

信州大学審査学位論文
高エネルギー宇宙線の太陽の影と
太陽磁場の研究

平成30年 3月

中村 佳昭

信州大学大学院 総合工学系研究科
物質創成科学専攻

概要

太陽表面から出た磁力線は、太陽大気プラズマに凍結され、太陽半径の数倍の大きさに広がっている。さらに外側ではプラズマが急速に加速され太陽風として惑星間空間へ吹き出されており、このプラズマ流に引き伸ばされて、太陽磁場は惑星間空間から 100 ～ 数千天文単位程度まで広がっていると考えられている。この惑星間空間に広がった大規模な磁場構造の研究は、1958 年の Parker による磁場モデル提唱以降、1960 年代から 1970 年代にかけて先駆的な衛星観測が行われ、現在では惑星間空間の大規模磁場構造の基本的知識が構築されている。しかし、多くの衛星観測は黄道面内の地球近傍や他の惑星近傍での観測など限られた点での観測に過ぎず、大規模磁場構造の解明には未だ情報が不足している。一方、太陽近傍磁場の光学観測もおこなわれている。太陽から出ていく磁力線の源となる太陽光球面磁場は、ゼーマン効果を利用した地上の光学望遠鏡や衛星に搭載された光学観測機器で直接観測が続けられている。また、光球面から太陽半径程度の距離のコロナ磁場についても、電波などの偏波を利用した観測が行われている。しかし、太陽風加速が起きている領域や、コロナ磁場から惑星間空間のいわゆる Parker 磁場に接続する領域の磁場を定常的に観測する方法はなく、現状では Potential Field Model と呼ばれる磁場モデルを用いて補完するしかない。

一方で、太陽方向からの高エネルギー銀河宇宙線強度を観測すると、太陽によって宇宙線が遮蔽されるために太陽方向の強度に欠損が生じる。荷電粒子である宇宙線は太陽磁場の影響を受けるために、この欠損が太陽活動とともに変動することが、1957 年に Clark によって予測された。この強度欠損は「太陽の影」(Sun's shadow)と呼ばれ、その観測から太陽地球間の大規模磁場構造の情報が得られると期待される。1990 年代に入り、米国の Cygnus 実験や CASA 実験、日中共同研究の Tibet AS γ 実験が太陽の影の観測に成功した。その後、Tibet AS γ 実験は、長期に観測された太陽の影と太陽活動の相関をシミュレーションで再現し、コロナ磁場が太陽の影に与える影響を初めて定量的に示した。他方、2011 年には ARGO-YBJ 実験が、太陽の影の中心位置の南北方向のズレが Carrington Longitude に依存して変化する様子を観測し、地球近傍の惑星間空間磁場の变化から期待される結果と定性的に一致することを報告した。

本論文では、中国チベット自治区羊八井高原 (標高 4,300 m、気圧 606 g/cm²) に設置された空気シャワーアレイ (Tibet-III) で 2000 年から 2009 年に観測された 3

TeV 以上の宇宙線の太陽の影の解析を行った。チベット空気シャワーアレイは、1999 年以降観測エネルギーを従来の 10 TeV から 3 TeV に下げるために検出器の高密度化が行われ、太陽の影の中心位置の変化をより広いエネルギー領域で調べることが可能となった。太陽の影の解析は、影の深さ (強度欠損量) と中心位置のズレについて行われている。本研究で太陽の影の深さを解析した結果、10 TeV ではシミュレーションが観測を良く再現出来ていたが、3 TeV では 2000 年から 2002 年の太陽活動期の観測を十分に再現出来なかった。この観測とシミュレーションの不一致は、太陽活動期に太陽表面で頻発する Coronal Mass Ejection (CME) が地球に到達するまでの期間を解析から取り除くと解消されることが確認された。これは、太陽の影に CME 発生時の磁場変動の影響が現れていることを実験的に示す世界で初めての結果である。

他方、太陽の影の中心位置のズレの解析では、観測とシミュレーションを比較することで、太陽地球間の平均的な磁場強度を推定した。本論文では、惑星間空間磁場を Away セクター (磁力線が太陽から外へ向かう磁区) と Toward セクター (磁力線が太陽に向かう磁区) に分離し、それぞれで太陽の影の中心位置のズレをシミュレーションと比較した。その結果、東西方向の中心位置のズレの観測量は、ほぼ地磁気の影響のみで説明できることを確認した。一方で、南北方向のズレの解析から、シミュレーションで用いた太陽磁場モデルは、Away セクターで $1.54 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ 倍、Toward セクターで $1.62 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}$ 倍だけ磁場強度を過小評価していることが判った。これは、太陽の影の南北方向のズレから太陽地球間の平均太陽磁場強度を定量的に評価することが可能であることを示している。シミュレーションと観測値の差は、シミュレーションに用いた太陽地球間の惑星間空間磁場強度の差、すなわちコロナ磁場から惑星間空間に出てくる磁力線の総量 (Open Magnetic Flux) の過小評価によるもので、太陽の影の観測から Open Magnetic Flux に関する重要な情報が得られることを示唆している。このように、本論文では 3 TeV 領域の太陽の影の深さと位置を、世界で初めて定量的なシミュレーションによって評価することに成功した。そして、これらの観測結果は、宇宙探査機が到達することの難しい太陽近傍から惑星間空間にかけての大規模磁場構造に関する新しい知見を提供している。

目次

第1章	Introduction	15
第2章	太陽の影とその先行研究	18
2.1	太陽の影	18
2.2	先行研究	20
2.2.1	Cygnus 実験	20
2.2.2	CASA 実験	21
2.2.3	MACRO 実験	22
2.2.4	SOUDAN 2 実験	23
2.2.5	Milagro 実験	23
2.2.6	HAWC 実験	24
2.2.7	IceCube 実験	25
2.2.8	GRAPES-3 実験	25
2.2.9	Tibet AS γ 実験	25
2.2.10	ARGO-YBJ 実験	27
2.3	まとめ	29
第3章	太陽磁場	33
3.1	太陽磁場観測	33
3.1.1	太陽光球面磁場	33
3.1.2	コロナ磁場	42
3.1.3	惑星間空間磁場	47
3.2	太陽活動度と太陽磁場の変動	50
3.3	太陽磁場モデル	51
3.3.1	Potential Field Source Surface (PFSS) モデル	51
3.3.2	Current Sheet Source Surface (CSSS) モデル	55
3.3.3	Parker 磁場モデル	56

3.3.4	磁場モデルと磁場観測の比較	58
3.3.5	光球面磁場を変更した場合の open magnetic flux の変化	61
第 4 章	観測装置と太陽の影の検出方法	63
4.1	空気シャワー現象	63
4.2	Tibet 空気シャワー実験の概要	69
4.2.1	空気シャワー実験	69
4.2.2	観測サイト	70
4.2.3	Tibet 空気シャワー実験の拡張の歴史	70
4.2.4	シンチレーション検出器について	71
4.2.5	本論文で用いるデータ	74
4.2.6	コアの位置決定	78
4.2.7	到来方向の決定	79
4.2.8	一次宇宙線のエネルギー決定	83
4.3	銀河宇宙線強度の全天分布	87
4.4	月の影の観測と空気シャワーアレイの系統誤差	89
4.4.1	月の深さの変動	91
4.4.2	月の影の位置と空気シャワー実験の系統誤差	92
4.5	太陽の影の解析	94
4.5.1	データ選別条件	94
4.5.2	太陽の影の解析方法	96
4.5.3	等天頂角法	96
4.5.4	方位角補正	98
第 5 章	太陽の影のモンテカルロシミュレーション	101
5.1	シミュレーション方法	101
5.2	シミュレーション設定	102
5.2.1	対象期間	102
5.2.2	空気シャワーシミュレーションと検出器シミュレーション . .	102
5.2.3	シミュレーション計算に用いる座標系	103
5.2.4	反粒子の軌道計算	104
5.2.5	コロナ磁場	105
5.2.6	惑星間空間磁場	105
5.2.7	地磁気	108

5.3	シミュレーションによる装置の性能評価	108
5.3.1	イベント数の時間変化	108
5.3.2	シャワーサイズ分布	108
5.3.3	角度分解能	110
5.3.4	Rigidity のシャワーサイズ依存性	111
第 6 章	太陽の影の深さの解析と考察	115
第 7 章	太陽の影の中心位置の解析と考察	121
7.1	太陽の影の中心位置の決定法	121
7.2	セクターの判定条件	125
7.3	太陽の影の位置の Rigidity 依存性と系統誤差	126
7.4	太陽の影の東西方向の位置	126
7.5	太陽の影の南北方向の位置	131
7.6	磁場強度を変化させた場合のシミュレーション	134
7.6.1	太陽の影の中心位置の解析	134
7.6.2	太陽の影の深さの経年変化	140
7.7	太陽光球面磁場観測を変更した場合	141
7.7.1	太陽の影の中心位置の解析	142
7.7.2	太陽の影の深さの経年変化	146
7.8	セクター判定条件を厳しくした場合	147
7.9	太陽活動による太陽の影の位置の変動	149
第 8 章	まとめ	151

図 目 次

2.1	太陽の影方向のズレの模式図。	18
2.2	太陽の影の南北方向のズレの模式図 (左図) と惑星間空間磁場の模式図 (右図)。	20
2.3	Miragro で観測された太陽の影の深さ (赤丸) と月の影の深さ (青丸) と太陽黒点数 (黒線) の年変動 [10]。縦軸は、影に対しては、強度欠損量を表していて、上側ほど影が深いことを表している。	24
2.4	太陽黒点数 (a) と Tibet-II アレイで観測された 10 TeV 宇宙線の太陽の影の深さ ((b) の黒い白抜きの四角) と月の影の深さ (c) の 1996 年から 2009 年までの期間の経年変化 [14]。パネル (b) の各色付の点はそれぞれのコロナ磁場モデルに基づいた MC で求められた太陽の影の深さ。また、黒の点線は太陽 (または月) の視直径の大きさから計算した磁場のない場合に予測される影の深さ。縦軸はバックグラウンドからの相対強度 (%) で影の深さを表したもので、上側ほど影が浅いことを表している。	27
2.5	静穏期 1996 年 Carrington Rotation number 1910 の時の MC で太陽に向けて発射した反粒子のうち、太陽に当たった反粒子の軌道 (HEE 座標系)[14]。(a) PFSS モデルで $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、(b) CSSS モデルで $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、(c) CSSS モデルで $R_{ss} = 10.0R_{\odot}$ の磁場モデルを使った場合の結果。青色の実線で描かれた丸が太陽の光球面。点線が source surface 面。	28
2.6	太陽の影の南北方向のズレの Carrington Longitude 依存性 [15]。上図 (a) が G1 データの結果で、下図 (b) が G2 データの結果。各々の図で白抜き三角が観測の南北方向のズレを、塗潰し四角が観測を再現するように惑星間磁場強度を調整した MC の南北方向のズレ。黒線は MC の南北方向のズレに対して 2 次までのフーリエ級数をベストフィットして求めた曲線。	30

2.7	惑星間空間磁場の y 成分 B_y (GSE 座標系) の Carrington Longitude 依存性 [15]。上図 (a) が G1 の期間での結果で、下図 (b) が G2 の期間での結果。黒丸が地球近傍で観測された B_y で、黒の曲線が太陽の影から推定された B_y の変動を表している。	31
3.1	太陽のガス圧力を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線 [16]。	34
3.2	太陽の磁場強度を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線 [16]。	35
3.3	温度を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線と輝線の観測波長の観測領域。基本的に波長が長いほど太陽から離れたところ (温度の低いところ) を見ていることになる [17]。	36
3.4	偏光の基本状態の略図。Stokes パラメータで特徴づけられる偏光は、偏光なしの I、直線偏光 Q、U と円偏光 V の4つの基本パターンに分けられる。QUV はさらに向きによって2つに分かれ、以下のように偏光状態を表している。傾き 0° と 90° の直線偏光、 Q_+ と Q_- 、傾き 45° と -45° の直線偏光、 U_+ 、 U_- 、右周りの円偏光 V_+ 、左回りの円偏光 V_- 。	37
3.5	磁場中でのゼーマン効果による可視光線の偏光の概念図。分裂した波長を各々、 λ_0 は σ_v 成分、 $\lambda_0 + \delta\lambda$ は π 成分、 $\lambda_0 - \delta\lambda$ は σ_R 成分と呼ぶことがある。	38
3.6	Kitt Peak 国立観測所に黒点の可視光による観測。左図縦に走る黒線は分光観測のスリットの位置で、右図が I、Q、V の偏光ごとに測定した分光データである。[18]	38
3.7	太陽磁場強度の視線方向成分のマグネットグラム [18]。	39
3.8	太陽光球面磁場の Synoptic Chart[18]。	40
3.9	各太陽光球面磁場観測で測定された CR 2047 での Synoptic Chart[20]。観測ごとに分解能が大きく異なっている。	43
3.10	各太陽光球面磁場観測で測定された CR 2047 での Synoptic Chart[20]。図 3.9 の図で WSO の測定結果以外の各観測の分解能を Kitt Peak の 360×180 に合わせたもの。	44
3.11	各太陽光球面磁場観測で測定された光球面磁場強度同士の回帰係数 (slope) の時間変動 [20]。Carrington Rotation ごとに計算した回帰係数が不規則に変化している。	45

3.12	各太陽光球面磁場観測で測定された光球面磁場強度同士の回帰係数 (slope) の緯度依存性 [20]。緯度ごとに計算した回帰係数が不規則に変化している。	46
3.13	太陽光球のリムの外側に広がったコロナ磁場の観測例 [23]。電波の偏波成分は赤色の等高線で示され、等高線の後ろは紫外線で観測されたループ構造。	48
3.14	太陽の光球上のコロナ磁場の観測例 [24]。左図 (a) は紫外線で観測されたループ構造に PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルで計算されたコロナ磁場の磁力線を実線で重ね書きしたもの。右図 (b) は HMI で観測された光球面磁場強度 (色は図 3.7 と同じ表示) に電波の偏波成分の等高線と右図と同じ磁力線を重ね書きしたもの。電波の偏波成分は + が赤、- が青の等高線で示されている。磁力線の色は極性を表し、白は Away、黒は Toward である。	48
3.15	磁気中性面 (Heliospheric Current Sheet) の波状構造。中心が太陽、紫色の曲面が HCS[19]。	49
3.16	太陽黒点数 (上図) と中性子計で測定された銀河宇宙線強度 (下図) の年変動 [27]。	50
3.17	1996 年の CR 1910 における PFSS モデル (左図) と CSSS モデル (右図) によって計算されたコロナ中の磁力線 [14]。CSSS モデルの方が光球面の高緯度から出た磁力線がソース面に近づくに従って低緯度に降りてきている。	57
3.18	2000 年 (左図) と 2008 年 (右図) の地球近傍での B_y の 1 日平均値の変動。黒色、赤色、青色、水色はそれぞれ、観測値、CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデル、CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデル、PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルに基づく値を表している。	59
3.19	2000 年 (左上図) と 2008 年 (左下図) の地球近傍での B_y の Carrington Longitude 依存性の年平均値。凡例は図 3.18 と同じである。中央は 2000 年の横軸観測値、縦軸に磁場モデルによる地球近傍での B_y の Carrington Longitude 依存性の値をとった散布図である。中央上図は CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデル、中央下図は、CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルを用いた時の散布図である。これらの散布図から得られた回帰係数の年変動が右の図になっている。	59

3.20	Ulysses 衛星で測定された惑星間空間磁場の緯度依存性 [17]。縦軸は太陽からの距離の二乗で規格化された磁場強度 $r^2 B_r$ [AU ² nT]。上段は 1994 年から 1995 年 (静穏期)、中段は 2000 年から 2001 年 (活動期)、下段は 2007 年 (静穏期) のデータである。	60
3.21	CSSS モデルを用いた磁場モデルで計算されたソース面上での磁場の動径方向成分 B_r の分布。	61
3.22	Kitt Peak (赤線)、MDI (緑線)、GONG (青線) の 3 つの光球面磁場観測データから CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデルで求めた open magnetic flux の時間変動。	62
4.1	(a) 陽子によって生成される空気シャワー。 (b) ガンマ線によって生成される空気シャワーの模式図 [36]。	65
4.2	大気の高さと、天頂から到来する空気シャワーの平均サイズの関係 [36]。	67
4.3	空気シャワー到来方向決定の断面図 [36]。	70
4.4	検出器の構造 [52]	72
4.5	Tibet-I 空気シャワーアレイの検出器配置図 [52]。	72
4.6	Tibet-II/HD 空気シャワーアレイの検出器配置図 [52]。	73
4.7	Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (1999 年 ~ 2002 年) [52]。	74
4.8	Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (2002 年 ~ 2003 年) [52]。	75
4.9	Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (2003 年 ~ 2010 年) [52]。	76
4.10	Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図と MD (2014 年 ~ データ取得開始) 灰色の四角が MD の 1 セル、青で囲まれた四角が MD の 1 プールの位置を表している。	77
4.11	シミュレーションで得られた (a) 21 TeV、(c) 102 TeV ガンマ線のイベントディスプレイ (上図)。白抜きの点は各検出器を示し、色は粒子が検出された相対時間差を表し、点の大きさは検出された粒子密度を示している。赤の矢印はその先でシャワー中心の位置を示し、向きがシャワーの到来方向を表す。下図は上図と同じイベントで得られたラテラル分布を表している。黒点が検出された粒子密度、黒線が 4.19 式を用いたカイ 2 乗フィットの結果を示している [44]。	81
4.12	20 例の空気シャワーイベントから求めた空気シャワーのフィット面に対する二次粒子の遅延距離分布。シャワーコアからの距離 R の関数となっている [50]。	82
4.13	空気シャワーフロント面へのコーンフィットの概念図 [50]。	83

4.14	(a) $S50$ 、(b) N_e 、(c) $\sum \rho_{FT}$ の関数として、真のエネルギー E_{GEN} をプロットした図 [44]。	85
4.15	エネルギー決定精度 $\sigma_{\ln \delta E}$ を、再構成した粒子のエネルギー E_{REC} の関数としてプロットしたもの [44]。緑が従来の $\sum \rho_{FT}$ 、青が N_e 、赤が $S50$ をそれぞれ用いてエネルギー決定した結果を表す。	86
4.16	(Tibet 空気シャワー実験で観測された、上から 15、50、100、300、1000 TeV の銀河宇宙線の赤道座標系 2 次元強度マップ (左図) と恒星時異方性 (赤経強度依存性: 右図) [49]。恒星時異方性の青線は一次までの三角関数でフィットした結果を表している。	88
4.17	様々な観測で得られた恒星時異方性に一次の三角関数をフィットして得られた振幅 (上図) と位相 (下図) のエネルギー依存性 [49]。	89
4.18	月の影の 2 次元マップ [45]。左が Tibet-III で観測された月の影の significance map。右がシミュレーションで得られたマップで、色は欠損量 (反粒子が月に当たったイベント数密度 (degree ⁻²)) を表している。原点は月の中心方向にとっている。	91
4.19	月の影の深さの変動 [48]。 $\sum \rho_{FT} > 10$ 以上のイベントの結果。 . . .	92
4.20	月の影の南北方向のズレ (左図) と東西方向のズレ (右図) の $\sum \rho_{FT}$ 依存性 [45]。縦軸上部の数値は各データ点の平均 Rigidity。赤点は観測値で、青点がシミュレーション値をそれぞれ表している。また、黒線は、南北方向のズレでは定数を用いて、東西方向のズレでは $\kappa(\sum \rho_{FT}/100)^\lambda$ を用いて観測値に対してベストフィットした線である。	93
4.21	シミュレーションによる月の影の東西方向のズレの $\sum \rho_{FT}$ 依存性で、質量組成を変更した場合 (左図) とハドロン相互作用モデルを変更した場合 (右図) の比較 [45]。	94
4.22	緑色で囲まれた領域が Tibet-III における信頼領域	95
4.23	等天頂角法のイメージ図。地平座標系で Tibet 空気シャワーアレイが中心にある。赤色が on-source window、青色が off-source window、実線の矢印は太陽の軌道をあらわす。	98
4.24	シンチレーション検出器の相対位置。	99
4.25	天頂角 25° から 30° の範囲の $31.6 < \sum \rho_{FT} < 56.2$ ビン (左図)、 $464.2 < \sum \rho_{FT} < 1000$ ビン (右図) での方位角分布。赤色が観測された相対イベント数で、黒の曲線は 4.33 式を用いたフィットの線を表している。	100
5.1	太陽の影のシミュレーションのイメージ図。	102

