

第 50 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和46年10月12日～10月15日

於 松本市厚生文化会館

日本地球電気磁気学会

第50回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和46年10月12日(火)～15日(金)

会場 松本市厚生文化会館(松本市大手3丁目3-1)

電話 松本2-1132

日	時	9 9:30	12	13	15 15:30	17 17:30	19
10月12日	第1会場	地磁気変動・極擾乱(I)		地磁気変動・極擾乱	磁気圏プラズマ	運営委員会	
10月13日	第1会場	プラズマ波動	大気光	レーザー	電離圏の構造と力学		評議委員会
	第2会場	内部磁場		岩石磁気			
10月14日	第1会場	太陽風・太陽輻射		特別講演・総会		懇親会	
	第2会場	観測機器					
10月15日	第1会場	ロケット観測	電波伝播 VLF (I)	電波伝播・VLF (II)			
	第2会場	宇宙線 (I)		宇宙線 (II)			

第1日 10月12日(火)

地磁気変動・極擾乱 (I) 於 第1会場(9:30-12:00)

開会の辞

- 1-1 山口又新(地磁気観)女満別・柿岡・鹿屋のSq(極めて静かな日) (10分)
- 1-2 宮崎光旗(東大理)Digital Spectrum Analysisによる地磁気脈動解析 (12分)
- 1-3 桜井 亨(東大理)Pc1型地磁気脈動の発生頻度日変化とその機構について (12分)
- 1-4 桑島正幸(地磁気観)Psc5型地磁気脈動の発生領域に於ける特性 (12分)
- 1-5 斉藤尚生(東大理)振動型Magnetic Substorm(Ps 6)の特性とその機構(II) (15分)

- 1-6 森岡 昭 (東北大理) Premidnight pulsations preceding Magnetospheric Substorms (10分)
- 1-7 福島 直 (東大理) Field-aligned Currentの構造と地上磁場変動との関係 (10分)
- 1-8 上出洋介 (東大理)・斎藤尚生 (東北大理) D成分に着目したPolar Magnetic Substormの発達構造 (15分)
- 1-9 上出洋介・福島 直 (東大理) Auroral Electrojetの三次元電流モデル (15分)
- 1-10 永野 宏 (京大理) 磁気嵐の時の環電流系について (1)

地磁気変動・極擾乱(Ⅱ) 於 第Ⅰ会場 (13:00-15:30)

- 1-11 永田 武・平沢威男 (東大理) Auroral Electrojetの構造 (12分)
- 1-12 平沢威男・永田 武 (東大理) 極磁気嵐と関連現象(Ⅱ) (15分)
- 1-13 飯島 健 (東大理) Substorm Growth Phase —統計的考察— (12分)
- 1-14 金田栄祐 (東大理) Dayside Aurora in Growth Phase (15分)
- 1-15 鶴田治雄 (東大理) 極地方の磁場変動と極光スペクトルからみたAuroral Substormの発達過程 (15分)
- 1-16 市川敏朗 (岐阜歯科大) Stable Auroral Arc 出現時における電離圏磁気圏の現象について (15分)
- 1-17 福西 浩・等松隆夫 (東大理) プロトン オーロラサブストームⅠ (15分)
- 1-18 卷田和男・福西 浩・国分 征 (東大理) 極光帯に於けるVLF, LF Hissの特性(Ⅱ) (15分)
- 1-19 林 幹治 (東大理) Polar Chorus Emission 強度の季節変化について (12分)

磁気圏プラズマ 於 第Ⅰ会場 (15:30-17:30)

- 1-20 巨理宣夫・上山 弘 (東北大理) Hot Plasma 流と磁場との境界構造 (15分)
- 1-21 山下喜弘・柳原一夫 (地磁気観) 磁気圏境界附近の磁場について (12分)
- 1-22 十市 勉 (東大理) Two-Dimensional Equilibrium Sobutin of the Plasma Sheet Ⅲ (15分)
- 1-23 津田孝夫・深尾昌一郎 (京大工) 磁力線のリコネクションⅣ —非定常および定常の場合— (15分)
- 1-24 河野 汀・河島信樹 久保治也 (東大宇宙研) 定常プラズマと双極子磁場の担相互作用 (15分)
- 1-25 鶴田治雄 (東大理) 岩坂泰信・広瀬 徹 (名大理) 地球電磁気学の現在の位置(2) (15分)

第 2 日 10月13日(水)

プラズマ波動 於 第1会場 (9:00-11:15)

- 1-26 並川富一・高島正樹(阪市大理) 高温プラズマと地磁気脈動 (15分)
- 1-27 坂井純一(名大プラ研) Non-linear Magneto-Sonic Waves in Turbulent Current Layers (10分)
- 1-28 坂井純一(名大プラ研) Non-linear Magneto-Sonic Waves in Inhomogenous Plasma (1) (10分)
- 1-29 石原丈実(東大理) High- β プラズマ中のドリフト不安定 (12分)
- 1-30 南部充宏(東大理) Electro Static Ion Loss-Cone 不安定性の Growth Rate Contour (10分)
- 1-31 南部充宏(東大理) Lower Hybrid Frequency 付近の Generalized Ion Bernstein Mode の Polarization (15分)
- 1-32 大家 寛(京大工) Short Life Mode of Electrostatic Electron Cyclotron Harmonic Waves (15分)
- 1-33 大家 寛(京大工) Proton Cyclotron Echo Produced by Nonlinear Interaction of Electrostatic Cyclotron Harmonic Waves (15分)
- 1-34 大家 寛(京大工) Split Diffuse Plasma Resonances and Electron Temperatures (15分)
- 1-35 山崎芳次・松本 紘・木村磐根(京大工) Theoretical Analysis of Cyclotron Instability Experiment (15分)
- 1-36 松本紘・橋本弘蔵・横井省吾・木村磐根(京大工) Nonlinear Mechanism of Triggered VLF Emission(I)
— Current Formation Due to Phase Bunching — (15分)

大 気 光 於 第1会場 (11:15-12:00)

- 1-37 奥田光直(弘前大) $\lambda 5300 \text{ \AA}$ Continuum 強度の空間分布 (10分)
- 1-38 渡谷邦彦(鳥取大) Xe+O₂ 放電内の O I $\lambda 5577$ の発光機構 (12分)
- 1-39 鈴木勝久(東大理) 薄明時における O I (6300 \AA) の励起機構 (12分)

レーザー 於 第1会場 (13:00-14:00)

- 1-40 皆越尚紀・五十嵐隆(電波研) レーザ・レーダによる Stratospheric Aerosol Layer の観測 I (15分)

- 1-41 上山 弘 (東北大) 大地 登 (岐阜大) 市川敏朗 (岐阜歯科大) 有賀 規
(東北大) Na, KのTwilight Glowの観測結果とレーザーレーダーによる測定について (15分)
- 1-42 藤原玄夫・内野 修・松尾 稔・広野求和 (九大) レーザー・レーダによる上層大気予備観測 (I) (12分)
- 1-43 広野求和 (九大) レーザー・レーダによる上層大気観測計画 (7分)

電離圏の構造と力学 於 第1会場 (14:00-17:30)

- 1-44 荒木 徹 (京大理) 完全電離プラズマ中での重力波とプラズマ波のCouplingについて (15分)
- 1-45 北村泰一 (九大) 電離層超長波 (15分)
- 1-46 村田宏雄 (岐阜大) 下部電離圏における大気潮汐振動におよぼす静電場の役割について (10分)
- 1-47 岩坂泰信・堀井晴雄 (名大理) CO₂の分布と光解離反応 (10分)
- 1-48 岩坂泰信 (名大理) 中間圏及び熱圏下部の熱分布 (10分)
- 1-49 前田力雄・犬木久夫 (電波研平磯) SWFの重要度 (15分)
- 1-50 丸橋克英 (電波研) 高緯度E領域の異常電離 (15分)
- 1-51 前田憲一・深尾昌一郎 (京大工) E層最大電子密度の太陽活動度依存性 (15分)
- 1-52 若井 登 (電波研平磯) 夜間E領域成層のMorphology (10分)
- 1-53 藤高和信 (東大理) 夜間電離層の構造 (12分)
- 1-54 石嶺 剛・小泉徳二・新野賢爾 (電波研) 電離層の短周期変動について (15分)
- 1-55 米沢利之 (電波研) 正午のF2層標準電子密度プロファイル (15分)
- 1-56 大林辰蔵 (東大宇宙研) 電離層嵐の汎世界的変化 (第II報) (15分)
- 1-57 松浦延夫・西崎 良・中村義勝 (電波研) 磁力線に沿った上部電離圏の構造 (15分)

内部磁場 於 第2会場 (9:00-12:00)

- 2-1 地磁気移動観測班 (東大地震研) 秋田県南東部の地震前後の地磁気全磁力変化 (10分)
- 2-2 本蔵義守 (東大地震研) 三宅島に於る地磁気変化異常 (4) (15分)
- 2-3 本蔵義守・吉野登志男 (東大地震研) 中部地方八ヶ岳周辺に於る地磁気変化観測 (10分)
- 2-4 水野浩雄 (国土地理院) 一等磁気測量の資料による地磁気年変化量分布について (15分)
- 2-5 藤田尚美・関口昌雄 (国土地理院) 最近の地磁気経年変化 (1965-70年) (12分)
- 2-6 西田泰典 (北大理) 北海道における地磁気変化観測 (2) (15分)
- 2-7 柳原一夫 (地磁気観) 地磁気の10~100年変化 (15分)
- 2-8 森 俊雄 (地磁気女満別) 大島章一 (水路部) 全磁力変化より予想される日本のCA (15分)
- 2-9 森 俊雄・大地 洗 (地磁気観女満別) 女満別附近のCA観測 (10分)
- 2-10 住友則彦 (京大教養) 宮腰潤一郎 (鳥取大) 鈴木 亮 (京大理) 中国地方東部におけるCA (15分)

岩石磁気 於 第2会場 (13:00—17:00)

- 2-11 H. P. Johnson, R. T. Merrill and H. Kinoshita (Univ Washington)
Oxidation of Pure Magnetite and Its Magnetic Properties, (15分)
- 2-12 堂面春雄 (山口大) 人工岩石における長時間加圧 (偏圧) の磁性におよぼす効果 (10分)
- 2-13 永田 武 (東大理) 衝撃残留磁気の繰返し効果 (12分)
- 2-14 永田 武 (東大理) アポロ14号月岩石の磁氣的性質 (15分)
- 2-15 百瀬寛一 (信大理) 火山灰中の強磁性鉱物の磁氣的性質 — (5) (15分)
- 2-16 野村 哲 (群大教養) 伊藤 取 (群馬県立松井田高校) 新井文夫 (群馬県勢多郡東村
立泉小) 群馬県新第三紀秋間層中の茶白山溶結凝灰岩の磁化 (10分)
- 2-17 R. T. Merrill, H. Ling, H. Kinoshita and N. Isono (Univ Washington)
Paleo- and Rockmagnetism of Deep Sea Sediment from Central Pacific, (15分)
- 2-18 野村雅史・小林和男 (東大海洋研) 海底堆積物中の強磁性鉱物 (15分)
- 2-19 小林和男・野村雅史 (東大海洋研) 海底コアと日本海の地史 (15分)
- 2-20 小嶋 稔 (東大理) 中央海嶺磁気異常の機構 (15分)
- 2-21 H. Kinoshita M. Kono, Y. Aoki (Univ Tokyo) R. T. Merrill (Univ
Washington) Stability of NRM of Deccan Traps Lavas (15分)
- 2-22 M. Beck (Western Washington State College) H. Kinoshita. (Univ.
Washington.) Paleomagnetism of Twin Sisters Dunite Intrusions and
Its Implication to Tectonics (15分)
- 2-23 永田 武 (東大理) 地球磁場逆転と古地磁気強度 (12分)
- 2-24 木村勝弘 (東北大理) 房総半島の中新統試料による褶曲テスト (10分)

第 3 日 10月14 (木)

太陽風・太陽輻射 於 第1会場 (9:00—12:00)

- 1-58 竹之下裕五郎 (電波研秋田電波観) 地球近傍の太陽風速と地磁気活動との相関 (15分)
- 1-59 加藤愛雄・張 紹昌 (東海大) Physical Characteristics of 14 Satellite-Observed
Interplanetary Shock Waves Covered the Period from December 1967 to
June 1968 (15分)
- 1-60 加藤愛雄・張 紹昌 (東海大) Observation of Solar Disturbances in the Solar
Wind on the Last Maximum Solar Activity (15分)
- 1-61 鷺見治一・渡辺 堯・小島正宜・柿沼隆清 (名大空電研) 電波星シンチレーションによ
よる太陽風の解析 (12分)
- 1-62 渡辺 堯・鷺見治一・小島正宜・柿沼隆清 (名大空電研) 電波星シンチレーションによ
る太陽風の観測 (12分)

- 1-63 齊藤尚生(東北大理) Structure of the Solar M-Region and the Interplanetary Magnetic Field (15分)
- 1-64 大塩光夫(電波研) 太陽X線のフレアの形態 (15分)
- 1-65 前田憲一・辻井常男・鷹尾和昭(京大工) 太陽X線, 電波, 黒点数の関係 (10分)
- 1-66 羽倉幸雄・山下不二夫・石井隆広雄(電波研) 太陽フレアの電波, X線, プロトン特性 (15分)
- 1-67 小倉統一(日大習志野) K. J. Frost(NASA), 小玉正弘(理研) Comparison of The Hard Solar X-Ray Burst of February 11, 1970 Observed at Balloon and Satellite Altitudes (11) (15分)

観測機器 於 第2会場(9:00-12:00)

- 2-25 麻生武彦(京大工) 非一様プラズマ中のプローブインピーダンス(I) (15分)
- 2-26 江尻全機・渡辺勇三(東大宇宙研) 非一様磁場中のインピーダンス・プローブ特性 (15分)
- 2-27 鎌田哲夫(名大空電研) 入力インピーダンス変化法によるプラズマ内でのホイップアンテナインピーダンス測定結果 (10分)
- 2-28 江尻全機(東大宇宙研) 大家 寛(京大工) RFプローブ法による電子密度測定 of the誤差 (15分)
- 2-29 宮崎 茂・森 弘隆(電波研) 土手敏彦(理研) 江尻全機(東大宇宙研) 大家 寛(京大工) 麻生武彦(京大工) 小山孝一郎・三留重夫(東大宇宙研) DCプローブによる電子密度・温度の相互比較 (15分)
- 2-30 小山孝一郎・三留重夫・平尾邦雄(東大宇宙研) ラングミュアプローブ表面汚染の影響 (15分)
- 2-31 河島信樹・矢守 章(東大宇宙研) 電離層測定用直読式プラズマ密度計の開発(II) (10分)
- 2-32 向井利典・松村正三・平尾邦雄(東大宇宙研) 低エネルギー電子分析器の特性について (10分)
- 2-33 佐川永一・山田弘善・伊藤富造(東大宇宙研) 益野信義(電波研) ミニQ型質量分析計(III) (15分)

特別講演 於 ホール (13:00-14:30)

大林辰蔵 (東大宇宙研) 『地球磁気圏の研究』

力武常次 (東大地震研) 『地震予知研究の最近の進歩』

総 会 於 ホール (14:45-16:30)

第 4 日 10月15日 (金)

ロケット観測 於 第1会場 (9:00-11:00)

- 1-68 渡辺 隆・小川利紘 (東大理) K-9 M-30号機による中間紫外アルベドの測定 (10分)
- 1-69 堤 四郎・鈴木 裕 福原敏行・竹屋芳夫 (阪市大) K-9 M-33号機によるCs
雲の観測 (10分)
- 1-70 中村純二・松岡 猛 (東大教養) 大地 登 (岐阜大) K-9 M-33号機による
Ba 雲の観測 (10分)
- 1-71 加藤 進・麻生武彦・堀口俊洋 (京大工) 中村純二・松岡 猛 (東大教養)
Sporadic E Formation by Wind-shear, Comparison between Observation
and Theory. (15分)
- 1-72 江尻全機・渡辺勇三 (東大宇宙研) インピーダンスプローブによる電子密度測定
—ロケット観測データの処理法— (15分)
- 1-73 宮崎 茂・森 弘隆 (電波研) K-9 M-30による電子密度の測定 (10分)
- 1-74 平尾邦雄・松村正三・田中高史 (東大宇宙研) 光電子の電子加熱効率と電離層電子温度 (15分)
- 1-75 平尾邦雄・小山孝一郎・田中高史 (東大宇宙研) 下部電離層の静電探針による観測 (15分)
- 1-76 平尾邦雄・小山孝一郎 (東大宇宙研) 電離層電子温度の時間的特性 (15分)
- 1-77 早川幸男・加藤隆子・河野 毅・長瀬文昭・西村求美・田中靖郎 (名大理)
KeV電子のロケット観測 (10分)

電波伝播 VLF (I) 於 第1会場 (11:00-12:00)

- 1-78 徳田八郎衛・石原昌幸・田中敬史 (防衛技研飯岡) Guam-Iioka MOFとBackscatterの
同時実験の比較 (15分)
- 1-79 鈴木国弘・西脇 彰・吉岡敏太郎・馬場清英・三上孝義・木下みつえ (中工大)
赤道越えNWC-22.3KHz VLF信号の受信 (15分)
- 1-80 筒井 稔・小川 徹 (京大工) 放送波を利用した電離層ドップラー観測 (II) (10分)

電波伝播・VLF (II) 於 第1会場 (13:00-16:00)

- 1-81 満保正喜・長野 勇・山口 尚 (金沢大工) 電離層中の進行波と後進波 (10分)
- 1-82 満保正喜・長野 勇 (金沢大工) 磁界方向に電子密度が変化する電離層中を伝播する電波 II (10分)
- 1-83 鈴木国弘・馬場清英・三ツ口武雄・山田文人 (中工大) 電離層底部におけるホイッスラーの伝播 (15分)
- 1-84 上山 弘・森 洋介・荒木 喬 (東北大理) 高次モードTweekについて (10分)
- 1-85 重野憲司・木村磐根 (京大工) 電離層下部におけるVLF電波の伝搬 (15分)
- 1-86 鶴田浩一郎 (東大宇宙研) ホイッスラー波の励起パターンについて (15分)
- 1-87 鶴田浩一郎 (東大宇宙研) ホイッスラー波と導波管モードの結合について (15分)
- 1-88 上山 弘・森 洋介・荒木 喬 (東北大理) Ducted-Whistler Propagation, Diffuse-Whistlers (12分)
- 1-89 恩藤忠典・永山幹敏・相京和弘 (電波研) 磁気圏VLF放射の観測 II (15分)
- 1-90 相京和弘・恩藤忠典・永山幹敏 (電波研) Alouetteの2号で観測されたノンダクト・ホイッスラー (15分)

宇宙線 (I) 於 第2会場 (9:00-12:00)

- 2-34 一之瀬匡興 (信大教養) 森 覚・鷺坂 修・安江新一 (信大理) 地下50m, w. e.における宇宙線強度変化の観測 (III) (15分)
- 2-35 和田雅美 (理研) 莊 聯 陞・呉永 喜 (香港中文大) 緩中間子強度の連続観測 (15分)
- 2-36 藤井善次郎・小玉正弘・和田雅美 (理研) Experimental Investigation of Multiple Neutron Production (15分)
- 2-37 小玉正弘・井上 葵 (理研) Some Properties of the Mean Neutron Multiplicity Observed at Energetic Solar Flare Events (15分)
- 2-38 藤井善次郎・理研グループ・信大グループ・名大グループ 宇宙線強度短周期変動 (II) (10分)
- 2-39 森 覚・その他・信大グループ・名大グループ・理研グループ 宇宙線強度の短周期変動 (15分)
- 2-40 石田喜雄・菅野常吉 (福島大教養) 齊藤俊子 (福島医大教養) 宇宙線 γ 日変化について (II) (15分)
- 2-41 安江新一・森 覚 (信大理) 一之瀬匡興 (信大教養) 宇宙線強度の γ 日変化の解析 (II) (15分)

宇宙線 (II) 於 第2会場 (13:00-15:00)

- 2-42 須田友重 (気象研) 宇宙線日変化のエネルギースペクトル (15分)
- 2-43 藤本和彦・長島一男・上野裕幸・近藤一郎 (名大理) Loss Cone に起因する宇宙線強度日変化 (15分)
- 2-44 長島一男 (名大理) 恒星時変化 (15分)
- 2-45 北村正 呼 (気象研) 宇宙線日変化の20年変化 (15分)
- 2-46 高橋八郎・矢作直弘・萩原秀人 (岩手大) 太陽自転周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrumの11年変化 (15分)
- 2-47 和田雅美・奥谷晶子 (理研) 太陽地球間現象と宇宙線変化 (15分)

閉 会 の 辞

第 1 会 場

女満別、柿岡、鹿屋の S_g (極めて静かな日)

山口又新
地磁気観測所

女満別、柿岡、鹿屋の3観測所の資料について、5 quiet days から算出した S_g と、
very quiet intervals (K_p not exceeding 1+ for at least 8 intervals
in succession) から算出した S_g との比較をした。

水平分力の 1st harmonics の振中では、1958年 (yearly averages of $A_p = 19$) は、3観測所とも S_g (5 ~~calm~~ quiet) の方が、 S_g (very quiet) よりも小さく、
特に鹿屋では S_g (5 ~~calm~~ quiet) / S_g (very quiet) = 0.57 である。
1964年 (yearly averages of $A_p = 10$) は、鹿屋では S_g (5 quiet) が、
 S_g (very quiet) よりも小さいが、女満別、柿岡では、その逆になる。

偏角の 1st harmonics の振中では、1964年の柿岡の場合を除き、1958年、
1964年とも、3観測所とも、 S_g (5 quiet) と S_g (very quiet) は、ほぼと
んどひとしい。

鉛直分力については、1st harmonics の振中についてのべれば、1958年には、
 S_g (5 quiet) の方が、 S_g (very quiet) よりも大きい傾向があり (差はどれほ
ど大きくはない)、1964年には、鹿屋では S_g (5 quiet) が S_g (very quiet)
より大きい、女満別、柿岡では、その逆になる。

季節変化についても調査した。

宮崎光雄
東大・理

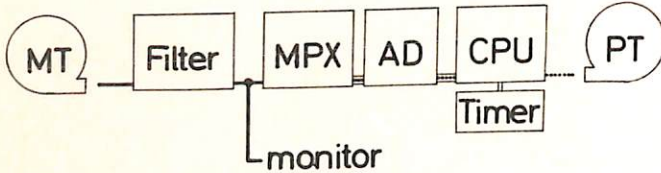
地磁気脈動の解析から、卓越周波数の緯度依存・伝播・減衰・その他の問題を説明していく上においては、観測される波から周波数・強度・Polarization 特性等、波のスペクトルをより正確に知る必要がある⁽¹⁾。従来の解析手段としては、アナログインテグレーション解析器やマルチ・バンドパス・フィルター方式による方法があり、脈動のダイナミック・スペクトルや強度がこれらにより測定されてきたが、これらは正確なスペクトルを得るに充分なものは無い。

ここで報告するデジタル方式スペクトル解析は、精度の点から一般に高い結果を得ることの出来る解析方法であり、これによる auto- & cross- スペクトルは各々に、数値化した情報を与える。

データのデジタル化に際して A/D コンバータを使用し、スペクトル計算に FFT^(2,3) を利用することになり、従来のデジタル解析より速く処理することも可能となつた。データ処理機構を図1に示す。デジタル化されたデータは紙テープにいり、入力格納の後、大型計算機でスペクトル計算される。将来、大型計算機への接続が可能になれば、ワン・パス処理が出来るようになる。

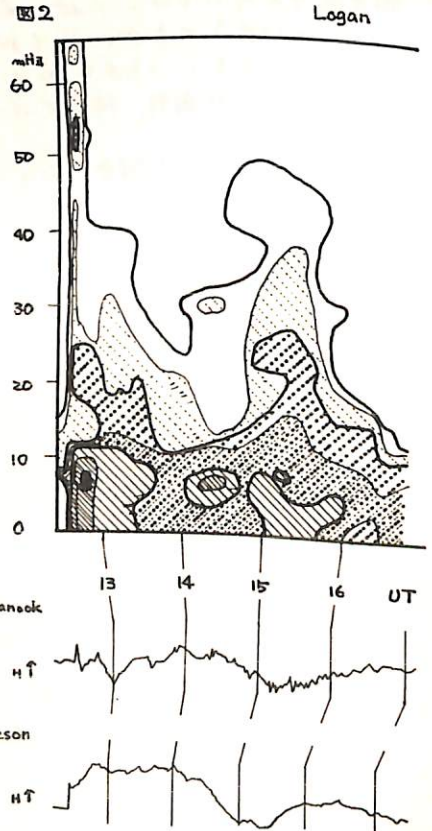
図2は上記の方法により推定した1970・11・18の12:30 UT 頃に SSC がある storm 時の脈動のダイナミック・スペクトルの一例である。

図1



CPU : HITAC-1D (8K)
 PT : データの長さ 4500 (0.75・914 2³で 2時間分)
 monitor : AD 時には 220V, PT データの印刷時には PT データ Ad 220V X10-V

- (1) 加藤曼雄・高澤介・高橋尚生・梶井秀・若井勇雄, 1968: IASJ ミニレポート
- (2) 角田増夫・中津井護・高杉敏男・飯本誠史, 1969: 電磁気学, 15, 43-
- (3) P. D. Welch, 1967: IEEE Transaction on AU, AU-15, 70-



Pc 1 型地磁気脈動の発生頻度 日変化とその機構について

桜井 亨
(東北大学 理学部)

Pc 1 型地磁気脈動の発生が緯度によって異なった日変化を示している事は既に、多くの研究者によって明らかにされている事である。しかしその理論的解釈はまだ不完全で、磁気圏での波と粒子との相互作用の機構を通じての解釈も、まだよく理解されたとは言えない。

磁気緯度 60° 近辺より低緯度の地域では、その発生頻度は夜向から朝にかけて peak を示すことは、電離層での Pc 1 に相当する HM wave の duct 伝播に支配されている結果である事として説明したが、今回は、高緯度観測点での特徴的な日変化 pattern について、その解釈を試みる。磁気緯度 60° 近辺より高緯度の地域での日変化は、その発生頻度の peak が、高緯度側から低緯度側に向かって昼側から夕方側に漸次移行している事実は 'pearl oval' という言葉でよく知られている。極磁気嵐の発生に伴って、磁気圏内部に向けて放出された plasma が昼側に移行する。この移行に伴う plasma の磁気圏内部での分布及び粒子の pitch angle anisotropy, drift に伴う drift velocity の非一様、shell splitting の効果等をも考慮すると、pearl oval, 更には緯度及び地方時による Pc 1 型脈動の細かな特性が説明される。

Pc5型地磁気脈動の発生領域に於ける特性

桑島 正幸
地磁気観測所

前回の学会では、auroral zoneのstationである昭和基地($\phi_m = 69.7^\circ$)で観測された Pc5型地磁気脈動を、降下荷電粒子との関係に焦点を絞って調べ、朝方に occurrence frequencyの peakをもつ Pc5と磁気圏夜側で発生する substormとの関連を示唆する解析結果を報告した。

一方、Pc5の exciting mechanismとして solar windと magnetopauseとの interactionに起因するという model が考えられている。この考えを裏付けるものとして、magnetopauseを compressする現象とみられる Sc, Siに伴い damping typeの Pc5 (Psc5) が発生する事実があげられる。従って exciting mechanismを異にする立場から Pc5を substormに関連して発生するものと、Sc, Siに伴って発生するものに分けて考えていくべきである。実際に duration についてみても前者は午前側で数時間にわたって継続する傾向を示すのに対して、後者は数分から数十分で減衰する傾向にある。このように exciting mechanismを異にするとすれば観測結果から、両者の間で種々の異なる特性が出てくることが期待される。特にそれらの発生領域における特性を調べることは興味深い。前者の typeに属する Pc5については Hirasawa^{*)}によって特に極度効果に関連した報告がなされている。そこで今回は後者の Pc5に焦点を絞って、その発生領域における特性を調べる。解析資料としては 1957年7月から 1958年12月の IGYの期間での quick-run magnetogramを主として使用する。

*) Hirasawa, T. Rep. Ionos. Space Res. Japan 24, 66-79.

1-5 振動型 Magnetic Substorm (Ps6) の特性と機構について (II)

齋藤 尚生

東北大学理学部

従来不規則として片付けられていた polar magnetic disturbances の中に規則性を見出し、その成分を順次抽出し、夫々の機構を明らかにしていく事は意義がある事と思われる。此の観測から前回の学会において、substorm の際に同期 10~40 分の可成り規則的な磁場変動が auroral zone において層々発生する事に着目し、substorm に associate する長周期の pulsative 磁場変動である此から Ps6 と仮称した。此の Ps6 は、Dp2, individual substorm, gravity wave, Pc5 等既知の磁場変動の何れにも属さない新しい磁場変動である事を指摘した。手許にある限られた station 及び期間の magnetogram の中から拾い出した declination Ps6 の例を **Fig. 1** に示すが、substorm の際に現れる此の様は振動的現象は、単なる偶然の不規則磁場変動としては片付け難い。

斯くして IGY 期間中に Alaska 州では auroral zone と被る緯度中 9° の範囲内に 10ヶ所の観測所を設置して磁場変動を観測した。其間に 1958 年 3 月中の 1ヶ月間を選んで之等の stations で観測された Ps6 を地域的に細かく解析した。auroragram 等との対比の結果 Ps6 は auroral electrojet の昇下付近で最も顕著に現れる事が確かめられた。

次に、東北 polar region における多量の magnetogram を解析した結果、Ps6 の onset time に、poleward shift を含む明瞭な time lag が認められた。Fig. 2 は time lag に関する結果の一部であり、▽印は midnight meridian 付近の Pi2 等が確かめられた substorm の onset time, ↑印は夫々の地磁で観測された Ps6 の onset time を夫々示す。

一方 satellite の観測資料を survey してみると、地上の Ps6 に極めて類似した周期と波型を有する磁場変動が、substorm の際に磁気圏内にも発生している事が見出される。此の magnetospheric Ps6 も地上の Ps6 と同様に declination の成分が卓越している事が特徴的であり、substorm の発生と共に、地上も含む磁気圏内に大規模な Ps6 型磁場変動が生ずると考えられる。

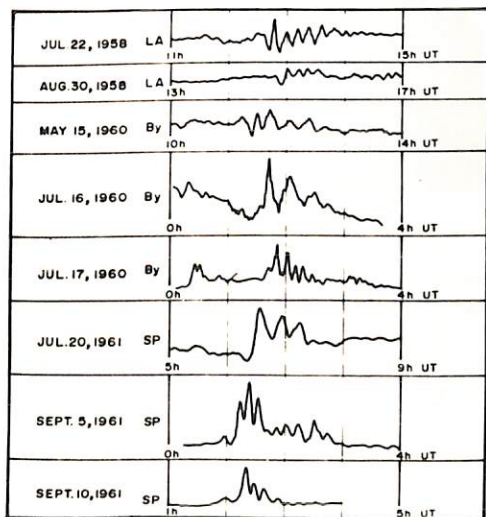


Fig. 1

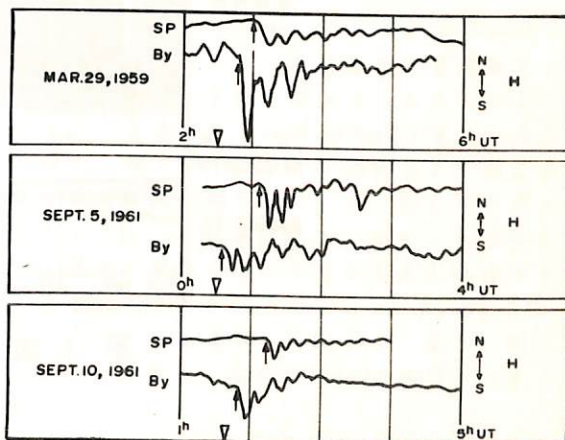


Fig. 2

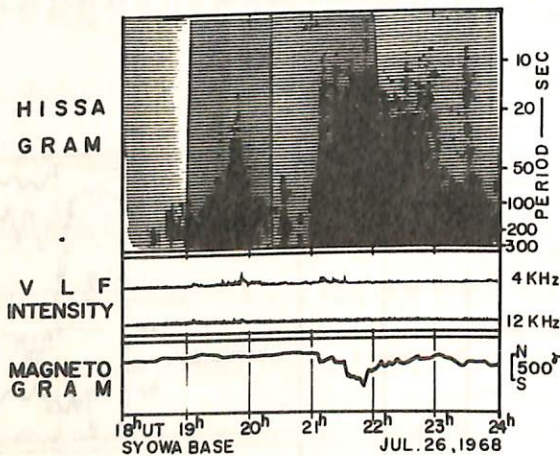
Premidnight pulsations preceding magnetospheric substorms

森岡 昭
東工大 理学部

Polar substorm a breakupに先立つ数時間前から breakup に つながると見られる
前兆現象が磁気圏で観測された (inward convection of plasma, partial ring current, plasma
sheet thinning), また地上観測から pre-breakup の現象 (inward drift of whistler ducts,
AEJ precursor, equatorward motion of auroral arc) が報告されている。

最近、この phase を growth phase (McPherson), precursory growth phase (Sagima) と名付け注
記されている。これは VLF 領域に於いても growth phase 特有の現象が存在するの
否かについて、1968年昭和基地で得られた資料を基に調べた結果を報告する。

1. 良く知られている magnetospheric substorm の breakup に伴う Pi 2 型脈動は、
長周期で、比較的小振中の Pc 型脈動 (以下 pre-breakup pulsation と仮称する) に
先行したことがある。(第1回 18^h40^m~19^h40^m UT)
2. 磁気活動度 (Kp) が次第に増大しつつある phase の日に、この pre-breakup pulsation
は観測された。
3. この pre-breakup pulsation は LT 18^h~24^h の dusk region でみられる。
4. pre-breakup pulsation の周期は 300秒~100秒で、時間と共に周期が短くなる
ことが多い。
5. 継続時間は breakup の前 15分~1時間である。
6. pre-breakup pulsation が観測されると、positive bay が出現している。
7. N1 phase (Morozumi) の VLF His と伴うことがある。
8. この pre-breakup pulsation が観測されると、磁気圏尾部では plasma sheet の
thinning に対応すると思われる磁場の増加がみられる。



第 1 図.

福島直

東京大学理学部地球物理研究施設

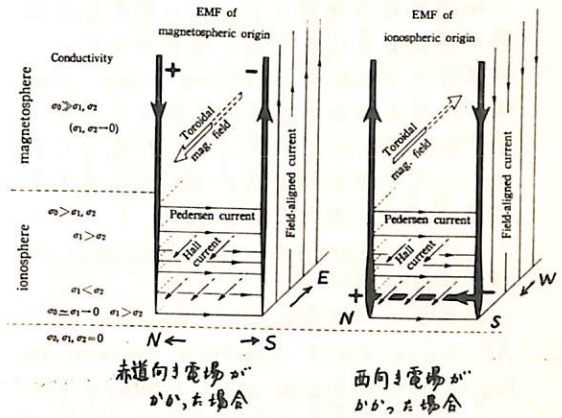
電離層と磁気圏にまたがる三次元電流系として auroral electrojet を考える場合に生じた問題点をまとめました。

Substorm 時に生じる westward electrojet の生成機構として、電離層に外部からかかっている primary electric field が westward であるが、それは equatorward であるかとの問題については、次のようなことが言える(右図参照)。

電場が westward であるならば、極光帯電離層の conductivity が周囲の領域より増大しているわけばならない。Pedersen current として極光帯に沿って西向きに流れる電流は、conductivity が増大している領域の東西両端で field-aligned current となる。南北方向に強く流れる Hall current は極光帯南北両端に charge accumulation を生じ、それは field-aligned current をつくる。しかし蓄積された charge が field-aligned current として逃げ切れない場合(Pedersen current として電離層中で流れるものを含めて)には、上右図の如く極光帯に南北方向の電場を生じ、これによる secondary Hall current が電離層に流れ、westward electrojet を強める。電離層中では電離層より上では、東向き toroidal magnetic field が生じている。

電場が equatorward である場合(極光帯で westward electrojet が流れている場所には局所的に強い equatorward electric field がかかっていると考えられる)には、極光帯電離層 conductivity は必ずしも周囲より増大しているわけば、westward electrojet は primary Hall current である。極光帯電離層 conductivity が周囲より増大しているれば、westward electrojet の両端から field-aligned current が生じる。南北方向の Pedersen current による toroidal magnetic field は西向きである。

このように westward electrojet を生じた原因となる電場が westward であるか equatorward であるかによって、生じる magnetic field が地上では同じであっても、電離層中や電離層より上での折りは異なる。Westward electrojet が無限に東西方向に伸びていけば toroidal magnetic field は地上に洩れ出てこないものがあるが、実際には auroral electrojet が有限な経度中しかないので、electrojet の東西両端から地上に洩れ、極光帯に沿っては偏角北よりの鉛直成分の変動に現われることになる。地上に於ける地磁気変動解析において、極光帯地域の地磁気変動と取扱うにあたって、偏角変動を詳しくしらべることが必要である。なおこの際極光帯電離層 conductivity がどのように変動しているかを併せて考慮しないと三次元電流分布を求め、その解釈を行なうにあたって誤った結論を出すおそれがある。たとえば、primary electric field が westward である場合においても、電離層 conductivity が一旦増加して減少する場合、減少する時には南北 meridian 面内では field-aligned current が逆流し、西向き toroidal field を生ずることも考えられるなどの問題もある。



D成分に着目した polar magnetic substorm の発達構造

上出 洋介 (東大理) ・ 斎藤 尚生 (東北大理)

極磁気嵐の発達にともない極光帯の磁場は複雑な変化をする。著者らは以前に極光帯の substorm developing stage の磁場変化は大振幅の短周期 (数分 $\leq T \leq 40$ 分) 変動によって特徴づけられることを示し、その短周期変動が substorm の本質を表わしていることを suggest した (たとえば、Kamide, Iijima and Fukushima, 1969; Saito, 1971)。

極光帯の H 成分の time-variation は、AE-index として substorm (auroral electrojet) の大きさや onset の時刻の measure を代表させ、一方 Z 成分は electrojet の中心緯度の決定に使われてきたが、individual case について D 成分の空間的構造や時間的特性はその複雑さのため総合的にはほとんど調べられていない。ここでは、D 成分に着目し polar magnetic substorm の worldwide な構造を探ってみたい。

D の変化は、次の各種電流により起こされると考えられ、そのいずれも substorm の時にはあり得るものである (Fukushima, 本学会講演会)。

in the ionosphere

Hall current
Pedersen current $\left. \begin{array}{l} > \\ > \end{array} \right\}$ が地磁気緯度
に平行でない
とき

- (i) 電場の種類
- (ii) current (σ) E の intensity 変化、と
- (iii) その動き、による

in the magnetosphere

NS 方向 $\left. \begin{array}{l} > \\ > \end{array} \right\}$ の field-aligned current が
EW 方向

- (i) arc に対応し複数個あり
- (ii) intensity 変化と
- (iii) その動きによる

本論文では、それぞれの重要度を考察するため次のような解析方法をとった。

Alaskan network ($\phi_m = 70^\circ \sim 60^\circ$ にはほぼ同一 meridian に並ぶ stations) について、

- ① numerical filter により長短周期 ($T_c = 1 \text{ hr}$) に分け、それぞれの成分の相関の contour map ($\phi_m - UT$ 図)、polarization
- ② dynamic spectra の緯度変化
- ③ aurora (all-sky camera \rightarrow aurora graph) との対応を調べる

European network ($\phi_m = 90^\circ \sim 0^\circ$) について

- ④ latitude dependence of $\Delta H, \Delta D, \Delta Z$ を positive bay (極光帯) についても調べる

中低緯度 (worldwide) について

- ⑤ ΔD の local-time dependence
- Conjugate point (Syowa-Lei.) について
- ⑥ ΔD のふるまいを調べる。

中低緯度では substorm の life time とほぼ同じ time duration をもつ bay type 変動で、緯度に比例した大きさをもつ。これは Auroral Electrojet に東西方向に結ぶ field-aligned current で説明できる。

極光帯では $|\Delta H|_{\max} \sim 3 |\Delta D|_{\max}$ であるが、短周期変動は $|\Delta D|_{\max} \geq |\Delta H|_{\max}$ を示す。Electrojet の中心付近に最大振幅をもつ fluctuation が卓越し、auroral arc の poleward movement と共にその領域が動く。Mozer and Manka (1971) によると、westward 電場と D 変化が correlate しているということだが、その解釈はむずかしい。

Auroral Electrojet の三次元電流モデル

上出 洋介・福島 直
(東大理)

Substorm の各 phase における極光帯周辺の地上磁場変動分布に加えて、最近では電離層電場、上層磁場変動の直接観測が可能になった。現在までに夜側の westward electrojet に関して明らかになった主な点は、

(1) substorm の growth phase で dawn → dusk 方向の電場、expansion phase では、これと共に pole → equator 方向の電場が卓越する

(2) meridian 面内で電離層に出・入する field-aligned current が存在することである。

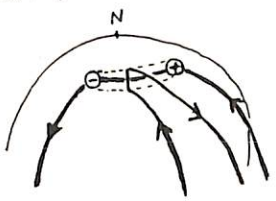
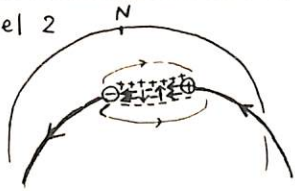
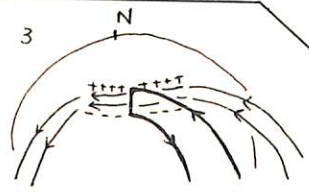
したがって、地上の磁場変動のマクロな分布を説明するために提出された従来の三次元電流モデル^{*}は、東西 electrojet と南北方向の field-aligned current の組合せを考慮に入れて計算されなければならない。

(注*) たとえば、

Kirkpatrick, 1953 ; Boström, 1964 ; Atkinson, 1967 ; Akasofu and Meng (1969) ; and Bonnevier et al., 1970

本論文では、(1), (2) の事実を考え、次のような curved field-line configuration をもついくつかのモデルについて、 $\Delta H, \Delta D, \Delta Z$ の空間分布の数値計算を行ない、観測値と比較する。

Auroral Electrojet の dimension は 2° (latitude) \times 90° (longitude)、中心の colatitude = 23° 、この中での current density は一定とし、 $\Sigma_H / \Sigma_P = 3$ (integrated conductivity の比) と仮定した。

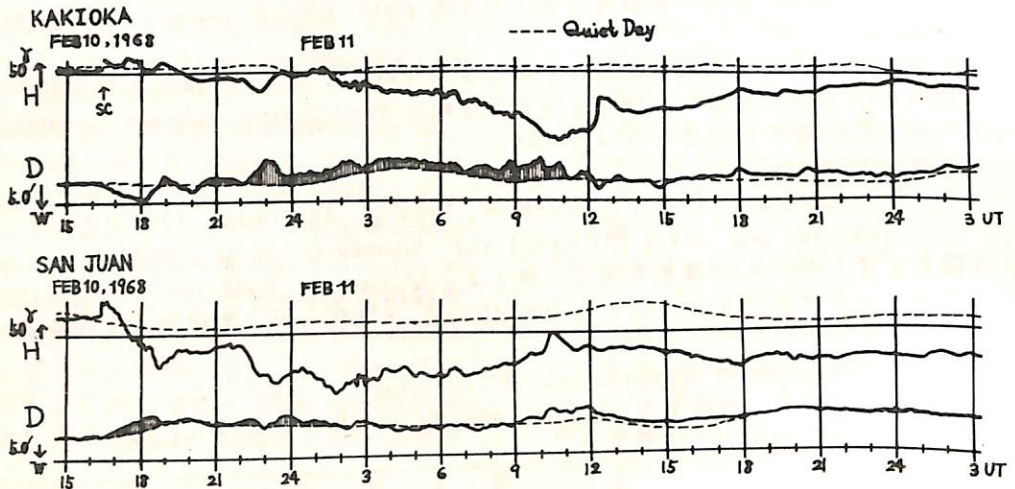
モデル	考 える current	
	ionosphere	magne to sphere
Model 1 	E (dawn → dusk) による Pedersen current Hall current	+ field-aligned current (EW 方向) + field-aligned current (SN 方向)
Model 2 	E (dawn → dusk) による Pedersen current [⊙] Hall current [*] secondary E_p (pole → equator) による Pedersen current [*] Hall current [⊙] (*の絶対値は等しいと、 ⊙の和はCowling current である)	+ field-aligned current (EW 方向)
Model 3 	primary E_p (pole → equator) による Pedersen current Hall current	+ field-aligned current (NS 方向) + field-aligned current (EW 方向)

磁気嵐の時の環電流系について(I)

永野 宏
京大・理学部

磁気嵐の時の中低緯度での磁場の変動は、水平分力Hの変動が非常に大きく偏角Dの変動は小さいが、下図の様に、main phaseの時にKakiokaと、それと経度が約130°違うSan Juanとで逆偏していることが特徴的に見られる。

sun spot maximum に近い1967, 1968年の磁気嵐について、北半球中低緯度8観測所のデータから地磁気座標におけるDSの南北・東西成分を算出し、電流系、並びに環電流の非対称性について考察する。



Auroral Electrojetの構造

永田 武 · 平沢 威男
 東京大学・理学部

平沢は、南極々光帯における極光変動の様相を *Scanning Auroral Photometer* を用いて詳細に追跡し、その結果を観測点近傍における地球磁場変動の分布と対比した。その結果として、*Auroral Electrojet* は、少くとも、2成分からなり、その一つ $\boxed{\text{AEJ-1}}$ は *Breakup Electron Aurora* に付随するものであり、他の $\boxed{\text{AEJ-2}}$ は *Post-Breakup Electron Aurora* に付随するものであると結論した。最近 Rostoker は、地磁気緯度線に沿って、極光帯内外に 11ヶ所の地磁気観測所を設置して測定した結果、*Auroral Electrojet* は、明瞭に区別し得る異った性質の2成分からなることを確認したが、彼の結果を検討すると、その2成分とは、本質的に、平沢の AEJ-1, AEJ-2 と同一であることを確かめられた。この論文では、この様な地磁気、極光の両測定結果を統合して再検討し、構造 $\boxed{\text{AEJ}} = \boxed{\text{AEJ-1}} + \boxed{\text{AEJ-2}}$ を確認し、更に AEJ-1 及び AEJ-2 の性質を明瞭に定義する。

- 1) AEJ-1の著しい特徴は、この電流は、磁極に向って *Breakup* 極光と共に、速度約 1 km/秒 で劇しく移動することである。従って、AEJ-1による磁場変化は著しい方向変化を伴う。
- 2) AEJ-2の特徴は、*Breakup* 極光が、極磁方向へ通過した後を埋める *Post-Breakup* 極光に対応し、*Post-Breakup* 極光の広がる範囲を埋めて、西向きに流れる比較的静かな電流である。

これ等の性質から見て、AEJ-1は、*Field Aligned Current* が主成分であり、AEJ-2は、DPの電場によって電気伝導度増加帯を流れる電流が主成分であると考へる。

平沢威男 永田 武
 東京大学 理学部

前回までの講演(極光からみた極磁気嵐 I-IV, 極磁気嵐と関連現象 I)に於いて, Polar substorm は, 基本的には, Breakup phase (Breakup type Aurora) と Post-breakup phase (Post-breakup type Aurora) により構成され, 1つの polar substorm は, それらの時間・空間的な重ね合わせにより説明できることを指摘してきた。今回も, この立場に立ち, Substorm 時の極域関連諸現象の成起傾向を, 図1に示めず 極域諸現象 相関図表をもとに詳しく調べ, その結論として, 図2及び表1に示めず 相関 関係を得た。

	Breakup phase aurora	Post-breakup phase aurora
Geomagnetism	Sharp breakup type bay	Broad post-breakup type bay
ULF	Pi B	Pi C
VLF	Auroral hiss	Auroral chorus
CNA	Sharp CNA	Broad CNA pulsating Aurora

表 1. 相関表

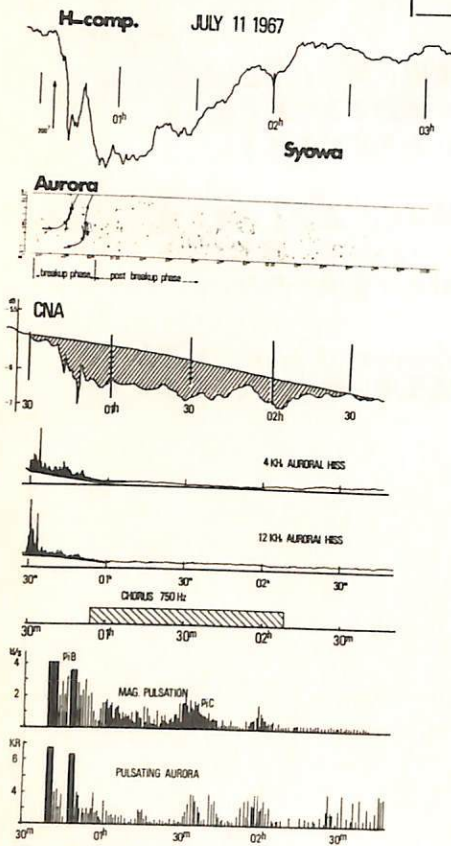


図1. 極域諸現象相関図表

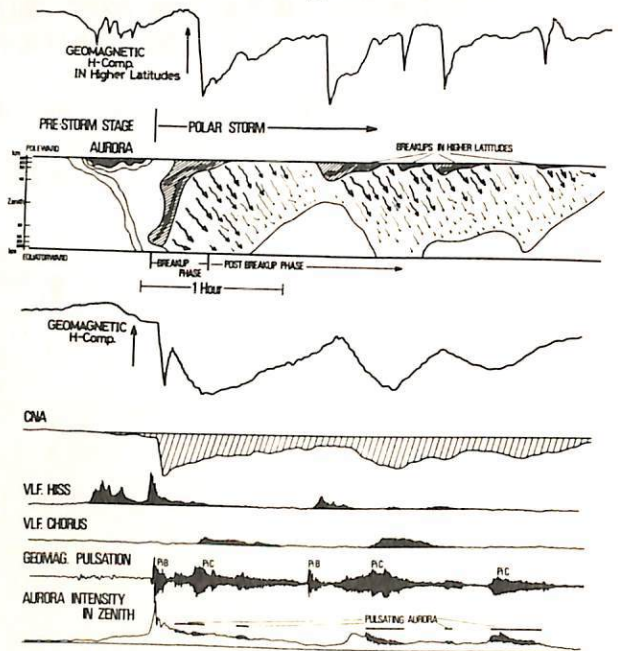


図2. 極域諸現象 (Aurora, Magnetic variations, CNA, VLF-hiss, VLF-Chorus, Geomagnetic pulsations, Auroral pulsations) 相関模式図。

Substorm growth phase — 統計的考察 —

飯島 健

東京大学理学部

Substorm growth phaseの意味が十分行なわれない目的である。growth phaseを之令には世界の約2/3のデータがある。

(1) growth phaseは従前とexpansion phaseに比べて単に先行するSubstormの強弱を反映し、定性的にはほぼ同一の過程と見做す(Fairfield-McPherron 派)

(2) growth phaseは定量的に分析する際にはexpansion phaseと異なり、Substorm fundamental elementと見做す(飯島-国分-西田 派)

飯島 (1971) は低緯度 ground Substorm を詳細に調査し、次の表で定性的差異を明らかにした。

growth-phase	→ trigger stage and breakup	→ expansion phase
DP2 field enhancement and asymmetric growth of low lat. field-depression (DRT-field)	Sudden recovery of DRT-field in the midnight sector	AET field expansion + modified DP2 field and reaugmentation of DR field in the day time sector

これは magnetic Substorm growth phase 時期の auroral display は expansion phase となる(~ Akasofu's morphology) と復元的に異なり、T.N. Davis (1971) はむしろ Aurora Substorm と Davis + Akasofu morphology との連続的解決と見做す。今回は growth phase と expansion phase の量的関係と統計的 Substorm を用いた統計的調査結果。expansion phase の AL-max.

