

東京都文京区弥生二丁目11番16号

東京大学理学部地球物理学教室内

日本地球電気磁気学会

電話(八二三)三二二一(内線六四七六)

第56回講演会

講演予稿集

昭和49年11月12日～11月15日

於 岐阜県穂積町中央公民館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第56回総会並びに講演会プログラム

期 日 昭和49年11月12日(火)～11月15日(金)

会 場 岐阜県穂積町中央公民館

Te1 05832-6-6371 (穂積町民センター)

日	時	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
11月12日(火)	第1会場		太陽風・惑星				磁気圏・プラズマ波動			運営委員会		
	第2会場	9:30	中間圏・大気圏			中間圏 大気圏	電離圏 I					
11月13日(水)	第1会場		極域現象 I			極域 現象 II	電離圏 III			評議員会		
	第2会場	10:30	電離圏 II			地球内部						
11月14日(木)	第1会場		宇宙線				総会	特別講演				
	第2会場		古地磁気・岩石磁気									
11月15日(金)	第1会場		ELF・VLF I				ELF・VLF II					
	第2会場											

第 1 日 11月12日(火)

太陽風・惑星 於 第1会場(10:30~12:30)

開会の辞

- I-1 鈴木勝久^{*}, D.L. Judge^{**}, R.W. Carlson^{**}, A.L. Morse^{**} (*東大理, ** USC)
Interplanetary Hydrogen and Helium Glow: Pioneer 10 Observation Results (12分)
- I-2 坂翁介(九大理) 準定常太陽風セクター構造と密接な関係を持つ惑星間空間磁場の揺動(III) (12分)
- I-3 高橋富士信, 川尻轟大, 三木千紘, 河野宣之(電波研鹿島) 太陽コロナ磁場による Tau 直線偏波の Faraday 回転(II) (12分)
- I-4 渡辺亮(名大空電研) 太陽の活動領域と太陽風速度との関係 (12分)

- I-5 寺沢敏夫, 大林辰蔵 (宇宙研) Interplanetary Shock Wave による太陽宇宙線の Modulation - 衛星観測の解析 (12分)
- I-6 近藤一郎, 長島一男, 藤井善次郎 (名大理) 惑星間空間磁場の sector 構造と宇宙線異方性 (12分)
- I-7 大家寛 (東北大理) Jupiter Magnetospheric Configuration (12分)
- I-8 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理) Observations of Jupiter Decameter Waves (I) (12分)
- I-9 森岡昭, 大家寛 (東北大理) Observations of Jupiter Decameter Waves (II) (12分)

磁気圏・プラズマ波動 於 第1会場 (14:00~18:00)

- I-10 渋谷仙吉 (山形大理) シロバトスキー理論の再検討 (8分)
- I-11 山下喜弘 (気象庁気象衛星) PC 1 脈動発生領域の磁気圏電場 (8分)
- I-12 桜井亨 (東北大理) Substorm-associated electric field variations near the plasmopause (10分)
- I-13 林幹治 (東大理) コーラス型 ELF 放射に見られるサブストームの影響 I (12分)
- I-14 菊地弘 (日大理工, 名大プラズマ研) Micropulsations and the Plasmopause (I) (12分)
- I-15 佐藤哲也 (東大理) 太陽風-磁気圏-電離層相互作用
I 電気回路表示 (12分)
- I-16 佐藤哲也 (東大理) 太陽風-磁気圏-電離層相互作用
II 磁気圏嵐 (12分)
- I-17 大林辰蔵 (宇宙研) 太陽フレアとオーロラ嵐 (12分)
- I-18 木村磐根, 橋本弘蔵 (京大工) VLF ドップラー法による電子温度の測定 (12分)
- I-19 南部充宏 (九大教養) Heating Mechanism of Ions in the Tail Plasma Sheet (12分)
- I-20 玉尾孜 (東大理) 磁気圏尾部内の粒子と波動 (12分)
- I-21 Kikuchi, H., H. A. Taylor, Jr., A. R. Deshmukh (NASA/Goddard Space Flight Center) Irregular Structure of Thermal Ion Plasma Correlated with FLF Electric Fields Observed from OGO-4 and -6 Near the Light Ion Trough (12分)
- I-22 大家寛 (東北大理) Plasma Flows in the Earth's Magnetosphere (12分)
- I-23 野田彰 (東大理) 非一様プラズマの幾何学とその応用 (I) - 基礎的考察 - (12分)
- I-24 南部充宏 (九大教養) Negative Pressure Effect on the Alfvén Waves (12分)
- I-25 山本隆 (東大理) Saturation of a Single Electrostatic Wave by Particle Trapping (10分)
- I-26 山本隆 (東大理) Resonance Broadening Due to Turbulent Collision (5分)
- I-27 安田豊, 松本紘 (京大工) VLF トリガードエミッションの計算機シミュレーション (12分)

- I-28 並川富一, 北川清英 (阪市大理) 一様磁場下に於ける多成分プラズマ内の横波の伝播(II) (12分)
- I-29 永野宏 (岐阜歯大) Kelvin-Helmholtz 不安定における有限な電気伝導度と Hall 電流の効果について (8分)
- I-30 永野宏 (岐阜歯大) 磁気圏境界における FLR・Kelvin-Helmholtz 不安定について(III) (8分)

中間圏・大気圏 於 第2会場 (10:30~12:30)

- II-1 岩坂泰信 (名大水研) 成層圏エアロゾルと SO₂ の酸化反応 (12分)
- II-2 広野求和, 藤原玄夫, 板部敏和 (九大理) 成層圏エーロゾル層の粒径分布と変動の機構について (12分)
- II-3 上山弘, 丸山伸夫, 岡野章一 (東北大理) ラマン散乱断面の測定とその応用 (12分)
- II-4 等松隆夫, 岩上直幹, 近藤豊 (東大理) B₅-53 によるオゾン密度の測定 (12分)
- II-5 渡辺隆^{*}, 等松隆夫^{**}, 小川利紘^{**} (* 東教大理, ** 東大理) 成層圏・中間圏のオゾン観測 (12分)
- II-6 等松隆夫, 岩上直幹, 近藤豊 (東大理) 大気球による三種の大気オゾン測定法比較実験 (12分)
- II-7 早川幸男, 飯島孝, 伊藤浩式, 松本敏雄, 小野忠良 (名大理) 気球高度における O₃ と CO₂ の観測について (8分)
- II-8 小川利紘^{*}, 島崎達夫^{**} (* 東大理, ** NASA/Ames) SST 排気ガスによる成層圏オゾンの破壊 (12分)
- II-9 小川利紘^{*}, 島崎達夫^{**} (* 東大理, ** NASA/Ames) 成層圏 NO_x, HO_x の日変化 (12分)
- II-10 小川利紘^{*}, 島崎達夫^{**} (* 東大理, ** NASA/Ames) 成層圏微量成分の鉛直分布モデル (12分)

中間圏・大気圏及び電離圏 I 於 第2会場 (14:00~18:00)

- II-11 等松隆夫 (東大理) 極光中の CO₂ 赤外放射の励起機構 (12分)
- II-12 渡谷邦彦^{*}, 寺本直美^{**}, 橋国光義^{**} (* 鳥取大, ** 鳥取工高, *** 京工織大) XeO による OI λ 5577 の発光 (10分)
- II-13 市川敏朗^{*}, 大地登^{**} (* 岐阜歯大, ** 岐阜大教養) 大気の光学的モニタリングについて (8分)
- II-14 篠木誓一, 渡辺隆, 中村正年 (東教大理) 夜間大気光のバルーン観測 (12分)
- II-15 上山弘, 岡野章一 (東北大理) ナトリウム層微細構造のライダー観測 (12分)
- II-16 岡野章一^{*}, 上山弘^{*}, 市川敏朗^{**} (* 東北大理, ** 岐阜歯大) 超高層大気温度の分光観測(II) (12分)
- II-17 奥田光直 (弘前大教育) 酸素赤線/緑線強度比変化 (10分)
- II-18 岩坂泰信 (名大水研) 下部熱圏の O, O₂ 分布と大規模循環 (12分)
- II-19 小川利紘 (東大理) 超高層大気組成のモデリング II (12分)
- II-20 福山薫 (京大理) Diurnal Variations of Atmospheric Constituents in the Lower Ionosphere

- II-21 山本文, 北村泰一 (九大) 焦点をもつ磁場測定センサーとその実験 (10分)
- II-22 石津美津雄, 北村泰一 (九大) SQUID による実測 (10分)
- II-23 半田駿 (京大理) 地磁気長周期成分の解析(IV) (12分)
- II-24 白木正規 (地磁気観) 地磁気日変化等価電流系の変動—電離層などとの関連性について— (8分)
- II-25 鈴木亮, 前田坦 (京大理) 電離層ダイナモ電流のUT変化(II) (12分)
- II-26 荒木徹, 菊池崇 (京大理) ScのEquatorial Enhancement について(II) (12分)
- II-27 堀内俊洋, 加藤進 (京大工) 電離大気の運動に及ぼす境界条件の影響 (10分)
- II-28 菊池崇, 荒木徹 (京大理) 非正常 H・M 波の電離層透過 (12分)
- II-29 太田柁次郎 (岐阜歯大) 地磁気変化および関連現象の統計 (12分)

第 2 日 11月13日(水)

極域現象 I 於 第1会場(9:30~12:30)

- I-31 鈴木裕 (阪市大工) 超低周波音波の観測結果 (12分)
- I-32 桑島正幸 (地磁気観) 昭和基地—内陸地磁気2点同時観測(II) (12分)
- I-33 平沢威男, 鮎川勝 (極地研) Substorm と pi Pulsations (12分)
- I-34 斎藤尚生, 桜井亨 (東北大理) Substorm Onset と Pi 2型磁気脈動(II) (12分)
- I-35 村岡良和 (兵庫医大) PCA時における極地地磁気擾乱 (8分)
- I-36 岩崎昂 (相模工大工) 太陽風北向き磁力線と磁気圏テイルに絡がる極域磁力線との結合の可能性 (8分)
- I-37 前沢測 (宇宙研) 極域電流の惑星間空間磁場への対応性 (12分)
- I-38 前沢測 (宇宙研) 極域電流の惑星間空間磁場への対応性(II) (12分)
- I-39 安原通博*, 小川俊雄** (*京教大, **京大理)
高緯度の電場について (8分)
- I-40 前田坦 (京大理) 電場による極地電離層の風 (12分)
- I-41 前川紘一郎*, 前田坦** (*京教大理, **京大理) 極域電離層電流(II) (8分)
- I-42 Kawasaki, K. and N. Fukushima (東大理) A Simplified Mechanism for Field-Aligned Currents from the Ionosphere
- I-43 福島直 (東大理) Field-Aligned Current と電離層電流とのつながりに関する問題(II) (12分)
- I-44 飯島健 (東大理) Polar Magnetic Variations: D Component Characteristics (10分)
- I-45 金田栄祐 (東大理) Substorm の特性(III) (12分)

極域現象 II 及び電離圏 II 於 第1会場(14:00~18:00)

- I-46 宮崎茂 (電波研) 南極ロケットによる下部電離層の測定(III) (12分)
- I-47 小川忠彦, 森弘隆, 宮崎茂 (電波研) ロケットによる南極電離層の電子密度ゆらぎの観測 (12分)
- I-48 永田武*, 平沢威男*, 滝沢美代子*, 等松隆夫** (*極地研, **東大理)
観測ロケットによる極嵐の研究(I) 極光電子による電離層の電離 (12分)

- I-49 小口高 (東大理) オーロラの動特性(I) スケールに関与しない動態の整一性 (12分)
- I-50 永田武, 平沢威男, 鮎川勝 (極地研) 地上及び衛星観測に基づく南半球極光活動の形態学(I) (12分)
- I-51 相京和弘, 古関照男, 五十嵐喜良 (電波研) 符号化パルス方式サウンダーによる電離層の地上観測 (12分)
- I-52 小山考一郎, 平尾邦雄 (宇宙研) 汚染電極の電子密度におよぼす影響 (8分)
- I-53 河島信樹, 矢守章, 佐々木進, 岡村昇一, 村里幸男, 金子修 (宇宙研) K-9M-46号機による電離層プラズマの制御実験 (12分)
- I-54 山下喜弘^{*}, 井上隆義^{**} (* 気象庁気象衛星, ** 京大理) 極域熱圏の風系数値計算(I) (8分)
- I-55 森洋介 (宮崎教大) 大気組成変化と電離層嵐 (8分)
- I-56 筒井稔, 小川徹 (京大工) 電離層F領域の周期変動とその解析(II) (12分)
- I-57 小末曾賢, 北村泰一 (九大理) 極冠F領域電子密度と電場(長周期) (12分)
- I-58 米沢利之 E₂層ピークの標準的電子密度及び高さの計算式 (10分)
- I-59 Girija Rajaram (宇宙研) Characteristics of Electron Density and Electrom Temperature in the Topside Ionosphere (8分)
- I-60 Girija Rajaram (宇宙研) Longitudinal Dependence of Night-Time Electron Density Distributions in the Topside Ionosphere (8分)
- I-61 井上隆義, 趙泰吉 (京大理) 赤道域上部電離層の磁気嵐時変動 (8分)
- I-62 中村義勝, 松浦延夫, 西崎良, 永山幹敏, 北条尚志 (電波研) 日本附近の上部電離圏における電子密度の緯度分布(1967年, 1968年のデータから) (12分)
- I-63 西崎良, 松浦延夫 (電波研) プロトン・サイクロトン・エコーの出現について (10分)
- I-64 高橋忠利 (東北大理) 降下低エネルギー電子への Analytic Approach (12分)
- I-65 竹内一, 今井喬, 和田雅美 (理研) 放射線帯下電子エネルギー分布の空間依存性 (12分)
- I-66 大家寛, 森岡昭, 近藤実 (東北大理) SRATS 衛星におけるプラズマ計測 (12分)

電 離 圏 II 於 第 2 会 場 (9:30~12:30)

- II-30 大塩光夫 (電波研平磯) 太陽X線フレアによるD領域の増加電子密度の様相(III) (12分)
- II-31 武井恵雄, 上山弘 (東北大理) Ionospheric Effects of Energetic Electrons Scattering from the Radiation Belts. (I) Scattering Processes in the Magnetosphere (12分)
- II-32 上山弘, 武井恵雄 (東北大理) Ionospheric Effects of Energetic Electrons Scattering from the Radiation Belts. (II) Ionization in the Lower Ionosphere (12分)
- II-33 反田久義, 上山弘 (東北大理) D層のイオン組成 (12分)
- II-34 長野勇^{*}, 木村磐根^{**}, 満保正喜^{*}, 松尾敏郎^{**} (* 金沢大工, ** 京大工) K-9M-29号機による電波強度観測値から下部電離層の電子密度分布の計算 (8分)
- II-35 菊池崇, 荒木徹 (京大理) 近距離伝播VLF標準電波の電界強度の周期解析 (12分)

- II-36 亀井豊永, 前田坦 (京大理) スペースデータ自動読取(III) (12分)
- II-37 石嶺剛, 貝沼昭司, 杉内英敏 (電波研) レーダによる流星飛跡の観測結果 (12分)
- II-38 斎藤文一 (新潟大理) 1972 ジャコビニ流星時における夜光スペクトル (8分)
- II-39 中村純二 (東大教養) TMA 発光雲による夜間上層風の観測 (12分)
- II-40 平尾邦雄, 松村正三 (宇宙研) K-9 M-48 による中性大気温度観測 (8分)
- II-41 加藤進, 川上孝仁 (京大工) Cherenkov Emission of Acoustic Gravity Wave in the Upper Atmosphere (12分)
- II-42 前田佐和子 (京大理) 温度成層大気中に於ける内部重力波の励起と伝播 (12分)
- II-43 一ノ瀬琢美*, 小川徹** (*同志社大工, **京大工) HF ドップラーデータより推定した日食時の重力波 (8分)
- II-44 竹屋芳夫, 南繁行 (阪市大工) イオンプローブ(5) -イオン温度の測定- (12分)
- II-45 向井利典, 小山孝一郎, 平尾邦雄 (宇宙研) 熱的電子と非熱的電子のエネルギー分布のつながりについて - K-9 M-45 号機による観測結果 (8分)

地球内部 於 第2会場(14:00~18:00)

- II-46 佐野幸三 (地磁気観) 光ポンピング磁力計による地磁気観測結果 (10分)
- II-47 行武毅 (東大震研) Sg 電流系による地球内部電磁誘導 (15分)
- II-46 駄口光夫 (岡崎高校) Filter による周波数分析の考察(I) (15分)
- II-49 富田宏 (東大理) 局地的地磁気変動成分の分離の問題について (10分)
- II-50 西田泰典 (北大理) 石狩平野における地磁気電流観測 (10分)
- II-51 鈴木明成*, 鈴木亮*, 亀井豊永*, 宮腰潤一郎** (*京大理, **鳥取大教養) 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について(I) (12分)
- II-52 鈴木亮*, 亀井豊永*, 宮腰潤一郎** (京大理, **鳥取大教養) 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について(II) (12分)
- II-53 宮腰潤一郎*, 鈴木亮**, 亀井豊永**, 鈴木明成** (*鳥取大教養, **京大理) 隠岐島および島根半島における地電流観測 (12分)
- II-54 柳原一夫 (地磁気観) 電気伝導異常の経年変化 (15分)
- II-55 Schwerer, F. C.*, 永田武** (*U. S. Steel 研, **極地研) アポロ月岩石の電気伝導度 - 総括報告 (12分)
- II-56 渡辺秀文 (東大理) 非正常乱流ダイナモについて (15分)
- II-57 浜野洋三 (東大理) 地球核の物理的状態 (15分)
- II-58 小嶋稔 (東大理) 地球大気の起源(その2) - 希ガスからみた - (15分)

第 3 日 11月14日(木)

宇宙線 於 第1会場(9:30~12:30)

- I-67 森覚, 一之瀬匡興*, 安江新一, 鷲坂修二, 赤羽重信 (信大理, *信大教養) 地下 30 m. w. e. における宇宙線強度変化の観測 II (12分)

- I-68 一之瀬匡興, 森覚^{*}, 安江新一^{*} (信大教養, * 信大理)
地下 50 m. w. e. における宇宙線強度変化の解析 II
- I-69 千葉敏躬 (岩手大教育) 宇宙線中性子成分気圧効果係数の長期変動 (12分)
- I-70 菅野常吉, 石田喜雄, 斎藤俊子^{*} (福島大教育, * 福島医大教養)
宇宙線 $\frac{1}{2}$ 日変化と太陽活動度(III) (12分)
- I-71 安江新一, 森覚, 長島一男^{*} (信大理, * 名大理) 宇宙線強度変化の三次元的解析 (8分)
- I-72 小玉正弘, 川崎信吉, 和田雅美 (理研) 宇宙線中性子雪量計 (12分)
- I-73 藤井善次郎, 近藤一郎, 長島一男 (名大理) 宇宙線強度短周期変動と Kp-index (12分)
- I-74 北村正丞, 池上比呂志, 小玉正弘^{*} (気象研, * 理研) 昭和基地における宇宙線シンチレーションの解析(III) (12分)
- I-75 和田雅美, 莊研陞^{*} (理研, * 香港中文大) 緩中間子の大気効果 (12分)
- I-76 長島一男, 上野裕幸, 藤本和彦, 藤井善次郎, 榊原志津子, 近藤一郎, 林口文衛, 花井莊太郎^{*}, 小島浩司^{*} (名大理, * 名古屋保衛大)
乗鞍及び名古屋における Small Air Shower の実験(II) (12分)
- I-77 長島一男 (名大理) $10^{11} - 10^{14}$ eV の一次宇宙線がつくるシャワーについて (12分)

古地磁気・岩石磁気 於 第2会場 (9:30~12:30)

- II-59 田中秀文, 河野長 (東大理) 雰囲気コントロールを使用した熱消磁炉 (10分)
- II-60 堂面春雄, 宗岡浩 (山口大教育) 米・コロンビア川玄武岩の磁性(III) (13分)
- II-61 永田武, 杉浦直治^{*} (極地研, * 東大理) 大和隕石の磁氣的性質 (12分)
- II-62 永田武, F. C. Schwerer^{*} (極地研, * U. S. Steel 研)
アポロ月岩石の磁性 - 総括報告 (15分)
- II-63 鳥居雅之, 尾谷雅彦^{*}, 中村浩^{**} (阪大基礎工, * 泉北丘陵遺跡調査員, ** 大阪府教委) 遺跡の磁気探査 - 須恵器古窯跡における一例- (10分)
- II-64 広岡公夫, 服部勇, 伊藤政昭^{*} (福井大教育, * 福井県丸岡中)
丹波帯北部古生層の古地磁気 (15分)
- II-65 安川克己 (阪大基礎工) 白亜紀における東北日本の平均的磁場伏角の問題点 (15分)
- II-66 河野長, 小嶋稔, 弘原海清^{*} (東大理, * 姫路工大)
姫路周辺の火山岩 (白亜紀-古第三紀) の古地磁気学 (15分)
- II-67 河野長 (東大理) 古地磁気データの球面調和解析 III (15分)

総 会 : 於 第1会場 (14:00~16:00)

特別講演 : 於 第1会場 (16:00~18:00)

永 田 武 (極地研) 「南極観測の現状」

大 林 辰 蔵 (宇宙研) 「日本の科学衛星」

第4日 11月15日(金)

ULF・ELF・VLF I 於第1会場(9:30~12:30)

- I-78 宮崎光旗 (東大理) 磁気圏擾乱時の低緯度地磁気脈動 (12分)

- I-79 上田一, 渡辺富也* (ブリティッシュ・コロンビア大理, *東北大理)
誘導磁力計の sensor として使用された air-core coil と high μ -metal
core coil の比較 (12分)
- I-80 Gerard Nourry, 渡辺富也* (ブリティッシュ・コロンビア大理, *東北大理)
Interplanetary Magnetic Field and Geomagnetic Micropulsations (12分)
- I-81 村上裕 (京大理) シューマン共振と平面近似について (12分)
- I-82 棚橋秀伍 (名大空電研) シューマン共振周波数の1日変化 (12分)
- I-83 佐尾和夫, 山下享子, 太田幸一 (名大空電研) ELF帯空電の波動インピーダンス測定 (10分)
- I-84 早川正士, 島倉信* (名大空電研, *千葉大) Reflection Mechanism of
ELF-LF Waves in the Lower Ionosphere (12分)
- I-85 卷田和男 (東大理) Magnetopause 附近でのELFエミッション(I) (12分)
- I-86 早川正士, 田中義人, 大津仁助 (名大空電研) Morphologies of Low-Latitude
and Auroral VLF Hiss (12分)
- I-87 大津仁助 (名大空電研) Ariel 3 による VLF Hiss の発生に関する考察 (12分)
- I-88 早川正士, 田中義人, 大津仁助 (名大空電研) Satellite and Ground Study
of Magnetospheric VLF Hiss Associated with Magnetic Storms (12分)
- I-89 恩藤忠典, 村上利光 (電波研) 衛星高度におけるVLF放射強度の緯度分布 I (12分)
- I-90 松本紘, 宮武貞夫* (京大工, *電通大) K-9M-46号機によるプラズマ波実験 (速
報) (8分)

ULF・ELF・VLF II 於第1会場(14:00~16:00)

- I-91 岩井章, 岡田敏美* (名大空電研, *群大工) 低緯度ホイッスラーの入射角・方位角及び
偏波の観測結果 - 単一周波数による観測 - (12分)
- I-92 岩井章, 岡田敏美* (名大空電研, *群大工) 低緯度ホイッスラーの入射角・方位角及び
偏波の観測 - 広帯域方式への拡張 - (12分)
- I-93 岩井章, 岡田敏美* (名大空電研, *群大工) ホイッスラーの分散の実時間観測方法 (8分)
- I-94 内藤悠史, 加藤進, 荒木徹* (京大工, *京大理) VLF標準電波(NWC)のホイッス
ラーモード受信 (12分)
- I-95 早川正士 (名大空電研) Tunneling Transmission Through the Equatorial
Lower Ionosphere of ELF and VLF Electromagnetic Waves (12分)
- I-96 早川正士, 田中義人, 岩井章 (名大空電研) Properties of Low-Latitude
Whistler Ducts Deduced from the Rocket and Ground Observations (12分)
- I-97 鶴田浩一郎, 渡辺勇三, 西田篤弘 (宇宙研) カナダにおけるホイッスラー観測 (序報) (12分)
- I-98 恩藤忠典, 村上利光, 田中義人*, 岩井章* (電波研, *名大空電研)
衛星 - 地上VLF同時観測(II) (8分)
- I-99 恩藤忠典, 上滝実 (電波研) 衛星で観測したホイッスラーエコーから求めたホイッスラー
ダクトについて (10分)

第 1 会 場

Suzuki, K., Geophys. Research Lab., Univ. of Tokyo
D.L. Judge, R.W. Carlson, A.L. Morse, Dep. Physics, Univ. of Southern California

The Pioneer 10 deep-space probe carrying an ultraviolet photometer was launched on March 2, 1972. The uv instrument is a two channel photometer designed to measure the interplanetary and Jovian hydrogen and helium glow at $\lambda 1216\text{\AA}$ and $\lambda 584\text{\AA}$, respectively. The photometer has been measuring the resonance scattering of the solar H and He lines along the ecliptic plane from 1 AU to 5 AU. The present data on the Ly- α radiation indicate that the maximum intensity occurs near the ecliptic plane and that the intensity is symmetric with respect to the plane. These results are in agreement with previous OG05 Ly- α measurements.* We have compared the present data with several model calculations of the neutral wind to evaluate the parameters of the interplanetary neutral medium.

References

- G.E. Thomas and R.F. Krassa, *Astron. & Astrophys.* 11, 218, 1971
J.L. Bertaux, A. Ammar and J.E. Blamont, *Space Research XII*, 1559, 1972

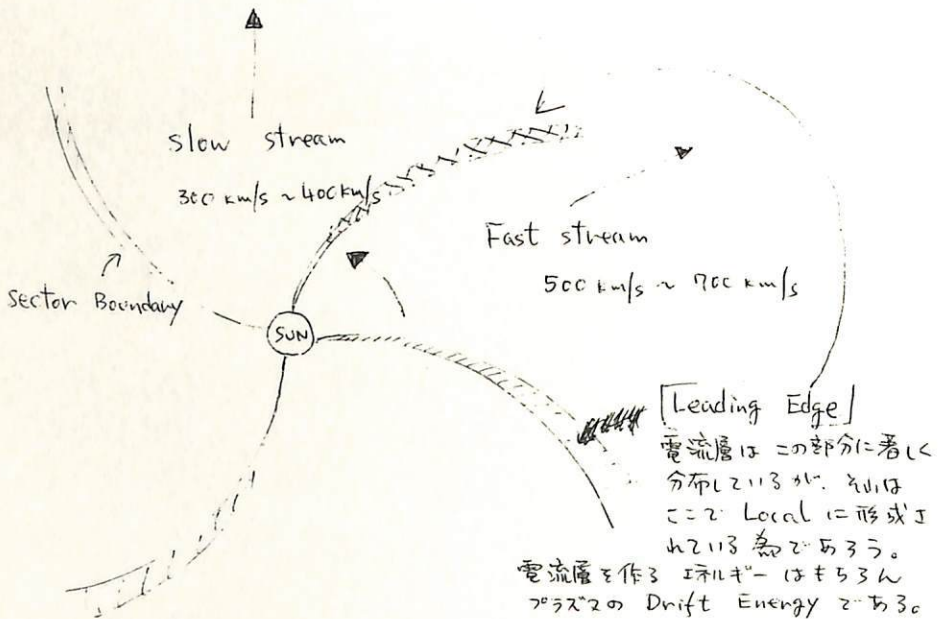
準定常太陽風セクタ - 構造と密接な関係を持つ
惑星間空間磁場の揺動 (Ⅲ)

坂 翁 介
久 大 理

前回の報告で括弧した。2つの問題点、つまり 1) 電流層内の電流の流すの方向、2) 太陽風の Leading Edge が電流層の吹きだまりと成り得るか？、について検討した。

1) について明らかにした事は、電流は磁場方向に流している、という事である。前回とは、太陽赤道面と電流方向とを問題にしていたが、電流層が形成されている時の Main field が 太陽赤道面内にあるとは言えないので、再検討した結果上の事がはっきりした。

2) について言える事は Leading Edge は電流層の吹きだまりにはならないだろうという事である。理由は、Total Pressure ($B^2/8\pi + nk(T_i + T_e)$) が Leading Edge と他の部分の数倍になっているにもかかわらず、電流層の厚さに変化がわりからである。そうすると電流層は、太陽風の中で随時 Local に作られ、その厚さは電流層の内部で決る電圧伝導度に左右されているだろう。もちろん Kelvin-Helmholtz 的 Instability が積極的に電流層を壊しているなら上の議論には問題があるが、全体の 65% は積極的に壊れている状態ではない事がわかった為、電流層内の電圧伝導度の役割は大きくなるだろう。



かに星雲直線偏波の太陽コロナ磁場による

フラデー回転 (I)

高橋富士信, 川尻轟夫, 三木千敏, 河野宣之 (電波研鹿島)

既に1971, 73 両年に表題の観測と行なったが, 今回もかに星雲が太陽に最接近する, 6月15日を中心として6月10日から6月20日までの11日間にわたり, 4G帯と6G帯の観測をおこなった。研究目的は昨年に引き続き静穏期太陽コロナ磁場の状態とかに星雲の偏波面のフラデー回転を用いて探ることである。

今回の観測の新しい点はかに星雲の追尾とその back ground の追尾との間隔をこれまでの数日間から1日(24時間)に短縮して back ground の再現性を高めたことにある。この結果, 特に昨年までの観測で問題となっていた南中付近の偏波位置角の観測値の信頼性が高くなったと考えられる。4G帯の観測は装置が安定に働いたため良好であるが, 6G帯の方は周波数設定が適当でなかったため, 精度の高い結果が得られなかった。

得られた結果としては (下図参照)

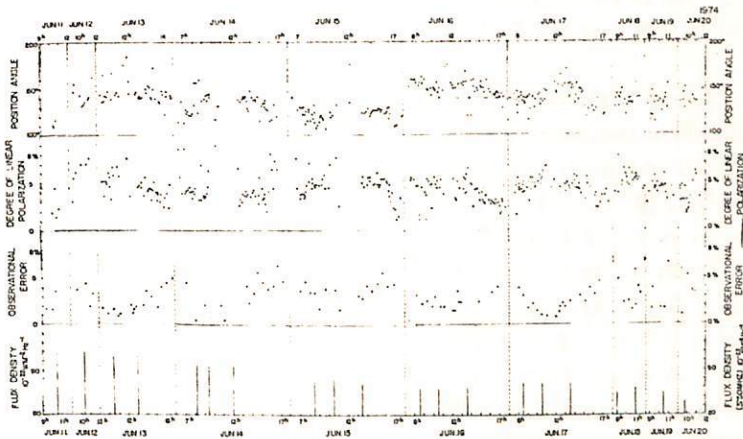
(1) 太陽に接近してこない(月13, 17, 18, 19, 20)の偏波位置角, 偏波率の平均値は予測とおりそれぞれ 140° と 5% となる。

(2) 観測誤差に初々再現性は $2\sim 3\%$ と, これは偏波位置角に換算すると $20\sim 30'$ になる。

(3) 偏波位置角の変化は6月15日までは漸減傾向であるが, 6月16日には前日に対して, 30° ぐらい増大している。

(4) 昨年まで問題となっていた南中付近の偏波位置角の変動は今回は小さくなった。

現象として興味深いのは, 6月15~16日の約 30° の偏波位置角の増大である。この時期の太陽電波強度は比較的安定しており, また黒点も急に発達した気配もない。太陽表面の磁場と比べてみると, 太陽の天球上での運動と太陽の自転に伴ってかに星雲が太陽表面磁場の positive な領域から negative な領域に移動してゆくことがわかる。量的に換算すると 30° の偏波位置角の増大は約 6 gauss の太陽表面磁場の減少に対応しており, これは実際の太陽表面磁場の変動とおおむね一致している。このことから, かに星雲の通り手ぎわ付近の太陽コロナ磁場は太陽表面磁場と対応していることがいえる。



渡辺 堯

名古屋大学空電研究所

本年春の学会に於て、太陽風の速度は太陽のEUVコロナの輝度分布とかなり密接な関係があり、sourceに於けるEUVの輝度が高くなるほど速い太陽風が観測されるという一般的な関係が存在する事を報告したが、活動領域上に形成されたコロナの輝度の高い領域から例外的に高速の太陽風が流出している場合もあり、事を指摘した。今回は特に活動領域と太陽風速度の関係について検討したい。

この問題を論ずるに当り格好の例があるので先ずそれについて述べたい。1973年4月から5月にかけて同一の活動領域が三太陽回転にわたって観測された。この領域はMcMath Nos. 12293, 12323, 12357として登録され、各々のCentral Meridian Passage (CMP)は23 April, 28.7 April, 25.6 Mayであった。この活動領域から出たと思われる太陽風がPioneer 9と3C144のscintillationによって観測されているが、前1回目のCMPのあたりには約350 km/secの比較的速い太陽風が観測されたのに対し、2回目のCMPに於ては660 km/sec以上の高速の太陽風が観測された。しかし、前3回目のCMPに於ては太陽風速度は再びもこの350 km/secの域に落ちていた。この太陽風速度の変化は活動領域中の如何なる変化に対応しているものであろうか？最も顕著な変化はこの活動領域の光球面磁場の変化に見られる。即ち前1回目のCMPに於てはきれいな双極性磁場が観測されたのに対し、2回目のCMPに於ては複雑な多極性磁場が観測されている。そして前3回目のCMPに於ては磁場構造は再び双極性の域に落ちている。従つてコロナ中の磁場の構造が太陽風速度を決定している事が示唆される。又この磁場構造の変化を反映して169 MHzに於ける活動帯1回目と前3回目とはactiveであったのに対し、高速の太陽風が観測された2回目には活動が休止している。

以上の様な観測により他の例について検討を行った。その結果次のような結論を得た。

- (1) 通常の双極性磁場構造を有する活動領域からは速い太陽風が流出する。
- (2) 多極性もしくは単極性磁場構造を有する活動領域からは高速の太陽風が流出している事が多い。

i-5

Interplanetary Shock Wave による 太陽宇宙線の Modulation

寺沢敏夫・大林辰蔵
東大宇宙研.

Interplanetary Shock Wave (Ip.S.W.)の通過に際して、低エネルギーのP, α 粒子 (0.1~数MeV/n)のfluxが顕著な増大を示すことが衛星観測により知られてゐる。この増大について2つのタイプがあることが認められてゐる。

(1) Energetic Storm Particle Events (ESP): Ip.S.W.もしくは tangential discontinuityに因りて数時間以内のfluxの増大。(e.g. McCracken, Rio 1970, J. Geophys. Res. 75, 153)

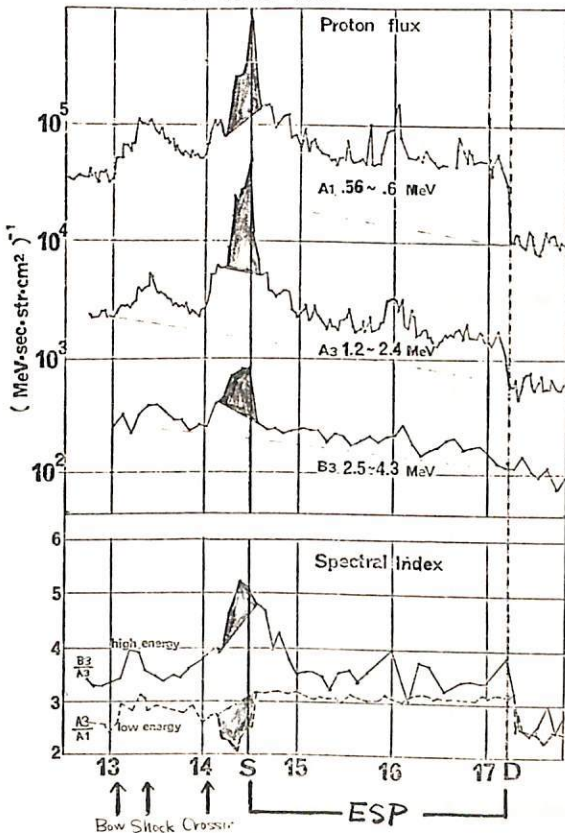
(2) Shock Spike events: Shock Frontの通過時にみられるfluxの急激な増大(数分~数時間のタイムスケールをもつ)。(e.g. Palmeira, Allum, 1971, J. Geophys. Res. 76, 20)

これらの現象に対する研究も、最近ではflux変化という量的側面から一歩進んで質的な変化(例えばP- α 比 e.g. Ussecker et al 1974*)を対象とするようになってきた。

観測: 用いたdataは Explorer 34の Cosmic Ray Telescope (バル研究所グループ)である。我々は特にPのエネルギースペクトルの変化に注目して解析を行なつた。

(Shock Spike (黒塗部分), ESPの例)

(----- は background の flux level を示す)
30 MAY 1967



* Gloeckler et al 1974 G.R.L. 1(2), 65

左図は1967年5月30日に観測されたeventの例である。Ip.S.W.は1427UT(図の"0")に到着し、その後顕著なfluxの変化がみられる。図の下段は、エネルギーパクトルにpower law形式を仮定して、2つのエネルギーチャンネルのfluxの比から求めた μ の値をプロットしてある。130~140UTにみられるfluxの増大は衛星がBow shockを横切つたことによるもので、Ip.S.W.とは関係しないと思われる。(A) Shock Front(0)の前20分~後5分以内の急激なfluxの増大(黒塗部分)がShock Spikeに対応すると考えられる。この時の μ の変化をみると、0.5~1 MeVの間では減少(steepen)になり、1~2 MeVでは増大(steepen)している。これは、1 MeV前後の粒子が急激的に増していることを示す。

(B) ESP: spike後、171+UT(図の"0", 磁場のデータが tangential discontinuity と思われる)まで、backgroundに比べてかなり高いfluxが続いている。この部分がESPに対応すると思われるが、これについて顕著なことは、0.5~1 MeVの間での μ の一定性である。flux自体はかなり変動しているにもかかわらず、スペクトルの型は一定に保たれていることになる。この結果は、等速の粒子がShockの後面0.0+AU(=500 km/sec x 3時間)にわたって存在していることを示している。

近藤一郎, 長島一男, 藤井善次郎
石大理

名古屋多方向中向き計は, 1970年10月より観測を続けてゐる。今回, 観測開始から1973年終りまでのデータを用い, 惑星間空間磁場(IMF)と宇宙線の異方性について解析を行なつた。この結果について報告する。図1は, 1971年の solar rotation 1851 から 1858 における宇宙線強度日平均値, K_p , IMF の方向(TOWARD, AWAY)を示す。宇宙線強度の南北非対称性を示す index である G と IMF の方向に相関がみられる。この為, さらに IMF の TOWARD と AWAY の日について 色々の宇宙線強度の平均を各 solar rotation について調べた結果を図2に示す。図より, G , W-E, 2W-2E, 3W-3E の各成分について, 向は TOWARD の日が AWAY の日に比して 強度が大きいことが見られる。(図3) この IMF の方向と関係をもつ宇宙線強度の南北異方性は, IMF と ecliptic plane のなす角が, TOWARD と AWAY において異なっていることにより説明される。

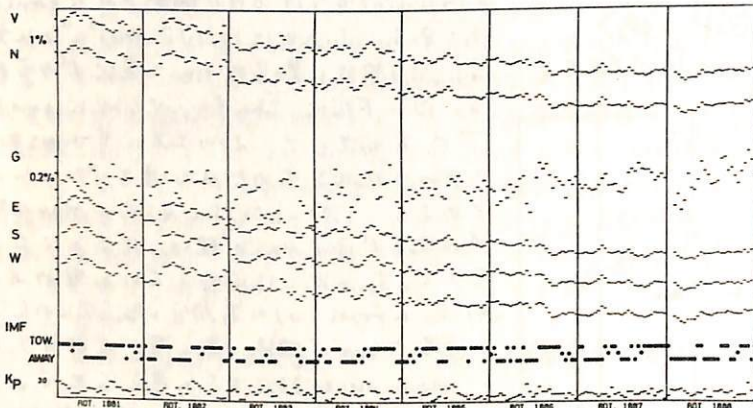


Fig. 1

Difference in Average Intensities
between Days for Toward and Away IMF Polarity
(Toward - Away)

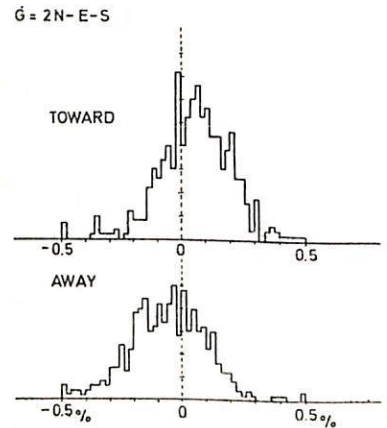
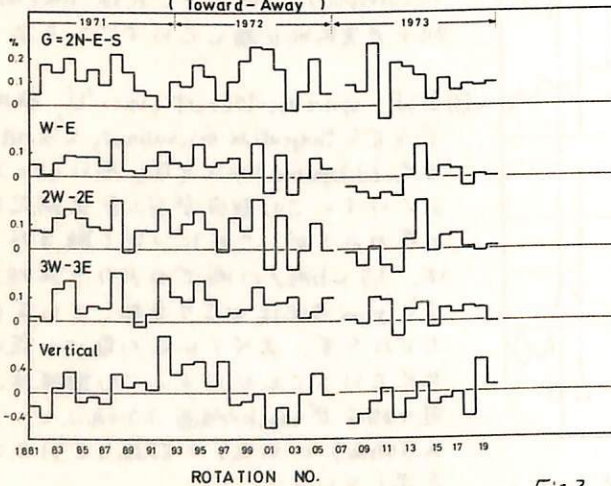


Fig. 3

Jupiter Magnetosphere III
 — Jupiter Magnetospheric Configuration

H. Oya

Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
 Tohoku University

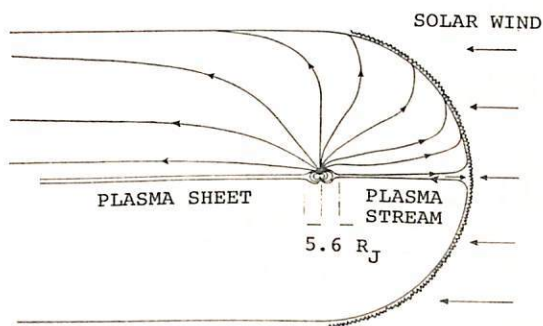
The Jovian magnetospheric configuration proposed at previous meeting⁽¹⁾ has been investigated from the theoretical base with the Pioneer-10 data. The plasma in the magnetosphere is distributed in a disk form, due to a high centrifugal force, with density

$$N_i = N_0 \exp \left\{ (-1 / \sqrt{z^2 + r^2}) (G_{m_i} M / kT) \right\}$$

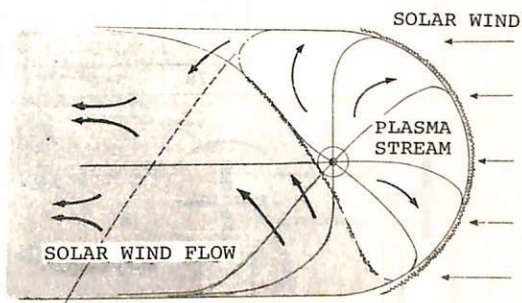
where z is the distance from equatorial plane, r is the radial distance, $kT/G_{m_i}M$ is the equatorial scale height. The plasma is flowing into the radial direction.

The magnetic field in this region is expanded in radial direction following $1/r$ relationship; this configuration is also affected by the plasma flow. The distribution of high energetic particles ($E > 3\text{MeV}$) that have been detected by Pioneer-10 in the equatorial disk can be explained as a result of this magnetic field configuration. Origin of the acceleration of these energetic particles is attributed to the electric field in the turbulent state of the magnetosphere.

The interaction of the solar wind with the plasma flow reveals two remarkable features; the first is the case at front where the variation of the solar wind is largely shift the balancing point, and the second is the case at tail where the solar wind effect makes additive effect on the plasma flow.



MERIDIONAL CROSS-SECTION OF
 THE JUPITER MAGNETOSPHERE



CROSS-SECTION OF THE JUPITER
 MAGNETOSPHERE AT ECLIPTIC PLANE

1) Oya, H., Jupiter Magnetosphere-I, 54th Meeting of Japanese Society on Geomagnetism and Geoelectricity, pp. 3.

H. Oya, A. Morioka and M. Kondo
 Upper Atmosphere and Space Research Laboratory,
 Tohoku University

The Jovian decameter waves are generated at the polar ionosphere of the planet in the form of the electrostatic electron cyclotron harmonic waves (ESCHW) at the source region. This ESCHW waves are converted into the electromagnetic waves in the processes through the Jovian ionosphere and the magnetosphere,

The origin of the turbulence that generates the ESCHW is largely related to the interaction of the magnetosphere with the solar wind and the satellites. The decameter waves thus contain informations relating to the turbulent ionosphere and the agencies that produce the turbulence; and also the decameter waves include the informations on the magnetospheric configurations.

The projects for the observation of the Jovian decameter waves are made as has been given in table 1. The J-1-C project has been planned to establish the pointing of the decameter sources using the interferometry technique.

The dipole antenna system has been made as given in Figure 1. These are used to measure the phase path difference through the receiving system given in Figure 2. The receiving system employed parametric amplifiers using saturable core-transformer. By sweeping phase differences, this interferometer system can sweep all the sky area and is able to identify the decametric source for the intensity larger than 10^{-23} Watt/m²Hz in frequency range from 18MHz_Z to 24MHz_Z.

Table 1

Year	Projects	Contents
1974	J-1-B	10MHz _Z , 15MHz _Z , 22MHz _Z , 25MHz _Z
1975	J-1-C	High gain, Pointing
1976	J-2	Polarization, 22-30MHz _Z Wide
1977	J-3	km-range Base line
1978	J-4	500~1000km range Base line

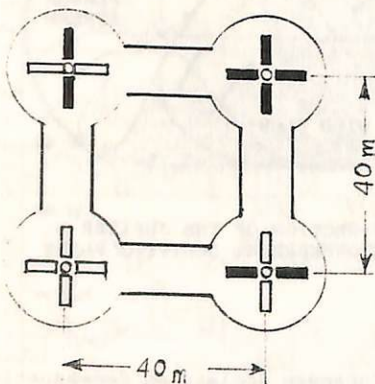


Figure 1

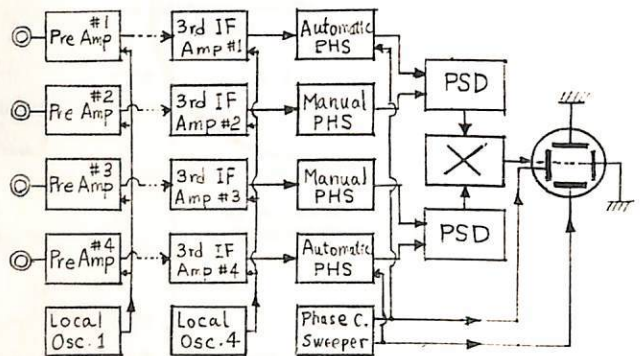


Figure 2

森岡 昭, 大家 寛
東北大学理学部

1. 序

木星は太陽電波をしのぐ強力なデカメータ波を放射していて、これは過去20年間にわたり電波天文学の分野として研究されてきたが、原因は明確にならなかった。ここではこのデカメータ波の原因究明をプラズマ物理学の観点におき、新たに木星を太陽風の支配下にある巨大な磁気圏としてとらえ、木星デカメータ波と木星の極域電離層の構造、太陽から木星磁気圏の相互作用の関連、さらにIo衛星の磁気圏プラズマとの相互作用等、磁気圏の物理を研究する上でのプローブとしてとらえる方向で研究を開始した。

2. J-1-B受信機システム

第1期のアンテナ系の設計、Pre-Ampの試作の段階を経て、J-1-Bと名付ける4周波帯の受信計画の実施に入った。このJ-1-Bシステムのブロック図を第1図に示す。まず、

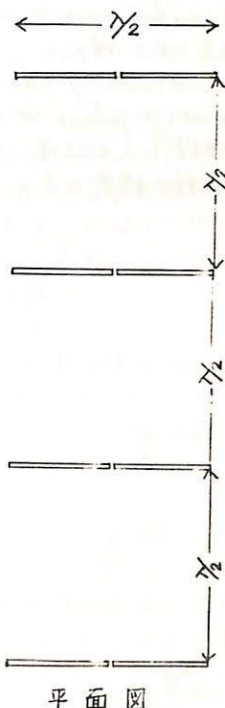
- (a) 受信周波数は24MHz, 23MHz, 22MHz, 20MHzおよび18MHzのうちの4波とする。
- (b) SN比はPre-Ampのみで-18dB、マッチングケーブルlossを含めると-8dB、Pre-AmpのSN比となっているが現在更に改良を進めている。
- (c) 帯域幅は500Hz及び5kHzとする。

3. アンテナ系

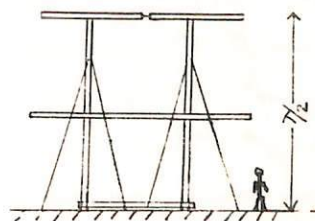
素子による半波長アンテナ系に一つのレフレクターユニットを附加している(第2図参照)。指向性は方位角方向θに関してcosθを示し、天体の南中時に最大となる。

4. 観測経過

まず通話をさけ木星電波のWindowを見い出す作業を開始した。J-1-Bシステムは現在最大2dBに及び銀河中心からのデカメータ波を観測している。アンテナGainは約4dBとなっている。観測の限界は 1.25×10^{-20} Watt/m²Hzで20~18MHz帯のJupiterのバースト時の観測が期待でき現在データ整理中である。

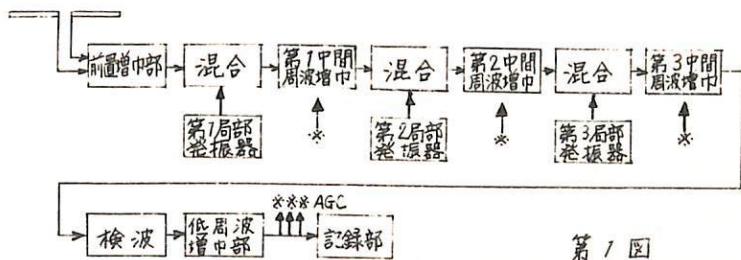


平面図



正面図

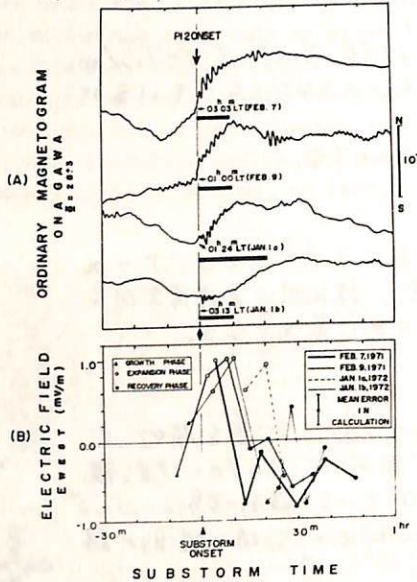
第2図



第1図

杉井 亨
(東北大学・理)

磁気圏における電場の空間的および時間的変動の分布を知ることは *substorm* の発生機構を解明する上に極めて重要であると考えられる。ここでは、Pc1型磁気脈動の *dynamic spectrum* の微細構造の時間的な変化を調べることにより *plasma-pause* 近傍での *substorm* に伴う夜間の磁気圏電場の変動を考察することを目的とする。解析は、低緯度観測点、Onagawa (至 = 28.3, 入 = 206.8) で観測した Pc1 型磁気脈動の資料を基礎にして行なった。解析の結果を *substorm phases* との対応で纏めたのが下図に示してある。これらの結果、*substorm* に伴う磁気圏電場は *substorm* の *expansion phase* では西向きを示し、電場の値は *substorm onset* と共に増大し、*expansion phase* の終り近くで最大 (~ 1.0 mV/m) になり、*recovery phase* に入ると同時に *polarity* が西向きから東向きになり、*recovery phase* 中東向きのままであると言う結果が得られた。この結果は他の手段(人工衛星・ハルーン・VLF 等)で観測された磁気圏電場の *substorm* に伴う変動の結果とよく一致した変動であることがわかる。



1-13 コーラス型EUF放射の発生とサブストームの関係

林 幹 治

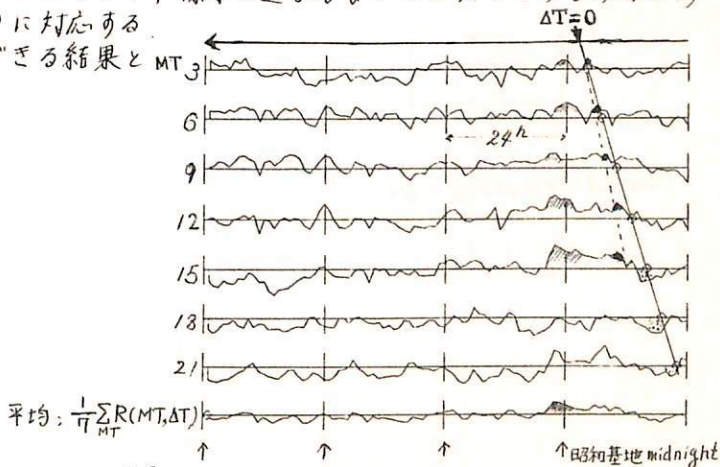
東大・理

コーラス型EUF放射の発生が磁気圏赤道面付近での電子サイクロトロン不安定性によるということは多くの観測事実により広く認められつつある。電子サイクロトロン不安定性による波の成長は、magnetospheric substormの経過中の高エネルギー電子の生成、小さいpitch angleの電子が電離層へ失われることによる分布函数のpitch angle異質性、主に波の伝播速度を決めるのに重要な役割をする電離層より供給される低温プラズマの量などが重要な要素になっている。これらのうち、第2のものはL valueによって大体規定されるものであるが、他の2つは磁気圏の擾乱の影響を受けて大きく変る。粒子(高エネルギー)の供給はサブストーム程度の時間スケールでなされ、低温プラズマの変動はサブストームの直接の影響とそれからの回復というような時間スケールでなされると考えられる。そこで、このような観点からサブストームがchorusに及ぼす2つの時間スケールの効果について分離することを考える。

地上の一点でのchorusの観測結果を有効に生かすために、次のよう サブストームとコーラスの間の相関を調べる。観測点の地磁気地方時(MT), AL index の1時間値を $AL(d, MT)$ とする (dはdate)。コーラスの周波数 f での強度の1時間中の最大強度を $C(f; d, MT)$ とする。ALは150程度から $0 \sim 1000$ 範囲にあり、 C は 10^{-14} Watt/Hz 程度から noise level の $10^{-17 \sim 18}$ Watt/Hz 程度の値である。そこで更めて、 $10 \log(1 + \frac{AL}{100}) = AL'(d, UT)$, $\log(1 + 10C) = C'(f; d, MT)$ とし相関係数 R ;

$$R(f; MT, \Delta T) = \left\{ AL'(d; MT - \Delta T), C'(f; d, MT) \right\}_d \text{ を考える。}$$

これは local time, MT でのchorusの強度と $MT - \Delta T$ でのALとの相関関係を調べることを意味する。右図は、MT=3, 6, 9, 12, 15, 18, 21, $f=500$ Hz, $\Delta T \div 90$ 時間程度までの R の値をプロットした例で2ヶ月間のデータが使われている。Rの値は最大0.5程度で良くないが、コーラスの発生にはいくつかの要素が定まっていることを考えるここでは主にRの符号に注目してみると、① $MT - \Delta T$ が真夜中付近になるとき $MT = 6 \sim 15$ 時間のchorusの発生が対応している。② $MT = 3, 6, 9, 12, 15$ 時間にそれぞれ $\Delta T = 0, 1, 2, 3, 4$ 時間するときRが正になるようなchorusの発生が見られる。③ $MT = 12, 15, 18$ 時間では $\Delta T = 0$ でサブストームの発生とchorusの発生には負の相関関係があることなどがわかる。Rの値が小さいことについて、標本の選ぶるなどに工夫してみる必要があるが、個々の例の中には①~③に対応する傾向が見受けられるので一応信用できる結果と考えている。



H. Kikuchi

New York University

ABSTRACT

Irregularities and instabilities associated with the plasmopause and their role in geomagnetic micropulsations are discussed, based upon satellite and ground observations and an inference from the theory and laboratory experiments of an inhomogeneous plasma together with a combined drift and surface wave concept. The importance and role of the plasmopause and associated plasma irregularities may be twofold, as a possible source mechanism for short-period micropulsations and as a hydromagnetic waveguide. Further close correlation between plasmopause-associated irregularities, the proton ring current and short-period micropulsations indicates the possibility of a combined effect of universal and cyclotron instabilities.

佐藤 昭也
東 文 理

In the first part, we give theoretical guides for simulating the coupled magnetosphere-ionosphere system in terms of electrical circuits. The magnetosphere-ionosphere system is divided into three domains: the ionosphere, the outer magnetosphere where a process such as magnetic field line reconnection can take place, and the intervening medium which we term the passive magnetosphere. It is shown that the passive magnetosphere is well-represented by transmission lines for signals travelling both along (図1) and across (図2) the magnetic field, and that generally the ionosphere simply acts as a passive medium through which the magnetospheric generator drives a Pedersen current via upward and downward field-aligned currents. On the other hand, it is shown when the ionospheric density is locally enhanced (or decreased), the ionosphere is activated and bears a local generator across the enhanced (decreased) part which can drive a pair of field-aligned currents up into the magnetosphere (図3).

