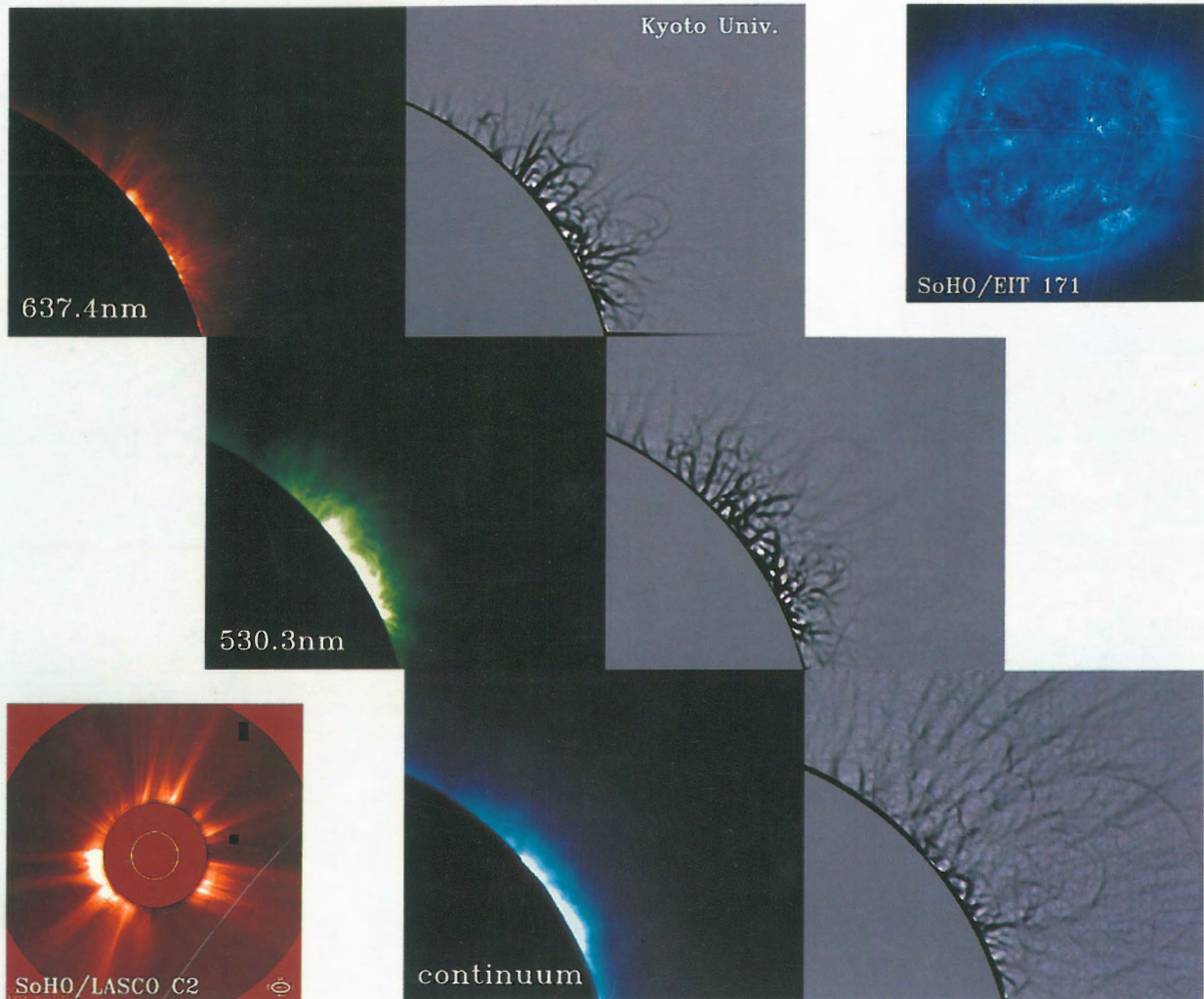


太陽コロナ研究の現状と展望

研究会集録



平成13年2月23日~24日 国立天文台・三鷹

太陽コロナ研究の現状と展望

研究会集録

平成13年2月23日～24日 国立天文台・三鷹

はじめに

この研究会、「太陽コロナ研究の現状と展望」は、1999年7月のヨーロッパからインドにかけての皆既日食で国立天文台、京都大学、九州大学、明星大学の観測隊が行った観測とその解析結果の報告会を兼ね、コロナ研究の現状をまとめ将来の研究方向を探ろうということで企画しました。1949年、乗鞍コロナ観測所が建設されて日本のコロナ観測が始まってから50周年ということで、1999年秋に記念式典を行いました。この研究会は、一年遅れながら、研究面での乗鞍50周年記念ともいうべきものです。

乗鞍コロナ観測所では、1997年にコロナ緑色輝線撮像システム（通称NOGIS）が完成し、輝線の強度とドップラーシフトの2次元観測を行っています。フレアの磁気リコネクションに伴う流入・流出流の検出をねらっています。また、次世代のコロナグラフである、超平滑研磨ミラーを用いたコロナグラフの開発も進めています。

1991年の「ようこう」打ち上げに始まり、SOHO、TRACEにより太陽コロナの研究は格段に進歩しました。コロナ加熱の謎は依然として残っていますが、波動加熱説、マイクロフレア説のどちらも、新しい観測結果によりその意味するところが鮮明になってきたといえます。現在の到達点を冷静に見直し、Solar-Bが開くであろう「最後の扉」の鍵のありかをしっかりと確認しておきたいと思います。

研究会の開催については、平成12年度国立天文台ワークショップ経費、ならびに平成11～12年度科学研究費補助金・基盤(B)(2)11691140「平成11年8月11日の皆既日食による太陽コロナと地球磁気圏の観測」[代表者・桜井隆(平成11年度)、一本潔(平成12年度)]の援助を受けました。

平成13年7月
国立天文台 桜井 隆

参加者名簿（五十音順）

氏名	所属
秋山幸子	総合研究大学院大学・天文科学専攻
浅井 歩	京都大学・宇宙物理学専攻
磯部洋明	京都大学・宇宙物理学専攻
一本 潔	国立天文台太陽物理学研究系
今井英樹	国立天文台乗鞍コロナ観測所
上野 悟	京都大学・飛騨天文台
衛藤 茂	京都大学・宇宙物理学専攻
大金要次郎	東京都立小山台高等学校
大越 治	世田谷区立梅丘中学校
大見智亮	名古屋大学太陽地球環境研究所
大山政光	滋賀大学教育学部地学
小川原嘉明	宇宙科学研究所
勝川行雄	東京大学・天文学専攻
加藤禎博	国立天文台乗鞍コロナ観測所
金子慶子	国立天文台天文機器開発実験センター
鹿野良平	国立天文台太陽物理学研究系
川上新吾	大阪市科学館
河鱒公昭	名古屋大学名誉教授
北井礼三郎	京都大学・飛騨天文台
北村正利	国立天文台名誉教授
工藤哲洋	国立天文台天文学データ解析計算センター
久保雅人	東京大学・天文学専攻
黒河宏企	京都大学・花山天文台
高津裕通	京都大学・宇宙物理学専攻
小島正宜	名古屋大学太陽地球環境研究所
木挽俊彦	国立天文台乗鞍コロナ観測所
小山知人	明星大学・天体物理研究室
斎藤尚生	東北大学名誉教授
斎藤守也	国立天文台乗鞍コロナ観測所
桜井 隆	国立天文台太陽物理学研究系
佐野一成	国立天文台乗鞍コロナ観測所
篠田一也	国立天文台乗鞍コロナ観測所
篠原 学	名古屋大学太陽地球環境研究所
清水敏文	国立天文台太陽物理学研究系
下条圭美	国立天文台野辺山太陽電波観測所
末松芳法	国立天文台太陽物理学研究系
鈴木大輔	明星大学・天体物理研究室
高橋典嗣	明星大学・天体物理研究室
武田 秋	宇宙科学研究所
立原裕司	宇宙開発事業団
田中伸幸	国立天文台乗鞍コロナ観測所

田中良昌	九州大学・地球惑星科学
殿岡英顕	千葉大学理学部物理
永井智哉	宇宙開発事業団
中久保佳代子	杉並区立科学教育センター
永田伸一	宇宙科学研究所
西野洋平	国立天文台乗鞍コロナ観測所
野口本和	国立天文台乗鞍コロナ観測所
花岡庸一郎	国立天文台電波天文学研究系
林 啓志	名古屋大学太陽地球環境研究所
日江井栄二郎	明星大学
平山 淳	明星大学・情報学研究科
福田武夫	国立天文台天文機器開発実験センター
真砂佳菜子	千葉大学教育学研究科
松崎恵一	宇宙科学研究所
宮下正邦	国立天文台太陽活動世界資料解析センター
森安聡嗣	京都大学・宇宙物理学専攻
山崎高幸	明星大学・天体物理研究室
湯元清文	九州大学・地球惑星科学
横辺篤史	名古屋大学太陽地球環境研究所
横山央明	国立天文台野辺山太陽電波観測所
吉村圭司	京都大学・飛騨天文台
米嵩和香子	明星大学・天体物理研究室
和田英一	恐竜王国友の会、LIVE!ECLIPSE
渡邊鉄哉	国立天文台電波天文学研究系
Debi Prasad Choudhary	国立天文台太陽物理学研究系
Wang Tongjiang	京都大学・花山天文台

研究会プログラム

「太陽コロナ研究の現状と展望」研究会

日時：2001年2月23日（金）～24日（土）

場所：国立天文台（三鷹） コスモス会館会議室

2月23日（金）13:00--16:00、17:30より懇親会

13:00 はじめに

桜井 隆（国立天文台）

第1部 1999年日食成果報告

座長：黒河宏企

13:10 連続光スペクトルによるコロナ温度速度場診断

一本 潔、田中伸幸、篠田一也（国立天文台）

13:25 日食共同観測の地球物理学的意義について

湯元清文（九州大）、J. Vero, A. Meloni, P.R.Sutcliffe 他
日食・地磁気観測グループ

13:50 Multi-point Magnetic Observations during the August 11, 1999,
Total Solar Eclipse

田中良昌、湯元清文（九州大）、立原裕司（宇宙開発事業団）、
篠原 学（名大STE研）、J.Vero, V.Wesztergom,
P.R.Sutcliffe, A.Meloni, P.Palangio, J.C.Riddick, S.F.Toteu

14:15 京都大学グループの観測目的と初期結果

武田 秋、上野 悟（京都大）

14:40 休憩

14:50 フラッシュスペクトルの偏光観測

米瀧和香子、高橋典嗣、平山 淳、鈴木大輔、山崎高幸（明星大）、
飯塚康至（明星大OB）

15:10 1999年8月11日の皆既日食におけるストリーマーの構造変化

高橋典嗣（明星大）、真砂佳菜子（千葉大）、塩田和生（富士写真フィルム）、
下条博美（いわき明星大学OB）、和田英一（LIVE! ECLIPSE 実行委員会）、
青山智子（日本窯炉）

15:30 1999年8月11日の皆既日食におけるインターネット中継
永井智哉(国立天文台)、高橋典嗣(明星大)、尾久土正己(みさと天文台)、
LIVE! ECLIPSE 実行委員会 (発表者は高橋典嗣)

15:40 2001年アフリカ日食観測計画
高橋典嗣(明星大)、湯元清文(九州大) ほか

15:50 乗鞍ミラーコロナグラフの進捗状況
一本 潔(国立天文台)

16:00 休憩
(16:00-17:00 国立天文台・談話会: 東大 牧島一夫氏
「銀河・銀河団におけるプラズマ加熱と粒子加速」)

17:30 懇親会(コスモス会館食堂)

2月24日(土) 9:30 - 16:00

第2部 コロナ研究の現状と展望

座長: 桜井 隆

<コロナ加熱>

9:30 コロナ加熱--Introduction--
桜井 隆(国立天文台)

9:45 コロナの温度構造
永田伸一(宇宙研)・小林 研(東大理)

10:00 ジェット現象とコロナ加熱
下条圭美(国立天文台・野辺山)

10:15 コロナ加熱の理論的研究の現状
横山央明(国立天文台・野辺山)

10:30 ナノフレア仮説によるコロナ加熱
勝川行雄(東大理)・常田佐久(国立天文台)

<コロナの活動(フレア、プロミネンス、CME)>

10:45 フレアループ上空の高温領域
秋山幸子(総研大・天文科学)

11:00 reconnection inflow とコロナ磁場強度の間接的導出
磯部洋明 (京大理)

11:15 NOGIS によるコロナ速度場観測
山崎高幸 (明星大)

11:30 X線輝点の太陽周期変動
中久保佳代子 (杉並区立科学教育センター)・原 弘久 (国立天文台)

昼食 11:45-13:15

座長：一本 潔

13:15 電波ヘリオグラフによるプロミネンス放出現象
花岡庸一郎 (国立天文台)

13:30 モートン波とEIT波
衛藤 茂 (京大理)

<コロナ加熱と太陽風加速>

13:45 IPS観測が示唆するコロナ加熱と太陽風加速の関係
小島正宜 (名大STE研)

14:00 コロナグラフのトモグラフィーから求めた密度分布と太陽風加速の関係
横辺篤史 (名大STE研)

14:15 コロナ磁場解析から分かった低速風を吹き出すコロナルホール
大見智亮 (名大STE研)

14:30 MHDシミュレーションによる、太陽風加速とコロナの関係
林 啓志 (名大STE研)

<コロナの大規模磁場構造>

14:45 SOHO資料から見たストリーマーの3次元構造
斎藤尚生 (東北大OB)、K.P.Dere

<Solar-B：まとめ>

15:00 Solar-B XRT によるコロナ加熱問題へのアプローチ
鹿野良平 (国立天文台)

15:15 Solar-B SOT によるコロナ加熱問題へのアプローチ
末松芳法 (国立天文台)

15:30 Solar-B EIS によるコロナ加熱問題へのアプローチ
渡邊鉄哉 (国立天文台)

15:45 まとめ

<ポスター発表>

1999年8月11日の皆既日食時の気象観測
松本直記 (慶應高)、高橋典嗣 (明星大)

モヒカン型太陽磁気圏で生じたメデュサの髪型彗星磁気圏
西岡公彦 (オリンパス光学)、富田弘一郎 (AES)、
斎藤尚生 (東北大・OB)

電波および硬 X 線でとらえるフレアの非熱的粒子加速
浅井 歩 (京大理)

Large-Scale Coronal Field Structure for a Flare-CME on May 2, 1998
Wang Tongjiang (京大・花山天文台)

=====

目次

第1部：1999年日食成果報告

科学研究費補助金「平成11年8月11日の皆既日食による太陽コロナと地球磁気圏の観測」 研究成果報告書	1
1999年8月11日トルコ皆既日食観測：京都大学チーム結果報告 上野 悟、武田 秋	13
1999年8月11日皆既日食による太陽コロナの温度、速度場構造の研究 一本 潔、田中伸幸、篠田一也	23
Multi-point Magnetic Observations during the August 11, 1999 Total Solar Eclipse Y.-M. Tanaka, K. Yumoto, H. Tachihara, M. Shinohara, J. Vero, V. Wertzergom, P. R. Sutcliffe, A. Meloni, P. Palangio, J. C. Riddick, and S. F. Toteu	31
1999年8月11日の皆既日食におけるフラッシュスペクトルの偏光観測 米畷和香子、平山 淳、高橋典嗣、山崎高幸、鈴木大輔、飯塚康至	39
1999年8月11日の皆既日食におけるストリーマーの構造変化 高橋典嗣、真砂佳菜子、塩田和生、下条博美、和田英一、青山智子	45
1999年8月11日の皆既日食におけるインターネット中継 永井智哉、高橋典嗣、尾久土正己、LIVE! ECLIPSE 実行委員会	49
1999年8月11日の皆既日食時の気象観測 松本直記、高橋典嗣	51
2001年アフリカ日食観測計画 高橋典嗣、湯元清文	55
乗鞍ミラーコロナグラフの開発 一本 潔、野口本和、西野洋平、田中伸幸、篠田一也、福田武夫、金子慶子 ...	59

第2部：コロナ研究の現状と展望

<コロナ加熱>

コロナ加熱問題の概観 桜井 隆	63
太陽コロナの温度構造 — XUV Doppler Telescope の観測 永田伸一	69
ジェット現象とコロナ加熱 下条圭美	75
最近のコロナ加熱研究 — 観測と理論 横山央明	81
X線強度の微小変動とナノフレアによるコロナ加熱 勝川行雄	87

<コロナの活動 (フレア、プロミネンス、CME) >

フレアループ上空の高温領域 秋山幸子	93
Reconnection inflow velocity とコロナ磁場強度の間接的導出 磯部洋明、森本太郎、高津裕通、衛藤 茂、成影典之、柴田一成、横山央明、 下条圭美	99
NOGIS による速度場観測 山崎高幸、一本 潔	105
X-ray Bright Point (XBP) 発生数の太陽周期変動 中久保佳代子、原 弘久	113
CME の研究におけるプロミネンスエラプションの観測 花岡庸一郎	119
Moreton wave と EIT wave 衛藤 茂、磯部洋明、成影典之、浅井 歩、森本太郎、柴田一成、黒河宏企、 王 同江、北井礼三郎	123
電波および硬 X 線でとらえるフレアの非熱的粒子加速 浅井 歩、磯部洋明、森本太郎、下条圭美、斉藤尚生	127
The Large-Scale Coronal Field Structure for a Halo CME Tongjiang Wang, Jia-long Wang, Yihua Yan, H. Kurokawa, and K. Shibata ..	131

<コロナ加熱と太陽風加速>

太陽風の加速機構と加熱機構 小島正宜、林 啓志、徳丸宗利、藤木謙一、横辺篤史、大見智亮	135
コロナグラフのトモグラフィーから求めた密度分布と太陽風加速の関係 横辺篤史、小島正宜、徳丸宗利、大見智亮、藤木謙一、袴田和幸、S. Zidowitz	141
コロナ磁場解析から分かった低速風を吹き出すコロナホール 大見智亮、小島正宜、徳丸宗利、藤木謙一、横辺篤史、袴田和幸	147
MHD シミュレーションによる、太陽風加速とコロナの関係 林 啓志、小島正宜、徳丸宗利、藤木謙一	153

<コロナの大規模磁場構造>

SOHO 資料から見たコロナルストリーマーの 3 次元構造 斎藤尚生	157
モヒカン型太陽磁気圏で生じたメデューサの髪型彗星磁気圏 西岡公彦、富田弘一郎、斎藤尚生	163

< Solar-B >

Solar-B/SOT によるコロナ加熱問題へのアプローチ 末松芳法	167
Solar-B EIS による彩層・コロナ加熱へのアプローチ 渡邊鉄哉	173

平成11年8月11日の皆既日食による太陽コロナと地球磁気圏の観測

Observations of the Solar Corona and the Magnetosphere
at the Total Eclipse of 1999 August 11

研究成果報告書

研究組織：

研究代表者：

(平成11年度) 国立天文台・太陽物理学研究系・教授 桜井 隆
(平成12年度) 国立天文台・太陽物理学研究系・助教授 一本 潔

研究分担者

桜井 隆 国立天文台・太陽物理学研究系・教授 (平成12年度)
一本 潔 国立天文台・太陽物理学研究系・助教授 (平成11年度)
黒河宏企 京都大学・理学研究科・教授
北井礼三郎 京都大学・理学研究科・助教授
上野 悟 京都大学・理学研究科・助手
湯元清文 九州大学・理学研究科・教授
立原裕司 九州大学・理学研究科・助手
(現職：宇宙開発事業団・地球観測システム本部・副主任開発部員)
篠原 学 日本学術振興会特別研究員 (九州大学・理学研究科)
(現職：名古屋大学太陽地球環境研究所・COE 研究員)

研究協力者

田中伸幸 国立天文台・乗鞍コロナ観測所・技官
篠田一也 国立天文台・乗鞍コロナ観測所・技官
武田 秋 京都大学・理学部・教務補佐員
(現職：Solar Physics Research Corporation)
田中良昌 九州大学・理学研究科・大学院生

研究経費

平成11年度 9400千円
平成12年度 700千円

1. 本研究の目的

1999年(平成11年)8月11日にヨーロッパから中近東にかけて、20世紀最後の皆既日食があった。皆既の時間は最大で2分以上あり、また皆既帯が砂漠や海だけでなく人間の居住する地域も通るため、交通があまり不便でなくかつ晴天確率の高い観測地点を選ぶことができるという好条件があり、早くから全世界的に観測計画が練られた。我が国でも国立天文台、京都大学、九州大学が観測計画を立案し、本研究費補助金の配分を得て観測を実施した。我々の研究目的は以下のようにまとめられる。

- (1) 太陽コロナは数百万度の高温プラズマであるが、その高温の原因は依然として謎であり、天体物理学の重要研究課題の一つとなっている。コロナの加熱には磁場が重要な働きをしていることは確実であるため、コロナ中の微細磁気ループ構造とその時間変化を詳しく調べる事により、コロナの加熱機構を特定する鍵が得られると期待できる。
- (2) 太陽コロナはその高温のために太陽の引力ではつなぎ止めることができず「太陽風」となって地球付近まで流れている。しかしそのスピードは単に高温というだけでは説明できない速さで、未知の加速機構が働いていると考えられているものの、その詳細は未だ不明である。太陽近傍での太陽風の速度をコロナの分光観測から求め、太陽風の加速機構の謎に一步迫ることができる。
- (3) 太陽風は地球磁気圏と相互作用して、電磁流体(ULF)波動を磁気圏境界層の上流側に励起している。このULF波動は磁気圏内部に侵入・伝播し、南北両半球の電離層を繋いでいる地球の磁力線と結合共鳴振動している。この磁力線の共鳴振動の特性は電離層の電気伝導度に左右されているが、その電離層効果の詳細は未だ十分に解明されていない。今回の皆既日食帯は西欧と南アフリカを繋ぐ磁力線の根元付近を横切ることから、北と南半球で陰と日照になった電離層の状態を比較でき、貴重なデータが得られると期待できる。

テーマ(1)を京都大学班、テーマ(2)を国立天文台班、テーマ(3)を九州大学班が担当し、太陽コロナから太陽風、そして地球磁気圏までを含む大きなシステム全体を対象とする極めて野心的な研究計画となっている。

2. 本研究課題にいたる経緯

- (1) 京都大学では、1980年のケニヤ日食、1991年メキシコ日食において、それぞれその当時に世界最高の空間分解能を持つコロナループ像の観測に成功して、重要な成果を挙げて来た。コロナの緑色輝線(13階電離の鉄イオンによる、200万度のプラズマからの放射)と赤色輝線(9階電離の鉄イオンによる、100万度のプラズマからの放射)を比較し、温度分布の不均一性、100万度成分と200万度成分の位置関係について研究した結果、2つの成分の関係は、単純に排他的とも、同軸ケーブルの芯と被覆のように重畳しているともいえず、さらに分解能の高い、広い温度範囲の観測が必要であることを示した。この結果を受け今回の観測では、より高い分解能を目指すため、レンズ及びフィルター等基本光学システムは前回と同様のものを用いるが、カメラのピクセルサイズを小さくする等の改良を加えた。また「ようこう」やSOHO衛星のX線・紫外線画像が同時に得られることも今までにない利点である。
- (2) 国立天文台は1994年11月3日の南米での皆既日食の際に観測隊をチリ国に派遣してコロナの精密分光観測を実施した。小型分光器により、コロナの自由電子の散乱によりほとんどスペクトル線が見えなくなっている太陽光球・彩層のスペクトルを観測し、スペクトル線の痕跡であるわずかな窪みの深さから太陽コロナの温度を導出した。この方法では最も少な

い仮定の下にコロナの電子温度を直接求めることができる。この観測の成功は世界で最初のもので、高く評価されている。今回は更に観測機器を改良し、コロナの様々な場所、特にコロナ・ホールのような太陽風の吹き出し口と考えられている部分と、閉じた磁場構造の部分の温度の差、太陽風の速度を求めることを目指した。

- (3) 九州大学のグループは永年、ミクロネシア諸島、インド、アフリカ、南米の磁気赤道域を中心に展開した地磁気観測ネットワークを実施して、海外での地磁気観測の十分な経験と知識を有している。長周期変動から突発的な地磁気微小変動までを含む広範囲の観測研究を行っており、特に、本研究に関わる、昼側によく発生する10～80秒のULF波動については、極域から赤道域への侵入・伝播過程の形態学的な波動特性について精力的に研究を進めてきた。皆既日食による電離層の変化について最近では、1995年10月25日の西太平洋域での皆既日食で、地磁気日変化に重畳した数時間程度の変化が研究された。しかし数10秒の短周期ULF波動の研究は、1960年代の東北大学の加藤教授グループの日食観測以来ほとんどなされていない状況にある。最近のGPS衛星信号を用いた時刻精度の発展により、多点間の時刻精度を1秒以下に抑えることが可能になり、今回初めて日食時のULF波動の発生・伝播特性について決定的な解析研究ができる状況になった。日食期間中に発生するULF波動が昼側・夜側起源かそれとも日食時固有に発生したものかを明らかにできる条件が整っている。

3. 今回の皆既日食の基礎データ

出典：F.Espenak and J.Anderson, Total Solar Eclipse of 1999 August 11, NASA Reference Publication 1398 (1997)

3.1 日食の基礎パラメータ

ELEMENTS OF THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OF 1999 AUGUST 11

Geocentric Conjunction 10:52:16.66 TDT J.D. = 2451401.952971
of Sun & Moon in R.A.: (=10:51:12.06 UT)

Instant of 11:04:09.01 TDT J.D. = 2451401.961215
Greatest Eclipse: (=11:03:04.41 UT)

Geocentric Coordinates of Sun & Moon at Greatest Eclipse (DE200/LE200):

<u>Sun:</u>	R.A. = 09h23m08.297s	<u>Moon:</u>	R.A. = 09h23m34.531s
	Dec. = +15°19'39.72"		Dec. = +15°48'38.51"
	Semi-Diameter = 15'46.77"		Semi-Diameter = 16'00.34"
	Eq.Hor.Par. = 8.68"		Eq.Hor.Par. = 0°58'44.24"
	Δ R.A. = 9.467s/h		Δ R.A. = 142.037s/h
	Δ Dec. = -44.35"/h		Δ Dec. = -462.21"/h

<u>Lunar Radius</u>	k1 = 0.2725076 (Penumbra)	<u>Shift in</u>	Δb = 0.00"
<u>Constants:</u>	k2 = 0.2722810 (Umbra)	<u>Lunar Position:</u>	Δl = 0.00"

<u>Geocentric Libration:</u>	l = 4.8°	Brown Lun. No. = 1232
(Optical + Physical)	b = -0.8°	Saros Series = 145 (21/77)
	c = 19.7°	Ephemeris = (DE200/LE200)

Eclipse Magnitude = 1.02859 Gamma = 0.50623 ΔT = 64.6 s

3.2 エラジー（トルコ）における日食の基本量

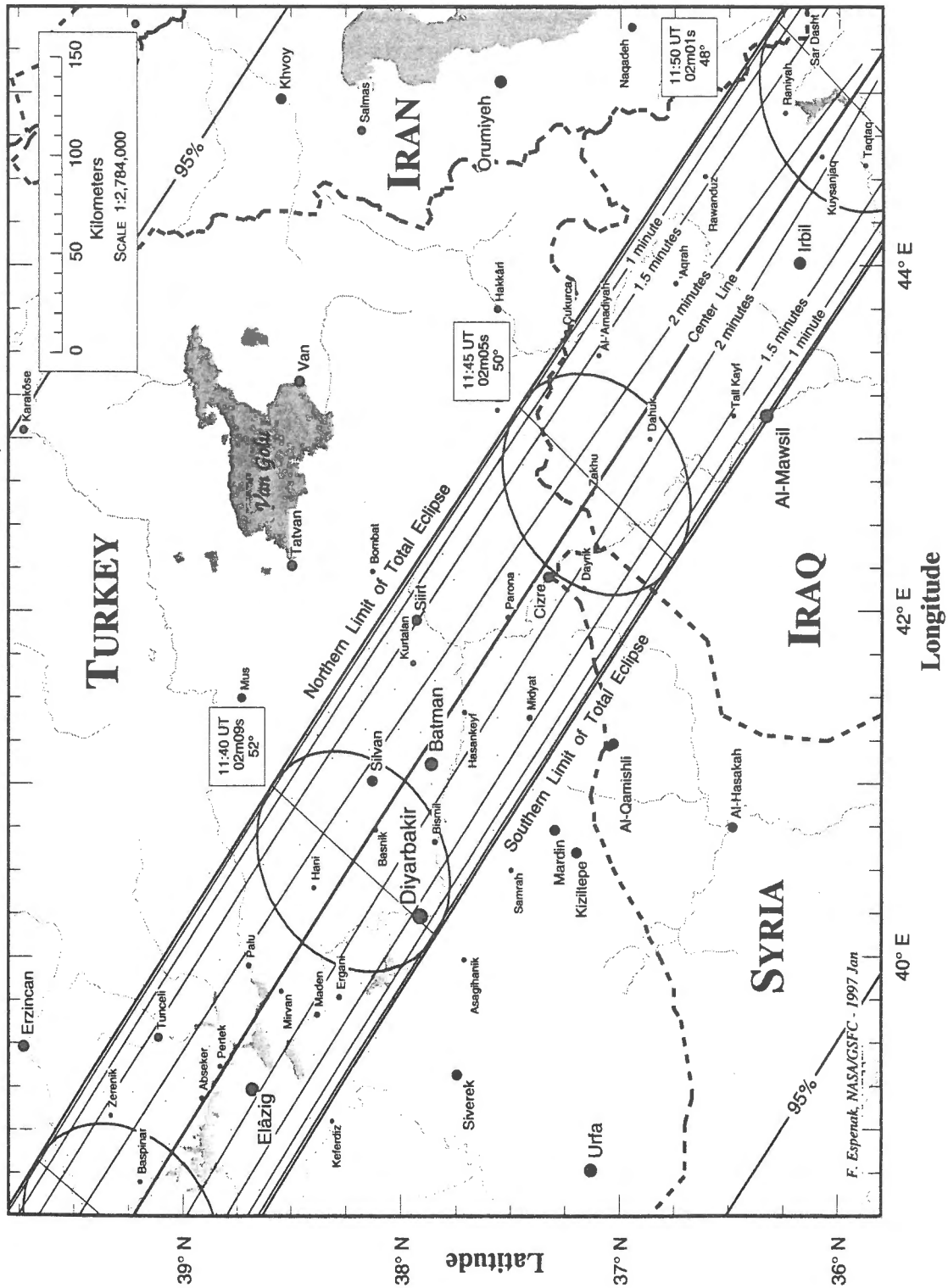
Elazig latitude 38°41' N longitude 39°14' E

	UT	position angle	altitude
first contact	10:12:32.9	292	65
second contact	11:36:13.8	131	
maximum eclipse	11:37:15.9	22	53
third contact	11:38:17.6	273	
fourth contact	12:54:02.2	111	39
eclipse magnitude	1.027		
duration of totality	02m04s		

3.3 トルコ東部を通過する皆既帯

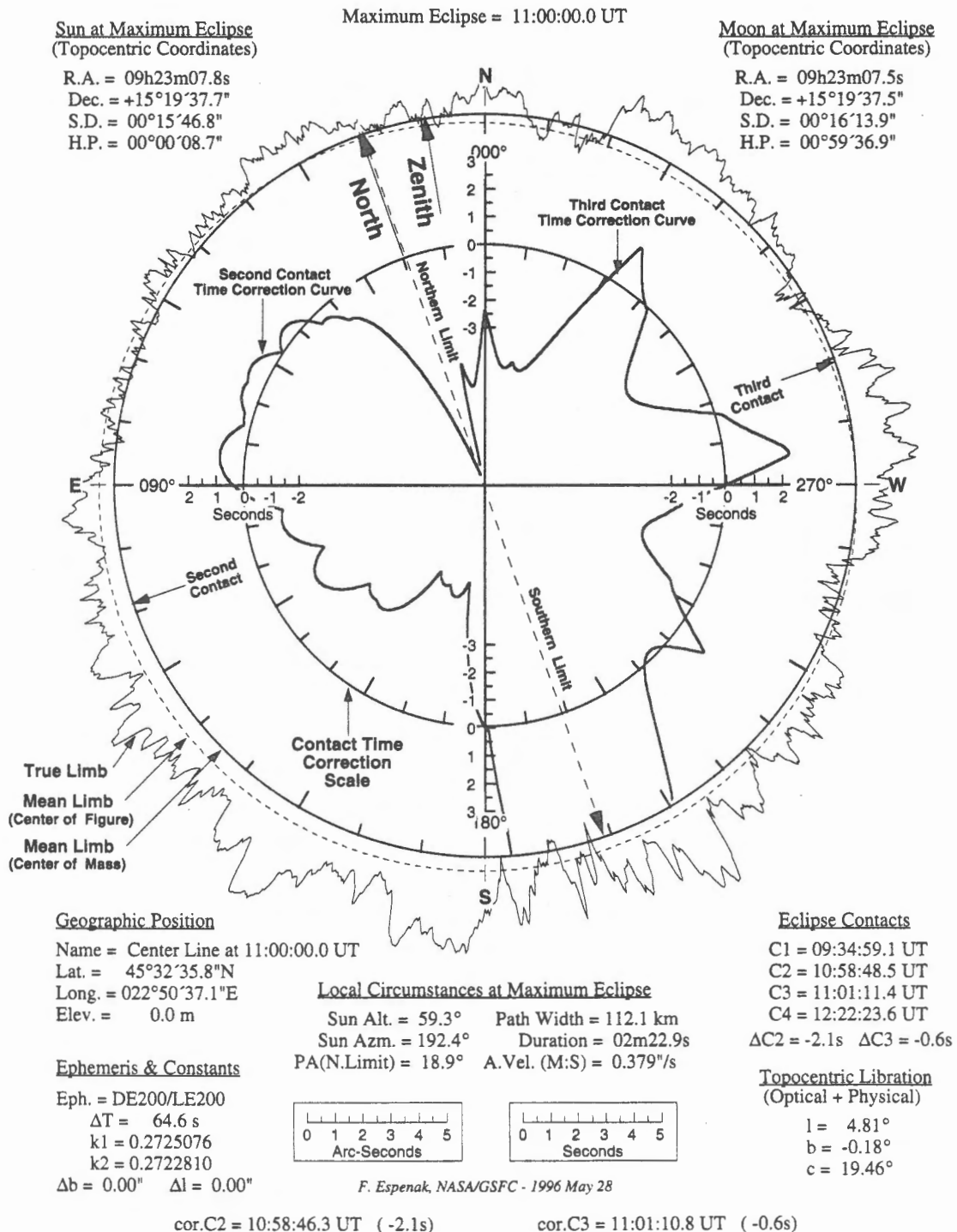
Total Solar Eclipse of 1999 August 11

FIGURE 12: THE ECLIPSE PATH THROUGH TURKEY, SYRIA AND IRAQ



3.4 8月11日世界時11時における月縁

Total Solar Eclipse of 1999 August 11
FIGURE 20: THE LUNAR LIMB PROFILE AT 11:00 UT



3.5 8月11日世界時11時における天体の配置

Total Solar Eclipse of 1999 August 11

FIGURE 25: THE SKY DURING TOTALITY AS SEEN FROM CENTER LINE AT 11:00 UT

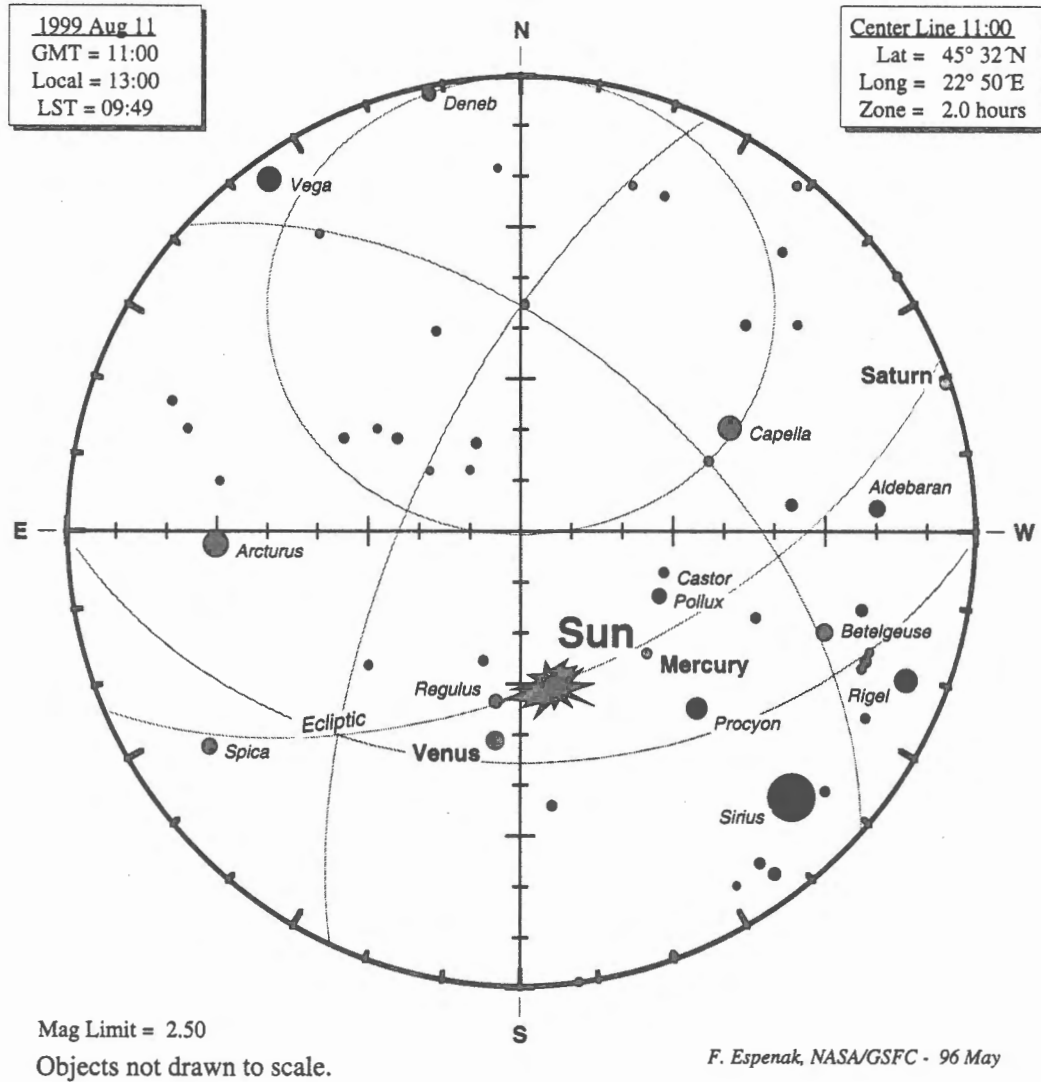


Figure 25: The sky during totality as seen from the center line in Romania at 11:00 UT. Venus ($m=-3.5$) will be the most conspicuous planet located 15° east of the Sun. Mercury ($m=+0.7$) should also be visible 18° west of the Sun. The southwestern sky will be dominated by the bright stars of winter, including Capella ($m=+0.08$), Aldebaran ($m=+0.85$), Procyon ($+0.38$), Betelgeuse ($+0.5$), and Sirius ($m=-1.46$). Other bright stars which may also be visible include Spica ($m=+1.0$), Arcturus ($m=-0.04$), and Regulus ($m=+1.35$).

For sky maps from other locations along the path of totality, see the special 1999 eclipse web site:
<http://planets.gsfc.nasa.gov/eclipse/TSE1999/TSE1999.html>

4. 各観測班の旅行日程と活動（平成11年度）

4.1 京都大学班

上野 悟、武田 秋

7月31日	関西空港発 イスタンブール（トルコ）着
8月1日	イスタンブール発 エラジー（トルコ）着
8月2日～8月12日	エラジー市ハーブットにおいて日食観測の準備と実施
8月13日	エラジー発 イスタンブール（トルコ）着
8月14日	イスタンブール工科大学にて研究発表
8月15日	イスタンブール発
8月16日	関西空港着

4.2 国立天文台班

一本潔、田中伸幸、篠田一也

7月31日	成田空港発 イスタンブール（トルコ）着
8月1日	イスタンブール発 エラジー（トルコ）着
8月1日～8月12日	エラジー市ハーブットにおいて日食観測の準備と実施
8月12日	エラジー発 イスタンブール（トルコ）着
8月13日	イスタンブール工科大学にて研究発表
8月14日	イスタンブール発
8月15日	成田空港着

4.3 九州大学班

湯元清文

7月24日	福岡空港発 バーミンガム（イギリス）着
7月25日～7月28日	バーミンガム大学において打ち合わせ
7月29日	バーミンガム発 ローマ（イタリア）着
7月30日～8月2日	イタリア地球物理観測所ラキーラ観測所に地磁気観測装置設置
8月3日	ローマ発ブダペスト（ハンガリー）着
8月4日～8月6日	ナジャチェンク観測所に地磁気観測装置設置
8月7日	ブダペスト発
8月8日	福岡空港着

立原裕司

7月16日 福岡空港発 バーミンガム(イギリス)着
7月17日～7月21日 バーミンガム大学において打ち合わせ
7月22日 バーミンガム発 ハートランド(イギリス)着
7月23日～7月24日 英国地質調査所ハートランド観測所に地磁気観測装置設置
7月25日 ハートランド発 パリ(フランス)着
7月26日 パリ大学においてアフリカでの地磁気観測打ち合わせ
7月27日 パリ発
7月28日 ガロア(カメルーン)着
7月29日～8月4日 カメルーン地質調査所に地磁気観測装置設置
8月5日 ガロア発 マロア(カメルーン)着
8月6日～8月8日 モコロ観測所において旧式磁力計の撤去
8月9日 マロア発
8月10日 パリ(フランス)着
8月11日 パリ大学においてアフリカでの地磁気観測報告
8月12日 パリ発
8月13日 福岡空港着

篠原 学

7月22日 福岡空港発 ハートランド(イギリス)着
7月23日～7月24日 英国地質調査所ハートランド観測所に地磁気観測装置設置
7月25日 ハートランド発 バーミンガム(イギリス)着
7月26日～7月28日 バーミンガム大学において打ち合わせ
7月29日 バーミンガム発
7月30日 ケープタウン(南アフリカ共和国)着
7月31日～8月4日 ハーマナス観測所に地磁気観測装置設置
8月5日 ケープタウン発
8月6日 ブタペスト(ハンガリー)着
8月7日～8月15日 ナジャチェンク観測所において地磁気観測
8月16日 ブダペスト発 ハートランド(イギリス)着
8月17日～8月20日 英国地質調査所ハートランド観測所の地磁気観測装置撤収
8月21日 ハートランド発
8月23日 福岡空港着

田中良昌

7月24日 福岡空港発 バーミンガム(イギリス)着
7月25日～7月28日 バーミンガム大学において打ち合わせ
7月29日 バーミンガム発 ローマ(イタリア)着
7月30日～8月2日 イタリア地球物理観測所ラキーラ観測所に地磁気観測装置設置
8月3日 ローマ発ブダペスト(ハンガリー)着
8月4日～8月15日 ナジャチェンク観測所において地磁気観測
8月16日 ブダペスト発 ハートランド(イギリス)着
8月17日～8月20日 英国地質調査所ハートランド観測所の地磁気観測装置撤収
8月21日 ハートランド発
8月23日 福岡空港着

5. 研究結果の概要

京都大学班は、口径 15cm 屈折望遠鏡接眼部に、4 種のフィルターを切替え可能なターレット型装置を取付け、更に 400 万画素 1024 階調の高性能 CCD カメラを用いて、1 秒角という比較的高空間分解能を満たす 3 種類の異なる温度におけるコロナ構造のイメージの撮影に成功した。高感度の CCD カメラを導入した事により、2 分 10 秒という短い皆既時間における多波長観測にも拘わらず、太陽表面から約 0.3 太陽半径の高さにまで至る温度密度情報を含むコロナの細密構造と、ほぼ太陽半径に相当する高さに至るまでの連続光による大規模なコロナ物質の分布を検出する事ができた。また、今までの皆既日食観測とは違い、今回は X 線・紫外線など、異なる様々な種類の波長用望遠鏡を搭載した複数の人工衛星も我々と同じコロナ中領域を観測しており、今後これらと併せて解析を進行させることにより、コロナガスの約 1 万度から 500 万度程度にまで渡る、広範囲の連続的な温度構造分布を明らかにする事が可能となる。

国立天文台班は太陽の北極域のコロナをターゲットにして、波長 3600-4700 Å におけるスリット分光観測を試み、リムから 3 太陽半径にまでわたる数点の異なる高さにおいて 8 枚の良好なスペクトルを取得することに成功した。連続光スペクトルの形状からコロナ電子温度の高さ分布がわかり、また同時にスペクトルの波長変移より、太陽風の速度、加速の様子をとらえることができる。当初の目標は極域コロナホールの観測であったが、太陽活動極大期に近づいたため、当日は極域にもストリーマが見られた。感度補正、波長較正、K/F/E スペクトル分離などの一次的な解析を行い、コロナの底部において電子温度 200 万度という、極域の温度としてはやや高めの結果を得たが、これはストリーマの存在のためと思われる。

九州大学班は 8 月 11 日の皆既日食の日をはさんで前後 2 週間に地磁気の 5 点観測を実施した。電離層効果を調べるために、皆既日食の軌道沿いにある英国のハートランド、ハンガリーのナジャチェンク地磁気観測所とその磁気共役点に近い南アフリカ連邦のハーマナス地磁気観測所に高感度、高精度の磁力計を設置した。更に、変動磁場の緯度効果をみるために、イタリアのラキーラ観測所と太陽風上流側からの ULF 波動の中で地球磁場を横切り赤道域まで侵入・伝播出来る磁気音波モードのみを抽出するために、ガロアの磁気赤道域に磁力計を設置した。北半球の皆既日食の陰による数時間の磁場変動 (Kato et al., 1965) の発生がナジャチェンク、ラキーラで追認できた。この現象は、日食下で電離層電気伝導度が減少し S_q 電流が減少した為であると解釈される。このような現象はハートランドでは確認されなかったが、これはハートランドが日食時にたまたま S_q 電流系の渦の中心付近に位置しており電流自体が小さかった為、電流の減少が観測にかからなかったのではないかと推量される。また、皆既帯のほぼ磁気共役点に位置するハーマナスでは、日食に伴う地磁気変動が検出されなかった。この新しい観測事実は、数時間の磁場変動を引き起こす日食時の電離層電気伝導度などの変化は、反対半球に影響が伝わらない、即ち、皆既日食が起こっている片側半球の電離層内で閉じた電流系が形成され、沿磁力線電流として反対半球に流れない物理作用が地球電磁圏で起こっていることを示唆する結果である。

6. 謝辞

今回の日食観測では、当研究課題の参加者のほか、大学関係では明星大学が観測隊をトルコに派遣し、国立天文台、京都大学と同じ観測地点において観測を実施した。日本国内での準備や現地での作業における協力に感謝したい。

各研究機関間の打ち合わせ、ならびに観測地の天候予測などについては、日本学術会議国際共同観測専門委員会日食分科会のもとで、当研究課題参加機関の他、気象庁、海上保安庁水路部などの協力を得て行われた。

トルコへの観測隊の派遣に関しては、日本国外務省および在日本トルコ大使館より、当地での治安状態などの情報を提供いただいた。また、観測地の選定、設営につき、トルコの Kandilli Observatory より支援をいただいた。ここに感謝したい。

7. 学会発表、出版論文リスト

学会発表

- 湯元清文、立原裕司、篠原 学、田中良昌、Vero J.、Wesztergom V.、Sutcliffe P.R.、Meloni A.、Palangio P.、Toteu S.F.: 「1999年8月11日皆既日食の地磁気多点同時観測 ー速報ー」, 地球電磁気・地球惑星圏学会(平成11年11月9日~12日、仙台市民会館) A22-P102
- 武田 秋、上野 悟、黒河宏企、北井礼三郎: 「1999年8月11日の皆既日食における内部コロナの温度構造について」、日本天文学会年会(平成13年3月26日~28日、千葉大学)

研究発表

- Hara, H., and Ichimoto, K.: 'Microscopic Nonthermal Plasma Motions of Coronal Loops in a Solar Active Region', *Astrophys. J.*, 513, 969 - 982, 1999
- Ichimoto, K., Kumagai, K., Sano, I., Kobiki, T., Sakurai, T., and Munoz, A.: 'Measurement of Coronal Electron Temperature at the Total Eclipse on 1994 November 3', *Publ. Astron. Soc. Japan*, 48, 545-554, 1996
- Ichimoto, K., Noguchi, M., Tanaka, N., Kumagai, K., Shinoda, K., Nishino, T., Fukuda, T., Sakurai, T., and Takeyama, N.: 'A New Imaging System of the Corona at Norikura', *Publ. Astron. Soc. Japan*, 5, 383 - 391, 1999
- Sakurai, T., Irie, M., Imai, H., Miyazaki, H., and Sykora, J.: 'Emission Line Intensities of the Solar Corona and Sky Brightness Observed at Norikura: 1950-1997', *Publ. Natl. Astron. Obs. Japan*, 5, 121 - 137, 1999
- Sakurai, T., and Shin, J.: 'Determination of the Point Spread Function of Yohkoh Soft X-ray Telescope', *Adv. Sp. Res.*, 25(9), 1761 - 1764, 2000
- Singh, J., Ichimoto, K., Imai, H., Sakurai, T., and Takeda, A.: 'Spectroscopic Studies of the Solar Corona', *Publ. Astron. Soc. Japan*, 51, 269 - 276, 1999
- Takeda, A., Kurokawa, H., Kitai, R., and Ishiura, K.: 'Contribution and Properties of the Green- and Red-Line Coronal Loops in the K-Corona', *Publ. Astron. Soc. Japan*, 52, 375-391, 2000
- Takeda, A., Kurokawa, H., Kitai, R., and Ishiura, K.: 'Density Structure of the Coronal Loops Derived from the 1991 Total Eclipse Observation', *Proceedings of the Last Total Solar Eclipse of the Millenium in Turkey*, eds. W. Livingston and A. Ozguc, ASP Conference Series, vol.205, pp.113-120, 2000
- Wang, H.N., Sakurai, T., and Yan, Y.: 'Enhanced Coronal Heating and 3D Solar Magnetic Fields in AR 7321', *Adv. Sp. Res.*, 25(9), 1769 - 1772, 2000

8. 京都大学班

1999年8月11日トルコ皆既日食観測：京都大学チーム結果報告

上野 悟、武田 秋

概要

1999年8月11日に、ヨーロッパから中近東にかけて、20世紀最後の皆既日食が見られた。我々京都大学は、学術振興会の平成11年度国際学術研究補助金の援助を受け、観測者2名が国立天文台チームと共にトルコ、エラジー市に赴き、太陽コロナの広視野に渡る微細構造・温度密度構造のデジタル観測に挑んだ。以下に、今回の観測の目的、観測装置・システム、試験観測内容、実際の観測内容、そしてその結果得られたデータの概要などを記す。

8.1 今回の日食観測の目的

太陽コロナは数百万度の高温プラズマであり、この加熱には磁場が重要な働きをしていることが現在までの太陽物理学研究により確実となってきている。従って、コロナ中の微細磁気ループ構造とその時間変化を詳しく調べる事が、その具体的な加熱機構を解明する上で強く必要とされている。

そこで今回は、高山に設置されたコロナグラフなどで観測する場合よりもさらに1000分の1の暗い散乱光の下でコロナが観測可能な皆既日食を利用し、100万度、200万度、350万度のコロナ輝線像と連続光像を撮影する事による、コロナループの温度密度構造を求めるための観測を行なった。

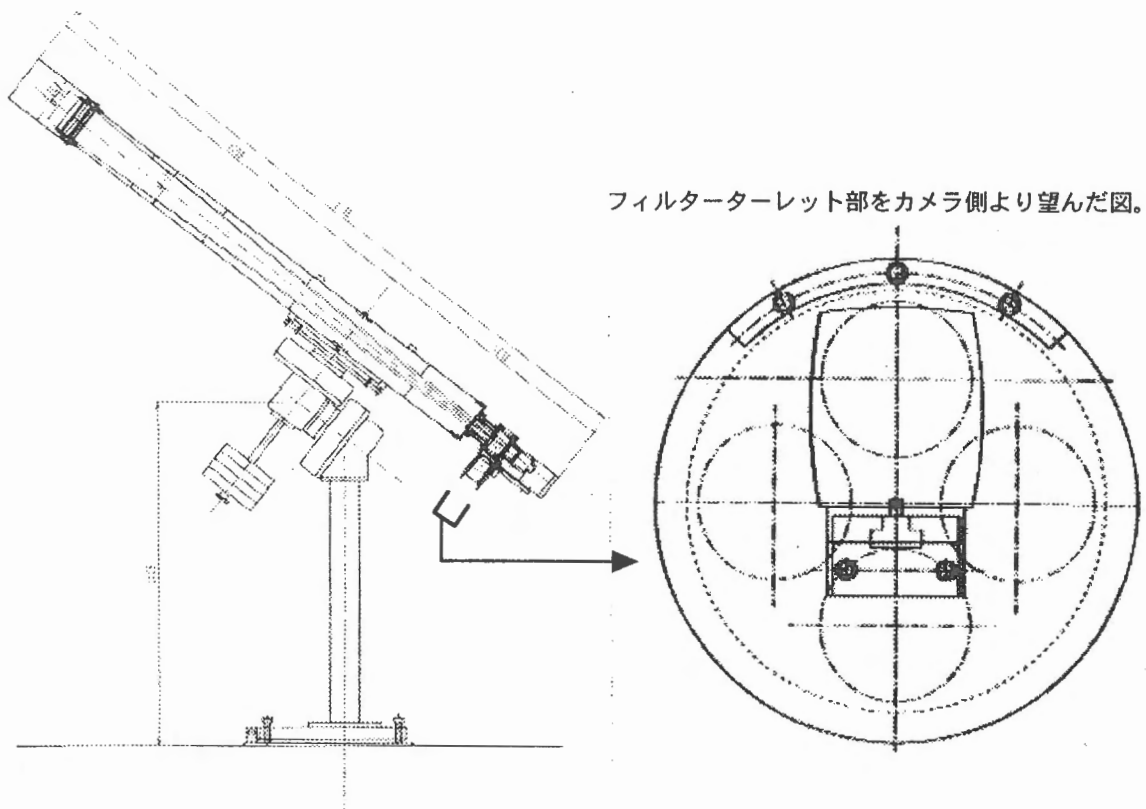
当観測において、京都大学チームとしては初めてデジタルCCDカメラを日食観測に導入し、過去に比べてより測光精度が良く、露出時間も短時間で済む装置システムを用意した。また、このCCDカメラも、チップ受光面積の極力大きなものを使用し、高空間分解能を保ちつつ広い視野を確保し、現在のコロナ観測用人工衛星などがカバーしていない、高度のより高いコロナ領域の情報をも観測できる様、工夫した。

一方、上記人工衛星などによる、紫外線・X線など様々な他波長電磁波で観測された内部コロナの同一領域の観測データと併せて比較解析する事により、より温度方向についても連続的で幅広い情報を得る事ができるものと期待できる。これら人工衛星群は、我々京都大学チームが前回1991年の皆既日食で観測を行なった当時にはまだ実在していなかったものばかりであるので、今回のこの比較解析から導かれる結果は大変意義深いものになるであろう。

8.2 観測装置・システム

今回使用した日食観測用望遠鏡（西村製作所製）の概観を図8.1に示す。

口径は15cm、F比が15、焦点距離2250mmという内容で、焦点面には直径約18mmの太陽像ができるよう、設計している。一方、上記3種類の温度に対応する輝線波長画像を撮影できるフィルター3つと、連続光フィルターの計4種のフィルターは、CCDカメラの直前にターレット状のフィルターホルダーを設置し、その中に装着する事により、随時互いに交換可能（手動）な形



フィルターターレット部をカメラ側より望んだ図。

図 8.1 日食観測望遠鏡とフィルターターレット部。

式を採った。ただ、これはつまり異なる波長フィルターのイメージを同時に撮影する事はできない事を意味しており、前回91年の京都大学チームの観測装置（各フィルターに対し各々鏡筒を用意した）に対するデメリットではある。

下にこれら4つのフィルターの特性を簡単に紹介した表を示す（表 8.1）。

表 8.1 使用した4フィルターの特性。

中心波長 (Å)	透過幅 (Å)	対応する 元素等	対応するコロナ の温度 (K)	フィルターの 種類
5302.9	2.0	Fe XIV	2.0×10^6	Fabry-Perot
6374.5	3.2	Fe X	1.0×10^6	Fabry-Perot
5694.5	2.1	Ca XV	3.5×10^6	Fabry-Perot
6100	61	Continuum	—	Dielectric multi-layered

そして、これらの光学系を通じてできたコロナ像を撮影するCCDカメラは、Kodak製 MegaPlus4.2i、2040 × 2040 pixel（15℃に保った水を循環させる水冷式）を使用した。1 pixelの大きさが約9 μmであるので、チップ全体の大きさがほぼ18 mm四方と、太陽直径に匹敵する。（実際にできる太陽像直径は挿入するフィルターによって多少サイズに差異は生ずる。）従って、イメージの空間ピクセル分解能は、約0.9秒角/pixelということになる。また、強度の階調は当観測においては

8ビット256階調を採用してある。さらに、このCCDカメラはPC (DELL OptiPlex) によって制御され、その制御アプリケーションにおいては、撮影前に4フィルター分まとめて露出時間・撮影枚数の組み合わせをセットしておく事ができ、観測者は、各フレームの撮影開始時のタイミングだけをマウス操作によりPCに入力してやることにより、撮影・データの保存が順次進めて行ける仕組みになっている。

8.3 日本における事前の試験観測

現地に向かうまでの主に5～7月の間には、京都大学花山天文台にて様々な事前準備・試験観測を行なった。それらの主な内容は、

- a) 望遠鏡等機材設営・解体作業演習
- b) 極軸調整プロセスの検討
- c) 各フィルター別焦点位置決め観測
- d) 各フィルター別適正露出決め観測
- e) 各Fabry-Perot フィルターの性能テスト

などが挙げられる。

特にc、dの焦点、露出決めは、日々観測結果が環境に応じて変動したり、求めるコロナの明るさの真の基準が存在しない困難さ等から、望遠鏡対物レンズを開放しての月面の観測、2つの穴を開けた絞り蓋やNDフィルターを付けた上での太陽の観測等を長時間掛け、何度も繰り返した上での平均的値を出す事を行なった。

また、eのフィルター性能検定では、既存および新規購入のフィルターに対し、公称通りの特性（透過率・透過幅・有効口径など）が保たれているか、飛騨天文台DSTの水平分光器、花山天文台シーロスタットの分光器を用いて検定を行なった。特に透過中心波長の温度依存性を重点的に調べて、データの信頼度の向上に努めた。

8.4 現地での観測概要

今回の日食は、皆既帯が西はイギリス、フランスから、東はパキスタン、インド辺りまでの非常に広い範囲に渡って覆っている、特徴的な日食であった。しかしながら、東に行けば行く程晴天率が高くなる事や、ルーマニア近辺を中心に、東西に離れるほど皆既継続時間が短くなってしまふ事などを考慮し、我々はトルコ国内の何処かが観測に最適であると判断をし、1998年の8月に、トルコ国内でも特に晴天率の良い東アナトリア地方の現地調査をすでに行なっていた。その調査結果や、LOCチームのアドバイス、さらに治安状況などを鑑み、最終的に皆既帯中心に近い中規模地方都市、エラジー郊外の、ハルプット丘陵地を観測地として選択した。

さて、我々観測チームは皆既日食10日前の8月1日にトルコ、エラジー市現地入りをし、事前準備を進め、4日には観測地点を最終決定し、望遠鏡、周辺機器の設営を行ない、それ以降、再び現地における焦点・露出試験観測や予行演習を繰り返し、11日の当日を迎えた。

ちなみに観測現場に設置された状態の望遠鏡全景、カメラ制御機器周辺の様子は図8.2の写真の通りである。

当日の早朝、日本残留の京都大学チームとの打ち合わせの結果、当日紫外線人工衛星TRACEが観測対象領域としており、飛騨天文台においてもプロミネンスが観測された、太陽の縁上真西付近から北極近くに渡る領域が今回の皆既日食における観測領域として決定された。

日食は西側より月が太陽を覆って行くため、ターゲットが西側のリムである場合、部分日食開始後、皆既までの間は観測領域が月に隠されて確認することができないので、部分日食前に視野内にターゲット領域を一旦導入した後は視野を動かすことはできない。従って、皆既日食前の部



図 8.2 観測現場における望遠鏡・制御システムの概観.

分日食の撮影は行なうことはしなかった。その後、皆既が始まると同時に、前日までに決定した撮影プログラムを始動させ、結局、各フィルター毎に表 8.2 のような内容のデータを取得するに至った（今回の日食の皆既時間は約 2 分 8 秒と、比較的短時間でしかなく、その時間帯の中で 4 フィルター各々を交換しつつ撮影する必要がある事を鑑みると、表 8.2 で示したデータ量は、最新の電子技術を利用したデジタル CCD カメラを利用した事によってこそ、もたらされたものであると言える事ができる）。更にその皆既終了後はコロナの輝度の比較参照データとして部分日食の全体像を部分食終了時まで断続的に撮影し、一連の観測は終了した。

表 8.2 フィルター別露出時間と撮影フレーム数.

Continuum (6100 Å) Nikon		Green (5302.9 Å) Andover		Red (6374.5 Å) Daystar		Yellow (5694.5 Å) Andover	
露出時間 (ms)	枚数	露出時間 (ms)	枚数	露出時間 (ms)	枚数	露出時間 (ms)	枚数
10	2	100	2	100	2	10	2
20	2	200	2	200	2	10	2
50	2	400	2	400	2	10	2
100	1	800	1	800	1	2000	1
200	1	2000	1	2000	1	8000	1

8.5 初期解析

8.5.1 データの量と質

今回の観測は、1991年のメキシコ日食とほぼ同じ内容であったが、望遠鏡が前回の4連筒型に比べてコンパクトになり、皆既継続時間も短かったことから、コロナの撮像枚数はメキシコ日食(200枚以上)を大幅に下回った。しかし今回は大容量CCDの利用により、較正用のダーク、フラット(青空像)、部分日食像を含めて保存を要するデータの容量は1.5GBを越える。全データがデジタルであること、露光と観測強度の線形性が保証されていること、それらを扱う計算機環境が進歩したことによって、データの精度と操作性は大きく向上したと言える。

フィルタを通したことによる各波長ごとの空間分解能の差については、取得したコロナ画像の月縁を円近似した場合のピクセル数と日食当日の月視半径とを比較して決定した。参考のため、各波長のコロナ像における月半径(960.34")のピクセル数とそこから導かれる分解能を表8.3に示す。

表 8.3 画像上の月半径と分解能。

中心波長 (Å)	月半径 (pix)	空間分解能 (arcsec/pix)
5302.9	1020	0.94
6374.5	1014	0.95
5694.5	966	0.99
6100	998	0.96

ただし、今回のような約太陽四半球の視野では、円近似で半径を決定することは難しく、1~2%程度の不定性が残る。また、以降の解析では、すべての波長において分解能が1.0 arcsec/pixとなるよう画像の規格化を行なった。この値は、観測光学系の空間分解能の理論値(約1 arcsec)に対して釣合いのとれたものになっている。

8.5.2 位置合わせ

前回(1991年)の観測は、4連筒望遠鏡による多波長同時観測が目玉であった。同時刻のデータを取得することができた反面、個別の検出器(フィルム)を用いたことにより、位置合わせのためには回転方向の補正が不可欠であった。今回は、単一の光学系を経た光を同じCCDで検出するため、この補正がほぼ不要なことが利点である。前回と同様に月縁の形状を利用して観測領域のPA(Position Angle)を決定し、第2、第3接触のPAと時刻から各画像の取得時間における月縁の位置を計算して位置を合わせる事が可能である。ただし、現時点ではまだ計算の精度が粗く、満足な結果が得られていないので、以下に紹介するコロナ画像では、位置は月縁が重なるよう合わせている。

8.6 初期解析の結果

図8.3に今回得られたコロナ輝線と連続光強度の空間分布を示す。(a)の5302.9 Åは、可視域で最も強いコロナ輝線であり、約200万度のプラズマの分布を反映している。ループ構造が多く見られるが、あまり明瞭ではなく、太くぼんやりしたものが多い。(b)の6374.5 Åは、5302.9 Åに次ぐ強度を持ち、約100万度のプラズマの分布を代表している。(a)に比べて細く明瞭なループ構造が多いのが特徴的である。これに対して(c)の連続光画像においては、光球光のコロナ電子によ

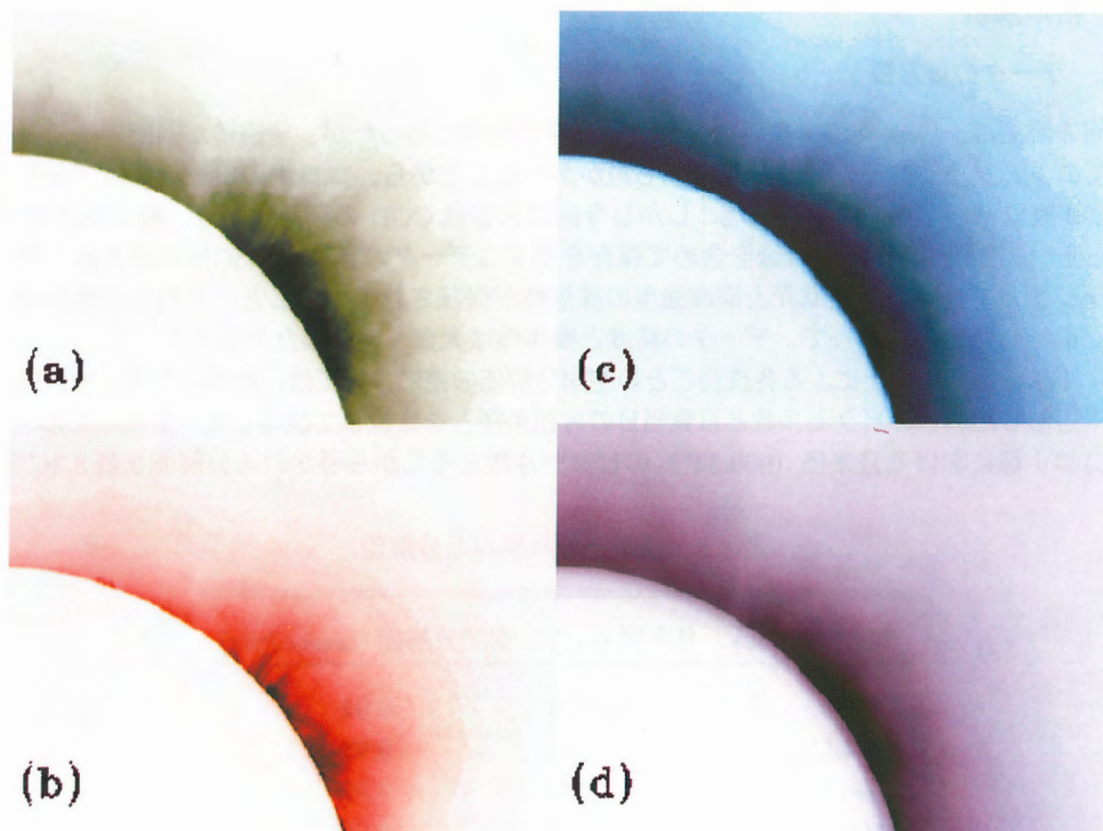


図 8.3 1999 年 8 月 11 日に観測された太陽北西縁上空のコロナ. (a) 波長 5303.3 Å、(b) 6374.5 Å、(c) 連続光、(d) 5694.5 Å. 連続光成分差し引き前.

るトムソン散乱の成分が卓越しており、全密度の指標となっている。すべての温度成分を含むため、ループなどの構造が見えにくい。最後に (d) は、約 350 万度のプラズマの発するコロナ輝線 (5694.5 Å) を含む波長域で撮像したものである。強度分布は連続光のものと酷似しており、フィルタの透過幅に含まれる連続光成分が強度の殆んどを占めていると思われる。厳密には、絶対強度を算出して定量的な判断を下す必要があるが、今のところ輝線特有の構造は見当たらない。以上の輝線と連続光におけるコロナの形態学的な特徴は、1991 年の観測結果とよく一致している。

図 8.4 は、強度画像に対して OMC (Octo-directional Maxima of Convexities) アルゴリズムを用いた画像処理を施し、構造を強調したものである。図 8.3 では目立った構造の見えなかった連続光コロナも多数のループ構造から成り立っていることがわかる。また、このように構造を強調することにより、各波長間でループの分布の違いがあるかを明確に示すことが可能となる。暫定的な位置合わせの後の比較から、次のような傾向が得られた。5302.9 Å (200 万度) と 6374.5 Å (100 万度) のループの軸位置は、明らかにずれているものが多い。連続光のループの多くは、5302.9 Å (200 万度) のループと一致するものが殆んどを占めるが、6374.5 Å (100 万度) で見える非常に明るいループに関しては、連続光ループに対応物を見つけることができる。ループの分布に関するこれらの傾向も、メキシコ日食の解析結果と同様である。ただ、前回 5302.9 Å と 6374.5 Å の輝線で見られたループは、非常に良く似た形状のものが相接するように並んでいるのが目立ったのに対し、今回の両波長のループは、相似なものがあまり多くない、というのが特徴的である。

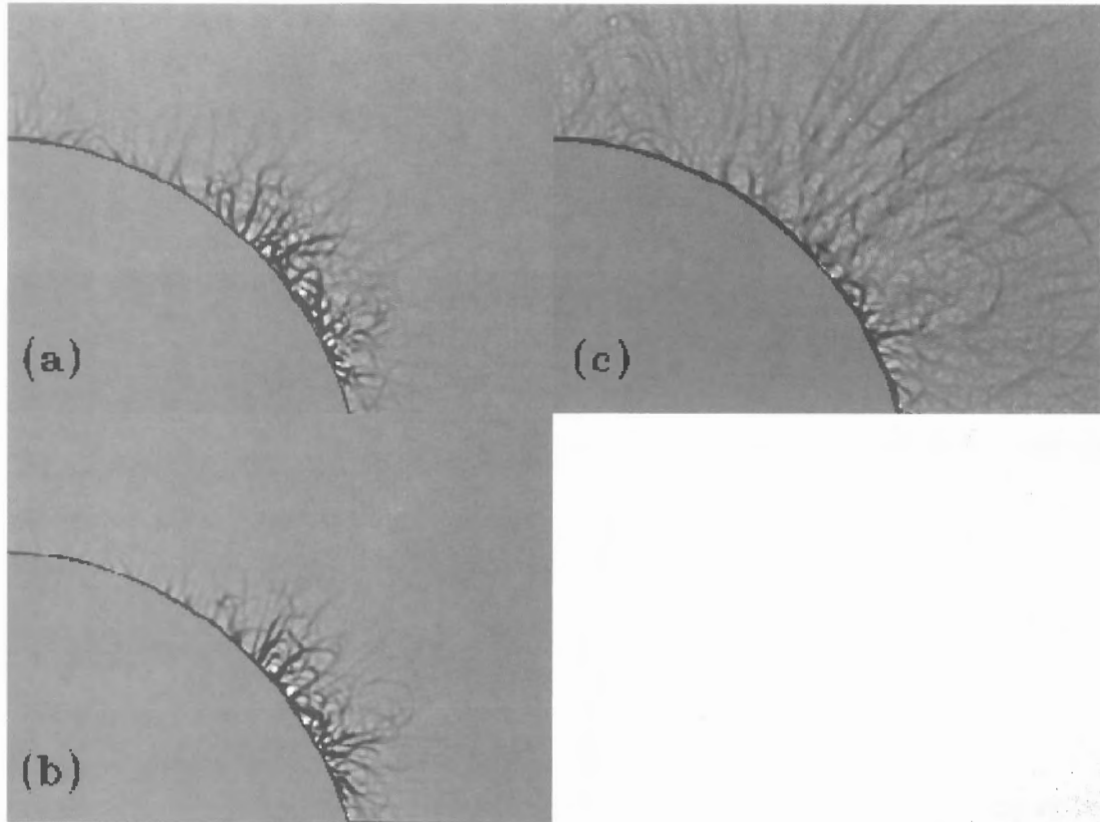


図 8.4 図 8.3 のループ構造を OMC アルゴリズムを利用して強調したもの. (a) 波長 5303.3 Å、(b) 6374.5 Å、(c) 連続光. (d) は省略.

