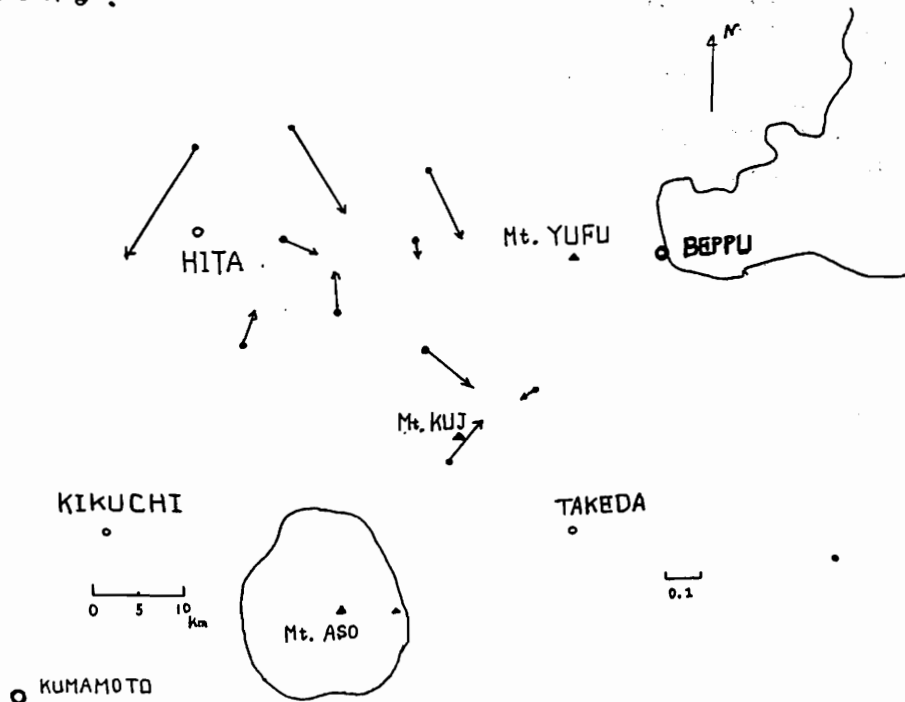


図1. 観測地点(●)と、周期2分におけるインダクション・ベクトル

渡辺 修夫, 本蔵 義守

(東工大理)

地熱探査技術の有力な手法の一つとして、MTが使われることが多いが、わが国の地熱地域は一般に構造が複雑であり、通常のMT法を適用するにはいくつかの点に注意しなければならない。たとえば、2次元近似の指標として skew 値を取り上げても、0.2 ~ 0.3 より大きく、単純に2次元近似を適用できない場合がよくある。日本列島の広域的電気伝導度構造を調べる際には、局所的影響を受けやすいMTよりも、地磁気変化異常の方が効果的であったことを考えると、局所的構造とはいえ、3次元的な取り扱いを要する場合には、CA変換関数を有効に用いるべきであろうことが示唆される。そこで、前回報告したように複雑な構造が予想される薩南地熱地域において、ULF帯CA変換関数の分布を調べ、その3次元比抵抗構造解明への有効性を吟味したい。

図1は、前回の報告でも示したが、薩南地域における観測点の分布である。今回は、大円で示した16点でのULF帯地磁気・地電流観測データを用い、CA変換関数を求めた。図2は $f=0.03$ Hz に対する Induction Arrowの分布である。実線は In-phase Part, 破線は Out-of-phase Part を表している。一見してわかることは、どの観測点でも In-phase Induction Arrow は 0.5 よりも大きく、かつ南東の方向を指していることである。これを、図3に示した $f=8\sim 20$ Hz に対する Induction Arrow の分布と比較すると興味深い。

図3では Induction Arrow の向きは観測点ごとにまちまちであり、浅部の低比抵抗層を示していることがわかる。図2の Induction Arrow も同様に、南東に存在する低比抵抗層を示しているはずであるが、実はこの低比抵抗層は海にほかならない。しかし、図2をよく見ると、ほぼ一様な海の影響に重なって、局所的異常が存在するようにみえる。この異常を明らかにするためには海の影響を取り除く必要があるが、この付近の海岸線は入り組んでおり、その取り扱いは容易ではない。半島効果の手法を用いて、近似的に海の影響を取り除けないかどうか、現在検討している。

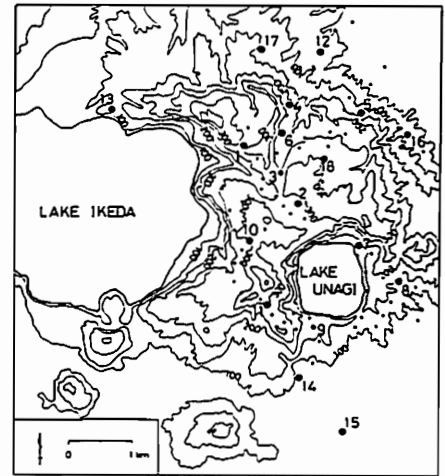


図1

図2

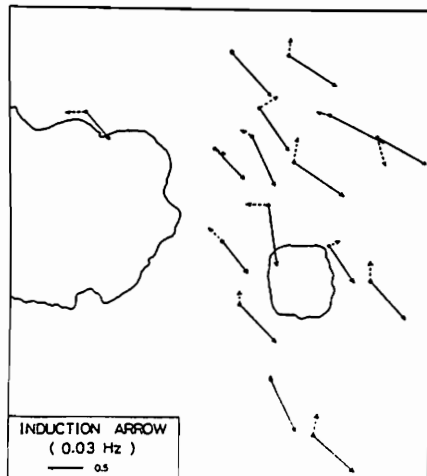
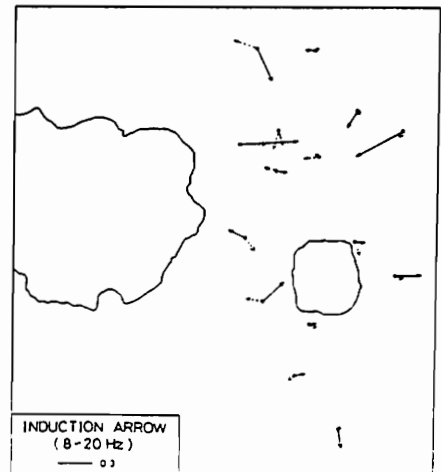


図3



登別地域における地殻上部の 3次元比抵抗構造

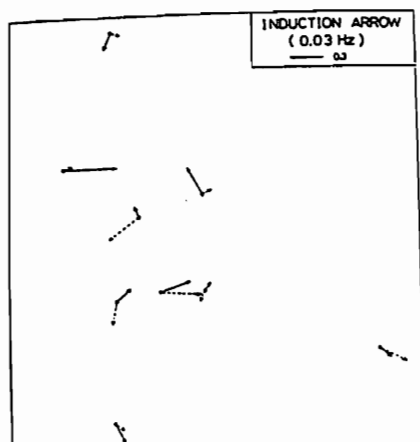
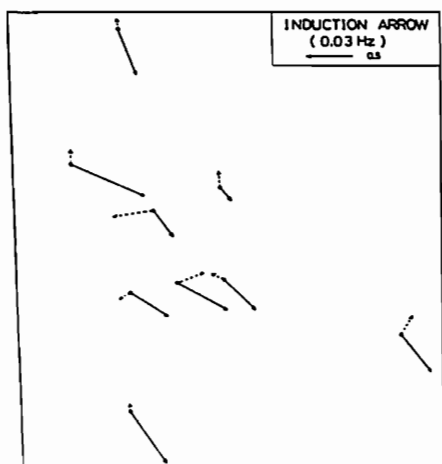
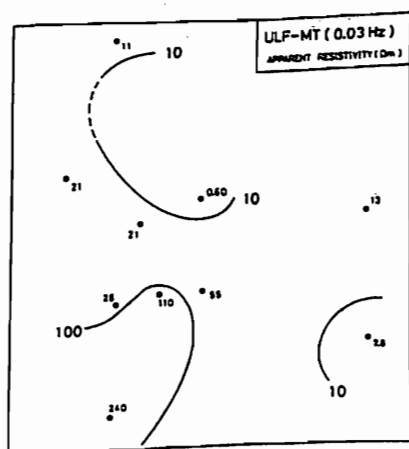
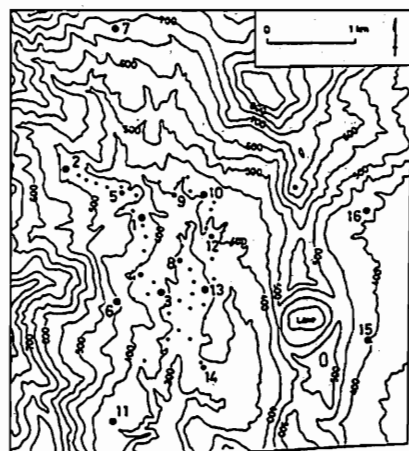
本歳 義守
(東工大理)

