

学会用

第48回講演会

講演予稿集

昭和45年11月4日～11月7日

於京都府勤労会館

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第48回総会並びに講演会プログラム

期日 昭和45年11月4日(水)・5日(木)・6日(金)・7日(土)

会場 京都府勤労会館(京都市中京区烏丸丸太町通下る)

電話(075)221-7821, 7822

日	時	9	9:30	10	11	12	12:30	13:30	14	15	16	16:30	17	18
11月4日 (水)	第1会場		中間圏・電離圏					中間圏・電離圏			運営委員会			
	第2会場		地磁気・地球内部					地磁気・地球内部						
11月5日 (木)	第1会場	中間圏・電離圏						極域現象			評議員会			
	第2会場		岩石磁気					岩石磁気						
11月6日 (金)	第1会場	磁気圏プラズマ						特別講演・総会			懇親会			
	第2会場	観測方法						X						
11月7日 (土)	第1会場	磁気圏プラズマ						太陽風						
	第2会場		宇宙線					電波伝播・大気電気						

第1日 11月4日(水)

中間圏・電離圏 於 第1会場(10:00-12:30)

開会の辞

- 1-1 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 (10分)
- 1-2 広野求和・内野修・牧野行雄(九大理)上層大気成分観測に用いるDye Laserの特性(1) (15分)
- 1-3 上山弘・有賀規(東北大理)レーザーレーダー試験観測 (15分)
- 1-4 上山弘(東北大理)市川敏朗(岐阜大教養)上層大気分光観測 (15分)

- 1-5 渡谷邦彦(鳥取大)Xe+O₂放電によるOI λ 5577の発光 (12分)
- 1-6 小川利紘・渡辺隆(東大理)中間紫外線アルベド-球面大気の場合 (15分)
- 1-7 岩坂泰信(東大理)100 Km領域の熱構造について (10分)
- 1-8 岩坂泰信(東大理)100 Km領域の大気組成と対流(鉛直方向)によるO, O₂の輸送 (10分)
- 1-9 石嶺剛(電波研)流星風について (15分)
- 1-10 石嶺剛(電波研)アンペヤカの大気潮汐に及ぼす効果について (15分)

地磁気・地球内部 於 第2会場(10:00-12:30)

- 2-1 藤田尚美・田島稔(国土地理院)海底磁力計(I) (10分)
- 2-2 加藤愛雄・青山巖・遠山文雄(東海大工)バルーンによる地磁気測定 (10分)
- 2-3 水野浩雄(国土地理院)一等磁気測量の資料による地磁気変化量分布について (15分)
- 2-4 本蔵義守(東大地震研)三宅島における地磁気変化異常(2) (15分)
- 2-5 本蔵義守(東大地震研)三宅島における地磁気変化異常(3) (15分)
- 2-6 前田坦・鈴木亮(京大理)住友則彦(京大教養)瑞穂町(京都府)における地磁気観測について (8分)
- 2-7 荒木健・大久保謙二(地磁気観測所)女満別, 鹿屋における地磁気日変化について (10分)

中間圏・電離圏 於 第1会場(13:30-17:00)

- 1-11 前田憲一(京大工)E層下部の電子密度分布に関する考察 (15分)
- 1-12 平尾邦雄・小山孝一郎(東大宇宙研)下部電離層の電子温度について (15分)
- 1-13 藤原玄夫・広野求和(九大理)Es Wind Shear理論における金属イオンの役割に対する考察 (15分)
- 1-14 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 (15分)
- 1-15 藤高和信(東大理)夜間E-F中間層の生成について (10分)
- 1-16 北村泰一(九大理)電離層内の長周期振動 (15分)
- 1-17 三浦輝夫・並川富一(阪市大理)台風による内部重力波の励起と地磁気変化 (15分)
- 1-18 深尾昌一郎・加藤進(京大工)Ionosphere Perturbed by Gravity Wave —— Numerical Experiment —— (15分)
- 1-19 村田宏雄(岐阜大工)電離層ダイナモ理論 II β-plane (15分)
- 1-20 加藤進(京大工)Ion Cloudの運動 (15分)
- 1-21 前田坦(京大理)電離層における中性・電離大気の運動(1) (15分)
- 1-22 前田坦(京大理)電離層非周期風による電流系(2) (10分)

地磁気・地球内部 於 第2会場(13:30-16:00)

- 2-8 太田柁次郎(京大教養)夜間Sq変化について (10分)
- 2-9 西田泰典(北大理)北海道における地磁気短周期変化(II) (10分)
- 2-10 加藤愛雄・瀬戸正弘・早坂孝(東北工大)東海地方のCA観測 (10分)

- 2-11 宮腰潤一郎(鳥取大教養)安原通博(京都教育大)住友則彦(京大教養)鈴木亮(京大理)鳥取砂丘における地電流観測について (15分)
- 2-12 柳原一夫(地磁気観測所)関東地方における地表電流と電場磁場 (15分)
- 2-13 白木正規・柳原一夫(地磁気観測所)地電流の局所のおよび局地的異常について (15分)
- 2-14 福島直・富田宏・飯島健(東大理)地磁気鉛直成分変動を考慮したsfe電流系 (15分)
- 2-15 藤井尚美・井内登(国土地理院)ランダムに分布した磁気双極子による全磁力分布 (10分)
- 2-16 行武毅(東大地震研)地球磁場の停滞性磁場と移動性磁場(続報) (15分)
- 2-17 宇野栄(東大理)力武常次(東大地震研)Bullard Gellman LilleyのDynamo Modelの非定常解 (10分)

第 2 日 11月5日(木)

中間圏・電離圏 於 第1会場(9:00-12:30)

- 1-23 福島直・上出洋介(東大理)Equatorial electrojet return currentの拵がり (10分)
- 1-24 白木正規(地磁気観測所)地磁気日変化のスペクトル構造 (15分)
- 1-25 米沢利之(電波研)電離層における半年変化 (15分)
- 1-26 松浦延夫・北條尚志・西崎良・永山幹敏・中村義勝(電波研)上部電離層の磁力線に沿った構造 (15分)
- 1-27 西崎良・松浦延夫・永山幹敏(電波研)Alouette-IIによるDucted Echoes (15分)
- 1-28 西崎良・永山幹敏(電波研)衛星と地上からの観測による f_oF_2 の比較 (15分)
- 1-29 中田美明・菅官夫・合敏垣礼子・加藤仲夏・吉田忠彦(電波研)磁気嵐時の中緯度における N_T の変化 (15分)
- 1-30 中村純二・松岡猛(東大教養)加藤進(京大工)大地登(岐阜大教養)K-8-16号機による風の観測 (15分)
- 1-31 加藤進・麻生武彦(京大工)江尻全機(東大宇宙研)K-8-16号機によるインピーダンスプローブの実験の結果 (10分)
- 1-32 江尻全機(東大宇宙研)麻生武彦・横堀進義(京大工)L-3H-5号機によるインピーダンスプローブの実験 (15分)
- 1-33 倉橋克典(名大空電研)超音速で電離層内を動く物体によるプラズマ波動の励起 (15分)
- 1-34 佐藤哲也(京大理)松田美之(スタンフォード大)小川忠彦(京大工)弱電離プラズマ中の波動の非線形数値解析-I (15分)

岩石磁気 於 第2会場(9:30-12:30)

- 2-18 新妻信明・木村勝弘・酒井豊三郎(東北大理)銚子周辺の地磁気層位 (15分)
- 2-19 浅海英三・時枝克安(島根大文理)有田・唐津窯および山陰安来の窯の考古地磁気について (10分)
- 2-20 堂面春雄(山口大教育)第四紀火山灰層の磁化(IV) (10分)
- 2-21 青木豊(東大理)火山灰の帯磁機構(II) (10分)
- 2-22 百瀬寛一(信州大理)火山灰中の強磁性鉱物の磁氣的性質 (10分)
- 2-23 村上敬助・乗富一雄・鈴木正明(秋田大鉱山)秋田県男鹿半島の火山岩の磁気 (15分)

- 2-24 笹嶋貞雄・西田潤一(京大理)アルカリ玄武岩のP-N-typeの磁化について (15分)
- 2-25 伊藤清明(島根大文理)M.Fuller(ピッツバーグ大)地球磁場の反転機構について (15分)
- 2-26 木下肇・河野長・青木豊(東大理)インド・デカン高原の古地磁気学(2) NRMとその安定性 (15分)
- 2-27 伊藤清明・時枝克安(島根大文理)Paleogene Graniteの古地磁気(I) (10分)
- 2-28 野村哲(郡馬大教養)岐阜県下呂町付近に分布する濃飛流紋岩の磁化 (15分)
- 2-29 西田潤一・笹嶋貞雄(京大理)和歌山県下の二畳系に属する玄武岩の古地磁気 (10分)

極域現象 於 第1会場 (13:30—17:00)

- 1-35 平沢威男・等松隆夫・永田武(東大理)川口貞男(極地センター)平尾邦雄(東大宇宙研)昭和基地に於けるロケット発射実験及び観測結果 (15分)
- 1-36 平沢威男(東大理)極光からみた極磁気嵐(II) (15分)
- 1-37 金田榮祐(東大理)極冠に於けるオーロラの変動特性 (15分)
- 1-38 林幹治(東大理)VLF emission sub-storm aurora chorus (10分)
- 1-39 林幹治(東大理)SSC, Siの際のpolar chorusのdynamic spectrum (10分)
- 1-40 林幹治(東大理)JARE 10における極光観測より (10分)
- 1-41 国分征・平沢威男(東大理)VLF emission substorm (auroral hiss) (15分)
- 1-42 柴田喬・奥沢隆志(電気通信大)OGO-1 データーによるVLFエミッションについて (10分)
- 1-43 桑島正幸・森岡昭・斎藤尚生(東北大理)地磁気変動と降下粒子 (12分)
- 1-44 恩藤忠典(電波研)高緯度SIについて (15分)
- 1-45 上出洋介(東大理)Field-aligned currentによる磁場分布 (13分)
- 1-46 上出洋介・福島直(東大理)午後側におけるPolar magnetic substormの空間的構造と時間的特性 (15分)
- 1-47 飯島健(東大理)Magnetospheric substorm (Tail-field disturbance) (10分)

岩石磁気 於 第2会場 (13:30—16:30)

- 2-30 小林和男・北沢一宏(東大海洋研)太平洋底堆積物の古地磁気 (15分)
- 2-31 北沢一宏・小林和男(東大海洋研)海洋底岩石の磁性 (10分)
- 2-32 北沢一宏(東大海洋研)海底マンガン鉱物の物性(II) (10分)
- 2-33 兼岡一郎・小嶋稔(東大理)大洋底よりドレッジされた岩石のK-Ar年代について (15分)
- 2-34 小嶋稔・座主繁男(東大理)上野直子(東洋大文)海山玄武岩のK/Rb, Sr アイソトープ比 (15分)
- 2-35 永田武(東大理)F.C.Schwerer(U.S.Steel, Research Center) アポロ12号月岩石及細砂の磁氣的性質 (15分)
- 2-36 永田武(東大理)アポロ月岩石の圧磁気効果 (12分)

- 2-37 永田武(東大理)月角礫岩残留磁気の特異性 (15分)
- 2-38 川井直人(阪大基礎工)極移動の原因について (15分)

第 3 日 11月6日(金)

磁気圏プラズマ 於 第1会場(9:00-12:30)

- 1-48 前川紘一郎(京都教育大理)前田坦(京大理)極域電離層電流-数値実験I (12分)
- 1-49 小川忠彦(京大工)佐藤哲也(京大理)多重オーロラ・アークの生成(II) (15分)
- 1-50 田辺弘道・武井恵雄・桜井亨(東北大大理)DP2場とPolar Substorm (15分)
- 1-51 並川富一(阪市大理)高温プラズマと地磁気脈動 (15分)
- 1-52 桜井亨・斎藤尚生・森岡昭(東北大大理)Pc1型地磁気脈動の低緯度伝播特性 (15分)
- 1-53 福島直・佐々木克己・平沢威男(東大理)地磁気脈動pi2のスペクトラム (15分)
- 1-54 宮崎光旗・国分征(東大理)太陽最盛期におけるPc脈動 (15分)
- 1-55 三浦輝夫(阪市大理)極プラズマ風の温度異方性と微視的不安定 (15分)
- 1-56 渋谷仙吉(山形大理)磁気中性面における磁場勾配の加速への影響 (15分)
- 1-57 上田稔・深尾昌一郎・津田孝夫(京大工)磁力線のリコネクション (15分)
- 1-58 塩見正・深尾昌一郎・津田孝夫(京大工)Convective Motion of Non-Interacting Charged Particles in the Earth's Magnetosphere. (15分)

観測方法 於 第2会場(9:00-12:30)

- 2-39 北村泰一・大道寓男(九大理)SQUID 磁力計の基礎実験(II) (15分)
- 2-40 竹屋芳夫・奥本隆昭・南繁行(阪市大工)正荷電粒子流の測定 (15分)
- 2-41 畚野信義(電波研)前田浩五郎(電子総合技研)伊藤富造(東大宇宙研)中性分子測定用質量分析器(II) (10分)
- 2-42 中村良治・伊藤富造(東大宇宙研)スペースチェンバー中の電子波伝播 (15分)
- 2-43 平尾邦雄・田中高史(東大宇宙研)下部電離層における荷電粒子の捕捉 (10分)
- 2-44 向井利典・松村正三・平尾邦雄(東大宇宙研)低エネルギー電子スペクトロメータ (15分)
- 2-45 平尾邦雄・三留重夫(東大宇宙研)宮崎茂・森弘隆(電波研)スペースチェンバーによるFaraday Cupの基礎実験 (15分)
- 2-46 江尻全機(東大宇宙研)麻生武彦・横堀進義(京大工)プラズマ中のアンテナ相互インピーダンス (15分)
- 2-47 斎藤尚生・森岡昭・桑島正幸(東北大大理)High Speed Spectrum Analyzer(HISSA)について (10分)
- 2-48 松本治弥(神戸大工)L-3H-5号機による荷電粒子観測結果(速報) (10分)
- 2-49 松本治弥(神戸大工)試作増倍管計数効率のX線波長感度特性 (15分)

総会および特別講演 於 第1会場(13:30-17:00)

懇親会 於 楽友会館(18:00-20:00)

第 4 日 11月7日(土)

磁気圏プラズマ 於 第1会場 (9:00—12:30)

- 1-59 武井恵雄(東北大理)磁気圏の構造と対流 (15分)
- 1-60 玉尾 孜(東大理) Induced and Polarization Electric Fields Associated
Inward Penetration of the Tail Plasma Sheet (II) (15分)
- 1-61 南部充宏(東大理)弱く乱れたプラズマのスペクトラムについて (15分)
- 1-62 南部充宏(東大理)弱く乱れたプラズマ中の粒子の軌道について (15分)
- 1-63 南部充宏(東大理)プラズマの異常輸送について (10分)
- 1-64 坂井純一(名大プラズマ研)地球磁気圏尾の電磁流体波動 (15分)
- 1-65 恩藤忠典・相京和弘(電波研)Plasmapause の電波伝播に及ぼす影響 (15分)
- 1-66 西田篤弘・鶴田浩一郎(東大宇宙研)磁気圏尾部の構造 (15分)
- 1-67 河島信樹・大藪修義(東大宇宙研)Neutral Sheet のModel実験 (15分)
- 1-68 木村磐根(京大工)Cerenkov Instability in Whistler Mode (15分)
- 1-69 荒木徹(京大工)不均一プラズマ中でのnon-reciprocal な波動伝播 (15分)

宇宙線 於 第2会場 (9:30—12:00)

- 2-50 北村正並(気象研)宇宙線日変化の22年変化 (15分)
- 2-51 須田友重(気象研)極地域の宇宙線日変化 (10分)
- 2-52 藤本和彦(名大理) The calculation of the coupling coefficient for the
analysis of the cosmic ray daily variation at Mt.Norikura multi-
directional meson telescope (15分)
- 2-53 和田雅美・奥谷晶子(理化学研)宇宙線異方性の逐日解析 (15分)
- 2-54 石田喜雄・菅野常吉(福島大教育)斎藤俊子(福島医大物理)宇宙線日変化と太
陽活動について(II) (15分)
- 2-55 森覚・安江新一(信州大理)一之瀬匡興(信州大教養)宇宙線強度の日変化の解析 (15分)
- 2-56 一之瀬匡興(信州大教養)森覚・安江新一・鷺坂修二(信州大理)地下30m.w.e
における宇宙線の強度変化 (15分)

太陽風 於 第1会場 (13:30—17:00)

- 1-70 永田武・河野長(東大理)太陽風と月との電磁相互作用及び月岩石の電気伝導度 (15分)
- 1-71 広瀬徹(名大理)太陽活動静穏期における太陽風 (15分)
- 1-72 竹之下裕五郎(電波研平磯支所)Pioneer 6,7 および Vela 衛星における太陽風
速の相互関係 (15分)
- 1-73 山下喜弘・山口又新(地磁気観測所)中緯度に於ける地磁気 SI と太陽風不連続 (10分)
- 1-74 柿沼隆清・渡辺堯・鷺見治一・小島正宜(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 (15分)
- 1-75 柿沼隆清・鷺見治一・渡辺堯・小島正宜(名大空電研)電波星シンチレーション
による太陽風の解析 (15分)

- 1-76 羽倉幸雄(電波研)太陽プロトンのS成分とバースト—1966年6月のプロトン現象— (15分)
- 1-77 亙理宣夫・上山弘(東北大理)定常状態における磁場とプラズマ流との境界に関するself-consistentな解 (15分)
- 1-78 国分征(東大理)磁気嵐と惑星間磁場変動 (15分)
- 1-79 前田力雄(電波研平磯支所)地磁気の27日周期成分について(II) (15分)
- 1-80 A.Loveless(ブリティッシュコロンビア大)馬淵久夫・小嶋稔(東大理)
R.D.Russel(ブリティッシュコロンビア大)柳田昭平(東大理) Gd アイソトープに基いた原始太陽系についての一考察 (15分)

電波伝播・大気電気 於 第2会場 (13:00—17:00)

- 2-57 筒井稔・小川徹(京大工)HFドップラーによるTID観測 (15分)
- 2-58 中村義勝(電波研)上部電離層でのRay Tracing (15分)
- 2-59 田中義人(名大空電研)VLFヒスの偏波,入射角について (15分)
- 2-60 荒木徹(京大工)ホイッスラー波の電離層入射—ダクトによらないエネルギー集中の一機構— (15分)
- 2-61 鶴田浩一郎(東大宇宙研)ホイッスラー波の電離層通過 (15分)
- 2-62 梶靖夫・奥沢隆志・芳野尠夫・上滝実(電通大)菅平に於けるホイッスラー空電観測 (10分)
- 2-63 奥沢隆志・芳野尠夫・山中馨(電通大)磁気嵐とホイッスラー伝播 (10分)
- 2-64 鎌田哲夫(名大空電研)電離層内における短波帯電波の伝播実験結果 (15分)
- 2-65 橋詰庄一郎・徳田八郎衛・田中敬史(防衛技研)Multi-frequency Backscatterによる電離層の観測(2) (15分)
- 2-66 山下亨子(名大空電研)S.I.D時におけるVLF局電波の位相変化 (10分)
- 2-67 田中良和・小川俊雄(京大理)シューマンレゾナンスと雷活動度について (15分)
- 2-68 小川俊雄(京大理)超高層大気現象と大気電場 (15分)
- 2-69 芳野尠夫(電通大)極地氷冠上の電波反射 (15分)
- 2-70 宮武貞夫・松本紘・木村磐根(京大工)Three wave processによるIon音波の励起 (15分)

閉会の辞

第 1 会 場

講演番号 1-1~1-80

赤外夜光の観測

早川幸男, 伊藤浩式, 松本敏雄, 西村徹郎, 小野忠良
名大理

観測ロケットK-10-4に搭載した赤外線観測装置による大気光の観測結果を報告する。図1に示す観測装置を光軸がロケット軸に垂直になるように搭載した。入射光は球面鏡でPbS検知器に集められる。検知器の前に5種類のフィルター及び標準光源を2秒おきに置きかえ、可視部から波長 2.5μ までのスペクトルをとった。フィルターの透過波長領域及び各領域における感度を表1に示した。装置の詳細及び黄道光観測結果の概要はSpace Research X に発表してある。ロケットは1969年1月14日 1900JSTに発射された。この時の太陽の天頂角は 108° であった。観測は高さ60 Kmから始まり、1スピン周期に2回強いピークを得た。図2に示すように、ピーク間隔および高さはロケット高度と共に徐々に変化する。これより発光層の中心高度80 Km, 層の厚さ約10 Kmが得られた。図2にはこのような発光層から期待されるスピン角と強度の計算結果と実験値と比較してある。この観測結果から導いた夜光のスペクトルを図3に示す。スペクトルは太陽からの離角に弱く依存する。ロケットが僅かに($\text{cone half angle} = 1.5^\circ$) プレセッションしたため、太陽からの離角の異なる場所を見た。図2で西方のピークの高さが変化しているのはこのためである。これは日没後発光が数十分の半減期で弱くなることを示す。これに比べて東方のピークはほとんど変化せず、夜中の定常値を表わす。以上の観測結果異に基き、赤外夜光の発光並びに消滅について論ずる。

フィルター名	有効波長	波長巾(FWHM)
V	0.52μ	0.24μ
J	1.23	0.27
H	1.57	0.40
K	2.16	0.47
IR	> 1.0	

(表1)

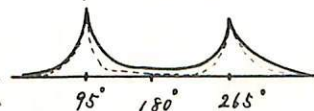
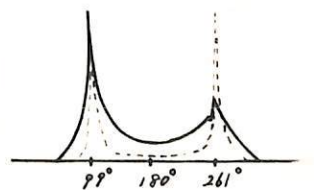
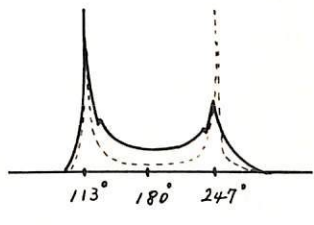


Fig. 2

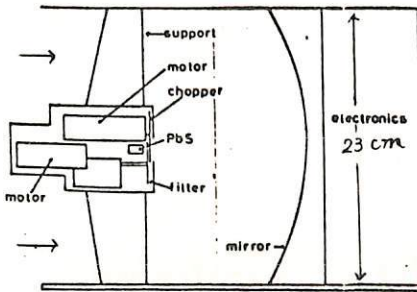


Fig. 1. Schematic diagram of the telescope system.

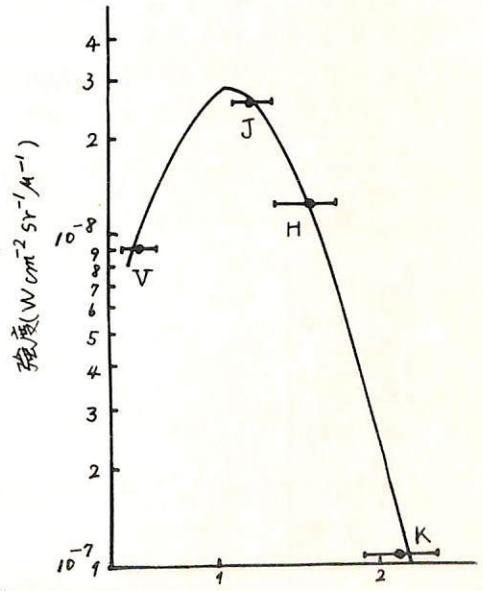


Fig. 3

Wave length (μ)

広野求和 内野修 牧野行雄

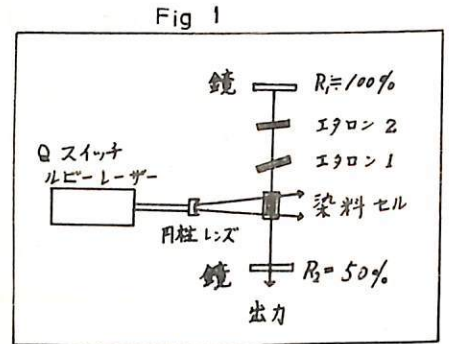
九大理

上層大気成分をレーザ・レーダによって観測する際、地表から30kmの高さ近にあるエアロゾルの Mie 散乱が重要な障害になる。それで二波長 λ_1, λ_2 で同時に観測を行ない、 λ_1 は例えば O_2 のAバンドの吸収をうけ、 λ_2 はそのような吸収をうけないようにすると、受信した信号の中からエアロゾルと他の大気成分の分子や原子からの後方散乱光を区別し合分けることができる、という可能性が前回の講演で述べられた。Dye Laser を用いてこの二波長を作ることが企てられ、若干の実験結果が得られたので報告する。Dyeとしては、3,3'-Dimethyl-2,2'-Oxatricarbocyanine iodide を用い、これを Dimethyl sulfoxide に溶かし濃度を種々変えて波長の変化を調べた。Optical pumping のためには水冷式 Ruby laser を用いた。この特性は、2 f/1 pulse, パルスの時間幅は約40ns であり、尖頭出力約50MW、パルス繰り返しは1 pulse/5s の程度である。

(Fig 1 参照) Dye solution の両側に反射鏡を置き、その反射率を $R_1 = 100\%$, $R_2 = 50\%$ としたときには、発振波長は約200Åの幅をもち、その中心波長は濃度とともに Fig 2 のように変化する。この波長幅は現在の目的のためには広すぎるので、エタロン板を共振器中に挿入して狭帯域化をおこなった。エタロン板の間隔としては、 $d_1 = 20mm$, $d_2 = 0.15mm$ を用いた。その結果 d_1 のとき発振波長幅は14Å, d_2 のときには8Å, 両方同時に用いたときは3Åの程度に窄った。

Fig 3 は d_1 を用いて、光軸からの回転角によって発振波長が如何に変化するかを示したもので、図中二本の曲線は、発振が同時に3本おこなっていることを意味する。

Dye laser 装置の製作については、工学部電気工学教室の宮副泰、前田三男両氏に御教示をいただいたことを深く感謝する。



DYE LASER 装置

Fig 2

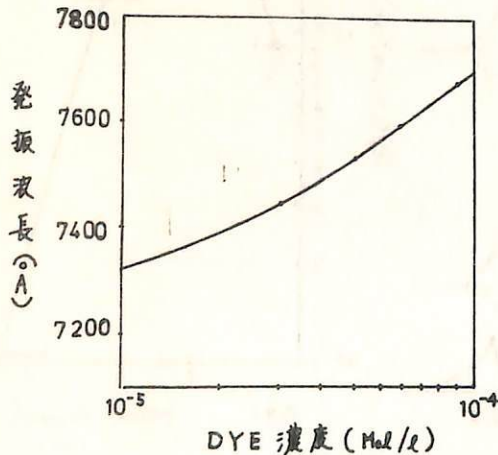
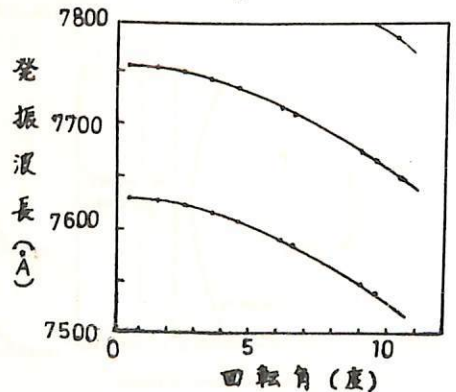


Fig 3



レーザーレーダー試験観測

上山弘, 有賀規 (東北大・理学部)

(I) まえがき

光散乱への応用としてのレーザーレーダーは, MITのFiocco等(1963, Nature)が最初に実験して以来, 英国のRadio and Space Research Station 地数ヶ所で超高層の観測に成功している。又気象学的応用は, Stanford Research Institute によりおこなわれてきた。我々はレーザーレーダーを用いた超高層の観測の検討を, 従来行われてきた Rayleigh-Mie 散乱の他に, Raman 散乱, 共鳴散乱方式について行って来た。既に, Raman 散乱方式については, 地上での大気汚染分子の検出を行うことができた。最近, 蔵王山麓に新たにレーザーレーダー装置を設置したので, その試験観測の結果を報告する。

(II) 実験装置

Fig. 1. Table 1 に Rayleigh-Mie 散乱方式のレーザーの構成図及び動作特性を示す。光源は Q-スイッチを用いたニオブ酸リチウム・ルビーレーザーである。受信系は光子計数方式と A-スコア方式を併用している。送信系と受信系は光学的, 電気的雑音を少なくするために約 15m 離してある。

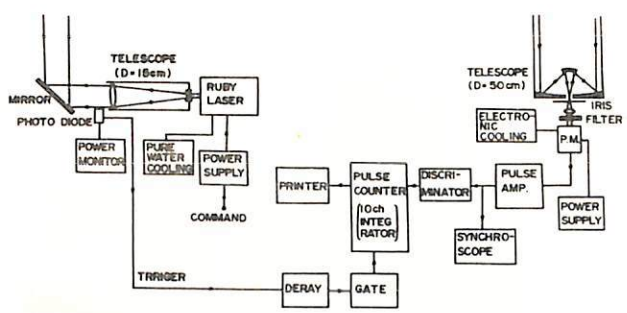


Fig 1

Table 1

Transmitter	
Laser	Q-Switched Ruby Laser
Max. Output Energy	$\lambda = 6943 \text{ \AA}$ > 5 Joule / shot
Pulse Length	< 1 μ sec
Beam Divergence	< 1 m rad
Receiver	
Telescope	D = 50cm Cassegrain
Field of View	< 5 m rad
Filter Band width	30 \AA
Gate width	33 μ sec, 66 μ sec
Counter	10 channel

(III) 信号及び雑音強度

Fig. 2, 100 shots, 1000 shots の場合の超高層大気からの Rayleigh 散乱による期待値とカウント数及び S/N 比を示した。S/N = 3 とデータの信頼限度とすると, 100 回打てば約 80 km までの純粋の空気に Rayleigh 散乱光が検出できる。夜光雲等による Mie 散乱がなければその検出は容易である。

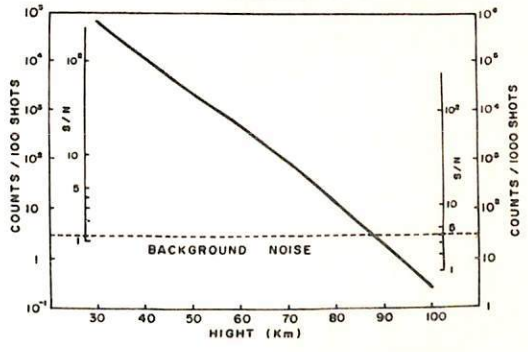


Fig 2

(IV) おまじ

現在 Rayleigh-Mie 散乱, Raman 散乱, 共鳴散乱の実験を併せて行っているが, 今回は主に Rayleigh-Mie 散乱の実験結果を報告する。

上層大気分光観測

上山 弘
東北大理

市川敏朗
岐阜大教養

今までに多くの *Twilight* 及び夜光の分光観測の結果が発表されているが、Bradfoot 等は格子分光器と、メモリー方式による光子計数器を組み合わせて観測し、興味ある結果を発表している。それによると、 N_2 3914 Å の *Twilight* に関しては Saskatoon と Kitt Peak の観測でほぼ完全にその様子が説明されているが、その他の上層大気の微量成分の観測は、アルカリ金属をのぞいては、まだあまり十分とはいえない。

原子輝線の測定にはファブリーペロの分光器が最も適しているが、分子 Band に関しては、格子分光器による上記の方式が適している。

今回主として、*Twilight* 時における上層大気の散乱の様子を知る目的で、格子分光器と光子計数方式による分光測光器を組み立て東北大学の遠刈田観測所で、8月から10月にかけて予備的な観測を行ったので、その測光器のあらましと結果の一部を速報的に報告する。

分光器はツェル＝ターナーマウント、シングルビームの格子分光器で、格子は 1200 lines/mm 、巾 6 mm 、ブレース波長 500 nm のものを用い、空の像を焦点距離 100 mm の凸レンズで、 15 mm の入射スリット面上に結ばせ、スリットの高の方向が太陽の方位とほぼ垂直になるようにして、天頂方向の観測を行った。

Xe + O₂ 放電による OI $\lambda 5577$ の発光

渡谷 邦彦
鳥取大 教育 物理

Xeグロー放電管内に微量の O₂ ガスを混入して、OI $\lambda 5577$ を強く発励しえたので報告する。すでに A + O₂ 放電による OI $\lambda 5577$ の発励機構について報告してある¹⁾。これと同様な目的および方法により、今回の実験による発励条件を考察し、できればその発励機構を提案したい。

実験：放電管 (Pyrex ガラス) L. 700 mm, D. 40 mm V. 約 3500 cc (L. 600 mm, D. 70 mm, V. 約 9800 cc)

電極 Al (L. 30 mm, D. 18 mm)

電源 15,000 V, 60 mA (10,000 V, 80 mA) 交流間欠 (1 秒断, 2 秒発) 放電

分光器 (定偏角ガラスプリズム) 線分散度 75 Å/mm (5600 Å)

結果：1) $\lambda 5577$ の発励に適する O₂ の混合率は 5 ~ 40% の範囲である。

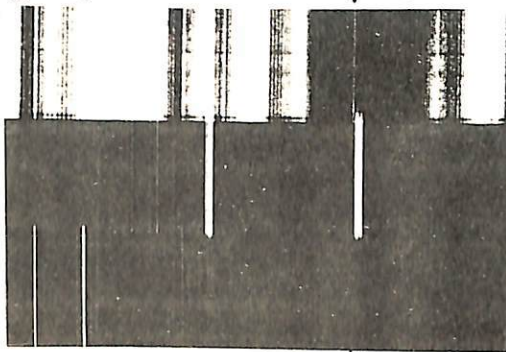
2) $\lambda 5577$ の発光強度が特に強い条件では、Xe(³P₂) に遷移する Xe 線の強度は、他の Xe 線に比べて弱い。

3) 黄色グローを発光する条件では、 $\lambda 5577$ の強度は特に強い。

4) A + O₂ 放電による $\lambda 5577$ の発励条件とは異なる。

O₂ の光分解による O(¹S) の生成でも、O₂ の混合率が 10% 程度のとき N/N 比が特に良くなる報告²⁾ もあるし、実測関係では O₂(²g) が D₁ での主要な源と考えられ³⁾、その寿命も 36

第1図



全圧 0.7 Torr.

a. O₂ 9%
3000 V, 45'

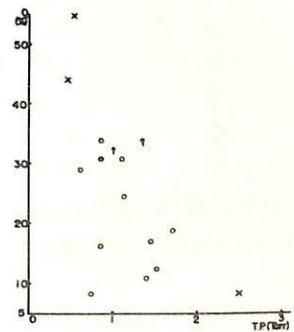
Kr

全圧 0.6 Torr.

b. O₂ 40%
3000 V, 45'

Kr 5580 —┬─ Kr 5562
 └─ Kr 5570

第2図



00 秒と計算されている⁴⁾。もし可能ならば以下の発励機構を提案したい。

- ① Xe(¹S₀) + e → Xe'' (5p 以上の group)
- ② Xe'' + O₂(X³Z_g) → Xe' (3, 4p 等の group) + O₂^{*}(a'²g)
- ③ Xe' → Xe^{*}(³P₂) + hν
- ④ Xe^{*}(³P₂) + O₂^{*}(a'²g) → Xe(¹S₀) + O(³P) + O(¹S) + K.E.
- ⑤ O(¹S₀) → O(¹D₂) + hν ($\lambda 5577$)

1) Watadani, J. Geomag. Geoelect. 19, 273 ('67)
 2) Filseth et al, J. Chem. Phys. 51, 839 ('69)
 3) Hunten et al, J. Geophys. Resear. 73, 2421 ('68)
 4) Stolarski et al, J. Geophys. Resear. 72, 3767 ('67)

小川利紘, 渡辺隆
東大理学部

2000 ~ 3000 Å の太陽中間紫外放射は大気中のオゾン¹の Hartley band の吸収をうけるので、オゾン密度測定に用いられてきた。ここでは、オゾン層より高いところから地球を見下した時の太陽中間紫外線アルベドを、与えられたオゾン高度分布について計算を行なう。

観測の原理

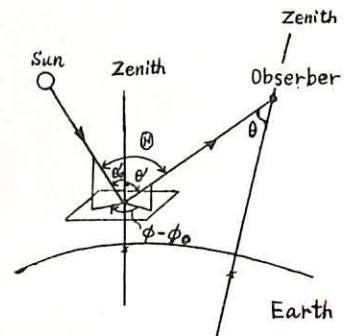
観測される散乱アルベドは次式のようになる。

$$4\pi I_{\lambda}(\theta, \phi) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2\theta) \pi F_{\lambda}^{\circ}(\infty) \int_{\text{Emergent path}} \sigma_{\lambda}(M) n_M(z) ds \times \\ \times \exp \left[- \int_{\text{Incident path}} (\sigma_{\lambda}(O_3) n_{O_3}(z) + \sigma_{\lambda}(M) n_M(z)) ds' - \int_{\text{Emergent path}} (\sigma_{\lambda}(O_3) n_{O_3}(z) + \sigma_{\lambda}(M) n_M(z)) ds'' \right]$$

ここに

- $I_{\lambda}(\theta, \phi)$: 放射測定輝度 [photons/cm²/sec/Å/sterad.]
 $\pi F_{\lambda}^{\circ}(\infty)$: 太陽放射束 [photons/cm²/sec/Å]
 $\sigma_{\lambda}(O_3)$: オゾン吸収断面積 [cm²/molecule]
 $\sigma_{\lambda}(M)$: レーリー散乱断面積 [cm²/molecule]
 θ : 散乱角
 θ : nadir 角
 ϕ : 方位角

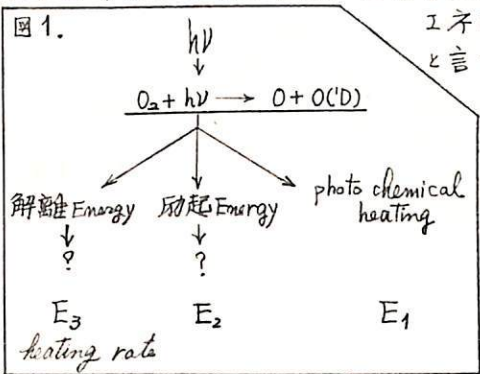
大気密度の変化による屈折の効果及び second-order の散乱の効果は無視している。



100 Km 領域の熱構造について

岩坂泰信
東大・地球物理

100 Km 領域の熱構造は、主として吸収されるエネルギーなどのように分配されるかという点で決まる。表1は100 Km 領域で吸収される太陽紫外光を、各プロセスを通じて熱となる量を示したものである。なお図1は、そのプロセスをあらわしているものである。図でもわかるようにエネルギーは三つの流れにわけられるがこれらでそのエネルギー全体をよめて熱構造を論じる視点はなかなかによい。Johnson & Wilkins (1965) により熱伝導と E_1 による heating によって下部熱圏及び上部中間圏の熱度構造を決定するモデルが提案された。



高さ	E_1	E_2	E_3
80km	1.1(3)	1.5(4)	9.7(5)
100km	2.6(5)	8.1(5)	8.6(4)
120km	2.1(5)	2.8(5)	8.3(2)

本年2月のシンポジウム(中間圏・電離圏大気力学とエネルギー収支に関するシンポジウム)で、それら3つのエネルギーの流れは、物質の分布、特に O , O_2 の分布と関連するもので、 O , O_2 が今や同時に考えねばならぬことを示し、 E_2 による heating ($O(D)$ の脱活性による) を無視することは要素であることを主張した。その後 O 状態の酸素の脱活性化プロセスを考えた。この酸素はオ1近似的には N_2 によって deactivation を行うであろう問題はこの反応によって N_2 の振動温度が 100km 領域の大気温度とくらべてきわめて高くなる。そして vibration-vibration のエネルギー交換によって振動エネルギーが下方へはこぼれる現象が考えられる。そして下方へはこぼれる途中で

大気温度を高めるものと考えられる。vibrational energy の relaxation を解く方程式は次のように示される。

$$\frac{dn_r}{dt} = \sum_s (Q_{sr} n_s N - Q_{rs} n_r N) + \sum_s (\sum_{l+m} (Q_{sr}^{lm} n_s n_l - Q_{rs}^{ml} n_r n_m)) + Q_7$$

n_i = the population of the i-th vibrational level

Q_{sr} = the rate coefficient; $n_s + M \rightarrow n_r + M$

Q_{sr}^{lm} = the rate coefficient; $n_s + n_l \rightarrow n_r + n_m$

Q_7 = production rate of 7-the level; $O(D) + n_0 \rightarrow n_7 + O(P)$

参考文献
1965. Johnson F.S. & Wilkins E.M. J.G.R., 22, 728-1
1970. 岩坂泰信 中間圏電離圏シンポジウム 講演集

この方程式には上下方向に輸送されるエネルギーの評価はなされておらず、これによって得られる 100km 領域の N_2 の振動温度は 4000K 近くになる。

(遷移確率は Sharp and Rapp の Two-state method による。)

100 km領域の大气組成と対流によるO, O₂の輸送

岩坂 未広
東大・地球物理

最近、F層の電子密度の季節変化と中性大気の組成変化による説明しようとする考えが有力になっている。それ故100 km領域の組成変化が、上層の大气組成などのように影響するかどうかという問題は、一度はきちんとたずねねばならぬ。たゞせば、F領域の中核粒子は、近似的には170 kmあたりから拡散平衡によって決められており、このことはとりもたず100 km領域の大气組成とF領域の大气組成と大きく左右していることを示している。そのよりの相点から、100 km領域とF領域の大气組成などのようにカッパルマッポと数値計算が出来る。

計算式

分子拡散に関する flux ; $\phi_i^m = -D_i \left(\frac{n_i}{H_i} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{dn_i}{dz} - \frac{n_i}{N} \sum_j \frac{\phi_j^m}{D_{ij}} \right)$

渦拡散に関する flux ; $\phi_i^e = -D_{eddy} \left(\frac{dn_i}{dz} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{n_i}{H_{ave}} \right)$

convectionに関する flux ; $\phi_i^c = V n_i$

連続の式 $\frac{d\phi_i}{dz} = R_i$

$R_1 = Z J M_2 - Z k n_1 N$

$R_2 = k n_1 N - J M_2$

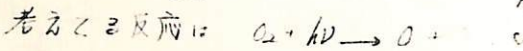


図1

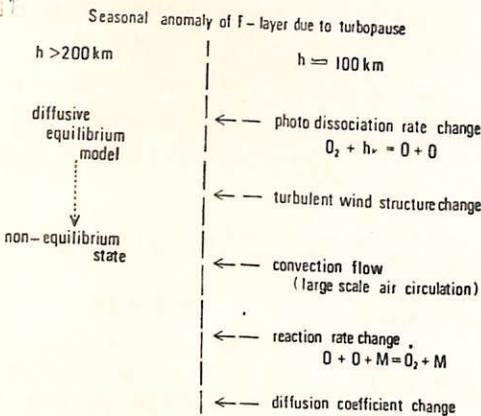


図1は turbopause 起因による季節的変化を示すと思われる要素を示してある。

表1

Height (Km)	V=0		V=10 ² cm/sec (下向き)	
	n(O) (cm ⁻³)	n(O ₂)	n(O)	n(O ₂)
170	2.20 (11)	3.70 (11)	2.20 (11)	3.70 (11)
150	1.08 (10)	2.80 (9)	1.08 (10)	2.73 (9)
180	3.43 (9)	7.97 (8)	3.43 (9)	7.71 (8)
200	1.77 (9)	4.58 (8)	1.77 (9)	4.41 (8)
210	1.01 (9)	3.12 (8)	1.01 (9)	3.00 (8)

$T_{\infty} = 1000^{\circ}K$

$D_{eddy} = 4.5 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$

表1は計算結果の一部であり、10⁻² cm²/sec という程度の convection speed でようやく組成変化があらわれてくる。現在夏半球、冬半球のモデルを設定して計算してあり、学会ではその結果を報告する。

流星風について

石 嶺 剛
電波研究所

英国ニエフィールド大学の流星レーダーを使って得られた流星風資料の解析結果について報告する。使った資料は1964年8月-1965年7月の毎水曜日の観測資料及び1966, 1968, 1969年の連続(3-4日間)観測各1例である。

使用周波数は25 MHz及び36 MHzで出力は20 KW及び200 KWである。アンテナは北西および南西に向け、半値中は25°である。西方向のアンテナと交互により交互観測し、風の鉛直成分は無視できるとしてこの直交成分から風速ベクトルを求める。流星軌跡(meteor trail)の高度は反射エコーの形態から決まることがないが、そのためにいろいろな仮定を必要とするのでここでは流星領域(80-110 km)における風速の高度分布は求めず、そこでの平均値と求めた。流星軌跡の発生頻度は95 km付近が最大になるからこの平均値は95 km付近の風速を近似するものとみなしてよいと思う。観測時間間隔は15分で平均値はこの間隔について求める。

上の方法で求めた観測例を1図に示す。この図からわかる通り、半日周期成分が大きく、またこの中、くりした変動に短周期のこまかい変動が重畳されているのが大きな特徴である。これらの変動を詳しくみよるために連続観測資料をパワースペクトル解析したのが2図に示される。半日周期成分が圧倒的に大きいことがこのとき特徴的である。短周期変動の周期は2~4時間でありこれはいわゆる内部重力波によると思われる。

この半日周期成分が卓越することは Goddard Bank の観測でも確かめられ、地表面でも観測される気圧も同様の変化を有することと想定される興味深い。重力波の起潮力と除外すれば起潮力は一日周期成分が卓越することと想定されるにも関わらずこのように大気潮汐は半日周期成分が卓越することについて多くの人が議論してきていることは周知の通りである。この問題はマンベアカを考慮に入れて議論される("アニベアカの大気潮汐に及ぼす効果について")。

次に毎観測(約15分間隔)の標準偏差を乱流成分として定義し、この日変化と求めたが、12時と24時付近に極大値をとる傾向がある。

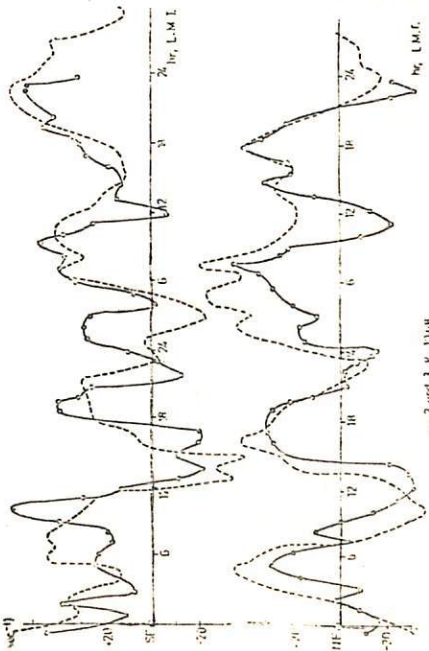


Fig. 1 CONTINUOUS METEOR RECORDS OBTAINED AT SHEFFIELD WHEN TWO YEARS APART.

