

第 49 回 講 演 会

講 演 予 稿 集

昭和 46 年 6 月 1 日 ~ 6 月 4 日

於 建 設 大 学 校

日 本 地 球 電 氣 磁 気 学 会

第49回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和46年6月1日(火)・2日(水)・3日(木)・4日(金)

会場 建設大学校(305, 201号室)(東京都小平市喜平町1, 013)

電話(0423)21-1541

| 日 | 時 | 9 | 9:30 | 10 | 11 | 12 | 12:30 | 13 | 13:30 | 14 | 15 | 15:30 | 16 | 17 | 17:30 | 18 | 19 |
|-------------|------|---------|------|----|----|---------------|-------|----|-------|-------|----|-------|----|----|-------|----|----|
| 6月1日 (火) | 第1会場 | 磁気圏 I | | | | 磁気圏 II (極域現象) | | | | 運営委員会 | | | | | | | |
| | 第2会場 | 大気電気伝播 | | | | 観測方法 | | | | | | | | | | | |
| 6月2日 (水) | 第1会場 | 磁気圏プラズマ | | | | 磁気圏プラズマ・太陽風 | | | | 評議委員会 | | | | | | | |
| | 第2会場 | 岩石磁気 | | | | 地磁気・地球内部 | | | | | | | | | | | |
| 6月3日 (木) | 第1会場 | 磁気圏プラズマ | | | | 特別講演・総会 | | | | 懇親会 | | | | | | | |
| | 第2会場 | 中間圏・電離圏 | | | | 13:15 | | | | | | | | | | | |
| 6月4日 (金) | 第1会場 | 中間圏・電離圏 | | | | 中間圏・電離圏・他 | | | | | | | | | | | |
| | 第2会場 | 宇宙線 | | | | 宇宙線 | | | | | | | | | | | |

第1日 6月1日(火)

磁気圏プラズマ(極域現象) 於 第1会場(10:00-12:00)

開会の辞

- | | | | |
|---|---|---|-------|
| 1 | 1 | 加藤愛雄(東海大. 航空宇宙) 地磁気脈動の高波数解析(続き) | (12分) |
| 1 | 2 | 桜井 亨(東北大理) Continuous sub-ELF emissions の特性 | (15分) |
| 1 | 3 | 宮崎光雄(東大理) 太陽活動最盛期の Pc について, 低緯度 data より | (15分) |
| 1 | 4 | 桑島正幸(地磁気観) Pc 5 型地磁気脈動における降下荷電粒子の役割 | (12分) |
| 1 | 5 | 福島直・佐々木克巳・福西浩・平沢成男(東大理) Pi 脈動と極磁気嵐 | (15分) |

- 1-6 福西 浩 (東大理) 昭和基地における極光・地磁気・電波観測—第11次南極観測 (15分)
- 1-7 林幹治・国分征 (東大理) 極域現象 VLF emission substorm; Auroral chorus. II (10分)
- 1-8 巻田和男・林 幹治・国分 征 (東大理) 極光帯における VLF・LF ヒスの特性 (15分)
- 1-9 永山幹敏・西崎良・犬木久夫・相京和弘・恩藤忠典 (電波研) 磁気圏 VLF 放射の観測 I (15分)
- 1-10 早川正士・大津仁助 (名大空電研) On generation of equatorial VLF hiss and its propagation (12分)

大気電気・電波伝播 於 第2会場 (10:00—12:30)

- 2-1 佐尾和夫・棚橋秀伍・太田幸一 (名大空電研) シューマン共振現象の共振周波数 (15分)
- 2-2 鎌田哲夫 (名大空電研) 南極昭和基地における空電到来方位と頻度 (15分)
- 2-3 満保正喜・長野 勇 (金沢大工) 磁界方向に電子密度が変化する電離層中を伝搬する電波 (10分)
- 2-4 若井 登・大内長七・藤井 周 (電波研平磯) LF 帯電波 (Loran-C, 100kHz) の伝播特性 (1) (15分)
- 2-5 筒井 稔・小川 徹 (京大工) 放送波を利用した電離層ドップラー観測 (15分)
- 2-6 木村磐根・平石謙治・徳弘仁志・冨本哲雄 (京大工) VLF ドップラー法による NWC 信号ホイストラモードの入射角の観測 (15分)
- 2-7 荒木 喬・森 洋介 (東北大理) Whistler mode propagation in the collision dominant lower ionosphere (15分)
- 2-8 早川正士・大津仁助 (名大空電研) Whistler mode reflection coefficient from the model ionospheres (10分)
- 2-9 鶴田浩一郎 (東大宇宙研) VLF 波の電離層通過 (15分)
- 2-10 早川正士・大津仁助・岩井 章 (名大空電研) Solar cycle variation of dispersion and occurrence rate of low-latitude whistlers (12分)

磁気圏プラズマ 於 第1会場 (13:30—17:30)

- 1-11 金田栄祐・等松隆夫・永田 武 (東大理) デジタル出力型極光全天写真光電解析器 (ASCAPA-D) (10分)
- 1-12 金田栄祐・鶴田治雄 (東大理) 極光輝度の長周期変動 (15分)
- 1-13 鶴田治雄 (東大理) 静穏時オーロラスベクトルの特性 (II) (15分)
- 1-14 金田栄祐 (東大理) 緑測極光の特性 (15分)
- 1-15 斎藤尚生 (東北大理) 振動型 Magnetic Substorm (Ps 6) の特性とその機構について (15分)
- 1-16 平沢威男・飯島 健・永田 武 (東大理) 極光からみた極磁気嵐 (IV) (15分)
- 1-17 平沢威男・永田 武 (東大理) 極磁気嵐と関連現象 (10分)
- 1-18 飯島 健・平沢威男・永田 武 (東大理) Auroral Substorm and Tail Magnetism (15分)
- 1-19 飯島 健・平沢威男・上出洋介 (東大理) Substorm precursor and growth phase (15分)

- 1-20 上出洋介 (東大理) DR-field Asymmetry and Satellite Information (10分)
- 1-21 上出洋介・福島直 (東大理) Field-aligned current による vortex mode (S_q^P , SP, DPC, DP-2, S_q) current-system の生成 (12分)
- 1-22 福島直 (東大理) 偏角変動に注目した極域地磁気変動解釈 (15分)

観測方法 於第2会場 (13:30-17:30)

- 2-11 江尻全機・渡辺勇三 (東大宇宙研) The determination of electron density by the capacitance probe (15分)
- 2-12 上手敏彦 (理研) 無刺突プラズマ中プローブ測定におけるプラズマ密度の決定法 (Ⅲ) (10分)
- 2-13 麻生武彦 (京大工) プローブインピーダンスのシース共鳴について (12分)
- 2-14 麻生武彦・横加進義・大家寛 (京大工) プラズマカップリングプローブの実験 (15分)
- 2-15 河島信樹・矢守章 (東大宇宙研) 電離層測定用直読式プラズマ密度・温度計の開発 (10分)
- 2-16 平尾邦雄・田中高史 (東大宇宙研) 流れのある弱電離プラズマ中のプローブ特性 (15分)
- 2-17 麻生武彦 (京大工) プラズマプローブによる電子音波の輻射 (15分)
- 2-18 山田弘善・佐川永一・伊藤富造*・畚野信義** (*東大宇宙研・**電波研) $\epsilon = Q$ 型質量分析計-Ⅱ (15分)
- 2-19 畚野信義・水津武 (電波研) 電離層観測衛星用イオン質量測定器 (15分)
- 2-20 平尾邦雄・小山孝一郎・三留重夫 (東大宇宙研) Mass spectrometry of contamination substance of probe surface (15分)
- 2-21 向井利典・松村正三・平尾邦雄 (東大宇宙研) 搭載用低エネルギー電子スペクトロメータ (15分)
- 2-22 加藤愛雄・青山敏・遠山文雄・高橋隆男 (東海大工) MS-T1衛星の姿勢測定結果 (15分)
- 2-23 北村泰一・大道寅男 (九大理) SQUID 磁力計の基礎実験 (Ⅲ) (15分)
- 2-24 松本治弥 (神戸大工) 放射線帯下部の電子エネルギースペクトル (15分)

第2日 6月2日 (火)

磁気圏プラズマ 於第1会場 (9:00-12:30)

- 1-23 並川富一・高島正樹 (阪市大理) 高温プラズマと地磁気脈動 (15分)
- 1-24 玉尾孜 (東大理) Runaway Electrons in the Topside Ionosphere (15分)
- 1-25 大家寛 (京大工) Sequence of Diffuse Plasma Resonance Observed by Alouette II (10分)
- 1-26 大家寛 (京大工) Conversion of Electrostatic Plasma Waves into Electromagnetic Waves (15分)
- 1-27 石原丈実 (東大理) 磁場の不均一による不安定性 (12分)
- 1-28 南部充宏 (東大理) 磁気圏における Loss-Cone 不安定性について (12分)
- 1-29 南部充宏 (東大理) Ordinary Mode の Loss-Cone 分布による励起について (15分)

- 1-30 大家 寛 (京大工) Experimental Verification of the Theory on the Weak Turbulence in the Magnetoactive Plasma (15分)
- 1-31 大家 寛 (京大工) Plasma Wave Turbulence at Plasma Trough (15分)
- 1-32 佐藤哲也*・小川忠彦** (*京大理・**京大工) 多重オーロラ・アークの生成 (Ⅲ) (15分)
- 1-33 小川忠彦*・佐藤哲也** (*京大工・**京大理) 多重オーロラ・アークの生成 (Ⅳ) (15分)
- 1-34 前沢 洵 (東大宇宙研) 粒子軌道からみた磁気中性点近傍の電気伝導度 (15分)

岩石磁気 於第2会場 (9:30-12:30)

- 2-25 上野宏共 (東北大理) 和賀仙人鉱床の赤鉄鉱々石および鉱床周辺の火成岩類の磁性 (10分)
- 2-26 西田潤一・笹嶋貞雄 (京大理) アルカリ玄武岩の磁性について (15分)
- 2-27 堂面春雄 (山口大・教育) 山口県秋吉台火山灰およびテラロッサの磁性 (5分)
- 2-28 前中一晃 (花園大) 大阪層群火山灰層中の強磁性鉱物について (15分)
- 2-29 小林和男 (東大海洋研) グワム島とその周辺海域の岩石と堆積物の磁性 (10分)
- 2-30 小嶋稔*・小嶋美都子** (*東大理・**東大物性研) チタノマグヘーミト酸化の活性化エネルギー (10分)
- 2-31 上野直子*・兼岡一郎・小嶋 稔・座主繁男**・佐藤任弘*** (*東洋大・**東大理・***水路部) 日本海火山岩の K-Ar 年代, Sr 同位体比, K/Rb 比 (15分)
- 2-32 永田 武 (東大理) 岩石の衝撃残留磁気及び衝撃消磁 (序報) (15分)
- 2-33 永田 武・河野 長 (東大理) アポロ月岩石の熱磁気曲線 (強磁性, 常磁性及びに超常磁性成分について) (15分)
- 2-34 青木 豊 (東大理) 八丈島玄武岩の古地磁気 (15分)
- 2-35 川井直人 (阪大基礎工) 古地磁気法による地殻変動の予知研究 (Ⅰ) (15分)

磁気圏プラズマ・太陽風 於第1会場 (13:30-18:00)

- 1-35 渋谷仙吉 (山形大理) 磁気中性面における Radio-Wave 電場の効果 (10分)
- 1-36 鶴飼正行・深尾昌一郎・津田孝夫 (京大工) 磁気中性点近傍の三次元磁場構造とその安定性 (15分)
- 1-37 深尾昌一郎・上田 稔・津田孝夫 (京大工) 磁力線のリコネクションⅡ (定常の場合) (15分)
- 1-38 津田孝夫・深尾昌一郎・吉門 信 (京大工) 磁力線のリコネクションⅢ (非定常の場合) (15分)
- 1-39 広瀬敏治・塩見 正・津田孝夫 (京大工) Current Sheet の構造Ⅰ (15分)
- 1-40 十市 勉 (東大理) Two Dimensional Equilibrium Solution of the Plasma Sheet and the Mechanism of the Magnetic Substorm, I, (15分)
- 1-41 十市 勉 (東大理) Two Dimensional Equilibrium Solution of the Plasma Sheet and the Mechanism of the Magnetic Substorm, II (15分)
- 1-42 武井恵雄 (東北大理) 磁気圏の構造と Polar Substorm (15分)
- 1-43 西田篤弘・前沢 洵 (東大宇宙研) Multiple satellite observations of DP 2 distur-

bance (15分)

1-44 西出篤弘 (東大宇宙研) Magnetospheric response to interplanetary electromagnetic field (15分)

1-45 国分 征 (東大理) 惑星間磁場擾乱と磁気嵐 (15分)

1-46 山下喜弘 (地磁気観) 磁気圏境界領域の乱れた磁場構造 (10分)

1-47 鷺見治一*・川村孝弼** (*名大空電研・**名大プラ研) 乱れた磁場による惑星間空間プラズマの加熱 (15分)

1-48 渡辺 堯・小島正宜・鷺見治一・柿沼隆清 (名大空電研) 電波星シンチレーションによる太陽風の観測 (II) (分)

地磁気・地球内部 於第2会場 (13:30-17:00)

2-37 加藤愛雄・瀬戸正弘・早坂 孝 (東北工大) 東海地方の CA 観測 (2) (10分)

2-36 安原通博 (京教大) 住友則彦 (京大教養) 鈴木 堯 (京大理) 宮腰潤一郎 (鳥取大) 鳥取砂丘における地電流観測について (II) (15分)

2-38 東大震研・国土地理院・東北大理学部地磁気グループ (東大震研・国土地理院・東北大) 東北地方水沢周辺における地磁気短周期変化の観測 (15分)

2-39 久保木忠夫・大和田真一・立川 徹 (地磁気観) 父島における磁気測量結果について (7分)

2-40 久保木忠夫・大和田真一 (地磁気観) 父島における短周期変化ベクトルについて (7分)

2-41 宮腰潤一郎 (鳥取大教養) Easter Island における地磁気日変化について (15分)

2-42 小林和男・友田好文・北沢 一宏・瀬川爾朗 (東大海洋研) 磁気異常が小さい海山 (15分)

2-43 伊勢崎修弘 (東大理) 上田誠也 (東大震研) 日本海の地磁気異常 (15分)

2-44 水野浩雄 (国土地理院) 地球磁場の impulsive な変化について (15分)

2-45 行武 毅 (東大震研) 地磁気双極子能率の時間変化に伴なう地球自転速度の変動 (15分)

2-46 並川富一 (阪市大理) ダイナモ理論 (15分)

2-47 山中 稷 (国土地理院) Core-Mantle 境界の異常拡散による熱発生とその経年変化について (10分)

第3日 6月3日 (木)

磁気圏プラズマ 於第1会場 (9:00-12:30)

1-49 早川正士・大津仁助 (名大空電研) Duct formation for low-latitude whistler Propagation (12分)

1-50 奥沢隆志・山中 稷 (電通大) Angerami & Thomas モデル及び CIRA'65 大気モデルに基づいたホイッスラー分散の計算 (15分)

1-51 内藤悠史*・荒木 徹**・加藤 進* (*京大工・**京大理) ホイッスラーモード VLF 標準電波検出 (15分)

1-52 相京和弘・恩藤忠典 (電波研) Plasmapause 近傍での ELF emission の伝搬特性 (10分)

- 1-53 橋本弘成・松本 紘・木村磐根 (京大工) VLF Triggered Emission の発生機構
(Single Particle Approach) ——そのII—— (15分)
- 1-54 松本 紘・木村磐根 (京大工) VLF エミッションの Half Gyrofrequency メカニズ
ムについての考察 (10分)
- 1-55 大津仁助 (名大空電研) チェレンコフ不安定による VLF ヒスの発生 (15分)
- 1-56 林 幹治 (東大理) SSC 時の VLF emission spectrum の変動についての解釈 (15分)
- 1-57 宮武貞夫・松本 紘・木村磐根 (京大工) K-9M-35 号ロケットによる非線形波動相互
作用実験 (10分)
- 1-58 倉橋克典・徳田進・鎌田哲夫 (名大空電研) スペースチェンバーによるプラズマ波のパ
ラメトリック励起の実験 (15分)
- 1-59 荒木 徹 (京大理) 不均一プラズマ中での non-reciprocal な波動伝播 (II) (15分)
- 1-60 西田篤弘・長山直弘 (東大宇宙研) 不均一媒質中の MHD wave の伝播 (15分)

中間圏・電離圏 於第2会場 (9:30-12:30)

- 2-48 牧野忠男・萩原雄介 (立教大理) バルーン高度における OH 分子のスペクトル (10分)
- 2-49 鈴木勝久 (東大理) 中緯度における上層大気中の OH 分子の回転温度 (15分)
- 2-50 高橋忠利 (東北大大理) OI 5577Å 大気光日変化の季節的特徴 (10分)
- 2-51 早川幸男・伊藤浩武・松本敏雄・西村徹郎・小野忠良 (名大理) 赤外夜光の観測 (II) (15分)
- 2-52 奥田光直 (弘前大) 三沢清敏 (山形市) 酸素赤線薄明光 (15分)
- 2-53 小川利紘・渡辺 隆 (東大理) 中間紫外アルベードの観測 (15分)
- 2-54 小川利紘・等松隆夫 (東大理) He 584Å, He⁺304Å グロー—L-3H-5 号機による観
測 (15分)
- 2-55 増田悦久・皆越尚紀・五十嵐隆 (電波研) ルビーレーザー・レーダによる上層大気の観
測 (15分)
- 2-56 内野 修・松尾 稔・広野求和 (九大理) 上層大気成分観測に用いる Dye Laser の特
性 (2) (15分)
- 2-57 米沢利之 (電波研) 電離層における半年変化 II (10分)
- 2-58 大林辰蔵 (東大宇宙研) World wide changes of ionospheric storms (15分)

松野太郎氏 (東大理) ・川井直人氏 (阪大基礎工)

第4日 6月4日 (金)

中間圏・電離圏 於第1会場 (9:00—12:30)

- 1—61 小川俊雄・田中良和 (京大理) 気球による電離層電場の測定 (15分)
- 1—62 大林辰蔵・江尻全機 (東大宇宙研) Rocket Experiments on the Equatorial Ionosphere Part I (15分)
- 1—63 平尾邦雄・小山孝一郎 (東大宇宙研) Rocket Experiments on the Equatorial Ionosphere Part II (15分)
- 1—64 中村純二・松岡 猛 (東大教養) K-8-16 号機による発光雲実験の解析 (15分)
- 1—65 加藤愛雄・青山 敏・遠山文雄 (東海大工) K-9M-34 号機による磁場の測定 (15分)
- 1—66 齋崎 努・塚田紀昭・小川 徹 (京大工) K-9M-32 号機による磁場観測 (15分)
- 1—67 上山 弘・森 洋介・荒木 喬 (東北大理) Tweek の伝播特性から推定した夜間下部電離層電子密度分布 (15分)
- 1—68 広野求和・牧野行雄 (九大理) 上層大気中における流星金属元素の密度分布 (15分)
- 1—69 上山 弘 (東北大理) D層の有効再結合係数とイオン組成 (15分)
- 1—70 大塩光夫 (電波研) 太陽X線フレアの一特質 (15分)
- 1—71 小倉紘一 (日大習志野) K. J. Frost (NASA) 小玉正弘 (理研) Comparison of the solar X-ray event of February 11, 1970 observed in balloon and satellite altitudes (15分)

宇宙線 於第2会場 (9:30—12:30)

- 2—59 長島・上野・藤本・近藤・安野*・藤井** (*名大理・**理研) 乗鞍における small air shower の観測 (15分)
- 2—60 一之瀬匡興 (信大教養) 森 寛・安江新一・登坂修三 (信大理) 地下 50m.w.e. における宇宙線の強度変化 (15分)
- 2—61 須田友重 (気象研) 高緯度の宇宙線日変化 (10分)
- 2—62 安江新一・森 寛 (信大理) 一之瀬匡興 (信大教養) 宇宙線強度の日変化の解析 (15分)
- 2—63 石田高雄・菅野常吉 (福島大教育) 斎藤俊子 (福島医大教養) 宇宙線1.3日変化について (15分)

- 2-64 森 覚・安江新一 (信大理) 一之瀬匡興 (信大教養) 宇宙線強度の 1/3 日変化 (15分)
- 2-65 楠瀬昌彦 (高知大文理) 小玉正弘 (理研) Multiple neutron analysis of the energetic solar cosmic ray event of January 24-25, 1971 (10分)
- 2-66 藤井善次郎・小玉正弘 (理研) Experimental investigation of multiple neutron production (15分)

中間圏・電離圏・他 於 1 第会場 (13:15-17:00)

- 1-72 藤原玄夫・広野求和 (九大理) Es Windshear 理論における金属イオンの役割 (II) (15分)
- 1-73 三浦輝夫 (阪市大理) 下層大気中での内部重力波 (15分)
- 1-74 北村泰一 (九大理) 電離圏内の長周期波動 (II) HM Rossby waves? 観測 (15分)
- 1-75 加藤 進 (京大工) 電離圏の力学の問題点 (15分)
- 1-76 半田 駿・前田 垣 (京大理) 地磁気長周期成分の解析 (15分)
- 1-77 柳原一夫 (地磁気観) 地磁気日変化等価電流系中心附近の電流収支 (15分)
- 1-78 鈴木 亮・前田 垣 (京大理) 赤道ジェット電流はどこを流れるか? (15分)
- 1-79 富田 宏・福島 直・飯島 健 (東大理) 地磁気 sfc 時の電離層電流系 (10分)
- 1-80 白木正規 (地磁気観) 地磁気日変化と太陽活動 (10分)
- 1-81 松浦延夫・西崎 良・中村義勝 (電波研) Topside sounding による上部電離層の構造 (15分)
- 1-82 丸橋克英 (電波研) 電離圏・磁気圏のイオン分布に関するモデル (II) (15分)
- 1-83 岩坂泰信・広瀬 徹 (名大理) 鶴田治雄 (東大理) 地球電磁気学の現代的地位 (15分)

宇宙線 於 第 2 会場 (13:30-15:00)

- 2-67 長島・藤本・上野・近藤 (名大理) 藤井 (理研) Three-dimensional cosmic ray anisotropy in interplanetary space (15分)
- 2-68 長島一男 (名大理) Extensive analysis of three dimensional anisotropy in interplanetary space (15分)
- 2-69 和田雅美・奥谷晶子 (理研) Solar active region と宇宙線異方性について (15分)
- 2-70 北村正明 (気象研) 感星間空間における二方向宇宙線非等方性の存在 (10分)

閉 会 の 辞

第 1 会 場

地磁気脈動の同波数解析(つゞき)

加藤愛雄, 青山 巖, 高橋隆男
東海大学 航空宇宙学科

さきに地磁気脈動の記録を、フィルターを通じて再生して同波数解析を行なったが

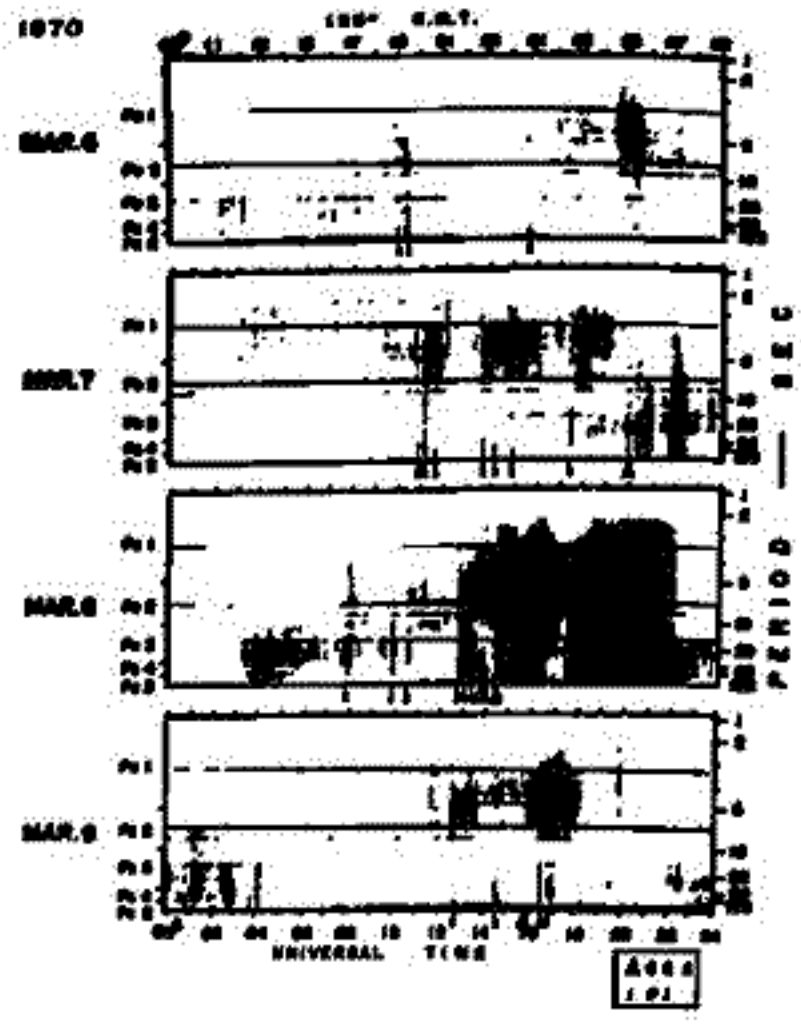
その結果は度々報告した。今回同様の方法で さきに東北大学の森岡 昭氏が昭和基地で観測した地磁気脈動の記録(当時著者の一人加藤は指導協力者であった)を借用して同波数解析を行なった。

特に $\omega \approx 2$ 現象に着目して、さきにアラスカと女川で同時観測した記録の同波数解析とを比較して $\omega \approx 2$ の発生機構等について論じた。

Continuous sub-ELF emissions の 特性

桜井 亨
東北大 理学部

Continuous sub-ELF emissions (以下 C.E. と略記する) を他現象との関連と言う立場で見ると、 P_1 に依って excite される C.E. が顕著である。第 1 図は *rayspan-hissagram* であるが、この *dynamic spectrum* 中 P_1 と同時に起り、3~7 秒近くの周群帯で黒いパターンで出ている部分の P_1 に依って excite された C.E. である。いずれの C.E. も March, 7, 8, の SSC に伴って出現している脈動と比較すると極めて狭い周群帯中である事が明らかである。これら P_1 に依って excite される C.E. の Polarization を調べると *rotational sense*, *principal axis* の方向等、いずれもはっきり定まる様な性質を示さないが、一連の C.E. の中、まれに右向き回転を示す部分が存在する。この様な polarization の性質は *rising structure* を示さない P_1 型脈動 (周波数 2~1 Hz) の polarization においても同様な傾向を示している事が見られる。この事は、*rising structure* のはっきりした P_1 型脈動 (*pearl pulsations*) の Polarization が右と左回転を示す事に対比させて極めて興味のある事である。 P_1 に依って excite される C.E. の発生機構に関して、Heacock (1966) は P_1 burst に伴う noise の exosphere での resonance で考之稿としている。今回は、 P_1 に依って excite される C.E. の Polarization 及び他の諸性質を調べ、 P_1 型脈動の諸性質との比較を行い、C.E. の発生機構に関する Heacock の推論の妥当性を検討する。



第 1 図

太陽活動最盛期の P_c 型について、低緯度 data より

宮崎光雄

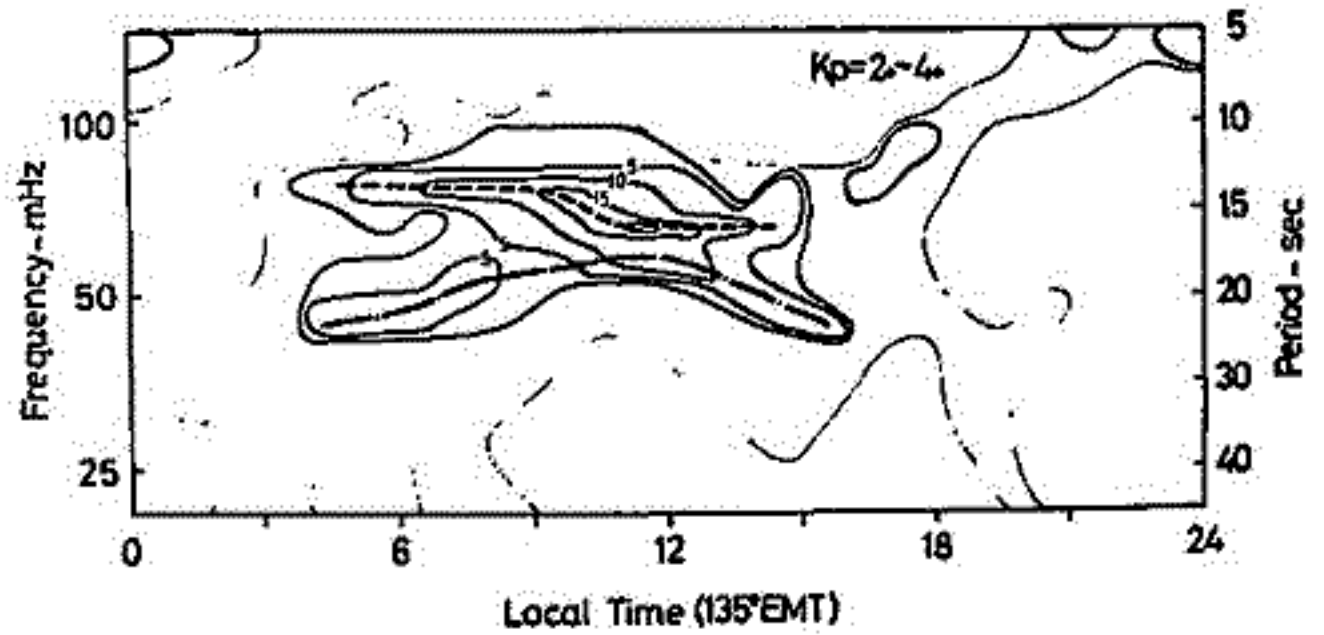
東大理・地球物理

P_c 3 周期領域 (周期 10-45 秒) の脈動バンドが太陽活動最盛期にいかなるふるまいをするか、を解析する為、1969、70 年の 61 日間の掃面 of induction magnetometer の data から周期 5-45 秒の周期帯での P_c の occurrence frequency を作成した。その結果、 P_c 3 周期領域に 2 つのバンドの存在が示された。

2 つのバンドの統計的解析による性質として

- ・平均周期はそれぞれ 20 秒、15 秒 (以下これらのバンドを A, B とする)
 - ・周期の日変化は A が朝夕長く正午付近で周期最短に比べ B はむしろ平準
 - ・出現時は A, B 共に 4h LT. ~ 15h LT. の間で、出現強度は正午付近で最大
- が上げられる (図)。A, B が統計操作による重ね合せではかろうじかという事は、2 つのバンドが同時に存在する事から否定され、又磁気緯度 26° - 35° のスパンでの帯中の緯度依存性の違いも、2 つのバンドの独立性を示すと考えられる。

これらのうち A は、周期の日変化や、solar activity を考えに含めてみるならば、同現象の shift した 35-mHz 脈動 (T. HIRASAKA + T. NAGATA, 1966) に対応する脈動と考えられる。一方 B に関しては、その平均周期の短いこと、その他から磁気圏下部 = 電離圏域で特徴づけられる脈動と考えると都合がよいことが推測出来る。



P₅型地磁気脈動における降下荷電粒子の役割

桑島正幸
地磁気観測所

地磁気変動と降下荷電粒子との関連を調べることは、それ自体はもとより、磁気圏の物理的状态をさぐる上においても、きわめて興味深い。

前々回及び前回の学会では、主として S_c, S_i型地磁気変動と降下荷電粒子との関係について解析結果を報告した。今回は、地磁気変動の中でも P₅に着目して、降下荷電粒子は P₅の発生に際してどれ程の役割をしているかに焦点をしばって解析をした。

その解析結果を報告する。P₅と降下荷電粒子との関連現象は極光帯において、特に顕著であると思われる。解析資料としては、南極昭和基地に於いて 1968年に観測された ULF, ordinary magnetogram および CNA の data を使用した。

その結果次のことが明らかになった。

- (1) P₅と荷電粒子の降下との間には、correlation coefficient が 0.8 以上にも達するきわめてよい相関がある場合がある。
- (2) このことは 6^h~9^h magnetic local time で特に顕著である。
- (3) しかし荷電粒子の降下のない時でも、大きな振幅でかつ sinusoidal な波形をもつ P₅が生じている。

以上の観測事実から次の結論をとった。

(i) P₅と降下荷電粒子との間には、密接な関係が存在する。

(ii) しかし降下荷電粒子は P₅の発生に際して、本質的な役割はしていない。

又 P₅と降下荷電粒子との対応がある時、その時間帯の前後で P_{1c}, P_{1d}の発生する例がある。これは両者の関連を究明していく上で興味ある事実と思われる。今回はこのことについても言及する。

Pi 脈動と極磁気嵐

福島 直 佐々木克巳 福西 浩 平沢成男
東大理

前回は、極磁気嵐の Onset 時、即ち Break-up type の極光 (ref. 本学会講演, 平沢・飯島・永田 及び 平沢・永田) に伴う 不規則脈動 (pi 2) のスペクトラムに考察を加え、その結果として 極光帯 pi 2 型脈動は、周期 160 秒 - 8 秒の範囲で、 f^2 で表わされる雑音型スペクトラムを有することを確かめた。
[平均的には]

今回は、前回とは異なり、post Break-up phase に発生する極光帯の短周期不規則脈動 (pi 1 型、周期範囲 40 秒 - 2 秒) を調べ、その結果は、以下に報告する。

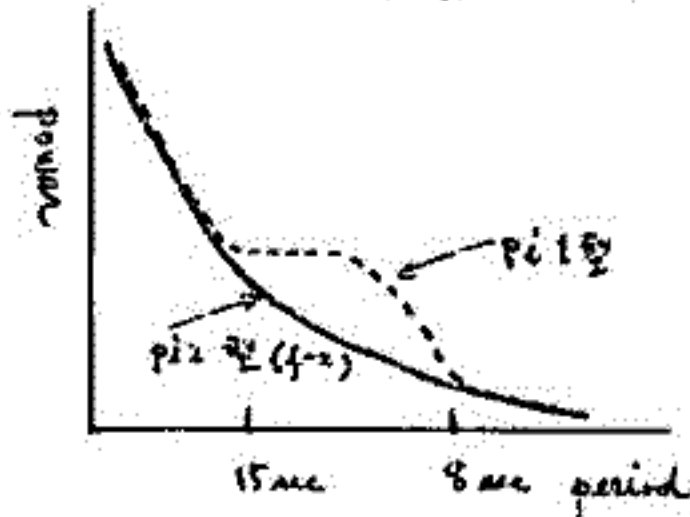
(1) 解析方法

- (1) Induction magnetogram (アナログ data) を、2 秒間かくてデジタル化し、パワー・スペクトラムを作成した。(約 200 Events)
- (2) デジタル フーリエ ダイアグラムを作成した。(10 Events)

これ等の パワー・スペクトラム (地磁気及び極光脈動)、と フーリエ ダイアグラムに考察を加え、その結果として

- (1) 極光帯 pi 1 型脈動は、pi 2 型脈動と同様、基本的には 雑音型スペクトラム (f^{-2} 型) を示めすが、周期 15 秒 - 8 秒の範囲で pi 2 型にくらべ、パワーの Intensity が認められる。(図1参照)

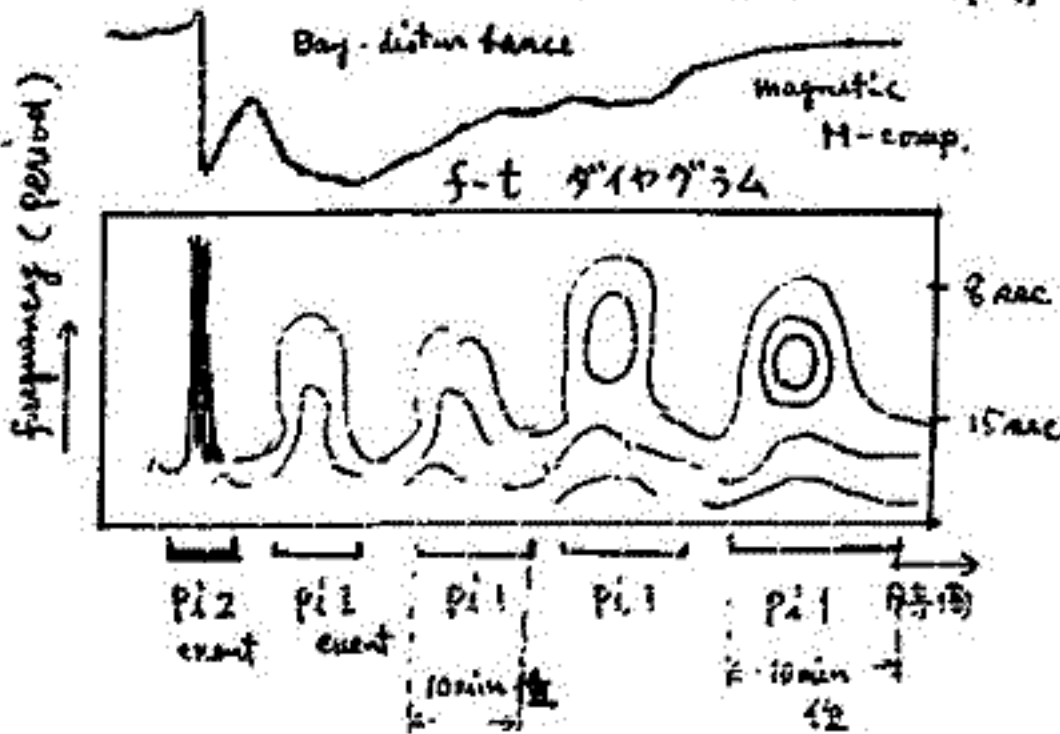
図1



- (2) この pi 1 型脈動の周期 15 - 8 秒範囲でのパワーの増加は、Sub-storm (Bay disturbance) の終期になる程顕著になる傾向が認められる。(図2参照)

- (3) pi 1 型脈動の継続時間は、5 min - 10 min 程度、Sub-storm (Bay disturbance) の中には、いくつかの (3 ~ 10) events がくりかえし起る。(図2参照)

図2



- (4) 極光脈動との相関性は、周期 5 秒以下の短周期成分に於ては、非常に悪くなる。

以上の結果等からこの種 pi 1 型脈動の成起機構に考察を加える。

昭和基地における極光地磁気電波観測—11次南極観測

福西 浩
東 大 理

11次の極光研究観測では、プロトンオーロラの観測に主眼を置き、キールティンクフィルタ方式の水素ベータ線掃天光電受光器を導入し、プロトンによって励起される $H\beta$ 線の空間的・時間的変動を観測し、多くの新しい情報が得られた。電子励起のオーロラに関しては、入射電子のエネルギースペクトルの空間・時間変動をとらえ、プロトンオーロラとの関係を明らかにするために、夕色式掃天光電受光器による観測を行った。またこれらの観測と同時に、地磁気、地磁気脈動、VLF帯自然電波、電離層吸収の観測も行い、磁気圏のダイナミックスを解明する上での有益な情報を得ることができた。また今回、将来昭和基地と内陸との各種の超高層現象の多点観測を行う上での第一段階として、昭和基地から地磁気子午線に沿って約300キロの地点にみずほ前進基地をもうけ、地磁気脈動の同時観測を行った。詳しい結果は、これから解析を待たねばならないが、以下装置と観測結果の概要をのべる。

1. 水素ベータ線掃天観測

本器は、中心波長 4866.4 \AA 、透過帯域中 5.3 \AA の多層膜干渉フィルタを使用、キールティンクの最大角度は 15° 、周期は4秒で、短波長側へ 80 \AA のスィープを行って 180° 掃天周期は45秒である。

- i) $H\beta$ 線は、夜間ほぼ定常的に存在し、その最大強度の空間位置は、最も北側に位置する Quiet Arc よりも更に北側に位置し、Breakup 前の Arc の低緯度側移動と共に低緯度側へ移動する。
- ii) Breakup 時には、この強度最大のピークは依然として残るが、新たに全天にわたって $H\beta$ 強度が急激に上昇する（強度は $10 \sim 20 R$ ）。この全天にわたって $H\beta$ は、その後徐々に減衰し、それと共にピークの位置は高緯度側へ移動する。Breakup が起るとなれば、明るくオーロラが出現して $H\beta$ 強度は上昇しない。
- iii) 午後側で Positive Bay が出現するときは、必ず $H\beta$ 強度が上昇し、この際地磁気脈動 $P_c 1$ が出現することが多い。またリソメーターには、高エネルギープロトンによって起されると思われる大きな吸収が観測された。

2. 多色掃天観測

観測した輝線は、 $\lambda 4278 \text{ N}_2^+$ 、 $\lambda 6300 \text{ OI}$ 、 $\lambda 5577 \text{ OI}$ の3つである。180°掃天周期は、5秒および2.5秒で、主として5秒を使用した。

- i) 空間時間分布は、各輝線とも類似したパターンを示すが、 $\lambda 6300 \text{ OI}$ の空間分布は一般に他の輝線よりブロードである。
- ii) 各輝線間の強度比は、サブストームの発達と共に変化する。

3. 昭和基地—みずほ前進基地地磁気脈動同時観測

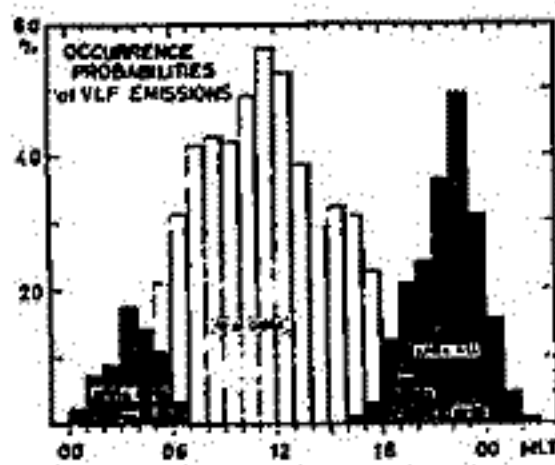
装置は、インダクション方式である。検出コイルは、みずほ前進基地 ($70^\circ 42.1' \text{ S}$, $44^\circ 17.5' \text{ E}$, 高度 2167 m) の東側 100 m の雪中に埋設し、記録部は、雪上車 KD 605 内にセットした。1970年7月20日から29日まで9日連続観測を行った。

- i) Breakup の際発生する P_i burst は、サブストームの発達と共に発生領域が広がってゆく。
- ii) $P_c 3$ は、両地点ではほぼ同時に、同波形で出現し、発生領域がかなり広いことを示す。
- iii) $P_i 1$ もほぼ同時に出現するが、波形や振幅は両地点で時間的に大きく変化する。

VLF emission substorm Auroral Chorus, II

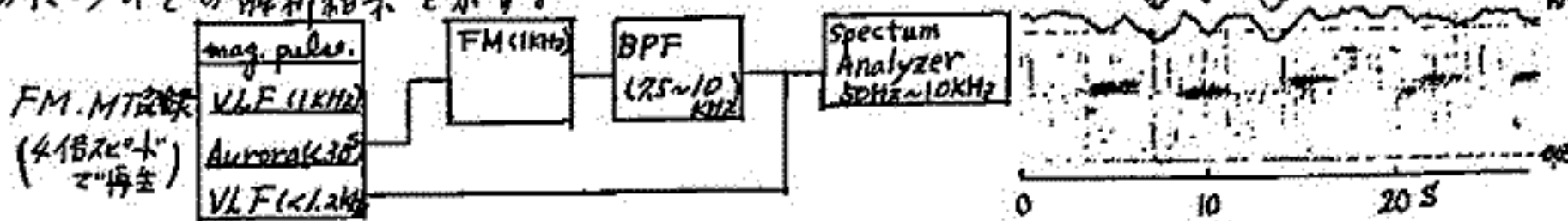
林 幹治, 国分 征
東大・理

前回学会に引続き post breakup に昭和基地付近で観測される auroral chorus について述べる。右図は昭和基地において最も顕著に観測される Polar chorus, Auroral Hiss, Auroral chorus の3種類の emission 現象について、特に Auroral hiss が日照の影響と思われ昼夜変化することを考え、太陽高度の低い5月6月、7月の3ヶ月をそれぞれ発生確率を調べたものである。Auroral chorusは3~4MLT に発生し、ピークを持ち、出現する時間帯は00h~7h MLT と11h~2h になる。地磁気脈動の Pi-1, pulsating aurora, bay の recovery phase がよく観測される時間帯でもある。



1969年5月~7月の昭和基地におけるオーロラコープス、オーロラヒス、オーロラコープスの発生確率

Pulsating aurora と Pi-1 magnetic pulsation がよく correlate していて、時には1対1の対応がつかう場合があることはよく知られた事実であるが、どのような場合に対応がありどのような場合に対応が無いのかという点については必ずしも明確になつていない。現象論的フィルターをどのようににかかれば、どのような使いかたをするかが重要な問題になると思われる。Pulsating aurora とよく合った VLF emission が観測されることは既に1930年代から言われているが、人を納得させるに足る観測結果は報告されていない。筆者等も昭和基地における観測でその確信を強めた。今回は1969年のデータより、Aurora, magnetic pulsation, VLF (0~1.2 KHz), VLFの1KHz検波出力をFM磁気テープ記録したもののについての解析結果を示す。



結果について；素直に言って目で見ながら音を聞いた感じ、あるいは音を用きながら aurora 記録を記録紙上に描かせたときの感じよりは対応関係ははっきりしなかった。もちろん対応が良い（多くの場合2~3秒ずらす事により）部分もあったが、一般的に言えば一対一の対応を認めることは非常に困難であった。

これは、派として electron cyclotron 不安定性により発生した Whistler mode 波を伝播すると粒子の precipitate してゆく方向と波の進む方向は逆方向となるため実際に対応の良いのは conjugate point の各々のデータと比較すれば良いのでないか。あるいは、magnetic pulsation と VLF を比較するときには、isotropic mode wave がよく見えるであろう赤道地方のものとは比べればもう少し対応関係は良いのではないかと思われる。

なお解析が進めば substorm との関係についても述べる予定である。

極光帯に於ける VLF, LF hiss の特性

巻田和男, 林幹治, 国分任
東京大学理学部

極域地方で観測される数kHz~数百kHzの自然電波を我々は auroral hiss と呼んでいるがこれについての発生源は今だよくわかっていない。ごく定性的には Substorm と緊密な関係があり、磁気圏外から侵入する auroral particle (10keV 程度の electron) による輻射に関係し、10kHz 前後に peak intensity をもち、主に午後側に分布し、midnight 前に最大の発生源を示すことや西の arc 状の aurora の運動に伴って観測される事実及びその発生機構の一つとして cerenkov radiation が考えられるということ知られている。

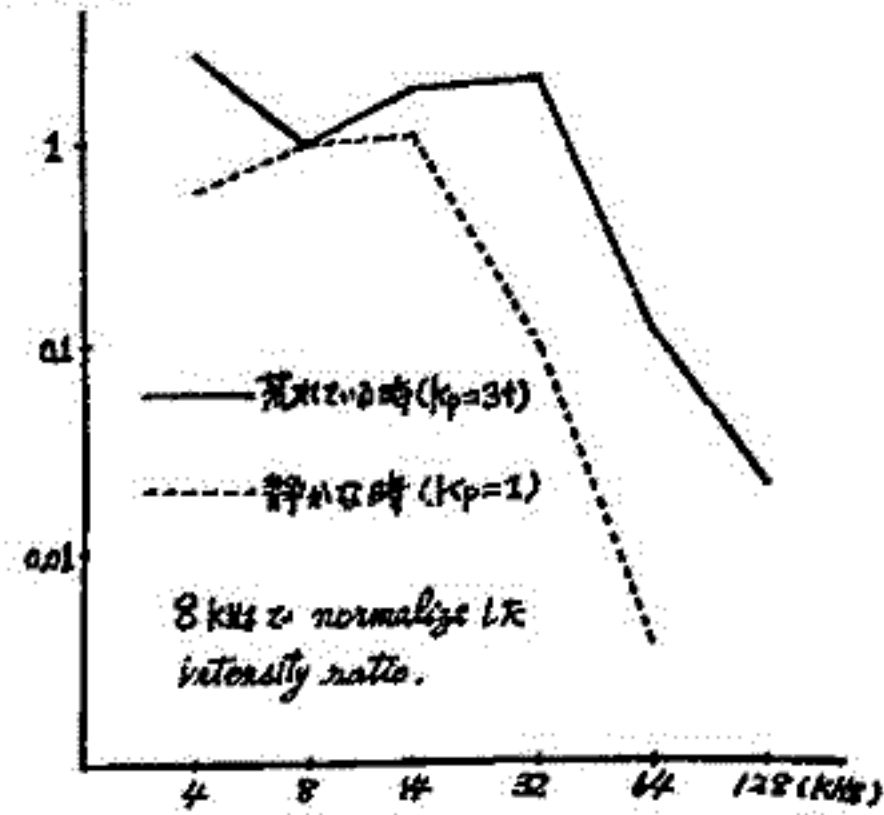
ここでは南極昭和基地でのデータをもとにして hiss と地磁気変動との関連を調べたのでその結果を報告する。

*問題点と結果

hiss の spectrum を見て気がつくことは数十kHzまで時間的にわりと broad に発生しているものと、百kHz附近まで impulsive に発生するものとがあり、この spectrum 型の違いが地磁気変動とどのような関係にあるのかを調べてみた。

その方法として syowa base を北半球の conjugate point に

移して考え、北緯ヒソ連の地磁気のデータをみながらその変動が小さい、もしくはほとんど静かである時に発生している hiss と break up 直前に発生したと思われる hiss の spectrum を 30 例ばかり統計した結果、右図に示したように静かな時の hiss は 10kHz 附近にピークがあり、60kHz 以上の周波数帯での intensity は急におちる。他方、荒れ出す直前の hiss は 20kHz 附近にピークが移り、120kHz の周波数帯まで広がってゆくことがわかった。



まとめ

ここで特に注目したのは hiss の観測地帯の周回で地磁気の変動が小さいのに発生する hiss はいかなる原因によるのかということであった。Akasof 等は auroral hiss の原因を Substorm (breakup) に全て帰着させようとする考えであるが、ここで調べた範囲では、2つの spectrum 型のうち impulsive なものは auroral breakup に直接関係があるとして、もう一つの hiss は必ずしも大きな negative bay を起こすような breakup に原因していないと考える。

Harang & Morozumi の研究によると auroral hiss の減衰は 1000km 離れると 1/100 くらいになると言われており、hiss の発生領域は観測地帯に近いと思われる。今回参考にした Reykjavik, Tromsø, Murmansk の地磁気データが小さい変動しか示していないのに hiss が観測されているという事実は breakup の hiss の直接的な原因であるとは考えにくいであろう。最近の Jørgensen の論文によると観測地帯が auroral oval に近づくほど hiss が観測されると言っている。arc 状の aurora の動きと hiss との対応が良く、arc 状の aurora がほぼ oval に沿って存在しているという観測からみても、auroral hiss が breakup に伴って発生していると考えようと思われないように思われる。

磁気圏 VLF 放射の観測 I

永山幹敏、西崎良、大木久夫^{*} 相原和弘、恩藤忠典^{*}
郵政省 電波研究所 大平 磯支所

昭和46年7月以降、電波研究所鹿島支所でアロウエット-ISIS 衛星によるVLF放射の観測を開始した。今回は昭和46年7月~12月に高度1500 km以上のL=11.0~1.4の間で、主として03~10 LT間にAL2号で観測されたものについて、その概況を報告する。

(1) $K_p \leq 2$ の時には、L=11.0~1.4の全区間にわたって、3~4 kHz以下に低周波数ヒスと高周波数ヒスとが観測される。又このヒスの上限周波数は非常に明確である。L=2ではこの上限周波数は $f \leq 2$ kHzになる場合が多い。

(2) Local Hybrid 共鳴のため反射されて、地上では観測されない、高周波数ヒスは、L=3.7~2.2の間で観測され、この下限周波数はLが減少すると増加する。この出現域及び下限周波数が K_p に依存するかどうかは今後の多量のデータをまとって検討する筈であるが、高周波数ヒスは、プラズマポーズ内側で起り、 K_p が上ると出現域が広がるように思われる。

(3) $K_p \geq 3$ の時には、 $1.5 \leq L \leq 5.8$ の間で、3 kHz以下に低周波数ヒスと共に多量コーラスが同時に発生している。又 $K_p \geq 3$ の時¹⁾は、 $2.4 \leq L \leq 5.5$ の間で、4 kHz以上にもしばしばコーラスが発生する。

(4) L=5.6の所では、 $K_p \geq 3$ の時でもコーラスは発生せず、下限周波数も空間的に衛星の移動に伴って、不規則に変化する高周波数ヒスは、 ~ 3 kHz以上にも起っている。

(5) 広く diffuse したトレースを、ホイッスラーの形と見れば、 $L \leq 3.0$ ($\Lambda \leq 55^\circ$)で観測される。

On generation of equatorial VLF hiss and its propagation

早川正士 大津仁助
(名古屋大学 電波研究所)

In the satellite observations of Injun, Gurnett found a new type of VLF emissions, and named equatorial VLF hiss. The most interesting characteristic of equatorial VLF hiss is that the occurrence is located at equatorial latitude and at low altitude. In association with this emission, recently Heikkila made the measurement of 1-10 keV electron beam flux, and found that on some occasions there appear intense fluxes of such soft electron beams at equatorial latitudes. So we propose a possible explanation of equatorial VLF hiss. This mechanism is the Cerenkov instability caused by such soft electron beams. And also the propagation characteristics of generated electromagnetic waves are considered by means of ray tracing techniques.

デジタル出力型極光全天写真光電解析器 (ASCAPA-D)

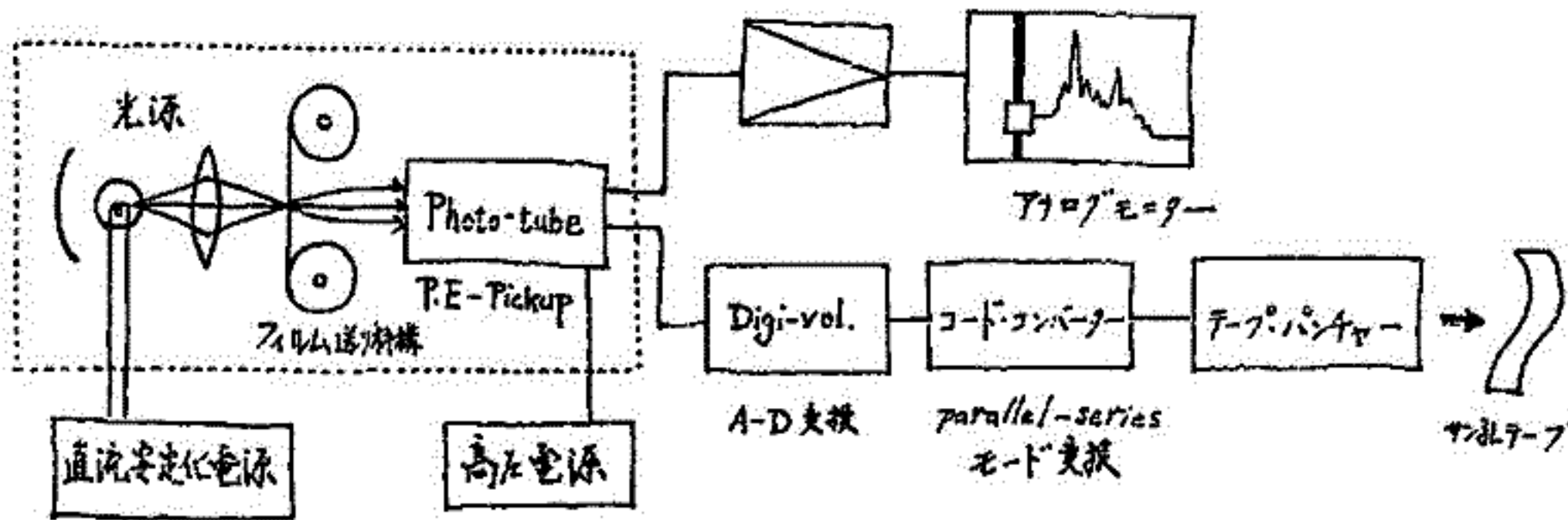
金田景祐, 茅松隆夫, 永田武

東大理学部地球物理研究施設

全天カメラは従来極光観測資料の解析手段として輝度の定量的処理と自動
としてデジタル出力型の極光全天写真光電解析器(ASCAPA)を数年前に作成し、従来は孔
を用いて解析してきた。この処理方法では精度と速度を増す為に、

デジタル出力型極光全天写真光電解析器(ASCAPA-D)を制作し、テスト期間中の処理
データに基づくものの解析は一部既に学会等に於いて発表した通りである。

今回ASCAPA-Dからプログラムモーターを加えて、一本off-lineのフィルム処理
装置として完成したので報告する。測定精度と速度を上げる為に光源用ラムプ電源に
直流安定化電源を使用した事、測定の信頼性向上の為にフィルム送りの再現性精度と
高めた事等の二点に依って、qualityの良いフィルムの解析が一新し、現象に充分の
精度で確認出来た。この詳細は別の講座に譲って、ここではASCAPA-Dの構成と
諸元に就いて述べる。全体の構成を下にブロック・ダイアグラムを示す。



- 処理可能データフィルム : 16 mm, 35 mm
- フィルム送り再現性精度 : ± 2/100 mm以下
- 処理速度 : 100 frames/min.
- 出力テープ : 8単位 OXI-Code.

ASCAPA-Dの process limiting speed はパンチの穿孔速度である為
この点を解決すれば処理の高速化は可能で最終的にはメカニカルなフィルム送り機構の
limit ~ 20 frames/sec 程度迄も、行ける。現在この点に就いて検討中である。

極光輝度の長周期変動

金田栄祐・鶴田治雄

東大理学部

デジタル出力型極光全天写真光電解析器(ASCAPA-D)に依り解析した極光を
に於ける(昭和基地 緯度 $\approx -79^\circ$) 低緯度での極光の長周期変動を確認された。

この変動の特性を挙げる。

1. この変動は15~20分程度の周期性を有し、場合によっては数時間の間観測を要する。
2. この極光輝度変動に関して全天カメラの視野中には discrete type のオーロラを見出す事は一般的には出来ない。

この極光事象から、この極光輝度変動は極光性のものではなく何らかの原因(例えば、気象現象、人工光流入、フィルムノイズ等)に依り見かけ上の輝度変動ではあるかとの疑問を持たれた。

- a). 光電受光器に依り天頂での極光輝度が同様の周期的変動と同時に示す。
- b). 同時観測したマイネル型パトロールスペクトログラフの1時間露光(00^m-19^m)の介光写真には、この長周期変動の出現した時間から固有の型を有する極光のスペクトル(即ち極側に [OI] 6300Å の放射が顕著)が記録され、それ以前の極光は静穏時のものと異なる。
- c). 見かけ上の輝度変動と与へると考えられるものに関して吟味を行った結果、この極光の原因は依りものである事。

等の理由から、この周期的な変動は極光性のものと考えられる。
現象的に言うとこの周期的変動(以下、後には Bp-11 と呼ぶ)は昭和基地での Breakup に先行して出現する事が多い。Bp-11 が殆んど一晩中続くばかりの事もある。この極光は Bp-11 は未だ充分にその本質が明らかでない。と居る。点が多い。

- i. Bp-11 と Auroral substorm との関係。
- ii. Bp-11 と precursory phenomena との関係。

等に関して報告する。

静穏時極光のスペクトル特性 (II)

鶴田 治雄
(東大理工)

地磁場の比較的静かな日や bay の前の静かな時の極光のスペクトル特性は、極光からみた substorm の mechanism の説明に非常に重要な示唆を与えるものである。

いわゆる Akasofu-model は、substorm の onset 以後 ($T \geq 0$) の状態については、これだけ詳細に精力的に調べられているにもかかわらず、 $T \leq 0$ の状態についてはほとんど no-comment である。しかしながら、極光観測によれば、極光が突然出現して enhance されるわけではなく、ほとんど常に極光が出現していると考えられる。極光の time-history という観点でみると、極光の enhancement の前と後とでの主要な相異点は

- ① spatial movement
- ② spectral pattern

である。movement は、auroral oval と plasmasheet の inner-boundary の compression との間に関連性が多くの人々によって問題にされており、spectral pattern は precipitating particles と密接な関係がある。

今回は、特に spectral pattern の空間的・時間的変動に主眼を置いて、昭和基地での観測結果を示す。color は、6300 Å (OI), 5577 Å (OI), 5199 Å (NI), 4861 Å (H β), 4709 Å (N $_2^+$) で、photometer は掃天式と固定式の両方である。

(1) 静穏時において極光の veil type に特徴的なのは、6300 Å が卓越していることである。6300 Å の emission は、electron, proton, 或 heating による excitation と誘致があるが、excitation energy は約 2 eV と低いので励起されやすく、また emission の mechanism ははっきりわかっていない。

enhancement の後では、4709 Å (N $_2^+$) が相対的に強くなる。

(2) 静穏時においても、昭和基地を以て poleward での強い変動は equatorward での対応した変動を示している。

これらのことより、静穏時の極光のスペクトル特性を示し、substorm の mechanism に対して考察をする。

昼側極光の特性

金田 稔 拓

東京理科大学地球物理研究施設

昼側磁気中性点付近での極光の様相を ASCAPA-D に依る South Pole ($\phi_m = -78.5^\circ$) の全天写真の処理を通して解析して来た結果をここに報告して来た。これは主として個々の event 例に関して夜側での substorm 発生に先行する極光の display 特性の解析であった。その後の個々の event 例の解析、統計解析に依って昼側での極光の諸特性に関して以下の点が明らかとなったので報告する。

1. South Pole の極光資料の解析から、磁気時正午を中心として、少くとも約 6 時間中の時間帯は mid-day と見る事が出来る。
2. auroral oval に refer して言へば、この mid-day zone の両側では極光の display の様相は明らかだ dawn-dusk の非対称性を示し、夕方側では極光の活動が朝方に対して低緯度に寄って居る。極光の様相は朝方では夕方よりも turbulent である。
3. 朝方に起る極光の display は時としては mid-day zone に連続する事があるが、この zone の顕著な display である substorm に先行する極光は独立に生起し、その位置は常に morning aurora の高緯度側である。この時以降 morning aurora の活動度が減少し、低緯度へ移行して行く。
4. この朝方の morning aurora はしばしば 15~20 分程度の周期的な緯度変動を示す。これは惑星間空間磁場所成成分の変動と可成り良く合う。 morning aurora は可成り turbulent であるが、別の論文で報告した極光帯での 15~20 分程度の周期性を有する低緯度極光の緯度変動 (B_p-15)。東北大学藤助教授の指摘される P_5-6 (周期 20~40 分) と現象的にどの極光帯係にあるのか今後更に検討を重ねる必要がある。

振動型 Magnetic Substorm (Ps6)

の特性とその機構について

齋藤 尚生

(東北大・理・地球物理)

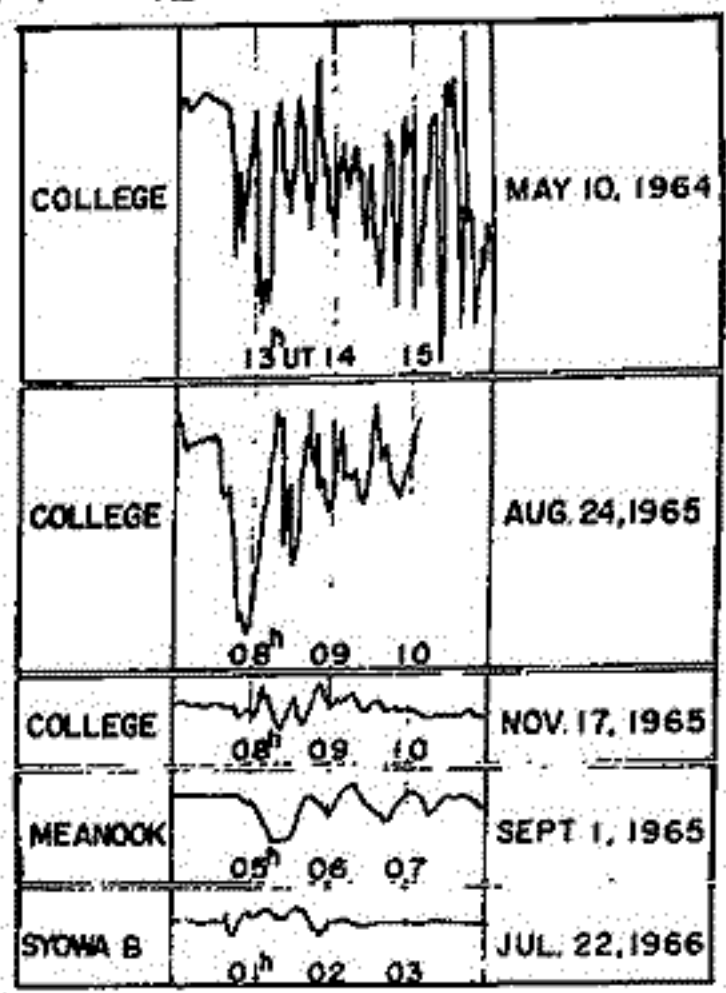
従来 substorm 中の変動磁場は、不規則変動として殆んど解釈されたが、此處では、substorm の onset と共に発生して 20 分 ~ 40 分位の周期と有する様な磁場変動が存在する事に着目して、それを簡単な名に依り Ps6 と名付け、その特性及び発生機構を検討する。

例 1 は Ps6 の例であるが、Ps6 は主に次の様な特性を有する。

- (1) 極光帯で振動の最大を示す。
- (2) 振動型変動は declination に起り易い。
- (3) interplanetary magnetic field の fluctuation と一対一の対応が無い。
- (4) polar 及び equatorial region における磁場変動と対応が無い。
- (5) その発生時刻は殆んど substorm の onset と一致する。
- (6) individual Pi と一対一の対応が無い。
- (7) declination phase は各磁方向に見かけ上 1 ~ 2 km/s の速度で伝播する。
- (8) 伝播方向は夕方側では西向き、朝方側では東向きである。
- (9) auroral arc の振動とは一致する。

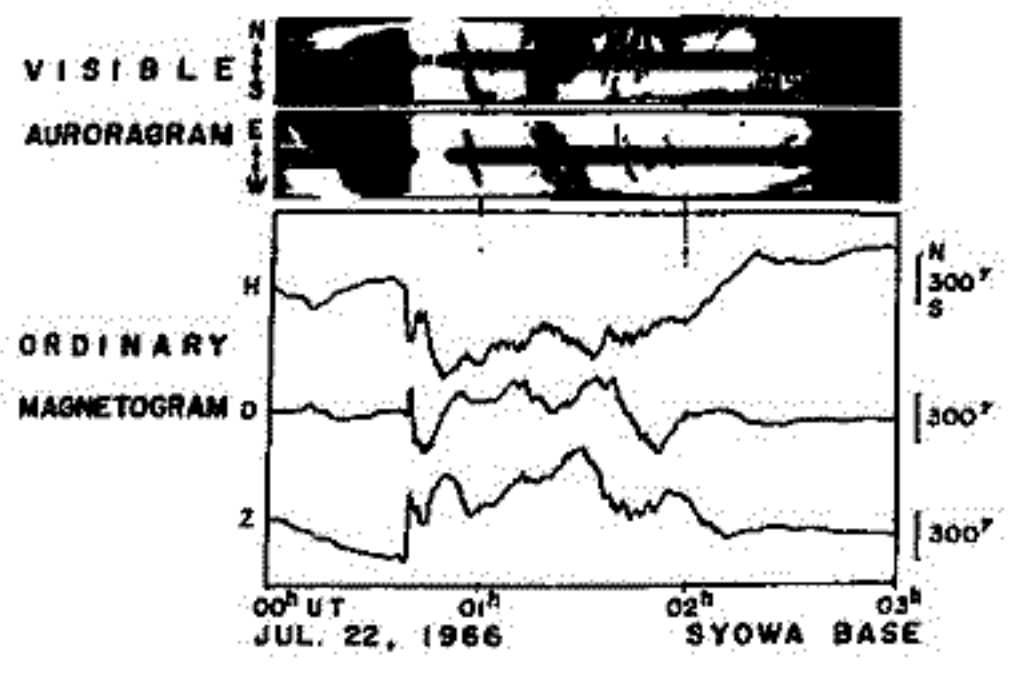
例 2 の上半分に、昭和基地における all sky camera の movie film (金田氏の好意により提供された) と auroragraph で N-S, E-W 方向の動きを分解した auroragram を示し、下半分に ordinary magnetogram を同じ時間尺法で示してある。00h 40 ~ UT の auroral break up と共に Ps6 が発生し、これと同時に auroral electrojet が振動的に変動している事が解る。尚、此處では又示してないが、昭和基地の near-conjugate station である Reykjavik では、更に明瞭な Ps6 型振動が此の時刻に発生している。

Ps6 が、従来から知られている現象の一つとして説明し得るか否かを検討する為には、Dp2, 偶然 periodic は individual substorm の集積, Pc5, gravity wave, 等としての可能性も大々 check する。之等既知の現象との連絡的関連は何れも否定されるので、別種の機構が考慮される。



例 1 は Ps6 の例

例 2 は auroragram と magnetogram の同時記録



極光からみた極磁気嵐 (IV)

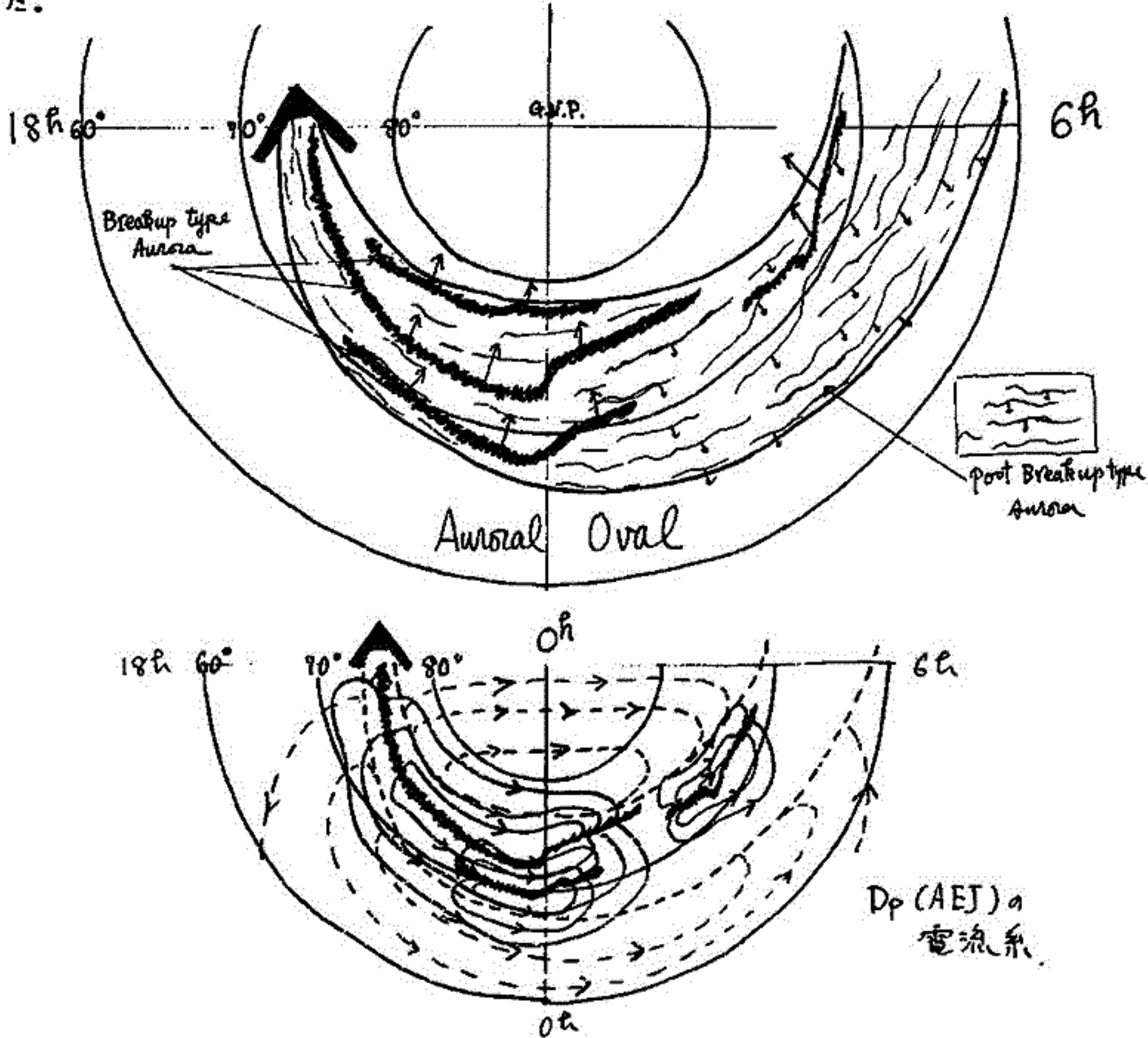
平沢威男 飯島 健 永田 武
東大理

前回までは、昭和基地で得られた“極光の時空変遷図”を中心に、地磁気変動、地磁気脈動、極光脈動、リオーナとVLF等のdataも利用し極磁気嵐の特性を調べてきた。そして、極嵐は Pre-Breakup phase, Breakup phase, 及び Post-Breakup phase による構成されることを指摘した。

今回は、この3つのphaseの特性を更に詳しく調べるべく、昭和基地以外、Auroral zone 及び polar cap Stations の各種 data を集め、昭和基地に於いて観測された極嵐が汎極域現象としての立場からみられる場合、いかなる意味を有するかを検討した。そして、更に、Auroral Oval の形成、極磁気嵐の発生及び盛衰過程に用いて言及する。

Auroral Oval と

本講演の1つの特徴として、 $\sqrt{D_p}$ (AEJ) 電流系の模式図を下記に示してみました。



極磁気嵐と関連現象

半沢威男 永田 武

極磁気嵐は Pre-Breakup, Breakup, post Breakup の 3つの phase で構成される。
この立場から、極磁気嵐時に発生する関連諸現象を整理した。

(1) Pre-Breakup phase

地磁気と CNA の変動が幾分認められるが、特に顕著な随伴現象はなし。

(2) Breakup phase

数 + ~ 数 ke の Auroral Hiss, 地磁気及び CNA の sharp な変動, 地磁気 p12 型
変動, 極光変動

(3) Post Breakup phase

地磁気及び CNA のゆるやかな変動, 周期 5~15 秒程度, 極光及び CNA 地磁気
変動 (p11 型), 数 ke の auroral Hiss, 及び Auroral chorus.

總括的傾向は、以上の通りである。極光の時間・空間変化図、と対比させて
各諸現象の出現特性を詳しく調べ、その結果について報告する。

Auroral Substorm and Tail Magnetics

飯島健・平沢威男・永田武

東大理学部

Auroral Substorm is Magnetotail's plasma sheet dynamics に通ずることは最近 Hones-赤松文 etc. (1970) に示し明かされた。従来は Substorm expansion phase の early stage に plasma sheet の contraction と共にその後複雑な expansion を示す。我々は Syowa Station の Auroral Observation (Scanning photometer record および all sky film) と共に 同時期の Explorer 33 に磁気尾の Magnetics と比較して結果 Auroral Substorm は 2 相の two-phase structure に分れることがわかった。

(1) Precursory Growth phase

Aurora : weak arcs が赤道近き equatorward に drift する

Ground Magnetics : 極域に convective-bp (可逆的 SP) の出現が特徴的。Low lat. 領域では最初 (午後) は quiet level となり enhance となる。夜明け early morning に field depression が出現する。

Tail Magnetics : plasmasheet 領域 (field depressed region) に field magnitude の増加と field strain が生じる。

(2) Expansion phase :

(a) philosophical trigger phase ~ early stage

Aurora : arcs が active になる

Ground Magnetics : convective bp の出現と low lat. region の H-depression の出現が特徴的。

Tail Magnetics : field strain の collapse が生じる。

(b) main stage

Aurora : auroral bulges が poleward に expand し、最高緯度まで到達し、その後 15 分ほど surges が westward に、patch が eastward に expand する。

Ground : expansive-bp (Auroral electrojet) の出現。Low lat. region では positive と negative 領域の depression が出現し、quiet level となり enhance となる。極域では depression が出現する。

Tail : field magnitude の depression が出現し、field strain の collapse が生じる。

磁気圏内では S_{θ} が dawn to dusk にかけて expand する過程で plasma の inhomogeneous population が発生し、Cusp to tail region に \pm ring current と tail current の一部が enhance され、over-loading が生じる。これは precursory growth phase であり、この過程で ring-tail current の一部が短絡回路を形成し、short-circuiting がおこり、plasma が release され、ionosphere に electrojet の expansion を示す。

上出 洋介 (東大理)

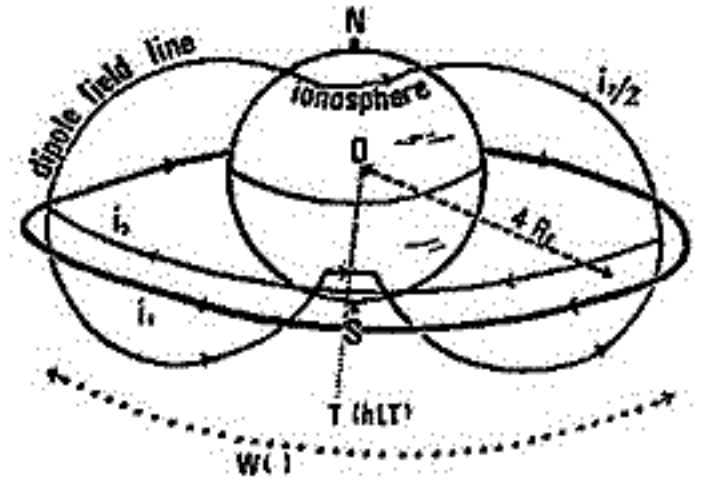
昨年、ring current field の asymmetry を含む DR-indices を提出し、実際のデータについて DR-indices の4つのパラメータの特徴と D_{st} 、AE との関係について議論した。

DRS - the magnetic perturbation (unit: gammas) at the equator on the earth's surface produced by a circular ring current of intensity i_r .