8.7 今後の解析の方向について

8.7.1 絶対強度への換算

皆既日食の最大の利点は、低散乱光下でのコロナ輝度の精密計測である。従って、適正な方法により観測強度から絶対強度を算出することは、非常に重要な過程である。換算の方法としては、前回と同様に、各観測波長における太陽面中心の絶対強度と周縁減光曲線の文献値を既知量とし、同じ波長選択フィルタを通して観測されたコロナと光球（部分食）像の輝度を比較することにより求めることができる。

輝線の絶対強度がわかれば、輝線ループを構成するプラズマの電子密度が算出可能となる。例えば、ループの奥行きを幅と等しいとおき、ループが一様に輝線の代表する温度のプラズマからなると仮定すれば、輝線の放射効率 (emissivity) と温度、密度の関係 (文献値) を利用して密度を算出することができる。手法の詳細とメキシコ日食データの解析結果については、Takeda et al.(2000) を参照。

近年の太陽 X 線衛星「ようこう」の活躍によって、活動領域の上空に 300 万度を越える相当な量の高温プラズマが定常的に存在している可能性が指摘されている。ところがこれまでの伝統的な日食観測では、フレアなどの活発な活動がなければ、350 万度の温度成分を代表する 5694.5 Å のコロナ輝線は検出されていない。今回の CCD を用いた高精度観測によって、ごく普通の活動領域上空に 5694.5 Å の高温成分を検出できるかどうか試すのが今回の目標の一つであった。前章で述べたように、この定常高温成分の存在については今のところ否定的であるが、最終的には、5694.5 Å のフィルタ透過幅に含まれる連続光成分の絶対強度を見積もり、それを差し引いた後に有意な

成分が残らないことを示す必要がある。

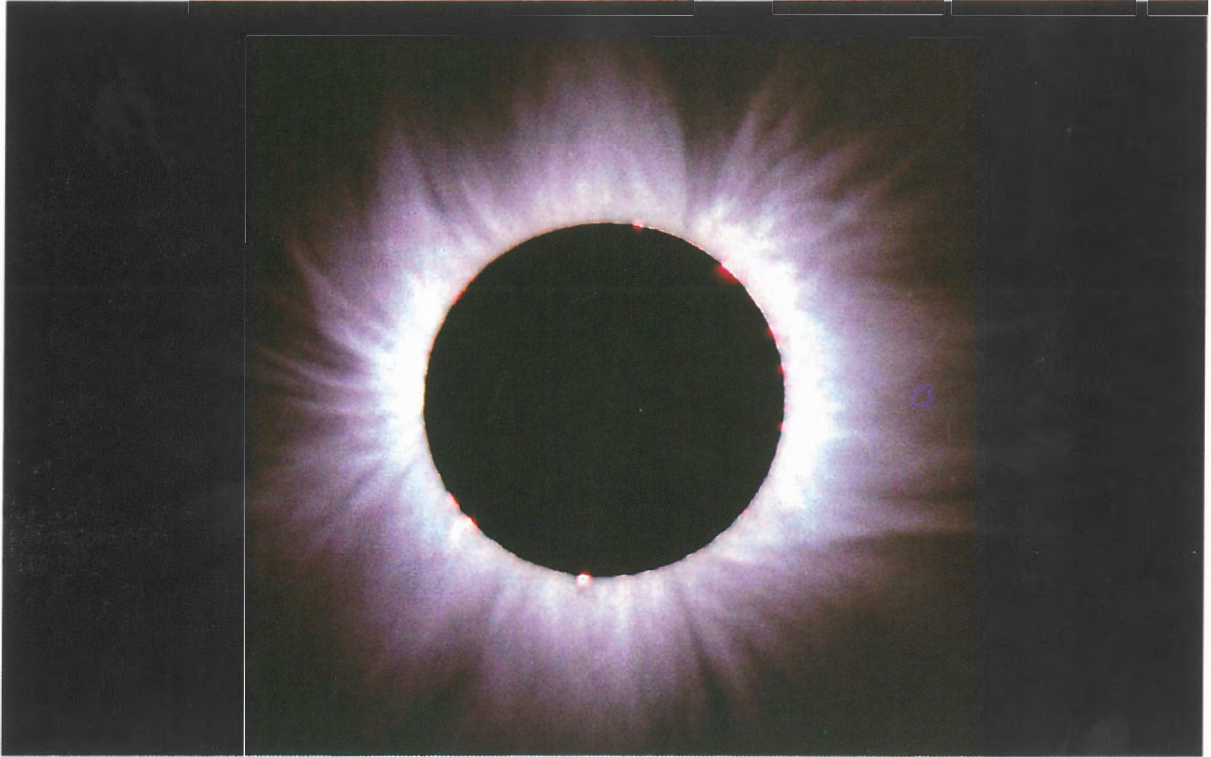


図 8.5 連続光によるコロナの全体図（明星大学観測隊がトルコにて撮影）。回転アンシャープマスキング法（Shiota, 1994）により構造が強調されている。

8.7.2 他の観測との比較

日食観測では限られた時間内に限られた資材で観測を行なうため、単一の観測班では観測対象を絞り込まざるを得ず、多様な情報を得ることができない。当然ながら、他の装置、異なる視野・波長による観測データで情報を補う必要がある。例えば、今回の我々の観測では太陽の約四半球程度が視野であるが、より広い範囲のコロナとの繋がりを見ることは重要で、コロナ全体像（図 8.5：明星大学観測隊による）の参照は不可欠である。また、皆既日食では見えない太陽面の構造とその時間発展を知ることが、視線方向に縮退した情報から観測対象の立体的な描像を得るのに重要である。例として「ようこう」衛星の軟X線望遠鏡（SXT）による日食当日のコロナ像を図 8.6 に示す。形態学的な利用以外にも、SXT データからは、温度解析を行って観測領域の温度とエミッションメジャー（EM）を得ることができる。従って、日食観測において輝線の絶対強度から導かれる 100 万度、200 万度のプラズマの総量と SXT から得られる EM を比較してみることは興味深い。

「SoHO」「TRACE」など近年の人工天体による太陽観測では、171 Å（約 100 万度）、195 Å（約 150 万度）、284 Å（約 250 万度）等の極紫外コロナ輝線による撮像が定常的に行なわれてい

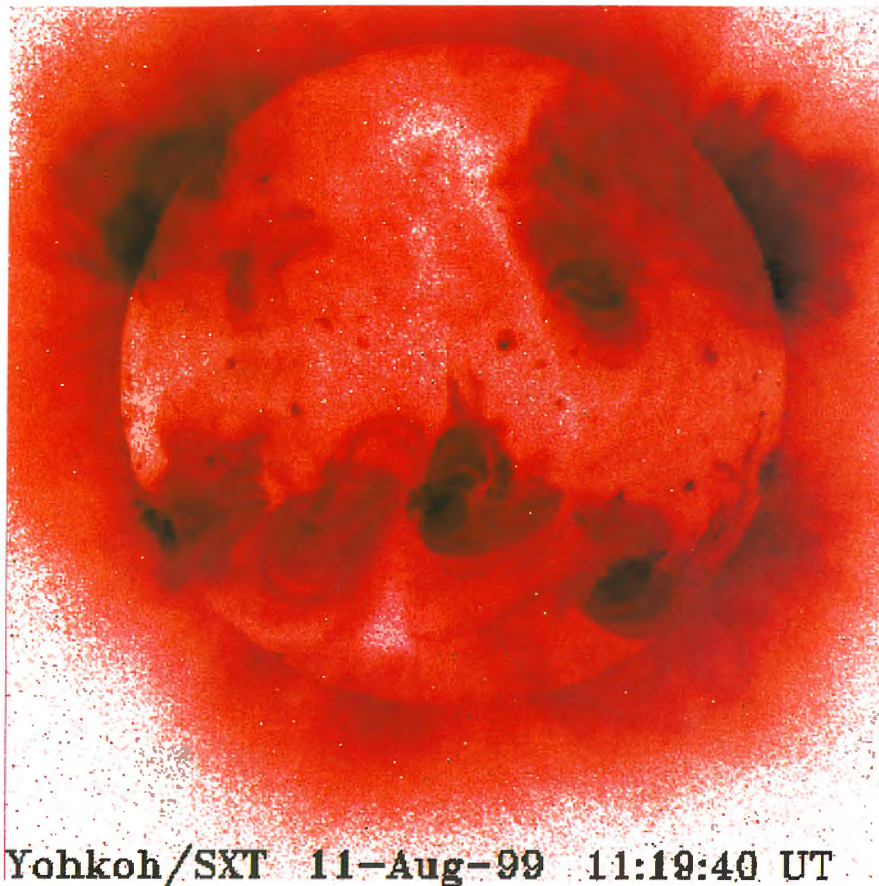


図 8.6 「ようこう」衛星による皆既日食当日の軟X線コロナ像.

る. これらの輝線が代表する温度は、可視域のコロナ輝線のものと微妙に異なるため、両者を合わせれば 100 万度から 300 万度に至るプラズマの温度分布を細かい温度刻みで推定することができるはずである. 特に、ループ構造の見え方が温度と共にどのように変化するか（または、しないか）を調べることは非常に面白いテーマだと考えている.

参考文献

- Shiota, K.: in D. di Cicco, 'Eclipse Photography Goes Digital', *Sky & Telescope*, 88 (5), 18–20, 1994
- Takeda, A., Kurokawa, H., Kitai, R., and Ishiura, K.: 'Contribution and Properties of the Green- and Red-Line Coronal Loops in the K-Corona', *Publ. Astron. Soc. Japan*, 52, 375–391, 2000

9. 国立天文台班

1999年8月11日皆既日食による太陽コロナの温度、速度場構造の研究

一本 潔、田中伸幸、篠田一也

要旨：

コロナの電子温度と太陽風速度の空間分布を求め、コロナ加熱や太陽風加速のメカニズムを解明するため、1999年8月11日の皆既日食においてコロナの低分散スペクトルの観測を行った。当日好天に恵まれ、目的とする極域コロナのスペクトルを8枚取得することに成功した。データの1次処理を終え、約200万度の高さ方向にかなり一様なコロナ温度が得られた。



図 9.1 エラジ市ハルプットの丘に設置された観測機材。

9.1 観測の目的

太陽コロナの温度構造を正確に求めることは、コロナの加熱問題や太陽風の起源を解明する上できわめて重要であり、これまで様々な方法を用いた測定が試みられてきた。しかしすべての方法には温度の導出にあたってそれぞれ特有の仮定を使っており、その結果には互いに食い違いもあった。コロナの電子温度を決定する最も確実な方法は、「温度」の定義である電子の熱運動の大

きを測ることである。そして、その情報はコロナが発する連続光スペクトルの形に見いだすことが出来る。コロナの連続光スペクトルは、コロナ中を高速に熱運動する自由電子が光球の光を散乱する際に、太陽光に含まれる吸収線構造をドップラー効果によって消してしまうことによって形成されるが、多数の吸収線が集まるところ、例えば波長4300 Å付近やCa IIのH、K線を含む3850 Åあたりには尚その痕跡が広い吸収帯として残っており、その深さを精度良く測ることでコロナ電子の熱運動の大きさを直接測ることができるからである。

さらにその吸収帯の波長方向の変移を測ることで、太陽風の速度を求めることができる。コロナの温度（さらには圧力）と速度の空間分布を同時に得ることで、未だ解明されていない太陽風の加速メカニズムに対する重要な手がかりが得られると期待できる。

国立天文台はこの効果に着目し、1994年11月3日の南米皆既日食を観測し (Ichimoto et al. 1996)、ストリーマーとコロナホールとの底部における電子温度を高い信頼度で決定することに成功した。しかしながら皆既時間約3分という限られた時間に得られたのは、分光器のスリットをコロナの3カ所にあてたものだけであり、コロナ温度や速度場の空間的な分布構造を議論するには不十分なものであった。また、生憎の薄雲のため散乱光のやや多いデータとなった。

今回の目的は、コロナのより広がった2次元的な情報を、より好条件の元に多数取得することである。また、高速太陽風の源とされる極域コロナを狙うことで、太陽風加速のプロファイルと温度構造との関係を求めることも新しい試みである。

表 9.1 観測機材諸元.

望遠鏡部：	
形式	シュミットカセグレン (セレストロン)
口径	28cm
焦点距離	1400mm (フォーカルレデューサー付)
分光器部：	
スリット	4.5度金属鏡、幅100μm (12秒角に相当)
コリメータレンズ	f250mm、ダブルレット
グレーティング	透過型、600本/mm
カメラレンズ	f150mm、ダブルレット
CCDカメラ	ペルチエ冷却水冷式 (-40C、ホトメトリクス社製)
ピクセル数	512 x 512
ピクセルサイズ	24 x 24 ミクロン
読み出し速度	200kHz
波長範囲	3500-4720 Å
波長分解能	2.418 Å/pix
空間分解能	12秒角 (スリット幅) x 5.51秒角/pix (スリット方向)

9.2 観測機材

国立天文台班は、8月1日から12日の間、トルコ共和国のエラジ市郊外にあるハルプット丘に観測地を構えた。観測機材は、口径28cmの反射望遠鏡、小型分光器、冷却CCDカメラ、お

よび制御コンピュータからなる。表 9.1 に機材の主たる諸元を示す。

スリット上のコロナのイメージは別の光学系でビデオ信号として取り出され記録された。1994年の南米日食で使われた機材を今回も使用したが、以下の改良が加えられている。

- 蒸着ガラススリットを金属スリットとすることで、光量の損失と迷光を低減した。
- CCD の読み出しが速くなり、皆既中のロス時間が減少した。
- 望遠鏡全体をアルミホイルで巻くことにより、日食による温度変化の影響を極力抑えることにした。

機材の設置風景を図 9.1 に示す。

9.3 取得データ

およそ2分の皆既時間に得られたデータは8つのスペクトルである(表 9.2)。

表 9.2 観測データ一覧。

	スリット高さ (太陽半径)	露出開始時刻 (UT)	露出時間 (秒)	注
0	1.11	11:36:06	2	部分的にサチリ
1	1.11	11:36:15	0.5	
2	1.47	11:36:32	5	
3	1.92	11:36:50	10	
4	2.35	11:37:19	20	
5	3.0	11:37:47	20	高さは概数
6	0.90	11:37:55	2	月を含む
7	1.76	11:38:07	5	

皆既の前後には波長校正用にスカイのスペクトルを撮影、また、皆既直後には各露出時間のダークフレームを取得した。得られたスペクトル画像を図 2 に示す。

今回の観測ターゲットの1つは、極域のコロナホールを狙うことであったが、時期が活動極大期に近づいていたため極の方向にもストリーマが存在していた。

9.4 データ処理および初期結果

得られたスペクトルデータに以下の処理を施した。

- 1) ダーク引き算
- 2) スカイのスペクトルを用いて波長校正
- 3) 地球大気による吸収の波長依存性を補正
- 4) スカイのスペクトルを用いてFコロナ成分を除去
- 5) コロナの輝線スペクトルを除去
- 6) 波長方向の感度むら補正
- 7) スリット方向の感度むら補正
- 8) 得られた連続スペクトルを理論計算と比較、温度の導出

図 9.3 に得られた連続スペクトルとコロナの異なる温度で理論的に予想されるスペクトルとの比較を示す。この例では最もよくフィットする温度として 2.1MK が得られている。

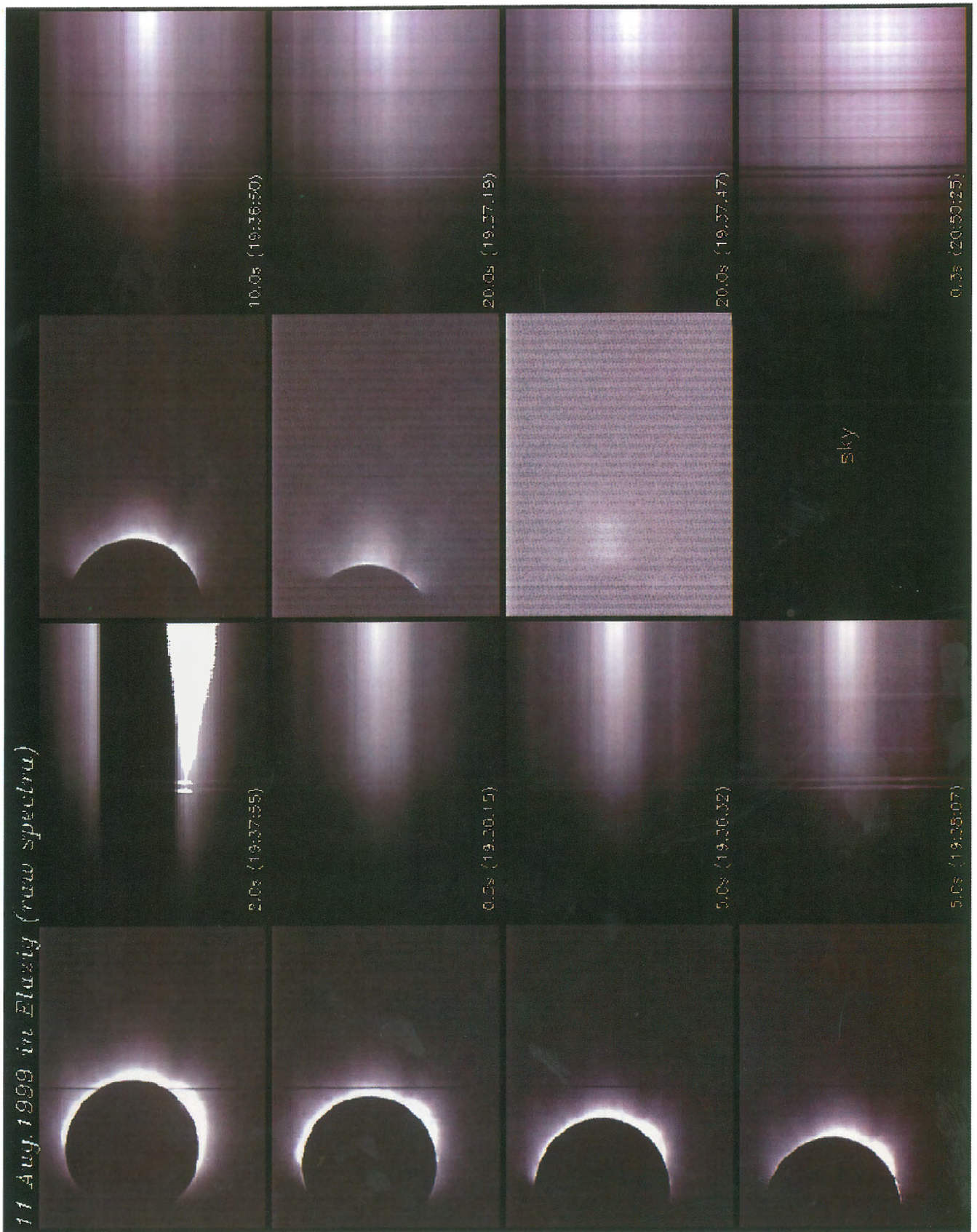


図 9.2 皆既中に得られたコロナのスペクトル.

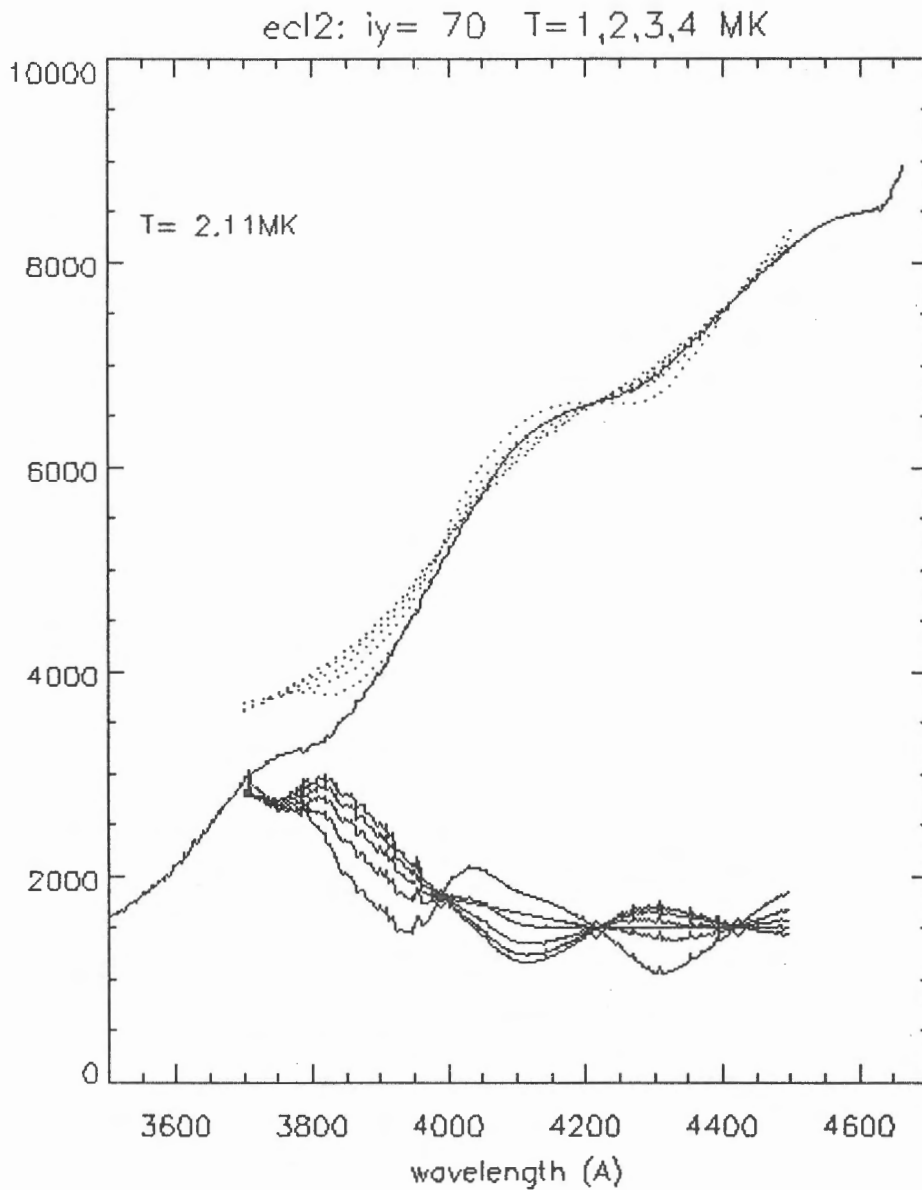


図 9.3 処理後のコロナ連続スペクトルの例. 点線はコロナ温度 1,2,3,4MK に対する理論的予想、下の実線は観測スペクトルとの差.

図 9.4に以上の解析によるスリットに沿ったコロナの温度分布を示す. 図から分かるように、今回の解析からコロナ温度として概ね 200 万度という値が得られた. また、ストリーマーではその周りよりも若干高めの温度となっているが、温度のピークは強度のピークと空間的に一致しない. 温度の高さ分布についてはストリーマの温度が 1.5Ro あたりにピークがあるように見受けられるが、それ以外の場所については今のところ有意な温度勾配は認められない.

9.5 課題

これまでの解析から以上のような結果が得られたが、図 9.3 からわかるように観測スペクトルと理論スペクトルとの間には、特に短波長側において系統的な差が見られる. この差は高いスリット位置で得られた強度の弱いスペクトルでより顕著であり、観測装置内或いはスカイで発生した散乱光が影響を与えている可能性がある. 今後より注意深く散乱光の補正方法を検討し、結果の信頼性を高める必要がある. また、速度場に関する解析も進めていく予定である.

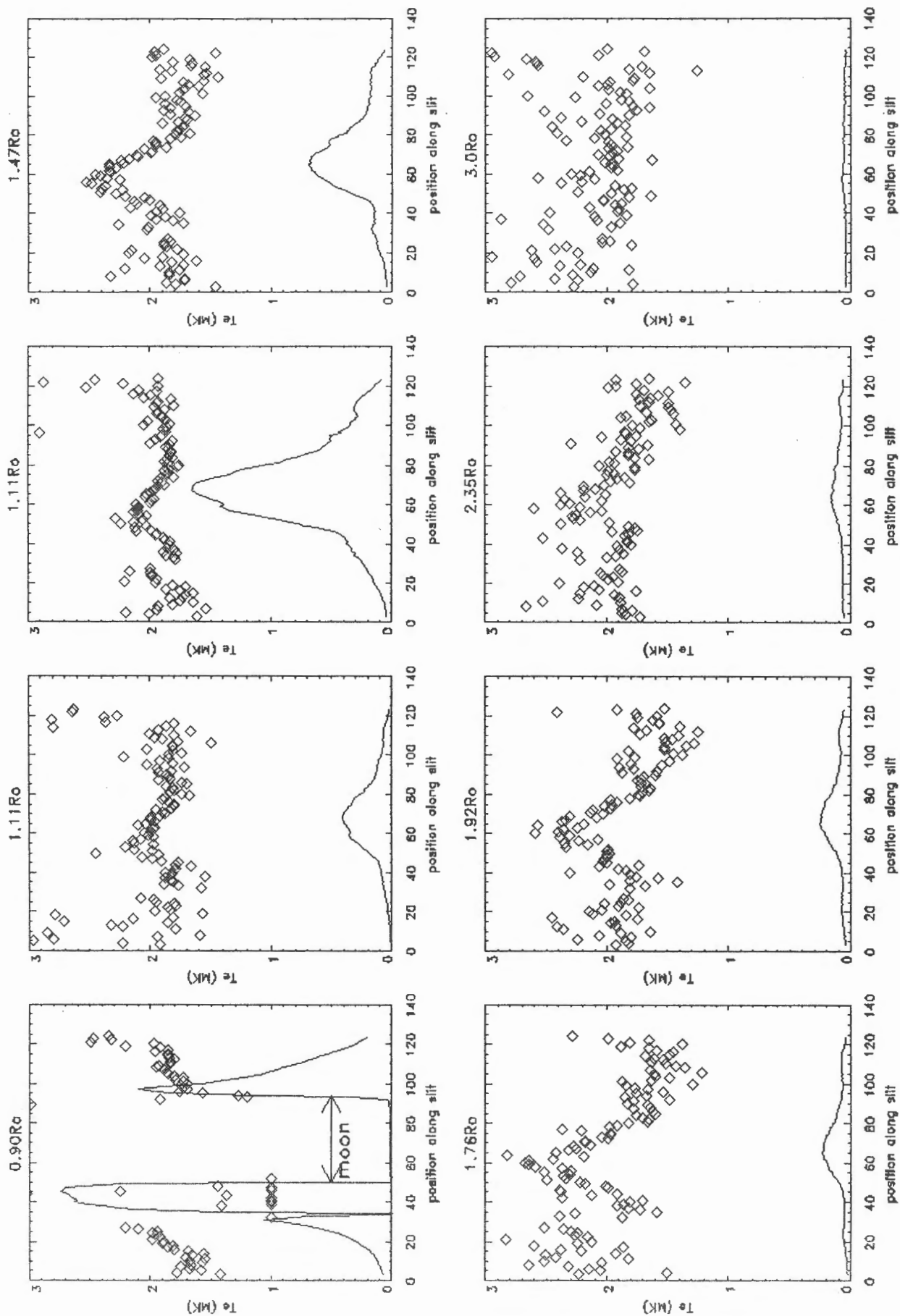


図 9.4 スリットに沿ったコロナの電子温度. 下の実践は連続光強度を示す.

参考文献

Ichimoto, K., Kumagai, K., Sano, I., Kobiki, T., Sakurai, T., and Munoz, A.: 'Measurement of Coronal Electron Temperature at the Total Eclipse on 1994 November 3', Publ. Astron. Soc. Japan, 48, 545-554, 1996

10. 九州大学班

Multi-point Magnetic Observations during the August 11, 1999 Total Solar Eclipse

Y.-M. Tanaka⁽¹⁾, K. Yumoto⁽¹⁾, H. Tachihara⁽¹⁾, M. Shinohara⁽¹⁾, J. Vero⁽²⁾, V. Wetztergom⁽²⁾,
P. R. Sutcliffe⁽³⁾, A. Meloni⁽⁴⁾, P. Palangio⁽⁴⁾, J. C. Riddick⁽⁵⁾, and S. F. Toteu⁽⁶⁾

(1) Graduate School of Sciences, Kyushu University

(2) Geodetic & Geophys. Res. Inst. of Hungarian Academy of Sciences

(3) Hermanus Magnetic Observatory, South Africa

(4) Inst. Natl. di Geofisica, Italy

(5) British Geological Survey

(6) C. R. G. M., Garoua

要旨

1999年8月11日にヨーロッパで起こった皆既日食に関して、日食の地上磁場への影響を調べる為に、地上磁場ネットワーク観測を実施した。日食皆既帯の経路に沿って3ヶ所(HAR, NCK, LAQ)、グローバル性の調査のため磁気赤道に1ヶ所(GAR)、皆既帯のほぼ磁気共役点に1ヶ所(HER)の計5ヶ所にフラックスゲート磁力計を設置した。その結果、日食時にNCK、LAQでローカルに7~10nTの磁場D成分の増加が観測された。この現象は、日食下で電離層電気伝導度が減少しSq電流が減少した為であると解釈される。このような現象はHARでは確認されなかったが、これはHARが日食時にたまたまSq電流系の渦の中心付近に位置しており電流自体が小さかった為、電流の減少が観測にかからなかったのではないかと推量される。また、皆既帯のほぼ磁気共役点に位置するHERでは、日食時に有意な磁場変動は観測されなかった。

表 10.1 観測点の座標.

Station code	Station name	Nation	Geographic		Geomagnetic		L
			lat.	lon.	lat.	lon.	
HAR	Hartland	United Kingdom	50.98	-4.48	47.77	75.19	2.25
NCK	Nagyceenk	Hungary	47.63	16.72	42.69	91.71	1.88
LAQ	Laquila	Italy	42.38	13.32	36.26	87.60	1.56
GAR	Garoua	Cameroon	9.18	13.24	-0.40	84.89	1.00
HER	Hermanus	South Africa	-34.34	19.24	-42.05	82.30	1.85
conjugate of HER			47.04	6.28	42.10	82.63	1.85

10.1 地上磁場ネットワーク観測

我々のグループでは1999年8月11日にヨーロッパで起こった皆既日食に関して、日食の地上磁場への影響を調べる為に、地上磁場ネットワーク観測を実施した。観測にはフラックスゲート磁力計が用いられ、1秒サンプリングで記録された。今回の日食磁場ネットワーク観測には、大きく2つの目的がある。第1に日食の影響が本当に日食下の観測点でローカルに観測されているのか確かめること、第2に日食の影響が磁力線を通じて反対半球の磁場変動に影響を与えるかどうか調査することである。

表 10.2 各観測点での日食の起こった時刻。

Station	First contact	Maximum of eclipse	Last contact
HAR	0835UT (0835LT)	1014UT (1014LT, 98.9%)	1133UT (1133LT)
NCK	0924UT (1024LT)	1047UT (1147LT, 100.3%)	1210UT (1310LT)
LAQ	0914UT (1014LT)	1044UT (1144LT, 85.8%)	1210UT (1310LT)
conjugate of HER	0908UT (1038LT)	1029UT (1059LT, 95.4%)	1153UT (1223LT)

LT は HAR、NCK、LAQ、HER の磁気共役点で、それぞれ UT+0hr、UT+1hr、UT+1hr、UT+0.5hr として計算している。

第1の目的の為、我々は日食皆既帯の経路に沿って、イギリスの Hartland (HAR, 食の最大 98.9%) とハンガリーの Nagycenk (NCK, 食の最大 100%)、さらに磁気経度は NCK とほぼ同じであるが皆既帯からわずかに離れたイタリアの Laquila (LAQ, 食の最大 85.8%) に磁力計を設置した。日食がローカルに地上磁場に影響を及ぼすならば、日食が観測点上空を横切っていくにつれて各々の観測点で磁場変動が異なった時間に刻々と確認されるはずである。また、観測される磁場変動が実際にローカルに起こっているのかどうか調べる為に、磁気赤道に位置するアフリカの カメルーンの Garoua (GAR) に磁力計を設置した。さらに第2の目的の為、皆既帯の磁気共役点付近に位置する南アフリカ共和国の Hermanus (HER, 磁気共役点の食の最大 95.4%) に磁力計を設置した。また、日食時の磁場変動が有意なものであるか判断する為に、全ての観測点で前後 1~2 週間の観測を行なった。図 10.1 は今回の観測で用いられた観測点の位置を、表 10.1 は観測点の座標を示している。

10.2 Sq 電流系への日食効果

図 10.2 は上から 8 月 7 日から 8 月 15 日までの NCK の磁場データの H、D 成分を示している。地磁気の擾乱具合の指標である Kp 指数によると 8 月 10 日から 14 日まで地上磁場は非常に静かで、10 日は総 Kp 指数は 9、11 日には総 Kp 指数は 12+ であった。日食は横線で示した 8 月 11 日 0924-1210UT に起こっており、日食が起こった時間の Kp 指数は 1-~1 であり、比較的静穏であった。図 10.3 は今回観測を行なった 5 つの観測点で得られた 8 月 11 日の磁場の日変化であり、横線はそれぞれの観測点で日食の起こった時間を示している。NCK1 点では分からなかったが、図 10.3 より 0800UT から 1200UT にかけて 20~30 分周期の DP2 型地磁気擾乱がグローバルに観測されている。特に磁気赤道にある GAR では H 成分の赤道エンハンスが見られており、極域からのグローバルな電場の侵入を示唆している。我々は日食下のローカルな磁場変動に注目しているので、ここではこの DP2 型地磁気擾乱には注目しない。

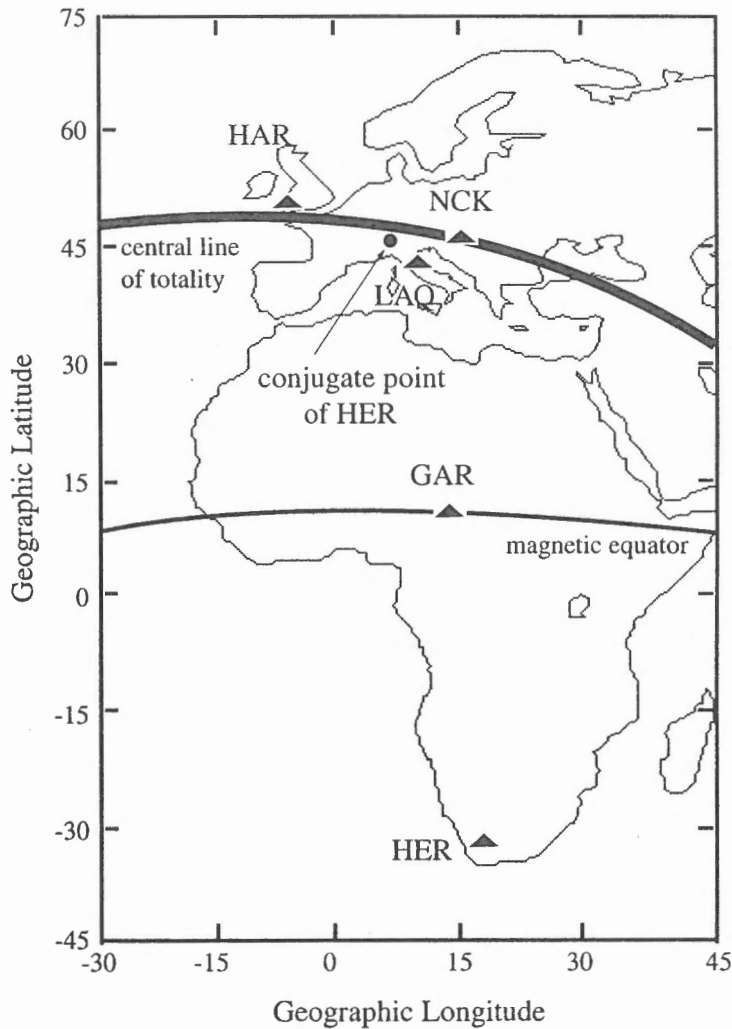


図 10.1 日食観測で用いられた観測点の位置.

8月11日は磁氣的に静かな状況であった為、 S_q 電流系は安定して観測されている。夜側では S_q 電流が非常に小さいと仮定し S_q 電流が作る夜間の磁場変動はほぼ 0nT であると考え、図 10.3 より NCK、LAQ の日食は D 成分が負（北向き電流に相当）の時に起こっており、 S_q 電流系の渦の中心の西側で起こったと考えられる。同様に、HAR の日食は経度的に S_q 電流系の渦のほぼ中心付近で起こっていたことが分かる。表 10.2 は、各観測点での日食の起こった時間を示しており、LT は HAR、NCK、LAQ、HER の磁気共役点でそれぞれ UT+0hr、UT+1hr、UT+1hr、UT+0.5hr としてある。これによると、HAR ではほぼ 1015LT に、NCK、LAQ では 1145LT に日食が最大になっている。参考の為、図 10.4 に環太平洋地磁気観測網 (Circum-pan Pacific Magnetometer Network, CPMN) [Yumoto et al., 1996] によって得られた 1997 年 8 月 6 日の S_q 電流系を、8 月の静穏日の S_q 電流系の例として示す。これを見ると、北半球で渦は午前側に片寄っており、渦の中心は 1000LT 付近に位置していて、HAR の食の最大の時間と一致する。

図 10.3 を注意深く見ると、この磁場の日変化に関して日食時に NCK、LAQ の D 成分が増加（北向き電流が減少）している。図 10.5 は日食時の磁場変動の拡大図である。静穏日の磁場の日変化からの変化分を取り出す為、観測期間中最も静かであった 8 月 10 日（総 K_p 指数=9）0700-1400UT の磁場変動を多項式でフィッティングしたものを差し引いてある。これを見ると、やはり日食時に NCK、LAQ の磁場の D 成分が 7~10nT 増加し皆既日食を境にして減少している。この特異な磁

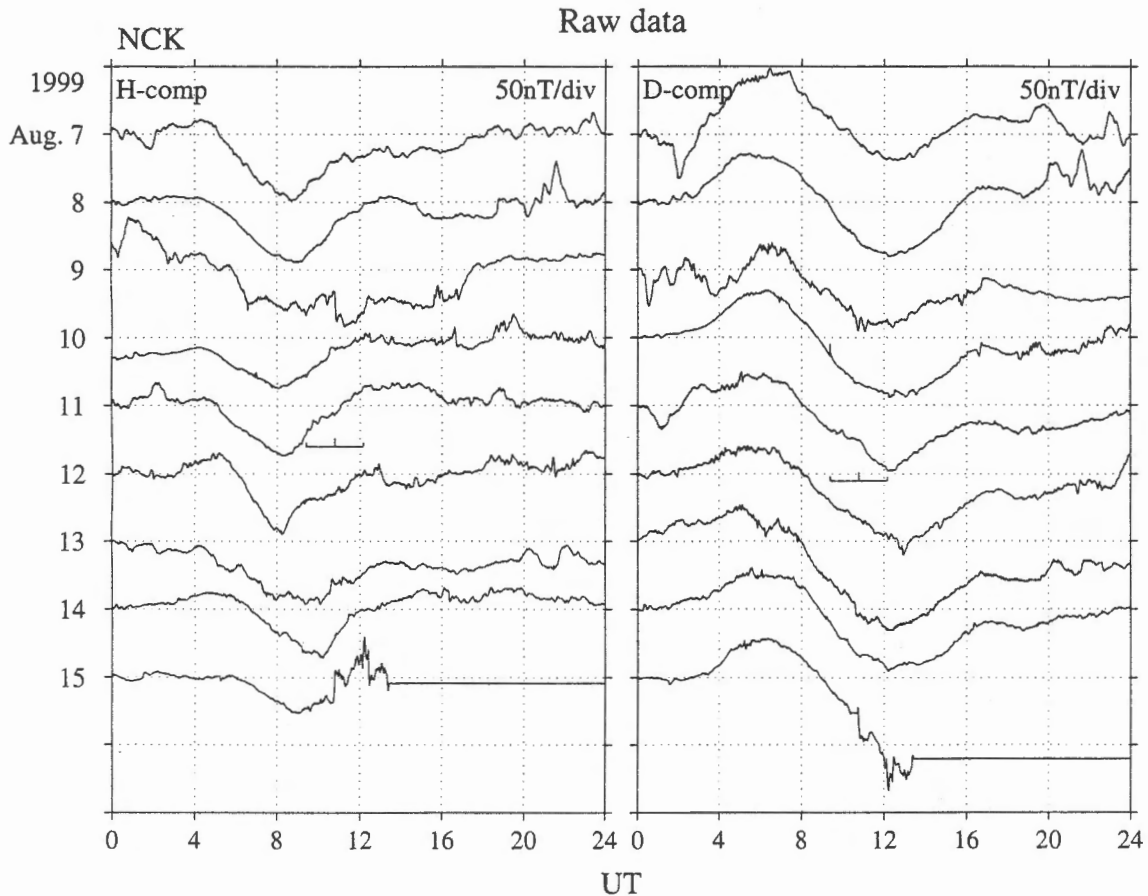


図 10.2 8月7~15日にNCKで観測された地上磁場の南北(H)、東西(D)成分. 日食は横線で示した8月11日0924-1210UTに起こった.

場変動は他の観測点では確認できなかった. GARのD成分にも磁場変動が見られたが, 振幅が小さく有意な変動であるとは言えない. しかし, このGARの磁場変動がNCK, LAQの磁場変動と無関係であると断定することは難しい. さらにH, Z成分にはこの日食に伴うような磁場変動はD成分ほどははっきりとは現れなかった.

日食時に見られたD成分の磁場変動がサブストームに関連した現象かどうかを, AE指数と日食時に夕方付近に位置していたGuam(GUA, 磁気緯度 5.63° , 磁気経度 215.55°)の磁場データを使って調べた. その結果, AE指数は日食時に非常に小さくサブストームの影響はほとんどなかったと言える. また, GUAでは1110UTにPi 2が観測されており(図10.5でも確認できる)小さなサブストームが起こっている可能性があるが, 日食中のそれ以外の時間にはサブストームに伴うような磁場変動は全く確認されなかった. それ故, やはりNCK, LAQで起こっているD成分の磁場変動はサブストームに関係しないローカルな現象である可能性が高い.

また, 日食中にPc 3-4が観測されたが, 振幅が小さく偏波の変化などはっきりとした変化は確認されなかった.

10.3 考察

日食の地上磁場への影響は1900年初めから既に報告されている. Y. Kato [1960]は磁気赤道付近で日食中に磁場のH成分が10nT程度減少(赤道ジェット電流が減少)したことを報告した. これは日食によって一時的に電離層の電子密度, そして電気伝導度が下がったため電離層電流が

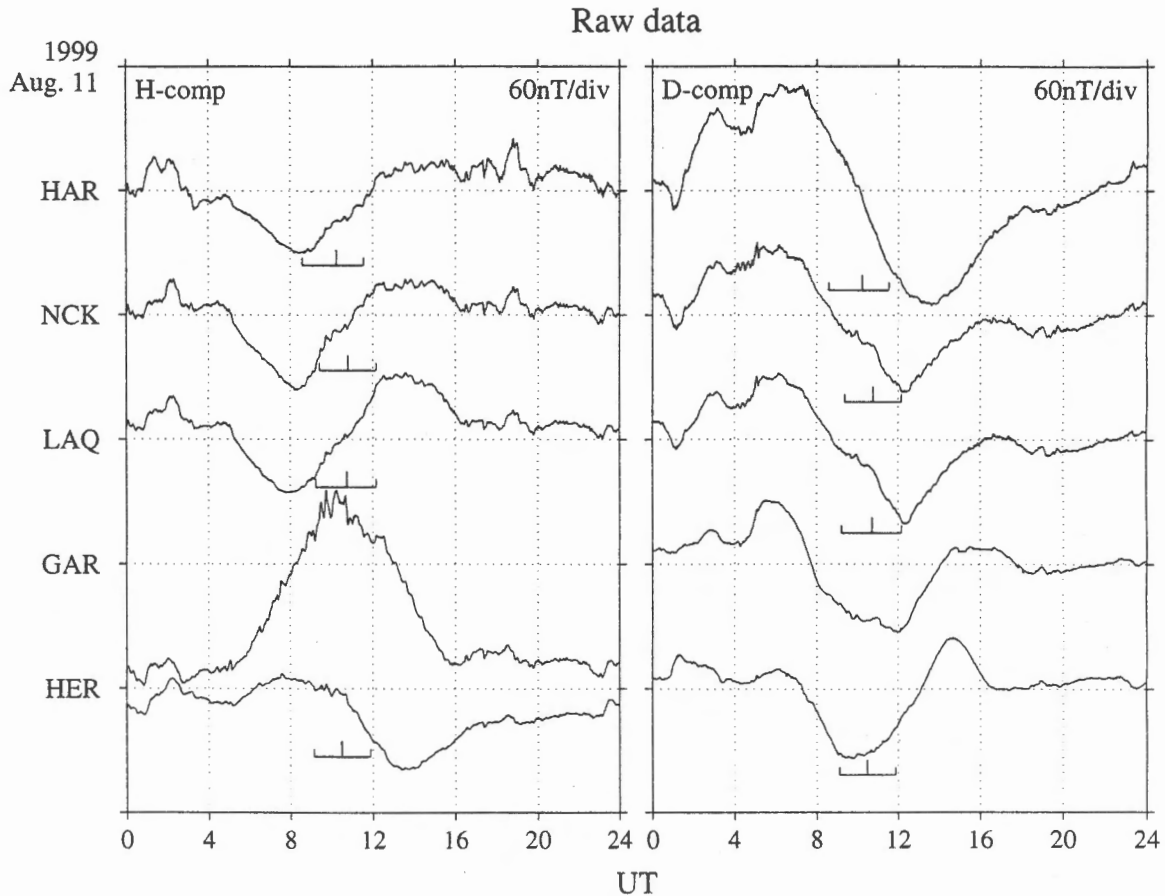


図 10.3 8月11日に観測された各観測点でのH、D成分の磁場変動。横線は各観測点（HERは磁気共役点）で日食が起こった時間を表している。

減少したと考察された。しかし、これはあくまで一ヶ所の観測点で観測された例なので、実際に日食下のローカルな現象なのか、それともグローバルに起こった現象なのかは確認できなかった。我々はNCK、LAQで日食時に S_q 電流の南北成分が減少すること（磁場のD成分の増加すること）を発見した。この電流の減少はやはり日食に伴う電離層電気伝導度の減少によって理解でき、他の観測点で有意な変動が観測されていないことから、日食下でのローカルな現象である可能性が高い。しかし、この現象は同じく皆既日食の経路に位置していたHARでは確認されなかった。これは、HARが日食時にたまたま S_q 電流系の渦の中心付近に位置しており電流自体が小さかった為、電流の減少が観測にかからなかったのではないかと推量される。

さらに我々の観測では、新たに日食の磁気共役点への影響が調査された。日食は北半球で電離層電気伝導度の空間的な分布を変化させ日食下で電離層電流を妨げるので、それによって電離層中の静電ポテンシャル分布が変化する。従来の考え方では磁力線沿いには等ポテンシャルと考えられるので、北半球の静電ポテンシャルの分布の変化は沿磁力線電流によって南半球に伝わり南半球の電離層電流の分布に変化を与える可能性がある。言い換えると、北半球で日食によって妨げられた電離層電流が磁力線に沿って南半球に流れ南半球の電離層で閉じさらに北半球へ磁力線沿いに帰っていくという電流ループが作られる、ということになる。このことによって、実際には日食の起こっていない南半球でも磁場変動が観測される可能性がある。このことは、Takeda and Araki [1984]のシュミレーションによって、磁気緯度 10° という今回の日食よりもかなり低緯度であるが確認されている。

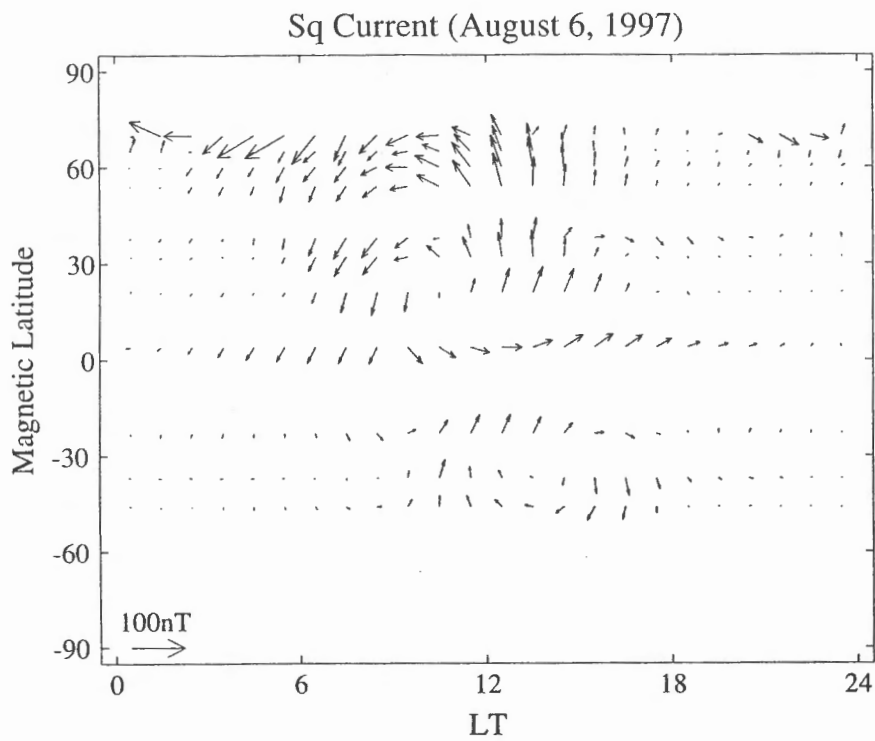


図 10.4 8月に観測されるSq電流系の例. 図は1997年8月6日に観測されたSq電流系を示す.

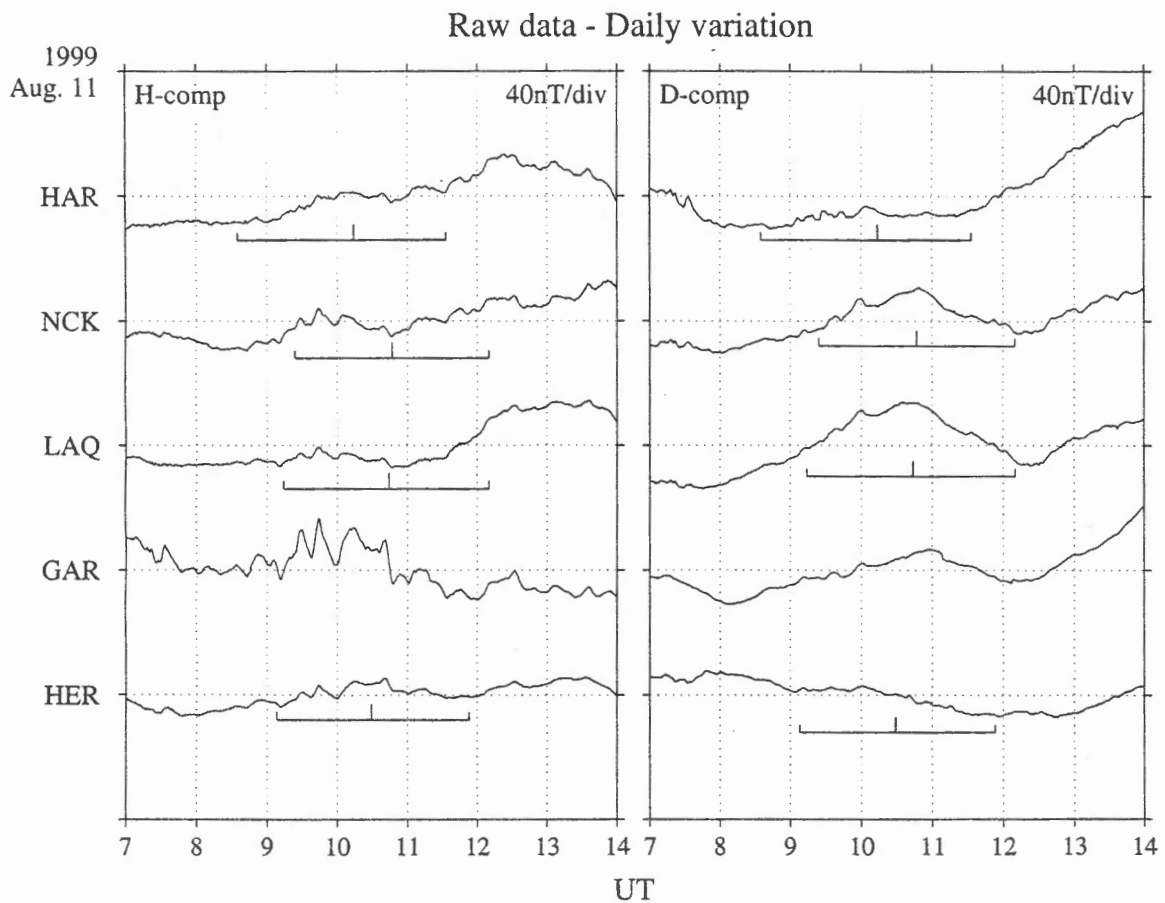


図 10.5 日食中の磁場変動の拡大図. 静穏日の磁場変動からの変化分を取り出す為、観測期間中最も静かな8月10日(総Kp指数=9)の0700-1400UTの磁場変動を多項式でフィッティングしたものを差し引いてある.

我々は皆既帯のほぼ磁気共役点に位置する HER で磁場観測を行なったが、北半球の NCK、LAQ で見られたような磁場変動は観測されなかった。しかし、HER の磁気共役点は経度的に HAR と LAQ のほぼ中間で、食の最大は 1059LT に起こっており、HAR の場合と同様に北半球の Sq 電流系の渦の中心付近にあった可能性も考えられる。それ故、日食時に HER の磁気共役点での Sq 電流自体が弱かった為、南半球に影響を及ぼすには至らなかったかもしれない。または、実際に日食は反対半球にほとんど影響を与えないという可能性も残されている。従来の計算では日食の影響は定常状態のモデルが使われたが、実際には日食の時間スケールでは定常ではない。その為、現在、誘導状態を考慮したモデルが求められている。

参考文献

- Kato, Y.: 'The Effect on Geomagnetic Field of the Solar Eclipse of October 12, 1958', Sci. Rep. Tohoku Univ. Ser. 5, 1, 21
- Takeda, M. and T. Araki: 'Ionospheric Current and Fields during the Solar Eclipse', Planet. Space Sci., 32, 1013, 1984
- Yumoto, K., and The 210° MM Magnetic Observation Group: 'The STEP 210° Magnetic Meridian Network Project', J. Geomag. Geoelectr., 48, 1297, 1996

1999年8月11日の皆既日食における

フラッシュスペクトルの偏光観測

米嶌 和香子、平山 淳、高橋 典嗣、山崎 高幸、鈴木 大輔 (明星大学)、
飯塚 康至 (明星大学 OB)

1. はじめに

フラッシュスペクトルは非常に短い時間にしか見られないためその偏光観測は例がない。また地上でのコロナグラフを用いる観測と違いシーイングの影響を受けず、また月の進行にともない彩層の高さが一定に変化するため、精度のよいデータが得られるという利点がある。

2. 観測装置

分光観測装置は図 1 で示されるように、偏光板、透過型回折格子、対物レンズ、ファインダー用望遠鏡で構成される。偏光板は直線偏光板を用い、45 度ずつ自動回転させ、4 秒で一回転するように調整した。偏光板の 0 度を回折格子の分散方向に垂直に置いた。この回転装置の直後に、格子定数 75 本/mm、大きさ 52×52mm の透過型回折格子と、口径 60mm 焦点距離 420mm の対物レンズを取り付け、赤道儀に載せた。また、ファインダー用望遠鏡の対物レンズも同口径にした。なお、ND フィルターを入れて部分食も撮像できるようにした。

対物レンズの焦点面には CCD カメラをつけ、焦点面での分散は 320 \AA/mm になるよう設計した。この CCD カメラは SONY 製 XC75 で、画素数は $640 \times 480 \text{ pixels}$ 、画素サイズは $9.8 \times 8.4 \mu\text{m}$ である (波長方向が $9.8 \mu\text{m}$)。CCD カメラは、ビジョンフリーザーにより長時間露出をかけることができ、今回の観測では 1/30 秒で連続的に撮影を行った。撮影した画像は連続記録することが可能である。

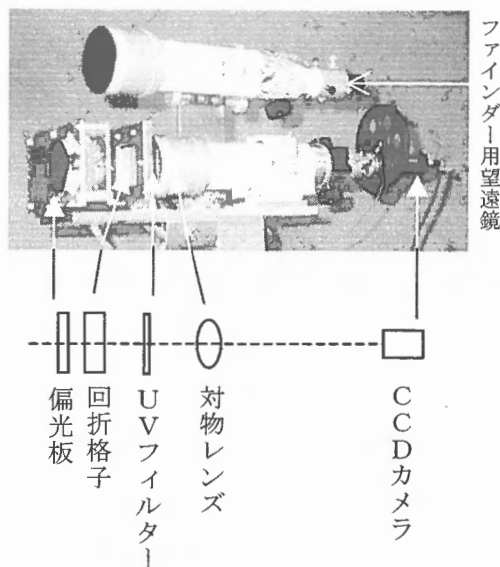


図 1 分光観測装置

3. 得られた画像

当初は第2接触1分前から第3接触1分後までを撮像予定にしていたが、実際に観測に成功したのは第3接触時のみ、接触前から後までの連続したデータは撮れなかった。第3接触およそ9秒前からの4.4秒（偏光板約一周分で132枚）と接触直後の0.8秒（偏光板2角度分で24枚）の画像を得ることができた。それらの間には5秒程度の間隔が開いている。画像の詳細は図2のとおりで、縦は空間方向で2.5 r_☉の観測視野である。プロフィールから①～⑦の輝線が同定される。

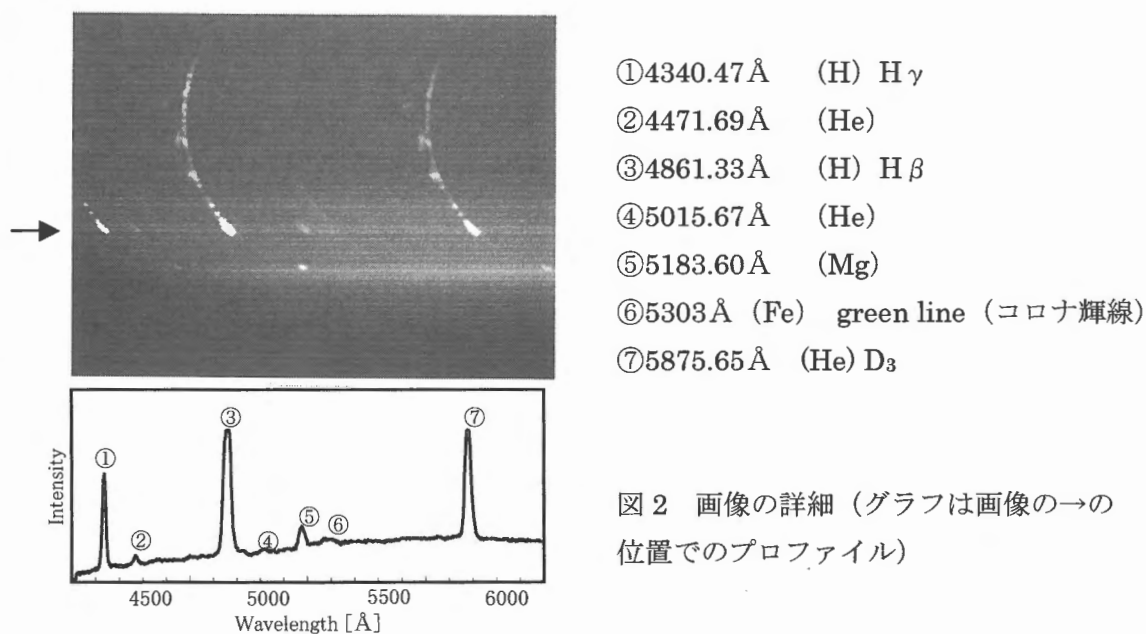


図2 画像の詳細（グラフは画像の→の位置でのプロフィール）

4. 連続光と green line の偏光

連続光と green line についての強度変化を求めた（図3）。図中に記してある角度はその時点での偏光板の角度である。角度による強度差が見られ、連続光で22～33%、green lineで4.8～13%の偏光度が算出された。これらは過去の観測値とほぼ一致している。なお、両者とも高さ方向の広がり数が数万 km 以上と大きいので、図3の1500～2500 kmの間では、全体的な強度変化はないものとして求めた。

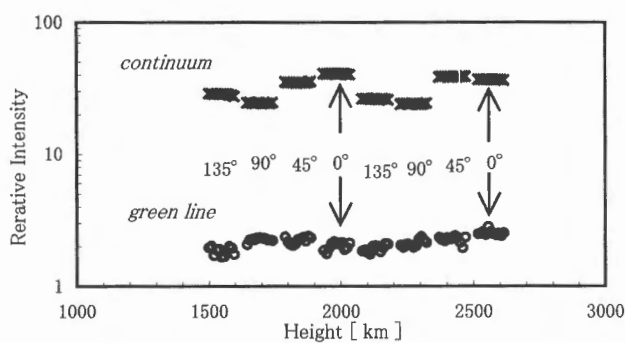


図3 連続光と green line の偏光

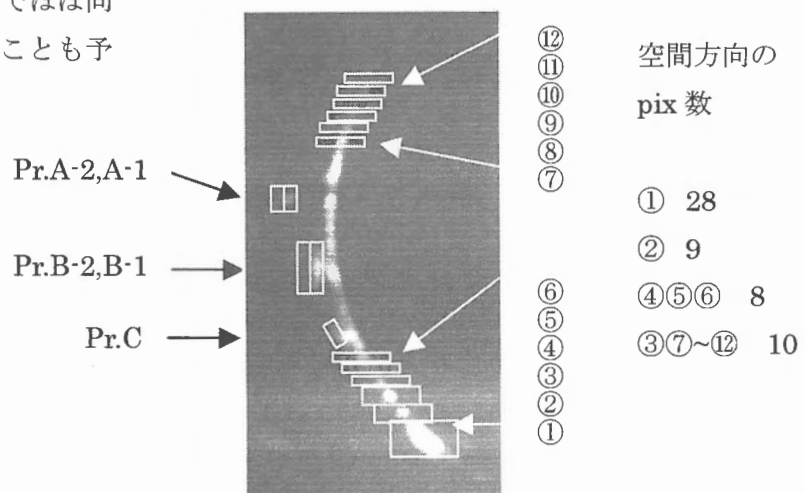
5. H β と D $_3$ の eclipse curve と彩層の偏光

H β と D $_3$ 輝線の主に月の谷からの光に相当する部分 (図 4 の 12 ヶ所) の強度変化を測定し、空間方向 1pix あたりの強度に変換後 eclipse curve を作成した (図 5(A))。1962 年日食時の Dunn et al.('67)、Kurokawa et al.('69) による結果が図 5(B)(C)である。我々の結果の方が勾配がきつくなっているが、それは観測時の太陽活動が 1962 年は極小期、1999 年は極大期で異なるためとも考えられる。なお、H β と D $_3$ の強度比の高さ分布を図 6 に載せた。

それぞれの position のデータに、勾配を基準にして sine curve を fit させたものの一例が図 7 である。振幅と平均強度から偏光度を求め高さとの関係を表したものが図 8 で、偏光度は高さに関係なくほぼ一定である傾向が見られる。さらに、高さ と 偏光角 (偏光軸が太陽縁の接線に平行な向きからどの程度傾いているか) について表したものが図 9 である。なお、偏光度を求める際には図 4 の各 position における全積分値を用いた。

彩層における D $_3$ の偏光度は 0.6% という日食外の観測例が 1 つだけある (Keller et al., '99)。理論的には磁場が 0 の時、 $P = 2\%$ (光球からの高さ 0km) から $P = 4\%$ (高さ 5000km) である (Leroy, '86)。観測された高さがプロミネンスに比べて低いので、スピキュールに入ってくる光球の入射光がいろいろな角度からくるために、D $_3$ 、H β ともに偏光度は減少すると考えられる。磁場 0 の時は、H β では $P = 0.07\%$ (高さ 0km) $P = 1.5\%$ (高さ 5000km) と予想される (Bommier et al., '78)。またプロミネンスでは、磁場が太陽面に平行でプラズマが落ちてこないようになっているのとは反対に、日食で観測した彩層の上部であるスピキュールでは、太陽面に垂直に近くなっていると予想されるので、両線とも偏光度は小さいであろう。特に H β では、電子衝突と自己吸収のためさらに偏光度が小さくなると思われる。ところが、我々の観測での D $_3$ の偏光度は全体的に大きな値が算出され、偏光角についても大きなばらつきが見られた。そのため、Hanle 効果を用いた磁場強度の導出には至らなかった。また H β と D $_3$ ではほぼ同じ程度の偏光度が出ていることも予想外である。

図 4 H β と D $_3$ 輝線の Eclipse Curves 作成に用いた彩層とプロミネンスの位置



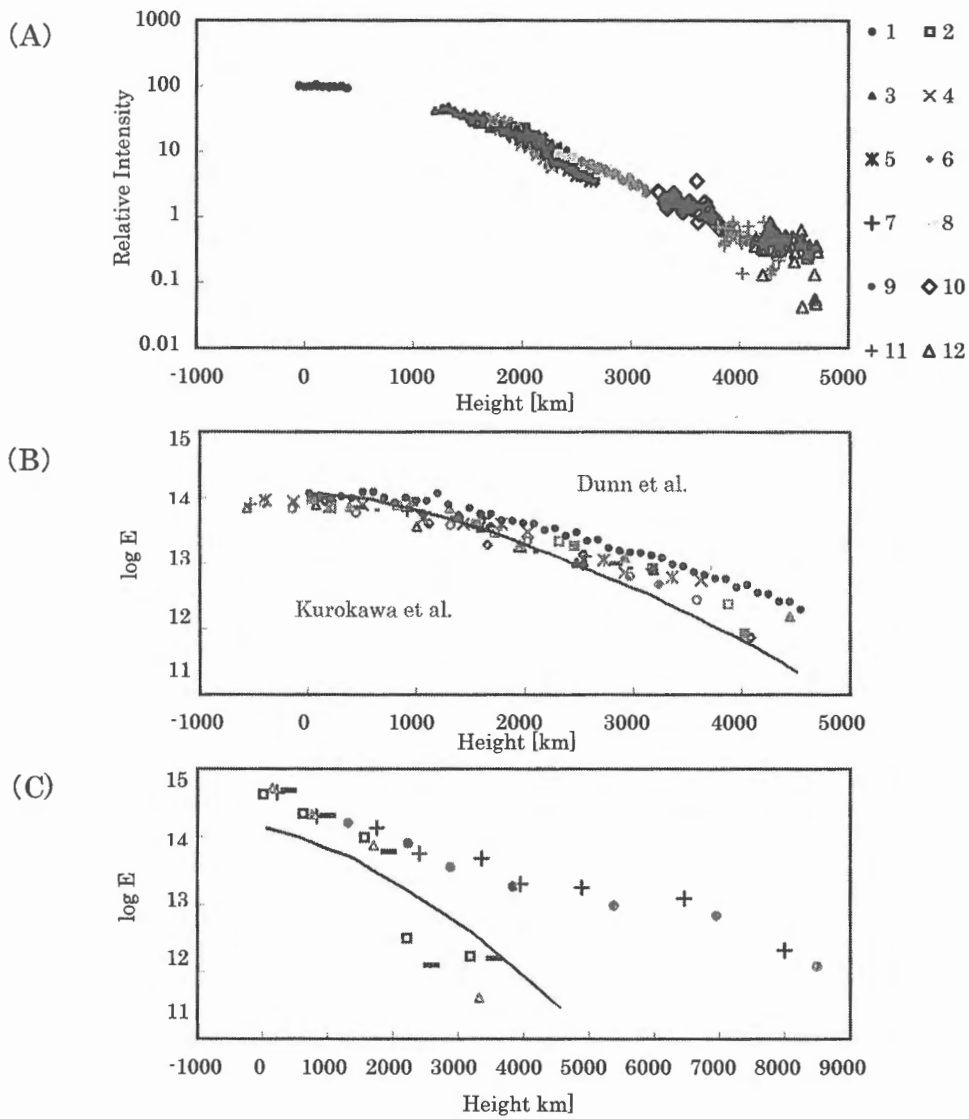


図5 (A) D₃ eclipse curve
 (B) '62日食における Dunn et al. と Kurokawa et al.(normal region) との比較
 (C) 同日食における Kurokawa et al.(active region) との比較
 実線は我々の D₃ curve の平均強度分布 各印は測定positionごとに分類

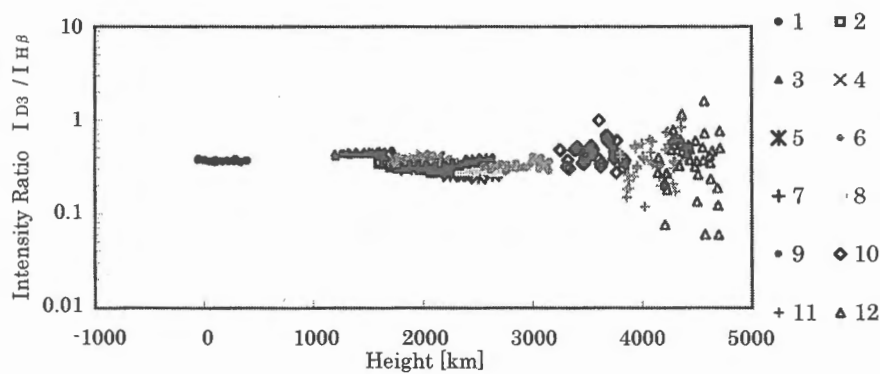


図6 H β と D₃ の強度比

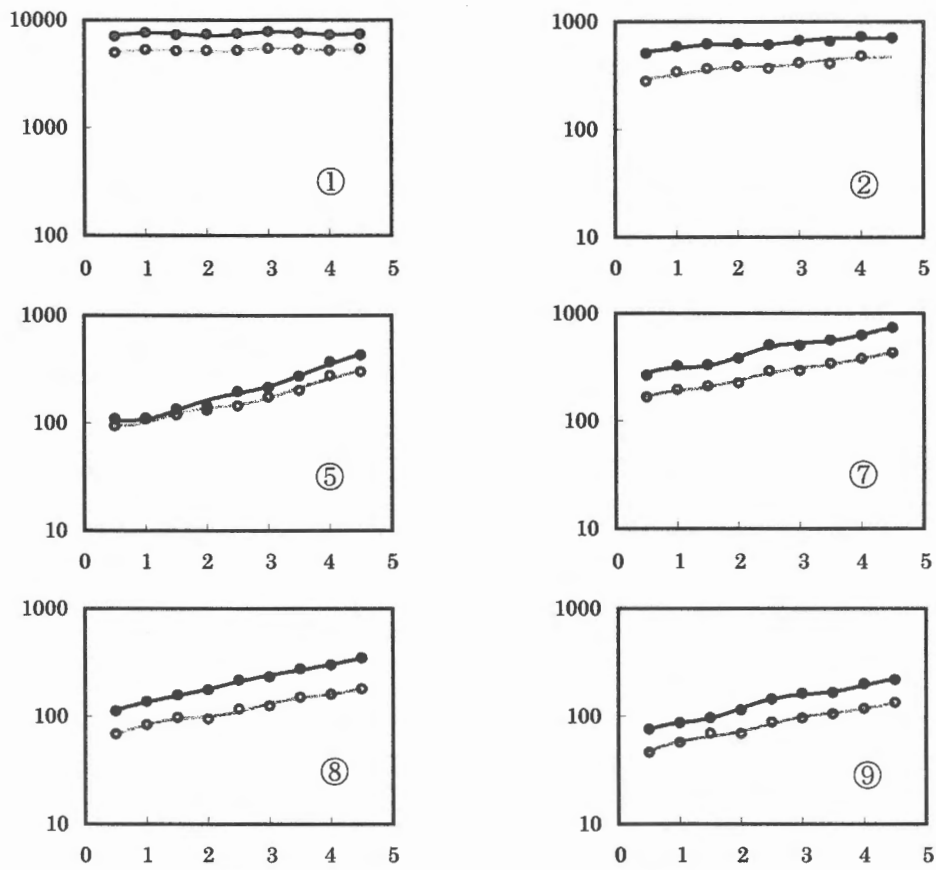


図7 Position①②⑤⑦⑧⑨についてのsine curve fitting 例
 X:Time [sec] Y:Relative Intensity ●HB ○D₃

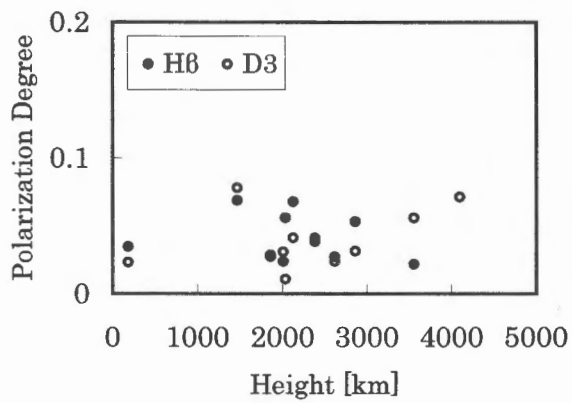


図8 彩層の高さによる偏光度

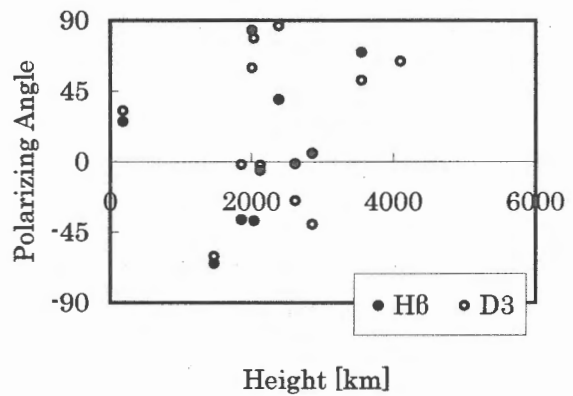


図9 彩層の高さによる偏光角

6. プロミネンスの偏光

図4に示すプロミネンスを用いて、高さによる偏光度を調べた結果が図10である。これらは西のリムにある NOAA8651 付近のもので、観測当日には縁から太陽の裏側へ回っている。乗鞍コロナ観測所での NHK を用いて 2000 年 10 月にプロミネンスの偏光観測を行った時の結果も一緒に載せてある。図中の曲線は、磁場が 0 のときの理論値である。

従来のプロミネンスの観測結果 (Bommier et al., '86) によると、 D_3 は、 $P \approx 2\%$ で、偏光角は $10 \sim 20$ 度となっており、これに相当する磁場は $8[G]$ 程度であり、かつ水平磁場でプロミネンスのプラズマが落下しない向きになっている。理論的には、これから予想される $H\beta$

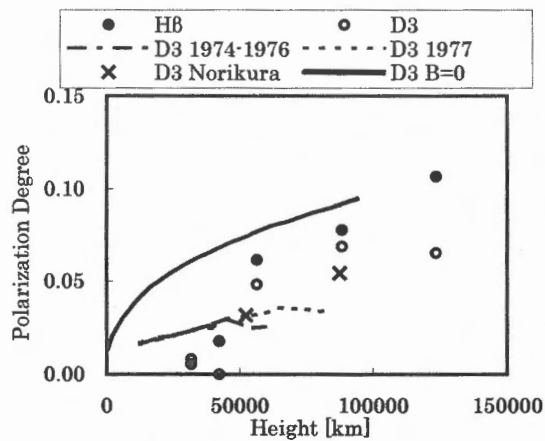


図10 紅炎の高さによる偏光度

β の偏光度は 1% であるのに、観測値は 0.4% にしかならない。よって、 $H\beta$ は D_3 より偏光度が減っていて、これは Hanle 効果のほかに電子衝突による偏光度の減少と考えられている。我々のデータでは $P \approx 1 \sim 10\%$ となり、多少大きめの値が算出され、 D_3 より $H\beta$ の偏光度の方が大きく出ている。また偏光角についてもかなりのばらつきが見られたため、前章と同様に精度について検討中である。

7. 謝辞

トルコの観測地では国立天文台や京都大学チームの方々に、また乗鞍コロナ観測所において、篠田さん、一本先生をはじめ関係者の皆様にお世話になりました。ここに感謝の意を表します。

8. 参考文献

- Bommier, V. et al.:1986, *Astron. Astrophys.* **156**, 79
 Bommier, V. et al.:1986, *Astron. Astrophys.* **156**, 90
 Dunn, R.B. et al.:1967, *Astrophys. J Suppl.* **15**, 275
 Keller, C.U. et al.:1999, *Proceedings of the 2nd solar Polarization Workshop*, 17
 Kurokawa, H. et al.:1969, *Publ. Astron. Soc. Japan* **21**, 141
 Leroy, J.L.:1979, *IAU Colloquium* **44**, 56

1999年8月11日の皆既日食におけるストリーマーの構造変化

高橋 典嗣 (明星大学)、真砂 佳菜子 (千葉大学)、塩田 和生 (富士写真フィルム)
下条 博美 (いわき明星大学OB)、和田 英一 (LIVE! ECLIPSE実行委員会)、青山 智子 (日本窯炉)

Abstract

1999年8月11日、ヨーロッパ、西アジア地域で皆既日食が見られた。皆既帯のブルガリア、トルコのシーバスとエラズー、イランにおいて日食時の白色コロナ像の撮影を行った。観測地の西 (ブルガリア) と東 (イラン) との直線距離は、約2500kmで、皆既時間で約1時間の差がある。これらの観測地で撮影したコロナ像を回転USM法により画像処理し、コロナのストリーマーを再現した。これら各地点の白色コロナ像と「SOHO」のLASCO、C2及びC3の画像を合成し、日食時と日食直後の太陽コロナ像を再現し、30R_☉までのK-コロナの構造変化を調べた。

1 観測地

1999年8月11日、太陽による月の影は大西洋からイギリスのコーンウォール半島の南端にかかるとイギリス海峡を横断、ヨーロッパ大陸に上陸した。パリの北を通過し、ドイツのシュットガルト、ミュンヘン、オーストリア、ハンガリー、ルーマニア、ブルガリアのヨーロッパ各国を通過し黒海に入る。これよりアジア圏に移り、トルコを縦断、イラン、パキスタン、インドを縦断してベンガル湾まで駆け抜け、日食は終わった。このように20世紀最後の皆既日食となった舞台は、ヨーロッパとアジアにまたがり、約1万kmにも及んでいる (高橋典嗣, 2000)。

この皆既帯の、西側に当たるイギリス、フランス、ドイツ等では天候不順のため解析に使うコロナ像が得られていない。しかし東側のブルガリア、トルコ、イランの各地域は概ね快晴に恵まれ、4カ国5地点で観測した白色コロナ像の撮影データを取得した。表1に各観測地の位置、接触時刻、観測機材を示した。

表1 観測位置・接触時刻・観測機材

Location	country	BULGARIA	TURKEY		IRAN
	place	General Toshevo	Sivas	Elazig	Esfahan
	Latitudes	43° 42' 04"	39° 45' 00"	38° 42' 23"	32° 40' 04"
	Longitude	28° 02' 00"	37° 02' 00"	39° 15' 00"	51° 38' 04"
	Height	300m	1285m	1450m	1597m
Contact (U.T.)	2nd contact	11 h 10 m 05 s	11 h 31 m 03 s	11h 36 m 13 s	12h 02 m 40s
	3rd contact	11 h 12 m 26 s	11 h 33 m 10 s	11 h 38 m 20 s	12h 04 m 14 s
	duration	2m21s	02m07s	02m07s	1m34s
Telescope	aperture	76 mm	76mm	150mm	100mm
	focal length	779.2mm	700mm	1050mm	700mm

2 デジタル化と画像処理

フィルムスキャナーを使った測光では、PDSでの測定と同等の結果を得ることができるとの報告がある(飯塚康至 他, 1999)。そこでコロナの構造を解析しカラーによる測光の基礎データを作成するために各地で得られた白色コロナ像をフィルムスキャナーを使って同一の条件でデジタル化を行った。デジタル化には、Kodak PCD Imaging Workstation 4220システムを用い、16Baseスキャンしたデータをノンリニア変換し、輝度データ (Y)と色度データ (R-Y, B-Y)に変換した。輝度はそのまま8ビット化 (=YCCデータ)した。このYCCデータから5階層 (1/16Base、1/4Base、1Base、4Base、16Base)のデータに分解した。但し4Base、16Baseは、下位階層との差分データをハフマン圧縮している。こうして作成された5階層の画像データを、セットでCD-Rに書き込んだ。

今回の解析では、デジタル化した16Baseの画像 TIFF形式のデジタル画像に変換し、回転アンシャープマスキング法(塩田和生, 1995、小林直之, 1996、Esenak, 2000)により画像処理し、白色コロナ像のストリーマーを再現した。図1にその一例を示した。

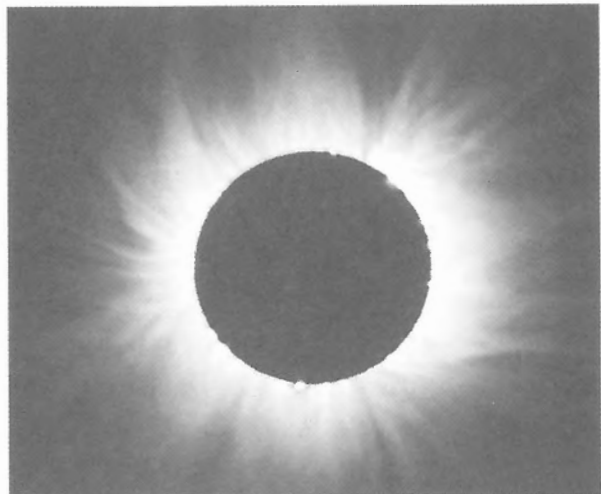


図1 トルコ・エラズーにおける白色コロナ像

3 日食時の太陽コロナ

皆既日食時に撮影されたコロナ像と衛星画像の一部を合成した結果は、これまでに Hiei (1995)、Foing et al (1998)、Rudolf (1998) 等の報告に掲載されている。今回作成した画像は、陽光SXT像と画像処理により再現した白色コロナ像に、SOHOのLasco (白色コロナグラフ) C2及びC3の各画像を合成することにより、太陽面から30R_☉まで日食時のコロナの構造を再現した。図2は陽光SXTと白色コロナ像、Lasco C2を合成し再現した8R_☉までのコロナ像である。図3は白色コロナ像とLasco C2、Lasco C3を合成したもので、30R_☉までのコロナ像を示している。同様の合成画像を日食前の10時22分 (C2) から18時18分 (C3) の間で約1時間毎に1枚作成した。

これらの合成画像により、コロナのストリーマーの広域にわたる2次元的 (空間的) なつながりと、時間変化からコロナの構造変化を知ることができる。

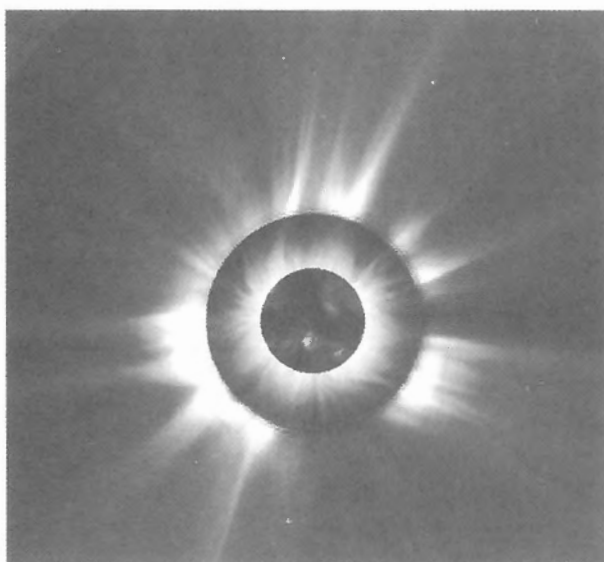


図2 YOHKHO 画像 (中心)、白色コロナ像: 12h03m (イラン)、Lasco C2 :12 h 08mの合成

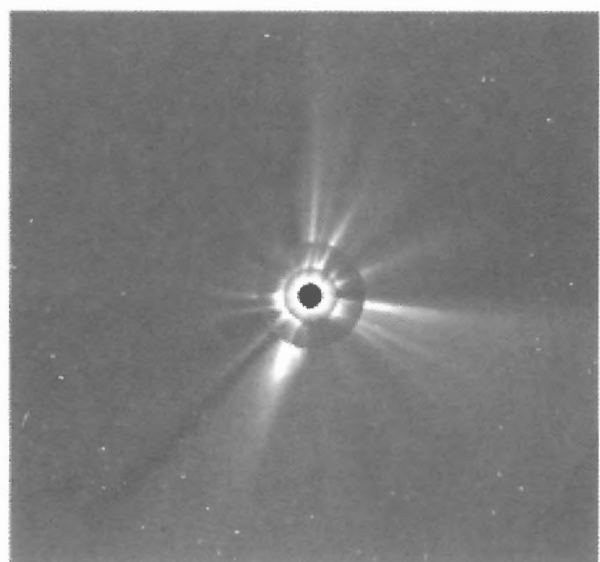


図3 中心から白色コロナ像:12h03m (イラン)、Lasco C2 :12 h 08m、Lasco C3 :12 h 15mの合成

4 コロナの構造変化

画像処理によりコロナのストリーマーが再現された各観測地における白色コロナ像を概観すると、太陽リムのいたるところにある活動領域の上に、ループ構造が見られる。コロナの微細な構造を構成している細かいストリーマーは、 $3 R_{\odot}$ から $6 R_{\odot}$ 付近で幾つかにまとまり、LascoのC3画像の周辺まで真直ぐ延びている。これは活動期のコロナの形状の特徴でもある。

画像処理した各観測地の白色コロナ像で $3 R_{\odot}$ までのコロナの構造を比較すると、図4に示したA~Dの4箇所、真直ぐに延びるストリーマーを横切る構造が見られた。A・Bは、コロナのストリーマーとCMEに伴いエラプションしたプロミネンスの通過後で、プロミネンスの下部にあたる部分との交点を示している。Dはコロナのストリーマーとエラプションプロミネンスの上部の接点を示していて、この接点をLascoのC2で追跡したのが図6、プロミネンスの上部をLascoのC3で追跡したのが図7である。さらに、Cは、コロナのストリーマーと発生したCMEの初期のループ構造の交点である。これらのストリーマーの交点を各観測地について図5のようなラインプロファイルにより高さを決定し、上昇速度を求めた結果が図8である。

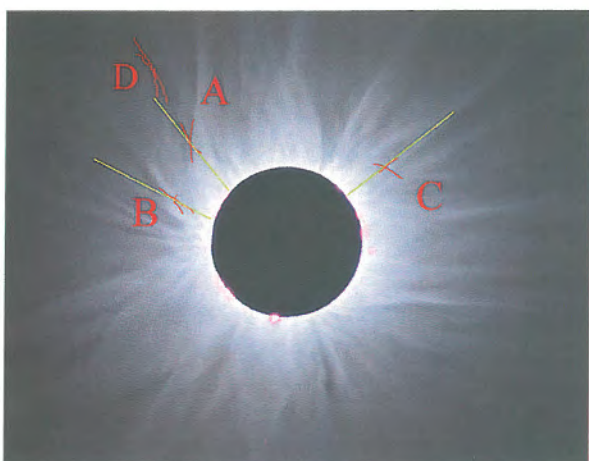


図4 コロナのストリーマーにみられる交点 (11 : 25)

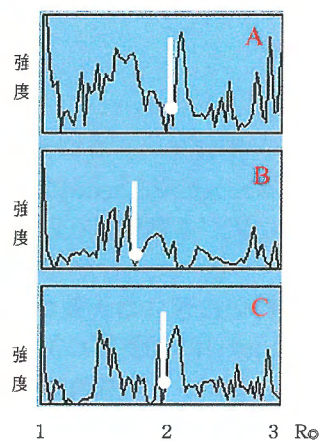


図5 ラインプロファイル

図6 LascoのC2 (U.T.)