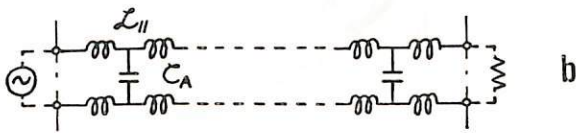
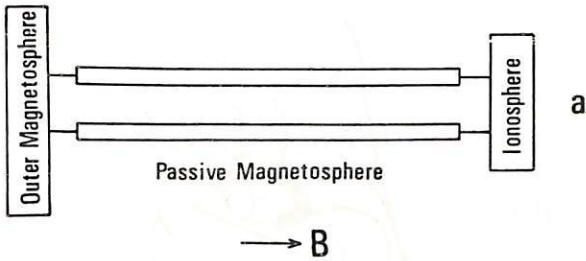


図 1

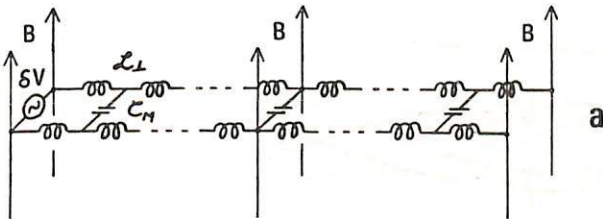
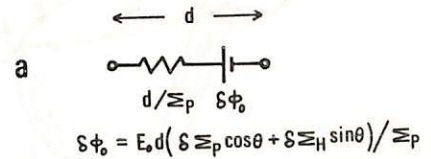
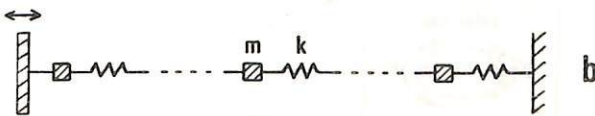
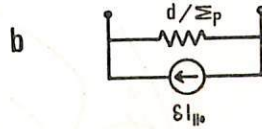


図 2



$$\delta \phi_0 = E_0 d (\delta \epsilon_p \cos \theta + \delta \Sigma_H \sin \theta) / \epsilon_p$$



$$\delta I_{||} = E_0 (\delta \epsilon_p \cos \theta + \delta \Sigma_H \sin \theta)$$

図 3

佐藤哲也
東大理

The outer magnetosphere is studied as giving rise to field line reconnection. The reconnection process is reviewed from a standpoint of drift currents, and it is concluded that it is the curvature current counteracting the neutral sheet current which promotes the reconnection process. In practice, reconnection must take place in a finite domain on a plane perpendicular to the magnetic field, and because of this finiteness, space charges carried by the curvature current accumulate on both boundaries of the reconnection region. It is then argued that a conductive layer such as the ionosphere at the foot of field lines neutralizes these space charges via field-aligned currents in the course of the reconnection process (圖1). With this argument, the dayside reconnection (圖2) and the tailside reconnection (圖3) as the causal mechanisms for magnetospheric substorms and auroral breakup are described, with special emphasis on solar wind control of the dayside reconnection and the ionospheric control of the tailside reconnection (圖3).

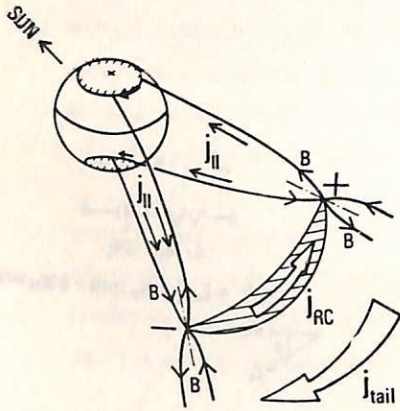


圖 1

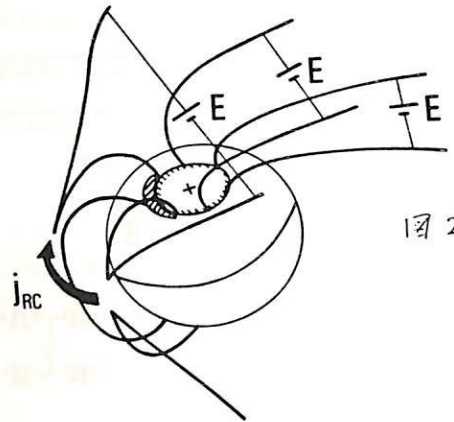


圖 2

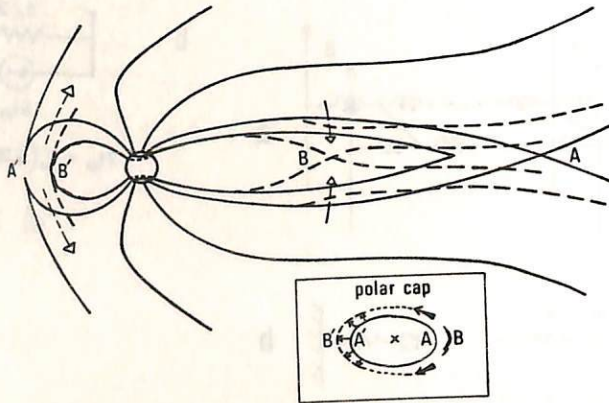
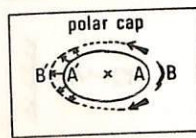


圖 3



大 林 辰 蔵
 東京大学宇宙航空研究所

太陽フレア現象は多くの点で地球磁気圏内に生起するオーロラ嵐と類似性をもっている。フレア・エネルギーの源は太陽光球面内でのプラズマ運動(対流, 回転)にあり, それが活動域の磁場エネルギーとして貯えられる。このために生じる黒点磁場の変形配位は磁気中性面に沿う電流によって保たれているが, その電流が蓄積されたプラズマ不安定性によって切断されると, 電流回路は彩層下部の電気伝導度 (Cowling conductivity: $\sigma_c = \sigma_p + \frac{\sigma_p^2}{\sigma_p}$) の大きい領域を經由して閉じ, 強い電流ジェットをつくる。これに伴う沿磁力線の電流不安定は異常抵抗効果による粒子加速作用をもち, また電流ジェットは彩層下部の加熱作用を起す, このようなフレア・エネルギーの蓄積・解放過程はオーロラ嵐理論を太陽活動域の彩層・コロナ大気に適用することにより理解されることを明らかにする。

木村磐根 橋本弘毅
(京大工)

我々はEXOS-B衛星を利用して、ionization ductの位置、大きさをモニターする「ダフトモニター」を搭載する計画である。このモニターは、地上の安定なVLF局信号のドップラーシフトを測り、その大きさから波の伝搬モードを決定してダフトの存在を判定するものである。コールドプラズマ中のRay Tracingによると、ダフトが存在しなくて、ノンダフト伝搬をしてきた波の場合、発射点の反対半球に到達する波は、wave normal angle θ が resonance cone angle θ_{res} にはほぼ等しい角度で伝搬するため、かなり大きな屈折率で伝わる。しかし温度の効果を考慮した場合の分散関係は、 θ_{res} においてもコールドプラズマのように屈折率は無限大とならずに、 $\theta \geq \theta_{res}$ となっても屈折率は有限であり、 θ が大きくなるとともにLandau減衰が大きくなる。そのために、衛星で受信し得る波の屈折率には上限が存在し、それは電子温度の関数となる。Collisionによっても同様の効果があるが、今の場合は無視できる程度である。そこで、受信されたドップラーシフトの大きさの上限からそれに対応する屈折率を求め、他の相乗り機器で測定された電子密度と磁場強度を用いて、減衰係数を仮定すると、電子温度を推定できる。

波の周波数を f 、ドップラーシフトを Δf 、屈折率を n 、衛星の速度を v とし、速度ベクトル U と wave normal のなす角を ϕ とすると、

$$\Delta f = (n/c) f v \cos \phi \tag{1}$$

と表わされる。Wave normal angle θ はプラズマ周波数 f_p 、サイクロトロン周波数 f_H で決まる θ_{res} に等しく、かつ磁気子午面内を伝わっていると仮定すると、衛星の位置等から ϕ が求められる。 $\Delta f, f$ から n が求められる。屈折率が大きいノンダフト伝搬では、 $\theta = \theta_{res}$ と仮定しても大きな誤差はない。

Maxwell分布をした電子プラズマを仮定して実波数 k を与えると、分散関係式の解、 $\omega = \omega_r + i\omega_i$ が得られる。また v_g を群速度とする時、 ω_i が小さい時に得られる関係、

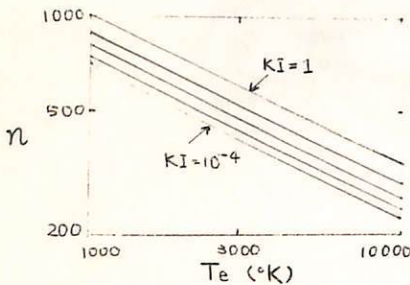
$$\omega_i = k_i \cdot v_g = k_{ig} v_g \tag{2}$$

を用いて、群速度方向（エネルギー伝搬方向）での減衰係数 k_{ig} が得られる。 k_{ig} は電波が伝搬する時に、 $1/e$ に減衰する距離の逆数である。図1は規格化された減衰係数

$$KI = (\omega_i / \omega_r) \cdot (c / v_g) = (c / \omega_e) \cdot k_{ig} \tag{3}$$

をパラメータとして、 $KI = 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1$ のときの屈折率と電子温度 T_e の関係も求めたものである。屈折率の上限を求め k_{ig} を仮定すれば、この図から T_e が得られる。

KI を 10^4 倍変化しても、 T_e が2倍程度しか変化しないので、 KI (k_{ig}) の仮定は、厳格なものではなくてよい。また static 近似の分散関係式を用いても、ほぼ同一の結果が得られ、このような伝搬をする時には static wave に近くなっていると考えられる。



【図1】 屈折率と電子温度の関係

(この図は、 $f_p / f_H = 3$ 、 $f / f_H = 0.5$ の時の例であるが、パラメータが変わっても n の値が変化するのは、図中の直線の型には大きな変化はない。)

南 部 充 宏
(九大・教養・物理)

スペースのプラズマは熱平衡からはずれた系であり、特に崩れた系でのプラズマ現象が観測されている。スペースの諸現象を良くみると、線形理論では安定であるが他の原因の端、乱れた状態になっている場合が目につく。これらの場合は普通のプラズマ物理の乱流理論とは逆の形になっているらしい。だから、いわゆる弱い乱れの理論を使用してスペース・プラズマの性質を調べるのはどうであろうか。主題は零次の定常状態そのものが、乱れを含んだ形で決定されているから。又、VLF, ELF...等の脈動現象は、とりも直さず崩れた系が何らかの原因で状々に情報を与えていると考えらるべきであろう。これらの現象を研究するのの一つのモードを仮定して、その非線形性を高次まで展開してゆく方法は、数理物理学としては面白いかも知れないが、自然界にどこまで忠実であるかは疑問に思われる。むしろ乱流状態でもそこから線形応答を求めてやれば、相当多くの情報を我々は得る事ができるとし、線形理論は見通しが良く、個別科学にたらずいられると応用が崩れる可能性があると思われる。

さて一応従来のプラズマ乱流の立場での定常状態を与えらるものを大別すると

- 1) Weak turbulence elementary process; Kadomtsev.....
- 2) Trapping ; Nishikawa and Wu
- 3) Orbit modification (Turbulent collision) ; Dupree, Heinsteck, Rudakov and Tsytovich
- 4) Nonlinear frequency shift ; Scheparu

にある。例えば'60代をリードして Kennel-Petchenik 理論は1)に他ならない。これらは殆んど線形理論での成長を押しやるメカニズムとして何らかの Nonlinear Process を幸えて定常状態を決めている。しかし流体とプラズマの差いを筆者は現在のところ、collective modeの数の差いが最も大切であると幸え、実験室でのパラメトリック共鳴を一般化した様式定式化を試みている。実験室では pump field が一つか二つであるろうが、天体プラズマではランダムな pump field があるのが普通である。いわゆる、Stochastic Heating では見落されている wave-particle interactions があるのではないか。もし存在すれば、その東過程がプラズマの定常状態を決めると同時に、粒子の加熱に利いているはずである。

以上の様式疑問を解決する為、筆者は最近尾流場に対する線形応答の定式化を進めている。現在迄のところ磁場の無い場合のみ扱われている。さてスペースプラズマでの粒子加熱(特に tail でのイオン加熱)への応用の可能性について、重きを置いてお話しする予定である。この方法は VLF と ULF の相互作用、スペースでの定常状態の維持、粒子加熱等の主題について将来、拡張してゆけると思われる。又この方法は従来の weak turbulence theory の一般化・拡張になっている。

* Phys. Fluids, to be published

玉尾 孜
(東大理)

磁気圏嵐に関連した波の発生と、それに伴う粒子の輸送、落下等の機構を明らかにする等には、より現実的なモデルに立脚した基礎理論を作り上げて行く必要がある。波の発生にしても、これ迄不安定になる様な条件を容易に仮定していた感がある。例えば、cross-tail 電場による、磁気圏尾プラズマの断熱的対流の結果から考えられる外部磁気圏の粒子エネルギー分布、温度異方性等は何れも、whistler, cyclotron 波の不安定条件を充し得ないことと Cowley 等は指摘している。mirror 不安定の条件は $A_T = (T_\perp/T_\parallel) - 1 \geq B^2 / 8\pi P_1$ であり、彼等の得た温度異方性係数は ≥ 5 の領域では $A_T \leq 0.4$ にしか達していない。より現実的なモデルに近づけるには、以下の要素を考慮して行く必要がある。

- 1) β 値が大きい (1乃至それ以上) ので横波の発生の可能性。
- 2) 局所的に磁力線の曲率が大きい領域
- 3) 大規模な電場による粒子分布の再配置。Alfvén 層の附近では電場ドリフトと磁場によるドリフトが同程度となるので、粒子分布の非一様性が強くなる。

今回は、特に(3)の時間スケールの長い大規模電場が存在する場合の波動の発生について考える。流体モデルと気体論モデルの比較検討も問題になる。

IRREGULAR STRUCTURE OF THERMAL ION PLASMA
CORRELATED WITH ELF ELECTRIC FIELDS
OBSERVED FROM OGO-4 AND -6
NEAR THE LIGHT ION TROUGH

H. Kikuchi, H. A. Taylor, Jr, and A. R. Deshmukh
NASA Goddard Space Flight Center

A B S T R A C T

Direct measurements of latitudinal distributions of thermal ion plasma in the topside ionosphere from OGO-4 have revealed a distinct variability in ion composition and concentration. Poleward of the light ion trough, the variability appears to be pronounced, exhibiting structured, patchy regions of rapid plasma fluctuations. OGO-6 ion spectrometer data further support this evidence of plasma irregularities and suggest a correlation with VLF-ELF electric fields near the trough zone. Among the results from a broad-band detector (20 Hz-1 MHz) and two narrow-band receivers at 200 kHz and 500 kHz on OGO-6, the 200 kHz signal level correlates better than the 500 kHz level with the ion data, and the broad-band intensity best correlates with the fine structure irregularities. A closer correlation of ion and ELF rather than VLF data is indicated by a new finding of continuous, intense banded ELF emissions below 1 kHz in a band (0.02-15 kHz) of sonagrams, suggesting that in some cases rapid thermal plasma fluctuations are related to ELF electric fields or emissions observed well below the VLF lower hybrid resonances. An interpretation is presented, based upon the size of the small-scale plasma irregularities, possible ELF radiations related to soft and/or hard electron precipitation and a theory of Čerenkov radiation in an ion plasma.

H. Oya

Upper Atmosphere and Space Research
Laboratory,

Tohoku University, Katahira, Sendai 980

Existence of the high speed plasma flow ⁽¹⁾ with the velocity range from 100 km/sec to 300 km/sec in the outer magnetosphere is recent topic of the studies on the magnetospheric plasma. An interpretation of the high speed plasma flow near the plasma-pause at the dawn side has been proposed. When the solar wind includes an enhanced south component of the magnetic field, the magnetospheric tail region, in a position further than $10R_e$ is subjected to the entrance of the solar wind into the plasma sheet. There are electric fields in regions close to the tail cusp due to the perpendicular component of the plasma flow with respect to the magnetic field. This electric field is transported into the polar cusp area where the plasma particles make drift motion (see Figure 1). As the result of this drift motion plasma particles are injected down into the area located very close to the plasmapause.

Disruption of the plasma flow with interaction of the magnetic field irregularity can be a source of the plasma turbulence where the strong electrostatic electron cyclotron harmonic waves are generated.

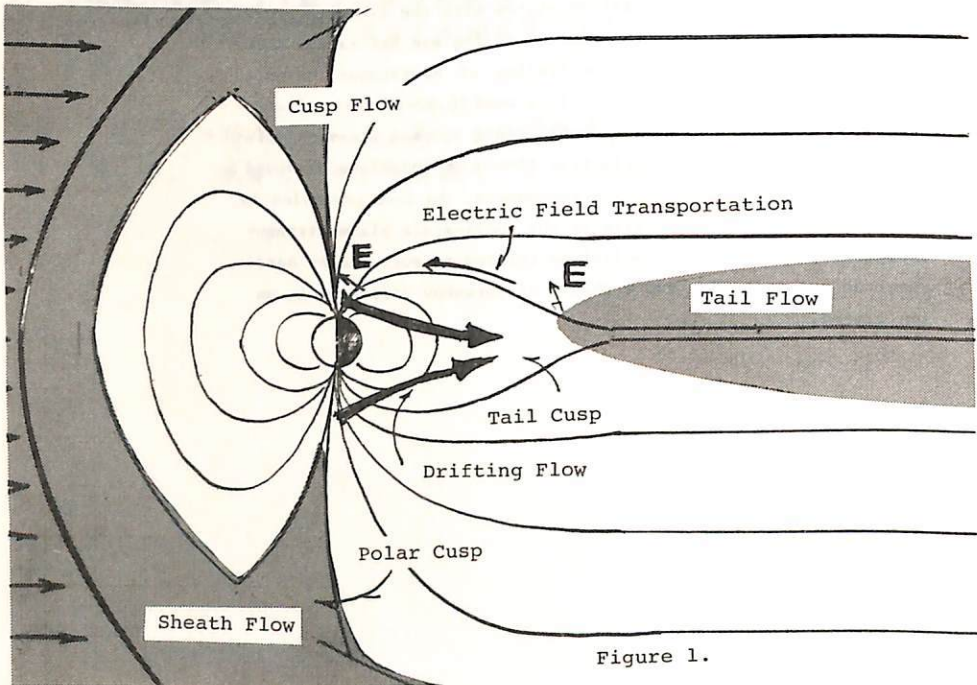


Figure 1.

(1)

Oya, H., Plasma flow hypothesis in the magnetosphere relating to frequency shift of electrostatic plasma waves, Submitted to JGR (1974).

1-23 非一様プラズマにおける幾何学とその応用 (I)

——基礎的考察——

野田 彰

東京大学 理学部

・媒質の非一様性 (この時間・空間的尺度を、それぞれ T, L とする) が、波の周期 (τ)、波長 (λ) に比して緩やかな場合 (即ち $T \gg \tau, L \gg \lambda$)、特に、以下の分散関係を満たす波動の伝播について考える。

$$H(x^\mu, k_\nu) = H^{\mu\nu}(x^\alpha) k_\mu k_\nu + h(x^\alpha) = 0 \quad (\det(H^{\mu\nu}) \neq 0) \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3)$$

(rank $H^{\mu\nu} = r < 4$ の場合は適当な座標変換で $0 \leq \mu, \nu \leq r-1$ と出来る)

座標系 $(x^\mu) = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, \mathbf{x})$

4-波数 $(k_\mu) = (k_0, k_1, k_2, k_3) = (-\omega, \mathbf{k})$ (空間成分は未定義)

例	一様媒質	非一様媒質 ($H^{\mu\nu}$)
Langmuir 波	$\omega^2 = \pi^2 + (r \frac{x^1}{L})^2 k^2$	$-\frac{\omega^2}{V^2} + k^i k_i k_j + 1 = 0$
音波 etc.	$\omega^2 = V^2 k^2$	$-\frac{\omega^2}{V^2} + k^2 = 0$
cf { de Broglie 波 光	$(\hbar\omega)^2 = m^2 c^4 + c^2 (\hbar k)^2$	$g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu + (\frac{mc}{\hbar})^2 = 0$ (真空場)
	$\omega^2 = c^2 k^2$	$g^{\mu\nu} k_\mu k_\nu = 0$ (" , 媒質中)

・伝播路は分散関係から決まる計量テンソル $g_{\mu\nu}$ の Riemann 空間の測地線として求まる。

但し

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad g_{\mu\nu} g^{\nu\lambda} = \delta_\mu^\lambda$$

$$g^{\mu\nu} = \begin{cases} a \cdot H^{\mu\nu} / h(x^\alpha) & a \text{ 定数} \\ h(x^\alpha) \cdot H^{\mu\nu}(x^\alpha) & b \text{ 任意} \end{cases}$$

・静止状態の媒質における計量 $g_{rest, \mu\nu}$ から、運動している媒質の計量は、瞬間的なガリレイ変換を行うことにより求まる。時刻 $x^0 = t$ における媒質の運動速度を

$$v = (v^1, v^2, v^3) \quad (v_i = g_{ik} v^k \quad i, k = 1, 2, 3)$$

とすれば、

$$dx^0_{rest} = dx^0$$

$$dx^k_{rest} = dx^k - v^k dx^0 \quad (k=1, 2, 3)$$

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = g_{rest, \mu\nu} dx^\mu_{rest} dx^\nu_{rest}$$

この結果は、Arnowitt, Deser, Misner (1962) の shift function $N_{\mu\nu} = -v_\mu$ と置いたことに相当する。

・以上の結果に対する証明、物理的意義については講演で述べる。

新部 充宏

(九大・教養・物理)

筆者によって2年以上前に提案されたプラズマの負圧という概念は、その物理的意味は必ずしも明確ではない状態のまま、音波(1,2), Oモード(3), ドリフト波(4), パンスタイン波(5)へと仮定されて来た。

本論文では負圧の物理的意味に重きを置き、Alfvén波を例にして調べられた。その結果、負圧粒子は量子論でいう“ホール”に対応するものであり*、このホールに対応した振動が新しく発見された。又不安定条件(Hose Inst.)も正圧粒子のそれと全く反対になっている事が確かめられた。従って負圧に伴う不安定現象は“ホール”の振動を表現していると考えられる。これに対して、従来、正圧粒子の不安定現象は“正圧粒子”の振動の結果、生じている事になる。

これらの結果は一見奇異に思われるが、長く考えて見ると自然界の対称性の帰結である事に気付く。特にSpaceに於ける種々の波動現象(VLF, ELF, ULF)はどれも適さず、磁気圏、太陽風という器の中で発生するが、この入れ物には出口、入口があり、従って速度空間では多くの場合“ホール”が発生している。こういったプラズマ中の波動現象を調べるのに従来、従ってハリス型、ドーム型、ロスコーン型、アンチロスコーン型、ドリフト(非一様)型の不安定現象が判っている。しかしこれらは正圧粒子の立場から見れば記述になっているが、筋題の半面しか見ていない事になっている。

不安定現象の記述の他の半面、つまり“ホール”(負圧粒子)から見た世界は今まで、全く欠けていた事になる。“ホール”から見ると、例えばロスコーン不安定性は $T_{\parallel} > T_{\perp}$ の条件でおこる。というのは欠損粒子は正しく $T_{\parallel} > T_{\perp}$ を満足しているから。そして波の振動数もホールの数に比例したものと成る。

上記の考察で明らかになる、この論文の意味するところは、単にロスコーン、アンチロスコーン不安定性などとどまらず、プラズマ物理やその応用としてのSpace Physicsへの意味する事は大きいと思う。例えばSpace Physicsでこの波動を決定する時、同じR-modeでも周波数帯が全く違うところに2つのBranch、1つは正圧の振動、他は“ホール”の振動、かててくる。従っていわゆるCMA diagramは正圧粒子の振動のみ入っていて“ホール”のそれは抜けているので、プラズマ中の波動の半分しか記述していない事になる。

本論文の考察がもし正しければ、プラズマ波動現象はその基礎から再検討を要するしSpace PhysicsのFluctuationの現象に於て“ホール”の振動が見つかるとは必ずである。当時はその物理的意味に重きを置いてお話しする予定である。

文 献

- 1) M. Nambu, Phys. Lett. A 39, 347 (1972)
- 2) M. Y. Yu and P. K. Shukla, Phys. Lett. A 45 415 (1973)
- 3) M. Nambu, Phys. Fluids 16 944 (1973)
- 4) B. Buti, private communication (1974)
- 5) T. Watanabe and M. Nambu, private communication (1974)

* 完全に、対応するとは言えない。若干の差異は存在する。

Saturation of a Single Electrostatic Wave by Particle Trapping

山本 隆
東大理

単電荷電波の粒子捕獲 (Trapping) による Saturation Amplitude については、実験的あるいは理論的な考察が種々なところだ。Mankamer(71)は Excess-Density の perturbation orbit theory による \$f\$ (分布函数の perturbation) から、捕獲粒子の軌道を統計的に取って、Saturation Condition \$\omega \sim \nu_L\$ を導いた。(\$\omega_T\$ は粒子の trapping frequency) (Dewar(73)は運動量の保存からより精度の高い Saturation Condition を導いた。)本論文では、有限振幅波を保持するプラズマの定常状態 (BGK-like-solution) に微小な perturbation を加えた系の安定性から Saturation Condition が導かれる事、及びこれが前述の Mankamer の結果と近似的に同等なものであることを示した。

簡単のため、1次元電子プラズマを考える。定常状態のプラズマが有限振幅の静電波 \$E_0(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t)\$ を保持しているとし、本来この有限振幅波に含まれるような perturbation \$\delta E(x,t) = \delta E \exp i(kx - \omega t)\$ (\$\delta E \ll E_0\$) を考える。perturbation \$\delta f, \delta E\$ に対し、Vlasov-Poisson 方程式から

$$\textcircled{1} \quad \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial z} - \frac{e}{m} E_0(x,t) \frac{\partial}{\partial v} \right) \delta f(x,v,t) = \frac{e}{m} \delta E(x,t) \frac{\partial}{\partial v} f_0(x,v)$$

$$\textcircled{2} \quad \frac{\partial}{\partial z} \delta E(x,t) = -4\pi n e \int dv \delta f(x,v,t)$$

①②から非線型分散式を得る

$$\textcircled{3} \quad 1 - \frac{\omega_p^2}{k} \int dv \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^T dt \exp i(k(z(t) - z) - \omega(t - t')) \frac{\partial}{\partial v} f_0(x(z), v(z), t) = 0$$

\$\lambda\$ は波の波長で、\$z(t), v(t)\$ は有限振幅波中の電子の軌道。(初期条件 \$z(0) = z, v(0) = v\$ を満たす) ③と評価するのにあたって、\$v-z\$ 空間を捕獲電子の存在する領域とそれ以外の領域に分け、非捕獲電子の分布函数は、初期値 \$f_0(v)\$ から変化せず、又非捕獲電子は直線軌道をとるものとする。さらに、捕獲電子の分布函数は、波粒束ごとの電子の全エネルギー \$W\$ の函数、捕獲電子はポテンシャルの底近く捕えられこの事を決定する。最終的に③は、

$$\textcircled{4} \quad 1 + \frac{\omega_p^2}{k} \int dv P^*(U|v) \frac{1}{\omega - kv} \frac{\partial}{\partial v} F(v) - \frac{\omega_p^2}{k^2} \int_{-\infty}^{\infty} dW \frac{W/m + e\phi/m}{(\delta/k)^2 + e\phi/m} \frac{1}{\omega} \frac{\partial f_1}{\partial W} = 0$$

\$\delta\$ は \$\omega\$ の虚数部、\$e\phi\$ はポテンシャルの振巾、\$P^*(U|v)\$ は束 \$(z,v)\$ の非捕獲電子の領域に存在する確率で、次のようにかける。

$$\textcircled{5} \quad P^*(U|v) = 1 - \theta \left(z \left(\frac{e\phi_0}{m} \right)^{1/2} - |v - v_0| \right) \frac{z}{\pi} \cos \theta - 1 \left(\frac{1}{z} \left(\frac{e\phi_0}{m} \right)^{1/2} |v - v_0| \right)$$

\$\theta\$ は単位階段函数、\$v_0\$ は位相速度の実数部。

Saturation Condition 及び frequency shift の考察は、講演に譲る。

山本 隆
東大理

弱く乱れたプラズマ中では、乱流による粒子軌道のかぎりのため、resonanceの広がりがよく知られた事実である。(66 Dupree) 一方、乱流状態に外から加えた小振りの perturbation は乱流による衝突効果を受ける、(Tsytovich; An Introduction to the Theory of Plasma Turbulence) この turbulent collision は、perturbation と粒子との resonance のやぶける事ができる。本講義では、以上二つの見地からの resonance broadening があつかう下で、同じ表現形式をとろうる事を数学的に示したい。

Biskamp & Barnatani ('72) は、静電場の乱流に対して

$$\textcircled{1} \int_0^\infty d\tau \cos[(\omega_R - kR \cdot v)\tau - \frac{\tau^2}{2} kR \cdot \frac{\partial}{\partial v} \text{Tr} \mathcal{D}(v, \tau)] \exp[-\frac{\tau^2}{2} kR k; \mathcal{D}(v, \tau)]$$

$$\left(\mathcal{D}(v, \tau) = \int_0^\tau d\tau' \sum_k kR \langle |F_{Rk}|^2 \rangle \exp\{-i[(\omega_R - kR \cdot v)\tau' - \frac{\tau'^2}{2} kR \cdot \frac{\partial}{\partial v} \text{Tr} \mathcal{D}(v, \tau')] - \frac{\tau'^2}{2} kR k; \mathcal{D}(v, \tau')\} \right)$$

を resonance function とし得る。Correlation time が十分小さければ、resonance function をこの形にかきかえる。

$$\textcircled{2} \int_0^\infty d\tau \cos[(\omega_R - kR \cdot v)\tau - \frac{\tau^2}{2} (kR \cdot \frac{\partial}{\partial v} \mathcal{D}_{ij}) \tau^2] \exp[-\frac{\tau^2}{2} kR k; \mathcal{D}_{ij}]$$

ここで \mathcal{D}_{ij} は quasi-linear の diffusion tensor

$$\pi \sum_k k_i k_j \langle |F_{Rk}|^2 \rangle \delta(\omega_R - kR \cdot v) \quad \text{である}$$

一方 Tsytovich によれば、乱流状態 (f_0^{turb}, E_0^{turb}) に外から加えられた perturbation (f_1^{res}, E_1^{res}) のフーリエ成分 ($k = (k, \omega)$) は次の方程式に従う。(電子プラズマ)

$$\textcircled{3} -i(\omega - kR \cdot v) f_{1,k}^{res} + e (E_{\parallel k}^{res} \cdot \frac{\partial f_0^{res}}{\partial p}) = \sum_{ij} \left\{ \frac{\partial}{\partial p_i} \mathcal{D}_{ij}^{(0)} \frac{\partial f_0^{res}}{\partial p_j} + \frac{\partial}{\partial p_i} \mathcal{D}_{ij}^{(1)} \right.$$

$$\left. \times \frac{\partial f_0^{res}}{\partial p_j} + \sum_l (E_{\parallel k}^{res})_l \frac{\partial}{\partial p_l} (\hat{D}_{ij} + \mathcal{D}_{ij,l}^{(1)}) \frac{\partial f_0^{res}}{\partial p_j} \right\}$$

$$\left(\mathcal{D}_{ij}^{(0)} = v e^2 \int \frac{k_i k_j}{k^2} I_{k_1} \frac{d^3 k_1}{\omega + \omega_1 - (k + k_1) \cdot v + i\delta} \right)$$

③は resonance の近傍 $|\omega - kR \cdot v| \ll kR \cdot v$ の $f_{1,k}^{res}$ について解く事が可能で (十分に広いスペクトルに対して) ②の resonance function を含む解が得られる。

地球磁気圏中を伝播するホイスター・モード波と、高エネルギー共鳴粒子との相互作用により励起されるVLFエミッションの理論的解明を目指して、我々は計算機によるシミュレーションを進めている。一様無限の周期的プラズマ空間中での上記の波動-粒子相互作用については、我々は既に幾つかの興味ある結果を得て、本学会でも報告してきたが、今回は、更に若干の結果を追加報告すると共に、現在のモデルの問題点、更には今後の研究対象について一言足す。

図1, 図2は、それぞれ、共鳴粒子の上方(波の進行方向に垂直な面内)の初期温度も、 10^5K ($\langle v_{20} \rangle \approx \langle v_{20} \rangle \times 10^7$) と、 10^6K ($\langle v_{20} \rangle \approx \langle v_{20} \rangle$) にした場合の結果の概観である。各図(a)は、トリガード波の振幅、位相、周波数と、粒子と磁場ベクトルとの位相角の平均値の時間変化を示す。(b)は、モデル内のある区間での粒子(黒点)と、磁場(実線)との位相を、計算機に描かせるものであり、図2では、波の波数空間でのフーリエスペクトラムの変化をも、併せて示している。

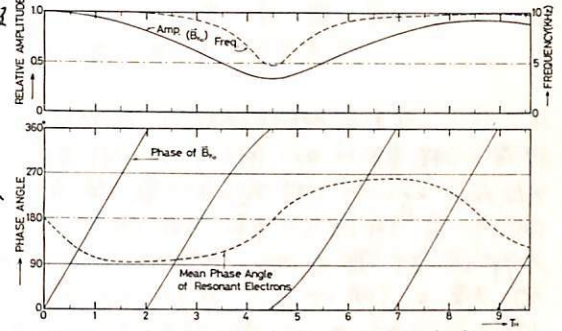


図1-(a) トリガード波の振幅、位相、周波数変化 (上) (b) Evolution of Phase Bunching (F)

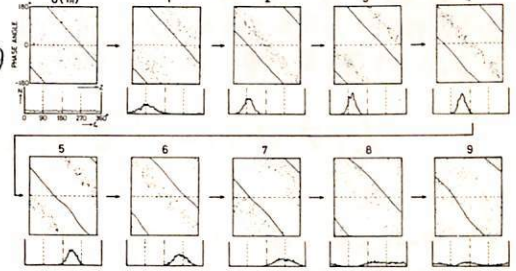
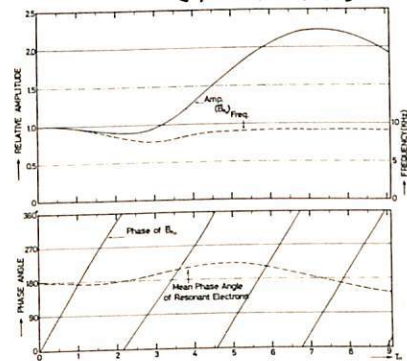


図2-(a) [$T_2 = 10^6\text{K}$]



これを見ると、ホイスター・モード波と、共鳴粒子の相互作用については、粒子の初速度に依存した位相バッチングがみられ、それに伴って、波の振幅増大及び周波数変動が生じることがわかる。図2は、この点特に興味深く、粒子の初期エネルギーが大きいために波は粒子からエネルギーを得て、その振幅はもとの上倍以上に成長するが、やがて減少し始め、以後定常的な振動を繰り返すようである。

これらの現象が、VLFエミッションに見られるような顕著な周波数変動を説明しようとするのは、未だ明らかではないが、計算は、現在まだ進行中であり、モデルも順次改良が加えられているので、学会当日には、その点も踏まえ、更に詳しく報告したい。

尚、本シミュレーションの方法や結果については下記文献に詳しい説明があるが、興味のある方は参照されたい。

(参考文献)

1) 安田、松本、木村

電磁界理論研究会資料
EM T-73-46, 伊豆, 1973

2) 安田、松本、木村

電磁界理論研究会資料
EM T-74-32, 白樺, 1974

図2-(b) [$T_1 = 10^5\text{K}$]

横波の伝播

並川 富一 北ノ 靖英
阪市大 理

従来の perturbation method では プラズマ波の斜伝播の分散式は非常に複雑に別解く事が困難である。この困難を除くために Vlasov eq. の形式的厳密解を Maxwell eq. に代入する方法を採用し前回は一様磁場方向に進む横波の伝播をローレンツ分解して計算した。今回は更にヘリカル波の存在と下の横波の伝播を調べる。現状ではヘリカル波を考慮しない cold plasma theory しかかゝる見られる。左側の方法ではヘリカル波を考慮すると分散式が複雑になるがその方法では分散式の次数が丸々増えるので取扱いは簡単である。目的は $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ の右辺の波、太陽風内のプラズマ波の伝播であるが本紙計算はその第一階段階である。計算の要英は Vlasov eq. の厳密解

$$f_a(\vec{r}, \vec{v}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_a(\vec{r}_0, \vec{v}_0, 0) \delta(\vec{r} - \vec{R}_a) \delta(\vec{v} - \vec{V}_a) d\vec{r}_0 d\vec{v}_0$$

に Maxwell eq. の電磁場を代入する事がある。この事は粒子の種類を示し、 $\frac{d\vec{R}_a}{dt} = \vec{V}_a$ である。一様磁場の方向を z 方向とし、

$$\frac{\partial E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t^2} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{p\alpha}^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\omega_{c\alpha}(t-t')] E(z + v_0(t-t'), z') F_a(v_0) dv_0$$

$\therefore E = E_x + iE_y, \quad v_0 = v_{z0} \quad F_a(v_0) = \int_{-\infty}^{\infty} N_a^{-1} f_a(\vec{v}_0) dv_{0x} dv_{0y}$

$\omega_{p\alpha}$ = plasma frequency, $\omega_{c\alpha}$: cyclotron frequency

Suffix 0 は初期値を示す。 \therefore integro-differential eq. を

Fourier-Laplace 変換に解いて初期 0-値の分布を

分散式は

$$-\omega^2 + c^2 k^2 + \sum_{\alpha=1}^N \omega_{p\alpha}^2 \frac{\omega}{(\omega + \omega_{c\alpha}) - iR\lambda_{\alpha}} = 0 \quad \text{と書く。}$$

$$F_a(v_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda_{\alpha}}{v_0^2 + \lambda_{\alpha}^2}$$

1-29

Kelvin-Helmholtz 不安定における有限な電気伝導度と Hall 電流の効果について

永野 宏
岐阜歯大

通常、磁気圏境界における MHD-K-H instability は電気伝導度 σ が無限大として取り扱っており、又、Hall current の効果についても無視している。(Ex. Son (85), Lerche (86), Southwood (86) etc.) 磁気圏尾部では、種々のプラズマ波動が励起され、乱流の状態にあると考えられ、この場合には σ は有限な値となる。又、Hall current も無視出来ないと考えられる。ここでは、非圧縮性プラズマの場合の K-H instability における有限な電気伝導度と Hall current の効果について報告する。

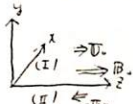
使用する方程式系は、通常非圧縮性の場合の MHD 方程式系において Ohm's law が $E + \frac{1}{c} v \times B - \frac{1}{Nec} j \times B = \frac{E}{\sigma}$ とする。

(1) $k \perp B_0$ の場合

分散式は $\rho_1 \Omega_1^2 + \rho_2 \Omega_2^2 = 0$ (但し $\Omega_i = \omega + i\alpha \nu_{ei}$) となり、これは通常の σ を無限大とし、Hall current を無視した場合と同じであり、この場合には両方とも効果が生じないことがわかった。

(2) $k \parallel B_0$ の場合

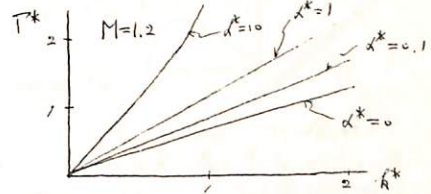
(i) Hall current の存在の場合



$$\text{分散式は } [\Omega_1^2 (\Omega_1^2 + k^2 V_A^2) \lambda_1 + \Omega_2^2 (\Omega_2^2 + k^2 V_A^2) \lambda_2] [\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 2k^2 V_A^2] + k^2 V_A^2 (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 = 0$$

$$\text{但し } \lambda_i = \left[k^2 + \frac{(\Omega_i^2 + k^2 V_A^2)^2}{k^2 B_0^2 \alpha^2 \Omega_i^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\therefore \alpha = \frac{c}{4\pi N e}$$



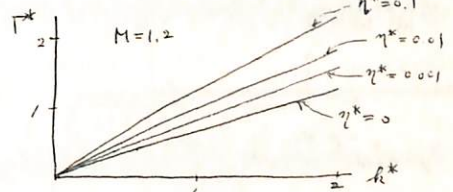
この場合の growth rate Γ^* と波数 k^* との関係は、 k^* が大きい所で Γ^* が通常 MHD の時よりも大きく成る傾向がある。

(ii) σ が有限の場合

$$\text{分散式は } [\Omega_1^2 (\Omega_1^2 + k^2 V_A^2)^{m_1} + \Omega_2^2 (\Omega_2^2 + k^2 V_A^2)^{m_2}] [\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 2k^2 V_A^2] + k^2 V_A^2 (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 = 0$$

$$\text{但し } m_i = \left[k^2 + \frac{(\Omega_i^2 + k^2 V_A^2)^2}{\Omega_i^2 \eta} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\therefore \eta = \frac{c^2}{4\pi \sigma}$$



この場合も growth rate Γ^* の波数 k^* が大きくなるに従って増大していく。

(iii) σ 有限, Hall current の存在の場合

$$\begin{cases} \nu y_1 = A_1 e^{-k_1 y} + B_1 e^{-k_2 y} + C_1 e^{-m_1 y} & (y > 0) \\ \nu y_2 = A_2 e^{k_1 y} + B_2 e^{k_2 y} + C_2 e^{m_2 y} & (y < 0) \end{cases}$$

$$\text{但し } k_i = \left[k^2 + \frac{(\Omega_i^2 + k^2 V_A^2)^2}{\Omega_i^2 k^2 B_0^2 \alpha^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$m_i = \frac{k B_0 \alpha}{\eta} \left[1 + \frac{\eta (\Omega_i^2 + k^2 V_A^2)^2}{\Omega_i^2 k^2 B_0^2 \alpha^2} \right]$$

boundary condition を使う。この場合にも分散式を導出し Γ^* と k^* との関係を示す。

磁気圏境界における F L R · Kelvin-Helmholtz 不安定について (III)

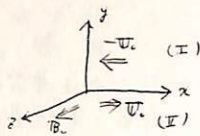
永野 宏
坂本 大

以前の学会で、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定におけるイオンのラーマ半径の有限性の効果について報告した。その際、波数が充分大きくなる所では安定化の傾向があり、或る特別の場合には逆 sense のものがあることを示した。
今回は、非圧縮性および圧縮性プラズマに於いて、波数ベクトル k の磁場 B_0 に直角の場合と、平行の場合とについて数値計算により、これら二つの違いを示す。

(1) 非圧縮性プラズマの場合

(i) $k \perp B_0$

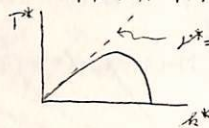
model 1



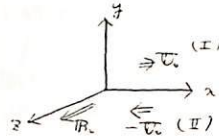
この場合の分散式は

$$\omega^2 = k^2 v_0^2 - 2\mu k^2 v_0$$

non-dimensional parameters $X = \frac{\omega v_0}{v_A}$, $k^* = kL_0$, $M = \frac{v_0}{v_A}$, $\nu^* = \frac{\nu}{v_A L_0}$ を導入すれば growth rate Γ^* と波数 k^* との関係は次図の様になる。



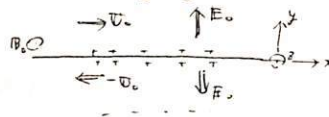
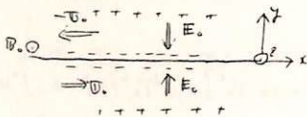
model 2



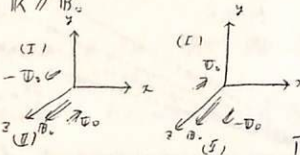
$$\omega^2 = k^2 v_0^2 + 2\mu k^2 v_0^2$$



この場合には、model 1 の取り方に於いて違いが生じる。これは B_0 、 v_0 の方向の違いにより、0 次電場 E_0 の向きが違ふ点と思われる。

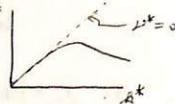


(ii) $k \parallel B_0$



この場合も分散式は

$$[\omega^2 - k^2 (v_0^2 - v_A^2)]^2 + 4k^2 \omega^2 v_0^2 [\omega^2 - k^2 (v_0^2 - v_A^2)] + 2\mu k^4 v_0^2 \omega [\omega^2 + k^2 (v_0^2 - v_A^2)] = 0$$

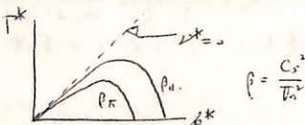


この場合には、波数が大きい所では通常の MHD による安定化の傾向を示す。

(2) 圧縮性プラズマの場合

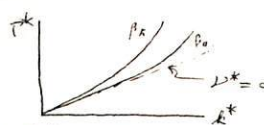
(i) $k \perp B_0$

model 1



$$\beta = \frac{C_s^2}{v_A^2}$$

model 2



この場合も、非圧縮性の場合と同様に model 1 の取り方に於いて違いが生じる。

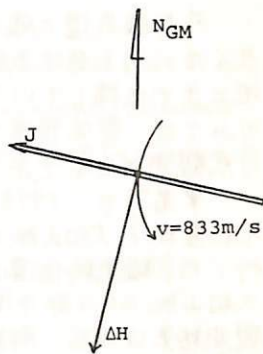
(ii) $k \parallel B_0$ 現在計算中。

鈴木 裕

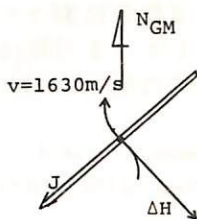
大阪市立大学・工

オーロラに伴って発生する超低周波音波 (AIW) の受信領域は昭和基地の様に地磁気緯度が高い地方ではかなりまれになる様である。これは上向きの地磁気力線に対して西向きのエレクトロジェットが流れた場合、そのローレンツ力は北向き (Equator ward) になる為、AIWは低緯度側に向いて放射され、ジェットより高緯度では受信できないと思われる。

下図に強いオーロラが見られた10月10日の例を示す。21時12分に地磁気H, D成分は鋭い極値を示したにもかかわらず、Z成分より計算したエレクトロ・ジェット (J) の動きは第1図 $v=833\text{m/s}$ の如くであり、これはローレンツ力を相殺する動きでAIWを発生していない。21時21~22分にH, Dが小さい極値を示した時は第2図に示す様に $v=1630\text{m/s}$ でエレクトロ・ジェットが動き、この動きはローレンツ力と相乗してAIWを発生し、約9分後に地上で受信されている。11時11日0:08, 0:12の鋭いH, Dの極値ではジェットは南向きに動いておりAIWは発生していない。

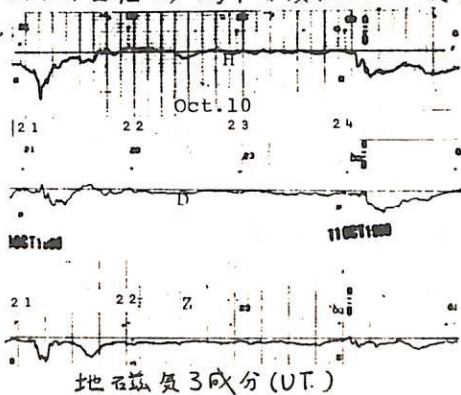
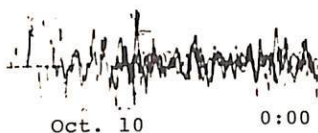


第1図 10月10日21:12 UT

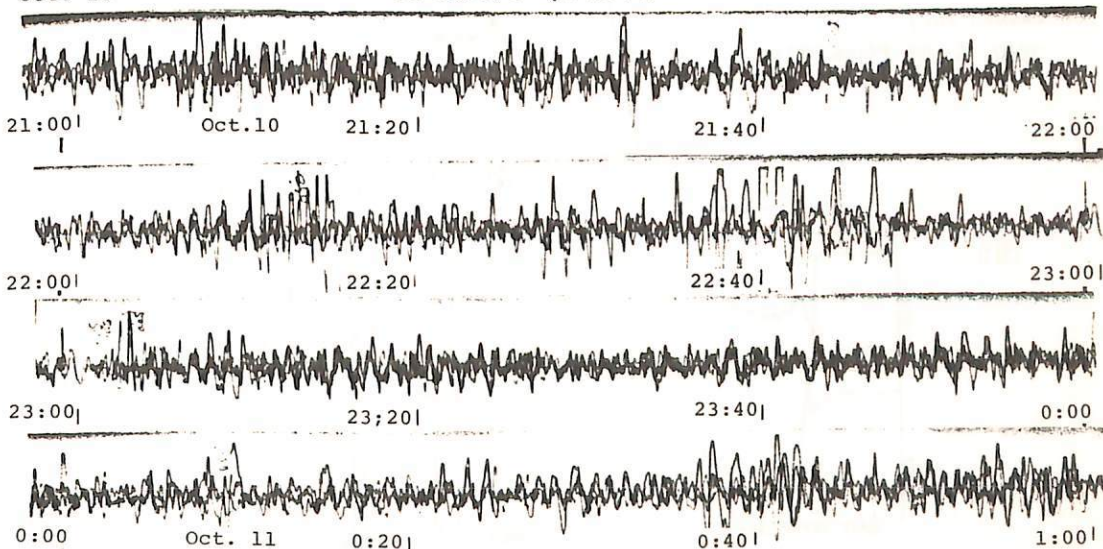


第2図 10月10日21:22 UT

受信記録 (UT.)



地磁気3成分 (UT.)



桑島正幸
地磁気観測所

外部磁気圏と磁力線を通して、直接連っている極光帯においては、磁気圏あるいは
テイルに因を有する種々の現象が顕著に現れる。しかしこれらの現象は発生領域から
地上まで伝播しているものを観測しているものであり、従って極光帯における一点観測
のみでは、発生領域を正確にパトロールすることができない。常に地上における
多点観測が必要であり、近來急激的に取り組まれつつある。^{(1),(2),(3)}

筆者等も、1973年9月、12月の2回にわたり、昭和基地とみずほ基地 および
昭和基地と大和山脈E,F,G郡の中間点とにおいて、地磁気3成分と脈動の2点同時観測を
行った。磁気的位置は 昭和基地(-69°34', 76°10') みずほ基地(-71°49', 76°55')
大和山脈 E,F,G郡 中間点(-70°34', 68°26') である、図1にこれらの位置を示す。
観測結果は現在、解析中であるが今回は 昭和基地-みずほ基地の資料をもとにして、
緯度的に離れた観測点で対比した地磁気現象の特性について報告する。

2つの観測点は 磁気緯度にして 2°余しか離れていないにもかかわらず、夜側に
見られるサブストーム時には現象にはっきりとした相異が見られる。(図2)。
特にZ成分において、両者で逆センスの変動が見られることから、この間にAEJが
存在している可能性がある。このような時に、オーロラや各種波動の資料を合せて、
総合的な解析を進めていくことにより、磁気圏の物理状態を明らかにしていきたい。

- (1) Samson, J.C., et al.
JGR, Vol. 76, P3675 (1971)
- (2) Samson, J.C., et al.
JGR, Vol. 77, P6133 (1972)
- (3) Samson, J.C.,
JGR, Vol. 77, P6145 (1972)

図1

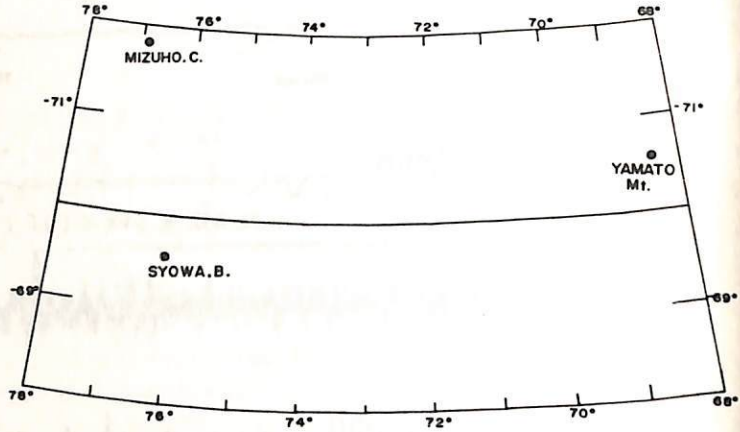
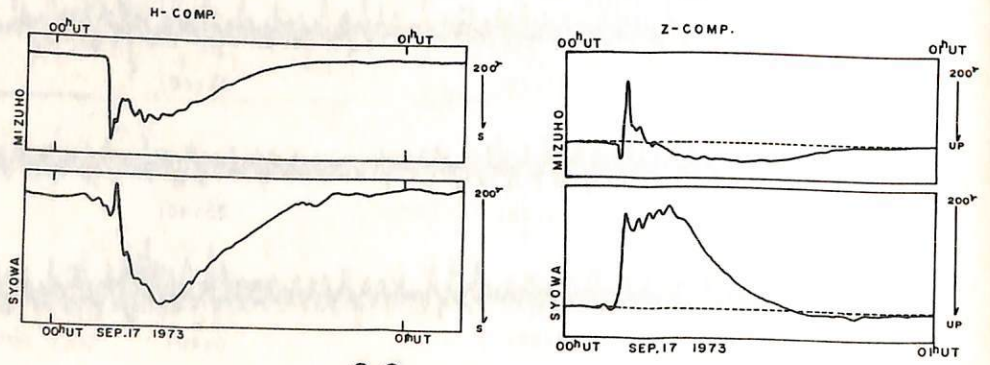


図2



平沢 威男, 鮎川 勝
(国立極地研究所)

昭和基地で取得された ordinary (50mm/h, 10 σ /mm) Rapidrun (300mm/h, 0.5 σ /mm). Induction (DC~7Hz) magnetogram, All-sky camera (every 10 sec), meridian scanning photometer の data など を解析し, substorm の開始時に観測される pi 2 (pi B) - pulsation の特性を総合的に調べてみた. その preliminary の結果として.

- (1) 高緯度 pi 2 のスペクトルを調べてみると, 長周期および短周期にピークを有する.
- (2) 長周期のピークは, 約120秒と70秒の2つの場合があり, ともに顕著な日変化特性を示す. 即ち, 21^h(LT)頃最大, 04^h頃最小となっている.
- (3) この長周期の変動は, 多くはオーロラの動きの変化とよく一致する.
- (4) 120秒と70秒のピークの差は何によるか未だはっきりしない.
- (5) 短周期側のピークは 3~5秒にある.
- (6) このピークは, オーロラの活動が観測点に近い程, 大きくなる.
- (7) pi 2 (pi B) のスペクトルの周波数の上限は5Hz程度で, それ以上スペクトルを有することは稀である.