DRP $DRS \times i_p / i_r$ (unit: gammas), where i_p is the intensity of the westward partial ring current with longitudinal width W .

T - the local time of the centre of the partial ring current system.

W - the longitudinal width angle of the partial ring current loop.



本論文では近年の人工衛星観測 (粒子および磁場)

の available な magnetic storm について DR-indices を計算し、モデルの妥当性を検討する。

(1) Magnetic storm of 8-9 Sep., 1966

Frank (1970) は OGO-3 により、 $3.5 \leq L \leq 5.0$ の local evening の proton intensity が local noon における値より数倍大きいことを観測した。Frank (1967) によれば、local evening の L-dependence がもし symmetric に分布していたとすれば、そのときの D_{st} ($\sim DRS^*$) = -35 γ 即ち $\epsilon_T^* = 1.3 \times 10^{22}$ erg が期待されるという。この storm について DR-indices を計算してみると、人工衛星が evening から noon side に飛んだ期間内の平均パラメータは

$$DRS = -18 \gamma, \quad DRP = 24 \gamma, \quad T = 18 \text{ hLT}, \quad W = 170^\circ$$

となる。ところで

$$\frac{DRP}{DRS^*} = \frac{\epsilon_T^P}{\epsilon_T^*}, \quad \epsilon_T^P = \epsilon_T^* \frac{W}{2\pi}$$

を仮定して DRP を求めると、 $DRP(\text{expected}) = 17 \gamma$ となる。この値は、DRP の storm 前の値 7γ を考慮に入れた DRP の enhancement $24 - 7 = 17 \gamma$ とよく一致する。

(2) Magnetic storm of 13-15 March, 1966

この storm については OGO-2 が地上約 1000 km の磁場を観測している (Langel & Cain, 1968; Cain & Langel, 1971)。右図に示すように、 T は main phase に afternoon sector を westward に動く。図の最下部の \circ 印は OGO-2 の equatorial crossings 時の磁場変化 (obs. - GSFC 12/66 theor. value) をそれぞれ 0440, 1630 local times についてプロットしたものである。また、DR-indices から、これらの local times における磁場変動値を予想計算したもの (--- および ---) と比較すると、全 storm time を通してかなりよい一致を示している。地上と 1000 km 上空の磁場変動の方向と絶対値がほとんど等しいというこの結果は、asymmetric field disturbances の source 電流は大部分磁気圏にあり、電離層電流によるものではない、という初めの仮定を支持しているのと思われる。

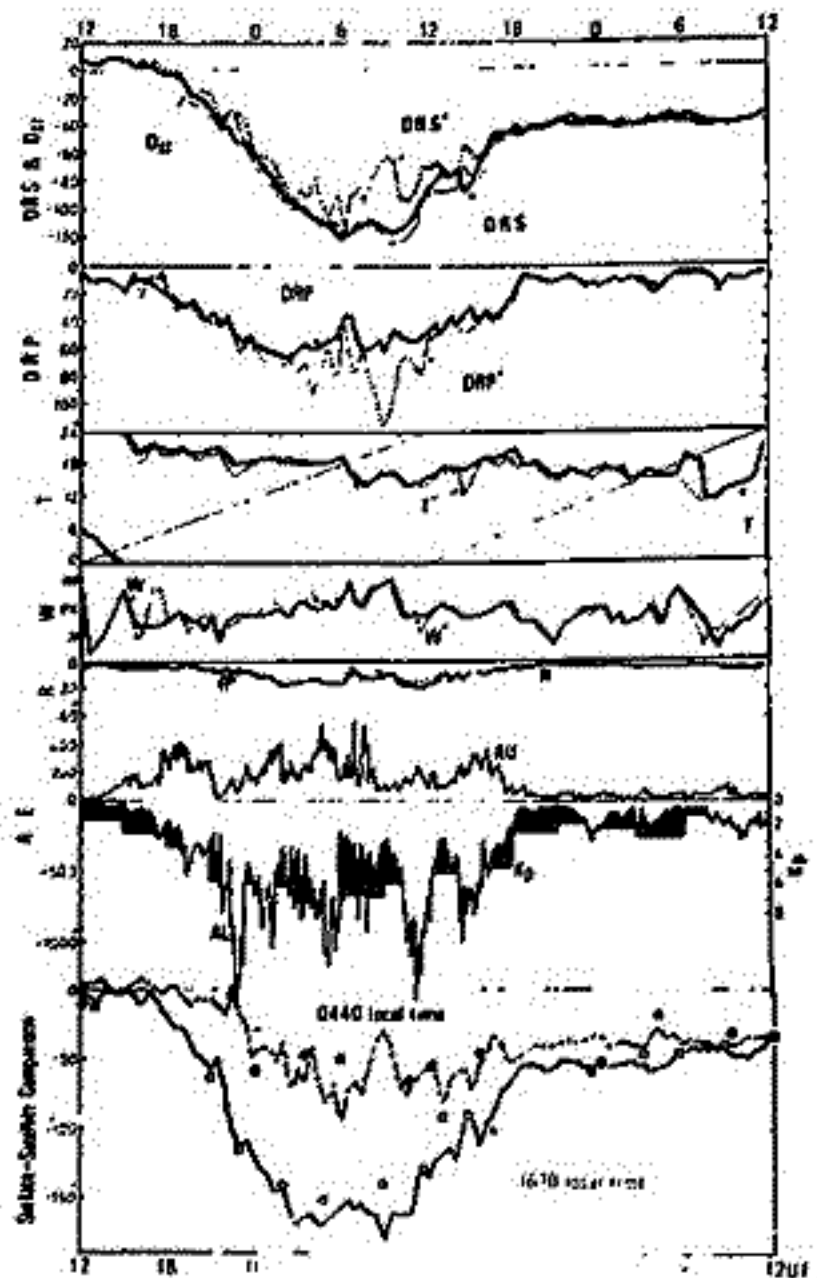


Fig. 1. Magnetic field disturbances.

FIELD-ALIGNED CURRENT による VORTEX-MODE (Sq^P, SP, DPC, DP-2, Sq) CURRENT-SYSTEM の生成

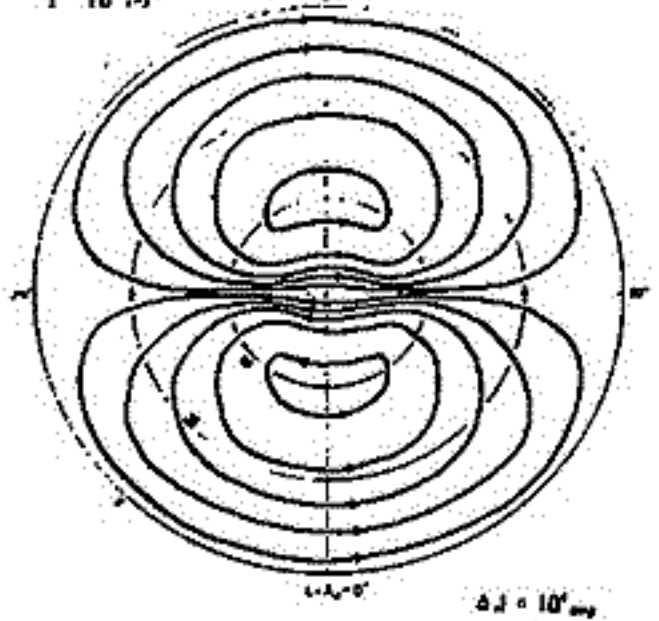
上出 洋介・福島 直 (東大理)

最近 auroral electrojet の説明に field-aligned current の影響が再び注目され、field-aligned current の存在は satellite によっても detect されているが、これまで用いられている field-aligned current のモデルは、電離層の高さにおいては electrojet, auroral arc と結ばれている。一方、Fukushima (1969) および Vasyliunas (1970) は、無限遠方から鉛直に電離層に出入し、電離層で一様に拡がる電流と結ぶモデル電流系による地上磁場は正であることを証明した。

ここでは、電離層の conductivity の局所的上昇がないとき、すなわち curved field-aligned current が電離層で uniform に拡がるとき、その二次元等価電流系はいわゆる vortex mode (極地方と中低緯度で逆向きで極光帯の集中電流がない) になることを数値計算で示す。計算は次のようなモデルについて行ない、簡単のため field-aligned current は line current として扱った。

計算結果の例を下図に示す。

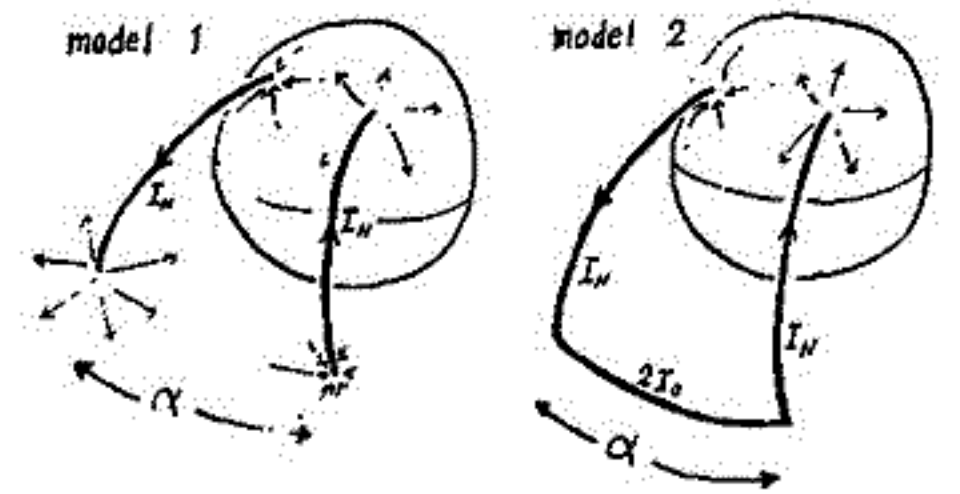
Model 1
 $\alpha = 180^\circ$
 $R = 10 R_E$
 $k = 1$
 $I = 10^6 \dots$



パラメータ変化の結果への影響は次のようにまとめられ、適当なパラメータの値を選ぶことにより、解析で得られている vortex mode の電流系のあらゆる pattern を (equatorial electrojet をつけ加えることにより) field-aligned current system で説明できる可能性がある。

- (1) I_0 は 10^6 amp 程度で、観測される磁場変動と同程度の磁場を地上に及ぼす。
- (2) 北極と赤道 (system の中心緯度、 $\lambda - \lambda_0 = 0$) の磁場変動の比 $\Delta H_{pole} / \Delta H_{eq}$ は、 $k=1$ (equinox) で 2.5、 k が大きくなるにつれて (summer) 大きくなる。たとえば $k=5$ で 5 (model 1, $R_0 = 6$)。
- (3) vortex centre の緯度は、 k が大きくなると低緯度へ、また $k \geq 1$ に対しては α が大きくなるにつれて高緯度へ、 $k \leq 1$ については α が大きくなるにつれて低緯度へ shift する。したがって、夏と冬で R_0 が変わらないものと仮定すれば、Sq^P の昼側の vortex centre は、夏の方が低緯度側へ移動することが期待される。

物理的見地からの妥当性は今後の課題である。



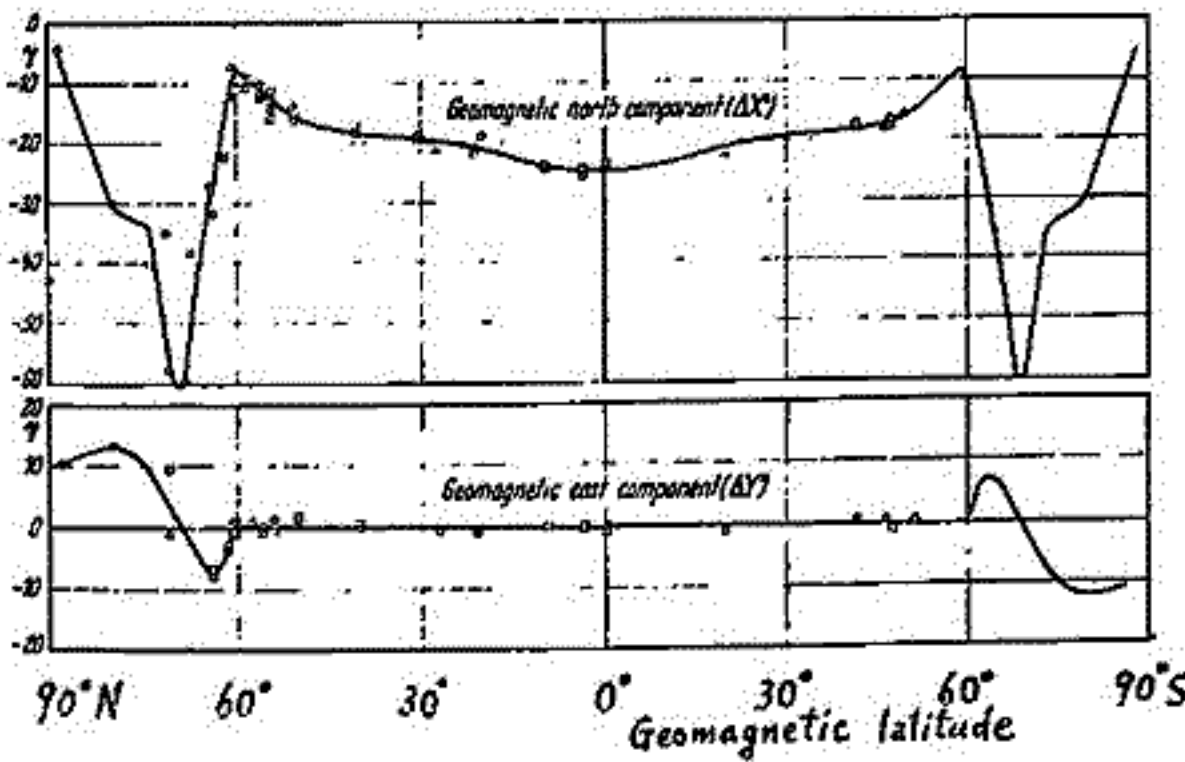
| parameters | in the present paper |
|---|--------------------------------------|
| a. 磁力線の方程式 | dipole $R = R_0 \sin^2 \theta (R_E)$ |
| b. R_0 (equatorial crossing value) | 4 ~ 14 (R_E) |
| c. $k = I_N / I_S = \sigma_N / \sigma_S$ ($I_N + I_S = 2 I_0$) | 0.2 ~ 1 ~ 11 |
| d. α (separation angle) | $90^\circ \sim 225^\circ$ |
| e. partial ring current 伴うか? | No & Yes (上図) |
| f. σ の spatial non-uniformity | なし |

偏角変動に注目した極域地磁気変動解釈

福島直

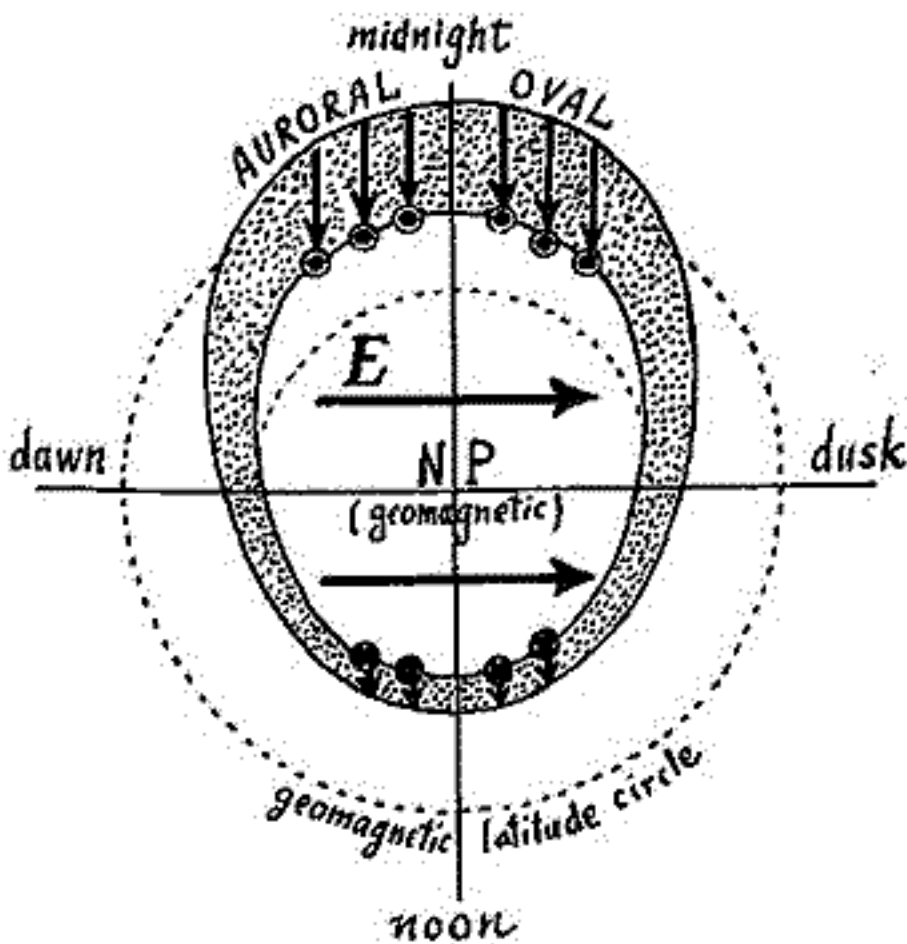
東京大学理学部地球物理研究施設

極光帯地域における地磁気変動は水平分力の変動が偏角の変動に比べてずっと大きいのが通例であり、偏角変動はあまり注目されていない。しかし極光帯地域での地磁気変動においても、偏角の変動は解釈の面においては重要な意味をもつ。古くから知られていた統計的事実として、地磁気擾乱時偏角変動の Dst 成分をみると、左図に示すごとく、赤道から緯度 60 度までは殆んど 0 であり、北半球 60-70 度では西偏し、70 度よりも極に近いところでは東偏している。このような偏角の Dst 成分に対する等価電流系は一見考えにくいものがあるが、auroral oval と、磁気圏内電場



偏角の Dst 成分を示す図 (Vestine et al., 1947)

にとりなう field-aligned current を考えることにより、偏角の Dst 成分に対する一解釈が可能であることを示す。



磁気圏には dawn → dusk 方向の電場が常にかけられているものと考え、地磁気擾乱時には auroral oval に沿って電気伝導度が周囲よりも増大されている。この条件で auroral oval 内に生ずる強い Hall current は、auroral oval の内境界で field-aligned current として夜側では流れ去り、昼側では流れこむと考える。このように考えれば地上に及ぼされる磁場変動として偏角の Dst 成分が生じると解釈される。

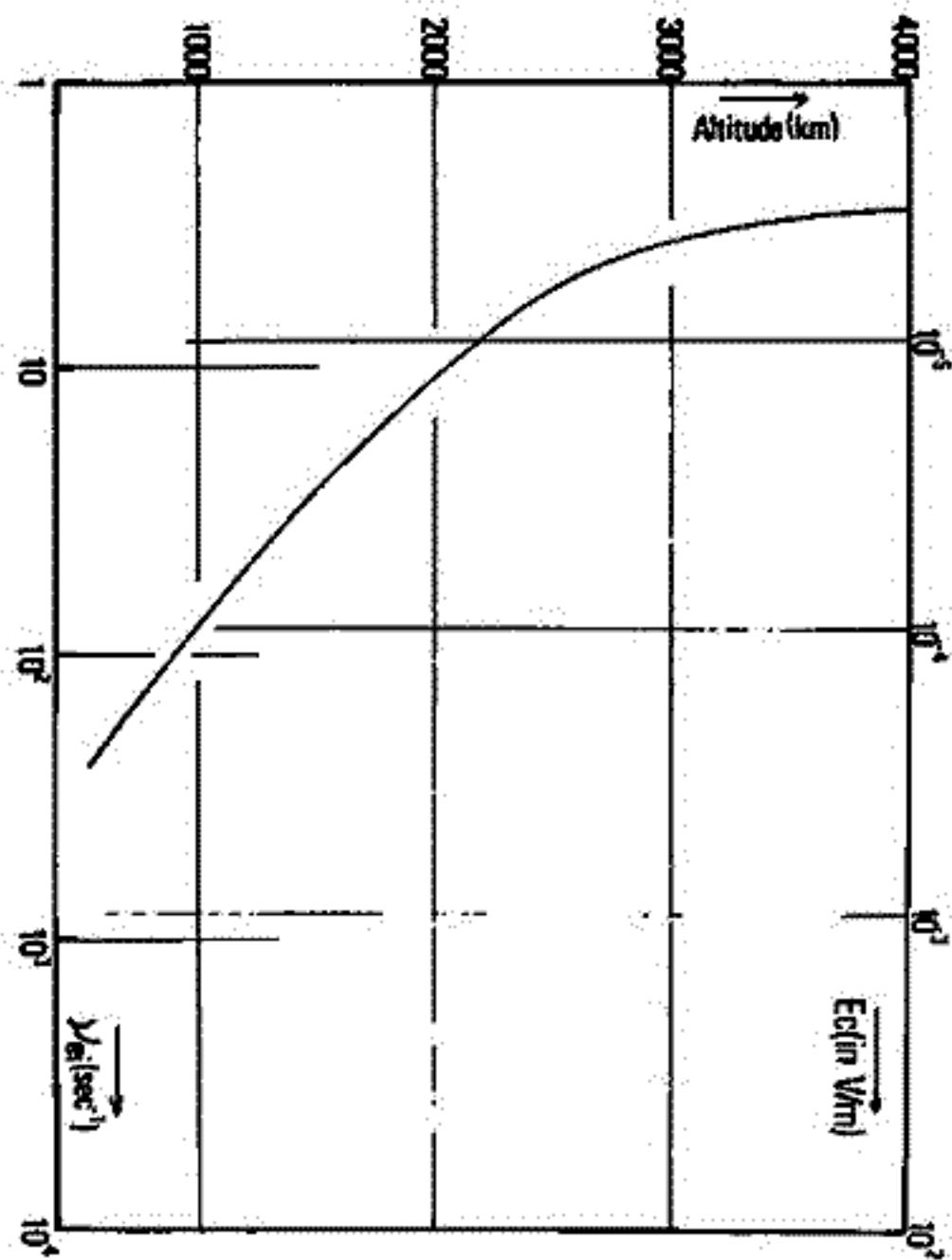
磁気圏には dawn → dusk 方向の電場が常にかけられているものと考え、地磁気擾乱時には auroral oval に沿って電気伝導度が周囲よりも増大されている。この条件で auroral oval 内に生ずる強い Hall current は、auroral oval の内境界で field-aligned current として夜側では流れ去り、昼側では流れこむと考える。このように考えれば地上に及ぼされる磁場変動として偏角の Dst 成分が生じると解釈される。

Runaway Electrons in the Topside Ionosphere

玉 尾 致

東大 理 地球物理研究施設

磁気圏上の電離層粒子の供給, field aligned current, 熱電子と、この磁気圏と電離層との相互作用を考慮する上は、粒子間衝突が余り少ない非熱的粒子の役割を果し得るかという事は重要な問題である。特に磁力線に沿う方向の巨視的電場の存在する場合の非熱的電子分布を求めるとは上記の諸問題に比べて先づ必要とされている。



左図は適当な上部電離層モデルに計算した thermal electron-ion collision frequency, ν_{ei} 及び $(e/m_e)E_0 = m_e \nu_{ei} v_{th}$ に関する Driscoll field E_c の高度分布を示す。図に示した値は E_c は高度 500 km 以上 1000 km 以上では $10 \mu\text{V/m}$ 以下であり、一方電場の下の ν_{ei} antipolar diffusion に伴う電場 $E_0 = m_e g_0/2$ は $0.7 \mu\text{V/m}$ 程度である。従って電離層上部以上の領域では $1 \mu\text{V/m}$ 以上の電場によって非熱的電子は著しく増殖する。磁力線に沿って runaway current の流れるであろう。例として、 10^5 V/m の一様電場の存在する場合、高度 300 km 以上の flux は 1 eV 付近で $10^6 \text{ electrons/cm}^2 \text{ sec}$ 程度あり、これを加速すれば、赤道付近での flux は 1 keV で $10^8 \text{ electrons/cm}^2 \text{ sec}$ 程度に達し得る。併し、直流電場の加速による電子は著しく monoenergetic であるから、広スペクトル幅を持つためには、Collective mode による diffusion が必要とされる。この意味では

も、古典的衝突は無視してきた Collective mode の電場の runaway electrons の出現の結果として新しく衝突の役割を果すと考えられる。

今回は、磁力線に沿う一様な下向き電場 E_0 の作用した場合の非熱的電子の振舞いを初期値問題として考え、その積分スペクトルを求めることを試みた。荷電粒子間の衝突項として Landau 型の衝突を仮定し、領域を次の領域に分けて上向き flux を逐次近似が決める。

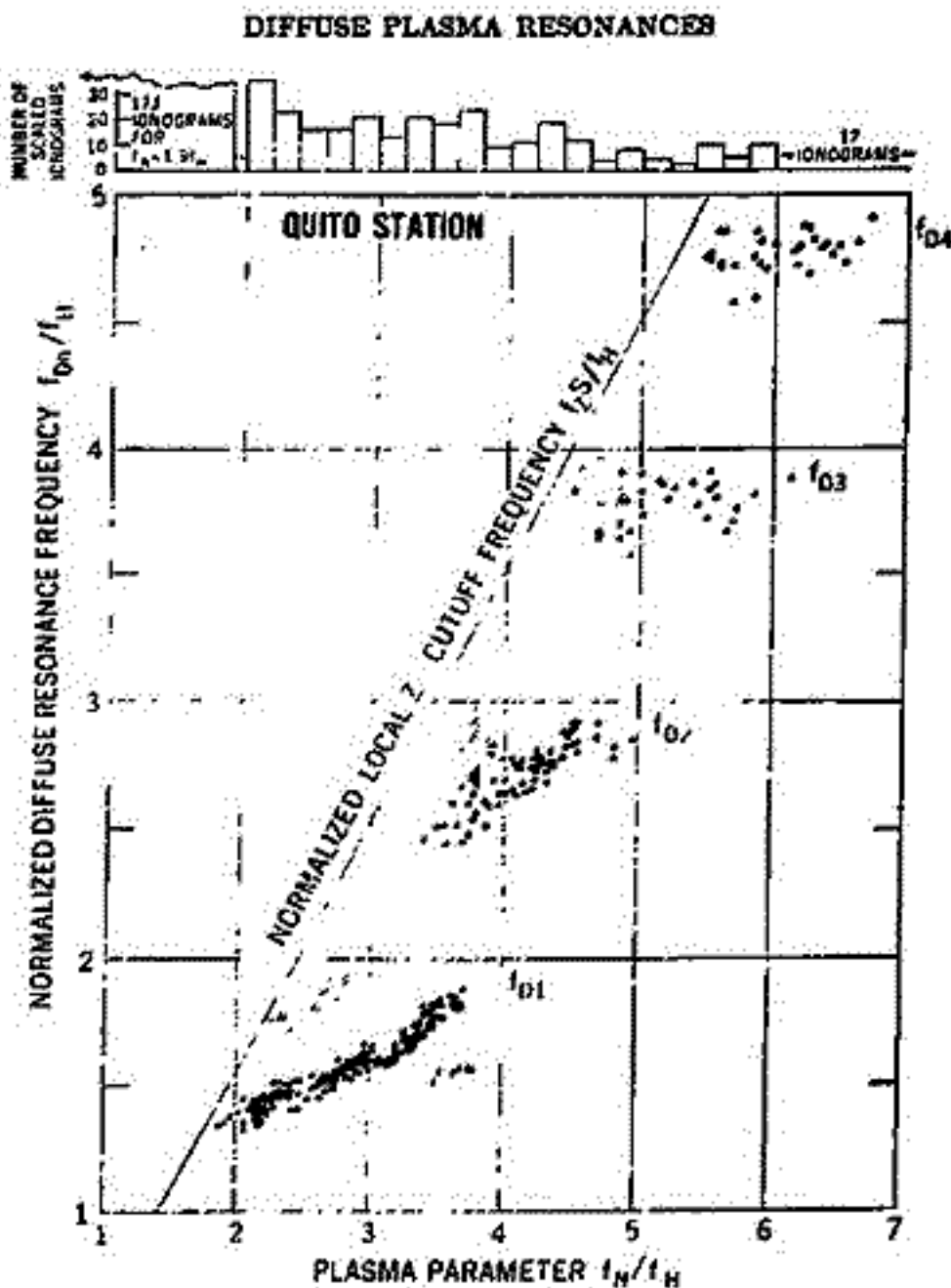
- 領域 (I) $z < 500 \text{ km}$, Collision dominated region: この領域では E_0 による上向き flux を supply と見做す。
- 領域 (II) $500 \leq z \leq 2000 \text{ km}$; Weak collision region: 領域 (I) の supply とこの領域 (II) に存在する電子の加速分布を求め。
- 領域 (III) $z > 2000 \text{ km}$; free streaming region:

SEQUENCE OF DIFFUSE PLASMA RESONANCES OBSERVED ON

ALOUETTE 2 IONOGRAMS

大家 竟*
(京都大学工学部)

An investigation of more than 1400 Alouette 2 ionograms indicates that a sequence of diffuse plasma resonances exists and that these resonances are grouped according to the following plasma conditions: (1) f_{D1} is observed between 1.3 and $2f_H$ when $2.2 < f_N/f_H < 3.6$, (2) f_{D2} is observed between 2.4 and $3f_H$ when $3.8 < f_N/f_H < 4.8$, (3) f_{D3} is observed between 3.5 and $4f_H$ when $4.5 < f_N/f_H < 5.8$, (4) f_{D4} is observed between 4.5 and $5f_H$ when $5.5 < f_N/f_H < 6.8$, where f_{Dn} is the frequency of the diffuse plasma resonance, f_H is the electron cyclotron frequency, and f_N is the plasma frequency. When these conditions are satisfied, the corresponding f_{Dn} resonances are observed nearly 100% of the time. Diffuse resonances could not be identified when $f_N < 1.8f_H$ or when $f_N > 6.8f_H$; the upper limit may be due to insufficient frequency resolution. The diffuse resonance f_D , reported earlier by others as occurring at or near $1.5f_H$, corresponds to f_{D1} of this sequence. A nearly linear increase of f_{Dn} with increasing f_N/f_H is observed for $n=1$ and $n=2$ with dip near $f_N/f_H=3$ for $n=1$; the correlation for higher n than 3 is not as apparent. The present observations cannot be explained in terms of pure Bernstein mode electrostatic waves.



EXAMPLE FIGURE

Scaling results of the f_{Dn} resonances for the Quito data. Open circles and crosses indicate resonances subsidiary to the main resonance (solid points). The histogram at the top of the figure indicates the number of ionograms scaled versus f_N/f_H . The normalized local z cutoff frequency f_2S/f_H is also indicated.

* NAS-NRC Resident Research Associate and
NASA Goddard Space Flight Center

CONVERSION OF ELECTROSTATIC PLASMA WAVE
INTO ELECTROMAGNETIC WAVE

尤家 意*
(京都大学工学部)

The dispersion curves have been computed for a wide range of the wavelength from the electromagnetic waves to the electrostatic waves in the case of the magnetoactive warm plasma with a Maxwellian velocity distribution function. The computation was carried out mainly for the perpendicular propagation mode. The upper hybrid resonance is the connection point of the electrostatic waves and the electromagnetic waves. The electrostatic waves not associated with the upper hybrid resonance are subjected to electron cyclotron damping when the wavelength becomes long.

Oblique propagation is allowed for the electrostatic waves in a frequency range from the plasma frequency to the upperhybrid resonance frequency in the long wavelength region where Landau damping can be neglected and where the electrostatic mode smoothly connects to the electromagnetic X-mode. In a slightly inhomogeneous plasma the Bernstein mode electrostatic wave can escape by being converted into the o-mode electromagnetic wave; two reflections take place during this escape process. The frequency range of the escape coincides with the Cerenkov radiation of the electromagnetic waves, but these two mechanisms indicate clear contrast in its origin. The electromagnetic Cerenkov radiation is produced interacting with the high energetic plasma beam with velocity range $100 v_{th} < v < 1000 v_{th}$ (for the nonrelativistic plasma), where v_{th} is the electron thermal velocity, while the origin of the electrostatic waves is in the interaction with the low energetic plasma beam.

* NAS-NRC Resident Research Associate and NASA Goddard Space Flight Center.

磁場の不均一による不安定

石原 丈実
東京大学理学部

宇宙空間の境界などでは、密度・温度の不均一とともに、磁場の不均一があり、磁場勾配の大きさは、密度・温度勾配と同程度が大きいこともありうる。ここでは、この磁場勾配によって、低周波数 ($\omega \ll \Omega_i$) の波がどのように分散式の変化を受け、不安定の条件がどのように変わるかを調べる。

磁場勾配 $K_B (= \frac{d \ln B_0}{dx})$ の影響は、個々の粒子の軌道を通してはいつてくる。粒子の軌道を K_B について一次までの近似で求めると、

$$\begin{aligned} x - x_0 &= -\frac{v_{\perp}}{\Omega} [\sin(\alpha - \Omega t) - \sin \alpha] - \frac{v_B}{2\Omega} [\cos 2(\alpha - \Omega t) - \cos 2\alpha], \\ y - y_0 &= \frac{v_{\perp}}{\Omega} [\cos(\alpha - \Omega t) - \cos \alpha] - \frac{v_B}{2\Omega} [\sin 2(\alpha - \Omega t) - \sin 2\alpha] + v_B t, \\ z - z_0 &= v_{\parallel} t, \\ v_B &= \frac{K_B v_{\perp}}{2\Omega} \text{ は磁気勾配ドリフト速度。} \end{aligned}$$

これを使って誘電率テンソル $\epsilon_{\alpha\beta}$ を求め、分散式を出す。

ここでは、磁場勾配の影響をわかりやすくするため、次のような、簡単な場合について考察する。

1. 粒子は Maxwell 分布とし、密度勾配、温度勾配、磁場勾配 (それぞれ $K_N = \frac{d \ln N}{dx}$, $K_T = \frac{d \ln T}{dx}$, K_B)

はすべて x 方向にあるとする。

2. 磁場は z 軸方向に向いており、磁力線の曲率は考えない。

3. 低周波数の波を考える。

$$|\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - k_y v_B| \ll |\omega|$$

4. 垂直方向の波長は、磁場勾配の特徴的長さより短い。 $k_{\perp} \ll k_{\perp c}$

5. ラーモア半径にくらべ 垂直方向の波長は長い。 $k_{\perp} = \frac{k_{\perp}^2 T}{M \Omega^2} \ll 1$

磁場勾配があると、共鳴条件が $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - k_y v_B = 0$ となる。

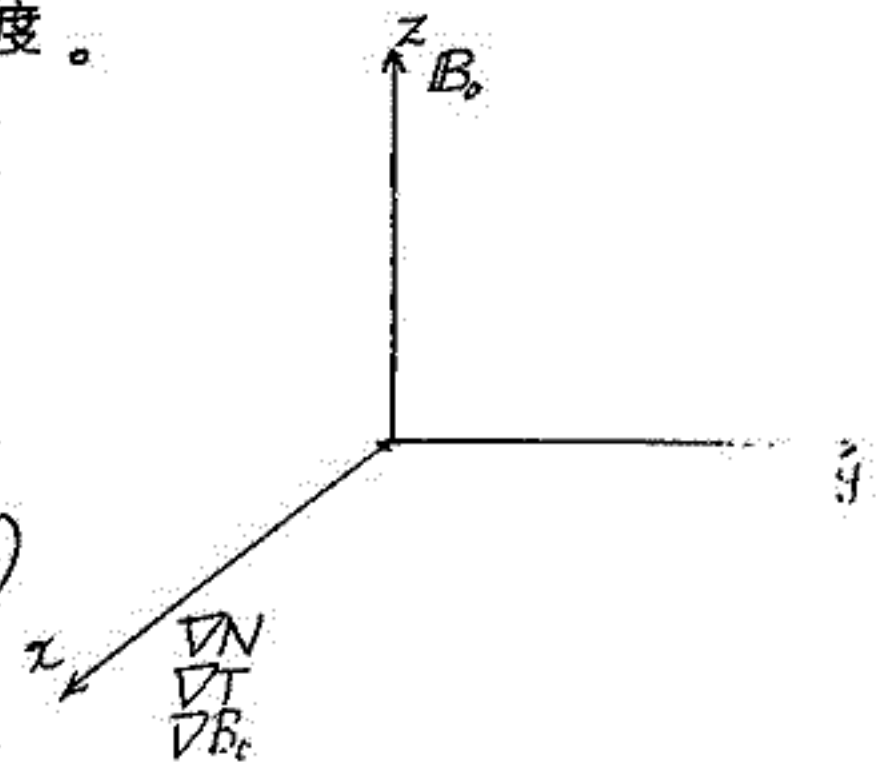
この結果は、磁場に完全に垂直に伝播するときは、Krall and Rosenbluth の結果に一致し、磁場勾配を無視すると、Mikhailovskii 等の結果に一致する。完全に垂直に伝播するときは、イオンのドリフト共鳴によって、正常波が条件

$$K_N \cdot K_T < 0$$

のとき不安定になるが、これが斜め伝播になると、電子の共鳴によって、条件、

$$(K_N + K_T) \cdot K_T > 0$$

にかわる。



磁気圏の Loss-Cone 不安定性について

新部 充宏
東大・理学部

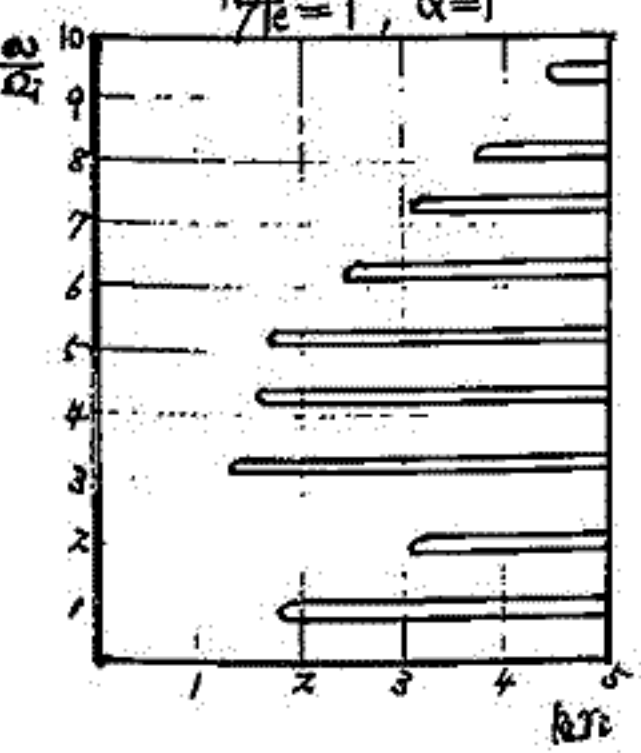
磁気圏内に於て実験室に於けるビーム不安定性の役割を演ずる有力な候補の一つとして Loss-Cone 不安定性があげられる。我々は以前に Tail Plasma Sheet の Compression Flow を伴った運動に伴う束過程を解明した際に一つの可能性として Tail Plasma Sheet が内側に侵入するにつれて異方性の強化が起り、これが Harris 型の意味の他に Loss-Cone 不安定性を導く事を指摘した。(1)

更に precipitation のメカニズムとして electron は Landau resonance, proton は electrostatic wave による pitch angle diffusion を提議した。これは whistler wave に着目した Kennel 等が我々より高エネルギー粒子を考えている事を注意すると、互に矛盾したものではない。(2)

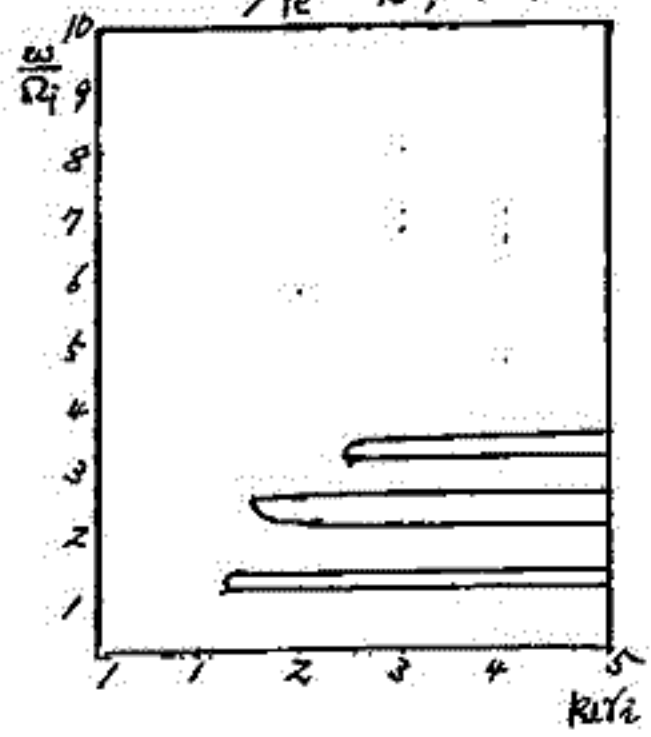
本講演では最近 electrostatic wave の観測が始めめている時でもあるので proton loss-Cone による静電的サイクロトロン波の発起の様子を種々のパラメータにつき計算した結果を報告したい。結果は T_e/T_p , ロスコーンの強さ α , 波の伝播角度 k_z/k_{\parallel} に非常に鋭く依存している。

結果の一例

$T_e/T_p = 1, \alpha = 1$



$T_e/T_p = 10, \alpha = 1$



(1) 新部, 玉尾 地球電磁気学会講演 ('69 春)
 (2) Kennel, - Petschek J.G.R. 21 / ('66)

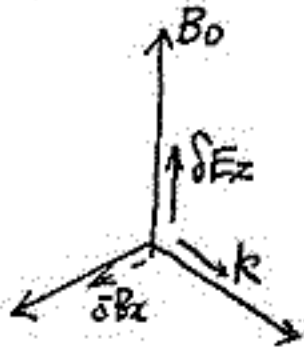
Ordinary Mode の Loss - Cone 分布による 励起について

角部 充宏
東大・理学部

最近、磁気圏・太陽風中での波動の種類はますます多彩になってきているが(1) これらの安定・メカニズムを調べる事は重要な問題である。Space のように非一様、ミヨ-磁場中での励起現象に於ては実験室メカニズムの分野で比較的よく解析されているような beam タイプよりはむしろ Loss - Cone, Drift 波 等が有望であると考えられる。

さこ最近 emission disk と呼ばれているように赤道面付近での励起, 並びに伝播が注目されているが, 本講演では, まず始めに 磁場に垂直に伝播する Ordinary Mode の励起効果を入れた場合の性質, 並びに Loss - Cone 分布の効果を探るべく Extraordinary Mode は計算中である。Ordinary Mode の励起効果による分散特性は最近調べられている(2), 励起のメカニズムとしては, 例えば Harris 型 ($T_{ie} > T_{ie}$) によるものがあるが(3) これは high β になると励起されなく, 磁力線方向の beam によるもの(4)は low β でも励起される。又 Extraordinary Mode の分散特性は最近 Bernstein Mode との関連に於てよく調べられている。(5, 6)

モデル, Formulation



Linearized Vlasov Equation を Unperturbed Orbit 法で解き,

誘電率を求め分散式に代入する事により

分布函数として ion, electron 共 background part ($T_{iB} + T_{eB}$ の Harris 型) Loss - Cone part ($T_{iL} + T_{eL}$ の Loss - Cone)

の二成分より構成されている。

結局分散式は次の如くなる。

$$\omega^2 \left[1 + \sum_j \frac{T_{ijB}}{T_{ijB}} \sum_{n \neq 0} \frac{\omega_{pj,B}^2}{n^2 \omega_j^2 - \omega^2} \Lambda_0(\lambda_j, B) \right] = - \left[\sum_j \omega_{pj,B}^2 \left(\frac{T_{ijB}}{T_{ijB}} - 1 \right) - c^2 k_{\perp}^2 - \sum_j \omega_{pj,B}^2 \frac{T_{ijB}}{T_{ijB}} \Lambda_0(\lambda_j, B) \right] - \sum_j \sum_{n=-\infty}^{\infty} \omega_{pj,L}^2 \frac{n^2 \omega_j^2}{\omega^2 - n^2 \omega_j^2} \int_{-\infty}^{\infty} v_{\perp}^2 v_{\parallel} \int_0^{\omega_j} v_{\perp} J_n^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_j} \right) \frac{v_{\parallel}}{\omega_j} f_{0j,L} dv_{\parallel} dv_{\perp}$$

j は ion 又は electron, B は background, L は Loss - Cone 成分

$$\Lambda_n = \exp(-|n|) I_n(\lambda_j) \quad \lambda_j = \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_j}$$

a) 上記の Limiting Case として Background part だけの分散式を解析し, $n = \pm 1$ のみとなる範囲で波の特性を調べると $\omega_{pe} \lesssim \omega_{ce}$ で "cut-off" になる事を示す事がわかる。

又 outer plasma pause の外側に Trapping zone が存在する。(7)

b) 温度異方性を全て取り除いた場合 通常の Loss - Cone 分布は波を安定化させる方向に働き, absolute instability はおこらない。

(1) 林 磁気圏シンポジウム ('71) 東大宇宙研
 (2) Stéfani J.G.R. 25 7182 ('70)
 (3) Davidson, Wu Phys. of Fluids 13 1407 ('70)
 (4) Tzou, Yang Phys. Review A 2 2007 ('70)
 (5) Friedrichs J Plasma Physics 2 365 ('68)
 (6) Oya, preprint ('71)
 (7) Chappel, Harris, Sharp J.G.R. 25 3848 ('70)

EXPERIMENTAL VERIFICATION OF THE THEORY ON WEAK
TURBULENCE IN THE MAGNETOACTIVE PLASMA

尤家 竟*
(京都大学工学部)

An interpretation of the sequence of diffuse plasma resonances observed by space probes (Alouette 2 and ISIS A satellites) is developed in terms of wave-particle nonlinear interaction in a weakly turbulent plasma including the electrostatic electron cyclotron harmonic wave instability. Observations and theory indicate that the center frequency f_{Dn} of the diffuse plasma resonance ($nf_H < f_{Dn} < (n+1)f_H$ and $f_{Dn} < f_T$) and the center frequency of the electrostatic wave resonance ($nf_H < f_{Qn} < (n+1)f_H$ and $f_T < f_{Qn}$), satisfy the condition of the wave particle nonlinear interaction with the $2f_H$ resonance according to the condition $2\pi \cdot \{2f_H - (f_{Qn+2} - f_{Dn})\} = \{\vec{k}(f_{Qn+2}) - \vec{k}(f_{Dn})\} \cdot \vec{v}$ where nf_H , f_T and \vec{v} are the cyclotron harmonic frequency, the upper hybrid frequency and the thermal velocity of the plasma, respectively; and $\vec{k}(f)$ is a wave vector as a function of a frequency f . The weaker diffuse plasma resonance branch observed at f_{Dn1} (where $f_{Dn1} < f_{Dn}$) satisfies the condition $2\pi \cdot \{f_H - (f_{Qn+1} - f_{Dn1})\} = \{\vec{k}(f_{Qn+1}) - \vec{k}(f_{Dn1})\} \cdot \vec{v}$. The longest time durations of the f_{Dn} resonance coincides with the most favorable condition for the electrostatic electron cyclotron harmonic wave instability which is obtained by solving the dispersion equation obtained for a linear approximation of the kinetic wave equation for the warm magnetoactive plasma. The electrostatic field due to the transmission of the intense RF pulse produces plasma turbulence involving nonlinear wave-wave interaction and temperature anisotropy which leads to the instability; this instability supplies energy to the turbulence. The f_H and $2f_H$ wave produced in the nonlinear wave-wave interactions in the turbulence heat the plasma to maintain the temperature anisotropy which lengthens the time over which the cyclotron harmonic wave instability conditions prevail; this process can be thought of as a feed-back system. The results also indicate that the f_H , $2f_H$ and f_{Qn} waves are dependent on the f_{Dn} resonance generation.

* NAS-NRC Resident Research Associate and NASA Goddard Space Flight Center

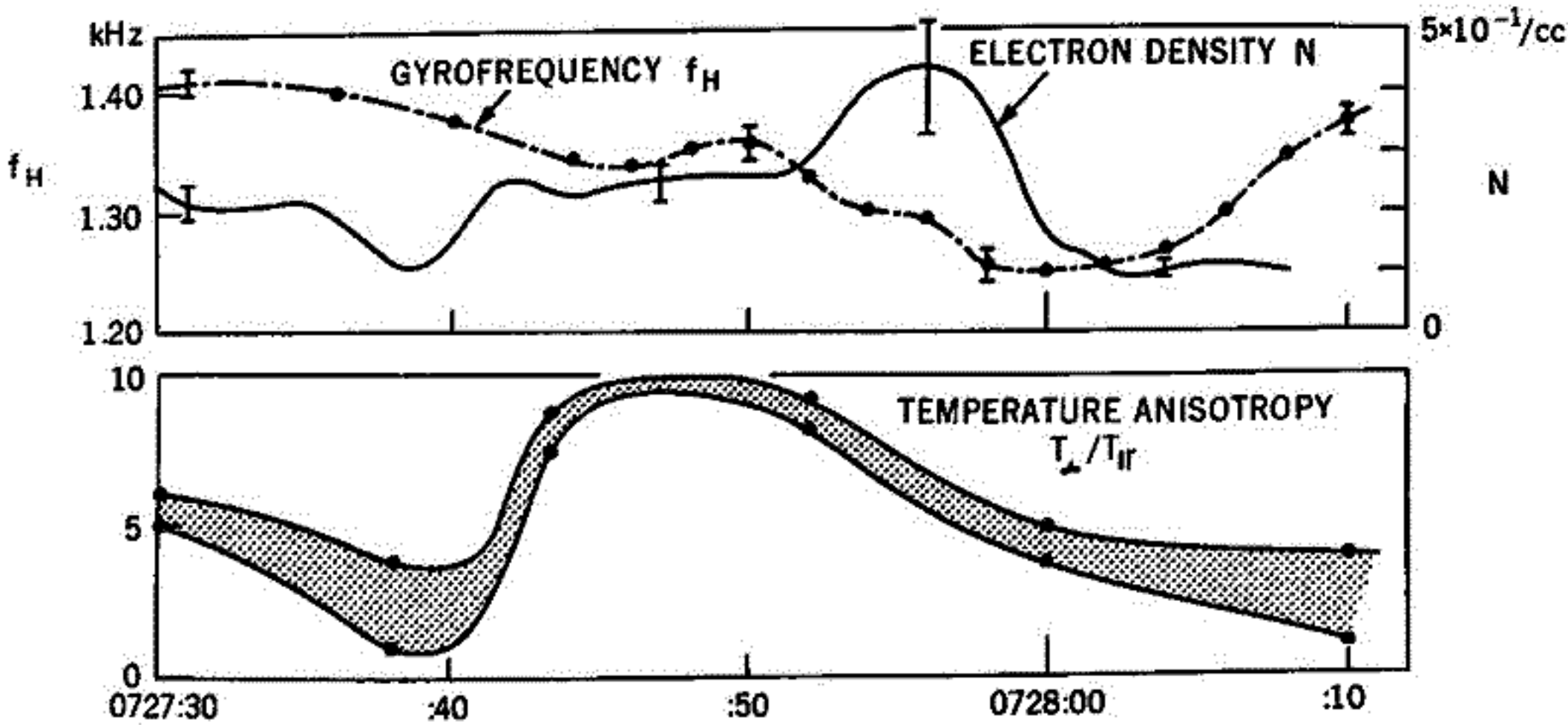
PLASMA WAVE TURBULENCE AT PLASMA TROUGH

大字 董
(京都大学工学部)

A established mechanism of electrostatic electron cyclotron harmonic wave turbulence which is verified relating to the interpretation of the sequence diffuse plasma resonance, can be applied for investigation of VLF emissions at plasma trough observed by OGO-5 electrostatic plasma wave probe that is developed by Scarf and his colleague. The VLF emission has been observed near $3/2f_H$, $5/2f_H$ and $7/2f_H$, where f_H is the electron cyclotron frequency. These band range of the emission coincide with the most favourable point for long duration diffuse plasma resonances which are enhanced being associated with electrostatic electron cyclotron harmonic wave instability in the turbulence.

The phenomena in this plasma trough is assumed to be caused by the same mechanism of the plasma wave turbulence that is produced by Alouette 2 and ISIS A. Only difference between the OGO-5 observation and Alouette-2 type observations is that the wave in the plasma trough detected by OGO-5 is due to natural origins while the ionospheric topside sounder makes the plasma wave turbulence artificially by submitting strong stimulation pulses.

Applying this mechanism a range of electron temperature anisotropy and electron density profile in the plasma trough has been obtained; the value reveals a good coincidence with the observed values detected by high sensitive mass spectrometer developed by Sharp and Harris, giving values of $1 \times 10^{-1} \sim 5 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$.



The result obtained at $L=7.5 \lambda_m=1.8^\circ$ and Local Time = 00:53 and near around; time scale is UT.

多重オーロラ・アークの生成 - III

佐藤哲也・小川忠彦
京大理 京大工

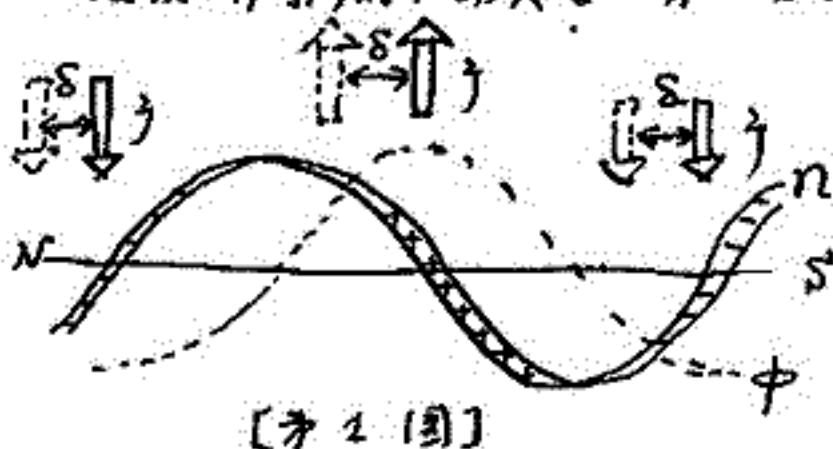
§ 序 このこれまでの二回の講演でオーロラ・アーク生成機構に対する一つの考え方を提案し、それが今回この考え方を定式化させ、更に定量的議論にまで発展させた。その結果、我々の提案する機構によって観測と矛盾した(多重)オーロラ・アークの形成は得ることを確かめた。この機構の説明及びその結果を本講演(part III)及び次の講演(part IV)で詳述する。

赤祖父氏等の報告によると美しく整列した多重オーロラ・アークはオーロラ活動の比較的静かな時期に出現し、substormとともにその一つのアークが突然明るく輝き激しい運動をし、こぼれ出し、bulgesに分解する。更にsubstormのrecovery phaseにおいて再びきれいなアークに整列していくとわかっている。このことからアークの存在はむしろ比較的静かな時期に固有の性質のものであると考えられる。であるとすれば静かなアークに限らず電離層側のアーク生成のメカニズムは同じであると考えられるであろう。

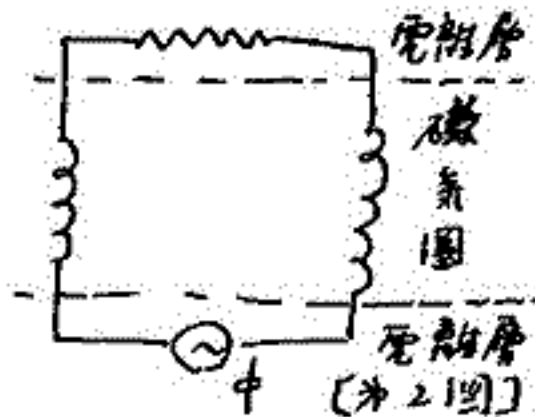
§ モデル 我々の提唱するアーク生成機構は大きく次の二つの段階に分けることができる：

(1) 電離層 irregularities の発生 完全に静かな時期ではよく substorm の始まる 1~2 時間前から、少なくとも数分間のオーロラ粒子が電離層に降りそそぐと考えるであろう。しかも電離層には一般に南向きの電場が存在している⁽¹⁾。従って電離層に降った粒子はその電場によって概ね東の方向に次ぎ寄せられる。その結果、東向きに電子密度の勾配が生じる。ところがこの分布は安定ではあり得ず、ある程度のプラズマ不安定性を受けて電子密度の irregularities が生じる (cross-field instability)。計算によると (part IV 参照)、成長率最大となる擾乱は、その波面がほぼ東西方向で、その波長(南北)は 30 km 程度である。この形状は観測されるアークの形状と非常によく一致していることに気がつく (アークの振中を除く)。

(2) オーロラ・アークの発生 プラズマ波動である限り現実のアークのように振中の数10倍にも達する現象を説明することはできない。そこでこの数10倍の振中を説明するには、(1)で述べた irregularities の振中を増大させる別の機構が必要となる。第1回に示す如く irregularities の合極電場 (potential 中) によって field-aligned currents が magnetosphere を通じて流れることとなるであろう。irregularities が南北に動くとすると、電圧源は交流を供給することになり、第2回の如き回路構成が予想される。流れる電流がある閾値を越えると、イオン音波が magnetosphere で発生し、その非線形相互作用によって高速粒子が作り出し⁽²⁾ 電離層を E 弱くすることになる。その結果 irregularities の密度が局所的に増大し、オーロラ・アークとなる。



【図1】



【図2】

- (1) Akasofu et al, JATP (1965 ~ 1966)
- (2) Haerendel, MPI report (1970)
- (3) Swift, JGR (1962)
- (4) Buneman, PR (1959)

多重オーロラ・アーチの生成 - Ⅳ

小川 忠彦 ・ 佐藤 哲也
京大工 京大理

「多重オーロラ・アーチの生成Ⅲ」(partⅢ)では、アーチの生成メカニズムについての基本的な考え方を示した。ここでは式を示して具体的に述べる。座標系は図の如し。

(a) Background density 分布 最近の測定に従って $10 \sim 50 \text{ mV/m}$ の電場 E_{z0} を仮定する。今 auroral zone に一様な弱 "precipitation" があるとすると、粒子は y 方向に大きなドリフトを受け、拡散項を無視すると、運動・連続の式から次式を得る。

$$(1) \frac{\partial n}{\partial t} + v_{y0} \frac{\partial n}{\partial y} = \beta - \alpha n^2 \quad \beta: \text{production rate}, \quad v_{y0} \sim \mu_H^- E_{z0} \sim 200 \text{ m/sec}$$

(1) の定常解 $n_0(y) = N_1 \{ (A \exp(2\eta y) - 1) / (A \exp(2\eta y) + 1) \} \sim N_1 \tanh(\eta y)$ から、 v_{y0} を使うと y 方向に $\eta^{-1} \sim 200 \text{ km}$ の scale length をもつ density 分布を得る。

(b) Irregularity Formation (1st stage) 上記の分布は cross-field insta. を生じる。 $x-y$ 面で growth-rate を計算すると

$$(2) \Gamma \approx \frac{\frac{1}{2} k^2 [(\beta - \tan\theta) E_{z0} + (1 + \beta \tan\theta) E_{y0}] - \tilde{k}^2 \frac{\kappa^2 D_{\perp}^{\text{amb}}}{\beta^2} - \frac{D_{\parallel}^{\text{amb}}}{L^2} - 2\alpha n_0}{k^2 (1 + \tan^2\theta) + (1 - \beta \tan\theta)^2} \quad \beta = (v_y^+ / v_y^-) / (\mu_H^+ - \mu_H^-) \equiv M_y^+ / M_y^-$$

$\beta = 0.5, E_{z0} = 0.01 \text{ V/m}$ を使うと最大の Γ_m は $\theta \sim -30^\circ, \lambda \sim 30 \text{ km}$ の時に得られ $\Gamma_m \sim 6 \times 10^{-9} / \text{sec}$ と存する。

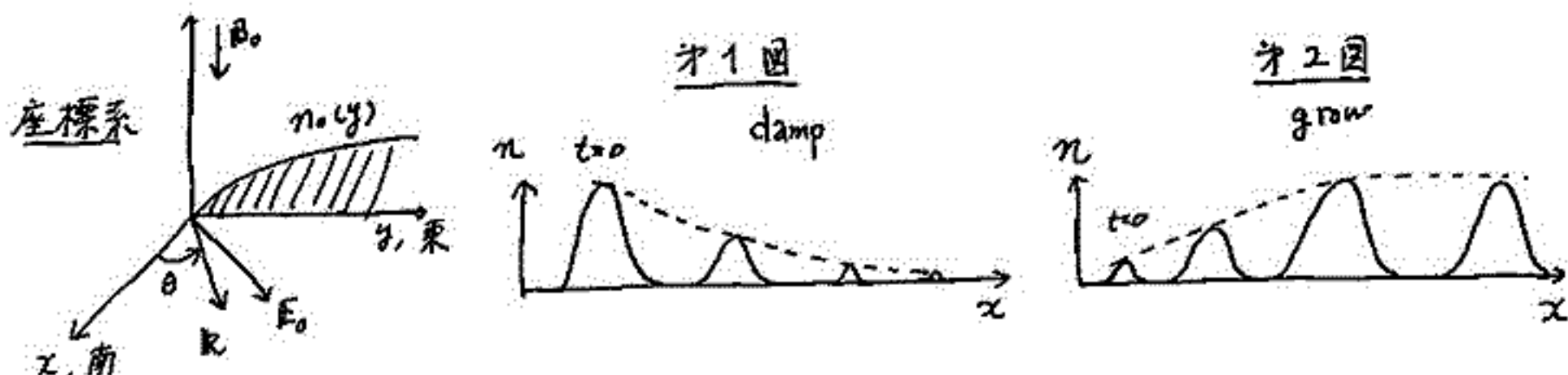
(c) Arc Formation (2nd stage) partⅢで述べた考えに従って irregularity の本テンシヤルと field-aligned current の位相遅れを考慮すると解くべき方程式は、運動方程式と

$$(3) \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n v_x^-) = \begin{cases} S_e (\gamma + 1) \phi(x+\delta) - \alpha (n^2 - n_0^2) & \text{for } \phi \geq 0 \\ S_e \phi(x+\delta) - \alpha (n^2 - n_0^2) & \text{for } \phi \leq 0 \end{cases} \quad (4) \frac{\partial I_x}{\partial x} = -e S_e \phi(x+\delta)$$

但し $\delta = \tan^{-1} \omega L / R, d \sim \lambda/2, S_e = n M_y / d^2$ と (3) の右辺 1 項目が source term を表わす。我々は上式を $E_{z0} (= 0.01, 0.05 \text{ V/m}), S_e (= 10^4, 10^5), \gamma (= 0, 10^2, 10^3), \delta (= 0, \frac{\pi}{5}, \frac{2}{5}\pi), M_y^+ (= 800, 5000), \epsilon$ (初期の irregularity の相対振幅 5, 20%) をパラメータとして 15 例について数値計算した。結果の概略を記すと：

- i) 小さな S_e, γ, δ に対して初期の irregularity は damp する。(才1図)
- ii) $E_{z0}, S_e, \gamma, \delta, M_y^+$ が大きいほど初期の irregularity は大きく grow (一定値に達して) 数 10 m/sec の速度で Equator 方向に移動する。(才2図)
- iii) ii) で ϵ は最終的に影響しない。

つまり、cross-field insta. によって生じた初期の irregularity は (1st stage), field-aligned current のもとで、grow または damp (2nd stage) する = とか示された。我々は grow した場合が quiet 時のアーチと考へる。この様に形成されたアーチは再び、cross-field insta. によって small scale の変形を受けるとか $\epsilon_0(2)$ を使って示せる。



粒子軌道による Diffusion Region の Conductivity

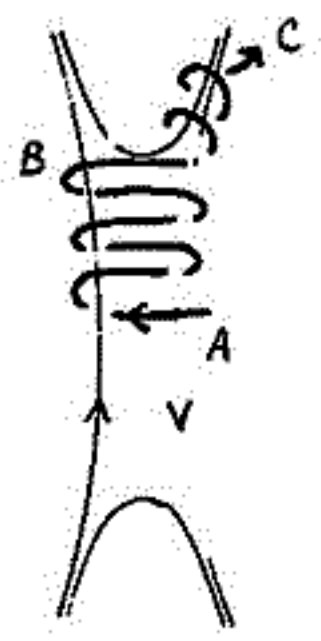
前次 測

東京大学宇宙航空研究所

磁気圏内の諸現象，特に DP-1, DP-2 を形成するものの，惑星間空間磁場の磁接続の影響下にあることは今や明らかである。これを説明する有力なメカニズムとして磁気圏の Reconnection Model があるわけである。また完全な信用を得るに至っていない。その理由の 1 つは，この問題についての Petschek の議論が完全でない所にある。彼は Wave Region を考慮することにより Diffusion Region の長さ（厚みではなく）をせきめ，運動方程式と連続の方程式の連立からなる Reconnection Rate への制限を解放し，

Reconnection Rate が十分大きくならないことを示した。一方電気伝導度 σ と Diffusion Region の厚み δ の積が与える Reconnection Rate の制限 $u^2 = c^2 / 4\pi\sigma\delta$ (ここに u は磁力線の運ばれ消滅する速度) についてはあまり議論していない。試みに単純なクーロン衝突による伝導度 σ_0 を σ としてとると，観測される電場を与えるためには δ は meter の order となり，これはイオンの Gyro 半径よりずっと小さく信じられない値である。結局彼の議論において Diffusion Region の電気伝導度が低くなければ Reconnection が有効に起りえないわけであり，これが彼の議論のもう 1 つの細得できない理由であろう。

さて Diffusion Region の厚み δ が粒子の Gyro 半径程度になると，圧力勾配や電流の gradient が小さくなり，viscosity が生じ， $\tau = \mu_0 J$ というような簡単な形では書けなくなる。粒子は電場で十分加速される前に（衝突時間 τ_c より短い間に）領域外に出てしまふ。これらの効果は実効的な σ の値を σ_0 より落すものと思われる。これを考慮することにより σ の値を F 行 Reconnection Model の困難を救えないだろうか。このような場合に適用できる Ohm の式を求めることは困難であるから σ の estimate を試みるため，具体的に Diffusion Region における粒子の軌道を求めてみた。その際 Diffusion Region の厚さ δ は電子の Gyro 半径と comparable と仮定し，よって電場トリフトの速度を熱速度の 1/10 程度にとり，軌道の XY 面への投影は，おおむね下図のようになる。粒子が A 点から Diffusion Region に入ったとすると，A 点から B 点までは粒子は紙面に垂直方向に電場で加速されるが，B 点に到ると磁場に捕獲され，電場で加速されなくなる。従って A 点 ~ B 点間の滞在時間を τ とすれば $\tau \ll \tau_c$ ならば $\sigma \ll \sigma_0$ となるわけである。電流は，A ~ B 間の Z 成分速度の積分をすればよいわけであるが， τ に初期条件により無限大となる所があり，今回はこの議論を今までの σ の estimate をしてみたい。



磁気中性面における Radio-wave 電場の効果

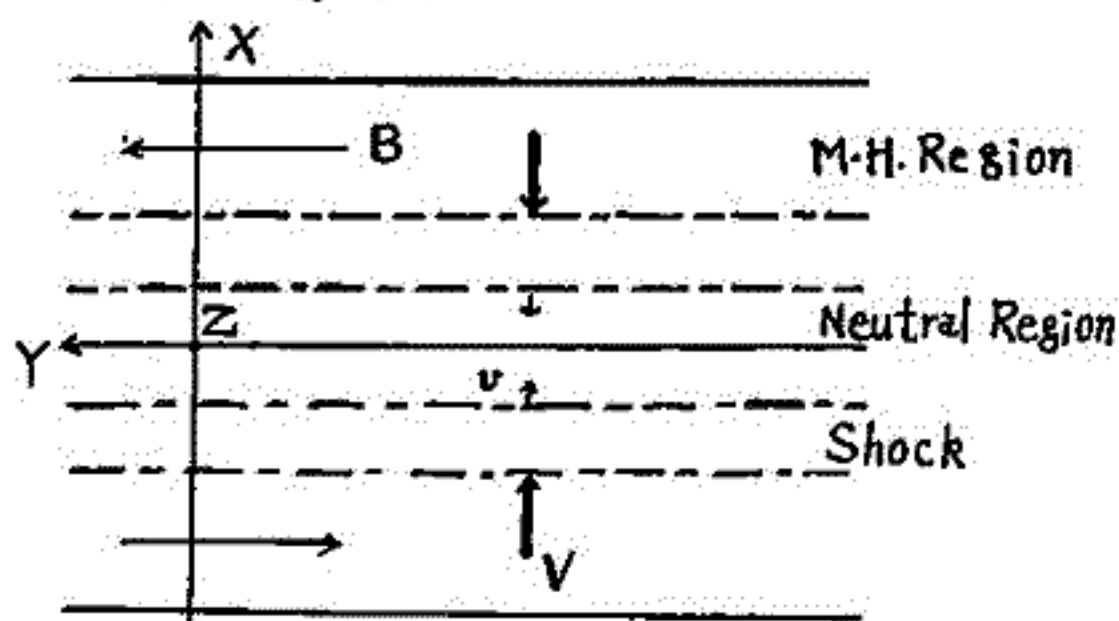
渋谷 仙吉
山形大・理学部

プラズマ中において、電磁波の発生するメカニズムは大ざっぱに、二つに分けられる。一つは荷電粒子の random な運動による制動放射など熱的メカニズム、もう一つは非熱的メカニズムである。この非熱的メカニズムとしては

- ① Cerenkov メカニズム
- ② Cyclotron メカニズム
- ③ Travelling wave tube メカニズム
- ④ Shock wave メカニズム

などがあり、①と②は個々の粒子の運動によるが、③と④は集団的な運動に原因がある。太陽フレアにおいてすでに実測されていますように、磁気圏尾部においても、ある瞬間に④のような transient な電子の集団運動によって低い周波数の電磁波が発生するであろうと考え、その理論的うらづけを研究する。

まず磁気圏尾部の Shock のモデルとして右図のように考える。M-H Region は定常磁場が反平行に存在しており、電磁流体波が dominant な領域である。Neutral Region はすくなくともデバイ半径の程度まで広がっており、定常な磁場はない。この Region には分散式から考えて λ 以下の波長をもつ



電磁波が存在するはずである。上と下からある条件を満たす Compression があると、大振幅のプラズマ振動が生じ、同時に Shock が形成されるとする。振動する電場は縦電場 E_z (クーロンポテンシャル) の部分と横電場 E_t (電磁波) の部分に分離されるが非線形性及び非均一性により E_z と E_t が相互作用をする。非対称の縦振動するときプラズマ振動数の2倍の電磁波が生ずる。Collisionfree damping は波に trap された粒子の存在することに密接に関係している。もし V が Mach 数 2 以上の強い衝撃波では電磁流体波がそれに trap していた粒子と電磁波に decay (Frozen-in fields が破壊) に乱流状態になることは考えられることである。

今回はまず magnetopause の変動の速さ、磁気圏尾部のスケールの大きさ、またその媒質が low-density plasma であることなどから磁気中性面に電磁波が発生する可能性を考える。

電磁流中の、磁気中性点の3次元的位置
の構造とその安定性について。

新・三訂 評尾巻 一節 評者 大
京大工学部

1. まず磁気中性点近傍における磁場、電場について、恒常的に分類する。考
えてみる領域で磁場が連続であるとする。中性点近傍の磁場はテイラー展開の一次近
似により、次式で与えられる。但し、 \mathbf{r} は中性点に対する位置ベクトルである。

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} \quad (1)$$

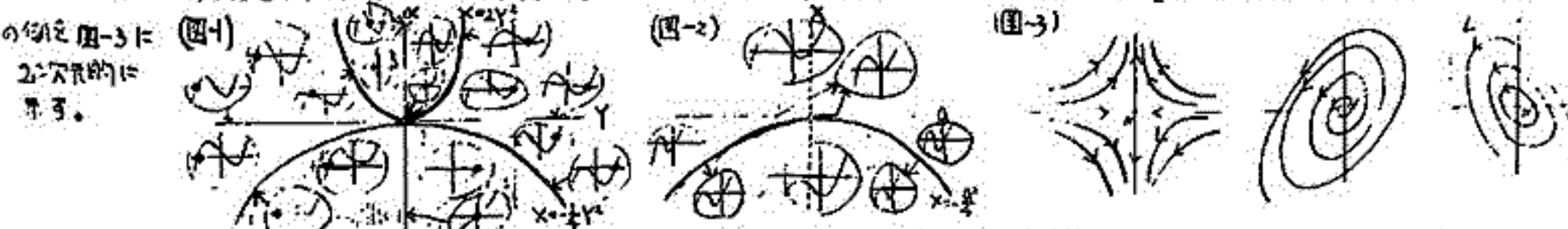
$\text{div} \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0$ より、 $\text{tr} \mathbf{Q} = 0$ であり、中性点における電流密度は、 $\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \text{curl} \mathbf{B}(\mathbf{r})|_{\mathbf{r}=0}$ であり、こ
れは、 \mathbf{Q} の形状にのみ、依存する。次に(1)で与えられた \mathbf{B} の力線は $\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}$ で与えられた
位相空間の幾何学的軌跡と一致することを示してみる。

(1)式より、 $\mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ 力線の方程可、 $\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z}$ の積分より、 $\dot{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} \quad (2)$ と表わ

される。3次元的位置空間における相軌道と一致する。以上より、(2)で表わされる磁場の形状
は、(2)におけるパラメータを用いた相軌道を求めることに帰着し、ある系における軌道の遷移が、磁場のし
を表わす。(2)の解は、線形常微分方程式系により、決定されてくる。この問題を解くに
て分類することができる。 \mathbf{Q} の固有値には、少なくとも1つの実数値が存在してはいるから
 \mathbf{Q} の固有値に対応する固有ベクトル \mathbf{r} が直交座標系の軸上にあるようにすることは、常に
可能である。そうすると \mathbf{Q} は一般に次のように表わすことができる。

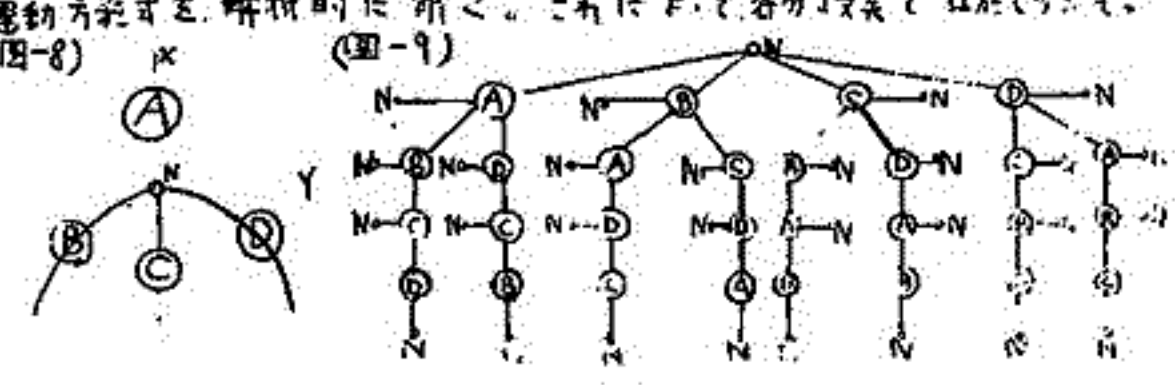
$$\mathbf{Q}^T = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & 0 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \quad a_{11} + a_{22} + a_{33} = 0 \quad (3)$$

(3)の形式で表わされた \mathbf{Q} についての固有値に関する分類結果を図-1に示す。ここに 図中
のグラフは \mathbf{Q} に関する固有方程式を示し、黒矢は \mathbf{Q} の固有値に、対応する固有ベクトルを三
軸上にとったことを示す。又 $X = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}$, $Y = a_{33}$ とし、固有方程式は $\chi^3 + g\chi^2 + h\chi - X = 0$ である。
次に、電磁力 \mathbf{F} も同様にでき、 \mathbf{Q} の形状にのみ依存する。 $\mathbf{j} = j_1 \mathbf{e}_1 + j_2 \mathbf{e}_2 + j_3 \mathbf{e}_3$ とすると、 $\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} = j_1 \mathbf{e}_1 \times \mathbf{B} + j_2 \mathbf{e}_2 \times \mathbf{B} + j_3 \mathbf{e}_3 \times \mathbf{B}$ となり、 \mathbf{F} は、 j_1, j_2, j_3 に関して線形である。 $j_1 = j_2 = 0$ とした場合は $\mathbf{F} = j_3 \mathbf{e}_3 \times \mathbf{B}$ とし、 \mathbf{F}
と同様に分類した結果を、図-2に示す。但し $a_{11} = a_{22} = -a_{33}$ (対角成分) であり、固有方程式は $\chi^2(a_{11} - \chi)(a_{11} + \chi) = 0$ である。又磁場の



2. 次に、上述のような分類にある \mathbf{Q} の形状のある状態から、別の状態への物理的
として、磁場のどのような状態を、図-8のように大きく分けてみる。さて、次のようなルールの
① 最初はN系(非物理的)である。② N系は物理的状態に一致する。③ N系に近づくと、
この命題に一致する可能性空間 \mathcal{U} を、図-9に示す。この \mathcal{U} の形の1つの'道'を物理的に、
であるが、そのためには、各分枝に対応する \mathbf{Q} の形状の物理的状態を、調
得るために、完全非電性の理想的な電磁流を、 \mathbf{j} の速度が中絶して0として、一次近
域で一括してあるとし、又流体の圧力を無視して、運動方程式を、解析的に解く。これに
とせし、物理状態の下で \mathbf{Q} の形状がどのように

移動してゆく傾向にあるかがわかる。さて各分枝を
組合せた1つの'道'を、物理的に、説明する
ことが可能であろう。



磁気線のリコネクション II (定常の場合)

深尾昌一郎・津田孝夫・上田 稔

京大工学部

- X型磁気中性質を持つ非圧縮・有限導電・粘性流体の解析を行った。
- 2次元的に取り扱い、流線、磁気線の識別は各線に与えられたポテンシャルの値により行った。
- 定常状態では流線の出入りはなく、磁気線は一定の割合で供給され、また等速出入りもあつた。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial A}{\partial t} = -E \quad (\equiv \text{const})$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial y} = \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{R_m} \nabla^2 A$$

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 \Psi - \left(\frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \right) \nabla^2 A = \frac{1}{R} \nabla^2 \Psi$$

R: hydrodynamic レイノルズ数

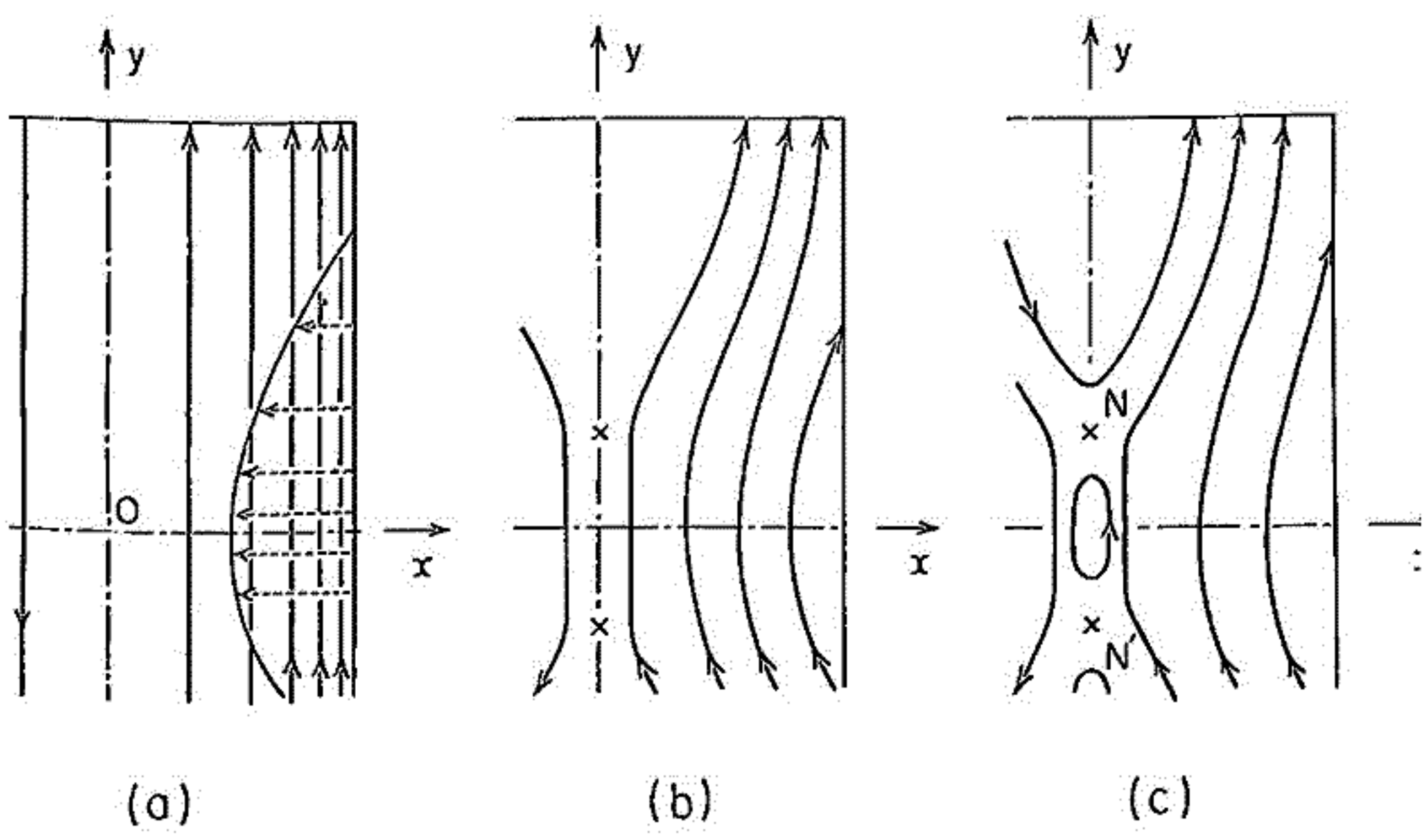
 R_m : magnetic

- 計算の結果 磁気線のX型配置の存在が確認された。
- 磁場 → 運動エネルギー変換の効率に及ぼす、外力・プラズマの性質 (R, R_m の大小) の影響について定量的に示し、Diffusion Region の大小、等について述べた。

磁力線のリコネクションⅢ (非定常の場合)

津田孝夫・深尾昌一郎・吉門信
京大工学部

A time-dependent solution to the reconnection of magnetic field lines is presented. Starting from an initially anti-parallel magnetic field, the reconnection proceeds, given a sub-Alfvénic disturbance. The growth is found accompanied by an O-type "core" magnetic field. The computer identified each moving field line by its label potential value. It is suggested that one may not need any anomalously high resistivity for the reconnection problem.