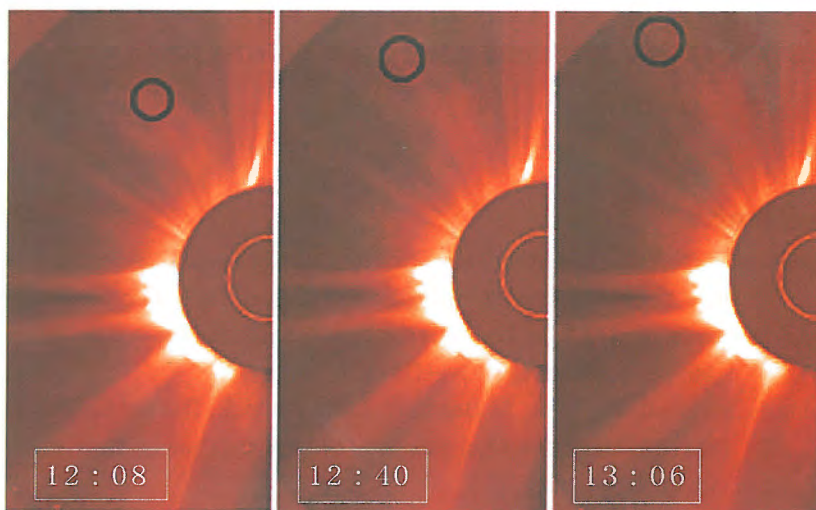
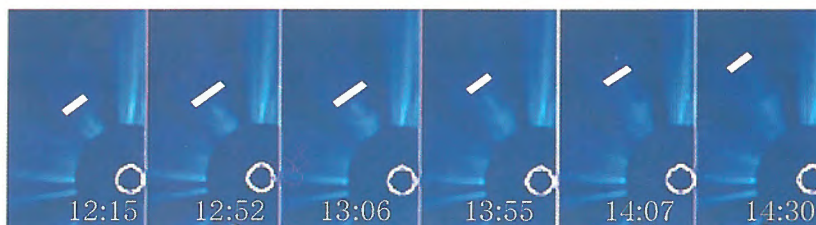


図7 LascoのC3 (U.T.)



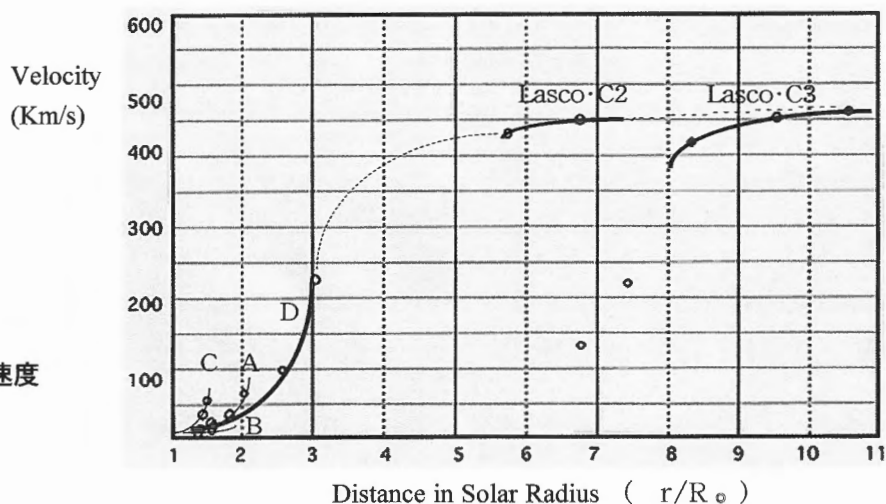


図8 コロナ中を上昇する速度

5 結果

フレアやCMEに伴い、コロナ領域でのフレアーループの上昇等が陽光SXTやSOHOのEIT等で観測されている。一方SOHOのLascoにより、CMEに伴いエラプションを起こしたプロミネンス等の物質が加速され惑星空間に広がる猫像がとらえられている。しかし、中間にあたるコロナ領域での詳細な観測例は少ない。

皆既日食時の白色コロナ像から約1時間に及び、1~3R_☉付近のコロナの構造をとらえることができた。さらにLascoのC2及びC3を比較することにより、皆既日食前後のCMEに伴う磁場構造の変化やエラプションし、コロナと同程度に加熱されてストリーマーに沿って上昇するプロミネンスの上昇速度を求めることができた。

求めた上昇速度の結果から、次のようなことが考えられる。1.6~1.8R_☉付近で、15~23km/sで上昇するエラプションを起こしたプロミネンスは、2R_☉で60km/s程度に加速される。さらに、3R_☉では約100km/sに達し、4~5R_☉で400km/sに達することが予想される。いずれも2~4R_☉の領域で加速されていて、7R_☉以降では顕著な加速は起きていなかった。

References

- Esenak, F. Digital Compositing Techniques for Corona Imaging, in The Last Total Solar Eclipse of The Millennium 11 August 1999, ed. W. Livingston and A. Ozguc, ASP Conference Serives, **205**, pp.101-112 (2000).
- Hiei,E.,Takahashi,N. The Solar Corona at the 1994 Eclipse; Rencontres du Vietnam,The Sun and Beyond,Ho Chi Minh City,Vietnam, pp.47-49 (1995).
- Foing,H.,Muglach, K., Wiik, J., Beaufort, T., Orlando,S., Duvent,L., Desteve.C. Polar Plumes and Streamers From 1994 and 1998 Eclipses;in Solar Jets and Coronal Plumes, editor by Tan-Duc Guyenne, pp. 273-275, ESA.SP-421 (1998).
- Rudolf, G. Configration of Polar Coronal Plumes on March 9 1997: Comparison of Eclipse and Lasco Images; in Solar Jets and Coronal Plumes, editor by Tan-Duc Guyenne, pp. 277-279, ESA.SP-421 (1998).
- 小林直之 回転アンシャープ法の解説、明星大学 (1996)
- 飯塚康至、山崎高幸、末松芳法 フィルムスキャナーを用いた特性曲線の作成、国立天文台報、4、pp.107-113 (1999) .
- 塩田和生 電子暗室によるリアルなコロナイメージの再現、INTERACTIVE ASTRONOMY、3、pp.62-71 (1995)
- 高橋典嗣 1999年8月11日の皆既日食、明星大学日食観測団報告書、3、pp.3-6 (2000).

1999年8月11日の皆既日食におけるインターネット中継

永井 智哉 (NASDA)、高橋 典嗣 (明星大学)、尾久 土正己 (みさと天文台)
LIVE! ECLIPSE実行委員会

Abstract

1999年8月11日、ヨーロッパ各地で皆既日食が見られた。自然現象の中で最も荘厳な現象の一つである皆既日食を多くの人々にインターネットにより見てもらうために、ヨーロッパ、西アジアの9地点から皆既日食の中継を行った。各観測地点からの画像は、電話回線、衛星回線を経由してインターネットを通してリアルタイムで世界中に配信した。

1 トルコからの中継システム

イギリス、フランス、ドイツ、オーストリア、ハンガリー、ルーマニア、トルコ、イランの8カ国、9地点より中継を行った(図1)。

トルコのエラズーでは、図2のような装置で、ビデオカメラにより撮影した太陽像をインド洋上にある静止衛星「インマルサット」を経由して日本へ送った。各観測地点から日本へ送られた画像は、図3に示した中継システムのように、一ヶ所に集めて編集し、5つのプロバイダーにより分散して配信した。さらに、ミラーサイトとして6大学、13企業の協力を得た。



図1 中継地点

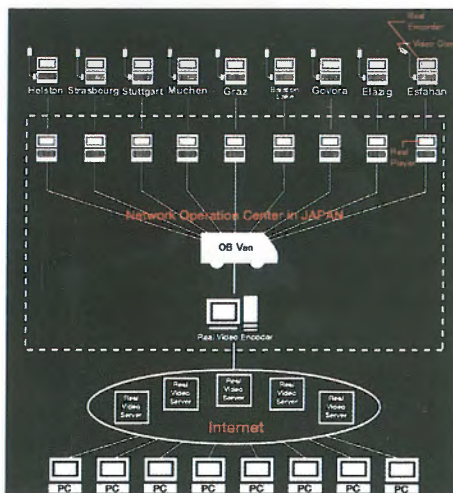


図2 中継システム

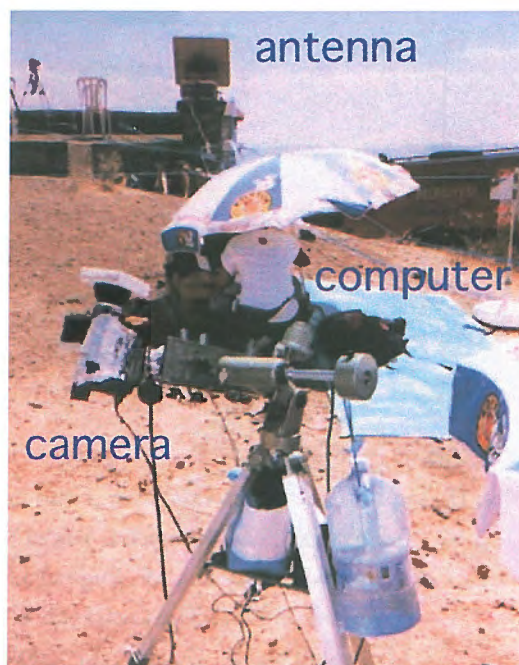


図3 中継機材
インマルサット衛星により日本に太陽像を送信

2 中継結果

日本時間で、8月11日の17時30分から21時30分まで中継を行った。一地点での皆既継続時間は、わずか2分であるが、インターネット中継では、19時11分にイギリスで皆既になってから21時04分にイランで皆既が終了するまで、約2時間もの間に9回の皆既日食が観察された。実際にはヨーロッパの天候が悪く、皆既中のコロナの中継に成功したのは4地点であった。

この間のアクセスは116カ国に及び、この内日本国内のアクセスは、約42%を占めていた。合計のヒット数（画像読み取り数）は、1400万件を越え、同時ストリーム（動画配信）数は、5648件であった。

3 インターネットによる日食中継と天文教育

中継を行った Live eclipse 実行委員会は、天文学家、インターネット技術者、デザイナー、学生等のボランティアで組織・運営される非営利団体である。これまでに、1997年3月9日皆既日食（シベリア）、1998年2月26日皆既日食（ベネズエラ、グアドループ）、1998年8月22日金環日食（マレーシア）、1999年2月16日金環日食（オーストラリア）と今回の日食で、5回の中継に成功している。2001年6月21日のアフリカ日食では、ザンビア、ジンバブエ、マダガスカルからの中継を予定している。

皆既日食などの天文現象を多くの人に見てもらえる場を作ることは、天文の教育と普及において重要である。理科教育における日食は、身近な太陽、月、地球の位置と動きを知る上で重要であるが、珍しい現象なので、これまでは実際に皆既日食を観察させることができなかった。しかし、インターネットの利用により、遠隔地の皆既日食を実際の観測者と一緒にリアルタイムで観察し、教室で疑似体験をさせることが可能となった。今後も、このように皆既日食のたびにインターネットを利用した授業が学校現場で、盛んに実施されることを望んでいる。



図4
インターネットの中継画面

参考文献

- Ishii, H., the Live eclipse 98 executive committee, in *Astronomical Education with the Internet*, ed. M. Okyudo, T. Ebisuzaki, M. Nakayama, Tokyo UAP, pp.125-129, 1998.
- Nagai, T., Takahashi, N., Okyudo, M., Suginaka, M., Matsumoto, N., *Internet Relaying of Total Solar Eclipse on 11 August 1999*, in *The Last Total Solar Eclipse of The Millennium 11 August 1999*, ed. W. Livingston and A. Ozguc, ASP Conference Series, 205, pp. 196-201, 2000.
- 高橋典嗣・永井智哉・松本直記・杉中慎・尾久土正己, *インターネットによる今世紀最後の皆既日食中継*, 日本理科教育学会関東支部大会, 46, 1999.

1999年8月11日の皆既日食時の気象観測

松本直記 (慶應義塾高等学校)
高橋典嗣 (明星大)

概要

1999年8月11日のトルコにおける皆既日食時、小型簡易データロガー(エコログ)を鉛直方向に4台設置し、温度・湿度・気圧・光・音のデータの鉛直分布を調べることを試みた。その観測結果を報告する。

観測機器

中村理工工業株式会社から発売されている、「エコログ」は単4電池2本で動作し、手のひらに収まるほどの小型(105×58×19mm)でありながら、温度・湿度・気圧・光・音の5つのセンサーを内蔵している。サンプリングレートは0.1秒から30分間の8段階で選べることができ、そのレートや測定種類数に応じて測定時間は1分から30日となる。この観測においては上記5種類の測定をサンプリングレート1分で行った。この条件では24時間の連続観測が可能である。

エコログの性能表を表1に示す。

観測場所

観測場所は、明星大学日食観測団の観測地、エラズー・ハーブットの丘(東経 $38^{\circ}42'08''$ 、東経 $39^{\circ}15'00''$ 、標高1450m)の脇にある民家の塔を利用していただいた。通風が良い状態であつ直射日光が当たらないように、籐で編まれたかごを購入し、段ボールでふたをかぶせ、その中にエコログを入れた。4つのセンサーの設置高度は、4.26m、5.76m、7.36m、8.46mである。日食前日の8月10日の夕刻に設置を行い、トルコ時間18時04分より24時間、8月11日18時03分まで観測を行った。なお、エコログの機体差があるので、帰国後、4つのセンサーを同条件で観測し、その結果をもとに補正を行った。以下に観測結果のグラフを示す。

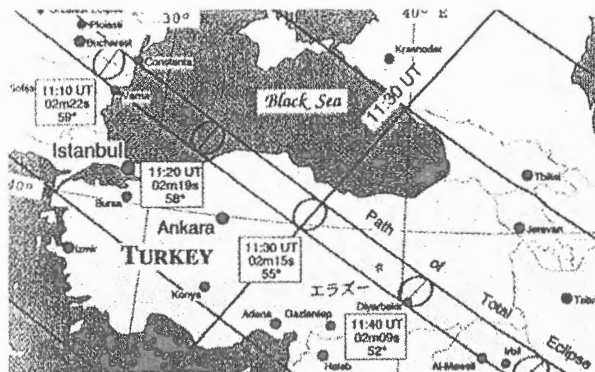


図1 トルコ-エラズーと皆既帯

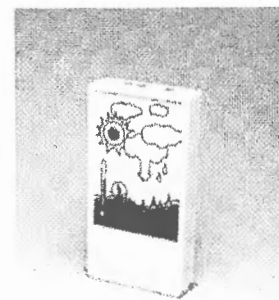


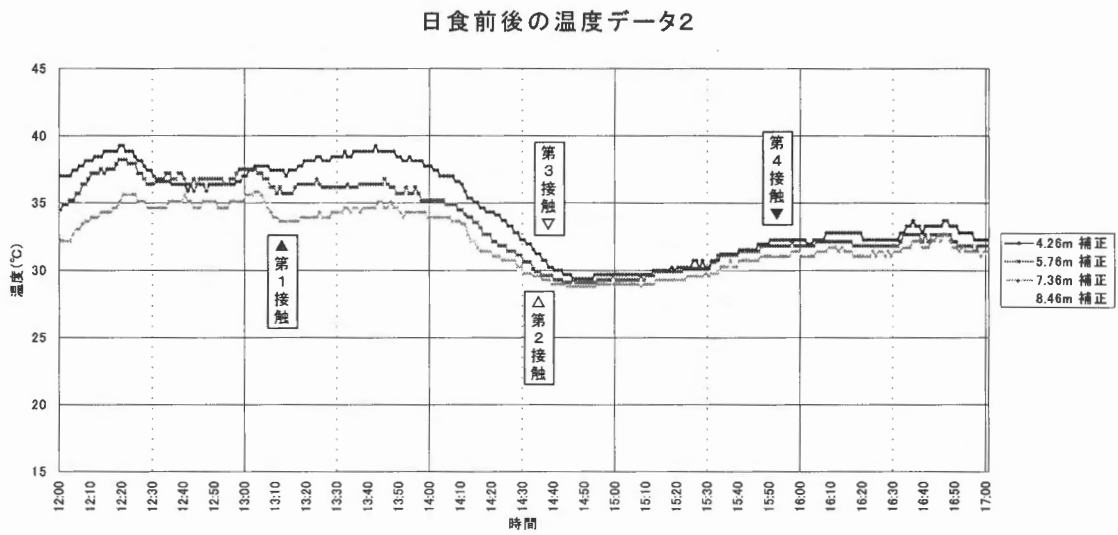
図2 エコログ

表1 エコログの性能表

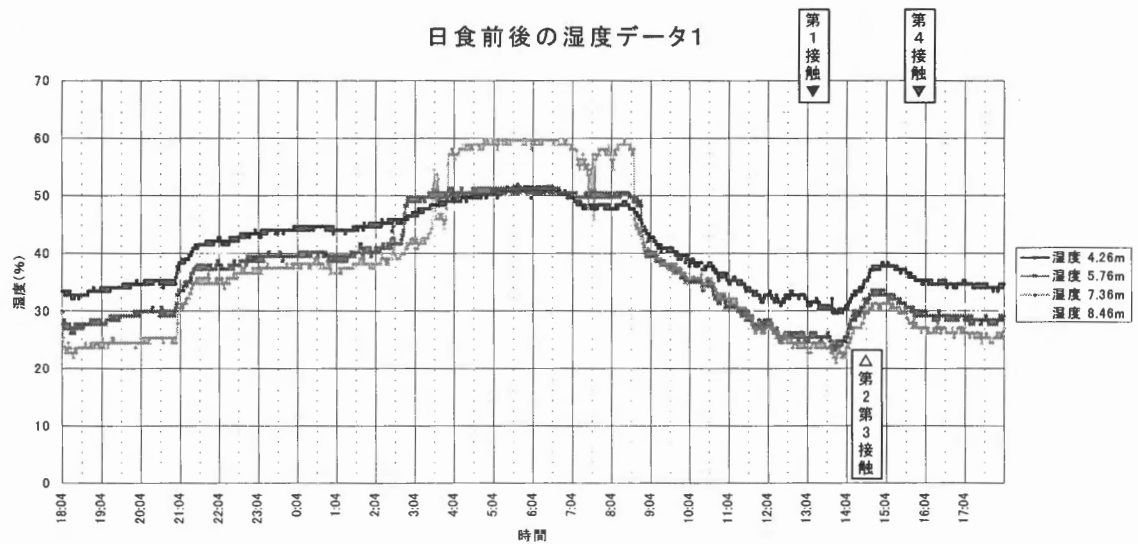
	種類	測定範囲	分解能
内蔵センサー	温度	-10~40°C	0.33°C
	湿度	0~100%	0.7%
	気圧	796~1095hPa	1.2hPa
	光	0~5000Lux	20Lux
	音	70~130db	1db
外部センサー	入力2個		
測定精度	8bit(256step)		
内蔵メモリ	8kBytes		
寸法	105×58×19mm		
重量	70g (乾電池含まず)		

観測結果

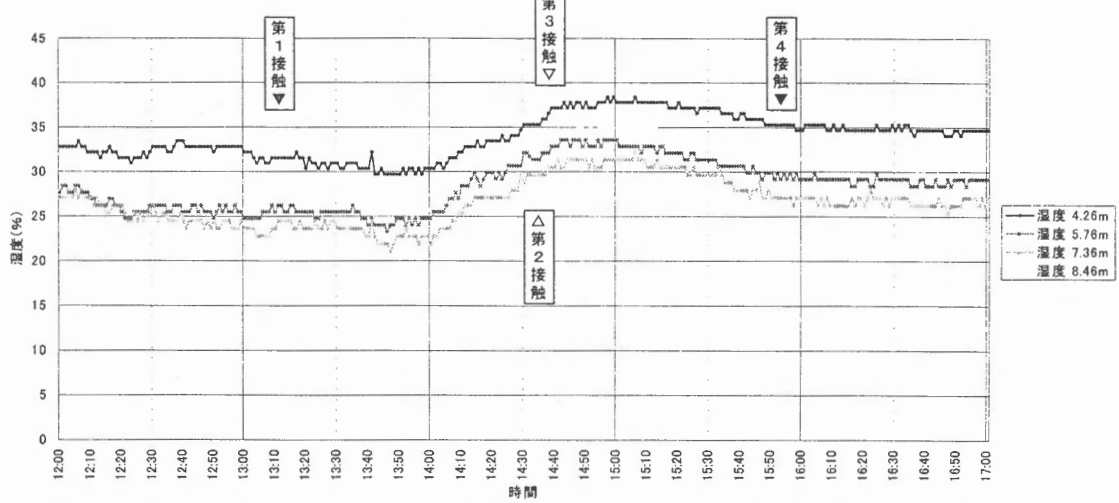
温度



湿度

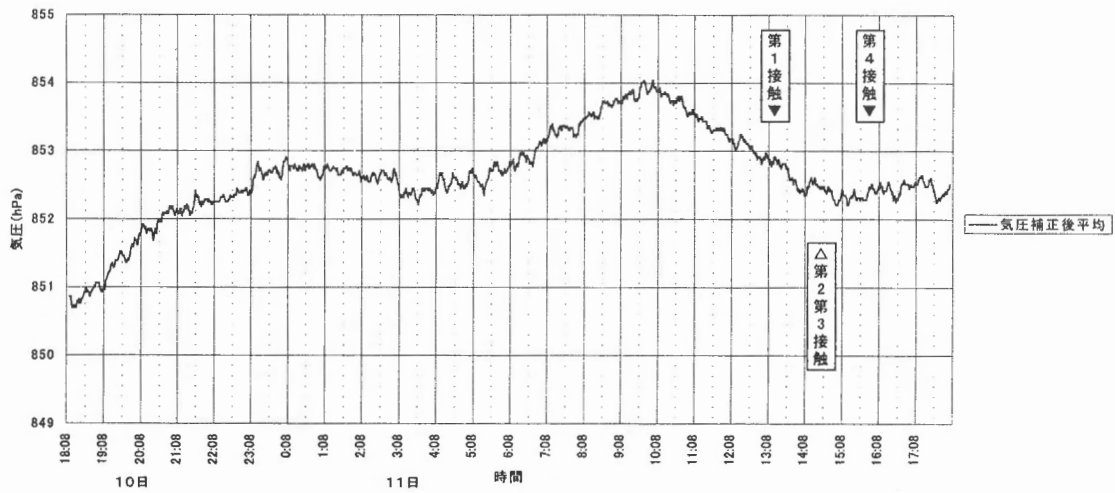


日食前後の湿度データ2

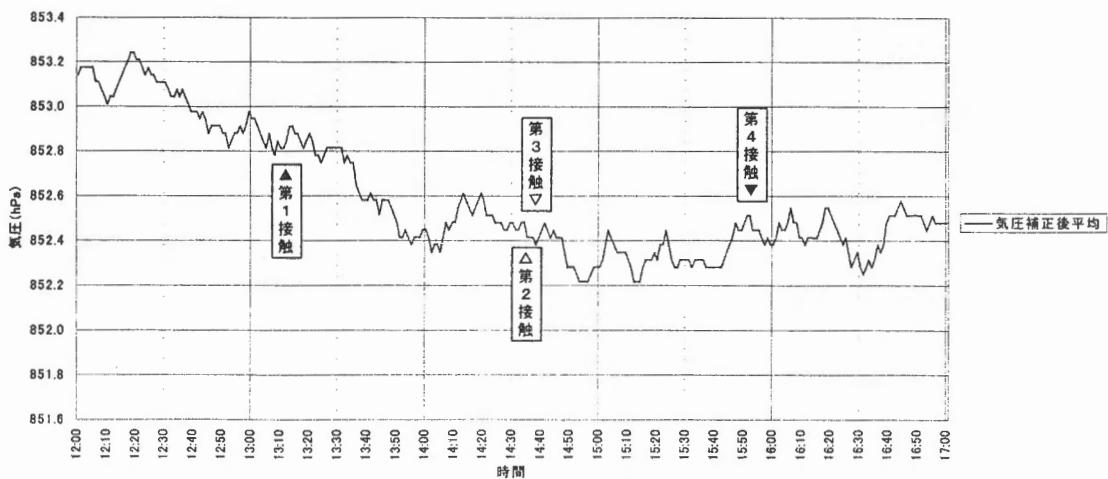


気圧 装置の感度が低いため4つの装置の値をそれぞれ9分の移動平均をとり、その4値を平均したものを使ってグラフを作成した。

日食前後の気圧データ1

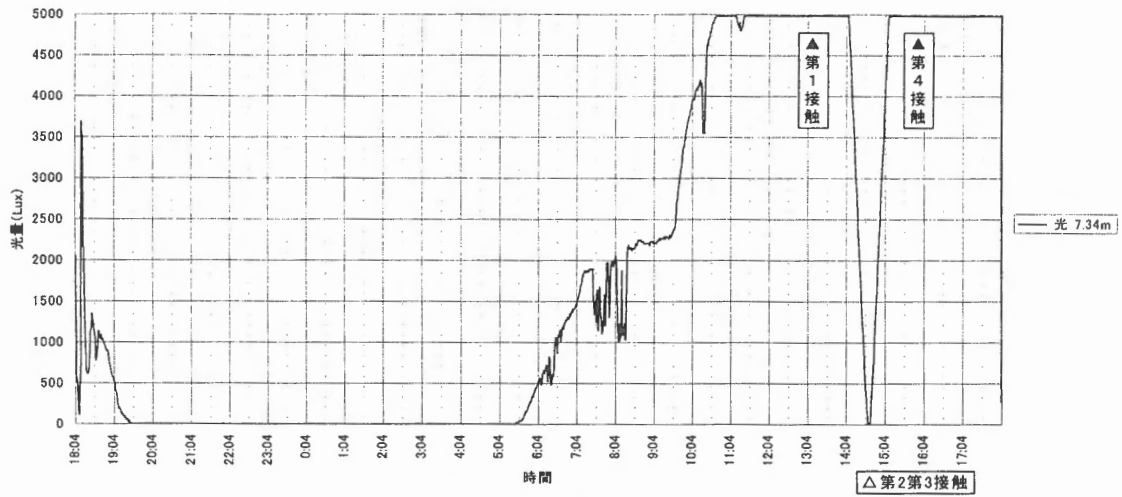


日食前後の気圧データ2

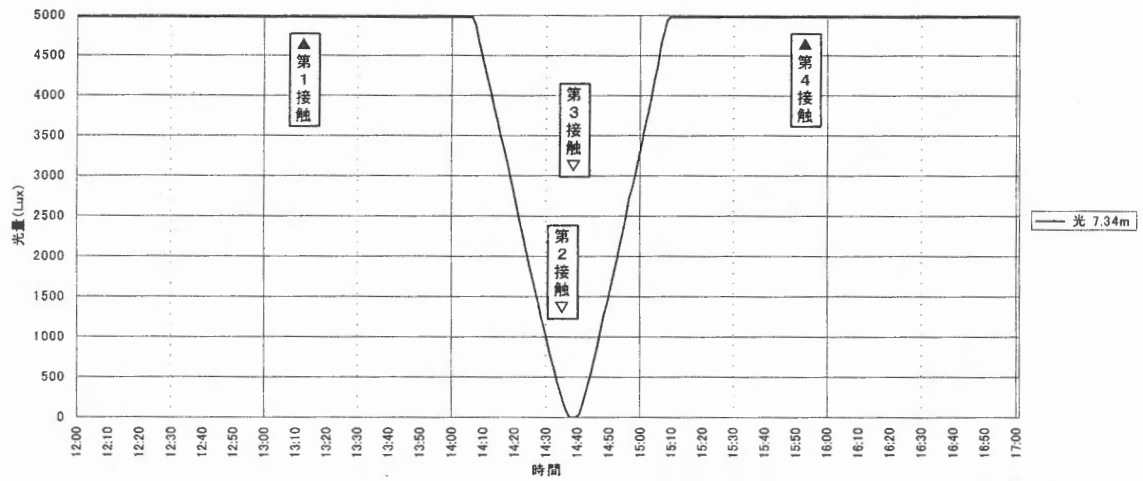


光 最も建造物の影響が少なかったと思われる7.34m地点のデータを示す。

日食前後の光データ1

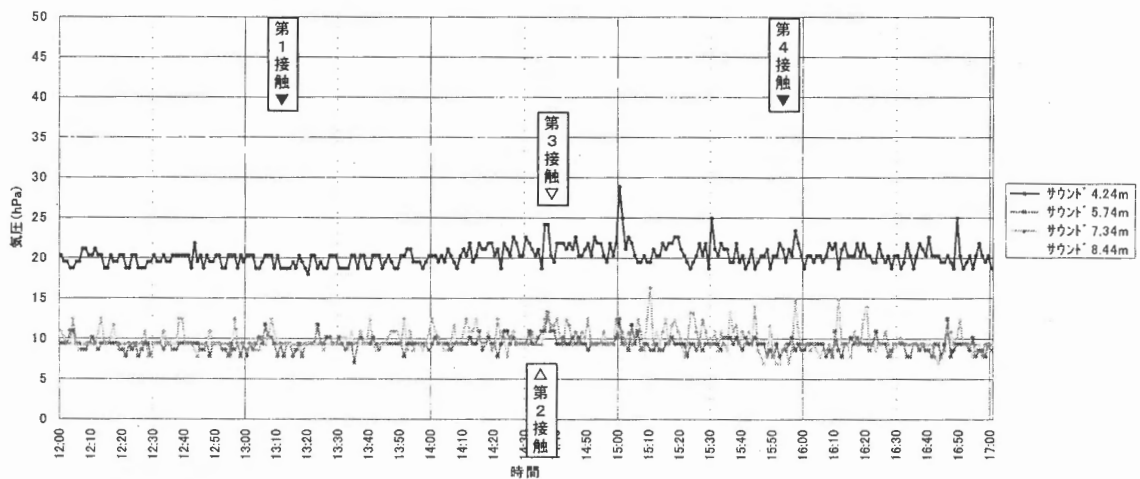


日食前後の光データ2



音 皆既前後のデータのみ示す。

日食前後の音データ2



2001年アフリカ日食観測計画

高橋 典嗣 (明星大学)、湯元 清文 (九州大学)

1 2001年アフリカ皆既日食

2001年6月21日、アフリカの南部のアンゴラ、ザンビア、ジンバブエ、モザンビーク、マダガスカルを皆既帯が図1のように縦断する。今回の日食は、1983年6月11日のインドネシア日食の1サロスに当たり、皆既時間は大西洋上で最大4分56秒と比較的長い。アフリカ南部の6月は乾季で、気象条件としてはどこも申し分ない。図2のように皆既帯はザンビアを横切り、首都ルサカ市内で皆既継続時間が3分あること、ルサカ市内の治安も良好なこと等から、ルサカ市内で観測を行う計画である。

ザンビアでの観測に伴い、第18期日本学術会議の天文国際共同観測専門委員会・日食分科会の委員が中心となり、九州大学、明星大学、国立天文台、京都大学、千葉大学等で構成する共同観測チーム、「2001年日食・日本学術観測団」を結成して、準備を進めている。

Total Solar Eclipse of 2001 June 21

FIGURE 3: THE ECLIPSE PATH THROUGH AFRICA

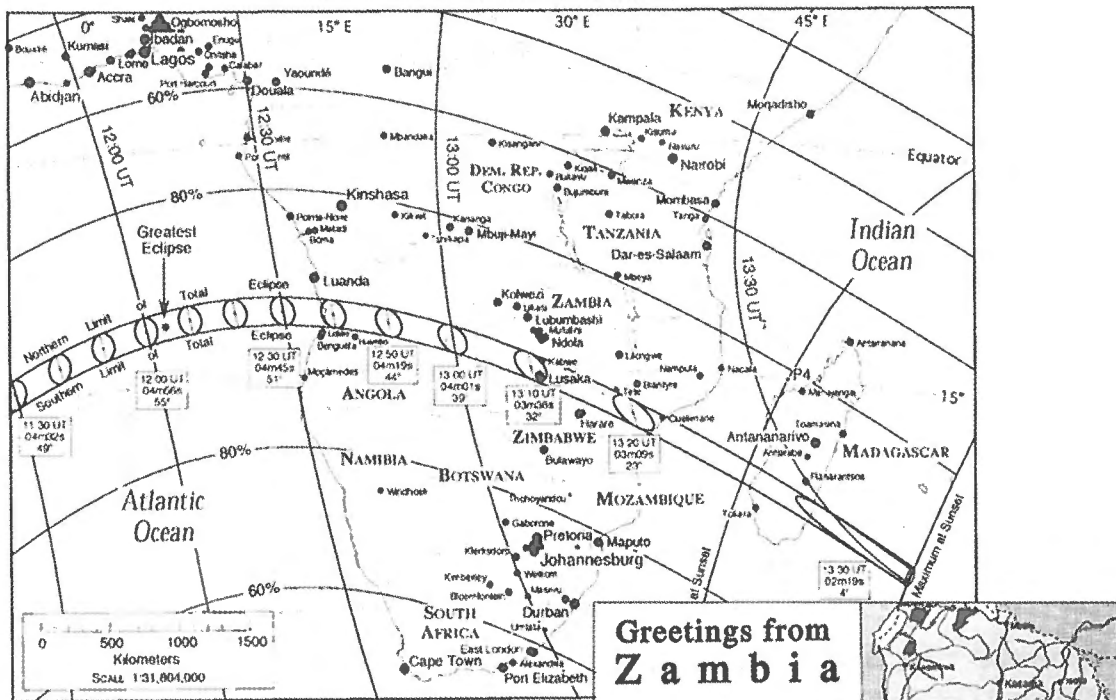
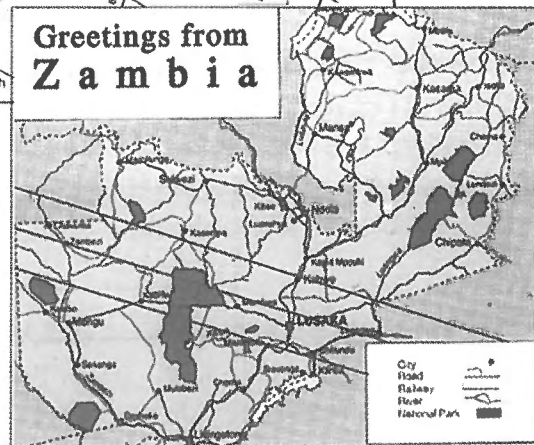


図1 皆既帯図

Espenak, F., et al.
in Total Solar Eclipse of 2001 June 21,
NASA (1999) より

図2 ザンビアを通る皆既帯
(ザンビアの絵はがきに皆既帯を加筆)



2 観測計画

予定している観測テーマの概要を紹介する。

2.1 地上磁場多点同時ネットワーク観測による、日食の地上磁場への影響の調査 <九州大学>

(1) Sq電流系の変化

地磁気静穏時に見られる地上磁場の日変化Sq(Solar quiet)磁場変動は、電離層電気伝導度の空間分布に大きく左右される。日食による局所的な電離層電気伝導度の空間分布の変化が、日食下、そして反対半球の観測点でのSq磁場変動に影響を与えるかを確認する。

(2) DP2地磁気擾乱

DP2地磁気擾乱は太陽風中の電場の極域電離層への侵入によって生じるグローバルな電離層電流に起因する。(1)と同様に日食による局所的な電離層電気伝導度の空間分布の変化が、DP2地磁気擾乱に影響を与えるかを確認する。

(3) ULF地磁気脈動

最近の理論的研究により、ULF地磁気脈動の固有周波数は電離層電気伝導度に依存することが明らかになってきたが、観測的には確認されていない。日食効果による電離層電気伝導度変化が、ULF地磁気脈動の固有周波数の変化に影響を与えるかを調査する。

(4) 観測方法

- ・(1)、(2)を調べる為に、グローバルな地磁気ネットワークを利用する。日食下観測点としてザンビアのLusaka (-26.2° Mlat, 98.7° Mlon)に磁力計設置、さらに定常観測点GAR (-0.4° Mlat, 84.9° Mlon), HER(-42.1° Mlat, 82.3° Mlon), LAQ(47.8° Mlat, 75.2° Mlon)をメンテナンスし日食前後1週間は確実にデータがとれるようにする。
- ・(3)を調べる為に、2観測点間でのH成分振幅比法、位相差法を用いる。その為、Lusakaの同一磁気子午線上で南北に50~100km離れたノイズの少ない場所(未定)にもう一点磁力計を設置し同時観測を行う。

2.2 フラッシュスペクトルの偏光観測 <明星大学>

皆既日食の直前には、太陽の外層が極めて細く、三日月型に光って見える。このとき分光器により得られるフラッシュスペクトルの観測は、これまでも多くの観測者により行われてきた。しかし、フラッシュスペクトルの直線偏光を測ることは、あまり例がない。昨年トルコに於いて行ったのに続いて、今回が2回目となる。これにより、連続光の測定から彩層内での電子散乱が他の過程と比べてどの程度かを調べ、これまでの彩層モデルの検証を行うことができる。また、 $H\beta$ とD3の輝線の偏光により、プロミネンスの磁場強度を決定する。さらに、コロナ輝線の偏光から各線の励起機構を調べ、コロナの温度構造を調べる等が主な観測目的である。

2.3 コロナの測光 <明星大学>

皆既日食時のコロナ像を写真観測し、フィルムよりコロナの電子密度、コロナ温度を求める。また、画像処理によりコロナの微細構造を再現する。

2.4 コロナ輝線によるコロナ微細構造の観測 <明星大学・京都大学>

1999年8月11日の日食では、200万度(530.3nm)と100万度(637.4nm)で見えるループ構造で、軸位置に際だった排他性が見られた。また、569.4nmで見られる構造は、連続光成分の寄与が殆んどを占め、330万度に相当するプラズマの有意な放射は観測領域内には検出されなかった。今回は新たな試みとして、110万度に相当するコロナ輝線(789.2nm)による観測を行い、100万度(637.4nm)の構造との詳細な比較を行う。

2.5 コロナの大規模温度構造の観測 <明星大学・千葉大学・国立天文台>

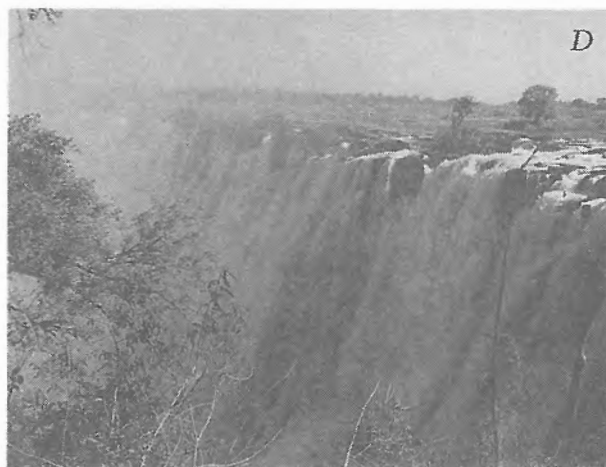
コロナの発する連続光スペクトルは、コロナ中の自由電子が光球の光を散乱することによって形成されるが、電子の熱運動が非常に大きいため、光球光のスペクトル線が馴らされてしまい、連続的なスペクトル

ルとなる。しかし、吸収線がたくさん込み入ったところ、例えば波長4300Å付近やCaIIのH、K線を含む3850Åあたりには全体としてわずかなへこみが残っている。その深さを精度良く測ることでコロナ電子の熱運動を直接測ることが可能である。観測では、3980Å、4220Å、4100Å、4320Åの4つの干渉フィルターより、Kコロナの強度成分を抽出し、3980Å/4220Å、4100Å/4320Åの各強度比を、トムソン散乱で形成される理論的スペクトルと比較することによって、コロナの電子温度を導く。さらに、Fコロナの影響を取り除くため、偏光観測による各強度比からもコロナの電子温度を導く。

2.6 理科教育国際交流 <千葉大学>

教育現場に直接体験が難しいが、関心のある現象や最新の情報を画像デジタルデータとして教材化し、あたかも直接体験しているような、臨場感あふれる教材として与えることは意義あることである。情報通信技術の進展により、教材の開発の素地となる様々な画像データの取得が容易に可能になった。本研究では、日食と太陽をテーマに、21世紀の学校教育での教具の主流ともなる情報通信技術を使ったコンピュータによる教材開発を行う。

このため、観測地となるザンビアおよび周辺諸国の視察、日本の伝統文化を教材にした現地の学校との交流等を行い、日食当日には、日本の小学校、中学校とをインターネットで結び、遠隔講義を行う予定である。



ザンビア視察

(スナップ写真より)

- A: 左から日本大使館の坂、中村大使と高橋
- B: 左から日本大使館の稲垣、高橋、ザンビア大学の Peter 先生、日本大使館の坂
- C: プリンスタカマドベイシックスクールの生徒たち
- D: ビクトリアの滝 (世界三大瀑布の一つ)
- E: チェボ国立公園



乗鞍ミラーコロナグラフの開発

一本潔、野口本和、西野洋平、田中伸幸、篠田一也、福田武夫、金子慶子、
乗鞍コロナ観測所チーム(国立天文台)

1. プロジェクトの目的

乗鞍コロナ観測所では平成11年より口径約12cmの実験的ミラーコロナグラフの開発に着手した。本プロジェクトの目的は、

- 1) ミラーコロナグラフ特有の技術的課題を克服し、将来の大型ミラーコロナグラフの実現に向けての基盤を確立すること、
 - 2) 下記ミラーコロナグラフの利点を生かしたコロナ観測を実現すること、
- である。ミラーコロナグラフの利点として以下の特徴が挙げられる。
- ・ 色収差がないため多波長での同時観測が可能。
 - ・ 通過型オカルティングディスクを使うことにより光球/彩層の同時観測が可能。
 - ・ 主鏡角度制御によりガイド誤差の高速補正が可能。
 - ・ 大口径コロナグラフへの可能性が開ける。

本プロジェクトではとりわけFeX6374Aによるコロナ速度場の2次元観測を早期に実現したいと考えている。FeX6374A輝線は、

- ・ FeXIV 5303A と比べよりシャープなコロナの構造がみえる (図1)、
- ・ FeXIV 5303A と比べシステムティックな伝搬現象がみえやすい、
- ・ 散乱光中の吸収線によるブレンドがないため波長シフトを精度良く求められる (図2)、
- ・ 極小期に比較的強度が高い、

等の特徴があり、現在乗鞍で稼働しているFeXIV 5303A速度場観測装置とは相補的かつ重要なコロナの診断データを提供すると考えられる。

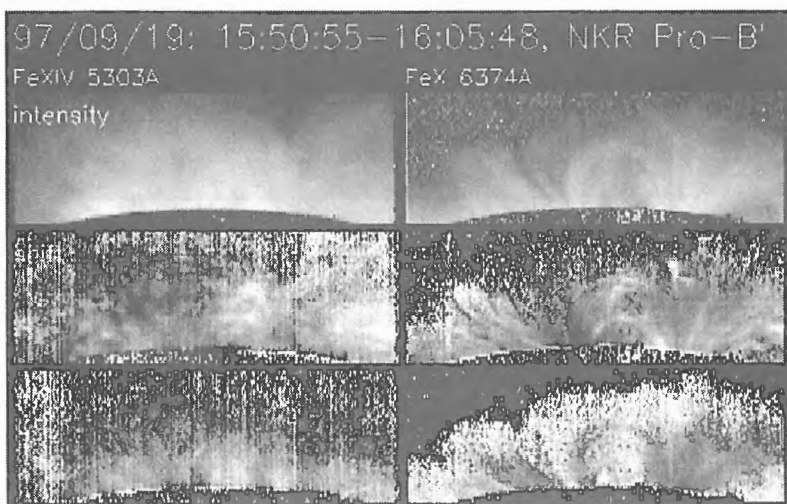


図1. 乗鞍25cmコロナグラフで同時観測されたFeXIV5303A(左)とFeX 6374A(右)画像。上から、強度、ドップラーシフト、線幅。

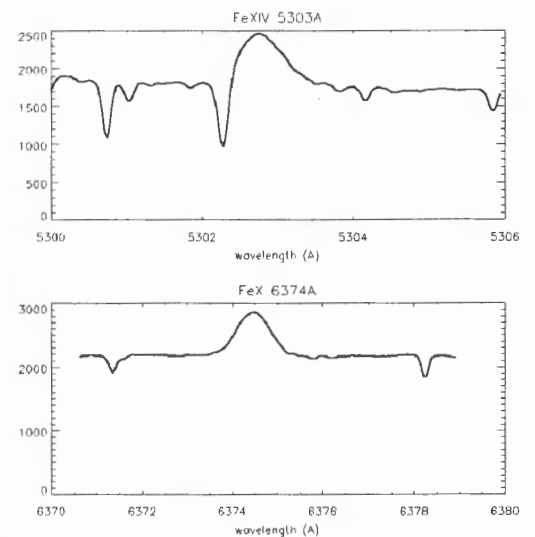


図2. 典型的なFeXIV5303A(上)とFeX6374A(下)輝線輪郭。

2. 光学系概要

光学系の概要を図3に、基本諸元を表1に示す。

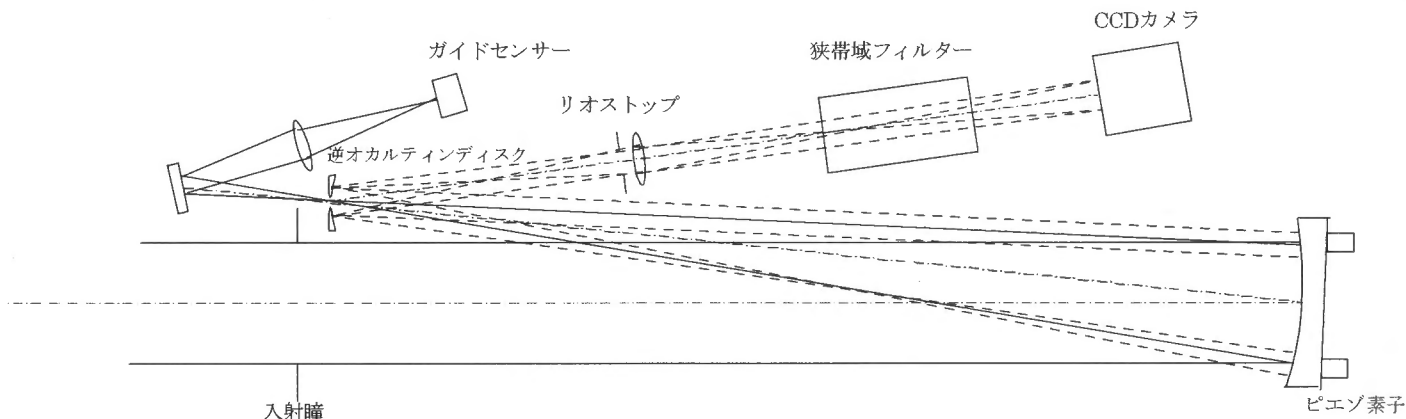


図3. 光学系概要。

表1. ミラーコロナグラフ主要諸元

口径	120mm	
主鏡	材質	オハラ・クリアセラム(CTE = $0.8 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$)
	直径	150mm
	有効径	140mm
	焦点距離	2250mm
	形状	軸はずし放物面、 オフセット距離 = 110mm
	面荒さ	<5Å rms(流体研磨中)
	表面処理	銀コート+保護膜(天文台にて)
穴あき2次鏡	材質	銅
	外形	55mm
	穴径	21.06 - 22.63mm 7段階
	焦点距離	560mm ($\phi 30\text{mm}$ の瞳像形成)
	形状	球面
	表面処理	カニゼンメッキを研磨+銀コート (TBD)
狭帯域フィルター	タイプ	液晶チューナブルエタロン
	半値幅	~1Å
	フィネス	>12
	透過率	>20%
	応答時間	~10ms
観測性能(予定)	視野	~ $2700'' \times 2700''$
	空間分解能	~ $1.3''/\text{pix}$
	強度検出限界	~ $0.5 \cdot 10^{-6} I_0$
	速度場検出限界	~ 0.5km/s
	時間分解能	~ 15s

全体は大きさ約 $3\text{m} \times 0.5\text{m}$ のアルミハニカム定盤をベンチとして構成し、乗鞍小ドームの10cmコロナグラフ5303A撮像装置(NOGIS)と同じ架台に設置する。望遠鏡間の機械的たわみとガイドエラーを補正するため、主鏡を2つのピエゾ素子で角度制御する。そのための制御信号は、

2次鏡の穴を通過した光を使い4分割センサーで太陽像の位置ずれを検出することにより取得する。2次鏡で反射された光はコロナ観測系を構成するが、そこからガイド光学系の太陽光照射部分が直接みえないように各光学系を配置し、必要な遮光板を挿入する。

3. 主鏡の設計製作

主鏡は表1に示すパラメータをもつ。超研磨鏡の製作は一般に球面でおこなわれるが、図4に示すように1次焦点における像の広がり有意に小さいことから、形状を軸はずし放物面鏡とした。粘性流体による磁界制御研磨法で研磨が完了し、面粗さの評価を行っているが、サンプル基板による測定では、まだ5A rmsを達成していない。今後新たに製作した散乱光測定装置により、実際の主鏡面粗さやコーティングの効果等を評価し、必要に応じて再研磨を試みる。

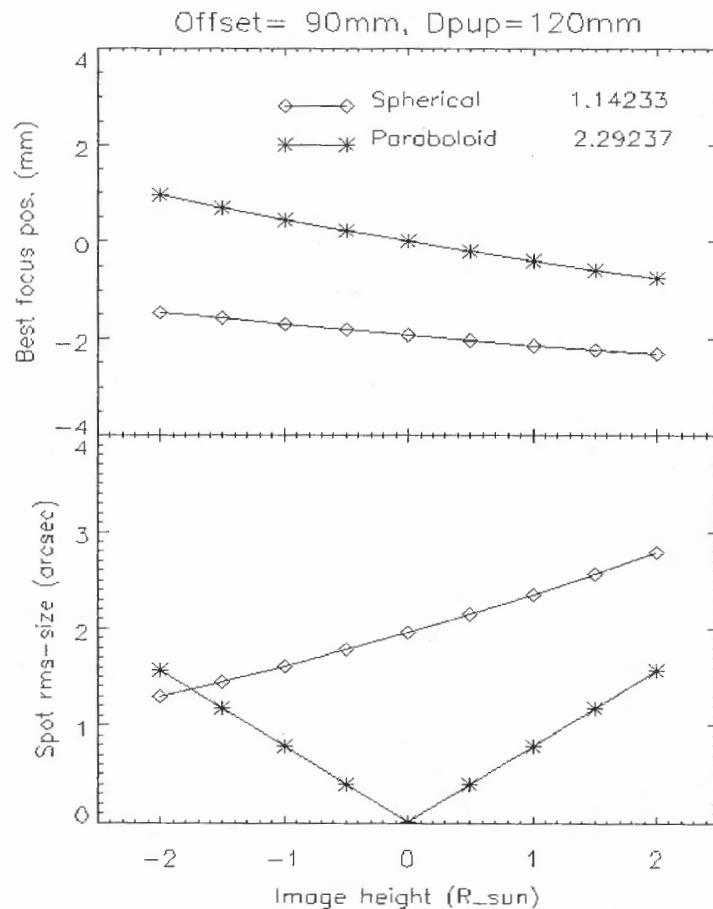


図4. 球面鏡と軸はずし放物面鏡による1次焦点像のRMSスポット直径。上はベストフォーカスの位置をプロットしたもので、線の傾きは最良像面の傾きを表す。軸はずし距離を90mm、開口を120mmとした。

図5に主鏡支持・駆動機構の概念を示す。主鏡ホルダーは4つの板バネによるジンバル機構で支持され、2本の piezo 圧電素子 (トーキン社製: ASB510C801NP0) により角度制御する。このとき主鏡重心が回転中心となり、角度制御による並進力が極力発生しない構造とする。これらの構

造は比較的軽量なチタン合金を用いる。固有振動数はピエゾに予圧をかけるためのバネ強度で決まり、およそ 100Hz となる見込みである。

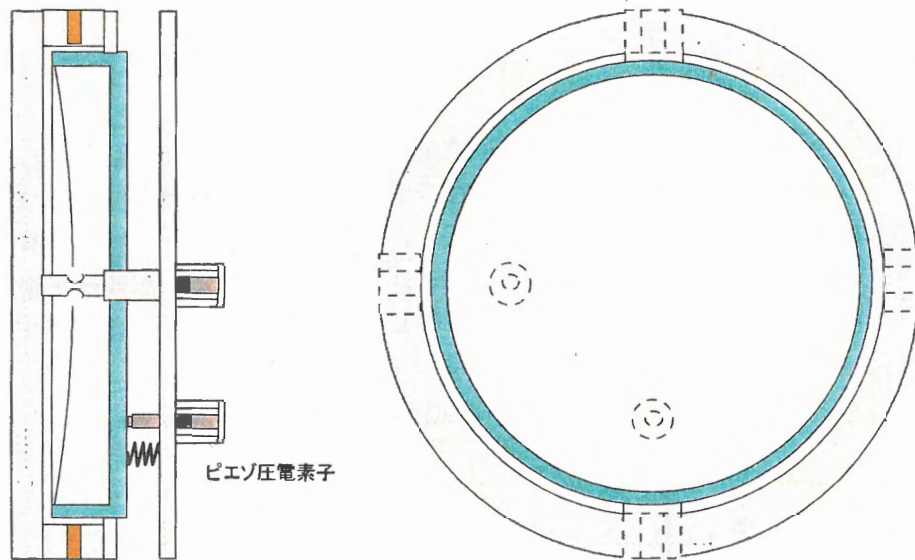


図 5. 主鏡支持・駆動機構概念。

4. 開発スケジュール

以下に観測までのおよそのスケジュールを示す。

年度	開発スケジュール
2001	主鏡コーティング@三鷹 散乱光測定 穴あき 2 次鏡作成、コーティング 主鏡駆動機構開発 望遠鏡構体 (光学ベンチ) 作成 チューナブルフィルター納入、試験
2002	検出器部製作 組立 シーロスタットによる試験
2003	乗鞍に設置 (自動コロナグラフ撤去) 試験観測開始
2005ー	Solar-B 支援観測 (広視野、高時間分解能によるコロナ速度場の観測)

コロナ加熱問題の概観

桜井隆 (国立天文台)

1 はじめに：歴史

コロナの存在は、皆既日食同様古くから知られていたと考えられるが、その物理状態についての重要な情報が得られたのは、1869年の北アメリカでの皆既日食で、C.A. Young がコロナのスペクトルを写真撮影し、波長 5303 Å の緑色輝線を発見したことである。その後の観測で、6374 Å の赤色輝線、5694 Å の黄色輝線なども見つかったが、これらの波長は、当時知られていたどの物質の出すスペクトルの特性波長とも合わなかった。その後の研究でも同定はできず、コロナだけに存在する元素「コロニウム」が提案される事態となった。ちなみに、1868年の日食で彩層のスペクトルの中に発見された未知の元素、ヘリウムは、その後 (1895年) 地球上でも発見されるにいたる。

1930年にフランスの Bernard Lyot はコロナグラフを開発し、Pic du Midi 山頂で日食によらないコロナの観測を開始した。Pic du Midi でのコロナの定常観測は1974年まで続けられた末、中止された。1930~40年代にドイツの Waldmeier が建設したコロナ観測所 (Arosa, Wendelstein, Kanzelhöhe) も、現在ではコロナの観測は行っていない。アメリカでは、コロラド州 Climax に1940年に建設されたコロナ観測所が、ニューメキシコ州 Sacramento Peak とハワイの Mauna Loa にその機能を引き継ぎ1972年に閉所した。現在活動中のコロナ観測所：乗鞍、Sacramento Peak、Mauna Loa、Haleakala (アメリカ)、Kislovodsk (ロシア)、Lomnický Štít (スロバキア) の中では、乗鞍が最古参となったが、最近では分光観測で最も多くの論文を出している。

所在地	国	海拔	コロナグラフ口径	建設
Pic du Midi	フランス	2860 m	20 cm, 15 cm	1930
Arosa	スイス	2050 m	20 cm, 12 cm	1938
Climax	アメリカ	3394 m	40 cm, 13 cm	1940, 1972 年閉所
Wendelstein	ドイツ	1840 m	20 cm	1941
Kanzelhöhe	オーストリア	1526 m	11 cm	1943
乗鞍	日本	2876 m	25 cm, 10 cm X 2	1949
Sacramento Peak	アメリカ	2840 m	40 cm, 20 cm	1951
Kislovodsk	ロシア	2050 m	53 cm, 20 cm	1957
Lomnický Štít	スロバキア	2634 m	20 cm X 2	1964
Mauna Loa	アメリカ	3400 m	24 cm K-coronameter	1965
Haleakala	アメリカ	3050 m	25 cm, 10 cm	1967

2 コロナ輝線の同定

真空スパーク放電によって、高温の電離イオンの出す紫外域スペクトルの実験をしていたスウェーデンの B. Edlén は、1937年に塩素類似のイオンのエネルギー準位を決定し発表した。これは、

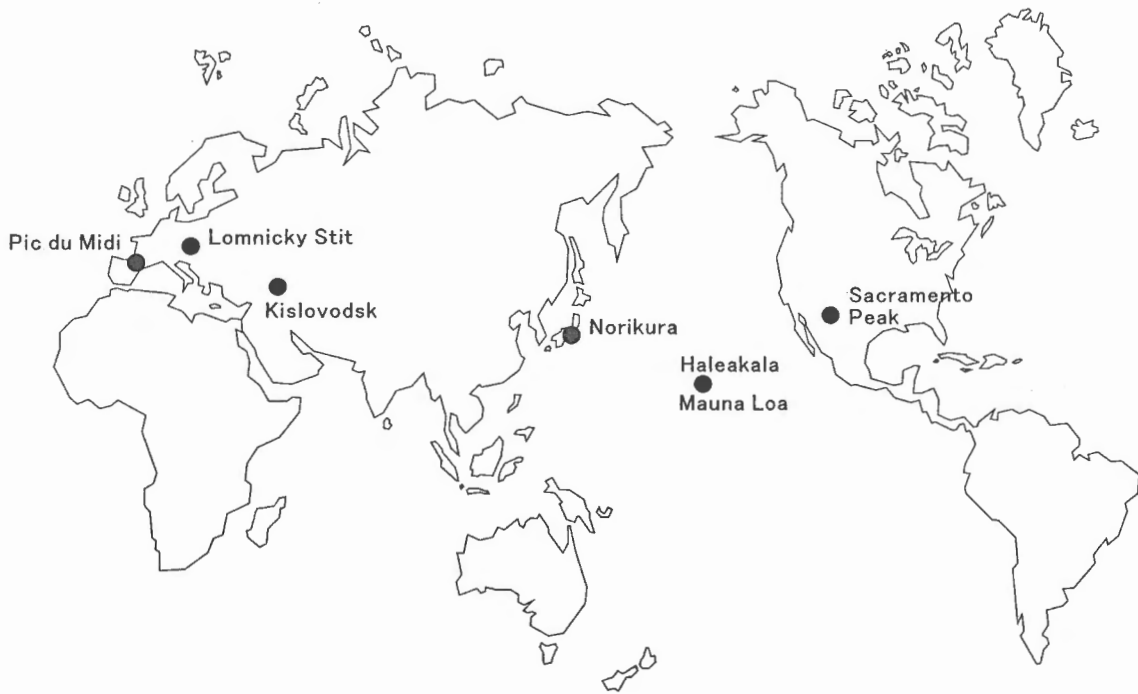


図 1: 世界の主なコロナ観測所

Cl I, Ar II, ..., Fe X, Co XI を含むデータであった。これを見たドイツの W. Grotrian (原子のエネルギー準位を示す Grotrian diagram で有名) は、Fe X の 2 つの接近した準位間の禁制遷移の波長が、コロナの赤色輝線の波長 6374 Å と一致する (図 2) ことに気づき、短い論文 (Grotrian 1939) でそのことを発表し、コロナは鉄イオンを 9 階電離させるほどの高温、つまり百万度もの高温なのではないかと示唆した。

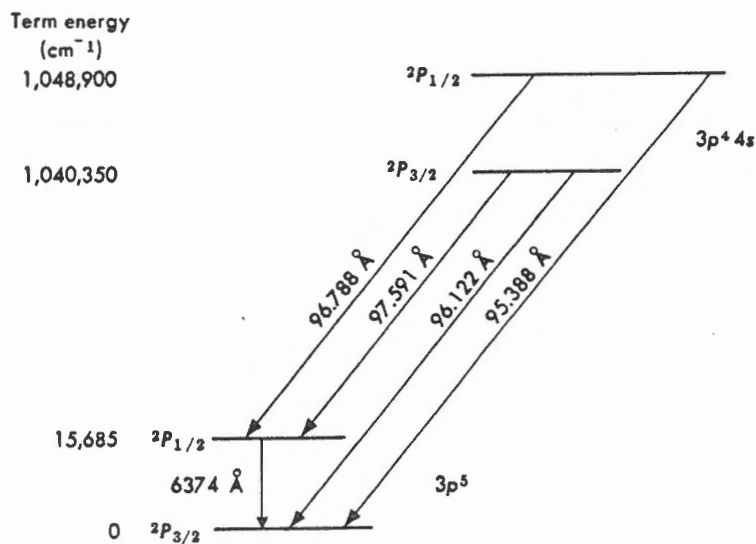


図 2: Fe X のエネルギー準位 (H. Zirin, *Astrophysics of the Sun*, p.227, 1987).

この段階では、最も強いコロナ輝線 (5303 Å) はまだその起源がわからず、赤色輝線の波長の一

致は偶然と片づけることもできた。しかし実験を続けた Edlén は、1942 年にアルミニウム類似のイオンのエネルギー準位についてのデータをまとめて発表した。Al I, Si II, ..., Sc IX までは実測し、そこから先はエネルギー準位の核電荷依存性をもとに外挿して、Fe XIV, Co XV などのエネルギー準位を決めた。そして、Fe XIV の禁制線として緑色輝線の 5303 Å が再現できることを示し、これでコロナの高温は決定的になったといえる。13 階電離の鉄イオンが生成されるのは 2 百万度の温度である。フレア後のコンデンセーションなどでしか見られないコロナの黄色輝線は Ca XV と同定され、350 万度とさらに高温のプラズマから放射されることもわかった。コロナの「謎」は、これを機に、コロナ輝線の同定から、コロナの高温の起源へとシフトしたことになる。

図 3 は太陽活動サイクルとともに赤色輝線、緑色輝線の強度がどう変化するかをみたものである。緑色輝線と黒点相対数とは似た変動を示すが、赤色輝線と黒点相対数の相関は良くない。これは、黒点数が増え、太陽の活動度が増すと、かえって百万度の赤色輝線は強度が減る場合もあることを反映したものである。従って、太陽コロナの次期活動を反映する特徴的の温度は、緑色輝線に代表される 2 百万度であるといつてよい。

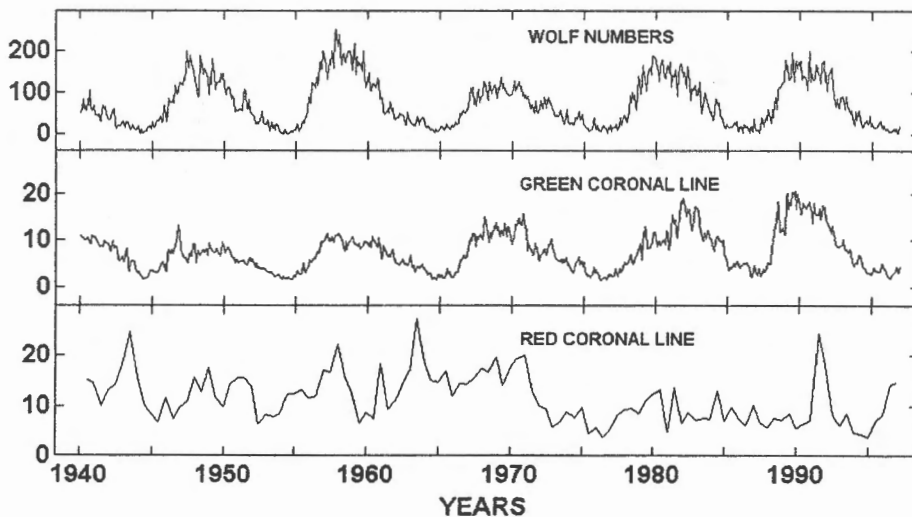


図 3: コロナの赤色輝線 (百万度)、緑色輝線 (2 百万度) と黒点相対数の相関 (Rusin et al. 1998).

3 波動加熱説に関する最近の動向

熱の流れは、熱力学第 2 法則に従い、2 百万度のコロナから 6000 度の光球へ向かう。(コロナは光球によって冷やされる。) コロナを加熱するには、太陽表面から熱以外の形でエネルギーをコロナへ運び、そこで熱化させる必要がある。その具体的メカニズムについては、現在では大きく二つの考え方がある。一つは、光球面の乱対流が磁力線を揺らし、波動が磁力線に沿ってコロナにエネルギーを運ぶとする「波動説」、もう一つは、小さなフレアがひっきりなしに起こってコロナを加熱するという「マイクロフレア説」である。理論モデル (横山) や、マイクロフレア説 (勝川) については本集録の別の論文を見ていただくとし、ここでは、コロナの波動に関する最近の注目すべき観測について述べる。

彩層を伝わる音波 (縦波) 振動については、上向きエネルギー流束の観測から、コロナを加熱するに足るエネルギーは運ばれていないことがわかっている。音波は密度の低い上層に伝わるにつ

れて急激に振幅が増加し、衝撃波を形成してエネルギーを失うためであると考えられる。Alfvén波はコロナまで達することが可能であるが、まだその存在の直接的証拠はなく、また、どう散逸させるかが問題である。

3.1 コロナグラフによる波動の観測

乗鞍コロナ観測所では、コロナ輝線の分光診断によりコロナの加熱の起源について集中的に研究を進めている。特に重要なのは、輝線の幅が熱運動による線幅よりも大きい、いわゆる「スペクトル線の乱流幅」の観測である。乱流幅は、空間的に分解されていない微小スケールでの波動に起因すると考えられる。

Hara and Ichimoto (1999) は、コロナ輝線の乱流速度幅が、ループを正面から見ている場合（アーチ状に見える）と横から見ている場合（直線状に見える）とで差があるかどうかを研究した。ループの乱流幅が波動運動であるとして、横波である Alfvén 波ならば、ループを正面から見た方が振幅が大きいはずである。彼らの結果では、差は有意にあるが 10~20 % とあまり大きくない。

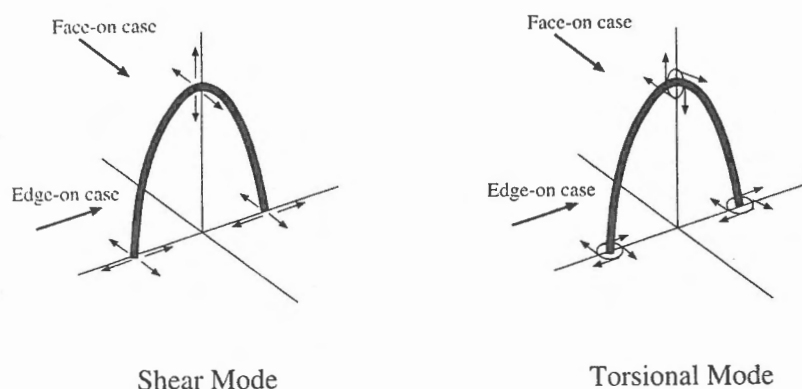


図 4: ループを見る方向によって、波動のドップラー変移は異なるはずである (Hara and Ichimoto 1999).