齋藤 尚生・橋井 亨

(東北大学・理学部)

magnetospheric substorm に伴う地球磁気圏・電圏図の中に aurora・磁場・VLF 波等種々の現象の擾乱が惹き起される。従つてこの現象の擾乱を採り上げて、その擾乱モデルは magnetospheric substorm 自体の擾乱 model と考へてははらば相違がある。そこで、特に磁気圏の onset 機構に直接的に密接な関係を持つる Pi2 型磁気脈動の発生機構の解明を通じて、磁気圏の onset 機構を解明しようとするのが本テーマの目的である。

Substorm onset と Pi2 onset との間の 1 対 1 の対応関係

substorm の onset は Pi2 の onset と 1 対 1 の対応関係にある事は前学会ほど一度述べた事であるが、今回は auroral substorm の onset と Pi2 の onset の間の時間関係を更に詳しい事例について述べる。substorm と Pi2 の 1 対 1 の対応関係は substorm growth phase の問題と深い係わり合いを持つ、即ち従来 growth phase と考へられていた時刻に Pi2 および substorm が onset していた例が幾つも見出された、その 1 例はその 1 例である。

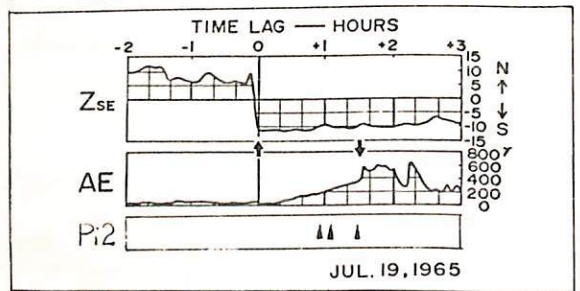
Pi2 に伴う磁気圏内の磁場擾乱

磁気圏尾に蓄積された energy は substorm の発生により消費される、即ち tail lobe における magnetic energy の減少開始時刻に一致して Pi2 の発生が見られる。tail lobe における magnetic energy は或る threshold value に達すると常に Pi2-substorm が発生するのではなく、energy の蓄積が少ない段階で発生することが認められる。ただしその様な場合の substorm は、auroral oval の直径が減少している時期に起こるという事がある。Pi2 の波形解析から推定出来る。

南北 auroral oval と磁力線とを包絡した oval shell の所で Pi2 の振中は最大となり、かつ明瞭な周期を示す。振動 mode 等から推定して Pi2 は oval shell を構成する磁力線の $n=3$ の dominant torsional wave と考へられる。又 plasmapause に相当する緯度において Pi2 は僅かに secondary peak を示す。plasmapause における Pi2 の振中の enhancement は、oval における Pi2 の振中の比に過ぎない。従つて Pi2 の主要発生場所は oval shell にあり、その時に plasmapause にも励起されるという我々の従来の主張が支持される。

Pi2 の substorm 研究における役割

Pi2 に関する諸性質を応用すると、substorm onset の機構を研究する上には Pi2 が重要な鍵を握り得る事が解る。即ち現象的には substorm の onset は高緯度磁場変動では正確に決定し得ない事は第 1 回の例から明らかであり、低緯度磁場変動が適当な情報は示される。又現在の観測法を以てしては人工衛星を用いて磁気圏の上部から aurora から substorm の onset を正確に決定することは困難である。その点で substorm の発生と同時に磁気圏尾から Pi2 が夜半球全域に亘り観測される Pi2 の研究は、substorm の発生機構の研究に有力な情報と乏乏を答である。



(計 1 図)

村岡良和

兵庫医大 物理

PCAがフレアーによって生成された高エネルギー荷電粒子(主としてMeV級プロトン)による下部電離層の異常電離によるものであることはよく知られている。

Nagai (1966)はIGY期間中のPCA eventの解析を行ない、PCAの開始と S^p 電流系からDP (Pre-SC) 電流系(DP-2型変動)への移行が対応しており、PCAの原因である異常電離と地磁気擾乱との間に関連があることを示唆した。ところでダイナモ理論による極域地磁気擾乱の解釈は地磁気擾乱をダイナモ領域の電気伝導度のenhancementによる電流系として考えるが、PCA時の異常電離は下部電離層(高度90km以下)の電離であってダイナモ領域ではないこと、又PCA event時にダイナモ領域で電離を起こす低エネルギー粒子(keV級プロトン等)が十分なフラックスをもって降下していることを示す観測結果が得られていないことを考えれば、上で述べられた相関は定性的にも説明されていないと思われる。

今回の解析ではPCA eventにおける地磁気擾乱がどのような特性をもつものであるかを明確にするため、1966~1969年の主要なSolar Proton eventにおける地磁気擾乱を調べ、プロトンフラックスの観測、及びリオメーターによる観測との比較をした。その主な結果を以下に示すと、

- (1) DP-2型変動が明確に現われ始める時刻はプロトンのフラックスが急増する時刻及びPCAの開始の時刻にほぼ一致する。
- (2) DP-2型変動の出現する地理的範囲は、プロトンのcut-off latitudeが消失する地磁気緯度65以上の範囲に限られる。
- (3) このDP-2型変動がSolar Proton eventにおいて出現するかどうかはプロトンフラックスの特性に依存しており、その積分フラックスを

$$J(>E) = J_0 \exp(-E/E_0)$$

で近似すると、 J_0 が大きく E_0 が小さいほど現われやすい傾向がみられる。

である。

以上の結果は低エネルギープロトン(1MeV以下)のフラックスが存在するならPCA event時にダイナモ領域の電離が起り、 S^p 型変動がenhanceされることを示唆する。

しかしながら低エネルギープロトンがどのような発生機構を通じて極域電離層に降下するかという問題を解決すること、電気伝導度のenhancementの定量的な議論をすることが今後の課題として残される。

1-36

太陽風北向き磁力線と磁気圏テイルに終がる極域磁力線の結合の可能性

岩崎 昇
相模工大 工学部

極域地磁気変動の中には、地磁気緯度 $\sim 80^\circ$ 以上の昼側の極冠域で(通常の変動とは逆向き)昼側から夜側に向かう電離層電流と見られる変動が存在しており、これは惑星間空間北向き磁場の変動とある一定程度の相関をもっている。

この相関性を基に、北向き磁場をもつ太陽風と磁気圏との相互作用のモデルを考える。ここでは、磁気圏にクレフトが存在することが重要な要素となる。太陽風は昼側カスプから浸入し、クレフトに沿って、プラズマシートへと流れ下るものとする。このクレフトに浸入していく太陽風プラズマの磁力線と、磁気圏テイルに終がっている極冠域磁力線とが、……例之は……、結合することによって、太陽風プラズマが、昼側の極冠域に逆向き電離層電流を流すような磁気圏プラズマ対流を、引き起こすものと考え。 (この考え方は本質的な点に関しては以前に発表したことと同じであるが、今回はこのモデルを概念図化したものを発表する。)

前次 測

東大宇宙研

惑星間空間磁場が、太陽風から地球磁気圏へのエネルギー流入量を決定するのに大きな役割を果たしていることは今や明らかである。 今後はそのエネルギー流入量が惑星間空間磁場の各成分及び太陽風内の物理量に具体的にどんな形で依存するかを突きとめることが、太陽風-磁気圏相互作用のメカニズムを知るうえで最も重要であると思われる。ところで、磁気圏尾部を磁気圏が太陽風から得たエネルギーの貯蔵庫と見ると、Polar Cap 内の電場は、貯蔵庫内にははけれるエネルギー量を直接に反映しており、その意味で太陽風と磁気圏の相互作用をモニターするのに最も適当な物理量である。残念なことに Polar Cap 内の電場は定常的に観測されていないが、定常的に観測されている磁場変動の方から電離層電流を去し、その変化を調べることによりかなりの事がわかるに違いない。今回はこういう観点から、Polar Cap 内の4つの観測所の磁場 DATA と惑星間空間磁場の Y-Z 面内の成分 (共に 1 時間値) を比較解析しその対応性を調べた。解析方法としては相関、回帰分析を用いた。その理由は

- 1) 統計的に独立な事象を分離できる
- 2) Base Line のとり方が結果に影響しない

ためである。具体的には

- 1) 惑星間空間磁場の Y 成分に対する一次 dependence (いわゆる Svalgaard effect) を分離する
- 2) S_z を分離する

ことができる。解析は惑星間空間磁場 B_2 が、 $B_2 < 1\gamma$ の場合と $B_2 > 1\gamma$ の場合の2つに分けて行なった。これは (I) で述べるように B_2 が正の場合には負の場合と別のモードの電流系が現れるためである。 $B_2 < 1\gamma$ の場合の解析結果を述べると

- 1) B_2 が負のとき現れる電流系はほぼ太陽側から Tail 側に流れる Plasma Convection を示すが、細かくいうと、昼間側ではほぼ太陽地球方向を対称の軸とすることに、夜側では大きく Dawn-Dusk 方向にずれる。これは夜側の Field aligned current の影響を示すものかも知れない。
- 2) 惑星間空間磁場を $\theta < -45^\circ$ に Fix すると、極域電流の強さはほぼ惑星間空間磁場の大きさに比例する。従って θ がこの range にあるとき Convection の強さは B_2 に linear に依存し、 θ のみに依存したり B^2 に依存したりするのではない。(後者の可能性も理論的には期待できる。)
- 3) B_2 の値を Fix すると、Convection の強さは Solar wind の速度に強く依存する。確定的にはいえないが、ほぼ比例するようである。これは太陽風と磁気圏の相互作用 (特に Reconnection) のメカニズムを考える際重要である。
- 4) Polar Cap の中心 z は B_2 との相関係数よりも理論的式 $\frac{B_z^2 - B_n B_z}{\sqrt{B_z^2 + B_n^2 - 2B_n B_z}}$ との相関係数の方が良い。
- 5) B_2 dependence の大きさは Polar cap 内ほぼ一様である。(昼間側の方がわずかに大きい)。 B_y dependence は夜側 z ほど小さくなる。

前沢 冽
東大宇宙研

(I)と同様の解析を $B_2 > 10$ の範囲について行った結果は次の通りである。

- 1) B_2 が正で大きくなると B_2 が負のときと別の current system が発達する。これは 2次元平面内で見た場合、Regression line の方向が B_2 負のときとは別の方向にのびることから明らかである。
- 2) B_2 が正の場合に生ずる current system は、convection の向きに直ると、Resolute Bay ($\phi_m \sim 84^\circ$) 以上の高緯度では、夜側の半球から昼間側の cusp 付近をめぐって集まる感じの太陽方向の対流となる。
- 3) 地磁気緯度が 80° 以下 (Godhavn) になると対流の向きは昼間側からほぼ等緯度線に沿って夜側に向かう反太陽方向になる。この対流は午後側で強く、午前側では夜側まで戻らないようで、Dawn-Dusk Asymmetry が存在する。
- 4) 対流の大きさの分布は昼間側が強く、Svalgaard effect と似ているが、夜側でもみえる。(但し今回の解析は昼に限られている)
- 5) B_2 が正の時も、 B_y dependence は存在するから、 B_2 が正の場合には上記電流系と B_y に依存する Svalgaard 的な電流系の重ね合わせとなっている。

これらの点から、 B_2 が正の時も太陽風内の磁場と地球磁気圏は相互作用をしており、1から、 B_2 が負のときの相互作用とは性質を異にしていることが明らかである。ここで得られた電流系は、基本的には Iwasaki (1971) の解析による DP-pole と同じものである。しかしながら、地上電流の中で、惑星間空間磁場の B_2 に依存する部分のみを抽出することによってこのような電流系が得られたことは意義深い。DP-pole は電離層電流の方向が異常であるということが基本になっているため、Svalgaard effect、その他別の電流が強ければそれらも DP-pole に含まれてしまうからである。

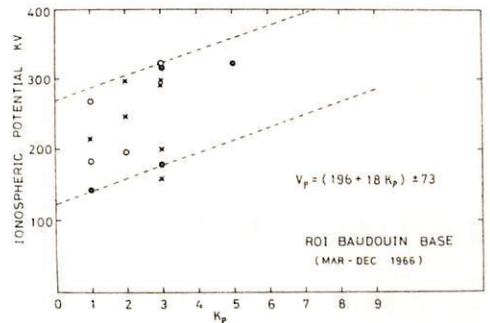
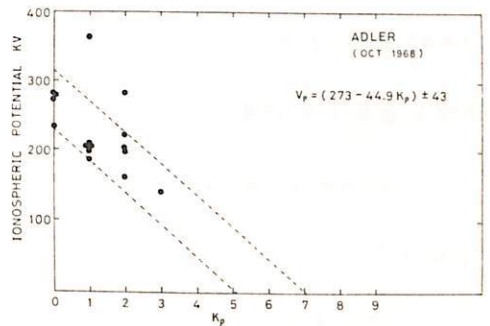
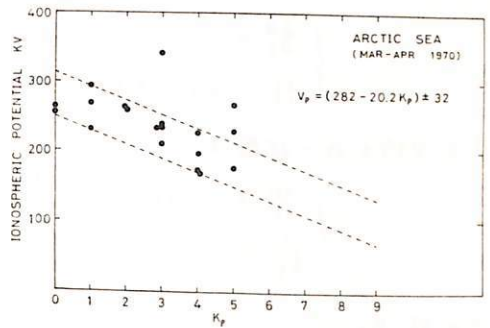
B_2 が正の時も太陽風磁場と磁気圏の相互作用があることが明らかになったため、Sq の解析も考え直す必要があると思われる。これはいくら K_p が小さくても Polar Cap 内では B_y 、 B_2 の値を決めないと電流系が決まらないからである。従って Polar Cap 内の磁場変動から、少なくとも B_y 、 B_2 に依存する部分をさし引いた残りを解析する必要はある。きちんとした解析はまだやっていないが、大体において、Dusk 側から Dawn 側にほぼ一様に流れる電流を考へれば、residual な部分は説明できるようなのである。

安原通博
(京都教育大)

小川俊雄
(京大・理)

大気電場を生ぜしめる電離層電位は、雷発電機構によるものに加えて、磁気圏に起因するいろいろな電場がかかっていることが明らかになって来た。そして大気電場の観測からは、極域ではオーロラ出現時に電場が変動し、且つその傾向が南北両極域で逆になるとの報告もある。今回はソビエトの北極海沿岸地域、Adler、及び南極 Roi Baudouin Base (バルキー隊) における航空機または気球観測資料を用いて大気電場と地磁気擾乱との関係を調べ、すでに指摘されている点について比較検討を試みた。

今回用いた資料は大気下層のいわゆる交換層の影響をほとんど無視できると考えられるので、電場は単一の指数関数的減少をするものとして電離層電位を求めた。右の各図はこれらの結果であって、地磁気活動係数 K_p と電離層電位との関係を示している。 K_p の大きい時の観測資料が不足して居り、また各図についてかなりのバラツキはあるが全体として地磁気活動と電離層電位との間には、一定の相関がみられる。即ち、地磁気擾乱時には北極側 (北極海沿岸地域: $\phi = 60^\circ$, 及び Adler: $\phi = 40^\circ$) で電位が減少し、南極側 (Roi Baudouin: $\phi = -68^\circ$) では増大している。このことは、Lobodin 等によって報告されている、地表面における電位傾度とオーロラ活動との相関と、定性的には一致する結果を得た。しかし地磁気擾乱時に南北両極側で電離層電位の変化が逆位相になるような機構は直ちには考え難い。この点、例えば、オーロラを起す DP 電場が、地球からみて特定の緯度及び地方時にほぼ固定されている事情等も考慮する必要があろう。



前田 坦
京大 理学部

最近の観測によると極地電離には常に朝方から夕方に向き電場が存在しているようである。もしそれがすればイオンドリフトを通して中性大気の運動がおこるのである。

水平方向のみを考えると、イオンの運動は (粘性項を省略して)

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} = 2\Omega \cos\theta \cdot v - \frac{1}{f} \frac{\partial p_i}{\partial x} + \nu_i (u-u) + \frac{e}{m_i} (E_x + v \cdot B_z) \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -2\Omega \cos\theta \cdot u - \frac{1}{f} \frac{\partial p_i}{\partial y} + \nu_i (v-v) + \frac{e}{m_i} (E_y - u \cdot B_z) \end{cases} \quad (1)$$

また中性大気の運動は

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} = 2\Omega \cos\theta \cdot V - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\mu}{f} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{\mu_i \nu_i}{n} (u-U) \\ \frac{\partial V}{\partial t} = -2\Omega \cos\theta \cdot U - \frac{1}{f} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\mu}{f} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\mu_i \nu_i}{n} (v-V) \end{cases} \quad (2)$$

それ故 E_x, E_y を与えて、これらの式を解けばよい。しかし数値的には中性大気の項が大きいので (1), (2) 式をそれぞれ別に数値的に解く。小さい項を無視し、更に中性大気の粘性項も省略した結果は次のようである:

110 Km では、 E による u_0, v_0 によって U, V が準定常になるのに約4日かかる。

$(U, V) \rightarrow (u, v) \rightarrow (U, V) \rightarrow (u, v) \rightarrow \dots$ で準定常になるのは3~4回の繰返し。

$(u, v)_{final} \neq (U, V)_{final}$ とはかなり異なる。

200 Km では、 E による u_0, v_0 によって U, V が準定常になるのに約3日かかる。

$(U, V) \rightarrow (u, v) \dots$ で準定常になるのは1回。

$(u, v)_{final} \neq (U, V)_{final}$ とはかなり異なる。

更に中性大気の粘性性を考慮に入れた結果を求め、これらをアラスカにおけるレーダ観測の結果と比較する。

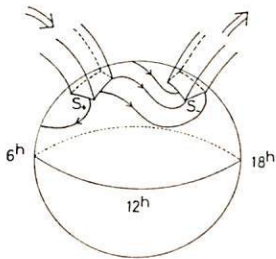
前川 鮎一郎 ・ 前田 坦
(京都教育大・理) (京大・理)

2次元の電離層モデルに外部から正負の電位差の供給があると、可変な磁気圏からの電流による Source, Sink が電離層内にあるという想定のもとに(第1図)、電氣伝導度が非等方的且つ一様な場合、非等方的且つ非一様な場合等、各種組み合わせ計算した例について述べる。

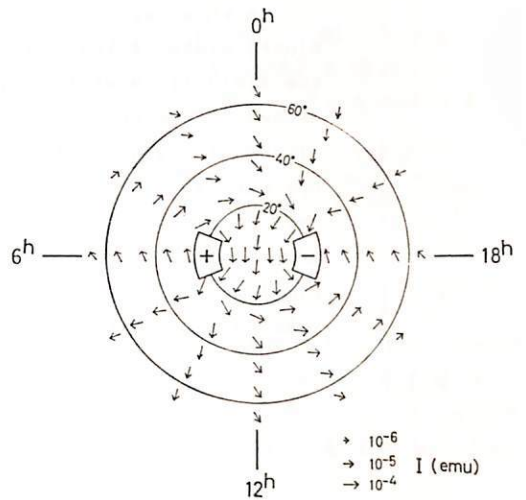
下図(第2, 第3図)の結果では、 $\Sigma_{xx}, \Sigma_{xy}, \Sigma_{yy}$ の値は次の通りである。

$$\begin{aligned} \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} &= 4.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 1.3 \times 10^{-8} & (0.0^\circ \leq \theta \leq 20.0^\circ) \\ \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} &= 8.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 2.6 \times 10^{-8} & (22.5^\circ \leq \theta \leq 27.5^\circ) \\ \Sigma_{xx} = \Sigma_{yy} &= 7.0 \times 10^{-9}, \Sigma_{xy} = 2.0 \times 10^{-8} & (30.0^\circ \leq \theta \leq 90.0^\circ) \end{aligned}$$

(e.m.u.)

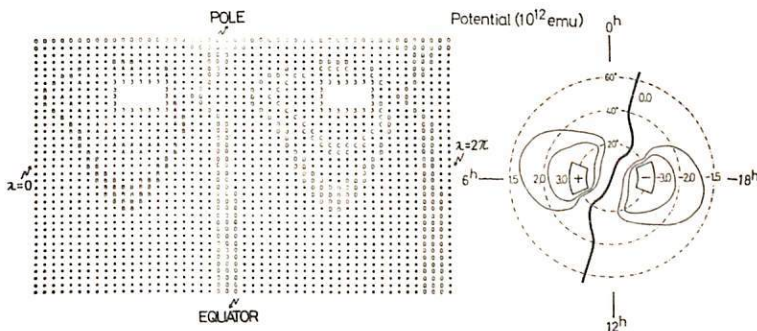


第1図 電流系モデル



第3図 電流密度分布

第2図 電位分布



A SIMPLIFIED MECHANISM FOR FIELD-ALIGNED CURRENTS
FROM THE IONOSPHERE

Koji KAWASAKI and Naoshi FUKUSHIMA
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

In a previous report, it was shown through a simple model that field-aligned electric currents are generated at the boundaries of the auroral oval in the presence of the S_q^P electric field. An exact calculation for field lines extending to infinity was made for the case in which the auroral oval itself was taken to be a boundary without latitudinal width delineating regions of constant but differing conductivities, the polar cap and the middle latitudes; the case for finite width was discussed but no analytical results were presented.

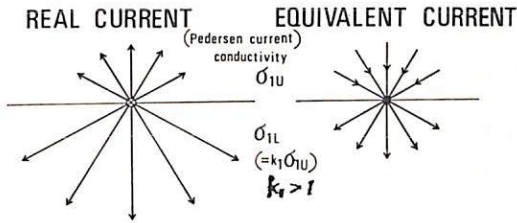
In this report, we extend the model taking into account the finite width of the oval, and also consider the situation in which the field lines at the equatorward boundary are closed, i.e., connected to the opposite hemisphere. Because the field lines are closed, a charge buildup occurs in the equatorward boundaries of the auroral ovals. Results are described which show that the primary currents together with the secondary Hall and Pedersen currents produced by the excess charge at the equatorward boundary and the field-aligned currents combine to produce a rather complex equivalent current system.

Field-aligned current と電離層電流との
つながりに関する問題 (II)

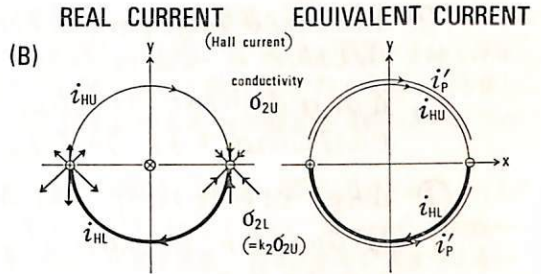
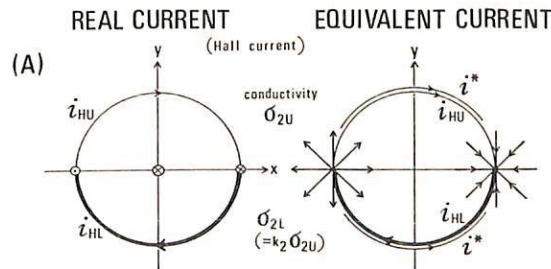
福島直
東京大学理学部

磁気圏と電離層を結ぶ電流が地上に及ぼす磁場を電離層内二次元等価電流系であらわすに際して扱わなければならない問題のうち、最も簡単な場合として、鉛直に入射してくる field-aligned current が電離層電流に変換される場合を考察した。電離層電気伝導度が一様であると、地上には磁場を及ぼさないで、field-aligned current が流れ込むところの北側と南側とで電気伝導度が異なる(それぞれの領域では一定値をとる)場合を扱った。

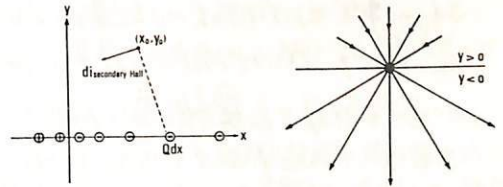
Field-aligned current と Pedersen current とを加えたものに対しては、実際の電流と等価電流との関係は下図のようになっている。



Hall current は、電気伝導度不連続のところ
で電荷を生じさせるので、そのような電荷が、(A) field-aligned current として自由に逃げ得る場合、(B) 電離層中の Pedersen 電流として逸散してゆく場合、の両極端の場合を考えた。(B) の場合には、たまった電荷がつくる電場による secondary Hall current の影響をも併せて考えなくてはならない。



Secondary Hall current は、下図に示すようにもとの field-aligned current を増加させようとする傾向にある。この図の左部分は電荷



分布で、右図は各電荷の影響で流れる secondary Hall current の全体で、原点で電流量の不連続があらわれるので、もとの field-aligned current が増えないと電流不連続が解消されない。

一般に field-aligned ^(line) current が電離層に流れ込んでいるときの等価電流 i_{eq} は、field-aligned current に伴う電場を E とするとき、

$$i_{eq} = \mp \sigma_1(\text{apparent}) E - \sigma_2(\text{apparent}) E \times B/B$$

と書くことができ、こゝに

	$\sigma_1(\text{apparent})$	$\sigma_2(\text{apparent})$
(A)	$(\sigma_{1L} - \sigma_{1U})/2$	$(\sigma_{2U} + \sigma_{2L})/2$
(B)	$\left\{ (\sigma_{1L} - \sigma_{1U}) + \frac{\sigma_{2L}^2 - \sigma_{2U}^2}{\sigma_{1L} + \sigma_{1U}} \right\} / 2$	$\frac{\sigma_{2U}\sigma_{1L} + \sigma_{1U}\sigma_{2L}}{\sigma_{1U} + \sigma_{1L}}$

と与えられる。

Field-aligned current が無限にひろがっている sheet current の場合には、Hall current が電気伝導度不連続面を切らないから、(A) (B) を区別する必要はなくなる。

金田栄祐 (東大理地物研施設)

substorm の特性に関する研究の progress. growth phase の存在が顕著なもの、及び growth phase の存在が明確でないものに関して既に報告した通り両者共様々の現象に於いて固有の特性と有する事が明らかとなった。一方、極域に於ける擾乱の progress AE-index の AU の増加が著しいにも拘らず、AL に伴う顕著な変動を伴はぬ例が認められる。この様々の擾乱を試験的に採用した DP-index に依りて解析すると昼側から夕方側にかけて擾乱が存在する事が明らかになった。今回の DAPP 衛星に依るオーロラ観測の資料に基づいて、この様な擾乱の特性に於いて解析を行った結果を報告する。

DAPP 衛星搭載のスクリーンに依るオーロラの二次元表示の資料 (DAPP-Photograph) の progress. 北半球冬季の 1972 年 11 月 ~ 1973 年 2 月迄期間中、月明の影響が少なく約 60 日を選んで auroral substorm の際のオーロラの分布動態特性に関する解析を行ってその間に、比較的頻繁に特異な分布が發生する事が明らかとなった。この分布の特性は以下の如くである。

- i). 午後側から夜側にかけて顕著に double auroral belt の構造が認められる。
- ii). inner belt は通常の auroral oval よりも数度高緯度側に存在し、比較的 diffuse の outer belt に対して discrete のオーロラに依りて構成される。
- iii). この様な double belt 構造は比較的安定で、連続する 2~3 枚の DAPP-Photograph に於いて、分布、緯度等に大きな変化が認められる。通常の substorm に対する分布動態とは様相を異にする。

この double belt 構造が観測された期間中は、極域での地磁気擾乱の様相は上述した AU の増加が顕著で、通常の substorm とは異なる特異なものである。この種の地磁気擾乱の際の極域域への粒子入射は、所謂 "inverted V" 型のエネルギー・緯度特性と小丁 electron の入射から、昼側から夕方側にかけて invariant latitude へ近づくに存在する事か我々のこれ迄の解析が明らかになって居る。尚且、この様な解析では、growth phase の存在が明確な substorm の growth phase の初期の擾乱特性と、AL の活動度の顕著な増加を伴はぬ、この擾乱の初期特性との差違に関して明確に決定をする事が困難であったのか、DAPP-Photograph の解析から、この結論を示す事が出来た点にある。

今回はこの double belt structure を伴う磁気擾乱と通常の substorm との差違を対比させながら substorm の特性に関する議論を行う。

Table 2. Ionospheric sounding rockets.

ロケット	S-210JA-16	S-210JA-17	S-210JA-19	S-210JA-18
飛翔年月日	1973.2.15	1973.4.23	1973.7.15	1973.8.23
飛翔時刻	02h45m	02h54m	22h09m	03h53m
発射上下角	82°	82°	82°	82°
発射方位角	135°	135°	135°	315°
最大到達高度	102.6 km	104.3 km	130.0 km	129.4 km
最大高度到達時間	2m31s	2m49s	2m53s	2m52s
水平到達距離	141.5 km	124.5 km	92 km	128.5 km
全飛翔時間	5m00s	5m35s	5m42s	5m33s
落下方位	110°	134°	144°	343°
発射時地風向風速	7.1 m/s E	0.2 m/s E	0 m/s -	0.2 m/s SE
天候	曇	快晴	快晴	快晴
磁場水平成分	-300γ	-750γ	+50γ	-50γ
CNA	-1.5 db	-5.0 db	0 db	-0.5 db
オーロラ	-	5-7 KR	0	3-5 KR
電離層状態	Esのみ(7MHz)	Blackout	Eの反射あり	EchoとEの消滅あり
電離層測定器	EP, LP, RFP	EP, LP, RFP	EP	EP, LP, RFP

オ14次南極越冬隊
 によって7機のロケットが
 発射された(オ1表)。そ
 の中の4機に高周波型およ
 び静電型の電子密度測定器
 が搭載され、主として極光
 出現中に発射されて、種々
 の条件のもとでの電子密度
 の高度分布が観測された(オ
 2表)。オ1, 2回にロケット
 の落下地実および軌跡を
 示す。JA-16号機は昭和基
 地において日出直前の状態で
 発射した。高度約85 kmで密
 度の勾配が変化しているの
 は特徴的である(オ3, 4回)。
 JA-17号機は4年間の昭和基
 地におけるロケット実験の中で電離層擾乱
 が最大のもので、D, E領域において著し
 い電子密度の増加が観測された(オ5, 6
 回)。最大電子密度は約 $8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ を示した。
 JA-18号機は上昇時においてオーロラ発光
 域に突入し、かつ横切った。そのため著し
 い電子密度の増減が観測された(オ7回)。
 最大電子密度は103.4 kmにおいて 5.33×10^8
 cm^{-3} であった。JA-19号機は夜間の平穏な
 状態の電離層を観測した(オ9, 10回)。
 最大電子密度は約 $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ と推定される。

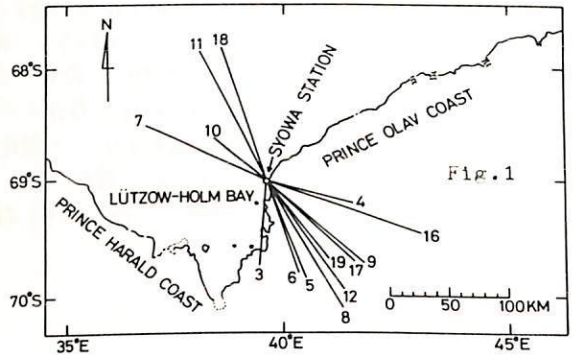
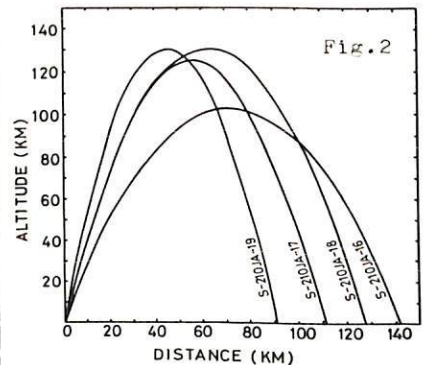
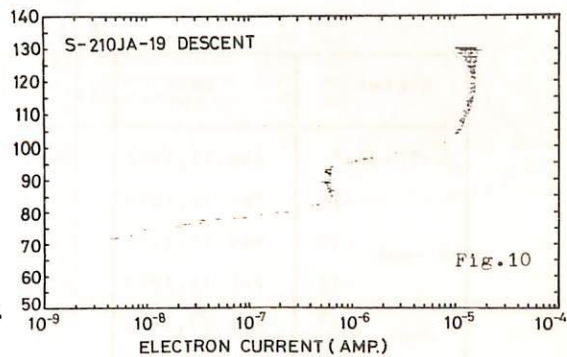
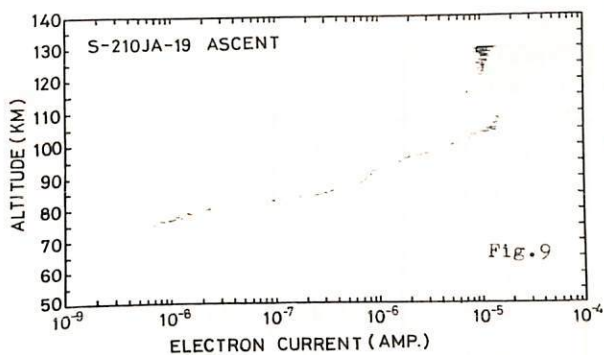
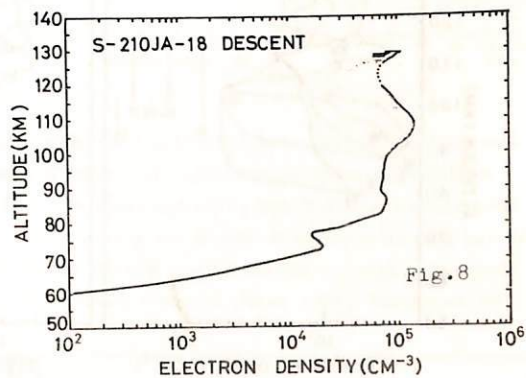
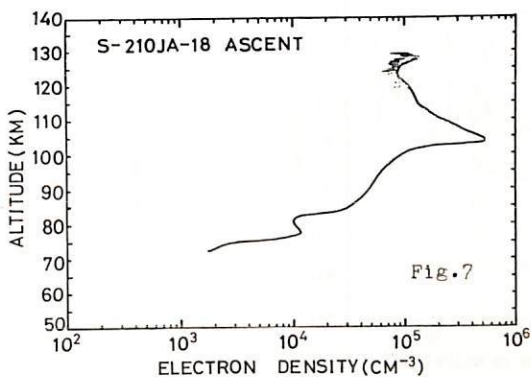
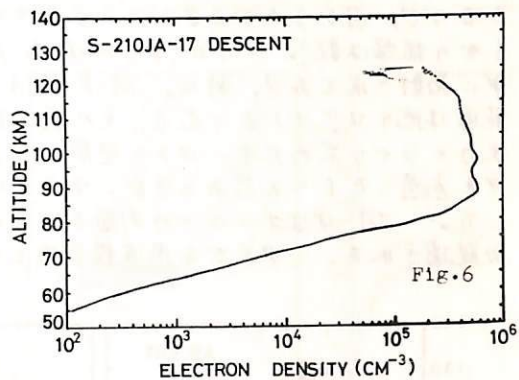
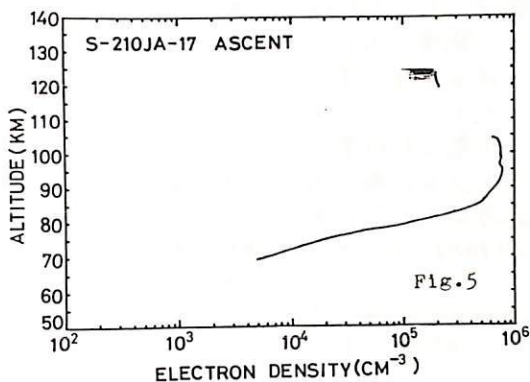
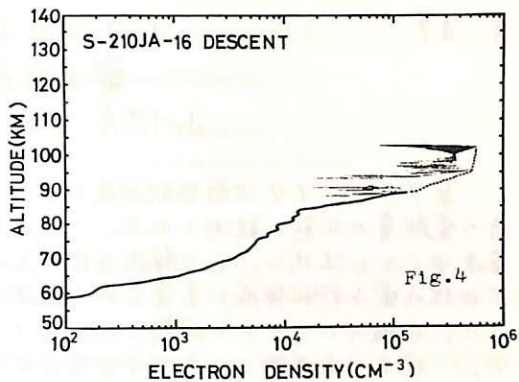
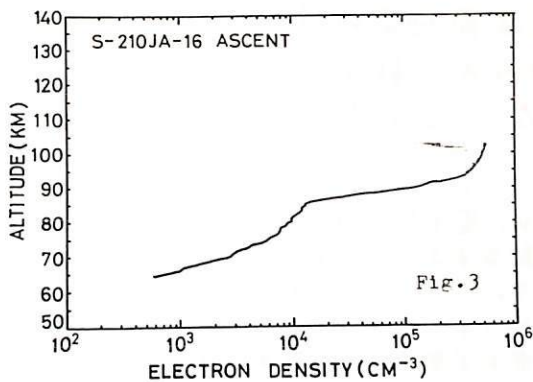


Table 1. JARE-14 rocket experiments.

NO.	ROCKET	DATE	TIME(LP)	IPEM
1	S-210JA-13	Jun. 10, 1973	23h20m	AIR, AVL, AEF, GA
2	-14	Mar. 25,	23 47	"
3	-15	Jun. 12,	00 11	"
4	-16	Feb. 15,	02 45	SCI, NEL, TEL, GA
5	-17	Apr. 23,	02 54	"
6	-18	Aug. 23,	03 53	MGF, AEF, NEI, TEL
7	-19	Jul. 15,	22 09	BNW, NEL, GA

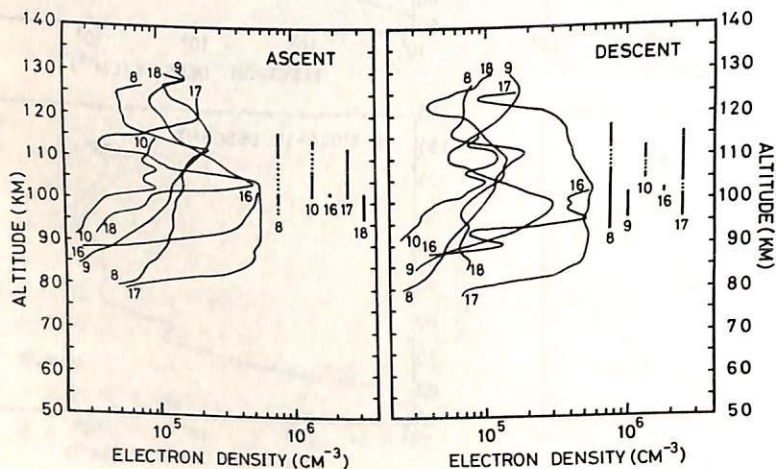




ロケットによる南極電離層の
電子密度ゆらぎの観測
小川忠彦 森弘隆 宮崎茂

電波研究所

第13次, 14次南極観測隊によって多くのロケットが打上げられ, オーロラ出現時の電離層の状態が観測された。わけわけは, 電子密度測定時にしばしば見られた電子密度ゆらぎに注目し, その解析を行ったので報告する。密度ゆらぎは通常のラングミュア曲線の電子飽和領域に重畳されて観測される。ラングミュアプローブは表1に示すように, 6機のロケットに搭載されており, 6機のすべてに何らかの密度ゆらぎが観測された。図1は各号機ごとに電子密度分布⁽¹⁾と電子密度ゆらぎが観測された高度範囲を示したもので, 図からわかるように, ゆらぎは高度90~120 kmの範囲に存在した。ゆらぎの振幅は数%~10% (peak-to-peak)の範囲にあった。6機ともオーロラ出現中に発射されており, 特に, JA-8とJA-17の場合は強いオーロラで, ゆらぎの出現高度範囲は他のロケットより広く, その最大振幅も大きい。JA-8, 9, 10の飛行軌跡と全天カメラから求めたオーロラの空間的位置とを比較した結果, JA-8とJA-9はオーロラ中を通過したものと思われるが, ゆらぎはオーロラ下端, あきい側面にのみ存在していた。JA-18はオーロラの側面を上昇時に通過したか⁽²⁾, ゆらぎはオーロラの下端のみ観測された。ゆらぎを周波数解析した所, 10 Hz~150 Hzの範囲内で, 概して, スペクトルは高周波側ほど低いから, JA-10, -17のそれはほとんど平らであった。ゆらぎの発生機構は目下検討中である。



クトルは高周波側ほど低いから, JA-10, -17のそれはほとんど平らであった。ゆらぎの発生機構は目下検討中である。

参考文献

- (1) 宮崎茂, 本学会講演
- (2) 平沢威男, 私信

← 図1.

表1.

Rocket	Date	Time (45° EMT)	Geomag. H-component	CNA	Ionogram
S-210-JA-8	Aug. 11, 1972	0401	-450 γ	-2.6 db	Blackout
-9	May 14, 1972	0213	-290 γ	-1.3 db	Blackout
-10	May 16, 1972	0202	-200 γ	-0.3 db	Spread F
-16	Feb. 15, 1973	0245	-300 γ	-1.5 db	Sporadic E
-17	Apr. 23, 1973	0254	-750 γ	-5.0 db	Blackout
-18	Aug. 23, 1973	0353	-50 γ	-0.5 db	Unstable

Ionization of the Lower Ionosphere by Auroral Electrons

T. Nagata, T. Hirasawa, M. Takizawa
National Institute of Polar Research

and T. Tohmatsu
University of Tokyo

The electron density (N) distribution within an auroral arc was observed on a sounding rocket which penetrates into the auroral arc. The electron density in the E-region is anomalously enhanced, becoming $(2 \sim 5) \times 10^5 \text{ ele/cm}^3$, only within the moving auroral arc, whose $N_2^+ 4278 \text{ \AA}$ auroral luminosity is $(1 \sim 2.5) \text{ KR}$. The electron density of the D-region beneath the lower boundary of the auroral arc ($75 \sim 98 \text{ km}$ in altitude) also is considerably enhanced, amounting to $(2 \sim 5) \times 10^4 \text{ ele/cm}^3$ (See Fig. 1-b). Fig. 1-a shows the relative geometry between the ascending rocket and the moving auroral arc.

The observed E-region electron density can be theoretically interpreted as due to the direct ionization by precipitating auroral electrons, whose energy spectrum $f(E)$ is approximated by $f(E) dE \propto F_0 \exp(-E/E_0)$ with $E_0 = 2 \text{ kV}$. The relation between the electron density and the $N_2^+ 4278 \text{ \AA}$ auroral luminosity (I_{4278}) can be reasonably explained by considering the simultaneous effects of ionization and excitation by the electron flux represented by $F_0 = 9 \times 10^9 \text{ ele/cm}^2/\text{sec}$ per $I_{4278} = 1 \text{ KR}$.

The electron density in the D-region is very likely due to the aurorally associated Bremsstrahlung X-rays ionization. Four other data of the N-profile measurement by sounding rockets which passed nearby auroras but did not penetrate into them show that N in the D-region only is systematically enhanced depending on the polar substorm magnitude represented by the intensity of negative auroral electrojet and CNA, but N in the E-region did not show any systematic increase (See Fig. 2). The enhancement of the D-region electron density can be qualitatively interpreted as due to the auroral Bremsstrahlung X-rays coming nearby auroras. However, the quantitative estimate of N in the D-region based on the existing theories (Rees 1964, Kamiyama 1970) does not seem to be fully sufficient to explain the observed strong ionization of the D-region.

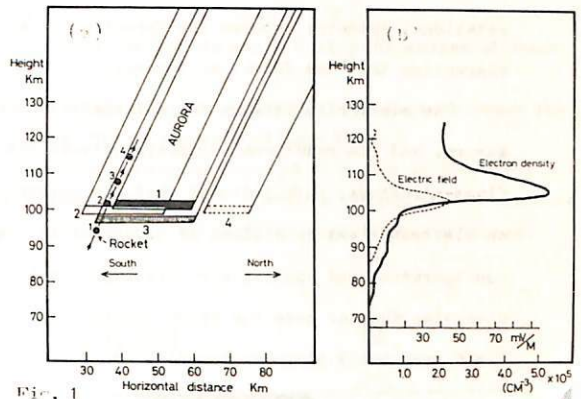


Fig. 1

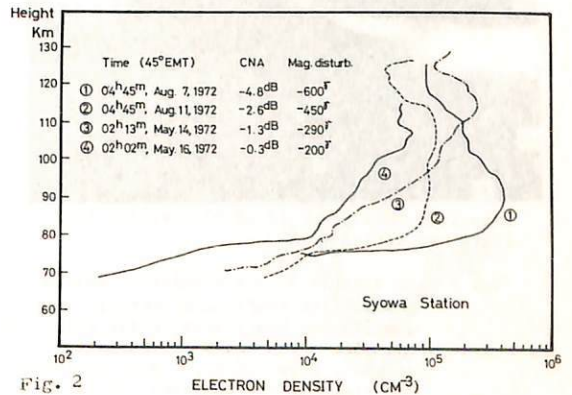


Fig. 2

Similarity Between Global Auroral Deformations in DAPP Photographs and Small Scale Deformations Observed by a TV Camera

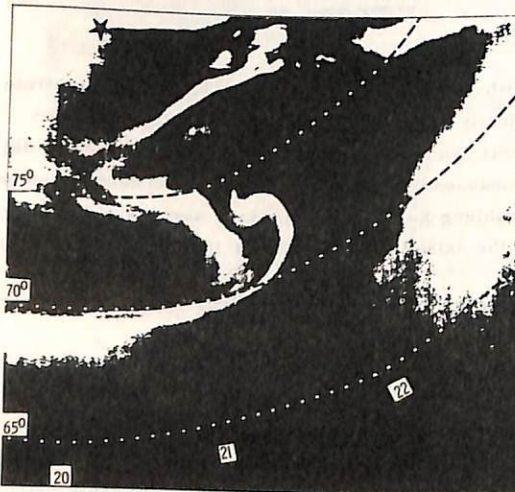
Takasi Oguti

Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

A striking resemblance has been found between the global pattern of an S-shaped structure in the dusk sector seen in a DAPP photograph (west-ward travelling surge) and a small-scale S-pattern observed by a highly sensitive TV camera. A remarkable similarity has also been found between flame-like structures of small-scale aurora and that of global scale.

Examinations of the development processes producing both of these characteristic patterns, namely the S and the flame, of various scales, lead to a conclusion that the basic development processes are the same, independent of the size of these patterns. Another important point is the existence of a rotational symmetry between the formation of an S-structure and the formation of a flame-structure, suggesting that the formation processes of the S and the flame patterns are basically the same.

The similarity between the deformation processes of large-scale aurora and those of small-scale aurora, and the rotational symmetry between the formation processes of an S-structure and those of a flame-structure, both indicate that the auroral deformation is attributable to the general dynamics of an electron sheet or a cloud of electrons in a magnetic field, regardless of both the specific configuration and condition of the magnetic field and the plasma distribution around the earth. The clockwise angular momentum of an electron system in a magnetic field and a beam-associated electric field presumably plays an essential role in deformation processes of aurora.



Satellite Photograph 12 14 UT Nov. 26, 1971
(Pike and Wahlen)



TV Picture 2238 49.0 UT June 25, 1971

Fig. 1 An example of the similarity between the auroral pattern of global scale observed by a satellite (left) and that of small scale observed by a TV camera. Both of them are complicated S-patterns, which yeild from a splitting of an S-pattern in the middle into two S's. The scale of the pattern in the left panel is about 1000 km and that in the right is about 60 km. Note that the left is the northern aurora viewed from above, while the right is the southern aurora viewed from below.

Morphological study of auroral behaviours in the southern polar region

T. Nagata, T. Hirasawa and M. Ayukawa

National Institute of Polar Research

The auroral imagery data from the USAF DAPP Satellite (Fig. 1) have been analyzed for studying the auroral substorms, in particular, in the southern polar region, in conjunction with various ground-based data at Syowa Station. The following problems are main interests in the present study :

- (1) Configuration of auroral oval during the course of a substorm ;
- (2) Dependence of the radius of auroral oval on the magnetic disturbance conditions ;
- (3) Relationships between the position of auroras and the intensity variations of ground-based phenomena such as magnetic disturbances, VLF-emissions, ULF, CNA etc. observed at Syowa Station.

Preliminary results have indicated the followings :

- (1) As schematically illustrated in Fig. 2, the auroral oval changes its shape during the course of polar substorm ;
- (2) The position of the night-side auroral oval depends on the magnetic activity, the distance between the geomagnetic pole and the night-side oval increasing with an increase of Kp - Value ;
- (3) When the active area of auroras approaches, substorm phenomena observed at Syowa successively take place in the following systematic order with time, namely (a) VLF-hiss emissions, (b) positive magnetic disturbances, (c) pc 4 (sometimes pc 5) pulsations, (d) negative magnetic disturbances, (e) decreasing CNA and (f) pi-burst pulsations.

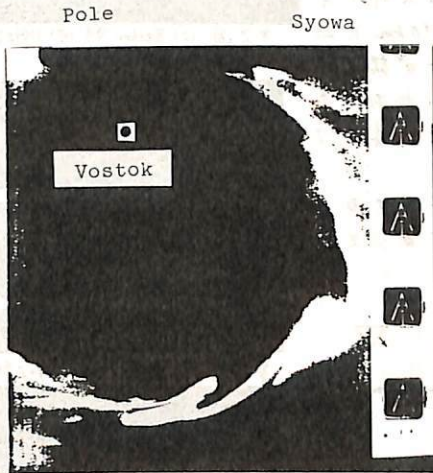


Fig.1 DAPP Data

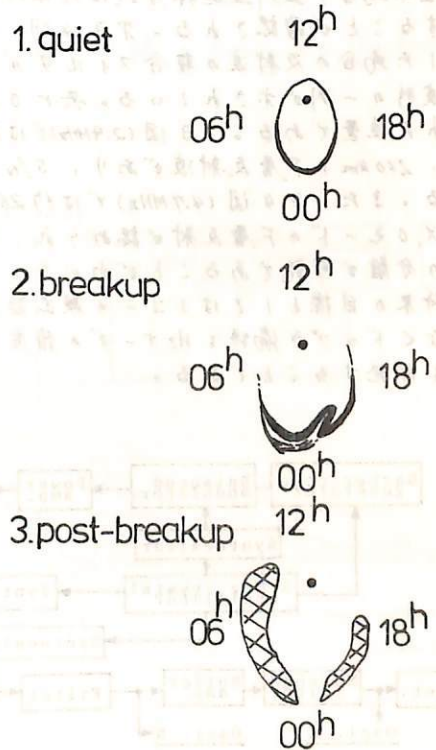


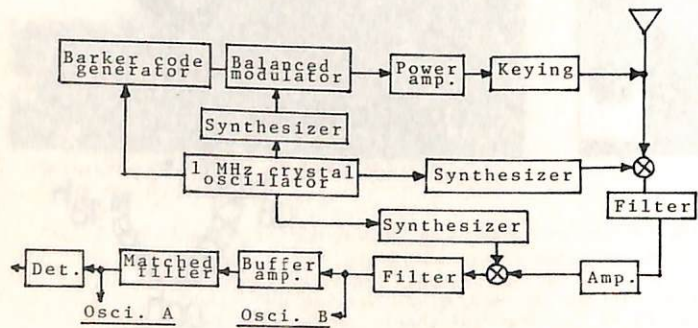
Fig.2 Auroral oval

1-51 符号化パルス方式サウンダによる電離層の地上観測

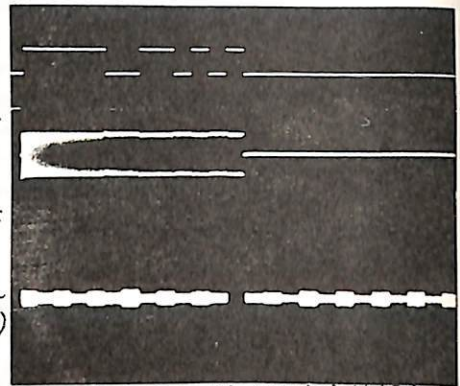
相 京 和 弘, 古 関 照 男, 五十嵐 喜 良
郵 政 省 電 波 研 究 所

上空搭載用サウンダ(Topside Sounder)として従来の単一パルス方式より一歩進んだものを開発するため、不要波除去性能の向上が期待できる符号化パルス方式サウンダの基礎実験装置を製作した(詳細については別に発表予定)。この装置は上空搭載に伴う諸問題を解明するための基本部分のみからなるため、改造を施し、9型電離層観測機の送受信部の一部を利用して電離層の地上観測を実施した。上空用として最小観測可能距離をあまり長くとりたくないこと、大幅な距離分解能改善を必要としないことを考慮し、符号系列として相関特性の優れた13ビットバーカ符号を採用した。実験装置の諸元を示すと、全パルス長: 260μsec, サブパルス幅: 20μsec, 送信パルス周期 40.96 msec, 変調方式: 0, π位相変調, 受信側第1中間周波数: 60MHz, 第2中間周波数: 3MHz, 整合フィルタ: 音響遅延線の並列接続方式(IF段処理)などである。第1図は実験の総合ブロックダイアグラムを示す。送信搬送波は符号により平衡変調器で位相変調されアンテナから送信される。反射波は一度、第1中間周波に変換され、フィルタ、増幅器を通過して第2中間周波に変換された後、約60kHzの帯域制限されて整合フィルタにて圧縮処理される。第2図は上からバーカ符号系列、3MHz位相変調波と圧縮波形を示す。IF処理の場合、並列遅延線方式は理想的に近い相関性能を有することが確認される。第3, 4図には固定周波数で送信した場合の反射波の整合フィルタの入(下側)出(上側)力波形の一例が示されている。共にオレンジは矢印で示された位置である。第3図(2.9MHz)では距離約110kmにEs層, 260kmにF層反射波があり, S/N比の改善が認められる。また、第4図(4.7MHz)では約260, 275kmにおのおのX, OモードのF層反射が認められ, 重要な近接エコーの分離が可能であることがわかる。

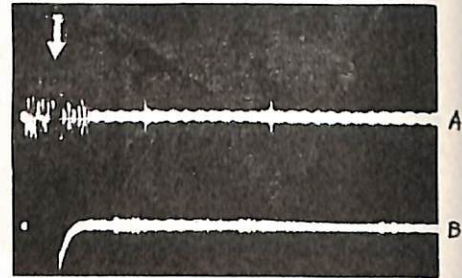
将来の目標としてはエコーの検出能力を低下させるとなくドップラ編移をHzオーダーの精度で測定するシステムを開発することである。



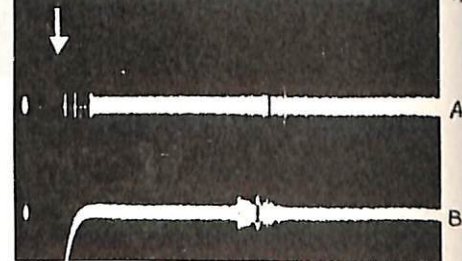
第1図 総合ブロックダイアグラム



第2図 (上) Barker符号 (中) 3MHz位相変調波 (下) 圧縮波形



第3図 反射波のAスコ-7°(f=2.9MHz, 50km/div, 16:36, 17)



第4図 反射波のAスコ-7°(f=4.7MHz, 50km/div, 16:44, 28 Sept. '79)

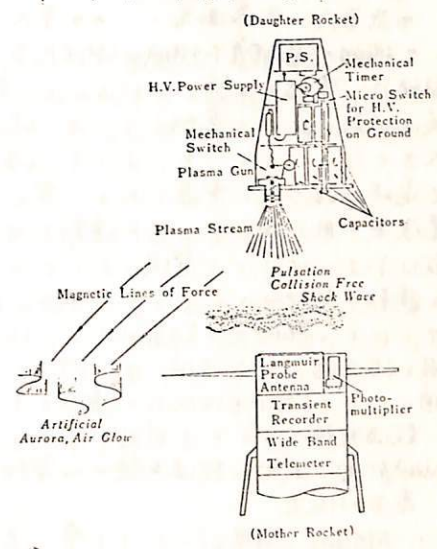
河島信樹, 矢守章, 佐々木進, 岡村昇一, 村里幸男, 金子修
東大 宇宙研

今迄電離層プラズマの飛翔体による観測は測は、主として自然に観測する事が主であつたが、これからは、自然のプラズマを人間の手で制御していく実験が重要になつていくと考へられてゐる。特に1980年代の宇宙の乗り物として現在アメリカで開発されてゐるスペース・シフト計画ではこの様な Controlled Active Experiment が中心となつてゐる。

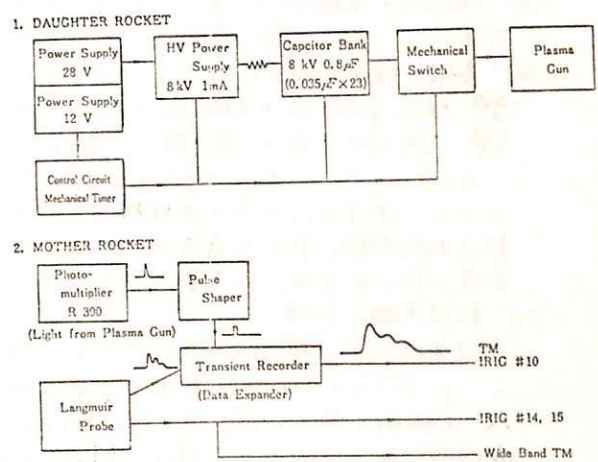
次にこれ迄電子ビームや強力な電波を用いた実験が行われてゐるが我々は今回二段式ロケット K-9M-46号機を用いてプラズマをパルス的に加速する実験を行った。第一回に示した様に25 Joule のインデンサバンク (8KV, 0.8μF) 高圧電源、Mechanical Switch, Timer, 電源及び同軸プラズマ銃を子ロケットに搭載し、高度150kmにおいて初速1m/sで親ロケットから切り離れた。プラズマ銃は12秒に1回放電し、全体で約45回の放電が行われた。

測定はラングミュアプローブで密度、速度等を計測し、このテレメータの位置速度の制限からデータを一且メモリに内蔵しこれを中へくろ出力する法を取った。ナトリウム入力の Sampling time は 10μs, 8 bit, 1024 words の信号でプラズマ放電後 10ms の信号をメモリに、これは10秒間で出力した。一部ラングミュアプローブ回路に不具合があったがそれ以外は正常に作動した。又同時に搭載された電子温度計にも信号が受信されてゐる。

地上からの電波及び光学観測を宮崎県稚葉村で行つた。打上時の天候の急変で光学観測を行う事は出来なかつた。



(本図) 実験の Schematic Illustration



(本図) システムブロック図

1-54 極域の熱圏の風系 (1)

数値実験

山下喜弘*, 井上隆義*

* 気象庁・気象衛星, ** 京大・理

一 概観一 電離層下領域の中FE大気の運動を発起する原因として、拡散、潮汐振動、圧力勾配及び電磁力が考えられる。この領域ではイオン及び電子に対して同一周波数の衝突周波数に比べて単純して、磁場、平行方向の電気伝導度は磁場に垂直な方向に大きく厚い。このことより、磁場線は殆んど電氣的に等ポテンシャルとみなされ、従って電場は磁場線に垂直であると考えることができる。この電場はイオン及び電子をともに速度 $E \times B / B^2$ でドリフト運動させる。下層に於て、イオンと中FE粒子との間の衝突周波数は小さいけれども電場によるドリフト運動がイオンは衝突を通じてやがて中FE粒子の運動を発起するといふことが示された。(Cowling, 1945, Baker & Martyn, 1953) このイオンによる摩擦力の効果がイオン抗力 (ion-drag) と呼ばれるものである。このため、太陽風と電離層の相互作用にその源をもつ電場による生じたイオンドリフトがイオン抗力を通してどのような中FE大気の運動を生じかねる極域に於て、簡略化された電離層モデルで、数値実験することを目的とする。