5.2	本論文で仮定した化学組成のエネルギー依存性 [38]。	103
5.3	Heliocentric Earth ecliptic (HEE) 座標系。	104
5.4	太陽赤道面内における太陽、地球、反粒子の位置関係と Parker Spiral モデルを仮定した惑星間空間磁場の磁力線の様子。	107
5.5	シミュレーションの太陽軌道方向から到来するイベント数の 2000 年 での時間変動。	109
5.6	シミュレーションで求めた太陽方向から観測される空気シャワーのシャ ワーサイズ分布 (青線) と観測された空気シャワーのシャワーサイズ分 布 (赤点) の比較。	109
5.7	シミュレーションで作成した太陽方向から観測される一次宇宙線の 50%(青丸印) と 68%(黒丸印) の角度分解能のシャワーサイズ依存性。 スキャッタープロット (赤点) は、各空気シャワーイベントを表してい る。	110
5.8	MC で作成した太陽の影を作る宇宙線の平均エネルギーと空気シャワー サイズの関係 (青点)。スキャッタープロット (赤点) は、各空気シャワー イベントでの値を表している。用いた磁場モデルは CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 。	112
5.9	太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity と バックグラウンドの宇宙線 の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性の比較。用いた磁場モデルは CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 。バックグラウンドの横軸は右に少しずらしてプロッ トしている。	113
5.10	太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性のコロ ナ磁場モデルによる変化。CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 以外のデータは横軸を 右に少しずらしてプロットしている。	113
5.11	太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性の太陽 磁場強度による変化。用いた磁場モデルは CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 。磁場強 度を $f = 0.667(1/1.5)$ 以外のデータは横軸を右に少しずらしてプロッ トしている。	114
6.1	太陽の影の深さの経年変化。黒色が観測値を赤色と緑色はそれぞれ CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ のコロナ磁場モデルを用いた シミュレーションの結果を表している [48]。	116
6.2	CME の構造の模式図 [37]。	117

6.3	2001 年 04 月 26 日 UT 12:30 に発生した CME に伴う、太陽風速度、惑星間空間磁場強度、太陽風プラズマ温度などの情報がまとめられた図 [37]。パネル (b) 中の黒矢印は CME が太陽表面で発生した時刻を表しており、CME に伴う interplanetary shock が地球に到達した時刻が緑色の線である。また、マゼンタ色の線が CME プラズマが地球を過ぎ去った時刻で、この時刻と CME の発生時刻との差は約 4.5 日になっている。	118
6.4	太陽の影の観測期間にある ICME のイベント数 (青のヒストグラム) と太陽黒点数 (黒線) の [48]。	119
6.5	ICME が通過している期間 (左図) と ICME が太陽地球間の間に存在しない期間 (右図) での 3TeV の太陽の影の深さの経年変化 [48]。	120
7.1	2000 年 ~2009 年の Toward セクターにおける観測エネルギー 3 TeV ($\sum \rho_{FT} > 10$) の太陽の影の 2 次元マップに、一次元射影に使う帯 (角度分解能の幅 ($\pm 0.9^\circ$)) を黄色の塗りつぶしで重ねた図。左上はシミュレーションの南北方向の位置決定に使う一次元射影の帯、右上はシミュレーションの東西方向の位置決定に使う帯。下段は観測された太陽の影に、南北方向 (左) と東西方向 (右) の位置決定に使う帯を、それぞれ重ねたもの。	122
7.2	図 7.1 で黄色で塗りつぶした範囲での Toward セクターにおける 3 TeV の太陽の影の 一次元射影図。上図 2 枚は、シミュレーションで太陽にあたった反粒子数の一次元射影図であり、左が南北方向、右が東西方向の分布を表している。下図 2 枚は、観測された太陽の影による強度欠損量 (カウント数の差) の一次元射影図であり、左が 南北方向、右上図は観測値の東西方向の分布を表している。赤点がデータ点、黒線は 7.1、7.4 式で定義したベストフィット関数。	123
7.3	東西方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。黒丸は観測値、赤三角はシミュレーションによる値。黒線、赤線はそれぞれ、観測、シミュレーションに対して 7.6 式をベストフィットした結果を表している。シミュレーション (CSSS $R_{ss} = 10R_\odot$ のコロナ磁場モデルを使用) から求めた平均 Rigidity の値を、観測データにも用いている。図中の α_{Obs} に付く系統誤差は月の影の観測から求めたもので、7.7 式に従って計算した。	127

7.4	図 7.3 の結果のコロナ磁場モデル依存性。黒丸、黒線、赤三角、赤線は図 7.3 と同様。緑三角及び緑線、青三角及び青線はコロナ磁場モデルをそれぞれ CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ とした場合のシミュレーション結果である。	128
7.5	図 7.3 の結果とコロナ磁場をなくしたシミュレーションとの比較。黒丸、黒線、赤三角、赤線は図 7.3 と同様。青三角及び青線がコロナ磁場をなくした場合のシミュレーションの結果を表している。	129
7.6	南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。黒丸は観測値、赤三角はシミュレーションによる値。黒線、赤線はそれぞれ、観測、シミュレーションに対して 7.6 式をベストフィットした結果を表している。また、図中の α_{Obs} 、 α_{MC} はそのベストフィットパラメータである。	131
7.7	図 7.6 の結果のコロナ磁場モデル依存性。凡例は図 7.4 と同様。 . . .	132
7.8	図 7.6 の結果と Rigidity 依存性のコロナ磁場をなくしたシミュレーションとの比較。凡例は図 7.5 と同様。	132
7.9	磁場強度 (f) を変えながら計算した南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性 (上図) と東西方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性 (下図)。	135
7.10	Rigidity の f 依存性。左上から $17.8 < \sum \rho_{\text{FT}} < 31.6$ 、 $31.6 < \sum \rho_{\text{FT}} < 56.2$ 、 $56.2 < \sum \rho_{\text{FT}} < 100$ 、 $100 < \sum \rho_{\text{FT}} < 215$ の場合。	136
7.11	Rigidity の f 依存性。左上、 $215 < \sum \rho_{\text{FT}} < 464$ 、 $464 < \sum \rho_{\text{FT}} < 1000$ 、 $\sum \rho_{\text{FT}} > 1000$ の場合。	137
7.12	α の f 依存性。左上が南北の Away セクター、左下が南北の Toward セクター、右上が東西の Away セクター、右下が東西の Toward セクターでの結果をそれぞれ示している。	140
7.13	$f = 0.667(1/1.5)$, 1, 1.5, 3.0 倍に磁場強度を変化させた時の影の深さの経年変化。赤色が $f = 3.0$ 、黄色が 1.5、緑色が 1、青が 0.667(1/1.5) のときのシミュレーション結果をそれぞれ表している。黒は観測値である。	141
7.14	2000 年から 2009 年の期間の MDI (青色) と Kitt Peak (緑色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性	143
7.15	2007 年から 2009 年の期間の MDI (青色)、GONG(赤色) と Kitt Peak (緑色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。	144

- 7.16 open magnetic flux と南北方向の α の散布図。左図はセクターごとの散布図で、三角が Away、丸が Toward の各セクターの結果を表している。右図は Away セクターと Toward セクターの平均の α の平均値に対して相関を調べたものである。データ点の色はそれぞれ緑色が MDI、紫色が Kitt Peak、赤色が GONG の光球面磁場に基づいた結果であることを示している。使用した磁場モデルは共通で CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ である。 146
- 7.17 2000 年から 2009 年の期間の MDI (赤色) と Kitt Peak (緑色) 及び GONG (青色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた深さの経年変化。 147
- 7.18 南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性で、上段は条件 1、中段は条件 2、下段は条件 3 での結果をあらわしており、左から Away セクター、mix/unknown、Toward セクターの結果の順に各段の図が並んでいる。 149
- 7.19 南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性の太陽活動期と静穏期の比較。塗潰しの黒丸と赤四角が太陽活動期 (2000 年から 2003 年) の観測値とシミュレーションによる値で、白抜きの黒丸と赤四角が太陽静穏期 (2007 年から 2009 年) の観測値とシミュレーションによる値をそれぞれ表している。また、黒と赤の実線 (点線) は、それぞれ、活動期 (静穏期) の観測とシミュレーションに対して 7.6 式でフィットした結果を表している。 150

表 目 次

2.1	Borione et al. (1994) の Table IV [3]。各シャワーサイズごとの分布の広がり σ_{63} 、深さの有意性 (Significance)、 χ^2 を示したもの。 . . .	22
2.2	PFSS モデル で $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、CSSS モデルで $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、 $R_{ss} = 10.0R_{\odot}$ としたコロナ磁場モデルに基づいた 3 つの MC と観測された 10 TeV 宇宙線の太陽の影の深さの χ^2 検定の結果 [14]。	29
3.1	各太陽光球面磁場観測の公開している Synoptic Chart の違いをまとめた表。左から観測名、公開データの種類、公開データのピクセル数、期間 (月/日/年)、期間 (Carrington Rotation Number) がまとめられている。Type の LOS と Radial は公開している Synoptic Chart の磁場データが観測の視線方向成分 (Line of Sight:LOS) の強度、または太陽中心からの動径方向成分の強度そのどちらであるかを表している。	42
4.1	本研究で用いた Tibet 空気シャワーアレイ配置における基本スペック	76
4.2	Tibet-III の一次処理データの形式	78
4.3	$\sum \rho_{FT}$ ビンごとのイベント数、平均エネルギー、平均 Rigidity、角度分解能 (68% のイベントが入る範囲)	96
5.1	本研究で用いたコロナ磁場モデルのパラメータ値まとめ	105
6.1	Tibet-III (3TeV) 及び Tibet-II (10TeV) による太陽の影の深さについての観測 / MC 比較のカイ二乗検定結果 [48]。	120
7.1	セクター判定条件 (第 7.8 節参照) ごとに観測された惑星間空間磁場データに基づいて各々のセクターに判定された太陽の影の観測日数の表。	126

7.2	東西方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Away セクター)。 α_{Obs} の値はコロナ磁場モデルごとに異なる平均 Rigidity を用いて計算した。 α_{Obs} の誤差は統計誤差のみを考慮している。	130
7.3	東西方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Toward セクター)。	130
7.4	南北方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Away セクター)。ここでの α_{Obs} の値はコロナ磁場モデルごとに変化する Rigidity を考慮した値になっている。観測につける誤差は統計誤差のみを考慮している。 . . .	133
7.5	南北方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Toward セクター)。	133
7.6	$f = 0.667, 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の南北方向の α の表 (Away セクター)。	138
7.7	$f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の南北方向の α の表 (Toward セクター)。	138
7.8	$f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の東西方向の α の表 (Away セクター)。	138
7.9	$f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の東西方向の α の表 (Toward セクター)。	139
7.10	α_{Obs} を最も良く再現する f_{best} のまとめ。	140
7.11	Kitt Peak、MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α (10 TV での $\delta\theta$) の表 (Away セクター)。	145
7.12	Kitt Peak、MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α (10 TV での $\delta\theta$) の表 (Toward セクター)。	145
7.13	MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α と Kitt Peak によるものとの比。	146

第1章 Introduction

太陽圏の外の銀河空間から到来する高エネルギー宇宙線は、銀河宇宙線と呼ばれ、その主成分が陽子、ヘリウム原子核などの荷電粒子であるために、銀河系内を伝搬する 10^7 年ほどの間に銀河磁場によって攪拌され、ほぼ等方的に太陽圏に到来する。数 TeV 以上の宇宙線となると、太陽圏内の惑星間空間磁場中ではほぼ直進する。しかし、太陽近傍では、非常に強い太陽磁場により、TeV 以上の宇宙線も散乱される。銀河宇宙線は太陽自身によって遮蔽されるため、地球から太陽方向を観測すると強度欠損が見える。この強度欠損は「太陽の影」と呼ばれ、1957 年に Clark はこの影が太陽周辺及び太陽地球間の惑星間空間磁場の影響を受けて変動すると予測した [1]。しかし、この影は太陽の視直径が約 0.5° と小さく、その研究に必要な TeV 宇宙線の高統計・高角度分解能の観測は、1990 年代に入るまで実現しなかった。1990 年代に入って米国の Cygnus 実験や CASA 実験、日中共同研究の TibetAS γ 実験などが太陽の影の観測に取り組み、その検出に成功した [2, 3, 4, 5, 6, 7]。しかし、統計不足や観測の系統誤差の評価不足により、影の変動を議論できるほどの精度は得られなかった。

中国チベット自治区羊八井 (東経 90.522° 、北緯 30.102° 、標高 4,300 m、気圧 606 g/m 2) に設置された現在の空気シャワーアレイは、常時 ~ 2 ステラジアン of 広視野で、宇宙空間から到来する数 TeV 以上の高エネルギー宇宙線及び、高エネルギーガンマ線が大気中で生成した空気シャワーを観測している。等方的に存在する宇宙線のバックグラウンド中に、顕著な強度超過として検出されるガンマ線天体から直線的に到来するガンマ線を識別するために、この空気シャワーアレイは空気シャワーの到来方向を精度よく測定できるように設計されている。3 TeV では 0.9° の精度で、10 TeV 領域では 0.4° 程度の精度で、空気シャワーの方向決定を行うことができる。これらの観測精度の確認に、月による宇宙線強度欠損、すなわち「月の影」の観測を利用している。月の視直径は太陽とほぼ同じ約 0.5° で、安定で構造が良く理解されている地磁気の影響のみを受けているので、これを利用して観測精度の評価を行っている。この観測装置を用いた太陽の影の観測で、10 TeV の影の深さの太陽活動と相関

した変動が初めて確認され、太陽磁場モデルを用いた定量的評価にも成功している [14]。他方で、中国、イタリアによる ARGO-YBJ 実験でも太陽の影の観測結果が報告され、観測された太陽の影の中心位置の南北方向のズレの変動が、1 AU での惑星間空間磁場の B_y 成分の変動と一致していることが定量的に示されている [15]。

惑星間空間磁場の研究は、Parker が基礎となる惑星間空間磁場モデルを提唱して以降、惑星間空間に浮かぶ人工衛星による直接観測によって大きく発展してきた。これら多くの人工衛星は地球周辺のラグランジュポイントや他の惑星の衛星軌道にあり、主に黄道面内の磁場測定を行っている。一方で、1972 年に外宇宙に向けて打ち上げられた Voyager 1、2 は、他にない太陽圏外縁のデータを提供している [25]。また、1990 年代初期に打ち上げられた Ulysses 探査機により黄道面内以外での磁場が測定され、惑星間空間磁場の黄緯依存が調べられた [28]。しかしながら、これらの観測は広大な惑星間空間の中の僅かな領域だけに限られており、太陽から惑星間空間に広がる大規模な構造を理解するには未だデータが不足しているのが実情である。

一方、米国の Kitt Peak 天文台や Wilcox 太陽観測所などで、1960 年代から太陽の光球面磁場が地上観測されている。これらはコロナ磁場や惑星間空間磁場のソースとして、シミュレーションのパラメータとして利用される重要なデータであり、近年では、米国の太陽観測衛星 SOHO に搭載された MDI や、日本の観測衛星「ひので」でも光球面磁場の観測が行われている。しかし、各々の観測結果には大きな差があり [20]、これらの観測には大きな不定性が存在すると考えられる。

また、太陽近傍のコロナ磁場の測定も行われている。1970 年代には、恒星からの電波を利用したコロナ磁場強度の測定が行われ [21, 22]、近年では、電波と極紫外線の観測の併用によって、太陽光球面と重なったコロナ磁場強度の測定も可能となった [24]。しかし、これらの観測は磁場の強力な活動領域上空の僅かな範囲に限られていたり、測定できる磁場が視線方向成分のみであるため、数太陽半径にまで広がるコロナ全体の磁場を直接測定する方法は未だ確立されていない。

太陽光球面を源とする惑星間空間磁場を総合的に理解するには、コロナ磁場から惑星間空間に出て行く磁束 open magnetic flux と磁力線の形状の理解が不可欠であるが、これを直接観測する手段は存在しない。これを間接的に調べられる可能性が指摘されている方法の一つが太陽の影であり、太陽の影の観測結果からどの程度制限が与えられるのか調査することは重要な研究テーマとなっている。

本論文では、2000 年から 2009 年の 10 年間に Tibet 空気シャワーアレイで観測された 3 TeV 以上の太陽の影を、太陽磁場モデルを用いたモンテカルロシミュレーションの結果と初めて比較した。その結果について報告する。

第 2 章では、太陽の影とその先行研究についてまとめ、第 3 章では、太陽磁場の

観測と太陽磁場モデルについてまとめる。第4章では、Tibet 空気シャワーアレイの原理と概要、および太陽の影の検出方法を説明する。特に、エネルギー決定方法については、本論文の副論文である Kawata et al. (2017)[44] を引用して第4.2.8節で述べる。第5章では、太陽の影のモンテカルロシミュレーションの手法を説明する。第6章では、太陽の影の深さについての解析結果とその考察を、第7章では、本論文の主論文である Amenomori et al., Physical Review Letters (2018) [43] で報告した、太陽の影の位置についての解析結果とその考察を述べる。最後に第8章で本論文全体を通したまとめを行う

第2章 太陽の影とその先行研究

2.1 太陽の影

荷電粒子である原子核を主成分とする銀河宇宙線は、宇宙空間を伝播する際に物質密度の高い領域で遮蔽されたり、磁場による運動方向の偏向を受ける。このため高密度の物体や大規模な磁場が存在する場合には、宇宙線は遮蔽、偏向され、観測方向毎に僅かな強度の偏り (異方性) が観測される。特に地球から太陽方向の銀河宇宙線強度を観測すると、太陽の光球により銀河宇宙線が遮蔽され、同時に太陽の磁場によりその軌道が曲げられるため、実際の太陽の方向から少し離れた方向に周囲と比較して強度の低い方向があると期待される (図 2.1)。実際に、宇宙線を起源とする空気シャワーを観測すると、太陽方向からのイベント数に欠損が見られる。この現象は 1957 年に Clark によって太陽の「影」 (Shadow) と記されている [1]。

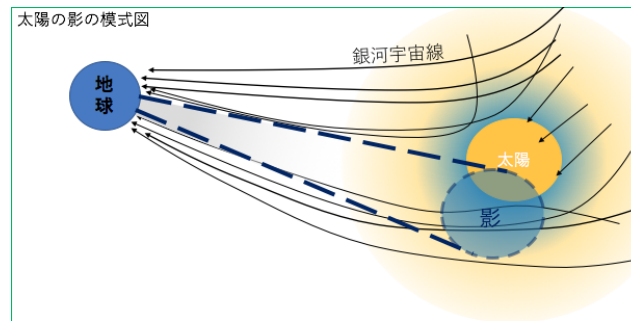


図 2.1: 太陽の影方向のズレの模式図。

一様磁場 B_0 [G] 中で、エネルギー E [eV]、電荷 Z の荷電粒子のラーマー半径 R_L [cm] は

$$R_L = \frac{E}{300ZB_0} \quad (2.1)$$

と表せる。3 TeV 陽子 ($Z = 1$) がコロナ磁場中 ($B_0 \sim 300$ mG) にある時には、 $R_L \sim 0.48R_\odot$ (0.48 太陽半径) 程度になり、軌道が大きく曲げられる。こうした太陽近傍での宇宙線軌道の大きな偏向は、太陽の影の深さ (宇宙線強度の欠損量) と広がり (強度欠損の分布幅：太陽の視直径 $\sim 0.52^\circ$ よりも広がって観測される。) に影響を与える。従って、コロナ磁場が太陽活動とともに変化するに伴い、太陽の影の深さと広がりも変化する。

観測装置は有限の角度分解能を持つため、太陽の影は理想的な検出器によって観測される場合よりもさらに広がって観測される。また、一次宇宙線はそのエネルギーと核種 (すなわち Rigidity) に依存して軌道が曲げられるが、空気シャワーアレイでは 1 イベントごとに一次宇宙線のエネルギーと核種を正確に弁別することができない。従って、広がった Rigidity 分布を持つ一次宇宙線の太陽の影を観測することになり、これも影の広がりにも影響する。

一方、地球近傍 ($B_0 \sim 30$ μ G) では、3TeV 陽子のラーマー半径は $R_L \sim 22$ AU 程度で、これは太陽地球間距離よりはるかに大きい。このため、宇宙線は、惑星間空間磁場中に存在する小さな揺らぎの影響は受けず、大規模な磁場構造の影響でわずかに軌道が曲げられる。これにより、太陽の影は、太陽近傍で形成された深さや形をほぼ保ったまま、太陽地球間の大規模な惑星間磁場によって、その位置をずらされる (図 2.1)。

惑星間空間磁場は、第 3.1.3 節で述べるように、太陽の自転によって図 2.2 右図のようなスパイラル構造をしている。惑星間空間の磁場の成分は 平均すると 3.37 式で与えられ、図 2.2 の座標系では磁場の z 成分 (地球公転面に垂直な成分) は 0 で、 x 、 y 成分 (太陽-地球を通る成分とそれと直交する成分) のみが存在する。また、太陽には外向きと内向きの磁力線が存在し、惑星間空間までプラズマ流 (太陽風) によって引き伸ばされている。通常、図 2.2 右図のように太陽から外向きの磁場を Away、内向きを Toward と呼び、それらの境界によって複数のセクターに分かれている。セクター内の磁場の方向はスパイラル構造により地球太陽間の軸上で斜めになるために、 y 成分が発生する。したがって、図 2.2 左図のように、太陽地球間を通る粒子は惑星間空間磁場の y 成分の向きにより北方向または南方向に曲げられる。このため、太陽の影の中心方向は Away セクターでは、Toward セクターでは南にずれると考えられる。