(westward AET) は先行する growth phase (preceding 2 hours) の PCM と AOT の平均値と分散の Variance と standard deviation との比較が行われ、 $\overline{PCM} + \overline{AOT}$ が $\overline{Variance}$ と比較され、大抵 AET は 10 程度低く、growth phase 終了後 Substorm を含む、大抵 AL は 10

程度低くなる。PCM, AOT の Variance と AOT との比較は、Substorm の breakup と expansion phase の様相には background の物理的反映であると見做す。または enhance したものが重要な growth phase を単に breakup 前に何らかの過程を経て単に解決するのは、これは先行する全緯度にわたる背景の擾乱は低緯度 expansion phase に先行する growth phase の何れか 1 つの擾乱 a 2 background disturbance の反映と見做す。これは先行する単に先行する擾乱の後に growth phase が進むという見解は国分と見做す。

Dayside Aurora in Growth Phase

金田景祐 (京大理)

従来、昼側の auroral oval での極光の様相に就いて South Pole ($\phi_m \sim -78.5^\circ$) の全天カブリ観測の資料解析から種々報告をして来たが、今回の substorm に関連するその特性に就いて、これ迄にまとめられた結果を述べる。

先づ静穏時の極光の特性としては、

1). AE-index が 10 時間以上に亘って 10^8 以下 (平均 $20 \sim 30^8$) の静穏時には、地平線近くではその存在は認められるが、天頂付近にまたその識別の困難と思われる極光は非常に diffuse 且 faint arc しか認められぬことより観測事実から判断して、この極光は静穏時の極光の特性として挙げられる。

この極光静穏時の極光に対して、substorm に関連する極光は明確に異った特性を示す。

2). 地磁場の解析から既に知られて居る如く、夜側の極光帯での AEJ の急激な発生に先行して、等価電流系表示で twin-vortex 型の擾乱の成長 (growth phase) がある。静穏時と異なる特性を示す極光の出現し始めるのが、この擾乱の成長開始と殆んど一致する。

3). この極光の様相は geomag. local time で大体 10^4 頃を境として、その午前側と午後側でその様相を異にする。午前側でのその様相が可成り乱れたものである為にまた十分の特徴を要約出来ない。

4). 午後側での growth phase に出現する極光としては、大体地磁気度標での東西南方に延びた band が特徴的である。この band は出現の西の地平線から始まる。その後東にその形を伸ばすとか、irregularity が来ると移動するとか、何れにしてもその活動は昼側から夜側に向って居る。更に growth phase の間、極光は大体十分程度の time constant の活動度の増加を間歇的に示し乍ら、次第に低緯度に移動して行く。

5). 午後側での、この growth phase 中の band は夜側での auroral oval での band と異なり、diffuse である。群衆の band の下端に集中する事も多く、垂直方向に余り飛達して居ない。緯度も天体 IBC II 程度である。併し乍ら、夜側の極光帯での AEJ の急激な発生後 (expansion phase)、band の様相は、むしろ夜側の極光帯で見られるものと、殆んど変えぬ。

6). expansion phase に移行してからの様相の変化は、夜側の極光帯から移動して来る westward travelling surge の到達以前に起るものが特徴的である。

以上、要して、午後側での auroral oval に移行する極光の substorm に関連する特性を述べたが、これと関係して次の極光事象が認められて居る。

7). growth phase に移行する極光の出現開始時刻と、磁圏内空間での磁場の南北成分の南向きへの移行とが大体一致する。

8). growth phase 中の極光の間歇的な活動度の増加と、等価電流系の vortex のエッジとの間に明らかな関係が存在する。

9). 明確な expansion phase を伴わずに substorm に移行する growth phase 中の極光の、通常の例と異なる特性を示す。

大体、上に述べた極光事象はこれ迄明らかになった、今後今後既に飛展した夜側の極光帯での breakup (AEJ の発生) に先行する H_α の出現等の現象事も考慮して、更に汎く auroral substorm の解析と違の事が必要と思われる。

極地方磁場変動と極光スペクトルからみる
Auroral Substorm の発達過程

鶴田治雄
東大理学部

昭和基地での極光観測の解析を中心に述べる。

極光の活動が比較的弱いかほとんどないという時、極光スペクトルでは poleward で N_2^+ (3914 Å, 4278 Å), OI (5577 Å, 6300 Å) の emission が観測される。しかし、極光の enhancement がおこるとスペクトルは、 N_2 1PG, N_2 2PG (さらに他の line & band の) の emission が観測されて drastic に変化する。

1 晩近く K_p, K の値がとも小さい (0~1) ときは、極光の equator 方向への動きは見られず poleward で veil 状を呈しているが、時おりそれが enhanced され、強い場合には N_2 1PG の emission が観測される。

そこで、Auroral Substorm の発達過程を

1. movement
2. spectrum
3. Intensity

といふ3つの観点から総合的に調べてみた。そして、Auroral Substorm の発達過程が、polar cap や Auroral zone の magne. の変化とどのような対応しているかを調べるために THULE と AE index を用いて解析した結果を述べる。

Stable Auroral Red Arc 出現時に於ける 電離圏、磁気圏の現象について

市川敏朗
岐阜商科大進学

今回の太陽活動期に於て Stable Auroral Red arc (SAR arc) が現われ、Sept. 28/29 '67 から現在まで十数回の観測が報告されている。一方、この期間中には Explorer 31, Alouette I, II, OGO-4, 5, 6 や ISIS-I 等の satellite が飛んでおりかなりの電離圏、磁気圏のデータが得られている。現在までに発表されているこれ等のデータについて SAR arc との関連を考へてみると、次のように要約することが出来る。

- I Sept. 29/30 '67 の SAR arc の場合、 $L=2.3 \sim 3.0$ に於て見ると、
- ① 電子温度は高度 2000°K 領域では $5000 \sim 6000^{\circ}\text{K}$ (通常 2500°K) になっている。(Alouette II, Explorer 31), 900 km あたりでは 4000°K (2000°K) (OGO4)。
 - ② 電子密度は 2000 km 及び F_2 コーグでは平常に比べて大巾に減少しているが、(Explorer 31, Alouette II) 1000 km では少し増加している (Alouette I)。しかし Alouette II の topside sounder のデータではおのづかの高度について電子密度が減少しているのだからもう少し詳しく検討する必要がある。
 - ③ 2000 km での super thermal electron の flux は認められぬ (Explorer 31)。
 - ④ $\text{O}^+ / (\text{H}^+ + \text{Ae}^+)$ は 900 km region で 77% 程度増加している (OGO4)。
 - ⑤ SAR arc はプラズマポージを含む L -shell のごく近くに現われる。

などである。

II 地磁気活動との関係は

- ① Dst 又は Kp magnetic indices と SAR arc との間には次の関係がほぼ明確に認められる。すなわち Dst の主 decrease が始まってから $10 \sim 20$ 時間後の rapid recovery phase に SAR arc が現われる。
- ② Okuda, Old and Kim によると bay-like disturbance が起ると SAR arc の強度と位置がともに変化し、それ等の間に強い相関があるという興味ある発見が見出された。

福西 浩 岸松 隆史
東大理学部地球物理学教室

1970年、昭和基地で、Hp tilting-filter meridian-scanning photometer を用いて、Proton aurora の time-resolution のよい空間変化の観測を行った。今回は、 ≥ 10 keV を中心として、Electron aurora を観測する Multicolor meridian-scanning photometer の記録や、地磁気、地磁気変動の記録等を用い、午後側での Proton aurora substorm の発達の仕方について解析した結果を報告する。

- 1) 午後側で、地磁気の H 成分が positive に増大してゆくにつれ、Proton aurora は、強度を上昇させ、poleward から equatorward に広がってゆく。そして H 成分が減少するにつれ、強度が弱まり、poleward に後退してゆく。即ち、Positive bay の発達と、Proton aurora の発達は、非常によい相関をもつ。
- 2) Positive bay が、何回か起ると、それらの bay に対応して Proton aurora の発達と decay が起る。
- 3) この Positive bay に伴って Proton aurora が発達する際、sweepers (IPDP) が出現するところが多い。また、この時一般に、CNA の増強が認められる。即ち、Positive bay - Proton aurora - Sweepers (IPDP) - CNA の一連の相関がみられる。
- 4) 午後側には、強い Proton aurora が出現（始まる時、その 20~25 min 前には、midnight 付近の station では、鋭い Negative bay の onset が観測される。
- 5) Positive bay の領域で観測される $\lambda 4278 \text{ N}_2^+$ 、 $\lambda 5577 \text{ OI}$ 、 $\lambda 6300 \text{ OI}$ 等の emission は、空間時間分布が Hp emission と非常によく似ており、Proton によると解釈されていると考へられる。
- 6) 午後側の Proton の出現する領域 (Proton Oval) は、Substorm の onset から約 1 時間前から equatorward に shift し始める。

以上の解析結果から、substorm の onset と共に、midnight 付近の Trapping region に、大量の high energy proton が inject され、それが午後側に drift してゆき、波動との相互作用によって、Pitch angle diffusion を起し、Wave (Ion cyclotron wave) を成長させて、ionosphere に precipitate してゆくと考えられる。即ち、trapped proton の westward drift により、asymmetric ring current を発達させて、Positive bay を成長させ、同時に、粒子-波動の相互作用によって、Proton aurora と sweepers (IPDP) を引き起すと考へられる。また、その時観測される CNA や、 $\lambda 4278 \text{ N}_2^+$ 等の emission は、precipitated proton によると起ると考へられる。

参考文献

- 1) DeForest, S.E., and C.E. McIlwain, Plasma clouds in the magnetosphere, UGSD-SP-70-04, 1-55, 1970.
- 2) Fukunishi, H., Occurrences of sweepers in the evening sector following the onset of magnetospheric substorms, Rept. Iono. Space Rev. Japan 23, 21, 1969.
- 3) Frank, L.A., Direct detection of asymmetric increases of extraterrestrial 'Ring Current' proton intensities in the outer radiation zone, J. Geophys. Res. 75, 1263, 1970.
- 4) Heacock, R.R., Spatial and temporal relations between Pi bursts and IPDP micropulsation events, 1971 (preprint).

極光帯に於ける VLF 帯の特性 (II)

巻田 和男 福西 若 園分 征
東大・理

春の学会では主に VLF hiss の dynamic spectrum が地磁気変動の大きい時と小さい時では異なっていることを示したが、今回は aurora や CNA のデータを用いてその違いを更にこまかく調べてみた。使用したデータは 11 次南極観測隊 (福西) によって得られた。地磁気 VLF 帯自然帯、CNA, all sky photograph, 多色掃天記録等である。

ここではまず (I) high frequency (64kHz bands) の hiss が卓越する時、(II) low frequency (8kHz) の hiss が観測される時、(III) aurora の intensity が強いのに hiss が観測されない場合、の 3 つの case についてそれぞれ、aurora の位置や動き、intensity の変化及び CNA の記録を調べてみた。

《結果》

- (I) high frequency が卓越する時は aurora が必ず存在している。急に明るくなる時に hiss が観測される。Scanning の記録で 5577Å の line の増加を見ると 3 付近近くになっている。aurora の位置は主に天頂や equator 側によっている部分にある時が多い。aurora の動きについては Westward への traveling surge の場合を除きそれほど顕著な動きは見られない。電離層吸収は hiss 発生と同時に急激に起こり、徐々に回復してゆくにつれ hiss も観測されなくなる。この種の hiss は主に 22LT 以前に見られるのである。
- (II) low frequency が卓越する時には必ずしも aurora があるとは限らない。観測されたものは aurora が見られなかった。hiss と aurora との向の対応について調べると、このような hiss に伴う aurora は pole ward に近い arc 状のものに対応している。動きはあまりなかった。Scanning の記録を見ると 5577Å の輝度の増加は 1.5 倍程度である。弱い電離層吸収が見られるが急激な吸収量の変化は見られない。
- (III) aurora に伴う hiss が観測されない場合
aurora は天頂付近で明るくなり、Scanning のデータからも各 line の輝度の増加が顕著であるのに hiss はほとんど観測されない。このような時の aurora の type は (I), (II) の場合のものが多い異なっている。CNA の記録を見ても吸収は決して強くない。このような現象は 22LT 以降に良くあることも特徴である。

以上の結果から判断するに (I) と (II) の場合の VLF Hiss の spectrum を仮定による減衰効果で説明しようとする観測される power は (II) の場合には大きすぎる。従ってこの差は発生条件そのものの違いを引き起こす auroral particle の energy spectrum の変化あるいは周波数による伝搬方向の特性により多く原因があるように思える。

(III) の場合の現象は主に midnight 前後にあり aurora の type も全く異なっていることから precipitate する electron が hard に変化して hiss の発生条件が満たされていぬ事も考えられる。なお解析が盛めば break-up の各 phase に於ける特徴と Local time による依存性について述べてい。

林 幹 治

東 大 理

極域の昼間に観測される polar chorus emission は outer magnetosphere の赤道面付近で発生し、substorm により生成される数10keV electron の mirror field 中での loss cone 分布に起因する cyclotron 不安定性によるということとはほぼ間違いないと考えられる。このような emission が何故に daytime に集中的に発生するかについては、① Drift kethatron 加速が効果的となり day side での energetic electron の分布の pitch angle についての異方性が強まる。② night side で isotropic に inject された electron flux が day side へ drift してくる過程で precipitation により次第に loss cone 分布が発達してくる。③ 電離層からの photo-electron を中心とした low energy plasma の供給により day side では whistler wave の位相速度が下りその為 instability に帰する energetic electron の数が増加するので強い波が発生する。などが考えられているが ③ の考え方は hot plasma と cold plasma の出会いによる自由エネルギー解放の促進とも考えられ興味深い。

地上で観測される polar chorus の強度には季節依存性があり local summer に強いとされている。強度の統計は energy の injection の割合：magnetospheric activity と関連していることや、空電を主とした back ground noise の影響をどのように除くかといった問題があり相当長期間に渡って行なわれぬばならないものではあるがここでは昭和基地での May 1969 ~ Jan. 1970 について試す。(結果は予稿の段階では示せず、感覚的には一般のものと矛盾はなさそうである。)

季節変化の原因を議論する際に考え易い電離層の吸収におしつけることは、波の強度が大きいのが夏期であることから不可能で、自然が課した一つの問題提示とも言える。

一つの考え方として、太陽よりの日照による電離層組成の変化(主に $[O^+]/[H^+]$ の高度分布)により dawn going wave に対する cross over frequency 付近での cut off frequency が変化するため、cut off で下へ透過できない周波数の最大値が夏には下り冬には上ることによって説明しようということを見々(Koku bun et al. 1969)は示した。

ここでは別の可能性をしらべてみる。はじめの③にあるような photo electron はせいぜい 10eV 程度 (~ 1500 km/s) で、(片側の半球側が夏(白夜)で反対半球には日はあつていないとする) flux は 10^{10} elec./cm²/sec (at ionospheric level) 近くになり得るとすると、磁力線に沿った赤道面近くでは $n_e = 1 \sim 0.1$ 程度の low energy plasma の flow ができることになる。この条件で夏半球に進む whistler mode 波の phase velocity は

$$\frac{w}{k} = \frac{(CR)^2 \Omega_e / k}{(CR)^2 + w^2} + v_s \quad (v_s < 0: \text{冬半球方向})$$

となり $v_s = 0$ の場合にくらべ減少する。 $k < 0$ の場合は逆に $1/|k|$ は増える。

一方波の発生に寄与する energetic electron については分布は両半球方向に対して対称であるから、夏半球方向に進む波の強度は phase velocity の差が効いて強くなり得る。

Hot plasma流と磁場との境界構造

亘理章夫・上山 弘
東北大学理学部

磁気圏境界の形成に關する理論的考察は、従来 cold plasma 流と磁場との相互作用という立場からなされ、その構造についても明確になっているが、hot plasma 流との相互作用については未だ解決されずにいる。(cf. Longmire 1964)

しかし太陽風は速度分布を持つた流れであり、又実際に観測される境界層の厚さも、cold plasma から期待される値よりはるかに大きくなっていることから、hot plasma の影響を調べる必要がある。

定常解を得る為のモデルとして、プラスマ流は陽子と電子から成り、一次元的(X-方向)に流れ、且つ任意の速度分布 $f(V)$ を持ち $x = -\infty$ から放出されているとする。又プラスマ流がないときの磁場 $\langle B_0 \rangle$ は一様で、Z方向にあるとする。この場合の基礎方程式としては、cold plasma の場合と同様、運動方程式と Maxwell の方程式であるが、cold plasma のときと異なり粒子の侵入距離が初速により違ふため、連続の式をそのまま使えない。そこで仮定として、初速の等しい陽子と電子は同一尖まで侵入すると考えると、領域全体としては連続の式を着さないが、これら等初速の粒子間では満す様になり、任意の尖における速度分布は $x = -\infty$ における速度分布を使って表現可能となつて、速度に關する積分形で与えられる。

その結果、磁場のベクトルポテンシャル $\langle \psi \rangle$ を使えば、 ψ に關する一次微分方程式

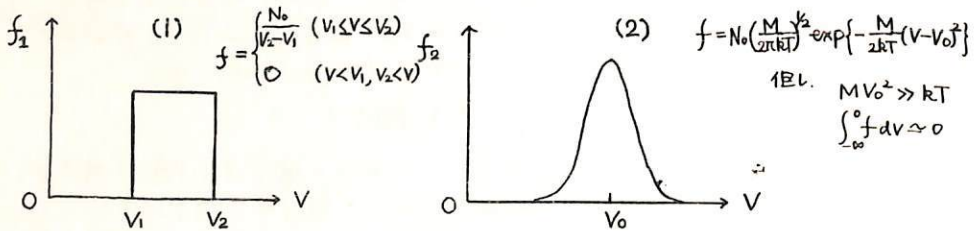
$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 = 16\pi M \left\{ \int_0^\infty V^2 f(V) dV - \int_{a\gamma}^\infty V(V^2 - a^2\gamma^2)^{1/2} f(V) dV \right\}, \quad a = \left(\frac{e^2}{mMc^2}\right)^{1/2}$$

が得られる。速度分布として (1) 長方形分布 及び (2) Maxwell 分布 を考へて上式を積分すると、いずれも磁場の遮蔽距離は cold plasma のときと比べ大きくなり、初速度の影響が大きくなる。又圧力平衡にある場合の、境界面における磁場強度は、

(1) ---- $B^2 = \frac{16}{3}\pi MN_0(V_1^2 + V_1V_2 + V_2^2)$

(2) ---- $B^2 = 16\pi MN_0(V_0^2 + V_e^2), \quad V_e = \left(\frac{kT}{M}\right)^{1/2}$

となり、もし $V_1 = V_2$, あるいは $V_e = 0$ なら cold plasma の平衡条件に一致する。*



* 昨秋の学会、及び RISRJ (25,2,1971) 紙幣表で cold plasma における圧力平衡条件 $B^2 = 8\pi MN_0 V_0^2$ は $B^2/2 = 8\pi MN_0 V_0^2$ の誤りでした。訂正とお詫び致します。

山下 泰弘 柳原 一夫

地磁気観測所

Explorer 28 の磁場の資料の中から、太陽側磁気圏境界附近の磁場について、次のことを検討する。

(1) 地球磁気圏境界面の大きさとその形状を代表するパラメーターとして、その境界面の対日点までの地心距離 r_0 を導入すると、Mead model (1964) によると、 $r_0 \propto (M^2 / 4\pi N m v^2)^{1/2}$ で与えられる。即ち、太陽風の動圧 ($N m v^2$) の変化に伴って、地心距離 r_0 も変化するを示している。しかし、惑星間磁場と地球磁場のつながりを考えると、太陽風の動圧の変化に無関係に、その境界面の位置が動くと考えられる。以上の様な

境界面の位置の変化に伴う場合の磁場の振舞いを調べる。

(2) 磁気圏境界の内側の磁場は、地球磁場と境界面電流に原因する磁場の和であると考える。そこで、地球磁場の主要部分を「双極子磁場」で近似できるとして、境界の内側で「直接測定した磁場の強さ」と、その点での「地球双極子磁場の強さ」との差を求め、もしこの偏差に興味があるならば、その原因は、境界面上に期待される。この偏差の経度、緯度分布がどのような様になるかを調べる。

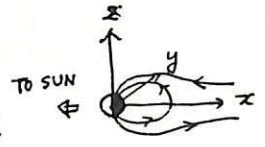
十市 勉
東大理

§1. はじめに

地球の dipole field と tail field を結びつけるものとしてプラズマ・シートが存在し、その振まいが substorm の現象を説明する上で重要な key point であると考えられる。今回は、Maxwell-Vlasov 方程式の2次元平衡解で drift velocity $V = \text{一定}$ という解を求め、それを quiet と presubstorm state の tail magnetosphere の構造に応用した。Vasyliunas の観測によると、プラズマ・シートは、quiet state $z \sim 11 RE$, disturbed state $z \sim 6 RE$ のように鋭い pressure の勾配をもつ。この inner edge z^* は、電流は eastward に流れ、tail current と方向が逆転している。このようなプラズマ・シートの inner boundary を含めた system の2次元平衡解を求めることが今回の目的である。

§2. Formulation of the problem

- 仮定
1. (x, z) に依存
 2. charge neutrality, $n_e = n_i$
 3. 温度 $T = \text{一定}$. low energy plasma の等号を無視



方程式

$$\begin{cases} \text{rot } B = \frac{4\pi}{c} j \\ \frac{1}{c} j \times B = \nabla p \end{cases} \quad \text{where } B = \text{rot } A = \left(-\frac{\partial A_z}{\partial z}, 0, \frac{\partial A_z}{\partial x}\right), j = (0, j_y, 0)$$

j を消去 $\rightarrow \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -4\pi \frac{B \times \nabla p}{B^2}$ — ①

無次元化

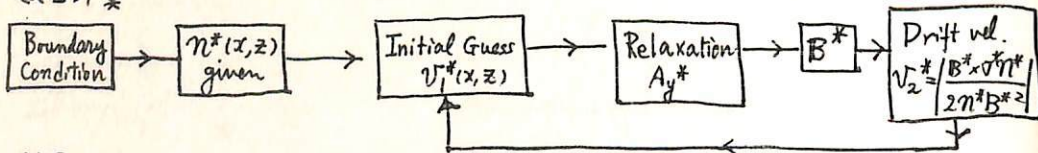
N_0, T_{\pm}, λ : given $\rightarrow B_0 = \sqrt{8\pi N_0 k(T_+ + T_-)}$, $V_0 = \frac{cT_-}{\lambda} \sqrt{\frac{k}{2\pi N_0 e^2(T_+ + T_-)}}$
 $x^* = x/\lambda$, $B^* = B/B_0$, $A_y^* = A_y/\lambda B_0$, $v^* = v/V_0$, $n^* = n/N_0$

① 式は

$$\frac{\partial^2 A_y^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 A_y^*}{\partial z^{*2}} = -n^* \cdot v^* \quad \text{--- ②}$$

where $v^* = \frac{1}{z} \left| \frac{B^* \times \nabla^* n^*}{n^* B^{*2}} \right| \equiv v^*(n^*, A_y^*)$

§3. 数値計算



§4. 結果.

計算中...

磁カ線のリコネクション IV

— 非定常および定常の場合 —

津田孝夫・深尾昌一郎
京大工学部

磁カ線のリコネクションの "Dynamics" を考へると、以下が明らかになつてゐる。

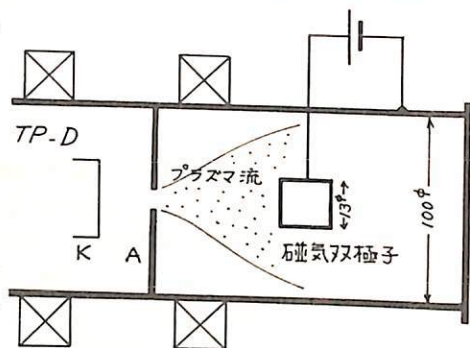
- 1) X型構造の起源 — 成長の条件
- 2) 発達過程 — リコネクションの確認
 - 成長の速さ, 安定性等の時間的ふるまい
 - (準)不連続面 (Shock) 発生時の時間的, 空間的分布
- 3) 境界条件の影響 — 境界条件, 導電率 etc.

今回は、Xの後ろの *extensive* な計算結果に基づいて論ずる。

1-24 定常プラズマ流と双極子磁場との相互作用

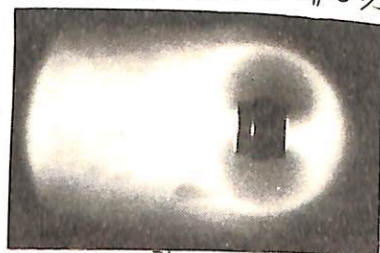
河野 汀、久保治也、河島信極村 (東大宇宙研)

地球磁場とプラズマとの相互作用によって生ずる諸現象を、実験室スケールで観測する目的で、定常なプラズマ流の中に磁気双極子を置き、そのまわりのプラズマの振れを調べる実験を行った。実験装置の概要は(才1図)に示してある。プラズマ源としてはTP-Dを用い、導体壁で囲まれた実験領域にプラズマを導いてこの中に磁気双極子を設置した。磁気双極子は直径13mm、長さ13mm、磁界の強さが表面で800

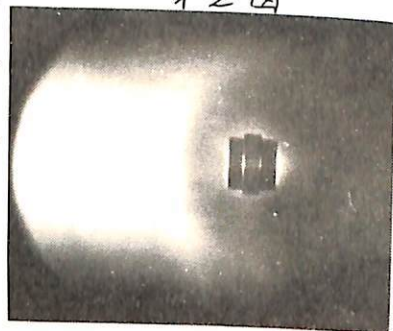


才1図

ガウスの円筒型永久磁石を用いた。双極子と導体壁(内径10cmの円筒)との間には、任意の電圧を印加して双極子の電位を変えられるようにしてある。パラメータとして、双極子の軸と案内磁場の向き(プラズマの流れの方向)とのなす角 θ 、案内磁場の強さ、プラズマの密度、及び双極子の壁に対する電位 V を選んだ。使用した気体はヘリウムで、双極子付近でのプラズマ密度は約 10^{20}cm^{-3} 、電圧 $7 \sim 8 \times 10^4 \text{V}$ 、案内磁場の強さ100~300ガウスである。最も興味ある現象のみられるのは、 $\theta = 180^\circ$ すなわち双極子の向きと案内磁場の向きが反平行で、双極子の電位が正の場合であった。すなわち $V = 0$ の時は、双極子の周りに、単に禁止領域(暗部)のみみられるのみであるが、 V が約20Vを超えると、双極子の両極付近が強く光りはじめ、この部分は V の上昇と共に拡大して、 V が約100Vでほぼ球殻状の構造が現われる。このような球殻は V の増大と共に拡大して行き、 $V = 300 \sim 500 \text{V}$ で最も鮮明となる(才2図)。 V が負の場合は双極子の周りに球状の暗部が出来、 $|V|$ の増加に伴って拡大する(才3図)。次にプラズマ密度の増加(factor 2.3)に対しては、上述の球殻($V > 0$)は双極子の軸方向に圧縮された型となる。案内磁場の強くあると球殻は双極子の軸に垂直な方向に小さくなり、同時に境界はより鮮明になる。 V が負の場合の球状暗部は、プラズマ密度、及び案内磁場の変化に対して著しい変化を示さない。 $\theta = 0^\circ$ 及び $\theta = 90^\circ$ (270°)の場合については、特に興味ある現象は観察されない。



才2図



才3図

地球電磁気学のおかれている現在の位置(又)

鶴田治雄(東大理), 岩坂泰信(名大理), 広瀬 徹(京大理)

我々は、「地球電磁気学」と称される分野の研究活動を通じて、現実の社会と関わりを持っている。一体「地球電磁気学」はこの社会の中でどのような位置にあるのかは、我々が常に考えていくべき事であろう。先回来のシリーズは、こうした事を、過去の歴史的事実などを具体的に調べながら、探っていくこととするものである。

先回は、1957年に始まるIGY(国際地球観測年)によって、我々の分野が大きく変動をうけた事、更にそのIGYが成層圏飛行機や、大陸間弾道弾などの軍事的背景からも要請されていた事などを述べた。更にその変動を次の四点にまとめた。

- (1) データ量の急激な増加。
- (2) 国際協力事業 — 学術会議・文部省 — 特別委員会 — 大型予算 というパターンの確立。
- (3) 衛星観測によって、巨大科学・ナショナルプロジェクトの第一歩となった事。
- (4) ロケット開発の契機になった事。

本講演では、これら(1)~(4)についての詳細な検討結果を発表する予定である。

特に、(4)によって、我々の分野がどのように変化してきたかを、学会講演・研究会報告などをもとに分析する。更に(2)(3)について述べる。現在の地球電磁気学分野の予算的豊富さ(比較的)は、国策としての宇宙開発・地球海洋開発計画に負うと見てよく、特に太陽活動期国際事業(IASY)・外圍大気共同地上観測・国際地球内部開発計画(UMP)などの特別事業による大型予算を基礎としている。我々はこの現状をもとらせた契機としてのIGYを見る中から、次の事を考えてみたい。

- (1) 国策 = 国家権力の意図 に常に注意を払ってきただけか、(※次大戦!)
- (2) 大型予算が出やすいという事で、特別事業・国際協力事業に容易に振りかかっているのではないだろうか。(IMS)
- (3) 予算獲得(研究テーマ) について、研究者間の討論が十分にできる体制と環境にあるかどうか。(我々の自己批判も含めて)
- (4) 70年代対外膨張をねらう国家権力に対決するという我々は、国策としての大型予算に囲まれながら、果して正しい運動をやってこれたのだろうか。

○ 参考. 日本経済の「戦略産業」としての、宇宙・防衛産業

	東大ロケット	科技庁ロケット	防衛庁ミサイル
三菱電機	レーダー	テレメータ、トラッキング	地对空ホーク
三菱重工		機体製作	ナキド、地对空AIM-12
日産自動車	ロケット本体	機体製作	地对地30型、地对空AAR
日本電気	テレメータ	テレメータ	ナキ、バジシステム
東 芝	姿勢制御		地对空ホーク

・ 1970年10月21日発表の 宇宙開発委員会による 新計画

■ 通信衛星打上げ用 新INロケットに 技術導入される「ソーロケット」は、アメリカでは中距離弾道弾として開発され、軍事用・宇宙開発用として使われてきた。

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高温プラズマが少量混入したときのイオンエレクトロン周波数附近以下の波の伝播特性を調べた。その結果冷いプラズマのそれと異なる方向の伝播方向磁系音波が高温プラズマの混入により非等方的に伝播し、このことにより右図の Pc1, Pc5 を説明し得る事を見出した。今回は冷いプラズマ中の高温エレクトロンが混入するさまの伝播特性を調べた。その結果と高温プラズマ混入時の特性との比較は以下の通りである。

ω : 波の周波数 Ω_i : イオンサイクロトロン周波数

F-wave : 磁系音波 S-wave suprathermal wave

A-wave : Alfvén 波 V_{20} : 2-成分の音速

V_A : Alfvén 波速度

高温エレクトロン

$(\frac{V_{20}}{V_A})^2 = 1.5$, F-wave 非等方 } 共振時 $\frac{\omega}{\Omega_i} \leq 0.3$
S-wave 略等方

F-wave 略等方 } $\frac{\omega}{\Omega_i} > 0.4$
S-wave 非等方

A-wave 非等方, 共振角が $\frac{\pi}{2}$ より $0.5 \frac{\omega}{\Omega_i} < 1$ かつ $1.1 \sim 0.2$

$(\frac{V_{20}}{V_A})^2 = 2.0$, F-wave 非等方 } $\frac{\omega}{\Omega_i} \leq 0.8$
S-wave 略等方

F-wave 略等方 } $\frac{\omega}{\Omega_i} \geq 0.9$
S-wave 非等方

A-wave 非等方 共振角が $\frac{\pi}{2}$ より 周波数 $(\frac{V_{20}}{V_A})^2 = 1.5$ と同じ

F-wave 略等方 } $\frac{\omega}{\Omega_i} > 1$
S-wave 非等方 ($\frac{\omega}{\Omega_i} = 1$ 付近)

高温プラズマ

$\frac{\omega}{\Omega_i} \leq 0.5$

$\frac{\omega}{\Omega_i} > 0.5$

共振角は $\frac{\pi}{2}$ より大きく $1.1 \sim 0.2$ ($\frac{\omega}{\Omega_i}$ が大きいほど)

$0 < \frac{\omega}{\Omega_i} < 1$

極小値

極大値

上から判る如く、伝播波の速度が音速エレクトロンの割合が物理的平衡値より小さい。

Turbulent Plasma での輸送過程は、天体プラズマの加熱、高エネルギー粒子、放射の放出と関連して重要である。たとえば、磁気中性面(又は中性線)をもつプラズマ(solar flare モデルなど)は、電流層をもち、いくつかの不安定(=流体不安定)により乱れた状態にあると考えられる。最近 Coppi etc (1970) は、flare のモデルを提唱し、flash phase に続く状態では、磁場に沿ってプラズマの放出が起こり、そこで shock waves の生成と、それに伴う共鳴的 flare の triggering を示唆した。我々は、磁気中性面をもつプラズマで、その他の turbulent layers (磁気圏境界) での非線形電流流体波は、乱れた状態での輸送過程で重要であると考え、ここでは、乱れた状態にある電流層を特徴づける量として、effective turbulent conductivity, σ_{turb} を導入して、非線形電流流体波を扱う。

§. Basic Eq. & Formulation :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 & (1) \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{S}{\rho} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} & (2) \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + D_m \Delta \vec{B} & (3) \end{cases}$$

各物理量は、次の様に無次元化してある。
 $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0, \tilde{v} = v/c_s, \tilde{B} = B/B_0, \tilde{t} = t/L_0, \tilde{L} = L/L_0$
 $S = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} / c_s^2, D_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{turb} L_0 c_s}$ (4)

(等温変化を仮定した)

我々は、 σ_{turb} による散逸を小さいと考え、 $D_m \sim O(\epsilon)$ とする。電流流体波のゆらぎとした小さいを調べるために次の座標変換を行う： $\xi = k_x x + k_y y - \omega t, \eta = \epsilon t$ (5)。
 更に、各物理量 $\rho, \vec{v} (v_x, v_y, 0), \vec{B} (B_x, B_y, 0)$ を ϵ で展開し、(5, 7) のみからなる解を求める。但し、 $\epsilon \rightarrow 0$ で $\rho_0, \vec{v} = 0, \vec{B} (0, B_0, 0)$ で ρ_0, B_0 は一定であると仮定する。

$O(\epsilon)$ から： $A_0 \frac{\partial U'''}{\partial \xi} = 0$ (6) $A_0 = \begin{pmatrix} \omega & k_x \rho_0 & k_y \rho_0 & 0 & 0 & 0 \\ k_x \rho_0 & \omega & 0 & -S \frac{k_x B_0}{\rho_0} & S \frac{k_y B_0}{\rho_0} & 0 \\ k_y \rho_0 & 0 & \omega & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -k_y B_0 & 0 & \omega & 0 & 0 \\ 0 & k_x B_0 & 0 & 0 & \omega & 0 \end{pmatrix} U''' = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ v_{x1} \\ v_{y1} \\ B_{x1} \\ B_{y1} \end{pmatrix}$ (7) (8)

Det $|A_0| = 0$ から磁気音波の分散式が導かれる：

$\omega^2 - \omega^2 k^2 (1 + V_{A0}^2) + k^2 k_y^2 V_{A0}^2 = 0$ (9) $k^2 = k_x^2 + k_y^2, V_{A0}^2 = S \frac{B_0^2}{\rho_0}$

(6) 式、解は $U'''(\xi, \eta) = R(\eta) \varphi'''(\xi, \eta) + V(\eta)$ (10) となり R は $A_0 R = 0$ から決定される固有ベクトルで、 $V(\eta)$ は境界条件による(今場合は初期条件)がこれを無視して考える。次に、

$O(\epsilon^2)$ から (10) 式で決定されて、右の振動 $\varphi'''(\xi, \eta)$ を支配する次の Burgers 形方程式が与えられる：
 $\frac{\partial \varphi'''}{\partial \eta} + a \varphi''' \frac{\partial \varphi'''}{\partial \xi} + b \frac{\partial^2 \varphi'''}{\partial \xi^2} = 0$ (10)

$$\begin{cases} a = \frac{\omega [1 + \frac{k_x^2}{\omega^2} + \frac{1}{\omega^2} (\frac{k_x^2}{\omega^2} - 1)^2 \{2k^2 V_{A0}^2 + \omega^2\}]}{[1 + \frac{k_x^2}{\omega^2} + \{\frac{\omega^2}{k_x^2} + V_{A0}^2 (\frac{k_x^2}{k_x^2} + 1)\} (\frac{k_x^2}{\omega^2} - 1)^2]} \\ b = - \frac{D_m k^2 (\frac{k_x^2}{k_x^2} + 1) V_{A0}^2 (\frac{k_x^2}{\omega^2} - 1)^2}{[1 + \frac{k_x^2}{\omega^2} + \{\frac{\omega^2}{k_x^2} + V_{A0}^2 (\frac{k_x^2}{k_x^2} + 1)\} (\frac{k_x^2}{\omega^2} - 1)^2]} \end{cases} (11) (12)$$

§. Discussions :

σ_{turb} の原因となる不安定として、電流層にある電場 E は $E_D = \frac{m_e v_{the}}{e} (Dreiser \text{ field})$ より充分大きいと考えられ、Buneman type の二流体不安定が「可能」である。 $\sigma_{turb} \approx 10^{(5-6)} e.s.u$ となり $\epsilon \sim D_m \sim 10^{-(1-2)}$ に対応する。ここでは、磁気音波の分散を無視したか、磁気中での近似的なイオンの慣性効果よりイオンの有限ラモア半径効果による分散が重要である。非線形効果により作られる短波長は $k R_i \ll D_m$ ならば「無視出来る」(R_i はイオンのラモア半径) $k R_i \sim D_m$ ならば (10) 式に分散を添った $\frac{\partial^2 \varphi'''}{\partial \xi^2}$ (c は $k R_i$ に比例する定数) が付加わり振動型の shock waves を定常解として扱う。

名大プラズマ研究所 坂井純一

§.1 Introduction :

無擾動状態が一様であるプラズマでの非線形電磁流体力学の伝播については、これまで多くの人々によって研究されてきた。不均一媒質での非線形波動伝播についての研究は、実際の現象の応用に際し重要である。最近、弱い不均一媒質での非線形波動の伝播に関しての一般論が Asano & Taniuti (1970)* によって研究された。この講演の目的は、磁気中性面をもつプラズマ (磁気圏尾、flare model) 内を伝播する時、何伝播特性が、不均一効果と非線形効果によってどう影響を受けるか? にある。更には、電磁流体力学によるイオン加熱を考えた時にも非線形波動の性質が大切である。

§.2 Basic Eq. & Formulations :

* Asano & Taniuti : J. phys. Soc. Japan 29 (1970)

基礎方程式は、本講演の報告の (1)~(3) 式である。平衡状態 $\rho_0, \vec{B}(0, B_y^{(0)}(x), 0)$ $\vec{v}=0$ の x に沿って z の方向に伝播する: $\rho_0(\epsilon x), B_y^{(0)}(\epsilon x): \epsilon = \frac{\lambda_N}{L_0}$
 L_0 は Tail の scale length, λ_N は Neutral sheet の厚さ。以下不均一を特徴づける small parameter $\epsilon = \frac{\lambda_N}{L_0}$ と dissipation を特徴づける parameter D_m を same order とて議論を進める。次の標準座標変換 (1) を行う (ξ, η) の解を求める。この方法は、前回の場合と同様である。但し k_y は η の関数である。

$$\begin{cases} \xi = \int k_\mu dx_\mu \\ \eta = \epsilon x \end{cases} \quad (1) \quad \text{ここで } k_\mu(-\omega, k_x, k_y) \quad x_\mu(t, x, y)$$

各物理量を次の様に展開する。

$$\left. \begin{aligned} \rho(\xi, \eta) &= \rho_0(\eta) + \epsilon \rho_1(\xi, \eta) + \epsilon^2 \rho_2(\xi, \eta) + \dots \\ v_x(\xi, \eta) &= \epsilon v_{x1}(\xi, \eta) + \epsilon^2 v_{x2}(\xi, \eta) + \dots \\ v_y(\xi, \eta) &= \epsilon v_{y1}(\xi, \eta) + \epsilon^2 v_{y2}(\xi, \eta) + \dots \\ B_x(\xi, \eta) &= \epsilon B_{x1}(\xi, \eta) + \epsilon^2 B_{x2}(\xi, \eta) + \dots \\ B_y(\xi, \eta) &= B_y^{(0)}(\eta) + \epsilon B_{y1}(\xi, \eta) + \epsilon^2 B_{y2}(\xi, \eta) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$O(\epsilon)$ から線形分散式が得られ、これは前回の (9) 式と同じである。不均一媒質の場合には、 k_x, v_{A0} は η の関数で、local に決まる分散式となる。次に $O(\epsilon^2)$ の振動を支配する次の非線形方程式 (modified Burgers Eq.) が得られる:

$$\frac{\partial \varphi'''}{\partial \eta} + a(\eta) \varphi''' \frac{\partial \varphi''}{\partial \xi} + b(\eta) \frac{\partial^2 \varphi''}{\partial \xi^2} + c(\eta) \varphi''' = 0 \quad (3)$$

第2項は非線形項で、第3項が散逸効果で、第4項が不均一効果を示す項となっている。 $c(\eta) = \alpha(\eta) \frac{1}{v_{A0}} \frac{dv_{A0}}{d\eta}$ ($\frac{1}{v_{A0}} \frac{dv_{A0}}{d\eta} < 0$)

§. Applications :

電流局から充分離れた所で $\frac{\lambda_N}{L_0} \gg D_m$ と考えられ $b \rightarrow 0$ となり (3) 式は

$$\frac{\partial \varphi'''}{\partial \eta} + a(\eta) \varphi''' \frac{\partial \varphi''}{\partial \xi} + c(\eta) \varphi''' = 0 \quad (4) \quad \text{となる。}$$

(4) 式は、特性曲線系: $\frac{d\xi}{d\eta} = \varphi_0 e^{-\int_0^\eta c(\eta') d\eta'}$ に沿って解けて $\varphi = \varphi_0 e^{-\int_0^\eta c(\eta') d\eta'}$ となる。
 $c(\eta) < 0$ 即ち $\alpha(\eta) > 0$ ならば、波動は不均一効果のため shock formation が早くなる。
 この条件は $v_{A0} \geq 0.553 \times 0.0$ 時には $v_{A0} / \sqrt{1+v_{A0}^2} \leq \omega_{py} \leq v_{A0}$ となる。
 議論は Kikuchi 浅野氏 (名大理) 川村氏 (工学研) に感謝致します。

High-β プラズマ中のドリフト不安定

石原 丈実
東京大学理学部

Mikhailovskii と Fridman によれば、長波長・低周波 ($\omega \ll \Omega_i$, $k^2 \rho_i^2 \ll 1$, 但し Ω_i はイオンサイクロトロン周波数, ρ_i はイオンラーマー半径) で考えれば、非一様なプラズマ中の波動は、一様なプラズマ中の波動と同じように、アルフヴェンのな波と磁気音波的な波にわかれる。このうち磁気音波的な波について調べる。

○モデル

1. 電子・イオンともに高エネルギー成分 (h であらわす) と低エネルギー成分 (C であらわす) がありそれぞれ Maxwell 分布をしているとする。高エネルギー成分の密度勾配・温度勾配を考える。
2. Thermal velocity の大小 高エネルギー成分の温度に対応するドリフト速度 v_{eh} とし、 $v_{eh} \gg v_{ch} \sim v_{ec} \gg |v_{Be}| \sim |v_{Bi}|$
簡単のため、 v_{ec} と低エネルギー成分のドリフト速度は 0 に考える。

○分散式

$\omega \ll \Omega_i$, $k^2 \rho_i^2 \ll 1$ の近似で磁気音波的な波の分散式は、

$$\begin{pmatrix} c^2 k^2 / \omega^2 - \epsilon_2 & -\alpha_{23} \\ -\alpha_{23} & -\epsilon_3 \end{pmatrix} = 0$$

$$\begin{cases} \epsilon_2 = 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\Omega_i^2} - \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2 n_i k_{\perp}^2}{M_i^2 \Omega_i^2 \omega} \int \frac{du de}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\epsilon - u^2} \epsilon^2 \left[1 - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} (\epsilon + u^2 - \frac{3}{2}) \right]}{\omega - k_z v_i u - \omega_{Bi}^* \epsilon} \\ \epsilon_3 = 1 - \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2 n_i}{\omega M_i} \int \frac{du de}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\epsilon - u^2} u^2 \left[1 - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} (\epsilon + u^2 - \frac{3}{2}) \right]}{\omega - k_z v_i u - \omega_{Bi}^* \epsilon} \\ \alpha_{23} = \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2 n_i}{M_i \Omega_i} k_{\perp}^2 \int \frac{du de}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\epsilon - u^2} u \epsilon \left[1 - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} - \frac{\omega_{ni}^*}{\omega} (\epsilon + u^2 - \frac{3}{2}) \right]}{\omega - k_z v_i u - \omega_{Bi}^* \epsilon} \end{cases}$$

ここで $\omega_A^* = \frac{k_{\perp} T}{M \Omega} \frac{d \ln A}{d x}$ (x 方向に勾配があるとして)