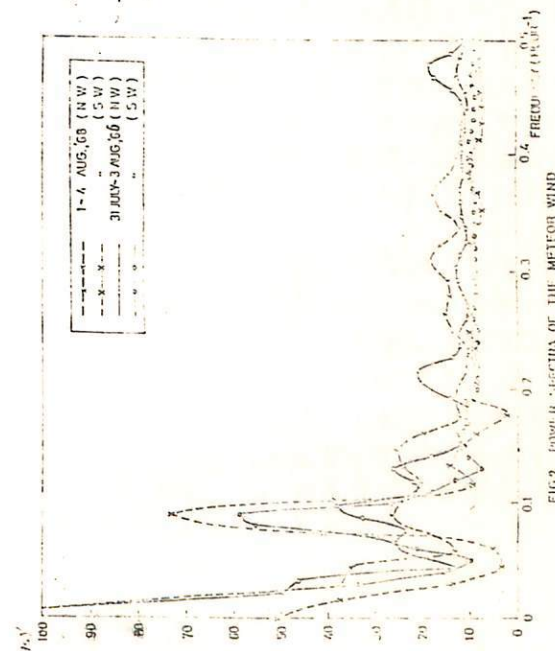


FIG. 2 POWER SPECTRUM OF THE METEOR WIND

ア>ベ>カ

石 嶺 剛

電波研究所

ア>ベ>カの力に及ぼす効果に、通常の近似を行つて Legendre's operator L は

$$L = \left\{ D + \frac{g}{k} (\mu - \alpha) \right\} \left\{ D - \frac{g}{k} (\mu + \alpha) \right\} - \left(\frac{g}{k} \right)^2$$

但し $k = \frac{D}{2\omega}$, α は ア>ベ>カ の力 の 大 き さ を 表 示 する ため に 用 いた 記 号 に 従 っ て

$\alpha = 0$ は ア>ベ>カ の 力 が 零 の 場 合 に 対 応 し、Haugh の 式 に 帰 着 する。この 式 の 係 数 は 固 有 函 数 と 特 殊 函 数 の 係 数 の 間 の 関 係 式 を 求 め る と 次 の よう に 行 け る。

この 式 の 係 数 が 自 明 の 解 以 外 の 解 を 求 め る と 次 の よう に 行 け る。この 係 数 式 の 行 列 式 が 零 となる こと を 利用 し て 求 め る。 $n = 20$ の 場 合 に 行 列 式 を 計算 する。この 場 合 行 列 式 は 20 次 方 程 式 である。この 式 の 近 似 解 は 次 の よう に 求 め る。右 の 変 域 は $(-40, 40 km)$ と し、 $\Delta x = 100 m$ の 間 隔 で 行 列 式 の 符 号 を 調 べ、符 号 が 変 化 する 変 域 T と し、 Δx が 小 さ く なる につ じ 同 様 の 操 作 を くり 返 し、与 える 誤 差 許 容 率 ($\Delta x = 1 m$) に 達 し たら 計算 を 打ち 切 る。

48 時 間 の 場 合 $48, 24, 12$ 時 間 の 場 合 に 行 列 式 を 計算 する。この 式 の 係 数 は 固 有 函 数 と 特 殊 函 数 の 係 数 の 間 の 関 係 式 を 求 め る と 次 の よう に 行 け る。この 式 の 係 数 が 零 となる こと を 利用 し て 求 め る。 $n = 20$ の 場 合 に 行 列 式 を 計算 する。この 式 の 近 似 解 は 次 の よう に 求 め る。右 の 変 域 は $(-40, 40 km)$ と し、 $\Delta x = 100 m$ の 間 隔 で 行 列 式 の 符 号 を 調 べ、符 号 が 変 化 する 変 域 T と し、 Δx が 小 さ く なる につ じ 同 様 の 操 作 を くり 返 し、与 える 誤 差 許 容 率 ($\Delta x = 1 m$) に 達 し たら 計算 を 打ち 切 る。

48 時 間 の 場 合 $48, 24, 12$ 時 間 の 場 合 に 行 列 式 を 計算 する。この 式 の 係 数 は 固 有 函 数 と 特 殊 函 数 の 係 数 の 間 の 関 係 式 を 求 め る と 次 の よう に 行 け る。この 式 の 係 数 が 零 となる こと を 利用 し て 求 め る。 $n = 20$ の 場 合 に 行 列 式 を 計算 する。この 式 の 近 似 解 は 次 の よう に 求 め る。右 の 変 域 は $(-40, 40 km)$ と し、 $\Delta x = 100 m$ の 間 隔 で 行 列 式 の 符 号 を 調 べ、符 号 が 変 化 する 変 域 T と し、 Δx が 小 さ く なる につ じ 同 様 の 操 作 を くり 返 し、与 える 誤 差 許 容 率 ($\Delta x = 1 m$) に 達 し たら 計算 を 打ち 切 る。

$$\begin{aligned} & (-c_{n-4} \cdot b_{n-4} \cdot b_{n-3} \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-3}) \beta_{n-4} \\ & + (2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{k} \cdot b_{n-3} \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-2}) \beta_{n-3} + (\frac{g^2}{4a^2 \omega^2} \cdot c_{n-2} \\ & \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} - (c_{n-4} \cdot b_{n-3} \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-3} + c_{n-2} \cdot b_{n-2} \\ & \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} + c_{n-2} \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot -2 \cdot c_{n-2} \cdot b_{n-2} \cdot b_{n-3} \cdot b_{n-4} \\ & \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1})) \beta_{n-2} \\ & + 2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{k} \cdot (c_{n-1} \cdot \frac{g}{4a^2 \omega^2} \cdot b_{n-1} \cdot b_{n-1} - 2 \cdot b_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \\ & + b_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot D_{n-2}) \beta_{n-1} \\ & + (2 \cdot (c_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} + c_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot d_{n-1} \\ & + b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot h \cdot \frac{g}{4a^2 \omega^2} \cdot c_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1}) \beta_n \\ & - (c_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-1}) \beta_n \\ & 2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{k} \cdot (c_{n-1} \cdot \frac{g}{4a^2 \omega^2} \cdot (-N_{n-2}) \cdot c_{n-2} + b_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot D_{n-2} \\ & - 2 \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot d_{n-1}) \beta_{n+1} \\ & + (2 \cdot (c_{n-2} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot d_{n-1} + c_{n-1} \cdot h \cdot \frac{g}{4a^2 \omega^2} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \\ & - (c_{n-1} \cdot b_{n-1} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-1} + d_{n-4} \cdot b_{n-2} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-3} \\ & + c_{n-2} \cdot c_{n-3})) \beta_{n+2} + 2 \cdot \alpha \cdot \frac{1}{k} \cdot c_{n+2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot d_{n-2} \\ & - c_{n-4} \cdot c_{n-2} \cdot c_{n-3} \cdot c_{n-4} \cdot c_{n-5} \cdot d_{n-3} = 0 \end{aligned}$$

($n = 1, 2, 3, 4, \dots$)

Where

$$\begin{aligned} a_n &= n(n+1) \frac{1}{k} \\ b_n &= \frac{n}{(2n+1)} \\ c_n &= \frac{n}{(2n-1)} \\ N_n &= n \\ d_n &= \frac{1}{(n(n+1) - \frac{1}{k})} \end{aligned}$$

前田 豊一
京都大学 工学部

1) URSIとCOSPARのIRI (International Reference Ionosphere)の作業部会が設けられていて、電離層についてCIRAに匹敵するものを作ろうとしている。このうちE層の80~120KMについて関係者の間では、筆者のJGGの論文(1969)にあるNプロファイルが有用であるとされている。このプロファイルは実験結果をまとめたものであるが、これに理論的根拠を与えることができるかどうかを考察する。

2) 従来E層の生成理論では、CIRAの平均大気モデルを基礎とし、これに対する $H\gamma$ - β と X 線の電離作用を計算している。しかしCIRAにも掲載されているように、大気モデルは80KMまでについて月毎に相異がある。そこで大気モデルを夏(6,7月平均),冬(12,1,2月平均),春(3,4月平均),秋(10月)の4季に分け、これを基礎として従来のやり方で電子生成率(Q)を計算することとした。

3) Q の計算には大気粒子(N_2, O_2, O)の数密度(n)のほか、太陽光子束密度(Φ), 吸収断面積(σ), 光子当りの電子遊離率(η)を知る必要がある。80KM以上120KMまでの n についてはこの間の気温分布を適当に仮定して計算した。その他の諸量は過去の文献による。

Q を与える式は

$$Q = \sum_{\lambda} \Phi_{\lambda} \bar{\sigma}_{\lambda} n e^{-\tau_{\lambda} \sec \chi}, \quad \tau_{\lambda} = \sigma_{\lambda} \int_{z}^{\infty} n dz$$

であるが、附標入をつけたものは太陽放射線の波長に依存することを意味する。 X 線については Φ が大きいとされている $\lambda = 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$ および33.7 μ を対象とした。

4) 電子消滅は再結合型として有効再結合係数(α_{eff})と Q より電子密度(N)を計算する。 α_{eff} については大塩氏の論文を参考とした。

5) 結果の要約 (i) 前述の筆者の論文にあるNプロファイル中、 $\chi > 60^\circ$ と $30^\circ < \chi < 60^\circ$ に対する2つの場合は、今回の計算と極めてよく一致する。 $\chi < 30^\circ$ の場合は計算値の方がやや小さい傾向にあるが、実験の方が数少ないので何とも言えない。(ii) E層最大電子密度 N_{Emax} の $\cos \chi$ 依存性はチャプマン理論のように簡単ではない。これは80~120KMで温度が上昇していること、季節ごとに n の分布がちがうことより考えて当然の帰結である。また言い換えれば、平均大気モデルの n 分布だけで χ を変えることによって N の季節変化を説明することは無理があるということになる。(iii) 従来衝突回数(ν)はこの辺の高さでは \sqrt{p} (気圧)とされており、夏の方が冬よりもやや大とされている。しかし80~90KMより上では ν は夏より冬の方が大である。したがって、2~3MHz程度の電波の減衰(μ)は N_p に比例すると考えると夏の減衰は N の増加の程度ほどには増加せず、 ν の影響のために減殺される傾向にある。

6) 冬季異常 冬季異常の時に電波の減衰が増大し、また一帯電子密度は増加するといわれている。この現象を説明することを試みた。その結果は未だ満足すべきものではないが、要点を次に記す。(i) 冬季異常のときに50KM以上の温度分布を夏型と仮定すると、電子密度も夏型となり増加する。この仮定には若干の実験的根拠があるが十分とはいえない。(ii) 冬季異常の区域が1,000KM程度のスケールだといわれているが、ここが夏型で他の区域よりも圧力が低いとすると大気の流入が起り、これにともなって電子とイオンも流入する。これは Q の増大か電子のLossの軽減を意味する。これを考慮すると電子密度の増大がさらに助長され、電波減衰の異常増加も説明される可能性がある。

平尾邦雄、小山孝一郎
 東京大学宇宙航空研究所

昭和45年1月のロケット実験以降、電子温度の測定に、改良された新しい形の電子温度計を使用している。(An improved type of electron temperature probe J.G.G. 印刷中) 新しい電子温度計は測定用電極の他に校正用電極を同時に使用し、ロケット電位の变化が電子温度の測定に及ぼす影響を打消しており、その精度は $\pm 50^{\circ}\text{K}$ 以内である。この電子温度計を用いて、いわゆる Bottom Side の電離層の電子温度を測定したデータは K-9M-28, K-9M-29, K-9M-32の3回である。3回の測定結果はそれぞれ特徴のある分布を示している。特に K-9M-28号機の観測(1970 JAN. 25 14:00 JST)においては日中であるにも拘わらず、100 km ~ 200 km の高度における電子温度は 500°K 以下と極めて低い電子温度が認められた。このような低い温度は普通考えられないものである。しかし同時に測定された電子密度分布も、この領域において異常に小さな値を示している。このような異常な分布の機構について考察する。3回の測定結果から共通に言えることは100 km 近傍における電子温度は 300°K 前後であって、中性粒子の温度と、ほぼ等しい。いままでのロケットによる電子温度の観測において、層は $500^{\circ}\text{K} \sim 700^{\circ}\text{K}$ 程度の高温が観測され Back-scatter 法により求められる電子温度が常に低く観測されることと食い違っていることが問題にされたが、これは測定法に問題があつたものと考えられる。

E_s Wind Shear 理論における金属イオンの役割 に対する考察

藤原玄夫・広野末和
九州大学理学部

中低緯度地方の *Sporadic E* 層の生成に関する *Wind Shear* の理論では、電離層気体中の正イオンが、例えば NO^+ や O_2^+ のように再結合係数が比較的大きい ($\alpha \sim 10^{-7} \text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$) 分子イオンだけで構成されているとするならば、 0.1sec^{-1} 程度のかなり大きい *Wind Shear* によっても、*normal E* 層の数倍以上の高電子密度の層を形成することはできない。そこで、再結合係数の小さい金属原子イオンの存在が重要になるが、金属イオンの *life time* は *E_s* 層の継続時間に比較すれば非常に長いので、金属イオンをも含むいわゆる多種イオン理論では、定常状態と仮定することは不適当である。

電離気体は再結合係数の異なる2種の正イオン (例えば NO^+ と Mg^+) および電子から成るものとするれば、それぞれの変動は次の方程式で記述される。

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \delta_1 - L_1 - \frac{\partial}{\partial z}(n_1 w_1)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \delta_2 - L_2 - \frac{\partial}{\partial z}(n_2 w_2)$$

$$n_e = n_1 + n_2$$

非定常の問題を取り扱う第一歩として、ここでは *node* に集積する荷電粒子の密度の時間的变化を考察する。定常状態での議論から推論すれば、電子密度のピークでは、再結合係数の小さいイオンが卓越する。そこでまず、電荷の生成は *photoionization* のみとすると、金属イオンが0から *normal E* 層の密度程度にまで増加するに要する時間は、 $\delta_2 = 1 - 10^{-2}$ (Mg 原子密度で $10^7 - 10^8 / \text{cm}^3$) で数10分程度に見積もれる。数値実験によって、この程度あるいは以下の δ_2 に対して、重力波の周期程度の時間内に、*node* においてどの位荷電粒子が集積し得るかを、次の2つの場合に分けて考察する。

1. δ, L : *photoionization, recombination*
2. δ, L : *photoionization, recombination, charge transfer*

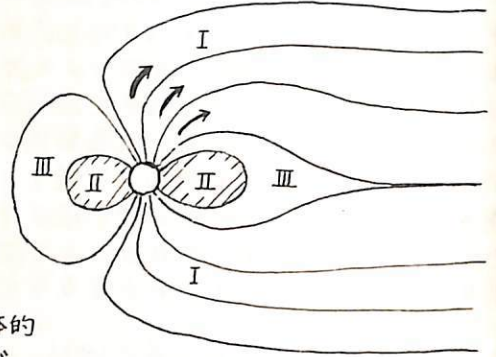
丸橋 克英
電波研究所

電離圏・磁気圏のイオン分布については、考える領域を図の様に3つに分けて考察するのが適当と思われる。すなわち、(I) 開いた磁力線の領域、(II) プラズマポーズの内側領域、(III) プラズマポーズの外側で磁力線が閉じている領域、の3つである。

磁力線が開いている領域の大きい特徴は、電離層から上昇したイオンが十分なエネルギーを得れば、地球からの脱出が可能なことである。磁気圏尾部へのイオンの逃散過程については、流体的な考え方と無衝突脱出の考え方が提出されているが、イオンの逃散フラックス、密度分布については、両者は同程度の結果を与えることが示された。しかしながら、実際に流体的に振舞うに十分な等価的衝突過程が磁気圏尾部に存在するかどうかは、今後の問題である。

磁力線が閉じている領域で、イオンの平衡分布を考える場合には、南北両半球を結ぶ磁力管内の力学としての考察が必要である。たとえば、南北の電離層が完全に対称な状態にあれば、定常状態では、赤道面をよこぎる磁力管内の流れは存在し得ない。もちろん、イオンの生成・消滅が起こっている領域では運動は可能であり、日変化などの電離層領域の時間変化にともなって、磁力管内に流れが生ずるが、この場合でも、赤道面では速度0の条件を満たすはずである。従来の動的電離層モデルでは、この点の考慮が不足しているように思われる。

上の議論は、(II)、(III)の領域に共通だが、特に(III)の領域は(I)の領域と磁力線の交換が行なわれるため、時間に依存するモデルとして、より複雑になる。また、(II)の領域の運動が流体的に扱えることは疑いないが、(III)では(I)と同様に、等価的衝突過程があるかどうか問題になる。



藤高和信
東大理

夜間 E 領域が $10^3 / \text{cc}$ 程度の電子密度を持つことは観測からほぼ明らかになっており、従って夜間にも電離源を必要とすることが予想され、geocoronal & interplanetary space からの UV 放射が有効と考えられている。(Tohmatsu & Ogawa '86)。それによると 90 - 120 km では H Ly β (1026 Å), それより下方では H Ly α (1216 Å), 150 km 以上では He I 587 Å 及び He II 304 Å 放射の増大を考慮することが出来る。これらによる電離の profile は 100 km 付近に peak を持ち、140 km 付近に電離の谷をもつ。一方 Sounding rocket による夜間電離層の電子密度の平均 profile によれば 100 km 付近に $10^3 \sim 10^4 / \text{cc}$ の peak を持ち、120 - 170 km に谷を持つ。(K. Maeda '89)。従って geocoronal theory は夜間 "E 層" の存在とその上方の valley の存在を説明するには成功していると思われる。しかし実際には geocoronal theory によるものよりずっと深い谷が観測されることがあるし、下部 E 領域には細かい irregularity が観測されている。これを説明する為には中性の風の鉛直 shear による電子の輸送を考慮することが出来る。1968年 Feb 22 に Wallops Island より打上げられた rocket による電子密度と中性の水平方向の風の連続観測の結果 (L. G. Smith '70) を用いて輸送効果を入れた連続の式を解いたところ、観測された電子密度 profile と基本的には同じ profile を得た。(前回講演 '70)。観測された profile は上部 E 領域に $10^3 / \text{cc}$ の order の main peak (中間層) を含み、下部 E 領域には細かい irregularity をもつ。計算結果と比較して、中間層の生成が wind shear の効果で説明され得ることはほぼ確実と思える。中間層は鉛直 drift 速度 (ion の) の modal point に達して下降しているが、再結合に要する時間を考えると、 $\text{diff} \approx 2 \times 10^9 \text{ cm}^3 / \text{sec}$ として $t_{\text{rec}} = (\text{diff} \cdot N_e)^{-1} \leq 2500 \text{ sec}$ となり、生成された電子は 1 時間以内には消滅するはずであるから電離雲がそのまま下降したと考えるよりは、下降する wind shear によって ambient な電子密度が perturbation を受けたと考えた方が適当であろう。一方下部における Sporadic E 層の微細構造は計算結果には現れず、wind profile とは対応がつかない。 $\frac{dV}{dz} < 0$ の時のみ存在し $\frac{dV}{dz} > 0$ になると消滅する peak と、観測期間を通じて存在する peak とがある。これらの downward motion は平均 15 cm/sec にすぎず、中間層の下降速度の高々 1/3 にすぎない。これからみて、中間層と sporadic E とは一応別々に考えるべきかも知れない。あるいは Sporadic E は中間層の場合よりも、もっと小規模な擾乱に原因を持つのではないかと予想される。Sporadic E の多層構造を波動的にとらえるとその波長は数 km であり、超電層に存在する波動 (internal gravity wave) の波長と比較すると興味深い。(以上詳しくは近く Constantinides & Bedinger が J.A.T.P. に、Fujitaka, Ogawa & Tohmatsu が P.S.S. に投稿する予定である。)

電離層内の長周期振動

— 電離層内における Rossby 波の存在の可能性について —

北村 泰一
九 大 理

地球の下層大気や海洋には数日周期のゆっくりした波動が存在する (Rossby 又は Planetary wave)。この Rossby 波は本質的には Coriolis 力とその存在に寄与するものであるが、それを記述する方程式の性質からみて電離層にも Rossby 波が存在する可能性があると考えられる。電離層の特長は Ampere 力の存在にあるが、これがいかん "Rossby 波" を modify するかをみるのが、この目的である。

§1 座標系は x を南向 y を東向 z を上方にとり Coriolis 力については所謂 β 平面近似をとって $f = f_0 + \beta x$ ($f_0 = 2\Omega \sin \phi$ Ω 地球角速度 ϕ 中緯度 $\beta = 1/a \cdot (df_0/d\phi)$ a 地球半径) とする。運動方程式に Coriolis 力と Ampere 力をくみこみ、その curl をとって線型化すると

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{u}) + \nabla \times (f \times \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{J} \quad (1)$$

この式の z 成分をとると、左辺は中性大気の Rossby 波そのものであり、右辺がその Rossby 波に与える $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ 項の影響となる。これからわかるように

結論① $J_z = 0$ の時 Ampere 力の Rossby 波への寄与はなくなり、電離層と中性大気の coupling はとける。

§2 $J_z \neq 0$ のとき

J_z はダイナモ理論では従来 β 近似としてゼロと考えられてきた。しかしわずかな J_z が存在してもおかしくないし、又その存在の重要性に着目する必要性が何度も指摘され議論されてきた。今の場合 $J_z \sim J_x/100$ 程度としても $(J_z \cdot B_0)/\rho$ の大きさは左辺の各項の $1/10$ 又はそれ以上となり、決して無視出来ず。Maxwell 方程式と Ohm 方程式から電磁方程式として

$$-\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}_0) = \nabla \times [\mathbf{A}_{ij}] \cdot \mathbf{J} \quad (2)$$

\mathbf{b} は擾乱磁場、 \mathbf{u} は中性大気速度、 $[\mathbf{A}_{ij}]$ は電離層伝導率テンソルの逆テンソルである。(1)(2)式と $\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{h}/4\pi$ を考慮すると分散式が求まる。多少長い計算を遂行すると、一般的には $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_0$ 項で modify された Rossby 波を含む6つのモードの波の存在が可能となる。波動は Ohmic loss のため dissipation term を含み自由振動としての存在は無理であるか何らかの外力(励起機構)があれば存在する。この modification の一般的な模倣は複雑で、未だ明快なイメージは得られていないが、特別の場合として東西に伝播するモードを考え、かつ議論を低緯度に限ると分散式は

$$i \omega^3 \frac{(-\omega k y + \beta)}{\sigma_1(\text{I})} (\omega^2 - i S \omega - T) = 0 \quad (3) \quad S, T \text{ は } \sigma_0, \sigma_2 \text{ の函数}$$

β は β -平面近似による β であるが、(II)のモードは別として (I)のモードは中性大気の Rossby 波そのものである。結局

結論② J_z が存在しても低緯度では東西に伝播する波動については電磁力と中性大気の coupling がとけ、中性大気中の Rossby 波そのものとなる。

三浦孝雄・並川高一
(阪市大理)

上層大気の擾乱・不規則運動に 主として低周波内新重力波が関与している
ことが, Hines (1960) により指摘されている。この波の励起機構の一つとして
対流圏での気象擾乱があげられている。Gossard (1962) は温度逆転層
での波動のスペクトラムより内新波の励起を確認している。今回は対流圏
での大規模な擾乱である台風に着目し、内新波の励起と超高層大気の
擾乱との関連の可能性を議論する。周期1時間程度の波に対しては
充分関連性があるように思える。

Ionosphere Perturbed by Gravity Wave,
Numerical Experiment.

深尾昌一郎・加藤進
京大工学部

The ionosphere is disturbed by a gravity wave which arrives from below and travels upwards. It is found that the disturbed ionization density always follows closely the gravity wave disturbance of neutral gas immediately upon its arrival. The amplitude of the disturbed ionization increases with that of the gravity wave. The disturbed ionization (mass) motion, however, depends on the ratio of the intensity of the gravity wave disturbance to the gravity wave phase velocity relative to the ambient ionization which is driven upwards by d. c. electric field. If this ratio is larger than unity, the ionization tends to move with the phase velocity of the gravity wave. If not, the ionization continues to be driven by the d. c. electric field with a modulation by the gravity wave. In any case, we have transient phenomena upon the gravity wave arrival, not in density, but in movement of ionization. The present model is valid on the equator side of the S_q -current vortex in the ionosphere.

村田 宏 雄 岐阜大 工

ⅠではNon-rotating Earthについて取り扱ったが今回は地球の回転効果によって生ずるコリオリ力を β -plane近似のもとで考慮した場合について考察する。垂直磁場の下でのNon-rotating Earthの場合方程式は解けて正の固有値を持つモードが存在し、その振動の垂直方向伝播に与えるアンペア力の効果について明らかにした。

$\omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 \approx \Omega_2^2$ なるところで共鳴現象がみられ強力な波の反射、減衰がある。ここに ω は大気振動の角振動数、 $\Omega_1 \equiv \omega_i B_0^2 / \rho_0$ 、 $\Omega_2 \equiv \omega_e B_0^2 / \rho_0$ (ω_i ; Pedersen conductivity, ω_e ; Hall conductivity, B_0 ; 磁場, ρ_0 ; 密度) であり Ω_1 はアンペア力が大気の運動に減衰を与えるときの単位時間当りの減衰の割合、 Ω_2 はアンペア力が大気の運動に回転を与える(北半球では反時計回り)ときの角振動数である。大気振動の角振動数とアンペア力による大気の回転角振動数とがほぼ一致するところで共鳴が生じている。垂直方向の電流の効果も考慮に入ると磁力線方向の conductivity σ_{\parallel} の ω_i , ω_e は十分大きいため振動によって荷電分離がおこなわれても瞬間的に磁力線に沿って放電が行われ(単位時間当りの放電の割合 $\Omega_0 \equiv \omega_{\parallel} B_0^2 / \rho_0$) 静電場ポテンシャルは磁力線に沿って一定という中性大気の振動本来的なモード、つまり磁力線に垂直に伝播するものが得られた。中性大気中での大気の振動は球面上に支配されているにたがって電離大気内では振動が磁力線に支配されることになる。

負の固有値を持つモードを議論するために地球の回転効果も考慮しなければならぬ。ここでは β -plane 近似の下でダウナモ電場によるアンペア力について考察し適当なモデル化によって静電場の垂直分布を求め静電場によるアンペア力について検討する。 β -plane の厚さを colatitude $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ のところに置くことにする。ダウナモ電場によるアンペア力の効果によって Non-rotating Earth の場合と同様な共鳴現象を生じしめ、その条件は(垂直磁場の下で)

$$\omega^2 = \Omega_1^2 + (\zeta - \Omega_2)^2$$

が満足されるところである。 ζ はコリオリ因子 $2\Omega \cos \theta \approx 2\Omega \cos \theta_0$, Ω ; 地球の回転角速度 で与えられる。115 km の高さ附近では $\Omega_1 < \Omega_2 (< \zeta)$ である故にこの共鳴現象の条件は $\omega^2 \approx (\zeta - \Omega_2)^2$ で表わされる。これは大気振動の角振動数 ω が大気の運動に時計回りの回転を与えるコリオリ力と反時計回りに回転を与える Hall 効果の差、つまり見掛け上の大気の回転角振動数に等しいところで共鳴が生ずることを表わし強力な波の反射、減衰がある。高さが高くなるにつれて Ω_1 が大きくなるがそれと同時に Ω_2 が ζ の値に近づくためこの間には共鳴条件をほぼ満足して行く。ここで $\Omega_2 \sim \zeta$ なるところは大気の見掛け上の角振動数はなくなり、したがって固有値問題は Non-rotating Earth の場合と類似して見掛け上負の固有値はなくなる。正の固有値を持つ領域がでてくる。したがって、ここでは垂直方向へ伝播可能である。

$\Omega_2 > \zeta$ なる高さではコリオリ力よりアンペア力が大きくなるため大気の運動は反時計回りとなる。これは大気モデルによるか同様に 125 ~ 130 km のところに相当な静電場を評価するために簡単なモデルのもとでダウナモ方程式を形式的に解くことを試みる。

Susumu Kato,
Ionosphere Research Laboratory,
Kyoto University, Kyoto, Japan.

We examine theoretically how the ions which initially form a field-aligned cylindrical cloud with excess density move in applied uniform electrostatic and magnetostatic fields. Due to polarization field in the presence of the cloud, these ions move very peculiarly, resulting in elongation of the cloud transverse to the magnetic field. The elongation becomes very spectacular at high altitudes as above 200 km, a result which can explain the barium cloud experiment. Besides elongation, the width of the cloud becomes very narrow above 200 km, another result which is consistent with the experiment. It is shown that the elongated ion cloud tends to lose the original excess density. However, the different ion species between the cloud and the ambient plasma always produces different ion mobilities between them causing an instability on the cloud boundary. Such instability can explain the observed striation of intense barium cloud.

電離層内で考えられる非週期風が、どの程度の電流系形成に帰与するかと云う問題は、①電離層に期待される各種の運動の性質を明らかにする；②地磁気日変化磁場の生成にこれら各種の運動がどのよりに帰与しているかしらべる；③各種の運動と関連した電流や電場の分布を求め、それらから電離層の力学的性質に及ぼす影響を明らかにする、などのために重要である。この問題は二つに分けて考えられ、まず地球の磁軸が自転軸と傾くために誘導される電流はすでに Part (1) で求め、合計の日変化電流の約 1/2 くらいに帰与がある事が分った。次には風や電気伝導度が高い変化するこゝによつて誘導される電流をここで報告する。

大気モデルは CIRA 1965 の model 5 (mean solar activity) を用い、電離層モデルはこれにもとづく modified Chapman type ($f_m E$ が λ と共にほぼ一定と変りない) を用いて電気伝導度の世界分布を計算し、風速の緯度変化・高度変化は十分な観測がないので仮定した。最も気になるとは偏極電場が高いと変りないとするもので、これは赤道付近では適当でない。しかしそれでもこの仮定が結果に及ぼす影響はそんなに大きいとは考えられない。

取扱い方法は、高さについて積分したもので $J_r = \int_{r_1}^{r_2} j_r dr = 0$ として $J_\theta = \int_{r_1}^{r_2} j_\theta dr$ と $J_\lambda = \int_{r_1}^{r_2} j_\lambda dr$ とから $\text{div } \mathbf{J} = 0$ を解く。最終的には $\alpha \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \beta \frac{\partial^2 E}{\partial \lambda^2} + \gamma \frac{\partial E}{\partial \theta} + \delta \frac{\partial E}{\partial \lambda} = E$ の E を楕円型二階線型偏微分方程式と見なして、 $(E)_{\theta=0} = 0$, $(\frac{\partial E}{\partial \theta})_{\theta=0} = E$ なる境界条件下のもとで数値的に解く。(但し $r_1 = 90 \text{ km}$, $r_2 = 150 \text{ km}$ としてある)

Equatorial Electrojet Return Current の振がり

福島直・上出洋介

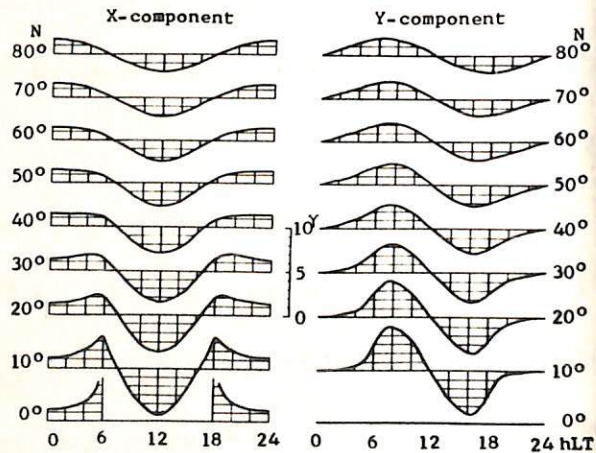
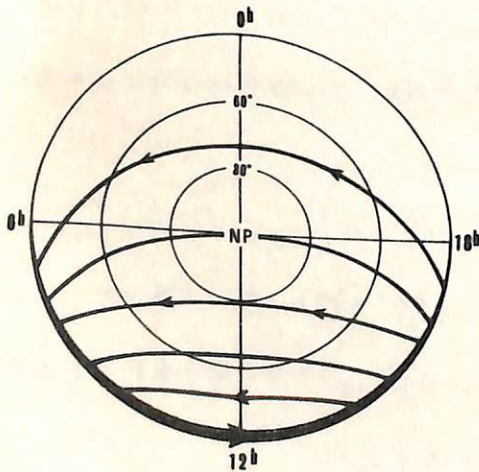
東京大理学部

Equatorial electrojet の return current が中低緯度においてどの範囲まで及んでいるかまたそれが地磁気日周変化にどの程度の影響を及ぼすかについて考察した結果を述べる。筆者らが先に auroral-zone electrojet の勢力範囲を求めた場合と同様な方法を用い、赤道をはさんで緯度 4° 中に、強さが経度の cosine に比例する (12h meridian を経度 0° にとる) electric dipoles を昼間側の半球に置き、それによる導体球殻上の電流分布を求めた。球殻上の電気伝導度が一定の場合には、equatorial electrojet return current の電流函数 J は

$$J \propto \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos \lambda_0 d\lambda_0}{1 + \sin \theta \cos \lambda \cos \lambda_0 + \sin \theta \sin \lambda \sin \lambda_0}$$

$$= \frac{1}{\sin \theta} \left[\cos \lambda \left\{ \pi \left(1 - \frac{1}{\cos \theta} \right) - \frac{2}{\cos \theta} \tan^{-1} (\tan \theta \cos \lambda) \right\} + \sin \lambda \cdot \log \left| \frac{1 + \sin \theta \sin \lambda}{1 - \sin \theta \sin \lambda} \right| \right]$$

という形になる。電流分布の形は下左図に示されてゐる。Equatorial electrojet が赤道上において正午に 100% の地磁気変動を及ぼすと仮定した場合、その return current の X-成分および Y-成分の地磁気変動に及ぼす影響を算出した結果を右下图に示してある。



地磁気日変化のスペクトル構造

(序報)

白木正規

気象庁 地磁気観測所

地磁気日変化の詳細なスペクトル構造を調べるために、一日週期、半日週期、および $\frac{1}{3}$ 日週期の周波数領域で日変化のスペクトル解析を行った。

データ 柿岡 1969

D および H の Hourly value

< 解析結果 >

3つの週波数領域で大きな振幅をもつのは、 S_1, S_2, S_3 項のみでこれらのスペクトルの広がりには小さく非常に尖鋭である。 S_1, S_2, S_3 の他の週波数の成分は、これらに比べて振幅が非常に小さい。

1日週期の領域

H の S_1 は 2つのピークに分かれている。

L_1 項に対応するところにピークはあるが存在は確かでない。

H に L_1 項とは別な太陽項 (L') のピークがみられる。

半日週期の領域

L_2 項の振幅は小さいがはっきり現れている。

$$D: L_2 \sim \frac{1}{2.5} S_2, \quad H: L_2 \sim \frac{1}{7} S_2$$

H で L_2' が L_2 と同じ程度の大きさのピークを示している。

 $\frac{1}{3}$ 日週期の領域

D で L_2 と S_1 の couple 項がみられる。

$$D: L_2 \cdot S_1 \sim \frac{1}{2} L_2$$

H で L_3' とみられるピークがある。

超高層大気の密度(または温度と考えてもよい)が年々周期の変化をしていることはよく知られた事実であるが、その原因については今の所全く不明で、この現象はこの方面の研究により *least understood phenomena* の一つであると考えられている。最近では高さ90kmのレベルにおいても大気密度の年々変化が存在すると主張する人もあるが、これに対して疑問を持つ研究者もあるようである。とこそでF2層の電子密度にも年々周期の変化が含まれている。この年々変化の極大が起こるのは、平均すれば、正午の電子密度では北半球で4月(または10月、以下ではこれを雷くのを省略する)17日、南半球では4月18日であり、真夜中の電子密度では北半球で5月1日、南半球で4月26日である。一方 Jacchia 等が与えているデータを用いて計算すると、超高層大気温度の年々変化は1958-66年の平均では4月23日、1961-65年の平均では4月25日に極大になったので、この二つの現象の極大の時期はほとんど一致するものと見なせるであろう。更に太陽黒点数が0から200まで変わった間に、正午の電子密度では、極大時期が北半球では4月26日から13日まで、南半球では4月30日から12日まで前進するが(真夜中の場合も同様であるが、日行がやや不正確であるからこゝでは述べない)、超高層大気温度の場合にも同様な位相の前進があることは、1958-66年および1961-65年の平均太陽黒点数がそれぞれ71.9および28.9であったこととを考えると、わかちである(ただし統計的有意性に関しては明らかでない)。これらの事実を考えると、F2層電子密度と超高層大気温度の年々変化の間には何等かの深いつながりがありそうに想像されるのであるが、今の所ではその正体が何であるかわからない。しかしこれを明らかにするに努める手掛りを得るのに、電子密度年々変化の太陽活動特性および緯度特性を明らかにすることは重要であると思われるので、春の学会で述べた所と重複する点もあるが、その主要な点について述べてみるつもりである。

次に、若し高さ90kmのレベルにおいて大気密度の年々変化が存在するならば、それがE層に影響することも考えられるので、E層の正午の電子密度に果して年々変化が含まれているかどうかを調べてみた。その結果(赤道地方の観測所においては年々変化があるのは当然であるが)中緯度地方においても年々変化の存在が明らかに認められた。E層の振幅は非常に小さく、年平均電子密度の数パーセントの程度である。また極大の時期に因しては、得られた数値のばらつきが大きくて、余りはっきりしたことは言えないが、赤道地方では春秋分が起こっているのが、緯度が増加するに伴っていくらか早く起こるようになり、地理緯度25度の辺りで最も早く、2月末から3月始の頃極大が現われるようになるが、更に緯度が小さくと再び極大生起は遅くなって、60度辺りでは大抵春秋分の頃になるという傾向があるように見える。この点は今後調査する観測所の数を増して更に吟味を加えるつもりである。ところで上記のような振幅の小さな年々変化は、1年周期の季節変化が太陽地球間の距離の変化により変調を受けるとはよって起こられる筈である。その場合には極大は3月10日前後に現われることになるとはなるが、この時期は春秋分にかたまり近いので、観測結果の解析からこれが事実起こっているかどうかを判定するのは中々難かしい。しかし緯度25度の辺りで極大が早く現われるのはこの変調の効果の現われであるかも知れない。これに反して比較的緯度が高い所で春秋分に極大が現われるのは、荷電粒子侵入の影響と考えるべきであるかも知れない。何れにしてもE層における年々変化はF2層の場合とは性質の異なるものであると考えるのが妥当であるように思われる。

なお層高の年々変化に因しても考察を加えたいが、高さのデータは正確度が劣るので、結論を得ることは困難である。しかしF2層のピークの高さに年々変化が存在して春秋に極大を収めることは間違いないであろう。

上部電離層の磁力線に沿った構造

松浦延夫・北條尚志・西崎良・永山幹敏・中村義勝
電波研

上部電離層の構造を探る方途に、トップサイド・イオノグラムを用いた $N(h)$ 解析がある。Alouette II のイオノグラムを用いた $N(h)$ 解析の結果については、前回の方で報告し、また "Data on Topside Ionosphere" として発表している。

Alouette II, ISIS-I のように高い高度を飛翔する人工衛星のデータからはより広範の領域の電子密度分布が得られるわけであるが、衛星高度が高くなるほどそれだけ解析上の困難が増えてくる。衛星高度が低い場合にはサウンダーからの電波は略鉛直方向の伝搬を行くものと考えられるが、衛星高度が高くなるほど鉛直方向から外れた伝搬によるエコーがむしろ卓越してくる。これが一つの困難な点である。

鉛直方向から外れた伝搬の中で最も可能性の高いのが磁力線に沿った伝搬（主に無誘波）であろう。南北両半球の共役空間を電波が往復していることを示す "共役ダクト・エコー" がしばしばトップサイド・イオノグラムに現われ、このようなエコーは磁力線に沿って伝搬しているものと考えられる。そこでダクト・エコーを逆に利用して磁力線に沿った $N(h)$ 解析を行い、各磁力線に沿った電子密度分布を求めた。ここでは、磁力線の形を決める際に IGRF 1965.0 の係数が用いられている。

現在 Alouette II の4軌道について例が得られているので、それらについて報告する。

磁力線に沿って得られた $N(h)$ プロファイルから、等電子密度曲線を描くことにより電子密度分布の不規則性が容易に認められる。磁力線方向に長く伸びた電子密度の下規則分布は顕著しく、 $\Delta N/N \sim$ 数十パーセント、磁力線に直角方向のスケールは不変緯度間隔にして $0.5 \sim 5^\circ$ 程度である。ただし、サウンダーの周波数掃引時間は約30秒であるので、分解能は限られており微細構造を知ることはできない。

Alouette II の軌道に沿って南北両半球にまたがってデータが得られている場合には、南北両半球の電子密度の共役性を調べることもできる。可成り良い共役性が認められる場合があり、Alouette II が観測範囲を通過する時間（約10分）の間は少くとも下規則分布は定常的であったことになる。

電子密度不規則分布の山と谷で夫々得られた磁力線に沿った $N(h)$ プロファイルのスケールハイトには明瞭な差が認められることから、少くとも高度約700km 付近から上の部分での電子密度が一様に（高度について一定割合で）増減することによって不規則分布が形成されることが考えられる。

等電子密度曲線から得られる電子密度の鉛直分布は可成り凹凸のある不規則な分布となっている。ダクト・エコーが観測される様な場合、ある程度高い周波数に到るまで O および X モード共に鉛直伝搬のエコーがイオノグラム上に現われてこないので、このような不規則構造に起因するのかもしれない。

西崎 良 . 松浦 延夫 . 永山 幹敏
電波研究所

Alouette のイオノグラムに時々共役方向を電波が往復することによって生ずる多重反射エコー（共役性ダクトエコー）が見られる。このようなエコーは Alouette - 1 のイオノグラムから Muldrew によって発見されている。その後 Muldrew, Ramasastry および Walsh らによって発生場所、発生時刻などの統計結果が報告されており、又最近においては Ray Tracing によるダクトエコーの計算結果が発表されている。

今回は鹿島支所において受信された 66 年 10 月から 68 年 10 月までの Alouette - II のイオノグラムを用い、同じような統計結果と二三の興味深い結果について報告する。

1. 共役ダクトエコーの統計結果

ダクトエコーの出現した 305 例のうち、共役方向を 1 往復したものは 258 回、2 往復したものの 97 回、3 往復したものの 25 回と尙減している。

ダクトエコーの周波数分布は 0.9 MHz から 2.5 MHz の範囲内で f_{xs} （恒星高度における Extraordinary）より高い周波数でおこっており、ダクトの下限周波数は地磁気赤道付近では非常に近い周波数から発生し、地磁気緯度の比較的高い所では f_{xs} より若干高い周波数から発生している。

又発生場所の統計では恒星高度 1000 Km 以上、地磁気緯度 45° 以下、L 係数 1.2 ~ 1.7 の範囲で 1.4 付近にピークが見られる。

発生時刻は地方時で夜半から午前中に多く発生し、午後から日没頃までは殆んど起っていない。

2. 恒星高度とその共役方向のダクト伝搬

恒星が北半球にある場合をらば、北側から反射エコーと南側の Conjugate Point からの反射エコーの見掛けの高さの差 ($h'_s - h'_N$) を求めると、ある周波数区間この差が殆んど変化しない場合がある。恒星高度とその共役方向の磁力線の長さ L と $h'_s - h'_N$ の関係は 1 Pass について比較すると、非常によい比例関係が得られた。

3. 地上観測イオノグラムとの比較

トップサイドでダクトが起っている場合の 30 例程について恒星位置を通る磁力線上の地上局のイオノグラムを調べてみた。その結果下層にしばしばもう一つの成層が現われている場合があり、はっきりした成層ではない散乱性のものまで含めると相当よい対応が得られそうである。恒星が動いているため時刻、場所等 1 対 1 の比較は難かしいが、ダクトを起す電子密度の変動は下層付近までおよんでいるのではないかと考えられる。

1-28 行星と地上からの観測による f_oF_2 の比較

西崎 良, 永山 幹敏
電波研究所.

国産電離層衛星で電離層の最大電子密度, f_oF_2 の世界地図を作成することが主要目的の一つになっているが, これが地上から観測した値と一致するかどうかを確かめる目的で, 次のテーブを使用して行なった。

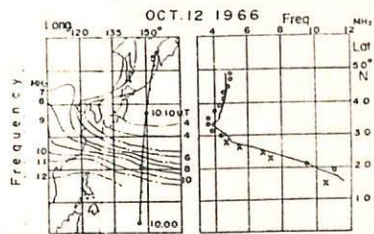
① 1968年1月から1969年12月までの2年間で, *Alouette-II* の軌道が, 稚内, 秋田, 国分寺, 山川の4観測所を中心に半径3度以内を通過する時の *TopSide* の f_oF_2 と地上観測の f_oF_2 の比較。

② 1966年10月から1967年9月までの1年間で, *Alouette-II* の軌道が, 稚内, 秋田, 国分寺, 山川の4観測所を中心に, 緯度1度以内, 経度 ± 5 度以内の時の *TopSide* の f_oF_2 を読取り経度方向について1度当り1分として時差補正し, 地上観測による f_oF_2 と比較。

③ オーストラリアから, C.C.I.R. に報告されている *Documents* を引用して検討した。(この *Documents* は *Alouette-I* の軌道が, 28地上局を緯度, 経度共に1度以内を通過したときの, *TopSide* と地上観測による f_oF_2 の比較である。)

この結果同時観測では, 10点しか得ることは出来なかったが, 非常に良く合っている。しかしオーストラリアからの *Documents* は対応が良くなく, 標準偏差は 0.85 MHz になっている。又②の結果は, 全体の90%以上が 0.5 MHz 以内に入っており比較的良く合っている。この標準偏差は4観測所共に約 0.3 MHz 前後であった。

又地上観測による f_oF_2 Map と *TopSide* による f_oF_2 の比較を試みた。1966年10月の *pass* について, 国内4観測所と, 台北, マニラの地上観測 f_oF_2 から日本付近を中心とする f_oF_2 Map を作り, これと *Alouette-II* で観測された f_oF_2 を比較した。結果は下図に示す様に電子密度の傾度が大きい北緯30度以南で, 差が大きくなる傾向にあったが比較的良く合っている。

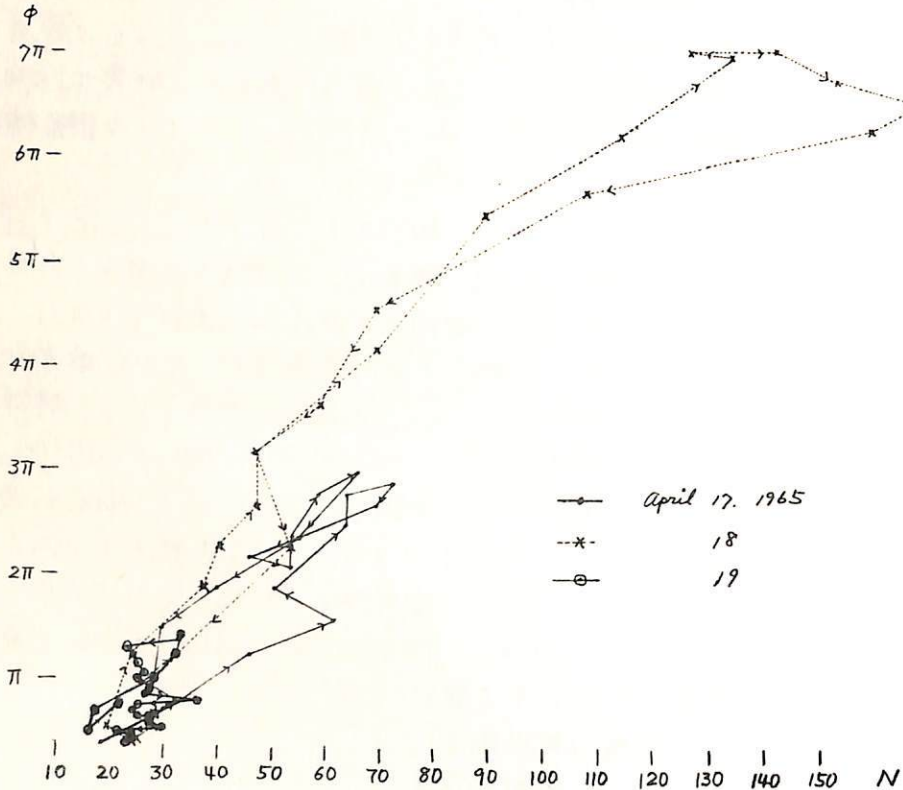


— f_oF_2 誤差 0.1 MHz 以下, \circ f_oF_2 誤差 0.3 MHz 以下
 f_oF_2 誤差 0.1 MHz 以下, \times f_oF_2 誤差 0.3 MHz 以下
 第4図 地上観測による f_oF_2 map と *TopSide* の f_oF_2 比較

磁気嵐時の中緯度における N_T の変化

中田美明 菅宮夫 合歡垣礼子 加藤仲夏 吉田忠彦
電波研究所

1964年10月—1969年6月までの期間は Syncom 3号により, 1969年8月—1970年8月までの期間は Intelsat 2F2による静止衛星の電波の Faraday 効果によって, 全電子数 N_T の連続観測を行い, いくつかの磁気嵐時の N_T の変化を得ることができた。代表的な例として 1965年4月17日—19日を図にて示した。図は横軸に国分寺の最大電子密度 N をとり, 縦軸に Faraday 回転角 ϕ をとり それぞれの毎時の値を plot して結んだものである。磁気嵐は17日22時07分に起きたが, 図によればその翌日 N および ϕ は非常に増加したが, 更にその翌日は非常に減少していることがわかる。又 plot した点を結ぶ傾斜はほぼ "slab thickness" を表わすとみなされるが, 磁気嵐の翌日は増加していることが示されている。今回はこのような操作によっていくつかの磁気嵐時において得られた観測結果について述べる。



K-8-16号機による風の観測

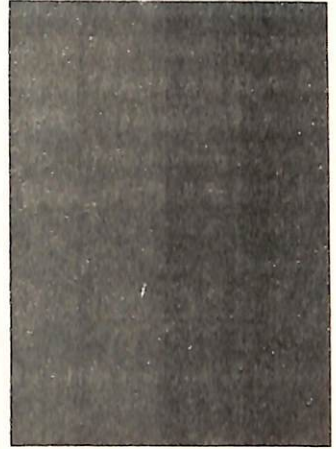
中村 純二^{*} 松岡 猛^{*} 加藤 進⁺⁺ 大地 登⁺⁺⁺
 東大教養^{*} 京大工⁺⁺ 岐阜大教養⁺⁺⁺

1970年9月2日 19時14分, K-8-16号機はNa発光弾・Ba発光弾・電子温度測定器及び電子密度測定器を搭載して, 上下角 81° で発射され, 正常に飛しょうした。発光雲は内之浦南郷種子島・山川及び谷山の5観測点から, 写真撮影が行なわれ, 内之浦南郷及び種子島では, 部分的に薄雲にさえぎられたが, 各発光雲について少くも3観測点からの同時撮影を行なうことができた。また山川では同時に電離層ドリフトの観測が行なわれた。



Na-X雲 (谷山)

Na発光雲はロケット上昇時のX雲と, 下降時のY雲が作られ, 特に前者は断続弁を利用して左写真のような数個のクビレのある発光雲を作ることに成功した。



Ba発光雲は南郷を除く4観測点から写真撮影を行なう

Na-Y雲 (南郷)

ことができたが, 予期されたような十分な気化が行なわれず, かつロケット高度も低かった為, 必要な数のBa⁺が作られず, イオン風を求めることができなかった。しかし直径1μ程度に広がったBaO発光雲からロケットの航跡を全長50μにわたって精度100μ以下で求めることができる。

現在発光雲の解析は進行中であるが, これまでに判明した概略は下の通りである。

発光雲	高度範囲 (km)	内之浦からの水平距離 (km)
Na X雲	90 ~ 120	40 ~ 55
Ba 雲	170 ~ 150	115 ~ 160
Na Y雲	150 ~ 130	160 ~ 190

内之浦からの方位は北から東へ約 141°

また風向風速の概略値の一例は下の通りである。

発光雲	高度 (km)	風向 ($^\circ$)	風速 (m/s)
Na X	92	345	18
Na X	94	150	20
Na X	98	205	19
Na X	107	225	15
Na Y	140	230	50

ただし風向は北から東まわりに測ったベクトルの向きを示す。一般的傾向として高度90~100 kmの間に大きい風速のshearが見られ, また高度105 km以上のdiffusive zoneでは高度が増すと共に上から見て風向が時計まわりとなっているのは, これ迄の観測の結果と同じである。

K-8-16号機によるインピーダンスプローブ 実験の結果

加藤 進・麻生武彦(京大工) 江尻全機(重大宇宙研)

K-8-16号機は Na及びBaの放出による電離層の風シヤ一の測定及び静電場の測定を主目的とする人工雲の専用ロケットであり、インピーダンスプローブは実験の背景となる電離層電子密度分布、Ba弾放出時のロケット近傍の電子密度の測定及び100 km附近のストラテイングE層の検出等による実験の総合的な成功を企図して搭載された。

観測装置は通常のジヤイロプラズマプローブを0.5~4MHzの同波数掃引時間が62.5 msecと0.5 msecのものに二系統装備し高度に対する高い分解能と、弾の燃焼に際しての不測の事態に対する冗長性をとてた。またこれらのバツフアソア用としてロケットに対して正バイアスさせた球プローブを先端に突き出し約50dBのダイナミックレンジで電子飽和電流の測定も併せて行った。

実験は9月2日1914JSTにロケットが打ち上げられタイムシーケンスに従いNaX, BaU, BaZ, NaYの各弾が噴出した。インピーダンスプローブの各センサーは発射後72秒後に展開し、機器は動作し始めたが、飛翔後半に電源電圧の低下 掃引同波数帯域の変動を生じ、ガス噴出により何らかの障害を受けた可能性もある。

観測結果は、未だ正確な軌道データ、電離層の噴出状況の記録等が入り込んでいないので最終的な結果を学会の講演に於て述べることにする。今の時点では以下の個々のことば

(1) NaXは73~100 secの間に噴出する予定であったが我々のプローブには83.6秒からインピーダンスプローブ(IPプローブ)とラングミュア飽和電流プローブ(LPプローブ)に全く相似の I_p が出ておりX+87秒で前者によりプラズマ同波数が6.7 MHz、後者によりそれに対応した160 μA の電流が流れている。Na弾は電離するわけではなく又この100 km近傍に於ける E_s は山りの観測では $f_o E_s = 2.4 \text{ MHz}$ (1915 JST)であるから少し高すぎるようであり検討中である。(2) BaUとBaZの噴出に対しては機器はショックを受けて波形が乱れているが電離による電子密度の増加は見られず、地上からの観測でBa雲の発光が見られなかったことと対応している。(3) 下りの高度100 km附近では人工雲の噴出がなかったためLPプローブに E_s によると推定される電流が流れている。IPプローブではこれに対応する共鳴は緩やかでスピン運動により暫時イイク領域にセンサーがあったと推定され、低密度で真空中のレベルを示して居り、見出せない。

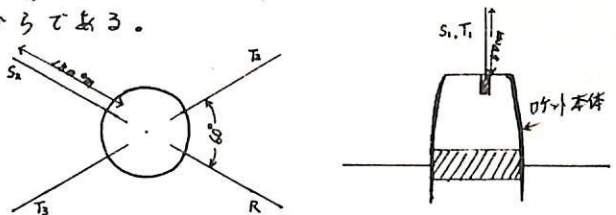
K-9M-33号機による同種の実験が来年1~2月に行われる予定であるが、我々はこのK-8-16号機によるテストを通じて人工雲との相乗りによるインピーダンスプローブ実験の可能性を確認した。又LPプローブのような直流プローブではガス噴出に伴うプローブ表面の汚水がかなり定量的解析を及ぼすことと認めた。又次上のような実験はMax-PlanckのHaerndelのグループが幾度か行いやはり同波数掃引型のインピーダンスプローブにより電子密度の測定を行い6 kgのBaとCuOの噴出により背景の5~6倍の電子密度の増加を観測している。

(次上)

L-3H-5号機によるインピーダンス プローブの実験

江尻全機・麻生武彦・横堀進義
東大宇宙研 京大工 京大工

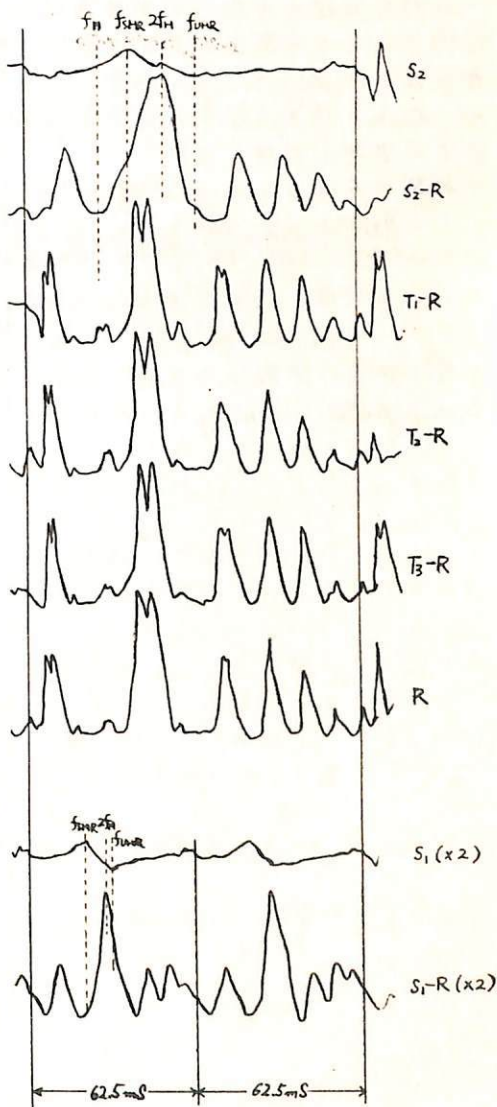
1970年9月19日20時30分に、内の浦より打ち上げられた観測ロケットL-3H-5号機に搭載されたインピーダンスプローブによって、300km~2000kmの、夜間の電子密度分布が測定された。又、プラズマ中に、送信、受信用のアンテナを突き出し、その間の相互インピーダンスを測定し、電子密度、電子温度、或は、静電波の伝播についての解析を試みた。実験装置は、5本のアンテナを備え、タイムシェアリングで各アンテナを切り換えて、インピーダンスプローブ用、相互インピーダンス測定送信、受信用として用いた。これは、伝播方向を変えて測定すれば、地球磁場、及び、スピンの影響を明らかにし、更に、地球磁場の方向を決める事ができらるであろうと思われるからである。



- S₁: インピーダンスプローブ用 (62.5ms)
- S₂: _____ (125ms)
- T₁, T₂, T₃: 相互インピーダンス測定送信用
- R: _____ 受信用

アンテナの配置図

送信側を定電圧駆動すれば、電流は、自己インピーダンスの周波数特性に依存するから、その時、受信アンテナに誘起する電圧を測定すれば、プラズマを介した時のアンテナの相互インピーダンスの周波数特性を求める事ができる。インピーダンスプローブによる電子密度測定は、これまで、ロケット実験によって、高精度で行なわれてきたが、相互インピーダンス測定によるプラズマパラメータに関する考察は、未だあまり進められてはいないので、宇宙研のスペースシャベンバーに於て得られた、基礎実験の結果や、前回のL-3H-6号機で得られた、データと比較し、検討する。



各モードの波形

超音速で電離層内を動く物体によるプラズマ 波動の励起

倉橋克典

名古屋大学空電研究所

電離層の aerodynamics の理論的研究は主として Soviet の Ya. L. Al'pert, A. V. Gurevich, L. P. Pitaevskii; を中心とする group によりなされて居り最近ではかなり詳しい部分まで究明されて来た。しかし波動の励起の問題については従来あまり積極的な研究はなされなかつた。これは電離層では damping が大きく波動の存在の可能性が小さいと考えられたためと思われる。しかしながら satellite の観測, 及び laboratory での simulate 実験によるとその存在が確認(音波)され理論的解明が望まれる。

波動の励起の可能性のある領域は粒子の rarefaction の領域であるがこの領域はさうに電子と ion の密度の差から生じる電場の影響を大きく受ける body の近傍と、静磁場及び粒子の diffusion の影響の大きい body から比較的離れた部分とに大別できる。後者は plasma physics の変からは多くの興味深い現象を含むがここでは電波観測上重要な前者に限定して述べる。

考察の方法は poisson's eq と Boltzmann's eq

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{e_1}{m_1} (E_0 \frac{\partial f_1}{\partial v} + E_1 \frac{\partial f_1}{\partial v}) = \frac{r'(v+v_0)}{r'} \delta(r'-R_0) H(r'(v+v_0)) f_0^d$$

但し右辺は body の surface による粒子の absorption を表わす項で $H(x)$ は Heaviside function である。

を用いて分布関数 f_1 を求めこれから perturbed density, 電場を求めその dispersion relation, field intensity について論じる予定である。

匠 藤 哲 也 ・ 松 田 美 之 ・ 小 川 忠 彦
京 大 理 ス タ : フ ェ ー ド 大 京 大 工

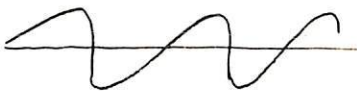
前回の講演において、弱電離プラズマ中のドリフト不安定 (cross-field instability) の非線形解析の結果、モード間結合により、爆発的成長 (explosive instability) に導かれることをお話しした。この例からもわかるように自然界で生じる爆発的現象に対してプラズマの不安定性にも同様のモード間結合 (波-波相互作用) が何らかの役割を果たしていることは異論の無いところであろう。この研究の目的はモード間結合のひき起す様々な性質を電子計算機を用いることにより詳細に調べることにある。

一般に、無衝突 (コルソフ) プラズマ中の波動の力学にはプラズマの粒子的側面 (微視的側面) が重要でありモード間結合のみをとり出して調べることはむづかしい。ところが弱電離プラズマは流体的取扱が可能であり、微視的の意味での粒子と波の相互作用 (共鳴粒子) を考慮する必要がない。非線形効果としては、(1) 平均流への擾乱の起る (いわゆる準線形効果) と (2) モード間結合の二通りしかあり。このような見地から、ここでは弱電離プラズマをとりあげて、モード間結合の性質を調べることにする。

磁場の方向弱電離プラズマでは、粒子間の衝突効果のために波の励起はほとんどなく興味ある現象に欠けるが、このプラズマに磁場を加えると、Hall効果により種々の波が現れる。電離層付近にこのようなプラズマ状態があり、種々の波 (irregularities) が存在することが電波伝はんや直接測定により確認されている。中でもHall電流 (equatorial electrojet, auroral electrojet) によってイオン音波やドリフト波の二流体不安定、クロス・フィールド不安定性の結果、生じることが理論的にも観測上でも確かめられている。ここでは、この二流体不安定性及びクロス・フィールド不安定性の非線形発展にしようとして解析を進める。

今回の報告は、クロス・フィールド不安定性によって励起するドリフト波のモード間結合の波に及ぼす影響についてお話しする。詳細は講演にまわすこととして、簡単な結果のみを述べる。