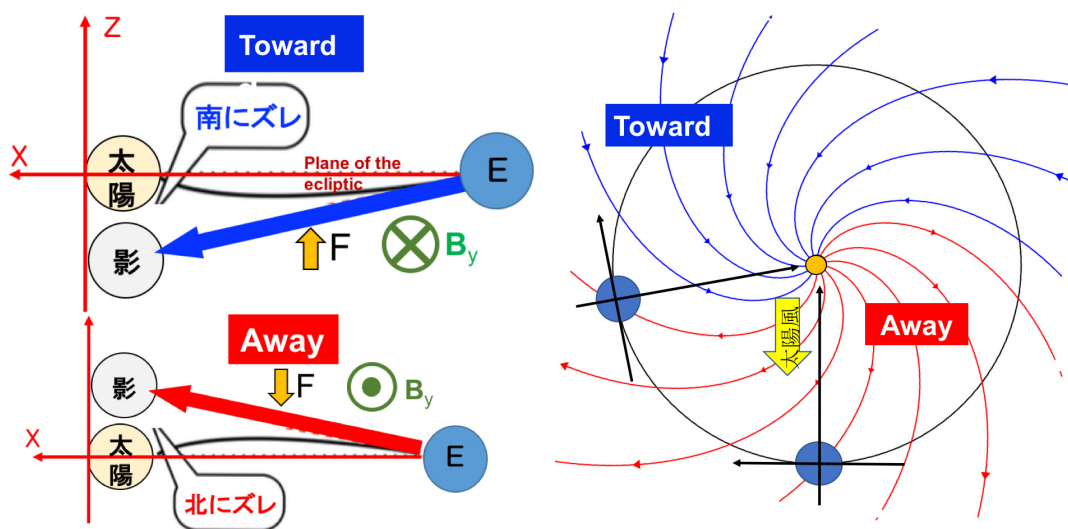


図 2.2: 太陽の影の南北方向のずれの模式図 (左図) と惑星間空間磁場の模式図 (右図)。

これらを総合すると、太陽の影を特徴づける量として『影の深さ』、『形』、『影の位置のズレ』の3つが挙げられる。同様に、観測される「月の影」からもこれらの量を求め、太陽の影に関する観測量の系統誤差の評価に利用する。

以下に、過去の太陽の影の観測結果をまとめる。

2.2 先行研究

2.2.1 Cygnus 実験

アメリカ合衆国ニューメキシコ州ロスアラモス研究所（北緯 35.9°、西経 106.3°、海拔 2,300 m、大気深さ 800 g/cm²）において、1986 年 4 月から観測を開始した実験である。観測装置は面積 0.825 m²、厚さ 10 cm のシンチレータと、Amperex 社製の光電子増倍管 (PMT) 2262 から成るシンチレーション検出器で構成される。一次宇宙線が地球大気トップで相互作用して生成する空気シャワー中の二次粒子を、地表に設置された 108 台 (のちに段階的に 204 台まで拡張) のシンチレーション検出器を展開した空気シャワーアレイで検出する。有効面積は 22,000 m² (のちに 86,000

m²)、観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーにして数十 TeV 以上であり、トリガ頻度は約 0.5 Hz (のちに 4 Hz まで増加) である。また、このエネルギー領域での装置の角度分解能は $0.75^{+0.13}_{-0.09}^{\circ}$ である。この装置によって、1986 年 4 月から 1990 年 2 月までの観測結果が報告されている [2]。約 4 年間にわたって、月または太陽の方向から視半径 5.0° の範囲を観測することで、合計 238,389 イベントを検出した (うち月周辺から到来するイベント数は 154,051)。

太陽磁場が、太陽赤道磁場強度を 1 G とするダイポール型モデルと仮定した場合、50 TeV の陽子の進路の曲がり角は約 0.15° 以下であると推測し、観測される空気シャワーイベントの磁場による偏向はほぼ無視できるとして、月周辺から到来するイベントと太陽周辺から到来するイベントを重ねて解析した。その結果、 4.6σ の有意性で、空気シャワーイベント数の欠損 (影) を確認した。観測された影の方向は、ほぼみかけの方向と一致しているが、定量的な議論はなされていない。

2.2.2 CASA 実験

アメリカ合衆国ユタ州 Dugway 実験場 (北緯 40.2°、西経 112.8°、大気深さ 870 g/cm²) で、1986 年 4 月から観測を開始した実験である。観測装置は、面積 0.372 m²、厚さ 1.27 cm のアクリルシンチレーターと、PMT から成るシンチレーション検出器を 529 台 (完成時 1089 台) を 15 m 間隔に格子状にならべた、有効アレイ面積 109,000 m² (完成時 230,000 m²) の空気シャワーアレイである。観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーにして 100 TeV 以上であり、そのトリガー頻度は約 12 Hz (完成時 25Hz)、角度分解能は月に対して $0.77^{+0.14}_{-0.10}^{\circ}$ 、太陽に対して $0.89^{+0.20}_{-0.15}^{\circ}$ である。

CASA 実験は、第 22 太陽周期の活動期にあたる 1990 年 3 月から 1991 年 4 月までの観測結果を報告している [3]。約 1 年間にわたり、みかけの月または太陽の方向から視半径 12° の範囲を観測し、合計 4.2×10^6 イベントを検出した。このうち、シャワーコアがアレイ中心に近いイベントだけを選択し、最終的に 2.8×10^6 イベントとなった。この報告によると、月の影では、空気シャワーイベント数の欠損 (影の深さ) が 4.7σ の有意性で検出された。一方で太陽の影では、 4.8σ の有意性でイベント数の欠損が検出された。また、月の影が対称な強度分布をしているのに対して、太陽の影はより複雑な分布をしている。これは太陽の影に宇宙線の Rigidity 依存性の影響が現れている結果と解釈されている。太陽の影はシャワーサイズ、すなわち一次宇宙線のエネルギーに依存していて、表 2.1 のように、シャワーサイズが小さい

と影の拡がり大きく、かつ影の深さは浅くなるのに対して、シャワーサイズが大きいと影の拡がり小さくなるが深くなる傾向が示された。

表 2.1: Borione et al. (1994) の Table IV [3]。各シャワーサイズごとの分布の広がり σ_{63} 、深さの有意性 (Significance)、 χ^2 を示したもの。

	σ_{63} (degrees)	Significance	χ^2
$\log_{10}(\text{shower size}) < 4.2$			
Moon	$1.78^{+0.73}_{-0.55}$	1.1σ	87.7
Sun	$1.96^{+0.84}_{-0.64}$	0.6σ	122.6
$4.2 < \log_{10}(\text{shower size}) < 4.5$			
Moon	$1.29^{+0.38}_{-0.26}$	2.8σ	63.6
Sun	$1.59^{+0.84}_{-0.43}$	1.8σ	90.5
$4.5 < \log_{10}(\text{shower size})$			
Moon	$0.49^{+0.07}_{-0.06}$	5.7σ	60.0
Sun	$0.58^{+0.11}_{-0.08}$	4.7σ	75.9

2.2.3 MACRO 実験

イタリアの Gran Sasso 研究所 (北緯 $42^{\circ}27'$ 、東経 $13^{\circ}34'$ 、海拔 963 m) において、1989 年 2 月から 2000 年 12 月まで観測を行なったモノポール探索実験である。総重量が 600 トン、大きさ $12\text{ m} \times 77\text{ m} \times 9\text{ m}$ の "Super module" と呼ばれる装置は、液体シンチレーター検出器、ストリーマ・チューブ、プラスチック飛跡検出器の 3 種類の検出器から構成されている [4]。この装置は地下ミュオン実験 (3,700 m.w.e (meters-water-equivalent)) としての役割も担い、観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーの中央値で 20 TeV である。また、このエネルギー領域での装置の角度分解能は 0.55° である。1989 年 2 月から 2000 年 12 月までの期間に太陽の中心から視半径 10° の範囲に観測されたミュオンイベント数は 369,662 イベントであった。太陽の影は、 4.6σ の有意性で検出され、影の位置のズレは、東西方向では観測されず、南北方向には北に 0.6° のズレが観測された [4]。

2.2.4 SOUDAN 2 実験

アメリカ合衆国の北ミネソタにある Soudan 鉱山 (北緯 47.8°、西経 92.3°) において、1989 年から 1998 年まで観測を行なった実験であり、総重量 960 トン (4.3 トン \times 224 モジュール) のトラッキング・カロリメータを地下 2,090 m.w.e に設置したニュートリノ実験を主とする装置である。観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーの中央値で 19 TeV である。またこのエネルギー領域での角度分解能は太陽に対して $0.59^{+0.17}_{-0.10}^\circ$ である [8]。1989 年から 1998 年までの期間において月の中心から $\pm 10^\circ \times \pm 10^\circ$ の範囲から到来したミュオンのイベント数は 58.5×10^6 であった [8]。月の影では、観測期間の前半の 1989 年から 1994 年では、影の深さが 3.8σ の有意性で、影の位置のズレは東西方向で東に 0.1° 、南北方向で北に 0.02° と観測された。また、後半の 1995 年から 1998 年では、影の深さが 3.4σ の有意性で、影の位置のズレは東西方向で東に 0.1° 、南北方向で北に 0.18° と観測された [8]。太陽の影については、1989 年から 1998 年の 9 年間で、影の深さが 3.9σ の有意性で、影の位置のズレは東西方向で東に 0.1° 、南北方向で南に 0.44° と観測された [5]。

2.2.5 Milagro 実験

アメリカ合衆国のニューメキシコにある Jemez 山 (北緯 35.9°、西経 106.7°、海拔 2,630 m) において、1999 年から 2008 年まで観測を行った実験で、空気シャワー中の二次粒子が水中で発するチェレンコフ光を、地表に設置した水プール中の 450 本の PMT で検出する水チェレンコフ型の空気シャワーアレイをもつ。観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーにして数 TeV 付近であり、トリガ頻度は約 1,750 Hz である。また、このエネルギー領域での装置の角度分解能は 0.75° である。

この観測装置による 1999 年 6 月から 2003 年 2 月までの観測結果が報告されており、月の中心から視半径 10° の範囲から到来した空気シャワー 1.68×10^8 イベントの観測から、月の影の深さ 33.5σ 、位置のズレが東西方向で西に $0.55^\circ \pm 0.04^\circ$ 、南北方向で南に $0.28^\circ \pm 0.04^\circ$ と検出された [9]。

また同じ観測期間での太陽の解析では、太陽の中心から視半径 10° の範囲から到来した空気シャワー 1.81×10^8 イベントの観測から、影の深さ 33.5σ 、位置のズレが東西方向で西に $0.34^\circ \pm 0.18^\circ$ 、南北方向で南に $0.27^\circ \pm 0.21^\circ$ と検出された [9]。また、惑星間空間磁場の極性によってデータを分割した解析も行われ、Away セクターでは、影の深さ 4.8σ 、位置のズレが東西方向で西に $0.16^\circ \pm 0.36^\circ$ 、南北方向で南に $0.03^\circ \pm 0.21^\circ$ 、Toward セクターでは、影の深さ 6.4σ 、位置のズレが東西方向で西に

$0.52^\circ \pm 0.29^\circ$ 、南北方向で南に $0.42^\circ \pm 0.36^\circ$ となった。

また、2000 年から 2008 年の期間で、太陽の影の深さの年変動が太陽黒点すなわち、太陽活動と反相関していること (図 2.3)、静穏期の太陽の影の深さはコロナ磁場を dipole 磁場と仮定したモンテカルロシミュレーション (以下、MC) で再現できると報告した [10]。

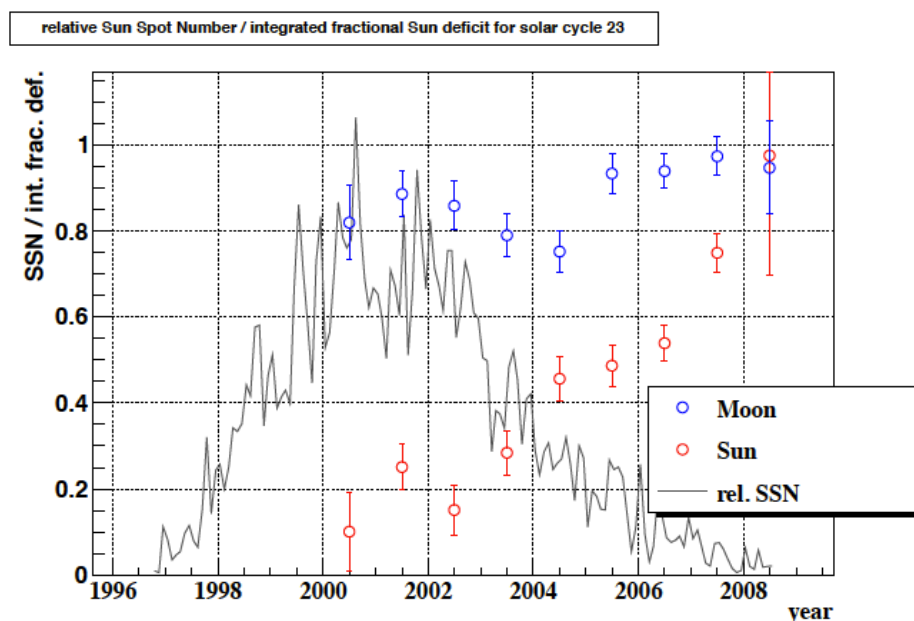


図 2.3: Miragro で観測された太陽の影の深さ (赤丸) と月の影の深さ (青丸) と太陽黒点数 (黒線) の年変動 [10]。縦軸は、影に対しては、強度欠損量を表していて、上側ほど影が深いことを表している。

2.2.6 HAWC 実験

メキシコ中央に位置する Sierra Negra 火山の山頂付近 (北緯 18.6° 、西経 97.2° 、海拔 4,100 m) に設置された、水チェレンコフ型の空気シャワーアレイである。観測装置は、直径 4.5 m、高さ 7.3 m の水で満たされたタンクの中に 3 つの PMT を上向きに沈めた構造をした水チェレンコフ検出器 300 台で構成されている。検出面積

は $22,000 \text{ m}^2$ で、観測された一次宇宙線のエネルギー領域は 100 GeV から 100 TeV である。2013 年 6 月から 2014 年 7 月の期間で観測された太陽の影の深さと影の広がり報告された [11]。

2.2.7 IceCube 実験

南極点直下の氷の中に設置され、2010 年に観測を開始した超高エネルギーニュートリノ観測を主眼とした実験である。観測装置は、糸状に繋げた光検出器モジュール (Digital Optical Module:DOM) と呼ばれる光学観測装置を、垂直方向に 17 m 間隔で 60 個、水平方向に 125 m 間隔で 86 本、南極の氷の中に埋めて作られている。検出に用いられる氷の有効体積は 1 km^3 で、氷中を走るミュオンの出すチェレンコフ光を観測する氷チェレンコフ検出器になっている。観測エネルギー領域は、一次宇宙線のエネルギーの中央値で 20 TeV である [12]。2010 年 6 月から 2013 年 3 月までの期間で観測された太陽の影の深さと影の広がりが調べられ、深さを 12σ 以上の有意性で検出したと報告した [12]。

2.2.8 GRAPES-3 実験

インドの Ooty (北緯 11.4° 、西経 76.7° 、海拔 $2,200 \text{ m}$) において、1998 年から観測を開始した空気シャワー観測実験である。観測装置は 1 m^2 のプラスチックシンチレーション検出器を 257 台 8 m 間隔で並べたもので、その敷地内に 560 m^2 の多方向ミュオン計も併設されている。観測される一次宇宙線のエネルギー領域は数 $\text{TeV} \sim 100 \text{ TeV}$ で、角度分解能は 10 TeV で 1.4° 、 30 TeV で 0.7° である [13]。

2000 年から 2003 年の期間での観測結果が報告された [13]。月の影の総観測時間は $2.1 \times 10^7 \text{ sec}$ で、深さ 5σ の影が検出された。一方で、太陽の影の総観測時間は $2.2 \times 10^7 \text{ sec}$ で、影の深さはあまり有意ではないが、位置のズレが東西方向で西に 0.4° 、南北方向で南に 0.2° と検出された。

2.2.9 Tibet AS γ 実験

実験の説明は第 4 章に詳しく記載する。

1990 年から観測を開始した Tibet-I アレイで 10 TeV 宇宙線の太陽と月の影の観測

結果を報告している [6]。これは 1990 年 6 月から 1992 年 7 月の間に測定された結果で、中心から 8° 以内のイベント数は、月の観測で 1.5×10^6 、太陽の観測で 1.95×10^6 で、それぞれ、 7.1σ 、 4.6σ で影を検出したと報告している。これは、太陽と月の影を独立に検出した世界初の報告であった。また、太陽磁場による変動も合わせて報告しており、その後も太陽の影の観測結果が報告されている [7]。

また、1996 年から 2009 年の期間に Tibet-II アレイで観測された 10 TeV 宇宙線の太陽の影の深さの経年変化と、太陽磁場モデルに基づいた MC との比較結果が報告された [14]。用いられた太陽磁場モデルは惑星間空間磁場に Parker 磁場、コロナ磁場モデルは、パラメータ R_{ss} を太陽半径の 2.5 倍 ($2.5R_\odot$) に設定した PFSS モデルと、2.5 倍 ($2.5R_\odot$) と 10 倍 ($10R_\odot$) に設定した CSSS モデルの 3 つである。図 2.4 からわかるように、太陽活動 (太陽黒点数) に伴って、影の深さが変化し、CSSS モデルの $R_{ss} = 10.0R_\odot$ に設定した磁場モデルに基づいた MC が最も観測を再現している (表 2.2 参照)。

また、1996、1997 年の静穏期で太陽の影の深さが磁場がない場合に予測される深さよりも深くなっていることが確認された。これは、MC によって (図 2.5 参照)、1996、1997 年の静穏期では、太陽周囲のコロナ磁場がレンズのように反粒子を太陽表面に集める効果があり、太陽に遮蔽される宇宙線の量が増加するために起こると解釈された。

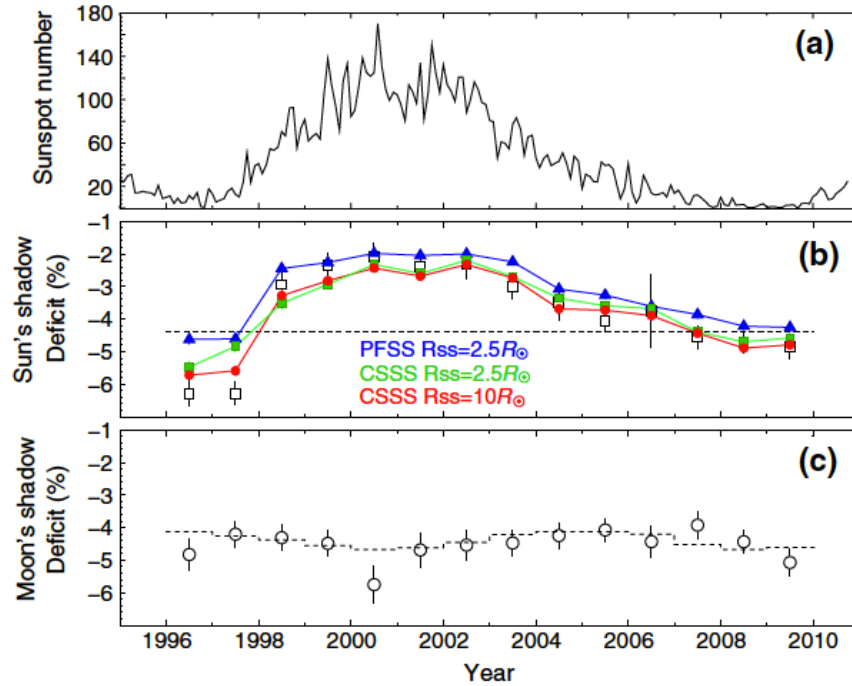


図 2.4: 太陽黒点数 (a) と Tibet-II アレイで観測された 10 TeV 宇宙線の太陽の影の深さ ((b) の黒い白抜きの四角) と月の影の深さ (c) の 1996 年から 2009 年までの期間の経年変化 [14]。パネル (b) の各色付の点はそれぞれのコロナ磁場モデルに基づいた MC で求められた太陽の影の深さ。また、黒の点線は太陽 (または月) の視直径の大きさから計算した磁場のない場合に予測される影の深さ。縦軸はバックグラウンドからの相対強度 (%) で影の深さを表したもので、上側ほど影が浅いことを表している。