一 極域熱圏の風系の数値実験一 電離層のモデルと電場の機構

(I) 基本的仮定

- (i) 極域熱圏 (緯度 $60^\circ - 90^\circ$) 下層に限ることとする。
- (ii) 電離層は弱電離プラズマの状態にあり、水平に成層している。
- (iii) 磁場はほとんど電離層水平面に垂直である。すなわち、電場の垂直成分は、磁場線と電氣的に等ポテンシャルと考える。(電場は水平成分のみである。)
- (iv) 中FE大気は鉛直方向に静止し、静水圧平衡状態にあり、イオン抗力による、その状態が変化しない。
- (v) 衝突の効果が電子と中FE粒子との間の運動量輸送は小さく、イオンと中FE粒子との間の相互作用は無視できる。

(II) 極域熱圏の電離層に付与される磁場電場の機構として、太陽風と磁場圏の相互作用の結果

電流系 (S&P, CP-1.2) を生じ、これを標準電場的な電場と考える。

(III) 基礎方程式系

中FE大気、イオンに対する運動方程式、連続の方程式、状態方程式

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + (v_n \cdot \text{grad}) v_n + 2\Omega \times v_n = -\frac{1}{\rho_n} \text{grad } p_n - V_{ni} (v_n - v_i) + \frac{q_n}{\rho_n} \nabla^2 v_n + g_i$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \cdot \text{grad}) v_i + 2\Omega \times v_i = -\frac{1}{\rho_i} \text{grad } p_i - V_{in} (v_i - v_n) + \frac{q_i}{\rho_i} \nabla^2 v_i + g_i$$

$$d_i \nabla \cdot v_n = 0, \quad d_i \nabla \cdot v_i = 0, \quad p_n = n_n k T_n, \quad p_i = n_i k T_i, \quad n_e = n_i$$

ただし、添字 n, i はそれぞれ中FE粒子、イオンを示す。 v : 平均運動速度、 V : 平均運動量輸送衝突回数、 p : 大気成分の分圧、 ρ : 密度、 T : 温度、 μ : 分子とFE粒子数、 n : 数密度、 Ω : 角速度、 g : 重力の加速度。

(IV) 数値実験の手順

基礎方程式系を差分近似式に置き、時刻 t について積分し、次に $t + \Delta t$ へ進む。 primitive method にする。数値領域の格子間隔は水平 150 km 、時刻 10 min 程度、格子配列 60×60 の大きさ、鉛直方向の層の厚さ 10 km とする。初期条件として、電場は一定の全大気が一様で、静止した状態から出発する。

1-57 極冠 F 領域電子密度と電場 (長周期)

小木曾 賢 北村 泰一
(九大 理)

F_2 層電子密度変動を主として支配するものとして、電場は、赤道領域を除いて余り有効とは考えられていない。しかしながら、極冠域から赤道領域 (Geomagnetic) までのほぼ同一経度 (Geographic) に沿った各ステーションの F_2 の長周期変動 (SEI-100) を調べてみると、

- (1) 各ステーション間には、かなりよい peak to peak 相関がある
- (2) この peak to peak 相関の仕方 (正相関か負相関か) は磁気緯度によって変化するが、高中緯度・低緯度及び赤道領域の3つの領域に分けられる。また、領域内に相関もあり、その仕方にはいくつかの case がある
- (3) 各 peak は地磁気の長周期変動 (5日~10日) の peak とよく一致する
- (4) 同様に、 K_p の長周期変動ともよく一致する

以上のことから極冠域においても電場が有効に働いていると見られ、どのような電場によって、いかなる mechanism によって電子密度は変動しているであろうか。

(2) で述べた各 case, 特に地磁気及び K_p の peak と一致する case について case study を行なう。

米沢 利之

前の学会において任意の大気モデルに対して普通の假定の下にF₂層電子密度プロファイルと計算する方法を述べ、2, 3の計算結果について論じた。今回はこの方法によりCIRA 1972大気モデルについてF₂層電子密度プロファイルと計算し、とくにピークの電子密度 N_m と高さ h_m (h_m で測る)と、高さ300kmのレベルにおける酸素原子スケール・ハイト、電子消滅係数および電子イオン両極性振数係数の値(それぞれ H_{300} , B_{300} および $D_{a,300}$ で表わす)、地磁気傾角 I 、太陽天頂角 χ 、大気モデルの外気圏温度 T_{∞} などを用いて簡単に表現する式を求めたので、それについて報告する。

前回と同様な假定の下に得られた公式は次の通りである。ただし太陽輻射強度 S 、酸素原子電子吸収断面積 σ 、 B_{300} および $D_{a,300}$ は次のように假定した。こゝに $[N_2]_{300}$, $[O_2]_{300}$, n_{300} および T_{300} はそれぞれ300kmのレベルにおける窒素分子数密度、酸素分子数密度、中性大気全数密度および中性大気温度である。また電子消滅に因する化学反応速度については、実験室内測定と、F₂層電子密度観測結果から期待される値とを向に食い違いがあるので、後者から期待される B_{300} の値と $B_{300,0}$ とし、実際に採用された値はこれの γ 倍であるものとした。

$$\log_{10} N_m = 5.985 + 0.185 \log_{10} \left(\frac{B_{300,0} H_{300}^2}{D_{a,300}} \right) + 0.046 \left[\log_{10} \left(\frac{B_{300,0} H_{300}^2}{D_{a,300}} \right) \right]^2$$

$$+ \alpha \log_{10} \left(\frac{1}{\sin^2 I} \right) - \beta \log_{10} \gamma - (\alpha + \beta \log_{10} \sec \chi) \log_{10} \sec \chi$$

$$\alpha = 0.350 - 0.011 \exp \left\{ 0.474 \exp \left[0.00227 (1600 - T_{\infty}) \right] \right\}, \quad \beta = 0.670 + 6.141 \exp(-0.00475 T_{\infty})$$

$$\alpha = 0.00288 + 0.0392 \frac{T_{\infty}}{1000} - 0.0119 \left(\frac{T_{\infty}}{1000} \right)^2, \quad \beta = 0.0145 + 0.0864 \frac{T_{\infty}}{1000} - 0.0265 \left(\frac{T_{\infty}}{1000} \right)^2$$

$$\log_{10} \left(\frac{h_m - 300}{H_{300}} \right) = 0.474 + 0.695 \log_{10} \left(\frac{B_{300} H_{300}^2}{D_{a,300} \sin^2 I} \right) + 0.036 \left[\log_{10} \left(\frac{B_{300} H_{300}^2}{D_{a,300} \sin^2 I} \right) \right]^2$$

$$+ (\alpha + \beta \log_{10} \sec \chi) \log_{10} \sec \chi$$

$$\alpha = 0.0552 - 0.0065 \exp[0.00221 (1600 - T_{\infty})], \quad \beta = 0.0960 - 0.0026 \exp[0.00370 (1600 - T_{\infty})]$$

$$S = \left(2.4 - 0.2 \times \frac{1600 - T_{\infty}}{100} \right) \times 10^{10} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}, \quad \sigma = 8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$$

$$B_{300} = \gamma B_{300,0}, \quad B_{300,0} = ([N_2]_{300} + 10 [O_2]_{300}) \times 5 \times 10^{-13} \text{ sec}^{-1}$$

$$D_{a,300} = \frac{8 \times 10^{18}}{n_{300}} \left(\frac{T_{300}}{1000} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

これらの式は $20 \leq I \leq 90^\circ$, $0 \leq \chi \leq 75^\circ$, $1000^\circ K \leq T_{\infty} \leq 1600^\circ K$ の範囲内では数%以内の誤差で正しい。

前の報告においてこのような計算値と観測値の比較をいくらか行なったが、それによくと電子密度プロファイルの相対的な形に因する限り観測との一致には極めて満足すべきものがあり、 N_m および h_m の太陽活動サイクル変化に因してもますますの一致が得られた。今回は層の厚さのほか、とくに N_m の地磁気傾角依存性について計算と観測との比較を試みた。厚さに関しては一致はそれほど悪くはない(太陽輻射強度 S の取り方を少し変更すればさらによくなる可能性がある)が、 N_m と $\sin I$ との関係に因してはかぶり過ぎ(食い違いがあり、何か重大な因子を別に考慮に入れる必要がある)ように思われる。

CHARACTERISTICS OF ELECTRON DENSITY
AND ELECTRON TEMPERATURE IN THE TOPSIDE IONOSPHERE

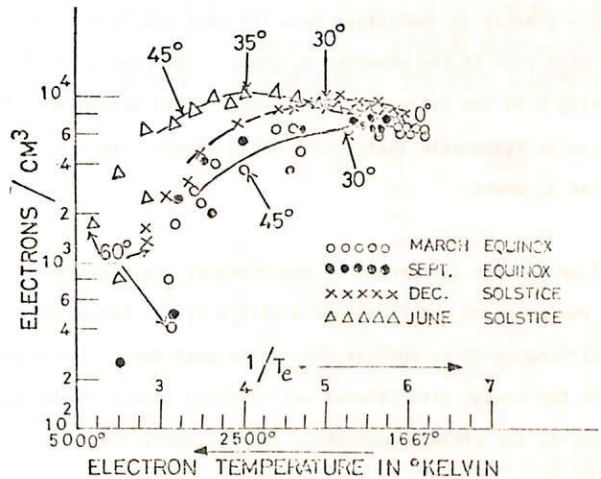
Girija Rajaram
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo

A statistical study of electron density (N_e), and electron temperature (T_e) in the 2500 ± 500 km region shows marked seasonal variations. Unlike in the F-region, here the Solstitial values exceed the Equinoctial values of N_e . The feature of an equatorial trough with peaks in N_e at about $\pm 35^\circ$ geomagnetic latitude is more pronounced in the Solstices than in Equinoxes with the peak in the local summer hemisphere being larger. Increased magnetic activity seems to intensify these peaks with a decrease of N_e in the $\pm 40^\circ$ region, and an increase beyond this. The response of T_e to season and magnetic activity is not so clear.

Most studies of N_e and T_e show that a decrease in N_e at the low and mid-latitudes is accompanied by an increase in T_e , and vice versa at higher latitudes. A plot of $\ln N_e$ against $1/T_e$ for the 0° to 60° geomagnetic latitude range shows that

1. For the low latitudes of 0° to 30° , N_e shows only a slight change (this being an increase in the Solstices) for an increase in T_e .
2. In the 30° to 50° region, N_e shows some decrease for an increase in T_e .
3. Observations for the 50° to 60° region suggest that N_e decreases sharply for even a small increase in T_e .

It suggests that differing physical processes govern the relationship between N_e and T_e at different latitudes. If one assumes a diffusive equilibrium relationship of the type $N = N_0 e^{-h/H}$, it is possible that both N_0 and the mean ionic mass vary considerably with latitude.



Relationship between $\ln N_e$ and $1/T_e$ in the height-range 2500 ± 500 km for night-time, $K_p < 3$

Girija Rajaram
Institute of Space and Aeronautical Science
University of Tokyo

It is shown that the latitudinal variation of night-time N_e in the Topside Ionosphere with two pronounced peaks located at around $\pm 35^\circ$ geomagnetic latitude, has a marked longitudinal dependence. The N_e peaks are absent in the ionosphere over the West Zone (approximately corresponding to equatorial geomagnetic longitudes 270° to 360°), and are most pronounced in the East Zone (150° to 250°). The Intermediate Zone (50° to 150°) also shows these N_e peaks. For the same local time electron densities at all heights are larger in the West Zone than in the other two Zones. A seasonal trend is observed in that the peaks are absent in Equinoctial months and are seen in Solstitial months.

These mid-latitude N_e peaks are observed at all heights above 400 km and are clearly visible even in the 2800 km observations obtained by the Alouette II satellite. The peaks move in towards the equator with increasing height, thereby suggesting their location on some definite "anomaly field line". The effect of magnetic activity is to enhance the magnitude of these peaks relative to the equatorial N_e value. These features can be explained by the existence of a westward electric field in the protonosphere at night. At the equatorial regions, such an electric field would cause a downward $E \times B$ drift of ionization from the protonosphere, and subsequent diffusion along the field lines would give rise to the observed N_e peaks. The longitudinal inequalities could be explained by the differing B in the different zones, which would determine both the downward drift and diffusion. It seems quite reasonable that this E field should intensify during geomagnetic disturbances, and cause enhanced N_e peaks.

A pronounced difference in the width of the plasmatrough is also noticed in the West Zone. While the poleward and equatorward cliffs of the trough differ by only 30° in the Intermediate Zone, this difference is as much as 50° in the West Zone. The West Zone also exhibits considerable structure in the trough with several well-defined spikes in the minimum. The region of high T_e corresponding to the plasmatrough shows similar variations in width between the different zones.

井上 隆義, 趙 泰吉
京大理・地球物理

赤道域上部電離層の磁気嵐時の変動については, Alouette I等の衛星データを使って, いくつかの研究がなされてきた。(King et al. 1967, T. Sato 1968, Raghavaram and Sivaraman 1973 等) Sato (1968)は daytimeの主な特徴として, 静穏時に存在していた上部電離層電子密度の緯度分布の赤道異常が地磁気擾乱時に消えることを示したが, 一方, Raghavaram and Sivaraman (1973)は赤道異常が嵐時に励起されるという解析結果を報告している。

我々は Alouette I のデータを使って, 赤道域上部電離層の電子密度の緯度分布の静穏時と磁気嵐時の比較及びその storm-time 変化を調べた。その結果

- (1) 静穏時に存在していた赤道異常が磁気嵐時に消え, 地磁気が静かな状態にもどると再び赤道異常が現われる変動の型 (図1)
- (2) 磁気嵐終相の初期に上と同様の変動をするが, その後期に赤道付近の電子密度が減少し, 地磁気が静かな状態に回復した時点で赤道異常が現われ, しかも赤道をばさむ dip 角 40° 以内の緯度全域で嵐前の分布に比べて電子密度が減少する型 (図2)
- (3) 静穏時に存在しなかった赤道異常が低緯度の広い領域にわたる電子密度の増加とともに磁気嵐時に現われ, 嵐の終結とともに再び消える型 (図3)
- (4) 静穏時にも嵐時にも赤道異常は存在せず, 電子密度が嵐時に増加し, 地磁気の回復とともに回復する型 (図4)

があることがわかった。
このようにいくつかの型の変動を支配する原因として赤道領域のE層電場の変動(それによる電子ドリフトの変動)が考えられる。E層電場を知ることによって上の変動が実際に引起されるかどうかを調べることが望まれる。その一方法として, 地磁気擾動のDR成分から求めたE層電場の東西成分の変動と上部電離層の上述の変動とを比較した結果を合わせて報告する予定がある。

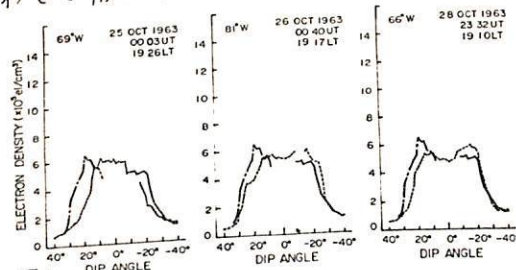


図1.

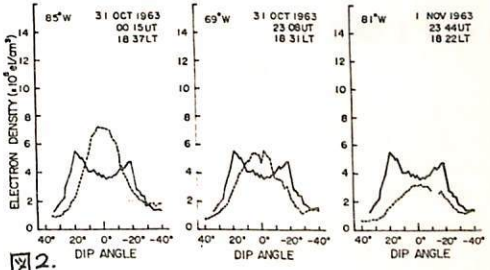


図2.

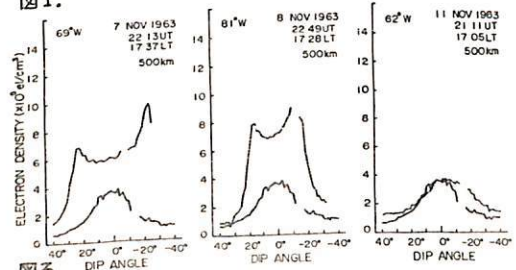


図3.

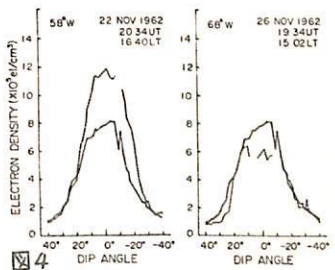


図4.

図1-4.
高さ500 km での電子密度の緯度分布の変化。図に示した日時の分布が点線と、磁気嵐前の静穏時の分布が実線及び一点鎖線で示されている。各図の右はしが地磁気回復時、その左は擾乱時の分布。

1-62

日本附近の上部電離圏における電子密度の緯度
分布

中村 義勝 松浦 延夫 西崎 良 永山 幹敏
北條 尚志 (郵政省電波研究所)

電波研の観測から得られた Alouette II による $N(h)$ プロファイルは DATA ON TOPSIDE IONOSPHERE prepared by Radio Research Laboratories としてまとめられている。ここでは 1967 年と 1968 年二年間、149 ノースステータ (Vol 2~5) について統計処理を行い日本附近の平均的な電子密度を求めたので地方時変化を中心に結果について述べる。

プロトンサイクロトロンエコーの
出現について

西崎 良 松浦 延夫
電波研究所

PCE (Proton Cyclotron Echo) が筆者らにより、見出されてから約5年になり、Alouette, ISIS のデータ数も可成り多くなって統計的処理も出来るようになった。またデータの質が改善されてPCEが読み取れるようになったため、最近大変興味深い事実が明らかになったので、ここに報告する。

- 1) PCEは特定の周波数領域で強い多重エコーが見られ、 f_H より高い周波数領域に現われるもの(高周波エコー)と、 f_H より低い周波数領域に現われるもの(低周波エコー)の2種類がある。

これら2種類についての出現特徴は次のようになる。

- i) 多重エコーの最高頻度周波数

高周波エコーについて統計的に約 $1.28 f_H$ である。

低周波エコーについては、サウンダー周波数下限界のために明らかにすることはできなかつたが下限周波(0.1MHz)近辺にあるものと思われる。

- ii) 発生場所について

高周波エコーは Geomag. $\pm 20^\circ$ 以内の 1500km 以上の高度範囲で多く見られ、低高度では殆んど見られない。

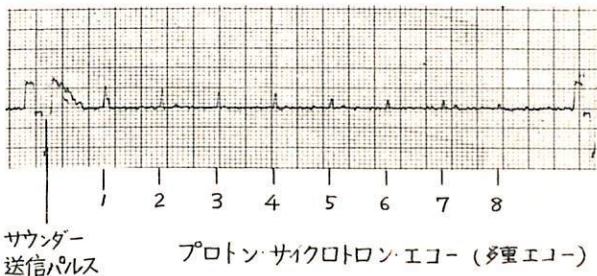
低周波エコーは Geomag. 40° 付近までの広い範囲に亘って見られ、高度範囲は概して 2000 km 以下の低高度領域に多くみられ、高高度では発生が少なくなっている。

- 2) PCEの遅延時間 (サウンダーの送信パルスより)

- i) 多重PCEについてパルス遅延時間は約1%の精度で基本エコー遅延時間の整数倍である。

- ii) PCEのパルス遅延時間とプロトン旋回(ジヴレ-ション)時間 [$n f_H$ ($n \geq 3$) の読み取り値から求める] は約2%以内で一致している。

第1図



第1図 1973年2月27日 0128 UT, ISIS-II号 サウンダービデオ信号に現われたプロトンサイクロトロン多重エコー

高橋 忠利
東北大理

大気に入射した energetic electron の degrading process に対し、 $\phi_E(z, \mu)$ を energy E の electron の 高度 z , pitch-angle α ($\mu = \cos\alpha$) での flux とすると、flux の連続の式は以下のように書くことが出来る。

$$\mu \frac{d\phi_E(z, \mu)}{dz} = -\sum_k n_k(z)(\sigma_{ke} + \sigma_{ka})\phi_E(z, \mu) + \frac{1}{2} \sum_k n_k \sigma_{ke} \int_{-1}^{+1} P_{ke}(\mu, \mu') \phi_E(z, \mu') d\mu' + \int_{E' > E} q_E(E', z, \mu) dE'$$

こゝに右辺の第一項は散乱 loss, 第二項は他の pitch-angle からの散乱により生ずる部分, 第三項は energy E' の inelastic collision により energy E に落ち込む部分である。比較的 low energy (1 keV 以下) の precipitating electron に対しては、(1) 式へ discrete ordinate の方法を用いて analytic に approach する方法が有効であること、及びその扱いの概略を前々回の学会で述べた。

今回はこの問題についてより実際的な場合をいくつかとり上げ、その結果を示す、又付随する若干の問題について議論を行う。今回とり上げる論点を以下に列挙する。

- (1) discrete ordinate の次数と結果の収束性
- (2) elastic collision の anisotropy とそれともばう問題
- (3) inelastic collision に際しての pitch-angle の散乱
- (4) cascading flux の pitch-angle 分布
- (5) back-scattered flux の energy 分布と pitch-angle 分布
- (6) モデル大気への apply
 - (a) 扱いの概要
 - (b) ionization rate の高度分布

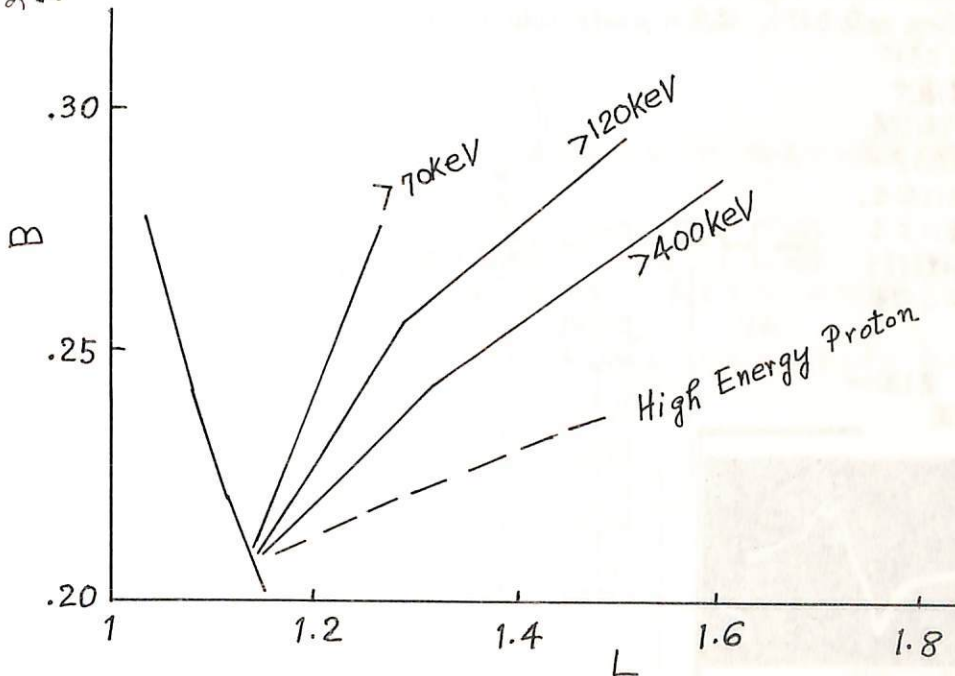
竹内一、今井喬、和田雅美
理研

科学衛星「しんせい」に搭載されたプラスチックシンチレータによって測定された100 keV 級の電子のエネルギー分布が B, L によってどう変るかを調べた結果を報告する。検出器は A(入射窓、円筒形コリメータ(平均開孔角 $\bar{\sigma} = 24^\circ$) をそなえている。コリメータ軸は衛星スピン軸と垂直な平面内におかれており、「計数時間々隔」(388 sec) \gg 衛星スピン周期 ($\sim 1/2.5$ sec) であるから測定された計数率は、電子のピッチ角、 90° の両側のある範囲の平均値であり、ピッチ角分布が等方的でない限り、スピン軸の磁力線となす角に依存する。

1. $B-L$ 図上 等強度線の分布のエネルギー依存性

いま上記の衛星姿勢依存性を一応無視して等強度線を各エネルギー範囲について、形式的に示すと図の如くなり、エネルギーが低い程、 $B-L$ 図上での傾斜 (dB/dL) が大きい。

2. 電子のエネルギー・スペクトルが B, L に大きく依存することは第1項の図からも想像されるが、より直接的に、特定の (B, L) に対する電子のエネルギー・スペクトルの形の整理作業、衛星姿勢に関する補正など現在準備中である。最初に L の小の範囲について行ない、時間変化あるいは感度変化などの臭いチェックし、次に L 大におよぶ計画である。



SRATS衛星におけるプラズマ計測

大家 寛, 森岡 昭, 近藤 実
東北大学理学部

1. 序 1975年2月打上げ予定のSRATS衛星に搭載される高周波インピーダンスプローブ (IMP)によるプラズマ計測の計画概要を述べる。

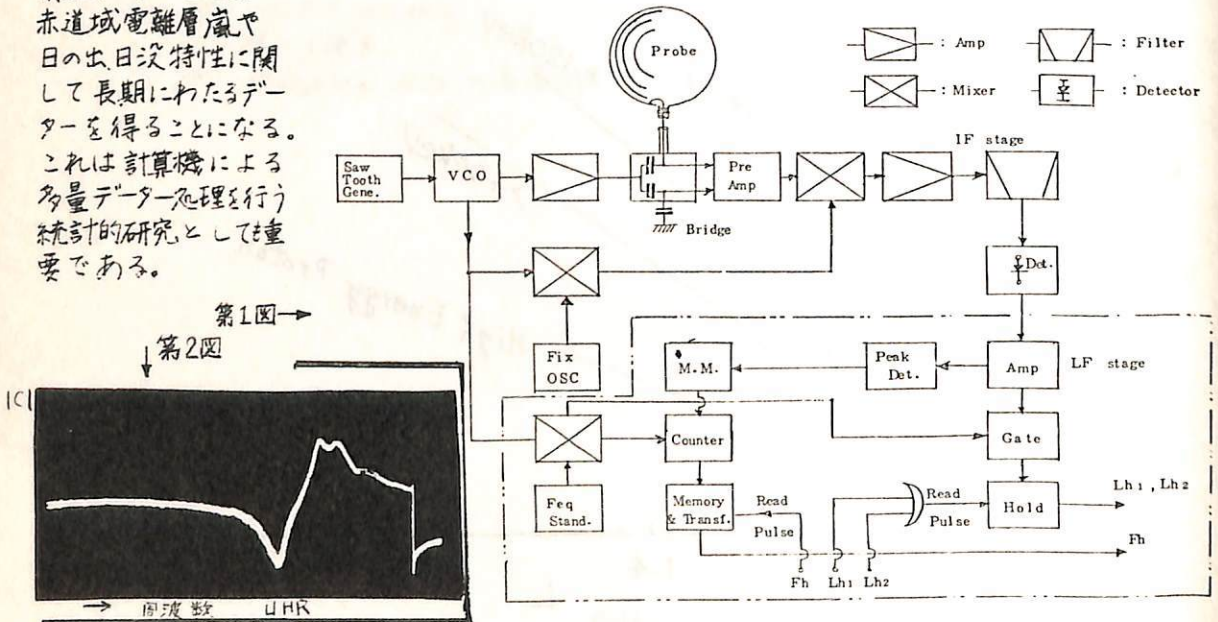
2. 観測機器の構成 (第1図参照) 衛星本体より465cm スピン軸に直交する方向に突出された、20mm中の球形プローブを用い、プラズマ中の電気容量を300kHz ~ 14MHzまで周波数掃引しつつ測定する。データー伝送速度の制限がUHR共鳴周波数と400kHzでのインピーダンス値を1フレーム(4sec)毎に測定しその値を8bits デジタル量で地上に伝送する。UHR共鳴周波数検出にはインピーダンス値の Peak detector を行い UHR点を検出し、この検出パルスで周波数カウンター Gate をひらくことにより UHR周波数を直接計測する。400kHzでのアドミッタンス測定は、プローブに印加している周波数が400kHzに達したときアドミッタンス値をサンプルホールドする。このデーターは読み出し指令パルスを得てテレメター AD変換へ送られる。

3. ノイズ対策 REXS衛星ではテレメター系から数百Hzの Noise の重畳があり UHR周波数の誤検出が起っていた。この問題を解決するため周波数掃引時間を1secにおとし、中間周波出力部に2種類の低周波フィルタを付加し自動切換方式をとった。

4. 諸テスト 現在機器単体及び総合テストをほぼ終了し良好な結果を得た。特に球プローブによる実験は初めてのものとなるが、その容量は13pFあり、スペースチャンバーを用いたプラズマ計測では第2図に示すようにUHRが十分に検出された。

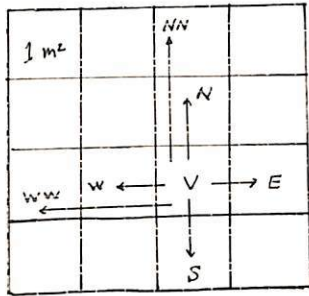
5. むすび 検出される高域ハイブリッド共鳴周波数は別に観測される(あるいは近距離の場合計算値より出る)磁場強度より衛星周辺の電子密度が求められ400kHzにおけるインピーダンス値からシース構造を決定することにより電子密度が求められる。赤道軌道での精密な電子密度と温度計測を4秒/回の Sampling rateで行う。温度の probe-radar discrepancy の解決の他、Alorette, ISIS衛星データーとともに

赤道域電離層嵐や日の出日没特性に関して長期にわたるデーターを得ることになる。これは計算機による多量データー処理を行う統計的研究として重要である。



森 寛 安江 新一 一之瀬 匡興* 鴨坂 修二 赤羽 重信
 信大理 信大 敬養*

昨年(1973)8月以降約1年間にわたり、地下30 m. w. e. に於ける(長野県南佐摩郡三河村室山の地)トンネル宇宙線強度の連続観測が行われた。宇宙線計は16m²の面積を持つ、多方向中間子計で、その1個の概略図を示してある。表1にその特徴を示した。WT であるが、上下2層の同時観測計数は約96×10⁴/時で、これは地上中核



成分	中心角 (天頂角)	計数 (×10 ⁴ /時)
WT	0°	96
V	0°	28
E		14
N, S, W	33°	10
EE		4
NN, SS, WW	53°	3

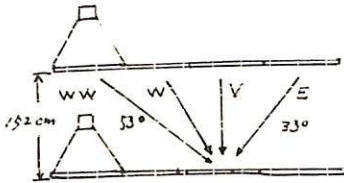


表1 表 特徴

表1 図 多方向中間子計

子エネルギーに比して若干の計数があり、現象と高エネルギー領域でも精密に観測できる時期得られる。

(i) 宇宙線異方向の解析

- (a) 日変化及び平均変化(年平均)
- (b) 日変化の月毎の変化、特に南北成分の表をとり、北方向成分の日変化の annual modulation の見込みを調べる
- (c) 再帰性日変化、特に1973年および1974年、太陽下降期に見られる再帰性現象、(日変化振幅増大)の二つの調べる

この二、観測と解析結果について報告する。

一之瀬 匡興[○], 森 寛[○], 安江 新一[○].
信大教養[○], 信大理[○]

宇宙線強度の太陽時日変化の振中, 位相が *interplanetary magnetic field* (I. M. F) の away (⊕), toward (⊙) によって異なることが Swinson 等の他によつて指摘され, その原因は ecliptic plane に垂直方向に宇宙線の density gradient が存在することによつて説明されてゐる。我々も 1971. Apr ~ 1972. Dec までの地下50 m. w. e. における data, 及び同期間の Neutron, Ion chamber, 乗鞍の高精度中間子計等の data を用い, I. M. F の ⊕, ⊙ による変化を解析し前の学会で報告した。しかし I. M. F の向きによつて生ずる宇宙線の方位性の方向は必ずしも I. M. F 直角右方向即ち 3h ~ 15h にならぬ。又名古屋大学グループは乗鞍岳における高精度多方向中間子計による解析から, I. M. F の ⊕, ⊙ による宇宙線方位性は I. M. F にそつた宇宙線の流れによつて説明できることを指摘してゐる。

現在地下50 m. w. e. における全観測値 (1971. Apr ~ 1973 July) 及び同期間の Neutron data を用い季節変化をも含め宇宙線方位性と I. M. F との関係を解析中である。Fig 1 に Vertical 成分を用いた結果を示す。○印は全観測値を用いた場合で, ⊕, ⊙ は I. M. F の ⊕, ⊙ から 3 日以上続いた日のみを用いたものである。全観測値も center として見ると 1 月の期間内においても約 180° の位相のづれがあり, その方向大きさは変化してゐる。他の成分及び Neutron を用いた結果も含めて, I. M. F と宇宙線方位性との関連について報告する。

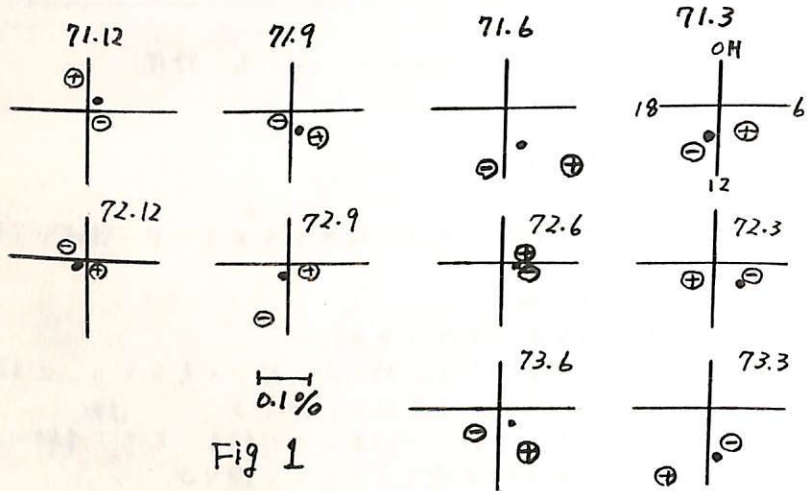


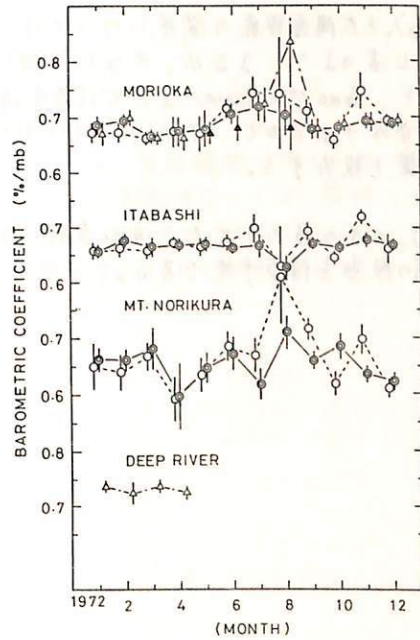
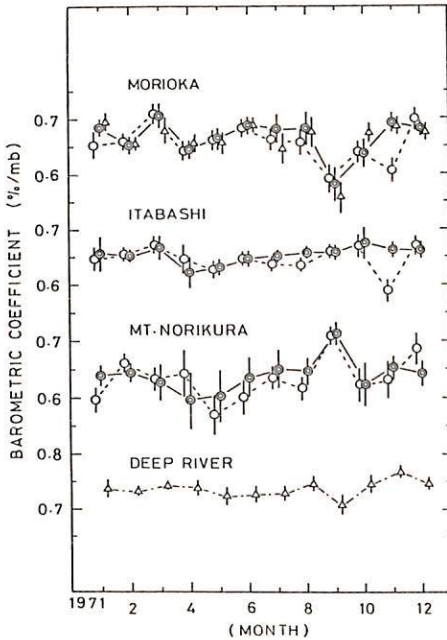
Fig 1

千葉敏躬
岩手大学・教育

宇宙線中性子成分気圧効果係数, β , の値は, 高度, 緯度などに依存されるのは勿論であるが, この値の比較的長期間にわたっての時間変化をより究明する一つの手がかりを得るため, とりあえず盛岡のほか2, 3の station の宇宙線中性子成分の観測 data を用いて, 1月毎にそれぞれの β の値の算出を試み, 得られた結果を比較検討してみた。

解析期間は, とりあえず盛岡における宇宙線中性子成分の観測が開始された1970年8月頃からの約3年間のみであるので, ここではまだ明確な結論を見出すことはむづかしいと思われるが, 各 station において算出された1月毎の β の値の分散の度合を知り得たと同時に, 単相関および重相関の方法(ここでは, 代表する station の一次宇宙線強度として Deep River の中性子成分の値を用いた)をも含む種々な算出方法を試みることにより β の値をより吟味することが可能であった。図は, 1971 および 1972 年についてのみではあるが, 各 station における種々の方法で算出された β の値(例えば, ○および◎印は単相関および重相関のそれぞれの方法によって求めたもの)の変動の様相を示している。

参考までに, ここで得られた各 station の β の平均値は, 盛岡においては -2.082 ± 0.006 %/mb となり, ほゞ期待された値が得られた。しかし, 板橋と比較してみると乗鞍の場合も同様のことが云えるが, 各月毎の β の値の分散の度合が若干大きいようである。又, 板橋におけるその値は, -2.602 ± 0.003 %/mb となり, 図から予想されたとおり, かなりの精度のよい結果が得られた。一方, 乗鞍における β の平均値は, -2.040 ± 0.007 %/mb となり, 予想外に小さな値となっており, これは, 山上における風の影響などが多少分に加味されていると考えられるので, より吟味の必要があらうと思われる。



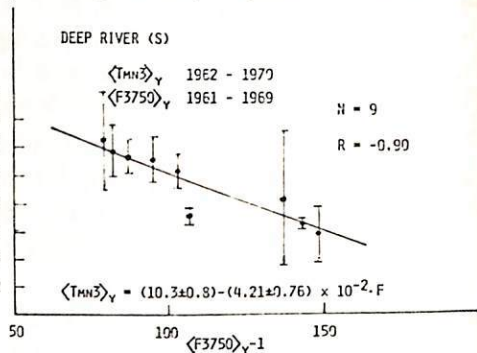
宇宙線の日変化と太陽活動度 (Ⅲ)

石田 喜雄*, 菅野 常吉*, 斎藤 俊子**
 福島 大・教育*, 福島 大・教養**

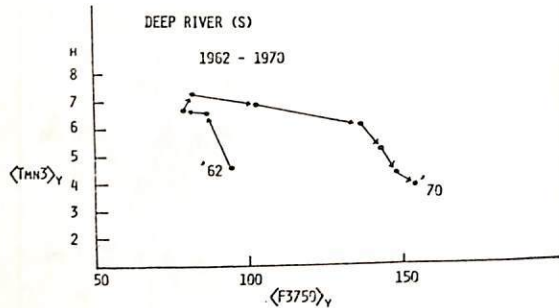
I. 前々回までに、(a)宇宙線の日変化が存在すること、(b)多くの地点では、日変化の space での異方性は、平均として $\sim 1^h$ 又は $\sim 5^h$ 方向にあること、(c) $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ (年平均値) は太陽コロナ線強度 (I5303) (太陽面低緯度) と大変良い相関があり、Deep River (SN), Ottawa (IGY型) は負相関であり、Mawson, Hermanus, Resolute Bay 等は正相関であること、(d) Deep River, Ottawa 等の $\langle T_{mn3} \rangle_M$ (月平均値) の space での異方性は、太陽活動期には $\sim 5^h$ 方向に、静穏期には $\sim 1^h$ 方向にあること、(e) 各地点において、全期間を通じて一度も日変化の異方性の存在しない方向があり、その中央はオIの peak からみて、 ~ 2 時間以内であり、地点によりオIの peak の前又は後になっていること等を報告してきた。前回病気のため報告出来なかったのをご分ちよくめて報告する。

II. $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ と太陽電波フラックス

名大空電研で出版した 9400 MHz, 3750 MHz, 2000 MHz, 1000 MHz の太陽電波フラックス (それぞれ F9400, F3750, F2000, F1000 で表わす) の年平均値 ($\langle F9400 \rangle_Y$, etc.) と $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ との相関をとると、多くの場合は、 $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ の方が位相が遅れ、太陽電波の方を 1 年遅らせると、かなり良い相関がみられる (オI 図参照)。各地点での相関について報告する。



III. $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ と太陽面現象の関係については、平均的には上述のようになるが、さらに詳細に検討すると、Rome や Ottawa などでは若干違った様子がみられるので、それらについての検討の結果を報告する。



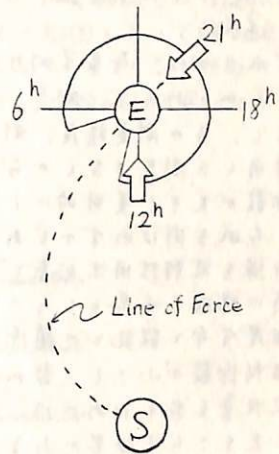
IV. $\langle T_{mn3} \rangle_Y$ のその後入手出来た追加資料も加えて前述の報告を補う予定である。

オ I 図

安江 新一, 森 覚, 長島 一男
(信大理) (信大理) (名大理)

Forbush decrease における宇宙線強度変化を、三次元的に逐時解析して得られた reference axis の方向と、惑星間空間磁場の方向を比較する試みについて前回報告した。しかし日変化異方性が一般に磁力線の方向に沿った diffusion と radial convection とにより説明されているように、1軸という仮定は必ずしも一般的ではないと思われ、むしろ地球近傍における宇宙線異方性は、

- (i) 磁力線の方向に沿った軸対称な分布と、
 - (ii) その分布の solar wind による radial 方向 (12時方向) の押し出し
- によって構成されると考えられる (右図参照)。
そこで今回は (i)(ii) に対応する空間分布として、与えられ、



1. ある reference axis に關して軸対称な空間分布。球関数展開して3次の項まで採用し、次式で表わされるとする、

$$F_1(x) = \sum_{n=0}^3 \gamma_n P_n(\cos \chi)$$

2. radial 方向の押し出しによって生ずる $\cos \chi$ の1次の分布。スペクトル係数は P_1^{\cos}

$$F_2(x) = \gamma_1 P_1(\cos \chi)$$

という2つの軸対称な分布を仮定した。求めるパラメータは、 $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$, reference axis の方向 (Δ, θ) 及び変化スペクトル ($\beta_0, \beta_1, \beta_2$) とする。従ってこの場合、reference axis の方向と β の大きさとがそれぞれ直接観測で得られた磁力線の方向 (θ, φ) と、solar wind velocity の大きさとに対応することは期待される。

1968年1月と10月の Forbush decrease をとり上げて、上記の方法により汎世界的中性子データを逐時解析した結果及び直接観測のデータとの比較等について報告する。

小玉正弘, 川崎信吾, 和田雅美

理化学研究所宇宙線研究室

宇宙線は日夜間断なく降りそぐものであり, その強度変化がModulationとしての研究対象になっている。一方, 一般放射線の種類としてみた場合, その利用法は種々考えられる。ここでは宇宙線中性子の水による吸収を利用し, 積雪の水当量を測定する方法について述べる。

積雪水当量は, 気象学的な研究対象のみでなく, 水資源, 融雪洪水等社会生活に重要であるにもかゝらず, 測定した地域や時期の特殊性から測定作業の危険性を伴うばかりでなく, その測定精度, 測点数, 即時性等に欠けるところがある。放射線同位元素の吸収を利用した測定は古くから試みられているが, 危険な放射線量を扱うこと, ガンマ線の吸収係数が大きく実用的に1m以上の水当量測定に不向きであること等により, 定常観測に用いられる例はわずかである。

宇宙線を放射線同位元素と置き代えてみた場合, 次の特徴がある。

1. 特に線源を必要としなく, 危険性なし, また無限平面からの線源と同等はため雪の密度分布と散乱との関係からの影響がなし, 吸収回線が単純になる。
2. 吸収係数が小さく, 数m水当量まで測れる。
3. 吸収量を出すためには, 積雪面上での強度を知らねばならぬ。これの時間変動の補正に工夫をこらす必要がある。
4. 水資源の推定には, 比較的長時間の平均にも意味があるので, 実用的な装置で充分な精度が出る。しかし融雪量の推定には, 時間分解能の面で有効性に制限を付けねばならぬ。

以上の条件から, まず実現性のある積雪量の範囲を考え, 中性子成分をえらび, 以下の実験を行った。測定装置は, 中性子世界分布測定に開発した, 水当量WS計を用いた。[須田, 小玉: 理研報告, 43巻33頁1967年] 計数管は径7.6cm, 有効長30cm, $B^{10}F_3$ が45cmHg封入したものである。これを厚さ3.7cmのパラフィン円筒で囲んだ。これをA型と呼んでおく。さらに2cm鉛及び8cmパラフィン(0.5mmカドミウム板入り)で包んだものをB型と呼ぶ。

地面に浅い穴を掘り, 上に径150cmの円型水槽をおき, 水深を受け, 吸収回線を測定した。計数が少ないので, 1点1日前後の時間をかけた。30cmまでの測定ではあるが, 次の結果を得た。

A型は水無しで約180CPH(毎時計数), 約8cmまでに30%減少し, 以下吸収係数 0.017 cm^{-1} で下る。B型は300CPHから始まり, 0.011 cm^{-1} の係数で吸収される。

これで, はじめ N_0 の計数のものが $S\text{ cm}$ の下で N_S となるとし,

$$N_S = N_0 \exp(-\mu S) \quad S = (\ln N_0 - \ln N_S) / \mu$$

なので, S の誤差が N_S の誤差 ΔN_S のみから来るとすれば, $\Delta S = \Delta N_S / (\mu N_S)$

ΔN_S を計数の統計的変動 $\sqrt{N_S}$ とかけば, $\Delta S = 1 / (\mu \sqrt{N_S})$

相対誤差は $\Delta S / S = 1 / (\mu S \sqrt{N_S})$ となる。 $N_S = 300\text{ CPH}$, $\mu = 0.011\text{ cm}^{-1}$ としたとき, S に対し, ΔS および $\Delta S / S$ を計算した。これによれば, 約4時間の測定により, S が $0.8 - 3.4\text{ m}$ で, $\Delta S / S = 5\%$ を得る。同じく, $S < 1\text{ m}$ で $\Delta S < 5\text{ cm}$ となる。

現在東鞍山で積雪下での一冬通しての測定も準備中である。

藤平善次郎, 近藤一郎, 長島一男
名大理

東京高精度宇宙線計のデータにより, 宇宙線強度変動には多少なく2日周期成分程度まで連続スペクトラムを持つ変動成分が存在すること (Fig. 1), この変動成分の周期1時間以下の短期成分が 磁気圏空間磁場の index である Kp と正の相関をもちて変動する傾向がみられることは既に報告した*。今回は, さらに, 1971年から1974年8月までの長期間にわたり, この短期変動成分と Kp-index との関係について調べた結果について報告する。 * Fig. 2, Fig. 3

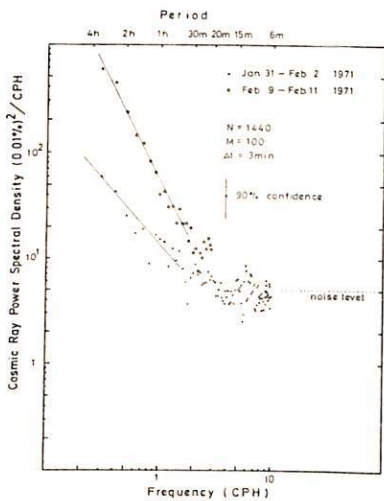


Fig. 1

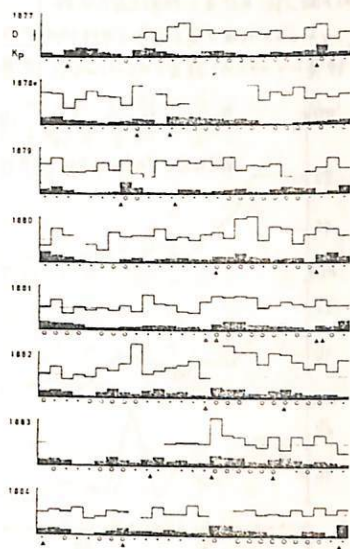


Fig. 2

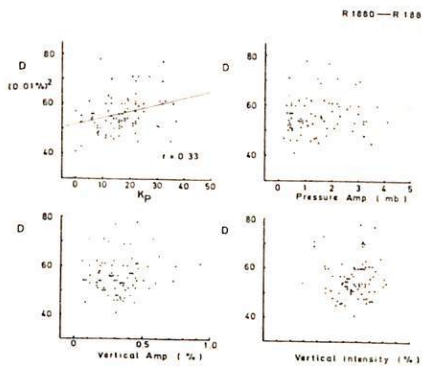


Fig. 3

昭和基地における宇宙線シンチレーションの解析(Ⅲ)

北村正昭, 池上比呂志, 小玉正弘*
 気象研究所, 理化学研究所*

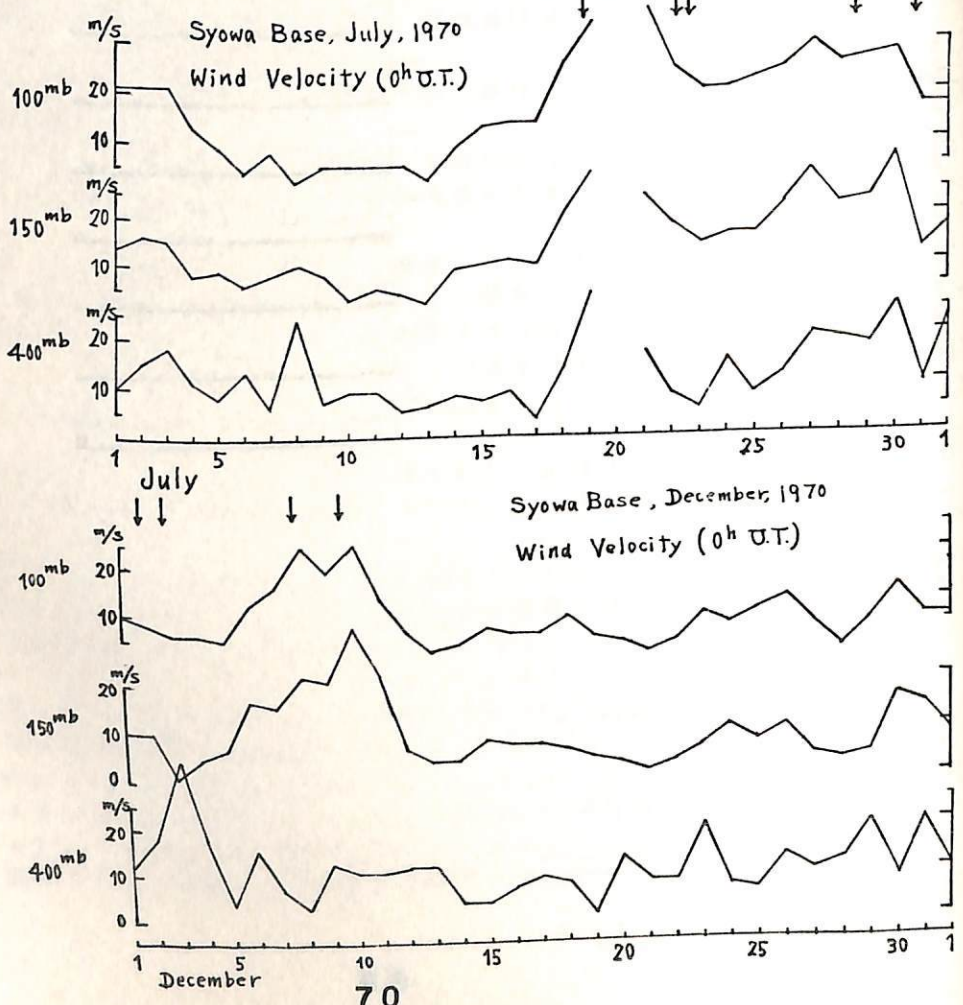
南極昭和基地における宇宙線強度(5分値)のガイムカウンタによる観測と、中性子成分における時折増大乃至
 長時間の周期におけるpower densityの増大が現象として認められる。この現象Eについては従来Enhanced Cosmic Ray Scintillation (ECS)と呼ぶ
 ことになり、中性子成分においてはこの現象を認められることは必ずしも報告されていない。前回はECS現象は宇宙空間乃至超
 高層現象と下層大気現象との間における関係が不明であるが、今回はECSと高層の風速及び中性子成分の関係について検討
 した。解析期間は1970年7月(A)と12月(B)の2月間で、この期間に9回のECS現象が認められた。

(1) 下図において解析期間に於けるECSと高層の風速との関係を示す。図中矢印はECSの中心時刻を示し、風速は100, 150, 400 mb
 におけるものを示す。この図から分かることは、9回のうち7回は100mb風速が20m/s又はそれ以上の値に急激に増大し、他の2回は600mb風速
 の増大に対応している。風向の関係は明確ではないが、地上風速との関係も必ずしも一致している。

(2) 中性子成分及び中性子成分のカウント率、 μ 及び μ の気圧効果係数を示す右表の様になる。この表から分かることは、1~2mb程度の気圧では中性子成分
 の増大が認められ、中性子成分では気圧が200mb程度に低下する。

成分	カウント率	μ	気圧効果係数
中性子成分	$\sim 2.5 \times 10^6 \text{ count/min}$	0.63%	-0.74 %/mb
中子成分	$\sim 5.5 \times 10^6 \text{ count/min}$	0.43%	-0.16 %/mb

(3) 上の図(1)と(2)の
 結果より、ECS現象は高層
 において20m/s又はそれ
 以上の強烈な風速が吹く
 ときに、下層大気の大擾
 乱による気圧微小振動
 (又は波動)の気圧効果
 による宇宙線強度の増
 大が推論される。



和田雅美, 莊 聯陞
理化学研究所 香港中文大学

宇宙線ミュオンのうち、わずかの物質で止まるものを緩中間子と見ておく。大
体静止質量の数倍以下の運動量のものである。崩壊寿命の相対論的延びが少い。従って
崩壊現象からおこる気温効果の係数の垂直分布は、いわゆる硬成分としての、エネルギー
の高いミュオンの場合と著しく異なる。係数分布はDormanが計算している。

[L. I. Dorman: "Cosmic Ray Variation", Moscow, 1957] それは大気頂から地上まで絶
対値が単調に増加し、地上で、 $-1.3\%/^{\circ}\text{C}\cdot\text{atms}$ となっている。しかしこれを実験的に調
べた例はない。

香港においてアラステックシンケレーター内で止まる緩中間子を測定した。1972-73年
の連続記録を解析し、以下の結果を得た。装置は $5\text{cm} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$ シンケス枚である。上
部のシンケを通り、下部のシンケで止まり、崩壊電子が、平均寿命 $2.2\mu\text{s}$ であるのをと
らえることにより、判断する。上下に置くのは、到来方向と制限するにためである。シンケ
から出る信号の分布、及び崩壊時間等連続分布しているものの一部のみ利用することと、
緩中間子を止めるためのシンケの薄さから、計数は毎分約3個と、少ない。また記録
は計数表示と読むので、結局日平均値が素の観測資料である。

その精度からいって、月ごとの解析はやめ、1972, 73と年ごとにまとめて相関の統計を
行なった。又、1972-73と2年分通してのも行なった。この時、各年の平均と異なることに
注意。まず各等圧面気温と緩中間子強度との単相関をした。効果係数は高度にかかわ
らず $-0.8\%/^{\circ}\text{C}$ 前後であった。一方相関係数は等圧面が地上に近いほど絶対値が大きくな
った。これを解釈するに、各層気温の年間変化振巾がほぼ等しいので、効果係数は同じと
なったとみる。しかし各層の間に幾分の違いがあるので、最も影響の大きい地上付近との
相関係数が大きくなったのであろう。従ってDormanの係数の影響が観測されていると考
えられる。

次にDorman係数 $W(h)$ を用い、気温効果から期待される強度変化 $\delta T I$ を、
$$\delta D = \delta T I = \int_0^{h_0} W(h) \delta T(h) dh$$
 として求めた。 $\delta T(h)$ は h の等圧面の気温の変
化分である。計算は100から1000mbまで7個の層の数値積分による。さらに地上気圧と
の相関もあるので、中間子 M 、気圧 P 、上記の D との三重相関を行なった。結果を第1表
に示す。係数は $\delta I = \alpha \delta D + \beta \delta P$ の α, β である。

もしDorman係数と現在の実験が同等のものなら、 α は1になるべきである。しかし表
にみるように、充分有意な相関のもとに、明かに1より大きい。その解釈は次の如し。中
間子の気温効果は、気温上昇による密度減少から来る等圧面高度の上昇による。ある等圧
面での中間子強度は一定(第一近似)なので、その等圧面が上昇することにより、地上(一
定等圧面)に到達し得る中間子量が減る。残りは中途で崩壊する。崩壊確率の気温によ
る相対変化率は、中間子の運動量に反比例する。Dormanの計算は300-500 MeV/cのもの
であるの比べ、我々ののは100-150 MeV/cである。従って係数がDormanより2-3倍大
きいのは、ともである。

第1表

	1972	1973	1972-73
N	217	154	371
$\alpha \%/^{\circ}\text{C}$	2.4 ± 0.2	1.5 ± 0.4	2.6 ± 0.2
$\beta \%/mb$	-0.13 ± 0.05	$+0.07 \pm 0.08$	-0.16 ± 0.04

気圧係数は、緩中間子の高度変化の傾斜のみ
ると [B. Rossi: Rev. Mod. Phys., 20, 537(1948)],
 $-0.4\%/mb$ となる。これは香港が16GVのcut
offに対し、数GVの結果なので、この程度の
一致に満足すべきであらう。