- (1) 非線形性の弱い領域では $\psi(x, t) = \psi(x - v_p t)$, $v_p = \text{一定}$ なる定常解 (steady state) が存在しその波形は鋸歯状波となる。(図1)
- (2) 非線形性の比較的強い領域では波は局在した波形 (soliton状) となる。(図2)
- (3) (2)の領域における波のエネルギー・スペクトル (密度波の振幅の二乗) は k^{-3} に比例する。
- (4) (2)の領域では系は可逆的である。即ち、系は軟い遷移 (soft type transition) と示し、初期条件に無関係に定常解を有する。
- (5) 非線形性の強い領域では非常に強く乱れた乱流状態になり、計算機でもってしるも解析がむづかしくなる。



[図 1]



[図 2]

昭和基地に於けるロケット発射実験及び観測結果

平沢威男・等松隆夫・永田 武 (東大理) 川口貞男 (極地研究センター)
 平尾邦雄 (東大宇宙研)

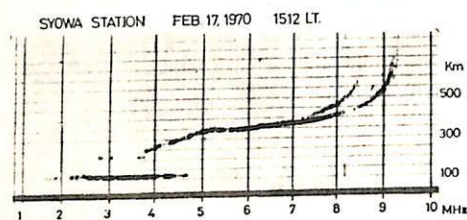
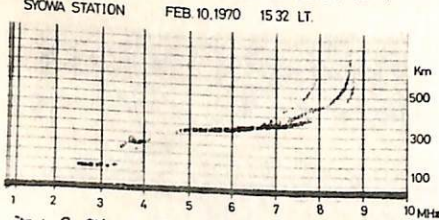
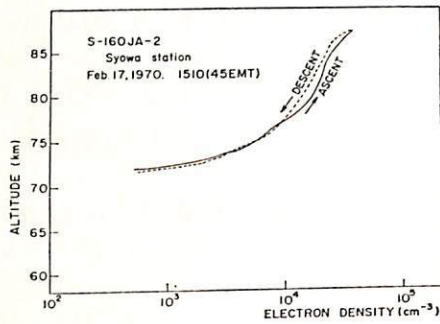
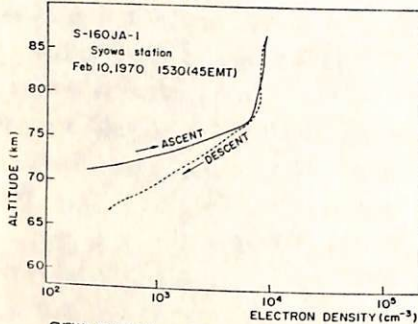
◎ 第11次南極地域観測隊 (JARE-11) は、今年(昭和50年)の1月 昭和基地に超高度観測用ロケット発射設備を建設し、2月10日 17日の両日には、初のロケット S-160型 2機の打ち上げに成功、極地域の電子密度及びオゾン分布の観測 data を取得した。

今回の報告では

- ① 昭和基地に建設されたロケット発射設備の紹介
- ② ロケット発射実験の状況
- ③ 観測 data の結果 及び その検討

について述べる。

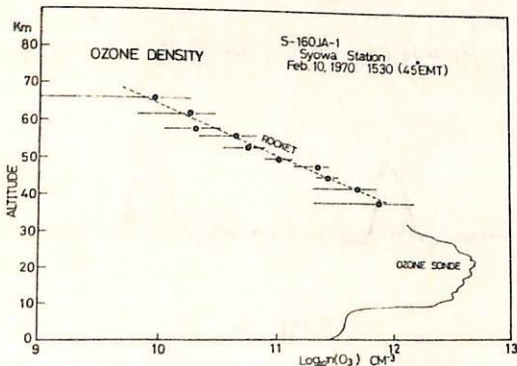
◎ 電子密度分布



オ1号機は、静穏
 オ2号機は、Positive Bay 現象の最中に打ち上げられた。この2機の発射時の地方時、季節、Solar zenith angle は、殆んど等しい。従って、オ1号とオ2号による電子密度の差、(3x10^3 ~ 2x10^4) at 78-87 km level は、positive Bay 現象中に侵入した荷電粒子による電離と考えられる。

Fig. 1. オ1号機による電子密度分布及びアイオグラム。 Fig. 2. オ2号機による電子密度分布及びアイオグラム

◎ オゾン密度分布



- 40km以上の高さには於けるオゾン密度の減少は
$$N(O_3, z) = N(O_3, 40km) e^{-(z-40/5.1)}$$
 z : 高さ; $N(O_3)$: オゾン密度 (cm³)
- 極地域のオゾン密度分布は、静穏時に於ける中低緯度で得られたものとそれほどちがわない。

Fig. 3. オ1号機によるオゾン密度分布

平沢威男 (東大理)

昭和基地で取得された meridian scanning photometer の data から得られた「極光の時周空間変化図」(ref. JARE Scientific Reports, Series A, No. 8) を中心に、地磁気変動、地磁気脈動、極光脈動、リオメータ 及び VLF 等の data も利用し極磁気嵐の特性を調べる。

① Break-up type の極光

極光からみた基本的なパターンとして、次のように定義してみる。"ほとんど静止状態にある Band または Arc 状の極光が急に明るさを増し、 $300^m \sim 800^m/sec$ 位の速さで Poleward へ動きだす現象。随伴現象としては、極光の明るさが増す時、数十～数千 kc の auroral hiss; Poleward の動きと同時に地磁気とリオメータの Sharp な変動; 短周期成分 ($> 1Hz$ 程度) 変動を含む不規則な地磁気・極光脈動。

② ブレイク・アップ現象後 二次的に生成される極光

ブレイク・アップ type の極光が通過した領域には、二次的に diffused surface または Rayed Arc 状の極光が広範囲に生成され、これらの極光は漸次 equator ward に移動する。この極光に伴い、地磁気及びリオメータはゆるやかな変動を示めし、地磁気・極光脈動に周期 5～10 秒程度の連続した pulse 的な変動がみられる。時に Auroral chorus が観測される。

③ 極磁気嵐前駆時の極光

かすかに輝く ($\sim 0.3 KR - 1 KR$ 程度) Background 的な極光が Poleward から Equatorward へと拡がり初める。この極光の中に明るい部分として homogeneous Band または Arc が存在する。この時には、地磁気とリオメータの変動が幾分認められる程度で、他には顕著な随伴現象はない。

④ 極磁気嵐 (Bay-type disturbance)

一つの極磁気嵐 (所謂 極地方の Bay disturbance) の多くは、③の前駆現象があり、①で定義された Break-up type の極光現象が、いくつ連鎖的に起り、それにより 二次的に生成される極光のふるまいを考慮することで、一応 Systematic に説明がつくと考える。

金田榮敏(東大理)

これは、極域擾乱の前後に於ける極冠でのオーロラの変動を *South Pole* ($\phi_m = -78.5^\circ$) での全天写真記録を *ASCAPA-D* (デジタル型極冠全天写真光電解析機) に依り解析から究明してきたが、今回は従来天頂部に限定されて居た極冠活動の解析を、東西南北の地平線4領域に於ける極冠活動の解析結果を加味した1つに就いて報告する。その結果の二、三を要約すると、

1. *South Pole* は *magnetic local time* の正午附近では *auroral oval* の下に位置すると考えられるが、この時間帯での極冠活動は *polar substorm* の開始に先行する事1~3時間に増加が開始する。この活動の増加は *IMP-C* の磁圏内磁場の観測結果と比較した場合、黄道面に対する垂直成分 (F_z) の北から南への移行と対応がつかう。この場合極冠の幅相は東西に延びた非常に弱く、*Arc* の緯度を増し次第に低緯度に移行する事が認められる。
2. 夕方向に於いては大体この傾向は同じであるが、低緯度側への移行の度合いは大きく、極冠が低緯度側の地平線と越して移行する事が多く、この幅相の場合全天での極冠緯度は24時間中の最低を示す事が多い。
3. *DP-2* 型と呼ばれる磁場変動と極冠活動との対応であるが、今迄 *DP-2* として挙げられて来たものは *South Pole* に於いて明方から正午前の時間帯に入るものが多いと認められているが、その例の中で極冠の記録が同時に使へる二、三の例に就いて言へば、極冠緯度の変動の *mini-max* と *DP-2* の *mini-max* との対応はあると言へるが、この対応が現象相互の生成機構上本質的なのかどうかは更に解析を加へる必要がある。
4. *South Pole* に於いては極冠緯度の緯度依存特性は低緯度側に高緯度が対応する場合が多いと認められる。上述の *substorm* に先行する極冠活動は高緯度側に始まる特性を有し、同時に存在する事も多い低緯度側の活動とは殆んど独立である。

SSC, Si⁺, Si⁻ の際の polar chorus の dynamic spectrum

林 幹 治

東 大 ・ 理 学 部

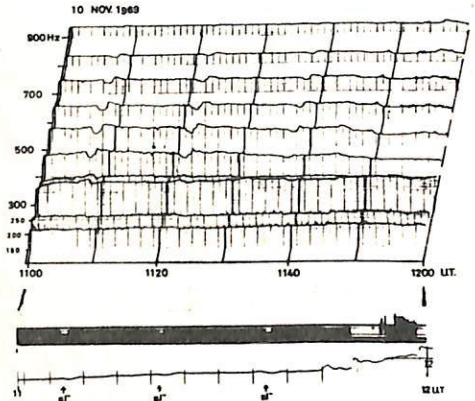
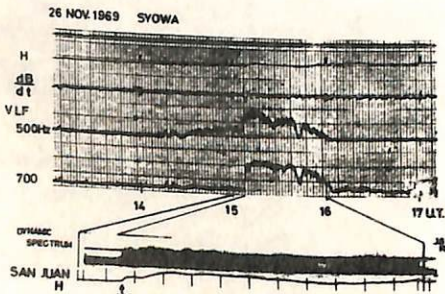
極域白濁電波現象のうち0.2~20LT頃に観測されるものはpolar chorusと呼ばれるものがある。通常周波数は0.2~2kHzでback ground hissとrise timeが秒単位のdiscreteなスペクトル構造を有するが、地磁気活動の上昇とともに周波数-時間(f-t)のスペクトル形は多様に変化し、周波数帯も広がることが多い。polar chorusは磁気圏及び電離層での突発現象(SSC, Si, solar flare effect)の影響を敏感に受け各領域の診断に使える可能性があるが従来突発現象を磁気テープに補えることによりテープ消費量の点で困難であった。第10次南極地域観測に於いては観測する周波数帯を狭め、方位の記録で現象を述べる可能性はほとんど無いという見通しの上に連続磁気テープ記録が行われた(周波数0.2~2kHz)。solar flare effectについては良い例が得られなかったが、SSC, Siについては多数の例が得られた。現在までの解析で判別した点は図2, 図3講演会での報告をほぼ裏付けるものである。(cf. (1), (2))

- ① 磁気圏の圧縮を伴うSSC, Si⁺の際には周波数の上昇及び放射強度の増加が見られる
- ② " " Si⁻ " " 下降 " 減少 "

特にSi⁻の際従来の記録では現象消滅が周波数減少を伴うかどうかはっきりしなかったが今回その点のあいまいさが除かれ一つの統一的なものの見方が可能になった。

図1~3はスペクトルの一例で図1にSi⁻の際の周波数減少が見られる。

polar chorusと一口に呼んでゐる現象も中身は多様で前の公演のauroral chorusと呼ばれるものもその中に含む場合もあり 先に述べた地磁気活動によるスペクトルパターンの変化、またその日変化なども割合と顕著で地球物理学観測に立っての統計的処理も今後行なわなければならないと考えている。発生源構については従来及び今回の結論から言えることはelectronによるcyclotron likeな不安定性と考えるのが適当であろう(1), (2) (当日はSSCの際のemissionの音の変化も説明できる予定である)



[参考文献]

(1) K. Hayashi, S. Kokubun and T. Oguti, Rep. Ionos. Space Res. Japan, **22**, 149, 1968.
 (2) S. Kokubun, K. Hayashi and T. Oguti, Japan Antarctic Research Expedition Science Reports Series A No 6

林 幹 子

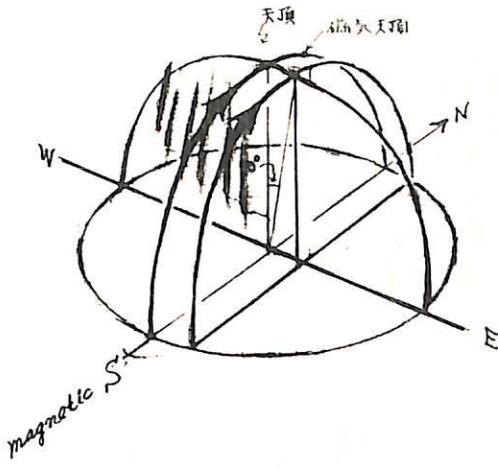
東大 理学部

第10回南極地域観測における極光夜光部門の研究観測部門では天頂極光強度観測

(278)

磁気子午線とそれを含む子午面に平行な小円面に含まれる小円上を高速(10回毎秒)に掃射する
光電管系を使って観測が行なわれた。今回は後者についての速報を行う。

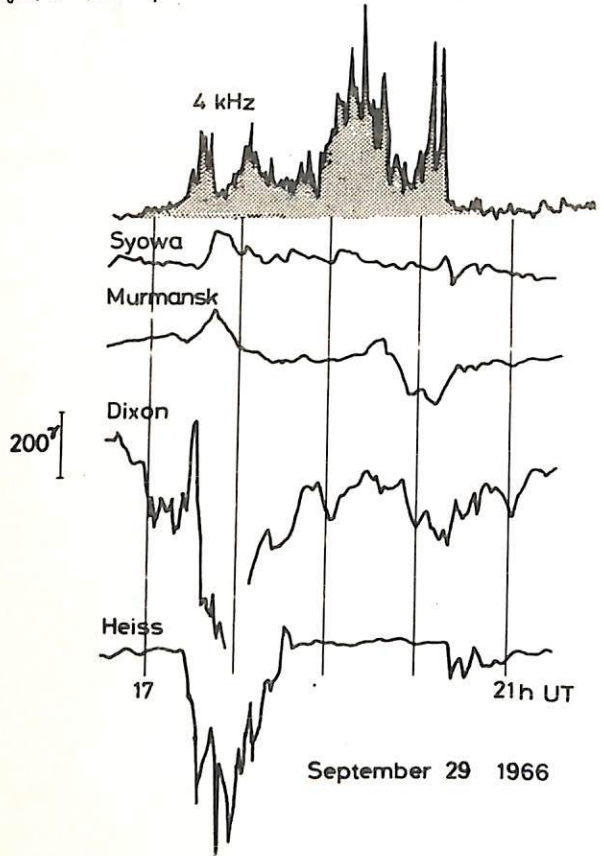
後者については新しい観測系であり光電管系の性能としては限界に近い状態を呈したとな
りにより各種の問題点が現地で発生し、更にフィルム記録であるため現像、露光、焦点合わせ
などに問題が入り込み、良質の data の量は1回10分程度であった。得られた記録例について
報告する。



国分 征 平沢 威男
 東大理 地球物理研究施設

極光帯における hiss とその関連現象については Morozumi (1965), Harang 等 (1965, 1967) によってかなり詳しく説明されている。Morozumi は VLF emission と aurora や地磁気脈動との関係から、substorm を三つの phase に分けた。N1 と呼ばれている真夜中前の phase は hiss と diffuse な arc 状の aurora が特徴的であり、CNA は小さい。N2 phase はいわゆる auroral breakup であり、impulsive hiss と pi 脈動が卓越する。N3 は post breakup phase で hiss はほとんど観測されない。この分け方は一つの観測点で時間的に変化して行く現象をみて分けられたものであり、汎世界的な現象である polar substorm の発達過程とそれぞれの phase がどのように対応するかわかっている。最も問題と思われるのは N1 と N2 が本質的にちがったものであるか、単に地方時のちがいに過ぎないかという点である。この点は、最近いろいろとわかっている。いわゆる substorm の前に前兆現象といえるべきものがあるかという問題にも関係がある。

昭和基地での N1 に対応する hiss と auroral electrojet activity とを比較してみたと多くの場合真夜中付近に起る breakup に始まる substorm に対応して hiss が発生している。しかしながら jet activity がほとんど増加しない arc が明かになりそれに対応する hiss が、ある場合があり詳しい吟味が必要である。



OGO-1 データによる VLF エミッションについて

柴田 喬 奥沢 隆志
電 通 大

OGO-1 衛星の '65. Mar. 21 から '65. Nov. 24 までの、バンアレン内帯からスロットにのがかる場所での VLF 観測データに見られる triggered emission について、その解析を行なった。emission は、特徴的に右図の3つのタイプに分けられ、それぞれについて、エミッション周波数 f_E を、衛星位置の L 値、

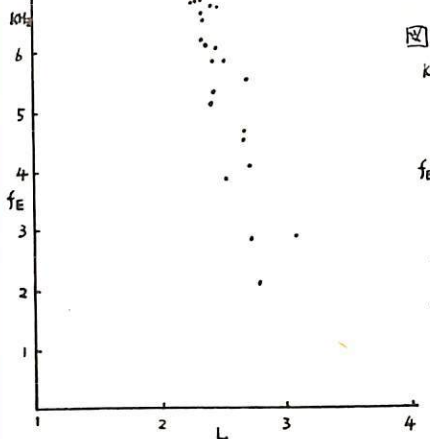


図 1

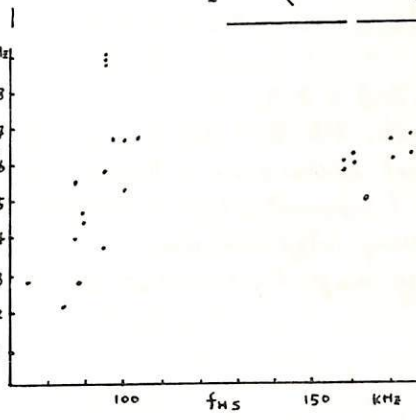


図 2

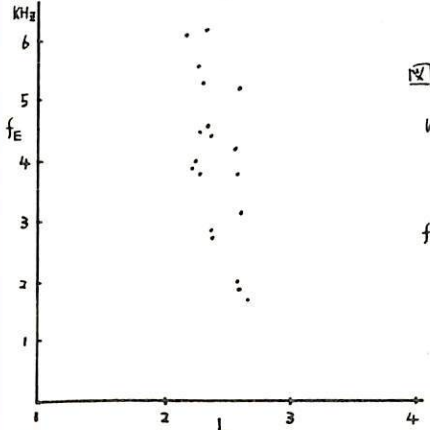
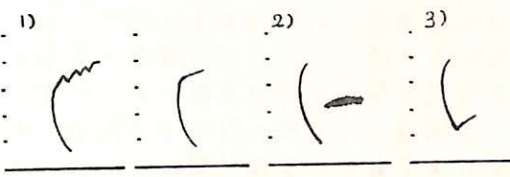
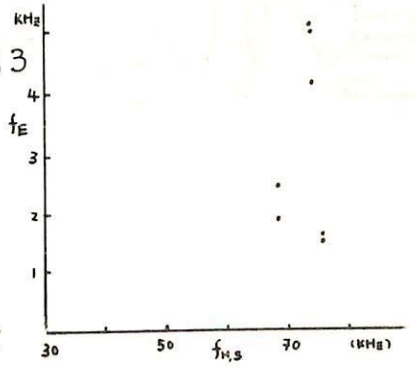


図 3



衛星位置のジャイロ周波数 f_{ms} に対してプロットすると、図 1, 2, 3 の様になる。これより、タイプ 1), 2) のエミッション放射位置は、衛星位置値ではなく、 L 値のみで決定される場所、即ち、赤道面であると考えられる。

これに基き、このエミッションの観測されている、バンアレン内帯のエッジ付近で存在可能なエネルギー領域の電子による、サイクロトロン放射として、このエミッションを解釈した結果、電子のエネルギーは、500 KeV ~ 1 MeV となった。

タイプ 3) のエミッションについては、これと同様の考え方をすると、 $f_E - L$ 図が逆センスとなり、当然とはなく、この考え方はあてはまらない。

なお、タイプ 1), 2), 3) の違いを決定する要素や、タイプのエミッション周波数の変動を支配する要素等、重要な問題が残るが、それらは後にゆずることとする。

地磁気変動と降下粒子

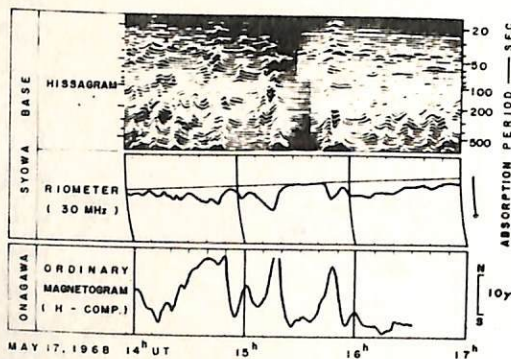
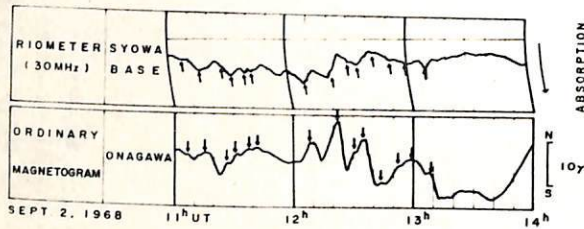
桑島 正幸 森岡 昭 斎藤 尚生
東北大学理学部地球物理教室

前会の学会で、低緯度における地磁気変動と極光帯における *particle precipitation* (CNA現象) とには、極めて良い相関があることを述べた。すなわち、これほど知られていた。SC, Si時に粒子の降下がおこる事実の地、極光帯でM-typeのCNA現象がおきているとき、このCNA現象の変動と、磁気圏の *compression, expansion* に対応するような世界的地磁気変動とが非常に良く対応している。(図参照)

今回は、この型の対応がどの位の周期のものまで保たれるのか、またこの型の対応一般に知られている極光帯における Pc5 と降下粒子との対応との関連等について解析を述べた。

用いた資料は 次のとおりである。

- (1) 昭和基地 riometer (電波研 石沢氏の御好意による)
- (2) 昭和基地 auroral radar echo (電波研 長谷川氏の御好意による)
- (3) 昭和基地 ULF (Rayspan型 Hissa による解析, 講演番号 2-47a 予稿参照)
- (4) 昭和基地 ordinary magnetogram
- (5) 低緯度 ordinary magnetogram 及び La Cour type magnetograms



恩藤 忠典
郵政省電波研究所

Mead (1964) は定常な太陽風 (n_1/cm^3 , $V_1 km/sec$) で変形された地球磁場を求め、その上に嵐時の太陽風 (n_2 , V_2) がやって来た時の地上SI (or SC) の振中を求めた。

$\Delta B(Y) = 0.03 (V_2 \sqrt{n_2} - V_1 \sqrt{n_1})$, $\Delta X = \Delta B \cos \theta$, $\Delta Y = 0$, $\Delta Z = -\Delta B \sin \theta$ (X : 磁気的北, Y : 東, Z : 下向き, θ : 磁気緯度) 即ちSIの水平成分は $\Delta Y = 0$ で, ΔX は高緯度に行くにつれて小さくなる。Nov. 7, 1966, 1720 UT に起ったSIの水平成分 ($\Delta X, \Delta Y$) の世界分布を求めると, $\Delta X, \Delta Y$ 共に緯度 60° 辺りより高緯度へ行くにつれて増大し, $70^\circ \sim 75^\circ$ 辺りで最大になり, それよりすと再び小さくなる。この傾向は Mead モデルでは説明できなから。→ Wilson & Sugiura (1961) は 50° 以上高緯度SC水平成分の楕円偏波を見付け、これを磁力線に沿って伝播する横波モードの磁気流伝播によるとした。しかし彼等は高緯度大振中では伝播しなかった。

Greifinger & Greifinger (1965) によれば高緯度の磁力線に沿って伝播する磁気流伝播の高度 $500 km$ と $80 km$ との間の吸収は $0.1 Hz$ 以下では無視しうる (SIは $0.01 \sim 0.003 Hz$)。今磁気圏赤道面での振中を b_e , 磁気流伝播速度を V_{Ae} , 磁力線の断面積を S_e , 磁場強度を B_e とすると, 磁力線に沿っての地磁気束 & u 磁気流伝播電力束の保存, $B_e S_e = B_{500} S_{500}$ & $u B_e^2 S_e V_{Ae} = u_{500} B_{500}^2 S_{500} V_{A500}$ から高度 $500 km$ での振中 $b_{500} = b_g$ (b_g : 地上振中) を求めることができる。

赤道面でのSI波が全方向に伝播可能と仮定して、立体角について、赤道面でのSI振中の観測値 b_0 を平均した。 $b_e = b_0 / \sqrt{3}$ プラズマポーズ及 u $500 km$ での平均イオン質量数, 電子密度の緯度変化を考慮し、又磁力線に沿う横波モードの振中として b_e をとり、赤道面での観測値 $b_0 = 11 \gamma$ (L に依りて一定) を用いて b_g の緯度変化を求めると緯度 $60^\circ \sim 65^\circ$ の間で急速に b_g は増加し、観測値とほぼ一致する。

70° 以上高緯度のSI振中の減少は赤道面での b_0 の L 分布に依存すると思われる。又 $L=5$ の磁力線に沿って collisionless モデルの電子密度分布を用いて求めた磁気流伝播の赤道面から地上までの伝播時間, 30.3 秒は赤道面と地上との伝播時間 54 秒より小さく、高緯度の方が早くSIが起っていることになる。

上出洋介(東大理)

Polar magnetic substorm を極側極光帯付近の field-aligned current で説明する試みは古くから為されており、model current による磁場分布の計算も多い。が、それらはすべて、パラメータ (field line の形、separation angle など) を限定したり、特定の地球上の点についてのみ計算している。本論文では、いろいろなタイプの current による地球上のすべての点における磁場 ($\Delta H, \Delta D$) を計算し、実測の ΔD (field-aligned current は中低緯度の ΔD に最も顕著に現われる) を調べ、もし field-aligned current があるならどういふタイプのものがどこにあり得るかについて考えた。計算においては、電流は南北半球に対称に存在し、扱う磁力線はすべて赤道面で $4R_E$ を通るものと仮定した。得られた主な結果は次のとおり。

1. 図1(a)のような current loop (図の電流系は片半球を省略) $i_R = i_L = 2i_p$ による場合と、実際あり得る (b) $i_R = 2i_p \propto \frac{\alpha}{\pi} \cos(\frac{\alpha}{\pi} \lambda)$, $i_L d\lambda \propto \frac{\alpha}{\pi} \sin(\frac{\alpha}{\pi} \lambda) d\lambda$ による地球上の各点の磁場を比較すると、 ΔH に関しては、(a) とほとんど同じ効果をつくる (b) の α_c (たとえば、 $\alpha = 90^\circ$, $\alpha_c = 120^\circ$) がある。

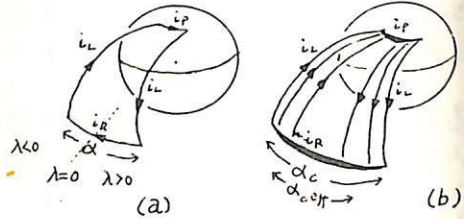


図1

2. Fukushima, Vasyliunas は無限遠方から直線に沿って入射および出る電流の及ぼす地上の磁場分布は AEJ の return current と同効果であることを示した。しかし、実際にあり得る curved field line に沿った電流と直線に沿う場合と比べると、磁場変動の各成分の傾向は同じだが、大きさは特に低緯度で最大 factor ~2 の差がある。すなわち、Chapman-Vestine と Birkeland-Alfvén 型の電流系は低緯度に関しては等価でない。

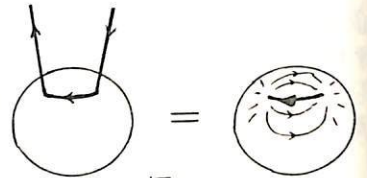


図2

3. Compressed dipole の磁力線に沿う電流の地球上の磁場効果は、あり得る compression の程度では pure dipole の場合と大差ない。

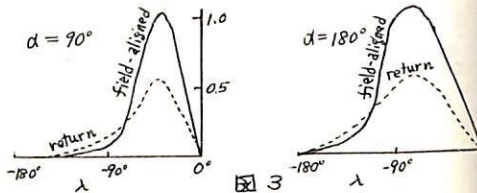


図3

4. ΔD の λ -dependence を return current の場合と比較すると図3のようにかなりの差が出る。図は $\varphi_m = 40^\circ$, $\lambda = 0^\circ$ の ΔH で normalize してある。

5. $\varphi_m = 40^\circ$ の経度に広く分布する 12 の stations の ΔD を 21 個の substorm の各 phase について調べた。データは、return, field-aligned current の latitude dependence の計算結果 (それぞれの傾向はほとんど等しい) の平均により $\varphi_m = 40^\circ$ の値に normalize した結果、(1) 夕方側の $\Delta D > 0$ が朝方の $\Delta D < 0$ より 1.5~2 倍大きい (2) 概して max ~ recovery stage には return current が優勢となる、ことがわかった。まとめると、polar magnetic substorm 時には、図4のようなモデル電流系を考えることができる。

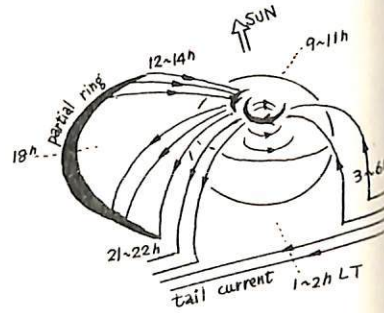


図4

午後側における Polar magnetic substorm の空間的構造と時間的特性

上出 洋介・福島 直(東大理)

午後側における polar magnetic substorm の current pattern に代表される magnetospheric substorm の発達特性は複雑で、特に極光帯でよく観測されるいわゆる positive bay が独立した eastward electrojet が auroral oval を流れる westward electrojet の return current によるものであるかは、partial ring current, field-aligned current が存在するかどうかと関連し重要な問題である。しかし現在までは、適当な station network がいないため、substorm 時の magnetic disturbing force の分布に対する統一的な解釈がない。ここでは、図1のような polar region から低緯度にはほぼ同経度に並ぶ17個の station の magnetogram を用いて ΔH , ΔZ の latitude profile を調べ、また同時に worldwide current vector, 他

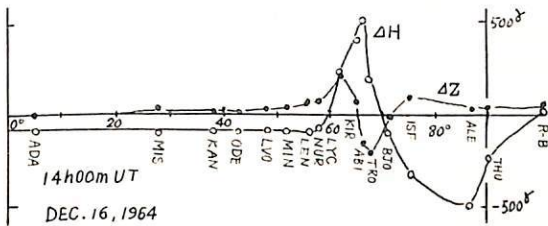


図1

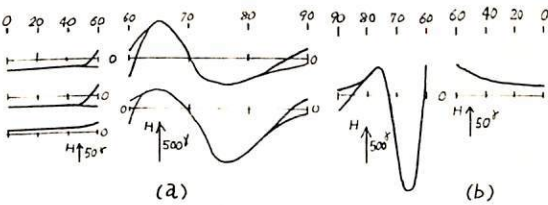


図2

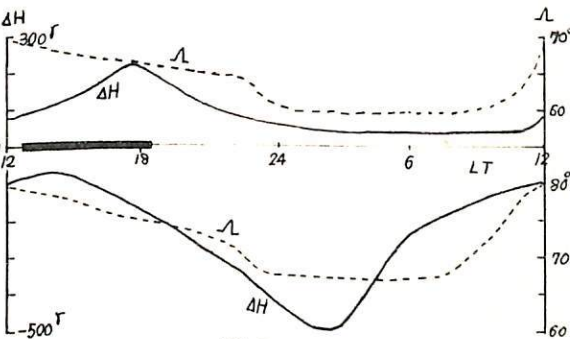


図3

他の午後側の現象 (partial ring current, H_p sweeper) との関連について考察を行なった。

その結果、午後側の ΔH の latitude profile については平均的に図2(a)のような中低緯度と高緯度のいろいろな組合せの pattern があり (それに対し、午前側は(b)のようなものしか観測されない)、どの型になるかは ① substorm ② storm time ③ local time に依っている; したがって、従来のように午後側の極光帯の positive bay をすべての場合 eastward electrojet が return current のいずれかによるものであるとするのは困難であるということがわかった。

図3は今回調べた10例の substorm の main phase における ΔH のその local time における最大値を ΔH_{max} についてそれぞれ平均したものの、およびそれぞれが最大になる geomagnetic latitude λ を local time の関数として表わしたものである。太線で示したのは positive bay が同じ local time の negative bay より絶対値が大きくなる区間である。これによると、positive bay は 17~18 LT で最大になり、これは eastward electrojet の存在を表わしているものと思われる。この positive bay は、(1) そのさらに高緯度を流れる westward current (これは夜側からの auroral oval に沿った延

長と考えられる)の変動と coherent でない (2) その中心は substorm の発達と共に equator 方向に動く (平均スピード ~ 125 m/sec、magnetosphere に投影すると $\sim 2 R_E/hr$) のに対し negative bay の中心は極方向に動く (3) filamentary or patchy な微細構造がある。

また H_p -aurora, sweeper (IPDP) は午後側において positive bay と同時に観測される (後者は $\Delta Z > 0$ 、すなわち positive bay の中心より赤道側で)

飯島 健

東京大学理学部

Polar storm (Dp)の機構を存えて「場合最も primitive で大切なことはこれがどの様な核から生長しいわゆる Auroral Electrojet (AEJ)となり、磁気嵐を形成して「かき調べる」ことである。Auroral Electrojetsが発達し生長して「かき」の「かき」後に「素地」とする「地磁気擾乱」があること（永田-飯島(1964), 永田-国分-飯島(1966), 飯島-永田(1968, 70), Heppner-杉浦(1967)), 極磁気嵐の中で最も目立つる AEJ は本質的には永田-福島(1952, 53)の polar-elementary storm と同じであり、大筋においては磁気圏内部で起こる物理現象の一部が地上に反映されて「かき」である（赤祖文(1968)）。

素地とする地磁気擾乱は極地域に最も「かき」あり、おとよね、昼間-午後側の領域にわたって勢力の大きい「電流渦」を本とする。この現象は地磁気共役性を本とし、その3次元は夏季半球では冬季半球に比べて3倍ほど大きい。この現象は主として Solar wind の「かき」(運動力と電圧磁場)の変化に起因する Polar Disturbance と考えられ、根柢的には永田-国分(1962)の individual constituent であると考えられる。SP と命名された（注: SP は Fieldstein-DPC(1969)と比べて、DPC は AEJ が「かき」する「かき」にも存在し、かつ polar cap と「かき」側の auroral zone に「かき」する「かき」の「かき」は多量に harmonise している。又、極磁気嵐を「かき」 auroral oval に「かき」 Westward AEJ が「かき」で説明する「かき」は「かき」 auroral zone にある「かき」 positive- ΔH -擾乱をも「かき」基本の要素とせよと主張する杉浦-Heppner の「かき」も「かき」あり。又、SP が「かき」は Dp は説明しきれない「かき」は赤祖文(1970)にも「かき」している）。

AEJ が発生する時、ほとんどの例では発生1~2時間前より「かき」地磁気嵐素地場 (SP) が発達しはじめ、その後「かき」AEJ の「かき」は異なる形態の地磁気変化がある。この現象が AEJ-precursor である。

今回はこの precursor-stage の「かき」磁気圏尾部の磁場構造がどのような「かき」に「かき」主として「かき」これ「かき」発表されて「かき」種々の「かき」を「かき」plasma sheet 領域の「かき」形状が急変し（飯島(1970), Fairfield-New(1970), Russell et al(1970), plasma sheet 領域「かき」変化があり plasma-sheet 領域「かき」Hones et al(1970) かつ、全圧力(「かき」磁気圧)が急激に「かき」(Lazarus et al(1967))。

これらの「かき」初めに出現し SP に「かき」AEJ-precursor は太陽風より「かき」に「かき」が「かき」ある「かき」magnetospheric storm (DM-storm) の storage-phase に対応する「かき」あり、AEJ が発生「かき」は DP-storm の主相は magnetospheric storm の release-phase に対応すると「かき」。

「かき」磁気圏空間磁場が「かき」時と「かき」場合「かき」擾乱の「かき」に「かき」又、太陽風「かき」地磁気擾乱との「かき」を「かき」La morphology を「かき」に「かき」Precursor から Auroral Electrojet の「かき」物理を「かき」に「かき」。

(「かき」の「かき」文「かき」reference は「かき」)。

多重オーロラ・アークの生成 - II

小川忠彦 佐藤哲也
(京大工) (京大理)

前回のオ47回講演会において我々は、多重オーロラアークの生成に関する見解を示した。即ち、

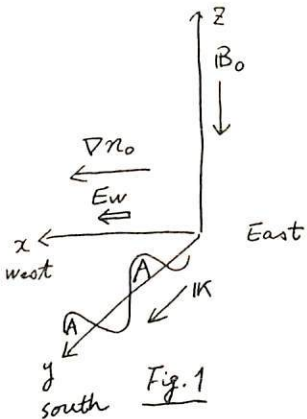
1. オーロラアークの多重構造の生成因は S. Akasofu の考えている磁気中性面での *tearing mode* より、むしろ電離層にあるのではないか。 そうだとすると多重構造を説明する為、tailでの複雑な加速機構は必要でない。
2. オーロラの発光現象をカラーテレビジョンの映像管になぞらえるならば、S. Akasofu の考えは3つの電子銃をもつシャドーマスク型であり、我々のそれは1つの電子銃をもつクロマトロン型である。つまり発光パターンはスクリーンのすぐ前面の偏向ヨークによって制御されるとする。
3. これらの根拠となる考えは、電離層は必ずしも一様でなく静穏時でもマクロな *electrostatic density instability* が起っているとある。一旦この不安定が起ると *conductivity* が場所的に変化し、元々 tail を一様に出発した *electron beam* は *conductivity* の高い所へ降り下り易くなり、その場の *conductivity* を増々高くする。結果的に *electron beam* は電離層で *self-focusing* を受け *discrete* に分離し、アークの多重構造が現れる。

今回は3.の *density instab.* として *cross-field instab.* を提案し解析の結果について言及する。 *cross-field instab.* (C.F.I) は T. Tsuda, T. Sato 等によって非線形領域まで研究されており、赤道、中緯度の電離層 *irregularity* の説明に供されている。 C.F.I. をオーロラ領域に適用すると“もし適当な西向き電界(例えば *dawn to dusk* 電界) E_w と *large scale* な西向き勾配をもつ電子密度分布があると、地球磁場の元で東西方向に平行な *wave front* をもつ *large scale* のドリフト波が発生する (Fig. 1)” という結果を得る。

運動方程式、連続方程式を準中性プラズマの条件で線形解析し、例えば $E_w = 10^{-2} \text{V/m}$, $(\frac{1}{n_0} \frac{dn_0}{dx})^{-1} = 10^3 \text{km}$, $v_{en} = 10^4 \text{sec}$, $v_{in} = 200 \text{sec}$, $T_e = T_i = 300^\circ \text{K}$ とすると *growth rate* $\gamma \sim 3 \times 10^{-4} \text{sec}$, $\lambda = \frac{2\pi}{k} = 20 \text{km}$ となる。 Fig. 1でAの部分が高密度 (*high conductivity*) の領域でアークに相当する。結果として ①アーク間の観測値は30~40km が普通であるから、大略説明できる。 ②位相速度は $\sim \frac{E_w}{B_0} = 200 \text{m/sec}$ で、これは *recovery phase* にあてはまる。 ③ *Cowling conductivity* による強い西向きシエット電流が流れる。 ④各アークの北側は、南向きの *polarization field* によって再び *small scale* の C.F.I. が発生し東にドリフトしながら崩れていく。これは *small scale foldings* を説明するかもしれない。

C.F.I. がオーロラ領域で生じるには、上記の E_w , $\frac{dn_0}{dx}$ が本質的であるが、*density gradient* に関しては実験的に検証され

ていない。しかしこれは、朝側が夕方側より冷たいと思われるので多分存在するものと思われる。他に、アーク存在時の電離層-磁気圏間の *current system* についても簡単に言及する予定である。



田辺弘道・武井忠雄・梅井亨

東北大学 理学部

惑星間空間の状態は、地球上で観測される種々なタイプの磁場変動に直接的、あるいは間接的に自己を表示する。その中で、西田等のいわゆる DP-2 型変動は惑星間空間磁場の Z 成分と相関のよいことな示されている。

我々は前回の学会で、Polar Substorm の出現に至る過程を調べ、"惑星間空間磁場の変動に共変的な DP-2 場の発達——その中の DP-1 場の出現" という時系列を提示すると述べたが、この時系列のもつ意味を明らかにし、Polar Substorm の機構を知るために、更に、解析を加えている。

まず、DP-2 型変動そのもの、及びその時の惑星間空間磁場の性質を明らかにするために、1965 年後半期の IMP-C 及び極地域 (Alert) の magnetogram について同波数解析を行なっている。

また、DP-2 → DP-1 の時系列を定量的に把握するため、DP-2 場の表現として、極地域 (Alert) の magnetogram から、X、Y 成分の double amplitude を読み取り、DP-1 場の表現として、AE index をつくり、DP-1 場の発達過程について解析を行なっている。

以上のことから

惑星間空間磁場変動 → DP-2 型変動 ⇔ DP-1 型変動
の各時系列の性質を示す。

並川 富一
阪市大理

冷いプラズマ中に熱いプラズマが混合している場合のイオサイクロトロン周波数近くより低い周波数の波が一樣磁場下での伝播特性を調べた。冷いプラズマ中のモードである磁気音波、アルファゼン波の他にオメガモード(本質的には熱いプラズマ中の音波)が存在する。アルファゼン波は $V_s/V_A \geq 1$ (V_s : 熱いプラズマ中の音波, V_A : 混合プラズマ中のアルファゼン速度) で冷いプラズマ中より更に非等方的に伝播する。非等方的性は周波数が Ω_c (イオサイクロトロン周波数) に近づくにつれて著しい。磁場と成角度以上では伝わりなくなる。 $V_s/V_A < 1$ ではオメガモード、超熱モードがこのような振舞をする。冷いプラズマ中では等方的に伝わる磁気音波も熱いプラズマが混合しているとき非等方的に伝わる。 $1 + \frac{\omega}{\Omega_c} = \left(\frac{V_s}{V_A}\right)^2$ の所は磁気音波と超熱モードの交替がおこり

(ω : 波の周波数) $1 + \frac{\omega}{\Omega_c} < \left(\frac{V_s}{V_A}\right)^2$ の ω に対しては磁気音波が非等方的であるが $1 + \frac{\omega}{\Omega_c} > \left(\frac{V_s}{V_A}\right)^2$ の ω では超熱モードが非等方的である。 $\left(\frac{V_s}{V_A}\right)^2 \gg 2$ ではすべて ω に対して磁気音波が非等方的に伝播する。その非等方性は ω が Ω_c に近づくにつれて大となる。超熱モードは $\left(\frac{V_s}{V_A}\right)^2 \geq 1$ で右回り、左回りと極性が変化する。

地磁気振動 Pc1, Pc5 の右回りの波は磁気音波が冷いプラズマ中では一樣に伝わり、左回りに (か) なが 1 keV 程度の高温プラズマが 1 eV 程度の冷いプラズマに少量混合した場合の磁気音波の磁力線に沿って伝わり易い性質で容易に説明出来る。オメガモードなる超熱モードも Pc, SI, 磁気嵐の相違に著する部分があると思はれる。

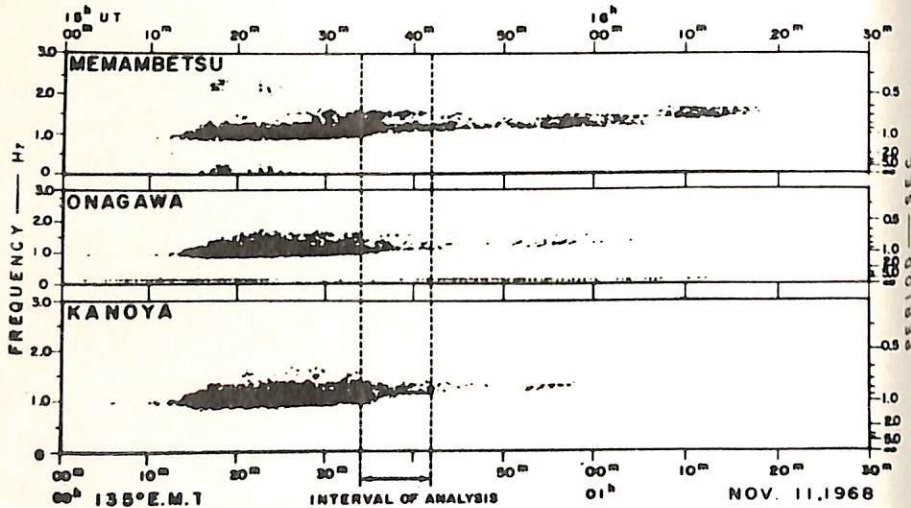
櫻井 亨 斎藤尚生 森岡昭
 東北大学理学部地球物理学教室

目的 Pc1 (0.2~5 Hz) 型地磁気脈動の電離層 duct 伝播について、今迄多くの理論的研究がなされて来た。これらの研究の中、duct attenuationの周波数依存性を定量的に求めたのは、Greifinger と Manchester であるが、彼等の求めた attenuationの周波数依存性は全く逆の特性を示している。この様に Pc1 の duct attenuationの特性は理論的には互いに相反する結論が得られたまま、未だ実験的に確かめられていない。この研究では、世満別、世川、鹿屋と言う低緯度の観測点で同時に観測された Pc1 event (才1図参照) を解析して上に述べた duct attenuation に関する二つの相反する理論の何れが正しいかを実験的に検証する事がねらいである。

解析方法 磁気テープに記録された3観測点における信号と同一の周波数解析装置 Missilyzer 型 Hissa (講演番号 2-47 の予稿参照) を使用して、0.1 Hz 間隔で各周波数毎に振巾—時間曲線を求め、これ等から世満別を基準にした世川、鹿屋での relative power spectrum を求めた。

解析結果及び結論 この結果は、0.9 Hz 以下の周波数に対して周波数が増すにつれ power は小さくなり、0.9 Hz 以上の周波数に対して周波数が増すに従い power が大きくなるという傾向を示した。世満別を基準にした世川、鹿屋におけるこの relative power spectrum は同時に世満別を基準にした各地点での duct attenuation を示す事にもなる。この duct attenuation の曲線の傾向は、Manchester の理論から求めた曲線の傾向に合っており、Greifinger の結果とは逆の傾向を示す事が明らかとされた。

謝辞 世満別、鹿屋の磁気テープによる Pc1 の資料を提供して下さいた碓岡地磁気観測所の方々に感謝の意を表します。



才1 図

福島 直 佐々木克己 平沢威男 (東大理)

極磁気嵐の開始時 $\pi 2$ とよばれる低周波周波成分を持った不規則な波形の地磁気脈動が発生する。発生時は同じでも 極光帯付近で観測されるものと、中低緯度で観測されるものとは、その波形やパワー・スペクトルは非常に異なるものである。この原因について考察を加える。

- ① 極光帯 $\pi 2$ の定義; Break-up type 極光 (例. 予稿 講演番号 1-36) に伴う不規則な地磁気脈動。
- ② ①の定義による $\pi 2$ を 49 例 えらびだし、そのパワー・スペクトルを調べる。平均的にみて、極光帯 $\pi 2$ は、周期 160 秒 - 8 秒の範囲で $f^{-\alpha}$ で表わされる、雑音型 スペクトル を示めろ。
- ③ 中低緯度 $\pi 2$ の定義; ほぼ同じ meridian の高緯度 station の ~~Sharp~~ Sharp な H-comp. decrease (Bay の onset) と同時に現われる 不規則な減衰型 の脈動。
- ④ ③の定義による 中低緯度 地磁気脈動 $\pi 2$ を 70 例 えらびだし、そのパワー・スペクトラムを調べる。中緯度 $\pi 2$ は 周期 120 ~ 60 秒の範囲に卓越したパワーを有する。
- ⑤ 以上の事実は、雑音型 スペクトル を持った波動が 高緯度 から 中低緯度に伝播する途中で、プラズマ 70° 付近で 吸収され、中低緯度では ^{周期} 120 ~ 60 秒の範囲に卓越性を有するようになることにより説明が ~~つく~~ づく。

宮崎光雄・國分征

東京大学理学院

柿岡(地磁気緯度26°N)での地磁気脈動記録から1969年9月15日—10月15

日、及び1970年6月30日—7月23日の計74日間を選んで、周波数解析器によ

り、周期10秒—100秒の地磁気脈動のdynamic spectrumをつくり、解析した。

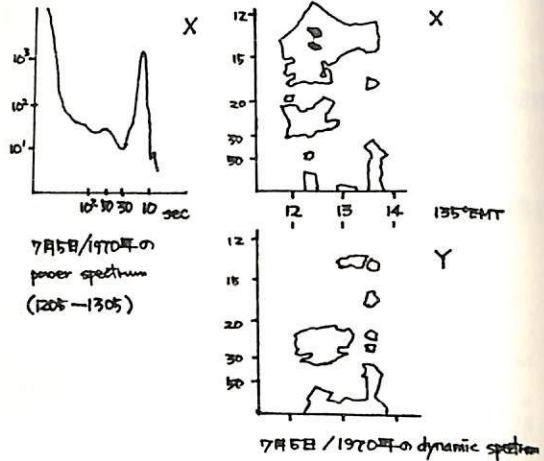
この中で、太陽活動の盛んな時によくみられる、地磁気の変動の際に多く出現する周

期10秒程度の短周期地磁気脈動について、上記のdynamic spectrumと共に、power spectrumを

算出し、調べた。その結果、この短周期脈動は、いわゆる35 mHz脈動等と比べ、X、Y

成分の強度比が大きく、周期の変動はあまりないことがわかった。(この解析には上記以外

の日の記録も解析)



三浦輝夫
(阪市大理)

極域電圏のH⁺の減少を説明する一つのモデルが Banks-Holzer (1968) によって提唱されている。それによれば、高度 z_c = 1000 km で α₁ 衝撃 M=1 となり、z > z_c の領域で電子の熱源の中を超音速と成り、磁気圏に侵入することになる。その流れの断面面積が ~r² で増大すると、流速の変化が大きくなければ、H⁺ は主として流れに垂直方向に冷却されることになる。

一般に静力学的平衡にない希薄ガスの非一様な高速流は温度異方性を示す。たとえば、中性ガスジェット流では流れの方向に、太陽風プラズマ流では惑星間磁場方向にそれぞれ温度が高くなっている。この現象は本質的には粒子間の相互作用が充分でなく、局所的な熱平衡を保つことができないことによる。

極プラズマ風においても、(i) z > z_c ~ 2000 km > z_c では粒子間の衝突が少なくなるので、その温度異方性が充分期待される。(ii) しかしH⁺の異方性を議論するためには極プラズマ風を念に磁気圏の温度分布 T(r) を考慮しなければならぬ。その領域での温度分布は、磁気圏界面を通過しての太陽風による加熱が主のエネルギー源であるため T_p (sheath) → T_e → T_{pH} → T_{pL} の過程で加熱されていると思われる。

以上 (i), (ii) を巨視的にみれば、H⁺ に対して圧力テンソル P = P₁₁ 1 + P₂₂ (1 - m₁ m₁) ... (1) の方向変化則 P_{11,22} ~ (m_p m)^{α, β} ... (2) ; e⁻ に対して P = P₁₁ 1, P_{22} ~ (m_e m)^{α_e} ... (3) を用いることに対応している。さらに各々のガスに対しマクスウェル分布を仮定して、}}

P_{11,22}, e = n k T_{11,22}, e を用いる。基礎方程式系は;}}

$$\begin{cases} n U r^S = n_0 U_0 r_0^S \dots (4), & \frac{1}{m_e m_e} \cdot \frac{\partial P_2}{\partial r} + \frac{e E_s}{m_e} = 0 \dots (5) \\ U \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{m_p m} \left[\frac{\partial P_1}{\partial r} + \frac{S}{r} (P_1 - P_2) \right] + \frac{g_0 r_0^2}{r^2} - \frac{e E_s}{m_i} = 0 \dots (6) \end{cases}$$

$$K \equiv T_2 / T_1 = (U / U_0)^K \cdot (r / r_0)^{S K}, \quad K = \beta - \alpha$$

いす特別の場合として断熱運動を考へる。そのとき α=1, β=2 とはうこれは T_{1} = const. 圧力を持たず、流れの方向には等温、垂直方向には n とともに減少している。H⁺ の温度異方性は K ~ (r/r₀)³ で増大する傾向にある。太陽風の場合この条件で超音速加速をするこゝが主であったのは、加速に電子が主として P₂ の源であり、温度 T_{1} が急減すると重力項に打ち勝つことが多くなるからである。即ち K を減らすことは太陽風の場合、必要条件である。一方極プラズマ風の場合は H⁺ の P₂ だけでなく電子の垂直方向の圧力 P_{2e} が存在する。電子は平衡状態(静的)にあり異方性は無い。等温を考へると、(α_e = 1), この項は重力項より充分大きいので、H⁺ を有効に加速する。したがって H⁺ が断熱変化をするこゝで極プラズマ風は存在し得る。この意味での電子圧 P_{2e} i.e. 偏極電位 E_s の存在の重要性が指摘される。α, α_e の値は磁気圏の温度分布に一致するように決めなければならぬ。観測値及び熱伝導の方程式を用いて求められた値を基準にする。これらの値は β を決めて微視的視点から基礎づけなければならない。}}

渋谷 仙吉
山形大 理学部

すでに Murayama や Simpson 等によつて 磁気中性面での高エネルギー(≧ 100 KeV) 電子の分布が明かにされている。これによると, neutral sheet を中心とする ±3 Re 程度の領域に分布していること, さらに地球からの距離が大きくなるにつれて 高エネルギー粒子の密度が小さくなる傾向があることなどが最も大きな特徴として指摘されており, これらの観測結果を説明する必要にせまられている。

今度発表することは, 従来のように Syrovatskii の加速機構を磁気圏尾部に応用し, 磁気中性面での磁場勾配が地球から遠くなるほど小さくなることを使えば, 高エネルギー粒子が地球から遠く離れたところで密度が小さくなるということと密に関係づけられないかと計算を試みるのがそのねらいである。

応用の仕方は前には Syrovatskii の導いた結論に変数変換を行つて, それに磁気圏の状態常数を代入してしたが, 今回は最初から ±L に電流をおいて計算しなおし, その結果をそのまま使う。このようにして導いた結果のみを記すと,

$$W_H = \frac{H^2}{8\pi} V \approx \frac{1}{8\pi} \left(\frac{h_0 \delta L}{r_0} \right)^2 \cdot \pi r_0^2 \cdot L = \frac{1}{8} h_0^2 \delta^2 L^3 \quad (1)$$

$$\Delta W_0 = 2 \left(\frac{1}{c} |j| \cdot H_1 \cdot V \right) \cdot \delta = 2 \frac{1}{c} \left(\frac{c h_0}{4} \right) \left(\frac{h_0 L}{4} \right) V \cdot \delta = \frac{1}{8} h_0^2 \delta L^3 \quad (2)$$

$$\varepsilon = \frac{h_0^2 \delta^2 L^2}{16 \pi_0 r_0^2 \log \frac{L \delta^2 L}{r_0}} \quad (3)$$

$$\tau \ll \frac{\sqrt{\delta L}}{V_s}, \quad V \approx \frac{\delta}{\tau} \gg V_s \left(\frac{\delta}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

$$\text{Efficiency } \eta = \frac{(\Delta W_0 - W_H)}{\Delta W_0} = \frac{L - \delta}{L} \quad (5)$$

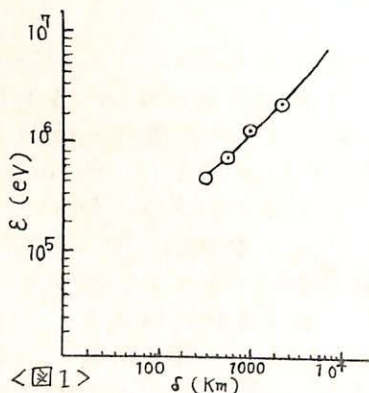
ここで, $H_0 = 50 \text{ gammas}$, $T = 10^5 \text{ K}$, $L = 10^9 \text{ cm}$, $L_n = 600 \text{ km}$, $n = 50 \text{ cm}^{-3}$, $h_0 = 8.3 \times 10^{-12} \text{ G/cm}$, $r_0 = 158 \text{ km}$ をとり, $\delta = 500 \text{ km}$ とおくと $W_H = 7.6 \times 10^5 \text{ eV}$, $W_H = 2.2 \times 10^9 \text{ erg}$, $\Delta W_0 = 4.3 \times 10^9 \text{ erg}$, $\tau \ll 54 \text{ sec}$, $V \gg 9.2 \text{ km/sec}$, $\eta = 0.95$.

h_0 を一定におさえて ε と δ のグラフを両対数方眼紙に記すと, 図1のようになる。

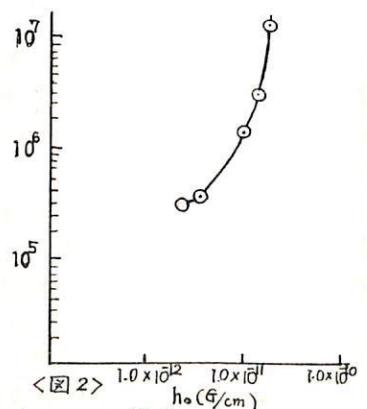
次に $\delta = 500 \text{ km}$ に fix して磁気中性面での勾配 $h_0 = H_0/L_n$ と, ε の関係を片対数方眼紙に記すと図2のようになった。

図2 からわかりますように磁気中性面での磁場勾配が大きいとところほど大きいエネルギーをもつ粒子が存在することを示す。

よつて磁気中性面の厚さがそれほど変化がなければ地球よりあまり遠いところでは高エネルギーに加速できます, 地球より比較的近いところでは大きく加速が行われることを暗示しており, 観測結果の一つの説明になると思われる。



<図1>



<図2>

上田 稔 塚 昆 昌 一 郎 津 田 孝 夫
京都大学工学部 電子工学科

オーロラ、solar flare、あるいは強い radio source 等に伴う加速粒子の生成に、磁力線のリコネクションは極めて有力な過程と考えられている。この意味で磁力線のリコネクションの機構を明らかにする事は必要であるが、本誌に充分な議論がなされていない。Yeh & Axford (1969) は完全導電、非粘性流体の X-型中性点の解析解を導き、流線は X-line の張る角の底にエッジから流入し、狭いエッジから流出する事を明らかにした。更に粘性は X-line 近傍に生成される shock に、また有限の導電率は中性点近傍 (diffusion region) にそれぞれ重要であり、この領域での流線の擾乱は対流 (convection region) の流線の応答に及ぼす。リコネクションレートは本質的には粘性、導電率の影響をうけることと述べられている。しかし、彼らの diffusion region での解は deductive であるが、この領域の大きさを明らかにするために、我々は有限導電率で、粘性流体の X-型中性点におけるリコネクション過程の計算機による数値解析を試みた。問題を以下の通りに設定している。

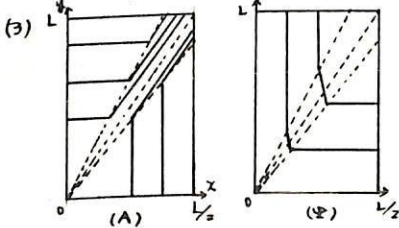
(1) 粘性非圧縮性流体の方程式

Maxwell の式 $\nabla \cdot B = 0 \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$
Ohm の法則 $E + U \times B = J/\sigma$ σ : conductivity
運動方程式 $\rho \frac{DU}{Dt} + \rho(U \cdot \nabla)U = -\nabla P + \nabla(\nu \nabla^2 U) + \rho(\nabla \times B) \times B$

以上の式を用いて、 $\nabla \times A = B$ $\nabla \times \Psi = U$ なるベクトル $A = (0, 0, A)$ $\Psi = (0, 0, \Psi)$ を導入して最終的に A, Ψ の連立方程式にする。(U, B, E は又々だけ依存して変化するとし、= 次元等に取り換う) ρ : mass density ν : viscosity

(2) 定常状態を解くべき方程式: 流線の分布は時間的に変化はないとし、磁力線は一定の割合で供給され、また速く流れていくものとす。

$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial A}{\partial t} = -E (= \text{const})$
 $[\rho \frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial A}{\partial y}] \nabla^2 \Psi - \beta \cdot [\frac{\partial A}{\partial y} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial x} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial y}] \nabla^2 A = \gamma \nabla^4 \Psi$
 $\frac{\partial \Psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial A}{\partial y} = E + \alpha \nabla^2 A$



左のよう解けり出され、逆方向に流れる流線も解く。境界条件は A について、 $x=L/2$ において $\frac{\partial A}{\partial y} = 0$ $\frac{\partial A}{\partial x} = -B_0$ 。これは $\beta = \infty$ とし、上の式を用いて $\frac{\partial \Psi}{\partial y} = -E/B_0$ 。よって $\Psi = (E/B_0)(T/L) \cdot y$ $A = x$ 。 $y=L$ における値も同様に決まる事になる。(この図は、Somnerup (1969) の解とあるが hydromagnetic pressure が一定であるという仮定のもとでは磁力線、流線が直線になる事が証明できる。)

(4) 前式の定数 α, β, γ の意味を考えると、 $\alpha = U/V_A \cdot 1/R_m$ $\beta = 1$ $\gamma = U/V_A \cdot 1/R$ (但し U: characteristic velocity R_m : 磁気 Reynolds 数 R : Reynolds 数 V_A : Alfvén velocity) であり、端の状態を意味するものがある。計算の結果 X-型中性点を持つ、非粘性の磁力線の pattern、流線の pattern の解が得られ、その存在が確認された。diffusion 領域では解はラプラスの式を満足し、解は diffusion 領域を推定する事が可能である。更に α, γ の値がその状況に応じて変わることがわかる。

(5) 上で求めた定常解から出発して時間変化を考える。即ち、磁力線がどう動くか、リコネクションの様子はどうか、更に境界分布の变化等の動的側面について少し触れてみる。

(6) 上を求めた定常解から出発して時間変化を考える。即ち、磁力線がどう動くか、リコネクションの様子はどうか、更に境界分布の变化等の動的側面について少し触れてみる。(参考) Yeh & Axford (1969) Somnerup (1969)

Convective Motion of Non-Interacting Charged Particles in the Earth's Magnetosphere.