登別地熱地域におけるMT観測については、VLFとELFについては前回報告したので、今回はULF帯の観測結果を中心として、3次元比抵抗構造について考察する。図1は前回も示した観測点の分布であるが、このうち大円で示した10観測点でULF帯の地磁気・地電流観測を行っている。

まず、 $f=0.03\text{ Hz}$ に対する見かけ比抵抗の分布を図2に示す。これは、2次元近似にもとずいて、インピーダンステンソルに対して座標変換を行い、最大と最小の見かけ比抵抗を求めた上で、両者の幾何平均をとったものである。図のような比抵抗コンターが得られるが、突如 0.6Ω という非常に低い比抵抗値を示した点は、異方性が非常に強い所で、この値はあまり信頼できない。

図3は $f=0.03\text{ Hz}$ に対する Induction Arrow である。全体的に南東の方向に向く傾向にあるが、これはいわゆる Coast Effect であることがわかる。そこで単純な2次元海岸効果の計算を行い、その影響を評価し、さらに図3から取り除いたものが図4である。こうすると局所的異常がきれいに現れてくることわかる。

図2と図4は調和的であり、とくに図2の 10Ω のコンターで示した低比抵抗部は、図4の Induction Arrow でよく示されている。つまり、この地域の北部にローカルな低比抵抗層が存在するという、比較的単純な3次元比抵抗構造が明らかになったといえよう。



高緯度 Pc5 脈動の位相分布と地下電気伝導度異常

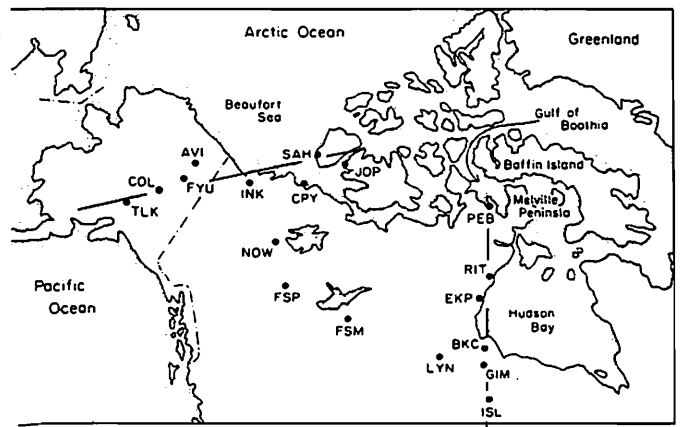
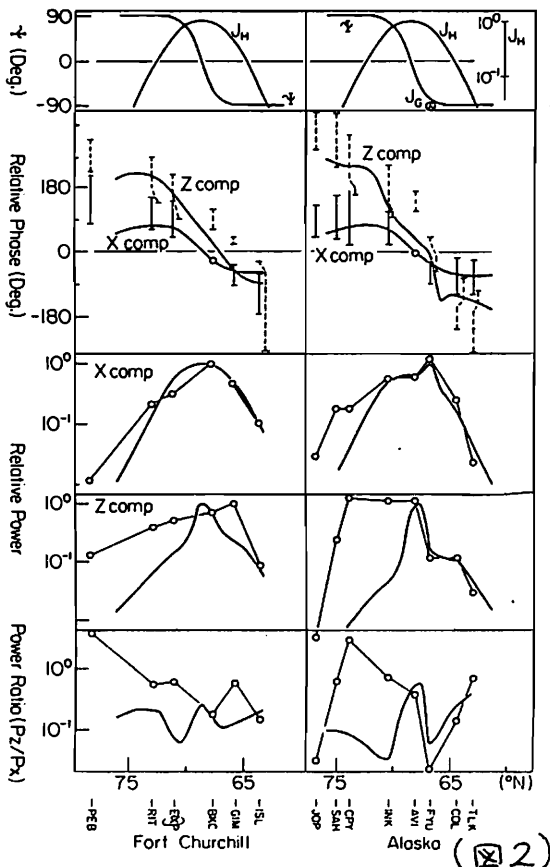
坂 翁 介 (九 大 理)

高緯度にあらわれる地磁気脈動の中で "Pc5" と呼ばれる脈動については、その電離層内での電場 (もしくは電流) パターンが近年詳しく解明され始めた。

一方地上に於ても、沢山の磁力計を緯度に沿って、あるいは経度に沿って配置するという観測方法が定着してある。

北米大陸の IMS Magnetometer Array は 18ヶ所の station からなる Network である (図1参照)。Saka et al. (1982) はこの Network Data を使って Pc5 脈動の空間的な位相、振幅分布を調べた (図2参照)。その結果、アラスカを縦断する アラスカライン と ハドソン湾西岸を縦断する フォートチャールズラインの2つを比べた結果、アラスカラインの垂直成分の位相、振幅分布に異常が見つかった。これはフォートユコン (FYU) 付近の地下に存在する高電気伝導度の影響と考えられる。

Pc5 脈動にともなう電離層電場をモデル化し、観測された地下電気伝導度異常を数値的にシミュレートする。



(図1)

--- | --- ; 観測
 実本線 : モデル

Saka et al. A Cross spectral Analysis of high-latitude Pc5, J.G.R. 87, 9129, 1982.

浅川 栄一, 歌田 久司, 行武 毅
 東京大学地震研究所

存否スペクトル法を用いると、データ長が短い場合でもCA変換関数等の電磁氣的パラメータが精度良く求められる。今回は、存否スペクトル法をMT解析に用いることを試みた。

存否スペクトル法の特徴としては、次の点があげられる。

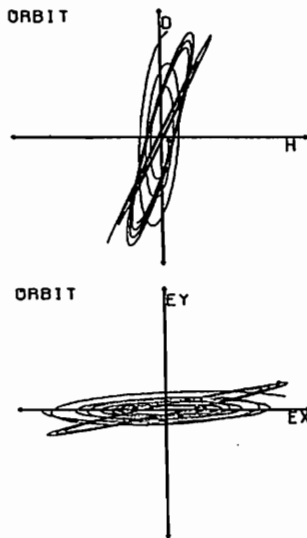
- (1)有限長のデータを有限個の波素で表す。
- (2)減衰波・発散波を記述できる。
- (3)分解能が従来の方法に比べて優れている。

以上の特徴を生かしてインピーダンス・テンソルを求める手順

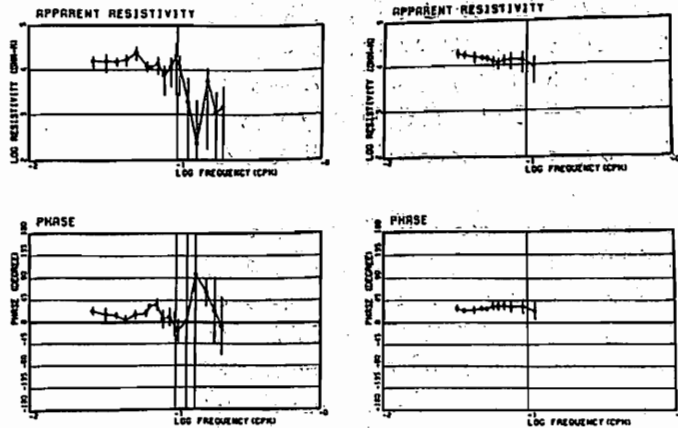
(1)存否法を用いて、外部磁場に存在する波素を求める。存在した周波数についてだけ磁場・電場の振幅・位相を決める。このことにより、磁場によって誘導された電場の成分だけを取り出すことができる。