2.2.10 ARGO-YBJ 実験

中国チベット自治区羊八井 (北緯 30.11° 、東経 90.53° 、海拔 4,300 m) で、Tibet AS γ の空気シャワーアレイに隣接する敷詰め型の空気シャワー観測実験で 2006 年 6 月から観測が始まった。観測装置は、Resistive Plate Chamber (RPC) と呼ばれる板状 ($285 \times 122.5 \text{ cm}^2$) の粒子検出器を 12 枚繋げた cluster ($5.7 \times 7.6 \text{ m}^2$) を中心

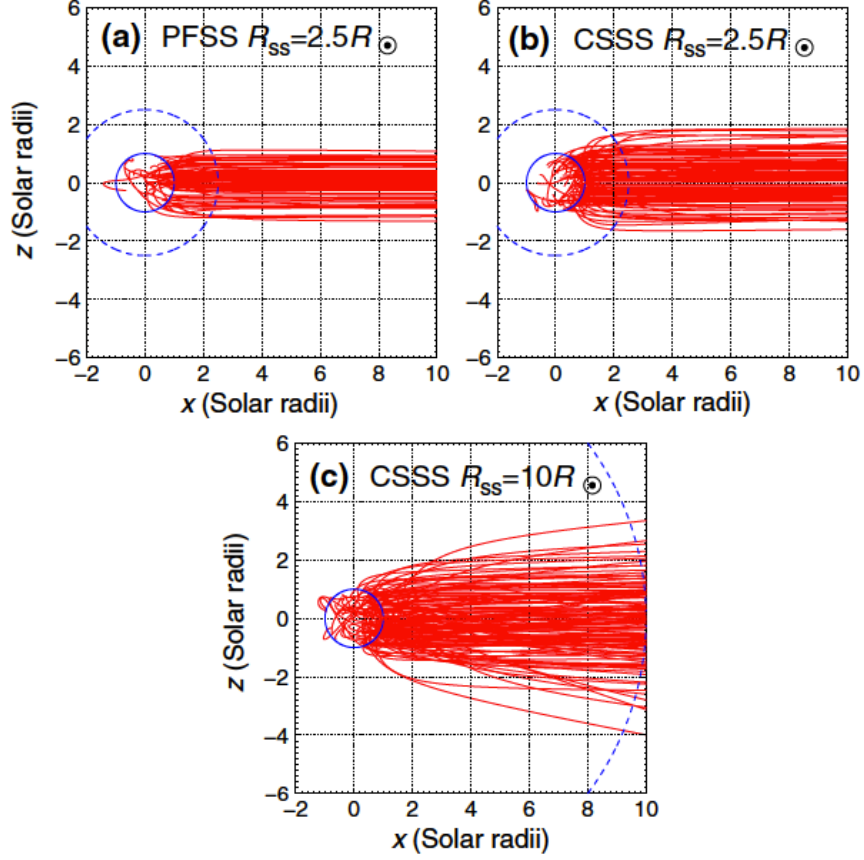


図 2.5: 静穏期 1996 年 Carrington Rotation number 1910 の時の MC で太陽に向けて発射した反粒子のうち、太陽に当たった反粒子の軌道 (HEE 座標系)[14]。(a) PFSS モデル で $R_{ss} = 2.5 R_{\odot}$ 、(b) CSSS モデルで $R_{ss} = 2.5 R_{\odot}$ 、(c) CSSS モデルで $R_{ss} = 10.0 R_{\odot}$ の磁場モデルを使った場合の結果。青色の実線で描かれた丸が太陽の光球面。点線が source surface 面。

表 2.2: PFSS モデル で $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、CSSS モデルで $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、 $R_{ss} = 10.0R_{\odot}$ としたコロナ磁場モデルに基づいた 3 つの MC と観測された 10 TeV 宇宙線の太陽の影の深さの χ^2 検定の結果 [14]。

MC models	χ^2/DOF^a	Probability
PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$	44.5(55.2)/14	$4.9 \times 10^{-5}(7.9 \times 10^{-7})$
CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$	21.1(26.2)/14	0.099(0.024)
CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$	8.3(10.3)/14	0.87(0.74)

部 ($\sim 74 \times 78 \text{ m}^2$) にカーペットのように敷詰め、そのまわりを 23 個の guard ring cluster で取り囲んだ構造をしている。有効面積は $5,800 \text{ m}^2$ である。観測される一次宇宙線のエネルギー領域は 5 TeV で、角度分解能は 1° 程度である [15]。

2006 年 6 月から 2009 年 10 月まで期間に、月の影を深さ 55σ 、東西方向の位置のズレが西に $0.31^\circ \pm 0.02^\circ$ 、南北方向で北に $0.19^\circ \pm 0.02^\circ$ と検出し、太陽の影を深さ 45σ 、東西方向の位置のズレが西に $0.26^\circ \pm 0.04^\circ$ 、南北方向で北に $0.17^\circ \pm 0.02^\circ$ と検出した [15]。

また、2008 年 1 月から 2009 年 4 月まで (G1 データ) とそれ以外 (G2 データ) とで観測期間を分けて、太陽の影の南北方向のズレの Carrington Longitude 依存性を求めている。G1 の期間では、惑星間空間のセクターが太陽の自転周期 (1 Carrington Rotation: ~ 27.3 days) 内で 2 つだが、G2 の期間では 4 つのセクターが存在しており、この構造の差が太陽の影の南北方向のズレにも現れること確認した (図 2.6)。また、Parker 磁場だけでコロナ磁場が存在しない太陽磁場モデルに基づいた MC を観測と比較することで、太陽の影から地球近傍の惑星間空間磁場強度を推定し、それが地球近傍での惑星間空間磁場の観測と一致したと報告した (図 2.7)。

2.3 まとめ

以上の観測結果をまとめると、太陽の影の観測は 1990 年代以降、観測精度が向上することで、太陽の影の“検出”からその“変動の観測”へと目的が変化してきていると言える。特に、2000 年代後半以降に観測を開始した実験では、向上した方向

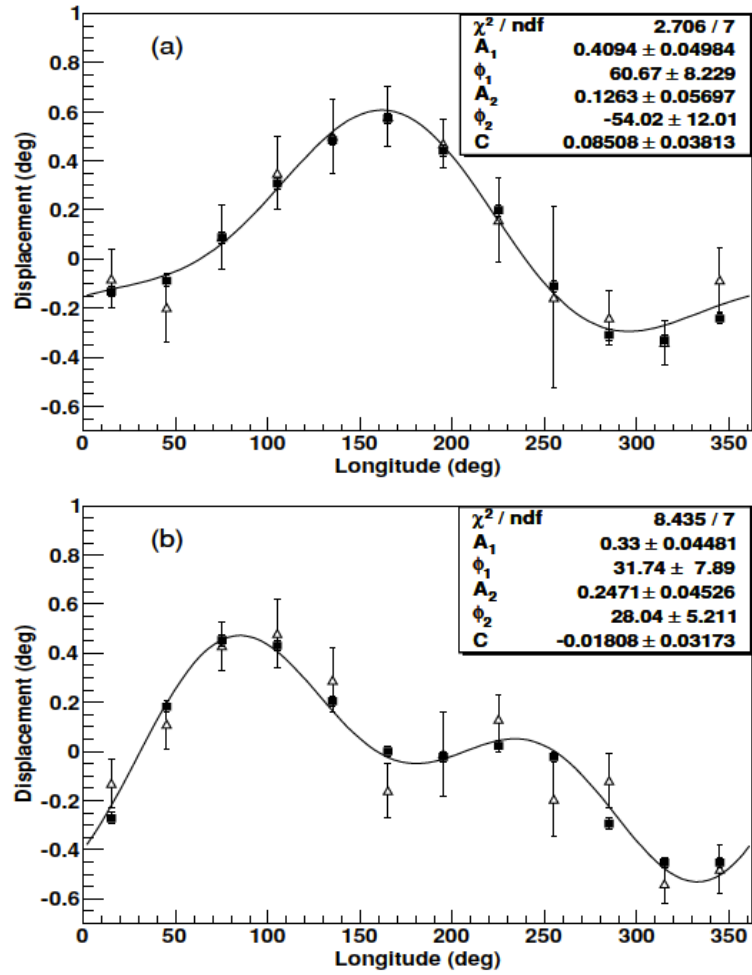


図 2.6: 太陽の影の南北方向のずれの Carrington Longitude 依存性[15]。上図 (a) が G1 データの結果で、下図 (b) が G2 データの結果。各々の図で白抜き三角が観測の南北方向のズレを、塗潰し四角が観測を再現するように惑星間磁場強度を調整した MC の南北方向のズレ。黒線は MC の南北方向のズレに対して 2 次までのフーリエ級数をベストフィットして求めた曲線。

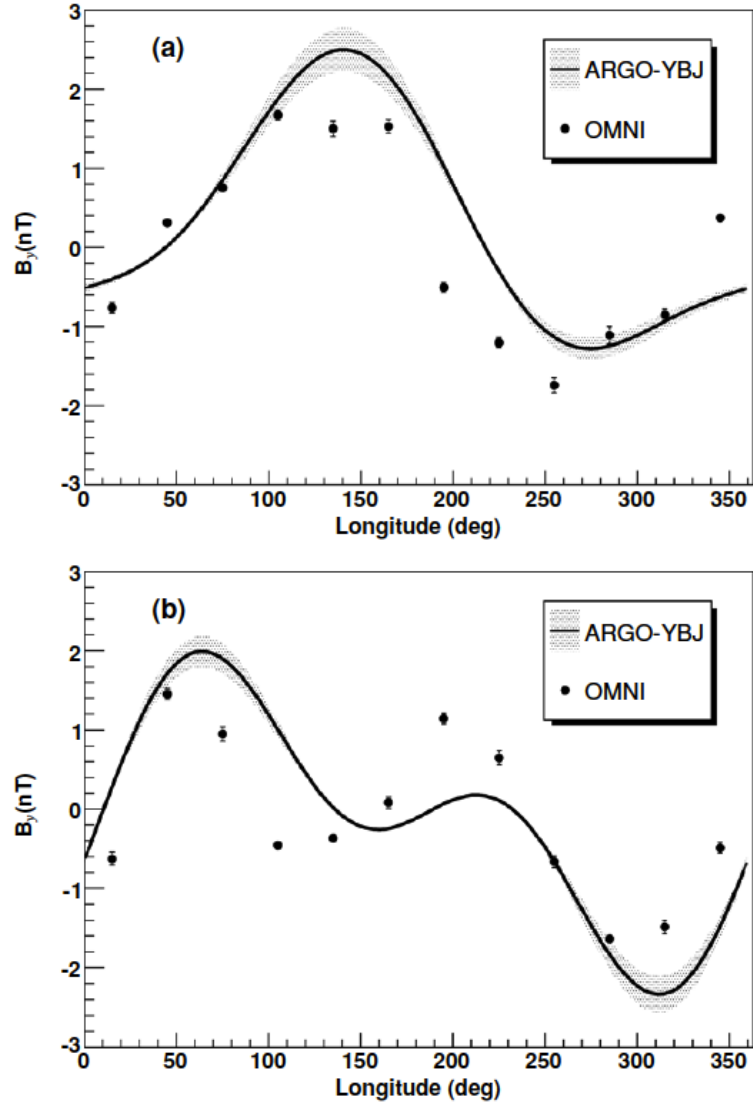


図 2.7: 惑星間空間磁場の y 成分 B_y (GSE 座標系) の Carrington Longitude 依存性 [15]。上図 (a) が G1 の期間での結果で、下図 (b) が G2 の期間での結果。黒丸が地球近傍で観測された B_y で、黒の曲線が太陽の影から推定された B_y の変動を表している。

分解能により詳細な研究が可能となったが、11 年周期の太陽活動との関連を調べるには観測期間がまだ短く、今後の研究の発展が見込まれる。一方で、Tibet AS γ 実験では、他の実験に先行して 1996 年から高精度な太陽の影の観測データが得られており、太陽活動との関係が調べられている。また、太陽の影の観測結果と比較可能な太陽磁場モデルを用いたシミュレーションの開発も幾つかの実験で進められ、惑星間空間磁場やコロナ磁場の情報を太陽の影を用いて調べられることもわかってきた。

太陽の影は、1-10TeV のエネルギーを持つ宇宙線の旋回半径 R_L 程度の大規模な磁場構造に感度があると考えられる。他方で、人工衛星や地上に設置された望遠鏡などで太陽磁場の詳細な観測も行われているが、これらは宇宙探査機が到達不可能な太陽地球間の大規模磁場構造全体の観測には未だ及んでいない。次章では、これらの太陽磁場観測についてまとめる。

第3章 太陽磁場

ここでは、太陽の影に影響する太陽磁場についてまとめる。前半に現在行われている太陽磁場の観測についてまとめ、後半には、太陽の光球面からコロナ、惑星間空間へと広がっていく磁場を光球面磁場観測から予測する磁場モデルについてまとめる。

3.1 太陽磁場観測

太陽周辺の空間には、その外側で密度が急激に低下する光球(太陽中心から $6.96 \times 10^5 \text{ km} = 1R_{\odot}$)、その上層の薄いガスの層になっている彩層(厚さ 1,000~10,000 km)、密度は低いが高温のプラズマのコロナ(その外の惑星間空間との境界は曖昧だが太陽中心から $10R_{\odot}$ 以上の広がりを持つ)、平均 400 km/s の太陽風プラズマが外向きに吹いている惑星間空間が存在している。温度、密度、磁場強度は、太陽中心からの距離とともに図 3.1、3.2、3.3 のような変化をしていると考えられている。これらの観測は太陽の構造を理解する上で非常に重要であり、以下では太陽の影に直接関係する磁場観測の状況についてまとめる。

3.1.1 太陽光球面磁場

太陽光球面磁場の観測は、地上に設置、または地球外の衛星に搭載された光学望遠鏡によって行われる。太陽光球面上の磁場強度と方向を測定するために、太陽の連続光中の吸収線に見られるゼーマン効果を利用する。

ゼーマン効果によって、ある波長 λ_0 の輝線(あるいは吸収線)は、磁場(強度 B)中で λ_0 、 $\lambda_0 + \delta\lambda$ 、 $\lambda_0 - \delta\lambda$ の三つの波長に分裂する。ここで、この分裂幅 $\delta\lambda$ は 3.1 式で与えられる。

$$\delta\lambda = \frac{\pi e}{m_e} \frac{\lambda_0^2 g B}{c} = 4.7 \times 10^{-13} \lambda_0^2 g B \quad (3.1)$$

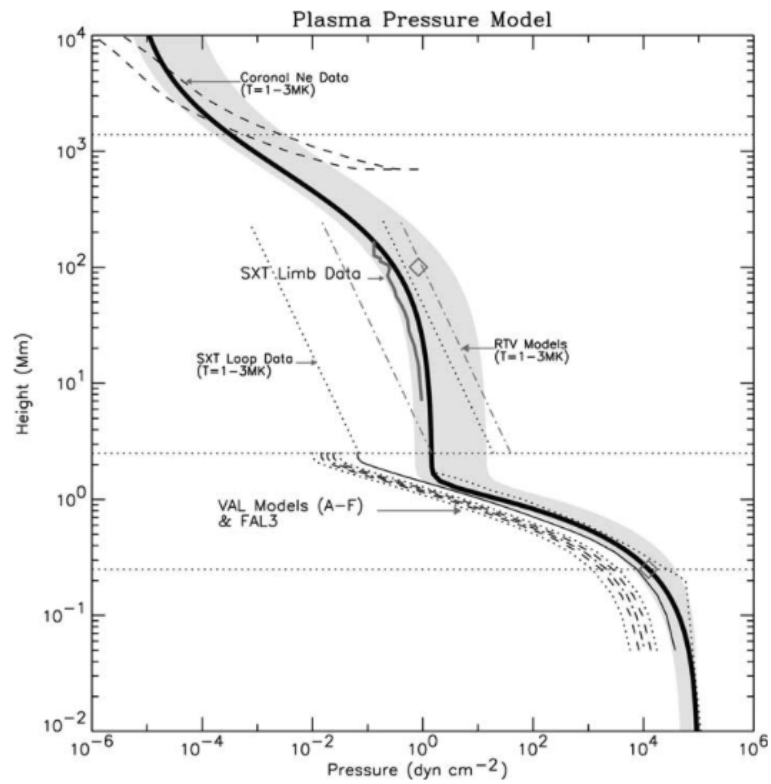


図 3.1: 太陽のガス圧力を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線 [16]。

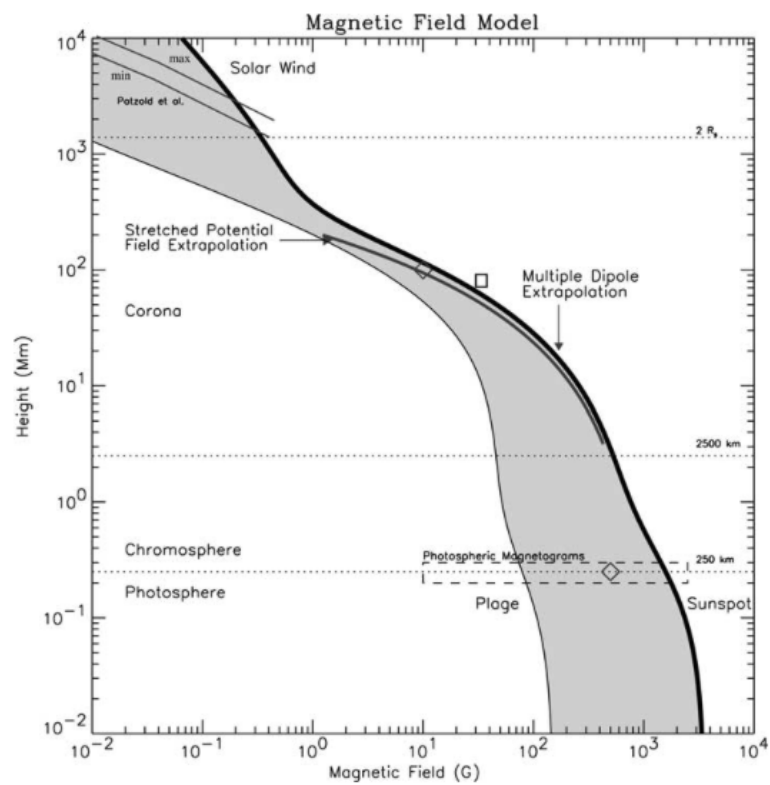


図 3.2: 太陽の磁場強度を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線 [16]。

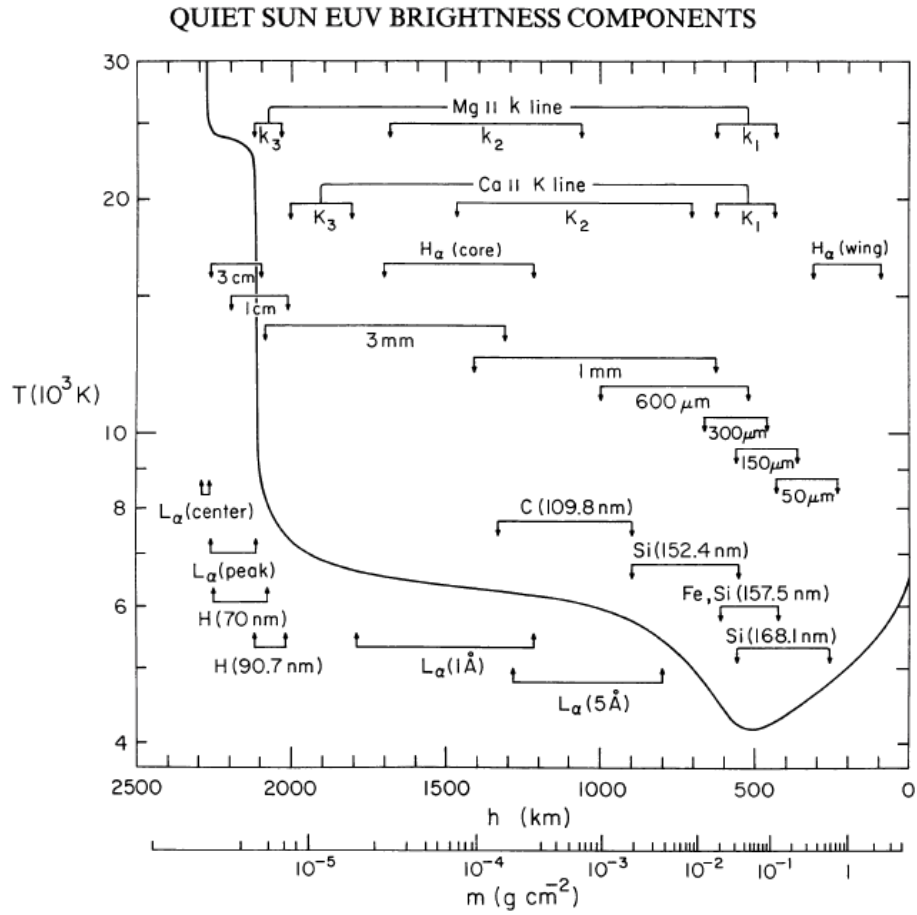


図 3.3: 温度を太陽表面からの距離の関数としてプロットした理論曲線と輝線の観測波長の観測領域。基本的に波長が長いほど太陽から離れたところ (温度の低いところ) を見ていることになる [17]。