塩見正・深尾昌一郎・津田孝夫

京大工学部

磁気圏におけるプラズマの対流についての研究は、それが、太陽の活動に依存した磁気圏内での諸現象の重要な内容をなしていると考えられるために大に興味深い。

我々は、下記のような磁気圏の model を用い、計算機によって、磁気圏尾部（地球の中心から $10 R_E$ 程度）におかれた、種々の値のエネルギーをもつ荷電粒子（電子と陽子）がどのようにドリフトするかを追跡した。赤道面における荷電粒子のドリフトについては、Kavanagh ら [1968]* の計算があり、我々はこれを三次元に拡張した。

Model

磁気圏磁場

昼側 …… Mead [1968] による磁場の model.

夜側 …… 主磁気双極子（地球の中心）と逆双極子（磁気圏尾部 $14 R_E$ ）を用いて磁気中性面の存在を考慮した model (Kavanagh, 1968).

電場

朝側から夕側に向かう一様電場 (0.3 volt/km).

共回転電場.

プラズマ圏

地球を中心に含む半径 $4 R_E$ の導体球で近似.

計算にあたっては、荷電粒子間の相互作用は考えに入れず、また、磁力線に垂直な方向の $E \times B$ ドリフトおよび ∇B ドリフトのみを考慮した。

得られた結果を簡単に示すと次のようである。

1. 荷電粒子は、磁気圏尾部から前方へドリフトしつつ、尾部において赤道面から離れて北側または南側にあつたものが、急速に赤道面近くへ集積する。一方、これらの荷電粒子の軌跡を赤道面に投影してみると、Kavanagh が得たと同様な傾向を示している。つまり、電子および低エネルギー（ 1 eV 程度）の陽子は地球近傍を朝側に回り込んで前方へドリフトし、逆に高エネルギー（ 1 keV 程度以上）の陽子は夕側に回り込む。陽子のドリフト速度は地球近傍では遅くなる。

2. 特に高エネルギー（ 10 keV 程度以上）の荷電粒子（特に電子）は、地球近傍にとらえられ、地球の自転の方向（電子の場合）に回りつづける。

* Kavanagh, L. D., Jr., J. W. Freeman, Jr., and A. J. Chen, Plasma Flow in the Magnetosphere, J. Geophys. Res., 73 (1968), 5511-5519.

武井 恵 雄

東北大学理学部

ときに著者等(*)は、惑星間空間磁場及び極域磁場擾乱の解析を通して、Polar Substorm の break up に導く過程を考察してきた。その中で、DP1場¹の出現によって、“惑星間空間磁場の南北成分の変化——それと共变的なDP2場の全盛”²という事が一つの要件として挙げられる事を指通し、Polar Substorm の break up に先立ち、磁気圏対流が強められる事に注意を払った。

磁気圏対流の励起は、磁気圏(ここでは磁気圏・同圍界面・同尾部全部を含む意味で用いる)の構造と密接な関係をもつから、上記のことから、我々の地球磁気圏は、惑星間空間磁場の変動とともに共变的に変動する磁気圏対流を許すものでなければならぬ。換言すると、それに関与する電場を伝達する換能がなければならぬ。この点を考慮してあるのがDungey のモデルであろう。しかし同時に、人工衛星によって現在迄に観測されている磁気圏の諸々の特性——磁気圏の形状・磁気圏内部の磁場の配位・Plasma Sheet 等の特長的な領域の存在等々——は、そのモデルの自然な帰結として出てくるものでなければならぬが、彼のモデルはその点不利であろう。むしろChapman-Ferraro 以来の伝統的モデルの方が(対流という事を除けば)観測事実に対して合理的な面をもっている。

Dungey / Chapman - Ferraro 型両モデルから出発して構成された昨今の数種類の磁気圏モデルについて検討した結果、現在迄の理論をばなれて、直接人工衛星の提供する事実とともに、いくつかの基本的仮定を置く事によって可能な磁気圏モデルを導いてみる必要を感ずる。一つのモデルを提出する。そのモデルについて、磁場の配位・Plasma の分布・対流のパターンを調べ、磁気圏モデルとしての当否・動力学的特性について論ずる。このモデルでは、Plasma Sheet の存在・Neutral Sheet Electron の存在等が、磁気圏対流との有機的関連で示される。

(*) 田辺・梶井・武井 前回講演

Induced and Polarization Electric Fields Associated with Inward Penetration of the Tail Plasma Sheet (I)

玉尾 茂

東大理 地球物理研究施設

磁気圏内に朝方から夕方に向う大規模電場が存在した場合のプラズマシートが地球方向への侵入の問題を数値実験で考察する。その際に考慮すべき点を要図として

- 1) プラズマ密度の空間依存性による diamagnetic current の存在、及びそれによる磁場の局所的変化
- 2) 磁場の非一様性によるドリフトが生ずる空間電荷による polarization field, E_p
- 3) 磁場の時間変化による induced electric field, E_i
- 4) 磁力線に沿う電流 ($j_{||}$) による Loss.

等が考へる。足等の効果を考慮した場合の粒子密度は次式で決まる。

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div}(\underline{V}_{D_i} n_i) = -\text{Loss} \quad (j \text{ は電子又はイオン}) \quad (1)$$

但し

$$\underline{V}_{D_i} = \underline{V}_{E_0} + \underline{V}_{B_i} + \underline{V}_E \quad (2)$$

$$\underline{E} = \underline{E}_0 + \delta \underline{E}, \quad \delta \underline{E} = \underline{E}_p + \underline{E}_i = -\nabla \Phi + \text{rot}(\underline{1}_3 \Psi) \quad (3)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi e^2 (n_i - n_e), \quad \text{Polarization field} \quad (4)$$

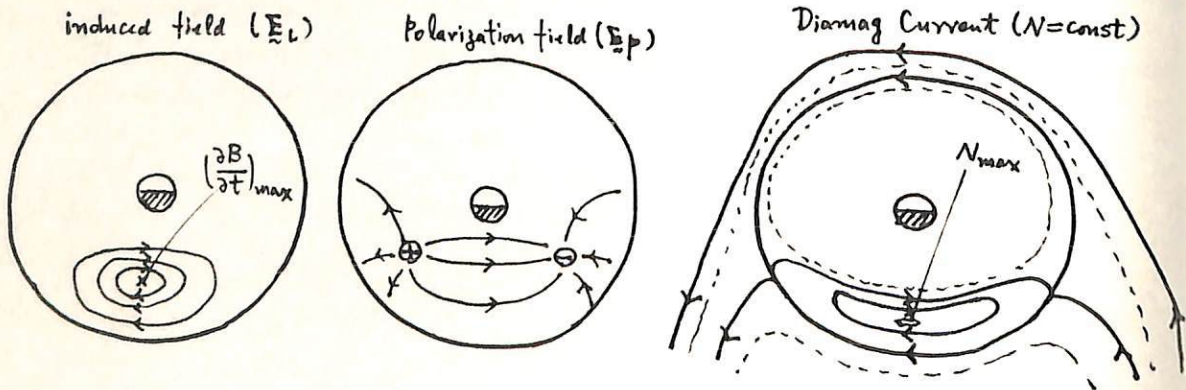
$$\nabla_{\perp}^2 \Psi = \partial B / \partial t, \quad \text{induced field} \quad (5)$$

現象の時間スケールが電磁気体厚の伝る時間と比較して充分小さくしているとする。polarization current は無視出来るから電流として

$$\underline{J}_{\perp} = \underline{J}_D + \underline{J}_{\text{diamag}}, \quad \underline{J}_D = e \sum_i n_i \underline{V}_{B_i}, \quad \underline{J}_{\text{diamag}} = -\sum_i \text{rot}_{\perp}(\underline{1}_3 n_i \mu_i) \quad (6)$$

この近似の下では $\sum_i p_i + B^2/8\pi = \text{const.}$

磁力線に沿った電子のみが動き易いとして Loss とし $e^{-1} \text{div} \underline{J}_D$ があきかえると

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\text{div}(n_e \underline{V}_{De}) - |e|^{-1} \text{div} \underline{J}_D, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\text{div}(n_i \underline{V}_{Di}) \quad (1')$$


菊部 元宏
(東大・理)

1. Introduction

プラズマの輸送係数を定めるのはスペクトラムであり, ここでは2次元系プラズマのスペクトラムを beam があるときの, ない場合について全領域にわたってスペクトラムを analytic に求め, 前着が後着に比してどの位 Enhance されるかを調べた。

Space における輸送現象に関連して分散関数が非平衡である端の効果と Space の Geometry による輸送の Enhancement

の2つの効果の研究がこれからの Space Plasma の問題として未解決であると考えられるが前着の例として本論文は位置づけられる。尚これは安定なプラズマの効果である。

2. 結果

安定な非平衡プラズマの Spectrum (縦線分) (1)

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\int f_0 \delta(\omega - kv) dv}{|\epsilon_e(k, \omega)|^2}$$

$$(a) f_0 = \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{v^2 + \bar{v}_B^2} \quad \text{とき} \quad \epsilon_e(k, \omega) = \frac{(\omega + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega + ik\bar{v}_B + \omega_p)}{(\omega + ik\bar{v}_B)^2} \quad (2)$$

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(\omega/k)^2 + \bar{v}_B^2} \frac{(\omega + ik\bar{v}_B)^2 (\omega - ik\bar{v}_B)^2}{(\omega + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega + ik\bar{v}_B + \omega_p)(\omega - ik\bar{v}_B + \omega_p)}$$

$$(b) f_0 = \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(v - v_D)^2 + \bar{v}_B^2} \quad \text{とき}$$

$$\langle E^2 \rangle_{kw} \propto \frac{\bar{v}_B}{\pi} \frac{1}{(\omega/k - v_D)^2 + \bar{v}_B^2} \frac{(\omega - kv_D + ik\bar{v}_B)^2 (\omega - kv_D - ik\bar{v}_B)^2}{(\omega - kv_D + ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - kv_D - ik\bar{v}_B - \omega_p)(\omega - kv_D + ik\bar{v}_B + \omega_p)} \\ \times \frac{1}{(\omega - kv_D - ik\bar{v}_B + \omega_p)}$$

(1) Sitentko, Electromagnetic Fluctuations in Plasma (67)

(2) O'Neil and Malmberg Phys. of Fluids 11 (68) 1754

弱く乱れたプラズマ中の粒子の軌道について

南部 充 宏

(東大・理)

1. Introduction

非線型方程式(1)がプラズマ中の諸現象のよう本質的に Dynamical の過程を記述するのには不十分である事に気付かれ markov process から non-markov process へと拡張されて来た。(2)

しかしながらごく最近まで波動の効果は粒子の軌道へ与える効果が無視されているように思われていたが; いわゆる "Strong Turbulence" と称されていろいろと誤解されてきた Dupree の理論(3)が上記の効果とそのものずばり取り入れた理論にすぎないという非常に重要な注意が 赤川(4)によってなされた。だが具体的に Dupree がどのダイアグラムを取っていて; 無視している部分はどれか?。この疑問に答えられるところまではいっていない。

本講演では上記の注意を念頭に置き非線型 Vlasov eq. の擾動解のうち長時間後にまで大きくダイアグラムの部分和を多体問題でよく使用される Resolvent の方法(5)を用いて種々の図形に対して粒子の軌道へプラズマ波動が与える効果を与えるかを論じ特に Dupree がどの図形に対応し彼が無視してしまったのはどのダイアグラムかを明白にし将来のプラズマ乱流理論を発展させる一歩としたい。尚、この効果は明らかに弱く乱れたプラズマ中の効果であり Space の諸現象に対しても当然考慮されなければいけないものである事を注意したい。(特に輸送現象)

本講演の内容は昨年末から本年春にかけて 我々電磁気研究室・プラズマグループ内での Discussion を講義者がまとめて代表して発表しているにすぎない事を付記したい。又この理論を量子論的方法から拡張する事は大切であると考える。

2. 粒子の free streaming $\frac{1}{\omega - kv}$ で表現される propagator への変更を考える。

$$\frac{1}{\omega - kv + \delta(\nu, k, \omega)} = \frac{1}{\omega - kv} + \text{lowest order の修正}$$

$$\delta(\nu, k, \omega) = \left(\frac{e}{m}\right)^2 \sum_{R, \omega_1} \frac{2|E(R, \omega_1)|^2}{\omega + \omega_1 - (R+k)V} \frac{\partial}{\partial \nu}$$

$$\frac{1}{\omega - kv + \delta(\nu, k, \omega)} = \frac{1}{\omega - kv} + \text{diagrams} = \frac{1}{\omega - kv} + \text{diagrams} + \text{diagrams} + \dots$$

この変更が Dupree の理論に相当する。 $\delta(\nu, k, \omega) = -\left(\frac{e}{m}\right)^2 \sum_{R, \omega_1} \frac{|E(R, \omega_1)|^2}{\omega + \omega_1 - (R+k)V + \delta(\nu, k+k_1, \omega + \omega_1)} \frac{\partial}{\partial \nu}$

(1) Drummond and Penes Nucl. Fusion, 1962 Suppl. Pt 3, 1049
 (2) Al'tshul and Karpman JETP, 22(66) 361
 (3) Dupree Phys. Fluids 9(66) 1773
 (4) 赤川 第8回 プラズマ若手グループ 夏の学校 (オニ分冊) (89)
 (5) Van Hove Physica 21(55) 901

南 部 充 宏

東大・理

1. Introduction

異常輸送の物理的メカニズムを解明する事⁽¹⁾ Space Plasmaの研究にとって最も重要な課題に変わってきていると考える。さき粒子の分布函数が異常輸送に与える効果がいくつか報告されている。(1, 2) この効果の本質を掘り下げた現象論の段階を出る事は非常に重要な事と考える。

本講演では有限振巾の単色波 (periodic) をプラズマ中に伝播させ、その前の分布函数の中が必を正確に(摂動の範囲で)定め、外力に対する応答である電流の寄与を共鳴領域境界領域、非共鳴領域の夫々の部分に分けて計算した結果、共鳴領域からの寄与は他の部分からのそれに対して $\sqrt{\frac{eE_0}{T}} \ll 1$ (5); 有限振巾波の振巾, T ; 熱エネルギー) 程度である事を得た。従って電圧伝導度への非線型効果の変更は、境界域、非共鳴域粒子の寄与によるものであると考える。これは別の方法で既に報告されている傾向と矛盾しない。(3, 4) 尚、得られた分布函数を用いて種々の輸送係数(速度空間での拡散係数、磁場を横切る拡散係数 D_{\perp})を計算すれば Bohm 型とは違った意味での異常輸送が起きると考える。

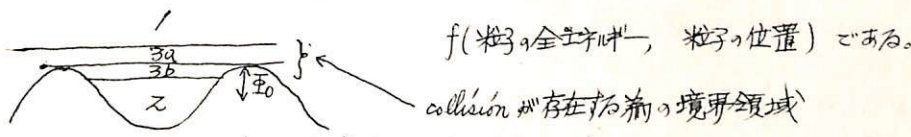
2. 定式化

弱い波から衝突の存在するプラズマに伝播する単色波(位相速度 \gg 熱速度)を通し、この Large Amplitude の波の効果も粒子の分布函数にきちんとして取り入れる。(5) ($\frac{eE_0}{T} \ll 1$)

分布函数の従う式: $\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{dE}{dx} \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{3}{2T_0} \frac{\partial}{\partial v} (\frac{\partial f}{\partial v} v^2 + v f)$

$T_0 = m^2 v_f^3 / 8\pi e^2 n_e L$, L : スロン対数

衝突部分を摂動として解くと 各領域 (1, 3a, 3b, 2) について粒子の分布函数が求まる。



1次のモーメントを計算すれば(電圧伝導度)

(数因子) $\times \sqrt{\frac{eE_0}{T}} \cong \frac{\text{領域2からの寄与}}{\text{領域1からの寄与}} \ll 1$, $\frac{\text{領域3bからの寄与}}{\text{領域2からの寄与}} \cong 1$

(数因子) $\times \sqrt{\frac{eE_0}{T}} \cong \frac{\text{領域2からの寄与}}{\text{領域3aからの寄与}} \ll 1$, 各 response は非線型性のため電場に比例した形をとっていない。

この方法を種々の輸送係数の~~算出~~適用する事は有意義であると考える。

1) Sitenko, Electromagnetic Fluctuations in Plasma (67)
2) 北井, 地球電磁気学会講演(70春)
3) S. Yoshikawa Phys. of Fluids 5 (62) 1272
4) K. Nishikawa and Y. Ichikawa Jour. of Phys. Soc. Japan Supp. 78 (64)
5) Zakharov et al Soviet Physics JETP (63) 351

坂井純一, 川村考次
(名大プラズマ研)

地球磁気圏尾は、しばしば“振動状態”にあることが知られている。我々は、この運動を2つに分離する必要があると考える。1つは、太陽風内で尾全体が揺らぐ運動と、尾の内部に磁気中性面が存在することに本質的に起因する運動とである。ここでは、後者の立場から磁気圏尾内を伝播する電磁流体波が、磁気中性面の存在と、巨視的プラズマ流によって、その磁場構造に与える効果を電磁流体モデルを用いて考察する。

尾のプラズマは、シート状で、巨視的流れは磁場に平行で、磁場方向に伝播する波動を扱う。種々の物理量の1次の微小量を $\sum \tilde{\varphi}(x) e^{i(\omega t - kx)}$ とし、零次の定常分布 $P_0(x)$, $B_x^{(0)}(x)$, $V_x^{(0)}(x)$ について線形化すると、シートを横切る方向の磁場強度を決定する次式が得られる;

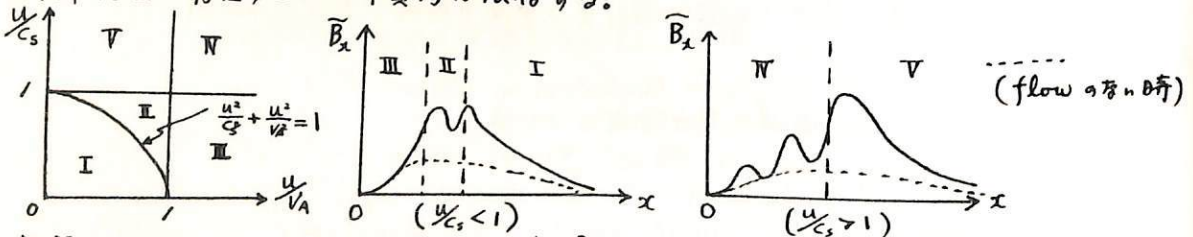
$$\frac{d^2 \tilde{B}_x}{dx^2} + P(k, \omega, x) \frac{d \tilde{B}_x}{dx} + Q(k, \omega, x) \tilde{B}_x = 0$$

$$\left\{ \begin{aligned} P(k, \omega, x) &= \frac{V_A^2 (U^2 - C_s^2)}{V_A^2 (U^2 - C_s^2) + U^2 C_s^2} \left\{ \frac{b U^2}{U^2 - C_s^2} + \frac{a U^2 C_s^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} + C_s^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{U^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} \right) \right\} \\ Q(k, \omega, x) &= \frac{V_A^2 (U^2 - C_s^2)}{V_A^2 (U^2 - C_s^2) + U^2 C_s^2} \left[-k^2 \frac{(V_A^2 - U^2)}{V_A^2} + a C_s^2 \frac{d}{dx} \left(\frac{U^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} \right) + \frac{a b C_s^2 U^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)^2} + b C_s^2 \right. \\ &\quad \left. \times \frac{d}{dx} \left(\frac{V_A^2 - U^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} \right) + b^2 \frac{C_s^2 (V_A^2 - U^2)}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} + \frac{C_s^2}{V_A^2 (U^2 - C_s^2)} \left\{ U^2 \frac{d a}{dx} + (V_A^2 - U^2) \frac{d b}{dx} \right\} \right] \end{aligned} \right.$$

$$a(x) = \frac{1}{P_0} \frac{d P_0}{dx}, \quad b(x) = \frac{1}{B_x^{(0)}} \frac{d B_x^{(0)}}{dx}, \quad V_A(x) = \frac{B_x^{(0)}}{\sqrt{4\pi P_0}}, \quad U(x) = \frac{\omega}{k} - V_x^{(0)}(x), \quad C_s^2 = \gamma k T$$

境界条件; $\tilde{B}_x(x \rightarrow \infty) = 0$, $\tilde{B}_x(x \rightarrow 0) = \tilde{B}_x'(x \rightarrow 0) = 0$, λ : current layer の厚さ

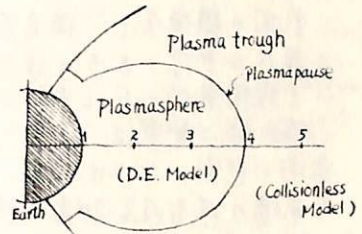
定常分布の例として、 $P_0(x) = \frac{P_0^0}{\cos^2(x/\lambda)}$, $B_x^{(0)} = B_0 \tanh(x/\lambda)$, $V_x^{(0)}(x) : (x=0 \text{ 対称で } x \rightarrow \infty \text{ 一定})$ を考えると、上の境界条件を満たす解が存在することが確かめられる。定常流の空間変化が充分ゆっくりしている場合は、下図の様だ。シートを横切る方向に、場所的に磁場強度が振動する解がある。これは、巨視的流れと、Alfvén速度が空間的に変化している(即ち磁気中性面の存在)ことに本質的に依存する。



実際の尾では、(II)の領域は狭く、この効果は出くなく $u > C_s$ の時には、中性面を中心とした対称なパターンとして観測されると考える。

恩藤忠典, 相京和弘
郵政省 電波研究所

$L \leq 8.5$ の磁気圏は Plasmapause ($L \approx 4$) を境界として Plasmasphere ($L \leq 4$) と Plasma trough ($4 < L \leq 8.5$) とに大別される。Plasmapause での粒子密度の減少は cm^{-3} 当り 1 order にも及び、電波伝播にも影響を与えるはずで、今回は VLF 帯電波がその境界によりどのような影響を受けるかを Ray Tracing 法で調べた。



ホ 1 図

ホ 1 図に示すように、粒子分布モデルとして、 $L \leq 4$ の Plasmasphere 内と $L \geq 4$ 、高度 3000 km 以下の領域に Diffusive Equilibrium Model を、また、それ以外の領域に Collisionless Model を適用し、境界をスムーズにするため、step 関数に近い関数

$$f_i(x, y, z) = \frac{1}{2} \left[\frac{N_i}{N_{DE}} \pm \tanh^{-1} \frac{y-z}{x} \right]$$

($i = \pm 1$) を用いた両モデルの線型結合型を仮定した。すなわち、 i 種の粒子密度 N_i は $N_i = [f_{i1}(L, \Omega, \Omega_L, \Omega_H) + f_{i2}(L, \Omega, \Omega_L, \Omega_H)] N_{DEi} + [f_{i3}(L, \Omega, \Omega_L, \Omega_H) + f_{i4}(L, \Omega, \Omega_L, \Omega_H)] N_{Coli}$ と与える。ここで N_{DE}, N_{Col} はおのこの Diffusive Equilibrium, Collisionless Model に与えられる粒子密度である。簡単のため、磁力線に沿って粒子温度は一定、等温と仮定し、基準高度 1000 km での電子密度、温度を地磁気緯度の関数として与えた。基準高度でのモデルとして (1) 密度、温度、組成は緯度依存性なし (2) 密度、温度は緯度依存性、組成は依存性なし の 2 種を考へ、(2) は Equinox の昼間、夜間の Alouette-I の観測値を採用した。

計算結果を要約すると、(i) Ray が反対半球のある緯度帯に収束する。これはすでに、Plasmasphere ($L \leq 4$) 内のみでの伝播計算でも確認されているが、Plasma trough 内 ($L > 4$) を出発した Ray が一度、trough 内を伝播した後、更に Plasmasphere 内に入り、収束緯度に到達する。しかし、この場合、赤道越えると Resonance Cone に近づくため、吸収量が増大し、反対半球の低高度までは伝播できないうちであろう。これは Alouette による $L \sim 4$ での whistler の spatial cutoff の観測事実にも一致する。この効果は最高到達点が出発時の緯度が増すと共に出発半球側に移っていくことに因る。赤道面から出発した場合には収束効果は相対的に少ない。(ii) Plasmapause の内側と外側で反射が起こることがある。これは周波数、入射位置、入射角に依存する。

磁気圏尾部の構造

西田篤弘

鶴田浩一郎

東京大学宇宙航空研究所

前回の講演会で、磁気圏尾部の力学的バランスを論じた際には(鶴田)、電場の存在は無視できると仮定していた。しかし、内部磁気圏では 0.1 mV/m 程度の大规模電場が存在することが種々の方法によって確認されている。もしも、「磁力線は等電位」という仮定が尾部においても成り立つとすれば、上の程度の電場が朝側から夕側に向い、尾部を貫いて存在する筈である。今日はこのような電場の存在及び効果を検討してみる。主なポイントは、(1) 尾部に適用されるオーム則が、 $E = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ であるための条件、(2) ドリフト \mathbf{v} がプラズマシートを維持に及ぼす影響、(3) DP Σ との関連、(4) Speiserの effective conductivity の適用の可否、などである。

河島信樹 大藪修義

東大宇宙研

Neutral current sheet の問題は space physics や Plasma physics において興味ある問題である。地球の背後には Neutral sheet と呼ばれる current sheet が厚さ 500 km 程度で地球背後かなり遠方まで広がっている。

また太陽の flare 現象においても、この問題は重要である。これらの現象を究明する手がかりとして我々は neutral sheet を実験室で作作り、その Model 実験を試みている。

まず、Neutral sheet Pinch の平衡と安定性を調べるために以下の実験を行った。

準定常的な quadrupole field に plasma current を流し、図 2 の様な配位の neutral sheet を作る。適当な条件のもとで sheet pinch は Plasma の流れに沿って小さな pinches に分

れる(図 3)。

この instability の成長率の parameter 依存性を見るために、double probe (図 1)

で plasma discharge から小さく分かれた pinch が probe に到達するまでの時間を測定した(図 4)。

結果は、磁場の強さと plasma current と増すと、又 plasma discharge 荷の圧力を減かすると、その時間は短くなる(図 5, 6, 7)。我々はこの instability を resistive tearing mode と予想しており、上の結果とは矛盾していない。

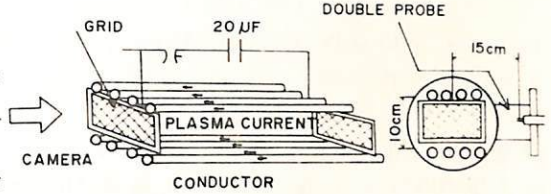


図 1 実験装置

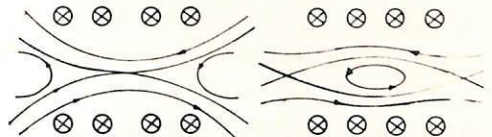


図 2 外部磁場 Plasma current を流した時の磁場配位



図 3

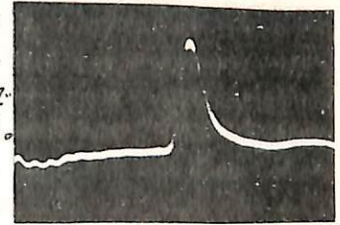


図 4

Double Probe の signal

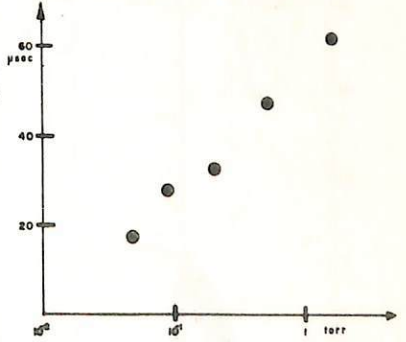


図 7 Pressure Dependence

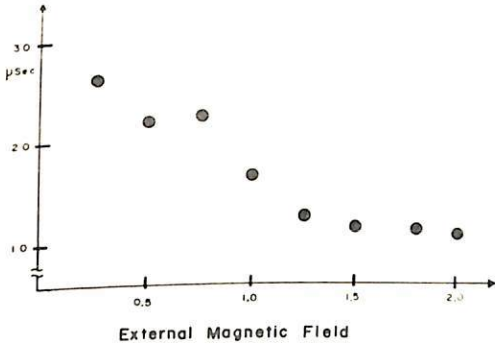


図 5 磁場 Dependence

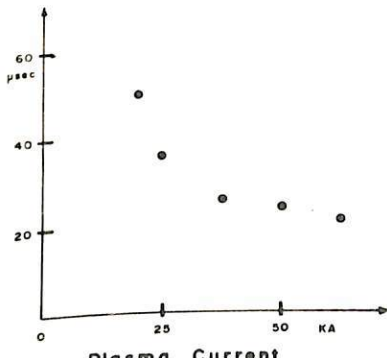


図 6 Plasma Current Dependence

木村 盤 根
(京 大 工)

VLF放射のメカニズムの一つとして、磁気圏プラズマ中に電子ビームが走ったときに見える空間電荷波 Space Charge wave (以下S.C.W.と略記) とホイッスルモード波 (W.M.W) との結合を再検討した。この結合により不安定が起り電波が成長することになれば、それはテレンコフ放射がコヒーレントになる条件をも満足し、強い放射が期待できる。この結合を調べるためには磁気圏プラズマ中に電子ビームが走る系の分散式を解けばよい。そこで以下簡単のために電子ビーム(速度 U_b)が外部磁場に平行にコールドプラズマ中を走るとして i) マクスウェルの方程式, ii) 連続の式, iii) 運動方程式 から線形化して分散式を導き、これを計算機で解いた。

S.C.W. 外部磁場方向に伝搬するS.C.W.の屈折率 n は $n = (c/U_b)(1 \pm \sqrt{\pi B^2 / (\omega^2 - \pi a^2)})$ (1) 与えられる (T は πb はビームの、 πa は周囲プラズマのプラズマ周波数)。このモードは $\pi b \ll \pi a$ ならば位相速度 v_{ph} が U_b 近傍の2つのモードになり、 $\omega < \pi a$ では複素根となり、特に $\omega \approx \pi a$ では強い不安定を起す。伝搬方向 θ キオに対しては $v_{ph} \approx U_b \cos \theta$ となる。

W.M.W. ビームがない場合の電波のモードはFig.1(a),(b)のように電子のジマイロ周波数 Ω と πa の相対的大小によって全く称子が異なる。これは重要なポイントである。

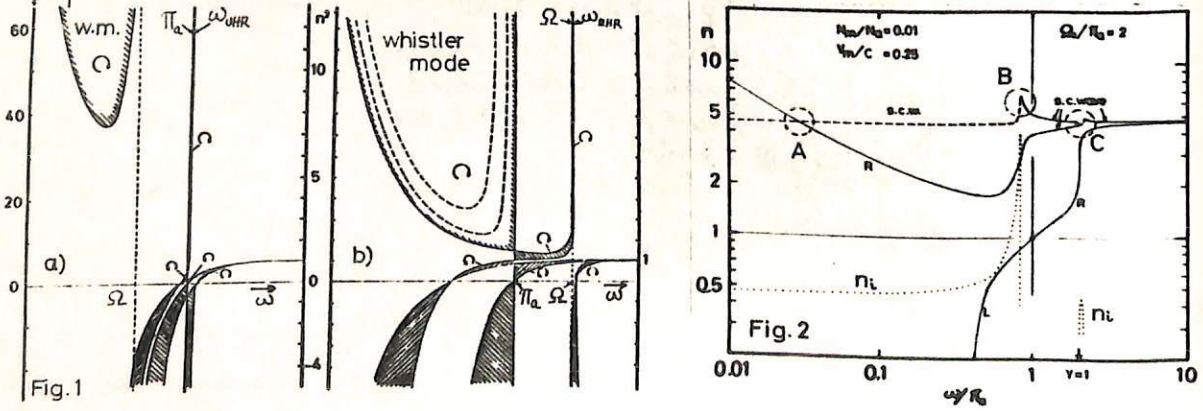
モード結合 上記のモードとS.C.W.との結合は定性的には次のようにしてみつけれられる。ie. Fig.1上にS.C.W.として ω 軸に平行な直線 $n^2 = (c/U_b \cos \theta)^2$ を描くと、電波の曲線との交点付近で結合が起りうる。この交点は図のa) b) 両ケース共に一般に3点あり、周波数の低いものからA, B, Cと名付けると、分散式の計算結果は以下の称に要約される。

i) コールドの取扱いの範囲ではa), b) 両ケース共にA点では結合が起らないが、B, C点では共に結合が起る。 ii) 特にa)のC点, b)のB点では成長率(n_i)が大い。これはS.C.W.の特性($\theta=0$ では $\omega \approx \pi a$ で $n_i = \infty$) から了解される。

Fig. 2には $\pi a < \Omega$ の場合(b)の場合)の計算結果の一例を示す。

上述のようにa), b)両ケース共にB, C点で電波の成長があるが、a)のB, b)のC点は $\omega \approx \Omega$ のため磁気圏ではマイクロトン減衰が強く、又b)のCはW.M.W.に直接つながらないことを考えると、VLF放射に最も結びつくのはb)のBの場合である。しかし $\pi a < \Omega$ の条件で且つ πa がVLFになるのはプラズマポーズの外側でしかありえないので、このメカニズムで起る放射の発生は自ら制限をうける。なお計算結果によるとb)のBの場合、最も成長率の高い周波数 ω は伝搬方向 θ に依存しほぼ $\pi a \cos \theta$ となる。

文献 1) I. Kimura, R.I.S.R.J. 15, 171-191 (1961)



荒木 徹
(京大工)

TEF 電波が地表と電離層の間の空間を東から西へ伝わる時には西から東へ伝わる時より大きな減衰を受けることは古くから知られていた。Barber and Crombie (1954) と Galejs (1963) は電離層下端での反射係数 (又は surface impedance) が non-reciprocal な性質を持つことを示し、これによりその現象を説明しようとした。彼等の論理は拡張すると、一方向に変化するプラズマ中で non-reciprocal な波動伝播が生じることを予測できるのではないかと考察する。

図1のように静磁場が紙面に垂直 (z 方向) にある時、一様なプラズマ 1 とプラズマ 2 の間にある境界 z=0 のでの反射係数を考える。入射波の電界が入射面 (y-z plane) 内にある時の反射係数 R, 透過係数 T は

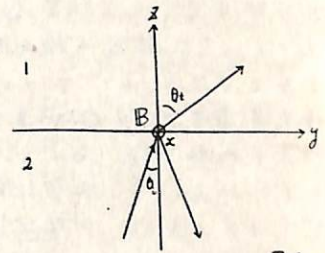


図1

$$R = \frac{A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i + A_1 \cos \theta_i) - A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t)}{A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t) - A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i - A_1 \cos \theta_i)}$$

$$T = \frac{2 A_1 A_2 N_2 \cos \theta_i}{A_1 N_1 (B_2 \sin \theta_t + A_2 \cos \theta_t) - A_2 N_2 (B_1 \sin \theta_i - A_1 \cos \theta_i)}$$

$$A = 1 - \frac{i}{4\pi\omega} \alpha_L \quad (\alpha_L: \text{Pederson conductivity}), \quad B = \frac{i}{4\pi\omega} \omega_H \quad (\omega_H: \text{Hall conductivity})$$

$$N = \sqrt{\frac{A^2 + B^2}{A}} \quad (N: \text{屈折率})$$

ω_H は符号を内蔵しており、磁場が z 方向か -z 方向かによって B の符号が変り、したがって R, T の値が異なる。

上のよきを sharp boundary と gradual な媒質変化の極限と考えると、gradual な変化をする媒質中でも non-reciprocal な process が起り得るはずである。今媒質が z 方向に gradual に変化する場合、静磁場 (z 方向) に垂直に進む波を考える。この時には \mathbf{E} (電場) = $(E_x, 0, 0)$, \mathbf{b} (波の磁場) = $(0, b_y, b_z)$ とする波と、 $\mathbf{E} = (0, E_y, E_z)$, $\mathbf{b} = (b_x, 0, 0)$ とする波とに分れるので、後者はこのうち考え、 $b_x = \phi(z) e^{i(b_y y - \omega t)}$ とおくと ϕ は

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

を満たさなければならない。[] の第一項は静磁場 (又は b_y) の符号を含まないので、これは $\phi(z)$ の値が変り、したがって $\phi(z)$ の値が変ってくる。媒質が均一な時には $R_0^2 + b_y^2 = \frac{i\omega}{c} \frac{A^2 B^2}{A} = \omega$ より上式は $-b_y^2 + \frac{i\omega}{c} \frac{A^2 B^2}{A} \approx 0$ と置くことは可能であり、この時には non-reciprocity が顕著になるであろう。Galejs はこの式を電離層下端での surface impedance と等しくするのは、z が電離層 Hall region F 層付近 Plasma pause 付近で反射波による非-reciprocal な波動伝播が生じる可能性がある。

大津仁助
名古屋大学空電研究所

VLF放射は磁気圏プラズマと、高速荷電粒子流との相互作用で起ることは既に疑いの余地がないが、その発生機構についてはまだ決定的なものではない。しかし、POF01によるVLF放射の統計的な解析結果、ASE (Artificially Stimulated Emission) の波形の説明や Kenell-Petschek による electron stream の flux に関する上限値の計算等により、現在のところ電子流による Cyclotron Resonance Instability 説が有力になって来ている。ところから、1967年5月~11月に行われたイギリスの人工衛星 UK-3 の観測結果によると、磁気嵐発生時における Hiss の源は、 $L=2\sim 3.5$ 程度の磁気圏内部にあることが確認された。*1 図にサイクロトロン及び4エレメント レゾナンス時の電子のエネルギーを示した。磁気赤道面で $10^3/cm^3$ をとり、 $f_c \propto \sqrt{H}$ の分布を假定した。エネルギーの計算には相対論効果も入れて行った。これより明かなように、このような磁気圏内ではサイクロトロンレゾナンスでは、必要な電子のエネルギーは約 100 keV に達するのに対し、4エレメントでは 1~2 keV に過ぎない。他方、人工衛星によるエレクトロンのエネルギースペクトラムの観測結果から (磁気嵐時のリングカレントに関するもの、観測例は多くないが)、後者のエネルギー範囲の電子の量が、前者のエネルギー範囲のものに比し、遙かに多いことが検出される。また、UK-3 と地上における Hiss の観測結果から、Hiss は SC より主相にかけて、真夜中前より夜明の地域 (Magnetic Local Time で見てみる) で発生し、地球の自転と共に東まわりに発生域が広がることも明らかになった。これは磁気嵐時に形成される環電流中の電子が Hiss の発生に関与しており、この電子流の orbiting period が地球自転速度に比し、概ね遅いことを意味し、上記4エレメント レゾナント エレクトロンのエネルギー帯の電子流とよく合致している。また、Stepanov 等の計算によると、(コールト プラズマ中のコールトビームの場合で)、4エレメント インスタビリティの VLF 波の成長率はかなり大で、ビームの電子の密度を $0.1/cm^3$ とした場合、100 dB の増大を得るときの様子が2図に示した。Hiss の発生機構として、4エレメント インスタビリティと考える。

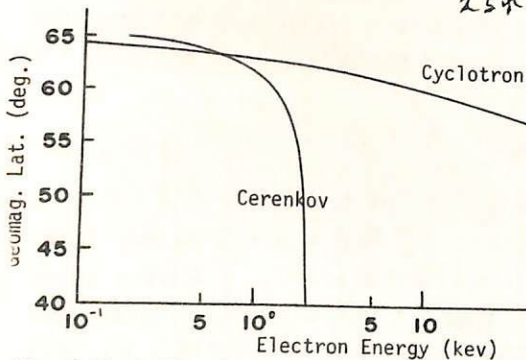


Fig. 1 Variatin of resonant electron energy in the equatorial plane of geomagnetic dipole field

$f = 3.2 \text{ kHz}$, $\theta = 45^\circ$, $\alpha = 30^\circ$, $f_0 = 27.226\sqrt{H}$
 $\alpha = \text{pitch angle}$, $f_0 = \text{plasma freq.}$, $f_H = \text{gyrofreq.}$

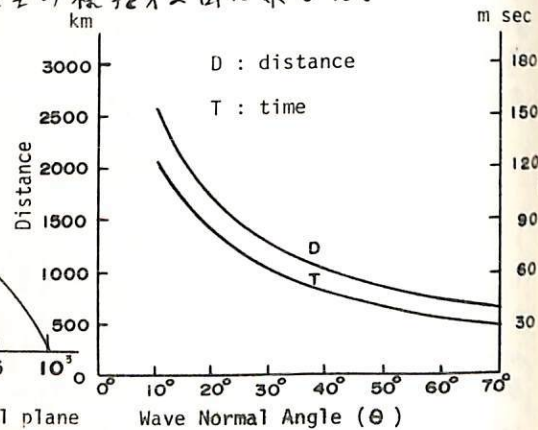
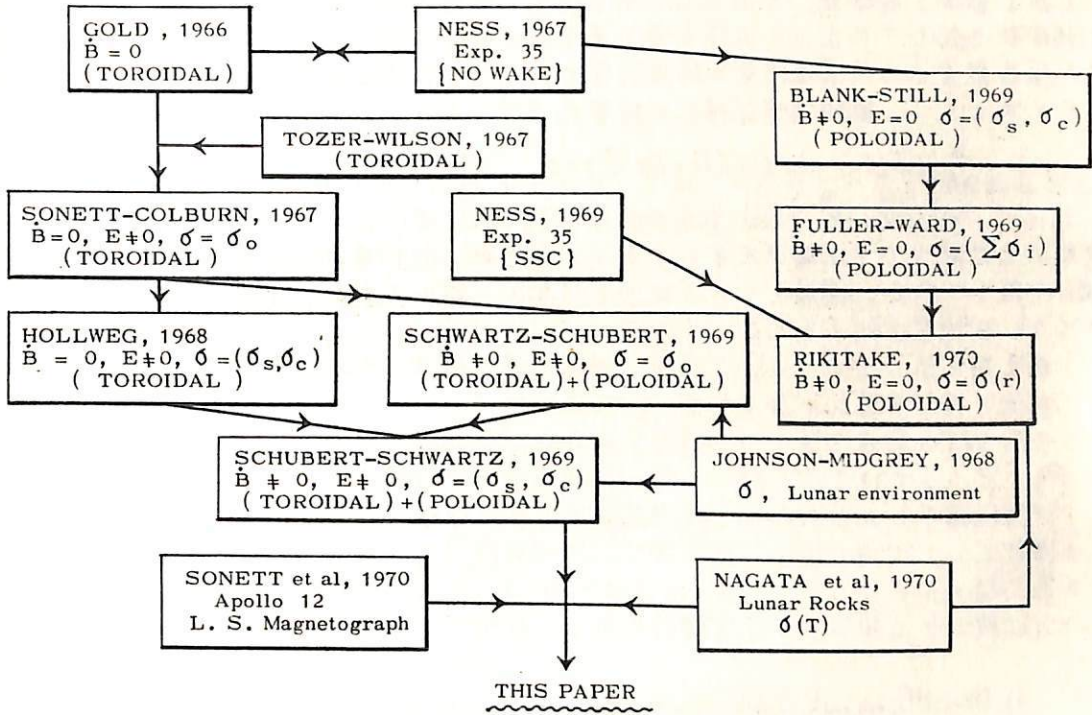


Fig. 2 Cérenkov interaction distanc and time for 100 dB growth
 $f = 3.2 \text{ kHz}$, $L = 2.42(50^\circ)$
 $f_0 = 27.226\sqrt{H}$

太陽風と月との電磁的相互作用 及び月岩石の電気伝導度

永田 武・河野 長
東京大学・理学部

(i) 太陽風は、プラズマ流と電気伝導体である月との間の電磁相互作用については、その考え方の道筋に於いてかなりの混乱がづづいた。最近54年間に於けるこの問題の研究の進展の主流は、次の如くである。



上の研究進展系統図に示す如く、この論文では、 $B \neq 0, E \neq 0 (E \neq 0)$ の立場を支持し、TOROIDAL 磁場と POLOIDAL 磁場の双方を考える。理論的な段階としては、 $B \neq 0, E \neq 0, \sigma = \sigma(r)$ の場合を取扱うべきであるが、 $\sigma = \sigma(r)$ の影響を数値的に取扱うには、未だ観測データが足りないため、 $\sigma = (\sigma_s, \sigma_c)$ 模型に近い $\sigma = \sigma(r)$ 模型を考える。

(ii) Apollo 11号及12号採集による火成岩の $\sigma(T)$ の実測結果は次の如くである。

$$(\#10024-22) \quad (T) = 7.9 \times 10^{-2} \cdot \exp\left(-\frac{0.51 \text{ eV}}{kT}\right) + 3.1 \times 10^4 \exp\left(-\frac{1.25 \text{ eV}}{kT}\right) \quad (\Omega \text{ cm})^{-1}$$

$$(\#12043-47) \quad (T) = 2.3 \times 10^{-1} \exp\left(-\frac{0.63 \text{ eV}}{kT}\right) + 1.8 \times 10^3 \exp\left(-\frac{2.42 \text{ eV}}{kT}\right) \quad (\Omega \text{ cm})^{-1}$$

双方ともに地球内岩石より全温度区間にわたって σ が著しく大きい。

(iii) 月面に在る L.S. 磁力計によって得られた磁場変動を Explorer 35号磁力計による同時観測値と比べる。著しいことは太陽側における月面上での磁場変動がきわめて大きい事実である。

(iv) (iii)の観測事実は、月内部の σ が大きいことと理解される。又月の WAKE が観測されない事実は、月表面近くの σ が大きくないことによって理解される。

太陽活動静穏期における太陽風

広瀬 徹
分大理

太陽活動静穏期 (1963, Nov. ~ 1964, Feb.) における IMP-1 衛星によるプラズマ・磁場の惑星間空間のデータを解析した。一時間平均値の太陽風各物理量の相関は、(速度-密度) ≈ -0.4 , (速度-磁場の強さ) ≈ 0.1 , (密度-磁場の強さ) ≈ 0.3 であった。

3太陽回転周期中、10例の「プラズマ速度の正勾配 (positive gradient)」 \sim factor 1.5 を示すものが観測されたが、そのうち9例が密度・磁場の大きさが変化を伴っており、地磁気の乱れを引き起している。その様式図を第1図に示す。300 km/sec から 600 km/sec への速度変化は太陽表面近くの太陽風速度の経度的変化とみなし、それが密度・磁場のふらつきを誘起したと考えよう。電磁流体力学方程式の線型式;

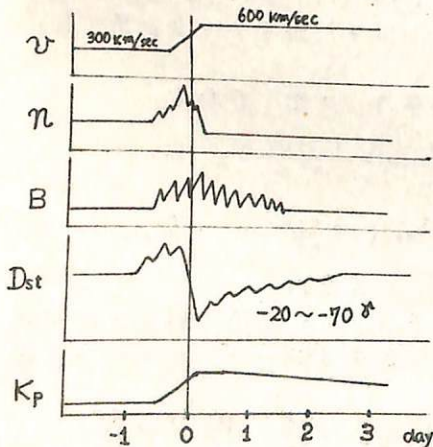
$$\frac{\partial}{\partial t}(\delta\rho) + \text{div}(\rho_0 \delta\vec{v} + \delta\rho \vec{v}_0) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t}(\delta\vec{B}) - \text{rot}(\vec{v}_0 \times \delta\vec{B} + \delta\vec{v} \times B_0) = 0$$

において、 $\rho_0, \vec{v}_0, B_0, \delta\vec{v}$ を与えれば、 $\delta\rho, \delta\vec{B}$ が求まる。観測より、 ρ_0, \vec{v}_0, B_0 及び速度の正勾配 δv (伝播中不変とする) を適当に仮定した近似計算の結果を、観測値と第2図に比較してある。磁場についてはある程度的一致を示すが、速度勾配が大きい時、密度はこうした線型近似より大きくずれる。

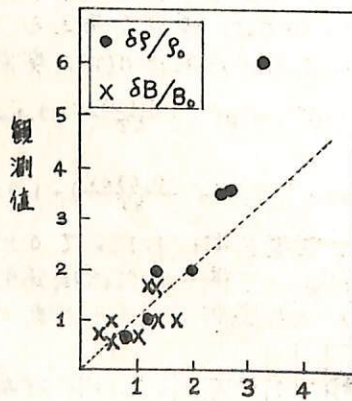
第1図に示したように、太陽風と地磁気擾乱には systematic な関連が見られる。全期間中、15例の地磁気擾乱があったが、太陽風のデータが得られたのは12例であり、そのうち9例が大略第1図の如き対応を示した。この時期において、惑星間空間磁場の成分 B_z については1例を除き、 D_{st}, K_p との特別な相関はみられなかった。

地球磁場 D_{st} の正の成分と太陽風密度は良い相関を示しており、これは太陽風の運動圧の増加として理解し得る。第3図に、地磁気静穏時と主相の運動圧の差と、 D_{st} 正の成分の最大値とが示してある。Siscoe et al (1968) は、Pioneer 6号によるプラズマの観測と地磁気 S_i との比較から点線のような実験式を出しており、この解析結果とよい一致を示す。

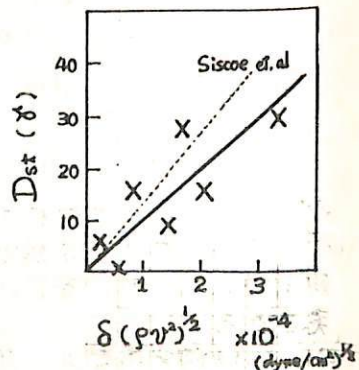
- (1) T.Hinse, M.Fujimoto, and K.Kawabata, "Magnetohydrodynamical Processes of the Sector Structure in the Solar Wind", Publ. Astronomical Soc. Japan, **22**, No.4. (in press).
- (2) G.L.Siscoe, V.Formisano, and A.J.Lazarus, J.G.R. **173**, 4869, 1968.