長島一男, 近藤一郎, 上野裕典, 藤本和彦, 藤井善次郎, 安野志博子, 林江文樹
*小島浩司, *花井莊太郎 及大理 *及石尾保樹衛士大

銀河系空間に起因する非等方向性正電星間空間に起因する非等方向性から、完全に分離した観測する必要がある。10¹² eV以上の宇宙線の非等方向性正電星間空間に起因する必要がある。10¹¹ ~ 10¹⁰ eVの正電星間空間に起因する宇宙線を、地上及び山上で観測する必要がある。Small air shower 正電星間空間に起因する必要がある。

このために、及石尾及w乗鞍の中間子計 (76m² x 2) に Digital Adder 回路 (36m² の Detector の内、各個の粒子が通過した (76-m) 個の Detector の粒子が通過したものを二重判別回路) を取りつけた。この Adder 回路の出力 (m=1~36) と別の距離 d の 2m² の Detector との Coincidence を取り出すことにより、Low density air shower を検出する方法を考へた。

この様な方法で測定した Low density air shower は M.T.L & Small air shower よりも検出する割合は高い。また距離 d が小さいものは Local shower (μ-initiated shower) と相当量 (特に m が小さい時) 含まれることが知られた。平均的に、この様な size の、この様な正電星間空間に起因する宇宙線を測定する必要がある。計算及び測定した Low density air shower の性質を知らなければならない。

この実験の結果として Adder 出力と 1m² の Detector との Decoherence curve と地上及びw乗鞍で、距離 d が 0 < d < 4 Moller unit の間を測定した。この結果を計算結果と比較した結果、上記の如く、d が小さいものは Local shower であり、d が大きいものは μ-Air shower の混入に起因するものであることがわかった。この μ-Air shower の混入する程度は、

1) 与圧係数 2) 鉛に透過する吸収係数 を行なった。
これは、結果を総合して、10¹¹ eV 代の正電星間空間に起因する宇宙線を観測する方法を考へた。

長島一男
石大理

Rigidity R , $R+dR$ の Primary cosmic rays が空気中で作る electron - 正陽子 μ -Air shower を地上で観測する場合、期待される Flux = $i(R)dR$ 並びに Total flux = $\int_0^{\infty} i(R)dR$ を計算し、観測される AS とこれに対応する Primary cosmic ray の Median rigidity を求める。

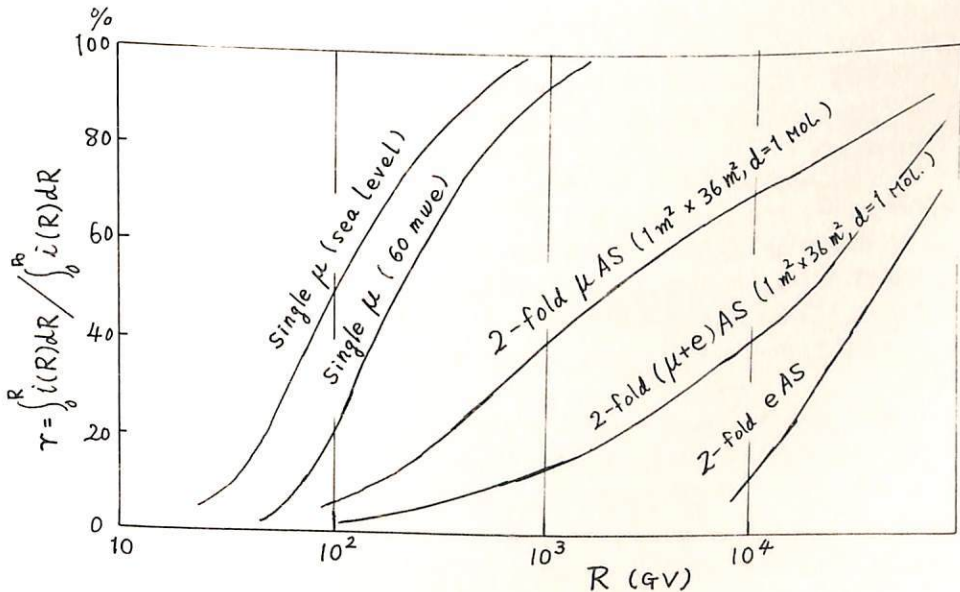
計算で用いるに反定は

- (1) Primary rigidity spectrum は Ryan のそれ E High rigidity side に延長し、Heavy particles の spectrum も同じ型とした。
- (2) Total energy U の proton が作る e および μ の個数 $N_e(U)$, $N_\mu(U)$ は Dixon の計算を用い、質量数 A の Heavy particle は $A N_e(U, A)$, $A N_\mu(U, A)$ 個の e , μ を作るものとした。
- (3) AS の Lateral distribution は e では $N-K$ 関数、 μ では Greisen のそれを用いた。

計算結果は、地上の観測(特に AS の Decoherence curve) とよい一致を示す。(藤本 et al. の予報会報告参照)。

下図は 観測される AS と R との関係を示したもので、地上、地下の μ -meson 観測と比較してある、こゝろ AS の 2~3 の特徴は

1. μ -AS の median rigidity は $\sim 2 \cdot 10^3$ GV で地下 60 mwe のそれの ~ 10 倍である。Flux は $36m^2 \times 20m^2$ の traps で観測した場合 $\sim 10^4$ /hr. を期待出来る。
2. μ -AS では Primary heavy particle の寄与が大きい。全 Flux の半を程は占められる。
3. Heavy particle の影響により median rigidity が低くなる。



宮崎光輝

東大・理

地磁気擾乱時の geomagnetic pulsations としては, substorm に密接に関連すると考えられている Pi's や hydromagnetic emissions, SC 時等に中低緯度に於て観測される。磁圏-時間記録上で (a, b) に見られる Psc's, Pci's が知られている。前者 (: substorm に密接に関連して) は主に cold plasma 中の energetic particles のふるまいに起因して, 後者 (: 中低緯度にある) は hydromagnetic oscillation system としての地球磁気圏の内部構造の反応に主眼を置いて研究された。

この項では, より後者に近い立場で, 地磁気圏中の低緯度 pulsations を解析し, 周波数-時間上での, 擾乱の各時間に対応した, power spectrum の発展が調べられた。観測記録は Kakioka (磁気緯度 26°), 1969-1971 の induction data である。

解析 従来, 雑音的として一括して記述される低周波数領域 (≤ 100 mHz ; ≥ 10 sec) に意味ある power spectral bands の存在が認められた。これらの各 band は, 今まで報告されている, この緯度帯の pulsation bands にそれぞれ分類することが可能であり, 擾乱の進行にともない, 一定程度, 独自の強度変化を示した。

概念的モデル 擾乱の近似的に独立な共振系の多重出力として地球上で pulsations が観測されると考え, 低緯度地磁気脈動のエネルギー源及びおきかえうる共振系について考察する。

誘導磁気計の sensor として使用した air-core coil と high μ -metal core coil との比較研究

上田 一・渡辺富也
(フクヤマ大学工学部大理, 東北大理)

誘導磁気計の sensor として air-core loop antenna と high μ -metal core coil とを一般に用いることができる。所が、後者はこの二は強磁性材料の履歴現象並に非線形レスポンスの故に、地磁気入力信号が歪曲されるのと同様に、その危険性がある。著者等は二つの型の sensor を用いて、Pc 3 地磁気脈動を同一地点で同時に観測し、両者の脈動波形並に power spectre と比較し、その結果が全く similar であり、従って high μ -metal core を依る歪曲は起ることはないことを確かめた。

high μ -metal core の形を回転楕円体を以て近似すれば、物性誘磁率と反磁界係数の逆数に比して著しく大なる限り、後者は μ -metal の実効誘磁率に等しいことを数学的に証明できる。この場合、地磁気入力信号の歪曲が起ることはないが当然である。又同じ条件下で、core (≡) 回転楕円体が細長い場合、実効誘磁率は、従って sensor の感度は core の長さの自乗に比例し、直径(断面の)には殆ど関係しないことを数学的に証明できる。著者等はこれを実験的に検討してみた。即ち内径約 1/2", 外径約 2 1/2", 長さ 2.8", AWG 28 の銅線で巻数 10 万回、core を板金で出来た筒状の芯を作り、且又長さ 4' 及び 6' の μ -metal core を用いて用意し、夫々の core を筒に挿入した上、長さ 8' の calibration coil の内部に置き、外部から励起磁場を依って sensor coil の両端に現れる電位差を測定した。その結果 6' の core を用いた場合の感度は 4' の core を用いた場合の約 2.02 倍であり、これは理論値の 2.25 倍 (6/4 x 6/4) に大體一致している。

この理論的考察並に実験的結果は、より軽量で且高感度の sensor を作るためには、core を細く長く作ることは、太く短く作るより合理的であると示している。総論物性誘磁率と反磁界係数の逆数より十分大きく取れば、入力信号の歪曲を招く危険性があり、従って core を無制限に長くすることは出来ない。

Gerard Nourry · 渡辺富也
(7175112, コロムビア大理, 康北大理)

Pc 3-4型地磁気脈動が太陽風の乱れによる2次励起された磁気圏の電磁流体振動であるというspeculationは可成り前から存在した(加藤・渡辺, Dessler)。一方Troitskaya groupはPc 2-4の生成が惑星間磁場の方向による2次励起が行われると見つけた。著者等はPc型脈動の成因に因るこの理論的予測及び観測結果を逐試すると共に新しい所見を得ることを目的とし、地上観測に依る脈動の記録、人工衛星による太陽風プラズマ並流磁場の資料の相互比較を行った。実際は因りて衛星資料は1967年の8月から11月に至る約4ヶ月間のIMP Dの磁場、IMP Fの磁場並流プラズマ資料、地上データはAlbany州Radstonに於て誘導磁針計による2度から地磁気脈動資料である。

先づ惑星間磁場とPc 3-4の間に、Troitskaya等の得た結果、即ちPc 3-4が惑星間磁場の方位角に依り支配されることを示し確認することができ、Pc 3-4が惑星間磁場のelevationにも支配されることを見出した。結論としてPc 3-4が起る原因は、惑星間磁場の方向がSun-Earth lineを軸とする内錐の中に入る2度から4度^{117.5°}の間の内錐の半頂角は、Pc 4の間に約30°、Pc 3の間に約60°あることを分かった。更に惑星間磁場の方向変化は、太陽風の方角及び動圧の変化とは無関係に起るものであり、従ってPc 3-4の生成は太陽風の力学状態とは直接の関係を持つ2度からなることを分かった。

併し一方では、太陽風動圧の変動も地磁気脈動を惹起することを分かった。その後、太陽風動圧の変動は通常sporadicに起るものであり、4秒に起る脈動は一過性の減衰振動である。記録波はsubstormに随伴して起るPc 2に似て居る。太陽風動圧は時々とて、十分位の時間とて繰り返されることを分かった。ある場合地磁気変化は見出し上continuousな脈動に起る。併しこれらの例は5から10分程度の「稀」であり、Kp indexも大抵3以下に止まる場合に起る。併しこれは太陽風動圧の変動に伴う'continuous'な脈動は、惑星間磁場の方向に因ることに起る(真にcontinuousな)Pc 3-4とは生因に於て全く異なるものである。これを如実に示す例を我々は経験した。このeventは太陽風動圧の変動に伴って起る平均周期約40秒の'連続'な脈動現象であったが、初め惑星間磁場のPc 3-4の生成には不都合な方向を向いて居る。併し突如として惑星間磁場の方向がSun-Earth lineに近づきPc 3-4の生成は好都合な状況になり、このと同時に平均周期約15秒のcontinuousな脈動が突発した。この後、240秒周期の脈動の活動が停止したことは明らかである。

FairfieldのIMP Fに依る磁場データからBow shockの外でPc 4の同期を持つ電磁流体振動を発見し、この生成が惑星間空間(時間平均)磁場の方向に支配されることを指摘した。併しこの磁場方向支配の法則は地上観測によるPc 4脈動の4秒に良く似て居る。従ってPc 4脈動と惑星間空間の電磁流体振動は発生機構上密接な関係に於て居ることを考えられる。事実我々は空間電磁流体振動と地上脈動が10分程度の時間差の範囲内で同時に生成する例を1ヶ月上見つけた。併し同期は必ずしも等しくはない。両者のpower spectrumを比較することは可成り相異した。

地上Pc 3-4脈動はmagnetosheathの磁場変動に於て起る。我々は現在まで4例を経験したが、そのうち3例は、(時間平均)magnetosheath磁場は南向き、地球磁場は北に向きであることは興味がある。

村上 裕 (京都大学理学部)

シューマン共振周波数帯(3~30 Hz)では、前田・木村両教授共著「電磁波動論」§8.3 に略述されている J. R. Wait の方法によるモード理論はハンケル函数の Debye-Watson 表示が使えないため妥当でない。さらに電離層の昼夜変化等の球対称性からのずれが無視できる効果と見做していることが観測からほぼ明らかになり、E ので、電離層の非一様性を考慮に入れた、ELF 帯でも使えるモード理論を A. Tran と P. H. Nelson の方法にむら、と居間する。

電離層は球座標系の θ, φ 方向の変化より r 方向変化の方が格段に大きいので、場は局所的にはポテンシャル $\psi = [ak_{\nu}^{(l)}(kr) + f_{\nu}^{(l)}(kr)] P_{\nu}(-\cos\theta)$ で表わされるとする。 ν は電離層を M 個の同心球殻層に分割したときの各境界で場の接成分 E_{θ}, H_{φ} が連続であるという境界条件から定まる固有値である。ここで表面インピーダンス $Z = E_{\theta}/H_{\varphi}$ を導入し、高さ $h = 10 \text{ km}$ にとり、最下層のそれを Z_1 、地表面のそれを $Z_0 = 0$ とすれば $\nu(\nu+1) = (ka)^2(1 - Z_1/4k^2h^2)$ と得る。 Z_1 は最上層の Z_M から順に下に計算することにより、求まるが、このとき次式の対称微分 $\ln[Z h_{\nu}^{(l)}(z)] = \nu + 1/2 - H_{\nu+1/2}^{(1)}(z)/H_{\nu+1/2}^{(2)}(z)$ を計算し取り除かれる。ハンケル函数は $|z|$ が 10 以下のときはガンマ函数を用いて正確に求めることができる。 $|z|$ が大きいときに使える漸近表示式を用いると $\ln[Z h_{\nu}^{(l)}(z)] \approx \pm i \{1 - \frac{\nu(\nu+1)}{z^2}\}^{1/2} \approx \pm i \{1 - \frac{\nu(\nu+1)}{z^2}\}^{1/2}$ となり、Wait のように Debye-Watson の表示式を用いると $\ln[Z h_{\nu}^{(l)}(z)] \approx \pm i \{1 - \frac{(\nu+1/2)^2}{z^2}\}^{1/2}$ となる。後二者を用いる、固有値 ν を求めることは平面層状電離層に平面波が入射するときのモード方程式を解くことと等価となる。しかしこの2式は $\nu(\nu+1)$ と $(\nu+1/2)^2$ の違いがあり、| ν | の値が 1 桁であるシューマン共振周波数帯では、この差が重要であり前者の方がよいともしい値を与える。

次に球座標系を波源として垂直電気双極子 $\mathbf{z}(a, \theta', \varphi')$ に置き、 $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}$, $\nabla \cdot \mathbf{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E}$ を解く。このとき TEM 波以外は発生せず ($H_r = 0$)。ポテンシャルの動径部分は球ハンケル函数で表わされる $(\frac{\partial}{\partial r} [r H_{\nu}] = r [\frac{\nu(\nu+1)}{r^2} - k^2] H_{\nu})$ と仮定すれば、 E_r, E_{θ} を消去して次式を得る。

$$(1) \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} = -Z H_{\varphi}, \quad (2) \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -Z' (-H_{\theta}), \quad (3) \frac{\partial}{\partial \theta} (H_{\varphi} \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (-H_{\theta}) = (J - Y E_r) r \sin \theta$$

ここで $Z = \frac{1}{\sigma + j\omega\epsilon} \cdot \frac{\nu(\nu+1)}{r^2}$, $Y = -(0 + j\omega\epsilon)$ で $E_r \leftrightarrow V$, $H_{\varphi} \leftrightarrow i_0$, $-H_{\theta} \leftrightarrow i_y$ と対応させると、伝送面での電圧変化と電流保存の式と同じになる。さらに H_{φ}, H_{θ} を消去し $X = \cos \theta$ とおけば、

$$(1-X^2) \frac{\partial^2 E_r}{\partial X^2} - 2X \frac{\partial E_r}{\partial X} + \frac{1}{1-X^2} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} - Y Z r^2 E_r = -S - T$$

where $S = J Z r^2$, $-T = \frac{1-X^2}{Z} \cdot \frac{\partial Z}{\partial X} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial X} + \frac{1}{(1-X^2)Z} \frac{\partial Z}{\partial \varphi} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} + (YZ - YZ') r^2 E_r$.

この解はグリーン函数表示によつて、 $E_r(X, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 G(X, \varphi; X', \varphi') [S(X', \varphi') + T(X', \varphi')] dX' d\varphi'$ と書ける。 $T=0$ とおいて 0 次の解 $E_r^0(X, \varphi)$ を求め、これによつて $T^0(X, \varphi)$ を計算し 1 次の解 $E_r^1(X, \varphi)$ を求める。グリーン函数のみたすべき式は $\left\{ \frac{\partial}{\partial X} [(1-X^2) \frac{\partial}{\partial X}] + \frac{1}{1-X^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - Y Z r^2 \right\} G(X, \varphi; X', \varphi') = -\delta(X-X') \delta(\varphi-\varphi')$ であるが、球面調和函数 $Y_n^m(X, \varphi)$ とその直交関係を用いて

$$G(X, \varphi; X', \varphi') = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n Y_n^m(X, \varphi') Y_n^m(X, \varphi) / \{ n(n+1) + Y Z r^2 \} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{4\pi} \frac{P_n(\cos \theta \cos \theta')}{n(n+1) + Y Z r^2}$$

を得る。ここで $\cos \theta \cos \theta' = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$ である。

当日は前者のハンケル函数の漸近近似と平面近似との関係に重点をおき、後者の電離層の横方向非一様性を考慮に入れる為に入射した波動法については軽くふれる予定である。

棚橋 秀伍 (名大空電研)

[1] シューマン共振周波数 f_i (i は次数) が日変化することはよく知られている。Bliokh (1968) は地磁気双極子の離心のため、 f_i が UT 依存の 1 日 1 サイクルの変動をすること、これに基づいて Nikolaenko (1971) は三つのソースを用いて見掛けの f_i の変動の説明を試みている。佐尾らは (1973) 伝搬路土の太陽天頂角 χ に対して $\int \sqrt{\cos \chi} ds$ と f_2 とが 1 日 2 サイクルの変動がとよく一致している事を報告しているが、 f_1 についての説明はない。 H_y, E_r, E_y, θ の各方向成分が各々異なった日変化 (月別の) が報告されているが、明解に説明されておらず。そこで今回はこれらの日変化の方向依存性、季節依存性、さらに地磁気の影響について考えてみた。

[2] 電離層モデル; 電子密度は前田 (1969), 虚実回数は Deeks (1966) のプロファイルを参照し、かつ反射率を $\omega_r/\omega = K \approx 10^5$ と仮定して求め、電子密度 N_e (/m³), 電離層高 Z (km) を持つ一層電離層の天頂角依存性を次の様に仮定する。

$$\log_{10} N = 0.583 \cos \chi + 8.462, \quad Z = 86.63 - 7.36 \cos \chi \quad 107.5^\circ \geq \chi \geq 0.$$

[3] 地磁気の r 成分 H_r^0 を、緯度 α , 経度 β の点において、
 $H_r^0 = -(2M)/r^3 \cdot \sin \alpha (1 + (7/2)(4/r) \cos \alpha \sin^2 \beta)$ $\beta' = \beta + \frac{\pi}{2} - \lambda_g$
 離心距離 $\Delta = 420$ km, 方向 $\lambda_g = 157^\circ E$, $M = 1.01 \times 10^{22}$ wb.m, $r = 6458$ km

[4] 電離層下面の表面インピーダンス Z は Bliokh によれば、
 $Z = \sqrt{(\mu_0/\epsilon_0)} \sqrt{(i\omega)/2\omega_p^2} \sqrt{(1 + \sqrt{1 + (\omega_r/\nu)^2})}$

ω_p = plasma freq. ω_r = gyro freq.

[5] Slatar (1950) によれば、空洞内の磁場 H を、直交関数 H_a で展開したとき、その係数 $\int H_i H_a dv$ は、Maxwell's eq. より、次の方程式を満す。

$$\frac{d^2}{dt^2} \int H_i H_a dv + \omega_a^2 \int H_i H_a dv + \frac{1}{\mu_0} \frac{d}{dt} \int_S [z \mathbf{n} \times \mathbf{H} \cdot \mathbf{n}] H_a ds = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_a^2 \text{ はこの場合} \\ \text{ある。} \end{array} \right. \frac{\omega_a^2}{c^2} n(n+1) r^2$$

界の時間因子を $\exp(i\omega t)$ とすると、方程式は

$$\omega^2 - i^{3/2} \Delta' \omega - \omega_a^2 = 0, \quad \Delta' = \int \mathcal{B}' H_i H_a ds / \int H_i H_a dv \quad \mathcal{B}' = (c_0/\sqrt{2K}) \sqrt{1 + \sqrt{1 + (\omega_r/\nu)^2}}$$

ω の二次方程式より、 $\omega = \omega_0 + i\delta$ を得ることができ。

[6] 見掛の共振周波数; 時間関数 $f_i(t) = \exp(-\alpha_i |t|) \cos \omega_{0i} t$ のフーリエ変換 $F_i(\omega)$ は
 $F_i(\omega) = \alpha_i A_i(\omega) / (A_i(\omega)^2 - 4\omega_{0i}\omega^2)$, $A_i(\omega) = \alpha_i^2 + \omega^2 + \omega_{0i}^2$ i はソース番号。

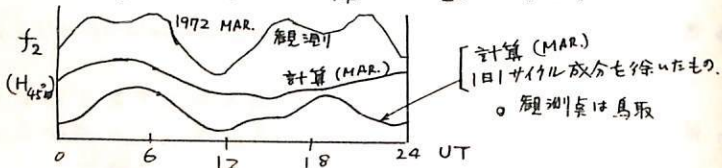
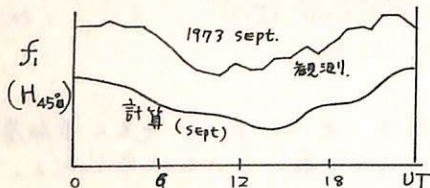
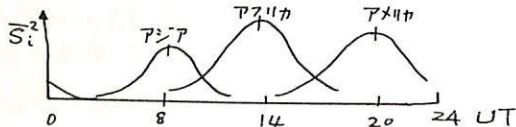
ソース i による観測点の磁界強度は $S_i \cos \beta_i P_m^i(\cos \theta_i)$ に比例する。 S_i は源 i の強度、 β_i はアンテナの最大感度方向と伝搬方向との角、 θ_i はアンテナと源との方位中心角、 S_i の強度がランダムで、その平均パワーを S_i^2 で表わせば、総合的な磁界のパワースペクトル P は、

$$P = \sum_{i=1}^m S_i^2 \cos^2 \beta_i F_i(\omega)^2 (P_m^i(\cos \theta_i))^2 \quad m = \text{ソースの個数}$$

見掛けのピーク周波数は $P = \max$ と取り得る。垂直電界 E_r の場合は $\cos \beta_i = 1$, $P_m^i \rightarrow P_m$ とし、水平電界 (地電流) の場合は $\cos \beta_i \rightarrow \sin \beta_i$ とすればよい。

[7] 源の Activity は右図の通り。

[8] 計算結果とデータとの比較の詳細については、会場にて報告する。



ELF帯空電の波動インピーダンス測定

佐尾和夫 山下亨子 太田幸一
名古屋大学 空電研究所

3 kHz以下のELF帯電磁波は特殊な実験計画をのぞけば送信局がないため、雷放電から放射される自然電波のみである。ELF帯空電は地球と電離層で形成される導波管内を伝播するが、従来から行なわれてきた電界又は磁界強度の測定は電離層と大地の電気的性質に関する情報を得るよりもむしろ雷放電の受信強度や雷放電電流の影響をうけることの方が多い。

そこで低域電離層の電気的性質の情報は波動インピーダンスを測定すればよい。

WAITの理論を用いると波動インピーダンス Z_0 は次のようになる。

$$Z_0 = \frac{E_z}{H_\phi} = 120\pi \cdot S_0 \frac{1 - \frac{1}{8ikS_0\beta} + \frac{9}{2(8ikS_0\beta)^2} \dots}{1 + \frac{3}{8ikS_0\beta} - \frac{15}{2(8ikS_0\beta)^2} \dots} \cong 120\pi \cdot S_0 \quad (kS_0\beta \gg 1)$$

k は自由空間内の波数、 β は伝搬距離、 S_0 はモード方程式を満足する0次モードの根であり最も簡単な均質電離層モデルを仮定すれば次の通りである。

$$S_0 \cong \left(1 + \frac{C}{2\sqrt{2}\sqrt{\omega}} \cdot \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}} \right) - i \frac{C}{2\sqrt{2}\sqrt{\omega}} \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}}$$

$$\therefore Z_0 = |Z_0| e^{-i\theta}$$

$$\theta \cong \left(\frac{C}{2\sqrt{2}\sqrt{\omega}} \right) \frac{1}{h\sqrt{\omega_r}} \quad \text{但し} \quad \begin{array}{l} h: \text{電離層の高さ} \\ \omega_r: \text{電離層の共振パラメータ} \end{array}$$

Z_0 の位相項は周波数が低い程、値は大きいので目下250 Hzで観測を行っている。本文は最近の観測結果等について述べようとするつもりである。

早川 正士 (名大電研) 島倉 信 (名大)

Abstract---- The mechanism of reflection of VLF and ELF radio waves in the anisotropic lower ionosphere whose conductivity parameter varies exponentially with height is discussed. Superposing the Gaussian-shaped perturbation on the unperturbed profile, we study its effect on the reflection coefficients for various locations of the perturbations. Then the results on the levels where reflection takes place are compared with those for the isotropic ionosphere.

巻田 和男

末大理

0405の Search coil magnetometer により観測された 10 Hz から 1 kHz までの電波のうち
 はここには 1968年3月より 1969年11月までの1年半余りの期間のデータについて
 解析を行なったのでその結果を報告する。

この周波数帯の電波は Magnetosphere 内及び outer magnetosphere に於いてよく観測されるが
 その中で特に Magnetopause 付近でこのように波が励起され伝播していくのを調べるとは
 太陽風と地球磁気圏との相互作用を理解する上と重要であると思われる。しかしながら、
 この領域での emission についての研究は最近はじめられたばかりで詳しいことは良くわか
 っていない。

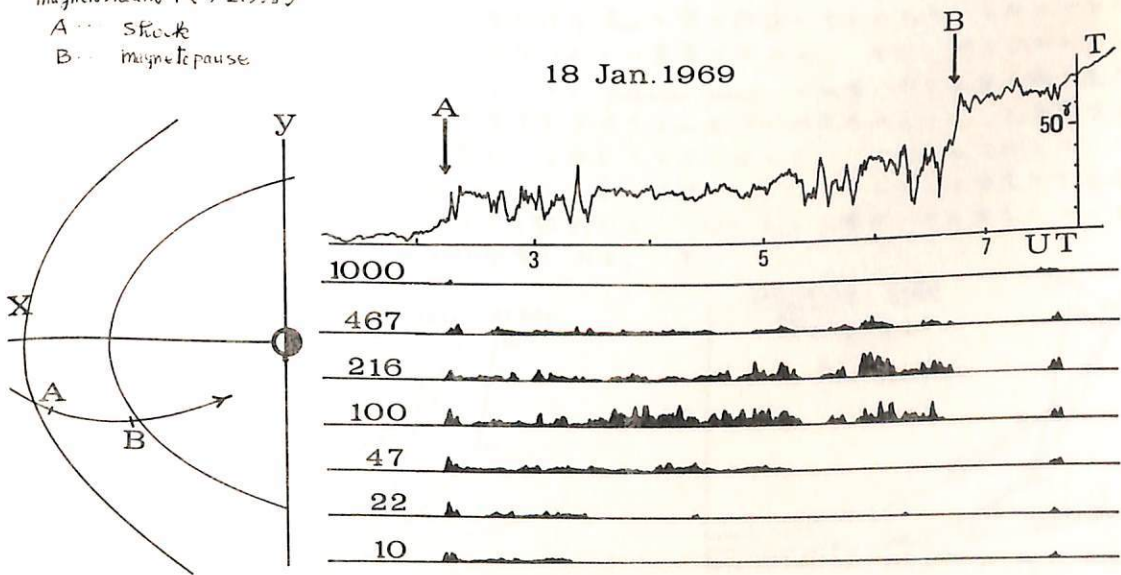
今回の解析では、きりした事実が、Magnetopause を境いにして Magnetosheath と magnetosphere
 内では観測されるエミッションの周波数帯が Local time 及び latitude に明確に違いがある
 点である。以下にその結果を整理して見た。

(1) Magnetosphere 内で観測されるエミッションは Magnetopause より少し内側に入った領域より観測さ
 れる。これは plasma pause まで観測されるエミッションと plasma pause 内に入ると観測されるエミッションに
 大別される。前者は Heikavall 等多くの人々により報告されているコーラスタイプのエミ
 ューションと思われる。plasma sphere 中のエミッションは plasma sphere hiss と称されるもので Thieme
 et al が詳しく調べているのでここでは省略した。

(2) Magnetosheath 中で観測されるエミッションは 100-200 Hz の周波数帯によく見られ、太陽側に面
 した Magnetosphere 前面では Magnetopause から shock front までの領域にこのエミッションが定常
 的に見られる。但し shock front 付近では強い周波数帯にわたってインパルス的に出現す
 るエミッションがしばしば観測される。なお Magnetosphere 後面の Magnetosheath ではこのエミ
 ューションはほとんど観測されない。

例
 Magnetosheath 中のエミッション

A ... shock
 B ... magnetopause



早川正士, 田中義人, 天津仁助 (電工空電研)

Abstract--- Low-latitude VLF hiss has been considered to be the consequence of the earth-ionosphere waveguide mode propagation of auroral hiss since the work of Jorgensen(1966). In this paper, however, we show that the features of low-latitude VLF hiss are significantly different from those of auroral hiss and then the low-latitude hiss is essentially different from the auroral hiss by using the extensive comparison of their morphologies. The study of low-latitude hiss has yielded that there are two types in low-latitude hiss, one is not associated with magnetic storms (quiet-time hiss) and the other closely correlated with magnetic storms (storm-time hiss). Further, the storm-time low-latitude hiss can be divided into evening and morning hiss and the difference between them seems to be closely related to the asymmetric structure of the plasmasphere.

Reference (1) Hayakawa, Tanaka and Ohtsu: Morphology of low-latitude and auroral VLF 'hiss', J. Atmos. Terr. Phys. in press (1974).

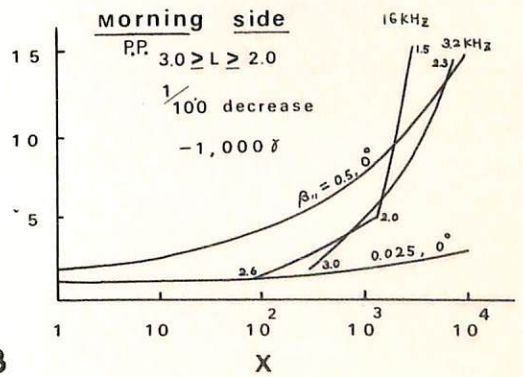
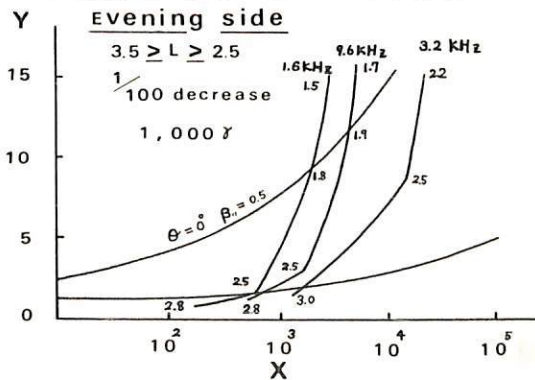
大津 仁助
名古屋大学電研研究所

1967年5月25日に発生した大磁気嵐(稀薄での $\Delta H = -509\gamma$)時の、Ariel-3によるVLF hissの観測結果はこれまでもいろいろ報告されているが、その発生機構についてはサイクロトロン不安定によるものであろうということが言われて来た。しかし、サイクロトロン共鳴の条件や、朝方側と夕方側の発生との相違等については検討もされておらず、言及もされていないので、その可否についての判定は全く白紙と言つてよい。

本報告では磁気圏の電子密度分布、plasma pauseの位置、中々密度の減少率及び環電流の影響を考慮した磁場の強さ、をいろいろ変えて、各観測周波数(3.2, 9.6, 16.0 kHz)に対するサイクロトロン共鳴に必要な電子エネルギー分布、磁気赤道面内の各高度について計算し、下に示すような主要な観測事実を説明出来るかどうかについて詳細に調べた結果について述べる。主要な観測事実としては、

1. 朝方側(03~09 MLT)では高いレベルのhissが観測されている。
2. 夕方側(14~20 MLT)では周波数と共に強度が急減し、3.2 kHzのみが高いレベルを示している。
3. 朝方側は main phase より発生するが、夕方側は recovery phase より発生する。
4. 電子密度の mid-latitude trough より推定される plasma pause の位置は、朝方側では $L \approx 2.0$ より、夕方側では $L \approx 2.5$ より始まっている。

お明瞭に認められているが、これ等の観測事実を満すには plasma pause の中 (ΔL) が従来から言われているような 0.1~0.2 の狭いものではまづ(特に朝方側で)、1.0 程度の広がりを持つことが必要であり、また環電流による磁場の減少が地上の ΔH の 2-3 倍に及ぶと共に、電子流の plasma pause の内部深くまで侵入していることによる共鳴電子のエネルギー関係で見ると、サイクロトロン不安定による説明が可能であることが見えた。他方、もう一つの基本的な hiss の発生機構と考えられているサイクロトロン不安定が hiss の発生の原因とされるならば、plasma pause の位置、電子密度の減少率や環電流の磁場減少効果によって、発生するスペクトルがほぼ決定されるので、大考興味深い事に思われる。なお、多くの場合、 $Y \gg 1$ とはなすので、この近似を行つていない、磁場方向に計った任意方向(θ)をとる波は計る、サイクロトロン不安定の生長率についての計算も行つたので、合わせて報告する。 Y の小さい場合、 θ の大きいところでは growth rate が大きくなることは重要な事である。 Y



早川正工, 田中義人, 天津仁助 (大阪電機研)

Abstract---- The purpose of this paper is to make clear the characteristics of magnetospheric VLF hiss during storm times. The study is based on the VLF observations on board the Ariel 3 satellite as well as on the ground during the severe magnetic storm of 25-26 May 1967 and the moderately severe storm of 5-6 June 1967. Soon after the onset of main phase, there appeared the VLF hiss in the morning sector of the magnetosphere ("morning hiss") on the satellite as well as ground record, while the hiss is not observed in the evening sector. It was not until during the recovery phase that we could recognize the stationary occurrence of strong VLF hiss in the evening side of the magnetosphere ("evening hiss"). The importance features of the morning and evening hiss are described and some discussions concerning their generation mechanism by the ring current particles are given.

References,

- (1) Satellite and ground study of magnetospheric VLF hiss associated with the severe magnetic storm on 25-26 May 1967, accepted for publication in J.Geophys.Res.

恩藤忠典 村上利光
電波研究所

Alouette 2号及び ISIS衛星で観測した VLF 電界データ (50 Hz ~ 30 kHz) を録音した磁気テープの DR 出力を、64チャンネルの狭帯域直流増幅器に入れ、Minimum Reading 回路 (充放電時定数はそれぞれ 10 秒及び 10 ミリ秒) で積分して、多数増幅器を通した後でチャート記録した。各チャンネルの周波数は 300 Hz, 1.5 kHz, 5.0 kHz, 8.0 kHz, 16.0 kHz, 25.0 kHz で各周波数共々バンド幅は 700 Hz にした。こうして得た VLF データは衛星の -10° の VLF 活動区一目で見ることができ、ファイルに較べて便利である。

新しく得られた結果を要約すると

1. 地磁気不安緯度 $\Lambda = 47^\circ \sim 58^\circ$ の間 2.15 ~ 20 kHz 間には VLF ヒスの active な出現領域があり、そのスペクトルは上昇音と下降音とを混合したようなものからなり、10 kHz 以下の VLF 活動との関係は明らかでない。
2. 周波数分析をすると高度 1300 ~ 2000 km で観測したデータ中にはしばしば 17.4 kHz の人工信号が入っており、狭帯域データの 16 kHz の強度増加として現れている。この 17.4 kHz 信号は $\Lambda = 26.5^\circ \pm 4.5^\circ$ 及び地理的経度 $137.5^\circ \pm 4.5^\circ$ の区間で最もよく観測される。恐らく依佐美からの 17.44 kHz 波がホイリスラモードで伝搬して入ったものと思われる。

1-90

K-9M-46号ロケットによるプラズマ波動実験(Ⅰ)

—速報—

松本 紘 · 宮武 貞夫 · 木村 磐根
京大(工) 電通大 京大(工)

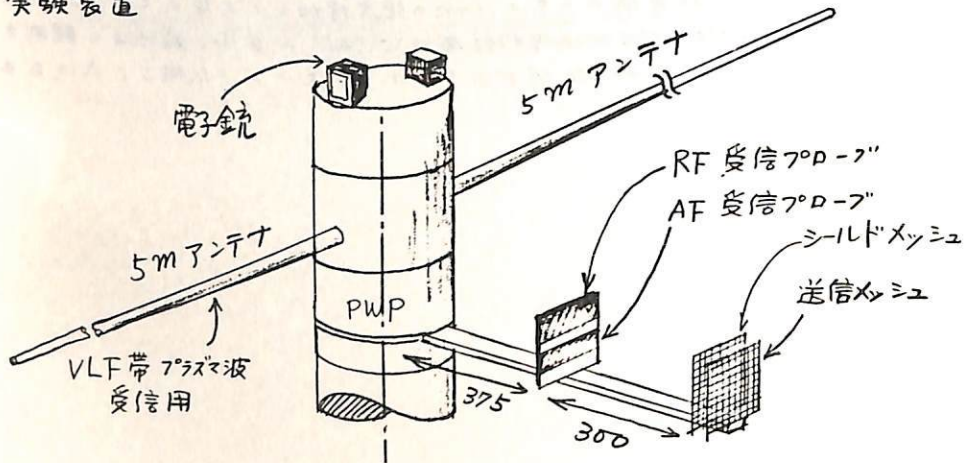
§ 実験の概要

打上げ時: 1974年9月15日 20時40分 LT
最高高度: 333 km

PWPの実験項目

- ① 大振幅 Electron Cyclotron Harmonics Wave による非線形波動-波動及び波動-粒子相互作用の実験
- ② 電子ビーム-波動相互作用の実験
- ③ プラズマ波動の波長測定の実験

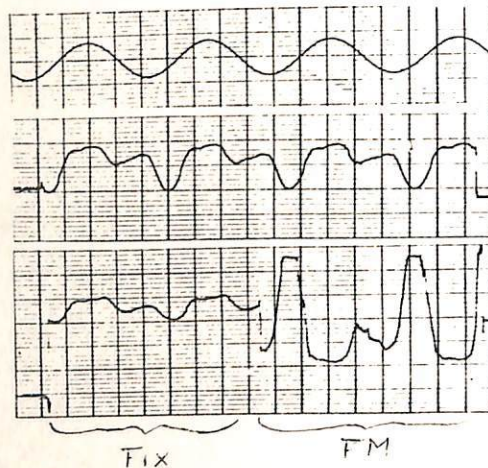
§ 実験装置



§ 実験結果

W.B. VLF帯エミッションの解析は未だ行なわれていないが、学会時には報告できよう。

図は TM出力の一部である。



スピン

2MHz 送信

2MHz 波長測定

岡田敏美
 群馬大学工学部

岩井 章
 名古屋大学空電研究所

(序)低緯度ホムスラが何らかの伝搬しているかどうかという問題や地磁気擾乱に関連して分散極化定常値から大きく変化する場合のみがみられるが、この原因が伝搬経路の移動によるものかあるいは電場密度の変化によるものかという問題など低緯度ホムスラの伝搬について未知な点が多い。このような問題に対し、ホムスラの方角測定を行い、電離層下部における下降点位置を決定し、伝搬経路を調べることは大きな手掛かりになると考えられる。

本報告はこのような観点に立ち、有効な方位測定システムを確立することを目指している。ここではホムスラ検出器を付加した Field-Analysis-Method と Crossed-Loop-Method の両方法に基づいて測定した入射角・方位角・偏波の結果と特徴について述べる。(観測日時:1973年12月19日 場所:高山市午後)

ホムスラ波は単一方向から到来し、平面波であるとする。更に伝播状態は一般に楕円であるとする。このような波の入射角 $[\theta]$ ・方位角 $[\phi]$ の方向から到来する場合を考える。第1回に示すような座標系において、地表付近に生ずる電磁界は下記の如くなる。(文面3)

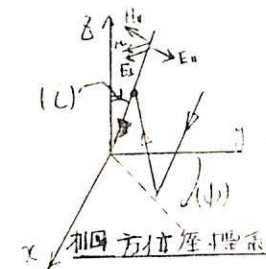
$$H_x = 2H_0 \{ (\cos\phi - x \cos i \sin\phi) - j y \cos i \sin\phi \} \quad ①$$

$$H_y = 2H_0 \{ (-\sin\phi + x \cos i \cos\phi) - j y \cos i \cos\phi \} \quad ②$$

$$E_z = 2Z_0 H_0 (-\sin\phi) \quad ③$$

上式を算へておいて、大地は完全導体とみなし、直接波と地表から反射する反射波を重ね合わせよう。

偏波 $\alpha = x + jy$
 H_x, E_z : 入射面内成分
 H_y, E_x : 入射面外成分
 Z_0 : 自由空間の波動的インピーダンス



$[\theta], [\phi], [\alpha = x + jy]$ は ③ に対する ①, ② の振幅比、位相差を測定し、解析を行うことに利用できる。

とする

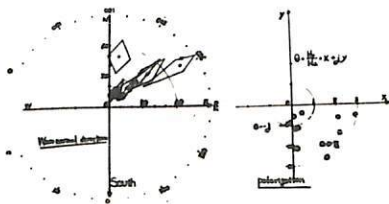
$$\phi = \tan^{-1}(b_2/b_1)$$

$$y = b_2 \cdot \tan i \cdot / k \sin\phi$$

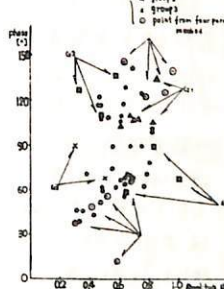
$$i = \sin^{-1} \left\{ k \cdot (a_1 \sin\phi - a_2 \cos\phi) \right\} \quad x = \left\{ (a_1 \sin\phi / k - \sin\phi) \right\} / \cos i \cos\phi$$

となる。ここで a_1, b_1 は $H_x/E_z = M_1 e^{j\alpha_1} = a_1 + jb_1$
 $H_y/E_z = M_2 e^{j\alpha_2} = a_2 + jb_2$ である。(k:受信系の利得比)

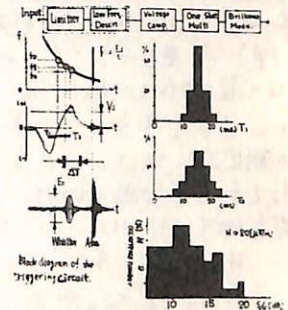
(観測結果)



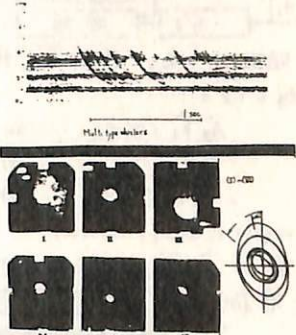
結果① 入射角・方位角・偏波



結果② H_x/H_y のリザルテーション



結果③ ホムスラの絶対方位角測定法と強度分布



写真④ 生ずるホムスラの H_x/H_y リザルテーション

文献① Directed Propagation of Low Latitude whistlers deduced from simultaneous observation at multi-stations. J.A.J.P. 1973. 早川・大津

② Effect of magnetic storms on duct for whistler propagation. J.G.G. 1968. Somayajulu

③ Whistlers and related phenomena 1958 Halliwell Stanford University.

低緯度ホリソウの入射角方位角及び偏波の測定

—広帯域方式への拡張—

岡田敏美 岩井章

群馬大学工学部 名古屋大学空電研究所

(序) 先に単一周波数による観測結果が示されたが、ホリソウの伝播状況をさらに詳しく調べるためには、測定周波数帯域を3kHz~6.5kHz程度までに拡張する必要がある。

Field Analysis Methodを広帯域方式へ拡張する場合、重要とらなくてはならない点を列挙すると

- (1) アンテナ-受信機部 : (a) Loop antennaの実効高 h_{eff} の周波数特性を確保すること (b) Loop ant.系と Vertical ant.系の利得、位相を広帯域に亘って一致させること。
- (2) 振幅比較部、位相比較部 : それぞれの高分解能をもち、 $f=3\sim 6.5$ kHzに変化した場合、十分応答すること。
- (3) 採取されたデータがホリソウの何kHzにおける測定値であるかが明確に判別できること。

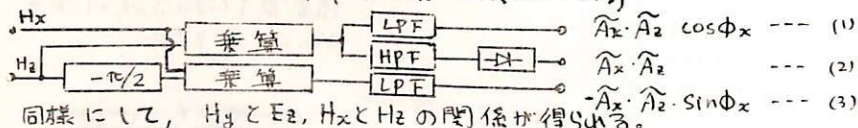
等である。ここでは最も重要と思われる振幅、位相比較部の試作器の周波数応答を中心にシステムを紹介を行う。

(原理) 今、垂直アンテナと直交水平アンテナに誘起される信号をそれぞれ $E_z = \hat{A}_z \cos(\omega t)$, $H_x = \hat{A}_x \cos(\omega t + \phi_x)$, $H_y = \hat{A}_y \cos(\omega t + \phi_y)$ とする。ここで $\hat{A}_z \sim \hat{A}_x$ は振幅であって、 ω に比べゆっくり変化することを表す。 $\omega = 2\pi \cdot D/\lambda$, D は分散である。高周波レベルの振幅、位相の測定法にはいくらか考へらるが、その一例を示す。

H_x と E_z を乗算器に加え、その出力をLPFとHPFによって分離する。HPFを通った信号は包絡線検波を施す。また H_x と $E_z(-\pi/2)$ についても乗算を行い、LPFを通った信号をとる。

$$H_x \otimes E_z = \hat{A}_x \hat{A}_z / 2 \{ \cos \phi_x + \cos(2\omega t + \phi_x) \}$$

$$H_x \otimes E_z(-\pi/2) = \hat{A}_x \hat{A}_z / 2 \{ -\sin \phi_x + \sin(2\omega t + \phi_x) \}$$



同様にして、 H_y と E_z , H_x と H_z の関係が得られる。

H_y と E_z より

$$\hat{A}_y \hat{E}_z \cos \phi_y \dots (4)$$

$$\hat{A}_y \hat{E}_z \dots (5)$$

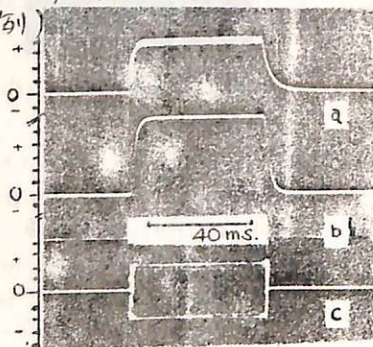
$$-\hat{A}_y \hat{E}_z \sin \phi_y \dots (6)$$

H_x と H_y より

$$\hat{A}_x \hat{A}_y \dots (7)$$

①~③から ϕ_x を、(4)~(6)から ϕ_y をそれぞれ一義的に決定できる。また②④の振幅比 \hat{A}_x/\hat{E}_z が⑤⑦の \hat{A}_x/\hat{E}_z が決定できる。

(応答例)



左図(c)のような方形波を乗算器に加え、方形波は5kHzで変調して、乗算器の他の信号は ω を中通過したものである。(a)は上述の $\hat{A}_x \hat{A}_z$ に、(b)は $\hat{A}_x \hat{A}_z \cos \phi_x$ に対応する。時間分解能は4msec. であることがわかる。

参考文献

- ①電離層中におけるホリソウの波面法線方向の測定、岩井、岡田、本学定講義、1973
- ②Pogo衛星で観測したVLF現象 木村 IASJ シンポジウム 1969

岡田敏美

岩井章

群馬大学工学部

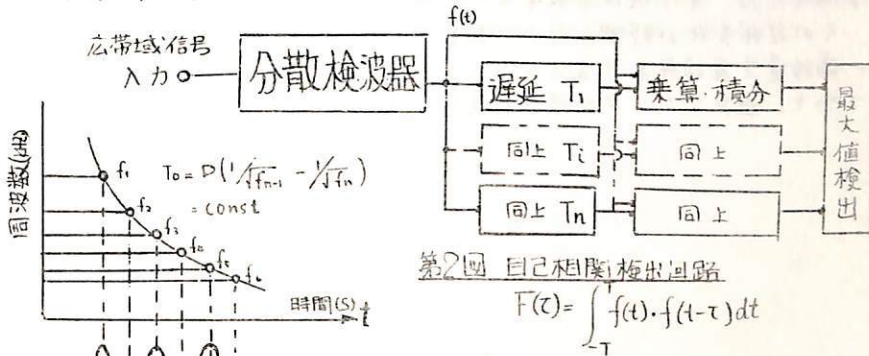
名古屋大学空電研究所

(序) ホイスラノ研究において、発生頻度と分散を測定することが基本となっており、その統計から電離層内伝搬特性等が研究されている。ところで発生頻度は気象条件(雷活動)にも大きく左右されることば観測的にも確認されてきており、伝搬特性等の研究にあつてはこゝも考慮しなければならない。それには現行の毎時2分間の観測より密度の高い観測が望まれる。またルンダースの観測には多くの労力が必要でありまた分散値測定ノ能率ハ低い現状である。分散値と発生数ノヒストグラムも自動的に作成するシステムが実現できれば高い密度ノホイスラサンプルが得られ、現用ノサナグラムによる入出力解析を併用すれば、いんそう詳しいホイスラノ研究が可能となる。

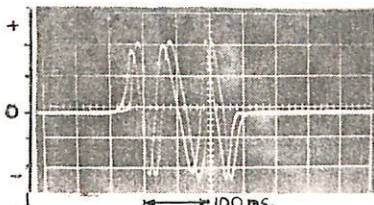
ここでは、分散値を実時間にて測定する分散検波-自己相関法について述べる。

(原理) ホイスラノ広帯域信号を適当につくり出して複合型FM極波回路(これを分散検波回路と呼ぶこととする)に通すと数Hzの正弦波が出力となって現れる。この正弦波の自己相関関数を実時間で演算し、基本周期を検出する。周期と分散の間ノ関係より分散が得られる記である。自己相関法によつて、S/Nノ向上をはかると同時に出力正弦波ノ振幅変動による誤動作を防ぐ効果ももたせてある。

(測定回路ブロックダイアグラム)



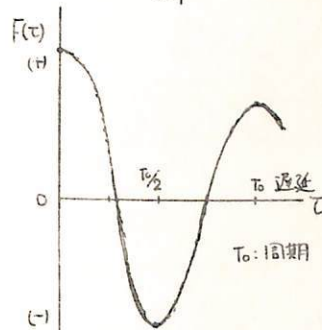
第1図 分散検波回路ノ伝搬特性



第3図 試作ノ分散検波出力波形と遅延波形

第2図 自己相関検出回路

$$F(\tau) = \int_{-T}^T f(t) \cdot f(t-\tau) dt$$



第4図 分散検波回路出力信号ノ自己相関

文献 1. VLF観測概論 岩井 他 IASシンポジウム 1971

2. ホイスラ 検出装置ノ試作 江口・大田 電気学会関東支部連合会S42

VLF標準電波(NWC)の

ホイッスラーモード受信

内藤 悠史* 加藤 進* 荒木 徹**
 *京大工 **京大理

低緯度でのVLF電波のホイッスラーモード伝播特性、及び、磁気圏プラズマのパラメータを調べる為、オーストラリアのNWC局(22.3kHz, 1000kW)のVLF標準電波のホイッスラーモード伝播波検出の受信実験及び、受信装置の改良を続けている。

最も基本的な検出方法としては、導波管モード伝播と、ホイッスラーモード伝播の伝播時間の差(10⁻⁷secのオーダー)を利用して、送信局が停波する際に、まず導波管モード信号波、それに遅れてホイッスラーモード信号波の順で受信信号が消滅するのを検出する方法である。

9月1日より8日までの8日間、電気通信大学の御好意により、長野県菅平の電気通信大学菅平観測所において観測させて頂き、合計67回の停波の際に信号を録音し、ソナグラフを用いて解析を行った。又、その他にも、1971年3月13日より17日までの4日間、約30例の録音データの再解析もあわせて行い、ホイッスラーモード伝播が存在すると思われる結果が数例認められたので報告する。

この他の受信実験としては、ループアンテナの指向性を利用して、導波管モード波が最弱になる様にセットした受信機を用い、ドップラー偏移を受けたホイッスラーモード波が存在する場合には、受信機は導波管モード波とホイッスラーモード波の合成波を受信すると考え、その位相変化の観測を行って検出した実験、並びに、ホイッスラーモード波のドップラー偏移量を直接検出するスペクトラムアナライザ型受信機の開発・実用化の実験を行っており、適当なデータが得られれば、あわせて報告したい。

早川 正士, 田中 義人, 岩井 章 (名大空宇宙研)

The measurement of wave normal directions of low-latitude sunset whistlers is carried out by using the crossed loop aerials on board the rocket of K-9M-41. It is found the features of whistler wave normal directions are quite consistent with the concept of trapping cone for ducted propagation. In addition, the properties of wave normal direction of ionospherically transmitted whistlers lend us further strong support to the ducted propagation of sunset whistlers. Then we deduce the enhancement factor, scale and structure of sunset ducts by making use of the correlated work between the observed results and theoretical ray tracing studies. The obtained enhancement factors are compared with the ground result and then they are in good agreement with the result by ground whistler dispersions.

Reference (1) Iwai, Okada and Hayakawa: Rocket measurement of wave normal direction of low-latitude sunset whistlers, J. Geophys. Res. (in press). (2) Hayakawa and Iwai: Magnetospheric ducting of low latitude whistlers as deduced from the rocket measurement of whistler wave normal directions: submitted to J. Atmos. Terr. Phys. (3) Hayakawa and Tanaka, Properties of low-latitude whistler ducts deduced from a comparison of ground whistler dispersion and magnetospheric electron density profile, Rep. Ionosph. Space Res. Japan 27, p. 213 (1973).

— 序 報 —

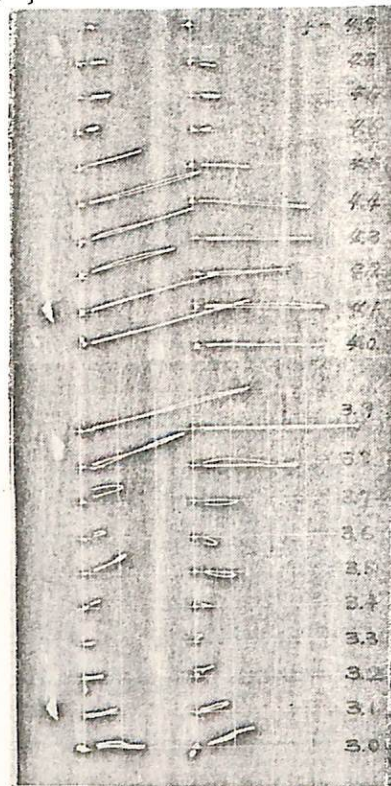
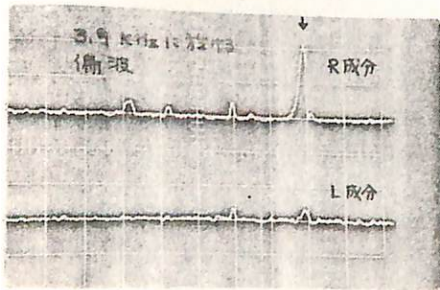
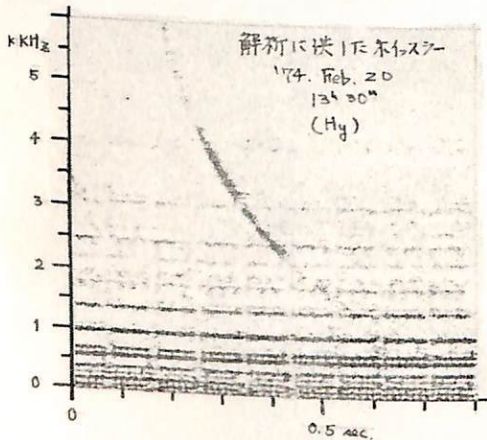
鶴田 浩一郎 (東大宇宙研)
 渡辺 勇三 (" ")
 西田 篤弘 (" ")

我々は、ホイッスラー空電の到来方向を測定し、これからホイッスラーダクトの磁気圏内での運動を調べたいと考え、到来方向測定装置の開発に取り組んできた。先の学会でも発表したように、第一段階の到来方向測定に関しては演算精度の向上、処理データの表示法、高速度化といった技術的な問題を残してはいるが、一応実用化の目途がついた。このうち、演算精度の向上に関しては、その後、演算乗子の入力の等を行って、実用上問題にはならない程度に改善された。解析例を本稿下段に示しておく。

第二段階のホイッスラーダクトの磁気圏内での運動測定への応用と考えるには、我が国では緯度が低過ぎるに過ぎない。従って、この種の実験は中・高緯度地方で行われるを得ないが幸い、49年度科学研究費補助金を受けて49年10~12月の3ヶ月にわたり、カナダ国バンクーバー部外で実験を行なえることになった。実験場所の緯度が下度、ブラスボーズ近傍に相当するのでダクト運動としても、種々の面白いものがあると考えられるが、この目的を我々の方法の有効性のテストにあてているので、その結果を報告する予定である。

(付記) 演算精度の向上後の装置による解析例

$$N_x = \frac{\sin \theta}{\cos \phi} \quad N_y = \sin \theta \cdot \sin \phi$$



右図が N_x (南北) 及び N_y (東西) とあらわす。
 左図からわかるように $N_x \approx 0.25$, $N_y \approx 0$ であるから、これは簡易して偏波もほとんどRとほぼである。

思藤忠典*, 村上利光*, 田中義人**, 岩井章**
* 環波研, ** 空研

1973年9月~1974年2月に衛星(ISIS-1, 2)と母子星観測所(geom. lat. 34°)で行ったホイスラ-の同時観測の結果一例を示す。

1973年10月17日 07.30~07.45 (D.T.)