伝播の角度によって場合をわけることができ

1. $|\omega_B^*| \gg |k_z v_{eh}|$ ほとんど磁場に垂直な伝播
 2. $|k_z v_{eh}| \gg |\omega_B^*| \gg |k_z v_{ec}|, |k_z v_{ch}|$ 中間的伝播
 3. $|k_z v_{ec}|, |k_z v_{ch}| \gg |\omega_B^*|$ より磁力線方向の伝播
- それぞれの結果は学会で報告した。

プラズマシートあるいはリングカレントの不安定性にまつ重要なものの一つとして、これらのドリフト不安定性があると思う。

ref. Mikhailovskii A. B. and A. M. Fridman, *Sov. Phys. JETP* 24 965 (1967)
Hasegawa A., *Phys. Rev. Letters* 27 11 (1971)

Electro static ion loss-cone 不安定性の Growth rate contour

新部 元宏
東大理学部

ミラー磁場中の不安定現象として Electro static Loss-cone に着目されてから (1) Space に於てもその重要性が指摘され、VLF emission のメカニズム (2), electron precipitation のメカニズム (3), またその Harris 型不安定性との相違が調べられ、Scarf group の electron electro static cyclotron wave のうち $\omega \approx \omega_{ce}$ は loss-cone instability による可能性が最も強いとの指摘等 (4) が行われていた。

又初期には $T_e \ll T_i$ の研究が行われ、統べて $T_e \approx T_i$ の場合、更に成分プラズマ (cold part + hot part) としての扱いも行われて来た。(5)

しかしこれらにはいくつかの不正確な近似が行われており、今回は特に growth rate の強さを着目した。

結果として最も強く成長する (線型) のは Ω_i の付近である事、 $k_{\perp} r_i \approx 1$ の付近であるという常識的な結果を得ている。

又 electro static loss-cone mode の flute ($k_{\parallel} = 0$) mode の場合に lower hybrid frequency の付近で不安定になり易いという結果 (6) 等と共に従来ある種々の不安定性 (縦波近似) の growth rate が最大になる場所が $k_{\perp} r_i \approx 1$ である事と、high β ($\beta \approx 1$) になると $k_{\perp} r_i \approx 1$ 付近から長波長領域では縦波近似は成り立たなくなるという指摘 (7) を考えると Space Physics として縦波近似が有効な場所はかなり限定されるといえよう。

又 Space に於ける研究としては 速度空間異方性 (loss-cone, Harris 型) と座標空間異方性 (VB, CP) が共存する場合の全周波数領域 ($\omega \ll \Omega_i$ だけではない) にあたり、 $\beta \approx 1$ の場合 ($\beta \geq 1$ でなく) の性質を調べる事は重要である。

- | | |
|-----------------------------------|----------------------------|
| (1) Post, Rosenbluth | Phys. Fluids 9 730 ('66) |
| (2) Swift | J.G.R. 23 7447 ('68) |
| (3) 新部・玉屋 | *45 回予稿集 |
| (4) 新部 | *49 " |
| (5) Dory, Farr, Gneist | Phys. Fluids 12 2117 ('69) |
| (6) Pearlstein, Rosenbluth, Chang | Phys. Fluids 9 953 ('66) |
| (7) 新部 | *50 回予稿集 |

Lower hybrid frequency 付近の Generalized Ion Bernstein mode の Polarization

新部 元宏
東大理学部

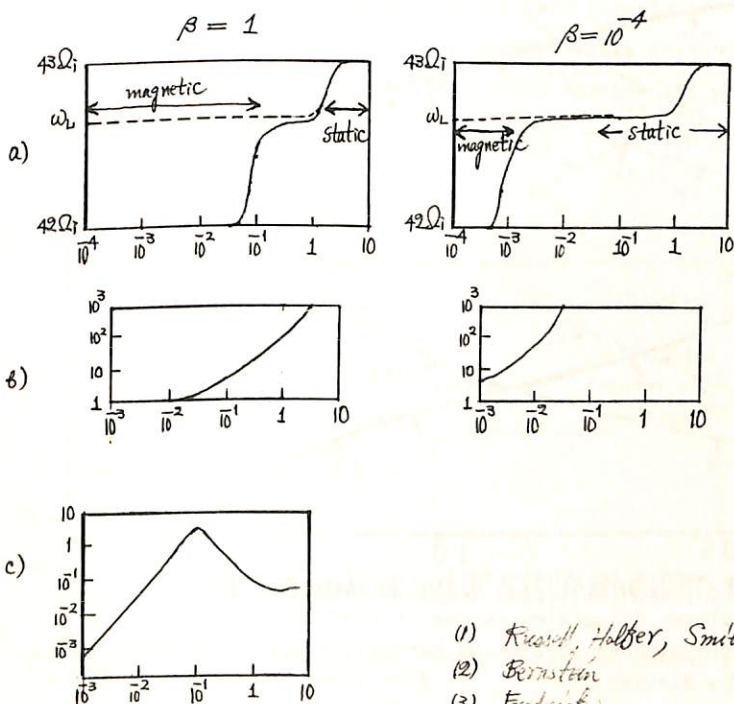
Space Physics で現時点での困難な問題の1つに High β plasma 中の波動現象の性質を解明する事にある。

本講演は Russel et al. (1) が Bounce resonance interaction を期待している垂直伝播 X mode の lower hybrid frequency 付近の性質を持し β 効果に重きを置いて報告した。良く知られている様に垂直伝播の場合には横波の O mode (前回講演でその Inverse Loss-cone 効果が報告された) と Mixed mode である X mode が存在し、後者に縦波近似を施したものがいわゆる Bernstein mode である。(2)

この X mode を近似なしに解析して始めて Bernstein mode の限界ははっきりする筈である。Mixed mode の見地から縦波近似の仮定なしに定性的に調べたのが Friedrichs (3) であり、特に electron branch (Upper hybrid frequency) について最近、大塚氏による研究が報告されている。(4)

又 mixed mode は plasma からの radiation mechanism の有力な候補の1つであり、従来ある例えば非線形 process を通じて横波を発生させる方法等(5)が非常に効率が悪いですと比較すると対照的であり radiation intensity との関連に於て検討が必要である。

結果の1例



a) は分散関係
実線は正確な解
実線は縦波近似 (Bernstein mode). ω_L は lower hybrid frequency

b) は $\frac{\delta E_{縦}}{\delta E_{横}}$

c) は $\frac{磁場の振幅^2}{電場の振幅^2}$

横目盛は全て 10 倍である。

又 $\frac{\omega_p}{\omega_e} = 10$ とした。

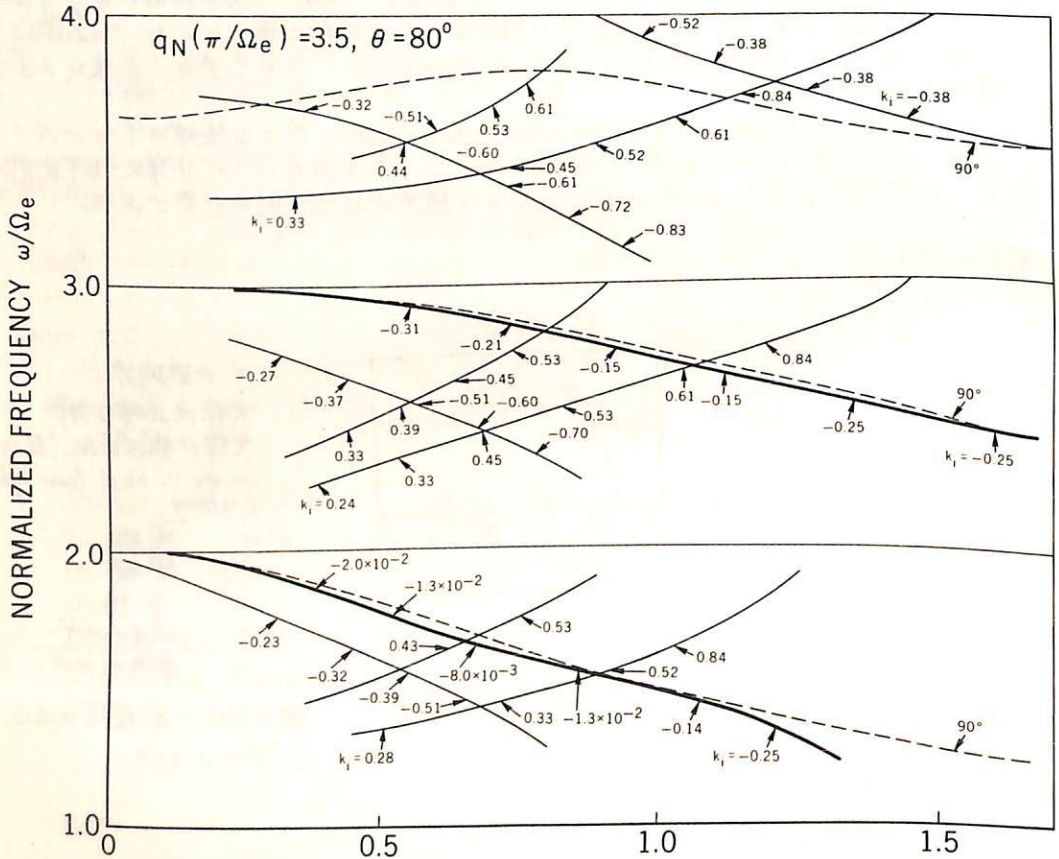
- (1) Russell, Holzer, Smith
- (2) Bernstein
- (3) Friedrichs
- (4) Oya
- (5) Tidman Dupree

- JGR 25 755 ('70)
 Phys. Rev. 109 10 ('58)
 J. Plasma Physics 3 365 ('68)
 *49回予稿集
 Phys. Rev. 117 366 ('60)
 Phys. Fluids 7 923 ('64)

HARMONIC WAVES

大家 寬
 京大工学部

Dispersion curves of electrostatic electron cyclotron harmonic waves with a phase $\exp i\{(\omega t - \vec{k}\vec{r})\}$, where ω , t , \vec{k} , and \vec{r} are angular frequency, time, wave vector and position vector, respectively, are calculated numerically for a case of real ω and complex \vec{k} that is pertinent for a pulsed short dipole excitation of the plasma waves. There are a positive k_i and negative k_i modes in solutions where k_i is an imaginary part of the wave number $|\vec{k}|$. Since direction of energy propagation are in oposit each other, these two mode waves are subjected to the Landau damping for oblique propagations with respect to a pervaded magnetic field. The positive k_i mode indicates usually a large value of attenuation rate and it is here called a short life mode wave.



REAL PART OF NORMALIZED WAVE NUMBER $k_r R$

An example of calculated dispersion curves of the short life mode of electrostatic electron cyclotron harmonic waves, k_i values are indicated in the diagram

PROTON CYCLOTRON ECHO PRODUCED BY NONLINEAR INTERACTION
OF ELECTROSTATIC CYCLOTRON HARMONIC WAVES

大塚 寛
京都大学工学部.

In the ion cyclotron spurs (King and Preece, 1967) and proton cyclotron echo (Matsuura and Nishizaki, 1969) observed in the Alouette 2 satellite experiment, responses of transmitted signals are repeated with time delay of $2\pi/\Omega_i$, where Ω_i is the proton cyclotron angular frequency. A mechanism to produce the proton cyclotron echo has been interpreted here as nonlinear wave particle interaction processes including the following waves as i) normal mode of electron cyclotron harmonic waves (E1-wave 1), ii) short life mode of electrostatic electron cyclotron harmonic waves (E1-wave 2), and iii) ion cyclotron waves (ion wave). A wave-wave interaction between (E1-wave 1) and (E1-wave 2) waves produces the ion wave around an exciting antenna. Since ion wave is produced at a localized place, a local bunch of ions due to the strong ion waves rotates being associated with the ion cyclotron motion and returns to the original production point. Surrounding the original production point, a phase information of the (E1-wave 2) wave in the velocity distribution of the plasma as a result of thermal damping of the (E1-wave 2) wave. The locally bunched ions are associated with waves which make interaction with the electrons whose distribution has records of the phase information on the (E1-wave 2) wave. By this wave-particle interaction the (E1-wave 1) wave is again produced and observed as an echo delay in the period $2\pi/\Omega_i$.

King, J. W., and D. M. Preece, Observations of proton gyro-effects in the topside ionosphere, *J. Atmospheric Terrest. Phys.*, 29, 1387, 1967.

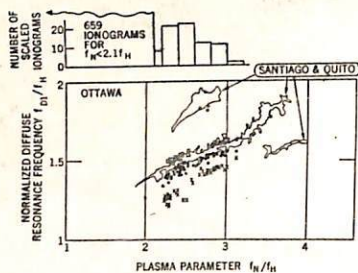
Matsuura, N and R. Nishizaki, Proton Cyclotron Echoes in the Topside Ionosphere, *J. Geophys. Res.* 74, 5169, 1969

大家 竟
京都大学工学部

In Alouette 2 Satellite observations at the high latitude region such as at Ottawa telemetry station, a diffuse plasma resonance f_{D1} reveals a split form in the resonance. The usual form of the f_{D1} resonances that can be observed at low latitude range has one peak even though the pattern reveals diffuse nature; this usual diffuse resonance is produced as results of nonlinear wave-wave and wave particle interaction of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves. The frequency split occurs in a relatively narrow frequency range centered at the usual diffuse plasma resonance frequency. A mechanism of the splitting diffuse resonance production is in a Doppler effect on the electrostatic electron cyclotron harmonic waves that are produced by a three wave decay process associated with the turbulent areas. The turbulent areas are produced by a high intensity pulse transmitted from the satellite; these area propagates in both way approximately aligned in the direction perpendicular to the geomagnetic field. From a gap frequency of the split diffuse resonance a wave number k can be obtained with the Alouette 2 velocity data. Using a calculated $\omega - kR$ diagram, electron temperature can be obtained, where R is the cyclotron radius that is given by

$$R = \sqrt{\kappa T / m \Omega^2}$$

with Boltzmann constant κ , temperature T , electron mass m and angular cyclotron frequency Ω .



The scaled f_{D1} resonance frequency versus f_N/f_H for the Ottawa data. The open squares and solid circles represent the two peaks observed on the main resonances; the crosses represent subsidiary resonances. The three island-like figures represent the boundary of the f_{D1} data points from Quito and Santiago. A histogram showing the number of ionograms scaled versus f_N/f_H is given at the top of the figure.

Theoretical Analysis of C.I.E (I)

山崎芳次, 松本 紘, 木村 盤根
(京大, 工)

II. C.I.E

明年に予定されているREXS計画において, 衛星から高周波パルス電界を磁気圏プラズマ中に打ち込み, その応答を調べるといふ態動実験が予定されている。これをC.I.E (Cyclotron Instability Experiment) といい, その目的は磁気圏を飛来する各種のVLF-Emissionの生因を調べる真にあり, 特にプラズマ中に高速粒子群 (Beam) が存在する時にWhistler-Mode-WaveとのCouplingによって生ずるInteractionによる波動動起機構を解明することに重点がおかれている。ここでは, いくつかのModelのBeamとBackground PlasmaとのCouplingを分散式を解く事によって調べた事, 及び実験に際して実際に期待される応答を理論的に求めた結果を報告する。

2. 分散式

よく知られているようにプラズマ中のR-Modeの分散式は

$$(1) c^2 k^2 - \omega^2 + \frac{\omega \Pi_e^2}{\omega - \Omega_e} + \frac{\omega \Pi_i^2}{\omega + \Omega_i} = 0$$

と与えられ, これに進向方向の速度分布がS関数的なModelを用いた電子Beamが存在する場合,

$$(2) c^2 k^2 - \omega^2 + \frac{\omega \Pi_e^2}{\omega - \Omega_e} + \frac{\omega \Pi_i^2}{\omega + \Omega_i} + \frac{(\omega - kV_b) \Pi_b^2}{\omega + kV_b - \Omega_e} + \frac{\frac{1}{2} k^2 \langle V_b^2 \rangle \Pi_b^2}{(\omega + kV_b) - \Omega_e} = 0$$

と与えられる。また, f_{0z} としてSquare分布 (図5) を与えると, イオンを無視した場合,

$$(3) c^2 k^2 - \omega^2 + \frac{\omega \Pi_e^2}{\omega - \Omega_e} + \Pi_b^2 \left[1 + \frac{\Omega_e}{k(V_b - V_{e1})} \log \left| 1 + \frac{k(V_b - V_{e1})}{\omega - kV_b - \Omega_e} \right| + \frac{\frac{1}{2} k^2 \langle V_b^2 \rangle}{(\omega + kV_{e1} - \Omega_e)(\omega + kV_{e2} - \Omega_e)} \right] = 0$$

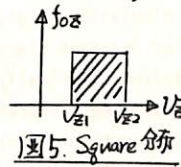


図5. Square 分布

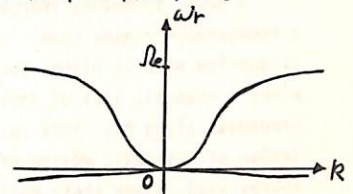


図1. Whistler-Mode

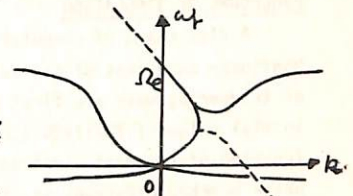


図2. f_{0z} がSquare分布のBeam

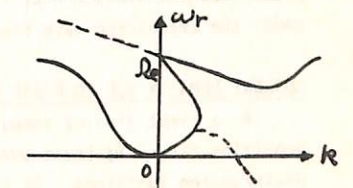


図3. f_{0z} がSquare分布のBeam

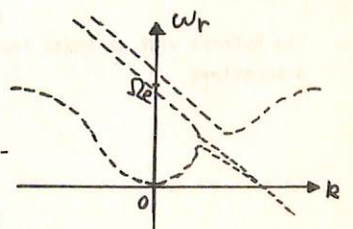


図4. Collisionを考えた時

となる。これらを解いた一例を図1~図3に示す。また, NeutralとのCollisionを考えた場合は図4のようになる。以上, 各種の分散関係において ω がComplexになる部分が存在し波動動起が期待される。

3. パルス高周波に対するプラズマ・ビーム系の応答

図6に示すような高周波パルスのSourceが存在する時, ビームとプラズマが存在する系において,

$$(4) \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$(5) \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$(6) \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{v}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{v}} = 0$$

等のMaxwellの式とVlasovの式を解けば, Sourceに対する応答が得られる。(4)~(6)式から \mathbf{E} に関する方程式を導いてFourier-Laplace変換し, その逆変換式を求めると,

$$(7) \mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_L \frac{\omega_0}{\epsilon \omega^2 (\omega - \omega_0)} \frac{S - n^2}{(S - n^2 + D)(S - n^2 - D)} e^{j(\omega t - k \cdot \mathbf{r})} d\omega dk$$

と与えられる。S, DはStixの記号に準ずる量で, $S - n^2 - D = 0$ が(2)式に相当(R-Mode), $S - n^2 + D = 0$ がL-Modeの分散式に相当する。(7)式の積分を実行すれば, 応答が求まるが, 現在計算中である。

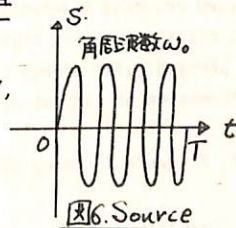


図6. Source

INTRODUCTION

The day of qualitative speculation about space science is over and quantitative analysis and nonlinear investigation are required at the present stage. Theories of VLF emissions and other wave instabilities are one of such problems. Amongst VLF emissions, triggered emissions are essentially of nonlinear process. This nonlinearity is not concerned with an usual higher harmonics nonlinearity but peculiar one. It comes from a medium change due to the field of a triggering wave. With regard to such an instability and triggered emissions, a quasilinear investigation has been made (Matsumoto and Kimura,1970,1971; Matsumoto, Matsumoto and Kimura,1968). In case of ASE, however, a triggering wave is monochromatic so that a particle aspect analysis is more effective (e.g. Sudan and Ott,1971). A computer simulation of a nonlinear process of triggered emissions is, then, made based on a particle aspect analysis.

MODEL OF COMPUTER SIMULATION

A great frequency change of ASE may be only due to nonlinear process and therefore we adopted a homogeneous plasma model immersed in an uniform magnetic field B_0 . Assumptions are made that triggering wave is plane, pure transverse and monochromatic and propagates with some amplitude along a magnetic line of force. Triggered waves are also supposed to be plane and transverse and propagate along B_0 . This assumption was endorsed with current calculation mentioned below. Calculation of adiabatic motion of thermal plasmas accompanied by triggering and triggered waves is abbreviated, since their motion can be determined from the dispersion equation.

PROCEDURE OF SIMULATION

A flow chart of computer simulation is given in Fig.1. Nonlinear equations of motion of resonant electrons in the field of triggering wave are first solved numerically for various initial values ($28 \times 11 \times 36$). Assuming a proper distribution function of resonant electrons, a current density J_R formed by phase bunched electrons is, then, calculated. Through Maxwell's equations, we finally obtain an electric field E_2 and the new total electric field $E = E_1 + E_2$. Nonlinear equations of motion under the feedbacked wave field are again solved recurrently.

CURRENT DENSITY DUE TO PHASE BUNCHING

As a first step of computer simulation, we computed current densities formed by phase bunched resonant electrons for various distribution functions. It is clarified so far that resonant electrons with relatively low perpendicular energy play an important and regular role in the formation of current J_R .

The authors wish to thank Prof. K. Maeda for many valuable discussions.

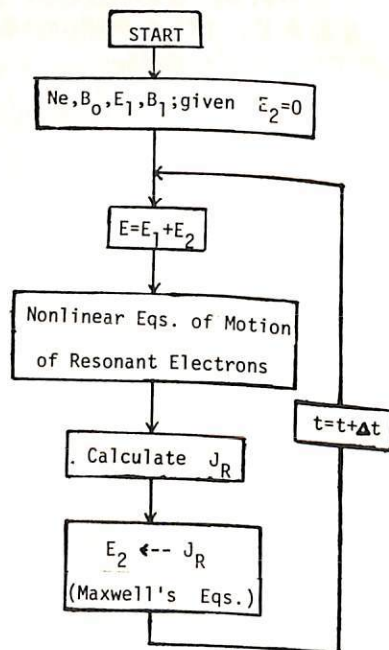


Fig. 1 Flow Chart

奥田 光直

(弘前大教育)

波長 5300 \AA 附近の連続スペクトル強度の空間分布は四象限に区別され、比較的弱い強度の帯とこれに直交する強度の強い帯がみられる。これらの帯は Local time によって回転するが、高強度帯は必ずしも黄道に沿っているわけではない。又高強度帯の方向は、日没より夜半まぎまで、比較的よく太陽の方位に従う。夜半前後には四象限区別は明瞭であるが、高強度帯の方向は太陽の方位と一致しない。今回はこの現象について観測結果を報告する。

Xe + O₂ 放電内の OI λ 5577 の発光機構

渡谷 邦彦
鳥取大

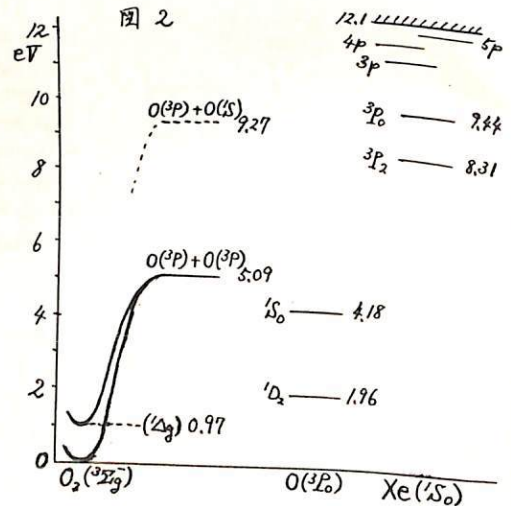
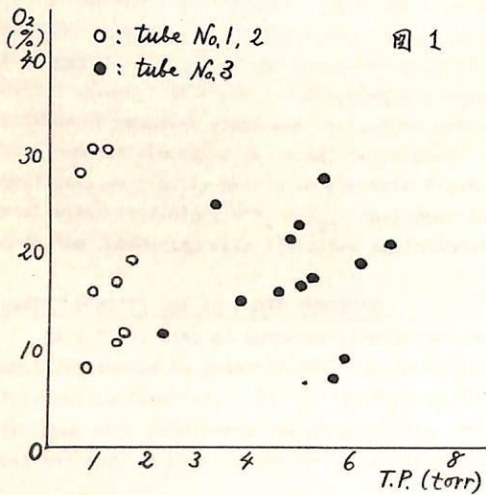
前には Xe + O₂ 低圧グロー内で、OI λ 5577 の発光を示したが^{1), 2)} その後に管径の異なる放電管を用いて発光条件を考察した結果を示し、併せて発光機構の概要を報告する。
実験—電源 10,000V, 80mA (間欠放電) 放電電流 40~50mA

- 放電管 No.1 L, 600mm D, 70mm V, 3.9800cc
- No.2 " 700mm " 40mm " 3.500cc
- No.3 " 400mm " 20mm " 600cc

その他は前の報告に同じ

- 結果—1. OI λ 5577 の発光に通ずる O₂ の混合率は大体 5~30% (管により異なる) 前後する
2. 発光の有無には放電管諸要素は無関係
3. 管内に緑色グローを生ずるときは、発光強度は特に強く、その線は sharp.
4. 同じく黄色グローを生ずるときは、前者より強度弱く且 broad.
5. 結果 5 のとき、Xe(³P₂) に遷移する Xe 線の強度は、大きく減衰するか消滅する。
6. 結果 5 以外は、Xe(³P₂), (³P₀) のいずれに遷移する Xe 線の強度も変化しない。
7. 管内不純物 (特に CO) によつては発光しない。

発光機構は結果 6 より Xe の 2 つの平安定状態が利用できるとし、結果 5 の Xe(⁴p₃) → Xe(³P₂) なる無放射遷移と O₂(¹ Δ_g) の長寿命³⁾ とを考慮して提案したい。

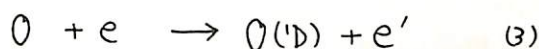
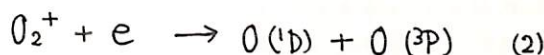
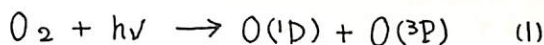


1) 第48回講演会予稿集 1-5 (1970)
2) Watadani, J. Geomag. Geoelect. 23 (1971) 印刷中
3) Stolarski et al, J. Geophys. Resear. 22, 3767 (1967)

薄明時におけるOI(6300Å)の励起機構

鈴木勝久
東京大学理学部

OI(6300Å)の励起機構については次のような反応が考えられている。



(1)はシューマンルンゲ光解離, (2)は解離再結合, (3)は光電子衝突による励起である。また磁気共役点で生成される光電子によっても(1)の反応が起り、励起の機構が複雑である。

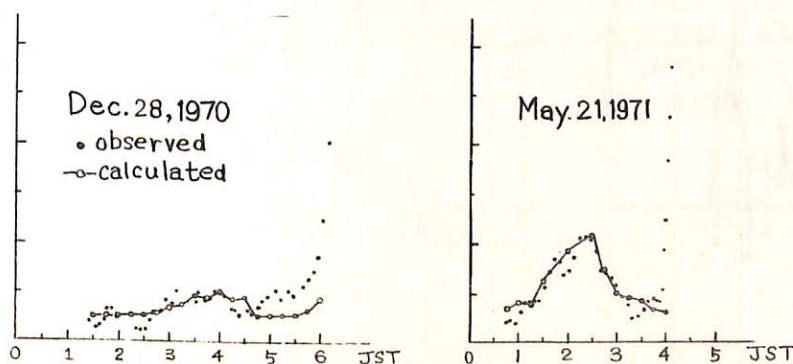
光子計数法による薄明時における6300Åの分光測光観測と電離層データとの比較を行ってこれらの反応の6300Åの強度に対する寄与について検討した。

6300Åの強度と電離層データ, f_oF_2 , $h'F$ の間の関係についてはBARBIERの式がある。

$$Q = B \cdot (f_oF_2)^2 \exp\left(-\frac{h'F-200}{H}\right) + A \quad ; \quad H \text{はO}_2 \text{のスケールハイト}$$

右辺の第1項は励起機構として(2)の反応を考慮したもので、第2項はその他効果である。国分寺の電離層のデータをもちい計算した値と観測を比較したものを図に示す。これによると夜半から太陽の天頂角が $\sim 110^\circ$ になるまでは解離再結合が主に起っているように思われる。その後の急激な増加は(1), (3)の反応によるものと考えられる。

これらの反応による発光強度については, T. OGAWA により計算されているが、この結果と薄明時における観測結果と比較検討する。



レーザレーダによる Stratospheric aerosol layer の観測工

皆越尚紀 五十嵐隆
(郵政省 電波研究所)

5 まえがき. Stratospheric aerosol layer の観測は古くから twilight 観測、ロケットやバルーンなどによって観測されてきたし、最近ではレーザを用いた定常的な遠隔測定も試みられるようになった⁽¹⁾。その結果、20 Km 付近の温度逆転層に一致したところに、aerosol layer が存在することが明らかとなり、その特性についてはかなり詳しく調べられてきた。我々のところでも、前回報告した Q スイッチルビーレーザレーダ装置を用いて、stratospheric aerosol layer の観測を目的に実験を続けており、ここに観測結果の一部を報告する。

5 観測結果. 図 1 に、1971 年 2 月 4 日に観測したデータを示す。これは横軸に高度をとり、縦軸に測定された受信光の光電子計数値の、大気分子によってかえってくると思われる光電子計数値に対する相対値を明示したものである。測定回数が少なく、データのばらつきが大きいので確証できないが 34 Km と 42 Km の付近に aerosol layer があり、時間とともに変動していることがわかる。

5 あとがき. 我々の観測では 20 Km 以下の散乱光は受信シヤッターで遮断したので、温度逆転層に存在する aerosol layer は検知できなかった。ここに掲げた 1971 年 2 月 4 日の観測では 34 Km と 42 Km の付近にも aerosol layer らしきものが観測されたが、これまで 30 Km 以上の Stratospheric aerosol layer を観測した報告は少なく、その存在はまだ確証されていない。今後観測を続けて、温度逆転層に存在する aerosol layer の観測および、30 Km 以上の aerosol layer の有無に関する信頼性のあるデータをとってゆくつもりである。

- (1) G. S. Kent and R. W. H. Wright J. A. T. P. Vol. 32, PP. 917-943, 1970
- (2) 増田、皆越、五十嵐 第 49 回日本地球電気磁気学会議予稿集 2-55
- (3) R. J. H. Collis and M. G. H. Lidge J. Atm. Sci. Vol. 23, No. 2, PP 255-257, 1966

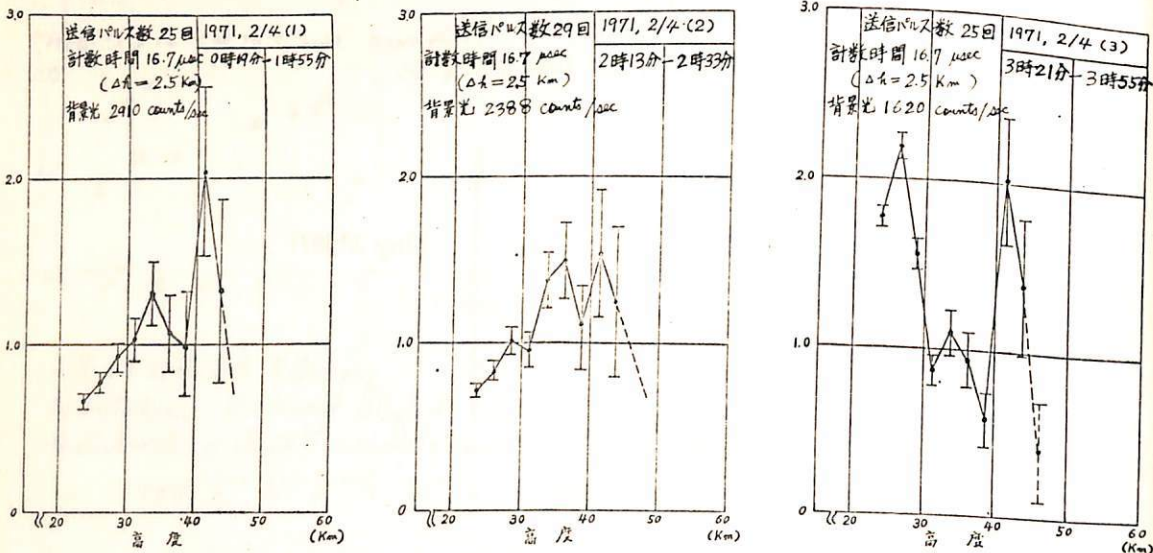


図 1. 観測された受信光の光電子計数値 (大気分子による計数値に対する相対値)

Na, K Twilight glowの観測結果とレーザー・

レーザーによる測定について

上山弘*, 大地登**, 市川敏朗***, 有賀規*
*東北大理, **岐阜大教養, ***岐阜商科大進学

E層に於ける金属成分のうち NaI, KI, LiI や CaII の共鳴散乱線は可視光領域にあり、地上で観測出来る。従ってこれ等の Twilight 時における研究は古くから行われており、これまでの研究については Hunten (1967) や Gault and Rundle (1969) のレビュー・ペーパーによってその大略を知ることが出来る。

Graham, Ichikawa and Kim (1969, 1971) は Twilight 強度のデータ analysis について理論的に検討するとともに Univac 1108-II コンピューターを用いて、いろいろな散乱層モデルについて太陽負角射散乱強度をくわしく計算した。その結果に基づいて 1967年8月より、1968年3月まで Moscow, Idaho, USA で観測した Na, K の Twilight 強度値から abundance 及び高度分布を求めた。この結果の著しい特徴は Hunten 等の結果に比べて層の中が小さく、従って層の広がり (scale height) が或る場合には 1.5 km まで現われた。Na 層のピーク高度はほとんどすべて 90~100 km の間であり その平均は 95.2 km (標準偏差 2.2 km) になった。

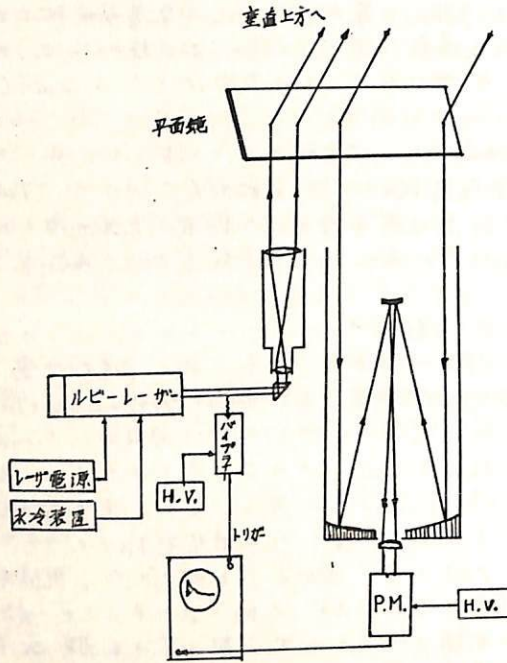
一方 sodium vapor release の実験で、レーザーレーザーの測定より明らかになった事は、この高度領域では風による変動が大きいので、Twilight observation によって得られた高さ分布の結果は或る時点での Na 及び K 等の層そのものを示しているのではなくてもっと薄いそれ等の層が高さ方向に変動している確率中を示していると考えられる。

色素レーザーの出現により共鳴散乱レーザー・レーザーによる測定が可能になり Sandford 等は初めて Na の検出に成功している。我々は現在色素レーザーの用能並に周波数同調の研究を進めており、初段階として Na 共鳴散乱を目的として低圧空気放電管による励起方式で実験している。発振の条件としては瞬間的に $1 \mu\text{sec}$ 以内である事が望ましいので、コンデンサーは数 100 nH のものを発振器として使用する。色素は Rhodamine 6G をエタノールに 10^{-2} mol/l で溶かして用いている。周波数同調と帯域中に決めるには回折格子と干渉フィルターを用いている。その結果発振スペクトル中には 0.04 \AA (入カ 80 J), 及び 0.01 \AA (入カ 50 J) まで狭めることができた。周波数の同調は分光器とエタノールのファブリペロ干渉計で観視しながら Na D 線にあわせることが出来た。以上のような、Na 層のドップラー中程度の発振スペクトル中で数 mJ の出力を出す事が可能になったので、現在 Na 層の観測実験の準備中である。今回は Twilight 観測によって得られた Na, K, Li の結果とレーザー・レーザーによる新しく得られる情報の可能性について考えてみる。

レーザー・レーダによる上層大気予備観測(I)

藤原玄夫・内野修・松尾稔・玄野和
九大理

図に示されているレーザー・レーダの送受信系の概要は表に示すようなものである。我々はこの装置をまず、九大理学部構内において予備観測を開始している。九州地方におけるこのような観測は始めてのことである。我々は中間圏、下部電離圏の大気観測を計画しているが、中間圏以上の大気の諸要素を観測する際に、主として対流圏内で決定される大気の透過率と背景光をまず充分に調査しておく必要がある。今回の観測はこのような調査と第一の目的として、ルビー・レーザを用いて大気の状態を観測したものである。



送信系	レーザー	Q-スイッチルビーレーザー ($\lambda = 6943\text{\AA}$)
	出力	1J/pulse (単パルス)
	最大くりがえし	0.2/sec (水冷式)
受信系	送信望遠鏡	屈折形 口径: 10 cm
	受信望遠鏡	カセグレン式 口径: 30 cm
	トリガー	バイフラスター FWH 118 ($\delta=20$)
	P. M.	7102 ($\delta=1$)

広野求和
丸大 理

我々は福岡市付近における中間圏、下部電離圏における大気組成、大気密度、微量成分などの分布や変動を観測しようとしている。このため現在観測装置を九大理学部構内において、まず大気の透過率や背景雑音の調査を始めている。鉛直に打ち上げられる、レーザーパルスのエネルギーが W_T (J/pulse) の場合その後方散乱光の受信望遠鏡に入射する電力は高さ h より $h + \Delta h$ までの範囲から散乱されたものについては

$WR = W_T \cdot T(h)^2 \cdot N \rho \cdot \frac{S_R}{S_T} \Delta h$ となる。ここに、 S_R は受信望遠鏡の有効面積、 $N \rho$ は単位体積の後方微分散乱断面積 ($\text{cm}^2 \text{sterad}^{-1}$)、 $T(h)$ は大気の高さ h までの透過率である。 WR の高さによる変化をみて上層大気中の密度 N の分布や時間変化を推定するときに透過率 $T(h)$ の変動を知っておくことは、エアロゾルの殆んど無視できる 30 km 以上の大気の密度を観測するときにも重要である。Eltzman の大気モデル (1964) によって計算すると $T(h)^2$ の値は次の表のようになる。

$T(\infty)^2$	$T(10\text{km})^2$	$T(5\text{km})^2$	$T(1\text{km})^2$
0.675	0.686	0.706	0.828

この値からみると $T(h)^2$ は殆んど 10 km 以下で済み、とくに 5 km 以下のエアロゾルによって主要部分が決められる。このように予備観測として地表面から数千米間の大気の透過率を測っておく必要があると思われる。我々はこのような考えにもとずいてます。

(1) ルビールーザーによる大気の観測を始めている。(2) これと同時に背景光の強さの程度も問題となってくる。つぎに (3) Dye laser を利用して二波長による観測で、 O_2 の一々の波長による吸収を利用してエアロゾルの分布を正確に決めるという計画がある。さらに

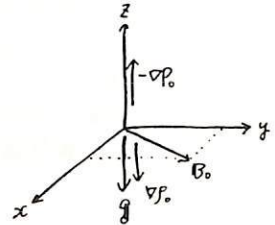
(4) 中間圏、下部電離圏における流星金属元素に共鳴しうる Dye laser 装置の開発がすすめられている。

完全電離プラズマ中での重力波とHM波の coupling について

京大理 荒木 徹

重力場と水平磁場内にある完全電離プラズマ中で、密度と磁場の弾力が垂直方向に指数函数的に変化する時には媒質が非一様であるにもかかわらず gravito-hydro-magnetic wave に対する dispersion equation と exact に導出できる。

磁場、重力、圧力勾配と右図のようにとる。すなわち
 $B_0 = (B_x, B_y, 0)$, $g = -g e_z$, $-\nabla P_0 = -\frac{\partial P_0}{\partial z} e_z$, $\nabla P_0 = -\frac{\partial P_0}{\partial z} e_z$.
 0 次の諸量は z 方向のみ変化するとし、圧力と密度とは指数函数的に z に依存すると仮定する。すなわち
 $\rho_0 = \rho_0 e^{-\frac{z}{H}}$, $P_0 = P_0 e^{-\frac{z}{H}}$ (1)



gravito-hydro-magnetic wave を記述する基礎方程式は、

$$\left\{ \begin{aligned} \nabla \wedge E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial b}{\partial t}, & \nabla \wedge (B_0 + b) &= 4\pi (J_0 + J), & \nabla \cdot (B_0 + b) &= 0 \\ (\rho_0 + \rho) \frac{dV}{dt} &= -\nabla(P_0 + P) + (\rho_0 + \rho)g + (J_0 + J) \wedge (B_0 + b) \end{aligned} \right. \quad (2)$$

0 次の平衡条件, $-\nabla P_0 + \rho_0 g + J_0 \wedge B_0 = 0$, $\nabla \wedge B_0 = 4\pi J_0$ から $B_0 = \sqrt{8\pi H (\rho_0 g - \frac{P_0}{H})} e^{\frac{z}{H}}$
 (=此より $H = (B_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi}) / \rho_0 g$, $V_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi \rho_0} = \frac{B_0^2}{4\pi \rho_0} = \text{const.}$) とする。

$(\rho, P, v_x, v_y, v_z) = (\rho_0 R(z), P_0 Z(z), X(z), Y(z), Z(z)) e^{i(\omega t - k_x z)}$ とおき (2) を線型化し、 Z, R, P, X, Y を消去すると $Z(z)$ に対する波動方程式が 1 次元式で得る。

$$A \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} - \frac{A}{H} \frac{dZ(z)}{dz} + B = 0 \quad (3)$$

$$A = (c_s^2 + V_A^2) \omega^2 - V_A^2 (2c_s^2 + V_A^2) \cos^2 \theta \cdot k_x^2 \omega^2 + c_s^2 V_A^4 \cos^4 \theta \cdot k_x^4 = \left\{ (c_s^2 + V_A^2) \omega^2 - c_s^2 V_A^2 \cos^2 \theta \cdot k_x^2 \right\} (\omega^2 - V_A^2 \cos^2 \theta \cdot k_x^2)$$

$$B = \omega^6 - \left\{ c_s^2 + V_A^2 (1 + \cos^2 \theta) \right\} k_x^2 \omega^4 + \left\{ V_A^2 (2c_s^2 + V_A^2) \cos^2 \theta \cdot k_x^2 + J^2 \frac{2(\gamma-1)c_s^2 - \delta V_A^2 (1-2\sin^2 \theta)}{2c_s^2 + \delta V_A^2} \right. \\ \left. - V_A^2 \cos^2 \theta \left\{ c_s^2 V_A^2 \cos^2 \theta \cdot k_x^2 + g^2 \frac{2(\gamma-1)c_s^2 - \delta V_A^2}{2c_s^2 + \delta V_A^2} \right\} \right\} k_x^4$$

(3) の A, B, H は z に依存する量であるから、均一媒質に対する場合と全く同様に $Z(z) \propto e^{-ik_z z}$ とおくとよい。この時下記の dispersion equation を得る。

$$A k_z^2 - i \frac{2\delta g}{2c_s^2 + \delta V_A^2} A k_z - B = 0 \quad (4)$$

$$k_z = k_z + i\alpha \quad \text{とおくと} \quad A(k_z^2 - \alpha^2) + \frac{2\delta g}{2c_s^2 + \delta V_A^2} A \alpha - B = 0, \quad 2iA k_z \left(\alpha - \frac{\delta g}{2c_s^2 + \delta V_A^2} \right) = 0$$

才2式より $A \neq 0$ すなわち $\omega^2 / k_x^2 \neq V_A^2 \cos^2 \theta$, $\omega^2 / k_x^2 \neq c_s^2 V_A^2 \cos^2 \theta / (c_s^2 + V_A^2)$ とすれば

$$\alpha = \frac{\delta g}{2c_s^2 + \delta V_A^2} \quad (\theta \text{ に依存しない})$$

この時才1式より

$$k_z^2 = -\left(\frac{\delta g}{2c_s^2 + \delta V_A^2} \right)^2 + \frac{B}{A} \quad (\theta \text{ に依存する})$$

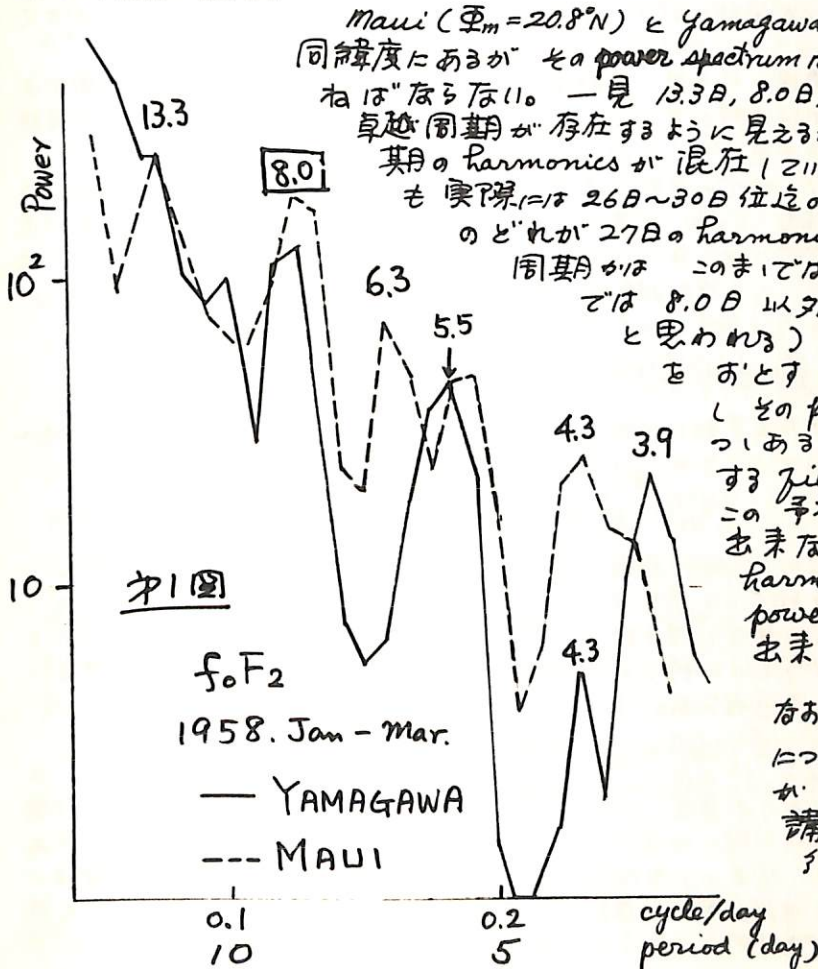
電離層内の超長波

北村 泰一
九大 理

中性気中には周期数日、波長数千kmの超長波が存在する。(Rassby 又は惑星波)
電リ層大気にも 惑星波 に類似の波動が存在するのではなからぬかの疑問を解決すべく
前回はひまじき 電離層データの解析をおこなった。

前回と異なるのは データ数が倍したこと(前回は3ヶ月 今回は30ヶ月)。ステーション
の追加等の量的変化とともに、 f_oF_2 の他に f_oE_s f_{min} 、 $magne$ 等の
新しい データについても 解析をおこなった矣である。

Solar maximum activity の 1958年1月~3月の3ヶ月間の f_oF_2 のデータに
low pass filter (2日より長い周期を pass) を通したものの パワー スペクトラムの一例
を 本図に示す。



Maui ($\Phi_m = 20.8^\circ N$) と Yamagawa ($\Phi_m = 20.3^\circ N$) とは38kmと
同緯度にあるが その power spectrum は先ず 長く似ておりと
ねは"なる"。一見 13.3日, 8.0日, 6.3日, 5.5日 ... と多くの
卓越周期が存在するように見えるが これの中には27日周
期の harmonics が混在している。この"27日"という数字
も 実際には 26日~30日位迄の中にあるので、図の各ピーク
のどれが27日の harmonics で どれが真の卓越
周期かは このまゝでは判定しにくい。(この図
では 8.0日 以外はすべて harmonics
と思われる) そこで今度は 27日周期
を おとす high pass filter を作成
し その power spectrum を求め
たところ、27日を clear cut
する filter の作成に手間とり
この手稿では例を示すことが
出来ない(講演の時 1958
power spectrum をお見せ
出来るかと考へている)

なお f_oE_s , f_{min} , f_oE_s
についても power を求めた
が これについては 全圖的に
講演時に ゆずる じを
得ない。

下部電離圏における大気潮汐振動におよぼす
静電場の役割について

村田 宏雄
(岐阜大学工学部)