Current sheet の構造 I

広瀬敏治・塩見正・津田孝夫
京都大学 工学部

太陽フレアや地球磁気圏などにおける種々の現象を説明する仮説として、

磁力線のリコネクションがある。これは 磁力線が互の中点を介してつなぎ換わることにより、磁場のエネルギーがプラズマのエネルギーに変換される機構で、これを取り扱うためには、磁気中性面におけるプラズマのふるまいを知る必要がある。

プラズマに電界をかけると、各粒子はそれによってドリフトを起し、電流が流れる。すると、その電流により磁場が生じ、その磁場の影響で粒子の流れは自己収縮を起し、カレント・シートが形成される。このカレント・シートの発達や、その構造については、磁場の影響（これは、その中に中性面を持ち、従って断熱近似が使えない。）あるいは、粒子間のクーロン相互作用などによる不安定波動の発生などの問題があり、これを解析的に取り扱うことは非常に困難である。そこで、我々は、上にあげた問題について、計算機シミュレーションにより、これを具体的に調べてみることにし、そのモデルを作った。

このモデルでは、計算時間等を考え、すべてのものを2次元で取り扱う。さらに、粒子を数千本のロッドで代表させ、有限領域内でのこれらロッドの運動を追跡することにより、必要な情報を得る。この計算においては、外部からかける電界の他に、各ロッドが作る電界及び磁界をも考慮に入れる。すなわちマクスウェルの方程式とローレンツの運動方程式がセルフ・コンシステントに解かれる。

Two-Dimensional Equilibrium Solution of the Plasma Sheet and the Application to the Magnetospheric Substorm, I

十市 勉
(東大 理学部)

I. Introduction

地球内部にその電流源を持つ dipole field と tail を流れる plasma current によって self-consistent に 作り出している tail field を結びつけるものとして plasma sheet が存在すると考えらる。最近の人工衛星の観測結果 (Fairfield and Ness, 1970) によると plasma sheet の構造や tail field の configuration が "quiet state" と "pre-substorm state" で大きく変化していることが明らかにされている。即ち、磁気圏が静かな時は、dipole field に近い磁場配位をしていゝが、substorm 直前には、大きく dipole field の後方にまで伸びた形になっている。そして substorm は、一斉に磁場配位が dipole field に近い状態に近づく process と考えらる。

一方、Neutral sheet 状の磁場配位に対して、Harris (1963) によって二次元の self-consistent 解が求められている。(以下、Harris の解と呼ぶ) この解は、粒子の運動方程式で Vlasov 方程式を積分して得られたものである。同じ発想で Sestero et al (1969) によって、cusp 磁場に対して二次元の取り扱いが試みられた。

前述のように、dipole field と tail field を結びつける plasma sheet の構造を明らかにするには、問題を少なくとも二次元として扱うことが本質的である。この研究の目的は、tail 後方では Harris の解に一致し、地球近傍では有限の B_x 成分をもつ self-consistent な平衡解を exact に求め、それに基づいて、magnetospheric substorm について physical process を明らかにしようとするものである。以下、その概要を述べる。

II. Two-Dimensional Equilibrium Solution

(A) Formulation of the problem

すべての物理量は x, z に依存し 磁場は $B = (B_x, 0, B_z)$ とする。

$$u \frac{\partial F_{\pm}}{\partial x} + w \frac{\partial F_{\pm}}{\partial z} \pm \frac{e}{m} \left\{ \frac{1}{c} v B_z \frac{\partial F_{\pm}}{\partial u} + \frac{1}{c} (w B_x - u B_z) \frac{\partial F_{\pm}}{\partial v} - \frac{1}{c} v B_x \frac{\partial F_{\pm}}{\partial w} \right\} = 0 \dots \textcircled{1}$$

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{c} (j_{y+} + j_{y-}) \dots \textcircled{2}$$

where $j_{y\pm} = \pm e \int_{-\infty}^{\infty} v F_{\pm} du dv dw, \quad B_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z}, \quad B_z = \frac{\partial A_y}{\partial x}$ ③

運動の恒量を用いて、 $x \rightarrow \infty$ で Harris の解に一致する条件より

$$f_{\pm} = \left(\frac{m_{\pm}}{2\pi k T_{\pm}} \right)^{3/2} N_0 e^{\pm \frac{eV_z A_y}{kT_{\pm} c}} \cdot \exp \left\{ -\frac{m_{\pm}}{2kT_{\pm}} [u^2 + (v - V_{\pm})^2 + w^2] \right\}$$

が ① を満たす解として適当である。③ を ② に代入して計算すると解くべき式は A_y に対して

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} = \frac{4\pi N_0 e}{c} \left(1 + \frac{T_+}{T_-} \right) V_- \exp \left(-\frac{eV_-}{kT_- c} A_y \right) \dots \textcircled{4}$$

$\frac{\partial}{\partial x} = 0$ とすれば、この式は Harris の解と一致する。

Two-Dimensional Equilibrium Solution of the Plasma Sheet and the Application to the Magnetospheric Substorm, II

(B) Boundary Conditions

方程式 (4) を次のような境界条件で解くと、我々の求むる解が得られる。

$$\begin{cases} A_y = \lambda B_0 \log \cosh\left(\frac{z}{\lambda}\right) & \text{at } z = +\infty \\ A_y = \lambda B_0 \log \left\{ \cosh\left(\frac{z}{\lambda}\right) - \alpha \right\} & \text{at } z = 0 \dots \dots \textcircled{5} \\ B_x = -\frac{\partial A_y}{\partial z} = \begin{cases} -B_0 & \text{at } z = \infty \\ +B_0 & \text{at } z = -\infty \end{cases} \end{cases}$$

∴ z = " $B_0 = \sqrt{8\pi N_0 k(T_+ + T_-)}$, $\lambda = \frac{c}{v_- - v_+} \sqrt{\frac{k(T_+ + T_-)}{2\pi N_0 e^2}} \dots \textcircled{6}$

11)より α は $0 \leq \alpha < 1$ である。0 から 1 に近づくと、磁場配位は dipolar state により近くなることを示す。

(C) Numerical Solutions

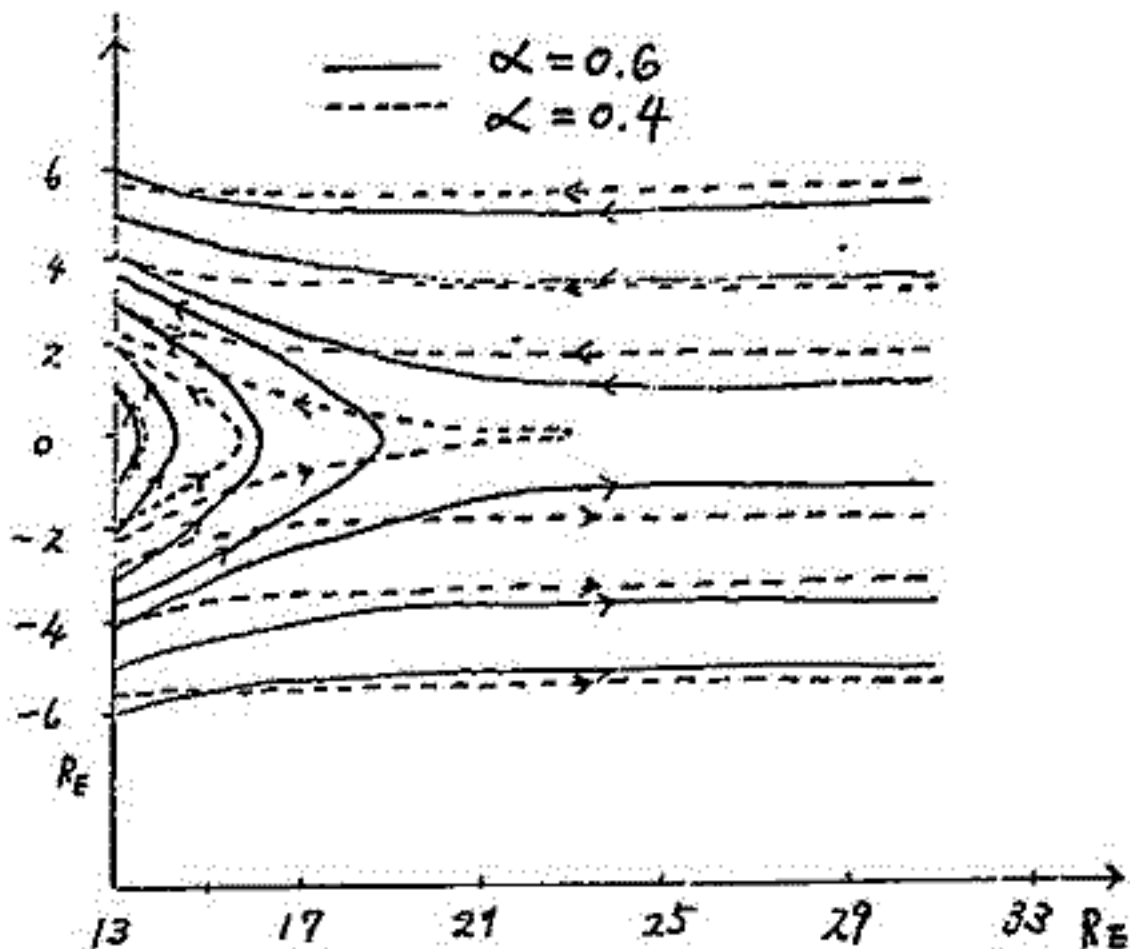
(4), (5) を (6) で無次元化し、 α を 11)より与えて、Nonlinear Relaxation Method で解く。 A_y は求まり、 B_x, B_z, n なども容易に得られる。

II. Applications to the plasma sheet structure and the magnetospheric substorm

(A) Structure of the plasma sheet

各 α に対して B_0 と λ を与えれば、解は完全に決まる。観測と比較のためには、次のように与える。 $2\lambda = 8 R_E$ (7)より、シート厚の半長、 $T_p = 2T_e = 1 \text{ keV}$, $N_0 = 0.2$ 。 $\alpha = 0.6$ に対して $\alpha = 0.4$ に対しては $N_0 = 0.56$ と計算した。詳しい結果は省略して、その一部を下に示す。

| | Quiet State | Pre-Substorm State |
|-----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| | $\alpha = 0.6$ | $\alpha = 0.4$ |
| Tail Field B_0 | 12.9 (G) | 21.9 (G) |
| Reference Number Dens N_0 | 0.2 cm^{-3} | 0.56 cm^{-3} |
| Plasma Sheet Thickness 2λ | 8 R_E | 4.7 R_E |
| Total Number N_T | 3.0×10^{29} (particles) | 4.4×10^{29} (particles) |



(B) 以下紙面の都合で省略

磁気圏の構造と Polar Substorm

東北大学理学部 武井 恵雄

惑星間空間磁場と極域磁場擾乱の解析から、Polar Substorm の break up にとて、惑星間空間磁場が南向きになる——それに伴って DP 2 場が飛達する、という事が一つの要件であることが明らかになってきた。これは Polar Substorm の break up に先立って磁気圏対流が強められる事に他ならない。磁気圏対流の励起は磁気圏の構造と密接な関係をもつから、磁気圏は、対流に肉与する電場を伝達する機能をもつものでなければならぬ。この点を考慮してあるのが Dungey のモデルであろう。これに対して、Chapman-Ferraro のモデルで、惑星間空間磁場の変動と共变的な対流を許すためには、磁気圏界面の性質自体に、大きな修正を考えなければならぬであろう。

Chapman-Ferraro 以来の立場を踏襲する伝統的なモデルについては、Spreiter 一派の研究者によって定量的な計算が行なわれ、人工衛星から提供されるデータとの比較から、その正しさが示されてきた。例えば、磁気圏界面の形状や、その大きさ等は良く一致すると考えられてきた。しかし詳しく言えばこの一致は、平均的・統計的なものと考えられる。例えば、圏界面の大きさを代表するものとしてそのノーズまでの地心距離 (R_N) を考えてみると、伝統的なモデルでは良く知られているように、 $R_N = (B_{e0}^2 / 2\pi K \rho_m V_{\infty}^2)^{1/2}$ で与えられる。Solar Wind の Dynamical Pressure $\rho_m V_{\infty}^2$ に、通常観測される値を入れると $R_N \approx 8 \sim 12 R_e$ というものももらしい値をえる。しかし R_N の分散はかなり大きく、 $R_N \leq 6$ 、 $R_N \geq 15$ という事もある。この程度の値を与えるためには、例えば $N \geq 1000 \text{ cm}^{-2}$ 、 $N \leq 1 \text{ cm}^{-2}$ とか、 $V \geq 2000 \text{ km/sec}$ 、 $V \leq 40 \text{ km/sec}$ といった極端な値を要しなければならない。さらに最近では、Solar Wind の Dynamical Pressure が全く変化しないのに $\Delta R_N \approx -2$ という観測事実も出されている。興味深いことは、このとき惑星間空間磁場の方向が北から南に変ったことである。

この例は、Chapman-Ferraro 以来の伝統的なモデルでは、地球磁場は惑星間空間磁場と本質的にはつかがらぬと考えているが、そこに根本的な問題があることを示唆しているもの、と思われる。つまり、圏界面の大きさを規定するものは Solar Wind の Dynamical Pressure であることは当然であるが、それを与えただけでは、例えば R_N は unique にはきまらない。地球磁場と惑星間空間磁場とのつかがり具合によって、磁気圏内——特に前面に含まれる磁束の量が規定され、その状態で Solar Wind の Dynamical Pressure と圧力平衡をなす、と考えなければならぬ。

Solar Wind の flow velocity, number density, 磁場等が変化するとき、磁気圏全体がどのように変形されるかという力学過程はまだ十分にあきらかにすることは出来ないが、Dungey のモデルか、Chapman-Ferraro のモデルか、といった単純な二者択一ではなく、Polar Substorm の飛達過程から導き出される現実の磁気圏の機能について論ずる。

Multiple satellite observation of DP 2

西田 篤弘 前沢 利

東京大学宇宙航空研究所

地磁気 DP 2 型変動は惑星間空間磁場の南北成分と peak-to-peak の相関を示す。この際太陽風動圧 (1.0 nPa) の変化は小さく、DP 2 の原因は磁気圏の圧縮又は膨張ではなく、惑星間空間電場の磁気圏への侵入であると見られる (Nishida and Maezawa, J. Geophys. Res., 76, 2254, 1971)。しかし DP 2 電場に伴う対流運動によって磁気圏内の磁場分布には変化が生じているかも知れない。

この点を明らかにするため、1967年12月に観測されたいくつかの DP 2 型変動について下記の衛星データを観測位置の相違によって入手し比較した。

- 1. Explorer 33 (AIMP-D).
磁場 (Sonett-WDC A) プラズマ (Binsack)
- 2. ATS 1
磁場 (McPherron)
- 3. Explorer 28 (IMP-C)
磁場 (Ness-WDC A).

このうち Explorer 33 は惑星間空間にあり、太陽風の惑星間空間磁場をモニターし、ATS 1 は 6.6 Re の地心距離にあり、内部磁気圏磁場を観測。Explorer 28 は磁気圏尾部をモニターする。比較の結果、次の結論が得られた。

- A) すでに地文例によって報告された通り、DP 2 は惑星間空間磁場南北成分と相関を持つが、太陽風動圧とは無関係である。
- B) 内部磁気圏磁場は DP 2 と相関を示さない。即ち磁気圏は圧縮、収縮してはいないだけでなく、対流は殆んど force-free であり、内部磁気圏の磁場構造には殆んど影響を及ぼさないものと思われる。
- C) 磁気圏尾部でも DP 2 の生じている際、川原の磁場変化がないことが多々ある。但し、衛星が磁気圏境界面に達した時には例外があり検討を要する。DP 2 の生じている際、磁気圏境界面の位置が動いているように思われる例もある。

"Magnetospheric response to interplanetary electromagnetic signals"

西田 昌弘 (東京大学宇宙航空研究所)

惑星間空間電磁場が磁気圏に与える影響のうち、最も直接的で明確なものは南北成分と DP 2 の peak-to-peak 相関である。これに加え極磁暴嵐 (DP 1) の活動と惑星間空間磁場と密接な関連を持つことが多くの研究者によっても示された。

しかし DP 1 の場合には相関の様相はより複雑であり、最も重要な惑星間空間磁場パラメータが何であるか、又惑星間空間の電場と地上で観測される電場との間の時間差がいくらかであるか、等の諸点について意見の一致をみることができない。

この点について更に検討を行うために、Explorer 28 の一年以上にわたる惑星間空間磁場データの中心から、特に単純な形の磁場変化を選出し、それが極光帯の電流強度に与える影響を調べた。(電流強度の資料は 12 日、2.5 分毎の AE インデックスを用いた)。選んだ惑星間空間磁場信号は次の 4 種である。

- 1) 2 時間以上北向きが続いた後、南向きに変化し 3 時間以上維持する step-function 型変化。
- 2) 上と同様に南向きから北向きへの変化。
- 3) 南向き成分が急激な (変動の幅 5% 以内) 場合。
- 4) 北向き成分が北向き成分の大きさが 1 時間以内で 5% 以上減少した場合。

結果は次の通り。

- 1) 磁場が南向きになると約 2 時間後に AE インデックスが増加しはじめる。約 1 時間半後から急激に急激に約 2 時間後に最大になる。ただし $\Delta(AE) / \Delta(B_z)$ の関係は非線形で $\Delta(B_z)$ が約 6% 以下だと $\Delta(AE)$ は小さく約 100% 以下にならない。
- 2) 磁場が北向きになると、約 2 時間後の AE は低い。
- 3) 磁場が南向きでも、変動が急激な場合には極磁暴嵐は生じない。
- 4) 磁場が北向きでも、大きく減少すると同時に極磁暴嵐が生じ、減少の約 2 時間後に AE が最大になる。ただし $\Delta(AE) / \Delta(B_z)$ 比は 1) の場合に比べて小さい。

以上より DP 1 の原因となるのは「 B_z の減少 (北向き南向きにかかわらず)」で、その効果は「 B_z が小さいほど大きい」とはならないかと考えられるが、更に 3), 4) についてはより多くの例を検討する必要がある。

惑星間磁場擾乱と磁気嵐

図分征

東京大学理学部地球物理研究施設

IMP-3の資料を用いて磁気嵐と惑星間磁場変動との関係を調べた。南向きの磁場成分 (B_{zs} 又は θ) と地磁気活動とは良い相関を示すことはいろいろ「人達」によっていわれてきたが、ここでは AE (AD, AL) index 及び極冠域の地磁気活動を表わす index (PC) を定めて解析を行った。

① Substormとの相関

1時間値の相関をとってみると、AE は B_{zs} に対して1時間のおくれに良好相関を示す。相関係数が小さい場合でも1時間のおくれに対して係数最大となり、この1時間というおくれが重要な意味をもつことがわかった。5.46分値を用いて更に時間的に詳しく調べてみると、PC はいわゆる DP2 と同じように B_{zs} に対し 20~30分のおくれで相関係数最大となる。AD や AL も PC と同じように 25~35分位の間には係数最大となるが、この場合1時間程度のおくれに対しても相関係数の減りが著しくない。これが特徴的である。極光帯の地磁気変動は B_{zs} に対して 20~30分のおくれをもつ成分ともう一つの成分が重なっていると解釈できる。

② Stormとの相関

次に 1965年7月から 1967年1月までに観測された26ヶの shock events について調べてみた。Shock 後の B_{zs} の分布を調べてみると (22内)、統計的にはこのような selection を行わない場合と変わらないが、個々の event では南向き成分が卓越している場合やその逆の場合がある。そこで次のような規準をもつて2つに分類した。Shock の後 1.5日のうち B_{zs} が 50% 以上観測され B_{zs} の平均値 $\bar{B}_{zs} > 0$ であるものを S 型とし、その逆の場合を N 型とした。このように分けると S 型では N 型にくらべて Dst の発達著しいことがわかった。Dst の大きさは Shock 後 1.5日程度の間の ΣB_{zs} と良い相関を示す。又、Hundhausen 達が求めた shock の energy flux と Dst の関係を調べてみたが、Dst が大きい場合でも必ずしも energy flux が大きくなり、energy flux と Dst とは ΣB_{zs} と Dst の関係より相関がよくなりこともわかった。更に最近発表された 'STAC B' にある storm を検討した結果以上の結論が確かめられている。即ち太陽風の kinetic energy flux が同じ様な振舞を示す場合にも、南向き成分の変動が大きい方が AE 及び Dst の発達が著しい。STAC B から得られた結果で興味のあることは energy flux が増大しているときに B_{zs} が急に南向きになり急激な Dst の発達がみられることである。

以上のことから惑星間磁場の南向きの変動は太陽風から磁気圏へのエネルギーの入力を大きく支配する因子であることが結論できよう。

磁気圏境界領域における乱れた磁場構造

山下善弘
地磁気観測所

IMP-Cの磁場測定(1965.6~1967.4)の55.人工衛星が昼側磁気圏境界領域(Magnetosheath)を通過時の磁場の資料(F, θ , ϕ , δ)を使って、磁場の巨視的な乱れを調べた。

この磁場の資料は、5.46 min. 間に6回の測定を行ない、その平均値 F (μ) とこの値の標準偏差 δ (μ) を出している。そして、この δ の大きさ ~~は~~ は、惑星間磁場の乱れの程度と対応している。即ち、磁気嵐時以外... (惑星空間 $\delta = 0.1 \sim 2 \mu$, 磁気圏境界領域 $\delta = 2 \sim 10 \mu$, 地球磁気圏内 $\delta = 0.1 \sim 2 \mu$).

磁気嵐時... $\delta = 5 \sim 15 \mu$.

まず、磁気圏境界領域(Magnetosheath)の磁場の乱れの空間特性を調べるために、

(i) 軌道1~50, の Magnetosheath にいる時、各軌道の δ の平均値 $\bar{\delta}$ とその時の K_p の平均値 \bar{K}_p との関係を探ると、磁気嵐時以外は、 \bar{K}_p と $\bar{\delta}$ の対応はない。しかし $\bar{\delta}$ (乱れのレベル) と各軌道との対応はある。dusk-moon-dawn で $\bar{\delta}$ の値に特性がある。Subsolar point から dawn 側は、dusk に較べて、 $\bar{\delta}$ の値が高い。この事実は、この領域に磁場の乱れの dawn-dusk 非対称が存在することを示す。

(ii) 磁場の方位角 ϕ の1時間で Running Average とし得られた方向 ϕ_{AV} の空間分布を調べると、Magnetopause に接する方向に、磁力線が整列している。しかし dawn 側の磁場の方向 ϕ_{AV} は dusk 側に較べて、不規則である。この事は、dawn 側の磁場の変動が大きいを示している。

(iii) $K_p \leq 2.5$ のとき、Magnetosheath 内を定常状態として、Bow shock front - Magnetopause 間の相対位置に対する隣接する5軌道毎の平均値 δ_{AV} を地心距離の関数として、 δ_{AV} の領域の場所依存性を調べると、磁場の強さは地心距離の増大に伴って、場所に関係せず、減少する。しかし δ_{AV} は領域内の場所によって、特徴的な乱れの分布を示す。

(iv) この領域内の、磁場の乱れの level $\bar{\delta}$ に対する δ の比、即ち、 $\eta = \frac{\delta}{\delta_{AV}}$ の30分平均値 $\langle \eta \rangle$ の等分布線を描くと、Subsolar point r_s , かつ dawn 側の r_{23} の magnetopause 近傍を中心としたところ $\langle \eta \rangle$ が大きい。この事は、Subsolar 近傍の magnetopause は、太陽風圧力変動により、それ自身の運動により、乱れが発生している。

次に、磁場の乱れの領域(境界)内の乱れの分布から、乱れの発生源、を検討した。

乱れた磁場による惑星間空間プラズマの加熱

藤見治一 川村孝弋

名大電研 名大プラ研

惑星間空間プラズマ中の乱れた磁場によるプラズマの加熱を考える。このために、まず荷電粒子の乱れた磁場による stochastic な加速を考える。これとしては、フェルミ加速がよく知られているが、ここでは乱れのパワースペクトラムより直接加速の割合を導くことを試みる。

荷電粒子(質量 m , 電荷 e , 磁気モーメント μ) の案内中心 $R(t)$ の運動の式は、よく知られているように、 $\dot{R}(t) = (e/m) \{ E(R, t) + (R(t)/c) \times B(R, t) \} - (\mu/m) \nabla B(R, t)$ であるが、基礎方程式として、まず一次元かつ上式の最後の項が主に効く場合を考えて、

$$\ddot{z}(t) = -(\mu/m) \partial B(z, t) / \partial z \quad \text{を採る。}$$

磁場の乱れは統計的な意味で一様かつ定常とすると、パワースペクトラム $S(k, \omega)$ は

$$S(k, \omega) = (2\pi)^{-2} \iint d\xi dz \langle B(z, t) B(z+\xi, t+\tau) \rangle \exp(i(k\xi - \omega\tau)$$

ここで $\langle \rangle$ は十分長い時間、空間での平均を表わす。

$z(t)$ を $z(t) = z_0 + v_0 t + z_1(t) + z_2(t) + \dots$ と展開し、初期条件として、 $z_1(0) = z_2(0) = \dots = 0$, $\dot{z}_1(0) = \dot{z}_2(0) = \dots = 0$ を与えると、基礎方程式より

$$\dot{z}_1(\Delta t) = \Delta v = -(\mu/m) \int_0^{\Delta t} dt \partial B(z_0 + v_0 t, t) / \partial z$$

を得る。これより

$$\begin{aligned} \langle (\Delta v)^2 / \Delta t \rangle &= (\mu/m)^2 \int dz \langle \partial B(z_0 + v_0 t, t) / \partial z \cdot \partial B(z_0 + v_0(t+\tau), t+\tau) / \partial z \rangle \\ &= (\mu/m)^2 \int dz \iint dk d\omega k^2 S(k, \omega) \exp(i(kv_0 - \omega)\tau) \\ &= 2\pi (\mu/m)^2 \int dk k^2 S(k, kv_0) \end{aligned}$$

故に拡散係数 D は

$$D = (1/2) \langle (\Delta v)^2 / \Delta t \rangle = \pi (\mu/m)^2 \int dk k^2 S(k, kv_0)$$

加熱の割合 dT/dt は (T は温度)

$$dT/dt = mD$$

で与えられるので、パワースペクトラムを与えれば、直接加熱の割合が得られる。

発表の際は定量的な討論も行った。

電波星シンチレーションによる太陽風の観測(2)

渡辺 堯, 鷲見 浩一, 小島 正宣
柳沼 隆清 (鳥大空電研)

Scintillationのpower spectrumから
scintillationに寄与しているpowerを求めた。
(図1, 図4) 二水による教日商にわたる
scintillating powerの上昇が見られるが
これを Pioneer 6, 8, Vela 4, 5等による太陽風
の速度のデータと比較すると太陽の active region が
発した高速の stream 電波源への視線方向と横切って
行く、たとえ考えられる場合がいくつかあった。例として図1
の6月20日頃の上昇は図2に示すような stream があった
ために生じたと思われる。この上昇が教日商に伝わる
事から、stream が黄道面を垂直方向に有限の幅がりと
持つて(1)の事が推定され、stream の断面図を大ざねながら
画く事が可能となる。6月20日頃通過した stream の
断面図を図3に示す。图中矢印は stream を固定した場合
の地球の位置で、斜線が視線を表わす。scintillating power の
peak が後半にずれて現われる事から scintillation に寄与
している部分は(1)の大きいところ stream の外側に
ある事が予想され、その部分を(2)で示してある。

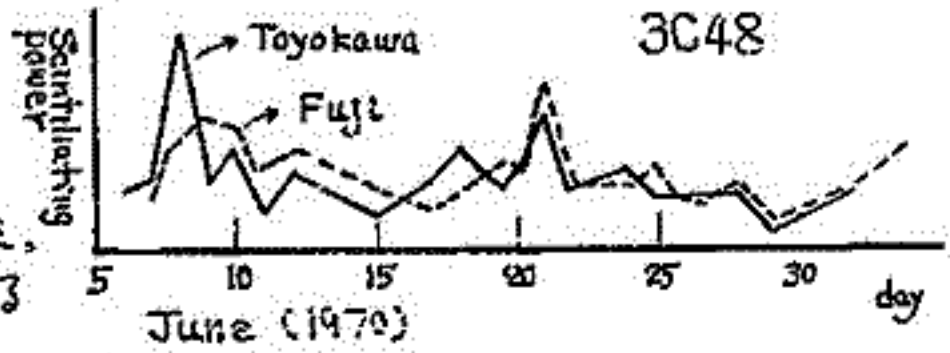


図1

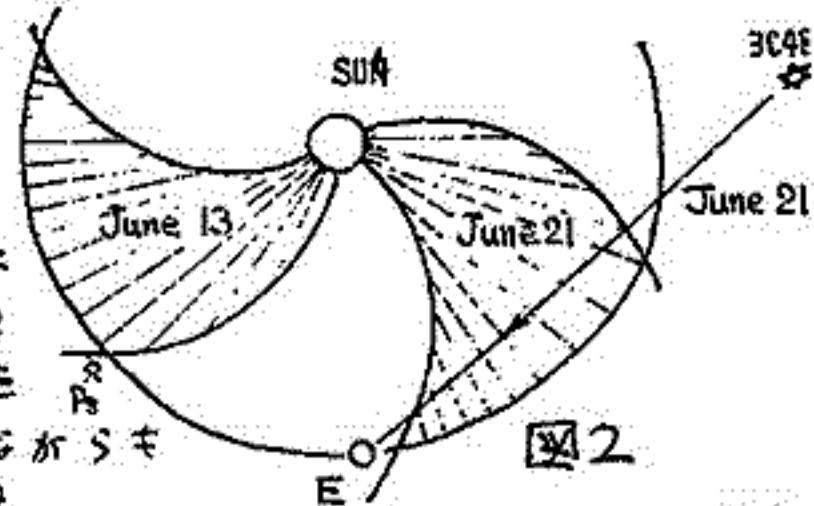


図2

同様の事を30298 (1970年) に対して行
見(図4) 图中斜線部は space crafts
との対応がある部分である。11月25日,
12月4日の peak は space crafts との対応
がなく、~~これは~~太陽風の speed を上昇し
る。Flare による transient にも
対応しないがこれに代る Flare も無く、地球

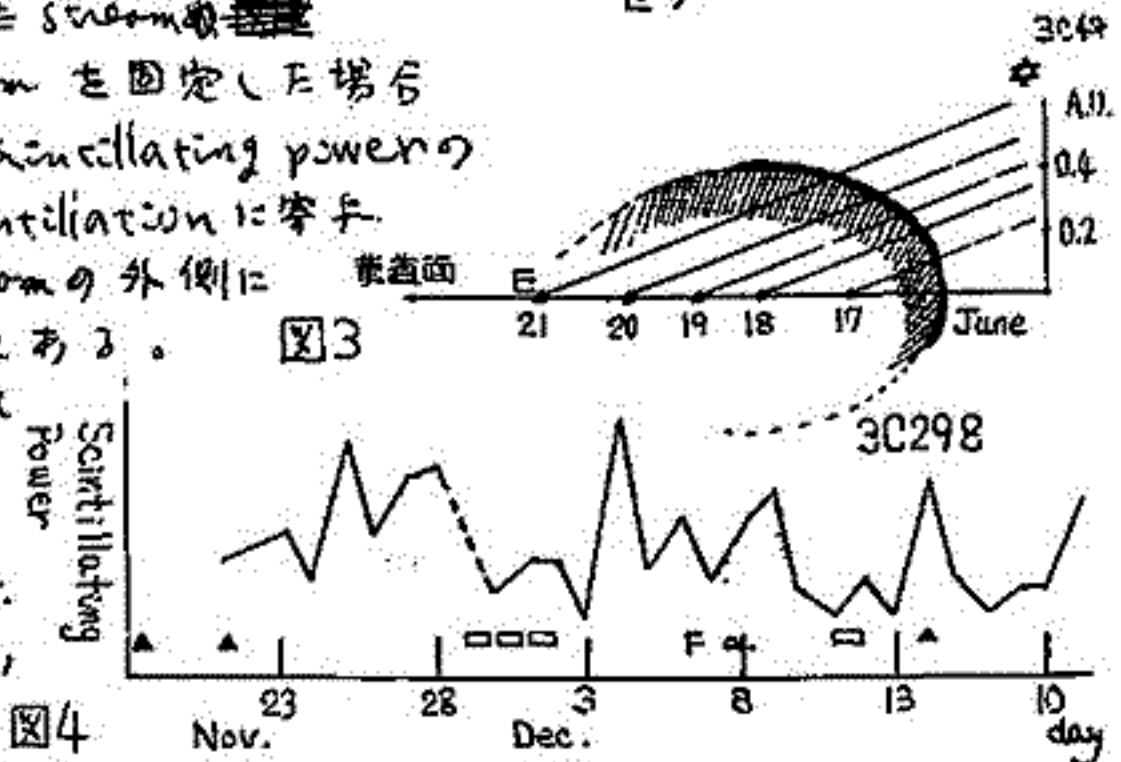


図3

上において地球との異常現象は観測
されていらない。この事は図6に示される
ように stream の中心が黄道面から
かなり外れ E とこにあり黄道面上に
あり地球や space crafts がこの
stream を観測されず、黄道面か
ら約20°の方向を見ていたシンチレーション
観測ではこの stream が見えた事を
suggest している。(二水)の peak 時
太陽風の speed が劇的に上昇している)

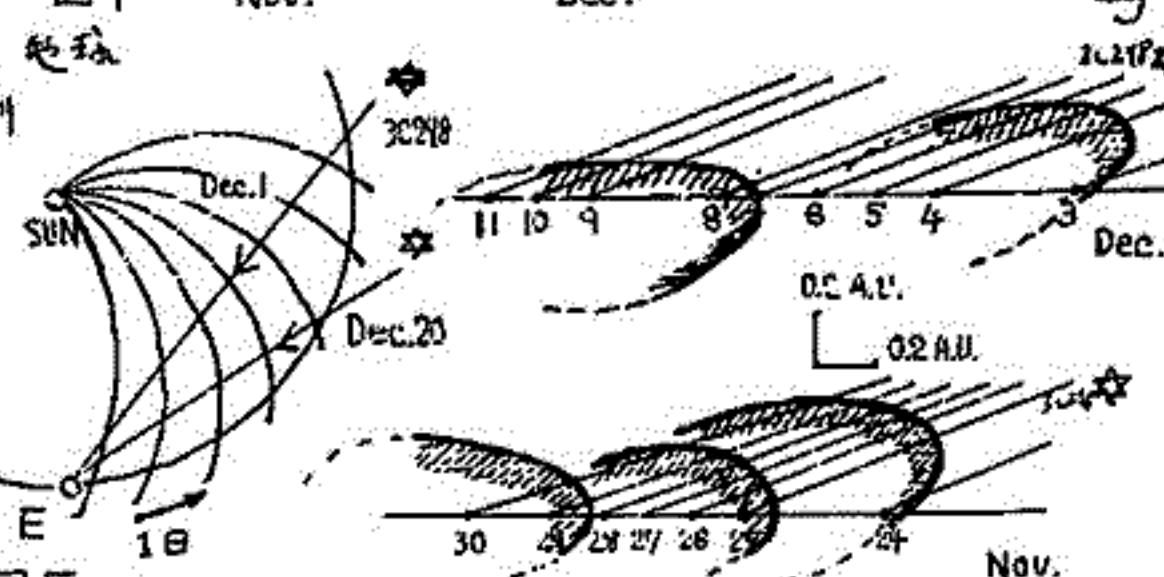


図5

図6

現在豊川のアンテナがマルチビーム化され1日のうちに数多くの電波源が観測されるよ
うになり、そのためこのように太陽風の立体構造がより詳しく調べられる事が
期待される。更に地下建設中である菅平高原の新しいアンテナが完成すれば stream 中の速
度分布や乱れの大ささ、形状について多くのデータが得られると見られる。

Duct formation for low-latitude whistler mode propagation

早川 正士, 大津 仁助
(名古屋大学 空電研究所)

According to the simultaneous observations at Moshiri and Sakushima Stations (34° N and 24° N, respectively) during February, 1970, the following facts are found,

- 1) occurrence rate shows a sharp peak at around sunset, and a broad one at night. (this was already noted by Iwai and Otsu.)
- 2) the occurrence rate is higher at Sakushima than at Moshiri during high whistler activity around sunset, but at night the tendency seems to be vice versa.
- 3) most of whistlers around sunset show multi-flash type, and the whistlers observed at Moshiri are considered to have propagated from lower latitudes such as Sakushima, according to the study of dispersion and their comparison between data at both stations.

These features suggest that the exit of low-latitude whistler propagation is sure to be located at lower latitudes than Sakushima, and also the propagation is attributed to field-aligned ducts. This fact is valid for the whistlers around sunset. However, the conclusive results are not reached for nighttime whistlers. These observational results are explained in terms of ray tracing methods. The model magnetospheres are latitudinally independent, and also latitudinally dependent, i.e., with taken into account the effect of equatorial anomaly. Such ray tracings support the existence of ducts.

Angerami & Thomas モデル及び CIRA '65 大気モデルに
基いたホイッスラー分散値の計算

電気通信大学 山中啓, 奥次隆志

観測の面から中低緯度ホイッスラーの「分散」について、とりわけ目についた特長が二つある。その一つは大きな磁気嵐時、分散値と foF2との相関が悪くなり、分散には磁気圏の寄与分が増して来るらしいこと。亦二に、これ迄報告されたレポートを見ると、典型的な磁気嵐に際して、Gulmarg (geomag. lat., 24.2°N)¹⁾、菅平 (26.0°N)²⁾ では、分散値のレベルが平均値に比べて、増加する傾向にあるのに対して、母子里 (34.0°N)、植内 (34.9°N) のそれは、おおむね減少のセンスにある点である³⁾。

磁気嵐のような過渡的現象に付随した事象は、「動的モデル」による説明こそ相応しいと思われすが、上部電離層・下部磁気圏での拡散の速さを考えると、拡散平衡モデルでも凡その説明が出来るかも知れない。そこで、双極子磁場中の粒子安定-拡散平衡モデルとして既に名の高い Angerami & Thomas モデルを 500 km 以上に採用し、単一層と仮定した上部電離層部分は通常の拡散平衡 (exponential) 分布、下部電離層部分は二次曲線分布として、典型的な日を選び、分散値を数値積分で求めた。尚、Scale height 及び O^+ , H^+ , He^+ の構成比を決めるに際して、磁気圏基部の温度を指定する必要があるが、例にとり、毎日の太陽電波 (10.7 cm 波長) の平均フラックスを調べて、太陽活動度レベルを決め (勿論、厳密には磁気活動度とは異なるが、一近似としてやむを得ない)、CIRA '65 中のモデルを参照して決めた。電離層の諸元は電波研の ionospheric data に拠った。この結果分散に対して、太陽活動度の高い日ほど磁気圏の寄与分が電離層のそれを凌駕すること。静穏時のもので規格化された分散値の磁気圏寄与分は太陽活動度のレベル数の函数として、低緯度では増加し、中緯度にくくと従って減少する場合のある計算結果を得た。これも前記の観測事実を支持することが判明した。

- 1) Somayajulu, V.V. and B.A.P. Tantry, J. Geomag. Geoelect., 20, 21-31, (1968)
- 2) Okuzawa, T., K. Yamanaka, and T. Yoshino, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 25, (1971) (in press)
- 3) Hayakawa, M., J. Ohtsu, and A. Iwai, Rept. Ionos. Space Res. Japan, 23, 9-20 (1969)

ホイツラーモードVLF標準電波検出

内藤悠史 荒木 徹 加藤 進
京大工 京大理 京大工

外気圏プラズマ中の電子密度、磁場の強さ等についての情報を得る為の定常観測として、我々はVLF標準電波(NWC, 22.3 kHz, 1000 kW Australia)のホイツラーモード受信と取り組んでいる。現在は、将来の本格的な観測の準備段階として、ホイツラーモード受信の可能性や、今後採用すべき受信方法の調査研究を行っている。今回は、これまで行って来た、次の三つの観測について、その結果を報告する。

- (1) 宇治に於て行った、位相近尾受信機による観測。
- (2) 今冬、菅平に於て行った、標準電波の停波時における、ホイツラーモード波の *time delay* の観測。
- (3) 宇治に於て行っている、導波管モード波と、ホイツラーモード波とのビートを検出する観測。

(1)の実験については、既に昨年6月の学会で述べたので、ここでは、(2),(3)について述べる。

ホイツラーモード波は、外気圏のプラズマ中を通過する為、その伝播時間、導波管モードのそれと比べてかなり長く、0.1 secのorderになると考えられる。この *time delay* を利用した観測は、今までにも、Helliwell や Crombie などによって報告されている。これらの観測は、特別に送信された *pulse* の *echo* の検出によってなされたが、NWCの電波では、その様な *pulse* を利用出来ないのので、我々は、2時間毎の停波時に、受信機の低周波出力を録音し、停波の瞬間の前後をリナグラフで現わし、停波の前、停波の直後、雑音時の各々の *amplitude section* を比較する事等によって、ホイツラーモード波が、停波直後に受信されて居ないかを調べた。なお、この時、受信機のループアンテナは、導波管モード信号が、最も弱くなる方向に向けられている。観測は3月13日より4日同行い、ホイツラーモード波が受信されていると思われる結果を数例得た。

これまでの観測は、ループアンテナは、上述の様にセットされて居る(この時、アンテナは、幸い、NWCの *magnetic conjugate point* 方向に強い指向性を持つ)が、アンテナの性能上、導波管モード波を完全に抑圧出来ず、ホイツラーモード波(導波管モードより30~50dB弱いと考えられる)は、マスクされ勝ちである。この影響を除く為、現在次の様な実験を行っている。二台のループアンテナと、同様の構成を持つ二台の受信機を用い、一組は導波管モード最強の方向に、他の一組はそれと直角方向にセットし、共通の局部発振信号で周波数変換を行い、二つのIF出力を *lock in amp* に加え、両者の導波管モード信号が90°の位相差を持つ様に調整してやる。この方法により、ループアンテナによって抑圧出来なかった導波管モード成分の影響を除くと共に導波管モード波と周波数のずれたホイツラーモード信号をビートとして検出しようとするものである。この実験は現在続行中である。

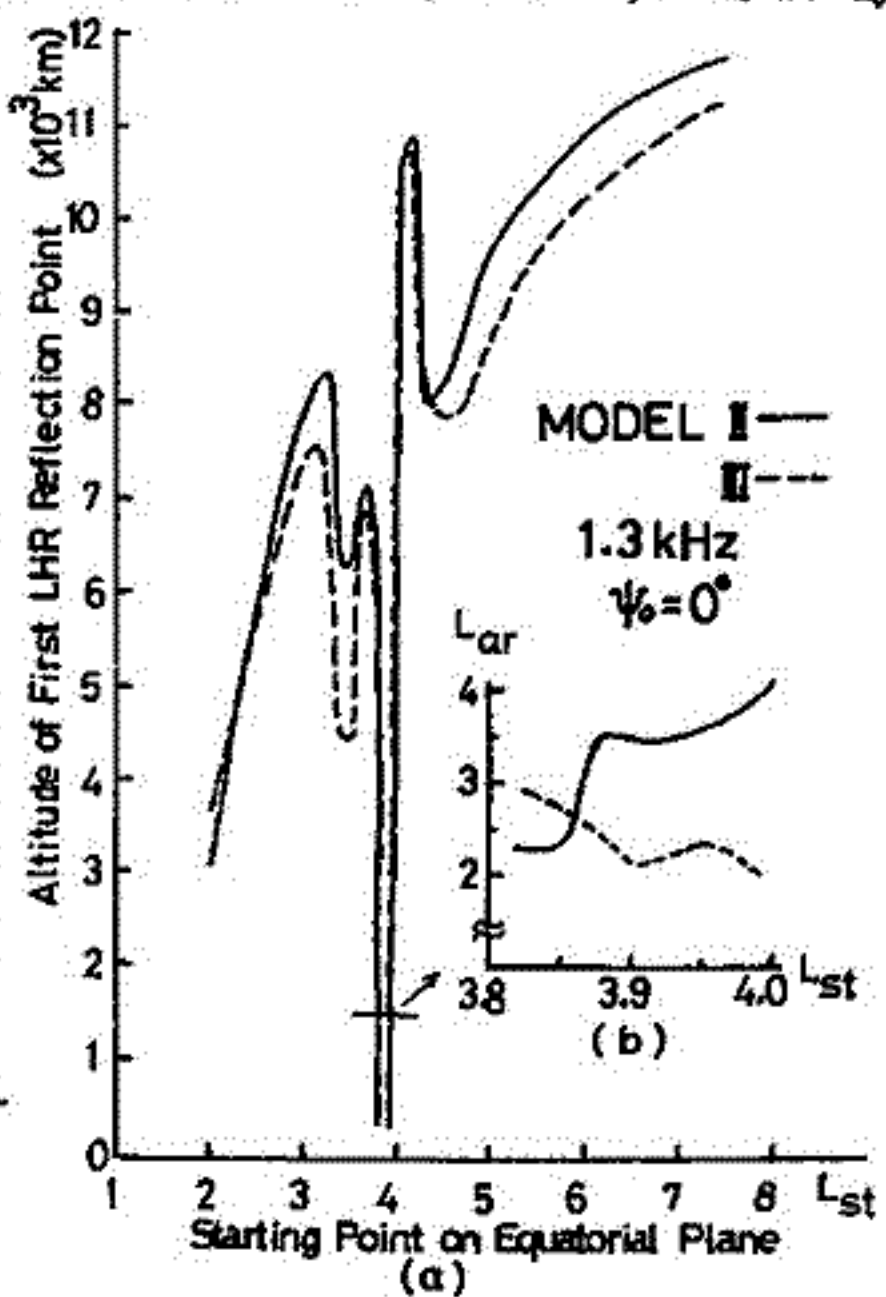
今後の計画としては、中心周波数が等間隔で、狭い帯域中を持つ出力を多く並べた、*spectrographic receiver* による観測を行う予定である。この方法では、導波管モード波の影響も少くない他、累った周波数偏移を持つ複数のホイツラーモード波を検出する事が可能となる。

最後に、菅平の観測に於て、電気通信大学の皆様に便宜を与えて頂いた事に、深く感謝の意を表明致します。

Plasmapause 近傍での ELF emission の伝搬特性

相 京 知 弘, 恩 壽 忠 典
(電波研究所)

最近, plasmapause の肉連現象として, plasmapause 近傍の高度 1500 km 以下にて ELF コーラスと思われる ELF emission の受信磁界強度が極大となる現象が McPherson and Koons により報告されている。Thorne and Kennel による磁気赤道を以て ray tracing の解析では殆んどどの波は伝搬ベクトルが低高度に到達する以前に外部磁場に直角に近くなり, LHR 反射を起して上述の観測高度まで到達しない。後に LHR 反射高度が観測点まで下。ても, 波のエネルギーは電場に捕り, 磁場センサーでは検出できないであろう。そこで plasmapause が電波の guiding に重要な役割を果たしていることが容易に推察される。plasmapause のような単一勾配による trapping は Helliwell によれば gradient trapping と呼ばれるが, 磁気圏モデル中での効果を調べた例はないようである。そこで今回の調査で用いたスムーズな磁気圏モデルで ELF 帯電波が plasmapause 近傍をどのように伝搬するの ray tracing 法を調べた。用いた周波数は McPherson and Koons の結果に合わせて 1.3 kHz を選んだ。第 1 図 (a) は赤道面から初期伝搬ベクトル角 $\psi_0 = 0^\circ$ にて出発した ray の出発点 L_{st} と最初の LHR 反射高度との関係を示す。反射高度は L_{st} の増加と共に一般的には増加する傾向があるが, $L_{st} = 3.8 - 4.0$ では非常に低い値を示す。(b) 図にはその出発点の L 値と高度 1500 km での到達点における L 値, L_{ar} の関係を示す。夜間のモデル (Model III) では L_{st} に対して全体に低い L 値に到達するが, このことは plasmapause が trapping に有効に働かないことを意味する。それに反し, 昼間のモデル (Model II) では夜間に比べ, 一般的に高い L 値に達する。とくに, $3.8 \leq L_{st} \leq 4.00$ では $3.5 \leq L_{ar} \leq 4.0$ となり trapping の効果が顕著に現れる。この傾向は McPherson and Koons の観測した磁場の増大現象が 0900-1300 LT で起る事実と矛盾しない。Trapped (T) mode の L_{st} の両側での増大は Untrapped (UT) mode から T-mode への遷移に伴う反射角の伝搬ベクトルと外部磁場のなす角の符号の表裏に起因する。次に, plasmapause 内外の UT-mode と近傍の T-mode で伝搬する ray の伝搬ベクトル角 ψ の変化をおのおの $L_{st} = 3.0, 3.5, 4.0$ と 3.9 の場合について調査した。UT-mode における ψ の変化は Thorne and Kennel の解析結果とはほぼ一致する。すなわち, 初期角 ψ_0 の非常に狭い領域の ray のみ比較的 low 高度に到達しうるが, 他の場合は急速に $\pm 90^\circ$ に近づく, ray は高高度で反射される。しかし, T-mode における ψ の推移はそれらの場合とは全く異なり, 広い範囲の ψ に対して $+10^\circ$ をおろし LHR 反射後, 低い L 値に達す。 $|\psi| \leq 20^\circ$ では ψ は磁力線を中心に振動し, ray は trap される。種々の ψ_0 に対する ray の振動について述べる。



第 1 図

VLF Triggered Emission の発生機構

(Single Particle Approach) - その II -

橋本弘藏, 松本紘, 木村繁根

京都大学 工学部

磁気圏を, Whistler-mode で伝搬する電磁波によって trigger される VLF Emission については, 種々の解析が行なわれているが, いわゆる triggering process の物理機構を明らかにするために, 単粒子モデルによる解析を行ってきた。

昨年の学会で述べたように*, 電磁波中におけるプラズマ粒子の運動を記述する, 非線形方程式 (1)~(3) を出発点とする。

$$v_z = \delta (v_z / v_{ph}) \sin \phi \quad (1)$$

$$v_x = \delta (1 - v_z / v_{ph}) \sin \phi \quad (2)$$

$$\phi = \omega_H - \omega (1 - v_z / v_{ph}) + \delta (1 - v_z / v_{ph}) \cos \phi / v_z \quad (3)$$

$$\text{ただし, } \delta = -eE/m \quad (4)$$

ここで, $(1 - v_z / v_{ph})$ が時間的にほとんど変化しないと仮定すると, (これは, サイクロトロン共鳴の条件から知られた状態にある粒子に, 適用される。) Analytic に解け,

$$v_x = K e^{j\omega t} - K e^{j\omega t} + v_{z0} e^{j(\omega_H t + \phi)} \quad (5)$$

$$K = -\delta (1 - v_z / v_{ph}) / (\omega_H - \omega_0) \quad (6)$$

$$\omega_0 = \omega (1 - v_z / v_{ph}) \quad (7)$$

という解を得る。これは, (2), (3) 式のみから得られ, 線形解析の結果と一致しているが, このことから, 放射に強く関係していると考えられている Phase Bunching の様子について, 明確に知ることができると示される。

さらに, この解は, サイクロトロン同波数での回転と, 波のドップラーシフトした同波数 ω_0 (粒子から見た波の同波数) での回転の合成であることから, 多くの粒子によるコヒーレントな放射の条件について, 検討を加えた。

サイクロトロン共鳴を起している粒子については, 計算機による数値解析が主力となるが, (1), (2) については考えないが, (3) 式のオミット項についてのみ, v_z の変化の効果を入れて計算すれば, v_z の最大値は,

$$v_{z \max} = \left\{ \frac{8\delta (v_{ph} - v_{z0})^2}{\omega} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

であることが, Analytic に示され, 数値解析の結果とよく一致する。

非共鳴粒子については, さきに述べた様な放射の条件から, 放射同波数を求めることができるが, あまり強い放射は望めない。さらに何らかの工夫と施すなどを行なって, 共鳴粒子による放射を考えてゆく必要がある。

* 松本, 橋本, 木村 才 47 回講演予稿集, p62, 1970

VLFエミッションの Half Gyrofrequency についての考察

松本 紘・木村 繁
京都大学 工学部

VLFエミッションの発生機構の研究は 地球磁気圏の自然現象を説明するという動機に加え、それが理想プラズマ中での現象であるということから プラズマ中の波動-粒子相互作用の理論の発展に寄与するという別の動機からも、1950年代後半から現在にいたるまで数多くの理論的研究がなされてきた。

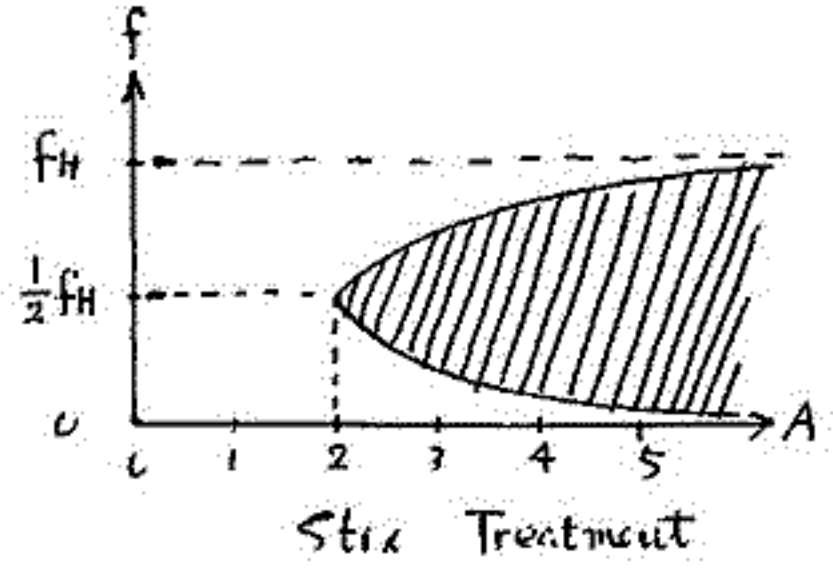
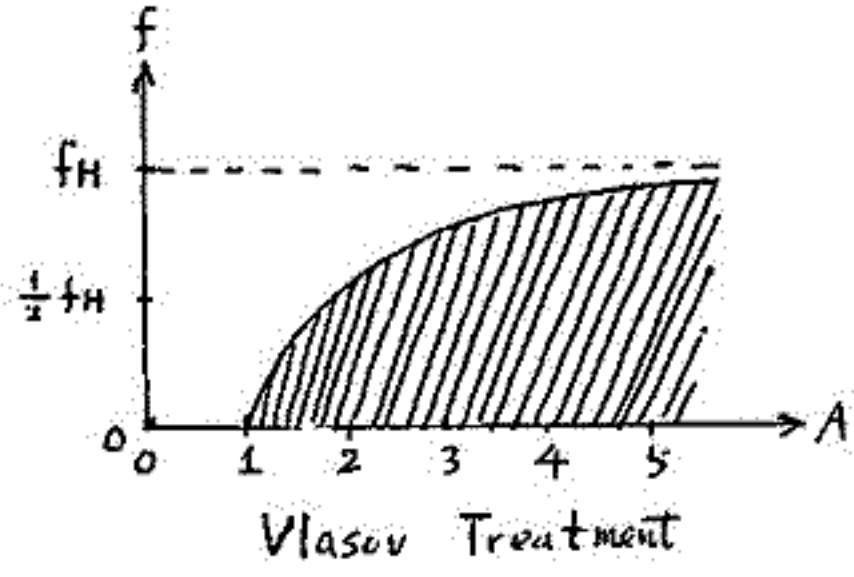
VLFエミッションには いくつかの特有の性質が知られているが、今回ここで取り上げるのは、中でも従来から不明とされているマジックナンバー $1/2$ について、つまり VLFエミッションが、赤道面付近のサイクロトロン周波数の約 $1/2$ 程度の周波数で起る (Half Gyrofrequency) ということについてである。

この事についての観測事実は WTE (Whistler Triggered Emissions) については Matsumoto (1967), Carpenter (1968) によって ASE (Artificially Stimulated Emissions) については Kimura (1967, 1968), Carpenter et al. (1969) によって、また Natural Discrete Emissions については Dowden (1971) によって、Hiss については Dunkel et. al (1969), Bullough et. al. (1969) によって指摘されている。


一方、これに関する理論的説明のトライアルは極く少なく、ゆずが Smith (1961) によるダクト伝播理論による説明と Beam Cyclotron Insta. と高エネルギー粒子の観測結果を結合して説明している Matsumoto et. al. (1971) などがあるに留ま、ている。

そこでは Cyclotron Insta. の固有の特性として $1/2 f_H$ が導かれるかということについて 線形理論の範囲で Vlasov Treatment (e.g. Sudan, 1963) と Stix Treatment (e.g. Stix, 1958; Terashima, 1967) の比較検討を行ない、それぞれの場合の問題点を検討しながら $1/2 f_H$ についての考察を加えたい。また、あわせて Smith のダクトの考えや Beam Cyclotron Insta. に関する従来の考えについての検討も加えたい。

なお、下には Vlasov Treatment と Stix Treatment の場合に得られる Instability の周波数範囲を温度異性因子 $A = T_e/T_i$ の関数として掲げ、おく。これらについては当日説明を加える予定である。



$$A = T_e / T_i$$

 Instability 領域

チレンコフ不安定によるVLF帯の発生

大津仁助

名古屋大学空電研究所

1967年5月25日の大磁気嵐に伴ってUK-3で観測されたVLF帯は、

I no. Lat. $40^{\circ} \sim 50^{\circ}$ の間で最大強度を示めしており、発生に用いる電子のエネルギーの差で、Cyclotron inst. より Cérenkov inst. が有利であることを述べて来たが、理論的な面から Cérenkov inst. については疑義が示されていた。今回は1961年発表された京大木村先生の取扱いに従って、電子ビームの Cérenkov inst. によるVLF帯の波の grow を調べたので、その結果から Cérenkov instability によるVLF帯の発生の可能性が充分あり得ることを示す。従来、磁場内プラズマ中の電子ビームによって波の成長が起るのは空間電荷波であつて、ホイスラ-波は grow しないと示されていた。下図は破線が空間電荷波、黒点がビームが存在する場合、すなわちホイスラ-、実線は波の grow がない場合の、 n の ω の位相屈折率の周波数に対する変化を示したものであるが、(a)では約10 KHz以下の部分を見れば、grow するのは空間電荷波のみであつて、ホイスラ-波に相当する部分での grow は見られない。しかし、(a)の10.5 KHz以上と(b)の3~10 KHzの部分では、破線と黒点とがかなり接近しており、空間電荷波と交差されていくものがホイスラ-波にかこたふることかわかる。すなわちこの領域で grow はホイスラ-の領域で起っている。更に重要なことは、従来電場成分のみによる成長と示されてきた破線のものが、横方向の電場成分を持ち、ホイスラ-(黒点)に近づくことでは、その偏波も充分ホイスラ-に近づくことも判明した。

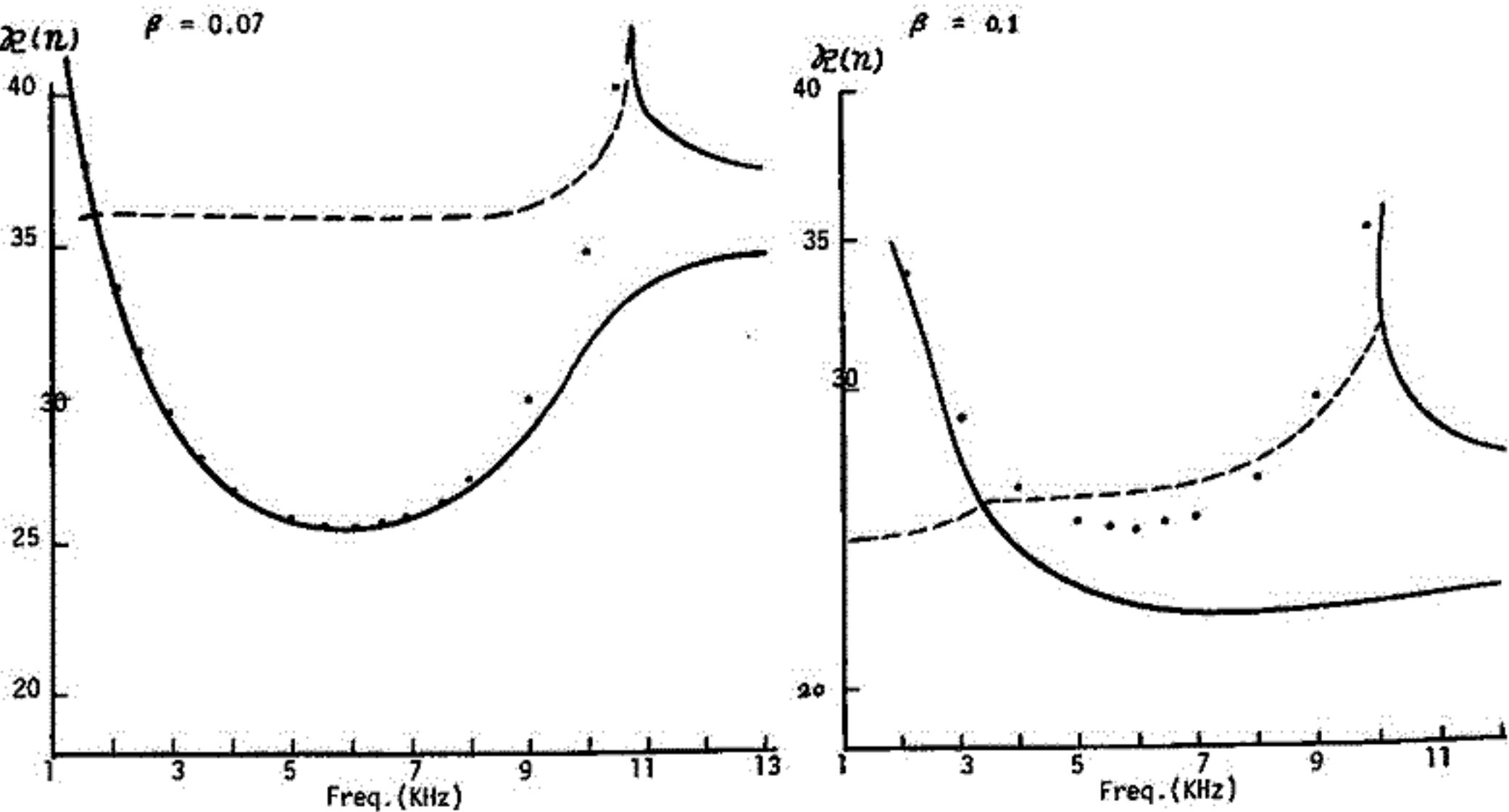


Fig. 1 Electron beam と plasma の interaction により発生する波の位相屈折率 (実線部)
 (a) beam velocity = 0.07 (b) beam = 0.1
 ● 点: beam が存在するときのホイスラ-の分散, 実線: grow する領域
 電子密度: $280 / \text{cm}^3$ (plasma), $0.31 / \text{cm}^3$ (beam), $f_H = 30 \text{ KHz}$, $\theta = 66.4^{\circ}$

SSCによるVLF emissionのスペクトル変化の解釈

林 幹治

東大・理

昭和基地などの高緯度地方で観測される magnetospheric origin の自然電波のうち 06^h~18^h MLT の間に大体1時間以上の間継続し、10^h~12 MLT に突至 強度最大になるものは polar chorus (あるいは ELF hiss + chorus) と呼ばれる。この現象は (1) 出現する周波数帯は 1.5 KHz 以下、(2) frequency-time spectral pattern は、継続時間約 20 秒の riser と back ground の steady hiss によって特徴付けられる (両者の割合、riser の df/dt などの local time 依存性が実際にはある)。

このタイプの emission は数 10 keV 程度の electron が関与した cyclotron 不安定性により赤道面付近で発生しているということと大方向のついても合っているが、波のスペクトルや強度まで考慮した consistent な議論はほとんど行われていない。したがって現象の把握のためだけに今は現時点では day time steady emission (in high latitude) と呼ぶ方が適当であろう。

自由エネルギー (ここではピッチ角の大きい energetic electron flux) が準定常的に供給され、定常的な波の spectrum が保たれていると仮定するにしても、そこに介在する非線形過程が、準線形的なものなのか、それよりもより強い非線形的なものなのかは一重に波のスペクトル、強度に依存するもので、観測により決められるべきものである。

SSC, SC に伴う magnetosphere (従って、その plasma) の compression により

$$(1) \Omega_e \rightarrow \Omega_e (1 + \epsilon)$$

$$(2) N_e \rightarrow N_e (1 + \epsilon)$$

$$(3) T_{\perp} / T_{\parallel} \text{ の増大 (?)}$$

などを考えることができる。Whistler mode wave と electron の共鳴条件より得られる

$$\left(\frac{1}{2} m_e V_{ii}^2\right) / (B^2 / 8\pi N_e) = (1 - f)^3 / f, \quad f = \frac{v}{\Omega_e}, \quad V_{ii}: \text{electron の共鳴速度}$$

について (1), (2) を考慮すると、compression による共鳴周波数の変化について考えることができる。(1), (2) のグラフを $E = (\frac{1}{2} m_e V_{ii}^2 / B^2 / 8\pi N_e)$ をパラメータとしてえがき実際の現象をながめる際の scale として使う。この scale より小さい (3) の温度異方性の変化あるいは準線形的条件の破れを考慮することができるとは行かないか。このように考えるに従って、3 の例について考えてみる。

結果は、

- (1) 上述の linear 関係によつて low frequency (大きな温度異方性を必要としぬ) 部分と、強度のあまり大きくない high frequency 部分との説明できそうである。
- (2) high frequency 部分に単なる emission band の移動では説明できなレベル上昇が見受けられ、温度異方性が増大したと考えるべき。
- (3) 強度の強い band の中心近くで、SSC の後一種の saturation 現象と見られるものが見受けられる。

K-9M-35号ロケットによる

非線形波動相互作用実験

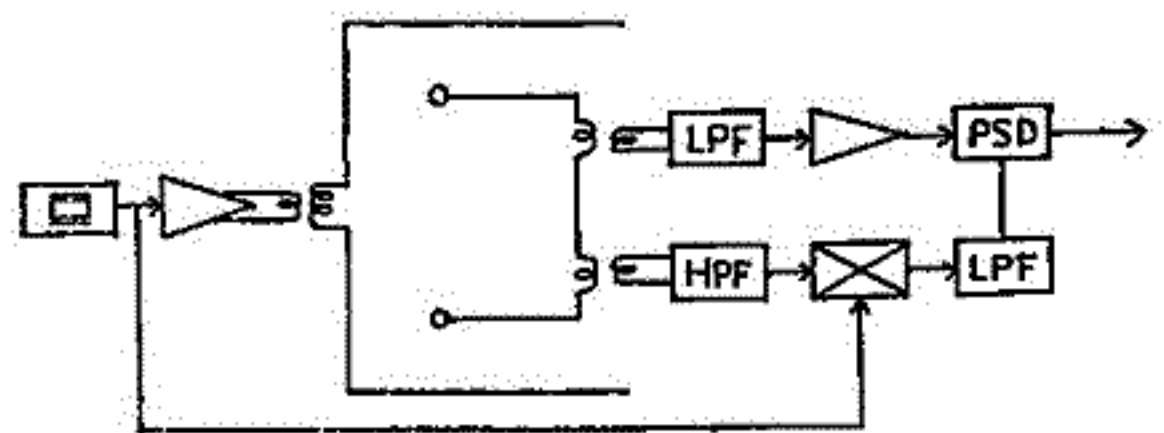
宮武 貞夫 松本 絃 木村 肇根 (京大工)

電離層あるいは磁気圏で発生すると考えられるVLF帯あるいはELF帯の波動現象はサテライト等による観測で数多く報告されていり、これらの波動現象の発生機構と密接な関係を持つものの一つに波動の非線形相互作用が考えられる。