第1図



第2図 計算値



第3図

山下 喜弘, 山口 又新
地磁気観測所

1965年5月~1966年12月の間に起った中低緯度における地磁気擾乱の、主相(DR場)の形成共合と、惑星間空間磁場の状態を比較検討した。使用資料は、IMP-C磁場(B, θ , ϕ)資料と、中低緯度地上磁場である。

特にIMP-Cが、地球磁気圏に対して、太陽側惑星間空間を通過時(1965年6月~12月, 1966年7月~12月)に起った磁気嵐について調べた。この期間の磁気嵐は22個であった。この中、A) 顕著なDR場の発達しているものが6例、B) 急変化は存在するが、その後のDR場の発達が顕著でないものが16例である。

A) の場合、

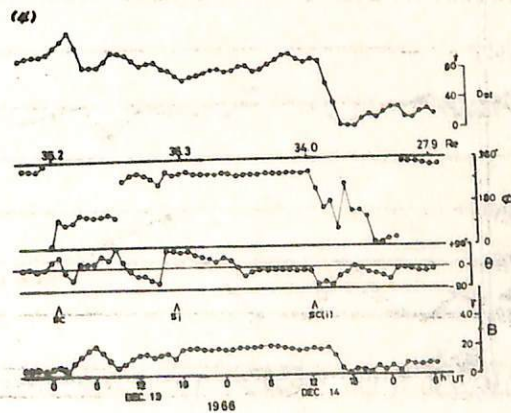
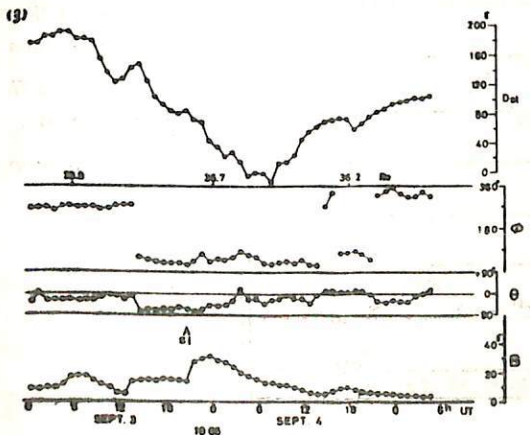
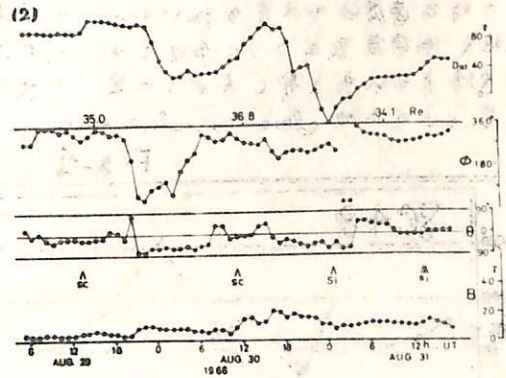
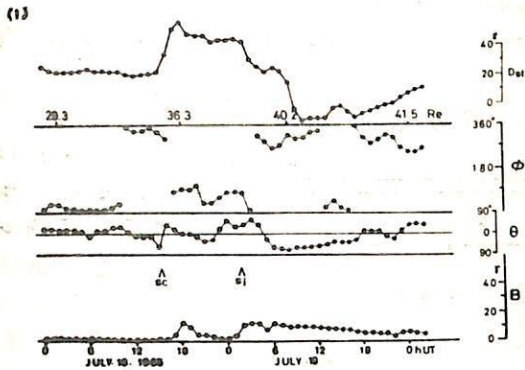
地上の磁場回数急変化(Si)が見られ、主相(DR場)の発達時と数時間前後して惑星間磁場は、急激に南向きになり、磁場の強さは、15~30%変化し、その後の状態が、10時間以上続いている。

B) の場合、

惑星間磁場の南北成分が、数時間間隔で変動している。

今後更に他の関連現象について比較検討してみたい。

(A) の例



電波星シンチレーションによる太陽風の観測

柿沼修清・渡辺 堯・鷲見昭一・小島正宣
(名大空電研)

本年6月より豊川～富士の2点で同時観測を行っており。使用した電波源は6日中から3C48, 7,8日は3C197と3C196, 9月中は3C286, 10月より3C296 などがあつた。このうち3C48が最もよいデータを提供している。観測時間は毎日の南中時3~9分間である。データは計算機で処理し毎日のデータの(1)各点での auto correlation, power spectrum 2点間の cross correlation を計算出させている。cross correlation curve の peak の0点からのずれにより豊川～富士間(85/126km)での diffraction pattern の見かけの移動速度が得られ、spectrum の f_d が pattern の scale $d = u/\pi f_d$ が得られた。 u は weak scattering の場合 solar wind の見かけの速度とこれの大きさに対応がする。3C48より出した u, f_d, d の日ごとの変化の様子をFig-1に示した。date につけた○印は I.P. 2以上のフレアのある日を示す。

Fig-1で注目すべき点は u, d を比較して見ると13, 14日のフレアの後に生じた u の peak 時には d も大きくなっており、(しかし25日のフレアの後の peak 時には d は増大してあらず通常の scale 約 100 km を示している。 $u-d$ の関係もグラフに plot (左のがFig-2図である。これを図)で d には略々 u に比例して増加する場合とそうでない場合との2通りがあるようだ。この事実は毎日の観測を約100秒毎のブロックに分けて各々 u, d を算出して見ると、 u が突然50%程も増加する事があり、その時は d も増加している場合が多い。これは見かけの速度 u が本来の pattern の速度 V と d に関係した速度 V の2つに分けられ、 d の増大により見かけ上の u が上昇したよりに見えた場合と考えられる。このため cross-correlation curve よりいさなり solar wind

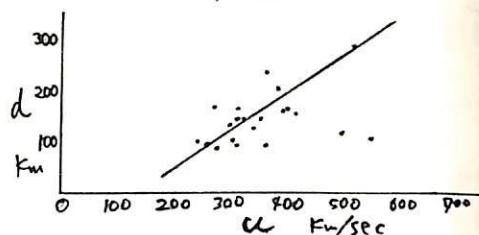
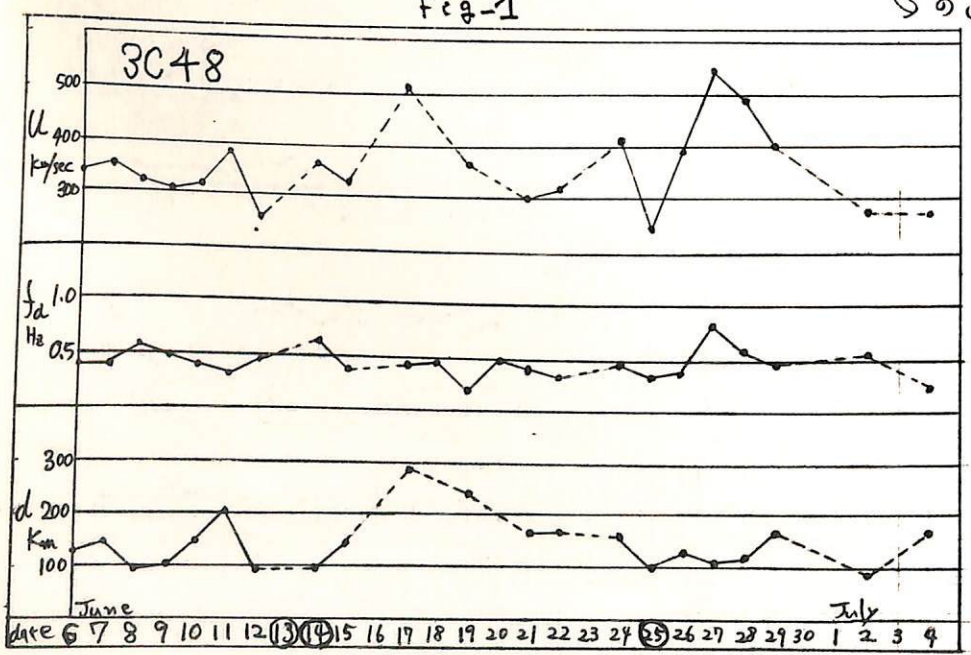


Fig-2

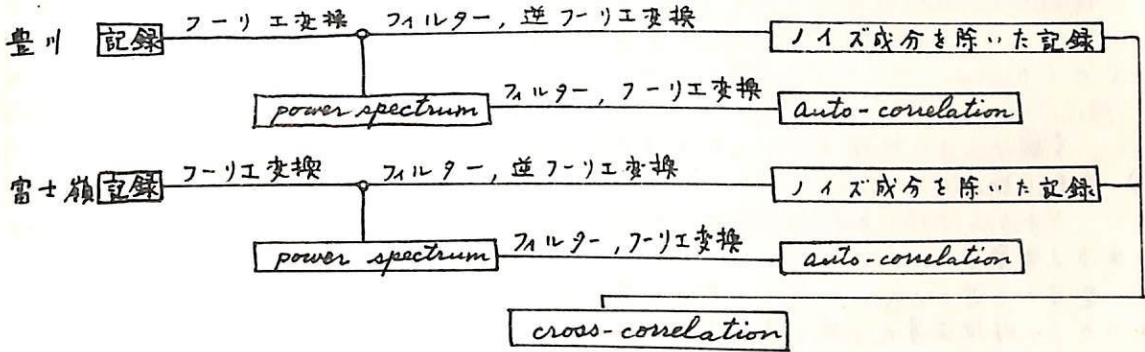
Fig-1



の速さを論じるには注意が必要で、(本)程長い時間の平均が必要である。 u と V_c を比較するグラフにすると非常に大きく配位の差がある(2軸 u) に乗り見かけの速度 u と V_c は極めて密接に関係していると考えられる。

柿沼隆清, 藤見治一, 渡辺寛, 小島正宜
 名大空電研

電波星からの電波は太陽風中の密度の *irregularity* (δn) によって散乱されるため、地上には *diffraction pattern* (大きさ l) が映される。この *diffraction pattern* は太陽風の流れと共に動くので、2 点で同時観測をして *cross-correlation* を計算すると 2 点を結ぶ線方向の速さ V が求まり、又周波数 f と波数 k ($k = 2\pi/l$) は $f = V k / 2\pi$ の関係があるため 1 点での観測で求まる *power spectrum* は *diffraction pattern* の *spatial power spectrum* $P(k)$ と対応がつく。現在豊川と富士嶺の 2 点での同時観測より、各点での *power spectrum* と *auto-correlation* 及び 2 点間の *cross-correlation* の計算をしているが、そのデータ処理の略図を次に示す。



電磁波の散乱理論を用いて $P(k)$ より δn の *spatial power spectrum* を求めることを現在検討中である。又 δn は縦浪的波動によるものと考えられるが、これに対し *space-craft* で測られる磁場の変動は横浪的波動によるものと考えられるので、これらを比較させて太陽風中のプラズマ波動の解析を行っている。

— 1966年6月のプロトン現象 —

柳倉幸雄

電波研究所

(1)

前回の報告報告に於いて、1969年プロトンフレア強化観測期間(RPP Retrospective Interval 1969)中の太陽活動、地球近傍に於いて(大結果、1969年6月7日20:30 UTに於いてPCA, そのほぼ同時刻にATS-1で観測された低エネルギー(5 MeV)プロトン現象は6月5日10時に太陽経度 $64^{\circ}E$ (Ca plage 領域10134)に於いて発生した3Bのフレアであると指定された。プロトンフレアと低エネルギープロトン現象の発生時刻差と観測方位は惑星間空間磁場に於いてプロトンの伝播の向きを示していることは説明できない。これを説明するのは、その発生時刻は6月5日05:05に地球の磁気圏に於いて発生したShock waveの経路に於いて発生した低エネルギープロトンである。

しかし低エネルギープロトンの伝播にはFan⁽²⁾がPioneer 6, 7の0.6 MeVプロトン観測で示した活動領域を含む 180° のセクターを考慮する必要があり、また6月5日10時のフレアが確かにプロトンフレアであったことを示すためには、その前後の地球以外での(Pioneer 6, 7の)類似のプロトンフラッシュを入手する必要があった。

今回は上述の結果をさらに図めよう。

- (1) RPP期間中のPioneer テーダを用いて、太陽プロトンの成分とバーストの存在を示し、それらと太陽活動領域、太陽風速度から指定した惑星間空間のセクター指定との関係を考察し、
- (2) 惑星の位置と太陽バーストの発生位置、時刻によって、惑星で観測されるプロトンフラッシュの時間的変化の種々の変化(うまこを例示し、
- (3) 最後にPioneer 6, 7のプラトンテーダ(シカゴ大学J. A. Simpson氏提供)を用いて6月5日10時のフレア時にプロトンフレアであったことを示し、これと6月7日21時のearth event とのつながりを考察する。

(参考)

- (1) 4ヶ回調査報告書、詳しくは

Y. Hakura, Results of Special Observations for the Proton Flare Project 1969, VI. Summary of the June 1969 Events, J. Radio Research Labs., 17, 55, 1970.

- (2) C. Y. Fan et al., Protons Associated with Centers of Solar Activity and Their Propagation in Interplanetary Magnetic Field Regions Corotating with the Sun, J. Geophys. Res., 73, 1555, 1968.

定常状態における磁場とプラズマ流との境界 に関する selfconsistent な解

巨理宣夫・上山 弘

東北大・理学部

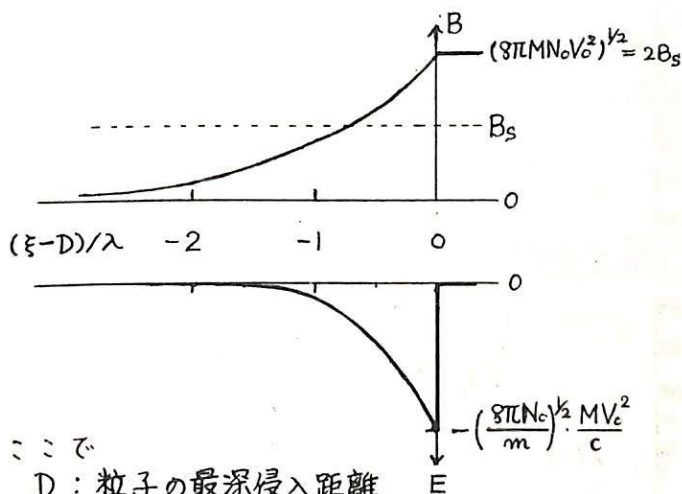
Cold plasma 流と磁場との相互作用は Chapman and Ferraro (1931) 以来、数多くの研究者によって取扱われ、地球磁気圏境界の形や構造に関する基本的問題である。しかし、境界層の微細構造を理解する為には、従来の解析結果を再検討し、プラズマ流の diamagnetic 及び dielectric な性質をより明らかにする必要がある。ここでは一次元モデルを扱い、

- ① プラズマ流は H^+ と電子から成り、初速、 $V_0 = (V_0 \xi, V_0 \eta, 0)$ 、は共に等しく、 $\xi = 0$ から $\xi > 0$ の領域に流れる。
- ② プラズマ流がない場合の磁場、 $B_s = (0, 0, B_s)$ は一様。
- ③ プラズマ流と磁場の初期境界面は $\xi = 0$ 上の $\eta - \xi$ 面。プラズマ流の境界面に対する入射角、 ψ 、は任意。磁場に対しては直角。

という仮定の下に、Maxwell の方程式、運動方程式、それに連続の方程式を組合せることにより定常状態における self-consistent な平衡解を求めた。

その結果、磁場 (B)、電流密度 (j)、電気 potential (Φ)、電場 (E)、電荷密度 (ρ)、流束 (J)、エネルギー (W) などの分布、さらに粒子の軌道に到るまで、境界層の形成にあずかる諸量を入射角と侵入距離 (ξ) の函数として表わすことができた。

下図に一例として、 $\psi = 0$ ($V_0 \eta = 0$) の場合の磁場と電場の分布を示す。



ここで

D : 粒子の最深侵入距離

λ : 磁気遮蔽距離

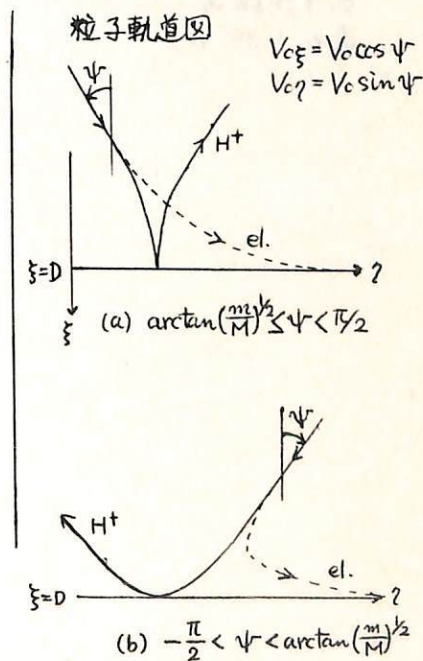
$$= \left(\frac{mc^2}{8\pi e^2 N_0} \right)^{1/2}$$

m, M : 電子、 H^+ の質量

N_0 : 初期プラズマ流粒子密度

c : 光速

e : 電荷



國分 征
東大理・地球物理研究施設

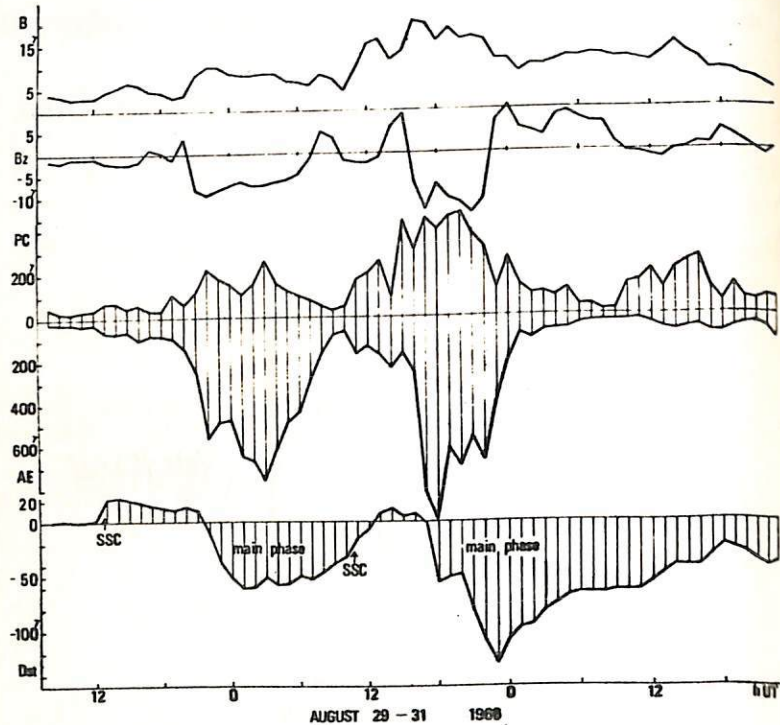
IMP-3の観測資料を用いて、1965年7月から1967年1月までに起つた磁気嵐と惑星間磁場変動との関連について解析した結果を述べる。結果は次のように要約される

1. AE及びDstが極度な場合。

惑星間磁場の全磁力、(B) は Shockの増加後数時間内で減少し、再び main phase に対応して増加する ($B > 10^8$)。それとともに南向き成分 B_z が増大し、南向きの変動が始まってから1時間程度の後 main phase が始まる。又、このBの増加直前には discontinuity があり、これに対応する s_i が地上で観測される。下図に二のような場合の例を示す。

2. shockに伴うSSCがあったが1日程度内、顕著な地磁気活動がない場合。
shockの後2時間程度はBがふらふらが、その後は徐々に減少する。
($B_{max} < 10^8$)。又、南向き成分は比較的小さい。

右図には、Aug. 29-31, 1966に起つた2つのSSCに伴う磁気嵐時の地磁気活動(PC, AE, Dst)と惑星間磁場(B, B_z)の変動を示した。



前田力雄

電波研究所平磯支所

地磁気変動には太陽自転と関連するじょう乱成分が混入している。古くから知られていた K_p index の27日周期性はその例証である。この K_p index は磁気圏の形態変動に由来したものであり⁽¹⁾、したがって惑星間磁場と深い関係にある⁽²⁾。このことから S/N を別とすれば、地表における磁気観測量から抽出された太陽自転周期中の変動もまた磁気圏変動の測度となりうる。その単純な場合として、極点付近における地磁気の鉛直成分と惑星間磁場の方向との相関がすでに議論されている⁽³⁾。

ここでは、極点における磁気ベクトルを黄道座標系で表示したときの27日変動成分の問題にす。あとで惑星間磁場との関係を考察するときは IMF の磁場データが利用できるように、解析期間には1963-1966年を選んだ。解析の手続きは

H , D , Z 成分の1時間値から黄道座標系における meridional 成分, azimuthal 成分, radial 成分を求めた。

1日平均値を求めた。

27日平均値を求めた。

27日変動量 $DMXS$, $DMYS$, $DMZS$ を求めた。

おもな結果は

$DMXS$ の振巾は10数%であるのに対し、 $DMYS$, $DMZS$ の振巾は数%である。

$DMXS$ は ΣK と ΣK_p と逆相関である。

$DMXS$, $DMYS$, $DMZS$ は磁気変動の測度、 ΣK と ΣK_p は惑星間磁場が地球磁場に及ぼす効果の測度である。

文献

- (1) Dessler, A. J., and J. A. Fejer, *PSS*, 11, 505, 1963.
- (2) Siebert, M., *JGR*, 73, 3049, 1968.
- (3) Mansurov, S. M., *Geomag. Aeronom.*, 9, 622, 1969.

Gdアイソトープに基づいた原始太陽系についての
一考察

A. Loveless* 馬淵 久夫** 小嶋 祐*** R.D. Russell 柳田 昇平***

* Univ. British Columbia, ** 東大化学, *** 東大地物

Gd^{157} , Sm^{149} はそれぞれ $1.6 \times 10^6 \text{ barn}$ 及び $5 \times 10^6 \text{ barn}$ という極めて高い熱中性子衝突断面積を持っている。このため Gd アイソトープ比は、最も鋭敏な中性子検出器として用いられることが出来る。初期太陽は、現在の数百倍の luminosity を持っていた時期があると推定されている。この様に高い luminosity の時期には、Solar radiation も極めて強く、(したがって Solar particles と宇宙塵(隕石の原物質)との核反応も又増大していたであろうと推定される。

筆者等は、隕石の起源に関する都城の仮説(1967)と作業仮説として、この仮説に基づいて、最も太陽に近い場所で誕生したと推定される(したがって、最も Solar radiation の影響を受けたと推定される) Enstatite Chondrite につき、Gd アイソトープ比を測定した。もし初期太陽が、事実極めて高い活動度をもっていたとすれば、enstatite chondrite の Gd アイソトープ比に最もよく、その影響が見出されるであろう。

実験結果は、下表に示す通りである。

	$\frac{Gd^{157}}{Gd^{160}}$	$\frac{Sm^{149}}{Sm^{152}}$
terrestrial rock (this work)	0.71601 ± 0.00009	0.51942 ± 0.00012
terrestrial rock (Eugster et al., 1970)	0.71589 ± 0.00004	—————
Enst. Chondrite (Abee)	0.71602 ± 0.00010	0.51871 ± 0.00022

いかなる場合についても、地球上の岩石と、隕石(Enst. Chond.)の Gd, Sm アイソトープ比の間には有意な差(0.1%以上)は認められなかった。このことは、この隕石(Abee)が、地球上の岩石に比べ有意に高い熱中性子照射を受けたことを示している。因みに、 Gd^{157}/Gd^{160} は 0.1% の変化を起す熱中性子束は約 10^{17} n/cm^2 である。

第 2 会 場

講演番号 2-1~2-70

藤田尚美 田島 稔

□土地理院

大地震の発生頻度の多い太平洋沿岸海底において、地磁気経年変化異常の監視、電気伝導度異常の観測、海流の磁気的効果等の調査を行なうことを目的として、□土地理院では海底磁力計の開発を進めている。今回は主にシステム設計について述べる。

本装置はプロトン磁力計で、全磁力、必要に応じて水平分力を15分毎に3ヶ月間、または1時間毎に1年間に測定する。

構成については、上の方から、水中浮標、検出部、電子制御記録部、リリース機構、重錘から成り、全長約10mで海底に設置され、ある期間観測記録をとった後、時計機構によりリリース、重錘を切り離して浮上し、浮上後電波を受信する。

重量は水中浮標、重錘を除いて、約800kgであり、浮力も約100kgである。自由落下速度約50cm/sec、自己浮上速度約100cm/secになるように水中浮標、重錘を調節する。

回収方法としては自由落下-自己浮上方式を考えているが、設置式浮標方式の海底地震計との共存方式も検討したい。

加藤俊雄、青山 巖、遠山文雄
東海大学 工学部

1970年9月4日、原の町気球実験場から放球された気球(B2-27)に搭載したプロトン磁力計により高度約25 kmまでの地球磁場の高度変化と、水平距離にして約180 kmにわたる測線についての磁気分布の全磁力測定を行った。

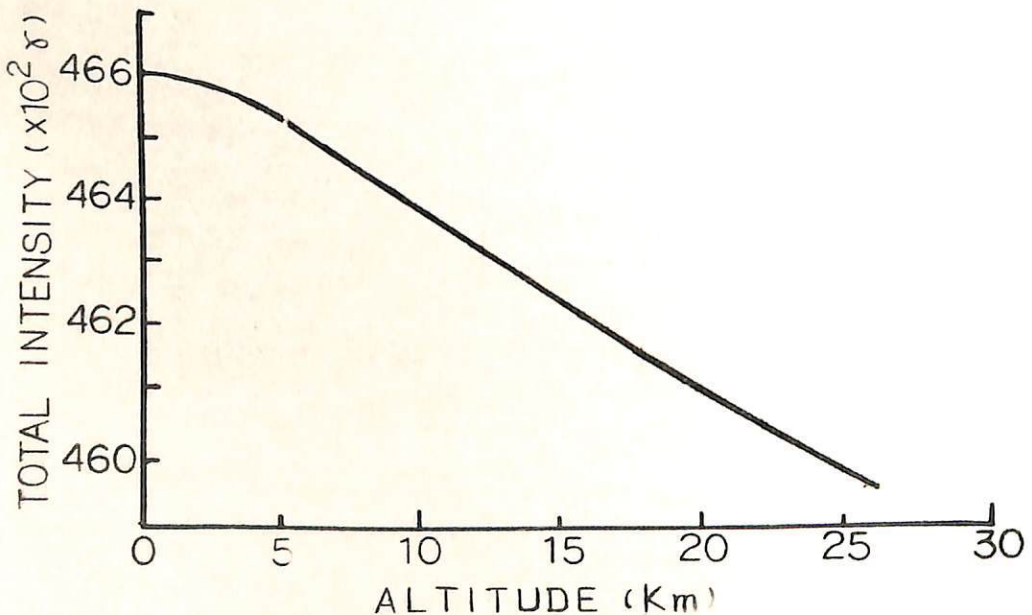
測定精度はテレメータ系を含めて±2ガウスである。観測は午後6時頃から約6時間に行われて行われ、データは約15秒に1点得られた。

この実験の主な目的は次の点にあった。

- 1) 地球磁場の高度変化は、地表からたがりに逆三乗則に従うかどうか。
- 2) 局地的な磁気異常などの近の高度までその影響を及ぼすか。
- 3) 地磁気の変動の中で1分以上の周期を持つものについて、高度約25 kmでの観測と地上観測との間に差があるかどうか。

以上の目的で観測を行ったが、この観測の性質上、ある程度地域的な広がりを持つ観測が出来ない為、今回の観測結果のみですべての結論を導くには至らないが、おおよそ次の様な結果が得られた。

目的の1である地球磁場の高度変化については、下図に示す様に単純な逆三乗則では表われない結果が得られた。すなわち、高度約5 km程度までは地下の影響が大きく表われ、その後次第に逆三乗則に近づくが、高度約15 kmからこの逆三乗則には従う様がある。次に2の問題では、測定記録上ではあるが地磁気分布図から見て大きな異常は二ヶ所の対応が見られた。3の問題の変動は、現在まだ解析中であるが、目的の現象は見つかっていない。



一等磁気測量の資料による地磁気年変化量 分布について

水野 浩雄

国士地理院

一等磁気測量の資料を用いて、地磁気年変化量の分布とその時間的変動と考察してきた。前回の学会では一等磁気測量のすべての資料を有効に利用するという立場で、ひとつの処理方法と試みた。すなわちまず、基本的に二年毎に一回の観測が5回以上づつづいていゝAグループの測定、10年程度の長い間隔で2〜3回しか測定のないCグループの測定、およびその中間のBグループの測定に分類する。次にAグループの資料により一年毎の年変化量分布と Primary chart として求めた。資料のより少ないBグループの測定については Primary chart と参照することにより資料の少ないことと補いつつ、やはり一年毎に年変化量とよみとり、A,B両グループのよみとり値とあわせて secondary chart と作る。secondary chart とCグループの測定に適用して測定値と、secondary chart のらの期待値とくらべることにより、secondary chart の信頼性をみた。以上が処理方法である。この方法により secondary chart は 2% 程度の σ, D で信頼できること、年変化量の分布は広い範囲にわたる、急速に変動することと主張した。

これに對して、このやうな処理方法の妥当性について批判をうけた。私も一年毎のよみとり値と向題にしたのは、オ一義的には「すべての資料を有効に利用す」ためであつた。しかし実際にやってみると、 2% 程度の間隔で、思ったよりも無理なくコンターが書けることが判り、あえてそのまま公表した次才である。そして secondary chart が 2% 程度の σ, D で信頼できる、したがつて、少くとも 4% 程度の間隔のコンターの時間的変動は、細かな屈曲は別として、大局的には信頼できると主張した。その根拠はオ一に secondary chart とCグループの比較の結果であり、オ一には、柿岡へせ満別、柿岡へせ鹿屋の日平均値の差のばらつきからの推定である。

今回は一等磁気測量の資料とせ満別、鹿屋の両観測所の資料でそれぞれを化成し、同じよに一年毎の年変化量とよみとり、すでに用意してある、柿岡による結果と合せ、この方法の妥当性と検討した。

観測点Pにおける観測値と、J, K 両観測所の資料により epoch t_0 に化成した reduced value と、観測年時 t の函数としてそれぞれ $M^{PJ}(t_0, t)$, $M^{PK}(t_0, t)$ とあらわすと、

$$\frac{\partial M^{PJ}(t_0, t)}{\partial t} - \frac{\partial M^{PK}(t_0, t)}{\partial t} = \Delta^{PK}(t)$$

は、一定年時 t に対しては P にかかわらず一定値とならねばならない。それは年時 t における J 観測所の K 観測所に対する相対的年変化量 $\frac{\partial M^{JK}(t_0, t)}{\partial t}$ に等しくなるべきである。各年時毎、各成分毎に、多くの観測点から得られる $\Delta^{PK}(t)$ の平均値と、J, K 両観測所の資料から直接きまつてくる $\frac{\partial M^{JK}(t_0, t)}{\partial t}$ とを比較することにより、この方法の妥当性を検討できる。また $\frac{\partial M^{JK}(t_0, t)}{\partial t}$ のよみとりに $\Delta^{PK}(t)$ がどの程度はらつくかを見よことにより同じ目的と達すことができよう。

下に示す表は、J として鹿屋、K としてせ満別の両観測所を用いたときの、上記諸量である。こゝらの値は、1967年の両観測所の資料とまだ入付しない段階での暫定的なものであるが、それによつて一等磁気測量の測地内のほぼ両端に位置する観測所（かつたなりの緯度差と有する観測所）による化成値から得る年変化量の向には、最高で 4.5% / year, 最も小さいものでは 1.6% / year, 平均で 3.0% / year の σ, D で矛盾がないことが判る。このことは、上記のよみとりの処理方法の任意性とサエツクすものである。同時に画の

た年変化量図が external origin に存在せられてはいない) という点についても、ケツクにならぬものとする。何故ならば、近くの観測所において画いた年変化量分布のパターンと、遠くの観測所において画いたそれとが上記の D. の程度で一致することは、とりもみおさず、遠い観測所を用いて画いても、external origin による影響はそれ以下だということと見られるからである。

(したがって、持同による化成値を用いて年変化量分布図を画けば、20/year 程度の D. で画くことは、このことから期待できよう。

t		n	$\overline{\Delta^{PJK}(t)}$	$\frac{\partial M^{JK}(t_0, t)}{\partial t}$	diff.	S
1960	D	14	+ 6	+ 8	- 2	3.6
	H		+ 4	- 1	+ 5	4.5
	Z		+ 7	+ 7	0	4.2
1961	D	13	+ 13	+ 9	+ 4	3.5
	H		+ 4	- 1	+ 5	3.5
	Z		+ 7	+ 7	0	3.8
1962	D	13	+ 11	+ 9	+ 2	2.8
	H		+ 1	0	+ 1	1.6
	Z		+ 8	+ 5	+ 3	2.9
1963	D	15	+ 8	+ 10	- 2	2.6
	H		0	0	0	2.0
	Z		+ 2	+ 5	- 3	2.3
1964	D	20	+ 14	+ 12	+ 2	3.2
	H		- 1	- 1	0	2.9
	Z		+ 4	+ 6	- 2	2.0

n : 使用した磁気点数

$\overline{\Delta^{PJK}(t)}$: $\Delta^{PJK}(t)$ の平均値

S : $\Delta^{PJK}(t)$ の D.

単位: σ

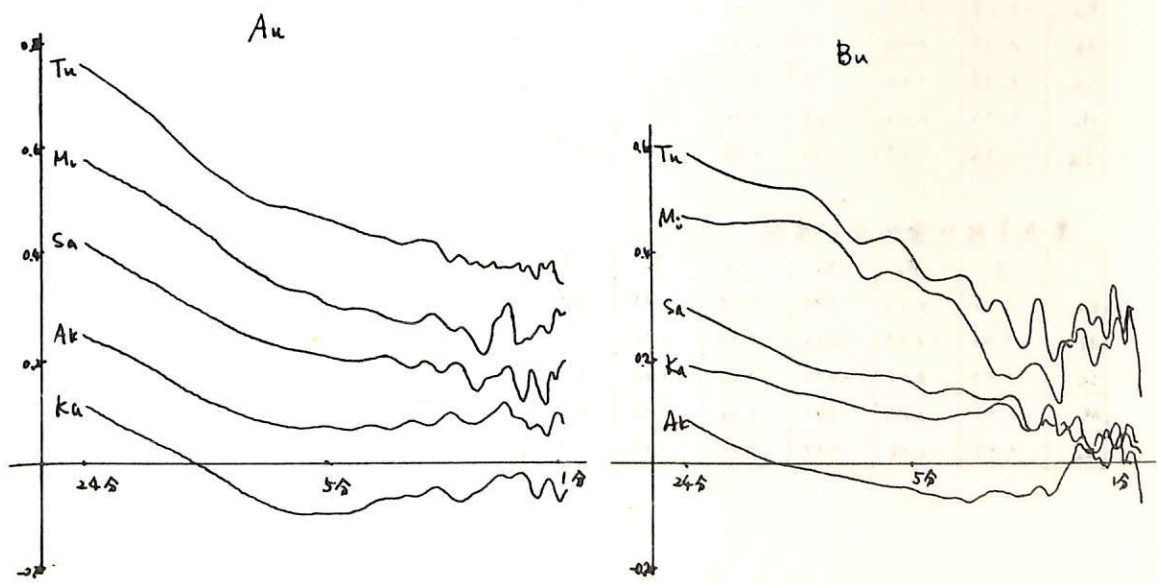
本藏義彦
 東京大学地震研究所

春の学会では magnetic storm のスペクトル解析より周期 120分~5分の A, B の周期性を求め、三宅島における地磁気変化異常を論じた。この周期帯では、三宅島においては Central Japan Anomaly と Island Effect が重な、このことがわかり、しかも Central Japan Anomaly は周期が短くなるにつれてその影響が小さくなるという特性を持つている。しかしながら周期5分以下の範囲と読み取り誤差が大きくてあまり正確なことはいえない。よって、周期5分以下の Central Japan Anomaly の影響が小さくて殆んど消えてしまっているように見えるので、今回は読み取り間隔をもっと短くして、短周期の変化異常を論じることにした。

今回の読み取り間隔は 28.8 秒であるので記録上読み取り可能な最低限度であり、従って、周期1分前後の結果は誤差が大きいと思われる。Cut-off Period 24分の High-pass Filter をかけて、24分~1分の周期帯について解析した。この周期帯でもやはり長周期側が卓越しているのを Prewhitening Operation を行った。前回と同様、幾つかの storm を解析し、最終的にはそれらの平均操作を施して、より平均的な結果を導いた。

結果は下図に示されている。これを見ると B についてはよくわかるが、A については、はっきり傾向が変っていることがわかる。しかも傾きが変化する周期はだいたい5分である。それより長い周期については 120分~5分の Trend にほぼ一致するが、短い周期については横軸に平行に近くなっている。

これは周期5分以上では Island Effect と Central Japan Anomaly の影響が重なり、このため5分以下では Central Japan Anomaly の影響は消えて、Island Effect だけが成分を支配していることを示している。このことは地下の Conductor についての情報を与えるものであると思われるが、そのことは今回は論じない。



本蔵義典
 東京大学地震研究所

Island Effect のことは笹井によつて、不均質薄層導体モデルを用いて計算がなされてお
 り、伊豆大島において実測値との比較が行われている。また笹井、近藤によつて三宅島
 においても計算はなされているが、あまり正確でないと思われるので改めて計算を行
 った。計算は磁場が南北方向に変化する場合と、東西方向に変化する場合の二つを行
 った。Self-induction の影響は無視した。

解くべき方程式は

$$\rho \nabla^2 \psi + \text{grad } \rho \cdot \text{grad } \psi = -(\rho - \rho_0) \nabla^2 \bar{\Psi}_0 - \text{grad } (\rho - \rho_0) \cdot \text{grad } \bar{\Psi}_0$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma_0 D} \quad \sigma_0 = 4 \times 10^{11} \text{ emu} \quad D: \text{ 海深}$$

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0 D_0} = 2.5 \times 10^5 \text{ emu} \quad D_0: 1 \text{ km}$$

$$\bar{\Psi}_0 = \frac{1}{2\pi} (U + iV) \sin \lambda x \quad \lambda = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$$

$$U = \frac{1}{1+d^2}, \quad V = \frac{\alpha}{1+d^2}, \quad \alpha = \frac{\rho_0 \lambda}{2\pi \omega}$$

ψ : anomalous current function

ω 周期 30 分の磁場変動によつて relaxation method (accelerated Liebmann method) を用
 いて計算した。 ψ の最大値は約 4.5 の residual が 0.1 以下、これと収束したものが存在した。
 計算結果は下記の通り。

南北方向に変化する場合

	Z_u	Z_v	X_u	X_v	Y_u	Y_v
Ka	-0.29	-0.03	1.10	0.01	0.00	0.00
Ak	0.29	0.04	1.07	0.01	-0.04	0.00
Sa	0.35	0.04	1.06	0.01	-0.01	0.00
Mi	0.35	0.04	1.05	0.01	0.00	0.00
Tu	0.65	0.07	1.05	0.01	-0.01	0.00

X: 北向成分
 Y: 西向成分
 Z: 下向成分
 u: in-phase part
 v: out-of-phase part

東西方向に変化する場合

	Z_u	Z_v	X_u	X_v	Y_u	Y_v
Ka	0.12	0.02	-0.01	0.00	1.06	0.01
Ak	-0.44	-0.05	-0.01	0.00	1.12	0.01
Sa	0.06	0.01	-0.01	0.00	1.06	0.01
Mi	0.63	0.07	-0.01	0.00	1.05	0.01
Tu	0.39	0.04	0.00	0.00	1.05	0.01

前田 坦・鈴木 虎・住友則彦
(京大理) (京大教養)

京都大学理学部では新たに地磁気の観測所を京都府瑞穂町(下図)に設け、研究と教育のために役立てることになった。当観測所の位置は地理及地磁気座標では次のようであるが、日本では特に内陸部の観測所が少ないから各種の研究に役立つものと思われる。

$$\text{地理座標} \quad \left\{ \begin{array}{l} \varphi = 35^{\circ} 13.4' \\ \lambda = 135^{\circ} 20.6' \end{array} \right.$$

$$\text{地磁気座標} \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha = 24^{\circ} 45' \\ \Lambda = 202^{\circ} 26' \end{array} \right.$$

9月中旬から10月中旬にかけてフラックスゲート磁力計による予備観測を行って来たので、今までに気がついた当観測所の地磁気変化の特徴を述べてみる。

- 人工ノイズの多い所をさがしたが、当地は京都の一番近い電車線から30 Km 余りであるが、まだそれらの影響と思われるノイズが存在する。
- D_z はまだ日が浅くて何ともしえぬが、電離層ダイナモのうずの中心の直下を思わせる変化が多い。それを除けばE型がやゝ多いようだ。
- Z成分の変化は鳥取と比べて小さい。周期数時間以下の変化について調べると、Z/Hの絶対値は鳥取の半分程である。またZとHの phase は短周期では逆、長周期では正となることは鳥取と同じだが、その境界が鳥取の場合よりむしろ短かく30分~50分のところにありそうである。



荒木 健・大久保 謙二

地磁気観測所

女満別で地磁気観測されたのは1952年で、鹿屋では1958年からである。しかし女満別では磁気儀の精度の良で毎時値として正式に発表されたのは1957年からである。

この両地奥の日変化の特性については必要に応じてその都度報告されているが、いずれも短期間のものであり、長期にわたる調査結果はまだ得られていない。

最近資料の蓄積により1958年から1968年までの太陽活動の1サイクルにわたる両地奥の日変化などの統計を行なったので、今回はこの期間の両地奥の日変化の特性をベクトルダイヤグラムなどにより、*All Days*・*Calm Days* について季節毎の相異、各成分の較差、太陽活動との関係などについて柿岡と比較した結果を報告する。

北海道における地磁気短周期変化(II)

西田 泰 典

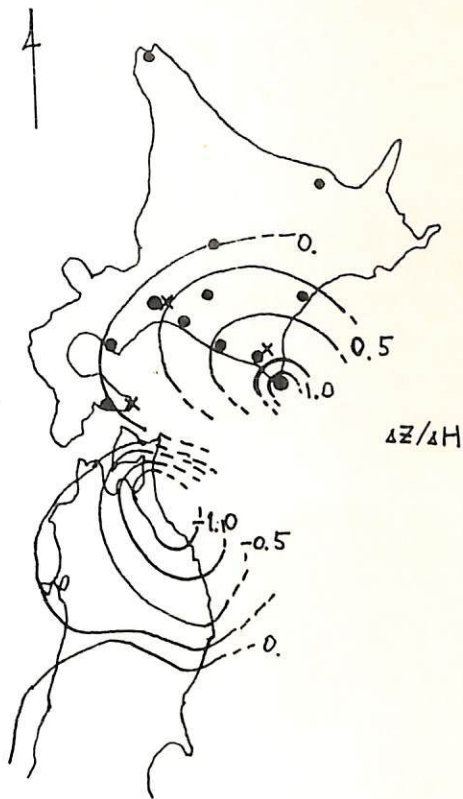
北海道大学理学部地球物理

現在までの地磁気変化観測に加え、エリモ岬および干戈で観測を行った ~~E~~。

エリモ岬ではZの変化が非常によくHの変化と相関しており、近くの観測点浦河とよく似ている。しかしながらZの振幅自体は非常に大きくZ/Hの値が1を越えている。又干戈ではZの振幅がかなり小さくなっているが、近くの他の観測点、平取、日高と同様Dの変化と相関している。(昭和45年春の電磁気学会)。Z/Hのコンターを引くと下図の如くなり、かなり大きな異常を形成しているように見える。

道北部にまで観測空白部が残っている

が、大ざっぱな地磁気変化の異常の様子がわかってきたので ~~この異常を~~、この異常を説明しなければならぬ。今回そのはじめとして、浦河、干戈、恵山で(X印)地電流観測を行ったので、その結果も合わせて発表する。



2-10 講演題目 東海地方のCA観測(予報)

著者名 加藤愛雄 瀬戸正弘 早坂孝

所属 東北工業大学

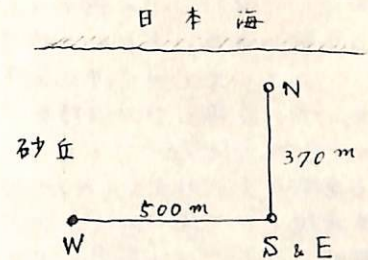
要旨

東海地方の地下構造を知るために、静岡及び愛知県下により、静岡市新向地4
点にて、CAの観測を行った。特に短周期の変動に注目するため、高感度の倍周波
磁カ計を試作した。(感度: 0.2 V/mm , SN比: 0.3) 今回は観測結果の予報に
ととめる。

宮腰 一郎・安原 通博・住友 則彦・鈴木 亮
(鳥取大) (京都教育大) (京大教養) (京大理)

鳥取大学の砂丘利用研究所において地電流と地磁気の観測を行ったのでその結果を報告する。

観測場所は砂丘であつて、最も近いN極は海岸より200m程の距離しかない。海岸線はほぼ東西に延びている。従つてNS成分はほぼ海岸と直角の成分となり、EWは並行となる。電極はNとW極とはそれぞれ独立であるが、^{SとEは}1本の電極を共有している。電極の材質は木炭で、それを地下1m余りの所にうめ、^{SとEは}まわりを炭の粉でかためている。NS、EWの電極間の距離はそれぞれ370mと500mであつて、接地抵抗は電極をうめた直後にそれぞれ1KΩ程度であつた。極間の大地の抵抗は数10Ωである。電極の間に多少高度の差があるが、高い方からN、W、SとEとなつてゐる。地電流のZ成分は低い所にある極が他に対し高電位になることが知られてゐるが、今回の場合も常にS、EがN、Wに対して高電位となつてゐる。観測点の近辺は広大な砂地であるが、地下に少し入ればそこは相当の陸地奥深くまで海水がしみ込んでいるようである。



地磁気の方はフラックスゲート磁力計による観測値を利用した。

資料は目下解析中であるが、電場は極端に polarize してゐて、そのホドグラフは周期によらずほぼ完全にNNW-SSEの方向の直線となつてしまふ。これは地電流が海岸線と直角方向に流し易いという性格とはよく一致するが、あまりに極端である。この polarization は電場変化でNS > EWということであるが、一方磁場変化ではH > Dであるので、^{互に}直角の電場と磁場の比EとDとその比はNS/Dの方がEW/Hよりも常に1桁程大となつてしまふ。従つて、たとえば conductivity が一様な semi-infinite earth における電場と磁場の関係

$$(E/H)^2 = \rho_a / 0.2T$$

はこのまゝではつかえない。

関東地方における地表電流と電場磁場

柳原一夫

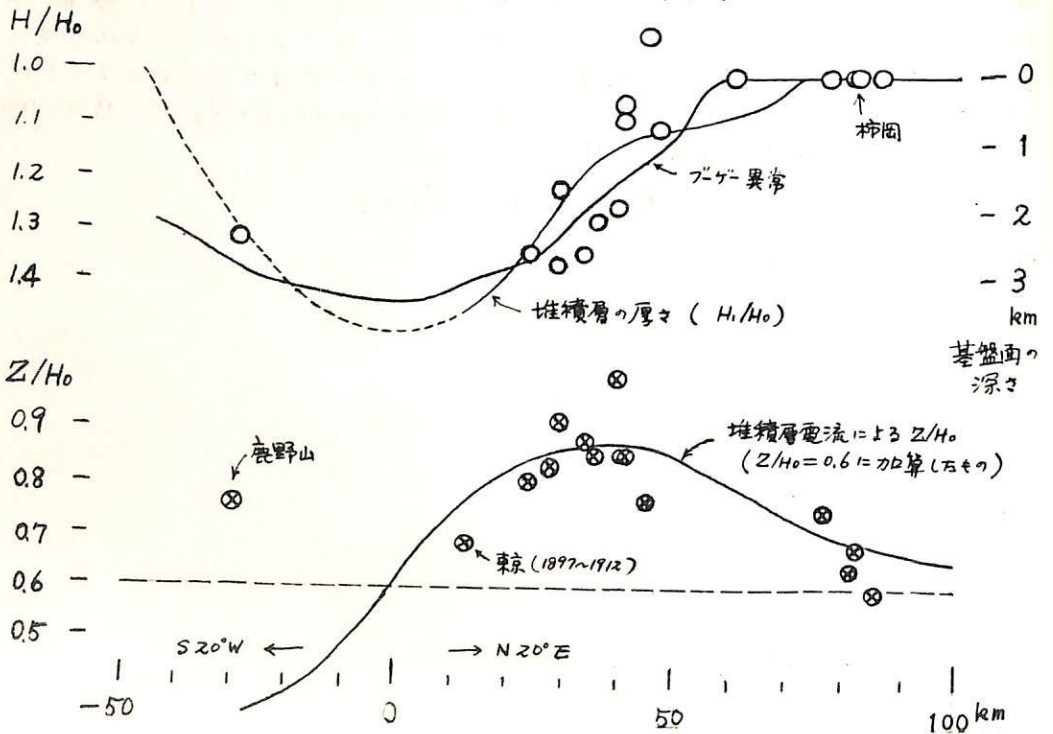
地磁気観測所

最近CA研究において地下浅層を流れる電流による影響の重要さが認識されてきた。日本では関東地方は比較的地下浅層構造が知られ、堆積層の厚さ、その電気伝導度、電場磁場の分布等もかなり測定されている。そこでこの地方で地下浅層電流の磁場に与える影響を調べてみた。

まず磁場については、久保木によれば東関東地域で大層複雑な分布をしているが、そのデータのうち一点(浜田)を除くと約 $N20^{\circ}E$ の線に沿って単純な分布をしているのに気が付く(図)。この線はまた堆積層等深線に垂直でもある。かつ電場(地電流)の分布はこの線に垂直、すなわち堆積層等深線に平行である。

そこでまず地下浅層電流は $N20^{\circ}E$ 線に垂直に流れ、電流の大きさは ED/ρ であるとする。E:電場, D:堆積層の厚さ, $\rho = 4 \Omega m$:比抵抗。これによる磁場は $N20^{\circ}E$ 方向に $H_1 = ED/2\rho$ である。周期 $T = 500 sec$ (SSC, Si等)に対して, $E/H_0 = 0.83 mV/km/s$ (実測)を入れると $H_1/H_0 = 0.13 D$ (D in km)となる。 $N20^{\circ}E$ と水平分力との方向の違いを無視すると図の如く、水平分力の実測分布は堆積層中の電流によって生じたものとして説明される。 H_0 は柿岡の水平分力変化量で堆積層の影響をうけない量として使用した。

次にZ成分については電流の大きさの分布(すなわち堆積層の厚さの分布)を $N20^{\circ}E$ 断面についてMax.から60km点で零になるように一様に減少するとし垂直方向には同じ距離60kmまで一様に存在するとして近似し磁場を計算するとD max点から北の方では Z/H_0 の分布をよく説明できる。 $Z/H_0 = 0.6$ のもととの値に最大で0.28か加わり $Z/H_0 = 0.88$ となる。しかし南の方の点(鹿野山のみだが)ではこの表層電流の影響は Z/H_0 を減少すべきであるが必ずしもそうなっていない。これは海の影響が大きくあらわれたものかもしれない。



気象庁・地磁気観測所

百亦正規
柳原一夫

地電流の局所的異常は、地球の表層の電気伝導度の非一様分布のために生ずる見かけの異常性と考えられる。この異常性によって、外部磁場の変化で誘導された電場 E^0 は、第一近似によれば $E = (\gamma) E^0$ と修飾を受ける。ここで、 (γ) は 2 階のテンソルである。地球を均質球と考えたとき、電場 E^0 は磁場 H との間には位相差 $\pi/4$ を除いて、

$$E^0 = \lambda \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} H, \quad \lambda = \sqrt{\frac{F}{2T}}$$

と表わされる。これから、

$$E = (\gamma) \lambda \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} H, \quad (\gamma) = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} \end{pmatrix}$$

となり、 E と H の観測から $\lambda(\gamma) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ が求まる。

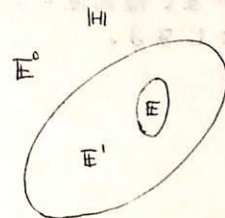
日変化と短周期変化とを考慮すれば、 E と H の位相差は $\pi/4$ に近いことから E^0 と H の間には均質地球の仮定が近似的に正しいと考えられる。そこで実際に上の式を用いて、林岡、女満別、鹿屋の3点について、日変化、短周期変化の $\lambda(\gamma) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ を求めると、 γ_{12} が γ_{21} となり (γ) は著しい非対称性を示す。

この (γ) の非対称性は、観測点のまわりの伝導度の分布を単純に $\gamma_{12} = \gamma_{21}$ とした異常性を置き換えたからなることを示す。この非対称性について、2 階の対称テンソルの積は非対称となり得ることから、 (α) 、 (β) を対称テンソルとして、次のようを取扱いを考える。

均質球と考えられる地球で誘導された電場 E^0 は、観測点をとりまく海陸の分布によって生じる局地的異常性によつて $E^1 = (\alpha) E^0$ と修飾され、つぎに観測点の近傍の堆積層の分布によつて生じる局所的異常性によつて $E = (\beta) E^1 = (\beta)(\alpha) E^0 = (\gamma) E^0$ と修飾されたものが観測されると考える。

