第67回講演会

講演予稿集

昭和55年5月3日～5月5日

於　東京工業大学

日本地球電気磁気学会

日本地球電気磁気学会

第67回総会並びに講演会プログラム

日　　時　　昭和55年5月3日(土)～5日(月)

講演会場　　東京工業大学　TEL 03－726－0070

第Ⅰ会場　中棟3号館2階　527号室
第Ⅱ会場　中棟3号館2階　526号室
第Ⅲ会場　中棟3号館2階　524号室

懇親会場　　東京工業大学学生食堂（地図の⑲番）

		9　10	11　12		14　15	16　17	18
5月3日(土)	Ⅰ	スペースシャトル,プラズマ実験	電離層ロケット観測		磁気圏波動理論	磁気圏理論	評議委員会
	Ⅱ	電気伝導度	古地磁気Ⅰ		永年変化・テクトノマグネティズム	測器岩石磁気	
	Ⅲ	地磁気脈動Ⅰ	VLF電波		ISS-b観測	熱圏，電離圏	
5月4日(日)	Ⅰ	地磁気脈動Ⅱ	オーロラ脈動,MAGSAT		特別講演・総会（第Ⅰ会場）		懇親会
	Ⅱ	年代・古地磁気Ⅱ	磁気異常				
	Ⅲ	太陽風，太陽	宇宙線				
5月5日(月)	Ⅰ	IMF効果	磁気圏嵐		極光，粒子	EXOS－B観測	
	Ⅱ	電波計測	中層大気Ⅰ		中層大気Ⅱ	大気光	
	Ⅲ	オーロラ波動	木星電波		希ガス・隕石	古地磁気Ⅲ	

各講演は指定時間を守ること（講演時間11分，討論時間4分）。
ポスターセッション参加講演は講演番号にPが附加されている（講演時間5分）。
ポスターセッションは随時ですが5月4日午前には集中的に開催します。（525号室）

自家用車による参加は御遠慮下さい

第1日　5月3日（土）　09：00−12：30

第Ⅲ会場

地磁気脈動Ⅰ　　　座長　国分　征（東大理）

Ⅲ−1	坂翁介，糸長雅弘，下泉政志，北村泰一（九大理）	誘導型磁力計による低緯度地磁気脈動の観測（09：00−09：15）
2	河村譜，桑島正幸，外谷健（地磁気観）	1 Hz 帯ULFのMorphological Study (1) 中低緯度におけるその特性（09：15−09：30）
3	外谷健，小池捷春，桑島正幸，河村譜（地磁気観），福西浩，鮎川勝，平沢威男（極地研）	1 Hz 帯ULFのMorphological Study (2) 高緯度におけるその特性（09：30−09：45）
4	斎藤尚生，湯元清文（東北大理）青山巌，遠山文雄，高橋隆男（東海大工）	MINI−SUBSTORMに伴う極長周期Pi 2の WORLD−WIDE 波動特性（09：45−10：00）
5	利根川豊，桜井亨（東海大工）	静止衛星高度におけるPc 4型脈動の特性（10：00−10：15）
6	奥沢隆志（電通大），K. Davies（NOAA／ERL／SEL）	Pulsations in Total Columnar Electron Content（10：15−10：30）

VLF電波　　　座長　鶴田浩一郎（東大宇宙研）

Ⅲ−7	富沢一郎，芳野赳夫，水野良之（電通大）	ELF帯における電力線誘導・放射磁界（10：30−10：45）
8	菊池崇，大谷晃，寺島良子（電波研犬吠）	オメガVLF電波の低緯度東西方向伝搬特性（10：45−11：00）
9	中村義勝，恩藤忠典，村上利光，渡辺成昭（電波研）	低緯度ホイスラー到来方位の観測−Ⅱ（11：00−11：15）
10	Y. TANAKA and L. Cairo（CRPE／CNRS，France）	Propagation of VLF waves through the equatorial anomaly（11：15−11：30）
11	田中義人（CRPE／CNRS，France），早川正士（名大空電研）	低緯度の午後でのホイッスラ発生数増大における経度効果（11：30−11：45）
12	渡辺成昭，恩藤忠典（電波研）	赤道越えイオンホイスラーと上部電離圏構造（11：45−12：00）
13	山岸久雄，佐藤夏雄，福西浩（極地研），位高英夫（日本電気），芳野赳夫（電通大）	ISIS−Ⅰ，ⅡによるELF−VLF放射の地上衛星同時観測（12：00−12：15）
14	恩藤忠典，中村義勝，村上利光（電波研）	極域のISIS−VLFデータの解析−Ⅰ（12：15−12：30）

第1日　5月3日(土)　13：30−17：30

第I会場

磁気圏波動理論　　座長　木村磐根（京大工）

I−15　大家寛，宮岡宏（東北大理）　Theory on Effects of Resonance Scattering Conversion of the Planetary Radio Waves due to Turbulent Plasma (II)　(13:30−13:45)

16　南部充宏（九大教養）　AKRの発生機構　(13:45−14:00)

17　藤田茂（地磁気観），玉尾孜（東大理）　ULF振動によるwhistler波の変調励起1（線型理論）　(14:00−14:15)

18　藤田茂（地磁気観），玉尾孜（東大理）　ULF振動によるwhistler波の変調励起2（非線型理論）　(14:15−14:30)

19　松本紘，西尾勝，大村善治（京大工）　LTSコードによるホイッスラー相互作用の計算機シミュレーション・コード　(14:30−14:45)

20　松本紘，大村善治（京大工）　不均一地球磁場中のホイッスラー相互作用とクラスター効果位相バンチング　(14:45−15:00)

21　橋本弘蔵，芹沢善積，松本紘，木村磐根（京大工）　自由境界条件によるホイスラー波動粒子相互作用の計算機シミュレーション(II)　(15:00−15:15)

磁気圏理論　　座長　西田篤弘（東大宇宙研）

I−22　尾崎政男，玉尾孜（東大理）　磁気圏尾に於ける断熱加速による落下粒子スペクトルの緯度分布　(15:15−15:30)

23　玉尾孜，大塚聖（東大理）　沿磁力線電流の機構，エネルギー的考察　(15:30−15:45)

24　三浦彰，玉尾孜（東大理）　電離層−磁気圏結合によるアルフベン波の励起(II)　(15:45−16:00)

25　田中基彦，佐藤哲也（東大理）上村鉄雄（名大プラ研）　磁気圏プラズマシートにおけるミクロ不安定に伴なう異常抵抗，輸送，および加熱現象　(16:00−16:15)

26　寺沢敏夫（東大宇宙研）　ティアリング・モード不安定の数値シミュレーション(I) —「爆発的」不安定相の存在—　(16:15−16:30)

27　並川富一（大阪市大理）　無衝突プラズマ中のAlfvén波によるα効果電場，磁気乱流拡散係数，ポンダーモーティブ力とサブストーム　(16:30−16:45)

28　井上雄二（京産大）　地球磁気圏の磁場の構成　(16:45−17:00)

29　玉尾孜（東大理）　磁場擾乱に伴う大気中の静電場：局所化擾乱に対する電離層効果　(17:00−17:15)

30　渋谷仙吉（山形大理）　Lobe周囲のMagnetization Current の尾部表面電流への寄与　(17:15−17:30)

第1日　5月3日(土)　13:30−17:30

第Ⅱ会場

永年変化，テクトノマグネティズム　　座長　半田　駿（京大教養）

Ⅱ−15	河村譎，小池捷春（地磁気観）	全磁力夜間値による地磁気永年変化異常監視の問題点（13:30−13:45）
16	田中穰（国土地理院）	地磁気重量差平均法について（13:45−14:00）
17	水野浩雄（国土地理院）	地球磁場のquasi−biennial variationに関する若干の考察（14:00−14:15）
18	行武毅（東大震研）	太陽活動に伴う地磁気永年変化−夜間値と静穏日平均値との差−（14:15−14:30）
19	本蔵義守（東工大理），小山茂（東大震研）	東海地方における全磁力観測結果（14:30−14:45）
20	活断層電磁気研究グループ（代表者　秋田大鉱山　乗富一雄）	伊豆半島丹那・浮橋断層の電磁気学的調査（14:45−15:00）
21	大志万直人（東工大理）	断層運動に伴う地磁気変化（15:00−15:15）
22	笹井洋一（東大震研）	傾いた2次元断層による地磁気変化（15:15−15:30）

測定，岩石磁気　　座長　木下　肇（千葉大理）

Ⅱ−23	藤本博巳，友田好文（東大海洋研），中埜岩男（海洋センター）	船上において地磁気の日変化を測る試み（15:30−15:45）
24	友田好文，藤本博巳，内山昭憲（東大海洋研）	三成分海底磁力計（15:45−16:00）
25	河野長，浜野洋三，西谷忠師，当舎利行（東大理）	Paleomagnetic Processor 4. 計算機による制御（16:00−16:15）
26	友田好文，藤本博巳，古田俊夫（東大海洋研）	量子干渉磁力計の岩石磁気学への応用（16:15−16:30）
27	新妻信明（静岡大理）	三軸交番磁場消磁装置について（16:30−16:45）
28	井上喜嗣（信州大理）	白石丁場安山岩に含まれる強磁性鉱物の熱磁気的性質に関する再検討（16:45−17:00）
29	西谷忠師（東大理）	残留磁化へ及ぼす酸化の影響（17:00−17:15）
30	田中秀文（東工大理）	テリエ法によって求めることの出来る古地球磁場強度の範囲について（17:15−17:30）

第1日　5月3日（土）　13：30－17：30

第Ⅲ会場

ＩＳＳ－ｂ 観測　　座長　若井　登（電波研）

Ⅲ－15	猪木誠二，相京和弘（電波研）	ＩＳＩＳイオノグラムの自動Ｎ（ｈ）解析（Ｉ）一共鳴スパイクの同定一　（13：30－13：45）
16	丸山隆，相京和弘，永山幹敏，山西光夫（電波研）	ＩＳＳ－ｂテレメトリ電波の到達時間差測定による電離層全電子数の推定（1），実験概要と予備結果（13：45－14：00）
17	上滝実，栗城功（電波研）	電離層のＩＲＩＳ効果　（14：00－14：15）
18	宮崎茂，佐川永一，小川忠彦，森弘隆（電波研）	ＩＳＳ－ｂで観測された高度1100 km 付近の夜間のイオン温度　（14：15－14：30）
19	巌本巌，水津武，佐川永一（電波研）	電離層観測衛星（ＩＳＳ－ｂ）によるイオン組成の観測結果－Ⅲ　（14：30－14：45）
20	佐川永一，宮崎茂，小川忠彦，森弘隆（電波研）	ＩＳＳ－ｂ（RPT）による夜間電離層の観測一電子温度・密度一　（14：45－15：00）

熱圏，電離圏　　座長　前田　坦（京大理）

Ⅲ－21	岡野章一（東北大理） J. S. KIM（SUNY Albany）	OBSERVATION OF THE SAR ARC IN CURRENT SOLAR CYCLE（15：00－15：15）
22	岡野章一（東北大理） J. S. KIM（SUNY Albany）	MEASUREMENTS OF NIGHTTIME THERMOSPHERIC TEMPERATURES DURIN GEOMAGNETIC STORMS（15：15－15：30）
23	中山泰雄，前田坦（京大理）	熱圏中性大気の垂直運動　（15：30－15：45）
24	田中高史（電波研鹿島）	電離圏プラズマ圏の統一的モデリング（15：45－16：00）
25	米沢利之（中部工大）	f_0F_2 地磁気偏角効果の統計的考察（16：00－16：15）
26	前田憲一（京産大理）	磁気赤道地帯電離層ダイナモの内部（16：15－16：30）
27	竹田雅彦，前田坦（京大理）	磁力線座標を用いた３次元Sq電流系の計算（Ⅱ）（16：30－16：45）
28	安原文彦（中京大教養），上出洋介（京産大理）	Millstone Hill レーダーの電場データから求めた Field－Aligned 電流分布（16：45－17：00）
29	前田佐和子（京産大）	Large－scale TIDs and upper atmospheric gravity waves　（17：00－17：15）
30	前田佐和子（京産大）	Large－scale TIDs の水平位相速度（17：15－17：30）

第2日　5月4日（日）　09：00—12：20

第Ｉ会場

地磁気脈動Ⅱ　　座長　斉藤尚生（東北大理）

Ｉ—31	木下良雄，芳野越夫（電通大）平沢威男，佐藤夏雄（極地研）	SCとELF—ULF放射の相関（09:00—09:15）
32	桑島正幸（地磁気観女満別）	極光帯におけるPi２型磁気脈動の波動特性（09:15—09:30）
33	谷口治幸（東大理）	相互に相関をもつ定常時系列の解析について（09:30—09:45）
34	谷口治幸，国分征（東大理）佐藤夏雄，平沢威男（極地研）	パルセーティング・オーロラと関連するPi１脈動の南北共役性（09:45—10:00）
35	加藤愛雄，友村清，利根川豊（東海大航空宇宙）	North Polar Cusp における地磁気脈動の特性（10:00—10:15）
36	国武学，小口高（東大理）	多点観測によって得られたPi burst 脈動の特性（Ｉ）（10:15—10:30）

オーロラ脈動，MAG SAT　　座長　玉尾　孜（東大理）

Ｉ—37	小口高，国分征，林幹治（東大理），鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）	カナダに於けるオーロラ，ULF—VLF 波動の総合観測（10:30—10:45）
38	国分征，小口高，林幹治（東大理），鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）	VLFコーラスバーストとパルス性地磁気変動（10:45—11:00）
39	町田忍，鶴田浩一郎（宇宙研），小口高，国分征，林幹治（東大理），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）	Study of the temporal and spatial variation of the VLF chorus activity at the time of SC and SSC（11:00—11:15）
40	鶴田浩一郎，町田忍（宇宙研），小口高，国分征，林幹治（東大理），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）	Pulsating Aurora とVLFコーラスの相関（11:15—11:30）
41	林幹治，小口高，国分征（東大理），鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）R.E. Horita（U. Vic.）	誘導磁力計による地磁気脈動多点観測網（1980，JAN.—FEB.，CANADA）（11:30—11:45）
42	北村泰一，坂翁介（九大理），小口高，国分征，林幹治（東大理），鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研），渡辺富也（ＵＢＣ）	カナダオーロラ帯におけるＨＦドップラー観測（速報）（11:45—12:00）
43P	小口高，国分征，林幹治（東大理），鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研），北村泰一，坂翁介（九大理），渡辺富也（ＵＢＣ）	３つのB／W TVカメラを組合せたオーロラのカラーTV撮影（12:00—12:05）
44	MAGSAT研究班（代表者：東大理・福島直）	MAGSAT衛星資料利用国際共同研究（12:05—12:20）

第2日　5月4日（日）　09：00－12：30

第Ⅱ会場

年代，古地磁気　　座長　広岡公夫（富山大理）

Ⅱ－31　滝上豊（東大理）　チリ北部安山岩の^{40}Ar／^{39}Ar 年代測定（09：00－09：15）

32　兼岡一郎，河野長（東大理）　ヒマラヤ，エベレスト山附近の岩石の^{40}Ar／^{39}Ar年代（09：15－09：30）

33　佐藤高晴（阪大基），白井靖敏，中井信之（名大理）　深海底堆積物に記録された古環境と古地磁気の関係について（09：30－09：45）

34　佐藤高晴（阪大基），小林和男（東大海洋研）　深海底堆積物柱状試料を用いて得られた古地磁気強度変動の解析（09：45－10：00）

35　酒井英男，川井直人（阪大基）　考古学試料および新第3紀の火山岩から求められた地磁気場強度変動（10：00－10：15）

36　阿加井宏，石川理，小内薫，木下肇，長尾年恭，古屋純（千葉大理），古田俊夫，登内正治（東大海洋研）　箱根古期外輪山の古地磁気的研究（10：15－10：30）

37　阿加井宏，石川理，小内薫，木下肇，長尾年恭，古屋純（千葉大理），古田俊夫，登内正治（東大海洋研）　箱根火山の岩石磁気的研究（10：30－10：45）

磁気異常　　座長　住友則彦（京大教養）

Ⅱ－38　石原丈実（地質調査所）　マリアナトラフ北端部の磁気異常（10：45－11：00）

39　森俊雄（気象研）　フィリピン国タール火山における全磁力測量（11：00－11：15）

40　西村博次，兵頭政幸，井口博夫，伊勢崎修弘（神戸大理），河野芳輝（金沢大理）　南大東島での対磁気調査（Ⅱ）（特に航空磁気測量の結果について）（11：15－11：30）

41　石沢俊樹，長谷寧，兵頭政幸，森永速男，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己（神戸大理）　Majuro Atollの地磁気全磁力異常（11：30－11：45）

42　兵頭政幸，石沢俊樹，長谷寧，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己（神戸大理）　ニウエ島の地磁気異常（11：45－12：00）

43　伊勢崎修弘（神戸大理）　Pyramid型物体による地磁気異常の解析解（12：00－12：15）

44　加藤愛雄（東海大），瀬戸正弘，早坂孝（東北工大），斉藤尚生，湯元清文（東北大理）　大気球による日本海溝およびその東方海域に至る地球磁場観測結果（12：15－12：30）

第2日　5月4日(日)　09：00−12：30

第Ⅲ会場

太陽風，太陽　　座長　長島一男（名大理）

Ⅲ−31	斉藤尚生，田村忠義（東北大理） 瀬戸正弘，早坂孝（東北工大）	二半球MODELによるHELIOMAGNETIC EXCURSIONにともなう地磁気異常擾乱の説明（09:00−09:15）
32	丸橋克英，石井隆広雄（電波研平磯）	コロナ磁場の開いた構造と地磁気活動の対応（09:15−09:30）
33	小島正宜，柿沼隆清（名大空電研） 小池国正（電波研鹿島）	太陽風電子密度のスペクトルについて（09:30−09:45）
34	小島正宜，柿沼隆清，鷲見治一，石田善雄，丸山一夫（名大空電研）	UHF太陽風観測装置（I）（09:45−10:00）
35	並川富一，浜端広充（阪市大理）	太陽風中の磁気流体波（10:00−10:15）
36	桜井邦朋（神奈川大工）	太陽フレア粒子の化学組成とその生成機構（10:15−10:30）

宇宙線　　座長　桜井邦朋（神奈川大工）

Ⅲ−37	千葉敏躬（岩手大教育）	フォーブッシュ減少時における宇宙線リジィディティスペクトル（10:30−10:45）
38	須田友重（気象研），和田雅美（理研）	Forbush Decrease にともなう異方性（10:45−11:00）
39	森覚，安江新一（信大理） D. B. SWINSON（UNM）	太陽時宇宙線異方性と太陽活動（11:00−11:15）
40	安江新一，森覚（信大理），長島一男（名大理）	宇宙線南北異方性とセクター構造（11:15−11:30）
41	北村正亟（気象研）	宇宙線太陽時日変化異方性（11:30−11:45）
42	村上一昭，藤井善次郎，山田良美，霜永禎章，榊原志津子，上野裕幸，藤本和彦，織戸賢，森下伊三男，長島一男（名大理） 近藤一郎（東大宇宙線研）	空気シャワーによる宇宙線異方性の観測計画（11:45−12:00）
43	柴田祥一，森下伊三男，霜永禎章，龍岡亮二，長島一男（名大理）	軸対称を仮定した太陽磁気圏内に於ける宇宙線の伝播（12:00−12:15）
44	矢作直弘（岩手大人社），千葉敏躬，高橋八郎（岩手大教育），長島一男（名大理）	宇宙線のSpherical Zonal Components と惑星間空間磁場（12:15−12:30）

第2日　5月4日(日)　13：30−17：30

特別講演

第Ｉ会場
1. 力武常次（東工大）　地震予知
2. 羽倉幸雄（宇宙開発事業団）　我国の地球観測計画

総会

懇親会（18:00−20:00）

第3日　5月5日(月)　09:00−12:30

第I会場

IMF 効果　　座長　小口　高（東大理）

I−45　家森俊彦，前田坦（京大理）　IMFが北向きの時のサブストーム（09:00−09:15）

46　芳沢克明，村山喬，前沢洌（名大理）　地磁気活動度に対する，IMF 東西成分及び双極子傾向のCoupling 効果(I)（09:15−09:30）

47　前沢洌，芳沢克明（名大理）　地磁気活動度に対するIMF東西成分 及び双極子傾角のCoupling 効果(II)，GSM座標系使用の妥当性について（09:30−09:45）

48　村山喬，前沢洌（名大理）　Substorm activity の interplanetary parameter に対する依存性—Perrault-Akasofu式との比較（09:45−10:00）

49　飯島健（東大理）　太陽風エネルギーフラックスと極域電流（10:00−10:15）

50　角村悟，荒木徹（京大理）　Pri の電流系とPolarization（10:15−10:30）

磁気圏嵐　　座長　福島　直（東大理）

I−51　早川基，西田篤弘（東大宇宙研）　On the Observed Signatures of Reconnection in the Magnetotail (1) Statistical Study of High Speed Plasma Flows（10:30−10:45）

52　西田篤弘，早川基（東大宇宙研）　On the Observed Signatures of Reconnection in the Magnetotail (2) Intervals of Southward Field and Tailward Flow（10:45−11:00）

53　羽田亨，西田篤弘（東大宇宙研）　夜間磁気圏に於ける広帯域hiss について（11:00−11:15）

54　江尻全機（極地研）　The Convection Electric Field Model and Its Kp-Dependence（11:15−11:30）

55　上出洋介（京産大）　Field-Aligned 電流と電離層電場・電流のモデル計算（その5）（11:30−11:45）

56　T. Sakurai (Tokai Univ.) and R.L. McPherron (UCLA)　Substorm Onset and Field-aligned Current at Synchronous Orbit（11:45−12:00）

57　長井嗣信（地磁気観），河野毅（理研）　Magnetosphere Dynamics by Particle-Flux Variations at Synchronous Orbit (I) Statistical Study（12:00−12:15）

58　長井嗣信（地磁気観）　Magnetosphere Dynamics by Particle-Flux Variations at Synchronous Orbit (II) Multiple-satellite Study（12:15−12:30）

第３日　５月５日（月）　09：00−12：30

第Ⅱ会場

電波計測　　　　座長　小 川　徹（京大工）

Ⅱ−45	北一麻呂（福井高専）	鯖江におけるHFドップラー観測（09:00−09:15）
46	見挂圭一，筒井稔，辻井常男，小川徹（京大工）	中性大気と電離大気の力学的結合−HFドップラー観測−（09:15−09:30）
47	佐藤輝夫（兵庫医大）	中緯度地方における電波吸収のWinter Anomalyと地磁気嵐との関連（09:30−09:45）
48	深尾昌一郎，山崎徳和，木村磐根，加藤進 R.M. Harper（京大工）	アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の観測 Ⅰ．散乱特性（09:45−10:00）
49	深尾昌一郎，山崎徳和，木村磐根，加藤進 R.M. Harper（京大工）	アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の観測 Ⅱ．風系と波動（10:00−10:15）

中層大気Ⅰ　　　　座長　広 野 求 和（九大理）

Ⅱ−50	五十嵐喜良，小川忠彦（電波研）	昭和基地オーロラ・レーダーによる流星観測（10:15−10:30）
51	津田敏隆，麻生武彦，伊藤礼，加藤進（京大工）	流星レーダーによる両極性拡散係数の測定（10:30−10:45）
52	伊藤礼，津田敏隆，麻生武彦，谷井純，加藤進（京大工）	京都大学流星レーダー観測Ⅷ（10:45−11:00）
53	石嶺剛，森哲造，貝沼昭司，越前谷喜松，小角鉄弥（電波研秋田），加藤進，麻生武彦，津田敏隆，伊藤礼，谷井純，野々山徹（京大工）	1980年1月CTOP期間中の流星レーダー観測結果の比較（11:00−11:15）
54	井上道晴，桜井邦朋（神奈川大工）	太陽活動準2年周期変動の及ぼす地球環境への影響（11:15−11:30）
55	加藤進，渡辺章人，津田敏隆（京大工）	A consideration on non-migrating tides（11:30−11:45）
56	津田敏隆，渡辺章人，加藤進（京大工）	オゾンによる大気潮汐励起の季節変化Ⅲ（11:45−12:00）
57	若杉耕一郎，安福正樹，深尾昌一郎，木村磐根，加藤進（京大工），佐藤亨，R.F. Woodman（アレシボ観測所，NAIC）	アレシボレーダーによる対流圏・成層圏風の微細構造の観測（12:00−12:15）
58	前川泰之，深尾昌一郎，木村磐根，加藤進（京大工），佐藤亨，R.F. Woodman（アレシボ観測所，NAIC）	アレシボレーダーによる赤道域成層圏潮汐波の観測（12:15−12:30）

第3日　5月5日(月)　09:00—12:15

第Ⅲ会場

オーロラ波動　　　　**座長　松本　紘（京大工）**

Ⅲ—45	鎌田哲夫, 田中義人, 西野正徳(名大空電) 山岸久雄, 平沢威男(極地研), 松尾敏雄(京大工)	S—310JA—6号機によるオーロラヒススペクトル (09:00—09:15)
46	西野正徳, 田中義人, 岩井章(名大空電) 平沢威男(極地研)	オーロラヒス到来方向の特性(2) (09:15—09:30)
47	平沢威男, 永田武(極地研)	オーロラ粒子流入に伴う極域電離層電子密度の変化 (09:30—09:45)
48	高橋忠利, 大家寛(東北大理)	南極ロケット搭載インピーダンス・プローブによる極域電離層不規則構造の計測結果(09:45—10:00)
49	小川忠彦, 森弘隆, 宮崎茂(電波研)	ロケットで観測されたオーロラ中の低周波プラズマ不安定　(10:00—10:15)
50	大家寛, 宮岡宏(東北大理), 宮武貞夫(電通大)	極域電離層に於ける高周波プラズマ波動—粒子相互作用 — 南極ロケットPWHの観測結果より (10:15—10:30)

木星電波　　　　**座長　芳野赳夫（電通大）**

Ⅲ—51	前田耕一郎, 小田進幸(兵庫医大)	長基線での木星電波シンチレーションの観測(I) (10:30—10:45)
52	大家寛, 森岡昭, 近藤実, 近藤哲朗, 三浦俊一, 宮下清子(東北大理)	木星デカメータ波放射広帯域偏波観測 (10:45—11:00)
53	三浦俊一, 森岡昭, 大家寛(東北大理)	木星デカメータ波ダイナミックスペクトラムにおけるModulation Laneの解析 (11:00—11:15)
54	高橋富士信, 吉野泰造, 熊谷博, 大家寛, 森岡昭(東北大理)	鹿島・平磯間実験間VLBIシステムによる木星デカメータ波の試験観測　(11:15—11:30)
55	大家寛, 近藤哲朗, 森岡昭(東北大理)	Location of Jovian Decametric Radio Sources Based on the Magnetic Field Observed by Pioneer and Voyager (11:30—11:45)
56	今井一雅(高知高専)	衛星Ioに関連する三つの木星電波源の放射時間構造とその放射モデル　(11:45—12:00)
57	大家寛, 渡部重十, 高橋忠利(東北大理)	金星Ionopauseの構造　(12:00—12:15)

第3日　5月5日(月)　13:30−17:30

第I会場

極光，粒子　　座長　平 沢 威 男(極地研)

I−59	小玉正弘(山梨大)，奥谷晶子，和田雅美，今井喬，竹内一(理研)	ロケット高度における極域高速電子のふるまい−I (13:30−13:45)
60	平島洋(立教大理)	オーロラX線と高エネルギー電子の地磁気共役性ならびに磁気圏モデルとの関連 (13:45−14:00)
61	菊池崇(電波研犬吠)	サブストーム時の高エネルギー電子降下による極域下部電離層擾乱 (14:00−14:15)
62	向井利典，平尾邦雄(東大宇宙研)	KYOKKOによって観測されたオーロラ電子パターンの特徴 (14:15−14:30)
63	金田栄祐(東大理)，平尾邦雄(東大宇宙研)	KYOKKOオーロラ観測データの画像処理(II) (14:30−14:45)
64	鮎川勝，平沢威男(極地研)	無人観測施設による超高層多点観測(III) (14:45−15:00)
65	巻田和男(拓殖大)，平沢威男，藤井良一(極地研)	共役点オーロラの比較(1) (15:00−15:15)

EXOS−B観測　　座長　大 家　寛(東北大理)

I−66	松本紘，守倉正博(京大工)，向井利典，久保治也(東大宇宙研)	EXOS−Bにより観測されたVLF波動と高エネルギー電子との相関 — Rev. 284のケース・スタディ — (15:15−15:30)
67	木村磐根，松本紘，橋本弘蔵，佐々木主税(京大工)，向井利典(東大宇宙研)，ヘリウェル・グループ(スタンフォード大)	EXOS−B／Siple実験 — 信号強度，伝搬時間 — (15:30−15:45)
68	木村磐根，松本紘，橋本弘蔵，守倉正博(京大工)，向井利典(東大宇宙研)，ヘリウェル・グループ(スタンフォード大)	EXOS−B／Siple実験 — 波動−粒子相互作用の解析 — (15:45−16:00)
69	橋本弘蔵，金原健一，木村磐根(京大工)，渡辺勇三，江尻全機(東大宇宙研)	じきけんDPLによる電子密度の推定 (16:00−16:15)
70	森岡昭，大家寛(東北大理)	Auroral Kilometric Radiationの発生域 (16:15−16:30)
71	小野高幸(極地研)，大家寛(東北大理)，平沢威男(極地研)	科学衛星「じきけん」によるプラズマ波動励起実験IV−静電的プラズマ波エコー現象 (16:30−16:45)
72	高橋隆男，青山巌，桜井享，遠山文雄，利根川豊(東海大工)，斎藤尚生，湯元清文(東北大理)	JIKIKEN衛星によるField Aligned Currentの観測 (16:45−17:00)
73	遠山文雄，青山巌，村松祥二(東海大工)	「じきけん」衛星の姿勢決定 (17:00−17:15)
74	河島信樹，牛越淳雄，村里幸男，久保治也，向井利典，江尻全機(東大宇宙研)，大家寛，森岡昭(東北大理)，松本紘(京大工)，宮武貞夫(電通大)	磁気圏における電子ビーム放射実験−III (JIKIKEN−CBE) (17:15−17:30)

第3日　5月5日(月)　13:30−17:30

第Ⅱ会場

中層大気Ⅱ　　座長　伊藤富造（東大宇宙研）

Ⅱ−59	岩坂泰信，長屋勝博，三田昭吉（名大水圏研），和田誠（極地研）	成層圏エアロゾル混合比の時間変化（Ⅰ）（経年変化，季節変化）（13:30−13:45）
60	岩坂泰信，小林愛樹智（名大水圏研）	成層圏エアロゾルの粒分布変化とS（イオウ）の収支について（13:45−14:00）
61	柴田隆，内海通弘，藤原玄夫，広野求和（九大理）	YAG LIDARによる成層圏エアロゾルの観測（Ⅱ）（14:00−14:15）
62	広野求和，藤原玄夫，柴田隆，内海通弘（九大理）	SAGE Ground Truthの経過（14:15−14:30）
63	長沢親生，藤原玄夫，広野求和（九大理）	ライダーによる中層大気金属原子と微量成分観測用の大出力色素レーザーの開発（14:30−14:45）
64	柴崎和夫，小川利紘（東大理）	吸光法による大気NO_2全量の測定（Ⅳ）— 柿岡での観測 —（14:45−15:00）
65	松崎章好，中村良治，伊藤富造，佐々木誠（東大宇宙研）	地球大気近赤外吸収スペクトルのロケット観測（15:00−15:15）

大気光　　座長　小川利紘（東大理）

Ⅱ−66	斎藤文一（新潟大理），渡部重十（東北大理），牧口一男，阿部昭一（新潟大理）	6300Å昼間大気光（Ⅳ）— 発光機構 —（15:15−15:30）
67	牧口一男，斎藤文一，阿部昭一（新潟大理），渡部重十（東北大理）	6300Å昼間大気光（Ⅴ）— 薄明大気光 —（15:30−15:45）
68	渡部重十（東北大理），斎藤文一，牧口一男，阿部昭一（新潟大理）	6300Å昼間大気光（Ⅵ）— 光電子効果を中心として —（15:45−16:00）
69	斎藤文一，阿部昭一，牧口一男（新潟大理）	ナトリウムD線昼間大気光（Ⅰ）（16:00−16:15）
70	竹内郁夫（詫間高専数），三沢清敏（防大物理）	OH回転温度決定のための逐次近似法（16:15−16:30）
71	三沢清敏（防大物理），竹内郁夫（詫間高専数）	OH回転温度測定のためのスペクトル線観測に関する或る注意（16:30−16:45）
72	三沢清敏（防大物理），竹内郁夫（詫間高専数）	内部重力波によってmodulateされたOH回転温度及び強度，及び557.7 nm線の強度の変化（16:45−17:00）
73	竹内郁夫（詫間高専数），三沢清敏（防大物理）	OH(6−2) bandの発光機構（17:00−17:15）
74	三沢清敏（防大物理），竹内郁夫（詫間高専数）	夜光発光線（OH，O_2，NaD，557.7 nm）間の強度相関の季節変化（17:15−17:30）

第3日　5月5日（月）　13：30－17：15

第Ⅲ会場

希ガス，隕石　　　座長　兼岡一郎（東大理）

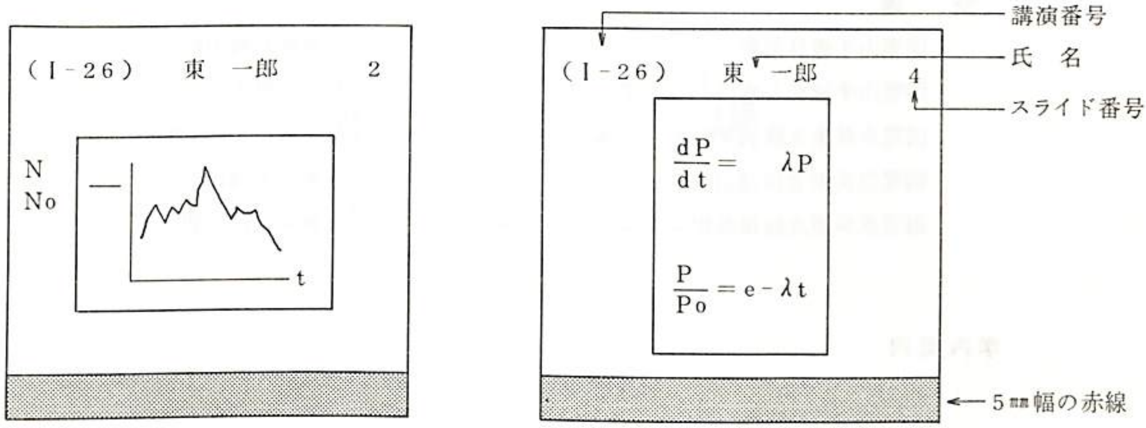
Ⅲ－58	本田勝彦，浜野洋三，栗田敬，輪座利彦（東大理）	岩石破壊の際の希ガスの放出　（13:30－13:45）
59	比屋根肇，小嶋稔（東大理）	メルトと結晶への希ガスの分配係数（13:45－14:00）
60	高岡宣雄（山形大理），小嶋稔（東大理），仁藤修（東大物性研）	Premier鉱山産ダイアモンドのK－Ar年代測定の試み　（14:00－14:15）
61	小嶋稔（東大理）	地球における希ガスの分布 ── 地殻とマントルの物質交換 ──　（14:15－14:30）
62	斎藤和男（山形大理） E. C. Alexander, Jr.	ペグマタイト鉱物中の稀ガス　（14:30－14:45）
63	永田武，船木實（極地研）	エコンドライトの磁気的分類　（14:45－15:00）
64	船木實，永田武（極地研），百瀬寛一（信州大理）	コンドルールの残留磁気　（15:00－15:15）

古地磁気Ⅲ　　　座長　新妻信明（静岡大理）

Ⅲ－65	堂面春雄（山口大教育）	Matuyama Reversalに関する松山・資料について　（15:15－15:30）
66	当舎利行，河野長（東大理）	推古海山より得られた玄武岩を用いた古地球磁場強度測定　（15:30－15:45）
67	乙藤洋一郎，笹嶋貞雄（京大理），西村進（京大教養），Agus DHARMA，Fred HEHUWAT（NIGM, Indonesia）	北部スラウェシ（インドネシア）の古地磁気（15:45－16:00）
68	登内正治，古田俊夫，小林和男（東大海洋研）	丹沢山地の磁気的性質　（16:00－16:15）
69	伊藤晴明，時枝克安，野津幸夫（島根大理）	北上山地白亜紀花崗岩体の古地磁気学的研究（16:15－16:30）
70	小玉一人，松田時彦（東大地震研）	西南日本外帯の古地磁気学（序報）（16:30－16:45）
71	西田潤一（大谷大），桂郁雄，笹嶋貞雄（京大理）	丹波帯のレッドチャートの古地磁気（16:45－17:00）
72	笹嶋貞雄（京大理），伊藤晴明，時枝克安（島根大理），鳥居雅之，林田明（京大理）	日本列島の古地磁気学の総括と二，三の問題点（17:00－17:15）

スライドの様式について

学会講演の際のスライドの誤操作を防止し，講演が円滑に進行するように，下図のようにスライドを作成して下さい。



。画面（正立位置）上に講演番号（カッコ内に），著者氏名（著者が複数の場合は筆頭著者），スライド番号（1，2，3 ……の順に）を鉛筆・サインペン等ではっきり記入。

。スライド下端に幅5㎜の赤鉛筆等で記入。

東京工業大学への交通，学内案内

東京工業大学

東京都目黒区大岡山２－１２－１

電話　（０３）７２６－１１１１

交　通

国電山手線目黒駅 ——（８分）—— 目蒲線大岡山駅

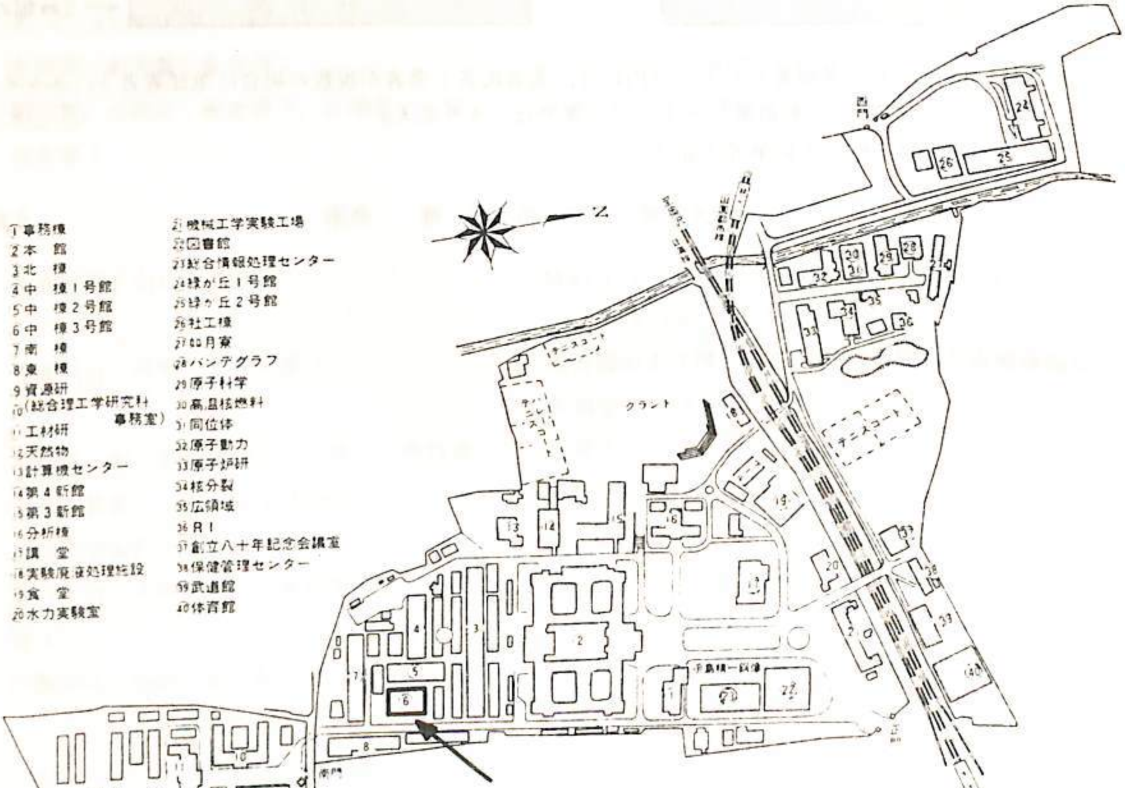
国電山手線渋谷駅 —（15分）— 東横線自由が丘駅 —（３分）— 大井町線大岡山駅

国電京浜東北線大井町駅 ——（11分）—— 大井町線大岡山駅

国電京浜東北線蒲田駅 ——（15分）—— 目蒲線大岡山駅

国電京浜東北線横浜駅 —(27分)— 東横線田園調布駅 —(4分)— 目蒲線大岡山駅

学内案内



自家用車による参加は御遠慮下さい

第 1 会場

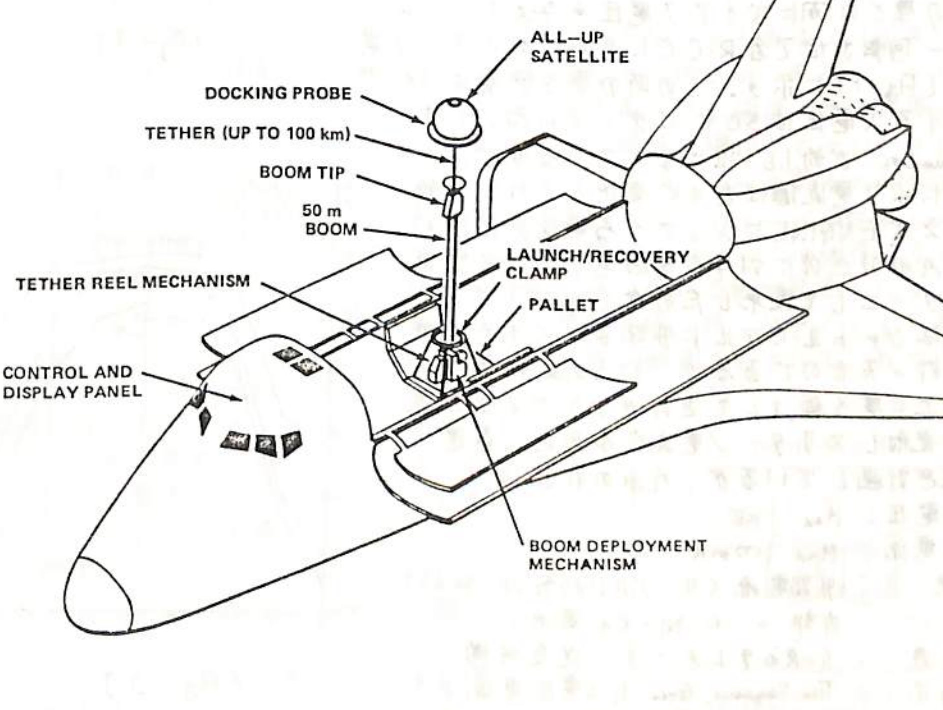
I-1　Shuttle / Tethered Subsatellite System (TSS)の紹介と米国における研究の現状

小山　孝一郎
東京大学宇宙航空研究所

Shuttle / Tethered Subsatellite System (TSS) は Space Shuttle Orbiter の利用度を高めるものとして期待されている。Space Shuttleから直径約1mm のワイヤの先端につながれたsatelliteは実験の目的に応じて Space shuttleと地球、subsatellite と地球に働く重力差を利用することにより、Shuttle の cargo bay から、地球から遠ざかる方向にも、地球に近づく方向のいずれにも置かれうる。

Shuttle とTethered Subsatelliteの距離は最長100 Km である。Subsatellite は従来と同じような衛星であってもよいし、例えば大きなconductive な balloon であっても良いが、両者のTSSの応用の本質的な違いはShuttle とSubsatellite をつなぐTetherが insulator か、conductive な wireであるかによる。

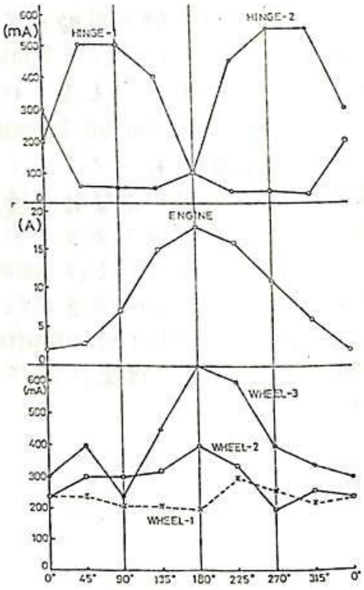
前者の一例としてはsubsatellite は高度 100 Kmを飛しょうする衛星であり、後者の場合はconductive なwireを ELF，VLFの送信、あるいは受信 Antenna として用いる可能性がある。本稿ではTethered subsatellite の基本的な idea，現在 NASA の取り組んでいる技術的な問題、および近い将来における科学観測への TSS の応用について米国における研究の現状を紹介する。



I-2　スペース・シャトル・リターン電流の
シミレーション実験

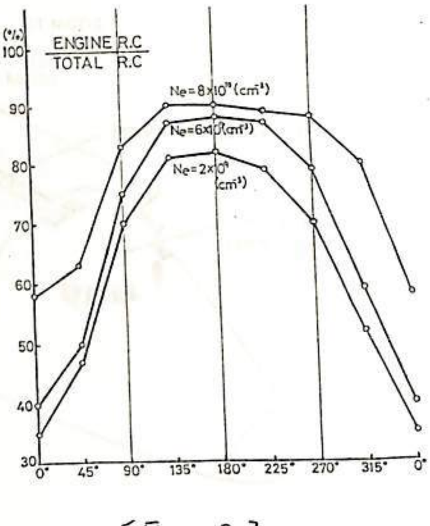
矢守章，河島信樹
東大宇宙研

1982年東大宇宙研SEPACグループによりスペース・シャトルを利用した数KeVの電子ビーム放出実験及びMPDアークジェット・プラズマの放出実験が予定されている。シャトルより電子ビームが放出されると，シャトル電位が上昇する為，リターン電流がシャトルに流れこみ放出された電子ビームを相殺せしめる。ところが，シャトル表面は殆んど絶縁性の耐熱タイルで被われている為リターン電流が流れこむ導電部分は少なく，そのリターン電流分布はシャトルが電離層中を約8Km/sの速さで飛んでいる為，シャトル形状，姿勢に依存するものと思われるが，我々は60㎝×1mの真空チェンバー中にその姿勢が変えられる様にシャトル・モデル（約17cm）を設置してリターン電流分布のシミレーション実験を行ったのでここに報告します。



〔Fig－1〕

同軸型プラズマ・ガンで約8Km/sの高密度プラズマ流を発生させ，プラズマ・ガンより約80cm離してシャトル・モデルを吊るした。なお，シャトル・モデル上に8個の金属板（R.C.C）を張りHINGE1～4，ENGINE，WHEEL1～3，と称し，タンク壁との間にバイアス電圧を与えて，シャトルモデルを一回転させて各R.C.Cに流れこむリターン電流の変化を〔Fig-1〕に示す。この時の電子密度は8×10^{10}（cm^{-3}）でバイアス電圧は50Vとなっている。イオンのMach Numberが約1.6位になっているので，シャトル姿勢により電流値は大きく変化している。絶対値より言えばENGINEに入ってくる電流が圧倒的に大きく，それの全体に対する割合をプラズマ密度をパラメーターとして表わしたのが〔Fig-2〕である。



〔Fig－2〕

上述の実験はシャトル・モデルに外部よりバイアス電圧を与えて行ったものであるが，約50cm長のシャトル・モデル上に電子銃エレキをのせプラズマ中で電子ビームを発射してリターン電流分布測定，帯電圧測定の実験を計画しているが，それの仕様は

- ビーム電圧：Max 1KV
- ビーム電流：Max 100mA
- 電　源　：外部電源（ケーブルによりチェンバー外より）
  内部〃（Ni－Cd電池）
- 信号伝達　：6chのテレメーター送受信機
- 制御方式　：Time Sequence, Gain, ビーム電圧-電流をテレメーター送受信機により制御
- システム・スタート：外部よりレーザー光線でスタート。

となっている。

I-3　宇宙空間における帯電現象の研究

佐々木 進，小山 孝一郎，高橋 邦明，河島 信樹
東大．宇宙研

１９８２年末に予定されているスペースシャトルからの大出力電子ビーム放出実験（最大出力 7.5 kV，1.6 A）では スペースシャトルは負の電荷を失って宇宙空間プラズマに対し正電位に強く帯電すると予想されている。この帯電現象の研究は スペースシャトルの航行安全の立場から重要であるが、我々はより一般的に宇宙空間プラズマ現象のひとつとして研究を行っている。

宇宙空間における帯電現象は

1. 発電機構を持つ天体（I。衛星等）
2. active な放射線（高エネルギー電子，ＵＶ等）の照射を受ける天体又は人工飛翔体
3. 荷電粒子放出実験を行う時の人工飛翔体

でみられる現象で、従来考えられてきた以上に重要で一般的なものである。この現象は帯電をひきおこす要因のエネルギーが 電場の形成、それによるプラズマ加速の過程を経て粒子・波動へと移行する過程を伴い、プラズマ物理学にも興味深いものである。

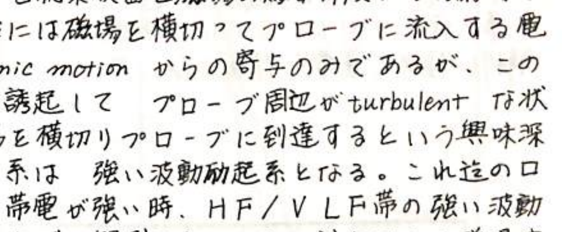
天体又は飛翔体が電荷を失ったりあるいは得たりする場合に帯電現象はひきおこされるが、その帯電量（帯電電圧Φ）は

トランジエントには　$\Phi(t) = \frac{1}{C}\int_0^t I\,dt$

定常状態では　$I = \int_S i_S(\Phi)\,ds$　で与えられる。

ここで　I：単位時間に天体又は飛翔体に流入又は流出する帯電要因による電荷量
C：静電容量
i_S：宇宙空間プラズマから単位面積当りに供給される電子又はイオン電流

従って 帯電電圧は関数形 $i_S(\Phi)$ が決まれば上記の関係式から求まることになる。$i_S(\Phi)$ は高圧の single probe 特性そのものであるが、電流集収面と磁場の為す角度にも依存する。プラズマが single particle として扱える場合には磁場を横切ってプローブに流入する電子又はイオン電流（$i_{S\perp}(\Phi)$）は、E×B の dynamic motion からの寄与のみであるが、この量が大きくなると ring current 型の不安定性を誘起して プローブ周辺が turbulent な状態になり 粒子は波動による散乱をうけて磁場を横切りプローブに到達するという興味深い状態になる可能性がある。この場合その帯電系は 強い波動励起系となる。これ迄のロケットからの電子ビーム放出実験においても、帯電が強い時、ＨＦ／ＶＬＦ帯の強い波動が励起されプラズマプローブ類に乱れたスパイクが、観測されている。我々はこの磁場中での高圧プローブ特性を研究する為、小型の多電極プローブを作成して研究している（右図）。この多電極プローブは磁場と並行に入ってくる電流（$i_{S\parallel}(\Phi)$）と、磁場を垂直に横切って入ってくる電流（$i_{S\perp}(\Phi)$）とを区別して測定し $i_{S\perp}(\Phi)$ とプローブ周辺に形成される turbulent 領域との関係を調べるものである。更にエミッシブプローブを用いてプローブに注入する電流の経路を調べることも予定している。



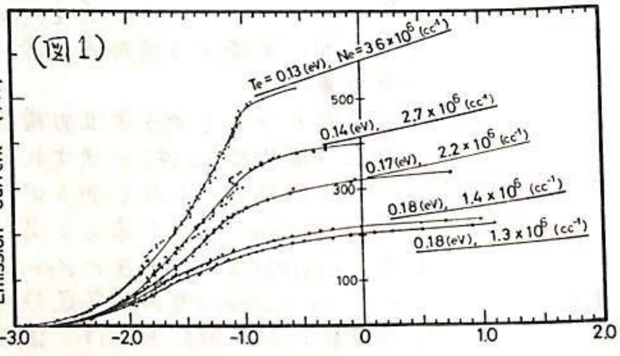
a: trapping region
b: dynamic region
c: parallel region

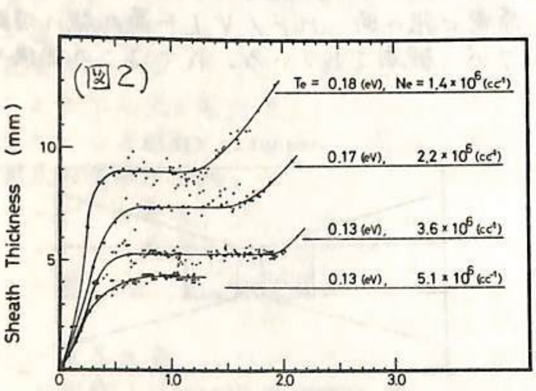
I-4　低エネルギー電子ビームによるプラズマ波励起機構 (I)

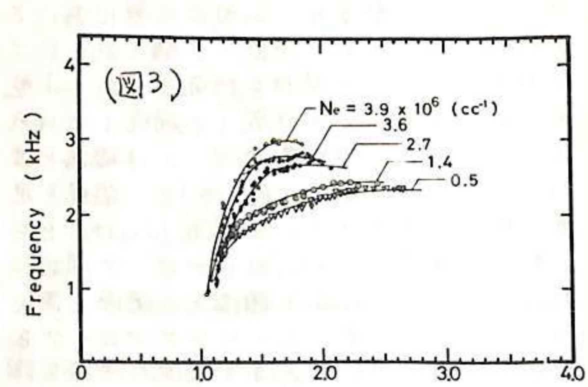
筒井 稔　松本 紘　木村 磐根
（京都大学　工学部）

電子ビームとプラズマとの相互作用は理論的にはいわゆる二流体不安定性として静電モードの波動を扱っているが、自然界とりわけ宇宙空間プラズマ中では物理量の不均一性や境界の複雑さにより、簡単な記述はあてはまらない。飛翔体に取付けられた電子銃から放出される電子ビームによるVLF波動励起はその一例である。筆者等は以前よりこの種の相互作用による波動励起機構を明らかにすべく精密な実験を行なってきており徐々にその姿が明らかになってきたので報告する。

プラズマ中に浸されたフィラメント陰極から放出される電子のうち波動励起に寄与する電子のエネルギーについては今まで極めて曖昧であったが、それが今回の実験で明らかとなった。実験はフィラメント電位とフローティング電位から放出電子のエネルギーを求めるものである。上記電位差と放出電流の関係を図1に示す。放出電流が0となる電位がプラズマ電位（エミッシブプローブの原理）と考えられるので、その電位から右側へ測った電圧は放出電子のエネルギーに相当する事になる。この曲線は直熱形陰極をもった同軸円筒二極管におけるChild-Langmuirの式と良い一致を示した。この事から逆にフィラメント周囲に形成されたシースの厚さを　　結果となった。図2は各プラズマパラメータにおけるフィラメントのプラズマ電位からの沈みと、その時のシースの厚さを示したものである。図中平坦部分のシースの厚さλ_{sh}はデバイ長をλ_Dとすると$\lambda_{sh} \simeq 3.5\lambda_D$という結果を得た。このような境界領域からプラズマ中に放出された電子により波動の励起されるのであるが、その時の電子のエネルギーと励起周波数の関係を図3に示す。図から、プラズマ波の励起はビーム電子のエネルギーが1eVを越えると起っている事を示している。これは今後進める解析に極めて重要な情報となった。



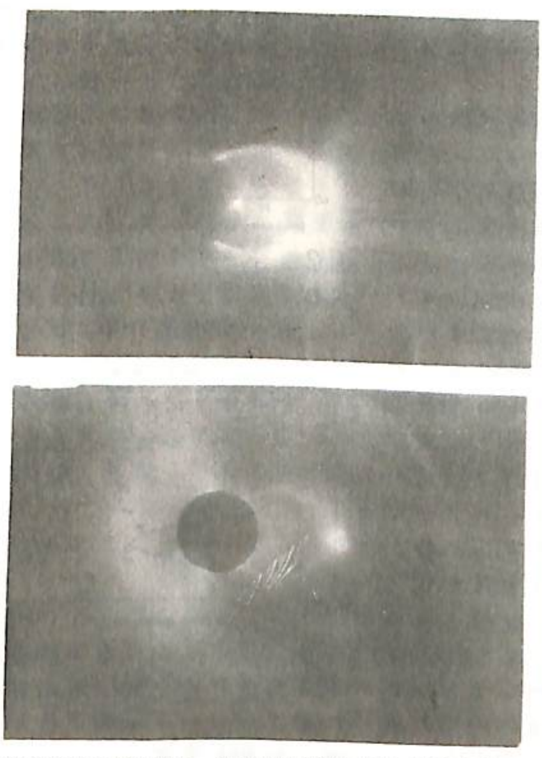




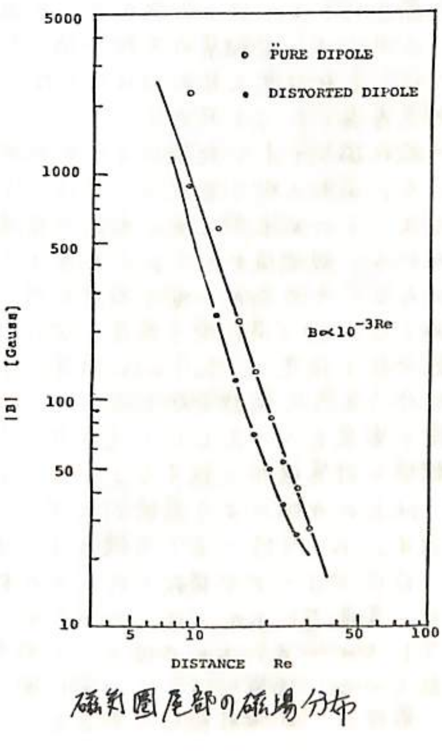
I-5　モデル磁気圏の磁力線トレーシング

南 繁行、中西 繁孝、堤 四郎、竹屋 芳夫
大阪市立大学工学部

地球磁気圏の尾部での現象の解明に寄与することを目的にしてモデル磁気圏のシミュレーション実験を我々は行なってきたが、今回は尾部におけるプラズマ流による磁力線の変形を調べることを目的として、Powered Double Probeと称する放電電極を用いてモデル磁気圏の磁力線のトレーシングを行なった。まず、球ダイポールに磁場のみを発生させた時の磁力線を調べ、次に太陽風に対応するプラズマ流とMagnetic Dipoleの磁場との間のインターラクション時の尾部での磁力線の形状がどのようになっているかを調べた。プラズマ流中でのMagnetic Dipoleの前面では通常よく知られているショックフロントが形成されるが、尾部では純の球ダイポールの磁力線がプラズマ流によって引きのばされる。このことは、Magnetic Dipoleの尾部においたP.D.P.によって発生されたプラズマのふるまいを調べることによってわかる。また、実際球ダイポールの磁場の強さはR^3に比例して弱くなるのに対して、プラズマ流によって磁力線が引きのばされるため磁場がいつまでも残っていることがわかった。これらの現象がどこに起因しているか考察した。



(上) PURE DIPOLE　(下) DISTORTED DIPOLE
の磁力線



磁気圏尾部の磁場分布

I-6　モード減衰特性法による下部電離層の電子密度の測定（昼間の実験におけるデータ解析手順）

長野 勇　満保 正喜　深見 哲男　難波 宏司
（金沢大工）

地上局ＶＬＦ電波の下部電離中における電波伝搬の性質　つまり，ＶＬＦ電波の左旋，右旋性モード強度の高度分布を測定し，full wave計算値と実験値が一致するように　低電子密度を推定する方法（モード減衰特性法）によるロケット実験は、昭和５１年（K-9M-53号機）以来，昨年度（K-9M-67号機）までに数回行われた。最初と２回目は　日没直後に打上げられたものであり，地上局ＶＬＦ電波として　標準電波ＪＧ２ＡＳ　４０ｋHz を利用した。この観測値から電子密度を得るには、下部電離層の電子と中性粒子の衝突回数の仮定が必要であるが，日没後の電子密度の下限高度は約８０km以上であるから，その影響はあまりなく，十数個/cc～10^3 個/ccまでの低電子密度が精度良く推定出来た（図１）。

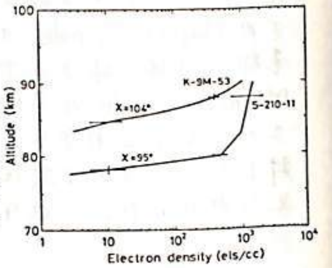


図１．日没後の下部電離層電子密度分布

一方　Ｋ－９Ｍ－６７号機実験は　日中に行われ　ＪＧ２ＡＳより放射電力の大きい依佐美局（ＮＤＴ）１７．４ｋHz信号を測定した。図２は、同ロケットで測定したＮＤＴ信号の左旋性（Ｌ），右旋性（Ｒ）強度の高度分布である。同図に見られるように、Ｌ成分は高度 68 km から 70 km 間で急峻に減衰している。また、70 km 以上ではＲ成分が卓越している。このＲ成分は，ほぼ完全な円偏波であることが確められている。これらの日中における観測値から低電子密度の算出は、次の３領域に分けて行う。

A）高度６８ km 以下の領域
B）高度６８ km ～ 71 km におけるＬ成分の減衰領域
C）高度 71 km 以上のＲ成分の伝搬領域

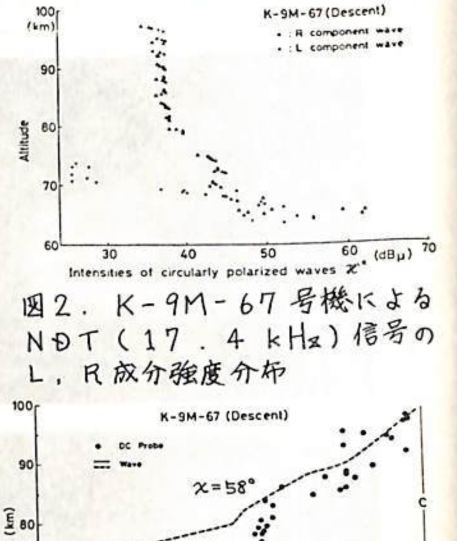


図２．Ｋ－９Ｍ－６７号機によるＮＤＴ（１７．４ｋHz）信号のＬ，Ｒ成分強度分布

日中では、電離層の下限が低いため、衝突回数の仮定には　十分注意を払わねばならない。筆者らは、季節変化を考慮したＣＩＲＡ（１９７２）の大気圧モデルから一般化磁気イオン理論による実効衝突回数分布を用いている。最初の電子密度の決定は、B)の領域から始める。Ｌモードの減衰率と電子密度の関係はすでに明らかであるから，観測値から，ある高度でＬモードの減衰率を求めると，その高度の電子密度が得られる。次にA）の領域では、B)で得た電子密度を含み、それ以下の高度を指数分布と仮定し、full wave計算により、計算値と実験値が合うように指数分布を求める。C)では、A)，B)の電子密度をベースとしてＲ成分（ホイスラモード）の実験値と計算値が一致するように、電子密度を求める。

以上の手法により最終的に決定した電子密度を図３に示す。Ｋ－９Ｍ－６７号機には、波動法と比較のために　ＤＣプローブが搭載され，その結果も同図に示してある。高度 71 km では、それらがほぼ一致しているが、７１ km ～ ８５ kmではモード減衰特性法の結果が低く出ている。講演では、この点に関し考察を加える。

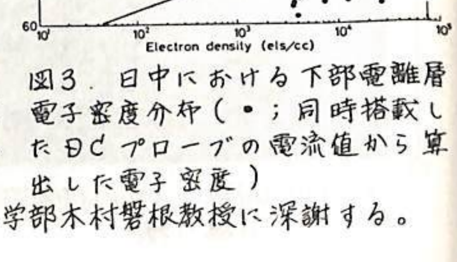


図３．日中における下部電離層電子密度分布（●；同時搭載したＤＣプローブの電流値から算出した電子密度）

最後に、日頃有益なご助言をいただいている京大工学部木村磐根教授に深謝する。

I-7　下部電離層電子密度推定における観測条件について

満保　正喜　　長野　勇　　米田　和裕
金　沢　大　学　工　学　部

まえがき　先に電離層反射波の反射係数の変分が、各高度における電子密度の変分で積分方程式の形で表わされ、繰り返し計算によって電子密度の高度分布を推定する方法について報告した。[(1)(2)] そこでは、核を実数部、虚数部に分けて積分方程式を解いた。本報告では、高度の関数である核の実数部、虚数部の独立性を二つの電波を使って調べ、それにより、電子密度推定に適する電波の条件について述べる。

本論　電子密度推定の基本式は次式で与えられる。[(1)]

$$\delta R_l = \int_{z_0}^{z_n} K_l(z)\,\delta N(z)\,dz \qquad (l = 1, 2, \cdots, m) \tag{1}$$

ただし、z_0、z_nはそれぞれ電離層下端、上端の高度である。δR_lは反射係数の変分で、$\delta N(z)$は電子密度の変分である。$K_l(z)$はこの積分方程式の核で入力諸条件で定まる量である。(1)を解くために、未知量の$\delta N(z)$を核の実数部$R_p(z)$、虚数部$I_p(z)$の線型和で表わす。[(2)] 即ち、

$$\delta N(z) = \sum_{p=1}^{m} \{\alpha_p R_p(z) + \beta_p I_p(z)\} \tag{2}$$

ただし、α_p、β_pは未定係数である。(2)を(1)に代入して、α_p、β_pについて解き、(2)で$\delta N(z)$を得る。しかしながら、この解法で(2)のR_pとI_pの独立性が保たれていないと、数値計算上誤差が大きくなる。そこで、筆者らは任意の関数系の線型独立を判定する式（Gramの行列式[(3)]）を用いて、R_p、I_pの独立性を吟味した。それはR_pとI_pをそれぞれ正規化して求めたGramの行列式Δの値により、それらの独立性を判定する。同一周波数$f = 17.4\,\mathrm{kHz}$で、入射角の異なる二波の組み合わせと、そのときのΔの値を図1に示す。計算には周波数と入射角以外の入力条件は文献(2)で用いたものを使用した。その結果、二つの電波の入射角の差が小さくなる程、Δの値も小さくなり独立性が薄れることがわかる。図2には、二つの電波の入射角の差とΔの値を示した。又、この入力条件で(1)を解き、電子密度推定のシミュレーションを行ったときに、推定電子密度分布が収束した場合を○、発散した場合を×で示した。その結果、周波数$f = 17.4\,\mathrm{kHz}$の場合、入射角が10°以上離れた電波を用いれば、電子密度推定に関して独立性があると認められた。又、ここで図示していないが、同一入射角$\theta_i = 65°$で周波数が異なる二つの電波では、5kHz以上離れれば独立性があると認められた。さらに、数々のシミュレーション例から、独立性があると認められるのはΔの値が10^{-3}より大きいときであった。よって、Δが10^{-3}より大きくなるように、取り扱う電波の条件を選べば、電子密度を推定し得る見通しを得た。

参考文献　(1) Mambo M., I. Nagano and K. Nakamura　I.S. on S.T.S.　1977
(2) 満保、長野、牧田　信学会研資 AP77-67　(3) 高木貞治　解析概論　岩波書店

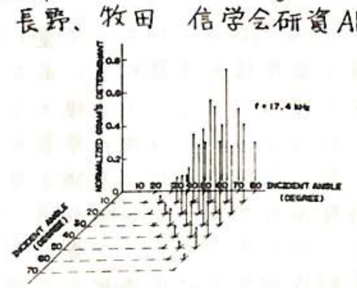


図1　入射角の組み合わせ対Gramの行列式の値

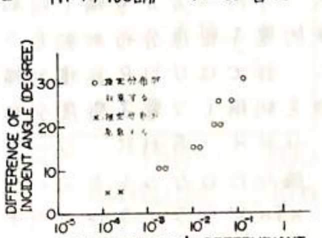


図2　入射角の差対Gramの行列式の値

I-8　インピーダンスプローブによる電子密度の観測結果（K－9M－68，69号機，S－310－8号機）

渡辺勇三　江尻全機　大林辰蔵　　東京大学宇宙航空研究所

［Ⅰ］　K－9M－69号機（昭和55年1月16日12時00分）は *Tethered payload* 実験と電子ビーム放出実験を主とした親子ロケットで搭載されたインピーダンスプローブとHF帯波動受信機は正常に動作した。　UHR共鳴とシース容量値から求められた電子密度の高度分布は典型的な昼型の分布であった。　また測定器が子ロケットに搭載されたのでロケットウェィクの影響は現われなかった。　電子ビーム放出実験が行なわれた時に次に述べるような現象が見い出された。

(1)　インピーダンスプローブのUHR共鳴、SHR共鳴、シース容量値に関して，

i　ビームにより機体からのガスが電離されて周囲の電子密度が増加した。

ii　電子ビーム放出時にプラズマ電位が下ったためにシース厚が減少した。

iii　シース厚減少に基づき衝突効果が減ってSHR共鳴のQ値が上昇した。

iv　電子銃のヒーター通電時（熱電子流出時）にシース容量値が増加した。

(2)　HF帯波動受信機によって得られたUHR波動、nf_H波動、放送波に関して，

i　これらの波動の受信レベルはロケットのスピン周期に従って変化した。

ii　UHR波動はビームを放出した時にだけ f_{UHR} のところに観測された。

iii　$(1\sim11)*f_H$ のうち $(2\sim3)*f_H$ の波はビーム放出により増幅された。

今回の実験によってHF受信機のノイズ対策、技術開発が終りシステムが確立されたので次回に予定されているS－520－2号機による実験が期待される。

［Ⅱ］　S－310－8号機（昭和55年2月2日17時47分）により日没時の特異な中間型の電子密度分布が測定された。　観測された電子密度の高度分布にはこれまでの観測結果（K－9M－59号機とS－310－6号機）と同じように次に述べるような特徴が見い出された。

i　日没直前の電離生成率の高度分布に基づき125 km附近にピーク層が出た。

ii　夜型E-F Valleyの初期のものと思われる谷状構造が135 km附近に現れた。

日出前（太陽天頂角：約95°）に計画されているS－310－9号機では次に述べるようなことが期待される。

iii　iで述べたピーク層は出ないで単にE-F Valleyのみが観測されると思われる。

iv　場合によっては夜型の特徴であるM層がE-F Valley中に出るかもわからない。

［Ⅲ］　K－9M－68号機（昭和54年9月11日10時00分）によって夏の昼型の代表的電子密度分布が測定された。　観測時の電子密度値が予想以上に高かったために一部ではUHR共鳴が検出されなかったがその領域ではシース共鳴とシース容量値の特性を利用して電子密度分布が求められた。　このロケットでは次の事象が生じた。

i　UHR、SHR、シース容量値は約51秒の長い周期のスピン変調を受けた。

ii　降りにロケットウェィクに浸り非一様電子密度中のプローブ特性が得られた。

iii　nf_Hピーク、$2f_P$とMPRの凹みが検出され、MPRでプローブ姿勢を得た。

iv　プローブ展張時に機構的な不具合により異常動作が生じて展張が少し遅れた。

次回はK－9M－72号機が予定されている。　太陽活動度極大期における観測結果が期待される。　以上は昭和54年度のインピーダンスプローブ実験の速報である。

I-9

K-9M-68号機による超高層大気の密度測定

賀谷信幸，松本治弥，江尻全機
（神戸大　工）　　（東大宇宙研）

SEPAC計画で用いられる電離真空計の宇宙空間での飛翔実験ならびに高度80kmから300kmまでの中性大気の密度，温度測定をおこなうため，観測ロケットK-9M-68号機に真空計が搭載された。ロケットは1979年9月11日1000に内之浦より打ち上げられ，高度352.6kmに達した。電離真空計は正常に動作し，宇宙環境に十分耐えうる事が明らかとなり，所用のデータの取得に成功した。

本実験に用いた真空計は，ダイナミックな真空度変化をとらえるため応答速度の速いB-A Gaugeを採用し，強度的に補強し，低パワーのフィラメントに改良したものである。宇宙空間での電離真空計の使用は例が少なく，プラズマ，太陽光による外乱が予想された。外乱を調べるため，同型のGaugeをもう一本搭載し，Filamentを動作させず，Ion Currentのみを測定した。この結果，外乱はない事が判明した。

上昇時はロケットからのOutgasのため，中性大気を測定する事ができなかったが，下降時にスピン・モジュレーションを受けた中性大気を測定することができた。このスピンモジュレーションは真空計がロケット軸に垂直に取り付けてあるために，ロケットが形成する中性ガスのWakeによるものである。このWakeを利用して，中性大気の温度測定が試みられた。すなわち，このスピン・モジュレーションの形状は，ロケット速度(V)と，中性大気のThermal Velocity ($\sqrt{2kT/m}$)によるマッハ数で決まるからである。今回の実験ではK型ロケットを用いたため，ロケット速度が速く，マッハ数が大きいため温度変化によるスピン・モジュレーションの形状変化は認められなかった。しかしながら中性大気の密度分布は求める事ができた（図1）。ここで注意すべき事は，電離真空計はその原理より大気の真空度を測定するのではなく，密度を測定するものである。

この密度分布より静水圧の式から，一点の温度を仮定することにより，温度分布圧力分布をもとめることもできた。データ処理の結果，CIRAモデルと比較し，120km以下の高度で密度が少なく，120km以上の高度で密度が多い事が判明した。この日は太陽活動がかなり活発であったことが予想される。

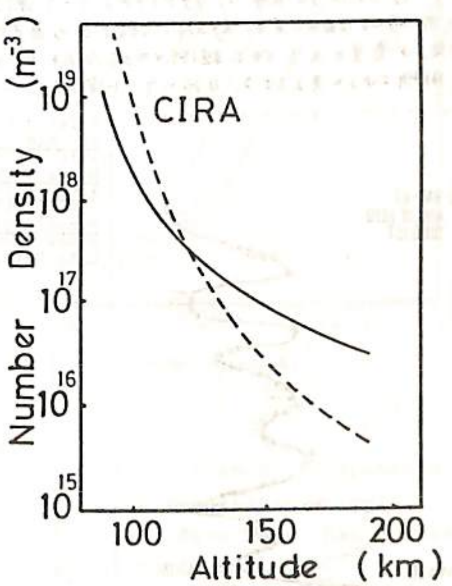


図1　密度プロファイル

I-10　K-9M-67号機で得られた電離層イオン温度の垂直構造について

南 繁行　堤 四郎　竹屋 芳夫（大阪市大工学部）

［まえがき］ 3メッシュ平板型R.P.A.を用いて正イオン温度測定を行なった。測定器についてすでにのべたので（前回講演）、今回は解析結果について検討を行なう。プローブ特性の各電圧掃引値(V_i)に対する測定電流$I(V_i)$をペンシルフォロアで12ビットAD変換後、プラズマ密度N_0、イオン温度T_i、プラズマ電位V_sを未知としての理論値$J(V_i)$と比較し、次式による最適フィットを行なった。誤差評価関数 $G=\sum_{i=1}^{n}\{\log J(V_i)-\log I(V_i)\}^2$ が最小になる時のプラズマパラメータが得られる。解析の結果、プローブ印加電圧の上昇時と下降時各々より求めたT_iに系統的な差異は見られず、プローブ電極の品質管理のよさが確かめられた。なおプローブのアタックアングルαはプローブにより直接測定され、これは同時に測定されたSUS, GAHによる姿勢測定結果とよく一致し、SUSの利用出来ない夜間や南極でもこのR.P.A.の測定が可能である事が確かめられた。得られた結果は次のとおりである。

［結果］ 第1図にT_iの分布を示す。得られたプラズマ電位の結果と、従来からの質量分析の結果より、質量M=30からM=16への遷移層は150 kmから160 kmの高度にあった。全高度を両質量で解析し、上記高度で実線のように切換えた。プラズマ密度分布を第2図に示す。

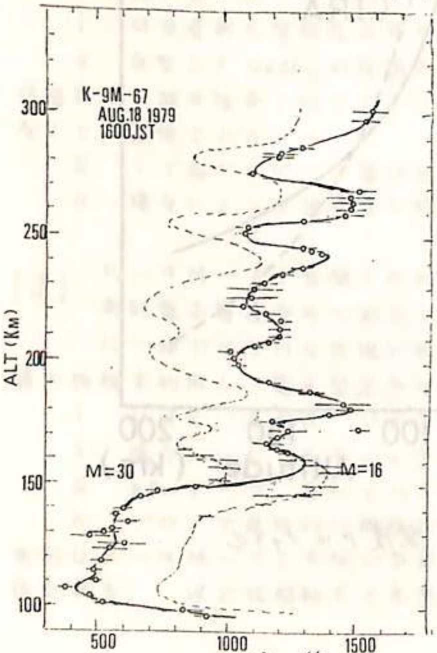
［検討］ ① 150 km付近の15 kmの高度間でイオン温度が2倍以上変化する。この温度を維持するためには、この領域で相当小さい熱伝導率とかなり強い水平風を必要とする（Hines 1965）

② 高度95～105 kmでの高温層はHenson(1965)の指摘する通り、中性大気のAerodynamic Heatingによると考えられるが、測定点が少ないので断定はできない。

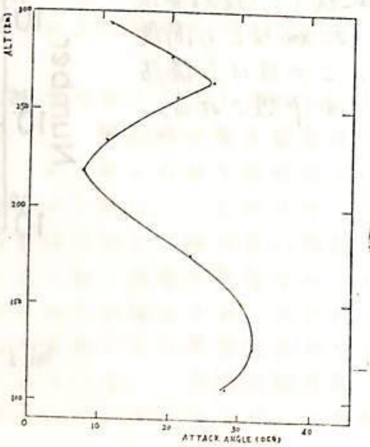
③ 太陽活動の大なる時期のため、大気標準モデルに比べ高温である。全高度において特筆すべきはイオン温度のwave-like structureの出現である。150 km以下で10%、それ以上で15～20%のexcursionがある。この規則正しい変動はKnudsen(1965)の指摘する内部重力波等による大気振動の効果によるかと思われる。第3図のアタックアングルの結果及び一様な密度分布（第2図）から、これはプリセッションのためではない。速度を1000 m/sとするとその振動周期は20～30 secとなる。Hensonによるとこの現象は日中時々発生し、数時間持続すると云われている。定量的な考察を行なっている。

［まとめ］ 得られたT_i分布は、サテライトのドラッグ測定のような平均的なスケールハイトからは見出せない瞬時的なものである。hydro-staticな熱平衡が得られない場合のロケットによる直接測定は貴重であり、地上観測との総合解析を行なうことにより、マクロな熱収支の機構が解明されると考えられる。なおロケット実験スタッフとりわけ東大平尾教授に感謝します

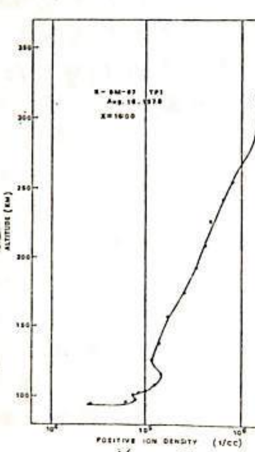
References;
Jacchia 1971 Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. Smithsnian Astrophisical Obs. Rp332
Hines 1965 Dynamical heating of the upper atmosphere, JGR 70,177
Knudsen 1965 Evidence for temperature stratification of the E region, JGR 70 143
Minami 1979 System design of ion temperature probes on board three space sounding rockets, Memoirs of the Faculty of Engineering Osaka City Univ. Dec 17-42



第1図



第3図



第2図

I-11 High energy tail enhancement of Thermal electrons, plasma irregularities and electrodensity increase over Uchinoura

Koh-ichiro OYAMA and Kunio HIRAO
Institute of Space and Aeronautical Science University of Tokyo

Electron energy distribution of thermal energy region (0.1 eV ∿ 2 eV) was measured in the lower E and F region in 22 January, 1978 near the focus of S_q current system. The measurement showed remarkable enhancement of high energy tail of energy distribution in the midst of "hot electron layer" which appears at the height of ∿105 Km in winter. Rather weak enhancement of high energy tail was also found at the heights of 130 ∿ 150 Km. Intense plasma irregularities were detected at these two high energy prevailing heights. Wriggle structures which might be due to vibrational excitation of O_2 were found in the energy range of 0.3 ∿ 1 eV at the heights of 113 Km ∿ 137 Km.

Electron density which was simultaneously obtained by means of RF plasma probe was ∿50 % higher than average midlatitude electron density in all E region (90 ∿ 160 Km). Data to be shown are send harmonise components of probe characteristic curve which covers from 90 Km to 350 Km. (several of these are shown in Fig. 1), electron temperature probe data and electron density data.

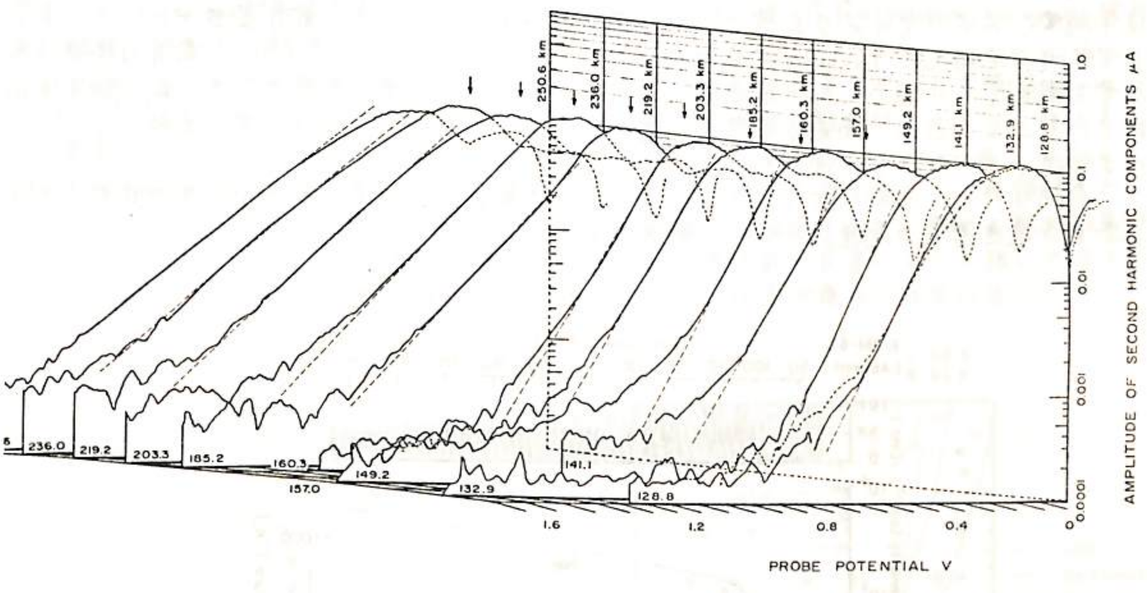


Fig. 1 shows the semilogarithmic plottings of second harmonic components of v-i curves at the height of 128 ∿ 250 km. Note remarkable wriggle structures between 0.64 ∿ 0.96 eV in there curves. Also note that curves of 141.1 Km and 149.2 Km have excess high energy tail.

I-12　K-9M-62による電離層E領域の電子密度ゆらぎの観測結果

森 弘隆　小川 忠彦　宮崎 茂
郵政省 電波研究所

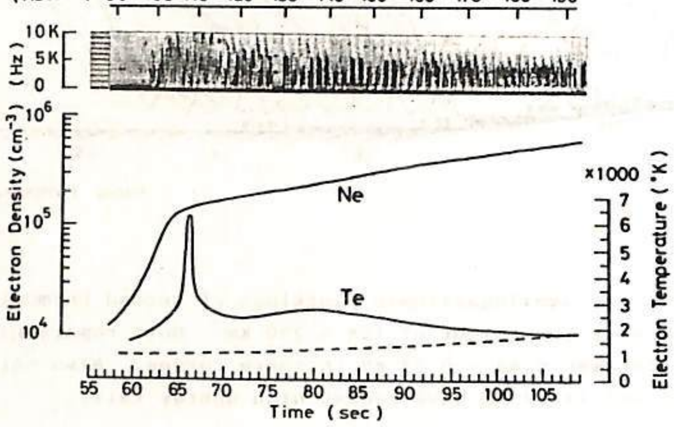
電離層E領域は中性大気圏と電離圏との境界領域にあたり，この領域のダイナミックスの解明は，両圏の相互作用を研究する上で重要である。

K-9M-62は，E領域を総合的に観測することを目的に，K-9M-55にひきつづき計画された。K-9M-55は夏期の観測を目的に昭和51年9月16日午前11時00分に発射されたが，K-9M-62は冬期の観測を目指して昭和53年1月22日午前11時00分10秒に発射された。K-9M-62には，電子密度，電子温度，電子エネルギー分布，DC電場，DC磁場，太陽紫外線，および我々の担当の電子密度ゆらぎの測定器が搭載された。

電子密度ゆらぎの観測は，直径3cmの球プローブ（表面アエロダッグ塗装）2個を各々ロケット先端部と胴体部から約20cm展張して配置し，これらに+2.6Vの固定バイアス電圧を加え，2秒間毎の切換えで，各プローブに流入するDC−8KHzの電流成分を検出し，専用の広帯域テレメータを使用して伝送する方式で行った。2個のプローブを時分割で用いたのは，ロケットによるプラズマの擾乱の影響を調べるためである。

図は，ロケット上昇時の観測結果の一部である。E領域付近の電子密度（Ne）分布は単調増で，スポラディックE層のような構造は存在していない。電子温度プローブTEL［宇宙研平尾研究室］による電子温度（Te）は，高度110km付近に顕著な高電子温度層を観測した。図の上部の周波数スペクトルは，我々の電子密度ゆらぎの観測結果を解析したものであるが，高電子温度層付近で，ゆらぎのスペクトルの上限周波数が10KHzにまで達していることが注目される。

今回は，K-9M-55とK-9M-62で観測された電子密度ゆらぎの比較，および高電子温度層との関連について，報告する。



I-13　K－9M－67号ロケットによる
プラズマ波動波数計測

大家　寛*，小野高幸**，三浦　悟*
*東北大学・理，**国立極地研究所

序　宇宙空間プラズマ波動は，周波数空間ωの情報に加えて，波数空間kの情報を得ることにより，ω－k空間において一意的に同定され，性質が完全に把握される．K-9M-61号機において波数測定装置が開発され，改良が加えられつつ実験を行なっているが，今回はK-9M－67号機(1979年8月18日16:00発射)の結果を報告する．

解析　プラズマ波動に伴う電位変動を図1に示すセンサー群でピックアップし，それらを超狭帯域増幅(60Hz)し，センサー間の電位変動の位相差を検出した．周波数は，2.32kHzから8.22kHzまでの12段階の固定周波数を切り換え，前のロケット実験に比べて，受信周波数を拡大した．本実験では，観測値を，分散曲線の理論値と対比させることにより，センサーの配置により生ずるambiguityを取り除くことにした．観測値から，波数ベクトルが磁力線に対して垂直あるいは平行であるという2つの極端な場合について波数の大きさを求めたが，波数ベクトルが磁力線に対して垂直である場合は，受信電位がspin変調を受けるため，統計的な処理で波数ベクトルを3次元的に求めることができた．

結果　図2に解析結果の例を示す．理論値は，$T_i=500$ K，$T_e=1500$ Kと仮定したときの値であるが，LHR波(一点鎖線)，イオン音波(細い実線)に対して，波動と測定装置の相対速度によるdoppler効果を考慮し，DU，DLで表示している．またioncyclotron harmonic波は太い破線で囲まれる領域に存在している．

観測値はロケット発射後306秒から342秒のデータの解析結果であるが，この時Antenna biasはoffで，Hot Cathode 1のみがonである．本実験の観測結果により，低エネルギー電子ビームによって励起されるプラズマ波動は，i) LHR ion cyclotron波，ii) ion cyclotron harmonic波，iii) ion音波の3種類のモードが同時に存在することが再確認された．

図2において，3.77 kHzおよび4.60 kHzの周波数に理論値と大きく離れた観測結果が示されているが，これらの周波数に対する観測時に同時搭載の装置によって強い干渉を受けていることが判明したため，現在その効果を取り除く作業が進められている．

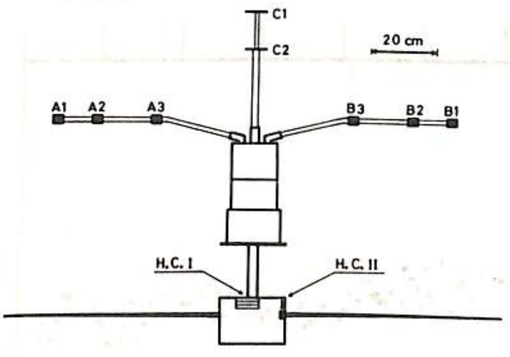


図1　センサー部

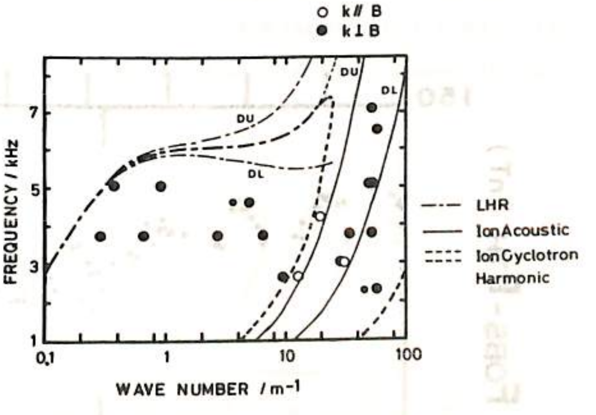


図2　波数測定結果

I-14

S-310-5号機による電離層電流系の観測(Ⅲ)

小川 徹、薮崎 努、北野 正雄
(京都大学工学部)

前回までの報告[1]でS－310－5号機による高度高分解能スカラー観測の結果とベクトル観測の一部をのべたが、その後ベクトル観測のデータ処理が進んだので報告する。

S－310－5号機による磁場のベクトル観測はロケットの下降時にバイアス磁場を加えて行った。解析はロケット座標から見た磁場の3成分を求め、それを地球座標に変換する方法を用いた。[2]

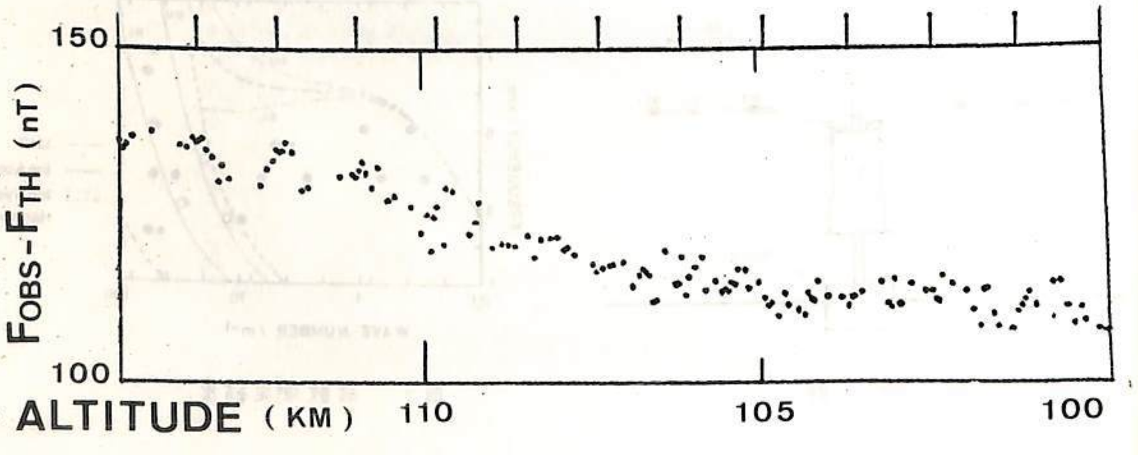
図に一例を示す。現在までに得られた結果は次の通りである。

$$X = -35 \pm 5\ \mathrm{nT}$$
$$Y = 5 \pm 10\ \mathrm{nT}$$
$$Z = -10 \pm 5\ \mathrm{nT}$$

ロケットのコーニング角が±21．5°と大きく下降時の高さ100KM附近で、太陽がセンサーの死角に入ったため、内挿により太陽位置を定めている。このため誤差が大きくなっているが、解析精度の向上を検討中である。また磁場変化の高度分布は108KMが中心であって、上昇時よりもやや高くなっている。

文献

1) 薮崎、北野、小川 ：地球電磁気学会 第65回講演会予稿 I－30P (1979).
小川、薮崎、北野 ：地球電磁気学会 第66回講演会予稿 I－16P (1979).
2) 薮崎、北野、小川 ：宇宙研報告 15 431 (1979).



I-15 Theory on Effects of Resonance Scattering Conversion of the Planetary Radio Waves due to Turbulent Plasma (II)

Hiroshi OYA and Hiroshi MIYAOKA

Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

Theoretical formulae have been developed for the calculation of the energy conversion rate of the planetary radio waves under the two conditions of the plasma irregularities expanded both in parallel and perpendicular to the magnetic field. For the case $f_p/f_c \ll 1$, where f_p and f_c are the plasma frequency, and the electron cyclotron frequency, respectively, there is a channel where the wave number $\vec{k}_x$ of the R-X mode and the wave number $\vec{k}_0$ of the L-O mode indicate very close values each other. A large scale irregularity of the plasma distribution that has the characteristic wave number $\vec{k}_m$, then, makes a resonant condition, $\vec{k}_0 - \vec{k}_x = \vec{k}_m$.

For the spectrum of the irregularity that takes a preferable peak value near at $|\vec{k}_m|$, then, the very large conversion rate of the energy from the R-X mode to L-O mode takes place near at f_p or f_c; the conversion rate, for this case, approaches to $(N_1/N_0)^2/\pi k_w{}^2$ where N_1, N_0 and k_w are the irregularity density, background density and the parameter to indicates broadness of the spectrum in k-space when the spectrum function is assumed by Gaussian distibution with respect to the wave number $\vec{k}_m$. The theory gives a basic understanding for the planetary radio waves emissions for the condition $f_c \gg f_p$. The original plasma wave is generated at the local upper hybrid frequency; that indicates $f \approx f_c$ for $f_p/f_c \ll 1$. This wave is converted into the escape mode that can be emitted into the interplanetary space, at the portion where the wave frequency coincides with the local plasma frequency i.e., $f \approx f_p$. The calculation indicates that near $f \approx f_c$, the conversion rate is largely controlled by the characteristics of the irregularity and can be expected only under a special condition while the conversion at $f \approx f_p$ is constant and indicates steady feature without dependency on the characteristics of the irregularity. The results suggest that the Jovian hectometric radio waves, long decametric radio waves with frequency lower than 5 MHz, and the auroral kilometric radio waves are resulted mainly by this conversion process near at $f \approx f_p$, and the Jovian short decametric radio waves can be attributed to the nonlinear scattering near at $f \approx f_c$.

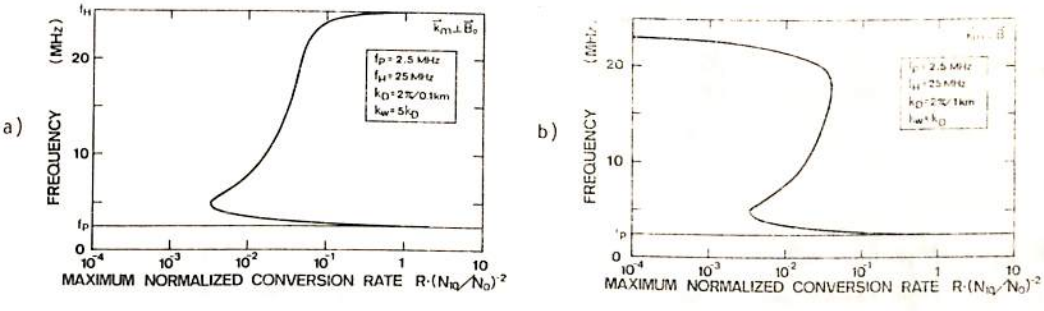


Figure 1. The maximum portion of the conversion rate versus frequency for the field-aligned irregularity case ($\vec{k}_m \perp \vec{B}_0$) with f_p=2.5 MHz and f_c=25 MHz, for the following two cases; a) wide k-spectrum (k_D=62.83, k_w=314.2), and b) narrow k-spectrum (k_D=k_w=6.283).