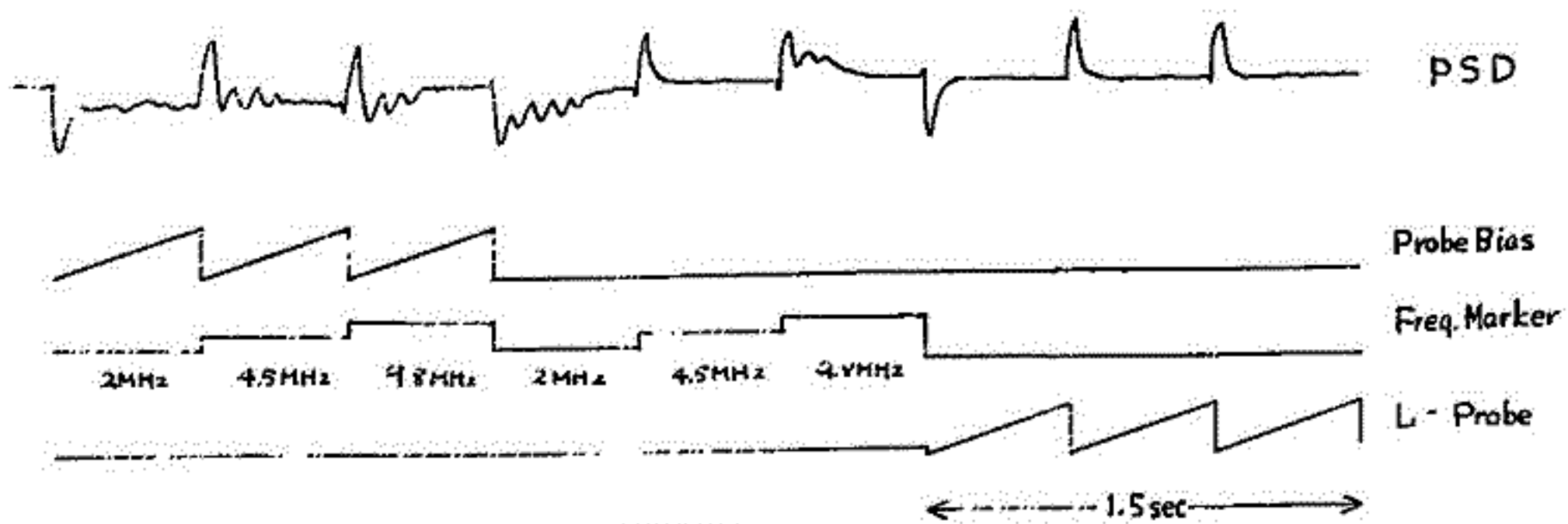
1971年1月23日、午後8時20分に打ち上げられたK-9M-35号機に電離層プラズマ中のプラズマ波によるイオン音波の励起を試け、非線形波動相互作用を観測した状態を実験するための装置を搭載した。この装置は第1図のブロックダイアグラムに示すように、電子プラズマ周波数より少し高い周波数の発振器の出力を2本のコイルの間に加え、そのコイルの間に2本のプローブを置く。球プローブ間の出力は低周波、及び高周波用の増中器に加えられる。高周波の信号は発振器の出力と混合器に加えられるローパスフィルターを通して、低周波の信号と共に位相検波器に加えられる。低周波の信号を ω_1 、高周波の信号を ω_2 とすると、テレメータへの出力は $\omega_1 = \omega_2 - \omega_1$ の関係満足するとその時に現われることとなる。したがって、この装置を用いてよく知られた Three Wave Process が電離層プラズマに高周波電界を印加することによって満たされるかどうかを知ることが出来る。

実際の装置では、球プローブのミースの状態を変えることにより、信号に対するプローブの感度が最大になる点を求めるために、プローブにD.C.バイアス(のこぎり波)を加えた。また印加する高周波の周波数として2MHz, 4.5MHz, 9.8MHzの3周波数を順次切換えし、低周波の信号はそのスペクトルを解析するためにワイドバンドテレメータで処理に送られた。さらにプラズマの温度及び密度を測定するためのラジエミュープローブが同時に搭載された。

位相検波器の出力の一例を第2図に示す。



第1図



第2図

スペースチェンバーによるプラズマ波のパラメトリック励起の実験

倉橋克典 鎌田哲夫 徳田進
名大空電研究所

プラズマ波のパラメトリック励起を調べる実験を東大宇宙航空研究所のスペースチェンバーを用いて行なった。この報告は、去る3月末に行なった2回目の実験結果に関するものである。

理論的に知られているように、パラメトリック励起により生じるプラズマ波の中で最も一般的なものは縦波である。そして、この波を励起させるプラズマ波も1種の縦波と考えられる。この場合、イオンの縦波と電子の縦波とが *interact* した場合には低周波-高周波、又は、高周波-低周波パラメトリック励起が起きると考えられる。初回の実験では、これらの中でイオンの低ハイブリッド共鳴により励起されたと思われるイオン静電波による電子静電波のパラメトリック励起の可能性を見出した*。ここで述べる2回目の実験では、パラメトリック励起のより一般的な機構を研究する資料を得る目的から、次の4項目に関する実験を行なった。(i). 2つの電子静電波(周波数を ω_1, ω_2 とする)による周波数 $(n\omega_1 \pm m\omega_2)$ の電子静電波の励起。(ii). 同様に、2つのイオン静電波、 ω_1, ω_2 による $(n\omega_1 \pm m\omega_2)$ のイオン静電波の励起。(iii). イオン静電波、 ω_1 による $(n\omega_1 + m\omega_2 \approx m\omega_2)$ の電子静電波の励起。(iv). 2つの電子静電波、 $\omega_1, \omega_1 + \omega_2$ による ω_2 のイオン静電波の励起。

実験の方法は、まず確実に縦波を励起し、かつ受信するセンサーを選定するため、チェンバー内に種々の棒、ループ、およびメッシュ状のアンテナを外部磁場と平行、又は垂直となるように配置し、おのおのを送受信アンテナに用いて外部磁場を印加して種々の測定を行なった。次に、この結果に基づいて選定した2つのセンサーに上記の ω_1 、および ω_2 の静電波を励起すると考えられる信号を印加し、別のセンサーがピックアップした $(n\omega_1 \pm m\omega_2)$ の励起電圧を、スweep受信機を用いて検出した。又、この励起がプラズマ特有の現象であることを確認するため、同一センサーを用いて真空中でも測定した。さらに、検出された $(n\omega_1 \pm m\omega_2)$ の励起信号が縦波であることを確認するため、縦波が検出されないと考えられるセンサーでも受信し、この励起が検出されるかどうかを調べた。

実験は *pressure*: $\approx 1 \times 10^{-4}$ (Torr), 電子密度: $10^3 \sim 10^5$ (cm^{-3}), 封入ガス: He, 外部磁場: $0 \sim 30$ (gauss) の状態で行なった。実験の結果、次のことがわかった。(1). 縦波に起因すると考えられる現象が明確に検出されたが、この時のセンサーは外部磁場に垂直な棒、およびメッシュアンテナであった。(2). 外部磁場を加えない場合には、上記の4項目の全ての励起は検出されなかった。(3). 項目(i), (ii)の励起は、一般的に言って外部磁場が強くなるにつれて励起しやすくなる傾向がある。そして、数次の n, m の値までその励起が検出された。(4). 項目(iii), (iv)の励起は、特定の外部磁場の時(ハイブリッド共鳴が起きる点の可能性が強い)に限り可能である。

実験結果の実例は会場で示す。最後に、実験の機会を与えられました東大宇宙航空研、並びに種々の御助言を下された、伊藤先生、江尻、中村助手に厚く御礼申し上げます。又実験に際し、いろいろとお世話下さった、小島、川原、玉田技官に深謝します。

* 倉橋、鎌田、徳田: スペースプラズマ研究会報告(1970)

不均一プラズマ中での non-reciprocal な波動伝播(II)

荒木 徹
京大理

静磁場 B_0 に直角な方向に変化するプラズマ中で波動伝播を考える。静磁場と x 方向に媒質の変化の方向を z 軸にとる。伝播方向が $y-z$ 平面内にあるとすると波は $A(z) e^{j(k_y y - \omega t)}$ のように変化すると考えよ。この時波は、その電場、磁場が $E = (E_x, 0, 0)$, $b = (0, b_y, b_z)$ とするモードと $E = (0, E_y, E_z)$, $b = (b_x, 0, 0)$ とするモードとに分離できる。後のモードに対する波動方程式をかくと下のようになる。

$$\frac{d^2 \phi(z)}{dz^2} + \frac{d}{dz} \left(\log \frac{A}{A+B} \right) \frac{d\phi(z)}{dz} + \left[j k_y \frac{A^2+B^2}{A} \left(\frac{d}{dz} \frac{B}{A+B} \right) - k_y^2 + \frac{j\omega}{c} \frac{A^2+B^2}{A} \right] \phi = 0$$

$$A = 1 - \frac{j}{4\pi\omega} \alpha_L, \quad B = \frac{j}{4\pi\omega} \alpha_H$$

ここで $b_x = \phi(z) e^{j(k_y y - \omega t)}$ とおくと、 α_L, α_H は Pedersen, Hall conductivity である。 α_H は磁場の符号を考慮して「 \pm 」の値は磁場の向き (x 方向か $-x$ 方向か) によって変化する。したがって上の波動方程式を解いて得られる b_x の値も磁場の向きによって変化する。このことは磁場の向きを固定して k_y の符号を変えても全く同じである。

前回は上の波動方程式の係数を電離層の各高さにおいて計算し、電離層が不均一で non-reciprocal な波動伝播が起り得ることを示したが、今回は上式を数値積分して結果を報告する。

不均一媒質中を伝搬する MHD wave

西田篤弘, 長山直弘
(東大宇宙研)

Geomagnetic tail に外部から加えられた disturbance がどのように内部に伝わり、いくつかを調べるために、tail を伝搬する波を MHD で換えるとして計算してみた。

一般的に取扱うことは大変難しいので磁力線方向への perturbation は磁力線に垂直方向へ進んでも変わらないとし、且つ $\propto e^{i(kx - \omega t)}$ とする。この時間問題は 1 次元化され、伝播する mode は 2 つとなるが slow mode の方は evanescent 的であってその伝播には余り興味がない。従って主に fast mode について調べてみた。

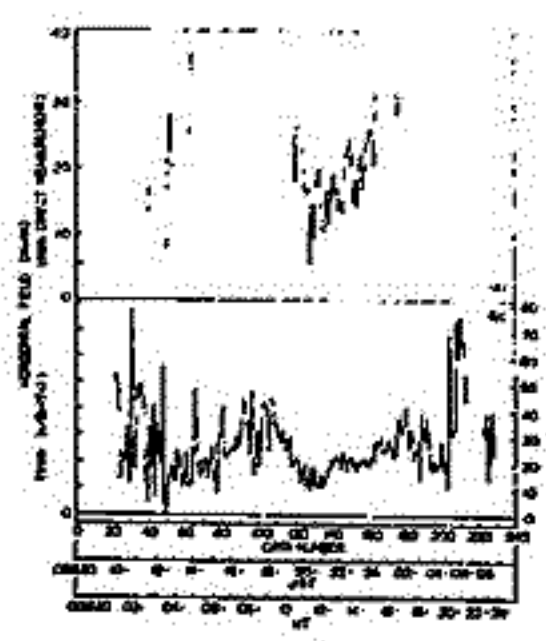
fast mode について電磁場の Poynting Flux が、不均質、high β の region に入るといかにつれどどのように plasma の熱 energy に変換されるかを数値的においかけてみた。

気球による電離層電場の測定

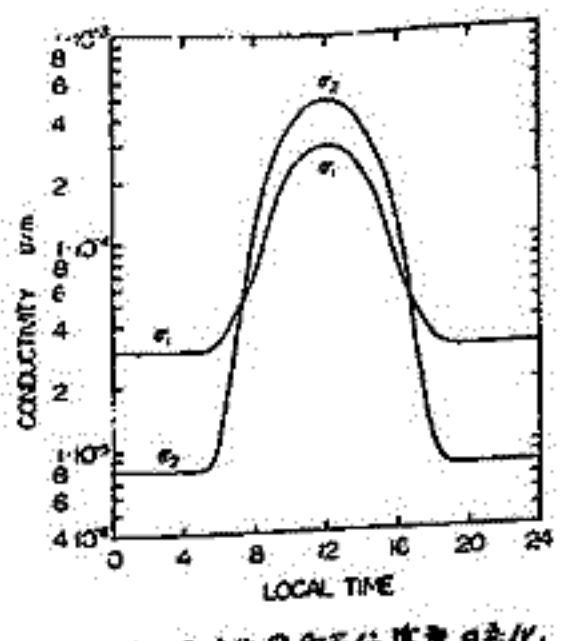
小川俊雄・田中良和
京大理

中緯度の成層圏電場をつくつていゝものは、大気電流率による約200~300 mV/mの垂直電場と、電離層ダイナモ電流系による高々10 mV/mと推定される水平電場である。これらの電場の3ベクトル成分を別々に測定することによって、異なる源からの電場を分離し、従来測定困難であった電離層電場を求めることが可能であると考えられる。この目的で、1970年9月24日、太平洋上約27 kmの高度での電場の日変化を観測した。第1図に使用したアンテナ系の構造を示す。水平浮遊中のアンテナ傾斜は±15'以内に収まったので、水平アンテナに垂直成分が混入することはなかった。第2図に水平電場の日変化を示す。(A)は直接測定、(B)は水平電流と垂直電場電流の比から求めたものである。水平電場の値は、全期間を通じてほぼ10~40 mV/mの間にあり、変動量は日中大ましく、夜間小さい。当日は、本州東方海上に雲の帯があり、観測中にこの雲帯が本州を横切つて西へ移動した。気象庁天気図から当日の降水分布を求め、その地裏に、通常の雷と同じ電気をもつた雲を仮定して、気球の位置での電場の大ききも検討したが、観測値より十分小さい値しか得られなかった。つぎに、福岡における地磁気日変化(第3図)から、それらの変化をよこす電離層等価電流を求め、これが電離層ダイナモ領域で、Pederson電流、または、Hall電流として流れたと仮定し、それを水のテンソル電気伝導度 σ_1, σ_2 の日変化を第4図のように仮定すれば、電離層電場を計算することが出来る。その結果を第5図に示した。直角三角形の直角をほとんど2辺によって計算された電場の値と方向を示し、一方、観測された電場の値と方向を矢印で示した。

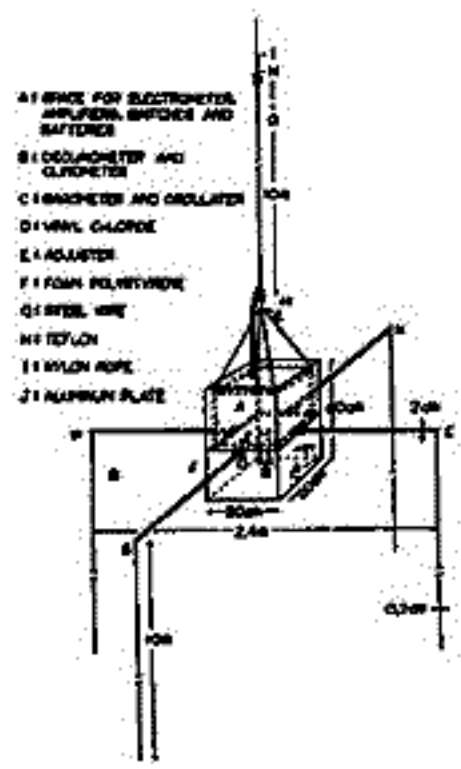
計算値が夜間大きいのは、地磁気日変化の平均値をゼロレベルにとつたためである。観測値と計算値の大ききが特性は似ているように思われるが、ほんとうに電離層電場であったかどうかは、更に今後の観測により確かめたい。



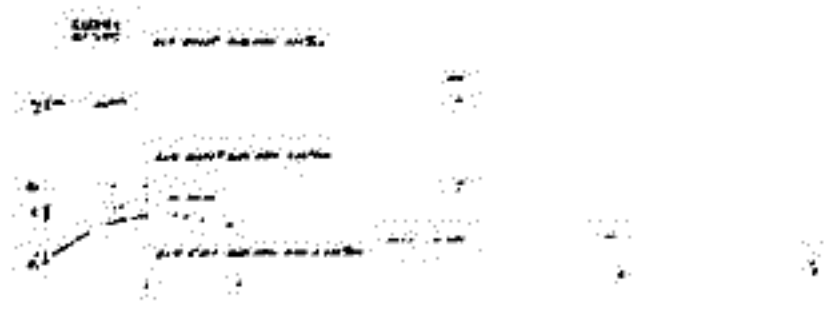
第2図 水平電場日変化



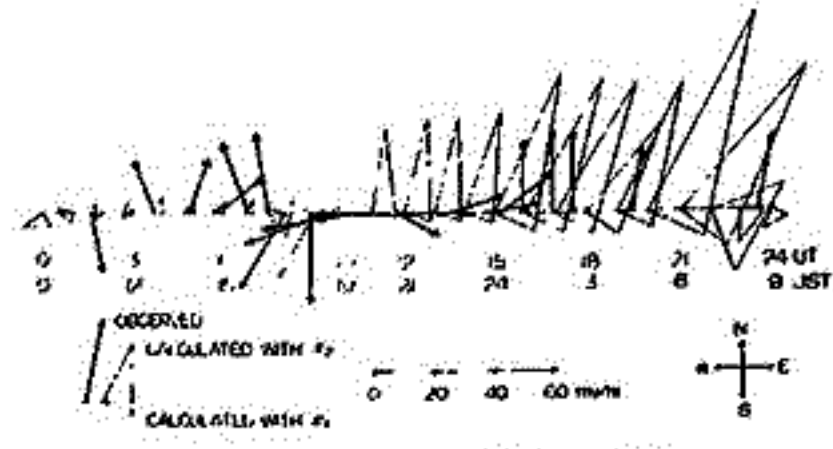
第4図 電離層電気伝導度日変化



第1図 電場3成分測定用アンテナ



第3図 福岡における地磁気3成分の日変化



第5図 水平電場の観測値と計算値の日変化

Rocket Experiments on the Equatorial Ionosphere Part II

平尾 邦雄 小山 孝一郎
 東京大学 宇宙航空研究所

昭和46年4月25日 インド標準時11時30分および18時55分にツンバ赤道地帯ロケット実験場で、2機のロケット実験を行った。

第1機目はインド側からはプロトン磁気計、日本側からはインバーダンスプローブ、キヤパシタンスプローブ および電子温度計を搭載しており、1-2コーンにはファイバークラスの固定1-2コーンであった。第2機目はインド側からはナトリウム弾、日本側からはインバーダンスプローブ、キヤパシタンスプローブ、リングミュアプローブ(固定電圧)、電子温度計および地磁気準位計であった。第2機目はロケットの飛しょう自体が失敗して計器部の破損は小さいものと考えられ、視測はともに行うことができなかったが、地磁気準位計は非常に大きな変動を記録し、これから事故の第一原因を推察することができた。

第1機目はインド側の要請により非周項のガラス製の1-2コーンであったので、電子温度計用センサー電極としては1-2コーンの先端よりやや下った傾斜部にとこの周囲に8導合した電極をとりつけ、それを交互に接続して、それぞれ測定電極およびリフレクタ電極とした。温度計は慣例に全飛しょう時中作動し、測定を行うことができたのはじめから予想された通り、ロケットのスピンおよびグレースフィング運動によるモジュレーションが大きく、データの集としてはやや劣るようであるが、それでも±100°K以内の精度で温度をきめることができたと思われる。

この報告ではこの測定結果について報告する。

K-8-16号機による発光雲実験の解析

中村純二 松岡 猛
東大教養

1970年9月2日に打上げられたK-8-16号機によるNa&Ba発光雲の実験についての速報は前回発表した。今回は計算機による詳しい解析結果を報告する。

解析方法は、同時撮影された一組の写真について、星をレフレンスに用いて2観測点を通る直線を含む平面でこれを切ることにより発光雲の相対応する部分の同定を行い各部分の高度、緯度、経度を算出したものである。

この場合、例えば内え浦-南郷の組と種子島-山川の組では全く独立に発光雲の位置が計算されるが、両者のズレ等から考えて発光雲位置の誤差は700m(低空)~数百m(高空)と考えられる。発光雲の直径は90~110kmで、200~800m, 110km以上では1~数kmとなっている。

ロケット上昇時に高度90~125kmで作られたNaX雲の位置を図1,2に、風向、風速を図3,4に示す。高度100km以下では、かなりの垂直方向の風も認められたが、図では水平成分のみを示した。

風速のシア-は101kmと106kmにあると考えられるが、京大、加藤・麻生氏らのインピーダンスプローブによる電子密度の極大や山川観測所で観測されたドリフトから導かれたEs層は101kmのシア-に相当するものと考えられる。

図1,2 H:高度 φ:緯度
λ:経度 R:ロケット軌跡
a: X+195sec b: X+225sec

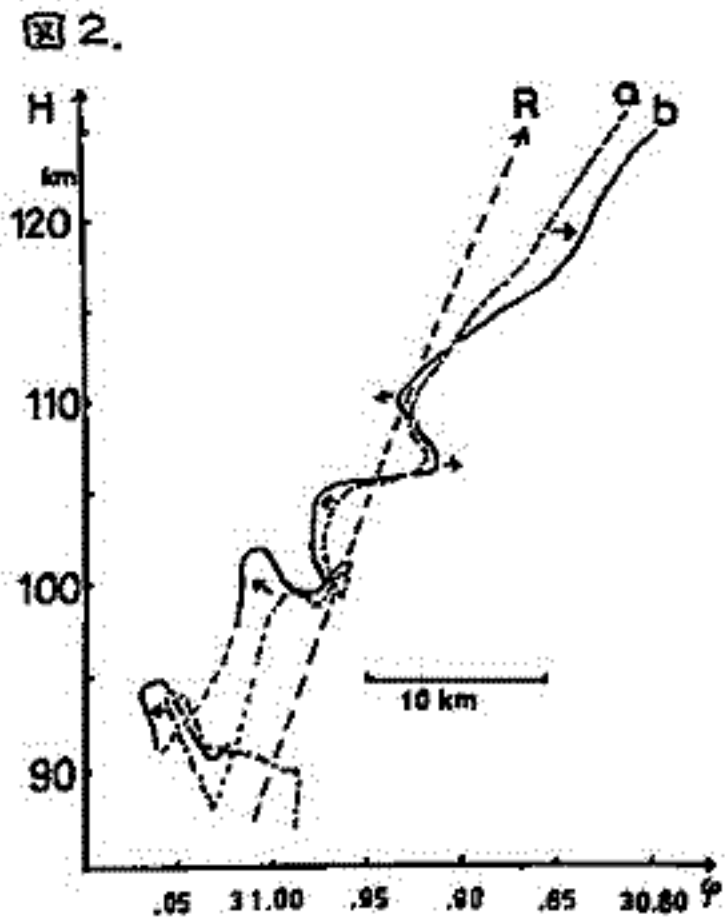
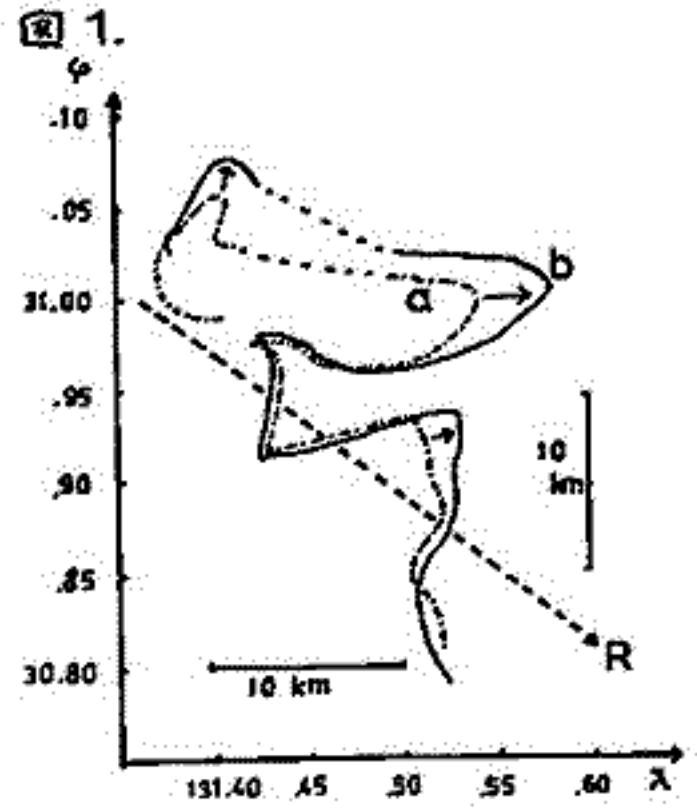


図3. 風速 |V|:水平成分 W→E:西風 N→S:北風

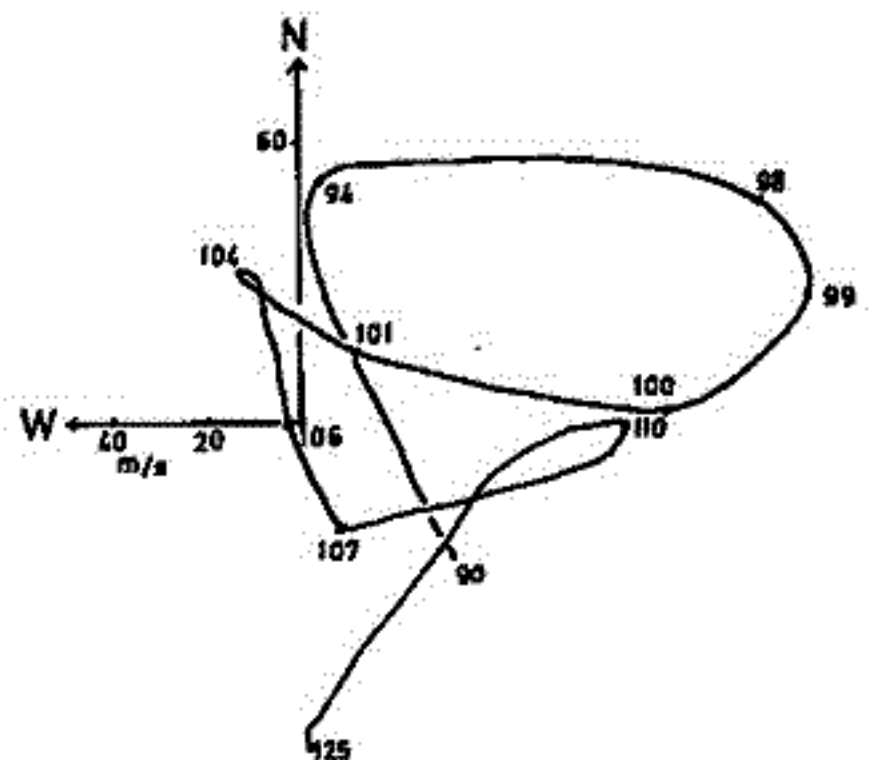
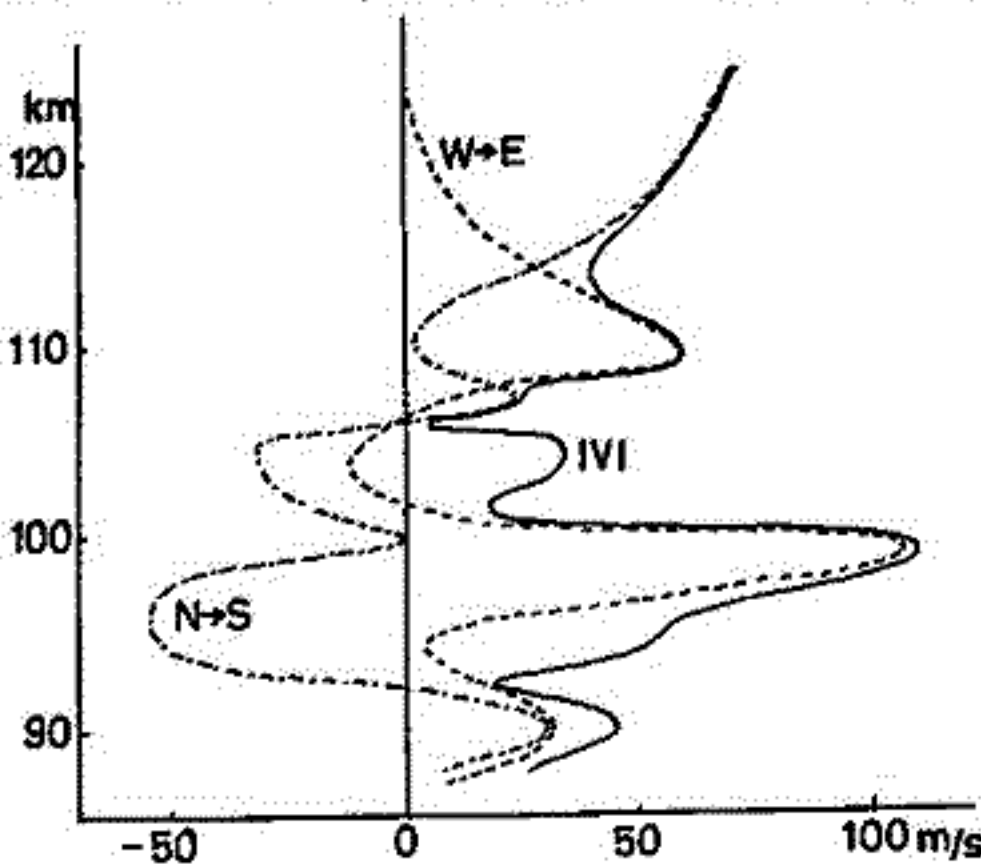


図4. 風向, 風速 (水平成分) 小数字は高度 中心からのベクトルが風向, 風速をあらわす。

K-9M-34号機による磁場の測定

加藤愛雄・青山 巖・遠山文雄
東海大学 工学部

昭和46年1月24日午前11時、K-9M-34号機に新しく開発した磁場測定器を搭載して観測を行なつた。

[1] 観測装置

この磁力計の特長は磁場を成分にわけて高感度で測定させる事にある。K-9M-32号機搭載の感度は約1.2Gのものであり、この磁力計は主として三つの部分から構成されている。まず1の部分には磁場成分を高い精度で測定するためのAD-DA変換技術を取り入れたデジタル方式による計測で出力信号は2進10bitであり、まず2の部分はこのデジタル化における量子化レベル(50G)以下をアナログ信号として取り出すものである。つまり、このシステム全体を制御する部分で特にスピンのと共に変化するロケット軸と直角な成分(H)を測定する機能をそなえている。その他、太陽方向を検出するサンセンサが附加されている。ここでは特にこのH成分における測定原理の概要を説明する。図はロケット軸方向から見たものである。磁場検出センサは、X-Y面に85°の角度をなして2個設定されている。このうち制御用センサはロケットのスピンのように、磁場線と直角になるときにON、OFF信号を発生させて測定対象であるHmaxを測定するセンサを制御する。すなわち測定センサはHmax 中心として約10ms(スピン周波数2Hzの場合)だけ動作して、その値を保持する。その結果、スピンにともなう大きなダイナミックレンジをすべて追従して測定する必要がなくなる。出力はこの時の保持されたデジタル信号とその差であるアナログ信号の二つが得られる。

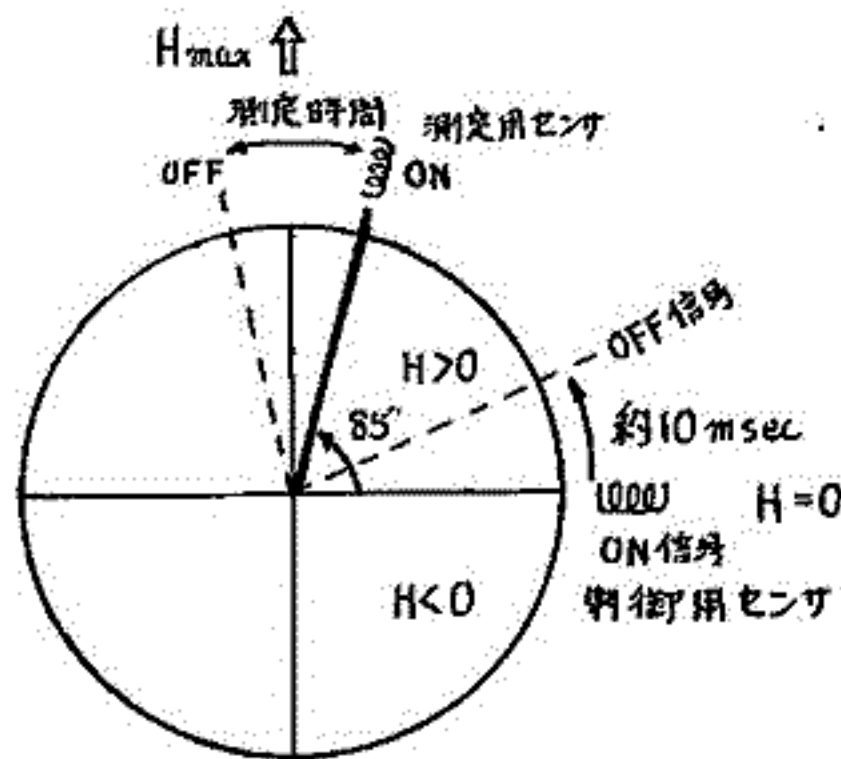


図. H成分平面におけるH成分測定方法

[2] 測定結果

ロケットによる測定は、開頭後、全機しばらくの間に行われ、初期の目的を達成した。高度約100kmからSq-電流系によるものと見られる変化が観測され、その値は変動している。尚、詳細についてはロケットの姿勢の問題もあり、現在もまだ解析中の段階にある。

K-9M-32号機による磁場観測

萩崎 篤、塚田 紀昭、小川 徹
京都大学工学部

はじめに

地磁気静穏時の日変化については、現在まで、地上における地磁気日変化の観測から、モデル的構造に関する多くの研究がなされてきた。しかし地上観測に基づく研究では常に、電離層電流が水平に流れていること、電離層の厚さが地上半径に比べて充分薄く、更に大気の大気運動や電場が高度に無関係であるといふに大きな便宜を供せられてきた。しかし最近のロケット観測では、電離層における風向や大きさ更に電場の方向も高度により変り、また電気伝導度も大きな高度依存性を持っている事が示されている。そこで、電流系のロケットによる直接観測が行なわれてきた。その程んど equatorial electrojet や auroral electrojet のような比較的電流の大きな領域での観測であり、電流が比較的緯度中緯度での観測は、観測器の感度、精度が向上して1964年以後であり、未だ多くの観測がなされておらず、精密な観測結果は非常に少ない。

筆者等は、超高度における磁場、特に時間的・空間的変化成分の観測を行つてきたが、ここで報告するのは、1970年9月27日15時42分(JST)に鹿児島内之浦から打ち上げられた K-9M-32号機による観測結果である¹⁾。

地上(鹿屋)における地磁気変化は、ロケット飛翔時中極めて静かである(0.5 γ 以下)、従つて観測データにおける0.5 γ 以上の変化は程んど空間的変化成分であると考えられる。この様に磁場が静穏であるため、高度100km附近、電離層E層における電流による磁場変化がかなり精密に観測できる事のできた。

観測装置

観測装置の主体となる磁力計は、セシウム原子を用いた光ポンピング磁力計である。この光ポンピング磁力計は本質的にスカラ測定器であり、観測される微小変化は地球磁場方向成分である。現在までのロケット観測で、ロケット本体や他の測定器の残留磁気がかんり大きい事がわかっており、そこでこの残留磁気の影響を少なくする為、センサーの飛出し機構を設け、更にテレメータ出力をロケット1スピンドルで平均して real time で行つた。

観測結果

本ロケット観測では、ロケット上昇時におけるデータはほぼ完全に得る事ができたが、下降時には装置の不調のため S/N が下り長いデータは得られなかった。結果の概要を示すと次のようになる。

電流系の高度 $\approx 101\text{ km} \sim 109\text{ km}$ 、磁場変化 $\approx \pm 4.5\gamma$ 、東向き電流密度 $\approx 2.5\text{ A/km}^2$
高度 101~109 km の磁場変化から求めた電流密度(東向き)は比較的平坦である。この事は、中緯度の代表的な大気モデルで計算されている電気伝導度 (σ_{xy})²⁾ のこの高度ではほぼ平坦である事から理解できるが、電子密度の直接測定が行なわれていないので、詳しくは明らかでない。また 97~98 km 附近で約 1 γ の磁場変化も観測されている。

この様に電離層電流による磁場の北成分が直接求められたので、地上における磁場変化(H成分)に base line を引く事ができる。他方東西成分(D成分)は地上における日変化に適合する base line を引き求めると、電流密度の絶対値及び方向を求めらる事ができる。その結果は、地上観測に基づいて計算されたもの³⁾ とほぼ一致した。

- 1) 萩崎、塚田、小川、東宇宙研報告 第7巻 第1号(B) p. 103 (1971).
- 2) 上山、東宇宙研報告 第2巻 第3号(B) p. 1173 (1966).
- 3) S. Matsushita, Physics of Geomagnetic Phenomena (Ed. Matsushita, Campbell, Academic Press, N.Y. 1967).

Tweek の伝播特性から推定した夜間下部電離層の電子密度分布

上山 弘 森 洋介 荒木 喬
東北大理

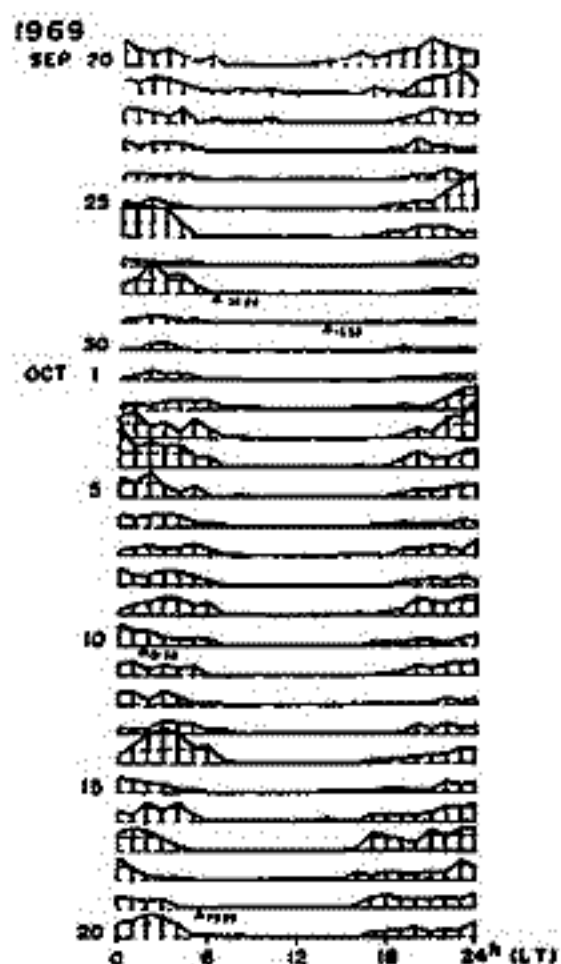
Tweek は地表-電離層間の wave guide mode の伝播で、その伝播特性は電離層反射面の状態に支配されること加理論的に明らかにされている。即ち観測された Tweek の吸収量の変化と cut-off frequency の変化とから、電離層反射面の電子密度分布を推定することができる。

今回は、透川岡観測所(北緯38度06分、東経140度33分)で毎時1分間ずつ観測している Tweek の data のうち、地磁気擾乱を含む1969年9月20日から10月20日まで1ヶ月間と、1971年2月11日から3月23日まで9日間について解析した結果を報告する。この解析では観測された Tweek data から吸収量の変化と推測する方法として毎時1分間の総変位回数の変化に着目した。

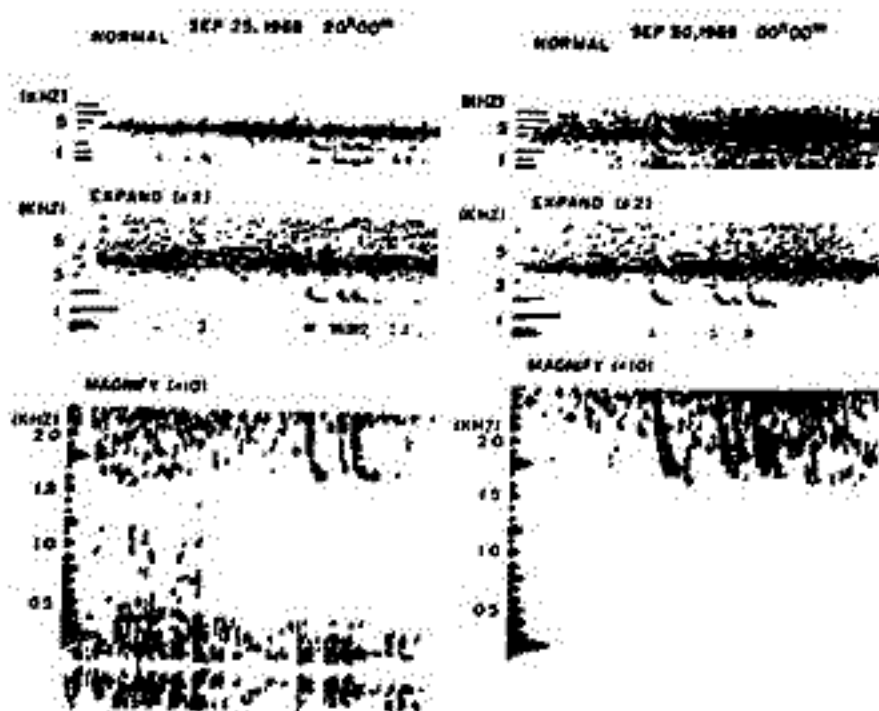
得られた特徴的結果は

- 1). Tweek は、日没約1時間前から受信し始め20時頃から変位回数が増え始める。その後徐々に減少し日出約1時間前には、非常に少ない。 (概1回)
- 2). 数日間にわたり変位回数が増え、又 cut-off frequency が高くなる場合がある。その一例を第1回及び第2回に示しているが、これは顕著な地磁気擾乱の Main phase に対応している。その他の例は、むしろ弱く地磁気擾乱が終った後に対応するものがある。

以上の観測結果を、電離層2層モデルに近似した mode equation の解と組み合わせることにより夜間下部電離層の電子密度分布の変化を推定することを試みた。その結果についても考察する。



第1回 毎時1分間の Tweek の変位回数



第2回 静穏時と擾乱時の cut-off frequency の比較
左. 静穏時, 右. 擾乱時

上層大気中における流星金属元素の密度分布

左野求和・牧野行雄

元大理

超高層大気中に種々の金属元素の存在することは薄明時太陽散乱光や、ロケットに搭載された質量分析器によって確認されているがスポラディックE層の出現と密接な関係をもつことが知られている。このような金属元素の起源については流星などのような宇宙塵の大気進入によるという説が有力であるが生成消滅の機構については詳細な考察がなされていない。ここでは粒子が地球外から大気中に突入し昇温蒸発して、その後は主として酸化還元過程により原子状の成層が出来上るという考え方を進めてみる。地球大気への粒子の流入量としては半径 r について $n(r)dr = n_0 r^{-4.5} dr$ の分布をすると考える。大気圏外での平均速度は $v_{\infty} = 30 \text{ km/sec}$ とするとき $r > r_{\text{min}} = 5 \times 10^{-4} \text{ cm}$ の粒子について取扱えば今の計算のためには充分であり、Nilsson *et al.*¹⁾ に従い $n_0 = 1.85 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-1.5} \text{ sec}^{-1}$ とする。または進入の際の天頂角 α は 45° としておく。Gadsden²⁾ によればこのような粒子が大気進入後昇温をきっかけ蒸発を急始するのは大略 102 km の高さであるのでこの高さを基準面 ($z=0$) にとる。このようにして進入粒子蒸発によって生じる流星原子生成量を計算すると

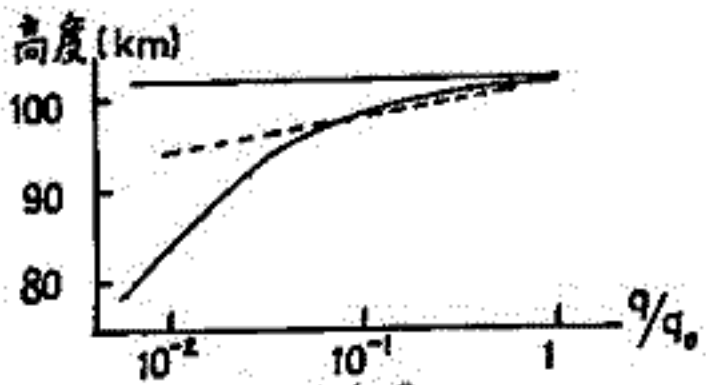


Fig.1 流星原子生成量

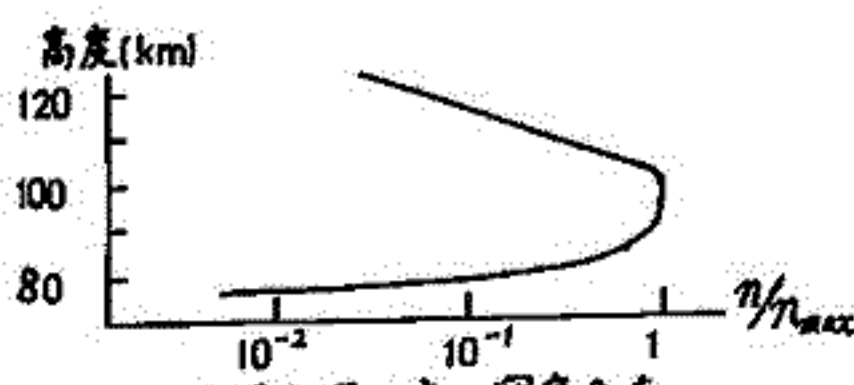


Fig.2 流星金属元素の密度分布

Fig.1 のようになる。ここで輻射による損失は無視してある。この曲線は $n(z) = n_0 \exp(-z/L) / (1 + (z/L)^2)$, $-L \leq z \leq 0$
 $n(z) = 0$ (その他の高度)

で近似する。ここに $g_0 = 29.4 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$, $H_g = 1.65 \text{ km}$ とする。このようにして生じた金属原子 M は次式のような酸化還元過程をうける。 $M + O_3 \rightarrow MO + O_2$ (1), $MO + O \rightarrow M + O_2$ (2) ここに $k_1 = 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, $k_2 = 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ とする。 M の個数密度を n とすると定常状態 ($\partial/\partial t = 0$) において (i) $z \geq 0$ では $\partial^2 n / \partial z^2 + (1/H_a) \partial n / \partial z = 0$ H_a は大気 *scale height* で $H_a = 6.5 \text{ km}$ にとる。 (ii) $-L < z < 0$ では $\partial^2 n / \partial z^2 + (1/H_a) \partial n / \partial z + (\beta/K) \exp(2/H_g) = 0$ K は *eddy diffusion coefficient* で $10^7 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ にとる。また $L = 2.2 \times 10^6 \text{ cm}$ とする。 (iii) $z \leq -L$ では $\partial^2 n / \partial z^2 + (1/H_a) \partial n / \partial z - (\beta/K) n = 0$ $\beta = \beta_1 [O_2]$ は 80 km で $[O_2] = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ とし、したがって $\beta = 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ にとる。これらの微分方程式をとき境界条件 $n \rightarrow 0$ ($z = \pm \infty$), $z = 0$, $-L$ で n と $\partial n / \partial z$ の連続性を仮定すると Fig. 2 のような高さに対する分布がえられる。そのロークにおける各元素の個数密度はコンドライト隕石と同じ組成比を仮定すると $Mg: 4.26 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $Fe: 3.85 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $Ca: 2.63 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $Na: 2.22 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $K: 1.95 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ となる。ナトリウムについては観測値とよく一致する。ロークより下方の残りの仕方は大体観測値とよくあうが上方では *Scale height* $\approx 6.5 \text{ km}$ となり Laser でえられた夜間の観測値³⁾ と比較すると厚さが大きすぎるようである。この計算で I 電離と再結合とは無視されているのでこの評価も加えることが望ましい。

文献 1) Nilsson *et al.* *Phys. and Dynamics of Meteors.* 280 (1968)
 2) Gadsden, *J.A.T.P.* 30, (151) (1968)
 3) Sandford *et al.* *J.A.T.P.* 32, 1423 (1970)

D層の有効再結合係数とイオンの組成

上山 弘
東北大理

電子密度の時間的変化は

$$dN_e/dt = \sum g_x - N_e \sum (\alpha_{ei} n_i) - N_e \sum (\beta_x n_x) + \sum \sum (k_{xj} n_x n_j) + \sum (\mu_j n_j) \quad (1)$$

- 但し g_x : x 種中性成分の電離生成率,
- α_{ei} : x 種正イオンと電子との再結合係数, (n_i は x 種正イオンの密度)
- β_x : x 種中性成分の電子との捕獲係数, (n_x は x 種中性成分の密度)
- k_{xj} : x 種中性成分の衝突による x 種正イオンと電子の離脱係数,
- μ_j : j 種正イオンの光離脱係数, (n_j は j 種正イオンの密度)

を表わす。一方各種正イオンの密度の総和の变化は

$$d \sum n_i^+ / dt = N_e \sum (\beta_x n_x) - \sum \sum (k_{xj} n_x n_j) - \sum (\mu_j n_j) - \sum \sum (\alpha_{ij} n_i^+ n_j^+), \quad (2)$$

を示す。従って $\lambda = \sum n_i^+ / N_e$ とおけば、 $\sum n_i^+ = N_e + \sum n_j = (1 + \lambda) N_e$ となる。

$$d(1 + \lambda) N_e / dt = \sum g_x - N_e \sum (\alpha_{ei} n_i) - \sum \sum (\alpha_{ij} n_i^+ n_j^+) \quad (3)$$

$$= \sum g_x - \langle \alpha_e \rangle (1 + \lambda) N_e^2 - \langle \alpha_{ion} \rangle \lambda (1 + \lambda) N_e^2$$

を得る。但し $\langle \alpha_e \rangle = \sum (\alpha_{ei} n_i) / \sum n_i^+$, $\langle \alpha_j \rangle = \sum (\alpha_{ij} n_i^+ n_j^+) / \sum n_i^+ n_j^+$, $\langle \alpha_{ion} \rangle = \sum (\langle \alpha_j \rangle n_j^+) / \sum n_j^+$

と定義する。一般に $d\lambda/dt \approx 0$ と仮定すると

$$dN_e/dt = \sum g_x / (1 + \lambda) - (\langle \alpha_e \rangle + \lambda \langle \alpha_{ion} \rangle) N_e^2 \quad (4)$$

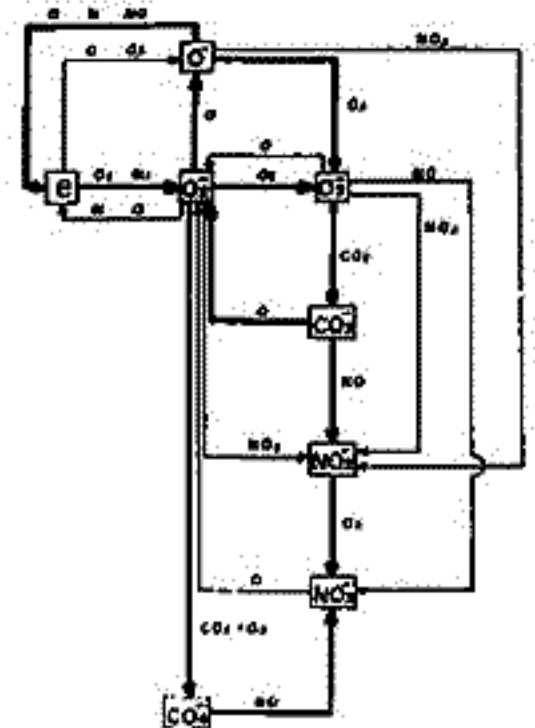
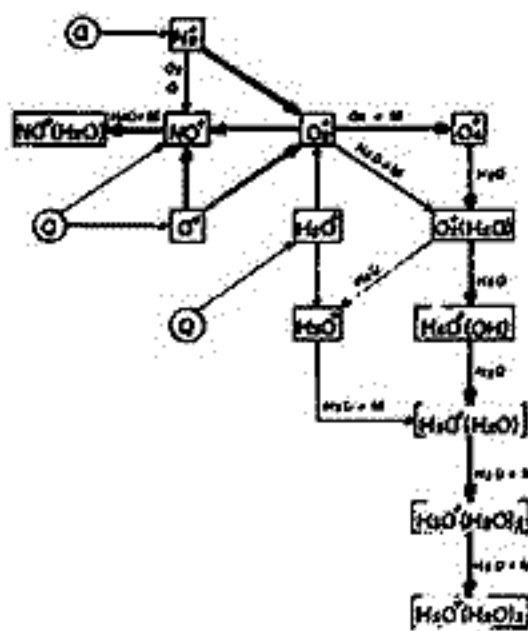
を得る。従って有効再結合係数 α' と有効消滅率 L は

$$\alpha' = \langle \alpha_e \rangle + \lambda \langle \alpha_{ion} \rangle$$

$$L = \sum g_x / N_e^2 = (1 + \lambda) \alpha'$$

と見ると、従来のように α' を表現出来ず、 α' に定義し得る。 $\langle \alpha_e \rangle$ は電子の再結合係数で各種の正イオンに組成し、 $\langle \alpha_{ion} \rangle$ は正イオン間の再結合係数に平均し得る。従って正イオン組成に依り、 $\langle \alpha_{ion} \rangle$ は正イオン間の再結合係数に平均し得る。従って正イオン組成に依り、 $\langle \alpha_{ion} \rangle$ は正イオン間の再結合係数に平均し得る。従って正イオン組成に依り、 $\langle \alpha_{ion} \rangle$ は正イオン間の再結合係数に平均し得る。

よって、正負各種イオンの生成反応の系列を右の図に示す。各イオンの生成率、各種の反応過程の反応速度係数、大気組成に依り、各種イオン成分の如何に影響を受け、以下考察し得る有効再結合係数の意味を計算する。



太陽X線フレアの一特質

大塩光夫
電波研究所

SIDs の一種である SPA の、太陽X線フレア生起時から最大時迄の増加反射高度(h')の時間的变化が調べられる場合、高度の低下の速さ分布は一様ではなく、二群に大別される。一は反射高度が平均約1秒/分で低下して行くものであり、他は平均約0.4秒/分のものである。但し最大時数分間前からの速さの小さい部分では平均約0.1秒/分である。前者及び後者は夫々 SPA 反射高度低下の急降下型及び緩降下型と名付けられる。前者の持続時間は概して短く10分間前後であり、後者のそれは概して長く約20~40分間である。

反射高度に於ける増加電子密度の時間的变化も一様ではなく、二群に大別され、急降下型は $\Delta N(t_i) \approx 1 \sim 1.5$ 百電子/ cm^2 の急上昇を有する型に属するのに対して、緩降下型は $0.25 \sim 0.5$ 百電子/ cm^2 の緩上昇を有する型に属する。

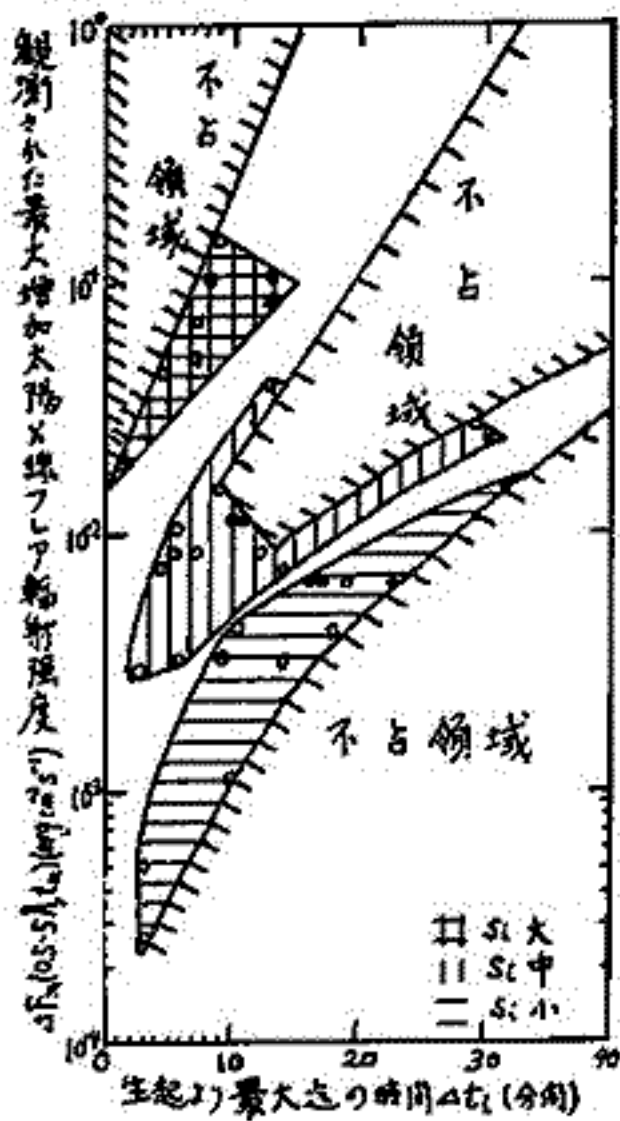
以上の SPA の性質は、地球大気電離源の増加放射強度の時間的变化と密接な関係があるであろう事は察せられる処である。上記の SPA の時間的变化が利用出来る 15 events 29 現象のみならず、太陽X線フレアの時間的变化が利用出来る 35 events に就いて調べられた。生起から最大迄の増加放射強度及びその時間々隔が夫々 $\Delta F_m(0.5-5 \text{ \AA}, t_m)$ 及び Δt_i で表わされ、更に放射強度の増加の平均的速さを示す量 $S_i = \Delta F_m / \Delta t_i$ が導入されるならば、下図及び下表の如く

太陽X線フレアの増大期

| $\Delta F_m(0.5-5 \text{ \AA}, t_m)$ $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Δt_i (分間) | S_i | |
|---|-------------------|------------------------------------|----------------------------------|
| | | 短時間 $0 \leq \Delta t_i \leq 13$ | 長時間 $13 < \Delta t_i \leq 32$ |
| 大フレア $2 \times 10^2 \leq \Delta F_m$ $< 2 \times 10^3$ | 急速 | ◎ | |
| | 中速 | ◎ | ◎ |
| | 緩慢 | | |
| 中フレア $2 \times 10^3 \leq \Delta F_m$ $< 2 \times 10^4$ | 急速 | ○ | |
| | 中速 | ◎ | ○ |
| | 緩慢 | ◎ | ◎ |
| 小フレア $2 \times 10^4 \leq \Delta F_m$ $< 2 \times 10^5$ | 急速 | | |
| | 中速 | | |
| | 緩慢 | ◎ | |

注1. 緩慢 中速 急速
 $5 \times 10^2 \leq S_i < 5 \times 10^3 \leq S_i < 5 \times 10^4 \leq S_i < 5 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ min}^{-1}$
 2. ◎ 主, ◎ 一部, ○ 例外的
 $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、又 $\Delta t_i = 20$ 分間と... 長時間を要する、 $\Delta F_m(0.5-5 \text{ \AA}, t_m)$ が $10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の小フレアも、 $10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の大フレアも存在している理由が提起され得る。

示される。斯くして2通りの Δt_i s, 3通りの S_i s, 及び3通りの ΔF_m s のいずれの場合を占有した領域、即ち不占領域が設定される。占有領域と不占領域との境界は、太陽面上活動領域に於ける太陽X線フレアの生起の存在・大小の物理学的条件の一部を示唆提示するものであるかもしれない。例えば $\Delta t_i = 1$ 分間と... 短時間で $\Delta F_m(0.5-5 \text{ \AA}, t_m)$ を最大に生ずる限度は $\approx 2 \times 10^2 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、又 $\Delta t_i = 20$ 分間と... 長時間を要する、 $\Delta F_m(0.5-5 \text{ \AA}, t_m)$ が $10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の小フレアも、 $10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の大フレアも存在している理由が提起され得る。



SPA の急降下型及び緩降下型がフレアの標相と対比される場合、前者はフレア上昇の急激型と、後者はフレア上昇の緩慢型との良好な一致を示す。 Δt_i が大で ΔF_m が小又は大となる事が皆無が又は殆ど無いという不占領域の特徴が、SPA 反射高度の低下の速さ分布も一様ならぬを、二群に分けたと結論されるであろう。

以上の結論は、比較的少ない統計量に基づいている事、及び $\Delta t_i, S_i$, 及び ΔF_m の大きさの分割が、あくまで便宜的なものである事に基いて、留意されて然るべきである。以上の結論は太陽フレアに関する情報知識への一提起となるであろう。

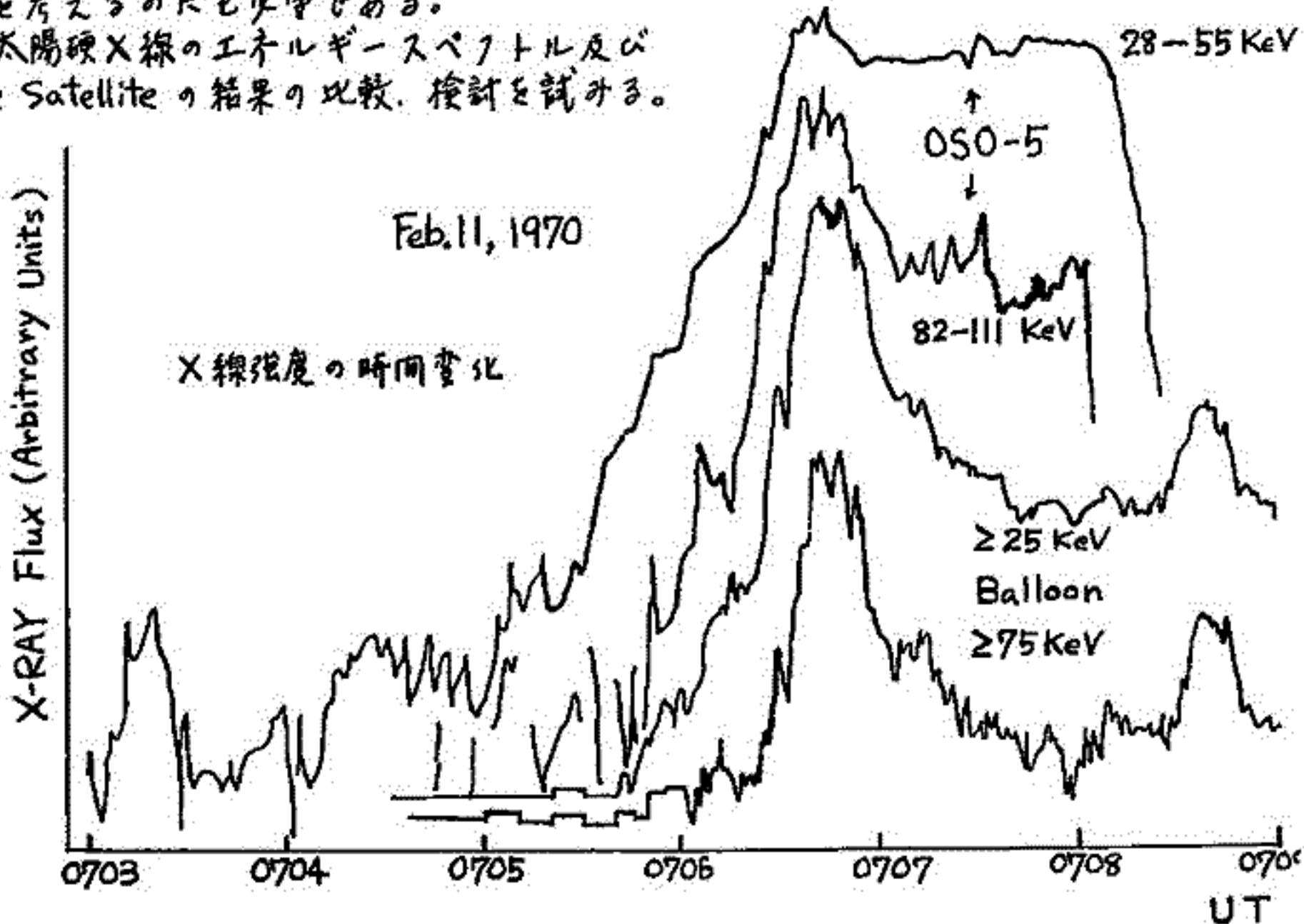
Comparison of the Solar X-Ray Event of February 11, 1970
 Observed in Balloon and Satellite Altitudes

小倉 紘一 K. J. Frost, 小玉正弘
 日大習志野 NASA 理研

1970年2月11日, 0704UTに起った class 2B の太陽フレア (N18° W04°) に伴って発生した太陽硬X線バーストを、南極、昭和基地に於て、気球高度(7mb)で観測した。X線バーストはNaI scintillation counterにより、エネルギー、25KeV以上のものにつき、約7分間以内で記録された。そのflux増加は最高で約28倍 background 強度に達し、過去の気球高度で観測された例に照してみても最大のものではあった。このX線バーストは極めて simple な time profile を示しており、マイクロ波バーストと比較した場合、X線に対して電波の方に異例に大きな周波数ドリフトが見られることは既に報告した(45頁(月誌電))。

一方、このX線バーストは人工衛星OSO-5に積まれたCsI(Na) scintillation counterで14KeVから250KeVのエネルギー範囲にわたって観測された。BalloonとSatelliteで観測されたX線のtime profileは図に示した様にそのピークの近辺で良く一致しており、ともに周期約6秒のpulsativeな変化が含まれている。残念なことに、Balloonのdataの最初のピークに相当する時間にはSatelliteが地球の陰に入った為、太陽X線は観測されていない。BalloonとSatelliteのdataでX線の増加しはじめた時間の違いは、地球大気でのX線の吸収を考えた場合説明がつく。今回のeventの様に、BalloonとSatelliteで、同じ様なX線検出器を用いて、しかも比較可能なエネルギー範囲で同時に観測された例は初めてである。従って、両者の観測結果の比較から、地球大気に入射したX線の吸収散乱のありさまを考ふることは、今までに気球高度で観測された太陽硬X線のデータを考ふる上で大きな役割を果たすとともにgalactic X-ray, auroral X-ray等の大気中でのありさまを考ふるのにも必要である。

今回は太陽硬X線のエネルギースペクトル及びBalloonとSatelliteの結果の比較、検討を試みる。



E_s Wind Shear 理論における金属イオンの 役割に対する考察 (II)

藤原玄夫・広野末太郎
九州大学理学部

再結合係数の異なる2種の正イオン——分子イオンと金属原子イオン——を考慮した、E_s 層の生成に関する Wind Shear 理論を、非定常問題として取り扱う。前回は水平中性大気風(東西方向)の node におけるイオンの集積を議論したが、引き続きイオン密度高度分布の時間的变化を考察する。

Wind Shear としては定常風及び内部重力波のように垂直方向に伝播するものと考えるが、後者の場合にも 130 ~ 100 km の高度では node に集積されたイオンは波動の位相と共に動く。(Chimonas, Oxford 1968) 荷電粒子に働く力は中性大気分子との衝突及びローレンツ力のみとして、イオンの軌道を求め、その軌道に沿って連続の式を積分した。イオンの生成消滅過程を photo ionization, recombination のみと仮定すれば peak における金属原子イオンの密度は十分に大きくなるが、E_s 層をつくる程度に大きい全個数を得ることは困難であるので、金属原子イオンの生成過程としては charge transfer が重要である。

なお peak における密度が増大すると拡散が重要な効果を及ぼすようになるので、これについても付言したい。

電離層内の長周期波動

--- HM Rossby Waves? 観測 ---

北村 泰一

九大 理学部

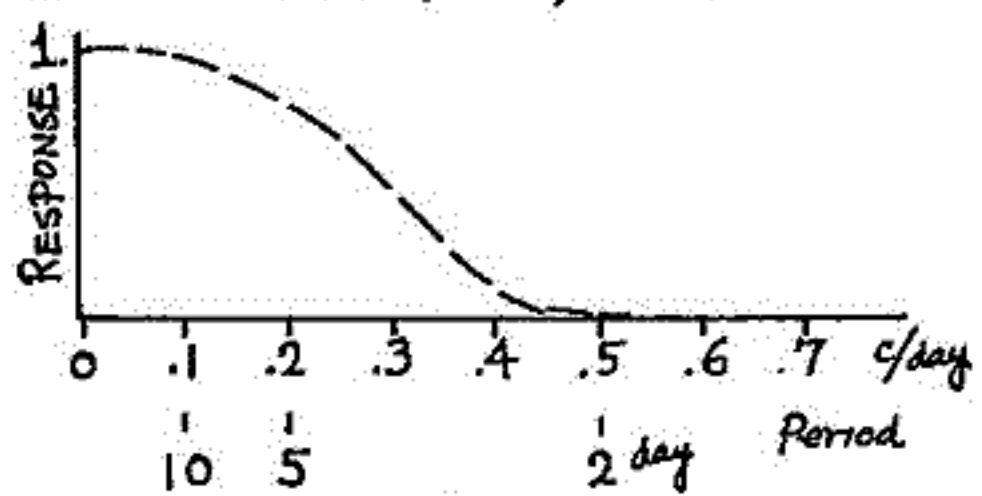
下部中性大気中には大規模な波動が存在する。これは惑星波とも、或いは発見者=因んで Rossby(-Haurwitz)波とも呼ばれている。では、電離層中にそのような大規模な波動が存在するか？ 若し存在するとすればその特性を、存在しないとすればその理由を明らかにせねばならない。筆者は先に(45年秋 京都学会) 電離層中の惑星波の存在に関する理論的予備考察を試みたが、しかし何よりも先ず現象の事実を明らかにしなければ無理に終るので今回は観測資料に基づく結果の報告をする。

先ず そうした大規模な波動がどういう形で現象としてあらわれるかが問題であるが、試みとして f_oF_2 の資料を使ってみた。 $h'F$, f_oE_s 又は地磁気変化の資料をも試みる予定である。

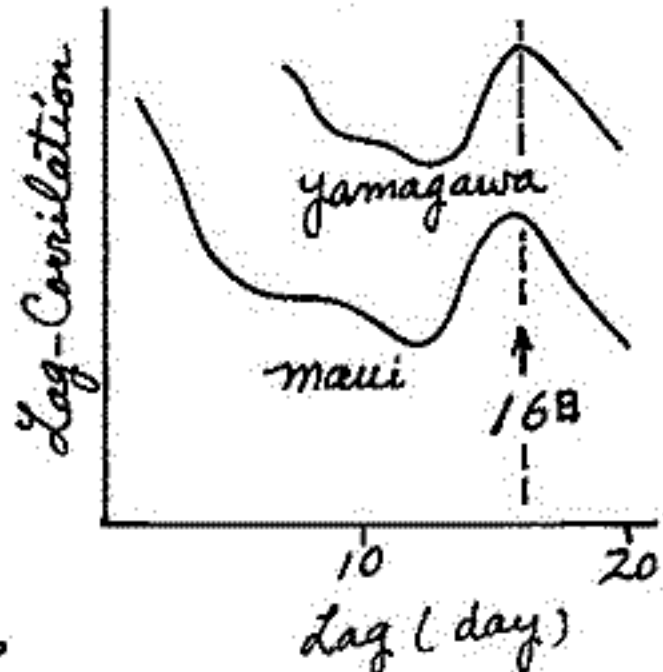
[観測資料] 各緯度の代表点を20ヶ所選んだ。期間は1958年1月~3月の3ヶ月間である。

[方法]

① f_oF_2 の hourly values から日変化を除去するため *low pass filter (digital)* をつくった。(右図) これによって周期2日以下の変化は殆んど完全に除去される。



② フィルターにかけた値について1ヶ月間のズラシ相関(Covariance又はlag-Correlation)をとると8日, 11日, 16日等場所によって夫々異なる周期をもつ変動が表あらわれる。



③ 東西方向に、ほぼ同じ地磁気緯度にならぶステーション間では
 (1) マウイ島(ハワイ諸島) — 山川のペアについて2ステーション共正確に16日周期が卓越。
 (2) ワシントン-アダック(アリューシャン列島) についてはワシントンでは8日, アダックでは11日が卓越する。(理由不明)

④ この数日周期の変動は 夏期には余り明らかではない。

これらの数日周期の変動が はたして惑星波か否かの結論を下す点には 現在はなっていない。

熱圏における潮汐波

加藤 進
京都大学 工学部 電離層研究施設

最近の観測技術と計算技術の進歩にもかかわらず、この方面に未解決の問題が多い。特にF領域は理論的に統計的に解析が難しい。種々の効果、すなわち粘性力、熱伝導、電磁力、非線型がすべて有効になり、理論的取扱いが困難になる一オ、衛星の軌道データは潮汐波の種々の成分を分離するのに十分な量に達していない。

E領域については可成り事情は明るいが、やはり詳しい理論と観測事実の対応はついていない。このために流星風レーダー、ロケット観測の国際協力が有効な手段でめらう。またレーダー・レーダー等の新しい観測技術の開発が望まれる。

地磁気長周期成分の解析

半田駿・前田恒
京都大学 理学部

地磁気変化の長周期成分（周期80時間～1000時間）のスペクトル構造を調べた目的で、地磁気H成分のPower-Spectrumを計算した。

Power-Spectrumは、自己相関関数をフーリエ変換する方法で求めた。

データは、柿岡 1964年1月から、1965年12月までの2年間のHourly Valueを用いた。

他に1964年5月～1964年8月、1964年11月～1965年2月のデータについても、それぞれ柿岡地5ヶ所について、同じ方法でスペクトル解析して分れた。

電離圏・磁気圏のイオン分布に関するモデル (II)

丸橋克英
電波研究所

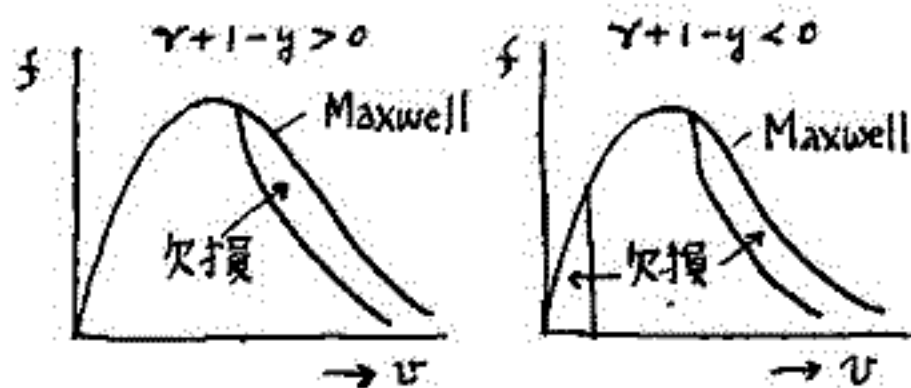
プラズマポーズの外側で磁力線が閉じている領域のイオン分布の時間変化を考察することは、この領域のイオン分布の日変化、プラズマポーズの収縮後のイオン分布の変化等に関連して興味深い問題である。この問題を流体的に扱うならば、今まで開いていた磁力管が閉じた後、電離層からプラズマが供給されるに従って赤道面近くで発生した衝撃波面が電離層領域に向けて近づいてくることになることは、筆者によって求められた一群の定常解から容易に想像される。しかし、衝撃波面をつくるような有効な等価的衝突過程が考えられなければ、このような議論はあまり意味がないように思う。従ってまず無衝突モデルによつて、磁力管内のイオン密度変化を扱うことを試みることにする。時間変化を考慮に入れた無衝突モデルは非常に複雑になるので、ここではその前段階として定常モデルを考察する。無衝突モデルによる定常的な密度分布はすでにいくつか計算されているが、ここで行なう計算の目的は、二種以上のイオンが存在する場合のモデルをつくること及びイオンの速度分布を求めることである。

Öpik と Singer によって基礎づけられた外気圏理論はイオンの場合に、ほぼそのまま適用できて、磁力線に沿ったイオン密度分布は次のように与えられる。

$$\frac{n_j(r)}{n_j(r_0)} = \begin{cases} e^{-E(\gamma+1-y)} \left\{ 1 - (1-\eta)^{1/2} e^{-E\eta(\gamma+1-y)/(1-\eta)} \right\} & (\gamma+1-y \geq 0 \text{ の場合}) \\ e^{-E(\gamma+1-y)} \left\{ 1 - \phi([E(y-1-\gamma)]^{1/2}) \right\} \\ - (1-\eta)^{1/2} e^{-E(\gamma+1-y)/(1-\eta)} \left\{ 1 - \phi([E(y-1-\gamma)/(1-\eta)]^{1/2}) \right\} & (\gamma+1-y < 0 \text{ の場合}) \end{cases}$$

ここで、 $y = r_0/r$, $\eta = B/B_0$, $E = (m_j g_0 r_0 / kT)^{1/2}$, $\gamma = E^{-1} \ln(n_e/n_{e0})$, ϕ : 確率積分である。ただし上式は右辺に $n_e(r) = \sum n_j(r)$ を含むので、密度について完全に解かれた形式にはなっていない。

無衝突領域のイオンの速度分布は、低速領域では完全に等方的な Maxwell 分布になり、高速領域では速度ベクトルが磁力線のまわりのある円錐に含まれる方向では等方的になる。速度分布を模式的に図示すると右図のようになる。図に欠損と示されている部分は、中性水素の場合の衛星成分に相当し、この場合には、電場または磁場によってトラップされている粒子になる。中性粒子の場合には、衛星成分と弾道成分は互いに独立に考え得るのに対して、イオンの場合には、電場を通じて互いに影響を与えるため、トラップされている成分を考えることは、問題を更に複雑にする。