Singh et al. (1999) はコロナ輝線の乱流幅の高さ方向の変化を調べた。そして、百万度の赤色輝線では乱流幅は高さと共に増える傾向があり、2百万度の緑色輝線では乱流幅は高さと共に減少する傾向があることを見いだした。同様の結果は Hara and Ichimoto (1999) も得ている。このことは、百万度のプラズマと2百万度のプラズマ（少なくともそれらの一部）は、ループの同じ場所にあるように見える場合でも、微視的には、異なる場所を占める（なぜなら乱流幅が異なる）ことを示している。

Raju et al. (2000) は、極域の静穏領域やコロナホールでの乱流幅を観測した。一般にコロナホールでは乱流幅が静穏域（閉じた磁場の領域）よりも大きく、これは太陽風の加速と関係があると見られる。コロナホールの中でも、plume とよばれる密度の高い領域と、それらの間（inter-plume 領域）とを比べると、inter-plume 領域（密度が低い）のほうが乱流幅が大きいことがわかった。

Raju et al. (2001, 準備中) は、分光器のスリットを太陽の縁に対して垂直に立ててコロナ輝線のスペクトルをとり、時間・空間に対するフーリエ解析を行って波動を検出しようとした。図 5 はコロナ緑色輝線のドップラー変移のパワースペクトルである。周期が数分の振動が見られる。これからいわゆる $k-\omega$ diagram を作ってみたが、はっきりした位相速度を持った波動は今のところ検出できていない。

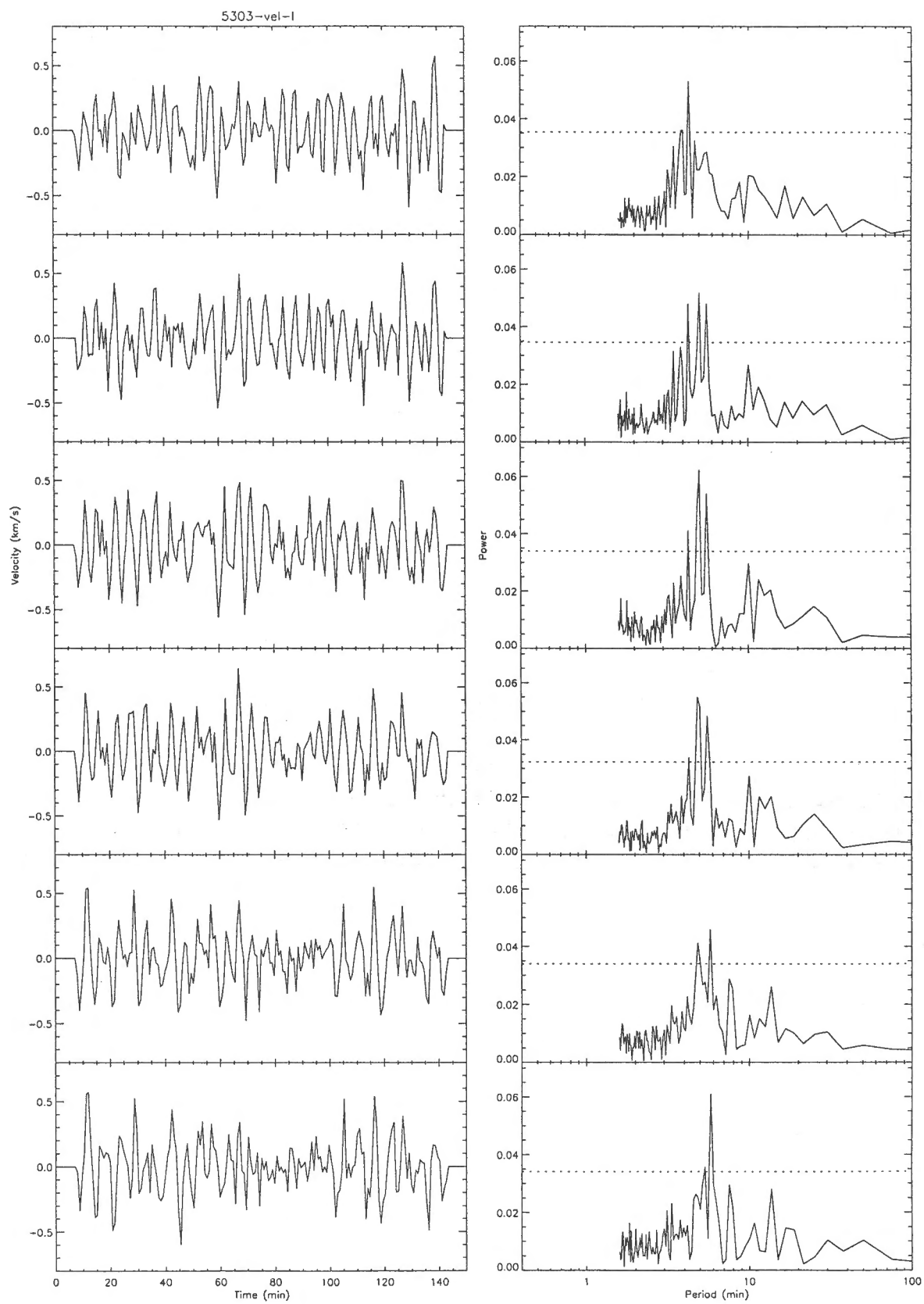


図 5: コロナ緑色輝線のドップラー変移のパワースペクトル.

3.2 TRACE が観測したコロナループの振動

TRACE 衛星は、フレアの衝撃により、近傍のコロナループが振動する現象を観測した (1998 年 7 月 14 日)。振動の周期は約 260 秒で、ループの長さ (13 万 km) と Alfvén 速度の推定値から、ループ全体が Alfvén 波の半波長に対応した基本振動と考えられる (Nakariakov et al. 1999)。振動の振幅は距離にして 2000 km 程度で、速度に換算すると 50 km/s くらいになる。

この振動は 12-15 分の減衰時間で消滅したが、ループのきわだった加熱は見られない。ループ足元を通してエネルギーが抜けていったと考えるのが妥当であり、波動説にとってはネガティブな証拠と見るべきであろう。

4 展望

コロナ中の波動の研究には、分光観測によるドップラー変移の観測や、乱流幅の観測が重要である。衛星による紫外域の分光研究は SOHO でかなり発展し、Solar-B/EIS へと引き継がれてゆくが、リムでの観測に限れば、地上のコロナグラフによる可視光観測のほうがまだ波長分解能で優れており、成果が期待できる。

参考文献

- Edlén, B. 1937, *Z. Phys.*, **104**, 407
Edlén, B., 1942, *Z. Astrophys.*, **22**, 30
Grotrian, W. 1939, *Naturwiss.*, **27**, 214
Hara, H. and Ichimoto, K. 1999, *Astrophys. J.*, **513**, 969
Nakariakov, V.M., Ofman, L., DeLuca, E.E., Roberts, B., and Davilla, J.M. 1999, *Science*, **285**, 862
Raju, K.P., Sakurai, T., Ichimoto, K., and Singh, J. 2000, *Astrophys. J.*, **543**, 1044
Rusñ, V., Rybanský, M., and Minarovjeh, M. 1998, in *Synoptic Solar Physics*, eds. K.S. Barasbramian, J.W. Harvey, and D.M. Rabin, *ASP Conf. Ser. Vol. 140*, p.353
Singh, J., Ichimoto, K., Imai, H., Sakurai, T., and Takeda, A. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **51**, 269

太陽コロナの温度構造

XUV Doppler Telescope の観測

永田伸一 (宇宙科学研究所)

概要

XUV Doppler Telescope による太陽コロナの多温度構造結果について述べる。活動領域内部には、 $T > 3\text{MK}$ の高温ループと、 $T = 1\text{--}2\text{MK}$ は空間的にパターンが観測され、高温ループと低温ループのパターンは、時間的に保存する。多温度に存在する定常なループ構造は、ループ毎に加熱率が異なることを示唆する。

1 コロナ加熱と温度構造

コロナ加熱のメカニズムは、コロナを構成する単位要素、磁気ループのレベルで解明されなければならない。このため、コロナループ毎の温度分布、時間発展化を正確に調べることは、重要な観測課題である。各ループが経験するの全てのフェーズを調べるためには、幅広い温度帯域で、その時間発展を追跡する観測が望ましいが、観測装置 (観測波長帯域) により、診断可能な温度範囲は限定される。そこで、まず、比較的高温 ($T > 3\text{MK}$) に感度のある「ようこう」軟 X 線望遠鏡と、比較的低温 ($T = 1\text{--}2\text{MK}$) に感度を持つ SOHO Extremeultraviolet Imaging Telescope (EIT) で独立になされてきた観測の結果を簡単にまとめる。

1.1 「ようこう」SXT 観測による観測活動領域の温度構造

Yoshida & Tsuneta (1995) は、ようこう軟 X 線望遠鏡による活動領域の温度構造の時間発展を調べ、活動領域を温度と時間という 2 パラメータで分類すると、高温非定常成分 ($T > 5\text{MK}$)、低温準定常成分 ($3\text{MK} < T < 5\text{MK}$) という 2 つの異なる振る舞いをする成分に分けられることを示した。この分類は、引き続き研究により補間される。高温成分の振る舞いは、microflare (Shimizu 1995) として調べられ、磁気活動の関係から、これらが磁気リコネクション起源であることが示唆されてきている。他方、Kano & Tsuneta (1995) により、定常成分がコロナループの scaling 則 (Rsonet et al. 1978) を満たすことが示されたが、その加熱機構に関しては決定的な事実はつかめていない。なお、近年、Yashiro (2000) により、活動領域全体の温度構造と磁場強度の相関を用いた Alfvén 波加熱の議論、微少時間変化を用いた nanoflare 仮説の検証 (Katsukawa & Tsuneta 2001) がなされている。

1.2 EUV の観測とコロナ加熱

EUV 領域の撮像望遠鏡、SOHO EIT、TRACE では、ようこう SXT では観測が難しい低温 ($1\text{--}2\text{MK}$) のプラズマの振る舞いを調べられる。これらのデータを用いて、SXT の解析と同様に、

Quiet region でのイベントの同定による nanoflare 加熱の検証 (Krucker & Benz 1998)、ループ構造の解析 (Aschwanden et al. 2000) などがなされてきている。これらの結果は、SXT の観測とは異なる。TRACE データに基づく温度解析では、定常ループの scaling 則を満たさない。

このように、2 種類の観測機器 (温度範囲) で独立に論じられてきた結果は相容れず、コロナ加熱の統一的な杓像を描くには至っていない。

2 XUV Doppler Telescope とコロナの多温度構造観測

2.1 Hot loop と Cool loop

上記のような背景のもと、軟 X 線領域で観測される高温成分と、EUV 領域で観測される低温成分の関係を考察してみたい。

1998 年 1 月に打ち上げられた XUV Doppler Telescope (Sakao et al. 1999) は、磁気リコネクションの outflow の直接検出を目指した望遠鏡である。速度観測の結果は Kobayashi et al. (2001) を参照。XDT は Fe XIV の輝線を観測する多層膜望遠鏡であり、1.8MK に感度を持つ (Hara et al. 1999, Nagata et al., 1997)。XDT と、共同観測に参加した、ようこう SXT と SOHO/EIT と XDT とを合わせることで、1MK 以上の温度範囲をほぼ連続的にカバーすることができる (図 1、表 1)。第一近似としては、この温度レスポンスの違いから、各画像がそれぞれ特定の温度のプラズマの分布を示していると考えてもよい。

XDT 共同観測の画像データを図 2 に示す。上段左の SXT Al.1 画像上で同定したループと、下段左の EIT 195Å の画像で同定したループ位置を、各画像にそれぞれ実線と破線で示している。

図 1: SXT/EIT/XDT の温度レスポンス関数

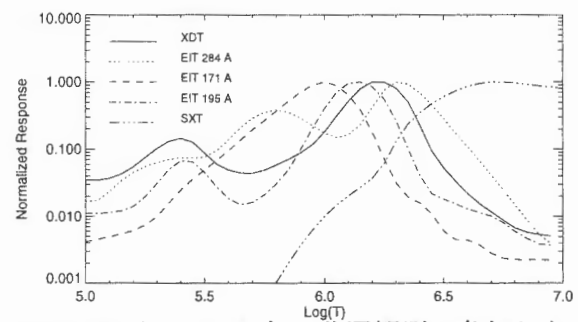
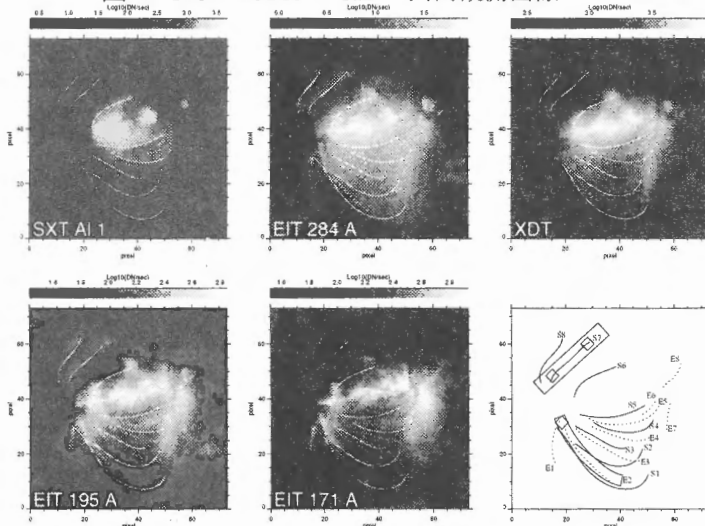


表 1: 観測波長、温度帯域

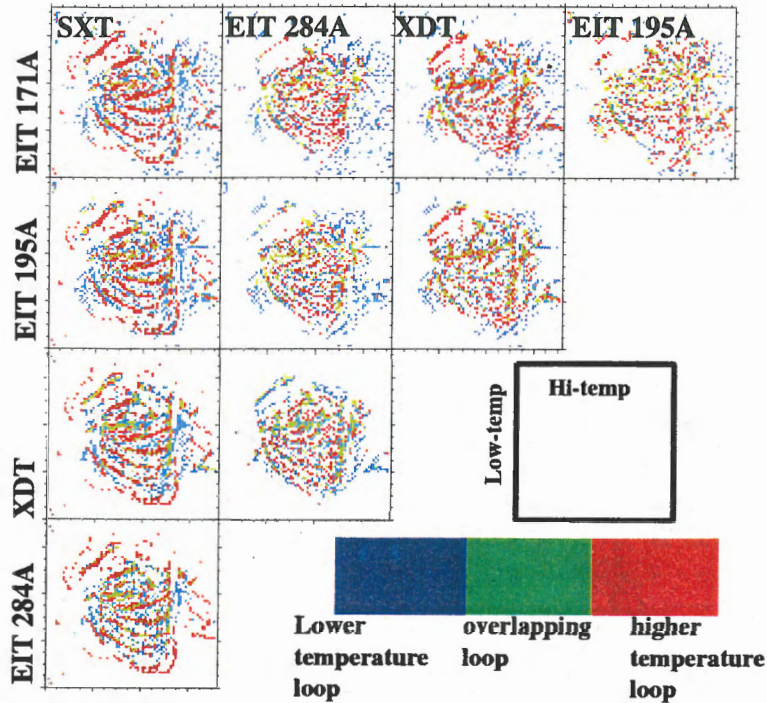
望遠鏡	観測波長帯域	観測輝線	観測温度帯域
XDT	211.3	Fe XIV	1.8
EIT	171.1	Fe IX,X	1.3
EIT	195.1	Fe XII	1.5
EIT	284.2	Fe XV	2.0
SXT	1-50	Fe XIX, XVIII	> 2.5

図 2: NOAA8143 の XDT 共同観測画像



温度によるループの分布の違いをわかりやすくするために、図 2 の画像から、ラプラシアンフィルターによりループ構造を抜き出し、その重なり具合を示したのが図 3 である。各画像ペアで、高温像でのみ観測されるループを赤、低温像でのみ見られるループを青、両方で見られるループを緑色で示す。SXT で観測される高温ループ ($T > 2.5\text{MK}$) と EIT で観測される低温ループ ($T = 1-2\text{MK}$) が排他的に存在している様子を表し、活動領域が温度の異なるループで満たされている多温度構造であることが分かる。

図 3: 各温度画像でのループの重なりあい

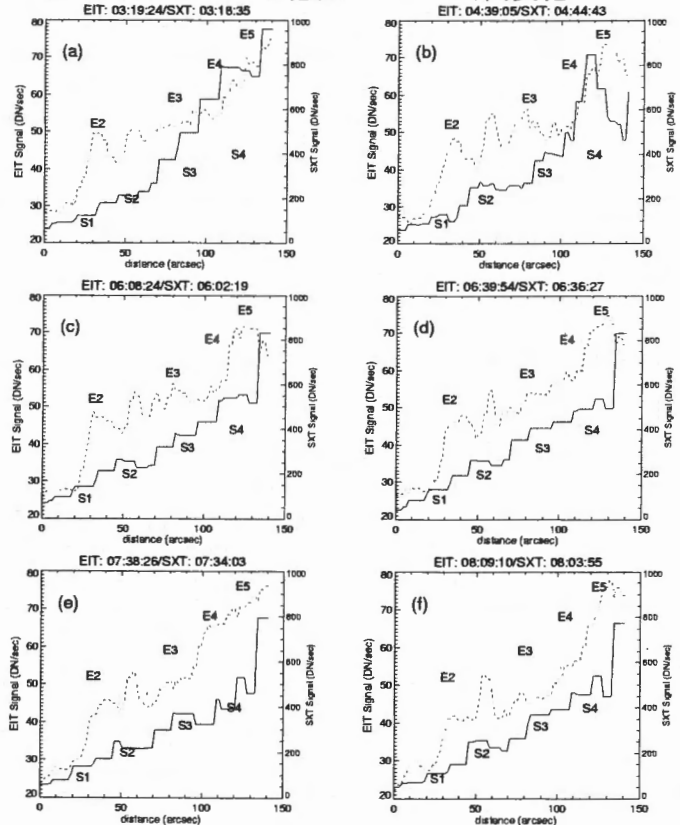


2.2 多温度構造の時間発展

コロナ加熱の観点からは、snapshot 解析で示された多温度構造が、一つのループの時間発展の別々の phase に対応するのか、それとも、時間的にも独立な成分であるのかが重要な点である。すなわち、ループ毎の温度分布は、加熱率を反映するため、後者の描像ならば、ループ毎に加熱率が異なることを示唆し、前者の場合、空間的には加熱率が一樣であることを示唆する。

そこで、図 2 で同定した、高温ループと、低温ループの時間発展図 2 に示す。これは図 2 の右下のパネルに示した、高温ループと低温ループを横切る直線に沿った、SXT thin Al フィルター画像と、EIT 195Å 画像の、XDT 共同観測前後約 5 時間にわたる時間変動である。この図中、高温ループ位置は、SXT 画像で強度の山になり、低温ループ位置は、EIT 画像で強度の山になっている。XDT の共同観測で、観測された、独立な高温ループと、低温ループのパターンが、時間的に継続していることが分かる。

表 2: 高温ループと低温ループの時間変化

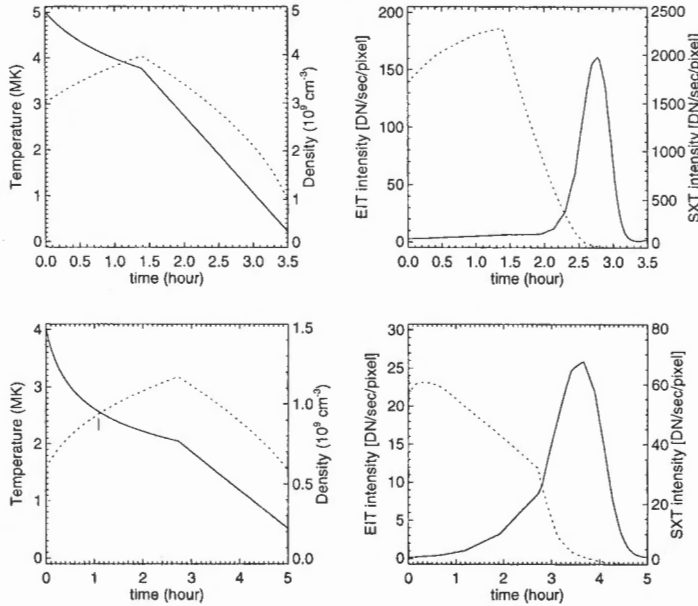


2.3 時間発展の解釈

コロナループの冷却モデルを用いて、観測された時間発展を解釈する。コロナループの1次元エネルギー方程式は、熱伝導と、放射冷却を用いて、下式のように表される。 s はループに沿った座標、 γ は比熱比、 κ_0 は熱伝導係数、 P_{rad} は放射損失関数である。右辺第二項が熱伝導を表す。

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (\gamma - 1) \left[\frac{\partial}{\partial s} \kappa_0 \left(T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial s} \right) - n^2 P_{rad} \right], \quad (1)$$

図4: ループモデルの冷却過程

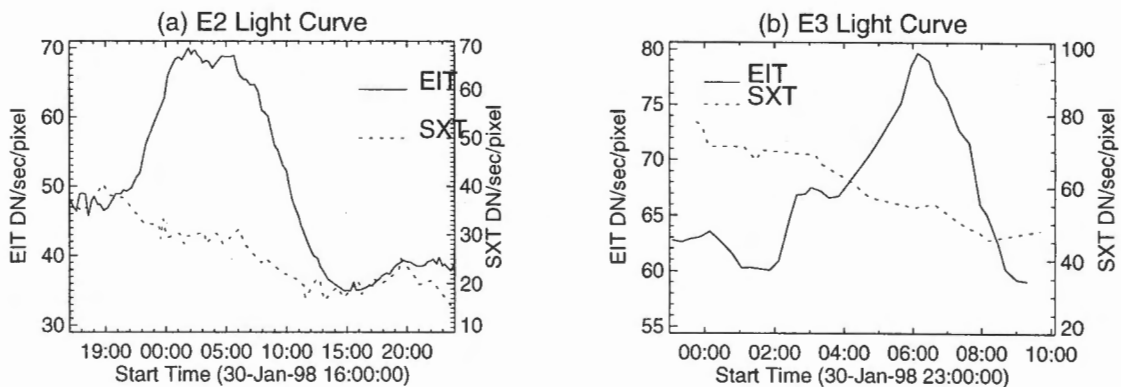


簡単のために、各時点では、熱伝導、放射冷却のいずれかの支配的なメカニズムにより冷却するとして、時間発展を記述する (Cargill 1994)。図4には初期条件として、密度 $n_0 = 3 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ 、温度 $T_0 = 5 \text{MK}$ (上段) と、 $n_0 = 6 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ 、 $T_0 = 4 \text{MK}$ (下段) を与えた場合の時間発展を示す。この場合、初期は熱伝導による冷却が支配的で、後に放射冷却の方が効率が良くなる。式(1)に従う温度、密度の時間発展と、観測に用いた SXT thin Al と EIT 195Å のバンドの温度感度を用いて、それぞれの強度の時間発展も示す。

図5には、観測された低温ループの時間発展を示す。図4から、高温ループからの冷却の過程で、EITにより観測される温度帯域に滞在する時間は1-2時間程度と、図5に示す観測された低温ループの lifetimes よりも遥かに短いことが分かる。すなわち、観測された低温ループは、高温ループの冷却結果ではなく、高温ループとは異なる加熱率で加熱をもつ独立なループであることを示している。

エネルギー方程式から、高温ループと低温ループの加熱率を見積もると、それぞれ、 $10^7 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、 $3 \times 10^6 \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のようになる。

図5: 低温ループの時間変化



3 まとめ

XUV Doppler Telescope の共同観測により示されたループに依拠した活動領域の多温度構造と、その時間発展、ループモデルによるタイムスケールの評価を通し、EUV 領域で観測される低温ループと、軟 X 線領域で観測される高温ループが独立な存在であることが示された。広温度帯域に存在する時間的に定常なループは、それぞれが異なる加熱率を持つことを意味する。磁場の凍結により、ループ縦断方向の相互作用はないため、ループ毎の加熱の個性は、コロナループの足元の光球面の状態の差異を反映する。

ここに述べた多温度構造の現象論的な議論は、加熱機構に基づく検討に引き継がれなくてはならない。加熱に寄与するエネルギーの生成から、輸送と散逸に至る、コロナ加熱の全体像は、コロナのみの観測では明らかにできない。まず、現有装置による多温度構造と、表面状態の関係を調べ、コロナ内部でのループの分布と同時に、光球面の 3 次元磁場分布、遷移層、コロナの速度場を計測する Solar-B による統合的な研究へと進めていきたい。

参考文献

- [1] Aschwanden, M. et al., 2000, ApJ, 541, 1059
- [2] Aschwanden, M. et al., 1999, ApJ, 514, 852
- [3] Cargill, P. J. 1994, ApJ, 422, 381
- [4] Hara, H. et al. 1999, Appl.Opt., 38, 6617
- [5] Katsukawa, Y., & Tsuneta, S. 2001, ApJ, in press
- [6] Kobayashi, K., et al., 2000, PASJ, 52, 1165
- [7] Krucker, S., & Benz, A. O., 1998, ApJ,
- [8] Kano, R., & Tsuneta, S. 1995, ApJ, 454, 934
- [9] Kano, R. & Tsuneta, S. 1996, PASJ, 48, 535
- [10] Moses, D., et al. 1997, Sol.Phys., 175, 571
- [11] Nagata, S. et al. 1997, Appl.Opt., 36, 2830
- [12] Rosner, R., Tucker, W. H., & Vaiana, G. S. 1978, ApJ, 220, 643
- [13] Sakao, T., et al. 1999, Sol.Phys., 187, 303
- [14] Shimizu, T. 1995, PASJ, 47, 275
- [15] Tsuneta, S., et al. 1991, Sol.Phys., 136, 37
- [16] Yoshida, T. and Tsuneta, S. 1996, ApJ, 459, 342
- [17] Yashiro, S. 2000, PhD Thesis, U.Tokyo

ジェット現象とコロナ加熱

下条 圭美

国立天文台・野辺山太陽電波観測所

概要

ここ10年の大気圏外観測による極紫外線およびX線による太陽観測により、100万度以上の温度を持つプラズマのジェット現象が観測されてきた。これらのX線・EUVジェット現象と極域のプリュームの構造や光球磁場に類似点が多く有り、磁気リコネクションにより発生している可能性が指摘されている。また、プリュームが極域だけではなく活動領域周辺にも存在している事がわかってきた。ここではジェットやプリュームを形成するメカニズムがコロナ加熱に寄与している可能性を議論する。

1 はじめに

前サイクル後半、ようこうの打ち上げから始まった定常的なX線および極紫外線による太陽観測により、太陽表面現象の解明や新現象の発見が相次いだ。ようこう/SXTで発見されたX線ジェット (Shibata, *et al.*1992) もその一つであり、その後 SOHO/EIT や TRACE による観測により極紫外線でのジェットも発見されている (Gurman, *et al.* 1996, Alexander and Fletcher, 1999)。これらコロナ程度 (100万度以上) の温度を持つプラズマのジェット現象は、コロナへ高温物質を供給するといった意味から、コロナ加熱問題に深く関わっていると考えられる。ここでは、最近の観測でわかってきたコロナ中でのジェット現象やプリュームのレビューを行い、これらの現象がコロナ加熱とどの様に関連を持つかを議論する。

2 X線&EUVジェット

X線ジェットとは、X線の増光とともに細長いX線の構造が現れ、この細長い構造が時間と共に伸びる現象であり (図1)、活動領域・X線輝点・浮上磁場領域で発生することがわかっている (Shibata, *et al.* 1992)。ジェットの長さは数千 km~50万 km、幅千 km~10万 km、見かけの速度 20~1000 km/s であり平均速度は約 200 km/s である (Shimojo *et al.* 1996)。また、ジェットの温度は 300~800 万度、密度は $0.7 \sim 4.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ であるが (Shimojo and Shibata, 2001)、同時に H α サージも発生している事がわかっている (Canfield, *et al.* 1996)。X線ジェットは2つの構造に分ける事ができる。1つはジェット本体である時間と共に延びる構造、もう一つはジェットの足元に必ず存在する増光するX線輝点やループで、ここではフットポイントと呼ぶ (図1)。図1の左上 (ジェット発生前) の画像と右下 (ジェット発生後) の画像を比べると、新しいループが形成されているのがわかる。このように、ジェットのサイズが大きく、フットポイントの構造が分解されて観測されている多くの場合、磁場構造の変化が直接画像で発見された (Shibata, *et al.* 1992)。また、フットポイントの光球磁場の分布を調べた結果、磁極が混在しており、磁束が増化または現象している領域であることがわかった (Shimojo, Shibata and Harvey, 1998)。この磁場構造の変化は H α サージと同じ特徴を示している (Roy, 1973)。これら、フットポイントの光球磁場分布やコロナループ構造の変化から磁力線がつながり変わっている事が予想され、磁気リコネクションを

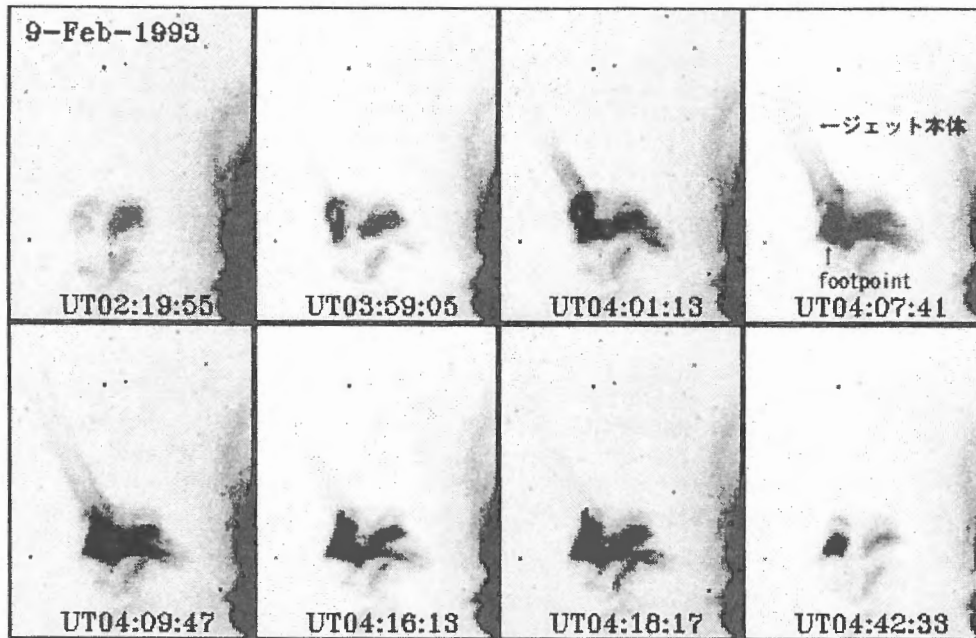


図 1: 「ようこう」で観測されたX線ジェットの一例。ネガ画像の為、黒い場所の方がX線強度が強い。

ベースとしたX線ジェットのモデルが考え出された (Shibata, *et al.* 1992)。このモデルによるX線ジェットの発生メカニズムは以下のようなシナリオである (図 2)。

1. 磁気浮力または光球の運動により、コロナ中にある大規模な磁場と下から上昇してきた磁場が衝突する (図 2-1)。
2. もともとコロナ中にあった磁場と上昇して来た磁場の方向にズレがある場合、磁気リコネクションが発生する。それに伴い、アルフベン速度程度のリコネクションアウトフローや加速された粒子がカレントシートから流れ出す (図 2-2)。
3. 加速された粒子やカレントシートからの熱伝導により彩層上部が温められ、高温のプラズマ上昇流 (彩層蒸発流) が生成される。リコネクションにより大きなループになった磁力線に沿った高温プラズマ流 (図 2-3 の左側) は、X線ジェットとして観測され、小さなループ (図 2-3 の右側) に流れ込んだ高温プラズマはフットポイントでの増光現象として観測される。

このような磁場構造を持った場合の磁気リコネクションの進化はMHDシミュレーションで調べられており (Yokoayam and Shibata, 1995, 1996)、観測で示されている構造を良く再現できる事がわかっている。また、観測で得られたX線ジェットの温度・密度・速度が彩層蒸発流で説明できることも明らかになっている (Shimojo and Shibata, 2000, Shimojo, *et al.* 2001)。

一方、SOHO や TRACE による極紫外線の観測からも、100 万度程度の温度を持つ極紫外線 (EUV) ジェットが発見されている (Gurman, *et al.* 1996)。Alexander and Fletcher (1999) が解析した TRACE・ようこう/SXT での同時観測イベントでは、X線・EUV ジェットが同時に発生していることが判明した。また、TRACE171Å の画像では、ジェット内に吸収で見える構造が存在しており、また Ly α でも同時にサージ (ジェット) が発生していることから、ジェット内部は微細構造が存在し、さらに磁力線ごとに異なった温度のジェットが発生していると考えられる。

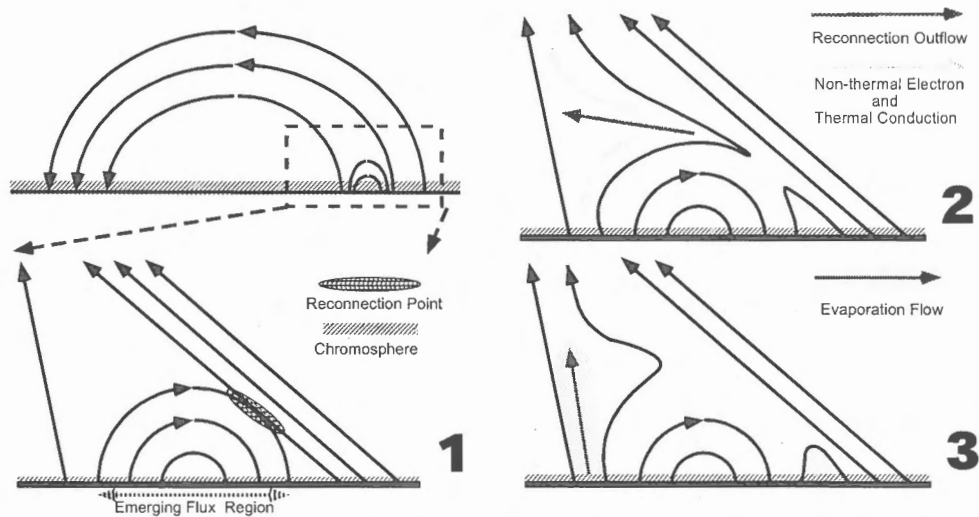


図 2: 磁気リコネクションを基にしたX線ジェットモデル

3 極域プリュームと活動領域プリューム

プリュームとは、日食時に見ることができる極域から惑星間空間に広がった筋状の構造で、polar plumeとかpolar rayと呼ばれることが多い。ようこう/SXTではプリュームは見え、SOHO/EITで見ることができたことから、プリュームの太陽付近での温度は約100万度程度であることが考えられている。このプリュームはジェットと異なり、基本的に定常な構造で太陽表面から30太陽半径まで構造が続いていることがSOHO/EIT・LASCOの観測によりわかってきている (DeForest, *et al.* 2001)。“基本的”に定常な構造と考えられているプリュームだが、最近の観測により quasi-steady な構造ではないかと考えられはじめている。図3は、SOHO/EITで極域プリュームの根本を観測した画像である。3枚の画像は連続して9分間隔で撮像した画像である。画像毎に像光している部分に変化しているのが良くわかる。また、プリュームの長さ方向にEUV強度変化を調べた結果、MHD slow-mode波が伝搬していることがわかった (DeForest, and Gurman, 1998, Ofman, *et al.* 1999)。さらに、極域プリュームの根本の光球磁場分布を解析したところ、ジェットと同じように磁極が混在している領域であることがわかっている (Wang, *et al.* 1997)。これらの特徴を考えると、極域プリュームも磁気リコネクションによりその構造を形成している可能性があると思われる。ジェットと異なる点は、ジェットが単発的な現象であるのに対し、極域プリュームは磁気リコネクションが頻繁に発生し疑似的に定常な構造を形成している点であると考えられる。磁場分布が同じ構造を持っていながら、ジェットは1回のエネルギー解放が大きい単発であるのに対し、プリュームは1回のエネルギー解放量は少ないがエネルギー解放を頻発させている。この違いが何から来るのかは今後の研究課題である。

プリュームは以前は極域にしか存在しない構造だと考えられてきたが、実は活動領域のループの中には極域プリュームと同じような特徴をもつループが存在していることが明らかになった。Berghmans and Clette (1999)によるSOHO/EITの高時間分解能観測によると、活動領域の外側に多く見られるinterconnecting loopやopen field的構造に沿ってEUVの強度時間変化を調べた結果、根本での増光が発生した後に波動がループに沿って伝搬していく様子が発見された。この波動の速度は約150km/sで、MHD slow-mode波の伝搬速度と同程度である。これは極域プリューム

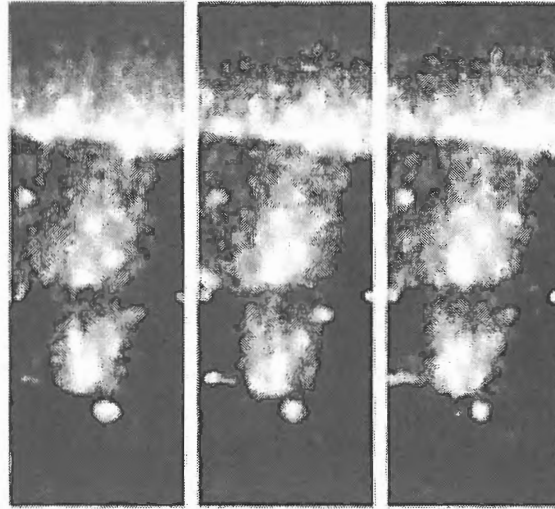


図 3: 極域プリュームの極紫外画像 (DeForest and Gurman, 1998)

ムと同じ特徴であり、足元でエネルギー解放が起きている可能性を示している。

4 コロナ加熱とジェット現象

ジェットとプリュームの相違点を列挙してみると、

- ジェット・プリューム共に足元でエネルギー解放が行われている。
- ジェット・プリューム共に足元の光球磁場分布は、極性の異なる磁極が混在している領域 (Mixed Polarity) である。
- プリュームは足元でエネルギー解放を頻発させているが、ジェットは1度きりである。
- プリュームは定常な構造であるが、ジェットの寿命は10分程度である。
- プリューム内部では MHD slow-mode 波が伝搬しているが、ジェット内部では彩層蒸発による高温プラズマ流が流れている。

これらジェットとプリュームの特徴から考えると、双方とも磁気リコネクションで構造を形成している可能性が高く、異なる点はリコネクションによるエネルギー解放量とリコネクションの発生頻度で説明できると思われる。問題は、同じ磁場構造 (Mixed Polarity) であるのに対し、リコネクションの発生頻度が変化するメカニズムがわかっていない点である。磁場強度、周囲のプラズマの物理量 (温度・密度)、光球下からの磁束供給の割合、等々原因が考えられるが、原因究明には今後の観測、特に高空間分解能のベクトル磁場計測が必要であると思われる。

一方コロナ加熱問題では、どこに加熱源があるかを多くの研究者が解析を行っている。最近の解析結果では、ループトップ (Kano and Tsuneta, 1996)・ループ全体 (Priest, *et al.* 2000)・ループの足元 (Aschwanden, *et al.* 2000) と混沌としている。しかし、プリュームが極域だけではなく活動領域にも存在していると考え、ループの足元に加熱源がある可能性が高い。また Aschwanden,

et al. (2000) のモデルでは、ループ内に定常な流れが無い場合には安定なコロナループが形成できないと考察しているが、これもプリューム内で発生すると考えられる比較的”静かな”彩層蒸発で説明できる可能性がある。ただし、これまでの話は定性的な議論であり、プリューム内のエネルギー収支や磁気リコネクションによるエネルギー解放率等の定量的な議論が無い。今後はプリュームの足元で頻発している増光現象のエネルギー収支を換算できる観測が必要であろう。

Reference

- Alexander, D. and Fletcher, L., 1999, *Solar Physics*, **190**, 167
- Aschwanden, M. J., Nightingale, R. W. and Alexander, D., 2000, *Astrophys. J.*, **541**, 1059
- Berghmans, D. and Clette, F., 1999, *Solar Physics*, **186**, 207
- Canfield, R. C., Reardon, K. P., Leka, K. D., Shibata, K., Yokoyama, T. and Shimojo, M., 1996, *Astrophys. J.*, **464**, 1016
- DeForest, C. E. and Gurman, J. B., 1998, *Astrophys. J.*, **501**, L217
- DeForest, C. E., Plunkett, S. P., and Andrews, M. D., 2001, *Astrophys. J.*, **546**, 569
- Gurman, J. B., Thompson, B. J., Newmark, J. A. and DeForest, C. E. 1998, in *ASP Conf.Ser. 154, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, ed. R. A. Donahue and J. A. Bookbinder(San Francisco: ASP), 329
- Kano, R. and Tsuneta, S., 1996, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **48**, 535.
- Ofman, L., Nakariakov, V. M. and DeForest, C. E., 1999, *Astrophys. J.*, **514**, 441
- Priest, E. R., Foley, C. R., Heyvaerts, J., Arber, T. D., Mackay, D., Culhane, J. L. and Acton, L. W., 2000, *Astrophys. J.*, **539**, 1002
- Roy, J. -R., 1973, *Solar Physics*, **28**, 95.
- Shibata, K., Ishido Y., Acton L., Strong K., Hirayama T., Uchida Y., et al. 1992, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **44**, L147.
- Shimojo, M., Hashimoto, S., Shibata, K., Hiyarama, T., Hudson, H.S. and Acton, L.W. 1996, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **48**, 123.
- Shimojo, M., Shibata, K. and Harvey, K., 1998, *Solar Physics*, **178**, 379.
- Shimojo, M. and Shibata, K., 2000, *Astrophys. J.*, **542**, 1100
- Shimojo, M., Shibata, K., Yokoyama, T. and Hori, K., 2001, *Astrophys. J.*, in press
- Yokoyama, T. and Shibata, K., 1995, *Nature*, **375**, 42
- Yokoyama, T. and Shibata, K., 1996, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **48**, 353
- Wang, Y.-M., Sheeley, N. R., Jr., Dere, K. P., Duffin, R. T., Howard, R. A., Michels, D. J., et al., 1997, *Astrophys. J.*, **484**, L75

最近のコロナ加熱研究 — 観測と理論

横山 央明 (国立天文台)

1 はじめに

コロナ加熱問題は、1940年代以来の太陽物理の難問のひとつである。熱源である太陽中心からより遠いコロナが、光球よりも高温になっているのはなぜかというこの問題には観測的・理論的にさまざまな研究が試みられてきた(レビューはHara 1996など)。本稿では、X線・紫外線観測衛星によるコロナ観測研究と、数値シミュレーションを中心にした理論的研究との現状を短くまとめる。

コロナ加熱の物理機構は大きくわけて現在2説ある。ひとつは微小フレア説で、光球面上での磁束管の対流や浮上運動(数百 m/s 程度)が、コロナ磁場を変形し電流シートをゆっくり形成して蓄積したエネルギーを、リコネクションにより小さなフレアとして熱エネルギーへと転換するものである。もうひとつは波動説であり、これは光球中の対流運動などにより生じた波動がコロナに伝播してそのエネルギーを拡散することで加熱するというものである。電流シート形成時間がエネルギー解放時間より、前者は長いので直流(DC)電流モデル、後者は短いので交流(AC)電流モデルともよばれている。

2 フレアのエネルギー対頻度分布

観測的な研究では、高い空間・時間分解能を要する波動の直接観測が困難なため、観測的検証は最近まで、もっぱら微小フレア説の検証であった。(最近の乗鞍コロナグラフによる観測でAlfvén波の片鱗が受かりつつある。Hara & Ichimoto 1999) 具体的には、微小なものまで含めたフレアの頻度を勘定してその解放エネルギーの総量をもとめる。近年の衛星観測で感度・分解能ともに向上したので、より小さなエネルギーのフレアを直接観測することが可能になってきた。とくにShimizu (1995) は、活動領域で観測される軟X線微小フレアの総エネルギーは必要な加熱の10-20%を満すにすぎない、という解析結果を得た。その後、同様の解析が紫外線データ(SOHO/EITやTRACEを使って)で行われているが最終的な結論にはいたっていない。(微小フレア説の最近の観測については本集録勝川氏の稿を参照。)

3 コロナループに沿った温度の空間分布

X線・紫外線の高空間時間分解複数フィルター観測によりコロナループに沿った温度・密度分布の時間変動が観測できる。これを使って、各理論モデルが期待する加熱項分布との異同を直接議論できるようになった。ただ注意しなくてはならないのは、実際のコロナは、百万度程度から数百万度のプラズマが同時に存在する多温度構造であることである(Yoshida & Tsuneta 1996)。しかも、高温度成分が時間とともに単に低温度成分へと冷えて転換するのではないらしい(Nagata 2000)。つまり温度成分ごとに加熱機構がもしかしたら異なるかもしれないことをしめして

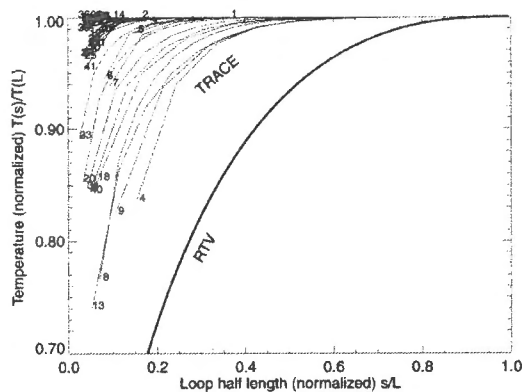


図 1: TRACE 紫外線観測によりもとめた、ループに沿った温度の分布。横軸がループ足元からの距離で足元頂上間距離で正規化してある。縦軸が温度でループ頂上の温度で正規化してある。細線が観測された値で複数のループについて同時に示してある。太線は Rosner et al. (1978) にもとづいた一様加熱の場合のモデル曲線。観測はこのモデルに合わないことから、加熱が足元に集中していることを示唆する。Aschwanden et al. (2000) より抜粋。

いる。実際、各温度プラズマごとに加熱項の空間分布が異なる傾向があらわれている。さらにやっかいなことは、軟 X 線の観測については観測者ごとに異なった結果がでていてまだ議論の余地が残っている。Kano & Tsuneta (1996) はあるループでは頂上付近で局所的に加熱している、別なループでは足元付近で加熱しているという、二種類のループがあるという結果を得ている。いっぽう Priest et al. (2000) はループ全体にわたって空間的にはほぼ一様な加熱がおこっているという結論をだしている。最近の TRACE 紫外線観測では Aschwanden et al. (2000; 図 1) は足元付近に加熱が集中しているという結果をだした。

では、これらの観測が意味するものはどういうことなのだろうか。Galsgaard & Nordlund (1996; 図 2 右) は、Parker (1972; 図 2 左) の磁気組みひも微小フレアモデルにもとづいた 3 次元 MHD シミュレーションをおこなって、その加熱項の空間分布の理論的導出をおこなった。加熱項分布は、(個々の電流シートのエネルギー解放時間よりも) 長時間積分するとほぼ空間的に一様になるという結果をえている。いっぽう磁気浮力を駆動力とする電流シート形成エネルギー解放では、どちらかという加熱項は局在化する (Shibata et al. 1992; Yokoyama & Shibata 1996; 図 3)。波動説ではどうかというと、その性質からいってループ全体にわたって比較的ひろい範囲で加熱がおこると直感的には思われる。(共鳴吸収散逸モデルでは磁力線を横切る方向は極めて狭い [≈ 100 km] がループに沿った方向は広くなりうる。) というわけで、組みひも微小フレア説か波動説であれば一様加熱、浮上磁場微小フレア説であれば局在というのが現状である。

4 光球磁場とコロナプラズマとの関係

光球磁場 B とコロナ圧力 p との関係から加熱機構を判別しようという試みもある。磁気組みひも微小フレア説では、エネルギー流束密度は対流運動による Poynting フラックスで決まっており $F = f v_{\text{ph}} B^2 / (4\pi)$ (v_{ph} は光球での磁力線の運動速度、 f はフィリングファクタ) である。加熱項 $E_{\text{H}} = F/L$ (L はループの長さ) を仮定すると Rosner, Tucker & Vaiana (1978) のスケール則 $E_{\text{H}} \propto p^{7/6}$ から $p \propto B^2$ がもとまる。いっぽう Alfvén 波説は波の振幅を v_{ϕ} とすると $F = f \rho v_{\phi}^2 C_A$ (C_A は Alfvén 速度)、同様の議論で $p \propto B$ をえる。Golub et al. (1980) が Skylab で行った研究を

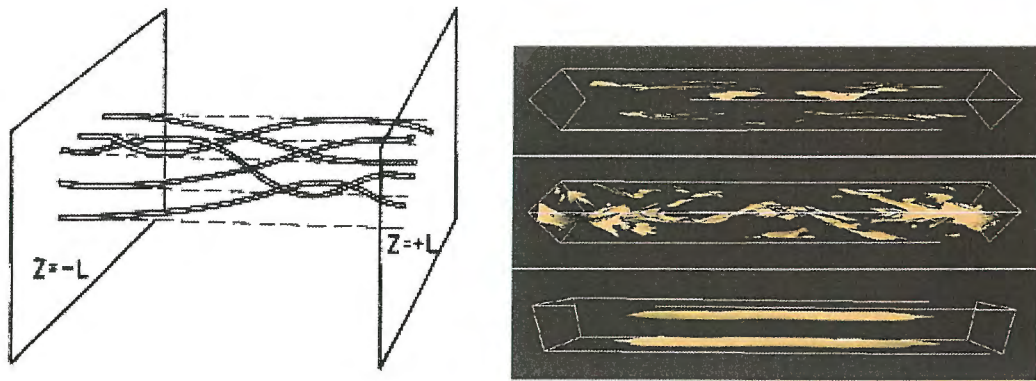


図 2: (左) Parker による磁気組みひもモデルの概念図。両端の平面に挟まれた部分は、コロナループを仮想的にまっすぐに表したもの。両平面は光球面を表しており、そこでの対流運動が磁力線をからまりあわせる。その結果電流シートがループ中にできてマイクロフレアを誘発する。Parker (1972) より抜粋。(右) 磁気組みひもモデルの 3 次元 MHD シミュレーションの結果。電流の等値面をしめす。大まかにみると、電流が集中する場所に偏りが無いことがわかる。Galsgaard & Nordlund (1996) より抜粋。

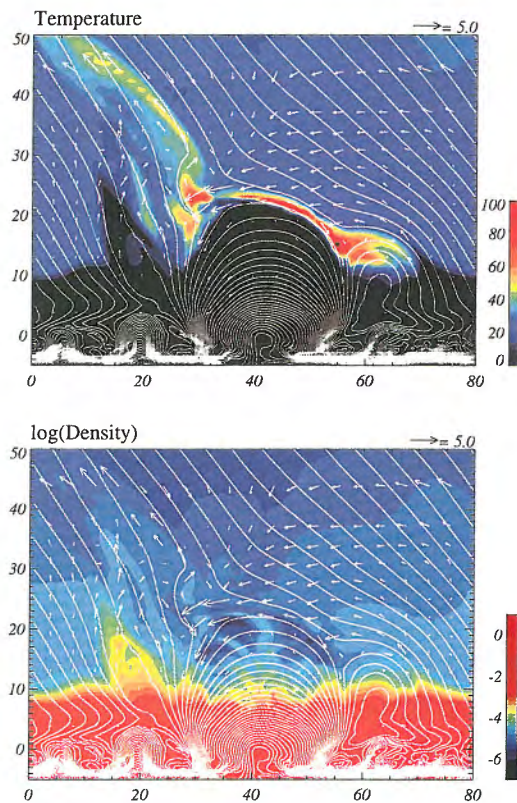


図 3: 浮上磁場とコロナ磁場とのリコネクションモデルにもとづいたマイクロフレアの 2 次元 MHD シミュレーション。(上) 温度・(下) 密度分布。高温部分はリコネクションがおこっている箇所に集中している。Yokoyama & Shibata (1996) より抜粋。

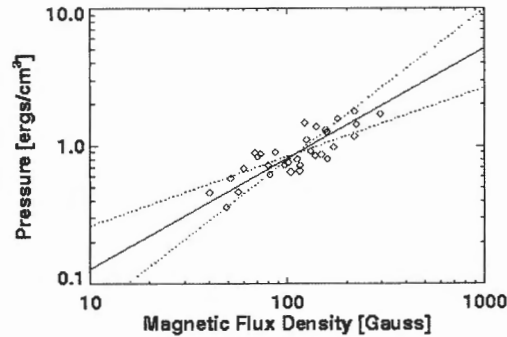


図 4: 活動領域ごとに測定した、光球磁場とコロナガス圧との関係。実線が $p \propto B^{0.78}$ の最良フィット、点線は 3σ の誤差線。Yashiro & Shibata (2001) より抜粋。

再検証するべく、ようこうデータを使って活動領域について解析を行った結果、Yashiro & Shibata (2001; 図 4) は $p \propto B^{0.78}$ という結果を得た。これは、微小フレア説 ($p \propto B^2$) よりも Alfvén 波説 ($p \propto B$) を強く支持している。

5 Alfvén 波説の理論的發展

音波説が観測によって否定された (Athay & White 1978) ことで波動加熱で唯一生き残った Alfvén 波説なのであるが、それ自身も理論的に解決しなければならない問題点をかかえている。波が加熱に効くまでには、発生・伝播・散逸の過程を経るが、それぞれを低周波数・高周波数の場合にわけて順に考察してみる。

まず低周波数の Alfvén 波 (周期 1 min 以上) では、対流により光球面上で発生させることは可能であるが、遷移領域付近で伝播速度 (Alfvén 速度) が急上昇するため反射する可能性が高い (実際は通過できることがわかった。Kudoh & Shibata 1999 後述)。コロナで発生させることも可能であるがおそらくエネルギーがたりない (Yokoyama & Shibata 1999 後述)。そして、コロナまで到達したとしても波が線形で散逸が困難。共鳴吸収 (Davila 1991 など)・位相混合 (Sakurai 1986 など) などいくつかの散逸機構が提案されているが有効かどうか理論的に確定していない。

次に高周波数の Alfvén 波では、そもそもの発生機構が困難である。発生が遷移層より下層であると、低周波の場合と同様に、遷移層の通過が困難になる。ただし、散逸は低周波の場合よりも可能性がありイオン=ジャイロサイクロトロン共鳴 (Axford & McKenzie 1992) などの機構が提案されている。この機構は、実際数太陽半径程度以遠の領域で有効にはたらいっているらしいという証拠が SOHO/UVCS で観測的に受かっている (Cranmer et al. 1999)。また、非線形効果による音波へのモード変換から衝撃波加熱にいたる機構もはたらく可能性が高い。

低周波・高周波共通の困難として、遷移層の通過をあげたが、この点については最近解決のめどがたってきた。磁束管に沿った、ねじり Alfvén 波の伝播について Kudoh & Shibata (1999; 図 5) が 1 次元 MHD シミュレーションを行った結果、光球付近で振幅 1km/s 程度の Alfvén 波であれば、コロナ中まで加熱に必要なエネルギーをもった波が伝わるという結果を報告している。したがって、残った困難としては低周波の波については散逸で、高周波の波については発生ということになる。後者に関しては最近 Sturrock (1999; 図 6) が新しい提案をしている。彼のモデルでは、発生源として彩層中での磁気リコネクションを考える。彩層の温度はコロナに比べて低く磁

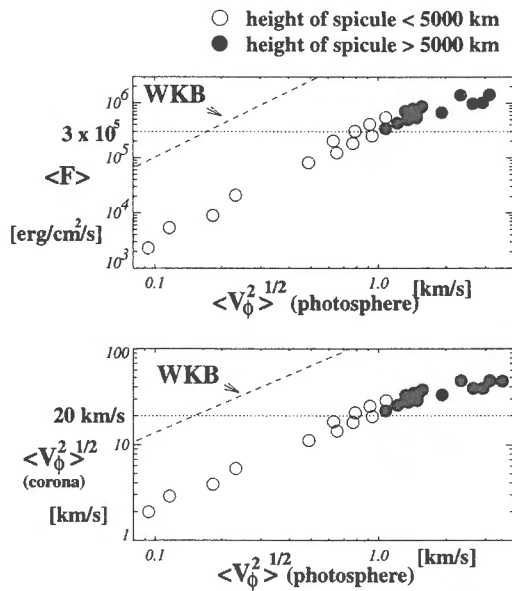


図 5: 光球付近で与えたねじり Alfvén 波がコロナ中に伝わったときどうなるかをしらべた 1 次元 MHD シミュレーションの結果。(上) 光球での振幅 対 コロナ中でのエネルギー流束密度。(下) 光球での振幅 対 コロナ中での振幅。Kudoh & Shibata (1999) より抜粋。

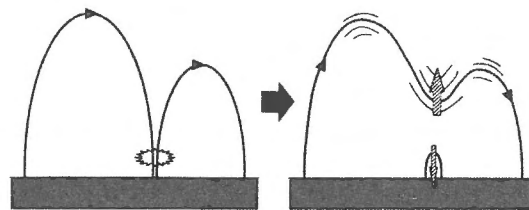


図 6: Sturrock (1999) による彩層リコネクションによる高周波 Alfvén 波発生機構の模式図。線が磁力線を表す。Sturrock (1999) より抜粋。

気拡散が大きい。したがってリコネクションが起りやすい。局所的なエネルギー解放はたいしたことがないがリコネクションによって生じた磁気トポロジーの変化によって高周波の Alfvén 波が発生するはずである、というものである。このモデルが有効にはたらくかどうかは、この機構がどのぐらいの頻度で起こり、どのぐらいのエネルギーをもった Alfvén 波が発生するかという点にかかっているが、この点についての検証はこれからの作業であろう。

Sturrock (1999) のモデルにも関連するが、個々のリコネクション過程にともなって Alfvén 波がどの程度発生するかという見積りは Yokoyama & Shibata (1999) が 2 次元 MHD シミュレーションによりおこなっている。それによると Alfvén 波のエネルギーは、リコネクションにより解放されたエネルギーの 3% 程度という値になる。また発生する波の周期はリコネクションループを局所的な Alfvén 速度で割った程度となった。さきほど、コロナでの Alfvén 波の発生はエネルギーがたりないと述べたがこれはこのシミュレーション結果にもとづく。つまり、コロナ中でリコネクションにともなって発生する熱エネルギーはすでに観測されている (2 節参照) がそこに波の 3% を足してもやはりたりないからである。

さて、音波加熱説は否定されたとさきほど述べたが、これには注意が必要である。音波説は、「彩層を通過する音波のエネルギー流束が加熱には不足している」ために否定された (Athay & White 1978)。しかしコロナ中で音波を発生させればこのような拘束条件は無視してよくなる。コロナで観測される明るい基本構造がループであることから、音波説が否定されているがスローモード磁気音波を考えれば、ループに沿った方向に伝播するのでこの点は克服できる。というわけでコロナ中でスローモードの音波をじゅうぶん発生させれば加熱にきく可能性はある。特にスローモードの波は散逸が容易なので発生機構さえ解決できればもしかしたら有効かもしれない。そういう意味でコロナ中でリコネクションにより発生するコロナジェットやサージなどの運動エネルギーはある程度加熱に効いているかもしれない (Yokoyama & Shibata 1996; 図 3)。

6 まとめ

現在までのところ微小フレア説・波動説ともに、一方だけを肯定または否定する決定的な観測的な証拠はまだでていない。微小フレア説については、より小さなエネルギーのフレアへと観測限界をひろげているが、結果については観測者によって意見が異なり議論が続いている。Alfvén波の観測はまだはじまったところである。理論のほうも高解像度の3次元MHDシミュレーションがようやく可能になってきたばかりで熱伝導・放射冷却・彩層蒸発などの熱効果や、非定常性をいれた実験を行っていく必要がある。

参考文献

- Aschwanden, M. J. et al., 2000, *Astrophys. J.*, 541, 1059
Athay, R. G. & White, O. R. 1979, *Astrophys. J.*, 229, 1147
Axford, W. I. & McKenzie, J. F. 1992 in proc. of 'Solar Wind Seven', 1
Cranmer, S. R. et al. 1999, *Astrophys. J.*, 511, 481
Davila, J. 1991, in "Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating"
eds. P. Ulmschneider, E. R. Priest, and R. Rosner (Springer: Berlin), 464
Galsgaard, K. & Nordlund, Å. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 13445
Golub, L. et al., 1980, *Astrophys. J.*, 238, 343
Hara, H. 1996, PhD thesis in Univ. Tokyo, Section 1
Hara, H. & Ichimoto, K. 1999, *Astrophys. J.*, 513, 969
Kano, R. & Tsuneta, S. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 48, 535
Kudoh, T. & Shibata, K. 1999, *Astrophys. J.*, 514, 493
Nagata, S. 2000, PhD thesis in Univ. Tokyo
Priest, E. R. et al. 2000, *Astrophys. J.*, 539, 1002
Rosner, R., Tucker, W. H. & Vaiana, G. S. 1978, *Astrophys. J.*, 220, 643
Sakurai, T. 1986, in "Hydrodynamic and Hydromagnetic Problems in the Sun and Stars"
ed. Y. Osaki (Univ. Tokyo), 17
Shibata K. et al., 1992, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 44, 265
Shimizu, T. 1995, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 47, 251
Sturrock, P. A. 1999, *Astrophys. J.*, 521, 451
Yashiro, S. & Shibata, K. 2001, *Astrophys. J.*, 550, L113
Yokoyama, T. & Shibata, K. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 48, 353
Yokoyama, T. & Shibata, K. 1999, in proc. of 'Solar Wind Nine',
eds. S. R. Habbal, et al. (AIP Conference Proceedings 471) 61
Yoshida, T. & Tsuneta, S. 1996, *Astrophys. J.*, 459, 342

X線強度の微小変動とナノフレアによるコロナ加熱

東京大学理学系研究科天文学専攻

勝川 行雄

E-mail: katsukawa@sxt2.mtk.nao.ac.jp

1 はじめに — 目的と方法

太陽コロナの「ナノフレア」加熱説については、これまで理論的、観測的研究が多くなされてきたが、未だに十分な理解がなされていない。そもそもナノフレアとは、Parker (1988) が経験的な議論から 10^{24} erg 程度の小さなフレアがコロナを加熱する単位であると主張し、このエネルギーが 10^{33} erg 程度の大きなフレアの 10^{-9} であるため、「ナノ」フレアと名付けたことに端を発する。その後、そのような小さな「ナノフレア」が本当に太陽コロナで起こっているのか、起きていたとしたらどれくらいの頻度で起きているのかを観測的に突き止めようという研究がなされてきた。特に、*Yohkoh/SXT* (Shimizu 1995) や *SOHO/EIT* (Krucker & Benz 1998)、*TRACE* (Parnell & Jupp 2000; Aschwanden et al. 2000) では、時間的、空間的に個々のイベントを分解し、エネルギー、頻度が調べられてきた。結果として、 10^{24} erg 以上のイベントを全て足し合わせても、コロナを加熱するのに十分なエネルギーを供給できないことが分かっている。よって、ナノフレア説の検証のためには、これより小さなエネルギーのイベントについて調べる必要がある。しかし、個々のイベントを数えていく方法では、小さなイベントはノイズに埋もれてしまい調べるのが困難である。そこで、X線強度の時間変動を調べる新しい方法を提案する。

ナノフレアのようなバーストの重ね合せによって定常コロナが加熱されている場合、コロナからのX線強度は一見定常に見えても、その平均の周りで必ず揺ぎを持つはずである。この揺ぎの大きさを調べるためには、平均のX線強度の周りでヒストグラムを作ればよい。もしヒストグラムがノイズによる揺ぎの幅より大きければ、太陽表面に揺ぎの源があることになる。また、ナノフレア1個のエネルギーが大きいほど、X線強度の揺ぎは大きくなり、ヒストグラムの幅は広くなる。よって、ヒストグラムの幅からナノフレアのエネルギーを見積もることも出来るはずである。

2 X線強度の微小変動

Yohkoh/SXT で得られる、各ピクセルにおけるX線強度の時間変動は図1のようになっている。一つの時系列の継続時間は約40分で、その中に約20個のデータ点がある。定常的な成分と共に、明らかにバーストと分かる部分がある。各ピクセルのX線強度について、バーストの部分(図1の細線の部分)を除いた平均のX線強度(図1の点線)をまず求める。1次の直線でフィットすることで、一つの時系列中のトレンドを考慮にいれている。次に、平均のX線強度からのずれについてヒストグラムを作る。それが図2である。中心にガウス関数的な分布があり、その外側にwingがあるという2成分からなっているのが特徴的である。ガウス関数的な分布は平均のX線強度の周りのランダムな変動に、wingの部分はtransient brighteningなどの系統的な変動に対応していると考えられる。ここで興味あるのは平均の周りのランダムな変動であるので、ガウス関数的な分布についてその幅(標準偏差 σ_I)を調べた。得られた標準偏差 σ_I (ただしphoton noiseの標準偏差

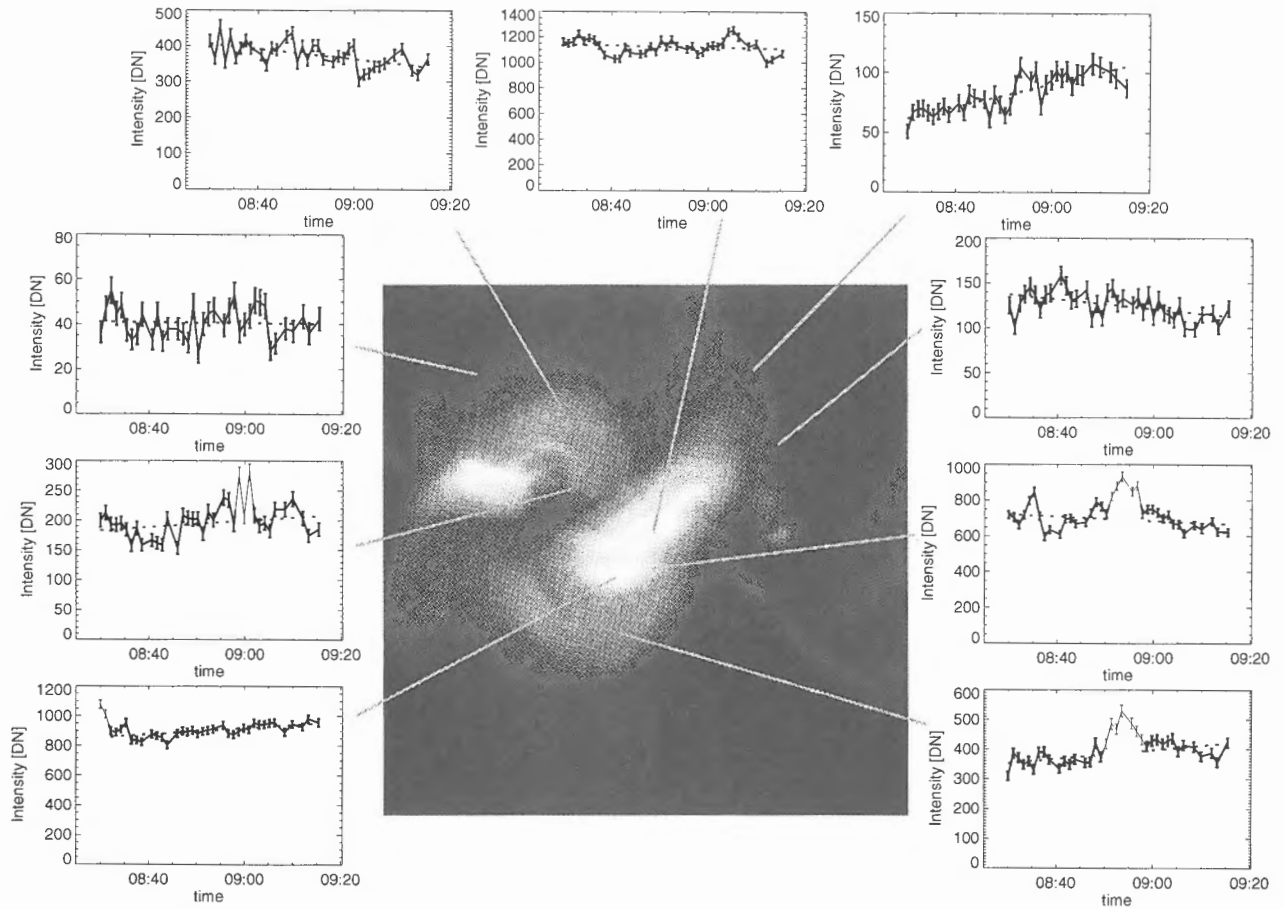


図 1: X 線強度の時間変動。細線の箇所は transient brightening として除かれた所。点線が各ピクセルにおける平均の X 線強度を表す。

σ_p で規格化してある) と X 線強度の関係が図 3 である。暗い所では photon noise 程度の揺ぎしかなく、明るい所ほど大きくなる。

X 線の揺ぎを作るものとしては、photon noise、dark や decompression の不定性、jitter などがあるが、ここで解析に使用しているデータに対して主に寄与するのは photon noise のみである。他のノイズについては無視してよい。ただし、jitter を補正し像ごとの位置調整を行っているが、これは 1 ピクセルあたりの揺ぎを小さくする方向へ働く (詳細については Katsukawa & Tsuneta (2001) を参照)。この効果も考慮している。

観測される X 線強度の揺ぎ σ_I は、photon noise による揺ぎ σ_p とナノフレアによる揺ぎ σ_n の重ね合せであり、

$$\sigma_I = \sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_n^2} \quad (1)$$

で表されると考える。これを用いると図 3 に示した σ_I から σ_n を求めることができる。

次に、この X 線強度の揺ぎ σ_n に対応するナノフレアのエネルギー E_n を求める。観測される X 線強度に必要なエネルギー q を全てナノフレアでまかなうとき、ナノフレア 1 個のエネルギー E_n と頻度 N の間には、 $q = NE_n$ の関係が成り立つ。よって、これだけでは E_n を得ることは出来ない。そこで、X 線強度の揺ぎの大きさ σ_n をもう一つの条件とする。ナノフレアがランダムに起るとすると、 $\sigma_n \propto \sqrt{N}E_n$ と表すことができる。つまり、平均の X 線強度 + X 線強度の揺ぎからナノフレア 1 個のエネルギー E_n を得られると期待される。

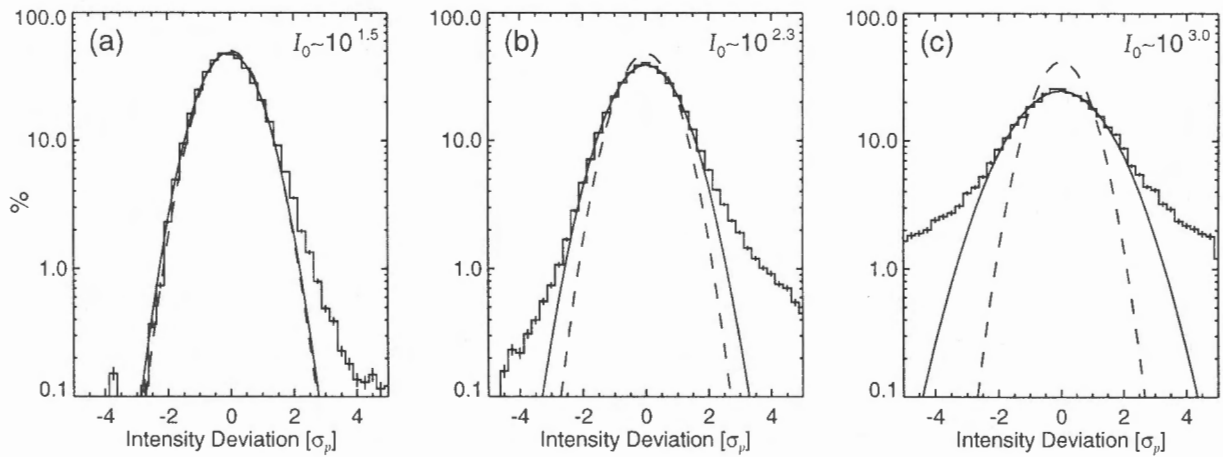


図 2: X 線強度のヒストグラム。中心にガウス関数的な分布、その外側に wing がある。実線がガウス関数でフィットした分布、破線が photon noise による揺ぎの分布である。3つのヒストグラムはそれぞれ異なる X 線強度に対応する。

観測される X 線強度 [DN] は、コロナに注入されるエネルギーフラックス [$\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$] に比例すると仮定すると、ナノフレアによる揺ぎ σ_n は具体的には次のように書くことが出来る (導出は Katsukawa & Tsuneta(2001) を参照)。

$$\sigma_n = C^{1/2} I_0^{1/2} E_n^{1/2} \quad (2)$$

C はエネルギーを DN に変換する係数で、 $C \sim 10^{-20} \text{DN ergs}^{-1}$ 程度、 I_0 は平均の X 線強度である。観測された σ_n と I_0 を用いると、上式からナノフレア 1 個のエネルギー E_n を求めることができる。ここから求められるナノフレアのエネルギーは 10^{20}erg 程度 と極めて小さい。

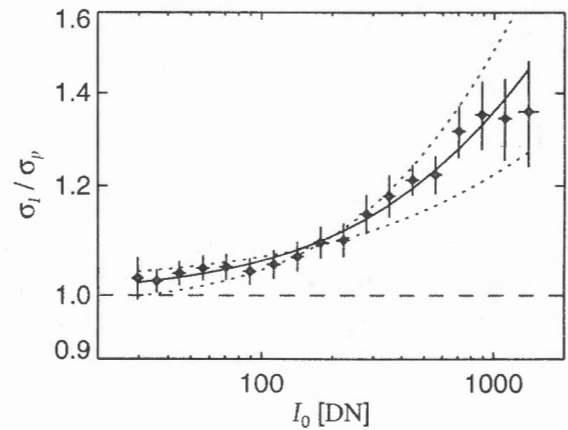


図 3: X 線強度の揺ぎの大きさ σ_I とそこでの平均の X 線強度 I_0 との関係。

3 時間・空間スケールについて

上述の解析によって

- コロナ X 線強度は予想されるノイズよりもわずかに大きく揺らいでいる。
- それが多数のナノフレアの重ね合わせによって起こっているとすると、そのエネルギーは 10^{20}erg 程度と極めて小さい。

が分かった。しかし、エネルギーを見積もる際、空間的、時間的にコンパクトであるという仮定をしている。もし、空間的、時間的にナノフレアが広がっている場合、1ピクセル、1露出あたりのエネルギーはナノフレア 1 個のエネルギーよりも小さくなる。つまり、観測された X 線強度の揺ぎから、上述のようにナノフレアのエネルギーを求めると過小評価してしまうことになる。よって、

それらについて何らかの制限を与えることが重要となる。以下では、空間、時間スケールに対する観測的な制限について議論する。なお、この具体的な方法、結果の詳細については Katsukawa (2001) を参照されたい。

3.1 空間スケール

空間スケールについては、揺ぎを測定するピクセルのサイズを変える(マクロピクセルにする)ことで見積もることが出来る。もし、 N ピクセル内の全ピクセルが独立に変動している場合、 X 線強度を N ピクセル足し合わせて揺ぎを求めると、1 ピクセルでの揺ぎの \sqrt{N} 倍になる。一方、 N ピクセル内の全ピクセルが一緒に変動しているときには N 倍になる。足し合わせたピクセル内で相関を持った変動がある場合には揺ぎは大きくなるのである。

実際の SXT で得られる X 線強度の変動に対して、ピクセルサイズを変えて解析を行った。1×1 ピクセルで解析した場合と 2×2 ピクセルで解析した場合を比べると、1×1 で解析した場合が明らかに小さい。これは X 線強度の揺ぎが一つのピクセルに収まっているのではなく、複数のピクセルにまたがっていることを意味している。しかし、3×3 よりピクセルサイズを大きくしても、揺ぎの大きさはそれほど変らない。

しかし、これでナノフレアの空間スケールが決まるわけではない。SXT の point spread function、jitter の補正などのため、空間分解能は 1 ピクセルよりも悪くなる。このために複数のピクセルにまたがった揺ぎとして観測されると考えられる。

3.2 時間スケール

一つのナノフレアによる X 線強度の時間変動が、あるタイムスケールを持っている場合、その重ね合わせの X 線強度の変動も同じタイムスケールを持つはずである。1 ピクセルあたりの X 線強度の時間変化に対して、自己相関係数を使ってタイムスケールを求めた。ほとんどのピクセルについては、明らかなタイムスケールは観測されず、1 回の露出と次の露出の間のデータの相関はほとんど無いという結果が得られた。

しかし、露出時間 $\tau=668\text{msec}$ に対して cadence は 64 秒に 1 枚と悪く、タイムスケール T に対しては 64sec より短いと言うことしか出来ない。ナノフレアのエネルギーの見積もりにおいては T/τ で効いてくる (Katsukawa 2001)。よって、この時間スケールの不定性のために、エネルギーの見積もりは不定性を持ってしまう。

4 まとめ

空間、時間スケールを考慮して得られるナノフレアのエネルギー、頻度は図 4 のようである。最も大きく見積もっても、これまで観測されているマイクロフレアよりも小さなエネルギーである。 10^{24}erg よりも大きなナノフレア、マイクロフレアによってコロナが加熱されているならば、 X 線強度の揺ぎは観測されたものよりも大きくなってしまうことになる。また頻度については、大きなエネルギーのフレアの頻度分布を低エネルギー側に外挿して得られる分布よりも、より低エネルギー側で大きな頻度が必要となる。コロナを加熱するナノフレアは、大きなフレアとは異なる種族なのかもしれない。

この研究において、これまでは見逃されてきた X 線強度の微少な変動から、ナノフレアの片鱗をつかむことができたと考えている。ただ、十分な確証を得ることが出来ていないのも確かである。今後、ナノフレア加熱説の解明のためには、当たり前ではあるが、

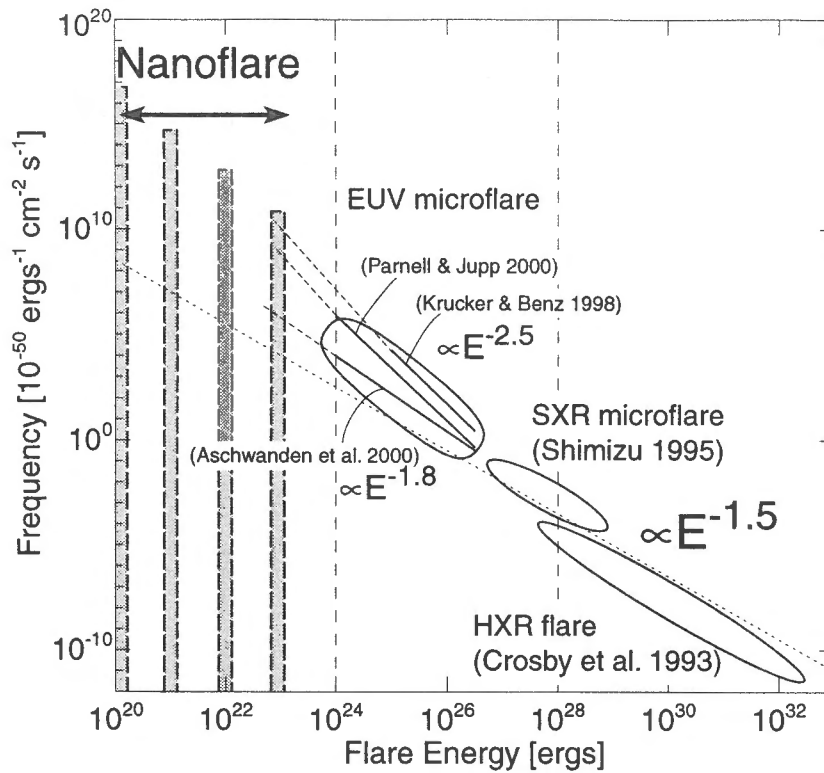


図 4: 求められたナノフレアのエネルギーと頻度。ある単一のエネルギーのナノフレアのみの場合について頻度を示した。これまでに求められているフレア、マイクロフレアの頻度分布も示してある。

- 空間、時間分解能の高い観測 (Solar-B/XRT に期待)
- 理論的なりコネクション過程の理解 (エネルギーと頻度の関係 etc.)