I-16　AKRの発生機構

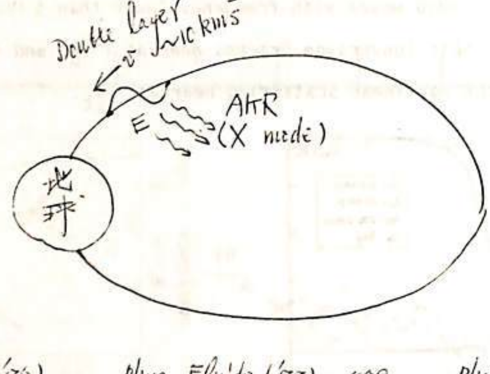
九大教養　蒋部元宏

筆者は最近，乱れ又はコヒーレンスを含んだ媒質からの異常輻射の素過程を調べ induced bremsstrahlung radiation の process がプラズマの物理として従来無視(見すごされて来た)されていた事を示した。(文献1)　この process の physics については前回の学会で報告しているが，ここではその他フランスの group (文献2) でも同一の process が指示されている事を述べて置く。

今回は上記 induced radiation の見地から AKR の発生メカニズムを考察する。現在まで AKR の発生メカニズムに関しては無数の提案があるがいずれも観測事実のいずれかに反すると思われる。特に筆者が注目したいのは文献3で示されている様に AKR の周波数が短時間に変動し，$df/dt = 2\,\mathrm{kHz}\,s^{-1}$ にも達している事実である。これは発生域が毎秒 10 km 程度の速度で Aurora field 上を伝播していると説明できる。この速度 ($10\,\mathrm{km}\,s^{-1}$) は Double layer が動いている為であると仮定して見よう。これは Transient な二重層が coherent なイオンサイクロトロン波であると考えると説明がつく(文献4)。従って本講演ではコヒーレントなイオンサイクロトロン波が地球に向って伝播している時，これによって加速されたオーロラ電子が AKR を発生するメカニズムを解明する。計算の結果ほぼ直角伝播の X-mode (extraordinary mode) が発生しその growth rate は

$$\frac{\gamma}{\Omega} \simeq \frac{v_0}{v_e}\frac{E^2}{4\pi N T} \sim 10^{-3}$$ 程度である。

ここで v_0, v_e はビーム速度，電子熱速度であり，E^2 はイオンサイクロトロン波のエネルギーである。$\Omega \sim \Omega_e$ (cyclotron frequency) である。



文献1，phys. Rev. lett ('75)，phys. Fluids ('77) 459，phys. Rev. A 20, 2498 ('79)
phys. Fluids 23, (April) in press，phys. Scripta 22, 81 ('80)

文献2，Adam, Laval and Pesme, phys. Rev. lett ('79) 1671 43.
3. Gurnett et al, Space Sci. Rev. 23, 103 ('79)
4 Moser et al, Phys. Rev. lett. 38, 292 ('77)

I-17　ULF振動によるwhistler波の変調励起　1
（線型理論）

藤田茂[1]，玉尾孜[2]
1)地磁気観測所，2)東大・理

1. 序

Q. P. Emissionは、磁気圏でのULF波－VLF波相互作用を探る有力な現象である。今回は、この現象を、ULF振動によるwhistler波の変調励起として理論的解析を行なったので、報告したい。

2. モデル

whistler波の変調励起を考える上で、ULF振動の効果を取り入れた粒子分布関数の決定と、磁力線方向の非一様性の考慮が重要である。

まず、東西方向は一様の二次元問題とし、ULF振動は、プラズマポーズとリングカレント間の定在波fast modeを考える。

次に、プラズマシート起源粒子は、$L=L_0$でピッチ角分布は一様で、定常対流電場とULF電場の合成電場によるドリフト運動で内側に入って来るとし、少数の電離層起源粒子は、磁力線に沿って上がって来ると考え、分布関数の決定を行なった。

又、磁力線方向の非一様性のために、粒子と波の共鳴は長く持続しない事を考慮して、共鳴電流を求めた。

3. 結果

① 非一様磁場中のwhistler波の成長率は、一様無限媒質中の約1/2。(Fig. 1)
② 内側の方が成長率が大きい。
③ 低エネルギー粒子数を増加させると、成長率は下がる。
④ whistler波の振幅変動は、ULF振動に指数関数的に比例して増大する。(Fig. 2)
⑤ whistler波の振幅は、ULF振動の一周期間に大きく成長し、線型近似は正しくない。

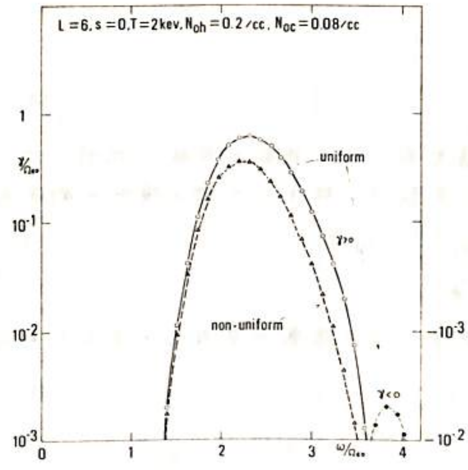


Fig. 1
非一様磁場中と一様磁場中の成長率の比較

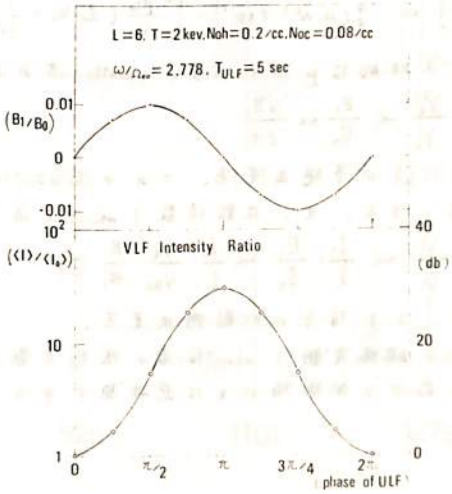


Fig. 2
ULF振動の一周期に対するwhistler波の振幅の変化

I-18　ULF振動による whistler 波の変調励起　2
（非線型理論）

藤田茂[1)]，玉尾孜[2)]
1) 地磁気観測所，2) 東大・理

1. 序

前講演より、whistler 波の成長率は ULF振動の周波数より非常に大きく、線型近似が正しくない事、線型近似では whistler 波の振幅が ULF振動の周期に比例して増大し、観測結果と合わない事が示された。ここでは、非線型効果を考慮するに当たり、今まで考えられていない ULF振動による粒子入射の変動を取り入れ、期待される結果を定性的に論じる。

2. 基本式

波の位相速度より遅い共鳴速度を持つ粒子はピッチ角散乱のみを起こすと考えられる。ピッチ角のかわりに磁気能率 μ を用いると、共鳴粒子の分布関数は、

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mu}\left(D\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) + S - L \tag{1}$$

を満たす。但し $S = -\mathrm{div}(V_E f)$：粒子入射，$L = D\left.\frac{\partial f}{\partial \mu}\right|_{\mu=\mu_L}$：粒子落下による損失（$\mu_L$ は loss cone に当たる μ），$D = (e/m)^2\cdot(1-k_\parallel v_R/\omega)^2\cdot v_\perp^2\cdot\delta E_\omega^2\cdot I$：拡散係数（$v_R$ は共鳴速度，δE_ω は whistler 波の電場，I は非一様性効果のための補正項である。）

ULF振動による粒子入射の変動は、l を磁力線に垂直方向の特性長，添字 0, 1 はそれぞれ定常及び ULF振動に関連する物理量を示すとすると、粒子入射の比は、

$$\frac{S_1}{S_0} \propto \frac{l_0}{l_1}\cdot\frac{E_1}{E_0} \propto \frac{l_0}{l_1}\cdot\frac{V_A}{V_{E0}}\cdot\frac{B_1}{B_0} \geq 1 \qquad \left(\text{for } \frac{B_1}{B_0}\simeq 10^{-2}\right) \tag{2}$$

となり、定常入射に較べ、無視し得ない大きな量である。

3. 予想される結果

(1) = 0 から分布を決定すると、

$$f \propto g(\mu, w)\exp\left[-\int_{l_0}^{L}\frac{dl'}{V_E}\left(\mathrm{div}\,V_E + \frac{D}{\mu_c^2}\right)\right] \tag{3}$$

（μ_c：平均的な μ）となり、whistler 波の成長率は、

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_0} \propto \frac{E_1}{E_0} \propto \frac{\partial B_1}{\partial t} \tag{4}$$

となることが予想出来る。これから whistler 波の振幅変動は ULF振動の周期に比例しない事が予想できる。又、拡散係数（whistler 波の強度）の変動は、粒子の入射と損失の釣合より、

$$\frac{D_1}{D_0} \propto \frac{l_0}{l_1}\cdot\frac{E_1}{E_0} \propto \frac{l_0}{l_1}\cdot\frac{V_A}{V_{E0}}\cdot\frac{B_1}{B_0} \geq 1 \qquad \left(\text{for } \frac{B_1}{B_0}\simeq 10^{-2}\right) \tag{5}$$

であり、大きなものが期待出来る。

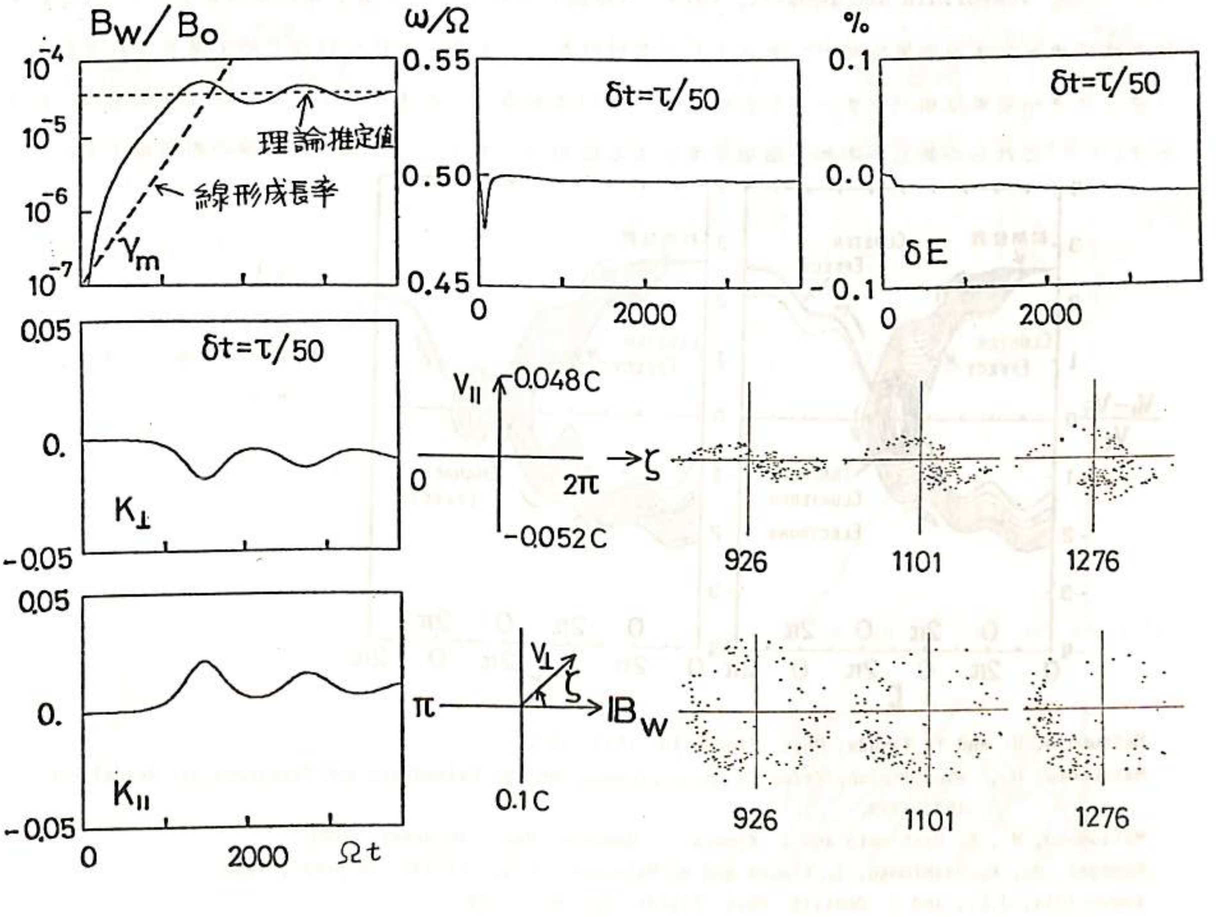
ULF磁場変動と whistler 波の振幅変動の位相関係は、ULF振動が定在波であるために、場所に応じて同位相か又は逆位相である。

I-19　ＬＴＳコードによるホイッラー相互作用の計算機シミュレーション・コード

京都大学工学部電離層研究施設　松本　紘，西尾　勝，大村　善治

本学会で既に二回にわたりＬＴＳ (Long Time Scale)コードによるホイッスラー相互作用の計算機シミュレーションの開発過程を報告してきたが，今回粒子電流の電磁界へのフィード・バックも含めたセルフ・コンシステントなシミュレーション・コードが完成したので報告する。

下図はシミュレーション結果の一例である。一様プラズマ中のホイッスラー非線形相互作用の波動エネルギー，共鳴粒子の運動エネルギー，波動の角周波数，系の全エネルギーの時間変化図および $V_{\parallel}-\zeta$ 位相面図，$V_{\perp}-\zeta$ 位相面図を下図に示す。これらは EM コードによる結果と良い一致を示した。



I-20 不均一地球磁場中のホイッスラー相互作用とクラスター効果位相バンチング

京都大学工学部電離層研究施設　　松本　紘，大村　善治

1．序論

ＶＬＦエミッションの発生機構は，地球磁気圏内の非線形ホイッスラー相互作用で説明されると信じられている（e．g． a review by Matsumoto, 1979）。 均一磁場中のホイッスラー非線形相互作用のコンピュータ・シミュレーション（Matsumoto and Yasuda, 1976：Matsumoto et al. ,1980：Kumagai et al. , 1980）が ASE の特性を十分説明できない事からも ASE の発生機構には不均一磁場効果が本質的である事が解ろう。 本論文では，地球磁場を二次関数で近似し，その中を平行伝搬する単色ホイッスラー波中の共鳴電子の非線形挙動をテスト粒子シミュレーションで調べてみた。 その結果，大変興味のある位相バンチングが見つけられた。

一つは Vomvoridis and Denavit, 1979 が指摘した非トラップ電子の位相バンチングで，これを我々は「チャンネル効果位相バンチング」と名付けた。 もう一つは今回はじめて発見された新しい「クラスター効果位相バンチング」と呼ばれるものである。 図１にシミュレーション結果の一例を示す。 これらの新しい不均一磁場効果による位相バンチングの役割りは講演の際議論する。

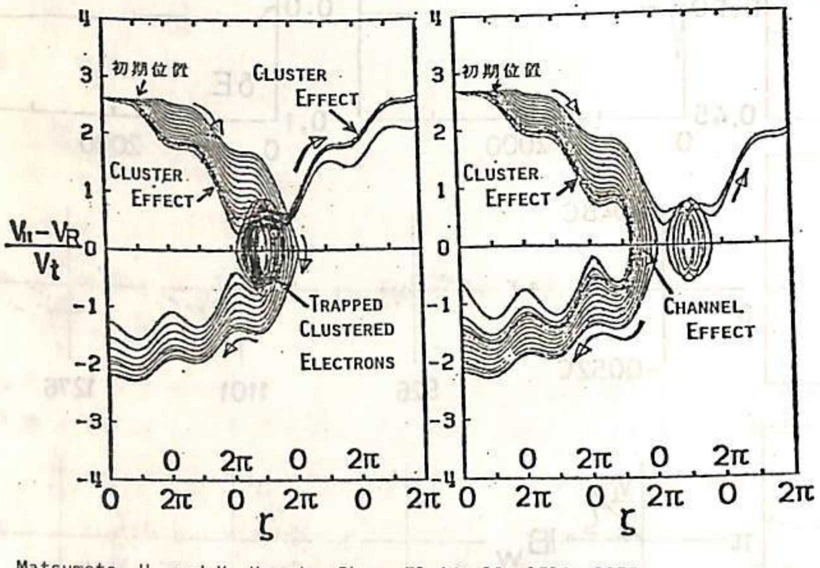


図１

クラスター効果とチャンネル効果を示す位相ダイヤグラム

Matsumoto, H. and Y. Yasuda, Phys. Fluids 19, 1513, 1976.
Matsumoto, H., *Wave Instabilities in Space Plasmas*, ed. by Palmadesso and Papadopoulus, Reidel Pub. Co 163, 1979.
Matsumoto, H., K. Hashimoto and I. Kimura, J. Geophys. Res., in press, 1980.
Kumagai, H., K. Hashimoto, I. Kimura and H. Matsumoto, Phys. Fluids, in press, 1980.
Vomvoridis, J.L., and J. Denavit, Phys. Fluids, 22, 367, 1979.

I-21 自由境界条件によるホイスラー波動粒子相互作用の計算機シミュレーション（II）

橋本弘蔵，芹沢善積　松本紘　木村磐根
（京大工）

磁力線に沿って伝搬するホイスラーモード波とそれに対し逆方向に走る電子ビームとの相互作用に関する自由境界条件でのシミュレーションについて述べる。モデルの概要は前回の学会[1]で報告したように、波動と粒子が次第に相互作用をするエンカウンターモデルとなっている。本報告では、モデル長を32波長にとり、$z=28\sim32$波長目まで、4波長の「減衰領域」を設けて自由境界を作っている。$z=16$波長目のところからなだらかに落ちるガウス分布型の波頭を初期値とする。波の周波数$f=0.5f_H$（サイクロトロン周波数），磁場強度は背景磁場の0.1%とし、プラズマ周波数はサイクロトロン周波数の10倍とした。共鳴粒子は背景粒子の1%の密度で$T_{\parallel}=10^3K$，$T_{\perp}=10^6K$，指数18のロスコーン分布とし、共鳴速度に等しいものを$z=22\sim28$波長目に配置した。シミュレーションを開始すると波はzの大きい方へ，粒子は$z=0$の方向に進み，相互作用を開始する。

40T_H（サイクロトロン周期）までシミュレーションを行なった結果を図1に2.5T_H毎に示す。12.5～17.5T_Hで2つのピークが認められ，20T_Hで1つになって右に伝搬してゆく。30T_H後にも第2のピークが現われて、これも右に伝搬するのが認められる。波のピーク値は背景磁場の3%にも達し、まだ飽和に至っていない。37.5T_H以後は、波頭が「減衰領域」に達し、磁場が動揺し始めている。図2下段には、波の磁場ベクトルと粒子の垂直速度成分ベクトルのなす角ζの時間変化を一波長間にある粒子から代表的な12個について示したものである。同図上段には、各粒子位置における磁場強度の平均値を示している。位相バンチングと振巾振動の対応等がよく読みとれる。

このように、自由境界条件をとることにより周期境界モデルではみられなかった空間的な波の成長もみることができた。さらに、パラメータ依存性等についても報告する。

本研究は、名大プラズマ研究所の共同研究として行なわれたものである。計算は名大プラズマ研究所計算センターおよび京都大学大型計算機センターを利用して行なわれた。

参考文献　1) 芹沢他，第66回電磁気学会予稿集（昭54.10），II-36.

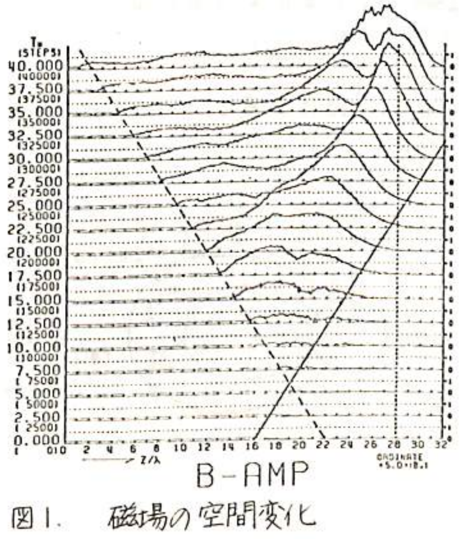


図1.　磁場の空間変化

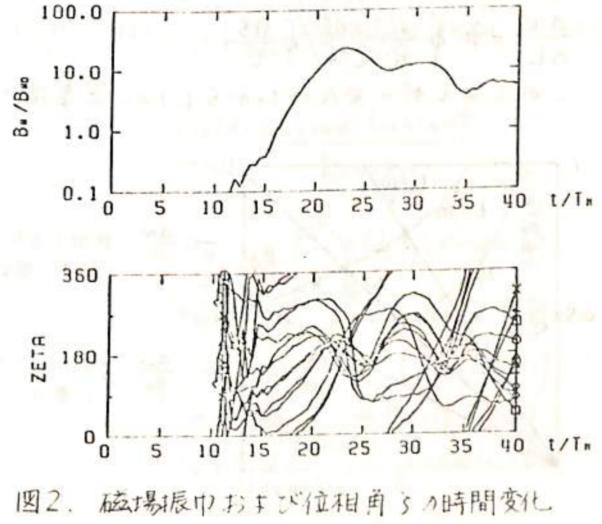


図2.　磁場振巾および位相角ζの時間変化

I-22　磁気圏尾に於ける断熱加速による落下粒子スペクトルの緯度分布

尾崎政男・玉尾　孜
東京大学理学部

昨年の春の学会に於ては，ULF振動による落下粒子束の変動を述べたが，今回も沿磁力線粒子束に関する気体論的方程式（昭和54年春·学会予稿集P.39参照）を適用することにより，対流電場の影響下での落下粒子スペクトルの緯度分布を磁気圏尾の磁場構造から求める。なお粒子としては電子のみを扱った。

<u>モデル</u>

2次元（y軸方向依存性なし）の定常問題として扱い，磁気モーメントμは保存すると仮定し，ドリフト近似を行う。

磁場：D.B.Beardのシート電流を考慮したモデル磁場＋双極子磁場

電場：朝側から夕方側へ向かう一様な静電場（y軸方向）で磁力線上は等ポテンシャル

$L=L_0$（$40R_E$）の赤道での粒子分布を次のように等方的な形で与える．

$$f_0(w_0,\mu,L_0)=\frac{n_0(L_0)}{6T^4}B_{eq}(L_0)w_0^2e^{-\frac{w_0}{T}}$$

$L=L+\Delta L$においてはロスコーン外にあり，$L=L$へ行く迄に加速されてロスコーン内にはいるようなμを持つ粒子が，$L+\Delta L$とLの間の電離層に落下するので，その間の落下粒子の平均的なエネルギースペクトル（i.e. $L\sim L+\Delta L$での平均）は次の如くである。

$$\langle v_{\parallel}f\rangle=\frac{n_0(L_0)}{6T^4}\left(\frac{2w_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}}l\cdot\frac{rB_b(L)}{LB_{eq}(L)}w_0^2e^{-\frac{w_0}{T}}\left(\frac{\Delta w}{\Delta L}+w\frac{\partial\ln B_b}{\partial L}\right)$$

但し l：$L+\Delta L$での磁力線の長さ；w：$L+\Delta L$での運動エネルギー
$\Delta w/\Delta L$：$L+\Delta L\sim L$間のエネルギー増加率；B_b：電離層での磁場の値

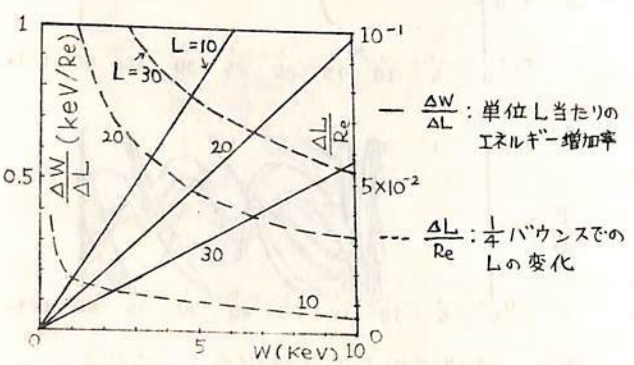
この$\Delta w/\Delta L$は

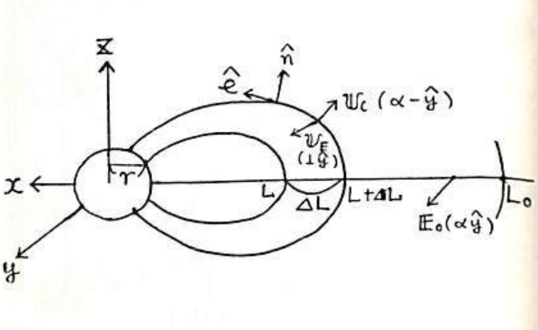
$$\frac{\Delta w}{\Delta L}=\frac{\oint qv_d\cdot E_0\,dS/v_{\parallel}}{\oint v_E\cdot\hat{n}|\nabla L|dS/v_{\parallel}}$$

により求め，一方，L_0から$L+\Delta L$迄のエネルギー変化は$L+\Delta L$迄は捕捉されているので第2不変量Jが保存すると仮定すれば，各L値に於けるエネルギー変化は

$$\frac{\Delta w}{\Delta L}=m\oint\frac{\Omega v_d dS}{\hat{n}\cdot\nabla L\,v_{\parallel}}\Big/\oint\frac{dS}{v_{\parallel}}\qquad\Omega：サイクロトロン角周波数$$

このエネルギー変化がL_0から$L+\Delta L$迄集積されてw_0からwになる。





I-23 沿磁力線電流の機構．エネルギー的考察

玉尾 孜，大塚 聖
東京大学 理学部 地球物理研究施設

磁気圏プラズマ対流運動と関連した大規模な沿磁力線電流の発生機構をエネルギー的見地と電荷の連続モデルの二つの面で考察する。エネルギー的考察は、沿磁力線電流を伴うより小規模な局所化モードの波動の場合にも、波に乗った系で同様な機構を考えることが出来る。従って、磁気圏粒子の落下機構の一つとして興味ある問題である。

1. モデル： 代表例として、朝方側の region II field-aligned current（上向き）を考える。此の領域は周囲に比してポテンシャルの谷になっており、磁力線沿いには、電離層が磁気圏赤道よりも高電位である。上向きの沿磁力線電流は、此の電圧差による磁気圏電子の加速落下による。磁場に垂直方向の電場は内向きである。沿磁力線電流に起因する主として経度方向の磁場による曲率ドリフトは、正イオンが外向き、電子が内向きとなる（下図参照）。従って、捕捉粒子に対しては、内向きの電場は粒子を減速することになる。減速粒子が此の領域に与えるエネルギーは、磁力線沿いのポインティング束ならびに加速落下電子の運動エネルギー束として、電離層に入射し、電離層内のエネルギー消費と釣り合って定常状態が保たれていると考える。

2. 電荷保存： 添字 b, e をそれぞれ磁力線の根元(電離層)及び赤道とすると、上述の電荷の釣り合いは

$$\sum_j \int \frac{m_j v_\parallel^2 f_j}{|q_j| B^2}\frac{\partial}{\partial s}\delta B_\perp r\varphi\, ds = S_b \langle v_\parallel f_b\rangle_{electron} \sim \frac{B_e}{B_b} n_e v_{th,e} \frac{|e(\Phi_e-\Phi_b)|}{T_e} \quad (1)$$

上式の左辺は、捕捉粒子が曲率ドリフトで領域から消える効果(負の電荷の蓄積)、右辺は電子が磁力線沿って電離層に落下するフラックスである。従って磁力線沿いの電圧差は

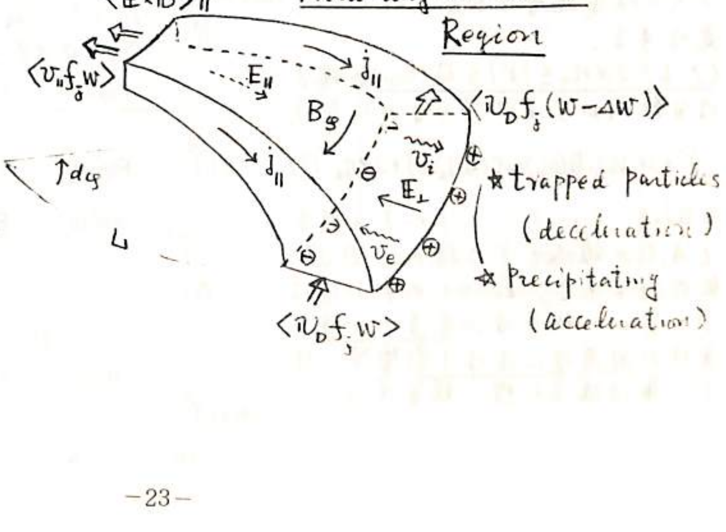
$$\left|\frac{e(\Phi_e-\Phi_b)}{T_e}\right| \simeq \left(\frac{B_b}{B_e}\right)^2 \frac{2p_\perp}{B_e^2}\,\frac{\delta B_\perp/\Delta L}{e n_e v_{th,e}} \quad (2)$$

代表的数値を代入すると、電圧差として、数kV、沿磁力線電流の強さは $\sim 0.5\,\mu A/m^2$ となる。

3. エネルギー保存： 磁気圏内の捕捉粒子のエネルギー損失と電離層へのエネルギー移入の釣り合いは

$$\left[\langle v_\parallel f W\rangle_\parallel + \left\langle\frac{E\times B}{4\pi}\right\rangle_\parallel\right]_{s=s_b} = \frac{B_b}{B_e}\int ds\, v_{D\varphi}\int\left\langle q\frac{\partial\Phi}{\partial L}\frac{v_{Dn}}{v_{D\varphi}}\right\rangle f_j(K)\,dK\,d\mu \quad (3)$$

左辺第1項は落下加速電子のエネルギー束、第2項は磁力線沿いのポインティング束である。定常状態では後者は電離層中のオーム損失 $-\Sigma_p E_\perp^2$ に等しく $0.1\sim 1\ erg/cm^2 sec$ 程度である。右辺の捕捉減速粒子のエネルギー損失率は磁気圏赤道面付近の電場を $1\ mV/m$ とすると、$\sim 1\ erg/cm^2 sec$ となる。



I-24　電離層ー磁気圏結合によるアルフベン波の励起(II)

三浦　彰，玉尾　孜
東大理

前回の講演で電離層ー磁気圏結合によるアルフベン波の励起についてシューティング法による固有値解析の結果を報告したが，オーロラ・脈動の発生を議論する上で電離層・磁気圏の諸パラメターに対する固有値の依存性を簡単な形で理解しておく事が望ましい。本講演では，磁気圏の単純なモデルに対して得られる解析的結果をシューティング法による結果と合せて議論し，不安定の諸パラメターに対する依存性を物理的に明らかにする。

磁気圏では，磁場は一様，磁力線は真直ぐで長さは $2l$，アルフベン波速度は V_A とする。定常電場 E_0 が存在する場合には，$V_P = M_P E_{x0}$・$V_H = M_H E_{y0}$（x は南向き，y は東向き）として，E_0 による帰還効果を含んだeffectiveなペダーセン伝導度は次式で表わされる。

$$\Sigma_{Peff} = \frac{\omega_I + k_x V_H - i2\alpha n_0}{\omega_I - k_x V_P - i2\alpha n_0}\Sigma_P \qquad ①$$

ここで，ω_I は中性電離層に乗った系で見た周波数である。一方，電離層から見た磁気圏の特性インピーダンス（$\mu_0 \delta E_x / \delta B_y$）を Z_M とすると，分散式は次のマッチング条件で書き表わされる。

$$\Sigma_{Peff}^{-1} = Z_M \qquad ②$$

赤道（$z=l$）で $\delta j_{\parallel}=0$ の境界条件を課した場合には $Z_M = i\mu_0 V_A \cot k_z l$ となる。この場合の固有値のパラメター依存性について，二つの場合を議論する。

(1) $E_0=0$，$|\gamma| \ll Re(\omega_M)$　（ω_M は磁気圏で見た周波数，$\exp i(\omega_M t - k_x x)$ の擾乱を仮定）
アルフベン波のジュール損失による減衰率は②から次のように与えられる事が示される。

$$\frac{l}{V_A}\gamma = \frac{\mu_0 V_A \Sigma_P}{(1+\mu_0 V_A \Sigma_P)^2} \qquad ③$$

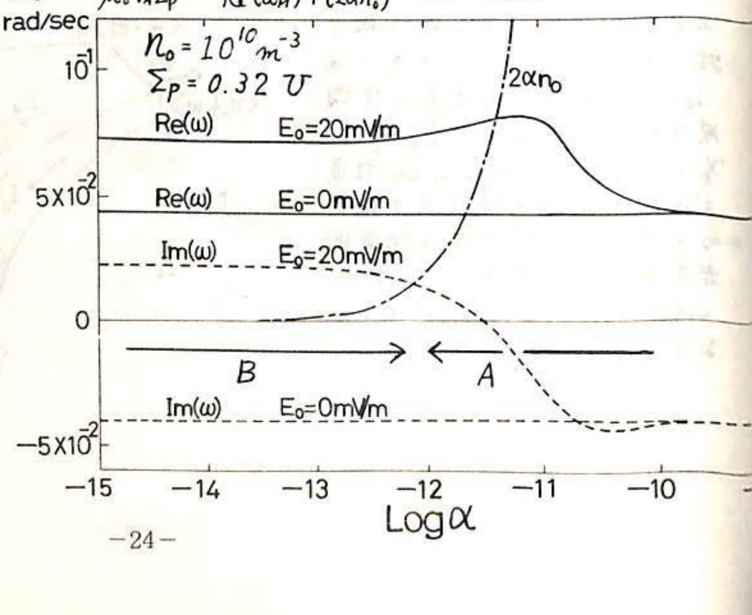
(2) $E_0 \neq 0$
この場合には，$Re(\omega_M)$，$|\gamma|$，$2\alpha n_0$ の大きさの相対関係が固有値を議論する上で重要である。
(2-a) $|\gamma| \ll 2\alpha n_0$, $Re(\omega_M)$ の場合は弱い不安定であり，γ は次のように与えられる。

$$\frac{l}{V_A}\gamma = \mu_0 V_A \Sigma_P |\cos(k_z l)|^2 \left[1 + \frac{k_x(V_H+V_P)}{\mu_0 V_A \Sigma_P}\,\frac{2\alpha n_0}{Re^2(\omega_M)+(2\alpha n_0)^2}\tan(Re(k_z)l)\right] \qquad ④$$

$\gamma<0$ は電離層で $\delta J_x\, \delta E_x < 0$ を意味する。
(2-b) $2\alpha n_0 \le |\gamma| \le Re(\omega_M)$ の場合は分散式から γ は次のようになる。

$$\gamma = \mu_0 V_A \Sigma_P Re(\omega_M)\cot(Re(k_z)l) + 2\alpha n_0 \qquad ⑤$$

右図は，シューティング法による結果でA,Bの領域で γ は確かに④,⑤の依存性を示し，$E_0=0$ での γ の値は③と良く一致する。赤道での境界条件の固有値に及ぼす影響等，詳しい事は講演の際に報告する。



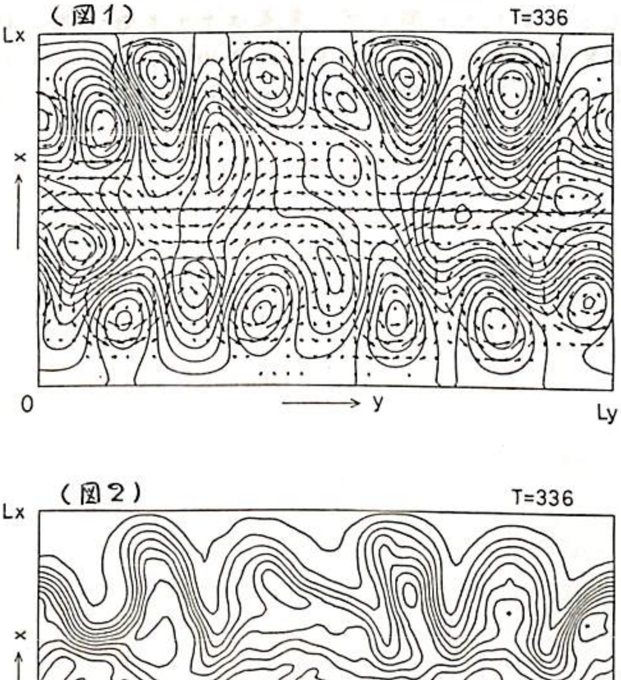
I-25　　磁気圏プラズマシートにおけるミクロ不安定に伴なう異常抵抗、輸送および加熱現象

田中基彦、佐藤哲也（東大理）
上村鉄雄（名大プラ研）

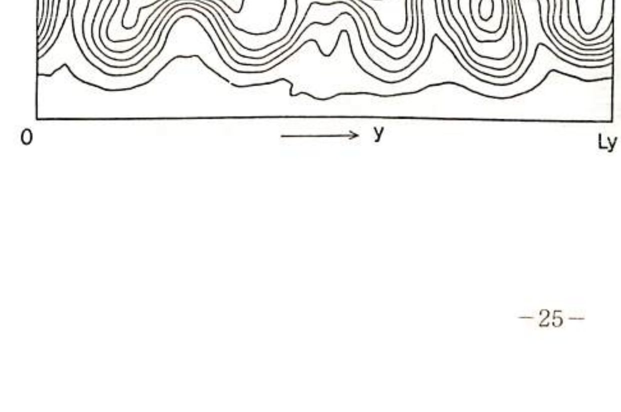
磁気圏プラズマシートに生じるミクロ不安定が 低域混成ドリフト不安定波であることは前回の学会でのべた。 それは周波数 $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce}$ ，波長 $\lambda \sim r_{Le}$ のほぼ電流方向に伝播する静電的に近い波であった。 またその振幅は磁気中性面では小さく密度勾配の大きいところで発達していた。

不安定とともに 大きな異常抵抗が生じるが、このほかに粒子と波の相互作用の結果として，粒子の加熱および輸送が観測された。 図1は $L_x = 64, L_y = 128$ セルのランのスカラーポテンシャルであり，図2は 同時刻の電子密度である。 初め直線的であったプラズマシートの先端が 舌状につきでて乱れているが、これは異常抵抗の発生と密接な関係がある。 不安定の飽和後，磁気中性面は初めのシート幅程度に大きくうねるようになる。 図3は シート中心での 加熱率であるが、 異常抵抗と同様に イオンのドリフト速度と熱速度の比の 2乗に比例している。 これらは プラズマシートの不安定現象が イオンのドリフト速度に強く依存していることを示している。

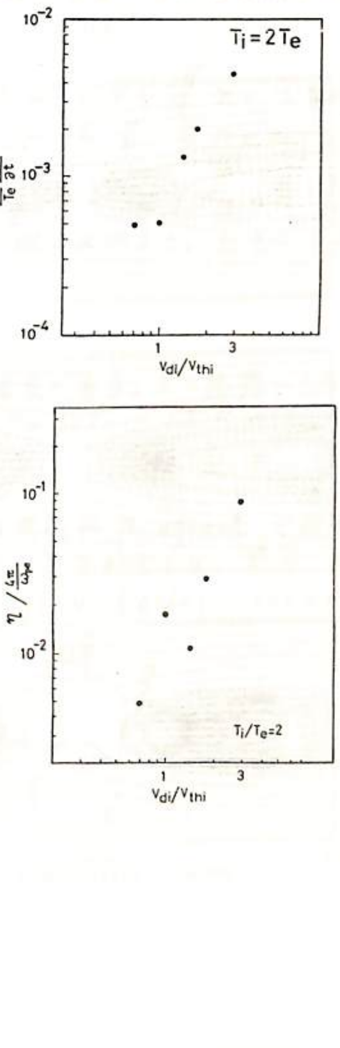
（図1）



（図2）



（図3）



I-26　ティアリング・モード不安定の数値シミュレーション（I）

寺沢　敏夫

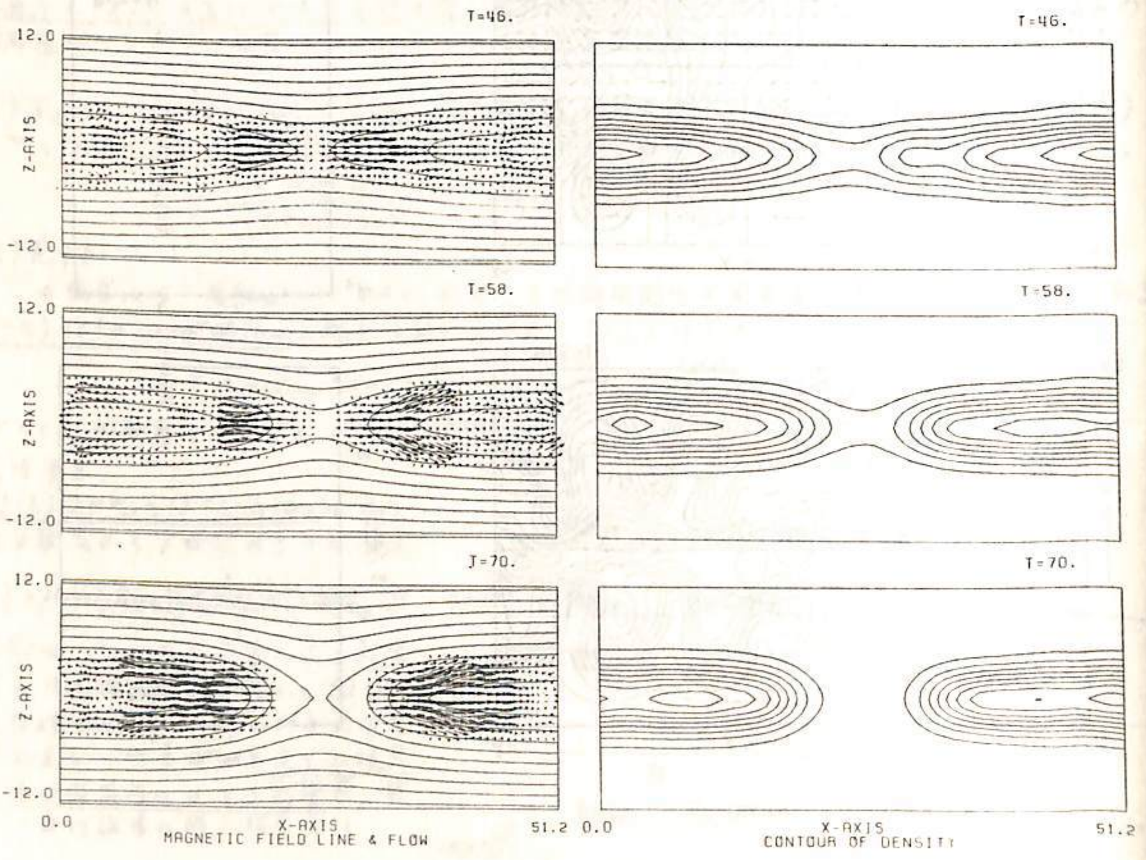
東京大学宇宙航空研究所

磁気圏プラズマシートに蓄えられた磁場エネルギーの解放過程の有力候補と考えられるティアリング・モード不安定について数値シミュレーションを行ない，その線型・非線型段階の発展について調べている。　用いているのはイオン一成分系に対する粒子コードで，静電場の効果は無視した最も単純な電磁コード（cf. Dickman et al., P.F., 12, 1708, 1969）である。現在までに得られた結果として，

(1)線型成長率γのイオンのドリフト速度V_0に対する依存性として，$V_0 < V_{th}$（熱速度）のとき$\gamma \propto V_0^{5/2}$，$V_0 > V_{th}$のときほぼ$\gamma \propto V_0^2$となり，解析的に求めた結果と一致している。

(2)線型段階がほぼ飽和したと思われる頃から，非線型成長が起こることを見出した。下図に非線型成長の一例を示す。この段階では，成長率γ自体が摂動の大きさに比例しており，いわゆる爆発的不安定の様相を呈する。　このような非線型成長の原因としては，Galeevら（GRL, 5, 707, 1978）が提唱したδB_zによる粒子の捕捉効果，及び$E \times B$ドリフトに伴う電流切断効果（寺沢，1979春の学会講演）が考えられる。この点について，　シミュレーション結果の解析をもとに論じたい。（本研究は科研費総A 338006，プラズマ研の援助を受けた）

図の説明　座標系は通常磁気圏尾でとられるものと同じで，電流は$+y$方向（紙面に対し垂直下向き）に流れている。$Z = 0$に磁気中性面がある。粒子数は2×10^4個，$V_0/V_{th} = 0.5$，時間はジャイロ周期で，長さはV_{th}に対するジャイロ半径で規格化されている。（64 × 32メッシュ）



I-27

無衝突プラズマ中のAlfvén波によるα効果電場，磁氣乱流拡散係数，ポンダモーティブ力とサブストーム

並川富一
阪市大理

α効果は1966年来（Steenbeck, Krause, Rädler）多くの議論（Parker, Mofatt, Roberts, Soward etc.）があり H.M 波の磁氣 Reynolds 数が小さい場合は，略確立されたと言えるが，大きい場合は未だ疑問点が存在する。又是までの議論は殆んどが，誘導方程式のみを扱う Kinematic Theory であり運動方程式をも扱う Hydromagnetic Theory は殆んどない。こゝでは無衝突プラズマ中の平均磁場 $\vec{B}$ に沿って傳播する Non-linear Random Alfvén Wave 及び任意方向に伝播する Linear Random Alfvén Wave から $\vec{B}$ 沿いの Large Scale の α効果電場 $\vec{E}_\alpha$，$\nabla\wedge\vec{B}$ 方向の β効果による磁氣乱流拡散係数，Pondermotive Force，Reynolds 応力を計算して磁気圏に適用した

a) Non-linear Random Alfvén Wave

α効果電場 $\vec{E}_\alpha$ は $\vec{B}$ 方向に生じ波の磁場 $\vec{b}$，速度 $\vec{u}$ の初期値の Helicity Spectrum 函数 F(k) に依存し時刻 $t=0$ 及び $t\to\infty$ で0となる

$$\vec{b} = 10\gamma\ ,\quad E_\alpha = 2\times10^{-3}\ \frac{\text{volt}}{\text{m}}\ ,\quad \phi = E_\alpha\cdot 10\,r_E = 100\ \text{K volt}$$

β は初期値の Energy Spectrum 函数 E(k) に依存し

$$\beta(t=0) = 0\ ,\quad \beta(t\to\infty) = \text{const.}$$

又 $E^u(k)$，$E^b(k)$ の大きさにより $\beta<0$ となり得る。これは $\alpha=0$ でも $\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}>0$ を意味する。pondermotive Force + Reynolds Stress $\vec{F}$ は $\vec{b}$，$\vec{u}$ の energy spectrum 函数 $E^b(k)$ $E^u(k)$ に依存し，$t=0$ での $\vec{B}$ 方向の力は $\frac{b^2}{8\pi}\equiv E_{mag.}$ の初期値の勾配に，直角方向では $\frac{1}{2}\rho u^2\equiv E_{kin.}$ の勾配に比例する。$t\to\infty$ では $\vec{F}$ は $E_{mag.}+E_{kin.}$ の初期値の勾配に比例する。

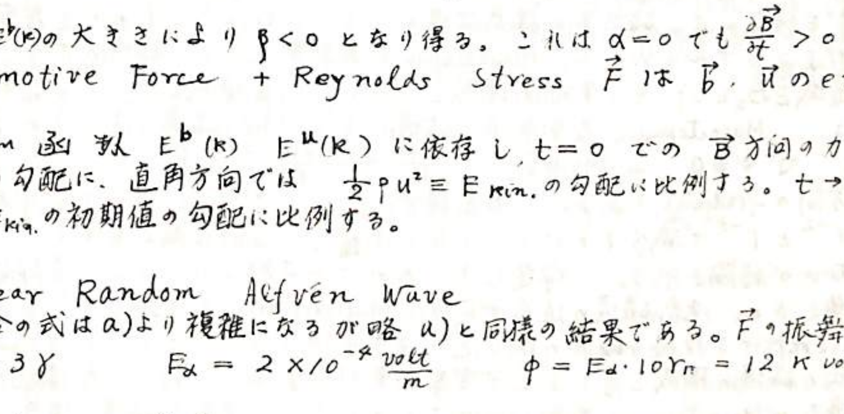
b) Linear Random Alfvén Wave

この場合の式は a) より複雑になるが略 a) と同様の結果である。$\vec{F}$ の振舞は大分異なる。

$$\vec{b} = 3\gamma\qquad E_\alpha = 2\times10^{-4}\ \frac{\text{volt}}{\text{m}}\qquad \phi = E_\alpha\cdot 10\,r_E = 12\ \text{K volt}$$

「サブ．ストームへの応用」

Tail で H.M 波がおこると Tail 磁場を維持している電流が β effect で流れにくくなり E_α で 10 Kev 以上に加速されて地球方向に流れオーロラが生じる。$\vec{F}$ で Plasma sheet thinning，磁場沿いのプラズマの Mean flow（order 100 Km/sec）もおこる。詳細は講演時に報告する。



I-28　地球磁気圏の磁場の構成

井上雄二
京都産業大学　計算機科学研究所

地球双極子磁場が太陽風の超高速プラズマによって、閉じ込められる、その結果として地球磁気圏が形成される。　観測事実によれば、太陽風および磁気圏は共に相当に変動しているが、長時間に亘って磁気圏の存在が確認されている。この意味で磁気圏は平均的に安定な存在と考えられる。　閉じ込めは磁気圏境界面Magnetopause上で磁場の法線成分が零であると定義される。然しこれは、磁気圏内部の磁場と太陽風のそれとがmergeしないことを意味しない。　Magnetopause上で両者の磁場が接線成分になり、互に反対方向に向き、その境界面に充分なプラズマ密度と擾乱変動が存在する場合には、両者は局所的に断続的にmergeするであろう。　平均的な意味で、Magnetopause上で構成磁場の合成の法線成分が零であることは、プラズマ流の速度が、太陽風・Magnetosheathと磁気圏内部との間で大きな差異があることに帰因している。　従来、閉じ込め磁場は磁気圏内部に何らの電流を流すことなく、Magnetopause上に流れる表面電流のみによって生起されると考えられて来た。即ちMagnetopause全面に亘って、双極子磁場の法線成分とMagnetopause表面電流によって生起される磁場の法線成分が互に消し合う。　若しMagnetopauseの幾何学的形状が与えられると、閉じ込めの問題はvon NeumannのLaplace方程式に関する境界値問題になる。問題を簡単にするために、磁気圏を半無限の円筒で一端が同じ半径の半球で閉じられたものを考える；半球部は太陽側で円筒部は磁気圏尾部を表わす；半径は約$20R_e$で、双極子は半球の略中央に位置し、双極子の方向は円筒軸に直交している。このような簡単な幾何学形状を仮定して、磁気圏の構成磁場が本質的に如何なるものかを考察する。

双極子ポテンシアルをWとし；Magnetopause表面電流による磁場のポテンシアルをψとし；半球領域を$\mathcal{D}_s$とし；その半球面境界をΓ_sとし；円筒領域を$\mathcal{D}_c$とし；その円筒面境界をΓ_cとする。　Magnetopause表面電流の磁場による双極子磁場の閉じ込めは次のように定義される：　$\nabla^2\psi=0$　in $\mathcal{D}_s+\mathcal{D}_c$，$\frac{\partial\psi}{\partial n}=-\frac{\partial W}{\partial n}$ on $\Gamma_s+\Gamma_c$．ここで$\frac{\partial}{\partial n}$は境界面で法線方向のgradientである。　表面積分$\int_{\Gamma_s+\Gamma_c}\frac{\partial W}{\partial n}d\Omega=0$で、$\psi$および$\frac{\partial\psi}{\partial n}$は距離と共に$r^{-2}$と$r^{-3}$で減少するから、上記の問題は一価的な解を有する。　然し、この解は安定でないが結論される。　安定な閉じ込めに不可欠なものとして尾部磁場が必要である。言い換えると、尾部磁場の延長が前面のMagnetopauseまで達していない限り、前面のMagnetopauseに於ける双極子磁場の閉じ込めは有り得ない。　このことはSemanticであるが、磁気圏内の磁場の構成を考える上で重要な意味がある。　特に、太陽風内のIMFの南向き磁場の擾乱がMagnetopause前面に印加されると直ちに尾部の磁場の強度・構造変化として応答せざるを得ないことを意味する。またRing電流の卓越によって、Magnetopause前面の法線成分の打消平衡に影響し、それに伴って直ちに尾部磁場の増大が生起する。その結果として尾部プラズマ・シートの圧縮が増大する。この様な場合に、遂には、Magnetopause側面に弱磁気圧の穴が形成されて、Magnetosheathプラズマが大規模な電場に加速されながら、磁気圏の近尾部の夜側部に流入し貯えられる。　この機構は直接に磁気圏Substormに関連していると考える。　以上の機構と構成磁場について、計算機実験の結果を用いて述べる。

I-29　磁場擾乱に伴う大気中の静電場
（局所化擾乱に対する電離層効果）

玉尾　孜
東京大学　理学部　地球物理研究施設

極域の電磁擾乱は、多くの場合、限られた磁束帯にエネルギーが集中して電離層に入射し、その結果、電離層内に二次的に誘起される電場、電流が地上で観測される電磁場を解釈する上で重要となる。従って、磁気圏内の入射擾乱が局所化モードの場合に、電離層とどの様に相互作用するかが問題となる。今回は入射擾乱が局所化 Alfvén mode の場合について、地上の電磁場変動との関係を考察した。電離層は高さについて積分した Pedersen, Hall 電気伝導度 Σ_P, Σ_H を有する無限に薄い非等方性電導体と見做した。

(1) 関与する擾乱モード。

磁気圏：(i) 入射局所化 Alfvén, 沿磁力線電流 $j_{\parallel}$ を伴う。電場は静電的なものと誘導性の合成であるが、局所化（$l_{\perp} << l_{\parallel}$, $l_{\parallel}$, $l_{\perp}$ は磁力線沿い、磁力線に垂直方向の擾乱の特性長）モードでは $E_{\perp}$ は殆んど静電場である。
(ii) 反射局所化 Alfvén.
(iii) 反射等方磁気音波

中性大気：(i) Poloidal mode. 電場は誘導性で、磁場の時間変化と対応、このモードが地上磁場変動を与える。一般に下向きの Poynting flux を有する。
(ii) Toroidal mode, 電場は水平成分の他に、垂直成分をもつ。このモードの磁場擾乱は Poloidal に比して非常に小さく無視出来る。

(2) 結果

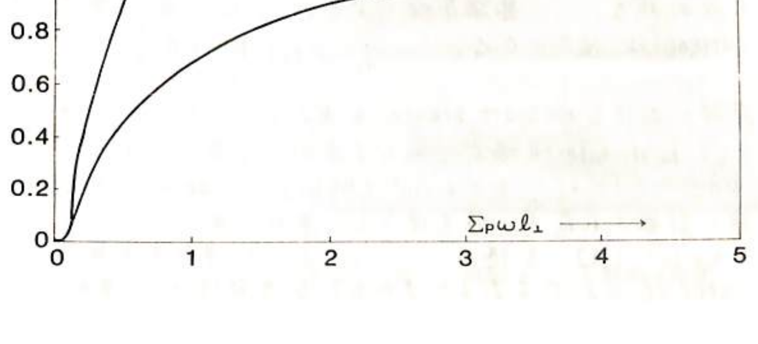
擾乱の周波数 ω が $\omega < 1\ \mathrm{rad/sec}$ で、$l_{\perp} \leq 10^3\ \mathrm{km}$ の局所化擾乱では、中性大気中の電場はポテンシャル電場と見做し得る。E^M, E^S を誘導性及び静電場とすると、両者の比は下図で示される様に、$\Sigma_P \omega l_{\perp} < 1$ では $E^S/E^M > 1$ となる。この静電場は、電離層中の Pedersen 電流による空間電荷に起因する。

$$|E^M/E^S| \simeq \frac{\Sigma_H}{\Sigma_P}\cdot\frac{X(1+X^2)^{1/2}}{1+X^2},\quad X = \Sigma_P \omega l_{\perp}$$

一方、E^M は電離層 Hall 電流による磁場の時間変動によるものである。

磁気圏内の反射等方磁気音波は、電離層 Hall 電流から射出される。以上のことから、入射局所化モードが Alfvén モードでは、電離層電気伝導度が等方とすると、地上では磁場変動を生じないことになる。

局所化された圧縮性電磁流体波が入射すると、その電場による Hall 電流は、電離層内で電子の蓄積を生じ、二次的に局所化 Alfvén モードが生ずることになる。



I-30　　Lobe周囲のMagnetization Currentの尾部表面電流への寄与

渋谷仙吉
山形大・理

最近の観測で Magnetopause 内側に hot plasma ($\beta \sim 1$) が分布している事が明らかにされ, Magnetization current の寄与が大きいことが推定されているが定量的にまだ確かめられていない。

図1に Heos 2 の outband pass 中の satellite の位置, 10分平均の磁場, 粒子数(proton)の分布などを示すデーターの1つを示す。　Lobe の磁場は plasma mantle に近ずくにつれて単調に減少しているが, 粒子密度は Lobe から plasma mantle (PM) に近ずくにつれて急に増加している。

今, 尾部の北側半分を考え, Lobe の表面に座標の原点をとり, その表面に垂直に外向きに Z 軸を取ると, 磁気圧とプラズマ圧との関係が図2のようになっていることが観測データーから予想される。

δ は電導率 σ のプラズマ中に低い周波数 ω の磁場が侵入する距離を示す。　この距離は逆に, プラズマが磁場へ侵入する距離と同じと考えられる。波長 $\lambda \sim c/\omega$ は考えている領域の長さ(L)に比べてずっと長いとする($\omega \ll c/L$)。　すると, δ は

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}} \qquad (1)$$

ゆらぎの磁波が1時間の周期で変化し, $\sigma_\perp$ は電離層の値より1ケタ小さく見積もると, $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ [H/m] として, これらを(1)式に代入すると $\delta = 3.02 \times 10^3$ Km を得る。

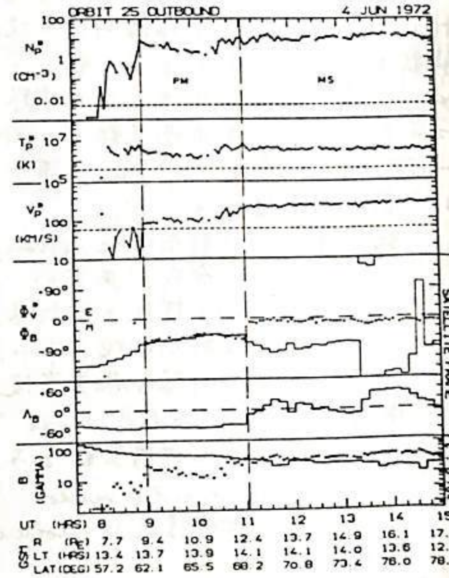


図1. After Rosenbauer, et al., 1975.

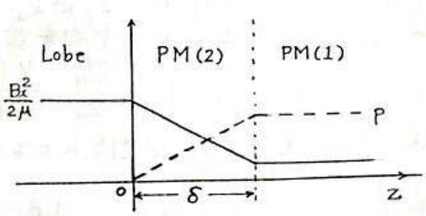


図2.

次に, 単位体積あたりの全 magnetic moment は $M = (-P_\perp/B^2)B$ であるから, magnetization current j_M は

$$j_M = \nabla \times M = \frac{B \times \nabla P_\perp}{B^2} - \frac{P_\perp}{B^3} B \times \nabla B - \frac{P_\perp}{B^2} \nabla \times B \quad . \qquad (2)$$

Lobe の周辺において, 右辺第2項は gradient-B current に正確に打ち消され, 第3項は isotropic pressur に対する curvature current によって打ち消され, 巨視的電流として第1項のみが残る。　等温圧縮とすると, Lobe の周りの電流としてきいてくる magnetization current は 次式となる。

$$j_m = \frac{k_B T \, B \times \nabla n}{B^2} \quad . \qquad (3)$$

尾部における pressure blance を考えると, ∇n の向きは Lobe 表面から常に外向きである。よって j_m は Lobe 磁場を生みだす方向に安定に流れる。　観測(図1)より, $T = 5 \times 10^6$ °K, $\nabla n = 10$ [1/m⁴], $B = 6 \times 10^{-8}$ [Wb/m²] と読みとれるから, $j_m = 5.8 \times 10^{-9}$ [A/m²] を得る。前に計算された δ の値を使うと, 尾部の長さ 1 m あたりに流れる電流の大きさ $I_m = 1.8 \times 10^{-2}$ [A] を得る。　したがって, 尾部表面電流は Lobe 周囲に流れる magnetization current によっておおよそまかなえる可能性が定量的に示される。

I-31 # ＳＣとＥＬＦ－ＵＬＦ放射の相関

木下良雄*，平沢威男**，佐藤夏雄**，芳野赳夫*
（＊電通大，＊＊極地研）

現在までに　ＳＣ後の磁場の強度変化と極域で受信されるＥＬＦ放射の強度変化が相関のよいことが報告されており　最近ではＱＰ放射とPc３脈動が対応がよいということもわかってきた。我々は波動一般の発生・伝搬機構を探る第一段階として磁場が step-function的に変化するＳＣ現象に注目し，ＥＬＦ放射とＵＬＦ脈動を対応させて研究した。

ＳＣに伴うＥＬＦ放射の発生頻度については　1976年～78年の３年間に昭和基地で得た65例のＳＣを取り上げてLocal time dependence を調べてみた。（図1.参照）

1) 12ʰ頃を中心にひとつのピークがあり，周波数が低いほど全体の発生頻度も高い。
2) 朝側に比べて夜側における発生頻度が高く，15ʰ～24ʰではほぼ同じ頻度がある。
3) 図1.以外にＶＬＦ帯について調べてみるとＳＣによって trigger されたＶＬＦヒスは夜側にしかみられず　しかもＣＮＡが伴う場合が多い。

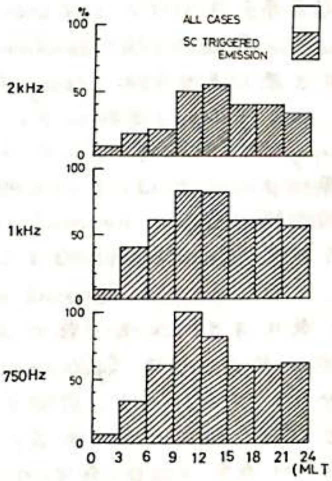


図1. 発生頻度のＬT-dependence

次に　ＳＣに伴うＥＬＦ放射とＵＬＦ脈動について　ｆ－ｔスペクトラムを対応させて調べてみた。（図2.参照）

1) ＳＣの直後に　ＥＬＦ帯のコーラスとＵＬＦ帯のPc1脈動は中心周波数が上昇し，磁場のfluctuationに対応してバンドが広がり，強度変化がみられる。
2) ＥＬＦ放射とＵＬＦ脈動では立ち上がりに時間差があり．ＳＣの形によって　20秒から３分くらいの違いがある。
3) ＳＩ⁻によってＥＬＦ，ＵＬＦともにエミッションがなくなり，磁場が回復するにつれてＵＬＦ脈動は再び励起されるがＥＬＦ帯では強いコーラスは現われない。

以上　ＳＣに伴うＥＬＦ放射とＵＬＦ脈動は中緯度柿岡の磁場の変化に対応したModulation を受けており，構造をみると one to one の対応がつく場合が多い。

引き続き　ＳＩ現象に関してＥＬＦ放射とＵＬＦ脈動の相関を調べ，その対応を定量的に検討する。

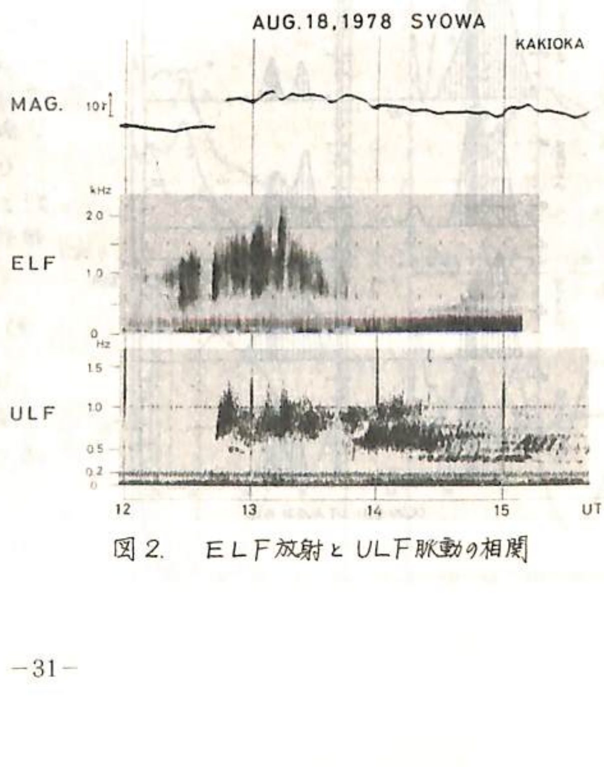


図2.　ＥＬＦ放射とULF脈動の相関

I-32

極光帯におけるPi 2型磁気脈動の波動特性

桑島正幸
地磁気観測所 女満別出張所

南極、昭和基地（L=6.1）を中心として、それとほぼ同じ子午線に沿って高緯度（L=7.5）から中低緯度（L≒1.8）にわたって分布する観測点郡でのULF同時観測で得られた資料をもとにした、Pi 2の解析結果については、1975年以降seriesで報告してきている。その結果、今までは未解決であったPi 2の波動特性が明らかにされつつある。それらの主なものを以下に記す。

極光帯において、substorm expansionのonset時に観測されるPi脈動は、auroral particleの電離層へのrandomな降下によって生ずる局所的な不規則変化が波動成分に重畳する為に見かけ上irregularなoscillationとなって観測されるが、デジタル化した後、band-pass filterによってPi burst成分を除いてから高分解能を有するMaximum Entropy法で解析すると、中低緯度でみられるdamped typeなPi 2に対応する成分が極光帯においてもはっきりと確認される。1例を「図1」に示す。このPi 2周期のふるまいを統計的に調べると、auroral breakupが発生した地磁気緯度と強い関連を示して、breakupの起る緯度が低緯度側になると、それに対応して観測されるPi 2の周期は短かくなる。このことは、Pi 2はauroral ovalに根をもfield lineのhydromagnetic oscillationによって発生することを強く示唆するといえよう。

ではPi 2を起すhydromagnetic oscillationはどのようなmodeであるかという問題がでてくる。「図1」をよく見ると、極光帯においてはPi 2のH-成分の方がD-成分よりも大きい傾向が見られる。この傾向は統計的に調べるとさらにはっきりする。「図2」はPi 2のH-成分とD-成分のPi 2 power intensityを比較した結果で、極光帯におけるPi 2 oscillationはH-成分がdominantなoscillationであることがわかる。本講演ではPi 2のmodeについてさらに調べていきたい。

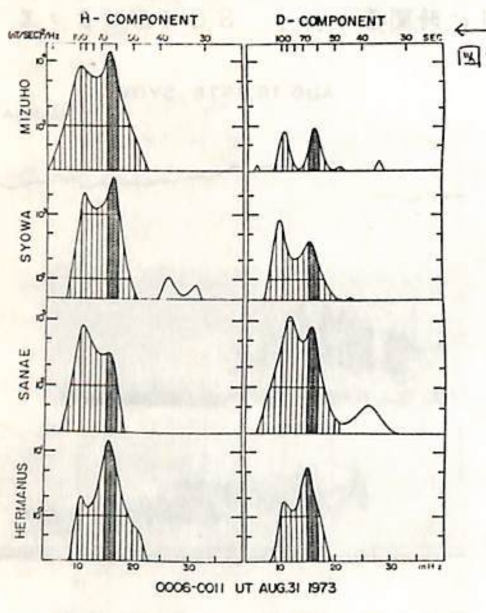
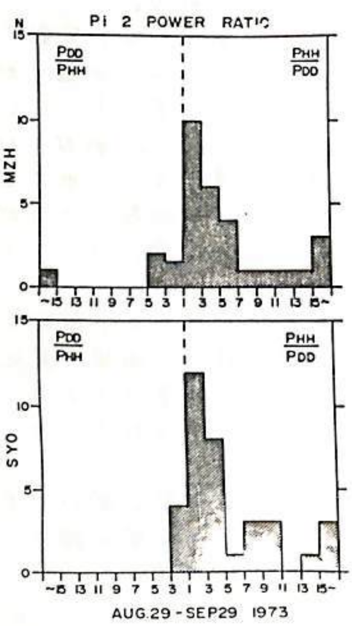


図1

図2



I-33　相互に相関をもつ定常時系列の解析について

谷口治幸
東大・理　地球物理研究施設

一本の時系列が、相異なる物理系の出力の線型和である場合、それら物理系を個別に構造的に把握しようとする問題意識から、第63・64回講演会ではMarkov表現による並列ARMAモデルの構成法について検討した。今回は、同じ問題意識から周波数応答関数を用いる自然で簡便な方法について検討してみた。

〈モデルとパワ・スペクトラム〉

時系列 $a^i(t)$ $(i=1,2,\cdots,I)$ を"入力"、$x^j(t)$ $(j=1,2,\cdots,J)$ を"出力"とする線型モデル、

$$x^j(t)=\sum_{i=1}^{I}\int_0^{\infty}h^{ji}(\tau)\,a^i(t-\tau)\,d\tau+r^j(t)\,。\qquad(1)$$

これより、$a^i(t)$ と coherent な $x^k(t)$, $x^l(t)$ の部分の相互パワ・スペクトル密度関数(CPSD) $X_i^{kl}(f)$ は、

$$X_i^{kl}(f)=H^{ki}(f)\,A^{ii}(f)\,H^{li^*}(f)\quad。\qquad(2)$$

残差部のCPSD $R^{kl}(f)$ は、

$$R^{kl}(f)=X^{kl}(f)+\sum_{i=1}^{I}\sum_{i'=1}^{I}H^{ki}(f)\,A^{ii'}(f)\,H^{li'}(f)^*-\sum_{i=1}^{I}\left\{H^{ki}(f)\,Q^{il}(f)+H^{li^*}(f)\,Q^{il^*}(f)\right\}。\qquad(3)$$

更に $E[a^i(t)\,a^j(t)]=\delta_{ij}E[a^i(t)\,a^i(t)]$ の場合は、

$$R^{kl}(f)=X^{kl}(f)-\sum_{i=1}^{I}X_i^{kl}(f)\,。\qquad(4)$$

〈周波数応答関数—ARモデル〉

赤池(1967, 1968)は、クロス・スペクトル法による周波数応答関数が、系がフィード・バックを含む一般的なものの場合、物理的実現可能でない応答関数を推定値としてしまう危険性を指摘し、ARモデルによるフィードバック系の記述により、時間領域でインパルス応答関数の不偏推定量として与えた。周波数領域では、赤池の結果と等価な応答関数は、次式で与えられる。

$$H^{ji}(f)=\left.\frac{G^{ji}(z)}{1-G^{jj}(z)}\right|_{z=e^{-i2\pi f\Delta t}}\;。\qquad(5)$$

この伝達関数による再帰型フィルタにより、$x^j(n\Delta t)$ は"入力" $a^i(n\Delta t)$ と coherent な部分 $x^{ji}(n\Delta t)$ $(j=1,2,\cdots,J\,;\;i=1,2,\cdots,I)$ に分解できる。

$$x^{ji}(n\Delta t)=\sum_{m=1}^{M}g^{jj}(m)\,x^{ji}((n-m)\Delta t)+\sum_{m=1}^{M}g^{ji}(m)\,a^i((n-m)\Delta t)\;。\qquad(6)$$

〈応用〉

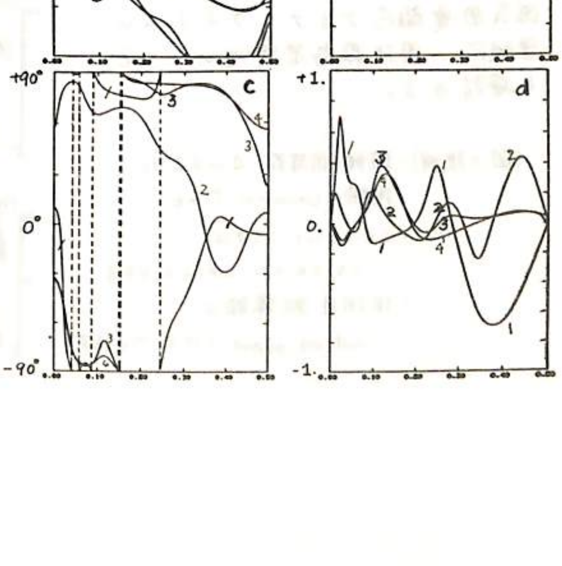
オーロラ現象と脈動、中低緯度と極域の脈動、衛星データと地上データ等、相互に相関をもつが他方が有色雑音(電離層等により混入)を受けている、ないしは間の系の伝達関数による変換を受けている等、の場合、(物理的入出力関係がない場合でも形式的に)この方法が実用的に応用できると考えられる。

図には、脈動偏波解析を 2ch photometer と coherentな部分(1,2)と残差部(3)、及びトータル(4)についておこなった結果を示す。

—記号表—

$h^{ji}(\tau)$: $a^i(t)$ から $x^j(t)$ へのインパルス応答関数
$H^{ji}(f)$: 〃　周波数応答関数
$r^j(t)$: $a^i(t)$ と無相関な残差時系列
$A^{ij}(f)$: $a^i(t)$, $a^j(t)$ の CPSD
$Q^{il}(f)$: $a^i(t)$, $x^l(t)$ の CPSD
$g^{ji}(m)$: $a^i(t)$, $x^j(t)$ に対応するARモデルの係数行列の要素
$G^{ji}(z)$: $\sum_{m=1}^{M}g^{ji}(m)\,z^m$
M : ARモデルの次数

(図a) 偏波強度の分解　(図b) 偏波パーセントの分解
(図c) 主軸角の分解　(図d) だ円率の分解



I-34　パルセーティング・オーロラと関連する
Pi 1脈動の南北共役性

谷口治幸・国分 征・佐藤夏雄・平沢威男
(東大理・地物研施設)　(極地研究所)

1977年夏、極地研究所により実施されたICELAND(Husafell)と南極(Syowa・Mizuho)共役点同時観測の、ICELANDでのパルセーティング・オーロラ(4278Å, TV)及び南北3点の地磁気脈動のデータのうち、パルセーティング・オーロラの出現している5夜について、ダイナミックなスペクトル、偏波、コヒーレンシィ、位相差の解析、及び前の講演で示した方法により詳しい解析を行なった。主な結果は、

(1) ICELANDでは、I(4278)の増大は、脈動D成分の西向きの触れに対応する(1972年のSyowaでのデータでは、I(4278)の増大は、脈動D成分の東向きの触れに対応する)。この時、脈動はオーロラより~π/2程度遅れる。又、I(4278)と脈動H成分の相関は、余りよくない。

(2) パルセーティング・オーロラ出現時には、ICELANDと、南極2点の広い領域で、~10分の継続時間をもつPi 1脈動が、重なりあって活発化する。Pi 1脈動の南北共役性は、一般には、あまり良くない。

(3) SYOWA－ICELANDのPi 1脈動が明白なコヒーレンシィをもつ例が見出された。このとき、脈動H成分、D成分とも、位相差はout of phaseである。

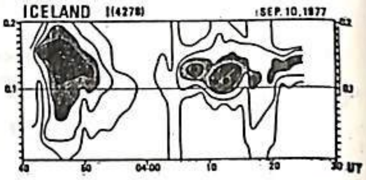
(4) Pi 1脈動の偏波特性は、主軸角がEW方向、パルセーティング・オーロラが天頂で活発な時に高いポーラリゼーション・パーセントと特徴づけられ、回転方向はより詳しい解析が必要である。

これらの結果は、Pi 1脈動(特にD成分)は、増大した電子密度の領域での極向きの(Twin Vortex型のHall)局所電流系により生じていることを強く示唆する。

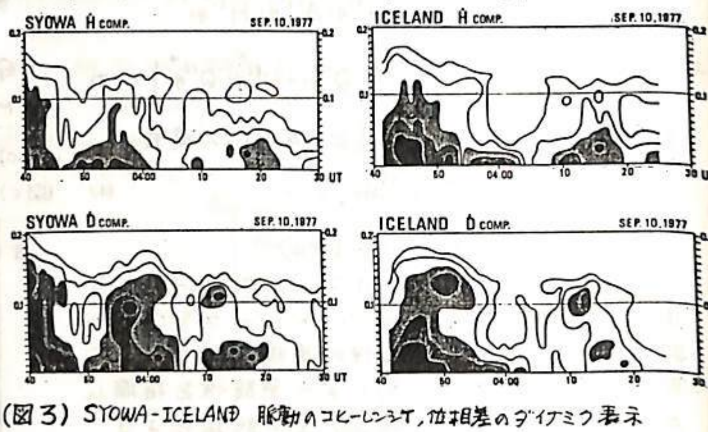
講演では、パルセーティング・オーロラの発生条件(サブストーム回復相での磁気圏・電離層ダイナミクス)、及び、電離層の周波数応答特性についても検討する。

(図の説明)・縦軸＝周波数 0～0.2 Hz
・横軸＝Universal Time
・コヒーレンシィ・コンタは 0.5, 0.6, 0.7, 0.8以上を示す
・位相差斜線部は out of phase (π±π/4)を示す

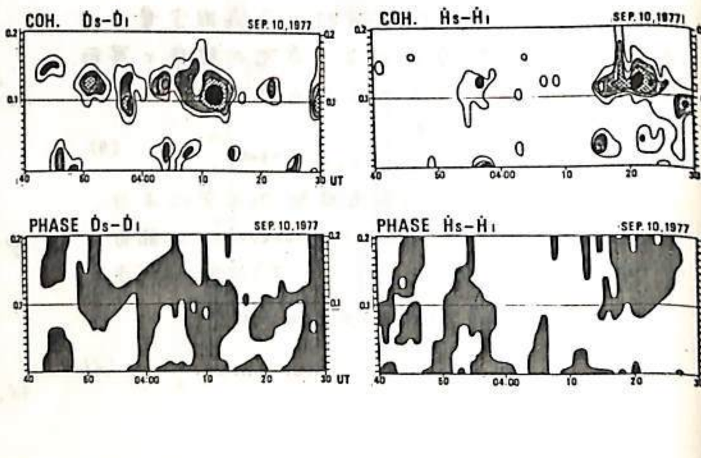
(図1) ICELAND天頂フォトメーター記録のダイナミク・スペクトル(3dB間隔)



(図2) SYOWA・MIZUHO誘導型磁力計データのダイナミク・スペクトル (3dB間隔)



(図3) SYOWA-ICELAND 脈動のコヒーレンシィ,位相差のダイナミク表示



I-35　North Polar Cusp における地磁気脈動の特性

加藤愛雄　友村清利　根川豊
東海大学　工学部　航空宇宙学科

1974　8月　カナダ北極圏のpolar Cusp附近にあるCambridge Bay ($\phi = 76.8°$) とほゞ同じ地磁気経度上でAuroral Oval 内にあるFort Smith ($\phi = 67.3°$) で地磁気脈動の同時観測を行なった。解析の結果次の事が明らかになった。

(1) Dayside Polar Cuspでは地方時で10^hから15^hの間、Cusp内にあるCambridge Bayで地磁気脈動が著るしく卓越して居り、この間Fort Smithでは比較的静かである。明らかにCusp粒子の侵入によるものである。この場合、粒子はmagnetic margingによるもので、所謂magnetosphereのopen modelの方が都合よい。

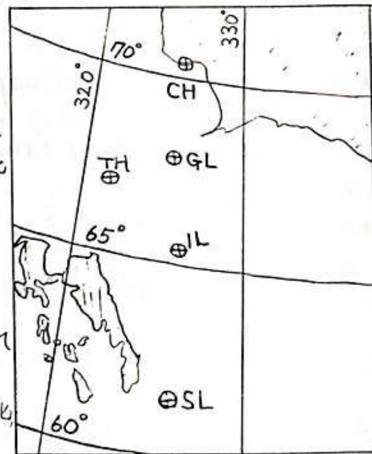
(2) Nightside Polar CuspではSubstormに伴なってauroral Oval内のFort SmithではExpansion phaseのonsetで勿論典型的のpi2が観測されるがCusp内にあるCambridge Bayでは静穏で、約30分後になってRecovery phaseに入ってから長周期変動を伴って地磁気脈動が活発になる。この事はSubstormのRecovery phaseでExpanding plasma sheetへの粒子のoutward Diffusionによりtail内で外側にdiffuseし逆にtail方向からcuspにこの粒子が侵入し来たものと考えるとこの約30分の時間後れがよく説明出来る。

I-36　多点観測によって得られたPiBurst脈動の特性(1)

国武学　小口高
東大・理

Piburst は irregular な，短周期成分を持つ，duration が数分の脈動現象であり，substorm の break up の際，極域に起こる。

その特性を調べることは，substorm のメカニズムをさぐる重要な手がかりの一つとなるであろう。　従来は数点での(特に meridian chain での) PiB の解析は，ほとんど行なわれていない。



	c.geomagnetic.C.	
CHURCHILL	69.9°	326.1°
GILLAM	68.1°	326.3°
THOMPSON	66.9°	320.7°
ISLAND LAKE	65.5°	326.5°
STAR LAKE	61.3°	326.6°

我々は1976年9月に，右表の5地点で得られたULF data を解析している。

まず preliminary な結果として，1つの event 全体のパワースペクトルを，各 station で比べると，(0.1 Hz ～ 0.8 Hz 付近で比べた。)

100km につき約 6dB の power の減衰が見られ，PiB が，非常に localize している現象であることがわかった。

さらに進んで，現在 1event 中の micro structure を調べている。　すなわち

同一 station での 1 event 中のパワースペクトルの時間的変化，及び

同一時刻での各 station でのパワースペクトルの違いを詳しく解析中である。

それにより，各 station での PiB の開始時刻が同じであるかどうか，また PiB の周波数，及び(空間的)領域が時間的にどう変化していくかを今回報告する予定である。

従来から PiB と粒子のふりこみに関連があると言われている。[Heacock (1967)(1971), Heacock and Hunsucker (1977), Hirasawa and Nagata (1972), McPherron, et.al. (1968)]

オーロラTV の data と比較することにより，aurora (特に expansion) との関連についても調べる。

このようにして，PiB の発生メカニズム，さらには PiB を手がかりとして substorm を調べていくのが本研究の目的である。

ref.) Heacock, R.R., J. Geophys. Res., 72 3905～3917, 1967.
Heacock, R.R., J. Geophys. Res., 76 4494～4504, 1971
Heacock, R.R., and R.D. Hunsucker, J. Atmos. Terr. Phys., 39 487～501, 1977
Hirasawa, T., and T. Nagata, J.A.R.E. Scientic Report, series A. No.10 1972
McPherron, R.L., G.K. Parks., F.V. Coroniti., and S.H. Ward, J. Geophys. Res 73 1697～1713 1968.

I-37 カナダに於けるオーロラ，ULF－VLF波動の総合観測

小口 高，国分 征，林 幹治，(東大理)，鶴田浩一郎，町田忍（東大宇宙研）
北村泰一，坂 翁介（九大理），渡辺富也（ブリティッシュ・コロンビア大）

磁気圏に於ける波動－粒子相互作用と，これに起因する磁気圏粒子の入射機構を主として地上観測の見地から理解するために，カナダ，マニトバ州，サスカチュワン州，アルバータ州，BC州およびN.W.T.に観測網を設置し，TVによるオーロラ観測，VLFおよびULF観測を実施した。観測点の配置は図に示す通りで，オーロラの全天TV観測が5点；ランキンインレット(RI)，ラビットレイク(RL)，ラロンジュ(LR)，パークサイト(PS)，スティーンリバー(SR)，VLF観測が8点；上記オーロラ観測点＋サウスエンド(SE)，ワスケスウ(WS)，ラッキーレイク(LL)，ULF観測が13点；上記VLF観測点＋ベーカーレイク(BL)アイランドレイク(IL)，ギムリ(GM)，プリンスジョージ(PG)，ヴィクトリア(VC)，である。尚この他，サウスエンド(SE)に於てカナダ側の全天TV観測が行なわれ，又USDIの好意により，ボルダー(BD)に於てULFの同時観測が実施された。観測期間は1980年1月12日から2月23日までである。

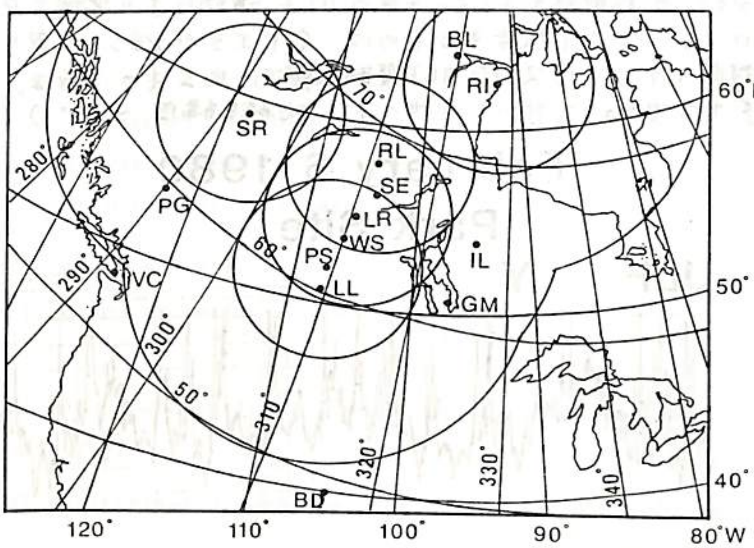


図 観測点の配置 ランキンインレット(RI)，ラビットレイク(RL)，ラロンジュ(LR)，パークサイト(PS)，スティーンリバー(SR) を中心とする小円は，各点から仰角10°でオーロラ観測が可能の範囲を，又大円は地平線までの見通しの範囲を示す。

観測結果のうち特に注目すべき点は次の様な事柄である。

1. 脈動型オーロラの特性的構造
2. 脈動型オーロラの点滅とULFの顕著な関係
3. フラッシュ型オーロラとVLFの顕著な関係
4. 特徴的なULF波動とVLF波群の関係
5. VLFに対するSSC効果
6. カスプ域に於けるULFの特性的変動
7. PC-1 活動
8. ULF－VLF波動域の変動

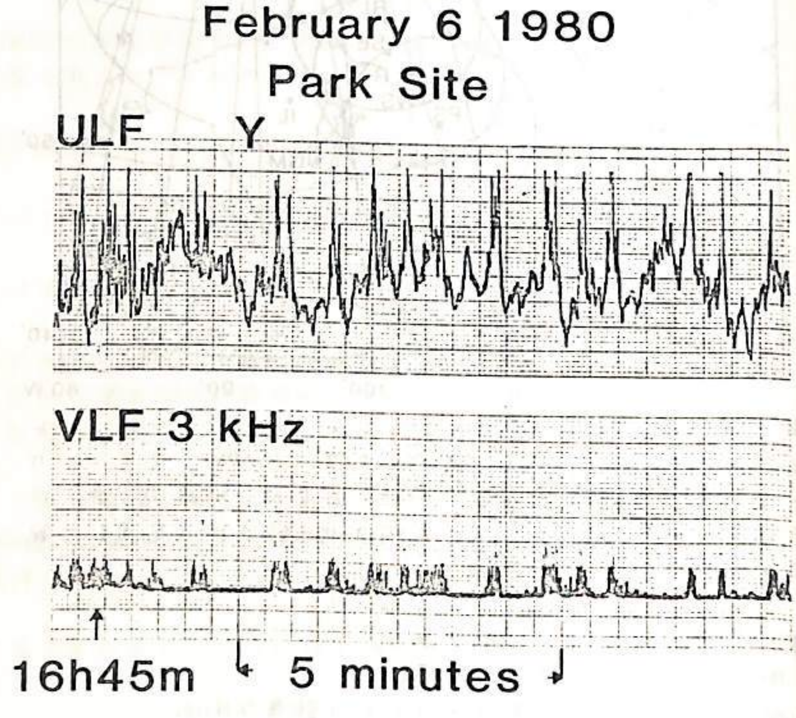
I-38 VLFコーラスバーストとパルス性地磁気変動

國分 征，小口 高，林 幹治（東大理），鶴田 浩一郎，町田 忍（東大宇航研）
北村 泰一，坂 翁介（九大理），渡辺 富也（ブリティシュコロンビア大）．

1980年1月から2月にかけて行われた、カナダに於けるオーロラ・VLF・ULF波動の総合観測により，VLF帯波動とULF変動の相関について新しい知見が得られたので，これについて報告する。

ULF波動と相関をもつVLFエミッションとしては、これまでQPエミッションが知られている。これらはVLFエミションの放射源がPc3－4帯のULF波動により変調を受ける結果生ずるものと考えられている。ここで報告するものは，QPエミッションと異なり，バースト的なVLFコーラスに対応して，パルス的なULF変動が観測されるものである。

図は1980年2月6日 カナダサスカチュワン州パークサイト（地磁気緯度 ~61°）で観測された例であり，ULFの東西成分と，3kHzを中心とした（$\Delta f \simeq 300$Hz）バンドの強度記録である。VLFエミッションはバースト的に発生するライザ型のコーラスであり，これに1対1に対応して鋭いパルス性の変動がULFの記録にみられる。ULFで特徴的なことは，パルスがある期間、一つの方向にふれることである。パルス巾は狭く，5秒以下の鋭いパルスになっている。



このような現象は，磁気嵐などの大きな擾乱に伴って観測されることが多く，殆んどがL=4~5附近で観測される。

I-39 Study of the temporal and spatial variation of the VLF chorus activity at the time of SC and SSC

S. MACHIDA, T. OGUTI*, S. KOKUBUN*, K. HAYASHI*, K. TSURUDA
T. KITAMURA**, O. SAKA**, and T. WATANABE#

Institute of Space and Aeronautical Science, University of Tokyo
* Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo
** Faculty of Science, Kyushu University
# University of British Columbia

In this report the authors will present the temporal and spatial variations of the VLF chorus activity during the disturbed periods in the pulsating aurora campaign.

We expect the close relationship between the VLF chorus at the time of SC and SSC as was pointed out by Morozumi [1965, 1966] and Hayashi et al. [1968]. Majour points of interest are;

1) SC and SSC effects on the intensity of the VLF chorus
2) SC and SSC effects on the center frequency of the VLF chorus

We are also interested in the spatial (latitudinal) distribution of the chorus activity.

3) Latitudinal dependence of the onset-time of the VLF chorus
4) Latitudinal dependence of the intensity of the VLF chorus
5) Latitudinal dependence of the center frequency of the VLF chorus

Simultanious observations of VLF and ULF waves in the multiple sites distributed in a line from Rabbit Lake to Lucky Lake (almost the same magnetic longitude as Saskatoon), Steen River and Rankin Inlet are avairable to study the latitudinal dependence of the chorus generation.

References

Morozumi, H. M., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 19, 371-374, 1965.
Morozumi, H. M., Rep. Ionos. Space Res. Japan, 20, 326-328, 1966.
Hayashi, K., Kokubun, S., and Oguti, T, Rep. Ionos. Space Res. Japan, 22, 149-160, 1968.

I-40　Pulsating Aurora と VLF コーラスの相関

鶴田浩一郎(東大宇宙研), 小口高(東大理), 国分征(東大理), 林幹治(東大理)　町田忍(東大宇宙研), 北村泰一(九大理), 坂翁介(九大理), 渡辺富也(UBC)

VLFエミッションに伴ってKeVレンジの電子のprecipitationがあるであろうということは、理論的に予想されていたことであり、実際Rosenberg[1]等によるX-線強度とコーラス強度の相関、Helliwell[2]等による天頂フォトメター観測とVLFエミッションの相関々係の研究は理論上の予測を実証したものと云える。

KeVレンジの電子のprecipitationがあれば当然発光を伴い、ある種のオーロラとの関係が期待される。一方、オーロラの研究の方から、Pulsating Auroraと呼ばれている一群のオーロラがありExpansion後、明け方にかけて、アークの低緯度側にしばしばあらわれることが知られていた。Pulsating Auroraは一般にパッチ状の構造をしており、輝度は比較的低く、準周期的に輝度が変化する。Pulsating Auroraの発生機構は未だ明らかになっていないが、出現緯度、時間帯が、VLFコーラスとオーバーラップしていること(昼間はオーロラは見えないがコーラスの方は続いていることが多い)からVLFコーラスと何等かの関係があるものと期待されていた。

今回、我々はカナダサスカチュアン州で、オーロラTV観測ネットワーク、VLF観測ネットワークでPulsating Auroraの観測を行ったが、その結果、Pulsating Auroraのパッチの明るさとVLFコーラスの発生が1:1対応を示す例を見出した。このことにより、VLFコーラスとPulsating Auroraの間に密接な関係があることが始めて実験的に明らかになった。さらにPulsating Auroraのパッチの形とVLFコーラスのダクトとの関係、コーラス周波数(降下電子エネルギーと関係する)とパッチの高さ、パッチのEast wardドリフト運動とコーラス生成粒子の関係等についても今回のデータから手がかりが得られそうであり、VLFコーラス及びPulsating Auroraの発生機構についても有用な手がかりとなりそうである。

残念ながら、一部のデータが未だカナダから到着していないので詳しい解析は出来ないが、Pulsating Auroraのパッチ構造とVLFコーラスの相関の例に若干の考察をつけて発表する。

(1)　J. Geophys. Res. 76 8445 (1971)
(2)　pre-print.

I-41　誘導磁力計による地磁気脈動多点観測網

(1980, JAN. − FEB, CANADA)

林 幹治，小口 高，国分 進(東大・理)；鶴田 浩一郎，町田 忍(東大・宇)
北村 泰一，坂 翁介(九大・理)，渡辺 富也(UBC)，R. E. Horita (U. Vic.)