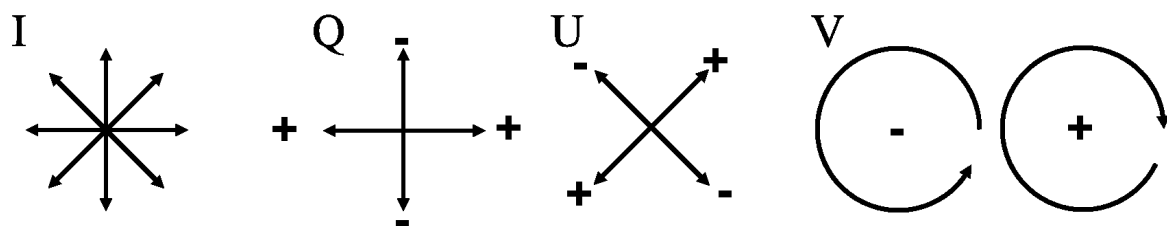


図 3.4: 偏光の基本状態の略図。Stokes パラメータで特徴づけられる偏光は、偏光なしの I、直線偏光 Q、U と円偏光 V の 4 つの基本パターンに分けられる。QUV はさらに向きによって 2 つに分かれ、以下のように偏光状態を表している。傾き 0° と 90° の直線偏光、 Q_+ と Q_- 、傾き 45° と -45° の直線偏光、 U_+ 、 U_- 、右周りの円偏光 V_+ 、左回りの円偏光 V_- 。

ここで g は Lande の g 因子、 e は素電荷、 m_e は電子質量、 c は光速で、3.1 式の $\delta\lambda$ の測定値から磁場強度 (B) が求められる。

また、分裂した後の波長 λ_0 の光は磁場と平行な方向に直線偏光するのに対して、 $\lambda_0 + \delta\lambda$ と $\lambda_0 - \delta\lambda$ の波長の光は磁場に垂直な方向に偏光する。したがって、図 3.5 のように視線方向と磁場の向きが平行の場合には、波長 $\lambda_0 \pm \delta\lambda$ の光がそれぞれ V_{\pm} の逆回りに円偏光し、垂直の場合には、 $\lambda_0 \pm \delta\lambda$ が Q_- に λ_0 が Q_+ に直線偏光する (図 3.4)。このため、円偏光 V と直線偏光 Q を同時に観測することで、太陽光球面磁場の方向を知ることができる。実際の測定では偏光フィルタを通した太陽表面の観測光を分光器に入れ、スペクトルを調べる。図 3.6 は実際に黒点上の光を観測したもので、縦の黒線がスペクトルを測定するスリットの位置である。空間分解能が 1 arc sec 程度の非常に細かな測定が可能である。望遠鏡で太陽表面を走査し、観測地点 (主として地球) から見える太陽光球面全体のデータを取得している。こうして得られたスペクトルから計算された太陽光球面磁場は、マグネトグラムという形式のデータにまとめられる。図 3.7 は 1991 年 6 月 3 日 (Carrington Rotation: CR1843) に Kitt Peak 観測所で得られたマグネトグラムで、黒色の部分が太陽に向かう方向の極性 (Toward) の、白色の部分が太陽から離れる方向の極性 (Away) の磁場強度を、それぞれ表している。マグネトグラムは観測地点から見えない太陽光球面の測定できないため、太陽表面全体のデータを 1 日の観測で得ることはできない。太陽表面全体のデータをj得るために、1 太陽自転周期 (Carrington Rotation period) 分

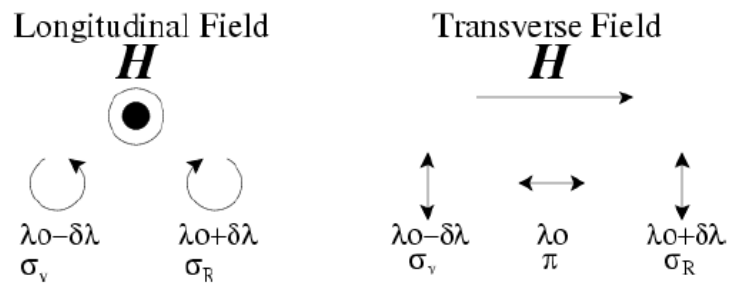


図 3.5: 磁場中でのゼーマン効果による可視光線の偏光の概念図。分裂した波長を各々、 λ_0 は σ_V 成分、 $\lambda_0 + \delta\lambda$ は π 成分、 $\lambda_0 - \delta\lambda$ は σ_R 成分と呼ぶことがある。

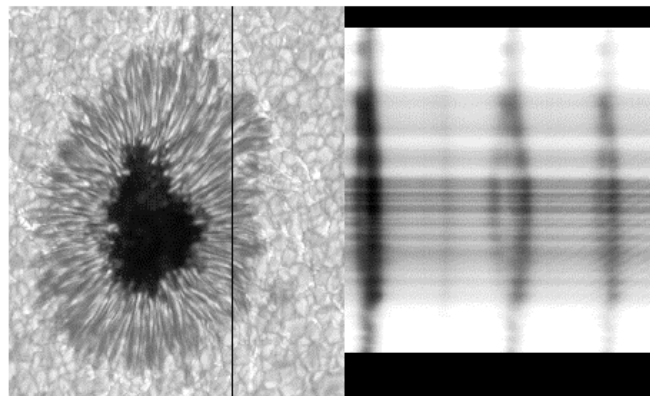


図 3.6: Kitt Peak 国立観測所に黒点の可視光による観測。左図縦 に走る黒線は分光観測のスリットの位置で、右図が I、Q、V の偏光ごとに測定した分光データである。
[18]

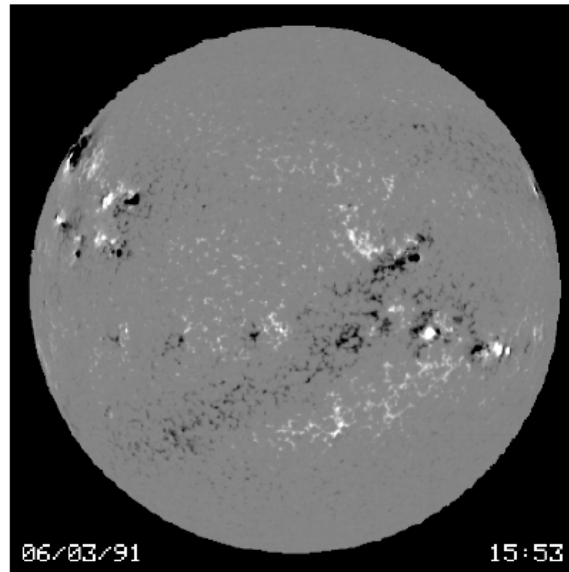


図 3.7: 太陽磁場強度の視線方向成分のマグネットグラム [18]。

のデータをまとめて、Synoptic Chart と呼ばれる分布図を作成する。これは、公転する地球から見た太陽の自転周期である平均 27.2753 日間 (Carrington 周期: CR) を横軸 (Carrington 経度) とする座標系 (Carrington Heliocentric Earth Equatorial coordinate: CHEEQ) で、磁場データの CR 内の平均描像を表したものである。各 CR の始まりを表す太陽表面上の方向 (Prime meridian) は、J2000.0 分点において、その方向と太陽赤道面の黄道面に対する昇交点 (ascending node) とのなす角度が 84.10° となるように定義されている。図 3.8 は Kitt Peak での観測データに基づいた CR1945 (1999 年 1 月 12 日から 2 月 8 日) での光球面磁場の Synoptic Chart である。

光球面磁場は様々な観測装置で観測が定常的に行われている。主要な観測を以下にあげる。

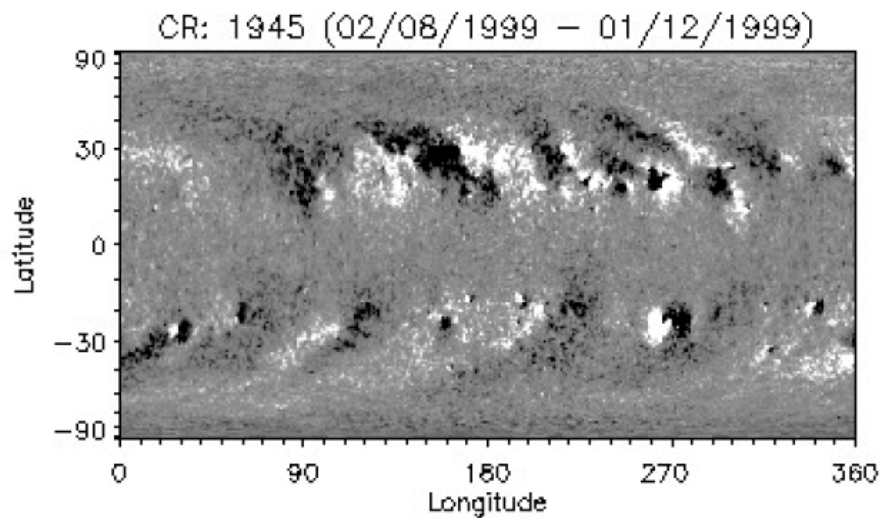


図 3.8: 太陽光球面磁場の Synoptic Chart[18]。

WSO

アメリカ・カルフォルニア州の Stanford 大学にある Wilcox Solar Observatory (WSO) で 1975 年 3 月から観測が続けられている光球面磁場観測で、観測している吸収線の波長は Fe の I 価イオンの吸収線スペクトル 5250 \AA である。1975 年からの長期間の連続観測データがある一方で、空間分解能が低くなっている。また、WSO では、通常の Synoptic Chart を作成するための太陽磁場測定とは別に、太陽表面から出ている光を集光して一つのスリットに入れ、磁場強度を測定する mean magnetic field データを収集している。これは、地球に向いている磁場の平均の極性 (Away または Toward) を把握するのに適しており、惑星間空間磁場と相関があることが知られている。太陽近傍のセクター情報を得る貴重な手段でもある。

GONG

Global Oscillation Network Group (GONG) は、2006 年 8 月から観測を続けている 6 つの地上観測所で構成される太陽磁場観測のネットワークである。構成する観測所は、アメリカ・カルファオルニアの Big Bear Solar Observatory、オーストラリアの Learmonth Solar Observatory、インドの Udaipur Solar Observatory、カナリア

諸島の El Teide Observatory、チリの Cerro Tololo Interamerican Observatory、ハワイの Mauna Loa Solar Observatory である。観測する吸収線は Ni の I 価イオン 6768 Å である。

Kitt Peak

アメリカ・アリゾナ州南東部にある Kitt Peak 国立太陽観測所で、1985 年から観測が続けられている。観測装置は 2003 年 8 月にアップデートが行われ、それ以前は The Kitt Peak Vacuum Telescope (KPVT) と呼ばれ、新しい装置は Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS) と呼ばれている。KPVT の観測する吸収線は Fe の I 価イオン 8688 Å で、SOLIS では Fe の I 価イオン 6302 Å である。このアップデートによって空間分解能が向上し、太陽面の走査に掛かる時間も短くなっている。

MDI/HMI

Michelson Doppler Imager (MDI) は Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) 衛星に搭載された観測装置で、1996 年から 2010 年まで観測を行っていた。観測する吸収線は Ni の I 価イオン 6768 Å である。この装置はスリットを使った分光ではなく、対象の波長領域周辺の異なった波長に感度をもつ複数のフィルタを使った太陽全面の撮像を行い、各フィルタ間の強度差から磁場強度を求めている。このため走査の時間による不定性がないというメリットがある。

Solar Dynamics Observatory (SDO) 衛星に搭載された Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) は MDI の後継に当たる装置で、2010 年から観測を始めている。観測する吸収線は Fe の I 価イオン 6173 Å である。

Riley 等は 2014 年に主要な光球面磁場観測結果の比較を報告している [20]。これによると、光球面磁場の観測結果には、各観測ごとで絶対値に大きな差が見られ、観測時間と太陽表面の観測点の Carrington 緯度によって大きく異なっている [20]。図 3.9 は各観測所で観測された CR 2047 での Synoptic Chart を並べたもので、観測された磁場強度に大きな差が見られる (右側のカラースケールを参照)。各観測でのピクセル数には表 3.1 のように大きな差がある。太陽表面には小さな磁場ループが無数に存在し、そのようなループは磁場が強いので、高い分解能の観測ほど、磁場強度が

表 3.1: 各太陽光球面磁場観測の公開している Synoptic Chart の違いをまとめた表。左から観測名、公開データの種類、公開データのピクセル数、期間 (月/日/年)、期間 (Carrington Rotation Number) がまとめられている。Type の LOS と Radial は公開している Synoptic Chart の磁場データが観測の視線方向成分 (Line of Sight:LOS) の強度、または太陽中心からの動径方向成分の強度そのどちらであることを表している。

Observatory	Type	Grid size	Dates available (mm/dd/year)	CRs available
WSO	LOS	73 × 30	05/27/1976 to 09/11/2012	1642 – 2127
GONG	Radial	360 × 180	08/25/2006 to 06/16/2010	2047 – 2097
KPVT	Radial	360 × 180	02/18/1975 to 09/26/2003	1625 – 2007
SOLIS	Radial	360 × 180 ^a	08/30/2003 to 09/11/2012	2007 – 2127
MWO	LOS	971 × 512	06/28/1996 to 08/15/2012	1911 – 2126
MDI	Radial	3600 × 1080	05/05/1996 to 12/24/2010	1909 – 2104
HMI	Radial	3600 × 1440	04/22/2010 to 09/11/2012	2096 – 2127

^aSOLIS maps are also available on 1800 × 900 grids.

大きくなる傾向にあると考えられる。この影響を除くため、KPVT のピクセル数に他の観測のピクセルを一致させて書いたものが図 3.10 であるが、極性の分布は非常によく似ているものの、強度には差が残っているのがわかる。これらの違いを観測時間、観測緯度によって区分し、各観測同士の回帰係数の時間依存性 (図 3.11) と緯度依存性 (図 3.12) が調べられた。これらの違いは測定する吸収線の波長の差 (波長の差は温度の差であり、測定する磁場の高度の差) や、極磁場の観測の難しさ (測定する磁場の重なりが増える等)、観測データの公開時のデータ処理方法等の違いによるものであると考えられるが、どの観測がどの程度正しいのかを把握するすべはなく、光球面磁場の磁場強度には 2 倍程度の不定性があるとされている。例えば、図 3.11 から読み取ると、MDI と GONG で観測された光球面磁場強度は、Kitt Peak のものに比べて、それぞれ 1.2 ~ 1.5 倍、~0.5 倍ほどの大きさであることがわかる。

3.1.2 コロナ磁場

コロナ磁場は光球面及び彩層に存在する磁場に比べると弱いため、その測定は難しい。光球面磁場及び彩層磁場の影響を受けない限られた領域で幾つかの観測が行われている。以下にその観測について述べる。

1970 年代に祖父江らによって電波の直線偏光を利用したコロナ磁場の測定が行われた [21, 22]。これは、視線方向の磁場中を電波が通過する時に、直線偏光の偏光面

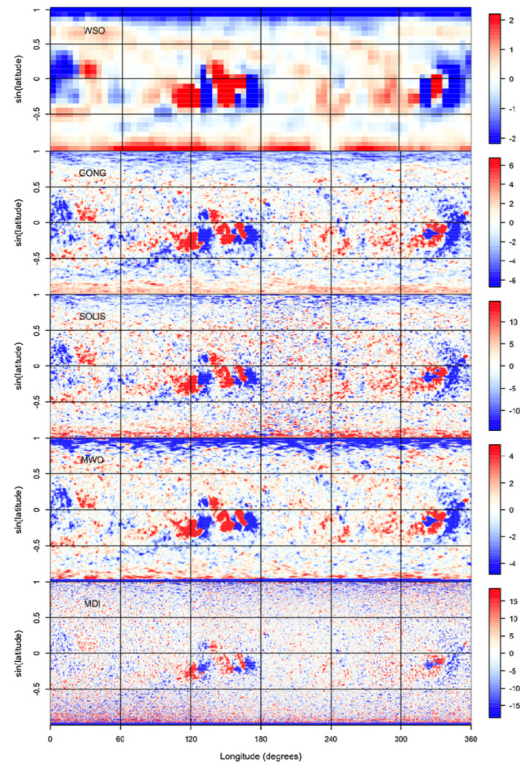


図 3.9: 各太陽光球面磁場観測で測定された CR 2047 での Synoptic Chart[20]。観測ごとに分解能が大きく異なっている。

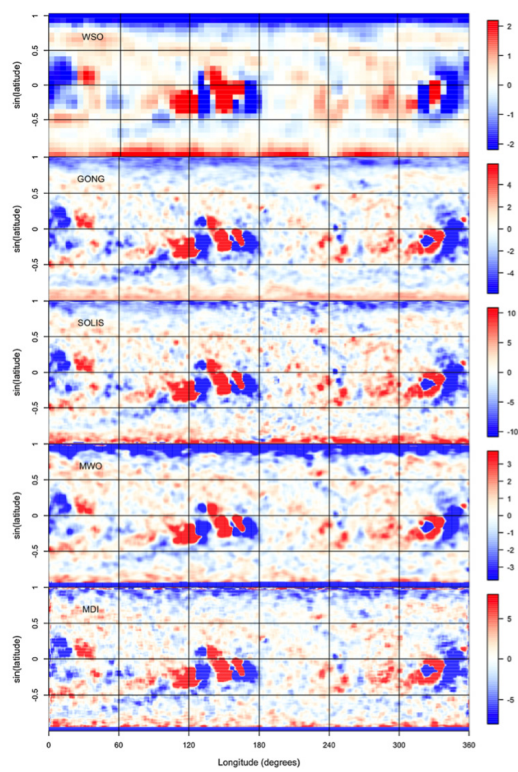


図 3.10: 各太陽光球面磁場観測で測定された CR 2047 での Synoptic Chart[20]。図 3.9 の図で WSO の測定結果以外の各観測の分解能を Kitt Peak の 360×180 に合わせたもの。

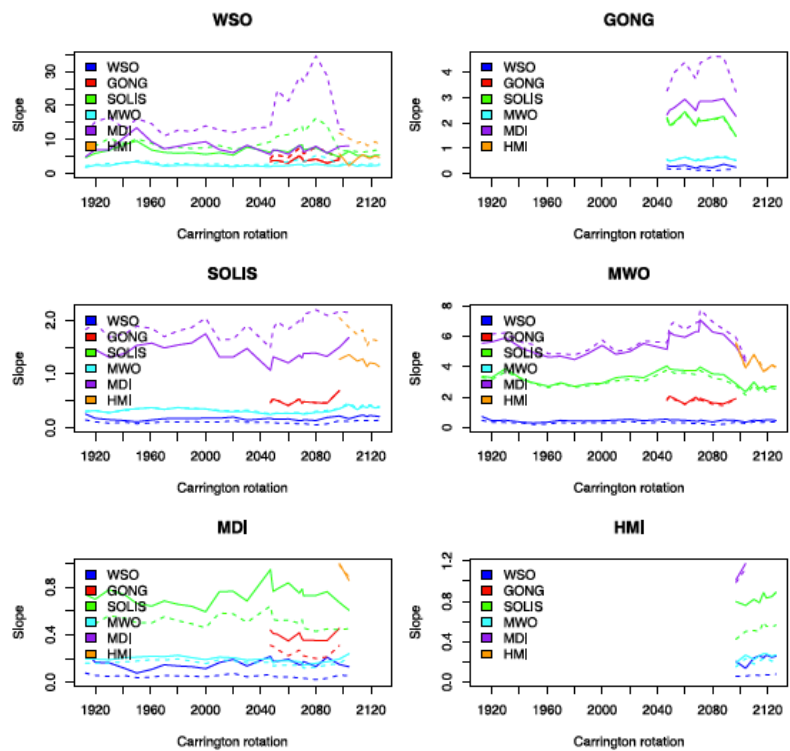


図 3.11: 各太陽光球面磁場観測で測定された光球面磁場強度同士の回帰係数 (slope) の時間変動 [20]。Carrington Rotation ごとに計算した回帰係数が不規則に変化している。