大気潮汐振動に伴って電離層下部の部分的電離大気が地球磁場 B_0 を横切って運動するとともに荷電分離がおこわれ、ダイナモ電場と同時に静電場が生成される。有限の電気伝導度のもとでこれらの電場により電離層電流 J が流れる。現象の変動周期が一日と比べてゆるやかなため静電場は定常電流が流れるように、つまり $\text{div } J = 0$ が満足されるように作られる。一方電流 J によって大気の運動はアンペール力 $J \times B_0$ を受けもつ大気の運動に大きく修正を加えるのである。電離層下部における大気潮汐振動の振舞は電離層ダイナモの方程式系と連立した系で表わさなければならぬ(電離層下部では一流体モデルが適用できる)。この二つの方程式系の橋渡しの役割をなすのはアンペール力 $J \times B_0$ である。前に荷電粒子の運動(ダイナモ電場)によるアンペール力の異相役割について β -平面近似の下で考察した。一日周期振動の固有値を掛っモードに関してその結果を簡単に述べると荷電粒子の運動のため大気振動の垂直構造が共鳴をおこすかたちとなり、このモードでは 116 km 付近の高さで共鳴がおこることを簡単な計算で示した。大気振動のエネルギーがそこで吸収されることになり、そのため振動の垂直構造が大きく変形されることになる。

今回は以上のダイナモ電場に引き続いて静電場の振動に与える役割について考察する。ダイナモ電場の場合と同じ地球磁場が垂直で一定なモデルを使用する。式の変形の結果に表われる少々複雑な微分作用素の分子の項について一帯 $|\cos \theta| \approx \chi$ ($\chi = \omega/2\Omega$, ω ; 大気振動の角振動数, Ω ; 地球の自転角速度)なる近似を置くと変数分離が可能になり振動の水平構造が Hough 函数 $\Psi_n(\theta)$ で表わされたことかわかった。微分作用素の近似的な取扱については数学的には 113 113 問題があるが物理的にみて可能と仮定します。振動の垂直構造は紙面の都合により強制振動項を無視すると Longitudinal Conductivity $\sigma_{||} \gg$ Pedersen Conductivity σ_1 , Hall Conductivity σ_2 より近似的に

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{4}\right) \left(\frac{d^2 Y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} Y_n + \frac{\kappa H}{h_n} Y_n\right) = 0$$

で表わされる。 Y_n は例えば圧力変動に比例する量とみてよい。 h_n は固有値, H はスケール高度, $\kappa = (\gamma-1)/\gamma$, γ ; 比熱比, $x = z/H$, z ; 地表面からの高さである。一方

$$\left(\frac{d^2 Y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} Y_n + \frac{\kappa H}{h_n} Y_n\right) = 0$$

は中性等温大気モデルの場合に表わす振動の垂直構造であり、それに $\left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{4}\right)$ なる微分作用素が掛かるのは磁力線方向の電気伝導度の考慮をするために表わすもので以前 Non-rotating Earth の場合に得た形と全く同じである。つまり磁力線方向にも電流を流してやらなければならぬ新しい解が微分作用素 $\left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{4}\right)$ のもとで存在するのである。このとき静電場の垂直成分 E_z は

$$E_z \propto \frac{g h_n}{i \omega (\Omega_2 + i \Omega_1)} e^{\frac{x}{2}} \left(\frac{d^2 Y_n}{dx^2} - \frac{1}{4} Y_n + \frac{\kappa H}{h_n} Y_n - \frac{\kappa}{\nu g h_n} \delta J_n e^{-\frac{x}{2}}\right)$$

で与えられる。 g は地球の重力加速度, $\Omega_1 \equiv \frac{\sigma_1 B_0^2}{\rho_0}$, $\Omega_2 \equiv \frac{\sigma_2 B_0^2}{\rho_0}$, ρ_0 は大気の平均密度, δJ_n は大気が単位質量単位時間あたりに吸収または放出するエネルギー, $i = \sqrt{-1}$ である。簡単のため $\delta J_n = 0$ とすると、従来の大気振動を与える解では明らかに垂直方向の電場が生成されぬ。したがって電離層電流は誘起されぬ。それに対して一方、新しく表わされた解をもってはじりて電場が形成されるのである。そして電離層電流が流れるのである。

岩坂泰信・堀井晴夫

名大・理

中間圏・熱圏下部の大気構造とりわけ熱構造を大きく支配する成分のひとつCO₂が挙げられるが、CO₂かどのような役割をこなしているかを明確にするうえで次の点からさらに詳しく研究されるべきではない。

1. CO₂の分布はどのようなものか？
2. 輻射伝達式を解くときの *source function* などのように決定されるか？
3. CO₂の振動エネルギーの脱活性プロセスはどのようなものか？

3.と2.は必ず意味では共通の問題と言えてよい。50km以上の領域ではアランク型の *source function* では不充分であることは指摘されてきた。近年 *Kuhn & London* によって *Z level model* あるいは *mult levels model* によって非アランク型の *source function* を導入し改良が加えられている。

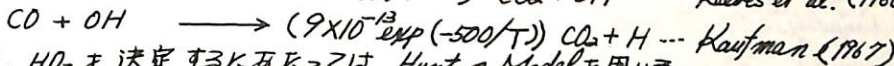
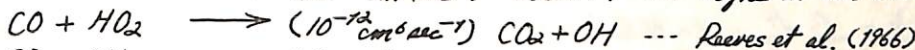
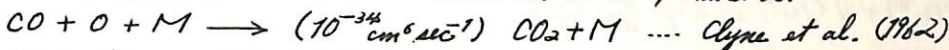
1.の問題については80kmぐらゐから光解離されるかどうかということでは言われていながらまだ充分な研究はなされていらない。

現在O₃, H₂O, CO₂成分の分布と熱構造の関係と化学反応の *Coupling* を通して明らかにすることと大きなテーマとしていっているが、中間的な結果が出たのでここで報告する。

使用したData等は次のものである。

Solar flux ----- *Hinterberger et al. Space Research VII*

CO₂ absorption cross section *Cooks et al. (1966)* ; *Inn et al.*



OH, HO₂を決定するときは *Hunt* の Model を用いる。

光解離反応は80km前後の高さでよめて活発に行われる。表1は光解離定数の1例である。

表1

J	1.2 × 10 ⁶	9.1 × 10 ⁷	8.1 × 10 ⁷	4.8 × 10 ⁷	1.8 × 10 ⁷	2.0 × 10 ⁷	7.0 × 10 ⁶	~ 10 ⁶
z	150	130	120	110	100	90	80	70 (km)

化学平衡を仮定すると [CO₂] は次の式で決定される。

$$d[CO_2]/dt = [CO][OH]k_1 + [CO][HO_2]k_2 + [CO][O][M]k_3 - [CO_2]J$$

我々は CO₂ の混合比が対流圏及び成層圏で、ほぼ 3 × 10⁻⁴ であることを考え、CO₂ と CO と合わせたいものの混合比が中間圏及び熱圏下部まで保存されることを仮定して CO₂ と CO の濃度を推定した。(表2を参照)。

z (km)	M _{CO₂} 混合比	M _{CO} 混合比
100	~ 10 ⁻⁴⁻⁵	~ 10 ⁻⁴
80	3 × 10 ⁻⁴	~
60	3 × 10 ⁻⁴	~

CO₂の生成過程は100km以上では3体衝突によることや100km以下ではHO₂とOHとの衝突によることと支配されている。

中間圏及び下部熱圏の熱分布(1)

岩坂 泰信
名大・理

熱分布を決定する問題は、大気のカ層のプロセス、大気構造を考へる上で基本的な知識であると同時に、熱分布決定問題それ自体多くの現象とからみあつてゐるため、熱分布とカ層プロセスあるいは、大気構造などのようにあつてゐる。こゝに大課題に迫るにも多くのアプローチの仕方をあつてゐる。ここでは主として大気成分の化学反応を媒介として出入りする熱エネルギー分布、とそのエネルギーの交換過程を論じて、内部エネルギーの保存則は次のように書ける。

$$\frac{d}{dt} C_v T = -\nabla \cdot \frac{dQ}{dt} + \sum Q_i \quad ; \alpha \text{ は } \rho \alpha = RT \text{ として与えられる。}$$

; Q_i は考へてゐる領域での cooling rate, heating rate

運動エネルギーの保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho K) + \nabla \cdot (\rho K \omega) = -\omega \cdot \nabla \rho + \rho \omega \cdot F \quad ; K \text{ は単位質量あたりの運動エネルギー}$$

; ω は速度ベクトル ; ρ 密度

但し運動のエネルギー変化に寄与する垂直方向の運動は小さいのから普通であり large scale の運動を論ずる場合には無視できる ($-\omega \cdot \nabla \rho \approx -\omega_z \nabla_z \rho$)

ポテンシャルエネルギーの時間変化は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho P) + \nabla \cdot (\rho P \omega) = -\omega \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad ; P = gz = \text{単位質量あたりのポテンシャルエネルギー}$$

内部エネルギーの式の交換過程の式を用いて次のように行う

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho C_v T) + \nabla \cdot (\rho C_v T \omega) = \frac{\rho}{P} \frac{dP}{dt} + \sum Q_i$$

この方程式中の $\frac{\rho}{P} \frac{dP}{dt}$ は次の関係式からポテンシャル及び運動エネルギーの時間変化を表す式と Coupling を行つてゐる。

$$\frac{\rho}{P} \frac{dP}{dt} = \omega_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial z} \omega - \nabla \cdot (\rho \omega)$$

こゝより内部エネルギーと運動エネルギーは $\omega_z \frac{\partial \rho}{\partial z}$ term を通してポテンシャルエネルギーとは $\frac{\partial \rho}{\partial z} \omega$ を通して行われつてゐることになる。

こゝの値は観測はどのようなものかは、12条を知らねばならぬ。逆は Q_i をそれ以外で評価し、温度分布を得ることか (仮定値あるいは、観測値を用いることによつて) 出来るはある程度推定することになる。

中間圏、下部熱圏の Q_i の推定を行うには、(この領域の熱分布は化学反応と輻射・伝導によつて支配されてゐる) 化学反応に関与する物質の分布同時に推定することになる。

熱分布の推定値からエネルギー交換過程の可能性を報告する予定である。とくに注意すべきことは、励起原子・分子の脱励起過程か、よつて大なるエネルギー(熱エネルギー)の放射源になることをわかつた。多くの研究者がその点にのみあつてゐることである。

SWFの重要度

前田力雄 犬不久夫

郵政省電波研究所平磯支所

1969-1970年、平磯においてモニタした遠距離短波回線で検出されたSWFは約250に達した。主要なモニタ回線は送信点をハンブルグ、メルボルン、リマとするものである。

従来、SWFの重要度は各回線別に最大減衰の大きさだけで規定されていたから、同一のSWFに対しても回線が異なれば重要度にかんがりの差異をきたした。この不一致を最小限度におさえるためには重要度を規定する独立なパラメータとして最大減衰強度、最大減衰時刻、使用周波数を選べば好都合である。

1970年の季節ごとに重要度の実験式を定め、1969-1970年におけるSWFの重要度を求めた。こうして決められたSWFの重要度は太陽X線フラックスとよい相関を持っている。また重要度の頻度は各回線特有の指数型分布でほぼ説明されることを明らかにする。

高緯度E領域の異常電離

丸橋 克英
電波研究所

序

次に示す2つの事実は fbEs が E領域の電子密度を表わす measure の1つであることを物語っている。

- (1) 中緯度のロケット観測によれば、sporadic Eの最大電子密度から計算されるプラズマ周波数は、fbEs とほぼ一致している^{(1)~(4)}。
 - (2) 高緯度で fbEs の変動と相関のよい地磁気変動が見出されている⁽⁵⁾。
- これを根拠として、fbEs のデータを中心に、次の2つの問題を調べた。
- (1) 高緯度E領域の夜間の電子密度はどの程度の値であるか？
 - (2) E領域電子密度の水平方向の分布状況に、特徴的な構造が現われているか？
- これまでの高緯度Esの研究は、その発生頻度を調べることが中心になっていたが、fbEsを扱うことにより数量的な変化が調べられることになる。

解析

1958年の Thule, Godhavn, Narsarssuak, Reykjavik, St. Johns の f-plot と hourly values の表を中心に、また補足的に Ionogram を用いて、blanketing Es の発生頻度と fbEs の日変化を月毎に求めた。発生頻度を求める際、 f_{min} が平均的な fbEs よりも十分小さいと考えられる日についてのみ blanketing Es の有無を判定し、 f_{min} が大きい日は欠測と同等に扱った。地磁気の活動度によるデータの分別は行なわなかったが、特に地磁気の荒れている日はデータから取除かれていると思っよい。 $(f_{min}$ が大きいため)

結果

- (1) blanketing Es の発生頻度には、緯度による差が明らかに認められる。
- (2) 極光帯での発生頻度は、 τ -type Es の発生頻度⁽⁶⁾と酷似している。実際に τ -type (または α -type) の Es による blanketing 効果が多く観測される。
- (3) 極光帯の夜間の fbEs と夜間に観測される f_oE は、ほとんど同じものであることが統計的に確かめられた。
- (4) Ionogram を検討しても、 τ -type の blanketing Es と nighttime E-layer は、ほとんどの場合と同じものと考えられる。
- (5) (3), (4) の事実は fbEs が E領域の電子密度を正しく与えることを示し、fbEs の日変化は極光帯E領域の電子密度が夜間にも昼間と同程度であることを示している。

文献

- (1) Jackson & Seddon, J. G. R. 63, 197, 1958.
- (2) Smith, Rad. Sci. 1, 244, 1966.
- (3) Smith, Rad. Sci. 1, 178, 1966.
- (4) Reddy & Rao, J. G. R. 23, 215, 1968.
- (5) Iwasaki, R. I. S. R. J. 25, 163, 1971.
- (6) Leighton, Shapley and Smith, Ionospheric Sporadic-E (Pergamon, 1962), pp. 166.

E層最大電子密度の太陽活動度依存性

前田憲一, 深尾昌一郎
京都大学工学部

E層最大電子密度 N_m をいし f_oE の太陽黒点数 R に対する依存性は, 従来多くの研究があり, その代表的なものには *N.B.S. Monograph 80 (1965)* によるもので理科年表にも掲載されている。すなわち天頂角を χ として

$$f_oE = 0.9 [(150 + 1.44R) \cos \chi]^{0.25} \quad \text{MHz} \quad (1)$$

$$N_m = 1.348 \times 10^5 \sqrt{1 + 0.008R} \sqrt{\cos \chi} \quad \text{cm}^{-3} \quad (2)$$

であり, 他の発表も大同小異である。

E層生成論の立場から上述の結果を見ると, 等温大気に対する Chapman の単純な理論がその根拠をなしていると言える。特に $\cos \chi$ のべき乗の値がそれを物語っている。しかし実際の気象は, 問題の高度においては温度が上昇している。

さらに筆者等の検討によれば, (2) 式中の 1.348×10^5 は中緯度地域の春秋をいし 1 年間の平均値であつて, 夏はこれより小, 冬はこれより大である。また低緯度では上記の値より大で 1 年を通じほとんど変らない。さらに $\cos \chi$ のべき乗は一般に 0.5 より大きい。

直線的な温度上昇の大気モデルに対して, 吸収断面積 σ , electron yield η , 再結合係数 α を高度に無関係として, E層生成理論を考えるとつぎの様な関係式が得られる。

$$Q_m = Q_{mo} (1 + \rho R) (\cos \chi)^{1+I} \quad (3)$$

$$Q_{mo} = \eta \Phi_0 (\sigma n_0)^{-1} \left(\frac{1+I}{H_0 \exp 1} \right)^{1+I} \quad (4)$$

$$I = \gamma H_0, \quad T = T_0 \{1 + \gamma(z - z_0)\} \quad (5)$$

Q_m は最大電子生成率, ρ は黒点数依存の係数, Φ_0 は太陽輻射線強度, n_0, H_0 はある基準高さ z_0 における中性粒子密度, scale height であり, γ は温度上昇の係数である。そこで

$$N_m^2 = \frac{Q_{mo}}{\alpha} (\cos \chi)^{1+I} (1 + \rho R) \equiv N_o^2 (1 + \rho R) \quad (6)$$

$$N_o^2 = \frac{Q_{mo}}{\alpha} (\cos \chi)^{1+I} \equiv N^2 (\cos \chi)^{1+I} \quad (7)$$

$$N_{oo}^2 = \frac{Q_{mo}}{\alpha} \quad (8)$$

として, 実際の N_m のデータの処理をつぎのように行なう。

- (i) 場所と月を固定して (6) 式または (7) 式により N_o^2 と ρ を求める。
- (ii) ある一つの場所につき, 12ヶ月の χ に対する N_o^2 より (7) 式または (8) 式より N_{oo} と I を求める。
- (iii) I から (5) 式または (4) 式より γ が求められる。

筆者等の検討によれば

- (a) 高緯度, 中緯度, 低緯度で N_{oo} の値が異なる。
- (b) 中緯度については N_{oo} は季節によって異なる。
- (c) Huancayo では N_{oo} は異常に大きい。

これらの実は E層の構造を調べる場合の重要なポイントである。また γ の値を実際の気象に関する知識と比較検討することや, ρ の値が季節, 地域によって必ずしも一定でない点についての検討も興味あることと思う。

若井 登
電波研究所 平磯支所

夜間 E 領域中の成層についての Terminology はあまり明確ではない。例之は E layer at night, night-E layer, nighttime E layer, intermediate layer, E2 layer が研究者によつて多少違つたニュアンスで用いられている。

最も古くから高緯度地方に特有な現象として、Canada の研究者によつて名づけられた night-E layer [Hanson et al., 1953] [IGY Instruction Manual, 1957] が particle precipitation によるものであることは殆んど疑いがない。

地磁気じょう乱時には中低緯度においても、夜間 E 領域からの反射が standard ionosonde (1~25 MHz) によつて観測されることもまたすでに報告されているところである [Haubert, 1959; Wakai & Sawada, 1964]。Haubert はこれを E2 層と呼んだ。しかし E2 層は日出時に過渡的に現れる成層として ionogram reduction の専門家の間で用いられてきたので、Haubert の命名は妥当ではない。Watts and Brown [1954] は、LF ionosonde (50~2000 kHz) に E と F 層の間に反射の生ずることを見出し、intermediate layer と呼んだ。

これらと已別する意味もあつて、Wakai [1967, 1968] はある程度包括的意味をもたせて、nighttime E layer を用いた。

最近 Fujitaka et al. [1971] は、intermediate layer の成因を理論的に検討して、dynamical force による電離層の再分布との結論を得た。

以上の観測事実と生成機構を考慮して、次のような夜間 E 領域の成層の morphology を提案する。

Nighttime E layers

これは E 領域内の成層のすべてを総合的に呼ぶ時に用いる。複数形が適当。

- (a) E_d-layer: これは Fujitaka et al. [1971] が提唱したような機構によつて (dynamical force による再分布) 生成される層で、Watts の intermediate layer, Haubert の E2 layer を含む。E_d の高さは大体 130~160 km で、普通下向きの運動を有する。静穏時でも存在するが、じょう乱時には、電子密度が増加し、(4) の E_n 層 (下の層) とこたえて、地上から電波観測に捕えられず。
- (b) E_n-layer: これは昼間の正常 E 層のつぎの層で、normal E layer at night と呼ばれるべきものである。この層の電離源は Geocorona の UV radiation と考えられる [Tohmatsu & Wakai, 1970]。しかしこの radiation は E 層の基部の維持にあれば、この上にある additional な電離源として流星層がむしろ不規則な分布を有する。高さは 100~110 km である。地磁気活動強度にあまり関係がない。
- (c) E_p-layer: 従来の night-E layer と同じであつて、高緯度に特有な層であり、particle precipitation が電離源である。foE は 5 MHz にも達する。

[文献]

Fujitaka et al., JATP, 33, 687, 1971. Hanson et al., DRTE R-2, 1953. Haubert, JATP, 15, 84, 1959. Tohmatsu & Wakai, Ann Geophys., 26, 209, 1970. Wakai & Sawada, JRRL, 11, 1, 1964. Wakai, JGR, 72, 4507, 1967. Wakai, JRRL, 15, 109, 1968. Watts and Brown, JGR, 59, 71, 1954.

夜間電離層の構造

藤高 和信

東大・理

夜間の電離圏 E 領域及び下部下領域における電子密度の構造について、理論と観測の双方から、近年多くの研究がなされてきたが、その研究によつて見出されたいくつかのトピックスとして、まず夜間でも“E層”が存在すること、E層の上部に“Valley”が存在すること、地磁気擾乱時に“中間層”が現われることなどがあり、それらを量的に見積ろうとする試みによつて、電子の有効再結合係数が予想され、それに伴つて、電離源として極端紫外大気光の水素及びヘリウム放射が主要なものとして提出された。

さらに中間層は主に力学的な効果で形成され得ることが主張された。中間層及び valley の形成に関する special event についての数値計算は以前に筆者が述べた通りであるが、今回は、力学的な効果も tidal motion に原因を求め、平均的な tidal wind のモデルを作ることによつて、これが電子密度の構造に及ぼす影響を調べてみる。

上記 geocoronal theory による電離源と、この tidal motion の組合わせによつて、夜間電離層の構造の nocturnal variation のモデルを示す。

電離層の短周期変動について

石嶺 剛

小泉 徳次

新野 賢爾

(電波研究所)

電離層の短周期変動のうちいわゆる TRAVELLING IONOSPHERIC DISTURBANCE とよばれる 時間規模が数時間、空間規模が数百 km の移動性擾乱は最近多くの研究者によつて議論されてきているが、その発生機構、広域特性、季節変化、太陽活動度との関係等の物理的特性については不明な点が多い。

本報告においては年報として日本の4観測所における f_oF_2 , f_oE_s , $f_h E_s$, $f' E_s$ の 1/5 分値を用いて調べた結果について議論する。

スベクトル解析結果によると $2 \sim 5$ 時間か年変動の ω の移動速度は数 km/s である。

米沢 利之
電波研究所

最近国際的な標準電離層のモデルを作成しようとする気運が電離層研究者の間に高ま
つてきており、その実際の作業がK. Rawer教授を中心にして進められている。これに因
連して去る6~7月に米国のSeattleで開催されたCOSPAR会議においても1つのセッションがこれ
にあてられ、討論が行なわれたが、その際W. Becker博士は、1958-64年の同号Lindauで観
測されたF2層のbottomsideの電子密度プロファイルは、電子密度 N をそのハビーク値 N_m に對し
て正規化し、また高さ h をハビークの高さ h_m を基準として測りかつ放射線近似の層厚 Y_m
に對して正規化することならば、太陽活動度、太陽天頂角等に關係なく1つの経験式により表
わすことができると、および Y_m は 10.7 cm 太陽電磁強度 Q ($10^{-22} \text{ W/m}^2 \text{ per Hz}$ を単位
とする) および太陽天頂角 χ を用いて簡単な経験式により表現できることを示した。すな
わち正午においては

$$Y_m = 37.6 + 0.783 (\sin \chi)^2 - 1.254 \times 10^{-3} (\sin \chi)^2 \quad (1)$$

$$N/N_m = 1 - 0.9973 \left(\frac{h_m - h}{Y_m} \right)^2 + 0.0825 \left(\frac{h_m - h}{Y_m} \right)^4 \quad (2)$$

真夜中の場合も与えられているが、今は關係ないので省略する。今回はこのような観測事
実が理論的にどの程度説明できるかを考えて見ることにする。

電子密度プロファイルの計算のために次のような単純化の假定を置いた。

- (1) 酸素原子のみが電離する。 (2) 電子消失率 $B \propto [O_2]$ ($\propto [N_2]$ でも計算可能)
(3) 電子イオン気体の両極性振数係数 $D_a \propto T_n^{1/2} / [O]$ (4) $T_e : T_i : T_n$ の比は高さ
無關係に一定値を保つ。 (5) 定常状態のみ考える。 (6) 重力の高さに伴う変化を無視する。
(7) 大気は300 km より上および下でそれぞれ一定の温度勾配を保つ。それらの値は200
km 以上でCIRA 1965 モデル大気のものにできるだけ近くなるように選ぶ。

採用したパラメータの数値は次の通りである。

酸素原子電離および吸収断面積: 10^{-17} cm^2

太陽電離輻射強度は 10.7 cm 太陽電磁強度に比例するものとしてCIRA 1965 Model 1, 2,
3, ..., 10 に對してそれぞれ0.65, 0.75, 1.00, ..., $2.75 \times 10^{10} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ とする。

$$(D_a)_{300 \text{ km}} = \frac{1 \times 10^{19}}{n_{\text{total}, 300 \text{ km}}} \left(\frac{T_n, 300 \text{ km}}{1000} \right)^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

$$B_{300 \text{ km}} = ([N_2]_{300 \text{ km}} + 10 [O_2]_{300 \text{ km}}) \times 2 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$$

300 km のレベルを基準としてその分子原子数密度の値はCIRA 1965 モデルのもの
を採用する。なお太陽天頂角は断わりのない場合は 30° 、地磁気傾角は 50° (この値はLindau
に於ける値 68° とはかなり異なっているが、この違いが以下の計算結果に大きく影響
することはないと思われ)。またplasma scale height 対中性酸素原子 scale height 比は3
と採った。

以上の假定の下では電子密度プロファイルはベッセル関数を含む解析式で表わされ、従って中
型計算機でも1本のプロファイルの計算に20秒程度を要するに過ぎない。計算で得られたプロ
ファイルに放射線近似を当てはめて Y_m を求め、これをを用いて電子密度を式(2)の形に表現してみ
ると、Becker博士の式からの結果との一致は概して非常に良好である。得られた Y_m の
値が式(1)から計算されたものに比してかなり大きくなるという点で観測と理論の食い違い
が見られる。その理由は明らかでないが、幾つかの可能な原因について考察してみたい。

大 林 辰 藏

東京大学宇宙航空研究所

磁気嵐にともなう下層電子密度の変化についてはカI報で述べたが、その際、プラズマ・ボースの位置と電子密度の増・減域は関連があることを指摘した。その理論的な説明として、プラズマ・ボースのところに存在する温度勾配によって赤道に向う中性大気風が生じ、それによってプラズマ圏の内側では電離層内の電子が上方方向にドラッグされることが考えられる。

本報告は上記の理論をさらに検証するため、地上および科学衛星による資料を解析してプラズマ圏の内外で生起する現象を定量的に把握することにつとめた。結果を要約すれば

1. 電子密度の変化は下層のみならず、さらに高層におよんでいて、顕著な密度の増加が認められる。
2. 電離層スケール・ハイトの解析からはプラズマ・ボース付近に温度勾配が存在することがわかった。
3. 嵐時の日変化成分は初相、主相で大きく、夕刻時に増加する傾向を示すが、終相ではほとんど認められず、全緯度帯にわたって一様に密度が減少している。
4. これらの結果から磁気嵐時には赤道に向う中性風が存在すること、しかもそれは極地の加熱による効果のほか、プラズマ・ボース付近に生起する風が嵐の主相では卓越することが結論される。

磁気線に沿った上部電離圏の構造

松浦 延夫・西崎 良・中村 泰勝
電 波 研

上部電離圏における電子密度の季節変化は昼夜共に冬季よりも夏季において密度が高くなっていることが統計的に知られている (Matsuura and Inaki, 1969; Chan and Collin, 1969)。一方 F₂ 層の最大電子密度はよく知られている様に日中において季節差を示し、夏季よりも冬季において密度が高くなっている。上部電離圏および F₂ 層を合わせた電子密度の季節変化の要因については、茲つきの説明がなされてはいるが、現在までのところ確切的な説明はなされていない。

Alouette II の軌道が赤道を横切る場合で、トッポサイド・イオンogram に ducted echoes が現われる時に、磁気線に沿った N(fo) プロファイルを用いることによって、10% 程度の時間差で南北両半球における磁気線に沿った電子密度分布を比較することが出来る。その結果、南北で極めて良い対称を示す場合と非対称を示す場合とが得られている。電子密度分布の南・北あるいは夏・冬の非対称がある場合の上部電離圏のプラズマの振舞いについて、前回の学会では簡易な考察を行ったが、今回は実際に数値計算を行った結果について報告する。

二種のイオン H^+ , O^+ があって、磁気線方向にのみ運動する場合について、定常状態での連続方程式、運動方程式とを同時に数値的に解いた。不変磁気傾度 35° の磁気線に沿って計算を行い、赤道上の磁気線の頂点における密度および流速の初期値 $[H^+]_{Apex}$, $[O^+]_{Apex}$, $V_{H^+_{Apex}}$, $V_{O^+_{Apex}}$ を与え、高度 400 km において化学平衡 ($[O^+][CO] = 9[O^+][H^+]$) の境界条件を与えた。南北両半球で同時に境界条件を満足するように初期値 $[O^+]_{Apex}$, $V_{O^+_{Apex}}$ を調整した。 $[H^+]_{Apex} = 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $V_{H^+_{Apex}} = 2 \times 10^3 \text{ cm/sec}$ のときに、つまり赤道を横切るプラズマ流が $2 \times 10^7 / \text{cm}^2 \text{ sec}$ であるときに、高度 400 km の境界での電子密度は 1 対 2.6 となった。この値はトッポサイド・データから得られた結果と同程度である。

このプラズマ流は従来予想されていた値 ($10^8 / \text{cm}^2 \text{ sec}$ 程度) より可成り小さい。電子密度の非対称が存在する場合には、プラズマ流があると同時に上部電離圏でイオン組成は夏半球で H^+ が化学平衡値よりも低く、冬半球で H^+ が化学平衡値よりも高くなっている。このようなイオン組成の非対称はプラズマ流を小さくする効果を持っている。

竹之下 裕五郎

電波研究所 秋田電波観測所

最近太陽風諸量と地磁気活動指数 K_p との相関をみるのに相関関数が用いられている [Wilcox, J. M. et al. (1967), Ballif, J. R. et al. (1969)] が、その諸量の中で太陽風速が他の諸量に比し一貫して良好な相関関係にあることが示されている。

この報告では Solar Geophysical Data に発表されている太陽風速 (Vela衛星による測定) と K_p との相関関数を求め、相関係数最大の遅延時刻における両者の相関曲線を最小自乗法によって多項式で表し、統計量として表はされた両者の関係を述べ、回帰性地磁気嵐の予測手段として人工惑星による太陽風速測定の有用性を論じている。

統計手続きに関して問題になることは太陽風速の測定時刻の間隔が一定せず、一方 K_p の時間単位は3時間と云う相当に大きな単位であるために太陽風速の代表値としての平均値とその平均測定時刻とを K_p の遅延時刻に対応する K_p の求め時間とである。これらを合理的に処理して求めた結果を要約すると

1. 統計期間の相関係数はかなり高く両者の24時間の平均値の間で最大は0.65程度となった。
2. 平均時間を変えても最大相関係数は余り変わらず3時間から72時間迄の間で0.1以下の变化しか示さない。
3. 相関曲線も平均時間数による変化に著しくは影響されない。
4. 相関係数の最大値が現れる時間差は ΣK_p の方が位相的に進み、平均時間が長いほど進みが大きい。

ここに注意されるべきは ΣK_p にしても太陽風速にしてもある特定の範囲内に測定値が集中し (データの80%は ΣK_p で $5+$ ~ $9+$, 太陽風速で $300 \sim 525 \text{ km/秒}$ 内にある)、そのためこの外にある測定値の効果が弱められていることである。そこで測定実領域の影響力を平等にするために測定実密度に逆比例した重みを乗じて相関係数と相関曲線とを計算すると係数は0.8以上となり、相関曲線は特に測定値の大きい領域で太陽風速が少し速くなると K_p が急に増加する傾向が現れる。

以上のことから次の結論が得られる。

1. 太陽風速と ΣK_p との相関はかなりよく、特に異常測定値に対してよくなる。
2. 太陽風速の速いことが地磁気活動度を高める直接原因とは考え難い。
3. 強いて云えば太陽風速と地磁気活動度との相関は1日以上の変化について良い。

近時、Pioneer衛星からの太陽風速データが約1日程度遅れて報告されるようになった。定量的な解析はなされていなが時間的な相対図からはこれらの惑星からの太陽風速データと地磁気活動指数との間にかなりよい相関をみることが出来る。前サイクル迄においては回帰性地磁気嵐の予知は回帰表を用いることによってなされたが、その相関は最良の期間で0.5程度に過ぎなかった。これに対し0.65の相関はかなりよく太陽自転に因りて前方にある人工惑星からの太陽風速データは地磁気嵐予測のよい手段として期待される。

加藤愛雄
東海大工

張紹昌
東海大物理

14 prominent step-like discontinuities have been chosen for this study from six months of Explorer 33 and 35 interplanetary medium data during the period December 1967 to June 1968. The following three conditions were used to identify these 14 discontinuities as shock waves. The first condition (Colburn and Sonett, 1966) is that $\rho_2 > \rho_1$, $T_2 > T_1$, $B_2 > B_1$ and $B_{t1} \cdot B_{t2} \geq 0$. The second condition (Taylor, 1969) is that there is a large ssc event associated with the discontinuity. The third and final condition is that there is sudden decrease in the galactic cosmic ray intensity.

The 14 possible shock events were classified into three types: (1) the flare-associated shock waves; (2) the shock waves with recurrent nature which are formed at the leading edge of long-lived, high-velocity solar wind streams (Colburn and Sonett, 1966); (3) the shock waves without recurrent nature which are associated with the solar radio enhancement.

An interesting T - V_{shock} relation, which can be used to determine the ambient solar wind temperature before the shock, is presented. By using this relation, the solar wind temperature is calculated to be 1.95×10^5 K and 3.28×10^5 K for two examples of our shock events.

張紹昌 加藤愛雄
東海大物理 東海大工

During the last maximum solar activity times the solar wind has been observed to occur at random throughout the six months of Explorer 33 and 35 interplanetary data (hourly average values) during the period December 1967--June 1968 with ^{obvious} no pattern. That is, the continuous, steady, symmetrical solar wind, which many of us have pictured in our minds and associated with the smooth Archimedean spiral of the garden-hose model of the interplanetary magnetic field, does not exist. This can be interpreted as being due to solar disturbances in the solar wind.

From our data we found that there might be three different kinds of solar disturbed plasma ^{superposing} on the normal continuous solar wind with an average speed of 370 km/sec. The first mode of solar disturbed plasma is that it is produced by the well-known flare effect. The second mode of solar disturbed plasma is that it may emit intermittently but often continues for weeks or months, apparently from the same well-defined region, called M region by Bartels, on the sun. The third mode of solar disturbed plasma is that it might come from some enhanced (or active) region observed at radio meter or centimeter wavelength, because the increase of solar wind velocity is often correlated with a radio enhancement.

Since the information concerning the magnetic field B_0 on the sun is uncertain, it is preferable to compute B_0 from the best experimental field data near the earth. By using Parker's simple model (1963)

$$B_0(r) = B_E(r) \left(\frac{r_E}{r_0} \right)^2$$

From observed data $B_E(r) \cong 5.8 \gamma$, and putting $r_0 \cong 7 \times 10^{10}$ cm at the base of the corona, $r_E \cong 1.5 \times 10^{13}$ cm at the earth. We found $B_0 \cong 2.3 \times 10^5 \gamma$ for the normal solar wind condition. This result strongly reveals that the B_0 highly increases with the solar activity.

電波星シンチレーションによる太陽風の解析

菅見治一 渡辺克 小島正宜 柿沼隆清
名大電研

工) 本年2月, 3月に豊川及び富士嶺で同時観測した3048のデータをを用い, 以下の方法で解析を行い, 豊川及び富士嶺のそれぞれのダイナミックスペクトラム, 及び各周波数成分毎の速度及び相互相関係数の時間変化を得た。この解析より太陽風中の波動現象を調べることが我々の目的である。

i) 豊川(1)及び富士(2)それぞれのダイナミックスペクトラム

得られたデータ $g_i(t)$ ($i=1, 2$) から一部のブロック(長さ T (一定)) をとり出しフーリエ変換 $g_i(t) = \int h_i(f) \exp(i2\pi f t) df$ より各周波数成分のパワー $h_i(f) h_i^*(f)$ を求める。次にそのブロックから ΔT ずれたブロックをとり出し同じ処理を行う。これを次々と繰り返して各周波数成分毎のパワーの時間的変化, 即ちダイナミックスペクトラムを得る。
 $T=102.4$ 秒, $\Delta T=6.4$ 秒に選んである。

ii) 各周波数成分毎の速度及び相互相関係数

2点間の相互相関係数 $C_{12}(\tau)$ は, 各点の variance をそれぞれ $A_1(0), A_2(0)$ として

$$C_{12}(\tau) = \frac{g_1(t) g_2(t+\tau)}{\sqrt{A_1(0) \times A_2(0)}} \sim \frac{\int h_1(f) h_2^*(f) \exp(-i2\pi f \tau) df}{\sqrt{A_1(0) \times A_2(0)}}$$

で得られるが, この式から分かるように, 各周波数成分毎の速度 $v(f)$ は, 豊川-富士嶺間の距離を l_0 として,

$$v(f) = 2\pi f l_0 / \tan^{-1} \{ \text{Im} \{ h_1(f) h_2^*(f) \} / \text{Re} \{ h_1(f) h_2^*(f) \} \}$$

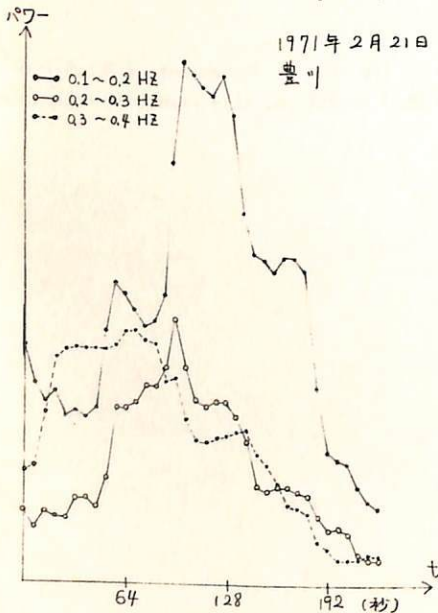
又各周波数成分毎の相互相関係数として

$$C(f) = |h_1(f) \cdot h_2^*(f)|^2 / \{ |h_1(f)| \times |h_2(f)| \}$$

をとった。

左にダイナミックスペクトラムの一例を掲げる。豊川と富士嶺の時間的変化がよく一致していること, 及び周波数によって変化が異なることが特徴的である。上の i), ii) を含めた解析結果は講演の際報告したい。

II) シンチレーションの研究では惑星間空間中の何処で起きたゆらぎを観測しているかが大きな問題である。条件(1) パターンが単方的(2) ゆらぎが極く限られた領域で起きた時, の2つが満足される時は解析の方法がある。一方本年7月より3英観測が始まり, たことにより S/N の高いデータを選べばパターンの形状が分かるようになった。(1)の条件を満足したデータを選んで解析を試みる。



電波星シンチレーションによる太陽風の観測

渡辺 堯, 鷺見治一, 小島正宣, 林治隆清

名古屋大学空電研究所

菅平に建設中であった茅3のアンテナが完成し、7月下旬より3隻観測を開始した。3隻の配置を図1に示す。



図1

3隻のアンテナはラットレス回路と適当な長さのケーブルを組み合わせる事により multi-beam 化され常時子午線上に16本の beam を作り、1日のうちに多くの source が観測出来るようになる。

用いた source は Tau-A, 3C147, 3C188, 3C196, 3C225, 3C237, 3C241, 3C263.1, 3C273, 3C286, 3C295, 3C298, 3C318 等であり、観測は南中時の8分間行う。

データを取ると同時に今までは各地点で別個に JTY によりスタートさせていたのが、JTY の受信状況により不確実さがあったため、4チャンネルレープレコーダを用い JTY の信号も同時録音し、再生時に決められた時刻にスタートさせるようにしたため data の同時性がより信頼出来るものとなった。

観測データからは今までの同様に各点間の cross-correlation, power spectrum, auto-correlation を求めている。

Cross-correlation の組み合わせから pattern の speed と方向を求めよう場合、pattern が random な変化をするとき各方向での見かけの speed を速度ベクトルのその方向での成分と見てはいけませんがこの効果はかなり小さいと考えられるので、ここではその仮定して見かけの speed と方向を計算した。磁気テープの再生と解析に時間がかかったため現時点では一部の data を使えなかった。

Tau-A, 3C147, 3C273 により求めた speed と方向を太陽を中心とした天球上に投影したのが図2である。太陽は1日に約1°づつ移動するが、太陽は固定して星の方を動かしてある。図を見ると方向は radial から ±20° 位にわたって広がっているのがわかる。特に8月1日の Tau-A の観測には約30°のずれが見られる。こういった radial 方向からの大きなずれが、太陽風の方向のずれを示しているとは断言し難く、random component による結果か、pattern の主軸が進行方向と大きな角度をなしていたために生じたのか、というような点は今後解析する予定である。(もっとも、Vitkevich and Vlasov (1970) によれば30°位の radial 方向からのずれは決して珍しくはない)

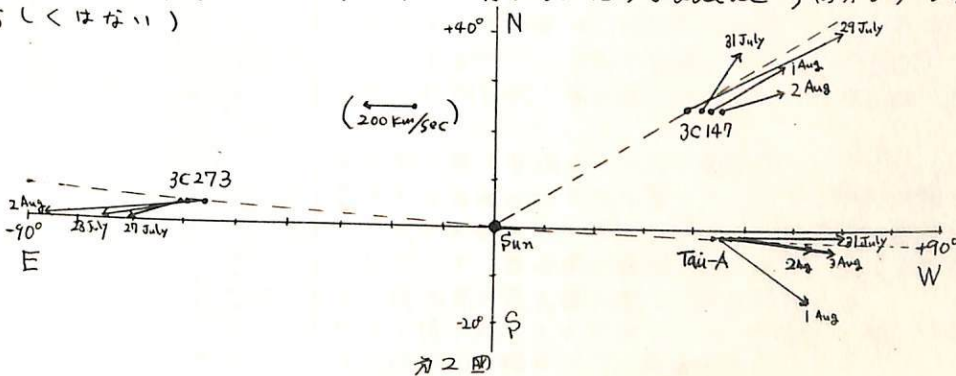


図2

(V.V. Vitkevich and V.I. Vlasov, Soviet Astronomy 13, No.4, 1970.)

Structure of the Solar M-Region and the Interplanetary Magnetic Field

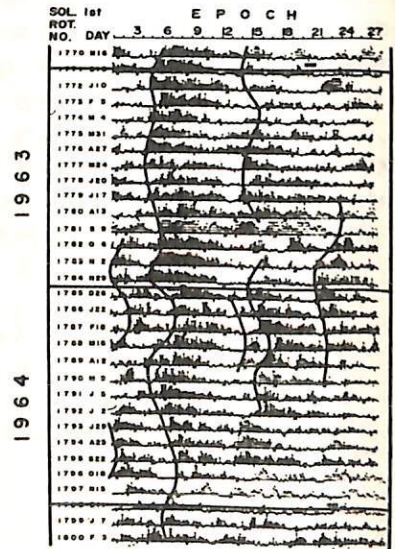
齋藤 尚生
東北大学理学部

地球上で recurrent type の magnetic disturbance (M-disturbance) を起す原因として太陽面上に仮想的な領域が古くから想定され、solar M-region と名付けられていた。最近の solar-terrestrial relationships に関する知識によれば、此の様は仮想領域 (M-region) は太陽面上の UM-region の配位でよく説明出来ることとされている。然し実際の M-disturbance を、観測された solar UM-region のデータと比較すると、両者の関係は必ずしも単純ではない。才1図は観測史上最も顕著な M-disturbance が現われた期向として知られている solar cycle No. 19 の declining - minimum phase を例にとりて、Kp の 27 日 recurrence time pattern を以て M-disturbance の模様を示した図で、特徴を明らかにする為には主要な M-disturbance の開始を太い曲線で示してある。図から明らかになる様に、地上の M-disturbance の recurrent period には可成りな fluctuation が存在する。然し Howard group の報告でも明らかになる様に、その M-disturbance の原因である等の solar UM-region は、地球から見た場合非常に正確な回歸同期で CMP を繰返している。此の様は M-disturbance という地上の現象と、UM-region という太陽面現象との間の一見矛盾した関係については、何らかの解釈を下さねばならぬ等である。

所て今、我々は M-disturbance と UM-region に関して次の様な解析事実を知っている。

- (1) Kp index 自体は equinox 付近に peak を持つ様な semi-annual variation を示す。
- (2) 然し Kp の recurrence time pattern は、半年毎ではなく、一年毎に重複合せをした方が良い相関を示す。
- (3) M-disturbance の回歸性を解析すると、M-region の日面緯度は one solar cycle を同期として butterfly pattern を示す様な変化をすると考えられる。
- (4) Kp の auto-correlation coefficient は、equinox 付近で高い値を示す。
- (5) UM-region の gross pattern を精円に近似すると、精円の長軸は赤道に対して西方向に鋭角とぼる様な傾向を有する。

以上の様な観測事実を総合すると、interplanetary sector structure に立体構造が考えられ、此の様は構造により上記の M-disturbance の fluctuation という観測事実の説明も可能と思われる。



才1図

大塩光夫
電波研究所

電離層で生起する種々のSIDの時間的变化は、その電離の太陽天頂角が大きい場合には、数分間で急激に最大値に達し、以後緩慢に半乃至2時間程で回復する事が、典型的な既成概念として成立している。併し乍ら原因の大部分と考えられている増加太陽X線フレア放射強度の時間的变化 $\Delta F(t)$ が調べられる場合、SIDが過渡現象の結果であるので、原因裡刻明にそれに追従した時間的変動が現われないうにしても、 $\Delta F(t)$ が幾つかの類型に分類される事がわかる。利用し得る太陽X線フレア放射強度資料 $F(t)$ は人工衛星Velaによる35 eventsである。今回は太陽X線フレア増大期に於ける $\Delta F(0.5-5\text{Å}, t)$ の増大の類型が述べられる。

(i)純乃至準急上昇型(60%乃至9%) 純急上昇型は増大時間 $T_i \sim 1 \sim 10$ 分間位で単調増大し大又は中フレアとなり、その数は60%と大きな部類を占める。これらのeventsは相対的に大きい $\Delta F_m(0.5-5\text{Å}, t_m)$ にも拘らず、短時間に急速に一気にX線エネルギーを放出して、最大値に達する。 ΔF_m が大きいからと言って、或る程度の放出量を単位を区切って放出する事はない。

(ii)gendarme型(11%) (iii)針状並列型(3%) 一般に本来の最大値 ΔF_m と匹敵する位の ΔF を有し、極大値が尖鋭的でなく、これが静穏値に回復する以前に最大値が出現する型で、ジヤングラム型と呼ばれるに相応しいと思われる。この型が相隣る二つの独立したeventsに分類されるのは本質は、ジヤングラムの減少期が比較的短く、且つ静穏値に到底回復してない事にある所に思われる。ジヤングラム型の性格を必ずしも具えてないが、これに準ずる型として、針状並列型が挙げられる。

(iv)急上昇後緩行型(3%) オーの極大値迄は急上昇で、(i)と類似しているが、その後極めて緩慢に上昇し下り、幾つかの小頂点を経て、最大値に至る型。相対的に大きい ΔF_m の場合に、相対的に T_i が大きい例外的な存在である。

(v)緩行後急上昇型(6%) (vi)の型とは対照的に、最初 ΔF_m に比較して小さい $\Delta F(t)$ に於いて、幾つかの小頂点を経て極めて緩慢に増加し、後に最大値に向かって急上昇する型。この型の急上昇部の ΔF の速さは、(i)の準急上昇型の速さと類似している事が見出される。この型に於いて、もし緩行部分の ΔF によって生成される増加電子密度 ΔN_e が、SIDの記録感度以下の量であるならば、 $\Delta F(t)$ の急上昇部分から記録するであろうから、 $\Delta F(t)$ とSIDの時間的変化の相性は、前者の緩行部分に於いて一致しない。よってSIDの記録から電離源の時間的変化が推論される場合、この事実は留意されるべきであろう。

(vii)緩上昇型(6%) 副頂点を有しない点で、(i)の純急上昇型と類似性が見出されるが、最大時迄に約30分間かかるといふ点に、この型の特徴がある。この型が示す長時間単調増大の性質と(vi)の型の性質の差にも拘らず、最大値及びそれへの到達時間の著しい類似性が見出される事は興味深い。

(viii)波状上昇型(3%) 増大期に数十分間かかって、数段階の、次第に大きくなる副頂点を有する型で、各段階の副頂点の存在の独立性は著しい。(i)の純急上昇型が ΔF_m が大きいにも拘らず、短時間に急速に一気にX線エネルギーを放出して最大値に達するが、一方この型では、 ΔF_m が中位であるにも拘らず、長時間に緩慢に或る程度の放出量を単位を区切って放出して副頂点を経、最後に稍急速に最大値に達する様に思われる。

以上の分類は数少ない資料から得られたものであるから、普遍的であるかどうか、更に別型が出現する可能性もある。以上の分類は一つの提起となるであろう。

太陽X線, 電波および黒点数の関係

前田憲一, 辻井常男, 鷹尾和昭
 京都大学工学部

E領域電子密度の研究でその太陽活動度依存性を問題とする場合, 最大電子密度については f_oE の多年のデータを利用することが出来るが, 最大電子密度より下のプロファイルについては, 太陽X線の年変化を知る必要がある。

太陽X線は米国の SOLRAD 衛星により 1964 年以降測定されており, そのデータは Kreplin (Ann. Géoph. 26, 567-574, 1970) と鷹尾, 辻井 (R.I.S.R.J. 24, 183-191, 1970) の論文に記している。測定は 1-8 Å, 8-20 Å, 44-60 Å の 3 bands であるが, E領域のプロファイルに重要なものは, 1-8 Å と 33.7 Å である。しかし 3 bands について太陽活動度依存性をしらべたので参考のため発表する。

太陽黒点数は理科年表にある Zürich 天文台発表のものを用い, 米発表の最近の値は東京天文台(青山氏)に依頼した。

さらに 3,750 MHz と 9,400 MHz の太陽電波との関係もしらべることにしたが, これのデータは名古屋電研(田中氏)の好意により最近発行された Complete Summary of Daily Solar Radio Flux, Toyokawa の内容を事前に利用することができた。

X線束密度 Φ_x は単位 $\text{erg}/\text{cm}^2\text{sec}$, 電波率密度 ϕ_r は単位 $10^{-22} \text{W}/\text{m}^2\text{Hz}$, 黒点数は R とする。いずれも3ヶ月移動平均値を計算したので, Φ_x 対 R , Φ_x 対 ϕ_r を直線関係と仮定して最小自乗法により計算し, それぞれについて標準偏差を求めた。なお ϕ_r 対 R についても同様のものをも求めた。

結果は下表に示すが, その図は講演の機会に譲る。

番号	相関	波長	関係式	標準偏差	%
1	$\Phi_x - R$	1-8 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^4 = 0.208 + 0.00816R$	0.110	27.1
2		8-20 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^3 = 0.337 + 0.00921R$	0.085	21.8
3		44-60 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^2 = 0.872 + 0.00577R$	0.116	30.8
4	$\Phi_x - \phi_r$	1-8 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^4 = 0.208 + 0.0124(\phi_r - 71.8)$	0.083	21.0
5		8-20 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^3 = 0.382 + 0.0134(\phi_r - 71.8)$	0.064	15.9
6		(3,750 MHz)	44-60 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^2 = 0.808 + 0.0100(\phi_r - 71.8)$	0.090
7	$\Phi_x - \phi_r$	1-8 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^4 = 0.330 + 0.0138(\phi_r - 257.8)$	0.106	28.9
8		8-20 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^3 = 0.478 + 0.0159(\phi_r - 257.8)$	0.089	22.7
9		(9,400 MHz)	44-60 Å	$\log_{10} \Phi_x \times 10^2 = 0.834 + 0.0130(\phi_r - 257.8)$	0.079
10	$\phi_r - R$	8 cm	$\phi_r = 71.8 + 0.693R$	4.27	6.0
11	$\phi_r - R$	3.19 cm	$\phi_r = 257.8 + 0.535R$	6.75	2.6

太陽フレアの電波、X線、プロトン特性

柳倉幸雄	山下不二夫	石井隆広雄
電波研究所	同研究所	同大気電波観測所

太陽フレアにおけるX線、プロトンバーストの放出と電波バーストの諸特性との関係についてはいくつかから調べられており、筆者の一人(H)も1958, 9年に(1)マイクログラフバーストとSJD(X線バースト)および、(2)IV種の電波バーストとPCAC(地球におけるプロトンバースト)との相関を指摘している。

しかし、太陽プロトンは惑星間空間の99.5%の領域にのみ存在するもので、地球近傍のプロトン、あるいはPCACのみならずプロトンフレアを同定することに多少の不確定さが残っていた。最近では約1A.U.の距離に人工惑星Pioneers 6, 7, 8, 9が存在し、これらと地球の衛星IMP-F, G, あるいはATS-1とにより観測が行われるようになった。プロトンフレアの同定は容易となった。また、Explorer 33, 35, 37による太陽X線バーストのデータはSolar-Geophysical Data, NOAAに公表されておき、太陽電波の観測用波数領域であるカオート心波(平波支所における30MHz以下)と、ミリ波(国分寺における35GHz太陽電波観測)と拡張された。さらに大気電波観測所ではVLF信号の位相測定を通じて、SJD, PCDAE=5-が実行されているので、これらデータを伺って、太陽フレアの電波、X線、プロトン特性の両呼称を行った。1968年7月に発表した数eventsの同時観測は上述のそのと一致しない。

COMPARISON OF THE HARD SOLAR X-RAY BURST OF FEBRUARY 11, 1970
OBSERVED AT BALLOON AND SATELLITE ALTITUDES(II)

小倉統一(大塚志野), K.J. Frost (NASA), 小玉正弘(理研)

On February 11, 1970 energetic solar X-rays were observed simultaneously by a balloon in Antarctica and the OSO-5 satellite with comparable instruments measuring X-rays above 15 KeV. In the rising phase of the X-ray burst the time constant was found to be almost the same in both observations, with respect to their corresponding energy channels. A far longer decay time constant found in satellite recordings below 82 KeV. indicates that the present X-ray burst consists of the two components; impulsive and gradual.