(2)磁場の偏波方向によって波素进行分类する。磁場が南北方向に偏波している波からは、 Z_{11} 、 Z_{21} だけを求め、東西方向の偏波からは、 Z_{12} 、 Z_{22} だけを求めるようにする。これは、インピーダンスを求める時に他方の磁場成分の影響をおさえるためである。特に異方性の大きい場所では有効であると考えられる。第1図は、磁場を偏波方向によって分類した結果の1例である。

この手法を用いて、1981年の東北日本CA観測データを解析した結果を第2図に示す。(a)図は、偏波方向の分類をせず求めたもの、(b)図は、分類してから求めたものである。比抵抗値はあまり顕著ではないが、位相は改善されていることがよくわかる。



第1図



(a)

(b)

第2図

Z_{12} から求めた比抵抗と位相 (鳴子)

2次元インダクションモデルの 定式化と問題点

大志才 直人
日大文理

「2次元の電気伝導度構造」が、「1次元構造を仮定した解析手法」に与える種々の影響を解析的な方法により検討してきたが(1,2,3), 今回は, 数値的な方法により検討する。

今回は, 数値的方法として境界要素法(BEM)を用いた。

2次元インダクションモデルの定式化は基本的には, 1984年1月のCA研究会で述べたとおりである(4)。異なる点は, 基本解として, Helmholtz方程式の無限領域の基本解 $\frac{1}{4} \cdot H_0^{(2)}(kr)$ (0次の第2種 Hankel 関数) を用いたこと, 部分領域接合のための条件である。

図1に, モデルの1例を示す。图中, I, II, III, IVはそれぞれ部分領域を示す。領域IIのみ $\Omega (= \omega \mu_0 \sigma L^2)$ インダクションパラメータを有限値とし, 他の領域では $\Omega = 0$ としてある ($\sigma = 0$ として)。図2は, 得られた図1中のA, Bにおけるレスポンスを示す。II以外では, $\Omega = 0$ なので, IIなる層の電気伝導度の一定として, 图中的 Ω は, ω と思えばよい。 $\omega \rightarrow$ 大に従って, $E_x / \omega \mu_0 H_y \rightarrow$ 小 (図の範囲では) となっている。また A点では, 良導層の厚さがうすいため B点での $E_x / \omega \mu_0 H_y$ より大きな値となっている。

・ BEMを用いる場合の問題点として
我々が観測によって得ることができず情報は, 地表でのレスポンスである。従って, インダクションモデルの場合, BEMでは部分領域をたぐ, 内部境界での解が必要である。ところが, この境界上の値は, 境界を離散化するやり方に, 比較的影響を受けやすい。(特に, この場合は一定要素を用いている。) もともと, BEMは, 境界上の値というよりは, 領域内部の任意の点での解を求めることが主眼である。内点計算では, 境界の離散化方式で, それほど影響を

うけるはよいのである。(内点は, 境界値の積分によって評価されるため)。4)に示した結果はかたなりある離散化であったが, 結果は良好であった。

従って, 信頼のおける結果を得るためには, 境界離散化のための, 地球電磁気的な意味での条件を確定する必要がある。

図1

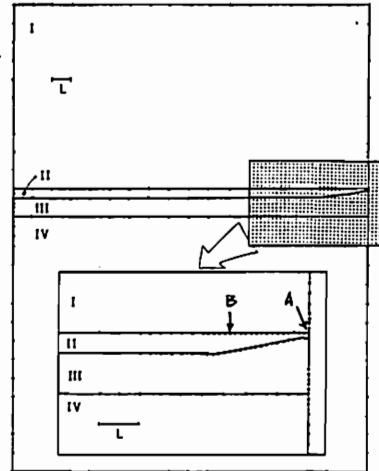
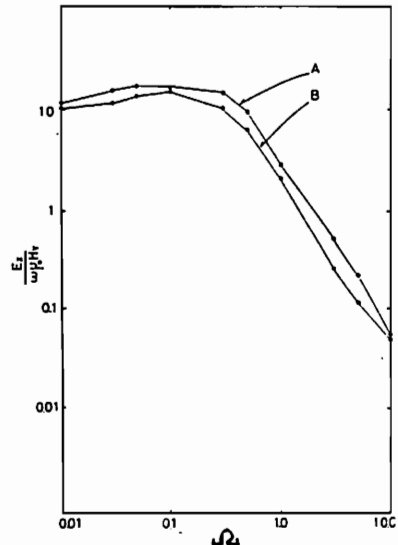


図2



- 1) 日本大博文理学部紀要 1985. Vol 20. 42-67
- 2) J.G.G. 37. 643-657, 1985
- 3) 地球電磁気学会予稿集 Vol 77. 1985
- 4) CA研究会論文集 1984. 78-85.

秋田県北鹿地域における試錘岩芯の比抵抗と粉末状試料による浸出溶液の比抵抗について

奥山良俊 桑富一雄
(秋田高専) (九大工)

秋田県北鹿地域における試錘コアの電気比抵抗と岩相との対比を試みてきたが、同地域は変質地帯でもあることから今回の実験では岩体の変質による溶出イオンの影響の程度を論べるためにコアの粉末状試料による浸出溶液の電気比抵抗とpHの測定を行なった。すでに得られているコアの比抵抗値及び孔隙率との対比において有意性が認められたので次に報告する。

(Dol), 石英安山岩(Do)とも円柱状試料(完全湿潤状態)の比抵抗対数値 $\log R(\Omega\text{-cm})$ と浸出溶液の比抵抗対数値 $\log R'(\Omega\text{-cm})$ の間に直線性がみられ(Dol)が正の相関であるのに対して(Do)は負であり傾きも異なっている。また孔隙率 $\log \phi$ (volume %) 並びにpHとの関係においても良好な相関が得られた。図1の(Dol)では孔隙率の大きい試料ほど孔隙を生ずる過程において、例えば熱水変質による影響が大きく反映しており溶出イオンを生じやすく溶液の比抵抗値を減少(pHの増加)させている。これに対して図2の(Do)は、中性~塩基性岩の(Dol)に比べて酸性岩であることから有色鉱物の含有量が少なく、また孔隙率も(Dol)の2~7%に比べて9~24%と大きく、変質にともなう有色鉱物の溶脱がよりすすみ安定なシリカ成分が卓越しているものと推定され、孔隙率の増加とともに溶質成分が少なくなり溶液の比抵抗値が増加(pHの減少)するものと考えられる。以上のようにコアの比抵抗測定に加えて浸出溶液の比抵抗測定を行なうことは岩質を区別する上で、より有力な手料りを与えるものと思われる。

(1) 測定試料及び測定方法

北鹿地域の中でHT-15とHT-25の孔井は各々数100mの深度まで同一岩体の粗粒玄武岩(Dol)と石英安山岩(Do)の地層におけるもので、深度、比抵抗値、孔隙率の関係が明らかであることから両孔井のコアを選び、これらの粉末状試料2.0gを100c.cの蒸留水中で強制攪拌しその上澄み液の比抵抗値とpHを同時に測定した。尚、測定値はすべて25℃換算値であり、また用いた蒸留水の電気伝導度は $1.2 \times 10^{-6} \Omega/\text{cm}$ 程度である。