地球電磁気学のおかれている現在の位置 (1)

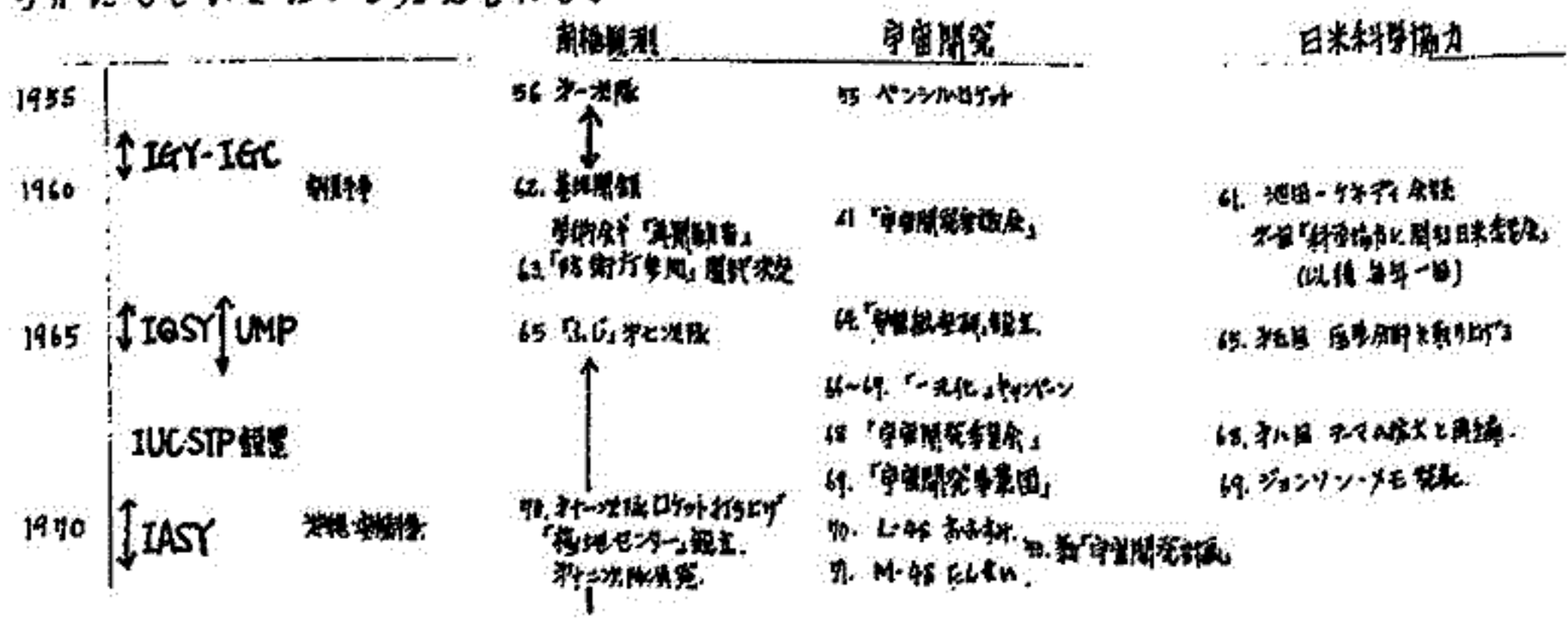
岩坂泰信 (名大理), 広瀬 徹 (名大理), 鶴田治雄 (東大理)

1960年代の「高度経済成長政策」のもとで、科学の様相は一段と変貌をとげ、今や巨大科学といったような言葉もごく普段に使われるようになった。また諸矛盾の激化とともに現在の科学のあり方や研究者の行動に対して鋭い問題提起が各方面からなされている。

よく言われることであるが、地球物理関係の諸分野は他の分野と比べて、時の権力や社会体制とより深い関係をもつて現在に至っておりながら、地球電磁気学のおかれている社会的地位などを問うことが本学会で問題にされにくい現状は非常に残念であると言わねばならない。「資本の論理」によって、研究者が研究を全面的に把握することが困難にされている現在において、地球電磁気学と称される分野の研究活動を通じて現実の社会と関わりを持つていこう我々は、「地球電磁気学」が現在どのような位置にあるのかを十分に検討すべきであろう。

本講演においては、1950年代からの「地球電磁気学関連分野」の歴史的事実を追う事により、この分野を決定的に規定してきたと思われる諸問題を指摘する。結論的に言えば、(1)巨大科学の最初のものとしての南極観測事業、(2)南極観測事業への防衛庁の参加は軍と科学の適着現象の一つであり、何故地球電磁気学を始めとする分野が軍の協力を必要として看過しているのかを問われねばならぬ事、(3)宇宙開発産業の水先案内人としてのSpace Scienceの役割、(4)日米科学協力事業への地球電磁気学分野の参加 等が挙げられる。

今後、政治・経済・文化・軍事等と地球電磁気学分野との関連を具体的資料を基に追求し、「地球電磁気学」がいかなる現在の位置をこの社会構造の中で持っているかを明らかにしていきたいと考えている。



第 2 会 場

シューマン共振現象の共振周波数

佐尾和夫 棚橋秀伍 太田幸一
名古屋大学空電研究所

シューマン共振現象の変動についてはいくつかの矛盾がある。Polk⁽¹⁾のデータは三つの共振周波数の日変化は比例的でなく、ほとんど相関をもたない。もし電離層を導電率の高さの一層モデルとするなら共振角周波数 ω は

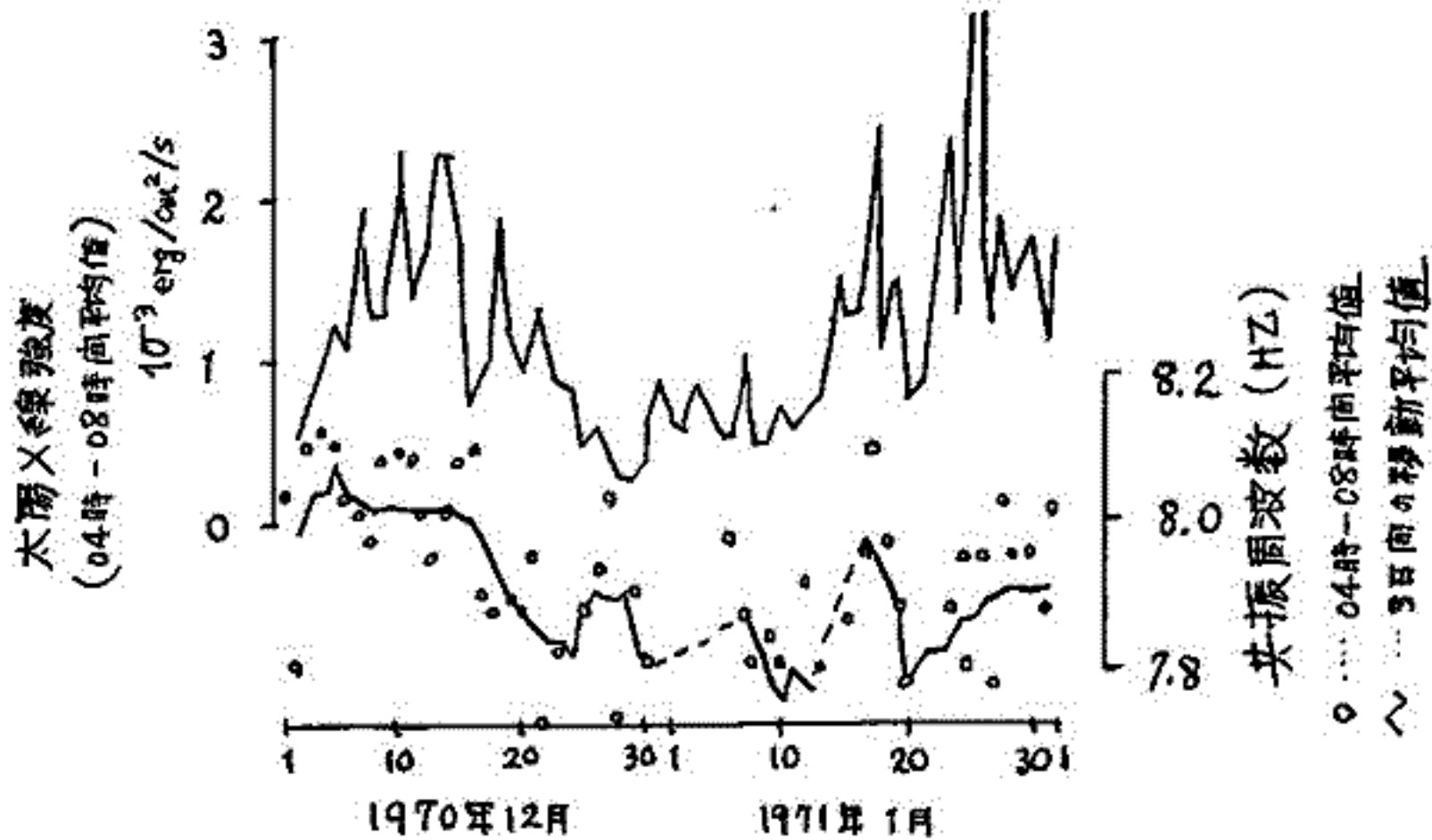
$$\omega^2 = (c/a)^2 n(n+1) (1 - (c/h)(\epsilon/\omega)^{\frac{1}{2}} \omega^{-\frac{1}{2}} i^{-\frac{1}{2}}) \dots \textcircled{1}$$

c : 光速, a : 地球半径, n : モード番号, ϵ : 実空中の誘電率, i : 単位虚数
で表わされる。電離層の状態の日変化が共振周波数に幾分でも影響を及ぼすとすると三つのモードに同様に影響しなければならぬ。しかしそうなっていない。

小川⁽²⁾のデータは各モードの日変化はよく比例しているが、NSとEWでは変化が異なり、方向性のある事を示している。Nelson⁽³⁾の強度と周波数の日変化は成々のデータと矛盾している。一方Jones⁽⁴⁾は源と観測点との距離によって見かけの周波数が異なることを指摘している。そこでパラメータの数を減らすことを考える。昇強度は距離・雷活動に依存するので不適当、共振周波数は距離と電離層に依存すると考え、一方向の昇成分をとって距離を固定する。つまり源を一處にしぼる。冬の雷源は南アフリカ、南米、大洋州であるが、南北昇成分を測定するなら、南米は地球中心からみた角が 180° で強度は弱く、大洋州は方位 90° で感度弱く、南アフリカだけが最大強度最大感度で受信可能となる。こうして得られた周波数の変化は電離層の状態の変化だけを反映していると考えられる。

観測されたデータは下図に示す。図中印は4時~8時までの一次モード共振周波数の平均値で1日毎に示している。折線は三日間の移動平均値である。図中上側の折線は太陽X線の同時刻の平均値を示している。高度70~100kmの電離層源はHL α , 銀河宇宙線, 太陽X線(1Å~20Å)とされているが、前者はあまり安定しているものとして、太陽X線強度と周波数の変化とを比較した。幾分か正の相関がみられる。

(測定器) シューマン共振周波数自動記録装置はNelsonによるものである。校正のため同時録音した波形をデジタル化しパワースペクトル分析を行った。80%信頼度に対し信頼限界 $\pm 17\%$ 、周波数分解能 ± 0.25 Hzであった。装置の記録は十分にこの内部にあった。



- (1) 私信. Publications of the Geophysical Institute, Kyoto University No.8, p.15 (1968)
- (2) 小川, 田中, 安原. Diurnal Variations of resonant frequencies in the earth-ionosphere cavity. Special Contr.
- (3) Nelson. Ionospheric perturbations and Schumann resonance data. MIT Ph.D Thesis (1967)
- (4) Jones. Jour. Geomagnetism and Geoelectricity Vol 21 No 3 pp679-684 (1969)

南極昭和基地における空電到来方位と頻度

鎌田 哲夫, 徳田 進
名古屋大学空電研究所

南極昭和基地で行なわれているVLFエミッションの観測が、時々強烈な空電のためには妨害をうけることが観測隊員により報告された。しかもこの空電の源は、暴風雨圏を通過する極地性低気圧の中にあるのではないかと議論も出されているので、果して極地性低気圧が電氣的な活動度をもつているか否かを空電を利用して調査しようというのがこの研究の目的である。

扱. 空電を利用して単局で或る特定の空電源と追跡するには、單方向受信と電波の周波数のちがいにによる伝播距離の差を利用する方法によらねばならない。そこで自記式の單方向空電方位測定機を製作し、遠距離の空電源と近距離の空電源とを区別するために受信機と同調周波数を10kHzと53kHzの2種を想定した。今回こゝで報告するのは遠距離の空電源探知用として製作した自記式單方向性空電方位及び頻度測定装置によって1969年3月から1970年2月迄、徳田によって昭和基地で行った観測の結果である。

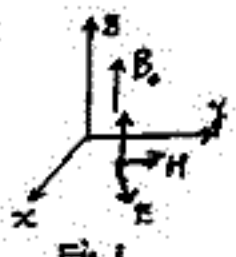
観測結果から判明したことを要約すると次の如くなる。

- (1) 昭和基地において年間を通じて卓越している空電の到来方位は、北がりのものである。これは一年を通じて活発な雷雨地域が中央アフリカ、南アフリカ、マダガスカルにあり、しかもこの雷雨地域迄の距離は、地球上の他の雷帯地域にくらべて最も近いことによるものと考えられる。
- (2) 昭和基地における空電受信頻度は、南半球の夏に最も多く、昼間より夜間の方が多い。
- (3) ブリザードの時は空電受信頻度は著しく上昇する。又この時は或る特定方向からの到来空電が記録され、この空電の到来方位は時間と共に移動する。この移動方位は暴風雨圏内の低気圧の移動と同じ傾向を示すので、極地性低気圧内にも電氣的に活発な領域の存在が考えられるという結果を得た。
- (4) 赤道地域に存在する雷帯地帯の雷活動度を監視するには、南極で空電到来方位と頻度を観測する事は極めて有効であることが判明した。

磁界方向に電子密度が変化する電離層を伝搬する電波

浦保正喜、長野勇
(金沢大学工学部)

垂直磁界の方向に任意の電子密度分布(νはν内を一定とする)の電離層に垂直に電波を打上げた場合、Maxwellの式に境界条件を適用して、ν中の界分布、ν上の反射係数、透過係数が得られる。従って、時間因数を $e^{j\omega t}$ とし、電波の磁界による Lorentz force を地球磁界の夫に比し、無視すると



$$m \frac{dV}{dt} + m\nu V = eE + eV \times B_0 \dots (1) \quad [K] = 1 + \frac{N(\nu)e^2}{j\omega\epsilon_0(\nu + j\omega)^2 + \omega_H^2} \begin{bmatrix} \nu + j\omega & \omega_H \\ -\omega_H & \nu + j\omega \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_1 & K_2 \\ -K_2 & K_1 \end{bmatrix} \dots (2)$$

ここで、 $\omega_H = \frac{eB_0}{m}$ 、 $\nu \times H = j\omega\epsilon_0[K]E \dots (3)$
 $\nu \times E = -j\omega\mu H \dots (4)$ 、(4)の成分を(3)へ代入して $\nu^2 E + \epsilon_0^2 [K]E = 0 \dots (5)$ 、即ち、 $\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \epsilon_0^2 K_1 E_x = -\epsilon_0^2 K_2 E_y$

$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \epsilon_0^2 K_1 E_x = \epsilon_0^2 K_2 E_y \dots (6)$ 、 $E_x = \pm j E_y$ とおくと(6)の両式が成立する。従って(6)の代り $\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \epsilon_0^2 (K_1 \mp j K_2) E_x = 0 \dots (7)$ 、今 $\frac{\nu}{\omega} = \tilde{\nu}$ 、 $\frac{\omega_H}{\omega} = \tilde{\omega}_H$ 、 $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{N(\nu)e^2}{\omega^2 m \epsilon_0} = \tilde{\omega}_p^2(\nu)$ とおくと、

$$\epsilon_0^2 K_1 \mp j K_2 = \epsilon_0^2 (K_1 \mp j K_2) = \epsilon_0^2 + \epsilon_0^2 \tilde{\omega}_p^2(\nu) \frac{\{(1 \mp \tilde{\omega}_H)(1 + \tilde{\nu}^2 + \tilde{\omega}_H^2) - 2\tilde{\nu}^2 - \tilde{\nu}^2(1 + \tilde{\nu}^2 + \tilde{\omega}_H^2) \mp 2\tilde{\omega}_H\}}{(-1 + \tilde{\nu}^2 + \tilde{\omega}_H^2)^2 + 4\tilde{\nu}^2} \dots (8)$$

ここで、 ν は正波、異常波で、夫々上側(-)、下側(+)の符号をとる。(8)は、 $\frac{d^2 E_x^{o,x}}{dz^2} + \epsilon_0^2 K_1 E_x^{o,x} = 0 \dots (9)$ 、(9)を境界条件のもとで解けば境界条件が求められる。今、電子密度とて、 $N = N_{max} \frac{\nu(2z-d-\nu)}{2z^2}$ とし

$$\lambda^{o,x} = \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\nu(2z-d-\nu)}{2z^2} - \epsilon_0^2 \right\}^{\frac{1}{2}} - \left\{ \frac{\nu^2(2z-d-\nu)^2}{4z^4} - \epsilon_0^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \right] e^{j\frac{\pi}{4}} - \frac{1}{2} \dots (10)$$

$$u^{o,x} = \sqrt{2} \left\{ \frac{\nu^2(2z-d-\nu)^2}{4z^4} - \epsilon_0^2 \right\}^{\frac{1}{4}} e^{-j\frac{\pi}{4}} (2z-d)$$

のように変換を行うと(9)は $\frac{d^2 E_x^{o,x}}{du^{o,x}} + (\lambda^{o,x} + \frac{1}{2} - \frac{u^{o,x}}{4}) E_x^{o,x} = 0 \dots (11)$

この $u^{o,x}$ は z の増加と共に Fig. 2 のように変化する。

(11)の一般解は $D_\lambda(u)$ 、 $D_\lambda(-u)$ 、 $D_{-\lambda}(ju)$ 、 $D_{-\lambda}(-ju)$ の中 Fig. 2 を参照して $D_\lambda(u)$ 、 $D_{-\lambda}(-ju)$ を採用する。

$$\left. \begin{aligned} E_x^{o,x} &= A^{o,x} D_\lambda(u^{o,x}) + B^{o,x} D_{-\lambda}(-ju^{o,x}) \\ E_y^{o,x} &= \mp j E_x^{o,x}, \quad H_x^{o,x} = \frac{j}{\omega\mu} \frac{dE_x^{o,x}}{dz}, \quad H_y^{o,x} = \frac{j}{\omega\mu} \frac{dE_y^{o,x}}{dz} \end{aligned} \right\} \dots (12)$$

ν中、ν外の界を Fig. 3 のようにとし、 $z=0$ 、 $z=2zd$ とし

$$E_x^i + E_x^r = E_x^t + E_x^x, \quad E_y^i = E_y^t + E_y^x, \quad H_x^i = H_x^t + H_x^x, \quad H_y^i + H_y^r = H_y^t + H_y^x \dots (z=0) \dots (13)$$

$$E_x^o + E_x^x = E_x^t, \quad E_y^o + E_y^x = E_y^t, \quad H_x^o + H_x^x = H_x^t, \quad H_y^o + H_y^x = H_y^t \dots (z=2zd) \dots (14)$$

(13)の5つの連立方程式より、 $A^{o,x}$ 、 $B^{o,x}$ 、 E_x^r 、 E_y^r 、 E_x^t 、 E_y^t を求めよと計算される。之より、ν内の界分布(12)を計算すると計算される。次は $E_x^o = E_x^t e^{-j\lambda_0 z} = (E_x^{t0} + E_x^{tx}) e^{-j\lambda_0 z}$ 、 $E_y^o = E_y^t e^{-j\lambda_0 z} = (-j E_x^{t0} + j E_x^t) e^{-j\lambda_0 z}$

より $E_x^{t0} = \frac{E_x^o + j E_y^o}{2}$ 、 $E_y^{t0} = \frac{E_x^o - j E_y^o}{2}$ が得られ、同様にして、反射波についても $E_x^r = \frac{E_x^o + j E_y^o}{2}$ 、 $E_y^r = \frac{E_x^o - j E_y^o}{2}$ が得られる。これより、反射波、透過波の正常波、異常波成分の入射波に比べる比をとり、夫々の反射係数、透過係数を得る。一例として、 $\nu = 50$ kHz、 80 kHz、 $f_m = 1.41$ MHz、 $f_p = 350$ kHz、 $\nu = 0$ の場合の界分布を Fig. 4 に、反射係数、透過係数を Fig. 5 に示す。

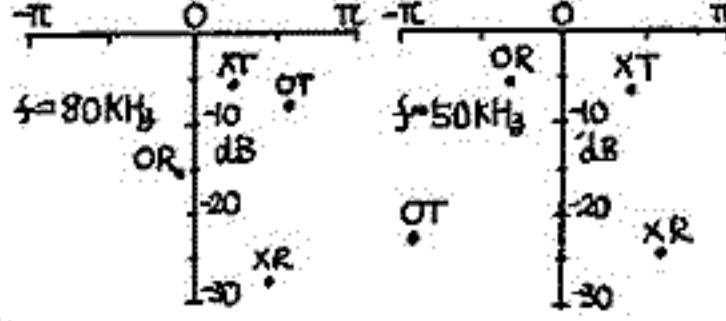
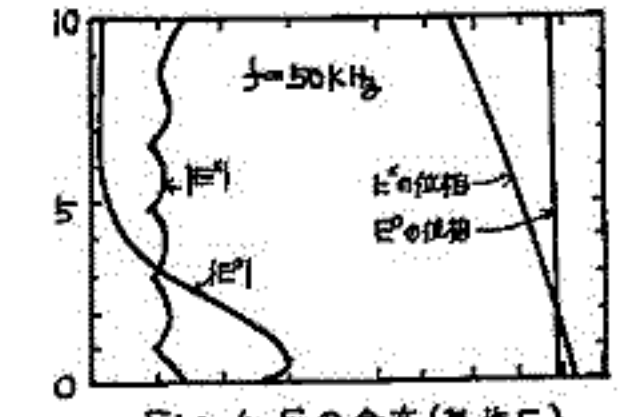
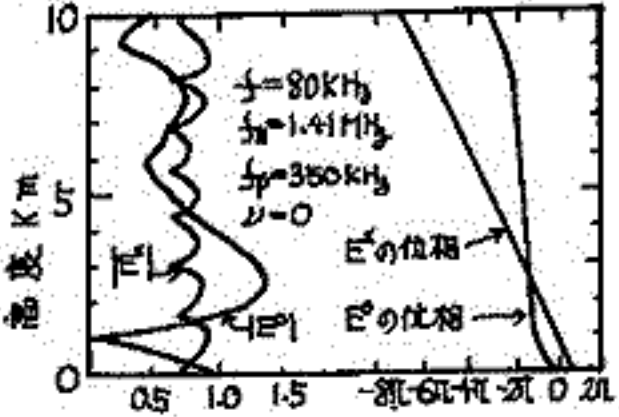
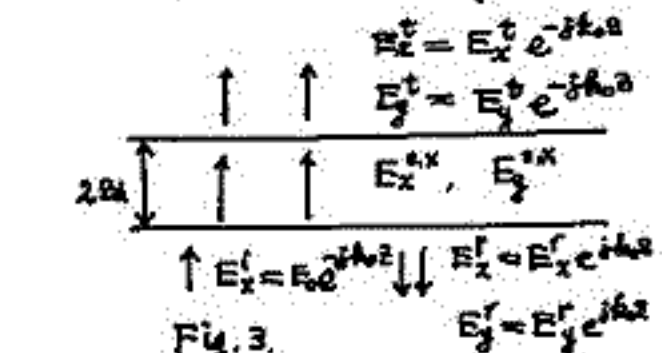
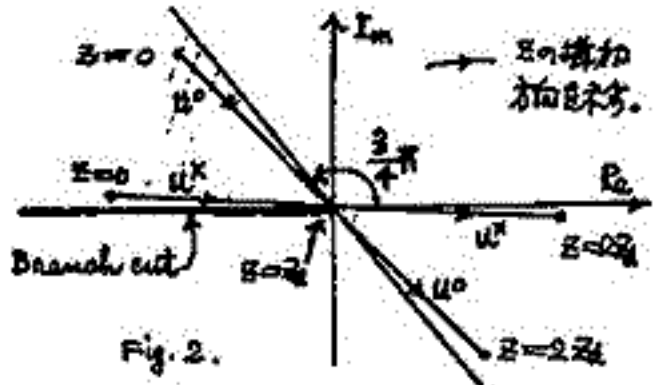


Fig. 5 反射係数と透過係数

Fig. 4 Eの分布(基準E_0)

LF帯電波 (Loran-C, 100 kHz) の伝搬特性 (I)

若井 登, 大内長七, 藤井 周

電波研究所, 平磯支所

日本近傍の Loran-C 送信局 (南西太平洋海域 SS-34 エーン) の電波 (100 kHz, パルス) を用いての, LF帯電波伝搬特性の研究を 1970年4月より開始した [オオヨシノポジウム, 1970]。

当初は, 硫黄島 (Master), 南鳥島 (W-slave), 北海道 (X-slave), 沖縄 (Y-slave) の4局のパルス振巾を同時かつ連続的に測定することから始め, 1970年末より, 硫黄島 (M局) の位相測定も付加して, 現在観測をつづけている。

1970年春の当学会で行った速報にひきつづき, 今回は主として次の2点について報告する。

1. 観測期間の前期における人工衛星による太陽X線の観測データ (Solar Geophys. Data) と, Loran-C 強度に現われた SID 効果 (SES & SDS) とを比較検討して, SID Detector としての感度, 電離機構等について報告する。

| | 1970 May | June | July | Aug. | Sept. |
|---|----------------|------|------|------|-------|
| Loran-C amplitude | 52 | 70 | 42 | 52 | 22 |
| SPA | NWC-22.3 kHz | 43 | 57 | 43 | 19 |
| | HAIKU-12.2 kHz | 41 | 54 | 31 | 41 |
| | Combined | 51 | 64 | 44 | 50 |
| Exp. 33 & 35 (2-12 Å) (peak/quiet > 4) | 18 | 22* | 18 | 21 | 11 |

左表に Loran-C (平磯) と VLF (大吠) に観測された SID の数を示す。また Explorer 33 と 35 による outstanding X-ray flares (peak/quiet > 4) の数も示した。ただし U.T. 22~07h の間を count してあり。

これによると, Loran-C は, 従来最も sensitive とされている VLF SPA とほぼ同程度と考え

られる。(1波では Loran-C が優り, coverage では SPA が優る) 人工衛星データとの比較によると (Explorer 37 も加味して), Loran-C は peak/quiet が約3の flare まで検出できると思われる。X-ray flare との対応はほぼ 100% に近い。むしろ人工衛星の coverage を補うことができる。

2. 次に日出時に振巾が急減するいわゆる日出効果に着目して, D領域電離の生成について考察する。

日出効果の起る時刻を4回線についてよみとり, 通路中真における種々の高度の日出時刻と比較したところ, 次の事実が判った。① M局と X局はほぼ高度 50 km における日出に一致して振巾急減が起る。② W局は winter solstice, Y局は summer solstice をはさんで, 約10分早く (70~80 km 日出に对应) 日出効果が起る。

このように特定の回線に早く起る現象は, 日出時の電離層の傾きのより説明できそうである。また全般的に LF電波空周波に吸収を與える D領域電離の生成は, 太陽紫外線が, 地上 30 km の大気層の上をかすめるとき, 有効放射として穿入し, 吸収層の生成が起ると考えられる (対象領域を 80 km とした時)。

放送波を利用した電離層ドップラー観測

筒井 稔・小川 徹
(京都大学 工学部)

筆者等は、今まで短波帯のドップラー効果を利用して、電離層の研究を行なってきた。この方式では、短波の標準電波を利用してゐるために、利用周波数の数が限られてしまひ、又周波数及び距離の関係から、電離層のE及び下層の観測が主となり、E層下部における情報はあまり得られなかつた。又この方式では、受信側においても安定な標準発振器が必要であつた。一方放送波における振幅変調の逆れを利用して、電離層を観測する方式も開発されたが、その連続観測は、極めて困難であつた。そこで今回は、安定な発振器も不要で、近くに放送局がある所ならば、どこでも観測ができ、利用周波数を適当に選ぶ事によつて、電離層の下部から上部までの任意の、しかも連続観測が可能なドップラー観測装置を試作したので報告する。

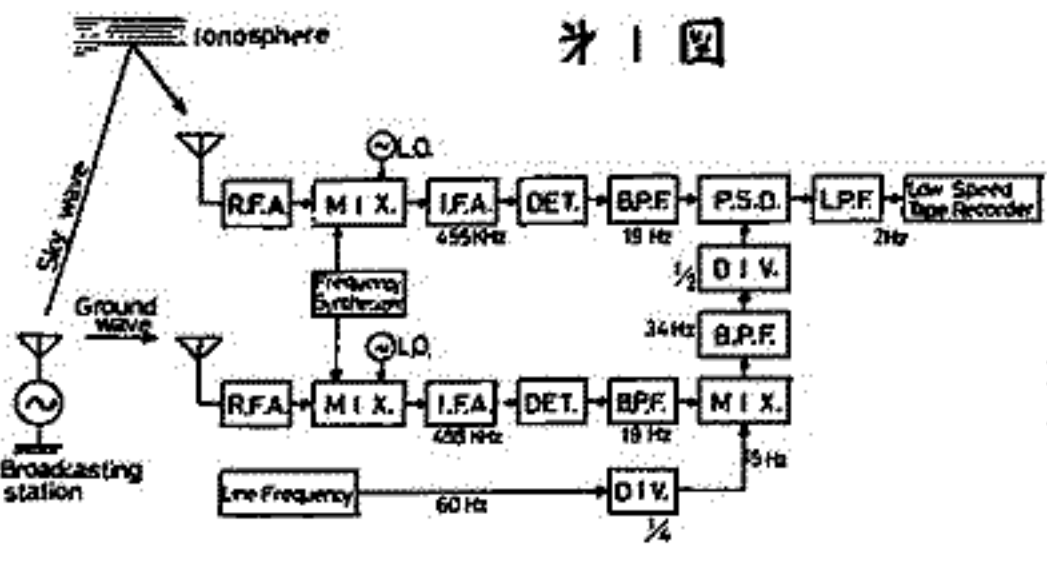
オ1図は、観測の概要と装置のブロック図である。基本的には、地表波を基準にして、それに対する空間波のドップラー変動を得ようとするものであるから、放送局の周波数安定度には関係なく観測が可能である。電源周波数の60 Hzは、基準信号を-2 Hzオフセットするために用ひてゐる。このブロックでは、フリケンションセサイザーを用ひてゐるが、実用段階では、それが不要となるように、別のブロックに替へて現在試作中である。

オ2図は、宇治におけるMFドップラー観測の一例である。送信局は、宇治の南西約52 kmにある朝日放送(JONR, 周波数1010 kHz, 出力20 kW)であり、図はその放送開始(0422 JST)直後における日出効果の観測記録である。このデータから、日出時の反射点下降距離、及び最高下降速度は、見かけで夫々約80 km, 75 m/secであつた。これらは他の方法で求めた値とほぼ一致してゐる。同図上半分には、空間波及び地表波のアンテナ誘起電力の相対的な強さを示してあるが、このようにアンテナの方向によつては、だいたひ1対1の強さにまで改善できる。

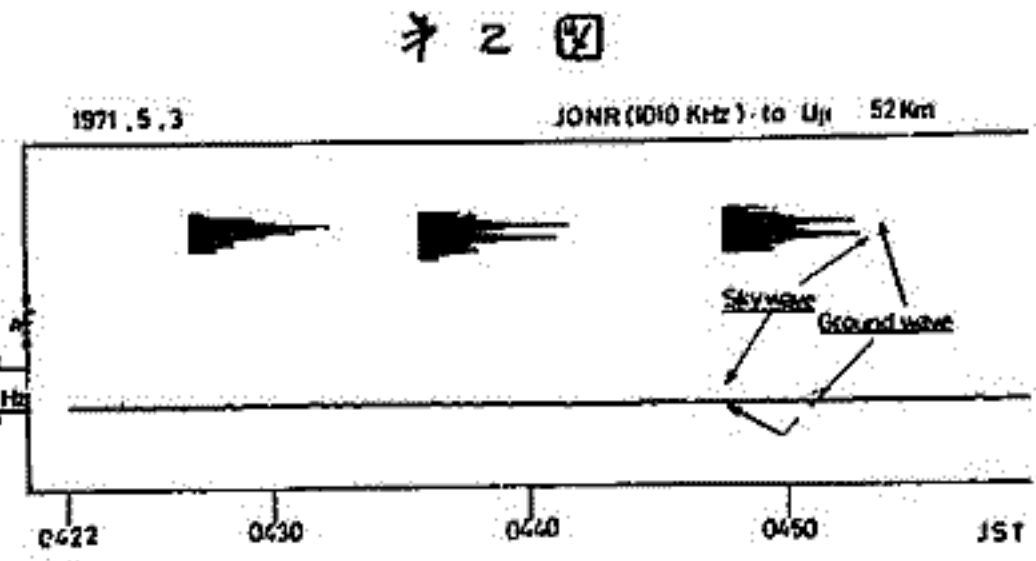
今回試作した方式によつて、送信局の選び方によつては、垂直入射に近い観測もできる場合がある。そういう場合は、現象の説明や解析において極めて便利である。この装置で空間波をとらえるアンテナは、フライトコアによるバーアンテナであるが、それはオ2図における時刻の十数時間前に設定した状態のままであつた。この事から、この方式によるドップラーの連続観測は可能である事が明らかとなつた。

尚、当方式の試作に当り助言を頂いた木村教授に感謝します。

- 文献 (1) 筒井, 小川 第46回電磁気学会講演予稿集
 (2) 前田, 木村 「放送波を利用する夜間の電離層観測法」 信学会 伝播研資料(1958年12月)
 (3) 筒井, 小川 第47回電磁気学会講演予稿集



オ1図



オ2図

VLF ドップラ法による NWC 信号ホイスラモードの入射角の観測

木村馨根, 平石謙治, 徳弘仁志, 富本哲雄

京都大学工学部

1. 緒言 オーストラリアの VLF 局 NWC (22.3 kHz) の信号を K-9M-29, 35 の両ロケットで受信し, そのドップラシフトを測定したが, 既報 (木村, 平石, 1970, 1971) のように, ソナグラフを用いる解析法によれば, 地球電離層間を wave guide mode で伝搬して下からロケットに達するモード (Aモードと名付ける) と送信点から直接ホイスラモードで上からロケットに到達するモード (Bモードと名付ける) が明瞭に判別されること明らかとなった。この結果の内, "Aモード"からは電離層の電子密度が求められ (Kimura 1967), "Bモード"からそのモードの wave normal の方向が求められる。本報告では後者について述べる。

2. Wave normal 方向の決定法 ロケットによって測定されるドップラシフト Δf は

$$\Delta f = \frac{1}{2} \mu (V_x \sin \rho \cos \beta + V_z \cos \rho) \quad (1)$$

で与えられる (Kimura 1967), ここでロケットの軌道面を α 面内にとるとき, その飛翔速度の α , z 成分を V_x, V_z , β は電波の入射方向を含む垂直面と α 面とのなす角, ρ は入射角である。屈折率 μ はアッポルトンハートレー (A-H) の式によるが f_p, f_m, θ の関数である。一方この β は

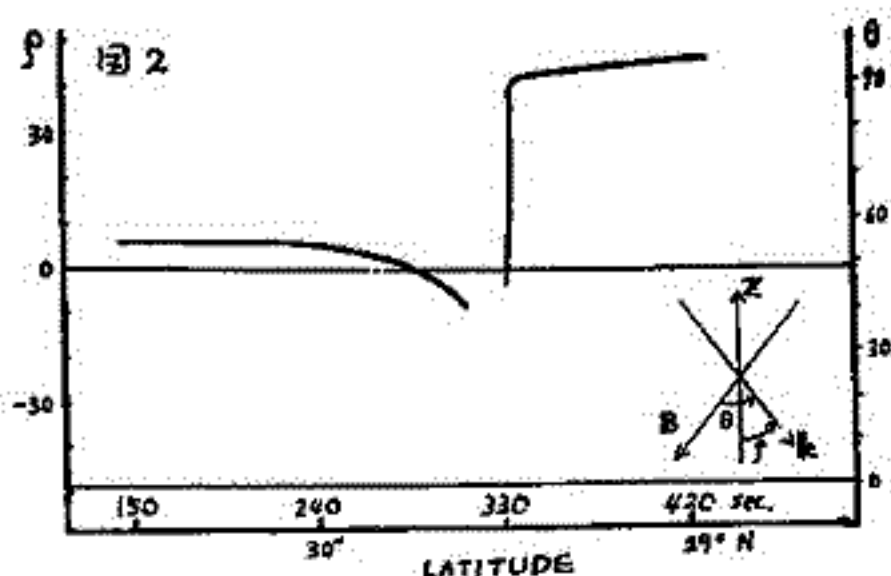
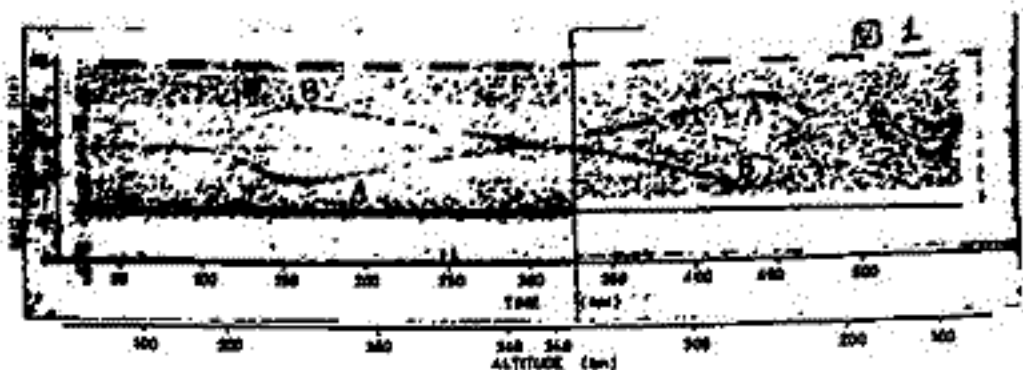
$$\cos \beta = \sin \rho \cos \delta \sin \psi + \cos \rho \cos \psi \quad (2)$$

により, ρ, ψ (磁場の dip angle の余角), δ (wave normal を含む鉛直面と地磁気 meridian plane とのなす角) と関係づけられている。前述の "Bモード" に対して (1) 中 $\beta, \Delta f, f, c, V_x, V_z$, (2) 中 $\delta = 0, \psi$ は既知であるから A-H 式を用いればこれらの式を同時に満足する入射角 ρ を求めることができる。

3. 実験結果 図 1, 2 は K-9M-35 (46.1.23 10:20 JST) によって得られたドップラビート "A" と "B" を示すソナグラムおよび得られた Bモードの wave normal 方向を示す。K-9M-29 (45.1.27, 19:20 JST) による結果は他の報告 (木村, 平石 1971) に示してある。この両者を見ると強い類似性があり, 飛翔中大半の時間で "B" の wave normal は垂直下方に向っており, 最後のしばらくの時間 (比較的低緯度) では wave normal が垂直下方よりかなり南に向いていることがわかる。ray tracing により調べた結果, この傾向は, 定性的に説明できることがわかった。このことと, 飛翔中 "Bモード" の強度の変動が比較的少ないことから, NWC 信号のホイスラモード伝搬にダクトがあまり寄与していないことがわかる。

文献

Kimura, J. RISRT 21, 173, 1967
 木村, 平石 41回電磁気学会予稿集
 136, 1970
 木村, 平石 宇宙研報告 2, 95, 1971



Whistler mode propagation in the collision dominant lower ionosphere

荒木 喬・森 洋介
東北大理

低緯度における whistler の観測から種々複雑な現象が多くの人によって報告され、これに対する解釈もいくつか試みられているが、これまでの議論の多くは collision が無視できる範囲に限られていた。そこで、下部電離層、特に D 層の collision dominant plasma 中における whistler mode の伝播特性を調べるために、Maeda and Oya (1963), Budden (1965) の理論を拡張し、周波数が 1kHz から 10kHz の範囲で、理論計算を行なった。

電離層は horizontally stratified, anisotropic and absorptive medium として、先ず free space から電離層への入射を議論し、その波の電離層における伝播を特に 60km から 150km に注目して計算した。

数値計算の結果、 ϕ -図に示す通り transmission coefficient T は magnetic dip angle 中には殆んど関係せず、入射角 80° 附近から急に小さくなっていく。次に energy penetration の rate S_e を geometrical optics convergence factor α を導入して求めてみると、 ϕ -図に示す通り、入射角 89° 附近に peak が生じた、これは Maeda and Oya (1963) の結果と一致する (quasi Brewster angle)。 ϕ の図で示す通り、さらに特長的事象としてわかったことは、D 層下部の 60km 附近では ray direction が入射角と無関係に垂直上向きであり、磁力線方向に沿わないということである、しかし高度が増すに従って徐々に磁力線方向に曲げられ、90km 以上では ray direction は磁力線方向とほぼ一致することわかった。

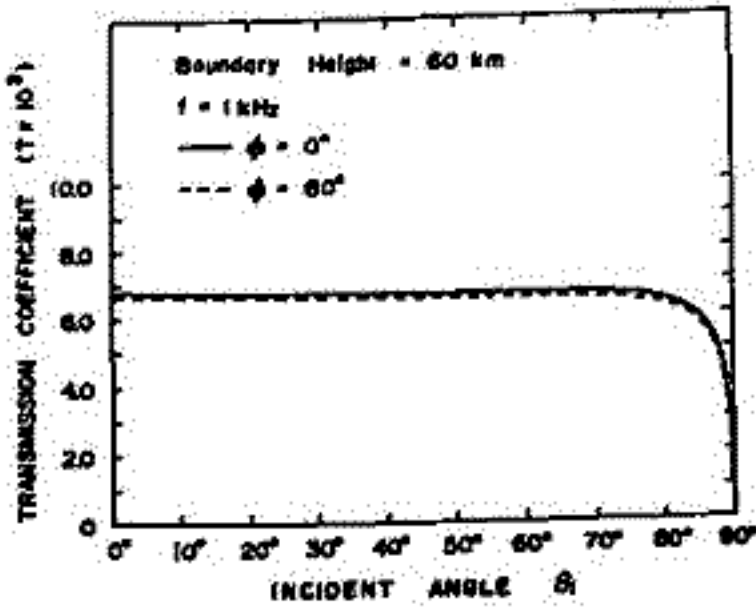


図 1

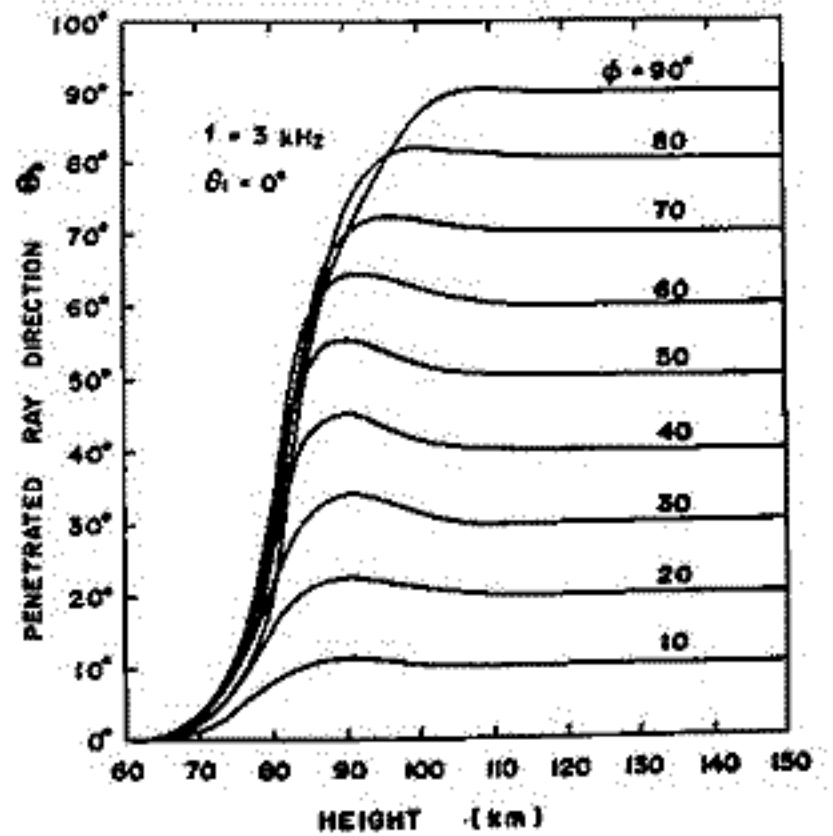


図 3

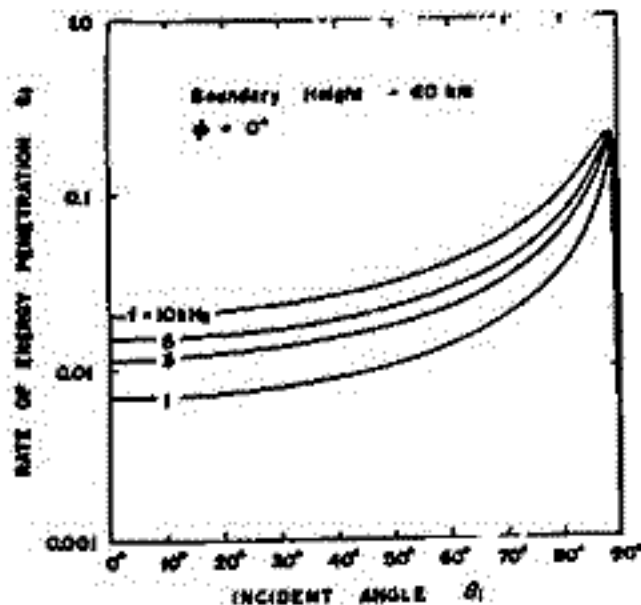
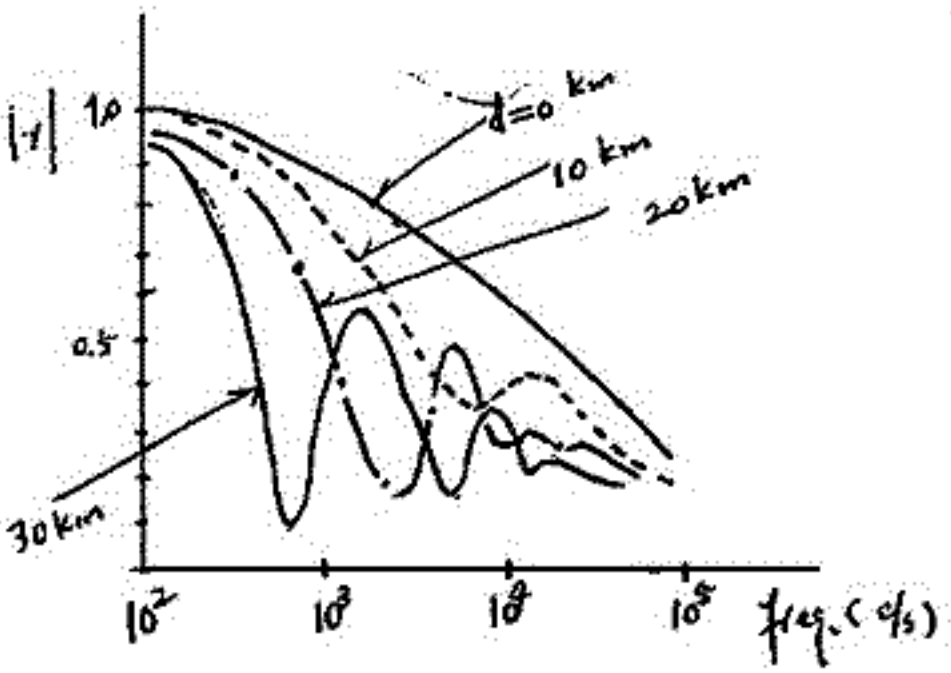


図 2

モデル電離層からのホム波の反射係数

早川 正士, 大津 仁助
名古屋大学 空電研究所

今回の報告は下部電離層(D, E層)の微細構造、VLF電波、特にホム波の反射に及ぼす影響と理論的に計算したものである。下部電離層を2層bilinear (double linear) modelを用いた。このモデルは Barrington et al. (1965), Manda (1969) が示した電子密度分布に現われる階段状構造 (step-wise structure) を理想化したものである。このモデルに対して垂直入射ホム波の反射係数を導出し、共振点を7に押し寄せる計算を行った。その一例を以下に示す。図は $\beta_1 = 10^4, \beta_2 = 10^6 \text{ m}^{-3}$ の場合を示している。ここで β_1, β_2 は lower layer と upper layer の電子密度をそれぞれ示す。また d は下部層の厚さを示している。図から理解出来ることは



1) Double layer model (d=0km) の場合は d=0 km (single linear density layer) に比し、反射係数が減少する。
2) Double layer model に対する反射係数の周波数特性は周波数に対して振動する。

3) 他の β_1, β_2 の組合に対する数値解から、共振点とは β_1, β_2 の組合にも依存する。

上記 (1), (2), (3) は下部層内における電波干渉 (Wave interference effect) によるものと考えられる。従って例えば電離層の擾乱を受けたりする場合に、電子層電子密度分布は著しく変化すると期待される。この時、VLF, ELF電波の反射を論ずる際には、realistic model と仮定しないと、誤った結果を導く可能性もある。

VLF波の電離層通過特性

鶴田 浩一郎
東大宇宙研

前回にひきつづきVLF波の電離層通過特性について述べたが、前回の報告中 Brewsterの角に関する部分は誤りがあったので訂正させていただきます。

誤りの内容は、簡単なNormalization上のミスで、正しいNormalizationを施した、TM波の透過係数の入射角変化曲線と、図1に示した電子密度分布について、図2に示してあります。図2から明らかになるように、Brewster角の存在を示すものは、S及び α 99の曲線のみで、97の曲線ではBrewsterの角は、はっきり出ていません。従って、実際の電離層の場合にはBrewsterの角の存在は意味を帯びないと考えられます。

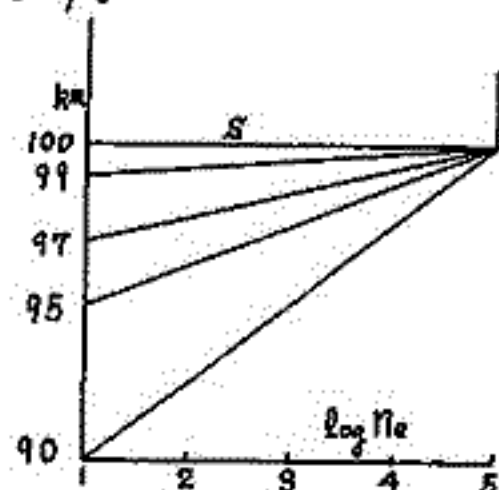


図1

今回は計算結果が大分揃って来たので次の項目について報告する予定です。

(1) Free Space から電離層への入射の場合

(a) Pittewayの結果との比較

計算方法のチェックの意味はかない。

(b) Daytime, Night time 電離層モデルについて、緯度変化、周波数変化

(2) 電離層からFree Spaceへの入射の場合

(a) Daytime, Night timeの電離層モデルについて、緯度変化、周波数変化。

図3に例として、夜間電離層モデルでの3kHzの反射率、透過率を示してあるが、約 $\pm 8^\circ$ の狭い入射角についてのみ透過可能であり、それ以外の入射角についてはEvanescentとなり、地上には伝播しない。また

すべての角度にわたってcollisionに依る吸収が大きくなり、反射能率はあまり良くない。

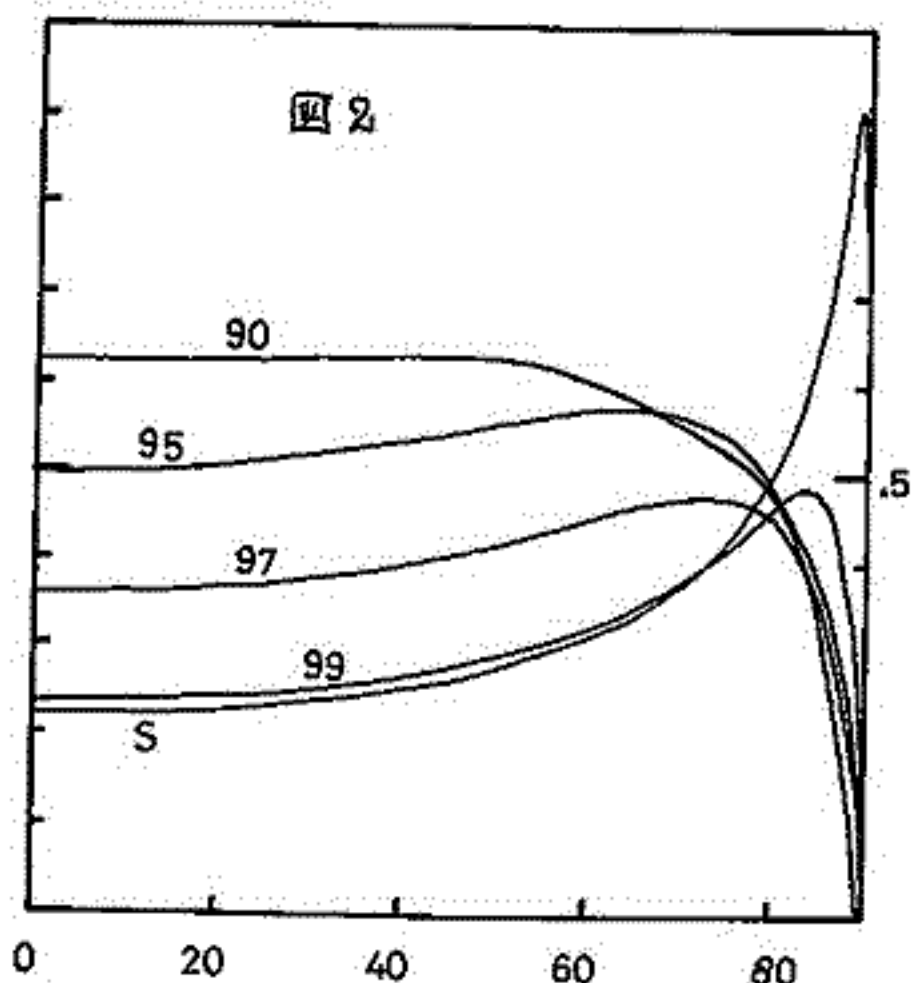


図2

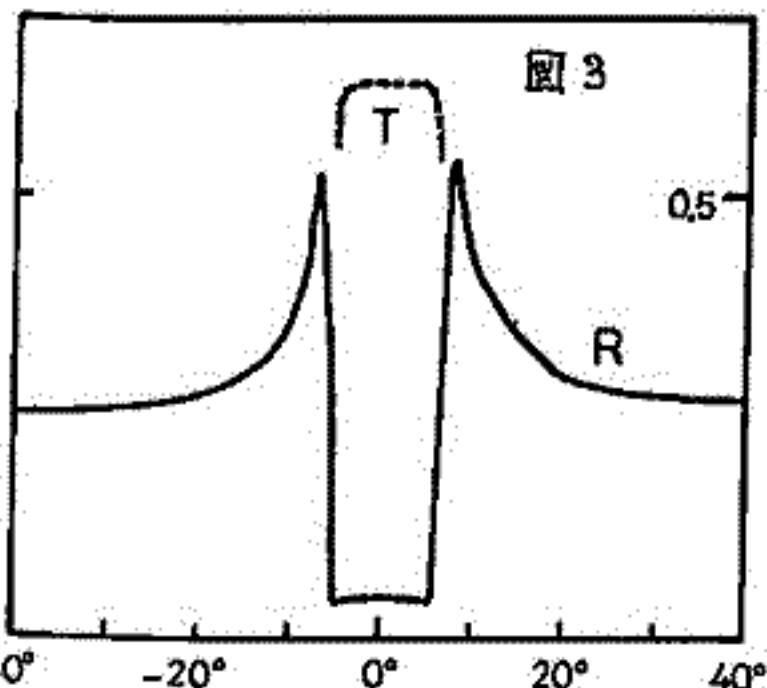


図3

(3) 水素イオンの効果

計算結果が同様に合えば報告したい。

Solar cycle variation of exospheric electron density at low latitudes

早川 正士, 天津 仁助, 岩井 章
名古屋大学 空電研究所

Electron density variations in the lower magnetosphere at a geocentric distance of ~ 1.48 earth radii are deduced from whistler dispersion data during one solar cycle from the year 1958 to 1968. The observation was made at Wakkanai Station till Nov.15, 1962 and then at Moshiri Station according to the IGY, IGC and IQSY program. The geomagnetic latitudes of Wakkanai and Moshiri are 35.3°N ($L=1.50$) and 34.0°N ($L=1.48$), respectively. The data used here are selected as follows, 1) whistlers of extreme dispersions are excluded, those values larger than $100 \sqrt{\text{sec}}$ and smaller than $20 \sqrt{\text{sec}}$. 2) we excluded whistlers with lower frequency cutoff known as tweek cutoff. From the solar cycle variation of whistler dispersion, it is found that the diminution in electron density in the mean exosphere is about 35% during low solar activity (1965) compared with the density during high solar activity. On the other hand, the $N_m F_2$ shows the 75% reduction in density during low solar activity. So the less sensitivity to the long-term solar variation of the lower magnetosphere than the ionosphere is found. Also the annual variation of dispersion at low latitudes shows a semi-annual change, quite different from the results at high latitudes. Moreover, we study the solar cycle variation of occurrence rate, which leads to the conclusion that the collisional absorption is the dominant factor in whistler propagation, and the duct formation is only necessary condition for whistler reception on the ground.

Determination of Electron Density by the Capacitance Probe.

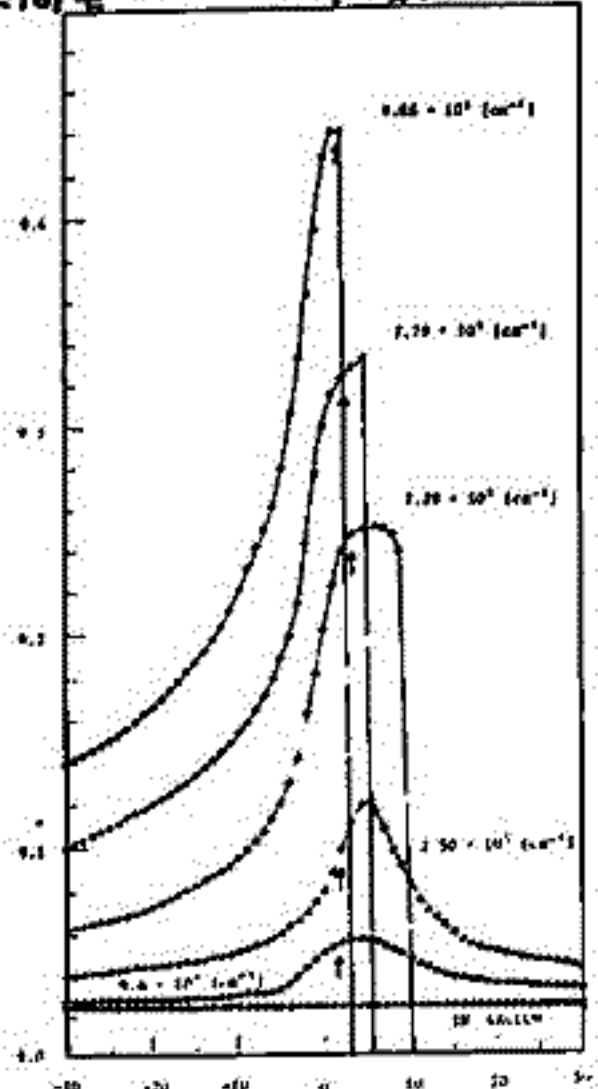
江尻金機, 渡辺勇三
東京大学宇宙航空研究所

電離層プラズマの電子密度を測定する為、現在迄、種々の探針構造を用いた方法が開発されてきた。中でも、電子密度を高域ハイブリッド周波数(f_{UHFR})より求める Gyro-plasma Probe は、測定誤差 $\pm 1\%$ の精度に達している。ここで述べる Capacitance Probe は、同じく電子密度 (N_e) の変化を、周波数の変化分として検出する事により、低電子密度 ($\sim 10^2/cm^3$) を測定し得るプローブ法として、電離層の下部、及び磁気圏プラズマの測定に適している。原理は; プラズマ中に置かれた二枚の金属平板を tank 回路の両端に結ぶ、Hartley 型発振回路を構成、発振周波数を f_{UHFR} 及び collision freq より高く設定する事により、金属平板は容量性を示す。電子密度 (N_e) の変化でその容量が変化し、発振周波数が変わる。その発振周波数の変動分 Δf は、上記条件の基で、 $\ln \Delta f = \ln N_e + \text{Constant}$ の関係に有り、 Δf を測定する事により、 N_e を求める事が出来る。

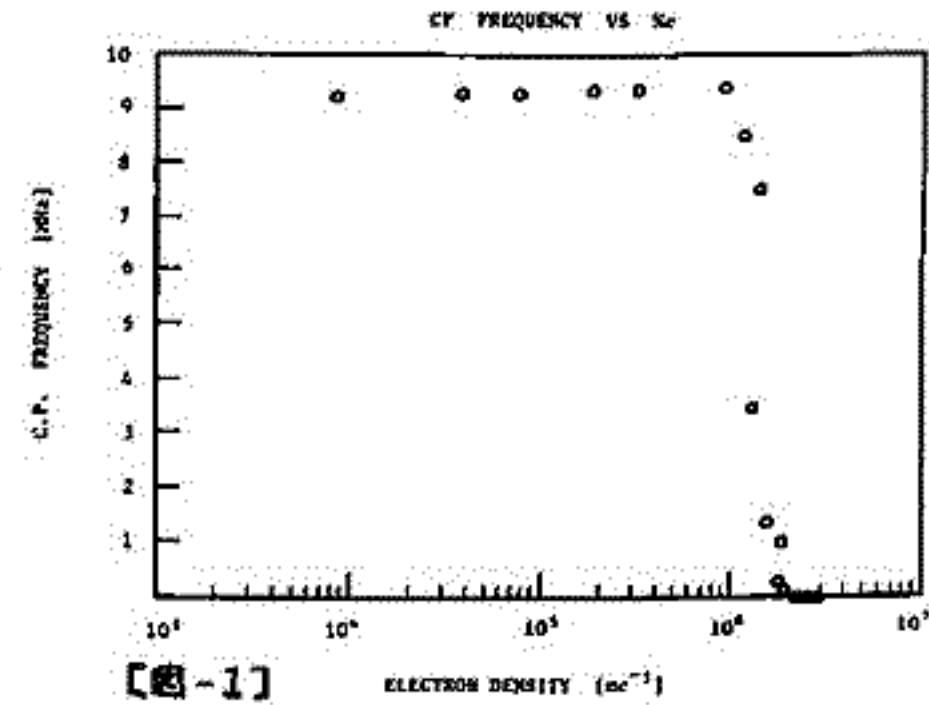
I. 電子密度に対する発振周波数の変化を図-1 に示す。 Δf は N_e の増大と共に増して行くが、ある N_e より急激に発振が止まってしまう。これは、 $f < f_p$ で plasma が inductive になり、probe の conductance が小さくなる為、発振条件を満足しなくなる為である。即ち、tank 回路の抵抗分が電子密度増大により小さくなり、Q 値が低下した事に相当する。磁場による変化の実験結果を含めて、理論的記述は学会で行なう。

II. DC bias 電位による発振周波数の変化を、図-2 に示す。これは、Sheath の変化を著ししている。真空中では変化はなく、低電子密度では、ion-sheath 及び ole-sheath 領域共に、周波数は下がっていく。しかし、空間電位と、周波数の最大値

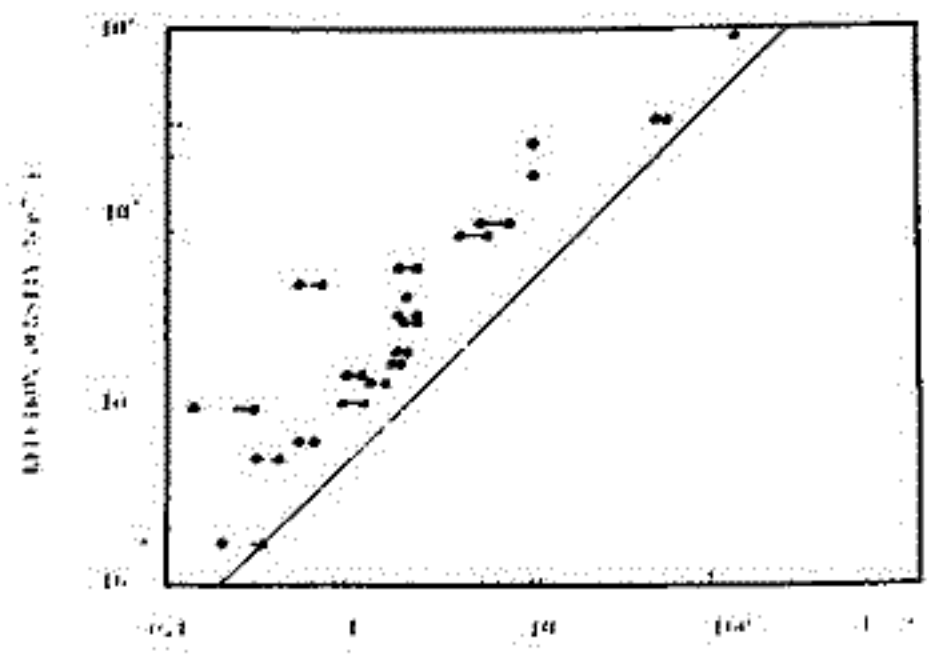
は一致して行く。電子密度が大きくなると、前述の如く、ある bias 電位以上で発振は急激に止まる。III. 最後に、Capacitance Probe 法で求めた電子密度と、従来の Langmuir 法との比較を図-3 に示す。Solidline が、理論曲線であるが、常に電子密度を小さく出しているのは、Sheath の影響である。詳細は学会で報告する。



【図-2】



【図-1】

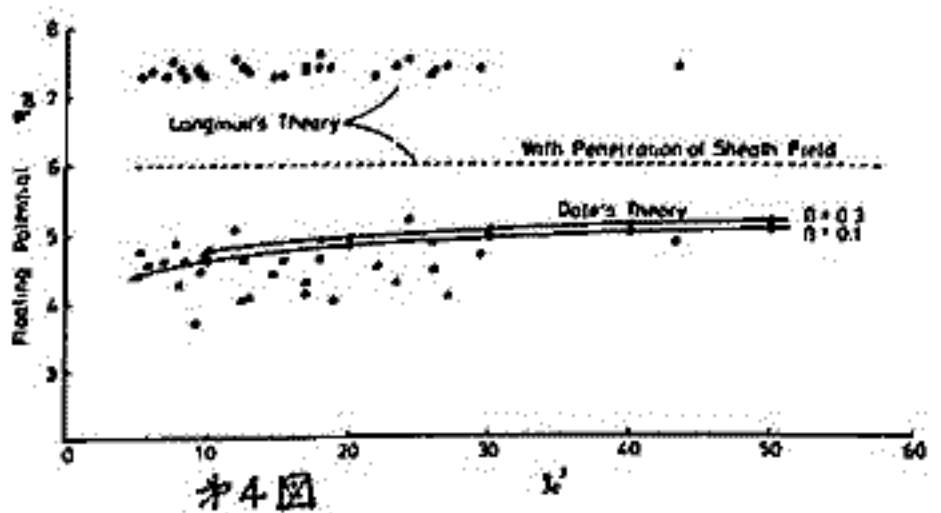
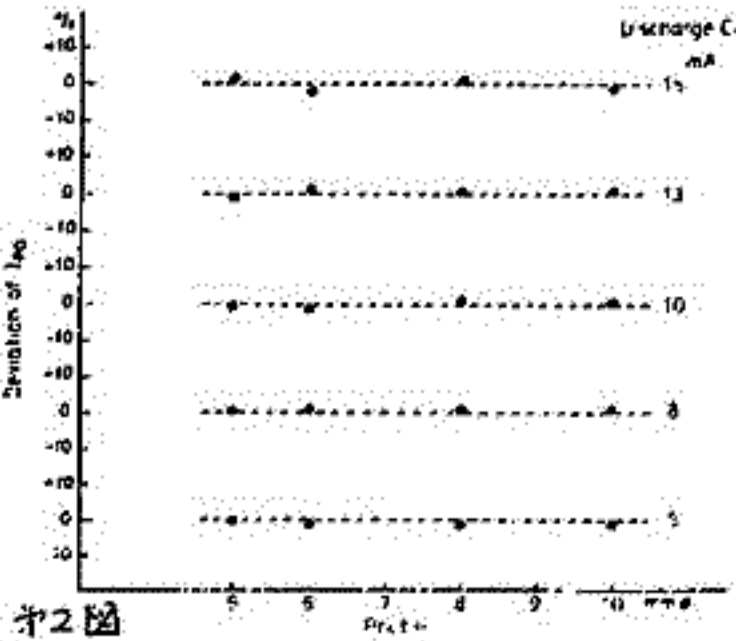
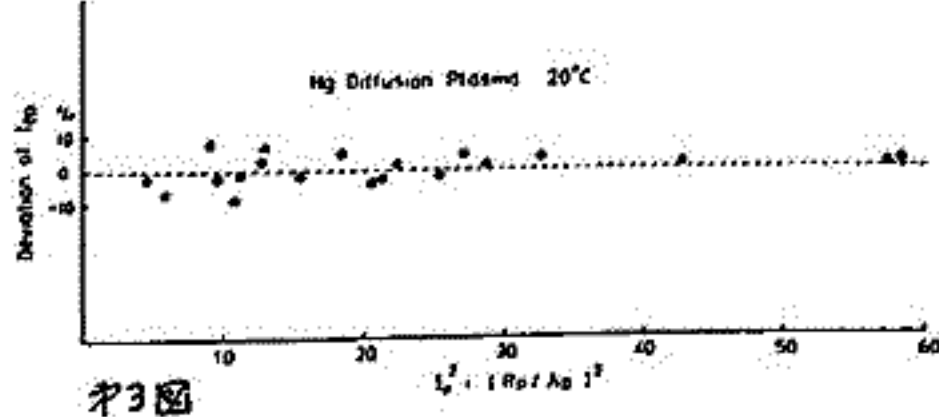
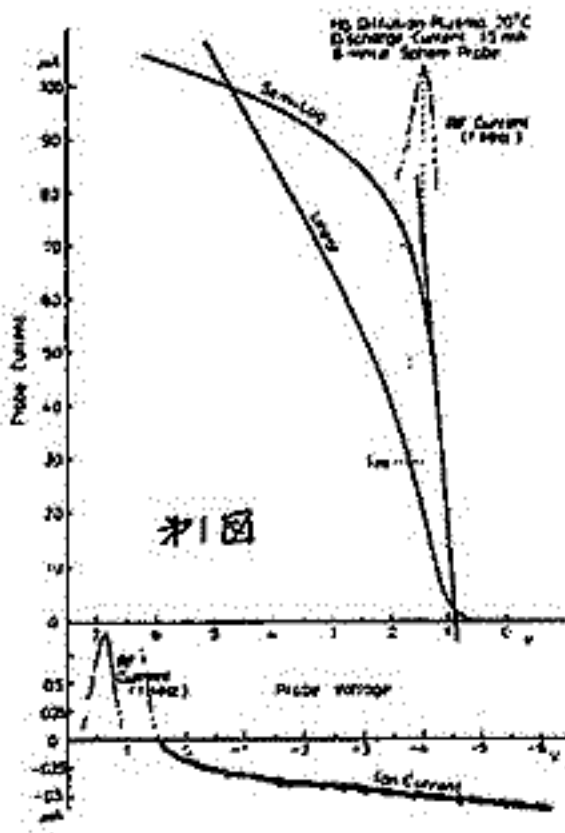


【図-3】

無衝突プラズマ中のプローブ測定における プラズマ密度の決定法(Ⅲ)

土手 敏彦 (理学研究所)

さきにLamのモデルを改善した無衝突プラズマ中のプローブ理論に関して二回発表を行なった^{(1)~(3)}。ここではこの理論の実験的検証がより広い条件において行なわれたいと報告する。お1図は水銀拡散プラズマにおけるプローブ特性の一例である。イオン電流の特性から上記理論による方法を適用してイオン密度を算出し、それを用いてプローブの電子電流 I_{eo} の値を逆算して電子電流のセミログの外挿特性上にプロットし、その点とRFプローブ測定法を用いて得られる空間電位 V_s の点とを比較するのである。お2図に両者の I_{eo} のずれがプローブ電圧の函数として示された。おれは最大、0%をこえないことがわかる。これはイオンの電流電圧特性が理論に従うことを物語っている。これらの実験をプローブの半径 R_p 、放電電流 I_b (プラズマ密度) を種々に変えて行なった。お3図は I_{eo} のずれを $\delta^2 (= (R_p/\lambda_D)^2, \lambda_D: \text{Debye 長})$ に対して整理してプロットしたものである。又、一般的に V_s のずれは I_{eo} のずれよりも小さい。プローブの示すフローティングポテンシャルは、理論によると $\phi_{ps} = \{ \delta^2 (1+\beta)^{1/2} / 4 \}^{1/2} F(\delta/\delta_m), \delta^2 (1+\beta)^{1/2} = 2(M_e/m_e)^{1/2} \delta^2 \exp(-\eta_{ps})$ から得られる。一方Langmuirの旧理論によるフローティングポテンシャルは $\phi_{ps} = \frac{1}{2} \times \ln(M_e T_e / m_e T_i)$ 、あるいはシースの浸透電場を考えると $\phi_{ps} = \frac{1}{2} \{ 1 + \ln(M_e / 2\pi m_e) \}$ で与えられる。お4図は、これらの理論値が、XYレコーダーの感度を変えてプロットされた二つのプローブ特性の交点から得られるフローティングポテンシャルの測定値と共に δ^2 の函数として示されている。実験値は、おらつきは大きいながらも本理論結果と比較的よく一致していることがわかる。これらの多くの結果によって本理論の妥当性が実験的に十分に確かめられたということができる。お1図の I_{eo} の比較からプラズマ密度を簡単に求め得る方法が示唆される。即ち電子電流の電圧に対するセミログプロット特性の外挿線に空間電位に相当する電流値を I_{eo} に等しいとすることができ、なおその点と実際のプローブ特性との差はプローブの擾乱の程度を示すものでこれについては別の機会に報告する。



(1)土手: 日本物理学会分科会 11A N 5 (1969) (2)土手: 日本物理学会年会 27 pg 7 (1970) (3)土手: 東大宇宙研報告 5, 889 (1970)

プローブインピーダンスのシース共鳴について

森生武彦
京都大学工学部 電報層研究施設

序

シャイロプラズマプローブなどのインピーダンスプローブでプラズマ中に浸された金属センサー(プローブ)の自己アドミタンスを測定するとアッパーハイブリッド共鳴及びモディファイドプラズマ共鳴 周波数で反共振を、又所謂シース(sheath)共鳴周波数で直列共振を呈するのが観測される。これらのうち前者はすでに詳しく検討され(Oya & Obayashi, 1967; Oya, 1968)の共鳴周波数から電子密度の精密測定が行なわれている。一方シース共鳴は、荷電粒子の熱運動によりプローブの周囲に形成されるイオンシースのインピーダンスが重要な役割を果すことからその名があるが、これらについてはこれまで種々解析がなされておられ(たとえば Oya, 1965; Kostelnicek, 1968; Despain, 1965; Balmain, 1969)その定性的なプロセスは明らかにされたが、定量的な検討は余り行なわれていない。ここでは Balmain により示唆された、より近似度の高いシースモデルを円筒プローブに適用して得られた解析結果について述べる。

シースの構造 プローブが周囲のプラズマの空間電位に対して負の浮動電位 $-V_0$ にある時のプローブ近傍の電子密度分布をしらべる。考えている周波数領域ではイオンの寄与は無視できるとして一様な分布を仮定し電子はポテンシャル $-V$ のところで $N \exp(-eV/kT_e)$ (N は周囲の電子密度)に従うとしてポアソンの式を数値的に解くことにより円筒プローブのまわりのポテンシャル分布と電子密度分布を求める。