が重要だと思われる。

References

- Aschwanden, M. J. et al. 2000, ApJ, 535, 1027
 Crosby, N. B. et al. 1993, Sol. Phys., 143, 275
 Katsukawa, Y. & Tsuneta, S. 2001, ApJ, 557, in press
 Katsukawa, Y. 2001, PASJ, in preparation
 Krucker, S. & Benz, A. O. 1998, ApJ, 501, L213
 Parker, E. N. 1988, ApJ, 330, 474
 Parnell, C. E. & Jupp, P. E. 2000, ApJ, 529, 554
 Shimizu, T. 1995, PASJ, 47, 251

フレアループ上空の高温領域

総合研究大学院大学博士課程3年 秋山幸子

1. はじめに

太陽フレアのループ上空は、フレアの発生メカニズムを議論する上で非常に興味深い領域である。なぜならば「ようこう」衛星の軟X線望遠鏡によりループの上空にカスプ構造が(Tsuneta et al. 1992)、続いて硬X線望遠鏡の観測によりループトップ硬X線源が発見され(Masuda et al. 1994)、フレアループ上空で発生する磁気リコネクションがフレアの発生メカニズムに関与していることが強く示唆されたからである。Tsuneta(1997)は1992年1月13日に発生したフレアの解析を行い、フレアループの上空には軟X線画像からも局所的な高温領域が存在することを示した。この高温領域は約2000万度とフレアループの平均温度より1.5倍ほど高温であり、体積エミッション・メジャー(VEM)についてはフレアループよりも1桁低い 10^{48}cm^{-3} であった。そして高温領域はフレアの軟X線ピーク以前に発生していることから、ループ上空の高温プラズマは彩層蒸発によるフレアループプラズマとは異なり、磁気エネルギーの解放に伴い直接的に加熱されたコロナプラズマである可能性を提案した。しかしループ上空の高温部についての詳細解析はこの一例のフレアのみであること、また「ようこう」軟X線画像を用いて低輝度部分の温度を求めるにはデータの慎重な取り扱いが必要なことから、上記の推測の確証は得られていなかった。そこで我々は、「ようこう」軟X線画像から求められる温度の精度を評価し、ループ上空の高温領域の特徴を統計的に解析した。その結果、エネルギー解放領域を考える上で非常に重要な幾つかの情報が得られた。

2. データ

解析に用いたデータは、高時間分解能(平均8s)及び高空間分解能(1pixel=2.5")のフレア観測時に撮像された「ようこう」軟X線部分画像のみを用い、硬X線源との比較を考慮してTHE YOHKOH HXT IMAGE CATALOGUE (Sato et al.1998)に掲載されたフレアから以下の条件の下イベント選出を行った。

- 1)高温プラズマの観測に適しているBe119とAl12フィルターで撮像されている
- 2)ループ上空の構造を分解するために太陽の縁から 30° 以内に存在している
- 3)高温領域の時間的変化を調べるために各々のフィルターで観測された画像が30枚以上存在する

この条件にあてはまるフレアは1991年10月から1998年8月までの間に141例存在した。画像から温度を求めるうえでは、次章の温度評価で述べる手続きを行ったデータから、高温領域を検索した。なお本研究では、フレアループと高温領域の定義は以下としている。

フレアループ：VEM画像で、最大VEMの30%以上のVEMがある領域

高温領域：温度画像で、最大温度の80%以上の温度を示す領域

なお各領域はピクセルノイズを避けるために、大きさは2pixel以上、寿命30s以上の条件が加えられている。さらに、高温領域の有無の判定は、精度を上げるために120s積分したデータにより作られた温度画像を、Running Mean Movieの形式にして確認している。その結果141例中64例のフレアに高温領域が存在していた。

3. 温度評価

「ようこう」軟X線画像からプラズマの温度を求める場合は、Filter Ratio Method という手法が用いられている。これは異なる波長特性をもったフィルターで同一プラズマを観測することにより、観測されたプラズマ強度の比から温度を推定する方法である。しかしこの手法を用いる上で注意しなければならない点がある。一つは同一プラズマの仮定から、衛星の位置決定精度を評価しなければならないことである。「ようこう」衛星における微小振動の計測精度は約 0.2画素であるので、これは画像では 0.1pixel の精度で位置合わせが行われていることを意味する。恣意的に各フィルター画像を 0.1pixel ずらして温度を求めてみると、高温領域の平均温度は最大 4MK の誤差が生じることが解った。次に、求められる温度が強度の比のみに依存していることから、各フィルターによる散乱光成分の見積もりとその影響を考慮しなければならない。「ようこう」衛星の Point Spread Function (PSF)は、強度中心付近におけるコア部分(Gaussian 関数)と翼部分(Power-Low 関数)の2つの関数から形成されており(Hara et al. 1992; 図 1 参照)、この関数は各フィルターごとに異なっている。しかし翼部の関数が解っているのは、Al.1 フィルターしかないため今まで翼部分から洩れ込む散乱光を正確に補正することはできなかった。従って翼部分からの散乱光の影響が強く表れる低輝度領域は、その温度の信頼性も低くなっていた。ところで一般的に PSF は強度に比例し距離に反比例する特徴があるため、ある領域に洩れ込む散乱光成分がどこから来ているかは、強度中心の強度と距離から推測することができる。図 2 は各イベントにおけるフレアループの重心から高温領域までの距離を示したヒストグラムである。この図より、多くのイベントで高温領域はフレアループのごく近傍(20arcsec 以内)に存在していることが分かる。従って高温領域に洩れ込む散乱光は図 1 よりほぼコア部から来ていると解釈できるので、高温領域の散乱光補正は既知であるコア部の関数を利用すれば良いと言える。コア部分は Martens et al.(1995)により、衛星打ち上げ前の実験データから各フィルターの関数(Mofat 関数)が求められているので、それを利用してデータの散乱光の補正を行った。今、図 3 に補正前(左)と補正後(右)の温度画像を示した。補正により、フレアループ(図中で contoure されている領域)の足元に現れていた高温部が消えていることが解る。一般的にループの足元はそれほど高い温度を示さないので、より良い補正が行われたと考えることができる。図 4 は図 3 の線(a)における強度、温度、VEM の値を表しており、実線が補正前、点線が補正後を現している。図から周辺に洩れ込んだ散乱光を中心部に戻した結果、中心部のX線強度が増加し、高温領域の温度がより高温になっていることが解る。

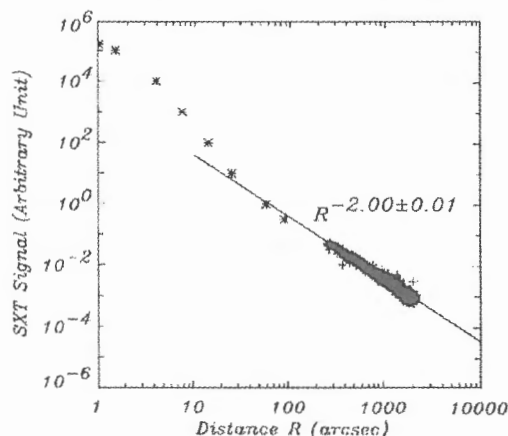


図 1 SXT の PSF (Hara et al. 1992 より)

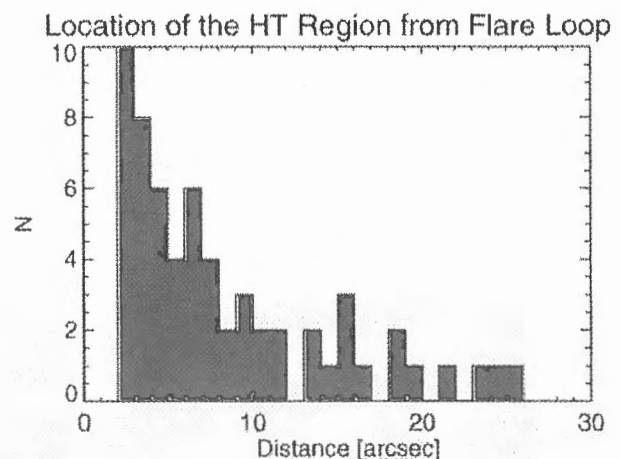


図 2 フレアループから高温領域までの距離

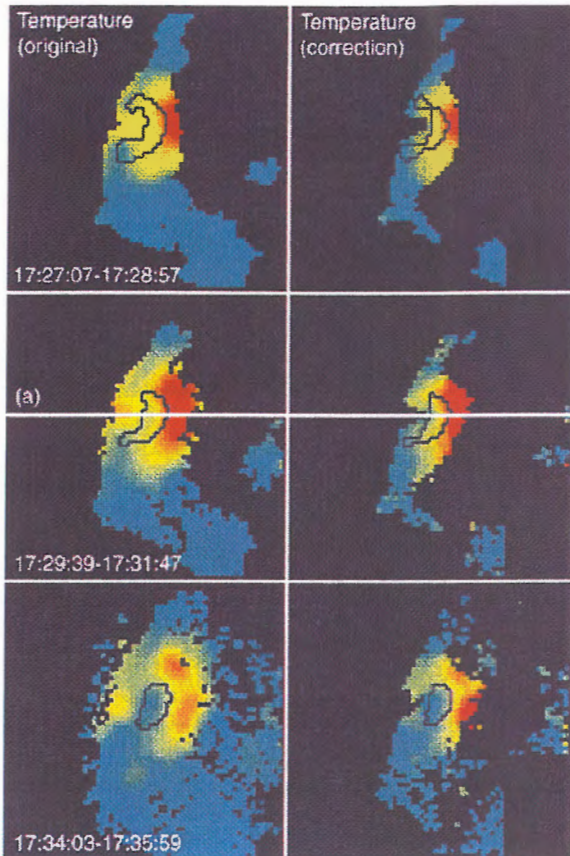


図3 補正による温度画像の変化

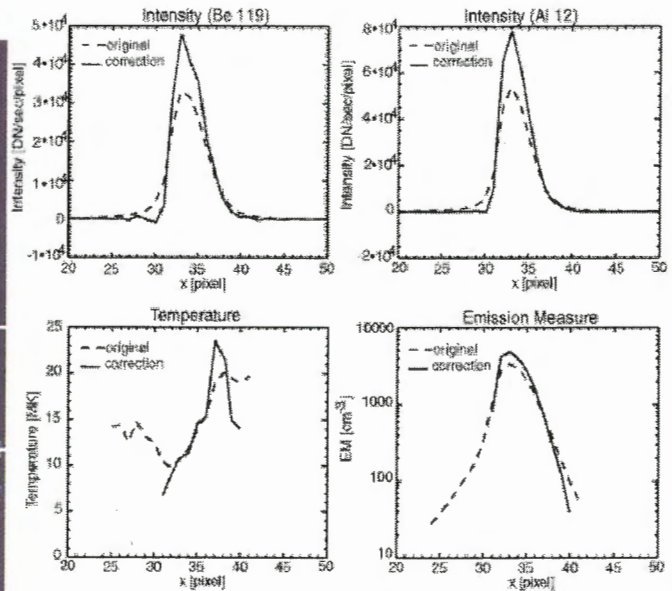


図4 補正による強度、温度、VEMの変化

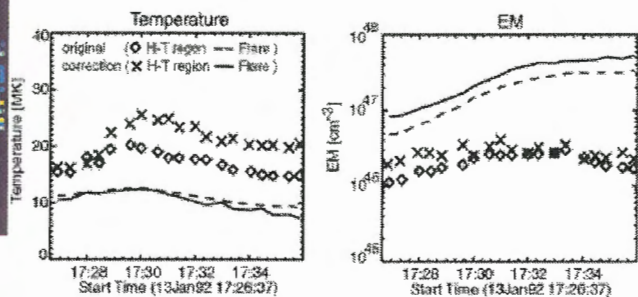


図5 補正による温度とVEMの時間変化

ところで図5は補正によるフレアループ(補正前:実線、補正後:点線)と高温領域(補正前:◇、補正後:×)の温度とVEMの時間変化を表している。この図から、散乱光の補正により高温領域の温度は全体的に高くなるがその時間変化の傾向は殆んど変わらないことが見てとれ、補正によるフレアの状態変化は起きていないことが解る。

4. 結果

2章で述べたデータ選定を基に、我々は141例中64例のフレアにおいて、ループ上空に高温領域が観測されることを発見した。図6はフレアループ(青)と高温領域(赤)の温度、VEM、面積を表している。図6の左図から高温領域の温度はフレアループより約1.5倍高く、比例する傾向にあること、中図から高温領域のVEMはフレアループのVEMより1桁ほど小さいこと、右図から高温領域の大きさはフレアループの面積と比例傾向にあることが解る。そして高温領域の平均温度、平均VEM、平均面積はそれぞれ1500~3500万度、 $10^{47-48} \text{cm}^{-3}$ 、1500万 km^2 であった。また図7は1992年1月13日のフレアにおける各物理量の時間変化が示されており、左上図は軟X線(点線)と硬X線(実線)、右上図、左下図、右下図はそれぞれフレアループ(点線)と高温領域(*)の温度、VEM、面積の変化を表している。また左上図に示されている(A)硬X線開始、(B)硬X線終了、(C)軟X線ピーク後の時間における、強度、VEM、温度の画像が右側に示されている。これらの図から、高温領域はほぼ硬X線インパルス期に発生し、軟X線ピーク前に最高温度に到達した後、約10分観測されていることが解る。また軟X線の増加に伴い、フレアループは彩層蒸発の結果として密

度の増加が見られるが、ループより高温でなおかつ高い場所にある高温領域の密度

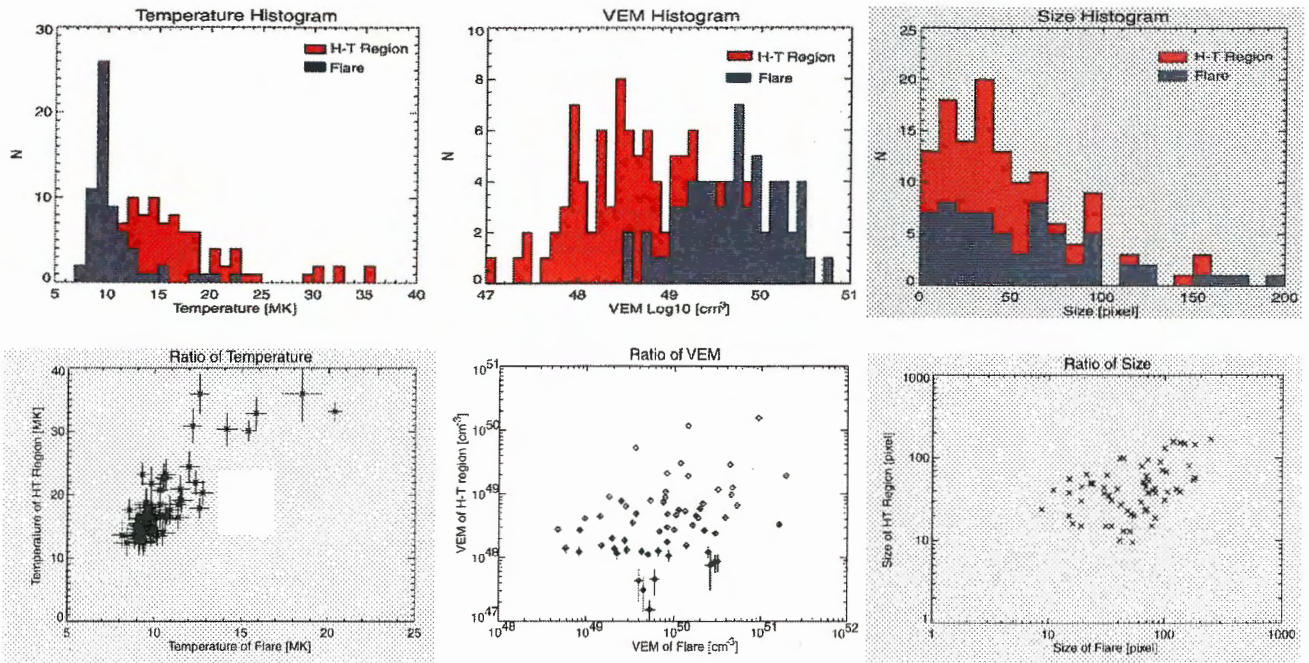


図6 フレアループと高温領域の温度、VEM、面積

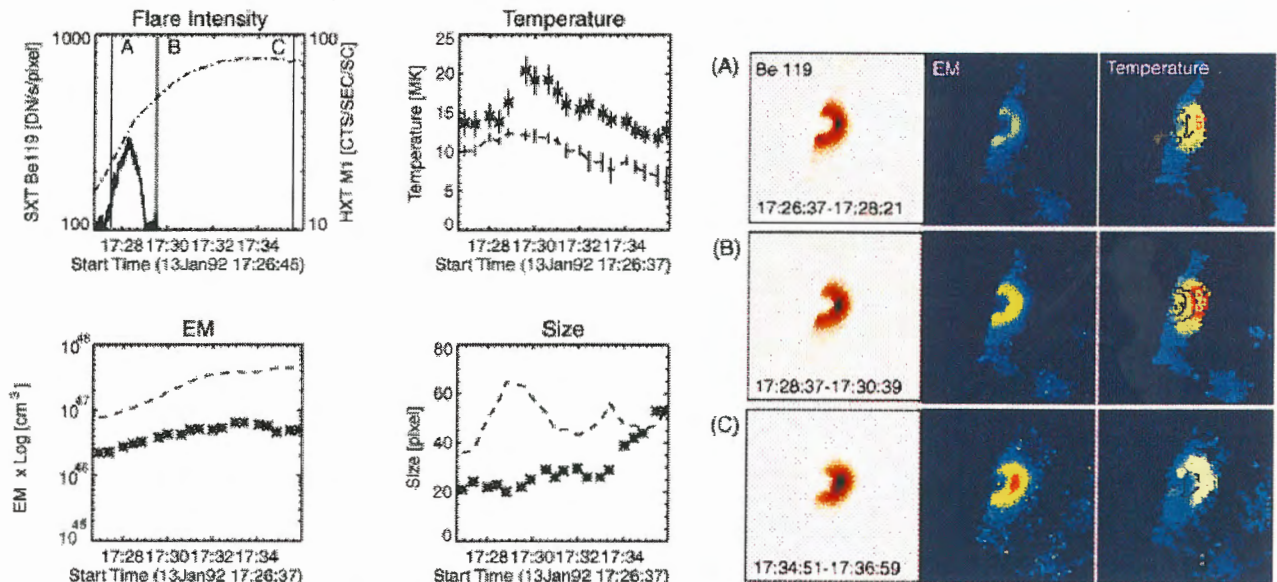


図7 1992年1月13日のフレアにおける各物理量の時間変化及び画像

が1桁も低いことが解る。これらの結果は Tsuneta(1997)の結果をさらに一歩進め、フレアループ上空のプラズマがリコネクション領域から直接的に加熱されている可能性を強く示唆するものである。また図8は、1991年12月2日のフレアにおいて右図の線上の値をタイムスライスとして現したものである。上図は温度、下図は強度であるが、一目で高温領域及びフレアループが上昇していることが解る。一般的にフレアループは見かけ上、上昇運動をしているように観測されるが、高温領域はフレアループより2~5倍速く、平均15 km s⁻¹で上昇していることが観測された。この高温領域の速い上昇運動の原因はまだ未解明であるが、一つにフレアカスプの

領域が自己相似的に発展すると仮定すると説明できることから、エネルギー解放領域を考慮する上で重要な制約を提示するかもしれない興味深い結果である。

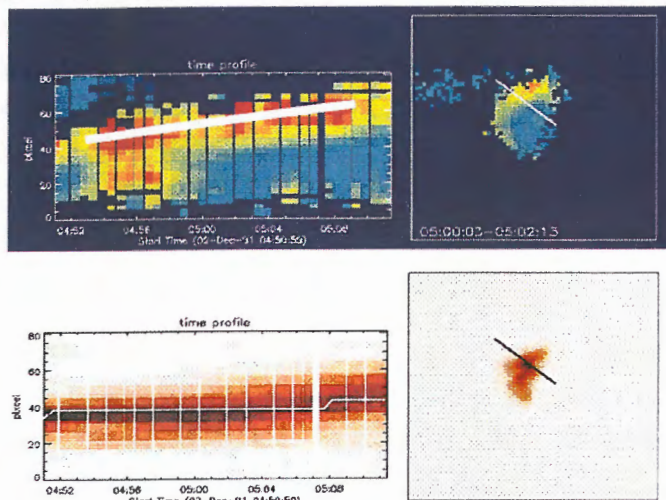


図 8 1991 年 12 月 2 日のフレアにおける温度と軟 X 線強度のタイムスライス

ところで高温領域が観測されたフレアは約 5 割で、残りのフレアでは観測されていない。そこでこれらのフレアの違いを調べてみると、高温領域が観測されたフレアはされないフレアに比べて、X 線強度が強く、大きさが大きく、寿命が長いという特徴をもっていた。図 9 は高温領域の観測されたフレア(×)とされないフレア(◇)を区別して、右図にフレアループの温度と X 線強度、左図にフレアループ面積の寿命をプロットしたものである。フレアループの温度と面積は高温領域のそれと比例関係にあることから、高温領域が観測されないフレアにおいても観測精度の向上に伴って高温領域が検出される可能性があることが予測される。そしてループ上空の高温領域は多くのフレアに共通する重要な現象であることが推測できる。

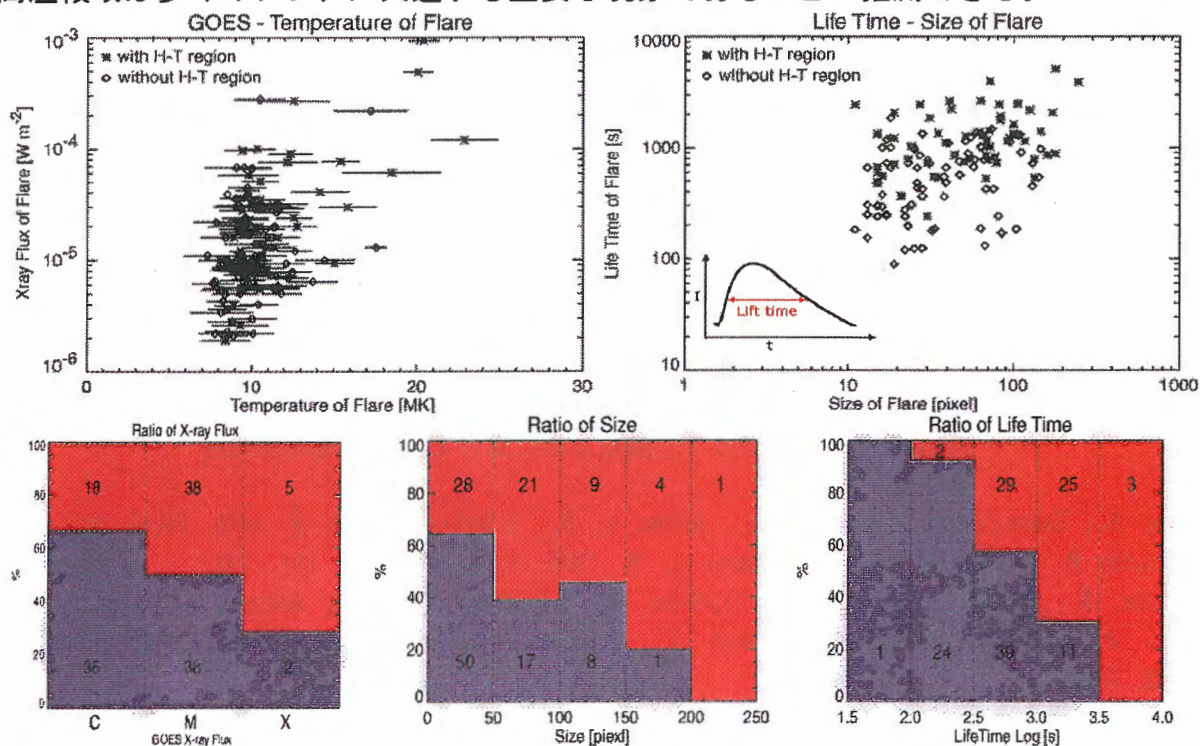


図 9 高温領域が観測されたフレアとされないフレアの物理量

今までフレアの物理量に重点をおいて高温領域を調べてきたが、フレアは X-Point 周辺やフレアループ以外の場所で観測される物理現象とも密接に関連している。そこでフレアに関連する現象の 1 つとして知られる硬 X 線ダブルフットポイント源に注目して、高温領域との関連を調べた。その結果高温領域は常に硬 X 線強度が強いループ足元付近に位置していることが解かった。両足元の硬 X 線強度比はその場所の磁場強度比と反比例するので、高温領域は磁気圧が低くなる磁場の弱い領域に位置する傾向があることが示唆され、これは CSHKP タイプのフレアモデルから予測される結果と一致することが認められた(図 10 参照)。

5. 結論

我々は太陽縁に位置するフレアについて温度解析を行い以下の結果を得た。

- (1) 141 例中 64 例のフレアにおいてループ上空に高温領域が観測された。
- (2) 高温領域の平均温度、VEM、面積は、それぞれ 19MK、 $10^{48.6} \text{cm}^{-3}$ 、1500 万 km^2 でフレアループと比較して温度は 1.5 倍、VEM は 1 桁減、面積は同程度だった。
- (3) 高温領域とフレアループは温度、面積において正の相関がある。
- (4) 高温領域はほぼ硬 X 線 Impulsive 期に発生し、硬 X 線と軟 X 線ピーク間で最高温度に到達した後、10 分ほど観測されていた。
- (5) 高温領域の約 9 割で 5km s^{-1} の上昇運動が観測され、おおよそフレアループの 2 ~ 4 倍の速度で上昇していた。
- (6) ループの両足元で硬 X 線が観測されるフレアでは、硬 X 線強度が強い足元側に高温領域の発生位置が偏っていた。

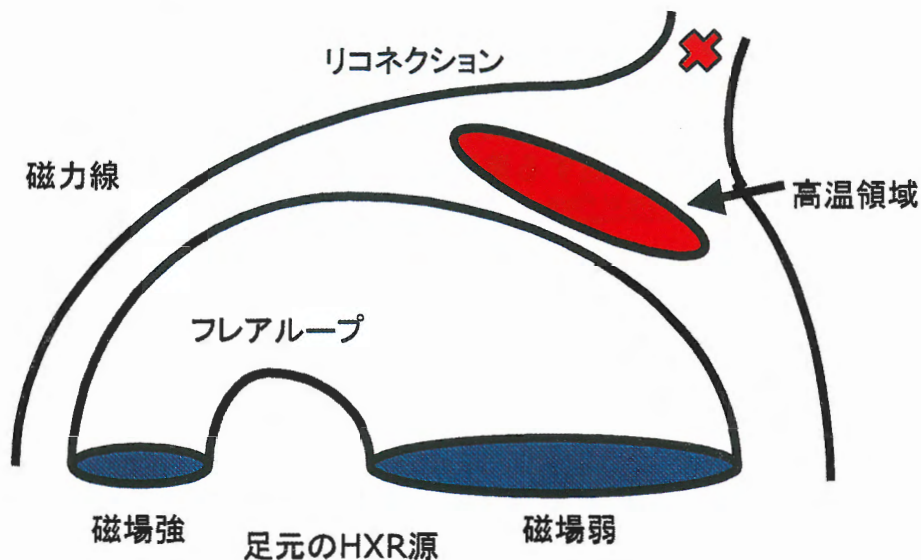


図10 フレアのエネルギー解放領域における高温領域の概念図

- Hara, H., Tsuneta, S., Lemen, J. R., Acton, L. W., & McTiernan, J. M. 1992, PASJ, 44, L135
 Martens, P. C., Acton, L. W., & Lemen, L. W. 1995, Solar Physics, 157, 141
 Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., & Ogawara, Y. 1994, Nature, 371, 495
 Sato, J., Sawa, M., Masuda, S., Sakao, T., Kosugi, T., & Sekiguchi, H. 1998, THE YOHKOH HXT IMAGE CATALOGUE
 Tsuneta, S., Hara, H., Shimizu, T., Acton, L., Strong, K., Hudson, H., & Ogawara, Y. 1992 PASJ, 44, L63
 Tsuneta, S., Masuda, S., Kosugi, T., & Sato, J. 1997, ApJ, 478, 787

Reconnection inflow velocity とコロナ磁場強度の間接的導出

磯部洋明、森本太郎、高津裕通、衛藤茂、成影典之、柴田一成 (京都大学理学部)

横山央明、下条圭美 (国立天文台野辺山)

1 INTRODUCTION

リコネクションレート M_A は、インフロー速度を v_{in} 、アルフヴェン速度を v_A として、 $M_A = v_{in}/v_A$ で定義され、磁気リコネクションの物理を明らかにする上で重要なパラメータである。Yokoh の観測等によって、太陽フレアが磁気リコネクションによって起きていることは明らかになったが、現在のところリコネクションインフローのはっきりとした直接観測は Yokoyama et al. (2001) の 1 例しかない。従って観測からリコネクションレートを決定するためには、 v_{in} とコロナ磁場強度 B_{corona} を間接的に導出する必要がある。観測量からリコネクションレートを導出したこれまでの例を Table 1 に挙げる。これらの例は、いずれも何らかの仮定 (磁場強度、リコネクションのタイプ等) を含んでいる。今回我々は、より少ない仮定で、しかも v_{in} と B_{corona} を同時に導出できる新しい方法を用いて、1993 年 5 月 14 日と 1997 年 5 月 12 日の 2 つのフレアのリコネクションレートを求めた。また得られた磁場強度を、ポテンシャル磁場の計算と、野辺山電波ヘリオグラフの偏波率の観測から得られる磁場強度と比較した。

2 METHOD

次の 2 式を用いる。

$$H = 2 \frac{B_{corona}^2}{4\pi} v_{in} A, \quad (1)$$

$$B_{corona} v_{in} = B_{foot} v_{foot} \quad (2)$$

ここで、 A はリコネクション領域の面積、 B_{foot} は光球磁場、 v_{foot} はループの足元の広がる速さである。式 (1) はエネルギー保存、式 (2) は磁束の保存を表す。 H はフレアによる heating rate で、

$$H = \frac{dE_{th}}{dt} + n^2 Q(T) V + \frac{\kappa_0 T^{7/2}}{L^2} V \quad (3)$$

で表される。式 (3) の第 1 項はフレアループ中のプラズマの熱エネルギーの変化率、第 2 項は放射冷却、第 3 項は熱伝導で、単位は erg/s である。 H 、 A は Yokoh/SXT のデータから、 v_{foot} は $H\alpha$ のイメージから、 B_{foot} は光球のマグネットグラムからそれぞれ得られるので、式 (1)、(2) から v_{in} 、 B_{corona} を得ることが出来る。

3 1993 MAY 14 FLARE

図 1 に 1993 年 5 月 14 日の M クラスフレアの GOES、SXT、 $H\alpha$ のデータを載せる。 $H\alpha$ 像は京都大学飛騨天文台のフレアモニター望遠鏡のものである。光球マグネットグラムは Kitt Peak のものを用いた。

UT 22:00 ~ 22:10 の impulsive phase について解析した結果、 $H \approx 10^{28}$ erg/s、 $A \approx 4.6 \times 10^{18}$ cm²、 $v_{foot} \approx 13$ km/s、 $B_{foot} \approx 300$ G を得た。これらを式 (1)、(2) に代入して、 $B_{corona} = 33$ G、 $v_{in} = 120$ km/s を得る。SXT のデータからコロナの密度を見積もってアルフヴェン速度を計算すると $v_A = 2330$ km/s、従ってリコネクションレートは $M_A = 0.05$ 。

表 1: リコネクションレートの観測による導出

author	reconnection rate	event
Tsuneta (1996)	0.07	1992 Feb 12
Tsuneta et al. (1997)	0.06	1992 Jan 13
Ohyama & Shibata (1997)	0.013-0.0002	1993 Nov 11
Ohyama & Shibata (1998)	0.02	1992 Oct 5
Forbes & Lin (2000)	0.03	not a particular event
Yokoyama et al. (2001)	0.001-0.03	1999 Mar 18 (直接観測)

4 1997 MAY 12 FLARE

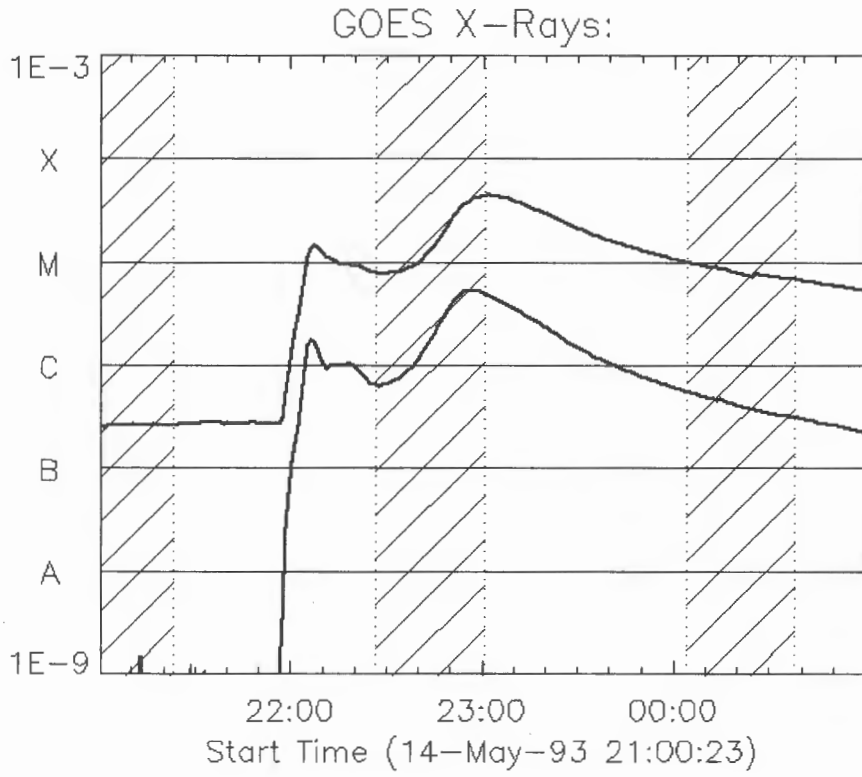
図 2 に 1997 年 5 月 12 日の C クラスフレアの GOES、SXT、 $H\alpha$ のデータを載せる。このイベントは非常にはっきりとしたカस्प型構造を示し、フィラメント噴出、halo CME、EIT wave なども観測されているが、残念なことに impulsive phase の *Yohkoh* のデータが無かった。しかし典型的な Long Duration Event (LDE) であるので、decay phase について詳細に解析し、 v_{in} 、 M_A の時間変化を調べた。結果は図 3 に示す。このイベントではコロナ磁場は 8 ~ 15G であった。これに対し、光球磁場から計算したポテンシャル磁場はループの頂上付近で 3 ~ 10G。野辺山ヘリオグラフの 17GHz 電波像の偏波率は 1% 以下 (図 4) で、これよりこの領域の磁場強度は 30G 以下であることが分かる。従って我々の方法で間接的に導出した磁場強度は、ポテンシャル磁場の計算及び偏波率の観測と矛盾しないことが分かる。

5 SUMMARY

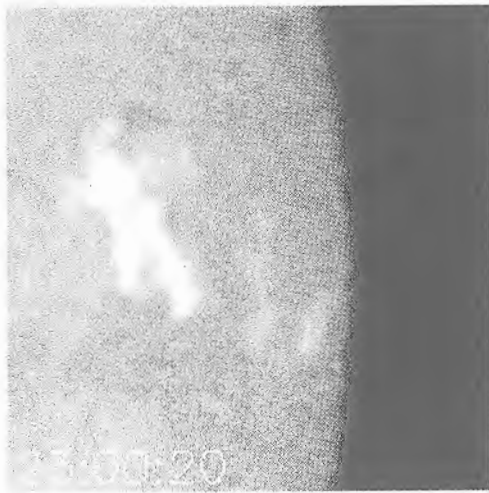
1993 年 5 月 14 日のフレア (impulsive phase) では $M_A = 0.05$ 、1997 年 5 月 12 日のフレア (decay phase) では $M_A = 0.0005 \sim 0.005$ で、イベントが違うので単純に比較はできないが、decay phase ではリコネクションレートが 1 ~ 2 桁小さいという結果がでた。今後はより多くのイベントに対して、統計的にリコネクションレートの値を調べることが重要である。

参考文献

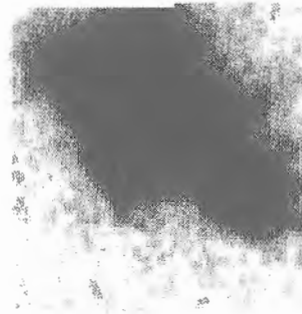
- [1] Forbes, T., G. & Lin, J. 2000, *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.*, 62, 1499
- [2] Ohyama, M., & Shibata, K. 1997, *PASJ*, 49, 249
- [3] Ohyama, M., & Shibata, K. 1998, *ApJ*, 499, 934
- [4] Tsuneta, S. 1996, *ApJ*, 456, 840
- [5] Tsuneta, S., Masuda, S., Kosugi, T., & Sato, J. 1997, *ApJ*, 478, 787
- [6] Yokoyama, T., Akita, K., Morimoto, T., Inoue, K., & Newmark, J. 2001, *ApJ*, 546, L69



H α (飛騨・FMT)

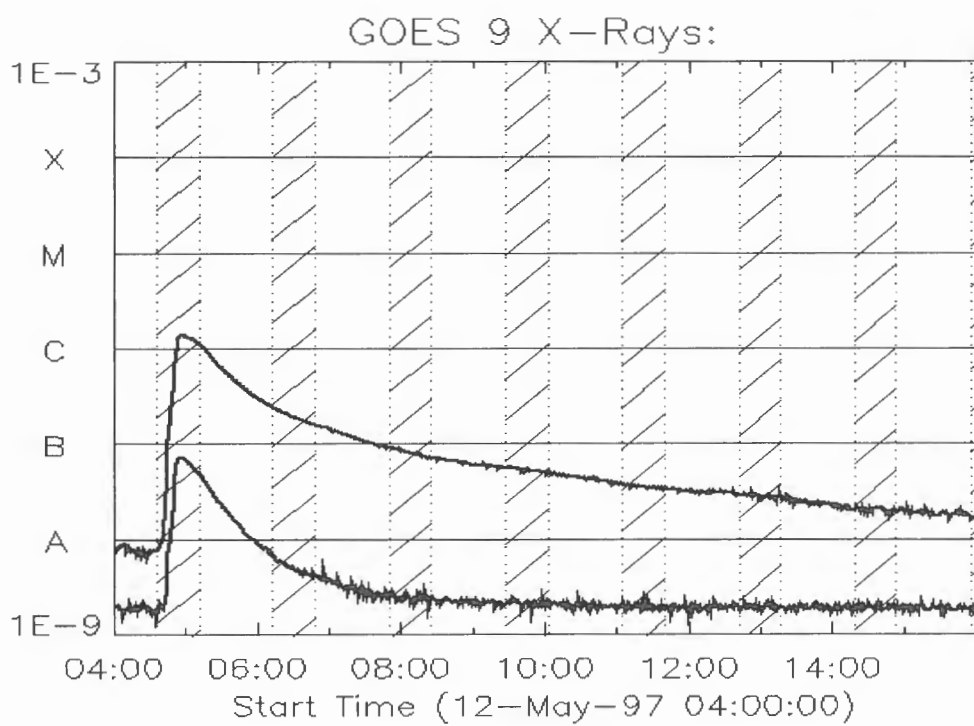


SXT



50"
23:05:27

図1. 1993年5月14日フレア



$H\alpha$ (飛騨・FMT)

SXT

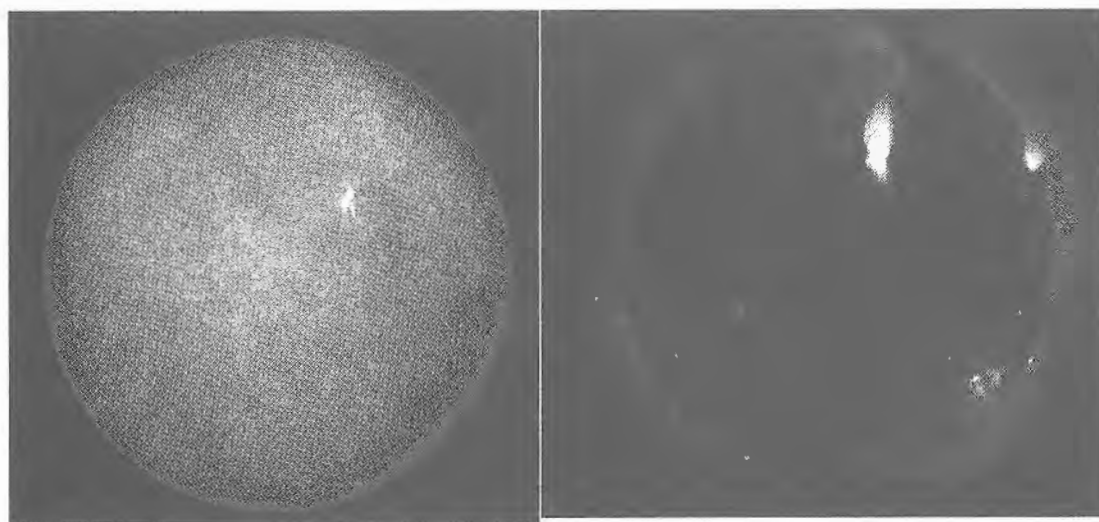


図2. 1997年5月12日フレア

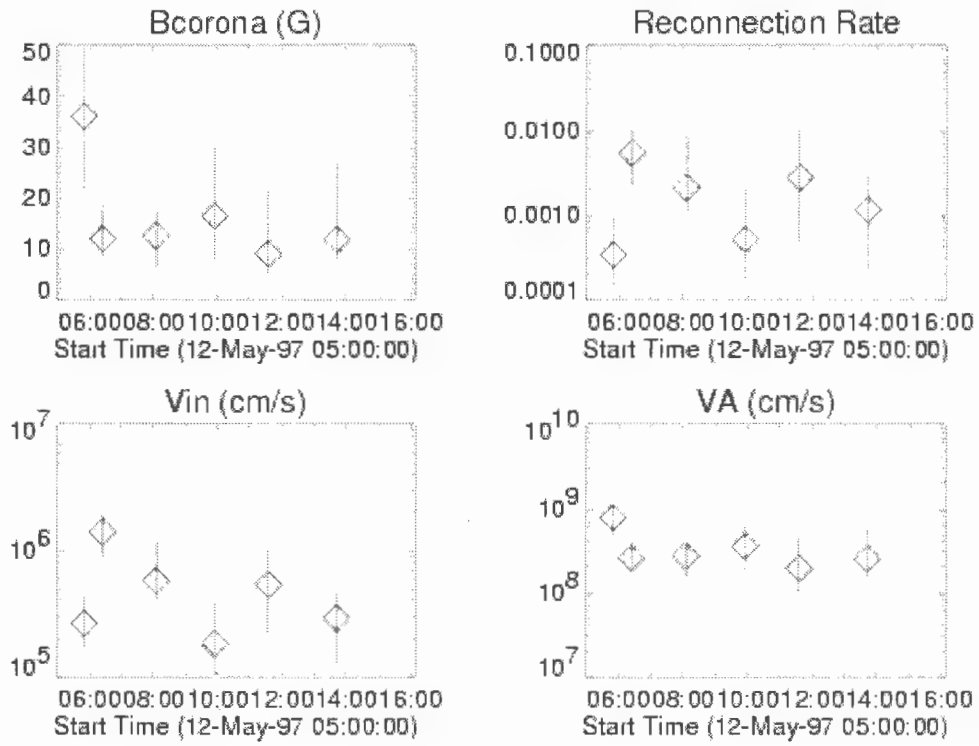


図3. コロナ磁場、リコネクションレート、インフロー速度、アルフヴェン速度の時間変化

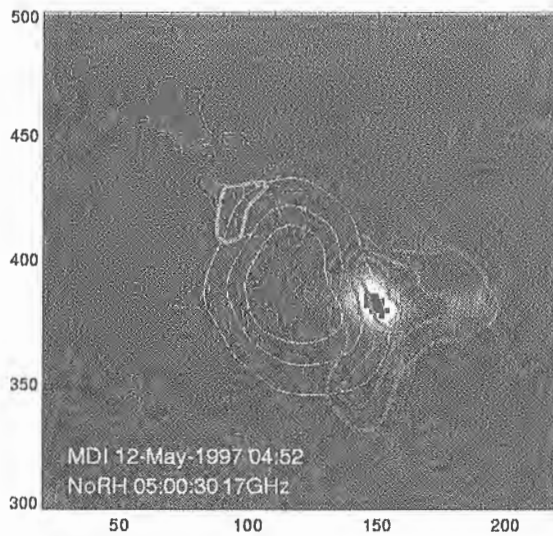


図4. 偏波率(太線: -0.01, 0.02, 0.03, 0.04 %) 白線は電波像(17GHz)、背景は光球磁場

NOGIS による速度場観測

山崎高幸 (明星大)、一本潔 (国立天文台)、乗鞍コロナ観測所所員

Abstract

国立天文台乗鞍コロナ観測所の速度場観測装置 NOGIS (NOrikura Green-line Imaging System) の速度場には輝度イメージにはない速い現象があることがわかっており、さらにフレアの観測によってその発生の素と考えられているリコネクションインフローやプラズマの動きが詳細にわかることが期待されている。NOGIS は 2000 年 5 月 24 日～25 日にフレアの観測に成功し、速度場にみられる波動伝播も見つかった。今回フレアに伴う視線方向速度が 8km/s あることがわかった。またリコネクションインフローの有無を見つけるため、非熱的速度の時間変化を調べた。その結果、輝度の増加する前に非熱的速度がおおよそ 10km/s 増加していることがわかった。

1 Introduction

磁気リコネクションはコロナ中におけるフレアのエネルギー解放の重要なメカニズムのひとつとされている (Hirayama.1974,G.W.Pnewman.1982)。リコネクションは磁場の極性が反転する磁気中性面とよばれる領域にプラズマが流れ込むフレアの上空で引き起こされる (Sibata et al.1995)。その磁気中性面に向かう流れ ; リコネクションインフロー ; を見つける試みが現在盛んである (ex.Yokoyama et al.2000)。 (表 1) 乗鞍コロナ観測所ではコロナの二次元画像によるドップラーシフトの取得を行っている (Ichimoto et al.1999)。この装置を NOGIS (NOrikura Green-line Imaging System) と呼んでおり、定常観測が 1997 年からつづけられている。現在までに速度場の画像には輝度場にはない速い現象があることがわかっており、さらにフレアの観測によってその発生の素と考えられている磁場のリコネクションやプラズマの動きが詳細にわかることが期待されている。本研究の目的は、フレアを引き起こすリコネクションインフローの間接的証拠である非熱的速度を NOGIS のデータより見積もること。また、2000 年 5 月 24～25 日に得られたフレアからリコネクションインフローの存在を確かめることである。

2 Instrument

一観測システム (NOGIS) 構成— 口径 10cm 望遠鏡を用いたコロナグラフ
観測波長 5303Å [FeXIV], +0.45Å -0.45Å NOGIS 空間分解能 : 2.57arcsec/pixel.
散乱光成分の取得は ±2Å. 時間分解能 : 約 30sec

- CCD MCD12 モデル [Spectra Souce 製] : 1024×1024pixel 12μm/pixel.
- リオフィルター [南京天文機器工場] : 5303Å に調整 半値幅 1Å.
- 波長可変装置 : 2 つの液晶の電圧調整によって透過ピークをシフトさせる。

3 Analysis

3-1 輝度イメージ、速度場の導出

観測で得られる画像は、以下のように表すことができる。

$$I_i = \int \{I_{sky}(\lambda) + I_{5303}(v, \lambda)\} \cdot T_i(\lambda) d\lambda = S_i + E_i \quad (1)$$

$I_{sky}(\lambda)$ は空の散乱光, $I_{5303}(v, \lambda)$ は輝線スペクトルの明るさ, T_i はフィルターの透過率, i はフィルターピークのシフト量(Å)で $i=0, \pm 2, +0.45, -0.45$ の 4 モードある。輝線の明るさは、観測データから空の散乱光を引くことによって得られる。

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= S_0 + E_0 \\ I_{\pm 2} &= S_{\pm 2} \\ I_{-0.45} &= S_{-0.45} + E_{-0.45} \\ I_{+0.45} &= S_{+0.45} + E_{+0.45} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

各フィルターモードで得られた観測データには空の散乱光が含まれるためその減算に輝線を含まないフィルターモードで得られた $I_{\pm 2}$ を用いる。またパラメータをかけて減算を行うことで、フィルターモードの違いによる太陽の吸収線の寄与を補正する。このパラメータは次式により各観測データのバックグラウンドからそれぞれ求めた。

$$\left. \begin{aligned} S_0/S_{\pm 2} &= 1.074 \\ S_{-0.45}/S_{\pm 2} &= 0.963 \\ S_{+0.45}/S_{\pm 2} &= 1.153 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

輝度イメージは、 $E_{-0.45}$ 、 $E_{+0.45}$ 、 $E_{-0.45}$ の3枚の平均を用いる。

$$I'_{5303} = \frac{1}{3} [(I_0 - 1.074 I_{\pm 2}) + (I_{-0.45} - 0.963 I_{\pm 2}) + (I_{+0.45} - 1.153 I_{\pm 2})] \quad (4)$$

速度場は、レッドシフト画像とブルーシフト画像の差分を用いる。

$$\begin{aligned} V'_{5303} &= \frac{E_{+0.45} - E_{-0.45}}{I'_{5303}} \\ &= \frac{[(I_{-0.45} - 0.963 \cdot I_{\pm 2}) - (I_{+0.45} - 1.153 \cdot I_{\pm 2})]}{I'_{5303}} \end{aligned} \quad (5)$$

最大検出速度は50km/sである。

3-2 非熱的速度場の導出

輝線スペクトルにおいて、ドップラー幅（ライン幅の広がり）は物理的に重要な意味をもち、熱運動と非熱的運動による成分で表される。

$$\Delta \lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2 \cdot kT}{m} + \zeta_t^2} \quad (6)$$

$\Delta \lambda_D$ はドップラー幅、 ζ_t は非熱的速度、 k はボルツマン定数、 T は温度、 c は光速、 m は鉄の原子量である。フレア等により原子の運動状態が活発になるとドップラー幅は広がる。理論的に輝線スペクトルは次の式のようにガウス分布で与えられる。

$$I_G = \alpha_0 \cdot \exp \left(- \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta \lambda_D} \right)^2 \right) \quad (7)$$

λ はドップラーシフトした輝線の波長、 λ_0 は輝線の中心波長 (5303Å)、 α_0 はガウス分布の中心の明るさである。今回観測データから得られた4つのパラメータからドップラー幅の指標を次のように定義した。

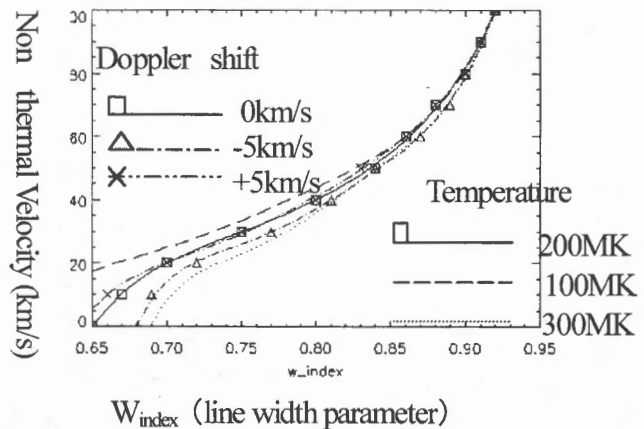
$$\begin{aligned} W_{index} &= \frac{(E_{+0.45} + E_{-0.45})/2}{E_0} \\ &= \frac{[(I_{-0.45} - 0.963 \cdot I_{\pm 2}) + (I_{+0.45} - 1.153 \cdot I_{\pm 2})]/2}{(I_0 - 1.074 \cdot I_{\pm 2})} \end{aligned} \quad (8)$$

この指標はライン幅が広がるほど大きく (1 に近づく) なる。非熱的速度と観測データから得られる W_{index} の関係は以下のステップで求めた。

1.式 (6) 熱運動を表す項の温度を FeXIV[5303Å $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$]存在率がピークを示す 200 万度とし、非熱的運動を表す項を 0km/s~100km/s まで変化させる (つまり $\Delta \lambda_D$ を変化させる)。2.式 (7) で与えられるガウス分布に対して、各フィルターを通した明るさの応答を求める。3.式 (8) によって W_{index} が求まる。この操作により (図 1) のグラフが得られる。以下の式は非熱的速度 ξ_t への変換式である。 W_{index} の値を W とする。

$$\xi_t = 0.22W^5 - 0.87W^4 + 1.37W^3 - 1.08W^2 + 0.43W - 0.07 \text{ [km/s]} \quad (9)$$

図 1 観測データから得られる W_{index} から非熱的速度への変換グラフ。□は計算値、実線は近似曲線 (式 (9))。△は Doppler shift が -5km/s、×は+5km/s の計算値。点線は式 (6) の T が 100MK、長点線は 300MK の計算値。



4 Data & Result

2000年5月24日~25日のフレアの解析

NOGISの観測領域は東リム(NOAA9017)、観測時間は21:27:08UT~09:07:21UTである。

第3章で求めた非熱的速度を2000年5月24日~25日のデータで作成し、特にフレアの起こる前に注目し、リコネクションフローによる擾乱の有無を調べた。また、SOHOに搭載されたEITやYohkohとの比較についても行った。

4-1 リコネクションアウトフロー

NOGISの速度場に21h41min~21:59minにブルーシフトの変化が見つかった。フレアは光球付近で起きたためNOGISのイメージでは、オカルティングディスク(遮蔽高度は光球から約3万km)に隠されているためみることができないがその上空の擾乱を捉えたことになる。このときGoesPlotはC9.7クラスのフレアを記録しており、Yohkoh/SXT 21h39minにフレアが見つかっている。そのためこのNOGISのブルーシフトはフレアに伴った、リコネクションアウトフローがみえているのではないかと考えている(図3□で囲んだ部分)。

4-2 速度場にみられる波動伝播

22h44min~22h55minにフレア起こる前にフレアの起こる近くで速度場イメージでレッドシフトの伝播が見つかった。光球からの高さ13万kmまでの進行方向への伝播速度は、200km/sで振幅4km/s。さらに上空は、150km/sで振幅は2km/sであった(図2)。

4-3 フレア発生前の比較

リコネクションポイントは高温プラズマの形成される上空でおこると考えられるためフレア領域の速度場と非熱的速度をYohkoh、EITと比較し、フレアによる変化を調べた(図3)。

図2 (右の図) 速度場にみられた波動伝播。
 A.速度場 (上) で見られた伝播の始まりに対して
 差分を取った画像 (下) B.画像の点線プロファイ
 ルの時間変化。プロファイルの山が時間と共に半
 径方向に伝播しているのがわかる。

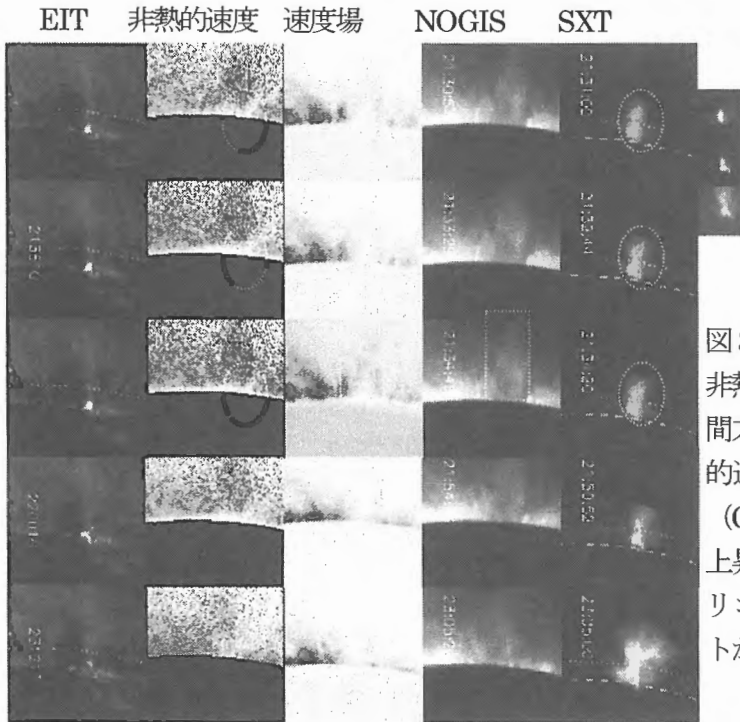
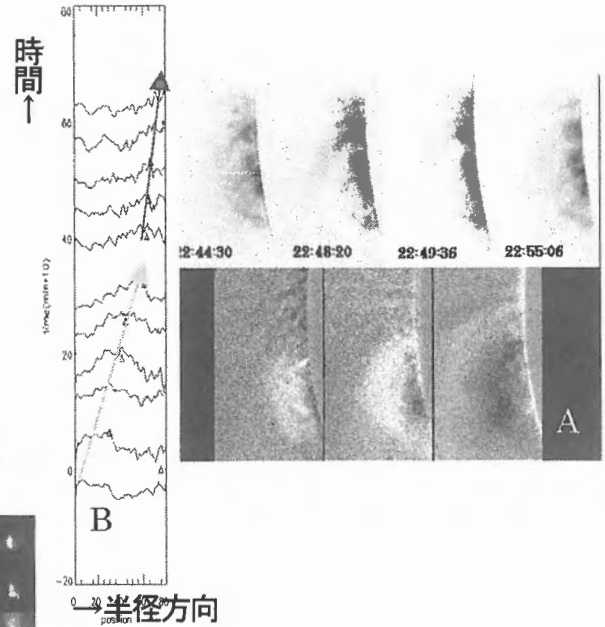
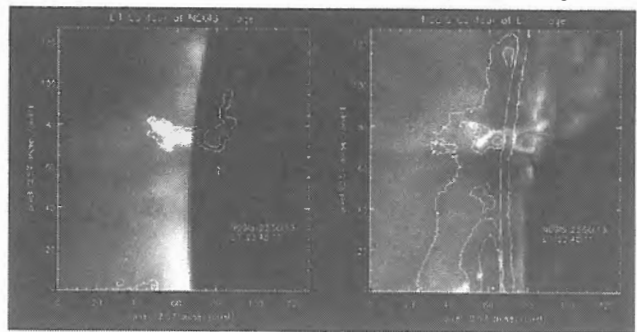


図3 (右の図) フレア発生前の比較、左から EIT、
 非熱的速度イメージ、速度場イメージ、SXT、縦が時
 間方向で同時刻に近いデータが横に並べてある。非熱
 的速度の明るい部分 (○で囲んだ部分) は、フレア
 (C9.7 クラス) による増加を示す。EIT のループの
 上昇速度はおおよそ 2 km/s である。□で囲んだ部分
 はリコネクションアウトフローと思われるブルーシフ
 トがみられた場所。

4-4 NOGIS と EIT の構造比較

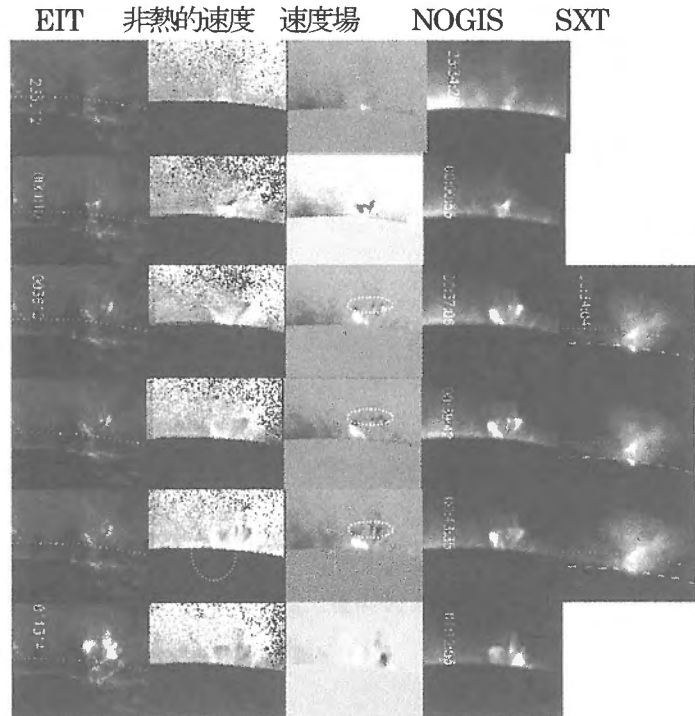
NOGIS の観測波長 5303 Å [FeXIV] の示す温度分布のピークはおおよそ 200MK に対して EIT 195 Å [FeXII] はより冷たい温度成分を表す。2つのデータが示すコロナ構造はおおまかに同じと考え、NOGIS の位置合わせを EIT の構造に合わせて行った(図4)。これにより、NOGIS データの地球の北極からの傾きが 20 度あることがわかった。特に NOGIS の 10 分後に EIT は似た構造を示した。これは EIT の温度構造が NOGIS より低いため、冷却されたプラズマが EIT でみえるためと考えられる。

図4 同時刻のフレア発生時 (前半) の NOGIS
 の輝度場と EIT の等高線 (左)、EIT と NOGIS
 の輝度場の等高線 (右)。構造は似ているが、輝度
 分布は同一ポイントではない。NOGIS では EIT
 ループの上空がみえている。



4-5 フレア発生後の比較

図5 フレア発生時の EIT、非熱的速度場、速度場、SXT の比較。非熱的速度はフレア発生時に20km/sから30km/sに増加した(非熱的速度○印)。ループトップの速度はおよそ10km/s(速度場○印)である。



4-6 NOGIS と SXT の比較

フレア発生時(中頃)のNOGISとSXTの等高線、SXTとNOGISの等高線(図6)

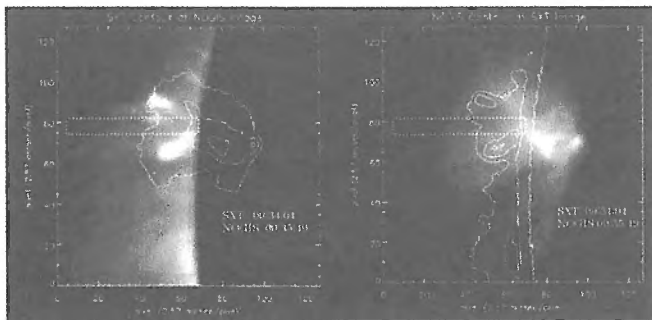


図6 フレアの(中頃)NOGISとSXTの等高線(左)、SXTとNOGISの等高線(右)。リコネクション領域は点線で囲んだ四角のボックス周辺と考えている。SXTでは2回目(0:30UT)のフレアが観測されている。

4-7 輝度と速度、非熱的速度の時間変化

NOGISの輝度とSXT、EITの変化をGOESPLOTと伴に示した。(図7)

輝度、速度場と非熱的速度の時間化を調べた(図8)。サンプルポイントは、フレアの明るい場所(A点、B点)とフレア上空(C点)を選択した(図8右上図)。A、B点は輝度、速度に先行して増加がみられる。速度変化では、B点で8km/sのブルーシフトが見つかった輝度の増加にあわせて速度にも変化があることがわかった。また非熱的速度はフレアの発生前に20km/sから30km/sに増加した。(図8)

5 Summary & Discussion

- (1) フレアのループトップに沿った視線方向速度は10km/s。
- (2) 波動伝播は150km/s~200km/s。振幅は2km/s~4km/s。
- (3) NOGISのデータより非熱的速度を見積もった。
- (4) リコネクションインフローによる非熱的速度の増加は見られなかった。
- (5) 非熱的速度はフレア発生前に20km/sから30km/sに増加した。
- (4) のリコネクションインフローが見つからなかった原因を考察する。

1、フレアの規模が小さい。

今回 NOGIS が捕らえたフレアは、GOESPEAKC9.7 クラスのフレアである。この領域は、その後 Goes C3.6 のフレアも引き起こしており、そのエネルギーは 1.1×10^{25} [erg/sec] であった。

$$E = \frac{B^2}{8\pi} \cdot l^2 \cdot V_{\text{inf low}}$$

また、EIT ループの上昇速度は 2km/s であるため、リコネクションインフローの速度を同程度で進んだとし、そのときの磁場の強さを 30G とすれば、見積もられるスケールは、 1.2×10^4 km である。これは NOGIS で十分観測が可能であり、この要因は否定されると思われる。

2. 視線方向ではなかった。→速い (10km/s~100km/s) インフローが在れば、垂直成分の数%が受かるはず。C9.7 のフレア発生時には、速度場に変化がみられた (4.1 リコネクションアウトフロー)。その後のフレアが起きたときはループの形状から考えるとリコネクションインフローは視線方向におきるはずである。非熱的速度の増加 (4-7 輝度と速度、非熱的速度の時間変化) はリコネクションが進んでいる状態を示しているのかもしれない。

3. リコネクションインフローの温度が 200 万度でなかった。もしくはリコネクションインフロー自体存在しない。この場合は NOGIS では観測不可能。

6 Conclusion

NOGIS で初のフレアの観測が得られフレア領域の速度場と非熱的速度を調べたところフレアの発生に伴った増加がみられた。また、フレア発生時には、ループに沿った視線方向速度があること明らかになった。

Reference

- Ichimoto, K., Noguchi, M., Tanaka, N., Kumagai, K., Shinoda, K., Nishino, T., Fukuda, T., and Sakurai, T. 1999, PASJ 51, 383
- Ichimoto, K., Shin, J. 2000, ASP Conference Series, Vol. 205, 11
- Ichimoto, K., Hara, H., Takeda, A., Kumagai, K., Sakurai, T., Shimizu, T. and H. S. Hudson. 1995, ApJ 445, 978
- Tsuneta, S. 1996, ApJ 456, 840
- Hara, H., Ichimoto, K. 1999, ApJ, 513, 969
- Yokoyama, T., Akita, K., Morimoto, T., Inoue, K. and Newmark, J. ApJ, Letters, submitted
- Shibata, K., Masuda, S., Shimojo, M., Hara, H., Yokoyama, T., Tsuneta, S., Kosugi, K., & Y. Ogawara. 1995, APJ, 451, L83
- Sakao, T., Tsuneta, S., Hara, H., Shimizu, T., Kano, R., Kumagai, K., Yoshida, T., Nagata, S. and Kobayashi, K. 1999, Sol. Phys., 187, 303
- Singh, J., Ichimoto, K., Imai, H. & Sakurai, T. 1999, PASJ, 51, 269
- Hirayama. 1974
- G. W. Pnewman. 1982

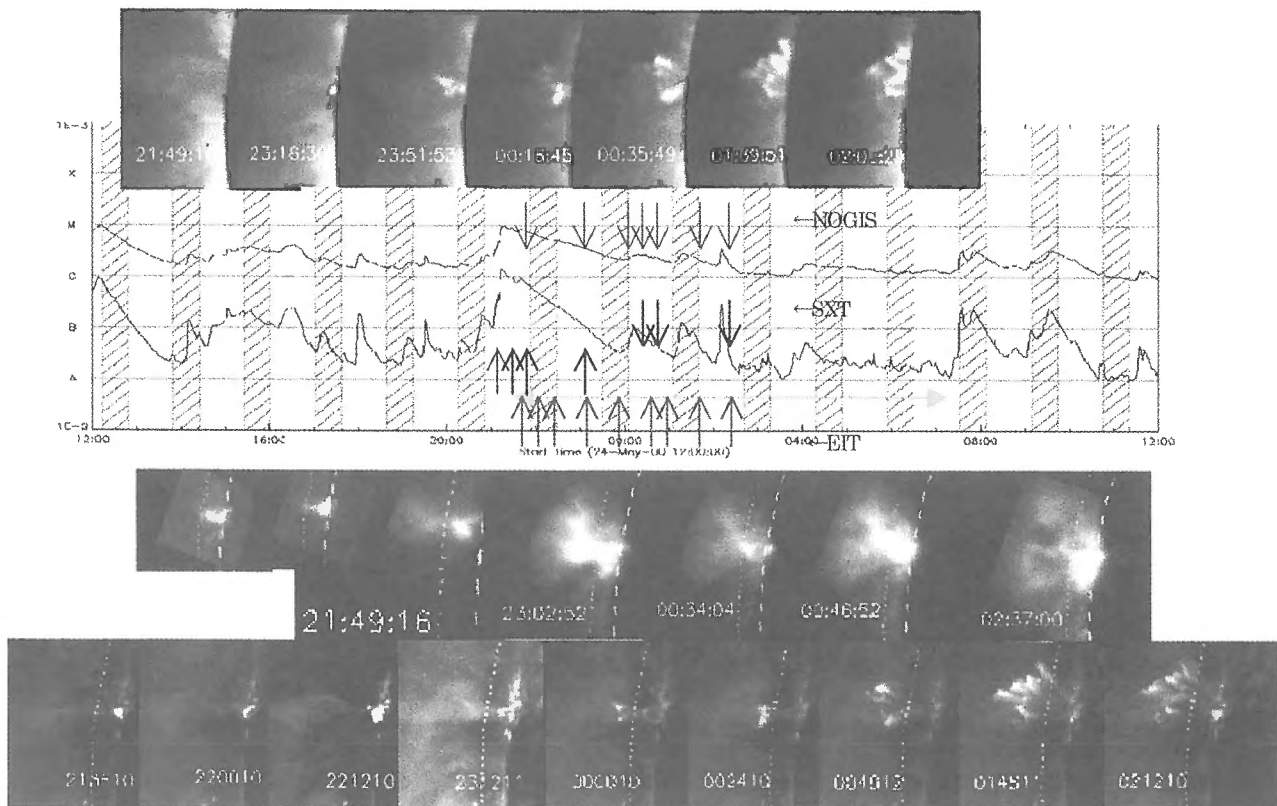


図7 GOES PLOTとNOGIS、SXT、EITのイメージの変化

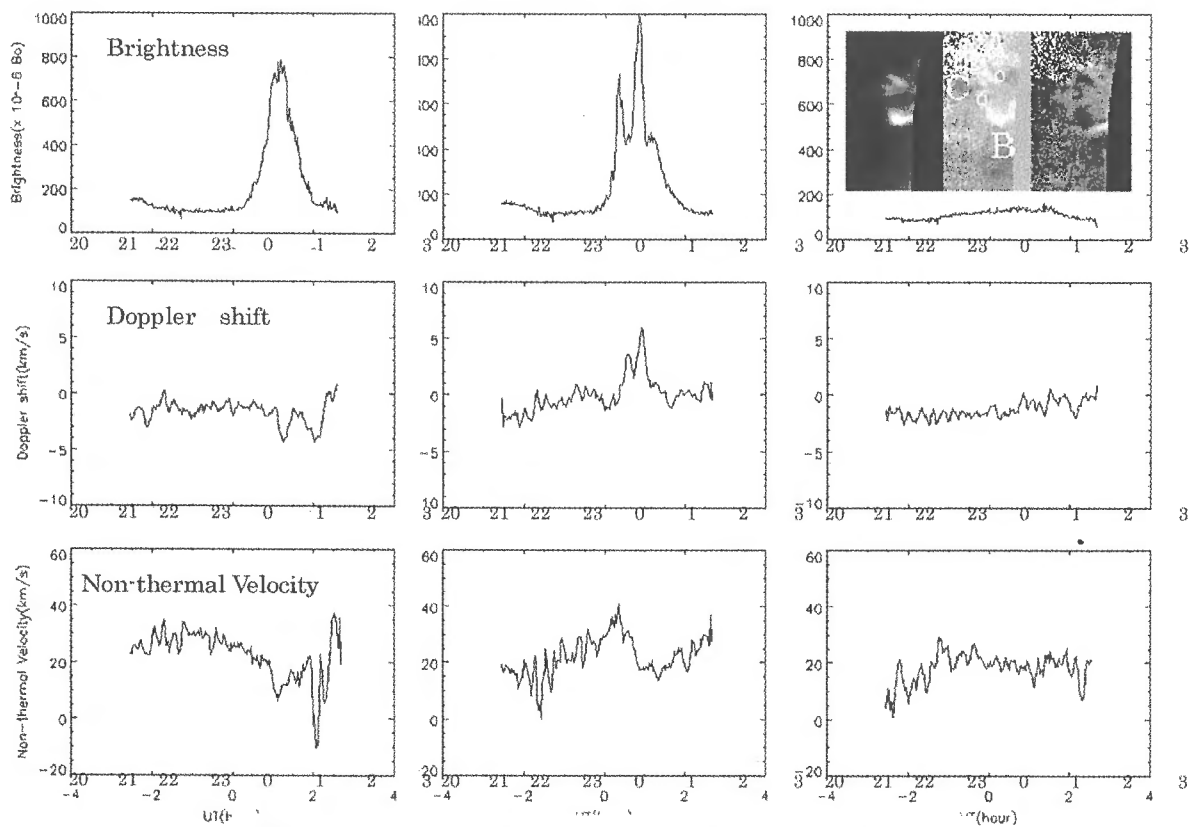


図8 A, B, C点の明るさ、速度、非熱的速度の変化

X-ray Bright Point (XBP) 発生数の 太陽周期変動

中久保佳代子(杉並区立科学教育センター)
原 弘久(国立天文台)