(2) 測定結果

図1及び図2に示すように粗粒玄武岩

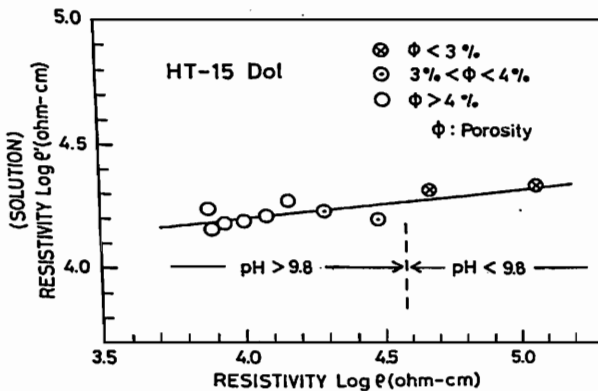


図1. コアの比抵抗と溶液の比抵抗の関係。

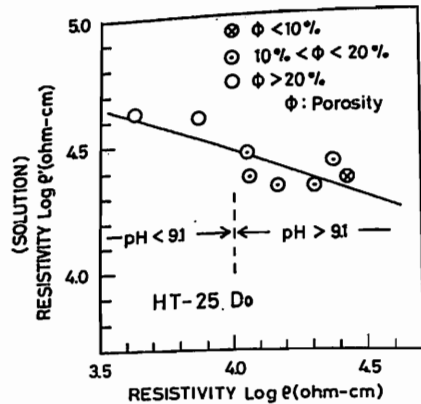


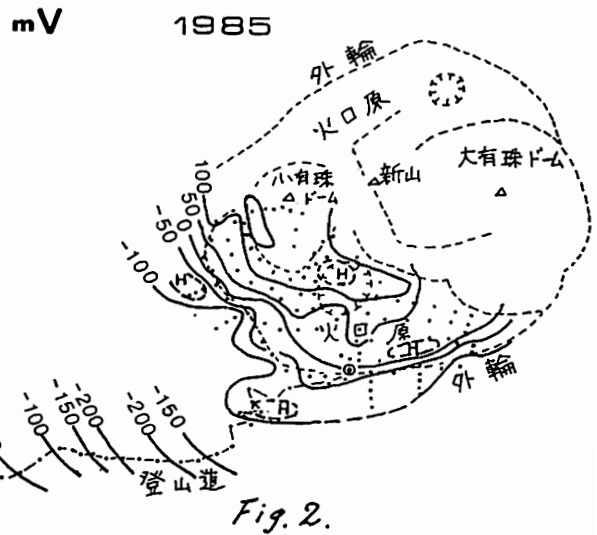
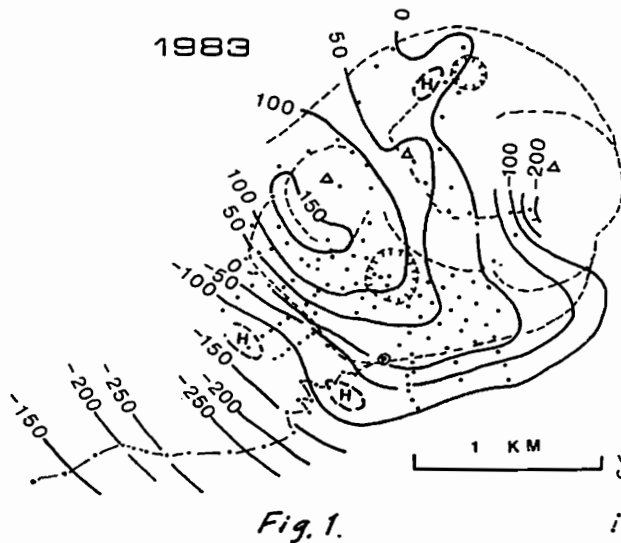
図2. コアの比抵抗と溶液の比抵抗の関係。

有珠火山における自然電位測定

西田泰典・東宮英文・鈴木敦生・松島喜雄・長谷川雅一
北大理

有珠火山は1977年噴火以後8年を経過し、地震活動や地殻変動はすでに収まっている。しかし放出されている熱エネルギーは現在でも莫大なものがあり、1979年頃にピークに徐々に減少しているといえ有珠山全体としては 10^2 MWオーダーにのぼっている。又噴気温度も最高 700°C を越えている。そのため山体下では活断層熱水対流が起っていると予想されるが、その様子を知らしめる一助として自然電位測定を行った。1回目の測定は1983年に行われたが、その後の変化を知る為には1985年に再測が行われた。結果はFig.1およびFig.2に示されている。コンターは南外輪の1点を基準とし、それに相対的な値として示されている。Fig.1を見ると、個々の噴気地で局所的に電位の高まりが見られるが(破線で囲

まれEH)、大局として小有珠ドームの南西と正異常のピークとする略同心円状の電位分布をしていることがわかる。その電位異常は南山麓の極小値と小有珠南西の極大値の間で略400 mVにのぼる。原因を地下に埋められた polarized sphere に置き換えて異常の空間分布を説明しようとする、球の中心は地下約1 km に決まる。実際には小有珠ドーム直下に上昇部を持つ山体規模の熱水対流に伴う流動電位が異常の原因に存しているであろう。1985年の再測結果でも、異常の大きさそのものは減少しているように見えるが、パターンは変わっていない。



森俊雄・吉川滄夫・高山寛美・小泉岳司・柳原一夫
(気象研究所)

若田孝仁
(静岡県庁)

本年(1985年)1月から水戸を中心とした地域で、6月から富士宮を中心とした地域で地電位観測を行っている。この観測はNTT(日本電信電話株式会社)の協力により、電話中継所間(10〜50km)を結ぶ通信回線とアースも利用してのこものである。

水戸では水戸電報電話局内のアースを基準にして、石岡、箕岡および常陸太田間の地電位を、通常毎分デジタルで記録している。1秒程度以下の人工的ノイズは大きいから、 $T_c=2$ 秒のローパスフィルターを通した場合、 P_n 等数10秒周期の脈動も良好な状態で記録される。また、トリフトもほとんどないと思われ、数10秒の短周期変化から直流成分までの広範囲の地電位変化が得られる。このことから地磁気変化に対する地電位変化の変換係数の時間変化や、地磁気変化に対応する誘導電位変化を除去した自然電位変化等の追跡等により、地震予知研究への応用が期待できる。

富士宮では、甲府、身延および富士を結んで地電位測定を行った。ここでは、1分毎のサンプリング(1秒サンプリングの60個平均)の場合でも、富士-富士宮間では、日中常時2V程度の人工的ノイズが入る。毎秒サンプリングを行った場合、継続時間数分程度の矩形波ノイズも頻りに観測される。このような矩形波ノイズは10km程度の入山断面でも観測される(図2)ので、かなり広範囲までびくノイズであると考えられる。このような人工的ノイズを比較的低帯域測定の場合の電流発信源と考えれば、比較的低帯域で、その時間的変化の検出に利用できるのではないかと考えられる。

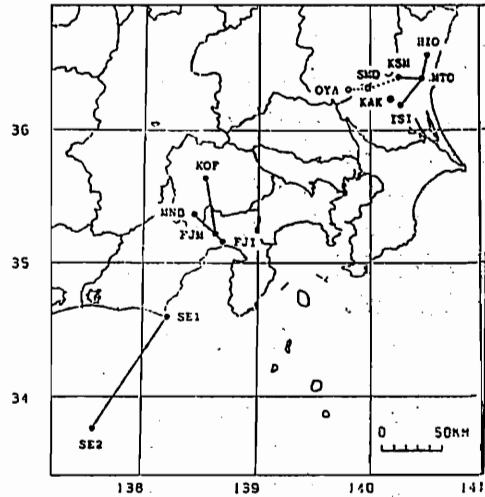
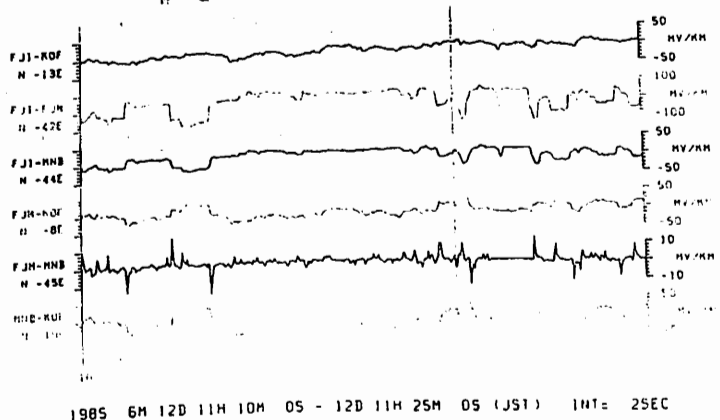
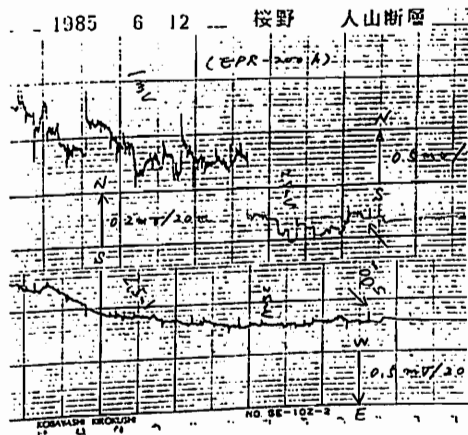


