

学会用

第53回講演会

講演予稿集

昭和48年4月28日～5月1日

於電気通信大学

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第53回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和48年4月28日(土)～5月1日(火)
 会 場 電気通信大学 (調布市調布ヶ丘1-5-1)
 Tel 0424-83-2161

時		10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
日		9:30		12:30	13:30				17:30		
4月28日(土)	第1会場	磁気圏 I				磁気圏 II			運営委員会		
	第2会場	/				/					
4月29日(日)	第1会場				電離圏 I					磁気圏 III	
	第2会場	岩石磁気	古地磁気			古地磁気 II					
4月30日(月)	第1会場	電離圏 II				特別講演・総会			懇親会		
	第2会場	地球内部									
5月1日(火)	第1会場	電離圏 III	磁気圏 IV			電離圏 IV					
	第2会場	磁気圏 V				宇宙線					

第 1 日 4月28日(土)

磁気圏 I 於 第1会場(9:30-12:30)

開会の辞

- I-1 宮崎光旗(東大理) On Power Spectral Density of Geomagnetic Micropulsations at Low and Middle Latitudes (10分)
- I-2 宮崎光旗, 十市 勉(東大理) Characteristics of Pc5 near the Polar Cusp (10分)
- I-3 鈴木 正, 北村泰一(九大理) Pc1 ray pathsに及ぼすHe⁺とPlasma Pauseの効果 (15分)
- I-4 北村泰一(九大理) ULF(Pc1) 非線型現象 (15分)

- I-5 桜井 亨(東北大理)Pc1 型地磁気脈動の特性 (12分)
- I-6 佐藤夏雄(東大理)SI時におけるQP emissionの周期の変化 (15分)
- I-7 林 幹治(東大理)Auroral hissを伴うELF単色放射(Lion's roar?) (15分)
- I-8 中村正治, 伊東正貴, 中村良治, 伊藤富造(東大宇宙研)電子ビームによるイオン音波の励起 (15分)
- I-9 南部充宏(杏林大進学課程物理)The Generation Mechanism of the ELF Hiss Emissions during the Auroral Substorm. (15分)
- I-10 南部充宏(杏林大進学課程物理)Negative Pressure Effect on the Ordinary Mode.(15分)
- I-11 野田 彰, 玉尾 孜(東大理)Cerenkov Hiss計算におけるModel依存性について (15分)

磁 気 圏 II 於 第1会場(13:30-17:30)

- I-12 渡辺成昭, 高部政雄(電波研)太陽風磁場のDynamic Spectra (10分)
- I-13 坂 翁介, 北村泰一(九大理)太陽風中で観測された低周波プラズマ波動 (15分)
- I-14 渡辺 堯, 柴崎清登, 小島正宜, 柿沼隆清(名大空電研)太陽の高緯度帯より流出する高速の太陽風について (15分)
- I-15 斎藤尚生(東北大理)太陽及び惑星間磁場構造と回帰性地磁気擾乱 (15分)
- I-16 村山 喬(名大理)Interplanetary ConditionとAEJの発達(II) (15分)
- I-17 前沢 洸(東大宇宙研)惑星間空間磁場と磁気圏の変形 (15分)
- I-18 前沢 洸(東大宇宙研)磁気圏尾部境界面の位置と運動 (15分)
- I-19 金田栄祐(東大理)オーロラル・サブストーム発生過程の解析-1 (15分)
- I-20 飯島 健(東大理)Auroral Mini-Electrojet During the Substorm-Growth Phase (15分)
- I-21 小口 高, 飯島 健(東大理)Auroral Breck-upの特性-I (15分)
- I-22 長山直弘, 西田篤弘(東大宇宙研)磁気圏で見たfield-aligned current (15分)
- I-23 河島信樹, 大藪修義, 岡村昇一(東大宇宙研)Neutral Sheetのモデル実験(III) (15分)
- I-24 青木孝夫, 村山 喬(名大理)Kpの半年変化 (15分)
- I-25 早川幸男, 河野 毅, 長瀬文昭, 田中靖郎(名大理)放射線帯下部の高速電子について (15分)
- I-26 上山 弘[※], 武井恵雄[※], 白畑 洋^{※※}(※東北大理, ※※東北大工)Radiation BeltからのScattering Flux (15分)

第 2 日 4月29日(日)

電 離 圏 I 於 第1会場(9:30-12:30)

- I-27 満保正喜, 長野 勇(金沢大工)二乗分布D層よりの反射について (10分)
- I-28 中村純二, 菱沼直志(東大教養)K-9M-42号機による発光雲の観測 (12分)
- I-29 山岸正明, 渡谷邦彦(鳥取大)OIλ5577を発光するXe放電管内の電流に対するスペクトル線強度の依存性 (10分)
- I-30 松浦延夫(電波研)熱圏の電気力学 (12分)

- I-31 米沢利之(電波研)電離層における半年変化IV. F2層ピークの高さの半年変化 続報 (12分)
- I-32 堤 一郎, 鈴木 裕, 福原敏行, 竹屋芳夫(阪市立大工)大山治男(電波研山川)
K-9M-42号機によるセシウム雲実験 (10分)
- I-33 藤高和信(東大理)熱圏下部の風のモデル(II) (12分)
- I-34 小川忠彦(電波研)クロス・フィールド型プラズマ不安定による非線形波 (12分)
- I-35 竹之下裕五郎, 越前谷喜松, 小泉徳次, 大山治男 (※電波研秋田, ※※電波研, ※※※電波研山川) f_oF₂に現れるT. I. D. (12分)
- I-36 北村泰一(九大理)E領域赤道ケルビン波に及ぼすHM効果 (12分)
- I-37 高橋忠利(東北大)Photoelectronのプラズマ圏における輸送(II) (10分)
- I-38 岩坂泰信, 堀井晴雄(名大理)中間圏のCO₂分布モデル (12分)
- I-39 岩坂泰信(名大理)RRKM法によるO(¹D)+N₂→O(³P)+N₂の検討 (10分)

磁気圏Ⅲ 於 第1会場(13:30-17:30)

- I-40 倉橋克典 鎌田哲夫(名大空電研)低密度異方性プラズマ中におかれたアンテナによる
静電波の放射 (I) イオン波 (12分)
- I-41 倉橋克典, 鎌田哲夫(名大空電研)低密度異方性プラズマ中におかれたアンテナによる
静電波の放射 (II) 電子波 (12分)
- I-42 柴田 喬, 臼田 繁(電通大)赤道越え標準電波(NWC 22.3KHz)の日出没時
フェイディングについて (10分)
- I-43 柏木瑞夫(名大空電研)母子里における高域ホイッスラーの降下緯度について (10分)
- I-44 田中義人, 早川正士(名大空電研)低緯度ホイッスラーの分散について (12分)
- I-45 鷲見治一(名大空電研)ダクト伝播及び波動の自己集束効果について (12分)
- I-46 鎌田哲夫(名大空電研)VLF南北伝播波の位相観測結果 (10分)
- I-47 広田 実, 奥沢隆志(電通大)小さな分散のホイッスラについて (10分)
- I-48 岩瀬光男, 山中 馨, 奥沢隆志 (※電通大, ※※名大ブラ研) A Study of Ducted
Whistler Propagation (12分)
- I-49 黒田健二郎, 高橋雅行, 奥沢隆志, 芳野起夫(電通大)VLF標準電波(NWC)の
ホイッスラモード検出実験 (10分)
- I-50 山中 馨, 奥沢隆志 (※名大ブラ研, ※※電通大)拡散型ホイッスラと磁気嵐との関係 (12分)
- I-51 森 洋介(宮城教大)Whistler出現特性と電離圏擾乱(III) (10分)
- I-52 橋本弘蔵, 木村啓根(京大工)ホットプラズマ中のホイッスラモード波の斜伝播(III) (12分)
- I-53 菊池 崇, 荒木 徹(京大理)近距離伝播VLF標準電波の地上波と空間波の分離 (12分)
- I-54 麻生武彦(京大工)電離層プラズマ中のVLF帯ブローブインピーダンス(II) (12分)
- I-55 大林辰蔵, 芳野起夫, 鶴田浩一郎, 江尻全機 (※東大宇宙研, ※※電通大)
K-9M-41号機による電離層のVLF反射率測定 I速報 (12分)
- I-56 半田 駿(京大理)地磁気長周期成分の解析 (II) (12分)
- I-57 並川富一, 高島正樹(阪市大理)高温プラズマと地磁気脈動 (12分)

- I-58 荒木 徹, 石崎 広 (京大理) 低緯度 S_C の特性 (12分)

岩石磁気 於 第2会場 (9:30-10:45)

- II-1 室井 勲 (大阪府科学教育センター) 帯磁率異方性の測定 (15分)
 II-2 ※ 島田昌彦, ※ 小泉光恵, ※ 久米昭一, ※ 諏訪兼位, ※ J. E. Borner (※ 阪大産研, ※ 阪大教養
 ※ 名大理, ※ Identimin Laboratories) キンバレー岩の磁性 (10分)
 II-3 堂面春雄 (山口大教育) 化学消磁に関する一実験 (10分)
 II-4 永田 武 (東大理) Apollo 16号月岩石の磁性 (15分)
 II-5 永田 武 (東大理) 月岩石の Piezoremanent Magnetization (15分)

古地磁気 I 於 第2会場 (11:00-12:30)

- II-6 中島正志, 安川克己, 川井直人 (阪大基礎工) 琵琶湖における地磁気永年変化 (15分)
 II-7 安川克己, 中島正志, 川井直人 (阪大基礎工) 60000年BP以新の reversed event について (15分)
 II-8 安川克己, 中島正志, 夏原信義, 川井直人 (阪大基礎工) 鳥居雅之 (阪市大理), 堀江正治
 (京大理) 琵琶湖底堆積物の磁化 (その1) (15分)
 II-9 水谷滋樹, 小林和男 (東大海洋研) 海底堆積物の残留磁化パターン (10分)
 II-10 河野 長 (コロラド大 東大理) デカン玄武岩より求めた古地球磁場強度 (15分)

古地磁気 II 於 第2会場 (13:30-16:30)

- II-11 伊藤晴明, 時枝克安 (島根大文理) 茨木花崗岩体の古地磁気 (12分)
 II-12 乗富一雄, 鈴木忠男 (秋田大鉱山) 佐渡における新第三紀火山岩による古地磁気 (10分)
 II-13 笹嶋貞雄 (京大理) 久米島 (沖縄) 鮮新統安山岩の古地磁気 (15分)
 II-14 安川克己, 中島正志 (阪大基礎工) 古地磁気学的にみた白亜紀における東北日本と西南日本 (15分)
 II-15 中島正志, 浅井 至, 今川孝仁, 夏原信義, 安川克己 (阪大基礎工) 広岡公夫 (福井大教育)
 鳥居雅之 (阪市大理) 東北地方火山岩類の古地磁気 (その1) (15分)
 II-16 浅井 至, 今川孝仁, 夏原信義, 中島正志, 安川克己 (阪大基礎工) 広岡公夫 (福井大教育)
 東北地方の考古地磁気 (その1) (10分)
 II-17 友田好文, 小林和男, 瀬川爾朗, 野村雅史, 宇田川雄司 (東大海洋研) 四国海盆の磁気異常縞模様 (15分)
 II-18 行武 毅 (東大震研) 1900-1965年間の観測所のデータによる地球磁場の球面数解析 (15分)
 II-19 渡辺秀文 (東大理), 行武 毅 (東大震研) 地球内核を考慮に入れた核-マントルの定常電磁結合 (15分)
 II-20 堂面春雄, 宗岡 浩 (山口大教育) 山口県下における一・二の古代遺跡の考古地磁気年代学 (10分)
 II-21 河野 長 (コロラド大 東大理) 連続溶岩の年代間隔推定の古地磁気的方法 (15分)
 II-22 小嶋 稔, 齊藤和男 (東大理) "海底岩石の $^{39}Ar - ^{40}Ar$ 年代とその地球物理学的意義" (15分)

第 3 日 4 月 30 日 (月)

電 離 圏 II 於 第 1 会 場 (9:30-13:30)

- I-59 大林辰蔵(東大宇宙研)科学衛星「でんぱ」の観測結果(総括) (12分)
- I-60 [※]大林辰蔵, 大家 寛, [※]江尻全機, 麻生武彦(※東大宇宙研, 京大工)人工衛星REXSによる
IPS観測 (12分)
- I-61 江尻全機, 古田 治, 大林辰蔵(東大宇宙研)REXS-IPSによる電離層電子密度測定結果 (12分)
- I-62 木村磐根, 松本 紘, 宮武貞夫(京大工)REXS(でんぱ)によるCyclotron
Instability Experiment の結果について (12分)
- I-63 大津仁助, 早川正士, 岩井 章(名大空電研)人工衛星「でんぱ」によるVLF帯送信電波の観測(10分)
- I-64 木村磐根, 麻生武彦, 富本哲雄, 加藤 進(京大工)VLFドップラー法と人工電離雲の
相乗り実験 (速報) (12分)
- I-65 岩井 章, 岡田敏美(名大空電研)K-9M-41号機によるWhistlerのベクトル測定 (10分)
- I-66 江尻全機, 渡辺勇三, 佐伯 元(東大宇宙研, 理科大理)キャパシタンスプローブによる電子密
度測定法 (12分)
- I-67 竹屋芳夫, 南 繁行(阪市大工)低周波イオンプローブの実験 (12分)
- I-68 森 弘隆(電波研), 江尻全機(宇宙研), 麻生武彦(京大工)高周波プローブ特性に及ぼす
プラズマ波の影響 (12分)
- I-69 小山孝一郎, 平尾邦雄(東大宇宙研)衛星におけるイオン, 電子温度測定の問題点について (10分)
- I-70 平尾邦雄, 松村正三(東大宇宙研)稀薄ガスの温度計(II) (10分)
- I-71 田中高史, 平尾邦雄(東大宇宙研)Trial manufacture of the monopole spectrometer
(10分)
- I-72 深尾昌一郎, 三輪正康(京大工)F2領域の超長周期擾乱 (10分)
- I-73 前田憲一, 深尾昌一郎(京都産業大理, 京大工)Daytime Electron Density Profiles
of the E and F1 Regions at Mid-latitudes (12分)

地 球 内 部 於 第 2 会 場 (9:30-12:00)

- II-23 久保木忠夫, 仲谷 清, 小池捷春, 中島新三郎, 原田晴男(地磁気観)柿岡周辺のCA観測 (10分)
- II-24 大島章一, 近藤 忠, 本蔵義守(水路部, 東大震研)八丈島における地磁気変化異常 (10分)
- II-25 山下 濟, 横山 泉(北大理)津軽海峡の両岸における地磁気短周期変化の観測 (15分)
- II-26 富田 宏(東大理)柿岡等における $\Delta Z/\Delta H$ 変動より見た地磁気抱束面パラメーターの日変化
についての統計的推測 (15分)
- II-27 富田 宏(東大理)Induction理論に於ける一, 二の数学的モデルについて (10分)
- II-28 久保木忠夫, 小池捷春, 原田晴男(地磁気観), 谷口 武(吉城高校)中部地方の地電流について(10分)
- II-29 宮腰潤一郎(鳥取大教養)Easter Islandにおける地磁気変化の特性 (II) (15分)
- II-30 加藤愛雄, 遠山文雄, 石川 守:瀬戸正弘, 早坂 孝(東海大工:東北工大)大気球による
東北地方の磁場測定 (10分)

- II-31 柳原一夫(地磁気観)地磁気経年変化と外部磁場の影響 (15分)
 II-32 水野浩雄(国土地理院)日本の磁気異常分布について(II) (15分)

総会および特別講演 於 第1会場 (13:30-17:30)

- 小田 稔(東大宇宙研) 「X線星とブラックホール」
 松尾禎士(東教大) 「大気中における酸素の消長」

第 4 日 5月1日(火)

電離圏Ⅲ 於 第1会場(9:30-10:30)

- I-74 竹之下裕五郎, 竹内鉄雄, 越前谷善松(電波研秋田)LFによるSID時のD領域測定 (12分)
 I-75 半田 駿, 荒木 徹(京大理)VLF標準電波による下部電離層長周期変動の周波数解析 (12分)
 I-76 徳田八郎衛, 石原昌幸, 田中敬史(防衛庁技術研究本部第1研究所飯岡支所)
 斜入射電離層サウンダーによる電波予報 (10分)
 I-77 筒井 稔, 小川 徹(京大工)HFドップラー法によるF領域の周期変動 (12分)
 I-78 恩藤忠典, 西崎 良, 相京和弘, 永山幹敏(電波研)上部電離層で観測されるNarrow Band
 Hiss (12分)

磁気圏Ⅳ 於 第1会場(10:45-12:30)

- I-79 松本 紘, 横井省吾, 安田 豊, 木村磐根(京大工)トリガード・エミッションの
 計算機シミュレーション (12分)
 I-80 松本 紘, 宮武貞夫, 長尾 朋, 木村磐根(京大工)K-9M-41ロケットによる
 低周波波動励起実験 (12分)
 I-81 大家 寛(京大工)Stimulated Plasma Waves in Rocket (K-9M-41)
 Experiments - 1 (12分)
 I-82 巻田和男(東大理)磁気圏内(10~20RE)のVLF, LF帯のemission (12分)
 I-83 津田孝夫, 深尾昌一郎, 鶴飼正行(※北大工, ※※京大工, ※※※愛媛大工)
 Current Sheet Perturbed by Magnetosonic Waves (10分)
 I-84 津田孝夫, 深尾昌一郎, 広瀬敏治(※北大工, ※※京大工)
 磁気中性面におけるプラズマの電気伝導度 (10分)
 I-85 大家 寛(京大工)Plasma Waves in Magnetospheric Tail Region -4. (12分)
 I-86 大家 寛(京大工)Origin of Jupiter Decameter Wave - 3. (12分)

電離圏Ⅳ 於 第1会場(13:30-17:00)

- I-87 牧野行雄, 広野求和(九大理) 上層大気中における流星金属元素の密度分布(Ⅲ) (12分)
- I-88 大塩光夫(電波研) 1972年8月上旬の太陽X線フレアと電離層突然擾乱 (12分)
- I-89 前田 坦(京大理) 非対称ダイナモによる J_{II} (10分)
- I-90 川平浩二, 山元竜三郎(京大理) 電離圏下部の大規模擾乱(1) (12分)
- I-91 堀内俊洋, 加藤 進(京大工) Tidal Wave Transmission in realistic lower and Upper atmosphere. (12分)
- I-92 荒木 徹(京大理) 磁気嵐時の低緯度下部電離層の変動(Ⅱ) (12分)
- I-93 上山 弘, 森岡 昭, 荒木 喬(東北大理) Tweekの伝搬特性から推定した磁気嵐時の下部電離層 (10分)
- I-94 羽倉幸雄, 石井隆広雄, 朝倉敏彦, 寺島良子(電波研) VLF電波の極冠擾乱 (12分)
- I-95 佐藤輝夫(兵庫医大物理) ソフトエレクトロンによる極地方上部電離層の生成の可能性Ⅱ (10分)
- I-96 上山 弘(東北大理) 比較的低エネルギーの電子降下によるF2層の生成 (12分)
- I-97 向井利典, 平尾邦雄(東大宇宙研) 電離層光電子のエネルギー分布 (12分)
- I-98 斉藤文一(新潟大理) 赤道地域の大気光 (12分)
- I-99 奥田光直(弘前大教育) 酸素緑線大気光強度の空間分布 (12分)
- I-100 等松隆夫, 近藤 豊(東大理) 6300Å 薄明大気光の観測と熱圏大気構造 (10分)
- I-101 渡辺 隆[※], 等松隆夫(※東教大理, 東大理) OH Meinel bandの季節変化 (12分)
- I-102 等松隆夫(東大理) S210-JA2による紫外オーロラの観測結果 (10分)
- I-103 上山 弘(東北大理) X線で眺めるオーロラの形 (12分)
- I-104 等松隆夫, 小川利紘, 渡辺 隆[※](東大理, ※東教大理) K-9M-38およびK-10-9による大気オゾン観測結果 (10分)
- I-105 藤原玄夫, 内野 修, 板部敏和, 広野求和(九大理) レーザーレーダーによる成層圏エアロゾルの観測 (10分)

磁気圏Ⅴ 於 第2会場(9:30-12:30)

- Ⅱ-33 山口又新(地磁気観女満別) 日本の地磁気日変化 (12分)
- Ⅱ-34 永井正男(地磁気観) 柿岡における擾乱日変化について (12分)
- Ⅱ-35 太田柁次郎(岐阜歯科大) 地磁気静穏日の夜間変化について(Ⅲ) (10分)
- Ⅱ-36 白木正規, 柳原一夫(地磁気観) 地磁気日変化等価電流系の変動(続報) (12分)
- Ⅱ-37 上出洋介, 福島 直(東大理) 1971年1月の地磁気PC, AE, DR-indices比較 (10分)
- Ⅱ-38 一ノ瀬琢美, 小川 徹(同志社大工, 京大工) HFドップラー観測による電離層擾乱と地磁気擾乱との相関 (10分)
- Ⅱ-39 橋野 賢, 北村泰一(九大理) RF-SQUID磁力計 (12分)
- Ⅱ-40 柳原一夫, 河村 諒, 佐野幸三, 久保木忠夫(地磁気観) 柿岡における新標準地磁気観測システムKASMMERについて (12分)
- Ⅱ-41 久保木忠夫, 今 実(地磁気観) 新標準磁気儀KASSMME Rの角度測定器D1-72について (10分)

- II-42 青山 巖, 遠山文雄(東海大工)最近の観測ロケットの姿勢変化 (10分)
- II-43 遠山文雄, 青山 巖, 加藤愛雄(東海大工)ロケットによる磁場の偏角測定 (12分)
- II-44 高橋隆男, 遠山文雄, 青山 巖(東海大工)衛星による磁場観測における磁気干渉 (10分)
- II-45 小川 徹, 筒井 稔, 藪崎 努(京大工)K-9M-42号機による磁場観測(速報) (10分)

宇 宙 線 於 第 2 会 場 (1 3 : 3 0 - 1 7 : 3 0)

- II-46 小玉正弘(理研), 北村正亟, 池上比呂志(気象研)宇宙線短周期変動と大気波動 (10分)
- II-47 小玉正弘(理研), 境 孝祐, 玉井英次(日大習志野), 井上 葵(理研)気球による宇宙線短周期変動の観測II (12分)
- II-48 小玉正弘(理研)宇宙線強度の Long-term variation と多重中性子スペクトル (10分)
- II-49 石田喜雄[※], 菅野常吉[※], 斉藤俊子^{※※} (※福島大教育, ※※福島医大教養)
宇宙線 I/3 日変化について V (12分)
- II-50 須田友重(気象研)宇宙線太陽時日変化 (12分)
- II-51 三島 靖[※], 村上一昭, 和田雅美, 宮崎友喜雄(※愛媛大理, 理研)
地下54m.w.e.における宇宙線嵐 (12分)
- II-52 村上一昭, 和田雅美, 三島 靖[※], 宮崎友喜雄(理研, ※愛媛大理)
地下54m.w.e.における宇宙線日変化 (12分)
- II-53 森, 一之瀬[※], 安江, 鷺坂, 赤羽(信大理, ※信大教養)
長野県三郷村地下トンネル(30m.w.e.)における宇宙線強度の観測 (12分)
- II-54 一之瀬[※], 森, 鷺坂, 安江(信大理, 信大教養※)
地下50m.w.e.における宇宙線強度変化の観測 (V) (12分)
- II-55 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 近藤一郎, 藤井善次郎, 榎原志津子(名大理)
乗鞍における Small air shower の観測 (12分)
- II-56 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 近藤一郎, 榎原志津子, 藤井善次郎(名大理)
Nature of Local Shower (12分)
- II-57 安江新一, 森 覚, 長島一男[※] (信大理, 名大理※)
汎世界中性子計データによる宇宙線3次元異方性の逐次解析 (12分)
- II-58 森 覚(信大理)宇宙線強度日変化の年周変化と宇宙線3次元異方性 (12分)
- II-59 長島一男, 高橋八郎, 矢作直弘(※名大理, 岩手大)惑星間空間に於る, 宇宙線の Spherical Zonal harmonic components (10分)
- II-60 藤本和彦, 上野裕幸, 近藤一郎, 長島一男(名大理)宇宙線の異方性と惑星間空間磁場(II) (10分)
- II-61 藤井善次郎, 近藤一郎, 長島一男(名大理) Power Spectrum of the Cosmic Ray Intensity Variation (10分)
- II-62 千葉敏躬, 高橋八郎, 小玉正弘(岩手大教育, 理研)盛岡における宇宙線強度変化の観測 (12分)
- II-63 和田雅美, 奥谷晶子(理研)1968年2月5, 6, 7日の宇宙線強度減少の解釈 (12分)
- II-64 和田雅美, 小玉正弘, 村上一昭(理研)1972年8月上旬の宇宙線現象 (12分)

閉 会 の 辞

第 1 会 場

I-1

On Power Spectral Density of Geomagnetic Micropulsations at Low and Middle Latitudes

宮崎光旗

東大・理

Geomagnetic Micropulsationsの観測手法として、周波数解析は強力な手段である。
ここでは、各緯度での地上観測記録(induction magnetometer)をフーリエ解析し、
脈動のパワー・スペクトルを求め、

使用する記録は、低緯度(柿岡 $\sim 26^\circ N_m$, 稲内 $\sim 35^\circ N_m$)及び中緯度(Logan $\sim 50^\circ N_m$)
の磁気テープに収められたもので、ADコンバーターにより直接 digit 化し、計算処理する。

統計的変動をできるだけ小さくするため、ここでは観測点=緯度と、磁気活動度の
2つのみにパラメタをしばって解析する。

Characteristics of Pc5 near the Polar Cusp

宮崎光旗* 十津勉**

* 東大・理 ** エネルギー経済研究所

前回の講演で報告した、<高緯度Pc5>の補充である。補足した主な点は、

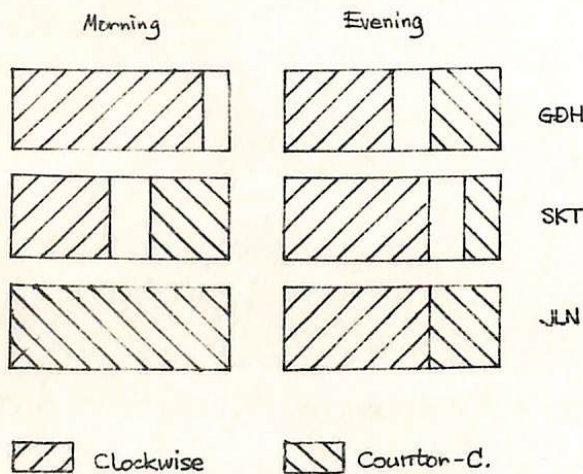
- (1) 対象として、午後側のPc5も含めた。
- (2) 成分も出来るだけ解析
- (3) 同時観測記録の位相差を表わすのに相関をとった。

用いたdataは、前回と同様の観測所、1965年に観測された現象である。つまり rapid-run dataによる解析は、1965年一年間の Godhavn, Sukkertoppen and Julianehaab の記録を用いて、 $2.05 \pm 0.81 \text{ mHz}$ (ピーク ~ 500sec, 帯 808 ~ 349sec) のバンドパスフィルター処理をほどこして行った。

その結果、高緯度極地方Pc5の特性は以下のごとくであった。

- (1) 発生範囲：磁気緯度 80° を下、08-13GLTにかけても、くも多く発生し、夜はない。
- (2) 周期：同じく 80° でも、約10分の周期を有する
- (3) Polarization：緯度に依存する。地方時による傾向は dawn-side でははっきりしているが、dusk-side は不明瞭である。ある緯度環境にしての逆転は dawn-side では10分の位相差によるが、dusk-side の逆転はそれだけではない。
- (4) 途中： K_p の増加により水平成分振中最下となる緯度は下る。又 polarization の逆転する近くでは成分振中が大きい。

緯度による polarization sense の割合



鈴木正, 北村泰一

九大理学部

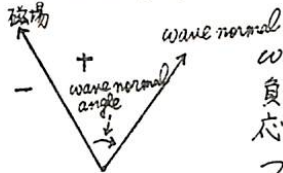
先に, 北村らにより, プラズマのイオン成分がプロトンのみによって成立している場合につき, 密度として *gyrofrequency model* (密度 $\propto r^3$ 但し r は地球半径単位での *radial distance*) を用いて PC I の磁気圏における Ray Path が求められたが, その結果によると脈動は, その伝播経路上で *wave normal angle* が磁場に垂直になり *resonance* を起こしてしまふことになる。

そこで, 我々は, 次の二点を考えてみた。

オ一には, He イオンの効果を入れると, PC I 脈動の場合も, DLF と同様にして, *resonance* を起さずに, 直角方向の伝播が可能になると考えられる。実際, OGO 5 の観測によれば, He^+ が全イオンの 1% 程度存在しているようである。

オ二には, *plasmapause* の存在を考えて, 実測に即した密度分布を配慮する。

上の二点を考慮しつつ PC I wave の Ray Tracing を試みた。



wave normal のとり方を左図の様に (磁場に対し右側を正, 左側を負) とすることにす。又, OGO 5 の観測結果を, K_p 大, 中, 小に対応して *plasmapause* の位置を地球からみてそれぞれ, 低, 中, 高の 3 つに, 大きく分け, それぞれにつき計算を行った。

2, 3 の結果を列挙すると,

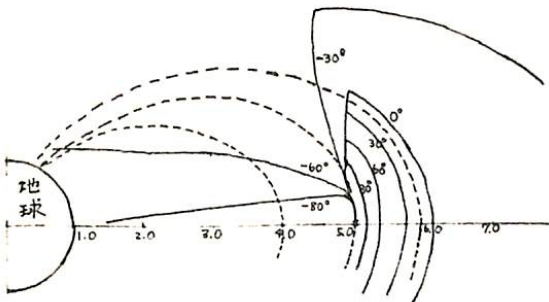
① H^+ 99%, He^+ 1% で *gyrofrequency model* を用いたときの tracing を下図に記す。

② *gyrofrequency model* (密度 $\propto r^3$) では, *wave normal angle* は, 赤道平面から磁力線に沿って地球へ伝播する際, やがて, $+90^\circ$ に達し *resonate* するが, *plasmapause* のような密度勾配が大きい (例えば, 密度 $\propto r^{3.2}$) 所では, 逆に, 減少する。その度合は, *plasmapause* の勾配と厚さに *depend* すると考えられる。

以下, H^+ 100% の場合を, 考える。

③ *plasmapause* の位置が中の場合, ②によつて, *wave normal angle* は, *plasmapause* 通過の際, 減少するが, OGO 5 の観測に即して計算した限りでは, H^+ 100% であっても, *resonance* を起こすことなく (特殊な *initial wave normal angle* は除く) 雷離 r 上空まで伝播する。その場合でも, *higher frequency* 程, 途中でより早く *resonate* し, 伝播が悪いのは, *gyrofrequency model* と同じである。

H^+ 99%, He 1%, *Gyrofrequency Model*
 Wave Frequency = 1 cps (0.26 JH)
 Initial Position = (5, 89°)
 Initial Wave Normal Angle
 = ($-80^\circ, -60^\circ, -30^\circ, 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 80^\circ$)



④ *plasmapause* の位置が低いときは, そこに達するまでに, *resonate* し, 又, 位置が高いときや *plasmapause* がはつきりしなくなったりしたときは, *plasmapause* の効果は, 薄らぎ, 密度も *gyrofrequency model* で近似出来, 最初に述べた意味で伝播不可能となる。

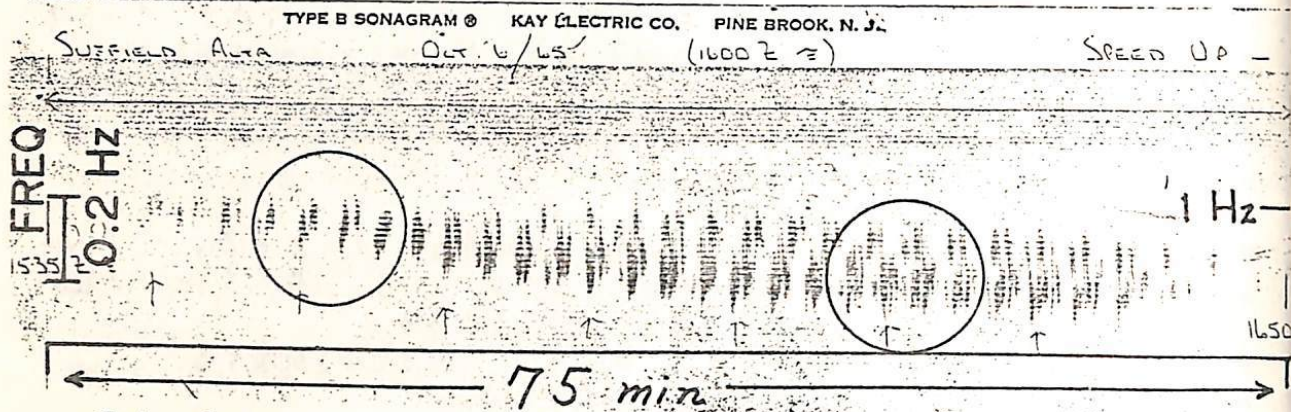
⑤ ③と④と K_p とを結びつけて考えると, K_p "小" "大" では, 観測頻度は, K_p "中" に比し, 小さくなる傾向をもちであろう。

詳しくは, 当日, 述べることにしたい。以上

I-4

ULF (Pc 1) 非線型現象

北村 泰一
九大理学部



Pc1のダイナミックスペクトラは *dotty character* で特徴づけられるが、1つのdotは実は幾つかの *sub-dot* から成立つ現象が存在することは大分以前に報告した。しかし当時は1例のみであったが、最近もう1例見出したのでこの現象は確かなものとは今は考えている。例を上へ示すが *event* の初期には *sub-dot* も少ないが、時間が至るに従って *dot* の数も多く複雑となる。これらの *sub-dot* 間には次のような規則がある。

- ① 親波 (ほぼ1 Hz) は何度か磁力線を *bounce* する間に子波を生み、1ばらぐ、2消滅する。子波も同様に数 *bounce* の后 孫波を生みやがて消滅する。この関係は10世代以上も続く。
- ② 子波は親波より若干周波数 (今の場合 0.03 Hz) が低い

この現象は波と波の非線型相互作用による *decay instability* によるものであると考之ると都合がよい。この *decay instab* は *isotropic plasma* 且 *high freq.* の場合には *Tsytovich (1970)* 等により詳しく論じられてゐるが、*anisotropic plasma* 且 *low freq.* の場合には前巻程の明らか存形では取扱われてゐないようである。

この現象は、本質的には *three wave interaction* であり、*mother ioncyclotron wave* が *daughter ioncyclotron wave* と *ion acoustic wave* とに分解してゆく問題であると考えられる。簡単のために *Fixed phase interaction* として取扱ふ。相互作用中は *mother wave* は充分強く強度は余り変化しないと考えると現象は次の式で記述される (*Wilhelmsson 1969*)。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial t} - i\omega_1 a_1 &= C_{01} a_0 a_2^* \\ \frac{\partial a_2^*}{\partial t} - i\omega_2 a_2^* &= C_{02} a_0^* a_1 \end{aligned} \right\} \quad \omega_0 = \omega_1 + \omega_2$$

a : amplitude

この C_{01} は C_{01} 夫は *mother wave* と *ion acoustic*, *mother wave* と *daughter ion cyclotron wave* との *coupling const.* である。

こゝではこれらの *Wilhelmsson* の取扱ひを多少 *modify* して、現象をこの説明で得るかを述べる。

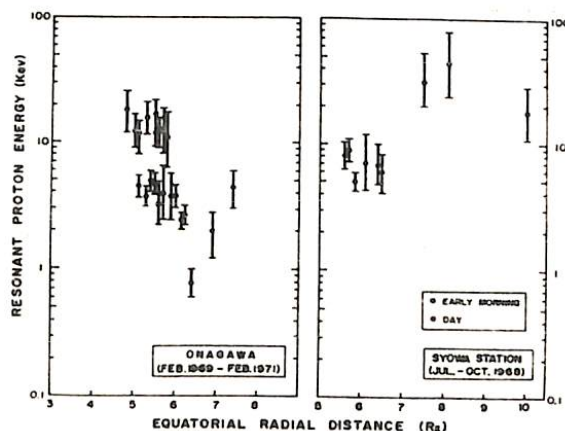
裕井亨
(東北大理)

地上で観測されるPc1型脈動の中、Pearl型脈動のdynamic spectrumの構造を調べることにより、その発生域と考えられる磁気圏内での波動と粒子との相互作用について検討する。

オ一回はPearl型脈動の発生に参与しているProton Energyとその発生領域の赤道面上における地心距離との関係を示す。この図に示される様に、我々が地上(高緯度~低緯度に亘る)で観測しているPearl型脈動の磁気圏内における発生場所が地心距離にして4~10 Reの領域であり、この領域でion-cyclotron interaction している粒子のenergyは数Kev~数十Kevに相当している比較的low energyの粒子であると言うことが理解される。この様なlow energy粒子とHydromagnetic Waveとの相互作用によって発生すると考えられるPc1型脈動のspectrum構造の特徴の中、以下に示す性質は、これらの波が相互作用している粒子のdiffusion によって支配されていると考えられる。

- 1). Pearl型脈動(地上での振幅が数mV以上)の経過時間(τ)は脈動の中心周波数(f_c)と比較的負の相関を有する。即ち f_c が低い程では長く、 f_c が高い程では短い。
- 2). 経過時間(τ)はPearl型脈動のspacing time (T)と正の相関を有し、 T が大きくなる程では長い。

これらの性質は、相互作用している粒子のdiffusion によって波の振幅が支配されると仮定すると、参与している粒子のPitch angle diffusion によっておおよそ理解され得ると考える。相互作用している粒子のenergyが比較的low energyであるとき考えるとPlasmapauseの近傍のAlfven Velocityの大きい所では粒子と波動の速度が極めて近い値になり得る。この様な領域では粒子はPitch angle diffusion よりむしろEnergy diffusion が効いて来る。この様なenergy diffusion が強く作用していると考えられるdynamic spectrumの構造も思いさせる。



オ一回 Pc1型脈動の発生に参与する粒子のEnergyとその地心距離を示す。

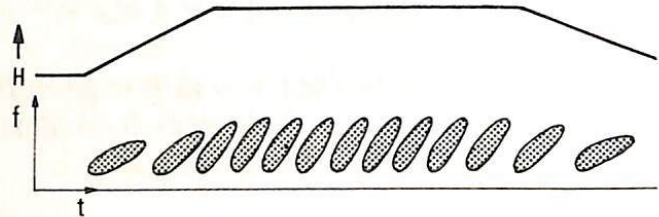
佐藤 夏雄
東大理

Syowa Stationで観測される quasi-periodic VLF emission には、geomagnetic pulsation activityと相関の良い type 1 QP emission と、相関の良くない type 2 QP emission とがあることが明らかになった。QP emission を統計的に および 個々の event を解析することにより、type 別での特性が明らかになりつつある。特に、type 別での本質的な特性の違いは、周期性と、emission spectrum であるようだ。

type 1 QP emission は、地磁気脈動と相関が良いため、脈動の周期性とほぼ同じであり、QP emission の周期は長れている。一方、type 2 QP emission は、個々の event で固有の数十秒の一定した周期を持つ。

この type 2 QP emission の周期が、どのような地球物理学的量によって決定されているのか知る手がかりとして、QP emission が発生している時に、SI 的地球磁場変動が起きた例が存在する。

そして、次のような特性が明らかになった。つまり、上図に示したように、SI⁺により、QPの周期が短くなり、dispersion curve の勾配が急になり、SI⁻では逆のセンスになる。



東大理 林幹治

昭和基地で観測される自然電波放射は大部分は auroral hiss, auroral chorus, daytime (polar) chorus, evening emissions に別けることができるが、これらに属さない少数例の現象もいくつかある。1969年(第10次)越冬観測中に見付めた emission 現象の一つについて報告する。

この emission の特徴は、

- (1) 中心周波数は 300 Hz 内外
- (2) 帯域中は 700 Hz 程度
- (3) $f-t$ spectrum はほぼ monochromatic で継続時間は 10 秒程度
- (4) 観測される local time は late evening ~ pre-midnight
- (5) auroral hiss を伴って発生する
- (6) 発生頻度は、この周波数帯は空電^{及び}のノイズが非常に強いこと、風によるアンテナエレメントの振動雑音が近いこと^{など}、現象の確認が観測中の聴音モ = 9 - , 300 Hz バンドでの電界強度記録によって見当をつけスペクトルを見るという方法でしかできないため確定的なことは言にくいが現在までのところ年間を通じて約 10 例と多くはない。

最近 Injun III による観測結果として、ELF noise bands associated with auroral electron precipitation という名でこの種の emission 現象が報告されている (Gunnett & Frank, 1972, JGR. 3911)。記述されている諸特性は上記の地上観測による特徴をよく備えている。更に電離層中でこの mode が whistler mode であるということが確認されている点などから同一現象とみなしてよさそうである。

Gunnett & Frank は electron precipitation の energy-time spectrum の data と比較して inverted V 及び polar cusp との関連が強い点を指摘し、polar cusp が interplanetary とながっているであろうという構造上の特徴 ~~から~~ と magnetosheath で観測された (Smith et al., 1969, JGR. 3027) lion's roar と spectrum が酷似している点からこの emission が sheath から whistler mode で伝播して来たものであろうと推論している。この点について地上観測からは積極的判定材料は今のところ得られていないが以下の点は留意すべきである。

- (1) 地上観測での発生頻度がかなり低く、観測される local time が限られている。
- (2) 観測される周波数 (~300 Hz) が典型的な sheath 中の lion's roar (~100 Hz) よりやや高い(?)。
- (3) auroral zone に沿った station の地磁気の data を見ると、地上で観測される場合は substorm の expansion phase の onset と関連しているようである。

これらの点から、Gunnett & Frank も可能性として残している電離層内部での降下粒子に伴う何らかの不安定性による発生も打消し難い。

中村正治 伊東正章 中村良裕 伊藤富造

東大宇宙研

はじめに (電子ビーム)+(プラズマ)系では電子ビームの速さがそのプラズマの電子プラズマ波の位相速度(今回の実験条件では 10^8cm/sec)程度の時には電子プラズマ波が励起され、イオン音波の位相速度(今回の実験条件では 10^5cm/sec)程度の時にはイオン音波が励起される事が知られており、実験的にも多くの人によって調べられてきた。速いビーム($\sim 10^8 \text{cm/sec}$)によるイオン音波の発生とその非線形的発達についてもいくつかの実験がなされている。

地球物理的には、Field lineに沿うオーロラ粒子は数keV~数十keVに加速され、このような速い電子ビームで低周波が励起出来るかどうかはオーロラ帯でOV-17によって強い低周波 Noise が観測されている事を考えあわせると興味がある。

速いビームによるイオン音波の励起とは別に、速いビーム($\sim 10^8 \text{cm/sec}$)によるイオン音波の励起という観点から実験を行う。その結果について報告する。

実験装置 図1に実験装置の概要を示す。プラズマはArガスを用い、Gunからの電子ビームによる電離によって作る。プラズマの空間電位と接地電位近くにするため、AnodeとRepellerを接地する。ビームによるSpontaneousな波をしらべるため2本のプローブを入れた干渉波形を動かせる。各々のプローブは磁場に平行、垂直方向に動く。周波数を常にmonitorするため、Spectrum Analyzerにもう1本のプローブを接続する。このプラズマのパラメータは、 $n_0 = 3 \times 10^{17} \text{個/cc}$, $P(Ar) = 1 \times 10^{-4} \text{Torr}$, $B_0 = 20 \text{gauss}$, $T_e = 5 \text{eV}$, $n_b/n_0 = 1\%$, $\omega_{pe} = 40 \text{MHz}$, $\omega_{ce} = 58 \text{MHz}$.

実験結果 ビーム密度 n_b を調節して Spontaneous に発生する低周波と高周波を図2, 図3に示す。40MHz($\sim \omega_{pe}$)の定在波が励起されている時には低周波(235kHz)は大きく変弱い。これに対し 64MHz($\sim 1.15\omega_{ce}$)の進行波が励起されている時には、低周波(170kHz)もかなりの強度で励起されている。実験から求まる ω/k と $\sqrt{v_{th}^2}$ の一致がより前から低周波がイオン音波であることがわかる。そして、このイオン音波の ω と k と得た。現象的にはビームによって励起された高周波の decay instability で説明がつかず、今後検討する点がある。

References.

- S. M. Hamburger et al. Phys. Rev. Lett. 26 228 (1970)
- Y. Amagishi. Phys. Rev. Lett. 29, 405. (1972)
- M. C. Kelley et al. J. Geophys. 22 4158 (1972)
- L. M. Chase. J. Geophys. 25 7128 (1970)

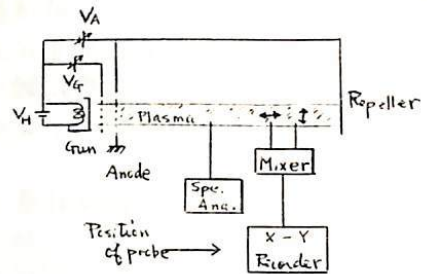
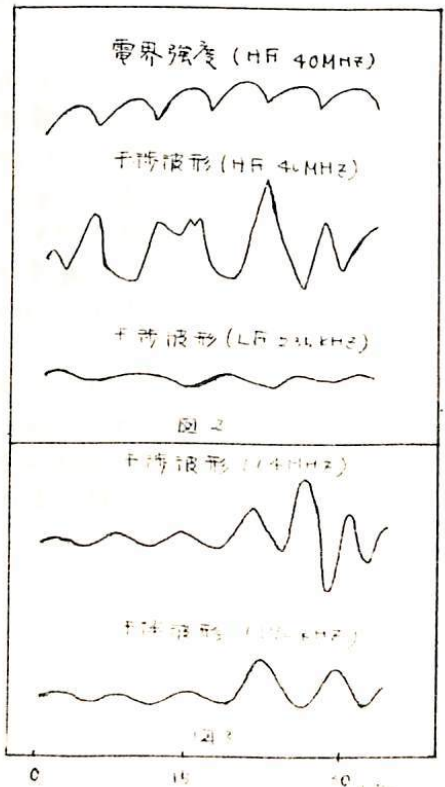


図1



The Generation Mechanism of the ELF His
Emissions during the Auroral Substorm

羽部 元宏

杏林大学医学部進学課程物理

ドリフト波動の Space に於ける役割 (1~6) は Space Physics に於ける観測の高度化に伴ってますますその重要性が増加すると思われる。現在の研究に於ては、その線型理論の範囲では、low- β 理論、 ∇B , ∇n 効果は解明されつぎの段階として high- β , ∇T 効果が近い将来に解明されようとしている。一方 Space Physics として興味ある未解明の問題の多くが High- β である事を考えると双方は平行して進展させられれば望みのある結果は期待できまいと考えられる。

本論文では ELF 波動の発生に関して一つの提案をした。良く知られている様に、(7) substorm の一つの段階に於てオーロラの運動速度 (10 km/sec) と 10 keV 電子の ∇B ドリフト速度が一致している事案に着目する。これは新しく加速された電子の加速領域が極所化している為、強い温度勾配をつくり、その為磁場に垂直に伝播する O mode が電子の ∇B ドリフト共鳴相互作用の為、励起されているという仮説を立ててみる。これに於ける基礎理論は既に出来ているので (8,9) これらを参考にして発生条件や電子の降下への効果等について詳論するつもりである。電子降下を伴う ELF 波の観測例は不十分で将来の観測を待っている。(10)

尚、坂井氏、林氏、石原氏との討論、コメントに負うところが大きい。

REFERENCES

- | | |
|------------------------------------|------------------------------------|
| 1) Chamberlain, J.W., | J. Geophys. Res., 68, 5667, 1963. |
| 2) Liu, C.S., | J. Geophys. Res., 75, 3789, 1970. |
| 3) Coroniti, F.V. and C.F. Kennel, | J. Geophys. Res., 75, 1863, 1970. |
| 4) Hasegawa, A., | J. Geophys. Res., 76, 5361, 1971. |
| 5) Wu, C.S., | J. Geophys. Res., 76, 4454, 1971. |
| 6) Nambu, M., | J. Geophys. Res., 78, ?, 1973. |
| 7) Akasofu, S.-I., | Planet. Space Sci., 12, 607, 1964. |
| 8) Ishihara, T., | J. Plasma Physics, 9, ?, 1973. |
| 9) Nambu, M., | Physics Fluids, 16, ?, 1973. |
| 10) Gurnett, D.A. and L.A. Frank, | J. Geophys. Res., 77, 3411, 1972. |

菊部 元宏
 杏林大学医学部進学課程物理

ABSTRACT

It is suggested that, without macroscopic current, the ordinary mode instability can occur with electron's negative pressure effect. The instability mechanism is similar, if not completely analogous, to the Jeans instabilityst in stellar dynamics. The negative pressure electrons reduce the critical number density of hot electrons for the onset of instability.

REFERENCES

- 1) M.Nambu, J. Plasma Phys. 7, 503 (1972).
- 2) S.Hamasaki, Phys. Fluids 11, 2724 (1968).
- 3) R.C.Davidson and C.S.Wu, Phys. Fluids 13, 1407 (1970).
- 4) K.F.Lee and J.C.Armstrong, Phys. Rev. A 4, 2087 (1971).
- 5) N.Tzoar and T.P.Yang, Phys. Rev. A 2, 2000 (1970).
- 6) M.Bornatici and K.F.Lee, Phys. Fluids 13, 3007 (1970).
- 7) M.Nambu, Phys. Letters A 39, 347 (1972).
- 8) C.F.Kennel, R.W.Fredricks, and F.L.Scarf, in "Particles and Fields in the Magnetosphere", 257 (1970).

(To be published, July (1973) Phys. Fluids)

野田 彰, 玉尾 孜
東京大学 理学部

[序] auroral hiss の発生機構として Ellis により Cerenkov radiation が提案されて以来、観測として得られている power spectral density を計算出来る incoherent Cerenkov radiation の model 計算が成されて来た。^{1), 2), 3)} しかし、これらの数値計算で得られた結果は、解析的手法でよい精度で得ることが出来、その結果 spectral density の model 依存性が明確になり、incoherent Cerenkov radiation の妥当性が議論出来る。

[基本式] power spectral density は以下の式で与えられる。

$$P(f) = \left[\int dV dv n(v, r) \frac{dP(v, r, f)}{df} \right] / S_{obs}$$

f: 周波数

n: 粒子の分布関数

dP/df: 速度 v を持つ荷電粒子 1 個当りの Cerenkov power density

S_{obs}: 観測地点における磁力管の断面積

積分は速度空間と、今考えている周波数が観測地点で伝播可能な mode が存在する磁力管全体に渡って行われる。cold plasma 中の whistler mode への Cerenkov radiation を考えた場合でも、dP/df は、周波数、cold plasma の成分比、密度、外部磁場の強度、粒子のエネルギー、ヒッ角に依存し、これらに対する依存性は単純ではない。

[静電近似] しかし、VLF Hiss を発生していると考えられる数 keV 以下の電子による whistler mode への Cerenkov radiation では、よい精度で、静電近似が成り立ち、(dP/df)_{stat.} は以下の様にとえられる。⁴⁾

$$\frac{dP}{df} \text{stat.} = 4\pi^2 g^2 \frac{f}{|u| \epsilon_1} J_0^2 \left(\frac{f}{f_{He}} n_e \beta_e \right) \quad \tan^2 \theta = -\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

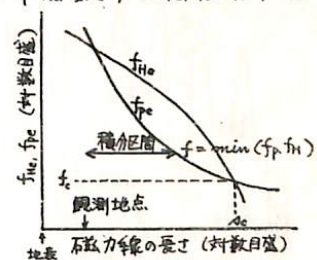
但し、u は磁力線方向の粒子の速さ、J₀ は 0 次 Bessel 関数で、今の場合 J₀ = 1 (ヒッ角 = π/2) ε₁ は誘電率テンソル成分で ε₁ = 1 - Σ (f_{pe}² / (f_{pe}² - f²) (≈ 1 + f_{pe}² / f_{He}² (f_{He} ≪ f ≪ f_{He}))

[Cerenkov Hiss] 今粒子の pitch angle 分布を等方的と仮定すれば、分布関数の空間依存性はなくなり、Incoherent Cerenkov radiation の計算結果は以下の様になる。

$$P(f) \approx 4\pi^2 g^2 \frac{f}{\langle |u| \rangle \langle \epsilon_1 \rangle} n \cdot V(f)$$

高緯度地方における f_{He}, f_{pe} の分布は右図の様であるから、P(f)-f 図は

- 1) f = f_c 付近に peak を持つ山形のスペクトルとなる。
- 2) P(f) に対する寄与は、f > f_c では遠い領域程大きく、f < f_c では f_c 付近からの寄与が最大となる。



[incoherent Cerenkov Hiss の問題点] cold plasma の誘電率テンソルを用いた今迄の incoherent Cerenkov radiation の power を大きくするには、以下の方法が考えられるが、共に問題を生ずる。

- i) 低エネルギー粒子を増やす。→ 静電的な波
- ii) 粒子数を増やす。→ 数十 kHz 以下のスペクトルで既に model に矛盾を生じている。^{1), 2)}

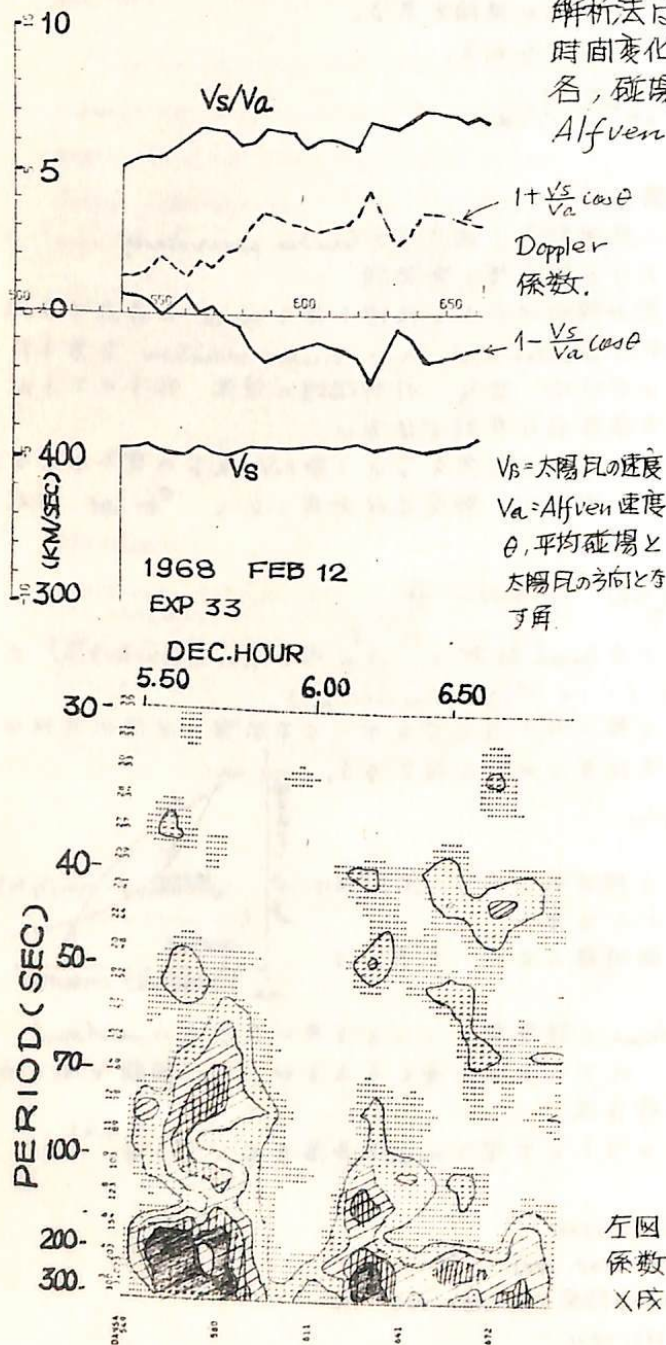
[文献]

- 1) T. S. Torgersen J. Geophys. Res., 71, 1367, 1966
- 2) T. L. Liu and T. Laaspere J. Geophys. Res., 77, 4145, 1972
- 3) 相原 忠雄, 永山 日本地球電磁気学会 講演予稿集 (第52回) 84頁 197
- 4) J. Trulsen J. Plasma Phys. 5, 367, 1971

I-12 太陽風磁場の Dynamic Spectra

渡辺 茂昭 高部 政雄
電波研究所

太陽風内のプラズマ変動, 主として波動現象を, 磁場の Digital Sonagram 解析と, 同時観測されたプラズマのデータを基に論ずる。Explorer 33 女主な, データ源である女, Exp.34, 他も処理中である。



解析法は前回紹介したように, 真道座標, 又は, 時間変化する平均磁場によって決まる座標系に各, 磁場成分を移し, Dynamic Spectra, Alfvén 波の速度, V_a , マッハ数, Doppler 係数等の値を算出する事によって行われる。

太陽風と 相対速度を持つ人工衛星が感ずる, 波動の見かけの分散性は, 真の分散性によるもの, 分散性の少ない領域における HM 波が Doppler 効果によって起るもの, Source 特性等による。

周期 50 秒以上に関しては, 前回言及したように, 磁場の方向変化, とくに θ 方向, に大きく依存する。通常, θ iscon 等女限り, 短時間で, 着しく, V_s , 密度, 温度, $|B|$ は マッハ数に大きく影響与える程変化しない。(左図参照されたい)

磁場の方向女変化する時, とくに太陽風の方角に直角を向きより, 平行を向きに近づく時, Doppler 効果は急激に効いてくるが, その時, 左図の如く, 「く」の字型のパターンが良くみられる。これは 13~50 秒周期のものにも云える。これは, 太陽に向うものと, その逆の波との合成として考えられる。

その他, 種々のパターンと磁場, その他の関連を論ずる。

左図(B)は, 太陽風, そのマッハ数, Doppler 係数のグラフ。(C)は, 同時刻の真道座標の X 成分の Dynamic Spectrum

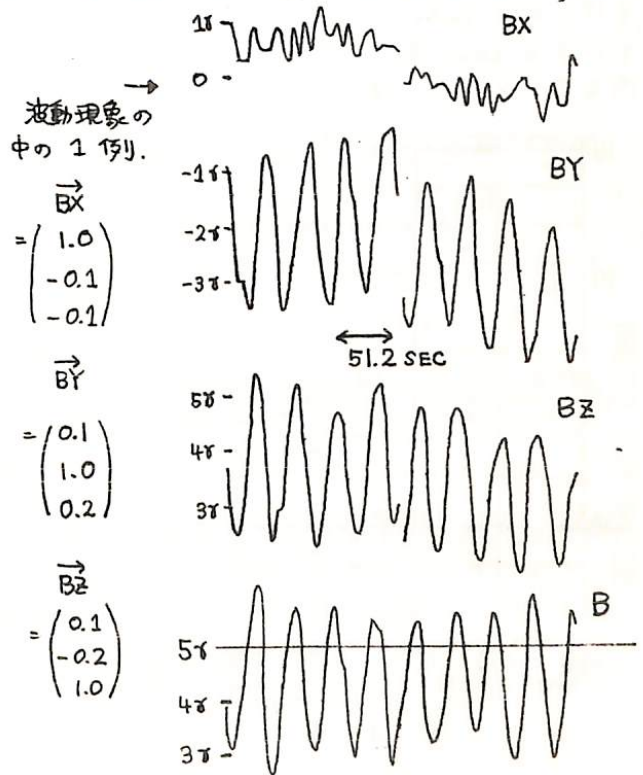
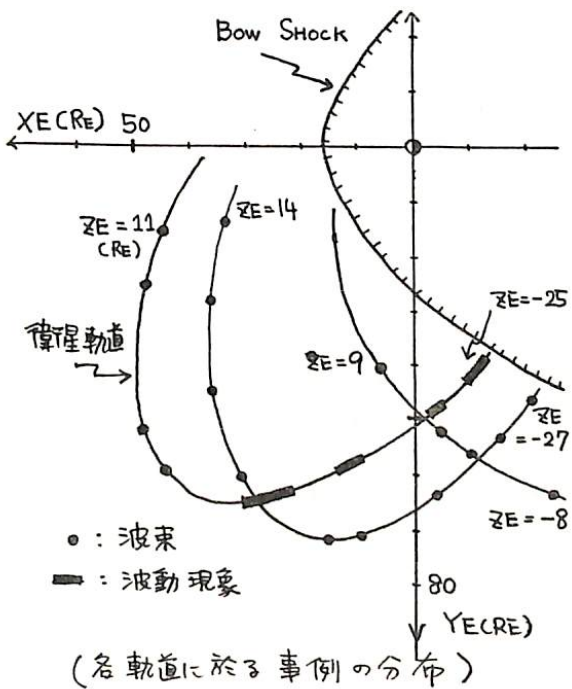
太陽風中で観測された、低周波プラズマ波動現象

坂 翁介, 北村泰一
九州大学 理学部

超音速で流れている太陽風中に、しばしば非常に周期的な磁場の波動現象がみられるが、これはたいてい地球前面の弓状衝撃波の影響であるが、そうでないという事が問題になっている。波動現象の事実を、今までに Heppner et al (1967年), Greenstadt et al (1968年), Fairfield (1969年), Russell et al (1971年) によって観測されている。

Fairfield は Explorer 34号を使って、弓状衝撃波の前面最大 20 RE までに 20~100 秒 (衛星座標系) の周期的な波が卓越していることを指摘し、これが弓状衝撃波からの粒子の流れによって励起された アルファベン波であろうと推量した。一方 Russell et al は OGO-5 にて弓状衝撃波のごく近傍 (数 RE) で周期 1~5 秒の波束を観測し、これは周波数がおよそ 2 Mhz (イオンサイクロトロン周波数) (プラズマ静止座標系で) のホイッスラー波が弓状衝撃波からの粒子の流れによって励起されたであろうと考えた。

一方我々は Explorer 33号の磁場の Data を解析することにより、弓状衝撃波の位置より 40 RE 上流 (夕方側) で周期 30~50 秒の時間にして 1 時間以上継続する非常に周期的なプラズマ波動現象と、それと同時に 同じ周波数帯の波束現象を十数例観測した。特徴として、波束ベクトルの方向が 1 時間以上にわたって磁場の方向に関係なく、ほぼ太陽-地球の線に沿っていて、地球から遠ざかるにつれて各事例ごとに周波数が低くなっている。しかし弓状衝撃波の何らかの影響が発生に因っているという積極的な理由はまだみつかっていない。