シースモデル 最も簡単なシースモデルはプローブと一様プラズマの間の真空のギャップとしてシースを考える階段モデルであり、シース共鳴はその領域の容量性リアクタンスがプラズマのインダクタンスと相殺し高周波電場の積分が零になる周波数を生じるとして説明されている。(Harp, 1963) ここでその厚さをデバイ長の5倍とし、一様プラズマ領域に対しては Balmain の式を用いてシース共鳴周波数 f_{SHR} に対して定量的検討を加えると算出される電子温度が実際の値よりかなり低く、このようなモデルでは、 f_{SHR} の観測値からの電子密度の導出は誤差が大であることがわかる。そこでシースのモデルとしてシースとまわりのプラズマの間に電子密度が一様増加する遷移領域を考慮し、それぞれの領域の厚さを上で得られたシースの構造から適宜定めたモデルを採用し、円筒プローブのインピーダンスの周波数スペクトルを種々のパラメータについて求め又観測データと比較する。

計算結果 インピーダンスの計算は、円筒のまわりの領域を無限小の厚さの同軸環状領域にわけ、夫々のインピーダンスの総和をとる。即ち個々の領域はその電子密度に応じた *magneto-ionic* な誘電率をもつ媒質として考える。その結果(1)一様プラズマ中のマイクロトロン共鳴はシースインピーダンスにより消えシース共鳴が現出する。(2)シース共鳴は共鳴が鈍く抵抗分の存在を示すがこれは遷移領域に起因するもので、その勾配が緩かなほど共鳴の Q が低下することになる。この事は平行平板に対する Balmain の同種の議論と一致するがその物理的なイメージは明確でない。(3)観測データと比較すると、同一のプラズマパラメータに対して計算されたインピーダンススペクトルはその絶対値と同時に、尚懸念となっているシース共鳴周波数も実測値によく一致しておりこのモデルの妥当性が示される。又このモデルを用いて、種々の電子シャイロ周波数に対するシース共鳴周波数とプラズマ周波数の関係を電子温度をパラメータとして計算した。

プラズマカップリングプローブの実験

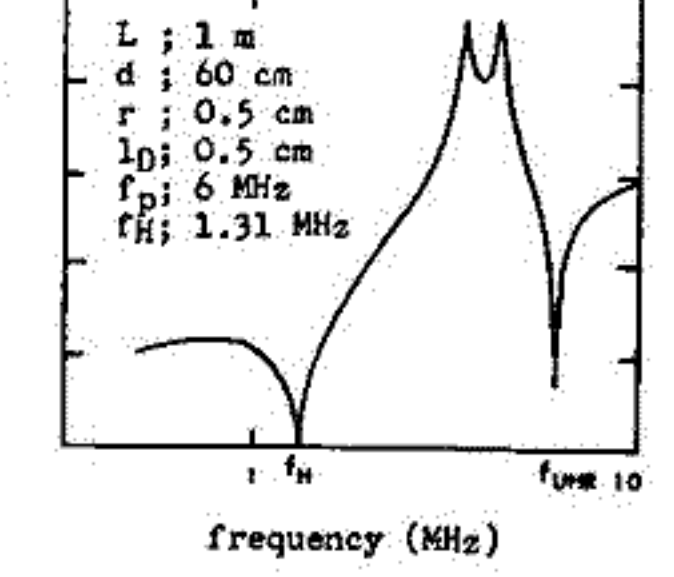
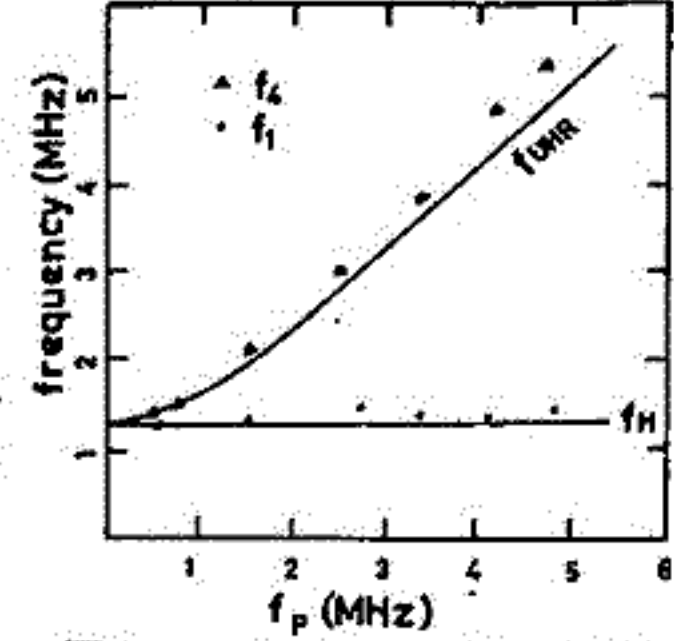
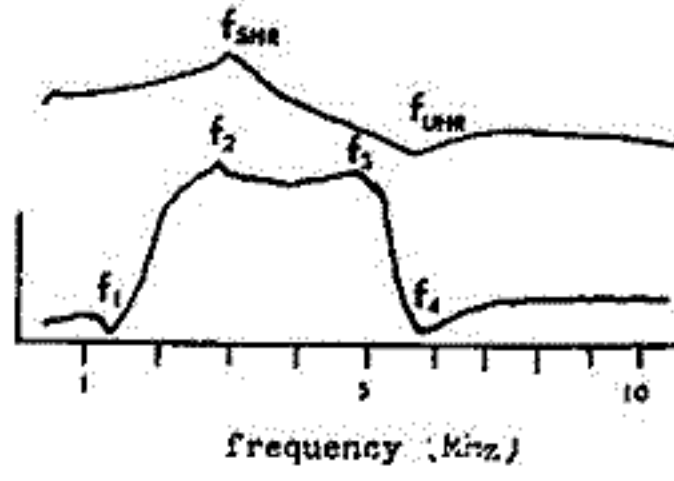
麻生武彦 横塚進義 大森 寛
京都大学工学部 電離層研究施設

序 プラズマカップリングプローブは、プラズマ中に何れか一つおかれた一対のプローブ間の伝達特性を測定することによりセルフインピーダンスプローブで測定されるプローブ近傍の局所的な性質とともアンテナにはさまれた一様プラズマの分散特性を明らかにし、プローブによる静電波の放射を調べることを目的として提唱された。(大森・麻生, 1968) このプローブシステムは、一方のプローブを1~10MHzの周波数範囲で定電圧で励振し、磁化プラズマ中に生じた近接電界をもう一方のプローブにより高インピーダンスでピックアップしその周波数スペクトルを得るものである。東大宇宙研のスペース4エンバーによる実験の結果下記のとおり明らかになった。

- (1) 高部ハイブリッド共鳴およびシース共鳴が、シャイロプラズマプローブにより測定されたセルフインピーダンスでの共鳴に対応してあらわれる。
- (2) 電子シャイロ共鳴があらわれる。これはセルフインピーダンス測定ではプローブのまわりに形成されるイオンシースのインピーダンスにより消えていたものである。
- (3) プローブプラズマ系全体の直列共振と考えられる第2のシース共鳴があらわれる。
- (4) スペクトルは強んじ冷たいプラズマ中の近接場成分で定まり、有限温度プラズマ中の大波の静電波成分の寄与は無視しうるほど小さい。

実験 測定は2本の円筒プローブを4エンバー管軸に平行に設置し、ヘルムホルツコイルにより軸方向に直流磁場を印加して行った。図1にその代表的なスペクトルをシャイロプラズマプローブのデータと比較して示す。共鳴周波数 f_1 ~ f_4 を同定するたため電子密度及び印加磁場を変化させてこれらの振舞いをしらべると、たとえば前者に対しては図2の結果を得る。従って f_1 はシャイロ共鳴、又 f_4 は f_{UH} に対応することがおかしくない。10MHz以上の f_2 と f_{UH} の理論値とのズレは管内の電子密度の非一様性によると思われる。一方磁場の変化に対してはこれらが確認され、 f_2 はシャイロプラズマプローブの f_{SHR} にほぼ対応していることがわかった。次に二本のアンテナ間隔を変化させて波長の短い縦波成分の寄与をしらべたが、レベルの変化以外にはスペクトルには本質的な差異はみられず、静電場が卓越してパターンを定めることわかった。

計算 実験結果から基本的なスペクトルは冷たいプラズマの理論で十分であることを考慮し、プローブシステムを等価回路表示してパターンを計算した。ここでもイオンシースは階段モデルを用い、厚さを4xデバイ長とした。種々のパラメータによる計算の結果、シャイロ共鳴、セルフインピーダンスシース共鳴、全系の直列共振、及びプラズマ媒質の反共振のある高部ハイブリッド共鳴があらわれ、実験結果を十分説明することを確認された。



電離層測定用直読式プラズマ密度温度計の開発

河島信樹, 矢野章 (東大宇宙研)

本実験の目的は電離層の密度温度測定においてデータ処理を簡便にするプラズマ密度温度計を開発することである。これは、人工衛星の様に大量のデータがでて来る実験においては本質的に重要であると考えられる。今、floating double probeの特性を $I = f(V)$ とし、これに小さな交流電圧 $V \sin \omega t$ を重畳してその三次高調波の振幅をみよると $I = f(V + V \sin \omega t)$ より

$$I_{3\omega} = - \left(\frac{V^3}{24} f^{(3)}(V) + \frac{V^5}{384} f^{(5)}(V) + \dots \right) \sin 3\omega t$$

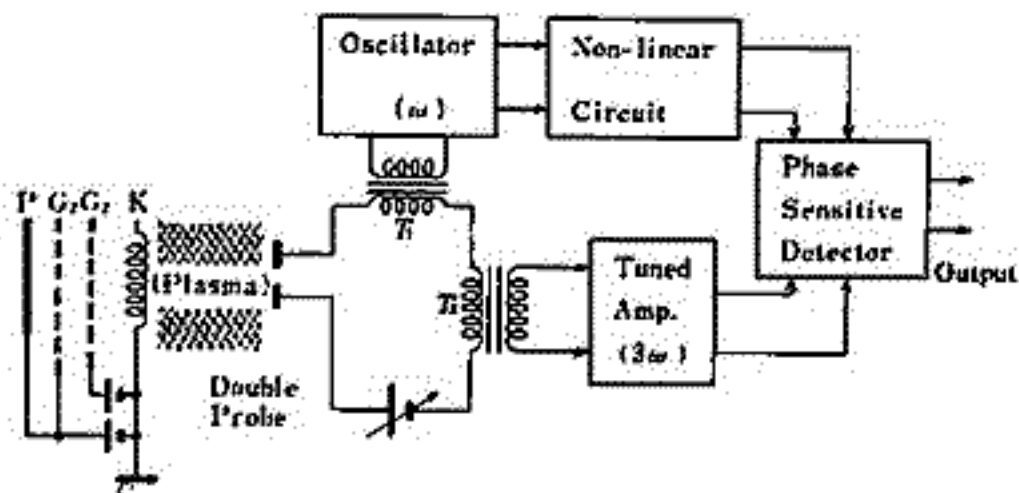
となり理想的なタングステンプロブの特性である

$$I = I_0 \tanh \left(\frac{eV}{2kTe} \right) \quad I_0: \text{イオン飽和電流}$$

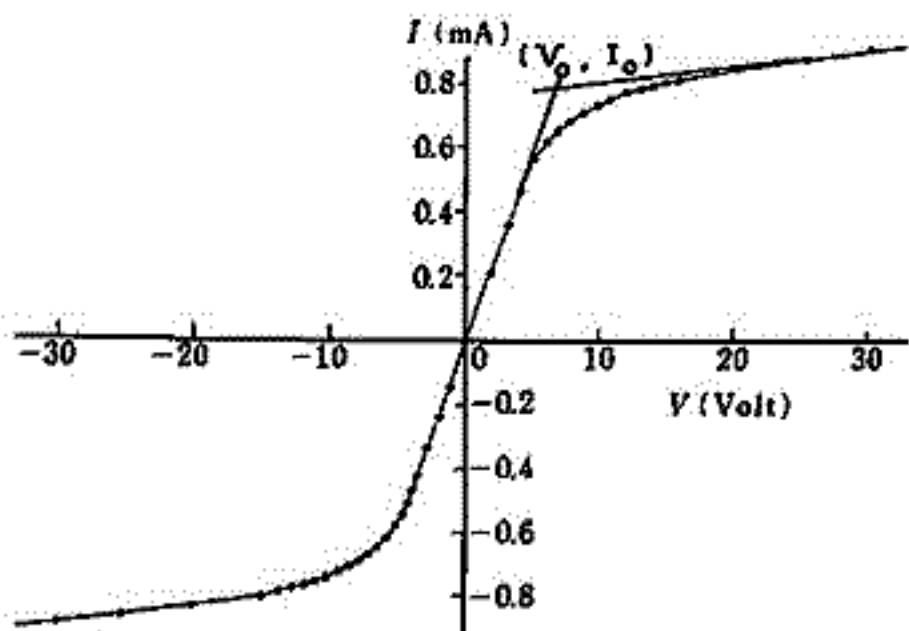
$$I_0 = \frac{enA_0}{2} \sqrt{\frac{kTe}{M}} \quad \text{但し、} \begin{array}{l} e: \text{電子の電荷} \\ n: \text{プラズマ密度} \\ A_0: \text{プロブ面積} \\ M: \text{イオン質量} \\ kTe: \text{電子温度} \end{array}$$

を代入すると、この特性から分る様に $V = V^* = 1.30 \frac{kTe}{e}$ の所で三次高調波の位相が反転する。これから電子温度が求められる。また $V = V^*$ の所での直流電流 $I^* = f(V^*) = 0.58 I_0$ よりイオン飽和電流 I_0 が分る。今、 ω の周波数の交流を直流に重畳させ、 3ω 成分の電流の位相を検出して位相が 180° 変化する V^* の時に直流電圧を自動的に固定すれば、その時の電流電圧 I^* 及び V^* より密度温度が測定できる。この実験では、Takayama et al (1963) に開発された Back-diffusion type のプラズマ源で作られた $n \approx 10^{16}/\text{cm}^3$ 電子温度

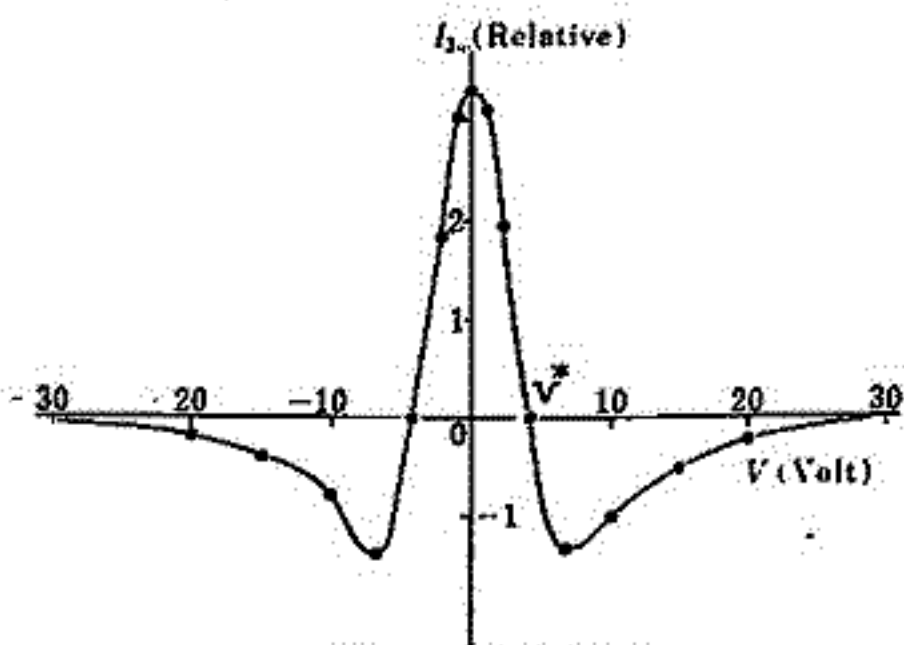
3 eV のプラズマが用いられた。プロブは 2 cm の正方形の平面プロブを用いた。本図には回路の Block-Diagram を示した。本図(a)は Double probe の V-I 特性を示し、これに対応する三次高調波の signal を本図(b)に示した。用いた周波数は 2.5 kHz、振幅は 1.5 V_{rms} である。三次高調波は $V = V^*$ の振幅 0.1 により、位相が反転する。上のデータに基づいて (V^*, I^*) に自動的に電圧を固定する実験も行われた。インテグレーション回路を位相検波の出力で制御することにより、Double probe にかかる電圧を V^* に自動的に固定することになった。



本図



本図 (a)



本図 (b)

流れのある弱電離プラズマ中のフロー特性

早尾邦雄 田中高史
 東京大学宇宙航空研究所

粒子の平均自由航路の短い場合はフロー電流は拡散によって補集される。流れを考慮に入れて拡散を考えると次式が成立する。

$$\Gamma = D \nabla n \quad \Gamma' = D \nabla n + n V_n$$

$$\frac{Dn}{Dt} + D \nabla^2 n = 0 \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \Gamma' = 0$$

Γ は流れに乗った系でのフラックスで、 Γ' は静止系でのフラックスであるが、 $\text{div} V_n = 0$ であることを使うとどちらも次式を与える

$$(V_n \cdot \nabla) n + D \nabla^2 n = 0$$

また電流は

$$I = e \int \Gamma'_r ds = e \int_{r=r_p} \Gamma_r ds = e D \int_{r=r_p} r_r n ds = 2\pi e D \int_0^\pi \left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=r_p} \sin \theta d\theta$$

ここで変数変換を行い、新たな変数として $r = \frac{r}{r_p}$ $n = \frac{n}{n_0}$ を用いれば、

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial n}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial n}{\partial \theta} \right) + \frac{r_p}{D} \left(V_r \frac{\partial n}{\partial r} + V_\theta \frac{\partial n}{r \partial \theta} \right) = 0, \quad \frac{\partial n}{\partial \phi} = 0$$

$$I = I_0 \frac{4}{3} \frac{\ell}{r_p} \left(\frac{1}{2} \int_0^\pi \left(\frac{\partial n}{\partial r}\right)_{r=1} \sin \theta d\theta \right)$$

流れは非圧縮かつ、うずなしであるからポテンシャル函数によって表現できて

$$V_n = \nabla \phi$$

$$\text{div} V_n = 0 \quad (V_r = 0 \quad r = r_p)$$

$$\nabla^2 \phi = 0$$

これを満す解はよく知られていて、

$$V_r = -\cos \theta \left(1 - \frac{1}{r^3}\right) \quad V_\theta = \sin \theta \left(1 + \frac{1}{2r^3}\right)$$

すると解くべき式は、

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \theta^2} + \left(\frac{2}{r} + A \cos \theta \left(1 - \frac{1}{r^3}\right)\right) \frac{\partial n}{\partial r} + \left(\frac{1}{r^2 \tan \theta} - A \frac{\sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{2r^3}\right)\right) \frac{\partial n}{\partial \theta} = 0$$

$$A = \frac{3r_p V_0}{\ell v} \quad (V_n = V_0 \quad r \rightarrow \infty) \quad n(1) = 0 \quad n(\infty) = 1$$

これを解くのに Relaxation method を用いればよい。

$$B1 = DR^{**2} / DT^{**2} / R^{**2}$$

$$C = \cos \theta$$

$$S = \sin \theta$$

$$PR = (2.0 / R + A * C * (1.0 - 1.0 / R^{**3})) * (D(I+1, J) - D(I-1, J)) / 2.0 / DR$$

$$PT = (C / S / R^{**2} - A * S / R * (1.0 + 0.5 / R^{**3})) * (D(I, J+1) - D(I, J-1)) / 2.0 / DT$$

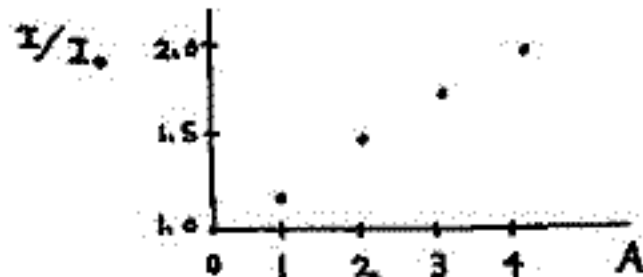
$$Q = (D(I+1, J) + D(I-1, J) - 2.0 * D(I, J) + B1 * (D(I, J+1) + D(I, J-1) - 2.0 * D(I, J))) + DR^{**2} * (PR + PT)$$

$$D(I, J) = D(I, J) + (1.0 + \epsilon) * Q / (2.0 + 2.0 * B1)$$

ここで ϵ は over relaxation constant である。

計算の結果次の式が得られた。

$$I = I_0 \left(\frac{4}{3} \frac{\ell}{r_p} + 0.89 \frac{v_0}{v} \right)$$

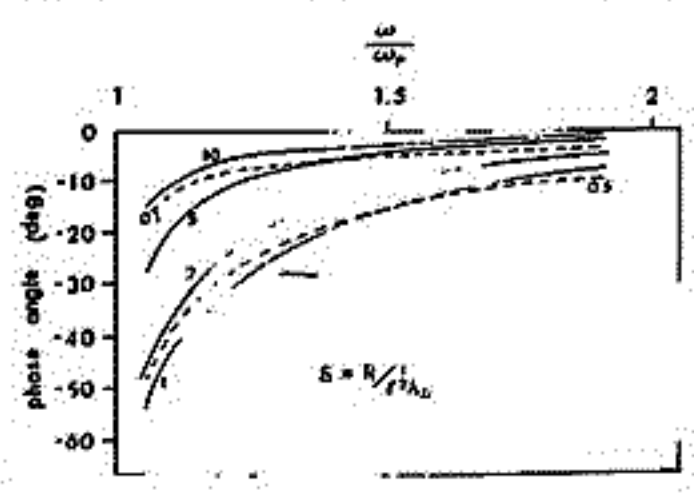


プラズマグローブによる電子音波の輻射

麻生武彦
京都大学工学部電離層研究施設

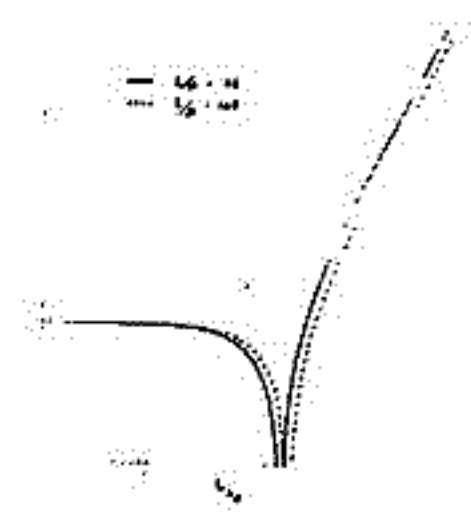
序 電離層探測用の高周波インピーダンスグローブに於いては電気の抵抗性センサーに
より、通常の電磁波とともにある周波数領域では強いプラズマ波の輻射されこれが *anomalous*
ionic の理論にもとづく冷たい分散性媒質としてのプラズマの reaction に事置し、グローブ
のインピーダンスの抵抗分に着手する事が知られている。(White, 1963 など) の問題の
嚴重は困難であるが等方プラズマ電子シースを考慮しないという仮定のもとに
dynamic 手法 (Chen, 1964; Wait 1964 a, b; Fejer, 1964; Selman, 1965 など) 式いほさらに
進んで kinetic theory により (Kuehl, 1966, 1967; Schiff, 1970; Buckley, 1965 など) 解析の
行なわれている。これらは主に静電波の輻射による抵抗分を求めているが、ここには特に
インピーダンスの共鳴の Q-value に注目し、Fejer 及び Selman の手法に沿って検討を此の Q
値に対する解析的表式を得、温度との関連を明らかにすると共にロケット実験 (Oya & Ohyaishi
1967) の実験結果の説明を試みる。

球グローブ Fejer は 2 つの球グローブからなるダイポールアンテナに於いて解析した
プラズマ同波数に於いて電子音波が強く放射されることを見出した。この場合、2 球の相互イン
ピーダンス効果を無視しなれば $\omega = \omega_p$ (ω_p : プラズマ同波数) のインピーダンス値は
輻射抵抗分により有限となることが予測される。輻射は同波数とともに、デバール波節より
電子温度に依存するものとプラズマ密度が既知の場合共鳴の鋭さは温度の measure となること
が期待される。共鳴同波数近傍のインピーダンスの位相変化は共鳴の鋭さを表わすが、
Fejer の式を用いてその様子を明らかにすると図 1 のように
なる。すなわちパラメータ $\delta = 10$ から $\delta = 1$ まで、温度の
増加に従って Q の低下および輻射が増大して球半径 =
3 cm (デバール) の時最大となり、温度がそれ以上高くなると
再び位相変化が鋭くならず弱くなる。



円筒グローブに対する共鳴 Q 値の評価 短く円筒グ
ローブに於いて有限温度プラズマ中のダイポールイン
ピーダンスは、 $|BL| \gg |AP|$ の近似のもとに次式で表わさ
れる。 $Z = \frac{1}{j\omega \epsilon_0 K_0} [L \frac{1}{2} - 1 + (1 - K_0) \frac{1}{2} (J_0(\beta r) N_0(\beta r) + i J_0^2(\beta r))]$
(L : 長さ; R : 半径, $K_0 = 1 - \chi U^{-1}$, $\beta = \omega^2 (U - \chi) / v_{th}^2$)
この式を断定を無視して $\omega = \omega_p$ とおくと近似条件が成り立つ式は発散する。しかしこの式に
いて計算を行って $\omega = \omega_p$ の規格化されたインピーダンス値 $|Z(\omega_p) / Z_0(\omega_p)|$ は最終的に
 $|Z_0(\omega_p) / Z_0(\omega_p)| = 1 - \frac{1}{2} (\frac{1}{2} L^2 + \frac{1}{2} R^2 + R^2 \ln \frac{L}{R}) / ((\ln \frac{L}{R} - 1) \epsilon \lambda_0^2) \propto (L/\lambda_0)^2$ ($L/\lambda_0 \gg 1$)
となり温度の増加により $\omega = \omega_p$ の絶対値が小さくなること
がわかる。図 2 の計算結果から球グローブと同様の議論
がなされること示される。又通常の Q 値の定義に於いて
の評価式は

$Q = \frac{1}{2} (1 - \frac{1}{2} \frac{R^2}{L^2}) \frac{1}{\epsilon \lambda_0^2} (\frac{L}{\lambda_0})^2 (\ln \frac{L}{R} - 1) - \frac{1}{2} \frac{1}{\epsilon \lambda_0^2} \propto (L/\lambda_0)^2$ ($L/\lambda_0 \gg 1$)
となる。従って $|Z_0(\omega_p) / Z_0(\omega_p)|$ の Q も $L/\lambda_0 \gg 1$ (電離層プラ
ズマで通常成り立つ) の条件のもとで $(\frac{L}{\lambda_0})^2$ に比例する
ことわかる。上式を用いて実験結果と比較する。



≡ = Q型質量分析計 - II

山田弘善 佐川永一 伊藤富造 番野信義
 東京宇宙航空研究所 電波研究所

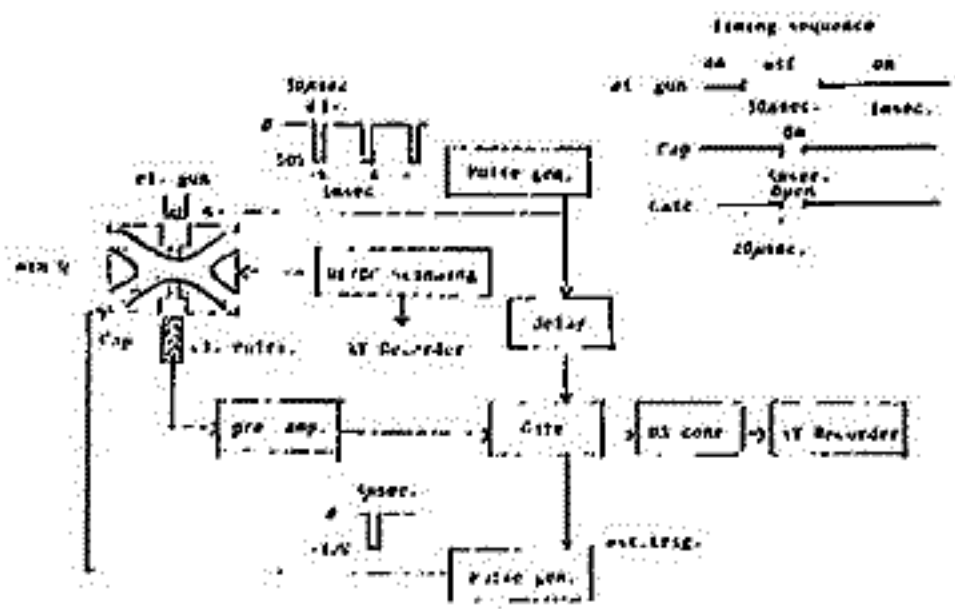
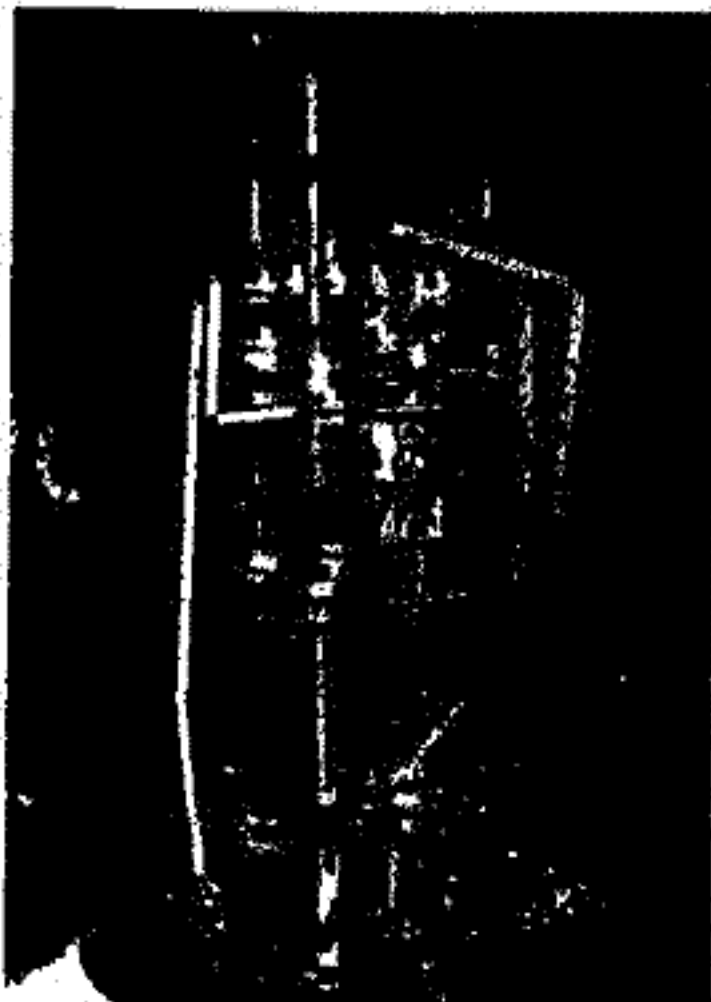
中性大気組成観測を目的としてミ=Q型質量分析計を開発してきて、前回(第4回)はミ=Qの動作試験を兼ね、直流電圧を重ねしな...で掃引し、スペクトラムを得た。しかし測定系が非常に簡単であり感度も高...か分解能の調整が...不利な欠点があった。

今回は Dawson 等の手法 (Rev. Sci. Instr. 40 1444 (1969)) に従いパルス処理を行...これは電子銃をパルス変調し電子の休止期間の内一定の遅延時間後にゲートを開いて蓄えられたイオンを引出す...また電極には直流電圧を重ねるため U/V に...分解能を変え...イオンの蓄積時間を任意に選べる長所がある反面回路系の複雑さ...しかし Cap パルス...遅延時間を適当な値に...S/N の良いスペクトラムを得る...採用すれば超高真空領域での動作も期待されるため...開発も考えている。

電極の一部はステンレス網...透過率...電子銃付近は簡素化された。近...リング電極も網を用いて作る予定である。活性気体の測定には電極表面での再結合等を極力...具体化を考えている。

今回用...電極は $R_0 = 1.2 \text{ cm}$ 高周波電圧 $f = 650 \text{ kHz}$ パルス繰り返し $f = 2 \text{ kHz}$ 質量数は 44 値子で掃引した。真空度は $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ (N_2 rich) で背景はイオンポンプにより 10^{-9} Torr 程度を保った。

下は内径 10 cm のフランジ...本体の写真及びパルス系の時間関係を示す。

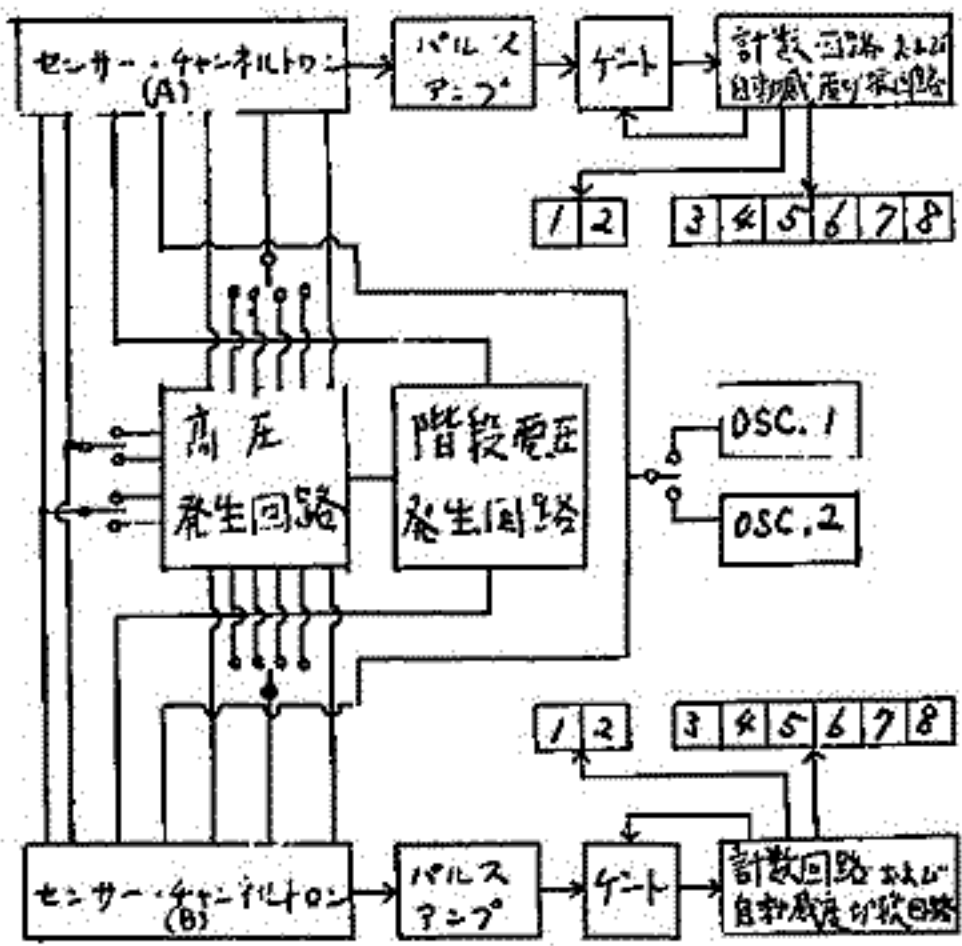


電離層観測衛星搭載用イオン質量測定器

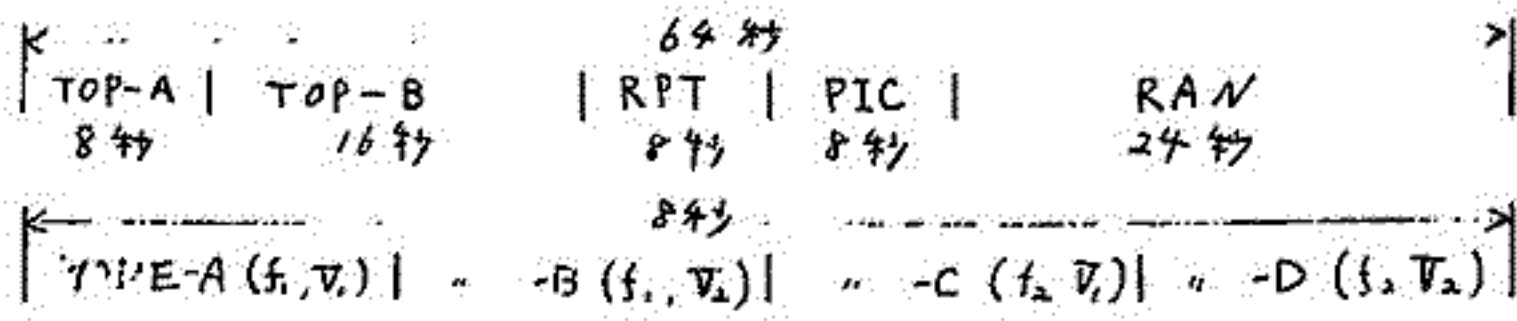
森野信義 水津武
(電波研) (電波研)

我国に下付する実用人工衛星方1号として、電波研に下付して、電離層観測衛星が計画された。その後宇宙開発事業団にその製作が委ねられ、推力されて来た。最近そのエンジニアリングモデルが完成し、そのうち、イオン質量分析器について、電波研に設置された。校正装置を用いて、その性能の確認とプロトタイプ設計資料を得るための実験がなされた。この実験の結果について主として紹介する。

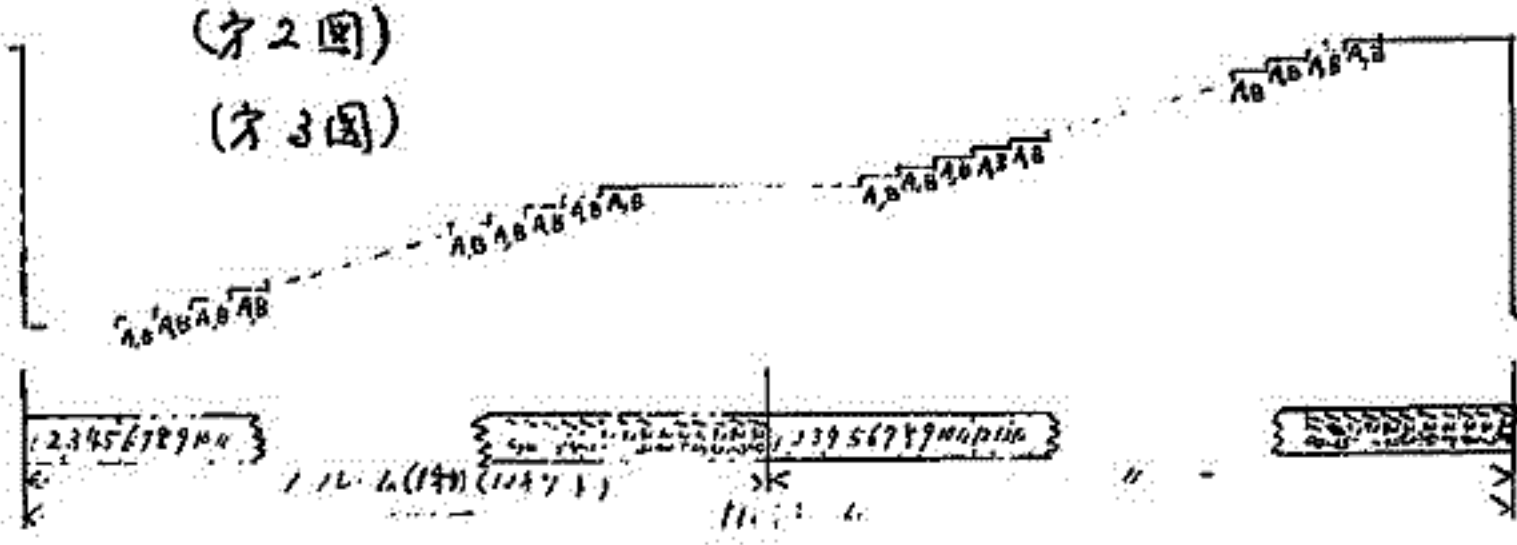
電離層観測衛星は、円筒型の形式で、110cmのスタニガードスピンドルモードで約1000kmの軌道に70°の傾斜角で投入される予定である。イオン質量測定器はそのスピンドル軸上衛星の両側に各1個搭載される。センサーは、5-3サイクル 3ステージのベネット型質量分析器が用いられる。そのプロトタイプグラムをFig. 1に示す。測定はFig. 2に示すように1回2秒の測定を4回のモードによって行なう。他の測定と組合せて64秒毎に8秒ごとく1かえり、テレメータは1フレーム1秒、128ワードのPCMでイオン加速電圧は27ワード毎の階段波を用い、1ワード毎にA, B, 2つのセンサーを切替えて測定する。その様子を図に示す。階段波の休むところはワードは、フレームニクド フレームナンバー、ハウスキーピングデータ、姿勢データ、等が送られる。測定ワードは1フレームあり116ワードである。イオンの検出は4チャンネル20のハルズと互に計数する方式が用いられ、1ワード8ビット中2ビットをそれぞれ表示、6ビットを位置表示として特殊な計数と自動感度切



換はナリ、コマンドによる感度、分解能制御と合せて、イオン密度 $10^1 \sim 10^4 / \text{cc}$ のダイナミックレンジが有効に測定できることの実験はなされた。この衛星はテープレコーダーとタイマーにより任意の軌道のデータを取得できる。



(Fig. 2)
(Fig. 3)



Mass-spectrometry of contamination Substance of Probe Surface

平尾 邦雄 小山 孝一郎 三留重夫
東京大学 宇宙航空研究所

以前はラニゲミユア プローブの特性曲線が、プローブ表面の汚れによって、非常に影響をうけ、充分な注意を拂わなければ電子流量や電子温度を測定する事ができな
いことを指摘し、この様な影響により今後の電子温度のヒット観測が著しい障害を示して
いることを報告した。

今回はプローブ汚れの汚染の何であるかを明らかにするために、プローブ表面をイオンで
衝撃し、その際出るガスの分析を行った。測定されたガスの種類は質量数でいえば、
2, 18, 28, 32, 36, 44 がその大部分を占める。

このうち2 (H₂)、は真空油の分解物と考えられ、44 (CO₂) も他分
同じ由来をもつものと考えられる。又36 (C₂ or HCl) は真空槽の清掃に使用されるトリク
ロールエチレンの分解物と考えられる。28 (N₂) および32 (O₂) は空気由来のもの
であり、プラズマ発生直後にはN₂ が増大するが、一般にN₂ とO₂ の割合は大気組成と
略同じである。のこりの18 (H₂O) はプローブ表面からの脱ガスと考えられる。

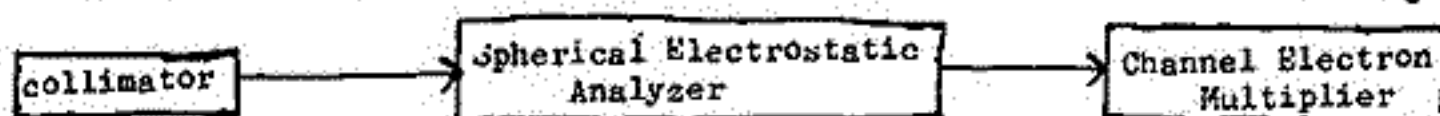
H₂Oは有極性分子のため真空状態でも水蒸気として凝縮しやすいため、この水はきわめて困難であること
が知られており、プローブ表面の汚れの原因として最も可能性のあるものである。
この水の一部分は分子層の影響はプローブ曲線のヒステリシス現象を説明するのには充分で
ある。

搭載用低エネルギー電子スペクトロメータ

向井利典 松村正三 平尾邦雄
(東京大学宇宙航空研究所)

電離層中の非熱的電子のエネルギー分布および flux の測定はその重要性にもかかわらず、従来あまり行われていない。これは主としてその被測定電子のエネルギーが低い事による。起因として技術的問題による。筆者らはこの真に因して基礎的な検討を行なう。このたびは K-9M-36 号機で、その観測を行なう予定である。今回は、搭載されるスペクトロメータについて行なう計算と、prototype による実験の結果について報告する。

測定エネルギーは 30 eV 以下を対象とし、そのエネルギー分解能は約 0.5 eV (実験室ではもっと分解能を上げ得るが、今回のロケット実験は最初なので、とにかく測定する事を目的とした) である。スペクトロメータ・センサー部の概略は Fig. 1 に示すように



から構成されていて、high μ -metal (not shown) で磁気遮蔽されている。このスペクトロメータの特徴は、測定エネルギーの範囲で、できる限り constant energy resolution, constant transmission (constant geometrical factor) にするように各電極の電圧を

sweep しようとしている事である。この time chart を Fig. 2 に示す。なお、sweep 電圧 V_{IM} および V_A の零点は space potential になっているようにする。また、同心半球面の電圧は一定で、各電位は V_A と共に sweep する。channel electron multiplier の出力は計数されて階段状を作り、テレメータで送る。以上の方法によって、より正確な energy spectrum が得られると、考えられる。このスペクトロメータの特性について実験と計算とを比較した結果、2~3 eV 以上では割合よく一致が見られた。これ以下のエネルギーでは、その data 解析の段階で、誤差が大きくなる可能性がある。

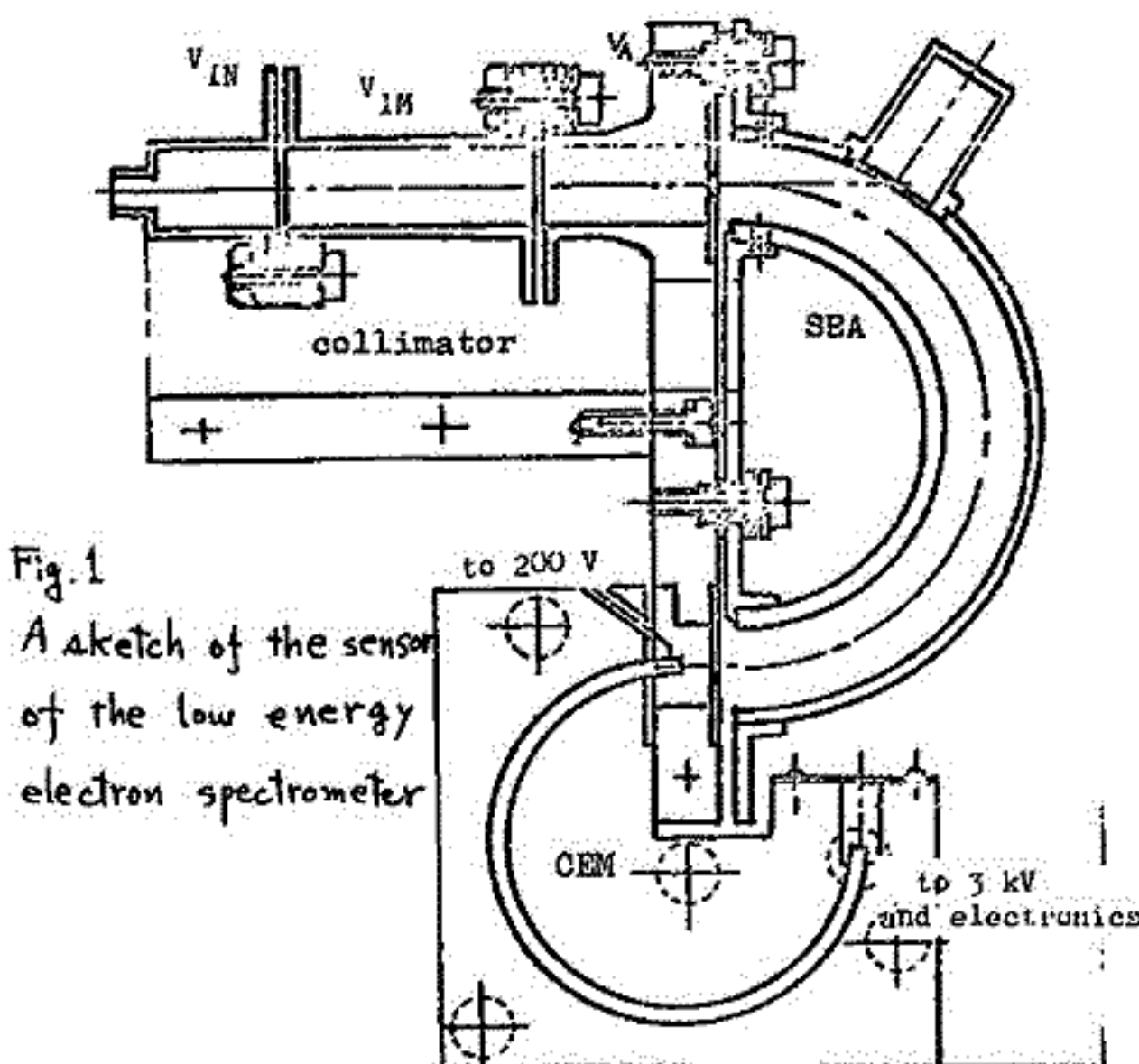
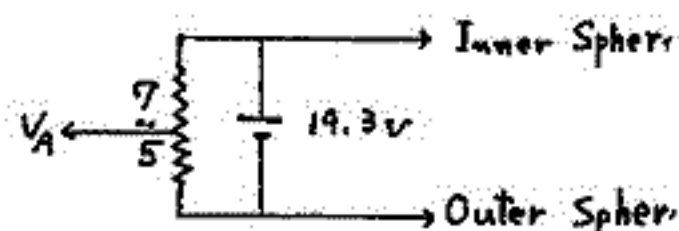
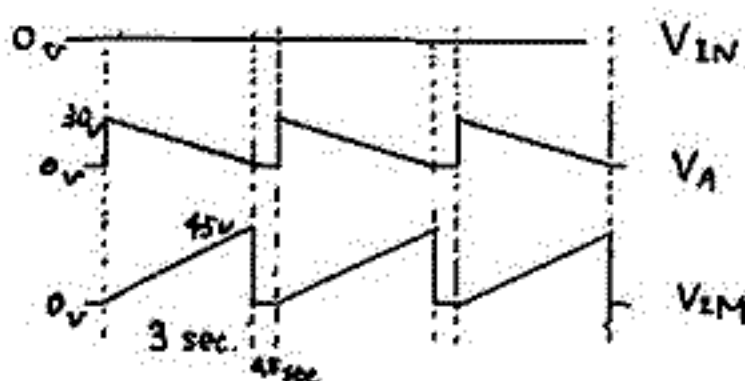


Fig. 1
A sketch of the sensor
of the low energy
electron spectrometer

Fig. 2
time chart



MS-T1 衛星の姿勢測定結果

加藤 榮雄・青山 巖・遠山 文雄・高橋 隆男

東海大学 工学部

地磁気姿勢計と太陽センサを用いて科学衛星の姿勢測定方式の開発研究が進められてきたが、今回打ち上げられた M-4S-2 号機の MS-T1 衛星においてこの姿勢測定及び姿勢データ処理が試みられた。ここでは今回の姿勢データ処理にもとづく今後の問題点と MS-T1 衛星の姿勢測定結果について報告する。

姿勢計算の方法は前の学会（第45回講演会）でも述べたのと詳細は省略する。方法としてはまず衛星の位置と軌道要素などの情報から算出し、その時刻、その位置における太陽方向及び地球磁力線方向を計算する。地球磁場の計算は Spherical Harmonic Analyses で行い、Gaussian 係数は年変化も考慮した $n = m = 10$ (Cain, et al. 1965) を採用している。そして衛星の軸方向及び地軸と直角方向に搭載されたフラックスゲート型磁気計及び太陽センサによって衛星軸と地球磁力線とのなす角度及び衛星軸と太陽とのなす角度を算出して両者のコーンの交点を計算で求めたものである。

今回の姿勢計算を通して今後更に改善しなくてはならない問題点は主として次のとおりである。

- 1) データ処理の迅速化と簡素化
- 2) 磁気センサに及ぼす磁気的影響の対策
- 3) ソフトウェアの内容の改良
- 4) 姿勢計の改良

この中で特に磁気的影響に關する点は検出精度に直接關するものであり重要な問題点である。このほかにも精度を高めたいために水平線検出器などの別の姿勢計も併用する方が望ましい。

2月16日、M-4S-2号機によって打ち上げられた MS-T1 衛星の姿勢測定は打上げ後約一週間の内之浜で受信されたデータ及びデータレコーダの再生によって得られたデータについて東大宇宙研の計算機で処理されたがその主な結果は以下の様である。

- 1) 磁気センサなどの温度特性、磁場近似、磁気的影響の補正による誤差等から生じたドリフトと思われるものを除けば、才差運動などの顕著な運動は測定精度以下と考えられる。
- 2) その平均的姿勢は衛星軸方向が地軸の北方向から $98 \pm 5^\circ$ 、春分点方向から東まわり $82 \pm 3^\circ$ である。
- 3) 姿勢の日変化は太陽角で約 $1^\circ/\text{日}$ であった。

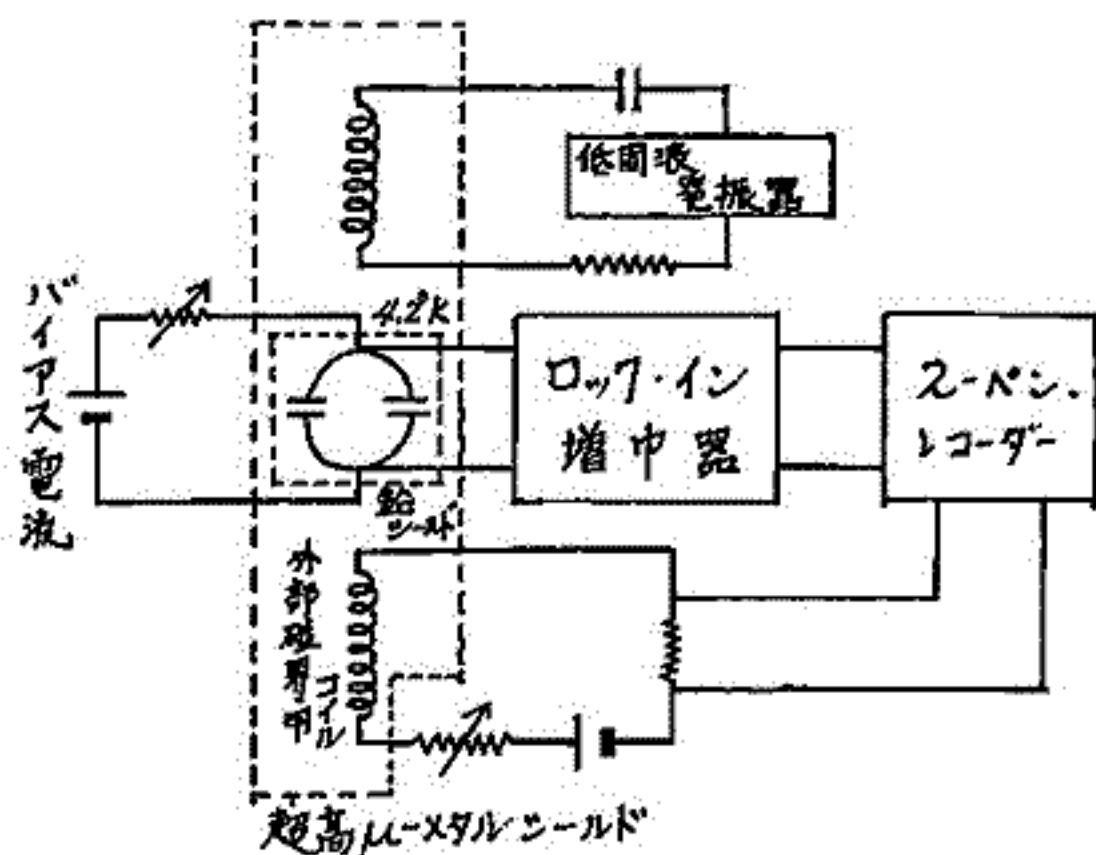
SQUID磁気計の基礎実験(III)

北村泰一・大道関男

北大理学部

超伝導物性(ジョセフソン効果)を利用すると、極弱磁場(10^{-8} ガウス)を測定することが可能であるが、筆者等は今まで、感度4ガウス、24ガウスの素子を製作した。実験は、外部雑音磁場のシールドなしで行われたので、これ以上感度をあげることは無意味であった。

今回、地球磁場を含む外部雑音磁場をシールドするために、二重の超高 μ メタルの円筒を製作し、その中の磁場の絶対値を実測200ガウスにおさえ、更に、超伝導体(鉛)シールドを用いて、その中で、フロスワイヤー素子、下図のブロック回路を用いて実験を行なった。その結果について報告する。



放射線帯下部における低エネルギー電子スペクトル

松本治弥
(神戸大工)

し-3H-5号機による600 km ~ 2000 kmの高度範囲での低エネルギー電子束(0.3 ~ 20 keV)観測の結果得られたデータから直接言えることは以下のような点である。

- (1) 高度900 km付近から電子束が増加しており、このエネルギー領域の電子に関しては放射線帯下部に入ったものと思われる。
- (2) 入射電子束は全高度範囲にわたってロケットのスピンの同じ周波数で変調をうけている。

(3) 電子束の値は

| | | |
|---------|---------------|---|
| 800 km | 5 ~ 20 keV | $\sim 10^6 / \text{cm}^2 \text{ sec str keV}$ |
| | < 1 keV | $\sim 10^7 / \quad "$ |
| 1000 km | ~ 20 keV | $\sim 10^6 / \quad "$ |
| | 1 ~ 15 keV | $\sim 10^7 / \quad "$ |
| | 0.3 ~ 0.5 keV | $\sim 10^8 / \quad "$ |

のオーダーである。

- (4) エネルギースペクトルの形は比較的平坦であり power form にすると $E^{-1}dE$ に近い。

以上で尚懸念としてスピンの変調の説明が残されている。スピン周期の半分の周期で変調されていると trapped particles として説明がつくが同じ周期で変調をうけしかも flux が最大になるのは粒子入射口が東寄りに向いたときである。ロケットの姿勢が完全に正確でないのでも確かなことは言えないが streaming particles とも考え難い。そのほかエネルギー分析層を通らずに混入して計数した熱的な電子の wake effect あるいは特定方向からの“光もの”なども原因として考えられるが先の可能性も薄い。したがって再度の実験によりこれを究明する必要があるが変調を受けた粒子束の最大値と最小値のいづれを取っても測定結果は一桁以上異なることはなく上記(3)の値は最大値をとったものであるが最小値でもオーダーはほとんど同じ結果となる。

本講演では観測結果より一応スペクトルを求めてそれについて論ずる。

和賀仙人鉱床の赤鉄鉱々石および鉱床周辺の 火成岩類の磁性

上野 宏共
(東北大・理・岩鉱)

岩石や鉱石の有する残留磁気あるいは帯磁率から鉱床の生成機構を解明する一途の発見を行っているが、地球磁場の逆転期に関連した適用例として若手県和賀仙人鉱床について報告する。尚、地球磁場の逆転期に関連したものとしては秋田県花輪鉱床・秋田県松峯鉱床について既に報告してある。

当鉱床の赤鉄鉱々石および鉱床周辺の火成岩類の残留磁気の測定結果(すべて交流円磁法)は下に示す通りである。

| | | 火成岩類 | 鉱石 |
|------------------|-------------|----------------------------|---------------|
| 新 才 三 紀 | 中 新 世 | 才三紀花崗岩類 (鉱床の北西4km) N | 赤鉄鉱々石 R |
| | | 石英安山岩 (鉱床の南東3km) N | |
| | | 斜長流紋岩 (鉱床に連続) R | |
| | | 輝石安山岩 (") N | |
| 先 才 三 紀 | | 先才三紀花崗岩類 (") N | |

当鉱床は石灰岩と伴う石英中に胚胎し、熱水変換を受けてはいまがスカルン鉱物が存在する。ことから、従来から「先才三紀花崗岩類によって生成された「接触交代鉱床」であるとされてきた。しかし、上記の測定結果から鉱床生成は地球磁場逆転期であり、鉱床生成に関連した火成岩は地球磁場逆転期に冷却した斜長流紋岩であると言える。また、斜長流紋岩は西黒沢階上部に対比されているから奥省等(1970)の示した西黒沢期末期の逆転期とも符合し、鉱床生成は新才三紀・中新世・西黒沢期末期であると結論される。尚、鉱床のtypeも「接触交代鉱床」ではなく「熱水鉱床」とすべきである。

赤鉄鉱々石の一部には赤鉄鉱生成後の磁鉄鉱化が認められるが、これらの鉱石の成因的考察も行う。

アルカリ玄武岩類の磁性について

西田潤一 荻嶋貞雄

京大 理

アルカリ玄武岩のなかで、特に *basic nodules* をも、たもりの磁性ならびにその含有強磁性鉱物であるケタノマグネタイトについて報告する。これらのケタノマグネタイトの Curie 点は常温ないし 200°C であるが、一般に室温下において自発磁化の減少を示す (Niels P-type)。低温酸化に伴う P-type の変化を明らかにするため、液体窒素温度における自発磁化ならびに格子定数の変化を測定した。その結果、(1) 酸化とともに自発磁化は一旦減少し、その後増大する。(2) 格子定数は単調に減少を続ける。しかし、 350°C 、10時間の加熱まででは酸化後も P-type の磁化には変化はなかつた。このことから実験室内で Verhoogen の model のように $P \rightarrow N \rightarrow Q$ と変化させることは極めて困難であると考えられる。

これらの測定中、低温で N-type の磁化を示す試料がわづか一つ発見された。Whole rock の温度-磁化曲線を図 I に示す。この図から補償温度附近で磁化は 0 となり、それ以外のこれは Shull (1968) の結果においても同様である。彼はこれを試料の成分が一律でないことから由来すると推定した。事実、我々の見出した N-type でも岩石試料の各部分によつて補償温度及び曲線の様相がかなり異なっている。また、室温で 7600 Oe の磁場を与え、その後磁場を取り去った状態で -186°C まで冷却し、(註) その I-H 曲線を作ると図 II のようになる。図 II の測定過程から判断して -186°C では残留磁化の反転が推定される。また、同時に反転後の磁化は常温での I-H 関係とは全く異なり、最大磁場 7600 Oe までで飽和しないことがわかった。ただし、N-type の岩石は極めて局部的で同一 hand specimen の他の部分では磁化は P-type を示す。この事実は N-type の反転現象を示す cation deficient spinel は自然界に極めて稀な存在であることを示唆していると考えられる。

註、磁気天秤の石英細工の内部では 程々の条件から試料は -196°C まで冷却しない。

図 1

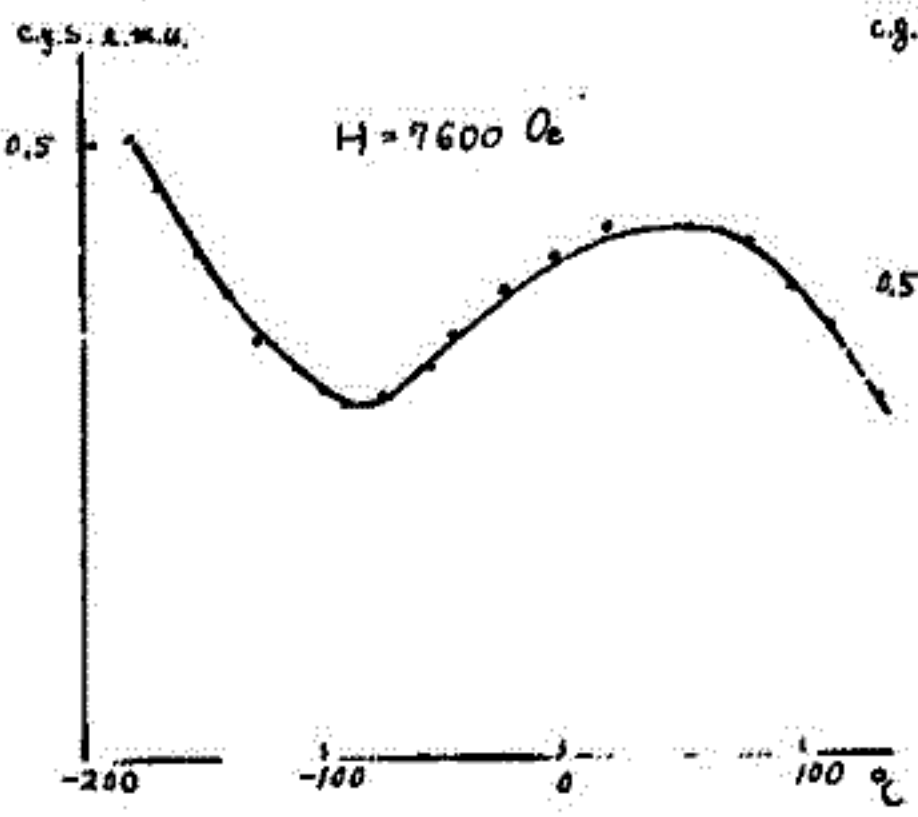
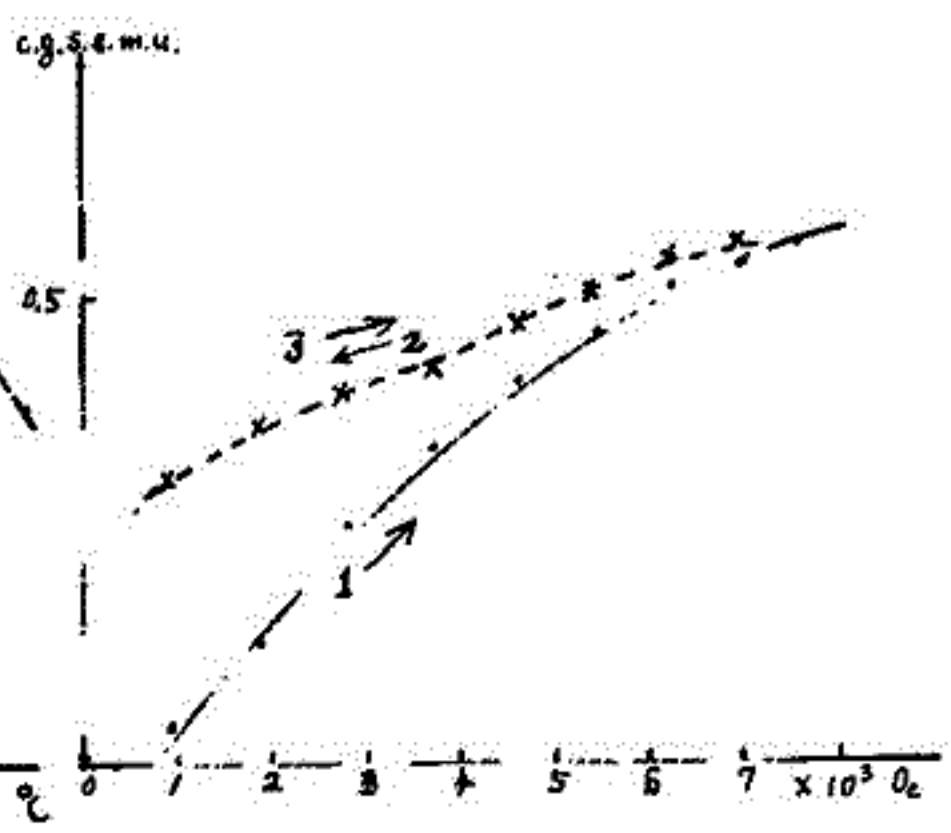


図 2



山口県秋吉台火山灰およびテラ・ロッサの磁性

堂 面 春 雄

山口大学教育学部

石を岩台地としてよく知られている山口県秋吉台の地域にも第四紀火山灰の堆積が散在して見られるが、特に台地上のドリーネ縁辺に堆積している火山灰についてとりあげた。このような火山灰に関する岩磁気学的ないし古地磁気学的研究は、カルスト地形発達史に、ある知見を与えるものとして興味が深い。

カルスト地形は、一般に、その地表面が風・水侵(蝕)をうけて、ドリーネ、ラビエ、ウバール、ポリエと発達するが、ドリーネ縁辺における火山灰の堆積が、ドリーネ形成のどのような時侯であるかわかつか？ また、逆にドリーネの形成と火山灰の堆積の時間的前後関係を明らかにすることは、自然地理学・地形学の面より特に関心がもたれるものである。

今回は、二ヶ所のこのような火山灰堆積物の磁性について報告する。

また、この中の一ヶ所では、火山灰の下に、テラ・ロッサ Terra Rossa の整合的堆積がみられる。これについて磁性を報告する。

大阪層群火山灰層中の強磁性鉱物

前中一花⁽¹⁾ 横山幸雄⁽²⁾

(1) 花岡大学 (2) 同志社大学

近畿地方の鮮新更新統(大阪層群 吉野臣湖層群, 東海層群)の研究において、火山灰層は重要な鍵層として、それの個々の性質を識別する事が最も重要になってきている。従来、火山灰層の識別には、序本に於ける層位関係に加えて、色、粒度、鉱物組成、ホラスの屈折率等の諸性質が利用されたが、火山灰層中の強磁性鉱物も片光の手段として有効である事が、百瀬の信州ローム層中の P_2 -Iを中心とした研究で認められている。単層連は前記の近畿の鮮新更新統中の火山灰層から抽出した強磁性鉱物について、その磁気的性質を熱磁気分析、X線分析によって調べているが、それについて現在迄に明らかにした点について報告する。

熱磁気分析の結果によれば、近畿の火山灰層中の強磁性鉱物は

- (i) 500°C近いキュリー温度一相を示すもの
- (ii) 100°C近いキュリー温度一相を示すもの
- (iii) 100°C及び500°Cの二相のキュリー温度を示すもの

の三つに大別される。X線解析によれば

- (i)の結晶は、*Cubic*構造を示し、
- (ii)の結晶は、*Rhombohedral*構造
- (iii)の結晶は、*Cubic* + *Rhombo*の構造であることが判る。

現在、化学分析の資料がないので断言は出来ぬが、*Cubic*温度、及びX線解析から求めた格子定数から判断すると、これによる

- (i)は、*Ti poor*の *Titanomagnetite*、
- (ii)は、*Ti rich*の *Ilmenohematite*
- (iii)は、*Ti poor*の *Titanomagnetite* + *Ti rich*の *Ilmenohematite* であると推定される。

同一の層準に属する火山灰からの抽出された強磁性鉱物は、ほぼ同一の熱磁気曲線、X線解析のパターンを示し、これの力も片光の手段として有効である事を示している。

大阪層群 吉野臣湖層準の火山灰層でいとは、

- (i)に属する火山灰層は、アスキ、竜ヶ池、クレー、上村、サフジ、南五、ハイオグイト、セセI、光臨火山灰等
- (ii)に属する火山灰層は、深平、上桂、光明池、ヒニフ、セセII、駒川、小佐呂、若菜、相模火山灰層など。

(iii)に属する火山灰層は、今熊、ヒニフ、イエロー、梅谷、鎌掛B火山灰層などである。ヒニフ火山灰層については、明らに同一層準に属するものと推定し、地質によって、前記 (ii)及び (iii)の二つのグループに分れる。これについては新大比呂ヶ所の露頭より、下位より上位へと、肉眼的に出来るだけ *Layer* を区別し、その区別に従って結晶の採取を行い、その磁気的性質を調べているので、その結果についても併せて報告する。

日本海火山岩の K-Ar年代, Sr同位体比, K/Rb比

上野直子, 兼岡一郎, 小嶋 稔, 座主誓男, 佐藤任弘
 (東洋大) (東京大学 理学部) (水路部)

日本海大和堆の玄武岩、大和堆・まっ海山・白山麓の安山岩について、K-Ar年代、Sr同位体比、K/Rb比をもとめ、西拓洋堆の花崗閃緑岩については、Rb-Sr法による年代とSr同位体比をもとめた。Sr同位体比とAr, Rb, Sr定量は質量分析計を用い、K分析は蛍光光度計を用いた。

K-Ar年代は $4 \times 10^6 \sim 20 \times 10^6$ 年の値を与える。この年代は太平洋のいくつかの海山について求められたK-Ar年代と同程度の値であり、海洋地域の玄武岩が若いといわれていることと一致している。Rb-Sr法による西拓洋花崗閃緑岩の whole rock-hornblende 年代は 227 m.y. となり、K-Ar法による whole rock 年代、220 m.y. (東北大・植田 1968) と一致した。

前記 K-Ar年代によって補正した玄武岩・安山岩の Sr同位体比初期値は、0.704 ~ 0.707 の範囲になる。この値は太平洋海山の値が 0.702 ~ 0.704 であるのに比べて高く、ほぼ日本の中生代花崗閃緑岩や流紋岩の Sr同位体比に近い。この原因としては、海水による汚染やマグマ中への海底堆積物や地殻物質の混入、あるいは、日本海下と太平洋下のマンツルの Rb/Sr 比の違いなどが考えられよう。西拓洋堆花崗閃緑岩の Sr同位体比初期値も 0.704 となり、やはり、日本列島の中生代花崗閃緑岩類と同じである。

K/Rb比は 300 ~ 400 であり、太平洋地域の海山玄武岩や陸上玄武岩の値に等しく、リッジの上から得られるソレライト玄武岩の値に比べて、かなり低い。

| 試料番号 | YS 1-2 | YS 7-1 | HSA | MASA | MESA | NGS |
|--|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| 場所 岩石名 | 大和堆 玄武岩 | 大和堆 安山岩 | 白山麓 安山岩 | まっ海山 安山岩 | 明洋 安山岩 | 西拓洋堆 花崗閃緑岩 |
| K(%) | 1.445 | 0.940 | 0.684 | 1.755 | 3.22 | — |
| K-Ar年代 ($\times 10^6$ yr) | 21.6 ± 0.5 | 19.3 ± 0.5 | 7.70 ± 0.81 | 4.16 ± 0.16 | 13.4 ± 0.4 | Rb-Sr年代 227 m.y. |
| Rb ⁸⁷ ($\times 10^{-8}$ moles/g) | 14.8 | 7.34 | 5.62 | 17.30 | 27.81 | 19.85 |
| Sr ⁸⁶ ($\times 10^{-7}$ moles/g) | 4.97 | 6.78 | 4.31 | 5.18 | 2.37 | 1.595 |
| Rb ⁸⁷ / Sr ⁸⁶ | 0.31 | 0.11 | 0.13 | 0.30 | 1.17 | 1.245 |
| Sr ⁸⁷ / Sr ⁸⁶ | 0.7047 ± 0.0006 | 0.7067 ± 0.0018 | 0.7073 ± 0.0002 | 0.7037 ± 0.0003 | 0.7038 ± 0.0037 | 0.7082 ± 0.0003 |
| (Sr ⁸⁷ / Sr ⁸⁶) ₀ | 0.7046 | 0.7067 | 0.7073 | 0.7037 | 0.7036 | 0.7043 |
| Rb(ppm) | 45.4 | 22.6 | 17.2 | 53.2 | 85.4 | — |
| K/Rb | 319 | 416 | 397 | 330 | 377 | — |

岩石の衝撃残留磁気及び衝撃消磁 (序章)

永田 茂
東京大学 理学部

パルス巾 $\frac{1}{2} \mu\text{sec}$ 程度の五カパルスをもつパルスに力を与える場合の残留磁気に対する影響を調べた。衝撃パルス S を与え、磁場を手え (H_+) 又磁場を取除く (H_0) という3種の操作の順序によつて ($SH+H_0$)、(H_+SH_0) 及び (H_+H_0S) の組合せがある。

(1) $J_R(SH+H_0)$ の予備衝撃効果 予備衝撃 S を $H=0$ 空間にて岩石試料に与えた際には IRM, $J_R(SH+H_0)$ は、 S を与えない普通の IRM $J_R(H+H_0)$ より目立って大きくなる。この場合 $J_R(SH+H_0)/J_R(H+H_0)$ は S/H の函数として表現出来る。こゝに S は、衝撃の全運動量 $S = \int P dt$ (単位 $B \cdot \text{cm} \cdot \text{sec}$) を以て表わす。 S/H が臨界値 $(S/H)_0$ より大きい場合には

$$J_R(SH+H_0)/J_R(H+H_0) \propto S/H, \quad (S/H) \geq (S/H)_0 \quad (1)$$

式で近似出来る。

(2) $J_R(H+SH_0)$ の衝撃残留磁気 H がある臨界値 H_0S より小さい場合には一定の S の大きさに対して、

$$J_R(H+SH_0) \propto H, \quad J_R(H+SH_0) \gg J_R(H+H_0) \quad (2)$$

で表わされる。この場合 $\bar{S} \perp \bar{H}$ の場合の J_R と $\bar{S} \parallel \bar{H}$ の場合の J_R^+ との間には、

$$J_R^+(H+SH_0) \approx 3/4 J_R''(H+SH_0) \quad (3)$$

の関係が成立する。又、 H が一定に保つ場合、 S がある臨界値 $S_0(H)$ より大きい場合には近似的に $J_R(H+SH_0) \propto S$ が成立する。