The energy spectrum measured at a balloon altitude of 7 g/cm² was found to reflect fairly faithfully the spectrum in interplanetary space for the higher energy range above 100 KeV, but was very much steeper in the lower energy region. Such excess counts of photons amounted to ~400% and ~200% for energies of ~40 KeV and ~70 KeV, respectively. It is suggested that this excess flux may be explained by the contribution of the Compton scattered photons into the omnidirectional balloonborne detector.

Energy channels

Balloon-borne instrument	Satellite-borne instrument
22-44 KeV	14-28 KeV
44-66	28-55
66-88	55-82
88-132	82-111
132-176	111-141
176	141-168
	168-200
	200-225
	225-250

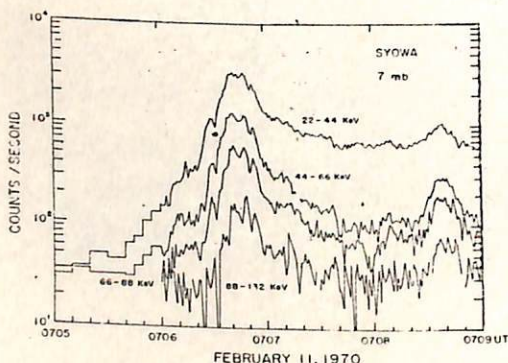


Fig.1 Intensity-time profiles of the solar X-ray burst observed at a balloon altitude of 7 mb at Syowa Station, Antarctica.

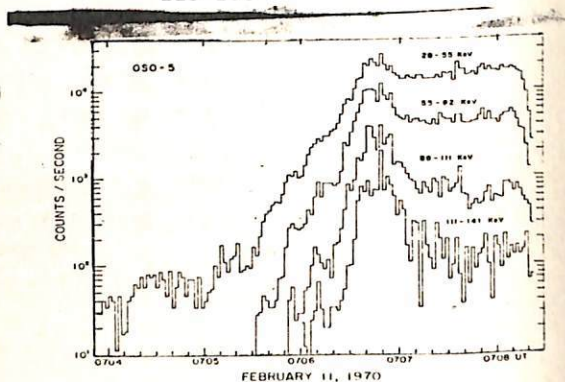


Fig.2 Intensity-time profiles of the solar X-ray burst observed by the U.S. satellite OSO-5.

K-9M-30号機による中間紫外アルベドの測定

渡辺隆・小川利純
東京大学理学部

これまでの2回の講演で、地球大気による中間紫外領域のアルベドと大気オゾン分布との関係を調べ、また本年1月に行なったK-9M-30号機によるアルベド測定の結果とあらかじめオゾン分布を与えて計算値との比較を行なった。その結果主に観測データの解釈に問題があることがわかった、すなわち

- (1) 測定器の response による波形の歪
- (2) ロケットの絶対姿勢の精度

(1)については測定器の増幅器の周波数特性(図1)がわかっているので、フーリエ逆変換を用いて response function $F(t)$ を計算することができ、input function $I(t)$ 、output function $P(t)$ は
$$P(t) = \int_0^t F(t-\tau) I(\tau) d\tau$$
 で表わされるので入力波形のゆがみを計算することができ原理的には $P(t)$ から $I(t)$ を求めることが可能であるが、数値計算には種々の困難が併ない現在検討中であり予稿には間に合わなかった。(2)のロケットの絶対姿勢の精度がどの程度であるかは、(1)と切り離して考えることができない。

本講演ではこれらの問題点の解明について述べ、解析結果を報告する。

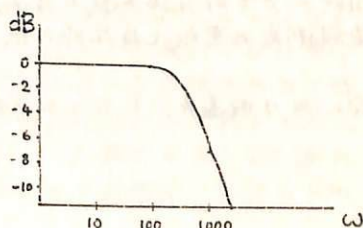


図 1

K-9M-33 による Cs 雲の観測

堤 四郎, 鈴木 裕, 福原 敏行, 竹屋 芳夫,
(大阪市立大学 工学部)

電離層ダイナミクスに関する諸量の測定の一手段として Cs 人工雲の観測法をとりあげかねてより計画を進めて来た。今回 1971 年 8 月 26 日, 19:35 J.S.T に打ち上げられた K-9M-33 号機にまつてその初めての実験を行ったのでその結果を報告する。

今回の Cs 人工雲実験のねらいとしては Cs 雲の光学的追跡と同時に作られる電子群の電波による検出を目的としたもので、とくに今回は Na 化合物を約 4% (重量比) 混入する事によって光学的視測を容易にし約 120 km 領域での中性風の導出を計画した。さらに本機にまつて同時に計測された Ba 人工雲による電波エコーについて期待が持たれた。観測手段として

- (1) 光学視測. a, 主として可視部発光雲の写真視測, 中村氏のグループの協力により内之浦基地で観測員で行われた。
b, Cs 雲による赤外線領域の発光輝線の写真視測,
- (2) 電波視測. 内之浦 Ionogram にある 0.5~20 MHz の Pulse 波の人工雲による echoing を、同じく内之浦および種子島で同時に受信する。とくに広帯域指向性 Log-Periodic Ant. を設置した。
- (3) 同時観測. 山川電波観測所の協力を^{通常の}に電波観測と共に drift 観測が実施された。
- (4) 同時搭載機器 NEL, TEL, 観測

現在以上行われた各観測結果の検討を進めている段階である。Cs-Na 雲の発生は目視にまつて確認され、幸天候に恵まれ光学視測は成功したが、Cs, Ba 雲の電波 echo については予想された結果が得られなかった。しかしロケットからのレーダ電波が Cs 雲を横断する時に一時的な減衰を受けた事が報告され、写真視測による Cs 雲の発生、消失過程の検討と併せて有効質量の推定と電離率の推定が可能と思われる。

最近 Cs, Ba 雲による電子雲の Ionogram による観測の報告が散見されこれにまつて超高超の光学用諸定数が導出されている。今後発光雲の昼間観測と併せて電子雲の電波観測法の完成と技術的な改善を行なってゆきたい。

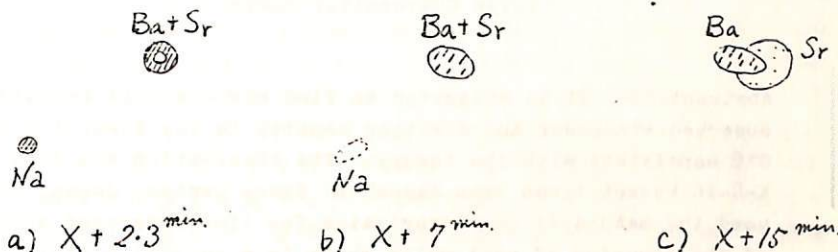
実験に当り御協力いただいた大林, 平及両教授様の関係の方々に厚く御礼申し上げます。

K-9M-33号機による発光雲の観測

*中村純二 **大地登 *松岡猛 ***加藤進
*東大教養 **岐阜大教養 ***京大工

K-9M-33号機は、昭和46年8月26日19時35分内之浦KSCより上下角79度、方位角145度で発射され、高度340kmに達した。

K-9M-33号機には、電離層域の風と電界を測定する為のバリウム弾、セシウム弾並びに電子密度及び温度の測定器や地磁気率勢計が搭載され、ナトリウムを含んだセシウム弾は発射後72秒、高度110kmで着火、またストロンチウムを含んだバリウム弾は発射後134秒、高度230kmで着火した。地上に設けた5観測点、町内之浦KSC、南郷町役場、種子島実業高校、山川電波観測所、谷山ラサール高校の全観測点でこれらの発光雲の同時撮影を行なうと共に、内之浦と南郷では分光観測を行なうことができた。



a) 図のように最初はセシウム弾によるNaの橙色の球形雲と、Ba弾によるBa⁺とSrの青白色の明るいドーナツ状の発光雲が認められた。発射後7分で図bのようにNa発光雲は次第に光度が弱まると共に楕円形となった。一方Ba発光雲は全体に明るい球形となりやや赤味を帯びた電離バリウムと、青味を帯びた中性ストロンチウムの発光が重なって見えた。この頃からBa⁺はその地点の磁力線に沿ってどんどん伸びはじめ、発射後15分頃には各観測点で図c)のように、磁力線方向にのびた淡いピンク色のBa⁺発光雲と、青味を帯びた球形のSr発光雲を肉眼で区別することができた。この頃Cs弾によるNa発光雲の痕跡は認められなかった。

分光計によれば終始Ba IIの4554Å輝線が強く現われ、Sr Iの4607Å輝線もBa IIの1/3~1/10の強度で認められた。但しSr Iは発射後10分頃より次第に弱まり、20分後には殆ど認められなくなっている。Na Iの5890Å並びに5896Å輝線はセシウム雲放出時の45秒間の駒に認められるだけである。Ba IやBa Oのスペクトル線は検出されなかった。南郷のスペクトルには他に水銀の輝線が多少混入している。

搭載した電子密度及び電子温度測定器はバリウム弾着火と同時にその影響を受けて機能を停止した。また今回はセシウム弾の炸裂によってロケット機体が破壊されることはなかったが、今後その可能性は十分考えられる。今回の発光状態を考慮して今後バリウム弾やセシウム弾の着火炸裂時のショックを十分小さくすること、ガス放出に方向性をもたせ搭載機器への直接噴射を避けること、弾の重量を軽減すること等の改造が必要であると考えられる。地磁気率勢計は全船しよう期間におたって作動したが、その結果もX+53秒のCs弾放出時並びにX+134秒のBaガス噴射時に大きなショックが働き、ロケットの姿勢が大きく変わったことを示している。

5観測点で同時撮影された10本のフィルムによる上層の風や電界の解析は現在進行中である。

Sporadic E Formation by Wind-shear,
Comparison between Observation and Theory

S. Kato, T. Aso, T. Horiuchi,
Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto
and

J. Nakamura, T. Matsuoka,
College of General Education,
Tokyo University, Tokyo.

Abstract. It is attempted to find how a simultaneously observed windshear and electron density in the lower ionosphere are consistent with the theory. The observation was done by K-8-16 rocket flown from Kagoshima Space Center, Japan. We used the method of characteristics for time-dependent solution of the equation of continuity which is a partial differential equation of the first order. The calculation shows that a remarkable consistency is between the observation and the theory even in details. The result strongly supports the wind-shear theory for sporadic E formation. Our solution suggests that the effective recombination rate is $10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ as found from other ionospheric observations.

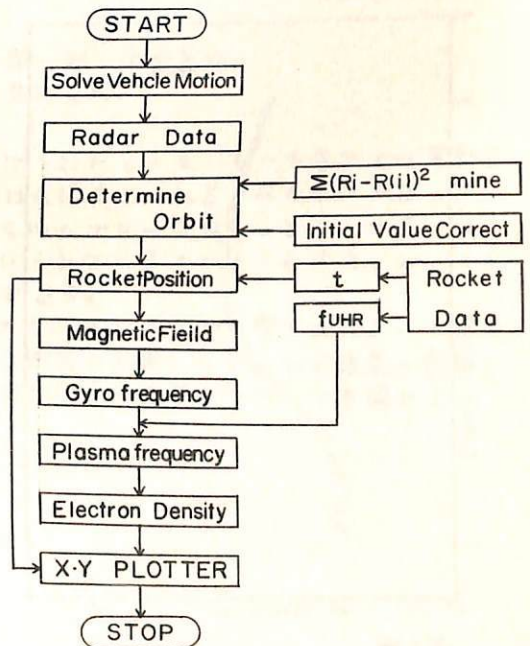
— ロケット観測データの処理法 —

江尻全機, 渡辺勇三
東京大学宇宙航空研究所

ロケットや人工衛星によって得られた観測データの処理は、測定点の膨大な量を考え、計算機等による適切な処法が必要になる。それを2つに大別すると(1)測定機器で、ある程度迄、生のデータ処理をして、後で計算機の入力に入れやすい形態で地上へ伝送させる。(2)観測位置の決定、及び、それに附随した磁場の計算等を含め、データと組み合わせる事により、必要な結果を表及びグラフに描かせる。インピーダンスプローブは、高域ハイブリッド共鳴周波数より、地球磁場によるジャイロ共鳴周波数を用い、電子密度を求めるものであるが、(1)については、人工衛星レックスで、共鳴の検出、及び、その周波数をデジタルで読み、地上へ伝送される測定系が採用されているが、ロケットの場合、現在基本的にはアナログ伝送である為、直接デジタルの量を伝送する場合は伝送速度がかなり遅く採用出来ず、アナログで共振特性を伝送させ、較正曲線と合わせる事により周波数を読み取る方法をとっている。ここでは、将来のレックスをも踏まえ、(2)について検討をした結果を、K-9M-35(1971年1月23日打上げ)を例に示す。

先づ、伝送されたデータより、FUHRとそれに対応した時刻が与えられる。次に、ある時刻の飛行体の位置を決定する。それには、従来はレーダーの測定点より内挿法及び放物線近似を用いて来たが、前者は、ある区間の速度一定、後者は加速度一定の仮定と等価で空間的微小構造を調べる場合誤差が大きい事と、もともとレーダーの誤差はそのまま含む事になる。ここでは、飛行体が慣性運動をしている領域で、直接運動方程式を解き、初期条件を変動させる事により、レーダーデータをもとに最小自乗近似を行った。依って飛行体の位置は、時刻の函数として与えられる。結果は離心率0.98、平均距離3388.2205 kmの楕円運動となり、一次近似、放物線近似との差は約土180 mである。偏差の時間に対する変化の仕方より高度80 km以上では空気の摩擦及び残留推力の影響はほとんど認められない。ある時刻の飛行体の位置の地球磁場の計算はIGRFの係数を用い、Geomagnetic Reference Fieldを求めた。実際、観測値と計算との差は以前のロケットで実験した結果 $\Delta F/F = \pm 0.004$ で電子密度の算定には、無視して良い誤差の範囲である。最後にこれよりX-Yプロッターで、高度と電子密度、飛行体の軌道、レーダーとの誤差曲線、高度と地球磁場等を描かせる事が出来た。

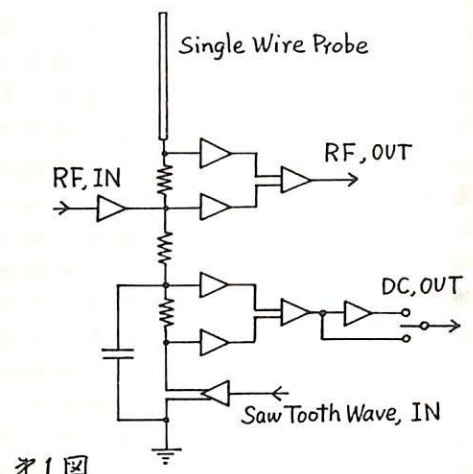
このプログラムに、インピーダンスプローブの種々の誤差の原因となる要素(衝突周波数、浮遊容量、プローブ自体のWake及び飛行体のWakeによる密度不均一、等)を解明して補正係数として加えて行く事により、電子密度の測定精度も向上させて行かぬばならない。



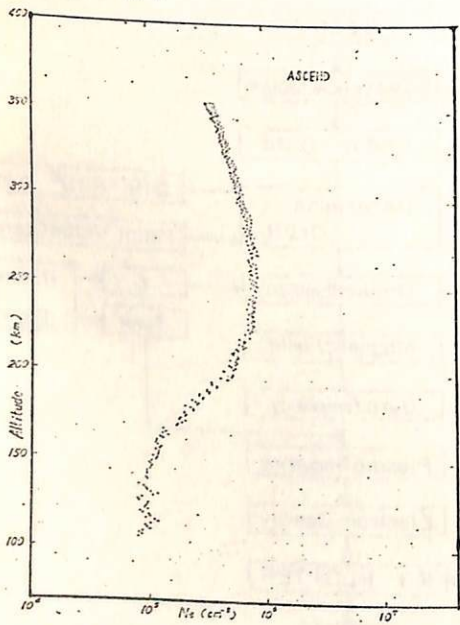
K-9M-30による電子密度の測定

宮崎 茂, 森 弘隆
電波研究所

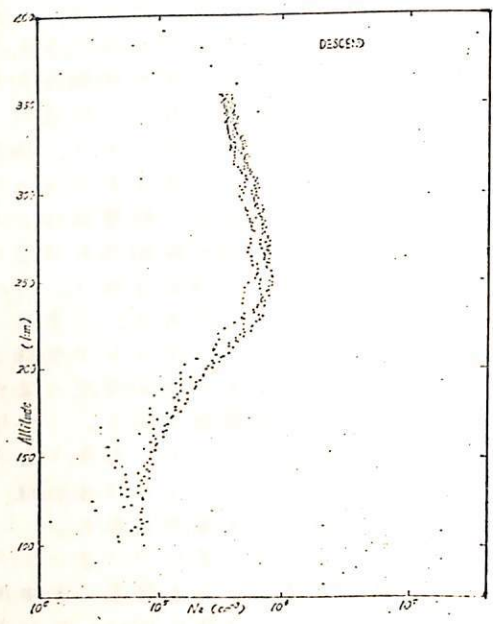
K-9M-30は1971年1月16日16時15分、内之浦より打ち上げられ高度357kmに達した。搭載されたSingle Wire Probeは正常に働いた。上昇時および下降時における電子密度の高度分布の観測に成功した。オ1図は測定回路のブロックダイアグラムである。測定法は掃引周波数範囲0.2~15MHzの正弦波を0.5秒周期でプローブに印加し、プローブ電流の周波数特性からupper hybrid resonance周波数を求め電子密度を算出する。プローブには更に16秒周期で0~+6.0Vのバイアス電圧を印加し、シースによるプローブの高周波特性の変化を測定したが、その結果 sheath resonance周波数はバイアス電圧により大きく変化するがupper hybrid resonance周波数は変化しないことが確かめられた。オ2図およびオ3図は各々上昇時と下降時の電子密度の高度分布である。分布はロケットポテンシャルによるwakeの影響をバラツキを示しておりこの傾向は特に下降時において著しい。上昇時と下降時の密度分布を比較してみると主に高度220km以下の構造に違いが現われているのわかる。



オ1図



オ2図



オ3図

光電子の電子加熱効率と電離層電子温度

平尾邦雄 松村正三 田中高史
東京大学宇宙航空研究所

電離層のモデル計算を拡散方程式の数値解法を用いて行った。方程式系は O^+ , H^+ , NO^+ , O_2 , N_2 に対する拡散方程式と電子、イオン温度に対する方程式の計7つであり、中性大気温度、中性大気風方程式は省略した。さらに電子温度方程式の加熱項を正確に求めるため、光電子スペクトルに対する計算を同時におこなった。太陽のフラックスの形は S にいぞんするため、 S の大きい時は光電子スペクトルがハードになり、電子加熱の効率が上がる。電離層の300km以上で中性大気による冷却よりもイオンガスによる冷却が卓越し、電子温度はイオン密度、加熱効率の変化に対して敏感である。さらに高度200kmぐらいに電子温度のピークが生じるかどうかという点に関して、電子加熱効率の値が重要である。

下部電離層の静電探針による観測

平尾邦雄 小山孝一郎 田中高史
東京大学宇宙航空研究所

昭和46年1月16日午前10時00分に打上げられたS-210-4号により電離層D領域の観測が行なわれた。搭載されたプローブは直径2cmと8cmの2つであり、2cmのプローブは+3Vの固定電位におかれ、8cmのプローブは-3Vから+3Vまでスイープされた。直径8cmのプローブは普通用いられているものよりも大きいが、これはD層の電子密度が小さいことを考慮してのことである。

得られたデータより求めた電子密度のプロファイルといままで電波法によって求められてきたものを比較し、プローブ法の向題点特に衝突の影響、ロケットの速度の影響について論じる。またイオンシースの状態がD層中でどう変化するかについても論じる。

電離層電子温度の時間的特性

平尾 邦雄, 小山 孝一郎
東大宇宙研

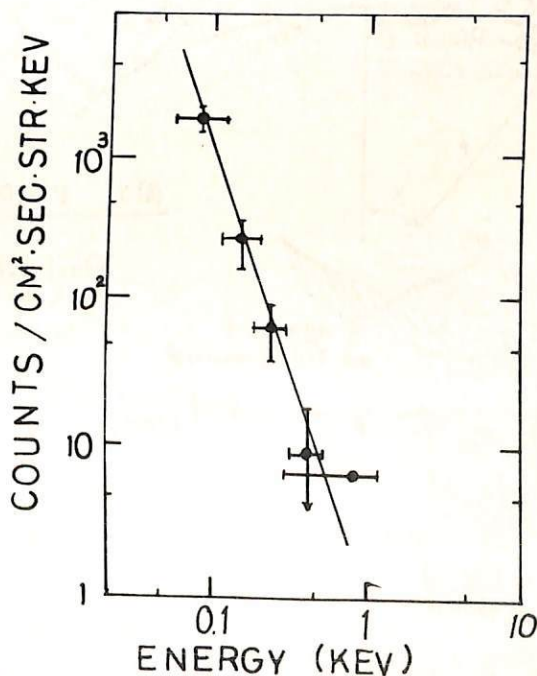
1970年以降, 新しい型の電子温度計による, 電子温度の観測が概10回にわたって行われてきている。それらはそれぞれ, 11時, 14時, 16時, 19時, 21時の各時間の前後に分布しているから, これらの結果から電子温度分布の時間的特性をえることができる。日中の電子温度分布は300 km 前後のところに等温層があること, 夜間電子温度は略中性温度と似た分布を示していることその他に, 11時前後には110 km位にある層の高層層が存在すること, 又夜間の~~150 km~~ 150 km以下における電子温度分布は, 中性粒子的な分布を示していること, 又夜間スホラ層のF層の温度がかなり高い分布を示している。以上のことが時間的に見ると電子温度の分布の特性について述べられる。

早川幸男, 加藤隆子, 河野毅, 長瀬文昭, 西村求美, 田中靖郎
名大理

1970年9月19日にL-3H-5号機のBoosterにガス比例計数管を搭載し、宇宙軟X線の観測を行った。測定器は25×5×5cmの長方形のガス比例計数管4本で、そのうち3本は窓に1μのポリプロピレン、1本は4μのポリプロピレン薄膜を使用した。1μ膜を使用したのは今回が初めての試みであり、ガスもれに近い症状があらわれて、途中からdataは得られなくなったが、閉窓後1.5sec間は正常なdataが得られた。その際1μ膜Counterで電子成分が測定されたので、電子成分について述べる。電子成分とX線成分の判別は、それぞれの方向分布及び膜の透過の違いから区別できる。Deposited電子のspectrumは図で示されているように大ざっぱに $j(E) = 0.3E^{-3}$ electrons/cm² sec str KeV で表わされる。

これはKeV領域の電子が、1μ膜を通過して1KeV以下の低エネルギーになりCountsされたと考えられる。Deposited電子のspectrumの形から入射電子はかなり急なspectrumをもつと考えられる。1μCounter及び4μCounterの測定結果から推定される140km高度での入射電子のflux及びspectrumについて述べる。

Fig



Multi-frequency Backscatter と パスサウンダー受信機による Guam-Iioka MOF 同時測定結果

徳田八郎衛 石原昌幸 田中敏史
防衛技研 飯岡支所

Multi-frequency Backscatter (パスサウンダー送受信機) を電波予報に利用するには、アイオノグラム上に現われる Ground Clutter の距離 P' (即ち f_{0E}) を、対応する地表距離 D に換算する必要がある。(図1) plane earth もしくは spherical earth, thin layer もしくは parabolic layer の場合について P' 及び D は複雑な数式で与えられるが、 $D \geq 2000$ km の中、遠距離伝播においては $P'/D < 1.1$ 即ち差は 10% 以内である。これを実験的に確かめるべく、今年 3 月 ~ 4 月の春分季に、4 ~ 64 MHz の Multi-frequency Backscatter と Guam ($D \sim 2400$ km) からの Signal に同期させたパスサウンダー受信機との同時観測を実施した。F 層の電子密度が増大し、伝播状態が良くなるにつれて前者に現われる各周波数 (読み取りに用いたのは 16, 21, 26, 32, 38 MHz の 5 波) の Ground Clutter の出現距離は近づき、後者に現われる Guam-Iioka の MOF も増加し、その値も前者のアイオノグラムから推察される値に近い。だが Ground Clutter が更に近づき Guam-Iioka MOF が 35 MHz 以上と推測される場合にも、実測の MOF は 32 MHz 以上とはならなかった。この事例をとりまとめて報告する。(図2)

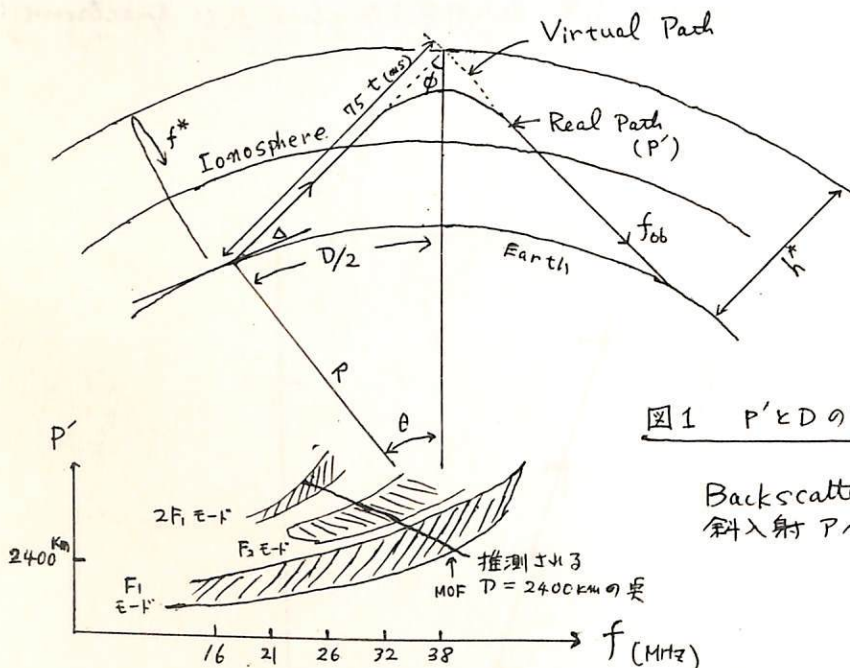


図1 P' と D の関係

Backscatter による
斜入射 アイオノグラム

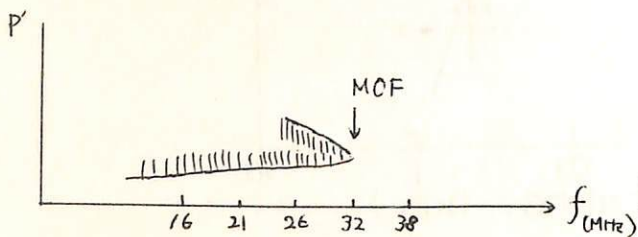


図2 観測結果の概略

赤道越えの NWC - 22.3 KHz VLF 信号の受信

吉岡敏太郎 鈴木国弘* 木下みつ之* 西脇彰 三上孝哉 馬場晴英
 中部工業大学 電子工学科 超高度研究所*

1968年11月8日, NWC (オーストラリア, $21^{\circ}41' S$, $114^{\circ}10' E$) から放射されている VLF 信号 (22.3 KHz) の電界強度と位相の日周変化を中大超高度観測所 ($35^{\circ}16' N$, $137^{\circ}01' E$) で連続観測している。伝播路は赤道越えの南北伝播で, 通路長は約 6770 km となる。著者らはこの中で, 1970年〜71年の夏期半年間の間の「サニリス」, フェージングに付いてデータ解析を遂げたので, これに付いて報告する。この期間中は受信側が送信側より, つねに早く夜が明け, フェージングは4個できる。長距離伝播におけるフェージングは Crombie¹⁾ により, オ4モード, オ2モードの干渉により起ると説明されている。東西伝播に付いては, フェージング間隔は, おおよそ一定となるが, 南北伝播に付いては一定とならず, モード変換係数の偏角 δ に依存することが Lyne²⁾ により報告されている。図-1は夏期の強度と位相の典型的な例を示す。図-2には, 図-1の強度の強度の極小値ごとの時間間隔と通路長に変換したものを, 日周関数としてプロットしたものである。図-3は δ を求める日周関数としてプロットした。

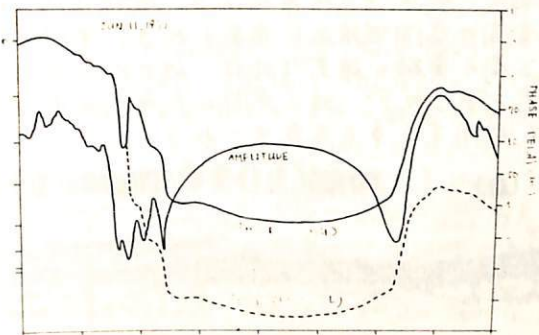


図-1

著者らは Lyne の解析に沿って, この図に述べた日に対する δ の変化, 日照数と伝播路との方位角 θ に対する変化, 等を極小値, 極大値に付いて計算し, さらに, モード変換係数の絶対値に付いても計算したので, これらに付いて報告する。

- 1) Radio Science Vol.68D 1964年 January P.27~
- 2) Radio Science Vol.2. 1967年 June P.521~

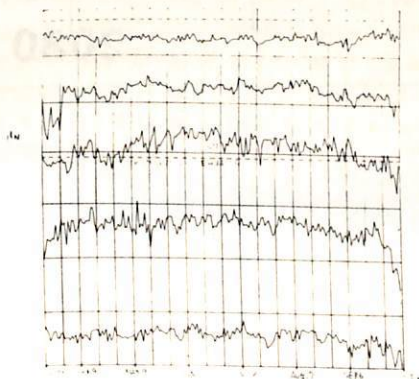


図-2

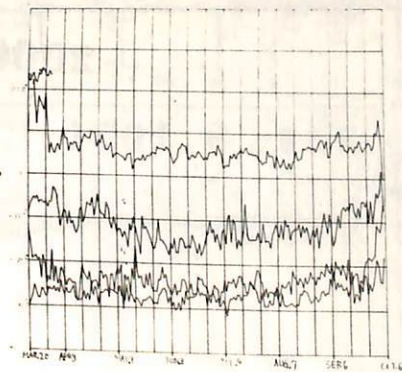


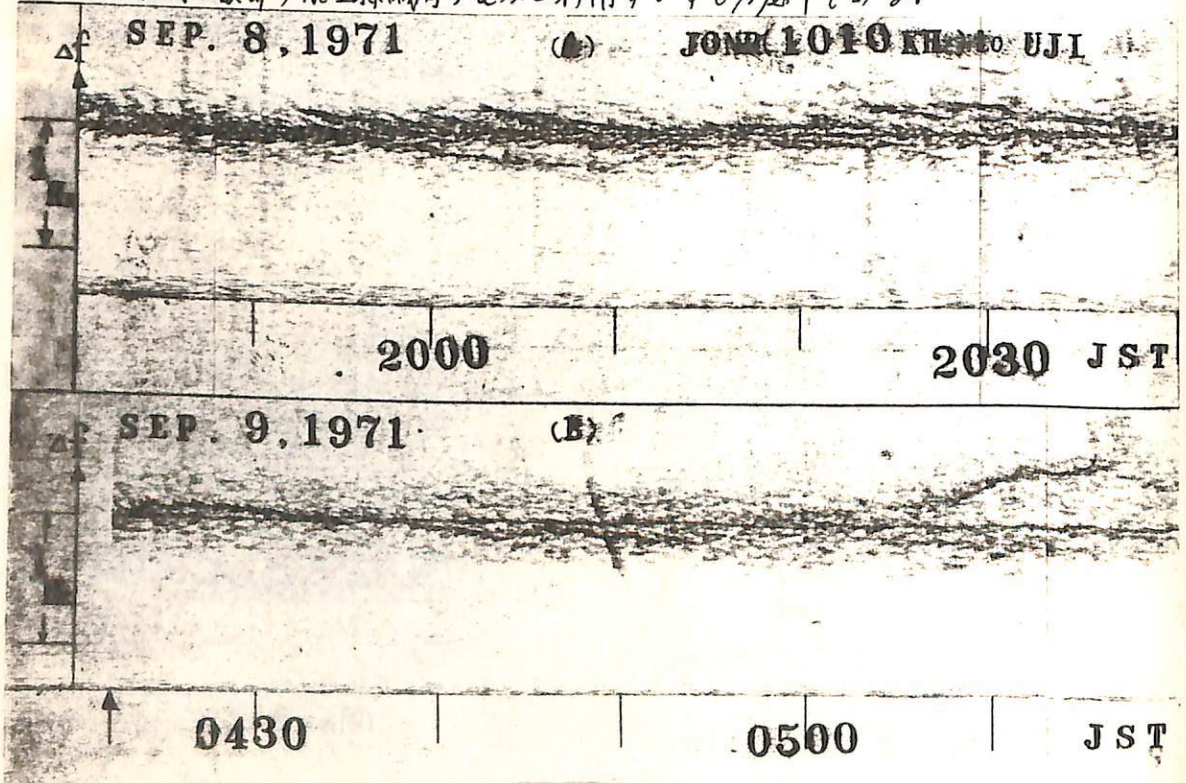
図-3

筒井 稔 . 小川 徹

(京都大学 工学部)

電離層E及びその下部領域の変動を調べる事を目的として、放送波によるドップラー観測を試み、はじめその観測に成功した事を前回報告したが、今回はその後の改良と連続観測への見通し等について報告する。

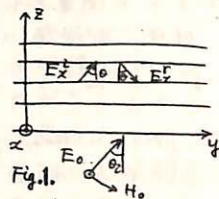
放送波という性質から空間波は極めて微弱であるため、空間波検出用受信機がラールトと完全に行なう事、又ループアンテナとケーブルによる垂直空中線効果もよくする事が重要な改良点である事が明らかとなった。これらの改善は電源インピーダンスの変動による増幅歪みや、二次輻射体圧と周囲からの影響を軽減する事が出来た。更に装置全体の改良による利得の向上により図のような結果が得られるようになった。(A)は夜間の下層反射の観測例であるが極めて複雑な運動による引きかこされた現象と思われる。(B)はその次の日の放送開始直後の例であるが最初は上下運動を行っていた反射角も日出と共に下降運動を繰り返す様子が見られる。両図から明らかになるようにループアンテナへの地表波の入り込みが極めて少ない事が判る。又信号が雑音に埋れていいる事から空間波成分がいかに微弱であるかという事も明らかである。けれども現在において夜間のデータは容易に得られる段階に到った。これは連続観測に一つ近づいた事になる。今後は地表波の到来方向の変動と時間の関係を明らかにして昼間の空間波検出に重点を置き、本格的な連続観測を目標としている。尚現在利用している局の実験が確立すれば、他の局に対しては容易に同様の方法を用いる事が出来たものと思われるので、特に夜間のE層の変動を調べるために有効な周波数帯の航空標識局の電波を利用する事も考慮中である。



満保正喜 長野 勇 山口 尚
(金沢大学工学部)

筆者は先に電離層中に電子の平均衝突回数のある場合の電磁界分布を求めた。一般に任意の電子密度分布と有する(νも任意で)電離層中の電磁界の定在波が分つてくる場合、その層中の進行波、後進波を或種の条件下のもとで導き出すことが出来る。2乗分布の例について述べる。

先づ、層中の進行波、後進波の分離について述べる。自由空間中より Fig. 1 のように TE モードを θ_i で入射させる。層を多数の薄層に分割し、各薄層内では略均質で層中の変化は殆どなく、その薄層中の界が次のように仮定出来るとする。



$$E_{xn}(y, z) = \{ P_n e^{-j^2 k_{z0} z} + Q_n e^{j^2 k_{z0} z} \} e^{-j k_y y} = E_{xn}^i + E_{xn}^r \dots (1)$$

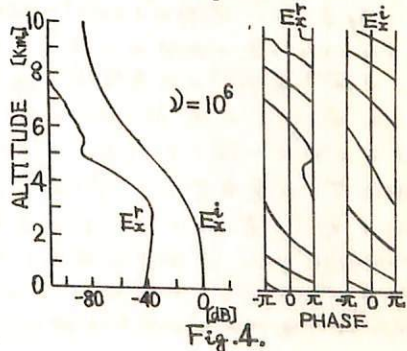
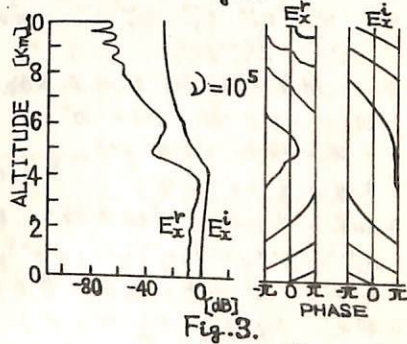
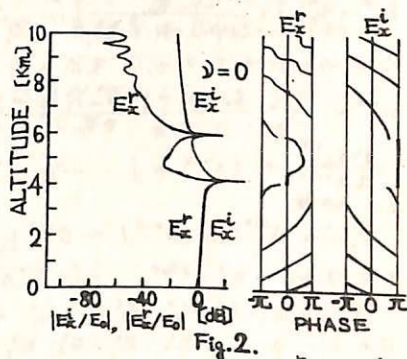
ただし P_n, Q_n は薄層中略一定、k_{z0} > 0、θ_i は薄層中の入射角。①の第1項、第2項は形式上は進行波 E_{xn}ⁱ, 後進波 E_{xn}^r を表わす。①が界で成り立つためには ∇²ψ + k²ψ = 0 ... (2) を満足せねばならない。そのためには |k²| ≫ |(∂k_{z0}/∂z)| ... (3) とおればよい。③のもとで①が②を満足し、①が有効波場

$$H_{yn} \text{ は } H_{yn}(y, z) = \frac{j \omega \mu_0}{k_{z0}} \frac{\partial E_{xn}}{\partial z} = \frac{k_{z0}}{\omega \mu_0} (E_{xn}^i - E_{xn}^r) \dots (4)$$

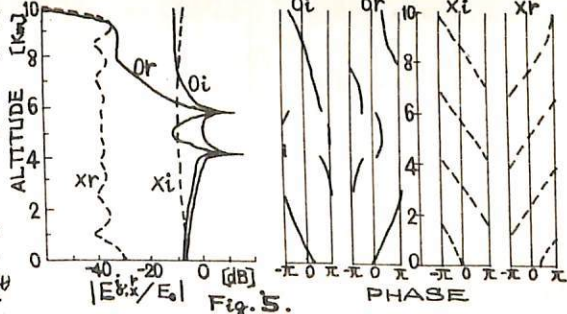
①, ④より、E_{xn}ⁱ = 1/2 { E_{xn} + (ωμ₀/k_{z0}) H_{yn } , E_{xn}^r = 1/2 { E_{xn} - (ωμ₀/k_{z0}) H_{yn } ... (5) 薄層は無限に薄く出来るから、層中の電界線が得らる電子場の場合 E_{xn}, H_{yn} は E_x, H_y となる。次に任意の電界の進行波、後進波(ν > 0 のように呼称する)は、}}

$$E_x^i = \frac{1}{2} \{ E_x + \frac{\omega \mu_0}{k_{z0}} H_y \} , E_x^r = \frac{1}{2} \{ E_x - \frac{\omega \mu_0}{k_{z0}} H_y \} \dots (6)$$

次に N(z) = N_{max} z(2Z_d-z) の場合について述べる。④) 時は E_x = (A D₁(u) + B D₂(ju)) e^{-j k_y y} , H_y = (C D₁(u) + D D₂(ju)) e^{-j k_y y} ... (7) 又 k² = ω²ε₀ = αz² + βz + γ, であるので、ν の値の異なる場合でも k_{z0} の値を計算することから、⑥) に依り E_xⁱ, E_x^r を計算することから出来る。尚、④), ⑥) は磁界の存在する場合にも適用出来る。この計算例を Fig. 2 ~ Fig. 5 に示す。Fig. 2 ~ Fig. 4 では f = 10⁶ Hz, N_{max} = 1.5 × 10¹⁷ m⁻³, Z_d = 5 km, ν = 0 の場合 Fig. 5 では f = 80 kHz, f_H = 1.4 MHz, f_{pm} = 350 kHz, ν = 0 である。Fig. 2 は 4.1 km の全反射角と 5.9 km 内で E_xⁱ は evanescent で、それより上で、E_x^r は進行波になっている。8 ~ 10 km で定在波成分が存在するので、反射波も存在することになる。尚、9.1 km、



1.9 km 距離数 m の向は (3) を満足し、10⁶ Hz は E_xⁱ 後進波となる。2 いる。文獻(1) 満保、島谷、福喜流、54 -B、4、(昭46-04)



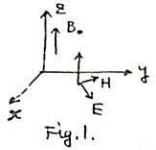
磁界方向に電子密度が変化する電離層を伝搬する電波 (2).