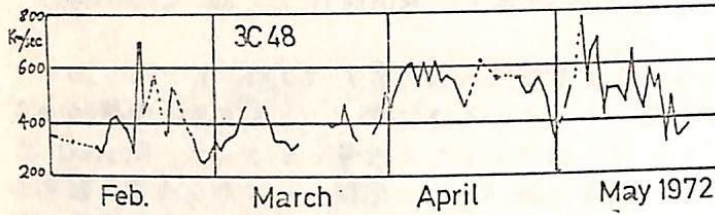


ついで

渡辺 堯, 柴崎清登, 小宮正宣, 柿沼隆清

名古屋大学 空電研究所

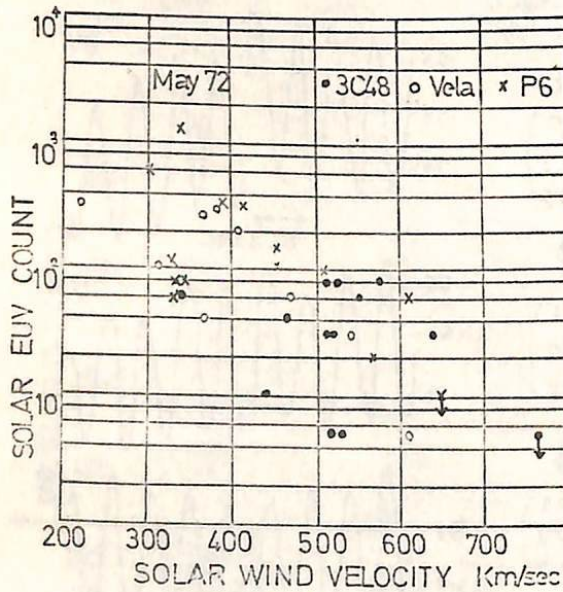
3C48は4月の下旬頃最も太陽に近付き、太陽から0.36 AUあたりの太陽風が観測出来る。しかし3C48の黄緯帯は約21°であるため、4月から5月にかけて日面緯度にして約40°~60°の高緯度帯から流出する太陽風を観測する事になる。1972年2月から5月に、観測された太陽風の速度を第1図に示す。図でもわかる通り4,5月は2,3月に比べて全体的に速度が高く、



第1図

ような高速度の太陽風が出ている事は若干奇異にも感じられた。

最近、OSO-7によるEUV (extreme ultraviolet) 284 Å に於けるコロナの観測が得られるようになった。それを見よと "Hole" とよばれるコロナの弱い穴のような場所があり、高速度の太陽風はそこから流出しているらしい事が報告されている。幸いにして1972年5月よりSolar Geophysical Data にもその観測が出来るようになったのでそれと3C48によりおめた太陽風の速度との比較を行った。手法は従来と同様 line of sight の太陽へ最も近い点 (P点) が最もシンチレーションに寄与しているものと考へ、太陽風は等速でかつ radial な流れを仮定した。参考のため同じ時期に Vela 紅星や Pioneer 6 により得られた data について同様な解析を行った。結果は前2図に示した。図のたて軸はEUVの count 数で、これはコロナの表面輝度に比例する。横軸は太陽風の速度である。図を見るに大ざっぱに云うと右下りの傾向が見られるが、これはコロナの輝度が低い程高



第2図

速の太陽風が出ていることに対応する。更に、特に高速の太陽風は極近くに居るコロナ中の深い谷に相当する場所から出ている(前2図の右下の点はこれである)。

コロナの Hole は低緯度帯では単極性の磁場を持つ古い plage 領域に対応するものが多いようであるが、高緯度帯のものについては対応がはつきりしない。とは云え極地帯に時々出現する「極白斑」に対応している可能性もある。結局のところ3C48が太陽に接近するにつれて太陽風速度が急上昇するのは、太陽に近いところ程太陽風速度がよっているためではなく (Parker のモデルに基づいて)、太陽の高緯度帯からは高速の太陽風が流出していることと一致するが適当である。

太陽及び惑星間磁場構造と回帰性地磁気擾乱

齋藤 尚生

(東北大学理学部)

日々の地磁気擾乱度は、数日の order から solar cycle の order に至るまで、いろいろの time constant を有する要素が混り合つて複雑な変化をしている。擾乱の根源的 source は太陽に存在する事は知られていながら、太陽面上の複雑な現象は惑星間空間を經由して伝達される過程において歪められ、かつその情報が太陽風から磁気圏に伝達される機構も単純ではないので、地磁気擾乱度の時間変化と太陽面現象は未だに 1 対 1 の identification が出来ない現状である。規則的擾乱として屢々議論されるのは 27 日周期であるが、recurrent 型擾乱の機構を解明する為には solar rotation period の擾乱のみに限定着目しては根本的な機構解明に不十分なので、此処では solar rotation period, semiannual period, 及び solar cycle period に大別して、夫々に構造的に深く物わつていられると思われ太陽、惑星間空間、及び地磁気現象に關する主な事実(極く常識的なものを除く)を以下の如く纏め、夫々の機構を解明し、solar-terrestrial relationships の角度から総合的に recurrent magnetic disturbances を捉えようとするものである。

観測事実

(1) Solar rotation period に関連するもの。

Solar phenomena SMF 及び QDF …… backwards C 型。
SMF …… differential 及び rigid rotation。
Interplanetary " 1966-1969 年期中 90% は 2-sector。
Geomagnetic " 擾乱 spectrum は 1/2 solar rotation period に peak を有する。
solar rotation period に semiannual 1.5 modulation。

(2) Semiannual period に関連するもの。

Solar phenomena General field は 22 年周期で反転。
Solar Cycle No. 19 では北半球が active。
Interplanetary " IMF intensity は storm 中 $\sim 20\%$, 平均 $\sim 5\%$ 。
Preferred sector は toward (3月) 及び away (9月)。22 年周期で反転。
Geomagnetic " semiannual activation。
之は 180° 位相の異つた 2 系列の annual variation の合成。

(3) Solar cycle period に関連するもの。

Solar phenomena Moulder's butterfly。
Intense SMF …… active region。
Interplanetary " Sector structure の回帰周期は one solar cycle で ~ 28 日 \rightarrow 27 日に変化。
Geomagnetic " 擾乱回帰周期は one solar cycle で ~ 28 日 \rightarrow 27 日に変化。
sunspot max. における回帰性最も faint。

Model

地磁気擾乱度の基本要素として磁気圏内を考慮し、惑星間空間磁場変化に對する substorm の発生確率を probable 値を以て計算すると、次の様な model が考へられる。即ち、one solar cycle で butterfly shift する様な solar source surface 上の active region (ARS) の配位、よつて惑星間空間磁場構造の基本が決定され、それは太陽地球間を平均的に 180 sector の扇形構造を形成し、ARS-SE 磁場構造を形成し、ARS-SE 磁場構造による地球磁場擾乱が惹き起される。

村山 高
(石大理)

前回までの発表では、太陽風の種々の parameter が、AEJ の発達に対して、どのようなかゝり合いを持っているかが定量的に解析されたが、その結果は次のように要約される。

- (1) 惑星間空間磁場 (IMF) の南向き成分の時間積分 ($\Sigma B_z t$) は、AEJ の total current と、かなりよい比例関係を持つ。
- (2) IMF の絶対値 $|B|$ が 4γ より小さくなると、AEJ に対する効率が悪くなる。例えば $B=2\gamma$ $\theta=-50^\circ$ の IMF と、 $B=5\gamma$ $\theta=-18^\circ$ の IMF とでは同じ $B_z=1.53\gamma$ を与えるが、それによって生ずる AEJ の強さは約 1:2 である。
- (3) IMF の方位角が南向き ($B_y > 0$) の方が、東向き ($B_y < 0$) に比べて、同じ $\Sigma B_z t$ でも、1.5 ~ 2 倍の AEJ をもたらす。
- (4) 太陽風の速度 (v) は AEJ の発達に大きい影響を与えるもう一つの parameter である。同じ $\Sigma B_z t$ の IMF が来ると、作られる AEJ の量は、 $v^{1.5 \sim 2.0}$ に比例して、 v と共に増す。これに対して太陽風密度は $\rho^{0 \sim 0.5}$ と、遙かに小さい。

さて、 v の効果は上述のように大きいから、 B が充分北向き (例えば $B_z > 5\gamma$) の場合は、たとえ v が大きくても AEJ は発達しない。その意味で、 B_z は AEJ を発達させる主役であり、 v は脇役である。しかし B_z が正でも、 $0 < B_z \leq 3\gamma$ の範囲では、 v が高いときには、AE-index の増加がみとめられる場合がある。従って $AE \propto B_z \cdot v^n$ の関係は、第一近似としてはよいが、更に近似を深めよう場合には、もっと複雑な関係を持つ可能性もある。今回は主としてこの点に注目して解析結果を報告する予定がある。

惑星間空間磁場と磁気圏の変形

前沢 洸

東京大学宇宙航空研究所

Substorm 時に昼間側の磁気圏境界面が内側に移動することは、Aubry等によって観測された事実である。しかし実際に Chapman-Ferraro (C-F) モデルで予想される位置より内側に入るかどうか統計を取って調べた例はあまりないと思われる。そこで、太陽風のデータを用いて、観測された境界面までの距離を normalize し、惑星間空間磁場の B_z 成分、及び地上の磁場データと比較してみた。ただし、太陽風のデータの得られる期間が少ないので、それを補助する意味として、境界面すぐ内側の磁場強度 B と境界面地球間の距離 R との関係も調べた。これは、境界面が内側にあるときは、 $B-R$ relation も Chapman-Ferraro のときとは違うだろうと考えたからである。その結果、いくらかはらつきはあるが

- ① $B_z < 0$ のとき、境界面は Chapman-Ferraro の Pressure balance で決まる位置より内側にある
 - ② その際 B の値は同じ R における C-F モデルの値より小さい傾向にあることがわかった。この理由として次のものが考えられる。
 - ① Chapman-Ferraro current の一部が line-tying current として day side oval に流れこみ、その結果、境界面の電流が減少し、境界が内側に移動する (Coroniti & Kennel, 1971)
 - ② Day side reconnection の結果、Tail に Magnetic Flux がたまり、Tail current が増大し、昼間側の磁場を弱める。
- ここに②は①に付随して起るものと考えられる。これらのことについて議論するつもりである。

I-18 磁気圏尾部境界面の位置と運動

前沢 利

東京大学宇宙航空研究所

太陽風と地球磁気圏の相互作用を調べる目的で、地上の磁場変動と太陽風内諸物理量変動を比較する方法が今までかなりの成功をおさめてきた。しかしながら、太陽風と直接相互作用しているのは磁気圏境界面であるから、磁気圏境界面の状態変化を知ることが、太陽風からのエネルギー取り入れの機構の解明に不可欠である。境界面観測データ解析の非常に不利な点としては、衛星と境界面双方の運動のため、時間的に連続したデータが少なく、しかも時間的変化と空間的構造を分離しにくいことがある。したがって多くの場合、統計的な取り扱いが必要である。今回はこのようなことを頭において、磁気圏尾部境界面の位置と境界面の傾きの統計を取って結果を発表する。境界面の傾きは、境界面の両側の平均磁場同士のベクトル積を boundary normal として計算した。(この方法は必然的に time scale の長い変動 (≥10分) に目を向けることになるが、variance matrix による方法より安定で都合が良い。) 主な結果は、

- 1) $x = -30Re \sim -70Re$ において境界面は常に運動しており、その振幅は $10Re$ にも及ぶと思われる。
- 2) Tail の境界が内側に向って運動している時境界面の傾きは Solar Wind に対して、より立っており、逆に外側に向って運動しているとき、境界面の傾きは sun-earth line により平行になる。

2)は、太陽風中の不均一性によって昼間側境界面に新たに生じた変型が、Tail 境界面上を downstream に伝播しているためと考えるのが妥当であろう。

今、簡単な Tail 境界面変型のモデルとして

$$\Delta r = a x \sin(kx - \omega t)$$

の形の位置変位を考える (r は Tail 半径, x は地球からの x 方向の距離)

$$\Delta\left(\frac{dr}{dx}\right) = a \sin(kx - \omega t) + a k x \cos(kx - \omega t), \quad \frac{dr}{dt} = -a \omega x \cos(kx - \omega t) \quad \text{だから}$$

$$\Delta\left(\frac{dr}{dx}\right) = \frac{\Delta r}{x} - \frac{k}{\omega} \frac{dr}{dt}$$

境界面の傾き (x 軸となる角) を θ とすると

$$\theta = \theta_0 + \Delta\theta \approx \left(\frac{dr}{dx}\right)_0 + \Delta\left(\frac{dr}{dx}\right) = \left(\frac{dr}{dx}\right)_0 + \frac{\Delta r}{x} - \frac{k}{\omega} \frac{dr}{dt} \quad \dots \textcircled{1}$$

①の右辺第1項第2項は観測時の衛星位置 (x, r) のみの関数であるから $\left(\frac{dr}{dt}\right)$ と θ の統計を取ると消えてしまう。よって第3項のみ考えると、 $\frac{dr}{dt} < 0$, つまり境界が内側に入ってくる時 $\theta \rightarrow \pi$, 逆に $\left(\frac{dr}{dt}\right) > 0$ のとき $\theta \rightarrow 0$ となり観測と一致する。このように伝播する変形は、Tail に tangential stress を与えると思われるから、solar wind \rightarrow magnetosphere のエネルギー受け渡しの一翼を荷、くいる筈である。

また、境界面の平均的位置に際しては、

- 3) $-30Re \sim -60Re$ で Tail 半径はあまり増えせず (時間的変化卓越), $-60Re$ 付近の Tail の断面は互方向にひきのぼされている

ことがわかった。

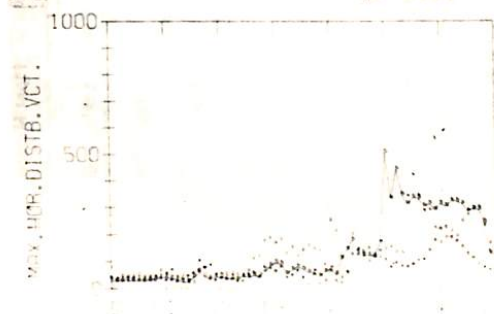
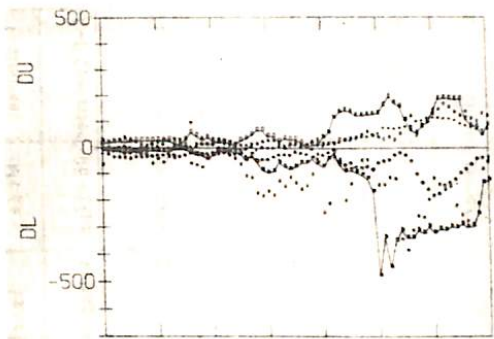
オーロラ・サブストーム 発生過程の解析 - 1

金田原 康 (東京大学理学部)

オーロラ・サブストームの発生過程の解析を為すに、サブストーム活動度のインディケータールが先づ必要とされる。従来 *AE-index* がこの目的の為に使用されて来たが、サブストームの発生に到る過程に関しては必ずしも充分ではない。この課題を目的にも適合する新規インディケータールを以下の様な方法で作成した。

極域を地球緯度 60° - 70° , 70° - 80° , 80° 以上の三領域に分割し、夫々の領域で *AE-index* の *AU* と *AL* を求めたのと同じ手法で *DU*, *DL* とし、更に擾乱量の指標として $(X^2 + Y^2)^{1/2}$ を採り、*DU* を求めた方法で三領域に就いて夫々求めたものを各領域での *HDV* (*Horizontal Disturbance Vector*) とする。更に経度方向に対する情報を得る為には各領域の *DU*, *DL*, *HDV* などの時間帯の観測値に依って表されて居るかと同時に求めた。時間帯は 12 時, 1 時, 00 時, 01 時を夫々中心とする 6 時間の 4 区画を採用した。表示は三領域の *DU*, *DL*, *HDV* を領域別に表示子を変へ *DU*, *DL*, *HDV* の三枚にまとめる。

今回はこの様にして作成した約 20 箇の指標から求めたサブストーム発生時の特徴を従来解析を行って来た *dayside oval* の *activation* の際の地球気変動と同様のものでもある事を報告する。更に *Frank* 等に依って報告されて居る '*inverted V*' と呼ばれる入射電子のスペクトル特性とサブストームの段階との関係等と対応が取れる約 10 例に就いて上記の指標との同時解析から求めた結果に就いて報告する。



左に 1968 年 9 月 5 日 UT 004-074 のサブストーム活動度の指標例を示した。

Auroral Mini-Electrojet During the Substorm-Growth Phase

Using the Scandinavian meridian-chain of geomagnetic observatories, an investigation was made of 76 polar magnetic substorms occurring in the geomagnetically quiet background. The investigation adds the following new knowledge to the previously known morphology for the substorm-growth phase. At the auroral-zone, the growth phase of a polar magnetic substorm is characterized by the pronounced association of the auroral mini-electrojets (the weak eastward electrojet at the afternoon-to-evening auroral-zone and the weak westward electrojet at the midnight-to-early morning auroral-zone). These mini-electrojets are considered to be caused by the enhancement of the S_q^P -field which exists almost always in the polar region, even on extremely quiet time and they seem to form the base of the disturbance throughout the course of a substorm. After this basic disturbance has distinctly developed during the growth phase, it is catastrophically perturbed and shows up as the well-defined expansion phase of a polar magnetic substorm.

References

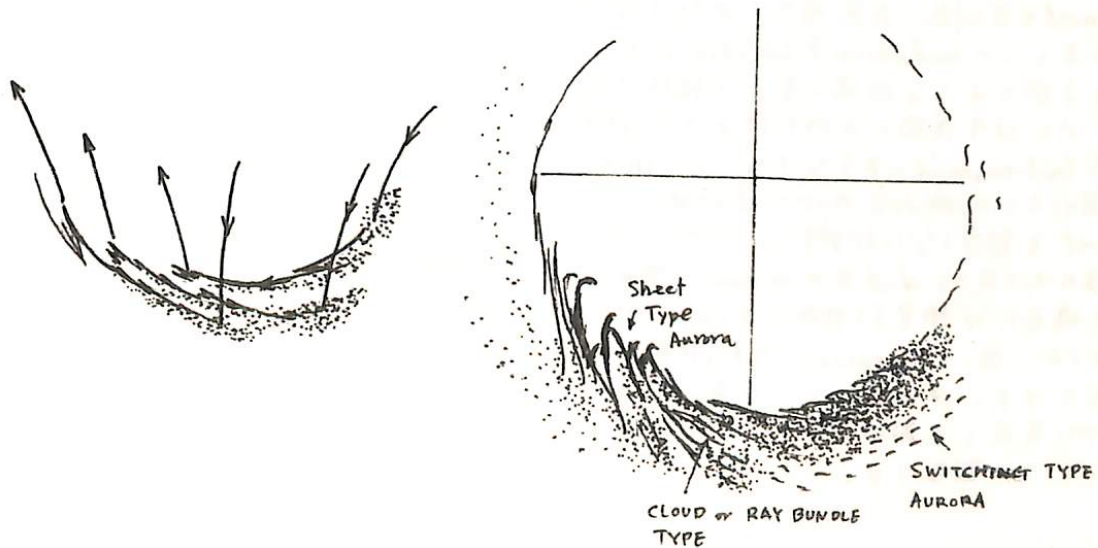
- Gurnett, D. A. and L. A. Frank (1973), Observed relationships between electric fields and auroral particle precipitation, *J. Geophys. Res.*, 78, 145.
- Iijima, T. and T. Nagata (1972), Signatures for substorm development of the growth phase and expansion phase, *Planet. Space Sci.*, 20, 1095.
- Iijima, T. (1972), Development of weak electrojets during the growth phase of magnetic substorms, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, 26, 267.
- Kisabeth, J. L. and G. Rostoker (1971), Development of polar electrojet during polar magnetic substorms, *J. Geophys. Res.*, 76, 6815.
- Mende, S. B., R. D. Sharp, E. G. Shelley, G. Harendel and E. W. Hones (1972), Coordinated observations of the magnetosphere: The development of a substorm, *J. Geophys. Res.*, 77, 4682.
- Snyder, A. L. and S.-I. Akasofu (1972), Observations of the auroral oval by the Alaskan meridian chain of stations, *J. Geophys. Res.*, 77, 3419.

小口 高, 飯島 健
東大理

オーロラ入射粒子と Jet Current の関係を明らかにするために昭和基地における Hp 及び他の emission の掃天観測と地磁気変動の比較を行った。全体の結果は既に Fukumishi が報告しているように、大きな Breakup の前は Hp 及び Electron Aurora の緯度が下り、Breakup とともに Poleward Expansion を示すと云ってよいが、個々の Breakup 及び Breakup 中の Local Breakup に対応する変化は必ずしもそのように簡単なものではなく、Hp の領域も時間的変動が著しい。現在解析が進行中であるが、今までの所、次の事項が知られた。

- (1) 領域の Equatorward shift は、必ずしも Jet に無関係な Twin Vortex Current の発達に因るものとは云い難く、Midnight-Down の Jet の発達に対応する様に見える場合が多い。例えば、昭和基地が Dusk の時、Down にあたる Dixon, Tixie 等々の Jet の発達と並に緯度が下る。
- (2) Poleward Expansion が起るのは、Breakup 又は Jet の、昭和基地をカバーした時に起る。即ち、Eastward Current 領域 (Dusk) で、急速な Westward Current の領域が西側に膨張することを対応する。
- (3) Midnight に於ける Expansion は、Auroral Arc の急速な Splitting で始まり、Electron Aurora が shift した後の空間を Hp が埋め行く形で進行する。この場合、Hp は常に明るく Electron Aurora の低緯度側に存在する。Hp の分布は一律ではなく、明るく Electron Aurora の部分に対応する。
- (4) Dawn の Breakup は、西側の Electron Aurora の急速な Splitting に対応し、ray bundle type の Electron Aurora の急速な東側への膨張と、後々 Hp emission の増加がその特徴である。この Hp の増強は、Syowa - Reykjavik - Narsarsuaq 即ち Midnight 領域での W-JET と相関を示す。
- (5) Dawn の Quasi-periodic 又は Switching type Aurora は、Hp emission の中々、や、低緯度より現われる。

以上をまとめ Breakup 過程を Schematic に現わすと次の様になる。

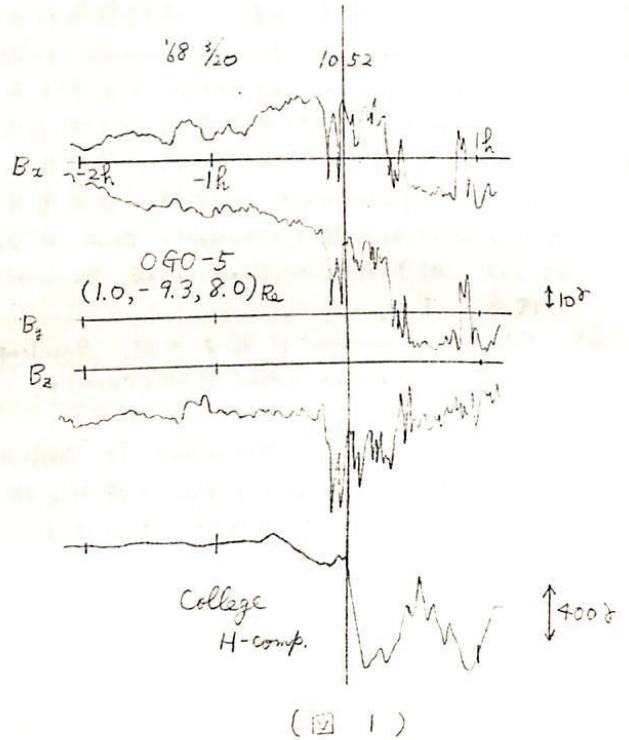


長山直弘 西田篤弘
東大宇宙研

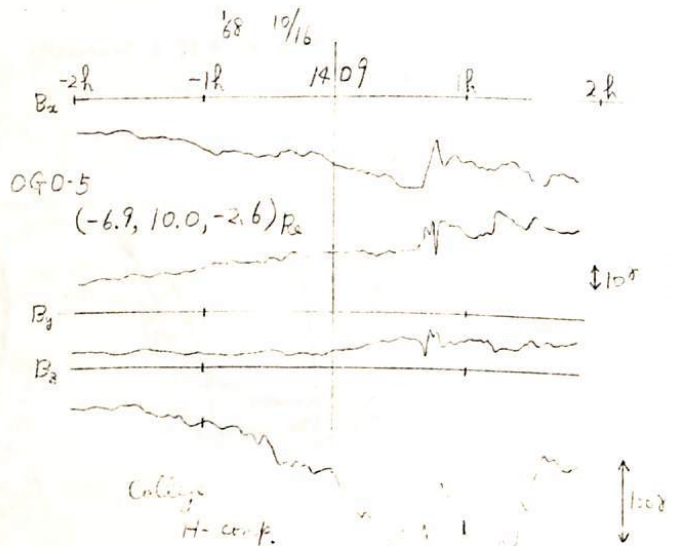
これまで我々は substorm の際の磁気圏の (主に磁場の) 変化について調べてきたのであるが, その対象は主に夜側の inner magnetosphere 及び tail であつた。今回は dawn-dusk meridian における substorm 時の磁場の変形の仕方についての解析を報告する。磁気圏の dawn-dusk meridian を適当に横切っている衛星で, そのデータが我々の手許にあるものは OGO-5 である。

OGO-5 が記録する substorm 時の磁場の変化のタイプにはまず 1 図のようなものがある。growth phase では B_x, B_y が増大する。特に B_x の増大が目立つ。expansion phase onset と共に sheath に出ているか出ていなければ磁場は減少するのであろう。この substorm が isolated であることは Ground (College) のデータからもわかる。このような磁場の振舞は growth phase には tail current が増大するという事実を考えると一応おともであると思われる。

ところが OGO-5 には 2 図に示されるような磁場の変化が見られる。つまり growth phase には顕著な変化はないが expansion phase onset と共に B_x のみが増大し始めるのである (この substorm が isolated である)。2 図のような磁場の変化を説明するためには赤道面に平行に流れる sheet 状の tail current のようなもの, 又は磁力線にそって流れるやはり sheet 状の current を想定しなければならない。そして磁力線にそって流れる sheet 状の current を想定する場合には衛星より外側におくか, 内側におくかに従つてその current の向きは決る。我々は主に 2 図に示した変化のタイプに着目して解析を進めた。その結果について報告する。



(図 1)



(図 2)

河島信樹 大毅修義 岡村昇一
東大宇宙研

Neutral Sheetのモデル実験として magnetic neutral point にプラズマを入射しそこに大電流を流してその点におけるエネルギーの dissipation を調べて来たが今回はそれによってイオンが加熱されている事が実験的に明らかになったので報告する。Fig. 1 に実験装置を示す。Magnetic neutral point は一本の導体を上下4本おつに分けてコンデンサー放電により準定常電流を流して作った。プラズマ銃で作ったプラズマをこの neutral point に入射しておいて 15 KV, 2.5 μ F の早い放電で二枚のメッシュ電極間にプラズマを通して大電流を流すと neutral sheet が形成される。そこで Fig. 2 に示したように anomalous resistivity による電圧の hump が両電極間に現われる。これに対応して Fig. 2 のように X-ray が現われる事は前回に報告したが今回は ion の energy analyser を Fig. 1 の装置側面 3 m 離れた位置において time of flight でエネルギーを測定した。得られる signal は Fig. 2 に示したようにありこれを time of flight で戻してみると点線に示したように Fig. 5 Dependence of the ion temperature on the external magnetic field の ion は X 線と同じ時刻に出ている事が分る。ion の energy spectrum を測定してみると Fig. 4 のようにほぼ Maxwell 分布に近い形で KeV の order の温度に対応している事が分る。外部パラメータに対する dependence は外部磁場を強くすると ion 温度は上昇し (Fig. 5) プラズマ中を流れる電流 (Fig. 6 の V_p に比例する) を増加すると、増加する。これは hump の現われ方の V_p , I_c dependence (Fig. 3) と対応している。

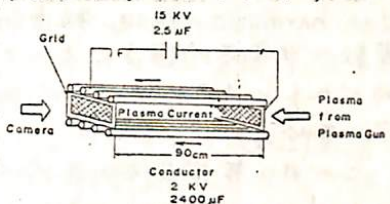


Fig. 1 Experimental layout

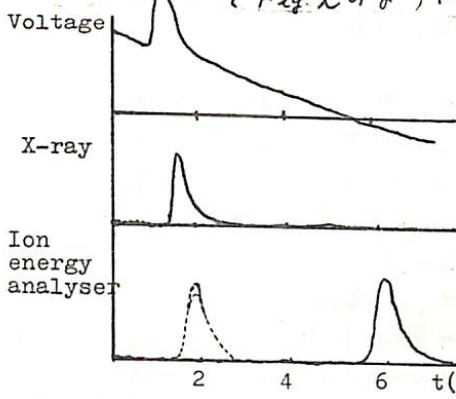


Fig. 2 Voltage hump and the ion energy analyser output graphs. The top graph shows Voltage vs. t (μ sec) with a peak at $t \approx 2$. The middle graph shows X-ray vs. t (μ sec) with a peak at $t \approx 2$. The bottom graph shows Ion energy analyser vs. t (μ sec) with peaks at $t \approx 2$ and $t \approx 6$. A dashed line indicates the time-of-flight correction for the 6 μ sec peak.

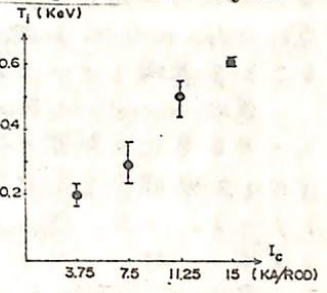


Fig. 5 Dependence of the ion temperature on the external magnetic field

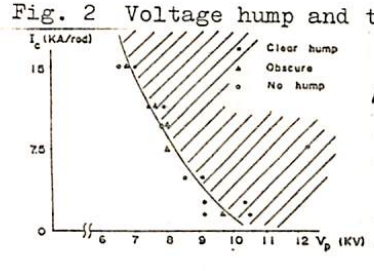


Fig. 3 Dependence of the appearance of the voltage hump on the plasma current and the external magnetic field energy analyser output

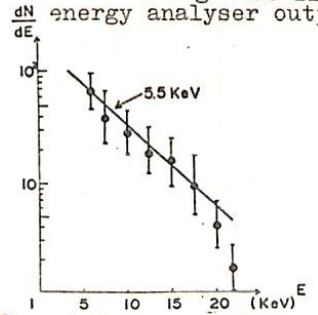


Fig. 4 Spectrum of the obtained ion energy distribution

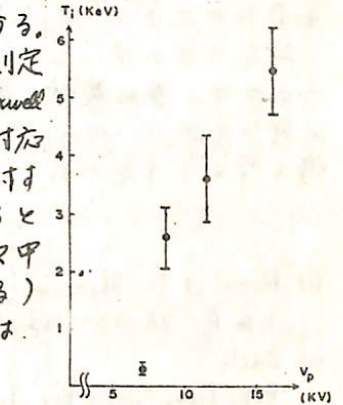


Fig. 6 Dependence of ion temperature on the plasma current

I-24 K_p の半年変化

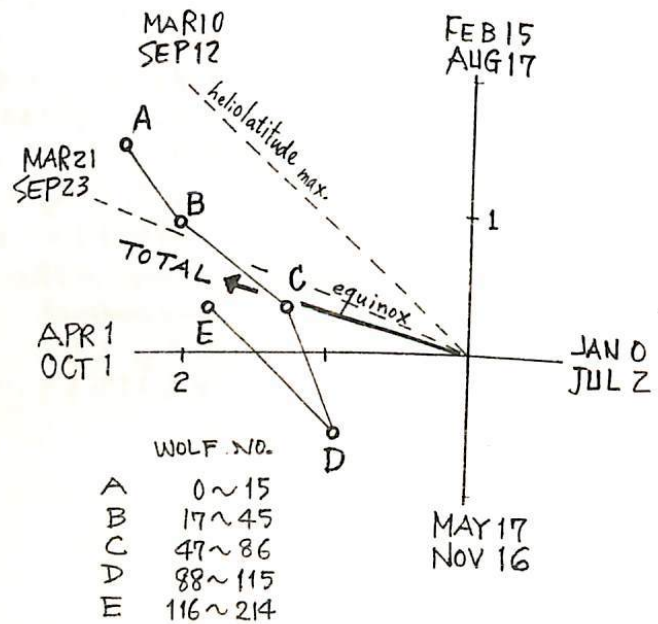
青木孝夫 村山 高
(大大理)

K_p に半年周期の変化のあることは古くから知られているが、その発生機構についての論議が近年盛になっており、いくつかの解釈が提唱されている。そこで K_p の半年変化の実態(特に solar activity との関連)を調べてみた。data は 1932~1971 の 40 年間の K_p の daily sum で、各年を前半と後半に分け、夫々について調和解析を行なった。下図は、その 1st harmonic の位相、振幅の 80 組 (40年×2) の data と、solar activity (Wolf 星黒数の半年平均値) によって分類し、activity の小さい順に A...E とし、これらの平均ベクトルを示したものである。従って個々の平均ベクトルは 16 分の半年 data の平均になっている。

この 40 年間の全体の平均ベクトルは、図中の TOTAL とかいわい位置にあり、equinox とよく phase が合っている。しかし、これと solar activity によって分解した結果は、半年変化のベクトルが ① phase $\approx \pi$, amp ≈ 1 の、solar activity によらないベクトルと ② solar activity が減るに従って phase $\approx \frac{3}{4}\pi$ の方へ伸びて行くベクトルの和から成ることを示唆している。

最近 Russel-McPherron⁽¹⁾ は、Sol. Eq. 系と Sol. Mags. 系の相互関係の年変化から、 K_p の半年変化の解釈を試みている。この効果の存在することは確かであるが、半年変化のすべてを説明するには不十分で、むしろ上の ① のベクトルと位相、振幅共に矛盾なく対応している。一方、② のベクトルは、その位相が、地球の heliographic latitude が最大になる位相と一致しており、solar magnetic field の性質と密接に関連していることが予想される。最近 Saito⁽²⁾ は、地球の helio-latitude の高いとき、太陽面の active region に近い、強い磁場が引き出される効果 (ARS 効果) と、上記の Russel-McPherron 効果との重畳合わせによる、 K_p 半年変化の解釈を提唱しているが、我々の ② のベクトルと ARS 効果に対応させれば、この解釈は下図の結果をよく説明する。しかし ② のベクトルの性格については、更に検討を要する点が多く残っており、その点についての議論も行なう予定である。

- (1) Russel & McPherron :
J.G.R. 78, 92~108, 1979
- (2) Saito :
Rep. Ionos. Space Res Japan :
26, to be published.



早川幸男, 河野 毅, 長瀬文昭, 田中靖郎
名古屋大学 理学部

放射線帯内帯の下縁は鋭い境界を持つと信じられていたが、最近の観測によつて下縁以下の高度においてもほぼ定常的にかなりの強度の電子の存在することが明らかになった。L-3H-7号機によるわれわれのロケット観測の結果、地磁気緯度 $20^{\circ}N$ における高さ500 km以上では、エネルギー 10 keV 程度の電子は磁場に捕捉されており、その強度は高さと共に増すことが認められた。他方カリフォルニア大学LRLグループは高度150 kmにおいて電子が磁場に沿って降下していることを観測した。K-9M-40号機によるわれわれの実験の結果、高度200-300 kmでは両成分が共存することを見出した。

ロケットに搭載した電子測定器は厚さ 0.3μ のポリプロピレン窓をもつ比例計数管で、有効面積は 13 cm^2 、視野は $3^{\circ} \times 26^{\circ}$ であった。測定された入射電子のエネルギーは $6.5-23\text{ keV}$ の範囲にあった。高度140-326 kmの領域で測定が行なわれた。これによつて次の結果が得られた。

(1) 電子の方向分布。ロケット軸と磁気線にそれぞれ垂直な2面の交る方向に強度極大があり、両極大の中向方向においては上方の強度が下方の強度より大きい。観測された分布は磁気線に垂直な方向に集中する分布と、磁気線に沿って上方で等方的な分布とに分解される。

(2) 電子強度の高度変化。電子強度は高度と共に増えるが、方向分布によつて分けた両成分について見れば、前者は高度と共に増すが、後者は高度変化を示さない。両成分の強度は高度250 kmにおいてほぼ等しい。

(3) 電子強度の時間的变化。電子のエネルギー領域が違うが、L-3H-7とK-9M-40で観測された電子強度は互に矛盾しない。いずれの場合もロケット飛翔時およびその前約10日間太陽と地磁気は静穏であった。二つの観測結果は定常的な電子のふるまいを表わすと考えてよからう。

以上の観測結果より、磁力線に垂直な成分は地球磁場に捕捉されている電子を、等方的な成分は磁力線に沿って降下する電子を表わす。両成分の強度比と捕捉成分の高度変化の大勢を説明するために次の模型を提案する。

電子は大気密度に比例する発生率でほぼ等方的につくられる。したがつて電子の大部分は密度の高い低い高度で発生し、大部分はそのまま磁力線に沿って降下する。ピッチ角の大きい小部分の電子は磁場に捕捉され、大気との衝突によるエネルギー損失と散乱によつて次第にもれて行く。各成分の強度はつくられる電子の占める立体角と寿命の積に比例する。これらの電子は陽子の fanoek-on 過程でつくられると考えられる。

上田弘・武井忠雄・白火田洋*

東北大学理学部

*東北大学工学部

放射線帯高エネルギー粒子の電離層におよぼす効果については早くから注目されて
いたが、磁気圏における強い散乱効果を評価する理論的方法に欠けるところがあったため
統一的、定量的な研究が遅れていた。

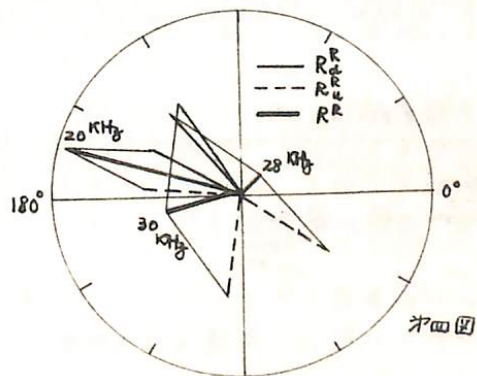
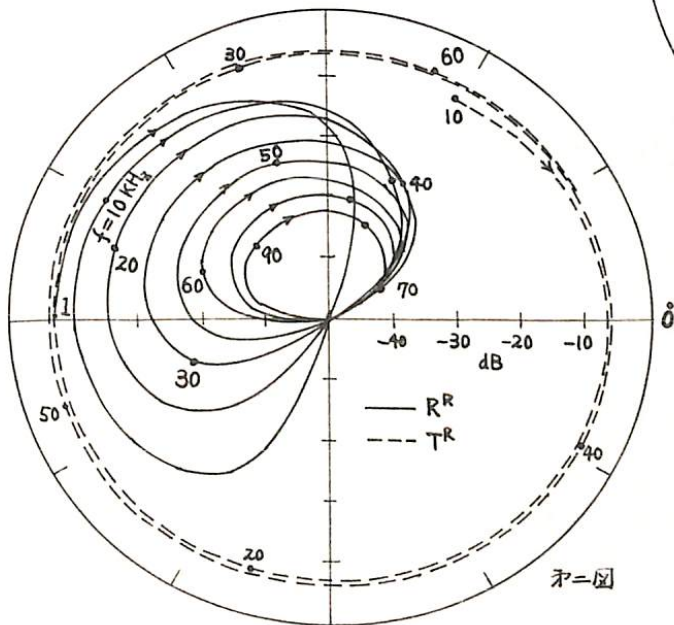
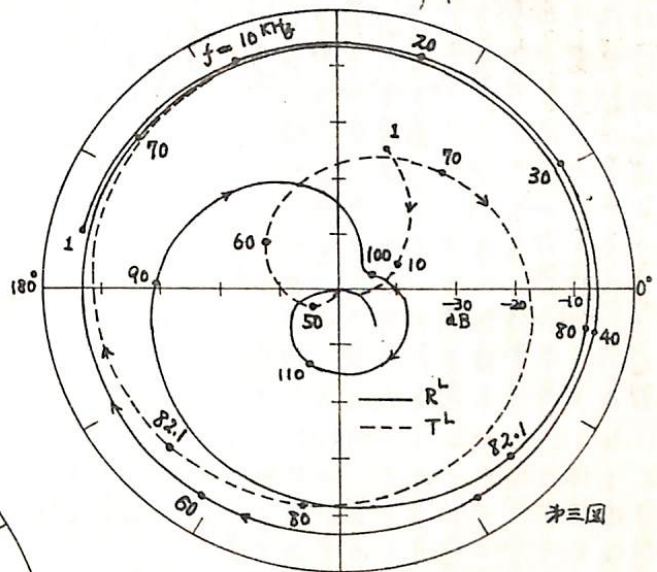
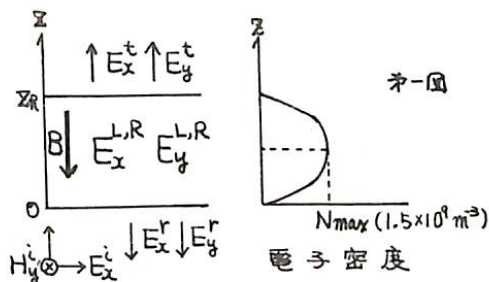
サブストームに伴って極域、極近域電離層へ入射する大量の粒子フラックスについては観
測上は重要な役割が知られていいるが、中低緯度の電離層におよぼす効果については未だ
に詳らわらない。しかし、磁気嵐時には高エネルギー粒子が充滿する $2 \leq L \leq 4$ の領域は先
の数日後には全く空の slot region に帰るとは考えられ、 $\sim 0.1 \text{ erg/cm}^2 \cdot \text{sec}$ 程度の損失
エネルギーの損失があるわけで、中低緯度電離層の時に夜間における生成・維持に無視
し得ない効果があると思われる。幸い、近年のプラズマの準線型理論の発達で pitch angle
scattering の定量的取扱いが可能にしてあり、またこれに参与する電磁波のスペクトルも
観測されるようになってきた。そこで、中低緯度電離層への粒子の散乱フラックスを求めよため、
plasmisphere 内における粒子の散乱-拡散過程を理論的に取扱う。すなわち、Cyclotron/
Landau Resonance Scattering と Atmospheric Coulomb Scattering と pitch angle scattering
mechanism として取入れ、1分~1日程度の magnetic fluctuation spectra による radial
diffusion の問題を数値的に解析する。最終的には磁気嵐時に供給される高エネルギー粒子
の電離層への流入の効果について、time dependent solution を求めよとになる。

満保正喜 長野 勇

金沢大学 工学部

ホー図のように電子密度が二乗分布をとり、その上戸部が自由空間である場合の戸中の電磁界、戸よりの反射係数、透過係数を以前に Weber 関数を用いて表わし、その数値例を示した。(戸中で ν を一定とこころる。) 戸よりの反射係数 R^R, R^L を電波の周波数をパラメーターとして求めた所、戸中よりの分反射の量が得られたので、それについて述べる。

$\nu=0$ の場合、 R^R, R^L はホー図、ホー三図のような変化をする。 R^R の R-wave については $\frac{1}{\nu} \ll 1$ であり、戸中は殆ど均質媒質と見做され、ホー四図のように戸の上下両端よりの反射波の合成により表わす事が出来る。これに比し、 R^L の L-wave については、82.1 KHz 以下の周波数で戸中に全反射が起っており、82.1 KHz にて最大電子密度直が全反射点となっている。これより高い周波数にて約 100 KHz 迄の間に、殆ど全反射が起り、100 KHz 以上になると、L-wave にとって今考えている D 戸は、R-wave と同じように均質媒質と見做され、戸の上下両端より反射される成分の合成と見做され、ホー二図のような渦巻状の形となる。82.1 KHz から 100 KHz 近傍迄の内の周波数にこそ、戸の上下両端より反射される成分は理論的には存在するが、その量は非常に少い。



松浦 延夫
電波研究所

Jacchia (1971) によって与えられているような熱圏モデルを基として発生する電流、電場の赤道帯的な分布、およびそれらの太陽活動度 (10.7 cm 太陽電波強度 I_p) および地磁気擾乱度 (K_p) に伴う変化の理論モデルについて報告する。

外気圏温度 (T_{∞}) は余緯度 θ 、経度 ϕ (点夜で $\phi=0$)、および I_p の函数として次のように与える。

$$\begin{cases} T_{\infty} = T_{\min}(\bar{\theta}) [1 + 0.15 (1 + \sin \theta \cos \tau)] + (21.4 \cos \theta + 17.9) K_p + 0.03 \exp(K_p) & \dots (1) \\ T_{\min} = 379.0 + 3.24 \bar{\theta}, & \tau = \phi - 225^\circ + 12^\circ \sin(\phi - 135^\circ) \end{cases}$$

このモデルでは、ダイナモ電流は高度 110 km 以上 (110 km に固定境界の *turbopause* とおく) の熱圏における水平方向の圧力勾配によって誘起される。ダイナモ電流は Lorentz 力 ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) が圧力勾配と釣り合う主要な力であるような領域に主として流れる。つまり、日変化を対象とした場合には、日中高度約 140 km 以上、夜間高度約 200 km 以上の領域である。それ以下の領域は非電磁力が大気運動を決定するよう領域である。高度 70 km から 1000 km の範囲で、磁力線に沿って積分されたダイナモ電流 (I_p) は数十 Amp/km 程度となり、 S_q 電流と同程度である。しかし、 I_p の主要部分は *irrotational* 成分を形成し、この成分は分極電場によって主として E 領域に流れる伝導電流 (I_c) の *irrotational* 成分つまり還電流によって打ち消されてしまうので、地上での地磁気擾乱からは検出し難い。 I_p および I_c の *toroidal* 成分を合成した結果、約 20000 Amp 程度の *twin vortex* 型の電流が流れることになる。静穏時 ($K_p=0$) には日中の *vortex* の位置は緯度 50° 付近にあり、強度および電流系は太陽活動度によって余り変化しない。擾乱時 ($K_p=8$) には、約 30000 Amp に強化され位置は緯度 40° 付近に移動する。 S_q 電流系の主要部分は高緯度を伴う潮汐によるものと考えられ、Jacchia (1971) モデルには含まれていない潮汐効果と下層熱圏構造に加えることが必要であると考えられる。

このモデルで得られる、分極電場は数 mV/m 程度となり、 S_q 電流系から得られる電場と同程度の大きさをもつてはいるが、そのパターンは可成り違つたものである。

Jicamarca での *incoherent scatter* によるドリフト実験から得られている、赤道付近の電場の東西成分とこのモデルで得られている電場とは可成り類似しており、 S_q 電場と実験との相違点を説明できよう。電場の強さは一般には太陽活動度に余り依存しない。しかし、地磁気擾乱 (K_p) によって電場は弱められる傾向がみられる。ただし、地磁気擾乱効果は (1) 式にみられるように経度によって一様とはあるが、経度依存があること上の傾向は逆になることもあり得る。磁力線に垂直な電場の南北成分は 10 mV/m を超える場合があり、中低緯度の *spread F* の発生にわたる統計結果 (LT 変化、緯度変化、 K_p 依存、太陽活動度依存) と類似の傾向を示しているようである。

熱圏の風、特に南北成分は地磁気擾乱の影響を受け易いが、夜間は余り顕著ではなく、日中に顕著に現われる。この傾向は電離層初期にみられる日中の F_2 増加の傾向に類似している。

電離層における3年年変化 IV
F2層ピークの高さの年年変化 続報

電報研究所 米沢 利之

昨年春の学会において、Puerto Rico における 1959-61 の3年間にわたる 0時と12時の F2層ピークの真りの高さのデータを解析して得られた年年変化について報告した。その時に得られた主な結果は、年年変化の振幅が数 km から 10 数 km の程度であって余り大ではないこと、及び真りの高さのピークの電子密度の年年変化は同位相であるらしいということであった。今回は同様な解析を他の観測所について行なって見た結果について述べる。結果は概して言えば Puerto Rico の場合と一致しており、これを確かめることになっているのであるが、低緯度にある Talara と Baguio だけはこの一般的な傾向から外れている。その原因の一部はこれらの観測所のデータに欠測がかなり多いことにあると思われ、それ以外に地域的な特性に因るものが含まれているかどうか、今の所ははっきり結論できない。

解析の方法は昨年の場合と同様であるが、太陽電波以外に地磁気特性数をも考慮に入れて解析を行った。毎日の一定時刻（以下では 0 時および 12 時）の $h_m F_2$ (F2層ピークの高さ) を取り、その 27 日移動平均をつくらせて、先ず 27 日同期を取り除く。次に 1 年間の年の初めから 10 日おきの 37 の期間に分けて（最後の期間は 5 日または 6 日—閏年の場合—から成る）、各期間毎に上記の 27 日移動平均を更に平均する。かくして年の初めから終りに至る 37 個の平均値から成る $h_m F_2$ の系列が得られる。同様な統計的操作を 10.7 cm 太陽電波強度重および地磁気特性数 C_p (C_p が手許にない場合には C_i を代用した) についても行なわれ、得られた 3 つの系列の同相関係および偏相関係を考察した。相関係は概してかなり高いので、 $h_m F_2$ の重および C_p に対する regression plane の式を用いて、重および C_p のある一定値に引き直した (C_p がない場合は太陽および地磁気活動の時間的変化の影響を取り除かれたと考えられる) $h_m F_2$ の値を求め、この 37 個の $h_m F_2$ を調和解析にかけることにより、その年年変化の振幅と位相が得られた。

得られた結果は次の表の通りである (Puerto Rico の場合は地磁気特性数を考慮に入れて計算をやり直してあるので、昨年とはいくらか結果が違っている):

観測所	地磁気特性数	振幅 (km)		最初の極大生起の日		年
		12時	0時	12時	0時	
St. Johns	58.5	9.7	9.7	Apr. 18	Apr. 23	1959
Ft. Monmouth	51.8	5.5	11.0	Apr. 3	Apr. 17	1960
Adak	47.2	1.7	6.4	Apr. 25	Mar. 26	1960
White Sands	41.1	-	9.5	-	Apr. 28	1959
		14.8	14.9	Apr. 21	Apr. 21	1960
		15.1	11.2	Apr. 14	Apr. 20	1961
Grand Bahama	37.9	-	7.0	-	May 5	1959
		-	11.7	-	Apr. 4	1960
Puerto Rico	30.0	5.6	5.3	May 6	May 3	1959
		16.4	12.5	May 3	Apr. 28	1960
		13.7	7.8	Apr. 24	Apr. 1	1961
Talara	6.6	2.4	(2.5)	Feb. 21	(May 25)	1960
		31.1	(8.2)	Apr. 13	(Jan. 1)	1961
Baguio	5.1	-	17.5	-	Jan. 2	1960
		-	8.6	-	Dec. 26	1961
Huancayo	-0.6	8.8	-	Mar. 31	-	1960
		3.5	-	Apr. 12	-	1961

この表から、低緯度の Talara と Baguio を除けば、年年変化の振幅は大体 10 km の程度で、極大は 3 月終りから 5 月初めにかけ起る。昨年 Puerto Rico について得られた結果を更に確かめている。その他で少なくとも中緯度においては、ピーク

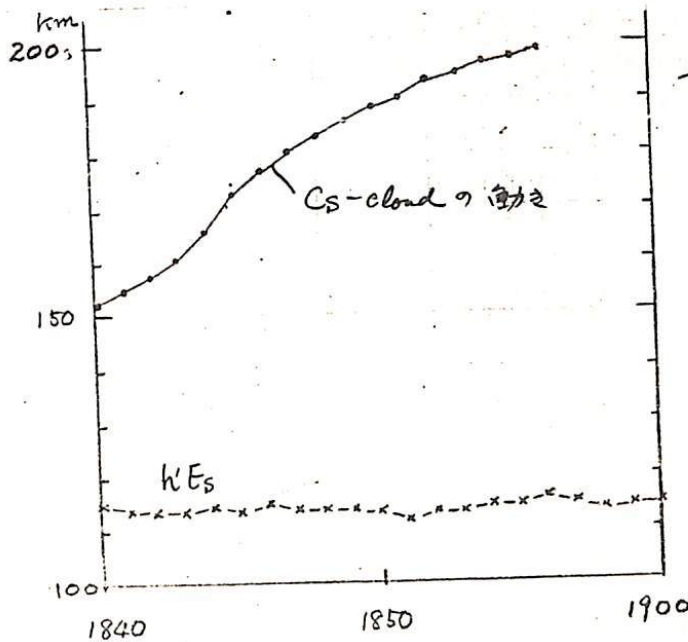
電子密度とピークの高さは大体同位相で変化していると結論してもよさそうに思われる。Talara と Baguio については現在なお検討中であるが、今までの所でははっきりとした結論は得られていない。

K-9M-42号機によるセシウム雲実験

堤 四郎, 鈴木 裕, 福原敏行, 竹屋若夫 (大阪大工)
 大山 治男 (廣波研山川)

電離層圏の風を中心とするダイナミクス諸量の測定を目的としてセシウム電離層の観測実験が K-9M-42号機によって実施され成果を得たので報告する。今回の実験は前2回の同様の実験に続くものでとくに廣波による雲の追跡については既に成功を見ており 特に放出弾の軽量化を行なっている。

K-9M-42号機に昭和48年2月23日 18時38分 (太陽高度角 -7°) に上下角 77° で発射され 最高高度 306K に達した。この間 71m の作動時間順調に進み 予定通り $X+82$ 秒, 高度約 130K で青白色のセシウム発光雲が生成し 目視においてその後約20分間確認された。



山川からセシウム電離層の高度の時間変動

山川からセシウム電離層の高度の時間変動
 山川からセシウム電離層の高度の時間変動
 山川からセシウム電離層の高度の時間変動
 山川からセシウム電離層の高度の時間変動
 山川からセシウム電離層の高度の時間変動

これに対する地上からの写真観測は前回同様 中村純二氏らのグループの協力によって5地真から実施され目下解析が進められている。

廣波観測は内之浦, 山川, 西之表から Ionosonde の連続操作によって実施した。このうち山川での結果を図に示す。内之浦, 西之表では反射波は種々のようなく巨離層の時間経過は得られていない。今回の放出弾の効率が不十分であったとも考えられるがこの真については目下検討中である。今回の42号機ではセシウム雲をばらんで上下に帯状に

藤高和信
東大・理

序論 熱圏下部の風系を考える手段として夜間電離層の状態を調べることに有効であることは既に報告した通りである。高度百数十kmまでの領域では、もっと高い所とは異なり、卓越風よりは大気潮汐が支配的であると考えられる。問題は、大気潮汐の多くのモードのうち最も卓越するものを選ば出すことにある。過去に存在が予想された主要モードは一日周期の(1, 3), (1, -1)モード、半日周期の(2, 2), (2, 4)モードであるが、鉛直波長の短い(1, 3)モードは、105 kmを境として、粘性や熱伝導の為に大きくdampして(Allen '70)。非伝播性の(1, -1)モードは極域では支配的でも、中緯度では比較的小さい寄与しかないと予想される。(Taypley '70)。事実夜間電離層に特徴的な中間層の性質は伝播モードの風が卓越していることを裏付けている。(Fujitaku & Tokantou '73)。従って、中緯度に限定したとき、残る問題は(2, 2), (2, 4)モードの相対強度に示される。今までにこの考えに依り、(2, 4)モードが最も小さいと述べたが、荷電粒子のドリフトは多くのモード風の誘導電場と、静電場の組合わせで決まらば、(2, 4)モードがunique solutionであることは証明を要した。

考察 少なくとも中緯度熱圏下部に存在する風は全て中間層の形成を説明し得るものでなければならぬ。S_y-fieldの主要原因とされる(1, -1)モードは中緯度では弱いので、そこでドリフトは半日周期モードの風によるドリフトと、S_y電場ドリフトの線型結合で近似できる。荷電粒子の集積は鉛直速度の負のサインをもつmodeに起こるから、このmodeが中間層を説明すれば良い。中緯度に於ては、(2, 2)モード、(2, 4)モード共にほぼ円偏光を近似して良い(Taypley '70)。風のtotal speedの鉛直分布はRocket観測の平均値(Rosenberg '68)があるが、これを2つの異なる振幅を持つ円偏光波の重ね合わせとして取扱うと、その南向き成分につき次の様になる。(東西成分は位相を反増す。)

$$\begin{aligned}
 u_{24} &= r_{2+} \sin\left(2\phi + \frac{2\pi(z-z_0)}{\lambda_{2+}} + \gamma_{2+}\right) \\
 u_{22} &= r_{2-} \sin\left(2\phi + \frac{2\pi(z-z_0)}{\lambda_{2-}} + \gamma_{2+} + \delta_{diff}\right)
 \end{aligned}
 \quad \text{且し} \quad \left\{ \begin{array}{l} z_0 = 90 \text{ km, } \phi = \text{local time} \\ r_{2+} = r_{total} / \sqrt{1 + c^2 + 2c \cos \delta} \\ r_{2-} = c r_{2+} \\ \gamma = \frac{2\pi(z-z_0)}{\lambda_{2-}} + \gamma_{diff} - \frac{2\pi(z-z_0)}{\lambda_{2+}} \end{array} \right.$$

δ_{2+} , δ_{diff} の値及び相対寄与率cを色々組み合わせることで中間層の形成を調べる。S_y電場の分布はMatsushita '71の値を用い、driftの計算はAxford & Cunneleds '66に依る。

結果 のべ2340種類の組合せでmodal line求めて判別した結果、位相定数の値の組み合わせにかかわらず、典型的な中間層の形成のためにはcは0.5以下であることがわかった。即ち、問題にしている領域では(2, 2)モードは(2, 4)モードの高々半分程度の強さしか持たず、基本的には(2, 4)モードの潮汐風で表わせることが言える。これは先の学会(盛岡)で、多くのRocket観測の結果に対して示した解釈を裏付けている。

参考文献

Batten '70 R-585-PR The Land Corporation, Santa Monica
 Taypley '70 PSS. 14, 1091
 Fujitaku & Tokantou '73 JATP, 35, 425
 Rosenberg '68 JATP, 40, 907
 Matsushita '71 Radio Sci. 6, 277
 Axford et al '66 PSS. 14, 907

小川 忠 尚
電 波 研 究 所

分散性媒質中の非線形波動は最近、いろいろ方面から研究されてあり、アルフベン波
ベイオン音波の有限振幅波が Kortweg-de Vries 方程式 (K-dV) によって記述されるこ
とがわかってきた。一方散逸性媒質中での非線形波動は簡単には Burgers 方程式で記述
できる。よく知られているように定常解として K-dV 及び Burgers 方程式はそれぞれ、
 $cn^2(x)$ (Cn : ヤコビの楕円函数。特別の場合 $\text{sech}(x)$ 及び $\tanh(x)$ の形をもつ、前者
は cnoidal 波 (sech^2 の場合は ソリトン-孤立波) と呼ばれている。後者は散逸性媒質
中の衝撃波を表わす。分散性と散逸性が共存する媒質中では (例えば粒子衝突を考慮し
たイオン音波)、方程式は K-dV と Burgers 方程式を混ぜた K-dV Burgers 方程式になり、
この定常解は振動型の準衝撃波や普通の単調衝撃波に存在することが明らかにされている。

我々は以前から電離層中で生じるクロスフィールド型プラズマ不安定の計算機実験の
結果を報告してきたが、乱流状態でソリトンや衝撃波とおぼしき波動を得たことを昨春報
告した。今回はクロスフィールド不安定を記述する非線形微分方程式を解析的に扱った
結果、電離層中の電場に依存して cnoidal 波や衝撃波が定常解として存在し得ることを判
明した。座標系として、外部磁場を x 方向に、外部電場と電子密度勾配を z 方向にヒリ
波動は y 方向のみに伝わり得る。然る時電子密度の方程式は次の無次元化した式で表
わされる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ (1+\rho) \left[\frac{\partial \rho}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial \eta^2} + (e_1 + e_2) \frac{\partial \rho}{\partial \eta} \right] \right\} - (1+e_2) \frac{\partial^2 \rho}{\partial \eta^2} = 0 \quad (1)$$

但し $\rho(\eta, \tau)$ は電子密度、 η は空間座標、 τ は時間、 e_1 は ambipolar 電場、 e_2 は外部電場で
ある。(1)の定常解を得る為、 $\lambda + e_1$ (λ は任意定数) τ 移動する座標 $\eta(1)$ を変換し時間
微分を 0 とすると

$$(\lambda + e_1)\rho + [(\lambda - e_2)\rho + 1 + \lambda] \frac{d\rho}{d\eta} + (1+\rho) \frac{d^2\rho}{d\eta^2} = A \quad \begin{matrix} \eta = \eta - (\lambda + e_1)\tau \\ A: \text{積分定数} \end{matrix} \quad (2)$$

(2)を解くことは困難なので解の振舞いを位相面 ($\rho, \frac{d\rho}{d\eta}$) で調べる。(2)は

$$\frac{d\rho}{d\eta} = w, \quad \frac{dw}{d\eta} = -\frac{\rho + A}{1+\rho} + \alpha \frac{\rho + \beta}{1+\rho} w \quad \begin{matrix} \alpha = \frac{\lambda - e_2}{\lambda + e_1}, \beta = \frac{1 + \lambda}{\lambda - e_2}, \eta = \sqrt{\lambda + e_1} \eta \end{matrix} \quad (3)$$

となる。(3)で $\lambda + e_1 > 0$ のみを考えたが $\lambda + e_1 < 0$ でも同様に考えられる。(3)の (ρ, w)
平面での解の振舞いは定性的には特異点の性質によって決まる。図1は (ρ, w) 面での、
図2は (η, ρ) での様子を描いたものであつか、パラメータによって各種の非線形波に存在
することがわかる。周期解が $\lambda = -1$ 、つまり静止座標から見て $e_1 - 1$ なる速度で移動するこ
とは興味深い。

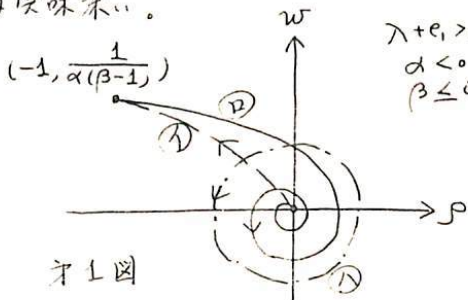


図1図

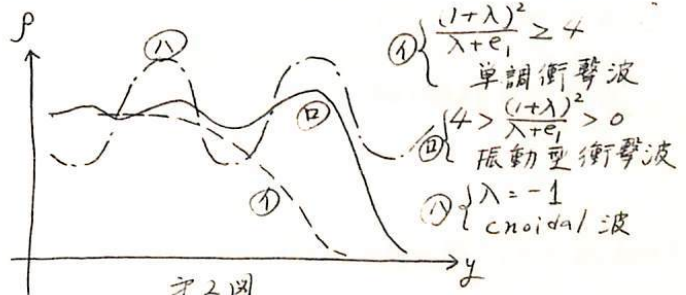


図2図

竹之下 裕五郎* 越前 谷喜松* 小泉 徳次** 大山 治男***

電波研究所, *左同秋田電波観測所, *左同山川電波観測所

電離層中に発生する波動現象には種々のものがあるが、ここで扱っている T. I. D. (Traveling Ionospheric Disturbance) は下層の電子密度の極大、極小が異った観測点によって時間的にずれている状態から判断される波動現象である。本講演では T. I. D. の振中は取扱はず、その速度について論ずる。データは稚内(W)、秋田(A)、国分寺(K)、山川(Y)の各観測所における f_oF₂ プロットを用いた。解析の期間は 1972 年 8 月 1 日から 15 日までである。

この期間の前半には太陽面が異常に活発な状態となり、そのための電離層や地磁気の擾乱が発生した。特に 8 月 4 日から 7 日までの間には、前記四観測所とも平常の 15 分ごとの観測から 5 分ごとの観測に切換えられ、観測密度をあげた。

T. I. D. の速度の算出法を述べる。先づ次のように単純化した。

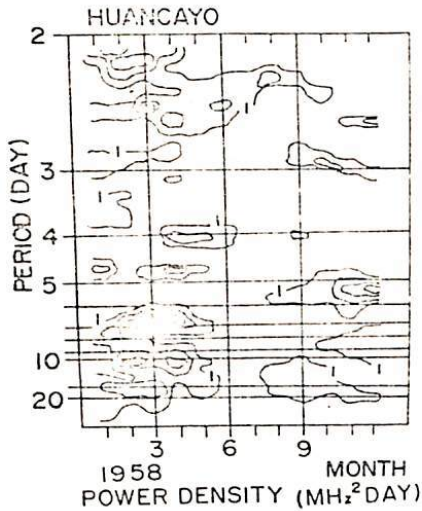
- 1) 伝搬面は平面。
- 2) T. I. D. の波頭は直線。
- 3) 観測点間上空における速度は通過する間不変。
- 4) 四観測点中の三点を選び、緯度的に中央の点から他の二点迄の距離は地球上空 300 km における距離。

更に、三点は W-A-Y, W-K-Y, A-K-Y の組合せとして、その各々について T. I. D. の速度を算出した。そして三組の方向が 90° 以上離れている T. I. D. はデータが適切でないと考えて採用しなかつた。採用した速度の値は、原則として三組の方向の中央を指している速度の値を採用した。欠測によって三点が三組選べない場合には、一組から算出した値は参考にとどめた。

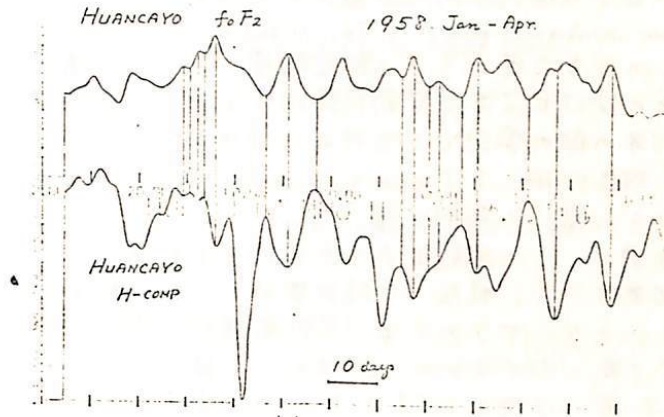
解析の結論を述べる。

- 1) 地磁気が平穏なときは速度は 100 ~ 300 メートル毎秒位であるが、地磁気嵐の際は 500 メートル毎秒以上の速度の T. I. D. が現れ、1000 メートル毎秒に達することもある。
- 2) 地磁気嵐の際に現れる T. I. D. の中で北方から到来しているものが算速で極光帯から伝はつて来たものと仮定して、極光帯における地磁気活動との対応をみるとよい対応がみられる。

北村 泰一
九大理学部



← 図1



↑ 図2

下層電子密度に周期数日の固有周期が存在することは今迄何度か述べてきたが(図1)赤道地域では、地磁気水平成分にも明瞭な数日周期の変化が存在し(図2)しかもfoF2と図のような著しい逆相関が存在することを知った。このfoF2と地磁気H-compとの逆相関関係は、従来日変化等によって知られていたfoF2の赤道異常に関する「噴水説」とは予備でない。このfoF2とH-compとの対応を1つのeventとして着目すると、同じ位置赤道に位置するKodaikanal(12°N)とHuancayo(10°S)における同一eventを比較すると、見かけ上eventは東又は西に移動する。これはE領域、F領域に成種の波動の存在をsuggestするものと考えよう。

赤道地域は大気力学上1つの特異点を形成する。つまり赤道ではコリオリ力がゼロであり、且その近傍ではコリオリ力は赤道からの距離に比例するため、赤道域は成種の波動に対して1つの4チャンネル導波管のような振舞をする。事実その振舞をするとは下層大気において理論的にも(Stern 1962, Bretherton 1962, Matsumo 1966, Lindzen 1967)観測的にも(Yanai & Maruyama 1966, Wallace & Goussy 1968)確認されている。この赤道波は電離圏においても存在する可能性がある。しかし電離圏では $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ の力が働き波動はそのmodificationをうける。これは赤道波のKelvin波の名で知られる波動がE領域に存在するとそのようなmodificationをうけ、そしてどのような性格のものであるかを上の観測結果を考慮して論べる。

主要結果は、

- ① Dispersion eq より 中性大気の場合よりモードが10倍増す。
- ② 超長波近似 ($ky \rightarrow 0$) により ~~equivalent~~ equivalent depth を求めると一般に $h = (n-1/2) \cdot 100m$
- ③ 垂直に伝播する
- ④ 一般に赤道帯に trap される。

高橋 忠利
東北大理

電離圏から escape した photoelectron は上部電離圏-プラズマ圏の歪構造を決める上で重要な役割を荷っている。又磁気共役電離層に輸送された photoelectron は pre-dawn enhancement (Te, 6300Å Airglow) 等の物理現象を引き起こすことが知られている。

このようなことから、上部電離圏-プラズマ圏での photoelectron の輸送及びエネルギー損失のプロセスを定量的に評価することは興味ある。

昨年秋の学会で、このようなプラズマ圏での低エネルギー電子の輸送にさいして、クーロン相互作用による energy loss に必然的に伴う pitch 角の diffusion を考えるべきこと及びその扱いの概略を話した。

今回は、この問題をより定量化するため種々のエネルギー、L-value についての計算の結果を示す。現在(予稿執筆時)までの計算結果から、pitch 角の diffusion を考慮することにより、プラズマ圏、共役電離層、及びもとの電離層への back scatter 等の様相は大きく変わってくる。又これまでこの種の計算、例えばプラズマ圏温度、pre-dawn enhancement 等、は殆ど pitch 角散乱を考慮に入れずになされてきた。ここでは pitch 角散乱がこれらの物理量にどの程度の効果をもつかの吟味を行う。

プラズマ圏での低エネルギー電子の振舞に関しては他に種々の効果がありうる。例えばプラズマ波動、非歪的乱れ、磁気共役電離層向の電位差、等であり実際のプラズマ圏においてはこれらの効果も無視出来ないものがある。今後の検討課題である。

今回の計算に用いた諸量を下記に示す。

Energy loss rate $dE/dt = -7.73 \times 10^{-6} \ln \Lambda \cdot Ne / \sqrt{E}$

Coulomb logarithm $\ln \Lambda = \ln [(5.95 \times 10^9) E \sqrt{E} / \sqrt{Ne}]$

Small angle diffusion rate $\langle \Delta \theta^2 \rangle_{\Delta t} = \Delta t / \tau \quad (\Delta t \ll \tau)$

Phase function $P(\theta) \propto \text{Exp}(-\theta^2 \cdot \tau / \Delta t) \quad (\text{Gauß 近似})$

Dipole Magnetic field

Electron Number density $Ne(1000\text{km}) = 2 \times 10^4 / \text{cm}^3$

$Ne(r) \propto 1/r^3$

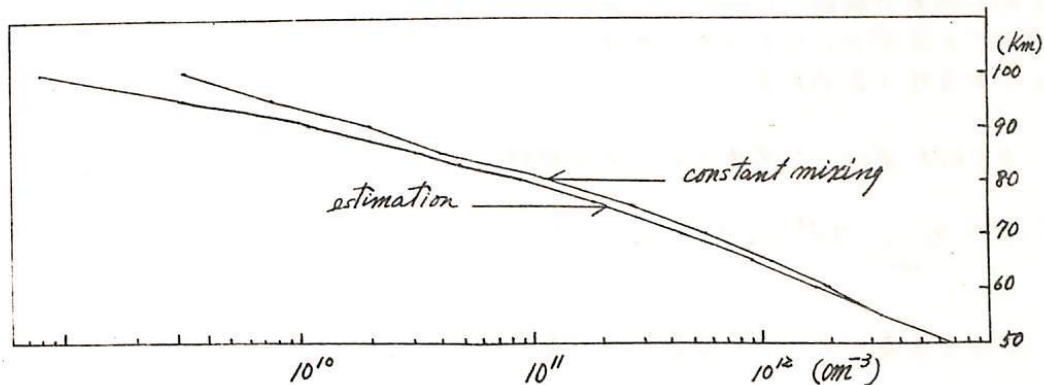
岩坂泰信, 堀井晴雄
名古屋大学理学部

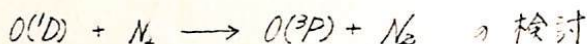
CO_2 in upper atmosphere plays an important roll in cooling and heating, and in ion chemical reactions of D region. The distribution of CO_2 in upper atmosphere has been theoretically studied by Wofsy et al.(1972) and Hays and Olivero (1970). But their results have some insufficient points. We calculate CO_2 distribution taking following factors into consideration,

1. CO_2 distribution is controlled by eddy diffusion, molecular diffusion and photodissociation in lower thermosphere.
2. O and OH density are estimated by eddy diffusion model.
3. photoionization and absorption by $\text{NO}, \text{N}_2, \text{O}_2$ and $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ are considered.