Pulsating Aurora Campaign の期間を含む1980年1月上旬より2月下旬にかけての間 Canada の British Columbia, Saskachewan, Manitoba, Albata, Northwest Territories の各州で地磁気脈動の観測が実施された。観測の概要の報告と，観測結果の速報を行なう。

観測地点	Geographic Lat.	Geographic Long.	Corrected Geomagnetic Lat.	Corrected Geomagnetic Long.	ULF Instruments Sensors	ULF Instruments Amp.	ULF Instruments Recorder	Data quality
Baker Lake (BL)	64.18	W 96.00	75.1	320.4	T	T	T	?
Gimli (GM)	50.62	96.98	61.9	323.9	T	T	B_G	B
Island Lake (IL)	53.9	94.7	65.5	326.5	B	B_C	B_G	B.
Lucky Lake (LL)	51.0	107.1	60.3	310.3	T	T_H	T/B_P	A
La Ronge (LR)	55.2	109.3	64.0	306.0	T	T	T	A
Park Site (PS)	52.2	107.2	61.5	309.8	T/B	T/B_C	T/B_P	B
Prince George (PG)	53.9	122.7	59.6	290.9	B_L	B	B_P	A-B
Rabbit Lake (RL)	58.2	103.7	68.1	311.9	T	T/T_H	T	A-B.
Rankin Inlet (RI)	62.8	92.2	74.3	328.0	B	T	T	A
South End (SE)	56.3	103.5	66.3	312.8	T	T	T	―
Steen River (SR)	59.7	117.2	66.6	293.7	T	T	T	A-B.
Victoria (VC)	48.3	123.6	53.7	292.6	B_L	B	B_{G14}	A.
Waskesiu (WK)	53.9	106.1	63.4	310.5	T	T	T	C

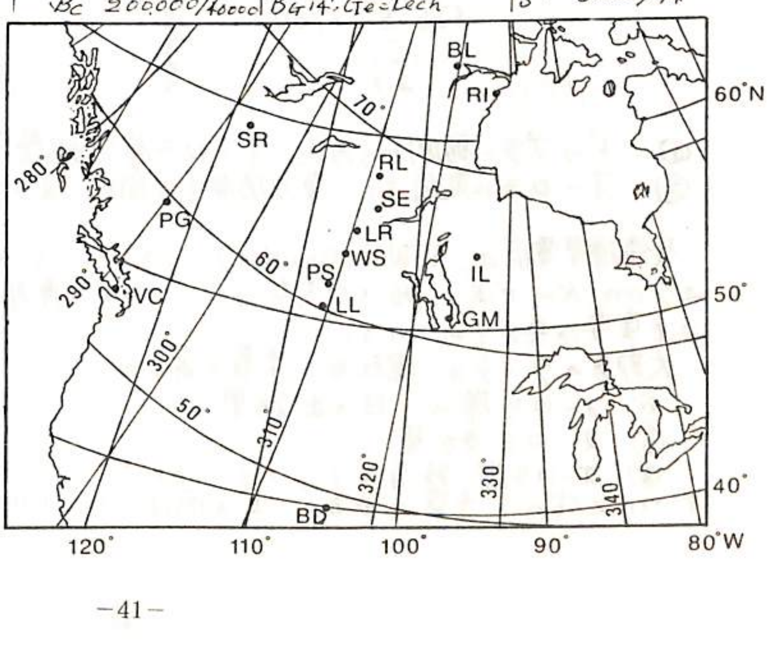
(ULF Instruments)

Sensor の感度

T	75 μV/1γ at 1Hz	
B	55	〃
B_l	440	〃

Amp. の gain		Tape Recorders (FM)	f_c	
T	60,000倍	T : TEAC 4320 改造	5Hz	1800ft/7days
T_H	94,000	B_G: Geotech社	16	3600/5
B	30,000	B_P: P I. 社	16	3600/5
B_C	200,000/40000	B_{G14}: Geotech	5	3600/14

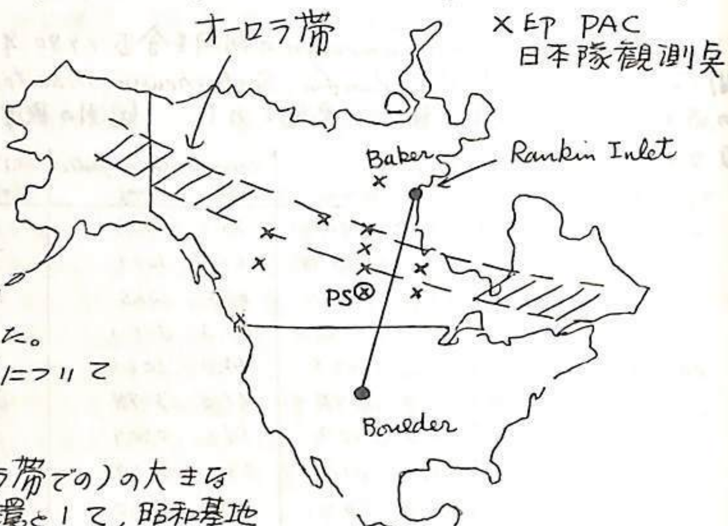
Saskachewan 州のほぼ310° magnetic meridian に沿った線上では平均約250km間隔の観測点が置かれ，これを中心に1000km西の290°線に3点，750m東の325°線上に2点，sub-cleft帯(BL, RI)に2点が配置された。



I-42 カナダオーロラ帯におけるHFドップラー観測
(速報)

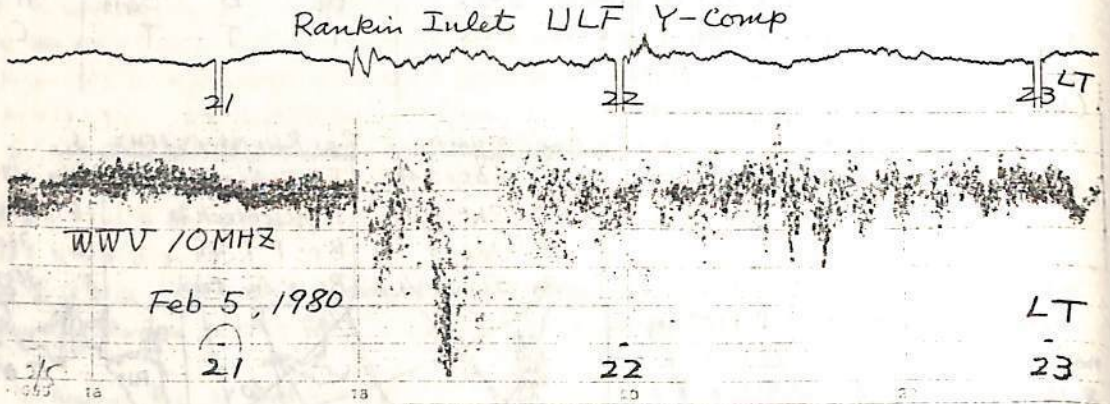
北村泰一，坂 翁介（九大理），小口高，国分 征，林 幹治（東大理）
鶴田浩一郎，町田 忍（東大宇宙研），渡辺 富也（ブリティッシュコロンビア大学）

我々（北村・坂）は，小口隊PAC観測網の最北端，カナダのNORTHWEST TERRITORYのRankin Inlet (72° mag. Lat) と Baker Lake (72° mag. Lat) を受もち，1980年2月1日〜2月25日までの間，ATV, VLF, ULFおよびHFD（HFドップラー）の観測をおこなった。こゝでは，主としてHFDの観測について速報する。



[目的]

ドップラー観測（オーロラ帯での）の大きなワクでの目的は『MAPの一環として，昭和基地周辺でのHFD観測を提案しているが，その実施にあたっての基礎情報を得ること』であるが，その内容としては，



① ドップラー観測からみたオーロラ帯電離層の様相
② オーロラに起因する重力波発生の同定およびそのメカニズムの解明である。

受信標準電波は，WWV (Boulder), 15, 10, 5 MHZで，送信点からの距離は約2700 Kmであり，その中間点はオーロラ帯の南限または若干南側に位置し，位置的にも重要な点をしめている。

大部分のデータは，現在なお未着であるが，こゝでは

ⓐ オーロラ帯の日の出効果
ⓑ オーロラ効果
ⓒ オーロラ帯特有のドップラートレース

について述べる予定である。上の図はその1例で，オーロラの出現とともにトレースが消えている

wavyな変化になって

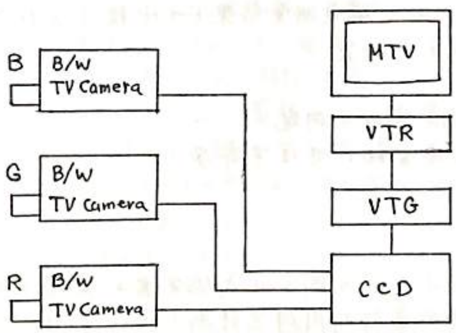
I-43　3つのB/W TVカメラを組合せたオーロラのカラーTV撮影

小口 高，国分 征，林 幹治（東大理），鶴田浩一郎，町田 忍（東大宇宙研）
北村泰一，坂 翁介（九大理），渡辺富也（ブリティッシュ・コロンビア大）

本年1月12日より2月23日にかけて実施した，カナダにおけるオーロラ，ULF，VLF波動の総合観測に際して，5点のTV観測点のうち3点（ラビットレイク，ラロンジュ，パークサイト）のために，特性を揃えたTVカメラを試作した。これらTVカメラは，単独ではB/W TVカメラとして使用可能であり，3つを組合せることによってカラーTVカメラとして使用できるように製作された。　総合観測期間のうち，満月に近い2月1日より，2月6日の間は通常の観測を休止とし，3個のB/W TVカメラを組合せてオーロラのカラーTV撮影を行なった。　この方式は，通常の標準同期のカラーイメージングとしては，現在の所，世界中でも最も高感度の部類に属するものと考えられる。

月明にもかかわらず，Discrete Auroraのみならず，Pulsating Auroraも充分の感度で撮影でき，この方式の有用性が実証できた。

2月8日のAuroral Expansion，及びこれに伴なうPulsating Auroraを中心にカラー記録の特性，問題点などを指摘する。



3台のB/W TVカメラの組合せによるオーロラのカラー撮影システム。

I-44　ＭＡＧＳＡＴ衛星資料利用国際共同研究

ＭＡＧＳＡＴ研究班　（代表者：東京大学理学部　福島　直）

米国ＮＡＳＡでは、米国地質調査所との共同計画として、ＭＡＧＳＡＴと称される人工衛星による地球磁場精密観測資料を活用する研究を推進している。このＭＡＧＳＡＴ衛星は、高度約325－550kmでほぼ日出日没子午面に沿って地球磁場三成分値を毎秒16回、約450m間隔で測定し、全磁力値は毎秒8回、約900m間隔で測定する。観測値の精度は三成分値で6nT，全磁力で3nTである。　このＭＡＧＳＡＴ衛星による観測資料を利用する国際共同研究のよびかけが1978年9月にＮＡＳＡから出されたのに対し、わが国では取り急ぎ共同研究班［代表者：福島直（東大理）；副代表者：前田坦（京大理）；幹事：行武毅（東大震研）］を組織し、次に示す研究課題を含む提案を1979年2月に送付した。

(A)　日本および南極昭和基地周辺の地殻構造に関する総合的研究
　1．日本周辺地域磁気図作成（地上・海上・航空磁気測量結果との比較を含む）
　2．局所磁気異常分布とその原因についての研究
　3．南極地域の地殻構造研究
(B)　電離層・磁気圏における電流と電磁流体波の研究
　1．電離層および磁気圏内電流が地上磁場変動に及ぼす寄与
　2．磁気圏内沿磁力線電流の分布
　3．地磁気脈動と電磁流体波の特性

上記の日本側提案は仮採択され，日本政府側とＮＡＳＡの間で正式協定書が交換されれば正式採択となる。　日本におけるＭＡＧＳＡＴ衛星資料利用研究計画については、昨年秋の本学会講演会で紹介されている（Paper number Ⅲ-35）ので、今回はその後の状況について報告する。

ＭＡＧＳＡＴ衛星は，当初予定よりやゝ遅れて1979年10月30日14h16m U.T.に米国西海岸基地から打上げられた。初期軌道は

遠地点高度561km，近地点高度352km，周期93.726分，軌道傾斜角96.76°

であり，ほぼ予定通りの軌道である。磁力計をつけたブームは11月1日に出され，スターカメラとともにスイッチが入れられ，磁場測定が開始された。但しスカラー磁力計の光源回路にやゝ故障が生じているため、磁力値を求める計算に予想以上の時間がとられ，またＮＡＳＡにおける消費エネルギー節約のため電算機使用時間制限の影響を受け、研究者に対するデータ配布が当初予定よりも少し遅れる見込である。

1979年12月4日付でCHRONINT（Topocentric座標使用，高度の精度はまだよくない）とCHRONSC（Spacecraft座標使用）の2本の磁気テープ（9 track, 1600 BPI）が日本の研究班に届けられている。このテープには1979年11月4日17h27m34s－21h49m43sの約4時間20分にわたる磁場測定値（スカラー値は1/8秒毎，ベクトル値は1/16秒毎）がともかく入ってはいるが，軌道および磁場測定値が系統的に整理された形式で収められてはいないので、解読が容易ではない。　そのうちに軌道および磁場測定値が整理された形で収められた磁気テープが改めて送られてくる筈である。

I-45　IMFが北向きの時のサブストーム

家森俊彦、前田 坦
（京大・理学部）

惑星間磁場(IMF)が北向きの期間にもサブストームが頻繁に発生していることは、Nishida(1971, 1972)やAkasofu(1973, 1975)等によって以前から指摘されてきた。IMFが南を向いている間は、磁気圏Tail lobeのconvectionの強化(→DP2)、Tail磁場fluxの増大(→auroral ovalの拡大)、plasma sheetのconvection(→ring currentの発達)など、さまざまな現象が(多少の時間的ずれを伴うが)同時に起きる為、何がサブストームを引き起こすのか、すなわち、サブストームの原因となる不安定性の条件が何なのかはっきりしない。しかし、IMFが北向きの時のサブストームを調べることによって、上記のような困難はある程度避けることができると考えられる。これまで我々は、IMF-B_zに対する地磁気擾乱(サブストーム)の時間的応答について調べてきた。そして、サブストームの発生に対するB_z成分の役割が、Tailにエネルギーを蓄積するということだけでなく、サブストームのtrigger、すなわちplasma sheetに於る不安定性の成長にも、かなり直接的に関係しているらしいことを示唆するいくつかの結果を得た。すなわち、Tail磁場fluxの増大が、不安定性の成長の条件となるのではなく、plasma sheetに於るconvectiveな動き(又は、それに伴う電場)が関係しているのではないかと思われる。

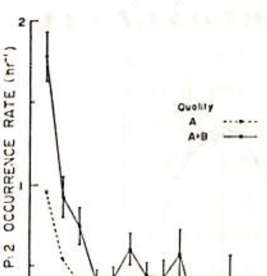
今回は、IMFが南から北に移行した後、サブストームの発生率がどのような時間的変化を示すかということを調べた。南向きの間にTailに蓄積された磁場エネルギーが、北向きの間のサブストームによって徐々に消費され、かつ、サブストームの起りやすさ(発生率)がTailの磁場エネルギー(すなわち磁場flux)に依存(比例)するとすれば、北を向いてからのサブストーム発生率は、時間と共に指数関数的に(単調に)減少すると期待される。他方、我々がこれまで主張してきたようなplasma sheetに於る数時間(4時間前後)周期の何らかの振動的な動きが関係するとすれば、北を向いた後のサブストーム発生率も時間的に増減しながら減少してゆくと予想される。

解析方法

1) 1963−1974年のIMF composite tape (hourly value) を用いてIMFが南から北に一定の条件で変わり、その状態が5時間以上持続する期間を選び出す。(→計76例)。
2) 中緯度rapid-run magnetogram (FRD, MMB, KNGの3ヶ所) を見て、北向きの期間に発生したPi 2 pulsationを選び出し、それをサブストームの発生と見做す。
3) 統計をとることによって、IMFが北を向いてからのサブストーム発生率の時間変化、北を向く前の南向き成分の大きさの効果、北を向いた後の北向き成分の大きさの効果、等を調べる。

結果

1) IMFが北に変化した後、約8時間程度かかって発生率は減少する。すなわち、南向きIMFの影響は、約8時間程度残る。しかし、時間と共に単調に減少するのではなく、3~4時間の周期で増減しながら減少する。
2) 北を向く前の南向き成分の大きさは、北を向いてからの発生率に多少影響する。
3) 北を向いた後の北向きIMFの大きさは、発生率にほとんど影響しない。(但 $B_z > 2nT$)



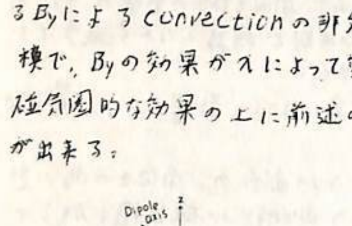
結果(1)は、北向きの期間のサブストームのかなりの部分が、南向きの時の影響であることを示している。このことは、余分なenergyが磁気圏に残っているかぎりサブストームはいつでも起り得るとする考え(Akasofu, 1975)と一応合致するが、(1)の後半部は、サブストーム発生率が、Tailのfluxに依存するとする考え方では説明しにくい。時間的に増減を繰り返しつつ減少するという今回の結果は、plasma sheetでの数時間周期の振動的動きを示唆する。

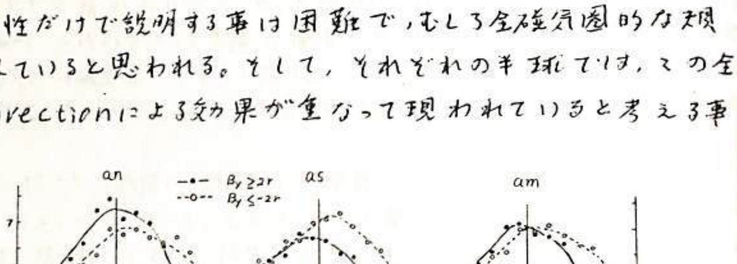
I-46　地磁気活動度に対する，IMF東西成分及び双極子傾角のcoupling効果　(I)

芳沢克明・村山喬・前沢洌　(名大理)

惑星間空間磁場(IMF)の東西成分(B_y)が，地磁気活動に影響を及ぼしている事は，よく知られた事実である。即ち極光帯に流れる西向きjet電流の強さは，北半球の冬では，toward porality の時より，away porality の時に強くなる傾向を示す。(Murayama and Hakamada ; 1975)　この事は，IMF南向き成分(B_s)によって起るdayside reconnection で，B_yの存在によってプラズマ流の偏りが起り，polar cap上空のplasma convection がdawn-dusk asymmetryを示し，away poralityの時西向き電流を強める結果として理解されている。ところが，地球双極子軸の太陽方向への傾き角(ここでは，これを双極子傾角(χ)と呼ぶ)に依存して，上記の西向き電流の強さ(AL indexで表わされる)が変化し，$\chi \sim max.$(北半球で主に夏の季節)付近では，逆に$B_y>0$の時より，$B_y<0$の時に強くなる(Aoki ; 1977)。即ち，西向き電流の強さのB_y依存性が，双極子傾角によって変化している事が示されている。

これらは北半球に於ける現象であり，従って南北半球の対応を計る必要がある。ここでは，南北半球それぞれの地磁気活動度を示すan，as indexを用いて同様な解析を行なった。ただし，an as はALと異なり，IMF南向き成分の他に，太陽風の他のパラメータ(密度N，IMF Bのvariance σ_B)等の影響を比較的強く受けるため，これらのパラメータの効果を除く必要がある。その手段として，ここでは地磁気活動度G (= an, as, or am ($=\frac{an+as}{2}$))が，$G = f(B_y,\chi) B_s V^2 + a_1 N V^2 + a_2 \sigma_B V^2 + a_0$ と近似して，$f(B_y,\chi) = (G - a_0 - a_1 N V^2 - a_2 \sigma_B V^2)/B_s V^2$ を求めた。ここで，Vは太陽風速度，a_1, a_2及びa_0はそれぞれ係数及び定数項である。全ての項にV^2がかかるのは，an，asがB_s，N，σ_Bに関らずほぼV^2に比例する事に拠る。得られた$f(B_y,\chi)$を，an，as，amのそれぞれについて下図に示す。黒丸は$B_y \geq 2\gamma$，白丸は$B_y \leq -2\gamma$の場合である。一般的には，anはB_y正で大きく，asはB_y負で大きいが，それぞれ$\chi \sim max.$，$\chi \sim min.$でその傾向が逆転している。特に，am(磁気圏全体のactivityを示す)では，$\chi>0$でB_y負が，$\chi<0$でB_y正が大きい。この結果は，各半球でのpolar capに於けるB_yによるconvectionの非対称性だけで説明する事は困難で，むしろ全磁気圏的な規模で，B_yの効果がχによって変化していると思われる。そして，それぞれの半球では，この全磁気圏的な効果の上に前述のconvectionによる効果が重なって現われていると考える事が出来る。





I-47　地磁気活動度に対する，IMF東西成分及び双極子傾角の Coupling 効果（II），GSM座標系使用の妥当性について

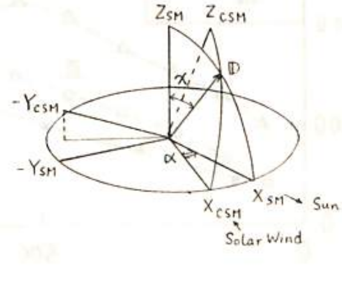
前沢洌，茅沢克明
（名大理）

同名講演（I）で述べた通り，地磁気活動度は，双極子傾角χとIMFの東西成分B_yの積$B_y \cdot \chi$にほぼ比例する部分を持っている。この効果は南北両半球ともに見られることから，全世界的に地磁気活動度が$B_y \cdot \chi$によって変調を受けていると想像される。従って磁気圏に入る太陽風エネルギーが$B_y \cdot \chi$によって変化していると考えられ，これは磁気圏の reconnection model を考える上で考慮しなければならない重要な点であろう。

この効果の原因として，いくつかの仮説を立てることができる。1つの考え方は，dayside reconnection が磁気圏の nose で起るという考え方を捨てて，もう少し磁場のY成分の効きそうな場所（例えば Polar cusp）で起るとする考え方である。もう1つは，nose での reconnection は残すが，その reconnection rate が，従来考えられていたようにIMFの南向き成分 B_s のみによるのではなく，例えば（$B_s + a B_y \chi$）といった形の量で control されているという考え方である（ここで a は $B_y \chi$ 効果の大きさを表わす適当な比例係数）。後者の解釈は一見説明が難かしそうだが，ここで原点に立ち戻って，なぜ B_s という量が reconnection を左右していると考えられているか思い出してみよう。B_s という量は Geocentric Solar-Magnetospheric Coordinate System（GSM又はSM座標と略す）におけるIMF南向き成分であり，この座標系はX軸を太陽方向に取っている。従って，この考え方の背後には，太陽風との相互作用が，磁気圏の subsolar point を中心に起るという仮定が implicit にあり，この点での地球磁場の方向に反平行なIMF成分を B_s としていると言ってもよいであろう。

上の座標系の使用は，太陽風が平均的には正確に太陽方向から吹いてくれば正しいであろう。しかし，この仮定がくずれる理由が少くとも2つある。1つは，地球の軌道運動が，太陽風に関し，約4°の aberration angle を作り出していることである。もう1つの理由は，reconnection を control するのは bow shock を通過した後の太陽風であるが，Walters（1964）の計算によると，太陽風は bow shock を通過時に，shock 面に流れる電流の及ぼす $\mathbb{J} \times \mathbb{B}$ 力により，平均で約6° dusk 側に偏向することである。これら2つの効果は符号が同じなので，都合10°程，平均的に太陽風は太陽方向より西から流れてくるように見える筈である。これを考慮してX軸をその分だけ西に回転し，このX軸と Dipole 軸を含むようにXZ面をとった系を CSM（Corrected Solar Magnetospheric）座標系と呼ぼう。CSM系での磁場の南北成分 B_z^c はSM座標系での各成分 B_x，B_y，B_z と次の関係にある。$B_z^c = \frac{1}{S}(\cos\chi \cdot B_z + \sin\alpha\cos\alpha\sin\chi \cdot B_y + \sin^2\alpha\sin\chi B_x)$（注参照）。ここに S は normalization constant，α は上記2つの effect を足し合せた太陽風の aberration angle である。α を一定と考えれば，B_z^c は $\sin\chi \cdot B_y$ に比例する項を含み，講演（I）で述べた観測結果と consistent である。

この新座標系の妥当性を定量的に検証するために，CSM座標系における地磁気活動度（例えば AL index）の $B_y \chi$ dependence を調べると　α を10°～20°にとった時，B_y と χ の Coupling 効果が消失することがわかった。α=10～20°は，理論値（平均）10°より少し大きいから，まだこの効果が完全に説明されたとは言えないが，太陽風との相互作用を記述する上で，SM座標系よりさらに適切な座標系があるという示唆を与えるものである。（*注．右図及び式では，簡単のため，太陽風到来方向はXY$_{SM}$平面内にあると仮定している。）



I-48

Substorm activity の interplanetary parameter に対する依存性 —— Perrault-Akasofu 式との比較

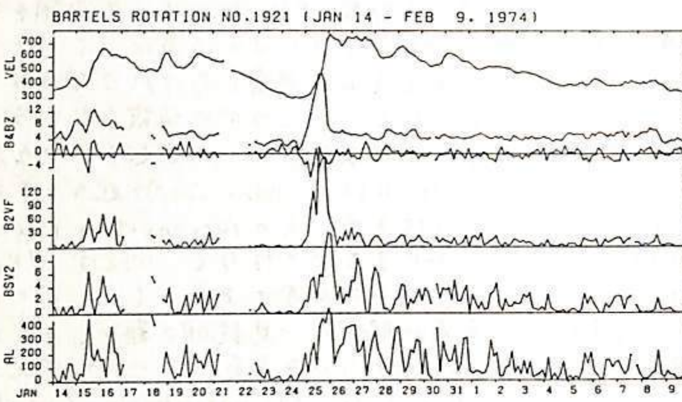
村山 喬，前沢 洌（名大理）

Substorm activity（AE, AL, ap, am などで代表される）の interplanetary parameter 依存について，我々は，

$$X_S = \mathrm{Const.}\ B_S V^2$$

（B_S は IMF の南向き成分，V は太陽風速度）が essential な factor であると考えているが，最近 Perrault-Akasofu は，下記の量が substorm activity を支配していると主張している。

図1



$$X_A = \mathrm{Const.}\ V B^2 \cos^4 \frac{\Phi}{2}$$

ここで，Φ は IMF-vector の SM 座標 Y-Z 面への投影と Z 軸とのなす角である。

図1は，Jan. 14 − Feb. 9，1974 の 27 日間について，interplanetary param. の3時間平均値をもとに，X_S（下から3段目）と X_A（下から2段目）を計算し，AL（最下段）と比較したもので，この図からは，一見して X_S の方が良く AL と合っていることが認められる（特に V の大きい Jan. 26−31 のあたり）。

この比較を，もっと組織的に行なうために，次の方法をとる。B_S を B と IMF の緯度角の関数との積で表わすと，X_S は BV^2 を含むのに対し，X_A には B^2V が含まれている。従って，特に B の大きいデータと，特に V の大きいデータとについて，別々に X_S（or X_A）を AL と比較すれば，両者の優劣がはっきりするはずである。この観点からデータを

I：	B > 10 nT,	656
II：	B < 10 nT, V > 600 Km/s	694
III：	B < 10 nT, V < 600 Km/s	4299

に分けた（右端の数字はデータ数）。

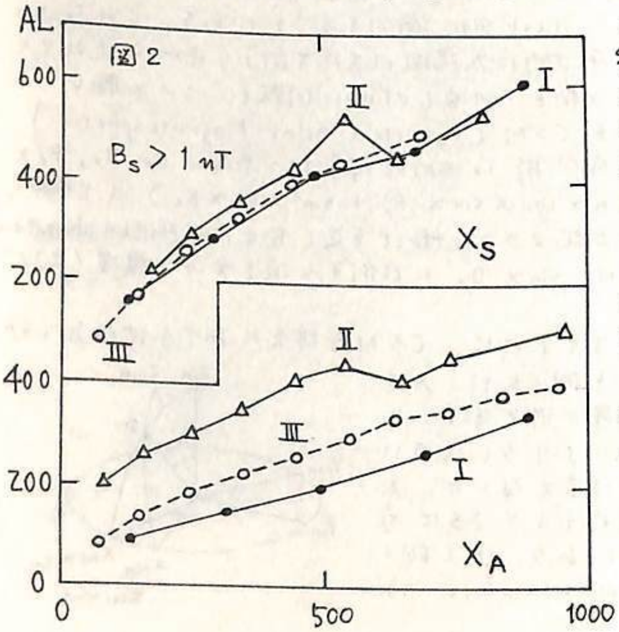


図2は，この3グループについて，AL と X_S，X_A とを比較したもので，AL の X_A 依存が，3グループで，はっきり差があるのに対して，X_S 依存の方は殆ど一致している。従って $B_S V^2$ の方が Perrault-Akasofu 式に比べて，より適切に substorm activity を代表すると結論できる。

I-49

太陽風エネルギーフラックスと極域電流

東京大学理学部　飯島　健

極域に発生する電流の原因を知る為，太陽風パラメターと電離層等価電流との関係を調べた論文がいくつか発表されている。最近特に次のようなことが指摘されている。

- IMF B_z の polarity は重要なパラメターであるが，$B_z<0 \rightarrow B_z>0$ に変った場合，normal two-cell convection 電流が完全に消滅し，新たに別の電流系が発達するとは必ずしも言えず，むしろ2種の電流系は共存する場合があること。

- 特に Auroral electrojet の発達には IMF B_z（又は VB_z）より，むしろ太陽風の運んでくる electromagnetic Poynting flux と電場のしみこむと考えられる磁気圏の面積との積が最も良い相関をもつこと（Akasofu, 1979）.

一方極域電離層に発生する電流はいずれも field-aligned currents と電離層電気伝導度できまるものである。特に大規模な field-aligned currents はどの mechanism を考えるにせよ，太陽風プラズマと磁気圏相互作用の結果発生する磁気圏電流に起因する。この磁気圏電流の発生には，太陽風電磁場のしみこみが原因となるもの，太陽風動圧による磁気圏磁場の変形や粘性的相互作用によって発生する磁気圏プラズマの対流が原因となるもの等が考えられる。

ここでは，米国 TRIAD 衛星による磁場計測データを用いて，最も基本的で最も重要な要素と考えられる Region 1 field-aligned current と solar wind の輸送する electromagnetic energy flux, dynamic energy flux との関係を調べて polar magnetosphere で発生する電流と太陽風の係りを検討する。

I-50

Priの電流系とPolarization

角村 悟, 荒木 徹
京大理

SC*に先行するPriは、太陽風中のshockが、磁気圏をsweepする際に、磁気圏内に生じたdusk to dawn電場が磁力線沿いに高緯度電離層に伝わり、電離層電流を流すことによる磁場変化だと解釈されている。

一方、SC*は中、高緯度で楕円偏波するという性質を持っている。これは、上記の定常的modelとは矛盾する。

我々は、今回、inputのsource currentの時間変化によって、priのpolarizationが説明されることを、数値計算によって示す。

(仮定)

Source currentの分布としては、

緯度変化は70°をpeakに、±5°の幅で与え、

LT変化は、正弦的に変化させ、午前側に(−)、午後側に(+)のpeakを持つように与え、

時間変化として、LT分布のpeakの位置を

(8LT, 16LT)

↓

(7LT, 17LT)

↓

(6LT, 18LT)

と移行させて与えた。

図1, 2に計算結果の一部を示す。

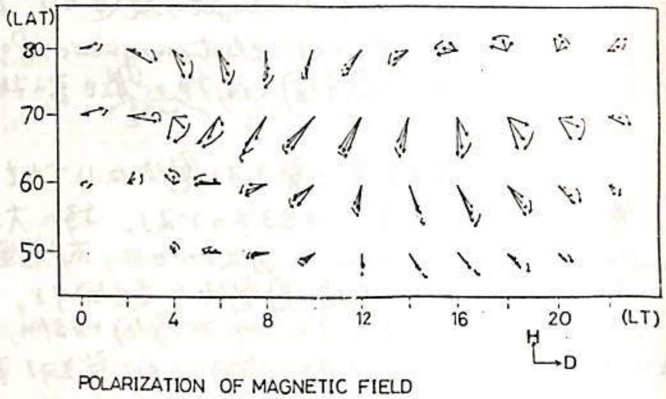


図1. 地上での磁場変化のpolarization

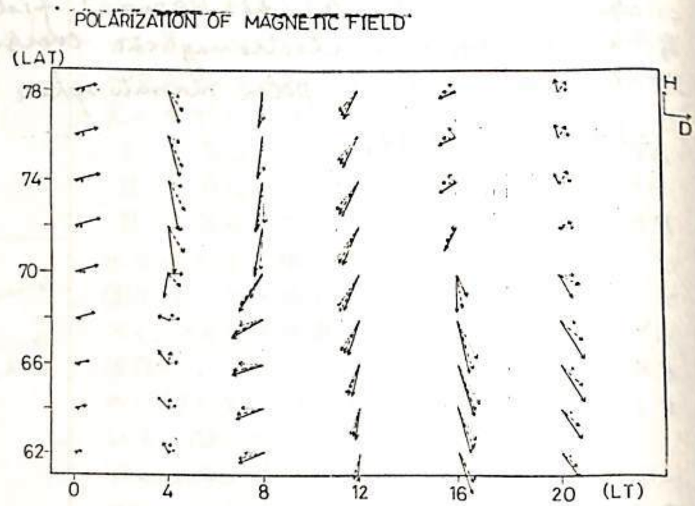


図2. Source current regionでの磁場のpolarization

I-51　On the Observed Signatures of Reconnection in the Magnetotail
(1) Statistical Study of High Speed Plasma Flows

早川　基・西田　篤弘
東京大学宇宙航空研究所

磁気圏嵐という特殊な情況にとらわれず、一般的なプラズマシートの構造及びそのダイナミックスを明らかにしようという目的でプラズマシートでのプラズマ流に注目した 解析を昨年の学会以来行なってきた。その結果、400km／sを超える高速流について、(A) 反地球向き流はDZ（プラズマシート中央面と衛星間の距離）が小さい範囲（$|DZ| \lesssim 3R_E$）に集中しておりその時の磁場は南向きである事が多いのに対して、(B) 地球向き流は、約$12R_E$までと広範囲にわたる$|DZ|$の広い範囲で観測され、その時の磁場は北向きである事が多いという事 又 (C) 地球向き高速流は$|DZ| \lesssim 3R_E$では衛星がプラズマシート内に止まっていた時と、ローブからプラズマシートに入った直後にほぼ半半に観測されるが、$|DZ| \gtrsim 3R_E$ではローブからプラズマシートに入った直後に観測される事が多くなることが明らかになった。

そこで、磁気圏尾部で磁場の再結合による磁気中性線が形成されているかどうか、又形成されているとしたらその時のプラズマシートの形状はどのようになっているかを調べるために速度350km／s以上の地球向き又は反地球向き流が約3分以上継続している時の 磁場のBx成分、Bz成分がどの様に変動しているかを細かく調べた。用いたデータはImp6による1972年の観測で、N. F. Ness（磁場）と、S. J. Bameら（プラズマ）による。軌道の関形上、ほとんどのサンプルは、地球中心からの距離が$25R_E$から$32R_E$の間で得られたものである。

解析の結果は以下の通りである。

(1) 磁気中性面近傍で高速流の出現する時（Bxの符号が変化する時）

(i) 地球向き流が出現する時は、磁場が Solar magnetospheric equatorial planeとなす角 θ（北向きが正）が $\theta \gtrsim 30^\circ$ となる。

(ii) 反地球向き流が出現する時は $\theta \lesssim -30^\circ$ となるが、その期間は地球向き流に比べて短かく、流速が遅くなると、θ への依存性が無くなる。

(iii) $\theta \lesssim -30^\circ$ の期間の $\theta \gtrsim 30^\circ$ の期間に対する比は、地球向き流では1：10 程度、反地球向き流では2：1程度である。

(2) 磁気中性面からやや離れた位置で高速流が出現する時

(i) 反地球向き流が出現する時は、$-30 \lesssim \theta \lesssim -10$ である事が多い。

(ii) 地球向き流が出現する時は、$10 \lesssim \theta \lesssim 30$ の時と、$\theta \sim 0$ である時の2種類がある。

これらの結果より、(I) 磁気中性線は磁気中性面近傍に形成され、その地球側の プラズマシートの方が、反地球側のものよりも厚い事、及び (II) 磁気中性線から放出される磁場のループは、反地球向きだけに放出されるのではなく、地球向きに放出される事もある（ただしその出現頻度は小さい）事が結論される。

現在、予想される磁気中性面からの距離DZ（Russel and Brody 1976モデルによる）を用いて、プラズマシートの南北方向の構造をより詳しく調べる事を行なっている。

I-52

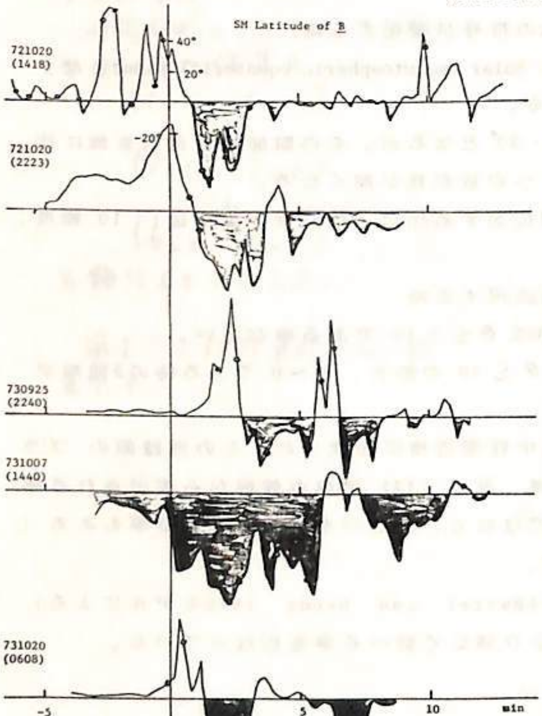
On the Observed Signatures of Reconnection in the Magnetotail
(2) Intervals of Southward Field and Tailward Flow

西田　篤弘・早川　基[※]、E.W. Hones, Jr.*

[※]東京大学宇宙航空研究所、* Los Alamos Scientific Lab.

磁気圏尾部で磁力線再結合がおき、磁気中性線が形成されると、中性線よりも遠方の領域には、(A) 南向きの磁場と、(B) 地球から離れる向のプラズマ流とが出現するはずである。このことを確かめるために、(1) 速度500 km／sec 以上の反地球向き流が約8分以上継続するとき、磁場の極性はどうなっているのか、(2)磁場ベクトルが約5分以上 Solar magnetospheric equatorial plane に対して南向きに傾いているとき、プラズマ流はどちらを向いているか、を調べた。用いたデータはImp6による1972年、1973年の観測で、N. F. Ness（磁場）とS. J. Bameら（プラズマ）による。サンプルのほとんどは、地球からの距離25R_E から 32R_E の間で得られたものである。

まず、継続的な反地球向きの高速プラズマ流が突然始まる場合には、附図に示すように、磁場ベクトルは一旦北向きに動いてから、南向きになることが多い。このあとしばしば北向き磁場と南向き磁場が交互にくりかえす。（図中○印は磁場のB_x成分が附号を変えた時刻であり、これらのサンプルが尾部中央面近傍で得られたものであることを示している。）磁場が一旦北向きにシフトしてから南向きになるということは、観測点よりも地球側でつくられた磁力線のループが、反地球向きに押し流されてくるという描像を支持する。また北向き磁場と南向き磁場の繰りかえしは、複数の磁力線ループがつくられ、順次列をなして反地球向きに流れることを示している。高速反地球向き流のサンプル中、南向き磁場を伴わない例は1割程度しかなかった。



Start of fast tailward flow

次に、南向き磁場が突然始まって継続する時には、反地球向きの流れが少なくとも2～3分以前に始まり、磁場が南向きの期間を通して続く場合がほとんどである。この事実も、上述の南向き磁場が反地球向きに流れる磁力線ループの一部をなすという描像を支持するものである。

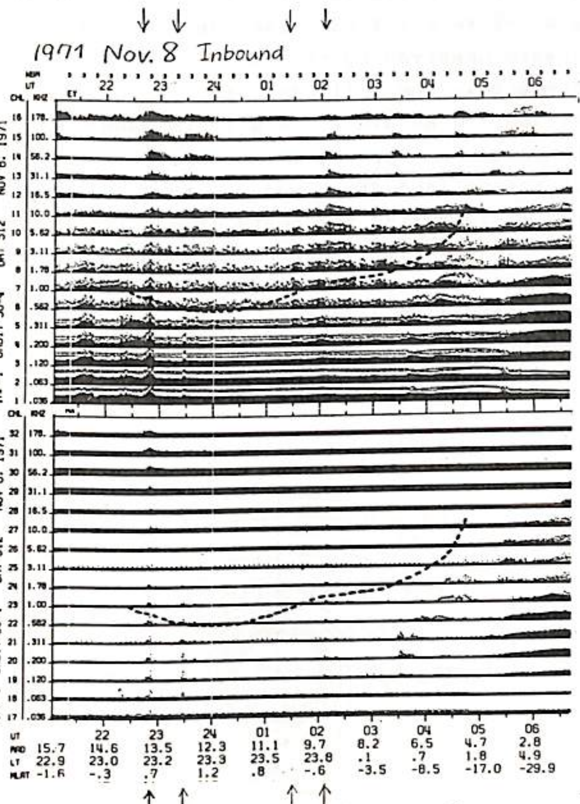
このように、Imp6のプラズマ及び磁場データは、地心距離25～32R_E より地球側で磁力線再結合がおきることがあることを示している。南向き磁力線が到着した時のプラズマの温度は、それ以前の値にくらべて2倍程度上昇していることがあるが、この傾向はいつも明瞭にみられるわけではない。

I-53　夜間磁気圏に於る広帯域hissに就て

羽田 亨，西田 篤弘
東大宇宙研

Imp-6により，磁気圏tail側 約10-20 RE，赤道面付近に於て，図1に示すような wide band な burst状 hiss が しばしば 観測された。このburstの特徴として以下のことが挙げられる。

1971 Nov. 8 Inbound



① 観測される周波数が非常に広帯域にわたり，DC的変動から数10-100 kHzにまでわたっている。

② Ω_e (Ω_{LHR}) の上下で波動の性質が変わらない。特にE.M. waveが $\omega > \Omega_e$ で観測されることがある。

③ E.S，E.M 両方で観測されるもの，E.Sだけでしか見えないもの がある。

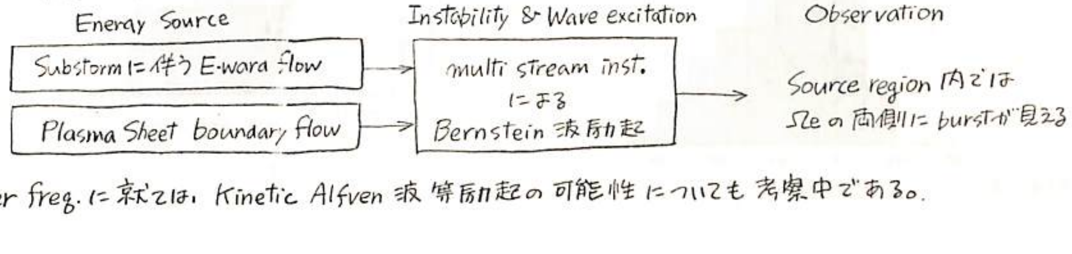
図1. 上・下段はそれぞれ E.S，E・M wave を表わす。各sectionの左端の値が，測定されたfrequency channel（kHz単位）を示し，その周波数に対する波動のpowerが 対数的に示されている。（細かい点はpeak値） 横軸はUT，及びそれに対応する衛星の位置 である。
22:50，23:25，02:05 付近に burst状 noise が観測される。01:30 頃にもE.S waveでは noise が見えるが，E.Mでは受かっていない。
点線はその場所での Ω_e を表わしている。

これらのburstが観測されるための条件としては．

① 衛星がPlasma Sheet内にいるときにSubstormのonsetがあった場合。
（Substormとの関連はAKR，地上のmagnetogram，衛星位置でのDC磁場 θangleの変化によって確かめられた。）

② 衛星が Plasma Sheet boundary を通過した場合。　が挙げられる。

①の場合，衛星位置で Earthward flow，Te，Ti の上昇 が しばしば 同時に観測される。これは Substorm時に Plasma Sheet 後部にて reconnection が起こるという picture と consistent である。
全体の mechanism として以下の様なものを考えている。



lower freq. に就ては，Kinetic Alfven 波 等励起の可能性についても考察中である。

I-54

THE CONVECTION ELECTRIC FIELD MODEL AND ITS KP-DEPENDENCE

M. Ejiri

National Institute of Polar Research in Japan

Abstract. Large-scale electric fields in the magnetosphere, represented by the scalar potentials of corotation and convection fields, are examined in order to interpret both plasmapause positions at different local times and energetic particle penetrations inside the plasmapause observed by the Explorer 45 (S^3-A) dc E field measurements and particle detectors. The Volland-Stern type convection electric field is assumed: $\vec{E} = -\nabla\Phi$, and $\Phi = AR^{\gamma}\sin\phi$. A uniform dawn-dusk convection electric field which corresponds to an exponent (γ) of unity is not consist with the observational data, but the Volland-Stern model with $\gamma = 2$ more likely represents the convection electric field during the hours of electric field increases during magnetic activity. In the time-independent case the shape of the plasmapause does not depend on the intensity of the convection electric field, so that by using two plasmapause distances at different local times along the S^3 outbound and inbound orbits the shape factor γ of the convection field could be determined. The average value of γ for 45 cases was found to be 2.4.

Also, Kp-dependence of the shape of convection electric field is examined. Statistically the observed data by a least square fit give us a formula

$$\gamma = 4.176 - 0.519\ \mathrm{Kp}.$$

This means that as Kp decreases an equipotential contour around the plasmapause becomes more circular and shows more uniform potential change at dawn as the radial distance decreases, which is clearly shown in the Fig. 1.

Fig. 2 and Fig. 3 are statistics of the plasmapause shape and an energetic particle penetration distance as a function of γ = 2 or 1. See Ejiri, M., R.A. Hoffman, and Paul H. Smith, JGR, 83, 4811, 1978.

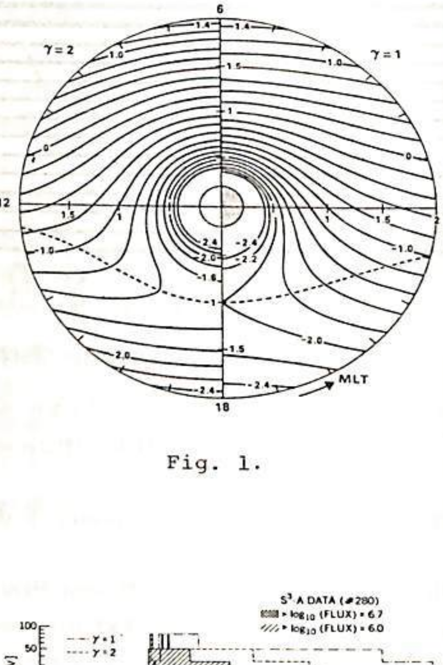


Fig. 1.

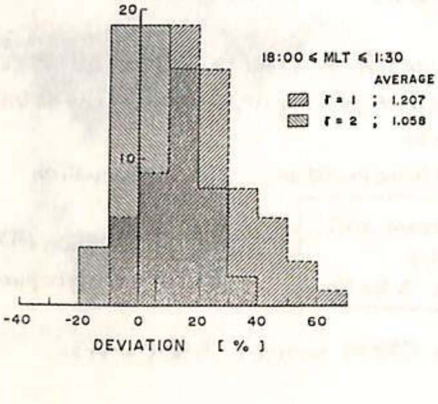


Fig. 2.

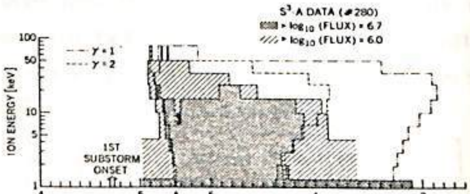


Fig. 3.

I-55

Field-Aligned電流と電離層電場・電流のモデル計算（その5）

上出　洋介　（京産大）

電離層電場がポテンシャルから導かれると仮定すれば、定常状態で電流の連続の式は

$$\mathrm{div}\left((\sigma)\cdot \mathrm{grad}\ \Phi\right) = -j_{\parallel}\sin\chi$$

と書かれる。ここで、(σ) は電離層電気伝導度テンソル、Φはポテンシャル、$j_{\parallel}$ は沿磁力線電流密度（A／m²）、χは磁力線のinclination角である。χは緯度の関数として与えることができ、(σ)、$j_{\parallel}$ のいろいろな組合せについて、電場、電流、等価電流系を計算し、最近の人工衛星、レーダー・極光・磁場などの地上観測と比べる"シュミレーション"を行い、過去数回の学会講演会で発表してきた。

今回は、代表的なモデルを考え、高緯度originの電場が(σ)と$j_{\parallel}$の空間分布によりどの程度侵入できるかを調べ、最近の観測結果と比較する。これらのモデルは次の9つである（パラメータの各くわしい値は Kamide and Matsushita（1979, J. Geophys. Res., 84(8)）を参照）。

	EVENING		MORNING	
SIMPLEST CASE	$K-1=1.45$	$E_0=16$ mV/m	$K-1=1.35$	15
QUIET TIMES				
Extremely Quiet	2.30	21	1.47	12
Slight Auroral Enhancement	2.25	20	1.15	9
Double Field-Aligned Current	20.00	38	15.60	31
DISTURBED TIMES				
Typical Substorm	2.80	40	1.80	110
$j_{\parallel}$ $\alpha=\infty$	2.50	54	1.50	120
$j_{\parallel}$ $\alpha=1$	20.50	35	19.60	45
σ $k=1/2$	2.55	64	1.75	135
σ $k=2$	3.05	26	1.85	59

磁気圏赤道面の電場ポテンシャルΦを Volland（1973），Stern（1974, 1975）の表示により

$$\Phi = C L^{K} \sin\lambda - 91/L \qquad (\mathrm{kV})$$

と書く。ここにLはL-value，λはlongitude 右辺2項目はcorotation fieldを表わす。K＝1はuniform fieldを表わし、Kが大きくなるにつれ電場はlow Lに（低緯度に）入りこめないことを示す。Heppner（1972）はOGOの電場観測、Volland（1973）はplasmapauseの形からK＝2がもっともらしいこと、Maynard and Chen（1975）はK＝2を用いてExplorer 45の粒子分布が説明できることを見出した。一方、Ejiri et al.（1978）は、plasmapauseの形状を多くのExplorer 45観測データについて平均し、K＝2.4を得ている。

ここでは各モデルについて、午後側と午前側の代表的な位置について $E \propto L^{K-1}$ を仮定してKを計算してみた（上表）。一般的に午後側の方がK値が大きいこと、$j_{\parallel}$の分布によりK値が大きく変わることがわかる。時間が許せば、Arecibo radarから得られた中緯度電場と高緯度activityの関係も調べる。

α：　$j_{\parallel}$ (region 1) / $j_{\parallel}$ (region 2)

K：　Typical substorm caseを1としたときの、auroral enhancementの大きさ比。

I-56 Substorm Onset and Field-aligned Current at Synchronous Orbit

T. Sakurai and R. L. McPherron
(Tokai Univ.) (UCLA)

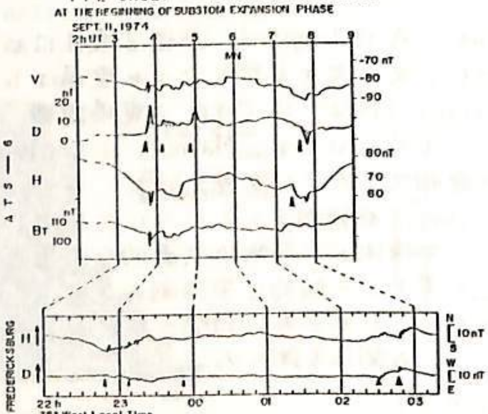
In this report we will describe observed characteristics on Pi2 onset and field - aligned current at the beginning of the expansive phase of substorm events recorded at synchronous orbit. From our studies on a lot of cases of substorm events both on magnetically moderate and more disturbed conditions the following results have been obtained.

The subtorm phenomenon starts with the beginning of a tail-like field configuration, which is one or half an hour before the first onset of Pi2. And followed by the rapid growth of field-aligned currents, the first onset of Pi2 occurs. About 5 to 10 minutes after the first onset of Pi2 the simultaneous several kinds of phenomena such as, onset of another Pi2, rapid disappearance of field-aligned current and the successive field dipolarization occur.

These observed characteristics lead us to the following conclusions;

1. Pi2 is an initial transient of the field-aligned currents which divert the tail current through the ionosphere.
2. Another Pi2 occurs associated with a rapid recovery to a more dipole-like field change.
3. These phenomena occur successively at the beginning of the expansive phase of magnetospheric substorm.
4. Field-aligned currents could be used to detect the onset of the expansive phase of magnetospheric substorm in addition to Pi2 events.

PI 2 ONSET — FIELD-ALIGNED CURRENTS
AT THE BEGINNING OF SUBSTOM EXPANSION PHASE



PI2 - SUBSTORM ONSET ▲

I-57 MAGNETOSPHERE DYNAMICS BY PARTICLE-FLUX VARIATIONS AT SYNCHRONOUS ORBIT (I) STATISTICAL STUDY

長井嗣信　　　河野 毅
地磁気観測所　　理化学研究所

Substormにともなって，静止衛星高度(6.6 R_E) 付近では，磁場構造が変化することが知られている。一般に，夜側では，expansion phase の開始前に tail-like になっていた磁場構造は，expansion phase の開始にともなって，dipole-like にもどることが観測されている。高エネルギー粒子のフラックスは，磁場構造の変化にともなう trapping boundaryの運動により，フラックスの減少－回復という変化を示す。夕方側では，expansion phase 開始後に，高エネルギー粒子のフラックスの減少が起こることがある。

ここでは，比較的大きなsubstormに注目して，どのようなLT で，どのようなフラックス変動が起こるかを調べた。Substormの発生時刻の決定には，high-latitude negative bay low-latitude positive bay を基本として，Pi2 を参照した。Multiple onset event については，そのうちの大きなものに注目した。ただしssc にともなうものについては，除外してある。静止衛星 GMS (140°E) で観測された高エネルギーエレクトロン (> 2 MeV)が，substorm開始後に，増加しているか (increase event) 減少しているか(decrease event)について，決定した。

主な解析結果は，次のとおりである。

(1) Increase eventは，すべてのLT で観測される。

(2) Increase eventは，真夜中付近(21-01 LT) において，多くの substormにともなって観測され，朝側においては，その割合は小さくなる。正午付近および午後側では，観測される数はかなり少なくなる。

(3) Decrease eventは，午後側を中心として観測され，その数は substormの数に比べて，かなり少ない。

(4) Increase eventについては，擾乱時においては (K_p > 4-)，朝側および午後側で観測される割合が大きくなる。

(5) Decrease eventについては，比較的静穏な時には (K_p < 3_+)，午後側から夕方側にかけて観測されるが，擾乱時には (K_p > 4-)，午後側においてのみ観測されるようになる。

GMS のデータは，気象衛星センターから提供された。

I-58 MAGNETOSPHERE DYNAMICS BY PARTICLE-FLUX VARIATIONS AT SYNCHRONOUS ORBIT (II) MULTIPLE-SATELLITE STUDY

長井嗣信
地磁気観測所

Substormにともなう静止衛星高度(6.6 R_E) 付近の磁気圏の構造の変化については，ATS の観測で調べられているが，活動領域の経度方向の広がりおよび経度による違いについては，詳しい検討はおこなわれていない。

ここでは，140°E にある GMS，135°W にある 3151，および 70°W にある 2112 という3つの静止衛星により，経度方向に10 hoursにわたる領域での変動について調べてみた。ただし，これら3つの静止衛星では，GMS (140°E) については約 -10° 3151(135°W) については約+5°，2112 (75°W) については約 +10°，それぞれ磁気赤道面から離れている。3つの衛星が，それぞれ真夜中後，真夜中前および午後側にあるときに起こった3つの大きなsubstormについて解析をおこなうことができた。これらのsubstormでは，expamsion phase の開始が2個以上連なって起きていることが，地上の磁場変動 (low-latitude positive bayとPi2) からわかる。

Expansion phase 開始前に減少してきた粒子フラックスは，ある expansion phase の開始の時に，真夜中前の位置にある衛星のみで増加に転じるが，真夜中後および午後側にある衛星では，減少を続けている。その後の expansion phase の開始によって，真夜中後および午後側にある衛星でも，増加に転じることが，観測された。このことは，はじめ狭い経度方向のセクターに限定されていた活動領域が，その後の expansion phase の開始では，広がっていったと考えることができる。GOES による磁場のデータの解析からも，同様なことがわかる。

DATA	GMS	proton	1.2-4	MeV
		electron	> 2	MeV
	2112, 3151	proton	145 - 560	KeV
		electron	30 - 300	KeV
			200 -2000	KeV
	GOES	Magnetic field		

2112, 3151 のデータ解析は，T. Kohno (理研) E.W.Hones(IASL)との共同研究による。
GOES のデータ解析は，Y. Kamide (京都産業大) H.H.Sauer (NOAA) との共同研究による。

I-59　　ロケット高度における極域高速電子のふるまい－I

小玉正弘，奥谷晶子，和田雅美，今井　喬，竹内　一
山梨医大　　理 研

高速電子（＞４０ＫｅＶ）の加速，降りこみ機構に関する種々の物理的情報を得るため，１９７６～７８年の３年間に合計７回のロケット観測を実施した（表１）。

今迄に，ピッチ角分布とその高度変化，そしてこれに対応するエネルギースペクトル $E^{-\gamma}$ のべき γ が得られた。　図１，２，３に３１０ＪＡ－２号機の例，　図４に２１０ＪＡ－２０，２１号機の例を示す。　今回は，これらの観測結果を総括し，更に他の観測結果（表２）とも比較検討する。

SYOWA ROCKETS

Rocket	Launch Time (LT)	Altitude	Threshold Energy	Scanning Pitch Angle	Electron Flux*	K_p
1. S-210JA-20	1976. 6.25 0240	118 km	40 KeV	40°-140°	4.10^4	4-
2. -21	1976. 7.26 0323	116	40	50°-130°	4.10^4	3-
3. -22	1976. 1.26 0220	119	40	0°-143°*	1.10^3	1-
4. -23	1976. 9.13 0731	120	40	0°-15°*	3.10^3	1-
5. S-310JA-02	1977. 2.10 0322	212	40	12°-115°	3.10^5	3-
6. -03	1977. 7.26 1835	222	40	56°- 77°	3.10^3	1-
7. -06	1978. 8.24 0056	237	(25)	28°-107°*	1.10^3	4

* Two detectors mounted with 45° and 90° were used.

表１

FT CHURCHILL ROCKETS

Author	Launch	Altitude	Threshold Energy	Scanning Pitch Angle	Electron Flux*	K_p
1. Lampton('67)	1965. 9.17	140	40 KeV	5°-35°	4.10^4	4-
2. Evans('67)	1966. 2.17	188	40		1.10^6	2-
3. Ogilvie('68)	1966. 4.14	250	40		(1.10^5)	3-
4. Westerlund ('69)	1967. 3.17	790	40	20°-70°	(1.10^5)	4-
5. Rearwin('71)	1968. 4.24	200	40	60°-65°	(1.10^3)	2-
6. Whalen & Mc-Dairmid('73)	1971. 2.20		36	52.5°	5.10^3	3-
			56	"	1.10^3	

* $/cm^2.sec.str.KeV$

表２

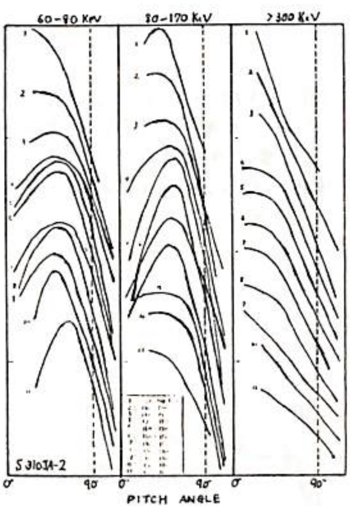


図 1

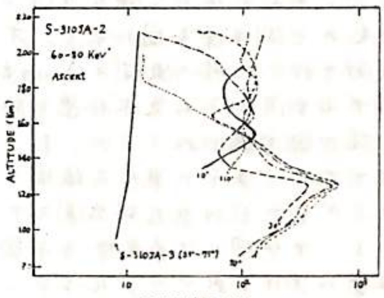


図 2

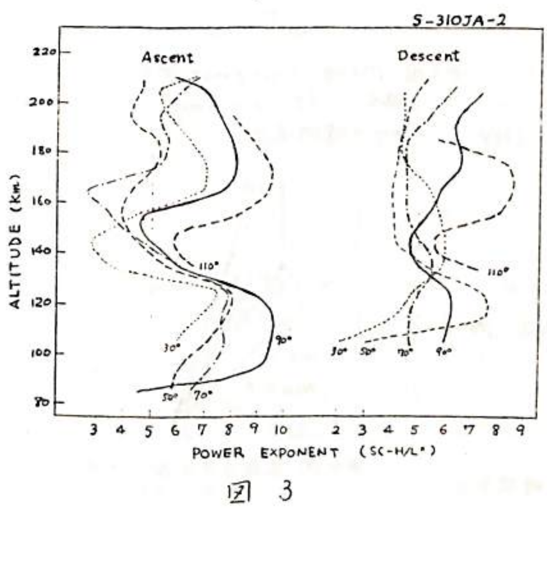


図 3

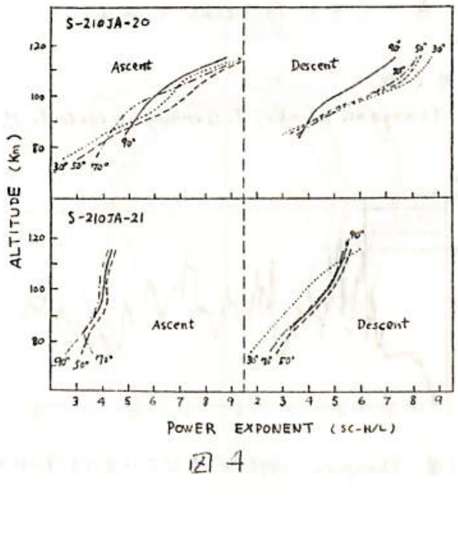


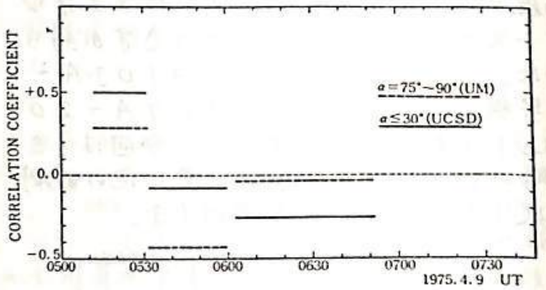
図 4

I-60　オーロラX線と高エネルギー電子の地磁気共役性ならびに磁気圏モデルとの関連

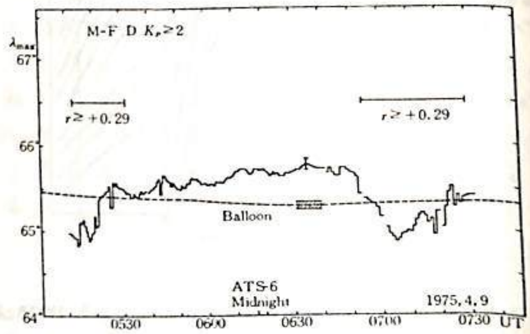
平島　洋
立教大　理

我々はカナダのThompsonでオーロラX線の観測を行い，1975.4.9 UTにはサブストームに伴う活発なオーロラX線バーストを観測した(1)．この時静止衛星ATS-6はThompsonと大体地磁気共役な位置にあった．オーロラX線の時間変化を第1図に示す．オーロラX線とATS-6上で観測された高エネルギー電子との相関関係を調べた．最夜中を含む0512〜0729 UTの相関係数を第2図に示す．典型的な磁気圏モデルについて磁力線を描き，ATS-6から磁力線に沿ってたどって行った地表の地磁気緯度 λ_{mag} を求めた．ATS-6位置における磁場の直接観測から磁場の強さの変化を λ_{mag} の変化に換算した．このようにして得たATS-6の λ_{mag} の時間変化の一例を第3図に示す．オーロラX線観測を行った時の気球の λ_{mag} も示す．適当なモデルを用いると気球位置と静止衛星位置は磁力線で結ばれており，よい地磁気共役性を示す．さらに進んだ議論を進めるには，よりダイナミックな磁気圏モデルが必要である．第4図には最夜中子午面でのATS-6位置におけるBベクトルを示した．実際の観測値は値がモデルの場合より大きく，磁場の方向も比較的赤道面に平行な方向に寄っており taillike である．

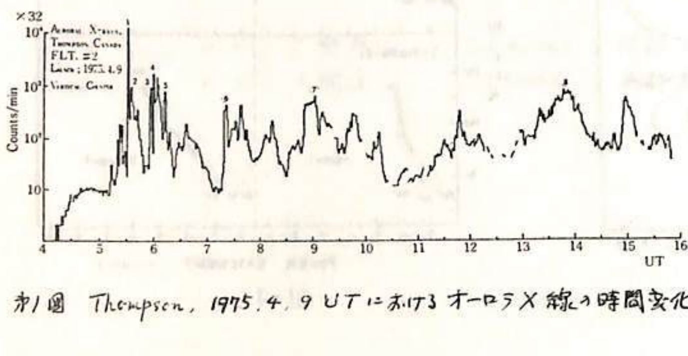
参考文献
(1) Yamagami et al., J. Geomag. Geoelectr. 30, 663-682, 1978



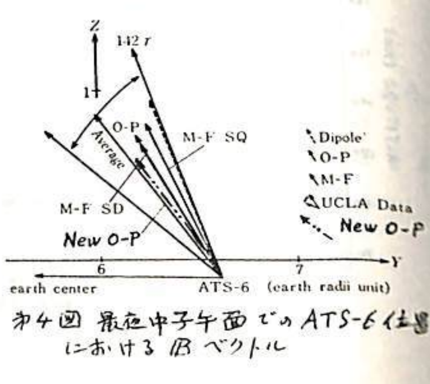
第2図　0512 UT〜0729 UTにおける，オーロラX線とATS-6電子の間の相関係数の時間変化
実線：E_e = 28〜35 keV；ピッチ角 ≦ 30°
破線：E_e = 30〜50 keV；ピッチ角 = 75°〜90°



第3図　Mead-Fairfield モデル D (disturbed) の場合の，ATS-6の λ_{mag}，および気球の λ_{mag} の時間変化



第1図　Thompson，1975.4.9 UTにおけるオーロラX線の時間変化



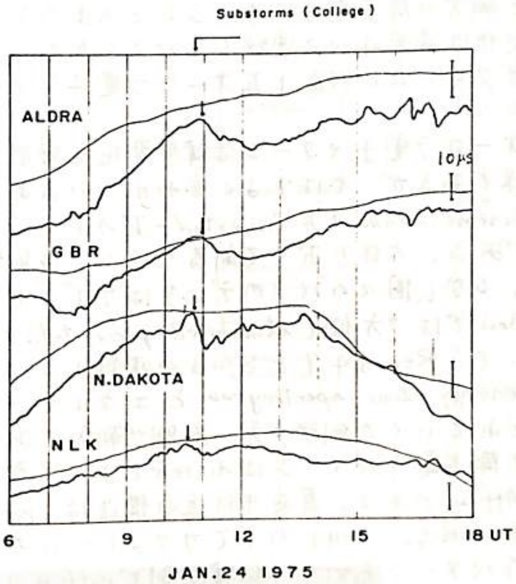
第4図　最夜中子午面でのATS-6位置におけるBベクトル

I-61

サブストーム時の高エネルギー電子降下による極域下部電離層擾乱

菊池崇（電波研究所犬吠電波観測所）

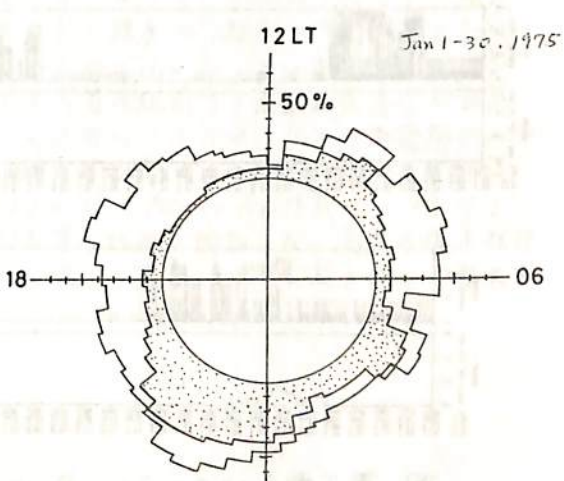
極光帯を通過して犬吠で受信されるVLF電波にはサブストームに対応して1〜数時間の時間スケールを持つ位相進みが頻繁に現われる。これらの位相異常とサブストームとの関係を調べ、VLF電波伝搬に影響を及ぼす100 KeV程度以上のエネルギーを持った電子の降下のLocal time特性を得た。用いたVLF電波はALDRA (13.6 KHz, Norway), GBR (16.0 KHz, UK), N.DAKOTA (13.6 KHz, USA) そしてNLK (18.6 KHz, USA)で、伝搬路が通過する最高緯度は補正地磁気緯度でそれぞれ68°, 66.5°, 63°, 55°である。Collegeで記録された地磁気Bayに対応した位相異常の例を第1図に示す。サブストーム開始と同時にCollegeの低緯度側を伝搬するN.DAKOTAに10μs程度の位相進みが見られる。これより10分遅れて昼間側を伝搬するALDRA, GBRに10μs程度の位相進みが見られる。これらの位相異常が伝搬路の最高緯度部分の下部電離層が異常電離されたために生じたと考えると、高エネルギー電子降下のLocal time特性が得られる。1975年1月の30日間にALDRAとN.DAKOTAに現われた位相異常から求めた電子降下の頻度分布を第2図に示す。位相異常発生と同時にサブストームが発生する場合を打点部分で、サブストームが直接対応しない場合を白抜き部分で示す。



第1図. 太線がJan 24の位相変化を、細線が静穏時の位相変化を示す。

22^{h}LT付近の電離層擾乱はALDRAのみに現われかつBay開始と同時であることから、オーロラオーバルに沿って電子が降下すると考えられる。白抜き部分の午前部分にはBay開始から10〜20分遅れて擾乱が始まるものが多く、午後部分には数10分から2時間程度遅れて発生するものが多い。これは真夜中にプラズマシートから内部磁気圏に流入した電子が東向きにドリフトして午前側、更に午後側に降下することを示唆する。時間遅れから得たドリフト速度は5°/minであり、極域でのリオメータ観測で得られた値にほぼ一致する。

第2図

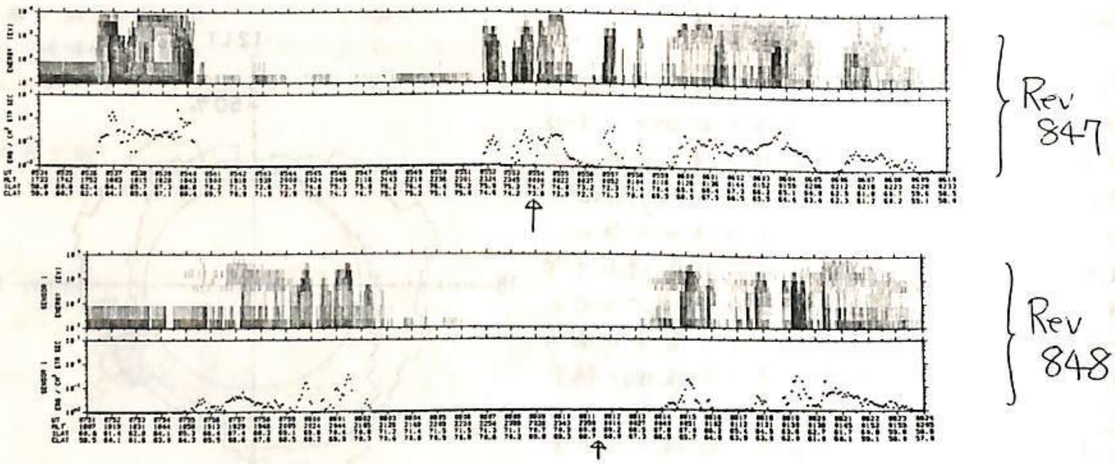


I-62　　KYOKKOによって観測されたオーロラ電子パターンの特徴

向井利典　平尾邦雄
（東大　宇宙研）

科学衛星"KYOKKO"に搭載された低エネルギー電子分析器（ESP）によって観測されたオーロラ電子の夜側（夕方〜真夜中〜朝方）に於ける特徴について、前回に引き続き報告する。前回は主として内之浦KSCで衛星搭載のデータレコーダを再生受信して得られたデータをもとに全体的な特徴について述べたが、今回はカナダのマニトバ州チャーチルで受信したデータを加えて、夕方と朝方の降下電子パターンにどのような特徴的な違いがあるかを述べる。チャーチルでの受信は通常4パス連続（1パス（周期134分）当りの受信40〜50分）で行われていて、サブストームに対応したオーロラ電子パターンの変化を調べるのに好都合である。

KYOKKOの軌道が準極軌道である為、オーロラ電子パターンは緯度変化と経度変化（地方時依存性）の両方を含んでいて多種多様であるが、やはりよく言われているように diffuse aurora に対応したものと discrete aurora に対応した inverted－V のような structured precipitation に大別できるようである。大体において前者のタイプは低緯度側に、後者のタイプは高緯度側に観測される。しかし個々のパスのデータはサブストームの発生に対応した変化を示し、特に expansion phase では夕方側で structured precipitation が顕著である。下図はこのようなデータの例であって、Rev.847と848の連続したパスの降下電子のデータである。各パスのデータは energy－time spectrogram とエネルギーフラックスで表わされている。真夜中は矢印で示されていて左側が夕方、右側が朝方である。サブストーム進行中のRev847では夕方側の降下電子パターンは disrete であって複雑な構造を示しているのに対して朝方は全体的に diffuse である。真夜中付近の構造は、poleward expanding bulge を示しているのではないかと思われる。これに対してサブストームの回復したRev848では、朝方と夕方で似たようなパターンを示し、低緯度側で diffuse pattern、高緯度側で inverted－V タイプのパターンを示している。

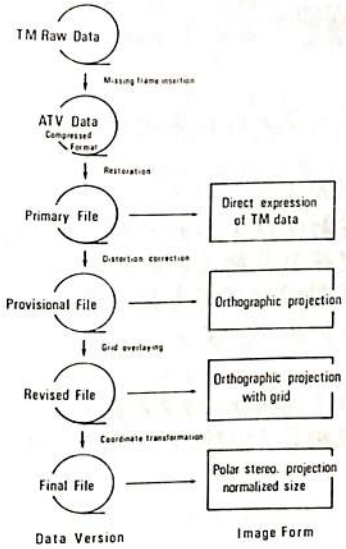


図．降下電子パターン．Rev847はサブスーム進行中、その次のRev848は回復時に得られたものである。矢印は真夜中を示し、左側が夕方、右側が朝方である。

I-63　KYOKKOオーロラ観測データの画像処理（II）

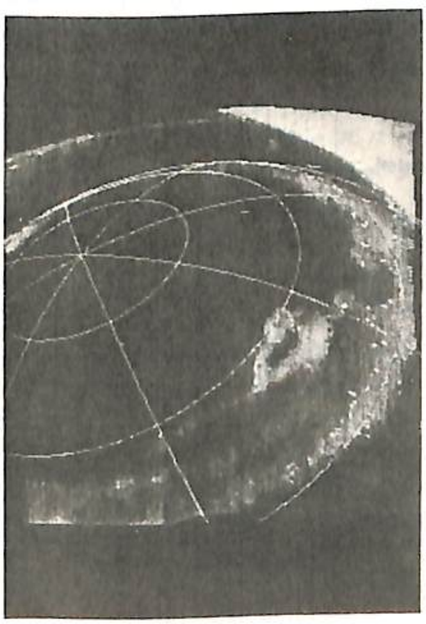
金田栄祐* 平尾邦雄**
*東大理地物研施設　**東大宇宙研

科学衛星KYOKKOは、昨年11月初旬に電源トラブルの為、観測電波の送信が杜絶して以来、現在に至るも同じ状態にある。今後、回復したとしても、IMS終了等の情勢から、データ取得面で余り大きな期待は不可能と考えられる。従って今後の観測データの解析は、これ迄に取得した約20000 sceneを対象として考える事になる。このデータ解析は、内之浦KSCに於いて受信データの実時間処理に使用して来た、U-400を中心とする中枢データ処理装置（CDS）の保有する画像解析機能を利用する事が、前提となる。



CDSでの画像解析には、観測データを左図のFinal Fileの形式で入力させる事が、U-400の処理能力から見て妥当と考えられる為、これ迄の画像処理に於いては、左図に示したフローの順でソフトウエアの開発を行って来て居り、現在、Final File作成の為のソフトウエア開発を3月中に完了する予定で作業を進めて居る。

今回は、Final Fileから得られたポーラー・ステレオ投影画像によって、これ迄に得られた特徴的な現象を、より客観的な表現で示す。猶、左下の写真は、1978年10月4日 $05^h43^m19^s$ に観測されたbreakup-onset直後のオーロラを、Revised Fileから地磁気座標系グリッド（緯度10°、経度45°間隔）と共にprint-outしたものである。この例の中に、テレメーターノイズ等に起因する画像品質劣化が認められるが、これ等のノイズは、今後の画像解析の中で統計的処理を行う際に、不必要な誤差を生ずる原因ともなるので、Primary File作成のソフトウエアにノイズ除去等の処理を附加した、高度の復原処理の必要性を示唆して居る。この点も併せて報告を行い度い。



I-64

無人観測施設による超高層多点観測（III）

鮎川 勝，平沢威男
（国立極地研究所）

	Geographic Coordinate		Geomagnetic Coordinate	
	Latitude	Longitude	Latitude	Longitude
MIZUHO STATION	-70.70°	44.33°	-72.32°	80.62°
UNMANNED STATION	-69.79°	41.57°	-71.04°	79.87°
SYOWA STATION	-69.03°	39.60°	-70.03°	79.39°
LEIRVOGUR STATION	64.14°	-21.88°	69.87°	72.41°

1976年から1978年までの3年間、IMS計画の一環として 南極昭和基地周辺で2つの有人基地（昭和基地、みずほ基地）と1つの無人観測点(A1)で超高層多点観測を実施したことは これまで機会あるごとに報告してきた。

我々は その多点観測によって得られた地磁気三成分データと昭和基地におけるオーロラ写真観測データとを用いて

(1) 3地点の3成分変動の様相は 全体的にみるとほぼ似かよっている。

(2) しかし各地点における各成分のスパイク状の細かな変動は必ずしも一致しない。またオーロラ ブレイクアップ時に見られるシャープな地磁気変動（いわゆるネガテブベイ）には時間差が認められ これらはオーロラの空間的時間的変動と良い相関を有する。即ちたかだか120〜150km程度離れた地点のマグネデータからオーロラの発光域がほぼ推定可能である。

(3) アイスランド Leirvogur の地磁気データとの共役性を見ると 1977年6月〜8月の263件の比較イベントに対し ほぼ50%程度が無人観測点A1付近と良い共役性を有していた。

等を報告してきた。

今回は昭和基地を中心とする南半球3地点とそれらの共役点に近い北半球 Leirvogur の地磁気Z成分データを用いて オーロラ中に西向き電流を仮定して 各地点のZ成分が静穏時レベルの up side — down side のどちら側にあるかを細かく調べ 北と南で電流源の移動パターンに差異はないかを調べた。 予稿を書いた時点で得られた結果を図1, 2に示す。

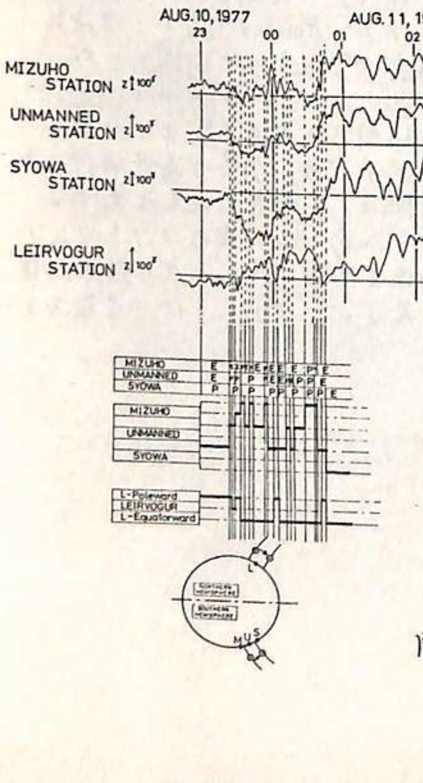


図1.

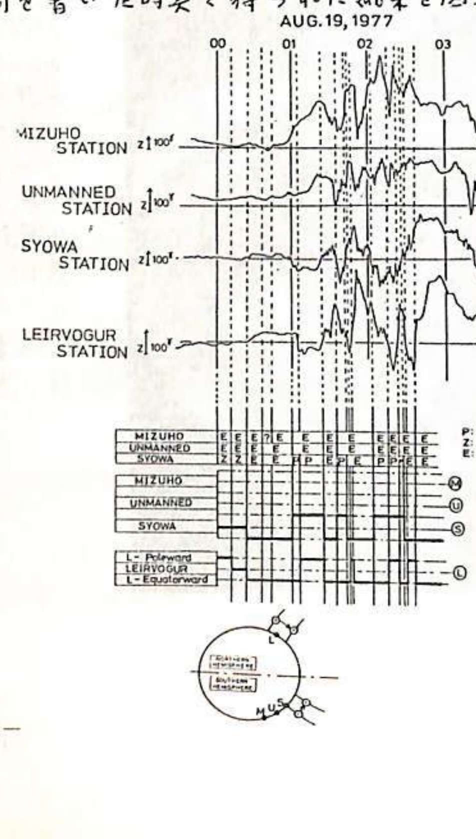


図2.

共役点オーロラの比較(1)

巻田和男，平沢威男，藤井良一
(拓殖大)　　　(国立極地研究所)

1978年9月に、昭和基地とアイスランドで観測された共役点オーロラの比較を行なった。オーロラ観測が実施された昭和基地とアイスランドのHusafellは、1975年のIGRF modelで計算された理論的共役点からほぼ50kmぐらいしか離れていない、大変良いconjugate pairを形成している。但し地理的な時間差が4時間あるため、オーロラ観測に必要な暗夜の状態が重なるのは夜中をはさんで3時間ぐらいであり、天候等の制約も加わり、使用可能な観測日数は1ヶ月余りの観測期間中5日ぐらいであった。共役点での、オーロラ現象の観測項目は表に示してあるが今回はその中でアイスランドで得られた、全天テレビと昭和基地で得られた全天カメラによるオーロラパターンと掃天フォトメーターによる絶対輝度の比較を中心に報告する。

	アイスランド	昭和
全天TV	有	無
広角TV	有	有
全天カメラ	無	有
掃天フォトメーター (5577Å)	有	有
掃天フォトメーター (Hβ)	有	有
天頂フォトメーター (4278Å)	有	有

オーロラの共役性について、調べるにあたり、オーロラのいくつかのタイプに注目しそれに対する共役性を見ていく。以下おおよその結果についてまとめておく。

(1) 地磁気活動が比較的静かな時刻に見られる静かなアーク・オーロラは共役性が大変良いようである。オーロラの輝度も2地点で大きな差は見られない。

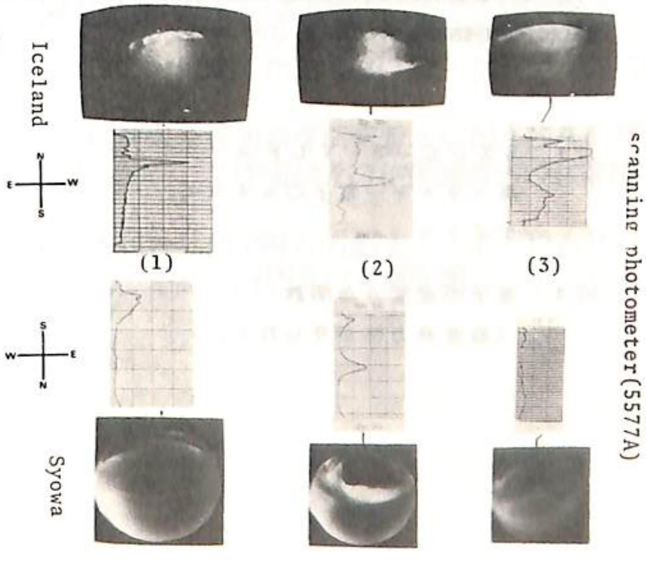
(2) 地磁気が急激に変動する、いわゆる、Break-up時に見られるRayed-Bandやcorona状のオーロラについては比較的良い共役性が見られるが活動領域の広がりや，輝度について多少の違いが見られる。

(3) 地磁気活動の急激な変動のあとに見られるdiffuse aurora及びpolewardにexpandしたdiscrete arcについての比較を行なうと、diffuse auroraについては、比較的良い対応が見られるが、高緯度に移ったdiscrete arcは輝度的に南北半球でかなりの違いが見られる。

［(1),(2),(3)の各々のケースについてオーロラ写真及びフォトメーターのデータを右図に示しておいた。］

このようなオーロラのタイプによる共役性の違いが単に共役点がずれた為に生じた見かけだけのものであるのか、あるいはプラズマシート中に本質的に南北非対称性が存在しているのかについて検討を進めている。

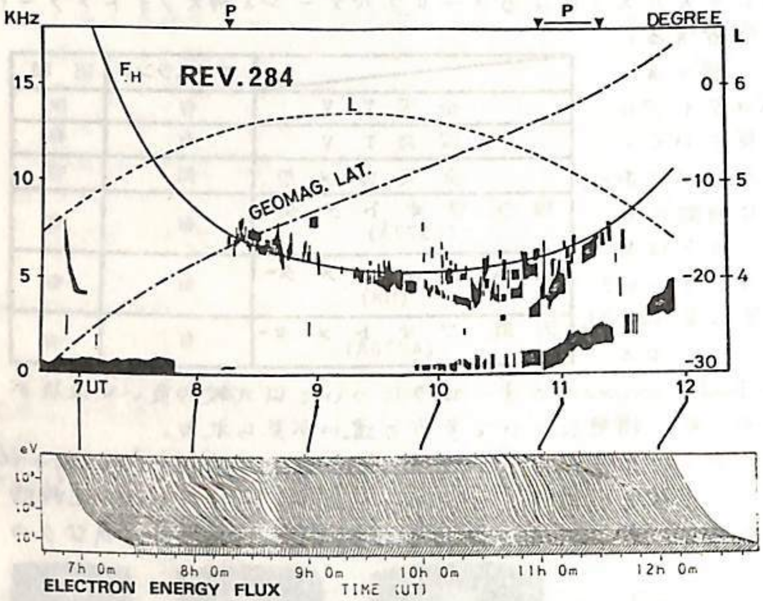
※ フォトメーターの絶対輝度の較正を現在行なっており学会までには正しい値が示せる予定。

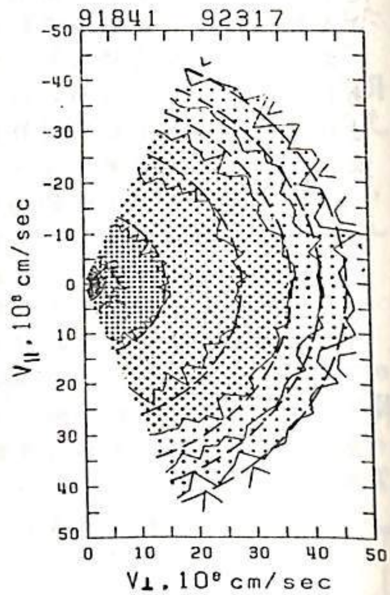


I-66 ＥＸＯＳ－Ｂにより観測されたＶＬＦ波動と高エネルギー電子との相関
――――― ＲＥＶ２８４のケース・スタディー ―――――

京都大学工学部　松本　紘，守倉 正博　　東大宇宙研　向井利典，久保　治也

ＥＸＯＳ－Ｂで観測されたＶＬＦエミッションと高エネルギー電子との相関を定量的に調べてみた。　ケース・スタディとして，約６時間連続観測が行なわれたＲｅｖ２８４（１９７９年１２月２６日）を取り上げた。　図１はＶＬＦ波のダイナミック・スペクトルと対応する高エネルギー電子のエネルギー・フラックスを示したものである。　図２は９時１８分４１秒から９時２３分１７秒間の平均の速度分布関数の$V_{\parallel}$ － $V_{\perp}$ 面内二次元等高線表示である。　この時間には温度異方性が見られる。　これから，線形成長率を計算しＷＡＶＥ　データと比較する。　結果は当日発表する予定である。





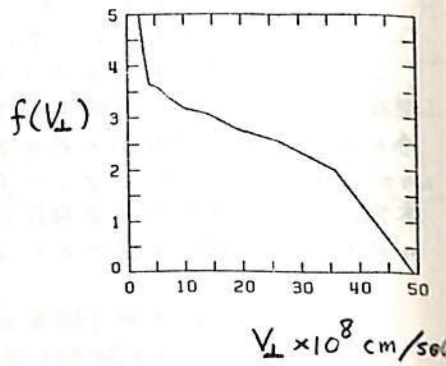


図１　ＥＸＯＳ－Ｂ　ＶＬＦスペクトルと高エネルギー電子のエネルギー・スペクトル

図２　電子の速度分布関数（温度異方性が見られる。）

I-67

EXOS-B/Siple 実験
ー信号強度，伝搬時間ー

木村磐根，松本紘，橋本弘蔵，佐々木主税　（京　大　工）
向井利典（東大宇宙研）
ヘリウェル・グループ（スタンフォード大学）

昭和54年7～8月に行なわれた科学衛星じきけん（EXOS-B）による波動ー粒子相互作用の実験結果のあらましは既に報告[1) 2)]されているが，本報告ではサイプル信号がASEを励起したと考えられる8月14，15，17日のデータにつき、ASEの発生機構の理論的解釈の上で重要な情報となる信号強度と伝搬時間について述べる。

信号強度　信号の絶対強度の決定は、衛星搭載VLF受信機の利得（受信機入力点から出力迄5KHzで約82dB）とPM変調器の特性及びテレメータ受信時の受信系の校正データによって行なう。ローズマン局でテレメータ受信の際PM受信機に5KHzで0.7rad相当信号を入れ，磁気テープに校正信号として録音した。上記の校正信号は衛星受信機入力電圧に換算して63μVに相当し，又アンテナのシース容量（～260pF）と受信機入力容量（～320pF）による分割とアンテナ実効長（～50m）を考慮すると上記の校正信号は電界強度で2.8μV/mに相当する。8月14，15，17日の例ではサイプル信号の最大レベルは上記校正信号にほぼ近く，従って電界強度（E）で2～3μV/mであった。屈折率 n を考慮すれば磁界強度に換算できるが，8月15日には L＝4.52の磁気赤道付近で $n \sim 43$ とすると磁界 $B \simeq 0.4$pT(mr) のオーダーである。又8月14，17日の場合には衛星位置はL～4で，磁気緯度41～43°でありn～12程度とすると磁界強度は最大0.12pTとなる。一方、送信電力を130KWとし，磁力線に沿ったダクト伝搬として観測された強度に対応するポインティング電力を比べると，サイプル信号の電離層通過の際の減衰が8月15日の場合29dB 14，17日の場合約44dBとなり，荒れた電離層に対応する。

伝搬時間　サイプル信号はパルス巾，周波数等を時間的に変化させるプログラムに従って計算機制御で正確な時間に送信が行なわれるので，受信信号のパタンから送信信号の伝搬時間が測定できる仕組になっている。8月17日の例ではSiple信号の前記衛星位置迄の伝搬時間は約2秒であった。これを基準高度1000Km，H^+, He^+ O^+の組成比を1：5.41：0.16の拡散平衡モデルを用いると基本高度の電子密度 $Ne = 1.5\times10^4/cm^3$ のときL＝4のダクト伝搬波の伝搬時間がほぼ観測値と一値する。又ダクトによらない場合、初期緯度55°から出る信号の通路をray tracingにより求めるとほぼ磁力線に沿った伝搬をして伝搬時間もほぼ2秒となるが，初期緯度を60°，65°とすると衛星迄の伝搬時間が夫々6秒，36秒となり，観測した信号はほぼダクト伝搬に近いものと考えられる。

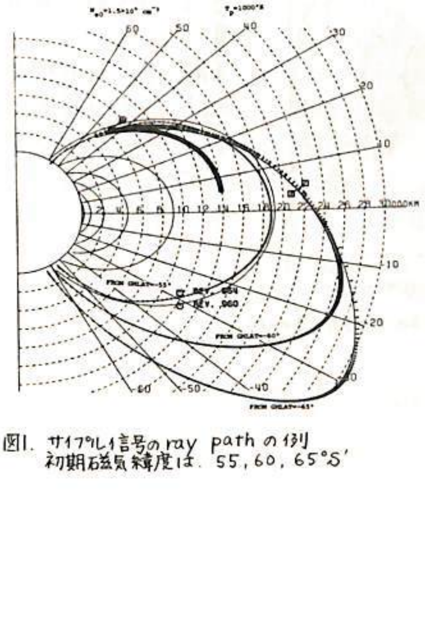


図1. サイプル信号のray pathの例
初期磁気緯度は 55，60，65°S

謝辞　この研究は文部省科学研究費及びNASAの援助によって行なわれた。又宇宙研その他関連の方々に謝意を表する。

文献　1) 木村外 1979年10月蔵王シンポジウムプロシーディング，2) 木村 1979年12月磁気圏シンポジウムプロシーディング

I-68

EXOS-B/Siple実験
—波動−粒子相互作用の解析—

木村磐根，松本紘，橋本弘蔵，守倉正博　向井利典　ヘリウェル・グループ
（京大工）　（東大宇宙研）　（スタンフォード大学）

1979年7〜8月に行なわれたEXOS-B/Siple 実験の粒子データと波動データの解析を行ない、波動−粒子相互作用の考察を行なった。

今回解析したのは、7月30日，8月2，14，15，17日の5軌道の粒子及び波動データである。粒子フラックスのピッチ角分布を求めるために、衛星のスピン軸方向を知る必要があるが、これは太陽角センサーと電子フラックスのスピン依存性のデータから決定した。図1a〜cは、7月30日の軌道上の約20分間隔の3点におけるピッチ角分布を求め，$v_\parallel$，$v_\perp$面にフラックスの等高線として示した。又d図はc図の$v_\parallel = 0$のセクションのフラックスを縦軸にとったものである。又図2には、7月30日，8月2，14，15日の4軌道につき夫々各軌道上の約5分間の平均のピッチ角分布を示しているが、これは図1に示す様に軌道上で変動する。この図からb,dは比較的非等方的であるのに対してcでは分布はほとんど等方性を示している。これらの結果に基づき線形成長率の理論計算を試み観測された波動データとの比較を行なう。

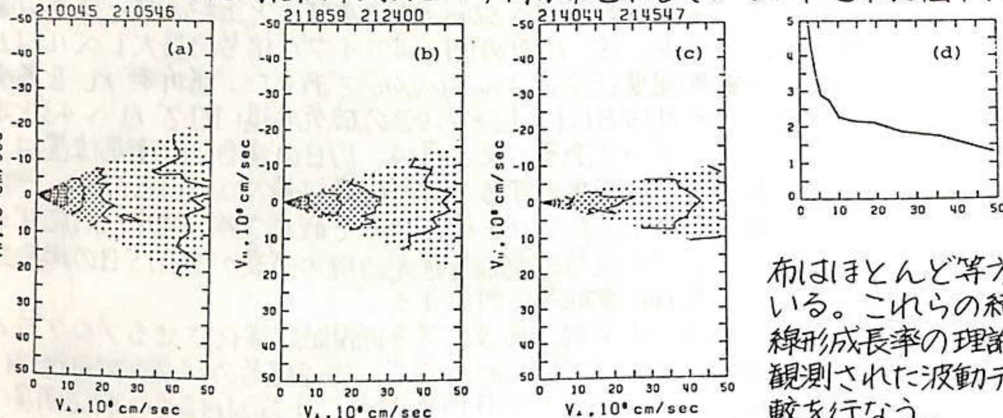


図1. 1979年7月30日の粒子のピッチ角分布
((a)21:00UT, (b)21:19UT, (c)21:40UT) 及び 21:40UTの$v_\parallel = 0$に対するフラックスの関係(d)

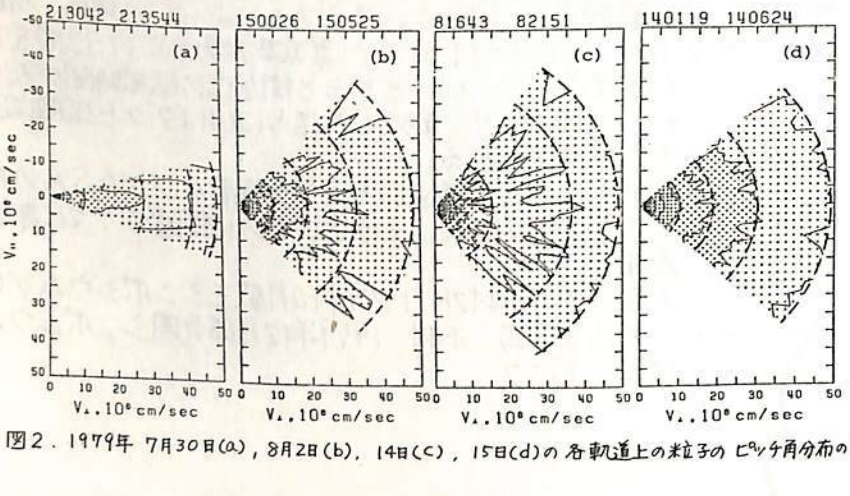


図2. 1979年 7月30日(a)，8月2日(b)，14日(c)，15日(d)の各軌道上の粒子のピッチ角分布の例

謝辞　この研究は文部省科学研究費，及びNASAの援助により行なわれた。又宇宙研その他関連の方々に感謝の意を表する。

文献 1) 木村外 1979年12月磁気圏シンポジウムプロシーディング

I-69　　じきけんＤＰＬによる電子密度の推定

橋本弘蔵，金原健一，木村磐根　　　鶴辺勇三，江尻全機
（京大工学部）　　　　　　　　　　（東大宇宙研）

じきけんＤＰＬ（ＶＬＦドップラー観測装置）では，22.3KHzのＶＬＦ標準局(NWC)の信号を受信する他に，22.3KHzの定電流源をプリアンプ入力に加えるという簡単な方法により，プラズマ中でのアンテナインピーダンスを測定している。このインピーダンスは大部分容量性であると考えられるが、IEFモード（インピーダンスプローブ法）において測定されている電子密度測定法と比較し、アンテナ容量の測定値より電子密度の推定を行なおうとするものである。

IEFで測定した電子密度とＤＰＬによるアンテナ容量測定結果をＢアンテナを使用している場合について図１に示す。本図のアンテナ容量（C_Bとする）は、浮遊容量（C_{IB}とする）を含んだ値を示している。500pF（電子密度で100個/cc 程度）以上の場合について特によい相関を示している。そこで先ず、500pF以上の場合について解析を行なう。真のアンテナ容量はシース容量によるものと考え，シース厚をλ_s　アンテナ半径をa（= 0.35cm）として，λ_s及びaを外径，内径とする円筒コンデンサと仮定する。アンテナ長をhとすると，シース容量C_sは

$$C_s = 2\pi\epsilon_0 h / \ln\{(a+\lambda_s)/a\} \qquad (1)$$

と考えられる。λ_sは，デバイ長($\sqrt{\epsilon_0 k T_e / n e^2}$)の数倍と考えられるので　C_sは電子温度と電子密度の関数となる。同一時刻においては，Ａ，Ｂどちらのアンテナでもシース長は等しいはずである。したがってシース容量もアンテナ長の比に等しくなければならない。このことから，図１の解析結果からは，$C_A - 0.675C_B = C_{IA} - 0.675C_{IB} = 86.7(pF)$　(2)の関係が得られる。これらの結果をもとにC_{IB}をパラメータとして電子温度と電子密度の関係が得られる。IMP１，２での観測結果[1]との比較では，C_{IB}を300pF前後と仮定すると妥当であることが確認された。C_Bが500pF以下の場合に直線からずれる原因は，シース長が大きくなって，(1)式が成り立たなくなるからである。アンテナ容量の比がアンテナ長の比に等しいと仮定すると，C_{IA}，C_{IB}が，一意に求まり，

$$C_{IA} = 293pF,\quad C_{IB} = 304pF \qquad (3)$$

となる。
このようにして，アンテナが延び切らなかったために不明であった浮遊容量を決定することができた。以上の結果をもとに，図１から実験式を求め，電子密度を求めることができる。

ＤＰＬによるアンテナインピーダンス測定により電子密度を推定できることが示された。又入力インピーダンスとシース容量がおのおの求まるので，信号の強度から電界強度の推定も可能となった。じきけんでは，ＤＰＬ観測はONにされている場合が多く，プラズマ計測および種々の観測結果の物理的解釈への寄与は大きい。今後他の時期でのIEFの観測結果とを比較し，測定範囲，精度等について検討を加えてゆく予定である。NWC局の信号が受信されている場合には誤差となるが，この測定がどこまで有効かも興味あるところである。

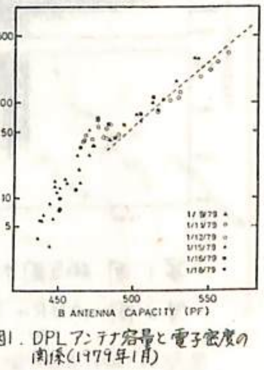


図１．DPLアンテナ容量と電子密度の関係(1979年1月)

御議論いただいた本学松本紘助教授に謝意を表します。

参考文献

1)　Serbu . G.P. and E.J.P. Maier, J. Geophys. Res., 71, 3755, 1966

I-70 Auroral Kilometric Radiationの発生域

森岡 昭. 大家 寛
東北大・理

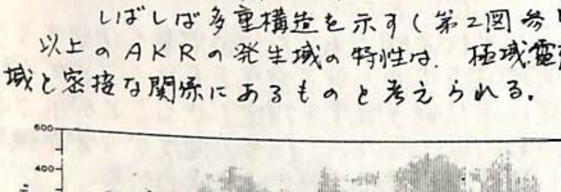
1. 序 Auroral Kilometric Radiation(AKR)は、磁気圏サブストームにともなって極域電離圏から放射される強い電波現象である。これまでのIMP6, 8 および Hawkeye衛星を中心とした高々度の衛星観測によってAKRのスペクトル特性、空間分布、磁気圏サブストームとの関連等が研究されてきた。これらの概括的なAKRの特性に加えて、更に詳細なAKRの諸特性、すなわちスペクトル動特性、AKR発生高度およびその変動を明らかにすることにより、電離圏-磁気圏結合系におけるプラズマ波動と粒子の相互作用、およびそこに形成される電場と電流系の発達に関する情報を得ることが期待される。講演では、JIKIKEN(EXOS-B)衛星によるAKRの観測で明らかにされたAKR発生域の特性について報告する。

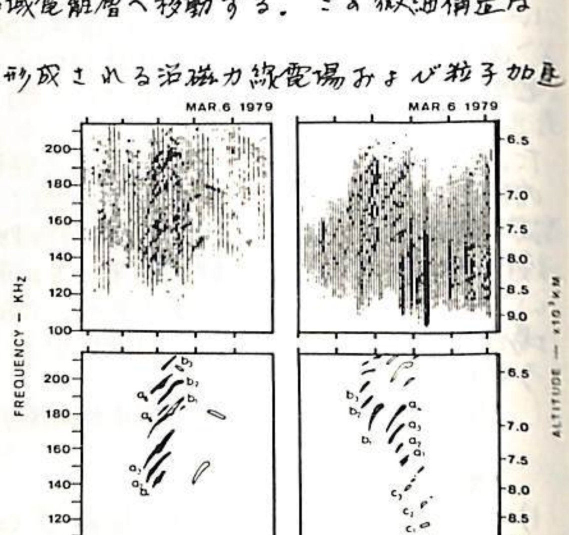
2. 観測 JIKIKEN(EXOS-B)衛星によるAKR観測は次のような特長をもつ。(1)高分解能の波動スペクトル解析装置(NPW-A/S)によりAKRの微細な動スペクトルを得ることが出来る。(2)低高度でAKRを観測するためAKR発生域のDirection Findingを精度よく行うことができ、かつ強度の弱い放射まで検出することができる。(3)JIKIKEN衛星の軌道はプラズマシートからプラズマ圏を通るため磁気圏サブストームの関連現象(磁気圏内の波動・粒子スペクトル)をAKRと同時に観測できる。このJIKIKENによる観測によって詳細なAKRの諸特性が明らかにされつつあるが、ここではAKRの発生域についての解析結果を報告する。

3. AKRの発生域 AKRのダイナミックスペクトラムの解析によりAKRの発生域に関して次のことが明らかになった。

(1) AKRの発生高度は、6000-7000 km の高度を中心とし、磁気活動度が増すと発生領域は高々度および低高度の両側にひろがる。但し低高度側は2500 km以下には下らない。
(2) 磁気圏サブストームの発達にともなってAKR発生域の中心高度は高々度に移動する。
(3) AKRの発生域は微細な構造をもつ。すなわち磁力線方向に100 kmのスケールをもつAKRの発生域が平均速度5-10 km/sec で極域電離層へ移動する。この微細構造はしばしば多重構造を示す(第2図参照)。

以上のAKRの発生域の特性は、極域電離圏に形成される沿磁力線電場および粒子加速域と密接な関係にあるものと考えられる。





第1図 磁気圏サブストームにともなうAKRのスペクトル
第2図 AKRの多重構造 →

I-71　科学衛星「じきけん」によるプラズマ波動励起実験 IV.──静電的プラズマ波エコー現象

*小野高幸, **大家　寛, *平沢威男
*;国立極地研究所, **;東北大学理学部

I. 序

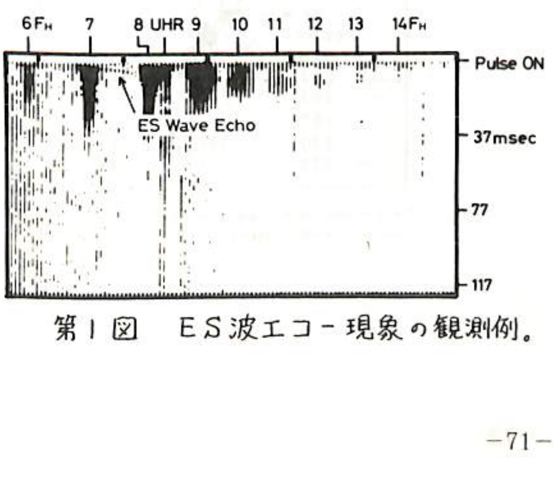
科学衛星「じきけん」に搭載されたプラズマ波動励起実験装置(SPW)は, 磁気圏プラズマ中で10kHzより3MHzに至る大振巾のパルス状高周波電界をプラズマ中に印加し, プラズマ波動の励起を行なう。励起されたプラズマ波動は自然プラズマ波動とともに全長102mのダイポールアンテナにより受信され, プラズマ波動の励起ならびに伝播の様相が詳細に分析されている。今回は人工的に励起されたプラズマ波動の観測中, 特に静電的プラズマ波のエコー(ES波エコー)に焦点をあてて報告する。

II. 観測結果

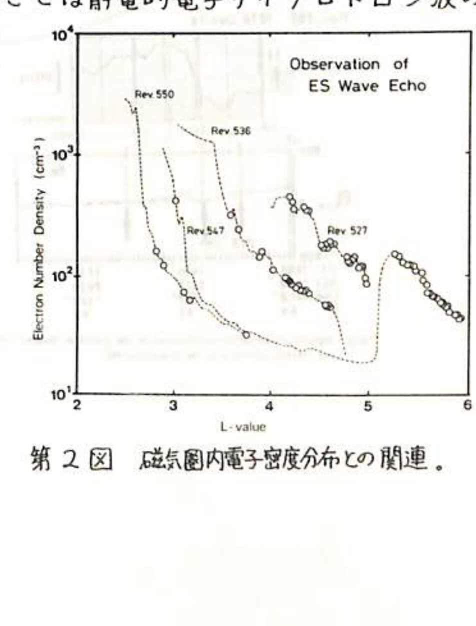
第1図に代表的なES波エコーの観測例を示す。図中にはプラズマレゾナンス現象としてUHRレゾナンス及び電子サイクロトロンレゾナンスの観測が含まれるが, UHR周波数の低周波数側($7F_H < F < 8F_H$)に静電的電子サイクロトロン波のエコー現象(ES Wave Echo)が現われている。このES波エコー現象は次の様な特徴を持つ。即わち(i), ES波エコーはUHR周波数が　$nF_H < F_{UHR} < (n+1)F_H$,($n=1,2,\cdots$)の周波数領域に在るとき, $(n-1)F_H < F < nF_H$の周波数帯で観測される場合が最も多い。　(ii), エコーの遅延時間は通常, 高周波パルス発射後 2msec ~ 5msec 程であるが, 時に数10msecの長い遅延を呈する場合がある。これらの遅延時間は, 磁気圏内で見出されたES波エコーが, 従来電離層レベルで観測されている Proton Spur, あるいはProton Cyclotron Echo とは全く異なる性質を持つことを示すものである(磁気圏内でのプロトンサイクロトロン周期は約100msec程度である)。
(iii), エコーの出現は磁気圏内プラズマ分布の持つ特徴と強く関連している(第2図参照)。即わち Detached Plasma 領域, 電子密度の増加過程にあるプラズマ圏内部の領域, 及びプラズマポーズの外側の領域で頻繁に観測されている。

III. まとめ

ES波エコーは静電的電子サイクロトロン波がその伝播過程に於て, プラズマパラメータの急激な変化に伴なう反射を起し, 再び衛星に帰来する事により観測されると考えられている。特にその遅延時間より推定される密度ゆらぎのスケールは1km~10kmとなる。静電的プラズマ波エコー現象の観測を詳細に検討することは静電的電子サイクロトロン波の伝播過程の研究のみならず, 磁気圏内プラズマ分布のメカニズムの研究に関して重要な手がかりが得られるものと期待されている。



第1図　ES波エコー現象の観測例。



第2図　磁気圏内電子密度分布との関連。

I-72　JIKIKEN衛星による Field Aligned Current の観測

髙橋隆男、青山　巖、遠山文雄、桜井　亨、利根川豊、斎藤尚生、湯元清文
（東海大・工）　（東北大・理）

1978年9月16日に打上げられたJIKIKEN（EXOS-B）衛星に搭載された高感度磁力計（MGF）による磁場観測結果について、現在までに解析された部分について述べる。観測目的は、プラズマポーズ近辺における微小磁場変動の観測と地球近傍で、同時に搭載された太陽センサと合せて慣性空間における衛星の絶対姿勢を決定することである。使用した磁力計は3成分測定のフラックス・ゲート型で、自動又は手動コマンドにより2, 11, 64, 380 nT/bit の4段階に切り換えられる。更に、磁気センサ部は衛星の磁気バイアスを避けるために約1.5 mのブームによって軌道投入後に衛星下部より展張される機構となっている。

1978年10月9日（Rev.65：MGFセンサ伸展）から1979年1月26日（Rev.373）までの間に得られた全データの内、Kp＞3 の数Rev. において、20～23 h（MLT）で、L≈6の位置でField Aligned Currentによって生じたと考えられる磁場の特徴的な変動を観測した。（Table 1, Fig.1）

MGFによって検出されたこれらのField Aligned Current は、次の様である。

1）電流密度が～0.1 μA/m²、幅が～1000 Km のオーダーで、電離層に流れ込む方向である。

2）Kp の大きさとは無関係にLがほぼ6の所に位置する。

3）電流の強さはKp の大きさに比例している。

4）Substorm の発生に対応して、Field Aligned Current が観測されている。（Fig. 2）

Table 1.　Summary of observed results at JIKIKEN and on the ground at Onagawa.