(3) $J_R(H+H_0S)$ の衝撃消磁 IRM, $J_R(H+H_0)$ を $H=0$ 空間にて衝撃 S を与えた場合、残留磁気 $J_R(H+H_0S)$ は、減り下る。この場合 $J_R(H+H_0S)/J_R(H+H_0)$ は S/H の函数として S/H の増加に従つて、 \exp 型の白線に近づく。この場合 $J_R(H+H_0S)$ に対して S が平行の場合より S が直角をなす場合より 20~30% 効果が多いが J_R の場合には百分の消磁効果がある事は注目されるべきでない。

(4) 衝撃熱化と静圧熱化との関係 近似的には $J_R(SH+H_0)$, $J_R(H+SH_0)$ および $J_R(H+H_0)$ はそれぞれ静圧 P を加える場合の $J_R(P+P_0H+H_0)$, $J_R(H+P+P_0H_0)$ および $J_R(H+H_0P+P_0)$ に対応する。衝撃の全運動量 S は、衝撃物の運動エネルギーから求められるが $S \approx P \cdot \Delta t$ とおき Δt を平均パルス巾とみなすと、それぞれの場合の衝撃効果と静圧効果の大きさの対応から $\Delta t = (0.1 \sim 0.5) \mu\text{sec}$ と求められ、直接測定した衝撃パルス巾とほぼ一致する。こゝに於て残留磁化獲得及び消磁のからくりは 永田-Carleton の静圧効果の理論が定性的にはあてはまる。

(5) 衝撃作用の繰返し効果 衝撃効果と静圧効果との大きな差は、衝撃効果の方は1回の衝撃作用で平衡状態に達することなく、同一作用を n 回くり返すことにより、 n の増加と共に最終平衡値に漸近することである。この場合、たとえば $J_R(H+S_1S_2\cdots S_nH_0)$ に対する定数式は、 $n \rightarrow \infty$ によつて獲得される残留磁化を $I_0(H+SH_0)$, $n=1$ による残留磁化を $I_1(H) = kI_0(H+SH_0)$, ($k < 1$) とするとき

$$I(n) = I_0(H+SH_0) \{ 1 - (1-k) \exp \{ -\alpha(n-1) \} \} \quad (5)$$

と表わされる。こゝに、磁気余効の場合の熱エネルギー Q の時間効果に、この場合の繰返し繰返しと衝撃効果を対応させれば、現象の定性的な説明は出来ることになる。

グワム島とその周辺海域の岩石と堆積物の磁柱

小林和男
東大海洋研究所

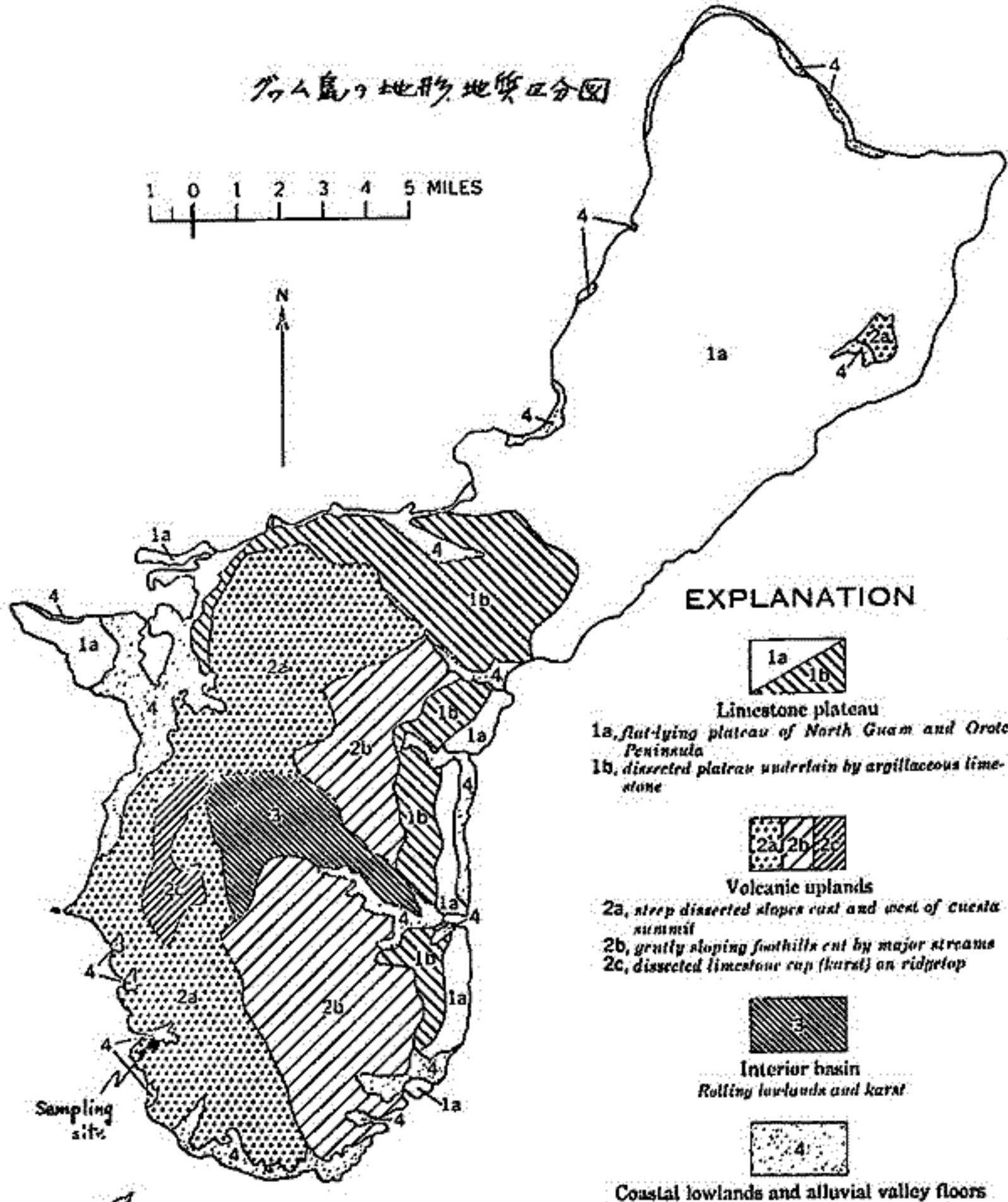
白鳳丸KH71-1航海の途上、Guam島Apra港に寄港し、上陸する機会があったので、島の南西端の露頭から方向をつけ、試料を採集し、予察的な古地磁気学的測定を行った。試料はUmatac Formationに属する玄武岩溶岩とみられる。キュリー一点は570°C、300°C附近で、非可逆性を示す。

一方、九州・パラオ海嶺の南端に当る海山からはマンガン・鉄酸化物をかぶった珪質岩石がドレージされた。

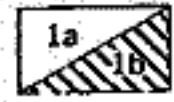
これらの島や、海山の活動の際、噴出されたものとみられる火山ガラス、軽石粒、マリヤナ海嶺東側の海底堆積物中にも多量に存在する。

これらの磁柱は、ほとんどめてりやる予定である。

グワム島の地形地質区分図



EXPLANATION



Limestone plateau

- 1a, flat-lying plateau of North Guam and Orote Peninsula
- 1b, dissected plateau underlain by argillaceous limestone



Volcanic uplands

- 2a, steep dissected slopes east and west of cuesta summit
- 2b, gently sloping foothills cut by major streams
- 2c, dissected limestone cap (karst) on ridgetop



Interior basin

Rolling lowlands and karst



Coastal lowlands and alluvial valley floors

チタノマグヘマイト分解過程の活性化エネルギー

小嶋 穂 ・ 小嶋 美 都 子
東大・理 東大・物性研

チタノマグネタイト及びチタノマグヘマイトは、空气中で熱するとき、同じような熱酸化曲線を示す。このとき、 Δ 及び H は共に増大する。後者は大部分の海山玄武岩に特徴的に見られるもので、チタノマグヘマイトがマグネタイト及びイルメノヘマタイト。その他に熱分解する過程があり、前者はチタノマグネタイトが酸化し、マグネタイト及びイルメノヘマタイトに変化する過程である。

我々は前者の過程につき、熱重量分析のデータを用い、この過程の活性化エネルギーを求めた。実験データは時間の指数関数として表現され、活性化エネルギーが単一の場合に相当している。求めた活性化エネルギー E_a 及び rate process の時間定数 λ_s は

$$\begin{aligned} E_a &= 0.75 \text{ kcal/mol} \\ \lambda_s &= 0.055 \text{ min}^{-1} & T &= 357^\circ\text{C} \\ \lambda_s &= 0.060 \text{ min}^{-1} & T &= 455^\circ\text{C} \end{aligned}$$

である。

この値は、ほぼ同じ T_i/T_c をもつチタノマグネタイトの酸化過程につき Creer et al (1970) が求めた活性化エネルギーのほぼ $1/10$ にすぎない。このことは、チタノマグヘマイトの分解がチタノマグネタイトの酸化に比べてより低温で重要となることを示している。両者の過程に対し、熱酸化曲線は見かけ上同じ形をしているが、その機構が全く異なることを物語っている。

アポロ月岩石の熱磁気曲線（強磁性，常磁性 超常磁性各成分について）

永田 武 · 河野 良
東大理学部

アポロ 12号結晶岩 (No. 12053-47), 細砂 (No. 12070-102) 及びアポロ 11号角礫岩 (No. 10048-55) の各試料について, 15°C ~ 830°C の温度区間の熱磁気曲線 (J-T 曲線) を 5.53 kOe 及びそれ以下の磁場にて測定した。この際 磁気天秤内の真空度は 1×10^{-5} Torr 前後に保たれた。これ等の試料は, さきに室温における磁気履歴曲線, 220K ~ 296°K の低温度区間における熱磁気曲線の性質が, それぞれ測定されたものである。

1) 結晶岩の磁性は強磁性成分, $I_F(H)$ と 常磁性成分 (反強磁性成分を含む), χH の和でほとんど完全に表現出来る, すなわち

$$I(H, T) = m_F I_F(H, T) + m_p \chi(T) H = m_F I_F(H, T) + \frac{m_p C H}{T} \quad (1)$$

結晶岩の I-T 曲線は, 加熱することによって約 10% の磁化増加が見られる。この結果は真空中加熱によって pyroxene の常磁性成分, Ilmenite の反強磁性成分が増加することによると解釈される。又, 強磁性成分は Curie 温度約 700°C の自然鉄に起因する。

2) 細砂の強磁性成分はやはり自然鉄によるが, 表に見られる如く, 自然鉄の含有量は結晶岩に比べて著しく多い。これは隕石及び隕鉄の細砂が混入した結果と考えられる。結晶岩中の Ni 含有量の, 5 ~ 20 ppm であるのに対し, 細砂及び角礫岩中へそれは, 約 200 ppm に達する事実からこの解釈は正しいと思われる。細砂中の強磁性成分は, 自然鉄の極微粒子 (半径 10^2 \AA 程度) の超常磁性と比較的粗い粒子による強磁性成分として分類出来る, すなわち

$$I(H, T) = m_F I_F(H, T) + m_s I_s L\left(\frac{v I_s H}{k T}\right) + m_p \frac{C H}{T} \quad (2)$$

で近似出来る。ここに L は超常磁性 Langevin 函数である。 10^{-5} Torr 程度の真空中では, 加熱により自然鉄極微粒子は酸化して Fe_2O_3 等になると考えられ I-T 曲線は温度に對して顕著な非可逆性を示す。加熱による残留部分 (I_F) の I-T 曲線は Curie 曲線には近いが, 消滅部分は $L\left(\frac{v I_s H}{k T}\right)$ 曲線で表わされ, 超常磁性成分であることを示す。

3) 角礫岩の I-T 曲線の性質は細砂の場合にほぼ同じである。角礫岩は細砂が隕石衝突による衝撃によって固められた事を示す一つの証拠であろう。

測定結果のうちの主な磁気要素を下の表にまとめられている。月岩石の磁性は pyroxene の常磁性, Ilmenite の反強磁性, 自然鉄の強磁性及び超常磁性が主要な成分である事は, この結果と共に, 低温及び室温における熱磁気曲線, 岩石学的分析, 化学分析の結果等と照合しても矛盾なく結論できる。

| 磁性 | 試料 | 結晶岩 No. 12053-47 | 細砂 No. 12070-102 | 角礫岩 No. 10048-55 |
|------------------------|----|------------------------|------------------------|--------------------------------|
| 飽和磁気 (I_s) 20°C | | 0.190 | 1.28 | 2.10 (emu/gm) |
| Curie 温度 | | 765 | 755 | 755 (°C) |
| 自然鉄含有量 (重量比) | | 0.087 | 0.59 | 0.70 (wt%) |
| 超常磁性成分 () | | 0 | 29 | wt of metallic Fe |
| 常磁性帯磁率 (χ) 20°C | | 3.2×10^{-5} | 2.5×10^{-5} | 3.7×10^{-5} (emu/gm) |
| C | | 0.925×10^{-2} | 0.725×10^{-2} | 1.07×10^{-2} (emu/gm) |
| Fe^{2+} 含有量 (重量比) | | 14.3 | 11.3 | 16.0 (wt%) |
| Fe^{2+} 化学分析値 | | 15.1 | 12.2 | 12.0 (wt%) |

伊豆大島玄武岩の古地磁気

青 不 豊
東 大 理

伊豆大島の9ヶ所の熔岩流より採集された岩石について、古地磁気および岩石中の強磁性鉱物のJ-Tの測定を行った。サンプリングされた岩石の互いの層序関係は不明であるが、一般に東山(三原山)が西山(伊豆富士)に比べ早期に活動したものと考えられている。兼岡は東山に形成する熔岩流の下に基盤岩(*Iron-pigeonite andesite*)についてK-Ar法による年代測定を行い、0.14 my.を得た。また一色はC¹⁴法によって東山の熔岩について約0.03 my.という結果を得ている。NRMは交流消磁に対してすべて安定であり、いずれもNormal Polarityを示した。この結果と上記の年代とは矛盾しない。(表1)

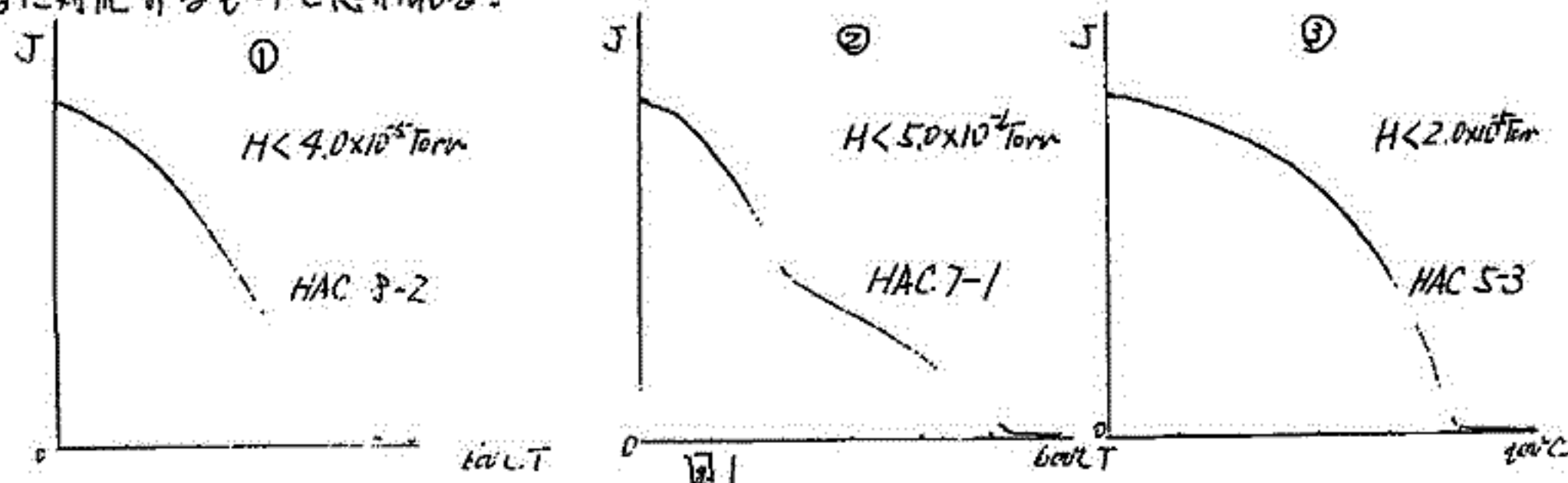
表1

| | I | D | To |
|-----------------------|-------|--------|----------|
| HAC 2 | 24.9° | -11.8° | |
| HAC 3 | 27.2 | -12.0 | 476°C |
| HAC 4 | 45.1 | 3.8 | 497 |
| HAC 5 | 57.2 | 24.5 | 494 |
| HAC 6 | 38.5 | -11.7 | 370 |
| HAC 7 | 52.4 | 2.3 | 217, 535 |
| HAC 8 | 36.9 | -17.6 | 410 |
| HAC 9 | 53.1 | -14.4 | 488 |
| HAC 10 | 40.8 | -26.8 | 496 |
| Total | 43.0 | -9.2 | |
| Present (大貫郷) 1955 | 44.4 | 6.5 | |

東山熔岩と西山熔岩との残留磁化方向に有意の差を認めることはできない。また個々の熔岩流の南磁方向についてはバラつきが大変だが、同じ伊豆諸島中の大島について行式が過去2000年間の永年変化を求めたおりの中でのバラツキの大きさとほとんど同じである。以上よりここでも得られたNRMは30万年より若い年代(兼岡)について大島の磁場方向を表わしているものと結論される。全サンプルのNRMの平均方向がかなり東

偏しているが大島の回転運動を表わしているものがどうかはこのDataのみからは不明である。

J-T曲線については三つの型が認められるが多くは~490°CのCurie点をもって特徴づけられている。しかし① To < 350°Cを示す伊豆大島型のJ-T曲線を示すもの、更に②これらの高温酸化型の磁性鉱物を含むもの、③Mtにかなり近い成分をもつもの(図1)があることにより①→②→③に移行する酸化が磁性鉱物の結晶過程において起ったと考えられる。全体としてみると③に近いものが一番多く、伊豆大島-富士山線とその南側の熔岩に対応するものと思われる。



古地磁気法による地殻変動の予知について (そのI)

川井直人

大阪大学 基礎工学部

古地磁気ベクトルを各地質年代の岩石中に求め、地球性を考慮すると、地殻変動の大きい環太平洋地域に生じたことがわかる。

研究の結果

① 大陸移動の結果、太平洋が狭ばまること。

② 太平洋底版が拡大し、アジア、南北アメリカ大陸の周辺部でマントルに降下流が生じる。

①と②の相対運動の結果、太平洋岸地域に造山帯ができ、海岸線が少くとも12,000 Km以上短縮したと結論せざるを得ない。

このような大変動を大きく把握して、将来の地殻運動の様相を推定することは可能である。

東海地方のCA観測(II)

加藤愛雄、神戸正弘、早坂孝

東北工大

先に試作した高感度flux-gate磁力計を更に改良し、より高感度、低雑音のflux-gate磁力計を試作し、長野、岐阜県下三県と追加観測を実施した。

これで東海、中部地方の太平洋側から日本海側までのprofileにおける、地磁気短周期変化の様子がほぼ明らかには、なると思われる。

磁力計は特に検出器部分に注意が払われ、約0.2 r/mmの感度を持ち、雑音は0.1 r以下であり、数分の周期の変化をも明瞭に記録することができた。

今回は、試作した磁力計の特徴と、東海、中部地方での観測結果について報告する。

鳥取砂丘における地電流観測について (II)

安原通博・住友則彦・鈴木亮・宮腰瑠一郎
 (京大) (京大) (京大) (鳥大)

鳥取における地電流の特徴として電場の変化の大きいことと、周期によらず電場の変化の方向が一定(北北西-南南東)であることが見出された。前者については電場は大きくとも抵抗が大きいので電流は少いだろうと予想され、後者の原因としては砂丘の conductivity と海のそれとの gap が考えられた。ともあれ砂丘の conductivity を知ることは是非必要と考える。

(i) Earth Resistivity method による砂丘の conductivity の測定を行った。

その結果深さ 30 m 程度までは $\rho \approx 5 \times 10^{-5} \text{ emu}$ ぐらいで、あまり大きくないが、この深さを越すあたりから急に大きくなって、すぐ 1 m ぐらいあがることがわかった。但し、十分距離をとっては測定できなかったため、50 m 程度より深い所の様子はわからない。

(ii) Conductivity の gap のある時に電場がどのようにゆがめられるか調べてみた。

これは簡単には境界に垂直な方向からの電場の方向を媒質 1, 2 中でそれぞれ α_1, α_2 とすると、電場と電流の境界条件より

$$\frac{\tan \alpha_1}{\tan \alpha_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

と得る。しかし海と陸を仮に無限の平板としたときにもっと大きな scale ではどんな電磁力線が描かれるかを調べてみた。

東北地方水沢周辺における地磁気短周期変化の観測

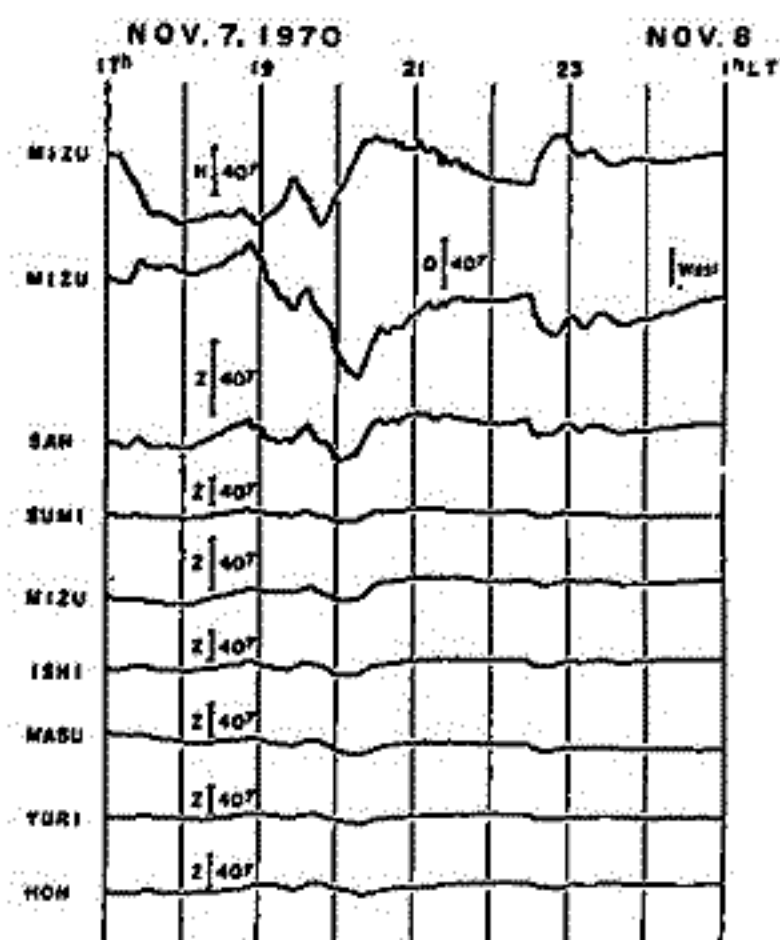
東大地研・国土地理院・東北大理学部 地磁気研究観測グループ

水沢を中心とした東西線上に、太平洋岸から日本海岸まで、7ヶ所の地点にフラックステイト型磁力計を設置し、1970年9月から11月までの3ヶ月間、地磁気および地電流短周期変化の同時連続観測を実施した。詳細な解析はこれから進められるところであるが、今回は研究計画の狙いと、得られた結果の一部について報告する。

地磁気変化異常が起るのには、マントル内の温度の不均一分布が、主因の大きな原因であると考えられている。しかしながら、地磁気変化異常と地殻熱流量との対応を明確に実証した観測例は、いまだ少ないとされている。我が国においては、陸上の地殻熱流量の測定が主目的として実施されている。東北地方では、日本海側で熱流量が高く、太平洋側で低い。高熱流量地域と低熱流量地域との間には、明確な境界があり、東北地方を南北に縦断している。したがって、地下温度の地磁気変化に対する影響を検出するには、東北地方を東西に横断する線上で地磁気観測をすることは必要である。影響があると考えられるDとZ成分のみを測定する予定である。しかしながら、東北地方の大部分は、珧虫、八戸を中心とする「東北日本異常」地域に属し、Zの变化はHの变化に強く支配されている。この影響が除外されるために、 $\Delta Z/\Delta H \approx 0$ の水沢を含む東西線上で観測を実施した。

得られた結果の一例を下図に示す。HとDとは水沢観測所の記録である。Zの变化は太平洋岸から日本海岸へと並べたものであり、いずれもDの变化に似ている。Dが西へ変化するとき、Zは下向き正方向に変化する。その大きさは、太平洋岸程大きく、日本海岸にゆくにつれ小さくなる。しかしこの傾向は途中で大きく変化する。30分~2時間程度で変化可能な現象について、 $\Delta Z = A \cdot \Delta H + B \cdot \Delta D$ として係数A, Bを求め、パーキンソンベクトルの向きを調べた。結果は表に示す通りで、いずれも強んど東を向き、太平洋側程ベクトルの大きさは大きい。以上のデータを検討していくと、高熱流量地域と低熱流量地域の境界が、パーキンソンベクトルに著しい変化はないこと、およびZの变化をみると太平洋の存在が大きな影響を与えているのようである。地磁気変化に対するこの影響の再検討が重要と思われる。

| | A | B | パーキンソンベクトル |
|------------|-------|------|------------|
| 三 陸 (SAN) | 0.05 | 0.61 | S 85.3° E |
| 住 田 (SUMI) | 0.05 | 0.42 | S 83.2° E |
| 水 沢 (MIZU) | 0.11 | 0.28 | S 68.4° E |
| 石 沢 (ISHI) | -0.05 | 0.38 | N 82.5° E |
| 増 田 (MASU) | -0.06 | 0.19 | N 72.5° E |
| 東由利 (YURI) | -0.02 | 0.22 | N 84.8° E |
| 本 荘 (HON) | -0.15 | 0.14 | N 40.0° E |



父島における磁気測量結果について

久保木 忠夫・大和田 真一・立川 徹
(地磁気観測所)

IASIの計画の一つとして地磁気観測所では、小笠原群島の父島において地磁気通常巡回観測を行なうことになった。これを機会に父島の島内で、GSI1号により俯角・傾角を、携帯用 proton 磁力計により全磁力の測量を行った。測点は二成分の場合、三ヶ月山・宮浜・測候所・奥村・夜明山・中央山・須崎・軍事試験所の8点であり、三ヶ月山は毎週一回絶対観測を行って、この8点の1971年2月21日の日平均値に改正した。全磁力は二成分測点の外に30点を追加した。同じく改正して用を揃めた。また国土地理院が行った阿南山の測点も含めて参考とした。なお5月末に更に清瀬・小栗の2点を追加測量の予定である。島の角側は交通が不便で測定はやり難い。

測定結果は次の通りである。

1. 全磁力は奥村の高校を中心とした39500γの真の大きな異常帯がある。また軍事試験所に小さい正の異常帯がある。
2. 全磁気測定のと同時測定付近でセンサーを移動したときは10γで10~20γの傾度があった。
3. 道路や施設のある所は地下に鉄管等があり、測量点の制限が大きい。
4. 地形と等磁気線は直接関係ない。
5. 水平分力は夜明山に正の異常帯がある。
6. 鉛直分力には奥村の高校を中心とする真の異常帯がある。
7. 俯角の異常はない。

現在父島は用舎が造られており、地形が人工的に壊れかかっている。経年変化を求めるとは極端に制限されておる。なお地磁気観測所で行った三ヶ月山は現在気象庁のゾンデのレードームのある地点である。

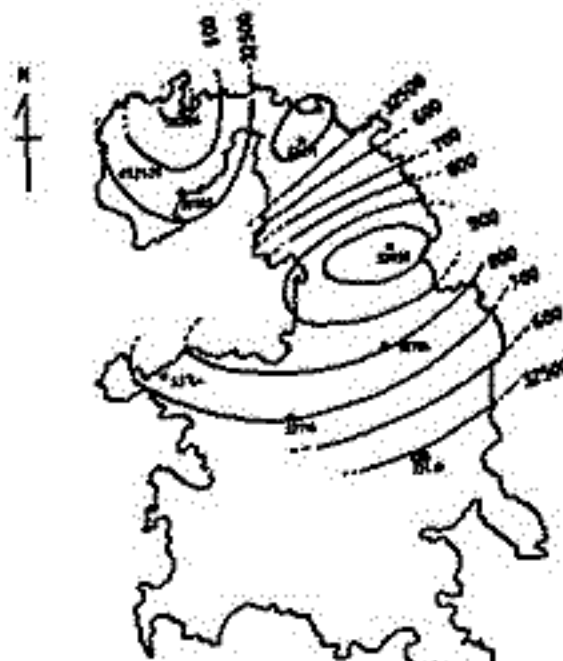
Total force



Declination



Horizontal intensity



Vertical intensity



◎ 時向山

父島における短周期変化ベクトルについて

久保木 忠夫・大和田 真一
(地磁気観測所)

IASIの計画の一環として行っている地磁気観測所の小笠原郡島の父島での地磁気連日観測の記録を用いて父島での短周期変化ベクトルの特性を求めた。

測定点は父島の西北の三ヶ月山に測器社製 GIT型 flux gate magnetometerを用いた。この測定器は温度係数が $0 \sim 5 \%$ もあるため、戦時中使用した古い地下壕にセンサーを入れ、増幅器・記録計は温度変化の少ないコンクリート製の建物に入れた。センサーは温度の日変化は 0.05°C 以下、一月で $1 \sim 2^\circ\text{C}$ の変化がないので極めて良好な記録が得られた。

測定点は東経 $142^\circ-10'-45''$ 、北緯 $27^\circ-05'-35''$ 高さ 150m である。

観測資料は予元に与えた 1970年12月から1971年1月までの2月間で、この期間では磁気嵐もこあり割合多くの変化が得られた。

通常に求められた Parkinon の式

$$\Delta Z = A \Delta H + B \Delta D$$

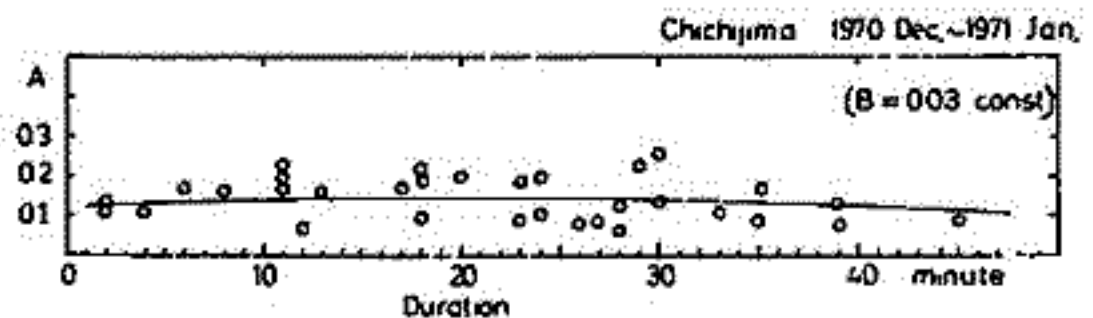
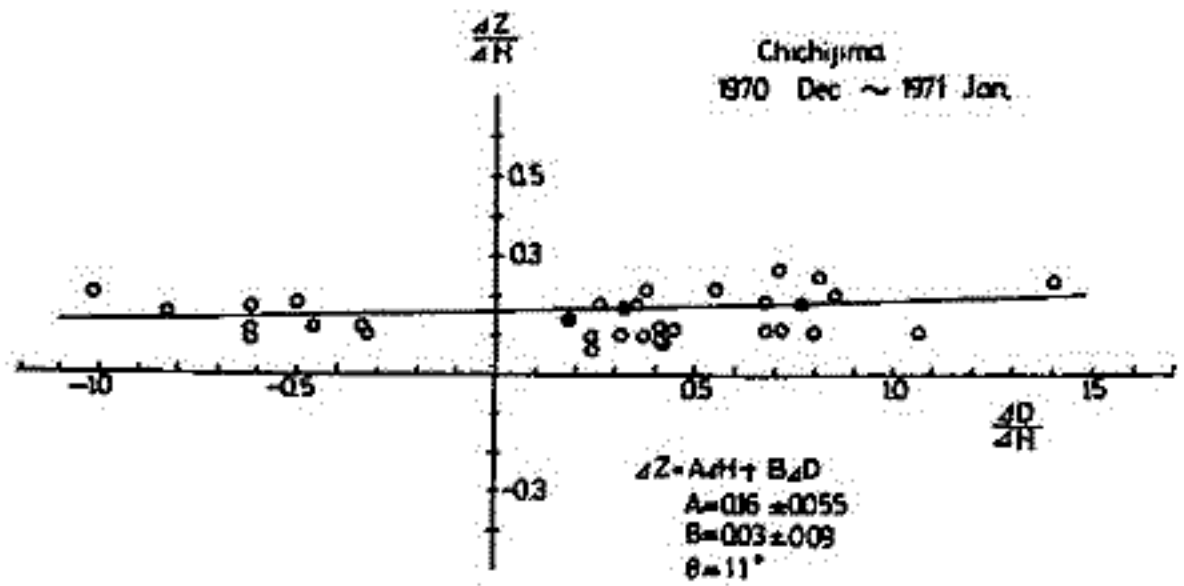
を用いて Duration $1 \sim 50$ 分のものについて、 $\frac{\Delta Z}{\Delta H}$, $\frac{\Delta D}{\Delta H}$ から A, B を求めた。

$$A = 0.16 \pm 0.05 \quad B = 0.03 \pm 0.09 \quad \theta = 11^\circ$$

この結果は日本における異常域の A が $0.8 \sim 0.5$ に比べてはるかに小さく $\frac{1}{2} \sim \frac{1}{3}$ である。また A, B を一定として BA の周期特性を求めると Duration に対してほぼ一定である。

SSC の立上り付近には、下里や鹿野山にみられるような特異性はない。たゞ湾形変化に対して水平成分の変化より早く鉛直成分の変化が減衰する。

なお電池を電源とする移動用 flux gate magnetometer で 島内数点の鉛直成分の変化を記録中の方をそれぞれについても速報したい。



Easter Island における 地磁気日変化について

宮腰 潤一郎
鳥取大学 教養部

East Pacific Rise 上に位置する Easter Island
 $(\varphi = S 27^{\circ} 10')$ $(\lambda = W 109^{\circ} 26')$ $(\Phi = -18^{\circ} 3')$ $(\Pi = 322^{\circ} 6')$ $(Dip. Lat. = 21^{\circ} 0')$
 $(Mean. Lat. = 24^{\circ} 1')$

における地磁気変化に特徴がみられないか、他の観測所と比較して調べてみた。

East Pacific Rise はほぼ南北に長く続いていて、Ice land の場合の様に、もし Rise の下で Conductor が地表近くまで延びていようなら、Rise の上では例えば偏角変化、鉛直成分変化にその影響があらわれないかと予想した。

今回は、日変化に着目して調べた。

すなわち、地磁気緯度がほぼ -10° ~ -20° の観測所を選び、5、6、7、8月の地磁気静穏日(約20日間)の平均日変化を調和解析して Easter Island のそれと比較した。

観測期間の異なった記録を用いたこと、また緯度に対する Normalization ができていないこと、各観測所間の違いが大きく、Easter Island の特徴と言えよしのがあらわれているかどうかについての検討が不十分である。一応次の様な結果が得られた。

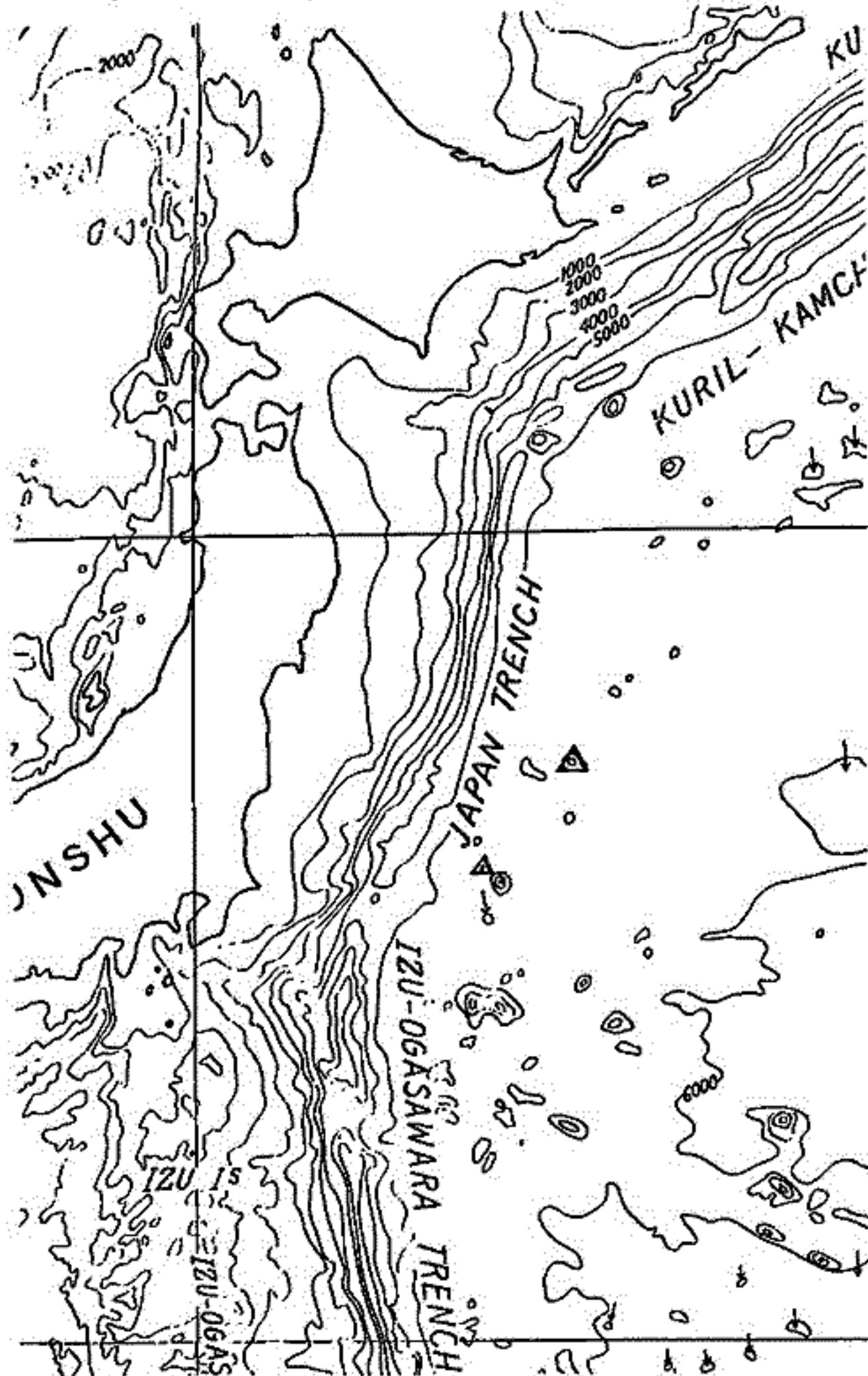
- (1) Easter Island における偏角変化の振幅は、世界的に見た場合、若し特徴はないが、アメリカ、東太平洋帯のものの中では、半日周期項の振幅が最大になっている。
- (2) Easter Island における偏角日変化の位相は、他の観測所に比べて、最も進んでいる。

磁気異常が小さい海山

小林和男, 友田好文, 瀬川爾郎, 北沢一宏
東大海洋研

大きな海山が独立して存在すれば、海面上ではそれに対応する顕著な磁気異常が見られるのが普通である。例えば、標高約2500mのオウチ海山の上では、600γに及ぶ正と負の異常が南北に対をなしている。

ところが、日本海溝の東側（太平洋側）に、このような磁気異常を有さない海山が存在することを知った。なぜかのように異常が小さいのかの原因を探るとは、ひいては海山や大洋底の形成の歴史を解き明かす鍵ともなると思われるので、数回にわたる



白塚丸、淡青丸の航海において、これらの山の地形と磁気異常を詳しくしらべ、一方、ドリッジにより岩石試料を採集した。

その結果、南側の一つには200γ以下の大きさで、不明瞭なReverseと思われる磁気異常があるらしいことがわかったが、北側のもの（仮にみずなぎ海山とよぶ）には、このようなものもみられなかった。

ドリッジによつては、みずなぎ海山からは粗面安山岩が1個、他からはrhyodaciteの軽石が数個採集された。後者が西側から漂着したものでないという証拠はないが、どうも山もかきり分化の進んだマグマがまだできたのではなにかと思われる。

磁気異常が小さい原因として、次の二つの可能性がある。

1. 山体をつくる岩石が、大半は半分は正、半分は負に磁化してあるため、打ち消し合つて見かけが小さい。
2. 岩石が粘性の大きいマグマからできたため、爆発的な噴出をくり返し海水と反応してpalagoniteとなり、残留磁化を弱めた。

日本海の地磁気異常

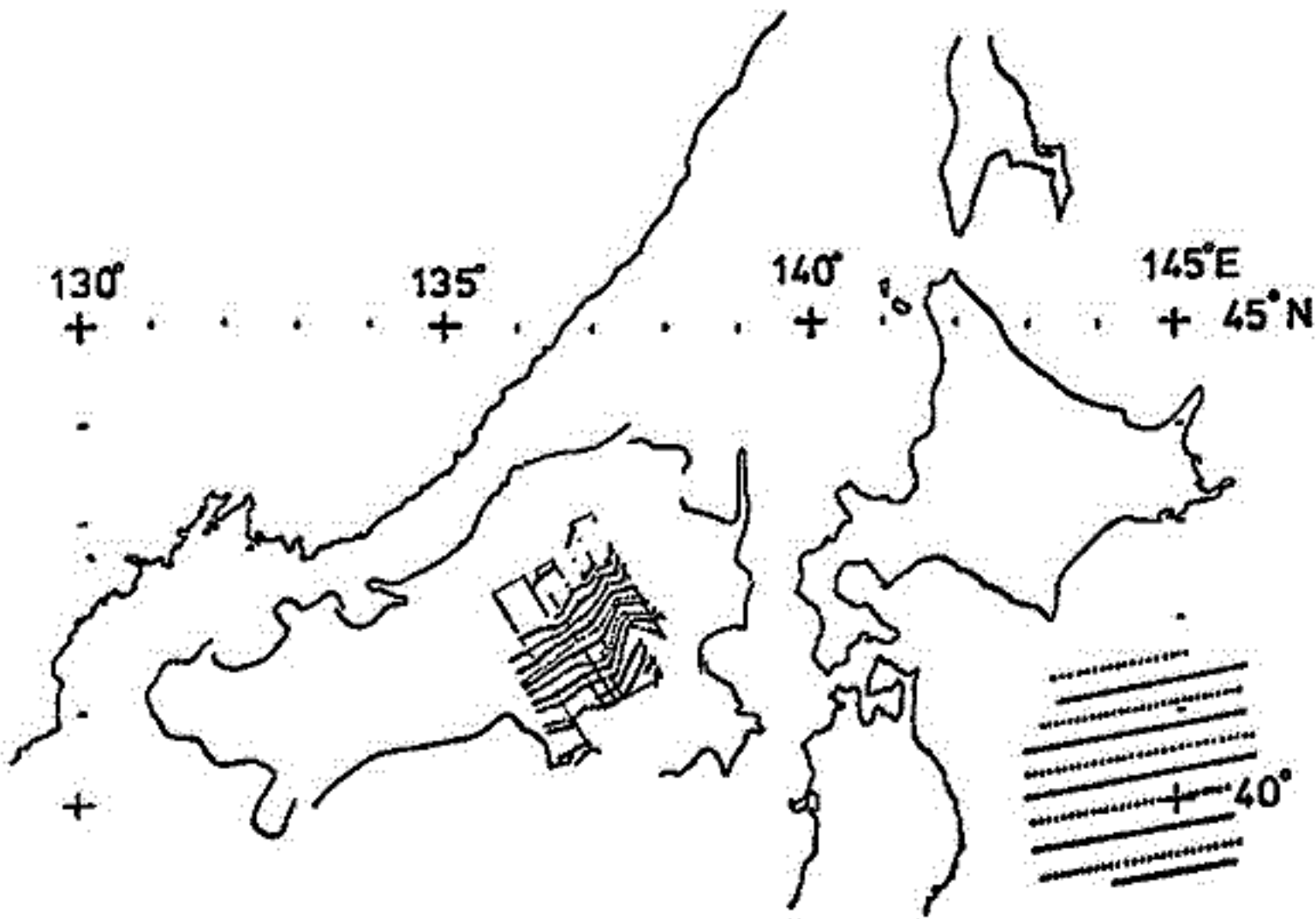
伊勢崎 修弘, 上田 誠也
東京大学地震研究所

1965年以來、日本海での海上地磁気観測は、主として舞鶴海洋気象台の清風丸を中心に行われた。清風丸の測線は、日本海全体をほぼおこなっていたが、未だ不十分であった。1970年5月と9~11月、清風丸の測線とほぼ同量の地磁気観測を、函館海洋気象台の高風丸、函館の漁船オース大栄丸によって行った。その結果日本海の測線密度は、10~15 mile になり、かなり詳しい議論ができるようになった。

全磁力について、1970年の等磁力線を引いた。その際、永年変化が問題であったが、日本海全体については、ほぼ一様で $-20 \sim -25 \text{ } \mu\text{r/yr}$ が、この5年間の平均として得られた。この値は日本の陸上に於ける値とも一致している。

地磁気異常は、観測値から IGRF を引いて求めた。しかし IGRF の永年変化の項が小さい事と、日本海の地磁気を良く代表していない事もあり、地磁気異常は、真に偏った。

1970年5月の高風丸による観測は、日本海盆を中心に行った。日本海盆は3600mの水深を持つ非常に平坦な地形が特徴である。この観測の結果、東北東-西角西に走る地磁気異常を見つけた。しかし、波長も短かく、振幅も小さいので、測線間隔10 mile をもと短かくして、確かめる必要があるかもしれない。地磁気異常の走る向きは、日本海盆の軸と平行で、更に太平洋側の地磁気異常の走る向きともほぼ一致している。三陸沖の地磁気異常とは顕著に異なり、振幅も波長とも半分以下である。地磁気異常の原因を 2nd layer (海面下6~8 km) とすると、2次元モデルで計算した 2nd layer の磁化の大きさは $0.002 \sim 0.003 \text{ emu/cc}$ で、太平洋及びその他の海域のそれと半分以下以下の大きさである。



地球磁場の *impulsive* な変化について

水野 浩 雄

国土地理院

柿岡の Σ の年平均値は 1951 年と頂点として、1930 年代以来のほぼ一様な増大から減少に急転し、その後今日にいたる迄ほぼ一様な減少をつづけていゝ。その様子は *sinusoidal* な変化とみよよりも *impulsive* な変化と思はせゝものがある。Honolulu の Σ も 1952 年に極大とみよえていゝ。この方は増大から減少へのうつりかひは年平均値とみよるが、柿岡の場合よりなめらかなカーブとなつていゝが *calm day* の年平均値とみよると 1952 年 7 月にすゝとピークとなしていゝ。

こうした *impulsive* な変化にはすでに Runcorn 氏も注目せられたところであるが、さらに興味深いことは上記観測所の急激な変化は 1950 年代 60 年代とつうじておこつた極東からシベリア全体、そしておもらくは西太平洋を含む広大な地域における Σ の *isoponic chart* の *equal line* の大変動の一部であるといふことである。1951 年にはヨーロッパからシベリアとへて日本を含む地域の Σ の年変化量は正であったが、1952 年に柿岡が負となつて以後、負の領域が次第に東から西へひろがつた。1960 年にはサハリン・ウラジオストックと船山線と、スレド=カン・ヤクツク・イルクツクと結ぶ線の中向に正と負の境界が移つた。その後負領域の拡大は急激に速度をばせぬ、1968 年には東経 60 線に達した。1960 年-68 年の 8 年間に Σ の *isoponic chart* の上で正負領域を境する Σ の *equal line* は僅に数 km の移動にとどつた。この間世界の他の地域の *equal line* の配置には基本的に変化がなかつたとみよえてよいので、極東からシベリアにおける部分におきて *secular change* の大変動がおこつたといふことである。

こうした変動が *core origin* だといふことはまだいゝないであらう。(したがつて、*core origin* の磁場変化の *pattern* についてその *equal line* は年間数百 km といふほどの大移動がおこりうることである。

一等磁気測量の資料から一年毎に、柿岡に相対的な年変化量の *pattern* としつゝ、その変動が急速なことを前章各図に示した。この図面から判る Σ の *isoponic chart* の *undulation* の変動であるが、*isoponic chart* の *equal line* といふ自身が上のよりに急速な変動をなすこととすれば、その *undulation* もそれにともなつて急速に変動することには充分に身へらぬことである。一等磁気測量から得られた上記変動は 1950 年代に大きく、1960 年代に入つて変動が少なくなつていゝ。これは 1950 年代には極東の大変動の影響下にあり、1960 年代に入つてからは永年変化が相対的に安定期に入つたことを示していゝことである。

地磁気双極子能率の時間変化に伴う 地球自転速度の変動

行武 毅
東京大学地震研究所

昨年、同様の題目で、地磁気双極子能率が8000年の周期で変化した場合に期待される地球自転速度の変動について発表した。その際、双極子磁場の変化によつて、地球核とマントルとの境界に発生するトロイダル磁場のみに着目して議論をおこなった。現在と同じ強さの定常的双極子能率に、振幅がその半分の変化が重なり、という考えを考へたわけであるが、変化磁場によつて核とマントルの回転速度に変化を生ずる。これはさらに定常磁場と相互作用を起し、マントルや核の回転に影響を及ぼすことになる。今回は、回転速度の変化に起因する電磁的結合力の変動をも考慮に入れて再検討をおこなった。

地球のモデルとしては、前回同様 Bullard-Rochester モデルを用いた。地球核は剛体の球と球殻とからなり、異なる回転速度で回転していると考えると、双極子磁場が $e^{i\omega t}$ の形で時間変化する場合、マントル、外核および内核に及ぼす運動方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} C_m \frac{d\omega_m}{dt} &= \frac{2}{5} b^3 r H_{20}(b) \cdot \phi_{120}(b) e^{i\omega t} \\ C_1 \frac{d\omega_1}{dt} &= -\frac{2}{5} b^3 r H_{20}(b) \cdot \phi_{120}(b) e^{i\omega t} + \frac{2}{5} c^3 \{ r H_{20}(c) \cdot \phi_{120}(c) e^{i\omega t} + \phi_{120}(c) \cdot r H_{20}(c) e^{i\omega t} \} \\ C_2 \frac{d\omega_2}{dt} &= -\frac{2}{5} c^3 \{ r H_{20}(c) \cdot \phi_{120}(c) e^{i\omega t} + \phi_{120}(c) \cdot r H_{20}(c) e^{i\omega t} \} \end{aligned}$$

ただし ω の suffix $m, 1, 2$ はそれぞれマントル、外核、内核に関する量とあらわす。 b は核の半径、 c は内核の半径である。 $\phi_{120}(b), \phi_{120}(c)$ は $\omega_m, \omega_1, \omega_2$ の函数であるが、 $\omega_m(t) = \omega_m(0) e^{i\omega t}$, $\omega_1(t) = \omega_1(0) e^{i\omega t}$, $\omega_2(t) = \omega_2(0) e^{i\omega t}$ とおくと、上式よりそれぞれの角速度を求めることが出来る。双極子磁場の周期8000年で、現在の強さの半分の振幅で変化する場合、マントルの角速度 (ω_m) とし、 10^{-11} rad/sec の変動が期待される。位相を調べると双極子磁場の強くなる程、回転速度は遅くなる。

以上のことから、双極子磁場が周期的に変化する場合の地球自転速度変化の特徴として、

- 1) 過去の2000年間、双極子能率は減少していったから、これに伴って地球自転速度は加速されたであろう。
- 2) 双極子磁場の sinusoidal な変化をしていけるとすれば、地質時代にあたると平均すれば電磁的偶力による加速は零となる。
- 3) 地球核とマントルとの間で角運動量が保存されるので、月の軌道には影響を及ぼさない事が得られる。

一方地球自転の観測からは、過去の2000年ほど、潮汐減速を除くと地球自転は加速したであろうが、その大きさは潮汐減速とは同じ程度であると考へておいた。また地質時代にまで遡ると自転速度の変動としては潮汐摩擦による減速のみが顕著であると推定された。上に得られた計算結果は、これを観測事実をうまく説明できるような思われる。

ダイナモ理論

並川 富一
阪市大理

前回までにはダイナモ方程式の一般性を探る

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$$

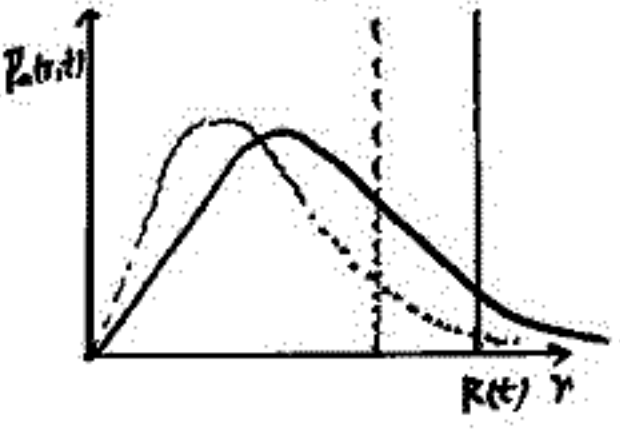
の条件下に curl free velocity field ではダイナモ方程式が自己発現
内起る (v: 速度, B: 磁場) Toroidal fieldは星の核
核芯部で維持出来る事を述べた。又 poloidal fieldは核芯部で維持出
来ない事を見せたが、場がゆるる磁場の増加、核芯部への減少がある
よる核芯部の poloidal fieldも維持出来る可能性が有るかも知
た。 Kato, Nakagawa によるバネリ理論での Toroidal fieldは磁場
観測されている 最大3万5千ガウス、磁場を説明出来るのが核芯部考
慮するに容易に観測磁場を説明出来る事もある。ダイナモ理論の最近10
年間の著しい発展はこれである。

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

$$\nabla = \frac{1}{4\pi\mu\alpha L}$$

B: 磁場, v: 速度, μ : 透磁率 α : 電気伝導度 L: 系の大きさ

Poloidal field



$$v(r,t) = \frac{\gamma \left\{ \frac{\partial^2 T_n}{\partial r^2} - \frac{n(n+1)}{r^2} T_n \right\} - \frac{\partial p_n}{\partial t}}{\frac{\partial p_n}{\partial r}}$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial r} + \frac{\pi p}{R} = 0$$

Toroidal field

$$v(r,t) = -\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} r$$

$$\frac{\partial T_n}{\partial t} + v \frac{\partial T_n}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial r} T_n - \gamma \left\{ \frac{\partial^2 T_n}{\partial r^2} - \frac{n(n+1)}{r^2} T_n \right\} = 0$$

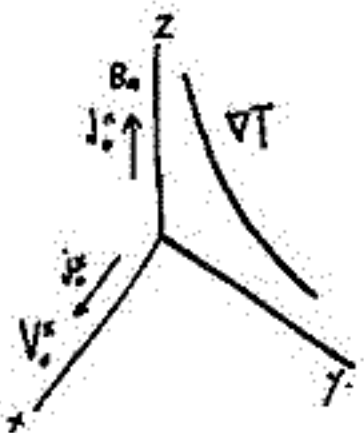
$L \approx \frac{R(0)}{10}$ とすれば $v > \frac{1}{4\pi\mu\alpha L}$ 磁場は増加L. $v \sim 10^2 \text{ cm/year}$ $T_n(R,t) = 0$ $T_n = A(t) \sqrt{kr} J_{n+1/2}(kR(t)r)$

2.2 x 10⁸ 年で $\frac{3}{10} R(0)$ 核芯部L $B_T \sim 2.5 \times 10^9$ ガウス と有り充分
観測される磁場を説明出来る。

Core-Mantle 境界の異常拡散過程による 熱発生とその経年変化について

田中 穰
国土地理院

前回(1970年春), 電磁流体近似の cross current (or field) instability から得られる Marginal State を用い, 異常拡散係数を求めながら, 地球内部のエネルギー輸送について論じた。その結果, コア-マントル境界付近では磁場の西方移動を例えは $1.75 \cdot 10^{-2} \text{ cm/sec}$, 温度勾配を $4 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C/cm}$ とすれば特性周波数は $\nu_0^\pm \sim 7 \cdot 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$ であり, これは Chandler 運動程度の時間的スケールをもっていることがわかる。又空間的スケールは重力異常として現われると仮定すれば凡そ $2 \cdot 10^6 \text{ cm}$ が期待される波長を $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1}$ としよう。拡散係数 $D_0 \sim 2.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を得る。熱発生率は電子密度比 10^{-3} , 電子密度 $N \sim 10^{24}$, $k \sim 10^{-16}$, とすれば $q \sim \left(\frac{N}{N_0}\right) N_0 \times D_0 \frac{dT}{dr} \sim 1.2 \times 10^5 \text{ erg/cm}^2\text{-sec}$, 又この時粘性係数は空間的スケール比を $\bar{r}^3 \sim (2 \cdot 10^6)^3$ とすれば $\eta \sim 10^{21} \text{ c.g.s.}$ を得る。エネルギー束 $W \sim R^2 q \sim 1.12 \times 10^{18} \text{ erg/sec}$ と同じなることがわかる。



今回は, 重力~圧力, コリオリ力等を無視して, 最も簡単にしたモデル(左図)を用い, 上で指定した時間的・空間的スケール内の値を用いて電磁流体の式を解き, 数値計算したので, 報告する。

解いた式は次の如し

$$\left(1 - \frac{G_1 k_2^2}{\omega^2}\right) \left(1 + i \frac{\chi k_2^2}{\omega^2} - \frac{\chi k_2^2 \nu_0^\pm}{\omega^2} + \frac{\chi G_2 \nu_0^{\pm 2}}{\omega^2}\right) - i \left(1 + i \frac{\chi k_2^2}{\omega}\right) \frac{G_1 k_2^2}{\omega^3} (\nu_0^{\pm 2} - \nu_0^\pm) = 0$$

ここで $\frac{k_2 \nu_0^\pm}{\omega} \ll 1$, G_1 : P.W.T.E - 2波, k_2 : z方向の波数, χ : 熱伝導率, 波の励起周波数は $\nu_0^\pm = \frac{G_2}{B_0} \frac{d \ln T}{dr} \frac{k_2}{R}$, $\nu_0^\pm = \frac{G_1}{B_0} \frac{d \ln T}{dr}$ である。

バルーン高度におけるOH分子のスペクトル

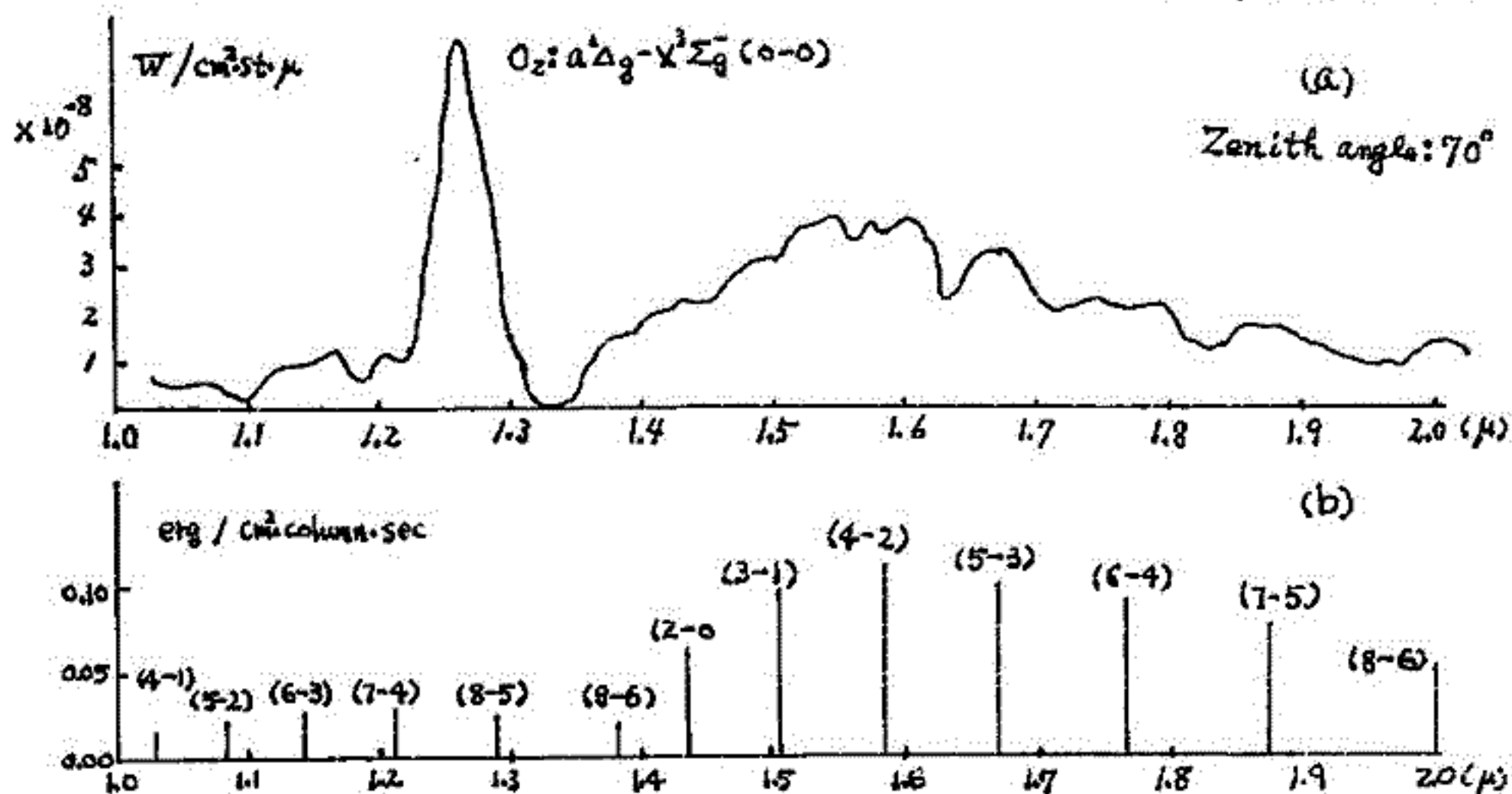
牧野忠男, 萩原雄介
立教大学 理学部

夜光赤外線, 波長 $1\mu \sim 2\mu$ 間のスペクトルをバルーンによって高度 $10\text{km} \sim 28\text{km}$ で分解中 ($\Delta\lambda$) 約 250Å で測定された。測定結果によれば, この波長域での夜光の大部分を示めるOH分子の振動励起状態は $v \leq 9$ に対して一様であると考える。

又, O_2 による *infra-red atmospheric band*; 1.27μ をかなりの強度で観測された。以上の結果は Gush and Buijs [1] によるものと概略一致している。

夜光強度のこの波長域での値は $\approx 10^{-8} \text{W/cm}^2\text{st}\mu$ とおぼろげな測定である。この値をもとに回折格子を使用し (E-M) コロノグラフに PbS 検出器として使用した観測装置をつくった。波長は水銀灯により, 絶対強度は黒体輻射炉を使用し, 計算に併用して, 観測器の校正を行った。

測定は京町市, 東京大学大気環境実験所より 1970年9月5日 22時53分放球により行われ, 下層水蒸気の吸収を訂正し, 高度 $10\text{km} \sim 28\text{km}$ 間を掃くことができた。



図aは測定結果で, 図bは Chamberlain-Smith [2] による OH^* は生成されたときには $v \leq 9$ のおぼろげの単位に一様に生成され, それが cascade 的に落ちるとして得られた期待スペクトルである。計算にはこの他に Heap-Hergberg [3] による OH^* は生成されたときには $v=9$ にすぎずあり, これが cascade 的に落ちるとして得られたものであるが, 測定結果には合わない。

Heap-Hergberg によれば (2-0) band は (9-6) の半分以下の強度になるが Chamberlain-Smith は図bのようになっている。

[1] H.P. Gush and H.L. Buijs; *Canad. J. Phys.*, **42**, (1964), 1037

[2] J.W. Chamberlain and C.A. Smith; *J. Geophys. Res.*, **64**, (1959), 611

[3] H.S. Heap and G. Hergberg; *Z. Physik*, **133**, (1952), 48

中緯度における上層大気中の OH分子の回転温度

鈴木 勝久
東大理学部

上層大気中のOH分子の回転温度の観測については、すでにG.J. KUIFTE(1), N.N. SHEFOV(2)によってまとめられている。またJ.F. NOXON(3)による飛行機を使った観測があるが、観測地が主に中緯度以北に限られ中低緯度の観測は不足している。また回転温度の観測はOH分子の回転状態のエネルギー準位への分布が中性大気と熱平衡状態にあり、BOLTZMANN分布をしているとすれば中性大気の温度を推定することができ、ロケットで直接測定のできない中性大気の温度の情報を得ることができると期待される。

またOH分子の生成と励起の機構については、まだ不明の点があり、振動準位の違う遷移にともなう回転温度を求めることは生成励起機構の解明にも役立つ。

観測はエバート型のモノクロメータと光電子増倍管を組合せ、光子計数法によった。(4) 観測した波長域は、スペクトルの強度と光電子増倍管の感度の関係から9-3 (6236Å~6420Å), 6-1 (6465Å~6667Å) のバンドである。

回転遷移によるEMISSIONの強度は次の式で求められる。

$$I(k) = \text{CONST} \cdot \nu^4 \cdot i(k) \cdot \exp(-F(k)hc/kT)$$

ν : 波数, $i(k)$: 振動子強度

観測から、 k の異なるロブランチのラインの強度を求め、 $I(4)$ と $I(k)$ の比から T を求めた。この結果昨年10月から、現在までに観測した回転温度はほぼ240°K~300°Kになる。この温度とほぼ等しい中性大気温度の高度は105~115 Kmで、現在ロケット観測から求められているOH分子の発光層の高度(80~95 Km)よりかなり高くなる。

この原因として(9-3)(6-1)バンドスペクトルの強度のピークが従来のロケット観測の高度より高いところに存在する、また回転温度と中性大気の温度がOH分子の生成励起機構により平衡状態にないなどがあげられる。今後、地上観測を他のバンドについても行うこと、ロケット観測による発光層のプロファイルの観測が必要と思われる。

REFERENCES

- (1) G.J. Kuifste, (1967) P.S.S. 15, 1515
- (2) N.N. Shefov, (1969) " 19, 1797
- (3) J.F. Noxon, (1964) J.G.R. 69, 4087
- (4) 鈴木勝久, 小川利弘, 尊松隆夫, 初回講演会予稿集(1970)

0I 5577 Å 大気光日変化の季節的特徴

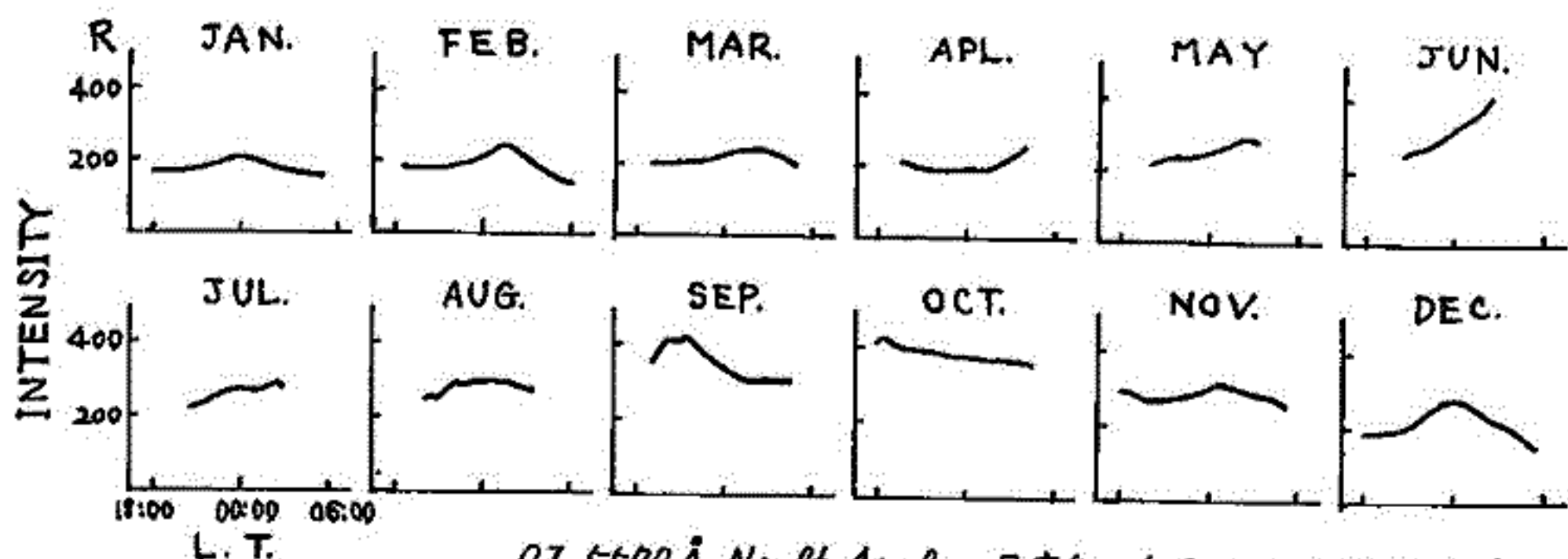
高橋忠利

東北大・理

夜間大気光の中でも、0I 5577 Å は多くの Station で長期に亘り観測されて来た発光線であり、ロケットによる高度分布の測定も含め、その時間的、空間的な変動の様相についてもある程度明らかにされて来ている。一方この発光線の強度の変動についての理論的考察もその基本的な考え方が等松氏等によりまとめられており、その後も種々の観点から上層大気の Dynamical な性質と Airglow 強度の変動について検討が加えられている。しかし実在に観測される変動を種々のパラメータを考慮して説明するのはかなりむずかしいことである。

今回は主に遠刈田観測所での過去11年間のデータを用いてその時間的変動を中心に特徴をまとめて見た。統計的に見ると変動のパターンには季節的な特徴がかなりはっきり現われている。しかし何々の場合を制約する程強くはなく、変動の種々の要因が複雑にかろみ合って実在の変動となっていることを示していると思われる。興味深いのは冬期に Midnight Maximum が見られ、Maximum 値がその日の平均値に対する比が12月に最も大きくなること、Maximum の現われる時間が11月から3月にかけて真夜中または夕側から朝側へ shift する傾向があることである。又 Day to Day の変化、空間的、時間的な変動の激しさ等も調べたがこれ等にも季節的特徴がよみとれる。

こうした Airglow の変動に上層大気の Dynamical な process が帰与していることは疑いないが一口に Dynamical な effect と云っても vertical motion, eddy diffusion 等による O 原子の vertical transport, atmospheric circulation, tidal wave, gravity wave, turbulent irregularity 等々、その成分は多岐にわたっている。これらのどういふ組み合わせが実在の Airglow 強度変化を説明し得るかは将来に残された課題であるが、季節的に特徴のある種々の変動典型がそれぞれある種の Dynamical な process によるものと期待し得ると思える。従って上層大気の Dynamical process 自体にも季節的な特徴があると云える。これらの問題についてはまだ多くの問題が残っているが、5577 Å 夜間大気光の変動についての解釈も結局はこうした問題と平行に進めて行く必要がある。



0I 5577 Å Night Airglow 日変化 (1958.11.~1970.1.)
於 遠刈田観測所 38°06'N, 140°22'E

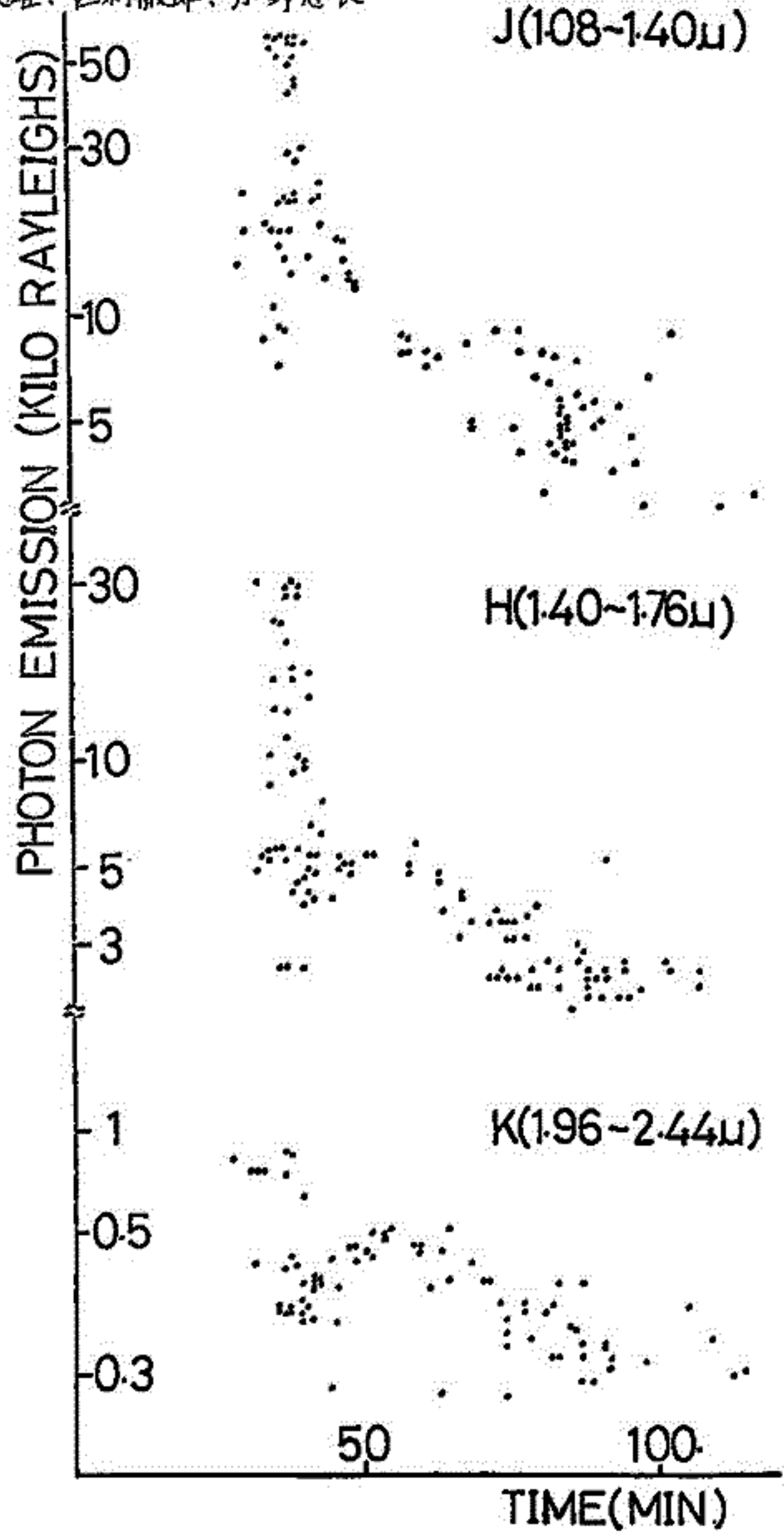
赤外夜光の観測(II)

早川幸男、伊藤浩武、松本敏雄、西村徹郎、小野忠良
名大理

観測ロケット K-10-4号機に搭載した黄道光赤外線観測装置により観測された夜光発光層(同じ著者、日本地球電気磁気学会第48回講演)についての以後のデータ解析の結果を報告する。

解析の過程はロケットの各スピン毎の発光強度が最高の時刻を認め、発光層の高度分布を仮定して計算した発光点時刻の変化と矛盾のなくなるよう、ロケットの姿勢(高度、飛翔角、スピン位相、プリセッション位相)の関係を決定した。この姿勢に基づき、観測された発光層の発光位置を発光高度での日没後の経過時間として求めた強度変化を右図に示す。波長域により時間変化の様子がやや異なっているのが認められる。いずれも始のは時間変化の急な部分が見られるが、その後の減少の様子はJでは半減期は約20分、Kでは約50~100分、Hではその中間くらいである。

時間変化の急な部分は高層大気の散乱光と考えられ、波長が長くなると減少している。遅い成分については、Jの波長域はO₂の(1Δ_g³Σ_g⁻)の(0,0)遷移の1.27μを含み、従って半減期約20分のいわゆるO₂ twilight flashとよばれる現象である。KはOHのMeinel bandのΔv=2の一部を主に含み、この発光強度の日没後の緩やかな減少を表現していると考えられる。HはO₂の(0,1)遷移の1.58μと、OHのMeinel bandのΔv=2の一部を含み、中間的な様子を示している。O₂の発光高度は60km以下、OHの発光高度は80km程度と異なっている。