衛星(ISIS-1)高度3200~3500 km, inv. lat. 51~37°

- 1). 衛星には分散カーブにふくらむ(通常~7kHz) duct 伝播17来と見えてホイスラ-が観測した。この分散伝播速度と共に減少する。
又、低緯度側には時折, pure or almost-fractional ホイスラ-が受信された。
- 2). 地上には分散過55 sec²の multipath type のホイスラ-が受信された。観測時間中は、母子星のホイスラ-の path は一定であると思われた。
- 3). 地上でホイスラ-が受信しなかった場合、同時刻に衛星からも受信した場合は、波とは同じであるか、~~他の波である~~他の波であるかと思われた。
- 4). 母子星の観測したホイスラ-は母子星の近くを通る field line に沿った duct 用を伝播してきたものがある。

極軌道衛星は緯度的に移動するから、極軌道衛星で観測したホイッスラーの初めの時刻(緯度)とホイッスラーエコーの終りの時刻(緯度)とを測定することによって、ホイッスラーのエネルギーがプラズマ圏内を伝搬する突効的たひらき、又はホイッスラーダクトのサイズを推定することが出来る。最初にはホイッスラーの高周波数成分が観測された地磁気不変緯度を Λ_1 、そのホイッスラーの最後のエコーの低周波数成分が観測された不変緯度を Λ_2 ($\Lambda_2 > \Lambda_1$)、 $\Lambda_c = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$ 、地球の半径を R_E 、 Λ_c を通る磁力線上でホイッスラーエコーが観測された高度を h とすれば、観測点(Λ_c, h)におけるホイッスラーダクトの直径 D は地球の磁力管に沿った磁気束保存の関係から、

$$D = \frac{R_E \left(\frac{R_E + h}{R_E} \right)^{\frac{1}{2}} \cos^3 \Lambda_c \cdot \left(\frac{\cos^2 \Lambda_2}{\cos^2 \Lambda_1} - \frac{1}{\cos^2 \Lambda_c} \right)}{\left[4 - 3 \left(\frac{R_E + h}{R_E} \right) \cos^2 \Lambda_c \right]^{\frac{1}{4}}}$$

で与えられる。又磁気赤道面におけるダクトサイズは $Deq = R_E \cdot \left(\frac{1}{\cos^2 \Lambda_2} - \frac{1}{\cos^2 \Lambda_1} \right)$

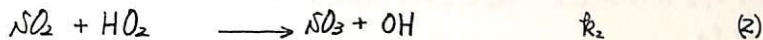
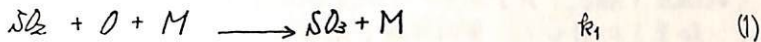
1973年4月6日 ($K_p = 1-$) に ISIS-2号 (~1370 km) によって 0152 UT に観測されたホイッスラーは $\Lambda = 54^\circ - 48^\circ$ にわたって約50秒間も続くホイッスラーエコーを伴った。

衛星星のホイッスラーダクトのサイズとして高度2000kmのものとするとき、この場合のダクトサイズは $\Lambda = 51.0^\circ$ で緯度方向に突は $D = 1205$ km にも及ぶ大きなものが存在したことになる。又 $Deq = 4016$ km (地上での $\Lambda_1 - \Lambda_2$ 間の距離は $Dg = 636$ km)。しかし ISIS-1, -2 及び AL-2 で頻りに観測されるダクトはこの最大級の約1/10程度のものが多い。これは Angerami (1970) が OGO-3 で磁気赤道近くのホイッスラー観測から求めた $Deq = 440$ km ~ 230 km と同程度のものによる。

岩坂泰信

名大・水圏科学研

成層圏のエアロソールは、レーザーレーダーによる散乱光の観測、バルーンと飛行機によるサンプリングによる研究等により、高度20 kmを中心とした領域に存在し、時間的濃度変化していること、硫酸成分が多いこと等がわかっている（ここではエアロソールとは $0.1\mu \sim 1.0\mu$ のいわゆる *large particle* を示している）。この領域の出現高度がオゾン層とは一致することや、従来実験室の実験で、エアロソールの生成法として塩化アンモニウムや *smoke* などとちがって硫酸の液滴が試みられていたこと等がある。この領域の SO_2 がその反応が注目されている。 SO_2 が何らかの反応を通して酸化し、 SO_3 となり以後硫酸性の液滴を作ると考えられている。ここでは成層圏の光化学反応をモデル化し、 SO_2 の混合比を仮定して



による反応を主としてしるべき。反応(1)が主反応という見方を多くしたが、それより(2)の反応が下部成層圏では大きい SO_3 生成率を占めていることを示さされた。又他の可能性として



も提唱されている。もし $k_3 \cong 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{sec}$ が、Davis¹⁾ や Harrison & Larson²⁾ の言うように成立しているならばやはり酸化反応として無視できる。

計算は、光化学-渦拡散モデルにより、化学反応は Whitten et al. (1973)³⁾ に従って O-H-N-C系を用いた。

前) この計算結果を整理しているとき J.G.R. 誌に Harrison & Larson の結果が公表されたがほぼ同様の結果を得ている。

References

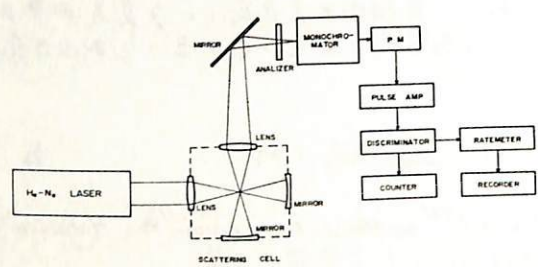
- 1) D. Davis, The paper presented at the Conference on Environmental Impact of Aerospace Operation, Denver, Colo., June 1973
- 2) H. Harrison and T. Larson, The oxidation of SO_2 in the stratosphere, J. Geophys. Res., 79, 3095 (1974)
- 3) R. C. Whitten, J. S. Sims and R. P. Turco, A model of carbon compounds in the stratosphere and mesosphere, J. Geophys. Res., 78, 5362 (1973)

ラマン散乱断面積の測定とその応用

上山弘, 岡野章一, 丸山伸夫
東北大学理学部

オ1図に示す装置で気体分子のラマン散乱断面積の絶対値の測定を行うに。光源として出力25mWのHe-Neガスレーザーの6328Å線が用いられに。ラマン散乱光の、レーザー光の偏光方向に対して平行および垂直な偏光成分の強度をそれぞれ測定することにより偏光解消度ρが求まり、これとレーリー散乱・ラマン散乱の強度比から、後方散乱に対応するラマン散乱断面積をオ1表のように求められに。

ラマン効果の気体物理学への応用の一つとして、大気温度測定があげられに。気体分子の回転ラマンスペクトルの各ラインの強度は $I_{J \rightarrow J'} \propto b_j g_j (2J+1) \exp[-J(J+1)Bhc/kT]$, (b_j ;遷移確率, g_j ;核スピンによる重み, J ;回転量子数, B ; rotational constant, T ;温度) で与えられ温度の函数であるので、これを測定することにより気体の温度が求まる。この回転ラマン効果を利用して、室内実験でN₂ガスについて試験的な温度測定を行っに。ガスの設定温度274°Kに対し、測定されに温度は283°Kであった。現在のO₂ガスについても測定中である。



BLOCKDIAGRAM OF RAMAN SPECTROSCOPIC EXPERIMENT

オ1図

Gas	Vibrational Frequency cm ⁻¹	Measured Depolarization Ratio × 10 ⁻¹	Measured Cross Section × 10 ⁻³¹ cm ² (Q-branch)	Measured Cross Section × 10 ⁻³¹ cm ² (Total)
CO ₂	1285	1.4 ± 0.5	2.2 ± 0.3	2.8 ± 0.5
CO ₂	1388	1.5 ± 0.5	3.1 ± 0.3	4.0 ± 0.6
O ₂	1556	1.8 ± 0.2	2.4 ± 0.2	3.3 ± 0.3
CO	2145	1.4 ± 0.1	2.3 ± 0.3	2.9 ± 0.4
N ₂	2331	1.0 ± 0.1	2.1 ± 0.3	2.5 ± 0.3

Raman scattering cross section and depolarization ratio

オ1表

大気球 B5-53による オゾンの測定

等松隆夫 近藤 豊 岩上直幹
東大理

1974年5月30日1222JSTに 三陸の大気球観測所から放球された 大気球B5-53によって 成層圏のオゾンの観測を行なった。 気球は放球後100分の1400JSTには 高度27.5kmに達して水平飛行に移り、その後7時間におたって 26~28kmの高度を保ちながら約220km 西へ飛行した。 放球535分後の2117JSTに 測定器は切り離されて 落下し、高度約12kmで測定器からの信号は受信不可能になった。 その間 次の2種の方法によって オゾンの観測が行なわれた。

- (1) 溶液法 ; ヨウ化カリウム溶液とオゾンの化学反応を利用する。
- (2) 散乱法 ; (干渉フィルタ + 光電子増倍管) によって、大気粒子による散乱光強度を測定し、オゾンによる吸収量を求める。
測定波長は 2900Å, 3200Å, 3300Å, 4500Å,

》 溶液法による結果 《

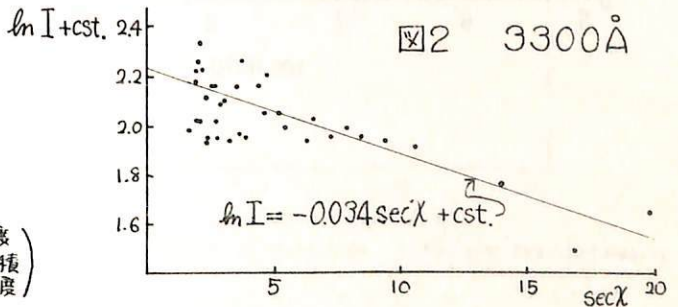
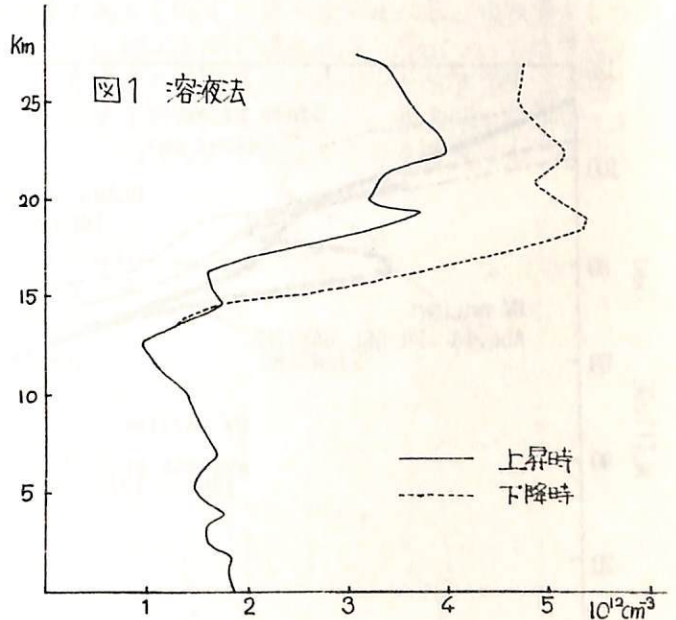
図1のようなオゾンの密度分布が得られた。 上昇時と下降時の値に大きな差があるが、どちらについても 21km付近に二重の層構造がみられる。その原因は 成層圏内の気象力学的な輸送効果によるものと思われる。

》 散乱法による結果 《

センサーは 上下方向に1分、水平方向に10分の周期で 全天をスキャンしており、測定される散乱光のセンサーの方向及び太陽の天頂角に対する依存性から、オゾンによる吸収量を求めることができる。 図2にその簡単な一例を示す。 センサーの視線の天頂角が太陽天頂角に等しい場合は

$$I = I_0 \exp\left[-\sigma \int_{z_0}^{\infty} n(z) dz \sec\chi\right]$$

だから、 $\ln I$ を $\sec\chi$ に対してプロットすれば、その直線の傾きから、 $\sigma \int_{z_0}^{\infty} n(z) dz$ (z_0 : 気球高度、 σ : 吸収断面積、 n : オゾン密度) を求めることができる。

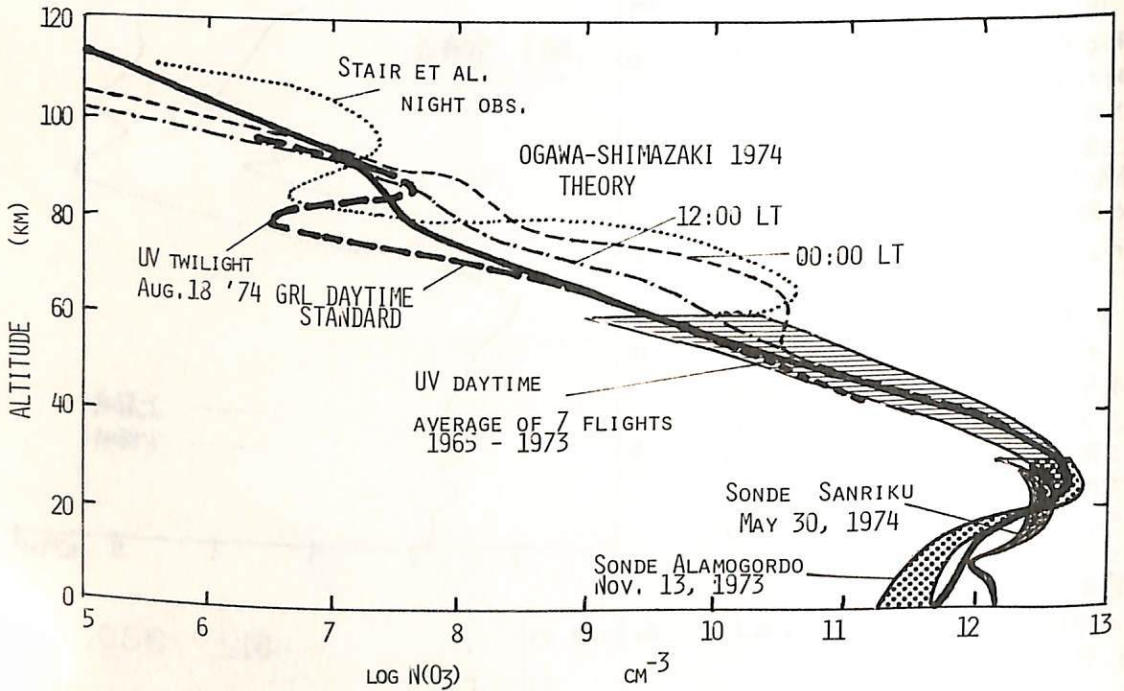


大気球によるオゾン密度3種比較観測結果

茅松隆夫 岩上直幹 近藤 豊
 東京大学 理学部

大気球に搭載された(1)オゾンゾンデ(KI 溶液), (2)紫外吸光計, (3)紫外放射計の結果を過去の観測ロケットの測定結果と比較することによって0~100 kmまでの層間の典型的な大気オゾン密度の高度分布(GRL Reference Ozonosphere)を作成した。

結果は下図に示したようなものであり, 夜間における観測結果(Stair et al.)および理論計算(Ogawa-Shimazaki, 1974)と比較した。



早川幸男, 飯島寿, 伊藤浩式, 松本敏雄, 小野忠良
石大理

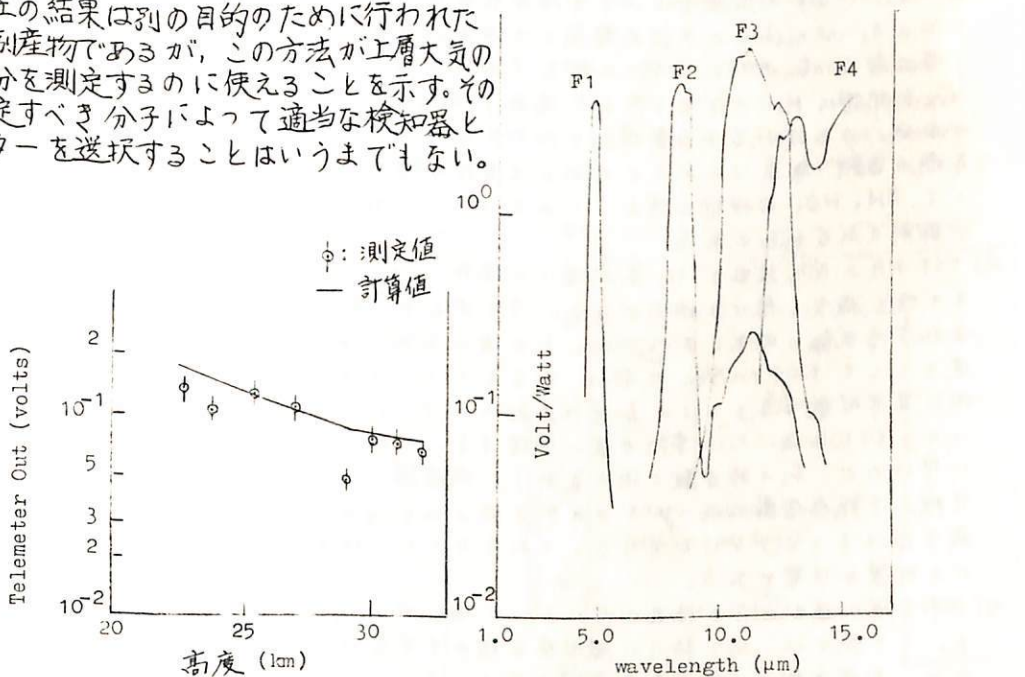
赤外線道光の気球観測を行った際、波長 $12-15\mu m$ で地球大気に起因する輻射が観測された。これは O_3 と CO_2 によるもので、輻射強度の高度変化から $23 km$ 以上におけるこれらの分子の密度が得られた。

観測装置は反射鏡の焦点に光伝導素子 $Cd-Hg-Te$ を置いた口径 $23 cm$, $f=14 cm$ の望遠鏡で、検知器のみならず鏡筒全体を液状窒素で冷却し、装置自身の熱輻射を抑えてある。望遠鏡の光軸を仰角 30° に保ち、鉛直軸の周りの回転で天空を掃いた。入射光の波長域を4枚のフィルター $F1-F4$ で随時選抜し、Tuning Fork で $800 Hz$ に交流化した。フィルターの透過率 \times 検出効率を図に示す。

放球後1時間10分まで高度 $23 km$ に達したとき鏡筒のふたをあけた。気球は上昇を続け高度 $31 km$ で水平飛行に移った。気球上昇中、 $F1-F3$ の信号強度は有意でなかったが $F4$ の強度は有意で、しかも上昇と共に低くなること認められた。測定値を図に示す。

この高度では、 $14-15\mu m$ に吸収帯のある CO_2 と、 $13-15\mu m$ に広い吸収帯をもつ O_3 の輻射が強く考えられる。 CO_2 については地上と同じ混合比を、 O_3 については等松の本に与えられている夜間密度を採用し、大気温度の高度変化と各分子の吸収係数を考慮して期待される強度を計算した。下図にその結果を観測値と比較した。観測値と計算値とが大體一致していることは、計算の基礎にした CO_2 と O_3 の密度とその高度変化が大體正しいことを示す。

以上の結果は別の目的のために行われた実験の副産物であるが、この方法が上層大気の微量成分を測定するのに使えることを示す。その際、測定すべき分子によって適当な検知器とフィルターを選抜することはいうまでもない。



Altitude-Dependence of Atmospheric Emission Raw Data at Wavelengths $\lambda \geq 12 \mu$

Detector Response \times Filter Transmission

小川利紘(東大理)・島崎達夫(NASA)

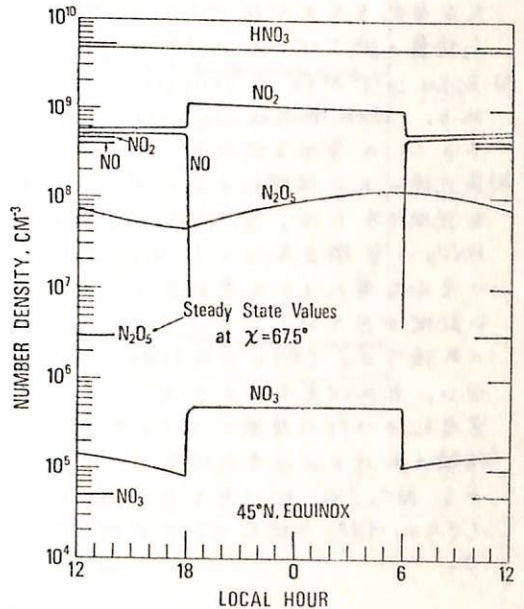
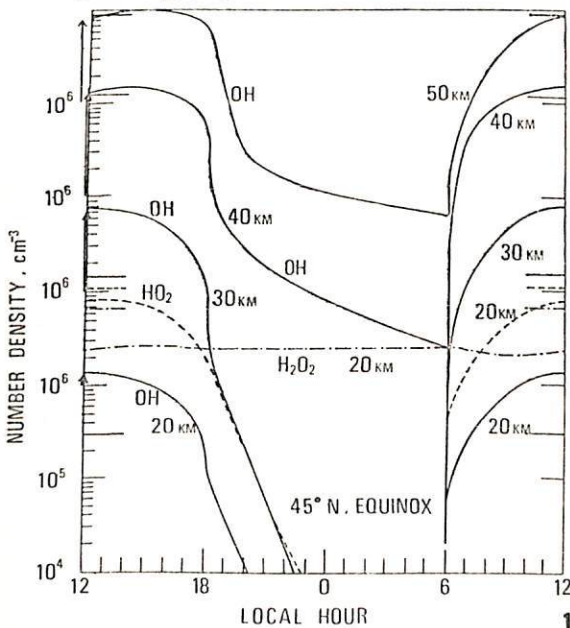
成層圏を飛行するSST(超音速旅客機)の排出する NO_x , H_2O が成層圏ozoneを破壊する可能性については, ozoneの光化学理論と関連して, 近年多くの研究者の興味を引いている。われわれは1次元のphotochemical-diffusive modelによってSST排気ガス中の NO_x , H_2O によるozoneの破壊率の評価を行なった。従来の1次元modelでは定常解を求めて議論しているのに対し, 我々の方法は, 自然状態での定常状態から出発し, 定常的にSSTの排気がある場合の時間変化を追跡した点に特徴がある。ただし, 計算時間の関係上, 日変化, 季節変化は考慮しない。また, O_2 , N_2 , 温度分布の変動も考慮外とした。 NO_x , H_2O のSSTからの排出量は, Bröderick 達(1973)の推定値が 30° 緯度幅, 1000 km 経度幅に広がったものとして求めた。

- (1) SSTの排出する高度は主に $12-18\text{ km}$, AST(advanced SST)は主に $18-21\text{ km}$ である。これらの高さに放出された NO_x は上方に拡散し, 30 km 附近まで NO_x の密度に影響を与える。(もちろん水平方向の拡散も重要であるがここでは考慮しない。) NO_x の密度増加は, NO_x の放出高度にはあまり左右されず, 成層圏中の放出総量に依存する。この意味では, 1990年代に飛ぶと予想される subsonic transports の飛行高度が成層圏中であれば, SSTより重大な影響をもたらすであろう。
- (2) NO_x が増加することによって, ozoneの消滅率が増える。しかし 30 km 以下の O_3 はもともと 30 km 以上で作られた O_3 (odd oxygen)が下方に拡散したもので, この効果によって O_3 の消滅分は上方からの拡散によってある程度補われる。(もちろん水平方向の O_3 のmixingも下部成層圏では決定的に重要であるがここでは考えない。) NO_x の増加率2倍, 5倍, 10倍に対しozoneの減少は 0.9 , 0.75 , 0.7 である。
- (3) NO_x と同時に H_2O の放出を考えた場合, NO_x 単独放出の場合よりも O_3 の減り方は少ない。これは H_2O が多少増加したために(H_2O は自然状態での量自体多いので, 10年間のSST放出によってまたいして変化を受けない), H_2O のdecompositionによって CH , HO_2 の供給が増え, これが NO_x を喰って HNO_3 となるため, NO_x の増加が抑制されるからである。
- (4) SSTからの NO_x 放出が10年間続いた場合, ozone総量は 0.7 以下に減少し, さらにその後も減少し続ける傾向がある。5年間で放出を止めると, その後10年程度経てまた定常状態に収束していくが, この値は最初の値の 0.9 に減っている。下部境界で流速として 0.01 cm/sec のfluxを与えて NO_x を逃がしてやると, ほぼ10年間の放出後に定常状態となる。このlevelは最初の 0.73 。5年間で放出後, これを止めると, それから約10年後にはほぼ最初の値に回復する。このozone回復の時定数は(NO_x の回復は早いので, O_3 の時定数で決まるが), 成層圏のresidence timeに比べて長くなる。実際下部成層圏ではozoneの水平方向のmixingが大きいので, ここで求めた O_3 の減少率はもっと少ないであろう。これをちゃんと評価するには少くとも2次元modelでの計算が必要である。
- (5) 1990年代に飛ぶSSTの排気ガスによって5年間にozoneが約20%減少する可能性がある。この減少は, SST排気ガスが凝固核を増やす可能性と共に, 成層圏の輻射環境を変化させ, 気候変動をもたらすかも知れない。さらに20%の O_3 の減少により, 人間の皮膚に日ヤケを起す $3050-3100\text{ \AA}$ 域の太陽紫外線量が約60%(中緯度で)増加し, 皮膚がんの発生率が高まる恐れが出てくる。

小川 利紘 (東大理)・島崎 達夫 (NASA)

一次元の time dependent photochemical-diffusive equation を用いて、成層圏微量組成 25 種の日変化を追跡した。time step は implicit method を使うので 1 min で十分である。ただし日没・日出時にはもっと短い time step を採用した。先に得た定常状態の解を初期値として 10 日間積分した。

- (1) O₃, H₂O, H₂, N₂O, CH₄, CO, CO₂ は時定数が大変大きいので、10日間の積分では殆ど変化が見られない。これらの species の converged solutions を求めるには非常に長時間の時間積分を必要とするので、日変化を追跡しながら converged solutions を求めることは現実的でない。
- (2) O(¹D), O(³P), O₂(¹Δ_g), H, OH, HO₂, N, NO, CH₃, CH₃O, CHO の life time の短い species は日没とともに急減じ、日出とともにまた昼間の level にもどる。一方 HNO₃ (30km以上), H₂O₂, NO₂, NO₃, N₂O₅, CH₃O₂, CH₂O は夜間に増加する。これは、昼間は太陽輻射によって解離が進むのに対し、夜間には逆に association が進行するからである。
- (3) 平均太陽高度での定常解を用いた「日変化の平均値」と、実際に time dependent equation に従って計算した日変化の平均 level とはしばしば異なる。特に時定数が 1 日程度の species でこの違いが著しい、N₂O₅ がこれに当る。従って、平均太陽高度のもとでの定常解を日変化の平均 level とするには、日平均の解離係数を使う等の対策を必要とする。
- (4) NO, OH, HO₂ の日没後の減少率は、NO_x の消滅が NO₂+OH+M → HNO₃+M, NO+HO₂+M → HNO₃+M と関連しているのが重要である。昼間は、これらの反応によって生じた HNO₃ は光解離で NO_x にもどるので、夜間の HNO₃ の生成が NO_x の net decomposition となるからである。われわれの結果によると、NO₂+O₃ → NO₃+O₂, NO₂+NO₃ \xrightarrow{M} N₂O₅ による NO_x から N₂O₅ への変換の才が、HNO₃ への変換よりも NO_x の net decomposition として大きい。(N₂O₅ は昼間は光解離によって NO_x へもどる。) この場合 N₂O₅ の日変化が大変重要となってくる。



小川 利紘 (東大理)・島崎 達夫 (NASA)

成層圏の微量成分、 $O(^1D)$, $O(^3P)$, $O_2(^1\Delta_g)$, O_3 , H , OH , HO_2 , H_2O , H_2O_2 , H_2 , N , NO , NO_2 , NO_3 , N_2O_5 , N_2O , HNO_3 , CH_4 , CH_3 , CH_3O_2 , CH_3O , CH_2D , CHO , CO , CO_2 の高度分布を一次元の photochemical diffusion model で同時に計算した。境界条件としては、上部および下部境界での密度を与えるが、時定数の小さい species については化学平衡の解、時定数の大きいものについては、下部境界では観測値を与え、上部境界ではそこから上の生成率・消滅率の差による flux を考慮に入れて密度を計算する。積分の方法は implicit method で高さの step は 0.5 km にとった。 N_2 , O_2 および温度分布は標準大気と併用するものとする。これら分子間の反応は 79 個を採用し、また 26 個の光解離過程を考慮に入れてある。重要な反応の係数および光解離断面積については、近年の進歩によってほぼ満足すべき data が出そろっている。

- (1) O_3 , H_2O , H_2 , N_2O , CH_4 , CO , CO_2 等の life time の長い species については、温度拡散が高度分布を左右する。これらの分子の観測値に合うよう温度拡散係数を定めることができる。われわれの値は、 $6 \times 10^3 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ (10 km), 1.2×10^4 (20 km), 3×10^4 (30 km), 6×10^4 (40 km), 1×10^5 (50 km) を標準 model としている。
- (2) CH_4 の酸化により H_2O が生成される。このため H_2O の混合度は 25 km 附近から増大する。 H_2 は $H \cdot CHO$ の光解離によって生じるが、 H_2 の混合度を高さとともに増大させる程大きくはない。
- (3) O_3 の消滅は、20-40 km では NO_x catalysis が主要であるのに対し、40 km 以上では HO_x catalysis が主要である。10-20 km では NO_x と HO_x は同程度の寄与をする。約 13 km 以下では NO_3 catalysis が卓越する。これらの消滅率は pure oxygen atmosphere の消滅率に比べ 1-100 倍 (高度が下がると増大) である。10-20 km で HO_x が O_3 の消滅に重要な役割をするという結果は、SST の H_2O 排気が成層圏 Ozone の破壊に重要であることを必ずしも意味しない。SST 排気の H_2O 予想量は成層圏 H_2O gas に重大な変化を与える程ではないし、また、たとえ H_2O が 3 倍 (約 10 ppmV) となっても O_3 総量の減少はわずか 1% 以下である。
- (4) 30 km 以下の O_3 の chemical decomposition は、ある程度上部からの拡散によって補われる。30 km 以上に O_3 (odd oxygen) の主要な生成があり、一方温度拡散が 30 km 以下の O_3 の分布を左右するからである。
- (5) 最近得られた信頼性の高い測定値、蛍光法による NO 、赤外放射による HNO_3 の密度を説明するには、(1) HNO_3 の光解離の量子効率を約 0.1 にするか、(2) NO , NO_2 の HNO_3 の変換反応として $NO_2 + OH + M \rightarrow HNO_3 + M$, [A] より約 10 倍速い反応率をもつ反応を導入する必要がある。(1) については HNO_3 の光解離効率が 1 であるという強い証拠が出されているので、われわれは $NO + HO_2 + M \rightarrow HNO_3 + M$, [B] の導入を強く主張する。[B] の反応係数は [A] の約 $1/5$ であれば十分であるが、室内実験はまだない。赤外吸光法による NO , NO_2 の測定値はより大きすぎるようである。 NO_2/NO の密度比は下部成層圏では O_3 密度にほぼ比例する。 NO_2 の測定値で現在のところ最も信頼のおけるのは赤外吸光法によるものであるが、これと蛍光法による NO から得られる NO_2/NO 比は考えうる ~~変動幅~~ 変動幅よりも大きくなってしまふ。 NO , NO_2 , O_3 (さらに HNO_3 も加えて) の同時測定 data が得られれば、この問題を解決できよう。

極光中のCO₂赤外放射の励起機構

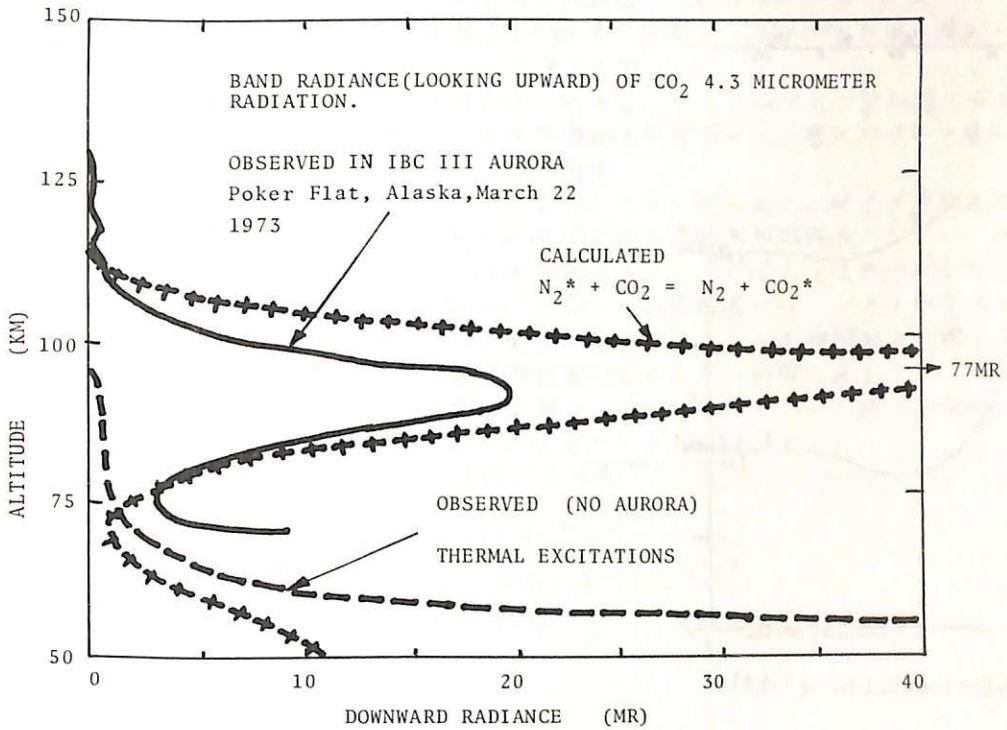
THE EXCITATION MECHANISM OF CO₂ 4.3 MICROMETER BAND IN THE POLAR AURORA

等松隆夫
東大理学部

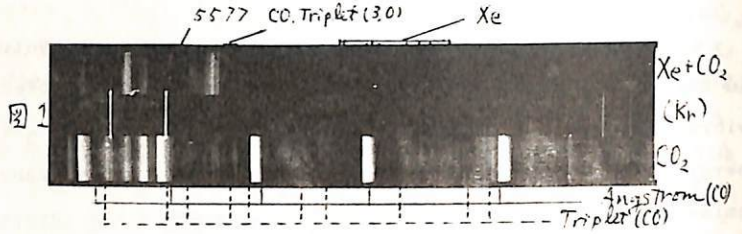
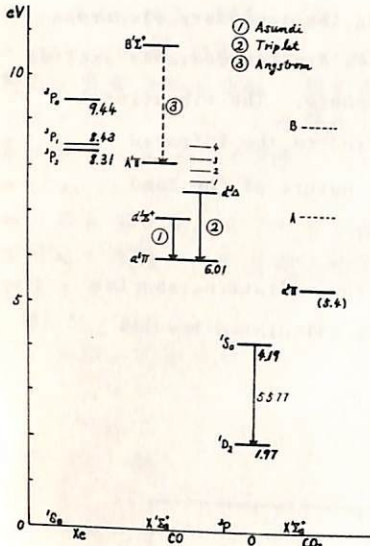
Takao Tohmatsu
Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo

From the studies of the excitation processes involving the secondary electrons in the polar aurora, it was found that the nitrogen molecules are considerably excited vibrationally in the lower thermosphere and the upper mesosphere. The vibrational energy is then transferred resonantly to CO₂(001,0) and converted to the infrared emission of 4.3 micrometer band. Because of the resonant nature of the band emission, the radiation energy is trapped in the mesosphere.

A new mathematical technique was developed to solve the radiative transfer equation of the CO₂ band in optically thick atmosphere. The calculated results were compared with the observations in an IBC III aurora.



寺本直美 渡谷邦彦 橋田光義
 鳥取工大 鳥取大 京工繊大



実験室内で得られたO(1S)に起因するOIλ5577の放射は、H₂, N₂, その他の希ガス等の存在によりその強さを増すことは既に知られており、特にXeの場合これが著しい⁽¹⁾。Xe, O₂ 反応でXeOなる粗に結合した分子が生成し得ることは既に報告されてお⁽²⁾。吾々もXe+O₂ 放電によるOIλ5577の発光を検討したとき、XeOに起因するgreen glowの存在を認めていた⁽³⁾。

今Xe+CO₂ 放電によるOIλ5577の発光機構を検討するにあたり、これまでの実験結果は下記のようなので、XeOによるOIλ5577の発光を改めて考えよう必要がある。

実験結果

- ① OIλ5577 以外の O line を検出しない。
- ② green glow の強さに λ5577 の強さは対応する。
- ③ (e+CO₂ 放電では OIλ5577 を発光しない。
- ④ Xe* は Xe*(3P₂) + CO(XΣ⁺) → Xe(1S) + CO(dΣ) 反応に関与している。
- ⑤ 放電管周囲温度を低下させると、green glow の相対強さは増す。
- ⑥ Xe* による afterglow を検出しない。

定量的な検討を避けているが、下記の反応も考えられる。

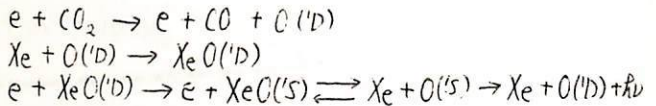


図2

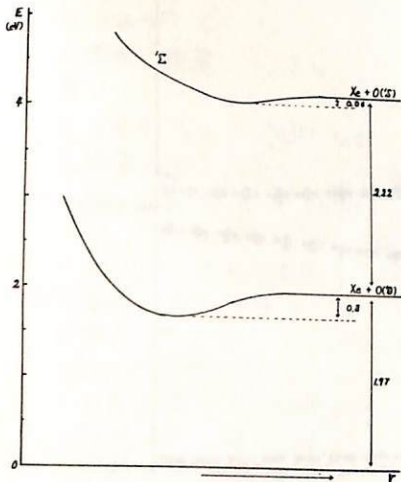


図3 XeOのpotential curve (推定)

(1) 例えは: Filseth, S.V. et al: J. Chem. Phys. 53, 237-243 ('70).

(2) 例えは: Tiscane, G.C.: J. Chem. Phys. 60, 3716-3717 ('74).

(3) Watanabe, K: J. G. G. 24, 153-160 ('72).

市川 敏朗 大池 登
岐阜大学・進学 政大・教養

紫外線強度の地上測定

ここ二、三年來、人間の活動が環境に与える影響の一つとして、SS Tの成層圏オゾン層に対する問題が論せられ、いくつかの理論的な結果はSS Tの排気ガスが成層圏のオゾン層を減少させる働きを有する事を示している。

成層圏のオゾン化学にとって重要と思われる微量(汚染)物質としては、CO₂, SO₂, H₂S, NH₃, H₂O等が考えられ、それ等の含有量を直接モニタリングする場合には測定精度は少なくともエノロ程度なければならぬ。特に成層圏H₂Oについては、1 ppmの検出感度が必要であろう。レーザレーダーの測定によると、成層圏下部のエロゾルの密度と、オゾン分圧との間に負の相関がある事が発表されている。このことからエロゾルの粒径分布や、数密度、化学成分、光学的特性等の測定も重要であると考えられる。

しかしながら、光学的方法によるこの等微量物質の検出は、可視光線の領域ではほとんど不可能である。それは下部大気層のレーリー散乱やMie散乱が非常に大きいからである。エロゾルの気球による直接観測や、成層圏下部より行なう薄明散乱光の観測、又多散波長によるレーザレーダーの観測はエロゾルの測定に有効な手段と思われる。又、人工衛星よりの赤外アルベド(2 μm ≤ λ ≤ 20 μm)の測定は、汚染分子成分の検出に有効である。

一方オゾンは強いHuggings帯吸収を持つているので、入く3000 Åの紫外線はほとんど地上に達しないが、3000 Å ≤ λ < 3200 Åの間では成層圏オゾン量のわずかな変化が紫外線の地上強度に大きく影響する。

人間に対する紫外線の影響について図1に示すような例がある。地表では大気やエロゾルによる多重散乱の効果が大きいので、太陽方向の直接紫外輻射だけでなく、放射輸送によって大気中を南向きに送られてくる全輻射強度について考えなければならぬ。

種々のオゾンモデル及びエロゾルモデルについての計算結果から、この南向きの全輻射強度はエロゾルの光学的性質に力関係するが一般に太陽よりの直接輻射より強い事がわかった。しかしながら、エロゾルの吸収係数を測定する事は困難である。

以上の考察から、観測的に波長2900 Å ≤ λ ≤ 3400 Å について、適当な帯域にわたって、南向きの全輻射強度をモニターする事が重要だとの結論を得た。

図 1

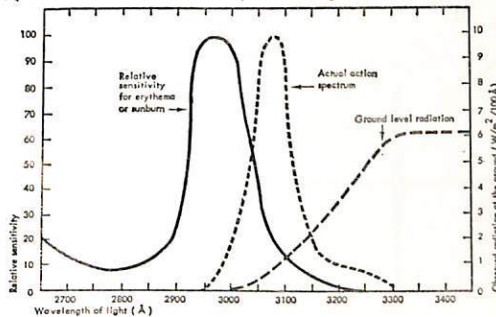


Figure 9.4 Actual action spectrum of biological efficiency of solar ultraviolet radiation for Davos, Switzerland. The actual action spectrum is the product at each wavelength of the relative sensitivity and the ground level radiation. Source: After Urbach, 1969.

篠木誓一、渡辺 隆、中村正年
(東京教育大学 理学部)

この気球観測の主要目的は、OH分子夜間大気光の発光形状を光電観測することである。最近、PetersonとKiefferにより、OH大気光の地上からの測光及び赤外写真観測がなされ、雲状の形をした発光の微細構造の撮影に成功したことが報告されている。(1)我々は、これについて検討した結果、そのような写真撮影の可能性があることを確認すると同時に、彼等の撮影した写真に理解しにくい点のあることを見出した。一般に大気光のように厚みのある発光層が全天に亘って一様に広がっているものを下方から観測する場合、視野方向の天頂角が増大するにつれ、みかけの強度が増大する(van Rhijnの効果)はずであるが、彼等の写真には、それがはっきり認められないのである。もしそれがvan Rhijnの効果よりも発光の空間的不均一性の方がはるかに強い為であるとすれば、その空間的強度比は極めて大きい(2~3以上)ことになり、これも今までの多くの観測例からは考え難いことである。

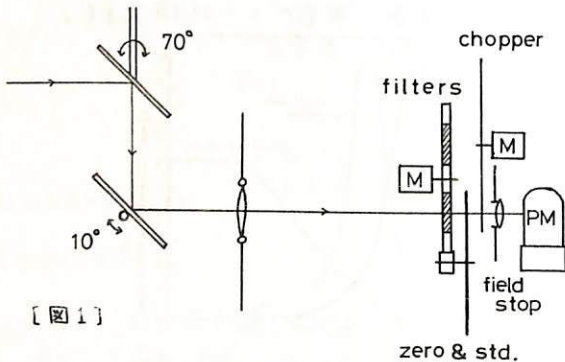
そこで、雲による妨害や、下層大気による散乱等の影響が地上より極めて少ない気球高度で、写真撮影(土敷大 牧野 勉 他)と光電観測を同時に行なうことを計画し、我々は後者を担当した。

観測器の光学系は[図1]の通りである。視野は約1.4°で、これが2枚の平面鏡の回転により天球上を大略[図2]のように走査する。実際は、鏡の回転機構上[図2]とはやや形は異なるが、この走査により天頂角18~87°、方位角方向約20°の幅の天球面上の発光強度分布が得られる。走査は片道約1分強かかり、上端又は下端に来た時に、円盤上に配置された波長選択用の5種類の干渉フィルタが一つずつ送られる。観測対象は、波長の短い方からOI線(5577Å)、背景光としての星野光(~6700Å)、OH(7-2)帯(~6900Å)、同(6-2)帯(~8350Å)、O₂ atmospheric(O-1)帯(~8650Å)である。フォトマルの出力はチョッパー周波数に合せた狭帯域交流増幅の後、整流されたメータにより地上に送られた。

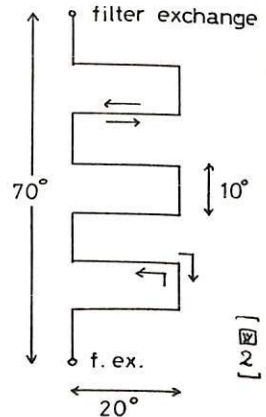
気球は今年6月23日20時47分 三陸大気球観測所(東大)から放球された。22時43分 高度25kmのレベルフライトに入り、24日明け方まで観測を続けた。気球の姿勢は方向規正により±2°程度の誤差内に収まっていた模様である。

なお送られてきた我々の測定データによると強度変化が認められるが、それについては

星野光及びvan Rhijnの補正を含め現在解析中であり、結果は当日報告する予定である。



[図1]



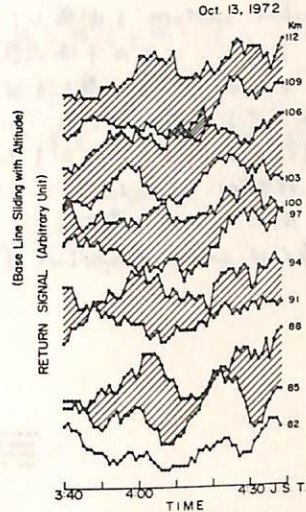
[図2]

(1): Nature Vol. 242 MAR. 30 1973

上山 弘, 岡野 章一
東北大学理学部

色素レーザーを用いたライダーによる超高層ナトリウム層の直接観測が1970年英国で初めて成功して以来世界数ヶ所でナトリウム層の観測が行われている。我々も1972年、蔵王観測所でこの観測に成功し、従来予想されていたように90~100kmの高度に極大密度 10^3cm^{-3} のオーダーの安定したナトリウム層が存在することを確認した。なお、先の際100km以上の高度にもナトリウム原子が不安定な分布を示していることを認め、この後はこの不安定なナトリウム層の微細構造を明らかにすることを目的とし、より観測を試みた。

安定したナトリウム層は90~100km領域に分布していることは前述の通りであるが、この領域の上下即ち80~130kmの領域に時間的にも空間的にも変動の激しい分布を示している。観測の資料と解析した結果、高度差約3km毎に時間的変化が逆相関を示していることを見出した。そこで3km毎に各高度におけるナトリウム密度(相対値)の時間的変化を画いたものが右の図例である。この図は縦軸に密度に比例する散乱光受信強度をとり、横軸に時間をとったもので、且つ高度毎に強度のベースラインを一定間隔でずらせてある。この密度変動は直観的にこの領域に波動が存在していることを示唆するものと考えられる。この論文ではこの点に焦点を置いて検討した結果を述べる。

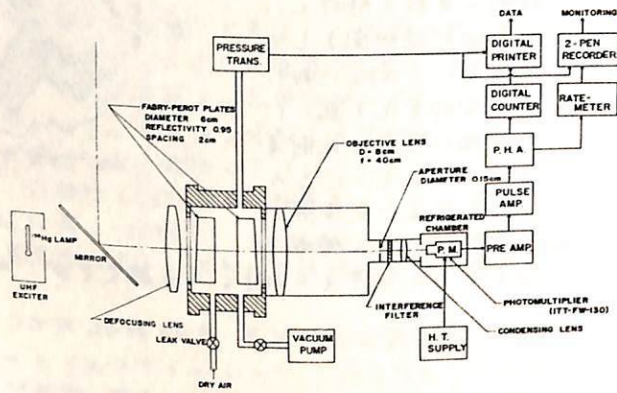


超高層大気温度の分光観測 (II)

岡野章一*, 工山弘*, 市川敏朗**
 * 東北大学理学部, ** 岐阜医科大学

威力観測所においてファブリーペロー干渉計システム(オ1図)を用いて5577Å酸素緑線プロフィールのドップラー巾より、発光層の中性ガス温度を求め観測を続けているが、装置のファイネスをあまりおぼろげにしに集光量を増して温度測定精度を上げるためにannular apertureを用いた。これは従来のピンホールスリットに代わるもので、オ2図のようないくつかの干渉次数にわたる干渉フリンジを同心円状のスリットを通して集光することにより光量の増大をはかるとあり、超微粒子写真乾板を用いて製作された。198Hzランプを光源として用いた室内実験では光量の増加は、20本の同心リングを用いた場合、対応する開口ファイネスをそのピンホールスリットを用いた場合に比べて10倍であった。又理論的に予想されたシステム総合ファイネス5.58に対して、実測されたファイネスは、20本の同心リングの場合5.31、2本の同心リングの場合4.76であった。

会場ではannular apertureを用いた5577Å酸素緑線の観測結果について報告を予定している。



BLOCK DIAGRAM OF THE FABRY-PEROT INTERFEROMETER SYSTEM

オ1図



オ2図

奥田光直

(弘前大・教育)

超高層大気中の中性粒子およびイオンの移動をしらべるためのトレーサーとして、 5577 \AA 及び 6300 \AA OI lines の強度変化を比較する。これらの glow に関与する粒子の密度は、大気運動の他、拡散やドリフト等によって control されているが、これらの factor が E から F に亘る領域で、どの様な特性を持てばよいかという事を、観測面から調べるのが目的である。日変化の解析から入るのは、仲々繁雑であるので、今回は、長期変動を取扱ってみた。中緯度における、太陽活動変化に伴う、二つの line の強度変化の間には、明瞭な位相の差があり、又、これに重疊している、短周期の変動にも、位相の差があることがわかった。

岩坂泰信

名大・水圏科学研

下部熱圏での O , O_2 の分布について数値計算の結果を報告する。数値モデルは 2次元定常モデルで次の項を考察の対象としている。

拡散流束： 分子拡散流束，渦拡散流束
 循環による流束： 大循環運動による流束

風速と温度の 2次元モデルは実測値をもとにして作られたモデルを仮定する。風の上下運動は風の水平運動に関するデータと連続の式によって推定する。水平の渦拡散係数は、鉛直方向の渦拡散係数の 10 倍程度と仮定する。

前回の学会 (1974, 春) では冬半球側の $[O]$ の増加，冬半球・夏半球とも高緯度側は循環流束が大きく化学平衡，化学-拡散平衡よりずれているか，赤道をほぼ南北 20° の領域は、光化学-渦拡散モデルに近い値であることを示した。今回はその後の計算結果を示し、若干のエネルギー収支に関する議論を行う。考察の対象とするエネルギー項目は、

- P1 S・R帯の太陽紫外光吸収量
- C1 O_2 の解離エネルギー
- D1 断熱圧縮過程に伴う加熱 冷却
- D2 拡散流に伴う熱輸送
- D3 カラエネルギーの eddy dissipation と渦拡散

詳しい計算結果は会場で行うが大ざっぱな傾向をまとめると下の表の様になる

	北半球	赤道	南半球
P1	小	大	小
C1	解離エネルギーの放出は北半球・赤道・南半球の順に大きくなる		
D1	圧倒的に南半球が大きい		
D2	上下方向の輸送は赤道が一番大きい		
D3	全体的にみられる		

小川利紘 (東大理)

1次元の photochemical-diffusive equation を implicit method で数値積分することによって, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O_2(^3\Sigma_g^-)$, $O_2(^1\Delta_g)$, O_3 , H , OH , HO_2 , H_2 , H_2O , H_2O_2 , $N(^4S)$, $N(^2D)$, NO , NO_2 , N_2O , CH_4 , CH_2O , CO , CO_2 , O^+ , O_2^+ , O_4^+ , N_2^+ , NO^+ , X^+ , O_2^- , O_4^- , Y^- , electron の密度の日変化を, 高度 40-150 km にわたって計算した。別定常解も計算し, これを日変化の計算において初期値として使う他, 未確定の parameter に対する sensitivity calculation に使った。

(1) 渦度拡散係数は, 高度 120 km での O/O_2 密度比が 3 になるものを標準 model とした。

Schumann-Runge 域の太陽輻射は Widing 達の値を使っているのだから, 従来の渦度拡散係数よりかなり小さく, 90-100 km で $1-2 \times 10^6 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ である。turbopause は 100 km 付近にあることとなり, 最近の argon の観測とよく合う。しかし $OI\ 5577 \text{ \AA}$, CH , $O_2(^1\Delta_g)$ 夜間大気光の高度分布, NO^+-X^+ の遷移高度の観測からみると, 75-85 km で O は減らし, 95-105 km で O を増やした方が (O 密度の peak を 95-100 km にもって行く) O の分布として現実に近いであろう。これには, 渦度拡散係数を減らして, 90 km 付近に turbopause をもってくればよい。Perkinson-Reeves の solar flux は小さすぎて工合が悪い。

(2) 小さい渦度拡散係数を使ったので, 80 km よりやや下方に夜間現われる O_3 の dip が発達しない。これが発達するのは日出直後のみである。 O_3 dip の測定例はいくつかあるが, dust layer が測定に影響を与えていることも考えられるので, O_3 の夜間の dip の存在は確定したものと考えるべきではない。

(3) $OH+HO_2 \rightarrow H_2O+O_2$ は odd hydrogen の消滅を左右する重要な反応であるが, この反応係数に $10^{-11}-10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の未確定さがある。この反応係数のちがいは, 70 km 以下の H , OH , HO_2 の密度のちがいをもたらすが, 唯一の測定例の OH は測定誤差が大きく, この反応係数決定の決め手にならない。一方 $O_2(^1\Delta_g)$, O_3 密度も影響を受ける。 O_3 の観測値からみれば $10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ の方がよい。 $O_2(^1\Delta_g)$ の測定値からははっきりしたことは言えない。

(4) NO は熱圏では $N(^2D)+O_2$ の反応で生成されるので, NO^++e , N_2^++O , $N_2+h\nu$, N_2+ photoelectron の反応における $N(^2D)$ の生成効率が NO 密度を大きく左右する。 NO の観測値との比較から, $N(^2D)$ の生成効率は 0.5 以上と推定される。ただし, N_2 の解離断面積がよく決まっていけないので, これ以上正確な推定は難しい。 NO 密度は前駆解離のため 60-80 km で 10^7 cm^{-3} 以下となる。この小さい NO 値は電子密度の観測値には都合がよい。80 km 以下の NO の測定値の誤差は大変大きい。新コロナ $L\alpha$ による夜間電離は, むしろ $L\beta$ と並んで E 領域の電離源となること等結論される。

(5) O , H , NO は 80 km 以上では安定で日変化は殆どない。ただし NO は 120 km 以上で ion の変化の影響を受けた日変化を有する。日没とともに $O \rightarrow O_3$, $H \rightarrow OH+HO_2$, $NO \rightarrow NO_2$ の変換が 80 km 以下では起る。日出のときはこの逆。

(6) 75 km 付近に O の dip が出るが, これは定常解では現れない。70-80 km では O の時定数が大きくなるので太陽輻射の変化に対し O 密度変化が follow できないからである。この dip は日出後に顕著で, O_3 の dip や電子密度分布に影響を与えている。

福山 薫 (京大・理)