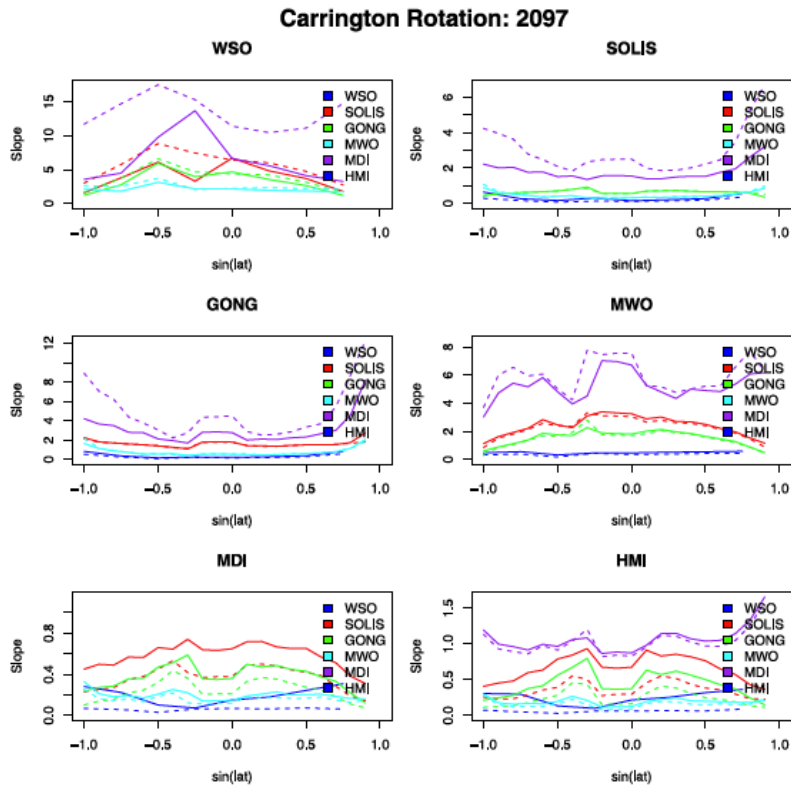


図 3.12: 各太陽光球面磁場観測で測定された光球面磁場強度同士の回帰係数 (slope) の緯度依存性 [20]。緯度ごとに計算した回帰係数が不規則に変化している。

が回転すること (ファラデー回転) を利用して、コロナを通過する恒星からの電波の偏光を比べることでコロナ磁場の測定を行うものであった。しかし、磁場が強すぎると偏光面の回転が 2π を超えるため、磁場の弱い場所 ($5R_{\odot} \sim 10R_{\odot}$) を電波の強い恒星の視線が通過する領域しか測定できないため、あまり着目されていない。

一方で、野辺山のヘリオグラフによるコロナ磁場の観測が近年報告されている [23, 24]。これは、プラズマ中の熱電子が原子核の電場によって散乱されるときに放出する熱制動放射 (free-free-emission) が視線方向の磁場を通過すると磁場の向きと強度によって生じる円偏波を測定するものである。コロナ下層及び、彩層から出る熱制動放射の波長は、10 GHz 程度のマイクロ波が最も明るく、野辺山のヘリオグラフでは 17 GHz の電波強度と左右円偏波が測定でき、視線方向の磁場強度 B_l は円偏波成分 (左右円偏波の差) V と電波強度 I から以下の式で求めることができる。

$$B_l[\text{G}] = 10700 \frac{1}{2\lambda[\text{cm}]} \frac{V}{I} \quad (3.2)$$

図 3.13 は光球面のリムの外側で観測されたコロナ磁場の図で、極紫外線で観測された磁力線に重ねて、赤の偏波成分の等高線を引いたものである [23]。このように主に活動領域上空の強い磁場の測定に適している。また、観測領域が限定されてはいるが、光球面のディスクの上の磁場強度の測定にも成功している (図 3.14) [24]。

この野辺山のヘリオグラフによって得られたコロナ磁場強度の観測結果と、MDI で観測された光球面磁場から PFSS モデルで予測したコロナ磁場強度を比較したところ、2 倍から 5 倍程度観測の方が大きいことが報告された [24]。

3.1.3 惑星間空間磁場

惑星間空間磁場の観測は人工衛星を使った直接観測によって行われる。惑星観測衛星や太陽圏外へ向けて打ち上げられた ボイジャー衛星などでも観測されているが、定常的には地球と太陽の間にある L1 ラグランジュポイント (太陽から 0.99 AU の距離) で測定されている。L1 で定常的に観測を続けている ACE、Geotail、IMP などの人工衛星で観測されたデータは、NASA の OMNI ウェブサイト (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>) にて公開されている。

本論文では OMNI のウェブサイトで公開されている Geocentric Solar Ecliptic (GSE) 座標系で記録された磁場データ (B_x, B_y, B_z) を用いる。

これらの観測により、惑星間空間磁場には以下の特徴があることが確認されている。

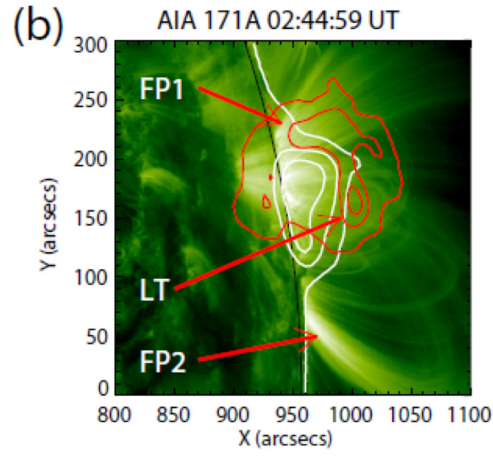


図 3.13: 太陽光球のリムの外側に広がったコロナ磁場の観測例 [23]。電波の偏波成分は赤色の等高線で示され、等高線の後ろは紫外線で観測されたループ構造。

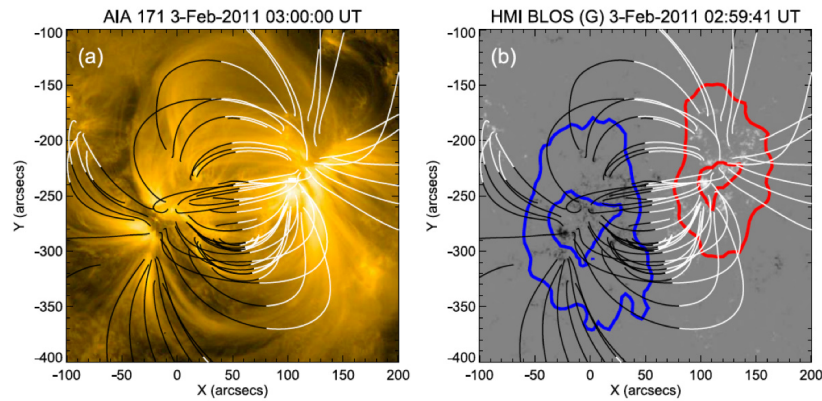


図 3.14: 太陽の光球上のコロナ磁場の観測例 [24]。左図 (a) は紫外線で観測されたループ構造に PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルで計算されたコロナ磁場の磁力線を実線で重ね書きしたもの。右図 (b) は HMI で観測された光球面磁場強度 (色は図 3.7 と同じ表示) に電波の偏波成分の等高線と右図と同じ磁力線を重ね書きしたもの。電波の偏波成分は + が赤、- が青の等高線で示されている。磁力線の色は極性を表し、白は Away、黒は Toward である。

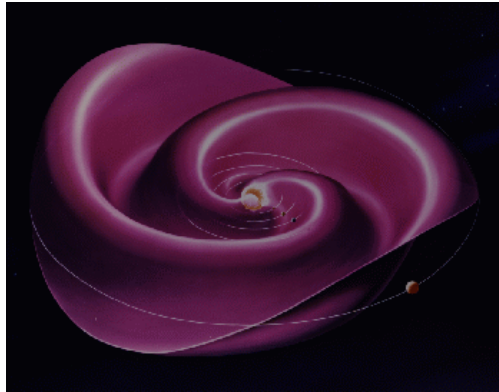


図 3.15: 磁気中性面 (Heliospheric Current Sheet) の波状構造。中心が太陽、紫色の曲面が HCS[19]。

セクター構造

コロナ中で加速されたプラズマは太陽風と呼ばれるプラズマ流として惑星間空間に高速 (~ 400 km/s) で吹き出している。この太陽風は ~ 100 AU にまで到達し恒星間空間ガスと衝突し、衝撃波面を形成している。また、太陽系全体に広がる太陽風はプラズマであるために、太陽磁場をその内部に凍結させ、コロナから太陽系全体へと引き出している。太陽風が十分に高速であるために、惑星間空間に引き出された磁場は太陽近傍では、ほぼ動径方向を向いており、太陽から離れるに従って、太陽の自転による効果で、経度方向の磁場成分が卓越する、アルキメデススパイラル構造をしている。これにより図 2.2 の右図のような磁力線構造を持つ。太陽磁場が大局的に双極子磁場であるために、惑星間空間に引き出された磁場は 2 つの磁区に別れている。この二つの磁区をそれぞれ、磁力線が太陽から出てくる「Away」セクター、磁力線が太陽に向かっていく「Toward」セクターと呼ぶ。この二つの磁区の境界では急速に磁場の向きが変化するため、電流が存在していると考えられており、この境界面を磁気中性面 (Heliospheric Current Sheet) と呼ぶ。この磁気中性面は、太陽自転軸と太陽の双極子磁場の軸が傾いているために、図 3.16 のように惑星間空間中で波打った構造を持っていることが知られている。

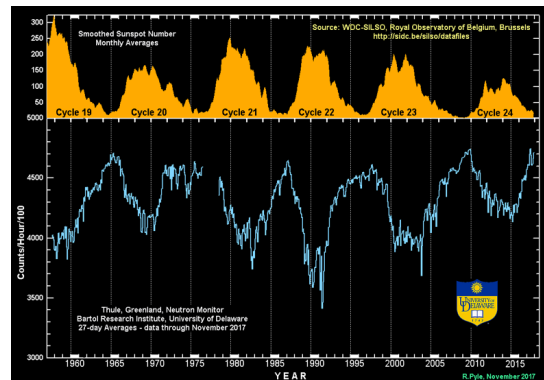


図 3.16: 太陽黒点数 (上図) と中性子計で測定された銀河宇宙線強度 (下図) の年変動 [27]。

3.2 太陽活動度と太陽磁場の変動

太陽の 11 年周期の活動の変化に伴い太陽の磁場も大きく変化している。太陽活動静穏期では、太陽表面磁場において極域の磁場が強くなり、綺麗な双極子磁場に近くなる。また、太陽活動活動期では、極域の磁場は弱くなり、中緯度領域で強い磁場を持つ活動領域が発生する。活動期では、太陽磁場は明瞭な双極子磁場ではなくなり、再び静穏期に移り双極子磁場になる際に、磁極の向きが反転する。また、惑星間空間磁場は活動期に磁場強度と磁場の揺らぎが大きくなる。磁気中性面の傾きも活動期で大きくなり、惑星間空間中で大きく波打つようになることが知られている。これは、太陽表面磁場の活動期中に生じる大きな変化が惑星間空間に伝搬するためであると考えられるが、太陽表面から惑星間空間につながる磁場の理論は十分に研究が進んでいるわけではなく、次節で述べる太陽磁場モデルのような補完が行われている。

一方で、TeV 以下のエネルギーを持つ銀河宇宙線では、太陽活動に伴った 11 年、22 年周期の強度変動 (Solar Modulation) がよく知られている。宇宙線は惑星間空間中を太陽風に乗って太陽から外向きに運ばれる磁場の揺らぎによって散乱され、太陽の外側に掃き出される。太陽活動の変化に伴って惑星間空間磁場が変化することでこの銀河宇宙線の掃き出し効果は変化し、銀河宇宙線の modulation が起きていると考えられている。このため、宇宙線研究の分野では太陽表面から惑星惑星間空間への磁場の伝搬過程を理解することが極めて重要である。

3.3 太陽磁場モデル

ここではコロナ磁場と惑星間空間磁場のモデルについてまとめる。これらの磁場モデルは、前述の光球面磁場からコロナ磁場や惑星間空間磁場を推定する上で重要であり、宇宙天気予報や、WSO で公開されている磁気中性面の傾き角 (tilt angle) [19] といった、宇宙線強度の変動に影響すると考えられている物理パラメータの推定などにも利用されている。一方で、この磁場モデルと観測との比較は、地球近傍などで測られた惑星間空間磁場強度 [25, 26] や電波で測られたコロナ磁場強度 [24] など、限られたデータで行われているに過ぎない。従って、大規模な平均的磁場構造に感度がある太陽の影の観測からこれらの磁場モデルを検証することは、非常に重要である。

3.3.1 Potential Field Source Surface (PFSS) モデル

太陽光球面磁場は、太陽光球表面直下の電流によって生じていると考えられている。また、太陽大気 (コロナ) 中にはもともと電流系が存在し、これも磁場のソースであると考えられている。

Potential Field Source Surface (PFSS) モデルは、コロナ磁場中の電流が無視できると仮定した場合の標準的なコロナ磁場モデルで、以下のように導出される [31]。

一般に、電荷密度 σ 、電流密度 \mathbf{j} が存在する場合、慣性系における物質中の電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{B} に対するマクスウェル方程式は、次のように表される。

$$4\pi\mathbf{j} + \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = c\nabla \times \mathbf{B} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -c\nabla \times \mathbf{E} \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\delta \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.6)$$

ここでコロナを想定し、流速 \mathbf{v} で動く電気伝導度の非常に高い物質中に磁場 \mathbf{B} が存在する場合に、磁場の空間的な変化の典型的な大きさが l 程度であるとする、磁場の時間的な変化の典型的な大きさは l/v 程度になる。よって大きさのみを考えれば、

$$\frac{\partial}{\partial t} \sim \frac{v}{l} \quad (3.7)$$

$$|\nabla| = \frac{1}{l} \quad (3.8)$$

となる。さらに流速 \mathbf{v} が光速 c よりも非常に小さいとすると、この物質中の電場 \mathbf{E}' はローレンツ変換より以下ようになる。

$$|\mathbf{E}'| \sim \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (3.9)$$

電気伝導度の大きな物質中では、誘導電場のみが存在可能である ($\mathbf{E} = 0$) ため、3.9 式から \mathbf{E}' は、

$$\mathbf{E}' \sim \frac{v\mathbf{B}}{c} \quad (3.10)$$

程度になる。ここから 3.3 式の左辺第 2 項と右辺の大きさはそれぞれ、

$$|\frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t}| \sim \frac{v}{l} \frac{v\mathbf{B}}{c} = \frac{c\mathbf{B}}{l} \left(\frac{v}{c}\right)^2 \quad (3.11)$$

$$|c\nabla \times \mathbf{B}| \sim \frac{c\mathbf{B}}{l} \quad (3.12)$$

となり、変位電流 $\frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t}$ は $c\nabla \times \mathbf{B}$ と比較して $\left(\frac{v}{c}\right)^2$ 程度の大きさで、無視できる。よって、3.3 式は次のように単純化される。

$$4\pi\mathbf{j} = c\nabla \times \mathbf{B} \quad (3.13)$$

PFSS モデルでは、コロナ磁場はコロナ全体にわたるような大規模な空間構造を持ち、かつ太陽の自転周期よりも長い時間安定して存在するような大局的な磁場であると考えられる。このような条件下では、局所的に短時間しか流れないような電流は無視でき、太陽コロナ中では大規模な磁場構造に影響を与えるような電流は流れていない ($\mathbf{j} = 0$) と考えられる。これにより、3.13 式の \mathbf{B} は、スカラーポテンシャル Ψ を用いて次の式で表される。

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{B} &= -\nabla\Psi \end{aligned} \quad (3.14)$$

また、3.6 式より、以下のラプラス方程式を得る。

$$\nabla \cdot \nabla\Psi = \Delta\Psi = 0 \quad (3.15)$$

この方程式の解は、Carrington Heliocentric Earth Equatorial (Carrington HEEQ) 座標 [29, 30] (r, θ, ρ) で、3.16 式のような球面調和級数で与えられる。ここで、 ρ は Carrington longitude である。

$$\begin{aligned} \Psi(r, \theta, \rho) = & R_{\odot} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\theta) \\ & \times \left[\left\{ c_n^m \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^n + (1 - c_n^m) \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{n+1} \right\} g_n^m \cos m\rho \right. \\ & \left. + \left\{ d_n^m \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^n + (1 - d_n^m) \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{n+1} \right\} h_n^m \sin m\rho \right] \end{aligned} \quad (3.16)$$

R_{\odot} : 太陽半径

P_n^m : ルジャンドル陪関数

$c_n^m, d_n^m, g_n^m, h_n^m$: 定数

このモデルでは、磁力線が太陽風によってコロナから惑星間空間へと引き出される様子を再現できない。そこで、「ソース面」(Source Surface) と呼ばれる半径 $R_{ss}(> R_{\odot})$ の仮想的な球面を導入し、その球面上で

$$\Psi(R_{ss}, \theta, \rho) = 0 \quad (3.17)$$

という仮定を置く。3.17 式が成立するとき、 $B_{\theta} = B_{\rho} = 0$ となり、ソース面ではすべての磁力線は動径方向を向くことになる。またこの仮定より、次の式が導かれる。

$$c_n^m = d_n^m = -\frac{1}{\left(\frac{R_{ss}}{R_{\odot}}\right)^{2n+1} - 1} \equiv c_n \quad (3.18)$$

、3.16 式を用いてコロナ磁場 \mathbf{B} 及び、その 3 成分 $(B_r, B_{\theta}, B_{\rho})$ は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = & -\nabla \Psi \\ = & -\frac{\partial \Psi}{\partial r} \hat{r} - \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \rho} \hat{\rho} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} B_r = & \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n)(n+1) \left(\frac{R_{\odot}}{r} \right)^{n+2} - n c_n \left(\frac{r}{R_{\odot}} \right)^{n-1} \right] \\ & \times P_n^m(\theta) (g_n^m \cos m\rho + h_n^m \sin m\rho) \end{aligned} \quad (3.20)$$

$$B_\theta = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n) \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{n+2} + c_n \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{n-1} \right] \times \frac{dP_n^m(\theta)}{d\theta} (g_n^m \cos m\rho + h_n^m \sin m\rho) \quad (3.21)$$

$$B_\rho = - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left[(1 - c_n) \left(\frac{R_\odot}{r} \right)^{n+2} + c_n \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^{n-1} \right] \times P_n^m(\theta) (g_n^m \cos m\rho - h_n^m \sin m\rho) \quad (3.22)$$

$$c_n = \frac{-1}{\left(\frac{R_{ss}}{R_\odot} \right)^{2n+1} - 1} \quad (3.23)$$

これらの式における g_n^m 、 h_n^m は光球面 $\mathbf{r}(R_\odot, \theta, \rho)$ で光球面磁場の観測結果と一致するように決定される。

観測された磁場の視線方向成分 B_1 は B_r 、 B_θ と以下の関係を持っている。

$$B_1 = B_r(R_\odot, \theta, \rho) \sin \theta + B_\theta(R_\odot, \theta, \rho) \cos \theta \quad (3.24)$$

ここから、 B_1 を 3.20 式と 3.21 式を用いて計算すると、以下の式が導かれる。

$$B_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m [(\alpha_n^m g_n^m - \beta g_{n-2}^m) \cos m\rho + (\alpha_n^m h_n^m - \beta h_{n-2}^m) \sin m\rho] / \sin \theta \quad (3.25)$$

$$\alpha_n^m := \frac{(n+1)(n+2) + m^2}{2n+3}$$

$$\beta_n^m := \frac{[(n-1)^2 - m^2]^{1/2} (n^2 - m^2)^{1/2}}{2n-1}$$

また観測された B_1 に $\sin \theta$ をかけたものを球面調和関数展開すると、以下のようになる。

$$B_1 \sin \theta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m (a_n^m \cos m\rho + b_n^m \sin m\rho) \quad (3.26)$$

ここで、 a_n^m 及び b_n^m は観測された光球面磁場の球面調和関数の展開係数である。 g_n^m 、 h_n^m は 3.27 式、3.26 式によって導かれる以下の関係式で決定できる。

$$\begin{aligned} a_n^m &= \alpha_n^m g_n^m - \beta_n^m g_{n-2}^m \\ b_n^m &= \alpha_n^m h_n^m - \beta_n^m h_{n-2}^m \end{aligned} \quad (3.27)$$

3.3.2 Current Sheet Source Surface (CSSS) モデル

日食時に観測されるコロナの構造 (ヘルメットストリーマー構造) は磁力線に沿ってプラズマが放出する光が見えているもので、ストリーマには強い電流が存在すると考えられている。PFSS モデルではこのストリーマの構造を再現できないため、コロナ磁場中の電流を仮定したモデルが新たに考えられ、Current Sheet Source Surface (CSSS) モデルと呼ばれている [32]。このモデルでは、以下のような仮定をしている。

1. コロナ磁場中には水平方向の電流が流れている。
2. ストリーマの境界領域には強い電流が流れており、この電流はある球面 (カusp 面 (Cusp Surface): $r = R_{cp} > R_{\odot}$) を形成している。
3. カusp 面での磁場は連続的につながっている。
4. ソース面 ($r = R_{ss}$) に対して磁力線が垂直になっている。

太陽の重力に垂直な電流がある場合の磁場の方程式は以下のように表せる。

$$\frac{1}{4\pi}(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla p - \rho_P \frac{GM}{r^2} \hat{r} = 0 \quad (3.28)$$