概要

太陽コロナには、X-ray Bright Point (XBP) という小輝点が多数現れる。その数変化と太陽周期との関係を解明することは、太陽の磁場の生成機構を考える上でも重要なことである。しかし未だにはっきりした結論は出ていない。

そこで我々は、太陽を長期的に観測している衛星「ようこう」の軟X線画像(1992-2000年)を用いて、XBPを自動検出し、総数変化を調べた。その結果、背景強度が低い場所($< 10^{0.6}$ DN/sec/pixel)では、XBP数変化が太陽周期と逆の相関を示すことがわかった。この傾向は、単位面積当たりの数に直しても、はっきり現れており、XBPが黒点の発生と何らかの関係をもつことを示唆している。

◆X-ray Bright Point (XBP) とは？

XBPとは「コロナに見られる小輝点」のことである。1969年にロケット搭載X線望遠鏡による太陽観測で「Pointlike X-ray emitting features」として発見された(Vaiana *et al.* 1970)。以下はこれまでにわかったXBPの主な特徴である。

大きさ: $< 1'$ ($1.6 \times 10^9 \text{km}^2$); Webb (1981)、

平均 $20 \pm 5''$ ($(2.0 \pm 1.0) \times 10^8 \text{km}^2$); Golub *et al.* (1974)

寿命: 2-48 時間程度 (平均8時間); Golub *et al.* (1974)

発生場所: 太陽全面 1500個/日 (平均250個/全面画像1枚); Golub *et al.* (1974)

磁場強度: ~ 10 gauss; Golub *et al.* (1974), Harvey and Martin (1974)

全磁束: $(2-3) \times 10^{19}$ Mx; Golub *et al.* (1977)

◆過去の研究報告

XBP数変化に関する主な研究は以下の2つである。しかし両者の結果は割れている。

①Davis (1983)

スカイラブとロケット観測(計8回)により取得された太陽コロナの全面画像(1970-1981年の計11年)を使用し、XBPの数を眼視調査した。その結果、XBP数変化は太陽周期と逆の相関を示すと主張した。

②Strong&Harvey (1995)

ようこう軟X線望遠鏡により取得された太陽コロナの全面画像(1991-1995年の計4年、露光時間は5.3、0.17秒)を使用し、XBPの数を眼視調査した。その結果、XBP数変化と太陽周期との相関は弱いと主張した。

◆目的

太陽観測衛星「ようこう」の長期高分解能データから、X-ray Bright Point (XBP) を自動検出し、その総数変化と太陽周期との関係を明らかにする。

→XBPの発生と黒点磁場との関係を考えるヒントが得られる。

◆使用データ

本研究では、ようこう軟X線望遠鏡で取得された太陽コロナの全面画像を用いた。

期間:1992年12月-2000年12月(計8年, 900日分)

露光時間:30秒, 5.3秒, 0.17秒(又は0.08秒)

使用フィルター: Al/Mg/Mn

30秒露光データを基本に用い、強度が飽和している所を5.3秒, 0.17秒(または0.08秒)のデータに置き換えて(合成画像にして)使用した。

◆XBP自動検出方法

本研究では、以下のような手順でXBPを自動検出した。[図2]にフローチャートを示す。

①元データの移動平均を求め、背景強度とする。

②元データから背景を差し引き、XBP強度とする。

③背景強度の揺らぎを以下のように計算で求める。

背景の揺らぎ = $\sqrt{[\text{背景強度のポアソンノイズ}]^2 + [30\text{秒露光のダークデータの揺らぎ}]^2}$

④XBP強度と背景の揺らぎの比 α が3より大きいピクセルだけを取り出し、縦、横、斜めに繋がっているものを一つのグループとする。

⑤XBPと認識する判定基準を定め、それを満たすグループのみをXBPとして検出する。

◆XBP判定基準 ([図1]参照)

XBPの判定基準は以下のように設定した。

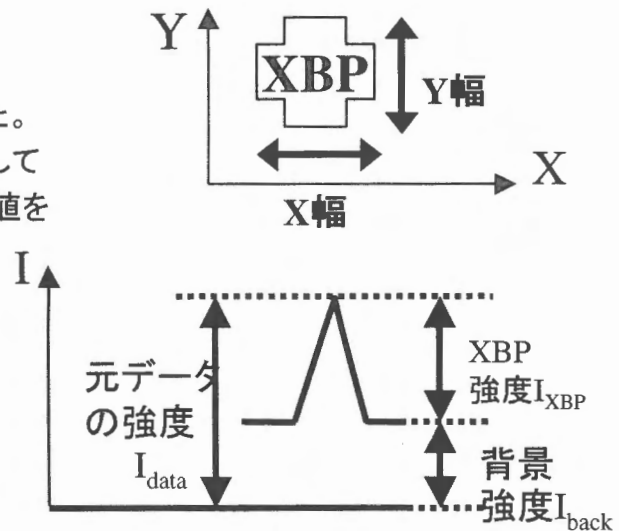
ここで、XBP強度というのは各XBPを構成しているピクセルのもつX線強度のうちの最大値を指す。

①XBP強度 $I_{\text{XBP}} > 3 \times \text{背景揺らぎ} \delta I_{\text{back}}$

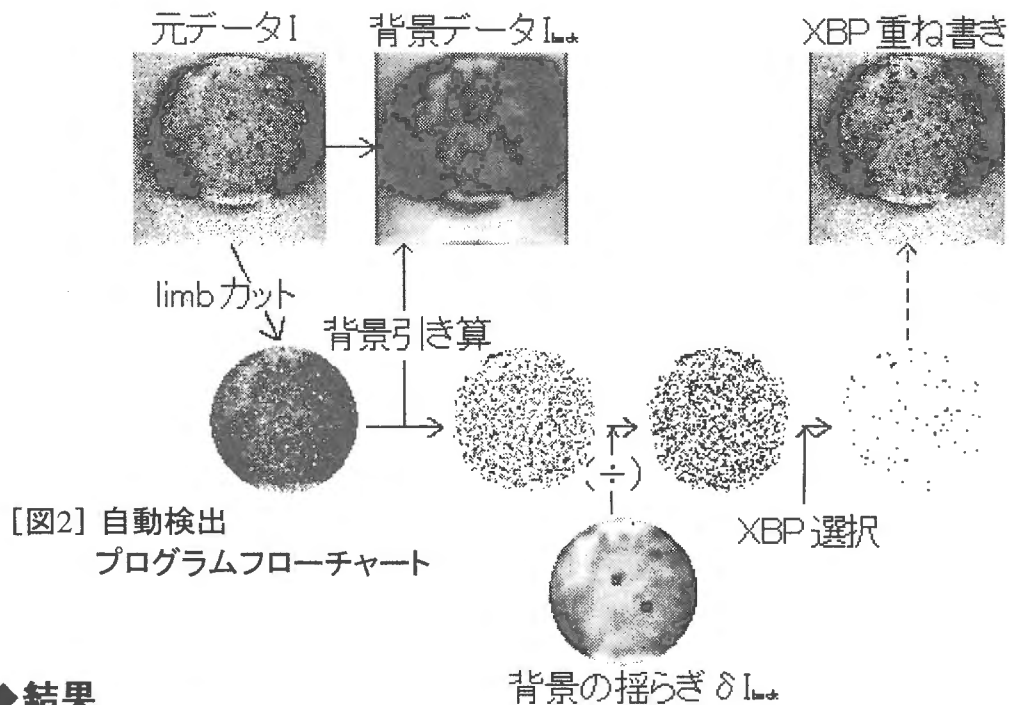
② $3\text{pixel} \leq \text{大きさ} \leq 144\text{pixel}$

③ $2/5 \leq Y\text{幅} / X\text{幅} \leq 5/2$

④ $\text{大きさ} \geq X\text{幅} \times Y\text{幅} \times 40\%$



[図1] XBPのX、Y幅とXBP強度模式図

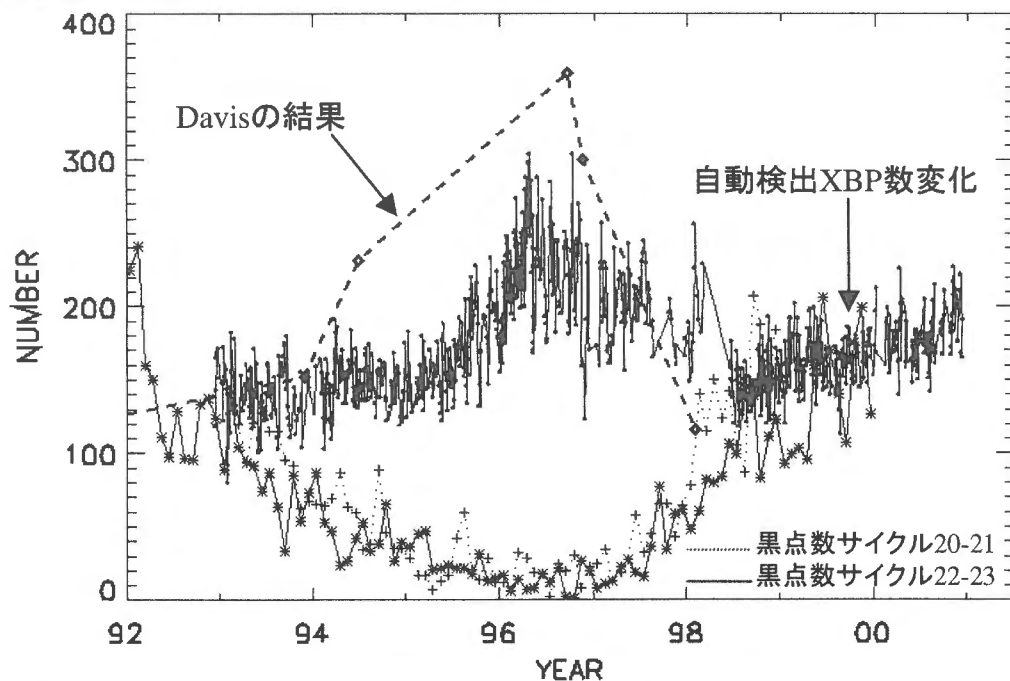


[図2] 自動検出プログラムフローチャート

◆結果

①自動検出結果

検出されたXBPの総数年変化を[図3]に示す。横軸が時間、実線が自動検出されたXBPの太陽全面での総数変化を示している。比較のためにDavis(1983)の結果(点線◇)を、黒点数変化が重なるように合わせて表示した。このグラフからわかるように、自動検出したXBPは、Davisの結果と同様、極小期に増加を示した。しかしこの結果には、極小期に背景の低い領域が増え、暗いXBPが選ばれやすくなる効果などが含まれているため、補正をする必要がある。



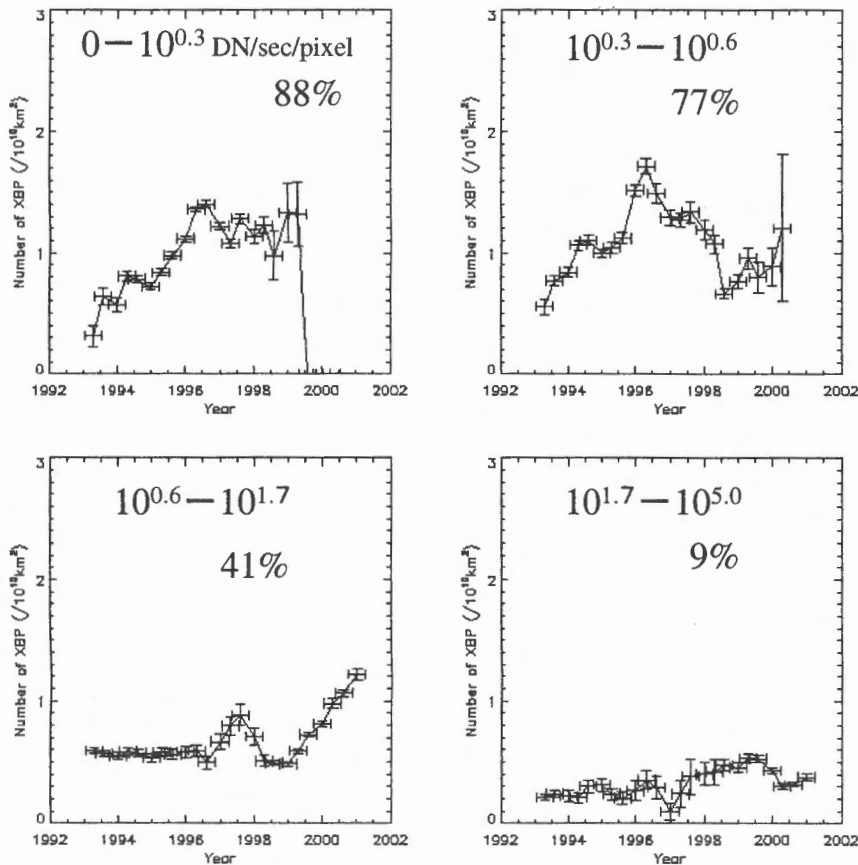
[図3] 自動検出したXBPの総数年変化。実線が自動検出したXBPの数。点線(◇)はDavis(1983)の結果。破線(+)、実線(*)は黒点数変化。

②、①に補正を加えた結果

背景強度分布の時期変動や、画像の中心から縁へと強くなる射影効果の検出条件への影響を減らすため、以下の条件を加えた。

- ・背景強度範囲を限定する。
- ・調査領域を太陽中心から 30° 内に限定する。
- ・単位面積当たりのXBP数に直す。
- ・背景範囲上限値から求まるXBP強度最低値をその背景範囲でのXBP強度最低値とする。

[図4]に補正後のXBP数変化を示す。グラフ上部に、それぞれの背景強度範囲と、目でもXBPに見えるものの割合(181枚の画像を調査)を示す。このグラフから、上記の補正を加えても、背景強度が $10^{0.6}$ DN/sec/pixelより低い場所のXBPは、極小期に数が増加することがわかった。一方背景強度の高い2つのグラフは、目でもXBPに見えるものの割合が半分以下と少ないので、さらに検討する必要がある。



[図4]補正後のXBP数年変化。横軸が時間、縦軸が 10^{10} km 2 あたりのXBP数。エラーバーは 1σ を示す。横線は平均した期間を表す(各年ごとに、1月-6月、5月-10月、9月-2月にわけて平均した)。グラフの上部に背景強度範囲と、目でもXBPに見えるものの割合(181枚の画像を調査)を示した。

◆ 結論

背景強度の低い場所 ($< 10^{0.6}$ DN/sec/pixel) に現れるXBPの数変化は、黒点数変化と逆の傾向を示した。この結果は、XBPの発生と太陽周期とが、無関係ではないことを示す。

◆ 参考文献

- Davis, J. M., Solar Phys., 88, 337, (1983)
- Golub, L., Krieger, A. S., Silk, J. K., Timothy, A. F. & Vaiana, G. S., ApJ, 189, L 93, (1974)
- Golub, L., Krieger, A. S., Vaiana, G. S. & Harvey, J. W., Solar Phys., 53, 111, (1977)
- Hara, H., PhD Thesis, University of Tokyo, (1996)
- Harvey, K. L. & Martin, S. F., Solar Phys., 32, 389, (1973)
- Nitta, N., Bastian, T. S., Aschwanden, M. J., Harvey, K. L. & Strong, K. T., PASJ, 44, L167 - 172, (1992)
- Strong, K. T. & Harvey, K. L., Solar Physics Division Meeting in Memphis, Tennessee June 48, (1995)
- Vaiana, G. S., Krieger, A. S., van Speybroeck, L. P. & Zehnpfenning, T., Bull. Am. Phys. Soc., 115, 611, (1970)
- Webb, D. F., in 'Solar Active Regions' (A Monograph from Skylab Solar Work Shop III), (ed. F. Q. Orall), (Colorado Associated University Press, Boulder), p186, (1981)

CMEの研究におけるプロミネンスエラプションの観測

花岡 庸一郎(国立天文台)

1. CMEと磁場構造

CMEにおいては、磁気エネルギーの蓄積された状態がeruptionという形でそのエネルギーを解放し、relaxした状態へと変化していく、という磁場構造の変化を示す。この磁場の構造の解明こそがCMEの本質を示すわけであるが、この研究の中でプロミネンスの観測は以下のような点で貢献することができる。

- ・ diffuseなCMEに比べプロミネンスは構造がはっきりしているため、eruption時の磁場発展のはっきりしたトレーサーになっている。

- ・ eruption前のプロミネンスはCMEを起こすソースリージョンの磁気中性線上に存在するため、eruption初期のプロミネンスの時間発展を観測することでソースリージョンの磁場を知る手がかりが得られる。

以下、その実例をいくつか紹介したい。

1. CMEでのeruption時の磁場発展のトレーサー

1992年7月31日のイベント(Hanaoka et al. 1994)においては、H α でのプロミネンス上昇と軟X線でのアーケード形成が同時に観測され、エラプション時において、エラプションで上昇していくものとその下でリコネクションを起こしている構造の磁場の時間発展がはっきりと示された。しかし、この当時はCMEの観測はなく、その後のSOHOの観測によってCMEそのものを含めたより詳細な磁場の時間発展の解析ができるようになっている(e.g. Dere et al. 1997, Yokoyama et al. 2001)。

その一つの例が1998年6月21-22日のイベントである(Srivastava et al. 2000)。この例では0~数十RsunにわたるCMEでのコロナとプロミネンスの



Fig. 1. 1992年7月31日のイベント。H α ・電波のプロミネンスエラプションと同時に軟X線アーケードの形成が見られる。

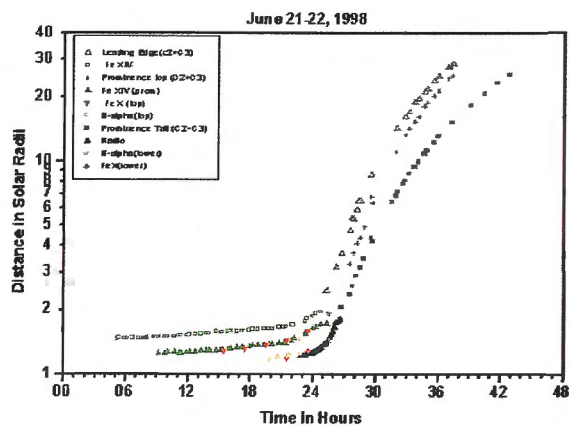


Fig. 2. 1998年6月21-22日のイベントでのプロミネンスの高さのプロット。40Rsun程度まで追跡されている。

時間発展が電波・H α ・SOHO EIT/LASCOで観測されている。

以上の例ではCMEの時間発展を2次的に、skyへの投影を見ていたが、H α のドップラー観測の情報まで加えると、プロミネンスエラプションの3次的広がりまでわかる。そのよい例が1994年2月20日のイベント(Shinkawa et al.)で、飛騨FMTのH α ドップラー観測(3波長)と電波ヘリオグラフのプロミネンス像を合わせることで数R_{sun}までのプロミネンスの3次元速度場をとらえることができた。このイベントのようにディスクセンター付近の現象は地球近傍に影響を与えることが多いという面でも重要であるが、一方CMEはhaloタイプとなってコロナグラフの観測では速度などがわかりにくい。3次元速度場の観測でその時間発展を追跡することにより太陽系空間へのCMEの広がりを立体的にとらえることができるわけで、この例は速度場観測の重要性を示すものといつてよい。

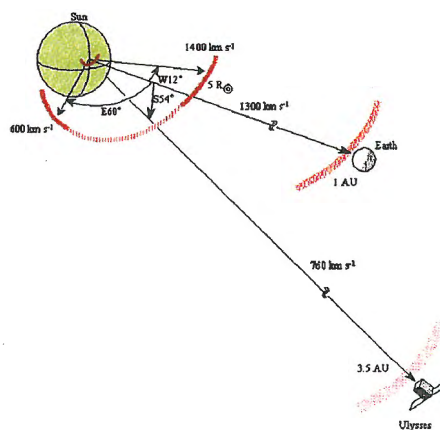


Fig. 3. 1994年2月20日のイベント。ディスクセンター付近のフィラメントエラプションでプロミネンスは数R_{sun}まで3次的に追跡され、その後地球近傍とユリシーズでショックが観測された。

2. CMEソースリージョンの磁場構造

eruptionを起こすだけのエネルギーがどのように蓄積されているのかを知るためには、eruption前のCMEソースリージョンにおける、すなわち表面付近のコロナ磁場を知る必要がある。コロナループのシアー、sigmoid、ヘリカル構造といった非ポテンシャル磁場構造がeruptionを起こすエネルギーを蓄積しているような磁場として知られているが、プロミネンスにおいてもeruption時にヘリカル構造がよく見えることが知られている。このような構造はプロミネンスを支持する磁場構造とも関連して議論されている(e.g. Amari et al., 1999)。SOHOの観測ではCMEのヘリカル構造を示すものがあるが(Dere et al., 1999)、2000年2月26-27日のイベント(Hanaoka 2001)ではEIT/LASCOの観測で、フィラメントのヘリカル構造とその発展及びCMEソースリージョンのコロナ構造とその発展が同時にとらえられた。このような観測は、プロミネンスから単に位置情報だけでなく、その内部の磁場構造のCME中での変化まで示すものである。また、同じくEITにより観測された2001年1月14日のポーラークラウンのエラプションイベントでは、H α 画像に見られるような構造の詳細な観測がエラプション前からエラプションに至るまで連続的に行われている。このような観測でフィラメントの中のblobの動きを追うことで、フィラメント内部の磁場構造の発展を知ることができるわけである。

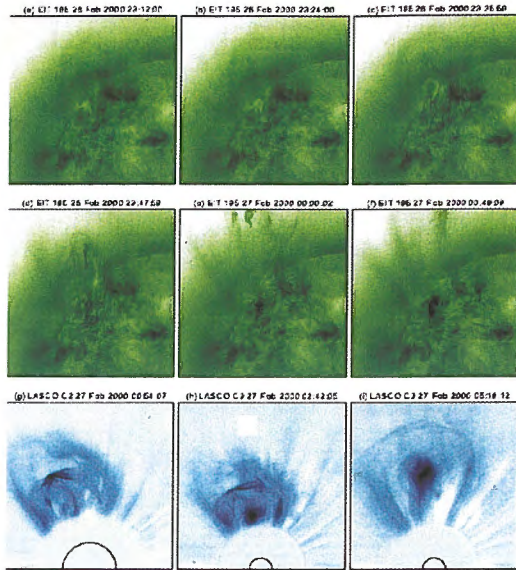


Fig. 4. 2000年2月26-27日のイベント。SOHO/EITでヘリカルプロミネンスのエラプションが見え、その後のLASCOの観測でもねじれたリボン上のプロミネンスが見える。

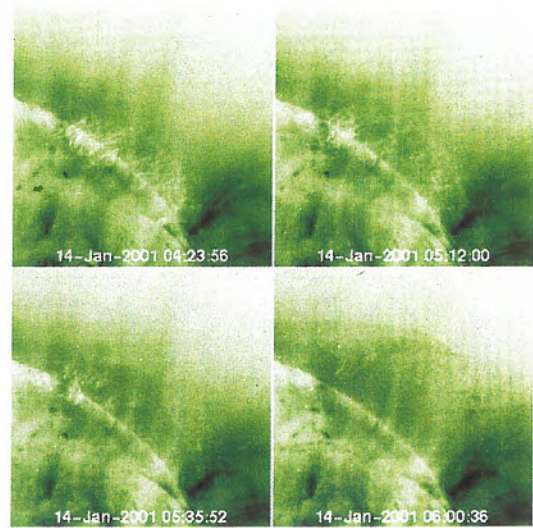


Fig. 5. 2001年1月14日のイベント。SOHO/EITでフィラメントエラプションがその微細構造まで含めて観測されている。

3. まとめ

プロミネンス観測の *eruptive event* 研究の中の重要性は、細かく運動を追跡できることから位置の追跡と視線速度の情報を含めた3次元的なエラプションの時間発展を追えることにある。コロナの観測と組み合わせることでCMEを起こす磁場構造の3次元的時間発展を知ることができる。つまり、高空間分解能で見たプロミネンスの構造・プロミネンスの速度といった古典的H α 観測で得られてきた情報は、スペースからコロナの観測ができるようになった時代にあってかえって重要性を増していると言ってよい。ただ、H α の観測では大きい速度は観測しにくいこと、またDoppler brighteningのために定量的な解析には困難があること、という問題もある。将来的にL α /He II 304の高空間分解能ドップラー撮像がCME観測と並行して行えるようになると、CME/プロミネンスエラプションをフルに追跡できるようになるであろう。

References

- Amari, T. et al.: 1999, ApJL, 518, L57.
- Dere, K. et al.: 1997, Solar Phys. 175, 601.
- Dere, K. et al.: 1999, ApJ, 516, 465.
- Hanaoka, Y. et al.: 1994, PASJ, 46, 205.
- Hanaoka, Y.: 2001, in Proc. IAU Symp. 203., in press.
- Shinkawa, T. et al.: in preparation.
- Srivastava, T. et al.: 2000, ApJ, 534, 468.
- Yokoyama, T. et al.: 2001, ApJL, 546, L69.

Moreton wave と EIT wave

1997/11/04のMoreton wave、EIT wave同時発生イベントを用いた
二つの 'flare wave' の同一性の検証

衛藤茂、磯部洋明、成影典之、浅井歩、森本太郎、
柴田一成、黒河宏企、王同江、北井礼三郎(京大理)

abstract

1997/11/04 AR8100 でX 2クラス flare に伴い、二つの 'flare wave'、彩層の Moreton wave、コロナの EIT wave の発生が観測された。このイベントを用いて二つの flare wave の同一性を検証した。

1. Introduction

• Moreton wave

Moreton wave とは、 H_{α} による彩層の観測において、flare に伴って太陽面上を伝播する波で、1960年 Moreton らによって発見された。この波に対する理論としては、Uchida の sweeping skirt モデルがもっとも受け入れられている。また、波は見えず Flare 周辺の filament の oscillation として観測されることもある(見えない Moreton wave)。

図1. H_{α} 全面像 (97/11/04 6:00 UT)

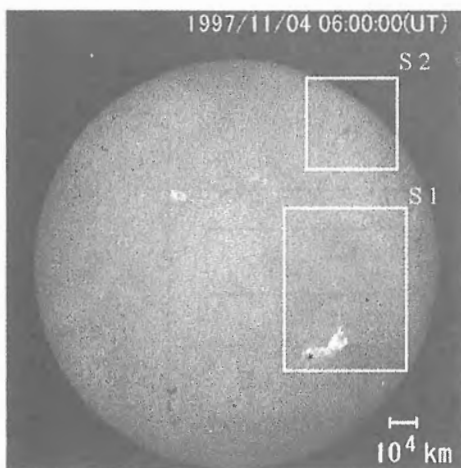


図2. 図1中の Subfield : S1 の $H_{\alpha}+0.8\text{\AA}$ の running difference image (Moreton wave)

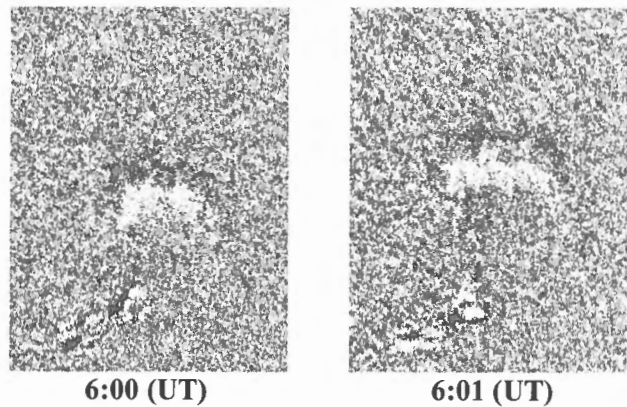


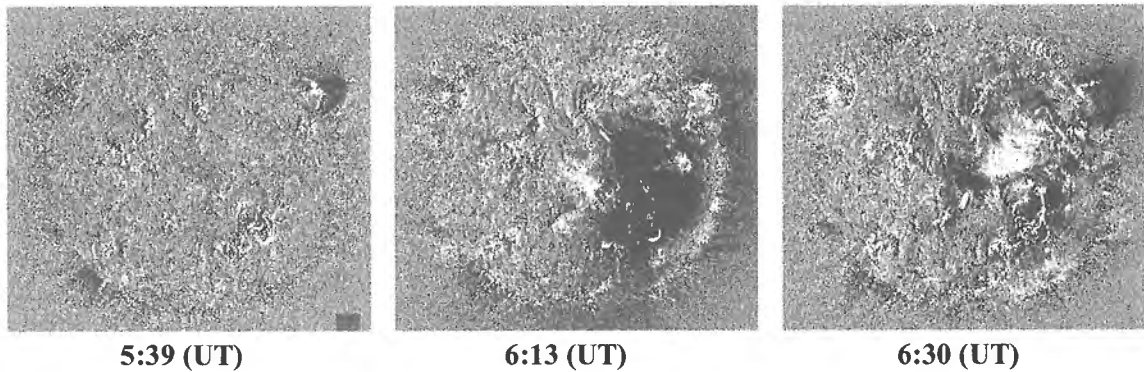
図3. 図1中の Subfield : S2 の $H_{\alpha}+0.8\text{\AA}$ の image (filament oscillation, 見えない Moreton wave?)



• EIT wave

SOHO に搭載された極端紫外線(EUV)望遠鏡 EIT によるコロナの観測において、flare に伴って太陽面上を伝播する波

図4. 1997/11/04 の EUV 全面像の running difference image (EIT wave)

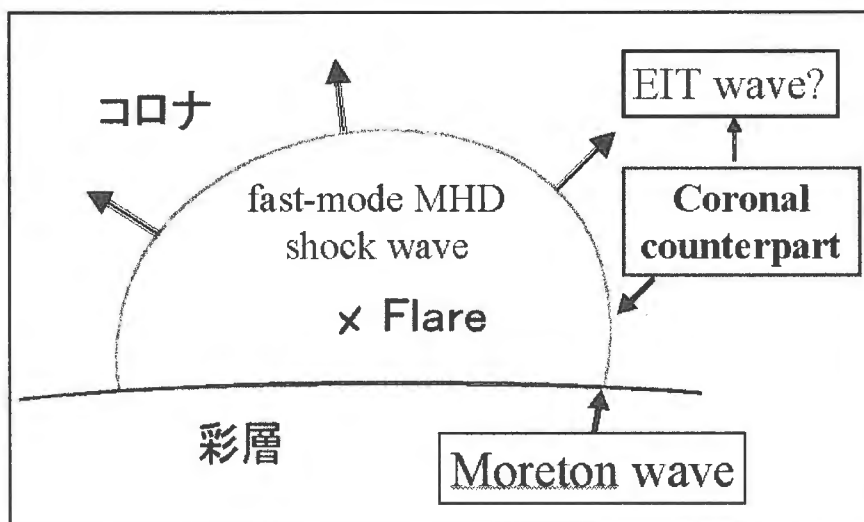


• 二つの波に関する理論的背景

Moreton wave に対する Uchida の sweeping skirt モデルとは、『Flare によって発生した fast-mode MHD shock がコロナ中を伝播し、その shock front と彩層の交点が Moreton wave として観測される。』というものである。

このモデルによると、コロナに Moreton wave の counterpart が存在するはずである。これが、コロナで見つかった EIT wave でないかと疑われている。もし、これが正しいとすると、Moreton wave と EIT wave は同じ波の異なる側面を見ているだけということになり、波面の位置や、伝播速度は等しくなるはずである。

図5. sweeping skirt モデルの模式図



Moreton wave と EIT wave の同一性を検証するには、両方の波の発生が観測された Flare があれば、二つの波の波面の位置や伝播速度を比較することができるので、もっとも直接的検証が可能だが、なかなかそのようなイベントは見つからなかった。

それぞれの波の個別観測イベントによると、Moreton wave の伝播速度の平均値のほうが EIT wave のそれより優位に速いが、Moreton wave の遅いものと、EIT wave の速いものの伝播速度はほぼ等しく、同一性に関して決定的な判定は難しい。

そのような状況のなか、1997年11月4日二つの波を伴った Flare が観測された。我々は、このイベントを用いて Moreton wave と EIT wave の同一性を検証した。

2. 観測

図6に、1997/11/04のX2クラスFlareのGOES Plotを示す。GOESのピークは、5:58 UT。解析に用いた画像は、 H_{α} 、 $H_{\alpha} \pm 0.8 \text{ \AA}$ 画像は、Flare Monitoring Telescope(FMT)[飛騨天文台]で、EUV画像は、Extreme ultraviolet Imaging Telescope(EIT)[SOHO]で観測されたものを用いた。図7に、GOESのピーク時の H_{α} 、EUVでの全面像を示す。

図6. GOES plot (立ち上がりは5:52 UT、ピークは5:58 UT)

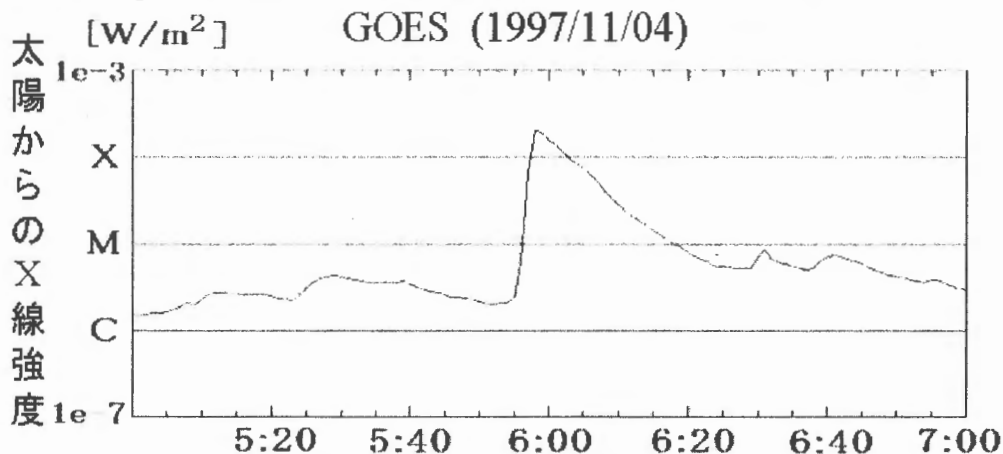
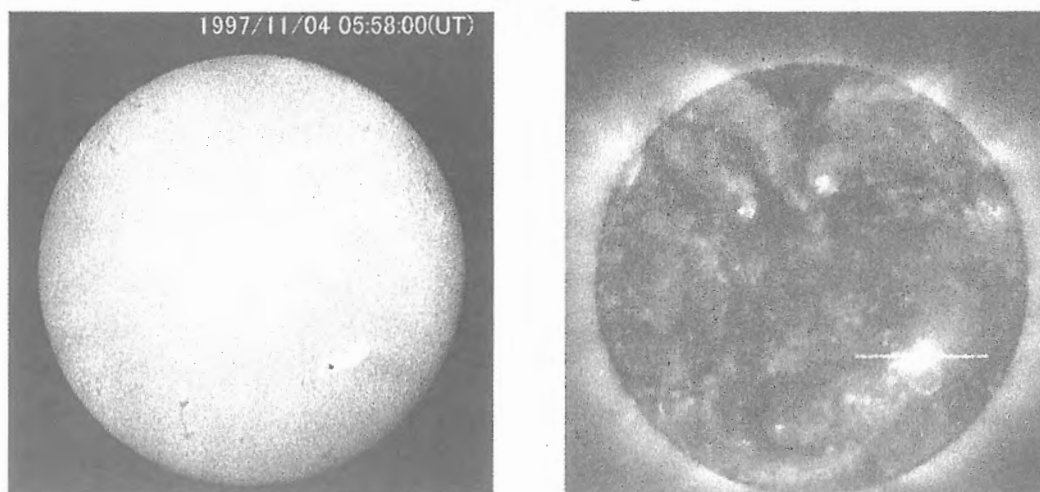


図7. 1997/11/04 5:58 UTでの全面像 (左: H_{α} 、右: EUV)



3. 解析結果

図8は、Moreton wave、EIT wave 及び Oscillation を示した Filament の位置を示している。Moreton wave、EIT wave とともに Flare Site から離れるとともに diffuse になり、それぞれ波面を同定できたのは、Moreton wave で、5:58 UT から 6:04 UT まで1分間隔、EIT wave では 6:13 UT、6:30 UT の画像である。Oscillation を起こした Filament は、図8上の線 O-B 上にあり、点で示した。

図9は、Moreton wave、EIT wave の図8の Flare site : O から A,B,C,D 方向に対する Flare:Oからの距離の時間変化のグラフである。6:11UTの白まるは、filament の oscillation 開始を示す。Moreton wave、EIT wave の平均の伝播速度は、それぞれ、約 715km/s、約 202km/s。

図8. Moreton wave(黒)、EIT wave(灰)の波面及び、Oscillation を示した Filament の位置

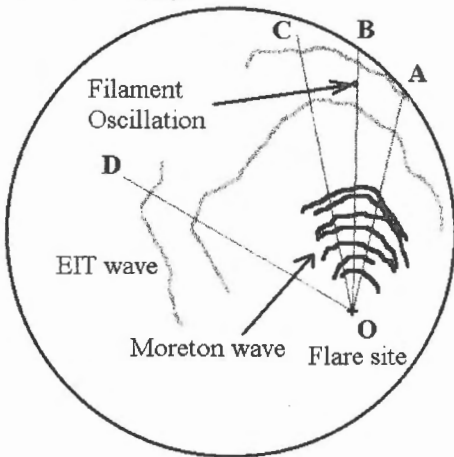
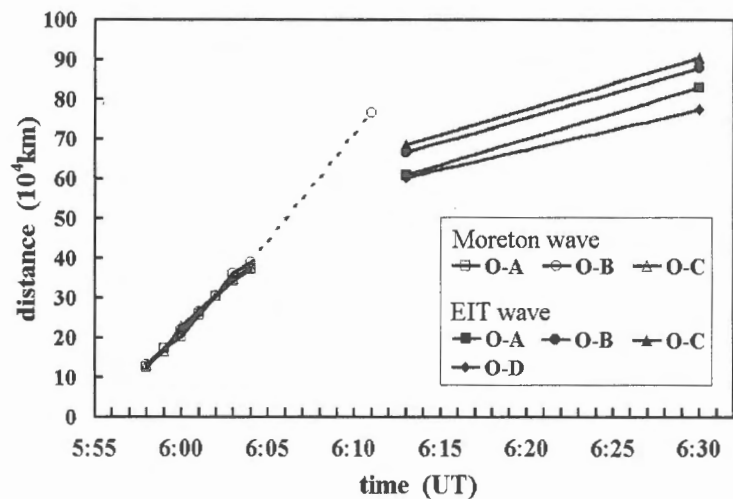


図9. Moreton wave、EIT wave の波面位置の Flare Site からの距離の時間変化



4. 結論

Moreton wave は、Flare site から離れるにしたがって diffuse になり、図8が示すように、Oscillation を起こした Filament 付近では、もう Moreton wave らしき波面は観測されていない。しかし、図9が示すように、Filament の Oscillation 開始時間は、Moreton wave が波面が見えなくなってからも、波面が見えているときの伝播速度で、そのまま伝播して Filament に到達したときの時間と良く一致する。

したがって、Filament oscillation は見えなくなった Moreton wave の通過によるものと思われるが、波面が見えていない以上、必ずしもそうとは言い切れない。そこで、filament oscillation の捉え方により二つの結論が考えられる。

電波および硬X線でとらえるフレアの非熱的粒子加速

—98年11月10日のフレアが多波長解析—

浅井 歩¹、磯部 洋明¹、森本 太郎¹、下条 圭美²、斎藤 尚生³

1京大花山天文台、2国立天文台野辺山、3東北大(OB)

1. Introduction

太陽フレア初期に現れる非熱的粒子の加速機構は、太陽物理学だけでなくプラズマ物理学、の分野でももっとも分かっていない問題のうちの一つである。磁気リコネクションで解放された磁気エネルギーにより、粒子は加速されていると考えられている。このような磁気エネルギーから粒子の運動エネルギーへ変換する機構には、1.電場による加速(DC加速)、2.磁場の時間的増加による加速(ベータトロン加速)、3.統計加速(Fermi加速)などのモデルが提唱されてきたが、どれが実際にもっとも加速に効いているかは分かっていない。

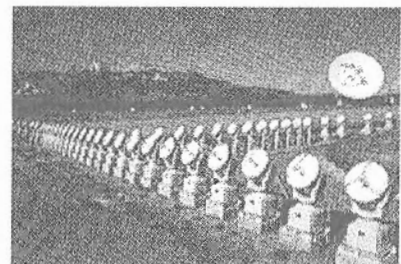
そこで、粒子加速の起きている環境を詳しく調べることで、これらのモデルになんらかの制限を加えることを試みる。非熱的粒子のような高エネルギー粒子を観測するには、硬X線や γ 線で制動放射をとらえるという手段のほかに、電波でジャイロシンクロトロン放射を観測するという方法が一般的である。非熱的粒子は、GOESフラックスなど軟X線の立ち上がりに鋭いピーク状のライトカーブを描くことが知られており、また、周期的にこれらのピークが数回現れることもしばしばある(Kane 1983; Kiplinger 1983; Nakajima 1983)。今回はこのピークの周期性に特に注目し、この周期がどのような物理量で決まっているかを調べ、それより、粒子加速の現場の環境を探ることにする。

2. Observation

1998年11月10日、NOAA 8375 (N19 W65)で起きたC7.9クラス(中規模)のフレアを観測した。非熱的粒子を観測するため、「ようこう」HXTの**硬X線**のデータと、野辺山電波ヘリオグラフの**電波**のデータを用いた。これらのデータにより、非熱的粒子の運動を高空間分解能で調べることができる。

電波と硬X線のライトカーブ(Figure 1)には、4つのピークが見られた。それぞれ10~30秒という短い持続時間であった。特に2つ目のピーク(Figure 2)には、さらに小さなピークが周期的に現れていた。

今回はこの2つ目のピークに現れた周期的振動に注目する。**軟X線**(「ようこう」/SXT)、**磁場**(SOHO/MDI)を用いて、粒子加速の現場の環境を特徴付けるタイムスケールを備える。このように、他波長観測という観点でこのイベントを解析し、これで得られたデータで粒子加速機構の説明を試みる。



野辺山電波ヘリオグラフ

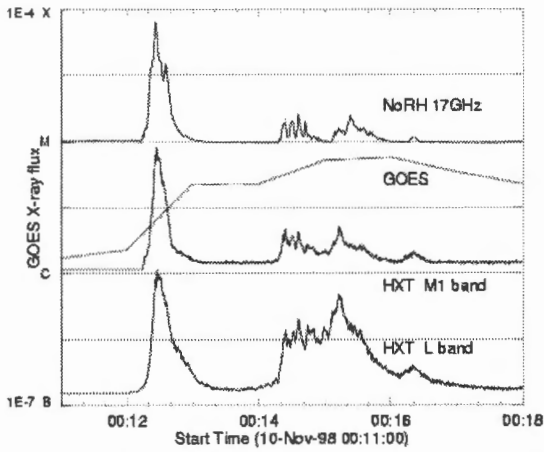


Figure 1 1998年11月10日、NOAA 8375で起きたフレアのライトカーブ。10~30秒持続する4つのピークが見える

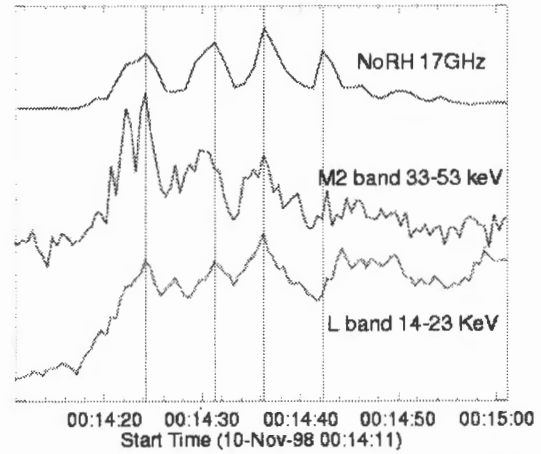


Figure 2 2つ目のピークのライトカーブ。周期的な振動が見られる

3. Results & Discussion

3.1. 電波強度の振動

電波源は南北に2つある(Figure 3; 右)。北側の電波源をsource 1、南側の電波源をsource 2と呼ぶことにする。

電波(17GHz)での周期的な強度変化はsource 2(北側)でみられた(Figure 3; 左)。

振動周期がどれくらいであるか調べるために、自己相関をとると、卓越している周期は、約6.6秒であることが分かった。

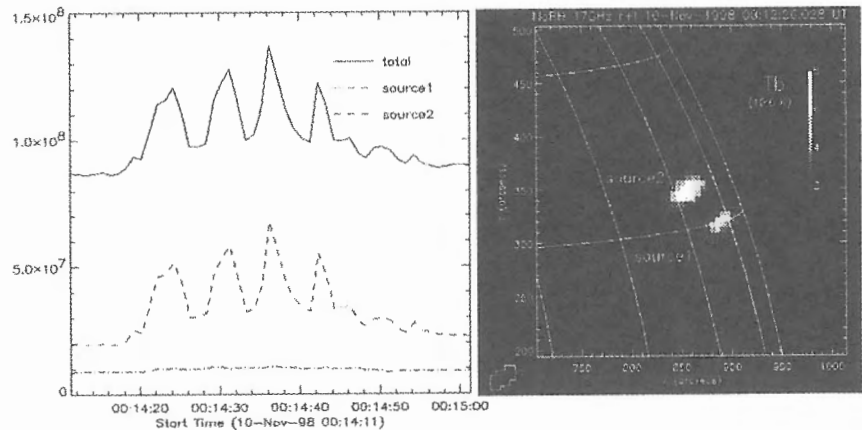


Figure 3 電波(NoRH17GHz)強度の時間変化(左)と、電波像(右)。

3.2. 硬X線との比較

硬X線源(HXT)ではsourceは1つで、電波源のsource 1付近に見られる(Figure 4)。source 2付近には放射源は見られない。

Figure 2より、硬X線強度も振動しており、さらに振動周期、peak、valleyの時刻ともに良い相関がある。

3.3. 軟X線との比較

「ようこう」/SXTを用いた軟X線像でフレア全体の特徴を調べる。

フレアカーネルとHXTのsourceの位置がほぼ同じである、つまり、source 1付近にある。これらより、フレアが起こったのは南の電波源、source 1付近であると考えられる。構造は見えていないが、EFR(Emerging Flux Region)に起因するフレアであったと考えられ、その場合浮上磁気ループは約15,000 kmと推測される。

また軟X線像では、source 1とsource 2をつなぐフェイントなループも見える。この長さは約50,000 kmである。

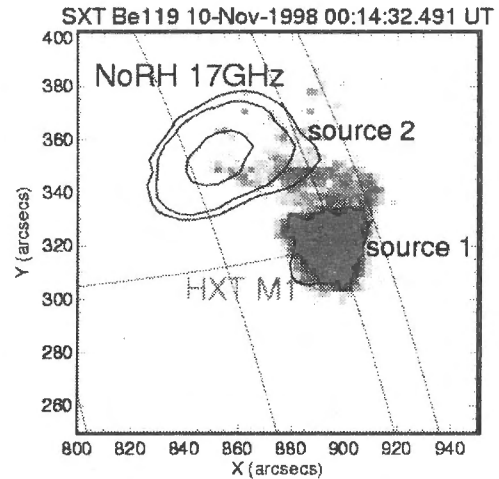


Figure 4 軟X線(nega image)、電波強度(dark grayのcontour)と硬X線像(light grayのcontour)の重ね合わせ

電波像でsource 2が存在するのは、加速された非熱的粒子がsource 1からsource 2に飛来したためと思われる。粒子は高速(~10万km/s)で伝播するため、硬X線と電波の強度変化はほとんど一致している(Figure 2)。位相のずれは0.5秒と見積もられる。そこで、電波と硬X線強度変化でcross-correlationを計算してみると、位相のずれはおおよそ0.6秒であると求めたので、このシナリオと一致している。

3.4. 振動周期

この振動周期を説明する物理量としてフレアカーネルでの音速とアルベン速度を見積もる。このためにはフレアカーネルの温度、密度、磁場強度の情報が必要である。

SXTの温度解析

「ようこう」/SXT画像では、感度の異なる2つのフィルターを用いて、温度とエミッションメジャーを求めることができる。これにより求めた温度は800万K、密度は $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ であった。したがって音速を見積もると、約250 km/sであったので、音速がフレアループ(15,000 km)を伝播する時間は、約60 secとなる。これは、振動周期に比べて長すぎる。

磁場の見積もり

このイベントは北西のリム(N19 W65)で発生したため、この日の光球磁場データから磁場を計測することは困難である。そこで、11月6日(4日前)のSOHO/MDI光球磁場像からpotential fieldを仮定し(Figure 5)フレアループ頂上付近の磁場を推定した。こうして求めた磁場強度は、約350Gであった。

以上より、Alfven速度を計算すると、3,000 km/sである。したがって、フレアループ中をAlfven波が伝わってゆくタイムスケールは、 $15,000 \div 3,000 = 5 \text{ sec}$ となり、これは、振動周期(約6 s)と一致することが分かる。

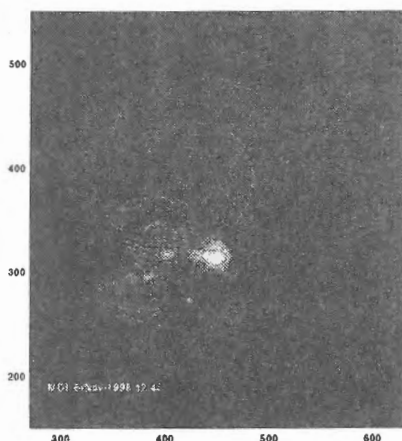
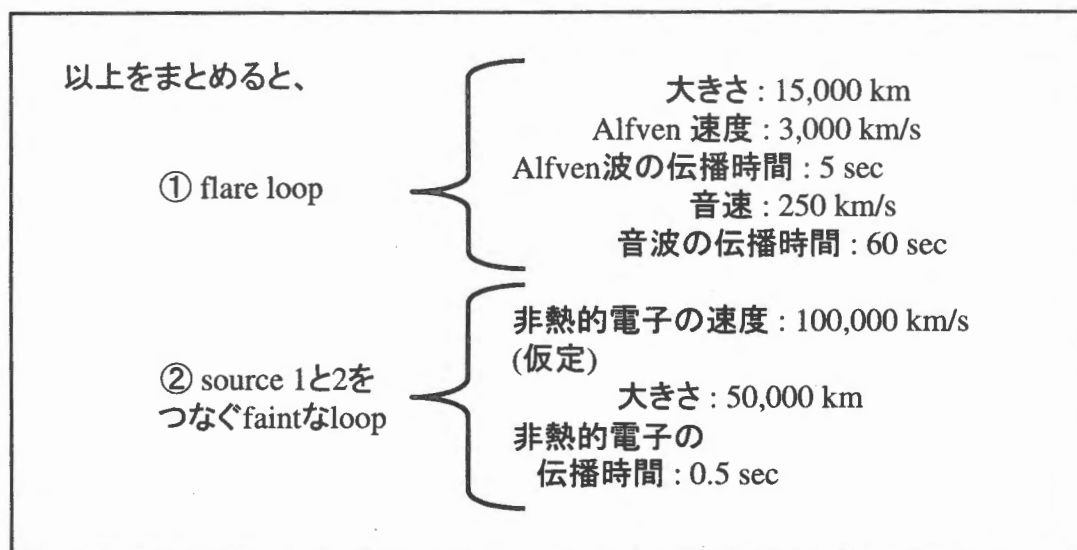


Figure 8 1998年11月6日のNOAA 8375。ポテンシャルフィールドの磁力線が描かれている。フレアループ(矢印)の磁場強度は約350 G。



4. Summary

観測事実として、

- (1) 粒子加速の現場はsource 1、
- (2) 非熱的な電子がsource 1から2へ飛んで行っている、
- (3) 電波・硬X線強度が周期的振動、であることが分かった。

また、解析結果より、周期的振動とAlfven波の伝播時間が同じであることが示された。これは、電磁流体的な周期で粒子加速の効率が影響を受けている可能性を示している。したがって、粒子加速機構はフレアループの振動と相関がある。

THE LARGE-SCALE CORONAL FIELD STRUCTURE for A HALO CME

^{1,2}Tongjiang Wang, ¹Jia-long Wang, and ¹Yihua Yan ²H. Kurokawa and ²K. Shibata

1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences,
Beijing 100012, China

2. Kwasan Observatory, Kyoto University, Yamashina-ku, Kyoto 607-8471, Japan

Abstract.

We have reconstruct the large-scale coronal field structure for a flare-CME on May 2, 1998 using boundary element method (BEM) based on a composite synoptic magnetogram. We find that the widely extending EIT dimmings and SXR transequatorial loop system (TLS) disappearance can be explained by opening of the large-scale interconnecting field systems involved in the eruptive flare. Estimates of mass and magnetic energy for the halo CME are deduced from the disc dimming and TLS regions. In the source region, reconnections between TLS and twisted emerging flux to produce the eruptive flare and CME are strongly suggested by the features such as the pre-flare TLS-related brightenings, and the coincidence of X-jets or H_{α} surges with the ends of pre-TLS or computed large-scale field line systems. In addition, magnetic evolutions clearly show the shear relaxation (or magnetic free energy decrease) and flux decrease related to the flare.

1. Introduction

Although many observations suggest that CMEs are closely associated with eruptions of the magnetic flux rope which is inferred from filaments or SXR sigmoids (Webb & Hundhausen 1987; Hudson et al. 1998), the other different types of CMEs have been identified associated with energetic flares in super active regions without evident filament eruptions related (e.g. Delannée et al. 2000). In this study, we analyse a halo CME related to X-class flare occurring in super active region NOAA 8210, the features such as large-scale extending EIT dimmings and the transequatorial loop disappearance strongly suggest that the CME was involved in a global detabilization of multipolar arch systems.

2. Observations

NOAA 8210 was a remarkable flare-productive region which produced several intense flares and associated with energetic CMEs during April-23 to May-9 (Warmuth et al. 2000; Thompson et al. 2000). On May 2 1998, a X1.1/3B flare occurred at 13:42 and the following halo CME was detected by LASCO C2 at 15:03. The dataset mainly include Yohkoh SXT, SOHO EIT and MDI, Kanzelhoehe H_{α} data, and Huairou vector magnetograms. We coalign the images for the flare region based on a stable bright point in SXT or EIT which corresponded to a small bipole in MDI, by using this way the coalignment accurate is about 3".

3. Potential field extrapolation

A boundary integral equation representation for the potential model is derived by applying Green's second identity, and this equation can be solved by boundary element method (Yan et

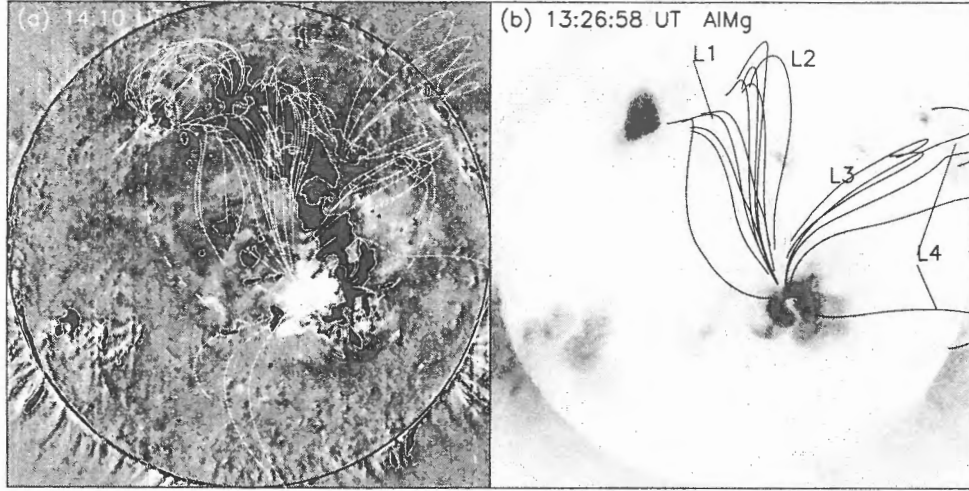


Figure 1: Comparisons of the large-scale potential extrapolation with (a) EIT dimmings and (b) SXT transequatorial loop system.

al. 1993). Our calculations are based on a composite synoptic map in rotation 1935/6 using Kitt Peak data and MDI data in the approximation taking B_n as B_l spanning over an 60 degs equatorial zone by solving Equ.(2). The computed large-scale field lines with one end anchoring at the flaring region, AR8210, connect to widespread regions. This is consistent with the apparent flux imbalance in this active region which has a total net flux about $-2.2 \times 10^{21} Mx$ (see Fig.1).

$$\mathbf{B} = -\nabla\Psi, \quad \nabla^2\Psi = 0, \quad -\frac{\partial\Psi}{\partial n} = B_n \quad \text{on } \Gamma_{\odot}, \quad (1)$$

$$c_i\Psi_i = \oint_{\Gamma_{\odot}} \left(-FB_n - \Psi \frac{\partial F}{\partial n} \right) dS, \quad (2)$$

where where c_i is a constant depending upon the location of the point i , and $F = \frac{1}{4\pi r}$.

4. EIT dimmings and SXR transequatorial loop system (TLS)

Figure 1a shows EIT dimmings in the difference image between at 13:20 UT and 14:10 UT. The dimmings spanned a very large scale from the flaring region extending to the nearby region of AR8214 over about 60° in latitude and 45° in longitude. We find that the dimmings are well coincided with footpoint regions of the computed field lines, and major dimmings are directly related to the flaring region by these connections. The relationship between dimmings and field-line footpoints is also confirmed by the unipolar feature of dimming regions. We estimate the mass of ejected plasmas and 'frozen-in' magnetic energy in the CME for substantial dimming regions ($> 3\sigma$) of a height range 0.01-0.2 R, using electron density distribution in coronal models (Arthur, 2000) (see Table 1).

Figure 1b shows the interconnecting transequatorial soft X-ray loops (TLS) existing between AR8210 and AR8214 before the X1.1 flare, and seemed disappearance or became dimmed after the flare. The SXR TLS is well coincided with the low ($\sim 0.15R_{\odot}$) and long field line system (L1). EIT differenced image show no 'deeper' dimmings present at the ends of the pre-transequatorial SXR loop, but a weak brightness decrease could be discerned in the non-differenced images. The mass and magnetic energy for TLS are estimated and listed in Table 1, which can be regarded as the maximum estimations of the contribution of the TLS disappearance to the CME.

Table 1: Derived parameters for the EIT dimmings and SXT transequatorial loop system.

	M ($\times 10^{15} g$)	E_m ($\times 10^{31} ergs$)	Φ^+ ($\times 10^{21} Max$)	Φ^- ($\times 10^{21} Max$)	A ($\times 10^{21} cm^2$)	N_e ($\times 10^8 cm^{-3}$)
^a Dimmings	5.7 ± 3.8	1.9 ± 0.4	2.7 ± 0.7	1.0 ± 0.5	1.2 ± 0.8	~ 2
^b TLS	3.7	0.11	1.0	0.24	0.9	1.8

^a N_e is the mean value for the data ranged from $0.01 - 0.2R_{\odot}$ in Allen's model (Arthur, 2000).

^b N_e is derived from SXT filer ratios (Tsuneta et al. 1991).

5. Emission and magnetic evolutions in the source region

In pre-flare phase, the sheared SXR loops appeared and were related to brightening features of TLS in SXR or EIT (see Fig.2a,c). In impulsive phase, the features such as SXR jets, H_{α} dark surge and bright spray developed at the end of TLS which are inferred from emissions and extrapolations (see Fig.2b,e,f). In postflare phase, the potential-like arcades replaced the bright sheared loops (see Fig.2d).

Figure 3 shows new emerging flux and the related magnetic shear drastically developed before the flare, the accumulated free energy is estimated about 4.0×10^{30} ergs, while after the flare shear feature became relaxed distinctly and the free energy decreased by 2.6×10^{30} ergs.

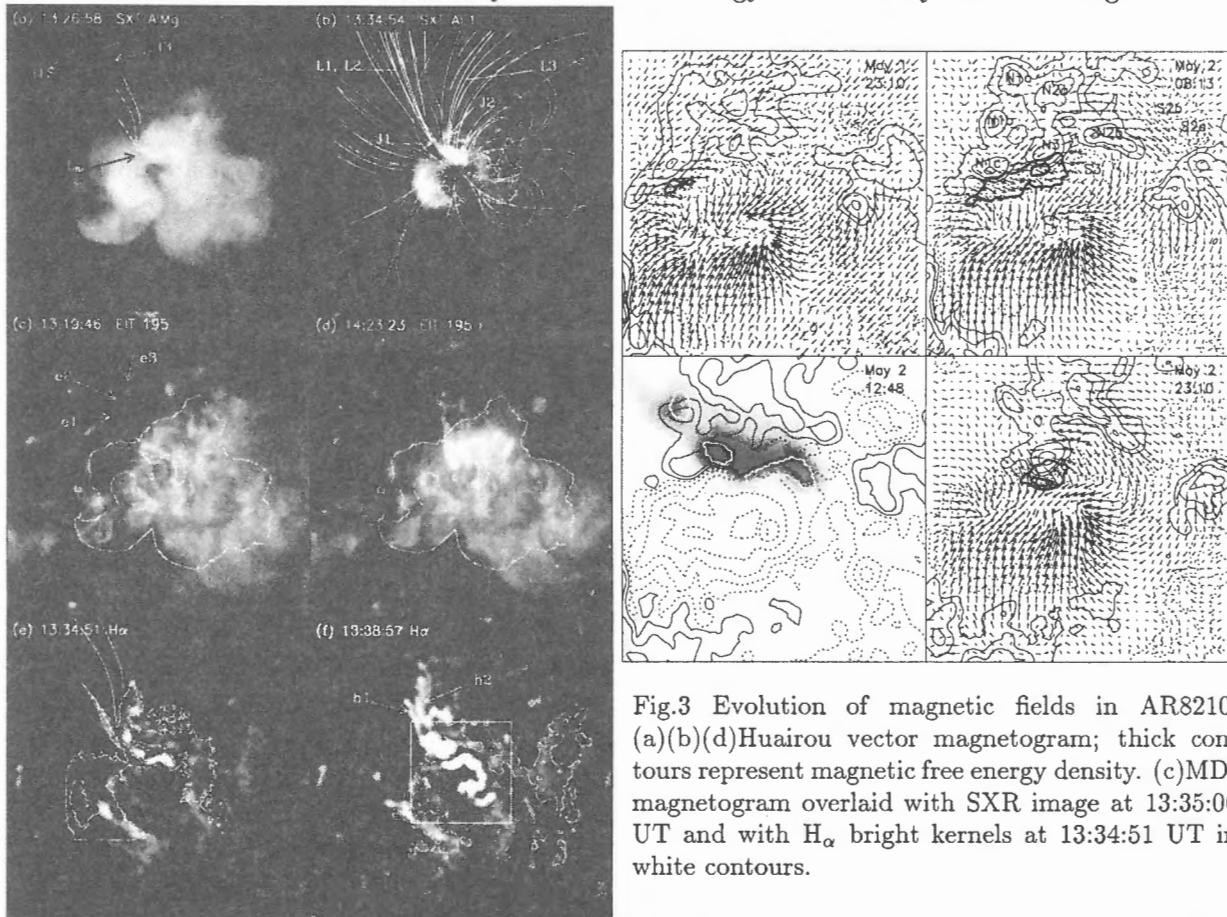


Fig.3 Evolution of magnetic fields in AR8210. (a)(b)(d)Huairou vector magnetogram; thick contours represent magnetic free energy density. (c)MDI magnetogram overlaid with SXR image at 13:35:06 UT and with H_{α} bright kernels at 13:34:51 UT in white contours.

Fig. 2 Comparisons of multi-wavelength emission features and magnetic structures. (a)SXR image overlaid with EIT straight loops, (b)SXR image with extrapolated potential field lines. (c)(d)EIT images overlaid with SXR contours of (a). (e) H_{α} image overlaid with SXR contours of the image at 13:35:20 UT. (f) H_{α} image with contours of MDI magnetogram at 12:48 UT; positive polarity is in solid lines, while negative polarity is in dashed lines; magnetic evolution for a selected region in the white frame is showed in Fig.3.

6. Discussions

Based on the above analyses, we obtain the scenario of the flare-CME origin as follows,

- 1) New twisted flux emerge around the main magnetic polarity, (showed in grey thick curve), which push overlaying fields up.
- 2) Reconnection with transequatorial loop system (TLS) produces X-jets and reduces the overlaying fields.
- 3) The confined twisted flux 'break out' leading eruptive flare and underlying potential-like arcades.
- 4) Ejective twisted flux further reconnects with TLS, and transfers helicity to it; the new energetic TLS expand or open to produce CME.

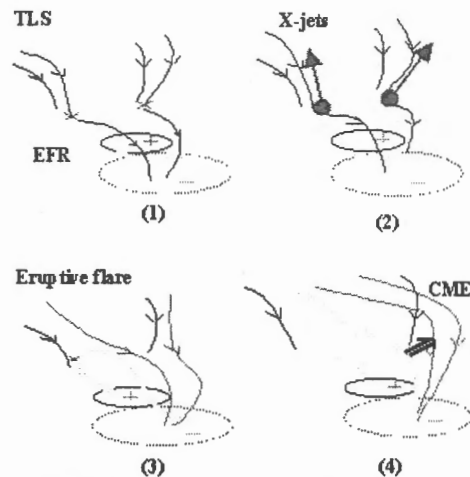


Fig. 4 Scheme of reconnection between TLS and EFR to trigger the flare-CME.

7. Conclusions

Super active regions are often of features such as distinct flux imbalance of opposite polarities and surrounding shear flux emergence. The reconnection between large-scale interconnecting fields and AR-overlaying fields liberates the confined twist flux to break out. In a unipolar-like background field, ejective twist plasmoid is disrupted but transfers free energy and helicity to the large-scale fields by further reconnection, destabilizing involved global multi-polar systems to produce the explosive halo CME.

Acknowledgments

One of authors (WTJ) would like to thank Prof. J. Wang for his valuable suggestions and discussions. WTJ also thanks Prof. E.W. Cliver for his kind help. This work is supported by NSF of China grants 49990450 and 19791090.

References

- Webb, D. F., Hundhausen, A. J.: 1987, *Solar Phys.* 108,383.
Hudson, H. S., Lemen, J. R., St. Cyr, O. C., Sterling, A. C., and Webb, D. F.: 1998, *Geophys. Res. Lett.* 25, 2481.
Delannée, C., Delaboudinière, J.-P., and Lamy, P.: 2000, *Astron. Astrophys.* 355, 725.
Warmuth, A., Hanslmeier, A., Messerotti, M., Cacciani, A., Moretti, P. F., and Otruba, W.: 2000, *Solar Phys.* 194,103.
Yan, Y., Yu, Q. and Shi, H.: 1993, "Advances in Boundary Element Techniques" edited by J.H. Kane, G. Maier, N. Tosaka, S.N. Atluri (New York, NY: Springer-Verlag), 447.
Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., Lemen, J., Brown, W. et al.: 1991, *Solar Phys.* 136, 37.
Arthur, N. C., editor, 2000, *Allen's Astrophysical Quantities*, 4th ed. (AIP press, Springer-Verlag New York), 359.