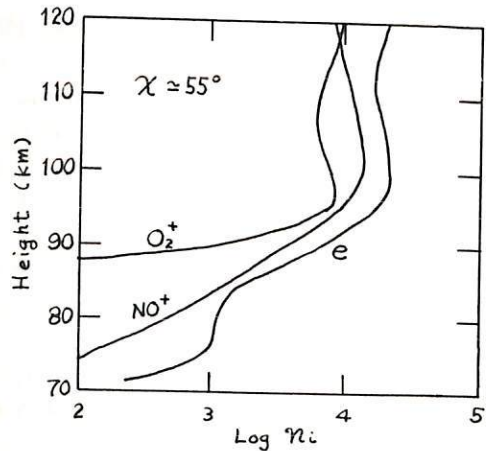
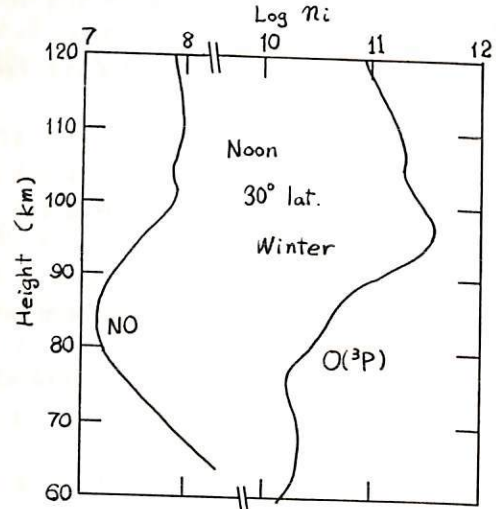
冬季 中間圏・下部熱圏における酸素-水素大気中性成分の濃度分布の計算 (J.A. T.P. 36, 1297-1320) に基づいて、さらに、窒素系成分, CO , CO_2 , 正・負イオン, 電子を含めて、それらの日変化を求めた計算をおこなった。計算は、冬季・緯度 30° 高度 $50-150$ km に対してなされた。

濃度分布の変化が求められる組成は、中性成分に対しては 21 個 [$O(^3P)$, $O(^D)$, $O(^S)$, $O_2(^3\Sigma^-)$, $O_2(^1\Delta_g)$, $O_2(^1\Sigma^+)$, O_3 , H , H_2 , H_2O , OH , OH^+ , HO_2 , H_2O_2 , CO , CO_2 , $N(^4S)$, $N(^2D)$, NO , NO_2 , N_2] , イオン成分については約 40 個である。考慮した光化学反応は、中性成分間の反応約 75 個, イオン-中性, イオン-イオン間の反応は約 160 個である。

鉛直渦拡散係数は、過去数年間の流星風レーダ等の観測から求められた平均的な分布 (Roper, 1973) に、mesopause 付近の大気の安定度を考慮した profile を使用した。これによると、従来、採用した分布よりも、turbopause の高度は低く、渦拡散係数の値も小である。

Preliminary Results

- 渦拡散係数の profile の変更によって、 $[O(^3P)]$ の maximum は従来のモデルより、数 km 上に生じた。また、この高度以下の濃度傾度もより sharp となり、観測結果とよく一致するようになった。
- この $[O(^3P)]$ のこの高度領域の分布に伴ない、 $[O_3]$ の明確な second maximum は、mesopause 付近において、顕われない。
- mesopause 付近の $[NO]$ の分布に対して、渦拡散係数の影響大。
- $NO^+ \rightarrow H^+(H_2O)_n$ の変換、やや遅い。従来の scheme 以外に、他の hydration processes を考へる必要があるかもしれない。



山本利文 北村泰一
九州大学 理学部

ここに述べる磁場センサーは 比較的大きな外部雑音のある環境においても、良好な S/N 比で、被測定磁場を検出できるセンサーで、*gradiometer* と呼ばれるものの一般化である。これは、ロケット等に磁力計を搭載して観測を行う目的で考案したもので、近くにある磁場雑音源による磁場を消去し、遠くからの磁場の能率のよい検出を可能とする。

図1に示すように、一定距離 l だけ離れた2つのコイルが、互いに逆相になるよう接続されている。任意の距離に磁場を感じない点をもつよう設計することが出来る。今、磁場源から、コイル C_1, C_2 までの距離を r_1, r_2 コイルの実効面積を S_1, S_2 とすると、このセンサーを貫く磁束は、実質 差し引き $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2 = B(r_1)S_1 - B(r_2)S_2$ である。

$B(r) \propto r^{-3}$ とすると $\Delta\phi \propto (S_1 r_1^3 - S_2 r_2^3) = [S_1 r_1^3 - S_2 (r_1 + l)^3]$ となる。
 S_1, S_2, l を 適当に設計すると $(1 + l/r_1)^3 \sim S_2/S_1$ なる r_1 で $\Delta\phi = 0$ となる。つまり、この r_1 に 焦点をもつということが出来る。

特に、 $S_1 = S_2$ のとき これは *gradiometer* と呼ばれ、無限遠点に焦点をもつ。

図2に、通常コイルの実験で得られた特性の一例を示す。

この報告では、上記の事柄を実際に 超伝導磁力計を用いて実験した結果を報告する。

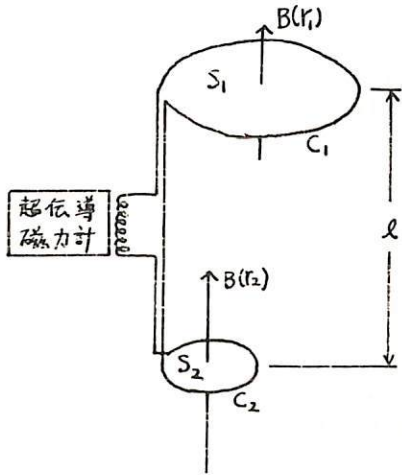
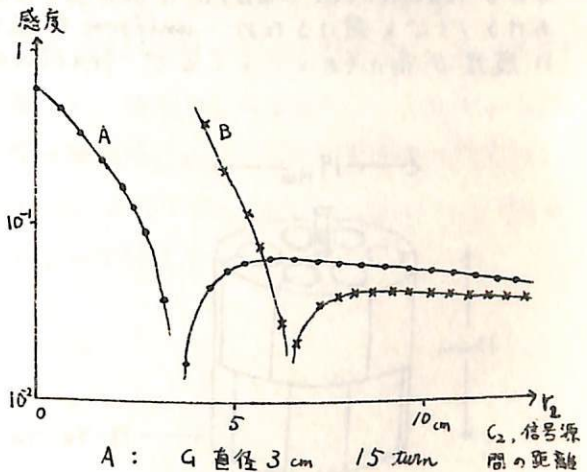


図 1



- | | | |
|-----|---------------|---------|
| A : | C_1 直径 3 cm | 15 turn |
| | C_2 " 3 cm | 5 turn |
| | l | 4 cm |
| B : | C_1 直径 3 cm | 14 turn |
| | C_2 " 3 cm | 6 turn |
| | l | 4 cm |

図 2

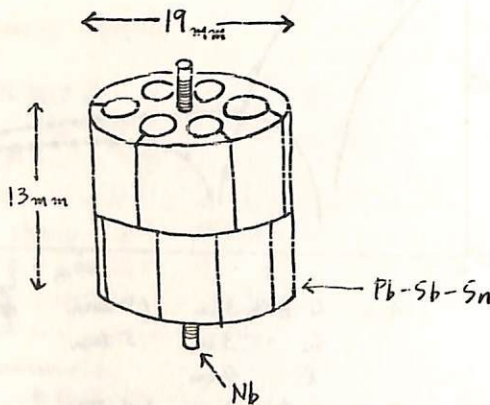
石津美津雄 北村 泰一
九州大学 理学部

SQUID磁気計は、原理的には、センサーである超電導リング素子のなかの磁束を、磁束量子 $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$ の単位で測定することをできる。

この磁気計の感度をさらに高めるには、ひとつは、SQUID素子で生じる磁場干渉信号を電気的に処理して素子の近くにおいたコイルに電流として流すことにより帰還をかける方法がある。このときの帰還量は測定磁場の強さに比例しているため、これが磁気計の出力となる。この方法によれば Φ_0 の百分の一程度の変化まで測定可能である。このように帰還がかけられたSQUID systemは linearized SQUID と呼ばれている [1]。

感度を高める他のひとつは超電導素子そのものの感度を高める方法である。これには flux transformerを用いて外部磁場を素子のなかへ導き入れる方法と、超電導素子の有効面積を増大させて磁場感度を高める方法がある。[2]

我々の研究室では SQUIDを地球磁場変動の観測に用いるため研究を進めている。そのため測定データが recorderに記録できるように磁場の強さに比例した出力が得られる linearized SQUIDを組み立てた。ここで用いた超電導素子は実験室におけるノイズを避けるため、uniformな磁場には感度がなく、磁場 gradient だけに感度が高いものということで fractional turn loopを用いた。



SQUIDの磁場干渉信号の振幅が素子のインダクタンスの平方根に逆比例するため、インダクタンスを増加させずに有効面積を増加させる必要があるため、図のような複雑な形を素子はしている。この素子による磁場 gradient 測定の結果は 1 V/cm 当り 40 mV の出力電圧が得られた。室内ノイズは周期 0.5 sec 程度の成分で 5% 程度存在したが (Hall磁気計で測定した)、SQUIDはこの成分のノイズを 0.18% 程度しか感じなかった。

今後 SQUIDを野外へ運び地磁場の観測を行う予定である。

文献 [1] R. Giffard, R. Webb, J. Wheatley
J. Low Temp Phys 1972 Vol 6 No. 5/6 533
[2] J. E. Zimmerman
J. Appl Phys Oct. 1971 vol 42 No 11 4423

地磁気日変化等西電流系の変動 電離層などとの関連性

白木正規
気象庁・地磁気観測所

これまでの解析から、地磁気日変化電流系の中心緯度 ϕ_s と電流系の強さ $r(D)$ には、日々の変動や10~30日同期の変動が含まれていることが明らかになった。これらの変動の原因はいまだ明らかでない。今回は、これらの変動が電離層の変動と関連があるかどうか調べてみた。相関係数を調べる対象として選んだのは、上部電離層の f_oF_2 , $h'F_2$, y_pF_2 , および下部電離層の f_oE , f_oE_s , $h'E_s$, f_{min} である。 ϕ_s や $r(D)$ が西太平洋岸の地磁気日変化から得られたことから、電離層の諸量は国分寺の昼間(14~13h LT)の値で代表した。また、地磁気日変化の日々の変動や10~30日同期の変動が太陽活動と関連しているかどうかについて、太陽電波フラックス(2800 MHz)、惑星空間磁場(IMF)の極性、地磁気活動指数(Ap)との関連についても調べた。これらの値はUTで得られたものである。

相関係数を調べた期間は、1970年12月~1972年2月の15か月間である。上にあげた諸量から季節変化を除いて、それぞれの季節ごとに相関係数を求めた。この結果はTable 1に示されている。 ϕ_s と $r(D)$ と各諸量の間の相関係数は小さいが、有意性の検定(5%)から統計学上相関があるとみなしてよいものにはアスタラインがつけられている。 ϕ_s や $r(D)$ が IMF 極性や f_oF_2 などと相関がみられるのは興味深い。

	ϕ_s				$r(D)$			
	W	E	S	Y	W	E	S	Y
$r(D)$	<u>-33</u>	<u>-20</u>	<u>-32</u>	<u>-30</u>				
Ap	3	-10	-6	-0	<u>13</u>	17	-0	<u>13</u>
IMF	<u>17</u>	-5	<u>20</u>	<u>12</u>	<u>-16</u>	3	-6	-8
2800	2	8	-12	-0	9	3	1	7
f_oF_2	<u>18</u>	11	<u>-26</u>	5	8	-2	<u>25</u>	<u>10</u>
$h'F_2$	-3	<u>-20</u>	10	-4	12	14	-18	5
y_pF_2	5	1	5	4	13	-1	13	9
f_oE	3	(-29)	(-13)	-5	18	(-8)	(-2)	12
f_oE_s	9	5	-2	4	17	-11	-7	1
$h'E_s$	18	1	<u>40</u>	<u>22</u>	-18	-18	-12	<u>-16</u>
f_{min}	-14	-5	4	-6	15	-2	2	7

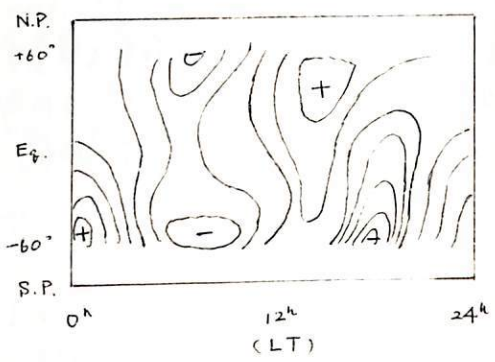
Table 1. Correlation coefficients(X100)

II-25 電離層ダイナモ電流のUT変化 (II)

鈴木 亮, 前田 坦
(京大 理)

前回は電離層のいわゆる等価電流系でUT1時間毎に求めることの方法のあらましと、試みに計算した1964年4月3日の解析結果について報告した。要点を改めて述べれば、各時間の等価電流系を描くことが現時点での端的なわらひであり、1964年4月3日の結果では、この日が地球磁場のかなり乱れた日であったため解析はうまくゆかなかった。そのうまくゆかない原因は観測所の不足による空間的データの不足にあるようである。

今回は、その後改めて解析した1964年9月19, 20日の結果について報告する。この両日は *five quiet days* に入る静穏日である。9月19日の03h UTについて求めた電流系は左図に模写したようになる。この結果は電流の強さ及び全体の形において、前回の結果よりも数段 S_E の電流系に似ている。しかし、通常見られた日中北半球と、南半球とに十の一対の電流うずのある電流系図とはまだだいぶ差が大きく、この図が負の姿を表わしているとは考えにくい。誤差の原因はやはり空間的データの不足にあると考えられる。この欠点解消のため、数学的対応策を検討中であるが、効果はあまり大きくない。



等価電流系は、地磁気三成分のうちHとZ、またはDとZの二成分の組合せより求まり、そのどちらも理論的にはほぼ一致した結果にたどり着く。数学的表示では各成分のデータの展開形(左辺)とポテンシャルの展開形(右辺)とは次式のようになる。

$$(a_n^m \cos mt + b_n^m \sin mt) X_n^m = \{ (e_{na}^m + i i_{na}^m) \cos mt + (e_{nb}^m + i i_{nb}^m) \sin mt \} X_n^m \quad \dots (1)$$

$$(-b_n^m \cos mt + a_n^m \sin mt) Y_n^m = \{ (e_{na}^m + i i_{na}^m) \sin mt - (e_{nb}^m + i i_{nb}^m) \cos mt \} Y_n^m \quad \dots (2)$$

$$(a_n^m \cos mt + b_n^m \sin mt) P_n^m = \{ (e_{na}^m - \overline{n+1} i_{na}^m) \cos mt + (e_{nb}^m - \overline{n+1} i_{nb}^m) \sin mt \} P_n^m \quad \dots (3)$$

$$X_n^m = \frac{1}{n} \frac{dP_n^m}{d\theta}, \quad Y_n^m = \frac{m}{n} \frac{P_n^m}{\sin \theta} \quad \dots (4)$$

今までの解析では、上式で(1)と(3)、つまりHとZの組合せで行ってきた。しかし、その結果電流系に対するD成分のデータによる制御がなかったため、結果的にD成分がいくら大きくたってもよいような、つまり南北方向の電流成分の強い電流系を作っているようでは懸念がある。そこで今回、(2)、(3)を、つまりDとZをつかっただけの解析としてみようと目下準備中である。

黒木 徹, 菊池 崇
京大理

S_c の equatorial enhancement のメカニズムについて

- ① D_s current の集中 (Obayashi and Jacobs 1957),
- ② HM 波の ray focusing (Nanikawa et al 1964)
- ③ HM 波と electrojet との相互作用 (Albas, 1968, 1969),
- ④ $\frac{\partial H}{\partial t} = \nabla \wedge E$ の E (西向き) による $E \wedge B$ drift で dynamo layer の電流密度が増加し jet が強化される (Jacobs and Watanabe, 1962)

等が考えられるが、このうちどれが最も有効なのかあるいは他のメカニズムを考慮せねばならぬのかは不明である。この点を理論計算とデータ解析の両面から追跡したい。理論計算の1つのアプローチは別講演(菊池 崇)で述べられているので、ここでは前回は続いてデータ解析の結果を報告する。

前学会ではもし④のアプローチが有効ならば

- (1) enhancement rate は $\frac{\partial H}{\partial t}$ に依存するはずである,
- (2) 赤道の H の分は最大値に達した後 decay して一定値に達するはずである,
- (3) 赤道での S_c の最大値の時刻は中緯度のそれより遅れるはずである。

と考へ、はたしてどうなっているかを柳岡と Koror の Rapidrun magnetogram (1957.9-1958.12) を使って調べた結果 次のことがわかった。

- (1') enhancement rate と柳岡の $\frac{\partial H}{\partial t}$ とは負の相関を示す傾向がある。
- (2') Koror の H は最大値に達した後数分で decay する。
- (3') Koror の H の最大値は柳岡のそれより 0~3分程遅れる。

(2) (3) は ④ が有効だと仮定した時の予想と合致するが (1) は予想とは逆の結果であり ④のアプローチが必ずしも有効でないことを示唆している。また (2) (3) は equatorial enhancement が単なる D_s current の集中では説明できないことを示しており非常な過渡現象としての考察が必要と思われる。

今回はこれらの点の判断の資料とするため SI-1117 で同様の考察を行ったので報告する。

堀内俊洋, 加藤道
京都大学工学部

下層中性大気中で励起された大気潮汐が、上方へ伝搬していくと電離大気にどのような影響を及ぼすか、又大気潮汐自身の受ける影響はどのようなものであるかという問題に関して、古くは Chapman にはじまるダイナモ理論以来、多くの人々による報告がされてきた。

しかし、これら多くの報告は、重要な次の理由で、再検討されねばならないと思われる。それは、第一に、運動と電界の相互に及ぼしあう影響、第二に、大気の導電率等の鉛直方向に関する変化の影響らが考慮されていない点である。

今回は、これらの問題に及ぼす境界条件の重要性を指摘し、今までの取り扱いとの比較を行う。上方の境界条件として、磁気圏下部と、電離層との境界付近とみられる高度 400 km において、磁場方向の電流 J_z を零、速度 v につき $dv/dz = 0$ をとる。下方の境界条件は、 $z=0$ において、水平方向の電界を零、一定の圧力変動をとるものとする。

菊池 崇 荒木 徹
京大・理

magnetopause が interplanetary shock により compress された際、急激な磁場増加を伴った hydromagnetic shock wave が発生し、途中減衰を受けながら S-hydromagnetic wave として、地表面まで伝わったものが、SC であると考えられる。このような hydromagnetic wave の伝播特性は、多くの人々によって明らかにされてきたが、いずれも定常波に対するもので、SC のような非定常現象を考える場合には適当ではなく、非定常問題として解く必要がある。ここでは伝播特性に大きな影響を与える電離層に着目し、SC タイプの磁場変化に対する透過特性を明らかにする。

解くべき方程式は (1) Maxwell 方程式 (2) plasma の運動方程式 (3) Generalized Ohm's law.

$$(1) \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$$

$$(2) \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = j \times B_0 - \rho_0 \nu_2 u + \frac{\nu_1}{\tau} j$$

$$(3) \quad \frac{\partial j}{\partial t} = \eta S \rho_0 E + S \rho_0 \nu_1 u - \nu_3 j + \eta S \rho_0 u \times B_0 - \eta j \times B_0$$

$$\nu_1 = \nu_{en} - \nu_{in}$$

$$\eta = \frac{e}{m_e}$$

$$\nu_2 = \nu_{in} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{en}$$

$$S = \frac{e}{m_i}$$

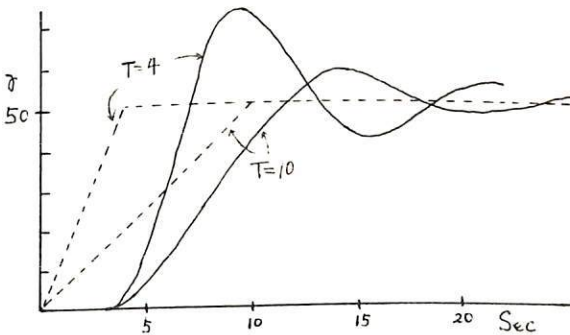
$$\nu_3 = \nu_{ie} + \nu_{en} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{in}$$

(after Watanabe 1961)

簡単のため、電離層は水平方向に一樣とし、現象の time scale より (1) 式中の $\frac{\partial D}{\partial t}$ と (3) 式中の $\frac{\partial j}{\partial t}$ を無視した。方程式は、時間と空間一次元の偏微分方程式となり、これの差分方程式に對し、初期値、境界値を次のように与えた。

- 初期値: $t=0$ では、考えている領域 (upper boundary と lower boundary でかこむ領域) には、変化磁場も、それに伴うプラズマ運動もない。
- 境界値: upper boundary で SC タイプの磁場変化 (rise time を T とする) を時間の関数として与える。
- lower boundary では、完全導体を仮定した地面があるため、磁場の空間勾配が 0 である。

次の例では、地球磁場が水平(赤道の場合)で、upper boundary が 800 km, lower boundary が 60 km (この高さへ地面をこめてきた) の場合には、 $T=4 \text{ sec}, 10 \text{ sec}$ について解いた。



破線は upper boundary で与えた SC タイプの磁場変化であり、実線はそれに對して、lower boundary で得られた磁場変化である。赤道電離層の場合には、非定常変化磁場を増加する効果を持つことがわかる。

木田 征次 郎
岐阜大学

大気圏外物理の共同研究会において毎回報告している電離圏を主とする関連現象(即ち、太陽面現象、太陽電波、宇宙線、地磁気、電離層、VLF、空電および人工電光)の日々の深和性の表示をとりまとめられたのである。今回はその“とりまとめ方法”と結果の一部を報告する。

この報告は上記の資料のうち Rot. No. ~~444~~ 1758 (1961, 12, 22) ~ Rot. No. 1913 (1973, 7, 4) の約11年7ヶ月のもので、その“とりまとめ方法”として、地磁気変化を“基底”として取り上げ、各関連現象についての相関を調査した。11年といえは、1 solar cycle であり、且つ、その間に若干の異常現象もみられるが、一見しただけでは全く同じような現象は数多く見られず、単なる統計では数値からでは満足することはできない。しかし、conventional な結果、例えば、solar activity とか seasonal variation、或は、地磁気嵐と宇宙線強度の減少などは一見見られることがある。これら自身をふまえて、“~~不変~~”と見なす平均変化からの偏差を考慮すると、sunspot activity の調査とか、古くは conventional のところと互引く努力を(する)という意味である。

- その統計と成り果
- その結果、今の報告内容を主とするは次の通りである。
- 1 地磁気嵐と宇宙線嵐 (Forbush decrease) との相関指数 (新しい試みの Index) の分布の議論
 - 2 地磁気嵐と太陽電波の meter-wave storm との関連性、地磁気嵐と電離層 $fmin$ の上昇との関連性などは比較的少く、この点については解り易い。
 - 3 各現象間の関連性について seasonal affect (季節的) の関連性があるという点) を考慮すべきことと強調する。
- なお、この11年の間に 1972 の August event, 1966 の July proton event などの特異現象があるが、これらについては今後の検討対象として保留しておく。また、この結果は、この12月の電離層資料は殆んど日本国内のもの(太陽面現象だけは10月 ~~10月~~ のものも含む)であるため、規模の小さい現象については、あまり強調すべき点も付着する。

太陽 X 線フレアによる D 領域の増加電子密度の様相 (3)

大 塩 光 夫

電 波 研 究 所 平 磯 支 所

地球中性大気電離可能な太陽電磁波による生成電子密度が太陽天頂角 χ の増加に伴ない減少する事(順関係と名付け)は一般に認容される処である。然るに例えば太陽 X 線フレアに伴ない増加電子密度 ΔN が χ の増加につれて増加する、いわば逆関係が、増加電子密度算出上出現する。慣例の文字の使用による $\alpha \Delta N(\chi, z, t) / dt = \Delta g(\chi, z, t) / (1 + \lambda(z)) - 2 \alpha_{eff} N_g(\chi, z) \Delta N(\chi, z, t) - \alpha_{eff} \{\Delta N(\chi, z, t)\}^2$ に於いて、 $\Delta g(\chi, z, t)$ 自身及び $v' N_g(\chi, z)$ 自身は共に χ の減少函数であるから、 $\Delta N(\chi, z, t, \lambda_e \sim \lambda_u)$ が有する順・逆関係は上式に内在する、と論じられる。以下の考察では単一波長領域の増加輻射強度 $\Delta F(\lambda_e \sim \lambda_u, t)$ (0.5-5A 又は 5-15A) が考慮される。又 $z = 60, 80, 100 \text{ km}$, $\chi = 0, 60, 80^\circ$ が代表として採用される。

最大期に於いて上式の定常解の使用が容認され、 $\Delta g_m(\chi, z, t_m, \Delta F_m(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m)) = (1/\rho_c) \{ \Delta F_m(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m) / (\lambda_e \sim \lambda_u) \} \sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda)$ が用いられる。又 ΔN_{∞} は

$$\Delta N_{\infty}(\chi, z, z_m, \lambda_e \sim \lambda_u) = \frac{1}{2\alpha(z)} \left(\sqrt{A(\chi, z, \lambda) \Delta F_m(\lambda_e \sim \lambda_u, t_m) + \beta(\chi, z)^2} - \beta(\chi, z) \right)$$

採用される $\beta(\chi, z)$ (s⁻¹) の値

χ (°)	0	60	80
100	1.188×10^3	5.890×10^3	3.920×10^3
80	8.620×10^3	1.724×10^3	2.241×10^3
60	6.460×10^3	6.137×10^3	5.943×10^3

但し $\alpha(z) = \alpha_{eff}(z)$, $\beta(\chi, z) = 2 \alpha_{eff}(z) N_g(\chi, z)$, $\gamma(z) = 1 + \lambda(z)$

$$A(\chi, z, \lambda) = \frac{4\alpha(z)}{\gamma(z)} \frac{1}{\rho_c} \frac{1}{\lambda_e \sim \lambda_u} \sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda) \quad (\Upsilon: \text{局所光電離効率})$$

によって表わされる。 χ を助変数とした ΔF_m と ΔN_{∞} との関係は、 $z = 60 \text{ km}$ では近似平行拋物線群になり、 ΔN_{∞} の χ による比は減少函数なので、 $\Delta F_m(0.5-5 \text{ or } 5-15 \text{ A}) \approx 10^{10-10^9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ なる妥当な変域に亘って順関係である。 $z = 80 \text{ km}$ では拋物線群は互に交叉するので ΔF_m の大きさにより、順逆両関係が具現される。 $z = 100 \text{ km}$ では $A \Delta F_m / \beta^2 \ll 1$ が大部分の ΔF_m の変域に対して成立するので平行直線群となり、 ΔN_{∞} の χ による比は、0.5-5A では増加函数、5-15A では減少函数となる。従って $z = 100 \text{ km}$, $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$ では ΔF_m の大きさに無関係に逆関係が具現される。順・逆関係は結果として、 $\sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda)$ 及び $v' N_g(\chi, z)$ の χ に対する変動の大きさによって決定される。

増大期に於いては、適当なフレア模型が設定されなければならないが、順・逆関係の様相は本質的には最大期と同様に、 $\sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda)$ 及び $v' N_g(\chi, z)$ の χ に対する変動の大きさによって決定されるが、フレア生起からの時刻の介在を以て、最大期の様相に附加的である。

減少期に於いても、適当なフレア模型が設定されなければならないが、順・逆関係の様相は本質的には最大期及び増大期と同様に決定されるが、更にフレアの減少勾配 $B(t_u, t_e)$ と $\beta(\chi, z)$ との大小関係が介在するので繁雑である。

終末期以後に於いては、 ΔN は $\Delta N(\chi, z, t > t_e) = \Delta N(\chi, z, t_e) e^{-2\alpha_{eff}(z) N_g(\chi, z)(t-t_e)} = \Delta N(\chi, z, t_e) e^{-\beta(\chi, z)(t-t_e)}$ によって表わされ、 $N_g(\chi, z)$ 乃至 $\beta(\chi, z)$ は χ の減少函数なる故、たとえ $\Delta N(\chi, z, t_e)$ が順関係に於いても、時刻の経過と共に $\Delta N(\chi, z, t > t_e)$ は逆関係の成立を示す。

単一波長領域の太陽 X 線フレアによるものは、 $z = 60 \text{ km}$ 又は $z = 100 \text{ km}$, $\lambda = 5-15 \text{ A}$ の場合、終止時初期以後の逆関係を除いて、フレアの増大期及び最大期では順関係が成立する。逆に $z = 100 \text{ km}$, $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$ の場合、増大期初期の順関係を除いて、フレアの増大期及び最大期では逆関係が成立する。この正反対の性質は、 $\sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda)$ 及び $\beta(\chi, z)$ 更に直接的には $N_g(\chi, z)$ の χ に対する変動に由来する。即ち同一高度に於いて前者の χ に対する変動が、後者のそれより大きい小さいかによって、夫々順及び逆関係が生ずる。前者即ち $\sum_{\lambda} \lambda \delta \lambda \Upsilon(\chi, z, \lambda)$ の χ に対する変動が更に顕著されれば、 $\Upsilon(\chi, z = 100 \text{ km}, \lambda = 0.5-5 \text{ A})$ の、その極大値高度より可成り高い χ による変動は、その極大値高度に於ける χ による変動より遙かに小さい。事実、逆関係は由来する。従って $\lambda = 0.5-5 \text{ A}$ の単一波長領域のみの孤立スペクトルを太陽が惹起せず、当該高度附近に Υ が極大値高度を有する波長領域のスペクトルが存在下では、 $z = 100 \text{ km}$ に於ける逆関係は、終止時以後のそれを除いて消失するであろう。従来の電離層観測記録で逆関係が見出されたい一般的実定は、太陽 X 線フレアが生起すれば、孤立スペクトルではなく軟 X 線領域全体に亘って、D, E 領域で増加電離させる事に由来する、として解釈される。

武井 恵雄 · 上山 弘
東北大学理学部

放射線帯内帯と外帯との間のいわゆる slot region ($L \approx 1.8$ から $L \approx 3.5$) には、磁気嵐の際、数十～数百 keV の電子が大量に注入され、slot electron が見られるが、磁気嵐が終って1週間程も経つとこれらの電子は消失し、日に復することが知られている。

Lyonsら(1972)は、この現象が whistler-mode wave turbulence による pitch-angle diffusion によって説明されることを示した。この機構は、slot region の電子の急速な消滅と、内帯電子の安定性との、二つの global な特性を説明するものが出来た。さらに最近、Imhof et al. (1974) による precipitating/quasi-trapped component の観測、および Smith et al. (1974) の磁気嵐後の plasma-spheric hiss の観測によって、wave turbulence による pitch-angle diffusion process が、plasma-sphere で実際に operate していることがますます確定となった。従って、中低緯度電離層への precipitating electron の効果を定量的に求めようとする我々の立場は、確実な基礎を持つこととなり、

前回の学会までに示しにように、中緯度から低緯度にかけて電離層に降下する電子成分を求めようとするには、whistler-mode wave turbulence による pitch-angle diffusion process の他に、atmospheric Coulomb scattering と、電磁場の巨視的なゆらぎによる cross-L diffusion とを併せて考慮する必要がある。我々は、この問題を $\epsilon = p^2 L^3$ (p : momentum) が invariant となる stochastic process として扱い、 (α_0, L) space (α_0 : equatorial pitch-angle) における Fokker-Planck equation の形に定式化して、electron differential flux $j(\alpha_0, L, E)$ や integrated precipitating flux $i(L, E; \alpha_0 < \alpha_c)$ を数値的に求めた。方程式の表示や拡散係数の導出については前回の講演予稿集に記述してあり、計算された trapped component の flux は、観測結果(例えば West et al. (1973))と良く simulate しており、観測例が poor な precipitating component についても信頼できると思われる。講演においては、解析結果と、他の diffusion process の評価について述べる。

References

- Imhof, W.L., et al. (1974), J. Geophys. Res., 79, 3141
 Lyons, L.R., et al. (1972), ibid., 77, 3455
 Smith, E.J., et al. (1974), ibid., 79, 2507
 West, H.I., et al. (1973), ibid., 78, 1064

上山 弘・武井 忠雄
東北大学理学部

磁気嵐後数日間にわたって、slot region の電子が中低緯度電離層に散乱され降下し、一部はより低緯度まで拡散してきたのを降下するとは、直前の講演で述べたように、観測的にも、理論的にも確実である。一方、中低緯度電離層において、磁気嵐後の数日間に長期の相関、2) 低緯度における 3914Å line の検出、3) visible 及び UV tropical arc、4) LF/VLF 伝搬の phase/amplitude anomaly、5) Tweed の spectral anomaly 等がある。これらのうち、あきものは、precipitating electron の直接的効果と考えられるものもある。しかし、precipitating electron と同時間観測が得られない現状では、その必要性を理論的に検討せざるを得ない。そこで、直前の講演で述べた electron precipitating flux に対して各緯度での ionization rate を求め、擾乱時の D 層構造を試算してみたい。電離層内における energy degradation と equation を結合させた方法として、Rees-Maeda (1973) の hybrid method と、いくつかの新しい手法が開発されている。然し我々の場合は、彼らの関心のあつた auroral electron の場合と異なり、入射エネルギーが数十〜数百 keV と高く、下部電離層において急激に energy deposition が起る面積に因り最近の実験的知識 (Opal et al. (1971)) を加味して、ionization rate を求める。但し、energy degradation の過程は、エネルギーが比較的高いので相対論的取扱いは必要である。(50 keV でも stopping power が 15% 異なる) その結果 ionization rate の peak は incident flux の energy spectrum が hard になると低緯度でも、Potemra ら (1973) の推定と異なり高度 60 km より下で起る可能性がある。詳細は講演の際述べたが、incident energy flux が 8×10^7 eV/cm²sec, peak での ionization rate が > 1.7 /cm²sec が得られた。この結果は scattered radiation belt electron が地磁気擾乱後の夜間中低緯度 D 層異常の重要な原因となっていることを示す。

References

Banks, P.M., et al. (1974), J. Geophys. Res., 79, 1459
 Opal, C.B., et al. (1971), J. Chem. Phys., 55, 4100
 Potemra, T.A., et al. (1973), J. Geophys. Res., 78, 1572
 Rees, M.H., and K. Maeda (1973), *ibid.*, 78, 8391

K-9M-29号機による磁界強度観測値から 下部電離層の電子密度分布の計算

長野 勇 木村 智根* 満保 正喜 松尾 敏郎*
金沢大工 *京都大工

1. まえがき 電離層中の伝搬モード強度から電子密度を計算する方法は先の学会で報告した。この方法により、K-9M-29号機によって、検見川局40 kHzの磁界強度観測値と伝搬モードから下部電離層の電子密度の高度分布を得たことを報告する。

2. 観測値 本ロケットで、ループアンテナを使用して、磁界強度観測が行われた。下降時における観測値を地レベルで規格し Fig. 1 に示す。また、ロケットスピンのため、ドップラートに現れた、右旋(R)、左旋(L)モードを Fig. 2 に示す。Fig. 1 において、60~84 km までの観測値は、信号を検出した値であり、それ以上の高度では、ドップラート強度より校正した値である。

3. 電子密度の計算 あらかじめ、平均衝突回数の高さ分布 (Fig. 4)、波の周波数(1.1M Hz)、入射角(85°)、仰角(41°)、磁場と伝播方向とのなす角(110°)を与えて、Ray theory 的に、Bookerの根(X)を $X = \frac{1}{2}(\frac{f^2}{f_o^2} - 1)$ をパラメータとして、 $I_m(x) > 0$ となるXを解くとほぼ2.0である。電子密度に換算すると40/ccである。観測値 (Fig. 1) より、磁界の減衰様子から、この点の高度は約75 kmとなる。従って、初期値に用いる電子密度分布はその高度で適当に直線状に仮定される。その仮定された電子密度分布モデルを用い、full wave法にて界強度を計算し、その結果と観測値とを高度分布にゆいて比較し、両者がほぼ一致するまで、仮定した電子密度の修正がくり返される。このような方法 (Fig. 3) で得られた電子密度分布を Fig. 4 に示す。また、得られた電子密度での磁界の合成界、L、Rモードの分布を Fig. 1 に示す。計算されたLモードについて、88 kmで消滅していることは実験値 (Fig. 2) とよく一致している。さらに、高度全般にゆいて、観測値と計算値が、ほぼ一致していることが確かめられる。

4. おまけ 具体的にK-9M-29号機によるVLF磁界強度観測値から、計算機による界分布との比較から、下部電離層の電子密度分布を得た。この分布(19.20)は、DeeksがVLF電波の反射係数から得た night と day (12.00) の分布のほぼ中間領域に相当する。

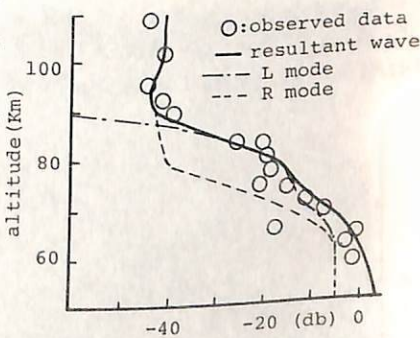


Fig. 1 観測値と計算値の磁界強度

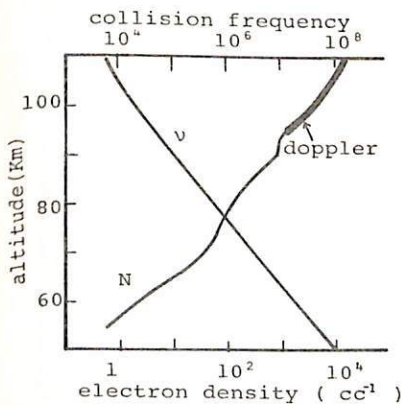


Fig. 4 計算された電子密度分布

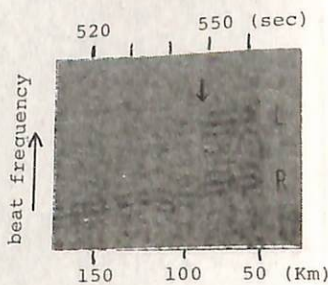


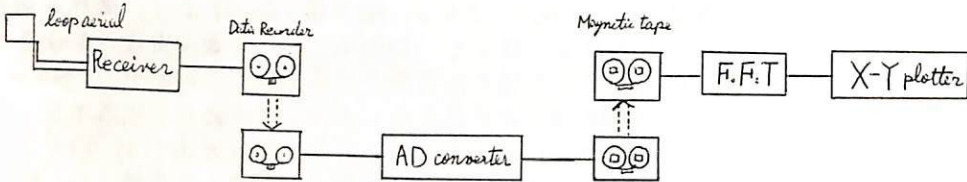
Fig. 2 ソナーグラフ

菊池 崇 荒木 徹
京大・理

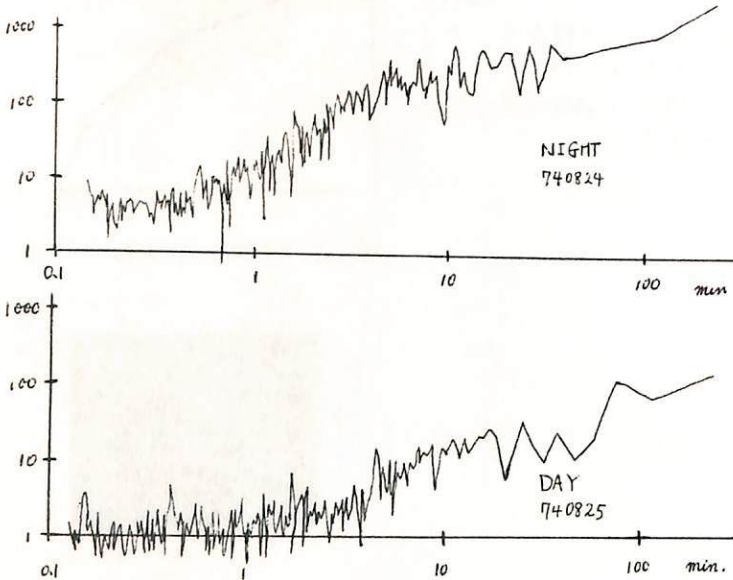
電離層下部の情報を得るために、VLF標準電波 (NDT, 17.4 kHz...京都までの伝播パスは 110 km) の観測をつづけてきたが、今回は、電界強度の変動のパターンを知るために、周期解析を試みた。

電離層下部は、比較的変動が少ないといわれ、標準電波としてのVLF波が重視されているが、電離層探測の側から見れば、その変動はかなり顕著なものであり、日出没変化、夜間の短周期変動などは特に大きいといえる。電子密度の変動や変動を、感度よく検出するには、位相測定が必要になってくるが、観測装置の関係で電界強度の測定しかできなかった。しかし、ループアンテナを、地上波が最小になるようセットすることにより、電界強度のみで十分な変動の情報を得られる。

今回の試みでは、昼と夜のパターンを区別するために、0^h、12^h LT を中心として4時間の電界強度の記録を、データレコーダーに入れ、更にAD converterを通過してデジタル化し、計算機で周期解析を行った。



このようにして得られた結果の一例を示したのが次の図である。上図は Aug. 24, 1974, 22^h ~ Aug. 25, 2^h までの4時間の記録について周期解析したものの。下図は Aug. 25, 1974, 10^h ~ 14^h の記録を同様に処理して得られたもの。夜間の空間波電界強度は昼間のそれより強いこ



とわかる。また、夜間の変動周期は昼間のそれより短かいと云うまで卓越しており、強度もはるかに強く、激しい変動を示している。

更に統計的に処理を経た平均的なパターンについては附録で述べる。

石 巖 剛 貝沼 昭司 杉 井 茂 敬
郵政省 電波研究所

流星体が地球大気に突入して大気粒子と衝突して高度80-100kmの領域を下ると
周囲より電離度の大きい流星飛跡は双極相振散により短時間(平均約0.2秒)に消滅す
るが、振散する間中性大気によって"遅れる"。従ってこの流星飛跡の動きと中性大気の
運動は一致し、前者を測定するのとによりこの領域における風速を定めることができる。
また振散による電子密度の減少の速さ及射強度は時間とともに減衰するので、この振散と
減衰との関係を利用して振散係数を求めることができる。

電波研では表に示すような諸元を有するレーダを使い、
バルソウ流星群の出現が予測された8月10~14日に観測を
実施したのでこれを述べる。

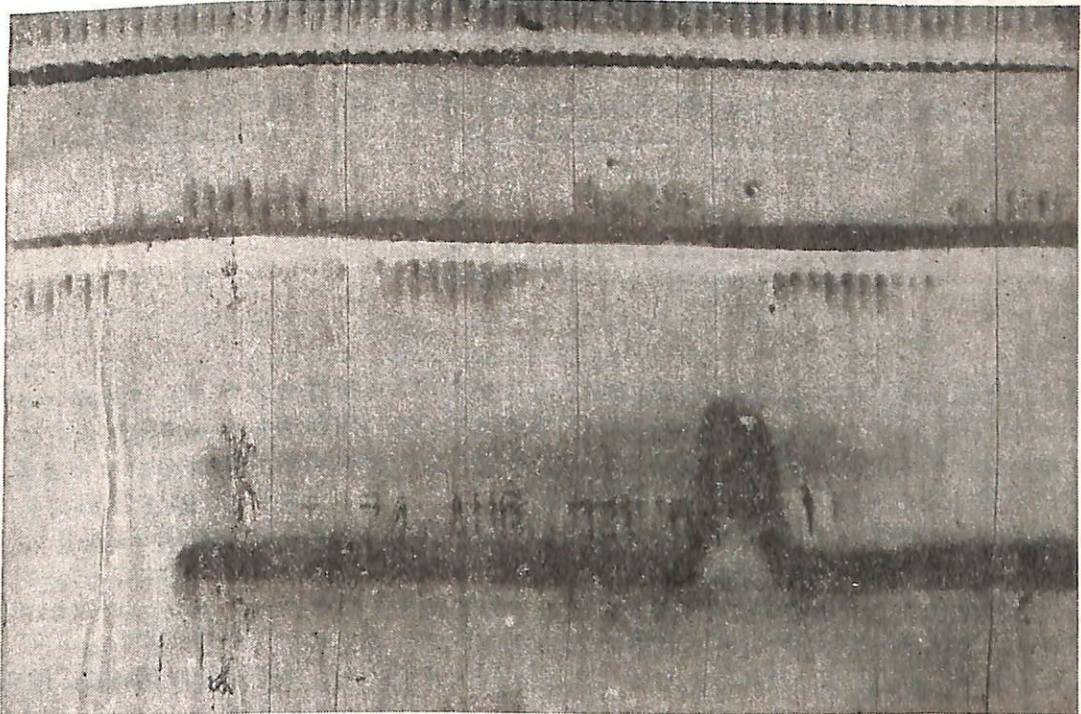
観測当日は流星発生頻度、飛跡までの距離、トッソー周
波数、及射エコー強度の時間的推移である。前者はオックスロ
スコープ上で輝度変動を行ない、水平軸は直徑35mmフィルム
を60cm/時間の速さで捲き取りながら連続撮影した。後者は
デジタルビームポジションスケール上で一掃に標本してコマ撮りした。
この場合の露出時間は約1秒でその記録例を下図に示す。

なお運動方向を識別するのには次のような方法を採用した。オ1中の周波数(3MHz)とオ2を
40HzにH偏極させると周波数とオ1のビーム数は及射源が静止の場合40Hz、観測点に近
くと40Hzより大きく、逆に遠くなるほど小さくなることを利用する。

(1/30)秒
—トッソー

電波研赤見レーダ諸元

周波数	37.46 MHz
尖頭値出力	6kW
パルス巾	10~280μs
パルス繰り返し周波数	300 Hz
最小受信感度	-117 dBm



クトル

斎藤文一
新潟大・理

31.

1972年10月8-9夜、ジャコビニ・ウィナー慧星に伴う、流星雨が期待されることから、その超高度大気への影響も、大気光の分野から、とらえようとした。流星雨の予想されるピーク時の日本において夜間であることは有利な条件なので、観測機があまり多くないという不利はあったが、検出されるのではないかと。結果は、よく知られるように、肉眼による流星雨観測は、新潟でも一時同時に数個という程度で、流星光のもの数は少かつた。おそらく電光のややとらえられずと報告された程度であった。しかし、肉眼でとらえられず程度の効果、たとえば微小粒子の何らかの束の効果はどうであろうか。たとえばさし入るものかそれか、温度の分布と変化のことに通じて、上層に運動学的変化も在らし、夜光の分布もあらわれようであろう。

32.

使用分光器は夜光用のもので、分散 $175 \text{ \AA}/\text{mm}$ 、焦点距離 91 mm の \times レンズ (エニフタイプ F/0.7)、視野直径 6° 、視方向は NW と SE を同時にフィルム面上にとり、天頂角は普通に 55° であった。流星に特有な全層エニフジョン帯をとりこんでいわけであるが、むしろ超高度大気の状態の面をとらえたいので、分子バンドの通常の幅の 0.6 \AA とする。Na D 線の二重構造が、分解できるかできないかというところである。

当日の夜は、大気晴であった。星は約4等星が見えける程度の透明さで、うすもやがかかっている。決してよい透明ではなかったが、目をさす量のじやまが少なく、流星カウントにも、分光観測にも、どうやら可能であった。むしろ日本列島の当地のくもり空からいえる、4等星が見えるということはおしやうなはずかと思われ。

フィルム NO.	条件	観測開始時 (L.T.)	観測時間 (分)	視方向
1	薄明時	18:02	7	NW, SE が同一フィルム
2	"	18:09	20	"
3	夜間	19:20	240	"
4	夜間	23:26	282	"
5	薄明時	04:42	15	"

33

結果は、夜間、薄明時を通じて、大気光上、大気層流星雨の影響と思われるものも少かつたといえる。注目されるのは、(流星ピーク) 時 00:00 と予想されている、

O I 禁制線 (5577 \AA , 6300 \AA) 夜半以後むしろ弱化した。その強度は小さく、目覚めの範囲に入ら

O₂ ヘルツベルグ帯 かわりか強化したものがあ

OH マイネール " "

N₂⁺ J914 \AA 薄明時におとめらる。流星雨効果らしいものばかりではないが、Na D 以外の夜半以後観測の強化と見

以上であるが、Na D 線の強化は、やはり(全層)の流入があつたことを示すと思う。6300 \AA のむしろ弱まったことからは、その観測は小さいこと(2等、F層付近)の強化としてとらえたい。

中村純二
東大教養学部

1966年4月20日午後9時05分内之浦より打上げられた K-8-13 号機により、我国で初めて夜間における上層風の直接測定が行われた。たゞし、その時の気象状況は必ずしも最良でなく、種子島観測点では TMA (trimethyl-aluminium) 発光雲の構造の細部まで撮影されたが、他の観測点では帯状の発光雲の概略が撮影されたのみであったので、K-8-13 号機については定性的な速報の発表に留まっている現状である。

その後、宇宙研のコンピュータ-FACOM 230/75 を利用して、高精度の解析が行えるようになったこと並びに谷山ラザール高校屋上で偶々、その時撮影された 35 ミリカメラによる写真が鮮明で、TMA 発光雲の射線構造までよく読みとれることが判明したため、今回改めて詳しい計算を行うことができた。その最終結果をここに報告する。

図1はTMA雲の水平並びに鉛直面投影であって、Hは高度(km)である。この図からも風は殆ど水平に吹いていることが分かる。図2は水平面内における hodograph を示したもので、風速ベクトルは高度が上るにつれ上から見て時計と同方向に回転している。このような一般性質は薄明時の風と全く同様である。図3は風速の絶対値並びに、風速の南北及び東西成分が高度と共にどのように変化しているかを示したもので、高度11kmを境にして下では東向き、上では西向きの zonal wind が吹き、また meridional wind については、103 km以下で南向き、それ以上恐らく130 km位まで北向きであることが分かる。また高度103 km付近に風速の shear が見られ、ここに E₁ 層があることを示している。

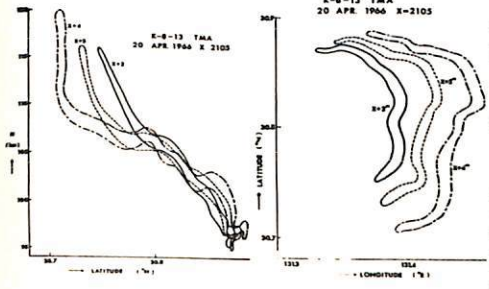


図 1

は何時でも実施可能であるから、一晩の中に数時間おきに数機の小型ロケットを打上げ、風速の時間的変動乃至波動的性质を解明されることが望ましい。このような実験は南極昭和基地においても行い意義があると考えられる。

K-8-13 号機は高度100~140 kmで行われたが、その後地上実験の結果等から考えると、payload を約2倍に大型化すれば、現在大気力学の立場から問題となっている高度70~90 kmの下部電離圏乃至D層における風速や乱流の詳しい散逸模様を知ることができる。このような実験も外国にさきがけて行いたい。

尚、種子島と谷山の写真をよく吟味すると、構造の細部において、両者の対応を見つけることが可能である。これから上層風の鉛直成分を導く試みが現在進行中であって、その結果を併せて報告したい。

これらの結果は1965年 Murphy 等が Barbados (13.1° N) で行った実験結果とよく合っている。

上の経験から今後の TMA 発光雲実験について次の2点をコメントしておきたい。

① TMA 発光雲実験は薄明時実験と異なり、夜間なら

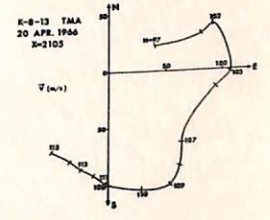


図 2

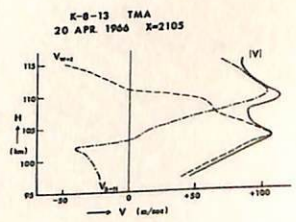


図 3

平尾邦雄・松村正三
(東大宇宙研)

K-9M-48号機は1974年9月20日20時32分に打ち上げられた。私達は高度100 Kmから200 Kmでの中性大気温度を測定することを目的として、同機にTime-of-Flight法による温度計を搭載した。この測定器は沖54回講演会で報告したものと基本的に同じものである。

データについて現在検討中であるが、信号の位置及びその出方に対して幾つかの疑問点が見られている。この測定に於いては、ロケットの飛行姿勢が重要な要素であるので、これに基づいた解析結果を報告する予定である。

Cherenkov emission of acoustic gravity wave in the upper atmosphere

S. Kato and T. Kawakami

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Supersonic motion generates gravity wave of very low frequency as well as acoustic wave. There are two very different cases for subsonic motion. If the Mach number, m , is as $m_0 < m < 1$ where m_0 is ratio between the Brunt-Vaisala frequency and the acoustic cut-off frequency, only gravity wave of very low frequency is emitted. However, for $m < m_0$ gravity waves of relatively high frequency and also very low frequency can be emitted although the definite conclusion for this case needs three-dimensional consideration. It is proved that in supersonic motion, in general, the two-dimensional approach is relevant for an initial period after the arrival of wave-front. For subsonic cases the approach may contain certain errors. As an application of the present treatment a supersonic motion of the terminator is considered. The motion can generate gravity wave with pressure perturbation of a few to few ten percents of the static part.

The treatment is mainly two dimensional but a preliminary result is also obtained for three dimensional models.