ここで、 \mathbf{B} は磁場、 p はプラズマの圧力、 ρ_P はプラズマ密度を表し、これらの値はポテンシャル $\Phi(r, \theta, \rho)$ を用いて、

$$\mathbf{B} = -\eta(r) \frac{\partial \Phi}{\partial r} \hat{r} - \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \hat{\rho} \quad (3.29)$$

$$p = p_0(r) + \frac{1}{8\pi} \eta(r) [1 - \eta(r)] \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} \rho_P = \rho_{P0}(r) + \frac{1}{GM} \left\{ \frac{\eta(r) - 1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{8\pi} \frac{\eta(r) - 1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{r^2}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left[\eta(r) [\eta(r) - 1] \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\eta(r) = \left(1 + \frac{a}{r} \right)^2 \quad (3.32)$$

とそれぞれ表せる。ここで、 a は水平電流のスケールパラメータ、 $\rho_{P0}(r)$ は太陽外側の球対称な粒子密度分布で、外側からの圧力 $p_0(r)$ との間に $p_0(r) = -\int_r^\infty dl GM \rho_{P0}(l)/l^2$ の関係を持っている。 G は重力定数、 M は太陽質量である。

3.28、3.29、3.31、3.32 式を満たすポテンシャルはカスプ面を境に内側と外側で異なっていて、内側である光球面とカスプ面までの間では、以下の式で表される。

$$\Phi_{\text{in}} = \sum_{n=1}^{N_n^\odot} \sum_{m=0}^n R_n^\odot(r) P_n^m(\cos \theta) (g_m^\odot n \cos m\rho + h_m^\odot n \sin m\rho) \quad (3.33)$$

$$R_n^\odot(r) = \frac{R_\odot(1+a)^n}{(n+1)(r+a)^{n+1}} \quad (3.34)$$

また、外側のカスプ面とソース面の間では、カスプ面での磁場の連続性とソース面で磁場が動径方向という境界条件からポテンシャルは以下ようになる。

$$\Phi_{\text{out}} = \sum_{n=1}^{N_n^c} \sum_{m=0}^n R_n^c(r) P_n^m(\cos \theta) (g_m^c n \cos m\rho + h_m^c n \sin m\rho) \quad (3.35)$$

$$R_n^c(r) = \frac{R_\odot R_{\text{cp}}^2 (R_{\text{cp}} + a)^n}{(n+1)(r+a)^{n+1}} \quad (3.36)$$

本研究では、CSSS モデルを計算する際に必要となるパラメータをそれぞれ $R_{\text{cp}} = 1.7R_\odot$ 、 $a = 1.0R_\odot$ 、 $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$ または $10R_\odot$ 、 $N_n^\odot = N_n^c = 10$ に設定して計算を行っている。これらの式における $g_n^{\odot m}$ 、 $h_n^{\odot m}$ 、 g_n^{cm} 、 h_n^{cm} は光球面 $\mathbf{r}(R_\odot, \theta, \rho)$ で光球面磁場の観測結果と一致するように決定されるパラメータである。

以上のような計算の結果、光球面磁場データに Kitt Peak で 1996 年の CR 1910 されたデータ使用して、PFSS モデルと CSSS モデルで得られるコロナ磁場の磁力線構造を図 3.17 のようになる。1996 年は静穏期で、太陽磁場は双極子磁場に近ずいているはずであるが、右図の CSSS モデルでは、太陽極磁場がソース面のところではかなり低緯度まで下がり、PFSS モデル (左図) と比べて大きく変形していることが確認できる。

3.3.3 Parker 磁場モデル

1958 年に Parker はコロナプラズマの電磁流体力学的理論をまとめ、その結果もたらされるコロナプラズマ流を太陽風と名付け、この太陽風のプラズマが非常に高い

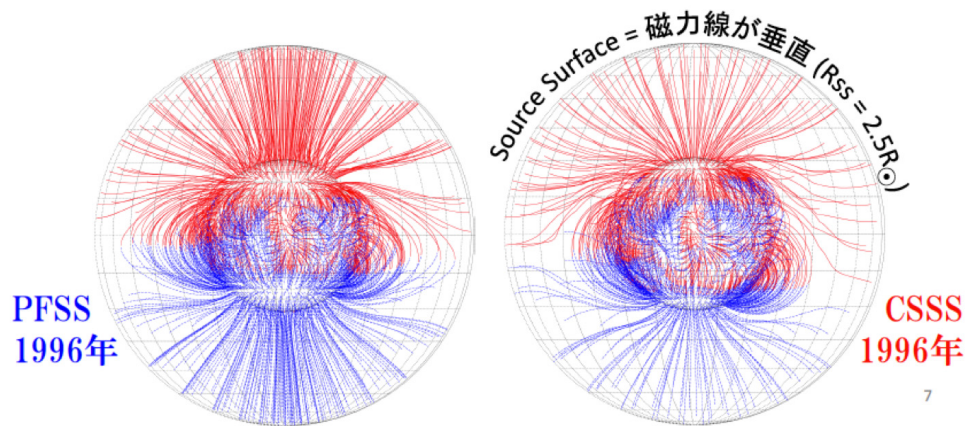


図 3.17: 1996 年の CR 1910 における PFSS モデル (左図) と CSSS モデル (右図) によって計算されたコロナ中の磁力線 [14]。CSSS モデルの方が光球面の高緯度から出た磁力線がソース面に近づくに従って低緯度に降りてきている。

電気伝導度をもつために、太陽磁場がこのプラズマ流中に凍結され、太陽の外に向かって引き出されるという結論を得た [33]。この磁力線の形は太陽近傍ではほぼ動径方向を向いているが、惑星間空間へと広がるにつれて、動径方向に広がる太陽風の速度と約 25 日の周期をもつ太陽自転運動の影響によって、アルキメデススパイラル (以下、Parker スパイラル) を描くようになると指摘された。

Parker は、この磁場のモデル化に際して以下のような仮定を課した。

1. ソース面 (Source surface) において、磁場は動径成分のみをもつ。
2. 太陽プラズマの速度 V_{wind} は太陽からの距離によらず一定である。
3. 磁力線の根元 (始まりの位置) はソース面に固定する。

これらの仮定から、太陽を中心とする極座標表示での位置 (r, θ, ϕ) における惑星間空間磁場は、次の式で与えられる。

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta, \phi) &= B(R_{\text{ss}}, \theta, \phi) \times \left(\frac{R_{\text{ss}}}{r} \right)^2 \\ B_\theta(r, \theta, \phi) &= 0 \\ B_\phi(r, \theta, \phi) &= B_r(r, \theta, \phi) \times \left(\frac{r\omega_{\text{sun}}}{v_{\text{wind}}} \right) \times \sin \theta \end{aligned} \quad (3.37)$$

磁場強度の動径成分 (r 成分) は r^{-2} に、方位角成分 (ϕ 成分) は r^{-1} にそれぞれ比例するという特徴をもつ。磁力線は、太陽赤道面内では任意の場所において平面内にスパイラル形状をとり、磁力線が動径方向となす角 (spiral angle) ψ は次式で与えられる。

$$\psi = \frac{B_\phi}{B_r} = \frac{r\omega_{\text{sun}}}{v_{\text{wind}} \sin \theta} \quad (3.38)$$

v_{wind} を約 450 km/s とすると、黄道面内にある地球軌道での Parker スパイラルの角度は約 45° となり、衛星観測などの観測結果と平均的に一致している。

3.3.4 磁場モデルと磁場観測の比較

PFSS モデル、CSSS モデルの2つのコロナ磁場モデルと Parker 磁場をそれぞれ組み合わせた磁場モデルを使って、惑星間空間磁場観測と比較した。

地球近傍での磁場強度

図 3.18 は、地球近傍で観測された惑星間空間磁場の B_y の1日平均値を磁場モデルで予測された値と比較したものである。観測値が細かく変動しているのに対して、磁場モデルは観測の大きな変動のみを再現していることが分かる。また、CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$ モデルでは、磁場の変動がステップライクに起きている。また、この Carrington Longitude 依存性を1年間平均すると (図 3.19)、観測の変動傾向をよく再現している。これから、磁場モデルは細かい変動は再現できないが、大きな構造は正しく再現できていることが分かる。一方、磁場強度を比較するとモデルの磁場強度は観測を過小評価している傾向が見られる。2000 年から 2009 年の平均では、Away (Toward) セクターで 1.38 ± 0.03 (1.34 ± 0.03) 倍観測の方が大きい。

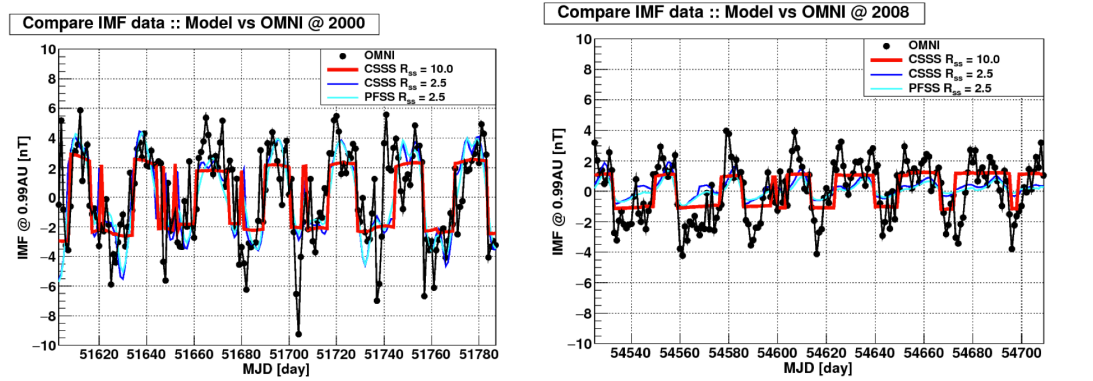


図 3.18: 2000 年 (左図) と 2008 年 (右図) の地球近傍での B_y の 1 日平均値の変動。黒色、赤色、青色、水色はそれぞれ、観測値、CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデル、CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデル、PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルに基づく値を表している。

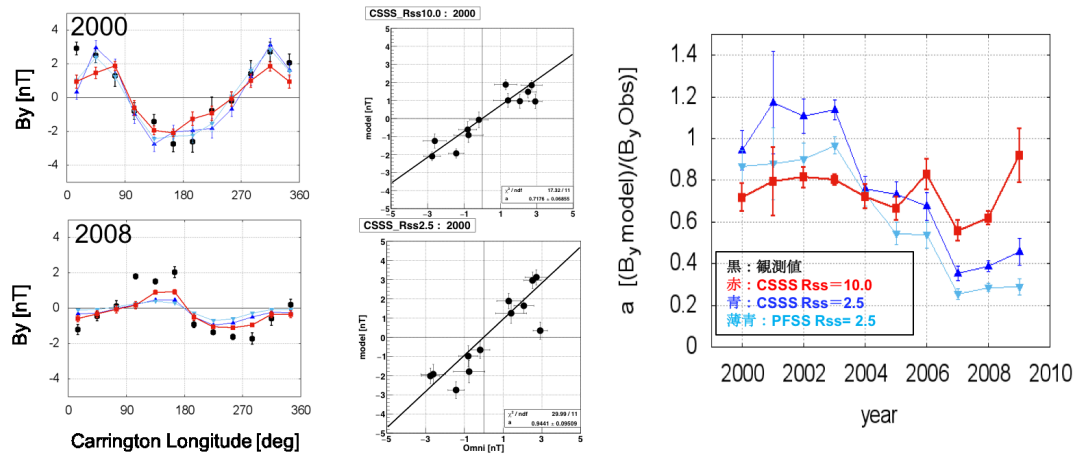


図 3.19: 2000 年 (左上図) と 2008 年 (左下図) の地球近傍での B_y の Carrington Longitude 依存性の年平均値。凡例は図 3.18 と同じである。中央は 2000 年の横軸観測値、縦軸に磁場モデルによる地球近傍での B_y の Carrington Longitude 依存性の値をとった散布図である。中央上図は CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデル、中央下図は、CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデルを用いた時の散布図である。これらの散布図から得られた回帰係数の年変動が右の図になっている。

Ulysses 衛星で観測された磁場の緯度依存性

Ulysses 衛星は太陽緯度の全領域を観測した衛星である。図 3.20 は Ulysses で観測された太陽磁場の緯度依存性で、上段と下段は太陽静穏期、中段図は活動期に対応する [17]。Ulysses で、観測された磁場の緯度依存性は静穏期において緯度 $\pm 20^\circ$ 付近で急激な変化が見られる特徴的なものとなっている。

一方で、図 3.21 は CSSS モデルで計算された静穏期のソース面における磁場の動径方向成分 B_r の緯度経度分布を表している。CSSS $R_{ss} = 2.5R_\odot$ モデルでは、 B_r が連続的に変化しているのに対して、CSSS $R_{ss} = 10R_\odot$ モデルでは黄道面 (緯度 0°) 付近で急激な変化を示しており、前述の Ulysses の観測結果に近いものとなっている。

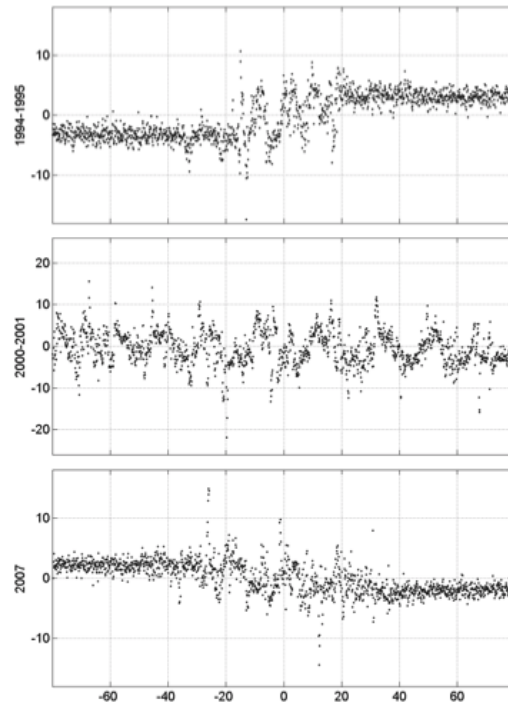


図 3.20: Ulysses 衛星で測定された惑星間空間磁場の緯度依存性 [17]。縦軸は太陽からの距離の二乗で規格化された磁場強度 $r^2 B_r$ [$\text{AU}^2 \text{ nT}$]。上段は 1994 年から 1995 年 (静穏期)、中段は 2000 年から 2001 年 (活動期)、下段は 2007 年 (静穏期) のデータである。

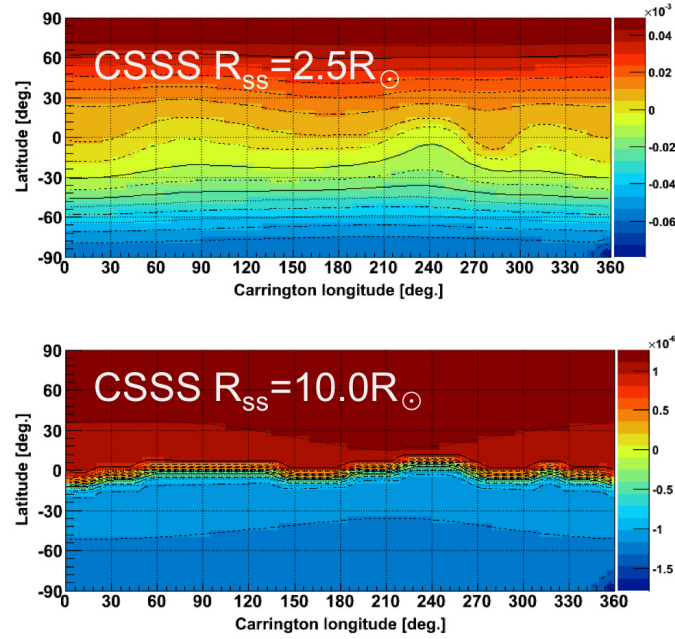


図 3.21: CSSS モデルを用いた磁場モデルで計算されたソース面上での磁場の動径方向成分 B_r の分布。

Ulysses の観測結果との比較を見れば、CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデルが比較的良好に観測を再現できると考えられるが、地球近傍での惑星間空間磁場観測の再現には難がある。これらの惑星間空間磁場の観測結果と太陽磁場モデルの比較から、現状のどの太陽磁場モデルにも問題があることがわかる。新たな太陽磁場モデル作成のためにも、より多様な太陽磁場の観測結果が必要とされている。

3.3.5 光球面磁場を変更した場合の open magnetic flux の変化

太陽風によってコロナから惑星間空間に引き出される磁束を open magnetic flux と呼ぶ。open magnetic flux は太陽活動とともに変動し、この変動が銀河宇宙線強度の長周期変動の原因となっているとも考えられている。しかし、open magnetic flux を直接観測する手段がないことが、銀河宇宙線との関係を明らかにする上で障害になっている。

open magnetic flux F は、ソース面上で磁場強度 $|\mathbf{B}(r, \theta, \phi)|$ を積分して求められる。

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} |\mathbf{B}(R_{\text{ss}}, \theta, \phi)| R_{\text{ss}}^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (3.39)$$

図 3.22 は、CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_{\odot}$ モデルで求めた open magnetic flux の時間変化で、赤線、緑線、青線はそれぞれ、Kitt Peak、MDI、GONG の 3 つの光球面磁場観測に基づく磁場モデルによる結果を表している。第 3.1.1 節で述べたように、MDI と GONG で観測された光球面磁場強度は、Kitt Peak のものに比べて、それぞれ 1.2 ～ 1.5 倍、～0.5 倍ほどの大きさであった (図 3.11 参照)。しかし、open magnetic flux で比べると MDI は Kitt Peak とほとんど差がなく、GONG と Kitt Peak の比も ～0.7 倍程度で光球面磁場に比べて差が小さくなる傾向にある。これは、光球面磁場の強度差が主に惑星間空間に磁力線が出て行かない小さな閉じた磁場構造で生じており、逆に惑星間空間に磁力線が開いた大きな構造には光球面磁場強度の差が現れていないことを示唆している。

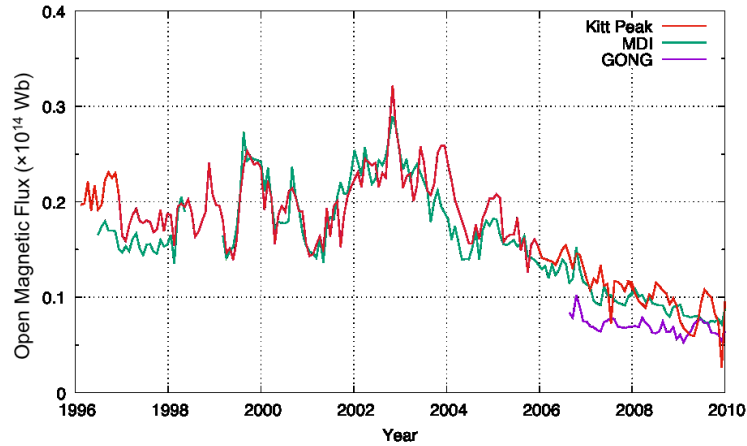


図 3.22: Kitt Peak (赤線)、MDI (緑線)、GONG (青線) の 3 つの光球面磁場観測データから CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_{\odot}$ モデルで求めた open magnetic flux の時間変動。

第4章 観測装置と太陽の影の検出方法

この章では、空気シャワー現象と本研究で用いた Tibet 空気シャワー実験について述べ、この実験によって得られた宇宙線強度の異方性解析結果を概説し、太陽の影及び月の影の観測に影響がないことを確認する。また、月の影の観測から行う太陽の影の観測の系統誤差評価について述べ、最後に、太陽の影の解析方法について述べる。

4.1 空気シャワー現象

宇宙から地球に降りそそぐ一次宇宙線の主成分は陽子で、その他にヘリウム、炭素、酸素、鉄などの原子核で構成されている。また、ごく少量ではあるが、電子、陽電子、反陽子などの荷電粒子、超新星爆発や活動銀河核などを起源にもつと考えられるガンマ線、ニュートリノなどの粒子も存在する。一次宇宙線のうち、30GeV以上の陽子や重い原子核などの高エネルギー宇宙線が大気中に突入すると、大気中の酸素原子核や窒素原子核と衝突し、以下のような二次粒子（主に π^\pm 、 π^0 、 K^\pm などの中間子）を生成してエネルギーを失う。重い原子核との衝突は、中間子を生成すると共に原子核をより軽い原子核・核子へと破碎する。

$$p + A \rightarrow B + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + K^+ + K^- + K^0 + \dots \quad (4.1)$$