In order to make assesment of the effect on cooling rate of different CO_2 distribution in lower thermosphere, the dominant term in radiative transfer equation only be used. Cooling rate to space decreases by approximately 20-50% that due to constant mixing CO_2 model in the lower thermosphere.

Ionization rate of $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ changes under the variation of CO_2 distribution in the lower theremosphere and upper mesosphere.





吉坂 泰信

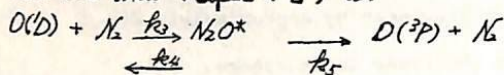
名古屋大学理学部

高層大気中の化学反応のうちで $O(^1D)$ の脱励起反応が占める位置は次にあげるよつな理由で大切なものである。

1. 振動励起状態の N_2 が、E層、D層の電子温度を決める factor になっている。
2. 下部熱圏やオゾン層で吸収される太陽紫外光のかなりの部分は $O(^1D)$ をつくるために使用されることから、エネルギー収支を左右する反応であること。
3. 大気光 6300\AA の強度を決める素過程のひとつとして、又振動励起した N_2 が、 CO_2 の 4.3μ band の励起をうながし得ること。

この反応については DeMore and Raper (1964) が、RRK理論を用いて k_4/k_5 が大さき s の s になることを示し、1966年、Hunt and McElroy の s によって N_2O^* が分解するとき N_2 ($v=7$) のエネルギーが移動する可能性が指摘された。しかしエネルギー移動をあるつかうには振動子間の非調和性を考慮に入れねばならぬ点も、RRK理論では有効振動子数のえらみ方の任意性がある点もちゃんと考えて反応を議論したものがよい。今回は、RRKM理論を用いてエネルギー移動の可能性を考えてみる。

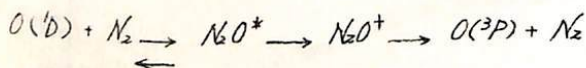
DeMore and Raper のモデル



$$k_4/k_5 = A_4/A_5 \left(\frac{E-E_4}{E-E_5} \right)^{s-1} \quad s=2$$

有効振動子 s は、 N_2O の熱分解反応の実験例を考えて実験値に合わせようとするところがあるが、このような論理の組み立て方は、任意性が入ってくることになること、振動子間のエネルギー移動を議論しにくいものになっている。もちろん RRKM theory についてもすべてを説明できるものではないが、問題点の整理をする上では、任意性の少ない RRKM theory のよる方が有利と思われる。

RRKM theory で使用される反応経路



活性自由度はすべての振動の自由度が含まれる。

I-40 低密度異方性プラズマ中におかれたアンテナによる静電波の放射 (I) イオン波

倉橋克典 鎌田哲夫
名大空電研

異方性かつ圧縮性プラズマ中におかれたアンテナからの静電波の放射の問題は、一般的に取扱うにはかなり複雑であり解明すべき問題が少なくない。ここでは Maxwell 分布を持った 2 次元プラズマを考え、その中に磁場に対して任意の角度をなしておかれた線状アンテナから放射されるイオン波の放射特性を、 $\lambda (=kzR^2) \ll 1$ の場合について準静近似を用いて計算した結果について述べる。

まず Landau, 及び Cyclotron 減衰が少なくなる周波数領域; 伝搬方向, 及び放射電界の特性を一般的に調べた後、電離圏プラズマに応用した結果について述べ、イオン音波, 及び UHR 附近での放射特性について論じる。

I-41 低密度異方性プラズマ中におかれたアンテナによる静電波の放射 (II) 電子波

倉橋克典 鎌田哲夫
名大空電研

イオン波と同様の計算を電子波について行なった結果について述べ、電離圏プラズマ内での電子音波, 及び UHR 附近での放射特性について論じる。

我々は、1972年1月より、菅平宇宙電波観測所において、NWC局の標準電波 (22.3 KHz) を受信し、電界強度・位相変動の連続観測を行なっている。

よく知られている様に、長距離伝搬波受信の場合には、伝搬路の日出・日没時に電界強度のフェイディングと位相のステップが現われ、これは、伝搬路の夜間部における次1次モード波と次2次モード波の干渉によるものとして説明されている。

従って、フェイディングを解析する為には、電離層が日出(没)となる太陽天頂角 χ を決める必要があり、過去においては、 ~ 30 km 高度のオゾン層の陰影が、夜間の電離層高度 ~ 90 km に一致する時点として求めた $\chi = 98^\circ$ が、長い間慣習的に用いられて来た。

ところで、干渉の立場から χ を考えてみると、フェイディング極小時には、受信電界の夜間部次1次モードの項と、夜間部次2次モードの項の位相差は、奇数 π であり、極大時には、偶数 π であるから、このことを基にして、位相差を、フェイディング極大・極小時の電離層日出線、電波伝搬路上での位置に於いて描いてみれば、日出線が送信点に一致した時、位相差は近似的にゼロになるはずである。

我々は、この考えに従って、NWC-菅平伝搬における電離層日出太陽天頂角 χ を決定することから出発した。

日出の場合の、フェイディングがパターン・個数ともにはっきりしている5月～8月について、 χ を $91^\circ \sim 98^\circ$ までとって描いた結果、 $\chi = 94^\circ \sim 95^\circ$ でよい収束を得た。又、受信電界強度の日変化を見ると、夜の電界レベルの急減の後、日出フェイディングが起っており、この急減時刻の受信点での太陽天頂角をもとめたところ、この場合も、5月～8月において、 $\chi = 94.3$ によく収束している。

最近、Lynnが、NPG-Smithfieldの伝搬について、送信点日出時の受信電界強度変動の解析から、我々と同様の考えで、 $\chi = 94^\circ \pm 1$ という値を出していることが分かった。

従って、Lynnの解析したNPG-Smithfield伝搬の場合と同様に、NWC-菅平伝搬の場合も、電離層日出太陽天頂角はともに、 $\chi = 94^\circ \sim 95^\circ$ が妥当の様で、受信点夏期に日出フェイディングに先行して現われる電界の急減は、受信点での電離層日出を示していると思われる。

今回は、電離層日出太陽天頂角についての考察と、それに基づいた、フェイディングパターンについての解析結果を報告する。

* Lynn, K. J. W. JATP 32 pp. 57~68 (1970)

I-43

母子星で観測した、高緯度ホイスラーの降下緯度について

橋本瑞夫

名古屋大学空電研究所

ホイスラーの分散値より、磁気圏電子密度を推定する場合、ホイスラーの通路を知る必要がある。ローズホイスラーでは、ローズ周波数と、通路の最少ジャイロ周波数の関係から、通路と成った磁力線の位置を知ることが出来る。しかし、母子星(磁気緯度、34度)では、ホイスラーのローズ周波数が、100kHzを越えるため、ローズホイスラーを観測することは、非常に困難である。昨年回 IAS Yシンポジウムにおいて、大津、柏木、西野によって、30kHzまでのホイスラーを使用し、ローズ効果により、ホイスラーの降下緯度を、ほぼ、2度程度の範囲内で推定出来ることを報告した。ローズ効果は、通路の頂上付近で、一番きいてゐることを考えれば、電子密度分布の歪みにより、多少異なることが考えられる。又、地球磁場を双極子磁場と、仮定して求めた場合と、実際の磁場で求めた場合では、降下緯度が異なる。今回は、電子密度分布を、ジャイロ周波数モデルと、EXP.モデルで与え、地球磁場を双極子磁場と仮定した場合と、推定されるホイスラーの降下緯度と、実際の地球磁場の場合に推定される、降下緯度について報告する。

I-44

低緯度ホイスラーの分散値について

田中義人, 早川正七
名古屋大学空電研究所

(Z) 母子星(34° geom. lat.) や佐久島(24°)の極低緯度において、ホイスラーの分散値を Dipole field に沿った電子密度分布を仮定して求める場合には、現実的分布を用いても約20% 位しかずれにすぎない。その原因の一つは真の磁力線は Dipole field より、低緯度ではかなり小さいことを起因するものと思われる。今回、Alouette 2 によって得られた電子密度分布を用いて、各々の field line に沿った分散値を求め、上述の真偽を正しめた。

(Z) 磁気圏時における母子星におけるホイスラーの分散値は減少するに似ておる。その結果より、近きに磁力線に沿った電子密度の減少に寄与するに若干の問題がある。ホイスラーの分散値を論ずる場合、path latitude が決定したときの最大の問題は、磁気圏時における高緯度ではホイスラーの発生数が増えるか、低緯度では顕著に増える。このことはホイスラーがより低緯度側へ発達したことを意味する。従って、母子星で観測されるホイスラーはより低緯度側へ発達したホイスラーが捕らえて来たものであると仮定すると、電子密度分布の変化が正しくても、分散値の減少は説明出来る。今回は、Alouette 2 の結果を用いて、ホイスラーの分散値の変化が磁気圏時における電子密度変化の推定と見比べると、論じてみる。

1) ダクト伝播 磁場 B_0 (z 方向) に垂直 (r 方向) に密度がゆるやかに変化しているプラズマ中を、磁力線に平行に伝わる横波 (電磁波, whistler 波 及び Alfvén 波) の伝播を調べる。今、考えている波の波長に対して密度の非一様性のスケールが $1/\delta$ の、又波の振幅は $\epsilon|B_0|$ のオーダーとし、 $1 \gg \delta \gg \epsilon$ の場合を考える。座標系としては円柱座標 (r, θ, z) を導入する。波の変量を $\Psi(r, \theta, z, t)$ で代表させ、 Ψ を以下の如く展開する。

$$\begin{cases} \Psi = \Psi^{(0)} + \epsilon(\Psi^{(1)} + \delta\Psi^{(2)} + \delta^2\Psi^{(3)} + \dots), \\ \Psi^{(\alpha)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Psi_l^{(\alpha)}(\xi, \eta) \exp\{il(kz - \omega t + m\theta)\}, \quad (\text{for } \alpha \geq 1) \end{cases} \quad (1), \quad \begin{cases} \xi = \delta^2 z, \\ \eta = \delta r. \end{cases} \quad (2).$$

ただし、 $\Psi_l^{(\alpha)}(\xi, \eta)$ は Ψ が実である条件: $\Psi_l^{(\alpha)} = (\Psi_{-l}^{(\alpha)})^*$ を満足する。又、波の存在しない時のイオン及び電子の密度は $N_0 + \delta^2 n_0(\eta)$ であるとする。

基礎方程式系としては、電磁流体の式と Maxwell の式を結合させたものとする。波は $O(1)$ では単色波しかないと仮定し、(1), (2) 式を用いて基礎方程式系を摂動展開すると、まず $O(1), l=1$ で分散式: $k^2 c^2 / \omega^2 = 1 - (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2) / \{(\pm\omega + \omega_{ci})(\pm\omega - \omega_{ce})\}$. (3)

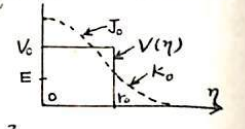
ここで $\omega_{pj} = (4\pi e^2 N_0 / m_j)^{1/2}$, $\omega_{cj} = eB_0 / m_j c$ (for $j=i, e$) を得る。途中の計算は省略するが、摂動展開を進めてゆくと結局、 $i\partial\varphi/\partial\xi + P(\partial^2\varphi/\partial\eta^2 + (1/\eta)\partial\varphi/\partial\eta) + V(\eta)\varphi = 0$. (4)

$\varphi(\xi, \eta)$ は $\Psi_l^{(1)}$ に比例する変量 (例えば電場) である。又 $P, V(\eta)$ は次々、

$$\begin{cases} P = \pm(1/2k)\nu, & \nu = (1/2) \cdot [1 + \{k^2 c^2 / \omega^2 + C_1(a_e/c)^2 + C_2(a_i/c)^2 + C_3(a_e/c)^2(a_i/c)^2\} / \mu], \\ \mu = 1 - (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 + k^2 a_e^2 + k^2 a_i^2) / \omega^2 + (\omega_{pe}^2 k^2 a_i^2 + \omega_{pi}^2 k^2 a_e^2 + k^2 a_e^2 k^2 a_i^2) / \omega^4, \\ C_1 = -\{1 - \omega_{pi}^2 / ((\pm\omega)(\pm\omega + \omega_{ci}))\}^2 + \{k^2 c^2 / \omega^2 - 1 + \omega_{pi}^2 / ((\pm\omega)(\pm\omega + \omega_{ci}))\}^2 (\omega^2 - \omega_{pi}^2) / \omega_{pe}^2, \\ C_2 = -\{1 - \omega_{pe}^2 / ((\pm\omega)(\pm\omega - \omega_{ce}))\}^2 + \{k^2 c^2 / \omega^2 - 1 + \omega_{pe}^2 / ((\pm\omega)(\pm\omega - \omega_{ce}))\}^2 (\omega^2 - \omega_{pe}^2) / \omega_{pi}^2, \\ C_3 = (k^2 c^2 / \omega^2) \{1 - \omega_{pe}^2 / (\pm\omega - \omega_{ce})^2 - \omega_{pi}^2 / (\pm\omega + \omega_{ci})^2\}, \\ V(\eta) = \pm(1/2k) \cdot (\omega^2 / c^2) \cdot (k^2 c^2 / \omega^2 - 1) \cdot (n_0(\eta) / N_0). \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 $a_j = \sqrt{r_j \kappa T_j / m_j}$ (for $j=i, e$).

(4) 式は Schrödinger 型であり、ポテンシャル $V(\eta)$ 中で η 項の振中を規定する。従、 $\tau, \varphi = \phi(\eta) \exp(iE\xi)$ とおくと (4) 式は $P(\partial^2\phi/\partial\eta^2 + (1/\eta)\partial\phi/\partial\eta) + (V-E)\phi = 0$, (6) となり、固有値問題になる。 $V(\eta)$ として例えば右図のように箱型ポテンシャルを仮定すれば ϕ はベッセル函数を径 r_0 でためらかにつなげた解となる。



(5) 式で ν は whistler 波では $\nu \geq 0$ for $\omega \leq \omega_{ce}/2$. 又 Alfvén 波では $\nu \approx \{1 \mp (V_s/V_A)^2 (\omega/\omega_{ci})\} / \sqrt{2(1 - (V_s/V_A)^2)}$, ここで $V_s = \sqrt{(r_i \kappa T_i + r_e \kappa T_e) / (m_i + m_e)}$, $V_A = B_0 / \sqrt{4\pi N_0 (m_i + m_e)}$. 従、 $\omega \leq \omega_{ce}/2$ の whistler 波に対しては $n_0(\eta)$ が正、即ち密度が濃い領域にダクトが出来る。これは Smith 達 (J.G.R. 65, 815 (1960)) の討論と一致する。又 Alfvén 波に対しては $\text{low } \beta$ であるゆえに ν は常に正、従、 r, l モード共に $n_0(\eta)$ が正の領域にダクトを生じ得る。

2) 波動の自己集束効果 (Self-focusing) 密度の非一様性よりも波動の非線形効果が効

く場合を考える。 Ψ の展開として (1) 式のかわりに、 $\begin{cases} \Psi = \sum_{\alpha=0}^{\infty} \epsilon^\alpha \Psi^{(\alpha)} \\ \Psi^{(\alpha)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Psi_l^{(\alpha)}(\xi, \eta) \exp\{il(kz - \omega t + m\theta)\}, \quad (\text{for } \alpha \geq 1) \end{cases} \quad (6)$

前と同様の展開により、 $O(\epsilon^3), l=1$ で、 $i\partial\varphi/\partial\xi + P(\partial^2\varphi/\partial\eta^2 + (1/\eta)\partial\varphi/\partial\eta) + \xi|\varphi|^2\varphi = 0$. (8) ここで $\varphi(\xi, \eta)$ は $\Psi_l^{(1)}$ に比例する変量 (今の場合、電場の r 成分) である。 P は (5) 式と同じ、又 ξ は、 $\xi = \pm(\omega^2/kc^2) [(V_A^2/V_s^2) \cdot (k^2 c^2 / \omega^2 - 1)^2 + \{k^2 c^2 / \omega^2 - 1 + \omega_{pe}^2 / (\pm\omega - \omega_{ce})^2 + \omega_{pi}^2 / (\pm\omega + \omega_{ci})^2\}^2] / B_0^2$. (9) 必要なパワーは、 $P_c = 3.7 (kc^2/\omega) \cdot (P/\xi)$, 従、 $P \geq 0$ となる $\omega \sim \omega_{ce}/2$ では低パワーでも効果を得る。(以上 H. Washimi, J.Phys.Soc.Japan 42, No.5 (1973)). Triggered emission は $\omega \sim \omega_{ce}/2$ で観測されているが、これはこの効果が効き、波の強度が増す。た所で transverse wave inst 波が励起される。 i) $\omega < \omega_{ce}/2$ 単なる伝播 ii) $\omega \sim \omega_{ce}/2, P > 0$ iii) $\omega > \omega_{ce}/2, P < 0$ 波は散る

録 田 哲 夫
名古屋大学空電研究所

空電研究所佐久島観測所において、オーストラリア NWC V L F 局 (22.3 MHz) からの電波の位相並びに強度の変化を 1970 年 12 月から連続測定してきた結果について報告する。

位相の測定にあたっては、2 次周波数標準器のドリフトを $40 \mu\text{s}/\text{Day}$ (5×10^0 の周波数変動) 以内を押えるよう調整して観測し、その結果を整理する際は次の規準化を行った。即ち位相変動が程々でない正午と正午とを結ぶ線を規準とし、之からの時間差を測って時々刻々の位相とした。更に規準化を行った正午における電荷層の反射高については、この観測結果からは直接出せないで、同時に実施しているロラン C 局 (100 MHz) のパルス電波の受信波形から求められた 68 km を適用することとした。

主な結果を要約して下記に示した。

- (1) 昼から夜の状態への移行時間は年間を通じて平均 3 時間位であり、之^(の間に)に反射高度の変化に換算すると 10 ~ 12 km の変化がある。(日没時変化)
- (2) 夜から昼の状態への移行時間は日没時より可成り短かく年平均 1 時間以内で、この間に反射高度は 16 ~ 20 km 低下する。(日出時変化)
- (3) 従つて 22.3 MHz に対する電荷層での反射高度は、昼間 68 km と見做しうれば、夜間は平均 88 km と考へることが出来る。
- (4) 更に 22.3 MHz に対する電荷層での反射高度は、夜間は太陽活動度に反比例して上昇し、昼間は活動度に比例して下降することが示された。
- (5) SPA 時の位相変動値と強度増大値との相関関係をしらべてみると、位相変動量の方が強度増大量より常に大きいという傾向がえられた。このことは、位相変動量を定める要素が主として実動的な電荷層の高さ変動量であるのに対して、強度増大量の方は、電荷層パラメーター (ω_p) の変動が支配的であることを示唆する結果を示していると思はれる。

広田 実, 奥 沢 隆 志
(電気通信大学)

従来, ESD (Extremely Small Dispersion) ホイスラと称して, 分散 $D \leq 15 \text{ sec}^{1/2}$ 以下のホイスラが特別扱いきれ, その特性の説明として導波管モード伝搬説とホイスラモード伝搬説の混合したハイブリッドモード伝搬説 (Tsuruda et al, 1964; Araki et al, 1969) が有力であった。これに対して, 最近インドの Singh et al (1972) は 24°N , 19°N 磁気緯度) で同時に音言された ESD ホイスラが互いに分散を異にする ($\sim 15 \text{ sec}^{1/2}$ と $\sim 10 \text{ sec}^{1/2}$) にも拘らず, 先駆放電発生時刻を共有するという観測例を挙げた。Ray tracing によって, これは同一の波源からの電波が電離層に別々の入口から入り, しかも2つの異なる wave normal angle をとって伝搬する結果であると推論した。先のハイブリッドモード伝搬説に一矢を投じたわけである。

ここでみると, ハイブリッドモード伝搬説の頼みとする, (1) Tweek と同レベルの cut-off 下限周波数の存在, (2) f - 7 グラム上の Eckersley's law からのずれ, (3) Duplicate ホイスラがある, (4) 空電源の位置が磁気緯度より赤道側にある, などの論拠及び ESD ホイスラの定義そのものを再度洗い直してみる必要がある。

筆者等は 1969 年 12 月 ~ 1972 年 8 月までの約 3 年間の昔平でのホイスラ定常観測データから $D \leq 15 \text{ sec}^{1/2}$ のもの 734 例全部を抽出し, 目的の目で詳細に眺めてみた。その結果, (1) 下限 cut-off 周波数はいずれも先駆放電の tweek 及び同一時間帯の純粹 tweek のそれよりも高かった。(2) 現用のソナグラムではホイスラの時間幅が $\sim 10 \text{ msec}$ あり, Tsuruda et al の挙げている Eckersley's law からのずれ $\sim 10 \text{ msec}$ を検出するとは無理がある。(3) Duplicate ホイスラと目されるものは 1 例のみ存在した。しかし, そのうちの分散の差異を見分けることは出来なかった。(4) Tweek 型の先駆放電を伴う 78 例につき, 導波管モード理論式より空電源の位置を算出した。その結果 94% が磁気緯度 26.5° 以北に属するが, ソナグラム上のホイスラの厚みを考慮して, 90% の検定の信頼区間をとるとその位置範囲はかなり大きくばらつく。以上, 残念ながら先のハイブリッドモード伝搬説の論拠を積極的に与持する結果は得られなかった。

それではと, これまでの ESD ホイスラの定義に立ちかえるべく, 先程のホイスラの 94% が明け方の 0 時 ~ 8 時 (地方時) 帯に入ることを確かめた後, 1971 年 11 月 ~ 1972 年 2 月のこの時間帯の分散 - 音言強度表を作成し, 更に 1971 年 11 月及び 1972 年 2 月の右月間の分散 - 地方時依存性を詳細に調べた。分散のモデル計算を加味して考えると, $D \leq 10 \text{ sec}^{1/2}$ のホイスラは少なからず波には屈さないことが判明した。従って, ESD ホイスラの名を冠するとすれば $D \leq 10 \text{ sec}^{1/2}$ 以下のものにするのが妥当のように思われる。こうすると, 先の 734 例の内 23 例のみが該当するようになるが, これも含めてハイブリッドモード伝搬説に積極的に与持を与えられなかったことは事実であり, その一因として aural monitor に頼ることに よって $D \leq 10 \text{ sec}^{1/2}$ のホイスラの聞き落としがあったかも知れず, ホイスラ解析の技術的欠点と多量同時観測の必要性, 及び高速度分解能の周波数解析装置を切望するにせりである。

A STUDY OF DUCTED-WHISTLER PROPAGATION

M. Iwase*, K. Yamanaka** and T. Okuzawa*

(* Univ. Electro-Commun., ** Inst. Plasma Phys., Nagoya Univ.)

A study is made of ducted-whistler propagation in the magnetosphere by using the phase-integral technique. The guidance in the present model takes place along a dipole field-aligned irregularity with a slowly varying, quartic distribution of ionization density. Angerami and Thomas's model of ionization density is employed as a background component of plasma distribution. Computer calculation yields the track widths, the mode angles and the travel times of trapped modes for a wide range of irregularity parameters. Calculations are carried out for a field line for which the shell parameter $L = 2$.

From the results of calculation, the following three points out of many are worth noting. First, the total guidance between a pair of terminal conjugate points on the field line is possible for wider but some restricted combination of the irregularity parameters. Second, higher-order modes which are allowed for the total guidance exist to the mode number as large as 10 in some cases. Third, the features of $\delta\tau$, defined as the difference between the maximum of the travel times of the wave for the highest-order mode and the minimum of those for the fundamental mode, may suggest that the increase in transverse size of the irregularity is not responsible for the increase in whistler diffuseness, as long as we are constrained to the locked modes in a single, lumped-type duct with reasonable ratio of irregularity to background densities.

For comparison purposes, the case of Gaussian duct will be also discussed.

黒田健一郎*, 高橋雅行**, 奥沢隆志*, 茅野科夫*
 (*電気通信大学, **小西六写真工業)

自然ノイズ空電のモジュレーションの諸特性の不明確さ及び季節による発生頻度のばらつき等に基因する情報の片寄りも補おうというこで、諸元のはっきりしているVLF標準電波のノイズモードを観測しようという試みがある。1958年 Helliwell & Ghezelis が NSS (25.5 kHz) を利用して初めてこの検出に成功して以来、Crombie, McNeil 等による NPG (18.6 kHz) の位相変化まで含めた観測、日本では Kimura のロケット実験及び Araki & Naito による NWC (22.3 kHz) を利用した数種の検出実験が知られている。

現在までのところ、筆者らの機関ではノイズモードの検出法そのものの確立が急務であるかたわきがあり、手はじめとして NWC の停波時を利用した検出実験 を今冬、菅平で行なった。

実験は図1のブロックダイアグラムで示すように、NWCの導波管モードの受信電界強度が最大となる方向に向けたループアンテナAと同じく最小方向に向けたループアンテナBを夫々別々の2台の受信機につなぎ、夫々を20.3kHzの局部発信信号と混合させて2kHzの出力を得る。これと100kHzからの余周信号5kHzを併せて混合器に入れ、単一同調増中器を通じた後、2チャンネルのテープレコーダで録音し、更にこれをソナグラフで再生する。

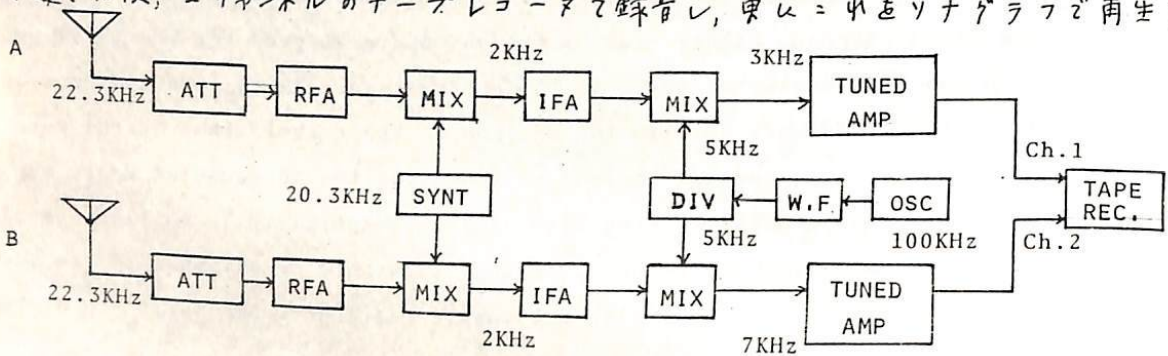


図 1

この結果、3 kHz レベルには導波管モード受信強度が最大となる方向からの信号、7 kHz にはこれが最小方向からの信号が記録されることになる。2台の受信機を用いて停波の瞬間を明確にとらえられるようにした実験が新しい。73年1月23日16時55分の受信記録を模式的に示したのが図2である。3 kHz レベルでみても導波管モード信号がはっきりと停波をせず一瞬、7 kHz では再生レベル42 dBで受信されていた信号が停波時を境として約0.33秒間それより約20 dB低い状態で続き、その後10 dBほど更に低い雑音レベルにつながっている。この0.33秒間の信号はその両側のレベルとの大きな格差がうみだすノイズモード波と考えられる。ループアンテナの指向性をも併せて考えれば、導波管モード波とのレベル差は約40 dBである。Eckenley

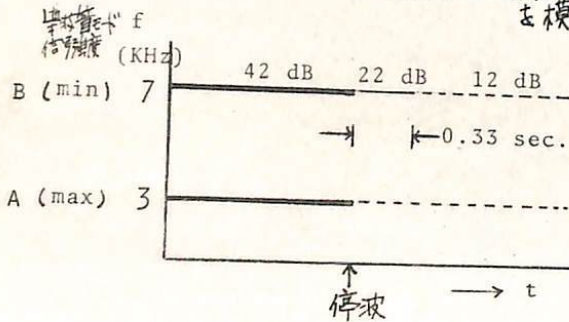


図 2

lawによりその分散Dを求めると、 $D = 50 \text{ sec}^2$ であった。

拡散型ホイスラと磁気嵐との関係

山中馨, 奥沢隆志
(名大ポラ研) (電気通信大学)

これまで、典型的な磁気嵐(以下 storm と云う)に際して、ソナグラム上のホイスラトレースが太めになり、これが数日間継続するということが喧伝されてきた。ホイスラの出現頻度そのものが気論れであり、この拡散型ホイスラ(以下 Df.W と略す)の出現継続時間を的確に把握出来ないといううみがあって、中・低緯度 storm との詳細な対応関係はこれまで知られていない。

筆者らは 1970年2月~1972年11月の約3年間の、北緯平でのホイスラ定常観測記録をもとに、ソナグラムを一枚一枚音調べて、1日以上 Df.W が継続して出現する events を全て抽出し、これと柳岡の storm データ及び NOAA 飛船の気象観測(Honolulu 及び Guam)との対応を試みた。結果として、これまで一般的に言われてきた Df.W と storm との関係はあまり高くないことが判明した。要点をまとめると、

(1) Df.W events を基準にした場合

Df.W events 例 28ヶの内、柳岡での storm 開始時刻の前後3日以内にお現し始めたもの12例(内訳: 3例は storm 開始前)、残りの16例は storm と無関係であった。但し、後者の16例のうちで、Honolulu と Guam での storm に関連するものが2例あり、これを考慮に入れると

storm に関連するもの : 関連しないもの = 14 : 14

となる。関連しないものの中には国際的に dead calm period とされている期間中に起っているものもあるのは特筆に値する。

(2) 柳岡での storm events を基準にした場合

(i) この基月内の柳岡での storm は総計 77ヶ(内訳: 59ヶが SC(又は SC*)を伴う)であった。この内の 77ヶの storm (内訳: 72ヶが SC(又は SC*)を伴う)だけが Df.W の出現に関連していた。(1)の個数とくい違うのは1日以上10階層をおいた領域内の Df.W events 基月内が1ヶの storm に対応している場合があるし、successive storm が1ヶの Df.W event 基月内に対応している場合もあるからである。

(ii) 大規模な storm によらず Df.W が伴うわけではなく、storm range $\Delta H \geq 200$ の 78例の内 33例のみ Df.W が出現した。

(iii) 小規模の storm にも Df.W events が対応するが、その下界は storm range $\Delta H \leq 68$ である。

(iv) Storm range ΔH と Df.W の継続時間の間には弱い正相関係を見られるが、有効範囲を狭くすると確定的なことは云えない。

(v) Storm range ΔH と、Df.W の storm 開始時刻からの時間遅れとの間の関係はランダムであった。

森 洋介
宮城教育大

前回の学会でホイッスラーの出現特性を明らかにし、その出現特性が受信英側の電離層、特に下領域の状態とどのように関連するかについて検討を行った。

その結果、両者の間には、あまり特徴的は相関関係を見いだすことはできなかった。今回はホイッスラー空電の入口近くと考えられる Australia の Townsville (Geogra. 19.3°S, 146.7°E, Geomag. 28.5°S) の電離層データを同じく同様の解析を行った。ホイッスラー出現の地方時依存性及び異常増加と電離層の状態変化との対応を中心にこの報告する。

この中に得られた特徴的結果は簡単に示す。
 ホイッスラー出現の地方時依存性 — 初一回にホイッスラーが良く受信される冬の期間、Townsville と Kokubunji の foF2 の時間変化とホイッスラーの出現特性を示す。ホイッスラー出現の朝夕及び夕方と Townsville における foF2 の時間と共に減少する状態に対応している。

ホイッスラー出現の異常増加 — このタイプは二つのタイプがある。一つは、地方時依存性は統計的結果とは一致し、受信回数だけが異常に増加するタイプである。このタイプは電離層の特徴的は変化との対応は見られない。もう一つのタイプは、統計的結果とは異なり夜半から夕方にかけて連続的に受信回数が増加する。その一例を二回に示すように、このタイプは電離層擾乱と良好な対応を示す。即ち Townsville の foF2 が異常に減少し、Kokubunji の foF2 が増加の傾向を示す場合に対応している。

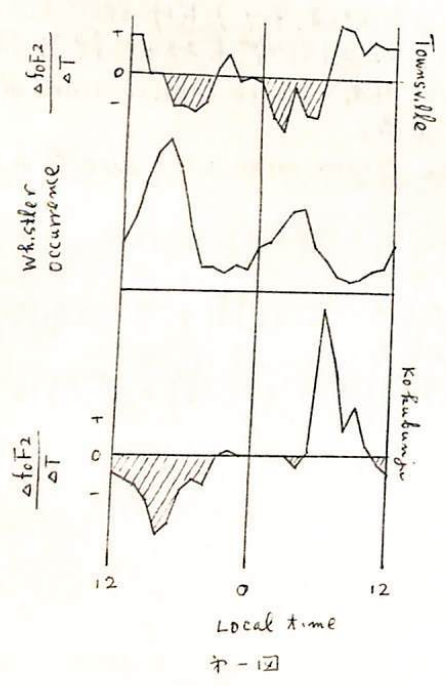


Fig. 1

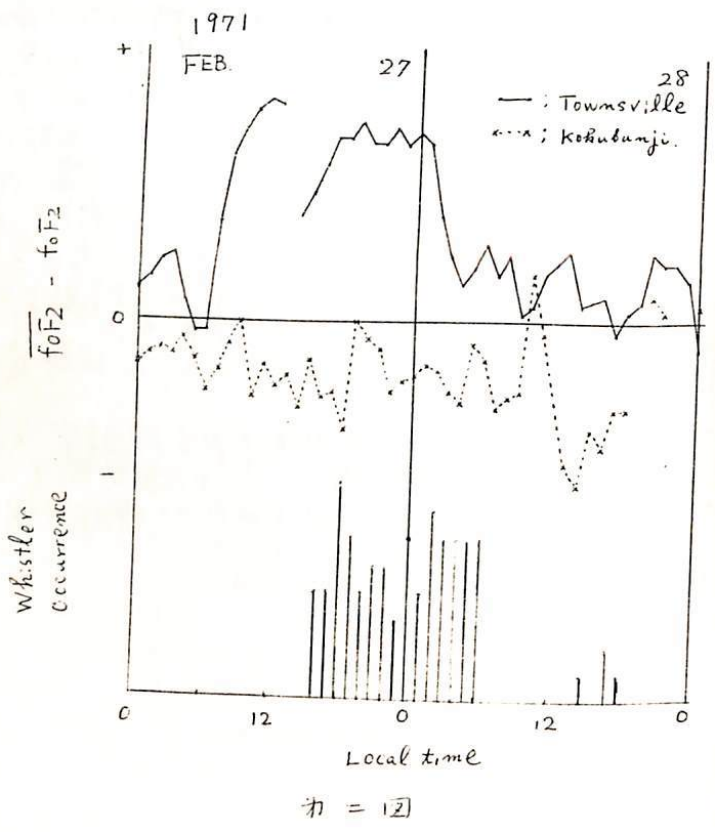


Fig. 2

I-52 ホットプラズマ中のホイッスラーモード波の斜伝搬 (III)

橋本弘蔵, 木村繁根
(京大工)

温度異方性のある Bi-Maxwell 分布をした electron plasma 中を, 磁場に対して斜めに伝搬してゆくホイッスラーモード波の伝搬, インスタビリティに関して, 今までに報告してきた。そして, 波の k ベクトルの方向が磁場となす角 θ が, $45 \sim 55^\circ$ のとき, $\theta = 0^\circ$ の場合に比べてかなり大きな成長率があることを示した。

今回は, このような成長率の大きな領域は, ホイッスラーモードの延長の波長の短い領域であることに注目して, 静電近似を行なった計算との比較を行なった。その結果, 両者の解は, 波数 k の大きな領域ではかなり良い一致を示し, このインスタビリティは静電的なものであることが判明した。このインスタビリティは, Cerenkov 放射と同様に, 磁場に対して斜め方向に大きな放射がおこる。さらに, この波は容易にホイッスラーモードで伝わり得ると考えられる。

ここで用いた静電近似は, Stix の p. 225 に示されている式

$$k_x^2 + k_z^2 + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\pi^2 m e^2}{k_{\perp}^2} I_n(\lambda) A_n = 0 \quad (1)$$

である。比較の例として, $P \equiv \pi_e / \Omega_e = 10$, $U_m / c = 0.002$ (1 eV の電子温度に相当する) の場合の $\omega - k$ ダイアグラムを図 1 に示す。実線は, 近似を行なわない場合の分散関係 (このときの, 成長率 γ と同波数 ω の関係を図 2 に示す), 破線は, Eq. (1) の静電近似の分散関係, 一点鎖線は, Appleton-Hartree の式からおめたコールドプラズマの分散関係である。他のパラメータの場合, 定性的には P と電子密度が小さいほど, 静電的なインスタビリティが起こる。

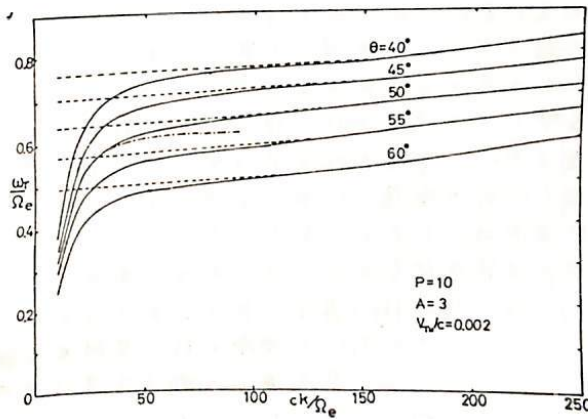


図 1. $\omega - k$ ダイアグラム

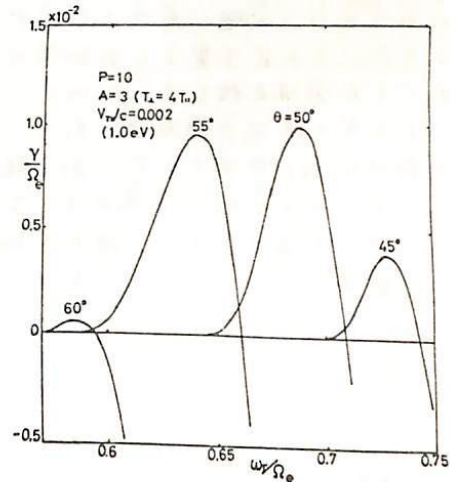


図 2 成長率 γ の周波数特性

I-54 電離層プラズマ中のVLF帯プローブインペー ダンス (II)

麻生武彦
京都大学工学部電離層研究施設

電離層探測に用いられるインペーダンスプローブの中でイオンを測定対象とするVLF帯のインペーダンスプローブはイオン-電子共鳴であるLower Hybrid Resonanceを振出することを中心とする目的として居り、これについて研究を進めているが、先ずCold plasma近似の下でこれを妨げる2つの要因、即ち浮動電位にあるプローブの周囲に形成されるイオンシース領域の呈するresistive componentの影響と粒子間の衝突について既に検討結果を報告した。(1) 其中によれば前者はプローブに適当な正バイアスを印加することにより避けられ、後者は電離層の高度約200km以上では殆んど問題とならぬことがわかった。ここでは次の段階として更に検討しなげればならないよりseriousな2つの問題点について解析を行ったのでそれについて略述する。その1つは「プラズマ粒子の有限温度の効果」である。即ちLHRは冷化プラズマ中のイオンの運動に関連しているがその熱運動のラーマ-半径は電子のそれと比べて2桁大きくそれ故測定系(プローブ)のデイクンジョンがそれに比べて小さいと共鳴は見出せぬという推論がある。(2) しかしこれは競向の余地があり、即ちそれらた波の影響も併せて電離層プラズマのパラメータに対して定量的な解析が必要である。第2の点はロケット等による観測でプローブ系が「運動する速度」がイオンの熱速度と同程度になることに起因するdampingのこれは共鳴の検出を更に困難なものにあると考えられる。以上2つの問題を明らかにするため、特に問題の本質を抽出する意味で2枚の平行細状平面プローブを互に磁界がプローブ面に平行で面に垂直に運動しているという最も簡単なgeometryでシースのなり-様プラズマについてLHR周波数領域のプローブインペーダンスを流線近似により解析する。図1, 2に結果の一例を示す。図1はプローブが静止している時の平板の向隔(2Lm)をパラメータとした時のインペーダンスの変化で、LHRのピークがLが小さくなるにつれてtransit time effect (3)により抑えられ、遊波のモードの影響が小さくLHR以上では静電的イオンサイクロトロンモードに起因するパターンを呈している。図2はL=0.1mのプローブの速度(M: マッハ数)をパラメータとした時の結果である。詳細は学会で報告する。

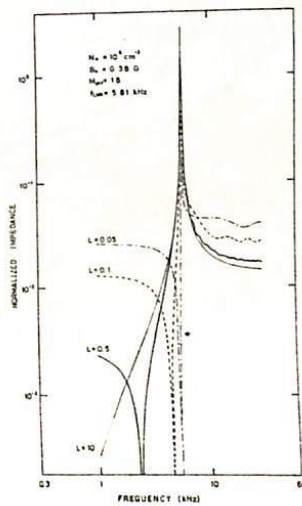


図 1

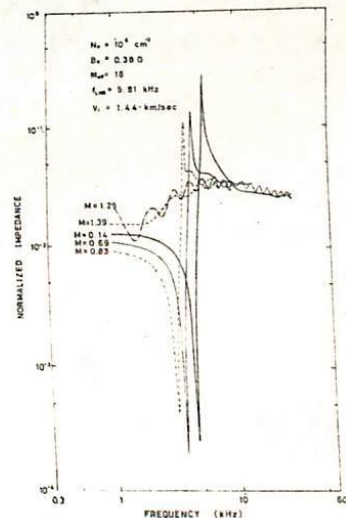


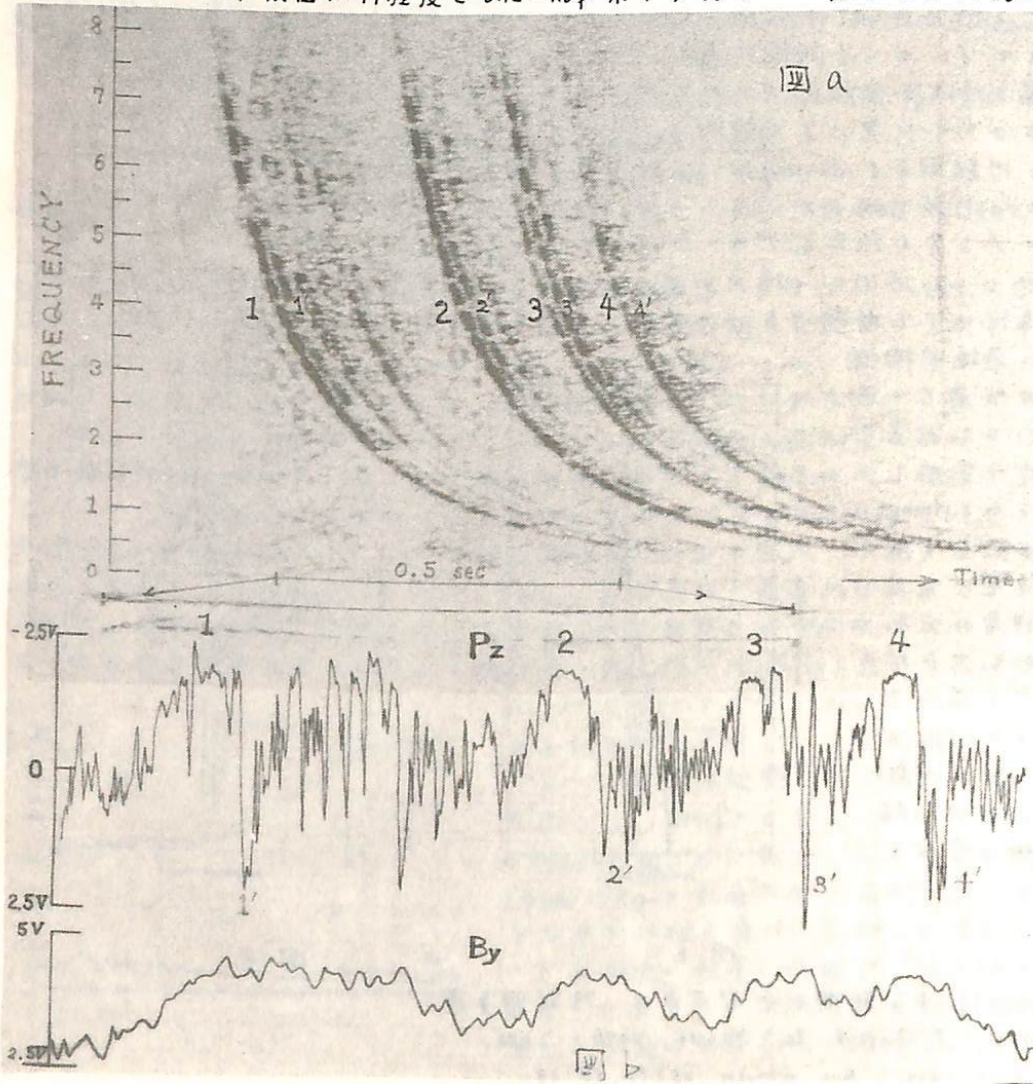
図 2

参考文献

- (1) 麻生武彦他 (1972) 宇宙観測シンポジウム 昭和47年度
- (2) Koon et al. (1970), J. Geophys. Res., 75(12), 2490-2502.
- (3) Tunaley, J.K.E et. al. (1969), Ann. Geophys., 25(1), 55-65.

大林辰蔵 芳野利夫 鶴田浩一郎 江尻全機
東大(宇) 電通大 東大(宇) 東大(宇)

K-9-M-41号機によるホイッスラー空電(4kHz)の Poynting Vector 測定の結果について簡単に報告する。ホイッスラー空電の観測は18°06'40"より約2分間行ったが、その間に数百個の one-hop ホイッスラーとその受信側電離層による反射波を受信することが出た。同時に搭載した Wide Band 受信機から作ったソングラムの例を図aに、また Poynting vector のz成分及び磁場アンテナの出力(ここではlog出力)を図bに示す。図bの時間軸は図aの倍である。番号を付したホイッスラーのトレースとそのエコーに対して同じ番号を付したPz出力が対応している。Pzが+側(下向きに読む)から-側(上向き)に振れていることがわかる。現在解析途中で詳しい結果は出ていないが、①地上観測と比較した結果、ロケットで観測された大部分のホイッスラーは電離層で全反射を受けている。②この場合の電離層での反射率はかなり良い(少なくとも0.5程度)。③ロケットで観測された大部分のホイッスラーの分散値は19程度で one-hop ホイッスラーと見なせるが約5割分散値が6倍



のものがあり、伝播理論上の問題になりそうである。④ロケットで観測されるホイッスラーも2~300 Hzでぶつぶつに抑れていることが多く、1かもし一群のホイッスラーは同じ周波数で抑れていることが多い。⑤エコーの時間差から電子密度プロファイルが求められそうである。と云うことがわかった。

図a: ロケットで観測したホイッスラーのソングラム例。b: 地上ホイッスラーのPz及びBy記録a例。

半田 駿

京大・理

電離圏で、プラネタリー波、あるいはそれと同程度の周期の波動が存在するかどうかは、興味ある問題である。これらの周期の変動の例として、 f_oF_2 の変動(北村)や、地磁気の等価電流系中心緯度変化(白木・柳原)が報告されている。電離圏(特にE領域)に、このような周期の波動が存在すれば地磁気変化として観測される可能性のある点から、主として、地磁気緯度で中緯度の観測所の地磁気の長周期変化(〜2日)に着目して、現在まで解析をおこなってきた。

以前(46年春の学会)で、地磁気緯度 $10^\circ \sim 40^\circ$ の観測所での地磁気変化の1ヶ月スケールのヤクトラム解析の若干の結果を報告したが、その時点での問題点は、Solar rotation による27日、及びそのハーモニクスとどう区別するのか、Solar Wind の影響を考慮する必要がある、等々であった。

地磁気変動の原因には、大きく分けて電離圏内によるものと、磁気圏の電流に起因する中緯度でのものがある。後者はSolar Wind によるS.f.C. Tail Current、あるいは、Ring Currentによると考えられる。27日周期の変動は、主としてこれらによるであろう。

電離圏内部の現象について、地磁気変化から考える場合、電離圏以外の電流系による変動を分離することが重要、不可欠になってくるが、後者の電流系による磁場変動を完全に除くことは非常に困難であろう。ただ、後者はほとんど南北成分の磁場変動に動いてくることを考えると、地磁気変動を東西、南北両成分に分離し、両者を比較することにより、ある程度、電離圏に起因する変動をとらえ得るのではないかと考えた。(ただし、電離圏内に、大きな27日変動を生じさせる原因がある場合には、この方法でも27日分、そのハーモニクスを除くことはできない。)

今回は、この方法で、前回同様太陽活動期の静穏期1964年9月〜12月に711で、解析をおこなった。

並川 富一 高島正樹
阪市大理

前回までに冷いプラズマ中に熱いプラズマが混合している場合、熱い電子が混入している場合のイオンサイクロトロン周波数近くより低い周波数の波の一本軸磁場下での伝播特性を調べた。冷いプラズマ中のモードである Alfvén 波、磁気音波。他に新しいモードが(本歴に熱いプラズマ中の音波)が存在する。特性は Alfvén 波速度と音速の比、イオンサイクロトロン周波数と波の周波数の比、熱い成分の混入比等のパラメータにより変化するが、Alfvén 波については熱いプラズマ混入による非等方性伝播が更に増すが、電子混入時には冷いプラズマ中の波と異なる。これは右廻りの電子と左廻りの Alfvén 波との相互作用から来している。Modified Alfvén 波については低周波で非等方性伝播、高周波で等方性伝播の特性が冷いプラズマ中の伝播の場合と異なり、電子混入、熱いプラズマ混入の両方の場合に分れる。ところが実は地磁気脈動 Pc1, Pc5 の右廻りの波が磁力線波の中に伝わる多量に冷いプラズマ中の波の伝播理論で説明出来る方が少量の熱いプラズマが混入するに於いて説明出来るを示す。Suprathermal modes については高周波で起る。今回熱いプラズマ成分が混入している場合の波の特性を調べたが左廻りの波と右廻りの Modified Alfvén 波の特性とを比べ、右廻りの Alfvén 波の非等方性伝播を冷いプラズマ理論の場合より更に強める効果がある事が判った。

京大理 荒木 徹, 石崎 広

SC, SC*, SI については 1960 年代の初めに主として IGY のデータを使って研究され多くの成果が発表された。その後、これらの研究は下火になり目新しい解析結果も発表されず「な」が、IGY 以後 one solar cycle を経て用いるデータの数も種類も飛躍的に増加した。今日、ここではもう一度新しい角度から調べてみる必要があるように思える。おぼろげな分後この問題に継続して取り組む「が」ここではその第一歩として低緯度の SC* について調べてみる。

SC* については Nagata and Abe (1955; JGR), Oguti (1956; RISRJ), Jacobs and Ohtayashi (1957; JGR) Singer (1957; Trans. Amer. Geophys. Union), Abe (1957; JGR), Matsumita (1960, 1962; JGR), Sato (1961, 1962; RISRJ) Sano (1962/1963; JGR) 等によって調べられ「が」、低緯度の SC* についてはその Morphology が述べられているとは言「が」ない。これは低緯度では SC* がまれにしか起らないこと、SC* と調べるとは必要で Rapid Rem Magnetogram の記録を公表している観測所の数が圧倒的に少「こと」によると思われる。したがって低緯度 SC* についてはその機構を考へるより先にまずその性質を明らかにしなければなら「ない」。

ここでは主として IGY 以降現在までの Guam の Rapid Rem Magnetogram を使い SC* の日変化 季節変化 11 年変化等を調べた。また解析の初期の段階にある「が」その結果と今後の解析方法に対する御批判をあま「ない」。

大 林 辰 蔵
東大・宇宙航空研究所

ホ2号科学衛星REXSは昭和47年8月19日、日本標準時11時40分に東京大学鹿見島宇宙空間観測所（内之浦）からM-4S-4号機によって地球をまわる軌道に打ち上げられ、「ひんば」、1972-64Aと命名された。

発射後、「ひんば」は順調に周回を続けて科学観測を行っていたが、ホ26周目に電子フラックス測定装置の高圧電源を投入した際、衛星の機能が異常となり、観測データを正常に取得することができなくなった。

しかしながら、打ち上げてから、ほぼ70時間にわたる科学観測については、内之浦およびラス・パルマス局（フランス）において、可能なすべての軌道にわたるテレメータ受信が行われ、電離層および磁気圏のプラズマ密度、電子温度、VLF電磁波の強度スペクトル、LF電波エミッションおよび地球磁場分布などに関する興味ある情報を取得することができた。これら宇宙観測の成果については今後の詳細な解析、吟味を必要とするが、現在までに得られた諸結果を報告する。

1. 電離層および磁気圏プラズマ
2. 電磁波・プラズマ波観測
3. 電磁波励起実験
4. 地球磁場測定
5. 衛星の軌道

大林辰蔵 大家 寛 江飛全換 麻生武彦
東大 京大工 東大 京大工

人工衛星 REXS に搭載された IPS に於ける観測は、衛星が動作していた 1972 年 8 月 19 日～21 日の間、ほぼ完全に観測を遂行する事が出来た。データ解析は先立ち、前回の本学会では、IPS の回路形式、Revolution 6 の高域ハイブリッド共鳴周波数の変化、インピーダンス測定に於ける photo-emission の影響、低周波帯インピーダンス値の電子密度依存性について発表した。今回は、全周回のデータ処理が軌道計算を含めて終了し、各測定値についてまとめをする。結果の概要を記すと、

- (1) F_{H1} (Upper Hybrid Resonance Frequency) 軌道解析より得られた地球磁場の値を用いて、電子密度が求められた ($240 \text{ km} \sim 6500 \text{ km}$)。日照時に於ける雑音による misdetection は、Automatic Resonance Detection System の Inhibit-Circuit の形式により明確に区別する事が出来た。電子密度分布、磁気緯度依存性等についての議論は、次の講演を参照の事。
- (2) F_{H2} (Sheath Resonance Frequency) Sheath Resonance の admittance 値は大きい為、雑音に依る misdetection はほとんどなく検出されている。亦、 $2f_{H1}$ によるピークの検出もしている。電子密度に依る変化は明確で、電子温度については現在解析中である。
- (3) L_{R1} (Admittance Value at 300 kHz) 日照時の雑音は大きく、日陰部では、雑音が少ない。これは、全ての観測値について言える。雑音の性質(周波数成分、レベル)等は、まだ明らかでないが、Solar Cell の導通に基づく衛星内部からの雑音(電波)のアンテナへのまれこみが考えられる。Admittance 値の変化は、photo-emission による Sheath の変化として理解出来る。亦、高々度で f_{UHR} が 300 kHz に等しくなった時の共鳴により、電子密度を求める事が出来、 F_{H1} より求めた値と良好一致を示した。
- (4) L_{R2} (Admittance Value at f_{UHR}) 電子密度が高くなると、Upper Hybrid Resonance の Q 値が大きくなり、 L_{R2} の値が小さくなる。レベルが低いので雑音のかぶりが大きくなり、Q 値の大きい所以外は何らかの統計処理が必要である。
- (5) L_{R3} (Admittance Value at 13 MHz) 真空中アンテナ容量のモーターであるが、電子密度が高くなり f_{UHR} が 13 MHz に近づくと、プラズマの影響を受けて共鳴を程する。日陰部の高々度では、地上で較正した値を示している。
- (6) F_L (Lower Hybrid Resonance Frequency) 低高度 ($< 1000 \text{ km}$) 及び高々度の日陰部では検出されていない。低高度では衝突周波数の影響、日陰部では、アンテナ potential が負に沈み Sheath impedance の増加による事象が考えられる。低高度では effective mass $M_{eff} = 2$ 、中高緯度 ($\sim 40^\circ N$) では $M_{eff} = 1$ で観測値と一致する。
- (7) $L_{L1 \sim 3}$ (Admittance Value at 1.25 kHz , 3.80 kHz , and 6.65 kHz) 電子密度が高くなると、インピーダンスが小さくなり admittance 値は大きくなる。日陰部では potential の沈みと共に抵抗が高くなるので admittance は急に低い値を示している。一概に雑音の影響が、日照・日陰共に大きい。