無限薄層の中に異なつた伝導度の楕円形の領域があるとき、この領域の (γ) は対称テンソルとなることから、局地的および局所的異常性として 2 重の楕円形の分布を考へて、林岡および女満別の観測点の電場 E 、 E^1 に上の取扱いを適用し得た。これから電場 E と E^1 の間には矛盾のない結果を得られた。

この結果を用いて、日変化に対する 2 重の修飾を取除いた場合の見かけの比抵抗を求めた。



福島直・富田宏・飯島健
東京大学 理学部

s f e 現象の実際の記録を調べると、特に鉛直成分変動が複雑な様相を呈する。

鉛直分力の変動は同一の観測所に於いても、必ずしも水平分力変動と単純な比例関係にはない。これは s f e の外部磁場自身に水平成分以外に鉛直分力も含まれている為であろうと考えられる。地球内部の電気伝導度分布を推定する手段として地磁気短周期変動の解析が行われており、通常は外部磁場が比較的単純な形に仮定し得る bay, s c, 等が利用される。併しなから、もし s f e の外部磁場(電流系)が或る程度簡単な形に仮定出来るならば、観測記録の複雑さ、観測可能地域の制限、等の制約にも拘らず、C A 研究の有力な一助ともなり得るものと考えられる。

ここでは先ず、モデル計算を用いて s f e 時の電離層電流系を地表データから定量的に推定することを考える。

1) 地磁気変動の水平成分を X, 鉛直成分を Z で表わすと

$$X_0 = X_e + X_i + X_a, \quad Z_0 = Z_e + Z_i + Z_a \quad (1)$$

ここで、 0 ; 観測値 e ; 外部原因に依る。 i ; 内部(正常)原因に依る。 a ; 内部(異常)原因に依る。

2) Z_a と X_0 の関係は (s c の場合) 前田氏に依りて調べられている結果を用い、

$$Z_a = \alpha X_0 \quad (\alpha \text{ は場所によるパラメーター}) \quad (2)$$

3) X_a は Z 成分の外場が anomaly に依りて曲げられる効果によるとし、その地点に於ける地磁気抱束面(所謂、力武-横山面)の傾きをもつて anomaly の状態を表現すると

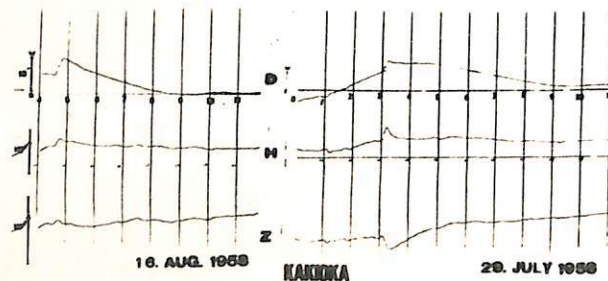
$$X_a = \beta Z_0 \quad (3)$$

$$\beta = (\sin X \cos X + \frac{\sin X}{2} \cos(\theta - 2X)) / (\cos^2 X + \frac{\sin X}{2} \sin(\theta - 2X))$$

従りて (1) より

$$\begin{cases} X_0 - \beta Z_0 = X_e + X_i \\ Z_0 - \alpha X_0 = Z_e + Z_i \end{cases} \quad (4)$$

4) 電離層(地上 100 km) に適当な電流系を設定し、完全導体(地下 400 km) に於ける反射を考慮して (4) 式の右辺の値を数値的に算出する。次に X_0 (H_0, D_0) を用いて等価電流系のパターンを調べて、これをモデルのパターンに写像し、各々の地点で (4) 式の左辺の値(観測値より求まる)と比較する事により、等価電流系の電流密度を推定出来ることになる。



分布

藤田尚美 井内 登

□ 土地理院

ある深さに分布する単一磁気双極子による全磁力分布には方向性があり、この方向性の強弱が磁気縞模様にどの程度影響を及ぼすかを調べる。

ある深さの平面上に、乱数表を用いてランダムに磁気双極子を分布させ、ある高さの平面上で、どのような全磁力分布を示すかを求めた。

磁気双極子の数を 9, 25, 49 にとり、双極子分布の深さを格子間隔の 0.2, 0.5, 1.0 と変え、また傾角 $I = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ の場合について全磁力分布の計算を行なった。

$I = 30^\circ$ では、磁気的東西方向に縞模様が現われ易い傾向がある。これは、傾角値が小さく、縞模様が全磁力の一般傾向とほぼ平行の場合には、原因がランダムに分布しているとしても、説明出来るので注意を要する。

行 武 毅
東京大学地震研究所

前にも同じ題目で講演したことがあるが、その際は、17-18世紀のデータとして、Fritscheの球函数解析結果を用いた。その後Fritscheの解析には難点があることがわかったので、17-18世紀の地球磁場に対して球函数解析をやり直し、その結果を使って停滞性磁場と移動性磁場の分離をおこなった。方法は前と全く同じで、まず永年変化磁場より移動速度を求め、Gauss-Schmidt係数の各次数毎に分離をおこなった。

1. 地磁気永年変化の移動速度

新たに得られた、17-18世紀に対する球函数解析結果より、地磁気永年変化の係数を求め、その位相の時間的変化により移動速度を見積った。1710-1965のデータについて得られた結果は第1表の通りである。これを見ると Sectorial term について、移動速度が精度よく求まっており、他の項ではばらつきが大きくなっている。このことは、sectorial terms は主として移動性磁場からなることを示唆している。したがって移動速度を見積る上では、これらの項のみに着目した。

前回には、低次の項程、移動速度が遅く、高次の項程速いという結果が得られた。今回はそのような速度の分散性が認められないばかりか、逆に僅かではあるが、低次の項程速度が速いという結果が得られた。移動速度に分散性があるとしても、過去2~300年の範囲を問題にする限り、その影響はあまり大きくないと考え、全体が一様な速度で回転するとして、 $n=m$ ($n=1, 2, 3, 4$)の移動速度の荷重平均 $0.293\%/yr$ をこれから用いることにする。

2. 停滞性磁場と移動性磁場の分離

Gauss-Schmidt 係数が

$$g_n^m = F_n^m \cos g_n^m + K_n^m \cos m\lambda (t - \tau_n^m)$$

$$h_n^m = -F_n^m \sin g_n^m - K_n^m \sin m\lambda (t - \tau_n^m)$$

の形をしているとして、13組のGauss-Schmidt係数(年代: 1600, 1650, 1700, 1770, 1780, 1829, 1845, 1885, 1922, 1945, 1955, 1960, 1965)を使って $F_n^m, g_n^m, K_n^m, \tau_n^m$ を求めた。結果は第2表に示してある。前回、Fritscheの解析結果を用いて得られた結果をも比較のために示してある。両者の間に著しい相違は認め難い。

3. 永年変化曲線

上に得られた停滞性磁場と移動性磁場とを逆に合成して、いくつかの英で偏角伏角の永年変化曲線を計算し、観測と比較してみた。このように特定地英での永年変化を合成する場合、 $n=5, 6$ の高次の項も無視できない役割を果たしていることが判明した。

第1表

n	m	速度	標準偏差
1	1	-0.387 ^{yr}	0.088
2	1	-0.177	0.086
	2	-0.286	0.031
3	1	-0.454	0.220
	2	-0.624	0.107
	3	-0.271	0.013
4	1	-0.276	0.240
	2	-0.571	0.101
	3	0.195	0.090
	4	-0.219	0.037

第2表

n	m	F_n^m	g_n^m	K_n^m	τ_n^m	Fritscheの解析を含む			
						F_n^m	g_n^m	K_n^m	τ_n^m
1	1	3876 ^Y	259.6 ^o	2670 ^Y	5.49	4056 ^o	255.3	2352 ^o	5.36
2	1	1094	52.3	2317	6.88	1257	41.9	2114	0.76
	2	679	100.5	2004	1.96	578	106.2	1972	1.94
3	1	1049	206.5	1135	-3.00	1039	204.3	1116	-3.03
	2	1104	356.4	242	1.44	1064	354.7	242	1.41
	3	382	363.4	586	1.23	363	311.6	552	1.28
4	1	996	14.5	446	5.25	713	13.8	318	4.07
	2	716	35.3	183	3.00	659	33.4	125	2.80
	3	197	118.7	239	-1.17	255	119.5	230	-1.20
	4	201	72.5	151	1.45	196	74.0	142	1.41

Bullard Gellman Lilley の Dynamo Model の非定常解

宇野 栄
東大・理

力武常次
東大・地震研

Bullard Gellman のダイナモに運動 S_2^{25} をつけ加えたものは、高次の項までと、ても固有値 V_m に発散がみられないことが Lilley (Proc. Roy. Soc. Lond. A. 316, 153-167, 1970) によって示された。

ここでは、このモデルの非定常解を調べた。

速度場

$$T_1(r) = 10r^2(1-r^2)$$

$$S_2^{2c}(r) = r^3(1-r^2)^2$$

$$S_2^{2s}(r) = \begin{cases} 1.6r^3(1-4r^2)^2 & 0 \leq r \leq 0.5 \\ 0 & 0.5 < r \leq 1 \end{cases}$$

磁場

S_1 及び S_1 と上の速度場を通して相互作用をもつもののうち degree 2 以下のもの T_2, T_2^{2c}, T_2^{2s} の計4個

初期条件

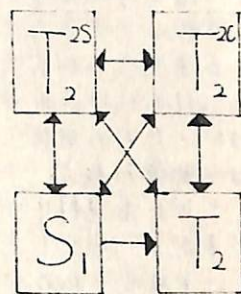
軸方向一様磁場

$$S_1(r) = r^2/2, T_2(r) = T_2^{2c}(r) = T_2^{2s}(r) = 0$$

境界条件

$$r=0 \quad S_1 = T_2 = T_2^{2c} = T_2^{2s} = 0$$

$$r=1 \quad \frac{\partial S_1}{\partial r} + S_1 = T_2 = T_2^{2c} = T_2^{2s} = 0$$



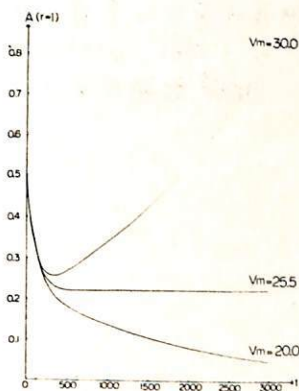
磁場間の相互作用

横: T_1 による
縦: S_2^{2c} による
斜: S_2^{2s} による

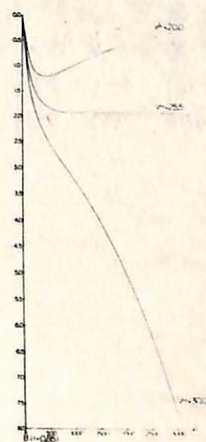
上の条件下で $V_m = 20.0, 25.5, 30.0$ の3つの場合について計算した。差分法は $\Delta r = 0.05, \Delta t = 0.0001$ で空間中央差分、時間前進差分を用いた。 $V_m = 25.5$ は $\Delta r = 0.05$ の場合の Lilley の定常固有値である。差分法の安定性については、変数係数の場合の理論が確立されていない上に、方程式系が複雑のため厳密な議論はできないが、準必要条件として $\Delta t \leq \frac{2}{9} |\omega r|^2$ である。

これより次のようなことがいえる。

- $V_m = 25.5$ の場合は 400~500 ステップで定常に達する。実時間に換算すると約 6000~7000 年である。このとき $r=1$ での磁場 S_1 と初期に与えられた一様磁場とを比べると、同方向で 0.4~0.5 倍の大きさである。他の場合は、400~500 ステップの後、指数的に減少又は増大する。
- 磁場 T_2 は磁場 S_1 の 10 倍程度である。



磁場 S_1 の時間変化



磁場 T_2 の時間変化

銚子周辺の地磁気層位

新妻信明^{*}・木村勝弘^{**}・酒井豊三郎^{**}^{*}東北大・教養・地学 ^{**}東北大・理・地質

銚子周辺に分布する中新世～更新世の海成層から、層位間隔50cm～10mごとく、携帯用コアラーで定方位定形試料を採取し、DRMを測定し、地磁気層位学的な検討を行なった。

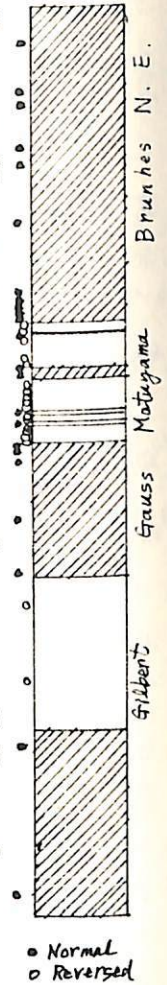
銚子周辺の中新世から更新世の地層は、連続的に堆積したシルト岩からなり、層位学的鍵層となる凝灰岩薄層も多数存在し、堆積速度も深海底堆積物に比較して大きく、遠洋性生物の化石に密むため、古地磁気層位、古地磁気、古生物学の研究に非常に適している。しかし、地層の露出地は、海岸に近く、付近には河川が少なく、試料は主として海岸段丘崖から採集せねばならなかったため風化している試料が多く、残留磁気の安定性の十分な吟味を行なう必要がある。

シルト岩試料中の磁性鉱物を磁石で取り出し、 J_s-T 曲線(5000 oe)を検討すると、風化している試料の J_s はほぼ直線的に減少し、570°位で0Kなる。未風化のもの J_s は、300°C位までの減少が少なく、それ以上の温度で急に減少する。風化した試料で J_s が直線的に減少することは、低温にキューリー点をもち磁性鉱物が二次的に生成されたためと考えられる。

段階的な交流消磁および熱消磁を行ない、偏角・伏角の変化経路を比較検討してみると、300 oe までの交流消磁で安定な残留磁気の方角をもつ試料でも、250°Cの熱消磁で安定な方角を失なうものがあった。これは、250°C以下にキューリー点をもち磁性鉱物の持っている磁化方向が、この試料の残留磁気の一部を占めていたためと考えられる。

したがって、今回の測定は、各層準について、1つの試料を90 oe と180 oe で交流消磁し、もう1つの試料を90 oe で交流消磁し、さらに300°Cで熱消磁して残留磁気を測定し、安定性を吟味した。

その結果、Matuyama Reversed Epoch中に深海底の堆積物中には見い出されていないが、Eventが見い出された。これらのEventはCox(1969)が火山岩のTRMとK/Ar絶対年代によって見出したEventとほぼ合うことがわかった。また、Opdykeら(1966, 1969)がOldvai Eventと呼んでいるものは、Cox(1969)のGilva Eventに相当するものと考えられる。



有田・唐津宮および山陰安来の窯跡の
考古地誌

浅海英三・時枝重安
島根大学文理学部物理学教室

佐賀県多久市の「大山窯跡」(江戸後期 1800~1867?)、有田市の「天狗谷窯跡」(江戸初期 1616~1656の40年間)、および唐津市外の「岸岳・新宮下窯跡」(鎌倉末期・室町末期・安土・慶長初期等の説があるが佐賀県文化館長永竹成氏の説に拠る山末期 1570~1600の可能性が高い)、更に山陰安来市の「山口郷新造院瓦窯跡」(A.D.733の出雲風土記に新造院の記事あり奈良時代初期 700~750?)の各窯跡を採取してそのN・R・Mを測定した。また僅か四ヶ所に過ぎないが北九州・山陰地方には尚非常に沢山の窯跡があるので今後、これらの考古地誌として近畿地方其他の結果と比較検討したい。

第四紀火山灰層の磁化 (IV)

堂 面 春 雄
山口大学教育学部

山口県を中心に分布する第四紀火山灰層は、前回までに述べたように、上部・赤褐色層(B層)および、下部・灰白色層(W層)に区別されるが、各層よりえられた強磁性物質についての、粒度分布、キュリー温度分布、X線解析資料 などについて、今までにえられた結果を述べる。

B層およびW層相互の本質的な関連は、今还不明であるにいたるが、各層に与えた名(B, W)の如き区別の他に、上述の物性について多少相違がみられる;

		B層試料	:	W層試料
粒度分布	細粒	2	:	1
	大粒	1	:	1
キュリー温度分布				
	600°C以上	3	:	2
	500 ~ 600	1	:	1
	150 ~ 100	3	:	2
	Mode	不可逆的		可逆的
X線解析 peak比				
	T.tamag. Series	1	:	0.5
	Ilmenotama. Series	1	:	0.6

火山灰の帯磁機構(II)

青木 豊
大 理

前回(第47回)の講演会において、水中堆積物中の火山灰が、降雨等の水のしめこみによって帯磁することを経告したが、その中で実験室内での帯磁実験では、外部磁場によれば、伏角が浅くなる(*inclination error*)ことが問題点として残されていた。そこで今回は、*inclination error* と磁化強度の生長を中心として検討を行った。

実験は、伊豆大島の~A.D. 500年噴出の火山巨石を含む火山灰、S1(中村-明氏分類による)をくだいたものから、粒度をがえて4種の試料をつくり、おのづかについで、水のしめこみによる磁化の生長、および伏角の変化を測定した。試料は10~12gの量をふるいに通して落下堆積させたもので、実験開始前の磁化は、 2.3×10^{-6} emu/g 以下であった。結果を次に示す。

回数	① < 105 μ		② 105 < 149 μ		③ 149 < 297 μ		④ 297 < 840 μ	
	M ($\times 10^4$ emu/g)	I	M ($\times 10^4$ emu/g)	I	M ($\times 10^4$ emu/g)	I	M ($\times 10^4$ emu/g)	I
1	1.90 \pm 0.87	36.7	1.61 \pm 0.21	41.3	1.53 \pm 0.26	38.8	0.44 \pm 0.06	9.9
2	1.91 \pm 0.73	36.6	1.83 \pm 0.35	39.6	1.54 \pm 0.29	39.3	0.57 \pm 0.09	18.8
3	2.12 \pm 0.31	36.1	2.14 \pm 0.36	39.7	1.77 \pm 0.30	37.7	0.66 \pm 0.16	19.4
4	2.25 \pm 0.20	37.3	2.15 \pm 0.26	39.0	1.97 \pm 0.27	39.5	0.62 \pm 0.15	21.9
5	2.35 \pm 0.23	35.8	2.33 \pm 0.27	39.4	2.17 \pm 0.31	40.3	0.84 \pm 0.16	23.4

1) 回のしめこみは、5mmの降雨に相当する水によって行われ、測定はしめこみ後6時間経過してから行った。この時より、試料が乾くまでの間の磁化、方向の変動はほとんど無視できるものであった。磁化は最初、粒度が細かいほど下まわが、くりかえしてしめこみを行なうと、差は狭くなる方向に変化する。S1中の火山巨石のNRMは $0.77 \pm 0.41 \times 10^{-4}$ emu/g、全体では $(2.58 \pm 0.22) \times 10^{-4}$ emu/gの強度である。

伏角はいずれの試料についても、外部磁場 ($I=49^\circ$) に対して浅くなる。これは①②③の粒度の試料についてはほとんど変化せず、がっくりかえしのしめこみによっても大きくは変わらない。しかし④の試料については、しめこみが重なるにつれ、磁化方向が外部磁場方向へ変化していく現象が認められた。

S1は水蒸気爆発によるもので、堆積環境は最初から濡れた状態であったが、(中村-明氏 *personal communication*) この状態での帯磁実験は $I=39.8^\circ$ を与え(実験は粒度③についてのみ)上記の結果と差異はない。しかし、10分間で5mmの雨量を与えた実験に対して、~12時間で5mmの実際の降雨による帯磁では *inclination error* が半減すること(試料は熔岩を粉末にしたもの)、および④の試料については、しめこみのくりかえしによって、*inclination error* が狭くなることを考慮すると、自然界で磁化がほとんど磁場方向をむくことはありえないことではあると思われるが、この点については自然環境下での実験が必要である。

百瀬 寛一
信大理学部

第四紀の最も新しい地層にローム層と呼ばれてゐる過去の火山降下物層がある。こ
 ういふ火山降下物層は、時間を異にして何枚か堆積してゐる。筆者はローム層内の対比層中
 に採まされてゐる Pumice 層中の強磁性鉱物の磁氣的性質を同定に利用^{する}と試みてゐる。
 今までに種々熱磁気分析を行つて、たとへば Curie 直が Original 相の温度を示すがどうかとい
 つた test を行つて来た。こゝらに於いて今までに三回報告したが、Pumice fall の Curie 直は場所
 を異之ても、又層の部分によつても(同一 Pumice 層)変らな。この結果は、全べこの Pumice fall に於
 いてまだ不明である。(隆起原 5-6 号 ~ 2.7 号、伊呂期 Pumice に於いて上記の事が確認された)。この性質
 は Lava flow と比較して特異なものである。この特性を究明する目的で熱磁気分離を行つて
 来る。今回はさらにくわしい実験結果に於いて報告した。

秋田県男鹿半島の火山岩の磁気

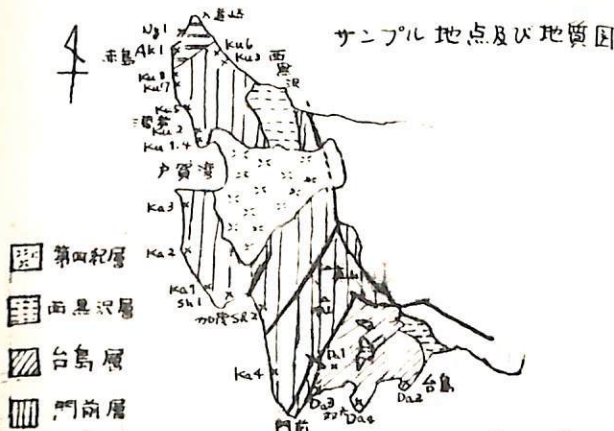
村上 敬助, 乗富 一雄, 鈴木 正明
 秋田大学 鉱山学部 鉱山地質学教室

最近、新第三紀中新世の火成岩 とくにいわゆる "グリーンタフ" 地区に関する岩石残留磁気の測定データが集まって来た。そこで今回はグリーンタフの東北日本内帯の模式地である男鹿半島の火山岩(主に下部中新世のもの)について残留磁気を測定した。

試料は野外において、明らかに熔岩、凝灰岩と認められるものについて、各相の岩相単位ごとになるべく大範囲に採集した。結果は下図に示す通りであるが、下位より、門前層群中の赤島層は正帯磁、門前層中の潜岩(くぐりいわ)熔岩類は、ほぼ中間帯磁、加茂熔岩類は逆帯磁、真山流紋岩類は逆帯磁、その上位の台島層群は、ほぼ正帯磁であった。

今回の結果をこれまでのデータと比較してみると、殆どどの地域(福島盆地、出羽丘陵、仙台地方、能登半島)において、地質的に門前階に相当するものと見做される層に、逆帯磁の共通性が見出されることになった。このことは、この年代におけるこの種調査の示準的な "Epoch" ともなるべきことを示唆する。

この逆帯磁の際の極移動の経路は、これまでに報じられている同一 Epoch のもの(福島盆地、出羽丘陵)とは、必ずしも一致しなかつた。



サンプル地点及び地質図

古地磁気極対比表

	出羽丘陵 (野村, 1966)	仙台地方 (野村, 1963)	福島盆地 (真鍋, 1957)	能登半島 (野村, 1961)	男鹿半島 (村上, 1970)
赤島層	赤島層	赤島層	赤島層	赤島層	赤島層
門前層	門前層	門前層	門前層	門前層	門前層
台島層	台島層	台島層	台島層	台島層	台島層
西尾沢層	西尾沢層	西尾沢層	西尾沢層	西尾沢層	西尾沢層
第四紀層	第四紀層	第四紀層	第四紀層	第四紀層	第四紀層

地質編号表及び磁化方向

時代	磁化方向	岩相
中部中新世	正帯磁	台島層群
下部中新世	逆帯磁	門前層群
	中間帯磁	赤島層
	逆帯磁	加茂熔岩類
	逆帯磁	真山流紋岩類

時代	磁化方向	岩相
下部中新世	正帯磁	台島層群
	正帯磁	赤島層

菅嶋貞雄・西田潤一

京都大学理学部地質学鉱物学教室

西南日本各地に分布する小規模のアルカリ玄武岩について、その飽和磁化-温度曲線(T_s - T curve)をとると Neil の提唱する P-type の磁化曲線を示すものが見出される。これらの試料についてその残留磁気の低温での変化、及び空气中、 10^{-4} ton の真空中での加熱、冷却過程での T_s - T curve を測定した。これらの結果に基づいて海洋性玄武岩について報告されている結果と比較検討してみた。

伊藤晴明 M. D. Fuller
島大文理 ヒッパバーグ大学

貫入花崗岩体の磁性と冷却速度から、地球磁場の反転残標を詳細に追跡するこゝができたので、その結果について報告する。

岩体の貫入年代は K-Ar dating により 8.2 ± 0.5 million years (Mt. Hood) とされたものである。これと比較するため、 14.7 ± 1 million years (Mt. Rainier) の岩体についての測定結果も報告する。これらの岩体は Stock 状態であるらしいが、地表面に於ける形よび大きさは明らかでなく、正確な冷却速度は求められなから、反転に要した時間は大体 10^3 年の Order であったと予想される。 8.2 million years の岩体は Contact 附近が Reverse に帯磁し、内部は Normal であった。 14.7 million years の岩体は Contact 附近は Normal に帯磁していたが、見かけ上の岩体内部には Reverse に帯磁した場所と Normal に帯磁した場所が見出された。しかし Normal から Reverse、または Reverse から Normal への変化はほぼ連続的であり、二、三ヶ所で intermediate NRM をもつ岩石試料が得られた。これらの岩体の NRM の測定結果と室内実験により、次のような結論が得られた。

- (1) 地球磁場の反転においては、最初に磁場の強さが減少しはじめ、次いで Inclination が変化し、最後に Declination が変わって、磁場の逆転が起るようになる。
- (2) 双極子磁場は、方向の変化が起る前にその強度を比較的早く減少し、方向を変える過程では、比較的早くその方向を変化したようになる。
- (3) 外部磁場を変化したから TRM をつくると、一定の外部磁場による TRM よりも不安定である。

インド・デカン高原の古地磁気学

(2) NRMとその安定性

木下 肇・河野 長・青木 豊
東京大学理学部地球物理学教室

インド・デカン高原で採集された玄武岩溶岩の連続層序からの試料を用い、これらの岩石のNRMの方向強度と、このNRMの交流消磁・熱消磁・低温消磁に対する安定性をしらべた。

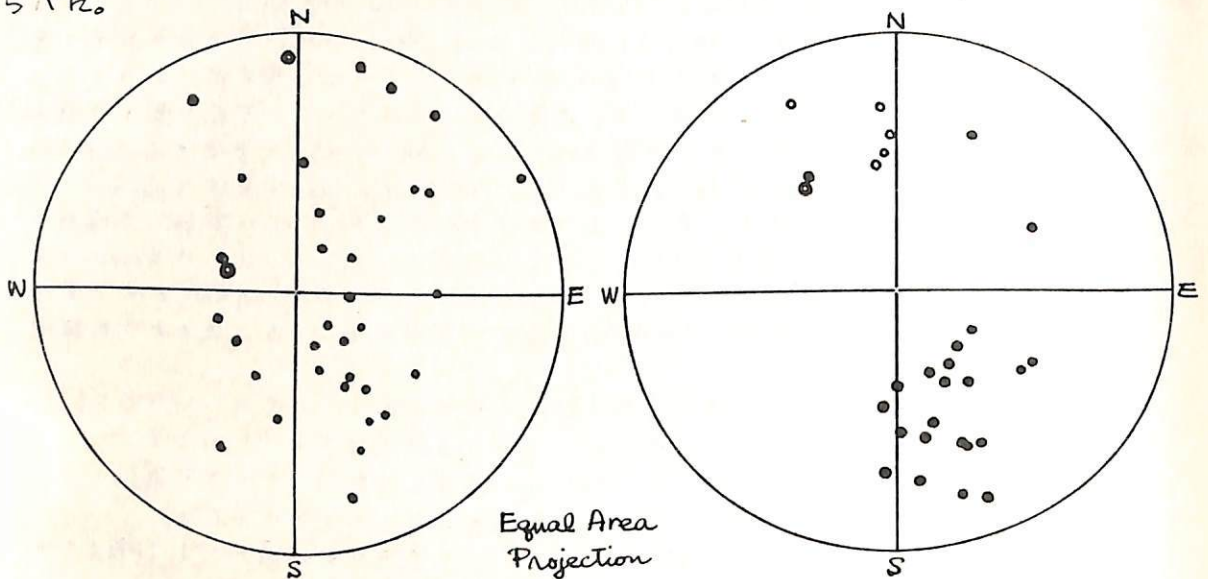


Fig. 1 Mahabaleshwar 各層(36枚)の自然残留磁気(NRM)の平均方向。

Fig. 2 同じ試料についての交流消磁後の安定な残留磁気方向。

自然残留磁気(NRM)自体は各層毎にばらばらで、また同一層内においても方向のまとまりは悪い。交流消磁は全ての試料について50, 100, 200, 300, 400 oeの5段階で行ったがその結果、最もKの大きく出た時の方向をstable componentと考えたところ、その方向の分布はFig. 2のようになり、方向の系統性がはっきりあらわれてきた。これらの岩石の磁化のうちの不安定成分は、最近の地球磁場によるVRM成分としては説明ができていない。不安定成分のうちごく簡単に消磁される部分は試料採集後測定までの短時間で獲得された可能性があり、これについてはstorage実験で検討中である。又300 oe程度の磁場をかけた後消すことのできる成分(安定成分とは方向が異なり、また各試料毎にも方向が違ってくる)の原因は今のところ不明であるが、デカン高原の岩石で一般的に見られる小規模の熱水変成と関係があるかもしれない。

いずれにしてもデカン高原の玄武岩がoriginal magnetizationを保っていることは確実である。またMahabaleshwarの36枚の溶岩(厚さ約1000 m)は下部が"reversed"上部が"normal"と間に1回の逆転があるだけであり、その層厚は噴出量にもかわらずデカン高原は比較的短い期間に生成したのかも知れない。方位の平均は40~50° Nのもので地球磁場は双極子に近似できるから、この採集地点(18°N)は溶岩噴出時には23~31°S(マダガスカル-南アフリカ連邦の緯度)にあつたことが推定される。

伊藤晴明 寺坂克守
鳥根大学文理学部

中国地方には、中生代または古第三紀とよばれる花崗岩が広く分布している。
この岩体の一部は河野、植田 (1966, 1967) によってその年代が決定されている。
それによると、約 60 million years から 30 million years にわたる岩体が鳥根、鳥取
両県に露出している。今回は次の場所および年代のものについて、NRM の測定結果
を報告する。特に鳥根県横田町大谷 (46 million years) より得られた岩石は比較的安定
した Reverse NRM をもっていた。

年代測定のため場所と岩種は次の通りである。

鳥根県

大原郡大東町石畑	花崗内緑岩	58 million years	
飯石郡三田屋町三刀屋	"	51 "	
仁田郡横田町大谷	"	46 "	(Reverse)
飯石郡三刀屋栗谷	"	44 "	

鳥取県

三朝町人形峠	花崗内緑岩	60 million years	
三朝町木地山 (下古屋)	アタロ岩	38 million years	

野村哲

群馬大学教養部

岐阜県の東北部を中心にして分布する濃飛流紋岩類は、白亜紀の後期に形成されたことがわかっている。

このうち、岐阜県下呂町および付知町付近の濃飛流紋岩類は、山田直利らによって調査され、次のような層序が明らかにされてきた。

高樽溶結凝灰岩
阿 寺 層
夕森山溶結凝灰岩
赤石溶結凝灰岩
東俣溶結凝灰岩

これらの岩石の自然残留磁気を調べてみると、東俣層の上部から夕森山層までは、逆転磁化を示したが、高樽層は正常磁化であった。

調査地 - 和歌山県

東京大学理学部地質学鉱物学教室

和歌山県下の和歌山古期玄武岩のNRMを測定した。NRMのIntensityは非常に弱く安定性の計測等については不十分のところが多いが得られた結果は下に示す表のようである。

	N	Direction of NRM		α_{95}	V. P. P.	
		D	I		ψ	λ
Site A	13	NW 69.5°	41.0°	25.0°	E 54.5°	N 30.5°
“ B	12	NW 56.5°	47°	15.2°	E 27.5°	N 29.0°
“ C	7	NE 8.0°	10.1°	51.0°	W 62.0°	N 60.0°

この結果と山口県真ノ原地方の石炭紀の赤色頁岩について以前に得られているDataと比較し検討した結果次のようである。

- 1) 地層の傾きの補正を行わると site A, B, C について得られた NRM の方向はみだりに散乱する。
 - 2) 地層の傾きの補正を行わずに V. P. P. を求めると site A, site B の V. P. P. は真ノ原のそれ (W 156.0°, S 22.0°) と丁度地球の真裏に位置することになる。
- 以上のことについて考察してみた。

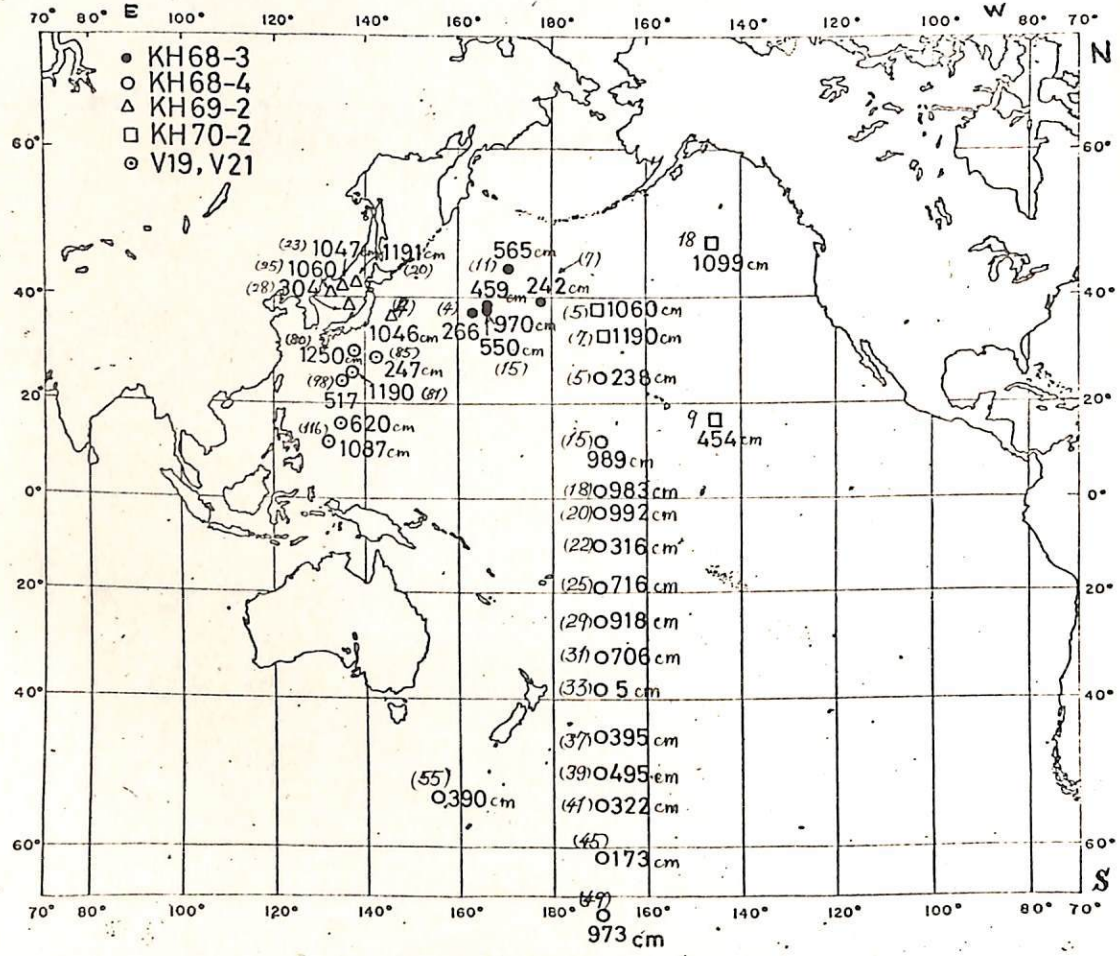
太平洋底堆積物の古地磁気

小林和男, 北沢一宏
東京大学 海洋研究所

白鳳丸の過去3年にわたる4航海において採集された太平洋底堆積物コアについて、古地磁気学的結果をまとめてあげる。

計25本のコアのうち、ほぼ半数からは地球磁界の反転が見られる。特に、170°W線上で2~5°おきに採られた試料から、38.5°Nと2.5°Sの地点をそれぞれ4.5my, 3.5myまで貫いていると思われるものが見出された。

堆積速度は生物生産力の差のほか、ローカルな地形や附近の火山活動などの影響を微妙に与えているようで、況世界的なトレンドよりも、狭い範囲でのちがいが目立っている。

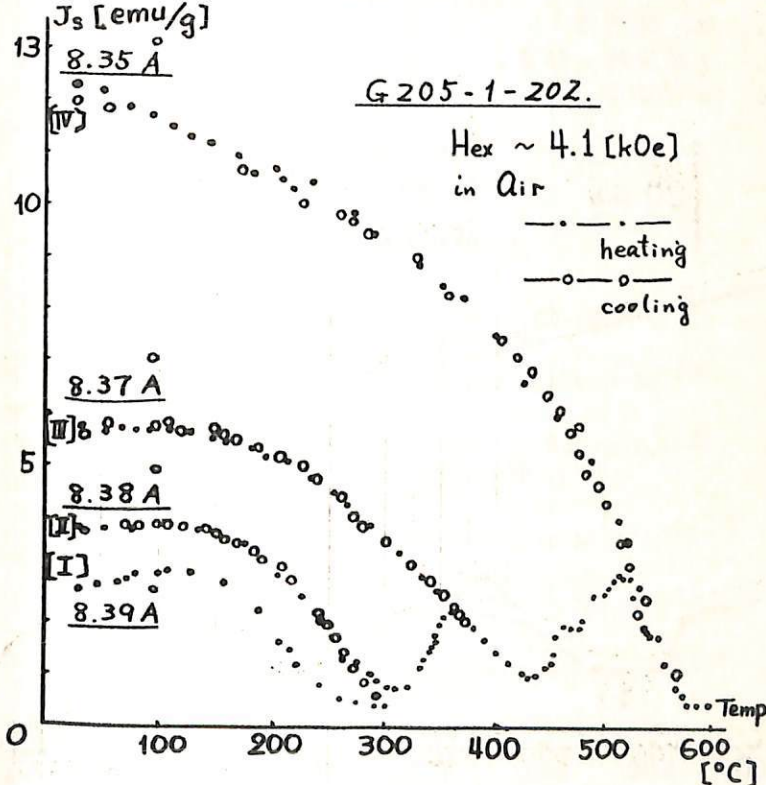


堆積物コア(ピストンコア)の採集地点とコアの長さ
()内のイタリックは地点番号, ゴシック数字は採れたコアの長さ(単位センチメートル)を示す。

北沢一宏, 小林和男
東大・海洋研究所

過去数年の間に日本近海の海山からドレッジにより採集された岩石の磁氣的性質について報告する。特に JEDS-6 (日本深海研究船 6 次航海) および KH 69-2 (白鳳丸研究航海, 69 年中 2 次) において, エリモ海山にて採集された岩石は海洋底産の岩石としては磁性鉱物の粒度が比較的大きく, 粉碎して磁気選別することにより, X 線解析, 化学分析, 熱分析などの測定を行い得る程度の磁性鉱物が得られた。

一般に海洋底産岩石の飽和磁化の温度変化は岩石ごとに様々の様相を呈し, 多くのものは 200°C 程度の温度変化に対しては可逆的な変化を示し, 200°C から室温にまで冷却した時には元の飽和磁化の強さを示す。300°C 以上の温度変化に対しては非可逆な飽和磁化の温度変化を示し, 加熱温度が高くなるにしたがって, 室温に冷却したときの飽和磁化も大きくなる傾向を示す。図に岩石中より選別した磁性鉱物について行った測定結果を一例として示した。このように, 室温 [I] → (加熱) → 300°C → (冷却) → 室温 [II] → (加熱) → 375°C → (冷却) → 室温 [III] → (加熱) → 530°C → (冷却) → 室温 [IV] → (加熱) → 600°C → (冷却) → 室温 [IV] という加熱-冷却の過程における飽和磁化を測定した。[III] の状態に達すると, 飽和磁化は温度変化に対して可逆的な変化を示すようになる。熱変化後の室温にまで冷却した時の X 線回折によれば [I] ~ [IV] の状態で立方スピネル構造の格子定数が図に示すように一連の変化を示す。[I] においては回折線はすべてスピネル型のものとして説明できるが, [III] においてはスピネル型の回折線の他に数本の回折線が現われ, [IV] においては, それらの新たな回折線の強度は増し, スピネル型のは弱くなる。これは加熱処理を行ったことによりスピネル型の鉱物から新たな鉱物が生じたものと考えられる。また, この変化の様子を明確にするために行った熱分析の測定結果をも合せ報告する。

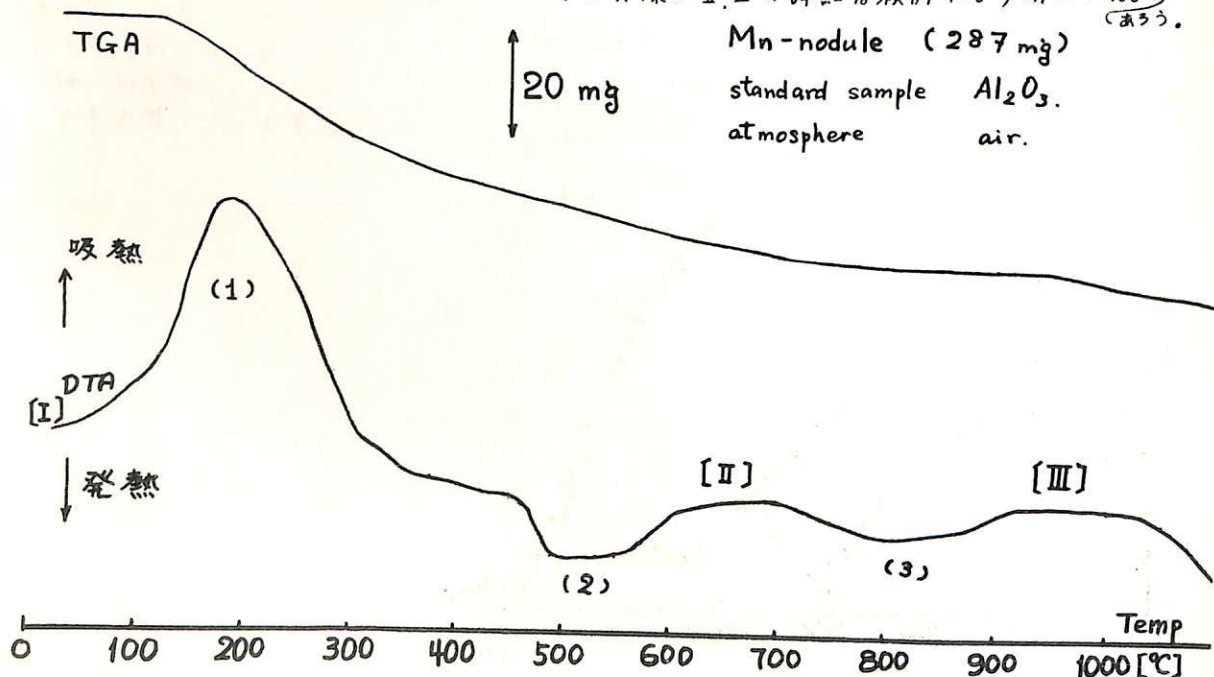


行ったことによりスピネル型の鉱物から新たな鉱物が生じたものと考えられる。また, この変化の様子を明確にするために行った熱分析の測定結果をも合せ報告する。

北沢 一 宏
東大・海洋研究所

今回の報告は第46回講演会(1969年10月, 名古屋)の報告に続くものである。試料として用いたマンガン鉱物は堆古海山にてトレッザにより採集されたもので、前回の報告の際に使用したものである。

今回は熱分析およびX線解析による結晶構造の決定について報告する。図に熱分析の結果を示す。マンガン鉱物にはかなりの量の水が付着していることは以前から報告されてをり、今回も付着水を除くことを目的として行、た 200°C で1時間の熱処理の前後で30%近くの質量の減少が確かめられた。このように一度 200°C で短時間の熱処理したものを試料として用いた。示差熱分析の測定結果によれば(1) 200°C を中心にして大きな吸熱ピーク(2) $500^{\circ}\text{C} \sim 600^{\circ}\text{C}$ に顕著な発熱ピーク(3) $750^{\circ}\text{C} \sim 900^{\circ}\text{C}$ に小さな発熱ピークがみられる。このうち(1)は結晶水あるいは $-\text{OH}$ 基の離脱現象であろうと考えられる。(2)は後述するX線解析の結果と合せ考えると結晶化にともなう発熱と考えられる。(3)のピークは現段階では説明できない。熱重量分析によれば 150°C 近くから単調な質量の減少がみられ 1000°C では測定前の質量の $1/6$ 程度の減少が測定された。図中のI, II, IIIの各状態の試料によるX線解析を行、た。Iの状態の試料からは非晶質物質にみられるような回折像しか得られなかつた。IIでの回折像には明瞭なスピネル型の像と他に数本の回折線が現われる。スピネル型の回折線は MnFe_2O_4 のものと考えられる。他の回折線については検討中である。IIIではIIとほとんど同じ回折線が得られる。X線解析の結果からも熱分析に於ける(2)のピークは結晶化の反映と考えられる。(3)についてはX線のII, IIIの詳細な検討により明らかになるであろう。



大洋底よりドレッジされた岩石の K-Ar年代

兼岡 一郎・小嶋 稔

(東大理)

我々の研究室では、従来より大洋底よりドレッジされた岩石の K-Ar年代測定を続けて
いるが、これらの年代を知ることは大洋底の成因、大洋底環状沈没等の検討に於いて、極めて
重要な情報を与える。

これらより、大洋底に噴出した溶岩体 水圧によりカスと遊離し、逆則アルゴン
の生成を伴うこと、海水との反応により変遷或いはイオン交換を伴って見かけの年代を
実際より若くするなどの問題がある。逆則アルゴンの問題に関しては、その昔、岩石中の
カラス含有量に依存するといふ Funkhouser et al. (1968) の報告があり、実際にカラス含
有量の少ない巨大な斑岩を含まない火山岩に於いては、顕著な逆則アルゴンの存在は認め
られていない。従ってドレッジされた岩石についても、顕微鏡視察を併用して、カラス含
有量の少ない結晶質岩石の中央部付近を試料として用いるは、逆則アルゴンの影響は最も
限られたものと思われる。実際に関しては、用いる試料に利点があるため、結局これらの岩石の
K-Ar年代は、これらの生成年代の younger limit を与えていると考えるべきである。

日本海溝付近、Philippine 海、日本海よりドレッジされた岩石の K-Ar年代測定結果を
示す。

Table. K-Ar Ages of Dredged Submarine Rocks

Sample	Dredging Depth (m)	Rock Name	$(^{40}\text{Ar})_{\text{rad}}$ (moles/gm)	$\frac{(^{40}\text{Ar})_{\text{air}}}{(^{40}\text{Ar})_{\text{tot}}}$	(K) (%)	Age (m.y.)
Northwestern Pacific along the Japan Trench						
JT 1-55 (36°04'N 143°32'E)	3,350-3,700	Trachy andesite(?)	5.409×10^{-10}	16.7	2.86 ± 0.06	66.0 ± 1.3
JT 5 (37°07'N 145°18'E)	2,200-2,630	Trachy andesite(?)	3.519×10^{-10}	33.8	2.51 ± 0.03	69.5 ± 1.5
JT 8-12 (39°37'N 143°43'E)	3,050-3,100	Trachy andesite(?)	2.845×10^{-10}	20.8	3.21 ± 0.01	49.2 ± 1.0
JT 18-20 (40°57'N 144°54'E)	3,950-4,200	Trachy andesite(?)	2.969×10^{-10}	31.6	2.03 ± 0.02	80.7 ± 1.7
Philippine Sea						
42D (17°49.1'N 144°46.5'E)	5,049	Olivine- titanaugite basalt	$< 3.382 \times 10^{-12}$	~100	0.444 ± 0.008	< 4.3
45D (17°33.1'N 144°53.4'E)	6,813	Variolite	$< 3.098 \times 10^{-12}$	~100	0.134 ± 0.016	< 13.0
46D (17°49.1'N 144°46.5'E)	5,985	Olivine- titanaugite basalt	6.818×10^{-12}	96.5	0.653 ± 0.001	5.9 ± 2.8
Japan Sea						
YS 1-2 (39°32.0'N 135°20.8'E)	347-385	Olivine- augite basalt	5.552×10^{-11}	51.2	1.45 ± 0.01	21.6 ± 0.5
YS 7-1 (39°12.0'N 134°53.0'E)	320	Augite basalt	3.225×10^{-11}	51.2	0.940 ± 0.002	19.3 ± 0.5
HS-A (38°30.7'N 137°03.5'E)	325	Hypersthene andesite	9.488×10^{-12}	90.2	0.684 ± 0.006	7.70 ± 0.81
MAS-A2 (39°31.6'N 138°11.0'E)	975	Augite- hypersthene andesite	1.298×10^{-11}	73.5	1.76 ± 0.01	4.16 ± 0.16

海山玄武岩の K/Rb , (Sr^{87}/Sr^{86})。

小嶋 裕*・佐主繁男*・上野直子**

* 東大・理

** 東洋大・自然科学

太平洋地域からトレビノ子玄武岩、147の海山玄武岩につき、 (K/Rb) 及び (Sr^{87}/Sr^{86}) を測定した。この結果 (K/Rb) は、200から700の値をとることになった。一般に、海嶺から採集されたソレライト玄武岩は、 K/Rb が1000以上と高く高い値を持つものにくらべ、海山玄武岩の (K/Rb) は、かなり低い。このことは、海山玄武岩はアルカリ玄武岩で、海嶺から得られるソレライト玄武岩とは成因的に異なることを意味するものかも知れない。

日本海溝東部(海洋側)の海山は、海溝の大陸側にある伊豆-マリアナ島の火山岩に比べ、かなり低い (Sr^{87}/Sr^{86}) をもつ。これは、rigid plateが海溝の大陸側に沈むため、地殻物質の混入が大陸側でより顕著であるせいとも解決される。又、アルカリ玄武岩、ソレライト玄武岩の成因には差を認められることも可能である。

さらに Shatsky Rise から得られた岩石は、有意義に高い (Sr^{87}/Sr^{86}) を示し、かつ、この Rise が rigid plate の縁に位置していることと、板塊を支持する様にも見受けられる。これは、rigid plate の沈降部では、一般に地殻物質がマントル物質に混入し、高い (Sr^{87}/Sr^{86}) を示すと考えられるからである。

永田 武

東京大学 理学部

F. C. Schwerer

U.S. Steel Research Center

Chemical and Mineralogical compositions of Apollo 12 lunar materials are appreciably different from those of Apollo 11 ones, as indicated in the following table of metallic oxide compositions.

Sample		SiO ₂	Al ₂ O ₃	TiO ₂	FeO	MgO	CaO	Na ₂ O	K ₂ O	MnO	Cr ₂ O ₃	ZrO ₂	NiO
ROCK	11	40.6	10.6	<u>10.3</u>	18.8	8.0	9.9	.54	.14	.39	.60	<u>.13</u>	.023
	12	40	11.2	<u>3.7</u>	21.3	11.7	10.7	.45	.07	.26	.55	<u>.02</u>	.24
FINE	11	43	13	7.0	15.6	7.6	11.6	.50	.14	.34	.41	.07	.015
	12	42	14	3.1	17	12	10	.40	.18	.25	.41	.09	.025

In wt %.

Correspondingly, magnetic properties also are somewhat different in Apollo 12 lunar crystalline rocks and fines from those of Apollo 11 materials. For example, the antiferromagnetic Néel point peak of ilmenite (FeTiO₃) was clearly observed in the magnetization-temperature curve in Apollo 11 materials, but it is almost buried under the paramagnetic curve for Apollo 12 materials. In the following table, main magnetic properties of Apollo 12 crystalline rock (12053-47) and fine (12070-102) observed as precisely as possible are compared with those of Apollo 11 samples, which were observed previously by the authors.

Magnetic parameters	Crystalline rocks		Fines	
	10024-22	12053-47	10084-89	12070-102
Initial Susceptibility (χ_o)	2.6×10^{-4}	2.6×10^{-4}	8.8×10^{-3}	7.2×10^{-3} emu/gm
Paramagnetic Susceptibility (χ_a)	3.4×10^{-5}	3.2×10^{-5}	3.5×10^{-5}	2.5×10^{-5} "
Saturation Magnetization (I_s)	0.155	0.20	1.17	1.28 "
Saturation Remanent Magnetization (I_R)	1.5×10^{-3}	8×10^{-4}	8.4×10^{-2}	6.2×10^{-2} "
Coercive force (H_C)	—	8	36	22 Oe
Remanence Coercive force (H_{RC})	—	80	460	450 "
NRM (I_n)	7.5×10^{-6}	2.3×10^{-6}	—	— emu/gm
Effective AC-demag. field (\tilde{H}_o)	25	10	—	— Oe

Only a noticeable difference between Apollo 11 and 12 materials may be that the magnitude of (I_R/I_s) is a little smaller in Apollo 12 samples than Apollo 11 samples. Although I_n of sample 12053-47 is smaller than that of Sample 10024-22, it may not be significant. Because NRM measurements of two other Apollo 12 crystalline rocks (12038-29 and 12038-32) show that ($I_n=8.7 \times 10^{-6}$ emu/gm, $\tilde{H}_o=508$ Oe) and ($I_n=5.1 \times 10^{-6}$ emu/gm, $\tilde{H}_o=5$ Oe).

永田 武

東京大学 理学部

アポロ11号及び12号によって採集された月火成岩及び月角礫岩の多くが無視出来ない大きさの残留磁気を保有している事実は、既に確立されたと言える。然し、その残留磁気の獲得機構については、全く未知といつてよい現状である。月岩石残留磁気の獲得機構の一つの可能性として、弱磁場内において極めて強いショックをうける事による圧残留磁気又は、衝撃残留磁気機構が考えられる。この論文に於ては、単軸静加圧による圧残留磁気発生をアポロ12号月火成岩について実験した結果を報告する。

(i) 試料の磁气的性質

自然残留磁気強度 = 2.3×10^{-6} emu/gm, 有効 AC 消磁場 = 10 Oe.
 臨界 AC 消磁場 = 7 Oe, 飽和磁気 = 0.20 emu/gm.
 飽和残留磁気 = 8×10^{-4} emu/gm, 抗磁力 = 8 Oe.
 残留抗磁力 = 80 Oe, 初期帯磁率 = 2.6×10^{-4} emu/gm.
 常磁性帯磁率 = 3.2×10^{-5} emu/gm, IRM 係数 $B = 2.4 \times 10^{-8}$ emu/gm · Oe².