瀧保正喜、長野勇
(金沢大学、工学部)

前回、垂直磁界の場合、任意の電子密度分布(νはν内一定)の電離層に垂直に電波を打ち上げた場合の理論式と計算例について述べたが、今日、電子密度も、νも高さと共に線型に変化する場合の計算を行った。νの線型変化の界分布をE、ν一定の場合のそれとの関連等について述べる。

条件、記号等は前回報告と同じである。その結果は $\frac{\partial^2 E_x^{o,x}}{\partial z^2} + k^{o,x} E_x = 0 \dots (1)$

$k^{o,x} = k_0^2 \left[1 - j \frac{\tilde{\omega}_p^2(z)}{\tilde{\nu}(z) + j(1 \pm \tilde{\omega}_H)} \right] \dots (2)$



今、 $\left\{ \begin{array}{l} N(z) = N_{max} \frac{z}{z_H} \\ N = N_{max} \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} \nu(z) = \nu_0 - \nu_s z \\ \nu(z) = \nu_0 - \nu_s z_H \end{array} \right. \left. \begin{array}{l} 0 < z < z_H \\ z_H < z \end{array} \right\} \dots (3)$ の場合は、

$k^{o,x} = k_0^2 \left[1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2 \frac{z}{z_H}}{j(\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H))} \right] \left[1 - \frac{\tilde{\nu}_s z}{\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H)} \right] = k_0^2 \left[1 + \frac{\tilde{\omega}_p^2 \frac{z}{z_H}}{j(\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H))} \right] \left[1 + \frac{\tilde{\nu}_s z}{\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H)} \right] \dots (4)$

(4)を(2)に代入し、(5)の変換を行うと(6)となる。

$\lambda^{o,x} = -\frac{1}{2} - \frac{k_0^2 (4\tilde{\nu}_0 + j\tilde{\omega}_p^2) (\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H))}{8\tilde{\omega}_p \tilde{\nu}_s} e^{j\frac{\pi}{4}}, \quad u^{o,x} = 2k_0 \tilde{\nu}_s^{\frac{1}{4}} \tilde{\omega}_p \left[\frac{z}{\tilde{\nu}_0 + j(1 \pm \tilde{\omega}_H)} + \frac{F_0 \cdot z}{2\tilde{\nu}_s} \right] e^{j\frac{\pi}{4}} \dots (5)$

$\frac{d^2 E_x^{o,x}}{d u^{o,x}{}^2} + (\lambda^{o,x} + \frac{1}{2} - \frac{u^{o,x}{}^2}{4}) E_x^{o,x} = 0 \dots (6)$

この解は

$E_x^{o,x} = A^{o,x} D_{\lambda^{o,x}}(u^{o,x}) + B^{o,x} D_{\lambda^{o,x}}(j u^{o,x}), \quad E_y^{o,x} = F_j E_x^{o,x}, \quad H_x^{o,x} = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{d E_y^{o,x}}{d z}, \quad H_y^{o,x} = \frac{j}{\omega\mu} \frac{d E_x^{o,x}}{d z} \dots (7)$

反射波 $E_x^r = E_x^r e^{j\omega z}$, $E_y^r = E_y^r e^{j\omega z}$, 透過波 $E_x^t = E_x^t e^{-j\omega z}$, $E_y^t = E_y^t e^{-j\omega z}$, $H_x^t = \frac{1}{2\omega\mu} [j(k_0^2 - k_x^2) E_x^t - (k_0^2 + k_x^2) E_y^t]$

$H_y^t = \frac{1}{2\omega\mu} [(k_0^2 + k_x^2) E_x^t + j(k_0^2 - k_x^2) E_y^t]$ とある。境界条件より、 $A^{o,x}, B^{o,x}, E_x^r, E_y^r, E_x^t, E_y^t$ を求める。ここで E_x^r, E_x^t, E_x^o を正実数、虚数成分 $E_y^o, E_y^r, E_y^t, E_x^r, E_x^t, E_x^o \dots$ に分解する。そこで

$R^{o,x} = E_x^r / E_x^o, \quad T^{o,x} = E_x^t / E_x^o$ とおく。

(7)の計算例を Fig. 3 の太実験線に示す。ν = 2 × 10⁶ は ν(z) = 3.0 × 10⁶ - 5.8 × 10² z のように変化している。

ν一定の場合、(1)は $\gamma^{o,x} = \frac{k_0}{z - (1 \pm \tilde{\omega}_H)/j}$ と変換することにより、

Bessel の $\frac{1}{2}$ order の解を持ち、界分布は次のようになる。

$E_x^{o,x} = A^{o,x} \gamma^{o,x} \frac{1}{2} H_{\frac{1}{2}}^{(1)}(\gamma^{o,x}) + B^{o,x} \gamma^{o,x} \frac{1}{2} H_{\frac{1}{2}}^{(2)}(\gamma^{o,x}) \dots (8)$

これより、ν一定の場合の界分布、反射係数、透過係数を求め、Fig. 3, Fig. 4 のように得られる。

Fig. 3 より、ν(z) = 3.0 × 10⁶ - 5.8 × 10² z の界分布は、ν = 2 × 10⁶ 一定の曲線に一致して居る。この値は全反射角(ν = 0)以下のνの平均的な値に一致している。そこで

これは Fig. 4 の R^o が ν = 2 × 10⁶ でνの線型変化の値を示す△印と一致している。これはまた、νを交換するX波は T^x に着目すると、ν = 1.6 × 10⁶ 付近で交換している。

これは(8)で $\tilde{\omega}_H \gg \nu$ として平均値を求めておくと、νに比例するから、ν全体の減衰はν全体の平均的なνを用いればよいことになり、ν = 1.6 × 10⁶ が得られる。T^o, R^x は、ν一定であるので、上述のνを用いてもよい。

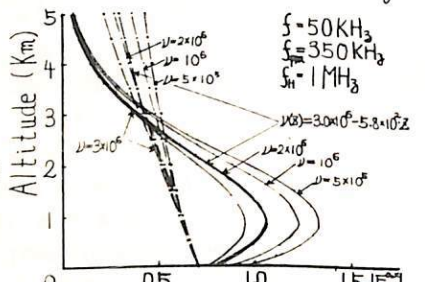


Fig. 3 N: Linear distribution. ---: o-wave, - - - - : x-wave

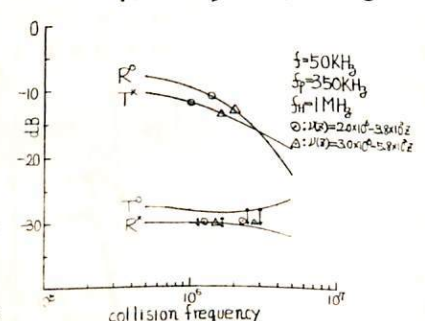


Fig. 4. ν一定、ν変化の場合の R^{o,x}, T^{o,x}

電離層底部におけるホイスラー波の伝播

鈴木国弘*, 馬場清英, ミッコ武雄, 山田文人
 中部工業大学 超高周研究所* 電子工学科

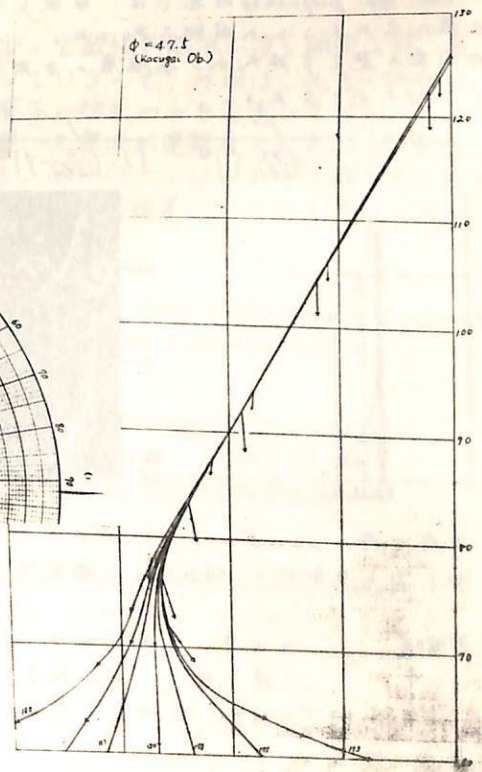
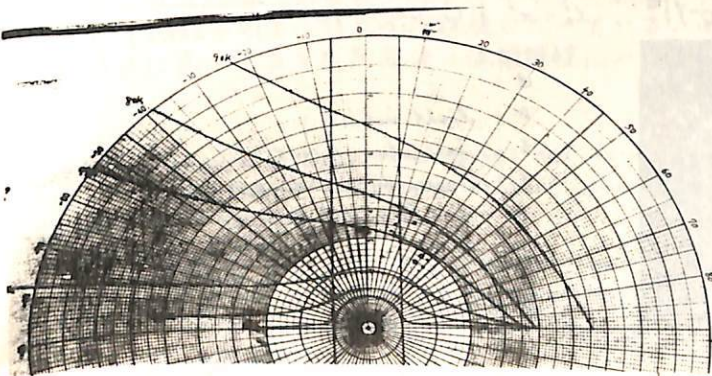
地上で受信されるホイスラーは、電離層-自由空間の境界を透過する。この境界の部分におけるホイスラーの分散式は、電子-中性粒子の衝突の効果効いてきて、屈折率は複素数となり、さらにスネルの法則より波法線方向が複素数で示される(いわゆる、Inhomogeneous Wave)。複素数というのには直感的にはわかりにくいので、

$$(\text{屈折率}) = \vec{\mu} - i\vec{\epsilon} \quad (\text{ここで } \vec{\mu} \text{ と } \vec{\epsilon} \text{ は異なる方向をもつ) とおき、}$$

$\vec{\mu}$ は意味のある波法線方向、 $\vec{\epsilon}$ は振中の変化率最大の方向と理解する¹⁾。この理解によって、意味のある屈折率がかみやすくなる(図1)。この図から、臨界角もただちにわかる。さらに、Ray-Direction は、上に述べた $\vec{\mu}$ -surface に直交するという原理をつかって、Ray Trace をおこなう(図2)。図2は、ホイスラーは電離層中ではほとんど鉛直にならなくて落ちてくるということではなくて、むしろ水平に近くなっていることを示す。その理由は、ここでは最下層の密度が 10個/cc と非常に薄くて、屈折率は 1.0005~1.0683 となり、臨界角が 90° に近い、つまり、自由空間に非常に近いということである。

図は Magnetic dip = 48° の場合であるが、その他の計算例を示す。又、エネルギー透過率を報告する予定。最後に、密度分布をお借りした点について、東北大(理) 花本高、森洋介 氏に深く感謝致します。

1) Proceedings of the symposia held at R.I.A., K.D.D and S.I.T. (1969).
 Memoirs of Chubu Institute of Tech. (1970).



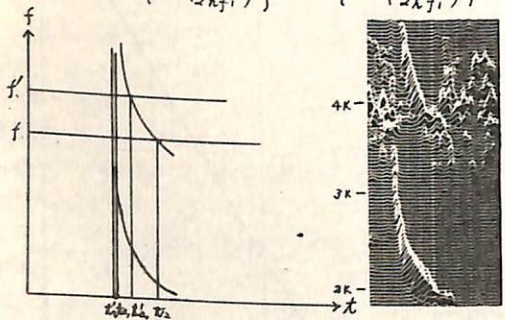
上山 弘, 森 洋介, 荒木 喬
東大工学部

VLF帯電波の中で, *tweek* は一年間を通じてもっとも頻繁に受信され, 下部電離層の構造を知る上では数多くの情報を持っている。例之は, *cut off frequency* から電離層 *height*, 2KHz附近での *sharp negative dispersion* から伝播距離の推定も可能である。しかし, 解析上の困難を克服するためにあまり利用されては来ないのが現状である。

今回は, 高次モード *tweek*, 特に二次モードと一次モードに注目して解析と理論計算を行なったので報告する。今までの一次モード *tweek* 以外は殆んどは受信されずとも, 大抵高次モードが受信されても, それは *sonagraph* 自身の高調波であらうと考へて, これまであまり注目されなかった。しかし今度の解析から, 高次モード, 特に一次モード *tweek* が20所頃から真夜中の2時, 3時にかけてわりわりとよく受信されることが明らかになった。又この高次モードは, 2KHz附近での *dispersion* の量が小さい *tweek* ほど長く受信されたことが分った。この事は, 下部電離層は真夜中に近づくほど *sharp* の *boundary* を示すため吸収が激し, 又, *dispersion* が小さい *tweek* ほどその伝播距離が短かくなるので吸収が少いと考へるとよく説明が出来る。以上の事から, 高次モードは *sonagraph* 自身の高調波と考へるより, 伝播上の原因によるものと考へる方が自然であらう。

先に我々は, 一次モード *tweek* の *cut off frequency* から電離層 *height* を求めていたが, この *cut off frequency* 附近では, 吸収とか高次モードとの *coupling* のため *cut off frequency* を正確に求めることが困難であった。この点を改良するため, 一次モードと二次モードとの時間差の連立方程式から電離層の反射高を求めようとしたことが出来たことが判った。即ち, 以下の式で表される。

$$0 = \frac{1}{\left\{1 - \left(\frac{2c}{2kf_1}\right)^2\right\}^{1/2}} - \frac{1}{\left\{1 - \left(\frac{c}{2kf_1}\right)^2\right\}^{1/2}} - \frac{t_2 - t_1}{t_2' - t_1'} \left[\frac{1}{\left\{1 - \left(\frac{2c}{2kf_2}\right)^2\right\}^{1/2}} - \frac{1}{\left\{1 - \left(\frac{c}{2kf_2}\right)^2\right\}^{1/2}} \right]$$



但し,
 c: light velocity
 h: ionosphere height
 d: propagation distance
 f₁, f₂ は図に示す任意の周波数であり,
 t₂ - t₁, t₂' - t₁' はそれを用いた周波数
 f, f' によって二次モード *tweek* の伝
 播時間と一次モードの伝播時間との差
 である。

平穩な時の *tweek* の二, 三例から求めたものは, 何れも 89 km という結果を得た。これが求まると自動的に *tweek* の伝播距離 d は求まることが出来る。

参考文献
 岩井章, 大津仁助: 空研報告, 8, 1-2, p. 52-59, 1958.
 大津仁助: 空研報告, 10, 1-2, p. 53-62, 1960.
 上山弘, 森洋介, 荒木喬: 電離層研究会, p. 74-77, 1970.

電離層下部におけるVLF電波の伝搬

重野憲司 木村器根
(京大 工)

地上局から送られて来るVLF電波をロケットで受信する場合^{*}、電離層下部(〜100km)に於いては、感度が非常に低下する事が報告されている。それは、この領域では電子密度が低く、従ってVLF電波の磁界成分が小さくなり、ループアンテナのみでの受信が困難になったものと解釈される。その対策として、ホイップアンテナを併用して電界成分をも受信する事が考えられるが、いずれにしても、地上局より送られたVLF電波が、電離層に入射してロケットで観測されるまでの間に、電磁界の振幅がどのように変化するか、透過係数、反射係数はどの程度かを明らかにする事は有用である。

そこで、自由空間から電離層下部に入射してアラズ(コールドの取扱い)中を伝搬する電波に関する波動方程式を立て、計算機によりその解を数値的に求めてみた。電離層下部に於けるように、高さに伴って電子密度が急激に増加する部分をVLF電波が伝搬する時には、その一波長に比べて屈折率の変化が非常に大きくなるため、幾何光学的取扱い(ray theory)が許されない。そこで、この様な近似的方法を避け、全反射、モードカップリング等をも考慮した“Full Wave”的取扱いを用いて、より厳密な解を求めなくてはならない。今、高さ方向にのみ電子密度、衝突周波数の変化する平面層状電離層をモデルとして、Maxwellの方程式等から得られた連立微分方程式を直接的に解いて“Full Wave Solution”を決定する。

幸い、この種の取扱いは、Pitteway^{**}によって数値的解法が深く研究され、最近では、Scarabucci^{***}が優秀なプログラムを発表しているので、今回はこれを一部修正して計算に供している。なお、今回は簡単のために電子の効果のみを考慮しており、ホイップの様に非常に高い周波数の場合のイオンの影響、又電波が電離層の上から入射した場合等については今後に残された課題となっている。その他に、パラメータ類を色々変化した場合に見られるVLF電波の伝搬特性についての計算結果についても述べる予定である。

- * I. Kimura et al., Wave normal angles of whistler mode waves from a conjugate VLF ground station observed by Kappa rockets, COSPAR Symposium, 1971
- ** Pitteway, M. L. V., The numerical calculation of wave fields, reflexion coefficients and polarizations for long radio waves in the lower ionosphere, I & II., Phil. Trans. Roy. Soc., London A., 257, 243, 1965.
- *** R. R. Scarabucci, Analytical and numerical treatment of wave-propagation in the lower ionosphere, Technical report No. 3412-11, Stanford Electronics Laboratories, 1969

鶴田 浩一郎
(東大宇宙研)

先の学会で電離層から自由空間へ伝播するホイッスラー波の透過係数・反射係数を N - S 方向の伝播について計算した結果を述べた。今回も報告では計算を他の方位角の場合にも拡張し、且つ自由空間での透過波を TM -モード及び TE -モードに分解することに依りホイッスラー波による導波管モードの励起について考察したのでその結果について述べる。

さらに、実際の地球の場合は、導電体の地面により、反射された波が重畳されるので、反射率、透過率、導波管モードへの結合とも変化を受け、地面に依る反射の影響についても述べる予定である。

ホイッスラー波と導波管モード波
との結合について。

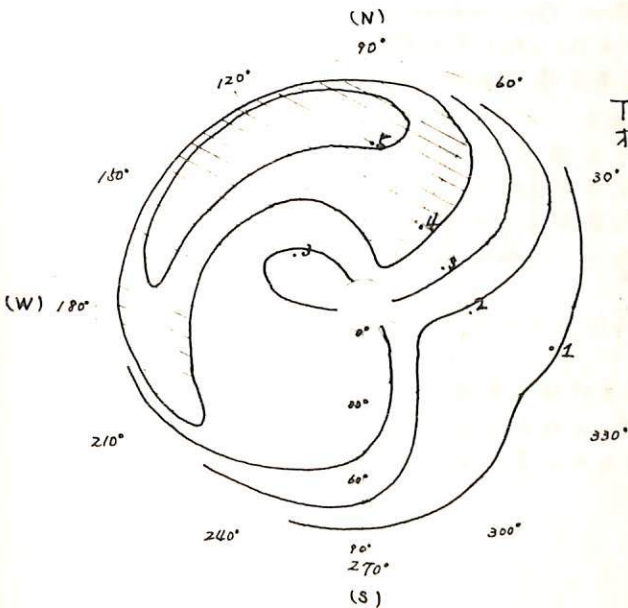
鶴田 浩一郎
(東大宇宙研)

先の学会では N-S 方向の入射について報告したが、今回は全ての方位角について結果を出したので、入射角変化に伴うホイッスラー波励起度の変化について報告する。計算した周波数、緯度は、夜間モデルについては、2, 5, 10 KHz, 25°, 40°, 60°, 80°, 90° であり、昼間モデルについては、5 KHz, 25°, 40° である。従って主として夜間モデルについて述べることにするが、主な結果は以下の通りである。

(1) TM モード入射の場合

$\sim 60^\circ < \phi$ (入射方位) $< \sim 200^\circ$ の領域に Quasi-Brewster 角が存在する。Quasi-Brewster 角は周波数が^高い程、また緯度が低い程明確^瞭にあらわされる。

(2) 非常に低い緯度でも(10°N)透過率が以上の領域に存在する。



TM-波による
ホイッスラーモード
の励起率の例
lat : 40° N
f : 5 KHz
Night Model
(E)

(1) TE モード入射の場合には TM 波入射と比較して入射角の小さい領域に peak が出る。

Ducted-Whistler Mode Propagation

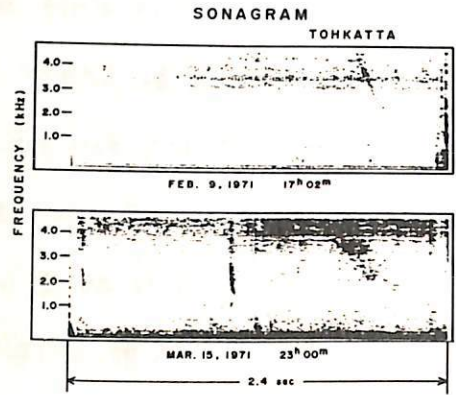
Diffuse-Whistlers

上山 弘, 森 洋介, 荒木 喬
東大物理学部

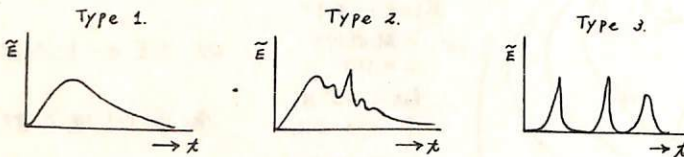
地磁気擾乱の数日後に受信される whistlers は、一般に sonagram 上で diffuse type になることが指摘されてあり、遠州田観測所で受信される whistlers の解析から同様の結果が得られていた。(才1回)。この現象は、擾乱時に生じる duct の拡がり起因するものと解釈されてきた。

一方、ducted-whistler の伝播理論によれば、遠州田観測所 ($38^{\circ}08'N$, $140^{\circ}33'E$) で受信される whistlers は、 $A = \frac{f}{f_H} \approx 0$ の近似が成立する範囲を伝播しているものであり、field line に沿って crest-type irregularity による snakelike propagation をしていると考えるのが妥当である。又、Smith の計算結果によれば、入射角が 54° の範囲内では snakelike に伝播する ducted whistler の平均の group ray velocity は duct の中心を longitudinal に伝播すると仮定して求めた値と近似できる。

従って、sonagram 上の whistler trace の中は duct に trap される入射角がどの角度範囲内に入るかによって決定されることになり、diffuse type whistler を単に一本の duct の拡がりだけで解釈することが困難と思われる。この奥に着目し、sonagram に改良を加えた解析装置 HISSA を利用することにより、遠州田観測所で受信される diffuse type whistlers の解析を行なったところの結果を報告する。この解析により、ある周波数 f_0 における diffuse whistler の電界強度の時間的変化は、才二図に示す様子の 3 つの type に分かれることが確かめられた。



才1回



才二図

この結果は、解析装置 HISSA の特性を考慮すると、diffuse type whistlers は一般には \ll 隣接した複数回の ducts の形成による multipath whistler になっていると解釈することの妥当性を示すものと考えられる。

恩藤忠典, 永山幹敏, 相宗和弘

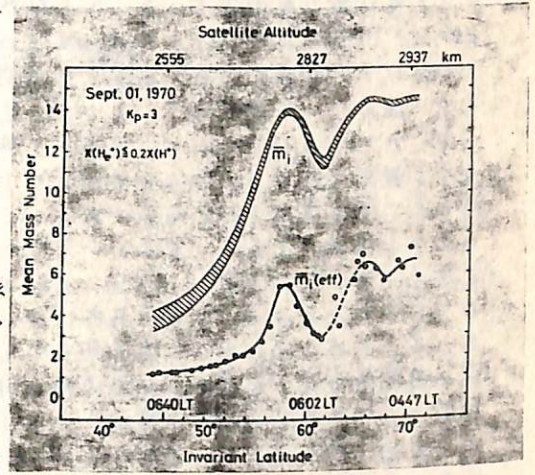
電波研究所

(1) 高度 2500 ~ 3000 km 間のイオン平均質量数の緯度分布

アロエット2号衛星で1970年9月1日に不変緯度 $\Delta = 46^\circ \sim 71^\circ$ にかけて高度約 2500 ~ 3000 km 間で LHR 電波の連続的に観測された。LHR 電波の下限周波数 (\sim LHR 周波数, f_{LHR}) は緯度が増えると上昇する。この f_{LHR} を読みとって軌道に沿って f_H (電子シヤイロ周波数), f_o (電子アラズマ周波数) を次式に代入してイオンの調和平均質量数, $\bar{m}_i(\text{eff})$ を求めた。

$$\bar{m}_i(\text{eff}) = \frac{5.05 \times 10^{-4} f_H^2 f_o^2}{f_{LHR}^2 (f_H^2 + f_o^2)} \quad \text{と与えられる。}$$

図はこうして求めた $\bar{m}_i(\text{eff})$ 及びイオン平均質量数, \bar{m}_i の緯度変化である。Barrington 等 (1965) が求めた 03-09 LT 間の高度 1000 km における $\bar{m}_i(\text{eff})$ の緯度分布を $K_p > 3$ の時にのみ $\Delta = 59^\circ$ 辺りに山をもつといる。即ち図の 59° の $\bar{m}_i(\text{eff})$ 及び \bar{m}_i の山は地磁気擾乱時の現象である。これは地磁気擾乱時に「アラズマポース」の近くで磁気圏からの磁力線に沿った電位降があることを示していると思われる。



(2) 低周波数電波 (ELF 電波)

4 kHz 以下に殆んど全緯度わたって出現する低周波数電波 (但し擾乱時の極光帯を除く) の上限周波数はあまり緯度変化しない。又 2 kHz 以下の狭帯域強度の緯度変化から、その最大強度が $\Delta = 53^\circ \sim 64^\circ$ に起るものがあることがわかった。これは低周波数電波の主な源が $\Delta = 53^\circ \sim 64^\circ$ を通る磁力線上にあることを示唆している。 $\Delta \leq 35^\circ$ で今迄に観測された低緯度電波は全部低周波数電波であった。 $\Delta = 25^\circ$ 付近で観測された電波の最大強度は $\Delta = 26^\circ$ で起る。Haikkila (1971) の測定結果、 $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{ster}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$ と 1 keV 電子 ($\sim 1.9 \times 10^4 \text{ km/sec}$) のみとすると、 $33/\text{cm}^3$ の密度となる。高度 1000 km で 1 m^2 の断面積をもつ $\Delta = 26^\circ$ を通る磁力管の赤道における断面積は 1.4 m^2 である。この電管の磁力管長は 2160 km だから、電管の磁力管の体積は $25 \times 10^{12} \text{ cm}^3$ となる。Jørgensen (1968) の 2 kHz における 1 keV 電子 1 個からのイオンコレリントセレンコフ放射電力は $\sim 10^{-22} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1}$ だから、上の磁力管からの総放射電力は高度 1000 km で $8.2 \times 10^{-15} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ となる。これはアロエット衛星で受信可能である。しかしこの機構が前述の広い緯度にかけて観測される低周波数電波 (特に低緯度電波と分類できない) の特性を説明できるとは思えない。

終りに高速スペクトロアナライザーを使用した東京大学地球物理学研究施設の皆様各位に厚く感謝します。

秋田県南東部の地震前後の地磁気全磁力変化

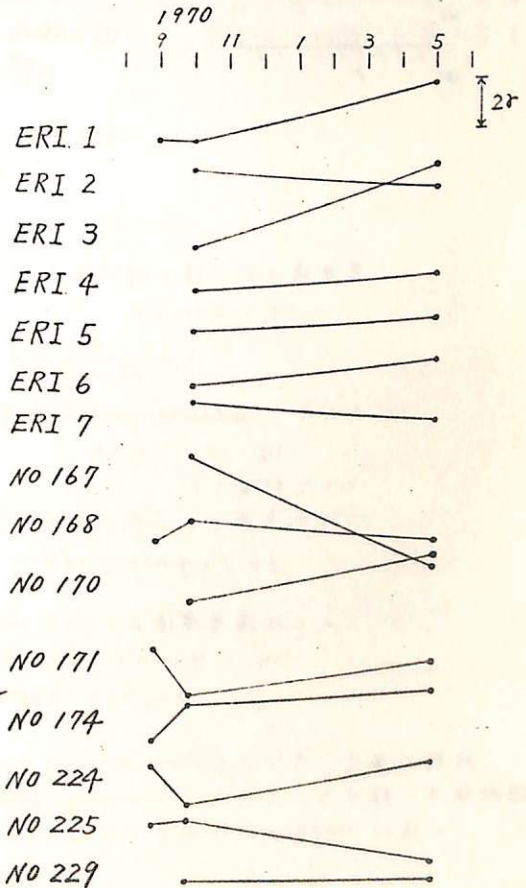
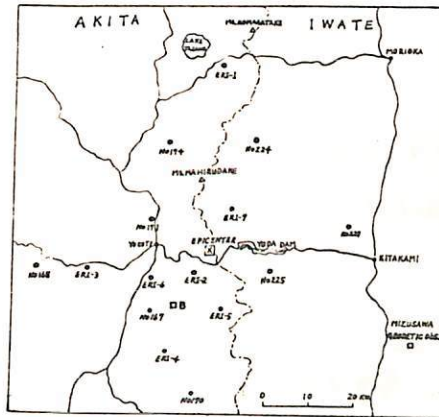
東大地震研究所 地磁気移動観測班
東大地震研究所

1970年10月16日真昼岳の南約75kmの地帯を震源とするM6.2の地震が起きたが地磁気移動観測班は地震の約40日前に震央を挟んだ地帯で地磁気全磁力の観測を行なっていたので地震前後の地磁気変化を調査した。

観測点数	地震前	6ヶ所	1970年9月7日	—	9月9日
及び期日	地震後(1回目)	15ヶ所	1970年10月9日	—	10月21日
	〃(2回目)	15ヶ所	1971年5月21日	—	5月23日
観測器械	携帯用プロトン磁力計 器械精度 ±1γ				

観測点及び得られた結果の一部を下图に示す。図に於てプロットした値は各測点での全磁力値から水沢測地観測所における全磁力値を差引いたものである。地震前と地震後1回目の観測からはNO171, NO174, NO224はそれぞれ-1.9γ, +1.4γ -1.5γと変化が見出された。地震後2回目は全点を測ると共にNO167の測点近く(图中□B)に基準プロトン磁力計を置き、震源地附近の全磁力日変化を測定した。

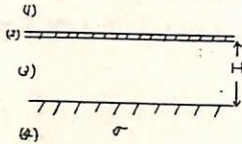
これと水沢観測所の全磁力値を比較した所、両所の間には日変化の差が大きいことが判った。したがって上記3点の変化量は地域差によるばらつきの範囲内に留まった。しかしながら基準点が40~50kmの近くにある場合でも、この種の観測は夜間行方が有利であることが判った。



本蔵義彦
東大地震研究所

三宅島に於る地磁気変化異常は Island Effect と Central Japan Anomaly の 2 つに分けることが出来た。そのうち Island Effect については、スペクトル解析より求めた Transfer Function とモデル計算より求めた値とを比較した結果、観測値は計算値の半分にしかならなかった。このモデル計算に於ては、地下の導体との coupling を考えに入れていなかったが、海水中に誘導される電流が coupling によつて弱まると Island Effect が小さくなると予想される。そこで今回は coupling を考慮したモデル計算を行つてみた。

一様薄層導体の下 H km のところに半無限一様導体を置いたときの薄層導体中の current function Ψ_0 を求め、この Ψ_0 を用いて anomalous current function ψ を求める。厳密にはこの ψ によつて Ψ_0 も影響を受けるのであるが、ここでは近似的にその影響を無視して考える。方程式は次の通り。



(1), (3) の領域では

$$\nabla^2 W = 0$$

(2) の領域では

$$\rho \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} = - \frac{\partial H_z}{\partial t}$$

(2) の領域では

$$(\nabla^2 - \chi^2) \vec{A} = 0$$

$$\chi^2 = 4\pi\sigma\mu\rho, \quad \rho = \frac{\partial t}{\partial t}$$

薄層導体が一様の時の Ψ_0 を Ψ_0 とすると、

$$\Psi_0 = K \sin \lambda x$$

$$K = \frac{\rho \Psi_0}{\rho \lambda + 2\pi \rho \Psi_0} A, \quad \Psi_0 = 1 + \frac{\lambda - \sqrt{\lambda^2 + \chi^2}}{\lambda + \sqrt{\lambda^2 + \chi^2}} e^{-2\lambda H}$$

K だけ、inducing potential を

$$W_0 = A e^{\lambda z} \sin \lambda x$$

として計算した。

この Ψ_0 を用いて次式より ψ を求める。

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad} \rho \cdot \text{grad} \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \Psi_0 - \text{grad}(\rho - \rho_0) \cdot \text{grad} \Psi_0$$

このとき薄層導体上に於る induced potential は、

$$W_{i0} = B \sin \lambda x + 2\pi \Psi_0$$

$$B = (2\pi K - 1) \Psi_0 + 1) A$$

結果として、深さ 250 km のところに $\sigma = 10^{-12} \text{ e.m.u.}$ の導体があるとすれば計算値と観測値は一致する。しかし、inducing field の波長、薄層導体の resistivity などによるので、この値は unique に決まわけではない。

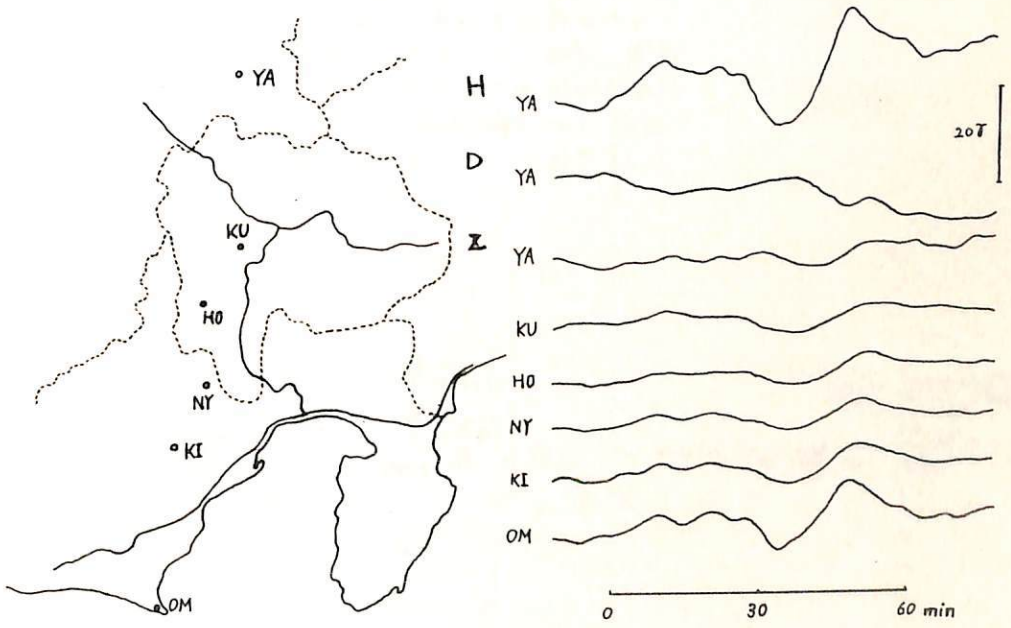
中部地方ハケ岳周辺に於る地磁気変化観測(1)

本蔵義守 吉野登志男
東大地震研究所

ハケ岳に地磁気観測所が開設されたのを機会に、ハケ岳を中心とする中部地方に於て地磁気変化の特性を調べてみた。今回はハケ岳を基準観測点として南へ御前崎まで合計6観測点で、Flux Gate磁力計による地磁気3成分の同時観測を実施することにした。8月より11月までの予定で、現在観測中であるが、今のところデータが不十分なので詳細は別の機会にして、今回は概要を報告する。

著者の1人、本蔵は、三宅島に於る地磁気変化異常を論じた際、Island Effectの他にCentral Japan Anomalyの影響が大きい、しかもこのCentral Japan Anomalyは興味深い周期特性を有しているという結論を得た。一方、Central Japan Anomalyは海の影響であるという意見もあり、実際に海の影響がどのくらい効いているのかを求めることも重要である。今回の観測結果に伊豆大島、三宅島などの結果を合せて考えれば、これらのことは議論しやすくなるのではないかと思われる。

今回の観測地域は東海道線、中央線、身延線に用いられているため、場所の選定に際しかつりの制約を受けた。そのため等距離に観測点を設けることは出来なかつたが、電車によるnoiseは楕円を除いてはある程度下げることが出来た。観測点と記録の一部を示す。



一等磁気測量の資料による地磁気年変化量分布

について

水野 浩 雄

建設省国土地理院

一等磁気測量のすべての資料を有効に用いて、一年毎の地磁気年変化量分布図を作成することについて、過去数回にわたって報告してきたが、今回はその最終的の成果を紹介する。方法は従来述べてきたものと同じである。即ち、各測点での年変化量をよみとり、*reduced value* をプロットした点を *free hand* によってなめらかな曲線をつないでいたが、そういうやり方には任意性が入りやすいのではなかという批判をうけた。それで、今回は4回の観測をひとつのグループとして、時間の三次式でそれらを *fit* して、その勾配として年変化量を求めた。その結果、少なくとも二回、三回の観測の中間で求めた年変化量は、*free hand* から求めたものと大差なく、二年に一回程度の観測がつづいていけばよいのは、年変化量は、よくまわるとよい。これらの値を基礎にして、*primary chart* をつくり、更に観測回数が多い測点を利用して、

secondary chart をつくるという手順によって年変化量分布図ができてくる。1958年以降は、廿満別、鹿屋をそれぞれ基準観測所として *reduction* ができる。今回は、それらによる年変化量分布を可能な限り参考して図を仕上げた。

H, Dの図については、定性的にはあるが $\text{rot } H = 0$ の条件と矛盾しないようにつとめた。このようにして、D, H, I, Z, の年変化量分布図が、1952年から67年迄各年についてできてきた。

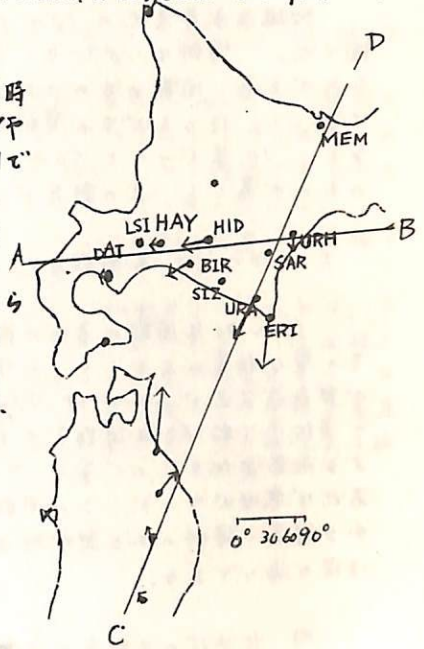
現在 1952年以降の二等磁気測量の全ての成果を利用して、地磁気分布図を作成中であるが、そのさい、これらの年変化量分布図を用いて、C₂補正をおこなっている。

西田泰典
北大理

現在まで北海道内で観測中のものも含めて12ヶ所の地磁気変化観測が行われているが、その結果を報告する。

1) 図1における測線A-Bに因して。

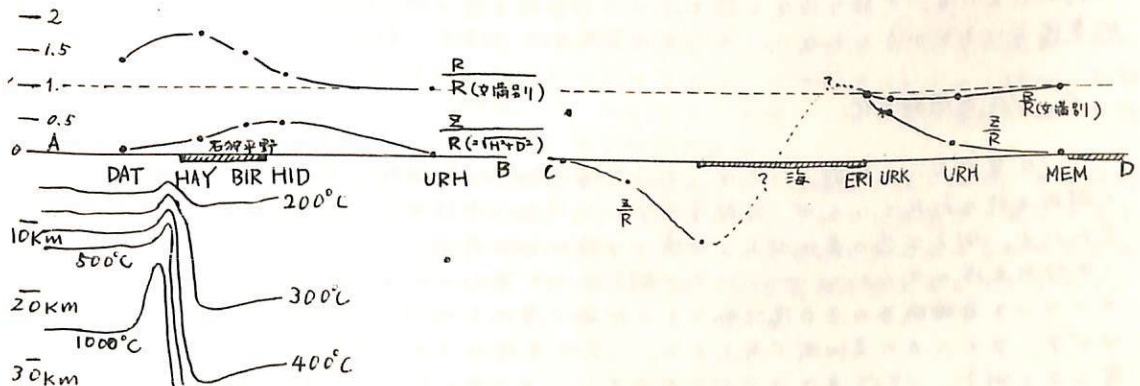
測線方向での各点の水平成分を女満別のもれと同時に比較したものが2回であるが、それを見るときHAYやBIRの附近で特務に大きくなっている。又測線方向でのZ成分の変化はBIR, HIDで大きくなっている。この原因として石狩低地帯の厚い堆積層と地下温度分布が考えられるが、低地帯の西側でのDATのパーキニソベクトルが低地帯の方を向かっているところから地下温度分布で説明がつくかもしれない。なお現在低地帯西側の境界附近LSIで観測中であるが、この結果がわかると、さらに詳しい情報が得られると思われる。



※1図

2) 図2における測線C-Dに因して。

図2と同様、測線方向での水平成分の女満別との同時比較およびZ成分の変化を示してみると2回になる。東北地方の結果と合わせて考えると、その向に4区の逆転が見られるところから、東北北海道の間に conductor を考えなければならぬ。しかしながらエリモ沖での heat flow のデータの不足等で、その原因に言及することは出来ない。



※2図

※3図

柳原 一夫
地磁気観測所

地磁気永年変化の 10~100 年周期の変化を年変化量 \dot{X} , \dot{Y} , \dot{Z} (μyear) を使って調べた。資料は 1890 年ぐらいから 1965 年まで、できるだけ長くあるものを使ったが、それでも長い周期のものになると全資料期間と同程度であるので、統計的に処理することは難しく、ほとんど生の資料のままみることにする。こうして全世界の資料をならべると、10 年ぐらいと 50~70 年周期のものが目立つて見える。とくに 50~70 年周期のものが著しく、 \dot{Z} の較差で $100\mu\text{year}$ をこえるものもある。

1. 50~70 年周期変化

50~70 年周期の変化は既に指摘されているところでもあり目新しいものではないが、その量は非常に大きくもっと検討する必要がある。例えばモンゴルの anomaly の永年変化が垂直成分で 50~100 μyear といわれるが、イルクーツクの之は $100\mu\text{year}$ ぐらいの変化中 (約 60 年周期) をもち、1910 年代は之より小さい。非双極子磁場の西方移動による永年変化をしのぐ量の 50~70 年周期変化があることになる。これが局所的なものであれば意味が浅いが、この周期変化は全世界的なものと思われる。50~70 年周期がわかる経長い資料のある観測所はあまり多くないが、できるだけ多く調べて世界分布は次の通りである。

- (i) 北半球の中緯度では全経度わたってみとめられ、位相は大體同じである。これは之の平均値の正負にかかわらない。モンゴル—シベリヤと北アメリカ東部の振幅中が大きい。(100 μyear ぐらい)
- (ii) 中部太平洋ではほとんどみとめられない。
- (iii) マダガスカル—インドおよび南米中部では北半球中緯度と位相が逆である。

この分布をみると、全体的傾向として非双極子磁場の Standing part (行武氏) の分布に類似している。大胆な仮定を許せば、この変化は 非双極子磁場の Standing part の周期的変化 といえるかもしれない。 \dot{X} , \dot{Y} の分布もこの仮定に適合がよい。

2. 10 年周期変化

10 年ぐらいの周期といえば、すぐ太陽活動 11 年周期が思い出され、この線に沿った解析も行なわれているが、外部原因ばかりでなく内部原因のものもあるのではないかとと思われる。例えば之の変化がある地域では極めど似かよってここのかつ全世界的でないこと (中部太平洋の太リルル—アピアの例) から考えられる。外部原因の変化をうけ易い \dot{X} について各地域毎の各太陽活動サイクル毎の変化をみると、個性が強い。ヨーロッパ、アジア、アメリカの各地域で考えると、1910 年代はアメリカが大きい (Chapman の教科書にある例)、1950 年代はアジアが大きい。ヨーロッパはそれぞれ中間の値である。また南米は 1920 年代が大きい。いずれも緯度変化がはつきりみとめられるものでなく、地域的な大小関係の疑いが濃い。

森 俊雄 大島章一
地磁気観測所 海上保安庁水路部

1969年70年にかけて海上保安庁水路部によって日本各地35の地点で、約24時間/分毎の全磁力値が観測された。

全磁力日変化は各地でその様子は異なるが、F日変化の位相(主にF min.になる時間)のずれは緯度や経度に依存するよりも、地下構造を反映しているのではないかと考えられる。H日変化の形は等価電流系通過位置により異なるが、H min.になる時間のずれは少ない。従ってF日変化の位相のずれはZ日変化の位相のずれによると考えられる。

樺岡附近でZ日変化の位相が進むことは知られており、このことは今回の結果からも得られるが、日本海側においても又、特異な様相を呈する地点があると考えられる。

地磁気短周期変化については、H変化について各地であまり相違がなるとすれば、Fの変化より固定観測所のH変化を利用して、F観測点のZ変化を計算できる。今回得られた各地のFの変化より、短周期変化について、女満別、樺岡又は鹿屋のH変化より、F観測点のHを仮定し、Z変化を算出してみた。この結果、山口県仙崎でZの変化が鹿屋とはほぼ同じと見られること、赤魚川でのZ変化が、Dの変化に依存するなど興味ある結果が得られた。

森 俊雄 大地 洸
地磁気観測所

地磁気三成分観測の携帯用変化計を作成し、この携帯用変化計を用いた地磁気観測と、硫酸銅電極を用いた地電流観測を北海道東部で行った。

携帯用変化計は長さ1.7m、直径23cmの円筒型で、下部にD、H、Z変化検出のための磁石と、上部に光源及び記録部を設けたものである。記録はフィルム(35mm)記録、送り速は60mm/day、感度は15~20 γ /mmで、バッテリーを用いて1ヶ月の連続記録も可能である。温度変化をさけるため地中にうめて使用される。

70年と71年の前半は局地的変化がどの程度あるかを確認しておくため、女満別附近で特に詳しく観測した。女満別附近ではパーキンソンベクトルにはあまり変化は見られない。地電流短周期変化の卓越方向については、ごく局地的と思われる変化は見られず、女満別の数km西ではほぼ南北で、東に行くに従って東西成分が大きくなっており、地下構造と対応づけられると考えられる。

住反則彦 · 宮腰潤一郎 · 鈴木亮
 (京大教養) (鳥取大教養) (京大理)

地磁気変化の地域的な差は普通地下の電気伝導度の分布に置きかえられる。そのようにして地磁気変化の $\Delta Z/\Delta H$ より推定した日本の各電気伝導層の深さ分布図に有名な RIKITAKE のモデルがある。ところが当時山陰地方には、 $\Delta Z/\Delta H$ の資料としてわずかに鳥取のものが存在していたにすぎなかった。我々はその後、山陰地方の資料を増やし、かつもっと local な伝導度分布を知ることもくろみ、現在図に示す如く鳥取以外にも船岡、智頭(今ズ)、瑞穂、津山の4点での資料をとっている。これらの資料をまとめて今回発表しようと思うわけである。

鳥取における $\Delta Z/\Delta H$ は 宮腰により *dulation* 10分ぐらいで -0.5 と報告されているが、これが日本海に誘導される電流によるか、地下構造に由来するか、または両者の複合によるのかは判明しがたい。この点を明らかにするたの鳥取市を日本海側から南下し、中国山脈を越え岡山県津山市に至る経路で CA の移動観測を行った。瑞穂を除く4点がその目的に沿った観測である。特に津山については今夏初めて観測を実施した。津山の観測を実施する前は鳥取から南下するに従って $\Delta Z/\Delta H$ (*dulation* 10分位) が負で絶対値が段々と減少するのを見て予想通りと満足していた。その予想に従えば津山での値は非常に小さくなる筈であった。ところが実際は津山でも -0.3 程度という結果が得られた。もう少し調べる必要があるが、RIKITAKE の $\Delta Z/\Delta H$ の図における *0 line* はもう少し南へ下が、てもよいのではないかというのが現在我々のいっている感じである。



瑞穂の地磁気の特徴については去年の秋の学会で話したが、 $\Delta Z/\Delta H$ が周期により符号の逆転がある。その逆転が起るのは周期にして30分近辺であるが、いずれにしても数10分以下の変化を見る限りその値は非常に小さいもので、おそらく $\Delta Z/\Delta H$ の *0 line* は瑞穂の非常に近くを通過していることが予想される。他の観測所でもこのように周期による符号の逆転があるのかどうかはまだ調査不十分であるが、 $\Delta Z/\Delta H$ の分布曲線は周期毎に書くのが *better* ではないのかと、瑞穂の資料からは感じている。

H. P. Johnson, R. T. Merrill and H. Kinoshita
Geophysics Program, Univ. Washington U.S.A.

最近我々は人工マグネタイト、天然産マグネタイトの極微粒子(0.1~40ミクロンまでの各種)の低温(凡. T. ~210°C)酸化並びに、天然産の純(公称)ヘマタイト単(及び双)結晶塊を用いた異方性測定を試みて居るに際し、マグネタイト・ヘマタイト両者とも凡. T. から700°Cまでの加熱に対し奇妙な振舞を示すことを発見した。

結論的に申すと

- (1) マグネタイト・ヘマタイトの相図によつて与えられたヘマタイト安定領域の $f(O_2)$ (Buddington-Lindsley 1964) 中で加熱しても必ずしもマグネタイトは直ちにヘマタイト方向に変化し、又ヘマタイトはヘマタイトとして不変に存在するとは限らない。出発物と条件(H_2O の微量が大いにその原因か?) Yun 1958, Sakamoto et al. 1968, Ozima et al. 1970, 並びに我々の測定)によつてはヘマタイトがマグネタイトに戻ることもあり見られる。
- (2) マグネタイト・ヘマタイト境界(3)での磁氣的結合は弱く、時に全TRMに於て自己反転も生ずるらしいが、静磁氣的相互作用の結果と考えられる。
- (3) 低温(凡. T. ~-200°C)での磁化測定よりしても相互作用は殆んど認められない。
- (4) Elba ヘマタイトの如き各種のヘマタイト磁性の測定に用いられた良質(公称)の天然ヘマタイト単結晶(Spin-canting, Defect-moment remanent magnetism などの議論の出発点ともなつてゐる)であり上述の如き奇妙な振舞を示す。

特に(4)の点はヘマタイト磁性に用いて大いに重要な点であり、我々としては今後改めて実験を繰り返し、現在までに得られたヘマタイトに関する重要なデータを改めて再検討することを提案したい。

人工岩石における長時間加圧（偏圧）の磁性におよぼす効果。

堂 面 春 雄

山口大学教育学部物理学教室

著者は、かつて、強磁性体において一方向高圧力による残留磁化の発生を実験的に示し、この野外例についても報告、この種の残留磁化を“圧残留磁化 Piezo-remament magnetization; PRM”とよぶことを提唱した(1957, 1958, 1962)。

これと共に、比較的低い偏圧（たかだか 10^4 g/cm² の order）の、岩石残留磁化におよぼす時間的効果も、加圧時間 $\sim 10^3$ 年の範囲でチェックした。

その後、この低偏圧力による加圧を、今日にいたるまで継続し、今回 $\sim 10^5$ 年におよぶ長時間加圧効果をしることができたのでその概要をのべる。

白セメント中に、強磁性粒子を分散固結させてえた数個の人工岩石試料に、あらかじめ IRM または TRM を与え、これに、地球磁場内で上下方向より 10^4 g/cm² 程度までのいくつかの強さの偏圧をそれぞれ加えたまま長時間放置したのち、圧力をとりぬいて磁性の変化を測定し、加圧 zero の標準試料と比較した。測定後の試料は、ふたたび加圧器にマウントされて加圧が継続され、測定が断続的にくりかえされ、延べ加圧時間 10^5 年におよんだものである。

試料の残留磁化ベクトルは、一般に、加圧時間とともに減少するが、外部地球磁場方向の成分は増し、その方向への Following rate は増す傾向がみられる。

残留磁化の加圧直前・直後の強度比は、圧力と共に増加し、PRM 成分が徐々に増すことが示された。

TRM の場合に比較して、IRM への長時間加圧の効果はいちぢるしい。

* 1960年～1971年の11年余、約10万時間。

衝撃残留磁気の繰返し効果

永田 武
東京大学・理学部

前回の講演会に於いて、岩石の衝撃残留磁気(SRM)の一般的性質及び $J_R(\text{HSH})$ 及び $J_R(\text{HHS})$ における衝撃(S)の繰返し効果についてのべた。(T. Nagata, PAGEOPH, 1971). その後、この様な効果を確認する為の実験を数多く行ったが、今回は特に衝撃の繰返し効果について明らかにするために事実をまとめる。

(i) $J_R(\text{HSH})$ の繰返し効果

$$J_R(\text{HS}_1\text{H}, \dots, \text{HS}_n\text{H}) = J_R(\text{HS}_1\text{H}) + J_R^*(\infty) [1 - \exp\{-\alpha(n-1)\}], \quad (1)$$

但し $J_R^*(\infty) \equiv J_R(\text{HS}_1\text{H}, \dots, \text{HS}_\infty\text{H}) - J_R(\text{HS}_1\text{H})$.