(DATA は講演時に示す。)

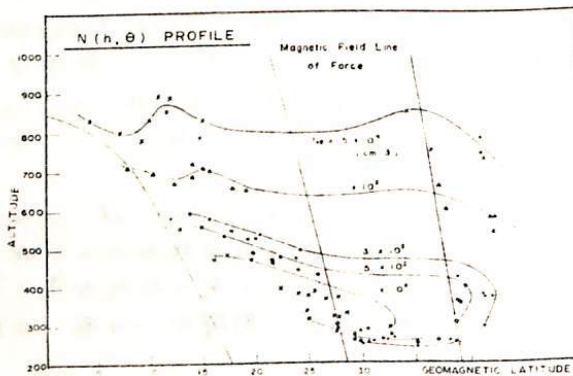
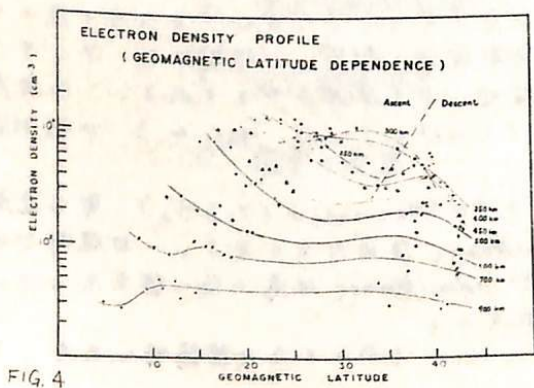
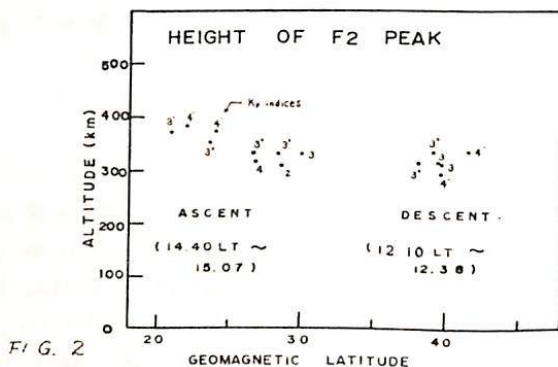
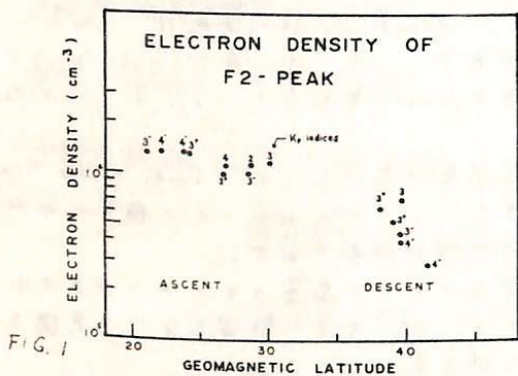
江尻全機・古田治・大林辰蔵

(東大宇宙研)

科学衛星REXS搭載インピーダンス・プローブによる電子密度観測データは、1972.8.19~8.21にわたって、磁気緯度 $42^{\circ}N \sim 42^{\circ}S$ 、高度約250~6570 kmの範囲で得られ、現在その解析が進行中である。観測期間中の太陽活動度に著しい変動がなく ($K_p = 2 \sim 4$ の範囲)、地球公転の効果が無視できるため、 $N(h)$ プロファイルは主として磁気緯度と Local time に支配される。オ4回目はほぼ 9:40LT ~ 16:40LT の時間内に得た電子密度値の磁気緯度依存性を示したものであり、 $10^{\circ} \sim 20^{\circ}$ 付近より赤道異常と考えられる電子密度の高まりがあらわれている。また F2 ピーク高度とその電子密度極大値についても磁気緯度との顕著な相関がみられた。(なおデータ数の制約上、これらの N_e 値は 12~15 LT の範囲では著しい local time 依存性を含んでいるものとして扱っているが、詳細な議論に際しては検討を要する。) 電子密度プロファイル $N(h)$ の傾き $\partial N / \partial h$ と、電子密度の磁気緯度に対する傾度(オ4回参照)とから、次式により磁気緯度方向の Scale Height H_s が計算される。

$$\frac{1}{H_s} = -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial h} + \frac{\cot \lambda}{2Nh} \frac{\partial N}{\partial \lambda} \quad (\text{傾 } \lambda \text{ は dip latitude})$$

適切な $T(h)$ モデルを設定する事により、各高度におけるイオン組成比が求まり、これについての検討も行っている。さらに Alouette II による電子密度データとの比較検討、F2 ピーク高度、ピーク電子密度と太陽天頂角との相関とそのメカニズム等についても現在解析をすすめている。



宮武 貞夫 松本 弘 木村 繁根
(京大工)

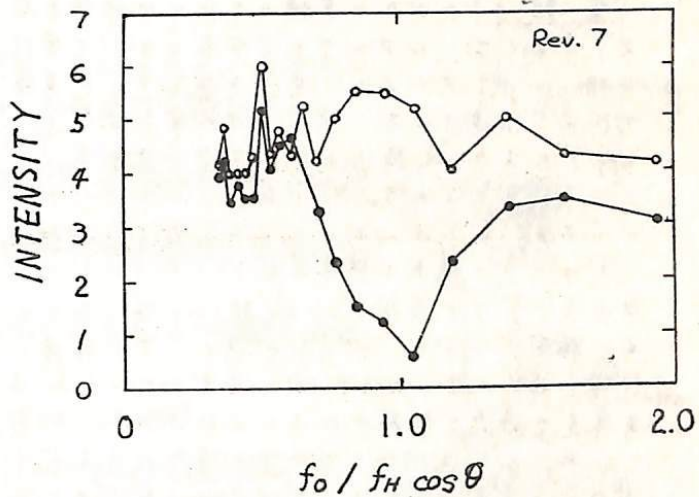
オ2号科学衛星REXSに搭載されたCIE (Cyclotron Instability Experiment) 装置は26周の間に約2500回の実験データを地上にPCM伝送して来た。また real timeでのAnalogデータの伝送も行われた。

REXSは高度250kmから6500km、磁気緯度40°Nから40°Sの軌道を飛行し実験空間でのプラズマパラメータは $0.1 < f_0 / f_H < 2$, $f_p / f_H > 1$ (f_H : サイクロトロン周波数, f_p : プラズマ周波数, f_0 : 実験周波数) の範囲である。実験データからいくつかの興味深い結果が得られて、それらについての解析が進められている。CIEのパルス送信後のプラズマの応答はホイップアンテナで受信されるが、ホイップアンテナの受信信号に顕著なプラズマの応答が認められる。

オ1図に示すようにレゾナンス周波数 $f_H \cos \theta$ (θ : 衛星の飛行方向と地球磁場の作る角度) と実験周波数が等しいところでパルス送信後の受信レベルが大きく低下している。受信レベルの低下はパルス送信による受信機バンド外の周波数の信号が励起されたことによると考えられるが、この現象はパルス送信後少くとも375msの回復を要している。線形理論から予測されるレゾナンスでは説明し難い。この受信レベルの変化はホイップアンテナでほぼ全く見られない。

Real timeで伝送されるAnalogデータの周波数解析により、実験周波数よりほぼ100 Hz低い周波数のエミッションが見出されている。このReal timeデータと対比するとPCMデータが未だ得られず、この周波数シフトと衛星の移動によるドップラーシフトに依るとすればこの波の波数は 10^{-1} rad/m程度と推定される。またこれらのエミッションがパルス送信後375msの回復を要していることから何らかの新しい物理的イメージが考えられる。

REXS-CIEのデータ解析の詳細は講演で行う。



オ1図 CIEパルス送信前(白丸)と送信後(黒丸)の受信レベル(ホイップアンテナ)

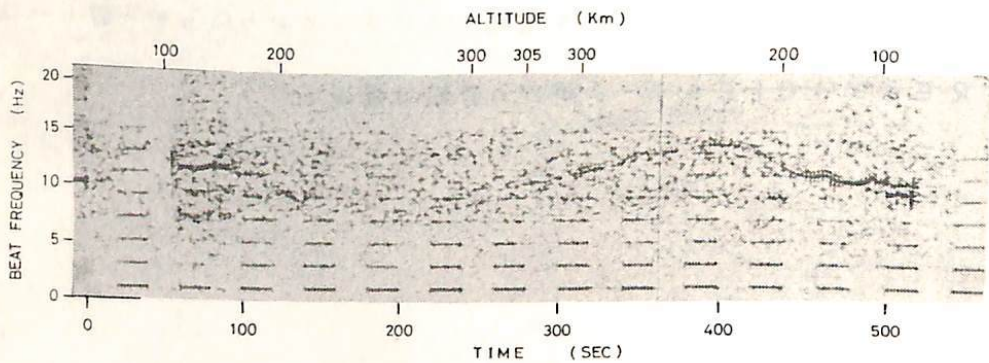
の相乗り実験(速報)

木村 盤根, 麻生 武彦, 富本 哲雄, 加藤 進
(京都大学 工学部)

まごがき 電離層中の発光雲のロケット実験の際、同時にプローブにより電子密度の測定を行なう試みは度々行なわれていたが、色々の問題があった。その一つは、ナトリウム、セシウム等がロケット外に放出されると、それがプローブに付着してそのインピーダンスや感度を変化させるため測定結果に大きな誤差が生ずるためである。そこで地上のVLF信号を利用するドップラー法を採用すれば、発光雲の大きさが波長に比べてそれほど大きくない場合は、バックグラウンドの電子密度測定に大きな影響をうけないと考えられ、K-9M-42により相乗り実験(昭和48年2月23日, 18:38JST)が行われた。以下この実験について報告する。

実験 ドップラー実験のためには依佐美局(17.4kHz)の信号を、ロケットの軸に直角に出したダイポールアンテナ(全長2.4m)で受信し、10kHzのローカルにより中間周波数7.4kHzにしてテレメータ#11チャンネルに直接のせ、一方ローカルも#12チャンネルにより地上へ伝送された。地上では両者を合成して元の17.4kHzを再生し、安定な水晶(17.390kHz)により10Hzにビートダウンさせた。このほかソナグラム方式によりドップラーシフトが求められた。その他このロケットでは、固定バイアス(+6.37V)の電流プローブ(1.18mモノポールアンテナ)により相対的な電子密度プロファイルが同時に観測された。

ドップラー観測で得られたドップラービートのソナグラムは下図に示す通りである。すなわちアンテナ展開(X+54秒)から強い信号を受信した始めたが、84秒でC₅が放出されると瞬間ドップラービートが消失、すぐ復帰したが96秒頃から後はソナグラムでは明瞭な線が現れず、280秒(高さ305km)以降から最後迄ビートが再び現れ始める。一方信号の振巾の記録をみると上記96秒~280秒の間も信号レベルの大きな減少はみられない。従ってドップラービートの消失は信号がロケットに達しなかつたためではなく、ドップラーシフトエバントルがdiffuseしたためと考えられる。この原因としては、ドップラーシフトの解析の帯域は電子密度自体の時間的変動は無視されることが、今回のようにC₅層が放出されると電子密度の時間的変動が急激に起るため、それによりドップラーシフトが大きくなり、又その大きさが雲の場所により又変化するから、下図のようにドップラービートのdiffuseな部分が現れたものと思われよう。なお電子密度のプロファイルについては学会において報告する。



K-9M-42号機で観測された17.4kHz信号のドップラービート

I-65 電離層内におけるホイッスラ波のKベクトル測定

岩井章 岡田敏孝
名古屋大学 空電研究所

(I)はじめに、電離層内における波面法線ベクトル k を知ることは電波伝搬の研究上極めて重要である。従来Pointing fluxの方向を測ることは試みられてきたが k を直接測定することはなかった。これらの意味から k を測定するシステムを早急に確立することが望まれている。今回は、去る1月19日18時 内ノ浦実験所から打ち上げられたK9M44号機に搭載した装置によって測定された結果及び伝搬上のいくつかの問題について報告する。

(II) Kベクトル測定原理

電離層内を伝搬するホイッスラ波を右回り円偏波とすると、直交三次元ループアンテナで受信する時の磁界成分は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} H_x &= -A \cos i \sin \theta \cos \omega t - A \cos \theta \sin \omega t \\ H_y &= -A \cos i \cos \theta \cos \omega t + A \sin \theta \sin \omega t \\ H_z &= A \sin i \cos \omega t \end{aligned}$$

方位角 θ は $H_x + H_y(+\pi/2)$ と H_z との位相差を測ることによって、また入射角 i は $H_x + H_y(+\pi/2)$ と H_z との振幅比を測ることによって得られる。

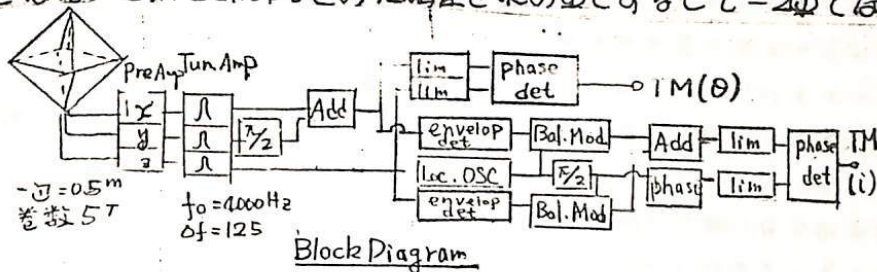
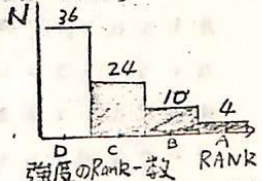
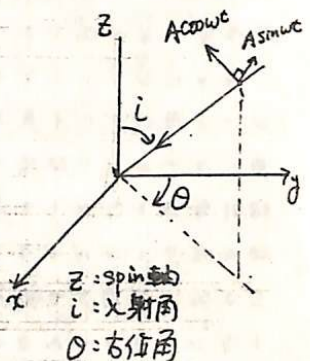
$$H_x + H_y(+\pi/2) = A(1 - \cos i) \sin(\omega t - \theta - \pi) \equiv H'$$

H' と H_z との位相差を α とすれば、 $\theta = \alpha - 3/2\pi$ 、振幅比を m とすれば

$$m = (1 - \cos i) / \sin i = \tan^2 i/2$$

H_z, H' を包絡線検波した後、 $\text{Sin pt}, \text{Cos pt}$ とそれぞれ変調し加算すると、 $A\sqrt{2(1 - \cos i)} \sin(pt + i/2)$

となる。これと Sin pt との位相差を求めると $i = 2\phi$ となる。

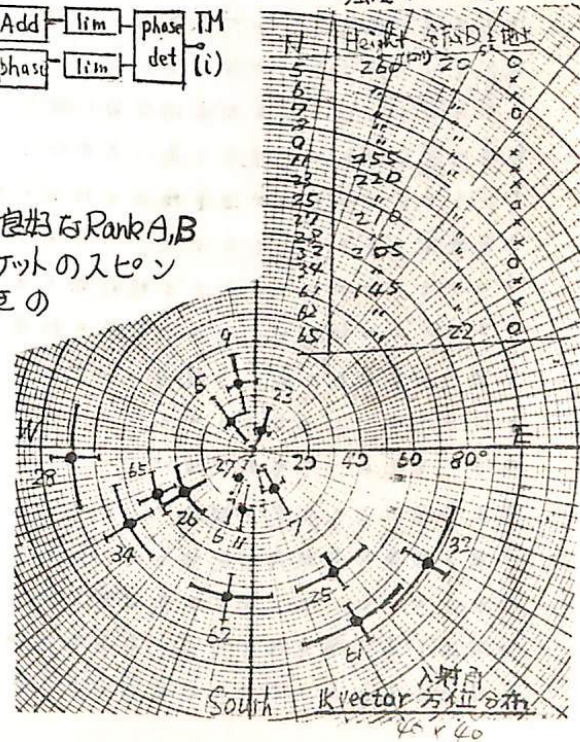


(III) 測定結果

観測時間内の強度分布は右上図の様で、S/Nの良いRank A, B及びCの一部に対し解析を行った。右下図はロケットのスピン軸に対する方位を静止座標に変換して描いたときの方位分布を示す。Error angleは $\theta \sim \pm 21^\circ$, $i \sim \pm 4^\circ$ である。

特徴は次の諸点である。

- (1) 垂直軸からの傾きは高度が下がるにつれ大きくなる。 $h=260\text{km}: 20^\circ$, $h=150\text{km}: 60^\circ$
- (2) 磁気子后面をほとんど西方向に存在する
- (3) ほとんどは北向きであるが、南向きも存在する
- (4) 佐々島で同時受信された数は、解析した内5個である。



渡辺勇三	佐伯元	江尻全機
東大	理大	東大

キャパシタンスプローブは基本的にはプラズマ中プローブの容量の電子密度による変化分を同波数偏差に変換して測定するもので昭和45年以來実験室プラズマでの基本的実験とロケットによる観測実験が続けられて来た。ここでは昭和48年1月16日に打ち上げられたS-210-8号機に搭載されたキャパシタンスプローブについて成果を述べるとともにスペースチェンバーで行なった基礎実験の結果を議論して昭和48年8月実験予定のS-210-9号機用キャパシタンスプローブについてその改良点等を略述する。

キャパシタンスプローブではシースの影響を考慮に入れると電子密度の絶対値が得られシース厚がデバイ長として電子温度が求められるが現在はシースプラズマ二段階モデルを用いてプローブ間隔の異なる二系統のプローブで同時に測定する方法とプローブにDC掃引電圧を印加してシースを消去する方法とがある。前者による絶対値測定実験が宇宙研大型チェンバーでなされたが $10^6 \sim 10^5$ (cm^{-3})の領域ではラングミュア法での測定値の約30%の範囲で一致出来たが $10^5 \sim 10^4$ (cm^{-3})では約10%の値を示した。これは発振トランジスタの入力容量の温度による変動分が発振インダクタンスに並列に作用した為と考えられる。又シース厚が大きくなるとメッシュ間容量に寄与する電子はプローブ内になくなりトランジスタ側メッシュとチェンバー間の容量変化を測定する事になるので解析が困難になって来るとともにシース厚の算出が出来なくなる。後者による実験はS-210-8号機でなされ $10^5 \sim 5 \times 10^3$ (cm^{-3})の領域で $f_p E$ により正規化されたラングミュア法による観測値の30%の値となり一様に一致したが90 (km)以下では上述の対ロケット容量がもたらした約15%の値になった。プローブは同心円筒型メッシュを用いたがプローブ自身のWAKEの効果が飛翔姿勢に従って現われており透過率約60%が確認出来た。前記の温度効果を補償する為には発振部をポリスチロールで包み容器全体を面ヒーターで熱しトランジスタ直近で温度検出を行ない時々刻々の基本発振周波数を測定したが特に低電子密度域で感度が大きかった。バイアス特性よりシース厚を算出し電子温度を出したがラングミュアプローブによる観測値と良い傾向の一致を示した。

プローブの対ボディ間自己容量の効果を飛翔姿勢によるプローブ自身のWAKEの影響を避け高負電圧の校正を精確にしてメッシュ間の幾何学的な寸法を生かすには同心球コンデンサ型メッシュプローブを用いて外球を接地して測定を行なえば良いと思われるが次回S-210-9号機ではプローブロケット間容量がほぼ孤立導体容量になるので外部の電子密度による応答を測定する事にして姿勢とWAKEによる問題を避ける事にした。又電子密度の高精度測定値を得る為には標準型インピーダンスプローブを同時搭載しキャパシタンスプローブによる測定精度を高める為には従来通りDCバイアス掃引法による絶対値測定と高負電圧印加による基本周波数校正を行なうとともに温度による変動分を検出して精度を高めると同時に測定領域を広げる事を計画している。

竹屋 芳夫 南 繁行

大阪市立大学工学部

前回(第57回)の講演で、メッシュグリッドをもつイオンプローブを用いて交流周波数掃引法によりコレクタで受信される信号のレベルから特異イオンのパラメータに関連するレゾナンスを検出する手法を述べた。今回は、東大宇宙研の真空チエンバ(60cm径高さ1m)を利用して後方拡散型プラズマ源で生成されたプラズマ(密度約 $10^4 \sim 10^5$ 個/cc、ガス圧の $0.5 \sim 2 \times 10^{-6}$ Torr)での実験を行なった結果を報告する。

実験は、プラズマのパラメータやプローブ手法、測定条件を変化して行なったが、結果は予想通り、外部磁場の無視できる場合には、周波数特性のデップ長がイオンのプラズマ周波数と示しているようである。またイオントラップ法の直流静電性との比較から、グリッドバイアスを、図1に示すとおりフローティングポテンシャルから空間電位付近まで変化させてもデップ周波数が変化しないことがわかった。しかしそれ以上正のバイアスにするとデップ周波数は低くなる。なお電圧交流振幅は、300mV p-p程度迄は特性に変化はなかった。それ以上になるとデップ周波数は若干低くなることがわかった。

実験結果からイオントラップ法で得られたイオン密度と本実験法で得られた結果とを比較すると、デップ周波数をイオンプラズマ周波数とみたとおなじり良く一致が見られる。(図2)

なお講演では、外部磁場を印加した時の特性について現在解析中の結果を述べる。通常法が精確に行なえるように磁場の外では、イオンは磁場の影響を受けにくく、 $E \times B$ (M/msec) 磁場中の低密度プラズマの密度測定に期待されておられる。

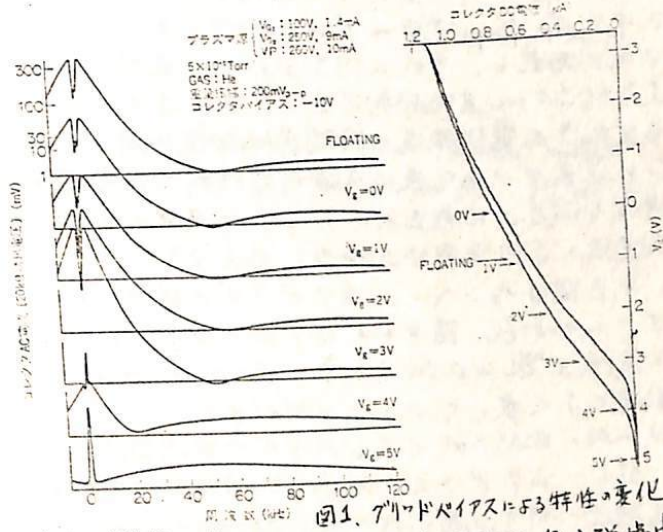


図1. グリッドバイアスによる特性の変化

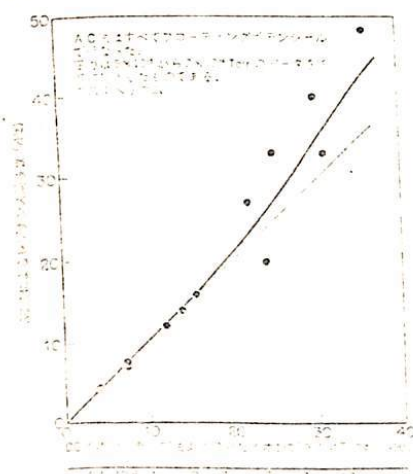
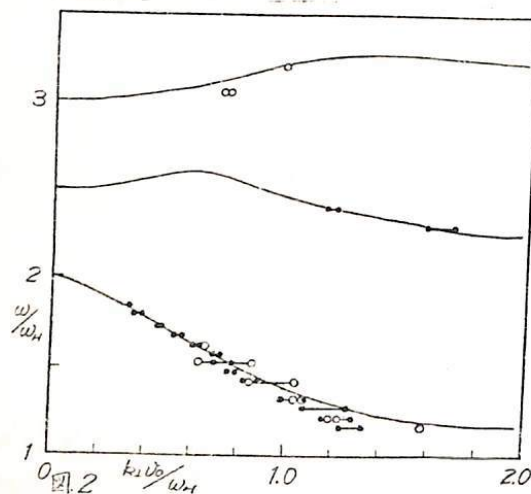
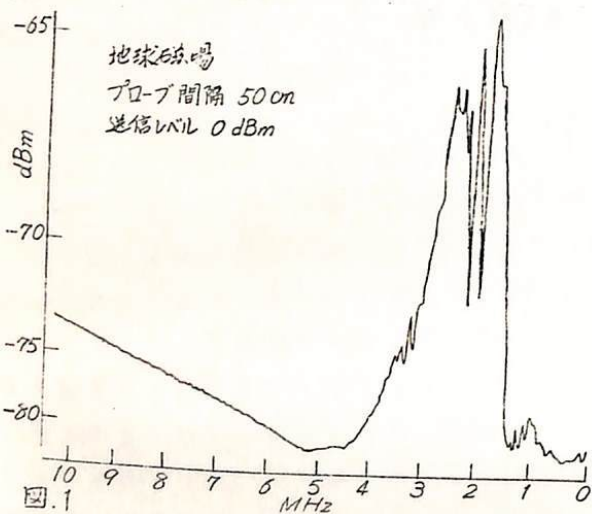


図2 直流法と交流法の比較

森 弘隆 江尻 金機 森生 武彦
電波研 宇宙研 京大

プラズマの高周波測定法として従来行われている self-impedance probe 法の他に複数のプローブ間の mutual-impedance 特性を測定する方式が各所で試みられている。我々は本年度宇宙研スペースシャッター共同実験でスペースプローブの相互比較実験を行ったが、高周波プローブとしては Impedance Probe (IP と略称, 宇宙研と京大グループ担当) と Two Wire Probes (TWP と略称, 電波研グループ担当) の比較が行われた。TWP は 2本の送受信プローブ間の高周波特性を測定するものであるが原理的には IP と変わりないのでこれと同様の特性が得られるものとの予想をたし、図 1 に示すように特に sheath-resonance 領域の特性が非常に複雑な形をしており、しかもシャイコ周波数分の整数倍のレゾナンスが顕著に現れ最高 80dB まで確認された。これらの事実から見て TWP のこれらの特性がプラズマ波の励起の影響を強く受けているためと予想し、更に詳細な実験を行った。

実験は宇宙研大型スペースシャッターを使用し、後方拡散形プラズマ線による Ar プラズマ中で行った。プローブとしては、直径 30cm の円形平面グリッド状プローブをシャッターの中央に固定し、それと向き合わせて直径 10cm の円板プローブを径方向に置き可動機構により約 50cm 連続移動可能とした。まず TWP 方式で印加周波数を固定してプローブ間隔を変化させ受信強度の空間変化特性を調べるとある周波数領域で波動的特性が得られた。さらに従来プラズマ波の実験で行われている位相検波法 (PSD) により同一周波数で波動を検出し両者の比較を行ったところ波長が良く一致していた。さらに印加周波数を変えて両測定法により波成分を検出し ω_{pe} ダイアグラムを描いて励起された波の分散特性を調べた。その図はシャッター 0.7 ガウスの磁場をかけたとき両測定法により得られた ω_{pe} ダイアグラムである。図中 ○ は TWP 方式によるもので ● は PSD 法によるものである。この実験は ω_{pe} = 2.24 のときの Bernstein-mode の分散曲線である。測定点はいずれもこの分散曲線によく乗っていることがわかる。これらの結果から、今回の実験では Bernstein-mode の波が強く励起されて TWP 方式の周波数特性曲線の形を複雑にしていることが確認された。但し、0.7 ガウスの磁場方向は地球磁場の影響でシャッターの軸方向から約 30° ずれており、磁場に対する指向性の強い Bernstein-mode 波が径方向に受信された理由については疑問が残る。



* スペースプラズマ研究会 1971年, P.56, プローブ間相互比較実験—電子密度測定— 高崎成 ほか。

衛星におけるイオニ電子温度測定の問題について

山本 一郎 平尾 邦雄
東京大学宇宙航空研究所

27ト観測に於いて永く間の議論のまとめである電子温度に関する問題(200-7)測定自身の問題があることと集井がまそうである。

一方衛星に搭載された DC mode の Retarding Potential trap, Langmuir probe による水の値と他の方法による値との不一致が(1969年 Dyson et al.) によって報告された。この不一致に関する論文は10篇を数える。

本講演では Retarding Potential Trap における問題もまた電極の大きさによることと水による可能性が強いことを電内実験の結果を用いて説明すると共に今までの報告と水に関する論文の中にもまた水の effect を示唆するものがあることを報告する。

参考文献

(1) Dyson et al; Conflicting Electron Temperature Measurements in the upper F region, J. Geophys. R. 24, 400-401, 1969

(2) Wrean G.L. et al; Modulation Langmuir probe and incoherent scatter radar measurements of ionospheric electron temperature, J. Atmosph. Terr. Phys. 35, 405-413, 1973

平尾邦雄 松村正三

東京大学宇宙航空研究所

前回 (第52回) 報告した Time-of-Flight テクニックを用いた希薄ガス温度計について今回は、ガスセルを通して加熱されたガスに対する温度計としての較正を行なってみた結果について報告する。

原理と装置は右図の通りである。electron gun と electron multiplier を一定の間隔 (10 ~ 20 cm) に置き gun で metastable state に励起された粒子が multiplier に到達する時間分布を測定し、これが Maxwell 分布であるという仮定から温度を計算する。

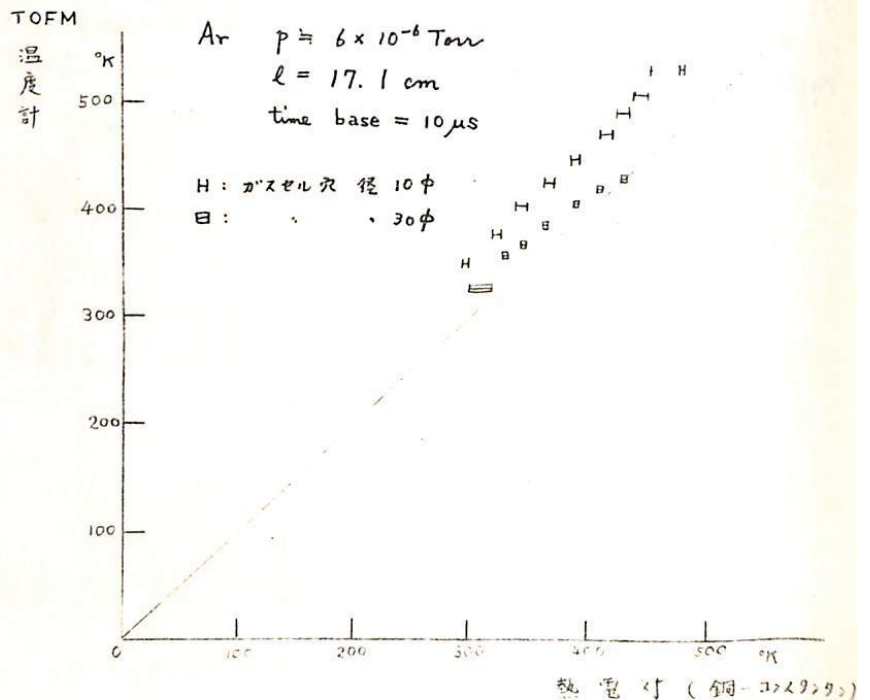
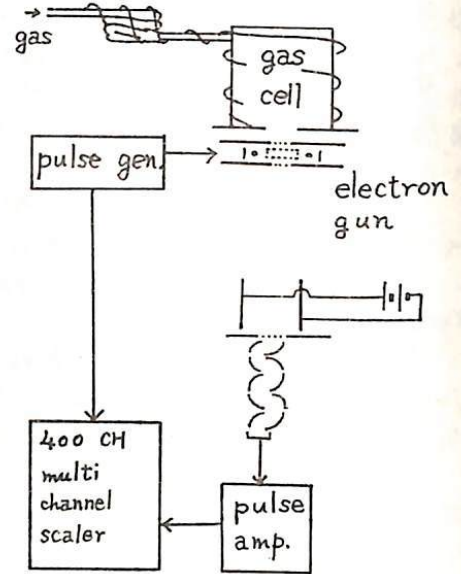
今回は gun の上部に 60φ × 70 の銅製のガスセルを取り付け、同じく内径 2φ の銅パイプ (長さ約 60 cm) でガスを導入し、全体にヒーターを巻き加熱可能にした。

ガスセルの温度は容器の底部とパイプの先端に取り付けた二個の熱電対でモニターした。ヒーターが一樣でない為、両方の温度には差が生じるが、熱容量の違いを利用して、測定時間中 (10 分) は全体の温度をほぼ一樣に保つ事が出来た。

下図は Ar ガスを用いて得られたデータである。

TOFM (Time-of-Flight Measurement) 温度計によるガス温度がガスセルより高温を示している。これはガスセル内の分布が Maxwell 分布からずれている可能性によるものと考えられる。これを調べる為には出口の穴径を変えて測定した結果は上記の考えを支持しているように思われる。

図では縦軸の測定誤差を示しているが MCS の 1 channel 相当の不明瞭さがあるとこれは温度に直して約 5% の誤差に相当する。従って上記の考えを確かめる為には今後より短かい time base で精度を上げた測定を予定している。



T. Tanaka and K. Hirao

Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo.

The monopole spectrometer using rf electric field was manufactured for trial. The parameters of the analyzing field are as follows ; 25 cm field length, 4.32 mm field radius and 3.3 MHz fixed frequency. Mass scanning is accomplished by amplitude variation of rf and dc voltages which are added to the spectrometer while maintaining UV ratio constant. Dependences of resolution and relative sensitivity on UV ratio and ion acceleration voltage are investigated. It is shown that the monopole spectrometer can achieve good resolving power with a wide range of UV ratio.

深尾昌一郎・三輪正康

京大工学部

1. 序 Charney と Dragin (1961) は定常なF2層高度の変動は、赤道に強い zonal wind に起因して F2層へ伝播するとして理論的に明らかにした。 Dickinson (1968) や Hirota (1971), 23に Deland (1972) の解析によると、F2層高度の変動がF2層よりもF1層に容易に伝播するようである。本研究では、F2層高度の変動とF1層との関係に注目して、F2層高度の変動に起因してF1層の超長周期変動が存在しているかを解析する。同様の研究は、F1層高度の変動についても進められており、赤道領域において、F2層高度の変動に起因してF1層高度の変動が存在していることが見出されている。
2. 解析手法 $N_m(F2) \propto (foF2)^2$ の関係から、F2層高度の変動は、F2層高度の変動に比例する。用いたデータは地磁気観測 45°±5°N に沿うステーションである。期間は1957年12月から1958年12月までの13ヶ月間であり、1日に4点(0, 6, 12, 18 LT)が観測された。F2層高度の変動は、解析に際しては、F2層高度の変動に比例して、1~4個のUTを平均して取り扱う。
3. スワット解析 大気の大規模な変動現象を調べる際に有効な手法として、スワット解析 (Mannyma, 1969) を用いて解析を行う。過去の季節変化は、最大値1日 = 48時間、24月(2407=24)毎にスワット解析を行う。Blackman と Turkey (1958) によれば、この解析は90%である。スワット解析を行う際にはトレンド (trend) を前処理して取り除く必要があるが、これは高域通過フィルタを用いて行う。本研究では、大規模な変動 (特にF2層高度の変動) を取り除くために3日間の帯域通過フィルタ (Iwashima & Yamamoto, 1972) を用いて、F2層高度の変動をスワット解析に用いる。また、F2層高度の変動は、F2層高度の変動に比例して、F2層高度の変動に比例して取り扱う。
4. 結果と検討 45°±5°N 磁気緯度において観測されたF2層高度の変動は、地磁気の影響を考慮して取り除かれた。結果として、以下のようである。
 - (i) 超長周期の平均値は、F2層高度の2-3日程度の遅延を伴って、F2層高度の変動に比例して、F2層高度の変動に比例して取り扱う。
 - (ii) 大陸と海洋の影響は、4, 5月にかけて大きく異なる。特に、10, 11月の超長周期は、F2層高度の変動に比例して、F2層高度の変動に比例して取り扱う。
 - (iii) ADAK からの伝播は見られ、周期6日の成分が顕著である。これは、F2層高度の変動に比例して、F2層高度の変動に比例して取り扱う。
 - (iv) 春と秋 (特に春) にF2層高度の変動は、F2層高度の変動に比例して、F2層高度の変動に比例して取り扱う。

前田憲一*, 深尾昌一郎**

*京都産業大理 東京大工

1. 序 IRI (International Reference Ionosphere) が作成された目的は、F1領域の観測データを用いて (Maeda, 1969), 2次元理論的根拠に基づいた試み (Maeda, 1971, 72) が行われた。しかし、これはCIRAに基づいて計算された電子密度は、特に中程度の太陽活動期の場合に観測値と一致しなかった。本研究では既述の電離層モデルを修正し、X線の観測をも考慮した電子密度の高度分布を求めた。

2. 大気モデル (CIRAと同様の値を、夏・冬・中間季の3種のモデルを作成した。F1層、 $m(3000)/m(3000)$ は120km以下で1.5%以内 (Kasprzak et al, 1968)。又高度分布は100km以下でTheom (1971)によるデータを中心として Nordberg のモデル (1964) を参考にし、高度100km以上は Jacchia の電離層モデル (Jacchia, 1971) を一部参考に作成した。

3. 電子生成率 Q の大気密度の関数、太陽活動指数 (S), 磁気断面積 (σ), 電離率 (η) によって与えられた。至るに EUV の X線光子 (1037.6 Å - 1 Å) を考慮し、今回 Himmerzger (1970) の観測値を用い、右辺長短波長高角補正式 (Maeda et al, 1971) に従って R (Wolff no.) = 0 の値に計算された。計算の都合上、右辺長短波長317 Å - 2 Åに分割し、至るに EUV領域の大部分は Himmerzger のデータと中央値より20%小さい値を用いた。σは Oshio et al (1966) のデータを用い、Stolarich & Johnson (1972) のデータも参考にし、Oshio et al のデータは1037.6 Å - 1 Åを80 Åに分割した。また、317 Å - 2 Åに分割した電子密度は各分層に平均して与えられた。

4. 電子消滅過程 有効消滅係数は高度160km以上で $6.0 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, 120, 100 km 以下は 6.55×10^{-8} , $8.30 \times 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ と定めた。有効消滅係数 B は Yonejima (1970) の式 $B = \beta_1 \{ N(2) + 10 N(0.2) \}$ に β_1 は Maeda (1972) の用いた値を用いた。

5. 結果の要約 観測例の大部分の場合に、2次元理論結果と観測値を比較し、それ以前のもの (Maeda, 1971, 72) に比して大幅に改善された。F1層、太陽活動期の中程度の場合は $m(3000)/m(3000)$ の分布も改善された。また比較的小さい観測データは、理論値と一致しなかった。また、大気モデルの不完全性起因で生じた欠陥 (特に電離層下の電子密度の大気密度が771に比して200km以上で1%以下、以下100kmの間で不足した)。また Himmerzger (1970) の観測値の EUV領域の大部分は中央値より20% (これは右辺長短波長317 Å - 2 Å) を採用したが、これは右辺長短波長317 Å - 2 Å (977-911 Å) の分層に12 (260-138 Å) の分層に比較して Q/η の値が大きいことが原因で生じた。

謝辞 本研究の計算の一部を室谷 (室谷の電離層モデル) に感謝する。

主文参照

Himmerzger, H. E., 1970 Ann. Geophys., 26, 447-458
Jacchia, L. G., 1971 Smithsonian Astrophysical Obs. Special Rep. 312.
Maeda, K., 1969, 71, 72 J. G. G. 21, 23, 24.
Oshio, M., Maeda, K. and Sakogami, H., 1966 J. Radio Res. Lab., 13, 245-269.
Yonejima, T., 1970 Ann. Geophys., 26, 491-498

竹之下 裕五郎, 竹内 敏雄, 越前 谷 喜松.
電波研究所 秋田電波観測所

1972年8月2日03時15分と、4日06時23分とに発生したS I D時における40 KHz標準電波の受信波ベクトルの測定から、D領域底部の電離状態の時間的変化を論ずる。

測定法は本学会第51回の講演会において話した通りである。即ち秋田から456 Km南方にある稜見川から発射されている40 KHz(波長7.5 Km)の標準電波を秋田で受信し、その受信波ベクトルの軌跡から地表波ベクトルを推定し、その差として空間波ベクトルを算出して、その位相の変化から反射位相層高の時間変化を求め、一方ベクトルの絶対値から反射層の反射係数を求めた。

反射層高のS I D時における層高低下は、その初期値により算出される値が異なるが、前者のS I Dでは5.5~6.2 Km、後者では6.0~7.0 Kmの低下がみられた。前者のS I Dは経過時間が長く、変化も複雑であり、反射層高の時間変化にかはりの起伏がみられたが、後者は単純な変化を示した。一方反射係数は、S I D以前に-4~-5 dBあったものがS I Dの初期に急激に低下し、前者では10 dB、後者では4 dB低下したと推測される。その後両者とも反射係数に大きな変化はみられず、反射層高が旧に復すると共に、反射係数も旧に復した。

S I D変化は比較的短時間なので、受信波ベクトルは往復にほとんど同じ経路を通過して変化し、この間地表波ベクトルには変化はないものと仮定しても大差はないものと推測される。

VLF標準電波位相データによる下部電離層の長周期変動の周波数解析

半田 駿, 荒木 徹

京大・理

従来より地磁気変動データを用いて、主として中緯度E領域での長周期波動が存在するかどうかの解析を進めてきたが、現象が波動であることを確認するためには、水平Bが垂直の伝わりについても解析する必要がある。

ところで、10数年前から実用化され始めたVLF標準電波は、極めて高い周波数安定度 $\left(\frac{\Delta f}{f} (\text{周波数変動量}) = 10^{-11} \sim 10^{-12} / \text{day}\right)$ で送信されているので、その相対位相を連続観測

すれば微小な下部電離層変動を検出できる。(このことは、多くのSID現象のうちでSPAが最も敏感であることからわかる。) VLF電波の反射のメカニズムについてはまだ不明確な点が残されているが、成層圏とE層、F層の結びつきがはたしてどのようになっているか、その向の領域である下部電離層の変動にどのような周期成分があるかを明らかにすることは、重要な意味を持つと考えられる。

VLF標準電波の位相データから長周期成分を検出できるか否かは、主として受信側に置く基準発振器の周波数安定度による。幸い日本では、電波研究所大吹電波観測所で精度の良い連続観測が長期間にわたって行われており、そのデータを利用していただくことができたので、その解析結果について報告する。

今回は、HawaiiのHauku (地磁気緯度24°) 大吹(26°)向のVLF回線の12.2kHzのデータを解析した。期間は、1971年10月-1972年1月の約4ヶ月間である。

得られた197-スเปクトラムをFig. 1に示す。実線は、全データに numerical low pass filter をかけたものの197-スเปクトラム、点線・破線はそれぞれ、昼間・夜の一日の平均値の197-スเปクトラムである。全データについては、9.3日、4.7日にピークが見られる。VLF電波は、昼間は約170km、夜は約90kmの高さで反射しているとされているので、点線と破線の相違は、この高さによる相違を表現と考えられる。

さらに、南北緯度構造を見るために、福岡、Honoluluの地磁気変動、国分寺の f_oF_2 等についても、解析を進める予定である。

最後に、重要なVLF位相データの利用を、許していただいた電波研・槽谷電波部長、桜沢晃白、大吹電波観測所、朝倉敏彦所長、石井隆彦雄白に感謝します。

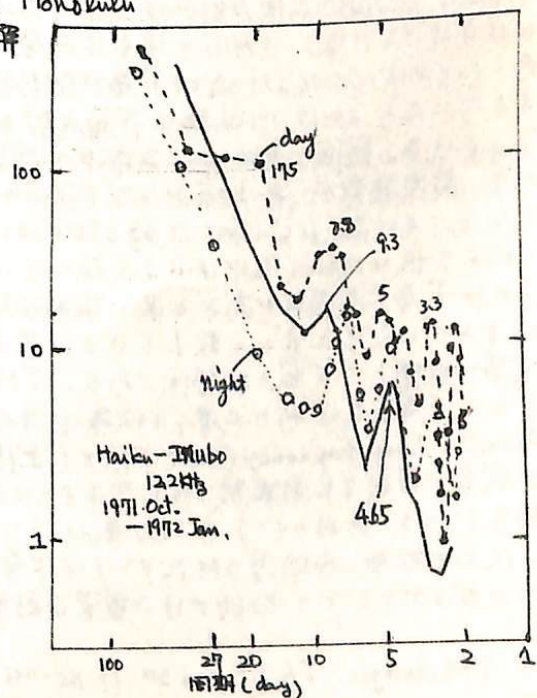


Fig. 1

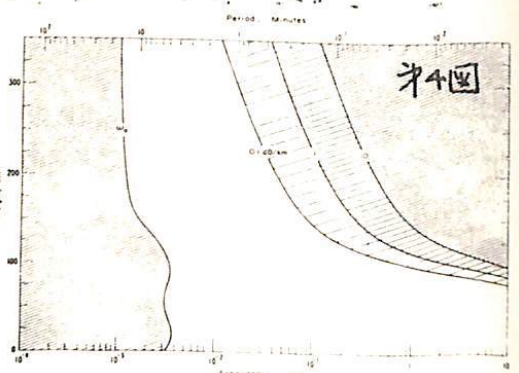
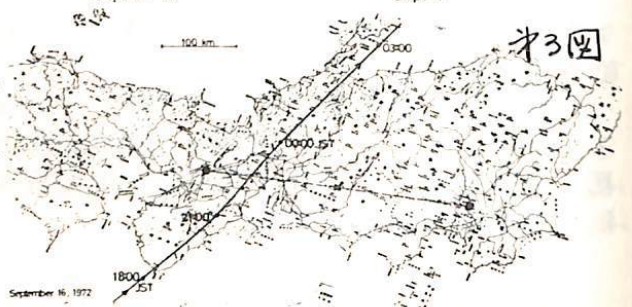
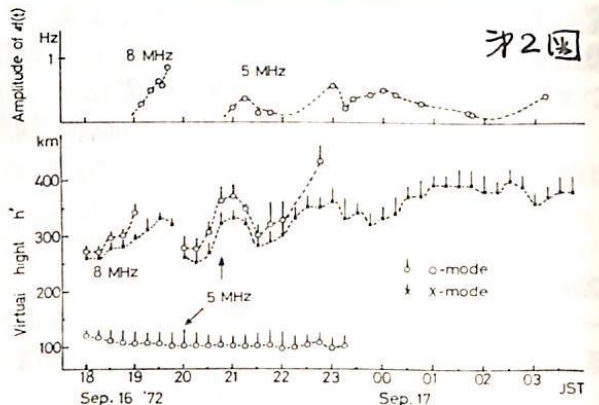
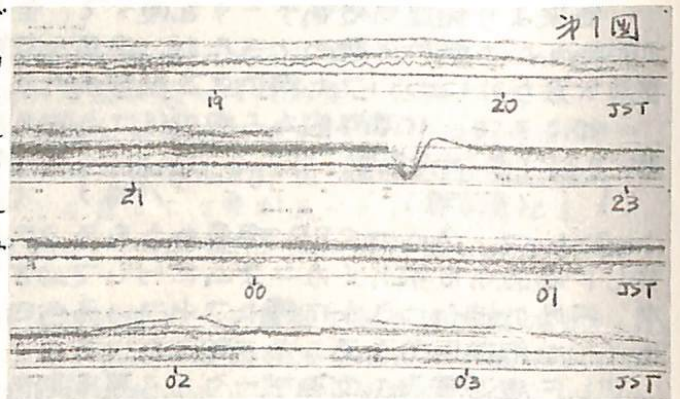
筒井 稔, 小川 徹

(京都大学 工学部)

短波の標準電波を用いた電離層の観測で得られるF領域の変動を見ると色々な周期のものが存在している。筆者等は以前15~25分の周期をもつEDTDについて、他の現象との関連を調べる事により、その原因が内部重力波によるものであると報告した。今回は更に短い周期変動(約3分)についての解析を試み、その原因が下層大気の擾乱(台風)であるという極めて興味あるデータが得られたので報告する。

Fig. 1は1972年9月16日から17日にかけてのHfドップラー観測のデータである。解析には受信電波のうちJY 5MHzとJG 2AE 8MHzを用いた。8MHzの信号は19:00 JST頃から3分周期の変動が現われ、19:45 JSTにその振幅が最大となり、それ以後は突抜けている。5MHzの場合ほとんどがE層反射で安定しているが、20:30 JST頃から3分周期の変動がその安定した信号に重畳して現われて来ている。Fig. 2は国分市のイオノグラムと伝送曲線から得られた観測電波の反射高のみかと、周期変動振幅の時間変化を表わしたものである。8MHzは18:00 JST以後反射点は上昇(19:45 JSTには突抜けている)。5MHzの場合E層反射であるものの、20:00 JST頃から下層反射も含むようになる。23:15 JST以後は下層反射のみになる。同図上部の振幅振りの時間変化から、両周波数共、最大振幅になる高さが決まってくる。その高さは見掛けで約350 Kmでありそれより低い場合は振幅は小さくなる。これは下層大気振動が高さと共に振幅振りが増加する事という考え方に一致している。Fig. 3はこの時間帯に通過した台風の経路図である。T.M. Georges⁽¹⁾によると下層大気振動の上層への伝播はFig. 4のようにAcoustic Cutoff frequency (ω_a)と下限とし上限は吸収による減衰が卓越する周波数 ω_c の間に示すように約3分であると報告している。今回のデータもそれを表わしていると思われる。

以上の結果、今回得られたデータは下層大気と電離層とのカップリングを証拠づける重要な結果である。



(1) T.M. Georges J.A.T.P. vol 30 pp 735-746 (1967)

恩藤忠典 西崎良 相京和弘 永山幹敏 (郵政省電波研究所)

鹿島で受信した高度 2,000~3,000 km 間で観測された Alouette 2 等の VLF 電界データを用いて、5 Hz 以下に現れるバンド中 500 Hz 以下の Narrow Band Hiss の特性について報告する。又観測されたこのヒスの中心周波数と観測点を通る磁力線の最小(赤道面上)の電子ジョヤイロ周波数, f_{He} とを比較した。

- (1) Polar Cap ($L=9.8 \sim 10.7$, $\Lambda=71.4^\circ \sim 72.2^\circ$) で観測された狭帯域ヒス, $K_p=2$
 観測された中心周波数; $f_c = 1.3 \sim 1.8$ kHz, 観測されたバンド中; $\Delta f \leq 400$ Hz.
 継続時間; $\tau \leq 15$ sec., このヒスが観測された緯度中; $\Delta \Lambda \sim 0.5^\circ$
 $L=9.9 \sim 10.5$ の磁力線の赤道面上では.
 $f_{He} = 0.90 \sim 0.75$ kHz, $\frac{5}{3}f_{He} = 1.5 \sim 1.2$ kHz ($f_c \sim \frac{5}{3}f_{He}$)

- (2) 極光帯 ($L=4.1 \sim 5.6$, $\Lambda=60.5^\circ \sim 65.0^\circ$) で観測された狭帯域ヒス, $K_p=1 \sim 2$
 $f_c = 1.2 \sim 2.3$ kHz, $\Delta f \leq 300$ Hz, $\tau \leq 40$ sec,
 $\Delta \Lambda \leq 1.7^\circ$
 $L=4.4 \sim 5.5$ の磁力線の赤道面上では $\frac{1}{4}f_{He} = 2.6 \sim 1.3$ kHz. ($f_c \sim \frac{1}{4}f_{He}$)

- (3) 極光帯の $L=4.1 \sim 6.4$ ($\Lambda=61.4^\circ \sim 66.7^\circ$) にかけて連続的に観測された Banded Chorus
 $f_c = 1.8 \sim 2.0$ kHz, $\Delta f \leq 500$ Hz, $\tau \sim 3$ min., $K_p=3-$
 $\Delta \Lambda \sim 5.2^\circ$
 $L=6.0$ の磁力線の赤道面上では $\frac{1}{2}f_{He} = 1.96$ kHz ($f_c \sim \frac{1}{2}f_{He}$)

- (4) Plasma panel の内側 ($L=3.5 \sim 3.8$, $\Lambda=57.5^\circ \sim 59^\circ$) で観測された狭帯域ヒス
 $f_c = 3.5 \sim 6.0$ kHz, $\Delta f \leq 400$ Hz, $\tau \leq 15$ sec. $K_p=1 \sim 2$
 $\Delta \Lambda \leq 1.5^\circ$
 $L=3.6 \sim 3.8$ の磁力線の赤道面上では $\frac{1}{4}f_{He} = 5.5 \sim 4.0$ kHz ($f_c \sim \frac{1}{4}f_{He}$)

赤道面上で予想される $(n + \frac{1}{2})f_{He}$ の中心周波数をもつ Narrow Band Hiss は Electrostatic Waves だが、一度電磁波に変換されてからでないと、遠くまで伝播し出来ない。又ホイッスラーモードで伝播するためには $f < f_H(\text{local})$ の波でなければならぬ。

松本 紘・横井省吾・守田豊・木村 磐根
京都大学 工学部

§1 目的

ASE を Whistler Mode Nonlinear Instability で説明するため、Current Sheet Model で計算機実験を行なうこと。

§2. モデル

モデルとしては次の二つを行なった。

- ① Particle Train モデル
- ② 周期モデル

§3. 結果

結果については、紙面の都合上、説明は省き、講演のときに報告する。

図1. Particle Trainモデルによるエミッション磁界の成長。
(周波数はトリガリング波とほぼ同じで図のようにAM波的なスペクトルを示す。)

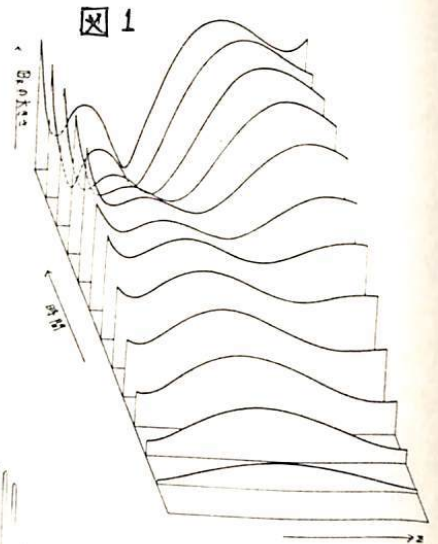
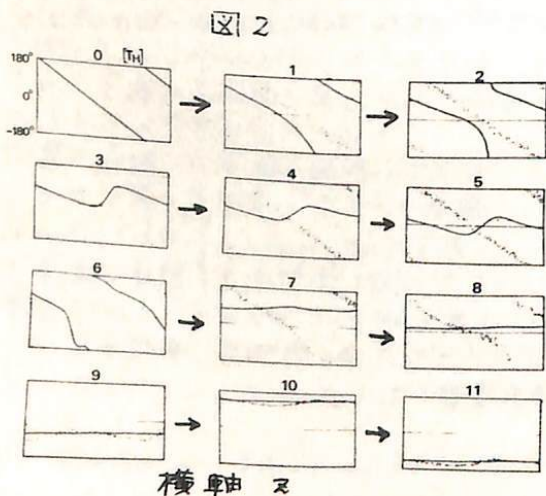


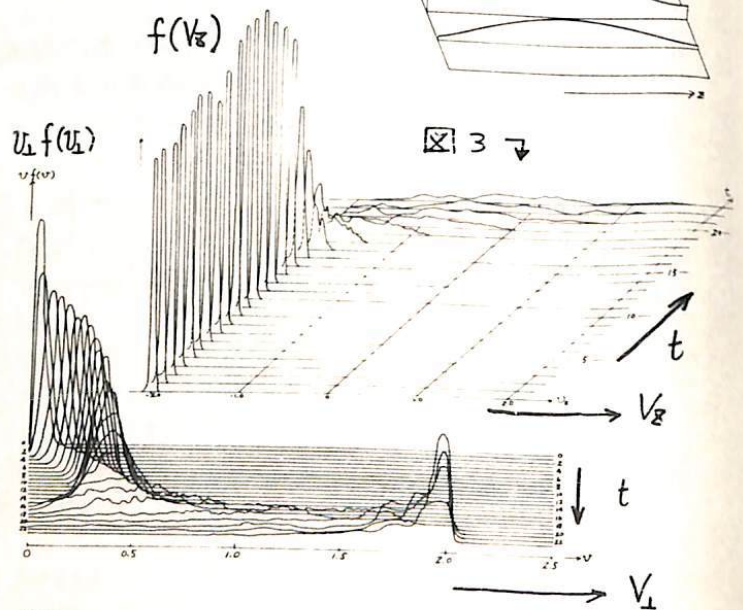
図2. 周期モデルによる共鳴電子の位相バンプの様子。
(実線は合成電磁界の位相)

図3. 周期モデルによる共鳴電子の速度分布関数の変化。

[$t \sim 7T_H$ 程度で v_x 方向への急加速、 v_z 方向の急激な熱化が観測されている。]



横軸 t



I-80

K-9M-41号ロケットによる低周波波動励起実験.

松本 紘・宮武 貞夫・長尾 朋・木村 肇根
(京大・工)

§1 目的 宇宙空間プラズマ中でのプラズマ波の非線形相互作用の実験が実験室実験と時を同じくして最近展開されてくる。(大家; 宮武・松本・木村; Wang et al.) 本実験は K-9M-35号機実験に引続き、電離層F層内の理想プラズマ中でのプラズマ波の非線形励起の実験を行なうことである。

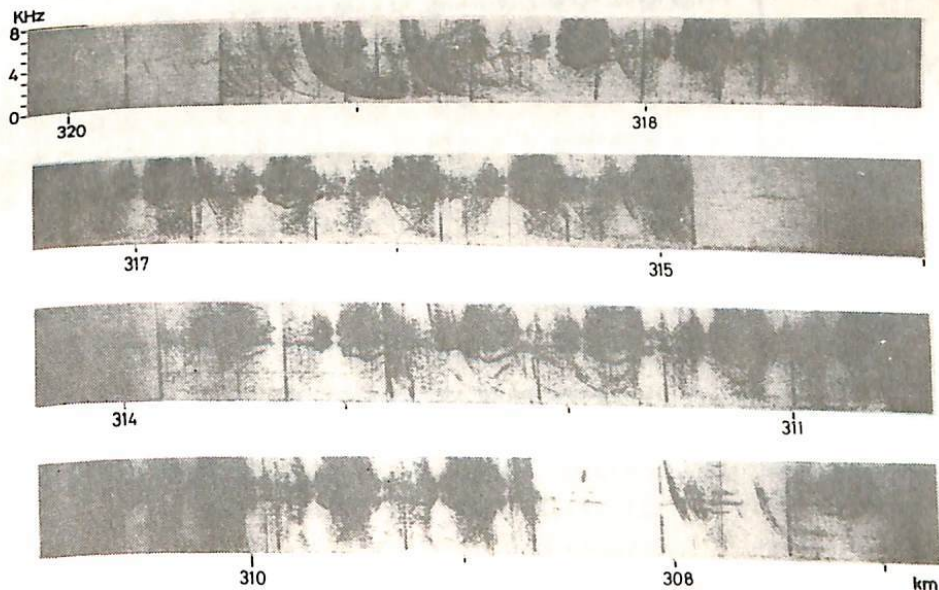
§2 実験方法.

実験は親子ロケットを用いて行なわれた。子ロケットより突出させたメッシュから $f_0 = 8\text{MHz}$ の電子プラズマ波を励起し、親ロケットでその電子プラズマ波及び励起される二次電子プラズマ波及び低周波イオン音波を受信し、これらの波長及び同波数関係、周波数スペクトル、強度を測定する。親子連絡は 400MHz で行なう。

§3 実験結果.

- 400MHz の親子連絡(MDC)が故障し、電子プラズマ波の波長測定は出来なかった。
- 電子プラズマ波の強度測定は実験期間中すべて成功した。
- 低周波プラズマ波の同波数スペクトルが完全にとらえられた。

特に低周波プラズマ波(多分、イオン音波)の同波数スペクトルは、VLFエミッションのそれと酷似しており、discrete emissions の他 Hiss-like emissions が数多く観測できた。一例を下に示す。



(PART-I)

Hiroshi OYA, Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto.

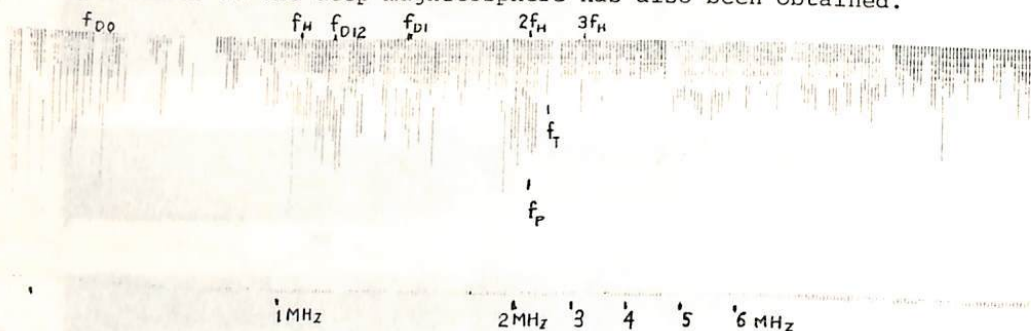
大家 寛 (京都大学・工学部・電磁層)

In the ionosphere, the plasma waves (electrostatic electron cyclotron harmonic waves) have been generated by the RF pulse, with the width of 300 μ sec and repetition frequency of 32 Hz, that is impressed on the 10 m (tip to tip) antenna being installed in K-9M-41 sounding rocket; the rocket was launched on Jan. 19, 1973 at 1800 JST from Kagoshima Space Center.

A new setup of the experiment has been made using a tungsten cathode to emit the excess electrons, from the antenna surface, to remove the interruption effect of the plasma wave transmission due to negative excursion of the antenna DC potential. This electron emission system makes such an effective generation of the plasma waves that the nonlinear wave particle interaction can be observed even for the small transmission power of 40 Watt. The observed results are indicating the existence of the $f_{D1}^{(1)}$ resonance, that is the first member of the sequence of the diffuse plasma resonance, with the other principal resonances such as the gyro resonance (f_H), the second harmonics of the cyclotron resonance ($2f_H$), the plasma resonance (f_p) and the upper hybrid resonance (f_T).

In a frequency range smaller than f_H , a new echo at f_{D0} frequency is identified; the f_{D0} satisfies the condition, $\omega_{D12} - 2\pi f_{D0} - \Omega = (\vec{k}_{D12} - \vec{k}_{D0}) \cdot \vec{v}$ where ω_{D12} is the angular frequency above the angular cyclotron frequency Ω at which an emission has been observed; \vec{k}_{D12} and \vec{k}_{D0} are the wave number vectors for corresponding frequencies. In the other mode operation, the electrostatic electron cyclotron harmonic waves are observed at frequencies that differ from the transmitted frequency of the RF pulse. The f_H , $2f_H$ and f_{D1} resonances are observed in this operation mode; nonlinear wave particle interaction theory⁽²⁾ to make f_{D1} resonances is confirmed again.

In addition to the scientific achievement, the technical success to make future satellite experiments in the deep magnetosphere has also been obtained.



An example of the observed plasma wave responses; the duration time and intensity are plotted with arbitrary scale versus the transmitted frequency.

- (1) Oya, H., Sequence of diffuse plasma resonances observed on Alouette 2 ionograms, J. Geophys. Res. 75, 4279-4285 (1970).
- (2) Oya, H., Verification of theory on weak turbulence relating to the sequence of diffuse plasma resonances in space, Phys. Fluids 14, 2487-2499 (1971).