図1



1985 6M 12D 11H 10M 05 - 12D 11H 25M 05 (JST) INT= 25EC

図2

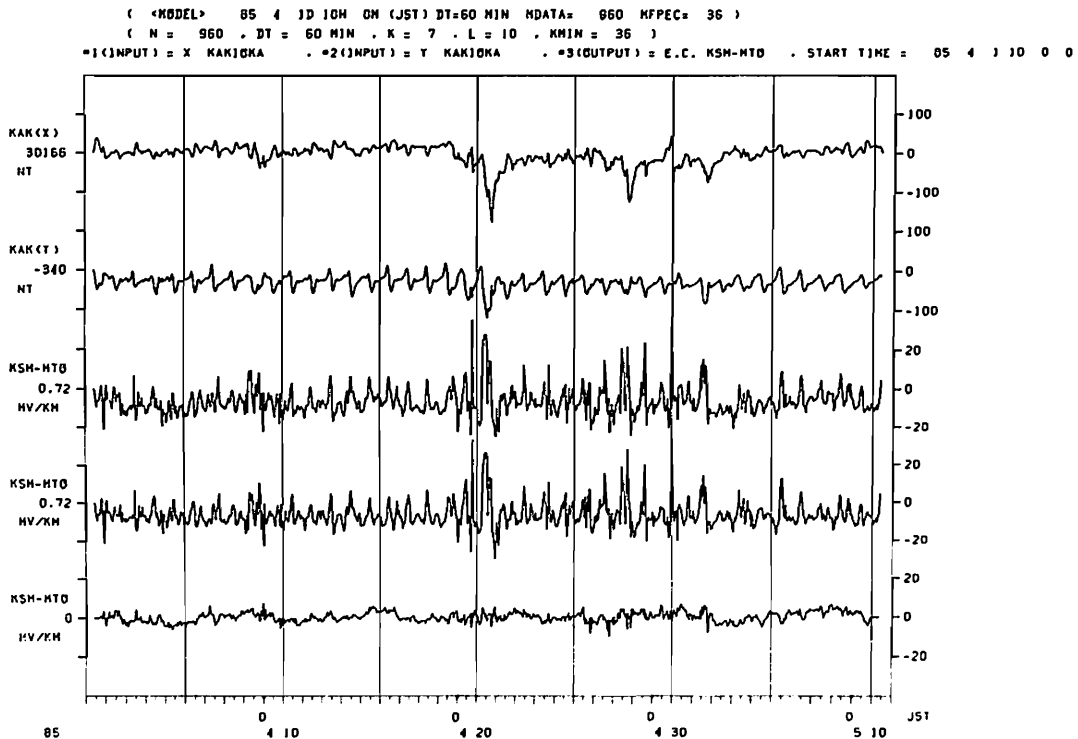
高山 寛美・森 俊雄
(気象研究所)

地電位変化のうち、短周期変化の大部分は、地磁気変化による誘導電位と考えられる。したがって、地球内部に原因をもつ自然電位変化を見出すためには、この誘導による電位変化を除去する必要がある。吉松等は、柿岡地磁気観測所構内において、差電位差を観測することによって、自然電位変化の検出を試みている。ここでは、地磁気変化を使って、自然電位変化の検出を試みた。

本年1月より、NTTの電話局のマス間の電位差を測定することによって、石岡-水戸(27.4 km, S40°W)、笠岡-水戸(

19.0 km, N87°W)、常陸太田-水戸(18.8 km, N15°E)の地電位差を観測しているが、ドリフトも小さく長期間の地電位差の連続観測データが得られている。

観測された地電位差変化が柿岡の地磁気変化のX成分とY成分の線形結合として表わされたと仮定して、その係数を決定し、それに基づいて、地電位差の推定値およびその観測値との差を計算した。その一例を下に示す。上から、柿岡の地磁気のX成分、同Y成分、笠岡-水戸間の地電位差観測値、同推定値、観測値と推定値との差である。



地球磁場のアナログモデルとしての カ武ダイナモ

河野 長・清水 誠 (東工大理)

Rikitake (1958) による2円板ダイナモ系 (図1) が、地球磁場の逆転によく似た電流の極性の逆転を起すことはよく知られている。一様ダイナモを解くことが極めて困難であるために、簡単であるカ武ダイナモを地球磁場のモデルとして考えることが、現在でもしばしば行われている。ところで、古地磁気学より明らかにした地球磁場の重要な統計的性質として、

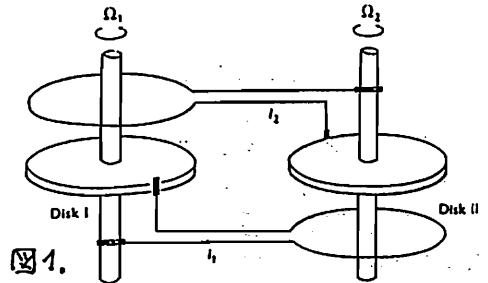


図1.

(1) 双極子項の卓越

(2) 極性継続時間のひん度が指数分布

(3) 双極子の強度のひん度が正逆2つの正規分布 (図2) があげられる。ここでは、カ武ダイナモに見られる電流 (磁場) の時間変遷を追跡して、(2), (3) の性質がどうなっているかを示さねば。

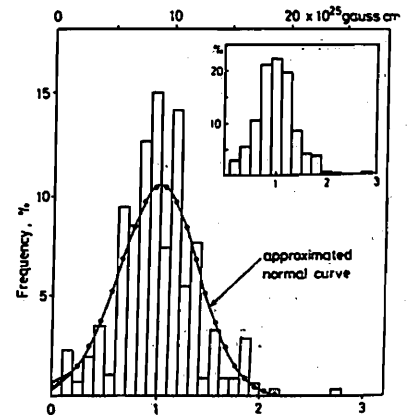


図2.