Date (Rev.No.)	Time (t₀) UT	MLT	Deviation ΔB_{axis} (nT)	L-Value	Pi2 onset time (t₁)
Dec.14 (Rev.250)	0916	2106	80	5.8	None
	0948	2134	50	6.0	0945
	1018	2148	80	6.0	1015
	1155	2244	50	5.5	1156
Dec.15 (Rev.253)	1132	2143	30	6.2	None
Dec.18 (Rev.262)	1409	2016	80	6.1	1407
Dec.20 (Rev.267)	0852	2100	50	5.7	0856
Dec.21 (Rev.270)	1018	2054	20	5.9	1016
	1122	2135	50	6.0	1122
Dec.22 (Rev.273)	1102	2028	70	5.9	1101

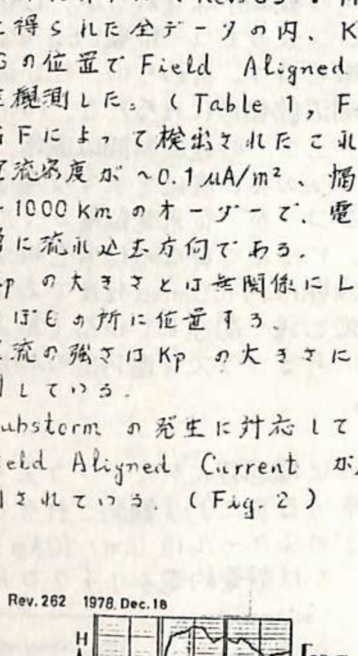


Fig.2　Magnetic field variations observed on the ground at Onagawa (top) and JIKIKEN satellite in the revolution 262.

POSITION OF FIELD-ALIGNED CURRENTS

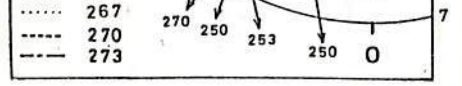


Fig.1　Field-aligned currents are observed at each solid circle in each trajectory of the satellite.

I-73　「じきけん」衛星の姿勢決定

遠山文雄・青山　巖・村松祥二　（東海大工）

ＥＸＯＳ－Ｂ（じきけん）に搭載された磁力計（ＭＧＦ）は、その目的の一つとして地磁気姿勢計として使用し、太陽センサと合わせて衛星の姿勢を決定する。

使用された磁力計は三軸フラックスゲート型磁力計で、感度は最大２γから11，64，380γの４段自動切り換えである。また、センサ部は衛星尾部よりブームによって約1.5m展出されている。

衛星の運動が非常に複雑で、かつ、衛星本体からの磁気的影響がある為、姿勢解析を次の手順で行なう。

(1)三成分出力波形から、各センサに於ける OFFSET を除去する。
(2)理論的磁場を基準とした姿勢と、太陽センサのデータを基に絶対姿勢を決定した。
(3)ＭＧＦが測定不能になった後の姿勢決定方法を検討する。

磁気的 OFFSET の決定は、何例かのデータを基に計算機処理を行ない、衛星のスピン周期、スピン軸とセンサ軸のずれ、直流的バイアス量を求める。その定量的結果を基に、約350周までの絶対姿勢を得た。

図1は、天球上にプロットした衛星軸の方向で、この結果によればアンテナ展開によって姿勢がくずれ、若干のドリフトを示している。スピン周期変化、コーニングの様子などについても述べ、合わせて、電場のデータなどを用いた姿勢決定法についても検討する。

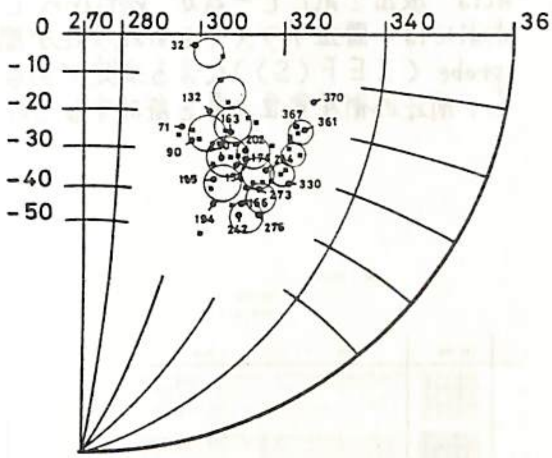


図 1.

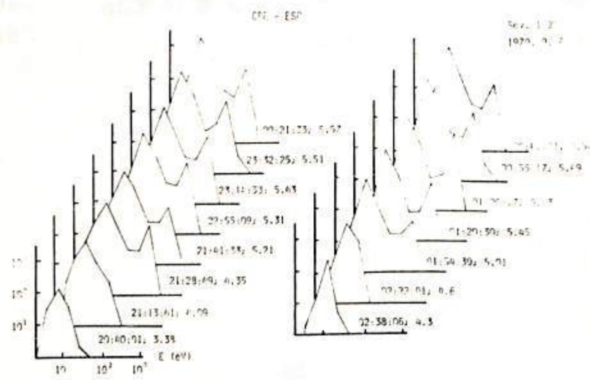
I-74　磁気圏における電子ビーム放射実験－III
（JIKIKEN－CBE）

河島信樹[*]　牛越淳雄[*]　村里幸男[*]　久保治也[*]　向井利典[*]　江尻全機[*]
大家寛[**]　森岡昭[**]　松本紘[***]　宮武貞夫[****]

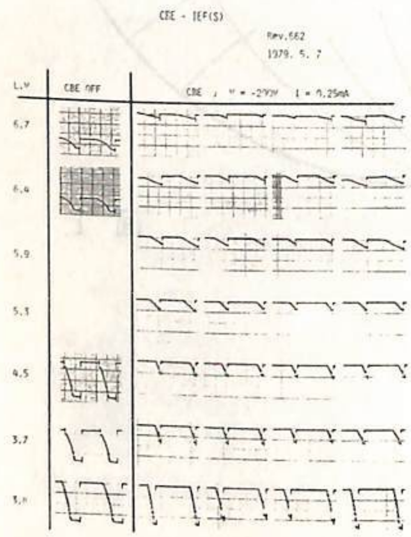
*東大宇宙研　**東北大・理　***京大・工　****電通大

科学衛星ＥＸＯＳ－Ｂ（ＪＩＫＩＫＥＮ）における電子ビーム放射実験（ＣＢＥ）は，電子ビーム放出による衛星の電位制御および，ビーム・プラズマ相互作用による波動の励起や，線型・非線型相互作用の研究を目的とするものであるが，既に，ビーム放出によって　ＨＦ帯での波動励起 etc. の影響があらわれることが観測されている。今回は主に，粒子エネルギー測定器（ＥＳＰ）により測定された　ビーム放出による周辺プラズマの粒子分布の変化について得られた結果を報告し，更に　VLF帯，ＨＦ帯での波動測定結果についても言及する。

第１図は，電子ビーム放出時における電子のエネルギー・スペクトルの時間的変化を示したものである。～10 eV 付近の main peakは，ビーム放出によって著しくカウント数が増加し，ビーム放出に伴う衛星の電位上昇によって　周辺プラズマ中の電子が集められていることを示唆している。また，ある時間領域で放出ビーム・エネルギー（150～200 eV）に相当するピークが現われるが，これは　放出されたビームが　return してきたものと考えられ，そのピークの現われには　周辺プラズマとの密度比が関与している。　第２図は，single Langmuir-probe（ＩＥＦ（Ｓ））による測定であるが，ビーム放出によって流入電流が増加し，前述の衛星電位上昇を証明するものである。



第１図；　電子エネルギー・スペクトルの時間的変化



第２図；　ＩＥＦ（Ｓ）による測定出力パターン

第　2　会　場

II-1　柿岡の変換関数の時間的変化における27日～29日周期性について

佐野幸三
気象庁地磁気観測所

柿岡の変換関数の地震に対する重ね合せ統計法による解析結果，振巾は小さいが地震前兆現象的変化が検出されたことはすでに何回か報告してきた。それと同時に，変換関数の時間的変化の中には，地磁気活動度に依存した成分もあることも指摘してきた。今回は柿岡の変換関数の周期性を持つ時間的変化の解析結果を主体として，それらと地磁気活動度，地震活動度などとの関連について報告する。

1977～1978年の変換関数について周期分析した結果，短周期帯（周期＝10, 20, 30, 60分）の変換関数にはそれほど目立った周期性はないが，長周期帯（周期＝90, 120, 180分）の変換関数には比較的顕著な27日～29日の周期性があることがわかった。その振巾は今まで報告してきた地震前兆現象的変化の振巾よりも大きい。これらのことは今までの重ね合せ統計的解析からも予想されたことで，長周期帯の変換関数には直接地震活動と関係のない27日～29日周期的変化が存在することを示している。これらが何に起因するものか，また内部要因なのか，外部要因なのか，確かなことはわからない。このことは変換関数の時間的変化の周期特性と合せ，非常に興味あるところである。

27日～29日の周期性としては，よく知られているように地磁気活動度の27日回帰性や，地球潮汐の周期が対応するものである。常識的にはこのような変換関数の周期的変化は地磁気活動度の回帰性に対応する，外部要因によるものと考えられる。既に報告した変換関数と地磁気活動度との相関解析からは，そうであると断言できるほどの結果はえられていない。一方，柿岡周辺の陸部地震活動にも一見地磁気活動度の回帰性に対応するかのような変動の事実も，今回の解析期間にはある。かように変換関数の変化は地震活動，地磁気活動あるいは地球潮汐などが複雑に直接的，間接的にからみ合っているようで，これらの4者の相関々係や因果関係について調査中である。

II-2　柿岡における地電流の常時観測

山口又新
地磁気観測所

柿岡では、昭和7年（1932）、基線長100mの地電位差観測を開始したが、翌々年昭和9年（1934）には、新しく東西1500m，南北900mの基線を設置し、地電位差の検流計法による連続記録をとり始めた。それ以来多くの困難な時代を経て、今日まで一貫した観測が行われている。

今回はこの資料をとりまとめ、長期間の変動を調べた。
調査項目は、特に新しいものではなく、諸先輩の考察されたものであるが、時間的長さはかなりになるので紹介したい。

調査項目．

(1)　観測値そのものの変動

(2)　日変化主方向の変動

(3)　短周期変化（SSC）についてのマグネトテルリユーク法の結果（位相差無視）

等である．

年平均値については、(1)〜(3)ともかなりの不規則性の重畳はあるが，linear trendが認められた。

以上の諸項の年間の変動の変遷にもふれる。

又昨年（1979）8月中旬，東西成分用西側電極を設置しておいた山林が、宅地に造成され地形変化があった。かならずしも大きい地形変化ではないが、電極から数mのところまで排土されたので、測定値に対する影響が危惧されたので調査した。今後の観測についての問題は別にして、顕著な影響は認められなかった。あわせて報告する。

Ⅱ-3　　油壷と御前崎の岩石における歪と抵抗変化

藤森義彦　田中秀文
（東工大・理）

岩石試料に歪（ΔL/L）が加えられた時その抵抗RがΔR変化したとすると、（ΔR/R）を抵抗変化率、（ΔR/R）/（ΔL/L）を岩石増倍率と呼ぶ。油壷の凝灰岩では、一般の岩石に比べ岩石増倍率が大きな値をもつことが知られ、研究されているが、この岩石よりさらに大きな岩石増倍率をもつ岩石が見つかったので、ここに報告する。

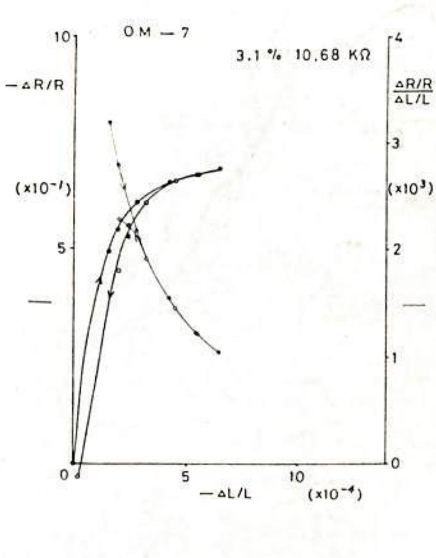
実験は、表1の3種類の岩石について行なった。岩石増倍率の値は、歪、含水率によって大きく変化するものであるが、得られた値の大体の範囲を表1の中に示した。油壷の岩石については、山崎[1]のデータがあるが、値の変化の仕方等を含めて、本実験の①に関する結果はそれとよく似ていた。

番号	産地	岩石の種類	岩石増倍率
①	神奈川県・油壷	凝灰質頁岩	300 〜 40
②	神奈川県・油壷	角礫凝灰岩	200 〜 50
③	静岡県・御前崎	頁岩	4000 〜 200

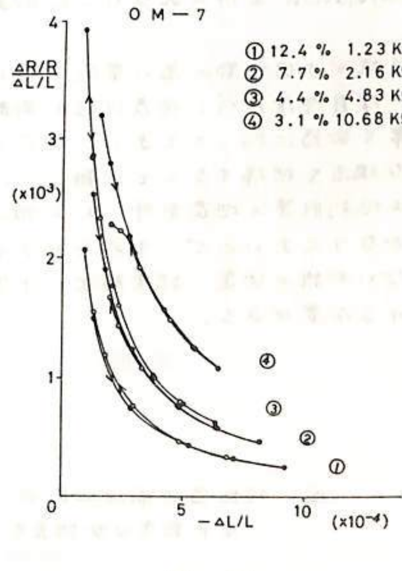
表1.

③に関する結果の例を図に示す。第1図が含水率3.1%（比較的乾燥した状態）における抵抗変化率（太線・左軸）と岩石増倍率（細・右）のグラフ、第2図が含水率を変えた時の岩石増倍率のグラフである。図中、歪の増加時と減少時を矢印および点（●が増加時、○が減少時）で示してある。また、図中の数値は、含水率および試料の(歪＝0)の抵抗値である。図および表から、③では①、②に比べて岩石増倍率が約1桁大きいことがわかる。しかも、御前崎は、近い将来地震が起こるであろうと言われる地点に非常に近い。現在、油壷において、地震予知を目的として、比抵抗変化計が山崎によって動かされているが、これを御前崎にも設置すれば、さらに有効なデータが得られるであろう。

文献　1)　山崎良雄　1969　岩石変形と電気伝導変化　北大提出学位論文



第1図



第2図

II-4　阿寺断層におけるＶＬＦ法探査

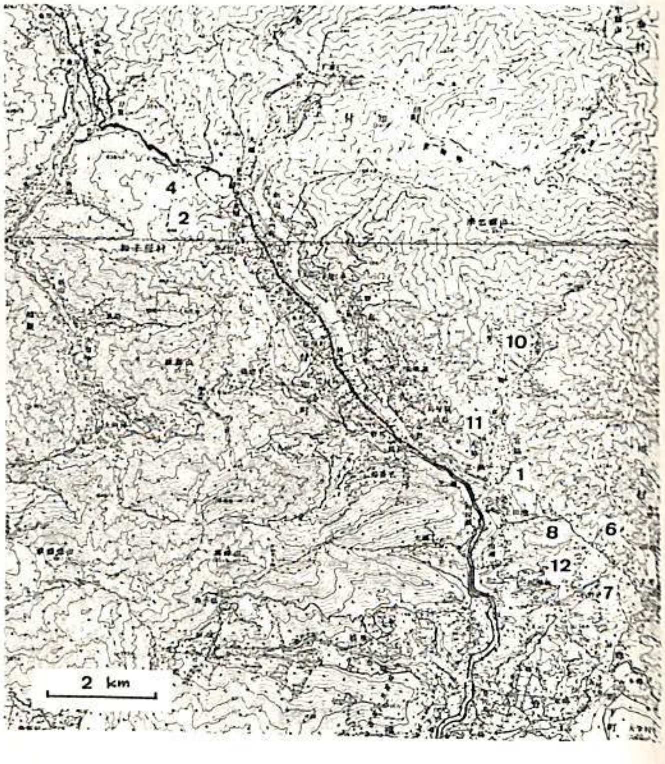
内田利弘　田中信一　村上裕　小野吉彦
地質調査所物理探査部

1979年7月，阿寺断層周辺でＶＬＦ法水平探査を行ったのでその結果について報告する。阿寺断層は岐阜県東南部に位置するNW－SE方向の活断層で、延長約60 km，相対垂直変位700～800 m（北東側隆起），相対水平変位5～15 km（左ずれ）のスケールを有する。断層はほぼ全体が白亜紀後期の濃飛流紋岩の中に位置し、同期の花崗岩が流紋岩に貫入している。花崗岩は断層の東南部で露出している。また、濃飛流紋岩は年代によって細分され、岩相・組成が異なり、従って電気的性質も異なる。

今回測定を行ったのは、断層の中央部にあたる付知盆地で、比較的表土堆積層の薄い地点を選び、測線は断層に直交して断層を横切るもの、および、バックグラウンドとして断層を横切らないものを設定した。測線長は400～800 m，測線数は9本である。測定にはカナダGeonics社のＥＭ16Ｒを用い、愛知県依佐美のＶＬＦ局から送信される17.4 kHzの電波によって誘導される電場と磁場の比からみかけ比抵抗を測定する。探査深度は地下の比抵抗に依存するが、数100 Ωm の媒質で30mの深さまでの情報を拾っていると考えられる。

盆地の北西部では断層を境にして東俣溶結凝灰岩と阿寺層（ともに濃飛流紋岩の区分名）が接する（測線2,4）。南東部では東俣溶結凝灰岩と苗木－上松花崗岩が断層で接している。測定結果から、それらの比抵抗値は苗木－上松花崗岩，東俣溶結凝灰岩，阿寺層の順に大きい。いくつかの測線でそれらの差が明瞭に見られ、断層の存在を示している。また、破砕帯における比抵抗低下も数ヶ所で見られた。測定中に生じた問題点に、電灯線・電話線の電流による磁場のノイズがある。その方向・距離によって測定が困難になったり、また測定値の解釈に疑問を残す例が度々起った。そのため断層に沿って低比抵抗異常を追跡するために組んだ幾つかの測線のうち、充分なcorrelationを得られないことがある。

ＶＬＦ法では周波数の高い帯域を用いるので、探査深度が浅く地表付近の局部的な異常を敏感に拾ってしまい、地下の大局的な構造を把握することが難しい。また、土地利用等の地表条件・人工物の影響がかなり大きいので、それらのノイズの少ない測線の決定・結果解釈に十分気をつける必要がある。

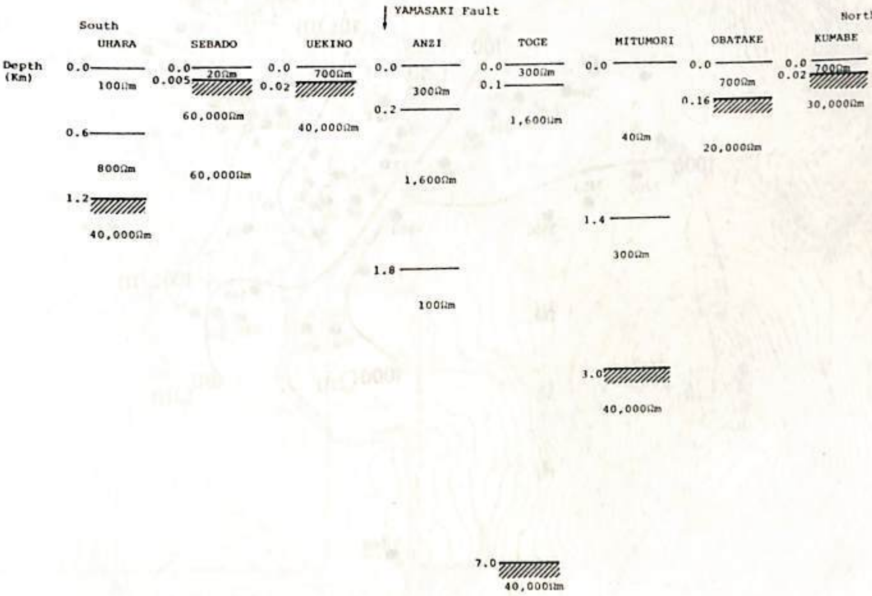


図．付知盆地周辺地形図
図中数字は測線番号

II-5　　山崎断層におけるELF自然電磁波を用いた比抵抗の観測（II）

半田駿，住友則彦
（京大・教養）

前回、活断層である山崎断層及びその周辺で、ELF帯の自然電磁波のなかで信号強度の大きいシューマン共振現象を用いたMT（Magneto-Telluric）探査の結果の概要について報告した。　その後，このデータからCagniardの方法を用いて，比抵抗構造の推定を行なった。見かけの比抵抗データは、シューマン共振現象の第1～第3モードに相当する、3周波数（8，14，20.4Hz）についてのみ得られたので、CAグループによる電気探査（シュランベルジャー法，等）の結果を参考にして解析を行なった。　断層破砕帯上の観測点では、表層は300Ω·m，その他の地域では，表層は700Ω·mの比抵抗値を仮定した。これは、シュランベルジャー探査等の結果から考えて妥当な仮定であると思える。しかし、三森と宇原（瀬戸）では見かけの比抵抗値が300Ω·m以下であるので、この3ヶ所については上記の仮定は用いなかった。図は解析結果を模式的に表わしたものである。山崎断層に伴なう破砕帯以外の地域では，表層以下は数十KΩ·mの極めて高比抵抗層であるという結果が得られた。また，データ数が少ないので確実ではないが、断層の北側が南側に比べて低比抵抗であるように思える。　この高比抵抗層はこの地域の基盤であり、40KΩ·mの値を持つと仮定して、山崎断層破砕帯上にある峠、安志の2ケ所について、最下層が高比抵抗層である場合，どれだけの深さにこの層を置けばよいのかを考えてみた。図の峠、三森の斜線部分がそうであるが、　峠で7km，三森で3km以深とした場合うまくいくことがわかった。破砕帯では，他の地域に比べて低比抵抗層が1km以上まで存在することが、従来の電気探査の結果から推定されているが、このMT探査によっても、この低比抵抗層は数km以上の厚さを有すると推定できる。なお、山崎断層では特に断層沿いに見かけの比抵抗の異方性がみられる。これは、この地域では比抵抗の水平構造が複雑であることを示唆しているが、この様な場合，簡単な解析では正確な構造を知ることは不可能である。更に多くのデータを得て、3次元構造解析を試みたいと考えている。



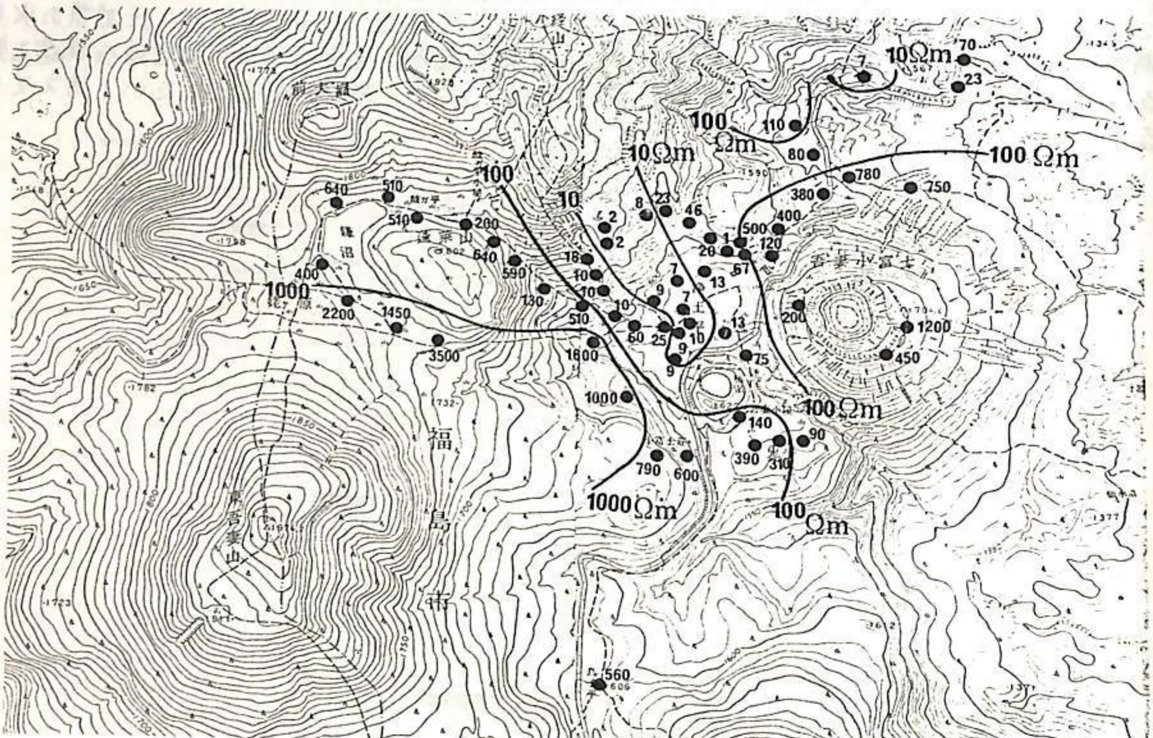
II-6　吾妻火山浄土平附近の電気抵抗ならびに地磁気全磁力測定

行武　毅．吉野登志男．歌田久司（東大震研）
河村　譓．大地　洸．水野喜昭．小池捷春（気象庁地磁気観）
小菅正裕（東北大理）

吾妻火山集中観測の一環として，1979年10月12－17日の間，吾妻小富士と一切経山との間の低地，浄土平を中心として，電気抵抗と地磁気全磁力測定を実施した．電気抵抗の測定には，人工電位法と電磁誘導法を併用し，全磁力測定にはプロトン磁力計を用いた．次のような項目にわたって観測を行なった．　1．シュランベルジャー法による浄土平中心の電気抵抗垂直探査　2．双極子法による浄土平周辺の電気抵抗測定　3．VLF，ELF帯電磁波を利用した電気抵抗水平分布調査　4．桶沼火口を挟む双極子法　5．プロトン磁力計による全磁力測量

浄土平は，1893年や1977年の噴火孔の東側にひろがる低地である．その中心部よりほぼ南北線上に，中心から435 mまで電流電極を拡大して，シュランベルジャー法を行なった．得られた比抵抗は異常に低く，50～60 mの深さまでは，およそ3Ωm，それより深い所でも7Ωm程度であると推定される．

VLF波を用い，マグネトテリク法による見かけ比低抗分布を求めた．17.4 KHzの電磁波を用いているから，表層が10Ωmの比抵抗であれば浸透深度はせいぜい10～15 mである．結果を下の図に示す．浄土平の南の方から一切経山の方へ向って，10Ωm以下の異常に低い比抵抗帯が伸びているのがわかる．また数100 mまでの情報を与えるELF波の観測も，大勢において下の図と調和的である．低比抵抗帯の原因としては，硫化物や熱水の分布などが考えられる．



II-7　吾妻火山におけるELF帯のマグネトーテルリク法による比抵抗測定

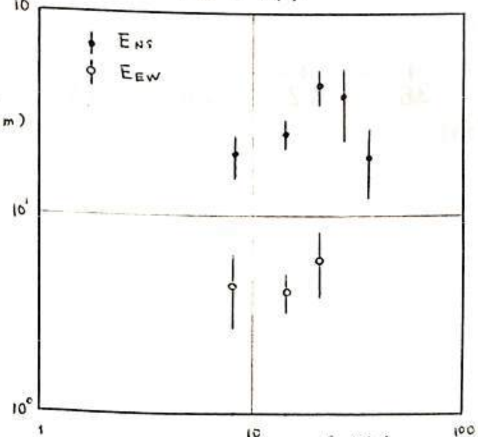
歌田久司　吉野登志男
（東大・震研）

ELF帯のSchumann共振現象は、その現象の到達深度が通常の地殻において数kmであることから、火山の地下の比抵抗構造を調べる上で、この帯域を用いることは特に有効であると考えられる。1970年10月に、福島県の吾妻火山において、ELF帯のマグネトーテルリク法を実施したので、その結果を報告する。吾妻連峰においては、有史以後の噴火活動は連峰のほぼ東端に位置する一切経山に限られ、現在その南および東斜面付近に硫気地域が分布している。本観測と同時期にこの地域内の浄土平で実施したSchlumberger法による比抵抗測定の結果によれば、地下約1kmの深さまで、数Ω·mという極めて低比抵抗であることが判明している。本観測は、ELF帯のマグネトーテルリク法を野外で実施する最初の試みであるので、従来行なってきた手法の結果との比較をした上で、その結果の検討を行なうこととする。

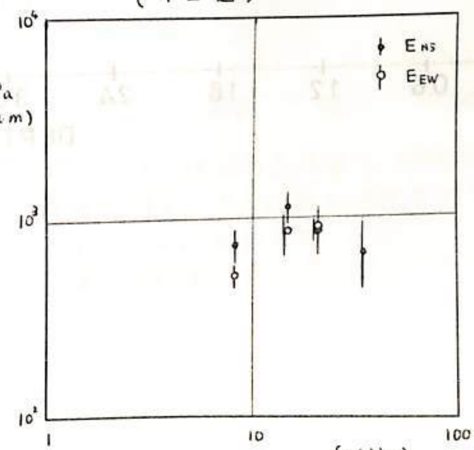
観測は一切経山の東を北東－南西に走る吾妻スカイライン沿いに、7点で行なった。現在の我々の観測システムでは、同時に一成分づつの電磁場の測定しかできないので、ここでは一ケ所で互いに直交する2方向の電磁場直交成分の観測を交互に行ない、電場のNSおよびEW成分に対応する2種の複素インピーダンスを求めた。全ての測点において、第3共振モードまでの現象が観測され、S/Nのよい場所では第5モードまでの観測が可能であった。

第1図は浄土平における観測結果を、周波数に対し見かけの比抵抗で現わしたものであるが、見かけ上南北に強い異方性があることがわかる。比抵抗値はSchlumberger法で得られたものと同様で、数Ω·mである。さらに層構造を仮定し、位相差も考慮した上でInversionを行なったところ、Schlumberger法の結果とほぼ矛盾しない結果が得られた。なお、この際表層付近の情報として、VLFのマグネトーテルリク法のDataを使用した。一方、浄土平から南西に約2km離れた鳥子平では、ほとんど異方性が見られず、比抵抗値も約1kΩ·mになることが判明した（第2図）。今回の結果は、インピーダンステンソル解析を行なったものではないため、2次元性の確証はないが、結果を総合して見ると、一切経山南－東地域では、浄土平からほぼ南に低比抵抗帯がのびていると解釈できるものと思われる。

（第1図）



（第2図）



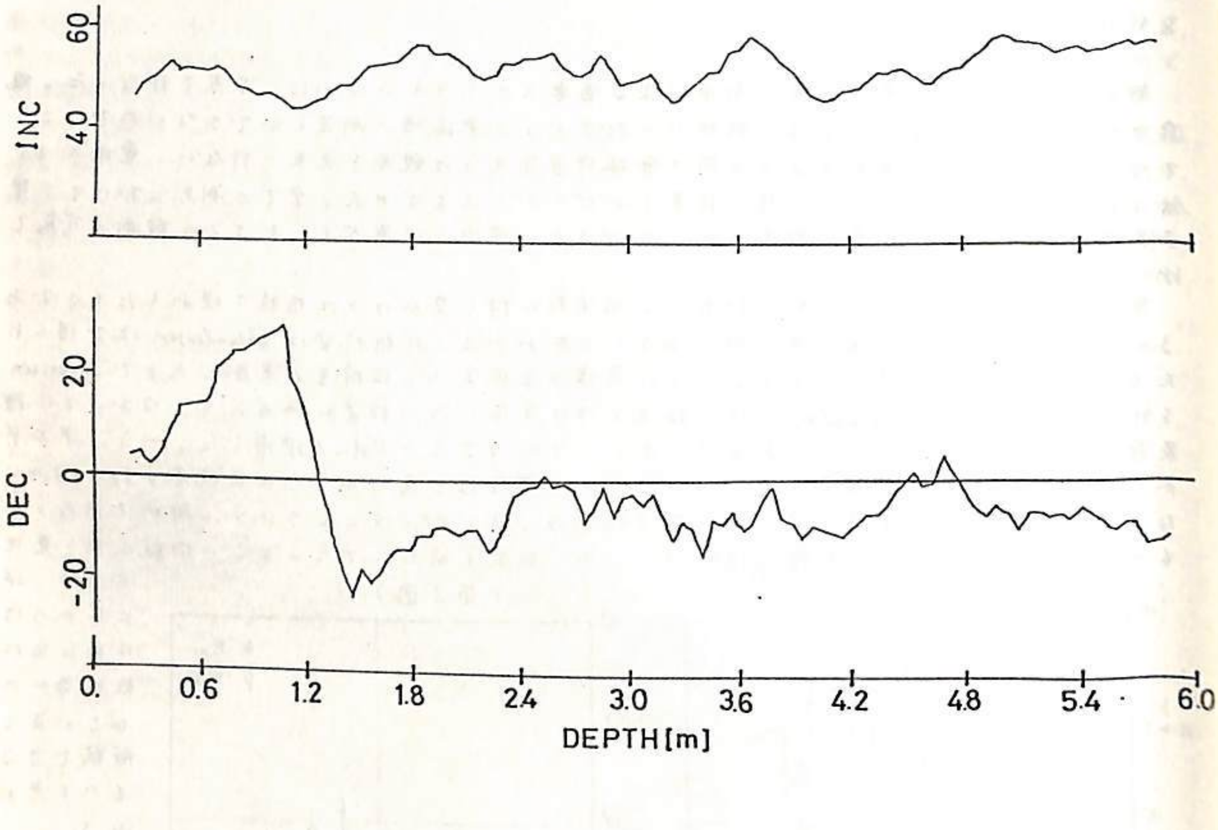
II-8　泉州沖堆積物の磁化測定

佐用義孝・吉見真一・井口博夫・伊勢崎修弘・安川克己
神戸大・理

1979年7月に泉州沖(大阪湾, 北緯34°28.2′, 東経135°18.8′, 水深 約15m)の海底より、大型柱状採泥器により直径20cm, 長さ約6mの柱状試料を採取した。

磁化測定用試料は, 直径1 inch・高さ1 inchの円筒形に整形した試料を用いた。表面の軟弱な部分を除いて, 長さ6mにわたり連続的に同一深度からそれぞれ5個ずつの試料を取り出し, 超伝導磁力計を用いて磁化方位・強度を測定した。同一深度より得た5つの測定値を平均しその深度の値とした。7深度ごとの移動平均した結果を下図に示す。

また, 最下部より採取した貝がらのC^{14}年代は 6240年B.P.である。



II-9　考古地磁気学による西南日本の地磁気永年変化

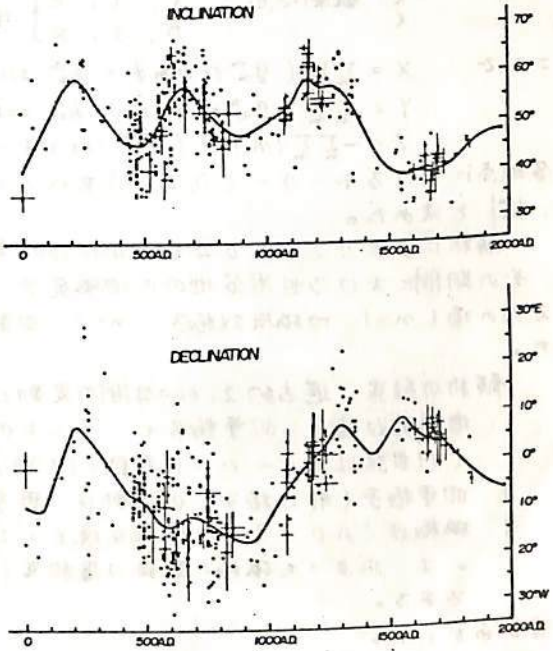
渋谷秀敏
(阪大 基礎工)

考古遺跡中の焼土のTRMを用いた地磁気永年変化の追跡は、西南日本においても Kawai et al. (1965) や Hirooka (1971) によって行なわれているが、その後、おびただしいデータの蓄積がなされたため結果の再検討を行なう時期になっている。

演者は西南日本の39基の古窯跡から計655個の試料を採取し、その熱残留磁化を測定するとともに、現在までに発表されている西南日本の考古地磁気測定結果の内年代既知のもの(約350sites)をまとめた(付図)。図において、error bar の付いているものが今回得られた結果で、付いていないものはすでに発表されている結果をまとめたものである。年代は考古学によって決定されたものを用いているが、再検討できるものについては考古学者の協力を得て再検討が行なってある。また1600年以後のデータについては、直接測定の値をもとにした球面調和解析の結果(Barraclough, 1974)を用いて地域補正がなされている。

図の結果にはかなりの分散が認められるが、その原因としては下記のものが考えられる。

(1)測定誤差及び試料採取誤差
(2)地球磁場の地域異常
(3)冷却時の古窯自身の磁化による試料に作用する磁場のひずみ
(4)二次磁化の影響
(5)TRM獲得後の試料の変位
(6)考古学的年代の誤差



以上のうちこの分散の主原因となり得るほど大きなものは(5)が考えられるが、これはrandom errorである事から充分多くのsitesについて平均をとれば、統計的に消える誤差と考えてよいであろう。一方(3)については系統的にすべての窯跡について伏角が浅くなる効果をもたらすが、その大きさは窯跡の細かい構造や磁化の強さ冷却時の温度分布に影響されるので適当な補正は困難であり、ここでは考慮しなかった。なお、この誤差は最大3°程度と考えられる。

上記のように誤差の主要な部分はrandomであると考えられるので、各年代毎に平均をとれば、地磁気永年変化の様相を明らかにする事が可能となる。この考えに立って、25年毎に設定した中心年代の前後50年の間の年代幅に考古学的に決定された年代のおちるデータをFisher統計に従って平均すると言う方法で移動平均を求めた。図中の曲線は、その結果から推定された永年変化である。

II-10　球面調和解析法による過去約2,000年間の地磁気場の解析

酒井英男*　川井直人
（大阪大学基礎工学部）

従来、球面調和解析法は17世紀以降の実測データーに適用され、地磁気場の色々な性質を探る有力な手段となってきた。

16世紀以前には、実測データーは少なく地磁気場の情報は古地磁気学的手法により得られたものが主である。そうした古地磁気データーを用いた地磁気場の解析は、ほとんど行なわれていない。

今回、古地磁気データーだけを用いて16世紀以前の地磁気場の解析を行なった。古地磁気データーは（伏角、偏角、全磁力）が一諸に求まっていることは少なく、多くの場合、（伏角、偏角），（伏角、全磁力）の対で求まっている。

そうした一部欠損しているデーターも使う為、次の式を用いた。

$$f=\sum_i (X_i \sin D_i - Y_i \cos D_i)^2 + \sum_j (Z_j \cos I_j - X_j \sin I_j / \cos D_j)^2 + \sum_k (F_k \sin I_k - Z_k)^2$$

i,j,k：観測地点、　$\left.\begin{matrix} X, & Y, & Z \\ D, & I, & F \end{matrix}\right\}$ 地磁気の成分　D，偏角　F，全磁力　I，伏角

ここで

$$X = \sum_n \sum_m (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi)\, dP_n^m / d\theta$$

$$Y = \sum_n \sum_m (g_n^m \sin m\phi - h_n^m \cos m\phi)\, m P_n^m / \sin m\phi$$

$$Z = -\sum_n \sum_m (n+1)(g_n^m \cos m\phi - h_n^m \sin m\phi)\, P_n^m$$

各地点におけるデーター（D, I, F）を代入した後、値 f を最小にするガウス係数の組（g_n^m，h_n^m）を決めた。

解析にあたり、A.D. 0年からA.D. 1600年までの時代を200年から400年間隔で区切り、その期間における世界各地の古地磁気データーを一群として使用した。ガウス係数は、2次の項（$n=1$：地磁気双極子，$n=2$：四重極子のモーメントにそれぞれ対応）まで求めた。

解析の結果、過去約2,000年間の変動として、

1. 地磁気双極子、四重極子モーメントの永年変化の間には、負の相関が認められた。（17世紀以降については行武（1979）の報告がある。）
2. 四重極子（非双極子）の運動は、西方移動が優位であった。
3. 磁極は、A.D. 1300年頃を境として反時計回りから時計回りに運動方向を変えた。又、求まった磁極の軌跡は広松等（1968）の古極光に関する報告を支持するものである。

等がわかった。

*現在　富山大学理学部

II-11　　東伊豆単成火山群の古地磁気

〜日本における古地球磁場永年変化

日置 幸介，河野 長
（東大，理）

日本における paleosecular variation （PSV）は．Ozima & Aoki (1972) などの data があるが．archeomagnetism を主としたこの data は．過去1万年の日本において極めて quiet な永年変化を示し（Age：0－9500 B.P，N＝28，$S = 10.3^{+2.3°}_{-1.6°}$ ）種々のモデルや．世界各地の実測データの曲線のはるか下に位置する。

こういった anomalous な data の検証の意味も込めて．演者は東伊豆単成火山群の古地磁気を調査した。この火山群は．大室山．天城山周辺に分布する70個あまりの小型単成火山から成っており．その活動は約40,000年前から現在にまで至っている（荒牧・葉室，1977）。これらの火山の Lava flow から、6月に13 site，11月に9 site、合計22 site においてエンジンドリルによる Sampling を行い、現在の地球磁場を含めて N＝23として VGP の angular standard deviation を求めた。サンプルの測定に際しては交流消磁が施され、スピナー磁力計が使用された。各 site の VGP は．地理的北極のまわりに $S = 15.0^{+3.8°}_{-2.6°}$ という angular standard deviation を示し．ほぼ日本の緯度から期待される値となり．目立った anomaly は見られなかった。

SITE No.	N	Incl.	Decl.	k	VGP Lat.	VGP Long.	Exp.
HI-3	7	52.7	-12.9	520	79.2	43.9	H25
HI-4	7	73.2	41.8	240	53.7	174.7	H150
HI-5	7	68.5	28.6	370	63.5	180.7	H150
HI-7	6	44.3	7.5	382	79.0	281.2	H400
HI-8	7	67.9	19.3	709	68.8	174.3	H150
HI-10	7	48.2	0.7	3127	84.3	313.0	NRM
HI-11	6	65.8	23.9	461	67.9	185.2	H100
HI-15	7	35.4	-3.3	278	74.4	330.6	H50
HI-16	7	33.2	-3.5	519	73.0	330.4	H150
HI-20	7	55.6	11.3	168	80.7	217.9	H50
HI-21	7	60.2	16.8	163	75.4	198.6	H400
HI-22	7	53.4	0.0	218	89.1	318.9	H100
HI-23	6	53.5	-2.6	467	87.7	29.6	H100
HI-24	7	55.8	-1.2	291	88.2	106.7	H50
HI-25	7	56.5	-0.3	2164	87.7	132.9	H100
HI-26	7	59.5	-17.7	396	75.0	75.6	H100
HI-27	7	55.9	0.5	768	88.3	152.5	H100
HI-28	6	55.6	16.5	737	76.5	218.5	H100
HI-29	7	57.0	18.3	261	75.0	213.2	H150
HI-30	7	39.2	-8.3	800	75.4	351.1	H100
HI-31	7	48.9	-9.0	181	80.9	18.2	NRM
HI-32	7	60.0	10.0	501	80.1	189.1	H150
Present Field		47.5	-6.1	---	81.9	0.2	---

伊豆半島における第四紀火山の分布
黒丸は東伊豆単成火山群の火口を示す。

Ref. Ozima, M. and Aoki, Y. (1972) J. Geomag. Geoelectr. 24 471-477
荒牧重雄，葉室和親（1977）地震研究所彙報，52 235－278

II-12　御岳火山中期の第一軽石の残留磁気について

百瀬寛一*, 船木実**, 村田史之*
*信大.理学部　**極地研究所

前回(第66回)では御岳火山中期の軽石(Pumice fall) Pm-I ~ Pm-IV中に含まれるTitanomagnetiteが磁気的に，かなり特異な性質があることを報告したが，今回は，これらの軽石の I_R, H_C, H_{RC} (第1表)と，Pm-IについてNRM及びTRM(450°C)の測定を行なった結果に基づいて，Pm-Iの残留磁化の獲得機構について考察し，これを報告したい。

Pumice fallの残留磁化は地球磁場中を飛来して冷却し獲得したものと考えられるので，その残留磁化強度 J_n はその軽石の熱残留磁化強度 J_{TC} に比較して非常に小さいものであることが想像される。しかし，予想に反して平均の $J_n/J_{TC} \fallingdotseq 0.8$ でかつ，J_{TC} は $\fallingdotseq 1.14 \times 10^{-5}$ 程度の残留磁気しか持ちえないことが知られた。一方NRM及びTRMの磁化方位もα.β.γのシュミットへの投影から $\tan\alpha \cdot \tan\beta \cdot \tan\gamma = 1$ とはならず，磁化が理想的なdipoleでないことが知られた。これらは第1表にある I_R, H_C などが非常に小さく，I_R はほとんどゼロに近いことからも理解される。このような残留磁化をもった磁気粒子がDRMの素になっていると考えると，尋常なことでは軽石のDRMは形成されそうにない。

	T_C	J_S	I_R	H_C	H_{RC}	φ(μ)
Pm-I	445°	62.2	1.6	14	86	63
〃 〃	445°	61.9	0.375	5.75	84	230
Pm-II	410°~15°	57.0	2.3	20	95	63
Pm-III	380°	50.9	1.97	20.8	84	63
Pm-IV	240°	37.75	1.320	19.0	115	63

第1表

長時間の風化や，その粘土化によって(同一の物質でもdepositした場所の環境によって異なる)もともとの軽石の数十分の1とか数百分の1に圧縮されて強磁性鉱物が濃縮して $10^{-3\sim-4}$ e.m.u./gr.程度(粘土化した場合のPm-Iは，ほぼこの程度の強度になっている)の磁化強度を生じるようになり，何時の時期かのPDRMを記憶しているものと思う。ただしこの残留磁化がどの程度信頼のおけるものであるかは明確ではない。

II-13　大山・三瓶山テフラに見られるExcursion.

広岡公夫　中島正志　大西郁夫
富山大・理　福井大・教育　島根大・理

更新世後期のExcursionが発見された御岳テフラの時代に相当する大山および三瓶山のパミスにも中間帯磁のものが見い出されたので、それについて報告を行なう。

島根県広瀬町柿根(松江市東南)に、大山起源の上乃木パミス(松江軽石とも呼ばれる)に重なり三瓶山の木次パミスが堆積している露頭があり、それらのパミスについての古地磁気学的測定を行なった。上乃木パミス，木次パミスともに三層準から計60個の測定試料を採集した。

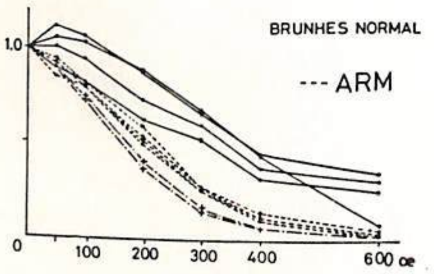
N.R.Mの測定結果は、上乃木パミスは最上部の土壌化した部分をのぞいて中間帯磁を示し、木次パミスは中・下部はnormalに近く、サンプリングを行なった一番上の層準では再び中間帯磁を示している。テフラクロノロジーからは、上乃木パミスは広域テフラとして有名な大山倉吉パミスよりも古いものと考えられており、御岳テフラで発見されたIna II Excursionではないかと思われる。その上にnormalをはさんで次の木次パミスの中間帯磁がIna－I Excursionに相当すると考えられる。このように、古地磁気学的測定から、excursionを用いて日本各地の更新世後期テフラの対比が可能となってきた。未測定のテフラでは、関東ローム中の東京パミス、立山テフラのEPm等が中間帯磁を示すことが期待される。

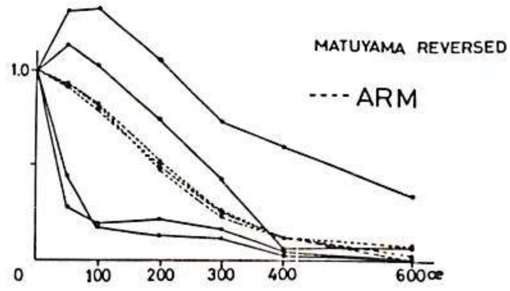
最近、LaSchamp Eventの年代が少し古くなっていることを考え合せると、Ina-I は La Schampに対比される可能性もあるが、琵琶湖底200mボーリングの結果を見ると5～6万年前のところにも浅い伏角のものが見られること、御岳テフラのPmIIIの年代ももっと古くなると考えられるようになったことなどから、より古いものと考えられる。また、Ina-IIは、御岳テフラのPm-Iパミスのフィッション・トラック年代によると8万年前後になるが、Blake Eventとの対比も不可能ではない。いずれにしても、この時代の年代測定は従来の方法では一番難しいところで、フィッション・トラック法や熱ルミネッセンス法などで新たに年代測定を行ない年代をはっきりさせる必要のあるところである。

Ⅱ-14　太平洋から採集された深海堆積物コアの安定性の吟味

登内正治　渡辺正晴　古田俊夫　小林和男
東京大学　海洋研究所

１９６８年から１９７６年の期間に海洋研白鳳丸の航海でいろいろの海域から採集された堆積物のピストンコアについて自然残留磁気の安定性を吟味した。この期間に採集したコアは上部から下部まで２cm³のプラスチックの容器に連続して採取され、その各々の試料について自然残留磁気の測定及び交流消磁した後の測定がほぼ全コアについて完了している。測定した試料中には地球磁場逆転が認められ，地球磁場年代が求められ堆積速度が得られたものが多い。そのうちマリアナ海盆，フィリッピン海盆，中央太平洋海域，大東海域から採集された８本を特に詳しく調べた。そのうちでも長さ９７０cmのＫＨ７６－２－３のコアについては１０cmごとの試料９７ヶについて，段階消磁し同時にＡＲＭの交流消磁曲線を求めコア全体の磁性鉱物の *grain size* の変化と安定性の関係を確かめた。その結果このコアは磁性鉱物の *grain size* にいちじるしい差はなく図のごとく *Matuyama* 期の逆磁場期の試料には明らかにその後の Brunhes期の正磁場における粘性残留磁化の成分が加わっていることが認められる。
各海域からのコアについては条件を同じくするため，*Brunhes*期の 0.17 m.y，0.34 m.y，0.51 m.y 前の部分，*Matuyama*期の 0.75 m.y，1.05 m.y 部分の試料について，0 oe，50 oe，100 oe，200 oe，300 oe の段階交流消磁をし交流消磁曲線を求め，またＡＲＭの交流消磁曲線を求め考察を試みた。ＮＲＭ，ＡＲＭの交流消磁曲線のパターンとＭＯＦから各海域の磁性鉱物の *grain size* の相違を求めた。また堆積速度との相関があるかを考察した。





II-15

全磁力夜間値による地磁気永年変化異常監視の問題点

河村 譓・小池捷春
（地磁気観測所）

第1次地震予知研究計画の発足に伴って、全国10数ヶ所に全磁力プロトン磁力計が展開され、現在までその毎日の夜間値が解析担当機関（地震研究所，国土地理院）に集められ、柿岡の値を基準として、全磁力永年変化異常の監視が続けられてきた。これまで使用されてきた値は、01h JST を中心とする5個の10分値である。しかしこの値が各地点の全磁力値を代表しうるかどうかについての検討は未だ充分ではないと考えられている。われわれは地震予知を目的とする永年変化異常監視の立場から、この全磁力夜間値の問題点を考察する。具体的には、地磁気日変化や短周期変化の地域差の除去，Dst に原因すると思われる全磁力差の一年周期・半年周期項の消去、人工雑音の少い時間帯の選択およびそれらに基づくデータサンプリング、解法・表示方法などについて考察する。

II-16　地磁気重量差平均法について

田　中　穰
国土地理院

tectonomagnetism を検出し，地震予知に役立てるため，プロトン磁力計を用いた2点間（或は多点間）の地域差に関する補正法には

（1）夜間静穏日単純差引法
（2）重量差平均法
（3）最適差引法

があり，（2）の方法には，Dst，Kp　Ap　sunspot 等の補正法があげられる。

他方，米国では，周波数解析法に重点をおき，

（A）vector transfer function method
（B）scalar　〃　〃

の方法により，精度向上が図られており，サンアンドレアス断層やコロラド州ボルダー等で実験されているが，補正項の physical meaning がはっきりせず，また長周期項を補正することが，極めて困難であろうと思われる。

そこで本報告では，力武が最初に調べた（2）の重量差平均法の physical meaning について再考察した。

重量差平均法の係数の physical meaning について藤田（1973）は，第一近似的に外部磁場Dst．によることを最初に指摘した。この結果，月平均値を使用する数年の補正には精度よく決まることがわかり　Sqによる日変化や Sun spot による長周期変化の補正項を含めた形で一般的に解き直すことが必要であろうということがその後わかった。

重量係数に Sq（～DS），Dst．sunspot の項を含めて如何に解き直すかが問題であるし一方使い易いということも考慮する必要がある。

いま，プロトン磁力計の観測値を F_0，その真値を F，経年項及び変動項を ΔF^s，ΔF^v とすると　次式が成立する。

$$F \propto F_0 + \Delta F^s + \Delta F^v$$

同様に水平分力，鉛直分力についても

$$H \propto H_0 + \Delta H^s + \Delta H^v, \quad Z \propto Z_0 + \Delta Z^s + \Delta Z^v$$

展開すると

$$\Delta F^s + \Delta F^v \propto \cos I_0 (\Delta H^s + \Delta H^v) + \sin I_0 (\Delta Z^s + \Delta Z^v) - \frac{1}{2}\frac{1}{F}\delta v^2 + \text{coupling term}$$

但し，　$\cos I_0 = H_0 / F_0$，$\sin I_0 = Z_0 / F_0$，　$\delta v^2 = \Delta F^2 - \Delta H^2 - \Delta Z^2$，

従って次式を得る。

$$\Delta F^v \propto \cos I_0 \Delta H^v + \sin I_0 \Delta Z^v$$

$$\Delta F^s \propto \cos I_0 \Delta H^s + \sin I_0 \Delta Z^s$$

ΔH，ΔZは　Chapman & Bartels（1940）により与えられている。藤田（1973）の求めた係数は　$n=1$，$m=0$，$X_1^0 \sim -\sin\theta$，$P_1^0 \sim \cos\theta$，$\theta \equiv 90^\circ - \Phi$，$i = 0.27 e_1^0$ とすると，

$$\Delta F^v \propto -1.27\, e_1^0 (\cos I_0 \cos\Phi - 0.36 \sin I_0 \sin\Phi) = -D_s \cdot \beta$$

また長周期項は，行武（1965）により

$\Delta H^s \sim -8.45 \cos \frac{2\pi}{11}(t-0.25) \cdot \cos\Phi$，　$\Delta Z^s \sim 9.13 \cos \frac{2\pi}{11}(t-1.05) \cdot \sin\Phi$　を使って

$$\Delta F^s = -D_{sun} \cdot \gamma$$

$D_{sun} = 8.45 \cos \frac{2\pi}{11}(t-0.25)$，$\gamma = \cos I_0 \cos\Phi - k \sin I_0 \sin\Phi$，

$k \equiv 0.926 \cos \frac{2\pi}{11}(t-0.25) \cos^{-1} \frac{2\pi}{11}(t-1.05)$　　が得られる。以上について報告する。

II-17　地球磁場の quasi-biennial variation に関する若干の考察

水野浩雄
国土地理院

地球磁場の永年変化に対する外部磁場の影響として，太陽黒点数に比例する部分と，quasi-biennial variation があることは，柿岡の年平均値を用いて，先に指摘した。勿論外部磁場の影響の構成要素がこれらにつきるものではないが，1970年代の観測所の年平均値の推移をみると，それ以前の時期に比べて，quasi-biennial variation が純粋にうかび上ってきている。それで柿岡以外にも若干の観測所について，水平分力と鉛直分力の secular acceleration により，この変化の特徴を検討してみた。

その結果

① all day の年平均値による acceleration と calm day によるものとで，quasi-biennial variation は位相のずれはみとめられないが振巾は前者の方が大きい。すなわち外部要因の disturbance の程度に左右される。
② 水平分力は南北両半球で同位相であるが，鉛直分力のそれは北半球では水平分力と180°位相が異り，南半球では同位相である。
③ 水平分力の quasi-biennial variation の振巾は観測所の磁気緯度の cos にほぼ比例する。

以上の事実から この変化は外部原因で geomagnetic axis に平行な一様磁場によるものとみられる。

更に

① 鉛直分力の位相が水平分力のそれに対して，先にのべたような関係にあること（すなわち，同位相か逆位相でそこからの位相のずれがほとんど認められないこと）
② 鉛直分力の振巾が，水平分力の振巾に磁気緯度の tan をかけて得た値から10～20％程度しか小さくないこと

から，この変化磁場に含まれる internal origin part は，比較的小さいのではないかと思われる。詳しい計算は未了であるが，mantle の conductivity が従来考えられているより小さいのではないかと思わせる。

なお，現在迄に用いた観測所は Fürstenfeldbrück，Almeria，Kakioka，Lunping，Tsumeb，Hermanus でいまだ小数にすぎないが，予察的結果として報告する。

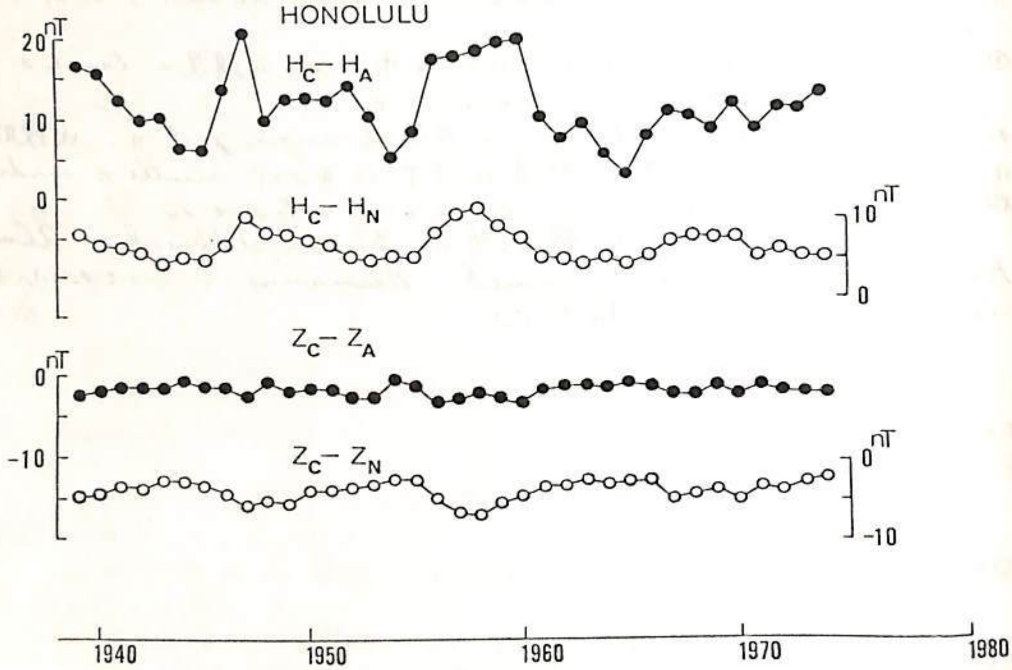
Ⅱ-18　太陽活動に伴う地磁気永年変化

ー夜間値と静穏日平均値との差ー

行武　毅
東京大学地震研究所

地磁気成分の年平均値が太陽活動に伴う変化をしているのは，よく知られている．この年平均値の変化は，黒点数の変化と違って，太陽活動１周期の間に２回ピークが現れる．１年より短周期の変化は平準化されて，年平均値にはその影響はないと考えられ勝ちである．しかし例えば磁気嵐のように，いつも磁場を減少させる方向に作用する擾乱が重なると，年平均値は擾乱を受けない状態より小さくなる．擾乱の頻度の年毎の変化が年平均値の変化として現れる．事実，すべての日をもとにした年平均値と，静穏日をもとに計算した年平均値との差をとると，太陽活動周期の変化が得られる．変化の様子はすべての日の年平均値自体の変化と同じく，太陽活動１周期の間に２回ピークが現れる．球関数のポテンシャル関数で表示すると，P_1^0で表現できる変化をする．

一方，地磁気日変化の振幅が太陽活動によって変動することはよく知られている．日変化振幅の変動が，年平均値の永年変化に影響を与えることも予想される．静穏日にもとずく年平均値と夜間値より求めた年平均値との差を調べてみた．すべての日の年平均値と静穏日年平均値の差が２重ピークを示すのに対して，静穏日と夜間値の差は，太陽活動１周期の間に１回のピークしか現れない．しかも黒点数の変化ときわめて対応がよい．下の図にホノルルの例を示した．H_C，Z_Cは静穏日の水平成分および鉛直成分，H_A，Z_Aはすべての日の年平均値，H_N，Z_Nは夜間値による年平均値である．鉛直成分の変化は，中緯度で大きく，北半球と南半球で変化の向きが逆転している．水平成分の変化は，鉛直成分の変化が極大となるところで向きを変えている．変化の様子は日変化電流系によって作られる磁場と類似している．年平均値の永年変化には，日変化振幅の年毎の変動が影響していると結論される．



II-19　東海地方における全磁力観測結果

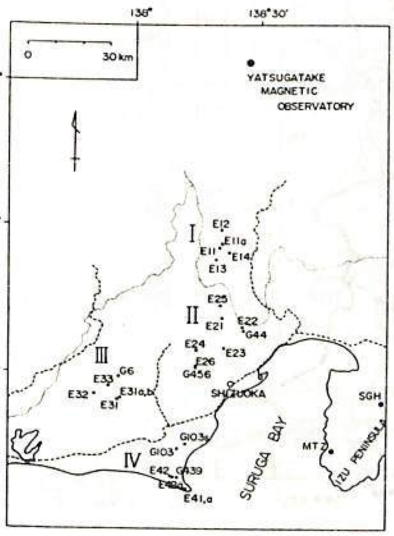
本蔵義守　　小山茂
東工大理　　東大震研

我々は1971年より東海地方において全磁力の測量を実施してきた。1979年も11月に，第1図に示した測点で測量を行った。今回は各測点での測定のほかに，I〜IVで示した各地域の代表的測点をモニター点とし，そこで全磁力連続観測をも行った。モニター点としては，E11a，G44，G6，G439を選んだ。各測量域での測定期間中，これらの点で連続データが得られるようにした。従来は各測点で得られたデータを直接八ヶ岳と比較していたのであるが，今回はモニター点を経由して八ヶ岳との差をとることにした。

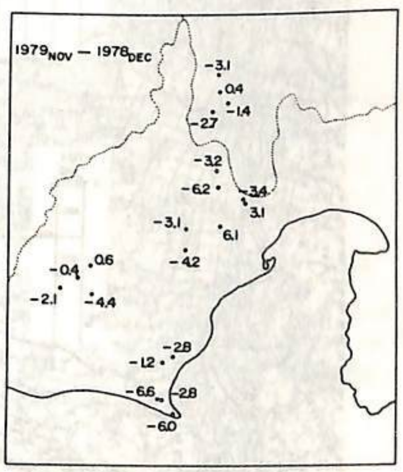
こうして得られた各測点での結果を前回の結果と比較し，1978年12月から1979年11月までの間の経年変化を求めた。第2図にその結果を示す。全体的にみんな東海地方で全磁力が減少していることがわかる。これは長周期外部磁場変化の影響か，あるいは非双極子磁場の永年変化の空間分布非一様性によるものと思われる。しかし，よく見ると異常と思える測点も存在する。測量域IIの測点G44とE23である。これらの点での結果は，前回も今回も特に疑わしいものは何もないのであるが，他の点と違って正の値を示している。この付近は静岡—糸魚川構造線が走っている所である。これらが異常であるとすれば，断層付近でのストレス蓄積と何らかの関連があるかもしれないので，この付近での観測を強化して，もう少し詳しく調べるべきであろう。

また，各モニター点で得られた連続観測のデータを八ヶ岳および伊豆半島の菅引と松崎で得られたデータと比較してみた。E11a，G44，G6では，伊豆半島の測点よりは八ヶ岳と比較した方が全磁力差はよく決まることがわかる。とくに，短周期変化時を除けば，夜間値の差は非常によく求まる。したがって，測量域I〜IIIでは八ヶ岳を基準点とするのは妥当であろう。これに対し，測量域IVでは伊豆半島の測点と比較した方がよさそうである。駿河湾をはさんで御前崎付近と伊豆半島西岸で全磁力連続観測を行い，全磁力差をモニターしていれば，駿河トラフ付近での異常地殻活動の発見に役立つかもしれない。

第1図



第2図



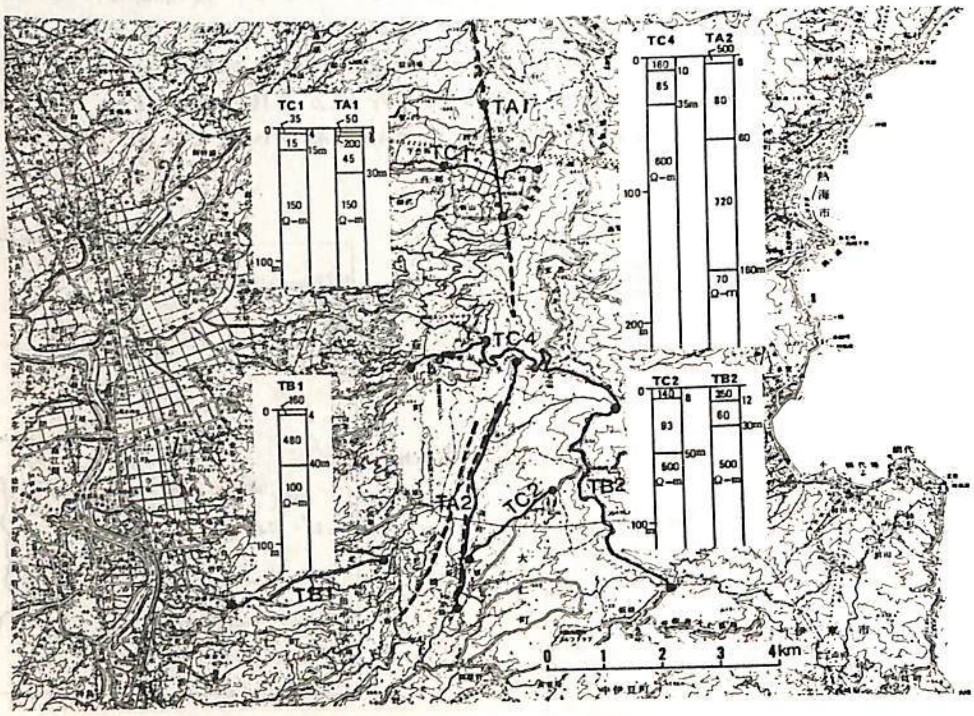
Ⅱ-20　伊豆半島・浮橋断層の電磁気学的調査

活断層電磁気研究グループ（代表者　秋田大鉱山　乗富一雄

昨年までは，兵庫県山崎断層周辺で電磁気学的観測を行い，断層破砕帯で電気抵抗が著しく低くなっていることを明かにした．今回は北伊豆断層系の丹那・浮橋断層を中心に1979年10月24日から約10日間，次の項目について実験を行なった．1．シュランベルジャー法による比抵抗垂直探査　2．双極子法による比抵抗水平探査　3．傾度法による比抵抗水平探査　4．ELF帯の電磁場測定．フラックスゲイト磁力計による磁場測定　5．VLF帯電波を利用した電磁誘導法による表層電気抵抗の水平分布　6．地磁気脈動観測

1～4は人工電流を地中に流し，地表で電位や磁場の測定を行なったものである．5では17.4KHzの人工電流を用い，地表面での電場磁場を測定して表層20～30mの深さまでの電気抵抗を調べた．

下の図にはシュランベルジャー法を実施した場所と得られた比抵抗垂直構造が示してある．TA1およびTA2は，それぞれ丹那断層，浮橋断層の上で断層沿いに電流電極間隔を延ばしたものである．最終的には黒丸の地点まで電流電極間隔を拡げた．結果をみると断層下部でいずれも150Ω-m，70Ω-mと電気抵抗が低くなっている．またこの地域はTB1を除き一般に表層数10mが，50～90Ω-mの低比抵抗層に覆われているのが特徴である．浮橋断層周辺の調査では，数10m以深の部分が，断層の東側で500Ωmと比抵抗が高いのに対し，西側では100Ωmと低くなっている．この傾向は，双極子法や傾度法によっても確められた．VLF法による表層水平探査では，山崎断層の場合と同様，浮橋中央断層，および浮橋西方断層上でも著しく比抵抗が低下しているのが明らかになった．



II-21　断層運動に伴う地磁気変化

大志万　直人
東工大　理

断層運動に伴う地磁気変化を計算した例として，有名なStacey (1964) のモデルがある。しかし，このモデルによって得られたのは垂直矩形断層の場合のものである．しかも，応力分布は，かなり単純化されたものを仮定しているので，実際に観測される磁場変化をどの程度説明できるか疑問が残る．（たとえば笹井・石川 (1978) にもその点がふれられている）他のモデルとしては笹井 (1979) の解析的な手段による研究があるが，ここでは数値計算を用いた地磁気変化の結果を示す。

Iwasaki and Sato (1979) は任意の深さにある，任意の傾きをもった断層のつくる，任意の深さの点における歪，変位を求めている．その歪の結果を用いれば断層運動に伴う応力変化の分布を求めることができる．まず，モデル断層を10個程度設定して，地表で表われる地磁気変化が断層のタイプによってどのように影響を受けるかを調べた．図1，図2はその1例で断層面の傾き45°，変位量1mの正断層で，断層面の上の辺の深さでいえば，その深さは1kmのものである．図1がZ成分であり図2はF値における変化図を示している．この場合，偏角を0°としているのでパターンは対称的な形になっている．また，F値のパターンは，断層付近ではZ成分の影響を強くうけているが，他の場所においてはH成分のパターンの形とほぼ同じになっている．

数値計算による方法は例えば，有限領域での積分，データの離散化にともなって，解析的な方法と比較して，分解能とか物理的意味づけといった点で劣るのであるが任意の断層パラメータの場合に比較的，てがるに計算を実行できるといった利点もある．

こういったモデルがどの程度実際に観測された例を説明できるのかを見るために，伊豆大島近海地震 (M=7.0) の場合に観測されたF値の変化をモデルの結果と比較してみた．図3にその結果を示す．図中の3つの断層それぞれについて磁場変化を求めその結果を合成したものである．観測結果（伊豆半島地磁気グループ (1979)）とよく一致していると言える．

文献；Stacey (1964) Pure and Appl. Geophs. (1964) 58, 5-22.
笹井・石川 (1978) Bull. Earthq. Res. Inst. (1978) 53, 893-924.
笹井 (1979) 日本電磁気学会 第66回講演予稿集 155-157.
伊豆半島地磁気グループ (1979) 第66回予稿集 154.

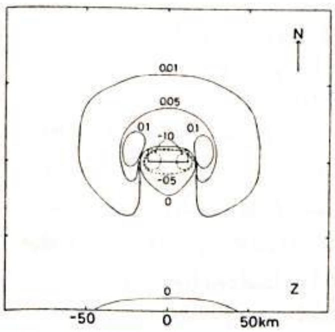


図1．I=48.0°．D=0°．
J=10⁻³ emu/cc，k=10⁻¹⁰ cm²/dyne で，γ単位となる．

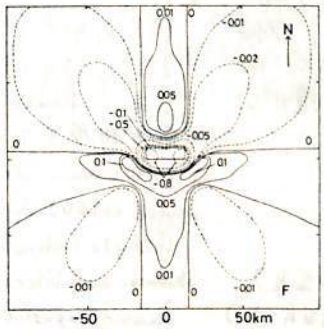


図2．I=48.0°．D=0°
J=10⁻³ emu/cc，k=10⁻¹⁰ cm²/dyne で γ単位となる．

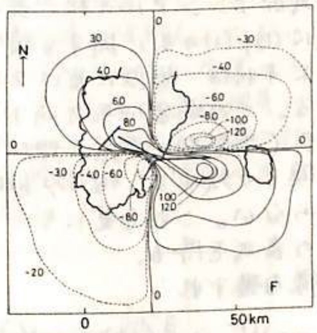


図3．ここでは D=−6.0°，I=47.5°
J=5×10⁻³ emu/cc，k=10⁻¹⁰ cm²/dyne としてγ単位で示してある．

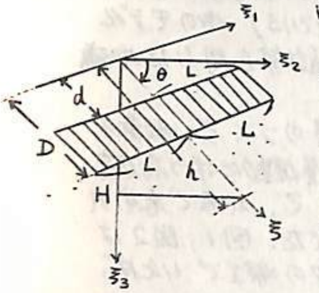
文献（続）　Iwasaki and Sato (1979) J.P.E. 27 285-314.

II-22　傾いた2次元断層による地磁気変化

笹井洋一
東京大学・地震研究所

任意の走向・傾きを持つ長方形の断層を考える。第1図の如く、断層の走向にξ_1軸を取り、断層の幅方向に新たにξ軸をとる。

ピエゾ磁気ポテンシアルに関するVolterraの公式（Sasai 1980）より、帯磁のm成分によるピエゾ磁気ポテンシアルは、次の積分で表わされる。



第1図　断層モデル

一様横ずれ：

$$W_{ST}^{m} = \beta J_m \Delta U_s \int_d^D \int_{-L}^{L} \left[w_{12}^{m} \sin\theta - w_{31}^{m} \cos\theta \right] d\xi_1 d\xi \qquad (1)$$

一様縦ずれ：

$$W_{DP}^{m} = \beta J_m \Delta U_d \int_d^D \int_{-L}^{L} \left[\frac{1}{2}\left(w_{22}^{m} - w_{33}^{m}\right) \sin 2\theta - w_{23} \cos 2\theta \right] d\xi_1 d\xi \qquad (2)$$

基本ポテンシアル W_{kl}^{m} はSasai（1980）によって求められている。w_{kl}^{m} はいくつかの多極の磁気ポテンシアルの和で表わされる。

特に(1), (2)のξ_1に関する積分において、$L \to \infty$とすれば、無限に長い2次元の断層の解を得る。この場合はξ_2方向およびξ_3方向に偏極した（ξ_1方向に無限に伸びている）双極子列の項しか残らず、他の多極項は地上に磁場を作らない。これを更にξについて積分して、次の表式を得る。

一様な横ずれ：

$$\frac{2}{\beta J_x \mu \Delta U_s} W_{ST}^{x} = \frac{3}{2}\left(b U_0 - a V_0\right) + \begin{cases} \frac{3}{2}\left(b U_{I} + a V_{I}\right) & (D \leqq h) \\ \frac{3}{2}\left(b U_{II} + a V_{II}\right) & (d \leqq h < D) \\ 0 & (h < D) \end{cases}$$

$$W_{ST}^{y} = 0$$

$$W_{ST}^{z} = 0$$

一様な縦ずれ：

$$W_{DP}^{x} = 0$$

$$\frac{2}{\beta J_y \mu \Delta U_d} W_{DP}^{y} = (1+2\alpha) ab U_0 - \frac{5\alpha-2}{2}(a^2-b^2) V_0 + \begin{cases} (1+2\alpha) ab U_{I} + \frac{5\alpha-2}{2}(a^2-b^2) V_{I} & (D \leqq h) \\ (1+2\alpha) ab U_{II} + \frac{5\alpha-2}{2}(a^2-b^2) V_{II} & (d \leqq h < D) \\ 0 & (h < d) \end{cases}$$

$$\frac{2}{\beta J_z \mu \Delta U_d} W_{DP}^{z} = (1-4\alpha) ab V_0 + \frac{1-4\alpha}{2}(a^2-b^2) U_0 + \begin{cases} (1-4\alpha) ab V_{I} - \frac{1-4\alpha}{2}(a^2-b^2) U_{I} & (D \leqq h) \\ (1-4\alpha) ab V_{II} - \frac{1-4\alpha}{2}(a^2-b^2) U_{II} & (d \leqq h < D) \\ 0 & (h < d) \end{cases}$$

ここで　$a = \cos\theta$, $b = \sin\theta$, $\alpha = \frac{\lambda+\mu}{\lambda+2\mu}$

$$U_0 = a \log \frac{f(D,y,z)}{f(d,y,z)} \cdot \frac{f(d,y,z-2h)}{f(D,y,z-2h)} - 2b \left\{ \tan^{-1} g(D,y,z) - \tan^{-1}(d,y,z) - \tan^{-1} g(D,y,z-2h) + \tan^{-1}(d,y,z-2h) \right\}$$

$$U_{I} = a \log \frac{f(D,y,z)}{f(d,y,z)} \cdot \frac{f(d,y,2h-z)}{f(D,y,2h-z)} - 2b \left\{ \tan^{-1} g(D,y,z) - \tan^{-1}(d,y,z) - \tan^{-1}(D,y,2h-z) + \tan^{-1}(d,y,2h-z) \right\}$$

$$U_{II} = U_{I}\ (D \to h)$$

$$V_0 = U_0(a \leftrightarrow b),\quad V_{I} = U_{I}(a \leftrightarrow b),\quad V_{II} = U_{II}(a \leftrightarrow b)$$

更に、

$$f(t,y,\zeta) = t^2 - 2(ay + b\zeta)t + y^2 + \zeta^2$$

$$g(t,y,\zeta) = (t - ay - b\zeta)/(by - a\zeta)$$

なお、Shamsi and Stacey (1969) がアラスカ地震の断層モデルとして採用した、垂直縦ずれの linear slip モデルについても調べる。

Sasai (1980) Application of the Elastic Dislocation Theory to Tectonomagnetic Modelling, BERI, 55, 投稿中.
Shamsi and Stacey (1969) Dislocation models and seismomagnetic calculations of California 1906 and Alaska 1964 Earthquake, BSSA (1969), 59, 1435–1448.

II-23　船上において地磁気の日変化を測る試み

藤本博己・友田好文・　　中埜岩男
東京大学海洋研究所　　海洋科学技術センター

プロトン磁力計による地磁気測定精度及び船位決定精度が向上し，海上において 0.1 nT 程度の高精度で地磁気を測定しようとすると，従来見すごされてきた船体磁気の影響と地磁気の日変化の影響が切実な問題になる。プロトン磁力計のセンサーは　ふつう船尾から 200 ～250 m 程度離して曳航されるが，後に述べるように，白鳳丸の場合この距離においては 20 nT に達する船体磁気の影響がある．海上における地磁気の日変化の大きさはほとんど測定されていないが，場所によっては数十nTはあるだろうと考えられている。このようにこれまでの海上の地磁気測定の方法では，その測定量に数十nTの曖昧さが含まれており，プロトン磁力計の測定精度を 0.1 nT まで向上させても意味がない。問題は，プロトン磁力計を用いて走航中の船上で，地磁気の全磁力測定と並行して船体磁気の影響と地磁気の日変化の影響を測定することはできないか，ということである．講演ではその問題点を整理し，技術的可能性を論ずる．

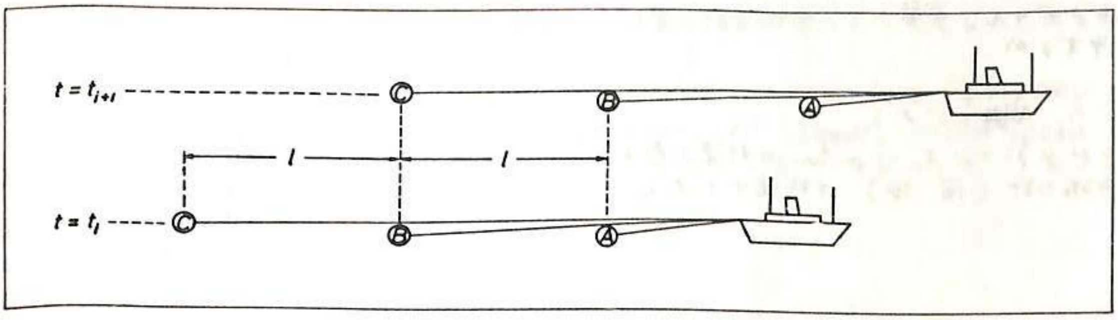
日変化成分をとり除いた地磁気を 1 nT の精度で測定することは，地磁気の経年変化を知るうえでも，また海底下の詳しい磁気的構造を知るうえでも重要である．一方，地磁気の日変化を測定するという意味においては，走行中の船上で測定することは，海底磁力計による測定と比べて，たいへんすみやかに行なえるという点に特徴がある．

［船体磁気の影響］

船体磁気の影響は，主として船首方位とセンサの船からの距離に依存している．東大海洋研の白鳳丸の船体磁気の影響のおよその値を測定したところ，船体磁気の影響は，センサの船からの距離の 3 乗に反比例すること，及び船の中心から 250 m の距離における船体磁気の影響は，船首方位により変わるが −10 nT から +20 nT の範囲であることがわかった。

［船上で地磁気の日変化を測定する方法とその誤差の見積り］

下図のように，3つのプロトン磁力計センサ A，B，C を等間隔 l で曳航することを考えてみる．時刻 t_i において3つのセンサで同時に測定を行ない，その後，時刻 t_{i+1} において，センサの位置が l だけ移動して，B，C がそれぞれ時刻 t_i における A，B の位置にきたときに再び3つのセンサで同時に測定を行なうものとする。このような方法で地磁気の日変化量を測定するときの誤差を見積ってみる。測定間隔を 120 sec，プロトン磁力計の測定誤差を ±0.05 nT のランダムノイズ，相対的な船位の決定精度を 1 時間につき ±8 m と仮定すると，日変化測定の誤差は ±1 nT の範囲におさまる．



Ⅱ-24　三成分海底磁力計

友田好文　藤本博己　内山明憲
東大、海洋研.

フラックスゲート磁力計を用いて精密な地球磁場の測定しようとすると、次のような問題がある。

1) どうやってその動作範囲を広くするか.

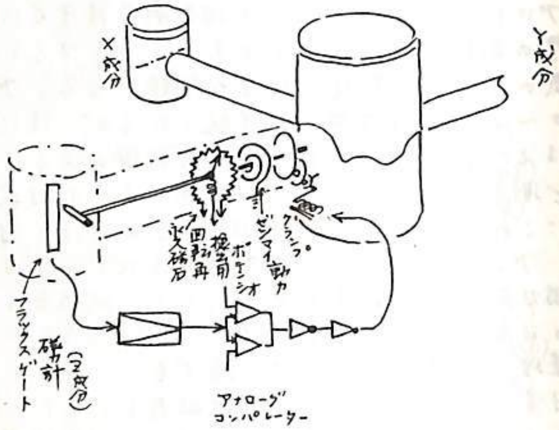
2) 1)のため電流による負のフィードバックをかけるときは、どうやって電流を10^{-5}へ10^{-6}の精度で制御するか.

3) 1)のための永久磁石をつかうとすると、どうやってそれを制御するか.

4) 1)、2) 何れにしてもその温度変化をどうやって防ぐか.

5) 1)、2) 何れにしても、3成分測定のとき、各成分間の相互作用をどうやって少なくするか.

6) ~~大きな~~広い動作範囲がかりに得られたとしても、それに見合ったA-D変換をどうするか.



以上のようなことの外に海底において用いるためには、

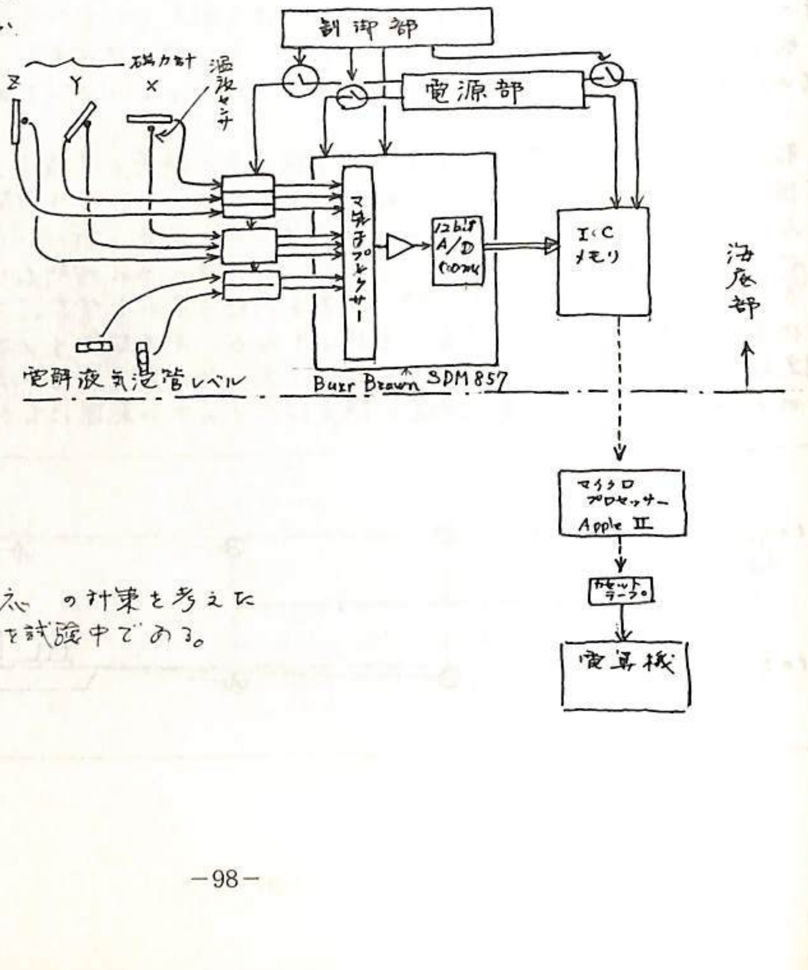
1) どうやって小型化するか —— センサー電子系統間の相互作用をどうやって少なくするか.

2) どうやって、消費電流を少なくするか.

3) どうやって、姿勢を制御するか

などの問題がある。

これらについて、一応の対策を考えた3成分磁力計(図右)を試験中である。

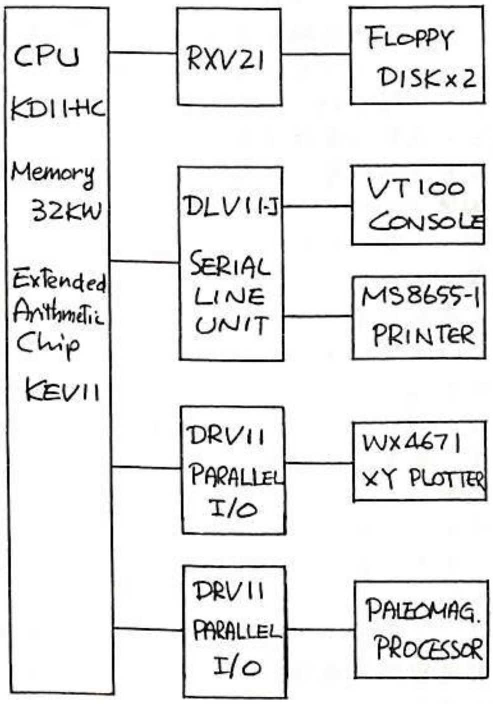


II-25

Paleomagnetic Processor
4. 計算機による制御

河野長・浜野洋三・西谷忠師・当舎利行
東大理

以前にも発表したように(日本地球電気磁気学会講演会予稿集, 第65回, II-63, II-64, 第66回, III-12, 1979), 我々の開発している測定器においては、計算機による測定消磁プロセスのコントロールが重要な眼目である。ここでは、どのようにしてこのような制御がなされるかについて考察する。



左図はシステム全体のつながりを示す。計算機はLSI-11で内部メモリは32KW, 外部メモリとしてはフロッピー・ディスクドライブを2基もっている。Paleomagnetic Processor はこのCPUに、フロッピー・ディスクやプリンタなどと全く同様に、インターフェースを介してつながっている。DRV11は入力出力それぞれについて16本のデータ線と3本の信号線をもっている。CPUからプリンタなどの外部機器(Peripheral)には、メモリに対すると全く同じようにアドレスすることができる。例えば、XBUF=167772, RBUF=167774 として、

MOV R0,@#XBUF

で16ビットのデータをPaleomagnetic Processorに出力し、また

MOV @#RBUF,R0

でPaleomagnetic Processorからよみとることができる。

さて、入出力ともに16ビットずつしかないのでそのまま使うと制御には不充分である。そこで、DRV11のうしろにCommand Status Register (CSR) をつけ、情報量をふやしている。出力のうちbit 10-15の5本をアドレス指定に、bit 0-3をデータに用いて、CSRでは1ビットのデータを8本、4ビットのデータを8本(計40ビット分)をコマンドとしてラッチに記憶し、また、システムの状態を知るための32本の線から8 to 1 Multiplexerによって4ビットのデータを取りだしている。こうして、制御にほぼ十分な量の情報が常にたくわえられているわけである。現在用いられているコマンドデータとしては、

1ビットデータ　FGON/OFF, AF ON/OFF, MT ON/OFF, MT/REV
4ビットデータ　Amp Gain, AF Max, AF Speed, Motor Speed

などがある。つまり1ビットデータはスイッチとして用い、4ビットデータをコントロール用に使っているわけである。

II-26　　量子干渉磁力計の岩石磁気学への応用

友田好文. 藤本博己. 古田俊夫.
東大・海洋研

量子干渉磁力計の開発の目的は 1)高感度であること (10^{-8}emu/cm^{3}以上), 2)短時間で多くの試料が測定できること, 3)できる限り連続して測定が行なえること, である。商品化されている超電導磁力計は2)の目的は達せられてはいるが, 1)及び3)に関しては十分でない。いくつかの方法で超電導磁力計の製作を試みているが, 今回はガラスデュアを利用した方法と, 最近つくり上げた金属製小型デュワを利用した方法とを比較し, 得られた結果を示す。 (1). 外径38mm程度の試料測定ができるようにと, 内径40mm, 外径65mmのガラス製のデュアを組み立て(図1), SQUIDには2穴点接触型素子を用いた。素子の2つの穴に19MHz用のrfコイルと2μHのSQUIDコイルをさし込み, この素子をベリリウム銅の容器内に固定した。サーチコイルにはニオブの箔と線でつくったヘルムホルツコイルを用い, SQUIDコイルに接続した。磁気シールドは液体窒素デュアの外側を0.5mm厚のμ-メタルで三重にシールドし, クライオスタット内部は厚さ0.5mmの鉛シートで液体ヘリウムデュアの内側で磁気シールドをした。高周波ノイズに対しては, サーチコイルの出力をローパスフィルターを通すことによってとり除くことを行なった。サーチコイルの大きさは径が65mmあり, 小さな試料に対しては感度不足で, 0.6cm^3 (1.7×10^{-4}emu/cm^3)の大きさの試料では25mVの出力しか得られなかった。この装置の欠点は液体ヘリウムの消費がはげしいことと, 高周波ノイズに対して弱いことである。そこで磁力計のセンサー部を小型化し, 50ℓの液体ヘリウム貯蔵容器に直接ひたす方式を試みた。 (2). 外径11mm, 内径6mmのステンレス製のデュワをつくり, 上記と同じSQUIDをデュワの底部に取り付け, 液体ヘリウム容器に直接ひたした(図2)。装置は試料用のデュワとSQUIDの同軸だけから成りきわめて簡単な構造である。ニオブシートでヘルムホルツ型のサーチコイルをつくり, 高周波ノイズ対策としてサーチコイルの出力を銅箔ではさんで, ハンダチューブの中を通してSQUIDコイルに接続した。さらに長さ200mm, 外径12mmの底付のベリリウム銅の円筒容器の外側に10μm程の鉛メッキしたものをサーチコイルの下からかぶせて磁気シールドを行なった。この超電導シールドだけで, 海底の岩石試料を測定した結果を図3に示す。この試料は2.6×10^{-4}emu/gの残留磁気強度をもってい, 重さは0.15gである。測定結果から, 160mV程度の出力が得られることがわかる。磁力計の出力のバラツキは約0.2mVであり, このSQUIDは1磁束量子に対して20mVの出力があるので, 分解能は磁束量子の1/100以上であり, 磁化に換算すると4×10^{-8}emuである。今後は試料を入れるデュワの口径, サーチコイルの形状, SQUIDのマッチング等, 改良すれば感度は10^{-8}以上になることが期待できる。このシステムがうまく稼動すれば1回の液体ヘリウム供給で10日から2週間測定が連続して行なえる

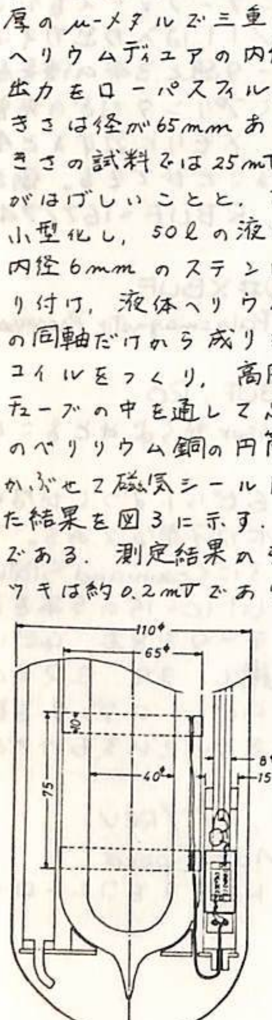


図1

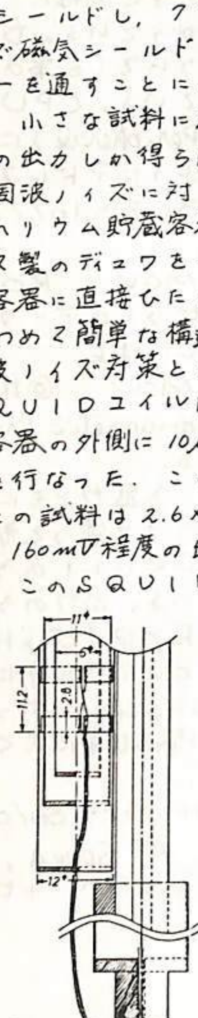


図2

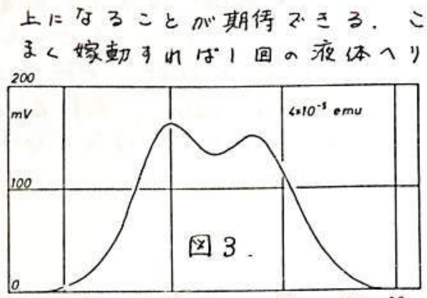


図3.

II-27　三軸交番磁場消磁装置について

新妻信明（静岡大・理）

交番磁場消磁装置は岩石中の不安定な残留磁気成分を取り除くために必要不可欠な装置であるが，消磁操作中に試料を回転させたり，置換えたりしなければならず，操作が複雑であるとともに1試料につき数分の時間を要していた。近年の超伝導磁束計の岩石磁気学への普及にともない，岩石磁気の測定が高精度でしかも1分以内の短時間で行なえるようになってきている。したがって，消磁操作を単純化し消磁時間を短縮することは，岩石磁気学や古地磁気学の発展のための重要なポイントとなっている。演者らは1975年以来この改良を計画し，1977年から本格的製作とテストにとりかかり，表記装置を完成させることができたのでここに報告する。

本装置は3組のヘルムホルツコイルに異なった周波数の交流を送り，3軸方向同時に消磁を行なうものである。装置の構成を下に示す。

発振器　リニアIC(741)を2個使い，ダイオードでリミッティングされた正弦波をバンドパスフィルタを通して発振させる低歪正弦波発振器。発振周波数は約300，400，500 Hz である。

→ **乗算器**　正弦波とsweep電圧を乗算IC(CA3091)に入力し，正弦波の振幅を制御する。

→ **パワーアンプ**　大出力を必要とするため製作が容易でなく，安全回路を充分付さないと暴走する等の困難が多いので，市販のステレオアンプを用いた。3組のコイルを駆動するため3組のアンプが必要であるが，今回はヤマハのB-1（出力150W）とP-2200（出力250W）の2台を使用した。アンプは電流制御方式であることが望ましいが，結線を不完全なまま入力すると暴走する恐れがあるので電圧制御方式のままで使用した。

↓ **コイル**　3組のコイルがうまく組み合い，しかも直流抵抗が等しく，同一電圧・電流で同じ強さの磁場が得られるよう設計した。コイル半径は4.12，6.00，9.65cm；巻数は，366，534，859；電線の太さは0.5，0.7，1.1 mm である。コイルには発振器の周波数と共振するように8，3，2μFのコンデンサを直列につないだ。このコイルシステムはμメタル（φ30cm，h=60cm）のシールドケース内に入れ地球磁場の影響を除いた。

Sweep回路　コンデンサの充放電を利用して，ある電圧まで上昇し，1定期間保持した後減少して0にもどる動作を行なう。ボタンを押すと充放電が自動的に行なわれるようone shot IC (MC 14528)を用い，出力が検出レベル以下になったらブザーが鳴ようにした。最大出力の設定は上記回路の出力をポテンショメータで分圧して行なった。sweep速度は放電回路の抵抗値を変えることによって7.5秒～1分と調整できる。

共振周波数の調整はパワーアンプの入力電圧と出力電流の位相を完全に一致させることによって行なった。発振器の安定性が良いため共振状態はよく保持されていることがわかった。最大出力は200 Oeである。

テスト　岩石試料にハンドマグネットでIRMを付し，消磁を行なって残留磁気の強度・方向の変化を検討した。アンプとコイルの間に中間スイッチを付け，極性を変えて波形歪の影響を，試料の方向を変えてARMを測定した。

結果　この装置では波形歪やARMの影響はなく，IRM等の不安定な成分は最大出力の40～50%で除去できることがわかった。sweepは7.5秒で充分消磁可能であり，超伝導磁束計とともに用いると高能率な測定ができるであろう。

この装置は長い柱状試料をそのまま消磁するためや，非常に軟い堆積物の消磁等にも使用できるであろう。

II-28　白石丁場安山岩に含まれる強磁性鉱物の熱磁気的性質に関する再検討

井上　喜嗣
(信州大理)

チタノマグヘマイト相(γ相)を含む強磁性鉱物試料が示す熱磁気的性質の非可逆変化と加熱によるγ相の相変化との関係を天然の試料を用いて調べた研究として

Ozima and Larson (1967) J. Geomag. Geoelectr., 19, 117-127.