巻田 和男
東大・理

1964年9月に打ち上げられたOGO1 satelliteは地球から10Re以上も離れた、夜側の領域の電波観測を行なった。これについて、1969年にHelliwell et al.は30KHz附近に low frequency cut があり100KHz以上までの広い band emission が見られ、地上のAEの変化とも良い対応を示していることを報告している。ここでは、この電波観測(磁場成分)のデータを用いて、主に磁気圏の Substorm の発達過程との関連性について詳しく調べてみた。

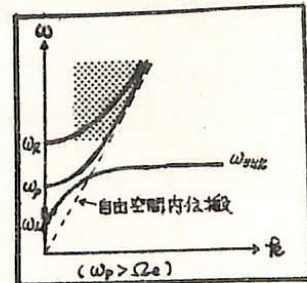
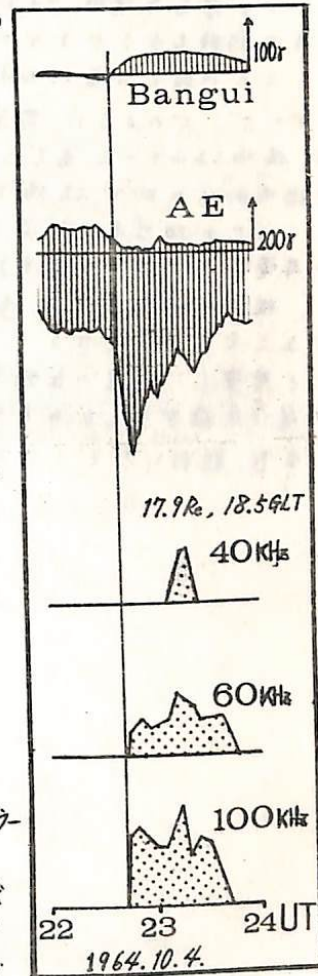
Substorm の expansion phase をはじめとする On-set の時刻として高緯度の sharp negative bay の AE index 及び低緯度の positive bay を調べ決めた。加図は上から低緯度の地磁気変化と AE index である。これより On-set の時刻は 22:44 UT であると推定した。そしてこの時刻の前後に受信された emission について、40KHz, 60KHz, 100KHz の各 band を選んだデータから読み取りプロットしたものを右面に示してある。これからわかるように地上で求めた On-set の時刻とほとんど同時に 60KHz 帯以上の emission が受信される。但し 40KHz 帯のものは少し遅れて受信される。

ところでこのような emission は Satellite が地球より 10~20Re 離れた夕方から夜中側にかけの領域にある時に受信される。おそらく Substorm の expansion phase 時に真夜中付近で生成された加速粒子によって引き起こされた emission であると考えられることは自然であり、多くの例からこの推定が支持される。但し地上で地磁気変動が静かであったり emission が見られる場合はいくつかあり、磁気圏の現象と地上付近の現象とがきちんと結びついていない点は今後に残された問題である。

地球から 10Re 以上も離れた地点に於いて数十 KHz の電波が観測されるということから、この電波は地球近傍でよく観測されるホイッスルモードの波ではなく、「自由空間内電波」に近いもので右図下の分散関係に相当する電波である。この領域の電波についての発生機構としては木星の Decameter 波の origin と同じような問題として考えられる。大塚氏は Decameter 波の origin として plasma wave が mode conversion により electro-magnetic wave に変って行く可能性を指摘しているが磁気圏内に於いてもこのような emission が存在することは予想される。今後 mode conversion に必要な接近可能な条件 (accessibility) 及び Upper Hybrid frequency 附近の波の励起そのものについても考えていきたい。

(参考文献)

- 1) T. Iijima Planet Space Sci 20, 1095, 1972
- 2) H. Oya 予研研 伝播研究会資料 P71 (1971-09)



津田孝夫^{*} 深尾昌一郎^編 鷗飼正行^編
 *北大工 編京大工 編*豊後大工

磁気エネルギーの、プラズマエネルギーへの変換機構は、宇宙空間における爆発現象に関連して研究されてきたが、非常に高い導電率のために種々の問題が生じてきておるよう
 と思われる。例えば, Petroschek (1964), Yeh & Axford (1970) が解析した、いわゆる Sweet mechanism の定常
 解に対して、爆発現象が適用された場合、diffusion region の中が、不自然に小さくなるから、初期値
 内題として考えた場合、どのような形状に発展しうるか、またとえ発展しえたとしても、か
 りの時間持続しうるかどうか疑問のようと思われる。

この内題の本質的相違は、磁場エネルギーが、いかにして、蓄えうるか、又蓄えられたエ
 ネルギーが、どのように、散逸されるかを考え合わせることにある。導電率が高いというこ
 とは、磁場エネルギーを蓄えるといふ点については、有利である。実際内題として、ほぼ反
 平行磁場形状の場で磁場エネルギーが蓄えられておるのが観測される。

以上の様な点を考慮して、我々は、まず反平行磁場を想定し、この形状が、(非常に
 高い導電率にもかかわらず)いかにして、急激に崩れていくかについて議論したい。

磁気中性面近傍に、急激に強い圧縮がこねられた場合磁カ線の再結合が、急激に
 生じることが期待される。このような圧縮を与えうるものとして、nonlinear magnetosonic waves に
 ついて考察し、任意の圧縮率を与えた場合、その性質について検討する。次に磁気中性面近
 傍に強い圧縮が与えられた時、いかに磁カ線の再結合が生じるかという点について、議論す
 る。また、取扱い方としては、非線形性を極端化して考え、超関数を導入する。

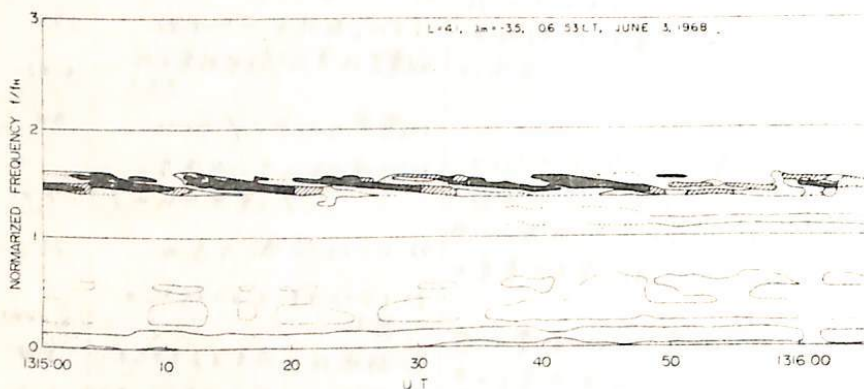
— PART IV — The plasma flow in tail region

Hiroshi OYA, Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto.

大 冢 寛 (京都大学 工学部)

The OGO-5 VLF emission data obtained by a short dipole antenna for the observation of the electric field are indicating a peculiar frequency dispersion near at 1.5Ω , where Ω is the angular cyclotron frequency, on the inbound path near at the dawn side of the plasma sheet in a region outside of the plasma pause. The frequency shift can not be interpreted in terms of the propagation of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves. The hypothesis of the propagating turbulent area is also impossible to take as an origin of the frequency dispersion, since the instabilities are fixed on the plasma frame.

It is confirmed that a plasma stream should exist in the region outside the plasma pause. The obtained value of the flow speed from the Doppler shift, is indicating tremendously high values in a speed range from 200 km/s to 500 km/s. Though available result is only one case of June 3, 1968, for the present time, the result is selfconsistently indicating that the plasma flow is entering from flank region of the magnetospheric boundary. The solar wind may be blowing through the neutral sheet even though the speed may be slowed down into a range $1/2 - 1/4$ to the original speed in the interplanetary media. This flow is generally directed in the direction of the magnetic field. No large scale electric field, then, is able to exist. The convection region may be produced near the plasma pause being restricted in a area inside the high speed plasma flow.



An example of the VLF electric field spectrum observed by OGO-5 satellite; the frequency shifts are indicating the Doppler frequency shift due to the plasma flow.

Hiroshi OYA, Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto

大 家 寛 (京都大学・工学部)

The conversion mechanism of the plasma waves into the extraordinary electromagnetic waves has been presented in Part-I (1972 a). The conversion of the energy from the extraordinary to the ordinary mode (escaping mode to the interplanetary space) has been obtained for the plasma conditions $\omega_p/\Omega > 1$, where ω_p and Ω are the angular plasma frequency and the angular electron cyclotron frequency, respectively, in Part-II (1972b). In the present paper, the calculation of the energy conversion rate from the extraordinary mode waves to the escape mode waves has been made for the exact condition of the Jovian plasmasphere. The results are indicating, that a large conversion rate, $10^{-2} \sim 10^{-1}$ can also be obtained for $\omega_p/\Omega = 0.2$ (this is a typical Jovian plasma condition).

The inhomogeneity of the magnetic field has not significant effect on the conversion of the energy to the escape mode waves while the main contribution of the conversion is taking place at the layer where $\omega = \omega_p$. The numerical results are also indicating that the pencil beam effects can be observed for the Jovian plasma conditions. The emission region for the earth's observation is restricted in a small area with the size less than 3500 km.

Since the escape mode is the ordinary mode waves, two cases of the possible restriction to the configuration of Jovian magnetic field are able to be considered. One is the possibility that the dipole axis of the magnetic field is anti-parallel to the Jovian rotation axis; the offset of the dipole center is, then, directed to the same way as the Warwick's proposal. The other possibility is that the dipole axis of the magnetic field is directed in parallel to the Jovian rotation axis but the dipole center offset is made in the north-ward direction, i.e., the dipole offset is in opposite direction being compared with Warwick's configuration.

Oya, H., Jovian magnetosphere and radio emission -Part I, Abstract of 51. Meeting, Society of J.G.G., P.27 (1972).

Oya, H., Origin of the Jupiter decameter waves emission -Part II, Abstract of 52 Meeting Society of J.G.G., P.105 (1972).

牧野 行雄 広野 求和
九 大 理 学 部

下部電離圏に存在する流星金属元素の、中高緯度での分布について その季節的変動について考察する。

Na, Fe, Mg などの流星金属元素の分布を決める要素として、前の論文で示したように、①宇宙塵の流入、蒸発による供給、さらに、100 km以上の高さでは、ほとんど電離した状態にあると予想されるので ②大気大循環の zonal component によるイオンの垂直ドリフト運動、Chimanas Arford の cork-screw 効果による下降運動、そして ③80 km以下での 中性原子の酸化などによる他の化合物への転化、沈降が考えられる。今回は、さらに ④熱圏 meridional wind によって運ばれると予想されるイオンを、上層拡散項として、計算を進めてみる。

金属元素の原子核のものを M とし、その酸化物、それらの一価電離したものの10数倍量の総和を n とする ($n = [M] + [MO] + [MO_2] + [M^+] + [MO^+] + [MO_2^+]$) と、定常状態では、

$$\frac{\partial}{\partial h} \left\{ -\frac{D}{H_a} n - D \frac{\partial n}{\partial h} + V(h) \theta(h) n \right\} = \mathcal{Q}(h)$$

となる。ここで、 h : 高さ, H_a : 大気の scale-height (~ 6 km),
 D : 渦拡散係数, $\theta(h) \cdot n$: イオン密度,
 $V(h)$: イオン垂直ドリフト運動速度
 $\mathcal{Q}(h)$: 金属元素生成量。

宇宙塵が大気分子と衝突、加熱され、蒸発したものと1?

$$\mathcal{Q}(h) = \begin{cases} \mathcal{Q}_0 \exp\{-(h-102 \text{ km})/H_a\} & : 100 < h < 102 \text{ km} \\ 0 & \text{それ以外の高さ} \end{cases}$$

の分布をもつものとする。

Zonal wind と cork-screw 効果による垂直ドリフト運動の一例として

$$V(h) = \begin{cases} V_0 \exp\{-2(h-105 \text{ km})/H_a\} & : h > 105 \text{ km} \\ V_0 = V_2 \exp(+h) & : 100 < h < 105 \text{ km} \\ V_2 \exp\{+2(h-88 \text{ km})/H_a\} & : 88 < h < 100 \text{ km} \\ 0 & : h < 88 \text{ km} \end{cases}$$

を用い V は一般に、冬期は下降 夏期は上昇の傾向を生じる。

電離度 $\theta(h)$ としては

$$\theta(h) = \begin{cases} 1 & : h > 100 \text{ km} \\ 1 + \exp(+h) - \exp\{2(88 \text{ km} - h)/H_a\} & : 88 < h < 100 \text{ km} \\ 0 & : h < 88 \text{ km} \end{cases}$$

を用いて計算する。

大塩光夫
電波研究所

1972年8月上旬に稀に見られる巨大な太陽爆発が連続的に生じた。太陽X線領域に於いても、人工衛星 SOLRAD 10-Explorer 44 がX線($\lambda=0.5-3, 1-5, 1-8, 8-20\text{\AA}$)フレアを観測した(Iowa大の Explorer 35, $\lambda=2-12\text{\AA}$ は未発表)。輻射強度 $F_{\lambda}(4\sim 8\text{\AA}, t_m) \geq 10^{-1} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ が大フレアとされるならば、2日に2つ、4日に1つ、及び7日に1つ生じた(11日にはある様であるが不明)。2日のうちの1つのフレアの直前の静穏値も $F(1\sim 8\text{\AA}, t) > 10^{-3} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であって、中規模のフレアの F_{λ} の大きさを有する。この巨大フレアの直前の値は、日を遡ると、7月25~26日(7月の観測は SOLRAD 9-Explorer 37)に極小値($\approx 2 \times 10^{-4} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)を有する。従ってこの時からX線に関して太陽面は擾乱状態に入ったと見做されるであろう。7月25~26日から8月2日迄に一つの極大値及び中規模のフレア(7月28日)を有するが、この時期は前述の四巨大フレアが生じた plage 領域(McMath No. 11976)の太陽面出現の時であった。当該領域の太陽面中央子午線通過時には、4日の巨大フレアが生起している。

これらの太陽X線フレアに応じて、電離層突然擾乱は電波研に於いて検出し得る電波的手段の何れにも生起している。但し7日のそれは、日本が夜間にあっているので、現象自体としては小さい。

これから4フレアの輻射強度最大値は、検出器の測定上限を何れも起している。この値は推定によるものではない。比較的取り扱いに困難の少ない SPA(4 μ)と増加輻射強度(4F)との関連は、伝播距離(1Mm)及び代表的太陽天頂角($\bar{\alpha}=0^\circ$)で規格化した SPA 即ち 4 μ と 4F との関連に於いて、 $4F(1\sim 8\text{\AA}) < 2 \times 10^{-1} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の範囲で把握されているが、これの外挿値として推定される値は、特に4日の場合 $F_{\lambda}(1\sim 8\text{\AA}, t_m) \approx 10^{-1} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 或るいはそれ以上であったかもしれないと考えられる。この値は1967年6月5日の陽子フレア強化観測中最大のものを凌駕すると思われる(この場合にも検出器は飽和していた)。

4日及び7日の events では $F(0.5-3\text{\AA})$ が異常に大きかった(夫々 $> 7 \times 10^{-2}$ 及び $> 8 \times 10^{-2} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) も特徴である。これらの巨大フレアの代表的推定値として、 $4F_{\lambda}(8\sim 20\text{\AA}, t_m) = 10^{-1}$ 、 $4F_{\lambda}(1\sim 8\text{\AA}, t_m) = 10^{-1}$ 、及び $4F_{\lambda}(0.5-3\text{\AA}, t_m) = 10^{-1} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ が採用され、これに対応する定常状態の増加電子密度 ΔN_{500} が算出されると(4F が大きい程、最大値が尖鋭でも $\Delta N_m / \Delta N_{500}$ は1に近づくから、この場合充分良好な近似であろう)、高度約50~120kmに於いて静穏電子密度を ΔN_{500} は凌駕する。 $4F_{\lambda}(0.5-3\text{\AA}, t_m) = 10^{-1} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ は大きな影響を齎さない。

太陽フレアの地磁気効果 G.S.F.E. は2日の最初のもの(H=38, D=38)以外は、続行する擾乱に覆われて見出されなかった(地磁気観、永井氏との私信)。

太陽硬X線($\lambda=0.5-1\text{\AA}$)及び γ 線(0.025~20020 \AA , OSO-7, E.L. Chupp et al)領域にも大きな輻射強度Fの増加を簡し、上記の軟X線領域の異常に大きな増加から、遠紫外線(100~1900 \AA)領域にも亦大きなFの増加が充分に推察される。例えば He II, 304, Fe XV, 284, Fe XVI, 335, 及び H I λ , 1215.7 \AA のFが如何程増加しているか、関心が持たれるが情報を得ていない(従来 H I λ の最大の増加は25%, 1966年8月28日, McClinton, Jr., とと思われる)。

京都大学理学部 前田 坦

電離層風によるダイナモ理論は多くの場合、南北両半球で対称として取扱われた。しかし、たとえ Equinox といえども、両半球の風系が異なるかもしれないし、また Solstice には電子密度分布、それ故電気伝導度分布も異なるものと考えられ、その結果、それぞれの半球の電流・電場分布が赤道に対して非対称となって、磁力線に沿った電流が流れることになる。このことは Dougherty (1963) が最初に指摘し、大まかな方法で $J_{II} \approx 2 \times 10^{11}$ amp/cm² と推定した。そして間もなく Maeda, K and Murata (1965) は簡単な非対称ダイナモを解いて、 $J_{II} = 4.41 \times 10^{11} \sin 2\theta \cdot \sin(\theta + 23^\circ)$ amp/cm² なる値を得た。その後、Van Sable (1966), Mishin (1969), Cocks & Price (1969), Steinings (1969), Matveev (1971) など各種の方法で求めた結果はほぼ $J_{II} = 10^{12}$ amp/cm² のオーダーであった。この問題は磁気圏の構造に因連して大切と考えられるので、なるべく現実に近いモデルに基づいて再検討した。

一般的な取扱いは3次元ダイナモ理論として大へん難しいので、ここでは Matveev の取扱いに準じて、 $\text{div } \vec{j} = 0$ を高緯方向に、電離層電流層の厚さ h の範囲で積分して得られる近似的な $\vec{j}_r = -\text{div } \vec{j}_{o\lambda}$ による。これから磁場の伏角 θ の所で $J_{II} (= j_r \sin \theta)$ が求まる。2次元ダイナモ電流 $\vec{j}_{o\lambda} = [K] (\vec{E} + \vec{E}_d)$ であるが、 $[K]$ と \vec{E}_d ぞれ故 \vec{E} は対称項と逆対称項 (赤道に対して) とからなるので、 $\vec{j}_{o\lambda} = \vec{j}^S + \vec{j}^A$ とおける。また $E^A \ll E^S$ と考えられるので

$$\vec{j}^S \approx [K^S] (E_d^S + E^S) + [K^A] (E_d^A)$$

$$\vec{j}^A \approx [K^A] (E_d^S + E^S) + [K^S] (E_d^A)$$

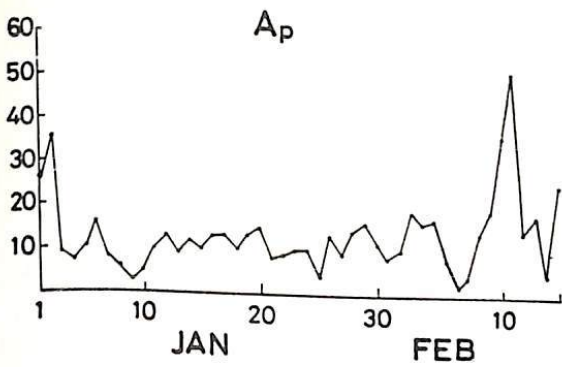
$\text{div } \vec{j}^S = 0$ から、この解として E^S が求められる、これを用いて $\text{div } \vec{j} = \text{div } \vec{j}^A$ が計算され J_{II} が求まる。 \vec{j}^S のみが非対称、 $[K]$ のみが非対称、両方非対称の3つを扱った。

川平浩 = 山元祐三郎
(京大・理)

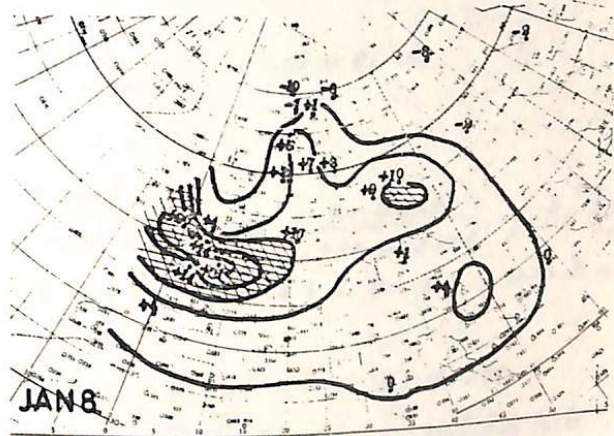
冬季電離圏異常域の拡がりについては、これまでいくつかの研究がなされて来ている(Thomas 1961, 新野・津村1969, 川平1970)。その結果は、数1000 kmのスケーラを有することでありはいるが、その詳細な構造や拡散については不明の点が多い。今回は、この大規模擾乱の構造を説明するために、朝日圏の比較的密なヨーロッパ地域に見出された擾乱の時間変化について述べる。

ヨーロッパ地域における25ヶ所の観測点の f_{min} を、地方時11, 12, 13時の平均値と12時の中央値との差を求め、その20秒間平均値を Δf_{min} として、等位線図を作成した。期向は地磁気擾乱の比較的穏健な、1968年1月5日より1月10日について検討を行った(本1回)。その結果の一部を示す図(a), (b), (c)に示した。単位は0.1 MHzである。

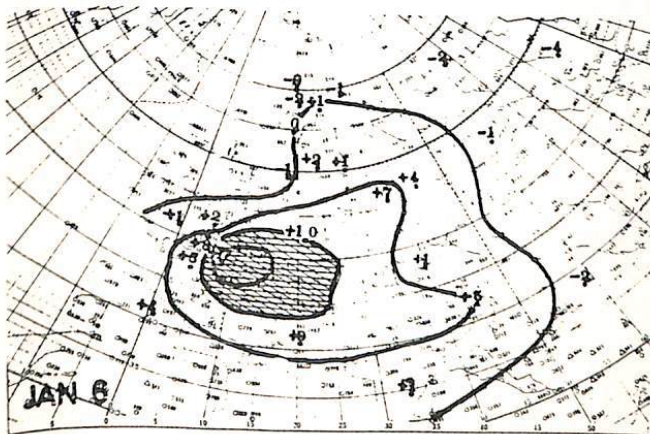
この図によれば、+10以上の領域が(左に拡がり)、この極大域が西に5度へ移動している様子が見える。又、+5以上の領域についてみると、南緯の中が3000 km以上、東経の中が3000~4000 km以上に拡がっており、収束帯域の拡がりについての、これまでの結果を支持すると思われる。



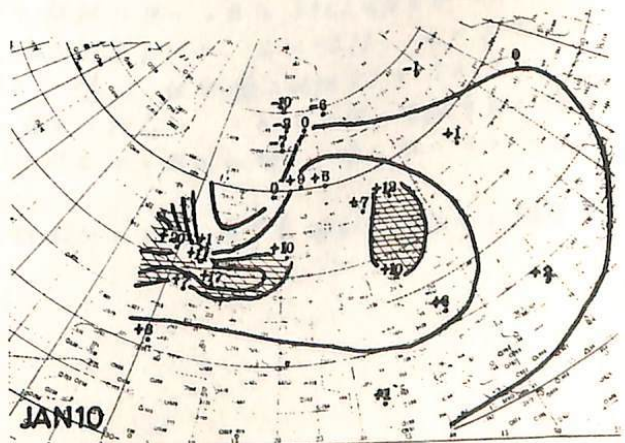
1968
本1回 Ap index の変化



本2回 (a) 1月6日



本2回 (a) Δf_{min} に基づく等位線図
単位0.1 MHz. 1968年1月6日



本2回 (c) 1月10日

T. Horiuchi & S. Kato

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

We investigate the effect of Ampere force on the tidal wave transmission through the ionized atmosphere with realistic distributions of atmospheric density, Rayleigh friction coefficient, and the electric tensor conductivity under the presence of oblique geomagnetic field. The full wave equation based on our models is considerably complex in comparison with the case of either neutral or uniformly conductive atmosphere. We used the Hanning's predictor corrector method for this ordinary differential equation with variable coefficients. The calculation shows that there is only little effect of Ampere force. But note that the presence of the Hall conductivity causes a drift effect both in the vertical and horizontal directions. The polarized electric field is much smaller in magnitude than induction field in our models.

京大理 荒木 徹

磁気嵐の際に中緯度で下部電離層が変化することは主として VLF と LF の電波を用いた観測で明らかにされた(例えば Belrose and Thomas 1968; JATP)が低緯度下部電離層の変動の有無については報告はなされた。

筆者等はオーストラリア→中緯度の VLF 標準電波(NWC 22.3R4z)観測から、大抵の磁気嵐の際の主相時にその位相が遷れることがあつたと見出し、第45回学会で報告した。当時この位相遷れは下部電離層高度反射角の上昇に対応すると述べたが、夜間の地球-電離層間導波管収に少くとも2つのモード波が存在する(Comrie, 1964; J. Res. NBS), および赤道越え伝播経路には経路に沿って伝播定数(位相速度, 減衰率)の不均一がある(Lynn, 1970; JATP, Araki, 1973; JATP)の2つを考慮に入れると上の解釈のプロセスを再検討する必要がある。

いま、導波管収に第1モード波 $E_1 \sin(\omega t + \theta_1)$ と第2モード波 $E_2 \sin(\omega t + \theta_2)$ の2つがあるとするとそれらの合成波 E は下のようにならう。

$$E = E_0 \sin(\omega t + \theta) \left(\begin{array}{l} E_0 = \{ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\Delta\theta) \}^{\frac{1}{2}}, \quad \theta = \theta_1 + \alpha \\ \tan \alpha = \frac{E_1 \sin(\Delta\theta)}{E_1 + E_2 \cos(\Delta\theta)}, \quad \Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 \end{array} \right)$$

振巾 E_1, E_2 が時間的に一定だと仮定すると上の式から

$$\frac{d\theta}{dt} = A_1 \frac{d\theta_1}{dt} + A_2 \frac{d\theta_2}{dt}, \quad \left(A_1 = \frac{1 + R \cos(\Delta\theta)}{1 + 2R \cos(\Delta\theta) + R^2}, \quad A_2 = \frac{R + \cos(\Delta\theta)}{1 + 2R \cos(\Delta\theta) + R^2}, \quad R = \frac{E_2}{E_1} \right)$$

伝播経路に沿って2つのモードの位相速度 $V_{\theta 1}, V_{\theta 2}$ が変化することを考えれば位相差 $\Delta\theta$ は次式のようになる。

$$\Delta\theta = 2\pi \int_0^X \frac{dx}{V(x)} + \arg\left(\frac{A_2}{A_1}\right) \quad \left(D(x) = f \frac{V_{\theta 1} V_{\theta 2}}{V_{\theta 2} - V_{\theta 1}}, \quad \begin{array}{l} f: \text{回波数} \\ A: \text{excitation factor} \end{array} \right)$$

NWC-日本の経路で観測された且変化異常の解釈に用いられた $D(x)$ の分布(Araki, 1973)を2モード採得して変化の初期における A_1, A_2 を計算すると $A_1 = -0.19, A_2 = 1.19$ となるから、 $\frac{d\theta}{dt}$ が $\frac{d\theta_2}{dt}$ より1桁以上大きくなる(但し $\frac{d\theta_1}{dt}$ はほぼ $\frac{d\theta_2}{dt}$ に比例する)と考へてよい。

したがって観測された位相の遷れは θ_2 の遷れに対応しこれは一般に電離層高の増加に対応するから結論として1つのモード波だけと考へる場合と変らなうことになる。

なお電波研究所の御好意により大気電波観測所の VLF 標準電波記録を調べる機会に恵まれたのでその結果について述べたい。

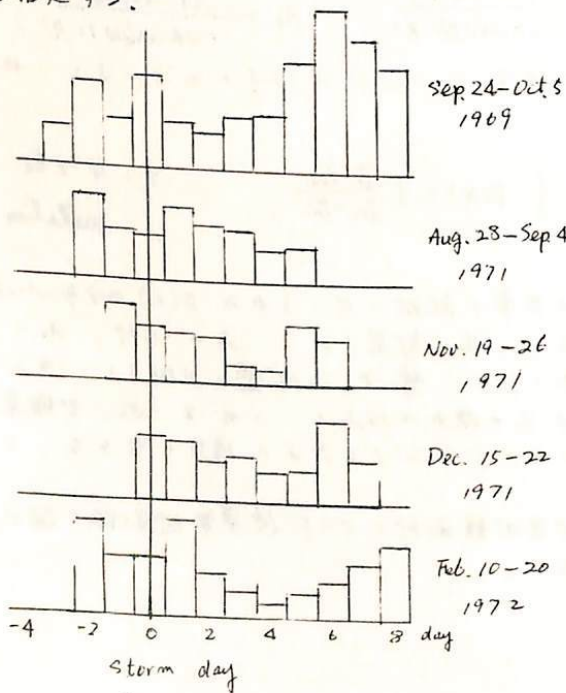
Tweekの伝搬特性から推定した磁気嵐時の下部電離層

上山 弘, 森岡 昭, 荒不 喬
東北大学 理学部

Tweekは下部電離層-地表間を導波管モード伝搬する空電波である。これを受信しTweekの伝搬特性の変化を解析することにより下部電離層を探索することが可能である。今回、特に磁気嵐時のTweekの伝搬特性から下部電離層の乱れについて議論する。

第1図は磁気嵐急始の日を storm time 0とし、その前後の日における夜間Tweek受信個数(遠刈田観測所, 18hLT~06hLT, 毎時1分間の受信個数の総和)を示す。Tweekの受信個数は磁気嵐急始後2~3日に極小となることが解る。このことは地磁気擾乱時の夜間下部電離層は静穏日に比べて電子密度を増し、VLF帯電波の吸収が下すくなる為、相対的にTweekの受信個数が減少したと解釈できる。即ち地磁気擾乱に伴い夜間下部電離層において何らかの電離源が存在することが推定される。従来、中高緯度(至 $\geq 50^\circ$)においては磁気嵐時にVLF帯電波の伝搬異常が指摘されその電離増大の機構として、高エネルギー粒子の侵入あるいは大気の組成変化として議論されて来た。今回の解析で遠刈田観測所(至 $=24.5^\circ$)においても磁気嵐効果としてのTweek伝播異常が見い出されるという事実は、低緯度においても磁気嵐時夜間下部電離層に何らかの電離源が作用することを示す。

更に地磁気擾乱時と静穏時のTweekのスペクトラムを比較することにより相対的な吸収量の違いが求まる。この結果と下部電離層を静穏時には一層モデル、擾乱時には二層モデルとして計算した導波管モード伝搬による吸収量とを比較し、下部電離層の構造を推定する。



第1図

羽倉幸雄, 石井隆広, 朝倉敏彦, 赤島良子
電波研究所

木曜プロトンフレアによつて極冠擾乱(PCD)が発生した。これは高緯度地
方の現象で、我々の観測する地域は含まれていない。電波研究所大気電波観測所では196
9年以降のシウカステーションでNAA-17, 5.4Hz, GBR-16.0MHz
E, 極域を伝搬するVLF電波の位相、強度の連続記録を行い、NAAのPCDの高感度
detectorで検出することを示した。IASY期向(1969-71)中に検出されたPCPA
(Polar Cap Phase Anomaly)は1巻に示すように41あり、これは人工衛星
IMP-F, -Gの観測した木曜プロトン現象と一致する。PCPAによるプロトン
フラックスの検出下限は $F(>10 \text{ MeV}) = 0.7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ ster}^{-1}$ である。

Polar Cap Disturbances detected on the Phase of NAA signal (PCPA's)
and associated Solar Flares, Proton Events during
the IASY, 1969 - 1971

Solar Flare		Polar Cap Phase Anomaly				Proton Event (Ep > 10 Mev)									
Year	Mon.	Maximum		Onset		Dur.	Onset		Maximum		Dur.				
		Day	Time	Day	Time		Day	Time	Day	Time		Flux			
1969	Mar.	12	1744 ^{UT}	12	1923 ^{UT}	12	2042 ^{UT}	192.3	4.3	12	20	12	22	2.5	3
	Mar.	27	1341	30	0506	30	2030	217.9	11.9D	27	19	28	0	0.5	14
	Apr.	10	0414	11	0137	13	0906	413.4	17.8	10	19	13	3	1375.0	
	Jun.	5	1007	7	2030	8	1400	100.0	2.2	7	21			ATS-1	3
	Sep.	25	0736	25	0751	25	1233	158.3	1.6	25	9	25	12	15.2	5
	Sep.	27	0357	27	0505	29	0538	185.9	4.7	27	10	28	3	11.3	
	Nov.	2	0939	2	1034	2	1453	403.7	7.5	2	10	2	14	1317.0	8
	Nov.	24	0922	24	1016	24	1720	131.4	4.8	24	10	24	17	3.8	4
	Dec.			18	1602	18	2003	121.8	1.3	18	17	18	20	1.1	4
	Dec.			20	0000	20	0952	157.8	2.0	20	0	20	4	8.9	
	Dec.	30	2004	30	2145	31	2036	128.2	2.0	30	22	31	8	1.4	2
	1970	Jan.	28	1458	29	0148	29	0148	160.2	1.0D	28	15	29	0	1.0
Jan.		29	1355	30	0153	30	0153	192.3	2.1	29	13	30	0	4.7	
Jan.		31	1535	31	1630	31	2027	314.0	3.3	31	17	Feb 1	0	24.5	5
Mar.		6	1434	7	2318	7	2318	304.0	4.7	6	15	8	3	93.7	5
Mar.		12	0717	12	1048	12	1328	118.6	0.8	12	12	12	18	1.0	1
Mar.		29	0046	29	0148	29	1718	198.7	7.0	29	2	29	19	66.0	9
May		5	0415	6	0928	6	0928	115.4	3.6	5	5	5	15	0.7	5
May		30	0338	30	0804	30	1824	131.4	2.0	30	6	30	21	19.2	3
Jun.		25	1838	25	2222	26	1823	160.2	2.9	26	0	26	22	1.2	3
Jul.		6	2140	6	2300	7	0103	57.7	0.8D	6	23	7	1	0.7	4
Jul.		7	1659	7	1808	8	0021	147.4	1.6	7	18	7	21	5.6	
Jul.		21	1042	21	2110	21	2110	76.9	2.5D	21	11	21	21	0.8	9
Jul.	23	1843	23	2136	24	0455	201.9	4.9	23	20	25	1	206.0		
Nov.	5	0330	5	0538	7	0900	224.3	8.9	5	6	6	2	42.3	8	
Nov.	23	1408	23	1408	23	1908	128.2	1.5	23	14	23	21	1.7	3	
Dec.	12	0004	12	0454	14	0918	176.9	4.4	12	5	13	16	1.8	4	
Dec.			24	0750	24	2017	173.0	11.8	24	8	24	22	5.3	12	
1971	Jan.	24	2331	24	2338	25	1027	275.5	7.9	25	0	25	14	1152.0	8
	Apr.	1	1351	1	1750	2	0601	141.6	3.0	1	23	2	6	2.4	2
	Apr.	6	0944	6	1006	6	1904	207.0	3.5	6	11	6	18	51.4	4
	Apr.	20	1946	20	2113	20	2352	96.1	1.6	20	20	21	8	2.7	1.5
	Apr.			22	1103	22	1650	115.3	2.0	22	13	22	17	1.9	1
	May	12	0203	12	0409	12	0713	64.1	1.2	12	7	12	7	0.8	7
	May	14	1426	14	1723	15	0730	67.3	1.1	14	17	15	1	1.3	
	May	16	1319	16	1350	17	0644	121.8	3.3	16	14	16	23	12.5	7
	Sep.	1	2032	2	0741	2	0741	217.9	7.5	1	21	2	8	352.0	
	Oct.	3	1351	3	2120	5	0518	102.5	2.7	3	17	4	14	3.6	4
	Nov.			24	0435	25	1302	108.9	2.3	24	5	25	16	1.5	2
	Dec.			15	1750	17	0657	183.7	10.1	14	5	17	12	6.2	(11)
Dec.	29	2315	29	2334	30	0333	141.0	1.3	29		30	5	ATS-1		

U : Protons/cm² sec ster

佐藤 輝夫
兵庫医大. 物理

前回では、冬季極地方 上部電離層の電子密度増加地帯における $N-h$ 分布の緯度変化を示し、昼間側では、密度増加最大地帯で $N-h$ 分布に対する scale height が最大であり、(noon meridian で 大体 70° INVL)、それより 極方向、赤道方向に順次小さくなることを明らかにした。
又、冬季極地方 上部電離層の存在、及び電子密度の増加が 入射する ソフト エレクトロン (低エネルギー エレクトロン) の大気電離に原因しているとして $50-10000$ eV の入射電子に対する大気中の ion-pair 生成率を 4種の energy spectrum の場合に対して計算した。

今回は 電子の生成、消滅、diffusion の効果を考慮に入れて、定常状態における連続方程式を以下。式中の電子生成率として 前回の計算結果と今回追加的に計算した値を用い、消滅係数としては 3種の effective recombination 係数を用いた。これらの両者の高さ分布 ($200-2500$ km) は、diffusion 係数式と同一 type の近似式にかえてあらわした。又、大気温度は 垂直的に増加すると仮定した。

連続式の解にあたっては、大気層を二つに分け、一つは約 300 km から 200 km まで、他は約 300 km から 2500 km とし、前者では diffusion (ambipolar) 項が、後者では 消滅項が 無視できるものと考えた。これらの二層にそれぞれ異なる解を、或高さ (F層 peak) において、 N , dN/dh がそれぞれ等しいという条件のもとでつないだ。尚この場合 F-peak の高さが 300 km を上、下 170 km を無視した。

計算した $N-h$ 分布を 実際観測した $N-h$ 分布と比較した結果、観測より求めた $N-h$ 分布の緯度変化は、入射する 低エネルギー粒子の energy spectrum だけでなく、中性大気粒子分布の緯度変化を同時に考慮すれば説明できることが示された。

比較的低いエネルギーの電子降下
によるF2層の生成

上山 弘
東北大学理学部

Polar cusp 或は magnetotail に連なる領域には 1keV 以下の比較的低いエネルギーの電子の降下があること観測により明らかになっている。これを所謂 auroral electron の電離効果については度々計算されるために低いエネルギー電子については定量的検討がなされていないので次の様な近似計算を行った。

先づ 1000 km の高度で或る一定のエネルギー E_0 を持つ電子の flux の入射があるとする。電子の或るものは大気分子との非弾性衝突を行ない ΔE のエネルギーを失い E_1 のエネルギーとなる。この際 ΔE は大気分子の種々の励起、解離又は電離に費され値が一定しないが次の様に近似する。実験によれば数百 eV 以下の領域では電子衝突により O_2 又は N_2 が電離されるためには電子は平均として約 40 eV のエネルギーを失うことになる。従ってエネルギー 40 eV を失う cross section を $\sigma(E)$ とし、高度 h の大気分子密度を $N(h)$ 、エネルギー E の電子 flux を $I(E)$ とすればこの電子生成率は $\sigma(E) \cdot I(E) \cdot N(h)$ と近似する。よって、すなわちの結果、一次電子は $\Delta E = 40$ eV のエネルギーを失って $E - \Delta E$ のエネルギーの flux を形成すると考えよることが出来る。即ちエネルギー E_0 の電子 flux I_0 による任意の高度 h で

$$Q_0 = \sigma_0 I_0 N(h)$$

の電子生成率が与えられ、 h より低い h' の高度では $E_1 (= E_0 - \Delta E)$ のエネルギーの電子 flux

$$I_1 = \int_{h'}^h Q_0 \exp(-\sigma_1 \int_{h'}^h N(h) dh / \cos \alpha) dh$$

が存在するようになる。一般に $E_i (= E_0 - i \Delta E)$ のエネルギーの電子 flux は

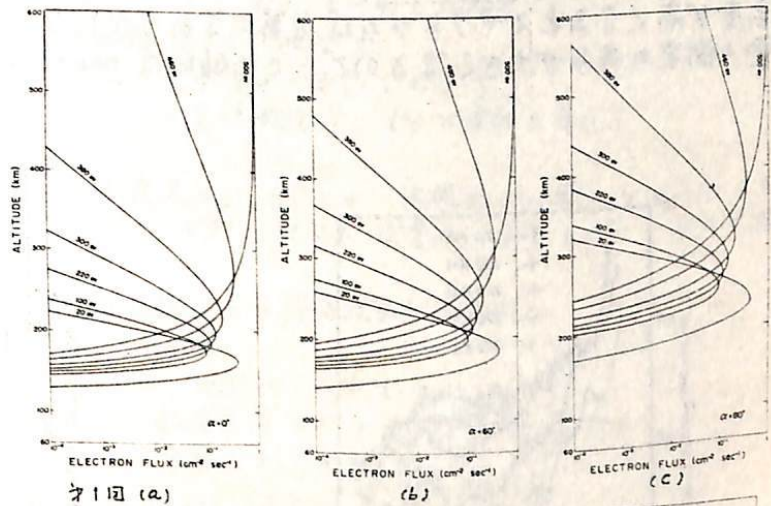
$$I_i = \int_{h_i}^{Top} Q_{i-1} \exp(-\sigma_i \int_{h_i}^{Top} N(h) dh / \cos \alpha) dh$$

と与えられ、この flux による電子生成率 Q_i は

$$Q_i = \sigma_i I_i N(h)$$

である。Incident energy を 1 KeV, 500 eV, 300 eV, 180 eV, 100 eV としそれぞれについて計算しその断面の関係で flux については $E_0 = 500$ eV についてのみ pitch angle $0^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ の各エネルギーの flux を示すのが 1 図(a)(b)(c)の如くである。この図から最早電離能力の衰えに一次電子は高度 150 km から 250 km の領域で電離層プラズマと熱的に平衡化されるものと考えられる。一方 1000 km での electron/cm²·sec·ster の isotropic incidence を仮定して計算した電離生成率を 2 図に示す。

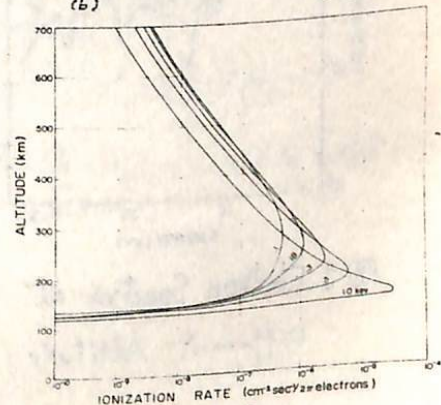
この結果 2.3 ~ 1.0 keV の電子は F2 層生成に極めて効果的で 10^6 /cm²·sec·ster 程度の flux precipitation は 10^8 /cm³ のオーダーの電子密度を出現するのに充分であると言える。



1 図 (a)

(b)

(c)



2 図

向井利典 平尾邦雄
(東大宇宙航空研究所)

1972年9月20日14時(JST)に打ち上げられた観測ロケットK-9M-40号機によって高度160~315 kmにおいて、光電子のエネルギー・スペクトラムを測定した。測定器は、昨年秋の本学会でも報告したが、同心半球形静電偏向板をエネルギー分析器として使用した electron spectrometer であって、地球磁場のシールドのために high-permeability metal で囲まれたものである。測定エネルギーは3~30 eVであった。測定結果を図1に示す。各スペクトラムは、示されている高度の付近約30 km のあいだの scans を平均したものである。error bars は標準偏差を示す。図2は他の人達による理論計算および測定結果との比較を示す。筆者らの測定結果は、図2に示すように一応妥当であると思われるが、幾つかの興味ある fine structure を有する。

- ① 6~7 eV に小さい hump がある。また 11~12 eV の付近に shoulder がある。これらは slowing-down の機構(電子衝突断面積)によって説明できる。
- ② 22~27 eV 付近に幾つかの humps がある。これらは太陽 XUV の 304 Å (He II) による O および N₂ の電離の際に生成される primary photoelectrons によるものと筆者らは解釈している。

高度が高くなるとスペクトラムは次第に平めらかになっていく。高度が高くなると電子-電子衝突の寄与が大きくなるので、この傾向は reasonable である。

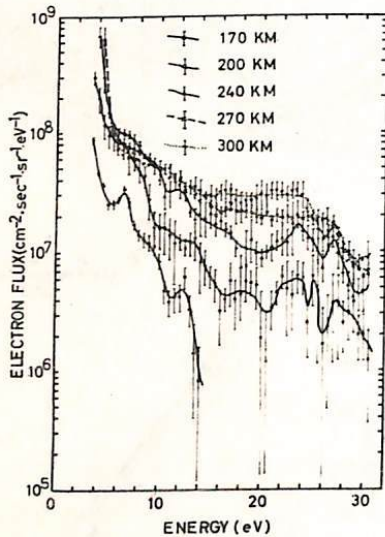


図1 Electron Spectra at Different Altitude

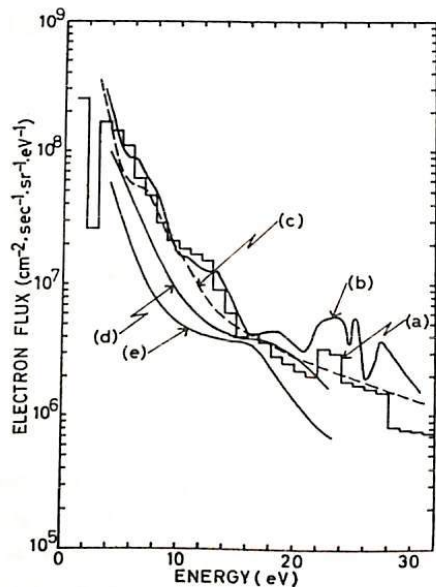


図2. 他のデータとの比較

- (a) our data, $\chi = 43^\circ$, 200 km
- (b) theoretical spectrum calculated by Ogawa $\chi = 60^\circ$, 200 km, CIRA 1965
- (c) Knudsen & Sharp による観測結果 $\chi = 47^\circ$, 180 km

- $\chi = 60^\circ$, 200 km { (d) Doering et al. による観測結果(下り) }
(e) 同上 (上り) }

斎藤文一
新潟大理

1. 夜光 5577\AA , 6300\AA 線の一部または全部が, F電離層から発することはよく知られている。そしてこの両線の強度変化が, F層の重要なパラメータである f_oF_2 , $h'F$ と密接に関連があるという多くの研究がある。一方これにたいして若干の場合については, 両夜光の強度変化は一層複雑で, 簡単な上記のパラメータでは表現できないことも指摘されている。とくにこのくいちがいは, 低緯度あるいは赤道域によく起こることは注目される。

2. 他方F電離層の地球分析で赤道異常があることは顕著なことである。そこで電離層と夜光の兩者について, 中緯度と赤道地帯との間でのどのような差があるかを知るのは興味がある。

1956年以來の南極観測航路上空で, 夜光と電離層観測はこのことを可能にしている。

3. 1960 Nov. 14/15 ~ 19/20 の間, 宇治岬地理緯度 $N 29.9^\circ$ から $N 14.4^\circ$ (磁緯にして $N 19.2^\circ$ から $N 3.0^\circ$) まで移動した例について, この間の 6300\AA , 5577\AA 強度と電離層 f_oF_2 , $h'F$ を比較した結果は,

- (1) 赤道地域, とくにこの例では磁緯 $N 15^\circ$ 以内で,
- (2) 6300\AA と 5577\AA の強度の大中がほぼ平行した変化,
- (3) 電離層 f_oF_2 は日没後ほぼ一定した高値を維持, $h'F$ は複雑な変化,

等が見られた。
4. 電離層中 5577\AA , 6300\AA 夜光は, $O_2^+ + e$ 両組合の一般にうけ入れられているが, 夜光の時間変化は, O_2^+ , O^+ , NO^+ , 電子の各密度の変化と変える連立方程式の解から求められる。

赤道地域の電気光をしるべの場合, 上に得られた観測結果から見て,

- (1) イオン創生項 (q) を夜間でも加え,
 - (2) 電子消滅過程は, 主として $O_2^+ + e$, $NO^+ + e$ と考え,
 - (3) イオン, 電子の輸送項としては, 鉛直方向のドリフトを主として考え,
- をとり入れた連立方程式の簡単なモデルを考察する。すなわち

$$\frac{\partial n(O^+)}{\partial t} = q - \{\beta_1 n(O_2^+) + \beta_2 n(NO^+)\} n(O^+) - \frac{\partial}{\partial z} (\nabla n(O^+)),$$

おと... $\frac{\partial n(O_2^+)}{\partial t}$, $\frac{\partial n(NO^+)}{\partial t}$, $N = n(O^+) + n(O_2^+) + n(NO^+)$, N は電子密度

の式を考慮することになる。ドリフト速度 ∇ について, 現在得られているモデルを採用した場合, 夜光強度変化にいかなる影響を及ぼすかを比較して見る。

奥田光直

(弘前大)

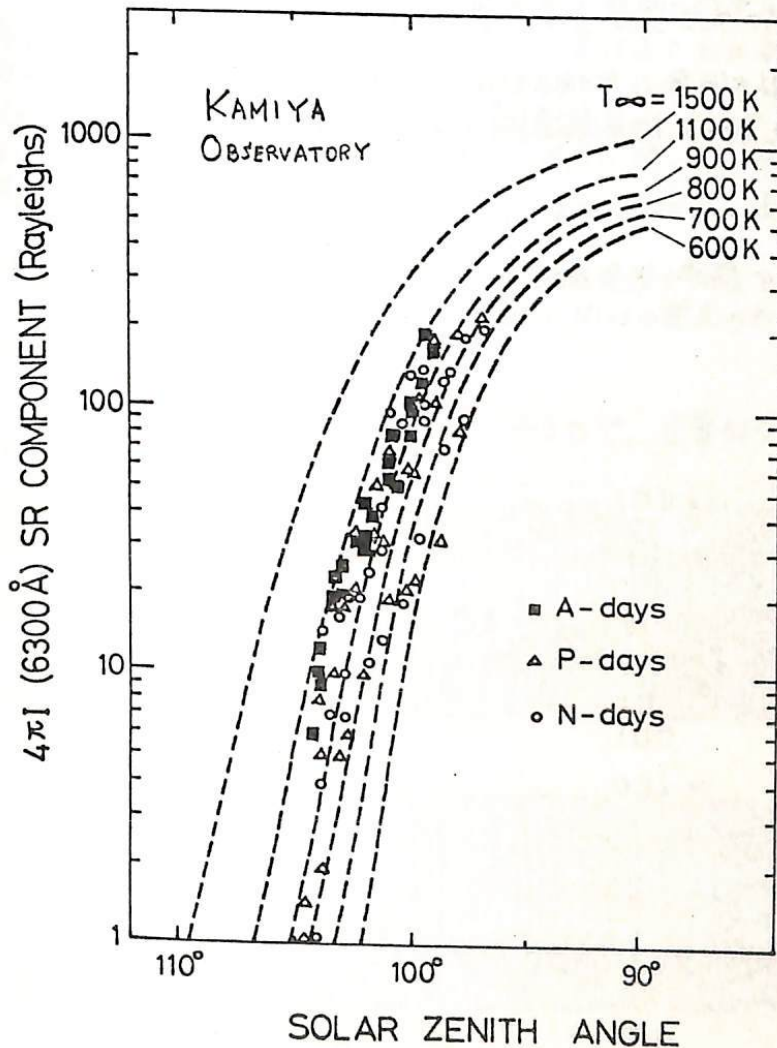
酸素緑線大気光強度の空間分布の解析的研究は、発光ア領域の大気力学的研究の面からも重要であるが、観測点の分布は充分密ではないので、広範囲に亘って、直接、強度分布をしらべることは出来ない。こゝでは、一観測所(東北大学遠州田夜光観測所)での観測視野内での強度分布をしらべたので報告する。複雑な分布を簡単化するために、強度の変化方向と、変化量を統計量として解析を行なった。その結果、夏冬の *solstice* には北方ほど強度が大であり、*equinox* には、南強北弱であり、発光アの酸素原子密度や分布が季節的に successive に変動することがわかった。

等 松 隆 夫 (東大理) 近 藤 豊 (東大理)

薄明時の原子酸素 6300 Å 大気光の強度変化は、励起機構として酸素分子の大陽紫外放射による解離に原因を求めることができる。したがって 6300 Å 薄明大気光の強度の解析から酸素分子密度の高さ分布と熱圏温度を推定することができる。実測資料としては(1)神谷観測所における分光測光データ、(2) Logan におけるフィルタ測光データをもちいた。すべてのデータにつき電離層パラメータの実測から夜光成分(解離再結合)を除去し紫外線解離の成分を求め、熱圏大気モデルから計算で求めた理論との比較をおこなった。

これらの解析から求められた結論はつきの通りである。

(1) 太陽高度 95~105° の範囲での励起は主として太陽紫外線による酸素分子の解離によるとみてよい。



(2) 大気光から求められる熱圏温度は 900 ± 100 K である

(3) 推定される熱圏温度は地磁気擾乱度の上昇とともに高くなる傾向がある(左図の例参照)

(4) 6300 Å 強度には日々の変動がある。これはおそらく乱圏下の酸素分子密度が関係しているのであろう

(5) 大きな磁気擾乱にもなると薄明の異常現象がある。その原因として、磁気圏からの熱伝導と太陽UVによる加熱の相乗作用によるものと考えることもできる。

I-101 夜間大気光 OH Meinel バンドの季節変化

渡辺 隆 (東教大理) 等松隆夫 (東大理)

夜間大気光 OH Meinel バンドの全輻射エネルギー及び各バンドの相対的な強度が季節的に変動しているという観測結果 (SHEFOV 1969) に注目して この様な季節変動が OH の生成及び消滅のメカニズムとどのように関係しているかを調べるこれが本講演の目的である。

何らかの化学反応によって振動レベル v' に励起された OH が生成される割合を $q_{v'}$ とすれば各振動レベルの population $N_{v'}$ を決める式は次のようになる。

$$q_{v'} + \sum_{v'' > v'} N_{v''} (A_{v''v'} + n_m K_{v''v'}) = \sum_{v''=0}^{v' < v''} N_{v''} (A_{v''v'} + n_m K_{v''v'}) , \quad v' = 1, 2, \dots, 9$$

ここで $A_{v''v'}$ は遷移確率, n_m は大気密度 $K_{v''v'}$ は粒子衝突による quenching rate である。population $N_{v'}$ は輻射の強度に比例しているので 問題は $N_{v'}$ が $q_{v'}$, $A_{v''v'}$ 及び $K_{v''v'}$ の与え方によってどのように変化するかを調べる。これらの model の妥当性を検討することである。

$q_{v'}$ は $O_3 + H$ 及び $HO_2 + O$ の 2つの反応を考慮した model を与える。遷移確率 $A_{v''v'}$ は Murphy (1971) 他論文があるが 著者によって各バンド間の相対的な値にかたりの相異がみられるので注意が必要である。

等松 隆夫 (東大理)

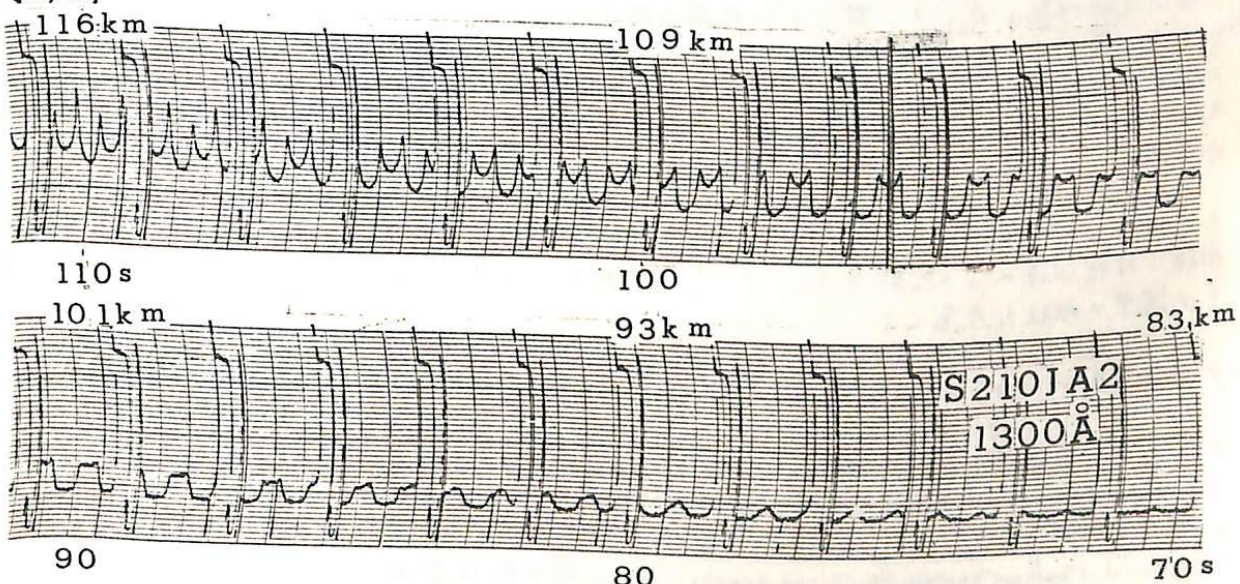
極域観測用ロケット S210-JA2 は 1971 年 9 月 25 日 00:08 LT に第 12 次越冬隊によって打上げられた。このロケットには極光紫外線を測定するためのイオンチェンバと VLF 自然電波観測装置が搭載されていた。

搭載されたイオンチェンバは NO ガス封入 MgF_2 窓で、その波長感度特性は 1150 ~ 1350 Å で有意な感度を持っていた。このスペクトル領域での主なオーロラ紫外放射としては H1216 Å および O1300 Å が考えられるが、両者のどちらが有効に働いているかは、強度の高さ分布から推定できる。おおよそ 1216 Å は O_2 吸収の窓にあたるので透過高度は 70 km、1300 Å では約 90 km となる。実際結果では 90 km から受信強度が増強しているため、この検出器では O1300 Å の空間分布が観測されたことになる。

O1300 Å は共鳴線であり、超高層大気中に O 原子密度が高い事からして、放射の強度の空間分布は多重散乱の影響も著しく受けることになる。理論的には 1300 Å 放射の方位分布は多重散乱効果によって等方的になるセンスとなる。観測結果はこの事実をよくあらわしており、記録では 1300 Å 放射換算約 50 nR の中程度のアーチがみとめられるが、アーチ以外の方位での記録強度も相当に強くかつている。換言すれば、各時長での平均強度は局所的なオーロラの放射強度とあらわすとみて良い。

同時に観測された 6~10 KHz 自然雑音電波の強度との対応は非常に良く、このことは入射電子による 1300 Å の局所的励起と Hiss の発生のが同時におこっている事を示している。

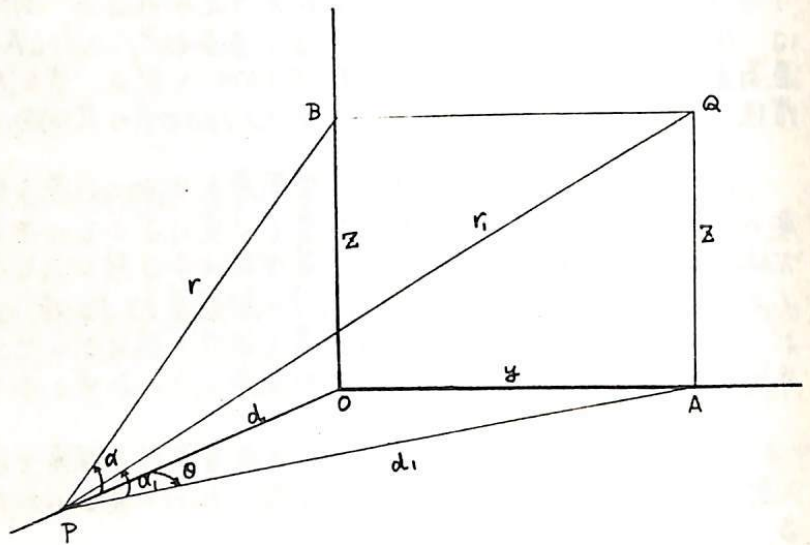
観測記録の詳細検討が進行中であるので、定量的な事については席上で発表する予定である。



工山弘
東北大学理学部

オーロラを誘発する降下電子のうち比較的高エネルギーの電子は大気分子との非弾性衝突のほかに、広い波長範囲の制動輻射を行ってそのエネルギーを損失する。降下電子の進入限界高度おおよそ 1000km で 1 electron/cm²·sec·ster の isotropic incidence と仮定した場合の制動輻射の放射の極大値並にこれの高度を計算すると右表の如くなる。放射率は表記の高度に鋭い極大を示す。制動輻射の放射の光子領域の中の任意の一点に於ける X-ray の flux の計算を前に試みにば、今回は、有限の厚さをもつオーロラの近傍の空間の一点からこのオーロラを X 線で眺めたり或は写真に撮るとどういう image に見えるかを計算してみよう。これは人工衛星で X 線によるオーロラ撮像の計画を進めるに於ける基本的事項であり、又観測データの地球物理的解釈に是非必要となるであろう。

入射エネルギー (keV)	100	50	20	10
進入限界高度 (km)	73	80	90	97
極大放射率 (phot/cm ² ·sec) (10~20 keV)	3.54 × 10 ⁻⁹	1.02 × 10 ⁻⁹	7.25 × 10 ⁻¹¹	4.32 × 10 ⁻¹¹ (5-10 keV)
極大放射高度 (km)	77	85	98	105



幾何学的煩雑を放すべく、避けるに、磁力線は略垂直であると仮定し、オーロラの現象面は y-z 面に在るものとす。オーロラから任意の距離 d の一点 P を任意の地上高度 h にとり P 点から X-ray によりオーロラを眺めるともたす。オーロラに正面して theta の方向の仰角 alpha の点 Q からの X-ray flux を計算しよう。Q 点の x-y 面からの高さを Z とす。然ると幾何学的関係は

$$y = d \cdot \tan \theta, \quad d_1 = d / \cos \theta, \quad r = (d_1^2 + Z^2)^{1/2},$$

$$\sin \alpha_1 = Z / r, \quad \cos \alpha_1 = d_1 / r$$

オーロラの厚さを T とし、x-y 面上 Z の X-ray 放射率を phi(Z) とすれば、オーロラ内で PQ に沿う単位断面面積の柱状体積からの放射量は F とす。これは r の距離の単位面積に到達する量 F は途中の吸収も考慮して

$$F = \phi(Z) \cdot T / (4\pi r^2 \cos \theta \cdot \cos \alpha_1) \cdot \exp(-\sigma \int_0^Z n dz / \sin \alpha_1)$$

となる。P 点から Q 点の単位面積を眺める立体角は 1/r² であるから、Q 方向からの単位立体角当りの flux は

$$J = \phi(Z) \cdot T / (4\pi \cos \theta \cdot \cos \alpha_1) \cdot \exp(-\sigma \int_0^Z n dz / \sin \alpha_1)$$

となる。若し平面の受光面をもつ検出器をオーロラに正面させて測定すると有効受光面は cos theta · cos alpha₁ の factor で reduce されるから、吸収項のみが方向依存性をもつことになる。尚、theta 方向の真の高さを Z の点の映像画面上では y 軸から正面で Z' = d · tan alpha₁ の高さに相当する距離の所に像を結ぶ。

Incident electron energy E₀, x-ray energy range, 観測点の位置(地上高度 h, オーロラまでの距離 d) を変えるべからオーロラの種々の X-ray pattern をスライドに示す。

I-104

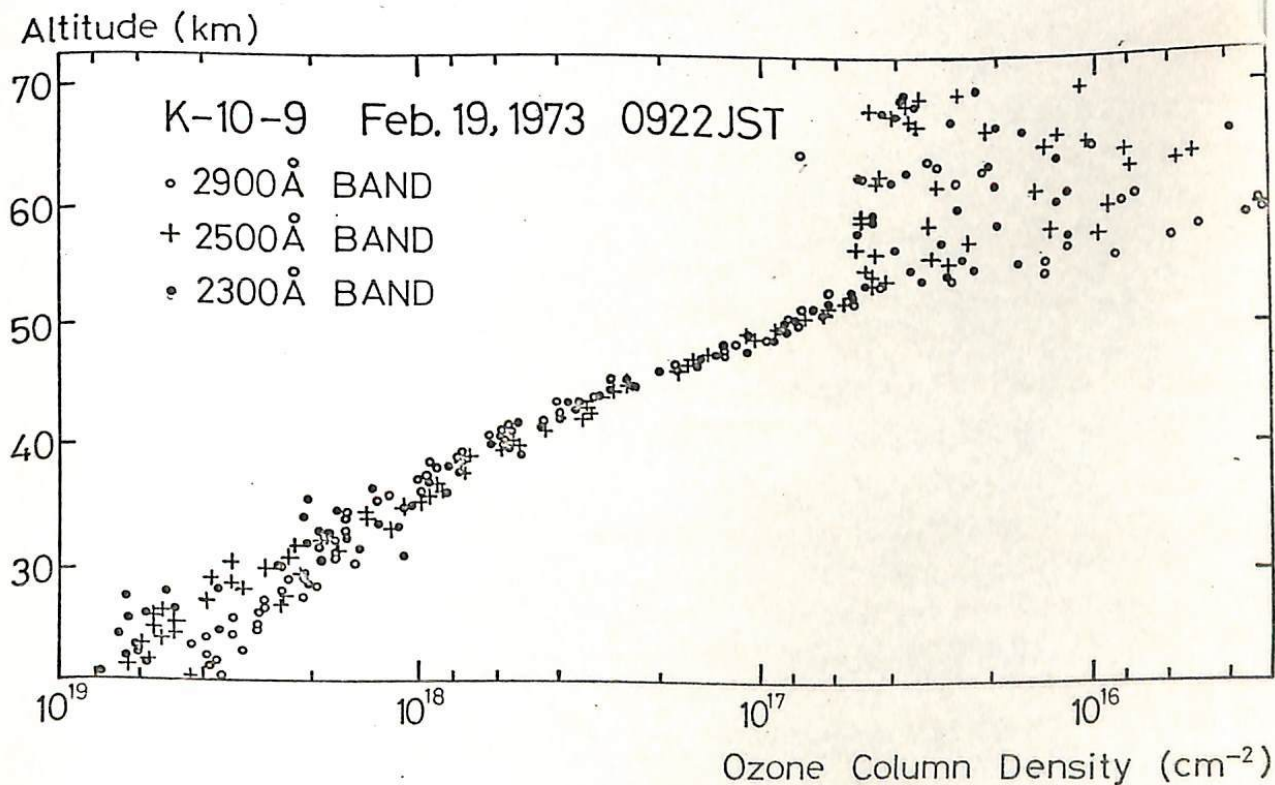
K-9M-33 及び K-10-9 による大気オゾンの観測

結果

寺松隆夫・小川利弘(東大理)・渡辺隆^{*}(東教大理)

1973年2月19日(0922 JST)に味の浦から打ち上げられた K-10-9 号機による大気オゾンの観測結果について報告する。測定の原理は、太陽の紫外放射が大気オゾンによって吸収を受けるので、ロケットがオゾン層をつきぬけて上昇してゆく時に、吸収量の高度変化を測れば大気オゾンの高度分布を求めることができるという比較的簡単なものである。原理的には一波長域で測定すれば分布を求めることが可能であるが、測定の精度を上げるべく大気オゾンによる紫外吸収のより詳しく調べるために 2300 Å, 2500 Å 及び 2900 Å の3つの波長域を干渉フィルターと光電管の組み合わせによって選択して測定している。

今回の実験データは現在解析中であるが、上記の^各波長域で求めた大気オゾンの column density を下図に示してある。今回の観測ではロケットの姿勢が悪かたため 53 km 付近からデータのバラツキが大きくなったが、それ以下の高度では比較的精度のよいデータが得られたようである。



I-105 レーザーレーダーによる成層圏エアロゾル層の 観測

藤原玄夫, 内野修, 板部敏和, 広野求和
九大, 理

成層圏エアロゾル層は、最近特に、大気大循環や成層圏オゾン密度など人類の生活に大きく影響を与える要素との関連においてその研究の重要性が認識され、すでに世界のいくつかのステーションでその組織的な観測が始められている。工業的原因による成層圏エアロゾルの大巾な増加が相定されているので、現在のうちに充分の調査を進めておくことが必要である。

九大においても、理学部構内にレーザーレーダーが設置され、上層大気中の微量成分の測定を目的としてその予備的の観測が行われて来たが、大気の透過率など基礎的な実験を終えて、昨年10月から成層圏エアロゾル層の観測が開始された。観測は、ルビーレーザーパルス (6943\AA , 1J/pulse) を 10 cm の屈折望遠鏡を通して鉛直上方に打ち上げ、エアロゾルからの後方散乱光を 30 cm のカセグレン型反射望遠鏡で集光し、フォトマルで検出して行く。その結果、図界面の数km上にピークを持つ、高度17-30km領域のエアロゾル層の存在が確認された。装置には最近、ルビーレーザーパルス送信後の蛍光を遮断するための、24000 r.p.m. の *Globe* の同期モーターを用いた回転シャッターが取り付けられた。シャッターの開口時間は $90\text{ }\mu\text{s}$ で、これによって高度7km以上からのエコーは蛍光による雑音を取り除かれ、更に精密な成層圏エアロゾル層の観測が行われている。これについての詳細は講演の際に行う。

第 2 会 場

室 井 勲

(大阪府科学教育センター)

岩石構造 (rock fabrics) を磁氣的に測定する装置を製作した。岩石構造の原因には幾つかあるがここでは磁性鉱物粒子の形状による配列、即ち磁性鉱物粒子を楕円体に近似し、この長軸方向がある特定方向に配列している場合を考える。この場合、粒子に外部磁場をかけた磁化させると方向によって磁化の割合が異なる。これは粒子の幾何学的形によって反磁場係数が異なるためであるが、みかけ上、帯磁率に異方性があらわれ、磁質的異方性の原因になる。異方性帯磁率は2次のテンソル K_{ij} ($i, j = x, y, z$) であり、帯磁率の楕円体であらわされる。この異方性の測定は1) トルク計、2) 交流ブリッジ、3) スピナー磁力計、4) 無定位磁力計 等によって行われてゐるが1) のトルク計方式には強磁場による正位と弱磁場による正位とがある。今回製作したものは後者である。この方法は Ising⁽¹⁾ をはじめ他の人によって主に堆積岩や変成岩の岩石構造の研究に使われており、特に新しいものでは無い。

1辺が 2.5 cm の立方体の岩石試料を燐青銅に吊し、Helmholtz coil で水平方向に300 交流磁場 (60 Hz, 15~30 Oe r.m.s.) を回転させながらかけ、このとき試料に生ずるトルクを測定する。測定は試料の3方向について行い、その値は自記記録させる。この装置は帯磁率異方性の方向を測定するだけでなく試料の1方向のみかけの帯磁率を他の方法で測定するが、又はあらかじめ異方性の大きさをのりかたで検定するのを行へば、3方向についての異方性の大きさを求められる。異方性帯磁率の最小測定限界は $1 \times 10^{-6} (\frac{e.m.u.}{cc})$ である。

測定試料は大阪と奈良の県境に位置する三島山のもので、ネオ紀のニ上層下部にみられる磨蝕火砕流といわれたる溶結凝灰岩でこの中に強く溶結した黒い火山ガラスが特定方向に配列して含んでおり、上げの楕円体近似を測定した。その結果、明瞭な異方性をみいだした。自然残存磁質の測定やガラスの實際の方向を以て寸法の測定などの結果をあわせて報告するが、磁性鉱物を含む試料の岩石構造の研究にはこの帯磁率異方性の測定が少くなく有効であると考え。

(1) Ising, G., Ark. f. Mat. Astron. och Fys. Bd 29A, 1-37, 1943.