カ武ダイナモのふるまいは (k, μ) の2つのパラメータで表す。kは初期値、 μ は系の電氣的性質を示すパラメータである。Itô (1980) はカ武ダイナモの力オスとしての性質を明らかにするために、パラメータの様々な組合せについて詳しく調べている。今回の計算では $(k=2, \mu=1, 1.5, 2, 2.5)$ および $(k=4, \mu=1.5, 2.5, 3.5, 4.5)$ の組合せを選んだ。その結果、次の5つの性質が明らかにされた。

1. 逆転の間隔は普通 Poisson 的ではない。

ある程度より長い interval が全くなかったり、逆に非常に長い interval がたくさん出てきたりする。しかしパラメータのとり方によってほぼ指数分布的のひん度分布を作ら得る。

2. 強度の分布も一般に2つの正規分布の重畳合せとは非常に異なる (図3)。k=4, $\mu=2.5$ の組合せでは、正逆2つの異なるピークが得られた。これも正規分布ではない。

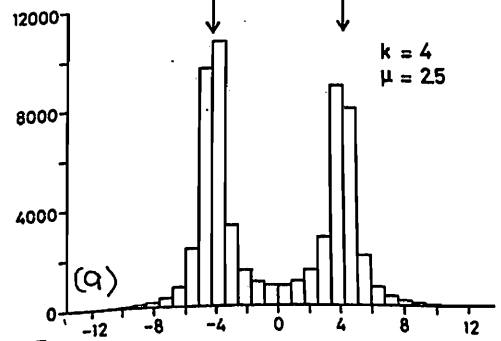
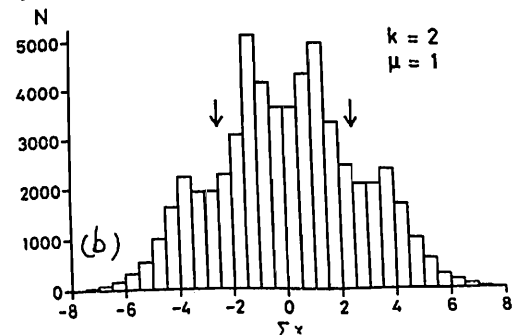


図3.

3. 逆転間隔についての性質と磁場強度についての性質は相対的である。逆転間隔は指数分布になるように選ぶと強度分布は図3 (b) のように1つの山に近くなる。逆に強度分布を図3 (a) のようにすると逆転間隔は指数分布から全くはずれてしまう。



4. 同一パラメータでも、統計的性質が激しく時間とともに変化する場合があります。このように時には十分長時間とらねば真の性質が得られはしない。

行武 毅・浅川 栄一・横山 由紀子・中川 一郎
 東京大学地質研究所

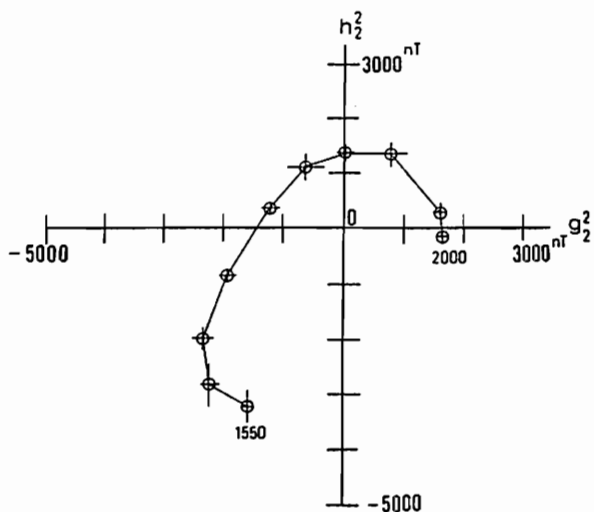
1550年以東の地球磁場の変化を調べた結果、移動性磁場が極めて単純な構造をしていることがわかったので報告する。

過去約10年間、16-17世紀の磁場についての球関数解析が盛んに行われ、1500年以降の地球磁場の分布がかなりよくわかったようになった。これまでに得られた $n=m=4$ の球関数係数を50年間隔で平均し、50年毎のガウス係数を作成して、解析に用いた。

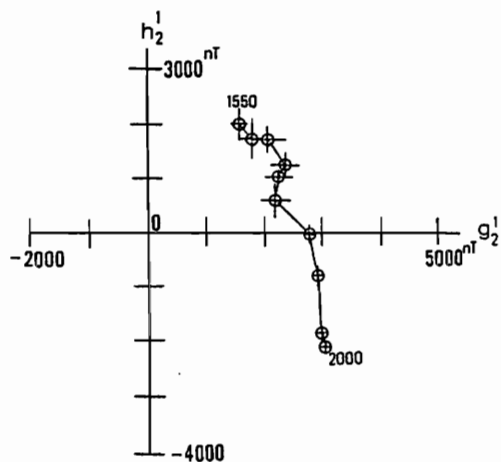
地球磁場を移動性磁場と停滞性磁場とに分離した場合、 $n=m$ の sectorial 項では、移動性磁場が卓越することになってきた。今回上に述べた方法によって得られたガウス係数を、 $g-h$ 図上にプロットしてその時間変化を調べた結果、西方移動を示すものは、いくつもの限られた項のみであることが明らかになった。最も典型的なのは、 $n=m$ の sectorial 項で、第1図は $n=m=2$ の場合である。その他には、 $n=2, m=1$ の項が顕著な西方移動を示す。 $n=m+1$ の項でも一般に移動性磁場が卓越している

が、これはなにかと考へらるべき、あまり明瞭ではない。これ以外の項では、系統的に西または東に移動している様子は認められない(第3図)。

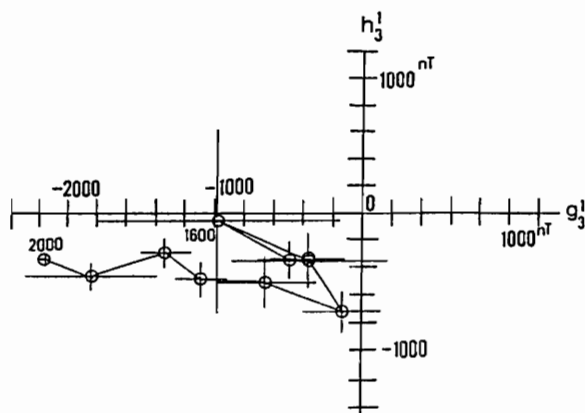
このように移動性磁場が単純な構造をしていることは、地球核内現象を説明するためのひとつの鍵になると考へらるべき。



第1図 典型的な移動性磁場 ($n=m=2$)



第2図 移動性磁場 ($n=2, m=1$)



第3図 系統的移動の認められない磁場 ($n=3, m=1$)

山口 覚

土井 恵治

住反 則彦

(神戸大自然科学) (京大 理)

(京大教養)

地震予知計画に基づいて、全国20ヶ所で全磁力の連続観測が行なわれている。

特に、夜間午前0時40分～3時00分の間の10分毎の値5個の平均値が地磁気観測所によってまとめられ、地震予知連絡会報に報告されている。以前に、このデータを用いて永年変化解析を行うにあたって、重回帰法を適用した結果について報告した。(第73回学会, 山口・住反(1983))

この方法は、全磁力の各地点間の重値差をモニターする方法を拡張し、多点(参照観測点と呼ぶ)の観測値からある1地点(主観測点と呼ぶ)の全磁力の値を予測し観測値との差をモニターする方法である。

重回帰法を適用する時には、参照観測点の組合せをうまく決めることが大切である。山口・住反(1983)では、例えば鳥取を主観測点とした場合には、阿蘇・八ヶ岳・鹿屋の3地点を参照観測点に、また柿岡を主観測点とした場合には、水沢・鹿野山・松崎を参照観測点とすると磁気ノイズをうまく除去できることがわかった。

前回の学会(1985年春)では、地磁気データ・ベースを利用して、新しい観測点も加えて、男鹿を主観測点とした場合の参照

観測点の組合せや鳥取、柿岡を主観測点とした場合のより良い参照観測点の組合せを求めた結果について報告した。男鹿を主観測点とした場合には、金華山・鳥取・八丈島を参照観測点に、また柿岡を主観測点とした場合には、鹿野山・八ヶ岳・水沢を参照観測点とすると良いことがわかった。鳥取については、同じ組合せになった。

さて、重回帰法を適用する時の、もう1つ大切な点は、各観測点にかかる係数とどのように決定するかである。山口・住反(1983)では、1ヶ月間のデータから決めた係数を用いても、数ヶ月程度は有効な磁気ノイズを除去できることがわかった。また前学会の報告では、同じく1ヶ月間のデータから決めた係数を、約3年間の月平均値に適用しても有効な場合があることを述べている。しかし、これらの係数の性質や決定方法には課題が残っている。