Ozima and Larson (1970) J. Geophys. Res., 75, 1003-1018.

を代表的なものとして挙げることができるだろう。前者は陸上の中~酸性火山岩中のチタノマグネタイト(β相)に少量のγ相を生じているような試料を主な対象とし、後者は海底玄武岩中の高度に低温酸化を被ったγ相を主な対象としている。それぞれ詳細は異なるものの、γ相が400~500℃程度の加熱によりいくつかの相に分解するという機構でそれらの熱磁気的性質の非可逆変化を説明したものである。

白瀬・井上(第10回岩石磁気古地磁気研究会，於川渡)は、海底玄武岩中のγ相の分解生成物(多相)が680~950℃程度の加熱($\approx 10^{-3}$Torr, 数時間)で再度混合し一相になりそれに伴ってキュリー点が大きく下降することがあることを示した。

白瀬・井上・笹嶋(第65回、於東大宇宙航空研)は、宇江城安山岩中の強磁性鉱物について、真空中290℃での加熱によるγ相の分解生成物がラメラ状(後にmagnetite/ilmeniteであることがわかった)を呈し、そのラメラはもともとβ相であった部分にも生じていること、さらに真空中($\approx 10^{-3}$Torr)で熱処理(680~950℃)を施すとそれらのラメラが混合し一相になり大きくキュリー点が下降することを報告した。

一方、井上(第11回岩石磁気古地磁気研究会、於乗鞍)は、白石丁場安山岩中の強磁性鉱物が示す熱磁気的性質の非可逆変化をOzima and Larson (1967)のように加熱によるγ相の相変化だけで説明することが困難であることを強張した。

今回、Ozima and Larson (1967)同様に白石丁場安山岩に含まれる強磁性鉱物の熱磁気的性質について、磁気的な測定の他、X線回折、メスバウアー分光、EPMA、反射顕微鏡観察等の技法を用いて詳細に再検討を行なった。

主な実験と考察の結果は以下のとうり：

1)、γ相は250℃(以下)という低い温度での熱処理($\approx 10^{-3}$Torr, 3時間)により分解してしまう。この相変化に伴なって大部分の体積を占めるβ相にも相変化が進行する。

2)、β相は250℃~400℃での熱処理により、不規則で弱い異方性を示すようになり、しばしば、数本のイルメナイトラメラを含むようになる。500℃以上で熱処理を施した試料ではβ相はラメラが消失し再び等方的となる(Ozima and Larson, 1967 に記載されたような短冊状のラメラがもともとγ相があったと考えられる領域に残る)。このような相変化に伴いβ相のチタン含有量はラメラを生じる過程で減少し、それらが消失する過程で増加し、その後、ほぼ一定となる。

3)、キュリー点の降下(500℃→380℃)は400~500℃の加熱により始まり、上述のβ相の相変化に対応していると考えることができる。

以上のことから、未処理試料のJs-T曲線の加熱過程に現れる500℃といったキュリー点はγ相のキュリー点でないことが明らかとなる。また熱処理(T>500℃)後の試料が特徴的に示す380℃というキュリー点が未処理試料に含まれるβ相のキュリー点と対応しないことを示す結果もあり、これらの結果を含めて熱磁気的性質の非可逆変化に関する総合的な解釈を、「均一化」という観点で試みる。

II-29　　残留磁化へ及ぼす酸化の影響

西谷忠師
(東大理)

海底地殻玄武岩の磁性は主としてチタノマグネタイト、あるいはこれが酸化したチタノマグヘマイトによって担われている。これら岩石の自然残留磁化や磁気的性質がどのような要因によって決定されているのかを調べることは、海底地磁気異常の原因を考える上で、また、地球磁場の歴史あるいは地殻の温度、圧力を推定する上でも重要である。ここでは特に、残留磁化が、低温酸化、あるいは高温酸化によってどのような変化をするかを中心に調べた。

残留磁化が酸化によってどのような影響を受けるかということは Marshall and Cox (1971) が海底玄武岩を空気中で加熱することによって調べているが、彼らの結果は必ずしも低温酸化のみの効果とは考えにくい。また、Johnson and Merrill (1973) は自然産チタノマグネタイト ($x = 0.55$) と NaCl を用いて試料を作り、酸素プラズマ装置を用いて酸化実験を行なった。最近、Ryall and Hall (1979) は Mid-Atlantic Ridge の枕状溶岩を水中で 400 bars, 150°C および 210°C という条件で長時間にわたる加熱実験を行なって、残留磁化の変化、磁性鉱物の変化などを調べている。しかし、上記の実験結果は必ずしも矛盾がないわけではなく、現在のところ、磁化の酸化による影響の明確な結論が得られているわけではない。

今回は、残留磁化の酸化による変化を主として調べることを目標にした。試料は、チタノマグネタイト ($x = 0.6$) とセメントを混合して、パーマロイシールド中で固化させたものを用い、これにTRMを与えたもの、もう一つの試料は自然の岩石で主としてDSDPの試料を用いた。これらを空気中で加熱することによってTRMあるいはNRMがどのような変化をするかを調べた。実験としては、温度を変化させること、加熱時間を変化させること、加熱をくり返すことなどを行ない、それぞれに対する残留磁化の変化を追跡した。

References

Marshall and Cox (1971)
Nature, 230, 28-31
Johnson and Merrill (1973)
J. Geophys. Res. 78, 4938-4949
Ryall and Hall (1979)
Can. J. Earth Sci. 16, 496-504

II-30　テリエ法によって求めることの出来る古地球磁場強度の範囲について

田中秀文
(東工大理)

テリエ法はTRMと弱磁場強度との直線性、およびPTRMの加法性という大原則に基づいているうえ、DRMや実験中の岩石の磁気的変化の影響などがNRM−TRMダイアグラムの直線からのはずれとなって現われ、それを除外してなお正しい古地球磁場強度が求まるという点で非常にすぐれている。しかし、原理的には明白なことであるが、テリエ法から求めることの出来る古地球磁場の大きさの範囲を実験的に確かめておくことは1度は必要と思われる。そこで、色々な大きさの人工磁場の中で作られたTRMに対しテリエ法を行ない、もとの人工磁場強度と同じ値が求まるかどうか実験した。試料には、浅間山の小滝火砕流を使用した。

実験(i)　0.02〜10 Oeの範囲の人工磁場F_0の中で作られたTRMに対して、一定のinducing field (0.5 Oe) でテリエ法を行なう。

実験(ii)　(i)のTRMに対して、そのTRMが作られた人工磁場F_0と同じ大きさのinducing fieldでテリエ法を行なう。

実験(iii)　ARMやIRMに対してもテリエ法を行なう。

TRMが作られた人工磁場強度をF_0、テリエ法から求まった（古地球）磁場強度をFとする。図1は実験(i),(ii)の結果で、F/F_0の値を横軸F_0に対してプロットしてある。0.1〜5 Oeという広範囲のF_0が、inducing field 0.5 Oeという通常のテリエ法により正しく求まることがわかる（●印）。また、TRMが作られた磁場F_0と同じ大きさのinducing fieldでテリエ法を行なえば、0.02〜10 Oeという非常に広範囲のF_0が求まることがわかる（▲印）。

一方、実験(iii)では、試料のNRMを熱消磁した後、NRM強度を基準に同程度、10倍程度、10分の1程度の3種類のARMやIRMをつけ、テリエ法を行なった。ARMについては3つともテリエ法が成功し、IRMについては、その強度がNRMと同程度のものだけが成功した（図2）。このように、テリエ法によって広範囲の古地球磁場強度を求めることが出来る反面、ARMや適当な強度のIRMに対してもテリエ法が成功し、見かけ上の古地球磁場強度が求まってしまうことがわかった。

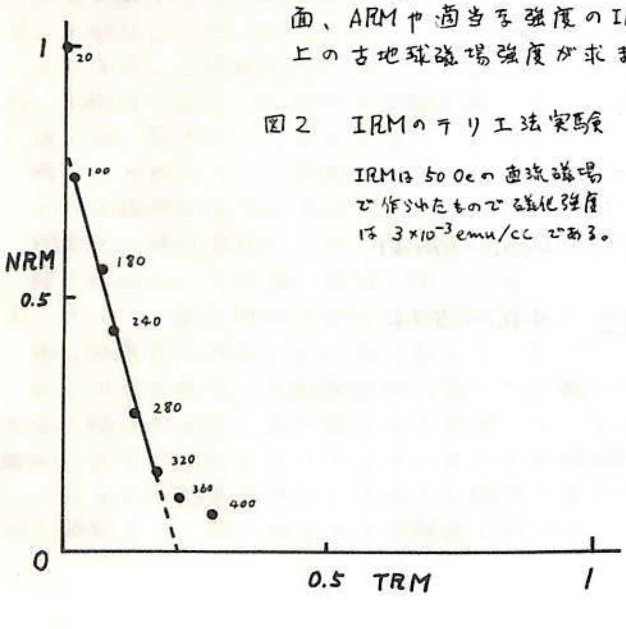


図2　IRMのテリエ法実験

IRMは50 Oeの直流磁場で作られたもので磁化強度は3×10^{-3} emu/ccである。

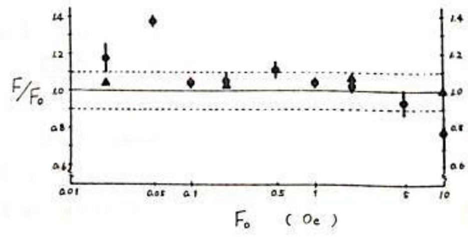


図1　テリエ法の有効な磁場強度範囲

F_0はTRMの作られた人工磁場強度、Fはテリエ法から求められた値。●印は実験(i)の結果で、▲印は実験(ii)の結果である。

Ⅱ-31　チリ北部安山岩の $^{40}Ar/^{39}Ar$ 年代測定

滝上豊
（東大、理）

南米、チリ北部、Arica地方の安山岩について、$^{40}Ar/^{39}Ar$年代測定法を試みた。（図1）Plateau Age や Isochron Age から決定された年代は、ジュラ紀の154±5 Maであり、これは化石年代（Bajocian～Callovian）と一致した。（表1）結果より、この安山岩は、plate のもぐり込み開始（三畳紀後期～ジュラ紀前期）後のジュラ紀中期～後期、南米西縁における一連の火山活動の一部分の石と推定される。

また、同じSampleに対して、K－Arアイソクロン法が、早津（カナダ、オンタリオ大）によって行なわれている。その結果、initial $^{40}Ar/^{36}Ar$が1±105という非常に低い値が得られている。これは、primordial の$^{40}Ar/^{36}Ar$に近い値なので、もし正しい結果であれば、地球進化の問題に対して大きな意味を持ってくる。しかし、今回の$^{40}Ar-^{39}Ar$法における initial $^{40}Ar/^{36}Ar$の結果は、240附近にバラツキ、1±105というような極めて低い値は得られなかった。（図2）大気の$^{40}Ar/^{36}Ar$は現在295.5なので、約240という値も、幾分低い値である。この理由として、低い$^{40}Ar/^{36}Ar$を持つものが混入した可能性と、脱ガスによる結果の可能性が考えられる。得られたDataを総合的に考えてみると、僅かな脱ガスによる影響をうけて、見かけ上$^{40}Ar/^{36}Ar$が低くなっている可能性が高い。

今回の$^{40}Ar/^{39}Ar$法は、同じSampleについて、2つの原子炉（立教大学原子炉；TRIGA型，東北大学材料研究所材料試験炉；JMTR）を使用した。我々の実験室では、今回初めてTRIGAを$^{40}Ar/^{39}Ar$法に使用してみた。従来のJMTRによる結果と比較してみたが、TRIGAではneutron fluxの勾配が大きく、standardによる補正が正確に行なわれず、今回の実験においては、信用できる年代の絶対値は得られなかった。しかし、Age Spectrumでは、JMTRの結果と似たpatternが得られたので、今後、TRIGAを使用できる見通しがたった。

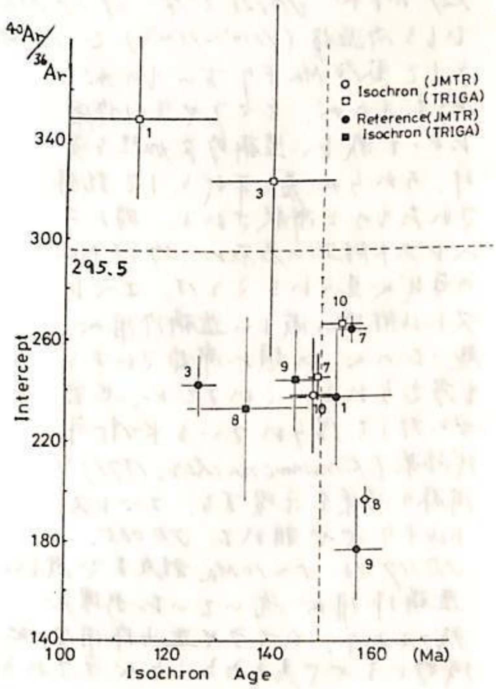
（図1）

（表1）JMTR使用

Sample	Plateau Age	Isochron Age
AR－1	——	(153.3 ± 11.8)*
3	(115.6 ± 1.3)	(126.2 ± 3.7)*
7	157.3 ± 0.9	(156.0 ± 2.7)*
8	153.2 ± 1.1	158.8 ± 1.0
9	151.4 ± 0.6	(157.2 ± 4.5)*
10	——	148.5 ± 4.5

* reference isochron age　(Ma)

（図2）



Ⅱ-32　ヒマラヤ，エベレスト山附近の岩石の $^{40}Ar/^{39}Ar$ 年代

兼岡一郎・河野長
(東京大学理学部)

1980年に行なわれたエベレスト山登頂のための遠征(JMEE)の際，エベレスト山周辺の各種のヒマラヤ岩石が採集された。これらは，エベレスト山頂附近の縞状岩や片麻岩，結晶片岩などの変成岩，花崗岩などを含み，ヒマラヤの地質発達史などを調べるための貴重な試料となり得る。ここでは，特にエベレスト山附近の岩石5個を選び，その年代を $^{40}Ar/^{39}Ar$ 法で調べることによってその発達史について年代学的見地から考察することを試みた。

$^{40}Ar/^{39}Ar$ 年代測定に用いた試料は，JE065 (Pakie, 高度2550mで採集，片麻岩)，JE117 (Nuptse 5325峰下, 5120m, 片麻岩)，JE121 (Lhola Peak F, 5350m, 花崗岩)，JE126 (Lhola Peak F, 5350m, 結晶片岩ないし千枚岩)，JE131 (8200m, 緑色片岩)である。これらのうち，特にJE121, JE126およびJE131が直接エベレスト山の山体の一部を構成している岩石である。これらの岩石はいずれも雲母(黒雲母，白雲母)，カリ長石などを含み，蛍光X線で分析した結果は全岩として K: 0.2~4.9%, Ca: 0.4~1.7% の範囲にある。$^{40}Ar/^{39}Ar$ 法の適用のため，各試料を全岩のまま東北大金属材料研究所のJMTRで中性子照射し，段階加熱法により年代をもとめた。年代測定の標準試料としては，LP-6 (黒雲母, 124.6 Ma) を用いた。

これらの試料はいずれもヒマラヤ造山作用に伴なう変成作用の影響を受けていることが予想されたが，$^{40}Ar/^{39}Ar$ 年代測定の結果はそのことを裏付けた。即ち段階加熱によって，低温部と高温部でやや古い年代を示すのに対して，その途中の温度段階ではそれらより若い年代を示す傾向を示した。しかもその若い年代値はほぼ一定値となり，JE121およびJE126では約17 Maを示す。また図1に示すように，JE131ではむしろ高温部(1100~1300℃)で17 Maの年代を示す。これらの結果は，変成岩の原岩として数10 Maより古いものがあったものが，ヒマラヤ造山作用によって激しい造構的な加熱を受け，それらが若い年代として記録されたものと解釈される。特にエベレスト附近の岩石に約17 Maの年代が見られることは，エベレスト山附近の激しい造構作用が起ったのがこの頃に最盛であったとも考えられる。これまでに，黒雲母に対して得られているK-Ar年代結果(Krummenacher, 1971)も同様の結果を示唆する。エベレスト山よりやや離れたJE065, JE117は5~10 Ma程度まで激しい造構作用が続いていた影響が残っており，ヒマラヤ造山作用は地域的にもやや差のあることが示される。

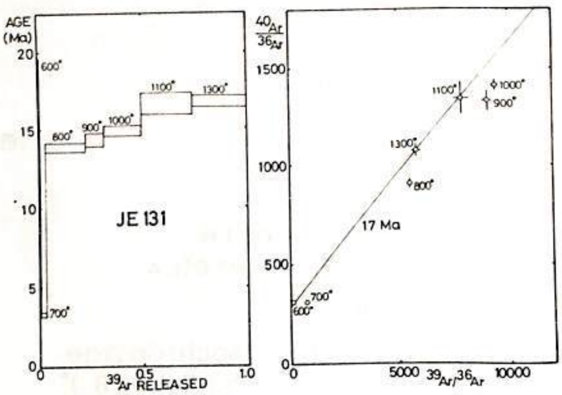


図1　JE131に対する $^{40}Ar/^{39}Ar$ 年代測定結果。
左図の1100~1300℃段階は約50%の ^{39}Ar が脱ガスされた部分に相当。年代: 16.7±0.5 Ma.
右図の17 Maは reference isochron.

Ⅱ-33 深海底堆積物に記録された古環境と古地磁気の関係について

佐藤高晴・　白井靖敏・中井信之
（阪大・基）　　（名大・理）

先に報告した深海底堆積物柱状試料ＫＨ７３－４－７とＫＨ７３－４－８について，酸素と炭素の同位体比測定を行ない，飽和等温残留磁化強度（ＳＩＲＭ），自然残留磁化強度をＳＩＲＭで規格化した値（ＮＲＭ／ＳＩＲＭ），酸素同位体比（$\delta^{18}O$），炭素同位体比（$\delta^{13}C$）の間の関係を調べた。$\delta^{18}O$は地球上の氷河量の変動を，$\delta^{13}C$は地球上の全有機炭素量の変動を表わしていると考えられている。同位体測定は，ＫＨ７３－４－７が２１９個，ＫＨ７３－４－８が４４個の試料について，磁気的な測定の後に同じ試料を用いて行なわれている。磁気のデータに対して同位体のデータを少しずつずらして相関係数を計算し，相互相関関数を推定した。その結果，２つのコアーに共通にいくつかの相関が認められた。$\delta^{13}C$とＳＩＲＭが，ずらさない時に明らかな正の相関が見られた。規格化した強度とＳＩＲＭは，約１８ｃｍ後者を下にずらした時に負の大きな相関が現われている。これらの事により，古環境の変遷と古地磁気の関係について考察を行なう。

Ⅱ-34　深海底堆積物柱状試料を用いて得られた古地磁気強度変動の解析

佐藤高晴　小林和男
（阪大・基）（東大・海洋研）

前々回（第65回）の学会で報告した、西太平洋から採取された4本の深海底堆積物柱状試料（コアー），KH73－4－7（2°41′N，164°50′E），KH73－4－8（1°33′S，167°39′E），KH72－2－2（30°0′N，150°0′E），KH72－2－58（22°53′N，129°13′E），の測定結果について、更に詳細にコアー間の対応を調べ、解析を行なった。

自然残留磁化強度を、人工的につけた残留磁化強度によって規格化した値の変動は、4本のコアーとも、よく類似しており、過去30万年前から約170万年前までの古地磁気強度変動が推定できた。

地磁気逆転の境界の部分では、規格化した強度はとても弱くなっている。この原因として、以下の2つが考えられる。

1. 地磁気が実際に非常に弱かった。
2. zone－magnetization の影響で弱くなった。

そこで、それぞれの境界について4本のコアーで弱い部分の堆積物の厚さを比較し、更にそれに対応する期間の長さを比較した。その結果、堆積速度の違いによらず、同じ境界については、期間の長さは類似していたが、厚さは大きく異なるものがあり、zone－magnetization の影響は大きくない事がわかった。非常に弱い磁場の期間は、境界によって大きく異なっている。ブリュンヌ－松山の境界とハラミヨ事件の初めの境界の部分では、非常に弱い磁場の期間の後に、急激な強度の増加が見られた。

4本のコアーのブリュンヌ期と松山期における規格化強度のデータについて、AICを用いた自己回帰モデルによってパワースペクトルを求めた。その結果、両期間の地磁気強度の変動には、コアー間に共通な卓越した周期性は認められなかった。スペクトルには、周波数の増大とともにパワーの減少が見られたが、パワーの減少の割合は、堆積速度の違いによらず、同じ期間のスペクトルにはコアー間であまり差がなかった。しかし、松山期とブリュンヌ期では、スペクトルの形が少し異なっており、ブリュンヌ期では高周波成分のパワーが強くなっている。このことからも zone－magnetization の影響は小さく、ブリュンヌ期には地磁気強度に速い変動が多くなった可能性が示された。

II-35 考古学試料および新第3紀の火山岩からもとめられた地磁気場強度変動

酒井英男* 川井直人
(大阪大学基礎工学部)

日本、中東から採取された考古学試料、及び、日本の新第3紀の火山岩を使用し、テリエ法により古地磁気場強度を求めた。

又、以下の様な実験方法の改良も同時に試みた。

1. 生成後、再加熱を受けた試料を使用する為、従来の Jn－Jt 図と異なるダイアグラムを使用したこと。
2. 充分焼成されていない試料を除く目的で、X線回析および、TRM/ARM 比を利用したこと。
3. 生成後、鉱物の化学的変質を受けた試料を使用する為、化学消磁法を併用したこと。

福井県雄島近傍から採取された鮮新世の安山岩および奈良県三笠山の中新世の安山岩から新第3紀における地磁気場強度の変動が調べられた。得られた結果（正磁極期の試料を主に使用）と笹島等（1967）の結果（逆磁極期の試料が多い）の比較により、日本における当時の磁場強度の傾向として、

1. 正磁極期、逆磁極期で、有意な差が認められない。
2. 当時の磁場強度は、現在に較べ幾分弱かった。
3. 鮮新世より、中新世の方が弱い傾向が認められた。

等が得られた。

日本および中東（イラン・イラク・シリア）の考古学試料から合計200個あまりの地磁気場強度がもとまった。

得られた日本における地磁気場強度変動は、B.C. 5000 年から B.C. 1000年頃まで全体的に現在より弱かった、A.D. 0年から A.D. 500 年頃に現在値の 1.3 ～ 1.5 倍程度の極大値が存在したこと等、従来の結果を支持するものである。又、B.C. 6000 年から B.C. 0年までの中東 おける地磁気場強度は、今まで報告例がほとんどなかったが、今回の結果から日本における変動と類似していたことがわかった。

* 現在 富山大学理学部

II-36　箱根古期外輪山の古地磁気的研究

阿加井宏，石川理，小内薫，木下肇，長尾年恭，古屋純　（千葉大　理）
古田俊夫，登内正治　（東大　海洋研）

伊豆箱根付近の paleomagne に関する研究は，T. Nagata et. al. (1957) 以来幾たびか問題として取りあげられて来た。近年，伊豆半島付近がテクトニクスの立場から再び注目されつつある。そこで我々は地質学的に層序のはっきりしている箱根火山のうち，特に古期外輪山をサンプリングしていくつかの興味ある結果を得た。

サンプリングは古期外輪山の主に北と南で行なった。火山体は久野によって，OS_2，OS_4，CC_1 と噴出時代別に記載されている。OS_2 (Old Somma Lava) については，外輪山の北部は矢倉沢林道に沿って，南部は白銀林道に沿って，おのおの 11 及び 12ヶ所からサンプリングを行なった。OS_4 は，金時山に由来する lava であり，ここにおいても林道に沿って 8ヶ所からサンプリングを行なった。CC_1 (Central cone Lava) については，早川に臨むカルデラの内側で4ヶ所からサンプリングを行なった。

specimen の数は 300個以上である。統計処理の結果，NRM方位のバラツキは各 site ごとに非常に少なく，大きくとも α_{95} は 6° を越えない。

得られた結果については，以下の如くである。

① OS_2 地域内の lava flow の残留磁化方位はカルデラの南側が北側に比べてやや各 site ごとの平均方位にバラツキがみられるが，有意と思われる異差はない。外輪山の南は湯河原火山，北は足柄山地につながるが，ともに第三紀に形成された火山体(群)である。一般には箱根の南北の隆起軸が想定されているが，南北で残留磁化方位に古地磁気的統計上の異差がみられないことから，隆起は南北で殆んど等量であったと思われる。

② OS_2 のうち，北側では OS_4 地域に隣接する地域からサンプリングを行なった。この部分の OS_2 と，側火山である金時山の OS_4 の岩石の残留磁化方位では，やや OS_4 の方が伏角(I)が深いが，この地域の OS_2 のうち dyke に関してはほぼ OS_4 と同じ方位を示す。また dyke はほぼ金時山の中央に向って延びていることから，dyke の貫入は金時山形成時と考える。

③ CC_1 については，Nagata et. al (1957) でカルデラ内の鷹巣山で得られた結果がある。今回の我々のサンプルは鏡下の観察で明らかに変質を受けており，CRM を獲得している可能性が高い。Nagata らの結果は，伏角 I=82°，偏角 D=11°W であったが，今回我々は I=55〜75°，D=2°〜5°W を得た。これは，CRM が I 及び D を小さくする方向 —— すなわち，現在の地球磁場のような小さめの I 及び D にさらされて —— に獲得されたためと考えて矛盾しない。

④ また，このように非常に深い I を担う岩石が，カルデラ形成後に誕生したわけで，カルデラ形成後は顕著な火山体内の地殻変動がなさそうなので，I が深い理由をカルデラ形成にともなう地殻変動によって岩体が動いたためとするのは誤りであろう。むしろ，地磁気の Normal epoch の間といえども，決して穏やかだったわけではなく，このように深い I を示すほどの pole の移動があった (Excursion?) のではなかろうかと考えられる。

II-37 箱根火山の岩石磁気的研究

阿加井宏，石川理，小内薫，木下肇，長尾年恭，古屋純 （千葉大 理）
吉田俊夫，登内正治 （東大 海洋研）

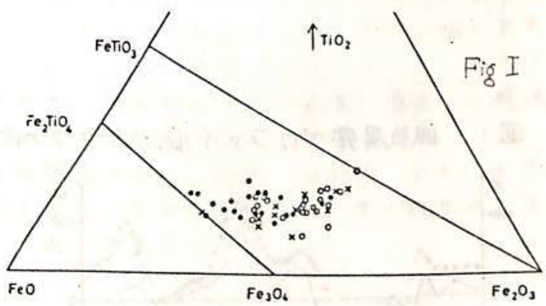
箱根古期外輪山火山岩ならびに、その側火山である金時山の *lava flow*，*dyke* の岩石磁気学的研究を行なった。

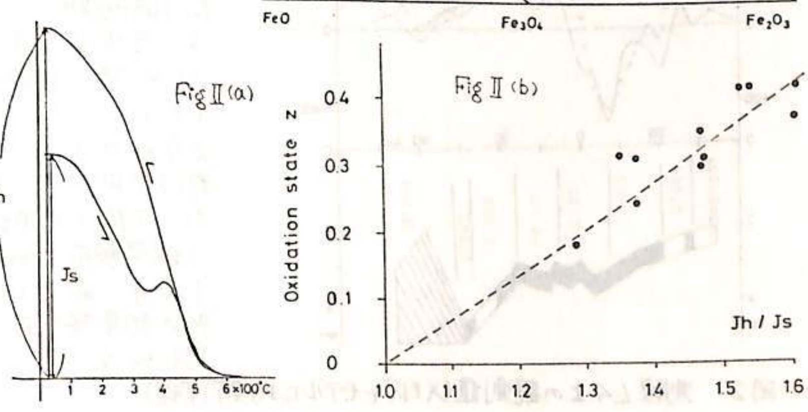
定量分析を行なうため岩石を粉体試料にし、そこから強磁性鉱物を分離した。強磁性鉱物（主にチタノマグネタイトと考えられる）に含まれるチタン・鉄のモル比をX線蛍光分析法を用いて決定し，またその格子定数をX線回析法により決定した。その結果得られた Ti/Fe ratio を x ratio におきかえ，Nishitani (1979) による TiO_2-FeO-Fe_2O_3 三成分系ダイヤグラムの等格子定数線を用いて酸化度 z を用い考察の一助とした。これから得られた結果は三角ダイヤグラム上において，Fe_2TiO_4-Fe_3O_4 固溶体線上にのるものはほとんどなく，大部分のものがそれと $FeTiO_3$-Fe_2O_3 固溶体線との間に広く分布した。（Fig I）

次にX線マイクロアナライザーを用いていくつかの磁性鉱物1つ1つについて，Inclusion, Phenocryst, groundmass に分類し、チタンの含有量などを調べ統計的な処理を行なった。その際マンガン・マグネシウム・アルミニウム・バナジンなどの微量元素についても調べた。顕微鏡観察からはイルメナイトラメラを含むマグネタイト粒子や，一部分あるいは全部がチタノマグヘマイト化したマグネタイト粒子が数多く見い出された。これは高温酸化又は低温酸化あるいはその両方をうけている可能性を示唆している。

磁気天秤を用いた熱磁気学的実験からもこのことは強く支持された。いわゆる海底の Basalt によく見られるような典型的な低温酸化を示す飽和磁化－温度曲線が数多く得られた。（Fig II） このような曲線を示すものが地上の火山岩で大量に見られるのは極く一般的なことと思われる。しかし低温酸化の程度は、同じ *lava flow* の上と下，例えば直線距離にして 1m ぐらいしか離れていなくともかなり違うことがあり低温酸化の原因については確実なことは言えない。

また今回の研究は約40の露頭からおのおの十数個の specimen を採集した。そのすべての specimen（約400個）の Initial susceptibility を測定し、残留磁化の安定性の目安となる Q-ratio も十分大きく，自然残留磁化そのものは安定であることが確かめられる。





II-38　マリアナトラフ北端部の磁気異常

石原丈実
地質調査所

GH792航海においてマリアナトラフ最北部（21°30′N以北）の地磁気全磁力調査を実施した。測線間隔は約8n.m（北部で約16n.m）である（図1）。トラフの幅は最北部の約10kmから調査海域南部の約110kmへと大きくなっているが，単純に扇状に広がるのでなく，両端（マリアナ海嶺及び西マリアナ海嶺との境界）のいくつかのずれによって不連続的に広がっている。

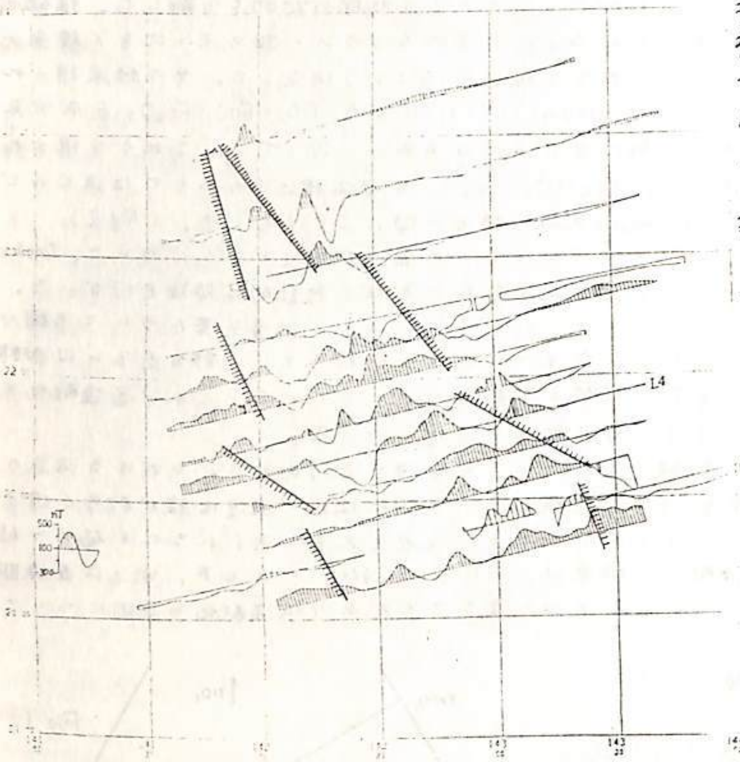


図1　磁気異常プロファイル。トラフの両端も示した。

磁気異常は隣接するパレスベラ海盆域および斜面域より大きい振幅を示す。線状の磁気異常の配列は一般に明瞭でないが，測線L4を中心としたところではN60°Wの走向が認められ，トラフの両端の走向とも一致するようである。

測線L4上での海底の磁化モデルを考え観測された磁気異常との比較を行った。磁気緯度12°，磁化に対応する緯度22°，磁気異常の走向方向N60°Wを考え，歪みパラメーター θ＝－120° とし，試行錯誤的に求めた結果を図2に示した。このモデルによれば，磁化が拡大中心から離れるにしたがい弱くなっており，拡大開始時期としては，松山磁極期の1.5～1.0my前と考えられる。片側拡大速度は，走向に垂直な方向に3cm/年，測線方向には約4cm/年となる。したがってDSDP60節による結果と考え合わせると，このマリアナトラフの最北部は中央部での拡大に遅れて，ごく最近になって拡大が開始されたことになる。

磁気異常の線状配列が明瞭でない原因としては，磁化の強さが一様でないこと，地形の効果等が磁気異常を複雑にしていると思われる

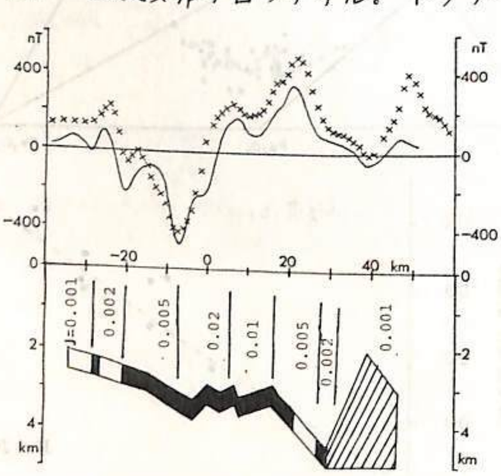


図2．測線L4上の観測値（X印）とモデルによる異常（実線）

II-39　フイリッピン国タール火山における全磁力測量

森　俊雄
（気象研究所）

１９８０年１月から２月にかけて，澤田可洋氏（気象研究所）と共にフイリッピン国ルソン島のタール火山，マヨン火山およびブルサン火山において火山活動の調査を行った。　この火山活動調査はＣＯＭＶＯＬ（Commission on Volcanology）の要請に基づくもので，ＣＯＭＶＯＬ職員の全面的な協力を得て，地震，温度（澤田氏担当），地磁気等の観測を実施した。

ここでは，これらのうちから，タール火山およびその周辺で行った全磁力測量の結果について報告する。

タール火山には約２週間滞在し，プロトン磁力計（ＰＰＭ－７３９Ｂ，東海大学所有）による全磁力測量を，タール火山島（４６測点），タール湖上（４測線）およびタール湖周辺（４５測点）で実施した。　タール湖上での測定は，プロトン磁力計のセンサーを竹ざおにしばりつけ，ボートの先端から約３ｍセンサーをつき出して測定した。

タール湖は，マニラの南約６０ｋｍにある約１５×２０ｋｍの淡水湖で，その中に約５×５ｋｍのタール火山島がある。　火山島の中央には火口湖があるが，１９６５年の水蒸気爆発，１９６９年の溶岩噴出等，近年の火山活動は，火山島の南西側面でおきている。　１９６９年噴出の溶岩は火山島の南西部に帯状に分布しているが，その他はごく一部を除いて火砕堆積物でおおわれている。

火山島内の全磁力値は場所によって非常に異り，小さいスケールの全磁力異常が多く存在する。　このことは，島内の表面は火山灰でおおわれていても，内部には溶岩が存在することを示すのかもしれない。　火山島の西側を横切る南北の測線について，長波長成分について全磁力値を見た場合には，火山島の南西部に約４００ｎＴの正の異常，その北側約５ｋｍ（火山島の北岸から約１ｋｍ北）および南側約５ｋｍ（タール湖の南西部）にそれぞれ約－５００ｎＴおよび約－３００ｎＴの負の異常が存在する。　このことから，火山島の北側に強く帯磁した岩石，中央から南西部にかけて高温で消磁した領域の存在することが考えられる。　これは現在の火山活動域とほぼ一致する。

なお，ＣＯＭＶＯＬでは，タール火山活動監視のため，地震，地磁気，重力，水管傾斜計，水位，地形，地中温度，目視等の観測を行なっており，地磁気と重力観測には，島内に約２５点の測量点を設置し，３ケ月毎のくり返し測量を行っている。

II-40 南大東島での地磁気調査（II）

（特に航空磁気測量の結果について）

西村博次・兵頭政幸・井口博夫・伊勢崎修弘・安川克己（神戸大・理）
河野芳輝（金沢大・理）

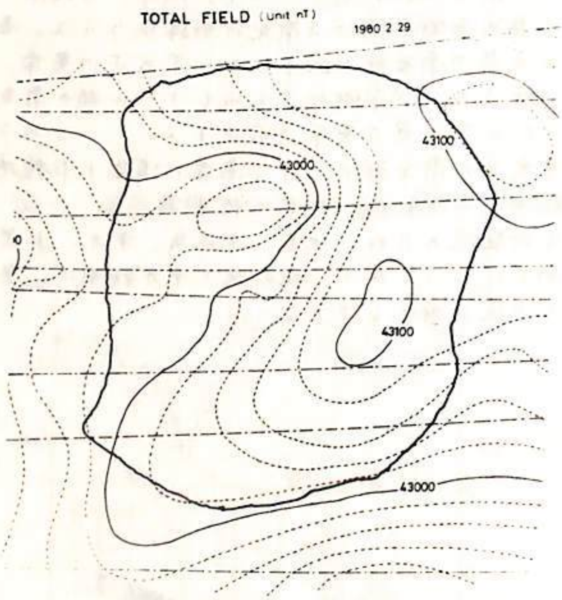
1980年2月28～29日にかけて南北大東島で、航空磁気測量を主とする磁気・重力測定を行った。とりあえず、南大東島の全磁力について報告したい。

今回行なわれた調査は、前回の陸上での調査（1978年10月）に続くもので 測量用双発セスナ機の尾部からプロトン磁力計のセンサー部を30m程吊り下げて 8秒間隔で測定 飛行機の位置決めは 地上からトランシットによって行った。

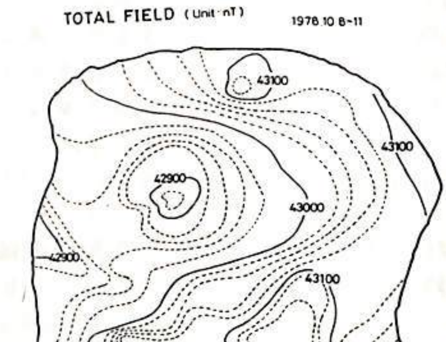
南大東島はフィリピン海の北方に位置する隆起サンゴ礁であるが 地磁気異常の解析を行う場合、その異常の原因となる火山体の形状が不明であるため、海底地形図 重力異常、他の結果をもとに推定する他はない。しかし、高度の異なる2面での測定値があると、火山体の形状（深さも含めて）の推察が、かなり精度良く出来ると期待される。

今回の航空磁気測量結果（第1図）と前回の結果（第2図）を用いて 海底火山体の形状がどの程度決まるか報告したい。

第1図
（高度1500フィートでの Survey）



第2図
（陸上での Survey）



II-41

Majuro Atollの地磁気全磁力異常

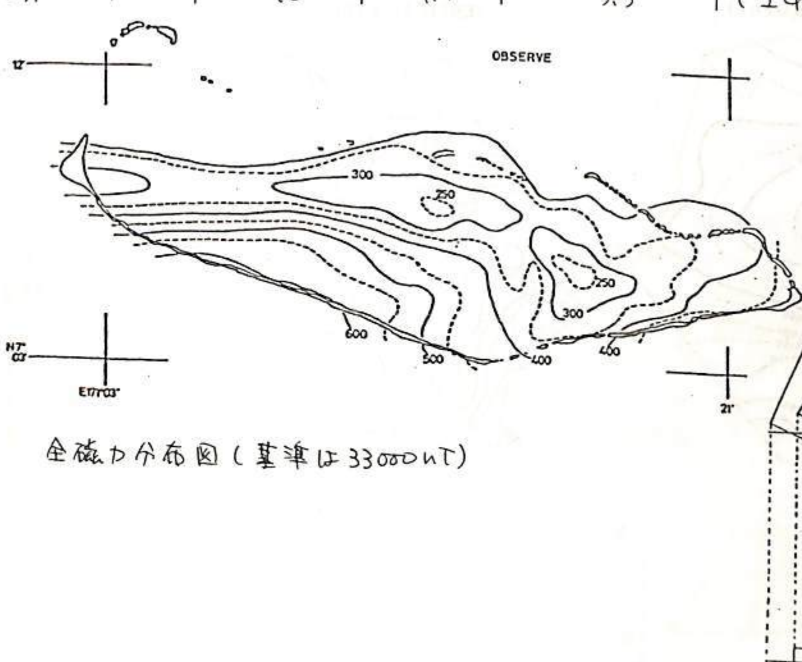
石沢俊樹，長谷寧，兵頭政幸，森永速男，井口博夫，伊勢崎修弘，安川克己
神戸大・理

1979年6月29日から7月5日にかけてMarshall諸島中の東側にあるRadak Chainに属するMajuro Atoll（7°08′N，171°12′E）において地磁気全磁力測定を行なった。Majuro Atollは，いくつかの小島からなる東西約40km，南北約20kmの環礁である。

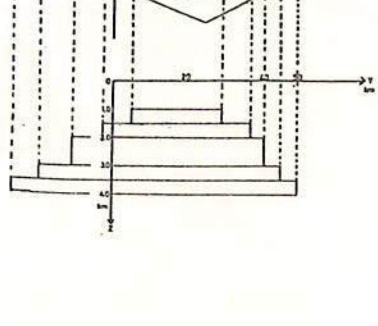
全磁力観測には，Geometrics社826型ポータブルプロトン磁力計を用い，特に海上（lagoon内）ではセンサー耐水ケースに入れモーターボートで曳航しながら測定した。測定点の位置は陸上ではUnited States of America Defence Mapping Agency発行のMajuro Atoll (81782)(1/35,000)の地形図をもとに決定し，海上では，陸上の2ないし3点よりトランシットで船の位置を決定した。また同時に地磁気日変化の測定を行ない，日変化の補正をした。全磁力分布図を下図に示す。

さて，Atollで観測される地磁気異常は，サンゴ礁下の火山体に起因すると考えられる。ので地磁気異常を解析すれば火山体の磁化を求めることができる。下図のような多角柱を用いてモデル計算をした結果を以下に示す。

	Declination	Inclination	J(A/m)	goodness retio	Regional Field の求め方
1,	24°	26°	2.1	3.5	(R.F.を傾きのある平面として計算で求めた.)
2,	31°	11°	1.6	3.0	(R.F.を傾きのない平面として計算で求めた)
3,	−12°	−10°	4.9	5.6	(全磁力から33876nT(Atoll中心のIGRFの値)を引いて異常を求めた)
4,	−12°	−10°	4.9	5.5	(IGRFを用いて異常を求めた)



全磁力分布図（基準は33000nT）



II-42　　ニウエ島の地磁気異常

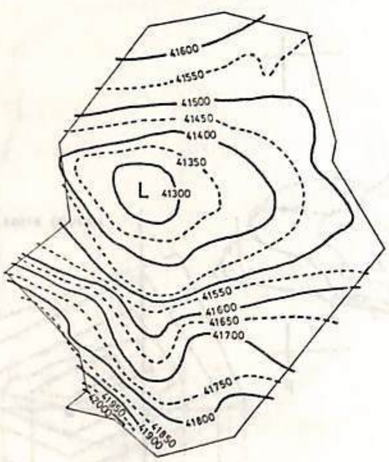
兵頭政幸・石沢俊樹・長谷寧・井口博夫・伊勢崎修弘・安川克己
神戸大・理

昨年（1979年）8月3日〜8月14日にかけて、南太平洋のニウエ島で　地磁気観測を行った。ニウエ島は、トンガの東　約480kmのところの、トンガ海溝を越えた位置にある隆起サンゴ礁の島である。観測は　全磁力182点、地磁気鉛直分力97点の測定を行った。全磁力に関しては、平行して日変化も測定していたので、日変化補正を行なうことができた。また1978年に　この島では、ボーリングを行っており　その時の結果も解析に利用した。

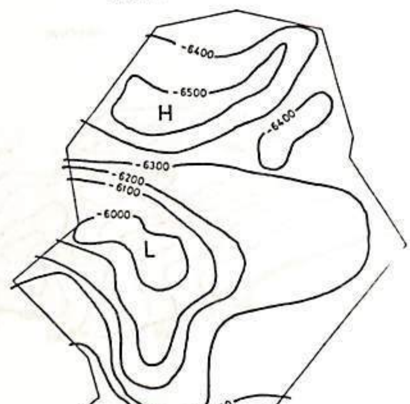
解析は、Talwani法　及び　多角柱モデルを使った方法で、下の火山体の磁化の方向と強さを求めているが、山体の形が不明な事もあって　十分な解はまだ出ていない状態である。一応途中の段階での結果を示すと、山体を　上面の深さを250m、下面の深さを4000mとし、9角形の平板6枚に分割して、上下の面を入れて7面でのTalwani法を使って計算した結果、全磁力データを使うと、$D = 35.9°$，$I = -47.1°$，$J = 4.33 \times 10^{-3}$ emu/cc
鉛直成分を使うと、$D = 45.8$，$I = -42.9$，$J = 3.64 \times 10^{-3}$ emu/cc となった。

下図は、観測結果で、右図は　日変化補正をした全磁力測定結果、左図は、鉛直成分測定の結果である。鉛直成分に関しては、ある大きさのバイアスのかかった値を示しており、絶対値を示すものではない。

TOTAL FIELD(nT)



VERTICAL FIELD(nT)



II-43　Pyramid型物体による地磁気異常の解析解

伊勢崎　修弘
（神戸大・理）

地磁気異常や重力の地形補正の解析の際の，三次元物体の近似の方法には多種ある。地磁気異常の解析で良く用いられるのは Vacquier の方法（1962年），Talwani の方法（1965年）等である。最近では，多角柱の積重ねの近似（Plouff，1976年）も用いられてきている。

今回発表するPyramid近似は，三次元物体（海底火山等）をなるべく忠実に表現したい意図から考え出されたものである。Plouff（1976年）は，Talwani（1965年）の面近似の解を鉛直方向（z方向）に積分して，多角柱近似の解析解を提出したが，ここでは，鉛直方向に積分するのではなく，三次元物体の slope に沿って積分をしようというものである。

一様な磁化を持つ三次元物体が作る地磁気異常の北向き成分をΔX，東向き成分をΔY，鉛直下向き成分をΔZとすると

$$\left.\begin{aligned} \Delta X &= J_x \cdot V_1 + J_y \cdot V_2 + J_z \cdot V_3 \\ \Delta Y &= J_x \cdot V_2 + J_y \cdot V_4 + J_z \cdot V_5 \\ \Delta Z &= J_x \cdot V_3 + J_y \cdot V_5 + J_z \cdot V_6 \end{aligned}\right\}$$

となる。ここで $\mathbf{J}=(J_x, J_y, J_z)$ は物体の磁化で，$V_1 \sim V_6$ は物体の形が決まれば，決まるものである。

図1のような上面と底面の辺が平行であるようなPyramid型の物体を考えると，

$V_i = \sum_j \int_{z_1}^{z_2} S_{ij}(z)\,dz$　（$i=1\sim6$，$j=$辺数）と表わせる。$\int S_{ij}(z)\,dz$ は Pyramid型の物体では

$$\int \frac{pz^2+qz+r}{(A_1z^2+B_1z+C_1)(A_2z^2+B_2z+C_2)^{\frac{1}{2}}}\,dz$$

の形をとる。この不定積分は結局

$$\int \frac{Pz+Q}{(A_1z^2+B_1z+C_1)(A_2z^2+B_2z+C_2)^{\frac{1}{2}}}\,dz \quad \cdots ①$$

の積分が問題として残る。

①の不定積分は藤原松三郎著微分積分学（1934年）によると

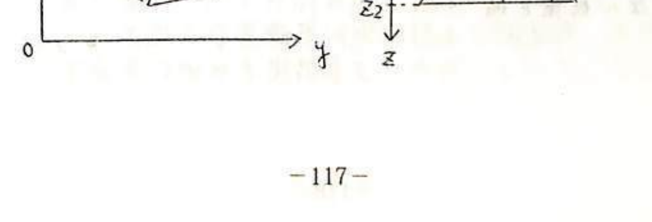
$(A_1B_1-A_2B_2)\xi^2+2(A_1C_2-A_2C_1)\xi+(B_1C_2-B_2C_1)=0$ の実で相異なる2根をξ_1, ξ_2とすると，$z=(\xi_1 t+\xi_2)/(t+1) \cdots ②$ の置換によって

$$\int \frac{Ft+G}{(t^2+D_1)(D_2t^2+E_2)^{\frac{1}{2}}}\,dt \quad \cdots ③$$

の不定積分に変形できる。③の不定積分は容易に求められて，E_2とD_1D_2の大小関係によって，$\tan^{-1}$ と $\ln$ の組み合わせで得られる。

最も問題となるのは定積分を行う時で，②の置換によってtが-1を通るような積分路を避けねばならないからである。この為の工夫のいくつかを紹介したい。

このようにして$V_1 \sim V_6$を計算する時間は，従来のTalwaniの方法やPlouffの方法による計算時間の2倍程度である。よって三次元物体をPyramidで近似する時に，その個数がTalwaniの方法での面の数，Plouffの方法での多角柱の数の半分以下であるなら，より少ない計算時間によって，より良い精度の解析が可能となる。



II-44　大気球による日本海溝およびその東方海域に至る地磁気観測解析結果

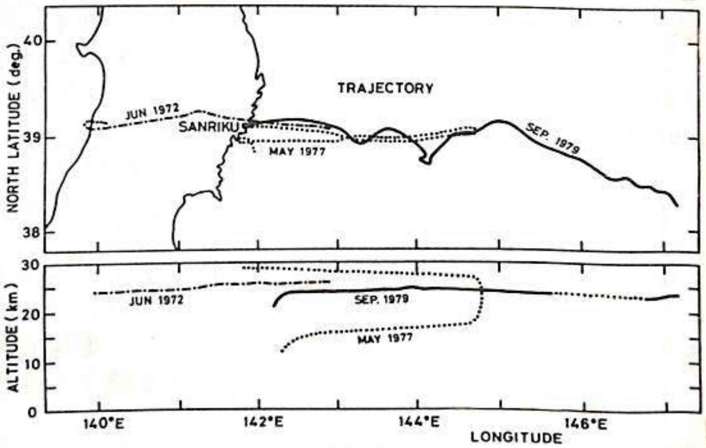
加藤愛雄，瀬戸正弘・早坂孝，斎藤尚生・湯元清文
（東海大）　（東北工大）　（東北大・理）

三陸大気球観測所より放球された大気球に磁力計を搭載しての地球磁場観測は，過去に5回行なった。1972年，1975年，1979年の3回の大気球は，第1図に示す様に，北緯39°±1°以内の範囲で，東北日本の日本海側から日本海溝を越え，その先まで，上空28kmから16kmの高度で飛翔し，地磁気の観測がなされた。特に，1979年の実験は新しく開発した高感度のリングコア型磁力計三成分が使用され，その目的は2つあった。第1はリングコア型磁力計の性能試験，第2は地磁気変動を常時観測している女川，水沢近辺をあまり離れず飛翔し，上空と地上の時間的な地磁気変化の様子を比較し，地磁気変化異常帯を生じさせる原因の拡がり等を調べることであった。結果は，第1の目的は達成したものの，大気球に吊るしたセンサーの揺れが大きく，記録が大変複雑　水平成分において）となり，第2の目的の達成は不可能であった。この点は，今年も磁力計の出力方式を改良して再度大気球実験をする予定である。

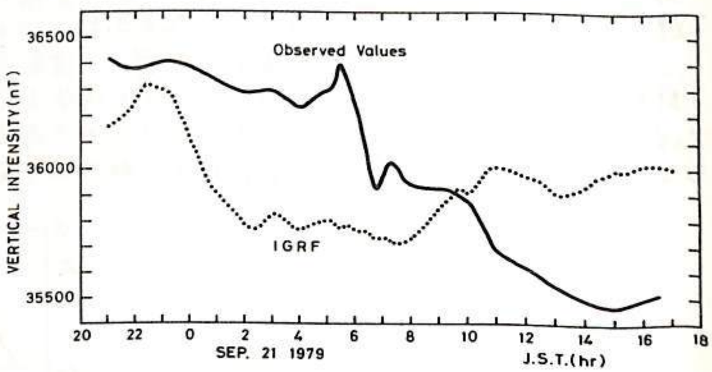
ところで，大気球により高々度で磁気異常を求めることは，大規模な異常が判るという利点がある。そこで，垂直成分は水平成分に比べ記録の読み取りが可能であったので，垂直成分を利用し磁気異常を求め，その原因について考察することにした。

実験は1979年9月20日16時35分より9月22日6時20分までの長時間におよび，得られた記録は膨大な量となった。そのため先ず日本海溝付近に注目し，9月20日21時から9月21日17時までの垂直成分を解析した。第2図は大気球による上空約25kmでの観測値と大気球の航跡，高度に沿ってIGRFより計算した垂直成分強度を表わしている。

今回は，1979年の大気球による観測結果と，今まで2回の実験の結果を合わせ，ほぼ北緯39°線に沿う断面での大規模な磁気異常について報告するが，特に，日本海溝より東方海域はかつて陸塊であったと思われる興味深い結果も得られた。



第1図



第2図

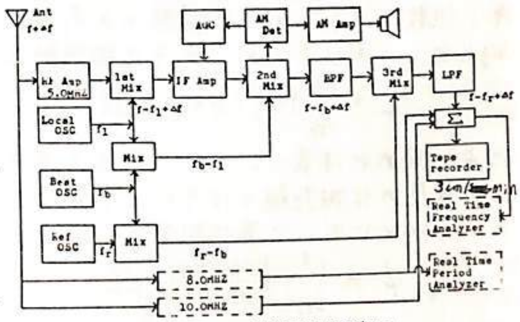
鯖江におけるHFドップラー観測

北 一麻呂
（福井工業高専 電気）

HFドップラー法は電離層の擾乱，下層大気と電離層との結合のメカニズムの解明に威力を発揮している。特に最近，TIDの移動速度・方向を導出する為に，多点観測が望まれていった。筆者は53年1月からこの観測ルーチンに参加し，JJY 5MHzのドップラー観測を開始した。ここに，鯖江における観測の概要と計画を報告する。

1. 観測装置　観測点は福井県鯖江市（35°55′N，136°11′E）で，送信点との距離は約332Kmである。Ray path，他の観測所との関係を1図に示す。次に観測装置のブロック線図を2図に示す。アンテナは4階建の屋上にダブレットを張っている。Ref. OSCの安定度は1×10^{-9}/Dである。また，ドップラーシフトの正負を判別するためにオフセットをかけてある。記録には7号リールを使用しており，1巻で10日分のデータを収録している。収録データの解析はサウンドスペクトルアナライザーを用い，テープスピードを記録時の約380倍に上げて，周波数分析を行なっている。（本校にはサウンドスペクトルアナライザーが無いため，京都大及び金沢大のを使用させていただいている。）

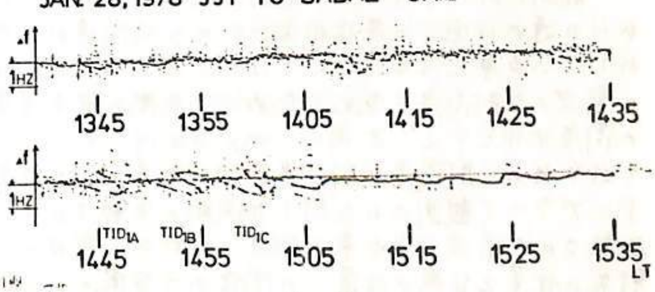
1 図



Block diagram of HF doppler receivers

2 図

2. データ例　現在までに観測された現象は，電離層の擾乱に関しては散乱現象，インパルス的擾乱，S字カーブ，短周期の擾乱，太陽面爆発に伴なう擾乱，電離層の生成に関しては日出・日没効果，そして電波伝搬の関係では正常波・異常波の分離等である。S字カーブの1例を3図に示す。この図ではS字カーブのトレースとシフトを受けていないトレースが重なっている。これは大気波動の理論によるとS字カーブのトレースがF層からの反射であり，他方がE層反射であると推定できる。3図以外のTIDのデータを加えた解析の結果は講演時に報告する。



3 図

3. 今後の計画　現在5MHzのみを観測しているが，2図に破線で示してあるように，8・10MHzの2波を加える予定である。8MHzの受信機とReal Time Freq. Analyzerは現在準備中である。また，短周期成分に重点を置いて，8MHzのReal Time Freq. Analyzerの設置も考えている。

終りに本観測にあたり，京都大学電離層研究施設小川徹教授，筒井稔先生，金沢大学長野勇先生の各氏にたえず有益な御助言御指導をいただいている。ここに謝意を表します。

II-46　中性大気と電離大気の力学的結合
—HFドップラー観測—

見持圭一　筒井稔　辻井常男　小川徹
（京都大学　工学部）

1979年9月30日から10月1日にかけて台風16号が日本を縦断したが、その時、標準電波を用いたHFドップラー観測によって、3分程度の周期変動が観測された。この変動の波源は台風と考えられ、音波モードの大気波動が対流圏から電離圏へ伝搬し、電離大気の擾乱を引き起こしたと考えられる。そこで、観測データの解析、及び大気波動と電波のray tracingを行ない、下層大気と電離大気の力学的結合を明らかにする。

図1に台風通過時のドップラー変動、8MHzの変動周期の時間変化、及び台風の進路を示す。9月30日23:00 LT前後数時間にわたり3～4分周期の変動が現われている。これを詳しく解析するために、22:35 LT～00:40 LTの5，及び8MHzのドップラー変動データをサンプリングし、相互相関解析することによって、8MHzのドップラー変動は5MHzのそれに比べ、平均30秒前後の位相の時間遅れがあることがわかった。この変動を台風により励起された音波が下層から伝搬して来たものと考え，そのray Tracingを行なった。その方法は大気波動が平面波であると仮定し、次の分散関係を用いた。[1]

$$\omega^4-\omega^2C^2(k_x^2+k_z^2)+(\gamma-1)g^2k_x^2-\gamma^2g^2\omega^2/4C^2=0 \quad (1)$$

さらに大気を平面層状と仮定し、各層における屈折率、波数ベクトル$\mathbf{k}$と鉛直軸との角θ，及び群速度$\mathbf{v}_g$と$\mathbf{k}$との角αを求め、水平伝搬距離xを

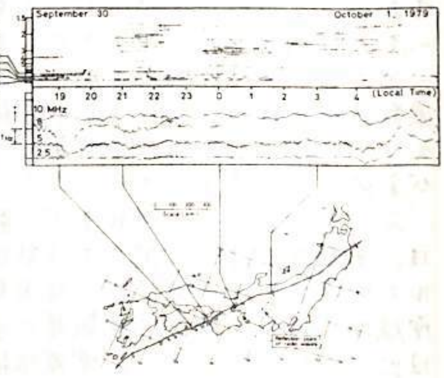
$$x=\int_{z_0}^{z}\tan(\theta+\alpha)\,dz \quad (2)$$

により求めれば良い。しかし音波の波長を考えるとこの程度の伝搬距離ではそれを平面波とみなせないので、rayにおいて等位相面を次式により求めた。

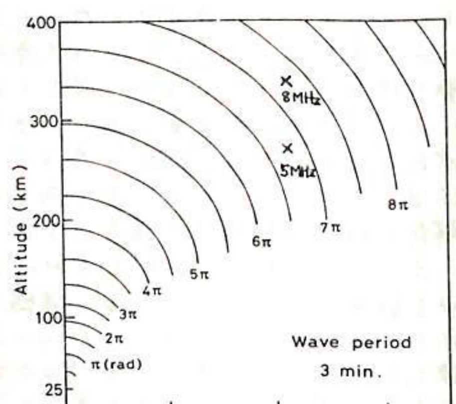
$$\phi=\int_{z_0}^{z}\frac{k\cos\alpha}{\cos(\theta+\alpha)}\,dz \quad (3)$$

図2はそれを示しており、歪んだ球面波が上方に伝搬していく様子が窺える。

観測に於ける8MHzの変動位相の5MHzのそれからの遅れは図2の等位相面に於ける時間遅れを表わしている事になる。そこで次に、5、及び8MHzの電波の反射高度を求めるために、夜間の電子密度の高度分布モデル[2]を用い，ray tracingを行なった。それぞれの反射高度を図2中X印で示す。この結果ドップラーで観測された約3分周期の変動は台風で励起された音波である事が確認されたが、電波の反射点の位置と台風の位置との関係から台風のどの部分で励起されているかを明らかにして行きたい。



［図1］



［図2］

（文献）
1) Hines, C.O., Can. J. Phys., 38 (1960), 1441
2) Maeda, K., J. Geomagnetism and Geoelectricity 21 (1969), 557

II-47

中緯度地方における電波吸収のWinter Anomalyと地磁気嵐との関連

佐藤輝夫
(兵庫医大・物理)

中緯度地方で昼間のHF或はMF波の冬期の吸収値が夏期の値を基準にして$\cos^n\chi$から予想されるものより遥かに大きい現象,いわゆるWinter Anomalyについて,今回は3 stationでの電波の測定値を用い,この現象と地磁気嵐との関連等について調べた。用いた資料は De Bilt (オランダ), 1961−1965, 1975−1976年, University Park (米国), 1958年, および Port Stanley (Falkland Is) 1958−1959である。解析結果は次のようである。

1. Winter Anomalyの現象は Port Stanley (地磁気緯度 40.4) においても顕著にあらわれ南半球でのこの現象の限界は40°以下であると見られる。

2. Winter Anomalyは SC(または SI)−stormに伴って発生する。すなわち,殆んどの場合このAnomalyの発生の1〜3日前に SC−storm が発生している。

3. 電波吸収の大きさは大体において地磁気擾乱の大きさに比例する。

4. SC−storm と電波の吸収増加の関係は冬期のみならず一年を通じてみられる。ただ冬期においてその吸収増加率は特に大であることが異なるだけである。

5. 上記 3 station においては,f_{min} 増加とMF波吸収増加の間によい相関関係が得られた。また昼間の f_{min} 増加が南北両半球の共軛点 (Anchorage と Campbell Is.) で同時に始まる。これは季節に関係しない。又 この Anchorage での f_{min} 増加は近くの Farewell での Riometer における吸収増加と対応している。

6. 以上の結果から Winter Anomaly とよばれる現象は冬期のみに電波の吸収が増大すると解すべきでなく,その吸収が冬期に特に大きくなると解した方がよいと思われる。この現象の原因は前回にも報告したように SC−storm 後 slot region に蓄積した電子の降下によってD層の電離が増加するためと思われる。

7. 従って問題はこの電子降下による ionization が何故冬期に最も顕著にあらわれるかということに帰するが,この点について昼間のf_oF2 の seasonal Anomaly の現象のおこる地域が電波吸収における Anomaly のそれと似ていることに注目すべきと考えられる。

II-48

アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の観測

I． 散乱特性

深尾昌一郎・山崎德和[1]・木村磐根・加藤進・R.M. Harper[2]
（京大 工）

１９７７年８月から９月にかけて、アレシボＩＳレーダー（１８．３°Ｎ，６６．７５°Ｗ）を用いて、高度１０−３０ｋｍ領域からの散乱が観測された。 観測は１日に１回、いずれも１０−１２ＬＴの時間帯に行なわれた。 アンテナビームは天頂、あるいは天頂から西又は南へ１５°の方向のいずれかに向けられた。 西、南及び天頂方向の観測回数は各々延べ２７、２９及び１４日である。 送信パルスは１３ビットのバーカーコードで位相変調されており、基本パルス長は４μｓｅｃである。 これは実効高度分解能４００ｍに相当する。 散乱信号は赤道域の上部対流圏から下部成層圏に当たる高度１０−３０ｋｍ領域で約６００ｍ間隔の３０高度についてサンプルされた。 サンプルされた信号にはオンラインの一次処理がなされ、パワースペクトルの形で約６０秒毎にＭＴに記録された。

本報告では、この受信スペクトルを解析した結果明らかとなった大気散乱信号とクラッタの時間・空間特性について論じる。 クラッタはアンテナのサイドローブあるいはスピルオーバー放射のため観測高度と同一レンジにある陸上の静止物体や海洋の波等から反射・散乱されるエコーである。 アレシボレーダーでは構造上、下部成層圏以下のレンジにおいてクラッタは大気散乱信号に比して２０−５０ｄＢ程度大きい。 従って、大気散乱信号を正確に評価するために、クラッタを正しく推定し除去することが必要である。 得られた結果は以下の通りである。（図１参照）

（１） 大気散乱信号の高度方向の減率は天頂方向で１−１．５ｄＢ／ｋｍ、斜方向で２ｄＢ／ｋｍ程度である。 又前者は後者より常に大きく、ＶＨＦ帯電波と同様、ＵＨＦ帯電波も散乱に異方性があるものと思われる。 この傾向は特に２０ｋｍ以上の高度で顕著である。 （２） 大気散乱信号の相関時間（スペクトル幅の逆数）は天頂方向では１−３秒、斜方向では０．７−０．８秒で、いずれも高度によらずほぼ一定である。 しかし、天頂方向の相関時間はすべての観測日で対流圏界面で若干大きくなる傾向が認められる。 （３） 天頂方向の散乱電力と相関時間には全高度で負の相関が認められる。 これは分反射性散乱が卓越するＶＨＦ帯の場合と異なり乱流性の散乱が卓越することを示唆するものである。 （４） クラッタの電力とスペクトル幅の時間変化が著しく大きいレンジと比較的小さいレンジがある。 前者では電力は１０−１５ｄＢ程度変動し、それに従ってスペクトル幅も０．０５−０．８ｍ／ｓｅｃの間で変わる。 又、電力とスペクトル幅には顕著な負の相関が認められる。 後者では電力とスペクトル幅の変動は極めて小さく、両者に特に相関は認められない。 アレシボレーダーの地理的位置から考えて前者はｓｅａ ｃｌｕｔｔｅｒ、後者はｌａｎｄ ｃｌｕｔｔｅｒが卓越するものと考えられる。

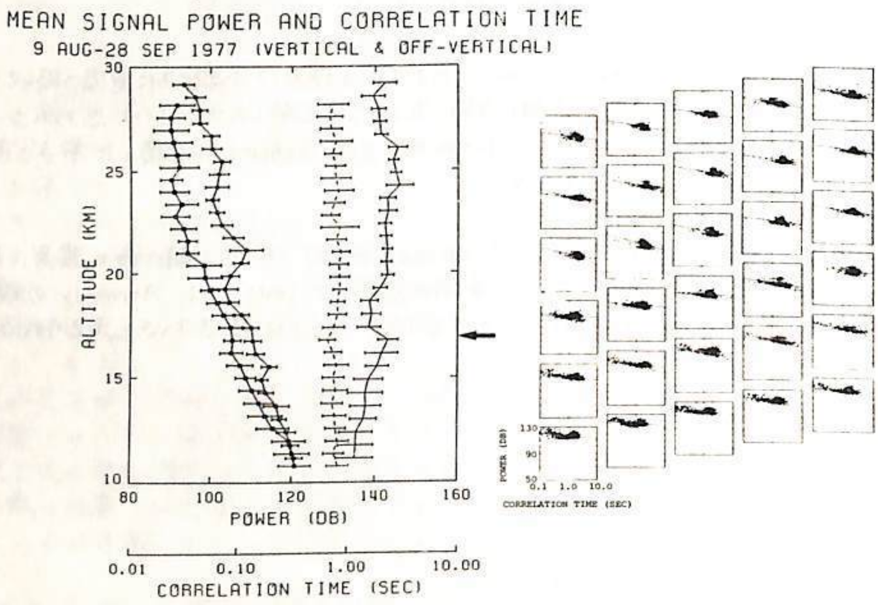


図１ （ａ）散乱電力（天頂方向：○、斜方向：□）と相関時間（天頂方向：実線、斜方向：破線）の１２日間平均値、及び（ｂ）各高度における両者の相関々係。 平均の対流圏界面高度を矢印で示す。

１）現在、ＫＤＤ：２）同、ＡＭＯＣＯ

Ⅱ-49

アレシボレーダーによる対流圏・成層圏の観測
II. 風系と波動

深尾昌一郎・山崎徳和[1]・木村磐根・加藤進・R.M.Harper[2]
(京大　工)

本報告では、I．で推定された大気信号スペクトルを解析して得られた高度10−30km領域の風系と波動について論じる。　一般に、大型レーダーでは1分以下の時間分解能で風の高さプロファイルを求めることができるから、平均場と同時に様々な時間スケールの変動を論じることが可能である。　得られた主な結果は以下の通りである。

(1)　下部成層圏風の鉛直構造：　図1は東西風について、レーダー観測値と8LTにサンファンで放球されたレーウインゾンデの風との比較である。　各観測日とも両プロファイルは細かい構造に至るまで非常によく一致している。　南北風についても同様によく合致している。　今回のように約2カ月間もの長期間にわたってレーダーとレーウインゾンデの観測が比較され、両者がよく一致した例は過去にない。　なお、下部成層圏の西向きの風（東風）は準二年周期振動に起因するものである。

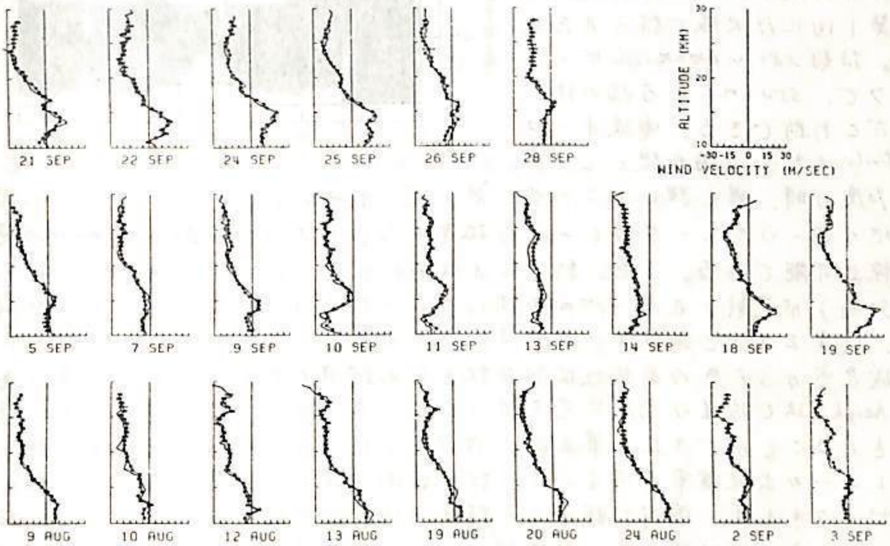


図1
1977年8−9月に観測された東西風。　○印がレーダーによる観測値、実線がレーウインゾンデによる観測値を示す。

(2)　風の鉛直成分：　図2は平均の鉛直風プロファイルを示す。　図の横軸は上向きを正とした風速である。　成層圏領域においては各観測日とも平均値は上向きに1−2cm／sec、変動幅は数cm／secで高度方向にはほとんど一定である。　(3)　短周期振動：　鉛直方向の風の時間変化に振幅0.2　m／sec程度の比較的卓越した周期変動が見られる。　その周期は対流圏では10分程度であるが成層圏では余り明確ではない。　又、東西風及び南北風には卓越した短周期成分は認められない。　これらは以前に我々がヒカマルカレーダーで見い出した振動と同様Brunt −Vaisala 振動によるものと思われる。　(4)　数日程度の周期振動が東西風や南北風に見られるが、両者の周期や位相には必ずしもはっきりした関係は見いだせない。

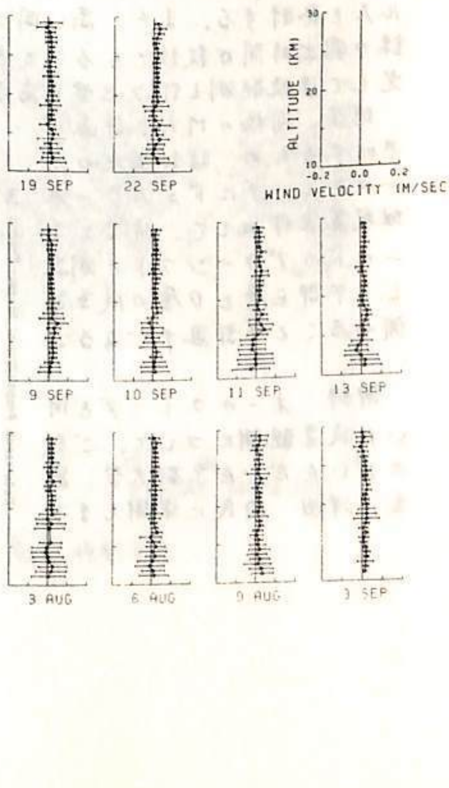


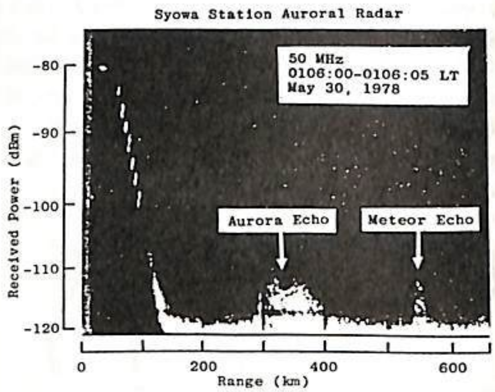
図2
1977年8−9月に観測された鉛直風。　○は平均値、⊢⊣は変動幅を示す。

1）現在、KDD：2）同、AMOCO

II-50　昭和基地オーロラレーダによる流星観測

五十嵐 喜良、 小川 忠彦
（郵政省　電波研究所）

昭和基地のオーロラレーダは、50、65、80、112MHzの4周波を1分毎に切り変えて観測し、エコー強度の打点記録とAスコープの35mmフィルム記録を行っている。このレーダは、元来流星エコー検出用に設計されていないが、Aスコープ表示のフィルム記録から流星飛跡によるエコーを拾い出すことができる。この流星エコーの出現特性について報告する。第1図に19次隊で得られた流星エコーの例を示す。距離280〜400kmに広がっているのは電波オーロラで、550kmにある幅の狭いエコーは流星エコーだと判断できる。電波オーロラは強いAspect Sensitivityをもち、磁力線とレーダビームのなす角度が90度の時、最も強いエコーが受信される。昭和基地のオーロラレーダのビームは磁南を向いており、距離300〜400kmの範囲の電波オーロラが検出可能である。また、約5〜6個のパルス（パルス幅＝100μs、パルス繰り返しP.R.F.＝50Hz）が発射される〜100msの間にエコー強度は、時間と共にexponentialに減衰しているので、流星エコーと電波オーロラは区別される。

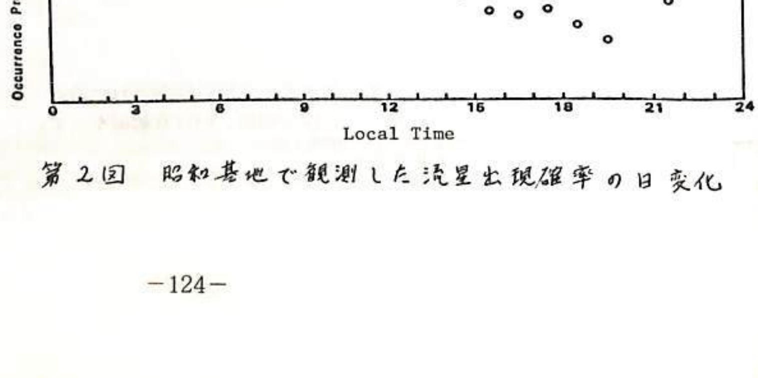


第1図　オーロラレーダのAスコープ

流星エコーの時間減衰率から大気の両極性拡散係数を求め標準大気の定数から流星の発生高度を知るdecay-height法で流星の高度決定を行ったところ、約95〜107km程度の比較的もっともらしい値をえることができた。第2図に1978年5月のAスコープ記録から拾い出した808個の流星エコーの出現確率（流星エコー数／観測回数）の日変化を示す。朝の7時と夜の24時LTにピークをもち、国内で観測した頻度特性と似た傾向をもっている。昭和基地レーダは、50、65、80、112MHzを各々15秒間づつ1分毎に繰り返すシーケンスでパルスを発射する。また、高い周波数では、流星エコーを検出しずらいことや、フィルム記録の露出時間が数秒であることを考慮すると、出現頻度を正しく求めるには、周波数を固定して連続観測を行う必要がある。

現在、南極のMAP計画に参加するため、昭和基地のオーロラレーダにドップラー処理装置を付加して、流星エコーのドップラーシフトを測定し、下部E層とD層の風系を調べることを計画中である。

謝辞　オーロラレーダを用いた流星観測について、ご教示をいただいた京都大学、麻生、津田　両氏に深謝します。



第2図　昭和基地で観測した流星出現確率の日変化

II-51　流星レーダーによる両極性拡散係数の測定

津田 敏隆，麻生 武彦，伊藤 礼，加藤 進　（京大・工）

京都大学流星レーダーは流星による反射電波の到来角の測定に干渉計法（Phase Sequenced Interferometer, 略してＰＳＩ）を用いており，約1°の精度で高度角を知ることができる。この方法は２系統のアンテナの受信電波を$\pi/10$ずつ10ステップ変化させることで，両者の位相差が０となる状態を知り電気位相差を決定する。特に，受信機，信号処理系内の位相変動を常時較正することで高精度を得ている。一般に干渉計で角度を決定する場合に，干渉計の主軸方向を予め正確に調べておく必要がある。我々は1979年10月16日に行った主軸の「絶対較正」の結果を用いて，流星高度を正確に知るシステムをほぼ完成した。

流星飛跡は生成後すぐに拡散を始めるが，このために受信エコー強度は$\exp(-t/T_{un})$に従って減衰する。ここにT_{un}は時定数であり，送信波長をλとし，両極性拡散係数をＤとして，

$$T_{un} = \lambda^2/32\pi^2 D$$

と表わされる。従来，エコー強度の減衰率を知り，Ｄの高度依存性から流星高度を知る「decay-height 法」が用いられてきたが，我々はPSIを用いることで逆にＤの高度分布を測定した。図１に観測例を示す。

decay-height 法によって高度決定を行った場合の流星発生率の時間高度分布を示す。流星発生率，発生高度ともに一日周期で変化していることがわかる。この原因は，

(i) 夜明けと夕刻で流星が大気圏に突入する速度が異なるために発生高度が変化する。

(ii) 大気温度，密度が変化するために $D \propto \rho^{-1} T^{\frac{1}{2}}$ なる関係からＤが変化し，見かけの高度が変化する。

が揚げられる。(ii)を用いることでρ, T, の変動分を流星レーダーでモニターすることが可能である。

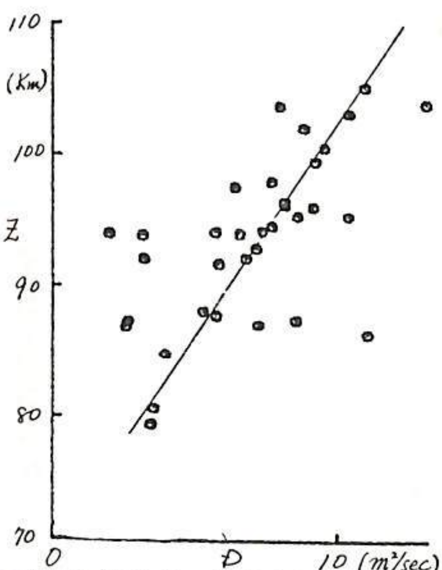


図1. 拡散係数の高度変化
1980 2月14-16日，3月4-6日

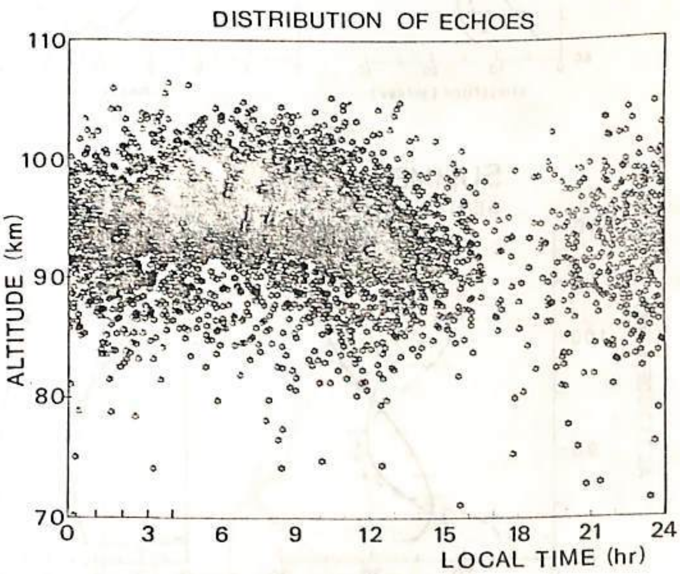


図2. 流星発生度数の高度・時間分布

II-52　京都大学流星レーダー観測（VIII）

伊藤 礼，津田敏隆，麻生武彦，谷井 純，加藤 進 （京大・工）

京都大学流星レーダー観測については，前回まで過去2年にわたる興味深い解析結果を報告してきた。レーダーシステムでは，昨年10月，干渉計の較正が行なわれ，現在では，受信エコーの到来角の測定が可能となっている。エコー到来角測定により，本レーダー観測は，画期的な局面を迎えたと言える。現在のシステムは，1979年3月に確立されており，約1年にわたる観測データに対し，この干渉計法によるエコー到来角の決定にもとづく解析が可能である。解析においては，観測された視線方向の風速から，東西，南北両成分の推定が可能になり，エコー発生高度は，従来用いられてきた Decay height 法より正確に求められる。これは，大気潮汐波動のモード分解等の為に，非常に有益なことである。図1，図2に，干渉計法による潮汐波動の解析例を示す。図1は1日周期，図2は半日周期の潮汐風の高度 80～110 Km における夏季の垂直構造を示す。夫々，実線が南北風，波線が東西風成分を表わす。位相は，それぞれ北向き，東向き最大になる時刻を地方時で表わす。このように東西，南北両成分に分解することにより，潮汐風の回転や，さらに詳しいモード分解が可能となる。報告においては，潮汐波以外の成分（平均風，準2日周期波動）についても最新の解析結果を議論する。

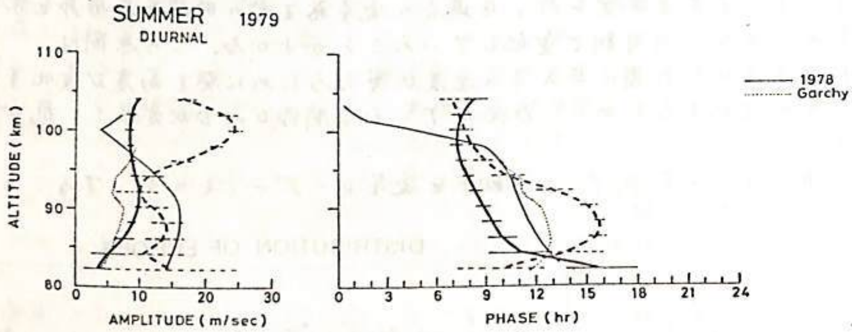


図1

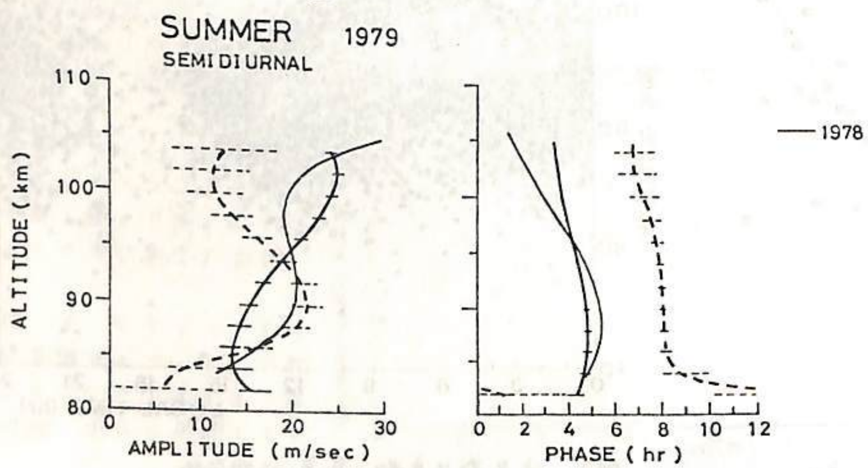


図2

II-53　1980年1月CTOP期間中の流星レーダー観測結果の比較

石嶺 剛，森 哲造，貝沼 昭司，越前谷 喜松，小角 鉄弥　(電波研秋田)
加藤 進，麻生 武彦，津田 敏隆，伊藤 礼，谷井 純，野々山 徹　(京大工)

1982-1985年に実施されるMAP期間中の強化観測に備えるために我々は本年1月のCTOP (Cooperative Tidal Observation Program)の国際的な流星レーダー協同観測に参加し，秋田では1/7-1/21，京都では1/9-1/19，1/27-1/31の間，連続観測を実施した。表に両流星レーダーの諸元を示す。今回は観測結果のpreliminaryな比較と検討を行う。図1に秋田(1/16-1/18)と京都(1/9-1/19)の観測で得られた，東西，南北平均風の高度変化を示す。観測期間が多少異なるが，全流星高度で南北風が北向きであり，風速もほぼ一致する。図2は同じく半日周期大気潮汐波動の観測結果である．振巾については，南北成分が高度85-100kmで比較的良く一致し，東西成分も垂直変化が類似している。位相は南北成分について同様の変化傾向を示すが，東西成分は異なる。中間圏，熱圏大気中に生じる諸現象との関連について検討することが今後の課題となる。

流星レーダー・ステーション

機関	京都大学	電波研究所
場所	信楽	秋田
緯度	34°51′N	39°43′N
経度	136°06′E	140°08′E
周波数	31.57MHz	37.46MHz
高度決定	干渉計	干渉計 (Decay rate)
Type	Pulse Doppler	
制御	Computer Controlled	

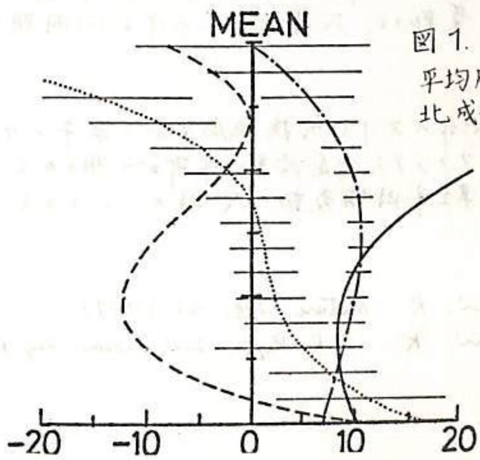


図1.
平均風の東西，南北成分の高度変化

北向き及び東向きを正とする。

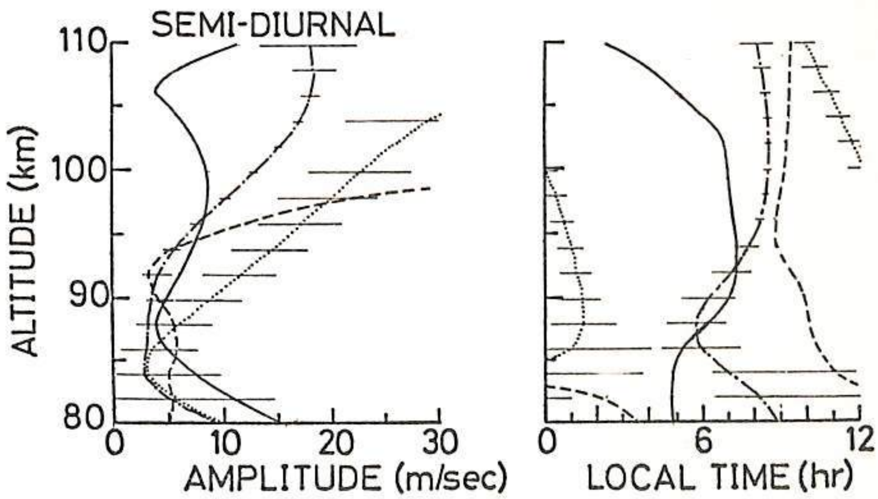


図2
半日周期大気潮汐風の振巾と位相
(北向き最大，東向き最大時刻で表わす。)

—— 秋田，南北成分
----- 秋田，東西成分
-·-·- 京都　南北成分
······ 京都　東西成分

II-54　太陽活動準2年周期変動の及ぼす地球環境への影響

井上道晴
桜井邦朋
神奈川大学工学部

太陽活動にみられる準2年（~26ヶ月）周期変動は，太陽の中心部で進行する熱核融合反応の能率における同周期の"振動"から誘起されるものと思われる（Sakurai, 1979）．この能率にみられる振動は，太陽中心部における温度分布の変化に起因すると思われる（Sakurai, 1980）．更に，この温度変化の結果，中心核かその付近に対流不安定の状態が生じ，これが太陽活動にみられる準2年周期変動をひき起すものと思われる．したがって，太陽からのUV及びXUV領域の電磁放射には，時には10^3倍にも及ぶ変動が~26ヶ月の周期で現れると予想されることになる．

この領域の電磁放射は地球オゾン層及び電離層の生成に大きく関与しているので，地球高層大気及びそれから誘起される下層大気現象にも大きな影響を及ぼしているものと考えられる．実際，地球のオゾン層，大気大循環，或は地表付近の温度などにみられる準2年周期の変動は，太陽活動における同周期の変動によってひき起こされる可能性がある．

太陽中心部における熱核融合反応の能率にみられる準2年周期の変動の存在は，太陽ニュートリノ・フラックス測定結果の解析から明らかであるから，地球の大気現象の諸要素に観測される準2年周期変動の成因が，いわゆる"太陽の変動性"にあることを推察させるのである．

Sakurai, K. Nature 278, 146 (1979).
Sakurai, K. ICR-Rept., Inst. Cosmic Ray Res., Univ. of Tokyo (in press, 1980).

II-55 A consideration on non-migrating tides

S. Kato, F. Watanabe and T. Tsuda

Ionosphere Research Laboratory, Kyoto University

Observed diurnal pressure tides on the ground consist of two components, one being westward-traveling wave and the other being standing wave. Stratospheric diurnal tides, which have been recently observed, seem to possess very short vertical wavelengths. The present paper attempts to show that these peculiarities, which are inconsistent with classical tidal theory, may be due to certain excitating sources which is localized and fixed to the earth. Such sources can excite waves of higher harmonics with shorter vertical wavelengths than those of principal harmonics, only which are considered in classical theory.

The adopted model heat sources are those which are limited in extension both in longitudes and latitudes. These sources are expanded into Fourier series of 40 wave numbers in longitudes, each term of which is in turn expanded into Hough function series of 20 equivalent depths in latitudes. It is found that, inspite of inequality of Hough functions of each wave number in the opposite sign, the standing waves are mainly generated. But the perturbation tends to spread with height. The effective vertical wave length is about 10 km, consistent with observation.

II-56　オゾンによる大気潮汐励起の季節変化 III

津田敏隆，渡辺章人，加藤進　（京大・工）

成層圏及び中間圏の一日周期大気潮汐波動の平均状態を知るために，古典大気潮汐理論を用いて数値計算を行い，流星レーダーの観測結果と比較した。この領域の大気潮汐の励起源はオゾンによる太陽光の吸光があるが，図1の実線にChapman関数で表わされる熱源の鉛直分布の一例を示す。古典大気潮汐理論では緯度分布を決定するLaplaceの方程式と鉛直構造方程式を独立に解く方法がとられる。このため熱源の鉛直分布が緯度について定数倍しか変化しないようにしたモデルが図1の破線で示されたものである。高緯度で両者の差が大きくなるが，太陽放射束の多い領域ではよく一致する。

図2に古典大気潮汐理論を用いて計算した流星高度での一日周期大気潮汐風の南北成分を，各緯度の流星レーダーによる観測結果と比較した。図は北半球が夏の場合であるが太陽放射量の南北非対称性によって大気潮汐波動にも非対称が生じる。特に非伝搬性の反対称基本モードである $S_{1,-1}$ モードが大きくなる。計算値と観測結果は，北半球の中緯度でよく一致する。

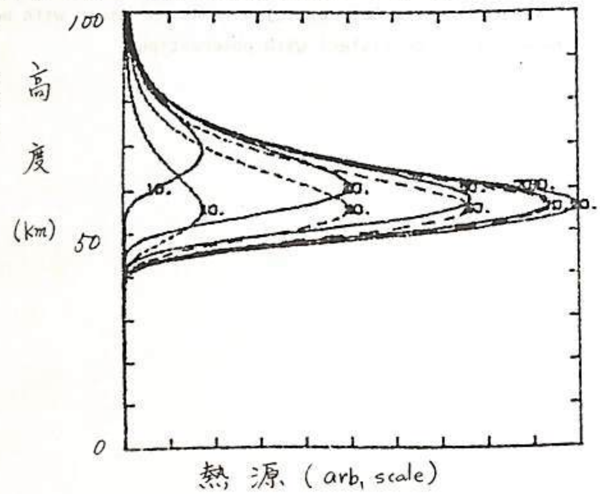


図1
オゾンの太陽光の吸光による熱源（実線）と計算に用いたモデル（破線）。各緯度10°, 30°, 50°, 70°, 90°の場合。

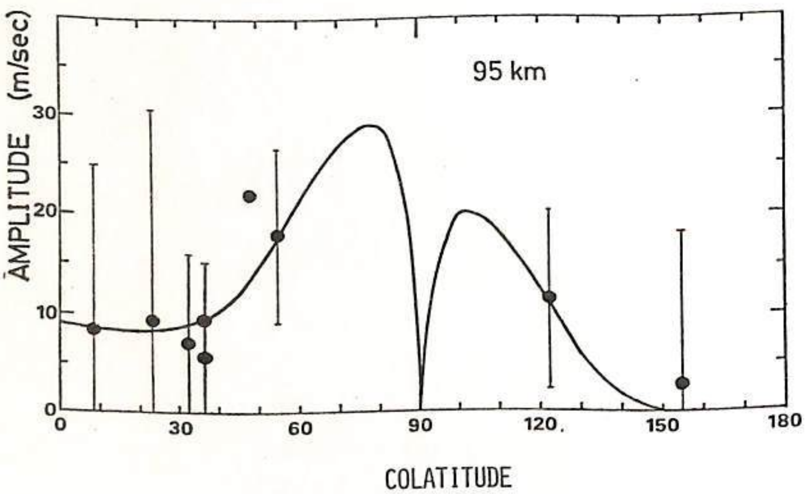


図2.
一日周期大気潮汐波動の緯度分布。南北風の振巾の緯度分布の計算値（実線）と流星レーダーによる高度95kmの観測結果

II-57 アレシボレーダーによる対流圏・成層圏風の微細構造の観測

若杉耕一郎・安福正樹・深尾昌一郎・木村磐根・加藤進・佐藤亨・R.F. Woodman
(京大・工)・(アレシボ電離層観測所)

レーダーで観測される風は平均的にはバルーンの観測値と良く一致することが知られている。近年，パルス圧縮技術を用いてレーダーの空間分解能が改善された結果，風の微細構造の解明も可能となりつつある。以下ではアレシボレーダー(プエルト・リコ)による高分解能観測の解析結果について報告する。

レーダー周波数は430MHzでアンテナビームを天頂より15°西へ向け東西風を観測した。観測は1979年10月12日の1000－1030LTに行った。観測時間は短いが細かな解析が可能なようデータは積分された複素電圧のまま記録された。単位パルス幅1μsのコンプリメンタリコードを用いたため実効の分解能は100mである。

散乱信号のドップラシフトより風速を推定する。この結果，2時間前にSan Juan(75km東)より放球されたバルーンの風速と平均的に良く一致することがわかる(図1)。しかし，15km以下では風の変化は一致するが平均値にずれが見られる。これは両観測の地理的・時間的な差異のためと考えられる。一方，15km以上，すなわち対流圏界面以上では平均値も一致する，しかし，レーダー観測の高度変化が激しい。Richardson数を求めるとこれらの領域では1以下であり，特に対流圏界面の上部では0.3となり不安定性を示している。

次に改良MEMを用いて風速・散乱電力を推定した。時間分解能は0.56sであり通常のFFT法では得られない値である。ただし，クラター成分除去の問題から解析は12km以下に限った。風速・散乱電力とも周期が数秒で変化し，その変動の構造が縦長(2km程度)である。変動周期は必ずしも一定でないが，比較的短周期の大気波動，特にマイクロバロムスなどとの関連が考えられる。

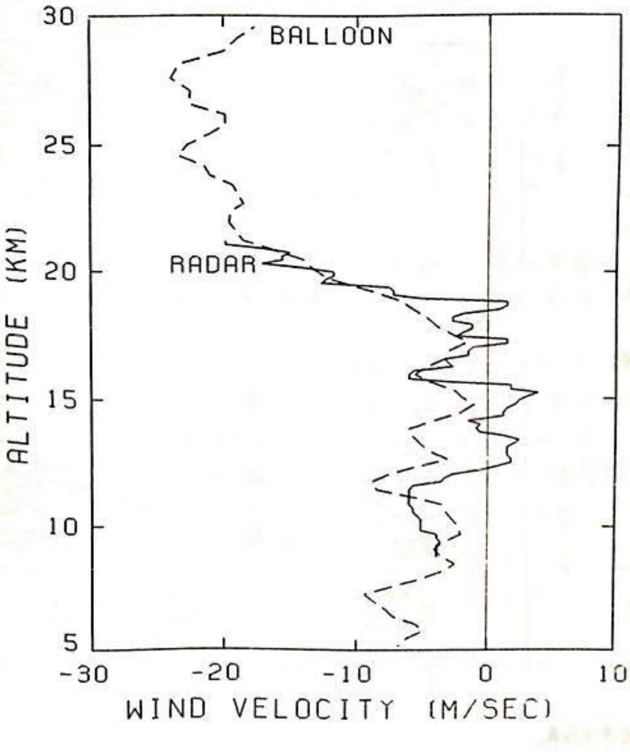


図1. レーダーとバルーンによる東西風の比較。観測は1979年10月12日に行われた。レーダーによる風は1000-1005LTの平均値，バルーンの放球時刻は，0800LTである。

II-58

アレシボレーダーによる 赤道域成層圏潮汐波の観測

前川泰之[1]・深尾昌一郎[1]・木村磐根[1]・加藤進[1]・佐藤亨[2]・R. F. Woodman[2]

1) 京大工　2) アレシボ観測所, NAIC

1979年、プエルト・リコのアレシボISレーダー（18.3°N, 66.75°W；送信周波数430 MHz；尖頭送信電力 ~2MW）によって、高度5~25kmの領域からの散乱エコーの長時間観測が、二度にわたって行なわれた。一回目の観測は6月22日 0時から同23日 20時（現地時間）までの約44時間、また二回目は10月10日23時から同13日4時までの約53時間にわたり、ほぼ連続的に行なわれた。これらの観測は、いずれも、対流圏から下部成層圏にかけての散乱エコーから、風速を推定した上で、それから得られる種々の大気波動現象を解析することを目的としたものである。本報告では、散乱エコーの測定方法、及び、風速の推定法について述べ、さらに、解析の結果得られた大気潮汐波（1日周期、及び半日周期）の構造に重点を置いて論じる。

アンテナビームは、いずれの観測も天頂から西または南に斜15°の方向へ向けられた。高度分解能は、Complementary Code を用いることにより、約150mに向上された。また、受信信号は、実時間でパワースペクトラムに変換され、2分毎にMTに記録された。解析を行なうに当っては、このパワースペクトラムを約1時間平均して用いた。これは、約1時間毎に、ビーム方向が西または南へ切り替わっていることや、大気潮汐波を検出するには、測定点が2~3時間に1点で充分と考えたからである。

風速は、パワースペクトラムにモーメント法を適用して算出した。その際、次の二点に注意した。まず、受信信号に含まれるクラッターは、その形を推定する方法が知られており(1)、それを用いて除去を行なった。また、受信信号には、時々変調されたパルスのサイドローブで受信された他の高度からの散乱エコーが混入することがあるが、これは、風速の空間的、時間的な連続性を考慮して、除去した。

図1に、以上のようにして推定された風速の時間変化と高度変化の一例を示す。この図からも分るように、東西風、南北風とも対流圏界面を境にして風系を異にし、下部成層圏では風の位相が下方へ伝搬しているが、対流圏領域では位相の伝搬性はあまり見られない。これらの風から抽出した大気潮汐波成分には、この傾向がはっきり現われた。

講演ではこれらの解析結果を詳しく述べ、過去の報告例と、比較検討する。

図1 (a)

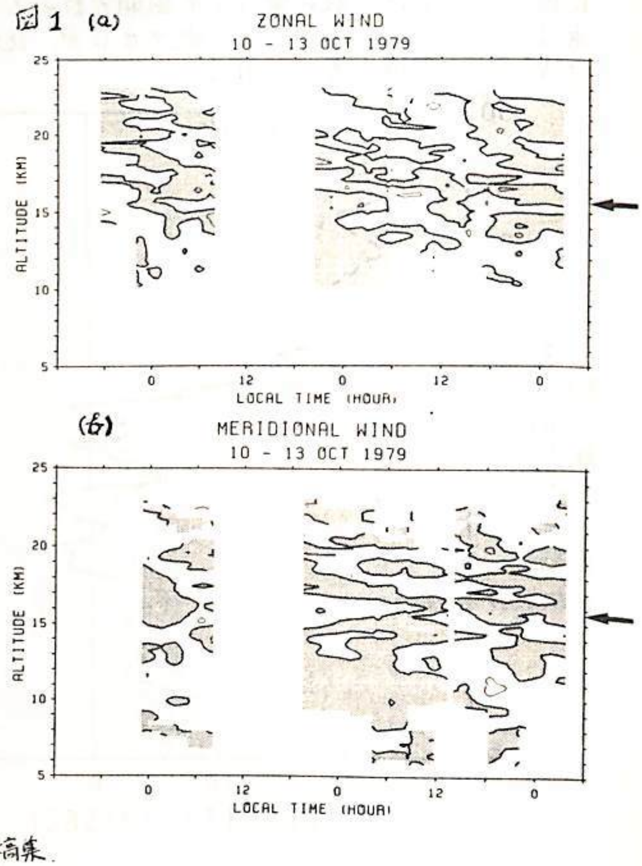


図1　1979年10月に測定された(a)東西風と(b)南北風の等速度線図(5.0 m/sec間隔；黒い部分は東及び北向きの風；矢印は平均の対流圏界面高度）

(1) 山崎他、第65回 日本地球電気磁気学会予稿集.