II-2

キンバレー岩の磁性

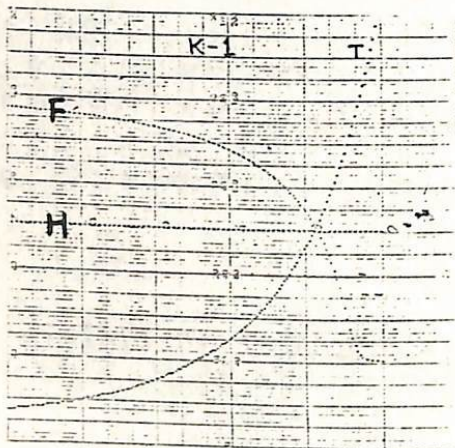
*島田昌寿, 小泉光恵, **諏訪兼位, ***J. E. Borner, ****久米昭一
 *大阪大. 産研 **名大. 理 *** Identimin Laboratories, ****大阪大 教養

キンバレー岩は超塩基性岩のもっとも有名な岩石であり、この岩石はダイヤモンドを含み、ダイヤモンドの高温高压下におけるP-T相平衡図が考えられ、キンバレー岩は地下数百kmのマントルで生成して鉱物種が、ほとんど相変化することなく、地表に噴出したものと考えられる。特にキンバレー岩の中でも、CaCO₃を多量に含むカーボナタイトはダイヤモンドの元素である炭素を含む岩石として、その成因について長い興味あるものの一つである。

私達は、高い圧力下で生成したと考えられる岩石中に含まれる強磁性鉱物に、圧力のエネルギーがどのような物理量として保存されているかという点と、及び、強磁性鉱物が圧力の作用を受けた場合に、その磁気的性質がどのように変化するかという点を中心に研究をしておりますが、今までに輝石磁気モーメント及び抗磁力におよぼす静水圧の影響について報告してきた。特に、抗磁力におよぼす静水圧の影響については、マグネタイトについてモラル実験より $\Delta H_c/p = 1.08/\text{Ab}$ ($\Delta H_c = H_c(P)/H_c(1\text{bar})$) の関係を見出し、天然に産する理成岩について、 ΔH_c を測定し、生成時の圧力を推定する試みを行っている。

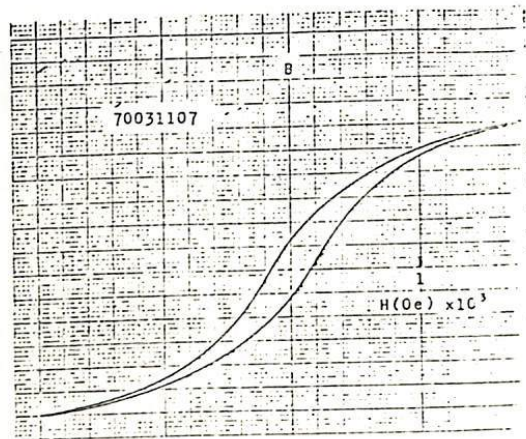
今回は、その一つとして、キンバレー鉱山及びプロミヤ鉱山のキンバレー岩に含まれる強磁性鉱物の磁気的性質について報告する。

第1図及び第2図に代表的なP-T及びB-Hの関係を示す。



(図 1)

キンバレー鉱山のキンバレー岩



(図 2)

プロミヤ鉱山のカーボナタイト

本報告では、両鉱山のキンバレー岩の強磁性鉱物及びその岩石の磁気的性質について報告する。

II-3 化学消磁に関する一実験

堂 面 春 雄

山口大学教育学部物理学教室

筆者はかつて、造岩強磁性物質の地質学的年代経過にともなう固相転移による、岩石の自然残留磁化の自己反転の機構解明の一助として、化学消磁法を適用した。その後、ヤ>くわしい実験をくりかえしたので、それについて簡単に報告する。

山口県川尻岬の玄武岩体において、自然残留磁化の正・逆混在地域より採取した拡大の玄武岩試料をスライスし、conc HCl を用いて腐食(蝕)し、その残留磁化の腐食時間経過による変化を追跡したところ、正・逆・自然残留磁化をそれぞれ示す試料の向で、顕著な差異がみられた。

これらの結果は、熱磁気解析の結果と予備しない。

永田 武
東京大学・理学部

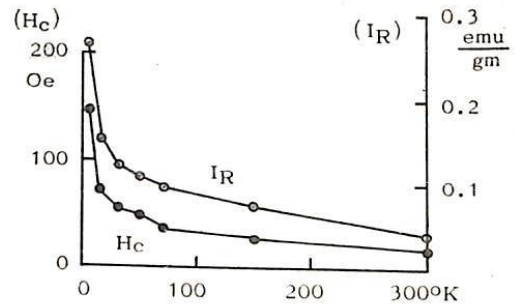
(要旨) アポロ16号月岩石試料中, Soils (# 65010), Breccias (# 66055, # 67455, # 68815, # 60255), Anorthositic gabbro (# 66095, # 68415), Basalt (# 60315) 等8種の典型的試料について, それ等の磁気的諸性質並びに自然残留磁気とその安定性を調べた。

(1) 月岩石の常磁性帯磁率

アポロ16号着月地点の月山岳域は斜長石が多く, Al_2O_3 含有量が20%以上に及び岩石があり, 逆に FeO が5%前後の小量であるのが特長である。従って常磁性の輝石・橄欖石や反強磁性のイルメナイトの含有率が少ないので, 常温における常磁性帯磁率も著しく小さい。アポロ16号試料をふくめると, 月岩石各種について FeO 含有量は4%から25%の広い範囲に及び, 常磁性帯磁率(χ_a)と FeO 含有量の間には, ほぼ比例の関係が見られる。然し Fe^{2+} イオンのすべてが常磁性成分として働くと仮定して求めた χ_a の理論値(χ_a^0)よりも χ_a 観測値は常に大きい。吟味の結果($\chi_a(obs) - \chi_a^0$ の I_s)という関係が実験的に求められた。ここに I_s は飽和磁化値であって, 試料中の金属鉄含有量に比例する。即ち, 極めて微小(平均直径 $\sim 20 \text{ \AA}$ 程度)な金属鉄粒子が χ_a 観測値に寄与していると解釈される。

(2) 低温における抗磁力(H_c)と飽和残留磁化(I_R)

図に1例を示す如く H_c 及び I_R は低温域のある温度以下で急増する。但し $I_R(T)$ 及び $H_c(T)$ の温度 T に対する依存性の形は試料によって種々である。図の場合は金属鉄微粒子の粒子直径分布スペクトルが中広く, 少くとも 200 \AA から 20 \AA まで広がっている場合に当る。いずれの場合も金属鉄微粒子の多くが室温では超常磁性挙動をとっている事を示している。



(3) 金属鉄の成分:

アポロ16号試料の多くは, ほぼ純鉄に近い成分の他に Kamacite をかなり含んでいる。鉄の含有量を m_F , Kamacite 含有量を m_K とすると比 m_F/m_K は 0.12 から 1.00 の範囲にわたる。又 Kamacite 中の Ni 含有量は 2.5% から 12% の範囲にある。Kamacite と Fe とを含む試料では, Kamacite の $\gamma \rightarrow \alpha$ 変態に因って, TRM 獲得過程が複雑になる。即ち, Fe 相と Kamacite 相とが隣接している場合にその磁気的相互作用に因り, 反転熱残留磁化的現象が起る。

(4) 自然残留磁気の安定性

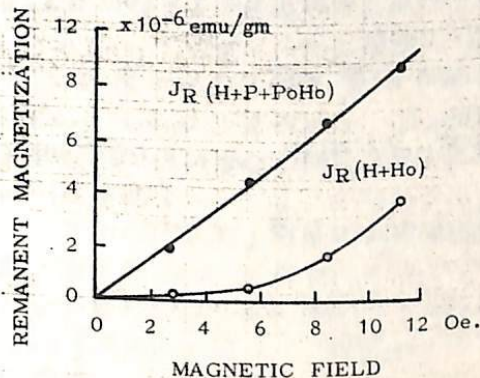
アポロ月岩石は, 一般に磁気的にかなり汚されていると考えられる。然し同時に極めて安定な残留磁化成分をも含んでいる。従って, 残留磁化 I_n は安定成分 I_0 と汚染成分 I_c との和で表わされる。AF 消磁によって I_c は 50 Oe.rms 以下の磁場で完全に消磁されるが, I_0 は 200 Oe.rms 以上に対しては安定である。 I_0 の値は $(1-10) \times 10^{-6}$ emu/gm の値である。もしこの I_0 が TRM であるとする, アポロ16号月岩石(火成岩の場合は若令約39億年)生成当時の月面磁場は 10^3 の程度であったことになる。

永田 武
東京大学 理学部

(要旨) 月岩石の Piezoremanent Magnetizationを調べるのは、次の2目的がある。

- A) 月面では絶えず隕石衝突に由る衝撃加圧を受けているので月岩石の自然残留磁化は、衝撃残留磁化に由来する可能性とある。衝撃残留磁化機構の基本となる静圧残留磁化現象の定量的研究が月岩石に対して要求される一つの理由である。
- B) 圧残留磁化現象の理論は、永田(1966)、Dunlopその他(1969)による単磁区粒子模型と、永田-Carleton(1969)の主張する90°-磁壁移動模型とが主なものである。等方位歪率 λ_s が正である地球岩石については両理論共に成立するが $\lambda_s < 0$ である月岩石については、単磁区粒子模型は圧残留磁化 PRM を生ぜず、又90°-磁壁模型では地球岩石と同様に PRM を生ずる筈である。従って月岩石の PRM の研究は PRM 現象基礎理論の検証になる。

(実験) アポロ 12号(#12053), 14号(#14053), 15号(#15418)及び16号(#68815) 月岩石4資料について $J_R(H+P+PoHo)$ の測定を行った。その結果は図に1例を示す如く、いづれの試料も典型的な PRM 特性を示す。又、これ等試料中の強磁性粒子は純鉄に近い金属鉄微粒子である事別の実験から確認された。



(理論的検討) PRM 現象の単磁区粒子模型理論は、永田(1966)が、近似手法を用いて計算し、 $J_R(HPPH)$, $J_R(PHHP)$, $J_R(HPHP)$, $J_R(PHPH)$, $J_R(HHPP)$ 等の諸現象を定性的に説明し得ることを示した。

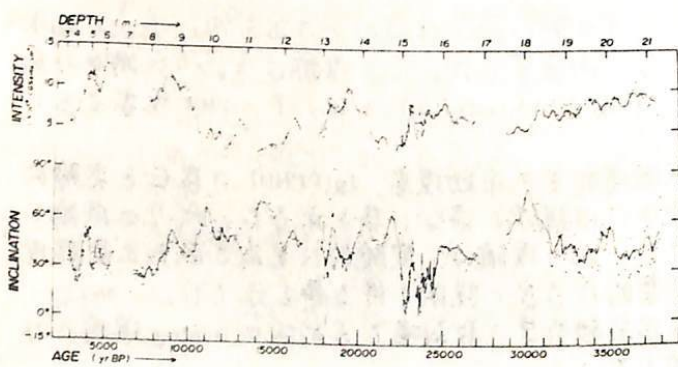
その後 Dunlopその他(1969)は Néel の手法を用いて、上記永田理論を数学形式としては完成した形で再提案した。この理論は $\lambda_s > 0$ の時のみ成立するので、 $\lambda_s < 0$ の場合は、例えば $J_R(HPPH) = J_R(HH)$ となり、PRM 現象は生じ得ない。

他方、永田-Carleton(1969)は、無磁場加圧の余効現象、 $J_R(PPHH)$ の存在を実験的に確立し、この現象は単磁区模型粒子では説明し得ない事を示した。代りの理論として彼等は90°-磁壁移動模型を提案し、この理論は、実験的に見出された上記諸現象のすべてを定性的のみならず、定量的にも良く説明し得る事を示した。(1969) 然し最近まとめられた小嶋-小嶋の岩石磁気学の教科書でも前述の Dunlop 理論のみを PRM 現象の理論的説明として採用している。

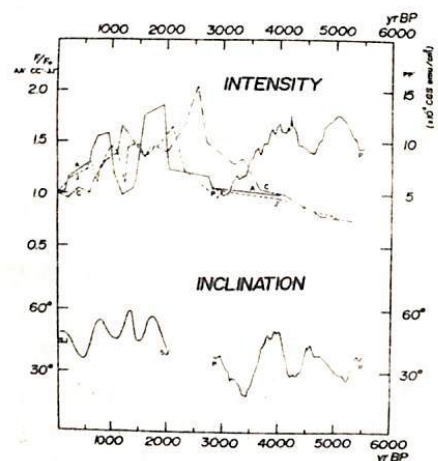
$\lambda_s < 0$ の月岩石においても、PRM 現象が $\lambda_s > 0$ の地球岩石と全く同等に生じるというこの論文の結論は、少くとも $P \leq 1000$ Bars の範囲の PRM 現象については、90°-磁壁移動模型理論のみが採用されるべき事を示している。

中島正志 安川克己 川井直人
 (大阪大学 基礎工学部)

琵琶湖コアから一辺2cmの立方体の試料を採集し、その磁化測定を行った。結果は第1図に示す。図中の曲線は、測定点7ヶ所の移動平均を取ったものである。コアの最上部3mについての結果と、他の焼土からの Archaeomag. の結果とを比較したのが第2図である。PP'は琵琶湖の結果であり、SJ-SJ'は西南日本(広田 1972)、AA'・CC'・JJ'は Bucha (1971) において求められた、アメリカ・ヨーロッパ・日本からのデータである。第2図から琵琶湖コアの上部3mの結果と過去3000年間の他の Archaeomag. の結果とは非常によく似た 変化の傾向を示すのに気づく。このことさらにを意味するのかを考えてみたい。



第1図



第2図

安川克己・中島正志・夏原信義・川井直人(阪大・理工), 鳥居雅之(大陪市大・理)
堀江正治(京大・理)

琵琶湖は世界でも有数の古湖といわれ, その基底の沈降に伴い, 少くとも鮮新世末からの湖成堆積物が, 連続的に存在するとの見解が示される。堆積物の厚さは, その周辺の地質構造, 及びこの湖に示した顕著な重力の異常帯に照らして, 推定堆積速度約 40 cm/1000 年と推定される。ほぼ 1000 m 程度の深さである。

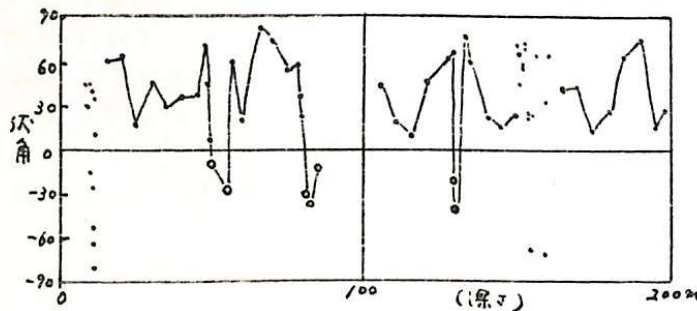
一昨年初, 主として報告者の一人(堀江)により, 2000 m に達すると考えられる堆積物の上部 200 m 付近, 連続的にボーリングコアが採取された。採取地長は (35°13'N, 136°01'E) で, ほぼ中央部に示した位置である。磁化測定用試料は, 一辺約 2 cm の立方体型ガラスチップ容器を, 200 m の軸に沿った断面に隣り合うように採取されたものである。その結果は, 200 m に達した全長 200 m にわたる全試料(約 10,000 g) の測定に先立ち, 5 m 間隔で試料を採取して行った磁化方向の測定結果である。その結果から明かされるように, 琵琶湖底堆積物では, 湖底 200 m 付近, ほぼ中央部の Matuyama 逆磁期に達している。しかし Brunhes 正磁期中には極めて短い逆磁期があり, 少くともこの間は存在しなかったと見られる。

今回の報告は, その後引続いた行われた全試料の測定結果に関するものである。その結果の詳細は, 本誌の予稿の No. 228 に示されている。スライドを参照して頂きたい。試料は大部分は灰色の gyttja と呼ばれる極めて微細な泥であり, 磁化性鉱物の分離は困難である。しかしその磁化は安定で, 殆ど 90° の AF 消磁による。その磁化方向は変化する。しかし中には, 100 Oe 程度の AF 消磁による磁化方向の変化が見られる。これは 100 Oe 以上では, その方向は変化する。その際, 試料の磁化方向の測定に際して, 必ずしも一律に 100 Oe の AF 消磁を行って原則とした。

今までの研究結果から主として示されるのは, (1) 湖上部の沈降の變化から, 磁化測定の方法によらず求められた沈降の變化は, 予定のものと一致する。 (2) 前述の如く少くとも三回は, event と呼ばれる短期間にわたる逆磁期が存在する。その他に何回かの excursion が存在する。 (3) プラトニック山岩の磁化測定の結果は, 存在が主として Lake event に相当する明瞭な逆磁期 event は存在しない。 (4) NRM の値は 10⁻⁶ 以下であり, 深度にして湖底 80 m ~ 100 m 付近に磁化強度が弱くなる。と見られる。



(図1)

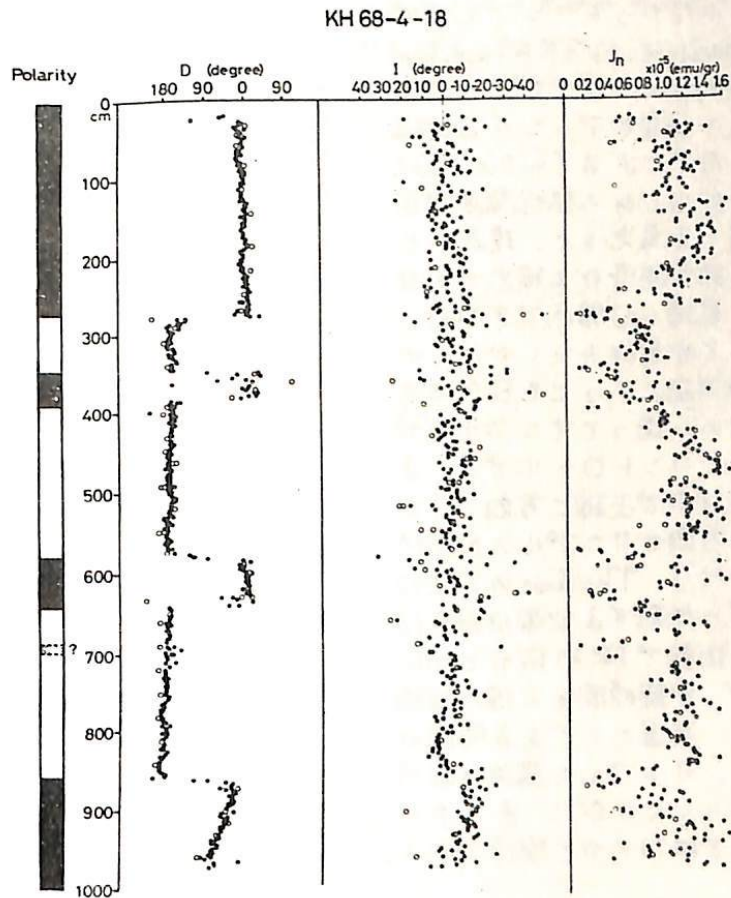


(図2)

水谷 滋樹 ・ 小林 和男
東大海洋研究所

海底堆積物のコア試料の自然残留磁化の方向と大きさについては、最近数多くの測定がなされているので、そのデータの統計的処理から、地球磁場が正または逆を向いている間の永年変化、磁極及転時の磁界の行動および残留磁化獲得機構などについて、どれだけの情報が得られるかを詳しく吟味した。

ここでは主として KH 68-4-18 のコア (採取地 01°59.5'N : 170°00.5'W) についてのべる。このコアはほとんど交流消磁を必要としないほど自然残留磁化が安定であることがわかっているからである。さらに、やや安定性の劣るコアについても同様な解析を行い、データのバラつきから、磁化の安定性についての情報をとり出すことを試みている。



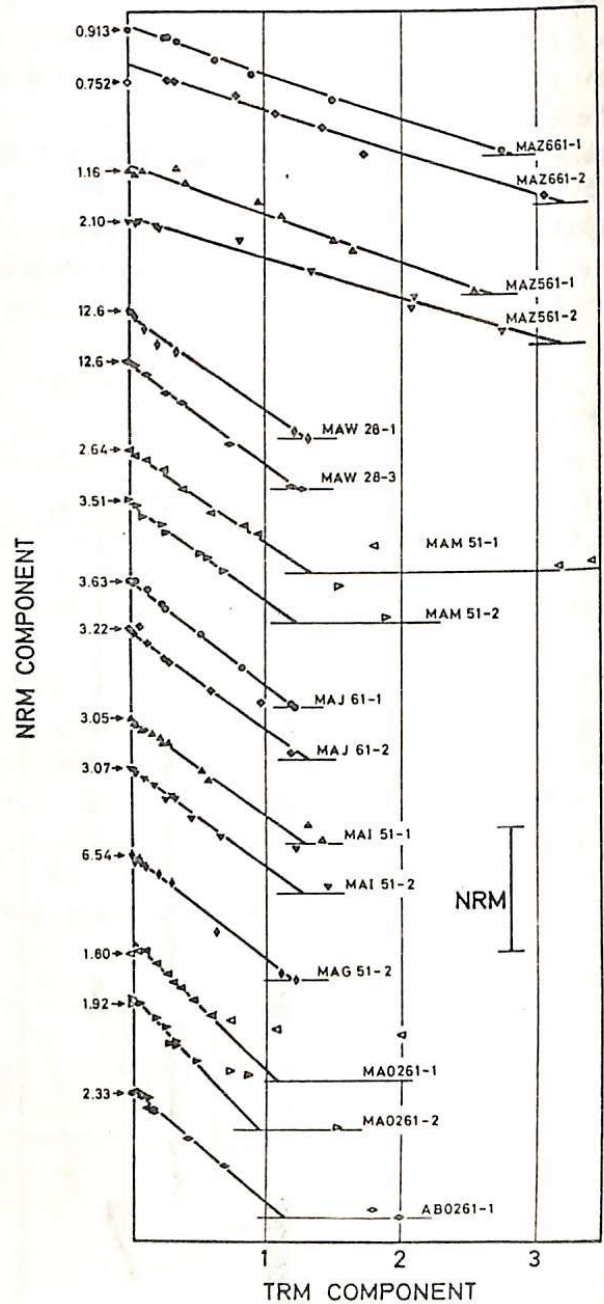
河野 長

CIRES, University of Colorado ; 東京大学理学部地球物理教室

約60-65 m.y.前に噴出したデカン玄武岩のうち、交流消磁等で安定性の確かめられた14枚の溶岩から28個のサンプルをもってこれらにThellierの方法を適用した。これらのうちで溶岩9枚に対応する16個のサンプルから、NRM-TRMの直線的関係が得られ、これらからデカン玄武岩生成時の地球磁場強度が計つてもられた(右図参照。磁化はNRMの大ききで normalize してある。縦軸方向には任意に動かした Anai-Coe ダイアグラム)。Reverse のサンプルから求めた双極子強度は平均 8.40×10^{25} gauss \cdot cm³ で現在の値とほとんど変らばい。一方 transition のサンプル (MAZ5, MAZ6) から求めた値は 2.85×10^{25} gauss cm³ とかなり小さく、地球磁場が逆転する際強度が小さくなるという考えを支持する。

直線関係が得られなかったサンプルはいずれも TRM capacity 又は PTRM spectrum に加熱中に非可逆的变化が起ったことを示している。これらの結果やデカンの古地磁場強度と P. Smith などによる Thellier 法以外の方法での年代記はじめの磁場強度推定との大きな違いを考之ると、現在のところ、加熱による非可逆变化を確出できない他の方法による見種りは信用できない。

交流消磁によって安定性をたしめられたサンプルは、熱消磁によっても磁化の方向は強んど変らばい。従ってサンプルにかかる磁場が十分よくコントロールでき、またサンプルを電気炉内で正確に方向づけができれば(磁場の方向がサンプルのNRMと直角になるように)、Thellierの方法は同一温度に2回ずつ加熱する必要はないはずである。1回の加熱でTRM成分とNRM成分が測れれば、実験時間を大幅に短縮できるだけでなく、高温にとどまる時間が短くなるため、サンプルの磁性的非可逆的变化もより起りにくくなり、よりよい結果が得られるのではないかと期待される。



伊藤晴明・時枝克守
島根大学・文理学部

大阪府の北部に分布する茨木花崗岩の古地磁気学的研究の一部は前に伊藤(1965)が報告した如く、最近この岩体の岩石学的研究和田結庄(1971)によって詳細に及され、その構造が明らかになって来た。それによるとこの花崗岩体は大きく分けて、3つの岩型よりなり、各岩型は地表においてほぼ同心円状に分布している様である。その貫入順序は(1)石英閃緑岩(外側)から(3)アダメロ岩(内側)へほぼ連続的であったと推定されている。またこの岩体の同位素年代は石坂(1971)によって報告されており、それに従うと各岩型の累層母による年代は次の通りである。

- | | |
|-----------|-----------------------|
| (1) 石英閃緑岩 | (83 m.y.
80 m.y.) |
| (2) 花崗閃緑岩 | (80 m.y.
83 m.y.) |
| (3) アダメロ岩 | 79 m.y. |

以上の新しい研究結果をもとにして、新たにこの岩体から岩石試料を採集し、それらの試料について NRM の方向の再検討を行ってみた。 NRM の測定結果では、この岩体の大部分を占める(2)の花崗閃緑岩は *Reverse* か、所謂 *intermediate* の方向を示し、 VGP はアフリカの南端 ($35^{\circ}S, 25^{\circ}E$) 付近に分布するようである。一方岩体の中心部を占めるアダメロ岩の NRM は *Normal* か、*intermediate* に近い方向を示し、 VGP はベーリング海付近に分布するように見える。分回される *intermediate* NRM の地球磁場の *Transition* を示すものと仮定して、測定結果を処理し報告する。

II-12 佐渡における第三紀火山岩による古地磁気

乗富 一雄・鈴木 忠男
秋田大学 鉱山学部 鉱山地質学教室

男鹿半島の火山岩の自然残留磁気と対比する目的で、これとは同時代の火山岩が分布する佐渡島において試料を採集し、NRMを測定した。さらに、弥彦、栗島、角ヶ関、においても参考のために採集し、測定を続けている。

現在までの測定結果により、明らかになった帯磁方向の対比をすれば下図の如くなる。この結果によると、真更川上部層に明確な逆帯磁の時期があり、これは男鹿半島における台島～門前階の逆転時期と対比するものと思われる。

大佐渡と小佐渡の間では、適確な対比は見出すに至っていないが、現段階では一応下図のような結果が最も合理的のようである。

なお、栗島、弥彦、および角ヶ関の試料は、いずれも粗粒玄武岩で、NRMの安定性はいささか良くないが、参考のため、一応付記した。

男鹿半島	大佐渡	小佐渡	栗島	弥彦	角ヶ関
脇本	沢根			灰爪	
北浦				角田	
船川	中山	中山	? Dolerite ? 頁岩	弥彦層群	粗粒玄武岩
女川	鶴子	鶴子		寺泊	角ヶ関層群
西黒沢	下戸	下戸	彌彦層群	温海層群	火山岩
台島	真更川上部	経塚山		観音寺 弥彦 tuff.	上御層群
門前	真更川下部	豊岡			温海層群
	石花川	三瀬			? Lipalite
入道崎	入川	石花川			? 基盤 (Granite)
赤島					

▨ NORMAL

▩ REVERSED

笠嶋 貞雄

京大・理

久米島の北半部には鮮新世から更新世にわたる、オリビン玄武岩～輝石安山岩類の何枚かの溶岩流が厚く重なっている。また、これら溶岩流を貫ぬく数本の安山岩脈が発達している。

これらの大部分は逆向磁化を示し、このうち宇江城付近の安山岩溶岩についての古地磁気については数年前、前中・笠嶋が報告した。今回再調査の機会を得たので、前回に未解決であった Reverse-Normal transition の補足結果を述べると共に、新たに得られた岩脈類についての古地磁気について述べる。併せてこれらの結果を総括して古地磁気の資料から推論される琉球 Sub-arc の鮮新世以降の運動について概報する。

中島正志 浅井至 今川孝仁 夏原信義
 安川克己 (阪大 基礎工)
 広岡公夫 (福井大 教育)
 鳥居雅之 (大阪市大. 理)

昨年東北地方の数10ヶ所の地桌で火山岩を採集した。そのうち、第四紀のものについての残留磁気の測定結果がまとまりつつあるので報告する。採集地桌は、八幡平、森吉山を中心とする16地桌である。その中で焼山火山蒸湯熔岩より Reverse magnetization を見いだしているが、層序は第四紀のもの上位に属し、その上下両層が Normal であることから、この Reverse は Matuyama Epoch のものよりむしろ Brunhes Epoch 中の Event である可能性が強い。

既に得ている第四紀の Data も総合して Virtual Pole position についても比較検討してみたい。測定結果 以下通り。

Site	地 層	D	I
TV 4	高原火山	22.3	44.5
18	焼山火山 蒸湯熔岩	-154.4	-53.5
26	" "	-93.5	-57.9
27	" 外輪山 焼山上部熔岩	-14.3	53.7
28	" " 流黒熔岩	-27.5	59.5
29	" " "	-4.8	62.1
30	" " "	-24.6	60.9
31	柴倉火山 桐森熔岩	6.3	62.3
32	" "	-36.0	52.3
40	八幡平火山 源下森熔岩 屯比岳熔岩	3.8	46.7
41	茶臼岳火山	-33.0	76.3
42	丸森火山 二森熔岩	-98.4	81.0
43	茶臼岳火山 丸森凝灰岩	-25.6	70.3
44	" "	-68.6	74.9
47	" "	-10.8	63.4
48	丸森火山 二森熔岩	80.2	71.7

浅井至 今川孝仁 夏原信義
 中島正志 安川克己 (阪大基礎工)
 広岡公夫 (福井大 教育)

考古学的遺跡の焼土を用いた Archaeomagnetism の研究は、関東中部地方では、渡辺により、西暦日本では、広岡、川村等により詳細に行われている。しかし、東北地方では、現在まで渡辺氏による 7 sites での測定のみである。今回、岩手県教育委員会により、岩手県北上市 (141.1°E, 39.3°N) で発掘調査された平安時代の住居跡の炉跡から試料を採集し、その磁化測定を行った。今までの発表されている Archaeomag. の全 Data を地域ごとく整理し、今回の測定値と比較してみた。

測定結果

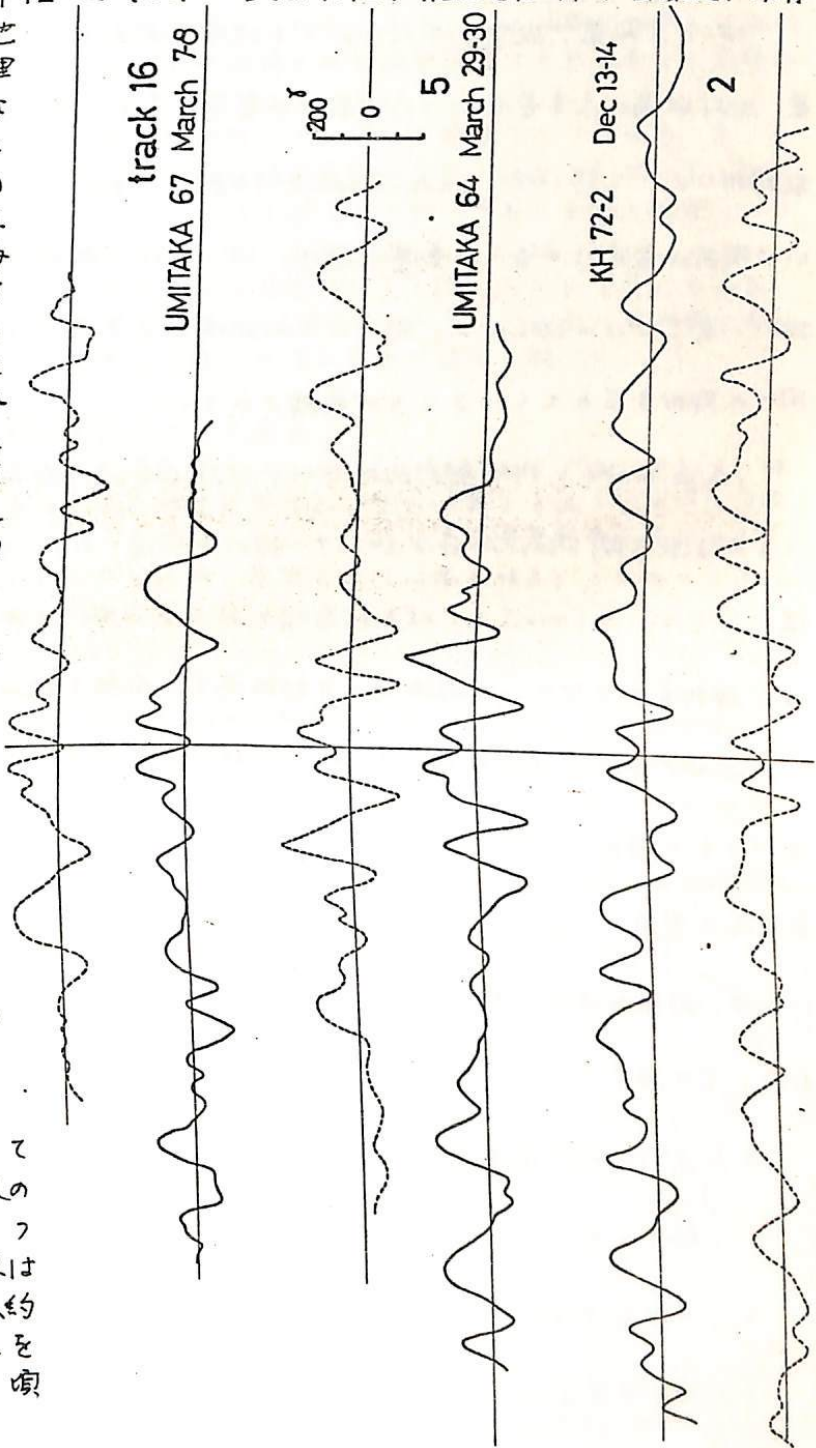
Site	D	I	θ_{45}	K	N	V. P. P.	
						(°E)	(°N)
BJ-59	-10.7	56.9	4.98	85.0	11	42.6	81.4
DB-6	-14.0	59.7	3.54	117.5	15	62.2	79.2
DG-18	-14.3	56.4	3.14	85.9	25	43.9	78.5
BN-9	-14.0	54.4	4.61	69.7	15	34.1	78.0
BM-18	-11.6	56.6	3.26	83.4	24	41.6	80.7
BH-59	-17.4	53.6	4.01	99.4	14	36.2	75.2
BD-12	-16.5	59.5	3.67	43.4	36	61.0	77.3

友田好文・小林和男・瀬川爾朗・野村雅史・宇田川雄司

東大海洋研究所

四国沖にあり、伊豆小笠原諸島と九州パラオ海嶺に囲まれた南北に細長い、いわゆる四国海盆について、白鳳丸KH 72-2 (Oct. - Dec. 1972) 航海を含めた、白鳳丸、淡青丸、海鷹丸によって測られた地磁気全磁力異常のデータを整理した結果、この海域には明瞭な磁気異常縞模様が存在することがわかった。その走向は両側の海嶺の走向とほぼ平行で、伊豆小笠原海溝東側の北西太平洋海盆やフィリピン海盆の磁気異常の走向とは異なる。磁気異常の形からは四国海盆のほぼ真中を軸として両側に対称であるとみられなくもないが、地形上は大洋中央海嶺に相当する高まりは明瞭でない。エアガンによる連続音波探査にもとづいて堆積物の下の基盤の地形をしらべてもは、まじりした海嶺的地形はみられないことになり、紀南海山群とよばれる海山の列もかならずしも縞異常の対称軸上にあるとは限らない。従って、この縞模様はいわゆる海底拡大とらかった機構でできたものか、それとも海底拡大の機構でできた後に、伊豆小笠原島弧の活動の影響で中央海嶺地形が壊れてしまったかとも考えられる。

この磁気異常は南へ行くほど小さくなる傾向があり、西マリアナ海盆 (いわゆる Pearce Vela basin) では消えてしまっているらしいが、もし、海底拡大の軸が南へ続いて西マリアナトラフへ続くならば、深海掘削の結果はこの海盆中央部が中新世初期 (約 2450 万年 前) にできたことを示すので、この磁気異常もその頃のものと考えられるかもしれない。



行武 毅
東京大学地質研究所

1829年以來、数多くの人によって地球磁場の球函数展開が実施されてきた。その結果、地球磁場の永年変化について数々の重要な事実が明らかにされた。しかしそれら球函数解析によって得られた Gauss-Schmidt 係数は、基礎となるデータの質や分布状況、あるいは解析の方法にかなりの影響を受け、同一年代の解析でも解析者が異なると、必ずしも細かい点まで一致しない。詳しい地球磁場永年変化の研究には、均質なデータに対して同一の解析方法をもちいることが要請される。

Malin は 80ヶ所の観測所のデータに対して、1942-1962年間に5年間隔で、 $n=m=6$ まで球函数展開した。今回は21ヶ所の観測所で得られた1900-1965年間の3成分の年平均値に対して、 $n=m=3$ まで球函数展開をおこなった。X-Y成分とZ成分と、それぞれ別々に解析をおこなう、内部磁場と外部磁場との分離を試みた。

このようにして得られた Gauss-Schmidt 係数に対して、Maximum entropy 法によるパワースペクトル解析を実施した。その際 zonal term については、18世紀以來の解析結果に最小自乗法を適用して得られた2次近似式と差し引いた残りさ、zonal term 以外の展開項については、移動性磁場の移動による効果を取り去った残りさパワースペクトル解析の対象とした。その結果

- 1) g_0^0 の他の外部磁場成分に太陽黒点周期に対応するとみられる 10.5~11年変化が認められる。
- 2) 内部磁場変化に 80年、50年の変化が卓越する。
- 3) 内部磁場変化に 18年、9年周期の変化が存在する。——等が明らかになった。

II-19 地球内核を考慮に入れた、核-マントルの定常

電磁結合

渡辺 秀文, 行武 毅
東大理学部 東大地震研究所

地球自転の不規則変動が、核-マントルの電磁結合によるものであることは一般に認められていゝ。しかし、そこで直接的な役割を果たすと思われる *toroidal* 磁場が地表では観測できないうため、電磁結合の証拠としては、地球磁場の西方移動速度と自転変動との密接な関係があげられるのみであった (Vestine, 1953; Vestine and Kahle, 1968)。

最近、*geomagnetism* 及び地球磁場の球面数解析によつて、周期数千年、数百年、数十年の自転の変動に関連してゐると思われる、双極子磁場変動の存在が認められていゝ。行武は、簡単な地球のモデルに基づいて、これらの双極子磁場の変動が自転の変動を説明しうるかどうかが検討したが、十分には説明できなかった。(Yukutake 1972, 1973)

これは、*toroidal* 磁場が核-マントル境界のみで発生するとしてゐるためと考えられる。より詳細なモデルに基づき、核内から発生する *toroidal* 磁場をも考慮した取扱いが必要である。今日は、まず、地球内核を考慮して、定常状態における核内の運動を調べた。

電磁トルクと対流による角運動量変化とのつり合い

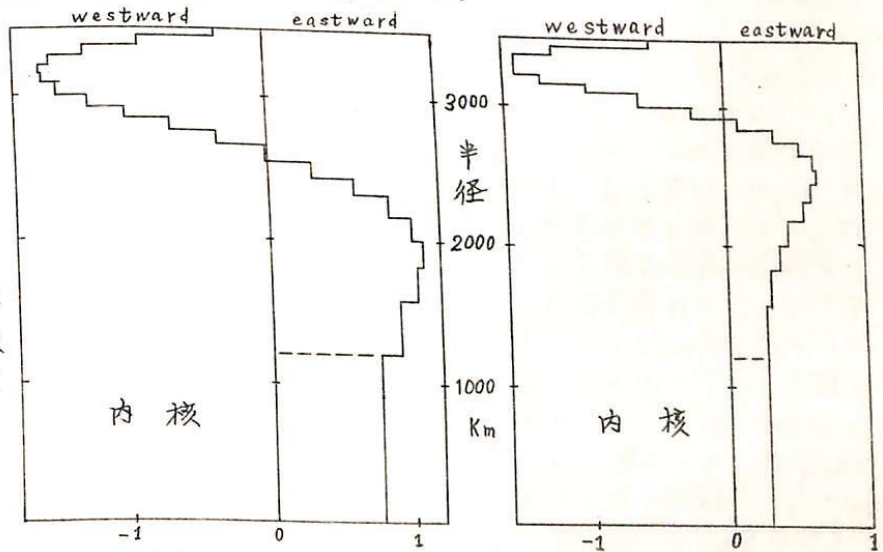
流体核内に対流があると、角運動量の保存から *differential rotation* を生じる。すると、核内には(双極子)磁場が存在するから *toroidal* 磁場が発生し、それを折えるような向きに電磁トルクが働く。定常状態においては、この電磁トルクと対流による角運動量の変化とがつり合う。又固体である内核及びマントルに働く電磁トルクは零となる。これらのことを使つて、*differential rotation* の角速度の分布が求まる。

核内の角速度分布

流体核を19の球殻に分け、それらと内核の *rigid rotation* によつて *differential rotation* を表わす。対流速度分布のモデルをいくつか考え、各々に対して角速度の分布を求めた。但し、対流速度の大きさがよく分らないので、これらの分布において大きさは決らない。

地球磁場の西方移動速度の大きさがそれを決める目安となる。得られた分布から分る事は、①核の比較的表層付近では、②核から見た西方移動速度が最大となり、内部に行くに従つて、東方移動速度も増える。

③そして、それが最大となり、さらに減少するが零には至らない。固体の内核は、各モデルに共通して、東方移動速度を持つ。



角速度のプロフィール 2例 (westwardは角速度の平均でnormalize)

II-20 山口県下における一、二の古代遺の

考古地磁気年代学

堂 面 春 雄 ・ 宗 岡 浩

山口大学教育学部 物理学教室

山陽新幹線の南発にともない、山口県瀬戸内地方の各地で古代遺跡が次々に発見されているが、これらの発掘調査を行なっている県教育委員会・考古学研究会の申請により、筆者らはこれら古代住居址の考古地磁気年代学的手法による実年代の推定を手がけてきた。

これらの住居址における炉趾の伴出は必ずしも多くないが、採取できたもののいくつかについての実測例を示す。

焼土試料としては、直径・高さともに約6cmの円柱状のものを、炉趾より直接切りだして用いた。

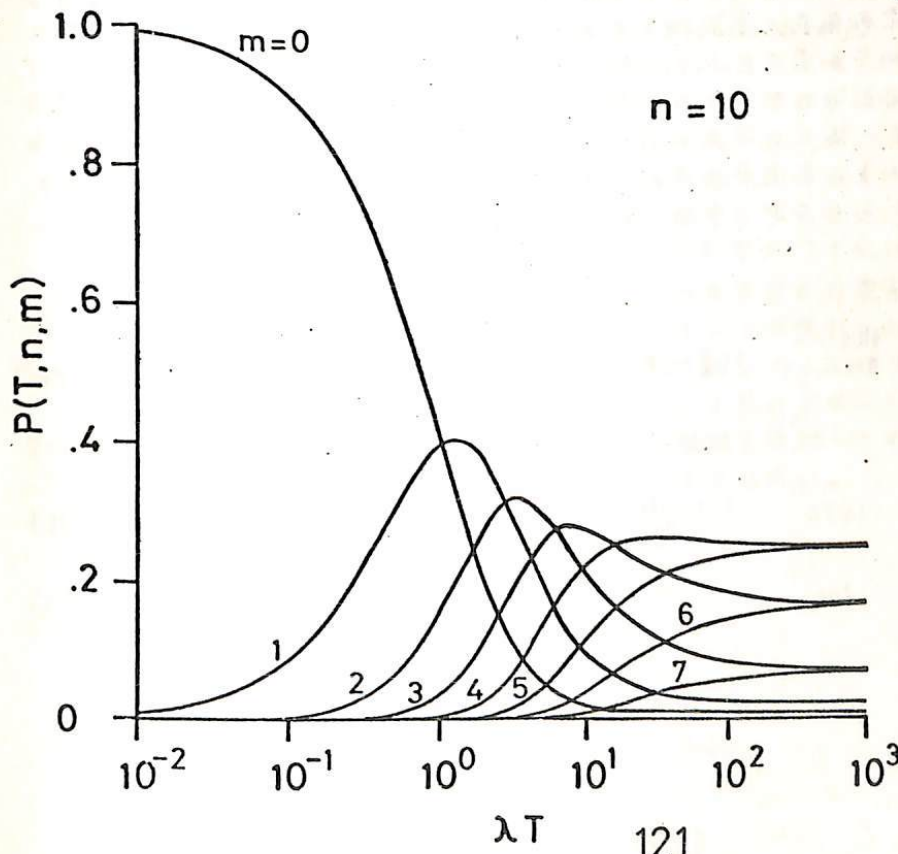
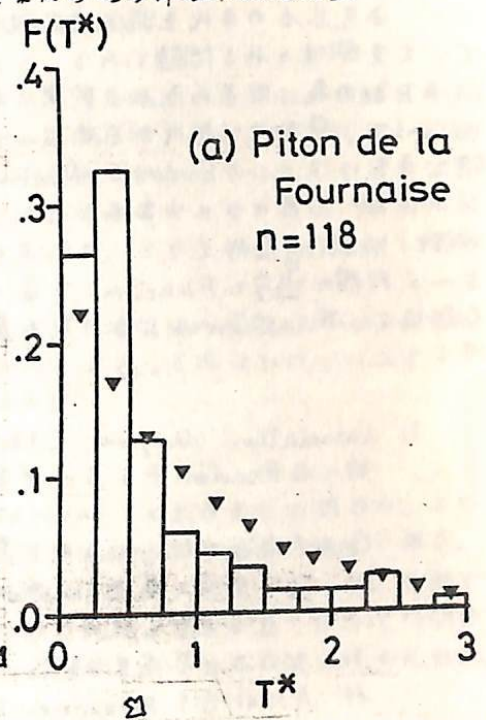
これらの残留磁化測定には、無定位磁力計を用い、実年代の推定をするさいの尺度としての、地磁気永年変化曲線は川井曲線を利用した。

II-21 連続溶岩の年代間隔推定の古地磁気学的方法

河野 長

CIRES, University of Colorado ; 東京大学理学部地球物理教室

世界中の活火山で歴史的に10回以上の溶岩噴出の記録があるものは19あるが、これらの山々で溶岩噴出の間隔をしらべると大体Poisson分布をしていることがわかる(右の図はその例)。一方Coxによつて地球磁場の逆転がやはりPoisson分布に従うような時間間隔をおいて起っていることが示された。これら二つの現象はお互いに独立であり、これらある時間Tの間にn回の溶岩噴出があり、m回磁場が逆転する確率を求めることができる。実際は溶岩が地質学的には点しか表わさないため、このT時間内に起つた短いpolarity eventが記録されない可能性があるために、実際の逆転回数はm, m+2, m+4, ...のいずれかである。以上の事情を考慮した上で、T時間内にn枚の溶岩が噴出し、m回の逆転を記録する確率 $P(T, n, m)$ の厳密な形を求めた。下図に $n=10$ の場合の例を示す。但し横軸は磁場逆転の



平均間隔 (λ^{-1}) を単位としてはかつた時間である。図からわかるように $P(T, n, m)$ は漸近的に

$$\lim_{T \rightarrow \infty} P(T, n, m) = \begin{cases} 1 & m=0 \\ 0 & 0 < m \leq n-1 \end{cases}$$

$$\lim_{T \rightarrow 0} P(T, n, m) = \frac{1}{2^{n-1}} \binom{n-1}{m}$$

のようにふるまう。
PをMについて部分和を取ることにより、n, m が与えられたときのTの上限及び下限を任意の信頼度のレベルで求めることができる。ここでは95%と99%レベルでのTの上下限を求め、K-Ar法で年代のくわしく調べられた連続溶岩のデータと比較し、よく合っていることを確かめることができた。

II-22 海底岩石の $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 年代と

その地球物理学的意義

小嶋 稔 齋藤和男

東京大学 理学部 地球物理学教室

海底岩石の年代を Radiometric な方法で知ることは、海洋底拡大説を裏づける上で、大変興味のある問題である。これまでにもいくつか K-Ar 年代が得られているが、中には下記の表に示すように、異常に古い年代を示すものがある。これは Excess Argon によって、見かけの年代が古くなっているのだと考えられ、海底の岩石の K-Ar 年代を確立するには、この Excess Argon の困難をどう処理するかということが問題となる。ここは K-Ar 法のヴァリエーションである、 $^{40}\text{Ar}-^{39}\text{Ar}$ 法という方法があって、step-wise heating を行えるという利点を持っている。700°C から岩石がとけるまでの間に、5~6 段階の温度で Fraction を集め、そのそれぞれの Fraction について年代を求めていく方法で、Fraction による年代の違いから、Ar loss 及び Excess Argon の情報を得ようというわけである。今までに得られた結果を下記に示す。

1. Correlation diagram (y 軸 $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$, x 軸 $^{39}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$) 上で、y 軸を 295.5 で切る直線に各 Fraction を示す点に乗るサンプルについては、つじつもの年代が得られた。
2. Correlation diagram 上で直線に乗らないサンプルについては、
 - a). EM7 : 低温 Fraction の示す年代は magnetic lineation から考えられる年代に一致し、高温 Fraction では著しく古くなる。Excess Ar が高温 Fraction にあつてきていると解釈される。
 - b). AM11-B : Pyroxene を取り出して集めたサンプルであるが、90% に達するガスが最高温 Fraction として出ている。年代は著しく古い。全岩での結果や、高温に Excess Ar の影響が出ることを考えると、Excess Ar によって年代が古くみえることがよくわかる。
 - c). AM50 : 化石、稀土のパターン、K-Ar 年代、のどれを取っても古い年代を示している。高温 Fraction で年代が古くなるのは Excess Argon のためと考えられるが、中温でも著しく古く、成因は不明な古い岩石と結論する。

(表)

サンプル	期待される年代 (m.y.)	報告された年代 (m.y.)	採集地点	今回の結果 (m.y.)					
				700°C	750°C	800°C	850°C	900°C	Melt
EM7	~15	32~42 ⁽¹⁾	カリフォルニア	197	41.5	41.6	206	312	615
AM11-B	<10	1680 ⁽²⁾	Mid-Atlantic Ridge	344	—	422	438	214	959
AM50	0~1	200 ⁽³⁾	"	189	—	—	114	125	352

(1) Kulp

(2) Sevide

(3) Kido

久保木忠夫 伴谷 清 小池捷春
 中島新三郎 原田晴男

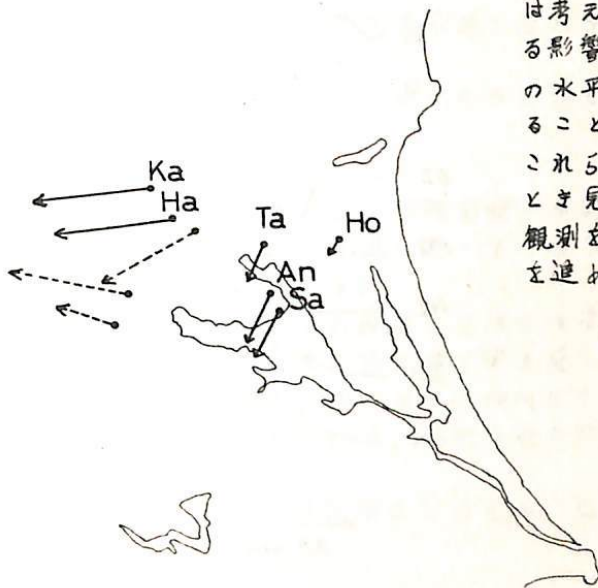
(地磁気観測所)

柿岡の周辺で地電流だけでなく地磁気についてもかなりの局地性のあることが知られている。(柳原・横内・久保木・大島)柿岡の南10kmの志筑ではプロトン磁力計による観測から全磁力の日変化が柿岡と異なり、それが一種の半島効果になっていることが分っている。(柳原・大地)これらのことは観測所としてもきわめて重要なことであり、関東異常の特性の調査からも柿岡周辺のCA観測が必要となってきた。このため1971年より観測を開始した。現在までの観測点は次の通りである。

出島	安食 (An)	地磁気三成分G I T型直視磁力計・地電流二基線(70~110m鉛電柱)	〃
	坂 (Sa)		〃
玉里	(Ta)	地磁気三成分G I T型直視磁力計	〃
半田	(Ha)		〃
銚田	(Ho)		〃

観測期間は一ヶ月半〜二ヶ月で解析に必要な資料が50〜100にとれるまで行なった。この結果は次の通りである。地磁気が北向きに変化したとき地電流の方向は図の通りである。またこの方向は玉里以外は非常にせまら幅に抱束されており柿岡に類似している。点線で示したものは前に久保木の求めたものである。これらの筑波山塊を半島とみたてた効果がよく表われている。また柿岡が一般の観測所の2〜5倍大きいことも筑波山塊の比拵杭から説明できる。

地磁気の変化ベクトルは5°〜11°西よりで柿岡と大差ない。大きさは柿岡の0.68に対し出島安食0.88 玉里0.76 半田0.88といづれも大きく古い資料から館野が0.82であり関東異常と考え合せるとよく一致する。地磁気の変分量の比を求めると柿岡のそれと比べて安食の鉛直分力が27%大きく、半田の水平分力が10%小さく、玉里の偏角が8%大きい。これらは観測誤差や統計上の誤差とは考えられない。これらの原因は地電流による影響だけでないかも知れない。とくに半田の水平分力の変分量が柿岡に比べて10%も異なることは僅か々kmの距離としては大きすぎる。これらのことは今後地磁気の精密観測をするとき見のがせない事実であり更に周辺のCA観測を追加しこれらの構構について更に検討を進めたい。