内部重力波の励起と伝播

前田佐和子

京大理・地球物理

§序 極光帯電離層電流(AEJ)が大気内部重力波および、それに伴う移動性電離層嵐(TID)の励起源の一つであることは、いくつかの観測事実より可成り明らかである。その場合の励起機構として、Lorentz力の作用と、Joule散逸による加熱があり、Chimanas and Hines ('70), Testud ('70)等によってモデル計算がなされた。前者は解析的に解を求めたために等温・非粘性・静止大気を仮定している。ここでは温度成層している大気におけるAEJのJoule加熱による内部重力波の励起についてモデル計算を試みた。

§1 基礎方程式は線型化して

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{v'}{H} + \nabla \cdot v' = 0 \\ & \cdot \frac{\partial w'}{\partial t} + gH \nabla p' + (p' - p') g = 0 \\ & \cdot \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{v'}{H} + \gamma \nabla \cdot w' = (\gamma - 1) \frac{S}{gH} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p' &= (P - P_0) / P_0 & p' &= (P - P_0) / P_0 \\ \gamma &= C_p / C_v & H &= P_0 / \rho_0 g \end{aligned}$$

S: 単位体積当りの加熱率
o - subscript は平衡量

とする。

励起源は、t, x, z 方向には Gauss 分布し、y 方向には一様・無限に伸びたものとする。ただし、x, y は水平、z は垂直方向とする。

$$\begin{aligned} \cdot S(t, x, z) &= S_0 e^{-x^2/\alpha^2} e^{-x^2/\alpha^2} e^{-(z-z_0)^2/\beta^2} / P_0(z) \\ z_0 &= 110 \text{ km} & \text{: 電流の中心高度} \\ \alpha &= 100 \text{ km}, & \beta &= 20 \text{ km}, & \tau &= 30 \text{ 分} \\ S_0 &= 8 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2\text{s} \end{aligned}$$

採用した大気モデルは、H と P₀ については 0 ~ 30 km まで CIRA 1961、30 km ~ 300 km まで CIRA 1965 mean、300 km ~ 500 km まで H は一定、P₀ ∝ e^{-z/H} である、γ = 1.4、g = 950 m/sec² と一定とした。

§2 t および x に関しては Fourier 変換し、y', w' を消去すると、p' についての z の 2 階微分方程式が得られる。

$$\cdot B_1 \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} + B_2 \frac{\partial p'}{\partial z} + B_3 p' = M \quad \text{ただし、} p', M \text{ は } \omega, k_x \text{ の Fourier 成分である。}$$

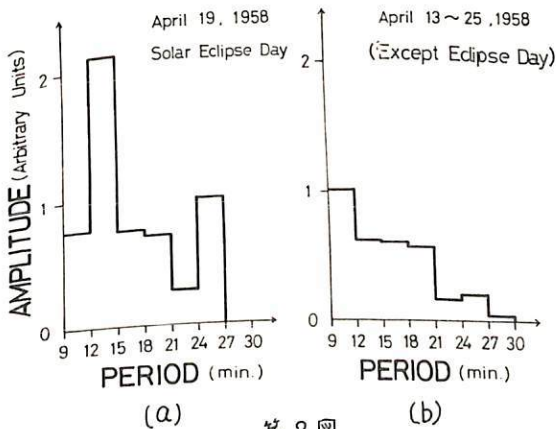
$$\begin{aligned} B_1 &= \omega^2 / (u_y^2 - \omega^2), & B_2 &= -\omega^2 \left(1 - \frac{2\omega_y^2 - \omega^2}{u_y^2 - \omega^2} \frac{dH}{dz} \right) / H(u_y^2 - \omega^2), & B_3 &= \frac{\omega^4}{g^2 H (u_y^2 - \omega^2)} + \frac{\omega^2 u_y^4}{g H (u_y^2 - \omega^2)^2} \frac{dH}{dz} \\ & + k_x^2, & M &= \frac{i\omega}{g^2 H^2} \left[\left\{ 1 + \frac{\omega^2}{g(u_y^2 - \omega^2)} - \frac{\omega_y^2 - \omega^2}{(u_y^2 - \omega^2)^2} \frac{dH}{dz} \right\} S - \frac{H u_y^2}{u_y^2 - \omega^2} \frac{\partial S}{\partial z} \right] \end{aligned}$$

Lindzen and Chapman ('69 Space Science Review) による方法を使って z に関して数値積分をし、さらに ω, k_x について Fourier の逆変換をほどこして p'(t, x, z) の解を求めよう。現在、計算実行中であり、それについて報告したい。

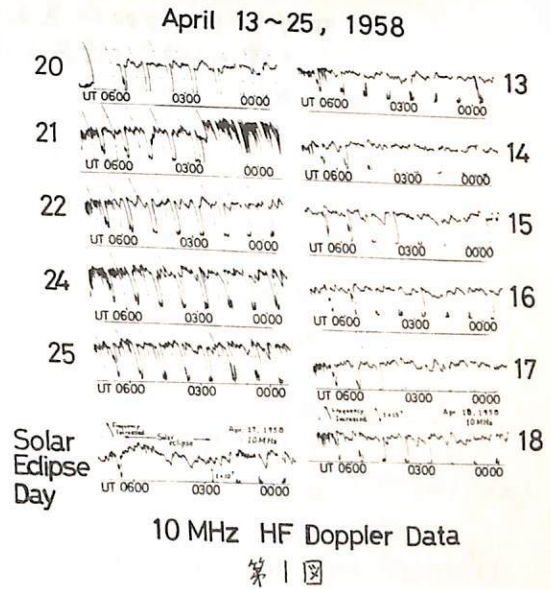
一ノ瀬 琢美
(同志社大学工学部)

小川 徹
(京都大学工学部)

近年日食による電離層擾乱の中で特に下層大気中での Acoustic Gravity Wave の発生が上層大気の F 領域に影響することが理論的に明らかにされ、2, 3 の観測が報告されている。筆者等は日食時に起った電離層擾乱の中で、まだ解明の手がかりのなかった HF ドップラーデータの F 層反射波の周期変動について解析を試みた。これは 1958 年 4 月 19 日の日食でそのときの前後 12 日間の 10 MHz ドップラーデータを第 1 図に示す。このデータより、ドップラーシフトの最大周波数偏移とシフト量の変化の周期との関係をグラフにしたものが第 2 図で Eclipse Day と他の日との周期変動を調べると、Eclipse Day には特徴的な 12 ~ 15 min. の周期変動が表われているがその前後の数日においてはそのような顕著な現象は表われていない。これは Lunar Shadow が Supersonic Speed で地球を横切った場合に Gravity Wave が発生、伝搬し F 領域の電子密度に波状的変動を与えドップラー現象を引き起した可能性もある。



第 2 図



第 1 図
10 MHz HF Doppler Data

イオンプローブ(5)

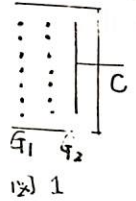
— イオン温度の測定

竹屋 孝夫 南 繁行
(大阪市大工学部)

① イオン温度の測定はいくつかの方法で行なわれており、特にグリッドをもつプローブについてもしばしば報告されている。この中には、比較的エネルギーの高い数10eV付近迄のエネルギー分布を測定すること、電離層プラズマの約1eV以下の温度を測定するイオンラップに代表されるプローブがある。測定結果についても、低温部と高温部が存在する場合とか、ドリフトするイオンに対する測定結果などが報告されている。ここでは、イオンプローブと称して実験してきたプローブの定量的のために必要となる直流法によるイオン密度測定とイオン温度の測定について考察した結果をのべる。

② 図1のようなイオンエネルギー分析器における問題を考える

- ① グリッドに適當な電位を与えている時、等電位面が形成されるため、おがりの粒子に等しい減速電界がかからない。
- ② グリッドに加加した直流電位のために捕集されるイオンの量が粒子の速度と電位により変わるため、透過率が単純にきまらない。



③ 上記のことも考慮して表1に示した2つの方法で実験した。

方法2では捕集面が減速電位を与えるので①の問題は解決される。また②に於ては、グリッド電位が測定中変わらないので透過率が一定であるため、イオン温度測定には有効である。

	方法1	方法2
G ₁	適當な電位	〃
G ₂	掃引	負の電位
C	負の電位	掃引
信号	コレクタ電流	〃

④ 結果は、 1×10^5 %cc 程度のプラズマで実験したところ、2つの方法では、以下の特徴があった。

- ① セミログプロットは、飽和電流付近は、同じ傾きを示すが、高エネルギー側ではかなり異なる。
- ② みかしの飽和電流を示す電位がかなりちがう。
- ③ 方法2では、プローブ終了のヒステリシスがきわめて少ない。

表1

熱的電子と非熱的電子のエネルギー分布のつながりについて (K-GM-45号機による観測結果)

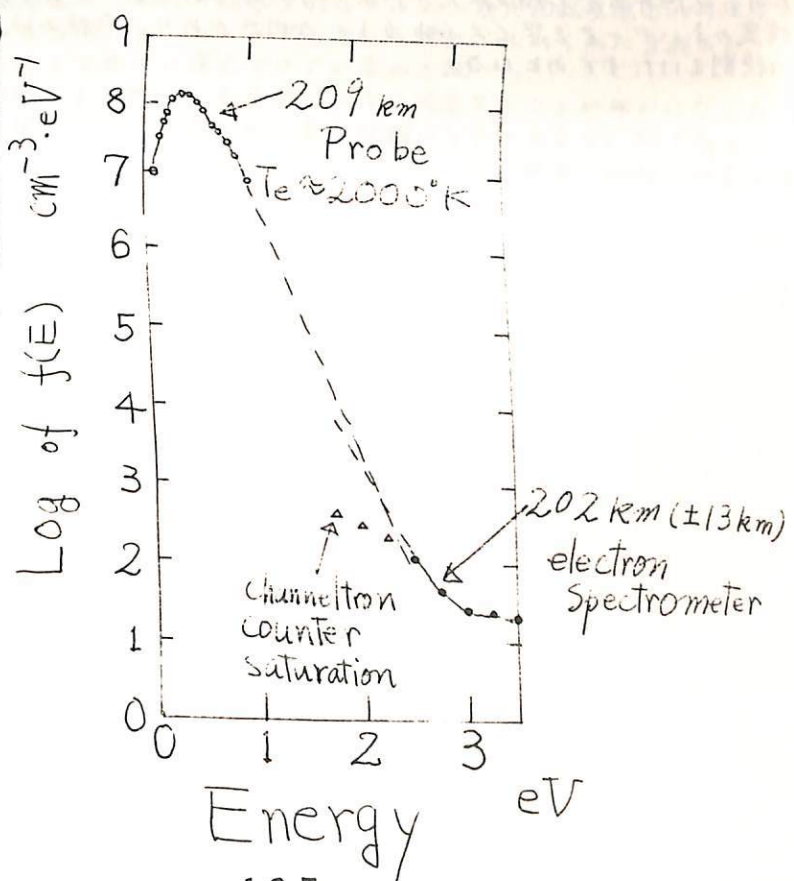
向井利典 小山孝一郎 平尾邦雄
(東大 宇宙航空研究所)

電離圏の電子のエネルギー分布は、その energy balance における重要性のために多くの人々によって研究されてきたが、未だ多くの問題が残されてきたものである。

従来、熱的エネルギー領域の電子は Maxwell 分布をしていてその high-energy tail に光電子があるとされていて、その両者のエネルギー分布がどのようにつながっているかという点についての定量的な研究は極めて少ない。最近 Ashihara & Takayanagi (1) がこの点に関して理論的に詳細に研究した。また実験的には Hays & Nagy (2) の観測があるが、それが従来の唯一のデータである。

筆者らは 1974年1月16日 11時 (JST) に打ち上げられた K-GM-45号機により熱的電子のエネルギー分布および光電子のエネルギー分布を測定した。これらはそれぞれ、異なる方法 (プローブの二次高調波法と electron spectrometer) で測定された。両者のデータを一緒に書いた一例を下图に示す。両者のデータのつながり具合は必ずしも良いとは言えない。この点に関して instrumental な原因があるいは実際にこのようなことが、現在検討中である。

- Ref.
(1) Ashihara, O. and K. Takayanagi,
P.S.S., 22, August (1974)
(2) Hays, P.B., and A.F. Nagy,
P.S.S., 21, 1301 (1973)



佐野幸三

気象庁 柿岡 地磁気観測所

1973年9月より1974年3月までの7ヶ月間の柿岡地磁気観測所の“KASMMER”の光ポンピング磁力計による地磁気観測結果について報告する。光ポンピング磁力計による観測は、全磁力(F)、水平成分(H)、鉛直成分(Z)および偏角(D)測定のための水平成分分力(H_Y)の4成分について4台の光ポンピング磁力計で行なわれている。

各磁力計ともこの期間1%~2%以内のドリフト的絶対値変動を示しているが、良好な観測結果が得られた。特に光ポンピング磁力計による地磁気観測方法として補償磁場(Bias field)を必要としないF-成分については1%以内の安定度を示しておりこの程度の変動はもはや磁力計の不安定性のみに責任があるともいえず、地点差の変動(局地磁場異常)等とも合せて議論しなければならない。

他方、補償磁場を必要とする他の成分観測用の磁力計は、補償磁場の不安定性による誤差が加味されるので、一般に安定度がF-成分磁力計により低下することはやむをえない。この補償磁場の不安定性による誤差を最小ならしめることが今後の問題点である。

結論として、光ポンピング磁力計は従来の磁石式変化計に比べて複雑な電子回路装置となり、故障等の発生頻度が大きいという欠点もあるが、地磁気観測情報が電気信号として精度のよいデータを早くえらべるといふ利点があり、今後の地磁気観測装置として活期的な役割をばたかすものとなる。

行 武 毅
 東京大学 地震研究所

マントル内の平均的電気伝導度分布を、電磁誘導の方法で調べる場合に、S_gやDst変化がしばしば用いられる。しかしながら、これら2種類の異なる磁場変化の解析は、必ずしも同一の結果を与えない。これは、一部は地表付近の電気伝導度分布が水平方向に不均一なためであると考えられている。ここではDstやS_g変化の性質のそもそもの違いが、電磁誘導に影響を与えないかどうかを検討してみた。

Dst変化では、いろいろの周期の変化が実際に起っているのに対して、磁場の日変化では、磁場は空間に固定されていて、地球が回転するために、地球上では時間変化として観測されるという。すなわち対照的な違いがある。通常の周波数解析による電磁誘導の方法が、Dst変化に対して適用できるのは当然のことであるが、日変化についてその妥当性を調べてみた。

地表から見た場合、日変化磁場は進行性の磁場である。進行性磁場は、結局特定の周期とその高次の調和項の重ね合わせで表現されるから、問題は進行性磁場の電磁誘導と空間に固定された磁場中で地球が回転している場合の電磁誘導の違いを議論することになる。

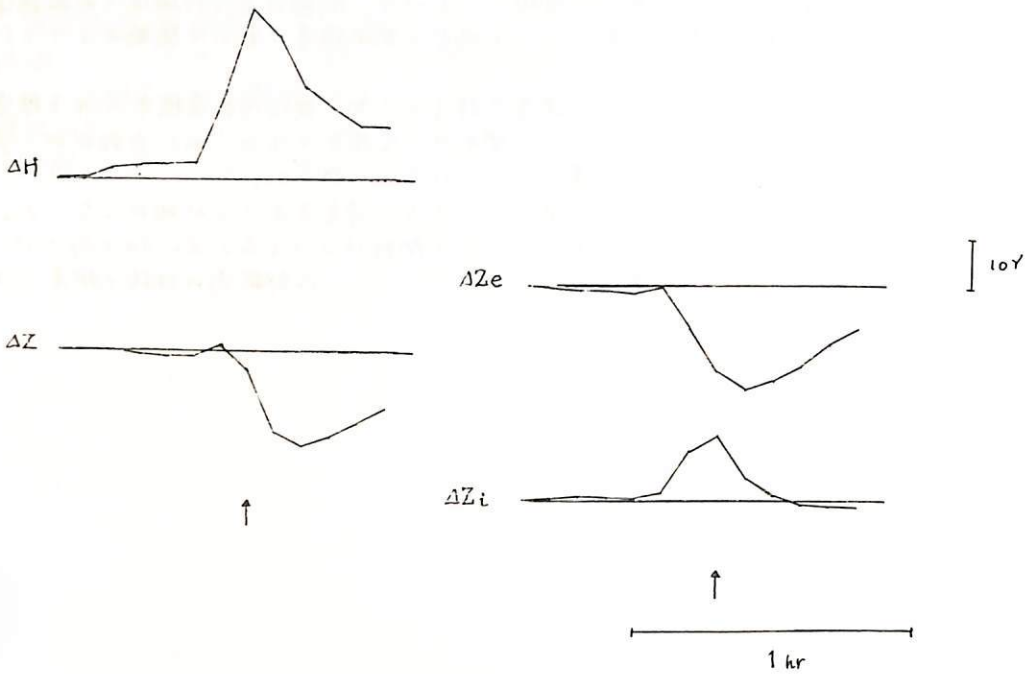
まず空間に固定した座標系についての誘導方程式を求め、次に回転座標系への座標変換をおこなった。このような変換によって、空間固定の座標系で求められた方程式が、通常電磁誘導の解析に用いられる方程式に還元できるか否かを調べた。

磁場に関する限り、時間因子を除いて全く同一の式に帰着することが明かになった。すなわち、S_gの電磁誘導に関しても、通常のやり方で問題がないと云える。DstとS_gとで、マントル電気伝導度分布について、異なる結果を与えるのは、外部磁場の性格の相違によるかと考えるわけにはいかないことが判明した。

富田 宏
東京大学・理学部

聊か旧聞に属するが筆者等(福島・富田 1970 etc)は従前より本学会に於いて、1958-July-29のs f e現象の地磁気変動について調べて来た。今回は、この現象について、その後附け加えられた点につき述べ、併せて、局地的地磁気変動の解析の一般論に及びたい。

1. 福島教授により入手された中華人民共和国地磁気観測台(北京、広州、余山、拉萨)に於ける観測値を示す。結果は、筆者等の見解の如く、 ΔZ の負方向変動が、かなりグローバルなものであることを思わせる。
2. Hans-J. Schreube によって与えられた算法(Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math-Phys. Kl. 1958)に基いて3次元近似の仮定)下に柿岡での地磁気変動データを内部及び外部起源の二成分に各時刻毎に分解した。(下図参照)
3. 3次元の場合立に於いて問題点を指摘したい。



* $\Delta Z = \Delta Z_e + \Delta Z_i$

** 矢印は ΔH の極大となる時刻を示す。

西田 泰典
北大理

昨年秋の学会において北海道南部の10分程度の周期の地磁気変化異常は、薄層導体に対する電磁誘導の計算を行うことにより、ほぼ表層の電気伝導度の異方性で説明できると発表した。その計算の際、海は深さに比例する伝導度を持つようにしてあるのであるが、陸上においても、堆積物の厚い石狩平野は50m程度の海水相当の低い伝導度を持つと仮定していた。石狩平野は日本海と太平洋と連がるように分布しているから、一種の海峡とみなした訳である。そこで、そのような海峡効果が実際にあるのかどうかを確かめる為、地磁気観測と並行して地電流観測を行ったので報告する。一つは図とみる如く早来での地磁気・地電流の同時観測であるが、この地域では地電位差の異方性が極めて強く、南北成分が10分程度で0.7 mV/km、東西成分が0.1 mV/kmとなっている。又早来では ΔD が大きく、正確別を基準と考えると、 $\Delta D_{早来} / \Delta D_{札幌}$ は1.4にもなる。所でこの地域では重力探査の結果¹⁾約1kmを越える堆積物があるとされ、又表層の電気抵抗は $\Omega\text{-m}$ 以下である。従って状況は関東地方の地磁気変化異常に及ぼす堆積物の影響と似ており、早来の場合には南北に流れるConduction currentの影響と考えられる。柳原²⁾と同様の計算を行うことにより、 $\Delta D_{早来} / \Delta D_{札幌}$ の1.4という値は十分説明され得ることがわかった。もう一つの観測は北大札幌地電観測所での地磁気観測に並行して長沼での地電流観測として行われた。これは現在録み取りが進行中であり、学会の際に発表する予定である。

- 1) 亀谷卓也・吉村権三郎；石狩地方の物理探査，物理探査，17，24-33，1964.
- 2) 柳原一夫；関東地方における浅層電流が磁場変化分布に与える影響，地磁気観測所季報，14，77-86，1971.



ア (I)

鈴木明成, 鈴木亮, 亀井豊永, 宮腰潤一郎
 (京大理工) (京大理工) (京大理工) (鳥取大教養)

日本海に誘導されるような電流が地磁気効果も及ぼす程大きいだろうか。ひとつ調べてみてやろうという単純な動機で観測を行った。世界には海にその原因があるような CA 現象が数多くあるが、それらの場合の海に比べて、わが日本海は深さも浅く、また広くとびく周囲を閉ざされているように思う、そのような海にどの程度の誘導電流が流れるであろうか。

今回観測を行ったのは隠岐の西郷 (SA) とそれに対峙する島根半島の美保関町片江 (KA) である。その間丹後半島の宮津市木子^(KI)では地磁気の常時観測が行われており、他に以前常時観測を行っていた瑞穂 (MI) のデータも解析にあたって比較した。それらの位置関係は図に示した通りであるが、図には更に鳥取 (TO), 船岡 (FU), 千頭 (CH), 津山 (TS) の4点が示されている、この4点は以前 Sumitomo (1972) によって観測と解析の行われた地点である。



Sumitomo によれば、これらの地点での ΔZ はいずれも ΔH と逆センスであり、 $\Delta Z/\Delta H$ の絶対値は内陸に入るに従って小さくなってゆく傾向がある、また $\Delta Z/\Delta H$ の周期特性カーブはいずれも似たかっこうになるが、その長周期になったときの減少のし方は海岸に近い程度である。これらの原因として Sumitomo は地下の導電層の深さの差(の勾配)よりも、むしろ海による効果が主であろうと推測している。

今回の観測結果についての解析はまだ不十分であるが、いくつかの特徴ある傾向は見つかっている。西郷 (SA), 片江 (KA), 木子 (KI) の3点を比較して、大ざっぱにいって

$$\begin{aligned} \Delta H \text{ は } & SA \geq KI > KA \\ \Delta Z \text{ は } & KA > KI > SA \end{aligned}$$

である。木子が標準的の内陸の観測地とすれば、 ΔH が海岸の観測点である片江で小さく、逆に ΔZ は海上の観測点である西郷で小さいといえる。また西郷における ΔZ の出方が、磁場の変化ベクトルの向きによって随分違ふことも考えあわせると、日本海の誘導電流はやはり磁場に影響を与えているということはやさそうである。

なお瑞穂のデータについては以前にも一度報告したことがあるが、非常に ΔZ の出にくい所であって、30分以上の周期変化に対しては $\Delta Z/\Delta H$ の絶対値は 0.1 前後にしかはらない。

Reference

Sumitomo: Geomagnetic variation anomaly in the vicinity of Tottori, facing the Japan sea, in the south-western Japan, Contributions, Geophys. Inst. Kyoto Univ., 12, p. 117-128, 1972.

II-52 隠岐と島根半島における地磁気観測結果について

(II)

鈴木 亮, 亀井豊永, 宮腰潤一郎
(京大 理) (鳥取大 教養)

前講演の如く、今夏島根半島と隠岐とで地磁気観測を実施した、この2点の観測データと常時観測データのある木子について一つの試みとして、次のようはデータ処理を行ってみようと考えている。

ソナグラフは周波数解析の器械としてよく知られているが、長周期(地磁気では沃って長ではないが)の変化に対しては利用できない。それを計算機を用いて数学的にできる方法を亀井が開発し、毎時平均値の長期間データに応用して本学会でも以前報告した。それを地磁気的にはかなり短周期の擾乱時に適用して、瞬時毎の構成周波数成分を知ることによりCA研究の一助にできるかというのがねらいである。原理的には、地磁気3ベクトルは勿論、transfer function A, B の時刻毎の周波数依存性見れる筈である。

時間(t)の函数としてのデータ f(t) に対して

$$\text{Pow}(f, T) = \text{ABS} \left[\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f(T+\tau) \cdot e^{(i\beta f\tau - \gamma\tau^2)} d\tau \right]$$

$$\text{Phase}(f, T) = \text{ANG} \left[\alpha \int_{-\infty}^{\infty} f(T+\tau) \cdot e^{(i\beta f\tau - \gamma\tau^2)} d\tau \right]$$

が計算式である。

宮腰間一郎, (鳥取大・教養)

鈴木 亮・亀井豊永・鈴木明成 (京大・理)

地殻熱流量が大きく、また力武モデルによって Conductor 面が深々 50 km まで上昇してきていると考えられている隠岐島およびその対岸の島根半島において昭和49年8月の約一ヶ月間地電流観測を行った。今回はそのうちの隠岐島での観測結果について序報的報告を行う。

① 電場の変化はおよそ $S 70^{\circ} E \sim N 70^{\circ} W$ の方向に polarize している。

② $\frac{\text{電場変化}}{\text{磁場変化}} \approx 1.5$ ($T \approx 10 \text{ min}$)
 ≈ 1.0 ($T \approx 100 \text{ min}$)
 ≈ 0.1 ($T \approx 1 \text{ day}$)

柳原一七

地磁気観測所

柿岡の地磁気変化から推定される電気伝導度異常が70年間の長い間には大きな経年変化をすることは既に報告した。この変化量は大きくて、測定精度もしくは電気伝導度異常推定の精度を遙かにこえるものであるが、同様のことを他の地点についても検証することはなかなか困難である。一つには傾りのよい観測が長年続いていることと、その地点の電気伝導度異常変化をおこなうな所でなければならぬからである。また柿岡については今後相当長年月を経なければ、その後の推移を見ることも出来ない。既報告は1970年までの資料であるが、その後の年間では目立つた変化はない。

したがって比較的短期間の小さい“変化”を対象にして考えざるをえないが、これが莫の地下電気伝導度の変化をあらわすものか、あるいは測定と解析手段とに依存して見掛け上あらわされるものか、疑問の多いところである。測定は正しいものとする、地磁気成分変化を transfer function を用いて結びつけ、transfer function の変化を云々することは合理的であるかもしれないが、これには可なり多数を要するものであり行なわれにくい。通常個々の変化をよめり $\Delta Z/\Delta H$ などの mean value の時間的変化をこり扱うことが多いが、よしても $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ における A, B の変化である(上記柿岡の経年変化も後者の A, B であるが時間変化量が大きい)。

柿岡の $\Delta Z/\Delta H$ ($A \gg B$) については又保木らの詳しい研究があるが、それによくと筆者の長周期経年変化はもちろめ認められるが、その他最近1970年増を極小とする目立つた変化があるところである。小さい時間的変化をより扱うと始めにこれをとり上げた。ゆくゆくは transfer function を求めるつもりであるが、transfer function を時間ごとで求める価値があるか、即ちこの“変化”がほんものであるかどうかを検討した。

検討は従来の方法の域を出ないが、 ΔD の寄与を入れ、 $sc + si$ と bay を分けることによつて周期依存性と including field 測にある時間的変化原因(もしあるとすれば)を除去した結果、 $(\Delta Z/\Delta H)_0 = A$ の変化は1958年から1973年の間で $sc + si$ によるものも、bay によるものもほとんど同一であることがわかった。しかもその変化は約6年を周期とする相等規則的なものになった。なお6年の周期を過去に延長すると、又保木らの1943年の $\Delta Z/\Delta H$ 極大と一致する。

短期間(といつて数年のスケール)の小変化(10%程度、Aの値で0.05)は存在するとして、今後の精査を進めたい。

F.C. SCHWERE
US Steel Co. Res. Lab.

and Takesi NAGATA
Nat. Inst. Polar Res.

The electrical conductivity of 6 Apollo lunar rocks with Fe²⁺ contents from 4 to 20wt% has been measured in the temperature range from 20°C to 1000°C. Both DC and low frequency AC (5 Hz) measurements were made using a three-electrode technique. The six samples are selected to well represent typical lunar rocks. They are igneous rocks and breccias of either basaltic or anorthositic composition as given in the following.

# 10048	Basaltic microbreccia :	FeO content = 16.3% (chemical), = 19.8% (magnetic)
# 15058	Blocky basalt :	= 20.0 = 16.4
# 15418	Blocky breccia :	= 5.4 = 6.7
# 15555	Coarse grain basalt :	= 22.5 = 17.6
# 68415	Anorthositic gabbro :	= 4.3 = 4.3
# 68815	Anorthositic breccia :	= 4.8 = 6.3

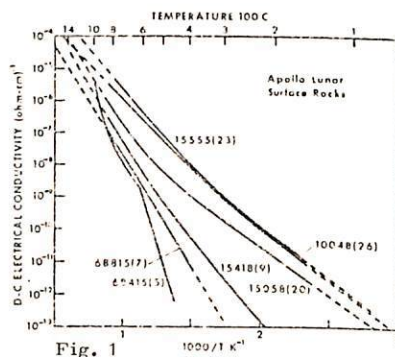
For all samples studied, the electrical conductivity (σ) was observed to depend on the furnace atmosphere and on prior thermochemical treatment. However, reproducible data could be obtained for specified sets of conditions. This dependence was most severe for the more porous or cracked samples and was apparently associated with chemical alteration of samples surface regions. σ was lowest for samples measured in reducing atmosphere (He-H₂ mixtures) and after reduction at high temperatures. Furthermore, data obtained under these conditions were very similar to data obtained during the initial heating, and are considered to be most representative in pristine lunar samples. Experimental results under these conditions are shown in Fig. 1. As shown in the figure, the dependence of σ on FeO content is sufficiently strong that it makes any dependence on structure of secondary importance.

The dependence of σ on temperature T can be described analytically by

$$\sigma(T) = \sum_{i=1}^2 \sigma_o^{(i)} \exp(-E^{(i)}/kT).$$

The parameters $\sigma_o^{(i)}$ and $E^{(i)}$ obtained by a least square fit are presented in the following table.

Sample	Test frequency (Hz)	$\sigma_o^{(i)}$ (ohm cm ⁻¹)	$E^{(i)}$ (eV)	$\sigma_o^{(2)}$ (ohm cm ⁻¹)	$E^{(2)}$ (eV)
10048	5	5.18 x 10 ⁻⁵	0.533	5.09 x 10 ⁻²	0.867
	DC	2.66 x 10 ⁻⁵	0.559	3.50 x 10 ⁻²	0.896
15058	5	6.97 x 10 ⁻⁵	0.624	1.30 x 10 ¹	1.570
	DC	2.78 x 10 ⁻⁵	0.593	1.34 x 10 ⁰	1.374
15418	5	4.39 x 10 ⁻⁷	0.514	1.35 x 10 ⁰	1.260
	DC	9.84 x 10 ⁻⁴	0.971	1.37 x 10 ⁰	1.509
15555	5	3.18 x 10 ⁻⁶	0.420	2.16 x 10 ⁻¹	0.993
	DC	1.27 x 10 ⁻⁴	0.604	3.68 x 10 ⁻¹	1.040
68415	DC			1.27 x 10 ⁶	2.640
68815	5			1.65 x 10 ⁻¹	1.340
	DC			1.42 x 10 ⁻¹	1.366



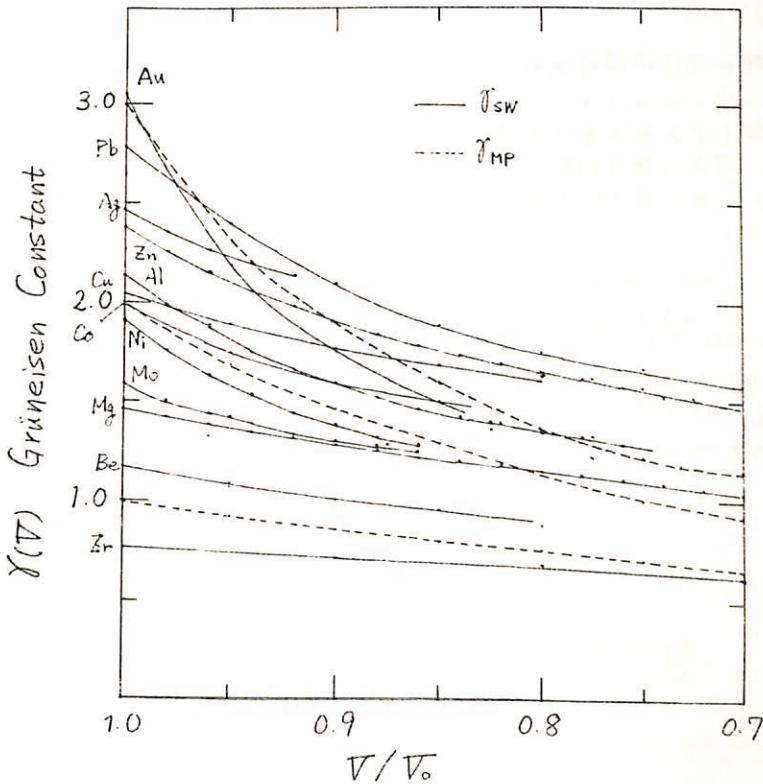
栗野洋三
東京大学理学部

地球核の物性や物理状態は、直接的な観測データが少ないことと、地球内部にあると思われる状態での、直接的な実験結果が得られないために、あまりよくわかっていないと言えない。実験室内で得られる温度・圧力下での実験結果を説明する、状態方程式や経験則を使うことによって、実験データを外挿したり、Shock wave の実験結果を解釈することから、地球核内部の物質、温度、融点、断熱温度勾配、粘性、電気伝導度、熱伝導度等の推定が行なわれている。しかし、各物理量の推定に対して、異なる状態方程式が使われていたり、互いにくいような経験則や仮定が用いられているために、推定された量を引いたり、比較したりするには、きめめて注意が必要である。ここでは、内部的に矛盾のない状態量の間の関係を求め、現在ある実験データ、観測データの範囲でどの程度の誤差で推定が行なわれるかを考える。

物性の温度・圧力変化に対しては、Grüneisen Constant が最も重要なパラメータである。Higgins and Kennedy (1971) は、金属の融解温度の圧力変化の実験結果から得られた Kennedy の法則を使うことによって、地球核内部での断熱温度勾配が、融点温度勾配より大きいと推定した。しかし、Kennedy の法則が成り立つためには、Grüneisen Constant γ_{MP} が図の長線のように変化すると考えられるのに対し、断熱温度勾配に対しては、 γ_L が一定というモデルを用いている。

図には、Shock wave から求められた γ_{sw} の体積変化も示すが、これも体積の減少に伴って減少している。このような γ の体積変化も考慮した断熱温度勾配は、融点温度勾配を越える必要はない。

今回は、Grüneisen Constant γ の体積変化をパラメータとして、各物理量の間の関係を求め、現在ある実験データを説明する $\gamma(T)$ を求め、この結果を使って、地球核内部の物理的状態の推定を行なう。



小嶋 総
東京大学理学部

^{40}Ar 脱ガスモデルとして、地球は大気圏、地殻、マントルから成っていると仮定する。更に、マントルから地殻へ、地球の全歴史を通じKがたえず運搬されてきたと仮定する。この仮定は、火山岩のSr, Pb 同位体比研究結果からも結論されている。他方、Ar及び希ガスはマントルからのみ大気に放出されると考へる。この仮定は、Hurley et al. (1962, 1969)による火成岩のRb-Sr およびK-Ar年代の比較から支持されている。以上のモデルを、Ar同位体比テータ-に基づいて解く。つまり、

- (i) $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 295.5$: 現在の大气中
 (ii) $^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar} = 10^{-4}$: 45.5億年前
 (iii) $\text{Ar} = 6.6 \times 10^{13}$ tons : 現在の大气中
 $\text{Ar} = 0$: 地球誕生時の大气中

(i)~(iii)を充す解は、(a) Ar-脱ガスrate, (b)瞬間的な脱ガスの割合, (c)その時期, (d)地球内部のK-含有量, (e)K-transport rateおよび(f)地球内部における($^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$)の値をパラメータとして無限に存在する。しかし地球内部(マントル)中のK-含有量を最小50ppm以上とすると、解に对する選択の範囲はきわめて限られてくる。こうしたモデルの数値的解析から吾々は次の様な結論を得た。

(1) Ar-脱ガスが、連続的なプロセスで起ったと考へる限り、(i)~(iii)の条件を充すモデルをつくることは困難である。つまりRubeyの主張する様な大気の連続的成長は考へにくい。

(2) Ar-脱ガスが地球の初期にほぼ瞬間的に起ったとすると(i)~(iii)の条件に合、たモデルをつくることができる。

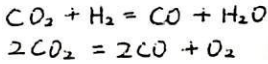
(3) (2)の場合、もし地球内部(マントル)におけるAr同位体比($^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$)がわかれば、モデルは更に限定される。因みに地球内部における($^{40}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$)の値は、海山玄武岩中のExcess Arあるいはマントルから導き出されたUltramafic rocks中のTrapped Arから推定することも可能であろう。

References

- Ozima, M. and Kudo, K., Nature Phys. Sci., 239, 23 (1972).
 Ozima, M., Nature Phys. Sci., 246, 41 (1973).
 Hurley, P.M. et al., J.G.R., 67, 5315 (1962).
 Hurley, P.M. and Rand, J.R., Science, 164, 1229 (1969).

田中秀文・河野 長
 東京大学理学部地球物理学教室

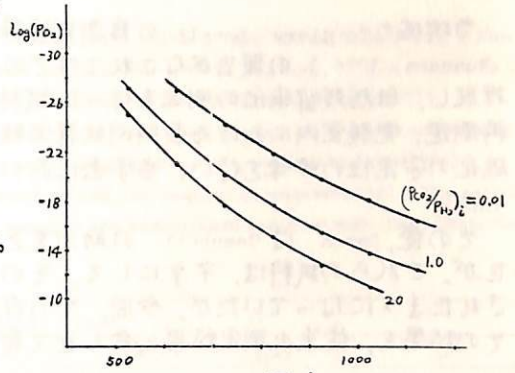
P_{O_2} をコントロールできる炉を試作した。



という反応の平衡定数をそれぞれ K_0, K_1 とすると、 P_{O_2} は次式で計算出来る。

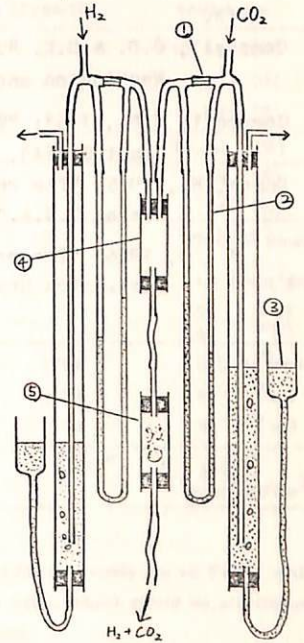
$$P_{O_2} = \frac{1}{2} K_1 (r-1) \left\{ (r-1) + \sqrt{(r-1)^2 + \frac{4r}{K}} \right\} + \frac{K_1 r}{K}$$

但し、 r は $PCO_2 : PH_2$ の initial ratio、~~つまり~~ 即ち、 CO_2 と H_2 の混合比である。(Muan & Osborn)。右図にその例を示す。



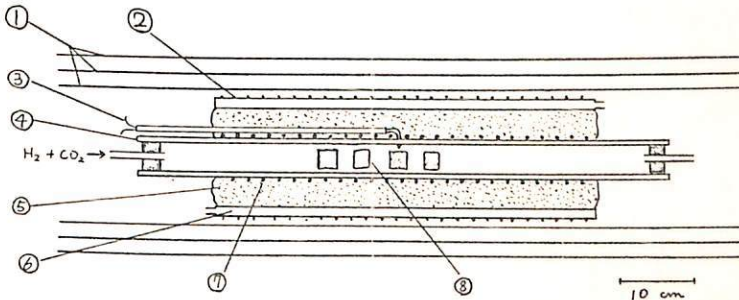
CO_2 と H_2 とを一定の割合で混合するには右図の構造の流量計(桂, 1973)を用いる。U字管の液柱の差、即ち毛細管の両端の圧力差に比例した流量の気体が毛細管を通して流れる。現在の段階では混合比は 50:1 まで可能であり、 $600^\circ C$ で $10^{-21} \sim 10^{-27}$ 気圧の範囲をカバーする。

1. 毛細管
2. U字管
3. ジェナル79レット
4. 混合器
5. 乾燥器



熱消磁炉は下図の構造で 200 以下に磁気シールドされているが、TBM を作るためにはウオウージャケットに巻いてあるソレノイドで 2×10^5 程度の磁場まで可変出来る。

- Muan A. & E.F. Osborn (1964) Phase equilibria among oxides in steelmaking, Addison-Wesley Publish. Co.
- 桂 取 (1973) P_{O_2} と平衡
 「岩石・鉱物 95 の生成に伴う元素の分配、研究資料集」57



- ① 磁気シールド
- ② ソレノイドコイル
- ③ 電圧計
- ④ 炉心管
- ⑤ アスベスト
- ⑥ ウォウージャケット
- ⑦ 700Ω線
- ⑧ サンプル

堂面 春雄・宗岡 浩

山口大学教育学部物理学教室

当地域の Tertiary basalt の自然残留磁化その他について Campbell 等 (Campbell & Runcorn, 1956) の報告がなされてすでに久しいが、その後 Domen は、Campbell が更に採取し、自然残留磁化の測定を行った試料 (Campbell, 1963) について、自然残留磁化の再測定、実験室内における長時間放置実験、熱磁気解析 および 交流消磁などによる磁化の安定性の吟味を行い、当学会においても報告したことがある (Domen, 1965, 1966)。

その後、Domen は Campbell の助力をえて、更に幾つかの試料を、当地域から採取したが、これらの試料は、不幸にして、そのまゝ 10 年近く手をかけられることなく放置されたまゝになっていたが、今回、その自然残留磁化の測定を行うことができたので、その結果を、従来の測定結果と合わせて報告する。

Refs.

- Campbell, C.D. & S.K. Runcorn, 1956; "Magnetization of the Columbia River basalts in Washington and northern Oregon", J.G.R. 61 (3), 449-458.
- Campbell, C.D., 1963; "Magnetization of basalt lavas", Final Report on N.S.F. Res. Grant G-4643, (Domen の測定結果を含む。).
- Domen, H., 1965; "The remanent magnetization of Columbia River basalts, Washington State, U.S.A.", Bull. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 14 (Part 2), 35-44.
- " , 1966; "The remanent magnetization of Columbia River Tertiary basalts, Washington State, U.S.A. (II)", *ibid.*, 15 (Part 2), 9-12.

T. Nagata and N. Sugiura
 Nat. Inst. Polar Res. Geophysical Inst. Univ. Tokyo

9 fragments of meteorites were found by a JARE 10 field party within a very limited area (10km x 8km) at a locality about 71°50'S and 36°15'E in Antarctica in December 1969. Further, 11 new fragments of meteorites have been found in almost the same locality by a JARE 14 field party in December 1973.

The magnetic properties as well as chemical, petrographical and other properties of these meteorites are under detailed studies. In this first report, the magnetic properties of 4 typical Yamato (1969) meteorites are summarized with reference to their chemical and petrological characteristics. The petrologically identified names and chemical data of these 4 samples are summarized together with their magnetic properties in the following table.

Identification	YAMATO - 1969				
	A	B	C-1	C-3	D
	Enstatite chondrite	Ca-poor achondrite	Carbonaceous chondrite (Type III)		Olivine-bronzite chondrite
Metal Fe	22.18	0.66	0.15		12.69 (%)
Ni	1.86	0.004	1.32		1.52 (%)
Co	0.089	0.003	0.075		0.081 (%)
Oxide FeO	0.48	12.58	27.84		12.02 (%)
Sulfides Fe	7.20	0.85	2.30		3.38 (%)
S	4.71	0.49	1.32		1.94 (%)
Susceptibility (%)	2,141	8.96	477	557	574(x10 ⁻⁵ emu/gm)
Saturation magnetization (I _s)	33	0.65	8.1		18 (emu/gm)
Curie Temp. (T _c)	769	780	540		759 (°C) 542 (°C)
NRM { $\tilde{H} = 0$ Oe $\tilde{H} = 50$ " _{rms} $\tilde{H} = 200$ "	3,535	15.4	101	3764	567(x10 ⁻⁶ emu/gm)
	205	19.0	61	3277	149 (")
	31	12.3	9.0	574	180 (")
IRM (b)	4.8 x 10 ⁻⁵	2.0 x 10 ⁻⁸	1.5 x 10 ⁻⁶	1.6 x 10 ⁻⁶	5.2 x 10 ⁻⁵ (emu/gm/Oe ²)

As described in the above table, the ferromagnetic constituents in A, B and D are mostly Fe or FeNi, while they are magnetite in C. All these meteorite samples have a fairly stable NRM, which could be attributed to TRM acquired either in the terrestrial upper atmosphere or on the ground.

Takesi NAGATA
Nat. Inst. Polar Res.

and F.C. SCHWERE
US Steel Co. Res. Lab.

The basic magnetic properties of 42 samples of Apollo 11 ~ 17 lunar materials have been examined for a temperature range of 4.2° - 1080°K. These lunar samples consist of 13 igneous rocks, 22 breccias and 7 kinds of fine.

- (A) The dominant saturation magnetization (I_S) is (0.1 ~ 0.2) emu/gm for igneous rocks and (0.6 ~ 1.0) emu/gm for breccias.
- (B) The Curie point histogram has the median value at 770°C, but the dispersion toward the lower temperature is broader in breccias than in igneous rocks, as shown in Fig. 1. It is concluded thus (a) that the principal ferromagnetic constituent in lunar materials is the native metallic iron containing small amounts of Ni and Co ; (b) that the content of native iron is 0.05 ~ 0.1 wt% in igneous rocks and 0.3 ~ 0.5 wt% in breccias ; and (C) that Ni content in the native iron is higher in breccias than in igneous rocks.
- (C) I_S is roughly proportional to the bulk content of Ni in lunar materials. This result may suggest that the larger content of native iron in breccias is mostly due to a mixing of meteoritic iron. However, the observed values of I_S in a number of samples are larger than the theoretical estimates based on the mixing hypothesis.
- (D) 8 of 11 igneous rocks, 2 of 18 breccias and 6 of 7 fine samples contain only almost pure iron (Fe^0), and all the other lunar samples also contain a considerable amount of Fe^0 together with kamacite ($FeNi$ alloy).
- (E) The Ni content of the kamacites in lunar materials mostly ranges between 3 and 8 wt%, which is in agreement with that of meteorites. Since meteorites never contain Fe^0 , a large amount of Fe^0 in lunar materials cannot be attributed to the meteoritic origin. It is then concluded that the major parts of Fe^0 in breccias and in some shock-metamorphozed igneous rocks have been produced by the shock-metamorphic breakdown of fayalite Fe_2SiO_4 , chromium ulvöspinel $FeCr_2O_4 - Fe_2TiO_4$, ilmenite $FeTiO_3$, etc.
- (F) The grain size of native iron, estimated from the viscous magnetization and superparamagnetic characteristics at various temperatures, ranges from several tens of Å to 300 Å in mean diameter for the single domain range. The distribution function has the maximum at 100 ~ 200 Å in breccias and fines. There is observed evidence that most igneous rocks contain a considerable amount of multidomain grains also. The superparamagnetic component causes a reduction of the apparent coercive force at temperatures higher than the blocking temperature.
- (G) The paramagnetic susceptibility (χ_a) of lunar materials at room temperature is almost proportional to the bulk content of Fe^{2+} , represented by $\chi_a(T = 300K) = 1.8 \times 10^{-6} (FeO) \frac{emu}{gm \cdot Oe} / (wt\%)$.
- (H) The initial magnetic susceptibility (χ_b) is not simply proportional to I_S , but χ_b / I_S ranges from 5×10^{-4} to 10^{-2} , depending on the degree of contribution of the superparamagnetic susceptibility of fine particles.

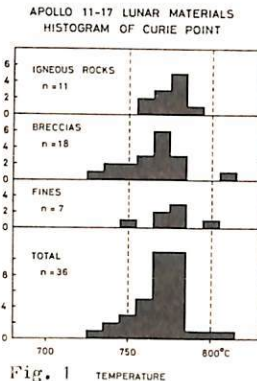


Fig. 1

— 須恵器古室跡に於ける一例 —

鳥居雅之* 尾谷雅彦** 中村 浩***

* 阪大基礎工 ** 東北丘陵遺跡調査員 *** 大阪府教育委員会

磁氣的な性質が、周囲の土質と異なる物体が地中に埋められている時、その地質で磁気探査を行なえば、小規模でも、地磁気異常が観測されるはずである。その様な場合の一つとして、考古学上の遺跡や遺物(例えば、鉄残留磁化をもつ室体など)を対象としたものが挙げられる。すでに Oxford 大学の M. J. Aitken 等は、プロトン磁力計を用いることにより、1950年代以降、こうして遠隔的に遺跡の探査に成功して来ている。しかしながら、日本に於いては、この種の、磁気探査を考古学の分野で行なうことは、まだあまり試みられていない様である。

報告者等は、昨年来、携帯型のプロトン磁力計(測機名: PPM-739A)を用いて、遺跡を対象として磁気探査を何回か実施して来た。今回、大阪府堺市の母丘陵地域で、須恵器古室跡(遺跡番号TG-217、位置、北緯 $34^{\circ}27'54''$ 、東経 $135^{\circ}30'27''$)を対象として、磁気探査、室体の発掘、残留磁化の測定などを連続的に行なう機会を得たので、それらの結果について簡単な報告を行う。

観測における磁気異常は、最大50γ程度であり、発掘された室体は、軸方向が約 $N20^{\circ}W$ の小規模な登り室形式の須恵器室であった。又、残留磁化測定の結果は、 $D=10^{\circ}W$ 、 $I=60^{\circ}D$ 、 $J=(1.0 \pm 0.8) \times 10^{-3} \text{ cgs emu/gr}$ である。

II-64 丹波帯北部古生層の古地磁気

広岡公久, 服部勇, 伊藤政昭
福井大学教育学部, 丸岡中学校

日本における古生層の古地磁気学的研究は、漆・藤原 (Minato & Fujiwara; 1965, 1968; Fujiwara; 1967) によるもので知られている。筆者等は、日本における古生代に関する古地磁気学的研究がこれくらい可能であるのを知りために、古生層中の種々の岩石について、その磁化を検討した結果、いわゆる 'schalstein' に結構強い N.R.M. を有するものがあることを見出した。

今回は、福井県内の丹波帯北部およびそのついでに美濃帯に一部入る地域において、古生層 (主に二畳系) 中の schalstein を取り、試料を採集し、その岩石学的検討とともに N.R.M. を測定した結果を述べる。

1). N.R.M. の intensity は schalstein の変成度に大きく支配されていることが明らかになった。すなわち、変成が進み、epidote を生じているような試料では、磁化が強く、測定は非常に困難である。これに反して、変成が進んでいない地点の試料は、普通のオーストラリア岩に匹敵する磁化の強さを持ち、十分に古地磁気学的研究に供することができると思われる。

2). N.R.M. の測定結果について、単純な層面修正を行なうと、伏角が殆んど水平になる。当時の日本の古緯度は、赤道に近かったのではないかと推察される値を示す。しかし、若い時代の地層に比べて、古生層の構造は非常に複雑で、地層が傾いた後に褶曲した場合が多いと考えられるので、単純に地層の走向を軸として、傾斜を水平にもとすことは、上のほうの場合には誤りをおかしていることになる。この時には、褶曲軸の傾むき (plunge) をまず水平にもといた。層面を水平にもとさなければならぬ。このような修正を行なうためには、その地域の地層の構造が詳しく知られていなければならない。そのために、詳しい野外調査も含めて、その構造を検討を行なっている。その結果を用いてこの地域における古生代の磁極の位置を定める予定である。

白亜紀における東北日本の平均的磁場
傾角の問題矣

安川克己
阪大・基礎工

東北日本および、いわゆる西南日本と緯度・経度について 0.5° 間隔の折目に行けり、その折目ごとにはその中に含まれる今までの公表された NRM-data と時代別に整理し、時代別の平均的 NRM 方位を決定す。その値と、その折目の中心の緯度経度とから、その時代における V.G.P. を求める。各折目ごとには求められた V.G.P. を再び時代ごとに平均して求められた二つの極は前述両地方に行けるその時代の平均的(代表的な) V.G.P. と言つておこす。ある時代における両地方に行ける値はその平均的 V.G.P. から両地方のそれぞれ中心ある緯度差と求められ、これより、その時代における両地方の余緯度を表わすことができる。このようにして得られた両地方の白亜紀の結果と比較するに、白亜紀には東北日本が西南日本より、ほぼ 8° 位緯度に位置してゐる可能性が指摘された(安川・中島, 1973)。しかし東北日本が、西南日本より 8° 位緯度、すなわち 8° 南に位置してゐることは、不自然であり、現在これを受入れ難い位置関係のようには思われず。

岩石の磁化ベクトルが、地塊の傾動運動によつてその方向を變へることは明かである。日本列島所出の地塊に象徴される垂直軸まわりの回転、あるいは古緯度の比較による水平移動など日本列島と大いに動かなくても、単に地塊の傾動による水平軸まわりの回転によつて、地塊ごとの岩石の磁化方向の相違を説明しようとする試みが最近行かれた。(伊藤・時枝, 1974)。これは確かに重要なことである。古地磁気学の結果から、水平運動のある垂直運動を推定する場合、岩石の磁化を獲得した後には全体として傾動運動を行つてゐない、あるいは左範囲にわたる平均化の作業を通じて、個々の岩石の傾動運動の影響はなすこと消失す、という仮定が根本に立てられたといふことができる。

よって東北日本の位くなり過ぎる白亜紀の緯度はあつて東北日本全体としての傾動運動の影響も含むことになるであろう、と考へて水平軸まわりの回転成分を取り除くことによつて頃の古緯度の復元を試みる。

東北日本全体としての傾動運動が起つたとして最も考へ易いのは、日本海溝に沈み込ん太平洋プレートにまき込まれるように東北傾いたことである。白亜紀の極に行ける東北地方(代表点 $(38^\circ N, 140^\circ E)$)の偏角、傾角はそれぞれ $-35^\circ, 52^\circ$ であるから、平均的磁化ベクトルと日本海溝に平行な水平軸(ほぼ南北に平行)とから偏角が零になる回転角は傾角が最大となり、東北地方の古緯度は最高値となり、その値は約 40° となることは簡単に計算によつて明かである。その値は白亜紀に行ける西南日本(代表点: $35^\circ N, 134^\circ E$)の古緯度(41°)と大体一致するが、その値を得るために行った水平軸まわりの回転角は約 66° であり、東北地方が全体として 66° 北に傾いたといふことは大変考へにくいことである。又その 40° という値が日本海溝と軸とした傾動による傾角が浅く(な)ることも左の場合に復元(得る)最高値であること、と考へ併せると、そのような軸まわりの傾動を考慮して東北日本の白亜紀における緯度は 40° より位かた、すなわち西南日本より南に位置してゐる、と結論せよと得る。

姫路周辺の火山岩 (白亜紀-古第三紀)

の古地磁気学

河野 長・小嶋 稔
康大・理

弘原海 清
姫路工大

姫路附近の火山岩の古地磁気的研究は以前に笹島・島田 (Ann. Prog. Rept. Rock Mag. Res. Group Japan, 1965, p. 133) および笹島・西田・島田 (Earth Planet. Sci. Lett. 5 (1968) 135) によって発表されている。これらはいずれも天山台山の溶岩を対象としたもので、時代的には paleogene である。笹島らの結果によれば、これらの溶岩の NRM の方向は $I = -61^\circ$, $D = 193^\circ$ である。

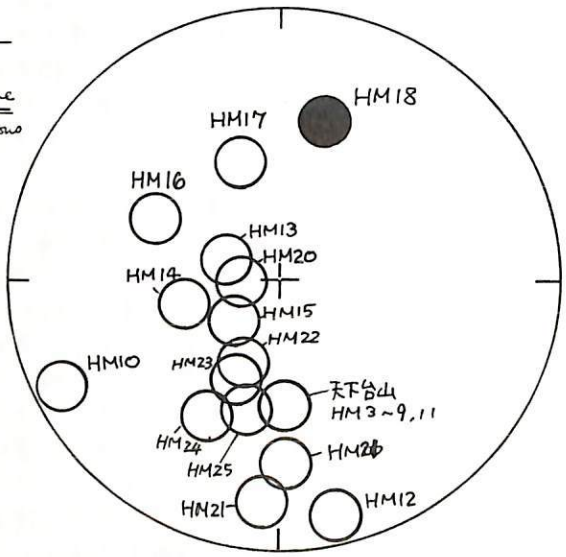
我々は 1973 年夏に、姫路市周辺において天下台山グループおよび、その下に存在する Cretaceous の火山岩類を採集した。この研究の当初考えられていた目的は、

(1) Cretaceous の normal-reverse の変遷を求め、更にこれらの岩石を K-Ar 法で年代決定して既知の地質学的タイムスケール (Heintzler et al., Wilson and Pitman, McElhinny and Burch ほか) との対応を検討する。

(2) Cretaceous の paleomagnetic variation を求め、次にこの影響を考慮した上で日本のはじめ polar wandering を求める。

等であった。実験手法としては、33 の cooling unit から約 200 個のサンプルを採集し、これらの各々をいずれも 50, 100, 200, 300, 400 cc の各段階で交流消磁を行った。これらの unit の中で露頭の状態が良く、alteration の影響が少なと見られるサンプルを 5~6 個選んで K-Ar 法により年代決定を行う。

地層名	岩石名	Cooling unit no.	HM
天山台山	流紋岩	3, 4, 5, 6,	Paleogene
		7, 8, 9, 11	
赤穂系層	流紋岩	1, 2, 10, 12	Cretaceous
		11 (岩子)	
		13, 14, 15	
鶴尾系層	流紋岩	16, 20, 21	
		22, 23, 24, 25	
		26, 27, 28, 29, 30	
三脚系層	流紋岩	31, 32, 33	



NRM 方向は右図に示すように、33 個の unit で up-dip であることが特徴である。年代については、HM18 の試料について 2 回の測定の結果、

56.8 my. および 54.1 my.

の値を得た。従って、従来考えられていた Tertiary - Cretaceous Boundary が幾分古い可能性があるものと考えられる。

姫路周辺火山岩の NRM 方向 (equal area proj.)
HM19, 26 は不安定, HM27~33 は計算中。

III. 再び解の一意性について

河野 長
東大 理

古地磁気学で得られるデータ、傾角(I)と偏角(D)の組合わせによって、地球磁場の形はuniqueに決めることは前回発表した(日本地球電気磁気学会第55回講演会要稿集 p.97, 98, 1974; 但し手稿の中の証明は間違っている)。また、その際、磁場方向データが完全でない(例えばDしか与えていない)場合には、ポテンシャルはユニークには定まらない事も示した。しかし、その際あげた例では、Dについては、ある境界条件を満たす解が1つあれば、同じ境界条件を満たす解が無数に存在することを示している。X/Z, Z/Yで定められる偏角(あるいはI)については単に1つ以上の解をもつ境界条件の例をあげたにすぎない。従って、X/Z あるいは Z/Y の形の境界条件の場合、特殊なharmonicsの場合のユニーク性がなくなるのではなか、という疑問が寄せられている。実際、J.C. Cain and B.T. Trombka (1974, 未定)はIGRFを用いた数値実験の結果から、X, Y, Z, H, F, I, Dのそれぞれデータのうちの、Yを除いた他のデータの組み合わせも同じポテンシャルが求まる(I, Dの場合は他に球面上の1点での全磁力を指定している)と述べ、だからこれらの決めごとユニークな解が求まると主張している。

しかし、彼らの主張は次の2つの理由により正しくないと考えられる。(1) Dについては全この場合についてnon-uniqueであることが示されている。(2) Fが全球面で与えられた場合磁場がuniqueに決まる場合があることがBackus (J.G.R. 75, 6339, 1970)により示されている。つまり、Cain & Trombkaの数値実験は、用いたharmonicsの数が限られている(n=N=5まで)のために、(1), (2)を示すためのnon-uniqueな場合を抽出することではない。もし、磁場が限られた個数のharmonicsから成っており、しかもそのharmonicsが指定されているならば、DからでもFからでもpotentialはuniqueに定まる。Cain & Trombkaは誤向、これに相当する場合は調べたことにはなさうと考へられる。

X/Z, Z/Y, 又はIで与えられる境界条件の場合の一般的なnon-uniquenessを示すためには、次のようにしてやればよいと考えられる。例としてX/Zの場合をとる。
potential $a \sum \sum (a/r)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \{ a_n^m \cos m\phi + b_n^m \sin m\phi \}$ (known) と別の potential $a \sum \sum (a/r)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \{ c_n^m \cos m\phi + d_n^m \sin m\phi \}$ が同じX/Zを球面 $r=a$ で与えるならば、(以下では簡単のために b_n^m, d_n^m を0にしている)

$$\sum_l \sum_u \sum_m \sum_n a_l^u c_m^v [(m+1) P_m^v \frac{dP_l^u}{d\theta} - (l+1) P_l^u \frac{dP_m^v}{d\theta}] \cos u\phi \cos v\phi = 0 \quad (1)$$

ここで、Legendre函数の微分に関する漸化式と Gaunt integral を用いる。

$$\frac{dP_m^u}{d\theta} = \frac{1}{2}(m+u)(m-u+1) P_m^{u-1} - \frac{1}{2} P_m^{u+1}; G_{lmn}^{uvw} = \int_{-1}^1 P_l^u(\mu) P_n^v(\mu) P_m^w(\mu) d\mu$$

(1)式のLHSは、

$$\frac{1}{8} \sum_l \sum_u \sum_m \sum_n a_l^u c_m^v [(m+1)(l+u)(l-u+1) \{ \sum_n (2n+1) G_{l, m, n}^{u-1, v, u+u-1} P_n^{u+u-1} \cos(u+v)\phi + G_{l, m, n}^{u-1, v, u-2u-1} P_n^{u-1} \cos(u-v)\phi \} - (m+1) \sum_n (2n+1) \{ G_{l, m, n}^{u+1, v, u+u+1} P_n^{u+1} \cos(u+v)\phi + G_{l, m, n}^{u+1, v, u-2u} P_n^{u-2u} \cos(u-v)\phi \} - \dots]$$

という形になり、これを0にするのは c_m^v を決める問題になる。