(ii) $J_R(\text{HHS})$ の繰返し効果

$$J_R(\text{HHS}_1, \dots, \text{S}_n) = J_R(\text{HHS}_1) - \Delta K J_R(\text{HH}) [1 - \exp\{-\beta(n-1)\}], \quad (2)$$

但し $\Delta K J_R(\text{HH}) \equiv J_R(\text{HHS}_1) - J_R(\text{HHS}_1, \dots, \text{S}_\infty)$.

(iii) $J_R(\text{SHH})$ の繰返し効果

$$J_R(\text{S}_1, \dots, \text{S}_n\text{HH}) = J_R(\text{SHH}) \quad (3)$$

以上 (1) (2) (3) 各式を通じて 衝撃の強さについては、 $S_1 = S_2 = \dots = S$ とすべて等しい。重要なことは、 $J_R(\text{HSH})$ 及び $J_R(\text{HHS})$ については、 n の増加により Exponential 型に、最終値に近づく漸近効果があるが、 $J_R(\text{SHH})$ については、衝撃繰返し効果のない事実であるこの様な結果はむしろ当然と思われる。 $J_R(\text{HS}_1\text{H}, \dots, \text{HS}_n\text{H})$ の場合には、常に各磁気要素 (\vec{j}) に静磁場エネルギー ($-\vec{j} \cdot \vec{H}$) の力が一方向きに働いて居り、又 $J_R(\text{HHS}_1, \dots, \text{S}_n)$ の場合には、反磁場 (H_d) の為に、やはり逆向きの静磁場エネルギー ($-\vec{j} \cdot \vec{H}_d$) の力が作用している。然るに、 $J_R(\text{S}_1, \dots, \text{S}_n\text{HH})$ の場合には、衝撃効果を与える際には、何等この様な力が働かない。この様な考えに基づく現象論的理論は、実験結果を一応うまく説明することが出来る。

アポロ14号 月岩石の磁氣的性質

永田 武
東京大学理学部

- (1) アポロ14号採集の月火成岩 (No. 14053 及 No. 14311) 及 月面細砂 (No. 14259-69 及 No. 14161-38) の磁氣的諸性質について、現在までに測定を終了した結果の概略を報告する。測定し終った諸量は、次の如くである。

磁気要素	No. 14053	No. 14311	No. 14259	No. 14161	単位
飽和磁気 (I_s) ($T=300^\circ\text{K}$)	1.53	0.74	1.5	2.02-1.6	emu/gm
飽和残留磁気 (I_R) ($T=300^\circ\text{K}$)	-	-	0.06	-	"
常磁性帯磁率 (χ_a) ($T=300^\circ\text{K}$)	5.3×10^{-5}	2.3×10^{-5}	2.5×10^{-5}	$(2.4-3.2) \times 10^{-5}$	"
抗磁力 (H_c) ($T=300^\circ\text{K}$)	-	17.0	19.4	-	Oe
残留抗磁力 (H_{rc}) ($T=300^\circ\text{K}$)	-	140	300	-	"
自然残留磁気 (NRM)	2.02×10^{-3}	8.1×10^{-6}	-	-	emu/gm
キュリー温度 (Θ)	770	-	750	-	$^\circ\text{C}$

- (2) 注目されることは、アポロ14号火成岩 No. 14053, No. 14311 共に I_s が著しく大きく、アポロ11号, 12号の火成岩に比して、5倍ないし10倍に達することである。 I_s 値から推定した自然鉄含有量(重量比)は、No. 14053 について、約0.8%、No. 14311 については、0.4%に達する。
- (3) 次に No. 14053 火成岩の NRM が 2×10^{-3} emu/gm あり著しく強いことである。この試料の NRM は地球上の玄武岩の NRM の大きさに近い。どうしてこの様に強い NRM が発生したかは大きな問題であろう。IRM, ARM, VRM, PRM, SRM を人工的に作って検定したが IRM の場合は、 $H_{ex} = 32 \text{ Oe}$ を必要とし、 $h = 0.5 \text{ Oe}$ の ARM では、 $H = 800 \text{ Oe}$ を必要とするので、これ等の可能性はない。VRM としても $S' = 1.8 \times 10^{-6}$ emu/gm/Oe であって、これも問題にならない。やはり PRM (又は SRM) に原因する可能性が大きい。
- (4) $7^\circ\text{K} \sim 300^\circ\text{K}$ の低温範囲における J_s-T 曲線の測定から、常磁性 PYROXENE の他に、反強磁性 ILMENITE の存在が検出された。
- (5) No. 14311 及び No. 14259 について低温における磁化曲線を測定した結果は、次表の如くである。

試料	I_s	χ_a	H_c	H_{rc}	I_R
No. 14311 ($T=12.5^\circ\text{K}$)	1.2 emu/gm	3.8×10^{-4} emu/gm	-	-	-
No. 14259 ($T=5^\circ\text{K}$)	2.6 "	3.1×10^{-4} "	140 Oe	350 Oe	0.44 emu/gm

これ等低温における I_s, H_c, H_{rc} を常温におけるそれ等の値と比べると、No. 14259 試料 常温において、超常磁性を示す自然鉄極微粒子が自然鉄の大部分を占めていることが判る。この結果は、常温においてこの試料の H_{rc}/H_c 比が著しく大きい事実によつて証明される。

百瀬寛一

信州大学理学部

前回は Pumice fall 中の ferromagnetic mineral の Curie 温度 μ J-T curve の type が同一物なら、いかに広域に分布しているものでも、また水成、風成にかかわらずよく一致することの原因として、Thermomagnetic separation の結果その spectrum の主相が Curie 直の近傍にあり、それ以上の相はおおむね 2% 程度であることを報告した。今回は序岳火山 Pumice-1 のうち、地質的に Pm-1 とされているもので従来の Pm-1 とまったく J-T curve の type の相異なる試料がありこれについて報告する、この Pumice 中の ferromagnetic mineral の X-ray analysis の結果は 70% $FeTiO_3 \cdot 30\% Fe_2O_3$ が大半で全体として Titanomagnetite は 10% 程度であった。もし Pm-1 であるなら甚だ特種の Pm-1 であり、マグマ溜まで議論が及ぶことになると考えられる。一般に Pumice 中のものは Pumice flow, Lava flow 中のものと比較して Lattice const. — Curie temp. の関係は Curie temp. が低いのも Pumice fall の特長のひとつと考えられる(例 Pm-1 Lattice 8.340 Curie 450°C, Lattice への計算では 496.4°C)。

群馬県新第三紀秋間層中の茶臼山溶結凝灰岩の磁化

野村 哲・伊藤 収

・新井文夫

群馬大学教養部 群馬県立松井田高 群馬県勢多郡東村立果小

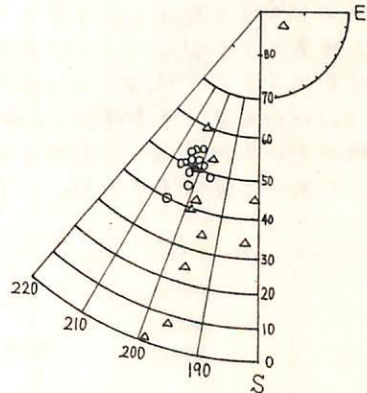
群馬県の西部、国鉄信越線の北側には、中新世最上部～鮮新世の秋間層が分布している。茶臼山溶結凝灰岩は、この地層の中ほどに挟まれており、北に 7°～10° 傾斜しながら東西 15 Km にわたって広がり、烏川付近までつづく。

筆者は、この岩石の分布する、ほぼ全域から、20 数ヶ所にわたって試料採取し、それらの磁化方位を調べてみた。その結果、大部分の地点は、一定の方向に磁化しており、その平均値は、 $D = 202^\circ$, $I = -50^\circ$ であったが、烏川流域の湯殿山付近だけは、方位が集中せず、各地点ごとに、ことなる磁化方位を示した。

一方、地質調査から、湯殿山付近には、ちょうど湯殿山を通る、 $N 70^\circ W$ の背斜軸があり、この褶曲にもよって、茶臼山溶結凝灰岩も変形していることがわかっている。

このような磁化方位と地質構造の関係は、比較的よく符合し、茶臼山溶結凝灰岩の変形にもよって、磁化方位も変化したことを示している。

茶臼山溶結凝灰岩の磁化方位



- 湯殿山付近を除く地域
- 同, 平均値
- △ 湯殿山付近

R. T. Merrill, H. Kinoshita, N. Isono and H. Ling

Dept. Oceanography, Univ. Washington U.S.A.

T. G. Thompson号(海洋研究船、所属: University of Washington, U.S.A.)によ、1968年に行なわれた中部から北部太平洋航海でハワイ→ミッドウェー→更に北東に約2300 kmに及ぶ海域より合計27本の深海泥コア(C.C.及びP.C.)が得られた。古微生物学的研究がLing (1970)によ、詳しく行われ一方ではOpdyke (in print)らの深海積速度分析に付与した結果と、地方では、この海域に大規模な地学的不連続が横たわっているらしいこと、などの有用な結果が得られている。それによるとこの海域の表層泥は大きく分けて、赤色粘土域と、普通の緑~黄白色泥域との明瞭な境界を示して分布して居り、前者の中には全く微生物の生跡した跡はないが後者にはそれがあり、明らかに発生・消滅の記憶が残されている。

我々はこの結果を更に磁気的な測定結果に結びつけ、かつは深海泥を持つNRMの原因を探る目的で新たにコアから多くの角型サンプルを切り出し実験及び測定を行な、た。使用したコアは全部27本、内2本は赤色粘土コアである。角型サンプルは各5乃至10 cm毎に切り出し、プラスチック製の容器に入れ乾燥を避けるため重にシールをして保存した。NRM, a.f. demag (1500c) 及びARM (800a, 0.50c) をすべてのサンプルにつき測定し前者に肉しては平凡なN-R図形を得た。一般にNRM安定性はコアの深さとともに悪くなり、行く。又ARMの強さは深さとともに単調に増加する。赤色粘土コアでは何ら系統的N-R図形は見られず、安定性は悪い。J(7.5kOe)-T, J-Hヒステリシス及びJ_{2a}(飽和残留磁化)を代表的なサンプル数十個につき70°K~850°Kにわた、て行な、た結果、明らかにはマグネタイト又はヘマタイトの存在は認められな、た。こからの測定から推定できることは、深海泥のNRMをになう物質は極微粒のヘマタイトの或いはβ-FeOOH 更には反強磁性物質の欠陥格子のあるものなどが考えられるが、この点は最近のStangway et al (1969) などの議論や深海水中の金属塩の安定性の問題などがからんで居り断定的な言は出し得ない。以上我々が得た如き結果は、我々の使用したコア(又はこの地域)に独特の性質なのかもしれないが他の深海泥コアの乾燥粉末の再現性によ、て得られたDRM(0.5~1.0 Oe)が、そのコア自身のNRMより数倍又はそれ以上に大きくなることを考えると、深海泥のNRM起源であるとしにい。他に注目すべき結果としてはすべての代表的なサンプルについて、J(7.5kOe)-Tが550°c附近で異常な変化を示し、Heガス又は大気のどちらからの雰囲気中でも、加熱-冷却によ、てJ(7.5kOe)が非可逆・異常増加(2倍から10倍に及ぶ)を有する。これは何にかも、Mn-nodulesが加熱によ、て同じJ₂-T変化を示す正に同型の変化(Yun 1958, Ozima 1967, Carpenter 私信)であ、て深海泥中のMnとFeイオンの熱反応によるものではないかと推定される。

海底堆積物中の強磁性鉱物

野村 雅史・小林 和男
東大 海洋研究所

太平洋の各地から採られたコアの各レベルについて、その中に含まれている強磁性鉱物を分離し、熱磁化曲線を求めた。また、主なるものについてはX線回折計によって結晶構造をしらべ、格子定数を求めた。

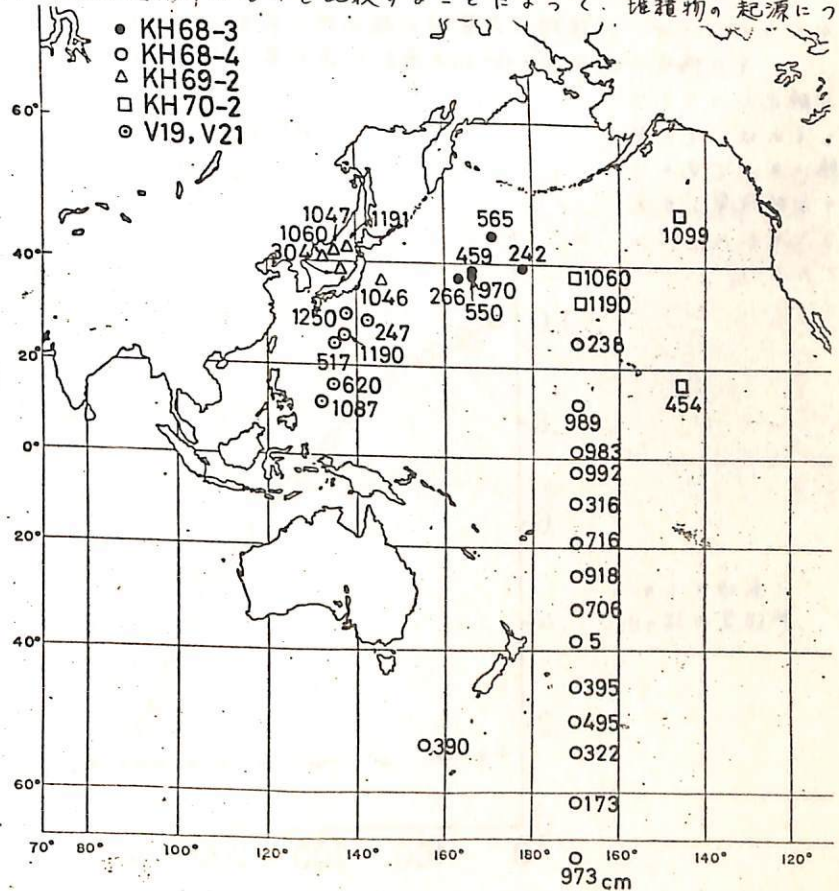
熱磁気解析からみる限り太平洋の深海部から採られたものは、赤色粘土であるか、青粘土であるかを問わずほぼマグネタイトに近い性質を示し、約570°Cのキュリー温度をもつ。さらに詳しく見ると、大きくわけて2種の熱磁気曲線があることがわかる。

こゝらの強磁性鉱物は海山や海底の玄武岩に含まれるようなチタンの多い、低温酸化をうける強磁性鉱物とは全く異った熱磁気曲線を示すので、それらが侵蝕をうけて粉砕されて堆積したものではないことは明らかである。

一方、海底堆積物とその近くの陸地の岩石との間に、強磁性鉱物における相関がみられることより、陸の岩石が侵蝕されたものが運ばれて単独に堆積したものとも考えにくい。しかし、堆積物から分離した強磁性鉱物の反射顕微鏡写真からは、それらが二次的沈降反応によって生成されたものとも思えないようである。

海底火山や海洋島と島弧の火山の噴出物(火山灰、軽石)などには含まれる強磁性鉱物をさらに詳しくしらべ、海底堆積物中のものと比較することによって、堆積物の起源につ

いてのある程度の情報が得られることが期待されるであらう。



太平洋コア(海洋研)の分布図 -----
附した数字は長さ(cm)を示す。

海底コアと日本海の地史

小林和男・野村雅史
東大 海洋研究所

太平洋の地の地域と異なり、日本海盆中央部水深3525mの地点から採集された104cmコアの下部からは、硫化鉄の一種とみられる強磁性鉱物が見出された。熱磁気曲線は 10^5 oer と 10^2 oer の真空中および空气中とで全く形を異にするが、初相のキュリー温度は 380°C で、Pyrrhotiteのそれに一致する。分離された鉱物のX線回折像はPyrite FeS_2 を示すが、この相は常磁性とされているので、これに微量のPyrrhotiteが混じっているものと推定される。

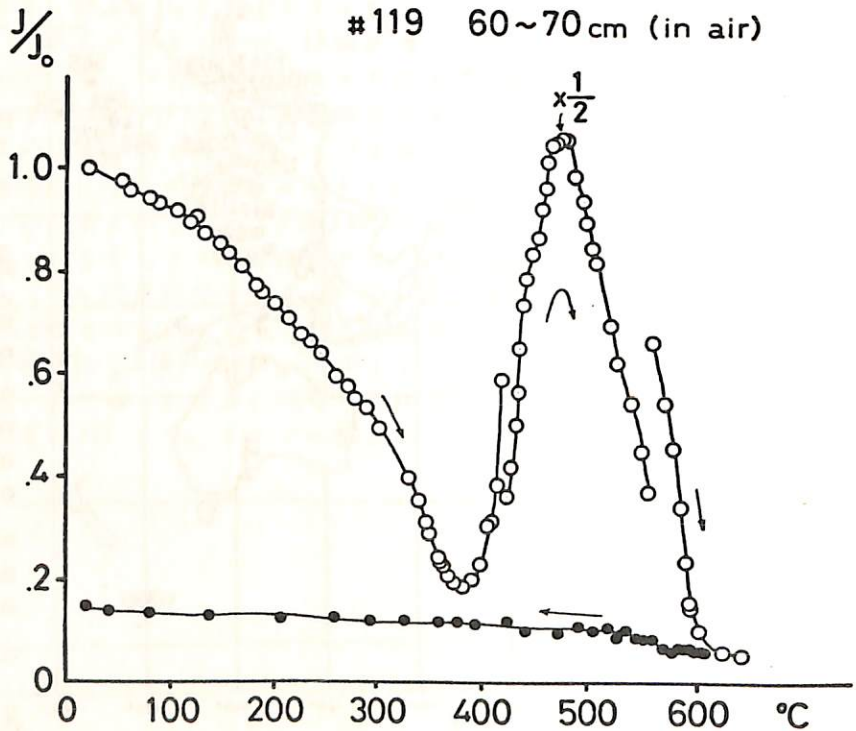
これに対し、コアの表層部は酸化しており、含有強磁性鉱物はmagnetiteである。中間部にもmagnetiteが検出され、熱磁気曲線もmagnetite形を示すが、おそらく常磁性の FeS_2 が多量に共存しているものと思われる。

このようにコア中に硫化鉄が存在することに対しては、(1)、日本海が過去のある時期まで内海であって、底がよどんで還元적이であった。(2)、硫化物は陸から乱泥流などに乘って運ばれ、そのまま堆積保存された。(3)、堆積物の下から火山作用に伴って熱い硫酸に富む液が上昇し、堆積物を変化させた。の3つの原因を考えることができる。

日本海(特に日本海盆)の地殻熱流量が高いことから、(1)の可能性も考えられるかもしれないが、堆積物の表層部が酸化していることから、(1)または(2)が有力である。

その場合、酸化層(O-rich層)と還元層(H_2S -rich層)の境界附近で硫化物が今なお酸化しつつあるとすれば、その発熱によって見かけの高熱流量を生ずることもあり得るであろう。

KH69-2 23
#119 60~70 cm (in air)



→
日本海コアの
熱磁気曲線の例

中央海嶺磁気異常の機構

小嶋 稔
東大・理

中央海嶺中軸部の磁気異常が、flank部に比し約2倍程強いことは、海洋底拡大の説の発展の当初から知られてきた事案にも不拘、その原因は依然として謎に包まれている。最近の大西洋海嶺についての詳細な研究結果によれば、海嶺中軸部からドリフトした岩石の残留磁化はflank部のそれと比し約20倍程強い。更に残留磁化のこの増大減少は、中軸から約10~20 Km. 年毎に(2約)1~4百万年程度の期間に起っている。Schwartz, et al. (1970), Irving, et al. (1970), Banerjee (1971)等は、この現象を説明できるメカニズムを提唱しているが、いかなる説得力に欠く様にみえる。筆者等は、かねて多数の海山玄武岩の磁気的性質の研究結果に基づき、海嶺中央部で噴出した岩石は、はじめは均質なチタノマグネサイトであるが、時間が経つにつれ海洋底下という特殊条件(H₂Oの存在)の下で、低温酸化を受けチタノマグネサイトに変化する——結局、噴出した間もない中央海嶺中軸部を除き、海洋底の大部分は、チタノマグネサイトを主成分とする岩石から成り立っている事を提唱してきた。筆者は、以上の海底岩石磁化モデルに基づき、はじめに述べた中央海嶺の磁気異常の説明を試みた。この結果、

- (1) 中軸部とflank部での残留磁化強度の差(約20:1)は、チタノマグネサイトがチタノマグネサイトへ酸化する過程で、反磁場下で成長するCRMを考へることにより説明される。
- (2) チタノマグネサイト → チタノマグネサイトへの酸化プロセスについて求められた activation energy (O'Reilly, 1971) $E = 0.5 \text{ eV}$ より、上記変化は約2~4 × 10⁶ 年で起ることを示される。この推定値は、実際に観測された値とほぼ完全に一致する。

以上より、永い間謎とされた中央海嶺磁気異常のメカニズムは、筆者等がかねて提唱してきた、海底岩石の "Magnetization Model" で完全に説明される様に見えよう。

また、ここに注意すべきことは、上述の 'Magnetization' は、低温酸化のメカニズムから考へて、海底地殻のかなり上層部(数十~数百メートル)のみに限られると考へるべき事である。N-R1104-1は無論、'Magnetization' により壊されたわけだが、現実に観測されたN-R1104-1は海底地殻のより深所(百十~数百メートル以深)に原因が求められるべきであろう。

H. Kinoshita, M. Kono and Y. Aoki, (Geophysics Inst., Univ. Tokyo, Japan)

R. T. Merrill, (Geophysics Program, Univ. Washington U.S.A.)

Deccan Traps (India)の Mahabaleshwar と Amboli の大絶壁から採集された玄武岩溶岩層群の paleomagnetism 並びに age determination の結果については、以前に報告がなされた。この Deccan Traps の paleomagnetism は、Blackett や Dentch 以来多くの人々により行われ（最近では、McElhenney, Pal 他）大きく前進したものと考えられる。我々は、これらの人々（特に McElhenney）により行なわれて来た NRM に対する安定性・信頼性の議論を改めて（恐らく titanomagnetite を主とする）造岩強磁性鉱物の酸化の熱分解実験の結果と比較して検討した結果 McElhenney が *a.f. demagnetization* によって得た結論と同一内容のものを得た。我々の推測によると Deccan Traps の溶岩の NRM は、その噴出直後、乃至は、地質学的に短い時間内に熱変化・酸化による安定化作用を受け安定な NRM のベクトルは、地磁場の N-R 反転を唯一回のみ記録して居る。NRM はその後約 50 m.y. を超す年代の間、再度の熱変化を受けることなく保存されて来た。これは、本質的に McElhenney の推定に同一のものと考える。

但し、我々の根拠とする実験室内の酸化・分解の測定は、今の所 J_s ($0 \sim 600^\circ\text{C}$, 8 kOe) 及び X線回折のみに依って居り、これから得られた結果を直ちに地質学的大規模構造に適用することは大いに問題がある。詳しい定量的取扱いは、今の所でできていない。

Paleomagnetism of Twin Sisters Dunite Intrusions
and Its Implication to Tectonics

M. Beck (Dept. Geology, West. Washington State College, Bellingham Washington, U.S.A.)

H. Kinoshita (Geophysics Program, Univ. Washington, U.S.A.)

Twin Sisters Dunite は $N48.50\ W122.00$ (40 km west of Bellingham, Washington, U.S.A.) に在りて、北部 Cascade Range の中でもその形状・岩質の点からして、持異な種類に属する。山体は全山が赤味がかった褐色の風化層に覆われて居り周囲とのコントラストは著しき。この山体に因する岩石学的・地質学的研究は古くより多くの人々によって行われて来た (Rapan 1963, Raleigh 1965, Coleman 1967, Christensen 1971)。この貫入岩塊は北部 Cascade Range の主要部分を形成する Granitic rocks の中に浮島の如く点在する鉄分 (Fe_2O_3 10.0 wt%) を多く含んだ Ultrabasic rocks (主岩相, Dunite, 主鉱物 olivine; 薄緑色) でその周辺部が (時には全体が強く) 変成 (Serpentinization) 作用を受けて居り、地質学的観点から第三紀貫入岩の一つに考えられている。近年この種の岩体、特に Twin Sisters, に因して (Mantle 上層部の地震波異常性と関連して) 可成り詳細な地震学的・地球力学的研究がなされ岩体の凡そその形状・性質が明らかにされた。それによると Twin Sisters Dunite は南北に延び、薄い楕円盤形で、深さは高々 10 km, 又 Olivine crystals の並びにより地震波速度 (V_p) はほぼ水平面内東西に 0.3~10.0% ほど南北、上下方向の V_p より小さい (例えば $V_p^{EW} = 8.05$ $V_p^{NS} \approx V_p^{UD} = 8.50$ at 2 kbar)。又、この岩塊を固む地殻断層は大規模な競争し上り断層構造をもち小規模-plate tectonics の立場からすると丁度二つの plate の会合点に当りて居る。Twin Sisters Dunite がこの断層面に沿って上昇するマントルより浮上して来たとする説が今の所有力であるが、その過程自身に因する議論の当否の鍵は未だ無い。これには paleomagnetism が或いは有力な手段として使えるかも知れない。

現在までの所 paleomagnetism の測定は Twin Sisters 北峰の大絶壁の北西部の一部と、Twin Sisters に伴ってその前方に露出して居る小岩塊に限られている。NRM の内、安定な成分は可成り収斂が良く、東向き、下方向のベクトルを持つ。岩体自身に磁気的異常性は殆んどなく、この NRM ベクトルの奇怪な傾きには、いくつかの可能な説明が考えられる。将来、Twin Sisters 全山について大掛りの paleomagnetism の研究が計画されて居り、その実行が多いに待たれる。

H. Kinoshita, M. Kono and Y. Aoki, (Geophysics Inst., Univ. Tokyo, Japan)

R. T. Merrill, (Geophysics Program, Univ. Washington U.S.A.)

Deccan Traps (India)の Mahabaleshwar と Amboli の大絶壁から採集された玄武岩溶岩層群の paleomagnetism 並びに age determination の結果については、以前に報告がなされた。この Deccan Traps の paleomagnetism は、Blackett や Dentch 以来多くの人々により行われ（最近では、McElhenney, Pal 他）大きく前進したものと考えられる。我々は、これらの人々（特に McElhenney）により行なわれて来た NRM に対する安定性・信頼性の議論を改めて（恐らく titanomagnetite を主とする）造岩強磁性鉱物の酸化の熱分解実験の結果と比較して検討した結果 McElhenney が *a.f. demagnetization* によって得た結論と同一内容のものを得た。我々の推測によると Deccan Traps の溶岩の NRM は、その噴出直後、乃至は、地質学的に短い時間内に熱変化・酸化による安定化作用を受け安定な NRM のベクトルは、地磁場の N-R 反転を唯一回のみ記録して居る。NRM はその後約 50 m.y. を超す年代の間、再度の熱変化を受けることなく保存されて来た。これは、本質的に McElhenney の推定に同一のものと考える。

但し、我々の根拠とする実験室内の酸化・分解の測定は、今の所 J_s ($0 \sim 600^\circ\text{C}$, 8 kOe) 及び X線回折のみに依って居り、これから得られた結果を直ちに地質学的大規模構造に適用することは大いに問題がある。詳しい定量的取扱いは、今の所でしてない。

M. Beck (Dept. Geology, West. Washington State College, Bellingham Washington, U.S.A.)

H. Kinoshita (Geophysics Program, Univ. Washington, U.S.A.)

Twin Sisters Dunite は $N48.50^{\circ} W122.00^{\circ}$ (40 km west of Bellingham, Washington, U.S.A.) に在り、北部 Cascade Range の中でもその形状・岩類の点からして、特異な部類に属する。山体は全山が赤味がかった褐色の風化層に覆われて居り周囲とのコントラストは著しい。この山体に因する岩石学的・地質学的研究は古くより多くの人々によって行われて来た (Ragan 1963, Raleigh 1965, Coleman 1967, Christensen 1971)。この貫入岩塊は北部 Cascade Range の主要部分を形成する Granitic rocks の中に浮島の如く点状する鉄分 (Fe_2O_3 10.0 wt%) を多く含んだ Ultrabasic rock (主岩相, Dunite, 主鉱物 Olivine; 薄緑色) でその周辺部が (時には全体が強く) 変成 (Serpentinization) 作用を受けて居り、地質学的観点から第三紀貫入岩の一つに考えられている。近年この種の岩体、特に Twin Sisters に因して (Mantle 上層部の地震波異方性と関連して) 可成り詳細な地質学的、地球力学的研究がなされ岩体の凡そその形状・性質が明らかにされた。それによると Twin Sisters Dunite は南北に延び、薄い楕円盤形で、深さは高々 10 km, 又 Olivine crystals の整列により地震波速度 (V_p) はほぼ水平面内東西に 0.3~10.0% ほど南北、上下方向の V_p より小さい (例えば $V_p^{EW} = 8.05$, $V_p^{NS} \approx V_p^{UD} = 8.50$ at 2 kbar)。又、この岩塊を囲む地殻群は大規模な競争り上り断層構造をもち小規模-plate tectonics の立場からすると丁度二つの plate の会合点に当り、居る。Twin Sisters Dunite がこの断層面に沿ってほろぼるマントルより浮上して来たとする説が今の所有力であるが、その過程自身に因する議論の当否の鍵は未だ無い。これには paleomagnetism が或いは有力な手段として使えるかも知れない。

現在までの新 paleomagnetism の測定は Twin Sisters 北峰の大絶壁の北西部合一部と、Twin Sisters に伴ってその南方に露出して居る小岩塊に限られている。NRM の内、安定な成分は可成り収斂が良く、東向き、下方向のベクトルを持つ。岩体自身に磁気的異方性は殆んどなく、この NRM ベクトルの奇怪な傾きには、いくつかの可能な説明が考えられる。将来、Twin Sisters 全山について大掛りな paleomagnetism の研究が計画されて居り、その実行が多いに待たれる。

永田 武
東京大学・理学部

- (1). 同一地球磁場極性の保存期間が T に保たれる確率 $P(T)$ は,

$$P(T) = \frac{1}{T_0} \exp(-T/T_0)$$

の Poisson 分布で表わされ、 $T_0 \approx 2.2 \times 10^5$ 年であることは、少くとも過去 107 年間については、ほぼ確立されたと言える。この結果は、地球磁場の逆転の機構に、何等かの偶発的な条件が含まれている事を示すと考えられる。Cox はこの点を主張し、Parker, Lilley 及び永田がそれぞれ独立の立場から、この点については同意見である。即ち、力武模型や Heezenberg 模型の様が偶発性を含まない模型は、地球磁場逆転の説明としては不十分であるということである。

- (2) 一方、B-G-L Dynamo 模型は、地球磁場発生機構としては、最も可能性の高いものと考えられる。この模型においては、(i) T^2 , T_2^{2c} 及び T_2^{2s} の Toroidal 磁場間の結合に、エネルギーのほとんどの部分が消費され、又、(ii) B-G-L Dynamo のエネルギー損（その大部分は Joule 損失）の大きさは、地核内の熱エネルギー発生率に比べて、小さくはないことから、POLOIDAL 双極子磁場が、偶発的に逆転しうるであろうことは容易に想像出来る。
- (3) 永田は、B-G-L Dynamo 成立に関する核内対流の Braginski 条件の成立に偶発性があり得ることを指摘し、又他方 Parker は彼自身の Cyclone Dynamo 模型において、偶発的に cyclone 分布が $\pm 30^\circ$ 間の低緯度帯から欠如する時逆転がおこると考えた。
- (4) Lilley は、永田の考え方を支持し、現在磁軸が地軸より約 11° 傾いているのは、Braginski 条件が成立している証拠ではないかと想像し、従って地磁気双極子強度と地磁気極の地理極から外れとの間には正の相関があるであろうと予想した。
- (5) 永田・河野・又は、河野・永田の既発表論文中的古地磁気測定値を用いて、この Lilley 予想を検証したが残念ながら古地磁気強度と古地磁気極緯度との間には、有意な相関はない。然し、この結果は、B-G-L Dynamo を否定することにはならない。

木村 勝弘
東北大・理・地質

房総半島中央部の背斜の南北両翼で、火砕頁岩層によって同時性を保証された安野層最下部の3層準から、定方位・定形のシルト岩を採取し、これらの試料のNRMを測定して褶曲テストを行ない、NRMの安定性を吟味した。

段階的交流消磁で磁化方向の集中度が最もよく存するのは1500eであるから、全試料は1500eで交流消磁されたのちに測定された。

		地層の走向・傾斜を修正した後		修正しないとき		
		D	I	D	I	
(AN45	北翼	S 59.7 E	+20.5	S 79.0 E	+25.8	↑ 上位 ↓ 下位
	AN44	南翼	S 69.8 W	+20.4	S 66.5 W	
(AN33	北翼	N 16.6 W	-44.8	N 37.0 W	-56.2	
	AN43	南翼	N 17.6 W	-44.6	N 9.1 W	
(AN31	北翼	N 2.3 W	-46.3	N 28.4 W	-62.5	
	AN41	南翼	N 45.0 W	-49.3	N 22.6 W	

AN45の伏角は900eから3900eで上向きであるが、偏角は3000eではじめて南向きになる。このため、上表の結果は3000eのときのものである。AN45とAN44を比べると、偏角に130°の開きがあるのはこのためである。あるいは、正磁極から逆磁極へのうつりかわりのためとも考えられる。しかし、地層の変形跡における回転はAN33とAN43の結果によって考えることはできない。

このように、偏角に多少のばらつきがあるが、各試料は褶曲する前のNRMを保持していたことがわかる。

麻生 武彦
京都大学工学部 電離層研究施設

まじかま プラズマ中の電気探針(プロローブ)の高周波インピーダンスに関する理論研究に於て現段階に於ける問題としては(1)有限温度で且つ磁場のあるプラズマ中のプロローブ特性,及び(2)非一様分布としてのプラズマ中でのプロローブ特性がその焦点として挙げられるであろう。ここでは(2)について特に一般的な球プロローブに対して行つた解析について略述する。プロローブを取りまく非一様性としては,イオンシースのようにプロローブのごく近傍に形成される短いスケールのものと,それよりスケールの大きい空間的な密度分布が考えられる。前者はいわゆるシース共振をより高い近似で定量的に示らべることにより後者は密度勾配のあるプラズマ中でのインピーダンスプロローブの共振から密度を求めるとき常に遭遇する ambiguity を定量的に明確にする事に結びつく。ここでは先ず前者の場合について realistic なシースモデルを仮定して数値計算により球プロローブのインピーダンスを計算する。この手法は同様に後者にも適用され計算を進められている。

基礎方程式 プラズマは isotropic で且つ warm とし 流体近似を用いて記述する。運動方程式と連続の式に合せてポアソンの式と出発式とし摂動分($\propto e^{i\omega t}$)に対して線型化を行う。0次の式はシースの構造を定める微分方程式に於て,種々のパラメータ値に対してシースのプロファイルが計算される。1次の式は変形の後,規格化した摂動プラズマ電子電流 J に対して次の変換数二階の常微分方程式を得る。

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{1}{r^2} \frac{dJ}{dr} \right] - \frac{g}{r^2} \frac{1}{r} \frac{dJ}{dr} + (\chi - g) J = -g \left(\frac{a}{r} \right)^2 J$$

ここで用いられた記号は(1) isotropic とあることから球対称 ($\frac{\partial}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial \phi} = 0, \frac{\partial}{\partial r} \neq 0$) とする。(2) プラズマは温度下の Maxwell 分布に従う(プロローブより遠方に於て), $\gamma = 3$ とする。又規格化は $r = a$ (a : 球半径) での total rf 電流により行われ $g = g(r) = n_0(r)/n_{00}$ (n_{00} : ambient uniform density value), $\chi = \omega(\omega - i\nu)/\omega_{pe}^2$ ($\omega_{pe}^2 = \frac{n_{00} e^2}{m_0 \epsilon_0}$), $\lambda = \text{デバイ長}$, $\rho = \frac{a}{\lambda}$ とする。この方程式を Fejer, Wait により議論された rigid boundary 条件をプロローブ表面及び遠方の境界共に適用し,二重境界値問題として差分近似により計算機で解く。任意の $n_0(r)$ 分布に対して得られた電流パターンから併せてインピーダンスが求められる。

数値計算 計算を求められたシースの電子密度分布は近似式 $n(r) = \exp[-C \exp(-\rho a/\lambda)/\rho]$ で表現される。ここで a/λ は warm plasma を扱う場合重要なパラメータで我々は thermal parameter と呼称する。又 C はプラズマに於けるプロローブの電位に関連したパラメータでシースの厚さによく。電流パターン及びインピーダンスの計算は ω_{pe} 近傍の各周波数に対し, g, χ, C を逐次求められ,連続的なシース構造及びその変化に対するシース共振周波数の検討,更にプラズマ周波数近傍で輻射される電子プラズマ波に対する thermal parameter 或いは inhomogeneous sheath の存在の effect, 共振の Q の変化等に対する考察を行うことができる。

参考文献

- (1) H. Ikezi and K. Takayama "Resonance of Radio Frequency Probe", IPPJ 48 (1966)
- (2) J. A. Fejer "Interaction of an Antenna with a Hot plasma and the theory of Resonance Probes", Radio Sci., 68 B (1964)
- (3) J. R. Wait "Antenna in Plasma", Antenna theory vol. 2

江尻 全 機, 渡辺 勇 三
 東京大学宇宙航空研究所

インピーダンス・フローは、プラズマ中フローの自己インピーダンスの周波数スペクトルを測定、特に、高域ハイブリッド共鳴周波数とジャイロ周波数を用いて、電子密度を求めるフロー法である。一般の場合、高域ハイブリッド共鳴周波数は測定値を用い、ジャイロ周波数は磁場の値より計算に依りて求める。これは、ジャイロ共鳴が、ツースの存在によつて、所謂ツース共鳴と変るからである。但し、ジャイロ周波数を大きくして（磁場を強くして）プラズマの等価容量 $C_{eq} = \epsilon_0 f_p^2 / f_H^2$ をツース容量より小さくすれば、ツースは無視出来て、ツース共鳴はジャイロ共鳴周波数に近づき、磁場の値も知る事が出来る。亦、この場合 $f_{UHR} - f_H \propto N_e$ と変る事は既に実証をした。遂にフローにバイアスを加える事により空間電位差を消し、ジャイロ周波数を求める実験も変されてゐる。これらの実験及び理論は全ま一様な磁場を仮定してゐるが、実際に磁場を作る場合、装置が大がかりなものと変り、一般に非一様な勾配磁場と変る。ここでは一様磁場中と非一様磁場中でプラズマが如何なる共鳴現象を起すかを、実験で得られた結果をもとに、フロー理論でその結果を説明する事を試みる。

実験は、大型スペーステンプで N_e ガスをを用い、後方拡散型プラズマガンでプラズマを生成、ガス圧は $10^{-6} \sim 10^{-3}$ Torr、磁場は大型ヘルムホルツコイルの他、テンプ内にはコイルは、ほぼフロー軸方向 (z) に $1/2$ の分布をしてゐる。

一様な磁場の印加に対して、並列共振周波数は $(f_p^2 + f_H^2)^{1/2}$ で変化し、共振の Q 値は変化が見られ変り。しかし、図 1 に示した例に見るやうに、コイルで勾配磁場を作ると、この磁場が強くなる程、共振の Q 値は低くなるとともに、共振周波数自身が、高い方へ移動してゆく。さらにジャイロ共鳴も変化し、亦、ジャイロ共鳴周波数より低い周波数の並列共振が顕著になってくる。

磁場の分布は、フロー軸方向に変わつてゐるから、フローのアドミッタンスは概略次の様に見える。

$$[Y] = j\omega\epsilon_0 \frac{2\pi}{\cosh^{-1}(L/2a)} \int_{-L/2}^{L/2} f(z) dz$$

$$f(z) = \epsilon_{xx}(z) - \frac{1}{2} [\epsilon_{xx}(z) - \epsilon_{zz}(z)] \sin^2 \alpha$$

L, a はフロー管長及び半径。 $\epsilon_{xx}, \epsilon_{zz}$ はプラズマの誘電率。 α はフローと磁場のなす角。衝突周波数を無視して、 $B(z) = \frac{B_0}{z+z_0} + B_0$ と変る分布を磁場へ代入計算した一例を図 2 に示す。 $\alpha = 90^\circ$ での磁場勾配と与えた。並列及び直列共振の変化が、実験結果と良く一致を示してゐる。

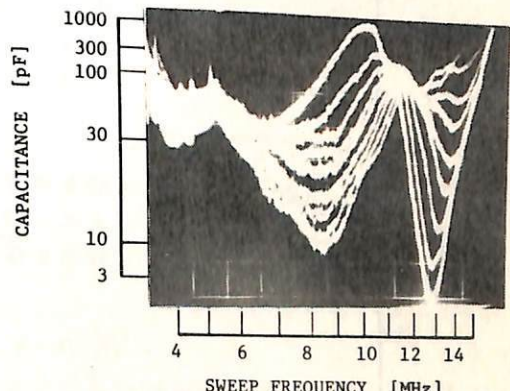


図 1. 勾配磁場中インピーダンス・フロー特性
 コイル電流 (0, 1.3, 6.8, 12, 16, 22, 25 A)

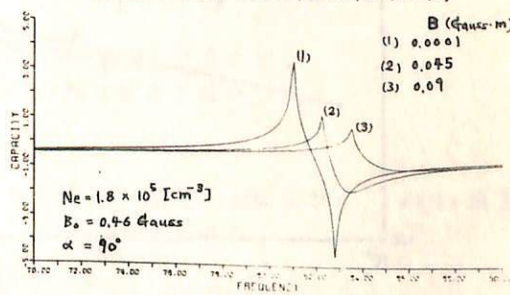


図 2. 勾配磁場中インピーダンス・フロー特性 (計算例)

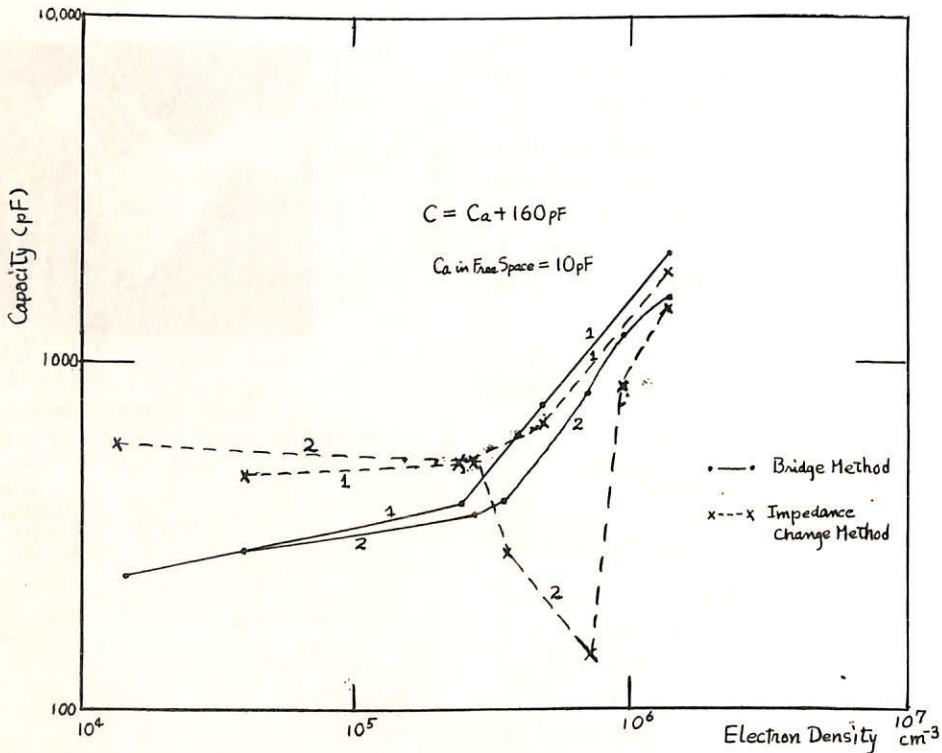
入力インピーダンス変化法によるプラズマ内の
ホイップアンテナインピーダンス測定結果

鎌田 哲夫, 徳田 進
名古屋大学空電研究所

電高周プラズマ内では、空中線のインピーダンスがプラズマの状態によって変化するから、プラズマ内の電波現象を観測する場合には、空中線インピーダンスを同時に測定する必要がある。このためには、電波を受信しながら空中線インピーダンスを同時測定することが望ましい。この方法として入力インピーダンス変化測定法を考案した。

ここに報告するのは、東京大学宇宙航空研究所のスペースシャッターを用いて、入力インピーダンス変化法とブリッジ法とを比較し、ホイップアンテナのインピーダンス測定を行なった結果である。附図に電子密度に対する空中線容量の変化模様を両測定法による結果を示した。その結果下記の如き議論をえた。

- (1) 入力インピーダンス変化法によるプラズマ内でのインピーダンス測定は測定装置の製作にあたって充分なるS/N比をうるよう注意すれば可成りの精度で測定可能であることが判明した。
- (2) プラズマの特性周波数を観測しうる可能性が見い出された。



江尻金機, 大家 寛
東大宇宙研 京大工

Gyro-plasma Probe, Two Wire Probe 等の RF Probe Method は、プラズマの誘電率を測定の対象として、特に、高域ハイブリッド共鳴周波数より電子密度を求める。周波数の測定は、非常に精度の良き事から(共鳴周波数の測定精度は±1%の order)、今迄の Rocket 観測で数多くの結果を出して来た。ここには、特に測定上問題になる stray capacity, 衝突周波数(主に電子-中性粒子), 亦、実験室プラズマでは、密度の分布が一様でない状態等の共鳴周波数に及ぼす影響を求め、数量的に補正係数を求め、さして、誤差の範囲を明らかにする。

I. Stray Capacity について。

Gyro-plasma Probe は、プラズマ中の Probe を容量ブリッジの一端として、Probe の自己インピーダンスを測定する。その為、ブリッジの平衡をとった時の不平衡分の stray capacity があれば、それはプラズマによって変化し変い量となり、共鳴周波数自身を変化させる。*印は観測値、*なしは真の値、αを補正係数とすれば、 $[Ne = (1+\alpha)Ne^*]$ で、円筒 Probe (長さ l, 半径 ra) を用いた場合、αの値は、

$$\alpha = \frac{C_s(\beta C_x - C_r) + (\beta - 1)C_0 C_s}{C_0(\beta C_x - C_r) + (\beta - 1)C_0 C_{p0} + C_s C_{p0}}, \quad C_s = 2\pi\epsilon_0 l / \ln(rs/ra - ra/rs)$$

ここで、 $C_s = \beta C_x - C_r$: stray capacity, C_{p0} : 真空中の Probe 容量, C_0 : ツースの等価容量, β : 入力段差動増中器の増中程度の比, r_s : ツース半径 = Probe 長さの数倍。

Two Wire Probe についても Probe 間の stray capacity は上と同じ形で補正し直せばよい。さして、Probe 間の相互インダクタンス、Probe-ツース間の stray, 及び衝突周波数の無視出来ない時、ケ-アール等の影響も出て来る。αの値は約±0.04位になる。

II. 衝突周波数による誤差について。

今、磁場は Probe 軸に平行とする。依って、プラズマの誘電率の ϵ_{xx} のみ差をればよい。衝突周波数 ω が大きくなると、共鳴自身がつぶれて検出が困難になるが、ここでは、共鳴周波数の $(f_p^2 + f_{ii}^2)^{1/2}$ 以上のずれを問題にする。今、 $f_{ii}^2 \ll \omega^2$, f_p^2 の場合は近似的に

$$\alpha = \frac{\Delta Ne}{Ne} = \frac{\sqrt{1+2p} - 1}{2}, \quad \text{where } p = \omega^2 / f_p^2.$$