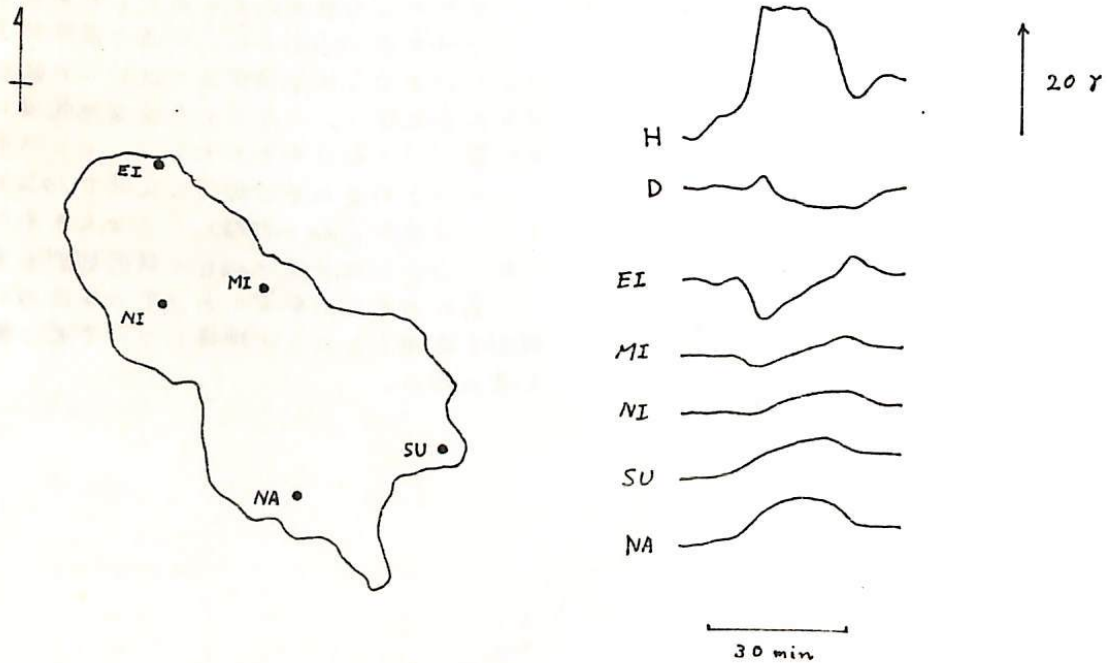


大島章一 近藤忠 本蔵義彦
海上保安庁水路部 東京大学地電研究所

1968年に水路部は八丈島において地磁気変化観測を行ひ、Island Effectの存在を明瞭に示した。更に、島内の各観測点で顕著な周期待性のみならず、Island Effectの複雑さを示唆した。特に島の中部の三程では周期60分を境に、 $\Delta Z/\Delta H$ の値が逆転するところがあった。力哉は、この周期待性はSelf-Inductionによるものであると考へるModel計算を行つたが、八丈島のような小さな島では無視できるほど小さく、これを観測結果に説明しようとするにはなかつた。その後地電研究所は三宅島において地磁気変化観測を行ひ、八丈島同様、顕著な周期待性を発見した。著者の一人本蔵は、この周期待性はCentral Japan Anomalyによるものであるとして、Island Effectそのものは周期5分から120分の範囲では顕著な周期待性を示さなると結論した。

これは前回観測は同時観測ではなかつたが、観測期間も短く十分な記録が得られなかつたので、今回この問題を解決するため、再び八丈島において地磁気観測を行ふことにした。昨年12月にFlux-Gate磁力計4台を島の臨時観測点に設置し、三程の磁力計を合せて5点の同時観測を行つた。

現在記録を解析中であるが、Transfer Function Au での周期約30分より長い変化に対しては、各観測点でほぼ同様なものCentral Japan AnomalyによるものかIsland Effectによるものか、それぞれ、それより短い変化に対してはIsland Effectだけのみによる結論をさそうである。更に、Island Effectは三宅島同様小さく、八丈島下の良導層の存在が予想される。より詳細な議論は次の号に報告するつもりで、今回は簡単な観測結果を報告するつもりである。記録の一例を下図に示す。EIとNAでは顕著な逆転がみられる。



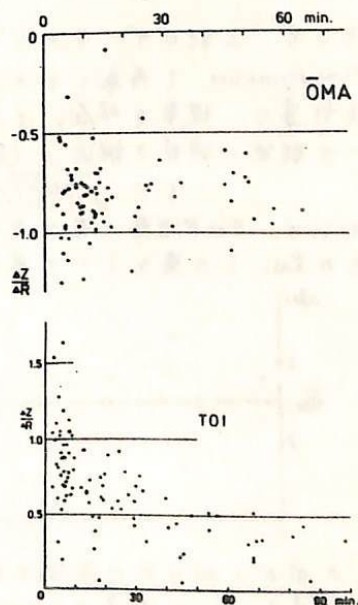
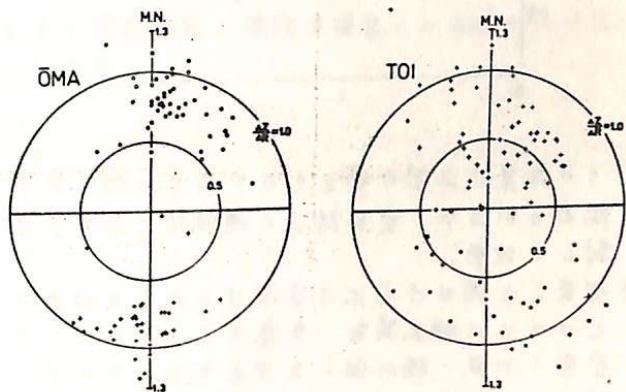
津軽海峡の両岸における
地磁気短周期変化の観測

山下 清・横山 泉
(北大理)

東北日本の電気伝導度異常およびそれに対する海峡の影響を調べる目的で、津軽海峡をはさんで、下北半島北端の大間と渡島半島東南部の戸井において、地電流と、Flux-gate型3成分磁力計を使って地磁気短周期変化の観測を行った。観測は、大間では1972年8月22日～9月23日、戸井では1972年10月5日～12月28日の間行った。その結果、以下のようなことがわかった。



1. ΔZ の向きが、海峡をはさんで逆転する。
2. 大間では、周期によらず、パーキンソンベクトルは、ほぼ北を向き、 $\Delta Z/\Delta R$ はほぼ1になる。
3. 戸井では、10分以下の変化では、パーキンソンベクトルは、海峡と直交し、 $\Delta Z/\Delta R$ は大きい。
4. 戸井では、10分以上の変化では、パーキンソンベクトルは、南よりやや西を向き、 $\Delta Z/\Delta R$ は小さい。
5. 大間では、 $\Delta Z/\Delta R$ は周期によってほとんど変わらない。
6. 戸井では、上記の周期特性がはっきりあらわれ、約40分を境として傾きが変わる。
7. 大間では、戸井にくらべて、高周波成分が3成分とも少ない。
8. 地電流は、両地点とも、東西方向が卓越する。
9. 地電流は、大間では海峡を流れる電流と逆向きを示し、戸井では同じ向きを示す。
10. パーキンソンベクトルと地電流変化の主方向とは、両地点とも、直交する。



以上の観測結果のほとんどは、津軽海峡がほぼ東西を向き、そこに海に誘導された電流が集ってくることによって説明できるように思われる。

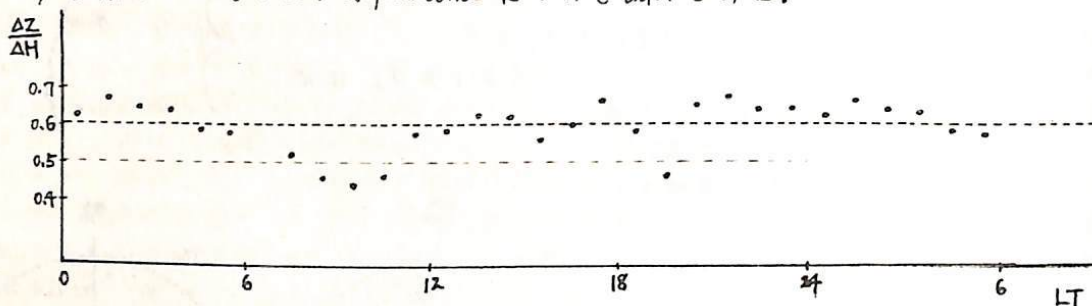
今回の観測結果と現在までの結果とを総合すると、いわゆる東北日本異常は、下北半島北端で最も著しくなるようであり、また、北海道南端ではその傾向が全く逆転する。従って、東北日本異常には、津軽海峡の影響が大きいと結論せざるを得ない。

今後の課題としては、海峡効果がどのくらいのものか定量的に求めることであろう。

榊岡等に於ける $\Delta Z/\Delta H$ の変動より得た地磁気拘束面パラメーターの日変化についての統計的推測

富田 宏
東 大 理

榊岡等日本の観測所に於ける地磁気短周期変動 (SC, SI, bay) 観測値を整理して、 $\Delta Z/\Delta H$ の値を統計してみると、顕著な日変化が認められることは既に久保木 et al. によって指摘されて来たところである。この事実は、地球内部の電磁感応を研究する際に是非とも考慮すべき問題である。今回は先ず始めに、Rep Geomag Geoelec Obs, Kakioka 所載の 1957~1971 の SC のデータを用いて、その LT dependence について調べてみた。



その結果は上記の如きものであり、明らかに昼側で小さく、夜側で大きい傾向が認められるが、更に詳しく持続性、上昇乃至下降性、周期性について統計的に検討してみた。

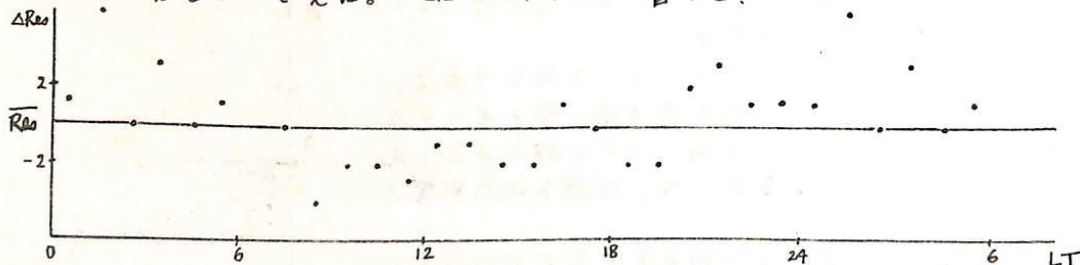
従来この様な日変化は見掛け上のものであり、現象の Duration に対する応答、 ΔD についての補正等を、考慮することによって取り除かれ、各観測点での地磁気拘束面 (打武-横山面) を決定するパラメーター A 及び B の値は平均としては変化しないものと見做されて来た。但し A, B は、 $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ である。

そこで、上記のデータのうち $\Delta H > 10\gamma$ 以上のもの 144 ケを選び、個々の event 毎に Time dependence を考慮した A, B の値 (久保木-大島 所載) を用いて $(\Delta Z/\Delta H)_{ST} = A + B \cdot \Delta D/\Delta H$ を計算し、現実の $\Delta Z/\Delta H$ との差 $Res \equiv \Delta Z/\Delta H - (\Delta Z/\Delta H)_{ST}$ を求めてみた。

一方観測の誤差の評価を $\langle \delta \Delta H^2 \rangle = \langle \delta \Delta Z^2 \rangle = S^2$ とした

$$\epsilon \equiv \sqrt{\langle \delta (\frac{\Delta Z}{\Delta H})^2 \rangle} = \frac{1}{\Delta H} \sqrt{1 + (\frac{\Delta D}{\Delta H})^2} \cdot S$$

として、Res が有意な差を示すものを抜き出し、正に外れるものを Res+ と負に外れるものを Res- との差をとって見た。 $\Delta Res = Res+ - Res-$ と書くと、



この図から明らかに昼側と夜側での傾向の相違が見られるが、更に統計的に吟味して見た。この相違は External field の ΔZ に依るのではまいかと思われる。今後検討する。

II-27

Induction理論に於ける一ニの数学的モデルについて

富田 宏
東 大 理

Electromagnetic Inductionの理論を地球内部乃至電離層の如き連続体に応用する研究は A. P. Price, A. A. Ashour, T. Rikitake などの研究者達によって比較的早くから遂行されて来た。

今回は、これらの理論的計算につけ加える意味に於いて、地下高電気伝導領域が或る種の Undulation を持っているとき、同時に電離層の影響を考慮に入れてモデルについて幾つかの二次元的取扱いを述べてみたい。

次に先の学会で報告した地磁気擾乱現象に関連して、初期条件として \vec{E} の電場系を仮定した時の二層球殻の Induction 及び半球殻モデルの Induction についても触れてみたいと思います。

一般にこの種のモデル計算と CA 現象等を含む現象の複雑な現象との関連について考察することが重要である様に考えられます。

久保木忠夫・小池捷春・原田晴男(地磁気観測所)

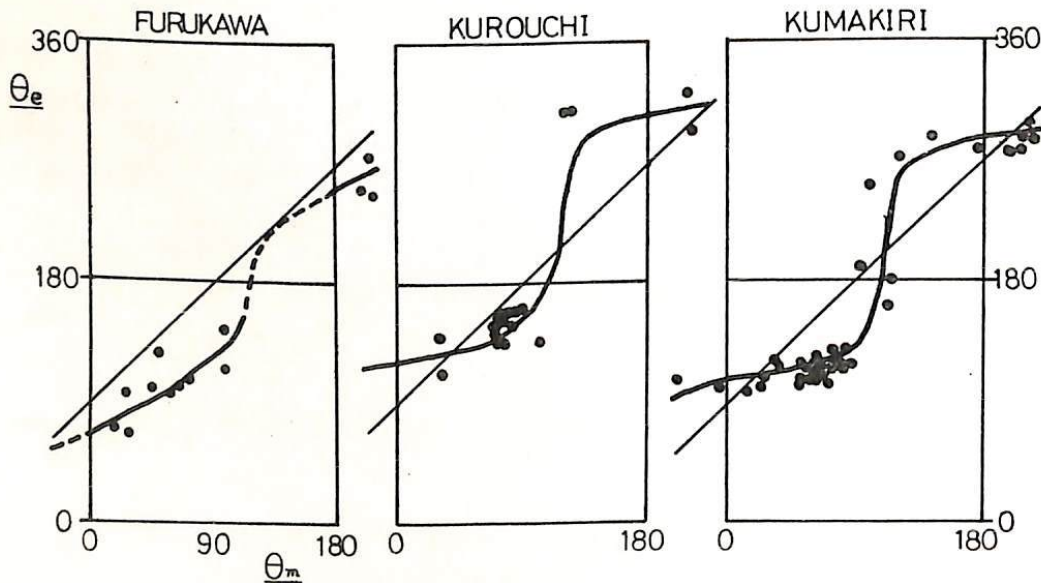
谷口 武(岐阜県 吉城高校)

前の引回の講演会において静岡県熊切と岐阜県古川町吉城高校で地電流の測定を行
 った結果について報告した。これによると従来考えられていた地電流の流線が日本中部
 の方向をかえ南と北と逆になる、という(長谷川 淳)のとは異なる。結果に反して、
 これは柳原一夫の考えであるように日本列島が、大きな海陸の分布による陸内領域と局所
 的な小陸内領域の二つからなることで説明できるものである。

古川の資料は人工擾乱の影響をうけていたのと、更に資料を追加するため、黒内(北緯37°16'
 9:38'14')で1972年8月より10月まで地電流の観測を行った。ここでは人工擾乱が少
 く日中の最大時でも5 $\mu\text{V}/\text{km}$ 以下であり、地磁気との関係は次の図のようになる、という。全
 体としては45°の線になっているが、いわゆる主方向が強く表われている。地電流の変化
 量そのものは林岡の1/2古川の1/2であり、局地性をよく表わしている。

今年3月、更に確認をするため岐阜県郡上郡赤松村(北緯37°04', 9:35'35')において同じ
 方法で地電流の観測を行った。ここでは地電流の変化量が小さく林岡の約1/2でも日中
 の電平の影響が20 $\mu\text{V}/\text{km}$ も入っており、CA観測を行おうには困難な条件にある。現在
 までとれた結果では地磁気が北向きに変化したとき、地電流は西南西の方向に向く、という。
 これは予想された方向より大きく南寄りであるが、日本中部の地電流の流線が方向をかえ
 るものである。著者らの考えであることが正しいことが実証された。

和食については現在も観測は続行中であり、資料が入ると次第に詳しく報告してい
 く。すなわち中部日本の南側では人工擾乱のため、地電流観測は不可能に近くなり、また長
 野県では特殊な所であると観測できる限りあるので早い機会に観測を行う、という、
 日本中部の電磁気的な地下構造の究明をほかりたい。



宮腰潤一郎

鳥取大学 教養部

Al Duba と F.E.M. Lilley は、海嶺上の海底または海上において地磁気、地電流の観測を行うことにより、海嶺下に存在するであろう Conductor を検知する可能性があることと最近の J. G. R (vol 77, No. 35, 1972) 上で述べている。

筆者は 1966 年の春の学会において、太平洋中にほぼ南北に連なる East Pacific Rise 上に位置する Easter Island の 1963 年夏の地磁気資料を用い、その偏角の日変化にやや特異性が見られることを述べたが、その後さらに他の季節における偏角の日変化と、SSC の様な短周期変化の際の様相について、他の観測所と比較して調べた。その結果、これまでに判明したことは次の通りである。

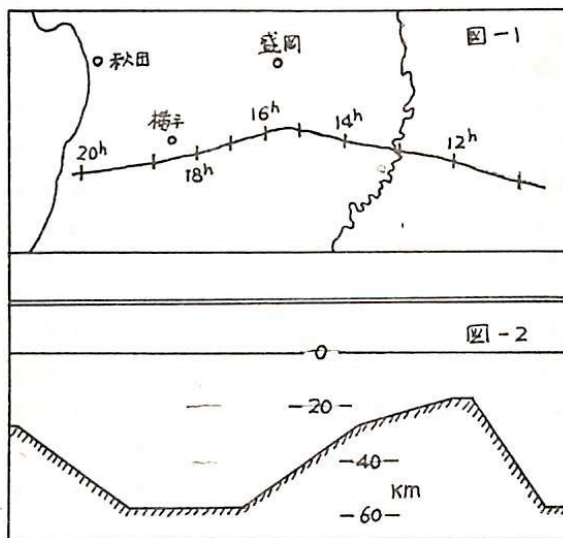
- 1) D-month, E-month における偏角の日変化に関しては、Easter Island の振巾は他と比較して大きい方である。
しかし緯度効果を考慮し、さらに松下、前田が行った様に経度方向へ Zone に分けてみてお点のバラツキが大きい。ではっきりした結論は得られない。
- 2) 各観測点における SSC の際の地磁気変化水平ベクトルの分布をみると殆んど観測点ではほぼ南北方向を向くが ($|\frac{1}{H} \frac{dH}{dt}| \approx 0 \sim 0.4$) Easter Island, Tucson, San Juan では東西方向に強く偏る傾向がある。

加藤愛雄, 遠山文雄, 石川守 : 瀬戸正弘, 早坂孝
 (東海大学航空宇宙学科) (東北工大)

1972年6月22日, 三陸大気球観測所より放球された大気球(Ba-30)に, フロトン, フラックスゲート両磁力計を搭載し, 地上約25kmで地磁気観測を行った。

大気球のフライトは長時間(約16時間)にわたったが, 11時から20時までの間の航跡は図-1のようだが, この間に測定された垂直成分とW.M.S.(1965年)を用いて, 東北地方の磁気的地下構造を推定した。

まず, W.M.S.から航跡にそって, 地上3kmでの垂直成分の測定値と計算値を読み取り, その差を求め次に, 大気球で観測された垂直成分を1分毎に読み取り, 更に10分毎に平均して得られた値を測定値として, この測定値と仮定された地上25kmでの計算値との差を求めた。又, 水沢測地観測所の記録によれば, 当日の地磁気変化は静かであったので, 上記の差の原因は地下の磁気的構造にあると考えられる。これらの差を説明するために, 図-2のように垂直方向に一様帯磁(2.6×10^{-3} C.G.S.e.m.u)して二つの場合を考えたモデル計算をするとかなりよく説明できることわかった。



柳原 一夫

地磁気観測所

地磁気経年変化に外部磁場の影響が入っていることは予想されることであり、11年変化の抽出も試みられている。外部磁場の影響を分離抽出することできれば、地下状態の変化を地磁気変化から推定するのに大いに役立ってであろうが、なかなか困難なことである。

1900~65年の \dot{H} を世界各地観測所について求めると、もと々と数が少ない上に振動が激しく観測精度上問題のある観測所が多い。北半球中低緯度を一周する10コの観測所(比較的良質と思われるもの)の \dot{H} 経年変化を比較一覽すると、1930年以降は比較的一致した短期変動を示す(もちろん長期傾向は別にして)が、それ以前の前半部はあまり一致性がない。これは古い時代の観測精度が劣っているためであろう。

後半部の一致した変化をみると11年周期が基本としてあるが、個々の凸凹は年々もつと大きく、しかも中低緯度を一周して一致しているのが有意義と思われる。これらと抽出することを試みる。

外部磁場影響のもつとも大きいものはいわゆるDR(+DCF)と考えられ、日平均値の変動の緯度分布($\dot{H} \times \cos \theta$)はこれを裏書きする(久保木)。日平均値の \dot{H} がこうなら、年平均値の \dot{H} も地下原因の長期変動を除けば同じはずである。この観測から前記10カ所の平均 \dot{H} 変化を求め、長期変動を10カ所平均で、

$$(\dot{H})_0 = \beta_0 + \beta_1 t + \beta_2 t^2 \quad (t: \text{year})$$

とおいて残りを求めると、(年々凸凹)+(11年変化)の他、なお長期変動が残る。これは一見予備しているように見えるが、11年変化があるために上式を使って最小二乗法で求めた際の影響を受けるためである。これは

$$\dot{H} = \beta_0 + \beta_1 t + \beta_2 t^2 + a_1 \sin(2\pi \frac{t}{11} + d_1) + \text{irregular}$$

と仮定して、最小二乗法により t の一次係数を求めると $[\beta_1] = \beta_1 + 0.0173 a_1$ となることが明らかである。(左に示す数値0.0173は $t: -16.5 \sim +16.5$; $d_1 = 0$ に就してのもの)。逆にいきなり11年周期変化を求めれば、長期変動分の11年周期成分が誤差として入る。

このようなことを考慮して、実際には11/2年周期もとりあげて、まず平均長期変動と平均11年周期変化を抽出した。後者は太陽活動と相当よく一致する。平均長期変動を除いたものを平均緯度における外部磁場の影響分と仮定して、 $\cos \theta$ -lawにより各観測点に適用して引き去れば各点の本当の地磁気永年変化が求められる。

地磁気観測の歴史はこのような解析をするには短かく、かつ古い資料は精度^の不足なものも多い(最近のデータでも疑問のものも相当ある)。解析に必要の精度のあるデータも合理的に選択すること、短い期間の資料から長期変動とそれに重なる周期的、非周期的変化を分離することは相当困難であるが、なお試みを行きたい。

水野 浩 雄

国土地理院

前回につづき、磁気異常の頻度分布について報告す。資料は国土地理院の一、二等磁気測量のデータで C_1 , C_2 補正とほどこし、1970.0年に化成したものであ。測定値の数は1855個である。これらの資料により、最小二乗法を用いて *differential longitude and latitude* の二次式の形で *general distribution* と決定する。この *general distribution* と用いた1970.0年値との差と磁気異常とする。

前回は以前に原田美道氏がみちがいた結果と比較すため *anomaly* の絶対値と横軸にとり頻度分布と調べたが、今回は符号も含めた *anomaly* の値に対して頻度分布と示す。更に前回未了だった成分もつけ加えよ。

前回そのべたように、日本の *anomaly* の頻度分布は二つの型に大別できるとみ。中国南部、四国、紀伊半島から中部の南西部にかけては、いずれの成分も *anomaly* が小さい。これは磁気図とみても明らかで、この地域の頻度分布は才一図のように。すなわち *anomaly* が $-100\sigma \sim 100\sigma$ の範囲に90%以上の真が入り、 $-50\sigma \sim 50\sigma$ の範囲ととって70%以上の真が含まれ、*anomaly* の上限も数百 σ に止まっている。一方その他の地域では頻度分布ははるかに横にひろがった型とみ。才二図には東北地方の頻度分布と例にあげた。 *anomaly* が $-100\sigma \sim 100\sigma$ の範囲に入るのは高々50%であって左右に長くすくと、*anomaly* の上限は1000 σ とこえ。前回も指摘したことで、後者の大部分の領域が *green tuff* 活動地域であり、前者がその非活動地域と一致す。これら両者の型と比較すると才二図の横軸目盛と1/2とし、たて軸目盛と2倍にするとほぼ才一図に同じような型にみ。

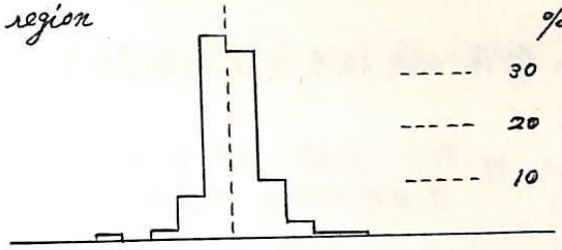
そのようにみれば、それぞれの地域の *anomaly* の原因とみず地殻の帯磁の空間的スペクトルの振中と2:1にてればおおよそ両者の関係と満足すことにみ。すなわち *non green tuff region* の地殻の帯磁の程度は概して *green tuff region* の1/2ということであ。勿論これは唯一の可能な解釈でもみし、また細かくみれば

non green tuff region での頻度分布は才二図のたて軸、横軸と2倍、1/2倍したものでよりシャープに立っているで、その帯磁の程度はもっと小さいとみよべきであらう。

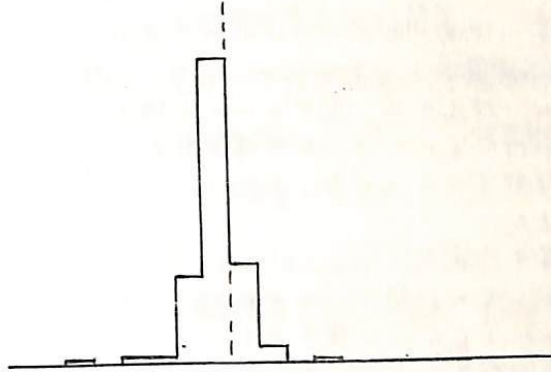
頻度分布からもうひとつみとめられることは *anomaly* のに関して一般に正負対称にみられていることであ。もし地殻が地球磁場の方向に帯磁してれば、偏角の *anomaly* 頻度は対称にみられ、水平分力と垂直分力は本来非対称であ。それともうひとつは *general distribution* として *differential longitude and latitude* の二次式とここのこととを並列の向題もあ。 *non green tuff region* の *D* の *anomaly* 分布は明らかに負側に偏ったことであ。これは磁気図からみても見当がつく。その北側の *green tuff region* の分布にもこの傾向がみられ。したがってこの地域には二次式分布では除去しきれない、しかし地域全体とおおよそ規模の長波長の *undulation* が重畳してこみよりであらう。こゝに述べたことは他にみられるべき検討を加えよ必要があ。

non green tuff region

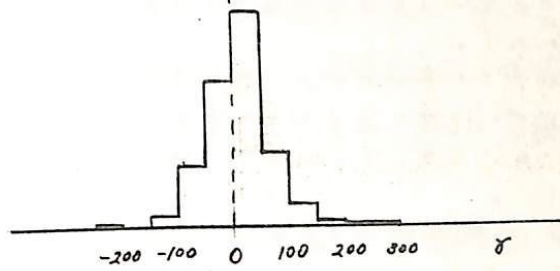
X



D



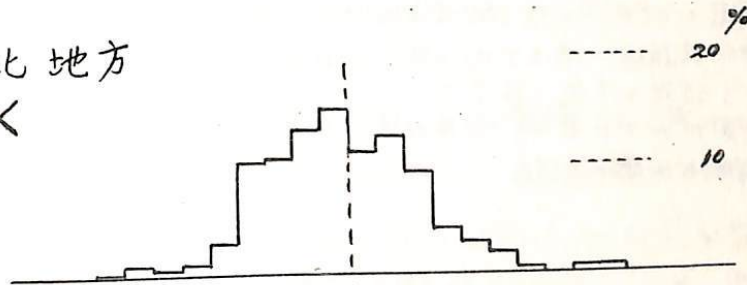
Z



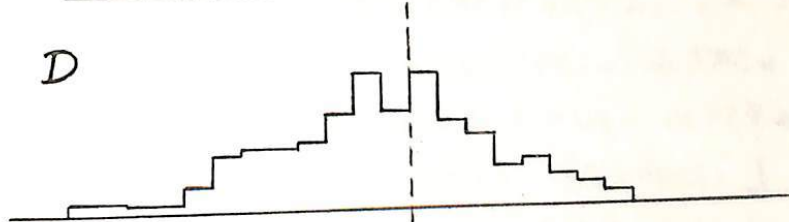
才一図

東北地方

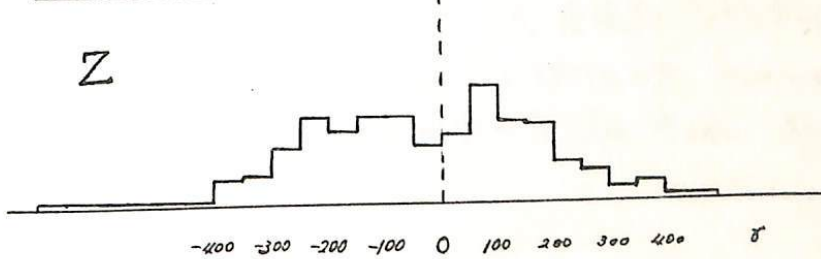
X



D



Z



才二図

II-35 夜間の静穏日地磁気日変化 (II)

太田 征次 部
(岐阜医科大学)

地磁氣的に静穏な日の夜間の日変化については、さきに、この学会でその季節特性の項 (Seasonal term) $< \frac{1}{2}(\text{Summer} - \text{Winter}) >$ について報告した。それによると、統計上や、分散は大きい、緯度分布、ポテンシャル論の見地から一応の結論を得た。特に多くの人の日変化解析結果から得られた球面数各項の係数のうち、季節項の P_2' の係数が、度々その量とも非常に大きく一様しており、少くともこの項は夜間比に比してこゝと強調することが出た。

しかし、この際、年平均状態 (annual mean) については分散が大きい統計時には夜間変化として表現することが困難なことがわかってきた。その後、精細に検討した結果既結論を出すことが出来たので報告する。

この論文では、統計的に意義を持たせるために工夫したことを最も強調したい点である。即ち、個々の日の平均を算出した場合の分散の大きいことについては処理の方法は全くないようと思われたが、^{まう}

- ① 逐年の状況があまり異な^{まう}らないこと。
- ② 擾乱日と静穏日との比較によっても、擾乱の影響の少ないこと。
- ③ 地域特性 (ヨーロッパ帯、アメリカ帯、極^北帯) に分けて考慮することによつて統計的に意義あること。
- ④ 南北両半球については③は昼間の日変化の残存 (after effect or pre-effect) のとりわけに工夫すること。
- ⑤ 世界時変化のあること (これは地域特性と形態学 (morphology) に由来する)

ととりあけて統計の信頼度を高めることに成功した。

この結果がかなり複雑な変化の組合せであるということに、たゞ、尚検討の余地はあつた。算出された地方時変化、世界時変化 (地域特性からしめたい) をとらねて気研究の資料ともなるべきと思ふ。

II-36 地磁気日変化等価電流系の変動(続報)

白木正規・柳原一夫
気象庁・地磁気観測所

これまでの解析で、地磁気日変化等価電流系の中心緯度が、30日~10日周期で変動するということが調べられてきた。その一つの方法は、中緯度の観測点の水平成分から求めた $\alpha = \sum H(\text{day-time}) - \sum H(\text{night-time})$ というファクターを調べることである。このファクターは粗い近似で電流系の中心緯度の変動を示す。1936~1938年, 1938~1940年, 1940~1942年, 1942~1944年, 1961~1963年という5つの期間について、毎日の α の変動をパワースペクトル解析して周期性を調べた結果、解析期間によって卓越周期はいくぶん異なるが、30.0日, 24.0日, 15.0日, 13.3日, 9.1日, 7.1日, 6.3日というような周期のところにパワーのピークがみられる。このような周期で電流系の中心緯度が変動することは、1971年の解析からも明らかである。この場合には、女諸別, 柿岡, 鹿屋, 父島の水平成分の形から中心緯度を求めるという方法をとったが、毎日の変動のスペクトル解析の結果、30.0日, 10.0日, 7.5日の卓越周期がみられる。

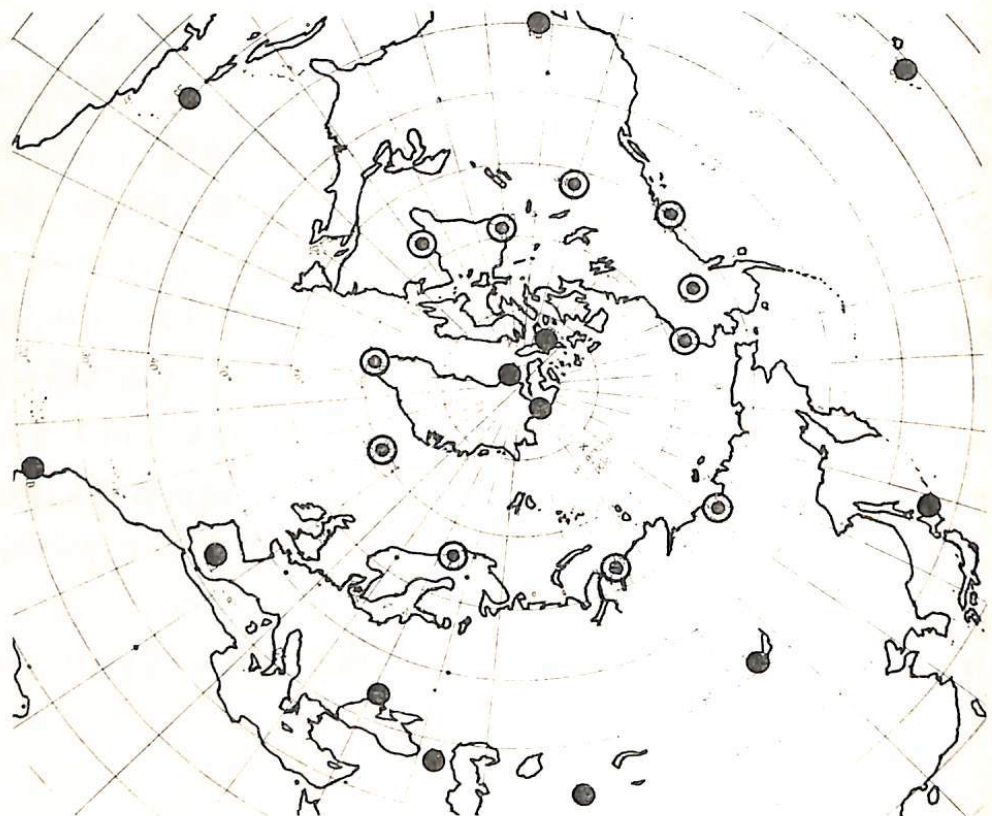
今回の解析は、変動のダイナミックスペクトルを求めて周期構造の時間的変化を調べた。 α では30日, 15日, 10日, 7日というところにパワーがみられるが、これらの周期のパワーは単に見られるものでなく出現と消滅をくりかえしている。1936-1944年の間には、太陽黒点数が著しく変化しているが、 α のパワーには影響していないようである。また、この出現・消滅は季節に依存しているともみられる。卓越周期からみると地磁気擾乱に関連しているとも考えられるので、Ap indexのダイナミックスペクトルを同じように求めた。両者のスペクトル構造を比較してみると、卓越周期が同じであることや、パワーの安定性が短いことから、両者は関連しているともみられるが、パワーの卓越周期やピークの時期が必ずしも一致していないことからみると関連がないうちにもみえる。1971年の中心緯度の変動のダイナミックスペクトルからも、 α の場合と同じように、解析期間を通して安定したパワーは得られていない。この期間には、Apインデックス, 電流系のインテンシティ, 2800MHz太陽電波フラックス, についてもダイナミックスペクトルを調べてみた。これらの相互のスペクトル構造の比較をおこなったが、いまのところ明確な関係は得られていない。

上出洋介・福島直
東京大学理学部

極冠地域・極光帯地域および中低緯度における地球磁場変動を長期間にわたって対比するために、試みに1971年1月全期間を選び、各地域においてそれぞれ適当な15分値indexを作成して比較してみた。

極冠地域に対しては、静穏時レベルからの差をもとに、 $\{(\Delta H)^2 + (H_0 \Delta D)^2\}^{1/2}$ or $\{(\Delta X)^2 + (\Delta Y)^2\}^{1/2} = \Delta F$ を3地点で求め、 ΔF_i ($i=1\sim 3$)の最大値をPC, 平均値をAPCと記す。極光帯地域に対しては、11ヶ所の観測所の記録のHまたはX成分を用い、静穏時レベルからの差 ΔH_i ; または ΔX_i ($i=1\sim 11$)の最大値をAU, 最小値をALとし、 $AE = AU - AL$ をも求める。中低緯度については、各観測所における平均 S_g からの差を ΔH_i ($i=1\sim 10$)とし、 $\frac{1}{10} \sum \Delta H_i$ をDstと記し、また $\frac{1}{10} \sum \Delta H_i \cdot \sec \theta_i$ (θ_i は各観測所のgeomagnetic latitude)を求め、後者をDSTと記す。またAEの求め方に準じて、中低緯度の ΔH_i の最大値をLU, 最小値をLLと記し、 $LP = LU - Dst$, $LN = LL - Dst$ をも示す。中低緯度における ΔH_i のlongitudinal asymmetryをあらわすASYは、 $ASY = LU - LL = LP - LN$ であらわされる。また中低緯度におけるH減少が、磁気圏内で4 earth radiiの赤道面上に強さ i_s の西向きsymmetric ring currentと、それと共存する強さ i_p , 緯度中 W° にわたって流れる西向きpartial ring current (その両端はfield-aligned currentとして電離層に達し、電離層では東向き線電流となって閉回路をつくっている)によって生じていると仮定した場合に求められるパラメーターは、DRS (強さ i_s のsymmetric ring currentが地上磁気赤道面地点に及ぼす磁場), $DRP (= DRS \times i_p / i_s)$, W , およびpartial ring currentの中心local time T であり、またこのようなring current systemによる表現を用いた場合のresidual R も計算できる。

PC, APC; AU, AL, AE; DST, ASY, LU, LL, LP, LN; DRS, DRP, T, W, Rを15分毎に1ヶ月間にわたって表および図面が作成されているので、これらのindicesを比較して気付いた点をいくつか述べる。右図はindices作成に用いた観測所の分布を示す。



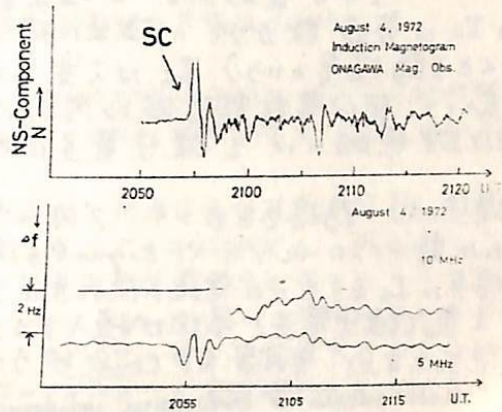
HFドップラー観測による電離層擾乱と地磁気擾乱との相関

一、瀬 琢美 (同志社大工学部) 小川 徹 (京都大学工学部)

地磁気擾乱と電離層擾乱との相関は電波観測によるとF層において特に著しい。1972年 August event では Solar Flare に起因する極めて大きなSCの現象が観測されており HFドップラー観測においても顕著な現象が観測された。第1~4図は地磁気のSC, 及び磁場変動とドップラー観測による周波数変動である。

1) SC

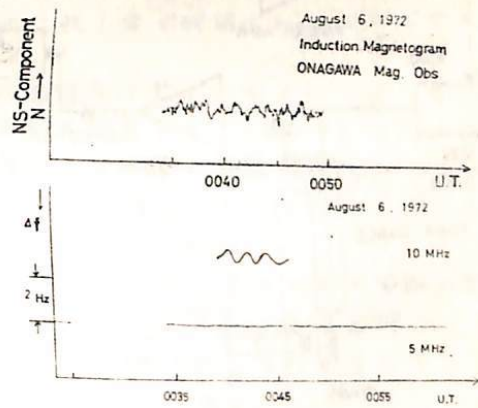
Solar Plasma が磁気圏に衝突することによって地球の磁場が圧縮されると仮定し、導電性の電離層に電場が誘起されるとすればこの電場による電子の Drift motion によってその層で反射する電波に Doppler 現象を起す。従って磁場変動の時間微分と Doppler Shift は比例関係にある。第1図で SC の Induction Magnetogram と Doppler Shift を比較すると両者の位相関係は同位相に近い。



第1図

2) Pc

第2図において Pc4 に相当すると思われる磁場変動と Doppler Shift をくらべると、ほぼ同位相である。

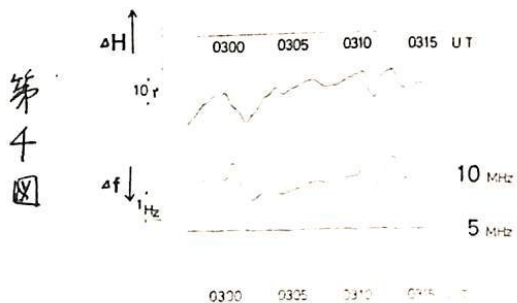


第2図

第3, 4図の磁場変動は位相比較のため Kakioka Obs. で観測された Normal Magnetogram を拡大したもので Doppler Shift と比較して逆位相関係にある。

これらのデータをもとに H. Rishbeth and O.K. Garriott (1964) 及び J.A. Jacobs and T. Watanabe⁽¹⁹⁶⁶⁾ によって提案されている理論モデルを使い位相関係について議論する。

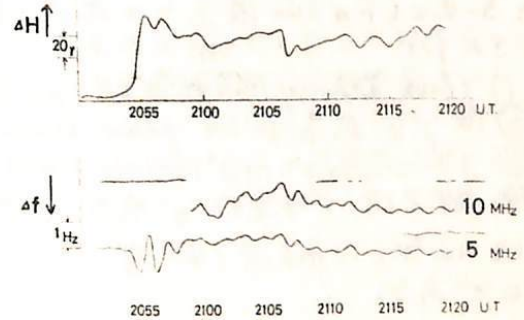
August 6, 1972



第4図

第3図

August 4, 1972



II-39 RF-SQUID磁カ計

橋野 賢, 北村 泰一

九大理学部

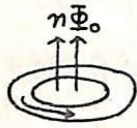


Fig. 1

超伝導金属でつくられたリング(Fig. 1)をHe温度(4.2°K)に保ち外部磁場を加えると、リング内には外部磁束の浸入を防ぐように電流が流れる(Frozen-in)。外部磁束を強くするとリング内電流は増大するが、或る値 I_c に達すると超伝導状態が破れて外部磁束は内部へ一季に、しかし量的には1磁束量子($2 \times 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$)の整数倍の単位で浸入する。

この I_c は普通数ガウスの磁束に相当する。しかし、リングの1匝を針のように細くしておくと(弱接点という) I_c は大変小さくなり(数 μA) ほんの小さな外部磁束の変化にも対応して、超伝導状態を破って内部に外部磁束を等量入れるようになることが出来る。これは理想的には1磁束量子に対応することが出来る。

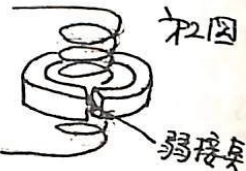
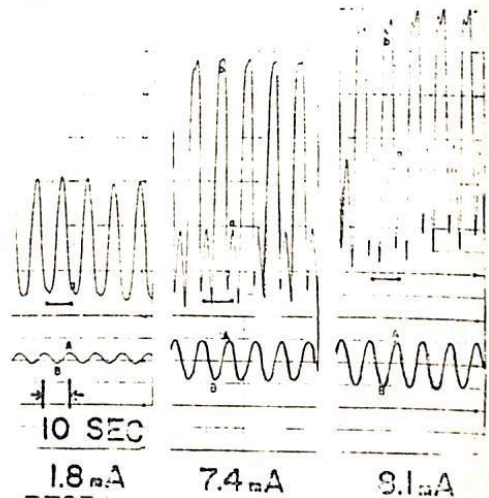
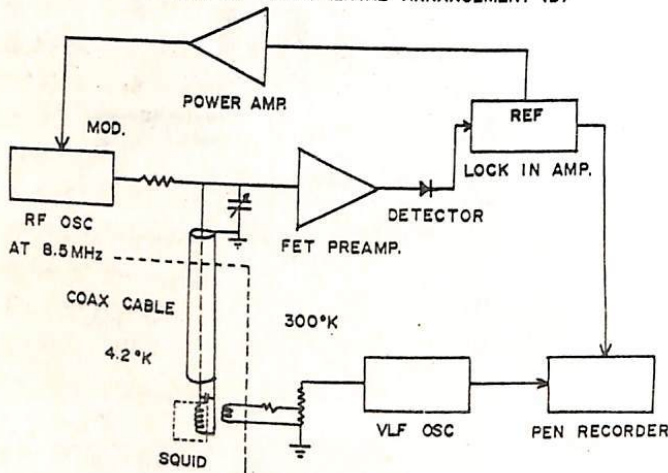


Fig. 2

現実には、弱接点をもつリング内にFig. 2のようにコイルを挿入しこれに数マイクロヘルツのRF signalを流し、その振幅最大の時こそ弱接点に I_c じりじりの電流が流れるようにしておく。すると外部磁束が1匝(磁束量子)単位で浸入する。その際パルス(0.1 μV 程度)を発生するがこれをRF coilでうけて増幅する。これが原理である。

BLOCK DIAGRAM OF EXPERIMENTAL ARRANGEMENT (B)



我々はこの方式の磁カ計を試作したが結果はますますのこりと3で有り、感度も 10^{-7} G 程度は有ると考えている。結果を上図右に示すが known の磁場 (10^{-7} G 程度) を与えて(下のsin波) その応答(上)が記録されている。

これは

- ① flux transformer を加えることにより 10倍~50倍程度感度と上げることが出来る
- ② xy成分もこの flux transformer により任意の精度で可能である
- ③ スチールの小さい"イス"(例えばロケットの残留磁気等) はとり除くことが出来る。
- ④ 耐久性 安定性も充分見込みがある。

しかし依然として解決しない重大な欠点はヘリウム液化槽という装置を必要とする点である。

柳原一夫, 河村謙, 佐野幸三, 久保木忠夫
地磁気観測所

柿岡の地磁気標準観測のため新しい観測システムが1972年8月に完成し、KASMMER (Kakioka Automatic Standard Magnetometer) と名付けられた。KASMMERの主な構成要素は、

光ポンピング磁力計 4台

比較校正装置 (プロトン磁力計, 角度測定器 DI-72, 大型コイル)

計算処理装置 (H-10 2台 + アセサリー)

などである。角度測定器以外は自動的に働かせ、地球磁場各成分を0.1%の絶対精度でデジタルおよびアナログ値であらわすことができる (ただし絶対精度はプロトンの T_p を既知とする)。

4台の光ポンピング磁力計は全磁力 F , 水平分力 H , 垂直分力 Z , および H_y を連続測定する。 H_y は $N60^\circ E$ 成分で、偏角 D はこれと他の成分とから合成する。デジタルサンプリングの基本レートは3秒で、サンプリング値は計算処理装置に自動的にくられる。アナログ記録はモーターとして 20 mm/hr の normal run magnetogram と同様のものを常時チャートに記録し、必要に応じて高速度高感度のものを別のアナログ記録器で求めることができる。また4成分を連続同時測定しているので $F = \sqrt{H^2 + Z^2}$ を常時確かめることができ、磁力計精度の監視に利用する。

F 用光ポンピング磁力計には Alldredge 提案の ASMO 方式用の装置一式を附加してあるので成分用光ポンピング磁力計が故障したときはこれ1台で代用することができる。

光ポンピング磁力計は相対精度は高いが、絶対値精度は必ずしもよいとはいえないので、プロトン磁力計と角度測定器 DI-72 で器械定数を検定する。DI-72 はヘルムホルツコイルとサーチコイルを用いた一種の磁気経緯儀であるが、地球磁場方向をヘルムホルツコイルの方向によつて示す方法をとる、サーチコイル回転によるガタ誤差を消去し、精度を角度1秒程度に向上した。

検定の頻度は光ポンピング磁力計の安定度に依存するので、光ポンピング磁力計および関連設備に多くの改良を加えその安定度を向上した (0.1%/month の目標)。またプロトン磁力計、DI-72 の個々の測定値変動は光ポンピング磁力計のそれより大きいので、検定は多くの平行測定から求め0.1%の精度をうるようにしてある。

大型コイルは光ポンピング磁力計の出力を与えて、内部の磁場を一定値に止めるようにしてある (時間変化の消去)。一定値磁場のもとに磁力計の検定ができる。

光ポンピング磁力計、プロトン磁力計のデジタル計測値は自動的に計算処理装置に送られる。通常は光ポンピング磁力計の各分値を基本として、器械定数、局地差等を加え F, H, Z, D, I, X, Y の7成分各分値を磁気デリスフリストアップし、以後の計算処理 (例えば色値等) を行う。計算処理装置は超小型電子計算機 Hitac-10 2台に磁気デリスフ、磁気テープ装置、カードリーダー、カーブリーダー、カーブプロッター等を備え、各種処理が可能である。

試験運転の結果について述べる。

II-41 新標準磁気儀 KASMMER の角度測定器

DI-72 について

柳原一夫・久保木忠夫・今 実

(地磁気観測所)

今回の報告で KASMMER の概略を報告してあるが、このうち角度測定器 DI-72 はプロトン磁力計と組合わせていわゆる絶対観測をするもので比較更正室に格納されている。

DI-72 はサーチコイルを回して地球磁場の方向を求め、望遠鏡と方位標により偏角と伏角を算出するものである。各度盛板を合致させた時に比較更正室の制御器を動作させて各光ポンピングの値をミニコン H-10 に入れておき、後で偏角・伏角の値をインプットすればプロトン磁力計と組合わせて絶対値が求まり光ポンピングの補正量が算出できる。DI-72 の寸法は次のとおりである。目盛板の直径 400mm 、 $10'$ 目盛で度盛し、マイクローメーターで $1''$ まで読取る。総高 90cm 、幅 65cm 、望遠鏡口径 6cm 、長さ 30cm 、倍率 40 倍、サーチコイルの大きさは 4.4cm 、 $\#12$ 万回巻、 $108\text{k}\Omega$ 、出力 $1.9\mu\text{V}/1^\circ$ 。ヘルムホルツコイル直径 30cm 、コイル巻数 1200 r/mA 、サーチコイル軸と同軸上に増幅器用トリガー接点付。超低ノイズ低周波増幅器の検出はきわめて高くノイズ P-P $0.1 \sim 0.15^\circ$ 、サーチコイルはヘルムホルツコイルに固定されて回転するがヘルムホルツコイルに対しても自由に動くようになっている。これは次の理由による。サーチコイルは如何に良質のボールベアリングを用いても回転するカタがある。レーザーで実測した結果毎秒 $10, 20, 30$ 回ずつ $5, 15, 70''$ に達する。このため如何に検出用の増幅器の性能が上ってもサーチコイルの方向は求まらない。このためヘルムホルツコイルの作る磁場で地球磁場を小さくしてその中でサーチコイルを回転し、ヘルムホルツコイルの方向から地球磁場を求めるとこの問題は解決する。サーチコイルは低周波増幅器の特性上毎秒 $10 \sim 12$ 回が最も都合よい。従って回転しているサーチコイルは $5'$ 程度のカタがある。しかし磁場を 100° とするとカタによる出力の変化はサーチコイルに $1'$ のカタがあつたとしても 0.02° の出力になるにすぎない。またサーチコイルの軸とヘルムホルツコイルの磁場の方向がずれたときの誤差も同程度の量であり器械的にこれは $1.5'$ まで合わせられる。さらに磁場を $100 \sim 50^\circ$ にすることも器械の構造上容易にならう。電流は定電流安定電源から出している。検出用としてはトリガー接点を用いてシンクロスコープによりサーチコイルの方向の成分、センスを判別して相互に固定させたサーチコイルとヘルムホルツコイルの方向を容易に合わせることが出来る。またシンクロスコープは増幅部ブラウン管を分離して避けることにより擾乱磁場を避けている。

低周波増幅器は $5'$ 回の講演会で報告したものを更に改良し、入力換算で $0.2 \sim 0.4\mu\text{V}$ で検出しよう。サーチコイルの出力にするとノイズ P-P $0.1 \sim 0.15^\circ$ となる。帯域は $8 \sim 12\text{Hz}$ (-2db) で最大出力 $\pm 10\text{V}$ 、増幅度 130db 、ノイズレベル 150db である。狭帯域であるため商用電源は全く問題にならうない。ただ高感度のためマイロンの帯電による影響が少なくなつたので細心の注意がいる。

器械的誤差を除くため最小限 4 個の組合せで読取る。これを 1 回として観測は $4 \sim 8$ 回行なう。この各 1 回の値は光ポンピングと組合わせて角度の精度は標準偏差で示して $\pm 0.6 \sim 0.9''$ となる。これは光ポンピングの補正量に対しては $\pm 0.1'$ 、 $\pm 0.01 \sim 0.015'$ で決定されこれは光ポンピングの精度と同程度になる。

旧標準磁気儀 A-56, H-56, MO-P 型核磁気儀との比較の結果 DI-72 が一段と優れていることが分つた。しかし MO-P も予想以上に高い精度であり、分力を求めるのには優れた方式であることが固確認された。

II-42 最近の観測ロケットの姿勢変化

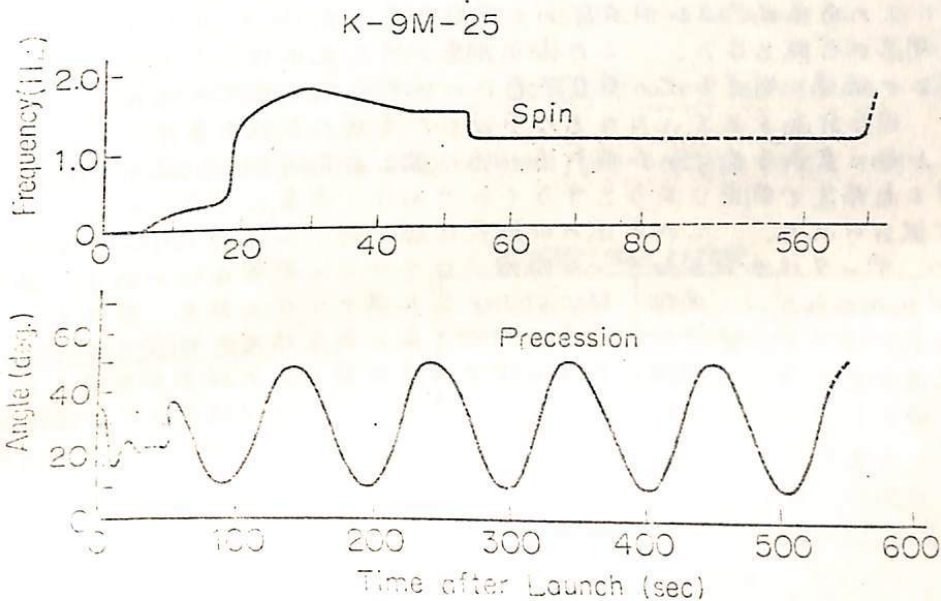
青山巖, 遠山文雄

東海大学工学部 (航空宇宙学科)

これまでフラックスゲート磁カ計によるロケットの姿勢測定を行なって来ているが、すでにロケットでは約70回、科学衛星で3回の実験回数に達した。尚、今年度からカッパ9M型のモデルケルケも行われ、この機会に現在まで行われた姿勢測定結果についてまとめてみた。更に最近のロケットの姿勢とその解析法、今後の方針についてもふれる。

この姿勢測定法は地球磁カ線を基準とし、これに太陽センサを加えて最終的な絶対姿勢を算出するものであり、一般にはロケット軸と磁カ線とがなす角で表わす。図は典型的なカッパ9M型ロケットの例である。

一方、最近の各種の観測ロケットにおけるプリセッション角とスピン率の平均値を表に示めてある。

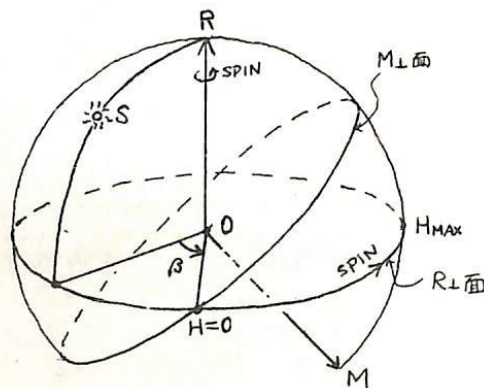


ロケット型式	スピン	プリセッション	
	(Rev/Sec)	半角値(deg)	周期(sec)
カッパ9M型	2.0	11	60
カッパ8型	1.6	18	87
カッパ10型	3.8	4	11
ラムダ	1.9	2	13
S-210型(3月試)	2.0	60	95

志山文雄・青山 巖・加藤榮雄
(東海大学 工学部)

フラックスゲート型磁力計を改良し、ハイブリッド方式での電離層電流による磁場測定を行ってきたが、その方法は未だ種々の問題が残っている。その中の一つに磁場の三成分観測の必要があり、今回は現在までのロケットでの磁場観測における問題点と三成分測定に必要な磁場の偏角測定法について述べ、あわせて今夏のロケット実験で計画されている偏角測定方法の現状を報告する。

現在までの測定方法はフラックスゲート型磁力計をロケット軸方向及びこれと直角方向に搭載して軸方向成分（Z成分）と直角成分（H成分）の二成分を観測してきた。H成分の測定はロケットが数ヘルツでスピンをするために一回転ごとに数ガンマ以上の磁場変化があり高精度測定が難しかったがH成分の最大値付近だけを測定する制御方式を採用することにより両成分とも約±2ガンマの精度で磁場観測を行ってきた。（K-9M-34号機）この方法はZ及びH成分の二成分測定であり、これに磁場の偏角が測定出来れば三成分測定が可能となる。この偏角測定が行なえれば、あわせてロケットの姿勢測定も精度向上や磁場に対する他の搭載機器への情報などの点でも非常に大きな利点となるであろう。現在計画されている方法は下図に示す様に太陽を基準として、スピンを利用したロケット軸に直角平面での太陽方位と磁力線と直角方向（H成分が0となる方向）の間の角度 β を高精度で測定しようとするものであり、今夏に予定されているK-9M-43号機の実験で試みられる。この方法の問題点は磁力計、太陽センサの精度やレスポンスの問題のほか、データ伝送およびデータ処理、ロケットの姿勢などがあり、偏角測定の精度を決定するものである。現在、磁力計および太陽センサの改良、製作が行なわれており応答速度をあげることによりこの偏角を約0.2度の角度精度で測定する予定である。このほかの磁場測定に伴う問題はロケットや周辺機器からの磁気的干渉をどう避けるか、地上での試験をどう行なうかなどがある。前者については磁気センサをグリーンによってなるべく遠くへ展出させ、地上での磁気量を適確に把握して補正を行なうことが現状では最良の方法であり、後者については、ヘルムホルツコイルと非磁性スピンテーブルを使って、現在シミュレーションテストを行なっている。



- O: ロケット位置
- R: ROCKET軸方向
- M: 磁力線方向
- S: 太陽方向
- H: ロケット軸と直角方向平面での磁場
- Hmax: Hの最大値

青久 歳, 遠山文雄, 高橋隆男
東海大 工学部

“てんぼ”では、磁力計センサを衛星本体より約45cm離す事によって衛星本体より生ずる磁場の影響を取り除く事が出来たが、衛星による磁場観測や磁力計を利用した姿勢測定に際して、衛星による磁氣的干渉が従来より問題となっていた。

磁場測定に於いて問題となる磁氣的影響を及ぼすものについて、考えられるものを以下に示してあるが、特に、問題となる衛星搭載部品による磁氣的影響について調べた結果を下表に示してある。その結果、衛星による磁氣的干渉を避ける為には、GAの場合、従来の衛星程度のものであれば磁力計センサを約50cmづらみにより衛星本体から遠ざければ充分であり、MGFの場合、1%の精度で測定する時には、約6m離さなければならぬ。

* 磁気材料部品による影響

測定部品	磁気モーメント AT·m ²	1%に於ける距離 m	500%に於ける距離 cm
マイクロモーター	1.000	5.8	74
リレー (RJP 3100SIL)	0.078	2.5	32
・リレー (J25 GD -SIL)	0.032	1.8	23
コネクター (25P)	0.028	1.7	22
IC	0.002	0.7	9
・永久磁石	1.05	5.9	75
・テータレコダー	0.02	1.6	20
・NiCd 電池	0.060	2.3	29
・たんせつ	0.514	4.7	59
・しんせつ	2.30	7.7	97
・てんぼ	1.4	6.5	82

◎ 磁場測定に及ぼす影響

- (1) 永久磁石によるもの。
リレー・モーター・キープソングマグネット等
- (2) 誘導磁気によるもの。
高遮磁気材料等。
- (3) 雑音。
スイッチング, 高圧電源等。
- (4) その他。
渦電流等。

II-45

K-9M-42号機による磁場観測

(速報)

小川徹, 岡中稔, 数崎努

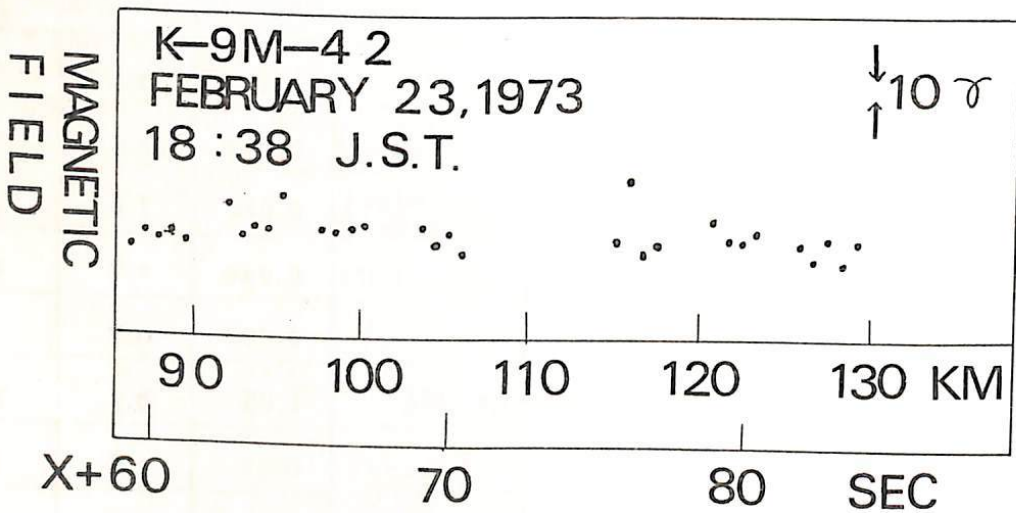
(京大工)

K-9M-42号機による磁場観測は昭和48年2月23日18時38分光ポンプセシウム磁カ計を搭載して行われた。この観測は i) 電磁流体波の電離層遮蔽の実測 ii) 夕方のSE電流の3成分観測を目的としていた。

打上げは予定より磁気嵐の期間に行われたため、ロケットの姿勢が大きく変化し、磁カ計の動作が不安定となり、また搭載計器のバイアス電流回路が故障したため3成分観測は行なえなかった。

現在E層電流系の南北成分の解析を行なっているが、暫定的に得られた結果を下図に示す。解析はまずスピン一周期の平均値をとりスピン軸に直交方向の残留磁場の影響を消去し、次に永久磁場の空間的变化を差し引き、さらに、アセレーションの周期により補正してスピン軸に平行な成分を消去したものである。

この結果により電流系による磁場は非常に小さく、10⁻⁵以下であると推定される。ロケット姿勢および磁気擾乱のデータも未着であるが、それ等との相関をとり、テレメータ信号に含まれる雑音等を除去すれば、さらに観測精度を上げ得る見込みである。



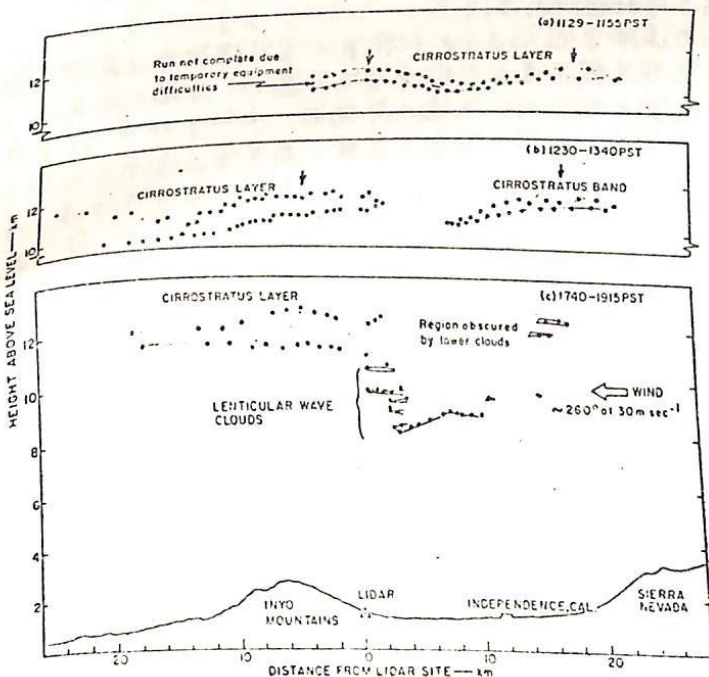
II-46 宇宙線短周期変動と大気波動

小玉正弘 (理研), 北村正亟, 池上比呂志 (気象研)

宇宙線が大気中でおこす二次的輻射、吸収、散乱などの諸現象は、いわゆる大気効果として古くから研究の対象であつた。その目的は大気効果そのものの学問的究明はもとよりだが、むしろそれを通して、大気外での本来の宇宙線の姿をより正確に捉えることにあつたと思われる。ところで地球をとりまく環境科学の重要性が認識されてきている今日、宇宙線を利用して大気構造やそのダイナミックスの解明に積極的にとりくむ姿勢が改めて見直されてよいと考えられる。従来の立場が Cosmic Ray Physics であるならば、これはあえて Applied Cosmic Ray Physics と名付けてよいだろう。むろんこの立場からの試みは果して実を結ぶかどうかは判らないが、われわれは先ず宇宙線の観測精度が向上したことを活用して、短周期強度変化に着目した。その理由は、Collis ら⁽¹⁾の発見した大気波動との関連性の追跡にある。Fig. 1 は彼等がレーダー観測によって捉えた 10~12 km 高度附近の巻層雲の高度の変化を示すもので、このような波が 20~30 m/s の風で流されるとすると、周期 3~10 分、振幅 300~500 m の周期変化が期待される。この高度は宇宙線 muon の発生高度に当るので、もし大気波動が等圧面高度変化と equivalent であるとする、~% の振幅を持つ短周期変動が地上の宇宙線強度に現れてよいことになる。しかし実際には大気外に起因すると考えられる短周期変動⁽²⁾の存在の可能性もあるので、neutron と muon 両者の変動を比較検討する必要がある。Ruthberg ら⁽³⁾は Uppsala neutron にや、長い 2 hrs. 周期変化を見たと報告しているが、atmospheric origin によるものかもしれない。

われわれは昭和基地の neutron, muon の 5 分値について短周期変動の有無を調べる。これまでの解析によると、30~60 分周期の変動が muon にのみ時に出現することから、これが大気波動と関連するものかどうかについて議論する。

Fig. 1



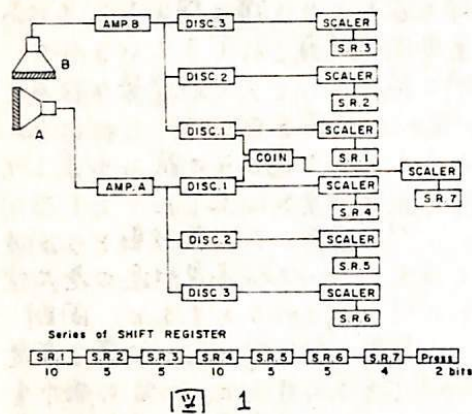
文献

- (1). R.T.H. Collis, S.G. Fernald and J.E. Alder: *J. Applied Meteo.*, **7**, 227-233, April 1968.
- (2). M.S. Dhanju and V.A. Sarabhai: *Phys. Rev.*, **12**, 252 (1967).
ほか
- (3). S. Ruthberg, E. Dyring, S. Lindgren, B. Sporre and B. Östman: *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays, Budapest*, **2**, 241 (1969).