(ii) 一定単軸圧下における圧残留磁気, $J_R''(\text{HPPH}) \sim H$ の関係

$P = 255 \text{ kg/cm}^2$ に於いて

$$J_R''(\text{HPPH}) = 9.0 \times 10^{-7} \cdot H \quad \text{emu/gm.}$$

(iii) 一定磁場内における圧残留磁気, $J_R''(\text{HPPH}) \sim P$ の関係

$$\left. \begin{aligned} J_R''(\text{HPPH}) &\approx B(3Hc - H^2) \quad \text{for } H \leq 1/2 Hc \\ J_R''(\text{HPPH}) &\approx B(H^2 + HcH + \frac{1}{2}Hc^2) \quad \text{for } H \geq 1/2 Hc \end{aligned} \right\} \text{但し } H = 9.37 \text{ Oe.}$$

但し、 $Hc(P) = 5.4 \times 10^{-2} P \cdot \text{Oe}$ (但し、 P の単位 = kg/cm^2)

(iv) 圧残留磁気理論との比較

(iii) の表現は、永田 - Carleton 理論と一致し、又この理論に基いて予省なく表現される。この理論によれば、 P 一定の場合 $J_R''(\text{HPPH})$ と H との関係は、

$$J_R''(\text{HPPH}) = 3BHcH$$

であるから実測値から $Hc(P) = 5.0 \times 10^{-2} P \cdot \text{Oe}$ が得られるので、全体の実験結果及び永田 - Carleton 理論は良好な一致を見せている。

(v) 月岩石の残留磁気の一解決

上述の実験結果が極めて小さな磁場・極めて強い圧力まで拡張し得るならば、 $H = 10^3$ Oe, $P = 10^2$ Kbar の組合せて、月岩石は、 4×10^{-6} emu/gm 程度の残留磁気を獲得出来る。

永田 武

東京大学 理学部

アポロ月岩石試料のうちで、特に角礫岩(Breccia)が、強いNRMを保持している場合が多いという事実は、すでにアポロ11号月岩石予備調査報告において指摘された通りである。月角礫岩の大部分は月面への隕石衝突による衝撃圧によって固められたものであることは、月角礫岩中鉱物中に見られる Shock metamorphism の証拠によって明らかにされている。この様な Shock によって構成された月角礫岩の NRM の特性は特に興味があるので、アポロ11号大粒月砂試料 No. 10021 及び No. 10085 (共に主研究担当者・ス成育夫氏) 中の月角礫岩試料の他に、新たに月角礫岩試料 No. 10048-55 の特別交付をうけ、それ等の一般的磁氣的性質ならびに NRM 特性を詳しく分析した。

(i) これ等3試料の磁氣的性質は次表の通りである。

Magnetic parameters		月角礫岩試料番号			Unit
		No. 10021-32	No. 10048-55	No. 10085-16	
Initial Magnetic Susceptibility	χ_0	8.6×10^{-3}	9.6×10^{-3}	4.3×10^{-3}	emu/gm
Paramagnetic Susceptibility	χ_a	2.7×10^{-4}		4.4×10^{-5}	emu/gm
Saturation Magnetization	I_s	0.74		0.44	emu/gm
Saturation Remanence	I_R	5.0×10^{-2}		6.7×10^{-2}	emu/gm
Coercive Force	H_c	19		125	Oersted
Remanence Coercive Force	H_{RC}	—		670	Oersted

(ii) これ等3試料の NRM 特性は、次表の如くである。

NRM Parameter		No. 10021-32	No. 10048-55	No. 10085-16	Unit
Intensity	I_N	1.50×10^{-5}	5.6×10^{-5}	1.53×10^{-4}	emu/gm
Effective AC-demag. field	\tilde{H}_0	35	~ 400	~ 1400	Oersted
Critical AC-demag. field	\tilde{H}_*	40	~ 100	> 500	Oersted
(VRM)(NRM) ₀		8.4	7.4	0.23	

ここに (NRM)₀ は、NRM の安定成分を示し、又 (VRM) は地球磁場中で実質的に飽和した VRM を意味する。

(iii) 先づ試料10021と10048における著しい粘性磁気が注目される。両試料共に月面微細粒が単に凝固させられた部分全体を殆んどを占め、特に No. 10021 においてその傾向は著しい。無磁場中における VRM の時間的減衰の曲線を測定分析することにより平均粒子直径 d が 250 \AA 以下の金属鉄粉群の磁化に帰せられる。特に試料10021 においては、VRM 成分が大部分を占めるので安定残留磁気成分の検討は困難である。

(iv) 試料10085は、著しく衝撃変成された岩片であって、VRM 成分は他2試料に比べて著しく小さい。注目されるのは交流消磁に対する極めて高い安定性である。試料10048 については VRM 成分除去後の安定成分がやはりかなり高い交流消磁安定性を示している。この試料は部分的にはかなり衝撃変成をうけている。結論として熔融を伴う様な劇しい衝撃変成を月面で受けた月岩石は著しく安定な残留磁気を獲得している事になる。この特殊な残留磁気の発生源の究明は将来の一難問となるであろう。

川井直人

大阪大学基礎工学部

一般に回転体は慣性能率最大の軸を選んで回転するものである。この軸のまわりに回った方がエネルギーが低く安定軸となる。

アジアが東へ、アメリカが西へ、またオーストラリアが北上するなど大陸が移動し、太平洋が狭められるようになったりであるから、この質量移動がクリスマス島あたりを通過していた主軸のまわりの能率に変化を与えるのではないだろうかと思ってみたくなる。

大陸の慣性能率をアインシュタインを考慮して計算すると、大陸が存在しないで海ばかりの時とわずかの違いを許せばほとんど同様の値となる。したがって大陸が浮かんでいる限り、それがどう移動しようといかなる慣性軸に対してもたいした変化を与えるものではなく、大陸移動が自転軸の変化には大きい役割を演じないことがわかった。したがって、これ以外の理由で大きい質量変化と移動を引き起こす要因を考えなければならぬ。

マントル対流は物質の移動であり、地底で温められ、密度の軽くなった岩石が上昇する一方、冷えて密度の高くなった岩石がマントル中へ環流する。しかも、太平洋の中心あたりに湧き出し口があるので、この流れの慣性能率に与える効果を考えるべきだが、このマントル対流は昔から今まで一応不変であり、定常流とする限り、昔も今もこの対流の慣性能率に与える効果は一定とすべきで、自転軸への変化にはつながらぬ。

そこで最後に花崗岩のマントル中での部分融解と、その上昇が慣性能率(太平洋中心軸のまわりの)にあたる変化量を考えることにする。

小さい密度 ρ_g の花崗岩が、より大きい密度 ρ_m のマントル岩石から部分融解してでき、それが上昇して地表に現われたとする。太平洋中心から大陸までの距離を r とし、当時の大陸の極距離を θ とし、近似計算を行なうと、花崗岩 1 cm^3 がマントル内で生成し、のち地表へ逆入することにより、 $\delta I = -2(\rho_m - \rho_g) r h \sin \theta$ だけその慣性能率が減少することとなる。

各大陸で太平洋のまわりに現在分布する花崗岩の量は歴大であり、少なく見積っても、 $v = 4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^3$ となる。したがって、 $(\rho_m - \rho_g)$ を 1.0 とし、 h を 100 km とみなして能率減少の全量をなるべく少なく見積りながら計算しても、 $\delta I = -1.0 \times 10^{28} \text{ g cm}^2$ とよわめて大きいものとなり、太平洋の中心を通過している慣性主軸が激減する一方、これと直交する軸の能率が増大して、ついに現在の軸が主軸となってしまったと考ればよい。

SQUID 磁気計の基礎実験 (II)

(Superconducting Quantum Interference Device)

比林 泰一 大道 寓男

九大 理

“Weak link” とは、2個の超伝導体が分れてはいるが、粒子が一方から他方へトンネル効果又はその他の過程でリーク出来る程に接してはいる状態をいう。具体的には2つの超伝導体が厚さ数Åの絶縁被膜を通して接触するか(蒸膜素子、接触素子)又は数μmの橋を通して電気的に結がつけられていると(ブリッジ素子) これらは Weak link と呼ばれる。Josephson はこのような弱超伝導体間をバリアを通して電位差ゼロの超伝導電流が流れ得ることを示した。その電流は

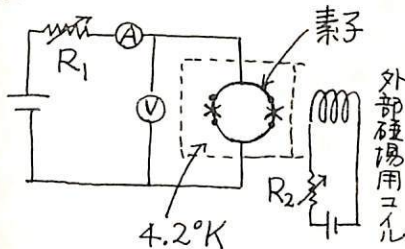
$$I = I_0 \sin \chi \quad \chi: \text{超伝導体間の状態函数の位相差}$$

この χ は外的条件 例えは磁場によって変化させることが出来るので、電流の変化を知って磁場の変化を知り得る。これを一般に Josephson 効果 と呼ぶ。この効果を利用して 現在 $10^{-9} \sim 10^{-10}$ ガウスの磁場を測定したことが報告されており 理論的には更に 1~2桁上まわることが期待されている。

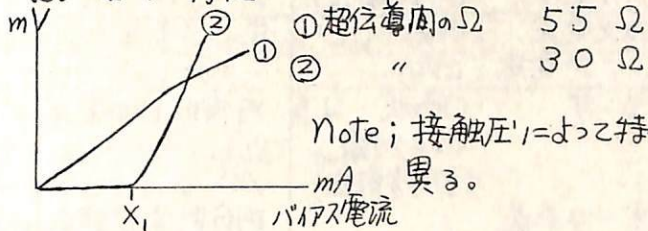
筆者等は1年程前から この種の磁気計の基礎実験を試みてきたが 未だ実験装置も幼稚で整はず 素子に使用する金属の合金を実験室で製作することから始めねばならぬ状態であるが 今回最も基礎的な特性を得る技術を取得したのでその結果を報告する。

(1) 素子 接触素子。2点接触型。接触圧外部調整型。ケジゴ4程の大きさ。(スライド)

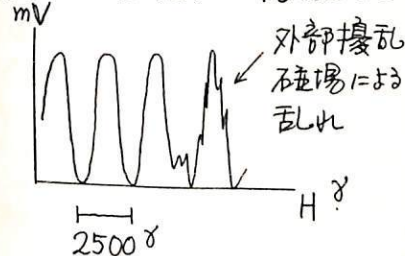
(2) 回路



(3) I-V 特性



(4) 磁場周期 約2500γ



R_1 を調節してバイアス電流が X_1 附近になるようにセッとし、次に R_2 を変化させて素子の磁場を変化させると出力は左図のように整った周期変化をする。山の周期は約2500ガウスなので出力を10~100位読みとれるとすると、この素子の感度は $25^{\circ} \sim 250^{\circ}$ ということになる。実験中曲線の乱れは(左図右は)屢々至験したが、これは人が鉸合金をもつて歩いたり大型ジェット機が上空を通過した等によることを確認している。

(5) 今後の課題 — 感度をあげることに —

今回の至験によると 素子の感度を 1° 程度に up することは比較的容易と思われる。しかし装置全体を地球磁場からシールドし 理想的には絶対磁場ゼロの空間をつくることは容易なことではなく、又素子の永年変化に対する安定性エレクトロニクス回路の質的向上の問題等 実用には未だ程遠い現状である。

低エネルギー正荷電粒子流の測定

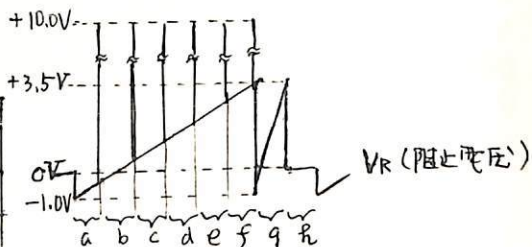
竹屋 芽夫 奥本 隆昭 南 繁行
 大阪市大 工

正イオンに関する諸量測定のために用いる飛翔体搭載用改良型フラデーカップ¹⁾について、著者らは従来から開発を行って来たが、今回L-3H-7号機に搭載する装置の設計が完了したので報告する。

本装置は、層間の斥層正イオンを対象としたため、その諸元は第1表の通りである。また装置の構成と1周期の測定項目をそれぞれ図1、図2に示す。各部の特性については先に述べたので詳細を省くが、特に電離層のロケットによる観測を目的としたので以下の点に考慮した。すなわちロケット飛翔中の高度変化に依り、スピンの影響で、センサに入射するイオンの方向が絶えず変動するので、各測定量をアナログ量で記憶し、その後順次、読み出す方法を採用した。この方法はデジタル記憶に比べ、回路構成が簡便で、利点である。記憶回路部は、円筒形電子レンズの収束機構を用いて、分離コレクタから方向性(粒子束の)を求めるという改良型フラデーカップの特徴を發揮させるために、是非必要とされる。

第1表 装置の諸元

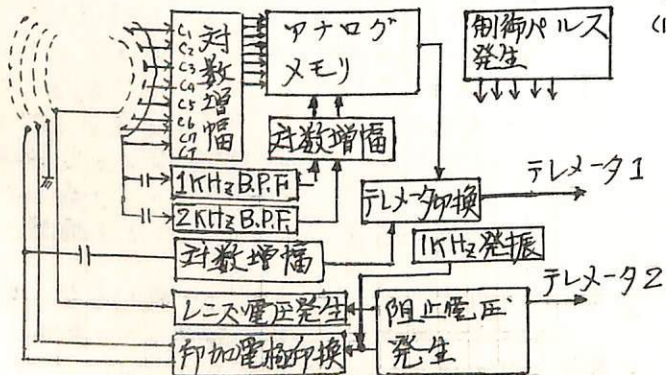
1. 測定イオン電流 (DC成分)	$1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-6}$ (A)
" (1 KHz成分)	$1 \times 10^{-9} \sim 1 \times 10^{-7}$ (A)
" (2 KHz成分)	$2 \times 10^{-11} \sim 2 \times 10^{-9}$ (A)
2. 入力電圧 (対数増幅)	0 ~ 5 (V)
3. 阻止電圧 (VR)	第2図参照
4. レンズ電圧 (VL)	-3.75 VR
5. センサ (円筒形)	円筒形 (20mm)
(コレクタ数)	7
(方向分解能)	12°
6. データ伝送	時分割記憶読み



第2図 1周期の測定項目

時刻a ~ f (記憶回路使用する)	粒子の入射方向を各阻止電圧値につき測定し、同時にコレクタ電流読み
g (リリクタイム)	VR-Ic特性を測定
h (リリクタイム)	GLを平面探針として空間電位V _g を測定

注) +10Vは飽和電圧で、雑音測定 (昭和43年度宇宙観測シンポジウムR640)



第1図 装置の全構成

中性大気測定用質量分析器 (II)

巻野信壽
(電波研)

前田浩五郎
(電子技術総合研)

伊藤富造
(東大宇宙研)

上層大気の組成を測定するため、ロケット搭載可能な中性大気測定用質量分析器の開発を行った。

測定器は、Quadrupole 型質量分析器にイオニ源を組合せたものを採用する。質量分析器については、S-210-5 に下部を離層イオン組成の測定のために搭載したのと同じものを採用する。

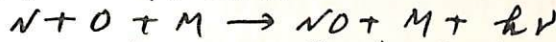
イオニ源については、先にその構造、効率、特性等について報告した。ここでは、イオニ源を含まない分析器全体の各種組成、特に酸素原子に対する特性についての実験を行う。

中性大気組成の測定については、測定器の各組成に対する感度差が問題となる。特に酸素原子が、イオニ源中不純物として存在する量は無視できないと考えられる。これをさけて正しい測定をするためには二つの方法が考えられる。一つは感度差を補正する測定器を開発すること、二つは酸素原子の損失の主原因と考えられる熱せられたイオン源金属面をヘリウム流で冷却する等の工夫がなされた。他の一つは通常の測定器を用いてその特性を正確に校正することである。我々はこの方法をとる。酸素原子はほぼ上層大気中に存在せずと期待される各種組成の既知量の流を注入しこれにより飛翔筒分析器の校正を行う。酸素原子は NO 測定法により作る。これは N_2 マイクロ波放射により N を作り、これを NO と注入する。



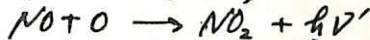
$$k_1 = 22 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ molecule}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

ここで O は更に過剰の N があるときは



$$k_2 = 5 \times 10^{-23} \text{ cm}^6 \text{ molecule}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

により青色の発光を行う。NO が多いときは、



$$k_3 = 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ molecule}^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

により黄緑色の発光がより、NO と N の量が等しいときは無色となる。このとき NO と O の外が存在する。このとき放電を停止すると NO が、NO の供給とあると N が、それだけ反応発出時の O と同様だけ存在することになる。NO の量は流量計、既知量の N_2 の圧力変化等から正確に測ることが出来る。反応の圧力は約 1 Torr であり、分析器の校正は 10^{-5} Torr 程度で行うため、ハイレックスのピニオンを通して差動測定を行った。このための正確な分子の量は計算による必要があるが、少ないとき O 、 N 、 NO の向の感度差の校正は正確に行うことが出来る。又、NO は他の気体との校正と別の方法、不斉して、相対感度を求めることも出来る。更に、金属導膜による吸着現象を制御して、 O の流量を正確に測ることが出来る。これらの装置による分析器の校正実験について述べる。

スペースチェンバー中の電子波伝播

中村良治 伊藤富造
東大宇宙研

電子プラズマ波の伝播の実験により分散関係が得られれば
それから電子密度、温度を求めらる。宇宙研スペースチェン
バーを用いて低密度プラズマ中での electrostatic wave
の励起の実験を行った。測定の方法は Fig. 1 の如くでいわれる
干渉法を用いた。Exciter として直径 15cm の mesh grid,
Receiver として 1mm 中 x 10cm の probe を軸上におき、
grid を probe から 2m 程動かした。Helmholtz coil により 60
ガウスの磁場を加えた時の生のデータを Fig. 2 に示す。ガスは
Ar でガス圧 5×10^{-6} Torr, $n_e \approx 3.2 \times 10^4 / \text{cm}^3$, $T_e \approx 0.9 \text{ eV}$ 。
電子-中性原子の衝突の mean free path は約 20m である
ので波の減衰は Landau damping による。励起周波数は 6 MHz
で grid に加えた励起電圧 V_{ex} が A) $7.1 V_{p-p}$, B) $3.7 V_{p-p}$, C) $1.4 V_{p-p}$
である。波長は V_{ex} によらないが図のように減衰率は V_{ex} に依存し
 V_{ex} が約 $0.4 V_{p-p}$ より小であれば一定であるがそれを超えると
ほぼ直線的に増大する。励起電圧が $0.2 V_{p-p}$ での得られた分散関係
を Fig. 2 に示す。これは理論的には 磁場のある有限断面積の
プラズマの分散式と一致する。磁場なしでも実験を行い Bohm-
Gross 型の分散を得。それと probe との n_e, T_e を比較しかなりの
一致をみた。 V_{ex} と共に減衰率が増加するのは共鳴粒子の効果と
考えらるがその影響として更に振巾振動が観測された。(Fig. 2)
振巾振動の山から山までのきりを λ_{osc} とすれば理論的に

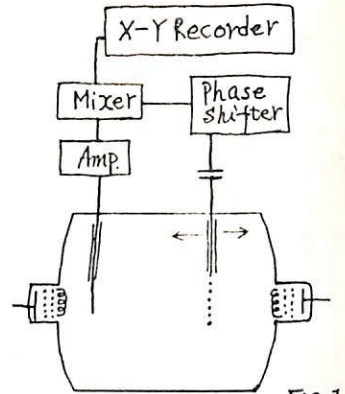


Fig. 1

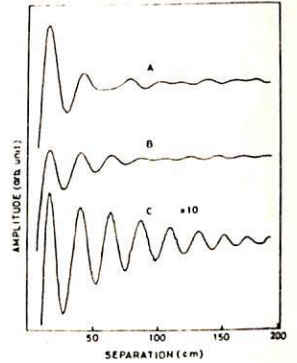


Fig. 2

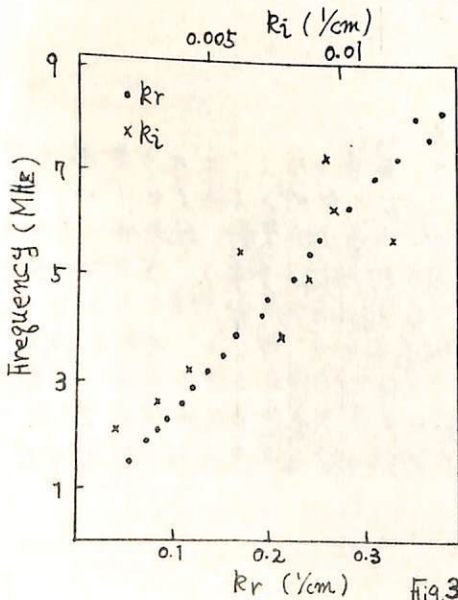


Fig. 3

$$\left(\frac{\lambda}{\lambda_{osc}}\right) v_p = \left(\frac{e\phi}{m}\right)^{1/2}$$

が導かれていいる。ここで λ, v_p
は波の波長、位相速度、 ϕ は波のポテンシャルで V_{ex} に
比例する。 λ_{osc} の代わりに最初の谷の位置を代入し
て左辺を V_{ex} に対してプロットしたのが Fig. 4 である。
更に振巾の minimum 点で位相のずれが見られた。(
Fig. 2) V_{ex} が大になると共にそれは 180° になっ
ている。すなわち波が減衰していく途中で新しい波が波
が増大し始め、この二つの位相差が 180° になっ
ていると思われる。

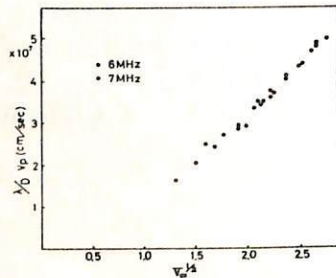


Fig. 4

。理論的な説
明のない新し
い現象であ
る。

平尾邦雄 田中高史

東京大学宇宙航空研究所

下部電離層は気象学と電離層物理学の境界領域であり、また化学反応の面から見れば、いわゆる微量成分が重要な役割を演ずる領域である。電離層物理学の立場から見れば、この領域の電子密度を決定するメカニズムはなにかということが当面の研究の目的となろう。電子密度分布を決定する要素は大きくわけて次の6つになる。

- (1) 電子生成のメカニズム NO, O(Δ), $\text{L}\alpha$, X ray, 宇宙線, 金属
- (2) 一イオンモード電子消滅 一次イオン, 二次イオン特に水イオン
- (3) 二イオンモード電子消滅 一次イオン, 二次イオン
- (4) 電子再分布メカニズム
- (5) (1)~(3)をきめるための輸送係数の値 重力波, 超長波, 潮汐
- (6) 反応速度をきめる温度場

たとえば冬季異常は(1)と(6)が主メカニズムであるというのは昔よりいわれていることであり、SLIDは(1)のX-rayが原因であるというのはよく知られている。また最近 Reid は(2)の水イオンが電子密度決定に重要であることを、85km付近の電子密度の急な減少を根拠に主張している。これなどは冬季異常は下層よりの水の輸送が原因であるという理論に発展する可能性もある。しかしここで Reid が用いている電子密度分布は L.G. Smith の固定プローブのデータであることは問題となろう。また質量分析は電子密度決定に対して(1)~(6)の要素が互にどう作用しあっているのかを決定する有力な手段である。さて電子密度の高度分布を測定したり、質量分析でイオン密度を測定したりする時、我々はどうしても次のことを無視できない。すなわち高度100km以上では荷電粒子は軌道運動を行うが下層になるにつれて拡散型の方程式に支配されるようになるということである。ここでは特に静電探針に注目し、探針の特性が軌道運動型から拡散型へ移行してゆく様子を問題にしてみたい。ロケットによる下部電離層の電子密度測定にはどうしても考えなくてはならない問題である。

実験は0.01 Torr から、6 Torr までの領域において探針特性の変化を測定した。これを WASSERSTROM の理論 Chou の理論と比較してみた。

主な結果は次のとおりである。

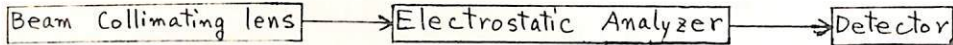
- (1) 電子密度は $N_e = 1.4 \left(1 + \frac{R_p}{\lambda_e}\right) N^*$ (N^* ...変曲点の電流より出した密度) でいたいよい。
- (2) 球プローブで $\lambda_e \approx \frac{1}{10} R_p$ までは飽和電流はへるがカーブはひずまない。
この結果 $I_e = e^{-x_p} / \left(1 + \frac{R_p}{\lambda_e} \int_0^1 e^{-x_p+x} dx\right)$ の式は疑問である。
これは Chou の理論であるが分布函数の仮定のしかたに問題があるのではないか。
- (3) $\lambda_e < \frac{1}{10} R_p$ ではカーブはひずんできてこの領域での電子温度測定はかなりむずかしい。
しかし近似的に出す方法はある。
- (4) 以上の結果を出す時どうしても含まれてくるカーブの肩のひずみについて、このひずみは放電管の放電のさせ方にかなりいぞんする。

今後 S-210 ロケットを用いて D 層のラングミュアカーブを出し、電子密度の絶対測定を行う予定であるが、その際には一イオンのある時のラングミュアカーブの特性が問題となつて来よう。(1)~(6)の各過程が定量的におさえられれば、下部電離層の種々のじょう乱がどのモードを通しておこっているじょう乱であるか、すなわちじょう乱の構造が正確に決定できるであろう。

向井利典 松村正三 平尾邦雄

東京大学宇宙航空研究所

原子或いは分子の気体による低エネルギー(1~数百 eV)電子の散乱の実験は電離層の素過程の研究上、重要である。また、その一部に使われている低エネルギー電子スペクトロメータを搭載して電離層の非熱的電子のエネルギー分布およびその flux を直接測定する事が可能であると考えられる。スペクトロメータの主要部の構成は、

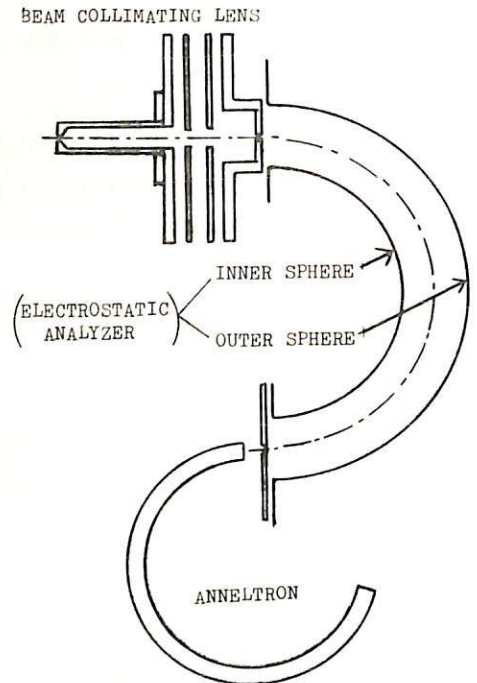


から成っていて、左図に示す。

これらに関する若干の計算と実験について報告する。

(i) Beam Collimating lens

被測定電子が次の Electrostatic Analyzer を通過するように或るエネルギーに減速(又は加速)し、かつ collimation するための電子レンズである。これは Electrostatic Analyzer を通過する際の被測定電子のエネルギーを一定にして、スペクトロメータのエネルギー分解能をエネルギー(被測定電子の入射時のエネルギー)に同じくして不変にするために必要である。またこの種の collimator の電子の transmission は一般に電子レンズの色収差により被測定電子のエネルギーと共に変化する。この transmission を被測定電子のエネルギーに同じくして一定にするために、入口の pin hole (1mm φ) と出口の pin hole (0.5mm φ, Electrostatic Analyzer の入口を兼ねる) の間に2枚の aperture lens を置いてこれらの potential を調整する。これらについての計算と実験についての詳細は講演の際、報告する。



(ii) Electrostatic Analyzer

筆者らは同心半球形静電偏向板を用いているが、これの電子透過特性については昨年の本学会で報告した。相対的エネルギー分解能 ($\Delta E/E_0$) は非常によく collimation された beam に対しては入口と出口の pinhole の直径(又はスリット幅)を w , 電子の平均軌道半径を r_0 とすると $\Delta E/E_0 \approx w/2r_0$ となる。従って半値幅 (ΔE) を小さくするためには Analyzing Energy をできるだけ低くする方が良くわけであるが、エネルギーが低くなると磁場の影響、space charge の影響も大きくなるので、その兼ね合いで実際に analyze するエネルギーが決まる。現在筆者らは $r_0 = 30\text{mm}$, $w = 0.5\text{mm}$ で、5 eV で Spherical Electrostatic Analyzer の中を電子を通している。

(iii) Detector

出力電流の大きさにより Faraday Cup で受けて electrometer で測定するか、又は electron multiplier を用いて計数する。図では Channeltron を置いてある。

スペース・ナビゲーターによる Faraday Cup の基礎実験

東大宇宙研 中尾邦雄, 三留重夫
電波研 島崎茂, 森弘隆

1. 緒言

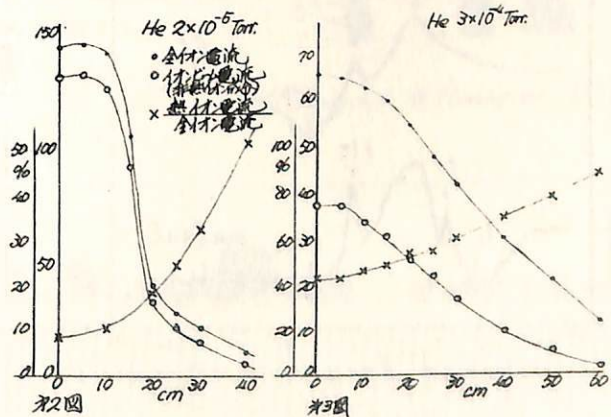
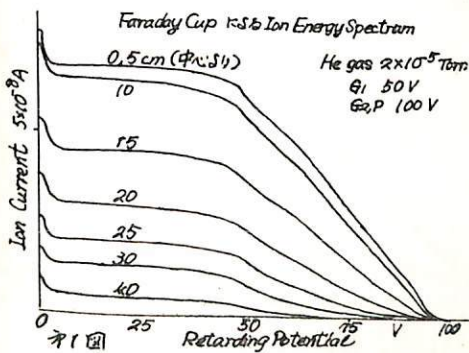
Retarding Potential Trap (Faraday Cup) の多電極系センサーによる宇宙研スペース・ナビゲーター・プラズマの電子およびイオンの分離測定の基本実験と後方拡散プラズマ源によるチャンパー内の Thermal Ion および Non-thermal Ion の空間分布を調べた。

2. 実験

プラズマ源としてオキサイド・カソードおよびス状のグリッドを有する後方拡散型を用いた。使用したガスは He で gas flow 方式で圧力は $\sim 10^5$ Torr および 10^4 Torr 台で行った。この状態は Thermal Plasma と Ion beam が混在する状態である。測定電極としては、単純な構成の Retarding Potential Trap および、5枚のグリッドとコレクタを有するセンサーを用いた。

3. 結果概要

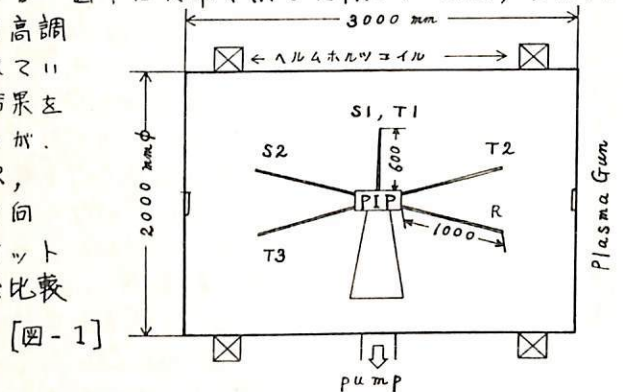
第1図は Faraday Cup による Ion energy spectrum の測定結果。パラメータは中心を 0 cm として、上に移動した (60 cm まで)。ただしセンサーは一方のプラズマ源の方を向いている。左端に Thermal energy 部分が明瞭に記録されていることが注目される。またビーム径は約 20 cm ϕ であることが判る。また第2図および第3図は空間電位点における全イオン電流とイオンビーム電流の関係を示す。結論として Retarding Potential Trap による Ion および Electron の分離した電流電圧特性が得られ、イオン温度および電子温度は $\pm 50^\circ K$ で決定できることが判った。また Ion Energy Analyzer として測定した場合、チャンパー内のプラズマ状態は 10^5 Torr 台ではやはりビーム成分が多く、Thermal に比べてス率程度多く粒子密度が存在する。またプラズマ源の G2, P で加速されるイオン流は広範囲のエネルギー中をもつが G1 の加速電圧に相当するシヤープイオンビームが存在することが明らかに判る。次に 10^4 Torr 台の圧力では Non-thermal 成分は勿論存在するが非常にブロードになっており、衝突によってエネルギーが失われていることが推定される。また Non-thermal 成分は thermal 成分の 10 倍程度の大きさに達している。この実験で明らかになったことは Thermal ion の温度はほぼチャンパー内一定であるが、Non-thermal 成分は場所によって、また圧力によって顕著に変化しているため、Ion に関する実験を行う場合この事実を厳密に考察する必要がある。また実験に用いた Faraday Cup の Ion Energy Analyzer としての性能は Energy 範囲として 0 ~ 数 100 eV で分解能は 100 eV 付近で 1 eV 程度であることが推定された。



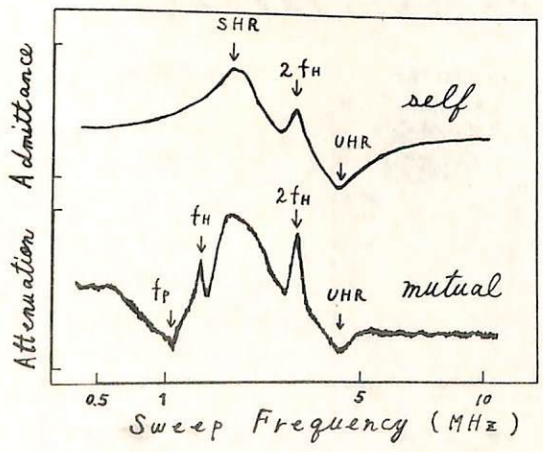
江尻全機 麻生武彦 横堀進義
東大宇宙研 京大工 京大工

東大宇宙研に設置された、大型スペースプラズマチェンバーに於て、プラズマ中のアンテナの自己及び相互インピーダンスの測定を行った。現在迄、高周波掃引型インピーダンスプローブにより、アンテナの自己インピーダンスの測定がなされ、高域ハイブリッド共鳴(UHR)と、アンテナの周囲に形成されるイオンシースによるシース共鳴(SHR)等が検出され、理論も確立し、ロケット及び人工衛星搭載用として実用化されている。UHR, SHRに加え、筆者らは、自己インピーダンスに於いて、ジャイロ共鳴周波数の第2高調波の共鳴をロケット実験で検出し、新たに理論的検討を加えた。本実験は、スペースチェンバー内での自己インピーダンスの確認と、新たに、2本のアンテナ間の相互インピーダンスを測定し、自己インピーダンスの特性と比較検討をした。

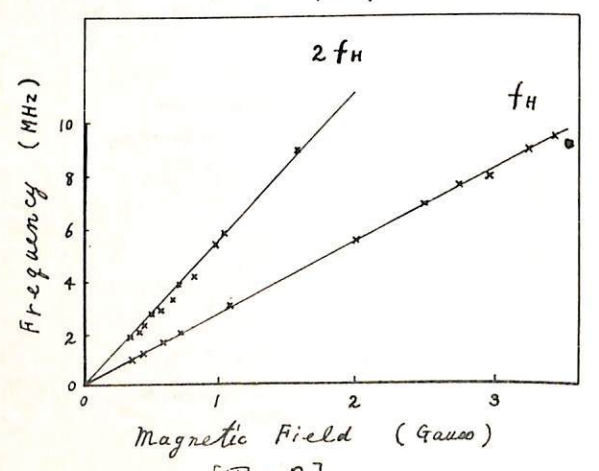
図-1に、スペースチェンバー内のアンテナ配置を示した。図中、SはSelf impedance probeで、TはTransmitter, RはReceiver antennaで、T-Rにより相互インピーダンスを測る。Tには50Ω終端の定電圧(V₀)供給で、電流I(ω)は自己インピーダンスZ_i(ω)の周波数特性により変化する。Rにより、誘起電圧を測定すれば、T-Rの相互インピーダンスの特性が計算される。図-2に測定の一例を示す、Selfは自己アドミタンスで、Mutualは受信電圧の形で表わされている。図中に矢印で示した様に、UHR, SHRの対応の他、ジャイロ共鳴(f_H)及びその第2高調波(2f_H)、プラズマ共鳴(f_p)等が検出されている。これらのpeakの磁場依存性を調べた結果をグラフに示すと図-3の様になり、f_H, 2f_Hが直線に非常に良く出る。T1-R, T2-R, T3-Rモードの比較(磁場に対する伝播方向依存)、送信レベルによる違い、及び、ロケット実験(L-3H-5)で得られた結果との簡単な比較も行なう。



[図-1]



[図-2]



[図-3]

音藤尚生・森岡昭・桑島正幸
東北大学理学部地球物理学教室

地磁気脈動を同波数解析する場合に、ホム音分析やVLF現象の解析の為に設計されたSonagraphやVLF解析装置をそのままの状態で使用しようとすると、有効同波数範囲が狭過ぎるので脈動全域を大量解析する事は殆んど不可能に近い。譬えば、Missilyzerで1年間のPc1~5を解析するには解析実時間丈で半月間以上を必要とするので未だ嘗て此の様な大量解析が成された例は無い。今回dynamic spectrum analyzerにおける同波数軸の周数型を対数型若しくは準対数形にして脈動同波数帯のほぼ全域をcoverし、且つ従来のSonagraphよりも20~400倍も速く解析し得る高速同波数解析装置(Hissa)を考案したので報告する。

(A) Sonagraph型 Hissa Missilyzerの同期軸の周数形をmechanicalに自由に変換し、ブラウン管表示で記録する。表示方式としては主に次の三種類が考えられる。

- (1) 強度時間表示方式 之は脈動の強度対時間曲線を同波数毎に表示する。(才1A図参照)
- (2) 輝度変調表示方式 脈動強度は輝度変調表示する。
- (3) 強度セクション表示方式 所謂amplitude sectionに相当する。(才1B図参照)

この中、(1)又は(2)の方式で1年間のPc1~5を解析すると実時間約18時間で済む。

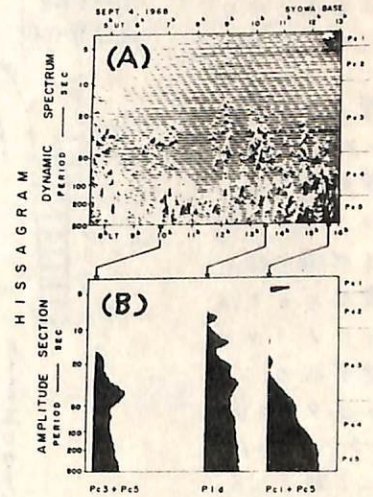
(B) Rayspan型 Hissa 今、rayspanのfilter出力をブラウン管のZ軸(下記(1)の場合)又はY軸(2)の場合)に入れる。之をX軸方向に準対数型鋸齒状波で掃引しつつ連続流し撮影を行なうと下記的方式で超高速解析が可能となる。

- (1) 輝度変調表示方式 此の方式で昭和基地のULF資料を1年向分解析したが、その一部を才2A図に示す。此処に示された毎日分の解析実時間は僅か7秒である。
- (2) 強度セクション表示方式 結果の一部を才2B図に示す。此の図ではoriginalの時間にして40秒毎のamplitude sectionが連続的に表示されて居り、此の図に相当する解析実時間は0.4秒である。

(1)(2)の何れかの方式を用いても1年間のPc1~5を解析するのに要する実時間は僅かに1.1時間に過ぎない。

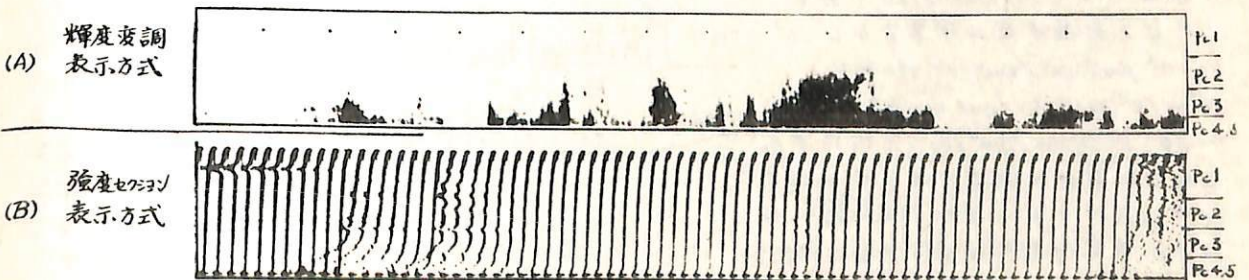
(Hissaの応用例については講演番号1-43及び1-52の予稿参照)

最後に、Rayspan型 Hissagramを得る為に東大地球物理研究施設のVLF解析装置をお借りした事を深く感謝する。



才1図 Sonagraph型 Hissagram 例

才2図 Rayspan型 Hissagram 例



L-3H-5号機による荷電粒子観測結果(速報)

松本治弥
(神戸大学 工学部)

超高層観測ロケット L-3H-5号機は昭和45年9月19日20時30分内え洞から発射されメインロケットは発射より15分36秒後に最高高度2017kmに達した。これに搭載されたEPA装置(Electron and Proton Analyser)は100~25000 eVの電子, 陽イオンの観測を目的としたもので高度500km から観測を開始し上昇時は電子, 陽イオン, 下降時はゲート回路の不具合により電子のみを低下した感度でそれぞれ観測した。また正確な飛行データがなく, また定量的な解析の前段階としての定性的な分析, 解釈の段階であるが速報として報告する。

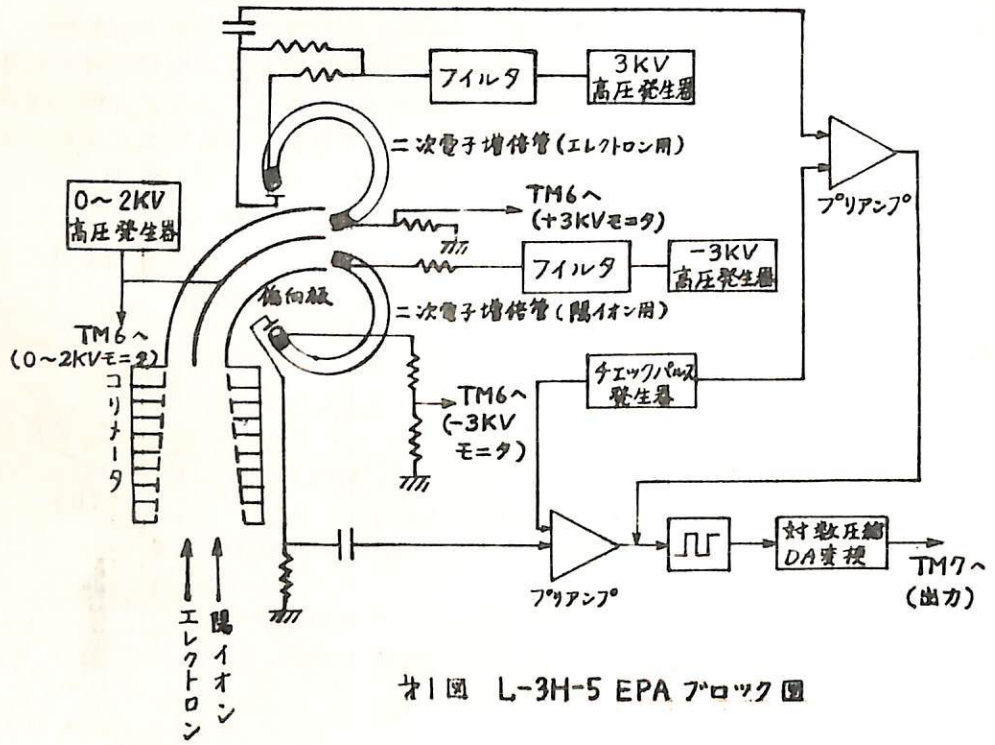
装置の構成図は第1図のようなもので3枚の静電偏向板の中央の板に0~2KVの電圧を加えることにより電子, 陽イオンを分離するとともにエネルギー選別, 選行なう。偏向板から出た粒子はそれぞれチャネル形二次電子増倍管で増倍されて電圧パルスに変換され増幅したのち交互に切りかえられて対数圧縮のDA変換器へ送られ, こゝでパルス計数率を直流電圧に変換し

てテレメータへ送られる。

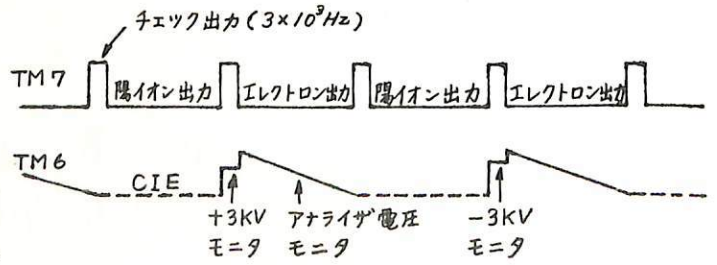
この電子回路はチエックパルスにより動作をチエックされている。

このほか増倍管高圧の+3KV, -3KVは増倍管動作をチエックしアナライザ(偏向板)電圧とともにテレメータで送られる。これらのタイムチャートは第2図に示される。直流電圧として検出可能な

計数値は $10 \sim 10^8$ counts/sec であり。これは入射粒子束に換算すると $10^3 \sim 10^6$ particles/cm² sec str keV, $10^4 \sim 10^7$ particles/cm² sec str, $10^2 \sim 10^5$ particles/cm² sec に対応する。これらの単位の相違は粒子束のエネルギー及びペクトルの形, 方向の均一性などの仮定による相違である。



第1図 L-3H-5 EPA ブロック図



第2図 EPA タイムチャート

試作増倍管計数効率のX線波長感度特性

松本治弥
(神戸大学 工学部)

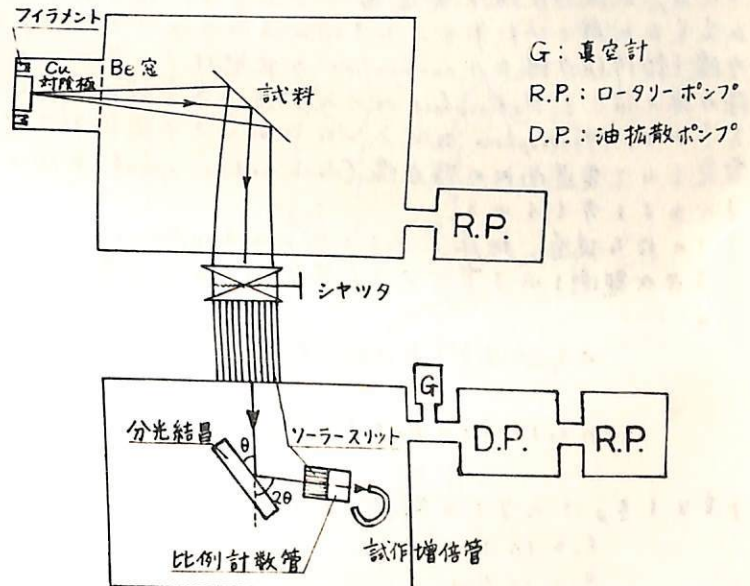
われわれの試作したチヤネル形二次電子増倍管の電子、イオンなど粒子線に対する特性はすでに実験をかさねて資料もあり、それらの検出用として実用に供しているが軟X線領域における特性も調べておくことは将来観測、計測用として用いるため必須と思われる。今回は東大宇宙研に設置された軟X線発生装置を使用して1~10Åについて計数効率を測定した結果について報告する。

使用した装置の構成の概要を身1図にしめす。対陰極から出たX線を金属試料(使用したものはCu, Fe, Cr, Ti, Al, Mg)に当てて蛍光X線を取り出し、これを分光結晶(LMDあるいはEDDT)へブラッグ角θで入射させてブラッグ反射により2θまで単色化しソーラースリットを通してガスフロー形の比例計数管で計数する。この計数管を基準として測定するためには本来計数管と増倍管を置きかえて比較すればよいわけであるが計数管の位置が微妙でかえって誤差の恐れがあつた。一方計数管は前後に窓を持ち(前:2μポリプロピレン, 後:6μマイラ)若干のX線を後方へ透過する。これのX線を後方に透過する。これを増倍管を利用して計数管背後に併設増倍管を置き、同時に計数して計数管PRガスの吸収率, 窓材料吸収率, 窓面積などから増倍管に入射するX線強度を計算し、増倍管計数と比較して計数効率を求めた。

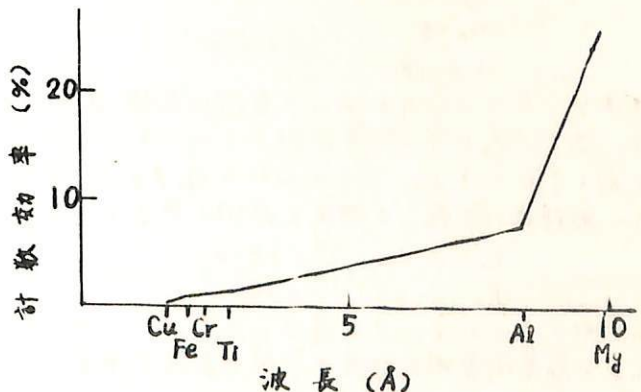
結果は下表にしめす。この波長特性を図に描けばオス図のようになる。10Å以上の波長では計数管の吸収が大きくこの方法では測定不可能であつた。またMgの場合も増倍管計数値が小さく誤差が大きいのと思われるが予測されるように波長とともに高い感度をしめしている。

終りに本装置使用の便宜さをはかって頂いた東大宇宙研小田教授, 宮本助教, 装置製作者理学電機株式会社研究課新井課長はじめ課員の方々に深甚なる謝意を表す。

金属	波長(Å)	効率(%)
Cu	1.54	0.26
Fe	1.94	0.86
Cr	2.29	1.09
Ti	2.75	1.29
Al	8.34	7.55
Mg	9.89	26.1



身1図 増倍管X線計数効率実験装置概要図



身2図 増倍管計数効率の波長特性

宇宙線日変化の22年変化

北村 正 通
気象研究所

惑星間空間における宇宙線の bidirectional anisotropy model と Heliosphere の磁気的構造との関係において考察し、宇宙線日変化最大時刻 (T_{max}) の22年変化を説明する。

Heliosphere における銀河宇宙線の拡散領域は太陽活動によって影響を受けることはいさぐさ知られている。(宇宙線強度の11年変化もそれに起因すると考えられる。)従ってこの領域に拡散によって Heliosphere 内に侵入し、Heliosphere 内部の磁力線 (Archimedian spiral) を沿って太陽方向に向って運動する成分 (Δj_1) は、当然太陽活動の影響を受けることと考えられる。

一方、太陽磁力線は黄道面のみならず、極方向の磁力線の存在も観測されており、しかもそれが随分11年ごとに向かひ及転することも知られている。従って極方向の太陽磁力線と銀河磁力線との connection の状態は11年ごとに変化し、結果として、極方向から磁力線に沿って Heliosphere 内に入る銀河宇宙線の成分は22年周期の変化をすることが考えられる。Heliosphere 内に入るにこぼる宇宙線粒子は、その後太陽に吸収されるものと散乱されて黄道面内の磁力線 (Archimedian spiral) を沿って外方に向って運動する成分 (Δj_2) とがあると考えられる。

この様な場合、地球上では上述の bidirectional anisotropy (Δj_1 及び Δj_2) による宇宙線日変化が観測される筈である。今、以上の宇宙線 anisotropy のエネルギー・スペクトラムを次々

$$\left. \begin{aligned} \Delta j_1(E, \psi) &= k_1 j_0(E) (E_0/E)^{m_1} \cos \psi & (E \geq E_1) \\ &= 0 & (E < E_1) \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta j_2(E, \psi) &= k_2 j_0(E) (E_0/E)^{m_2} \cos(\psi - \phi) & (E \geq E_2) \\ &= 0 & (E < E_2) \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

とするとき、これまでの解析により、

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= 10 \text{ Bev} \\ E_1 &\sim 10 \text{ Bev} \\ E_2 &\sim 10 \text{ Bev} \\ m_1 &= 1 \sim 2 \\ m_2 &= 0 \\ \phi &\sim 180^\circ \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

であり、且つ Δj_1 及び Δj_2 の方向は大体 Archimedian spiral の方向であること知られている。但し上式で $j_0(E)$ は平均微分スペクトラムで、 ψ は Δj_1 の方向と $\psi=0$ のとき反時計回りに測るものとする。これにおいて Δj_1 及び Δj_2 の11年変化及び22年変化を考慮し、太陽の一般磁場の及転した時点を時間の原点として、 t を年で表せば

$$k_1 = a_1 \cos \left(\frac{2\pi}{11} t \right) + b_1 \dots (4)$$

$$k_2 = a_2 \sin \left(\frac{2\pi}{22} t \right) + b_2 \dots (5)$$

の形で表される。この場合、 $a_1 \sim 0.2$, $b_1 \sim 1.5$, $a_2 \sim 0.05$, $b_2 \sim 0.15\%$ とし、太陽活動による惑星間空間の磁場の方向の変化を考慮に入れれば、大体 T_{max} の22年周期の説明される。

極地域の宇宙線日変化

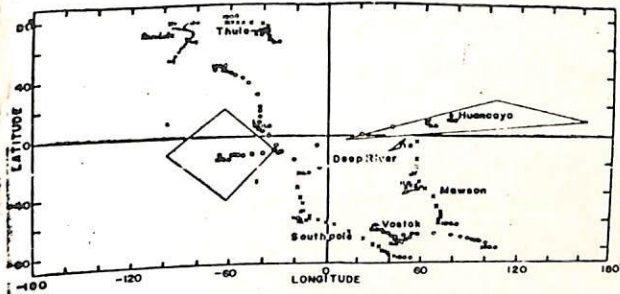
須田 友重.
気象研究所.