一般の場合は計算機で minimum pt. を見つけ出す。Rocket 観測の例で上表の様な ω と f_p のモデルをこって計算した結果を示す。依って、90 km 位迄が限度になる。

	ω [MHz]	f_p [MHz]	$\alpha \times 100$ [%]
95 km	0.06	1~2	2.0 ~ 0.17
90 km	0.13	0.75~1.5	21 ~ 2.0
875 km	0.20	0.75	40

III. 密度分布による誤差について。

円筒 Probe を差支。長軸回転楕円面座標 (λ, μ, φ) で表す。

(a). Probe 軸方向に密度分布 $Ne = Ne_0 \exp(-|\mu|/\alpha)$ がある場合。

$$\frac{Ne^*}{Ne_0} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n / (n+1)! \alpha^n$$

今 Probe 長さの5倍で電子密度が $\exp(-1)$ になる場合、 $Ne^*/Ne_0 = 0.956$ になり、-4.4%の誤差。

(b). Probe 径方向に密度分布 $Ne = Ne_0 \exp(-|\lambda|/\alpha)$ がある場合。

$$\frac{Ne^*}{Ne} = \frac{1}{\cosh^{-1}(L/2a)} \cdot \frac{1}{2} \cdot [\exp(\frac{1}{\alpha}) E_i(-\frac{\lambda_0+1}{\alpha}) - \exp(-\frac{1}{\alpha}) E_i(-\frac{\lambda_0-1}{\alpha})]$$

ここで、 λ_0 は Probe 表面の座標、 $E_i(x)$ は Exponential integral function である。

電子密度・温度の相互比較

宮崎茂, 森弘隆, 土手敏彦, 江尻全機, 小山孝一郎, 三留重夫, 大家寛, 麻生武彦
電波研 理研 東大宇宙研 京大エ

プラズマの探針法として、DCプローブ法とRFプローブ法が 松村昭作

あり、以前より、独自の測定方法として発展して来た感がある。ここ 武蔵工大

で両者により、同一プラズマでの測定も行ない、各測定法の差違を検
討する事によって、逆に各プローブ法の問題点を明らかにする事が本研究の目的である。
現在までロケットによって、Langmuir ProbeとDoppler shift法、Impedance Probe法
等の比較実験があるが、ここでは、問題になるプローブのcontamination等は出来るだけ
避け補正出来る各種効果(e.g. collision, shield effect, stray capacity etc)は全て補
正し、亦、プラズマの各種状態(e.g. ガスの種類、ガス圧、電子密度、温度)について、
精度の良い測定比較をする事が出来た。測定法としては、電子温度はLangmuir Probe
とTE Probe(電子温度計)、電子密度は、Langmuir Probe、Gyro-plasma Probe、Two
Wire Probeである。プラズマは大型スペースシャトル内に、Ar及びHeガスを用い、 $1.3 \times 10^{-5} \sim 4.7 \times 10^{-2}$ Torrのガス圧の範囲で、後方拡散型円筒プラズマガンの各電極電流を
制御する事により各種プラズマの状態を作った。チャンバー内の場所による差をなくす
為、測定は同一(チャンバー中心)場所で行なった為、時間的な変動は出来る限り押入
定常状態で測定をした。Langmuir Probeは50mmφの球プローブで通常の直流Lang-
muir Probe測定とプローブのRFレスポンスよりSpace Potentialを求める方法で行っ
た。TE Probeは100mmφの平板プローブを用いた。Gyro-Plasma Probeは10
mmφ×300mmLの円筒プローブのSelf Impedanceの周波数スペクトルを測定、Two
Wire Probeは2本の2mmφ×300mmLの円筒プローブをプローブ間70mmに平行に
setし、Mutual Impedanceの測定をし、両者とも、高域ハイブリッド共鳴周波数より
電子密度を求める。実験結果を簡単に述べると、電子温度の測定では、TE Probeはf-
loating potential付近で電子温度を定義しているのLangmuir Probeでもfloating
potentialの近傍の電子電流のProbe potentialに対するslopeより求めた。plasma
がnon-Maxwellianである時、強いbeamやnoiseが多い時を除いてほぼ±20%
の範囲で一致するが、±50%の範囲にもデータがある。密度については、LPは電子飽和領域の外挿曲線上空間電位点
の電流を電子飽和電流とした。Gyro-Plasma Probeとの比較例を図に示す。良く
一致し、±20%の範囲にある。但し、低密度ではさらに考察する必要がある。
Langmuir ProbeとTwo Wire Probeでは、約50%TWPの方が、電子密度が高く出
ており、ばらつきも多い。Plasmaが一般にMaxwellianでないenergy分布の場合、
電子温度の定義等にはまだ問題があり、全て問題が解決されてはいないが、さ
らに詳しい検討した結果を紹介する。

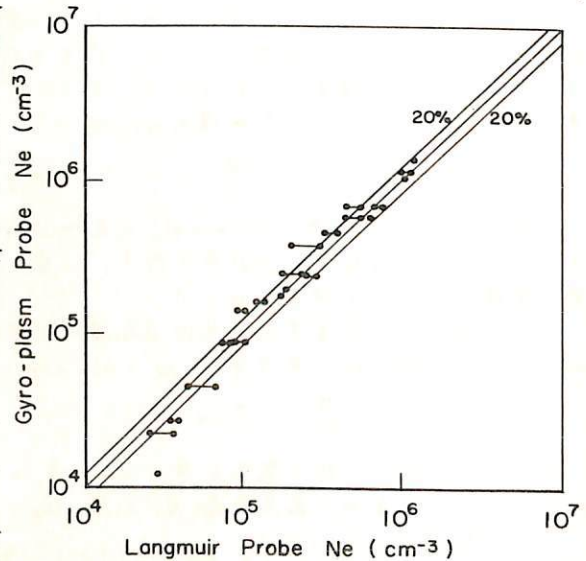


Fig. 1 Impedance Probe と Langmuir Probe の比較

小山岸一郎 三留重夫 平尾邦雄

東京大学宇宙航空研究所

プラズマ中に電極を挿入して電子温度、密度などのいわゆる *plasma parameter* を測定するラングミュアプローブの方法は1924年以來又スパスプローブとしてのラングミュアプローブは1959年以來広く使われてきた。1959年から1967年までラングミュアプローブにより測定された電子温度はE層において中性ガス温度の2倍から3倍であると結論された。

一方そのような高い電子温度は *Radar Back scatter* のデータにはあてはまらないことが報告され同時に *Backscatter* の結果と合せて理論的にもE層の高い電子温度を説明するような *heat source* が容易に考えられないことからラングミュアプローブの信用性を疑う学者もあった。

一方E層において *Radio Wave* の吸収から計算される *Collision Frequency* は *Scattering Crosssection Data* と *Model Atmosphere* から得られる *Collision Frequency* より高い。この高い *Collision Frequency* はプローブで測定された程度の電子温度によって説明できる。この主張は又 *Begam, Owen, Johns* によって行われた。さらに1968年 *J. C. G. Walker* は *Energy* の高い電子温度を *Chamber's Vibration* 温度によって説明しようとした。

筆者らは1970年1月に発射された *K-9M-22* 号機と *K-9M-29* 号機の実験結果からプローブによる *plasma parameter* 特に電子温度の測定は高密度プラズマを除いて信頼しがたいということを結論した。

ここでは実験室のデータと合せてプローブ表面の汚染の電子温度に及ぼす影響について述べる。

電離層観測用直読式プラズマ密度・温度計の開発(II)

河島信樹, 矢守章
東京大学宇宙航空研究所

前回は Electro-static double probe を用いた直読式プラズマ密度温度計について報告した。今回は電離層でより多く用いられている Langmuir probe を用いた直読式プラズマ密度温度計について実験を行った。本実験の目的は、電離層の密度・温度測定においてデータ処理を簡便にするプラズマ密度・温度計を開発する事である。Langmuir Probe に周期的に掃引した電圧をかけたプラズマの密度・温度を測定するには、非常に労力と時間を要する。今 $I=f(V)$ の特性をもつ Langmuir Probe の直流電圧 V の上に微小交流電圧 ($v \sin \omega t$) を重畳させると、その基本波電流 i_1 , i_2 = 高調波電流 i_2 は、

$$i_1 = v f'(V) \sin \omega t \quad \text{--- --- --- ①}$$

$$i_2 = -\frac{v^2}{4} f''(V) \cos 2\omega t \quad \text{--- --- --- ②}$$

二次高調波電流は $V-I$ 曲線の二次微分に比例し、変曲点の所でその振巾は零となり、位相は逆転する。この位相変化を検出し、プローブの直流電圧を自動的にこの点に固定すればその時の基本波電流の振巾は、 $I = I_{p0} \exp\left\{\frac{e(V-V_0)}{kTe}\right\}$ とすると

$$i_1 = \frac{v}{kTe} \cdot I_{p0} \cdot G \quad \text{--- --- --- ③} \quad \text{とある。} G \text{ の値を実験的に}$$

求め、この G の値を使い I_{p0}, i_1 を測定すると、③式より

電子温度が求められ、更に密度が決定される。Fig. 1 に示したプローブ用の回路を用いてプローブ電圧を変曲点の所に固定させる実験を行った。プラズマは後方拡散型プラズマ源を用い、使用した周波数は 1 KHz プローブは一面が 2cm の平板プローブを用いた。Fig. 2 に密度を変化させた時の G の値を示す。これより G の値は幾何学的

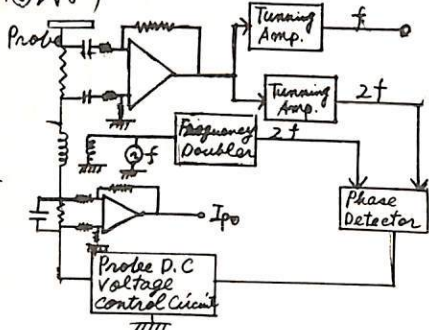


Fig. 1.

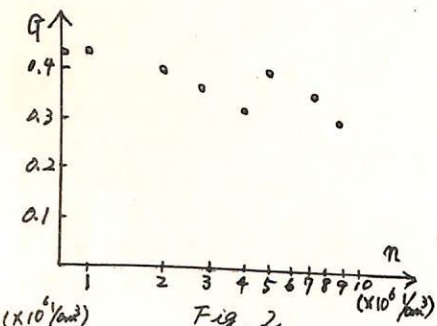


Fig. 2

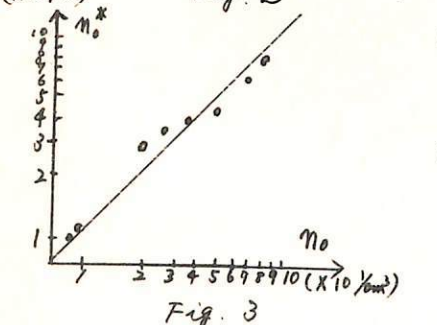


Fig. 3

に決る常数でプラズマのパラメータに依存しない事が分る。Fig. 3 は変曲点におけるプローブ電流より求めた電子密度 n^* と通常良く行われる $V-I$ 特性を対称変換し、二本の接線の交点より求めた電子密度 n_0 との比較を示す。このグラフより n_0 と n^* は大体等しい事が分る。
この測定器は今年の夏打ち上げられた K-9M-36号機の観測器として製作され搭載された。不幸にしてロケット自身の飛しようが失敗して測定ができなかったが、実験室における試運転においては、良好に作動した。

低エネルギー電子分析器の特性について

向井利典 松村正三 平尾邦雄
(東京大学宇宙航空研究所)

電離層中の photoelectrons のふるまいは energy balance を考える上で、重要な問題であり、筆者らはロケットによる低エネルギー電子 ($1\text{eV} \sim$ 数 10eV) の直接測定を目指している (今夏のロケット実験では、機器としてのテストも兼ねて、この観測を行なう予定であったが、ロケット自体の飛翔の失敗のためにできなかつた)。昨年の学会でも報告したように、筆者らの実験室では低エネルギー電子分析器の基礎的実験のための実験装置を作り、プロトタイプテストにも利用している。その他、この実験装置は、上層大気中の帯過程の研究として、低エネルギー電子—原子又は分子との衝突の実験 (微分断面積の測定) にも使用する予定であるが、現在の所、まだ行なうには至っていない。

実験装置は、monoenergetic electron beam を作る monochromator, Gas Cell, 計測を行なうための electron spectrometer から成っている。このなかで、electron spectrometer としては、collimating electron lenses, エネルギー分析をするための同心半球形静電偏向板 (Hemispherical Electrostatic Analyzer, HEA), channel electron multiplier から成る方式を用いている。この方式は、電子衝撃の実験では J.A. Simpson 以来、広く用いられているもので、低エネルギー電子の分析に最適であると考えられる。

この spectrometer の特性は、collimating lenses の transmission 特性と、HEA のエネルギー分解能によって決定される。この特性に関して、実験装置の調整段階で得られたデータと、計算値と比較検討した。詳細は学会の際に報告するが、実験データは計算値と合うデータが得られた。最高分解能は 50meV 以下であると考えられる。

しかし、問題は monochromator の方にある。このために前述の電子衝撃の実験が行えない状態にある。monochromator は、source として electron gun, energy selector として前述と同手法の HEA 及び collimating (beam forming) electron lenses から成っている。問題は、この monochromator の出力電流が充分とれない事である。 ($10^{-10}\text{A} \sim 10^{-9}\text{A}$) 特にビームの拡がり (エネルギー及び角度) を小さくすると、急激に current が減る事である。この原因としてはビーム自体の space charge effects の他に、charge up, 残留磁場等、低エネルギー電子を扱う上で問題となる事がまだ残っていると考えられる。これらの点について、現在、対処中である。

ミニQ型質量分析計 - Ⅲ

佐川 永一 山田 弘善 伊藤 曾造 菅野 信義
 東大 宇航研 同 同 電波研

前回、前々回で報告したミニQ型質量分析計は、今冬のK-9M-28号機で中性大気組成を観測することが決定したので、現在は、そのための定量的な特性を実験中である。

今回は、前回の報告からは、大きな変更はないので、部分的な改良点、及び全体のシステムの詳細を報告し、あわせて今冬の実験の現在まで未定しているスバックも報告する。

前回で報告したように、ミニQは質量分析計として動作することが、定性的に確かめられたが、その時点で改良が必要と思われるのは次のような点であった。

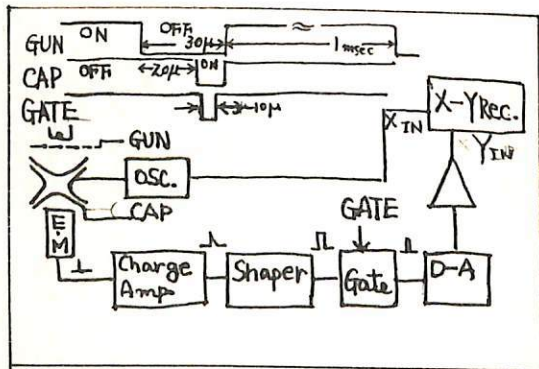
1. ミニQに加える交流電圧(V)と直流電圧(U)の比(U/V)は、質量分析計としてのミニQの感度、分解能を決定する重要な値だが、この値をスロープしている向、0.1%の程度で一定に保つ事が望ましい。
2. ロケット用には、交流電圧の周波数をある程度下げると、必要電圧の値が低くて済むので好都合である。
3. 2.と関連して、 V_0 を小さくすることが同じような結果をもたらす。さらに全体の寸法を小さくできるので、質量分析計に必要特性を持つ範囲で、 V_0 を小さくする試みを行ってみたい。
4. D-A変換器を試作する。

上記あげた事柄について改良、変更を加えた全体は、現在は製作が終り、今冬までに地上で、各種のガス(特に酸素原子)に対するミニQの特性を実験する予定でいる。

この手稿では全体の系の中で Dawson et al (Rev. Sci. Inst. 40, 1444) が開発し、我々が部分的に変更して使っているパルスによる信号処理系の概略を説明する。下の図中にあるタイムシーケンスで、GUN ON の時に電離された Ion で目的とする m/e を持つものが Trap されていて、GUN OFF, CAP ON となった時、目的のイオンは引き出される。これがエレクトロマルチプライア (E.M) で $10^4 \sim 10^6$ 倍されてチャージアンプに入る。このアンプは、ゲインが約 10^{12} Coulomb/Volt、立ち上り時間 20 nSec、立ち下り時間 200 nSec の特性をもっている。

電圧を交換されたパルスは、スレッショールド電圧のある定型回路で、1700 nSec、 τ となってゲート回路に入ってゆき、Capパルスに同期して $3 \mu \sim 10 \mu \text{sec}$ の GATE パルスによって選択され、信号出力となる。このパルス出力を 10 bit D-A 変換器でアナログ化し、最終的には X-Yレコーダに Output している。

このようにこの系ではデジタルゲートを使っているため短パルスには1ゲートに数10個のパルスしか入らない。そのため過大入力によって測定系が飽和する可能性があり、それを避けるため、GUNのイミジョン電流を十分長くコントロールする必要がある。



地下50 m.w.eにおける宇宙線強度変化の観測(Ⅲ)

一之瀬 匡興^{**} 森 覚^{*} 鹽坂 修二^{*} 毎江 新一^{*}
 信大 教養^{**} 信大 理^{*}

我々は1970年11月以来50 m.w.e.において4×2 m²のmeson-telescopeを用いて宇宙線強度変化の観測を続けてきたが、1971年4月に面積を6 m²にし、記録方法もtape punchにするなど観測装置の充實、改良につとめてきた。更に1971年8月にtelescopeの面積を8×2 m²に拡張し、一応の完成に達した。8月より本格的な観測に入り、理論計算も現在進行中である。今回はこれらを用いた解析結果を報告する予定である。表1に8×2 m²のtelescopeの特性を示す。

Component	Zenith angle (°)	Observed counting rate N 10 ⁴ /hr	Standard error (σ hr%)	Area (m ²)	Depth (m.w.e)	Barometric Coefficient (β %/mb)
Upper Single	—	30	0.18	8		
Lower Single	—	30	0.18	8		
V coin	0	6.0	0.41	8	50	
E coin	40	1.1	0.95	4	70	
S coin	40	0.85	1.08	6	80	
N coin	40	3.4	0.54	6	40	
W coin	40	1.55	0.80	4	60	

和田雅美 蔭 聯陞 吳 永喜
理研 香港中文大学

§ 1. 序

エネルギーの低い中間子は地上付近で崩壊することが多い。従って気温効果係数は地上付近の気温に対し大きい。しかし Dorman¹⁾ が理論的計算をしたのみで、実験的な検討は行われていない。たゞ観測された気温を用い、逆に緩中間子強度の時間変化をつくって、気温効果解析のシミュレーションが行われている²⁾。これによれば実験的検討が可能な精度が比較的早く得られるとみられた。

香港の中文大学で電筒箱による中間子強度の連続観測をはじめたのにつぎ、アラスタックシンタレータを用いた表記の観測をはじめたので、その予備段階での実験結果を示す。

§ 2. 装置

1 m² × 5 cm シンタからの信号のうち、崩壊の遅延 2.2 μs で出る電子の分を検出するいわゆる delayed coincidence 法により、シンタ内で止る中間子を計数する。一方、中間子到来方向をしばるため、同型のものをもまよにおき、これを通過したことを確認する。

現在、有付記録計がないので、表示される計数を適当な時刻に読取っている。連続観測としては、とりあえず1日合計値を用いるので、足りる。

§ 3. 崩壊曲線

2.2 μs で指数関数的に変化する結果が得られ、ほかっているものが、たしかに中間子であることをみた。

§ 4. 天頂角分布 (cosⁿθ 分布)

2枚のシンタの距離を、13.5, 103, 147 cm と変え、その計数比をみる。すでに計算されている立体角の比とくらべることにより、 n が得られる。はじめ $n=6$ と出たが、回路を改善し、 $n=4\sim 5$ を得た。他の⁴⁾ $n=3.3$ に比べ大きいのは、納得できぬので、いずれ実験方法を改良してこころみたい。

§ 5. スペクトル

2枚のシンタの間に吸収層をはさみ、スペクトルをとった。空気の相当の Range は 80 ~ 80 g cm⁻² とせよい範囲だが、中核が 20% ほど高い形をしている。この辺はすでに平であるといわれた領域なので、さらに検討を要するが、一時的再試でも同様なので、より広い範囲の実験をこころみたい。

§ 6. 絶対値、緯度効果

$I = (1.73 \pm 0.07) \times 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ で、Rossi³⁾ の高緯度値の 1/3 である。別の単位では
 $J = 0.24 \pm 0.01 \text{ g}^{-1} \text{ day}^{-1}$ で、比較に耐える高緯度値が採りかねるが、よみらの 1/1.5 ~ 1/4 である。

§ 7. 連続観測

結果の一部が報告できるとあろう。

1) 2をよ (2) Miyazaki & Wada: Proc. Int. Conf. Budapest, 2, 591 (1970).
 3) Rossi: Rev. Mod. Phys. 20, 537 (1948); Rosario et al.: Phys. Rev. 88, 998 (1952).
 4) Kraushaar: phys. Rev. 76, 1045 (1949); Zar: Phys. Rev. 83, 761 (1951).

藤井善次郎, 小玉正弘, 和田雅美
理化学研究所

宇宙線連続観測用の中性子モニター内で発生する多重中性子事象の多重度 m が入射粒子のエネルギーと相関関係にあるため、中性子モニターにおいて、多重度別に頻度分布を測定することにより一次宇宙線をエネルギー別に観測することが出来る。この為既存の中性子モニターに多重度測定用回路を附加して測定した多くの報告がなされている。しかし多重中性子事象の基礎的な特性に関して未だ明らかになっていない点も多い。今回は春の報告につづき下記の点について報告する。

1) 多重中性子事象の気圧効果係数

多重中性子事象の気圧効果係数が多重度 m とどのような関係にあるのかは未だ確定的にされていない。多重事象の気圧効果係数は多重事象の連続観測における気圧補正に必要であるのみならず、大気中における中性子の propagation に対する一つの重要な情報にもなる。この点も含め今年の6月より乗鞍の中性子モニター(4xNM-64)で $m=8$ までの多重事象の連続観測をおこなっている。このデータによる気圧効果係数を報告する予定である。

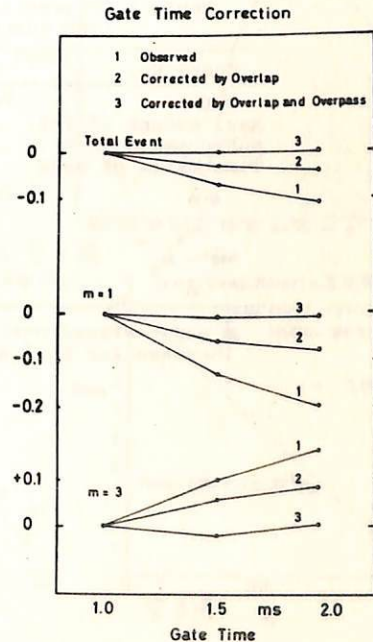
2) Gate time effect の補正

多重中性子事象測定においては、initial pulse の後に2次中性子の寿命の数倍の Gate time をおきその中に入る中性子数から多重度測定をおこなっている。しかし、有限の Gate time のため2つの独立の事象が accidental coincidence を起し見かけ上多重中性子事象になる確率(Overlap), 及び多重中性子事象の2次中性子が Gate time をはみ出して、見かけ上、小さな多重度として観測される確率(Overpass)が存在する。このうち Overlap に関する補正は H. Debrunner et al. により提出されている。しかし Overlap 補正のみでは實際上充分でなく、今回は2つの効果の補正式をつくり、実際の data でもってテストした (Fig. 1)

3) 上の1), 2)の結果を昨年の夏乗鞍で行った基礎的実験データに適用して正しく補正した結果を報告する予定である。

4) H. Debrunner and U. Walter

Canad. J. Phys. 46 (1968) 51140



小玉正弘, 井上 葵 (理研)

The time variation of the mean multiplicity in the 12-NM-64 neutron monitor have been investigated using the data from Syowa Station in Antarctica, when energetic solar flare particles were observed on the ground level. For three events of small solar cosmic ray increases since 1969, the mean multiplicity produced by solar particles alone, \bar{m}_s , was found to be 0.109 to 0.155 below relative to that for galactic cosmic rays. Also the conventional mean multiplicity \bar{m} gave the significant decrement of from 0.008 to 0.019. It is shown that the reasonable power law exponents for energy spectra of solar particles could be deduced from the observation values of these mean multiplicities using the specific yield functions for the different multiple events from $m=1$ to $m \geq 6$.

\bar{m} and \bar{m}_s are defined by following equations.

$$\bar{m}(t) = C(t)/E(t), \quad (1)$$

where C is total counting rate of neutrons and E is total number of multiple events. The amount of changes of \bar{m} against a standard time t_0 is expressed by

$$\Delta \bar{m}(t, t_0) = \frac{C(t)}{E(t)} - \frac{C(t_0)}{E(t_0)} \quad (2)$$

Also,

$$\bar{m}_s(t, t_0) = \frac{C_g(t) + C_s(t) - C_g(t_0)}{E_g(t) + E_s(t) - E_g(t_0)} \sim \frac{C_s(t, t_0)}{E_s(t, t_0)} \quad (3)$$

Table 1. Characteristics of three solar cosmic ray events and associated mean multiplicities.

Event No.	1	2	3
Date	Feb. 25, 1969	Mar. 30, 1969	Jan. 24, 1971
Max. amount of int. enhancement in %	9.5	4.9	14.3
Time basis of data	10 min	1 hour	5 min
$\Delta \bar{m}$	0.016 ± 0.003	0.008 ± 0.003	0.019 ± 0.003
\bar{m}_s	1.143	1.169	1.149
$\bar{m} - \bar{m}_s$	0.139 ± 0.040	0.109 ± 0.024	0.155 ± 0.025
\bar{m}	1.282	1.278	1.304

\bar{m} was averaged over 2 hours before the beginning of the intensity increase for No.1 and No.3, while over 12 hours for No.2 event.

宇宙線吉日変化について (II)

石田 喜雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島大・教育* 福島医大・教養**

I. 前回までの報告で、宇宙線吉日変化は明らかに存在するものと認められる。

表1表

II. 吉日変化の位相について

STATION	PERIOD	N	PEAK OF Tmn3 (CORRECTED)		
I	Mawson	1957-1964	77	1.0 ^(N)	4.6 ^(M)
	Uppsala	1957-1964	63	0.5	3.7
	Leeds	1957-1964	77	-0.7	-4.2
	Resolute Bay	1957-1964	72	3.0	7.1
II	Mt. Norilsk	1957-1964	90		5.3
	Mt. Washington	1957-1964	71		4.0
	Rio de Janeiro	1957-1962	61	(1.8)	4.9
	Chicago	1957-1964	76		5.2
	Churchill	1957-1964	72	(1.7)	3.5
	Alert	1965-1970	62		7.4
	Hermanus	1957-1969	131		7.6
III	Deep River	1957-1970	161	1.0	
	Climax	1957-1964	78	0.2	
	Alma-Ata	1957-1969	71	1.1	(4.9)

1957年以降の各地点での吉日変化の位相のヒストグラム
 の peak から地球外の異方性の方向に直したものと表1表に
 示す。即ち地球上の観測地点は次の3つに分類される。

- (I). 2つの異方性の方向があり、主に $\sim 4^h$ と 5^h (LT)の方向。
- (II). 1つの異方性の方向があり、主に $\sim 5^h$ (LT)の方向。
- (III). 1つの異方性の方向があり、主に $\sim 1^h$ (LT)の方向。

なお、毎月のH.D.の全期間のベクトル平均より求めた振
 幅 $\langle R_3 \rangle$ 、と位相 $\langle Tmn3 \rangle$ の1例を示せば

Deep River (1957~1970) (161ヶ月)
 $\langle R_3 \rangle = (0.008 \pm 0.004)\%$, $\langle Tmn3 \rangle = 1.8$ (LT)
 (地球外)

III. 吉日変化位相の時間変化

1957年より1970年の期間、Deep RiverのH.D.の年
 平均(毎月のH.D.のベクトル平均)の位相 $\langle Tmn3 \rangle$ は表
 1回のように変化している。上部は太陽黒点数
 (R_2) である。両者は逆相関を示しているようであ
 るが、相関図を示すと表2回のように $\langle Tmn3 \rangle$
 の方が位相がおくれている。そこで、 R_2 を1年お
 くらせて相関を見ることも表3回のようになり大変良
 い相関を示す。相関係数(r)と最小自乗法を用い
 て関係式を求めると

$r = -0.91$ ($n=14$)
 $\langle Tmn3 \rangle = 2.1 - 4.43 \times 10^{-2} R_2$ (地球外)
 となる。

他地点についても報告する予定である。

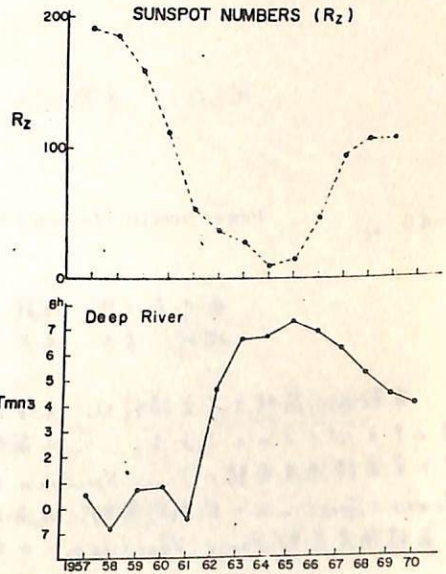


表1図

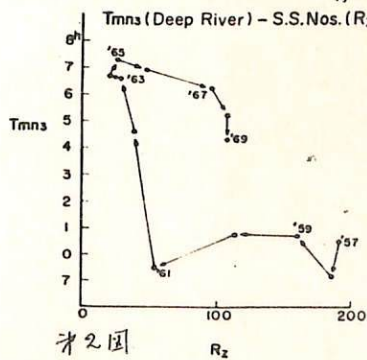


表2図

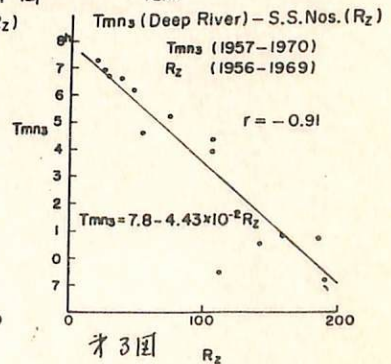


表3図

宇宙線強度の「 $\frac{1}{2}$ 日変化」の解析(II)

安江新一^{*} 森 寛^{*} 一之瀬匡興^{**}
信大理^{*} 信大敬基^{**}

前回の学会講演では、1964年の世界的 NEUTRON MONITOR DATA の解析から求められた宇宙線強度の「 $\frac{1}{2}$ 日変化」の方向(1日), スペクトル($P_M \approx 50$ GV), 及び「半日変化」と「 $\frac{1}{2}$ 日変化」の AMP-RATIO, PHASE RELATION を LOSS CONE モデルと関連させて議論した。

我々の結果は、藤本 ETAL の 1968 ~ 1970 年の乗鞍岳 高精度中向き計のデータの解析結果(「 $\frac{1}{2}$ 日変化」の方向: 7日, スペクトル: $P_M \approx 100$ GV)とは必ずしも一致していない。藤本 ETAL は、これを SOLAR CYCLE DEPENDENCE によるのではないかと議論している。

今回は、1966年の世界的 NEUTRON MONITOR DATA の解析を行い、この点について言及する予定である。

Power Spectra of Cosmic Ray Intensity Variations

藤井善次郎, 理研, 信大, 名大ケル-7.
理研, 信大, 名大.

乗鞍岳の高精度宇宙線計は、全方向強度 (single) を3分毎に記録している。強度は約 $1.9 \times 10^6 / 3 \text{ min}$ である。この高精度データを、同期数分から一日の範囲における宇宙線強度変動の Power Spectrum について調べ、結果について報告する。又この Power Spectrum の時間的変動、及び同一期間における方位の Power Spectrum と調べ、宇宙線強度変動 Power Spectrum の物理的意味について調べる予定。

宇宙線強度の短周期変動

森 覚 信大グループ, 名古屋大グループ, 理研グループ

1) 目的

乗鞍岳上の大面積 (36 m²) シンチレータ中間子計 (計数: $\sim 40 \times 10^6$ counts/hr) の主として 18 秒幅及び 3 分値を用いて、周波数 0 ~ 100 cph の範囲での宇宙線強度中の短周期変動を調べる。

2) 方法及びおぼしき

よく用いた本 Power Spectrum Density を計算し、

i) 或る特定周波数で有意な PEAK が存在。

ii) POWER SPECTRUM DENSITY の値が変動。

iii) POWER SPECTRUM DENSITY の周波数依存性を見る。

等を見る。

iv) 更に上記 i) ~ ii) と他現象との関連 (SOLAR-TERRRESTRIAL RELATIONSHIP) も調べる。

3) データ

i) 乗鞍岳

高度: 2770 m (730 g/cm²)

位置: 地理緯度 36°07'N, 地理経度 137°33'E

CUT-OFF 同位: 11.39 (GV)

ii) 大面積中間子計

面積: 36 m²

計数:

τ	18 sec	3 MIN.	1 HR
計数	1.9×10^5	1.9×10^6	3.8×10^7
σ	0.23	0.073	0.16
周波数	0-100 cph	0-100 cph	0-12 cpd (=0.5 cph)
計数損失 (25%)		$\sim 0.5/900 \sim 0.006\%$	

4) 結果

得られた結果のうち 2 報告が予定である。統計的に例数が不十分であるので、今後少なくとも 30 日以上の日数をデータを得ることを第一目標としたい。また他データ処理のうち 2 報告が必要であると感ある。

宇宙線日変化のエネルギースペクトル

須田 文重
気象研究所

宇宙線日変化成分の平均エネルギーの低いことは、古くは Brumberg の解析があり、約 20 GeV と云う値が示されてゐる。その後エネルギースペクトルに 10~15 GeV の下限をかくと云う考えがあつた。日変化が modulation の一つの type であると存之と、一般的に、エネルギーの低いものが大きな変化をうけよと考へられよ。理論的にも、例へば Jokipii によると、10 Mev/nucleon から a few Gev/nucleon の particle が同じ type の拡散係数をもつと云はれていよ。

本解析では、Mori の日変化の理論を用いて、エネルギーの下限 0 GeV, 3 GeV, 5 GeV と (こゝものと実測との比較を行う。約 40 頁の資料をもとに解析をす) めて

因子が、6 地史を用いた試算の結果は、			
エネルギーの下限	0, 3, 5 GeV	の中	0 GeV
スペクトルの power	0.6, 0.2, 0.0,	の中	0.0
	-0.2, -0.4, -1.0		
エネルギーの上限	30, 50, 80, 100	GeV の中	30 GeV
	300, 600, 1000		

のものがよく存つてゐよ。

Loss cone に起因する宇宙線日変化

藤本和孝、長島一男、上野裕幸、近藤一郎
名大理

宇宙線の日変化の成因の Pitch Angle Distribution とは、こゝの最近明かになり、それは、磁場の内側に Pitch angle の Loss cone が存在する。こゝの Loss cone に起因する宇宙線日変化は、こゝの co-rotational diurnal variation と密接に連関する。こゝの Loss cone に起因する宇宙線日変化は、co-rotational diurnal variation の回転するたがひに、最も簡単な法によつて、解析した。

$$\sum_j \left[\frac{\sum_{k=1}^n \{ (a_j^k A^k - b_j^k B^k) - a_j^{ob} \}^2}{\delta_a^2} + \frac{\sum_{k=1}^n \{ (b_j^k A^k - a_j^k B^k) - b_j^{ob} \}^2}{\delta_b^2} \right]$$

= minimum

j = 1, ... ; channel を表す suffix

k = 1, ... ; P_kⁱ は anisotropy を表す suffix

表 3-1

表 3-1

So far the absence of the anti-sidereal time variation has been regarded as a measure for the existence of true sidereal anisotropy of cosmic ray intensity. This criterion, however, is found to be not effective in the following situation. When a solar anisotropy with constant magnitude and direction relative to the sun-earth line is present throughout the year, the daily variation observed at the earth is modulated by the revolution of the earth around the sun. Such an annual modulation produces the anti-sidereal time variation comparable to the sidereal, except one special case. If, however, the anisotropy is subjected to random fluctuation around its mean value according to the variation of interplanetary space condition, the anti-sidereal time variation becomes quite small in comparison with the sidereal. Such a spurious sidereal anisotropy is characterized by its eigen phase whose value is 6 or 18 hr for the diurnal, and 0 or 6 hr for the semi-diurnal components.

Table I. Sidereal and anti-sidereal time variations $S_n^m(K)$ arising from stationary n-th space distribution $F_n(\chi)$ of solar origin.

		K = ISI		K = IAS	
$S_1^1(K)$	$x_1^1(K)$	0.0		0.0	
	$y_1^1(K)$	$-0.4 \eta_1 \cos \theta_R$		$-0.01 \eta_1 \cos \theta_R$	
$S_2^1(K)$	$x_2^1(K)$	0.0		$0.3 \eta_2 \sin^2 \theta_R$	$\begin{cases} \sin 2\Delta \\ -\cos 2\Delta \end{cases}$
	$y_2^1(K)$	$0.3 \eta_2 (\sin^2 \theta_R - 2 \cos^2 \theta_R)$			
$S_3^1(K)$	$x_3^1(K)$	0.0		$1.0 \eta_3 \sin^2 \theta_R \cos \theta_R$	$\begin{cases} \sin 2\Delta \\ -\cos 2\Delta \end{cases}$
	$y_3^1(K)$	$0.4 \eta_3 (3 \sin^2 \theta_R - 2 \cos^2 \theta_R) \cos \theta_R$			
$S_2^2(K)$	$x_2^2(K)$	$0.01 \eta_2 \{ (7 - 3 \cos 2\Delta) \sin^2 \theta_R - 14 \cos^2 \theta_R \}$		$0.04 \eta_2 \sin^2 \theta_R$	$\begin{cases} \cos 2\Delta \\ \sin 2\Delta \end{cases}$
	$y_2^2(K)$	$-0.03 \eta_2 \sin 2\Delta \sin^2 \theta_R$			
$S_3^2(K)$	$x_3^2(K)$	$-0.10 \eta_3 (4 \sin^2 \theta_R - 3 \cos^2 \theta_R) \cos \theta_R$		$0.07 \eta_3 \sin^2 \theta_R \cos \theta_R$	$\begin{cases} \cos 2\Delta \\ \sin 2\Delta \end{cases}$
	$y_3^2(K)$	0.0			

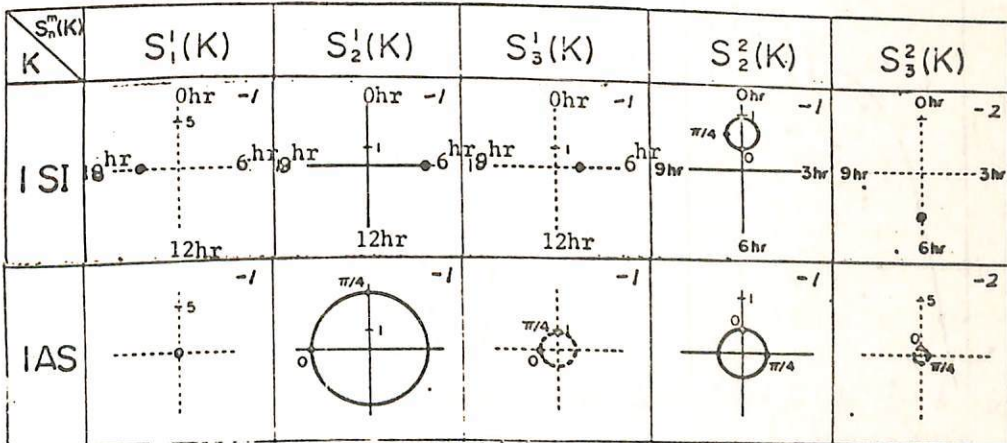


Fig. 3 Sidereal (ISI) and anti-sidereal (IAS) vectors $S_n^m(K)$'s for $\eta_n = 1$, $\cos \theta_R = 0.1$.

宇宙線日変化の20年変化

北村正 直
気象研究所

Thambyahpillai & Elliot (1953) が宇宙線太陽日変化の位相の20年変化を指摘してゐる。その20年変化を認めてゐる。 (つとゞ保存は当時22年と認められてゐたが、20年又は19年の波とみなす方がよさうである。) 又最近 Duggal, Forbush and Pomerantz (1970) は振動中に20年の波が存在することを指摘した。しかも振動の变化は位相の場合の様に単純ではなく、20年の波は10年の波を重ねしなうな形をなつてゐる。この様な変化の特徴を二方向宇宙線異方性のモデルによつて説明しようとするのが本論文の目的である。

今20 h. L. M. T. の宇宙線異方性を Δj_1 , 8 h. L. M. T. のそれを Δj_2 とし、各々のエネルギー E のプロットを E

$$\left. \begin{aligned} \Delta j_1(E, \psi) &= k_1 j_0(E) (E_0/E)^{m_1} \cos \psi & (E_{1L} \leq E \leq E_{1H}) \\ &= 0 & (E < E_{1L}, E_{1H} < E) \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta j_2(E, \psi) &= k_2 j_0(E) (E_0/E)^{m_2} \cos(\psi - \phi) & (E_{2L} \leq E \leq E_{2H}) \\ &= 0 & (E < E_{2L}, E_{2H} < E) \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

とする。この場合 Δj_1 は太陽活動に支配される拡散領域を通過するに於ける10年の強弱変化であると考へ、一方 Δj_2 は10年ごとの太陽極磁場反転のために20年の周期で変化すると考へ、

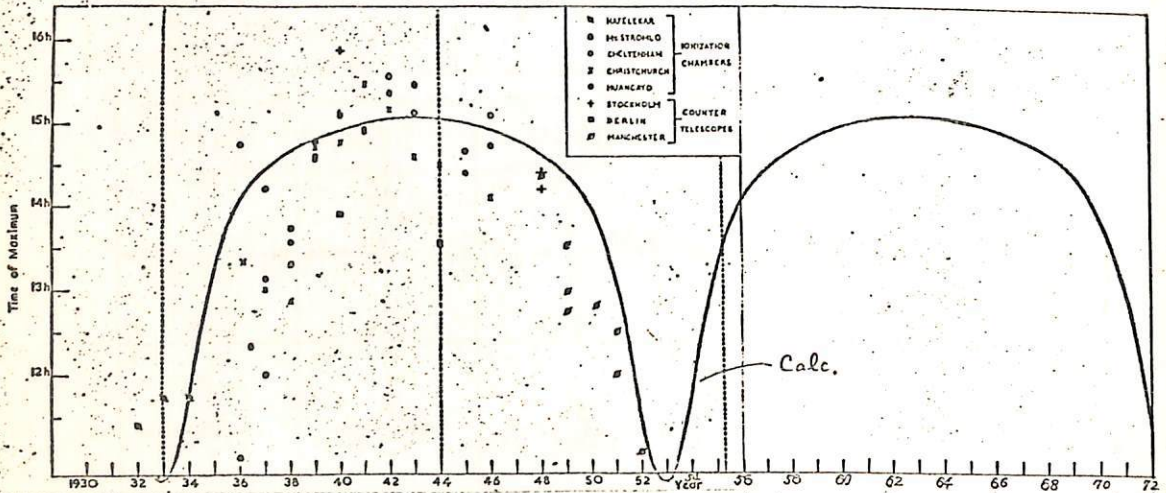
$$k_1 = a + b \cos\left(\frac{2\pi}{10} t\right) \dots (3)$$

$$k_2 = c - d \sin\left(\frac{2\pi}{20} t\right) \dots (4)$$

で表わす。ここで t は年を単位とし、太陽磁場の反転が確認された1958年を $t=0$ とする。

もう一方 k_1 及び k_2 以外のパラメータの太陽活動による変化も考慮すべきであるが、(3) (4) の条件による計算結果のみを下図に示す。下図は最大時刻 (T_{max}) の変化で、スミースカーブはパラメータに従ふと同様 μ , $\phi = 180^\circ$, $m_1 = 1$, $m_2 = 0$, $E_0 = 10 \text{ Bev}$, $E_{1L} = E_{2L} = 10 \text{ Bev}$ とし、 $E_{1H} = E_{2H} = 100 \text{ Bev}$, $a = 2.0\%$, $b = 0.5\%$, $c = 0.2\%$, $d = 0.2\%$ とした場合の理論カーブである。図の右半分は T_{max} の20年変化は大体上述のモデルで説明される。

尚、振動中の20年変化については同様に説明すると出来る。



宇宙線日変化最大時刻 (T_{max}) 20年変化の観測値と理論曲線

太陽自轉周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum の11年変化

高橋八郎, 矢作直弘, 萩原考人.

岩手大学

今迄, 太陽自轉周期の間の宇宙線 Rigidity Spectrum について, 其の尺度として b_{12} を使つて調べて来た. その結果, 太陽自轉周期の間の A_p の算術平均値, \bar{A}_p と b_{12} との間の関係等がわかつて来た. しかし乍ら, この関係の様子は, 色々な期間で皆同じではなく, 従つてくる可成り期間の時期や幅によつて, その様相を異にすることも明らかになつた. この事は, $\bar{A}_p - b_{12}$ Relationship が solar activity に depend して居るのではないかとの豫測を生み, 因つて, 今回はこの点に注目し乍ら考察をす. める.

途中の段階ではあるが, 概して次の様である:

今, $x \equiv \log_{10} \bar{A}_p$, $y \equiv b_{12}$ とし, plot された点の分布に對し, $y = ax + b$ なる直線を回歸線として當てはめる時, その勾配 a は solar minimum に於て大きく, maximum に於て小さい様である. この結果を, solar cycle により惑星間空間の物理状態が変化し, 宇宙線に對する shielding 効果の様子が変化するためと解釈すれば, 宇宙線強度が, solar cycle に伴つて, それと逆位相で変化すると言ふ周知の結果と consistent に結びつけられる様に思われる.

太陽地球間現象と宇宙線変化

奥谷晶子, 和田雅美
理 研

1968年はspaceの観測が取揃っているので前半(STAC-B)と宇宙線変化との関係を調べてみた。

1). 宇宙線のDst STAC-Bに示されている宇宙線のworld-wide component (S. Yoshida and N. Ogita) より Forbush Decrease (F. D.) を拾うと interplanetary magnetic field (i. m. f.) の急増と同時に減少しはじめるのがわかる。S. C. 或は S. i. も一致するものは 13例中 10個あった。

2). Loss cone a. Feb. 7には i. m. f. の急増と S. C. があるにもかかわらず, F. D. が見られない。そこで宇宙線のnet work dataを調べると, その前に鋭い異方性が見られる。それは半日より短い中に高緯度stationで約3%のdecreaseを示し, spaceの位相は11h頃である。この異方性は6日にはCut Off ~ 1.0 GV以上のstationに, 7日には ~ 0.2 GV以上に見られ, i. m. f. の急増と同時に消える。

b. Jan. 26には i. m. f. の急増及び S. C. と同時に F. D. が始まるが, その前に又9h方向に約3%のdecreaseを示す鋭い異方性が見られる。

3). 半日中異方性 a. Feb. 11のF. D. 中に見られる18h方向の半日中異方性(増加)はsectorが \ominus から半日中だけ \oplus にずれた時に当る。

b. Mar. 14には異方性のpeakが2ヶ16hと18h方向に見られる。6hにpeakをもつ異方性はsectorが \oplus から \ominus に丁度半日中だけずれた時に見られる。2ヶのpeakは15日にも見られるが, 13日と16, 17, 18日には大きな振中の1日変化が見られる。続く19日より振中は減少し, 23日にsectorが \oplus から \ominus にvarietyで i. m. f. が乱れると消える。

4). 一日変化の連続 上記の外に大きな振中の1日変化が2日以上続く例(F. D. を含む場合は除く) a. Feb. 23~26日 sectorが \oplus から \ominus にvariety続いて27日に i. m. f. が急増すると消える。

b. Apr. 17~20日 21日にsectorが \oplus から \ominus にvariety i. m. f. が乱れると小さくなる。

c. May 12~17日 14, 15日に振中は減ずるが16, 17日には回復する。17日の \oplus から \ominus へのsector boundaryで消える。i. m. f. は一寸乱れる。此等数連の1日変化は何れも \oplus sectorの期間に見られる。

個々の例について調べた結果から, 太陽面の観測と地球近傍(80 earth radii)のspaceの観測に宇宙線の観測を加えることにより太陽-地球間の様子を探ってみる。

第 50 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和46年10月12日～10月15日

於 松本市厚生文化会館

日本地球電気磁気学会