太陽風の加速機構と加熱機構

小島正宜、林 啓志、徳丸宗利、藤木謙一、横辺篤史、大見智亮
名古屋大学STE研究所

コロナの熱圧を駆動源とする Parker の太陽風加速理論は、低温コロナルホールからの高速太陽風の加速を説明できないために、様々な改良がなされてきた。これら一連の研究は Barnes [1992] によって簡潔にレビューされている。これまで主力であったモデルは、Alfvén 波の wave pressure による高速風への加速と、その崩壊による加熱機構であった [Hollweg, 1973]。しかし近年、このモデルを否定する重要な発見が二つなされた。その一つは、rapid acceleration 現象 [Grall, 1996] であり、他の一つはコロナルホール上空での高温スペクトル成分の発見 [Kohl et al., 1995, 1996; Strachan et al., 1996] である。この二つを結びつけることにより、新しい加速モデルが提唱されている [Axford et al., 1999; Esser et al., 1997; McKenzie et al., 1995, 1997]。

コロナ加熱を太陽風の観点から見ると、ただコロナを百万度に加熱すれば良いのではなく、低密度の高速風を、上手く吹き出させるような加熱機構が必要である。

1. 太陽風

加速・加熱機構が説明すべき、コロナルホールから吹き出す高速風の 1 AU 辺りでの特徴を幾つか上げておく。(1) 速度は 750–800 km/s、(2) 密度は低速風よりも小さく、数個/cc、(3) 温度は低温のコロナルホールから吹き出してきたにも拘わらず、低速風よりも高温になっており、20 万度、(4) 0.3–1 AU に於ける温度の距離依存性は、低速風は断熱膨張冷却の様子を示しているのに対し、高速風は非断熱的である [Freeman, 1988]、(5) 温度分布には、非等方性があり、磁場に垂直方向に温度が高い [Marsch, 1991]、(6) また、 α 粒子とプロトンの温度を比べると、 α 粒子の方がおよそ質量比分だけ高温である。

2. 高速太陽風加速機構における mass flux 問題

加速と加熱は何処でどのように働く必要があるかを考える上で重要なのが mass flux 問題である。すなわち、高速風では、加速はするが mass flux を増やさないことが重要である。等温コロナ (T) を仮定すると、1 AU での mass flux (nu)_E は、

$$(nu)_E = C n_0 T_6^{-3/2} \exp\left(-\frac{11.55}{T_6}\right), \quad T_6 = T / 10^6 \quad (1)$$

で表され、1AU での flux は、コロナ密度 n_0 に比例し、 T の増加と共に急増する。 T が 1×10^6 K から 2×10^6 K に増えると、flux は 100 倍も増加してしまう。従って、密度の濃いコロナ下部で温度を上げると、flux が上がりすぎる。

3. これまでの加速、加熱機構モデル

太陽風加速のためにアルフヴェン波の圧力のような助っ人の力 $f(r)$ が働く場合、次のような式が導かれる。

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \frac{\frac{2a^2}{r} - \frac{GM_s}{r^2} + f(r)}{v^2 - a^2}, \quad a^2 = \frac{KT}{m} \quad (2)$$

上式で a は、音速である。力 f が supersonic region で働くとき、分母は $v > a$ より正。従って、分子に $+f$ が加わると、式全体の値は大きくなり、左辺の速度勾配が大きくなる。もし、力が、subsonic region で働くと、分母は $v < a$ で負、分子の $2a^2/r - GM_s/r^2$ も負なので、外力の付加 $+f$ は、速度勾配を減少させることになる。この物理的な理由は、以下のように考えられる。subsonic region では、 $d v/d r$ は小さいため、運動方程式は静的な方程式で近似できる。今、 f が存在すると、等価的に、重力が減少したことになり、密度分布のスケールハイトが増加し、密度のゆっくりとした減少となり、mass flux constant の条件から速度のゆっくりとした増加となる。

Alfvén wave pressure を用いた Hollweg [1973] のモデルでは、20 Rs までは Alfvén wave は線形に成長し、力学的な力で太陽風を押し続ける。そして、成長が非線形なほどに成長しきったところで、wave は崩壊し太陽風を加熱する。

4. 従来の加速モデルで説明できないRapid accelerationの発見

波の圧力を加速の助っ人にしたモデルでは、その効果を subsonic region で大きく効かすことができないので、太陽風は急激には加速されない。ところが、この理論の予想に反し、高速太陽風の加速は10太陽半径以内で完了しているという観測が報告された [Grall, 1996]。この加速の様子は rapid acceleration と呼ばれている。

太陽風速度を太陽近くで観測できる方法に、惑星間空間シンチレーションの方法がある。しかし、この方法は、地上からのリモートセンシングのために地球と電波源を結ぶ視線上の情報が荷重平均されてしまい、観測値はバイアスを含んでいる。このバイアスを除去する二つの方法が、UCSD と STE研の IPS グループで、それぞれ独自に開発された。UCSD の方法は、長基線のアンテナ対を IPS 観測に用いる。長基線のアンテナ対による観測では、基線(L)上を移動していく低速風 (V_s) と高速風 (V_f) の IPS 信号が、2アンテナ間で作る相関関数は、時間軸上で L/V_s と L/V_f だけ大きく分離されるのを利用する。Rapid acceleration を最初に見つけたのは、この UCSD の長基線 IPS 観測によるものであった [Grall et al., 1996]。この観測から、高速太陽風は10太陽半径辺りで既に、Ulysses が観測した速度までに加速されているのが見つかった(図1)。しかし、彼らのデータは、ばらつきが大きく、その上10太陽半径辺りで 1,000 km/s もの高速を報告しているので、wave motion が太陽風の動きの上に重畳しているのを観測した可能性も否定できない。そこで、より精度の高い観測方法でrapid accelerationを確認する必要がある。

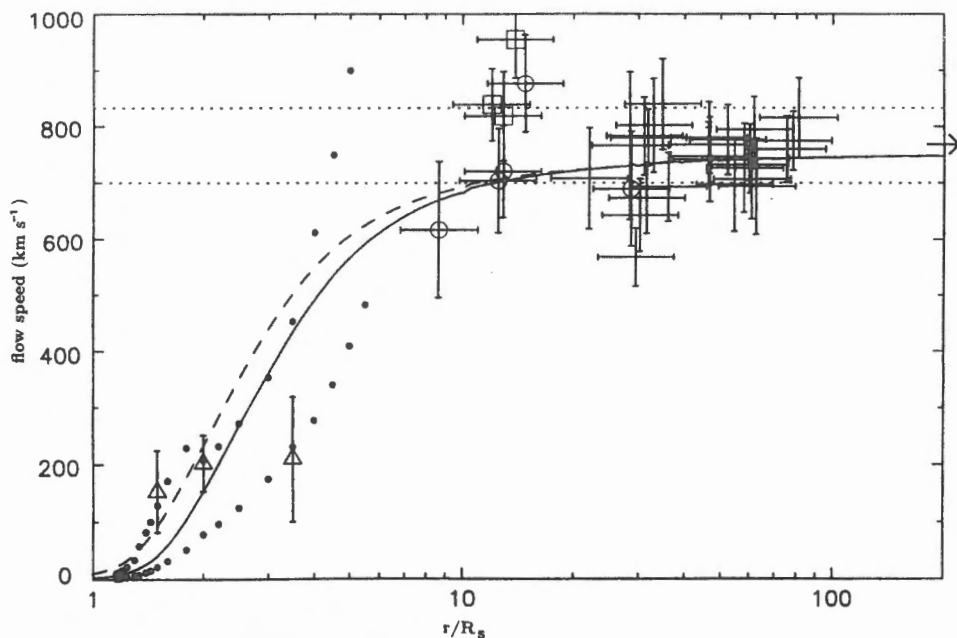


図1. 10太陽半径以遠のデータは、Grall et al.[1996]のIPS観測結果を、黒丸は、mass flux constant の仮定から得られた速度を、三角形は、Ly- α の Doppler dimming より推測された速度を示す。実線及び波線の速度プロファイルは、Esser et al. [1997] の加速モデルによる。(Esser et al., [1997] の Figure 1 より)

STE研で開発した視線積分バイアス除去方法 [Kojima et al., 1998] は、計算機トモグラフィーを用いる方法で、視線上の速度成分を分離するのみでなく太陽風の三次元構造を解析することができる。観測周波数の関係で、STE研の観測は10太陽半径までは太陽に近寄れないが、20太陽半径以遠の太陽風の速度を UCSD の方法に比べ精度良く解析できる。このトモグラフィー解析の結果でも、高速太陽風は20太陽半径以内で既に加速のほとんどが完了していることが確認できた(図2)。

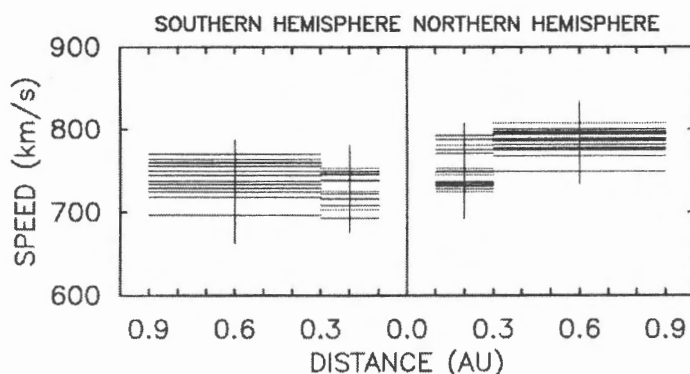


図2. 1995,1996年にSTE研で得られたIPS観測データに、トモグラフィー解析を行って得られた高緯度高速風速度の距離依存性。0.1-0.3 AU と 0.3-0.9 AU のそれぞれの距離範囲で平均的な速度分布図を数 solar rotation 毎に求め、緯度40-70度の領域の平均速度を求めた。一本一本の線が、一枚の速度図からのデータである。解析は、南北半球別々に行っている。

5. 加速の新たな助っ人—CH上空で見つかった高温

Wave pressure を用いた加速モデルでは説明できない rapid acceleration が見つかったとき、新たに現れた助っ人が、コロナホールの数太陽半径上空で見つかった高温のスペクトル成分である。Spartan や SOHO の UV スペクトル観測で、温度換算で 800 万度にも相当する様な大きな Doppler broadening 成分が見つかった [Kohl et al., 1995, 1996; Strachan et al., 1996]。この観測に基づいて Esser et al. [1997] は、従来の wave pressure を用いた太陽風加速モデルに、更に式(3)の様な energy source q を導入した新しいモデルを発表している。

$$q = q_0 \exp\left(-\frac{r - R_s}{\lambda}\right) \quad (3)$$

q_0 はコロナ下部での値、 λ は damping length である。Damping length としては、Esser et al. は、0.45–0.55 R_s を用いている。外力 f の他にエネルギーの付加 q があつたときは、式(2) は、

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \frac{\frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM_s}{r^2} + f(r) - (\gamma - 1)q}{v^2 - c_s^2}, \quad c_s^2 = \gamma \frac{KT}{m} \quad (4)$$

となる。この式で、subsonic region ($2c_s^2/r - GM_s/r^2 < 0$, $v^2 - c_s^2 < 0$) で q が付加されると、加速効率が上がることがわかる。エネルギー q は、内向きの力 $-(\gamma-1)q$ として働き、外力 f とは逆に、重力を等価的に増加させ、スケールハイトを小さくする。このスケールハイトが小さくなり、密度が減少した距離で力 f を働かせれば、より効率的な加速ができる。但し、 q によってコロナの下部が高温となってしまうと、mass flux が増えてしまうので q の与え方と、それによる加熱の仕方には注意が要る。

Esser et al. の新しいモデルでは、Alfven wave pressure の他に q を導入し、図3に示すような温度と図1の観測データの上 に示された速度プロファイルを得ている。速度は、IPSの観測した結果を上手く再現し、温度は、コロナ下部から急激に上昇し3太陽半径辺りで800万度に達し、Spartanの観測とも良い一致を示している。

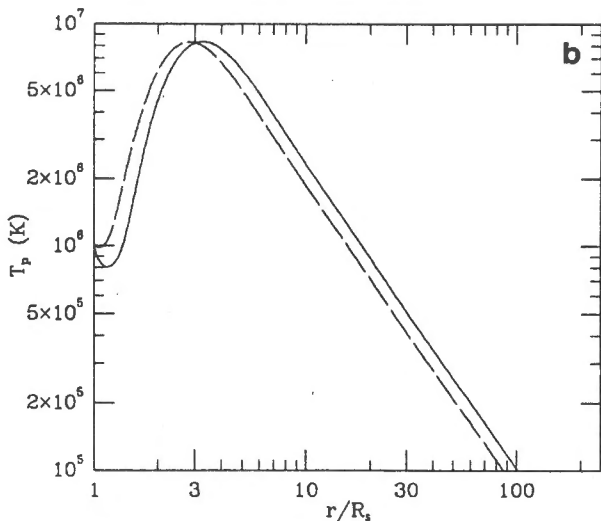


図3. Esser et al. の加速モデルによる太陽風(コロナ)加熱のプロファイル。(Esser et al., [1997] の Figure 2b より)

6. 加熱機構

Energy source q の物理的な機構を考える上で、考慮されなければならないことがある。それは、惑星間空間に於ける高速風の観測では、温度分布は磁場に垂直方向に高く、 α 粒子の温度がプロトンに比べ、およそ質量比だけ高温になっていることである。このような特徴を持った加熱機構が必要である。

Axford et al. [1999] と Marsch [1982] の加熱機構では、chromosphere network でわき出してくる磁場がリコネクションを起こし、power law spectrum を持つ Alfvenic な揺らぎを。Gyro 運動をしている α 粒子やプロトンが、この Alfven wave と ion-cyclotron 共鳴をして Alfven wave からエネルギーを得る。このとき、粒子はプロトンよりも gyro 半径が大きいために、波長の長い Alfven wave と共鳴するが、Alfven wave のスペクトルは power law なので、波長の長い wave ほど power level が大きくより多くのエネルギーが α 粒子に与えられる。これが、粒子の方がプロトンより高温な理由である。また、ion-cyclotron 共鳴による加熱のために温度異方性が磁場に依存することとなる。

このような加熱機構を裏付けるものが IPS で観測されている。前にも述べたように高速風は radial expand する過程で非断熱的な冷却をしている。すなわち、わずかな加熱が持続している。この加熱もコロナ中で太陽風(コロナ)を加熱した機構と同じ ion-cyclotron 共鳴によるとすると、太陽からの距離と共に磁場が減少し、それに伴い共鳴波長も短波長から長波長へと変化していく。Power law の Alfvén wave のスペクトルは、共鳴により wave energy が粒子へ移っていくために、power スペクトルは、共鳴波長の辺りから崩れていく。この崩れは太陽から遠ざかるに連れて短波長から長波長へと動いていく。この崩れの起こる波長を inner scale と呼び IPS により観測されている [Yamauchi et al., 1998]。

7. 残る謎

これまでのモデルでは、高速風の加速と加熱は別扱いされてきた。すなわち、Alfvén wave が線形に成長する距離では dynamic pressure として、それが非線形に成長した所で加熱に働くとして。しかし、近年見つかった高速太陽風の rapid acceleration と高温コロナの発見で、加速と加熱を一体のものとして扱うようになってきた。

高速風の加速・加熱がこれで説明できたとして、energy source とされている磁気リコネクションが、太陽風の加速・加熱に十分な頻度で起きているのか Solar B での今後の観測が重要である。

高速風加速問題は、観点を変えると低速風は何故高速風にならないのかという問題につながる。低速風源では磁気リコネクションの頻度が少ないのか？それとも、ストリーマの形状 (expansion, convergence) やその中の物理状態(密度、密度勾配、磁場など)の違いから、低速風ストリーマ中では高速風のような加速・加熱プロセスが働かないのか？高速風に比べ低速風の問題を複雑にしているのが、低速風の起源に様々なものがある(あると思われている)ためである。1 AU 辺りの観測では、低速風は温度、密度共に高く、current sheet を伴うことが多いために、閉磁場領域や活動領域が起源といわれる。しかし、そのさらに源をたどれば、コロナルホール境界の狭い領域からとも言える。このように、低速風は、起源と加速・加熱の両者が解明されねばならない。

もう一つの問題は、なぜ太陽風は bimodal かである。太陽活動の静かなときの IPS や Ulysses の観測から、太陽風は、700 km/s 以上の高速風と 400 km/s 以下の低速風が主で、400–700 km/s の中間速度の太陽風が非常に狭い領域にしか存在しないことが分かってきた(図4) [Kakinuma, 1977; Coles, 1996; Kojima et al., 1998; Yokobe, private communication]。この様子は、太陽活動と共にコロナルホールが小さくなっていても変わらないようである。このような構造は、コロナルホールから吹き出す高速風の境界は急峻であるためと説明されている。しかし、Bimodal 構造の問題の一つは、コロナルホールからの太陽風は何故様な速度を持つのかである。それは、Chromospheric network での磁気リコネクションの頻度は、空間的に一様なのか、太陽活動が変化してもそうなのか、という問題でもある。もう一つの問題は、低速風は加速機構の効率が悪く高速風になれないとしたら、その効率の悪さは、何故速度を 400 km/s に押さえ込んでしまい、中程度の効率の悪さがないのか、である。

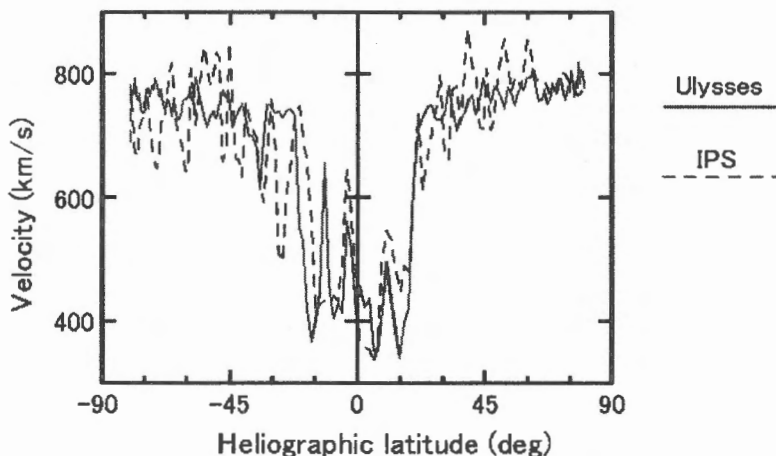


図4. 太陽活動静穏期の太陽風速度の緯度構造。実線は Ulysses の観測を、破線は 1995年のIPSデータのトモグラフィー解析から得られた速度の緯度経度分布図より、Ulysses の軌道に沿って速度を抽出したもの。南半球での、両者の速度に違いが大きいのは、観測期間が半年以上も異なるためと思われる。[courtesy of Yokobe]

参考文献

- Axford, W. I., J. F. McKenzie, G. V. Sukhorukova, M. Banaszekiewicz, A. Czechowski, and R. Ratkiewicz, Acceleration of the high speed solar wind in coronal holes, *Sapce Sci. Rev.*, 87, 25–41, 1999.
- Barnes, A., Acceleration of the solar wind, *Reviews of Geophysics*, 30, 43–55, 1992.
- Coles, W.A., A Bimodal Model of the Solar Wind Speed, *Astrophysics and Space Science*, 243, 87–96, 1996.
- Esser, R., S. R. Habbal, W. A. Coles, and J. V. Hollweg, Hot protons in the inner corona and their effect on the flow properties of the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 102, 7063–7074, 1997.
- Freeman, J. W., Estimates of solar wind heating inside 0.3 AU, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 88–91, 1988.

- Grall, R. R., W. A. Coles, M.T.Klinglesmith, A.R.Breen, P.J.S.Williams, J.Markkanen, and R.Esser, Rapid acceleration of the polar solar wind, *Nature*, *379*, 429–432, 1996.
- Hollweg, J. V., Alfvén waves in a two-fluid model of the solar wind, *Astrophys. J.*, *181*, 547–566, 1973.
- Kakinuma, T, Observations of interplanetary scintillation: Solar wind velocity measurements, in *Study of Traveling Interplanetary Phenomena*, edited by M. A. Shea, D. F. Smart, and S. T. Wu, 101–118, D.Reidel, Norwell, Mass., 1977.
- Kohl, J. L., L. D. Gardner, L. Strachan, R. Fisher, and M. Guhathakurta, Spartan 201 coronal spectroscopy during the polar passes of Ulysses, *Space Sci. Rev.*, *72*, 29–38, 1995.
- Kohl, J. L., L. Strachan, and, L. D. Garner, Measurement of hydrogen velocity distributions in the extended solar corona, *Astrophys. J.*, *465*, L141–144, 1996.
- Kojima M., M. Tokumaru, H. Watanabe, A. Yokobe, K. Asai, B.V. Jackson, and P.L. Hick, Heliospheric tomography using interplanetary scintillation observations, 2, Latitude and heliocentric distance dependence of solar wind structure at 0.1–1 AU, *J. Geophys. Res.*, *103*, 1981–1989, 1998.
- Marsch, E., C. K. Goertz, and K. Richter, Wave heating and acceleration of solar wind ions by cyclotron resonance, *J. Geophys. Res.*, *87*, 5030–5044, 1982.
- Marsch, E., Kinetic physics of the solar wind plasma, in *Physics of the Inner Heliosphere 2*, eds. R. Schwenn and E. Marsch, 45–133, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
- McKenzie, J.F., M. Banaszkiwicz, and W. I. Axford, Acceleration of the high speed solar wind, *Astron. Astrophys.*, *303*, L45–48, 1995.
- McKenzie, J. F., and W. I. Axford, The fast wind, *Geophys. Res. Lett.*, *24*, 2877–2880, 1997.
- Moran, P.J., A.R. Breen, C.A. Varley, P.J.S. Williams, W.A. Coles, R.R. Grall, M.T. Klinglesmith and J. Markkanen, Interplanetary Scintillation observations of the solar wind: Measurements of the fast and slow streams, *Physics and Chemistry of the Earth and Solar System*, *22(5)*, 389–392, 1997.
- Strachan, L., L. D. Gardner, P. L. Smith, and J. L. Kohl, UV spectroscopy of the extended solar corona: results from UVCS/Spartan, *Robotic Exploration Close to the Sun: Scientific Basis*, *AIP Conf. Proc. 385*, edited by S. R. Habbal, 113–120, AIP, New York, 1996.
- Yamauchi, Y., M. Tokumaru, M. Kojima, P.K. Manoharan, and R. Esser, A study of density fluctuations in the solar wind acceleration region, *Journal of Geophysical Research*, *103*, 6571–6583, 1998.

コロナグラフのトモグラフィーから求めた 密度分布と太陽風加速の関係

横辺篤史¹, 小島正宜¹, 徳丸宗利¹, 大見智亮¹,
藤木謙一¹, 袴田和幸², S. Zidowitz³

[1] 名古屋大学太陽地球環境研究所

[2] 中部大学工学部

[3] Max-Planck-Institut

1 はじめに

太陽風流源の物理状態は、太陽風の加速メカニズムを解き明かす上で欠かせない情報である。特に、コロナグラフによる白色光の偏光観測からは、太陽コロナ中の3次元的な電子密度分布に関する情報が得られ、プラズマ密度の距離依存性やコロナホール形状といった太陽風の加速モデルを考える際に必要不可欠となる制約条件を与える。本解析では、太陽風加速領域におけるプラズマ密度勾配を調べるために、惑星間空間で観測された太陽風速度と太陽コロナ中での電子密度の関係についての比較を行った。

2 使用したデータについて

本研究は Whole Sun Month (WSM, 1996年8月10日-9月8日) と名付けられたキャンペーン観測期間 [Biesecker *et al.*, 1999] を対象として行われている。この期間は太陽活動の極小期にあたり、コロナや太陽風の大規模構造が長期間にわたって安定であり、我々の解析には好都合である。

2.1 太陽コロナ中の電子密度

太陽コロナ中の電子密度を求めるために、High Altitude Observatory, Mauna Loa 太陽観測所の Mk-III K-coronameter による偏光観測データを用いた。コロナグラフによる観測データは2次元への投影データなので、3次元密度構造を求めるためには、なんらかの逆問題を解かねばならない。この問題に対して、計算機トモグラフィー法を応用して3次元電子密度分布の最適モデルを求める解析を行った。詳しくは Zidowitz [1999] を参照されたい。電子密度分布については、1.3-2.0 太陽半径 (R_{\odot}) の距離範囲で $0.1 R_{\odot}$ 毎に求めている。1.5 R_{\odot} における分布の様子を Carrington map の形で図 1-(a) に示す。

2.2 惑星間空間における太陽風速度構造

名古屋大学太陽地球環境研究所 (STE 研) での惑星間空間シンチレーション (IPS) 観測によって得られる 0.2-1.0 AU の距離での太陽風速度データを用いて、惑星間空間での太陽風速度構造を計算機トモグラフィー法を適用した解析から求めた。この構造は、基本的に太陽風流源面 (source surface, ここでは $2.5 R_{\odot}$ の距離にとっている) から動径方向に沿って発達していると仮定し、シノプティックマップとして表示したのが図 1-(b) である。

図 1 から、WSM 期間中の前半 (図の右側の領域) は赤道を中心とした軸対称型の単純な構造を

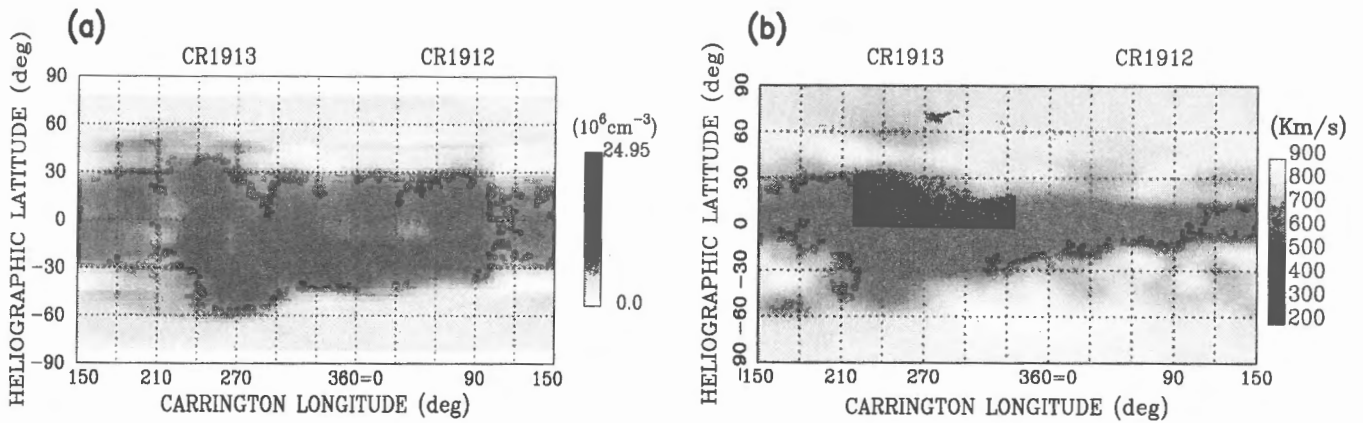


図1—WSM 期間中の太陽コロナのシノプティックマップ。CR 1912 150° から CR 1913 150° が観測期間にあたる (マップの右側から左側へ時間が経過する)。横軸は Carrington 経度、縦軸は太陽面緯度である。(a): Mk-III K-coronameter による観測からトモグラフィ法により求めた $1.5 R_{\odot}$ における電子密度分布。(b): STE 研の IPS 観測から求めた太陽風速度構造。Source surface からは太陽風は基本的に動径方向に流れると仮定して $2.5 R_{\odot}$ の距離にマッピングしている。

しているということ、後半 (図の左側の領域) は極から赤道を越えて張り出したコロナホールや比較的大きな活動領域の存在でやや複雑な構造をしていることが分かる。今回の解析では、より単純な構造を持つ前半部分に注目し、Carrington rotation (CR) No. 1912 の経度 0–150 度の領域を対象とする。

2.3 太陽コロナ磁場

National Solar Observatory, Kitt Peak 観測所の光球面磁場観測データから、*Hakamada and Kojima* [1999] の potential field model によりコロナ磁場を求めて解析に用いた。この磁場構造により、非動径方向の流れが卓越している太陽近傍領域と惑星間空間での太陽風構造をより正確に結びつけることができる。すなわち、source surface 上にマッピングした太陽風速度構造から磁力線に沿ってコロナ内部へとたどることで、惑星間空間である速度に達した流れの、流源におけるプラズマ密度の距離依存性を知ることができる。

3 解析及び結果について

以上のデータを用いて、コロナ中における太陽風の各構造に対応した密度に関する情報を得ることができる。本解析では、高速風 (700–900 km/s) と低速風 (300–500 km/s) の違いに注目する。

3.1 コロナ中の電子密度勾配の推定

source surface まで引き戻した惑星間空間での太陽風速度マップ上の、高速風と低速風の各領域からコロナ中へと磁力線をたどり、 $1.3\text{--}2.0 R_{\odot}$ の距離範囲で $0.1 R_{\odot}$ 毎に求められた電子密度構造から得た電子密度勾配が図 2 である。速度マップ中の高速風と低速風で、各々全ての bin から得られた密度の値を各高度で平均し、その分散を誤差棒で示している。なお、高速風領域については南北両極で分けて表示している。図 2 からは、高速風と低速風とで密度勾配の様子がかなり異なっていることが見て取れる。高速風の密度は低速風の密度よりも低く、距離に対する減少の度

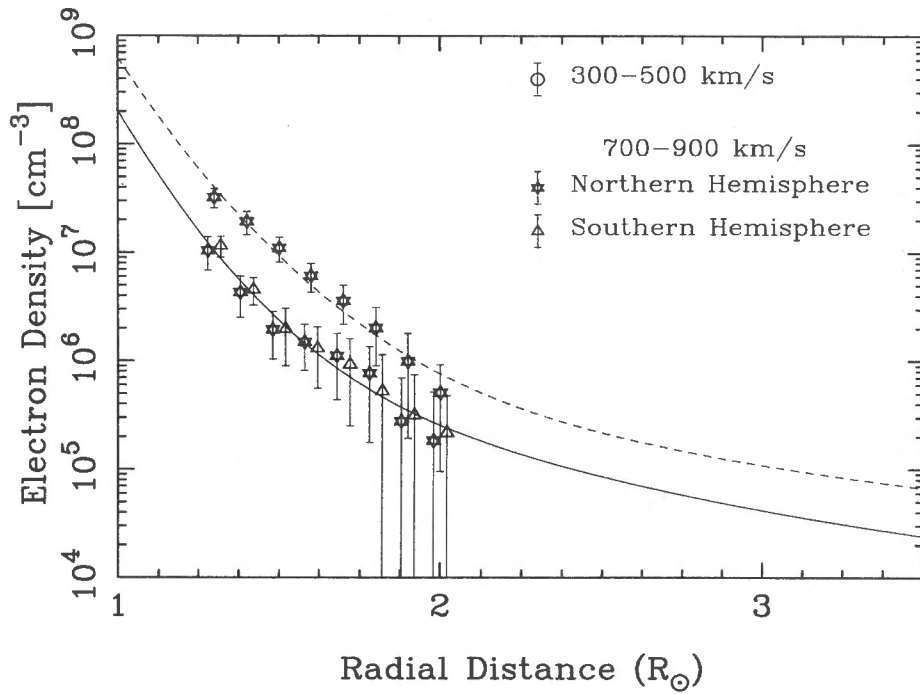


図2—1.3–2.0 R_{\odot} の距離における低速風 (300–500 km/s、丸印) と高速風 (700–900 km/s、北半球のものは星印、南半球のものは三角印) の密度変化の様子。横軸は太陽中心からの距離を太陽半径で表示しており、縦軸が密度である。各点はそれぞれの距離における電子密度平均値を示している、誤差棒は分散 (1σ) を表している。それぞれのプロファイルに対して最小自乗法により求められた曲線も実線 (高速風、式 (2)) 及び点線 (低速風、式 (3)) で示されている。

合が大きい。

高速風と低速風のそれぞれに対して (高速風については両半球の値を共に用いて)、距離のべき乗による多項式

$$N(r) = \left(\frac{A}{r^{\alpha}} + \frac{B}{r^{\beta}} + \frac{C}{r^2} \right) \times 10^5 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (1)$$

により、最小自乗法から電子密度の距離依存性についての最適解を高速風 (N_{hsw}) と低速風 (N_{lsw}) で各々求めると、

$$N_{hsw} = \left(\frac{2000.06}{r^{11.7}} + \frac{35.19}{r^{4.42}} + \frac{1.22}{r^2} \right) \times 10^5 \quad (2)$$

$$N_{lsw} = \left(\frac{6199.4}{r^{10.6}} + \frac{29.1}{r^{3.35}} + \frac{2.71}{r^2} \right) \times 10^5 \quad (3)$$

となる。ここで得られた各曲線についても、図2に示している。これを用いて1 AUでの値を外挿すると $N_{hsw}(1\text{AU}) = 2.65\text{cm}^{-3}$ 、低速風では $N_{lsw}(1\text{AU}) = 5.9\text{cm}^{-3}$ となり、衛星による直接観測値と良く一致している [e.g., *McComas et al.*, 2000]。

3.2 コロナホールの geometry の推定

こうして求められた各々の電子密度のモデルから、惑星間空間での flux 観測値を用いると質量保存の関係により太陽近傍での太陽風速度が推測できるが、そのためにはコロナ内部における非動径方向への flux tube の膨張の割合を知る必要がある。

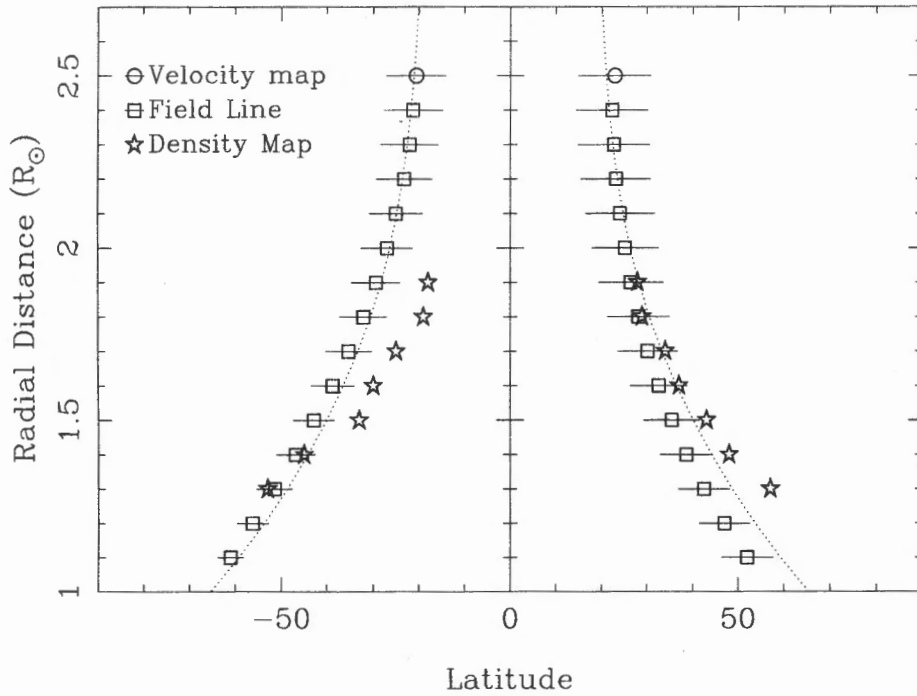


図3—コロナホール境界の距離にともなう変化の様子。横軸は太陽面緯度、縦軸は太陽中心からの距離を太陽半径を単位にして表している。丸印は source surface での速度マップ上の 700 km/s の境界、四角印はその境界からたどられた磁力線の緯度を 0.1 R_{\odot} 毎に示したもの、星印は電子密度構造の各マップから見積もられたコロナホール境界である。前2者については、経度方向の平均値であり、その分散が誤差棒で表示されている。これらを用いて式(5)、(6)、(7)により求めた最少自乗解が点線で示されている。

ここでは、コロナホールの占める面積 A を、

$$A(r) = A(R_s) \left(\frac{r}{R_s} \right) f(r) \quad (4)$$

$$f(r) = \frac{1.0 - \cos \theta_0(r)}{1.0 - \cos \theta_0(R_s)} \quad (5)$$

と置く。 R_s は太陽表面 ($= 1R_{\odot}$) における値を意味し、 θ_0 は、コロナホール境界の余緯度、 f はコロナホールの距離に伴う膨張の割合を表している。さらに f について、Kopp and Holzer, [1976] による

$$f(r) = \frac{f_{\max} \exp[(r - r_1)/\sigma] + f_1}{\exp[(r - r_1)/\sigma] + 1} \quad (6)$$

$$f_1 = 1 - (f_{\max} - 1) \exp[(R_s - r_1)/\sigma] \quad (7)$$

を用いて、(5)式と併せて、 f_{\max} 、 r_1 、 σ 、 $\theta_0(R_s)$ について最少自乗法により最適解を求める。入力パラメータは $\theta_0(r)$ であり、

- source surface における速度マップ上で 700 km/s となる緯度の下限
- その境界から磁力線に沿ってたどられる緯度の下限
- 電子密度構造から見積もられるコロナホール境界

を用いた。それぞれの値について図3に示す。これを用いて求められた最適値は、 $f_{\max} = 7.45$ 、 $r_1 = 1.3$ 、 $\sigma = 0.39$ 、 $\theta_0(R_s) = 24.7^\circ$ となる。この $f(r)$ についても図3に表示している。

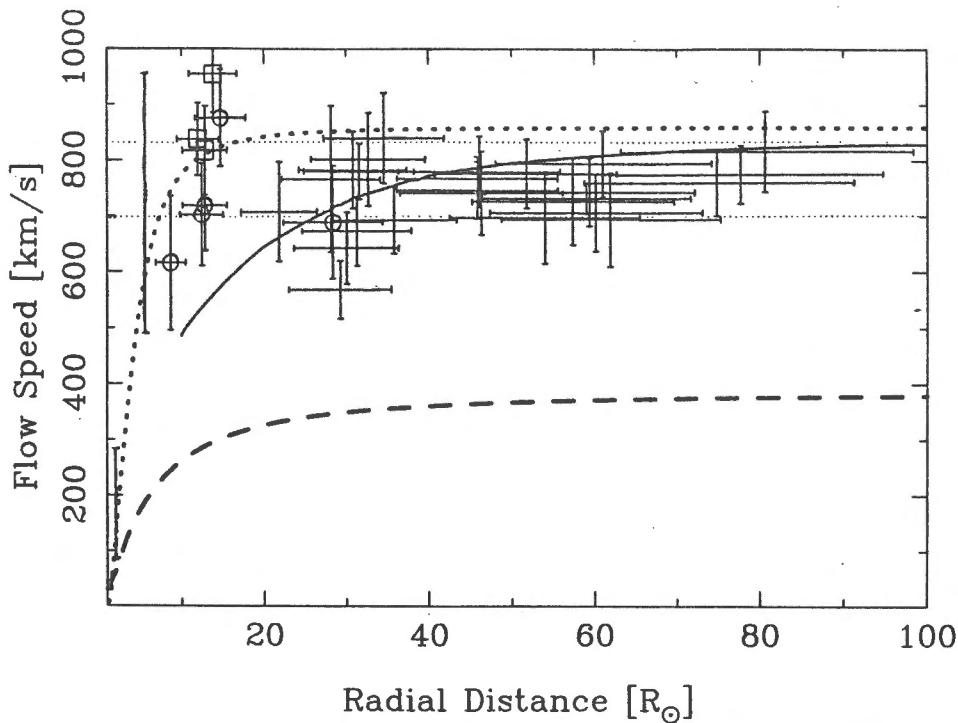


図4—低速風 (dash) 及び、高速風 (dot) に対してそれぞれ求められた 1-100 R_{\odot} の距離での速度変化の様子。横軸は太陽半径で規格化した距離、縦軸は太陽風の速度を表している。2 及び 5.5 R_{\odot} における縦の誤差棒のみのものは Spartan 201-01 搭載のコロナグラフによりコロナホール上空求めた太陽風速度 [Fisher and Guhathakurta, 1995]、丸と四角のついた縦横に誤差棒のついた値は VLBA による、縦横の誤差棒のみのものは EISCAT-UHF アンテナを用いた IPS 観測から得られた高速風の速度 [Grall et al., 1996] である。Ulysses による 1995-1996 年における高緯度帯 ($\pm 80^{\circ}$ から $\pm 40^{\circ}$ の領域) で観測された速度の上・下限値も横方向の点線で併せて表示している (Grall et al., [1996] の図 3 より)。

3.3 太陽風速度の距離依存性の推定

以上から、太陽風速度の距離に伴う進化の様子を質量フラックス一定 $N(r) \cdot V(r) \cdot A(r) = const.$ から推定することができる。すなわち、質量フラックス一定から、

$$V(r) = \frac{\langle N \cdot V \rangle_{R_e} \cdot A(R_e)}{N(r) \cdot A(r)} = \frac{\langle N \cdot V \rangle_{R_e} \cdot f(R_e) \cdot R_e^2}{N(r) \cdot f(r) \cdot r^2} \quad (8)$$

とすれば、衛星による観測から見積もられた 1 AU での質量フラックスの平均値 $\langle N \cdot V \rangle_{R_e}$ を用いて、太陽風速度を距離の関数として求めることができる。

McComas et al. [2000] によれば、Ulysses による観測の結果、質量フラックスは太陽風速度によらず全緯度範囲にわたってほぼ一定であり、その平均値は $\langle N \cdot V \rangle_{R_e} \approx 2.4 \times 10^8 (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ であるとされている。また、Guhathakurta and Fisher [1998] では Ulysses による高緯度での観測データから質量フラックスを $\langle N \cdot V \rangle_{R_e} \approx 1.5 - 2.2 \pm 0.3 \times 10^8 (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ と見積もっている。ここでは、高速風・低速風によらず質量フラックスは一定であり、その値として、 $\langle N \cdot V \rangle_{R_e} = 2.0 \times 10^8 (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1})$ を採用する。

求められた太陽風速度の距離に対する変化の様子を 1-100 R_{\odot} の範囲で図 4 に示す。この図には Grall et al. [1996] および Fisher and Guhathakurta [1995] による太陽近傍での高速風観測の結果もあわせて比較のために表示している。図 4 からは、高速風の加速が 10-15 R_{\odot} 付近で終了するという、太陽近傍での観測値と非常に良く合う速度変化を示していることが分かる。(8) 式から見積もられる 1 AU における速度は 757 km/s であり、これは STE 研での IPS 観測 [e.g., Hakamada

and Kojima, 1999] 及び Ulysses による高緯度での観測 [e.g., McComas et al., 2000] とほぼ等しい値である。一方低速風については、速度の上昇がやや緩やかで、太陽からの距離がかなり離れるまで加速が継続するようなプロファイルを示している。ただし、ここで求められた低速風の 1 AU における到達速度は、338 km/s と典型的な値 (~ 400 km/s) よりやや低い点には注意する必要がある。

以上の結果は、高速風と低速風とでは加速に働いているメカニズムが異なっており、1.3–2.0 R_{\odot} というかなり太陽に近い領域で、密度の距離変化の差異として明確に現れていることを示唆している。

4 まとめ

今回の解析によって、太陽風加速の情報を含んだ太陽風加速領域におけるプラズマ密度の距離変化のプロファイルが得られた。これは加速モデルを考える上で重要な制約条件となり、また密度及び速度の距離変化の様子を用いて運動量保存の式を積分すれば、“effective temperature” という形で加速に必要な物理量を見積もることも可能である。ただし、本解析中で観測から押さえられた密度は 1.3–2.0 R_{\odot} という、極めて太陽に近く、太陽風加速の効果が最大限に効いてくる距離よりも内側であることが推測されるため、より太陽から離れた距離まで観測的に押さえる必要があると考えられる。

References

- Biesecker, D. A., B. J. Thompson, S. E. Gibson, D. Alexander, A. Fludra, N. Gopalswamy, J. T. Hoeksema, A. Lecinski, and L. Strachan, Synoptic Sun during the first Whole Sun Month Campaign: August 10 to September 8, 1996, *J. Geophys. Res.*, **104**, 9679 (1999).
- Fisher, R., and M. Guhathakurta, Physical properties of polar coronal rays and holes as observed with spartan 201-01 coronagraph, *Astrophys. J.*, **447**, L139, (1995).
- Grall, R. R., W. A. Coles, M. T. Klinglesmith, A. R. Breen, P. J. S. Williams, J. Markkanen, and R. Esser, Rapid acceleration of the polar solar wind, *Nature*, **379**, 429 (1996).
- Guhathakurta, M., and R. Fisher, Solar wind consequences of a coronal hole density profile: Spartan 201-03 coronagraph and Ulysses observations from 1.15 R_{\odot} to 4 AU, *Astrophys. J.*, **499**, L215 (1998).
- Hakamada, K., and M. Kojima, Solar wind speed and expansion rate of the coronal magnetic field during Carrington rotation 1909, *Sol. Phys.*, **187**, 115 (1999).
- Kopp, R., and T. Holzer, Dynamics of coronal hole regions, Steady polytropic flows with multiple critical points, *Sol. Phys.*, **49**, 43, (1976).
- McComas, D. J., B. L. Barraclough, H. O. Funsten, J. T. Gosling, E. Santiago-Muñoz, R. M. Skoug, B. E. Goldstein, M. Neugebauer, P. Riley, and A. Balogh, Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit, *J. Geophys. Res.*, **105**, 10419, (2000).
- Zidowitz, S., Coronal structure of the Whole Sun Month: A tomographic reconstruction, *J. Geophys. Res.*, **104**, 9727 (1999).

コロナ磁場解析から分かった低速風を吹き出すコロナホール

大見智亮、小島正宜、徳丸宗利、藤木謙一、横辺篤史
名古屋大学太陽地球環境研究所
袴田和幸
中部大学工学部

1 はじめに

我々のグループで行なっている、天体電波源から到来する電波の惑星間空間シンチレーション (IPS) を利用した太陽風観測データを、計算機トモグラフィ解析することで得られた太陽風速度分布には、周囲の低速太陽風 (約 400km/s 以下) よりさらに遅い (約 350km/s 以下) コンパクトな低速太陽風構造 (以後、コンパクト低速太陽風と呼ぶことにする) が活動領域の存在する緯度・経度近傍で見つかっており、この構造は太陽が数回自転する間、ほぼ定常的に存在することが分かっている [Kojima et al., 1999]。太陽活動静穏期における大規模低速ストリーマーは、低緯度帯で形成される磁気中性線にほぼ沿って分布しているが、コンパクト低速太陽風は磁気中性線が中心を通っておらず、大規模低速ストリーマーとして観測されるものよりさらに速度が遅いため、これらは異なる起源を持つと思われる。

低速太陽風の起源についての理解が不十分な中で (最近の低速太陽風の起源に関するレビューは Wang et al. [2000] を参照)、このようなコンパクト低速太陽風は、探査機による直接観測が困難な領域をカバーできる IPS 観測と計算機トモグラフィ法を用いた解析でのみ空間分布を確認できる構造である。コンパクト低速太陽風が周囲の低速太陽風よりも遅く観測される以上、なぜ周囲よりも遅いのかを解明することは、「なぜ低速太陽風は速度が遅いのか」という問題を考える上で重要であり、そのためにも太陽風特性決定に大きな要因を担うと考えられている流源をまず明確にする必要がある。そこで Kojima et al. [1999] では、コンパクト低速太陽風がコロナ下部 (もしくは光球面) の何処から吹き出すのかを探るために、コロナのポテンシャル磁場モデルを用いて流源の推定を行った。その結果、活動領域に隣接したコンパクトな単極性磁場領域から惑星間空間へと広がる開いた磁場構造が定常的に存在することが確認され、太陽半径の 2.5 倍の球面におけるその開いた磁束管断面は、コンパクト低速太陽風が観測される領域と位置的に一致することが分かった。

一般的に、コロナホールは「定常的に開いた磁場領域」であると考えられるが、同時に「太陽コロナ中においてプラズマ密度、温度ともに低い領域」であることが大きな特徴でもある [e.g., Zirker, 1977]。したがって、「コンパクト低速太陽風の流源は、低緯度において形成された小さなコロナホールである」と単純に決めることはできない。そこで、本研究では、コンパクト低速太陽風の流源と思われる局所的な開いた磁場領域は、コロナホールなのかという点について考えてみる。

2 コンパクト低速太陽風

まず最初に、Kojima et al. [1999] で報告した結果を踏まえて、コンパクト低速太陽風の一例を示す。

図 1 は、Carrington rotation number (CR) 1896 (1995 年 5 月 16 日から 6 月 12 日)、および 1897 (1995 年 6 月 12 日から 7 月 10 日) における低緯度 (緯度 ± 30 度) シノプティックマップであり、図 1(a) は、source surface (太陽半径の 2.5 倍の球面) へ投影した太陽風の速度分布、図

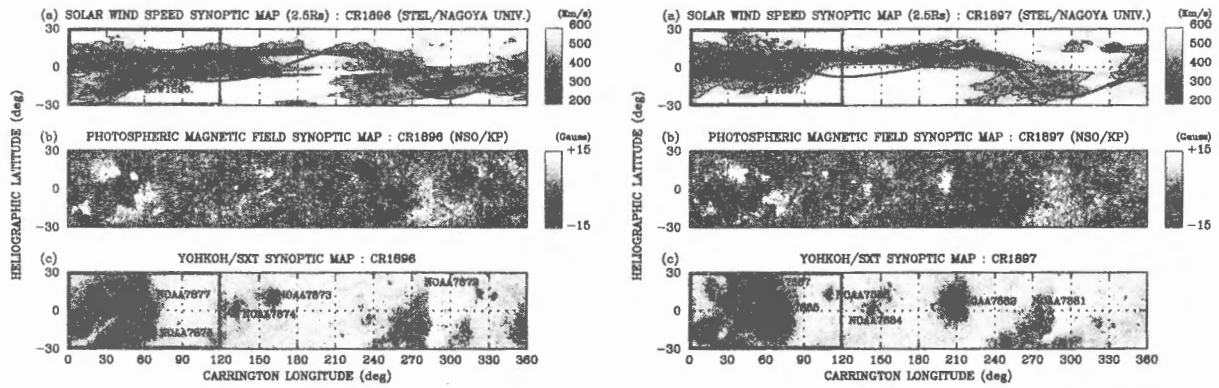


図 1: Carrington rotation number 1896 (1995 年 5 月 16 日から 6 月 12 日)、および 1897 (1995 年 6 月 12 日から 7 月 10 日) における低緯度シノプティックマップ。(a) source surface (太陽半径の 2.5 倍の球面) へ投影した太陽風速度分布。速度が 500km/s、370km/s、350km/s の領域を等速度線でそれぞれ示した。黒線は、ポテンシャル磁場モデルから導出した source surface における磁気中性線の位置である。(b) NSO/KP で得られた光球面磁場分布。磁場強度の上限を ± 15 ガウスとして極性分布 (白が太陽から離れる方向、黒が太陽へ向かう方向の磁場極性) を示した。(c) YOHKOH に搭載の SXT によって観測された軟 X 線強度分布。活動領域として判定されている領域は、NOAA/USAF 活動領域シリアルナンバーを示した。図のグレー枠内が解析領域である。

1(b) は、同じ緯度・経度領域における光球磁場分布、そして図 1(c) は、彩層からコロナにおける磁気活動度の指標として、YOHKOH に搭載された軟 X 線望遠鏡 (SXT) によって観測された軟 X 線強度分布を示したものである。

一般的な様相として、磁気中性線はストリーマカスプ上空のプラズマ密度の濃いプラズマシート中に形成され、太陽風速度の平均的構造としては磁気中性線に向かって遅くなる。コンパクト低速太陽風が観測された領域 Low1896、および Low1897 は、磁気中性線から外れて観測されており、これはコンパクト低速太陽風の特徴の一つである。光球磁場分布 (図 1(b)) では、南半球から負の磁場極性領域が、経度 30 度から 60 度付近に集中する活動領域へと伸びていることが分かる。この領域は比較的大規模な単極性磁場分布を示しているため、開いた磁場領域が存在することを予想させる。そこで軟 X 線強度分布 (図 1(c)) を見ると、この単極性領域は、軟 X 線強度が弱い領域に相当することが分かる。

コンパクト低速太陽風が観測された領域は、位置的に活動領域の上空に対応するため、単純な位置比較からだけでは、活動領域から吹き出すとも推測できる。しかし、コロナ下部で発生した太陽風流は、コロナの磁場構造に沿って惑星間空間へと吹き出すため、速度分布と磁場構造を単純に位置比較して流源を決定すべきではない。そこで、コロナのポテンシャル磁場モデルを用いてコロナ磁場の可視化を行ない、太陽風の流れはコロナの磁場構造に支配され、少なくとも開いた磁場領域からは太陽風が吹き出すという考えに基づいて、コンパクト低速太陽風の流源を探ったものが図 2 である。

ここでは、図 1 のグレー枠内の領域に限定 (緯度方向にはさらに ± 30 度拡張) して、source surface (上面) と光球面 (下面) に配置した。開いた磁場領域が磁力線の東で密になるのを避けるために、開いた磁力線は、開いた磁場領域の境界付近から現われる大きく広がったものだけを描いた。

これを見ると、活動領域に隣接する負極性磁場領域から、局所的な開いた磁場構造が存在することが確認できる。開いた磁力線は、閉じた磁気ループを被うようにコロナへと広がっていき、そ

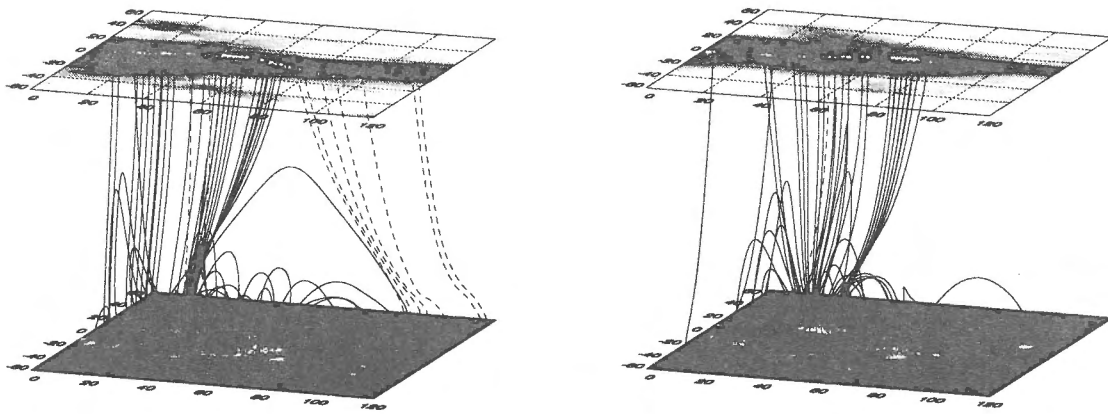


図 2: CR1896 (左図)、および CR1897 (右図) における、経度 0 度から 120 度の領域での太陽風速度構造とコロナ磁場構造との関係。下面は光球面、上面は source surface を表し、source surface 上に現れる開いた磁力線の先端を白点でプロットした。また、極域コロナホール（緯度 ± 60 度以上の高緯度）を起源にすると考えられる磁力線を破線で示した。

の上空で、遅い低速太陽風がそれぞれ観測されていることが分かる。したがって、コンパクト低速太陽風が観測される領域の下層で活動領域が位置的に対応しても、局所的な開いた磁場領域が（その活動領域に隣接して）存在し、そこから周囲より遅い太陽風が吹き出す様相が描ける。

3 局所的な開いた磁場領域の起源

Kojima et al. [1999] の解析、そしてここで示した結果から、コンパクト低速太陽風の流源と思われる「局所的な開いた磁場領域」は、「中緯度から低緯度へと伸びているか、もしくは低緯度で孤立化し、構造の一部が活動領域に隣接する」という特徴を持っていることが分かった。ここでは、「局所的な開いた磁場領域・構造」の起源、「何故そこに局所的な構造が形成されるのか」ということを考えてみる。

図 3 は、CR1896 と CR1897 における軟 X 線強度分布、およびポテンシャル磁場モデルから推定した開いた磁場領域の分布を示したものである。図 3(b) のマップで示した黒色×印群は、前節の解析から得られたコンパクト低速太陽風の流源と思われる領域である。図 3 から、CR1896、および CR1897 で観測されたコンパクト低速風の流源は、どちらもほぼ同じ領域で開いた磁場構造を形成していたと言える。また、CR1896 の軟 X 線強度分布と比較すると、この開いた磁場領域に対応するように、軟 X 線強度が弱い領域（経度 0 度から 30 度付近の細長いチャンネル状の構造）が存在していたことが分かる。したがって、コンパクト低速風の流源と思われる開いた磁場領域は、周囲より低温あるいは低密度な領域であったと考えられる。

コロナホールの分布とその形状の変化は、光球面における磁気フラックスの輸送プロセスによりほぼ決定されると考えられており、太陽活動下降期では、低緯度に現れる強い双極磁場のフラック輸送によって極域コロナホールは歪みを受け、さらに赤道方向へと伸びていくことが Wang and Sheeley [1990] によって報告されている。彼らの結果に従うと、CR1896 で見られる細長いチャンネル状の開いた磁場構造は、赤道方向へと伸びた極域コロナホールであると推測でき、次の CR1897 には、コロナホールの低緯度側の一部が、隣接した活動領域からの磁気フラックスの輸送によっ

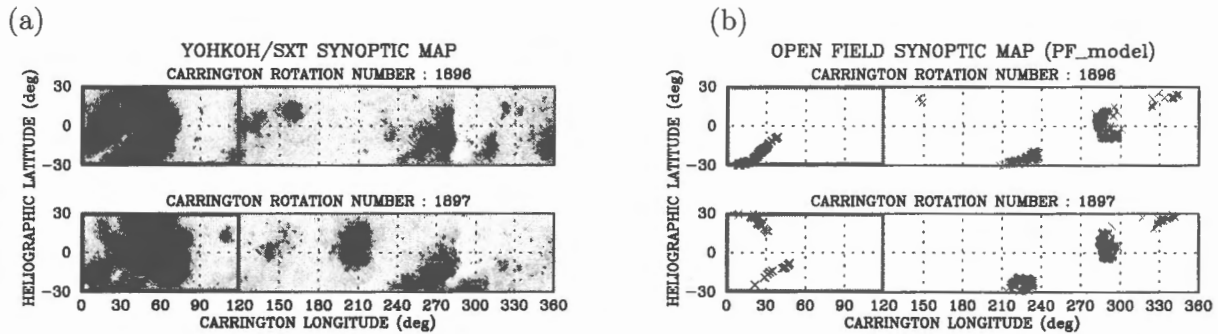


図 3: CR1896 と CR1897 における軟 X 線強度分布 (図 (a))、およびポテンシャル磁場モデルから推定した開いた磁場領域の分布 (図 (b))。コンパクト低速太陽風の流源と思われる領域を、図 (b) のマップへ黒色×印で示した。

て変形を受け分断されたと考えられる。このようにして形成されたであろう「局所的な開いた磁場構造」は、その後 5 ローテーション期間もの間で準定常的に存在していたことも分かっている [Kojima et al., 1999]。

この開いた磁場領域は活動領域に隣接しているため、例えば CME の発生に伴う活動領域上空へのプラズマ放出によって磁気ループが吹き飛ばされ、ファン状に開いた磁場構造が形成される [Švestka et al., 1998] と考えることもできるが、そのような磁場構造のライフタイムは数時間程度である。また、大規模な CME では、閉じた磁気ループが広範囲に渡って吹き飛ばされ、新たに開いた磁場構造が長期間持続するような場合も報告されているが [Luhmann et al., 1998]、今回の解析で確認ができた「局所的な開いた磁場構造」は、極域コロナホールの低緯度への伸長と関連して定常的に存在していたため、このような一過性現象に伴ったものではないと思われる。

4 コンパクト低速太陽風の流源は小さなコロナホールか？

コンパクト低速太陽風は、活動領域に隣接する局所的な開いた磁場領域を流源とし、この磁場構造の起源は、極域コロナホールの局所的な変形と分断によるものと推定されることを前節で示した。

活動領域に隣接して現われるコロナホールの存在は、これまでも観測的に確認されてきており [e.g., Švestka et al., 1977; Bohlin and Sheeley, 1978]、ポテンシャル磁場モデルから求めた開いた磁場領域と、ほぼ一致することも確認されている [Levine, 1982]。ただし、Levine [1982] が指摘しているように、黒点暗部の強い磁場の観測には限界があるため、観測された活動領域内のトータルおよびネットの磁気フラックスがアンバランスとなる場合がある。したがって、活動領域に隣接して見積もられた開いた磁場構造の一部は、こうしたフラックスアンバランスの効果によるものを含む可能性がある。

今回の解析で取り上げた局所的な開いた磁場領域が、コロナ中でどの程度の密度や温度を持っているのかを定量的に見積もることは困難であるため、その代わりに、惑星間空間で直接観測された太陽風パラメータを参照することで、間接的に流源のプラズマ特性を推定してみた。図 4 は、IPS 観測から得られた太陽風速度分布を 1AU で見たもの、および同じ期間に地球近傍で WIND 衛星が直接観測した太陽風パラメータを比較したものである。図 1 で示したコンパクト低速太陽風 Low1896、および Low1897 に対応する領域を WIND 衛星が観測した期間は、それぞれ右図、および左図の観測データプロット中にグレーで示した。

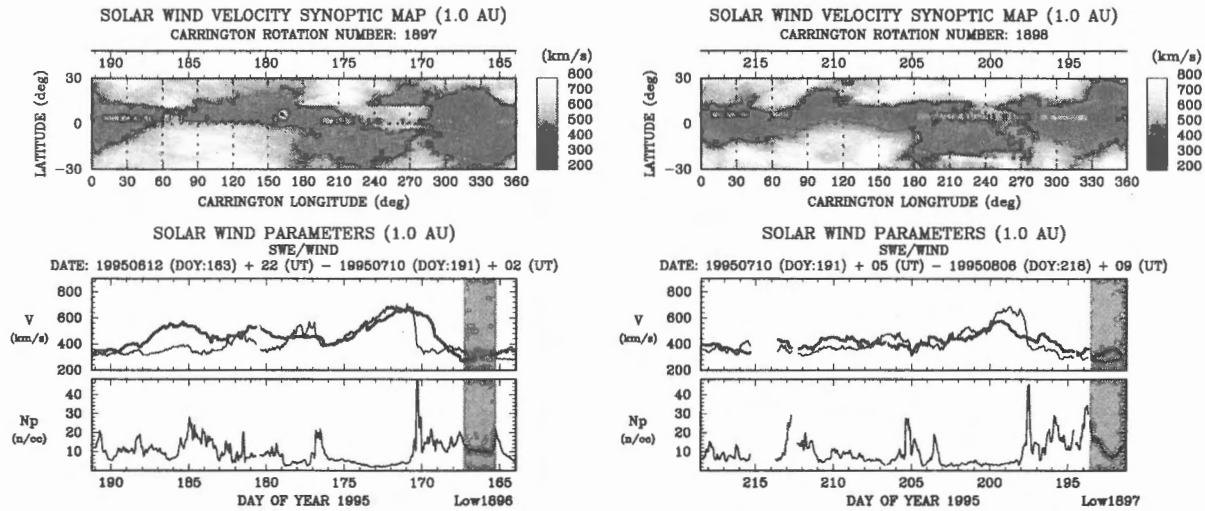


図 4: IPS 観測から得られた太陽風速度分布、および地球近傍で直接観測された太陽風パラメータ。左図は CR1897、右図は CR1898 (1995 年 7 月 10 日から 8 月 6 日) における観測データで、上から順に、IPS から得た 1AU での太陽風速度分布、WIND 衛星が観測した速度、および密度のプロットである。IPS の太陽風速度分布には、WIND 衛星の軌道を重ねてプロットしてあり、観測された惑星間空間磁場の極性 (グレーが正極性、黒色が負極性) を示した。WIND 衛星の速度データに太線で重ねてプロットしたデータは、IPS から得た太陽風速度を WIND 衛星の軌道に沿って抽出したものである。IPS の速度分布と WIND 衛星の観測データを位置的に対応させるために、観測データは右から左の方向へと時系列にプロットした。IPS から得たコンパクト低速太陽風と同じ流れを WIND 衛星が観測したと思われる期間を、衛星データのプロット中にグレーで示した (図 1 で示した Low1896、および Low1897 に対応する低速領域が、それぞれ右図、および左図で示したグレーの期間である)。

IPS が観測したコンパクト低速太陽風領域の惑星間空間磁場 (IMF) の極性は、いずれも負の単極性であり、これは図 1 で見た流源の磁場極性と一致する。また、この負の単極性領域の経度範囲は、図 1 で示したコンパクト低速太陽風付近の磁気中性線の湾曲範囲とほぼ一致していることから、ポテンシャル磁場モデルは、実際のコロナ磁場構造を十分に良く再現していると言える。IPS および衛星観測から得た速度プロファイルを比較の結果、コンパクト低速太陽風の速度は、IPS から得られたものと同程度 (350km/s) か、さらに遅いことが分かった。また、コンパクト低速太陽風に対応する領域は、高速太陽風よりは明らかに高い密度である一方で、高速太陽風の特徴と同様に、密度に大きな変動がないことも分かる。

高速太陽風の速度や密度が大きな変動を持たないことは良く知られたことであるが [Bame et al., 1977]、これが磁場の一様な開いた磁場領域を起源にする流れの特徴を表すのであれば、速度や密度の絶対値は違うが同様な傾向を持つコンパクト低速太陽風も、やはり開いた磁場領域を起源にすると考えることができる。しかしながら、コンパクト低速太陽風の密度は高速太陽風よりもファクターで 2 程度高いことから、その流源付近は、高速太陽風が吹き出すようなコロナホールよりも高い密度を持つであろうと思われる。図 1 および図 3 で見たように、これら流源領域の軟 X 線強度は周囲よりも弱い、軟 X 線の強度は、密度の二乗と電子温度に比例したものと考えられるので [Hara et al., 1994]、コンパクト低速太陽風の流源付近の温度は低いと推定される。

Borrini et al. [1981] は、探査衛星 IMP6~8 の観測データから、太陽風は IMF の極性が反転するセクター境界付近において最も低速で高密度あることを示したが、図 4 では、セクター境界で密度が急激に高くなる傾向は見えるものの、グレーで示したコンパクト低速太陽風の速度のほ

うが、セクター境界での速度よりもさらに遅いことが分かる。したがって、コンパクト低速太陽風は、IMFのセクター境界付近で観測される低速太陽風とは異なる流源を持つと考えることができる。

これまでの研究から、観測的に確認のできた小さなコロナホールから吹き出す太陽風は低速であることが分かっており [e.g., Nolte et al., 1976; Neugebauer, 1994]、したがって、ここで取り上げた局所的な開いた磁場領域が小さなコロナホールであっても、これらの観測結果とは矛盾しない。

5 まとめ

我々の結果は、太陽活動が静穏な時期においても、局所的な開いた磁場領域が活動領域近くに形成され、そこから遅い低速太陽風が吹き出す可能性を観測的に示したと言える。

解析で得られた局所的な開いた磁場構造は、磁気フラックスの輸送による極域コロナホールの変形と分断によって形成されると考えられ、この局所の変形には密集して現れる活動領域が重要であると思われる。

惑星間空間での太陽風の観測データから、コンパクト低速太陽風は、高速太陽風の特徴と同様に、大きな変動がない密度構造を持つため、高速太陽風と同じように開いた磁場領域を起源にすると考えることができる。しかしながら、高速太陽風よりは明らかに高い密度を持つため、その流源付近も、比較的高い密度を持つであろうと思われる。

参考文献

- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, and J. T. Gosling, Evidence for a structure-free states at high solar wind speeds, *J. Geophys. Res.*, *82*, 1487, 1977.
- Bohlin, J. D., and N. R. Sheeley, Jr., Extreme ultraviolet observations of coronal holes II. Association of holes with solar magnetic fields and a model for their formation during the solar cycle, *Sol. Phys.*, *56*, 125, 1978.
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Bame, W. C. Feldman, and J. M. Wilcox, Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: A signal of coronal streamers at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *86*, 4565, 1981.
- Hara, H., S. Tsuneta, L. W. Acton, M. E. Bruner, J. R. Lemen, and Y. Ogawara, Temperatures of coronal holes observed with the Yohkoh SXT, *Publ. Astron. Soc. Japan*, *46*, 493, 1994.
- Kojima, M., K. Fujiki, T. Ohmi, M. Tokumaru, A. Yokobe, and K. Hakamada, Low-speed solar wind from the vicinity of solar active regions, *J. Geophys. Res.*, *104*, 16993, 1999.
- Levine, R. H., Open magnetic fields and the solar cycle, *Sol. Phys.*, *79*, 203, 1982.
- Luhmann, J. G., J. T. Gosling, J. T. Hoeksema, and X. Zhao, The relationship between large-scale solar magnetic field evolution and coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, *103*, 6585, 1998.
- Nolte, J. T., A. S. Krieger, A. F. Timothy, R. E. Gold, E. C. Roelof, G. Vaiana, A. J. Lazarus, J. D. Sullivan, and P. S. McIntosh, Coronal holes as sources of solar wind, *Sol. Phys.*, *46*, 303, 1976.
- Neugebauer, M., Observations of the solar wind from coronal holes, *Space Sci. Rev.*, *70*, 319, 1994.
- Švestka, Z., C. V. Solodyna, and R. Howard, Open magnetic fields in active regions, *Sol. Phys.*, *55*, 359, 1977.
- Švestka, Z., F. Fárník, H. S. Hudson, and P. Hick, large-scale active coronal phenomena in Yohkoh SXT images, *Sol. phys.*, *182*, 179, 1998.
- Wang, Y.-M., and N. R. Sheeley, Jr., Magnetic flux transport and the sunspot-cycle evolution of coronal holes and their wind streams, *Astrophys. J.*, *365*, 372, 1990.
- Wang, Y.-M., N. R. Sheeley, Jr., D. G. Socker, R. A. Howard, and N. B. Rich, The dynamical nature of coronal streamers, *J. Geophys. Res.*, *105*, 25133, 2000.
- Zirker, J. B., (Ed.) *Coronal Holes and High Speed Solar Wind Streams*, 454pp., Colorado Associated University Press, Boulder, 1977.

MHDシミュレーションによる、太陽風加速とコロナの関係

林 啓志, 小島正宣, 徳丸宗利, 藤木 謙一

名古屋大学太陽地球環境研究所

太陽のプラズマは遷移層付近で 6000 度弱から数百万度に急激に加熱される。このような高温になったコロナプラズマでも、加熱や熱伝導などのエネルギーまたは運動量を太陽風に付加する機構がなければ、プラズマは自発的に高速太陽風として流れ出すことはできない。つまり、一般的な断熱理想気体 (比熱比が 5/3) では速度は太陽からの距離とともに減速するのみである。実際の太陽風は、太陽付近では低速でありながら、太陽から数太陽半径程度離れたところでは毎秒数 100km の超音速・超 Alfvénic 流となるような速度分布をもつ。したがって、実際の太陽風では何らかの形で付加的な熱または運動量の供給を受けていることになる。

太陽コロナでは電子の熱伝導が大きいので、太陽の近くのプラズマは Alfvén 時間と比べて短い時間のうちに均一に近づく。実際の太陽風がプラズマが太陽から離れ加速するにつれて、重力エネルギーや運動エネルギーへと分配され減少する分の熱エネルギーは、この熱伝導によって順次補充されると考えることができる。この場合、比熱比を 1 に近い値に取ることで陰に気体の等温性を取り扱うことができる。このモデルは実際の太陽風の速度を比較的良く再現できる (Parker 解)。ところが、この仮定が太陽から相当程度はなれた距離でも有効であるとすると、太陽風の移動距離に伴う温度減少は非常に緩やかになり、地球近傍での太陽風の温度は太陽近傍の半分程度で 100 万度前後を維持してしまい、実際の観測値 (数万度程度) と比べて著しく異なってしまう。つまり、実際の太陽風へのエネルギーの供給はもう少し速く減衰している。そこで、熱伝導や加熱を比熱比を変えることで陰に扱うのではなく、付加項として陽に取り扱うことが、実際の太陽風の温度・速度分布を再現する上で重要になってくる。

ところが、このうち、加熱についてははっきりとは分かってない。つまり基礎過程や、局所的な物理量、または加熱のエネルギーの源泉である太陽表面の状態との関連がはっきり分かっていないのである。これの解明のためにも高分解能の観測が待たれるが、シミュレーションにより加熱機構の特徴を予測することができる。つまり、加熱の効果を加えたケースの計算を、加えなかったケースの計算や実際の観測データと比較することで仮定したモデルについて検証することができる。

そこで、本研究会講演にあたって、簡単な加熱項モデルを用いて MHD シミュレーションを行った。シミュレーションの基本方程式は (MHD 方程式) は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} - 2\rho (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega}) = -\nabla (P + \rho \mathbf{v} : \mathbf{v}) + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho (\mathbf{g} + (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\Omega}) + \mathbf{Q}_m, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{B^2}{8\pi} \right) = -\nabla \cdot \left[\left(\frac{\rho v^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} \right) \mathbf{v} - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \right] + \rho \mathbf{v} \cdot (\mathbf{g} + (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \boldsymbol{\Omega}) + Q_e. \quad (4)$$

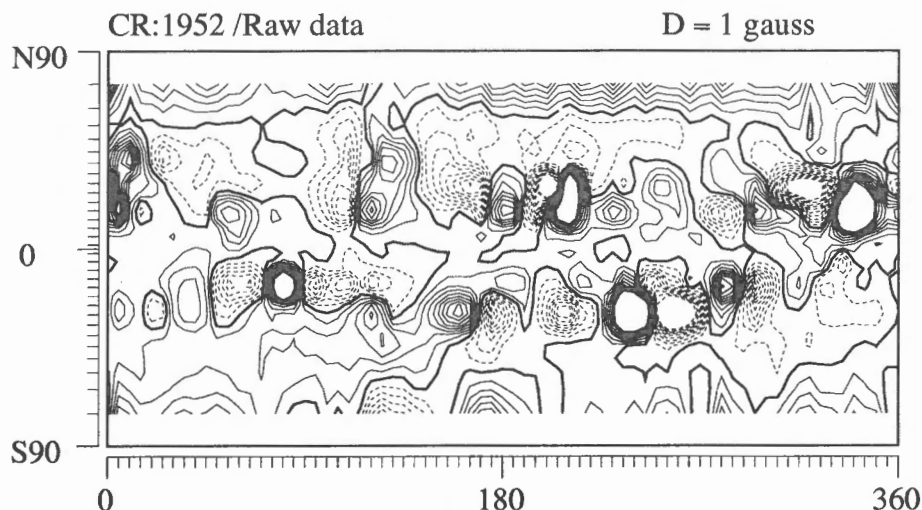


図1：キャリントン自転数 1952 の光球面磁場マップ (緯度・経度平面上)。実線・破線は磁場極性の正負を表し、中性線は太線で描いている。等高線は1 Gauss 間隔で描いており、10 Gauss 以上の領域は省いている。これを球面調和関数分解し、低次5項の成分を境界値に用いる。図4の(a)はこうして決定した境界磁場分布の中性面にあたる。

の表式 (保存形式から、ローレンツ力項・太陽自転・太陽重力の寄与する項を梳いたもの) とした。ここで Q_m と Q_e は運動量とエネルギーの付加を表す。ここではエネルギーの付加のみを考える ($Q_m = 0$)。 Q_e は、

$$Q_e = 5.0 \times 10^{12} \times \frac{B^2}{1+B^2} \times \frac{r_B^2}{1+r_B^2} \quad [\text{erg/cc/sec}] \quad (5)$$

であるとした。 r_B は磁力線の曲率半径を2太陽半径を単位として表したもので、

$$r_B = \frac{|(\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{b}|^{-1}}{2R_\odot}, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}$$

と表される。また、 B は磁場強度は5 Gauss を単位とした。大局的にはコロナ磁場が5 Gauss になることは少ないので、磁場強度が関わる項 $B^2/(1+B^2)$ は地場強度の2乗 B^2 であると思っても差し支えないが、黒点付近の磁場の強い領域も計算領域に含まれるので、ここでは頭打ちになるような表式にした。磁力線の曲率半径の寄与する項については、曲率の大きな領域のコロナ下部ですでに電磁音波や揺らぎによる潜在的な熱の大部分が失われているであろうとして、本計算の対象となる広い範囲のコロナや惑星間空間ではむしろ磁場の曲率が小さい領域 (開放磁場領域) ほど熱の付加が多いと予想し、このような表式にした。これも磁場の場合と同様に、寄与が頭打ちになる形にしてある。

この付加モデルを導入した式を、太陽表面近くで磁場の動径成分 (B_r)、プラズマ密度 (ρ) と圧力 (P_g) を固定した条件で数十太陽半径内の空間について時間変化を解き、定常状態を求める。得られる定常な磁場とプラズマは、与えられた仮定下での静穏時の太陽風とコロナを表すと考える。

キャリントン自転数 1952 についてのスタンフォード大学の光球面磁場データ (図1) を用いて境界条件とした。この磁場データを用いてシミュレーションを行い、得られた数値的な太陽風を

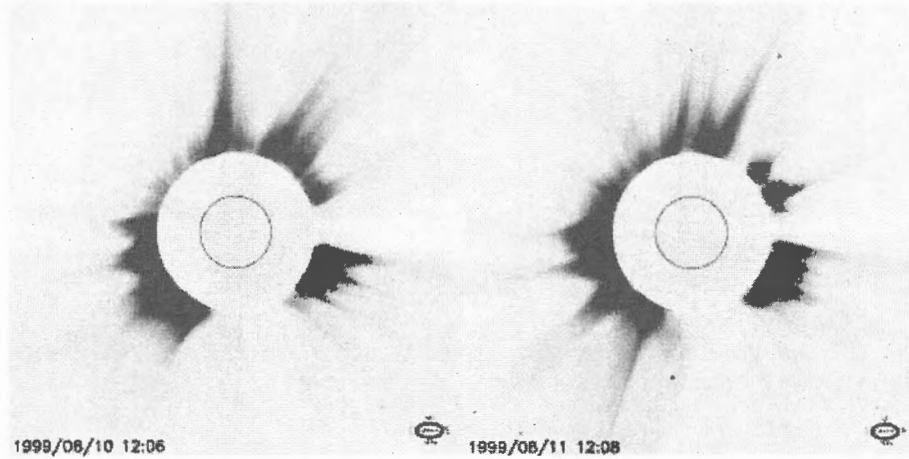


図2：LASCO 画像。二つのイメージの観測の日時はそれぞれ 1999 年 8 月 10 日 (左), 11 日 (右)。左上のやや広がって見える動径方向からずれたストリーマーは少なくともこの二日は持続的に存在していた。

キャリントン経度 90 度付近から眺めると、ちょうど 1999 年 8 月 10 日前後に地球から眺めたものと同じ視線になる。図 3 がこの時期の LASCO の画像データで、左上に動径方向よりやや開いた形をしたストリーマーが見られる。図 3 は計算で求めた磁力線と光球面磁場の図で、これの左上をみると、開放磁場領域で選択的に作用する加熱項を加えたことで、磁力線の形状がほぼ動径方向のみに走っていたものが、やや開いた形になったことが分かる。つまり、加熱モデルを導入したことで、太陽近傍での磁力線の形状が実際のものに近づいた。

図 4 は、もう少し広い範囲での磁場の状態を、磁気中性面の位置で表した。それぞれの開放磁場領域は正負いずれかの磁場極性しか持たないので、磁気中性面は複数の開放磁場領域からそれぞれ流れ出た磁場とプラズマが占める範囲を表す。図 4 中の濃淡二つの曲線は加熱モデルを導入したもの (濃) と導入する前 (淡) の磁気中性面の位置を表す。図 4 の (a) から順次高度を増した領域での分布を表し、(d) が太陽から相当程度離れて、加熱がほとんど効かなくなった超音速・超 Alfvénic 流の領域での様子を表わす。この図から遠方での磁気中性面の位置変化は角度にして最大で 15 度程度、平均すると数度程度であった事が分かる。また、この図 (d) の距離以遠から 1 AU 程度の範囲ではこの磁場極性の分布に大きな変化はなかった。大局的には開放磁場領域は中性線を跨いで対になって現れるので、コロナ上部では加熱の寄与が拮抗する機会が多いからと考えられる。一般的には、太陽表面磁場の単極磁場領域 (UMR) 間で磁束の分布が著しく偏るようなことはない (あっても持続しない) と考えていいので、他の時期で同様の計算を行ってもこのモデル加熱を加えたことによる惑星間空間での中性面の位置の変化は少ないと考えられる。

今のモデルではそもそも素過程を考えていないので本質的な表式ではないが、太陽風の観測データとの比較検証を行ない改良を重ねることで実際の加熱・加速機構へのアプローチになると考えている。

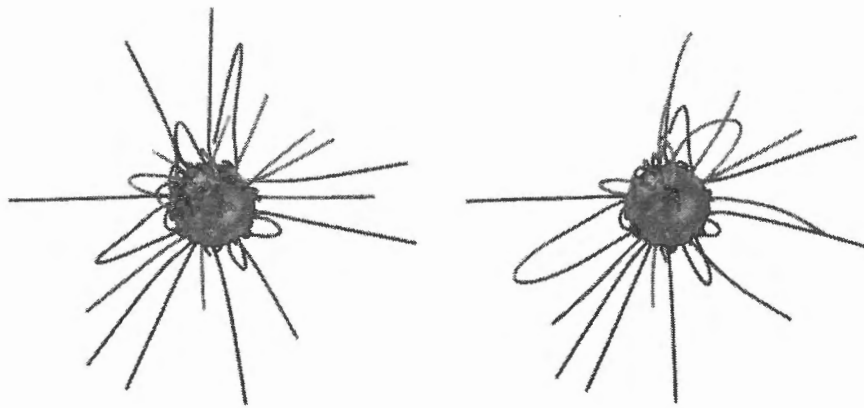


図3：二つのケースでの磁力線。左が加熱のないケースで、右が加熱を加えた場合のケース。図2の観測と同じ視線になるように、視線の太陽緯度・経度を合わせている。右図左上の開放磁場領域の広がり左図のものとは比べて大きくなった。