極地域の日変化は、回極軸に近い所をみてゐると、一般に小さくなる。

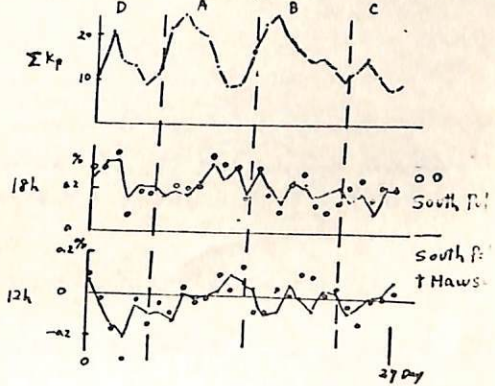
しかし、South Pole や Mawson の Asymptotic Direction は、第1図に見るように、Low Energy で赤道付近をみてあり、これらの解析から Low Energy の特性がみられる可能性がある。

第2図には、1964年の月平均値の日変化 1st Harmonics を示した。これは McCracken 産の日変化の予想と合っており、日変化が、18時方向に平均として偏っており、エネルギーにあまりよらなく又低エネルギーまでのびてゐると考えてよい。

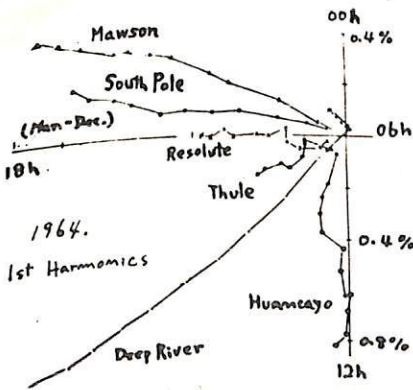
1964年3月から10月までの data を Wilcox 産に従つて sector ごとに分けて、種々の統計をとつた。A及びBの領域では Forbush Decrease も連続してきており、擾乱期であるが、C及びDは静穏な時期であった。第3図は日変化を18時方向と、12時方向に分けておるのである。これを(A,B), (C,D)の期間で ΣKp との相関図にしたものが第4図であるが、頂の相関がみられる。



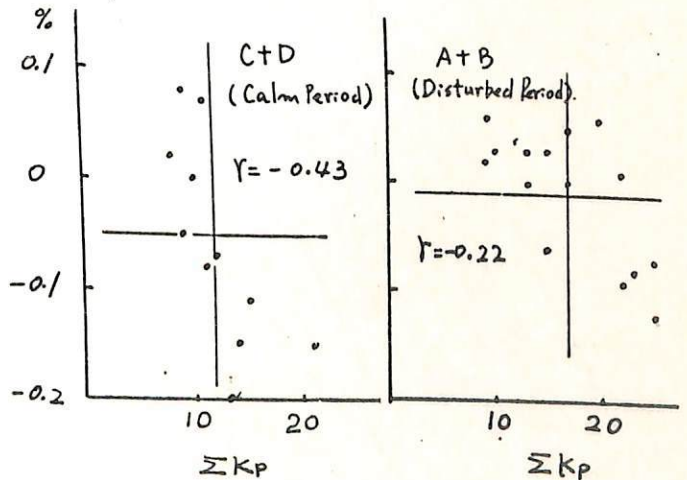
第1図



第3図



第2図



第4図

Theoretical calculation of the cosmic ray daily
variation expected at Mt. Norikura meson telescope

藤本和彦

石大理

惑星間空間での宇宙線 Axis Symmetric Anisotropy による π 生じた daily
variation の一般的な Formulation が最近長岡氏により行われた (in press)
この Formulation に基づき、宇宙線 Anisotropy と Daily variation を結びつけた
量としての Coupling Coefficient が定基された
現在、奥平岳の Multi-Directional Meson Telescope の観測結果を基にこの各種の解析
が行われた
この解析に用いた coupling coefficient の計算結果はついで報告する

理 研 和 田 雅 夫, 奥 谷 富 子

Super neutron monitor network data の観測より逐日約 1/2 日変化の space における状態 (振幅, 位相, rigidity dependence) を調べた。parameter の決定は χ^2 test を用いた。

Station の T (V.T.) に観測された半日変化 $S(T)$ の理論的値は

$$S(T) = \sum_k W_k(R_k) f(R_k) \Delta R_k \sum_i f(\theta_i, T, R_k)$$

と与えられる。 f = normalized response function は

$$W_k(R_k) = W(R_k) / \sum W(R_k) Y_k \Delta R_k \quad (1)$$

rigidity spectrum は

$$g(R_k) = a (R_k/10)^3 \exp(-R_k/R_0) \quad (2)$$

を用いた。 source function は 2 次 Legendre の多項式

$$f(\theta_i, T, R_k) = \frac{1}{2} (\alpha \cos^2 \theta_i - 1)$$

を選んだ。 θ_i は観測点の asymptotic direction (λ_i, ϕ_i) と source direction (λ_s, T) との方位角である。 α は常数で 1 日成分も含められた半日変化成分 F に対する成分として Fourier 解析すると α の 2 成分 A, B は

$$A = \frac{3}{4} \cos^2 \lambda_s \sum_k W_k(R_k) f(R_k) \Delta R_k \sum_{i=1}^q \cos^2 \lambda_i \cos 2\phi_i$$

$$B = -\frac{3}{4} \cos^2 \lambda_s \sum_k W_k(R_k) f(R_k) \Delta R_k \sum_{i=1}^q \cos^2 \lambda_i \sin 2\phi_i$$

各 Station の counting rate を重ねると

A, B の平均値が観測値とこれに合う様に理論値を調節して χ^2 test を行った。

Fig. 10 χ^2 値の等高線図の 1 例を示す。

χ^2 minimum の部分 (斜線) は $\beta R_0 = 20$ と $\beta R_0 = 50$

の点線に平行して α の両側にある。 α の

特徴は半日変化の解析⁽¹⁾や高精度宇宙計

による結果⁽²⁾と良く一致している。

他現象との関連や、1/2 日変化について

調べた。逐日解析より得た半日変化は

density gradient⁽⁴⁾ による, pitch angle

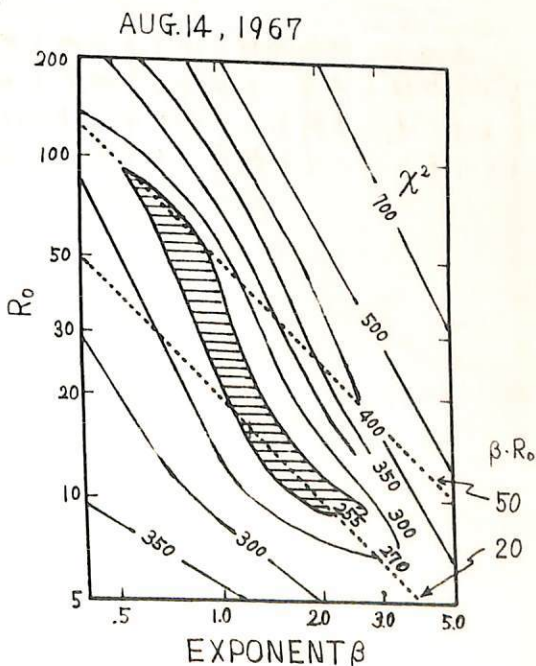
distribution⁽²⁾ によるものと考えられる。

(1) M. Wada and H. Komori, Can. J. phys. 46 (5871) 1968

(2) K. Nagashima et al. 学会報告

(3) S. Mori et al. 学会報告

(4) J. J. Quenby and B. Lätti



宇宙線日変化と太陽活動について (II)

石田喜雄, 菅野常吉, 斎藤俊子
 福島大・教育 福島医大・物理

これまで、IGY-IQSYの期間(第19太陽サイクル)の資料を用いて、次のようなことを報告してきた。

1) T_{mn} と太陽黒点数について

T_{mn} (宇宙線中性子強度日変化極大時刻(地方時))と太陽黒点数(R)との間には

$$T_{mn} = a_0 + b_0 \times 10^{-2} \cdot R \quad (1)$$

の関係があり、 b_0 は全世界的に、(a)赤道付近緯度地方では $b_0 \leq 0$ であり、(b)両極部及び南太西洋では $b_0 > 0$ という分布を示している。

2) T_{mn2} と太陽コロナ緑線強度について

T_{mn2} (宇宙線中性子強度半日変化極大時刻(地方時))と太陽コロナ緑線(5303Å)強度(I)との間には

$$T_{mn2} = a_2 + b_2 \times 10^{-2} \cdot I \quad (2)$$

の関係があり、 I は太陽面緯度 $30^\circ N \sim 30^\circ S$ を 5° 毎に分け、それぞれ、 T_{mn2} との相関をとると、太陽面赤道部と良い相関を示す地点と、 30° 附近の I と深い相関を示す地点があること、及び、この場合も地点によって正相関を示すところと負相関を示すところがあることもわかった。

3) 以上のことから、第19太陽サイクルに於ては次のことがいえそうに思われる。

宇宙線一日変化は太陽面に近いところを原因を持つものの modulation をうけ、半日変化は^{半日}高度より高度のコロナと強い関係を持つものに原因を持つ modulation をうけると考えられる。

今回は、調和解析の次の項を無視してもよいかどうか——現在わかっているところでも無視し得ないと思われる地点がある——について検討した結果について述べる予定である。更に資料が入手出来れば第20太陽サイクルの場合についても上述のことがいえるかどうかについても報告する予定である。

宇宙線強度の日変化の解析

森 覚* 安江新一* 一之瀬匡興**
 信大理* 信大教養**

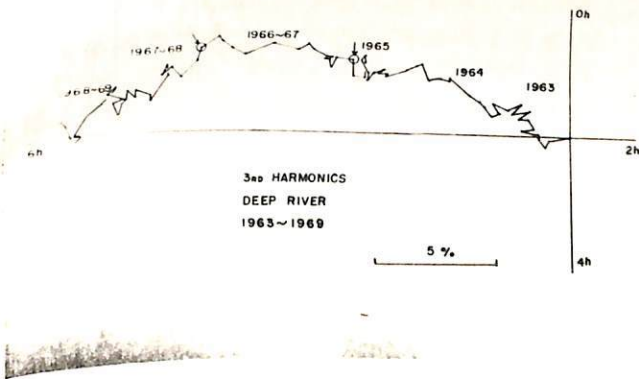
藤井等によれば惑星間空間磁場に沿う太陽方向への "loss cone" を考えることにより、 $\frac{1}{3}$ 日変化 (P_3^3) は説明できる。又、チェルテンハムとフライストチャーチのデータ解析から P_3^3 の存在が、長島等により示され、さらにこの P_3^3 の異方性から生ずる P_3^1 と従来の18h方向の P_1^1 との2方向異方性を仮定することにより、山と地上の位相の逆転が説明されるという提案があった。

我々は中性子のデータを用いて $\frac{1}{3}$ 日変化 (P_3^3) の存在について調べた。Allen et al. は1964年の中性子のデータでパワースペクトル解析を使って半日変化を確認したが、その際 $\frac{1}{3}$ 日変化についてはふれていない。我々はDeep Riverの1962-1969年、及びAlertの1965-1969年の中性子データを用いて解析を行った。

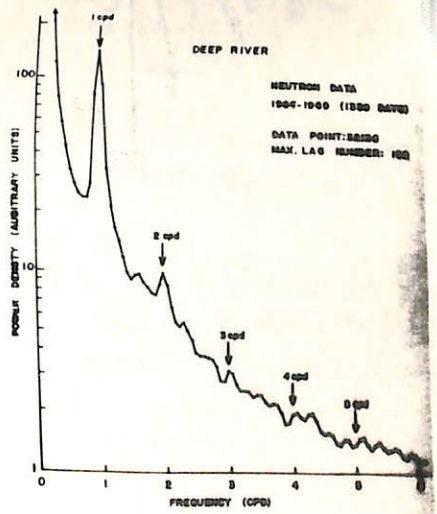
(1) 第1図は $\frac{1}{3}$ 日変化のダイアグラムを示す。この図から $\frac{1}{3}$ 日変化のベクトルが6h方向にのびていることがわかる。この図は P_3^3 が安定に存在していることを示しているとしてよい。

(2) 一方Deep Riverでの1年ごとのパワースペクトルを求め、これを重ね合わせた結果を第2図に示す。1日変化と半日変化に対応する1cpdと2cpdに有意なピークが見られる。さらに3cpdのところにもピークの存在がみられる。Deep Riverの気圧を使った同様の解析ではパワーは全cpdにわたって平らである。すなわち上記の宇宙線強度の3cpdの有意なピークは気圧変動によるものではないと思われる。

等方的な成分の寄りをとり除くため、Deep RiverとAlertの差を使った解析を進める予定である。



第1図



第2図

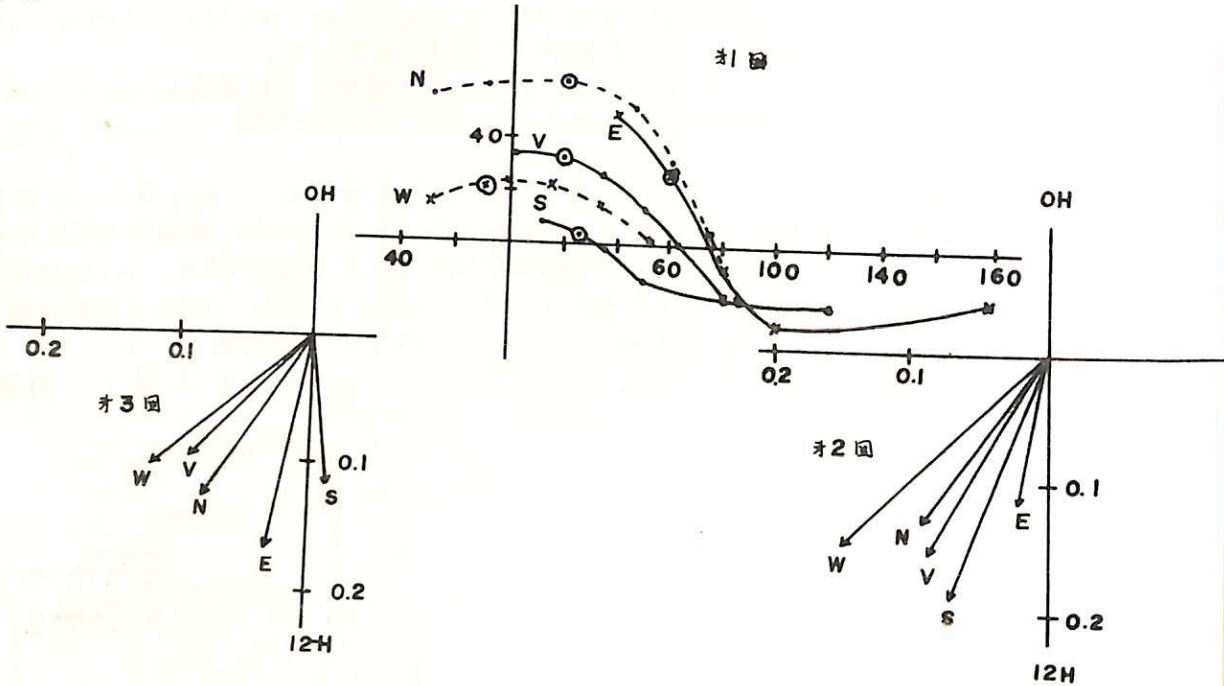
地下30m.w.eにおける宇宙線の強度変化

へ之頼匡興** 森 覚* 安江 新一* 壁坂 修二*
 信大教養** 信大理*

1970年6月より地下30m.w.eにおいて、1m²×4のプラスチックシンチレータを1.6m離して上下2段においた宇宙線計によって連続観測を開始した。

計1回は天頂角32° 方位角54° (N方向よりE方向にとる)における各成分の軌道である。計2回は6月15日~31日, 計3回は6月15日~8月31日までのうち49日のデータを用了太陽時日変の解析の結果である。

各成分の位相関係は軌道とよく一致している。その後の観測結果もあわせて述べる予定である。



HFドップラーによるTID観測

筒井 裕 小川 徹
(京都大学工学部)

HFドップラーによりTIDの観測が出来たので報告する。

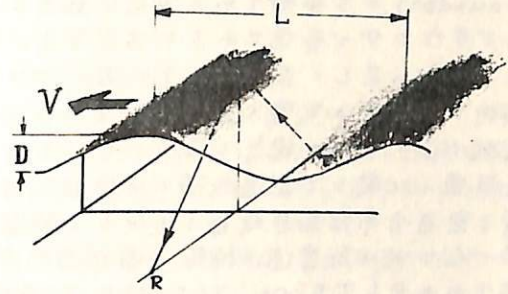
電離層の反射面に凹凸があり、それが水平に移動する場合、HFドップラー観測により、それととらえる事が出来る。才1図のように電離層における電波の反射点付近の高さの凹凸が正弦的であるとすると、その水平移動によるドップラー観測は才2図のようになる。これとともに電離層自身の変動を求める事が出来る。

今この簡単な正弦的モデルについて適当な近似を行なうと次式のようになる。

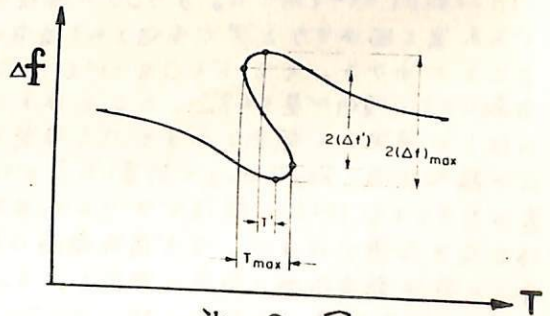
$$D \cong \frac{c T_{max}}{2\pi} \cdot \frac{|\Delta f_{max}|}{f_1} \text{-----(1)}$$

$$V \cong \left[\frac{c h' \Delta f_{max}}{T' + T_{max}/2 f_1} \right]^{1/2} \text{-----(2)}$$

$$L \cong V T_{max} \text{-----(3)}$$



才1図

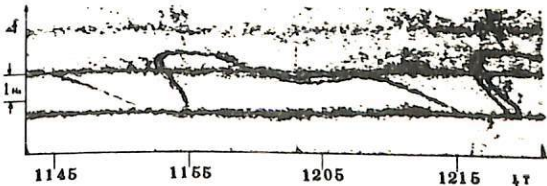


才2図

ここで、D及びLは正弦的の凹凸をもった電離層のそれそれ振巾及び波長であり、cは真空中の電波の速度、f₁は使用周波数と垂直入射に変換した値、Vは電離層の水平移動速度、h'はIonogramによる電離層の見かけの高さである。

才3図は宇治で観測したTIDの例であり、このTIDは9:00から16:00 JSTまで観測していた。このデータをもとに12:10 JSTから始まるS字カーブについて計算すると次のようになる。

DECEMBER 21, 1969 JJY TO UJI



才3図

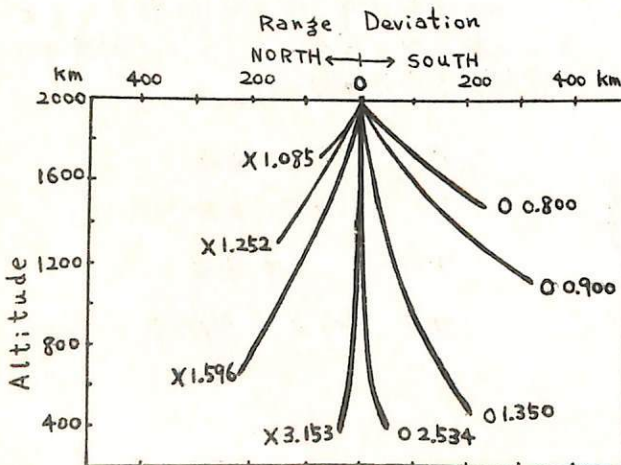
- h' = 250 km
- L = 56 km
- D = 1.4 km
- V = 310 m/sec

中村 義勝 北條 尚志
郵政省電波研究所

トップサイド・イオノグラムを解析して上部電離層の電子密度分布 ($N(h)$ プロファイル) を求める際に反射波は鉛直下方から帰ってくるものと仮定している。すなわちサウンダ (sounder) から発射された電波は鉛直下方に進んだものが反射され、同じ経路を上方に進んでサウンダで受信されると仮定する。この仮定は磁場がある場合には屈折率が異方性を示すために正しくない。本文においてはアローエイト 2 のトップサイド・イオノグラムを解析して得られた電子密度分布を用いて各モードについての反射経路を計算し、その鉛直伝播からのずれの程度を考察した。またイオノグラムの読取り値と Ray Tracing から求めた計算値と比較して鉛直伝播の仮定の妥当性について検討を行った。Ray Tracing に使用した電子密度分布は鉛直伝播を仮定して読取り値から得たものであるから鉛直伝播の仮定が妥当でなければ計算値は読取り値からずれるはずである。電子密度分布は電波研究所から出版された DATA ON TOPSIDE IONOSPHERE Vol. 1 (Electron Densities and Scale Heights from Alouette II Observations over Japan, Oct., Nov., and Dec. 1966) から 3 例を選んだ。その結果、鉛直伝播の仮定はほぼ妥当であって読取り値と計算値に大きなずれは無く、さしあたり $N(h)$ 解析に Ray Tracing を考慮する必要がなからことが明らかになった。第 1 図と第 1 表は 3 例のうち 1 例についての結果である。電子密度分布は 11 月 8 日 18 時 27 分 22 秒 UT のものを用いた。サウンダの高度は 2008 km でありサウンダ位置での地磁気傾角は 38° である。第 1 図はサウンダで受信される電波の伝播経路である。低い周波数ほど鉛直からずれることがわかる。X モードと O モードでは O モードのほうが幾分鉛直からのずれが大きく、電波は分散しやすい傾向が見られる。このことはトップサイド・イオノグラムにおいて O トレースより X トレースのほうが安定して観測されるという事実と関係があるように思われる。第 1 表はイオノグラムの読取り値と Ray Tracing で計算した見かけの伝播距離の比較である。観測値と計算値との差は大きくても 100 km 程度でありこれは現在のイオノグラムの読取り精度を考えるとそれほど大きな値ではない。なお屈折率面は磁力線に関して対称であるから地磁気傾角が 0° または 90° の時は鉛直伝播の仮定は満足される。従って電子密度分布が単純な高土の関数として与えられるような場合には解析の際に Ray Tracing を無視しても大きな誤差を生じないことがわかった。

第 1 図 Ray Path.

第 1 表 見かけの距離



Mode	Frequency MHz	Group Delay / 2, km	
		observed	calculated
O	1.088	2815	2885
	1.192	2295	2315
	1.350	2015	2210
	1.629	1890	1925
	2.534	1850	1880
	3.468	1960	1995
X	1.000	405	780
	1.085	1870	1750
	1.252	2640	2495
	1.407	3010	2970
	1.517	3130	3055
	1.596	2945	3010
	1.738	2505	2485
	1.879	2240	2375
	1.998	2125	2245
	2.378	1960	1895

V L F ヒスの偏波、入射角について

田中義人

名古屋大学空電研究所

1968年昭和基地で得られた偏波及び入射角記録(偏波ペン書記録; 12, 25 KHz, CRT方式: 5, 12, 25 KHz)を解析した結果、次のことが分かった。

1. 波は右旋且ほぼ円偏波である。
2. 入射角は余り大きくなく(約数十度)、且高緯度側にづれる。
3. 波のエネルギーの大半はほぼ磁気子午面に沿って下降して来り。
4. 偏波ペン書連続記録の解析結果より見て、異なった入射角と夫々独立の位相を持つ複数の波心、右旋且ほぼ円偏波となし概し磁気子午面に沿って下降して来り、地上で同時に受信されるものと思われる。
5. 地上で反射された波のエネルギーの大半は電離層中に再透過する。従って中、低緯度まで伝播しない。故にオーロラヒスは local phenomenon である。

ホイッスラー波の電離層入射 — グクトによる なエネルギー集中の機構 —

黒木 徹
(京大工)

ホイッスラー波は 磁力線に沿って存在する ionization duct 内に confine されて伝
わると思われていたが、これは別に ホイッスラー波が電離層に入射する際に、すでに
ある程度のエネルギー集中が行われる可能性があるからである。これを以下に論ずる。

球面地球と球面電離層とを境とした空間での場を考へる。地表に置かれた垂直電気双極子
による電場の垂直方向成分 E_r の地表における値を 波源からの距離 D に対してプロットす
ると図1のようになる (J. R. Wait, 1957)。これは二次元的に波源の真上から見ると 図
2のように E_r の強弱に似た同心円の縞模様ができるはずである。これは波源から放射さ
れる無数の ray の合成による干渉縞に他ならぬ。Wait は 電離層が等方的な場合によ
りて地表での場を計算したが、この方法を修正発展させて非等方電離層での場を計算する
ことができた。この時の E_r-D 曲線は多分図3のようになる。と思われるが、地球磁場の緯
度変化と、VLF 領域での電離層の反射係数が東-西伝播の際に示す non-reciprocal な性質
を考慮に入れると、干渉縞は図2のような同心円にならず、対称軸を持つような楕円形に
なるであろう。この干渉縞は ray tracing による反折半球に想像でき、反折半球の地表
では観測点の位置による受信電界強度の強弱ができるはずである。

この縞の位置は周波数によって異なるので、一点で観測したホイッスラー空電の電界強
度はある特定の周波数で強くなる。逆に強くなるはずであり、同じホイッスラー

— を二点以上で観測すると、この特定の周波数が観測点によ
って異なるはずである。しかし、干渉パターンができるには
波源から coherent な波が一定時間以上で送ると必要であ
り、また雷放電は常に無直に起るとは限らぬので、
あつたホイッスラー波の考えをあたはめる訣にはいかに
ないであろう。干渉縞の位置変化を検出するには、安
定した単一周波数で連続的に放射されている人工VLF
電波のホイッスラーモードを使うのが最適である。

計算方法：一般に波源からの距離が大きき時に用いら
れる Mode Theory は、波源近傍では高次の mode を無視でき
ないので有効でない。また、球面地球と球面電離層と
の境界条件を代入して球座標での波動方程式を解く Mode
Theory に地球磁場を任意の形でとり入れることは非常に
困難である。したがって、ここでは多数の ray の重ね
合わせとして1点の場をよめる幾何光学近似を用いて計
算を行う。

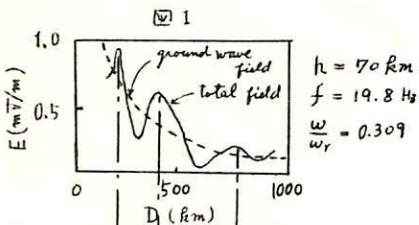


図2

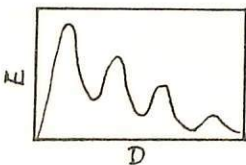


図3

木イノスラー波の電離層通過

鷗田 浩一郎
(東大宇宙研)

木イノスラー波の電離層通過の数値計算の結果がやっと得らぬようになったので今回はその一部を報告する。

今回は計算方法の4種類の意味で (I) Sharp 及 Boundary の電離層の場合について解析解と数値計算結果の比較 (II) Pitsway の使用した電離層モデルでの彼の計算との比較を報告した。

イオンを含めた計算は Resonance 点での取扱い方法が未だ解決出来ていないので、今回はエレクトロニのみとした。

菅平におけるホイッスラー空電観測について

梶 靖夫 奥沢隆志 若野科夫 上滝 実
電 気 通 信 大 学

はじめに 電通大菅平宇宙電波観測所(地理的経緯度N36°31', E138°19', 地磁気緯度N26°0')では, 昭和44年2月よりホイッスラー空電の予備観測を開始し, 昭和45年1月よりルーテン観測を実施している。本稿では観測装置の概要とこの間に得られたホイッスラー空電の月別発生数および分散値の分布について報告する。

観測装置 受信空中線は高さ20m, 横30mのデルタ型の1ターンスルー空中線で, この空中線を東西・南北西方向に張って使用する。空中線からの信号は周風の人工雑音の除去を考慮したリアンフで増幅され時間信号を加えて毎時20分と50分より1分20秒間データレコーダに録音される。得られたデータはソテグラフによって周波数解析される。

観測結果 (1)発生頻度 1例として図1に本年1月から3月までのホイッスラーの月別発生数を示す。季節的な発生数の変化は, 冬季の1月から2月にかけて最も多く発生し春から夏にかけて激減するが秋になりやや増加する傾向を示す。1日の発生状況については, 午前1時頃より日出までおよび日没から2時間ぐらいの間にピークがある。このピークのうち, 冬季では後者の方に発生が集中しているが, 春から夏にかけて逆に日出前の時間帯の方に発生の集中が移行している。

(2)分散 図2に1例として1月に発生したホイッスラーについて地方時をパラメータとする分散値の分布を示す。この図より日出前の20(sec)²から日没までには40(sec)²ぐらいまでに増加し, 真夜中になりに従い減少していく日変化があることが分る。

また分散には季節変化が存在し, 冬季のショートホイッスラーの平均値D=35.0(sec)²に対し, 春・秋季にはD=40~50(sec)²と増加している。冬季のホイッスラーはそのほとんどがショートホイッスラーであるが, 夏季には80%以上がD=60(sec)²以上のロングホイッスラーである。

他の詳細は講演時に仰する。

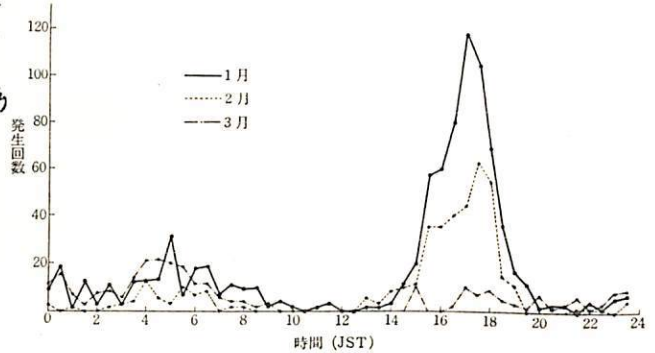
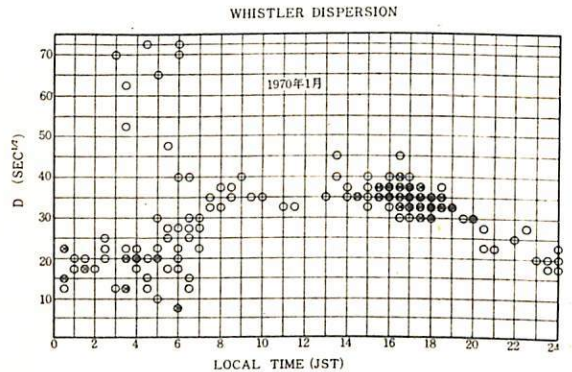


図1 ホイッスラーの月別発生数



(発生回数: ● 9回以上, ⊙ 6~8回, ⊕ 4~5回, ⊗ 2~3回, ○ 1回)

図2 分散値の時間別分布

- Characteristics of Whistler Propagations Associated
with Magnetic Storms on Mar. '70 -

奥沢隆志・山中馨・芳野赳夫 (電気通信大学)

From the theoretical grounds, it has long been accepted (Smith et al., 1960, Smith, 1961) that whistlers can be ducted along the field-aligned columns of enhanced ionization. The great possibility has also been pointed out by several experimenters that a considerable number of such ducts may be produced more often in the periods of high magnetic activity. However, any conclusive theory of the duct formation has not yet satisfactorily been established even from morphological basis.

In order to have a possible guide to a theory of the duct formation, four points at least should be clarified from morphological ground. These are : (1) With what time scale are the ducts formed and destructed ? (2) Mainly by which the dispersion can be determined, the magnetospheric electron density or the ionospheric density ? (3) Does the temporal behavior of f_oF2 respond to that of whistler dispersion ? (4) How thick are the ducts ? Using the whistler data at Sugadaira Space Radio Wave Observatory, Univ. Electro-Communications, (geomag. lat., $26.0^\circ N$), as well as hourly values of f_oF2 at Kokubunji, during Mar. '70 storms and normal days preceding the storm and following the storm, some answers to these questions are presented by showing several examples in which the growing and the decaying times of the whistler duct are occasionally as short as 30 minutes or less, and an hour or less, respectively. Poor correlation is found between the dispersion and f_oF2 during the moderate and severe storms, indicating that the dispersion is mainly determined by the magnetospheric electron density in the storm periods. A good similarity is also found between the temporal variations (with time scale of an hour) of ΔD , the increment of the dispersion D from averaged diurnal values of D , and that of $\Delta(f_oF2)$, similarly defined quantity of f_oF2 . This seems to provide an evidence that ionospheric density variation at f_oF2 height, with time scale of the order of an hour, does respond to the formation and destruction of the whistler ducts. The effective width of the ducts for 5 KHz are estimated, using the diffuseness of individual whistler traces on sonagrams, to be 6 to 27 km in normal quiet days and to range from 7 to 71 km in storm periods, provided that the duration time of return stroke of lightning discharge, as the source of whistler, is taken 500 μsec .

鎌田 哲夫
名古屋大学空電研究所

K-9M-26観測ロケット実験において親子方式のロケットの同発が成功したので、既知の電波を電離層プラズマ内でやりとりをして受信電波の性質をいろいろ電離層プラズマ内で予測される各種プラズマ波のモード、伝播等を把握して、自然雑音電波の発生機構や伝播様式等の研究を推進する実験が可能となった。そこで実験の第1段階として電波の効果をうける周波数領域の電波を掃引して電離層内で発射し、之をプラズマを逆して受信することによりプラズマ周波数、プラズマカットオフ周波数、ハイブリッド周波数等の特性周波数現象の検出並びに雑音強度の測定を試みみた。ここではこの実験結果を報告する。

この実験はK-9M-29号観測ロケットを用いて、1970年1月27日19時20分(JST)に東大内之浦のスペースセンターで実施された。子ロケットは高度75kmで分荷速度2.44%acで切断された。親ロケットでは切断のときより約46秒間子ロケットからの送信波を受信した。受信強度は特定の周波数で著しい減衰を来した。この特定周波数におけるレゾナンス的な減衰は電離層プラズマの特性周波数に關係するとの観測から整理し、プラズマ周波数に相等すると見做される吸収周波数から電子密度の高度分布を求め、同時に実施された電子密度の直接測定結果と比較し、オーダーとしておおしくない結果をえたのでこの吸収周波数を一本プラズマ周波数と考えたとき、他の吸収周波数の説明がつかぬものもある様だ。之等に関して詳細は学会で報告する。子ロケットからの送信波が受信不能になった後は、地上からの短波連信が受信されており、この臨界周波数から、その高度での電子密度を算出した。又0.5~5MHz領域での電離層内での雑音強度の測定結果もえられた。

Multi-frequency Backscatter による 電離層の観測 (2)

橋詰庄一郎 徳田八郎衛 田中敬史
防衛技研 オー研究所 飯岡支所

Multi-frequency backscatter (斜入射アイオノゾンデ) による大地後方散乱波の観測においては、常に 10 MHz 程度までの電離層直接反射波が受信されるが、(図1) 今年の7月中旬に行った連続観測においては、この直接反射波が 30 MHz 以上にも及ぶ例が数多く見出された。発射方位はいずれも 270° であり、9^h, 12^h, 15^h, 18^h, 21^hJST を観測実施時刻とした。直接反射波に見られる特徴は次の通り。

- (1) 9^h, 12^hには、観測事例の約半数に現われ、1例だけを除いて、直接反射波が現われた場合には大地後方散乱波が受信されなかったり、受信されてもその最高周波数は 10MHz 以下に低下する。(図2)
- (2) 15^hにおいては、8回の観測事例中、6回も直接反射波が現われたが、MUF(2000km) (1500km) 等の値や大地後方散乱波の分散曲線には著しい変化は見られない。この6例中、1例だけを除いて、(大地後方散乱波の最高周波数) \approx (直接反射波の最高周波数) の関係が成り立っている。
- (3) 18^hには8回の観測事例中、2回、21^hには6回的事例中、1回と、直接反射波の出現事例も少なくなり、その出現の有無が大地後方散乱波に及ぼす影響は見出されない。

これらの電離層直接反射波は、Spread F, Field Aligned Irregularity による散乱現象とも考えられるが、範囲の出現事例が少ないのは何故か、VHF帯のみならず全短波帯にわたって大地後方散乱波が消滅するのは何故かといった疑問を Irregularity による散乱効果だけで説明するのは難しい。

9月には 25 MHz backscatter (回転空中線使用) を併用して連続観測を行っているが、30 MHz に達する電離層直接反射波が受信されたのは 2日だけであり、この現象は夏至季に特有のものではないかと思われる。

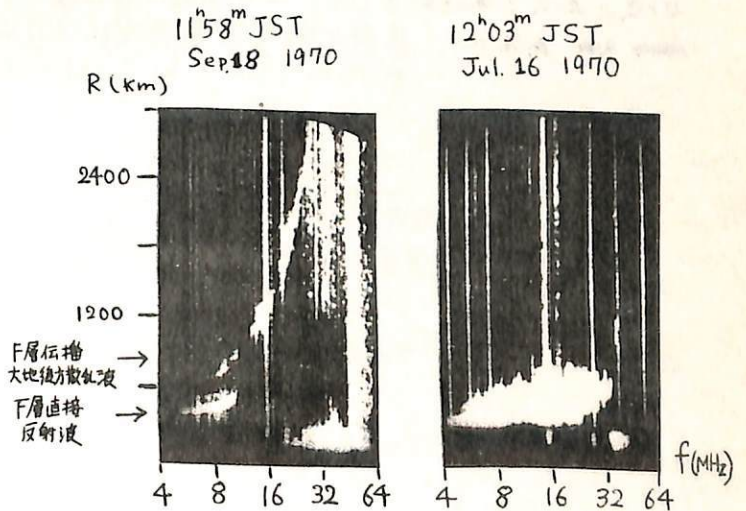


図1 正常な斜入射アイオノグラム

図2 電離層直接反射波のみの斜入射アイオノグラム

S. I. D 時における V L F 局電波の位相変化

山下 亨子
名古屋大学 空電研究所

電離層じょう乱時は、V L F 送信局電波の位相が変化する現象を S. P. A とよんでいる。現在まで、位相が進む場合の現象のみ報告されてきたが、最近 大塩氏等により、じょう乱時に位相が遅れる“S. P. A 負効果”の現象が4例報告されている。

ここでは、下図のような電離層モデルを使い、導波管理論を用いて、じょう乱時における位相変化と減衰係数の関係を探る。

電離層反射係数の微分方程式

$$\frac{2i}{k_0} \frac{dR}{dz} = c n^2 (1-R)^2 - \frac{1}{c} \left(1 - \frac{S^2}{n^2}\right) (1+R)^2 \quad \text{----- (1)}$$

R: 反射係数

S = sin θ (θ: 入射角)

$k_0 = \frac{\omega}{c}$

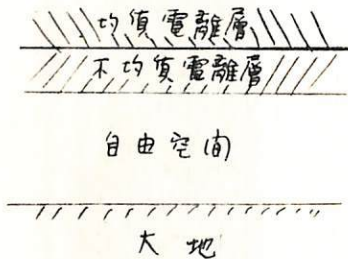
C = cos θ

$n = \sqrt{1 - \frac{X}{1 - iZ}}$: 屈折率 ($X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ $Z = \frac{\nu}{\omega}$)

モード方程式

$$R \cdot e^{-i2k_0 H C} = e^{-i2\pi N} \quad (N=1) \quad \text{----- (2)}$$

(1)式と(2)式を数値計算して、波動関数の位相項 $e^{-i k_0 S d}$ (d: 伝搬距離) から 1000 km 毎りの位相と減衰係数の変化分を求めた。



シューマンレゾナンスと雷活動度について。

田中良知・小川俊雄
京都大学理学部

シューマン共振電磁波は主として雷放電により発生していると考えられる。従来の研究では源が単一点にあるとして取扱われる事が多かったが、今回は源の広がりを持った場合に、垂直電場のみかけの振巾、共振周波数及びQ値の日変化に現われる差異について報告する。ある場所で観測される共振波は下部電離層及び源までの距離の影響を大きく受けるから⁽¹⁾これを表現出来る適当なモデルを作り計算する必要がある。電離層パラメータを二次元的に変え得る事、源点を多点に取れる事を考慮してM.I.T.グループの用いたセクターモデルを採用したので計算法を略記しておく。

1. 経度・緯度について各々24, 18分割しそれぞれに(I, J)座標を与える。
2. 電離層モデルはMADDEN, THOMPSON⁽²⁾の用いた、夜昼・緯度で変化する二次元モデルを用い各点で等価インピーダンス $Z(I, J)$, アドミタンス $Y(I, J)$ を求める。
3. 源函数 $S(I, J)$ を雷電時刻はL.T. 16HであるとしてThunderstorm day map から求める。⁽³⁾⁽⁴⁾
4. TMOモードの垂直電界は以下の様にして求められる。⁽⁵⁾

$$\Delta(V) - YZ R^2(V) = -S - T \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$$

$$-T = \frac{1-X^2}{Z} \frac{\partial Z}{\partial X} \frac{\partial V}{\partial X} + \frac{1}{(1-X^2)Z} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \frac{\partial V}{\partial \phi} + (YZ - \bar{Y}Z) R^2 V$$

Green函数を代入すると

$$V_{ij} = \iint G_{ij}(S_{ij} + T_{ij}) dX' d\phi'$$

Perturbationを行なうと

$$V_{ij}^0 = \iint G_{ij} \times S_{ij} dX' d\phi'$$

これを用いて

$$-T_{ij}^0 = \frac{1-X^2}{Z_{ij}} \frac{\partial Z}{\partial X} \frac{\partial V_{ij}^0}{\partial X} + \frac{1}{(1-X^2)Z_{ij}} \frac{\partial Z}{\partial \phi} \frac{\partial V_{ij}^0}{\partial \phi} + (YZ_{ij} - \bar{Y}Z) R^2 V_{ij}^0$$

$$V_{ij}^1 = \iint G_{ij}(S_{ij} + T_{ij}^0) dX' d\phi'$$

以下同様に計算する事でVを求める事が出来る。

$$G_w(x, \phi; x', \phi') = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{4\pi} \frac{P_n(\cos \gamma)}{n(n+1) + YZ R^2}$$

座標は極座標。 $X; \cos \theta$
 γ ; 受信点と源点とのなす中心角
 R ; 地球の半径

共振はG函数の分母が零に近づいた時生じ $\omega^2 \approx \sqrt{n(n+1)} \frac{(\text{phase velocity})}{R}$ である。

[参考文献]

D. Jones, D. Kemp Experimental and Theoretical Observations on the Impulse Excitation of Schumann Resonances
T. Madden, W. Thompson Low Frequency Electromagnetic Oscillations of the Earth Ionosphere Cavity, Reviews of Geophysics, 3, 1965
Hand book of Geophysics, air force Research Division, Geophysics Research Directorate, MacMillan Co., N. Y., 1960
T. Ogawa. et. Schumann Resonances and World wide Thunderstorm Activity, J. G. G., 21, 1969
P. Nelson Ionospheric Perturbations and Schumann Resonance Data, ph.D. thesis, M.I.T., May 1967

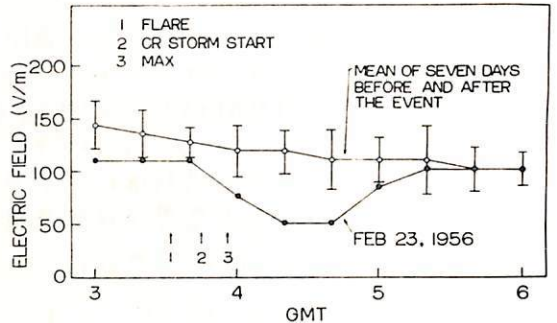
小川俊雄
京大 理

1. 太陽フレアと大気電場——高山における観測

3000 m級の高山ではフレアにともなう電場電流とも増大し、その影響は数日間続く。これは気柱抵抗の減少によると思われる。

2. オーロラと大気電場——極地域または高緯度における観測

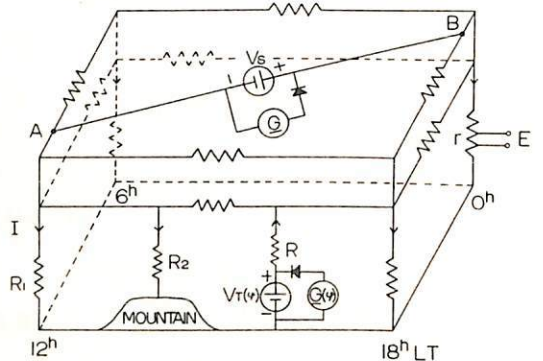
北極または北半球の高緯度地方での観測では、オーロラにともなう電場が減少するが、南極では反対に増加する傾向がある。文献から記録例をみると、これらの変動は、上層大気中に突入する電子流とそれに先行するプロトン流が、空間電荷として地上の電場に影響を与えるようにみえる。



3. 1956年2月23日の太陽宇宙線異常増加の影響

03時32分UTの太陽フレアにともなう発生した史上最大の太陽宇宙線異常増加の際、電場に明らかな影響が現われた。オ1図は標高860 mの比叡山頂で観測した結果を、前後7日間の平均静電電場と比較したものである。このとき、柿岡・女満別でも同様で、Swider (ポーランド)でも同じ傾向が見られる。(Zugspitze では2と同じ結果を得ている)この直接の原因は地上の電気伝導度の増加であろう。

オ1図 1956年2月23日の太陽宇宙線異常増加にともなう電場の減少



4. 電離層電場と大気電場

オ2図は電離層電場と大気電場の関係を示す模型図である。電離層にはダイナモ丘 (= $V \times B$) によって常に一定電圧に保たれている定電圧電源 $V_s (= \int E_s dl)$ があると考えられる。ここで V は風速の水平成分、 B は地磁気の垂直成分、 E_s は電離層静電場で、ほとんど減衰することなく下層大気中にも浸透している。一方、大気中には雷ダイナモ $G(\varphi)$ があると電源 $V_T(\varphi)$ を一定電圧に保っている。 $G(\varphi)$ によって充電される電流は、 R と発雷地域以外の電離層地球向抵抗 R_1, R_2 等を通して放電する。大気電流系の水平方向の電流による電位降下はなく、発雷地域より十分遠いところで成層圏での水平電場は電離層電流系のものであると考えてよい。地上の電場の分布から電離層電場も推定する可能性について検討する。

オ2図 電離層電場と大気電場の関係を示す等価回路

南極氷冠表面における電波反射について

芳野 赳夫

(電気通信大学 電波物理学研究室)

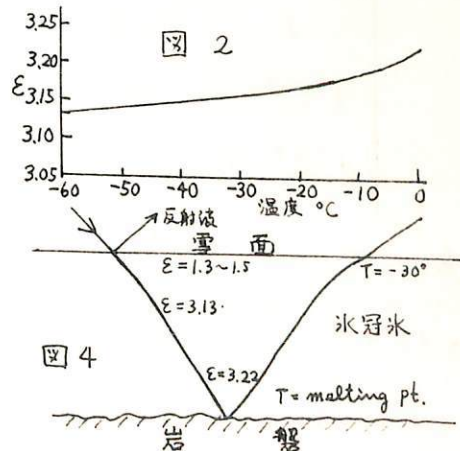
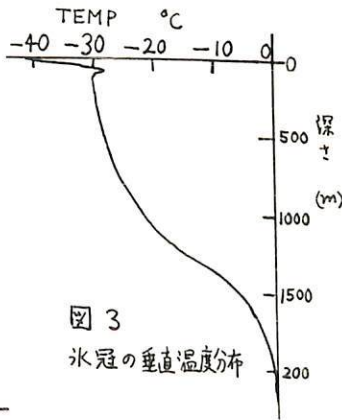
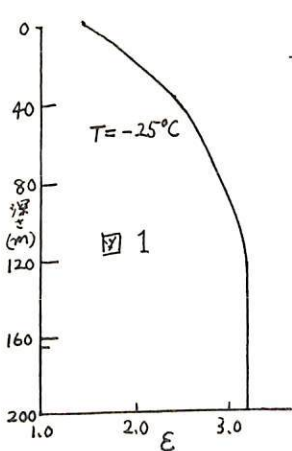
本研究は著者が、オ3次南極観測隊員(1959)として越冬中、HF帯による海岸沿いの伝搬路(オーロラ帯にほぼ並行)における通信の安定度が高いにもかかわらず、大陸の内陸部と昭和基地および、大陸横断の伝搬路の通信がほとんど不可能に近い状態であることに気付いた。当初は、この原因は一般にPCAによると考えられていたが、内陸旅行隊からの電波が、一回電離層反射と考えられる時の電界に比較して、二回反射と考えられる距離での損失が急激に増加することから、この原因に雪面反射時の影響が加わっていると考え、本研究をおこなった。

初期のデータにもとづく論文は、すでにIEEE, G-AP に採録され、(Yoshino 1967) また、優秀研究アワードを受けているが、1967~68 にかけて南極Byrd 基地における氷冠のボーリングによって、当初均一温度分布として取扱っていた氷冠内の温度の、垂直温度分布が明らかになり、先の著者の得た結果に修正を加える必要が生じた。また、その後におこなわれた氷冠雪氷の誘電特性に関する数多くの測定結果(Jirasek 1967 etc.)をも考慮して修正を加えた結果をここに報告する。

最近の測定による氷冠雪氷の誘電特性の垂直分布を図1、垂直温度分布を図2、温度特性を図3、氷冠表面に斜入射する電波の通路を図4に夫々示す。

氷冠表面における電磁波の反射損失はHF帯の垂直入射において約20dBであり、垂直偏波に対するブリュースター角は約50度である。したがって、氷冠表面では電磁波のエネルギーの極く少量が反射し、大部分は氷冠内に侵入する。この侵入波は次第に通路を下に向けて進み、底の岩盤に到達し、一部が反射して上に戻る。このとき電波は氷によって誘電体損失を受けるが、この量は温度に関係し、温度が高くなるにつれて増加する。しかるに氷冠内では図2のように底に向かうにつれて温度上昇とともに増加する。若し氷冠の厚さを約2000メートルとするときは電波の伝搬損失は約140dBとなり実測値とよく一致する。(Robin & Evans 1966)

本研究の結果、氷冠上で2回以上hopする短波はPCA以外に更に大きな損失を雪面反射によって受けることが明らかになったばかりでなく、本研究を基に、氷冠上における電波高度計の誤差の解析、電波による氷厚の測定への応用が可能となった。



宮武 貞夫・松本 紘・木村 繁根

京大工

電離層プラズマに近いプラズマを発生しうる大型チエンバー(スペースチエンバー)を用いてプラズマ中の波動現象に関する実験を試みた。(実験の概要については前回の予稿集参照) これらの中で特に興味深いのはプラズマ中に印加した高周波電界による低周波の波動励起である。

いま電子と1種類のイオンから成る弱電離プラズマを考え、これに大振幅の外部電場 $E = 2E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 r)$ が加わったとき、フーリエ変換された運動方程式は、非線形慣性項を無視すれば S 種の粒子 ($S = e, i$) に関して、

$$j\omega(\tilde{n}_s v_s) + \nu_s(\tilde{n}_s v_s) - j \frac{k(\tilde{n}_s \times T_s)}{m_s} - \frac{n_0 c_s}{m_s} \tilde{\epsilon} - \frac{e_s E_0}{m_s} (\tilde{n}_s^+ + \tilde{n}_s^-) = 0 \quad (1)$$

ここに $(\tilde{n}_s v_s)$, \tilde{n}_s , $\tilde{\epsilon}$ はそれぞれ流量, 密度, 電界の (ω, k) に関するフーリエ変換で, \tilde{n}_s^+ , \tilde{n}_s^- は密度の $(\omega + \omega_0, k + k_0)$ 及び $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ に関するフーリエ変換である。 ν_s , m_s , c_s 及び T_s は衝突周波数, 質量, 電荷及び温度を表わす。連続の式及びポアソンの式を用いて上式から $(\tilde{n}_s v_s)$ 及び $\tilde{\epsilon}$ を消去すると、

$$(1 + \tilde{\chi}_s) \tilde{n}_s - \tilde{\chi}_s \tilde{n}_s^{\pm} - j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e_s} \tilde{\chi}_s (\tilde{n}_s^+ + \tilde{n}_s^-) = 0 \quad (2)$$

$$\tilde{\chi}_s = \frac{\pi_s^2}{\omega(\omega + j\nu_s) - k^2 \lambda_s^2 \pi_s^2} \quad (3)$$

ここに π_s 及び λ_s はプラズマ周波数とデバイ長を表わす。(2)式は (ω, k) , $(\omega + \omega_0, k + k_0)$ 及び $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ に関する方程式でこのままでは閉じられない。そこで $\omega \ll \omega_0$ とし、電子, イオン共に $\omega \ll 2\omega_0$ には応答せず, さらにイオンは $\omega \ll \omega_0$ にも応答しないとする(2)式から \tilde{n}_e , \tilde{n}_i , \tilde{n}_e^{\pm} 及び \tilde{n}_i^{\pm} に関する連立方程式が得られ、これらが non-trivial な解を持つための条件は

$$\begin{vmatrix} 1 + \tilde{\chi}_e & -\tilde{\chi}_e & -j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e & -j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e \\ -\tilde{\chi}_i & 1 + \tilde{\chi}_i & 0 & 0 \\ j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e & 0 & 1 + \tilde{\chi}_e & 0 \\ j \frac{E_0 k E_0}{n_0 e} \tilde{\chi}_e & 0 & 0 & 1 + \tilde{\chi}_e \end{vmatrix} = 0 \quad (4)$$

(4)式に適当なパラメータを与えると ω は時間と共に増大する解を持つ。これはプラズマ波 (ω_0, k_0) によるプラズマ波 $(\omega - \omega_0, k - k_0)$ とイオン音波 (ω, k) の励起を意味し、スペースチエンバーによる実験結果に対する解釈の一つと考えられる。

スロ-テ-ル空電の発生と伝播

岩田晃, 石川晴治, 高木増美
名古屋大学空電研究所

スロ-テ-ル帯(数10 Hz~1 KHz)の空電が雷放電から発生し、伝播して行くありさまについて我々は数年来研究を進めています。今回は昨年の夏に行われた観測結果から、スロ-テ-ル帯における電波の減衰係数を求めましたので報告いたします。1969年7月26日14時1分38秒に観測された記録であります。電放電は今市観測所から15.4 Kmの距離で発生した三重雷撃の対地放電であり、今市観測所では3つのステップ状の静電場変化の記録が得られました。一方同時に約1000 Km離れた辰見島観測所では3ヶ所のスロ-テ-ル空電が得られました。源より d_1 の距離で受信した電界強度を $E_1(\omega)$ 、 d_2 の距離で受信した電界強度を $E_2(\omega)$ とすると、減衰係数 $\alpha(\omega)$ は次式で与えられる。

$$\alpha(\omega) = \left[20 \log \frac{E_1(\omega)}{E_2(\omega)} - 10 \log \frac{\sin d_2/a}{\sin d_1/a} \right] \cdot \frac{10^3}{d_2 - d_1} \dots\dots (1)$$

源より15.4 Kmの距離で得た静電場変化を時間について2度微分することにより、源の近くでの放射電界を求め、更にその振巾周波数スペクトルをフーリエ変換を用いて求めた。一方約1000 Km離れた距離で受信したスロ-テ-ル空電についてもその振巾周波数スペクトルを同様にして求めた。この2ヶ所での電界強度から(1)式を用いて減衰係数 $\alpha(\omega)$ を求めた。結果を次表に示す。

周波数(Hz)	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
減衰係数($\frac{dB}{km}$)	8.8	8.4	8.6	10.3	12.7	15.3	17.6	19.5	21.8	24.9	29.6	34.3
Chapman & Macario	1.53	4.15	7.48	11.0	14.0	17.0	19.8	22.6	25.5	27.0	28.5	29.8

Chapman & Macario の実測値も同時に示してある。300 Hz以下での我々の測定値が大きいののは源より1000 Kmでのスロ-テ-ル空電が3 m sec ~ 6 m sec位の長さしか測定されてないからだとと思われる。400~1000 Hzの範囲では我々の測定値が小さく、それ以上の周波数では大きくなっている。測定例が少いけれども、放電点から1000 Km離れた地莫でのスロ-テ-ル空電は雷放電(主として対地放電)の放射電界成分が地球電離層間を伝播していく間に形成されたものと結論して良いであろう。