II-47 気球による宇宙線短周期変動の観測 II

小玉正弘(理研)、境孝祐、玉井英次(日大習志野)

宇宙線短周期変動の存否を探る目的で1972年9月18日岩手県三陸町で実施された気球観測の結果について総合報告する。測定装置および記録方式は図1に示すとおりであるが、



この中最低ディスクレベルに当るA₁とB₁の1分値を用いて得たパワースペクトルを図2に示す。A₁に各種の周期変化が見られるがB₁でははつきりしない。しかし図2は飛しよう時間全体(～16時間)からのデータを同時に使用したもののなので、時間的に平均化された様子しか示さない。そこで18秒値を用いてダイナミックスペクトルを求めた。それによると、周期2～6分、振幅～2%の周期変化がしばしば現れるが、B₁ではそれほど顕著ではない。図3・4にその若干例を示した。←→

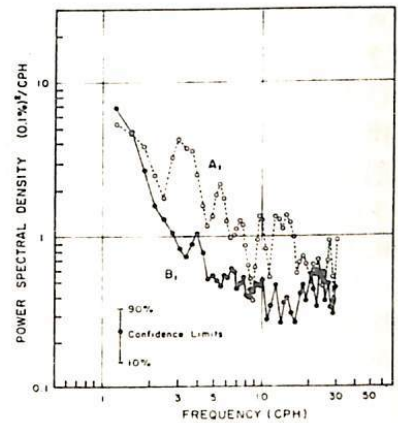


図 2

の区間に周期変化らしきものが見える。こゝで注目したいのは、同時に乗鞍岳で観測された中子強度にもそれらしきものが見える点である。しかしこれらの大部分はA型に顕著であることから、気球の回転による影響が考えられる。この効果を cut-off rigidity の差から計算してみると、(E+W) 方向と (N+S) 方向とで丁度～2%の強度差が期待される。従って大部分はこの効果によると判断されるが、A、B型に同時に現れた例とか、乗鞍中子との同時性を考えるとなお若干ほんものの短周期変動が残る可能性がある。

以上の他、気球飛しよう中の機器の温度変化、バラスト投下の宇宙線強度に及ぼす影響、気球移動による緯度効果、気圧の高精度測定法などについても述べる予定である。

なお気球実験に当っては東大宇宙航空研の方々と高橋八郎氏に、data processing に当っては今井和貴、井上葵両氏に負うところが大きく、厚くお礼申し上げます。

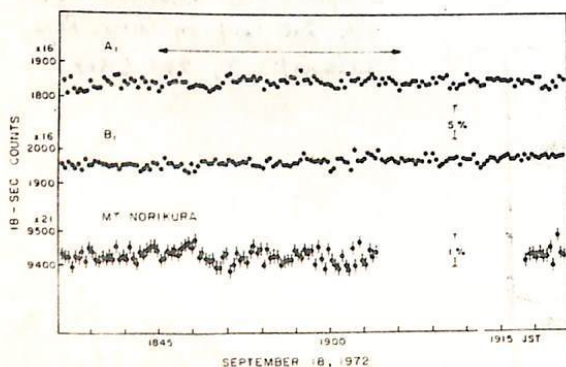


図 3

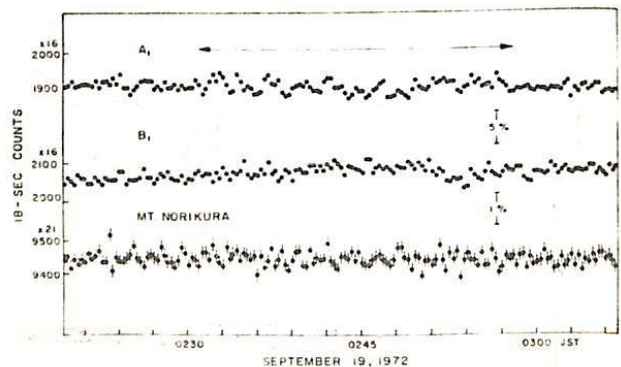


図 4

II-48 宇宙線強度の Long-term Variation と 多重中性子スペクトル

小玉正弘(理研)

宇宙線強度の long-term 変化を多重中性子ごとに観測すれば、1ヶ所の観測データのみで、その modulation スペクトルをより ambiguity 少なく決定することができることを Syowa のデータによって既に示した。その際とくに平均多重度 \bar{m} がスペクトル変化の

fine structure を示す便利な量であることも示した。しかしこれまでの解析では、中性子の温度効果が long-term 変化の議論では決して無視できない量であることに留意しなかった。たとえば冬の \bar{m} を

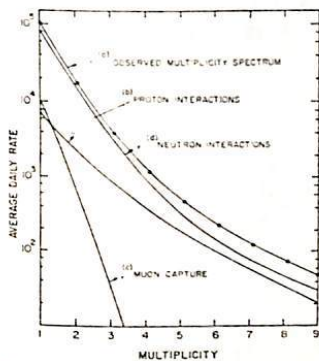
$$\bar{m}_w = 1.420$$

としよう。これは total event 数 = 1000

$$\text{total count 数} = 1420$$

に当る。ところが夏の中性子強度は冬に比べて ~1% 減少する。そしてこの寄与は殆んど $m=1$ に効くから夏の \bar{m} は

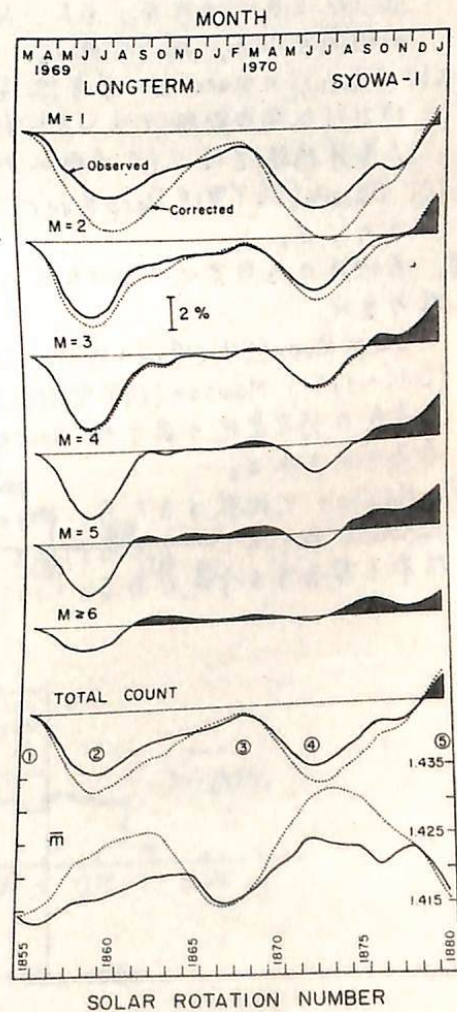
$$\bar{m}_s = \frac{1420 - 142}{1000 - 142} = 1.426$$



第1図 neutron, proton, muon interactions による Simpson 型中性子モニターでの multiplicity スペクトルの実験結果。

つまり $\Delta \bar{m} = \bar{m}_s - \bar{m}_w \sim 0.006$ の量は、先に報告した $\Delta \bar{m}$ の観測値 ~ 0.01 に比べて無視できない。今回はこの温度補正に関連して若干の補正と訂正を与える。

中性子の温度効果は stopping muon を介して生ずるもので、理論的にも実験的にも muon のそのの $\sim 1/5.5$ とされている。一方 Syowa でのゾンデ観測から 100mb での夏冬温度差は 35°C に達する。muon の温度効果係数は観測により $0.22\%/^\circ\text{C}$ と決定された。更に stopping muon 効果の多重度特性(オ1図)を利用することによって、温度の逐日データを用い多重度別の温度補正が可能となる。結果は図2の真線で示したとおりで、 $m=1, 2$ では補正量が無視できない。 \bar{m} の変化も大きく、2回の hump つまりスペクトルの hard 化がより一層明らかになった。



(14) 2

石田喜雄*, 菅野常吉*, 斎藤俊子**
 福島大・教育* 福島大・教育**

I. 前回までに、(a)宇宙線 $\frac{1}{3}$ 日変化が存在すること、(b)多くの地点で、 $\frac{1}{3}$ 日変化のspaceでの異方性は、平均として $\sim 1h$ 又は $\sim 5h$ 方向にあること、(c) $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ (年平均値) は太陽コロナ緑線強度 (I5303) (太陽面低緯度) と大変良い相関があり、1962~1970の期間のDeep River (SN) は負相関であり、Mawson (IGY型) は正相関であること、(d) Deep River (SN) の $\langle T_{mn3} \rangle_M$ (月平均値) のspaceでの異方性は、太陽活動期には $\sim 5h$ 方向に、静穏期には $\sim 1h$ 方向にあること、等を報告した。

II. Ottawa (IGY型) の $\frac{1}{3}$ 日変化

1957~1971の期間のOttawaのデータ解析より次のことが明らかになった。

(a) $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ と I5303 とは良い負相関 (偶然性 $< 1\%$ で有意) があり、太陽面緯度で赤道附近よりは $30^\circ \sim 10^\circ$ (N.S共に) の方が、また、NよりはSの方が良い相関を示す。(図1参照)。

(b) $\langle T_{mn3} \rangle_M$ のspaceでの異方性は [1957~1961, 1967~1971] (太陽活動期) では $\sim 5h$ 方向に、[1962~1966] (太陽静穏期) では $\sim 1h$ 方向にある。(表1参照)。

(c) Ottawa (IGY型) も Deep River (SN) もほぼ似た傾向があった。

III. 各地点の $\frac{1}{3}$ 日変化のspaceでの異方性の経年変化

Deep River (SN) (1962~1971), Ottawa (IGY型) (1957~1971), Mawson (IGY型) (1957~1969) の各年の $\frac{1}{3}$ 日変化の異方性 (Spaceでの) を表2に示される。

IV. Mawson と比較するため、Hermanus と Resolute Bay のデータ解析中である。その結果も報告する予定である。

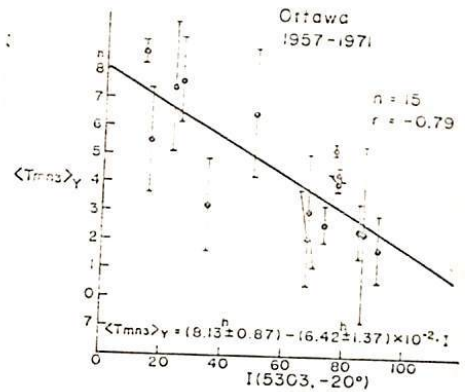


図 1

表 1

Period	Numbers	Ottawa	
		Peak of T_{mn3} distribution in space (h)	Anisotropy of 1/3 diurnal variation in space (h)
1957	6	(3.5)	4.2
1958	12	5.1	5.0
1959	12	6.0	4.5
1960	12	5.4	5.5
1961	12	6.6	0.9
1962	9	① 1.1 ② 5.8	0.5
1963	12	① 0.8 ② 3.0	3.1
1964	12	2.6	7.9
1965	12	① 1.4 ② 4.5	3.1
1966	12	2.0	1.8
1967	12	0.2	0.4
1968	12	5.4	4.7
1969	9	6.7	4.2

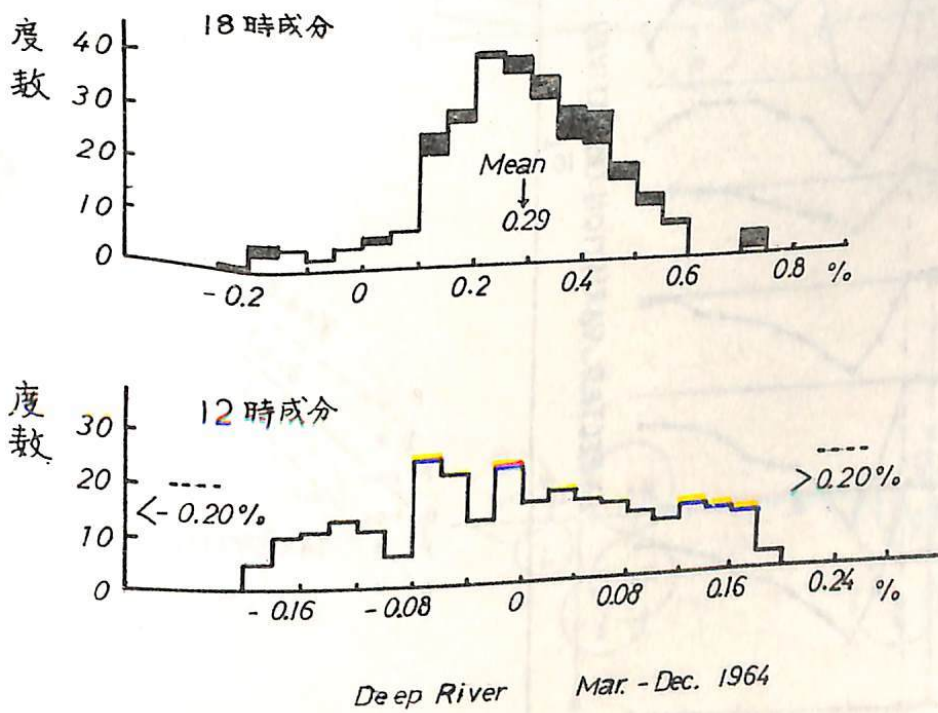
表 2

Anisotropy of 1/3 diurnal variation in space (h)	Deep River (s)	Ottawa	Mawson
~ 5	1962 - 1971	1957-1961 1967-1971	1957-1961
~ 1	1963 - 1967	1962-1966	1963-1969

須田 友重
気象研究所

宇宙線日変化の太陽時18時成分 (A_{18}) は、平衡状態を反映し、12時成分 (A_{12}) は非定常成分をあらわすものと見てよい。前回まで、これらの成分と惑星間空間の状態をあらわすものとして、 ΣKp や宇宙線強度 (I_p) 等ととり、相互の関係をしらべて来た。18時成分は、静穏時には、 ΣKp よりも I_p との相関がみられ、12時成分は、つねに ΣKp との相関がみられ、傾向にあつたが、統計精度はよくなかつた。

今回は、各成分の度数分布で、18時成分の異なつた所は $|A_{12}| > 0.20\%$ のまゝを示して置く。12時成分を $|A_{12}| > 0.08$, $< 0.08\%$ に分け、又18時成分を $0.2 < A_{18} < 0.4\%$ とそれ以外のものに分け、これらについて前記の統計を行う。

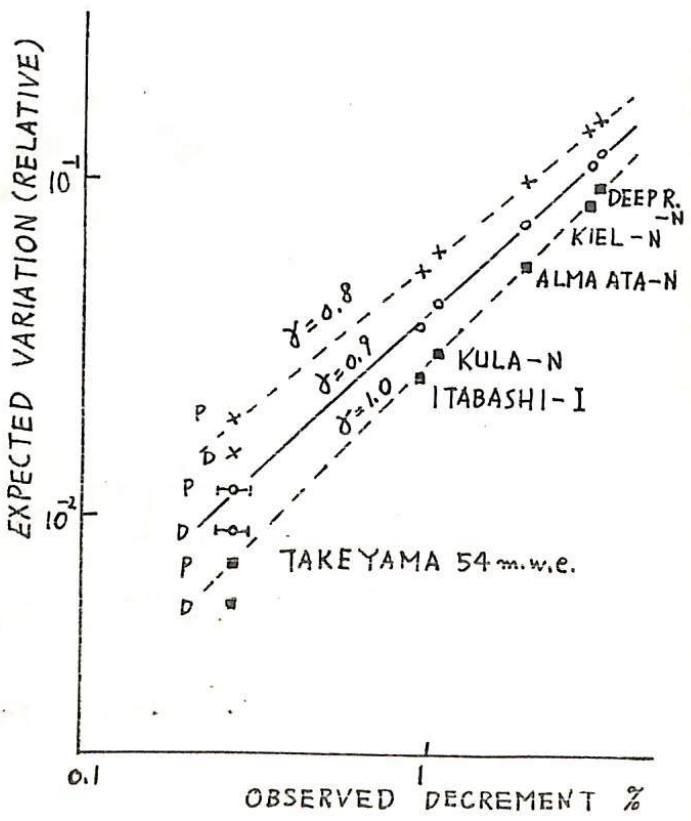
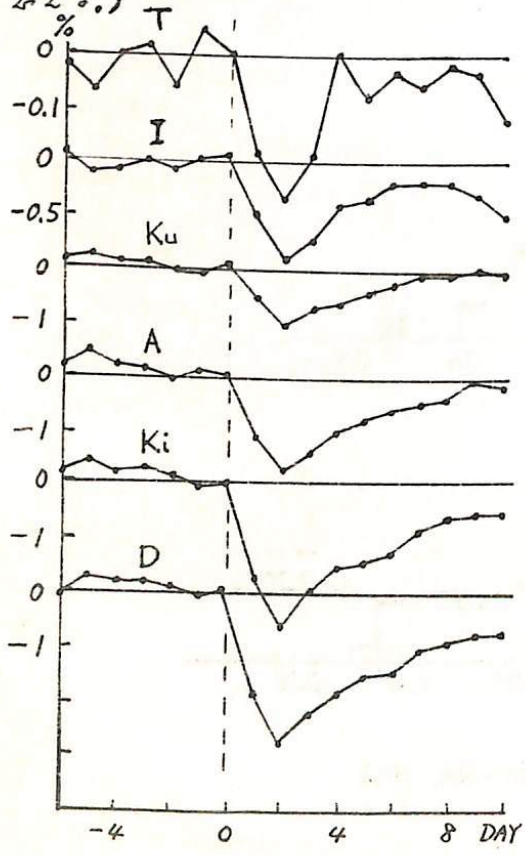


II-51 地下 54 m.w.e. における宇宙線嵐

三島 靖* , 村上一昭, 和田雅美, 宮崎友喜雄
 (愛媛大理*) (理化研研究所)

三浦半島武山の地下 54 m.w.e.において, 9 m² 二層のプラスチック・シンチレーターから成る宇宙線中間子計により観測が続けられている。計数はここで使用されている鉛直方向成分については, 約 40,000 counts/hr で, 一例一例の宇宙線嵐時の減少量に比べて, 一日平均値をとつたとしても統計誤差は充分小さくはないが, 下図に示すように, 数例以上の宇宙線嵐を平均すると, 地下における宇宙線嵐の効果は明瞭に得られる。

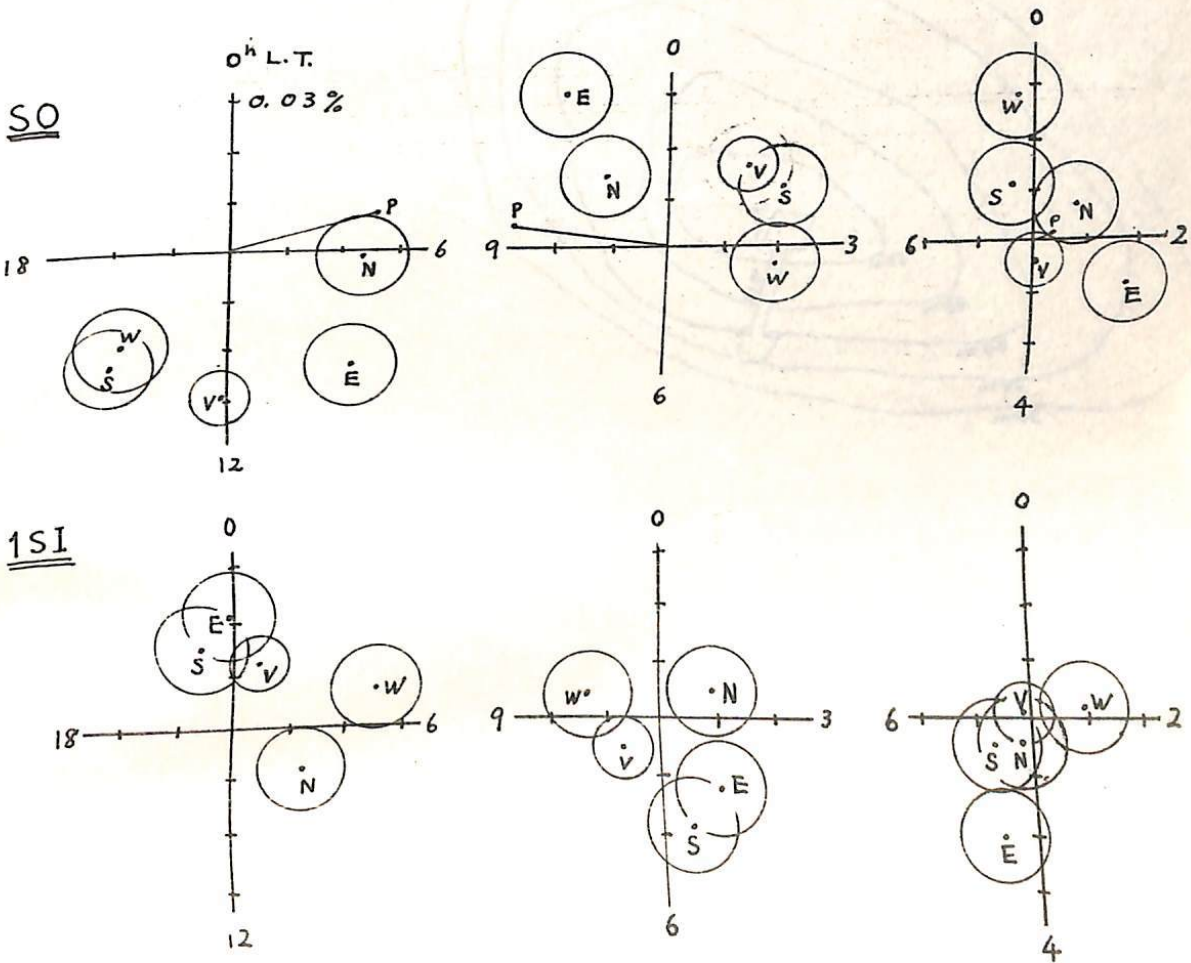
平均のとりかたは次のように行つた。Deep River の中性子モニターによる観測から典型的な Forbush Decrease (嵐時に余り急激な変化のもの)を選び, Chree の方法により平均をとつた。結果は 1969 ~ 1971 年について下図に示される。1972 年についても解析を行つたが, まだこの図には含まれていない。地下における減少量は Deep River 中性子のものの約 1/10 であるが, Variation Spectrum と (Rigidity)^{- γ} に比例すると仮定し, 各地の変化量を併せて比べたものが下右図で, ここで地下 54 m.w.e. の観測について Response Function として, Dorman に従つたもの (D) と Peacock に従つたもの (P) の両方について示されている。 γ の値として 0.8 ~ 1.0 として, 又 100 GV 付近まで Cut off がなるとすれば, 地下での減少量を充分よく説明出来る。(又, 更に検討を要するが, Dorman と Peacock を比べて Peacock 流の Response の方が, 現在では適当であるように思ふ。)



村上一昭, 和田稚美, 三島 靖*, 官崎友吉雄
(理 研, 愛媛大理*)

三浦半島武山の地下 54 m.w.e. において, $9 m^2 (1 m^2 \times 9)$ の層のプラスチックシンチレータから成る宇宙線中子計により観測が続けられている。ここで示される日変化は, 鉛直方向と大傾角 30° で東西南北とで, 計 5 方向成分の結果についてであるが, 計数は, 鉛直方向約 $40,000/hr$, 大傾角 30° で約 $15,000/hr$ 各方向である。武山の地下観測の日変化についての特徴は, 上部の地表が水平に近く, 各方向とも大傾角同様の結果 RIGIDITY の範囲を見ることが出来ることである。このことは, 例えは一次宇宙線の日変化分について, 或る RIGIDITY を仮定すれば, 各方向間のベクトルの相対関係が予想されるので, 日変化の平均 RIGIDITY を求める時に, 方法が簡単になる。

1970年~1972年の観測について, 長島 (Rep. Ionosph. Space. Res., JAPAN, 25, 189, 1971) による解析方法を使い, 各方向間の相対関係から最小二乗法により, ~~結果~~ 求められた性質を報告する。(現在, この寸稿には間に合わない。)



II-53 長野県三郷地下トンネル (30m. w. e.) における宇宙線限度の観測

森 寛, 守江新一, 一之瀬匡興*, 磯坂修二, 赤羽重信,
信大理, 信大敬義*

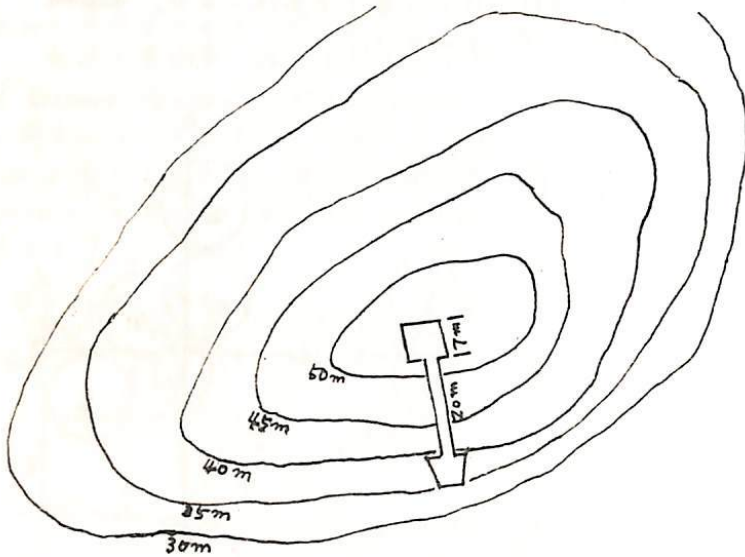
現在地下において精度よく宇宙線強度変化を観測することの要望より, Hobart 宇宙線国際会議においてもその重要性が指摘されている。

新しい観測室は $7 \times 7 \times 5 \text{ m}^3$ で地下 30 m. w. e. の深さの地奥である。観測室の上部の地形はほぼ円形で, 地質は砂岩でありその比量は 2.2 である。

Telescope の面積は 16 m^2 で Vertical 天頂角 $30^\circ, 60^\circ$ の E, W, S, N 及び EE, WW, SS, NN の 9 成分である。

観測は 4 月から 8 m^2 で start し 8 月には 16 m^2 に拡張する。更に将来は 25 m^2 に拡張したい。Vertical 成分についての counting rate は $5 \times 10^5 \text{ c/hr}$ 程度の Neutron, Muon monitor と同等の精度をもつ。

今回は地形, 観測装置の特性および得られた data について報告する予定である。

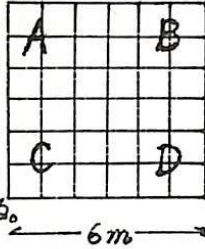


一 瀬田興* 森 寛** 藤原修二** 宇江新一**
信大教養* 信大理**

地下50 m.w.e.に面積 π m²の各方向Muon-Telescope (V.E.W.N.Sの5方向)を設置し、1971年4月より観測を行っている。この観測に対応する一次宇宙線の平均Rigidityは ≈ 100 GeVと推定され、これは宇宙線の異方性特に1日変化のHigh cut-off rigidityと太陽活動との関係、半日変化のスペクトルの決定等には好都合である。今迄の解析から異方性の方向は1日変化については $16 \sim 17$ h (L.T) 半日変化については ≈ 2 h (L.T) と推定され、スペクトル及びHigh cut-off rigidityについては χ^2 テストでは統計的有意性は充分ではなかった。このことについては学会で報告した。これは観測値の精度不足が最大原因と推定され、今回は略2年間のデータをを用いた解析を行った。Dorman, Ahluwalia の response function を用いた best fit によれば、1日変化、半日変化の異方性の方向はそれぞれ ≈ 16 h, $1.5 \sim 2$ h と推定される。10⁴ χ^2 テストによる統計的有意性は充分であり、この原因については現在検討中である。又気圧係数についても16ヶ月間のデータを用いて決定したので報告の予定である。

長島一男 上野裕幸 藤本和彦 藤井善次郎 近藤一郎 柳原志津子
 名大理

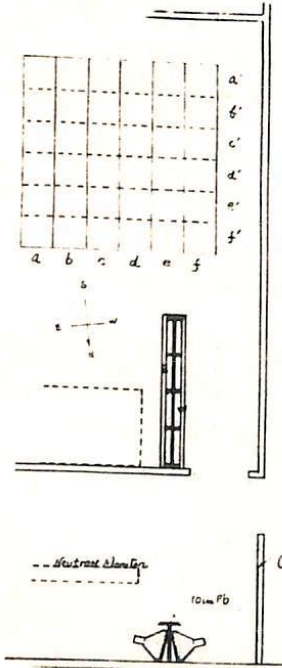
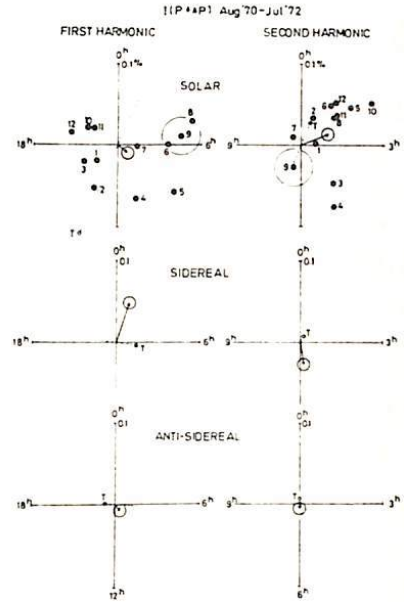
乗鞍岳において、Aug.'70 から右図のような Small Air Shower の観測を続けており、Aug.'70-Jul.'72, 2年間の Data の解析結果を、図に示した。統計精度はあまりよいが、大気効果特に上層気温の問題が、依然として心配である。



この問題を、さけるための一方法として、異なる2方向からの斜シヤワーを同時に観測する計画(両者の差によって大気効果の影響は小さくなる)の予備実験を始めた。方法としては、鉛の壁を作り反対方向から来る空気シヤワー中の電子を吸収させるものである。鉛の厚さ、検出器の配置を定めるテスト実験をして、左下図のような予備実験の観測に入った。下図に各成分の Counting Rate 及 19日間の観測結果を示した。

Any 3 Fold Coinc. out of 4 Trays (4 m² each)

気温効果をはける別の方法として、検出器を特別の配置にすると、気温効果係数が、非常に小さくなる空気シヤワーの観測方法があり、これについても報告する。



Nori-Kura-AS Intensity

3 fold AS
 $(a \cdot b \cdot c \cdot d) = f \times E \quad 1.8 \times 10^6/h$

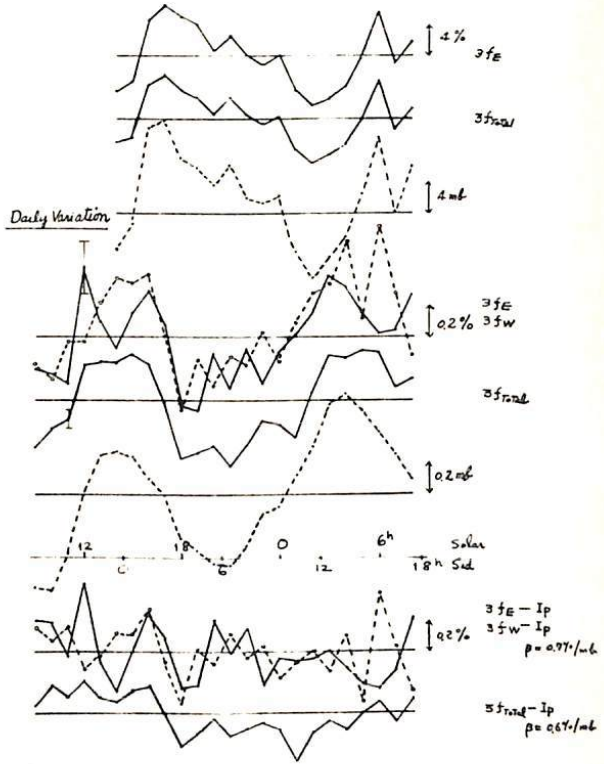
4 fold AS
 $(a \cdot c \cdot e + a \cdot c \cdot f + a \cdot d \cdot e + a \cdot d \cdot f + a \cdot e \cdot c + a \cdot e \cdot f + a \cdot d \cdot c + a \cdot d \cdot f) = E$
 $1.6 \times 10^6/h$

7 fold AS
 $(a \cdot b \cdot c \cdot d \cdot e + a \cdot b \cdot c \cdot d \cdot f + a \cdot b \cdot c \cdot e \cdot f + a \cdot b \cdot d \cdot e \cdot f) = E$
 $0.8 \times 10^6/h$

2 fold Intal
 $a \cdot c \cdot e + a \cdot c \cdot f + a \cdot d \cdot e + a \cdot d \cdot f - a \cdot e \cdot c - a \cdot e \cdot f - a \cdot d \cdot c - a \cdot d \cdot f$
 $13.4 \times 10^6/h$

Day to Day Variation

Nori-Kura-AS
 Feb 4-22 1973



長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 近藤一郎, 藤井善次郎, 柳原志津子
名古屋大理.

東嶽(山上)および名古屋(地上)の多方向中間子計(36π)の或る部分(area)を用い、2-fold 又は 3-fold coincidence の events E とするに、よって、小さい空気シャワーを観測している。これらの観測結果は Table I に示される。2-fold および 3-fold の event の中には、上層大気中の nuclear interaction から生じる空気シャワー(AS)の外に、μ-meson に起因すると思われる空気シャワー(いわゆる Local Shower (LS))が含まれていることが分った。LS と AS の分離はそれらの S-dependence (tray の面積を S m² とする)の遠くから求められ、仮に地上および山上の LS の Flux の ratio が μ のそれと等しい事から、LS は μ に起因して生じるものと考えられる。

以下にこの Local Shower の特徴について述べる。

1. Table I にある 2-fold と 3-fold の Flux の比から、LS の平均密度 Δ₀ は 1/60 m² と推定される。
2. LS の Decoherence Curve は d^{-2.5} と推定される。(平均的に並べられた tray 間の距離を d m とし、この d を変えながら 2-f. 又は 3-f. の flux を測る)
3. LS をつくる μ の Primary energy は、Forbush decrease の量、気圧効果係数 (β %/mb)、半日変化の Phase 等から estimate され、2-fold では約 80 GeV、3-fold の event では約 200 GeV に対応している。
4. Fig. 1. に示されるように、LS には主に 2 つの現象が含まれている。μ-meson の flying decay の electron がつくるシャワーと μ の knock on electron がつくるシャワーである。とこの 2 つの現象の観測結果を解析し、LS の湿度効果係数 (α %/°C) を求めると α > 0 と推定される。このことは 2-fold, 3-fold ともに μ の flying decay の e-shower の方がより多く測られていることを示している。

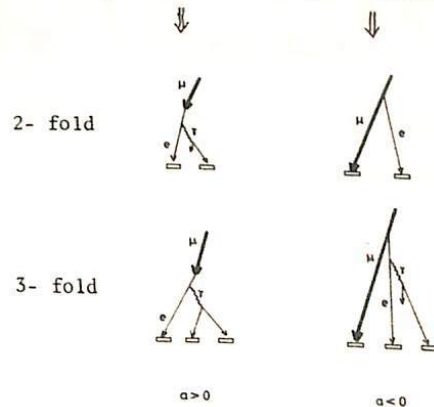
Table I

	Events	Area Si m ²	Total Flux x10 c/h	Flux x 10 c/h		
				AS	LS	Accid.
NAGOYA	2-fold	6	2.5	1.4	0.95	0.15
	3-fold	6	0.76	0.52	0.24	0
NORIKURA	2-fold	6	11.5	9.6	2.1	0.6
	3-fold	6	6.0	4.4	0.6	0
	3-fold out of 4	4	4.5	3.8	0.7	0

	OBSERVED	EXPECTED
$\frac{F_{LS}(\text{Nori})}{F_{LS}(\text{Nago})}$	$\begin{cases} 2.2 \text{ (2-fold)} \\ 2.4 \text{ (3-fold)} \end{cases}$	~ 1.8
$\frac{F_{AS}(\text{Nori})}{F_{AS}(\text{Nago})}$	$\begin{cases} 6.9 \text{ (2-fold)} \\ 8.5 \text{ (3-fold)} \end{cases}$	~ 8.6

Fig. 1

$$\text{Local Shower} = (\mu\text{-flying-decay})_{-e \text{ shower}} + (\mu\text{-knock-on})_{-e \text{ shower}}$$



II-57 汎世界中性子計データによる宇宙線3次元異方性の逐時解析

安江新一、森 覚、長島一男*
信州大理 石大理*

宇宙線3次元異方性の解析法 (Nagashima 及び Nagashima et al, 1972)¹⁾ の観測から、Forbush decrease 等の現象の際の宇宙線空間分布の様子を逐時、求めることが出来ると考えられた。昨年秋の学会では 1966年8月の Forbush event 中の宇宙線3次元異方性を、汎世界的宇宙線中性子強度のデータに基づき毎4時間ごとに解析した結果について報告した。空間における異方性による地上の強度分布は、時刻 T 、Station i では

$$I(T, i) = D_0^0(T, i) \quad \dots \text{(isotropic)} \quad \begin{array}{l} \text{未知数} \\ r_0 \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{レポート} \\ r_1 \end{array}$$

$$+ D_{1,0}^1(T, i) \quad \dots \text{(azimuthal)} \quad \begin{array}{l} x, y \end{array} \quad \begin{array}{l} r_2 \end{array}$$

$$+ \sum_{m=1}^2 \sum_{n=0}^m D_{m,n}^m(T, i) \quad \dots \text{(pitch angle)} \quad \begin{array}{l} r_1, r_2, r_3, r_4 \end{array} \quad \begin{array}{l} r_3, r_4 \end{array}$$

と表わされると仮定している。

今回は

i) 決められたパラメータの値に伴う誤差の estimation.

ii) いくつかの event の間で共通した特徴が見られたかどうか。

という点を中心に解析を行った。これらの試みの結果について報告する。新たに解析を行った event は、

I. Mar. 20 ~ 26, 1966

II. Sep. 21 ~ 27, 1966

である。なおこのような解析方法のテストとして、一定の大きさの異方性を空間に仮定し、各 Station の観測精度をも考慮に入れたとき、この解析方法により異方性どの程度正確に決め得るかという Simulation の試みについても報告する予定である。

¹⁾ Nagashima, Nagashima et al. Rep. Ionos. Space Res. (1972) Part I ~ Part IV

森 寛
(信大理)

長島および長島等¹⁾は宇宙線強度日変化の観測年周変化の二次元異方性を導くために「特殊一日周変化 $D_2'(t)$ 」成分の年周変動により—地球の太陽まわりの公転による—合理的に解釈出来ることを中間子計測データを用いて示した。 $D_2''(t)$ の空間分布が定量的に追求された。観測 $D_2''(K)$ に対応する分布は、次式で与えられる。

$$J(x, P)/J(P) = \text{const.} + F_2(x) \cdot G(P)$$

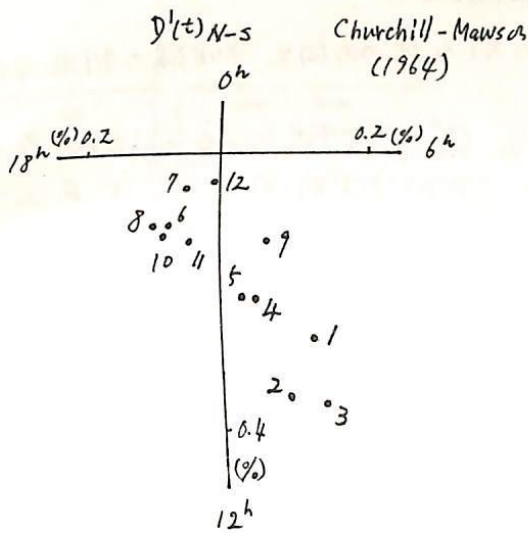
$$= \text{const.} - 2.3 \cdot 10^{-3} P_2^0(\cos x) \cdot (P/P_0)^2 \exp(2 - P/P_0)$$

∴ $P_2^0(\cos x) = (1/2)(3 \cos^2 x - 1)$

また x は宇宙線の入射方向を基準軸 ($\theta_R = \pi/2$: 赤道面内であり、かつ $\Delta = -\pi/4$: y の方向は9時方向) から測った角を表す。またこの解析にはたゞ二層開き法を用いた変調法 (frequency modulation method) による核径比の恒量時 (f.m.s.i.) および反恒量時 (f.m.a.s.) の導入は極めて意義深い。

我々は本回に就いて、流石等の中間子計測データを用い、同様の解析を行った。顕著かつ系統的な日変化の観測年周変化を「特殊一日周変化 $D_2'(t)$ 」成分の年周変動によるものと見做す。その際 $D_2'(t)$ 成分を強調し、他の日変化成分の寄与を出来るだけ減少させるのに、南北両半球上共役な地点の対観測所での観測日変化の差をこの方法を用いた。対観測所を巻1に示す。図1は Churchill と Mawson の一対の観測日変化を示す。

図1



(図中数字は月を表す)

表1

GROUP	Stations
I	Resolute Bay - Wilkes
II	Churchill - Mawson
III	Goose Bay - Sanse
IV	Calgary - KERGulen Is.
V	Deep River - Mt. Wellington

定性的および定量的解析結果について報告する。

II-59

惑星間空間における宇宙線の

Spherical Zonal Harmonic Components

高橋 八郎, 矢作直弘, 長島一男
岩手大. 名大. 理

惑星間空間に於る宇宙線の Spherical Zonal Components は次式により与えられる:

$$D^{\circ}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^{\circ}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \eta_n P_n^{\circ}(\cos \theta_R) \right\} C_n^{\circ} \quad \text{----- (1)}$$

ここで,

$D_n^{\circ}(t)$: n -th zonal harmonic component.

$P_n^{\circ}(\cos \theta_R)$: spherical function by Schmidt.

θ_R : 赤道座標系に於る北の方向と cosmic-ray anisotropy の reference axis とのなす角.

$$C_n^{\circ} = \frac{\int_{P_e}^{\infty} Y(P) \cdot G(P) \cdot L_n^{\circ}(\theta_J) \cdot dP}{\int_{P_e}^{\infty} Y(P) \cdot dP} \quad \text{----- (2)}$$

$L_n^{\circ}(\theta_J) \equiv P_n^{\circ}(\cos \theta_J)$: declination distribution.

$G(P)$: differential rigidity spectrum.

$Y(P)$: yield function.

θ_J : 赤道座標系に於る北の方向と宇宙線の到来方向とのなす角.

(1)式に於る n は, 又迄と, C_n° は (2)式による安江氏等の結果を用いた. 採用した spectrum ($G(P)$) は前回と同じである. 私等は (1)式を用いて 下記の期間に就いて解析し, 報告する.

March 20 ~ April 11, 1966.

Aug. 29 ~ Sep. 11, 1966.

© Rot. Nr. 1821, 1822.

II-60 宇宙線の異方性と惑星内空間磁場(II)

藤本和彦 藤井善次郎 上野裕平 止藤一訂 長島一男

石大理

宇宙線三次元異方性の Daily Basis に基づく解析から、一日毎の宇宙線の Reference axis の方向が決定される。
この Reference Axis は、 $\sim 0.5 A. U.$ の scale の平均的な磁力線の方向を示していると考えられる。

一方、Satellites に於て、惑星内空間の磁場の方向が直接測定されている。この直接測定された磁場の方向から、一日平均の磁力線の方向を求め、Reference axis の方向とを比較してみる。

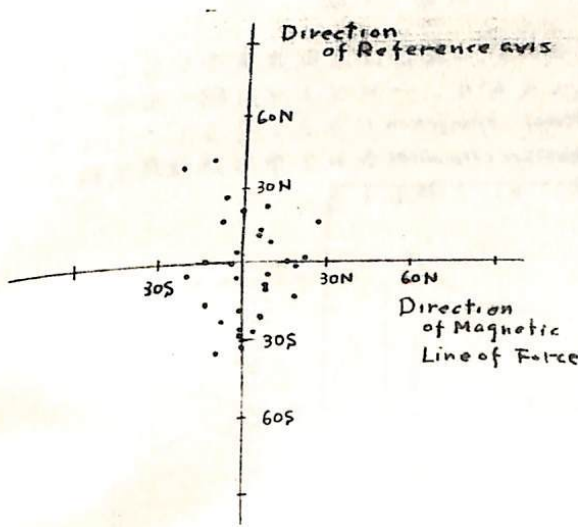
図1には Reference Axis の Solar ecliptic Longitude と磁力線の方向との相関図を示す。Longitude に拘り、Reference Axis と磁力線の方向との Difference は Histogram による。図2にある。

この結果は、図1に示す Reference Axis と磁力線の方向との deviation を示す。この結果は、図2に示す結果に基づいて議論する予定である。

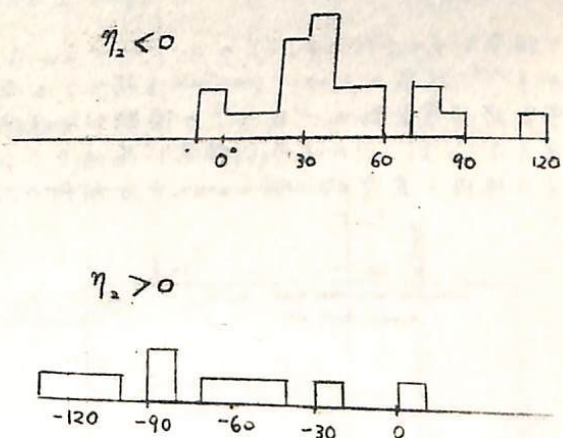
($\eta_2 < 0$ は Loss cone distribution type に対応し、Reference axis は磁力線と平行)
($\eta_2 > 0$ は Density gradient type に対応し、Reference axis は磁力線と垂直と考えられる)

図1

図2



Solar ecliptic coordinates



藤井善次郎 近藤一郎 長島一男
名古屋大学理学部

稜鞍高精度宇宙線計のデータによる宇宙線強度変動の power spectrum analysis の結果については、既に先の学会において報告した^{1), 2)} この解析は、宇宙線強度変動の power spectrum が周期数時間から ~10 分までにおいて、周波数 f に対してはほぼ $f^{-1.4 \sim 1.7}$ のスペクトラムを持つこと、また日変化の第3次までの higher harmonics を除いて有意な周期成分によるピークは認められないことを示した。宇宙線強度変動の power spectrum の周波数依存性は、他の解析からも同様な結果が示されている^{3), 4)} このスペクトラムによって存在が示されている周期成分の成因について報告する。

Fig. 1 は報告²⁾で解析した期間における稜鞍宇宙線計の垂直方向強度の日平均値の変動を示したものである。図で示されるような周期一日以上の長い周期変動は、一般には一日以下の周期の higher harmonics 成分を持つ。このような harmonic 成分の power spectrum に対する寄与を調べるため次の二つの仮想的な変動 A), B) を仮定し、それぞれの変動のもつスペクトラムを求めるシミュレーションを行なった。

$$A) \quad x_i = \begin{cases} 1 & (i = 1 \sim 600) \\ 0 & (i = 601 \sim 1200) \end{cases} \quad B) \quad x_i = \begin{cases} \frac{i}{600} & (i = 1 \sim 600) \\ \frac{(1200-i)}{600} & (i = 601 \sim 1200) \end{cases}$$

この結果を Fig. 2 に示す。この二つのシミュレーションの結果は高調波成分を含む一般の変動が f^{-2} 程度の power spectrum を持つことを示しており、一日以上の周期の変動の高調波が宇宙線強度変動の一日以下の周期における power spectrum に大きく寄与している可能性を示している。このような結果に基づき、power spectrum の表わす宇宙線強度変動の周期成分の成因を定量的に明らかにする解析の結果について報告する。

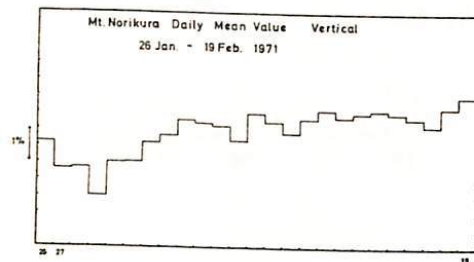


Fig. 1

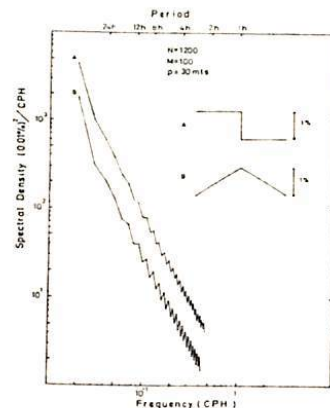


Fig. 2

References

1. 藤井善次郎, 宇宙線研究, 16, 437 (1972)
2. 藤井善次郎, IASY シンポジウム 第5回, 98 (1972)
3. Dhanju, M. S. and V. A. Sarabhai, Acta Phys. Acad. Sci. Hungaricae, 29, Suppl. 2, 237 (1970)
4. 森 覚, 宇宙線研究, 16, 441 (1972)

盛岡における宇宙線強度変化の観測

千葉敏躬, 高橋八郎, 小玉正弘
(岩手大教育) (理研)

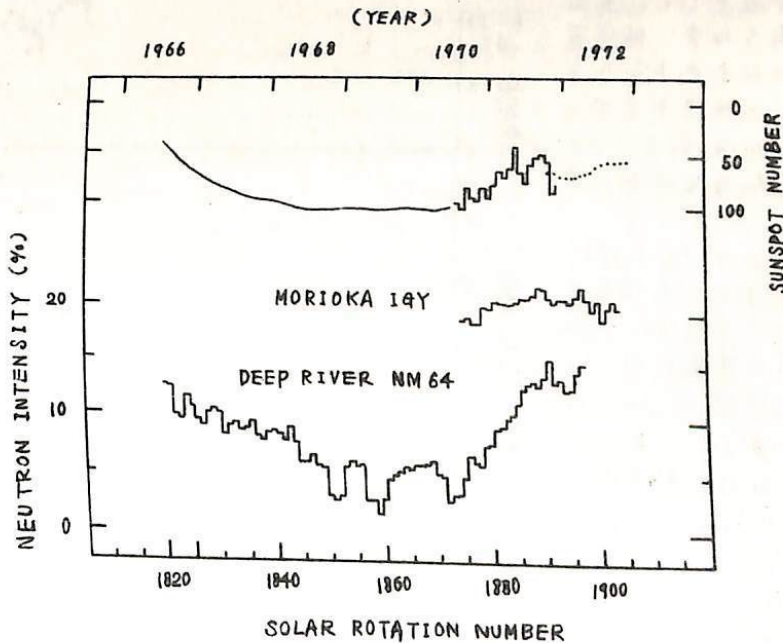
盛岡における IGY type neutron monitor による宇宙線中性子連続観測は, IASY 期間中の 1970 年 8 月から開始されている。以降, 1972 年 12 月までの期間に得られた観測 data をもとに, 中性子強度の日平均値更には太陽自転周期毎のその平均値を算出し, 観測期間が丁度太陽活動の下降期にわたっているという点に着目して, その期間の中性子強度の時間変化の詳しい様相を調べてみた。

又, 盛岡におけるこの monitor の長期的な安定度の check もかねて, 上記期間にわたっての盛岡と Deep River とにおけるそれぞれの中性子強度の値とを比較し, 両 station の間の rigidity dependence のおおよその値を算出した。更に, 盛岡と板橋との間におけるその値とも同様に, 1972 年 8 月上旬の宇宙線嵐の際の data を用いて求めてみた。

上記期間にわたって, 盛岡において観測された宇宙線中性子強度は, 1971 年末まではしだいに上昇しつづけ約 3% の変化がみられたが, 1972 年に至っては sunspot number が減少しつつあるにもかかわらず, 増加の傾向が認められぬ(図参照)。

又, 盛岡と他の station との間で得られた rigidity dependence のおおよその値は次の通りである。

Deep River - 盛岡	0.278 ± 0.020	(相関係数 0.895)
板橋 - 盛岡	1.156 ± 0.061	(" 0.840)



和田雅美, 奥谷晶子
理 研

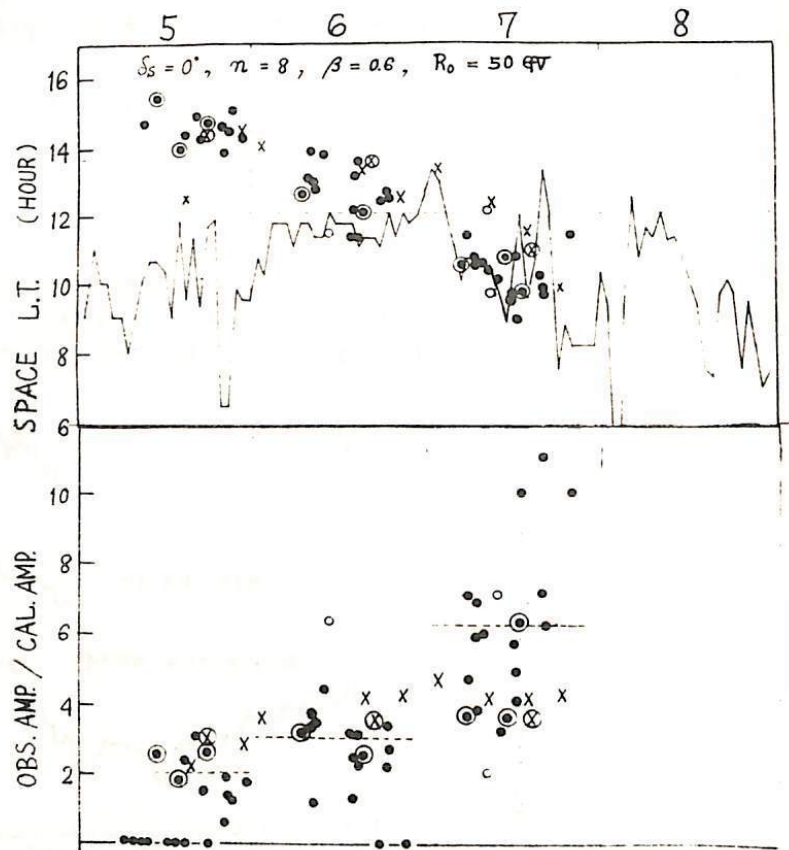
地方時に依存した 1/3 日位の短時間の宇宙線強度減少 (loss cone) が, 1968年2月5, 6, 7日に1日1回づつ, 3日続いて観測された。dataの解析結果については, 既に(第51回)報告したので, 今回はこの現象について考察したところを述べる。

spaceでの loss cone は5日が 15h 方向で, 6日から7日にかけて漸次前進し, 7日には 10h 方向になったのに対して, spaceの磁場は, この3日間は 10h ± 2h の経度方向で変らなかった (inward sector)。loss cone は, 5日の午後から見られ, 7日の振中が最大である。8日には見られない。この loss cone の状態を, 磁場内の宇宙線の軌道に従って追跡して見る。初めの2月5日は loss cone の方向が磁力線に直角方向で太陽側なので, 黄道面の北側に宇宙線密度の少ない所があったことに相当する。終りの7日は loss cone の方向が磁力線に平行であるから, 磁力線にそって, 太陽側に sink があったことになる。6日は両者の中間である。loss cone の方向が, 磁力線に直角方向から, 平行方向まで, 連続的に変わったということが問題である。この解釈として, 2つの成分があり(例えば 15h と 9h 方向成分), その消長により合成したものが廻るように見えるとすると, 時間中が狭い (60°位) のが難点となる。

しかし, 2つの構造が同じ原因で起り, 初めは前者, 終りは後者の勢力が強くなるような空間の状態を考えればよさそうである。

一つの方法として, 黄道面とある傾角をなす, 低宇宙線密度のフロントのようなものを考えることができるが, このように space 的なものか, それとも時間的なものか, まだ分らない。

尚, space の data (STAC-1B 型) を見ると, 太陽面では N14° 付近に active region があった。この現象の見られる期間, 地球近傍の space は比較的静かであって, 直後に荒れる。これは, 太陽から伝播してきた space の乱れが地球に達した時に, この現象が消えた様子を示す。乱れが太陽-地球間にあった時に起ったと云える。但し, 乱れが地球に達しても, 等方成分の減少が起らなかった点が問題である。



和田雅美, 小玉正弘, 村上昭
理化学研究所

1972年7月末McMath Plage Region No. 11976の太陽面回帰により, この太陽活動周期位相に珍らしく多しフレアを見た。(I)おおよそ8月2日20時58分の2Bフレア(E28)に対応すると思われる磁気嵐SSCが4日の0119, 0220 UTにおこるが, その付近から宇宙線強度の減少がはじまっている。以下果する経度の観測点の時間変化を見ると, 日変化が重なり, 見かけ上の減少開始時刻は概して一致している。(II)4日12時前後の減少量は高緯度で約7%, 中緯度(東京)で3%と小さいものである。(III)12時より極地方でゆるやかな増加がおこっている。極大時刻はSouth Poleの1400-1500 UT, Tixie Bayの1500-1600, Syowaの1600-1700にそれぞれ果っている。増加量はSouth Pole (Cutoff = 0.11 GV) の30%から, Syowa (0.42 GV) の5%等であり, Ottawa (1.08 GV) まで増加が見られるが, Uppsala (1.43 GV) では無い。又増加に時間がかかり, ゆるな太陽宇宙線の増加は性質が異なる。しかし, IMP衛星での $>10\text{ MeV} \sim >60\text{ MeV}$ 陽子強度の増加は, 4日0640 UT (E08) の3Bフレアと共にはじまり, 第1の極大が宇宙線と似た形にあるのは興味がある。(IV)4日おおよそより急激に減少がおこり, 5日0000-0200に極小, おおよそ約1時間で, 減少前のレベルの中は以上まで回復する現象は, その振中として, 早い変化として, 宇宙線観測史上かつて見られたものである。観測所によれば, 減少前数時間にも極大があるが, 主として東洋ゾーンであり, 日変化, それも非常に大きな振中のものであるといえる。5日の第1(0000-0200)の減少後の増加の後, 又下がり, 第2の極小があるが, この両極小のうち第1の方が一般に深し, しかし, 低緯度中間子では逆に第1極小が浅いことから, 第1の極小のエネルギースペクトルに, 高エネルギー側のcutがあると思われる。なおmax Kindexが9に達する磁気嵐のSSCが4日2054 UTにおこっている。又, 太陽に向き, 地球より46東で約0.8 AUにあったPioneer 9で5日0030 UTに900から $>1000\text{ km/sec}$ へのinterplanetary shockを観測している。これに対応するフレアは, 先のIMPでの増加をおおよそ1時間遅いものである。よりであれば, フレア経度は地球に近く, 従って地球の方が太陽から遠くにはかゝりず, 早くこのshockを受け, SSCを起しはじめよう。5日0200-0300宇宙線強度変化を5~10分値でみると, Tixie Bayで $>15\%/hr$, Tokyoで $5\%/hr$ の回復率を示しており, この時間とshockの時刻との対応がつかないが, さらに詳しく調べるべき問題である。(V)5日12時前後よりの回復は, 小つらのForbush減少の回復と見られる。8月7日には8月3日~5日の中ほど回復しているが, 8月3日のレベルに戻るには1日を要している。(VI)7日1534 UT (W37) の3Bフレアに伴い, 小玉正弘より典型的な太陽宇宙線現象が地上でみられた。(VII)9日には, 8日2354 UTのSSCに対応した小玉正弘減少が観測された。

以上各種の現象の一部について定量的取扱の結果について報告する。

すでに30か所前後のデータがWDC C2 for Cosmic Raysに集まっている。時間変化と, 観測点の地理的位置との関係でみることにし, 総合的に扱う。