II-59　成層圏エアロゾル混合比の時間変化 I
（経年変化，季節変化）

岩坂泰信*，長屋勝博*，三田昭吉*，和田誠**
*：名古屋大学水圏科学研究所，　**：国立極地研究所

成層圏エアロゾルの混合比（ここではレーザレーダによるエアロゾル散乱光をもとにして得られる散乱比をこのように呼ぶ）を1975夏からのデータをもとにして解析した結果を述べる。

データ解析の対象としたものは，Ruby（0.6943 μm）による測定値のみにした。すべてのデータは雲のない日の夜間に得られたものである。表1にその代表的な条件が示してある。

表1

波長	：0.6943μm（Ruby）
レーザ出力	：0.1〜0.3J/pulse のもののみ
受信	：光子計数
データ	：10km近くと 30km以上の2点でマッチング出来るもののみ採用
観測	：Clean night

データ解析は"各観測日毎に散乱比を求め，それを月毎に平均する。さらに単位気柱あたりの積分値をとり2〜3ケ月の移動平均をとる"という手順で行われた。

解析結果のうち主なものについて記す。

① $\int_{z_2}^{z_1} R(z)\,dz$ ，　R(z)は散乱比，z_1，z_2はそれぞれマッチングポイント。

は，きれいな季節変化を示し冬期（秋期の後半？）に極大を示す傾向がみられる。

② 1975年からのデータは経年変化を示しよく言われるように，成層圏エアロゾル層の life time のスケール2年〜3年に一致する。

③ 鉛直分布に関しては明確なものが出ていない。

の3点である。①については[O_3]の全量の季節変化のパターンとも類似しており，成層圏内での物質の移動等に関連する傾向と思われる。

解析上の問題点として，相変らずマッチングポイントの取り方でかなり左右されるケースが多く，とりわけ単位気柱あたりの積分量を議論する場合には深刻である。季節的に好天にめぐまれるシーズンと，その逆のシーズンでは，データ量がかなりちがい，この点が春から夏にかけてのデータを吟味する時に問題になろう。

詳細は会場にて議論する。

II-60 成層圏エアロゾルの粒径分布変化とS(イオウ)の収支について

岩坂泰信, 小林愛樹智 (名大・水圏研)

The stratospheric sulfate particle layer discovered by Junge and his co-worker about 20 years ago (1961) has been a subject of considerable interest to atmospheric physics. For the mass balance of stratospheric aerosols, many investigators pointed out that the loss due to evaporation of H_2SO_4 gases from stratospheric aerosols, and production (influx) or loss due to particle removal processes such as sedimentation and eddy diffusion were essential factors near the top of aerosol layer, then the upper altitude limit of aerosol layer is probably due to the evaporation of sulfuric acid gas from aerosol particles (Hamill et al., 1977; Toon et al., 1979; Turco et al., 1979).

Here we should like to discuss the evaporation rate of H_2SO_4 gas from the aerosol particle, and balance of sulfate in the stratosphere on the basis of the vertical change of size distribution function measured using various technique. In figure the vertical profiles of the value, $N(R > 0.15\mu m)/N(R > 0.25\mu m)$ are summarized. All curves suggest that the evaporation processes is noticeable near the top of particle layer.

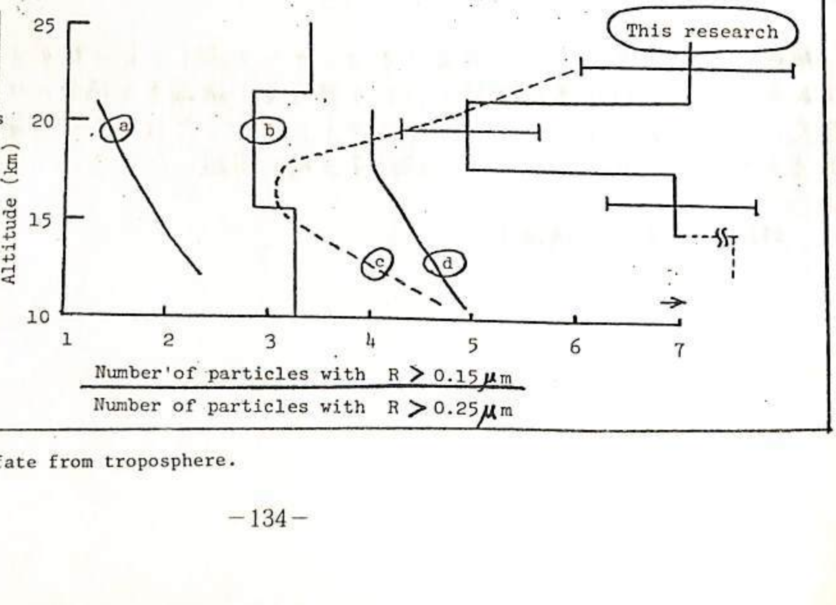
The balance equation of mass is approximately expressed as following form under the stationaly state,

$$\frac{4}{3}\pi\rho\left[\mathrm{div}\left(\int_{\Delta R} D_{eddy} R^3 \frac{dN}{dZ}\right) + \int_{\Delta R} R^3 G(R)\frac{dN}{dR} + \mathrm{div}\left(\int_{\Delta R} R^3 V_{sed}(R)\,dN\right)\right] = 0$$

where D_{eddy}= eddy diffusion coefficient, $G(R)$= growth rate of particle with radius=R,

V_{sed} = sedimentational velocity, ρ= density of particle.

It can be estimated the rate of each individual processes using the vertical change of size distribution function of aerosols. Our estimation suggests that the rate of acid gas evaporation near 30km is about $2\text{-}1.8\times10^2/cm^3sec$ and this is comparable with influx rate of sulfate from troposphere.

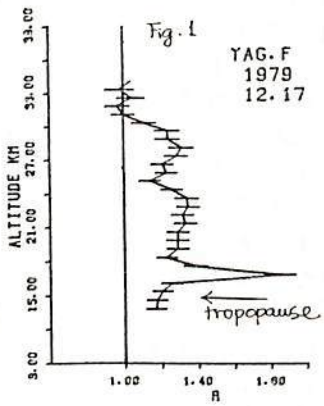


II-61 YAG LIDARによる成層圏エアロゾルの観測 (II)

柴田 隆，内海通弘，藤原玄夫，広野求和
(九州大学理学部)

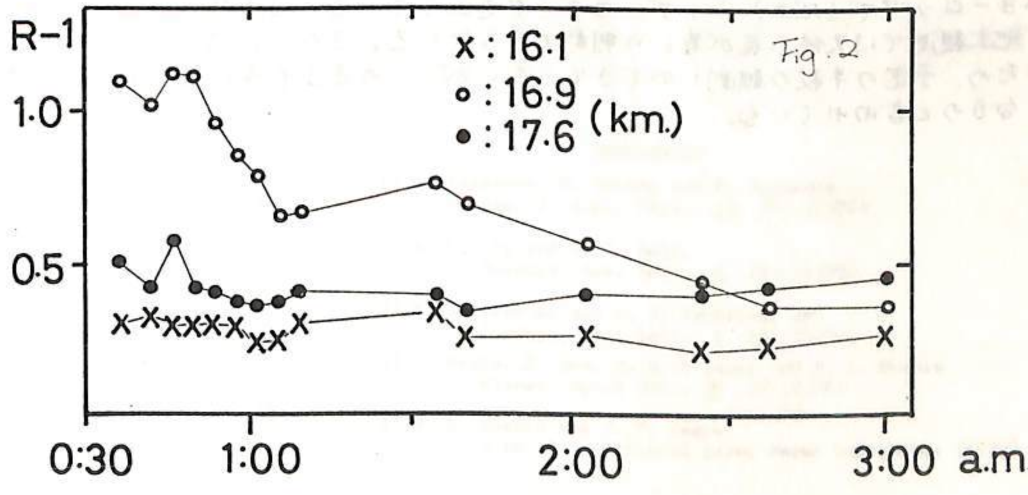
成層圏エアロゾルをLIDARを用いて観測する場合，これまで一般的に用いられている Ruby laser (0.694μm) より，YAG laser (1.064μm)の方がよい精度で観測されることが期待される。[1] このことより，九大では昨年からYAG laserを導入してエアロゾルの観測を開始し，昨年の秋の学会では若干の予備観測の結果を報告した。その後の観測では，軸合せ等の熟練，データの積算量を増すことなどにより，より良質のデータが得られるようになった。

昨年の秋以後10月から12月上旬までは(R−1) (R: scattering ratio) が20km前後で極大値をとり，その上下でほぼ単調に減少するようなパターンをとっていたが，12月中旬16〜17kmのレベルに巾1km，(R−1)がそれまでの5〜6倍の著るしいピークが現れた。(Fig.1) 12月下旬以後2月までは，ピークの巾は3〜4kmに広がったが，(R−1)の値はいぜん12月上旬以前の3〜4倍の値を保っている。特に12月18日早朝の観測ではピークが数時間で消滅する様子がとらえられた。12月18日の観測について，Fig.2に，13.9kmで(R−1)=0.20±0と仮定した時の，図中の3つのレベルでの(R−1)の値の変化を示す。16.9kmのレベルでは，初め(R−1)≈1.0であったものが約2時間後に1/3の0.3に減少し，するどいピークが消滅している。前日21時のラジオゾンデの観測では17kmで約40m/Sの西風が吹いていたので，2時間でピークが消滅していることより約300kmの範囲でエアロゾルの濃度が変化していることになる。



昨年は4月にSoufrière火山(St. Vincent島)，11月にSierra Negra火山(Galápagos島 0.83°S, 91.17°W)の2回の火山大噴火があり，今回のエアロゾルの増加はこのいずれかに起因する可能性がある。これについては広野より報告されるであろう。

1) P.B. Russel et.al. Appl. Opt. 18. (1979) 3783.



II-62　SAGE *Ground Truth* の経過

広野求和, 藤原玄夫, 柴田隆, 内海通弘
九州大学理学部

SAGE衛星の打ち上げは、1979年2月18日に成功し、予定の通りにエアロゾル・オゾンなどの太陽光線の*Limb*減衰法により、水平方向から観測している。これによって得られた成果としては(i)はじめてエアロゾルの*Global*な分布が得られ、高緯度・赤道などのプロファイルも系統的に得られている。(ii)オゾンはECCゾンデの値とよく一致するデータを得ている。(iii)然し圏界面以下ではどのデータも次第に誤差が大きくなる。(iv)エアロゾルの粒径分布は従来とかなり違っているのかも知れない。(v)NO_2濃度については、まだ良い値であるかどうか判明していない。

この間に、カリブ海の*St. Vincent*島*Soufrière*火山(13.3°N、61.2°W)の大噴火による成層圏注入があり、その後の大気中拡散は、SAGEによって、アメリカを中心とし西はハワイから東は大西洋にいたる領域で観測されている。九大においても、5月9日に初めて16kmの高さに、エアロゾルの増大をルビーライダーによって検出した。*Scattering Ratio*をRとすれば、R-1の値は0.19で、それ迄の1年間は0.052±0.02であったので、3倍以上に増加したことになる。最大値は5月19日にR-1=0.42であって、平均値の8倍に達した。6月中には増加が認められたが、7月に入ってからは一応もとの状態に復帰した。エアロゾルによる後方散乱係数β_Mの高さに対する積分値は、5月19日と5月24日ではそれぞれ$2.1\times10^{-4}\,Sr^{-1}$、$8.6\times10^{-5}\,Sr^{-1}$であった。1974年10月の、中米グァテマラの*Fuego*の火山大爆発1ヶ月後、福岡では$2.4\times10^{-4}\,Sr^{-1}$であって、殆んど同程度の値であるが、今回は*Mass Center*が2km程低い為、圏界面以下に*Sedimentation*や*Eddy Diffusion*で早く落下し、その後雨で洗い流されてしまうため寿命が短いようである。その後12月中旬になって、Nd-YAGライダーの観測で再び16km付近に著しいエアロゾルの増加があったことは注目に値することであり、柴田らにより述べられるはずである。大気大循環の、季節による変化とそれによる輸送に依存して変動したようである。エアロゾルの粒径分布も流星に伴うダストの侵入量と、エアロゾル*Nucleation*速度のバランスや硫酸分子*Condensation*速度などによって、変動する可能性があり、これらについて議論する。

エアロゾル*Ground Truth*の主役は、航空機搭載ライダーとバルーン*Dust Sonde*であるがヨーロッパで(地上)ライダーのデータを出しているのは西独の*R. Reiter*のみであり、地上観測では天候不良が著しい制約となっている。SAGEは6月11日以後は電源故障のため、予定の半数の観測しかできていないが、このままでゆけば、あと2、3年は観測できるものと言われている。

II-63 ライダーによる中層大気金属原子と微量成分観測用の大出力色素レーザーの開発

長沢親生，藤原玄夫，広野求和
（九大・理）

我々は，1977年にライダーによる中間圏ナトリウム層の観測に成功して以来，Na層に関する種々のデータを得ることができた。[1] これらの情報をもとに，中間圏ナトリウム層の生成論について議論がなされてきた。

従来，中間圏ナトリウム層を形成する多くの反応式の中で，基本的には次の3式が，主反応式として考えられてきた。

$$Na + O_3 \longrightarrow NaO + O_2$$
$$NaO + O \longrightarrow Na + O_2$$
$$Na + h\nu \longrightarrow Na^+ + e^-$$

しかし，これらの反応式によっては，観測されたNa層のbottomsideの急激な減少やpeakの高さが説明できなかった。この困難をのり越えるために，Liu and Reid (1979)[2] は，NaOH を含む反応系を，Richter and Sechrist (1979)[3] は，$Na^+(H_2O)$を含む反応系を提案している。 これらのNa層生成論を，批判し新しいイメージを作ってゆくためには，流星レーダーやionosondeとの同時観測とともに，族の異る他の金属元素をライダーによって同時観測することが，のぞまれる。

この目的から，Na以外に注目される元素としては，K，Li，Ca，Fe，Alなどがある。それらの元素の共鳴散乱を，おこす波長は，下の表に示す。(gfは共鳴の強さに相当する) Kについては，Megie et al. (1978)[4] によって，すでに観測されており，Liは，原子だけでなく，その同位元素までも測定された（ライダーによって）という報告がなされている。[5]

現在，我々がNa層観測用に使用している色素レーザーでは，これらの波長をcoverする強力な発振は，不可能である。したがって新たな色素レーザーを開発する必要がある。

カリウムについては，ルビー励起の色素レーザーが適当だが，リチウムからカルシウムまでは，現在のところtriaxialの同軸レーザーが適当だと考えられる。

我々は，triaxial 同軸レーザーを試作し，それに改良を加えることによって，1J以上の高出力で効率のよいレーザーを開発することができた。このレーザーは，Flashlamp励起の色素レーザーとしては，ビームの質が良いために，その第2高調波をとることによって 300nm付近の発振も可能ではないかと思われる。

したがって，中間圏（80km迄）の中性大気の変動や，成層圏オゾン，上部対流圏までのNO_2の観測にも使用できる可能性を持つものである。

Table

Atom.	Wavelength (A)	gf
K	7664.91 7698.98	1.4 0.7
Li	6707.84	0.8
Na	5889.95 5895.92	0.95 0.47
Ca	4226.73	0.28
Fe	3859.91 3719.94	0.31 0.52
Al	3944.03	0.15

REFERENCES

1) C. Nagasawa, M. Hirono and M. Fujiwara
Jap. J. Appl. Phys., 19, 143 (1980)

2) S. C. Liu and G. C. Reid,
Geophys. Res. Lett., 6 283 (1979)

3) E. S. Richter and C. F. Sechrist, Jr.
Geophys. Res. Lett., 6 183 (1979)

4) G. Megie, F. Bos, J. E. Blamont and M. L. Chanin
Planet. Space Sci., 26 27 (1978)

5) M. L. Chanin and J. P. Jegou
9 th International Laser Radar Conference (1979)

II-64　　吸光法による大気NO_2全量の測定（IV）

— 柿岡での観測 —

柴崎和夫・小川利紘
（東大　理）

茨城県・柿岡での観測は１９７７年にほぼ通年で行った。この時には３月～１０月のデータが得られ，関東地域での広域大気汚染の影響が強く存在する事を示した。しかしながら，この時の結果は予備的なものである事を指摘しておいた。[1),2)]

当時は対流圏のNO_2量の自然状態での値も不明確であり，また成層圏のNO_2分布についても明らかではなかった。また１データを取得するのに１２～１５分という時間が必要で，太陽天頂角の大きい（日出，日没時）時の観測では光路長の変化による吸収の度合の変化，光路に沿った大気の擾乱の影響，などがデータ解析上の大きな誤差要因となった。その上基準となる太陽スペクトルも得られていなかった。

その後気球観測（１９７８年５月）[3)]，乗鞍岳での観測[4)]などで上述の対流圏・成層圏のNO_2量についての知見が得られ，基準スペクトルも取得できた。１データの取得時間も４分程度となり，太陽追尾装置の採用もあって誤差の減少に進歩が見られる。我々は再度柿岡での地上観測を試み，以前明らかにした点を再確認すると共に，絶対値的にも精度良い値を得たいと思っている。今年（１９８０年）の１月から気球に搭載した分光器での観測を既に開始した。以前の結果では抜けている，柿岡での冬期の情況がはっきりするであろうと期待している。また，記録方式もペン・レコーダーは補助とし，１２ bit のA－D変換を行ってカセットに記録する方法を今回から採用している。

現時点ではデータ解析が進んでいず結果を述べられないが，学会講演では詳細を発表する予定である。

参考文献

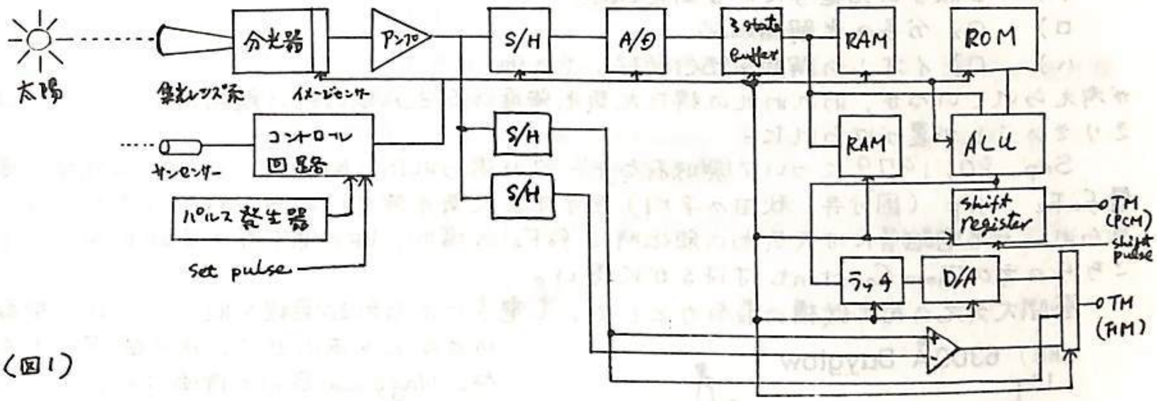
1）第６２，６３回　電磁気学会講演
2）柴崎・小川・鈴木・等松　　宇宙研報告　15－1（B）　８３（１９７９）
3）柴崎・鈴木・小川　　　　　宇宙研報告　15－2（B）　２４３（１９７９）
4）柴崎・小川　　第６６回　電磁気学会講演

II-65　地球大気近赤外吸収スペクトルのロケット観測

松崎章好　中村良治　伊藤富造　佐々木誠
（東京大学　宇宙航空研究所）

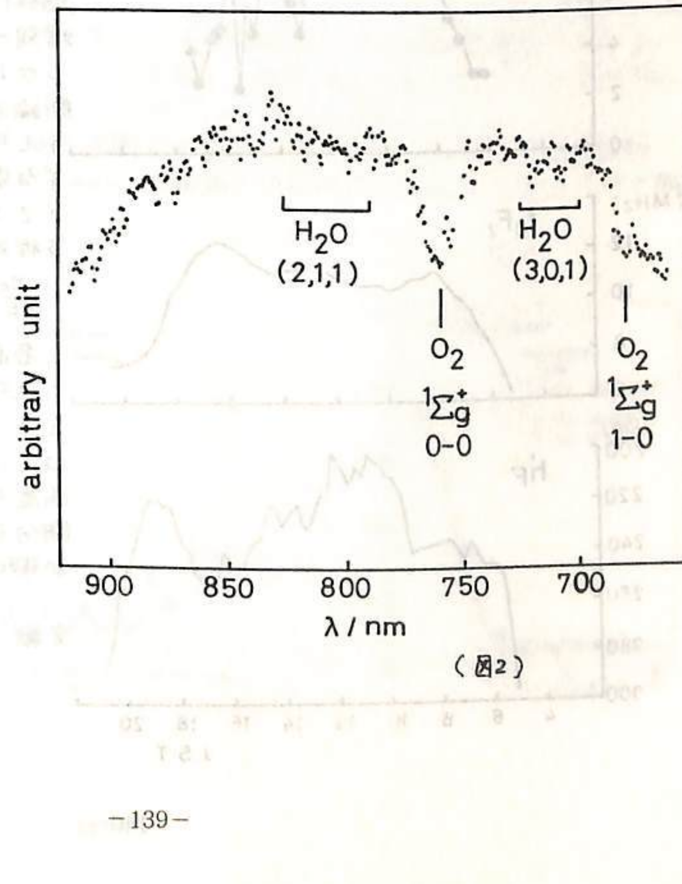
ロケット等の動きの激しい飛翔体に搭載し、歪のないスペクトル測定をするために、マルチチャンネル分光法の開発を進めてきたが、１９８０年２月２日日没時に東京大学鹿児島宇宙空間観測所にてロケット観測に成功したので報告する。

観測は、O_2の atmospheric band (762nm)を中心とする地球大気の近赤外吸収スペクトル測定を目的として行なわれた。装置のブロック図を図１に示す。



（図１）

観測されたデーターは、ＰＣＭ信号として受信され、マイクロコンピューターを使用したデーター処理装置により、処理された。図２には、スペクトルの一部をプロットした生データーを示した。762nm のO_2の Atmospheric band や H_2O の振動スペクトルが観測されている。また他のスペクトルの比較から、空気や浮遊微粒子による散乱の影響も観測されている事が分かったので、O_2の量，H_2Oの量，及び空気や浮遊粒子の散乱量をパラメータとして curve-fit 法により、解析する予定である。



（図２）

II-66　6300Å昼間大気光（IV）
—— 発光機構 ——

斎藤文一　渡部重十　牧口一男　阿部昭一
新潟大理　東北大理　新潟大理　新潟大理

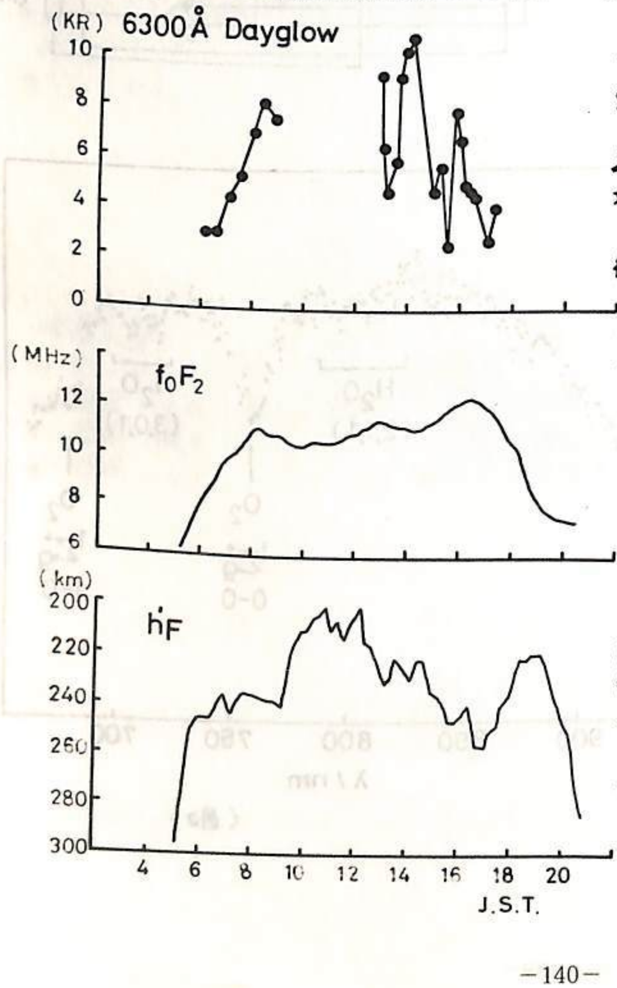
1977−79年にわたって6300Å昼間大気光を観測している。観測は分光光度計によるものであるが、この装置で、昼間−薄明−夜間にわたって連続観測が出来る。これは測定強度のキャリブレーションにとって非常に有利である。

結果の一つは、昼間大気光（薄明時を含む）強度の太陽天頂角（S.Z.A.）依存性がはっきりえられたことである。6300Å昼間大気光の発光機構は，従来から

イ）　O原子の光電子による衝突励起
ロ）　O_2 分子の光解離励起
ハ）　O_2^+ イオンの解離再結合励起，その他

が考えられているが，われわれの得た大気光強度のS.Z.A依存性の解析によっても，はっきりそのことが裏づけられた。

Sep. 20, 1979 について興味あるデータが得られた。附図に，6300Å強度，電離層f_oF_2，$h'F$（国分寺，秋田の平均）を示す。大気光強度には〜分程度の急激な変化が見られ，一方電離層には大気光の強化時に f_oF_2 の増加，$h'F$の低下等の変動が見られるがこちらの方のTime Constantははるかに長い。



昼間大気光の発光機構の最有力として，光電子による励起過程を取り，これと電離層の生成とをあわせて，非平衡過程を考える。Nagy and Banks理論以来，

Solar EUV → q(光電子生成率) → Φ(光電子束) → 励起

過程に従って，大気光強度をSolar EUVの増強→qの増加を考えるのが簡単である。しかしNagy and Banks理論は本質的に平衡論であって，qはモデル大気によって与えられる。Solar EUVの増強によって生ずる電離層の構造の変化を取り込むことができない。結局Time Dependentな連続方程式

$$\frac{\partial N_e}{\partial t},\ \frac{\partial T_e}{\partial t},\ \frac{\partial T_i}{\partial t},\ \frac{\partial T_n}{\partial t}$$

を各高さについて追跡することになる。これらは結局，中性大気密度の高度分布をコントロールし，qないしΦをコントロールする。中でも中性O原子密度の高高度分布が最も重要であるが，それが平衡分布からずれ，拡散流が起こるかどうか興味のところである。

文献　Nagy and Banks, J.G.R, 75 p6260 (1970)

II-67　　6300Å昼間大気光（V）
―― 薄明大気光 ――

牧口一男　　斎藤文一　　阿部昭一　　渡部重十
新潟大理　　新潟大理　　新潟大理　　東北大理

酸素原子6300Åの薄明及び夜間大気光の観測は、昼間大気光観測と同一分光器を使用し、最小分解波長幅を0．058Åから3．1Åに変更することにより測定が可能となる。図1に1979年10月16日と9月22日の生のデータを示す。

夜間時における主な発光機構は、F_2 電離層内の解離再結合反応である。この寄与を計算するためにBarbier の式を使用した。

$$I_{DR} = A + B(f_oF_2)^2 \exp\left(-\frac{h'F - 200}{40}\right)$$

ここでA，Bは実測値と比較して決定するパラメーターであり、f_oF_2はF_2層突き抜け周波数，$h'F$はF層見かけの層の高さである。

一方，薄明時において主機構である光解離（Shumann-Runge Continuum吸収）については、P_{SR}をVolume Emission Rate，I_{SR}を大気光全強度として，

$$P_{SR}(z) = \frac{3}{4}\,\frac{A_{^1D}}{A_{^1D} + K_{N_2}\,n[N_2]}\; n[O_2]\int_\lambda \sigma_{SR}(\lambda)\,F(\lambda,\infty)\,\exp\{-\tau(\lambda,z,\chi)\}\,d\lambda$$

$$\tau(\lambda,z,\chi) = \sigma_{SR}(\lambda)\int_z^\infty n[O_2]\,ds$$

$$I_{SR} = \int P_{SR}(z)\,dz$$

である。3/4は6300Åと6364Åの強度比が3：1であることを考慮した係数であり、$A_{^1D}$は光放出による遷移確率，$n[N_2]$，$n[O_2]$は窒素分子，酸素分子の数密度，K_{N_2}は窒素分子による消光係数，σ_{SR}は酸素分子による光の吸収断面積，$F(\lambda,\infty)$は波長λの大気圏外での太陽光束である。薄明大気光強度の太陽天頂角依存性の詳細な解析において，われわれは消光係数K_{N_2}をパラメーターとして計算し、観測値と比較することによりK_{N_2}を決定した（図2）。その結果，$K_{N_2} = 3.0\times10^{-11}\ cm^3/sec$を得た。

最後に1979年12月18－19日の夜間及び薄明大気光観測においてConjugate Photoelectron によるPredawn Enhancementが観測されたので、そのデータについて報告する。

図1

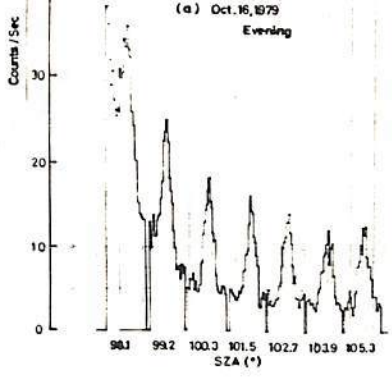
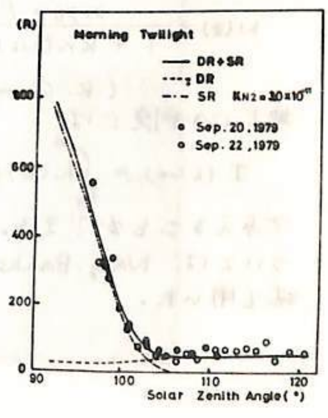


図2



II-68

6300 Å昼間大気光（Ⅸ）

（光電子効果を中心として）

寝部重十*. 斎藤文一. 牧口一男. 阿部昭一

東北大.理* 新潟大 理

§1. はじめに

昼間大気光は. レーリー散乱による強い背光をもつために、data を得ることは. 非常に困難であるとともに. その発光メカニズムについて. data との比較が少ないために. 確定的な議論は. まだなされていない。ここでは. 新潟で得られた. O(^{1}D) 6300 Å 昼間大気光の data を見ていくとともに. その理論的発光メカニズムから予想される. 絶対強度を data と比較してみた。 Solar flux 及び その Spectrum. また Quenching 係数の値が大きな影響を与え. O_2 の Photodissociation と Photoelectron による衝突励起が. もっとも重要である。

§2. O(^{1}D) 6300 Å 昼間大気光

昼間大気光を測定することは. その検出がきわめて困難であるために. 我々は. 背光の強度をモニターするとともに、太陽光スペクトルを. さしひくことによって. その検出を試みた。 大気光は. 同じ分光器で. 夜間から昼間時にわたって連続してとられており. (図1) 夜間時の data は. 弥彦観測所のものと一致していることから. 我々が得ているものは. 6300 Å 昼間大気光にまちがいないと思われる。図1では. その絶対強度が. 太陽南中時 付近でピークを示しており. 日によって異なるが. 数 KR 程度存在する。 この強度は. もちろん太陽天頂角によっても異なるが. Solar flux index ($F_{10.7}$) についても正の相関を示すことが確認された。

§3. O(^{1}D) 6300 Å 昼間大気光発光強度の計算

発光メカニズムとして. 従来考えられているように. Dissociative Recombination. O_2 の Photodissociation. Photoelectron による衝突励起 の3つを考える。ここでは. 特に Photoelectron について考えてみる。 Photoelectron の flux を $\Phi(E,Z) = \Phi^+(E,Z) + \Phi^-(E,Z)$ とする. (E; Photoelectron energy. Z; 高度, Φ^+ 磁力線にそった upward flux, Φ^-; downward flux.) O(^{1}D) の生成率 P(Z) は.

$$P(Z) = n(O) \int_{E>1.96\,\mathrm{eV}} \sigma_{10}(E)\, \Phi(E,Z)\, dE$$

で与えられる. 消光を考慮すると Volume emission rate N(Z) は.

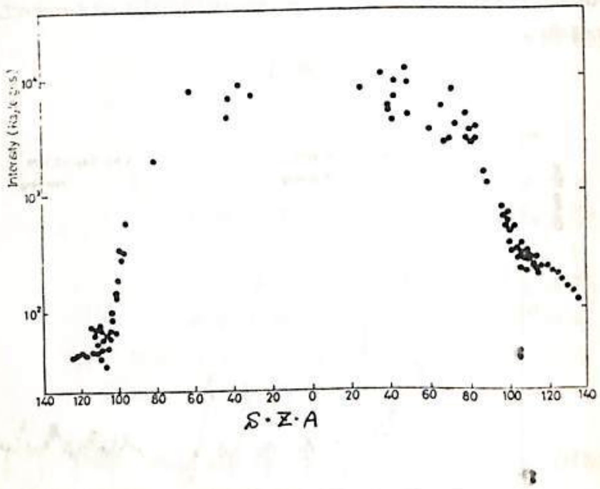
$$N(Z) = \frac{0.76 \times P(Z)}{1 + k\,n(N_2)/0.0091}$$

（k. Quenching 係数.）

地上での測定では.

$$I(6300) = \int_{Z_0}^{\infty} N(Z)\, dS$$

で与えることができる。$\Phi(E,Z)$ については. Nagy. Banks (1970) の手法を用いた。



II-69 ナトリウムD線昼間大気光(I)

斎藤文一　阿部昭一　牧口一男
新潟大理　新潟大理　新潟大理

高分解能分光法により，Na原子輝線大気光の地上での昼間時観測に成功したので報告する。分光器はEbert型単色光計であり，最小分解波長幅 0.04Å，波長送り 0.086 Å/Channel/10 sec で使用した。

大気光はSkyを観測したときフラウンホッファーD_1, D_2 両吸収線の底の部分に輝線として見えており（図1）これをSolar Spectrumと比較することによって輝線をとり出す。その結果，強度について 5890Å D_2-line大気光について平均で 5±2kR という値が得られ，強度はかなり変動する。さらに，大気光の天頂角依存性（ファンライン効果）については，天頂角60°のものと0°（天頂）のものを比較し，強度比1.8が得られた。

また，分光器のスリットを広げることによって，最小分解波長幅 3.1Å，波長送り 0.43Å/Channel/10 sec で夜間においても，OH（8-2）バンドを含んだD_1, D_2 大気光の観測を行った。

図1

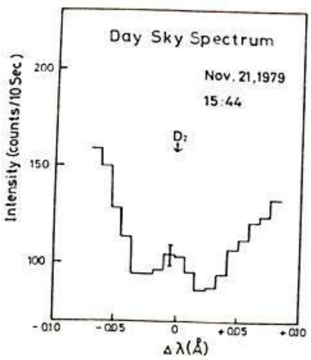
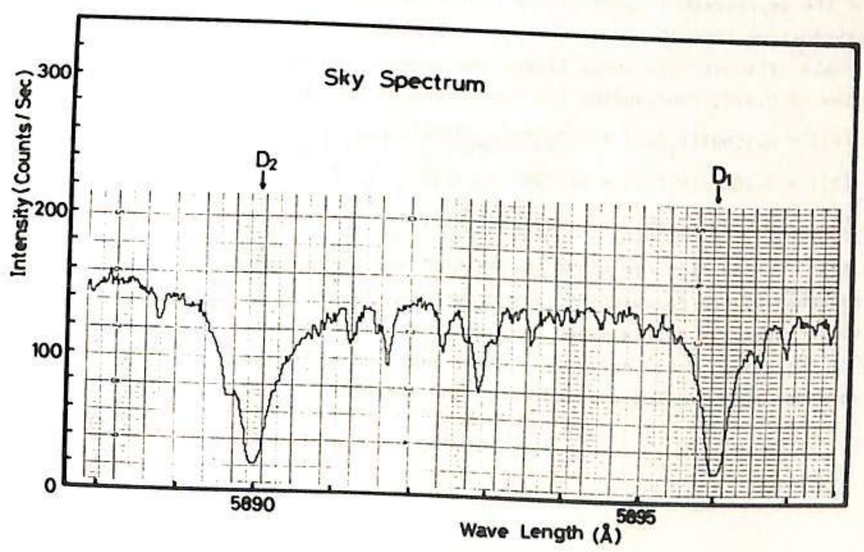


図2



II-70　　ＯＨ回転温度決定のための逐次近似法

竹内郁夫　　三沢清敏
(詫間高専・数学)　(防大物理)

In general, the OH rotational temperature is determined on an assumption of thermal intensity distribution

$$I_j = Cs_j\nu_j^3\exp(-hcF_j/kT), \qquad (1)$$

where the symbols used have the usual meanings.

We refer to the peak intensity of the rotational line contaminated by the adjacent lines as the pseudo-line intensity. A pseudo-line intensity I'_j of the j-th line of the OH band will be expressed by a linear combination of its true intensity I_j and true intensities of the adjacent lines as

$$I'_j = \sum_l a_{jl}I_l \qquad (2)$$

where the coefficients a_{jl}'s depend on the photometer used and the field of view adopted, irrespective of the rotational temperature.

Under the assumption of thermal equilibrium, we have, from Eqs. (1) and (2),

$$I_j = I'_j s_j \nu_j^3\exp(-hcF_j/kT)/\sum_l a_{jl}s_l\,\nu_l^3\exp(-hcF_l/kT). \qquad (3)$$

Now, we assume that we have obtained, by a certain method, a few pseudo-line intensities and a first approximate temperature T_1 of the true temperature T. (In this case, it is possible that the first approximate temperature adopted is an arbitrary temperature between 150 K and 300 K.) To determine the rotational temperature, we use Kvifte's or Shagaev's method, as a calculation method. Substituting T_1 into Eq. (3) instead of T, we obtain a first approximate intensity I_{j1} of the true intensity, which corresponds to a pseudo-line intensity of interest. Then, we can calculate a second approximate temperature T_2 from the comparison of the first approximate intensities of the rotational lines. Substituting T_2 into Eq.(3), we obtain a second approximate intensity I_{j2}. In this manner, the approximation is repeated until the sequence of the approximated temperatures converges sufficiently.

The pseudo-line intensities of the $P_1(4)$, $P_1(3)$ and $P_1(2)$ lines were obtained from the height of peaks of those rotational lines. The linear combinations were obtained for the field of view of 0.47°, considering the conditions of the photometer assembly used;

$$I'(P_1(2)) = 0.1569I(P_1(2)) + 0.0337I(P_2(2) + 0.0445I(P_2(3)),$$

$$I'(P_1(3)) = 0.1887I(P_1(3)) + 0.0395I(P_2(3)),$$

$$I'(P_1(4)) = 0.2699I(P_1(4)) + 0.0177I(P_2(4)),$$

where the true intensities are given in rayleigh and the pseudo-line intensities in mili-meter.

The sequence of the calculating temperature was judged to be converged when the difference between two successively approximated temperatures, which are obtained by a comparison of the intensity of the $P_1(4)$, $P_1(3)$ and $P_1(4)$ lines, happened to be less than 0.1 K. It is found that the seventh-approximation has indicated the sufficient convergence for our data of about 10, 000.

II-71 ＯＨ回転温度測定のためのスペクトル線観測に関する或る注意

三沢清敏　　竹内郁夫
(防大物理)　(詫間高専 数学)

When the intensity of an OH band increases or decreases very rapidly the true rotational temperatures from the OH band are difficult to be obtained obtained, if a spectrometer or a photometer of "sweeping or scanning" type is used. Because, during the sweeping of the resolved emission lines of the OH band, the intensities of the OH band changes fairly unless the sweeping time of the spectrometer is sufficiently short.

When the intensity of the OH band increases rapidly, the calculated rotational temperatures exhibit apparent fluctuations. Figure 1 shows a most rapid or exceptionally large increase of the OH(6-2) band intensity. A computer simulation was performed to examine the dependence of the apparent temperature fluctuation on the length of scanning time for the rapid intensity change of OH(6-2) band seen in Figure 1. Figure 2 indicates the result of the computer simulation. Considering the results in Figure 2 and the rapid variations of rotational temperatures reported by Shagaev (1974) or Armstrong (1975), it will be proper that the field of view and the scanning time should be selected to 0.47° - 0.7° in diameter and 0.5 - 5 min respectively.

References: Armstrong E. B., J. A. T. P. 37, p.1585, 1975.
Shagaev M.V., J. A. T. P. 36, 367, 1974.

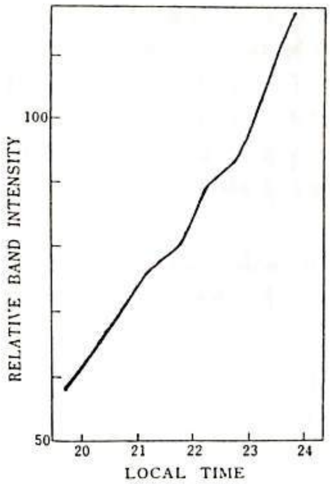


Fig. 1

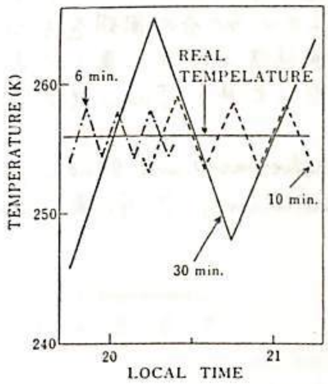


Fig. 2

II-72　内部重力波によってmodulateされたらしいOH回転温度及び強度，及び557.7nm線の強度の変化

三沢清敏　　竹内郁夫
(防大物理)　(詫間高専・数)

1974年から1980年まで部分月食も含めると、月食は10回起った。その時の天気の具合及び月の空における位置などから、夜光の観測ができたのは2回だけであった。才1回目は1974年11月29日の月食，才2回目は1978年3月24日の月食である。1974年11月の月食時には557.7nm線と630.0nm線の観測を行った。その強度は17.4 sec毎に観測された。5分毎の強度をとってその変化を調べた。MEMで解析した結果，557.7nm線は～25分の周期の波動を示し、又630.0nm線は～50分の周期の波動を示した。1978年3月の月食時には557.7nm線，630.0線，OH(6−2) bandの温度と強度の測定を行った。その結果，557.7nm線は～28分の周期の波動を示したが，630.0nm線はこの日は発光強度が弱くてはっきりわからなかった。OH(6−2) bandの温度(前に説明した逐次近似法で求められた)は5分毎に測定されたがMEMによると，～27分の周期の波動を示した。又，OH(6−2) bandの強度は～25分の周期の波動を示した。
月食時の夜光の観測はこれが初めてと思われる。各発光線の強度の変化がある周期をもつ波動を示す理由は，今の所，不明であるが，ただ云えることは，月食時は，明らかに，highest lunar tideの時間であるということである。

他に発光線の強度変化がはっきりした波動現象を示す日があるかどうか，1972年9月から今日まで，557.7nm線と630.0nm線について調べてみた。強度は5分毎にplotした。その結果，1979年3月28/29日の新月の夜に，0時から3時迄の間に典型的な波動を示すdataが見つかった。更に，1978年7月27/28日の夜にも波動を示すdataが見つかった。1978年のものは1979年の新月の夜のそれ程には典型的ではない。その波動があらわれたのは0時から3時迄の時間である。一方，630.0nm線については，周期が長く，又557.7nm線のようにはっきりした波動の例は，今の所，見つからない。

次に1979年3月28/29日の557.7nm線の強度変化を17.4 sec毎にplotしてみた。その結果，20～40分位の周期の波動に1～4分の周期の波動が沢山重っていることが見いだされた。グラフだけでなく項数をよく考慮したMEMの解析でもこれは確かめられた。1979年3月のdataは3種類の波動を含んでいたようである。才1の波は数時間の周期をもつ波であり，才2の波は20～40分の周期をもつ波であり，才3の波は1～4分の周期をもつものである。才3の波は才2の波に重っており，才3の波と才2の波が才1の波に重っているようである。このことは，Iuan et al.の理論を支持しているようである。

Reference : Iuan, Hedinger, Silverman and Okuda, On Gravity Waves Induced Brunt-Väisälä Oscillation, J. G. R. Vol. 84, P. 393, 1979.

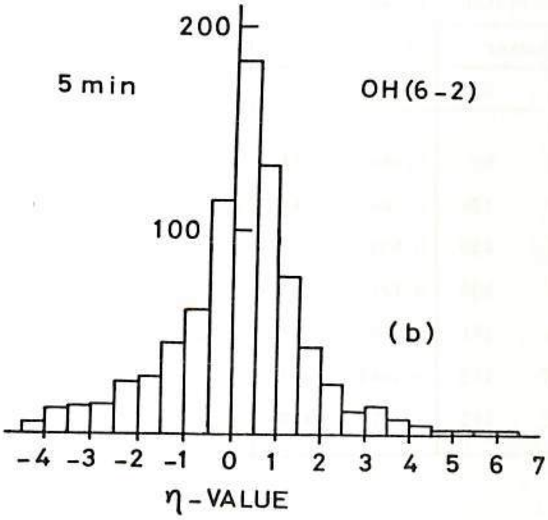
II-73　ＯＨ（６－２）bandの発光機構

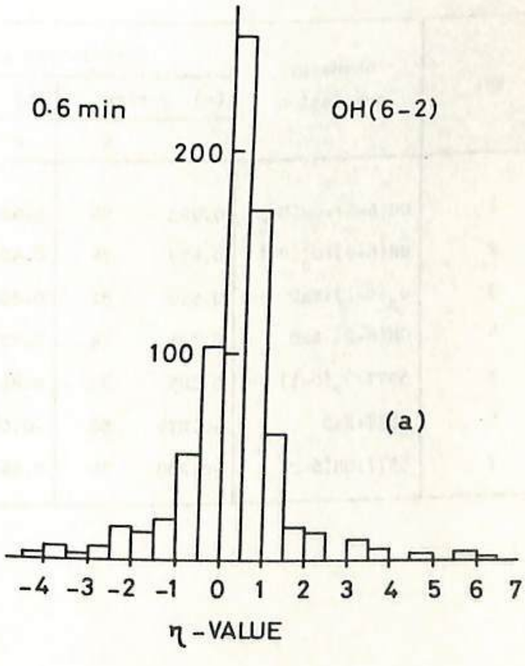
竹内郁夫　　三沢浩毅
（詫間高専・教）（阪大物理）

ＯＨ bandの発光機構にはNicolet and Batesによって提唱されたOzone mechanismとKrassovskyによって提唱されたO_2^* mechanismとがある。Krassovsky（1972）は，断熱過程で反応が起こると仮定して，$X+O_2+M \longrightarrow XO_2^*+M$という反応から，理論的にη-valueというものを導びいた。η-valueは$\eta=(\gamma-1)^{-1}-n$ (Krassovsky, 1972)で定義される。γは比熱比であり，nは上述の3体結合反応の速度$\propto T^{-n}$の係数nである。KrassovskyはOzone mechanismではη-valueの理論値は1であり，O_2^* mechanismではη-valueのそれは3-7であると主張している。

η-valueの実験値を求めるには，強度と回転温度を実験的に求めなければならない。η-valueは$\eta=(\Delta I/I)/(\Delta T/T)$とも定義される。Iは強度であり，Tは温度である。その強度と回転温度は上述の逐次近似法で求めた。回転温度の変化が小さいときはη-valueは大きな絶対値をとる。それは我々の場合～4%であった。それらは除外した。-4.5と6.5の間のη-valueを0.5の間隔で調べた。使用ＯＨ(6-2) bandのスペクトルの数は～６５００である。

η-valueの実験値は0.5分，0.6分，1分，1.7分，2分，3分，5分及び３０分のフィルターのscanning timeについて求められた。その中で，ＯＨ（６-２）bandについて，0.6分と5分についてのη-valueの分布を下図に示した。この図は，η-valueは1.0前後に集中しており，3-7のへんの分布は非常に小さくnegligibleであることを示している。scanningが0.6分及び5分以外のものについても又ＯＨ(8-3) bandについても調べてみたが下図と殆ど同じ結果が得られた。このことから，ＯＨ bandsの発光機構はOzone mechanismであると結論した。





Reference: Krassovsky V.I. Ann. Geophys. Vol. 28, P. 739, 1972.

II-74　夜光発光線（OH，O_2，NaD，557.7 nm）間の強度相関の季節変化

三沢清毅　竹内郁夫
（防大物理）（詫間高専・数）

夜光発光線，すなわち，OH band，O_2(0-1) band，NaD線及び557.7 nm線間の強度相関に季節変化があるかどうか調べた。1978年3月から1979年2月までのdataを使用した。26夜はきれいに晴れた日であり，11夜は部分的くもった日であった。スモッグとかうすいもやなどに影響されたdataは除外してある。相関を調べた発光線の組み合わせは下表のIntensity Correlationの欄に示してある。これらの組み合わせは3ケのグループに分けた方が理解しやすいようである。第1のグループはOH(6-2)対OH(8-3)とOH(6-2)対O_2(0-1)であり，相関の強さに季節変化は殆どみられない。第2のグループはO_2(0-1)対NaD，OH(6-2)対NaD及び557.7 nm対O_2(0-1)である。この第2グループは一般に相関がよく，はっきりした季節依存性を示す。O_2(0-1)対NaDとOH(6-2)対NaDは春と秋に相関が強く，夏と冬には相関は弱く，又557.7 nm対O_2(0-1)は春と秋に相関が弱く，夏と冬には相関が強いことを示しているようである。第3のグループは557.7 nm対NaDと557.7 nm対OH(6-2)である。相関は少々複雑であるが，次のように云えそうである。春，夏及び秋における相関は弱相関か無相関であるが，冬における相関は正であってしかもかなり強いと。季節によって強度相関が異なる理由は，別の機会に解明されるのが適当のようである。

Table 1　List of the correlations, the correlation coefficients (r), the data numbers (N) and the time lags for the observation

No.	Intensity Correlation	Correlation coefficient (r) and data number (N)								Time lag
		(a) Spring		(b) Summer		(c) Autumn		(d) Winter		
		r	N	r	N	r	N	r	N	
1	OH(6-2):OH(8-3)	0.923	54	0.922	85	0.969	166	0.924	193	6 min
2	OH(6-2):O_2(0-1)	0.459	74	0.464	139	0.380	166	0.491	193	11.5 min
3	O_2(0-1):NaD	0.510	81	0.287	139	0.632	156	0.591	198	5 min
4	OH(6-2):NaD	0.721	74	0.350	130	0.721	158	0.644	193	6 min
5	5577:O_2(0-1)	0.385	83	0.811	141	0.400	166	0.909	199	20 s
6	5577:NaD	-0.274	80	-0.047	143	-0.049	158	0.609	193	20 s
7	5577:OH(6-2)	-0.288	74	0.161	143	-0.274	170	0.394	200	20 s

第 3 会場

III-1　誘導型磁力計による低緯度地磁気脈動の観測

坂紘介，糸長雅弘，下泉政志，北村泰一（九大理）

１９７９年１１月１２日より熊本県阿蘇に誘導型磁力計を設置し、常時観測を開始した。これにより、従来のＳＱＵＩＤ磁力計観測におけるデータ不足が解消され、より安定性の高い解析結果が得られるものと期待される。

阿蘇のデータの特徴はＺ成分が検出されないことである。従って、地表でのtotal fieldは地球内部の非一様性の影響を受けずinducing fieldを代表しているものと考えることができる。解析は周期４５～１５０秒のものを対象とし、水平面内成分の偏波特性を調べた。その結果を以下に示す。

① 夜半後ＦŌＥが出現するまで、楕円率ϵは＋0.2～－0.2の間にあり（ほぼ直線偏波）、偏波主軸の方位角θは＋20°～－20°の間にある（ほぼ南北）。

② ＦŌＥの出現後、ϵの符号は－であり（時計回り）、その大きさはほとんど0.5以内にある。一方θの符号も－であり（N－W）、その大きさは＋20°～＋70°にわたる。

③ ところが午後になると、θの符号は＋になり夜半前まで続く。

ここで、$\epsilon=0$は直線偏波、$|\epsilon|=1$は円偏波であり、$\epsilon>0$は反時計回り、$\epsilon<0$は時計回りである。また、$\theta=0°$は北向き、$\theta=+90°$は東向き、$\theta=-90°$は西向きである。

このように、午前の半球と午後の半球とでθの符号が変わることは、低緯度脈動の水平伝播の方向が午前と午後とでは逆になることを示している。また、ＦŌＥの出現後、方位角θは西側に大きく傾くが、これが純粋に電離層の効果によるものなのか、それとも、source fieldの違いによるものなのかを決定するためには、現実的なモデルを使って理論的考察を行なうとともに、共役点での観測等も行なう必要があると思われる。

III-2　1 Hz帯ULFのMorphological Study

(1) 中低緯度におけるその特性

河村 譜・桑島正幸・外谷 健
地磁気観測所

1 Hzを中心とする周波数帯のULF（Pc 1）の研究は、現在まで多数の研究者によって行われているが、汎世界的に現象を把える試みは未だ充分ではないと考える。この論文では、中低緯度で観測されるPc 1型脈動の出現頻度・周期の日変化などの特性と共役性を、主として統計的に解析し、その発生・伝播の機構を考察する。

先ず第一に、国内の4観測所（女満別・柿岡・鹿屋・父島）で観測されたPc 1の特性の解析から

1) 出現頻度は顕著な日変化・季節変化を示す。それらの変化はF2層電子密度の変化に良く対応する。このことはPc 1の伝播路（電離層ダクト）における減衰によると考えられる。周期もまた興味のある日変化特性を示すようにみえる。

2) 磁気経度200°にある鹿屋と210°子午線に沿う他の3観測所のダイナミックスペクトルの対比は、このPc 1が磁気子午線に沿って高緯度から低緯度へ伝播し、その発生域と中低緯度における同時出現域の経度的拡がりは、ともに狭いことを示す（図1）。

次に、女満別とオーストラリア観測所網で観測されたこのPc 1の特性の対比から

3) そのスペクトルの類似は、両者で全く同じ現象が観測されていることを、また相互のスペクトル強度の差は、南北伝播と伝播路におけるその減衰を示す。

4) 女満別（L=1.5），Newcastle（L=1.8）とHobart（L=2.6）における周期・出現頻度の日変化特性の相違は、女満別，Newcastleでは主としてHM Periodic Emissionが観測されるのに対し、より高緯度のHobartでは極光帯に特徴的なより周波数の低いUnstructured Pc 1も観測されることに、少くとも一部は起因するようにみえる。

5) 中低緯度のPc 1はDstのrecovery phaseに最も頻繁に観測される（図2）。

これらの事実から

A. 低緯度で観測されるPc 1（HM Periodic Emission）はPlasmapause附近でPlasmasphereのcold plasmaと恐らくはring currentのprotonの相互作用によって起されるion-cyclotron waveで、磁力線に沿って電離層高度に達する。

B. このPc 1はPlasmapause緯度（L～4）からF2層ダクトを低緯度へ伝播する。出現頻度の日変化・季節変化や強度の緯度・経度プロファイルはすべて伝播路における減衰によって説明される。

C. 中緯度のHobart附近より高緯度では、HM Periodic Emissionの他に、極光帯で特徴的なUnstructured Pc 1が頻繁に観測される。NewcastleとHobartの間のPc 1絶対数の大きな相違や日変化特性の差の一部は、これによって説明できるように思われる。

図 1

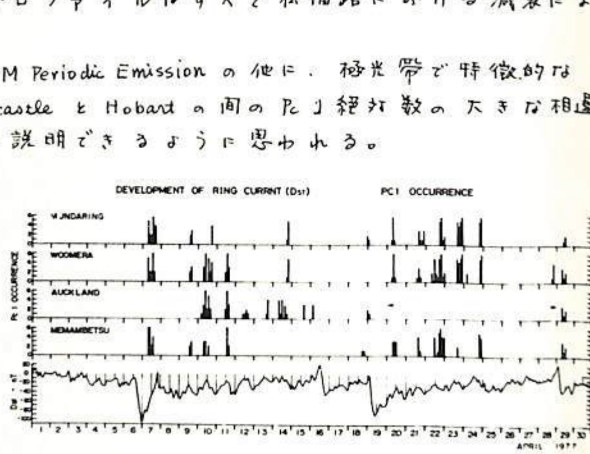


図 2

Ⅲ-3

1 Hz 帯 ULF の Morphological Study
(2) 高緯度におけるその特性

外谷健　小池捷春　桑島正幸　河村讃　（地磁気観測所）
福西浩　鮎川勝　平沢威男　（極地研究所）

Pc 1 の統計的な特性（出現頻度の地方時依存性，中心周波数）が高緯度と中低緯度で顕著な相異を示すことは以前から指摘されてきた（Saito, 1969）。筆者らが，preliminary な analysis として 1977年の一年間について 南極の昭和基地（SYO）と日本の女満別（MMB）について行った解析結果を見ても同様のことが確かめられている。「図1」は SYO と MMB における Pc1 出現頻度の地方時依存性を示すもので，高緯度では昼に多く発生するのに対して，中低緯度では夜側に多く最大は日の出前にある。

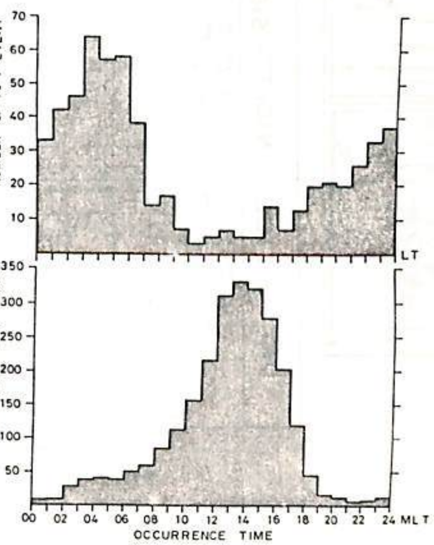
「図1」で注意したいのは，SYO における Pc1 出現頻度の絶対数は MMB のそれと比較して圧倒的に多いということである。Kokubun (1970) は SYO における Pc1 には いくつかの sub-type が存在することを指摘しているが，筆者らは次の段階として 1977－1978 の 2年間にわたって SYO において観測される Pc1 を 12の sub-type に分類することを試た。その結果，SYO の Pc1 は 3つの group に大別される。

(1) Hydromagnetic chorus ： event 数としては圧倒的に多く全体の 50% 以上を占める。昼に多く，中心周波数は 0.3～0.4 Hz と低い。

(2) Periodic emission ： event 数としては全体の 20%，絶対数としては MMB における Pc1 event 数に対応する。出現頻度は朝側に最大をもち，中心周波数は 0.7～0.8 Hz と高い。

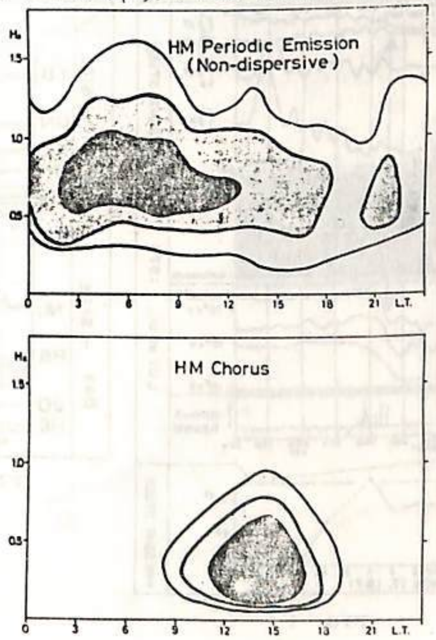
(3) Others

「図2」に Periodic emission と Hydromagnetic chorus の チャート diagram から得られた統計結果を schematic に示した。Periodic emission は 中低緯度の Pc1 のそれと同じ特性を示し，plasmapause から電離層ダクト伝播して高緯度に到ったことを強く示唆する。



← 図1

→ 図2



III-4　Mini-substormに伴う極長周期Pi2のworld-wideな波動特性

斎藤尚生・湯元清文・青山　巌・遠山文雄・高橋隆男
（東北大・理）　　　　　（東海大・工）

磁気圏内の様々な物理量の時間変動は、ほとんど総てsubstorm time の関数として記述されると言ってよい程substormは地球磁気圏にとって重要な基本的擾乱現象であるが、それだけにこのsubstorm現象の複雑な因果関係を解き明かしていくには方法を選ばねばならない。　複雑な現象を研究するには、極限まで単純化されたeventを探し出して、まずその機構を考え、そのmodelに次第に複雑要素を加味していく方法があるが、この立場から追跡したsubstormの極小限界状態がmini-substorm である。　Mini-substorm の典型的な一例を第1図に示す。　この現象はsubstormとしてのsignature は全て揃っているが、湾型磁場変化成分だけがほとんど零なので一見substormとは似ても似つかない様相をしている。　しかも極小周期 Pi2を伴うというのがmini-substorm の特徴であり、jambo-substormにともなう短周期Pi2と異ってordinary magnetogram 上ではっきり識別出来るところから、この現象は今まで解らなかったPi2のworld-wideな波動特性を調べる上に大変有力な鍵を与えることになる。

この長所を利用して、日本の"じきけん"衛星が飛んでいる間に発生した教科書的なmini-substorm に伴って観測された極長周期Pi2のworld-wideな波動特性および伝播特性を明らかにすることが本講演の目的である。　第2図はこの現象に関する地上観測点での記録であり、第3図はそのpower spectrumを示す。　今迄解析されてきた多くのPi2の中で、この様にnoonに近いmeridianで高緯度（Syowa）から低緯度（Hermanus）にわたって明瞭な波形が得られたのはこれが最初である。　講演においては、world-wide な種々の波動特性を明らかにして理論的な説明を試みる。

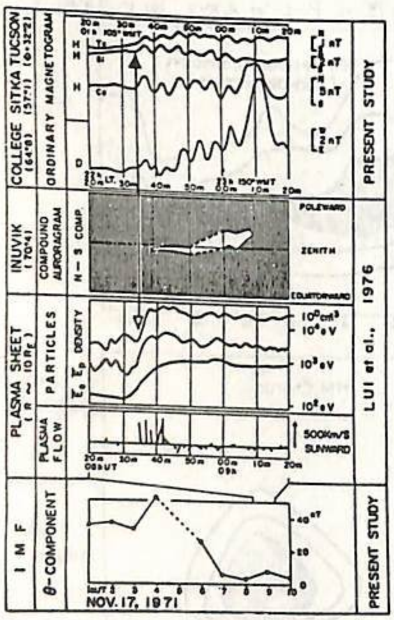


FIG. 1

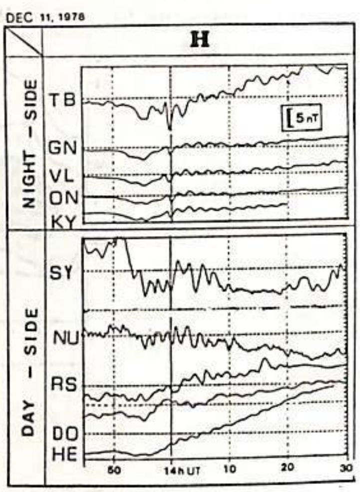


FIG. 2

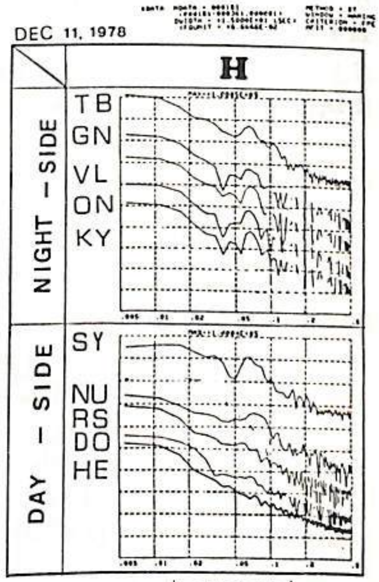


FIG. 3

III-5　静止衛星高度におけるPc4型脈動の特性

利根川豊　桜井亨
（東海大・工）

近年の飛翔体観測により磁気圏内の諸物理量と共に磁気脈動の特性が明らかになりつつある．これらの観測データを解析し検討することは地磁気脈動の物理的生成機構を知る上で重要である．今回は静止軌道衛星ATS－6で観測された極めて特徴的なPc4型脈動について報告する．

解析した期間は1975年8月の1ヶ月間で，この間ATS－6は地理経度35°E（磁気緯度－2.8°，磁気経度103.7°）に位置し，磁気活動の比較的静穏時（Kp＜4）に極めてmonochromaticなPc4型脈動が数多く観測された．その一例を図1に示す．これら脈動の主な特徴は以下のようである．

1）磁場変動はmain magnetic fieldに対しほぼ垂直面内にありradial方向の変動が一番大きい．
2）主に07～20 MLTに観測され，周期は40～160秒で顕著な日変化を示すがKpに対する依存性はあまり無い（図2）．

特に磁気圏内におけるPc4型脈動周期のこのような顕著な日変化は興味深い現象である．

講演ではその後の解析結果と合せ，このような脈動がどのようなresonance modeに対応するか検討し報告する．

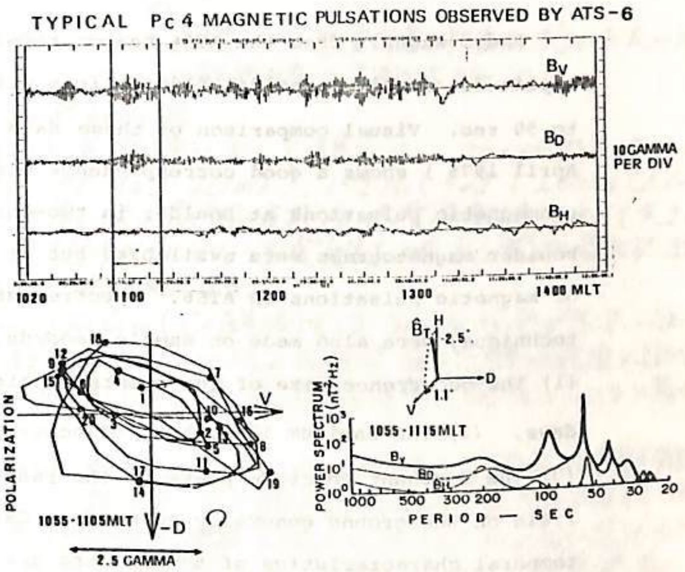


図 1

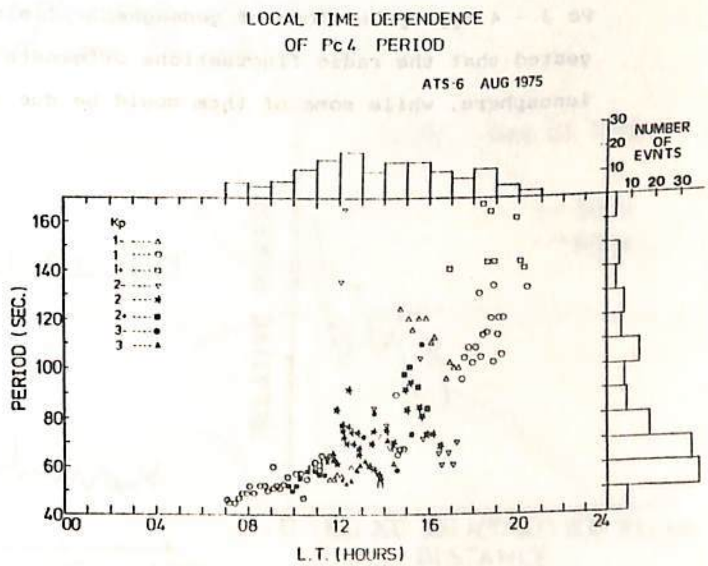


図 2

III-6 Pulsations in Total Columnar Electron Content

奥沢隆志(電通大)
K. Davies (NOAA / ERL / SEL)

Radio signals from the ATS6 beacon received at Boulder reveal small-amplitude, quasi-sinusoidal fluctuations with periods in the range of 10 to 50 sec. Visual comparison of these data (116 events for Oct. 1974 - April 1975) shows a good correspondence with the data of simultaneous geomagnetic pulsations at Boulder in two-thirds of the cases for which Boulder magnetograms were available, but it does not necessarily with those of magnetic pulsations on ATS6. Spectral analyses, by the maximum entropy technique, were also made on sample records. The principal results are: (1) The occurrence rate of the events is higher on magnetically disturbed days. (2) The maximum likelihood of occurrence is around 21 UT (14 LT). (3) The dominant spectrum peaks of the radio fluctuations and geomagnetic field on the ground generally coincide. Cases are found also in which temporal characteristics of the spectra are essentially similar. These results indicate a close association of the radio fluctuations with the Pc 3 - 4 type pulsations of geomagnetic field on the ground. It is suggested that the radio fluctuations originate mainly in the F - region ionosphere, while some of them could be due to plasmapause effects.

III-7

ELF帯における電力線誘導・放射磁界

冨沢一郎・芳野赳夫・水野良之
（電気通信大）

電力線からの基本周波数（50Hz/60Hz）およびそれらの高調波の誘導・放射磁界の水平方向成分について、リレー気球 B_1-29, B_1-30 を用いて観測した結果について報告する。

観測方法は両気球ともほぼ同じであるが①、B_1-30では絶対値を求めるためにテレメータをも含めた較正を行ない、スペクトル解析時に補正を行った。

この2つの観測から以下のことがわかった。

(1). 図1に B_1-30 により放球点近傍において得た 0〜500Hz のスペクトルを示す。このスペクトルから 50Hz（20mγ）, 150Hz（1mγ）, 250Hz（0.6mγ）, 350Hz（0.3mγ）という奇数次の高調波成分が背景雑音に比べて大きいことがわかる。奇数次が卓越することから、送電線を流れる電流波形が正負対称に近い形をしていることが推定できる。

一方、Barr② による New Zealand での観測では 300Hz 成分が大きいことが報告されているが、今回の結果からは 300Hz の成分は他の高調波成分に比べて小さいことがわかった。この相異は主に直流送電の有無に関係していると考えられる。

(2). 図2に B_1-29 により観測した 50Hz および 60Hz の磁界の放球点からの距離に対する強度変化を示す。B_1-30とB_1-29の観測時の条件が同じと仮定して図1から読取った放球点近傍の50Hzの強度を図2に代入して考えると、ほぼ放射磁界成分と考えられる約700kmの距離において 50Hz, 60Hz の強度が数mγ であると推定できる。

参考文献 ① 冨沢 他, 地球電磁気学会予稿集 昭和54年春 P.46
② Barr (1979) Planet. Space. Sci. 27, pp.537-540

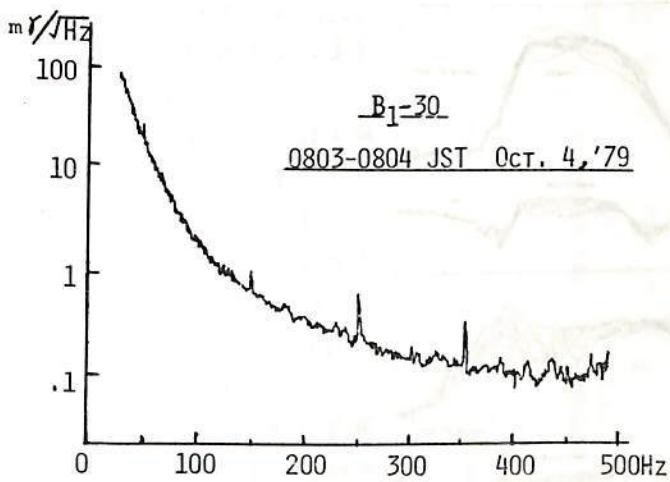


図1. B_1-30により得られた放球点近傍の水平磁界成分スペクトル

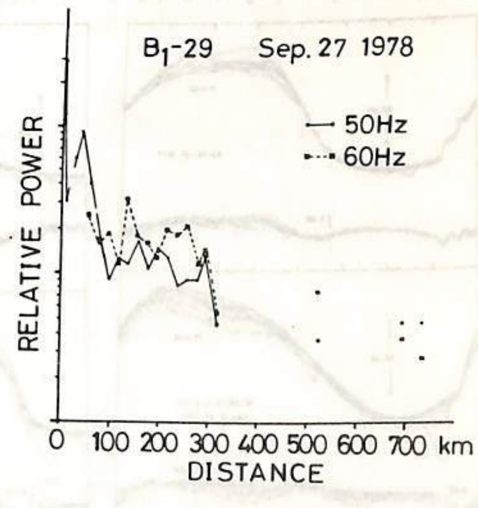
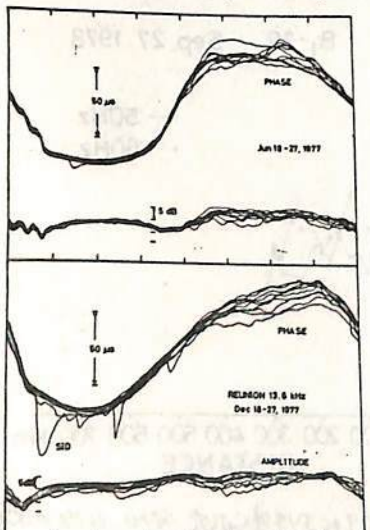


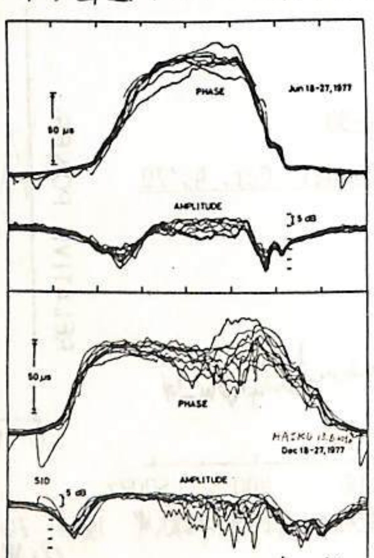
図2. B_1-29により得られた 50Hz, 60Hz の水平磁界成分の距離的変化

Ⅲ-8　オメガVLF電波の低緯度東西方向伝搬特性

菊池崇、大谷晃、寺島良子
（電波研究所犬吠電波観測所）

犬吠電波観測所（140°52′E, 35°42′N）ではオメガ航法用VLF電波（13.6kHz）をセシウム原子周波数標準器を用いて連続的に受信している。Madagascar東方~~海上~~のReunion島（55°17′E, 20°58′S）から発射されているREUNIONとHawaii（21°24′N, 157°50′W）から発射されているHAIKUの伝搬特性を比較し、低緯度における東西方向伝搬に顕著なnonreciprocityが存在することを示す。第1図は西から東へ11,000km伝搬するREUNIONの位相と電界強度の日変化を10日分重ねて描いたものである。第2図は同様のものを東から西へ6,100km伝搬するHAIKUについて示したものである。いずれも上段が夏季、下段が冬季の日変化である。VLF電波の導波管モード伝搬理論によって、位相日変化はほぼ伝搬距離に比例することが知られている。REUNIONの場合、位相日変化量は理論的に予測される値とほぼ一致する7.5μs/Mm（Jun）～8.0μs/Mm（Dec）であるが、HAIKUの場合には12.9μs/Mm（Jun）～10.4μs/Mm（Dec）と全体に異常に大きな値を持つと同時に季節変化も著しい。第2図が示すようにHAIKUの冬季夜間の位相は激しい変動をし、しばしば位相のサイクルスリッピングが発生する。これは冬季夜間に第2モードが卓越することを意味する。したがってHAIKUの夏季の比較的安定した位相変化を第1モードのみの伝搬によると考えれば、方向による第1モードの位相速度の違いは7.2%にもなる。一般に東から西への伝搬は逆方向の伝搬に比べて減衰が大きく、第2モードの減衰が第1モードの減衰より更に大きいために第2モードの寄与は問題にならないと考えられる。しかし、HAIKUの日変化はこれに反して第2モードが第1モードと同程度になることを示すのみならず、しばしば第2モードが卓越することを示している。これらのことからHawaii、Inubo間の下部電離層には冬季に大きな非一様性があり、このために常にモード変換が起こり位相日変化量の大きな季節変化を生じ、またしばしばサイクルスリッピングを発生させると考えられる。HAIKUのサイクルスリッピングが太陽活動の上昇と共に急激に少なくなる事実は、下部電離層の非一様性が太陽活動の増加と共に減少することを示唆する。





第1図（左）、第2図（右）

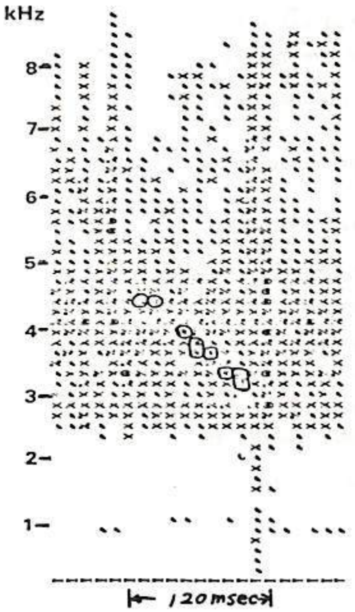
Ⅲ-9　低緯度ホイスラー到来方位の観測－Ⅱ

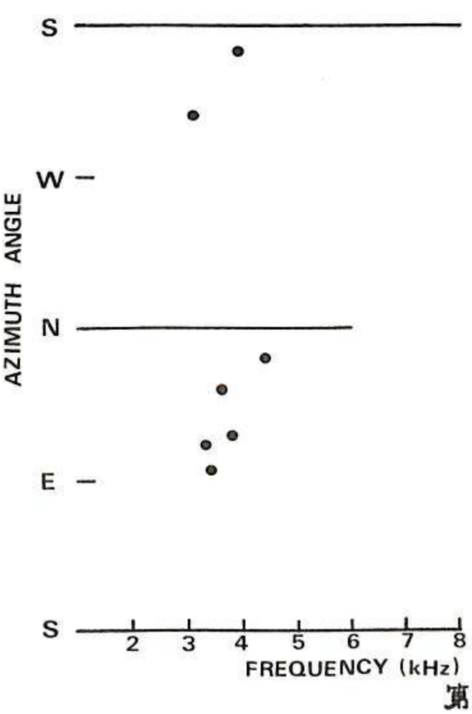
中村義勝　恩藤忠典　村上利光　渡辺成昭
電波研究所

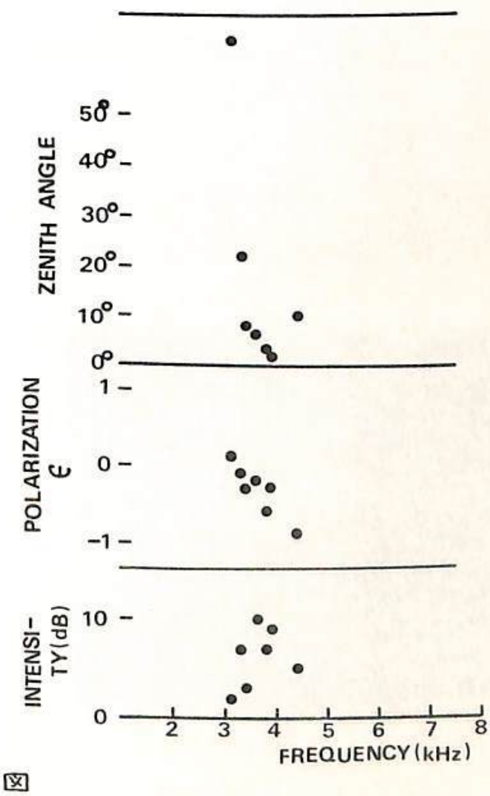
筆者らは低緯度でのホイスラーの伝搬機構を解明するため沖縄で方探観測を行っているが、到来方位の解析結果の一部については第66回講演会において発表した。その結果ホイスラーの信号成分の大部分は、天頂より5°以内の方位から到来した。この点から判断して低緯度ホイスラーはほぼダクト伝搬と考えられるが、到来方位天頂角が周波数によって変化するノンダクト伝搬と思われるホイスラーも一例観測されたので、更に到来方位と偏波の関係を調べてみた。

第1図はノンダクト伝搬と思われるホイスラーの到来方位と偏波率を示す。

偏波率εは到来信号の右廻り円偏波成分の振巾をA_R、左廻り円偏波成分の振巾をA_Lとしたとき　$\epsilon=-(A_R^2-A_L^2)/(A_R^2+A_L^2)$ なる量であり、マイナス符号が異常波であることを示す。$\epsilon=-1$ の時到来信号は左廻り円偏波であり、$\epsilon=0$ の時は直線偏波である。







第 1 図

III-10 Propagation of VLF waves through the equatorial anomaly.

Yoshihito TANAKA and Laurent CAIRÓ
Centre de Recherches en Physique de l'Environnement, C.N.R.S., France

The propagation characteristics of artificial VLF waves(NBA, 24.0 kHz) through the equatorial ionosphere have been studied by means of data obtained on board the FR-1 satellite at 750 km altitude over Latin America. Large latitudinal variations of the vertical component of the wave normal generally appear in the evening at geomagnetic latitudes of 10° to 15°, and they also appear on most of the passes examined at night at latitudes of 5° to 10°.

No evidence in favour of ducted modes has been found in the experimental data examined, neither in the evening nor during the night.

Ray and wave normal directions of the VLF waves are computed in the field-aligned equatorial anomaly models. The latitudinal variations in the evening are due to large negative latitudinal gradients of electron density associated with the equatorial anomaly, and the latitudinal variations at night are due relatively small density gradients. The computations also predict that there exist two ranges of latitudes in the opposite hemisphere where the downcoming waves penetrate the lower ionosphere, due to negative latitudinal density gradients, and so reach the ground. This may be the propagation mechanism of " daytime whistlers " observed at low-latitudes ground stations.

Ⅲ-11　低緯度の午後でのホイッスラ発生数増大における経度効果

田中義人（CRPE/CNRS, France），早川正士（名大空電研）

佐久島（geomag. lat. 24°），鹿児島（20°）での冬期の午後（14～17時 LT）でのホイッスラの発生数の増大の原因は，以下の要因の複合的結果として考えられる。

(1) 通常のリタンストロークよりもエネルギーが10倍程度大きいリタンストロークからの電磁放射
(2) 両観測点の磁気共役点，北オーストラリアでの雷活動の増大
(3) 電離層への口入の小さい入射
(4) 赤道異常と関連した磁気圏内伝搬路に沿っての伝搬

一方，同磁気緯度のインドの観測点，Gulmarg（24.4°），Naini Tal（19.3°）では "daytime whistlers" は観測されていない。これは磁気共役点（インド洋上）まで，北オーストラリア又は南アフリカの源（最発雷地区）より Earth-ionosphere waveguide 中を伝搬して来た空電が大きな入射角（～80°）で電離層に入射する際の下部電離層における大きな吸収が主たる原因と考えられる。

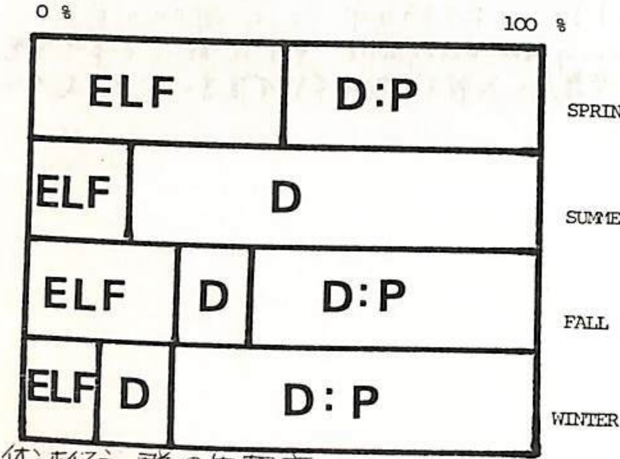
III-12　赤道越えイオンホイスラーと上部電離圏構造

渡辺成昭　，恩藤忠典
郵政省電波研究所

等高度（~1400 km）極軌道のＩＳＩＳ衛星による中低緯度ＶＬＦ観測は，常に赤道越えイオンホイスラーの群を示す。

下図は時間圧縮したイオンホイスラーの1例で時間目盛は32秒で，計326秒のダイナミックスペクトラを表示したものである。この様なホイスラーの群が常に見られるわけではない。重水素ホイスラーに関しては，1976年夏から1977年夏までの期間，鹿島で受信した結果によれば，常に群が見られる。しかし，プロトンホイスラーは夏に於いて，散発的なものを除いて，群としては見られない。

表は，ホイスラーのダイナミックスペクトラのtype別に分けたものである。（ELF）とは，プロトンホイスラーの表われる領域がELF Hissによってマスクされ，プロトンホイスラー群が確認出来ぬ場合である。（D:P）は図の様に重水素とプロトンホイスラーの群が同時に確認出来る場合である。（D）はプロトンホイスラー（赤道越え）の領域がELF-Hissによって，マスクされていないにもかかわらず，プロトンホイスラー群が確認出来ぬもので主に重水素ホイスラーが観測されるものである。

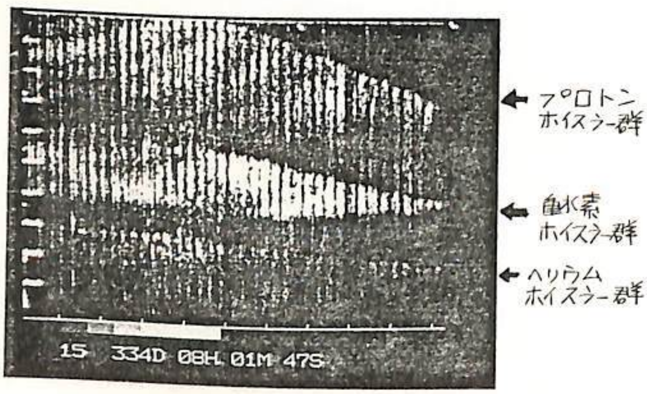


イオンホイスラー群の生起率

夏期の観測では80％が重水素ホイスラー（及びヘリウム　）である。
プロトンホイスラー群は冬と　早春晩秋に多い。

プロトンホイスラーの群には縞状の吸収帯があり，衛星が赤道より極方向に進むに従い，高周波に移る。これは，形としては，電子ホイスラーのStriationの吸収型に似る。

上部電離圏の構造特に，ダクト構造，Deuteronの密度によって作られるものと思われる



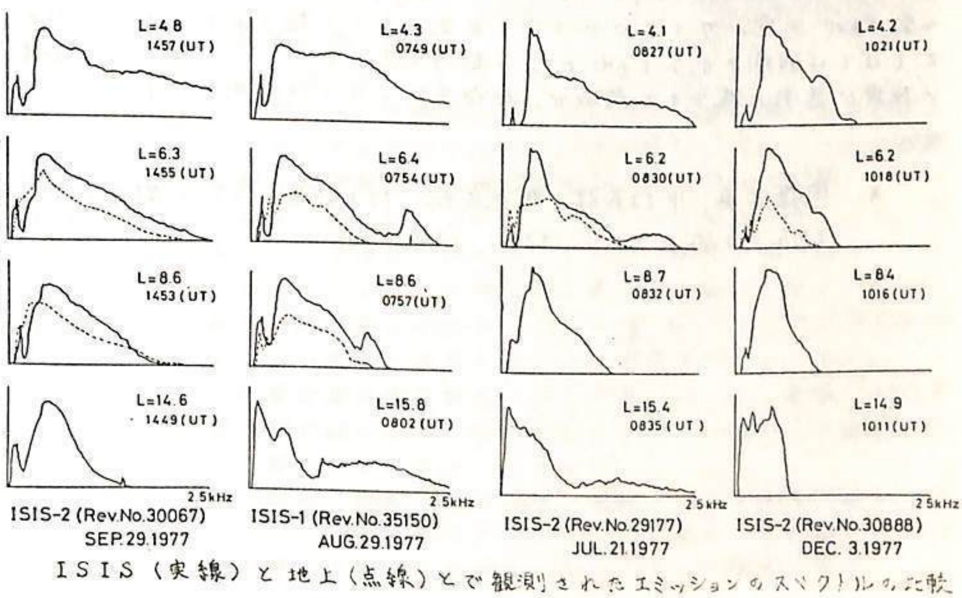
III-13　ISIS－I，IIによるELF－VLF放射の地上、衛星同時観測

山岸久雄、佐藤夏雄、福西浩、佐高英夫、芳野赳夫
（極地研）（日本電気）（電通大）

IMS期間中（1976～1978年）南極昭和基地においてテレメトリ受信されたこISIS－I，IIのVLFエミッション観測データのうち、衛星が昭和基地上空を通過し、衛星と地上（昭和基地）でELF，VLFエミッションの同時観測が行われた30軌道について周波数スペクトルの比較を行い、次の結果を得た。　(1)　地磁気地方時午前側においては衛星高度で受信されたELFヒス，コーラスは必ず地上において受信される。午後側において、地上のELFヒス、コーラスは14h～15h頃、急激に強度が低下し受信されなくなるが、この時衛星高度においては引き続きエミッションが受信される。(2)　衛星高度と地上のELFエミッションの周波数スペクトルを比較すると、衛星高度において昭和基地の真上から、昭和基地と同一磁力線上の点までの範囲が地上（昭和基地）と比較的良く似たスペクトルを示す。　(1)については現在のところISISが受信したエミッションの絶対強度が明らかでないため、地上で午後に生ずる受信強度の低下が、電波の発生源での強度の低下によるものか、電離層透過率の低下によるものか断定することができない。ISISの受信機の絶対感度を求めるべく、受信データの解読を検討中である。(2)については、過去ロケットと地上でELFヒスの同時観測を行い、電離層レベルにおいては、地上に比べ周波数スペクトルが高い方へのびるという結果が得られており(*)、また地上で受信される電波は真上から来るとは限らず100km近く離れた地点の上空から到来する場合がしばしば有るとの観測例もあり(**)地上と昭和基地上空1500～3500kmでエミッションのスペクトルが類似していることは、直ちにこれらが同一の電波であることには結びつかないように思われる。衛星高度から電離層レベルへの電波通路の計算、電離層の透過率の計算により、地上で観測されるエミッションは衛星高度におけるどの領域が主として寄与するものか検討したい。また同一のエミッションと判定するためには、エミッションに特定の構造があると識別しやすい。比較的構造のはっきりしたコーラスに注目し、細いタイムスケール（～0.1秒）の相関を調べ、地上と対応の良い衛星高度領域を探る手がかりとしたい。

(*) KIMURA, I., et al Mem. Natl. Inst. Polar Res. Spec. Issue 9, 51～68, 1978

(**) MAKITA, K. Dr. Thesis Tokyo Univ.