今回の報告では、データを1981年～1985年の約5年間に拡張し、特に、各観測点にかかる係数の安定性や決定方法について報告する。

参考文献

山口覚・住反則彦(1983)全磁力永年変化解析への重回帰法の応用, 九十九地学第18号, 45～57

三島 靖
愛媛大理

宇宙線強度の変動と太陽風パラメーターの関係については、多くの研究があり、風速と磁場の強さに関係する結果が得られている。しかし、太陽風パラメーターが表わす状態は複雑であり、その状態から受ける作用の結果も複雑である。したがって宇宙線が示す強度変化も複雑である。例へば太陽風の効果の典型としての Forbush decreases についても、現在では H- と S-type の 2 種に分類されるようになってきている。このような複雑さを太陽風パラメーターとの関係で整理できないかと考え以下に述べる解析を行った。

解析に用いたデータ：太陽風パラメーターとして風速、磁場の強さ、イオン密度の各々の日平均値 および それらより求めた Alfvén 波速。宇宙線強度は Deep River で観測された中性子強度。Alfvén 波速をパラメーターに加えた理由は、宇宙線強度の急減少と波速の急増の間にデータを見ると関係があると思われたからである。

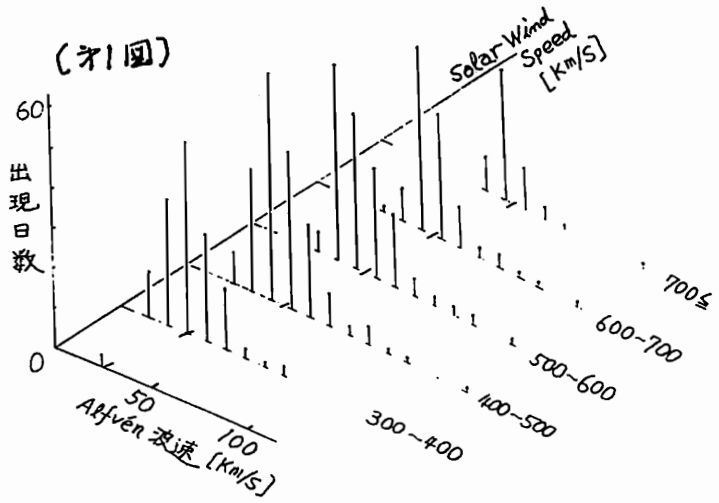
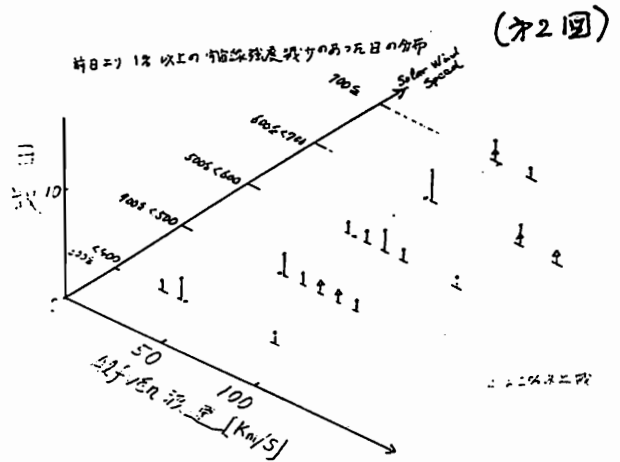
解析の結果の一部を右図に示す。

図1は、Alfvén 波速と風速をパラメーターとし、それぞれ区分した区間の出現頻度分布である。

図2は、宇宙線強度が前日より1%以上減少を起した日の分布で、太陽風パラメーターによる区分は図1と同じである。

図2から1%以上の急減少を起すのは、風速だけでなく、風速とはあまり関係ないということになる。

パラメーターについても、変化量を採用するような結果を考える予定である。



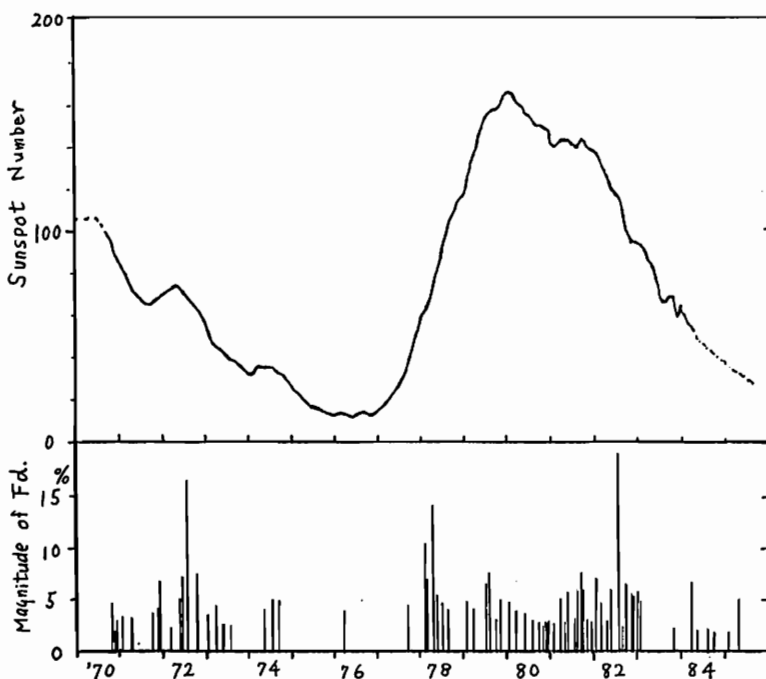
III-60 FORBUSH DECREASE OF RIGIDITY SPECTRUM & SOLAR ACTIVITY CYCLE との関連

柳原志津子, 宗像一朗, 長島一男 (石大理)

1978年から1983年2月までに観測された Forbush Decrease (Fd) の平均の Rigidity Spectrum については, 春の学会で報告した, BPS 深さの中間子 ($P_m \sim 330$ GV) まで強度の減少が見られる Fd については Rigidity spectrum の type は single power type ($\Delta I \sim P^{-\gamma}$, $P \leq P_0$) ではなく, Power-Exponential type ($\Delta I \sim P^{-\gamma} \exp(-P/P_0)$) または Fractional-power type ($\Delta I \sim P^{-\gamma} \cdot (P+P_c)^{\beta}$) のよく観測と合うと結論された。

今回は 10 以上の event について Fd の rigidity spectrum を Power-Exponential type について求め, 10 以上の Fd の spectrum の係数 (γ, P_0) の solar activity による変動があるかを調べ, 解析に使用するデータは neutron monitor 8 stations ($P_m = 20 \sim 35$ GV) と NAGOYA meson telescope 17 component ($P_m = 60 \sim 119$ GV) で, 期間は 1970年11月から1984年までである。

参考までに 1970年～1985年の Sunspot number と, ALERT neutron monitor station で観測された $\Delta I \geq 2\%$ の Fd を下図に示した。



奥谷晶子, 和田雅美, 小玉正弘
(理研) (山梨医大)

前回に引き続き、宇宙線中性子強度の世界的資料を用い、磁気嵐に伴う宇宙線強度増加について報告する。

今回は、1966年から1978年迄の期間に観測された大きな磁気嵐28例(下表)を選んで、次のような解析を行ない、個々の観測所、特に高山における強度増加の地方時非対称を得た。例えば下表にある1975年11月9日の場合、図1に示したその前後3日間の時間変化から分るように、19LTに地磁気Dstが最小(-114nT)になる。

このDstの変化と関連して中性子強度の時間変化を、前回述べた方法で取り出し、Dstの下に図示する。

欧州の地上(Rome)と高山(Lomnicky-Stit ~ Pic-du-Midi)及び乗鞍山のものである。Dst最小時前後3時間の増加を平均し、この例の増加量とする。こうして求めた28例の増加量を%/100nTの単位に換算し、観測所毎に、Dstが最小となる時間(UT)に対してプロットしたのが図2である。増加量がUTで変化する様子が見られる。曲線は全点をを用いたフーリエ7次成分(実線)と誤差(点線)を表わす。太い矢印で示した18LT付近で振巾が最大となる地方時非対称が見られる。