中間的な様子を示している。O₂の発光高度は60km以下、OHの発光高度は80km程度と異なっている。

酸素赤線薄明光

奥田光直・三沢清敏
(弘前大・教育) (山形市)

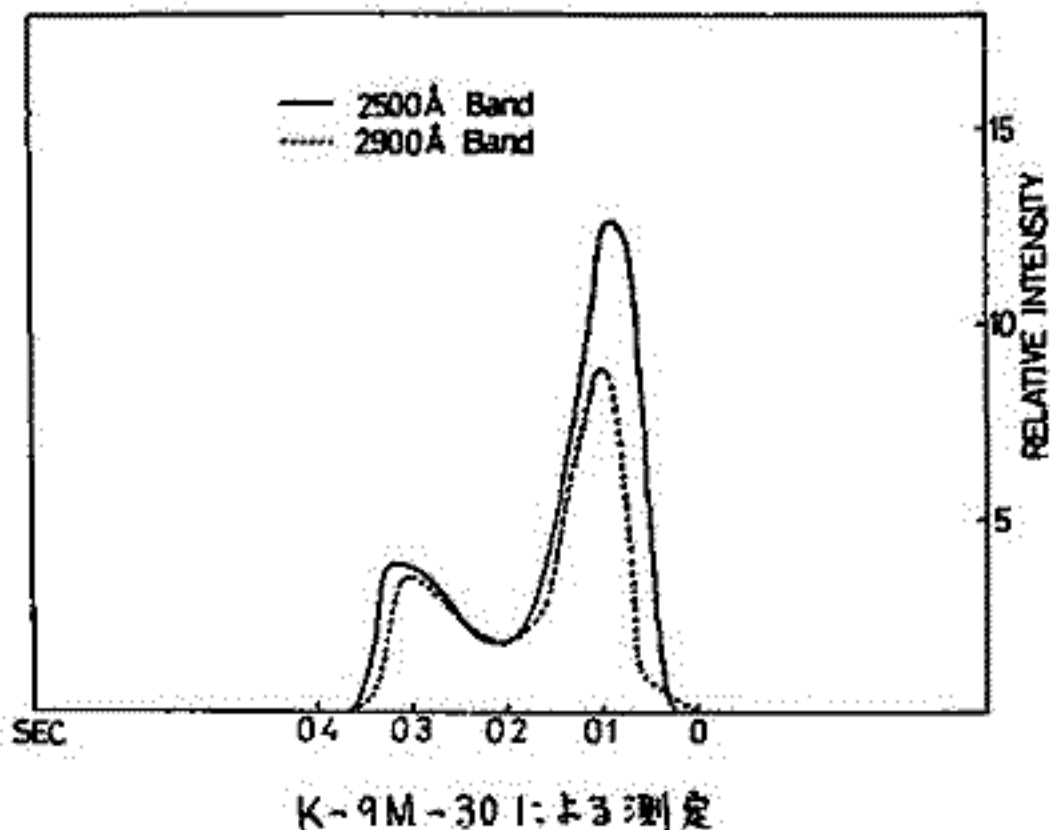
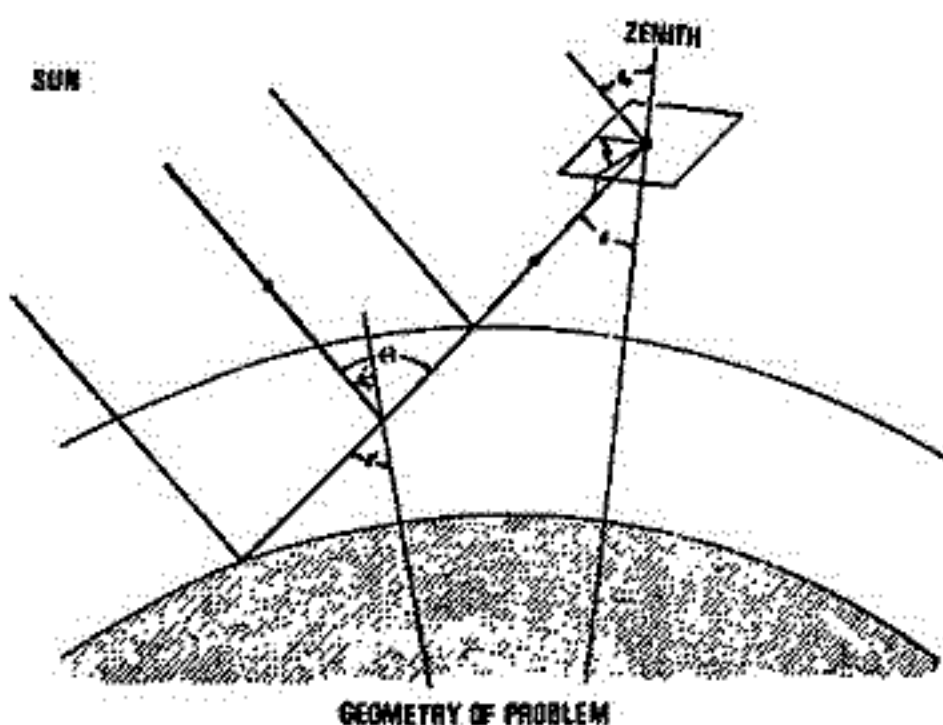
酸素赤線薄明光を解析した。薄明増光は太陽天頂角が約 105° のときに始まり、約 12 Rayleigh/deg の増光率を示した。これらの値は季節によって変化し、equinoxに極小(太陽天頂角)及び極大(増光率)をもつ半年周期が卓越している。

又、冬期の薄明前増光現象が磁気共転美から母来する光電子の効果として説明されることから、薄明増光には local 光電子が寄与していることが考えられるので、その効果をもたしかめるために、冬期の薄明前増光現象と夏期の薄明増光現象の比較を行ない、理論的考察を通して、効果の大きいことをたしかめた。

中間紫外アルベドの観測

渡辺隆・小川利紘
東大理学部

太陽中間紫外領域の放射($2000 \sim 3000 \text{ \AA}$)は主に大気成分の Rayleigh 散乱及び大気中の微量成分であるオゾンの吸収(Hartley Band)をうける。このことから大気層の上部(数百 km)から地球側を見下した時に観測される中間紫外領域の散乱光がオゾン分布の情報を含んでいることがわかるが Green (1964)等により平面大気近似による散乱強度の計算が行われていた。前回の学会では球面大気の場合の散乱光量を計算し与えたオゾン分布との関係を調べたが今回は今年1月に行われたロケット観測(K-9M-30)の結果と比較しオゾン分布の deduction について議論する。



He 584Å, He⁺ 304Å グロー

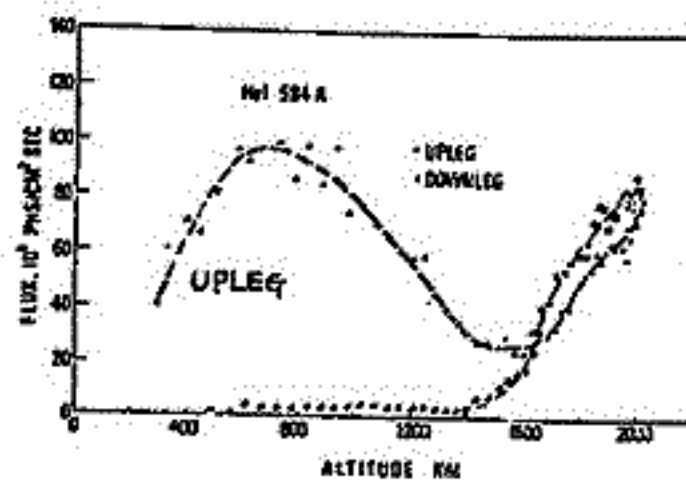
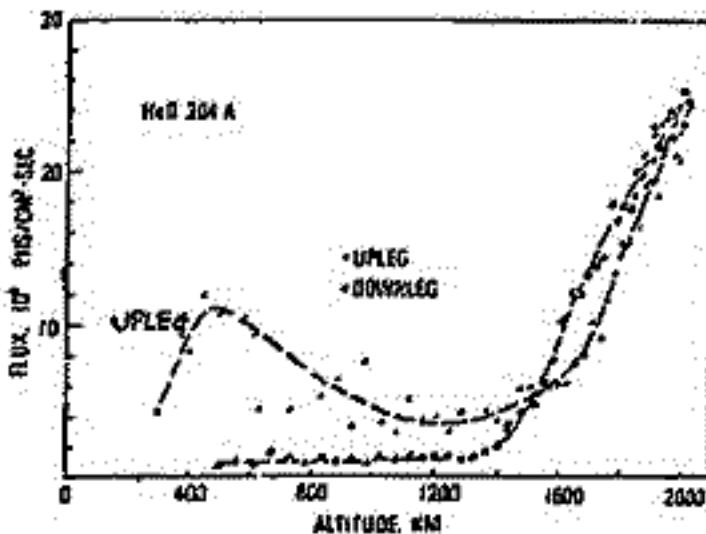
— L-3H-5号機による観測 —

小川 利 紘・等松 隆夫

(東大理・地物研)

L-3H-5号機に搭載した極紫外輻射測定器によって、高度 300 KM から 2,017 KM におたり、極紫外グローの観測を行なった。検出器はアルミニウム、ビスマス、インジウム の三種の薄膜フィルタとフレキシブル・チャンネルマルチプライアを組合せたもので、アルミニウム・フィルタは He⁺ 304Å と、He 584Å に、ビスマス・フィルタは He 584Å に、インジウム・フィルタは 波長 700 ~ 1,000Å のバックグラウンド領域に感度を持っており、データ処理によって、He⁺ 304Å と He 584Å の強度を分離して定量することができた。この結果、次のことが明らかになった。

- (1) 上昇時の測定値は、304Å, 584Å とともに、それぞれ 700 KM, 500 KM 附近にピークを持つ分布となる。ピーク強度は各々 約 10 RAYLEIGHTS, 100 RAYLEIGHTS である。これは太陽輻射を受けている所からの散乱とすれば説明できる。ただし、304Å は散乱光を直接に、584Å は、これがさらに多重散乱をしたものを測定している。
- (2) 下降時は 304Å, 584Å とともにほぼ一定値で各々、約 1 RAYLEIGH, 5 RAYLEIGHTS である。これは太陽輻射が散乱を受けて夜側にまわりこんだものと解釈してもよいが、高度変化がほとんどないことから、むしろ惑星間空間・磁気圏からのグローと見做しうる。なおこの輻射は高度 150 ~ 200 KM ほど 0.2 個/CM³SEC の電子生成率を与える。
- (3) 高度約 400 KM 以上では放射線帯粒子を測定している。
- (4) 584Å の強度分布からスケール・ハイトは 350 ± 60 KM。これから温度は 1,100 ± 200 °K となる。584Å ピークの現われる高度ではヘリウム密度は (1.0 ± 0.2) × 10⁶ CM⁻³ (720 KM での値) となる。
- (5) 304Å の強度分布からヘリウム・イオンのスケール・ハイトは^{高度} 1,500 ~ 1,700 KM で 410 ± 70 KM となる。電子温度とイオン温度の等しい場合の拡散平衡を考えると、イオン温度は 1,100 ± 200 °K となり、1500 KM 附近ではほぼイオンと中性は等温ということになる。



Qスイッチルビークレーザレーダによる上層大気の観測

増田悦久 皆越尚紀 五十嵐隆
 (郵政省 電波研究所)

1. まえがき レーザ光のレーレ散乱およびミレー散乱を利用して上層の大気密度およびエアゾル層を観測するために、Qスイッチルビークレーザによるモニスタティック方式レーダ装置を試作したので装置の概要と試験観測結果を報告する。

2. 装置と動作特性 装置の構成と動作特性を図1と表1に示す。Qスイッチルビークレーザの出力は尖頭値をおさえてエネルギーを大きくするのために、パルス全中(複数パルスから成っている)は比較的長くしてある。送信信間距離約80kmのモニスタティック方式で、ルビークレーザからの発光および近距離からの強い散乱光を遮光するために、送信部および受信部に繰返し2.5msのゲート時間200μsのシャッターが取り付けられている。受信部の表示には光電子計数方式を用いている。

3. 観測結果 図2に1971年2月8日~9日に観測した結果を示す。送信エネルギーは約3Jouleで、計数時間は16.7μsで5kmごとに対応計数した。計数時間中の背景光の平均計数値は $\bar{N}_b = 0.0135$ であった。送信パルス178回の繰返しで得られたデータを平均して粒子密度に比例した量[平均光電子パルス計数値 $\bar{N} \times (\text{高度}^2)$]を高度に對して示している。図中の数字は光電子放出の統計的ゆらぎ(ポアソン分布)のみを雑音としたときのS/Nを示している。

4. あとがき 1) 25~50kmの範囲で、標準大気によく一致し、34kmおよび43km付近にエアゾル層らしきものが観測された。2) 60km付近まで、S/N=1以上の信頼性で大気密度が観測された。3) 大気中の往復伝搬透過率を60%と仮定すると、本装置の送信信光学系の透過率は約6%と見積られる。4) 本装置の性能および問題点について、講演の際に補足したい。

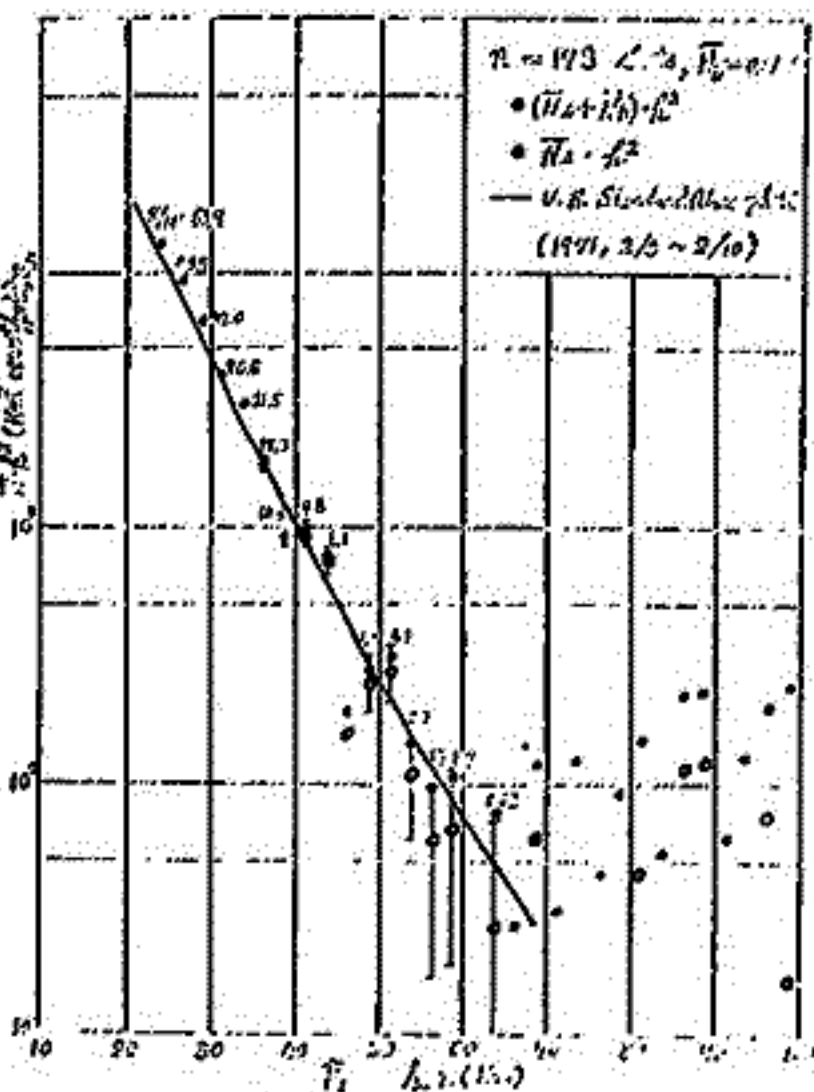


図2 観測結果

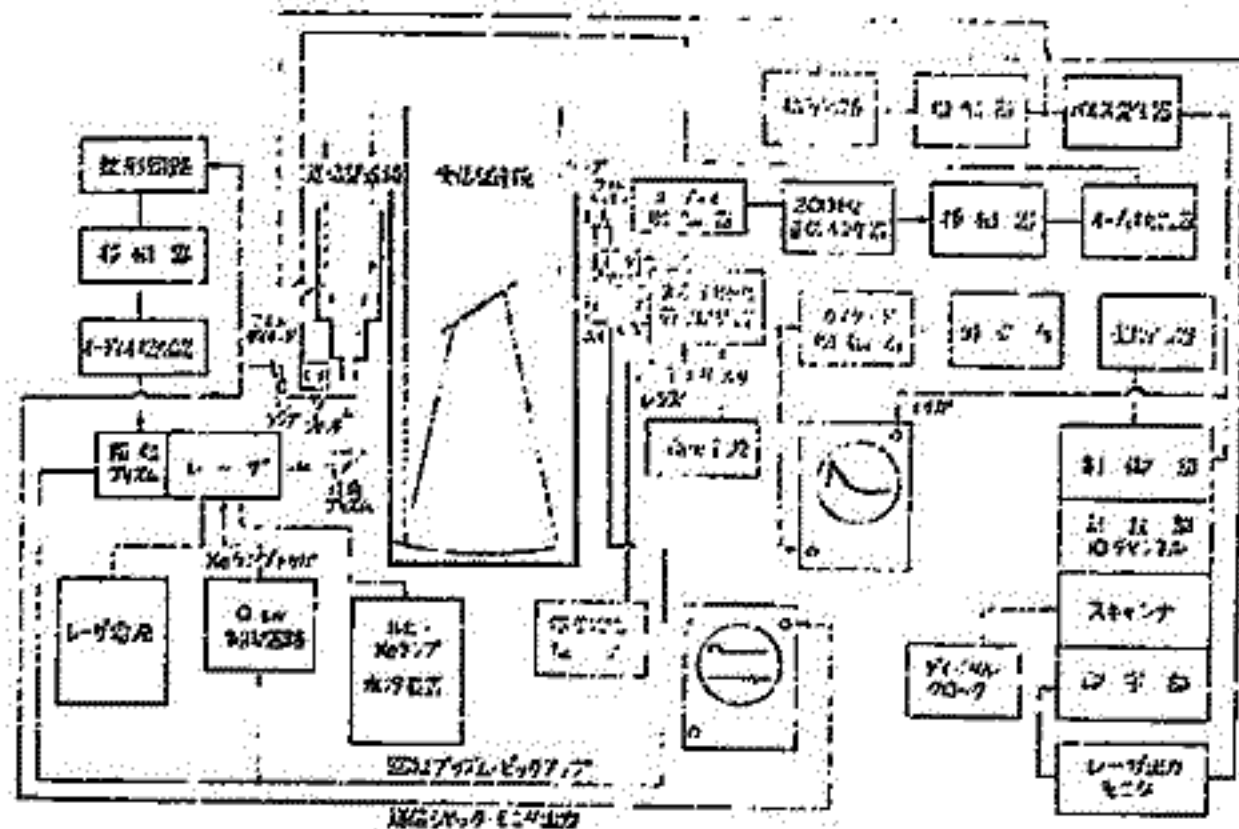


図1 レーザレーダ装置の構成図

| 項目 | 仕様 | 部品名 | 仕様 |
|-------|-------------------|---------|-------------------|
| レーザー | 150mm x 15mm φ | 2L7992c | レーザ管入射電圧: 500V |
| Qスイッチ | 0.13A | TB710A | 最大電流: 250mA, 250V |
| 増幅器 | 4H7992c (2L7992c) | 4H7992c | 最大電流: 500mA, 500V |
| 変調器 | 4H7992c | 4H7992c | 最大電流: 500mA, 500V |
| 送信機 | 4H7992c | 4H7992c | 最大電流: 500mA, 500V |
| 受信機 | 4H7992c | 4H7992c | 最大電流: 500mA, 500V |
| 表示機 | 4H7992c | 4H7992c | 最大電流: 500mA, 500V |

表1 動作特性

上層大気成分観測に用いる Dye Laser の特性 (2)

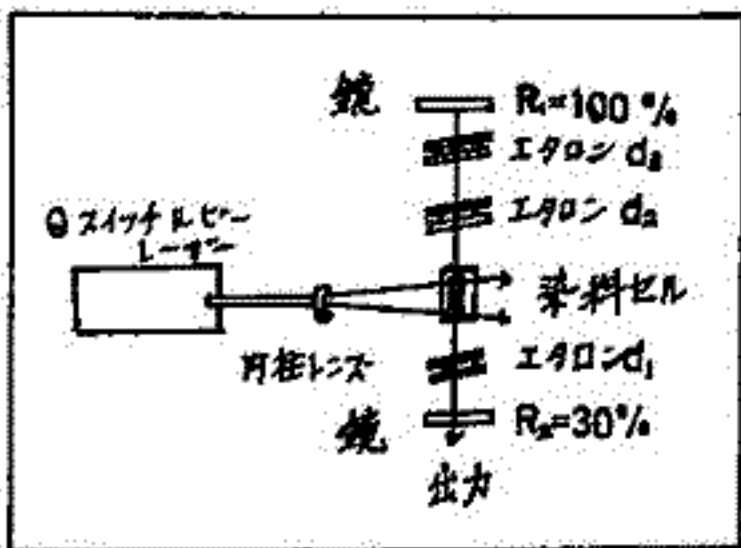
内野 倫 松尾 穂 広野 求和

大塚 理

波長 λ_1 は O_2 の A バンド による吸収を受け、 λ_2 は受けないような二波長レーザ・レーザにすれば、 O_2 とエアロゾルの高さ分布がわかるはずである。ところで、 O_2 の A バンドによる吸収の様子は、基底状態が全角運動量 J によってボルツマン分布していることと、 J の値による遷移確率とによってきまってくる。 $J = 35 \sim 37$ ($7710 \sim 7718 \text{ \AA}$) の吸収線の中心 (line は collision によってひろがっているとする) の optical thickness は、地表面上 5 km ぐらいである (これを weak absorption とよぶことにする) のに対し、 $J = 4 \sim 5$ ($7627 \sim 7628 \text{ \AA}$) の line のそれは 40 m ぐらいである (Strong absorption)。したがって特に地上 5 km 付近までによく存在するエアロゾルの問題を考えると、weak abs. では line の中央における吸収が、Strong abs. では中央はほとんどなくなってしまう方が、観測にきいてくることになる。この違いは O_2 の密度を求めるときに影響してくる。weak abs. の場合は、前の講演での述べたものとかかわらないが、その実効的な吸収断面積 σ_{02} は、温度に対して敏感である ($\Delta\sigma_{02}/\sigma_{02} \sim 8 \times \Delta T/T$)。逆にこのことに注目すれば、温度によってあまり変化しない Strong abs. による O_2 の密度を知り、次に weak abs. によって測定したものとを比較することによって大気温度を知ることができよう。しかし誤差の問題については検討が必要である。

いずれにしても、狭帯域で高出力の二波長レーザをつくる必要があり、前回と同じく Dye としては、3,3'-Dimethyl-2,2'-oxatricarbocyanine iodide (略称: Dimethyl sulfoxide) を用いて実験を進めたので、それについて報告する。

ルセーレーザで pumping ($\sim 0.6 \text{ J}$, パルス幅 $\sim 40 \text{ nsec}$) しただけでは、200~300 \AA の発振幅を示すが、Fabry-Perot etalon を順次一枚ずつ加えていったとき、2~3 本が発振に参与し、そのときの発振幅とエネルギーの関係は図のようであった。なお d はエタロンのスペーサの厚さで、それぞれ $d_1 = 20 \mu\text{m}$, $d_2 = 150 \mu\text{m}$, $d_3 = 1 \text{ mm}$ である。



| | 発振幅 | エネルギー (MJ) |
|-------------------|----------------------|------------|
| — | 200~300 \AA | 61 |
| d_1 | 16.6~20 \AA | 47 |
| $d_1 + d_2$ | 2.2~4.0 \AA | 26 |
| $d_1 + d_2 + d_3$ | 1.9~2.3 \AA | 20 |

DYE LASER 装置

電離層における半年変化 II

米沢 利之
電波研究所

前回の報告においてはE層ピークの正午の電子密度に小さい半年変化成分が存在することを示し、その特性がF2層ピークの電子密度の半年変化の場合とかなり異なっていることを述べた。たゞ十分時間がなくて、調べた観測所の数は20程度であり、とくに高緯度地方の観測所は少なかつた。今回は調べた観測所の数を増して、E層の場合は32箇所、F2層の場合は約40箇所のデータを解析し、とくに高緯度観測所をなるべく多くするに努めた（たゞしF2層の場合にはデータ不足のため、互に接近して位置した数箇所の観測所を一本とめにして考察した場合もある）。結果は前回の報告と同じでとくに目新しい点はないが、たゞ高緯度地方の特性が前よりいくらかはっきりした。前と重複する点もあるが、得られた主な結果は次の通りである。

1. E層の場合には半年変化の振幅は小さく、全観測所につき平均すれば年平均値の3.6%であるが、高緯度地方では振幅は増大し、例えばKirunaでは9.3%におよぶ。この百分比の値は太陽活動によりあまり変化しないようである。
2. E層半年変化が極大を収めるのは、全観測所につき平均すれば3月（9月）21~22日頃で、春秋分とはほとんど一致する。この極大時期の太陽活動ならびに緯度特性は統計的誤差のためにははっきりしない。
3. F2層の場合には半年変化の振幅は平均すれば正午でも真夜中でも年平均値の20%程度で、E層の場合よりもはるかに大きい。振幅は正午でも真夜中でも地磁気緯度15度辺りで最大になっていて、高緯度では低緯度に向って減少している。年平均値との比をとっても類似の傾向が見られるが、振幅そのものの場合程にははっきりしていない。これは振幅と年平均値の緯度に伴う変化が似ているためである。この比は正午の場合には太陽活動度にあまり依存しないが、真夜中の場合には事態はいくらか複雑である。
4. F2層の半年変化は平均すれば正午では4月（10月）18日頃、真夜中では同月末頃に極大値を取っている。しかし緯度が増すにつれて極大がおくべき傾向があり、低緯度と高緯度では2ヶ月も極大差がある場合もある。なお正午の場合地磁気緯度10度程度以下の観測所には例外で、上述の傾向に反して極大が中低緯度よりも早く起こっている。また正午でも真夜中でも太陽活動度が高くなるにつれて極大時期が早くなる傾向がある。
5. 以上の解析結果から、E層の半年変化はF2層のそれと異なる特性をかなり果にしていることが知られる。前回の報告で述べたように、F2層電子密度の半年変化の特性は、それが超高層中性大気温度または密度の半年変化と何等かの密接な関連を持っており可能性を暗示しているが、E層の場合には少なくとも見掛け上はそのような関連は暗示されない。従ってこれら二つの半年変化は全く別の機構により引き起こされているものと考えられるが、現段階ではこれを結論するのは早計であるかも知れない。たゞG. E. Cook が主張するようには、90 kmの高さにおいても因数1.25にも及ぶ中性大気の半年周期の密度変化が存在するならば、それはE層電子密度変化にもいくらかの影響をおよぼすのではないかと思われるが、この解析の結果ではそれに対する積極的な証拠は何も得られなかつたことを付記する。

電離層嵐の汎世界的変化

大林辰蔵 (宇宙航空研究所)

磁気嵐にともなう下層電子密度の変化に関する研究は、すでに古典的な問題として知られている。しかし、その理論的解釈はまだ不完全で、磁気圏との結合についても、よく理解されていない。電子密度の高緯度での減少、低緯度での増加に関する一般的傾向は、100 km レベルでの大気環流による組成変化として説明したが、今回は嵐時の進行にともなうそれがどのように発達するかを知るため、プラズマ圏での実測結果とも比較しながら f_oF_2 変化の L-Tst 図の解析を行った。

磁気嵐の進展による中・高緯度の電子密度の減少はプラズマ圏の全域におよんでいて、嵐効果は時間と共に低緯度帯に移動する。これは大気加熱が組成変化をもたらし、 $[N_2]$ 、 $[O_2]$ の増加にともなう電子消滅が促進される。低緯度における電子密度増加は磁気嵐の初相から主相にかけて起こり、その原因は極光帯から吹き出す中性大気風系によるイオン・ドラッグ効果および $[O]$ の下降流によるものと推察される。赤道地帯は電流ジェットが弱められることによる赤道異常が解消される効果である。

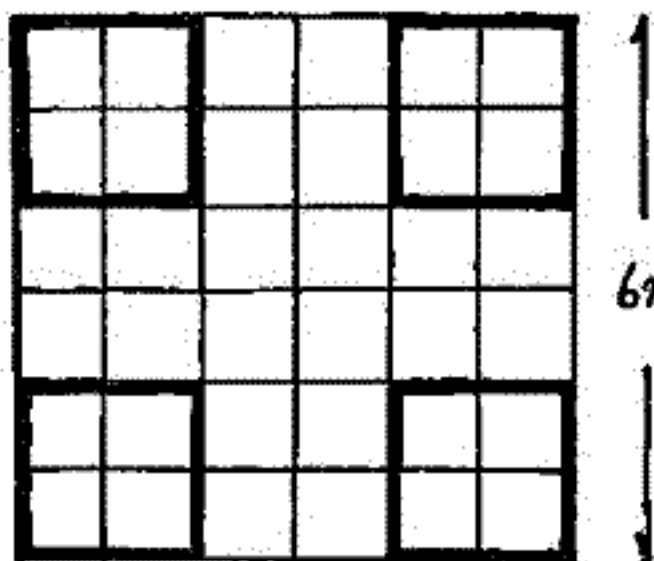
乗鞍における Small Air Shower の観測

名大理 理研*

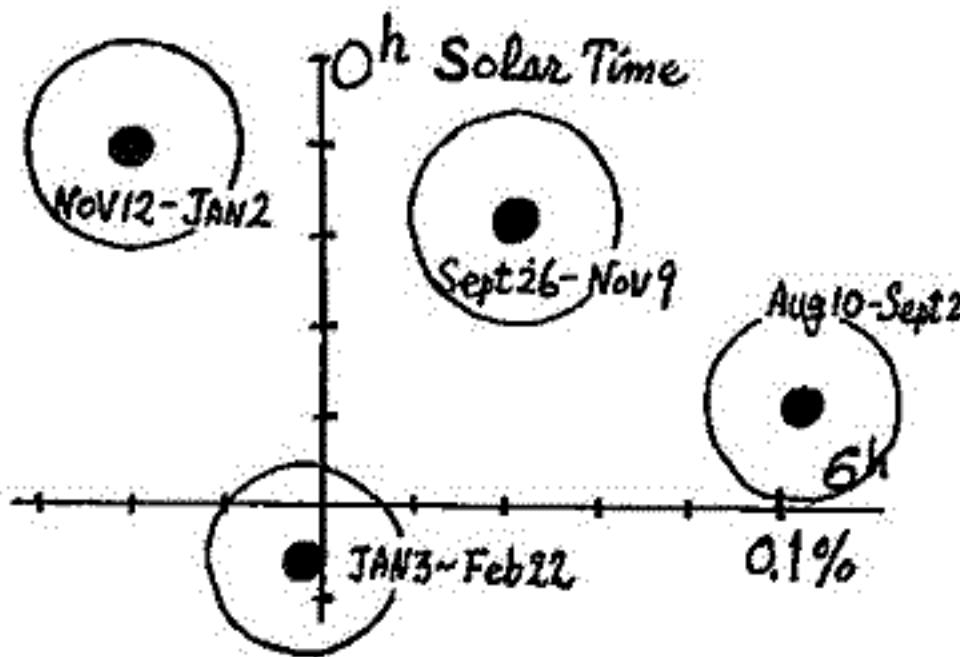
上野裕幸 藤本和彦 藤井善次郎* 長島一男
近藤一郎 榎原志津子

高エネルギー宇宙線の恒星時変化については、 10^{11-12} eV 領域で、地下宇宙線μ中子¹⁾の観測があり、 $>10^{13}$ eV 領域では、Air Shower の観測がある。これらは丈夫のエネルギー領域に従って、Heliosphere の構造、太陽系と星間空間との境界層、更に高いエネルギー領域では、星間空間の構造を研究する有力な1つの手段である。

空気中で発生する高エネルギー宇宙線シャワーの観測は、1950年代の前半に、数多く報告されたが、装置が小型なために、測定精度が不十分で、又装置の安定性にも疑問があり、宇宙線の恒星時変化を決定し、空間の構造を議論する迄には至らなかった。測定装置の性能に対する要請として、その counting rate が $>10^8$ counts/year であること、安定性は毎年約 $\sim 0.01\%$ の精度で測定出来ること、更に大気変動の影響を除去するため、入射方向の異なる観測の時間変化の差を大気外での方向による変化に出来ること等が考えられる。これに報告する Small Air Shower の観測は、上記要請のほとんどを満しているわけでは無いが、 10^{13} eV 領域での宇宙線の異方性について、何らかの Information を得ることが出来ると考え、乗鞍にある宇宙線中子計の一部を使用し、1970年8月から観測を始めたものがある。



中子計は detector の大きさが $1m^2 \times 36$ の上下 2層あるが、図の如く、上層の4隅の夫々 $4m^2$ 、4個を使用し、これら4個の何れか3個に同時に、 >1 particle が入射したという、非常に低い粒子密度の空気シャワーを計数している。(5×10^4 counts/hour)
この気圧効果係数は $-0.7\%/mb$ で従来の空気シャワーの値と一致している。



太陽時日変化を、(1970年8月から1971年2月まで) 4期間に分けて図に示した。これは観測結果とそのまゝ示したもので、冬期積雪の影響、図による気圧測定誤差、上層気温の問題、装置の不安定性等を考慮して、Data の選択を必要とするか、反時計回りに回転しており、恒星時成分の存在を意味している。この検討は、少なくとも1年間の DATA が出た段階で実行出来ると思われている。

地下50M.W.Eにおける宇宙線の強度変化

一之瀬匡興** 森 寛* 安江新一* 鷲坂修二*
信大教養** 唐大理*

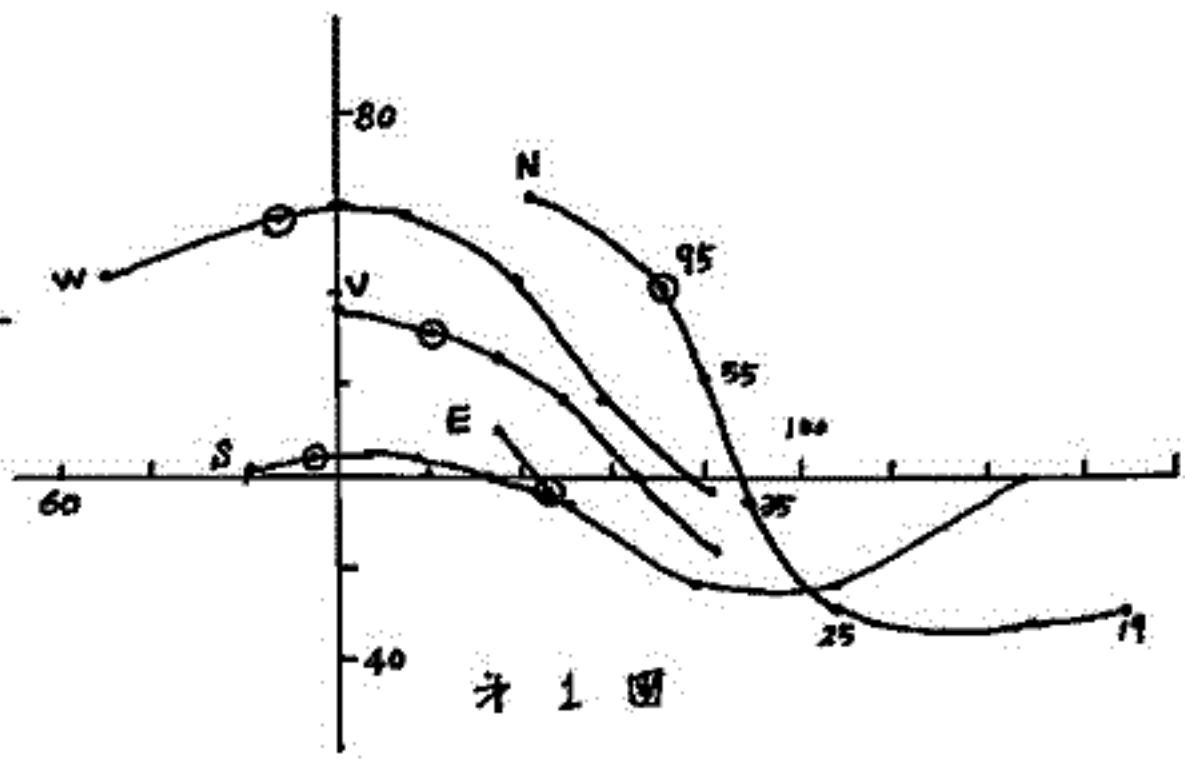
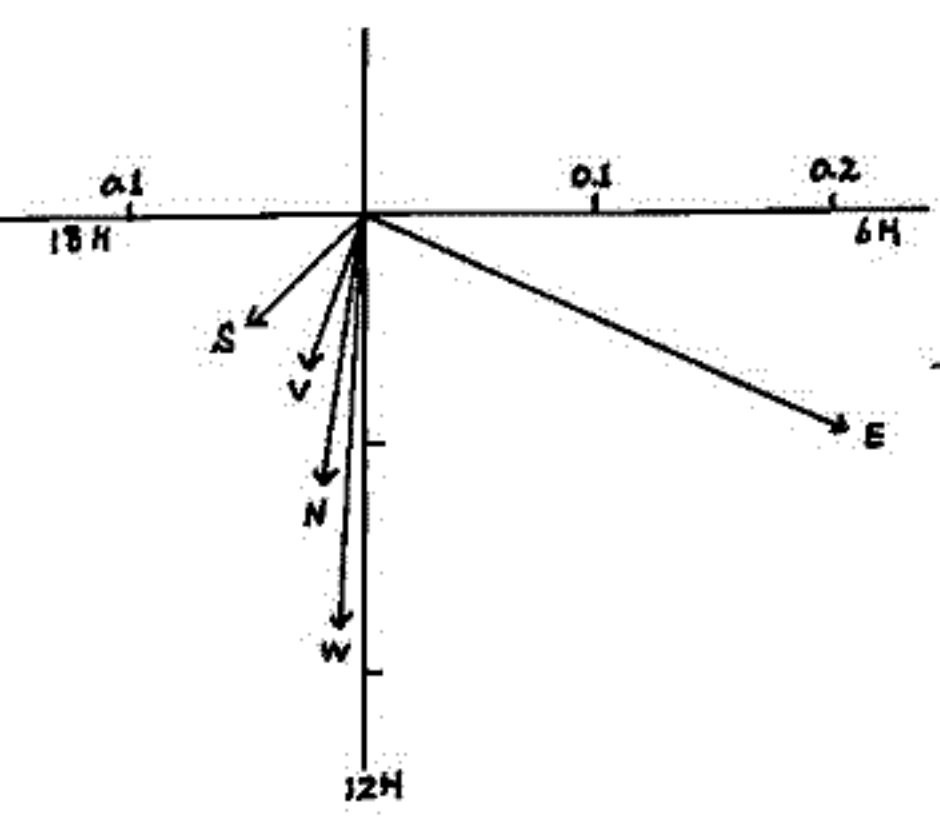
1970年6月より地下30M.W.Eにおいて、面積4㎡のプラスチックシンチレーターを用いたMESON-TELESCOPEで宇宙線の強度変化を観測中(約3ヶ月間)であったが、諸盤のためやむを得ずMESON-TELESCOPEを50M.W.Eの地室に移転し、1970年11月より連続観測を開始した。又1971年4月より面積を6㎡に拡張し現在観測中である。記録方法もTAPE PUNCHと写真記録を併用している。

才1図は天頂角40°方位角30°(N方向よりE方向にとる)における各成分の軌道である。才2図は11月19日~3月31日までのうち100日のデータを用いた太陽時日変化の解析の結果である。各成分の位相は軌道より期待されるものと必ずしも一致しないが、これらの原因については検討中である。表1に4㎡と6㎡の特性を示す。その後の観測結果もあわせて報告する予定である。

表 1

| COMPONENT | ZENITH ANGLE (°) | Obs. COUNTING RATE N · 10 ⁶ / hr | | STANDARD ERROR (D-V) σ hr % | |
|-----------|------------------|--|------------------|--------------------------------|------------------|
| | | 4 m ² | 6 m ² | 4 m ² | 6 m ² |
| SINGLE | — | 1.3 | 2.3 | 0.09 | 0.06 |
| V | 0 | 2.8 | 4.4 | 0.17 | 0.14 |
| E | 42 | 0.56 | 0.77 | 0.4 | 0.33 |
| S | 42 | 0.35 | 0.72 | 0.5 | 0.34 |
| W | 42 | 0.72 | 1.1 | 0.3 | 0.28 |
| N | 42 | 1.3 | 2.3 | 0.26 | 0.19 |

才2図



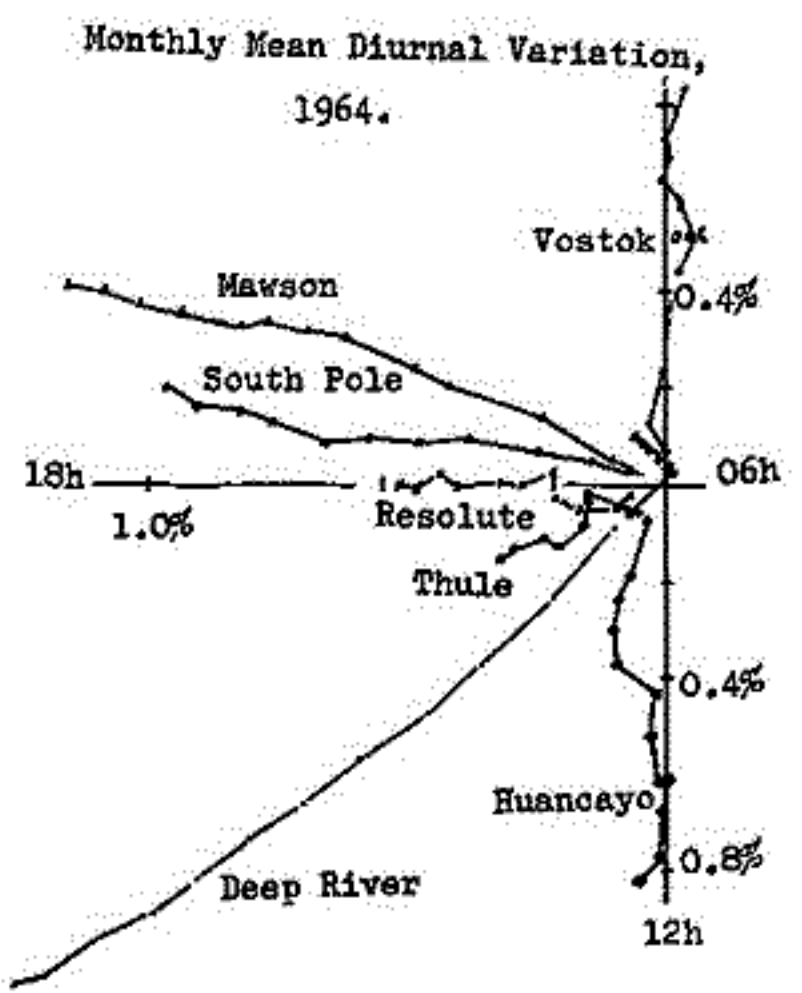
才1図

高緯度の宇宙線日変化

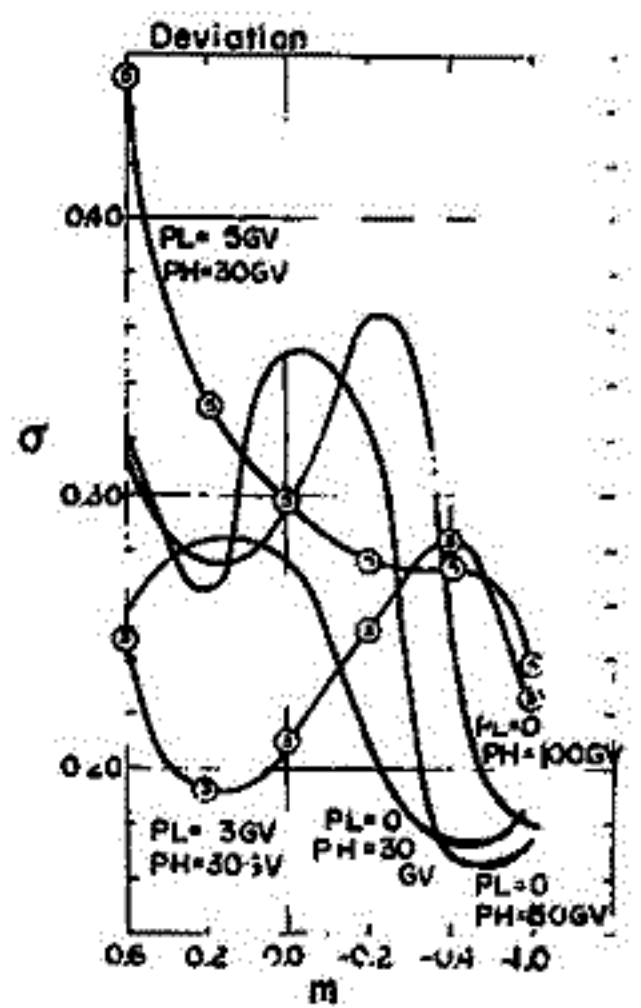
須田 友彦
気象研究所

宇宙線の日変化は、比較的エネルギーの高い現象($\sim 20\text{GV}$)として知られてゐる。そのエネルギースペクトルは下限をかくと云う考えもあつた(例えば Dorman)。一方 McCracken 達の解析が示すように、低エネルギーの anisotropy も見られてゐる。理論的には、Jokipii や Parker 等による solar wind 中の turbulence を考へた diffusion による modulation で、太陽との co-rotation がかなり低いエネルギーで成立つと予想されてゐる。

そこで、低エネルギーの日変化を反映させるものとして、高緯度と低緯度の解析を報告する。1964年の日変化の月平均を第一図に示す。ここで Vostok, Mawson, South Pole (3A~12A) は, asymptotic direction が low energy ($\sim 5\text{GV}$) で、中緯度以下までのみであり、Resolute, Thule との差は、 $\sim 5\text{GV}$ のものによる日変化と考へてよい。同じ低エネルギーでの日変化は、Huancayo (13.45GV) と同程度、中緯度の Deep River (1.02GV) の約 $1/2$ 位ありとみてよい。第二図は、エネルギースペクトルを考えた時の、観測値との差を示す。ここで、 $PL(\text{下限})=0$ $PH(\text{上限})=50\text{GV}$, power $m = -0.4 \sim -1.0$ に観測値とのよい一致がみられる。



第一図



第二図

宇宙線強度の日変化の解析

安江 新一, 森 覚, 一之瀬 匡興
信大 理 信大 啓養

最近、長島等により宇宙線の3次元異方性によって生ずる日変化の一般的な formulation が行なわれ、それを基にした各種の解析が行なわれている。¹⁾ 我々は中性子モニターのデータの解析のため、長島の formulation に従い各観測所での期待される「日変化成分」の理論計算を行った。この formulation によれば、宇宙線の軸対称な異方性と観測される「日変化成分」 $D_m^m(t)$ ($n, m = 0, 1, 2, \dots$) とを結びつける量として、Coupling coefficient d_m^m と $\delta\psi_m^m$ が定義される。これは従来の attenuation factor と average deflection angle にそれぞれ対応するもので、地球磁場における粒子の曲がり、エネルギースペクトル等は、この Coupling coefficient に集約されている。我々はこの d_m^m と $\delta\psi_m^m$ の計算を、65の中性子モニターについて、2つのスペクトルの型に対して行った。計算に際し Power-exponential 型ではスペクトル $G(R)$ は

$$G(R) = \begin{cases} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{\gamma} \exp\left(\frac{\gamma R_0 - R}{R_0}\right) & \text{for } \gamma > 0 \\ \left(\frac{R}{10}\right)^{\gamma} \exp\left(\frac{10 - R}{R_0}\right) & \text{for } \gamma \leq 0 \end{cases}$$

と仮定され、 $\gamma > 0$ に対しては極大値を与える $R_m = \gamma R_0$ に、 $\gamma \leq 0$ に対しては 10 GV に normalize されている。

計算された結果から代表的な「日変化成分」 $D_1^1, D_2^1, D_3^1, D_2^2, D_3^2$ 及び D_3^3 の特徴を比較検討する。

また、「日変化」を起こす異方性として従来考えられている 18h 方向の異方性に、更に長島により提唱されている 'Pitch angle distribution' モデルに基づく異方性を加えて、観測値と比較する解析が現在進行中であり、その結果も合わせて報告する予定である。

1) NAGASHIMA and NAGASHIMA et al, THREE DIMENSIONAL COSMIC RAY ANISOTROPY IN INTERPLANETARY SPACE, PART I ~ IV (1971)

宇宙線 γ 日変化について (I)

石田喜雄*・菅野常吉*・斎藤俊子**
 福島大・教育* 福島大・物理**

これまで、宇宙線の一日変化や半日変化について度々報告してきたが、この解析中には、 γ 日変化の方が半日変化より大きい場合があることを知った。そのため、これまで無視してきた γ 日変化の存在の可能性を確かめることと、 γ 日変化の持つ特性を求めることを研究してきた。

I. γ 日変化の存在について

Hermanus について、毎月の γ 日変化(\bar{R}_3)の内、 $R_3 \geq 0.05\%$ の場合について、或る期間内の平均値(\bar{R}_3)と、その標準偏差(S.D.)と位相(T_{mn3})を示すと表1表のようになる。これだけで結論を出すことは無理であるが、少なくとも、この場合、1958年、1962年 β (1966年~1969年)の期間については γ 日変化が存在するということがいえるであろう。

表 1

| Period | n | \bar{R}_3 | S.D. of \bar{R}_3 | T_{mn3} (h) |
|-----------|----|-------------|---------------------|---------------|
| 1957 | 6 | 0.48 | 0.50 | 2.3 |
| 1958 | 7 | 0.92 | 0.39 | 7.6 |
| 1959 | 10 | 0.29 | 0.38 | 6.8 |
| 1960 | 10 | 0.24 | 0.36 | 7.7 |
| 1961 | 8 | 0.34 | 0.35 | 1.6 |
| 1962 | 8 | 0.65 | 0.28 | 6.1 |
| '66 ~ '69 | 22 | 0.43 | 0.13 | 5.6 |

II. γ 日変化の分布

1957年~1964年の期間のMawsonの毎月のHarmonic Dialをplotすると表1図のようになる。周よりわかるようにMawsonの場合は大部分が(0h~2h), (4h~6h) β (2h~4h)に入っている。同じような分布はAlma-Ata 等にも見られる。この他の性質も含めて、Nagashima et al. の論文と比較検討した結果について述べる。

さらに、他の地点について解析した結果も含めて報告する予定である。

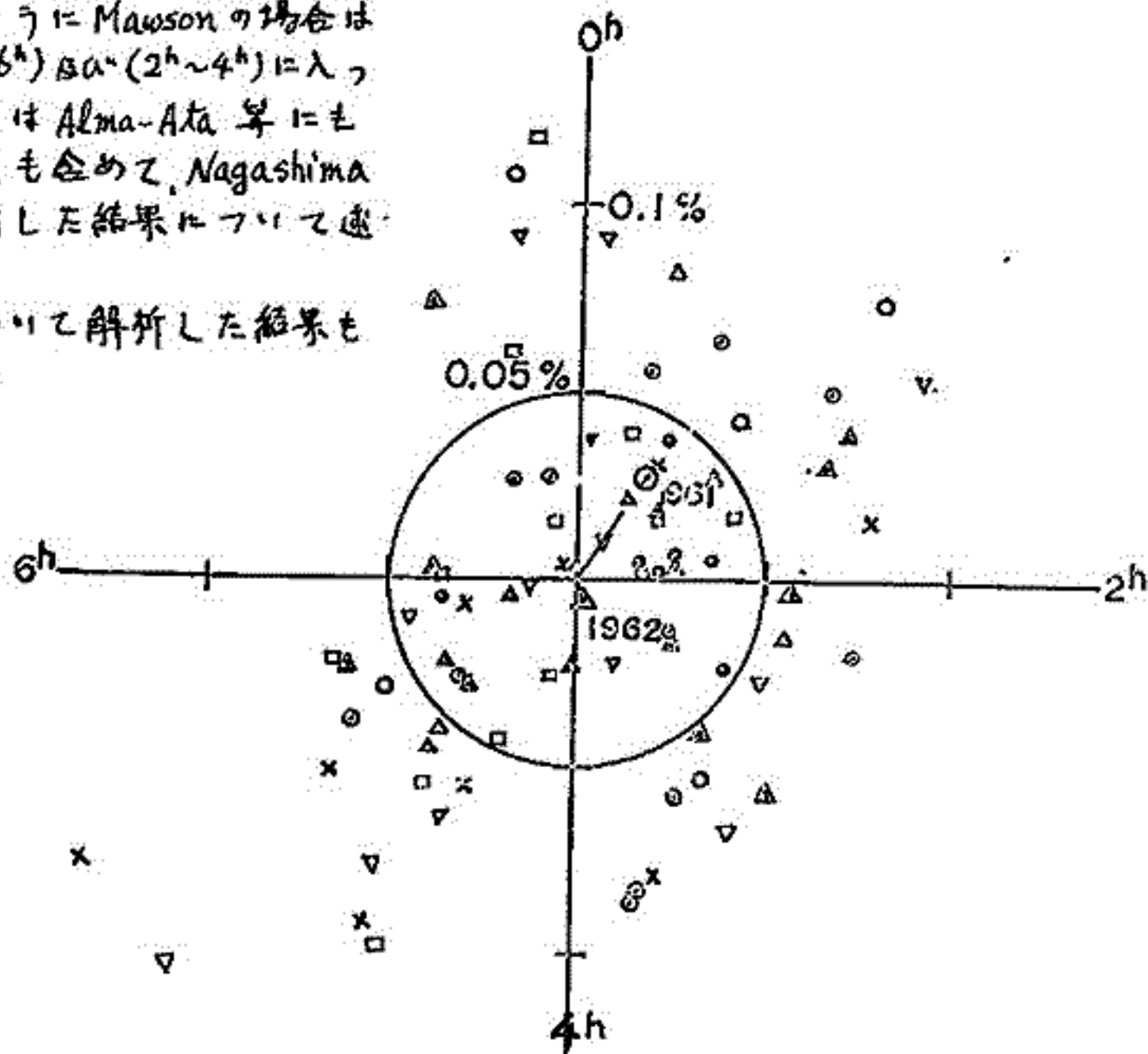


表 1 図

宇宙線強度の1/3日変化

森 寛 安江 新一
信大 理

一之瀬 匡興
信大 教養

我々は Deep River 中性子計のデータの解析から、少くとも 1962-1969 年之間、宇宙線強度の1/3日変化が観測され、従ってその「源」が空間的に定常的に存在するであろうことを示した¹⁾。これは既に長崎等²⁾の指摘によるものであるが、我々は更に解析を進め、特に宇宙線強度、1/3日変化が大気効果、磁(気圧効果)によっても説明が出来ることを示す。既に気圧補正された宇宙線計数と気圧の値の間には相関がある。又回復係数の値が小さく問題になることも、一方月平均値では宇宙線1/3日変化と気圧1/3日変化の値とは全く関係がないことを両者の季節変化に見た。今回は本稿は更に細かく各日の解析から、両者の関係を調べる。一方宇宙線1/3日変化は、藤井³⁾により議論されたモデル(Loss-cone モデル)によれば、宇宙線平均変化と密接に関連しており、理論的にも、空間に REFERENCE AXIS 例には惑星空間磁場方向(9HR 及び 21HR 方向)をとり、太陽方向への Loss-cone を仮定したとき、夫々の1/3日変化及び1/3日変化(Loss-coneの開口角の半分 χ_c によつて、一義的に得られる³⁾。Loss-cone モデルの見地からして、Deep River 及び CHACALTAJA のデータの、これをよく説明出来ることを示す。解析結果は現在の段階では、可成りよく説明出来るようである。

参考文献:

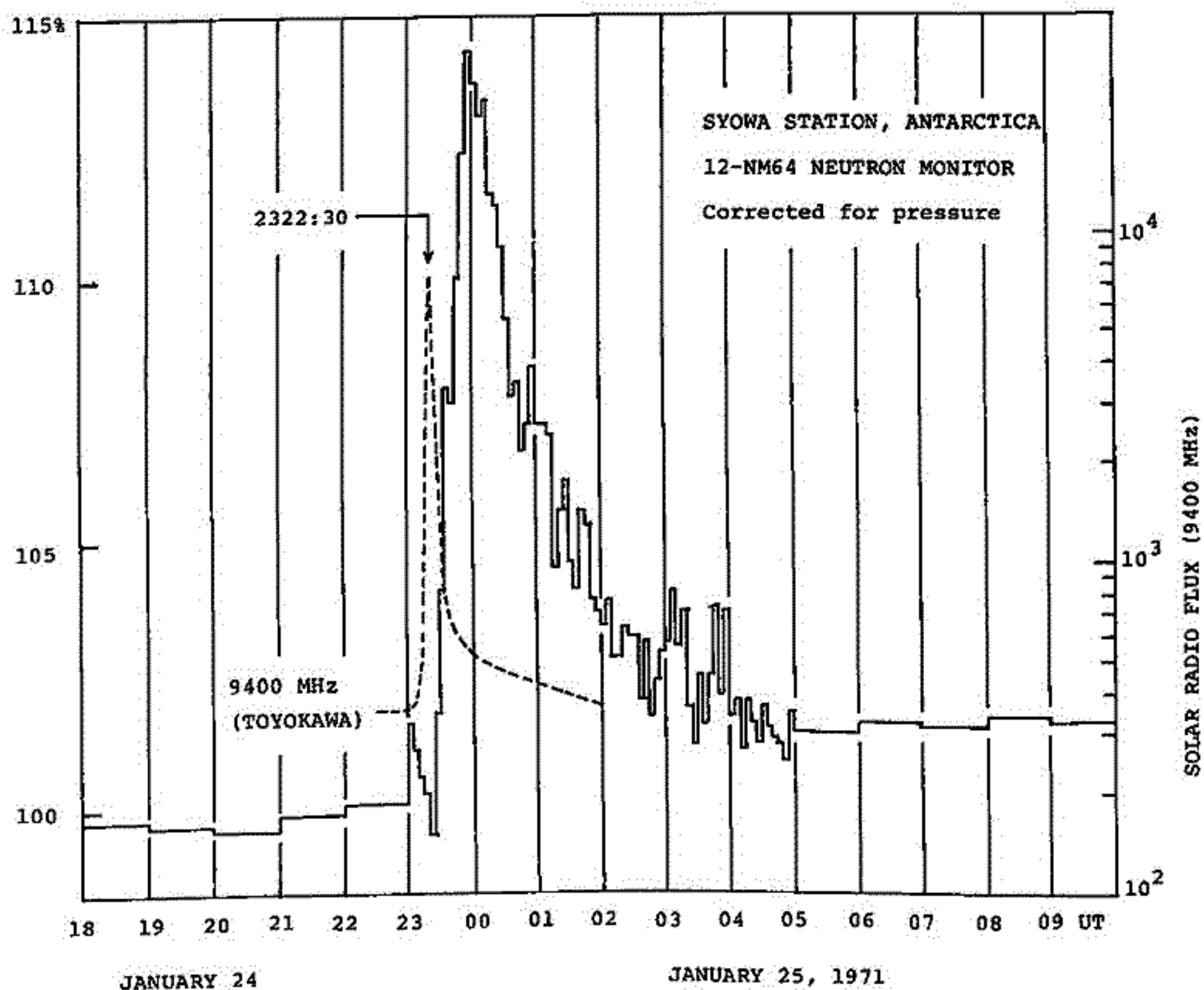
- 1) MORE ET AL., (1971) PREPRINT (SHANSHU UNIV.)
- 2) NAGASIMA ET AL., (1971) PREPRINT (NAGOYA UNIV.)
- 3) FUJII, (1971) PhD THESIS, NAGOYA UNIV.

Multiple Neutron Analysis of the Energetic Solar Cosmic Ray
Event of January 24-25, 1971

楠瀬昌考 小玉正弘
高知大文理 理化学研究所

現 solar cycle になつてから 5 回目の GV order 太陽宇宙線現象が、1971 年 1 月 24-25 日にかけて起つた。下図は南極昭和基地で、12-NM64 スーパーニュートロンモニターによつて観測されたこの異常増加の様子を示す。maximum intensity は $49,460/5 \text{ min}^{\text{カウント}}$ まで、約 14% の増加になる。ピークの時刻は同時に観測された太陽電波バーストのピーク時より約 30 分も遅れているので、この太陽宇宙線の地球への到達は impact 型ではなく diffusion 型であると思われる。

昭和基地のモニターは常時 neutron multiplicity 毎の event 強度を記録してゐるので、本異常増加現象中の multiplicity スペクトルや mean multiplicity の時間変化を追跡することができる。これらから今回の太陽宇宙線の物理的性質について言及し、過去 4 例と比較検討する。



藤井善次郎 小玉正弘
理化学研究所

宇宙線連続観測用の中性子モニター内で発生する多重中性子事象の多重度 m が 入射粒子のエネルギーと相関関係にあるため、中性子モニターにおいて 多重度別に頻度分布を測定することにより 一次宇宙線をエネルギー別に観測することが出来る。この為既存の中性子モニターに 多重度測定用回路を附加して測定した多くの報告がなされている。しかし積極的に多重度測定を意図した場合 定量的にどの程度有効であるのかという点に関しては 未だ確定的にされていない。この点の解明の為、東鞍山上において I.G.Y 型の中性子カウンター 22 本を用い 下記各種の実験をおこなひ 中性子モニターにおける多重中性子事象の基礎的特性を調べた。その結果について報告する。

1) モニターの Geometry ;

高い多重度事象に有効な中性子モニターの型を知る為、各種配置の中性子モニターを組み 基本的パラメーターである 多重度分布、平均多重度、二次中性子の mean life 等の測定を行った。

2) 高多重度事象の頻度分布 ;

1) で求めた effective な geometry を用い 高多重度の頻度分布を $m=27$ までに行ったり differential で測定した。これによると 多重度スペクトラムは 略 $m^{-2.45}$ の型をもつ。

3) 中性子モニター中の多重中性子事象に対する 大気中多重中性子の contamination ;

従来 多重度分布測定において問題とされてきた点として 実際に測定された多重事象における 空気中で発生した多重事象の background の割合があった。この点を明らかにする為、2つの中性子モニターで 多重中性子事象の decoherence をとり調べた。この結果によると、モニター外における多重事象の background は モニター内多重事象の 1% 以下である。

4) low density の Air Shower にともなう多重中性子事象 ;

$10^{12} \sim 10^{13}$ eV は modulation の研究上 重要な energy region である。この energy region の観測の為、名古屋ゲル-フによる中性子モニターでは うすい Air Shower の記録をおこなっている。このうすい Air Shower に伴なう多重中性子事象を調べた。これによると うすい Air Shower にともなう観測された多重中性子事象は Air Shower 頻度の 1% 以下である。

Three-dimensional Cosmic ray anisotropy in interplanetary space

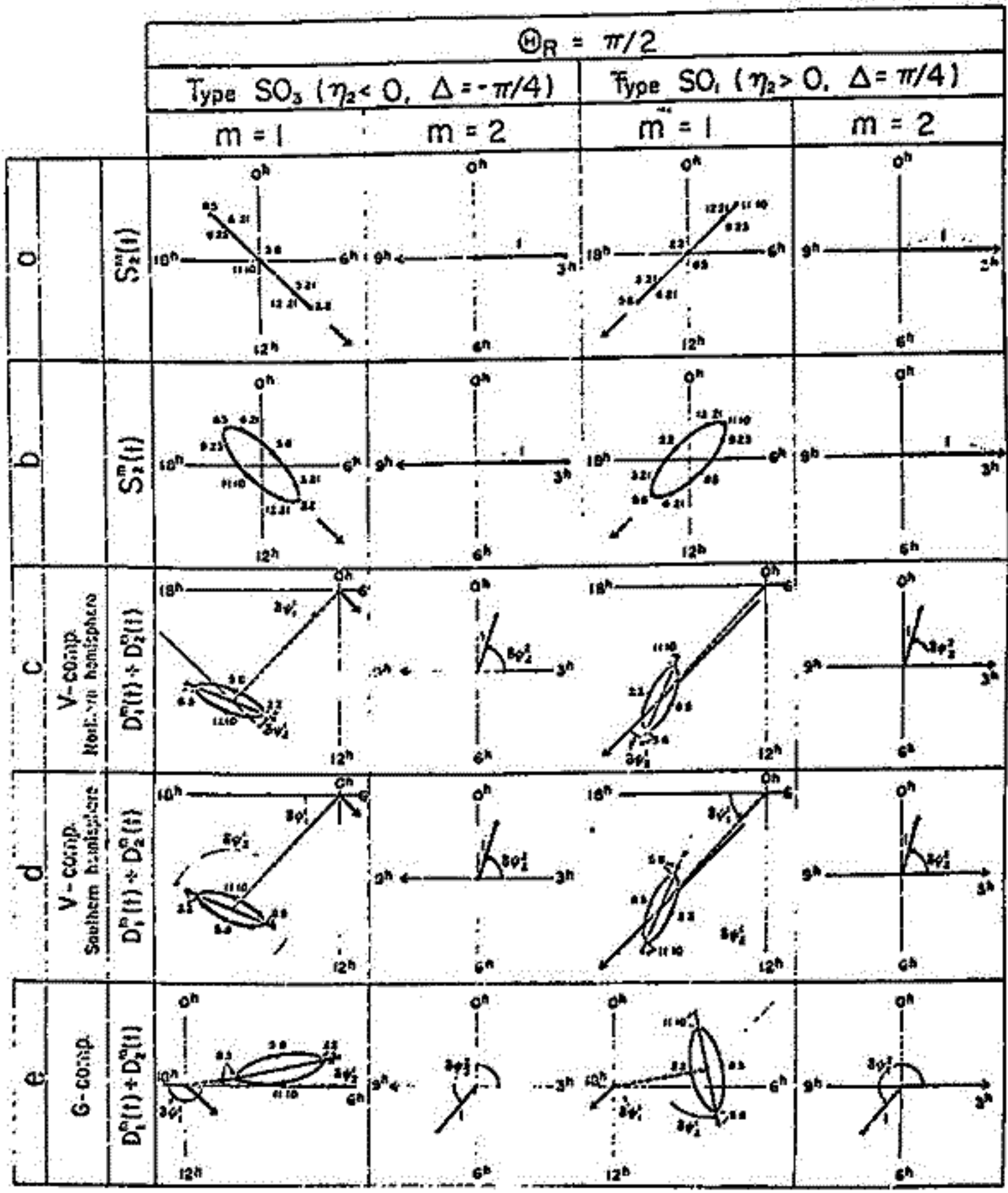
長島一男, 藤本和彦 * 藤井善次郎, 上野裕幸, 並橋一朗
 名大理, * 理研

惑星間空間における宇宙線の three-dimensional anisotropy を決定する analytical method が研究され概説される。この analytical method によれば, solar semi-diurnal anisotropy の origin を決定するためには, solar semi-diurnal variation と同時に "special" diurnal variation を観測する必要がある。

これまでに solar semi-diurnal variation の origin に関して, 大別して2つの仮説が提唱されている。

- 1). pitch angle distribution hypothesis
- 2). density gradient hypothesis

この analytical method に基づいて 乗較高精度中周子計の Data が解析され solar semi-diurnal variation の起源が研究された。その結果, 観測結果は図の Type SO₃ に相当し, これは強く pitch angle hypothesis を支持する。



pitch angle hypothesis を支持する。

Extensive Analysis of Three Dimensional Cosmic Ray Anisotropy in Interplanetary Space

長島一男
石大理

宇宙線3次元異方性の解析論文として Paper Part I-IV として述べた。以下より一般の場合を述べる。

$$\Sigma = \sum_{i=1}^I \omega_i^2 \left\{ (A_{i,ob.}^m - \sum_{n=1}^N A_{n,i}^m)^2 + (B_{i,ob.}^m - \sum_{n=1}^N B_{n,i}^m)^2 \right\} = \text{Min.} \quad \text{for given } m \quad (1)$$

i : station, $ob.$: observed value ω_i^m : weights

$$A_n^m = C_n^m x_n^m + A_n^m y_n^m \quad C_n^m, A_n^m: \text{coupling coefficients} \quad (2)$$

$$B_n^m = -A_n^m x_n^m + C_n^m y_n^m$$

$$x_n^m = \eta_n P_n^m(\theta_R) \cos m \alpha_R \quad \theta_R, \alpha_R: \text{direction of reference axis} \quad (3)$$

$$y_n^m = \eta_n P_n^m(\theta_R) \sin m \alpha_R$$

(1) 及び (2) 及び (3) の x_n^m, y_n^m (for given m) を球座標。方位角は (x_2^m, y_2^m) と (x_3^m, y_3^m) 及び $\rightarrow \eta_2, \theta_R, \alpha_R$ 球座標。(unknown 3件, 解析より求めたもの 4件!!)

Anisotropy of axis symmetry の球座標を仮定。以下の如き analysis を行。

$$\Sigma = \sum_{i=1}^I \sum_{n=1}^N \omega_i^2 \left\{ (A_{i,ob.}^m - \sum_{n=1}^N A_{n,i}^m)^2 + (B_{i,ob.}^m - \sum_{n=1}^N B_{n,i}^m)^2 \right\} = \text{Min} \quad (4)$$

x_n^m, y_n^m を球座標を3次元座標と見做す。座標 $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n, \theta_R, \alpha_R$ を球座標。 $\left[\begin{array}{c} N=3, M=3 \text{ 2次元} \\ \eta_1, \eta_2, \eta_3, \theta_R, \alpha_R \end{array} \right] \leftarrow \left[\begin{array}{c} x_1^m, y_1^m \\ x_2^m, y_2^m, x_3^m, y_3^m \\ x_3^m, y_3^m \end{array} \right]$ (5) (6)

A_n^m, B_n^m を $(\eta_1)_0, (\eta_2)_0, \dots, (\eta_n)_0, (\theta_R)_0, (\alpha_R)_0$ の周りで Taylor 展開し。その第一級近似とす。

$$A_n^m = (A_n^m)_0 + \frac{\partial A_n^m}{\partial \eta_1} \Big|_0 d\eta_1 + \frac{\partial A_n^m}{\partial \theta_R} \Big|_0 d\theta_R + \frac{\partial A_n^m}{\partial \alpha_R} \Big|_0 d\alpha_R \quad (5)$$

$$\Sigma = \sum_{i=1}^I \sum_{n=1}^N \omega_i^2 \left\{ \left[\left\{ A_{i,ob.}^m - \sum_{n=1}^N (A_n^m)_0 \right\} - \sum_{n=1}^N \frac{\partial A_n^m}{\partial \eta_1} d\eta_1 - \left(\sum_{n=1}^N \frac{\partial A_n^m}{\partial \theta_R} \right) d\theta_R - \left(\sum_{n=1}^N \frac{\partial A_n^m}{\partial \alpha_R} \right) d\alpha_R \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\sum_{n=1}^N \frac{\partial A_n^m}{\partial (\Delta \theta_R)} \right) d(\Delta \theta_R) - \left(\sum_{n=1}^N \frac{\partial A_n^m}{\partial (\Delta \alpha_R)} \right) d(\Delta \alpha_R) \right]^2 + \left[\left\{ B_{i,ob.}^m - \dots \right\} \right]^2 \right\} \quad (6)$$

$$\eta_1 = (\eta_1)_0 + d\eta_1, \quad \theta_R = (\theta_R)_0 + d\theta_R, \quad \alpha_R = (\alpha_R)_0 + d\alpha_R$$

Solar active region と宇宙線異方性について

和田 雅美, 奥谷 晶子
理化学研究所

World-wide な NM-64 data の逐日解析により得られた 1/2 および 1/3 日変化の例には, どれも Importance 2~3 の solar flare が対応していた (前回報告). この事実に基づき, "Quarterly Bulletin on Solar Activity" の list より, Importance 2 以上の solar flare を発生した active region (Ca-plage) を洗い出した. 1966 年から 1969 年までの毎年の数と, これら active region が可視半球を通過する間に発生した flare の数は次に示す Table の如くである.

| | 1966 | 1967 | 1968 | 1969 | |
|----------|---------------|------|------|------|-----|
| Ca-plage | 31 | 60 | 22 | 35 | |
| flare | Imp. ≥ 1 | 532 | 1007 | 605 | 742 |
| | Imp. 2 | 62 | 108 | 46 | 58 |
| | Imp. 3 | 3 | 12 | 4 | 5 |

適当な criterion を定めて, 特に active な plage を Table より選り, 宇宙線の強度変化, 1 日変化, 1/2 日変化, 1/3 日変化等との関係を統計的に調べた.

太陽緯度が 25° 前後より高い region に異常現象があっても宇宙線の強度変化 (Forbush Decrease) は起らないようなので, 両者の関連を調べるに当り各 plage の緯度を考慮に入れた. active region の平均緯度は 1966 年には 22° 位で, 25° 以上のものもいくつかあるが, 平均緯度は年毎に下って 1969 年には 14° 位になり, 25° 以上のものはほとんどない.

選んだ各 plage の C.M.P. を epoch として重ね合せて平均を計算した. その結果 flare は plage の C.M.P. の前後に平均して分布しているので, flare によるものは重複しにくい. plage の C.M.P. の前後各 13 日間 (1 solar rotation) の宇宙線変化が得られた. 傾向として, 1 日, 1/2 日および 1/3 日変化の報中は, C.M.P. の前 (太陽面の東側) では平均より低く, 後 (西側) では高い. 宇宙線強度変化は逆に前で平均より高く, 後で低いことなどが挙げられるが, これらを含めて得られた結果について報告する.

惑星間空間における二方向宇宙線非等方位の存在

北村正彦
気象研究所

宇宙線日変化現象に対するモデルとして、我々はこれを *bidirectional anisotropy model* について検討し宇宙線太陽日変化の諸特性、例えば中間子成分と電子成分の位相の差、地上と山上の違い、日変化の強度効果等を説明し、又、宇宙線日変化の22年変化の説明の可能性について指摘してきた。この様に *bidirectional anisotropy model* は我々の観測により、知られた宇宙線日変化現象の諸特性を説明するに都合がよいと認められた。

ところで二方向非等方位の中、 $2^h(L.T.)$ 方向の成分は *Heliosphere* 内に拡散により、浸透してきた銀河宇宙線が、*Heliosphere* 内の *Archimedian Spiral* 磁場に沿って形成された非等方位と考えられるが、 $8^h(L.T.)$ 方向の成分の存在機構は必ずしも明確ではない。本論文では、この成分は *Heliosphere* 内の宇宙線粒子が太陽風により、*momentum transfer* を受け、それにより形成されることを指摘する。

今、 $j_s(E)$ をエネルギー・スペクトルとし、 j_s 宇宙線粒子が太陽風による *momentum transfer* により、 ΔE だけエネルギーが増加した場合、それにより、起こる宇宙線強度の増加 $\Delta j_s(E)$ の割合を計算すると

$$\frac{\Delta j_s(E)}{j_s(E)} = \frac{j_s(E-\Delta E) \{1 + L(E-\Delta E) \cdot \Delta E\} - j_s(E)}{j_s(E)} \dots \dots \dots (1)$$

となる。ここで $j_s = k_s E^{-\gamma_s}$ とし、 $L(E-\Delta E) \approx \frac{2}{E}$ 、 $\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{V_p}{c}$ (V_p は太陽風の速度で、 c は光速) とあることを考慮し、 $\gamma_s = 2.5$ 、 $V_p = 2 \times 10^7$ m/sec とすれば $\Delta j_s(E)/j_s(E) \approx 0.27\%$ となり、これより解析より求めた値と一致する。

従って

$$\Delta j_s(E, \psi) = k j_s(E) (E_0/E)^m \cos(\psi - \phi) \dots \dots \dots (2)$$

を表現し、 $m=0$ とすれば、 $k \approx 0.27\%$ である。

(2)式は正に我々がこれまで示してきた 8^h 方向の非等方位であり、かつ k の値は強度効果から求めた値 ($k = 0.2 \sim 0.3\%$) と一致する。

即ち、これを *bidirectional anisotropy model* と考えた 8^h 方向の非等方位は、太陽風による *momentum transfer* を受けた宇宙線粒子が *Archimedian Spiral* 磁場に沿って運動することにより、形成されたものと考えられる。