ISIS（実線）と地上（点線）とで観測されたエミッションのスペクトルの比較

III-14　極域のISIS－VLF データの解析－I

恩藤忠典，中村義勝，村上利光
電波研究所

1977年2月から1978年1月の間に南極昭和基地で受信したISIS衛星からのVLFデータのスペクトル解析及び多周波強度VS時間データの解析を行った。

先ずVLFソーサがLimiting Rayの周波数依存性によるとする伝搬モデルを用いて，VLFソーサの発生高度及び衛星高度における磁力線に対するLimiting Ray Angleをデータから求めた。その結果，VLFソーサの発生源は，衛星高度から40km～700km下方で発生されていると思われる。又，衛星高度における大半のLimiting Ray Angleは2.5°以下であった。Limiting Ray Angle ψと波の法線角θとは，$\psi=\frac{\pi}{2}-\theta$の関係があるから，$\psi\leqq 2.5°$は大きな$\theta$に対応し，波の受信点が波源に近いことを意味する。これはソーサの発生源までの距離が700km以下と相対的に近いことと符合する。又，30kHz～50Hzの電界データを，20kHz，16kHz，8kHz，5kHz，1.5kHz，300Hzの6周波数の狭帯域直流増巾器を通して，各周波数における強度対時間（又は緯度）のプロファイルを求めた。その結果，ソーサは従来の結果と違って，オーロラヒスの低緯度端と高緯度端附近に多く発生していることが明らかになった。　オーロラヒスには，強度変化が少い安定したオーロラヒスと，強度変化が大きい活動的なオーロラヒスとが共存し，前者の方が後者より高緯度側に出現している。特にPolar Cusp領域に対応する昼側に起るオーロラヒスには，細い強度変化が卓越するものが多く，夜側のオーロラヒスとは，そのスペクトル及び強度変化に関して，かなり異る特性を持っている（Polar Cusp Hiss）。Stable Auroral HissとActive Auroral Hissの発生分布を統計的に調べた結果，前者は昼夜共に地磁気不変緯度68°～77°に主に現れ，後者はオーロラ帯と同様に昼間は73°～83°間に，夜間は65°～76°にかけて卓越して出現することが明らかになった。

又，鹿島で受信したISIS－VLFデータから得られたものと同様に(*)，不変緯度55°～65°にかけて，5kHzの狭帯域ヒスがしばしば観測された。これはプラズマポーズ附近の数keV～数十keVの電子サイクロトロン不安定によって起されたものと思われ，地上の中低緯度でしばしば観測される5kHzヒスの起源と思われる。このほか，不変緯度80°以高で，300Hzの強度が急激に減少する領域が，昼夜共にしばしば観測された。

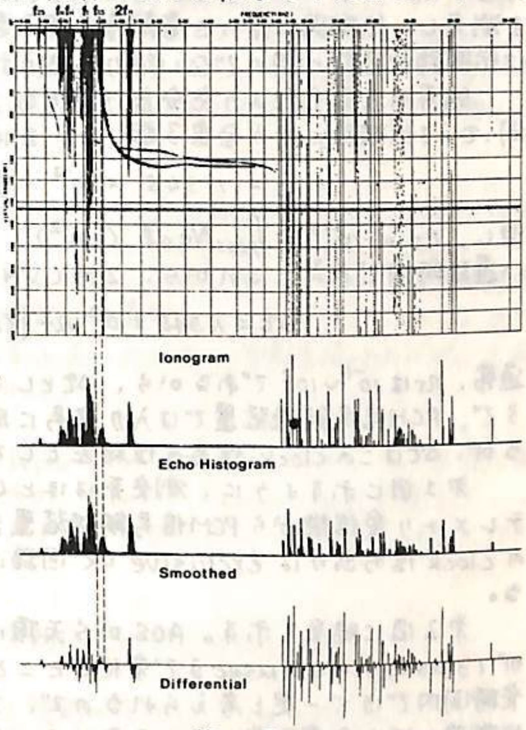
*　恩藤忠典，中村義勝，渡辺成昭，村上利光，ISIS衛星による磁気圏VLF観測，IMSシンポジウム，1978，12～22頁。

III-15　ISISイオノグラムの自動N(h)解析(I)
― 共鳴スパイクの同定 ―

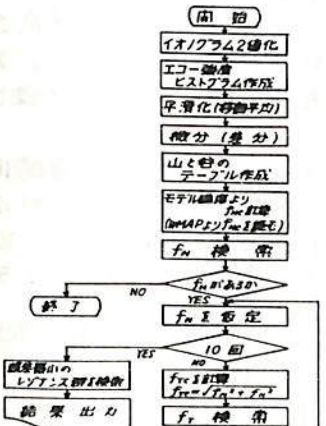
猪木誠二，相京和弘
(電波研究所)

目的　一連のISISシリーズの衛星によって，膨大な量のトップサイドイオノグラムが得られつつあるが，最終的にはフィルムの形で保存されている。しかし，種々のパラメータの読取り，特にN(h)解析には非常な労力を要している。そこで，現在人手に頼っている部分で計算機処理可能な部分を置き換える事により，大量のデータのN(h)解析がより高速に処理できる事が期待される。ここでは自動N(h)解析の第1段階として共鳴スパイクの同定アルゴリズムを開発したので報告する。

同定アルゴリズム　ISIS-IIのアナログビデオ信号をAD変換し，ディジタルイオノグラムを作成する（第1図）。次に第2図に示す手順で共鳴スパイクの同定を行う。まずイオノグラムに対して(1)2値化(2)ヒストグラム作成(3)平滑化(4)微分を行い（第1図）山と谷のテーブルを作成する。次に(5)WMAPより対応するジャイロ周波数f_{HC}（モデル磁場により計算したもの）を使し実際のf_Hを検索する。（Bensonによって frequency shift も指摘されているが，$f_N/f_H \approx 3$ で約2%なので問題にならない。）次に(6)プラズマ周波数f_Nを仮定する。f_Nについては，$f_N > f_H$の時f_Nは強く，$f_N < f_H$の時f_Nは弱い性質がある。そこでピークの尖鋭度が低いもの，$f_N > f_H$でかつf_Nが弱いものを除外して，f_Nの強さが強い順にf_Nを仮定した。次に(7)上部ハイブリッド周波数f_T，Xトレースの衛星位置の周波数f_{XS}は共鳴周波数間の関係式より計算し，その周波数に最も近いものを，f_Tについては山のテーブルより，f_{XS}については山と谷のテーブルより検索した。（f_{XS}についてはf_{XS}よりのエコーが周波数の高い方へ曲ってゆくので山と谷の中間がf_{XS}に相当するとした（第1図））。みつからなければ(6)のf_Nの仮定の段階へ戻って再検索を行った。Zトレースの衛星位置の周波数f_{ZS}はf_Tと同様に行った。最後に(8)計算値と観測値の差の2乗を誤差として，10個のf_Nの仮定のもとで最小のものを正しいとした。



第1図



第2図

結果　鹿島1パス40枚，昭和1パス31枚計71枚のイオノグラムにこの同定アルゴリズムを適用し，大量のデータを処理するのに十分実用に耐えうるとの結論を得た。

III-16　ISS-bテレメトリ電波の到達時間差測定による電離層全電子数の推定(1)　実験概要と予備結果

丸山隆、相京和弘、永山幹敏、山西光夫（電波研）

電離層観測衛星（ISS-b）は地球局からの可視範囲外の観測データを得るためにデータ・レコーダを搭載している。データ・レコーダに記録されたPCMデータは衛星が地球局上空を通過する際に高速（26,624 kbits/sec）で再生し地上へ伝送される。このテレメトリはVHF（136.8 MHz）及びUHF（400.9 MHz）の電波を用いて行われるが、2波の変調信号は全く同一のデータである。この事を利用してVHF及びUHFテレメトリ電波の到達時間差を測定し、伝搬路に沿った電離層全電子数を推定することが可能である。この周波数帯では伝搬路が極端に斜めでない限り2波に対する伝搬路は同一と考えてよい。

臨界周波数f_oF2より充分高い周波数，f(MHz)，の電波に対して、電離層通過後の遅延時間，τ，は伝搬路に沿う全電子数，n_T，を用いて次式で表わされる。

$$\tau = 1.345\times10^{-2}\cdot f^{-2} n_T + \tau_0 \quad (\mathrm{sec})$$

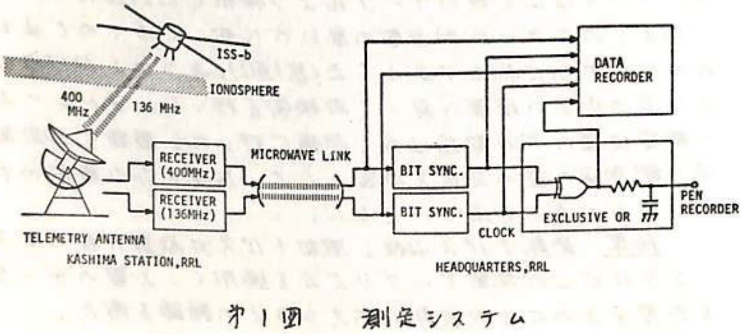
但し，$n_T = 10^{-13}\times\int_{pass} N_e\, dl$ (cm^{-2})　である。　また，τ_0は電離層の効果を含まない遅延時間である。これから，2波（VHF，UHF）の到達時間差，$\Delta\tau$，は次式より求まる。

$$\Delta\tau = 1.345\times10^{-2}\cdot n_T\{(136.8)^{-2}-(400.9)^{-2}\} = 6.347\times10^{-7} n_T$$

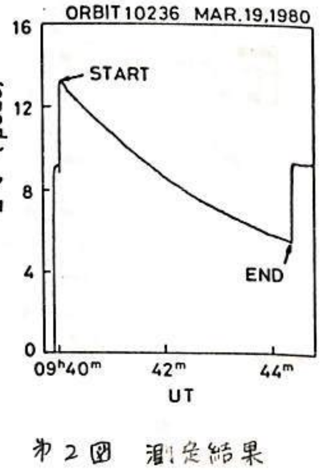
通常，n_Tは$10^{-1}\sim10^{2}$であるから、$\Delta\tau$として$10^{-1}\sim10^{2}$（μsec）程度の値が予想される。ところで、PCM信号解読装置では入力信号に同期したclock信号（37.56 μsec）が作り出されるが、$\Delta\tau$はこのclock信号の位相差として充分検出可能な値である。

第1図に示すように、測定系はほとんど既存のISS運用システムを併用して構成され、テレメトリ受信機からPCM信号解読装置までは2波についてそれぞれ独立している。2つのclock信号出力はexclusive OR回路により位相差を検出した後、チャートに記録される。

第2図に結果を示す。AOSから天頂に向う約4分間の再生テレメトリで、到達時間差が13 μsecから5.5 μsecまで変化したことが分る。システム・エラーによる時間のずれは測定時間内でほゞ一定と考えられるので、この変化は衛星の移動に伴う伝搬路の変化，即ち伝搬路に沿う全電子数の変化を示していると考えられる。従って，衛星を含めてシステムエラーを校正すれば，全電子数の絶対値が求められる。
測定結果についての詳細な議論は講演時にゆずる。



第1図　測定システム



第2図　測定結果

Ⅲ-17　　電離層のIRIS効果

上荒 実，栗城功
電波研究所 電波部

1．序

電離層の上側を飛翔する人工衛星によるHF帯電波の観測において，電波源が地上にある場合，衛星で受信することのできる電波源の範囲は，周知のように，その電波の周波数と電離層電子密度分布で決まる。ところが，電離層の電子密度分布は，地理的，時間的に複雑に変動するため，実際の衛星観測において，衛星の視野範囲を決定することは困難である。そこで，複雑な電離層電子密度分布を三次元の単純ないくつかのモデルで表わし，電波伝搬路をray tracing で求め，衛星の視野範囲を推定する。これは，ISS-bによる雷放電等の地上に源のある電波を受信した際の電波源の位置を推定することを念頭においている。

2．電子密度分布のモデル

実際の電離層電子密度分布をなるべく忠実に，しかも計算実験に使えるように積分可能な函数で表わす必要がある。ここでは，D層はcosine layer，E層はsine layer，F層はsech－squared layerで表わし，それぞれの層は，濃さ，厚味，高度が可変となるようにしてある。また，層と層の間は微係数まで連続となるようにしてある。さらに，電子密度分布は，緯度，経度方向にも変動するようにした。地球磁場はダイポール磁場としてある。衝突周波数は指数函数で与えられている。

3．Rayの計算

Ray tracing はR.M. Jones and J. J. Stephenson (1975)に従がった。電波伝搬路を決める積分はRunge－Kutta法で出発値を求め，Adams-Moulton法で計算した。この計算では，予測子と修正子の相対誤差が10^{-4}以下となるようメッシュ間隔を修正しながら行なった。

4．計算結果

電離層電子密度分布の変動による衛星視野の変動は次のようになる。

(1)電離層の厚味が増すと，衛星視野は広がる。

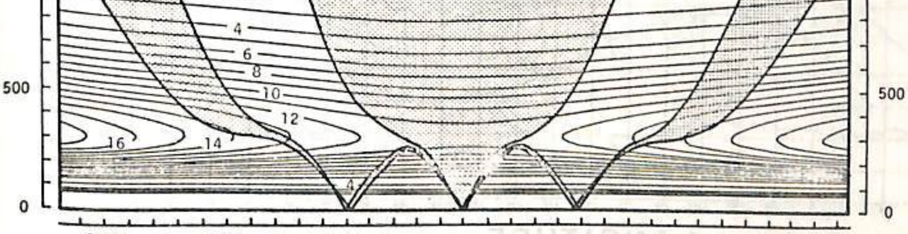
(2)電離層が水平層状のとき，方位角方向による視野の変化はほとんど無い。

(3)F層電子密度の濃さ（NmF）に傾斜がある場合，電子密度が薄くなる方へ，衛星視野は広くなる。またこの方向では大地反射波も受信される。

(4)F層の最大電子密度の高さ（hmF）に傾斜がある場合，高さ(hmF)の低くなる方へ，衛星視野は広がり，さらにこの方向では大地反射波も衛星高度へ到達する。

その他

ISS-bによる実際のIRIS効果の観測値を現在解析中である。



Ray tracingの1例
電子密度分布に谷（trough）がある場合の電波伝搬路（半導体部）。電波は17.5MHzとした。

III-18　ＩＳＳ－ｂで観測された高度1100km付近の夜間のイオン温度

宮崎　茂、佐川永一、小川忠彦、森　弘隆
電波研究所

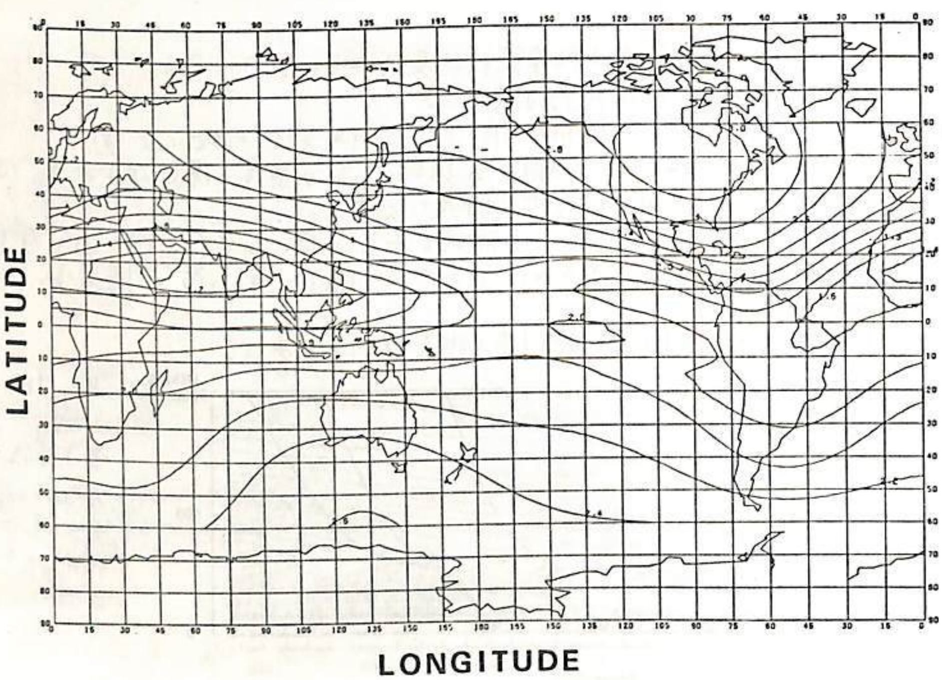
電離層観測衛星には球形のセンサー（Retarding Potential Trap）が搭載されており、プラズマの直接測定を目的としている。第66回講演会において、電子密度、温度の観測結果の一部を述べたが、ここではイオン温度の結果について述べる。

球形センサーの外側のグリッドに直流掃引電圧を加え、中心のイオンコレクターに捕集されたイオン電流電圧特性を解析してイオン温度を求める。次の3つの仮定をした。(1)イオンの種類としてH^+とO^+のみを考える。(2)空間電位として、直流イオン電流の微係数の最大値における電圧とする。(3)電極表面でのイオンの反射、2次電子の放出、グリッド間の電位分布の不均一、電極のヒステレシス等の効果の影響としてAmbiguity Factorを考え、これは一定と見なし、他の測定と比較して規格化する。

図は1978年8月11日～12月11日、地方時が20時～04時の夜間、$Kp \leqq 4+$ の場合のイオン温度の世界分布の等高線図である。その特徴は(a)イオン温度は低緯度で低く、高緯度では高くなるが、その様子は経度によって異なる。(b)この期間におけるイオン温度の勾配は北半球において急であり、南半球ではゆるやかである。夏秋の季節を反映して北半球の方が南半球より温度が高くなっている。また夜間は電子温度と同じく、20hから04hまではイオン温度は単調に減少している。低緯度に関して見れば太平洋地域は他の経度より温度がやゝ高い傾向を示している。そして太平洋地域から南北アメリカ大陸地域のイオン温度の緯度変化は他と較べて、やゝゆるやかである。

RPA LT MAP #　LT= 0H +/-4H

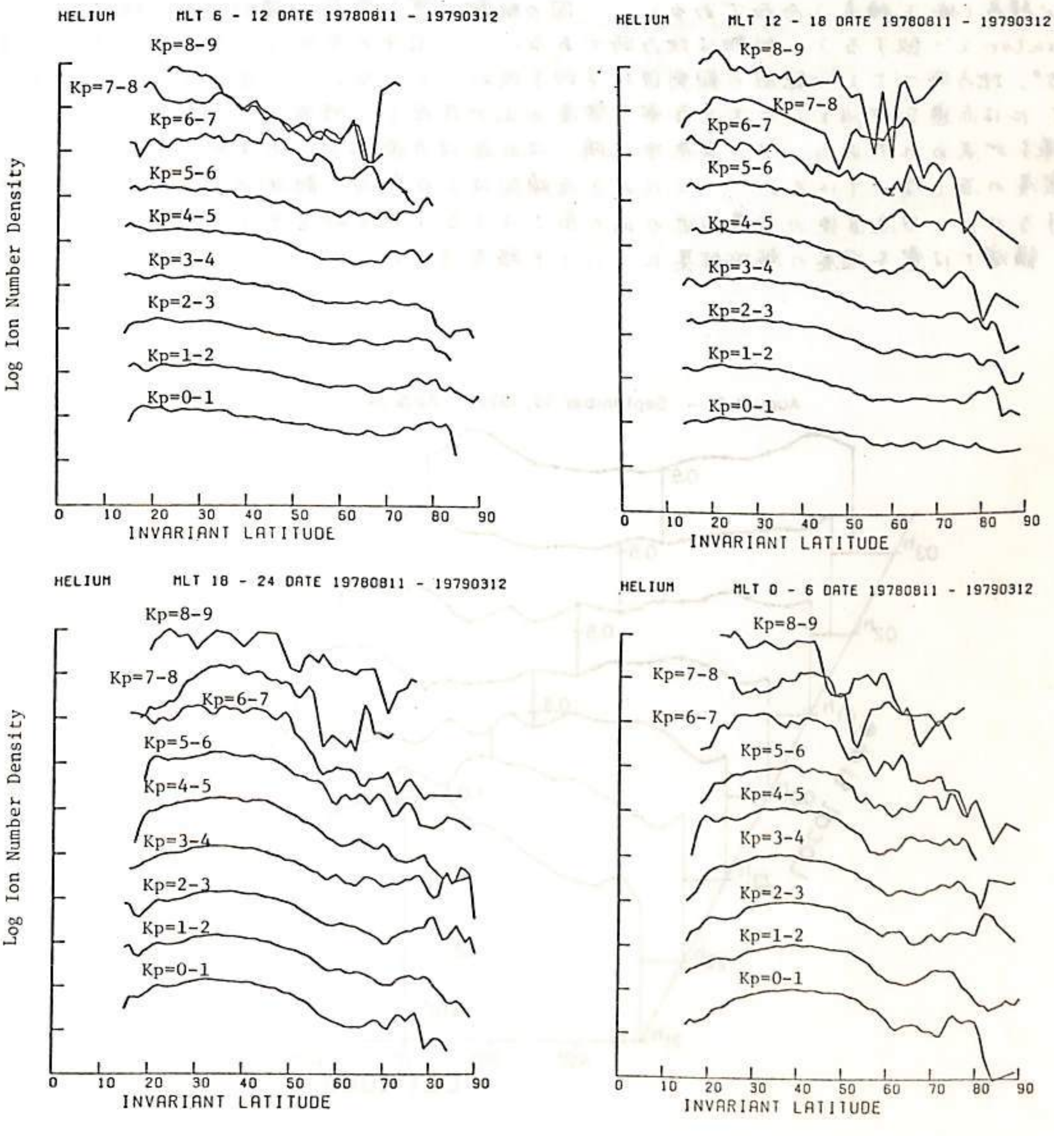
TI(*E3)　　PERIOD　FROM 19780811 TO 19781211
KP RANGE FROM 0　TO 4+



Ⅲ-19　電離層観測衛星（ISS－b）によるイオン組成の観測結果－Ⅲ

巌本巌，水津武，佐川永一
電波研究所

中緯度プラズマトラフの現象は磁気圏－電離圏相互作用という観点で興味深くこれまでいろいろな衛星により調べられている。このトラフは電子密度で見ると主として夜間の現象であるが、H^+及びHe^+のような軽いイオンで見ると昼間でも認められる。特にH^+よりHe^+の方がはっきりしたトラフの構造を示すことが多いが、He^+について詳しく検討した例はこれまであまりない。このことに着目してISS－b搭載イオン質量分析より得られた1978年8月－1979年3月の約7カ月間のデータを用いてHe^+の分布とKp－インデックスとの関係を統計的に処理してみた。結果を下図に示す。上記以後のデータも用いて処理を続行中であり、講演ではこれらの諸特徴について述べる。



Ⅲ-20　ＩＳＳ-ｂ（ＲＰＴ）による夜間電離層の観測
-電子温度・密度-

佐川永一，宮崎茂，小川忠彦，森弘隆
電波研究所

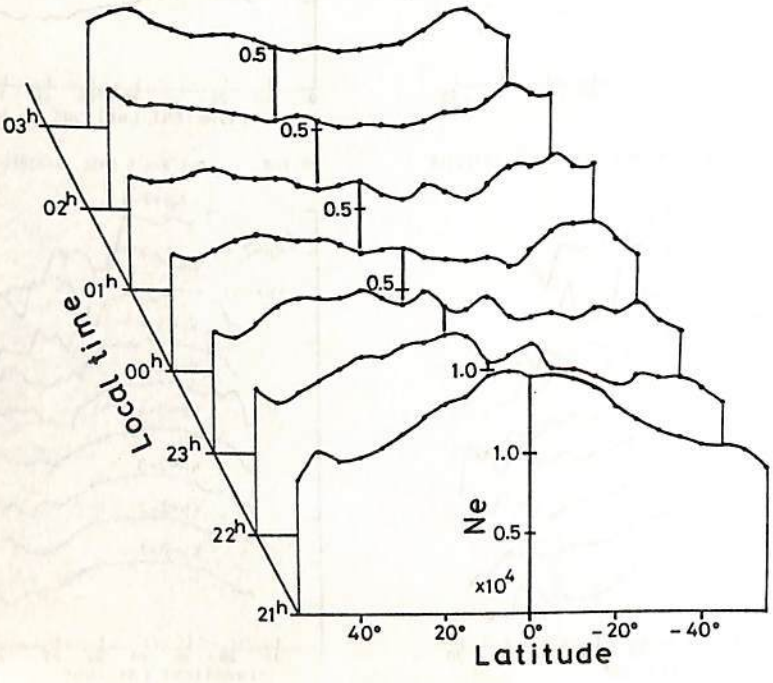
前回の学会でＩＳＳ-ｂに搭載されたプラズマ測定器（ＲＰＴ）によって観測された電子密度・温度の解析結果について報告した。　今回は前回の報告以降に得られた観測データを中心に報告する。

ＲＰＴセンサの外側の直径10cmのメッシュグリッド（球形）に掃引電圧を印加して得られるLangmuir curveから，電子温度・密度，空間電位等の情報が得られる。　一方，ISS-bの軌道は約2ヵ月である地方時については全ての緯度をカバーするように設定されているので，夜間の電離層の緯度・地方時分布を知るには約2ヵ月の観測を必要とする。

図は1979年8月－9月の観測データを平均して得た，電子密度の地方時（21－03^{h}LT）及び緯度（修正緯度）分布である。　図の縦軸は電子密度，横軸は修正緯度（0°は dip equator と一致する），斜軸は地方時である。　図中の各点は，その点を中心に緯度で±5°，地方時で±1^{h}の範囲の観測値の平均を現わしている。　図には，日没直後の21^{h}LTには赤道を中心とした大きな電子密度の山が存在し，時間とともに高さが減少していく様子が表われており，又，真夜中以降，日出迄は赤道域が，わずかではあるが，逆に電子密度の谷となっている。　このような傾向はどの期間の観測データでもほぼ共通に存在するが，日没直後の赤道付近の山の高さはかなりの変動を示している。

講演では電子温度の解析結果についても報告する。

August 6 - September 15, 1979.　Kp≦3.



III-21

OBSERVATIONS OF THE SAR ARC IN CURRENT SOLAR CYCLE

岡野章一（東北大・理・超高層研）, J.S. KIM (SUNY Albany)

Observational results of two distinct SAR arcs are presented. The measurements were made at a field station near Albany (42.7°N; 73.8°W), New York with a multicolor meridian scanning photometer and a 6-inch high-resolution Fabry-Perot interferometer on the nights of September 25/26, 1978 and March 22/23, 1979.

The results obtained from the September arc include the following: (i) the growth rate of intensity of the arc was very rapid, the time constant measured as 20 minutes; (ii) the average southward drift velocity was rather fast, $v \approx 240$ km/hr or $dL/dt \approx -0.28$/hr, and (iii) the temperature within the arc showed an increase of about 200°K at around 2.7 hours after the appearance of the arc, while no other enhancement of the temperature was observed during the observation period.

The March arc was unusual in the fact that: (i) the arc was observed during rather subsided period of a storm when D_{st} was around -20γ, remaining almost constant, and (ii) substorm activities were seen in magnetograms during this arc event, and the peak intensity of the arc as well as its position exhibited an oscillation concurrently with magnetic activities.

III-22

MEASUREMENTS OF NIGHTTIME THERMOSPHERIC TEMPERATURES DURING GEOMAGNETIC STORMS

岡野章一（東北大・理・超高層研），J. S. KIM (SUNY Albany)

Nighttime thermospheric temperatures were obtained from Doppler line profiles of the OI 6300Å emission observed at a field station near Albany (42.7°N, 73.8°W), New York.

The measurements were made during both geomagnetically quiet periods when Kp $\leq$ 2 and storm periods in May, June and July, 1978. The temperatures obtained during quiet periods are consistent with those calculated from the MSIS model. However, the temperatures measured during three geomagnetic storms accompanied by aurora showed large enhancements above the quiet period value.

The temperatures under disturbed condition were highly variable with time. During some occasions, the time rate of change of temperature was as large as a few tens of degrees per minute. Moreover, the measured temperatures show enhancements starting around the quiet period value before local midnight. These features seem to be noteworthy since the geomagnetic indices show continuously disturbed conditions for considerable periods prior to the observation.

Ⅲ-23　熱圏中性大気の垂直運動

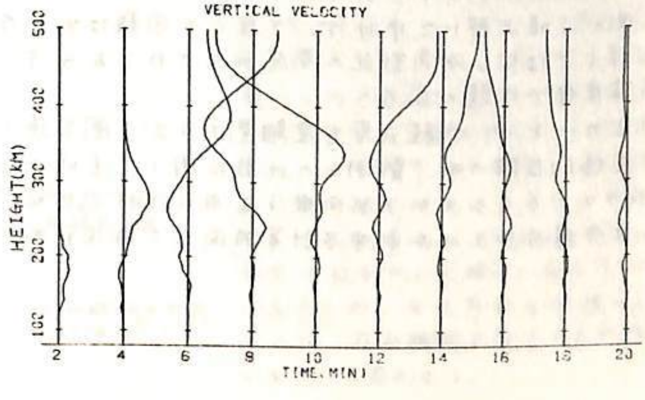
中山泰雄、前田坦
京大理

地磁気嵐時に、中緯度F領域の電子密度が増減することは良く知られている。その原因としてCirculation理論が有力なメカニズムの一つとして提唱されており、主としてMayr等が中心となり研究してきた。ここ十年の間の、中性大気成分の観測も彼らの結果を裏付けているように思える。ところで、このCirculation理論は大きく分けて次の四つの部分よりなる。①、エネルギー流入領域での上昇流、②、①によって生じたriched molecular gasの中緯度への輸送、③、中低緯度での下降流、④、return flow。我々は高緯度ジュール加熱による熱圏ダイナミックスを数値計算し、主として①、② ③について報告してきたが、垂直運動については理論、観測共に様々なものがあり、不明の点が多い。そこで今回は①について、エネルギー流入の時間、高度分布、粘性等の効果を報告する。

下図は、高度140kmにpoint sourceを1分間流入したときの、垂直運動の高度時間分布である。垂直運動の高度分布の観測はAnandarao et al. (1978)によってなされており、垂直風の波長が高度と共に長くなることが示されたが、下図はその観測と定性的に一致する。しかし、粘性項を考慮したにもかかわらず、垂直風の振幅が高度と共に異常に大きくなっていることについては、その原因を更に詳しく調べる必要がある。

参考文献

Anandarao et al., J. atmos. terr. Phys. 40, 157, 1978.



Ⅲ-24　電離圏プラズマ圏の統一的モデリング

田中高史
（電波研鹿島支所）

電離圏のモデリングに関する研究はこれまでに数多く行なわれているが、その際の一つの問題として上部境界条件の不確定に関するものがある。電子イオン密度の分布に関して、このような不確定を解決する研究はいくつかあり、解を接続する方法や、サーチを行う方法により電離圏プラズマ圏を通して方程式を解くことが研究され、プラズマ圏からのH^+フラックス、プラズマ圏の全電子数をも含めた解が得られている。この上部境界条件の問題は電子イオン温度の分布に関しても重要であり、衛星により多くのデータが得られている１０００Km附近の電子温度分布を理論的に研究する際は特に問題となろう。このような観点から我々は、電子イオン密度だけでなく、電子イオン温度、さらに電子加熱を定量的に算出するため光電子フラックス分布をも含め、電離圏プラズマ圏を通して連続した解を求める方法を研究した。これにより、モデリングの際の上部境界条件の不確定を除くことや、プラズマ圏と上部電離圏の電子イオン密度、温度を理論的に研究することが可能となろう。

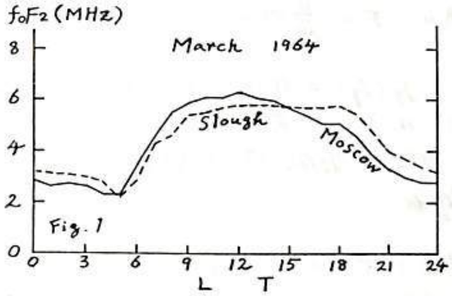
方程式はすべて磁力線に沿って解くものとし、電離圏プロトン圏を通して電子イオン分布を求める時に一番の問題となるのは、イオンの拡散係数が高度によって非常に大きく変化するという事実である。このために我々は、以前にもなされているように、２つの解を接続するという方法を用いて電子イオン分布を計算した。この際に、プロトン圏中では拡散平衡の解を適用し、プロトン圏の全電子数変化が電離圏プロトン圏間のフラックスの積分量に等しいとする。我々の方法ではこの時、任意に変化する電子イオン温度分布に関して解を接続しながら、電子イオン密度、H^+フラックス等を計算出来る点が、これまでと異っている。電子イオン温度に関しては電子イオン密度の際のような困難は生じないが、空間ステップのとり方に問題が生じる。すなわち、電子イオン密度方程式と異り、電子イオン温度方程式は全区間同時に積分する。磁場に沿って E 層から赤道面まで連続して解くには、電離圏中では５Km程度、赤道面近くでは１００Km以上の空間ステップが必要となり、可変空間ステップの導入を考えねばならなくなる。このような可変空間ステップの導入は、光電子輸送の方程式に対しても不可欠となる。光電子の分布は磁場の形状を考慮した二流体近似を用い、やはり E 層から赤道面まで連続した解を計算する。エネルギーに関してはインターバル１eV、最大１００eVとし、１００個の連立した方程式を解くことになるが、低エネルギーから高エネルギーへのカップリングは存在しないので、高エネルギー側から順次解いてゆけば、さほどの困難は生じない。しかしながら、光電子分布の計算に対してはピッチ角散乱の考慮がなされておらず、この点が電子温度の計算に対して特に高緯度側で問題となろう。

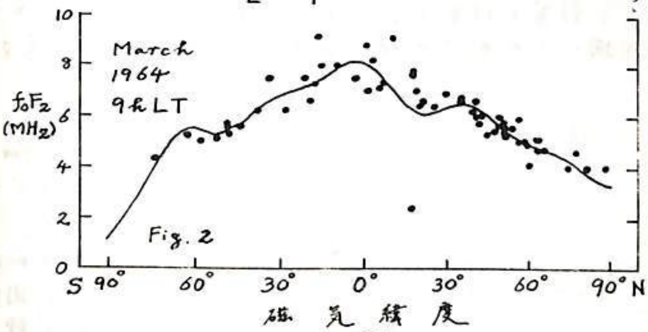
以上のごとく、方程式系を電離圏プラズマ圏を通して自己無撞着的に解く方法を示したが、具体的な解の形、観測との比較に関しても順次報告したい。以上の計算は三菱の計算機M-７７００（シグマ７と同機）を用いて行ったが、メモリサイズ６４Kw程度を使用し、一日分積分するのに要する計算時間は５時間程度である。

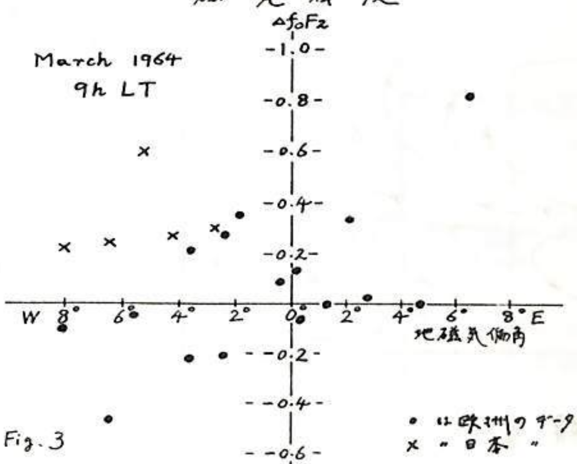
III-25　　f_oF_2 地磁気偏角効果の統計的考察

米沢　利之
（中部工大）

1963年Eyfrigはf_oF_2の日変化曲線の形がその場所の地磁気偏角Dの値により異なることを見出した。第1図にはDの値がそれぞれ+8°と−9°で，その他の条件は似ているMoscowとSloughのf_oF_2日変化曲線が比較してあるが，図からわかるように，偏角が東に偏っている所ではf_oF_2が午前中に大きくなり，午後には比較的速く減少するのに対し，それが西に偏っている所では，午前中の増加は比較的ゆるやかであるが，f_oF_2は午後になっても中々減少せず，時には夕方に極大を示し，夜間も比較的高い値を保つ。また図には示してないが，Dが−2°であるRügenの日変化曲線は，ちょうど上の両者の中間に狭まっている。Fig.1は一例であるが，Eyfrigは同様な例を幾つも挙げて，上に述べた関係が一般的に成立つことを主張した。以後はこの現象をf_oF_2に及ぼされる地磁気偏角効果と呼んでいる。







しかしEyfrigはそのような事例を幾つか挙げているだけで，この効果が多数の観測所の観測結果について統計的に成り立つかどうかに関しては触れていないので，ここでは統計的な見地からこの効果を考察してみたい。

もしこの効果が事実であるとすると，他の条件が似ている観測所においては，午前中は，Dが正の（負の）絶対値の大きい値を取る所ほどf_oF_2は大きく（小さく）なる傾向がある筈であり，午後にはその大小関係が逆になる筈である。これを統計的に調べるために，特定の年月と地方時のf_oF_2月中央値をFig.2に示すように磁気緯度（伏角緯度）に対してプロットし，そのデータ点の分布に最もよく適合する曲線を，磁気緯度を独立変数とする球関数展開式により表現した（第2図実線）。観測点のこの曲線からのずれΔf_oF_2は緯度効果以外の原因によりf_oF_2が受ける変化を表すから，その中には偏角効果も含まれる筈であり，従ってもし偏角効果が事実であるならば，Δf_oF_2とその場所の地磁気偏角Dとの間には相関がある筈である。

Fig.3はΔf_oF_2とDの関係を示す相関図である。Dは1965.0年における国際標準地磁気分布係数を用いて計算した。Fig.3で黒丸は欧洲地域におけるデータを示し，これで見る限りでは，期待された相関が存在すると言えるであろう。しかし日本の5観測所のデータをプロットすると，×で示すようになり，欧洲地域における一般的傾向から著しく外れている。従って比較的せまい地域内では，偏角効果は統計的にも確かに存在すると言えるであろうが，全世界的な規模から見た場合には，なお検討を要する点が残されているものと思われる。

磁気赤道地帯電離層ダイナモの内部

前田憲一
京都産業大学理学部

南米ペルー沖の海上からロケットに磁力計を塔載して打上げ，Sq 電流の垂直分布が観測されたのは1965年3月のことである。時刻は L.T. 11.00 前後で，観測地点の緯度を少しづつ変えて測定が行なわれた（Goddard S.F.C. の Davis et al. と Maynard の2系統）。これによって高さ方向と緯度方向に Sq が判明するので，これを基にして東西方向以外の電流と電場を求めることを試みる。

周知のようにダイナモの式は (1)，V を与える式は (2) で，両者より (3) が導かれる。

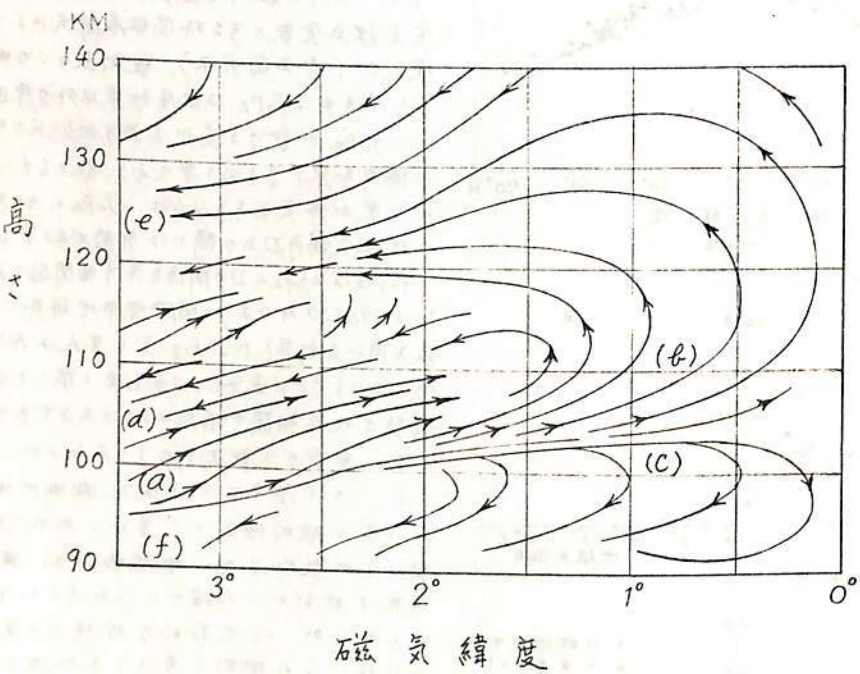
$$\mathbf{j}=(\sigma)\{\mathbf{E}+\mathbf{V}\times\mathbf{B}\} \qquad (1), \qquad \{\partial/\partial t+2(\Omega)+(\nu_1)\}\mathbf{V}=-\nabla P/\rho+(\nu_2)\mathbf{E}/B_0 \qquad (2)$$

$$\mathbf{j}=(\sigma')\mathbf{E}+(\sigma'')\mathbf{F} \qquad (3), \qquad 但し \quad \mathbf{F}=-\frac{B_0}{j\omega}\nabla P/\rho \qquad (4)$$

(3) において F を仮定し E_y（東向き）を与えると，j_y (Sq) が既知であるから，未知量は j_x（南向き），j_z（上向き），E_x，E_z の4つである。(3) は3つの式を与えるので，更にいま1つの条件として電流連続の式を用いる。L.T. 11.00 附近は $\partial j_y/\partial t$ 従って $\partial j_y/\partial y$ がゼロとして

$$\partial j_x/\partial x+\partial j_z/\partial z=0 \qquad 又は \qquad j_x=-\int\frac{\partial j_z}{\partial z}dx \qquad (5)$$

高さ 90 KM より 150 KM まで 2.5 KM step，緯度 0° より 3° まで 1° step で，(3) と，(5) の第2式を使って緯度 0°，高さ 90 KM より出発して計算を行なう。これで求めた j_x，j_z をもとに L.T. 11.00 hr 子午面内の電流の flow 曲線を描いたのがこの図である。$I_x=\int j_x dz$ を計算すると $I_y=\int j_y dz$ の 1/100 の order である。



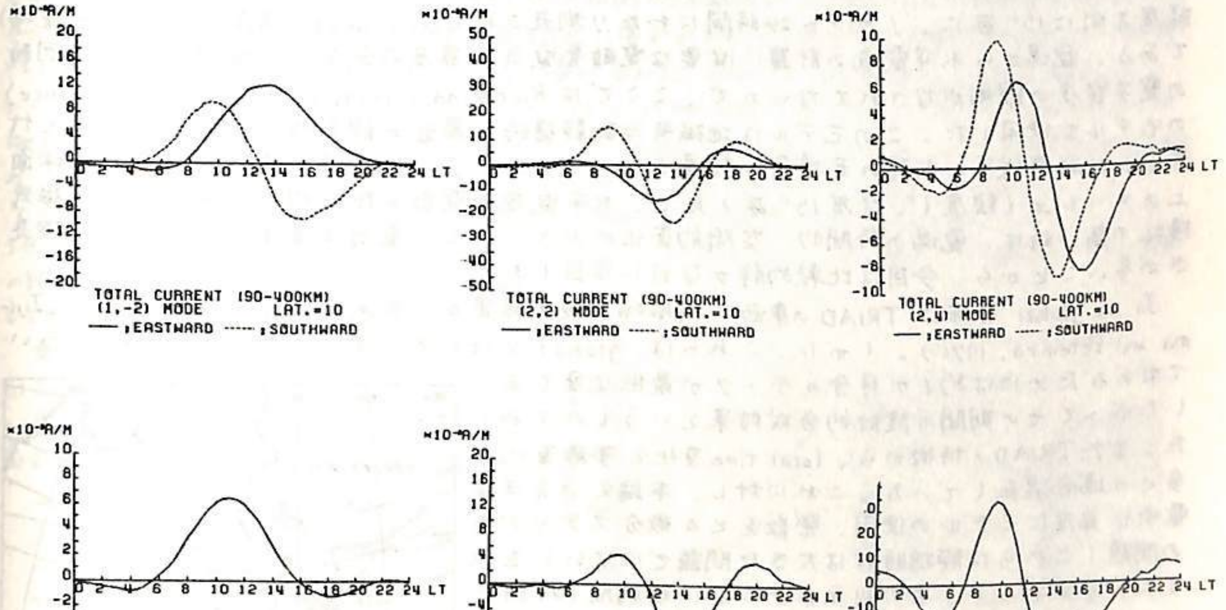
問題点

$E_y=3.0\cdot10^{-4}$ V/m とし，全領域で一定としたが，これには問題がある。これに関連して，E が静電場であるための条件として $\partial E_x/\partial z=\partial E_z/\partial x$ を考える必要がある。この関係をうまく取り入れれば E_y についても注文がつけられて consistent 解が得られるであろう。

III-27　磁力線座標を用いた3次元Sq電流系の計算(II)

竹田雅彦・前田　坦
京都大学理学部

前の学会では，磁力線座標を用いて，(1,−2)モードの大気潮汐風によって引き起こされる電離層電流を，3次元的な電流を許しながら，$\sigma_0=\infty$の仮定を用いることによって静電ポテンシャル分布を2次元的な計算から求めることから出す方法と，その結果について報告した(地球電気磁気学会，第66回講演会予稿I−17)。今回は，同じ手法を用い，半日周期の(2,2)および(2,4)モードの風による電流を計算した。結果は，水平のheight integrated currentについては，thin shell modelによる前々回の計算結果とほぼ同様で，Salah and Evans (1977)の風のモデルを使う限り，(2,2)モードの風による電流は，counter-electrojetの際の電流系をある程度説明するものの，(2,2)，(2,4)モードの風による電流は大き過ぎて，これらが常にそれだけの大きさで存在するとすれば，通常のSqの電流系は現われないことがわかった。この他，赤道に関して非対称の風や，電気伝導度分布についての計算も行う計画であり，これらは学会時に発表できる予定である。



(1,−2)(左)，(2,2)(中)，(2,4)(右)各モードによるhight integrated currentの日変化。
上は10°，下は0°の緯度の点での変化で，実線は東向き，点線は南向き電流を表わす。

III-28　Millstone Hill レーダーの電場データから求めたField-Aligned電流の分布

安原　文彦　　　上出　洋介
（中京大教養）　　（京産大理）

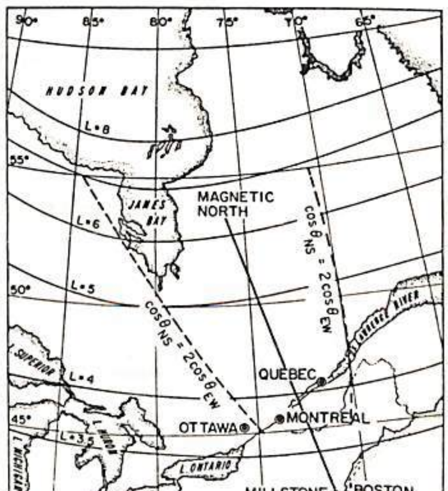
Millstone Hill (geographic latitude 43°; invariant latitude Λ=56°) の incoherent scatter レーダーによる ion drifts データを用い、高さで積分された電離層水平電流を計算した後、その発散（divergence）をとることにより field-aligned 電流（$J_{\parallel}$）の空間分布を求めた。この方法により $J_{\parallel}$ を計算する試みはこれが初めてである。

Millstone Hill レーダーシステムはIMSの一環として、新たに直径約50メートルのアンテナを導入し、1978年1月より観測体制に入った。このアンテナを向け低 elevation 角で scan することにより（下図参照）、F層の ion drifts $V_{\perp}$をはかり、$V_{\perp} = B \times E / B^2$ により、F層の電場Eを求める。このプロセスでの誤差は、レーダーの稼動モードによって異なるが、最小で 0.25－0.50 mV/m である。

使用したデータは、サブオーロラからオーロラ帯（Λ＝59°－75°）の領域で、緯度1°毎、経度方向に15°毎に、1セット24時間にわたり測定された ion drift 速度（すなわち電場）である。電場から水平電流の計算に必要な電離層電気伝導度の分布は、電場の測定と同時の電子密度の観測がなされてないので、ここでは Richmond (1979, personal correspondence) のモデルを使用した。このモデルは地磁気活動静穏時の最近の観測結果をもっともよく代表し、地磁気伏角、太陽の天頂角の効果も含んでいる。$J_{\parallel}$ は電場の値が求められた球面上のメッシュ（緯度1°、経度15°毎）点で、水平電流の発散を数値的に計算した。地磁気擾乱の高い時は、電場の時間的・空間的変化が大きいこと、電気伝導度のモデルの不確定さが多いことから、今回は比較的静かな日に注目した。

$J_{\parallel}$ の global 分布は TRIAD の東西方向磁場の観測結果から求められている（例えば、Iijima and Potemra, 1976）。しかし、これらは、global とはいえ、すべての local time について求めるためには約6カ月分のデータが最低必要であり、したがってその期間の統計的合成結果というものであった。またTRIADの特徴から、local time 変化と季節変化が多くの場合混在している。これに対し、本論文の方法は電気伝導度にモデルの使用、発散をとる微分ステップ等の問題（これらは静穏時には大きな問題ではない）を残すにもかかわらず、次の利点がある。(1)短期間（24時間）の global 分布が求まる。(2) $J_{\parallel}$と同時に、ポテンシャルおよび水平電流が計算できる。(3)得やすい地上データの使用。(4)計算が簡単。

以上の方法により、今まで他の方法により求められている $J_{\parallel}$ 分布と今回の結果の比較、電離層への流れ込み、流出電流の収支（net field-aligned current）、ポテンシャル分布と$J_{\parallel}$分布の関係などについて、磁気圏－電離層の相互作用という点に注目しながら議論する。



Evans, Holt and Wand (J. Geophys. Res. 84(12), 7059－7074, 1979.

III-29 Large-scale TIDs and upper atmospheric gravity waves

前田佐和子
京産大・計算機科学研究所

large-scale TIDsは、極域の電離層電流によるジュール加熱やローレンツ力等で励起された大気重力波（atmospheric gravity waves）が、中・低緯度へ伝播する際にひきおこす電子密度擾乱であるといわれている。従って、large-scale TIDsに対する理論は、高緯度の電離層下部に局所的に印加されたエネルギーが電離層上部の擾乱をひきおこし、それが高速度で中・低緯度へ伝播していく機構を説明しうるものでなければならない。Francis[1]（1973）の提唱したupper atmospheric ducted modes（Gravity modes；G_0, G_1, …）は、伝播速度や波面の傾き等などで妥当な結果を与えており、large-scale TIDsに対する最も有力な理論であるといえる。しかし、Francisのモデルでは、gravity modesのダクト機構における温度の垂直勾配と、粘性による散逸の役割が分離できず、各々の役割は明らかでない。この点について Richmond（1978）からも批判が出された。我々は、非粘性媒質で、温度成層する大気中での gravity modesの分散特性を調べ、そのダクト機構を考察した。さらに、ダクト下部（E層）に印加されたエネルギーで下層のダクト波を励起する可能性をみるため、サブストーム時のauroral electrojetを源として励起されるG_0-modeの計算をした。大気モデルや計算方法は、前田[3]に詳しく報告した。今回は、大気モデルの上部境界を高度200 kmから500 kmまで5段階に変化させ（図1）その効果を検討した。図2は、上部境界の高度の各々に対して、G_0-modeの分散特性を示している。上部境界が200 km以上になると、長周期側で分散曲線がcut-off region（斜線部分）に入る。この事から、短周期成分は、熱圏下部の急勾配の温度変化に導かれるモードであるが、長周期部分の波には、F層粘性による部分反射が重要な役割を果しているという事が分かる。auroral electrojetによる波の励起には、ローレンツ力とジュール加熱を考えた。源高度は、ローレンツ力で105 km（L105モデル）、ジュール加熱では131 km（J131モデル）と180 km（J180モデル）に設定した。これ以外の源パラメーターは、height integrated current 2 A/m, latitudinal width of current 500 km, electric field 50 mV/m, time developement of current $\propto e^{-t^2/\tau^2}$ $\tau = 15$ minutes とした。図3は、J131の場合のpressureと南北風の波の水平伝播を示している。3つの源モデルに対する波の最大振幅を、240 kmと320 kmの高度についてまとめたのが第1表である。計算の結果、源高度が十分高い場合に、大きい振幅をもつG_0-modeが励起される事が分かった。

参考文献

(1) Francis S.H. J. geophys. Res. 78, 2278, 1973.
(2) Richmond A.D. J. geophys. Res. 83, 1385, 1978.
(3) 前田佐和子 昭和51年度電離圏研究会

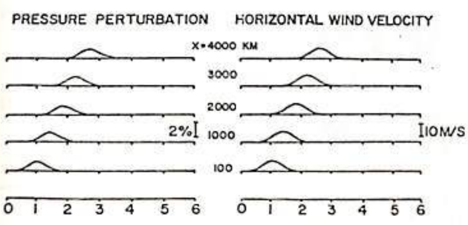


Fig.3

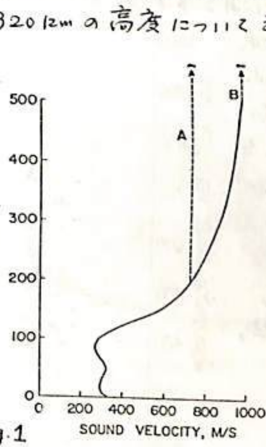


Fig.1

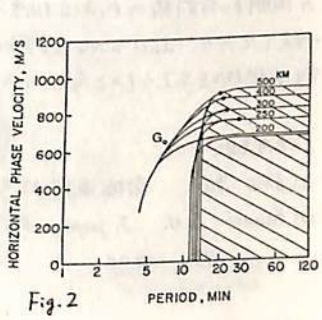


Fig.2

Table 1 Wave amplitudes for various source models

Source	Pressure (per cent)		Latitudinal wind (m/sec)	
altitude	240 km	320 km	240 km	320 km
L105	0.2	0.4	0.4	1.1
J131	0.6	1.2	3.0	7.0
J180	9.0	20.0	45.0	80.0

III-30 Large-scale TIDs の水平位相速度

前田佐和子
京産大・計算機科学研究所

国内4電離層電波観測所でのf_oF2のクロススペクトル解析から、我々は既にlarge-scale TIDsの伝播速度と到来方向を求めている。[1] その結果、大部分のlarge-scale TIDsが磁気活動の高い時期に南向きの伝播をしている事が明らかとなり、高緯度地方の磁気擾乱に源をもつという従来の説を裏付けた。得られた水平位相速度は、波の周期が50分から150分の間で約300～1000 m/sの範囲に渡って分布した。分散は、平均的には長周期側でやや高い位相速度をもつが、個々の事例ではかなりのばらつきがある。

上記の様に広範囲に分布する水平位相速度に対して、我々は大気重力波(atmospheric gravity waves)の理論を使って考察した。第1図は外圏温度(exospheric temperature)と水平位相速度の関係を示している。外圏温度は、CIRA1972 part III 式(14),(17),(19)から計算した。外圏温度に対して水平位相速度は正の相関を示す(相関係数0.5)。この事は、large-scale TIDsの水平位相速度が、外圏温度ひいては熱圏の中性大気温度及び音速に対して正に相関する事を示唆するものである。大気重力波の位相速度は、基本的には媒質の音速に規定されており、第1図の結果は、TIDsが中性大気の重力波が電子密度にもたらす擾乱であるとする立場から解釈できる。第2図は、磁気活動度に対する水平位相速度の関係を表わす。磁気活動の指標として電離層擾乱に5～7時間先行する3つの3-hr Kp indexの平均値(average Kp)を採用した。Average Kpと水平位相速度は相関係数0.6で正の相関関係にある。一方、外圏温度とaverage Kpとの間には有意な相関はない(相関係数0.2)。従って、水平位相速度の磁気活動度に対する依存性は、熱圏温度効果とは独立な機構によっていると考えなければならない。以上の結果を統一的に解釈するために、我々はlarge-scale TIDsがFrancis (1973)[2]の提唱したupper atmospheric ducted waves (Gravity modes G_0, G_1, G_2)であるという立場で検討した。その結果、高い磁気活動度の時は、高速のG_0-modeが卓越し、中程度の磁気活動では、低速の$G_{1,2}$-modesが卓越する傾向にある事が分かった。さらに、水平位相速度の頻度曲線が、700 m/sと450 m/sに2つのピークをもつ(図3)。これらのピークは、各々G_0-modeとG_1-modeの周期60分前後の水平位相速度に一致しており、duct mode理論に有利な根拠を与えるものと考えられる。

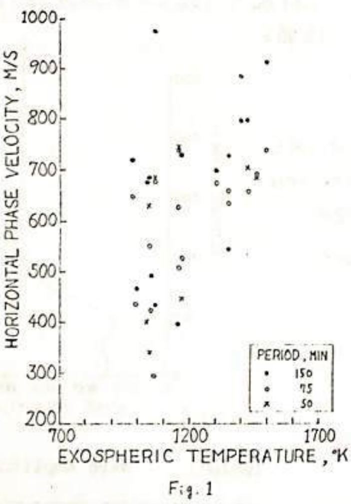


Fig. 1

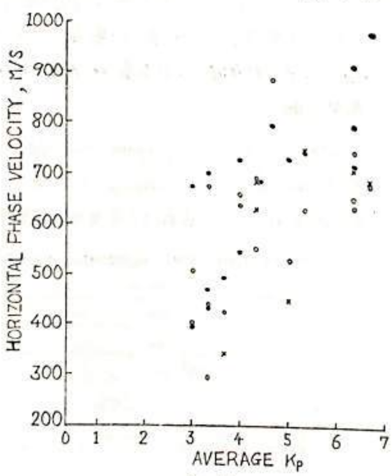


Fig. 2

Fig. 3

参考文献
(1) 前田, 半田　南極資料 68号.
(2) Francis S.H. J. geophys. Res 78, 2278, 1973.

III-31　二半球MODELによるHELIOMAGNETIC EXCURSIONにともなう地磁気異常擾乱の説明

斎藤 尚生・田村 忠義・瀬戸 正弘・早坂 孝
（東北大・理）　（東北工大）

緒 言　昨秋の学会において、K-corona の synoptic map から求めた virtual heliomagnetic pole (VHP) の時間変化が観測された太陽・惑星間空間・および地球磁気圏の諸現象に関する27日回帰性を都合よく説明し得ることを示した。一方地磁気活動度は1973年および1974年に夫々異常に高い値を示したことが知られており、何故極小期に近づいて地球磁気圏がその様に異常に擾乱を受けたのかその原因は謎であった。ここでは上記解析データにもとづき、二半球モデルを用いてその原因を説明する。

解 析　K-corona の synoptic map から heliomagnetic equator を求め、heliocentric dipole を計算して VHP を求める。VHP の緯経度の時間変化を1971年から1974年まで算出する。

結 果　第1B図はその様にして求めた VHP の緯度変化であり、1973年および1974年に夫々1回づつ heliocentric dipole が異常に傾いた、即ち heliomagnetic excursion をおこなったことがわかる。二半球 modelによれば第2図に示すごとく heliomagnetic excursion に伴なって coronal hole が成長し、高速太陽風が地球軌道付近で観測され、従って地球磁気圏が擾乱を受ける筈である。観測値は第1AC図に見られる通りまさに model から期待される様な変化を示す。即ち二半球 model から、Skylab で観測された coronal hole tongue および上記の地磁気異常擾乱は、heliomagnetic excursion によるものであったと結論される。

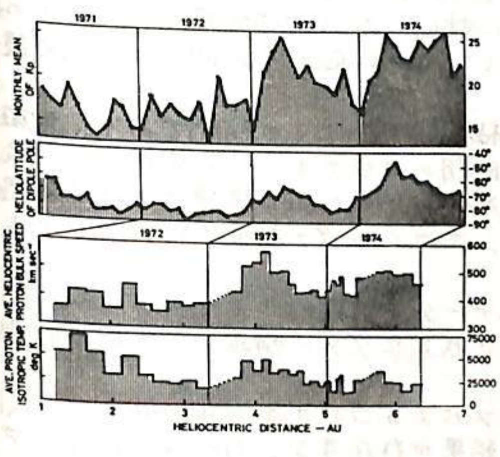


Fig. 1

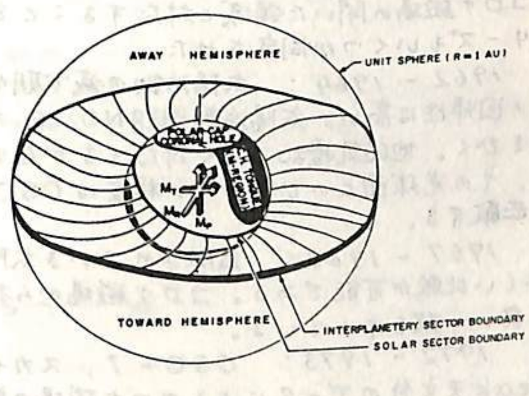


Fig. 2

III-32　コロナ磁場の開いた構造と地磁気活動の対応

丸橋克英・石井隆広雄
電波研究所平磯支所

太陽活動周期NO. 20 の後半期におけるOSO-7，スカイラブ等の遠紫外－軟X線による太陽観測と前後して，コロナホールが回帰性地磁気擾乱の原因となる高速太陽風の吹き出し口になっていることが確認された。その後Kitt Peak天文台で観測された太陽光球面磁場からポテンシャル場を仮定して計算したコロナの磁場構造とコロナホール，太陽風の観測結果の比較がなされ，(1) コロナ磁場の開いた領域とコロナホールとは概して良い対応を示すが，必ずしも一対一の対応関係にはないこと，(2) コロナ磁場の開いた領域の方がより細部まで太陽風観測をうまく説明することが指摘された。このように，コロナ磁場構造のデータは地磁気擾乱の研究上重要なものであるが，Newkirkその他の人達はMt. Wilson天文台で観測された太陽光球面の磁場から計算したコロナの磁力線構造を，"ATLAS OF MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR CORONA"として公表している。このデータの精度は少し劣るが，その期間は1959年8月から1974年1月まで及んでおり，過去の長期間にわたってコロナ磁場が開いた構造をもつ領域と地磁気活動との対応関係を調べることができる。今回はこのコロナ磁場アトラスの信頼性を確かめる目的も兼ねて，4つの興味ある期間について，地磁気活動，太陽風データ，X線によるコロナホールの観測結果等との対応を調べた。各期間についてのねらいと解析結果を以下に述べる。

1)　1959－1961：　太陽活動はかなり活発な時期であったが，地磁気活動の回帰性も認められる。コロナ磁場の開いた領域と対応する地磁気擾乱がどの程度の割合を占めるかが興味をひく問題である。結果は，フレアに対応しない地磁気擾乱のかなりの部分がコロナ磁場の開いた領域と対応することを示し，この対応から説明される回帰擾乱のシリーズもいくつか同定された。

2)　1962－1964：　太陽活動の減少期から極小期にかけての期間であり，地磁気擾乱の回帰性は高い。太陽活動周期NO. 20 の同時期のコロナホールの発達との比較が興味をひく。地磁気擾乱とよく対応するかなり長寿命の開いた磁力線構造の領域が認められ，その光球面上のひろがりの程度はOSO-7，スカイラブで観測されたコロナホールに匹敵する。

3)　1967－1968：　出版されている太陽風データが比較的よくそろっている期間で詳しい比較が可能である。コロナ磁場から推定されるセクター構造と太陽風の観測結果は良い一致を示している。

4)　1972－1973：　OSO－7，スカイラブによるコロナホールの観測と，Kitt Peak天文台のデータによるコロナ磁場の計算結果が存在する。Newkirk等のデータの信頼性がチェックできる。結果は十分な信頼性があることを示す。

この結果は，過去の磁気嵐の原因同定，コロナホール及びその地磁気擾乱との対応関係の長期変化等が今後検討できることを示す。

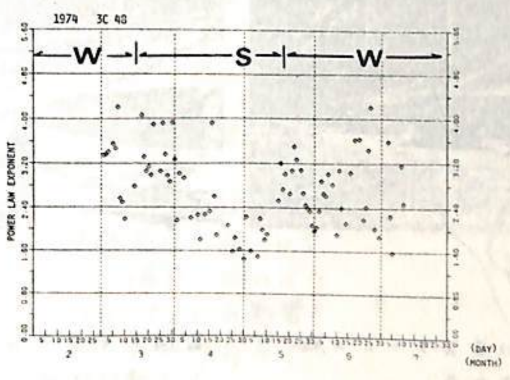
Ⅲ-33　太陽風電子密度のスペクトルについて

小島正宜*・柿沼隆清*・小池国正**
(*名大空電研・**電波研鹿島支所)

マイクロスケール($10^{2\sim3}$ km)の太陽風電子密度のゆらぎのスペクトルが power law スペクトルで基本的に表わせるかどうか　いまなお議論が続いている。人工天体による観測は 10^5 km 以上の大きなスケールのものに限られているためマイクロスケール領域の観測はシンチレーションによる方法が有効であるが，電波強度のシンチレーションはフレネルフィルタリングの影響を受け太陽風本来のスペクトルを観測することができない。このためアメリカ UCSD の Coles 等はフレネルフィルタリングの影響を Abel 変換を用いて取り除いているが　この Abel 変換は球対称の太陽風構造を仮定しているため実際とは合わない。一方イギリス Hewish 等は薄い phase screen の仮定の上に立ってスペクトルの種々のモーメントを計算することにより power law スペクトルよりは Gaussian 形スペクトルの方が良いと議論している。しかし VHF 帯における観測では薄い phase screen の仮定は正しくない。この事はシンチレーションの振巾確率分布の歪度とシンチレーションインデックスの相関からも明白である。

我々は　太陽風の三次元構造を考慮し，地球―電波源を結ぶ視線上の太陽風の寄与を積分することによりシンチレーションのスペクトルをシミュレートした。図は観測されたシンチレーションのスペクトルを power law で近似した時の power law exponent の日変化を表わしている。期間 S は Strong scattering の起っている期間であるため今の議論から除く必要がある。期間 W は weak scattering で観測が説明できる。この期間においてスペクトルは日変化しているが　その変化の様子は太陽風の速さと相関がある。しかしこのスペクトルと速さの相関はシンチレーション観測による見掛け上のものである。太陽風の電子密度スペクトルをストリームの状態(速さや電子密度)や太陽からの距離によらず単一の power law スペクトルで表わすことによりシミュレーションを行なった時，他の Gaussian 形のスペクトルを仮定した時よりもよく　観測の日変化を説明できる。

このことから　マイクロスケール領域においても　人工天体で観測されるより大きなスケールのゆらぎのスペクトルと同様に基本的には　単一の power law スペクトルで電子密度のゆらぎを表わせることがわかる。



Ⅲ-34　UHF太陽風観測装置 (I)

小島正宜・柿沼隆清・鷲見治一・石田善雄・丸山一夫
(名大空電研)

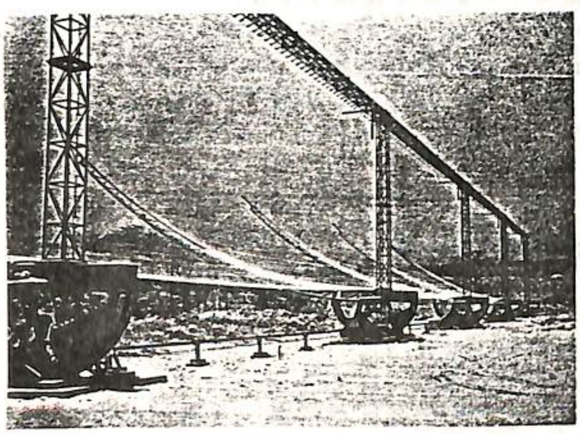
太陽近く(～0.1 AU)の太陽風観測を目的としたUHF帯(327MHz)でのシンチレーション観測装置の建設が1977年より初められた。アンテナは開口面積100m×20mの非対称シリンドリカルパラボラアンテナで豊川・富士・菅平の三地点にそれぞれ設置されている。1979年までに三台のアンテナの建設が完了し　現在受信システム等の調整中である。今夏までには三か所での同時観測が可能になる。

327MHzを中心とした妨害波測定を行なった結果では　327MHzを中心とする3MHzの帯域内に米空軍のものと思われる飛行機よりの通信が時々混入する以外はこの帯域は現在使われていないらしい事がわかった。この通信も多く行なわれていないようなので特に観測の障害にはならないと思われる。

アンテナ反射面は東西方向100mの間に25m間隔で配置された5台の反射面枠間に0.3mmφのステンレス線を約1000本近く張って作られている。アンテナは星の追尾のために南北方向には機械的に回転でき，東西方向にはアンテナビームを電気的に振ることにより追尾を可能にしている。

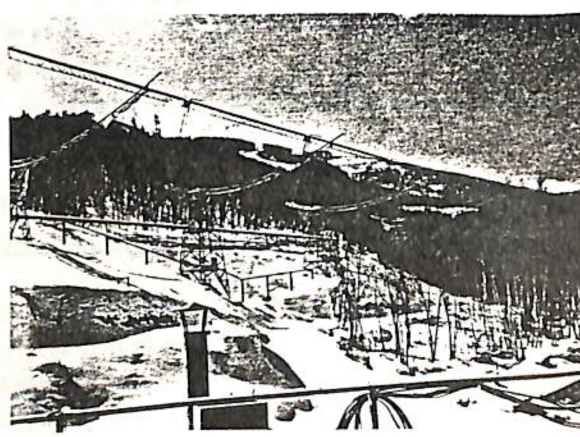
観測データはVHFでの観測データと同様にミニコンピュータシステムを介して電話回線で豊川へ伝送される。菅平からの伝送は現在の所　公衆電話回線によっているが，富士からは専用回線にて伝送されてきている。伝送されたデータは　豊川のOKITAC 4300Cシステム(将来は研究所の大型計算機のサブシステムで置きかえられる予定)で一括受信・集録されたのち，所内大型計算機で処理される。

3月現在　富士の受信システムの調整中で学会において富士における観測結果を報告する。



(富士)

反射面を形成しているステンレス線に雪がつき白く見えている。



(菅平)

電通大菅平宇宙電波観測所用地を借りして建てられている。斜面の為　右端のアンテナ架台は高さ10m以上有る。

III-35　太陽風中の磁気流体波

並川富一・浜端広充
阪市大理

太陽風プロトンの人工衛星観測から、1AUでの速度分布は、これまで計算されてきたbi-Maxwellian 分布関数では、正しく記述できないことがわかっている。

強磁場中の無衝突プラズマの運動を記述するCGL理論は、Chew-Goldberger & Low (1956)に始まるが、有限ラーモア半径効果を含めたCGL理論の拡張は、Thompson (1961), Macmahon (1965), Kennel & Greene (1966), Frieman-Davidson & Langdon (1966), Bowers (1971) 等によりなされてきた。しかし、これらの理論やそのH·M波への応用（Fedele, 1969; Morioka & Spreiter, 1970; Yajima, 1966）では、磁場沿いのheat flux の影響は考慮されていない。又、heat flux を考慮した太陽風のモデルは、Whang (1971, 1972) により提出されているが、そこでは、有限ラーモア半径効果は考慮されていない。

本報告では、プロトンの磁場沿いのheat flux の影響と有限ラーモア半径効果を含めた1次のCGL方程式系を確立したことを示し、H·M波の伝播へのheat flux の影響について検討する。heat flux の影響により、磁場方向（heat flux の方向）に関し、H·M波の伝播特性が非対称になるということを示す。

CGL展開の0次分布関数は、次のように仮定する。

$$f^{(0)}=[1+\gamma_{/\!/}\xi_{/\!/}(\tfrac{2}{3}\xi_{/\!/}^2-1)+2\gamma_{\perp}\xi_{/\!/}(\xi_{\perp}^2-1)]f_0$$

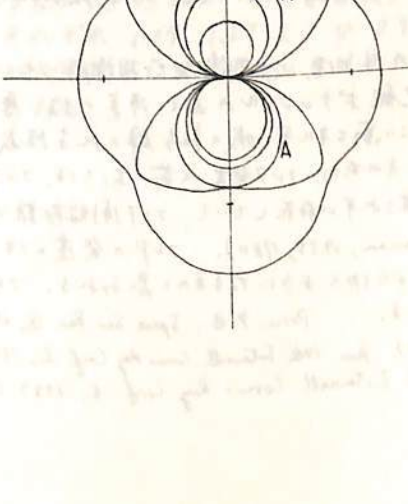
ここで、$\gamma_{/\!/}$、$\gamma_{\perp}$は、無次元化したheat flux，$\xi_{/\!/}$、$\xi_{\perp}$は、ランダムな速度成分、f_0は、bi-Maxwellian分布関数である。

磁場沿い伝播の横波モードの分散関係式は、次のようになる。

$$V=\begin{cases}\pm\left[\left(1-\frac{\beta_{/\!/}-\beta_{\perp}}{2}\right)-\frac{k^*}{2}\beta_{/\!/}^{1/2}(\beta_{/\!/}\gamma_{/\!/}-2\beta_{\perp}\gamma_{\perp})\right]^{1/2}+\frac{k^*}{2}\left(1+\beta_{/\!/}-\frac{\beta_{\perp}}{2}\right),\\ \pm\left[\left(1-\frac{\beta_{/\!/}-\beta_{\perp}}{2}\right)+\frac{k^*}{2}\beta_{/\!/}^{1/2}(\beta_{/\!/}\gamma_{/\!/}-2\beta_{\perp}\gamma_{\perp})\right]^{1/2}-\frac{k^*}{2}\left(1+\beta_{/\!/}-\frac{\beta_{\perp}}{2}\right)\end{cases}$$

ここで、$V=(\omega/k)/V_A$，$k^*=V_A/(\Omega/k)$：オーダリングパラメーター，V_AはAlfvén速度で、Ωは、プロトンのサイクロトロン周波数である。この結果は、Vlasov方程式を解いて得た結果と一致している。根号内第2項のheat flux 項の存在により、CGL展開の1次で、平行伝播モードと反平行伝播モードに非対称性が現われる。又、Fire-hose不安定条件は、$\pm\frac{k^*}{2}\beta_{/\!/}^{1/2}(\beta_{/\!/}\gamma_{/\!/}-2\beta_{\perp}\gamma_{\perp})>1+\frac{\beta_{\perp}-\beta_{/\!/}}{2}$に変更され、overstability として不安定が起ることがわかる。

斜め伝播について、CGL展開の0次の場合に限って調べてみると、位相速度面は、$\beta_{\perp}=0.5$, $\beta_{/\!/}=1.0$, $\gamma_{\perp}=0.05$, $\gamma_{/\!/}=0.25$ の場合、図のようになる。図から、明らかに、heat flux の影響で、非対称性が生ずることがわかる。図は計算中の一例で其他詳細は講演時に報告する。



Ⅲ-36　　太陽フレア粒子の化学組成とその生成機構

桜井邦朋
神奈川大学工学部

低エネルギー（≲ 10 MeV/n）太陽フレア粒子の化学組成は，現在ではかなり詳しくわかっている．　また，これら粒子の個々の電離度についても最近観測されるようになっている．したがって，太陽フレア粒子の加速機構やフレア領域の物理状態について，現在は定量的に議論できるところまで来ている．

化学組成については，太陽光球の組成に対する比Q（Enhancement Factorという）を，各々の原子核について求めると，図1に示したようになる（Sakurai, 1980）．　この図は，^{16}O について規格化されているが，重い原子核における存在の過剰が明らかに認められる．　また，Webber（1975）が初めて指摘したように，この比Qは，注目した原子核の一次電離ポテンシャルの大きさに強く依存する．また，このポテンシャルとともにほぼ単調に小さくなって行く。

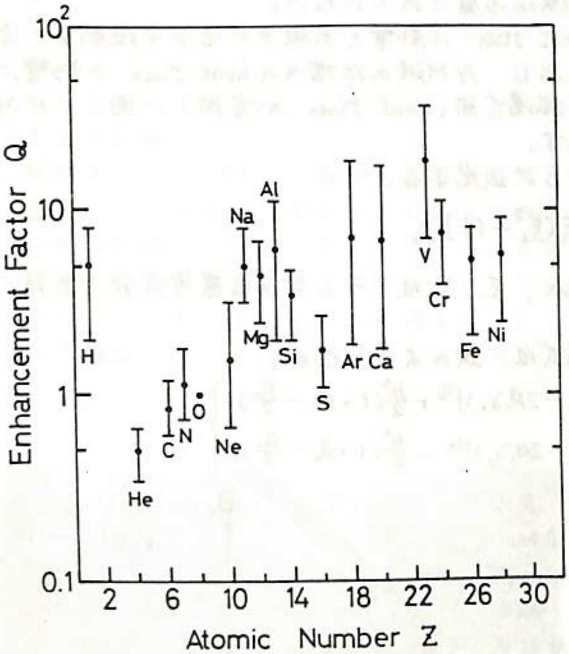


図1　太陽光球の化学組成に対する太陽フレア粒子のそれの比．^{16}O で規格化してある．

上にのべたような諸結果は，太陽フレア粒子を構成する原子核群のうち，電離し易いものの方が有効に加速されることを示唆する．　しかしながら，比Qと標準状態における原子核群の沸点との関係をみると，沸点の小さいものほど，この比が小さくなる傾向のあることがわかる．それ故，比Qの小さい原子核群は予めフレア粒子加速領域から“蒸発”して，なくなってしまっている可能性がある．

この可能性をチェックするために，高エネルギー域（≳ 10 MeV/n）の太陽フレア粒子の化学組成を取りあげてみる．　この場合には，比Qは構成する原子核の種類によらず殆ど一定で，ほぼ1となっていることが知られている（例えば，Price, 1973; Sakurai, 1974, 1975）。　これら高エネルギーの粒子は，フレア領域で相対的に長い時間かかって加速されると考えられるので（Sakurai, 1975），一次電離ポテンシャルが高く，沸点の低い原子核群が，フレア領域から前以って蒸発してしまっているとすると，この高エネルギー域の粒子群の化学組成の説明は不可能である（Sakurai, 1980）．

そのため，フレア発生以前にあっては，フレア領域における粒子群のうち電離ポテンシャルの高いものは殆ど電離されずに存在していて，フレア開始初期においては加速を殆ど受けることがないと考えねばならない（Sakurai, 1975, 1980）．　フレアの発達とともに何らかの機構により，これら粒子群の電離もすゝみ，加速が能率よく働くようになるものと思われる．フレア発生以前における粒子加速領域の温度は ≲ 10^5 K と推定される．

Price, P. B., Space Sci. Rev. 15, 69 (1973); Sakurai, K., Physics of Solar Cosmic Rays, Univ. of Tokyo (1974); Proc. 14th Internatl. Cosmic Ray Conf. 5, 1552 (1975); 宇宙線研究 (in press, 1980); Webber, W. R., Proc. 14th Internatl. Cosmic Ray Conf. 5, 1597 (1975)

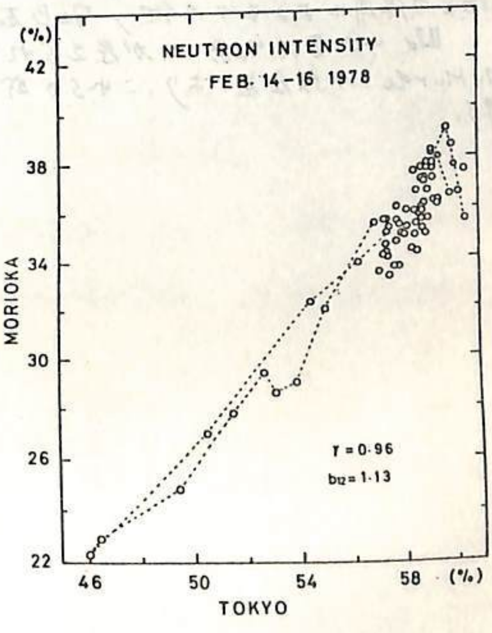
Ⅲ-37

フォーブッシュ減少時における宇宙線 リジィディティスペクトル

千葉敏躬
(岩手大教育)

異なった宇宙線観測所より得られた宇宙線中性子データの組み合わせから求められる宇宙線リジィディティスペクトルは，惑星間空間の太陽風速度などと相関をもつことはよく知られている． 近年の宇宙線中性子モニターは，各観測所ともかなりの計測精度を保つようになってきた． 盛岡における中性子モニターは1980年3月から計数管15本となり，その計数率は 4.4×10^5 カウント／時と飛躍的に改善された． それ故，宇宙線の異常現象などは，1時間毎のデータを用いてより有意な議論を導くことが可能となった．

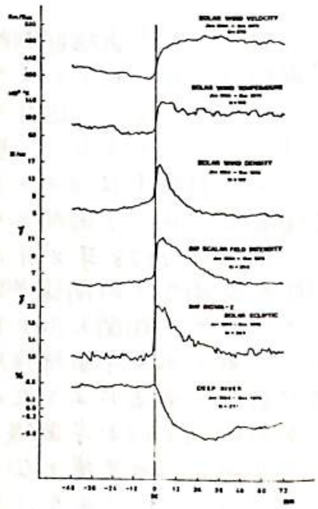
図は，1978年2月14日から16日までの期間の盛岡の1時間値宇宙線中性子強度と東京のそれとの相関を示したものである． ○印がそれぞれの宇宙線強度に対応し，その直線は最小二乗法により求めた回帰直線である．この勾配 (b_{12}) が宇宙線リジィディティスペクトルの一つの尺度となり得る． この場合の b_{12} は1.13であり，1977年9月21日から24日までにおける値1.16とともに，1972年8月の現象のときの値1.15とほぼ等しい値を示している． この一連の異常現象のおこる直前の1977年8月～9月における b_{12} の値は1.05であり，上記のそれぞれの値より小さくなっている．



今回は特に，最近比較的多く続発している異常現象に着目してみた． その現象を減少期および回復期等に区分した場合の宇宙線リジィディティスペクトルの変動のパターンについて解析する． 一例として，1979年6月6日および7月7日における宇宙線異常現象時について解析した結果，減少期と回復期におけるリジィディティスペクトルの尺度には有意な差が認められた． これら減少期および回復期におけるスペクトルの回帰係数の値は，それぞれ1.09，1.27および0.91，0.80である． これらのことは，惑星間空間磁場や太陽風などとの関連にもとづいていると考えられるので，この点についても検討を加えてみる．

Ⅱ-38　Forbush Decrease にともなう異方性

須田友重　　和田雅美
気象研　　　理研



Forbush Decrease に際しては，宇宙線強度の異方性が顕著になる傾向がみとめられている。この中，ecliptic plane 内のもの（LT によるもの）については，SC をエポックにして解析した結果，主として宇宙線日変化が強調されると考えてよいことがみとめられた。図の一番下のグラフは，Deep River の等方成分を示し，個々の現象は，日変化を重ねたものとして観測されている。

南北の異方性については，宇宙線空間密度と，IMF 磁場との作用によるものの他，$\nabla_\perp B$ 成分による drift $\mathbf{W}_d \propto \mathbf{B}\times\nabla_\perp\mathbf{B}$ が考えられている。Thule と McMurdo の強度差より，これらの成分について解析を行う。

Ⅲ-39 太陽時宇宙線異方性と太陽活動

森 覚　安江 新一（信大 理）　D.B. SWINSON（UNM）

太陽時宇宙線異方性は、太陽および太陽磁気圏内のモジュレーション、特に磁場構造を反映しており、これまでにも多くの研究がなされている。

異方性の特性は、主として中性子モニターの観測データから、次のようにまとめられている。

1）異方性は invariant（Amp.≃0.4%, γ=0.0, 18h方向）であり、

2）モジュレーションの上限（GV）は、太陽活動により変化し（50～100GV）

3）観測結果は、対流・拡散モデルでよく説明される。

一方、電離箱の長期のデータ（1938～1972）から、

4）上記1）～3）の異方性の外に、22-yr.の周期をもつ異方性が重畳しており、

5）これは、太陽極磁場と関連しており、最近では1969～70の逆転により、1971以降の観測位相の顕著な前進が見られる

ことが指摘されている。

また一方、5）と関連して、radial方向（12h方向）の異方性の寄与についても議論されており、また、高エネルギー領域では、必ずしも3）の対流・拡散の機構があてはまらないことが論じられている。

この仕事では、中性子モニターから地下観測の広いエネルギー領域のデータを含め、上記の1）～5）について再検討する。

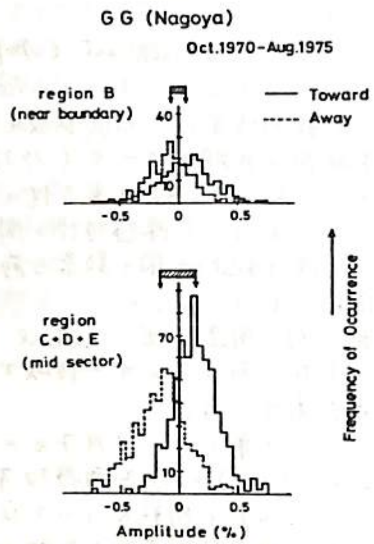
特に5）の問題については、任意の2方向異方性を仮定し、最小二乗法により、これらの異方性を決めることを試みる。

III-40　宇宙線南北異方性とセクター構造

安江新一、森 覚 （信大理） 長島一男 （名大理）

宇宙線の南北異方性とセクター境界の関係については、既に多くの解析が行われている。それらの解析で使われているデータは、主として中性子モニターのデータであった。

一方、地上や地下の中間子望遠鏡で観測される宇宙線の南北異方性も、IMFの極性を良く反映していることが最近の成果として分ってきた。そこで、中性子計のデータのほかに、名古屋の中間子計や、三郷、武山の地下宇宙線のデータも用いれば、セクター境界についての新たな情報が得られるのではないかと期待される。



右図は、名古屋のGG成分の大きさの頻度分布をIMFの２つの極性（Toward とAway）について示したものである。この図に見られるように、GG成分に現れる南北異方性の大きさには、地球がセクター境界の近くにあるときと、そうでない時とで、大きな差が認められる。即ち、1970－75年の期間中、セクター境界の近くにあるときの南北異方性の大きさは、そうでないときの約1/2と小さな値を示している。

このことは、定性的には宇宙線粒子がToward とAwayの領域にまたがるため、それに効くIMFの効果が弱まるためと考えれば理解できる。セクターの境界から中央部にはいるに従い、南北異方性がどのように変化するか、変化スペクトルにはどのような影響が表われるか、地下宇宙線のデータではどうなるか、といった点についても検討してきた。

今後更に、セクター境界の前方と後方ではどうなっているか、ほかの期間ではどうか、また、太陽風速度や（太陽動径方向以外の）密度勾配の影響はどうか、等の点についても検討し、報告したい。

III-41 宇宙線太陽時日変化異方性

北村正亟
（気象研究所）

1957〜1966年における地上（東京板橋）中間子成分及び山上（乗鞍）中性子成分の資料の解析より，太陽時日変化異方性をもとめる。

惑星間空間黄道面内に Δj_1 及び Δj_2 なる宇宙線異方性を仮定し，

$$\Delta j_1(p,\psi)=k_1\left(p/p_0\right)^{-m_1}\cos\psi \qquad ,(p\leq p_{u1})$$

$$=0 \qquad ,(p_{u1}<p)$$

$$\Delta j_2(p,\psi)=k_2\left(p/p_0\right)^{-m_2}\cos(\psi-\phi) \qquad ,(p\leq p_{u2})$$

$$=0 \qquad ,(p_{u2}<p)$$

とするとき，地球上で観測される宇宙線太陽時日変化の期待値と観測値（年平均値）より，best fit の方法で，k_1, k_2 ; m_1, m_2 ; 及び ϕ の値をもとめる。

得られた値は，k_1, k_2 及び m_1, m_2 については，各年ごとにかなりばらつきが見られるが，ϕ については

$$\phi\sim180^\circ$$

で，異方性の方向については

Δj_1 は〜0 hr (L.T.) 方向

Δj_2 は〜12 hr (L.T.) 方向

となり，diffusion-convection の考方を支持する結果となった。

Ⅲ-42　空気シャワーによる宇宙線異方性の観測計画

村上一昭，藤井善次郎，山田良美，霜永禎章，榊原志津子，上野裕幸，藤本和彦，
織戸賢，森下伊三男，長島一男（名大理），近藤一郎（東大宇宙線研）

地上及び浅い地下での観測に加えて，近年，深い地下（300 m.w.e. 前後）での宇宙線観測も始まった。これらによって，10^{12} eV 附近までの広いエネルギー領域の宇宙線観測が出揃ったことになり，太陽磁気圏内での宇宙線の流れが明らかにされることが期待される。次の段階として，さらに高エネルギー（10^{13} eV）領域が研究の対象となるが，この領域の観測は宇宙線空気シャワーを検出することにより行なわれる。

通常，空気シャワー実験はシャワー現象そのものの解明を目的としているが，ここで述べる宇宙線の異方性の研究を目的とした空気シャワー観測は少なく，これまでに乗鞍岳（2×10^{13} eV），Peak Musala（6×10^{13} eV，ブルガリア）と Haverah Park（10^{17} eV 以上，イギリス）での観測結果が報告されている程度である。恒星時日変化に関するこれらの結果は，10^{13} eV 附近で振巾 0.05 %，極大時刻 1 時及至 3 時，10^{17} eV 附近では振巾 1.5 %，極大時刻 17 時と言うものである。統計精度の点から，乗鞍岳以外の観測は充分であるとは言えないが，このような結果を見て，10^{14} eV から 10^{17} eV までの間の領域での宇宙線の異方性がどのようになっているかは，太陽系近傍の銀河系空間の構造に関連して非常に興味のある問題である。

一方，太陽磁気圏については 10^{13} eV 以下の各種の観測により解明されつつあるが，空気シャワー観測は，10^{13} eV でその Larmor Radius が丁度太陽磁気圏の半径（～80 AU）の程度かそれ以上であることを考えると，磁気圏全体による宇宙線 Modulation 及至は太陽磁気圏外での宇宙線の流れに関する情報を与える役割を果すことになる。このような観点について簡単に述べてみると，たとえば，磁気圏外の異方性が地球に伝達されるまでの磁気圏内での Modulation の効果が，宇宙線の地球に到達するまで経路によって異なることが考えられる。このような情報が異方性－太陽－地球間の相対的位置について，また，いろいろな宇宙線エネルギーについて得られるならば面白い。

以上の如く，太陽磁気圏全域の宇宙線に対する影響及び太陽系近傍の宇宙線異方性を研究することを狙って，これからの空気シャワー観測は計画される。この時，統計精度の充分高いものが得られること，観測が充分に安定した條件の下で行なわれること等の他に，物理的には，宇宙線の異方性の構造を3次元的に得ること及びエネルギー異なる領域について観測しエネルギー依存性を得ること等が留意されるべきである。このような点を考えて，著者達のグループでは次のような計画を進めている。

（1）オーストラリア計画：タスマニアの Mt. Wellington で $10^{13}\sim10^{14}$ eV の空気シャワーの観測を行う。タスマニアは丁度乗鞍と地球上で共役点にあり，乗鞍に近いエネルギー領域の観測によって，この領域の異方性を3次元的に得ようとするものである。

（2）乗鞍拡張計画：現在乗鞍では $36\,m^2$ のシンチレーターを使って 10^{13} eV 附近の観測を行っているが，さらに検出器を追加し 10^{14} eV 附近を狙う。この時，同時に 10^{13} eV 領域についても精度が高まり，現在よりは詳細な解析も可能となる。なお，鉛によるシャワー成分の吸収を利用した方向別のシャワー観測も行なわれる。

（3）明野計画：東大明野宇宙線観測所において現在空気シャワー観測装置が空気シャワー研究を目的として建設されている。その中の Muon 検出器群を利用して観測をする計画であるが，現在までの予備実験により 10^{15} eV 附近のシャワー観測が有望であることが判っている。

III-43　軸対称を仮定した太陽磁気圏内に於る宇宙線の伝播

柴田祥一，森下伊三男，霜永禎章，龍岡亮二，長島一男
（名大・理）

太陽双極子磁場の極性反転に伴って生ずる宇宙線強度の22年変動（11年毎の強度レベルの変化）は、太陽双極子磁場の向きと銀河磁場の向きとの関係によって生ずるものと考えられている。[1] すなわち、両者の関係がほぼ平行な状態になっている時は、両方の磁力線は互いに結び付き易く、反平行な状態の時に比べ銀河宇宙線はより容易に太陽磁気圏内に流入し、その強度もより高いレベルを示すことになる。実際の観測でも、太陽活動第20周期極大期直後での極性反転の後、両者の関係は平行な状態になったと考えられ、宇宙線の強度レベルも高い状態に変移している。ここでは、極性反転に対し、この強度レベルの変移が持つ遅れについて、軸対称太陽磁気圏を考え定量的に議論する予定である。

双極子磁場の極性反転に対し、宇宙線強度レベルの変移が持つ遅れτは、中性子計（地磁気の cut-off rigidity $P_c = 1.5\,\mathrm{GV}$）によって観測される宇宙線では$\tau \approx 1\,\mathrm{yr}$，より低い rigidity 領域（$P < 1\,\mathrm{GV}$）の宇宙線では$\tau \approx 3.5\,\mathrm{yr}$ が観測から得られている。この遅れτは次の二つの時間τ_{CS}, τ_{DC} の和で表わされると考えられる。τ_{CS}は、太陽での極性反転の情報が太陽風によって太陽磁気圏境界にまで到達するのに要する時間、τ_{DC}は、その後に両方の磁場の向きが平行な状態になって銀河宇宙線が太陽磁気圏内に流入し、拡散・対流・エネルギー損失の諸過程によって地球近傍にまで浸透してくるのに要する時間である。ここでτ_{CS}は、これまでの我々の宇宙線強度11年変動の解析から～11ヵ月である事が示されている。[1] 一方、τ_{DC}はO'Gallagher[2] によって球対称太陽磁気圏の仮定のもとに与えられており、それによると、中性子計に対してはτ_{DC}～22日となり、τ_{CS}との和は観測と良い一致を示している。しかし、低い rigidity 領域に対してはτ_{DC}～8ヵ月となりτ_{CS}との和は観測された値（～3.5 yr）には及ばない。この様な大きな遅れは、O'Gallagher が仮定している様な太陽磁気圏境界全域からではなく、むしろ、銀河磁場と太陽双極子磁場とのつながり具合から、極地方の限られた領域から銀河宇宙線が圏内に流入し、それが圏内外部から徐々に内部に浸透してくる事を示唆している。そこで、我々は簡単のため軸対称太陽磁気圏を考え、極地方から流入した銀河宇宙線が実際にどの程度の時間をかけて地球の近傍にまで浸透してくるのか、その様相を調べτ_{DC}を求める事にした。ここでτ_{DC}の定義として、ある時刻から極地方の境界領域に有限な宇宙線密度を与え、その後の地球近傍での宇宙線密度の増加を調べ、最終的に定常状態に至った場合の密度に対し、その90%に至るまでに要した時間とした。即ち、上の様な初期条件を与え、時間微分項をも含めた拡散・対流・エネルギー損失の方程式を数値計算により解くことによってτ_{DC}を求めた。以下、その時の条件を記しておく。（極座標表示(r, θ, ϕ)を用い、Pは rigidity を示す。）

- 太陽風 $\mathbf{V} = (V_r, 0, 0)$ とし、$V_r = 400\,\mathrm{km/s}$（一定とする）
- 拡散係数　$K_{/\!/}(r, \theta, P) = K_0 \cdot K_1(r) \cdot K_2(\theta) \cdot K_3(P)$ と分離できるとする。$K_\perp = \eta_1 K_{/\!/}$, $K_T = \eta_2 K_{/\!/}$
  ここでK_0は定数，$K_{/\!/}$は惑星間空間磁場（IMF）に平行な方向の拡散係数、$K_\perp$, K_T は IMF に垂直な方向の拡散係数でそれぞれ対角成分、非対角成分を示す。（IMF の方向は Parker のスパイラルを用いた。さらに　$K_1(r) = \exp(r/43\,\mathrm{AU})$，$K_2(\theta) = \begin{cases} 1/2 & \text{for } \theta < \pi/4 \\ \sin^2\theta & \text{for } \theta > \pi/4 \end{cases}$
  $K_3(P) = \begin{cases} (P/0.9)^{1/2} & \text{for } P < 0.9\,\mathrm{GV} \\ P & \text{for } P \geq 0.9\,\mathrm{GV} \end{cases}$ とした。

これにより拡散テンソルの K_{rr}, $K_{\theta r} = (-K_{r\theta})$, $K_{\theta\theta}$ 成分は次の様に与えられる。

$K_{rr} = K_{/\!/} \cos^2\psi + K_\perp \sin^2\psi$, $K_{\theta r} = K_T \sin\psi$, $K_{\theta\theta} = K_\perp$　ここで $\psi = \tan^{-1}[\Omega r \sin\theta / V]$, Ωは太陽の角速度。

Ref. 1) Nagashima & Morishita, Planet. Sp. Sci. 28, 177-194 & 195-205 (1980)　2) O'Gallagher, Ap. J. 197, 495-507 (1975)

Ⅲ-44 宇宙線の Spherical Zonal Components と惑星間空間磁場

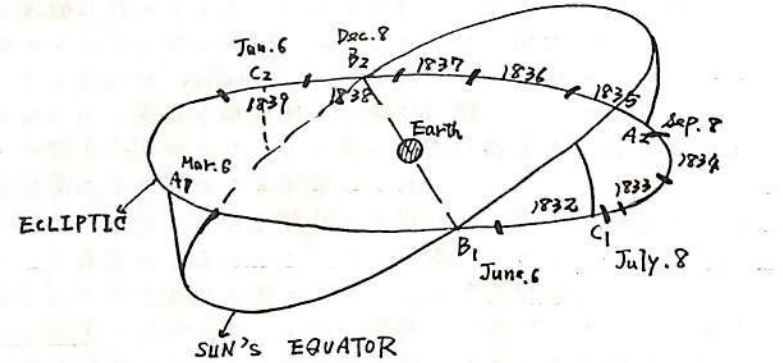
矢作直弘，千葉畝彬，高橋八郎，長島一男
岩手大・人社　　岩手大・教育　　名大・理

世界ネットワークの40ヶ所余りの宇宙線観測所よりの宇宙線中性子成分データを用いて，三次元宇宙線異方性の解析を行い，宇宙線の spherical zonal components (a_0^0, a_1^0, a_2^0) 並びにそれらに best-fit の宇宙線変化スペクトラム (P_0^0, P_1^0, P_2^0) を求め，これらと惑星間空間パラメーター，特に，惑星間空間磁場（IMF）と太陽風との関連について今までに数回にわけて報告してきた。解析期間は1967年1年間で，解析は solar rotation ~~毎~~ に分けて行っている。

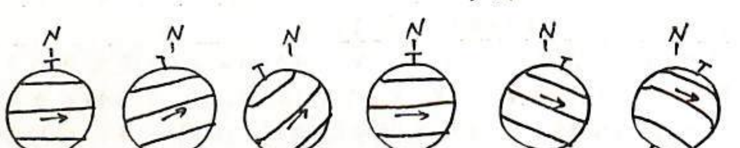
前回までの報告では，a_2^0 は IMF の大きさ (B)，黄道面との傾き (θ) および B_z 成分並びに太陽風速度 (V_s) 等と密接な関係を持つことを示したが，その関係は単純ではない。a_1^0 については，IMF との関係は明瞭ではない，むしろ，殆んどないように見える。しかし太陽風速度とはかなりはっきりした関係が見られる。a_2^0, a_1^0 両者とも，IMF や太陽風との関係は，solar rotation No. によって異なる。即ち，solar rotation Nos. に依存するように見える。なお，IMF polarity にも，即ち，sector 構造にも関係しているように見える。

今回は，これら solar rotation Nos. への依存，IMF sector structure との関連について調べた結果を報告する。

右の図(f)は各 rotation の期間 (Rot.No. 1832 から 1839 まで) を黄道面上に plot してみたものである。上に述べた a_2^0 と IMF との関係が比較的よく現われているのは，Rot. Nos. 1833, 1836, 1838, 1839 である。特に Rot. No. 1839 は非常によく現われている。図(f)における $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2$ のときに北半球のある地点から見た太陽の様子を示したのが図(g)である（正午のもの）。これらから見ると，これらの rotation 期間のうち，C_1 或は C_2 を含んでいるか，或はその附近の rotation 期間が a_2^0 と IMF との関係が比較的明瞭に見られることがわかる。今回の講演では，更に Rot. Nos. 1826～1831 も加えて，これらを具体的に説明する。



(f)



(g)

NS は，その地点における local meridian plane の方向を示している。

III－45 S－310JA－6号機によるオーロラヒス・スペクトル

鎌田哲夫，田中義人，西野正徳，山岸久雄，平沢威男，松尾敏雄
（名大空電研）（仝左）（仝左）（極地研）（仝左）（京大(工)）

S－310JA－6号機は、1978年8月28日 00時56分00秒LT に打ち上げられ，見事にオーロラに命中し、オーロラ内でのVLFヒスの観測に成功した。

今回は，観測されたオーロラVLFヒスの微細変動に対して考察を加えた結果を報告する。

検討を加えた主な現象は，

(1) 4 kHz付近に明瞭にみられた遮断周波数域，

(2) 5 kHzと6 kHz付近に観測された吸収帯，

(3) 10 kHz迄ひろがるノイズバーストにみられた分散性

である。

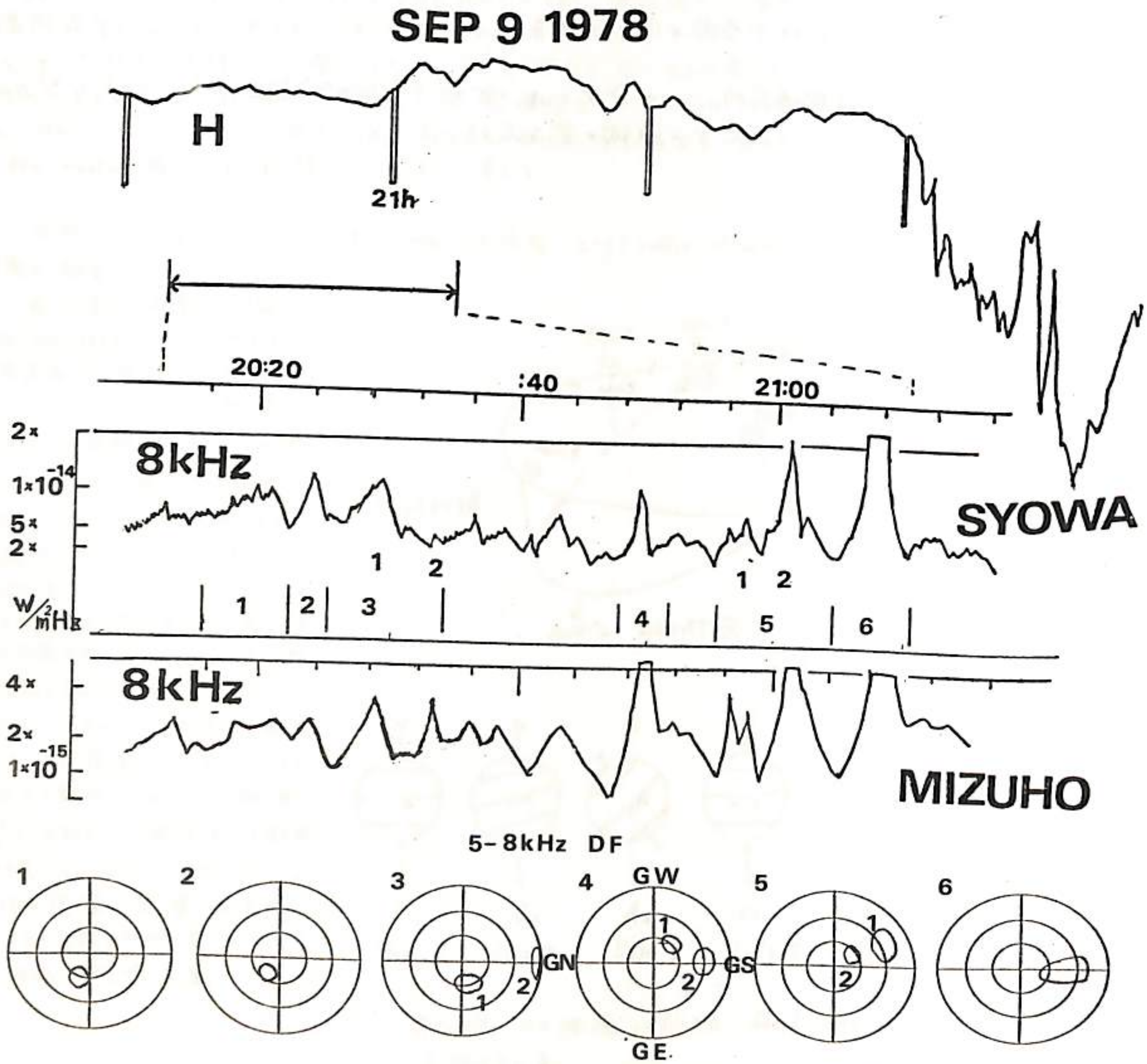
詳細検討結果については、当日の席上で発表する。

本実験は，国立極地研究所により企画され，第19次南極地域観測隊員の絶大な努力により成功したもので，ここに心から感謝の意を表わします。

Ⅲ-46　オーロラヒス到来方向の特性(2)

西野正徳、田中義人、岩井章（名大、空電研）平沢威男（国立極地研）

　１９７８年昭和基地で行った３点時間差法ＤＦの観測によって得られた数例の結果から、オーロラ出現に同期して発生するＶＬＦ－ＬＦオーロラヒスの到来方向は、オーロラの中で線状または渦巻き状構造のアークオーロラ、あるいは不規則な多重構造のオーロラが強く光りながら激しく動く方向にほぼ一致することが判明した。この事実はオーロラ粒子の降下がオーロラヒスを発生させる要因となることを示唆する。本講演では数100γにも及ぶサブストームのＳＣ前後で１時間程度継続して発生したオーロラヒスの到来方向測定結果（１例を下図に示す）を昭和基地、みずほ基地で得たＶＬＦ強度データ、及びスペクトル記録からオーロラヒスの電離層透過後の伝搬特性を考察する。