EVENT NUMBER	YEAR	DATE MONTH-DAY	Dst MINIMUM UT(hour)	nT
1	1966	3 14	6	-132
2	1966	5 26	23	-112
3	1966	8 30	24	-111
4	1966	9 4	3	-229
5	1967	1 14	6	-176
6	1967	2 16	14	-120
7	1967	5 26	4	-418
8	1967	6 6	3	-172
9	1968	2 2	24	-175
10	1969	5 24	2	-240
11	1969	9 30	3	-132
12	1970	3 8	23	-268
13	1970	12 14	10	-142
14	1971	12 17	21	-167
15	1972	6 18	4	-190
16	1972	8 9	12	-154
17	1972	9 14	16	-146
18	1973	4 1	23	-188
19	1974	9 15	20	-149
20	1974	10 13	15	-105
21	1974	11 9	19	-114
22	1976	1 10	24	-164
23	1976	3 26	9	-229
24	1976	4 1	9	-221
25	1976	7 4	17	-114
26	1978	8 28	10	-242
27	1978	8 28	10	-242
28	1978	9 29	11	-241

Rome, Jungfraujoch 等の位相と振巾は、Flückiger et al. の軌道計算より求めた結果とほぼ一致する。なお、実曲線のレベルをその地元の強度増加と近似し、太陽活動周期との関連も考慮に入れて、緯度変化、高度変化等も検討する。

図 1

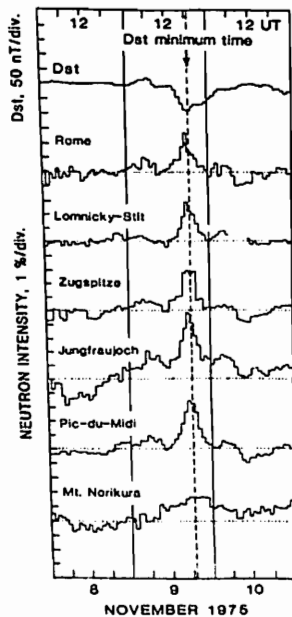
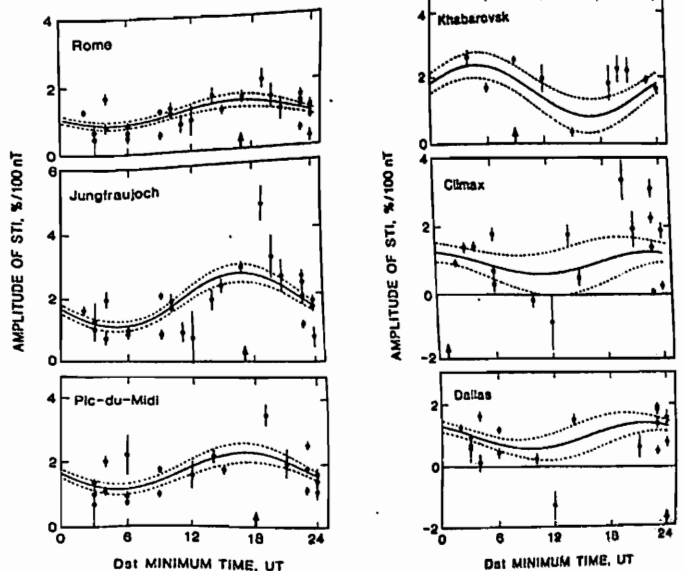


図 2



程。

宗像 一也、長島 一男、龍岡 亮二

名大理

前回、春の学会では、宗像-長島による宇宙線の拡散-対流理論に基づく3次元異方性の理論及び惑星間空間磁場 (IMF) の極性に依存した高次の異方性の存在に対し2次元理論が定性的にのみ説明を与えよとヒュンダースのテーゼを用いて報告した。

今回は、宇宙線の惑星間空間を介する mean free path の rigidity 依存性と、この理論の予測する異方性の rigidity 依存性の関係について述べる。

さらに、各地のニュートロンモニタースターションによる地上、地下のモニタリングの多年にわたるデータをを用いて長期間における宇宙線の太陽時日変化と太陽磁気圏の極性反転との関係を調べた結果、太陽磁気圏の極性状態が positive state (IMF が北半球で away) から negative state へ反転に伴って 1st ~ 3rd harmonic variation 及び harmonic dial 上で反時計回りに位相が変化してゆくという事実から、定性的に宇宙線の m.f.p. の rigidity 依存性がかなり低い rigidity 領域 ($\leq 10 \text{ GV}$) で rigidity の 1 乗より緩い spectrum であることが示唆される。この現象は、我々の理論では異方性に rigidity spectrum をもつ、(harmonic dial 上で) 異方性に位相の固有状態の重ね合わせによる異方性から生じるものとして理解できる。なお、IMF の軸と太陽磁気圏分布の 1 次元の拡散に基づくもの (cf. Bieber & Pommerantz: JGR Lett. 10, 920 (1993)) では、この現象の説明が難しい。

三次元解析より求めた宇宙線異方性と惑星間空間磁場の極性

高橋入郎, 矢作直弘, 長島一男
 藤岡大, 岩城人社, 名大理

世界宇宙線観測網の宇宙線観測計(40ヶ所余)よりの宇宙線中性子成分データと長島の方法により三次元解析を行い, その zonal Oth, first-, second-components H₀ 及び a best-fit rigidity spectra を求め, それらと惑星間空間パラメータとの関係を, 今般に何回かにわたって報告して来た。これらの報告では, 宇宙線データは 1966年H₀ 1967年のものを採用していた。今回は更にデータを増やすことと試み, 1968年, 1969年のものを解析を行い, 今般の結果と併せて, これらの異方性と惑星間空間磁場の極性との関係を調べた結果を報告する。解析は前回と同様である。宇宙線強度は日平均値を用い, 太陽自転周期期間毎に行っている。

従ってその結果を示すと, 下の表1図, 表2図の通りである。

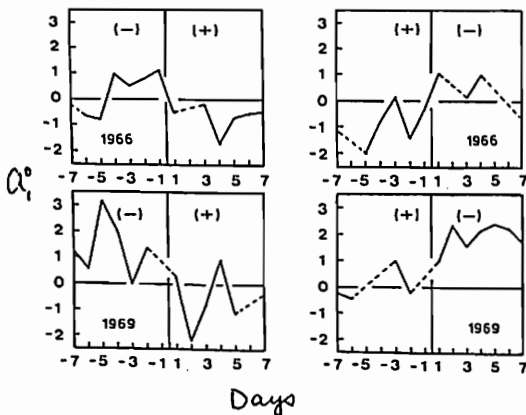


表1図. Sector boundary 通過前後7日間の superposed epoch analysis の結果
 (+): Away sector, (-): Toward sector
 0-day は Sector boundary crossing の日を示す。

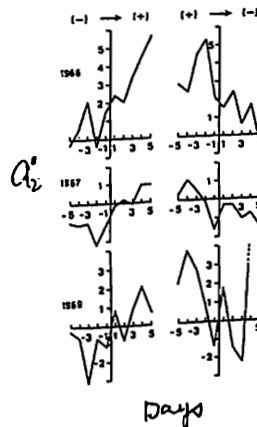


表2図 Sector boundary crossing 前後5日間の superposed epoch analysis の結果。
 0-day は Sector boundary crossing の日を示す。
 (+): Away Sector
 (-): Toward sector

表1図, 表2図共にそれぞれ α_1 (南北非対称性), α_2 (極-赤道異方性) の IMF sector polarity に依存していることは明かである。
 従って, α_1 と α_2 だけ, Polarity への依存性 逆に依存していることはわかる。即ち α_1 が (+) → (+) 2; 従って 大 → 小; (+) → (-) 2; 従って 小 → 大へ。 α_2 が (-) → (+) 2; 小 → 大, (+) → (-) 2; 大 → 小と依存している。
 また, この結果は異方性生成の Mechanism として α_1, α_2 両者とも関連するに等しいと来ている。