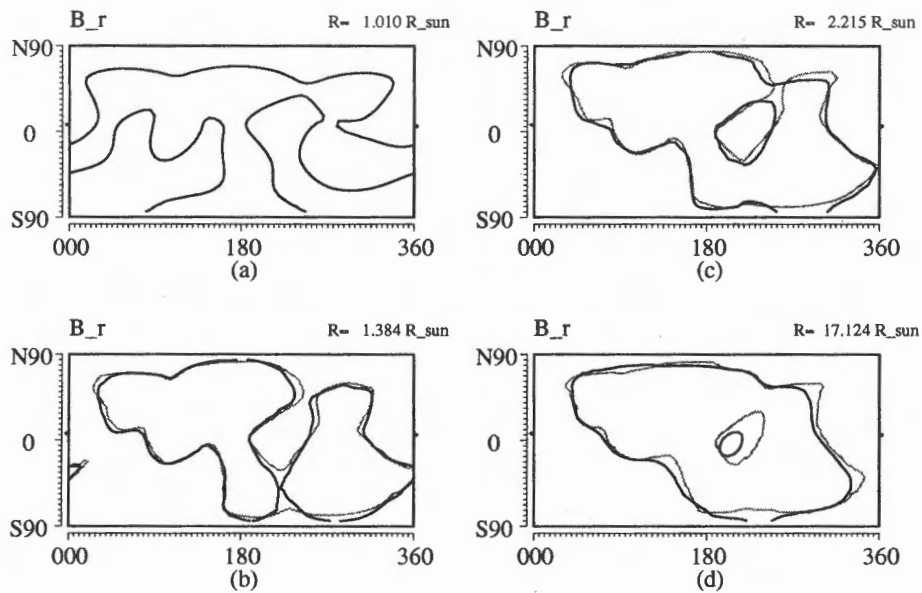


図4：磁気中性面の緯度・経度平面における位置。太陽中心からの距離はそれぞれ、(a) $1.01R_{\odot}$ 、(b) $1.38R_{\odot}$ 、(c) $2.22R_{\odot}$ 、(d) $17.1R_{\odot}$ で、図中、淡い灰色の線が陽な加熱項が無いケースで、濃い黒色の線が加熱を入れたケースでの中性線の位置を表している。図(a)は計算境界面なので両者に違いはない。また、図(d)の距離では閉塞磁場領域は存在しなくなるので、磁気中性面は異なる開放磁場領域を起源に持つ磁場とプラズマの境界を表すことになる。図2、3での太陽の中心のキャリントン経度は概ね90度なので、図2、3の左上の開放磁場領域の中心は経度約0度付近に当たり、この図ではちょうど左右両端を跨ぐ位置になる。

SOHO資料から見たコロナストリーマーの三次元構造

斎藤 尚生 (東北大・OB、saitots@nifty.com)

1. はじめに

地球を取り囲む大気はプラズマに取り囲まれ、それらはすべて地球磁気圏の中に取り囲まれている。学問的にこの範囲は、確実に地球物理学の責任範囲と言える。しかし地球磁気圏のすぐ外側は、太陽コロナから噴出する太陽風、つまり太陽磁気圏であり、学問的にも本来太陽物理学の領域であるべきである。本稿では太陽観測衛星SOHOの資料を用いて筆者のような地球物理の素人が太陽コロナについて論ずる。これは太陽物理学に対する筆者の越権行為だと考える。あえて更に蛇足を加えるならば、学問的に空白状態にあるこの領域の研究に、太陽物理学分野の方達がもっと積極的に、大勢進出していただきたいと心から願うものである。

2. ストリーマーに関する動・非動径仮説

太陽半径の数 R_s 以遠でのコロナストリーマーの伸び方について、筆者はこれまで、次のような二つの原則を述べてきた。

(1) 太陽磁気赤道 (と磁極) からはストリーマーはradialに伸びるが、赤道から離れるにつれてストリーマーの方向はnon-radialになる。(この原則の中には、表1に示すようなこれら2種のストリーマーに関するさまざまな性質を含むものとする。)

(2) 磁気赤道面は22年周期で回転反転をする (図1参照)。

本論文ではまず論理的な手続きとして『上記の二つの原則だけで、いかなるsolar cycle phaseの、いかなるストリーマーも説明できる』ことを仮説として掲げる。これをここでは便宜的に、「動・非動径仮説」と呼ぶことにする。本稿の目的のひとつは、SOHOによる観測資料を解析することによって、この仮説を検証することにある。

ストリーマー	ストリーマーの根元	磁気極性	形状	根元のアーケード数	三次元構造	電流面
動径型	磁気赤道	双極型	ヘルメット	1 (又は奇数)	曲面	あり
非動径型	磁気高緯度	単極型	先太	2 (又は偶数)	アネモネ型	なし

表 1

3. 極小期のストリーマー

3. 1. 観測

これまで太陽活動極小期に皆既日蝕が起ると、しばしば有翼日輪型コロナが観測されてきた(図2)。これをSOHO/LASCOのC3画像で見ると、ちょうど土星の輪を切った断面のように、左右に一直線に伸びた細線として特徴づけられる。C2画像を見ると、輪の厚みは内側ほど厚くなり、切り口はヘルメット型をしていることが分かる(図3)。更にその内側をC1画像で見れば、ヘルメットの中には、3個、つまり奇数個のループが存在していることが分かる。



図 1



図 2

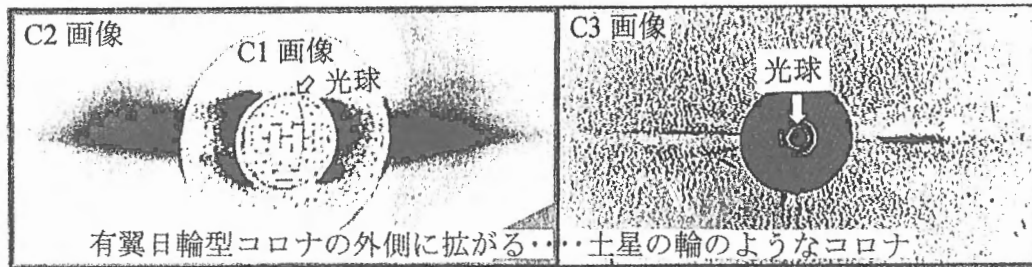


図3

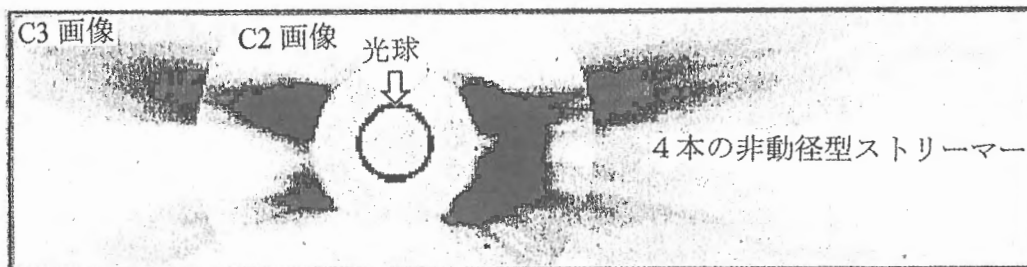


図4

3. 2. 仮説の検証

2節で述べた条件を検討してみると、極小期の中性面は *heliographic equator* にほぼ一致して且つ *radial* に伸びているので、土星の輪型コロナの観測事実は、仮説通りである。輪は磁気中性面なので、その南北両側では磁場の極性は互いに逆向きでなくてはならない。従って根元のループは奇数個であらねばならないという仮説(表1)も、観測は裏付けている。Butterfly diagram に従って双極黒点群(またはその remnant)が南北両半球から赤道に近づけば、赤道をまたぐ4重極子構造(Takahashi, et al, 1994)ができるので、3個のループが出来ても不思議ではない。このうち中央ループの磁場の向きは、ヘルメットの向きと逆向きになる。従って共にアネモネジェットの *reconnection* を起こしやすい。事実このときの SOHO movie を見ると、赤道面に沿ったコロナ物質のジェット状噴出が観測されている。

4. 上昇期のストリーマー

4. 1. 観測

太陽活動上昇期(の特に初期)のストリーマーは、東西 limb の南北高緯度から、合計4本のストリーマーが伸びているのが典型である(図4)。「しかもこの4本とも、赤道方向に偏って"non-radial"であることが明々白々である。」この画像と同じ構造のストリーマーは、この時期に枚挙の暇がない。先入観で「太陽風は常に *radial* に吹き出す」と思わずに、ぜひ特にこの時期のおびただしい *non-radial* の観測事実を冷静に見てほしい。

高緯度からの *non-radial streamer* の根元には偶数個のループが存在する。その典型例は1998年2月26日の皆既日蝕時に観測された(図5)。

なお公正を期するために以下に *radial* 説の主な考えを(a),(b),(c)に分けて列記する。

- (a) 見えているストリーマーは *non-radial* であっても、太陽風粒子はそれをよぎって *radial* に噴出す。
- (b) 太陽風が赤道方向に収斂したら、物理的に不都合なことが生ずる。
- (c) *source surface* は1AU付近にあるのかもしれない

これに対する *non-radial* 説の考えを、それぞれ(a)(b)(c)に対応させて述べるので、ご判断いただきたい。

- (a) 定常状態では両者は一致せねばならない。
- (b) 収斂はしていない。
- (c) 万一そのような状態であったとしても、我々はその状態を「*non-radial* に吹き出している」と表現する。

4. 2. 仮説の検証

この時期の磁気赤道面は、まだ heliographic equator 付近にある。しかし既にその付近の活動領域は消失している。従って中性面に沿う radial なストリーマーは観測にかからない。その代わり高緯度活動領域からの明るいストリーマーが、仮説通りに non-radial に流出している。

5. 極大期のストリーマー

5. 1. 観測

この時期のC 3画像の典型例を図6および図7に示す。それぞれ heliographic north pole および south pole から radial にストリーマーが伸びている。これが筆者が predict した通りの、垂直中性面に沿うモヒカン型ストリーマーである。

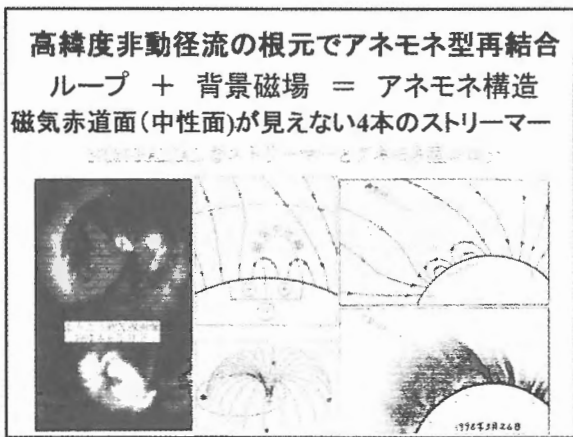


図5

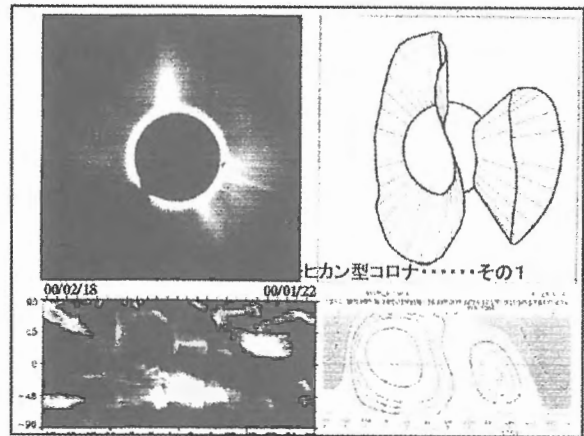


図6



図7

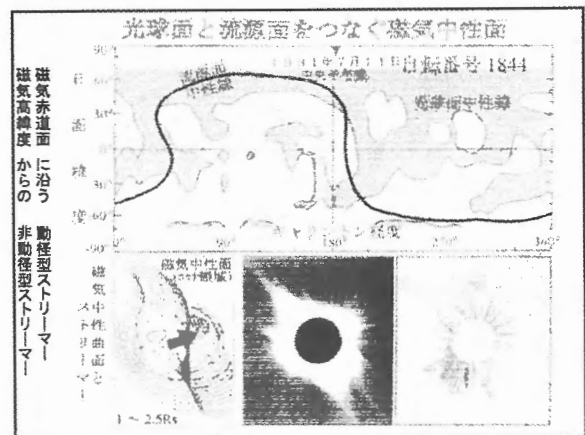


図8

5. 2. 仮説の検証

太陽磁気赤道面は、22年周期で縦方向に一回転をする。そこで極大期に磁気赤道面は、heliographic な赤道面にほぼ直交したまま自転軸回りに自転する。つまり東西方向に土星の輪のように広がった磁気中性面 (図3) が90°傾いて、南北方向に伸びた姿を想像すればよい。中性面がモヒカン刈りの髪型のように直立するのは、この時期に南北極磁場がゼロになり、中低緯度に、活発な巨大斑磁域が発生するからである。これらの磁場は南北完全対称にならないから、中性面は8の字型にねじれたり、主中性面のほかに、短命不安定な副中性面が出来る (図6)。これらの効果を観測された中性面 (図6右上) と比較すれば、コロナ面がちょうど視線方向に重畳した効果として、C3画像のストリーマーを仮説通りに説明することが出来る。尚図6左下を見ると、ストリーマーの根が east limb に沿って、2月13日の45°付近から18日の90°付近にまでゆっくり移動している。このことは中性面 (= 淡いコロナ面) は図6右上の通りであるが、この面内でも特に緯度45°付近の活動領域 (No.8870) から radial に伸びる細く明るいストリーマーの効果加わっていると考えられる。2月18日のC3画像上4時および5時方向付近に見られるストリーマー (図6) は、急速に縮小していた中性面 (= コロナ面) を観測したのだと解釈できる。

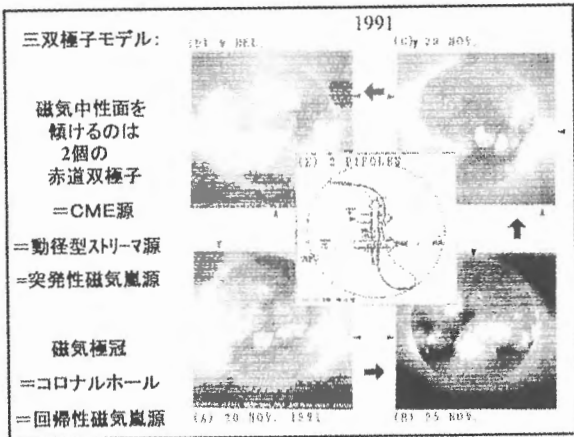


図9

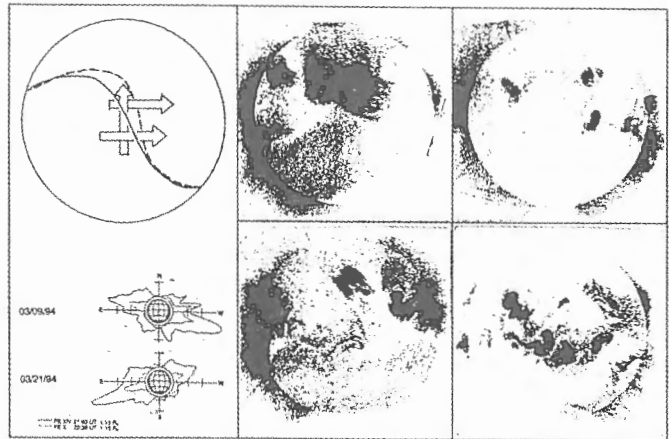


図10

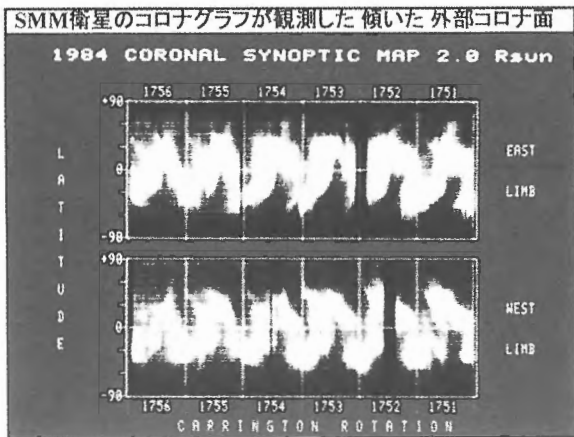


図11

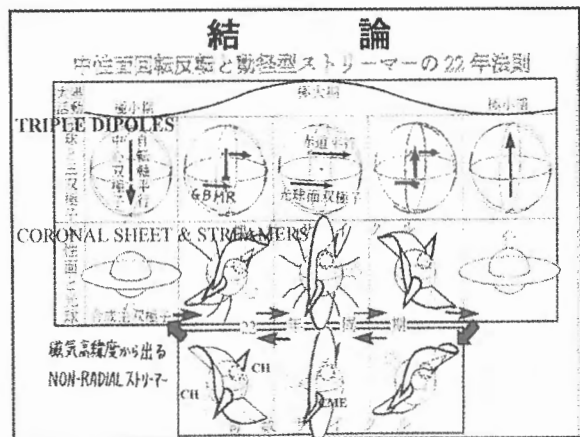


図12

6. 下降期のストリーマー

6. 1. 観測

SOHO は 1995 年に打ち上げられたので、人類はまだ太陽活動下降期の C3 画像に相当する遠くまで伸びたストリーマー構造の資料を手にしていない。その状況の中でこれまでの研究から下降期のストリーマー構造を推定予知しようとするのが、本論文の目的のひとつである。

推定を助ける資料のひとつは、1991 年の皆既日食時のストリーマーを表す図 8 である。このときには、北東から南西方向に伸びる radial および non-radial な 4 本のストリーマーが観測された。この日食の直後に打ち上げられたよう画像 (図 9) から同様の構造を示唆する画像が得られている。これらは下降期の初期にあたるが、下降期の後期になると、この構造は更に安定してくる。図 10 は、1 年以上同じ構造が回帰した 1994 年のよう画像である。磁気赤道面 (= コロナ面) が傾きながら自転するので、東縁および西縁では、コロナの明るい部分が 27 日周期で南北方向にきれいに振動をする。事実図 10 は、1 太陽周期前の 1984 年に、SMM 衛星搭載のコロナグラフで観測されたコロナ面の振動を示す。この時期に特徴的な、きれいに傾いた安定なコロナ面は、1994 年や 1984 年だけでなく、過去 1 世紀以上、下降期後期毎に繰り返された証拠がある。

6. 2. 仮説の検証

図 8 のストリーマーが仮説を裏付けていることは、既に幾つかの論文で述べてきた。他の図についても、仮説と矛盾していない。しかもこれらはすべて、安定した三双極子モデル (図 11, 12) できれいに説明できる (Saito, et al., 1989, 1994a, 1994b)。

7. 結論

- (1) ストリーマーの構造に関する動・非動径仮説は、太陽周期のすべての位相でも成り立つことが実証された。
- (2) このことは、太陽磁場や太陽面諸現象の発生位置が、三双極子モデルで支配されていることを強く示唆している。
- (3) 太陽や太陽磁気圏に関するこのような明快な法則を検証するのに、2003—2005 年は絶好の期間である。

8. 補遺

本稿に関連し、口頭発表では用いた図を、参考までに図 13-20 に掲げる。

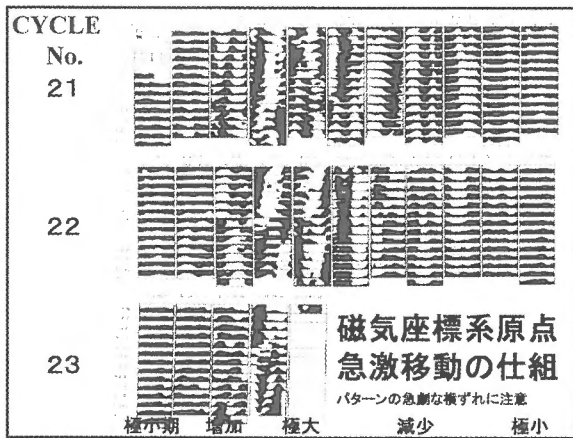


図 13

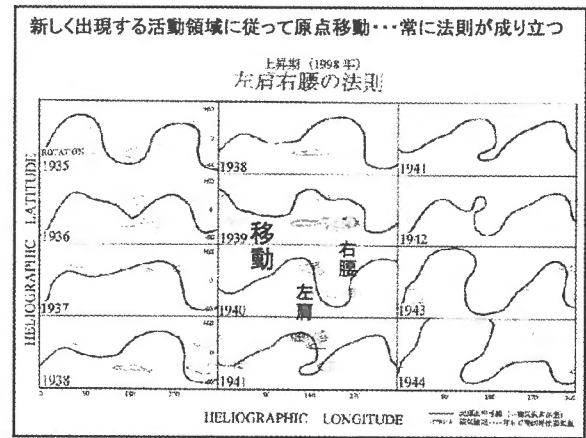


図 14

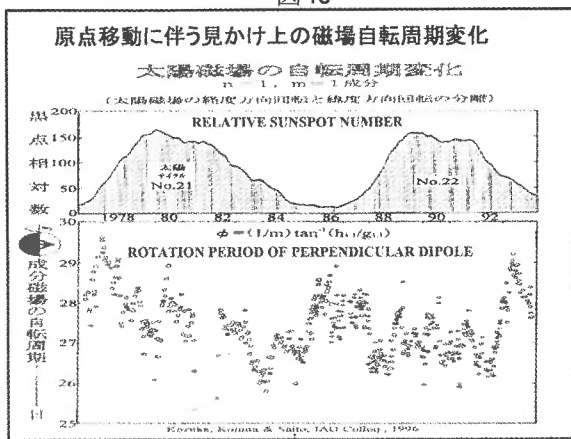


図 15

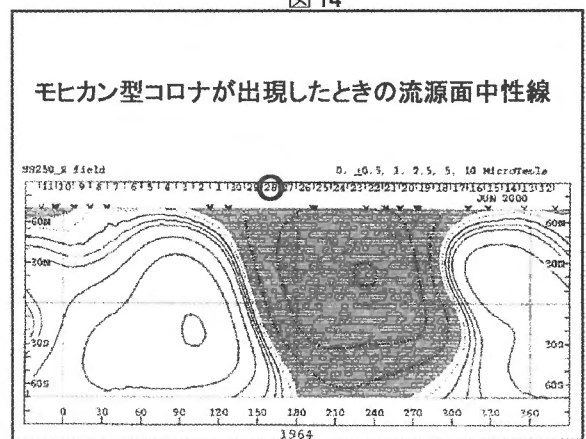


図 16

参考文献

Saito, T., T. Oki, C. Olmsted, and S.-I. Akasofu (1989) : A representation of the magnetic neutral line on the solar source surface in terms of the sun's axial dipole at the center and two equatorial dipoles in the photosphere, *J. Geophys. Res.*, 94, 14993-14999.

Saito, T., S.-I. Akasofu, Y. Kozuka, S. Minami, and S. Tsuneta, (1994a) : Plasma corona and dust corona of the sun, In "Dusty and Dirty Plasmas" Ed. By H. Kikuchi, Plenum Press, 449-476.

Saito, T., Y. Kozuka, S. Tsuneta, and S. Minami (1994b) : Rotational reversing model and triple dipole model as substantiated by YOHKOH SXT data, In *X-Ray Solar Physics from Yohkoh*, Ed. By y. Uchida, T. Watanabe, K. Shibata, and H. S. Hudson, 211-216.

Takahashi, T. T. Saito, K. Shibata, Y. Kozuka, S. Minami, and Y. Mori (1994) : Structure of the soft X-ray corona and its effect to the earth, Quadrupole type and sea anemone type, In *X-Ray Solar Physics from Yohkoh*, Ed. By y. Uchida, T. Watanabe, K. Shibata, and H. S. Hudson, 305-311.

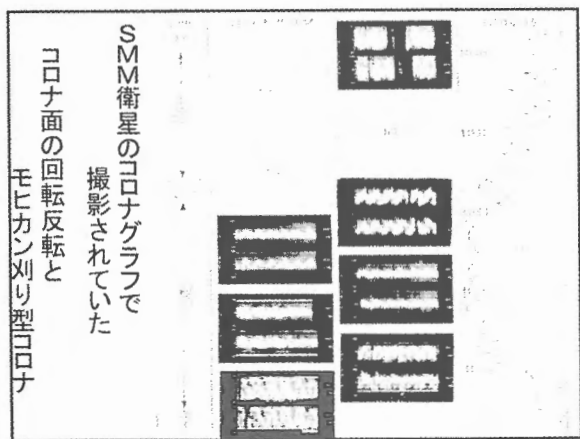


図 17

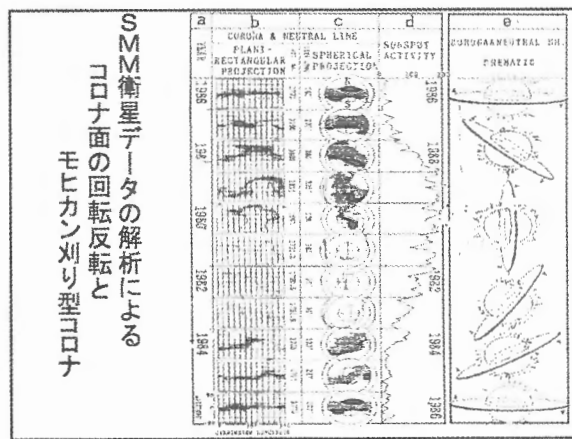


図 18

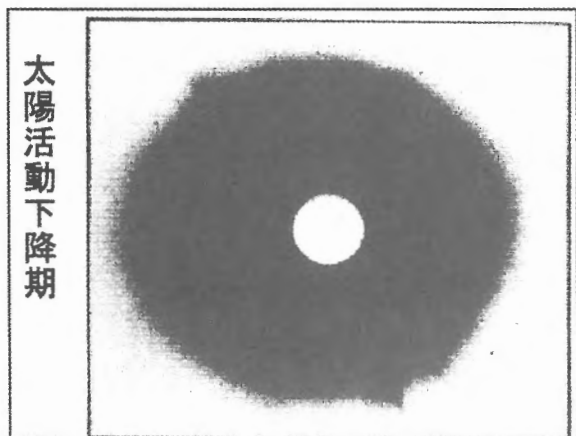


図 19

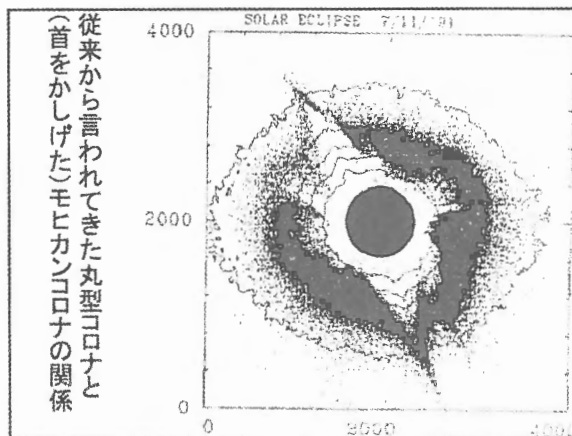


図 20

モヒカン型太陽磁気圏で生じたメデューサの髪型彗星磁気圏

西岡公彦 (オリンパス光学, meistersinger@nifty.com)

富田弘一郎 (AES, つくば市千現)

斎藤尚生 (東北大OB, saitots@nifty.com)

1. はじめに

1970年4月9日のベネット彗星が太陽の自転北極に差し掛かったとき、まるでメデューサノ髪のように振り乱した極めて異様なプラズマテイルが清水 (1970) によって観測された(図1)。このことは太陽磁気圏構造に拘わった太陽物理学の問題である。この観点から、太陽活動極大期に、太陽コロナがモヒカン刈り型になった事との関連で調べた。

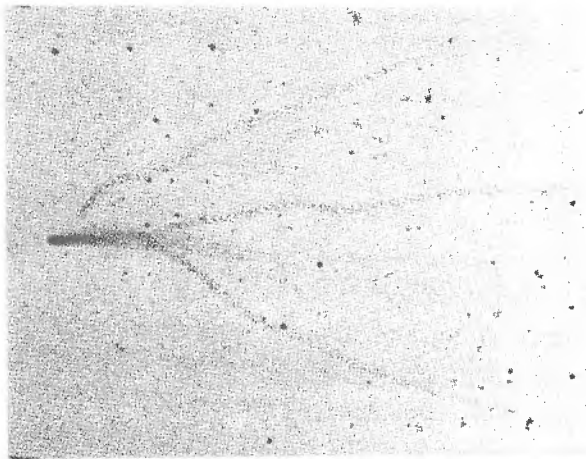


図1

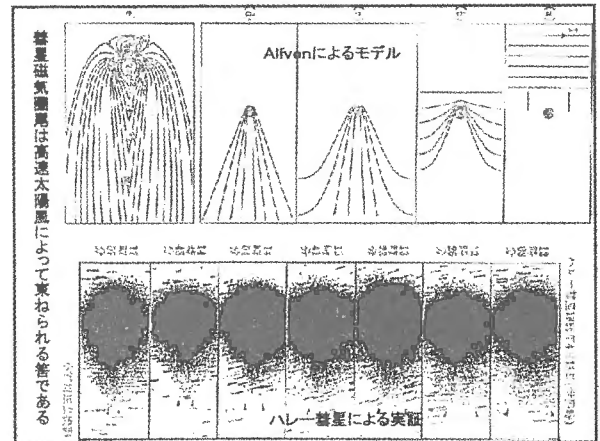


図2

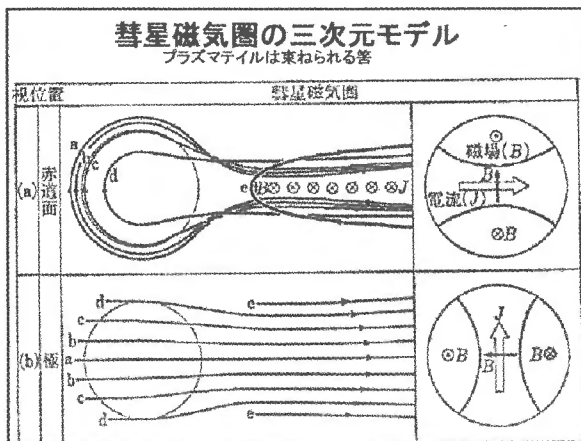


図3

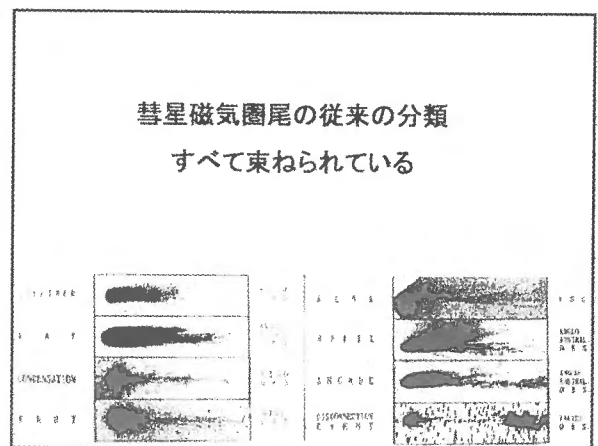


図4

2. 彗星磁気圏

太陽コロナから太陽風によって運ばれるコロナ磁場が彗星プラズマに巻きつくと、プラズマテイルが生成される (図2)。太陽風は高速なので、磁力線は大抵 overdamping することによって、1本のプラズマテイルができる (図3)。太陽風の速さ・方向・密度などが一定ではないので、テイルにはさまざまな特徴的構造が発生する (図4, 5)。尾の大きな変形 (図6, 7) は、太陽風パラメータの僅かな変動 (図8) で説明できる (Saito, et al., 1994)。従って逆に、彗星プラズマテイルの僅かな変化から、太陽風の微妙な変化を検出することができる。このように沢山のプラズマテイルと比較したとき、図1がどれほど異様なテイルであるかが分かる。

3. 太陽磁気圏

太陽風速度は磁気赤道で最も遅く、磁気極冠に出来るコロナルホールで最も速い。磁気赤道面の heliographic な赤道面に対する傾角は、22年周期で0から360まで回転変化する。図9, 10にその観測的証拠とモデルによる説明をそれぞれ掲げる。1970年には赤道面が直立していた証拠を、基礎になる光球面磁場と流源面中性線と共に図11に示す。図12のCとEは、同日における彗星と地球のそれぞれの位置を示す。したがってこの日に、彗星がちょうど太陽の北極上空にあった磁気赤道面内にあった可能性が強い。尚図12に掲げた堂平で撮影された映像 (Tomita, et al., 1972) と図1は完全に一致するので、メデューサの髪型に広がった構造は疑うべくもない。

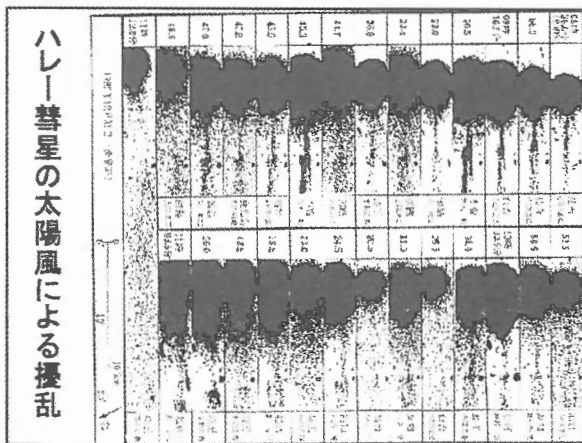


図5

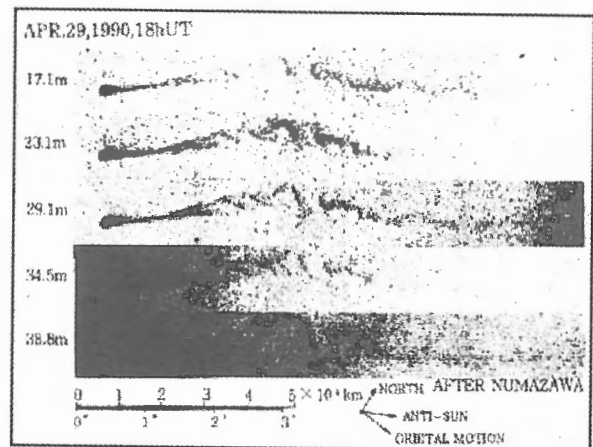


図6

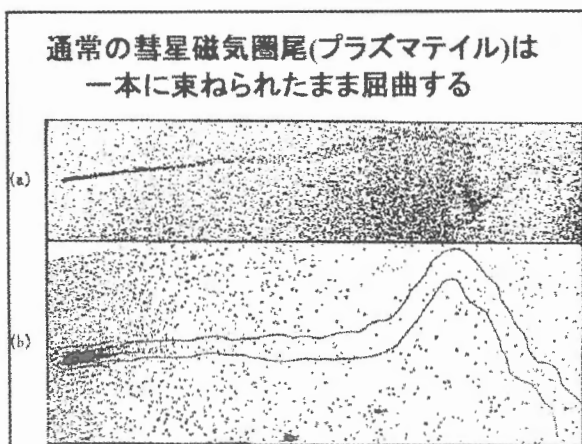


図7



図8

4. 彗星による太陽極域中性面情報

太陽の極域情報は極めて乏しく、更に磁気赤道面の極域情報は皆無と言ってよい。このような稀有な条件が髪を振り乱したような稀有なテイルを生ぜしめたとすると、太陽風の条件として、次のようなことを考えざるを得ない。

図2, 3でテイルを一本にまとめるのは太陽風の動圧である。従って3本に振り乱させるには太陽風の密度&/or 速度が小さくなければならない。

(1) 低密度

低密度太陽風が最近実測され話題になったので、この条件は現実性がある。磁気赤道の下は流源面から光球面までヘルメット型磁場が連なってアーケード状にプラズマを封じ込める。従って太陽風領域の磁気赤道面は、本来密度も速度も運ばれにくい場所である。

(2) 低速度

密度が正常で、速度のみ異常に低い太陽風は、まだ観測されていない。しかしもし実在すれば、図1のようなテイルは発生しうる。極域はほとんど実測されていない領域なので、今の段階でこの実在を否定し去ることは出来ない。



図9

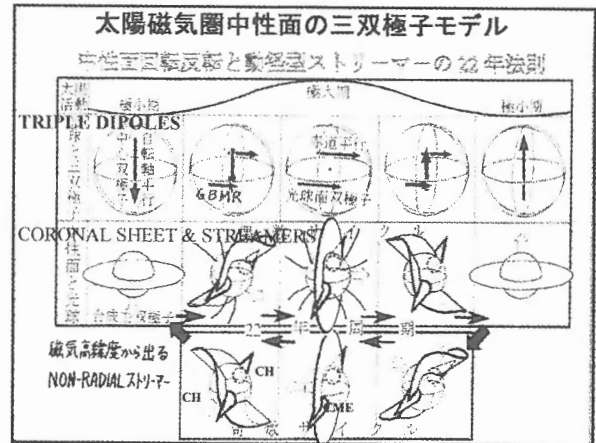


図10

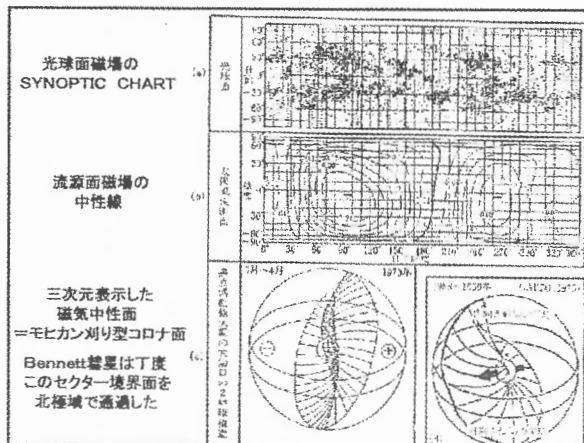


図11

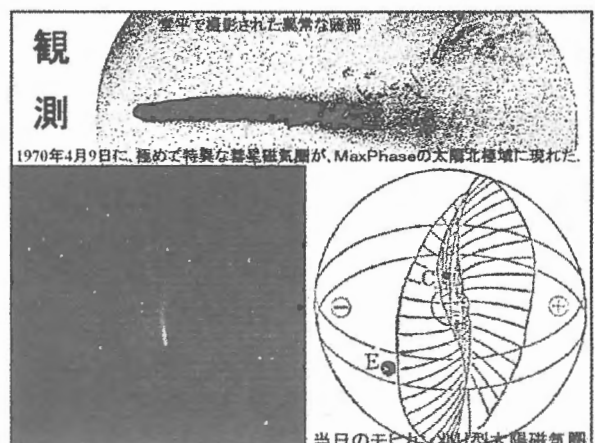


図12

5 太陽極域の彗星による観測の重要性

人類の太陽風観測は、圧倒的に黄道面付近に限られている。一方彗星は、太陽系内の移動風力計と呼ばれている。しかも彗星の軌道は、観測的にも理論的にも、太陽の極域上空を通過するものが断然多い(図13)。このことを念頭におきながら、極大期に太陽極域を通過する Okazaki-Levy-Rudenko 彗星が、連続追跡された(図14)。この期間中は低緯度でCMEが多発していた時期であったが、その影響は極域には及んでいなかったというのが結論であった(Saito, et al., 1995)。残念ながらこの時期にセクター境界は彗星から離れていたため、磁気赤道面効果は確かめられなかった。

軌道傾斜角の小さな彗星は、日没の前後1-2時間以内しか観測できない。ところが傾斜角が大きい彗星が冬季に出現すると、寸刻の間断なしに200-300時間連続観測することが可能である。しかもCCD観測や遠隔観測の技術は格段と向上している。SOHOによる小さなsun-grazing comet(図15)の観測が可能な時代である。まして地上からの大・中規模彗星の連続遠隔観測が十分可能な時期に来ている。彗星連続観測は、極域太陽風やCME効果の研究、オーロラサブストーム(=比較磁気圏尾)、彗星物理化学、の3分野に同時に貢献することができる。3分野発展のために、南極大陸(南極点?)に、彗星観測用の無人天文台設置を提案する。

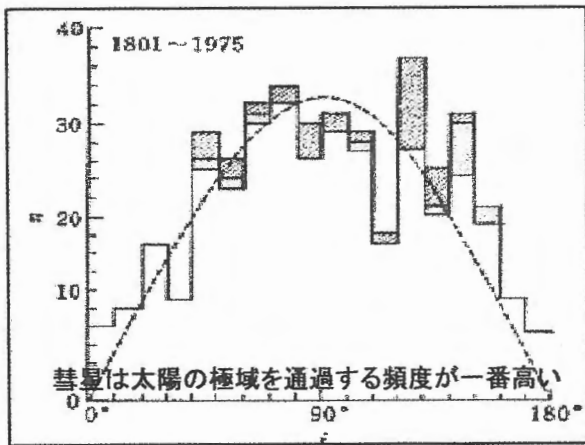


図13

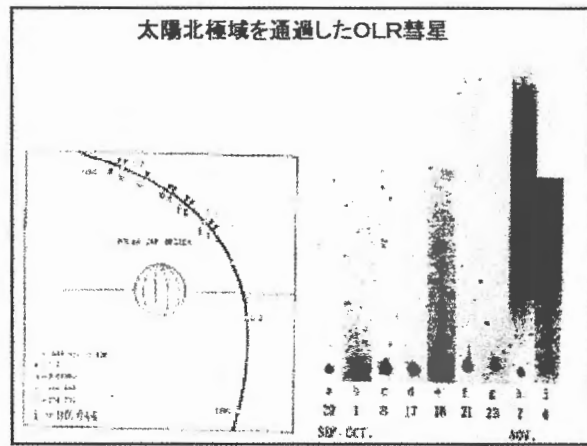


図14



図15

6. 結論

- (1) 1970年4月9日のベネット彗星に、メデューサの髪のように振り乱れたテイルが観測された。
- (2) これは太陽の北極域にたまたま存在した太陽風セクター境界面を、彗星が通過した結果であると推定された。
- (3) 彗星を用いたCME効果や太陽風(特に太陽極域の)を研究する意欲的な後継者の出現が望まれる。
- (4) 太陽物理学・地球物理学・彗星物理化学の3分野に貢献するための彗星観測無人天文台を南極に設置することが提案された。

謝辞：図1は群馬県伊勢崎市の清水芳夫氏によって撮影され、天文ガイド誌に発表されたものである。ご本人にコンタクトすべく、今日まで八方手を尽くしたが、30年前のことであり実に残念ながら、遂にコンタクト不可能であった。しかし、学術的には極めて貴重な写真であると判断し、誠文堂新光社のご了解を得て、ご本人と出版社への心からの謝辞と共に、このような形で公表させていただく次第である。

参考文献

Saito, S., Y. Kozuka, K. Nishioka, I. Konno, M. Saito, M. Kojima, and T. Takahashi (1995) : Disturbances of cometary and Earth's magnetospheres by single solar flares, *J. Geophys. Res.*, 100, A6, 9549-9558.

Saito, T., Y. Kozuka, and S. Minami (1994) : Plasma tail and dust tail of comet, In "Dusty and dirty plasmas", 55-71, Ed. By H. Kikuchi, Plenum Press.

斎藤尚生(1989) : 彗星プラズマテイルの太陽風による擾乱, 「彗星——その本性と起源——」 桜井邦朋・清水幹夫 編, 167-224(本論文の図2, 3, 4, 5, 7, 11は、この本から引用された)。

清水芳夫(1970) : ベネット彗星の写真, 天文ガイド, 7月号, 誠文堂新光社。

Tomita, K., H. Kosai, and H. Shibasaki (1972) : Photographs of Comet Bennett 1961i, *Tokyo Astronom. Bulletin*, 2nd Ser., No. 217, 2529-2548.

Solar-B/SOT によるコロナ加熱問題へのアプローチ

末松芳法 (国立天文台)

1. 序

2005年打ち上げ予定の太陽観測衛星「Solar-B」(宇宙研)には可視光望遠鏡(SOT)、X線望遠鏡(XRT)、極端紫外線撮像スペクトルメータ(EIS)が搭載される。ここではSOTの紹介と、その目的とするサイエンス特にコロナ加熱問題へのアプローチについて述べる。

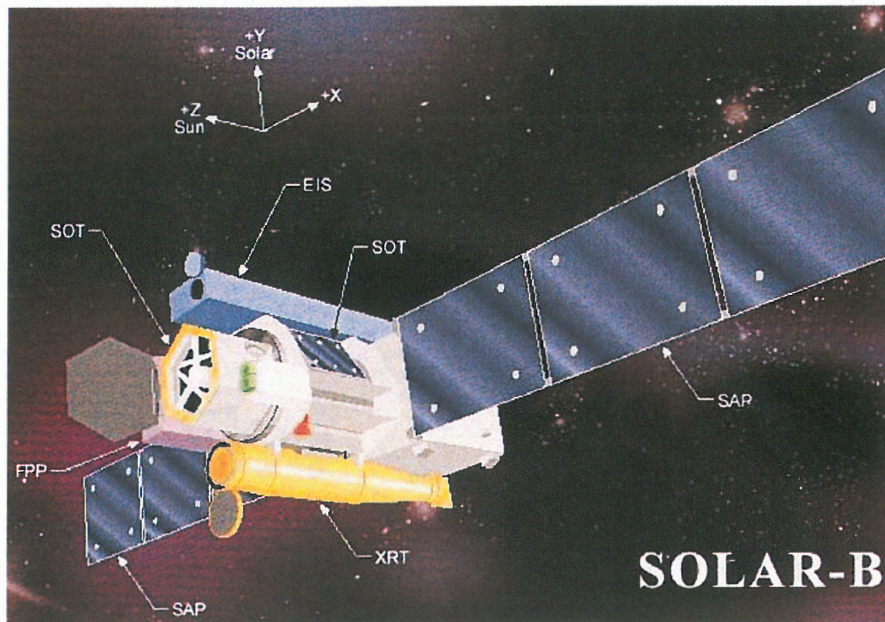


図1. Solar-B衛星の外観図。中央部が可視光望遠鏡(SOT)、左奥がその焦点面観測装置(FPP)である。軌道は太陽同期極軌道で、安定した太陽連続観測が長期にわたり可能である。

2. 可視光望遠鏡(SOT)の概要

SOTは口径50cmのグレゴリアン望遠鏡と焦点面観測装置(FPP、NASA提供)からなる。大気圏外での観測の利点を生かし、観測波長域(388~668nm)で口径の回折限界に近い0.2~0.3秒角の空間分解能を目指している。安定した高分解能性能を得るため、温度変化の小さい材質を光学系に用い(主鏡、副鏡はULE製)、不要な太陽光をできるだけ早めに望遠鏡外に排出する工夫(1次焦点の排熱鏡、2次絞り、コリメータレンズユニット第1面の赤外紫外反射コーティングなど)をしている。また、像の動き(衛星の姿勢擾乱など)による劣化を防ぐため、太陽粒状斑を目印とする像安定可動斜鏡装置を採用している。図2にSOTの全体構成を、図3に全体の光学系概要を、図4にグレゴリアン望遠鏡の詳細を示す。

観測装置はフィルター装置と分光器装置からなり、広範な観測目的が達成されるよう、光球から彩層にかけての主要なスペクトル線が選択できる。表1に観測装置のまとめ、

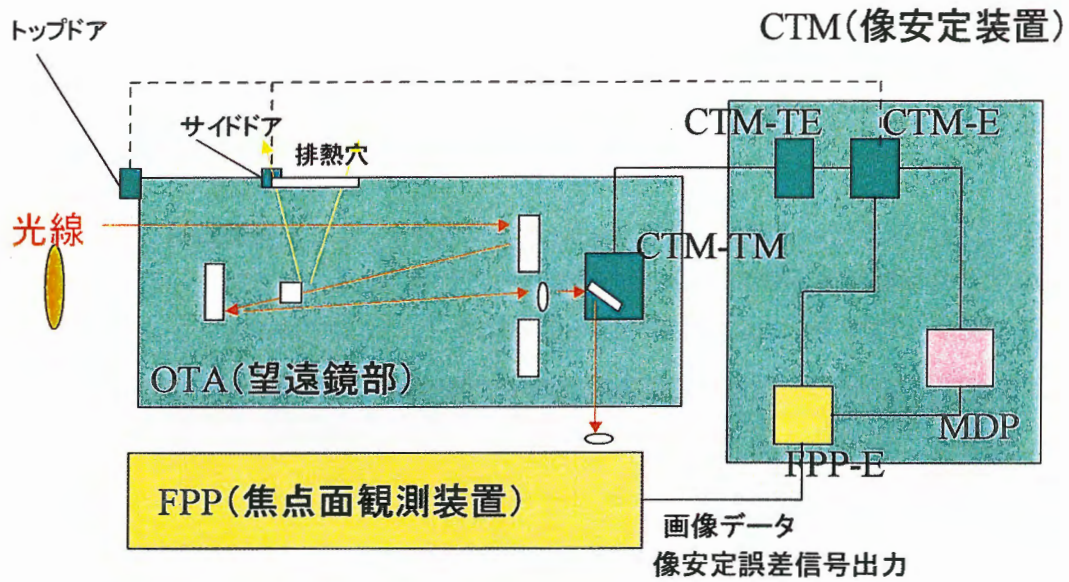


図2. SOTの全体構成概念図

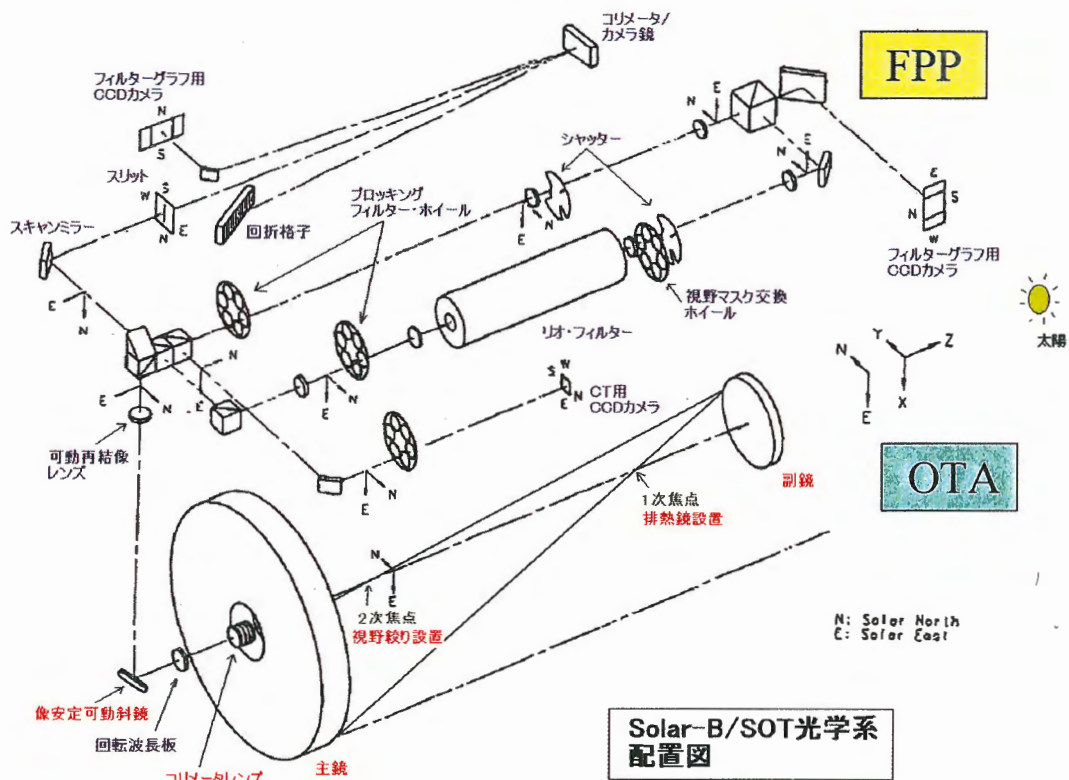


図3. SOT光学系

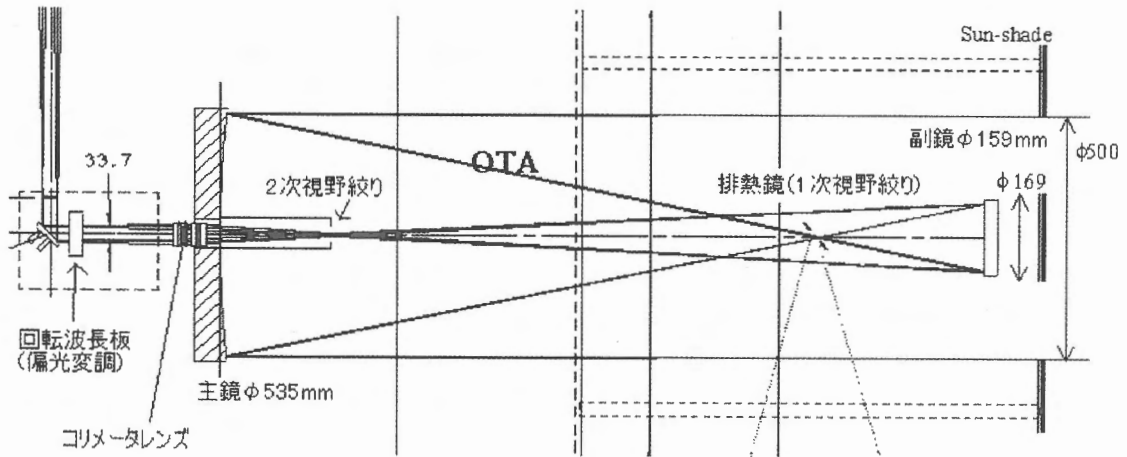


図4. SOT グレゴリアン望遠鏡の構成

表2に主な観測波長とそれから得られる物理情報を示す。

表1. 焦点面観測装置の概要と特性

装置	役割	チャンネル特徴	空間サンプリング	視野	波長域(Å)	CCDフォーマット
フィルターグラフ	2次元高時間分解能観測	干渉フィルター系: 高空間分解能観測、水平方向速度場	0.0533"	218"×109"	3880 – 6700 $\Delta\lambda: 3-10$	4096 x 2048
		リオ・フィルター系: 2次元磁場・速度場観測	0.08"	328"×164"	5170 – 6563 $\Delta\lambda: 0.1$	
スペクトログラフ	スペクトル線輪郭解析による高精度ベクトル磁場観測	リトロー型 2偏光同時撮影	0.16" 25mÅ	164"×0.16" スキャン±164"	6300.8 – 6303.2	1024 x 256

表 2. SOT の主な観測波長とその特性

観測装置	波長(Å)	元素	目的	波長幅(Å)	透過率(%)	光子数(10 ⁵ /sec/pix)	CCD量子効率	露出時間(sec/full well)
広帯域 フィルター グラフ (BFI)	3883.5	CN I	磁気要素	10	0.51	12	0.55	0.147
	3968.5	Ca II	彩層、加熱	3	1.28	2.2	0.6	0.757
	4305.0	CH I	磁気要素	10	0.31	28	0.65	0.055
	4504.5	cont.	光球、温度	5	0.21	18	0.65	0.084
	5550.5	cont.	光球、温度	5	0.22	20	0.75	0.067
	6684.0	cont.	光球、温度	5	0.49	43	0.85	0.027
狭帯域 フィルター グラフ (NFI)	5172.7	Mg I	彩層、磁場	0.067	1.14	4.5	0.75	4.689
	5250.2	Fe I	光球磁場、温度	0.069	1.06	5.4	0.75	1.157
	5576.1	Fe I	光球速度場	0.078	1.64	1.7	0.8	0.75
	6302.5	Fe I	光球磁場、温度	0.1	1.5	7.7	0.85	0.61
	6562.8	H I	彩層、速度場	0.108	2.05	3.8	0.85	0.304
分光器 (SP)	6301.5	Fe I	光球磁場、温度	0.02	4.4	6.4	0.86	0.363
	6302.5	Fe I	速度場					
CTカメラ	6300	cont.	像安定	50	0.14	830	0.75	0.002

3. SOT 観測とコロナ現象

太陽コロナが 100 万度以上の高温になる機構は未解決の大問題である。最近のスペースから (YOHKOH、SoHO、TRACE など) の観測から、コロナはダイナミックな現象に富んでいることがわかり、その詳細な物理機構解明が待たれている。これらの現象の解明には、エネルギーの輸送・蓄積を担う磁場の精密観測が必須である。このため、SOT は光球磁場・速度場の精密観測を行い、磁気エネルギーの蓄積、輸送過程を提供する。XRT、EIS により同時に観測されるコロナの現象とつぎ合わせて、詳細な物理過程の研究を行う。このため、SOT は磁気要素観測に必要な分解能 0.2~0.3 秒角と活動領域の観測に必要な視野 (160" x 320") を持ち、偏光精度 10⁻³ 以下を目指して設計されている。活動領域の XRT/EIS との協調観測を想定した SOT の観測シーケンス例を表 3 に示す。

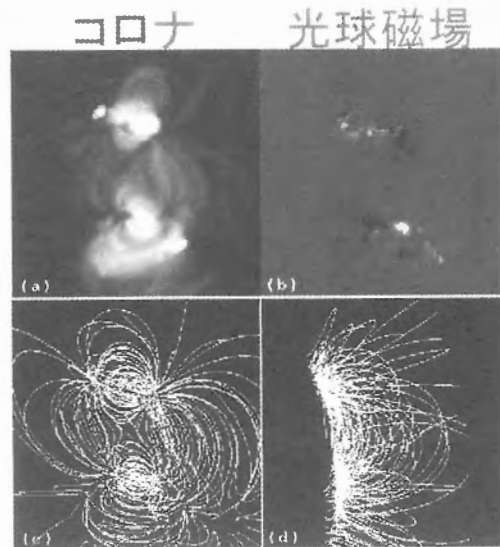


図 5.

光球磁場から導出された磁力線構造

表 3. SOT 観測シーケンス例。活動領域における XRT/EIS との協調観測想定。

1. フィルター装置:

時間 (sec)	観測方法	波長	波長 シフト	CCDフォー マット	視野 ("x")	binning	出力画 像数	データレート (16bits/pixel)
0.0	光球単色像	4305		4096x2048	218x109	2x2	1	33552
6.4	彩層単色像	3968		4096x2048	218x109	2x2	1	33552
12.8	彩層単色像	6563	-50	2048x2048	164x164	2x2	1	16784
17.6			0	2048x2048	164x164	2x2	1	16784
24.0			+50	2048x2048	164x164	2x2	1	16784
28.8	光球速度場	5576	-70	2048x2048	164x164	2x2		
35.2			+70	2048x2048	164x164	2x2	1	16784
41.6	光球磁場	6302	-60	2048x2048	164x164	2x2		
48.0			0	2048x2048	164x164	2x2		
54.4			+60	2048x2048	164x164	2x2	1	16784
56.6	繰り返し						7	151,024

2. 分光器: 164"x164"スキャン観測 → 光球磁場、速度場、温度

FPPデータレート: 分光器: 218kpix/sec 画像圧縮率 1bits/pix: 218kbits/sec
 フィルター: 167kpix/sec 画像圧縮率 3bits/pix: 502kbits/sec

FPPからの出力 → MDP: 385kpix/sec、 → DHU: 720kbits/sec

特に、コロナ加熱問題と関連した SOT の観測対象としては下記の 3 点が考えられる。

(1) 磁気要素 (磁束管) のダイナミクス

個々の磁気要素は、粒状斑の間に位置し、粒状斑の進化、動きに伴って変化している。このような対流との相互作用により生じる磁束管の振動・波動現象及び捩じり運動による電流生成を定量的に求め、磁束管上層のコロナ温度変化、ダイナミック現象との関係を調べ、コロナへのエネルギー輸送機構を解明する。これは同時に彩層加熱 (Ca II H 線観測)、スピキュール ($H\alpha$ 線観測) の起源解明にもつながる観測対象である。

(2) 磁気浮上領域

加熱機構の中でも有力な磁力線再結合過程を詳細に観測できる対象である。SOT による光球磁場・速度場の観測と合わせて彩層の速度場観測 ($H\alpha$ 線) から、磁力線の詳細な 3 次元構造導出が期待できる。同時に、この領域で見られる X 線ジェット、X 線輝点の発生過程観測により、磁力線再結合過程の全貌を明らかにする。

(3) 磁気要素の集団的振る舞い

SOTによる光球ベクトル磁場精密観測により、コロナの磁気自由エネルギーの時間変化を求め、コロナ熱エネルギー変化との関係を調べる。コロナの高分解能観測により加熱過程の詳細解明が期待できる。

SOTは大気圏外からの観測、太陽同期極軌道による安定した連続観測の利点を生かした光球の精密磁場・速度場データを提供できる。これを境界条件とし、理論の助けを得てコロナの磁力線構造、磁気エネルギーの蓄積・解放過程のモデルを参照することにより、コロナ過熱機構の全貌を明らかにできると期待できる。以上をまとめたものが図6である。

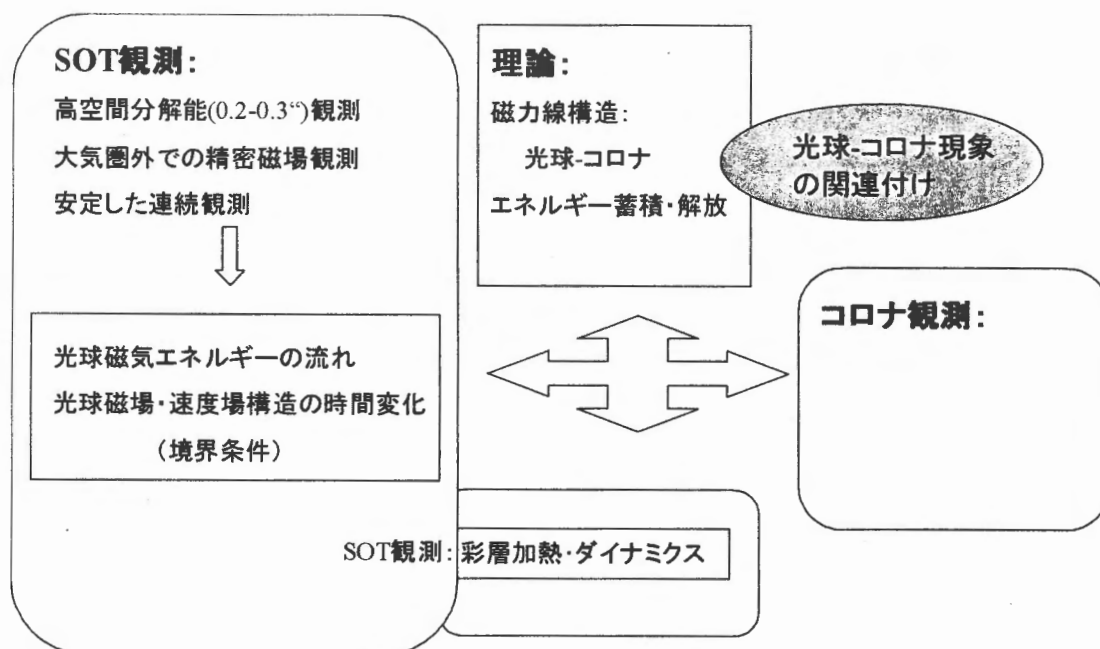
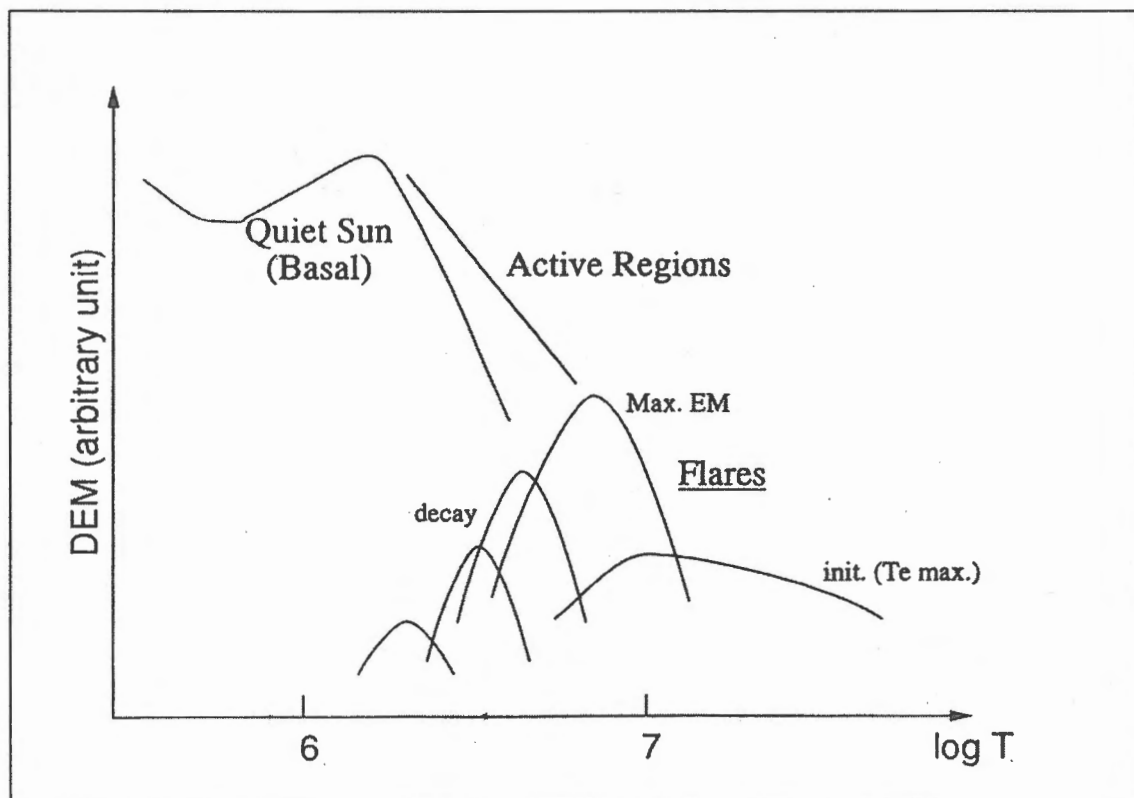


図6. SOT コロナ加熱問題へのアプローチまとめ

1. Solar-B/EIS による観測

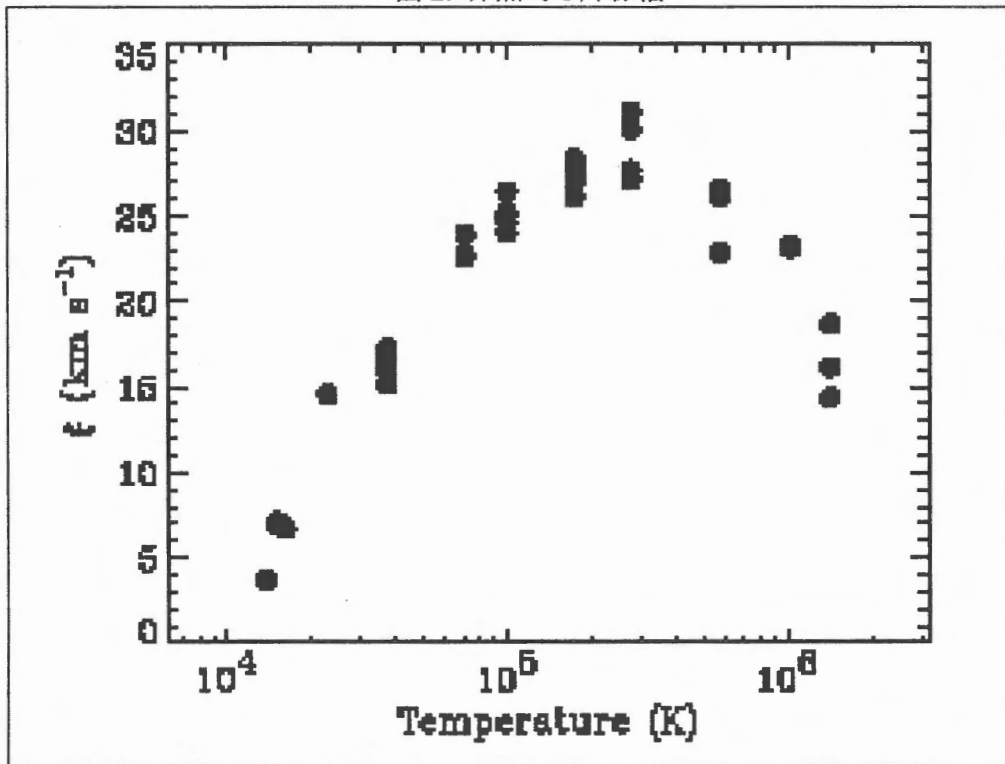
Solar-B 衛星に搭載される EIS(EUV Imaging Spectrometer)は、太陽の彩層・遷移層からコロナにわたる、できるだけ広い温度範囲にわたるプラズマの診断、特に速度場を観測することを目標とする。コロナループ中の物質の運動、新たな磁場の浮上に伴うプラズマ・ジェット現象、コロナの非熱的エネルギーの伝播を示唆する乱流速度の時間変化の観測などが、この搭載機器の研究テーマである。これらの現象は、フレアなどの急激な変化を伴わない時期の活動領域や、静穏領域でも普遍的に存在すると考えられるもので、太陽面及び縁上が観測対象となる。一方、フレア観測では、「ようこう」の成果に基づき、フレアのエネルギー解放機構に、コロナ磁場の「再結合」が考えられて来ているが、その再結合点に向かう、低温なコロナ物質の流れや、また急激に加熱・加速を受けたプラズマの激しい運動を分光的に観測できるものと期待している。フレアの発生した場所に EIS の視野を動かすことにより観測を行う。光学望遠鏡 (SOT) や X 線望遠鏡 (XRT) と共同して、光球とコロナの間の大気層を同時観測することが、EIS の科学的成果を飛躍的に増加させる。

図 1. 太陽外層高温大気の微分エミッションメジャー



特に彩層・コロナの加熱に関しては以下の点が主眼となるであろう：コロナの加熱により生成される太陽外層大気の高温プラズマは、図1に示すようなエミッションメジャーを持っている。このうち、「ようこう」の観測により、3百万度を超す高温プラズマの加熱には、磁気再結合を伴う「フレア」現象のような激しい時間変化を伴う加熱が支配的であることがわかってきた。一方、コロナの熱エネルギーを担っている2百万度のプラズマの加熱機構は依然不明であり、上記の高温プラズマ生成機構の更に低エネルギーへの拡張（ナノフレア仮説）で賄えるものか、あるいは図2の非熱的な輝線の温度依存性に代表されるように、下方よりの波動的なものの伝播・拡散が寄与しているのかを見極めなくてはならない。

図2. 非熱的な輝線幅



これらの科学目的を実現するために、遷移層下部からコロナ・フレアに至る各温度領域で形成される輝線が豊富に存在する極紫外線（EUV）の特定の波長域を選び出し、高分散分光観測を行い、輝線の線輪郭の時間変化を調べる。近年の多層膜技術と高感度 CCD 検出器の組み合わせにより、いままで実現できなかった高波長・高時間分解能の観測が可能である。太陽面の単色像を得るには、集光鏡を動かして、分光器のスリットをスキャンさせる必要がある。しかしこの波長域では、太陽は主に輝線で輝いているので、分光器内で、輝線が重ならない限り、分光器のスリット幅を広げて、太陽面上の広い領域の単一波長（輝線の波長）像を撮像することも可能である。大さっぱに EUV 輝線での太陽の様子を調べるためには、分光器のスリット開口の大きなもの（スロット）による観測も効果的であるため、時間分解能のよい、いわゆるオーバーラッププログラムによる撮像観測も行う。

2. 国際協力と担当

この搭載科学機器は、連合王国・米国との国際協力にて実施されることになっている。
 主な担当機関、担当者とその役割分担を以下に示す。

- P I : 渡邊 鉄哉 (英・米) P I : J. Leonard Culhane
 (国立天文台) (MSSL/UCL)
 幹事 : 原 弘久 (国立天文台)
 担当機関 : 宇宙科学研究所、国立天文台、他 (衛星インターフェース)
 Mullard Space Science Laboratory/UCL (検出器・電気系)
 University of Birmingham (構体・熱設計)
 Rutherford Appleton Laboratory/CLRC (較正、コンタミ管理)
 E.O.Hulburt Center for Space Research/NRL (光学系、機構)
 Goddard Space Flight Center/NASA (分光器設計)
 University of Oslo (GSE、ソフトウェア)

3. 装置概要・諸元

ここでは、EIS の概観と主な性能を示すに止める。

図 3. EIS 概観

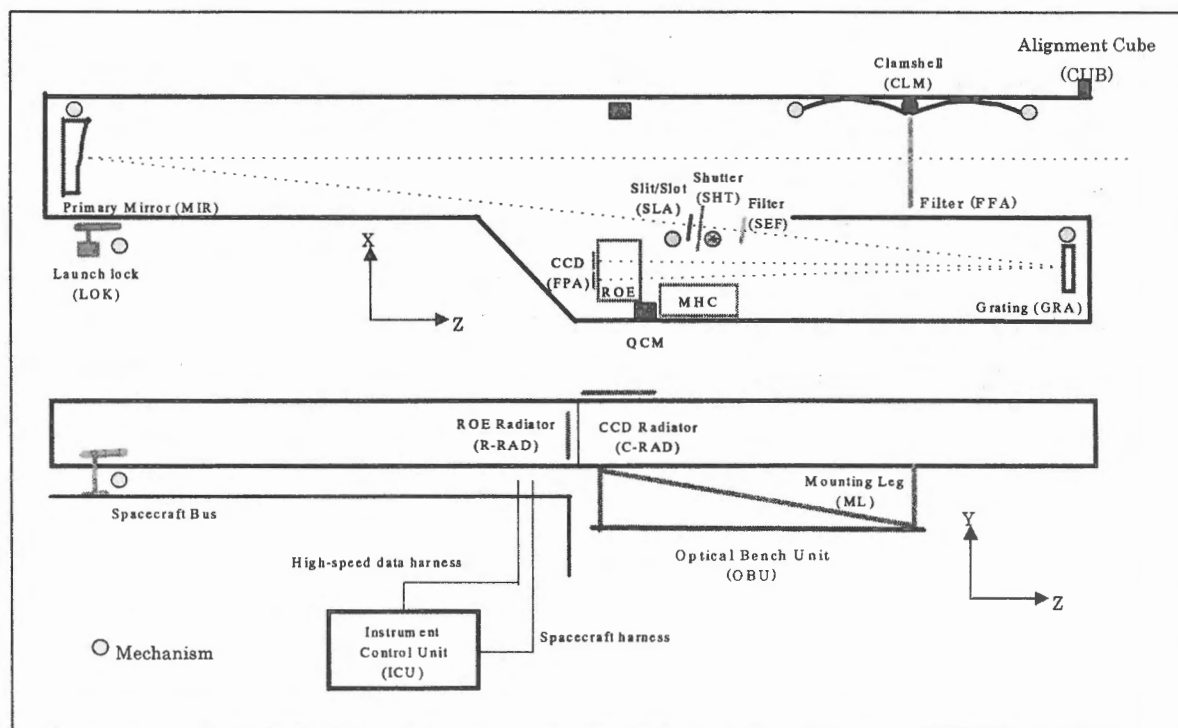


表 EIS 性能

項目		性能	
光学系	望遠鏡	オフセットパラボラ(口径:φ15cm、焦点距離:1934 mm)一枚で構成。 2 セクターMo/Si 多層膜塗布 (17-21 nm, 25-29 nm)	
	分光器	回折格子	ラミナー型トロイダル凹面回折格子φ10cm 刻線密度 :4200 本/mm 水平曲率半径: 1182.94 mm 垂直曲率半径: 1178.28 mm 2 セクターMo/Si 多層膜塗布 (17-21 nm, 25-29 nm)
		プレート スケール	1 秒角 / 13.5 μm 35 km s ⁻¹ / 13.5 μm (@190A) 25 km s ⁻¹ / 13.5 μm (@270A)
検出器	裏面照射型 CCD カメラ EEV 社製 2048×512 ピクセル×2 個 13.5 μm/ピクセル -60℃(TBD)で運用 ラジエーターによる冷却		
観測波長	17-21 nm、 25-29 nm をそれぞれ独立の CCD で同時観測		
スリット・スロット	焦点面のスリット可動機構で以下のスリット or スロットを選択 1 秒角×512 秒角 1 秒角×512 秒角 (Al フィルター付) 2 秒角×512 秒角 100 秒角×512 秒角		
ラスター画像視野	最大東西 8 分角×南北 8.5 分角 東西に±15 分角の視野中心の変更が可能		
露出時間	活動領域: ~2 秒間 静穏領域: ~10 秒間 (視線ドップラー速度精度 ~2 km/s (0·σ) が達成される露出時間)		
観測制御	ICU 内に観測テーブルをもち、EIS 内で観測制御を行う。		
データ圧縮	基本的には、MDP 内部にもつデータ圧縮(ビット圧縮、画像圧縮)を使用		