III-47　オーロラ粒子流入に伴う極域電離層電子密度の変化

平沢威男　永田 武
国立極地研究所

現在までに、昭和基地から S160, S210 および、S310型 ロケット 42機が打ち上げられ、その多くの号機で極域の電子密度測定が行なわれた。これらの測定は、主として、宮崎(電波研)、大家(東北大理)のグループによって行なわれたものであるが、その取得データを利用し、オーロラ粒子流入に伴う電子密度高度分布の変化を統計的に調べることを試みた。

解析方法は

1. 図1に示めす地磁気子午線に沿った 5577Å および H_β オーロラ光の空間分布図 (auroral diagram) を各号機別に作製。

2. その図中に、地磁気磁力線の効果を考慮して、オーロラ発光層 100km にプロジェクトしたロケットの飛跡の決定。

3. オーロラ輝度に応じたロケット高度における電子密度をロケット・データ電子密度高度分布から決める。

4. このようにして、得られた統計的な電子密度高度分布を Intense Bright aurora (~30KR, 5577Å), Bright aurora (~10KR), Weak aurora (~3~5KR), no aurora に分け、図2. に示めす。

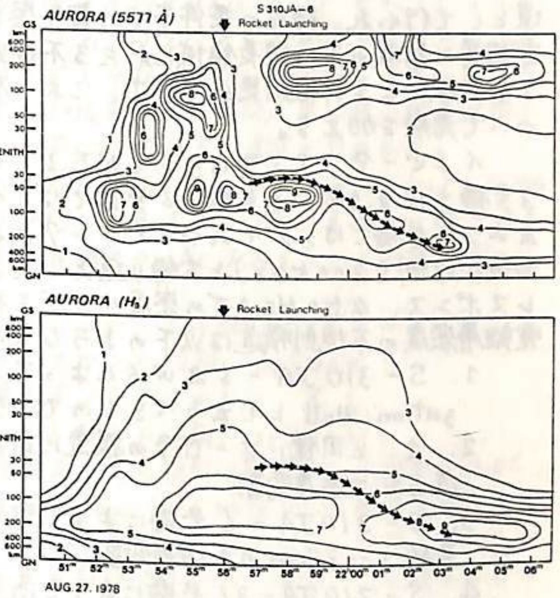


図1. S310JA-6号機発射時のオーロラの時間空間分布図

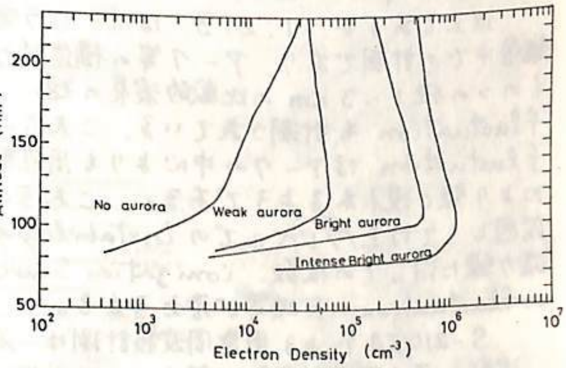


図2. オーロラの光輝度に応じた電離層電子密度高度分布

III-48　南極ロケット塔載インピーダンス・プローブによる、極域電離層不規則構造の計測結果

高橋忠利、大家　寛
東北大学　理学部

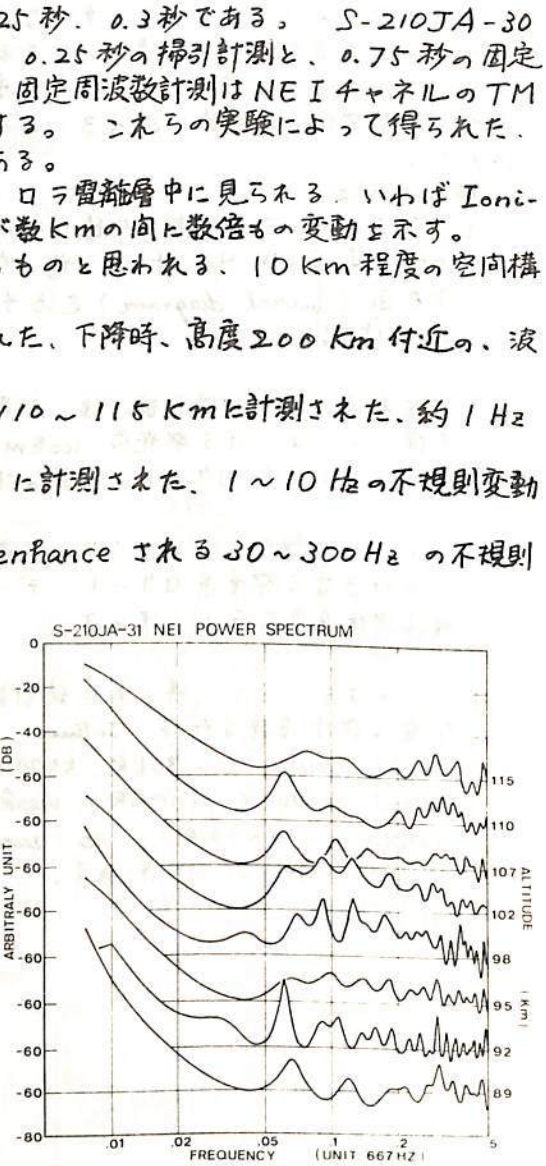
インピーダンス・プローブによる極域電離層の計測は、IMS南極ロケット実験の一環として行われ、種々の条件下での電子密度プロファイルを得ている。これらは、極域電離層に特有の広い波長領域にわたる不規則成分を含んでいるが、こゝでは、18次隊、19次隊による計測結果について、これら不規則成分の特徴について報告し、その成因について考察を加える。

インピーダンス・プローブ（NEI）による電子密度計測時間分解能はS-310JA 3号機では0.5秒、5号機、6号機では夫々0.25秒、0.3秒である。S-210JA-30及び31号機では、タイムシェアリングにより、0.25秒の掃引計測と、0.75秒の固定周波数計測（200 kHz）とを繰り返しており、固定周波数計測はNEIチャネルのTMレスポンス、450 Hzまでの密度ゆらぎを検出する。これらの実験によって得られた、電離層密度の不規則構造は以下のようなものである。

1. S-310JA-5及び6によって、オーロラ電離層中に見られる、いわばIonization Wallとも云うべきもので、密度が数kmの間に数倍もの変動を示す。
2. 1. と同様にオーロラの構造に対応するものと思われる、10 km程度の空間構造をもつ密度変動。
3. S-310JA-6号機によって計測された、下降時、高度200 km付近の、波長約1～3 kmの不規則変動。
4. S-210JA-31号機によって高度約110～115 kmに計測された、約1 Hzのsinisoidalな Fluctuation
5. 同上機によって、高度90～100 kmに計測された、1～10 Hzの不規則変動成分。
6. 同上号機で、高度95～105 kmでenhanceされる30～300 Hzの不規則変動成分。（図1）

以上であるが、1.2.3.はオーロラ電離層中での計測であり、アーク等の構造的なものゝ他1～3 kmの比較的波長の短いfluctuationも計測されている。これらのfluctuationはアークの中心よりも周辺部により強く現われるようである。これらの成因としてはE層レベルでのinstabilityの磁力線に沿っての拡散、ionization Sourceのfluctuationの反映等が考えられる。

S-210JAによる固定周波数計測は、広い波数に亘る不規則変動を検出しているが、図1は、6.にのべた変動成分を示すもので、ロケットの下降時のデータである。図では、102, 98, 95 kmのスペクトルに、30～200 Hzの成分のenhancementが認められる。



図．1

Ⅲ-49

ロケットで観測されたオーロラ中の低周波プラズマ不安定

小川 忠彦　森 弘隆　宮崎 茂
郵政省 電波研究所

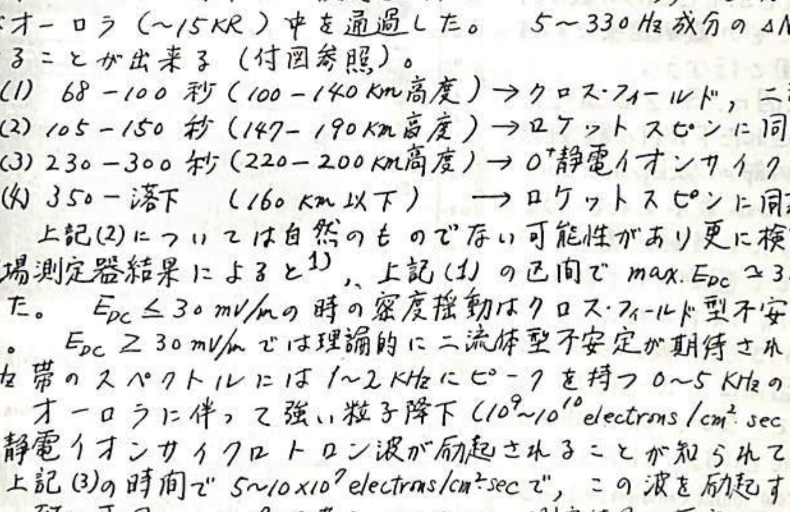
昭和基地におけるIMS期間中の最後のロケット実験が1978年の才19次隊で実施された。ここで報告する結果はS-310JA-7（1978年3月27日 2215:50LT 発射）によるものである。オーロラに伴う低周波（5Hz～8KHz）のプラズマ不安定現象を探るために，同機には直径10cm，高さ3.6cmのファラデーカップ（4枚のグリッドとコレクター部）がロケット先端部に搭載され，電子密度（Ne），5-330Hz帯と0.1-8KHz帯の電子密度擾動（ΔNe），そして90eV以上の降下電子フラックス（F(≥90eV)）の測定が行われた。

ロケットは上昇時にサブストーム進行中の非常に活発なオーロラ（ΔH≃-600γ，30MHz CNA≃4dB）に命中した後（5577Åで30～35KR），一旦オーロラ外に出たが，降下時再びオーロラ（～15KR）中を通過した。　5～330Hz成分のΔNeは次の4つの出現区間に分けることが出来る（付図参照）。

(1) 68-100 秒（100-140Km高度）→クロス・フィールド，二流体型プラズマ波。
(2) 105-150 秒（147-190Km高度）→ロケットスピンに同期．artificial？
(3) 230-300 秒（220-200Km高度）→ O^+ 静電イオンサイクロトロン波？
(4) 350-落下　（160Km以下）→ロケットスピンに同期．artificial。

上記(2)については自然のものでない可能性があり更に検討を要する。相乗りのDC電場測定器結果によると[1]、上記(1)の区間で $max.E_{DC} \simeq 35\,mV/m$ で，大略赤道向きであった。$E_{DC} \leq 30\,mV/m$ の時の密度擾動はクロス・フィールド型不安定のスペクトル形を有している。$E_{DC} \geq 30\,mV/m$ では理論的に二流体型不安定が期待されるが，事実，この場合0.1～8KHz帯のスペクトルには1～2KHzにピークを持つ0～5KHzのノイズが受信されている。

オーロラに伴って強い粒子降下（10^9～10^{10} electrons/cm^2 sec）があるとtopside（たとえ1000km）で静電イオンサイクロトロン波が励起されることが知られている。F(≥90eV)の測定値は上記(3)の時間で5～10×10^7 electrons/cm^2sec で，この波を励起するには1～2桁不足している。不一致の原因として色々考えられるが，測定結果が事実だとすると，従来の理論を改良して粒子衝突効果を取り入れた低高度電離層中（～200Km）のイオンサイクロトロン波励起の可能性を検討する必要がある。なお，相乗り機器のAC電場測定器でも(1)と(3)の区間でほとんど同一のスペクトルが得られている[2]。



最後にロケット実験に尽力された極地研と才19次隊の方々に感謝します。

参考文献

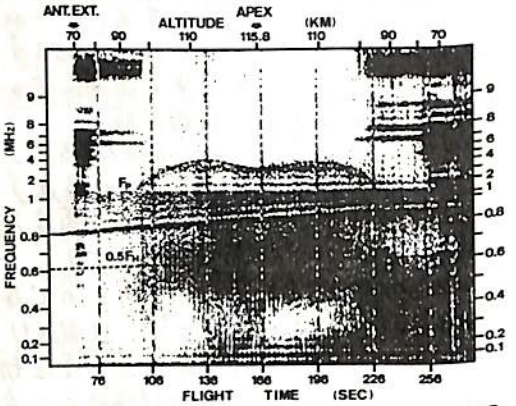
1) 小川他，才3回極域における電離圏・磁気圏総合観測シンポ．，p.41 (1980).
2) 山岸他，同上 p.42。

III-50　極域電離層に於ける高周波プラズマ波動－粒子相互作用
──南極ロケットPWHの観測結果より

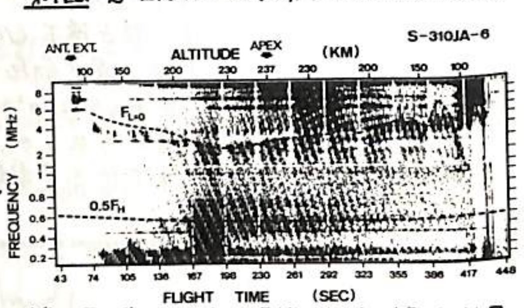
大家　寛，宮岡　宏，宮武貞夫
（東北大理）　　（電通大）

1. 序　IMSプロジェクトの一環として、南極昭和基地に於ける一連のロケット観測が、第17次，第18次，及び第19次南極地域観測隊の手により成功裏に行なわれた。この南極ロケット観測は、極域電離層に於ける波動粒子相互作用の総合的解明を目的としたものであり、我々は、このうち高周波領域（100kHz～10MHz）に於ける波動粒子相互作用を解明するため高周波帯電界スペクトル観測器（PWH）を搭載し、高周波帯プラズマ波動の観測を行なってきた。本報告では、これらの中で特に顕著なプラズマ波動現象が観測されたS-210JA-21，及びS-310JA-6号機による観測結果について、同時に搭載された粒子計測器（ESM，ESH）の観測データとの比較を行ない、さらにその観測結果に対する定量的検討を線形理論の範囲で行なう。

2. 観測結果　第1図及び第2図に、S-210JA-21，及びS-310JA-6号機に搭載されたPWHの観測結果を示す。それぞれ、受信機内部のbackground noise levelを差引いた上でdynamic spectrum表示されている。第1図中，比較的狭帯域のプラズマ波動が電子プラズマ周波数（F_p）の変動に対応して観測されており、さらに電子サイクロトロン周波数（F_H）以下に於いても、$0.4F_H < F < 0.6F_H$ の範囲に広がる広帯域のemissionが観測されている。また第2図には、S-310JA-6号機による観測結果が示されているが、次の特徴的なプラズマ波動現象が観測されている。(i) $F \lesssim F_{L=0}$（Zモード遮断周波数）帯域のnarrow band emission．1～3 keV降下電子のフラックス増大に対応した受信強度の増大が見られる。(ii) $F \sim \frac{1}{2}F_H$前後に広がる広帯域emission．(iii) F～0.2MHz近傍にほぼ連続的に観測されているemission．これは、ESMによる粒子観測結果とあまり相関がなく、狭帯域構造をもつことなどから、オーロラ磁力線沿いの上部電離圏に於いて励起されたAKRの下部電離圏レベルへのもれ込みと考えられる。

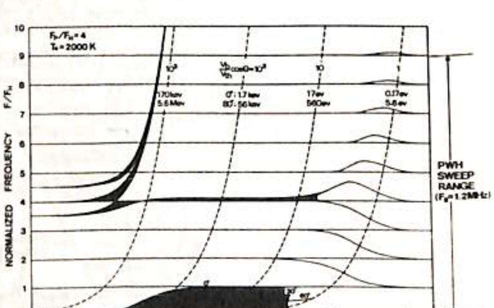


第1図．S-210JA-21号機PWHの観測結果



第2図．S-310JA-6号機PWHの観測結果

3. 理論との比較　第3図に高度約200kmに於ける電離層プラズマ（$F_p/F_H = 4$，$T_e = 2000°K$）に対して求めた高周波帯プラズマ波動の分散関係（ω－kダイアグラム）を示す。この理論的な分散関係を基に、降下電子観測の結果を定量的に検討した結果、上述の降下電子フラックスと良い相関をもつ波動現象は、ロケットに比較的近い電離層内で励起された静電的なプラズマ波動，及びそれを起源とした電磁波動であることが明らかとなった。



第3図．観測結果に対応するω－kダイアグラム

謝辞．本ロケット実験に関して、国立極地研究所，並びに各越冬隊の皆様に厚く感謝いたします。

III-51　長基線での木星電波シンチレーションの観測(I)

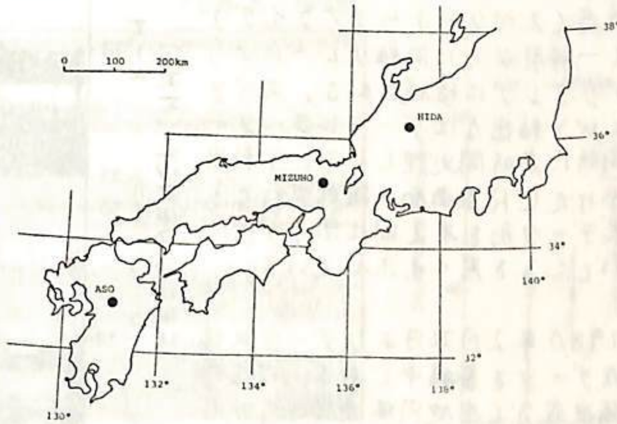
前田耕一郎，小田進幸
（兵庫医大）

我々はこれまで瑞穂町において木星電波（21.860 MHz）の惑星間空間シンチレーションの観測を行って来た。しかし，地上にできた回折模様のふるまいをさらに詳しく調べる（たとえば，模様の時間変化など）ためには多点観測を行う必要がある。木星電波の観測装置は設置が簡単なのでこの様な目的には適している。そこで，飛驒天文台および九州東海大学の協力を得て，下図に示す配置の3点観測を1978年10月より開始したので，観測の概要と現在までに得られたデータについて報告する。

受信周波数は，従来と同じ天文用保護バンドの中心，21.860 MHzである。アンテナとしては3エレメント八木アンテナおよび2本の$\lambda/2$ダイポールを組合せたアンテナを用いている。受信機は通信型受信機に外部回路を付加し改造したディッケ切換タイプの受信機である（6 db パスバンド：6 KHz）。時刻信号としてJG2AS（40 KHz）をループアンテナで受信している。あらかじめ木星受信の可能性の高い3時間だけ作動する様にセットされた2チャンネル・テープレコーダにより木星シグナルおよび時刻信号を記録する。

これまで行って来た1点での観測および3点でのテスト観測から次の事がわかっている。(i)混信の情況から考えると，観測は真夜中から日出前までの時間帯に限られる。(ii)観測される強度変動において惑星間空間シンチレーションの成分が卓越するのは，木星の太陽からの離角が140°以内の時である。(i)(ii)の条件により観測期間は年に2ヶ月余りとなる。木星電波の受信される確率の高い日は週に2〜3日であるから年に20〜30回の観測機会がある事になる。しかし，人的条件をも考慮すると，実際に取得できるデータは年に数例あれば良いと考えねばならないであろう。したがって，短期間での変化等を調べる事は望めず，S/Nの良さを生かして観測例の詳しい解析を行う事となる。

観測に当っては，鳴海泰典（九州東海大学），黒河宏企（飛驒天文台）の両氏に多大の協力を得ています。またJG2ASの受信装置については電通大・電波物理研究室の方々のお世話になりました。ふかく感謝いたします。



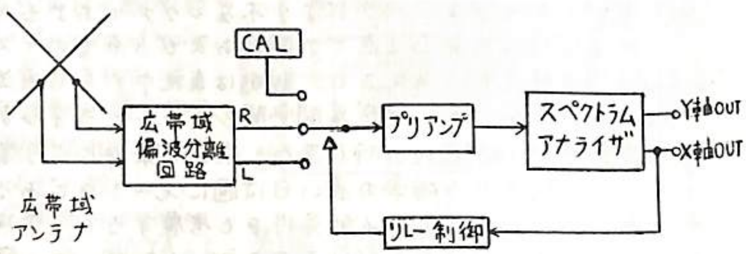
Ⅲ-52

木星デカメータ波放射広帯域偏波観測

大家 寛・森岡 昭・近藤 実・近藤哲朗・三浦俊一・宮下清子
(東北大・理)

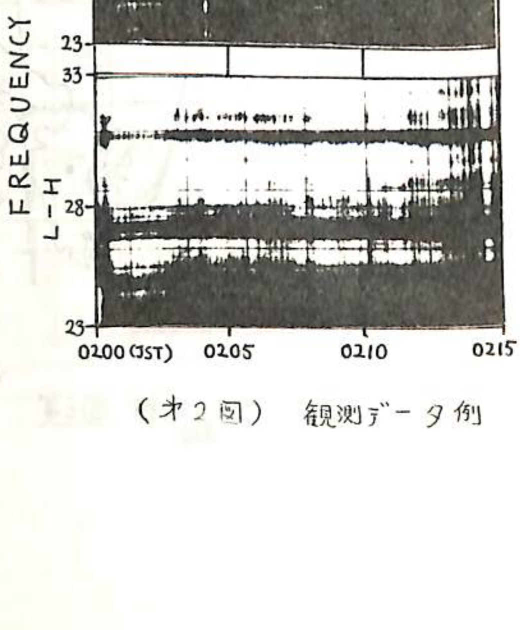
〔序〕 木星デカメータ波放射には大きく分けて二つの成分がある。それは中央子午線経度270°付近に出現頻度のピークを持つI_oの位相角に無関係な電波源と、I_oの位相角によって特徴づけられるI_oに関係した電波源の二つである。さてパイオニア11号によって求められた磁場モデルを使用した理論的考察により、I_oの位相角に無関係な電波源の発生領域としては木星の南極の電離層領域であり、I_oの位相角によって特徴づけられる電波源の発生領域としてはI_oを通る磁力線上の木星の南北電離層領域である事が明らかにされつつある。観測による発生領域の同定方法には干渉計法による直接同定方法と、偏波観測による間接的な同定方法がある。この偏波観測による同定方法では、理論的考察より期待される偏波と、観測結果の偏波の周波数特性を比較する事により、発生領域が木星の南北どちらの極域であるかを判定する事が可能となる。この偏波観測による同定を行なう為には、広帯域にわたる偏波動特性を測定する必要性が出てくる。その為に我々のグループでは広帯域偏波計を開発した。

〔広帯域偏波計システム〕 広帯域偏波計システムの概略図をオ1図に示す。広帯域アンテナによって、互いに直交する二つの直線偏波成分として受信された電波は、広帯域偏波分離回路により、広帯域(20~35 MHz)のまま、右旋および左旋円偏波成分に分離される。この際の円偏波成分の分離度は20~35 MHz帯域内において20dB以上を得ている。分離された右旋および左旋円偏波成分は、周波数分析器(スペクトラムアナライザ)の掃引に同期して一掃引ごとに同軸リレーにより切り換えられ、プリアンプに接続される。スペアナからのX軸およびY軸出力はデータレコーダーに記録されると同時に実時間処理として、Y軸出力で輝度変調をかけたCRT画面の撮影を行なう。こうして得られたデータ例をオ2図に示すが、ここでは強度の強いところを黒く表示している。



(オ1図) システム概略図

〔観測〕 1980年2月26日よりデータ取得が可能となり現在データを蓄積中である。現在のところ、右旋円偏波成分と左旋円偏波成分のみのデータ取得が行なわれているが、将来は右旋偏波と左旋偏波の相関および位相差計測を行ない偏波状態の完全な記述パラメータであるストークスパラメータの測定を行なう計画である。



(オ2図) 観測データ例

Ⅲ-53　　木星デカメータ波ダイナミックスペクトラムにおけるModulation Laneの解析

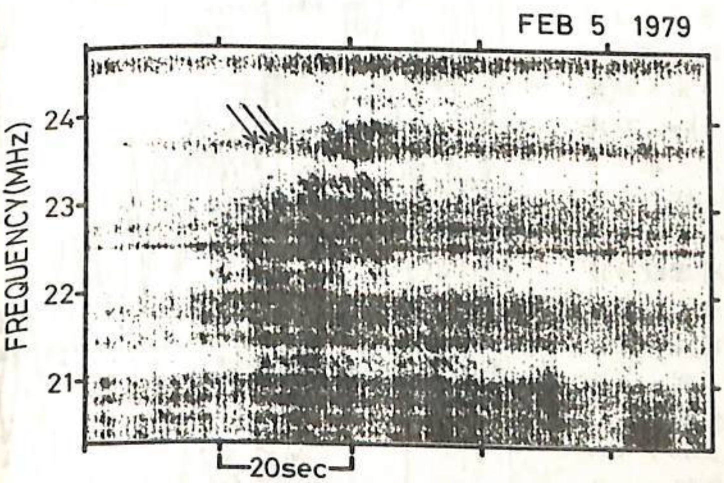
三浦俊一，森田　昭，大家　寛
（東北大・理）

§1．序　木星デカメータ波ダイナミックスペクトラムにあらわれた木星電波の周波数及び強度の時間変動には種々の特徴が存在している。これらには電波発生源及び木星プラズマ圏、磁気圏の情報が含まれていると考えられ、データの蓄積と共に解析が行なわれている。今回は図1に示す微細な周波数ドリフト縞（*modulation lane*）を対象として解析が行なわれた。

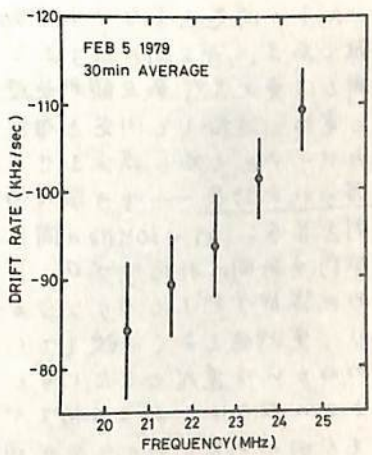
§2．Modulation Laneの特徴　*Modulation lane*はダイナミックスペクトラム上でのくり返しが明瞭な構造である。'79年2月5日の現象（図1）を例にとると以下の点が明らかである。i)時間軸方向のくり返し周期が約2 sec ii)周波数のくり返し幅が約150 kHz iii)ドリフト率は周波数依存性を示し（図2）、20～25 MHz帯において－100 kHz/sec 程度である。iv) i)～iii)のパラメータをもつ*lane*が30 min以上継続する。

§3．Modulation Laneの原因について　*Riihimaa*（1970[1], 1976[2]）は、統計から*modulation lane*が木星起源の現象であること及び、偏波観測から単なる*intensity modulation*であることを結論している。従って*lane*の規則的なくり返し（i), ii)）を説明するには、異なる*ray path*の波による干渉を原因とすることが必要となる。さらに、*lane*がドリフトすること（iii)）は、干渉をひきおこす波の間の位相差が時間変化することを意味し、電波源近傍での動きを反映しているものと考えられる。又、iv)の結果は、電波源の*coherency*が良いことを意味するが、複数個の*coherent*な電波源を考えることは互いに情報交換のない自然現象において難点がある。単純なモデルとして、一つの電波源から直達する波と周囲に対して変動する密度をもった領域からの干渉を考え、観測された*lane*の周波数変化と間隔のデータに対して、電波源の運動を木星表面経度方向として運動の速度を求めると、約300 km/sec となる。

(1) *Riihimaa*　*Astron. & Astrophys.* 4 180－188, 1970
(2) *Riihimaa*　*Astron. & Astrophys.* 53 121－129, 1976



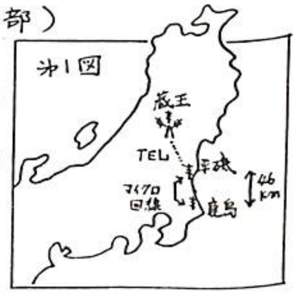
（図1）*modulation lane*



（図2）ドリフト率の周波数依存性

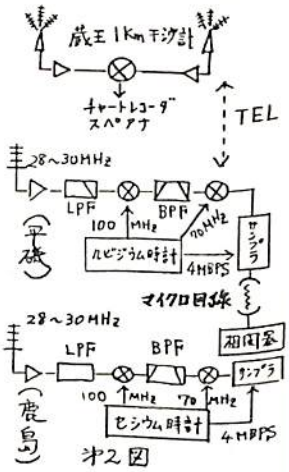
III-54 鹿島・平磯間実時間VLBIシステムによる木星デカメータ波の試験観測

高橋冨士信*，吉野泰造*，熊谷 博*，大家 寛**，森岡 昭**
（*郵政省電波研究所） （**東北大学理学部）



はじめに――鹿島・平磯間には既にマイクロ波・ミリ波用のVLBIシステムが稼動している。基線長は約46kmでほぼ南北に位置している。（第1図参照） この基線を利用して木星デカメータのVLBI試験観測を行い，ほぼ予測値どおりのフリンジ位相を検出できたので報告する。

試験観測のねらい――第1のねらいはデカメータバーストのフリンジを得ることである。第2は位相スペクトルのデータを得ることである。本基線をデカメータに使用すると，平均基線長Dを30km，波長λを10mとして平均フリンジ角は $\lambda/D = 72''$ となる。この値は木星の視直径（40"）に近く位相スペクトルから電波の発生源や伝播経路上での空間的・時間的情報を得られる可能性がある。

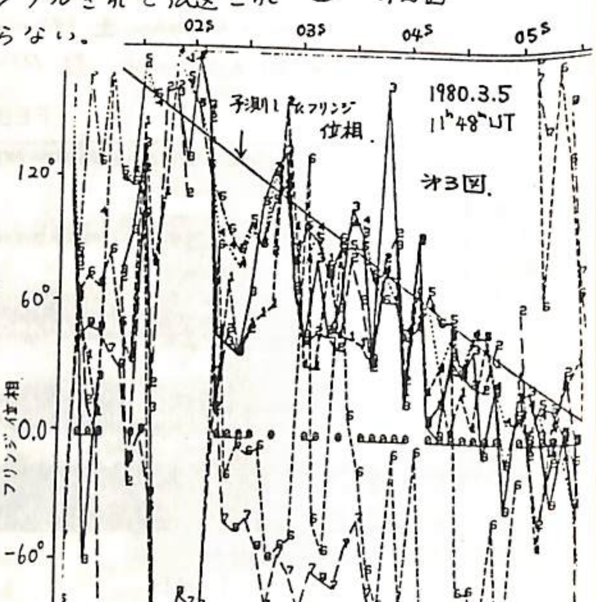


システムの安定性――木星のフリンジ位相を検出するためには両局のローカル源に原子時計レベルの安定度が必要である。第2図に示したとおりローカルとして100MHzを用いており，この安定度がシステムの安定度を決定する。タイムスケールを100秒として本システムの安定度は，鹿島はスーパーチューブセシウム時計，平磯はルビジウム時計であり，いずれも5×10^{-13}の安定度をもつ。従って相対位相安定度は10^{-12}より良く100秒につき0.1ns以下の位相変化しかあらわれない。100MHzローカルの周期は10nsecであり本システムはフリンジの位相を議論するに十分な安定度のあることがわかる。共同局のデータはその場で原子時計により高安定にサンプルされて伝送されるので，データ伝送によるゆらぎは問題とならない。

試験観測の方法――VLBIシステムは大量のデータを出力するので別のシステムによりバーストの同定をしなければ効率的な運用は困難である。第2図に示すように今回の試験観測では東北大学蔵王観測施設の1km干渉系と電話で連絡して同定を確認した。従って出力データを大幅に減少させることができた。

得られた結果――第3図に得られた結果の1例を示す。29〜30MHzの間の各周波数の位相が約4秒間にわたりプロットされている。斜めの線が予測したフリンジの位相の動きであり，実測値とよく一致している。従って第1のねらいは達成できたと考えられる。

第2のねらいである位相スペクトルについても今回の測定でいくつかの現象が認められるようであるので講演の中で報告したい。



0:30MHz，1:29.88MHz，2:29.75，3:29.63，4:29.50，5:29.38，6:29.25，7:29.13MHz（周波数番号）

III-55 Location of Jovian Decametric Radio Sources Based on the Magnetic Field Observed by Pioneer and Voyager

Hiroshi OYA, Tetsuro KONDO and Akira MORIOKA
Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, JAPAN

The location of the Jovian decametric radio waves has been studied being based on the theoretical studies (Oya, 1974) using the observed magnetic field by Pioneer 11 and Voyager spacecrafts. The guideline of the calculation is given by the theory that claims the conversion of the electrostatic plasma waves into the L-O mode electromagnetic waves through the region where the wave frequency coincides with the plasma frequency. The initial work is carried out for the assumption that the energy source is injected into the region with higher than 80° defined by the dip latitude given by GSFC-O$_4$ model. The results have indicated that the calculated dependency of the CML defined by system III (1957) indicates clear coincidence with the observed system III dependency of the Jovian decametric radio waves.

In the present paper, more detailed analyses have been carried out for the separated energy precipitation model i) Io plasma torus, ii) Plasma sheet oval and iii) Polar regions with magnetic latitude higher than 80°. The calculated probability of the occurrence of the Jovian decametric radio waves reveals the clear separation between A and C sources as has been given in Figure 1, for the case of the calculation for the southern hemisphere. This separation gives the interpretation on the observed separation of the system III dependency between A and C that is given in Figure 2.

The higher frequency component is possibly scattered at the region where the wave frequency f coincides with the local electron cyclotron frequency, f_c; the results suggest that the effective conversion of the radio waves takes place in the direction perpendicular to the magnetic field even at $f=f_c$.

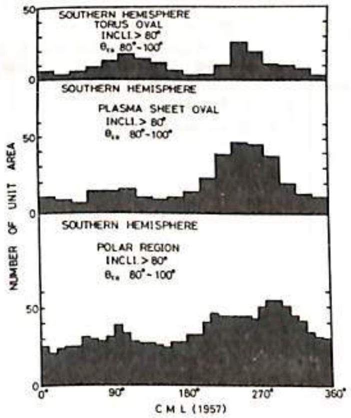


Figure 1. Calculated occurrence probability of the Jovian decametric radio waves for the three source region models; i) Io plasma torus, ii) Plasma sheet oval and iii) Polar region.

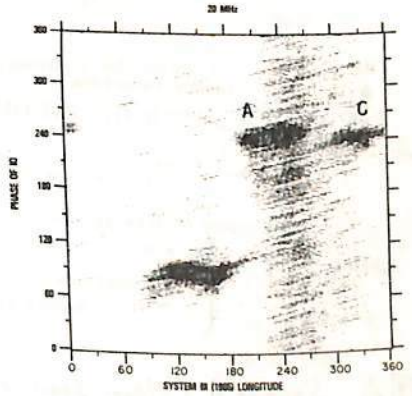


Figure 2. Observed occurrence probability of 20 MHz Jovian decametric radio waves versus the system III longitude and the phase angle of Io.

III-56　衛星Ioに関連する三つの木星電波源の放射時間構造とその放射モデル

今井一雅
高知高専・電気工学科

衛星Ioに関連する木星デカメートル波放射源には、主に図1に示すようなIo-A, Io-B, Io-Cがある。筆者は、過去3年にわたりこの三つの放射領域での放射時間構造を多地点多周波観測により詳細に調べてきた。これまでに波形解析をすることのできたeventの合計は、Io-A 6例, Io-B 6例, Io-C 3例である。これらの解析結果をまとめたのが表1であり、これからIo-B, Io-Cに関しては、固有の放射時間構造は大変似かよったものであるのに対し、Io-Aに関しては他の二つと全く異質なものであることがわかる。特にこのIo-Aのeventに関しては、Non-Io-Aのeventと固有の放射時間構造は同じものであり、また偏波の特性についても同じであることがわかっている。両者の異なる点は、Io-Aの方が発生頻度が非常に高いことと、放射周波数の上限が高いことである。

放射モデル　以上のことから筆者は、Io-AとNon-Io-Aの起源は本質的に同じものであるという立場で、図2のようなSource A (Main source)の放射モデルを考えた。すなわち、Io-Aは衛星Ioが何らかの形でNon-Io-Aの放射を助長されたものにすぎないという考え方で、必然的にNon-Io-Aの放射源の位置は、Io flux tube (IFT)の足もとに近い領域に限られることになる。このNon-Io-Aのエネルギー源として、地球と同じオーロラ粒子を考えた場合、Auroral ovalとIFTのfoot printの領域が一致せねばならないことになり矛盾を生じるが、筆者は最近Voyager 1号[**]によって発見されたIo軌道上に広がるPlasma torusに起因するfield aligned currentが、Non-Io-Aのエネルギー源であるとすればうまく説明できるのではないかと考え検討を行ったので報告する。

表1

	固有の放射時間構造	Lバーストの成因
Io-A	数10秒以上のゆっくりとした放射	惑星間空間シンチレーションによる変調
Io-B	数10msec以下のパルス(Sバースト)	Sバーストのグループで構成 } envelopeは惑星間空間シンチレーションによる変調
Io-C	数10msec以下のパルス(Sバースト)	Sバーストのグループで構成 }

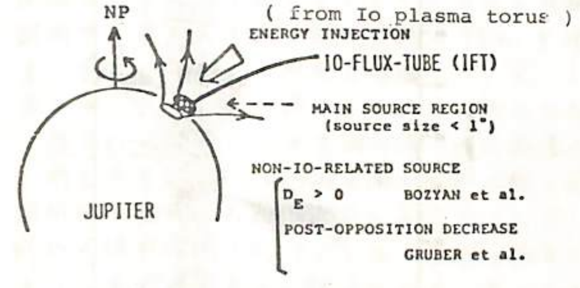


図2　Source A (Main source)の放射モデル*

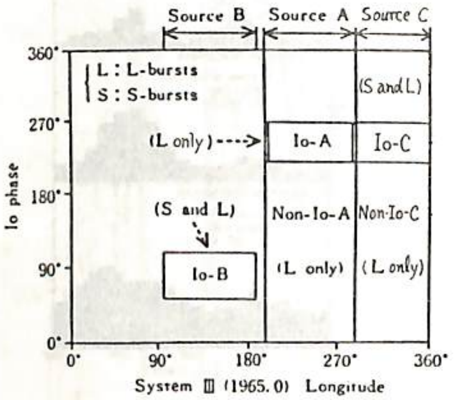


図1　System III 経度対 Io phase 上での、Io-A, Io-B, Io-Cの位置

* 惑星プラズマ圏および磁気圏研究会プロシーディング 1978 P113~ 今井他参照

** Gurnett, D.A., Kurth, W. S. & Scarf, F.L. Nature 280,767(1979)

III-57 金星 Ionopause の構造

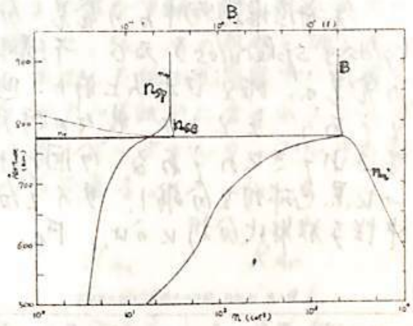
大家 寛，渡部重十，高橋忠利 （東北大理）

§1. はじめに

Pioneer Venus による dayside での金星電離層の観測は，地球と異なるいくつかの現象を見い出した。

- Plasma の温度が高い （$T_i \sim 2000$°K, $T_e \sim 4000$°K）
- 主成分は O^+ よりなる
- Ionopause が存在し，そこで Plasma，磁場の急激な変化をともなう。

これらの現象は，Ionopause を通して，太陽風と金星電離層の強い相互作用が，生じていることを表しているものであり，Ionopause の構造は，これらの現象を考えていくうえで，さけることのできない，もっとも重要な問題の1つである。



§2. Ionopause の構造

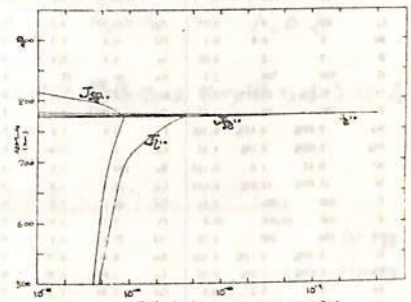
地球の Magnetopause に関する議論（Ferraro 1952, Lee and Kan 1979 etc）の類推により金星 Ionopause を考察してみた。電離層，太陽風の組成は，それぞれ O^+, H^+, e であり，その分布は，Shifted-Maxwellian であるとする。ここで使用された，定常状態での Maxwell's eq は次式に表す。

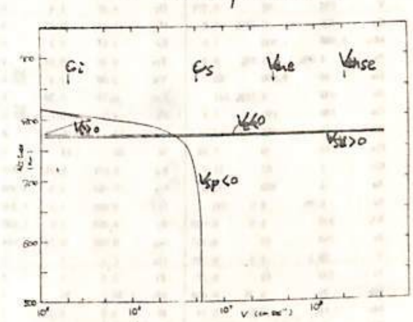
$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

$$J = J_{sp} + J_{se} + J_i + J_e$$

$$\rho = e(n_{sp} - n_{se} + n_i - n_e)$$

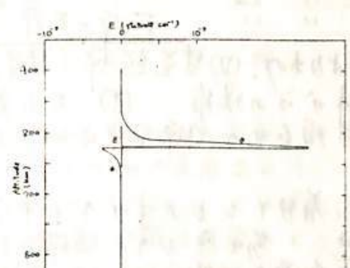
Charge neutral approximation より $\rho = 0$ となるように，potential ϕ ($\mathbf{E} = -\nabla\phi$) を決定する。一次元の Model として扱った結果の一例を図に示す。





§3. 結論

- Ionopause での current driven instability が予想され，これにより，thickness が広がるものと思われる。
- Solar Wind と電離層の間での relative velocity が Ionopause の構造に関して重要である。
- Solar Wind proton による Lower Ionosphere の加熱が十分に考えられる。
- Ionopause 付近で，数百 m/sec の O^+ の流れが存在する。



$T_{sp} = T_{se} = 1.5 \times 10^{+5}$ °K

$T_i = 2000$°K

$T_e = 4000$°K

$B_{-\infty} = 20\gamma$

Ⅲ-58　宇宙塵のサイズ分布とその起源の考察

山越和雄[1]，野上謙一[2]
(1) 東京大学宇宙線研究所，(2) 独協医大 物理教室.

深海底堆積物中から発見，分離される「黒色磁性球粒」(iron spherules)，「ガラス質球粒」(glossy spherules) 及び 不透明な「珪酸質球粒」(silicate spherules) については，それらの発見が，殆ど百年以上前に 遡るにもかかわらず，本格的な研究は，ここ数年来のことであり，主として，我々の研究グループや，アメリカ，イタリーの研究者達によってなされてきたのである。今回の仕事の中心点は，一定量の深海底堆積物中から，磁性を持った黒色球粒を分離し，サイズ分布を求め，かつ，粒径の大きなものの中から 百個 を中性子放射化分析にかけ，Fe, Co, Ir, Au の分析を行った。これら親鉄元素は地殻中には全く欠如，(僅?) 相対的に，宇宙物質中に，濃縮している元素であるところから，鉄質球粒中に，隕石並みに，高濃度に含まれていることがわかれば，少くとも 地球外起源，隕石より派生した可能性を主張できると思はれる。第一表に，火成岩と隕石の化学組成と，その比を示す［ R ≫ 1 となる元素，(Fe, Co, Ni)，(Re, Os, Ir, Pt, Au) に着目すればよいことがわかる ］

第1表　火成岩，隕石の平均化学組成と組成比

元素	火成岩 Vi (ppm)	隕 石 Vm(ppm)	R (Vm/Vi)	元素	火成岩 Vi (ppm)	隕 石 Vm(ppm)	R (Vm/Vi)
Li	65	2	0.03	Ag	0.10	1.3	13
Be	6	0.6	0.1	Cd	0.5	1.3	2.6
B	3	2	0.66	In	0.1	0.5	5
C	320	700	2.2	Sn	40	33	0.83
O	46.6%	24.61%	0.53	Sb	1	0.9	0.9
F	300	20	0.07	Te	0.0018	?	?
Na	2.83%	0.47%	0.165	I	0.3	1.0	3.3
Mg	2.09%	9.5%	4.53	Cs	7	0.06	0.009
Al	8.13	1.0	0.123	Ba	250	5.4	0.022
Si	27.72%	12.3%	0.445	La	18.3	1.3	0.071
P	800	1,800	2.25	Ce	46.1	1.5	0.033
S	520	10,800	20.8	Pr	5.53	0.6	0.108
Cl	480	500	1.05	Nd	23.9	2.2	0.092
K	2.59%	0.12%	0.048	Sm	6.47	0.78	0.12
Ca	3.63%	1.2%	0.33	Eu	1.06	0.20	0.19
Sc	5	3.5	0.7	Gd	6.30	1.2	0.19
Ti	4,400	600	0.136	Tb	0.91	0.38	0.42
V	150	56	0.374	Dy	4.47	1.5	0.34
Cr	200	0.22%	11.0	Ho	1.15	0.43	0.375
Mn	1,000	1,900	1.9	Er	2.47	1.3	0.528
Fe	5.0%	45.7%	9.2	Tm	0.20	0.22	1.1
Co	40	2,600	65	Yb	2.66	1.2	0.45
Ni	100	3.51%	351	Lu	0.75	0.39	0.52
Cu	100	130	1.3	Hf	4.5	0.6	0.133
Zn	40	480	12.0	Ta	15	0.28	0.187
Ga	15	20	1.33	W	69	14	0.202
Ge	7	82	11.7	Re	0.001	0.34	340
As	5	160	32.0	Os	0.001	3.0	3,000
Se	0.09	9.0	100	Ir	0.001	1.2	1,200
Rb	310	2.8	0.009	Pt	0.005	7.6	1,520
Sr	150	16	0.107	Au	0.005	0.72	144
Y	28.1	4.0	0.142	Hg	0.5	?	?
Zr	220	60	0.27	Tl	0.3	?	?
Nb	20	0.38	0.019	Pb	16	25	1.56
Mo	15	8.1	0.54	Bi	0.2	0.2	1.0
Rh	0.001	1.6	1,600	Th	11.5	1.2	0.104
Pd	0.010	1.5	150	U	4	2.8	0.7

サイズ分布；宇宙塵は大気圏に突入して，空気との摩擦から熱変成を受け，揮発性元素は蒸散し，形状は丸くなり，質量は減少してしまうので，球粒のサイズ分布を，地球外でのサイズ分布に戻してやるためには，一定の補正に関する作業原理が必要となり，室内実験での化学組成の変化の調査なども，その一助となる。太陽系外周からの宇宙塵の太陽への落込みの際，サイズの大きいものが木星にトラップされるという理論 (Öpik, 1951) に対して，サイズの大きい宇宙塵が現存 (1A.U.で) すること，化学組成のサイズ依存性が，cut off サイズの前後で変化がみられないことなどから，反論できる。

起源の考察；地球外起源塵の起源としては，(イ) 隕石の破砕，細分化によるもの. (ロ) 彗星起源 (彗星塵など) (ハ) 太陽系外周縁部分からの落ち込み (ニ) 太陽系外からの供給 (ホ) 大気突入時の隕石表面からの溶融，剥離などが考えられ，現在は，隕石との関係を中心にして，化学組成の比較を進めている。

研究方法は，化学組成に着目したものばかりでなく，宇宙線生成核種の検出と同定による，宇宙線照射年代の決定，高エネルギー破砕反応生成物による宇宙線(銀河)照射年代の測定 —— これは超高感度質量分析器を用いて，同位体比異常の検出を行う —— 及び，X線構造解析などによる，FeOや，カマサイト，テーナイトなどの構造決定 などを併行して進めており，新しい成果を挙げつつある現状である。［参考文献；Geochim. Cosmochim. Acta 43(1979)267, EPSL 42(1979)379, 野上他 Geochem. J. (1980) in press, 山越他 JGR (1980) 投稿中…など］

III-59　岩石破壊の際の希ガスの放出

本田勝彦・浜野洋三・栗田敬・輪座利彦　（東大・理）

近年，希ガス（He，Ar 等）を用いた地震予知観測が注目されつつある。しかし，岩石の変形・破壊の際にこれらのガスが放出されるのか，今まで室内実験で確かめられていなかった。今回，我々は種々な条件下で岩石を加圧・破壊させ，He，Arの放出を調べた。

使用した岩石は稲田花崗岩で年代は約6千万年である。加圧した稲田花崗岩中に残留しているHe，Arを四重極質量分析計を用いて定量し，オリジナルな試料に含まれているガス量と比較することにし，その比（加圧サンプル中のガス量／オリジナルサンプル中のガス量）をRとする。He，Arそれぞれの誤差は15%，7%である。

サンプル		R_{He}	R_{Ar}
I－3	250 barの水で加圧	1.00	1.06
I－5	低真空下（10^{-2} Torr）で加圧・破壊	0.28	0.66
I－780509	340 barの封圧下で加圧・破壊	1.08	1.02

Wet，Dry下での加圧・破壊の際の，dilatant strainとRの関係は以下の図のようになった。

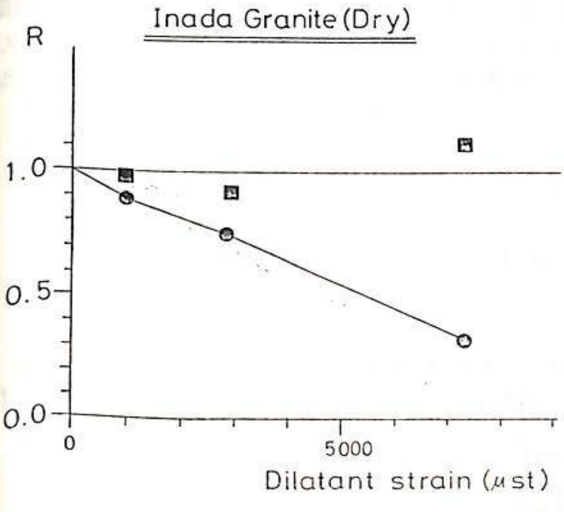


図1.　Dryの場合

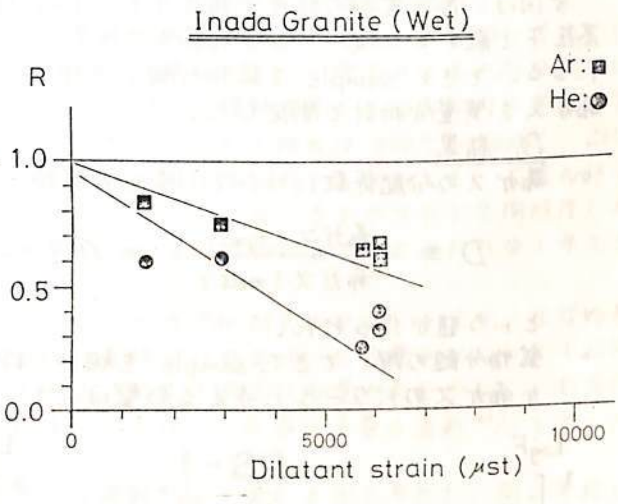


図2.　Wetの場合

Heは，Wet，Dryに関係なく，dilatant strainに比例して脱ガスしているのが図.1,2からわかる。そして，破壊時までに70%のHeが放出される。一方，ArはDryの場合には脱ガスしないが，Wetの場合にはdilatant strainに比例して脱ガスし，破壊時までに30%のArが脱ガスすることがわかった。この値は真空下での破壊による脱ガスと同じ割合である。Heより重いArが破壊の際に脱ガスするには，水の存在が不可欠で，Arはクラックに浸透してくる水の中に溶解することにより運び去られるのであろう。

Ⅲ-60　メルトと結晶への希ガスの分配係数

比屋根 肇，小嶋 稔
（東大 理）

1. 目的

現在の地球大気は二次的に地球内部からの脱ガスによってできたものと考えられている。従って、現在の地球大気を論ずる上で、地球内部からの脱ガス過程を理解することは、きわめて重要な事柄である。

希ガスが地球内部から脱ガスされる過程に関しては、一般的には、地下物質が部分溶融してマグマができるとき、希ガスがマグマに濃集し、それがマグマとともに地上に運ばれて脱ガスされると考えられる。しかしながら、希ガスがマグマに濃集する（と考えられている）際の固相と液相（マグマ）への分配係数について、直接実験的に確かめられた例はない。

さらに重要なことは、希ガスの分配係数がわかることによって、地上に出てきた結晶中に含まれている希ガスの量、パターンなどから、逆に、その結晶が成長してきたマグマ・ソース中の希ガスの量、パターンなどが推定できることである。

今回、演者は、メルトと結晶への希ガスの分配係数を求めるために、いくつかの実験を行なった。その結果を報告する。

2. 方法

今回は、高圧実験の結果を報告する。basalt 等を細かく砕いて高圧装置に入れ、高温高圧下で融かした後、一部を結晶化させた。これを quench すると、melt の部分はガラスになる。できた sample を鉱物分離してガラスと結晶とに分け、それぞれに含まれている希ガスを質量分析計で測定した。

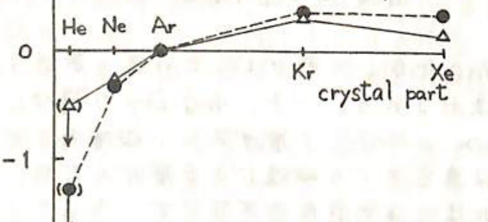
3. 結果

- 希ガスの分配係数について、今回の実験では

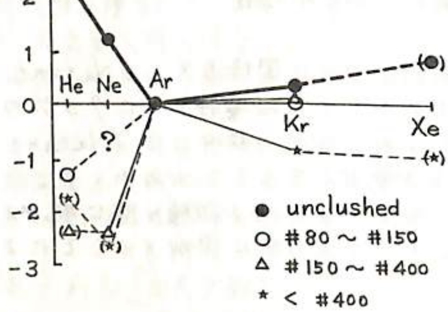
$$D \equiv \frac{\text{希ガス}(cpx.)}{\text{希ガス}(melt)} = 0.2 \sim 0.5$$

という値が得られた。

- 鉱物分離の際、できた sample を細かく砕くことになるが、このときの grain size が希ガスのパターンに与える影響は大きく、特に He，Ne が逃げ易いことがわかった。



ＯＳ－１	純度(%)	^{84}Kr (ccSTP/g)
glass part	(77)	3.92×10^{-8}
crystal part	(72)	2.69×10^{-8}



III-61

Premier鉱山産ダイヤモンドの K－Ar年代決定の試み

高岡宣雄，小嶋 稔，仁藤 修
(山大・理)(東大・理)(東大・物性研)

ダイヤモンドは，マントルから導かれた最も代表的な物質のひとつである。この年代を知ることは、マントルの成因につき基本的な情報を与える。しかし，こうした重要さにもかかわらず，出所のはっきりした試料が入手困難のため，年代測定の試みはこれまで全くなされていない。幸い著者等は，南ア・De Beer社からFinsch鉱山産およびPremier鉱山産のダイヤモンド約20カラットの提供を受けた。今日は，このうちPremier鉱山産のものにつき行ったK－Ar年代測定の結果につき報告する。

実験，結果

(1) 試料： 用いた試料は南ア連邦Premier鉱山産の天然ダイヤモンド6個である。個々の石の重量および包含物について，Table 1に示した。

(2) 放射化分析法によるKの定量： 6個の原石を塩酸および硝酸の中で煮沸し，蒸溜水で洗ったのち，TRIGA Mark II原子炉(立教大学)中で6時間熱中性子で照射した。照射した全中性子数は約3×10^{16}である．KおよびNa定量の標準試料として，KClおよびNaClの試薬を，その他の元素の定量の標準として，JB-1玄武岩をダイヤモンドと同時に照射し，誘導放射能を計数した。K濃度についての結果をTable 1に示した。K濃度は0.01 ppm以下から45 ppmまで広がりを示したが、包含物のない石では概してK濃度が低い。

(3) Ar分析： ダイヤモンドArの抽出および質量分析は，既に報告したのと同じ方法で行った。試料PS－bとPS－wを除く他の試料は、砕くことなく原石のままでAr分析を行った。0.15 g程度のダイヤモンドは，真空中で2000°Cに強熱すると、30分以内に完全にグラファイト化し含まれているArをほぼ完全に放出した。ガス抽出は800°C，2000°C，2100°Cの三段階で行ったが、800°Cで放出されるArは，同位体組成から判断して，大気Ar汚染によると思われる。2100°CでのAr放出は少なく、ほとんどバックグラウンドと同程度であった。このような理由から，2000°Cで放出されたArを，試料に含まれていた成分と考えて，Table 1に示した。

(4) K－Ar年代： Fig. 1にPremier産ダイヤモンドの^{40}Ar対Kプロットを示す。比較的多くKを含む試料P-3, P-4およびPS－bはほぼ一直線上にのるが，K含量の少ないP-1とP-2およびPS－wは，この直線から大きくはずれる。P-1とP-2はAr量も大変少なく、測定誤差が大きいが，PS－wはAr量が多く測定誤差は小さい。この石は多量の過剰^{40}Arを含んでいたと考えられる。

Fig. 1で直線上に並ぶ三つの試料が等しい過剰^{40}Arを含むものと考えて，図の直線は，等時線を表わすと解釈すると，その年代は15億年になる．Premier Kimberlitesの噴出年代は12.5億年であるので、我々の結果はKimberlites母岩の年令に近いが、これをもってPremierダイヤモンドの年令とするにはデータ不足であり，データの蓄積が要求される。

Table 1. K and ^{40}Ar in natural diamonds from Premier Mine, S. Africa

Sample	Weight(g)	K(ppm)	^{40}Ar(10^{-8}ccSTP/g)	Remark
P-1	0.135	0.013	0.1	Without inclusion
P-2	0.150	0.43	0.2	With inclusion (garnet and/or graphite)
P-3	0.161	45.1	72.0	With inclusion (garnet and graphite)
P-4	0.172	4.00	31.7	With inclusion (graphite)
PS-b	0.109	0.82	31.3	With inclusion (sulphide?)
PS-w	0.105	1.80	103.0	Without inclusion

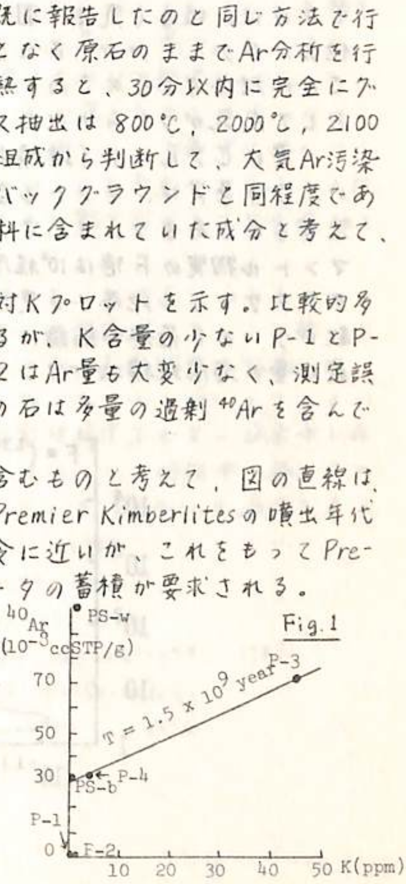


Fig.1

III-62

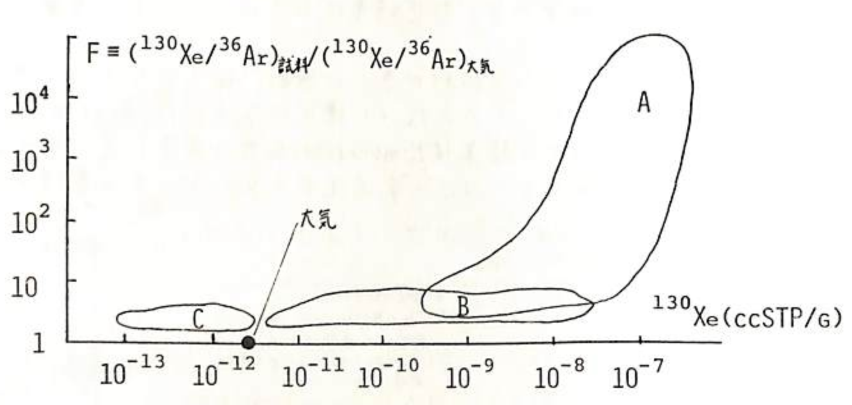
地球における希ガスの分布
―― 地殻とマントルの物質交換 ――

小嶋 稔
東京大学理学部

岩石（火山岩，堆積岩等）に含まれる希ガスは、地球大気中の希ガスと比較して、それぞれの岩石の種類にしたがい、特徴的な存在組成を示す。こうした組織的な特徴を示すため、岩石に含まれる希ガスを $({}^{130}Xe/{}^{36}Ar)_{試料}/({}^{130}Xe/{}^{36}Ar)_{大気}$ ― $({}^{130}Xe)_{試料}$ ダイヤグラム上にプロットしてみた。分析値は、これまで得られた文献値および東大・理・地球物理教室で得られた未発表のデータをまとめてある。このダイヤグラムの特徴は、まず横軸はXeの絶対値を示し、Xeが最も重い希ガス元素であるため、変成・風化などによる逸出が他の軽い希ガスに比べ少く、したがってXe含有量の多少は第一義的には，その岩石の起源そのものを反映していると考えられること。第二に、縦軸に取った ${}^{130}Xe/{}^{36}Ar$ は，岩石が希ガスを取りこむ基本的なメカニズムである吸着のとき，際立った分別を示すこと。このため、縦軸の値も又，岩石の成因の違い（これは又、希ガストラップの機構の違いも意味する）にしたがい、顕著な差を示すことが期待される。つまり，このダイヤグラムは、希ガス分布の違いを岩石の種類・成因に基いて分類するものと言えよう。

図1：　ダイヤグラムを模式的に示す。グループAは堆積岩，Bは温泉ガス，Cはマントル岩石を示す。ダイヤグラム上，この三者はかなり歴然と分類される。Aグループが，大きいF（$\equiv ({}^{130}Xe/{}^{36}Ar)/({}^{130}Xe/{}^{36}Ar)_{空気}$）～ 10^2～10^4値をもつのは，堆積岩が希ガスを捕獲したのは、吸着（気体―固体粒子間の相互作用）によることに対応するものと思われる。他方，Bグループが，$F \simeq 2\sim4$ の値をもつのは，希ガスが水への溶解として捕獲されたことに対応するものである。Cグループが $F \gtrsim 1$ の値を示すのは，マントル岩石の脱ガスとして大気がつくられたことを示している。

更にCグループ（堆積岩，海底泥）とAグループが画然と異っていることに注目したい。この事実は、マントル岩石は堆積物の物質交換が無視できる程度のものだったことを示すものであろう。もしマントル物質にその1％程度の海底堆積物が混入したとすると、マントル物質のF値は 10^2 程度となる筈であるが、この様な高いF値を持つマントル岩石は、サブダクション地帯でも見出されていない。サブダクション地帯火山岩のデータは極めて数が少いので最終的結論は言えないが、現在までの結果からは、サブダクションで、有意義な量の海底堆積物がマントルに沈み込む，という仮説は支持しにくいように思われる。



III-63　ペグマタイト鉱物中の稀ガス

齋藤和男　, E.C. Alexander, Jr.
山形大　理　　ミネソタ大　理

今世紀初頭から，Lord Rayleigh(1)，Aldrich and Nier(2)，Damon and Kulp(3)，あるいはGerling等のグループ(4)によって，ベリルおよびコーディエライト中の稀ガスが分析され，次の二点が大きな特徴として報告されている。

イ）大量の^4Heと^{40}Arを含む。（^4Heは$10^{-2}cm^3/g$にも達する）

ロ）古いサンプルほど多量の^4Heおよび^{40}Arを含む。（年代効果）

このような多量の稀ガスを捉える機構として，結晶のC軸方向に連なる鎖状の空隙に稀ガス原子が捉えられるということが考えられているが，この稀ガスがどこからやって来たかという点については，意見は二つに分かれているようである。一つは，ベリルやコーディエライトが出来る時点で稀ガスを捉えたとするもの(3)，もう一つは，稀ガスは鉱物生成後のある時点に鉱物中に入り込んだとするもの(5)である。

今回私達は，ベリルを含むペグマタイト中の共生鉱物の稀ガスを分析し，ベリル中の稀ガスの起源を考察してみた。また別に五つのコーディエライトサンプルの稀ガス分析も行なった。

ペグマタイトから分離された，ベリル，トーマリン，石英，長石，白雲母は，それぞれ異った稀ガスの相対存在度を示し，また含まれる稀ガスの絶対量もまちまちであったが，同じ種類の鉱物は異った鉱山で採集した鉱物でも似た稀ガスの相対存在度を示した。これは鉱物の結晶構造が稀ガスの相対存在度を何等かの形でコントロールしていることを暗示しているものと思われる。$^{40}Ar/^{36}Ar$比，$^{136}Xe/^{130}Xe$比は，ベリルで著しく高かった。もし，ベリル生成後に稀ガスが入り込んだとすれば，稀ガスの供給はまわりの岩石からあったと考えなければならず，その際，これらの比はまわりの岩石の方が高くなければならない，従ってベリル中の$^{40}Ar/^{36}Ar$比，$^{136}Xe/^{130}Xe$比がまわりの鉱物より低いという事実は，ベリル中の稀ガスが生成時に捉えられたことを示している。しかも尚，共生鉱物よりこれらの比が高いということは，ベリル中の稀ガスがペグマタイト生成の初期に固定された可能性を示している。

ベリルが生成する時，液相と固相の間で稀ガスの分配があったことが考えられるが，この分配はベリル中の放射性起源の稀ガスを分析することによって推定できる。この際，ベリル中のK，U，Thは無視しうるとし，ペグマタイトのもとになった岩体中のTh/U比，K/U比は適当に仮定する必要がある。ベリルについては，He，Ar，Xeの順にとりこまれにくくなっていることがわかる。放射性起源の稀ガスも非放射性稀ガスも共に母岩中に存在し，同じ分配を受けたと考えられるから，上で得たデータをもとに，母岩中の稀ガスの相対存在度を推定することが可能になる。同様な方法はコーディエライトにも適用できる。

1) Rayleigh, J.W.S.　Proc. Roy. Soc (London) A142, 370-381, 1933
2) Aldrich, L.T. and A.O. Nier　Phys. Rev. 74, 1590-1594, 1948
3) Damon, P.E. and J.L. Kulp　Amer. Mineralog. 43, 433-459, 1958
4) Molozeva, I.M., E.K. Gerling and V.D. Sprintsson　Geokhimiya 10, 1195-1199, 1969
5) York, D. and R.M. Farquhar, in) The earth's age and geochronology
Pergamon Press, P54, 1972

MAGNETIC CLASSIFICATION OF ACHONDRITES

Takesi NAGATA and M. FUNAKI
National Inatitute of Polar Research

A magnetic method to classify stony meteorites into 6 groups of E-, H-, L-, LL- and C-chondrites and achondrites on an I_s versus $I_s(\alpha)/I_s$ diagram appears to be sufficiently reasonable and useful, where I_s and $I_s(\alpha)$ denote respectively the total saturation magnetization of a meteorite and the saturation magnetization of its kamacite phase alone. (Nagata and Sugiura 1976, Nagata 1979 a, b). In the magnetic classification scheme, eucrites, howardites and diogenites are put altogether into a single group which is characterized by the smallest value of I_s ranging from 0.1 to 0.6 emu/gm.

New Antarctic achondrites including an ureilite and a unique achondrite have recently been magnetically analyzed. These 16 achondrites magnetically examined are petrographically and chemically classified into 8 diogenites, 5 eucrites, 1 howardite, 1 ureilite and a unique achondrite whose parent planet looks likely to be similar to that of the Shergottite.

Table 1

Achondrites		I_s (emu/gm)	$I_s(\alpha)/I_s$
YM-692	(Di)	0.19	0.40
YM-74013	(")	0.17	0.37
YM-74037	(")	0.22	0.38
YM-74097	(")	0.32	0.29
YM-74136	(")	0.038	0.40
YM-74648	(")	0.20	0.29
YM-75032	(")	0.042	0.05
ALHA -77256	(")	0.16	0.17
YM-74159	(Eu)	0.061	1.00
YM-74450	(")	0.22	1.00
ALHA- 7605	(")	0.076	1.00
ALHA- 77302	(")	0.012	1.00
ALHA- 78040	(")	0.083	0.79
YM-7307	(Ho)	0.53	1.00
ALHA-77005 (unique ach)		0.085	1.00
ALHA- 77257	(Ure)	3.14	0.95

Very little has been known so far in regard to characteristic features of metallic components in achondrites. It has been reported (Duke 1965), however, that Ni content in metals in basaltic achondrites (eucrites and howardites) is very small, being less than 1 wt% in eucrites and less than 3.5wt% in howardites. Based on the low Ni characteristic of basaltic achondrites, I_s values and ratios $I_s(\alpha)/I_s$ of the 16 achondrites have been determined to distinguish the basaltic achondrites from the diogenite group. Results are given in Table 1.

As clearly shown in the table, ratio $I_s(\alpha)/I_s$ in eucrites and howardites is unity or close to unity, which means that the Ni-content in metals is small, whereas $I_s(\alpha)/I_s$ in diogenites ranges from 0.05 to 0.40, which means that more than a half of metal is Ni-rich plessite.

As for ureilites, they can be characterized by the anomalously large value of I_s, which indicates a high content of metallic component. Several more data of ureilites could be newly added.

References

Duke, M.B. (1965). J. Geophys. Res., 70, 1523-1527.

Nagata, T. (1979a). Mem. Nat. Inst. Polar Res., Spe. Issue 15, 273-279.

Nagata, T. (1979b). Phys. Earth Planet. Inter. 20, 324-341.

Nagata, T. and Sugiura, N. (1976). Mem. Nat. Inst. Polar Res. Ser. C. 10, 30-58.

III-65　コンドルールの残留磁気

船木 實　永田 武　百瀬 寛一
極地研　極地研　信州大(理)

石質隕石のNRMはいままでいくつか測定され，一般にエイコンドライトと炭素質隕石が安定なNRMを持つのに対し，オーディナリーコンドライトは不安定なNRMを持つ。

今回南極Allan hills で隕石探査の際1個のオーディナリーコンドライト（L or H，タイプは高いと推定される）の中から，偶然数個のコンドルールを得ることができた。このうち大きいもの3個（直径2～3mm）について磁気試験を行ない，その特性を調べた。

これら3個のコンドルールのNRMは，SQUIDで測定し，交流消磁に対してMDFは380 Oe 以上で，方向は200 Oe まで安定である。NRMと室温でのHysteresis特性は，表に示す通りである。またJs－T曲線は，加熱の675℃，775℃と，冷却の605℃，680℃に相変態点が観察され，二種類のKamaciteが磁気を担っていると推定される。このことはEPMAでも確められた。

これらの実験結果，この隕石のコンドルールは安定なTRMを持ち，コンドルール形成時か，隕石が変成を受けた時に存在していた「古太陽系磁場」に由来すると推定される。

オーディナリーコンドライトのNRMは不安定なことから，磁気の主体を成すマトリックス中の金属鉄の磁気的性質を調べれば，隕石が無磁場空間で堆積形成したためNRMが不安定なのか，磁場があっても残留磁気を持ち得ないのか判明するはずである。現在Allan 76009（L6）隕石でこれらのことを実験中であり，この結果も合せて報告する。

Magnetic properties of three Chondrules.

	NRM	Is	I_R	Hc	H_{RC}	X_p
No. 1	6.98×10^{-5}	3.78	0.08	90	1805	3.25×10^{-5}
No. 2	7.23×10^{-5}	1.40	0.03	89	2430	1.70×10^{-5}
No. 3	1.17×10^{-4}	1.62	0.12	210	2500	2.10×10^{-5}
Unit	emu/gm	emu/gm	emu/gm	Oe	Oe	emu/gm/Oe

III-66　Matuyama Reversal に関する松山・資料について。

堂面春雄
山口大・教育・物理

筆者はこれまでに，松山基範先生の古地磁気・岩石磁気学におけるパイオニア・ワークについてのあらましをレヴューした[1]が，今回は，"松山逆磁気期"の基礎資料となった，日本・朝鮮・満洲の第三・四紀岩に関する松山博士のNRM測定データ[2]を，現在我々が使用している手法，すなわちフィッシャー法により，NRMの平均値，Kおよび $\alpha_{95\%}$ を求め，更にNRMの平均値に相当するVGPを算出した（表1）。つまり，おこがましくも，松山博士を筆者の実験助手にみたてて，えられた測定結果をとりまとめて紹介するというわけである。

松山論文には，各試料のNRMについての具体的測定値（数値）は1部の試料を除いて記されておらず，図に示された各プロットからNRM方位，すなわち偏角D(E)，及び伏角I(D)を読みとった。また松山によると，1地点からの採取試料数は，1～数個であったが，各地点別試料数はほとんど明確でない。したがって，上述のプロットより定めたNRM方位の数値は，すべて等価と考えて統計的処理を行った。

個々のNRM値よりVGPを求め，これらを"Polarity Class"[3]に分類し（つまり，各試料の帯磁（正・逆の）方向を，NRMの生の値からでなく，VGP値に基づいて），正・逆の2群にまとめて，それぞれの平均値を求めた。このさい，VGP総平均値は，全試料のNRM平均値（各群別）より，試料採取代表地点を全試料採取地点のほぼ中央の値；138°E，36°Nとして算出した。

表 1

	No. of Samples	D(E)	I(D)	k	$\alpha_{95\%}$	Long.	Lat.	Polarity Class
Normal	19	10.9°	46.7°	13	10°	94°W	78°N	-III•N
Reversed	19	178.5	-46.4	78	4	148 E	82 S	+III•R
(Anti-Podal		-1.5	46.4	-	-	33 W	82 N	-II•N)

1)本学会・65回講演会（東大・1979.5），岩石磁気学・古地球物理学研究会（信州・1979.7），山口大学教育・研究論叢29（3部）121～136（1979）。この他に，松山先生記念会刊"山口における松山基範先生"（1979）の第5部「地球科学における松山基範先生のご業績」。

2)上掲 研究論叢にまとめて紹介した。

3) Domen, H., 1979, Bul. Fac. Educ., Yamaguchi Univ., 29(Part 2),11-19.

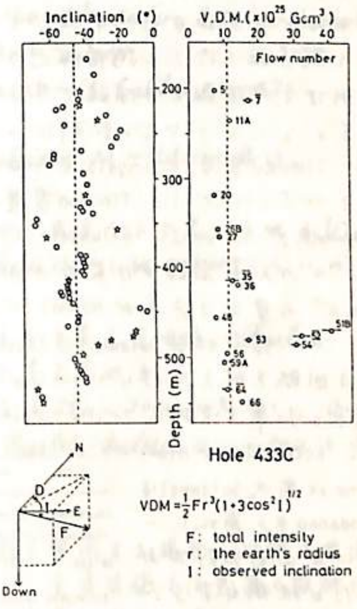
III-67

推古海山より得られた玄武岩を用いた古地球磁場強度測定

当舎利行・河野　長
（東大理）

深海掘削計画ＤＳＤＰ・Leg 55 の試料を用いた古地球磁場強度測定を今まで行なってきたが、今回は推古海山に掘られたHole 433C の最深部に近い連続的にInclination が変化をしているFlowを中心に、窒素雰囲気中での2回加熱によるThellier法によって磁場強度測定を行なった。　この部分はInclinationが連続的に変化をしているので、方向の変化に対して磁場強度がどのように対応していくのかということと、Inclinationの浅いFlowで大きな磁場強度を生ずるという以前得られた結果（Flow number 52）の前後でやはり大きな値を持つかどうかという興味で実験を開始した。

Hole 433C について今までと今回の実験において得られた磁場強度をVDM の値に直して深さに対して示したものが右下の図である。　これを見ると全体的にはVDM の値はそれ程大きな変動は見られないが、今回の実験において注目したFlow のまわりでは大きな値を有している。　VDM は地球の磁場が現在のようにdipole成分が卓越している場におけるmoment の量を表わすものであるから、もし岩石のSampling site において dipole 以外の成分が卓越していたりまたは地球全体の磁場が excursion や磁場の反転期など中心にある dipole で近似できない時期であればVDM は特異な値になることが予想される。



実験において測定された433C の下部の大きなVDM の値がどのような地球磁場を反映しているかは、方向に対して一意的に磁場強度が変化をしているわけでもないので結論は今後のより詳しい研究によらなければならないであろうが、たとえば現象のひとつの説明として左下の図のような中心にある北向きの dipole（強さM_0）と Sampling site の真下にもうひとつ off-centered dipole（強さM_1）を考え、M_0とM_1の大きさの比（g）とoff-centered dipole の r 方向からの傾き（φ）を変えると右下の図のような曲線群が得られる。　このグラフにM_0を適当に仮定をして測定点をplot すると、off-centered dipole を水平に置いたままでその moment の大きさを中心の dipole の moment に対して4割から1割程度変えることによっても観測されるような変化を生じさせることができる。

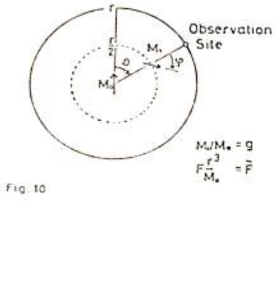
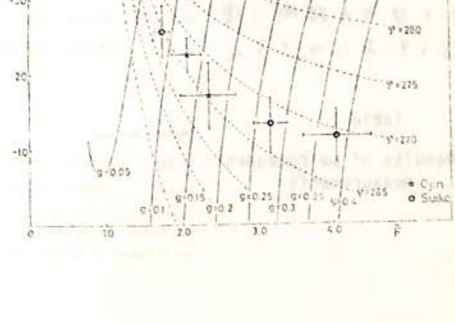


Fig. 10



Ⅲ-68　北部スラウェシ(インドネシア)の古地磁気

乙藤 洋一郎*, 笹嶋 貞雄*, 西村 進**, Agus DHARMA***, Fred HEHUWAT***
*京大 理　**京大 教養　***NIGM, Indonesia

Indonesia 多島海の中心に位置する Sulawesi 島は特異なK字形をしている。Sulawesi島の形成に関して Audley-Charles et. al. (1972) 以来多くの仮説が地質学的見地から出されている。1972年12月筆者らは Sulawesi島 Gorontalo 及び Menado 地区(図参照)において岩石を採集し、Sulawesi 島の構造発達に関して古地磁気学的見地から検討、考察を行った。

Gorontalo 地区では Eocene-Lower Miocene の Tinombo 累層から4ヶ所、Miocene の Bilungala 火山岩類から3ヶ所、Plio-Pleistocene の Pinogu 火山岩類から3ヶ所で、又 Menado 地区では Paleogene と考えられる Pillow lava を2ヶ所で岩石採集した。サイトごとに約10個の試料の残留磁化をスピナー磁力計で測定した。ほとんどの岩石は交流消磁に安定であり消磁前後の残留磁化の方向は変わらなかった。しかし熱消磁を行うと残留磁化の方向が変わるとともに precision parameter k の値も増加した。これは交流消磁では消磁できない二次磁化成分が初生磁化成分を隠蔽している事を示している。そこですべての試料について熱消磁を行いその残留磁化を初生磁化成分と考えた。(表)

Tinombo 累層, Bilungala 火山岩類では正逆の両帯磁を含み信頼性の高い古地磁気結果を示しているといえる。Tinombo 累層の2ヶ所の岩石は $D=95.4°, 106.4°$ を示し他の1ヶ所は $D=-85.9°$ である。Bilungala 火山岩類では1ヶ所は $D=49.7°$, もう1ヶ所は $D=230.7°$ である。この火山岩類では前者の方向が Normal と考えられる。この事は Tinombo 累層で $D=95.4°, 106.4°$ の東向き方向が Normal であることを示唆する。

この結果北部 Sulawesi は Eocene-Lower Miocene 以降時計回りの回転を開始し Plio-Pleistocene には回転を終えたらしい。しかし Menado 地域の古地磁気は、その地域が大きな構造運動を被った事を支持しない。これは時計回りの支点は Menado 地域付近にあった事を推定させる。Eocene-Lower Miocene 以前北 Sulawesi は Mindanao から南北に一列に並ぶ島弧列であったと推測出来る。北 Sulawesi の地質構造が Mindanao, Sangihe とよく対応していることはこの推測の傍証ともみなせよう。

Site	Locality		Estimated Age	Rock Type	N	Demag Th AF	D	I	α_{95}	k
[Gorontalo Region]										
Pinogu Volcanics										
IS 128	0°31'N	123°11'E	Plio-Pleistocene	Tuff breccia	10	400 °C 100 Oe	-4.6	-9.3	4.4	121.9
Bilungala Volcanics										
IS 121	0°47'N	122°52'E	Miocene	Andesite Tuff	7	500 °C	49.7	37.2	5.6	115.4
IS 122	0°45'N	122°51'E	"	Andesite Tuff	6	300 °C	230.7	51.8	9.6	49.8
Tinombo Formation										
IS 120	0°43'N	122°51'E	Eocene to lower Miocene	Pyroclastic flow	10	500 °C 300 Oe	-85.9	24.3	5.2	88.2
IS 120-I	0°43'N	122°51'E	"	Andesite dyke	5	500 °C	95.4	3.5	26.2	7.8
IS 123	0°23'N	123°10'E	"	Welded Tuff	8	500 °C	106.4	42.1	19.2	9.3
[Menado Region]										
IS 129	1°14'N	124°28'E	Tertiary	Pillow lava	6	500 °C 300 Oe	24.0	12.5	13.5	25.4
IS 131	1°07'N	124°49'E	"	Pillow lava	9	300 °C 300 Oe	25.4	37.8	7.6	46.6

N = number of specimens, Th = thermal demagnetization temparature, AF = demagnetizing field, D = declination, α_{95} = radius of 95% confidence circle, k = precision parameter.

Table 1.
Results of paleomagnetic measurements

III-69　丹沢山地の磁気的性質

登内正治，吉田俊夫，小林和男
東京大学　海洋研究所

南関東から南部フォッサマグナ地域の地質構造発達史の解釈に，3年前より我々は岩石磁気学の応用を試みてきたが，現在まで千葉県，三浦半島と調査研究が進み，78年，79年の春と秋の本学会に結果を報告してきた。
本目的のためには，採集した岩石の磁気的性質を明白にすることは重要であり，今回は丹沢山地と御坂山地の一部から採集した岩石の磁気的性質の結果が得られたので報告する。
丹沢山地は新第三紀初期～後期にかけて堆積した主として塩基性から中性の火砕岩からなる厚層が広く分布し，中央部には石英閃緑岩の大きな岩体が貫入している。本地域に分布する研究目的に不必要な火砕岩を除く岩石の種類は，Granodiorite，Andesite，Basaltic-Andesite Gabbroが産する。これらの採集岩石について，NRM強度，帯磁率，Q比，キュリー温度，磁性鉱物の組成，MDF，ARM測定，薄片の顕微鏡下での観察の結果が得られたので報告する。

1). NRM強度：Diorite 2.0×10^{-4} emu/gr，Andesite $2.0\times10^{-4}\sim1.0\times10^{-5}$ emu/gr，Basaltic-Andesite $1.0\times10^{-4}\sim7.0\times10^{-6}$ emu/gr，Gabbro $2.0\times10^{-3}\sim3\times10^{-4}$ emu/gr.

2). Q比：Diorite 0.2～0.7，Andesite 1～2，Basaltic-Andesite 0.5～1.5，Gabbro 0.5～0.7.

3). MDF：Diorite，Gabbroは50～75Oe，Andesite，Basaltic-Andesiteは100～150Oeと高い。

4). 熱磁気的特長：Diorite，Gabbroは可逆曲線を示しpureなマグネタイトと考えられる。(Curie温度は550℃～575℃を示す。) Basaltic-Andesiteは少し低い500℃ぐらいのCurie温度を示す。

5). 磁性鉱物：Diorite，Gabbroは$x\fallingdotseq0$を示しpureなマグネタイトと考えられる。Basaltic-Andesiteは$x=0.35$ぐらいで酸化が進んでいると考えられる。

6). 反射顕微鏡的特長：Diorite，Gabbro中の磁性鉱物の大きさは50μ～200μと大きく，Q比やMDFの値とよく合う。Andesite，Basaltic-Andesiteは20～50μと小さく，これも他の測定値と合う。

以上のような結果が得られ，本目的のためにこの地域の岩石を使用する場合，丹沢山地中央に位置するDiorite，Gabbroの岩体は磁化の安定性は悪いが，交流消磁を注意深く試料におこなうことにより岩石生成時の磁化の方向を求めることは可能であると考える。Andesite，Basaltic-Andesiteは充分な磁化の安定性を持っている。

Ⅲ-70　北上山地白亜紀花崗岩体の古地磁気学的研究

伊藤晴明，時枝克安，野津幸夫
島根大学・理学部

我々は今まで日本，韓国，アメリカ等環太平洋地域に分布する花崗岩の古地磁気学的研究を進めて来たが，今回は北上山地の白亜紀花崗岩について重点的に研究調査したので報告する。北上山地花崗岩は，片田正人他(1971)に従うと，8つの帯に分類され，各帯の差はマグマ発生時から貫入固結までの間の物理・化学的条件の差を反映していると考えられている。これに反して，NRMの方向は花崗岩貫入固結後の変動に依存し，花崗岩はその変動の歴史を記録している場合が多い。それ故，貫入固結までの条件で決まる帯と，固結後の変動によって決まるNRMの方向で分類される帯は必ずしも一致しないことが予想される。しかし完全に無関係ではないであろう。

この観点から，北上山地のAn～G帯(図1)に属する岩体の42 Sitesで約500個の試料を採取した。この中で安定なNRMをもつ試料は27 Sitesで約300個であった。各SiteでのNRMの平均方向(Declination)は図1に示す通りである。三角印は不安定なNRMをもったSiteを示す。交流消磁(200～900 oe)後の安定なNRMの強さは10^{-4}～10^{-6} emu/grの広い範囲にわたるが，各Siteでのばらつきは少ない。

北上山地花崗岩の年代はK－Ar法による測定結果に従うと100～120 Maの範囲にあるので，白亜紀中期のものと考えられる。NRMは殆んどNormalであるが，ただ一ヶ所岩手県二戸郡一戸町小滝に露出する花崗岩(100, 107, 111 Ma)にはReverseに帯磁した試料が見出された。少ない試料なので今後の研究に待つべきであろうが興味ある岩体である。

図1より明らかなように，北上山地は古地磁気学的には，大きく2つの帯に分類できると考えられ，片田正人他(1971)による分類と一致しない。大きな2つの帯はAn，B，C，Dに属する北半分と，As，E，F，Gに属する南半分である。北半分のNRMの平均方向はD＝81°，I＝22°，南半分のそれはD＝48°，I＝51°である。

この結果は北上山地の変動が単純な回転や漂移で説明できないことを示していると思はれる。我々はこの結果を説明するために，この地域の傾動運動について考察してみた。

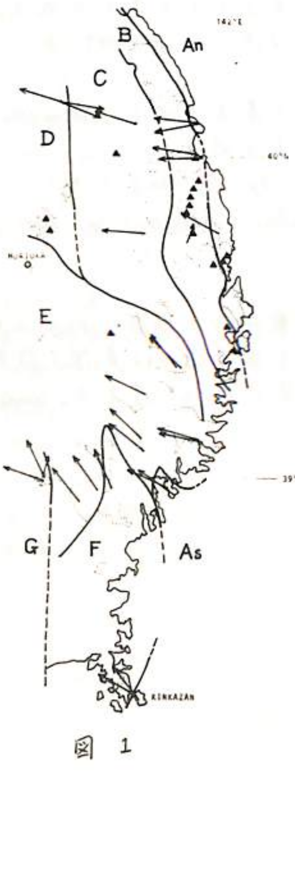


図 1

図2は北海道西南部に分布する白亜紀花崗岩のNRMの平均方向(Declination)である。この地域のNRMの平均方向はD＝62°，I＝55°であり，北上山地とは大きく異なっている。

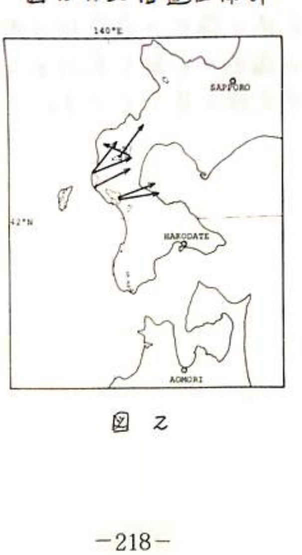


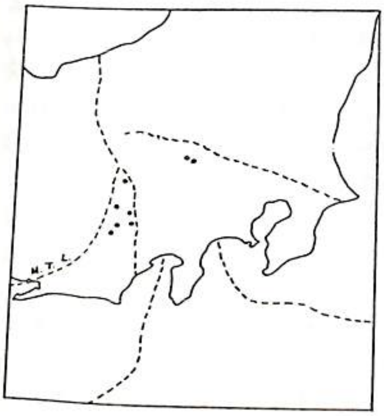
図 2

以上，北上山地と北海道西南部のDataから，北上山地は太平洋側への傾動運動，北海道西南部は日本海側への傾動運動を受けていると結論した。ただし北上山地の変動は2段階に分けて考えるべきであろう。

III-71　　西南日本外帯の古地磁気学（序報）

小玉一人，松田時彦
東京大学 地震研究所

中央構造線（MTL）以南の，いわゆる西南日本外帯は顕著な帯状構造を呈しつつ，日本列島中央部において，大きく北方へ屈曲し，フォッサマグナ（南部フォッサマグナ）をはさんで，赤石山地と関東山地を両翼とするカスプ状の構造を形成している。近年，プレートテクトニクスに基づいてこの構造を論ずる試みがなされつつあるが，古地磁気学的データを蓄積することは，そのテクトニクスを解明する上で重要である。今回，我々は，赤石山地から9ヶ所，関東山地から6ヶ所を選んで試料を採取し，それらの残留磁気を測定した（左図参照，



一部近接しているため重なっている）。岩石は，主に玄武岩質の火山岩（いわゆる緑色岩）を対象とし，すべての試料（約150）について段階的に交流消磁を施した後，赤石，関東両山地からそれぞれ5ヶ所ずつ，安定な残留磁気を得た（下表参照）。それらの平均磁化方向に，褶曲補正を施した結果も同時に示す。

（間に合えば，四国の四万十帯に関する古地磁気データも報告する予定）

	Site	No. of samples	ODF	Mean magnetic direction(°) Before correction Incl.	Before correction Decl.	After correction Incl.	After correction Decl.	k	α_{95}(°)
赤石山地	4	13	100	42.0	0.9	7.3	-41.5	61.0	5.4
	8	9	150	62.8	31.6	22.8	-20.7	73.3	6.1
	9	6	150	36.6	-0.9	-8.8	-27.1	26.9	13.2
	16	13	200	20.6	-13.7	-37.7	-8.4	7.8	15.9
	18	12	100	8.5	10.3	-27.2	25.0	27.3	8.5
関東山地	1	11	50	46.5	-67.2	66.2	-72.3	7.7	17.5
	3	9	100	-13.2	-59.0	-5.6	-60.1	10.8	16.5
	4	11	100	2.1	-115.3	45.3	-40.0	5.8	20.9
	5	7	200	3.7	-32.7	21.3	-30.5	13.7	16.9
	6	10	150	-13.0	116.3	-11.7	-20.7	11.1	15.1

Ⅲ-72　丹波帯のレッドチャートの古地磁気

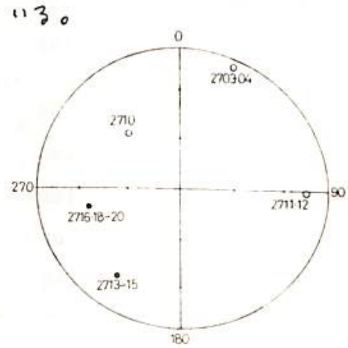
西田潤一，桂郁雄，笹嶋貞雄．
大谷大，　京大・理

日本の古生層の古地磁気データの報告は、比較的少ない。服部・広岡(1979)の若狭・越前に分布する二畳系の古地磁気研究によれば、当時日本は低緯度に存在していたと推定された。彼等の用いた岩石は緑色岩が主で、一部赤色チャートであった。bedding correction 後の磁化方向は、小さい伏角をもち、偏角は全方位にばらついていた。これらの事実により次の様な問題が提起される：①日本の他の地方での二畳系からも日本が当時低緯度であったことが示唆されるか、②偏角が古地磁気データとして意味を持ち得るのか、③二畳系の古地磁気データは、北米・ヨーロッパのものはReverseが多いが、日本ではどうか、等である。

古生層の古地磁気研究の手始めとして、筆者らは京都市北部に分布する丹波帯をとりあげた。試料採集地は京都市北区大森の丹波帯古生層で、チャート・頁岩、輝緑凝灰岩等が分布し、輝緑凝灰岩にはさまれる石灰岩レンズ中のフズリナ化石から、この地域の古生層は下部二畳系に属するとされている(井本他・丹波帯研グ 1974)。今回我々が得た試料は、赤色凝灰岩2ヶ，赤色チャート16ヶ，緑色凝灰岩ないし黒色頁岩2ヶの計20個である。各ブロックより1ヶづつのパイロット試料について、交流消磁(H=1000~1600 Oe)に対する安定性をテストし最適な交流消磁磁場を求めた。その結果，緑色凝灰岩ないし黒色頁岩は不安定で磁化の急激な減少(MDF=70~80 Oe)と磁化方向のふらつきを示した。赤色凝灰岩はMDF=500 Oe くらいで、磁化方向は600 Oe まで安定であった。赤色チャートは全般に安定で，磁化強度が極めてゆるやかな減少を示すものと，200~300 Oe までに20~30%の減少を示しその後は極めてゆるやかな減少を示すものの二つがあり、磁化方向はいずれも安定である。緑色凝灰岩ないし黒色頁岩は安定な残留磁化を持たないと判断して今回の結果からは除外した。

最適磁場で消磁後，bedding補正済の磁化方向の結果を下に示した。あわせて、消磁前の磁化強度と，サイト毎の平均方向及びそれから求められる古緯度を示した。試料No.2703・04とNo.2713~15は反対方向を示した。この2サイトは約2km離れており、井本らの報告と対照すれば層準も異なる。No.2711・12とNo.2716・18~20は反対方向を示すが、この両者は連続した露頭で，bedding面も明瞭で11・12の方が下位に属する。No.2710は採集場所が孤立している。反対方向を向くセットがある事実はこの間に地球磁場の逆転があったと考えられる。ヨーロッパ・北米の二畳系のデータにはReverseが多いが、今回の結果からはどちらがNormal/Reverseであるかは不明である。今後データが増えるに従って、偏角方位の出現頻度に差が出れば、世界全体の傾向と対比してN/Rが決められるかも知れない。また、偏角の持つ意味についても今後の研究を待たねばならない。また，古緯度がいずれも30°以下であったことは，服部・広岡の結果と同様で彼等の推定を支持している。

No.	Rock type	H(Oe)	N	NRM intensity (emu/g)	D	I	α_{95}	k	paleo-lat.
2703·04	red bed tuff	200	8	$3.25\cdot10^{-4}$	22.7	-4.6	2.3	585	2
2710	red chert	400	5	$1.85\cdot10^{-6}$	-41.1	-45.7	14.8	28	27
2711	red chert	400	3	$4.69\cdot10^{-6}$	97.5	0.5	23.0	30	
2712	red chert	NRM	8	$1.96\cdot10^{-6}$	89.4	-20.8	8.7	41	
				Mean	91.7	-15.0	9.4	25	8
2713	red chert	200	2	$7.01\cdot10^{-7}$	-147.1	20.3			
2714	red chert	200	2	$8.95\cdot10^{-7}$	-150.6	21.9			
2715	red chert	200	2	$1.28\cdot10^{-6}$	-137.1	30.6			
				Mean	-145.1	24.3	8.0	71	13
2716	red chert	200	2	$2.13\cdot10^{-6}$	-108.8	22.0			
2718	red chert	400	2	$1.79\cdot10^{-6}$	-101.0	25.1			
2719	red chert	300	1	$4.21\cdot10^{-6}$	-82.3	35.4			
2720	red chert	200	4	$2.16\cdot10^{-6}$	-104.9	44.4	9.4	96	
				Mean	-102.4	34.4	9.6	30	19



Ⅲ-73　日本列島の古地磁気学の総括と二.三の問題点

笹嶋貞雄*, 伊藤晴明**, 時枝克安**, 鳥居雅之*, 林田　明*
*京都大学理学部地質学鉱物学教室　**島根大学理学部物理学教室

８０年代における古地磁気学の展望をひらくため，従来の成果に対して１つのReviewを行った。その主な結果と今後の2.3の問題点について述べる。　できる限りの多くの発表論文のoriginal dataを使い，以下のcriteriaによる手直しによって得られたsite (rock unit or formation) レベルの結果を，さらに平均して陸塊或は安定地域に対応するPaleomagnetic poleとみなした。　1) secular variationを平均化して完全に消去するため，火成岩類によるoriginal dataについて2～4 sitesの平均化を行う。　2) 局地的ないし地域的に激しい断層運動，構造運動を受けたためか，geomagnetic local anomaly, intermediate directionsを表わしている可能性が高いものは棄却する。　3) 時代別，地域別のVGPの分布図でdata pointsの密集中心から半径10°以内の結果だけを用いてpaleomagnetic poleを求める。外れたものは一応何らかのlocal movementsによると見なす。もちろん堆積岩あるいは火成岩類でもtilting correctionのなされたものはこの限りでない。

このような処理から得られた結果を総集すると表のとおりになる。ただし本州島の相対運動を論ずるために朝鮮半島の結果も付け加えた。またpre-Cretaceous paleomagnetic dataも検討した。これらの結果の考察から次の結論が得られた。　a) 西南日本，或は山口一美濃帯は少くとも白亜紀以後準安定地塊化したとみなしうる。他方，北上，阿武隈帯もほぼこれと同等と見なせる。　b) 東北地方の日本海側，出羽，朝日岳，上越地域は著るしくブロックが細分化されているものとみられる。　c) 西南日本と北上帯に対する白亜紀以降の見かけの極移動曲線が画かれるが，これによる両地塊の白亜紀以後の運動を朝鮮半島のdata，日本海生成との関連で新しく考察し直した。　d) 本州島のいわゆるbending movementはlower Miocene以降は仮りにあるとしても殆んど認められない程度である。
e) 西南日本の後期古生代以降の緯度変化の結果から，Permian～Triassicに古赤道付近に位置した小陸塊がJurassicにおそらく，少くとも25°程漂移してCretaceousに極東大陸にweldしたことが推定される。

以上東南アジア地方における可能性の高い本州地塊の古位置について論及する。また，この作業仮説や結論と関連して今後の問題指摘を最後に行いたい。

Paleomagneitc poles for Korea and Japan

Area	ψ_0	λ_0	Age	N*	ψ	λ	α_{95}*	k*	D*	I*	Φ
Korea	37.5	127.0	K	17	67.6	204.1	10.7	12.1	28.6	58.4	39.1
SW. Honshu	35.0	134.0	K	10	45.9	196.1	6.0	66.7	56.9	61.1	42.7
Kitakami	39.0	141.5	K	6	52.1	51.8	8.8	58.9	-45.1	49.0	29.9
Abukuma	37.4	140.8	Ku	4	72.0	62.4	18.0	27.0	-22.9	58.2	38.9
SW. Honshu	35.0	134.0	Tl	9	55.6	217.4	5.3	95.9	41.3	51.1	31.7
NE. Honshu	38.6	139.8	Tl	2	53.4	16.9	-	-	-31.1	27.1	14.3
SW. Honshu	36.0	136.0	l.Mio	3	74.5	243.0	22.9	30.0	17.8	50.6	31.3
NE. Honshu	39.0	140.5	l.Mio	5	84.2	198.0	14.5	28.8	6.6	60.9	41.9

N*: number of sites.　α_{95}*, k*:　Fisher's parameter for VGPs.
D*, I*:　D and I　calcurated from mean VGP.　Φ:　paleolatitude.