A, B : 原子核・核子

高エネルギー一次宇宙線の主成分である 1TeV の陽子が原子核と衝突する断面積は、核の質量数を A として $\sigma \approx 40(A^{1/3} + 0.2)^2$ mb 程度であり、大気中では $A = 14$ とすると約 270 mb である。TeV 以上の高エネルギーでは、 $\sigma \propto (E/\text{TeV})^{0.01-0.02}$ のように緩やかに増加する。衝突の平均自由行程 (mean free path) は TeV 領域では 80 g/cm² となり、一次宇宙線は平均的に上空 15 – 20 km で最初の衝突を起こす。

破碎された原子核・核子はさらに大気中の原子核と衝突して同様の反応を起こす。

一方、生成された中間子 (π が 9 割、 K は 1 割程度) は以下のような崩壊モードで崩壊していく。

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\text{life time: } 2.6 \times 10^{-8} \text{ s, } 99.98770\%) \quad (4.2)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\text{life time: } 1.24 \times 10^{-8} \text{ s, } 63.51\%) \quad (4.3)$$

ただし、中間子が十分なエネルギー ($\sim 1\text{GeV}$ 以上) を持っている場合には大気中の原子核と衝突してさらに中間子を生成する。他方、 π^0 は

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (\text{life time: } 0.84 \times 10^{-16} \text{ s, } 98.798\%) \quad (4.4)$$

と直ちにガンマ線に崩壊する。光子のエネルギーが電子の静止エネルギーの 2 倍 (1.02 MeV) 以上のガンマ線は原子核の電磁場と相互作用して、以下のような電子対生成を起こす。

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (4.5)$$

また、電子対も大気中の原子核の電磁場と相互作用して制動放射によりガンマ線を放出する。生成された二次粒子がこのような核相互作用あるいは電磁相互作用を繰り返すことで、大気が深くなるに連れて二次粒子の粒子数が急速に増大していくが、やがて各々の二次粒子の持つエネルギーが次の粒子生成の限界エネルギーを下回るようになると、粒子数は指数関数的に減少していく。この現象は 1938 年にフランスの物理学者 P. Auger によって発見され、空気シャワーと名付けられた。空気シャワーは一次宇宙線の入射方向を中心軸 (シャワー軸) にしてほぼ軸対称に横方向に広がり、中心ほど粒子が多い。一次宇宙線が陽子などの原子核の場合には、空気シャワーの発達過程で大気中の原子核との相互作用による多くのハドロンが増殖する。これを核カスケードシャワーと呼んでいる。一方で、一次宇宙線が電子やガンマ線の場合には、大気中の原子核との相互作用よりも、原子核の電磁場との相互作用による電子対生成や制動放射による空気シャワー発達過程を辿ることになり、これを電磁カスケードシャワーと呼んでいる。

上述のように、一次宇宙線の種類によって空気シャワーの発達の様子は異なり、一般に一次宇宙線が陽子などの原子核の場合、電子・ガンマ線の場合に較べて発達が複雑である (図 4.1)。一次宇宙線が電子・ガンマ線の場合、空気シャワーの軸方向の発達 (縦発達) 及びシャワー前方面 (フロント面) の横方向広がり分布 (横発達: ラテラル分布) は、それぞれ電磁カスケード理論を基礎とした Nishimura-Kamata 及び Greisen による近似式 (NKG 関数) によって特徴づけられている [34, 35]。以下に電磁カスケードシャワーについて、シャワーの構造を表す幾つかの物理的要素につい

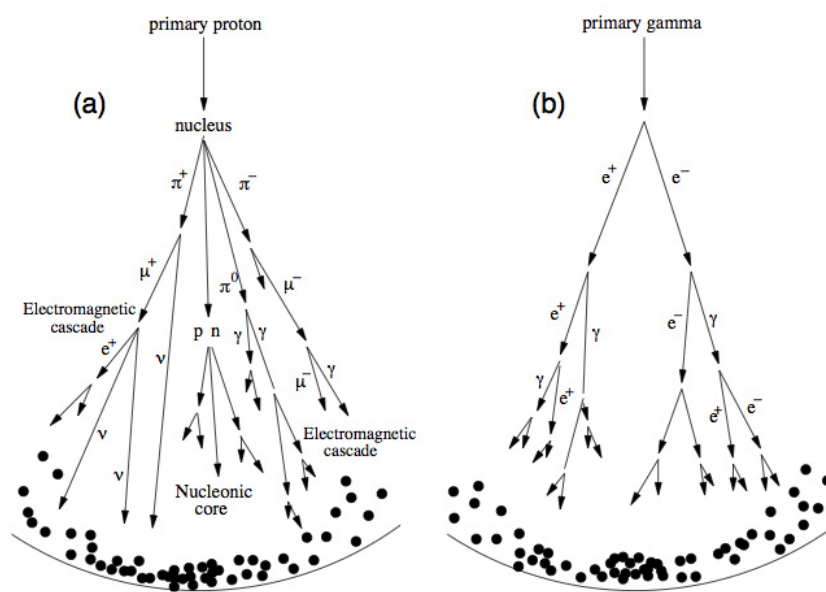


図 4.1: (a) 陽子によって生成される空気シャワー。 (b) ガンマ線によって生成される空気シャワーの模式図 [36]。

て述べる。

ガンマ線と大気の相互作用を考えると、ガンマ線が十分に高エネルギーであれば、コンプトン散乱と光電効果は無視でき、電子対生成のみを考えればよいので、その断面積は以下の式で表せる。

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{pair}} &\cong \alpha Z^2 r_0^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{4}{3\alpha Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right) \\ \alpha &\equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} : \text{微細構造定数} \\ r_0 &\equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} : \text{古典電子半径} \\ Z &: \text{大気核の原子番号}\end{aligned}\tag{4.6}$$

1 g/cm² の厚みをもつ物質中で対生成が起きる確率 P_{pair} は以下のようにになる。

$$\begin{aligned}P_{\text{pair}} &= \frac{1}{X_{\text{pair}}} \cong \frac{N\sigma_{\text{pair}}}{A} \\ &\cong 4\alpha Z^2 \frac{N}{A} r_0^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{4}{3\alpha Z^{1/3}} \right) \\ N &\equiv 6.02 \times 10^{23} : \text{アボガドロ定数} \\ A &: \text{大気核の原子量}\end{aligned}\tag{4.7}$$

ここで、 X_{pair} は平均自由行程と呼ばれ、ガンマ線が X_{pair} 進む間にその光子の数が $1/e$ になる距離である。

制動放射による電子のエネルギー損失は、g/cm² あたりで以下のようにになる。

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha Z^2 \frac{N}{A} r_0^2 E \left(\ln \frac{4}{3\alpha Z^{1/3}} \right) \equiv \frac{E}{X_0}\tag{4.8}$$

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha Z^2 \frac{N}{A} r_0^2 \left(\ln \frac{4}{3\alpha Z^{1/3}} \right)\tag{4.9}$$

一方、電子の電離損失は、

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{\text{ion}} \propto Z \log E\tag{4.10}$$

と表せる。これから充分高いエネルギーの電子が物質中を通過する場合は制動放射が電離損失を上回ることがわかる。4.8式より、物質を深さ x g/cm² 通過したときの

電子の平均エネルギー E は

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (4.11)$$

E_0 : 電子の入射エネルギー

と表せる。ここで、 X_0 は電子の平均エネルギーが $1/e$ となる平均距離であり放射長 (radiation length) と呼ばれ、大気中では約 37.7 g/cm^2 である。また、電子が X_0 進むときの電離損失 (臨界エネルギー E_c) は約 84.2 MeV である。空気シャワーの発達過程で、各々の電子のエネルギーが E_c を下回るようになると、電離損失により空気シャワーが減衰していく。4.7 式と 4.9 式から、以下の関係式が導ける。

$$X_{\text{pair}} = \frac{9}{7} X_0 \quad (4.12)$$

図 4.2 は縦発達の様子を一次宇宙線がガンマ線と陽子の場合についてエネルギーごとにプロットしたもので、横軸が大気深さ (g/cm^2) で、縦軸は各深さでの総電子数 N_e である。 N_e をシャワーサイズとよぶ。

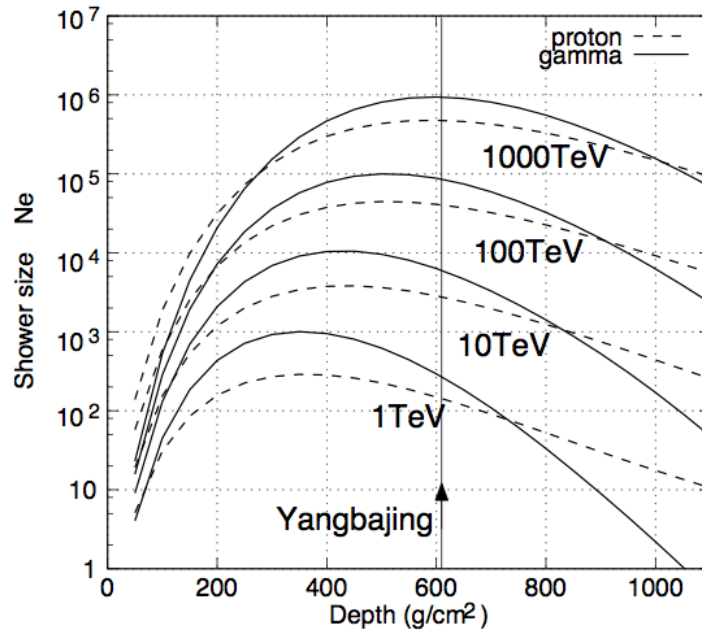


図 4.2: 大気の深さと、天頂から到来する空気シャワーの平均サイズの関係 [36]。

このような縦発達の曲線の性質は次の式によって表せる。

$$\begin{aligned}\beta_0 &= \ln \frac{E_0}{E_c} \\ s &= \frac{3x}{x + 2\beta_0}\end{aligned}\tag{4.13}$$

ここで、 E_0 は粒子の入射エネルギーで、 s は age parameter または、shower age と呼ばれるパラメータである。これらの値を用いて、曲線が最大発達に達する深さ x_{\max} は以下のように表せる。

$$x_{\max} = \beta_0 = \ln \frac{E_0}{E_c}\tag{4.14}$$

このとき、 $s = 1$ となる。また、1つの一次粒子から生まれた総電子数 N_e と E_0 の関係は、

$$\frac{d \ln N_e}{d \ln E_0} = s - \frac{1}{2\beta_0} \approx s\tag{4.15}$$

また、 N と x の関係は以下のように表せる。

$$\frac{d \ln N_e}{dx} = \frac{1}{2}(s - 1 - 3 \ln s)\tag{4.16}$$

次に、ラテラル分布について考える。電子対生成、制動放射で放出される二次粒子は電子の静止質量 0.5 MeV 程度の横運動量を持つ。また、電子はクーロン多重散乱によってもその方向を変え、その平均散乱角はエネルギー E を持つ電子の場合

$$\begin{aligned}\langle \delta\theta^2 \rangle &= \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 \frac{x}{X_0} \\ E_s &= m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21 \text{MeV}\end{aligned}\tag{4.17}$$

と表せる。ここからエネルギー E_c の電子が X_0 進んだときの横方向へのずれ r_m を計算すると、

$$r_m = \sqrt{\langle \delta\theta^2 \rangle} X_0 = \left(\frac{E_s}{E_c} \right) X_0\tag{4.18}$$

と表せ、これはモリエール長と呼ばれる横方向の広がり指標となる。このモリエール長は大気中では約 9.4 g/cm² で、1 気圧、0 °C の場合には約 73 m である。このような散乱角を考慮して、シャワーのラテラル分布は、NKG 関数によって以下のように計算される [34, 35]。空気シャワーの軸からの距離 r での電子数の密度 ρ_{NKG} は以下の式のようになる。

$$\rho_{\text{NKG}}(r) = \frac{N_e}{r_m^2} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_m} \right)^{s-4.5}\tag{4.19}$$

4.2 Tibet 空気シャワー実験の概要

Tibet 空気シャワーアレイは一次宇宙線が地球大気と相互作用して発生した空気シャワーを観測している。ここでは、Tibet 空気シャワー実験の概要について述べる。

4.2.1 空気シャワー実験

高エネルギー宇宙線によって生じた空気シャワーのシャワーサイズ最大発達時の横広がり、エネルギーに依存し、数百 m から数千 m に及ぶ。空気シャワーアレイは、このように広範囲に降り注ぐ荷電粒子を捉えるため、多数の検出器を格子状に展開した観測装置である。検出器同士の間隔は、一般的に検出器そのものの面積よりもずっと大きく設計される。多くの場合、 10^4 m^2 を越える装置全体の面積に対して、1 台当たり 1 m^2 前後の検出器が占める割合は 1 % 未満である。

空気シャワーの検出がトリガーされると、各検出器によって検出された電荷量と検出時間の差の情報が記録される。検出された電荷情報は、1 粒子が検出器ごとに平均的に落とす電荷量を元に総粒子数の情報に変換される。この各検出器で得られた総粒子数の分布のエネルギー依存性を元に、一次宇宙線のエネルギーが決定される。この際に用いられる一次宇宙線のエネルギーと総粒子数の分布の関係はシミュレーションを元に求められる [44]。一方、検出時間差の情報からは、一次宇宙線の到来方向が推定される。シャワー最前面の再構成は、二次元的には図 4.3 のようにして行なわれる。空気シャワー粒子の速度 $v \sim c$ から、隣り合う検出器の間隔 d と粒子検出の時間差 Δt によって空気シャワーの入射天頂角 θ が計算できる。原理的には 3 台の検出器によって再構成が可能であるが、実際には検出器台数が多くなればなるほど角度決定精度が改善される。

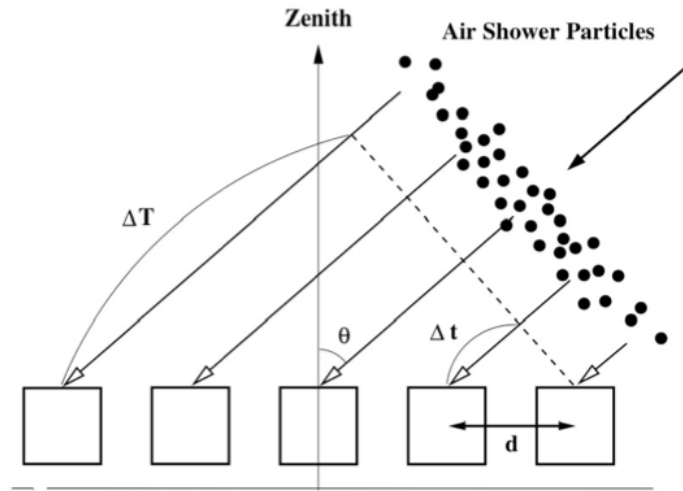


図 4.3: 空気シャワー到来方向決定の断面図 [36]。

4.2.2 観測サイト

Tibet 空気シャワーアレイは、東経 90.522° 、北緯 30.102° 、海拔 4,300 m、大気深さ 606 g/cm^2 (海拔 0 m は $1,030 \text{ g/cm}^2$) に設置されている。この場所は、天頂から入射する $10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$ の一次宇宙線が作る空気シャワーがその最大発達を迎える高度 (4.13 式 の $s = 1$) であり、knee 領域の宇宙線観測に適している (図 4.2)。

4.2.3 Tibet 空気シャワー実験の拡張の歴史

1989 年に建設が開始され、翌 1990 年 1 月に空気シャワーアレイの初期バージョンにあたる Tibet-I 空気シャワーアレイ (以下 Tibet-I、図 4.5) が完成し、10 TeV のエネルギー領域の宇宙線を起源とする空気シャワー観測を開始した。Tibet-I は、15 m 間隔で格子点状に配置された 65 台の 0.5 m^2 プラスチックシンチレーション検出器 (図 4.4) で構成されており、その有効面積は約 $8,000 \text{ m}^2$ であった。その後、1995 年 10 月には、15 m 間隔で格子点状に 185 台と、それらを取り囲むように 36 台を設置し、有効面積が Tibet-I の約 4 倍の $36,900 \text{ m}^2$ となった Tibet-II が観測を開始した (図 4.6)。1996 年には、検出器群の中央部付近の $5,175 \text{ m}^2$ 領域に、検出器

を高密度化した HD(High Density) 空気シャワーアレイ (以下 HD) が設置された。高密度化により、横発達が小さな空気シャワー検出が可能になったため、観測エネルギー領域は 3TeV にまでさがった。さらに、1999 年 11 月、TibetHD の高密度部分が Tibet-II のほぼすべての範囲まで拡張され、533 台の検出器で構成された有効面積 22,050 m² の Tibet-III 空気シャワーアレイ (以下 Tibet-III) が構築された (図 4.7)。本研究では、このアレイによって取得されたデータを解析した。その後も拡張は続けられ、2003 年 11 月には、合計 789 台の検出器により有効面積は 36,900 m² となった。2010 年 5 月からは、空気シャワーアレイの地下に水チェレンコフ型ミューオン検出器 (以下、MD) の設置を行なう為、観測を停止した。2013 年 9 月には MD の設置を完了し、2014 年に空気シャワーアレイとの同時観測を開始した。

4.2.4 シンチレーション検出器について

各シンチレーション検出器は、図 4.4 のような構造になっている。逆ピラミッド形をしたステンレス製の箱の中、上方に面積 0.5m²、厚さ 3 cm のプラスチックシンチレータが置かれており、空気シャワー粒子が通過することにより放出されるシンチレーション光を、下部に設置した PMT (光電子増倍管) で検出する。箱の内側は白エナメルで塗られており、シンチレーション光を乱反射させることで光量を稼ぐ役割を果たす。箱の上にのせられた 5 mm 厚の鉛板 (~ 1 radiation length) は、空気シャワー中のガンマ線に e^+e^- 対生成を起こさせることでシンチレータによるガンマ線の検出効率を上げる役割を果たす。この鉛によって低エネルギーの e^+ 、 e^- は遮蔽されてしまうが、それでも検出粒子数はおおよそ 2 倍に増える。検出に用いられる PMT は 2 種類存在し、各々 Fast Timing (FT-) PMT、Density (D-) PMT と呼ばれている。FT-PMT は、シグナルの立ち上がり時間が 2.6 nsec と短く、光電子の transit time のひろがり が 1.1 nsec と小さい時間特性に優れたもので、検出粒子数と検出時刻の情報が記録される。それに対して D-PMT はゲインが小さいため 4000 粒子 /m² 程度まで測定することができ、検出粒子数のみが記録される。これら 2 つの PMT を併用することにより、測定のダイナミックレンジを大きくとることができる。図 4.5~4.10 中の FT-Detector は FT-PMT のみがつけられた検出器を、FT-Detector w/ D-PMT は両方が取り付けられた検出器を表している。Density Detector も両方が取り付けられているが、検出時刻は記録されず、検出粒子数の情報のみが取得される。D-PMT で得られた情報は、FT-PMT で得られた情報とともに、シャワーコア位置の決定に使われる。FT-PMT の時刻情報から到来方向が、FT-PMT と D-PMT の粒子数の情報から一次宇宙線のエネルギーがそれぞれ決定される。

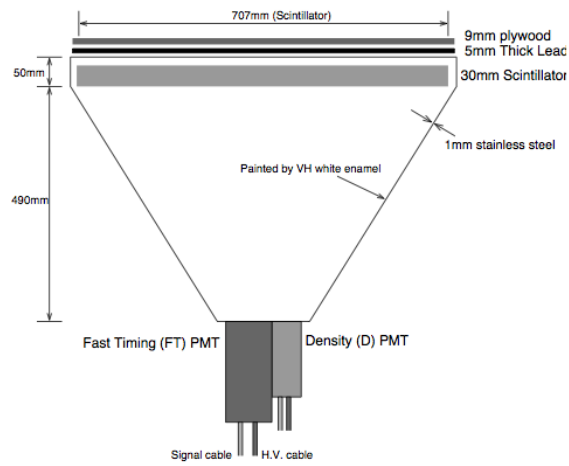


図 4.4: 検出器の構造 [52]

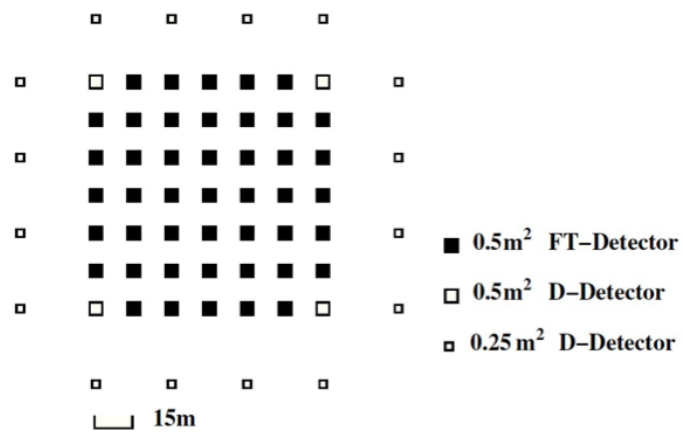


図 4.5: Tibet-I 空気シャワーアレイの検出器配置図 [52]。

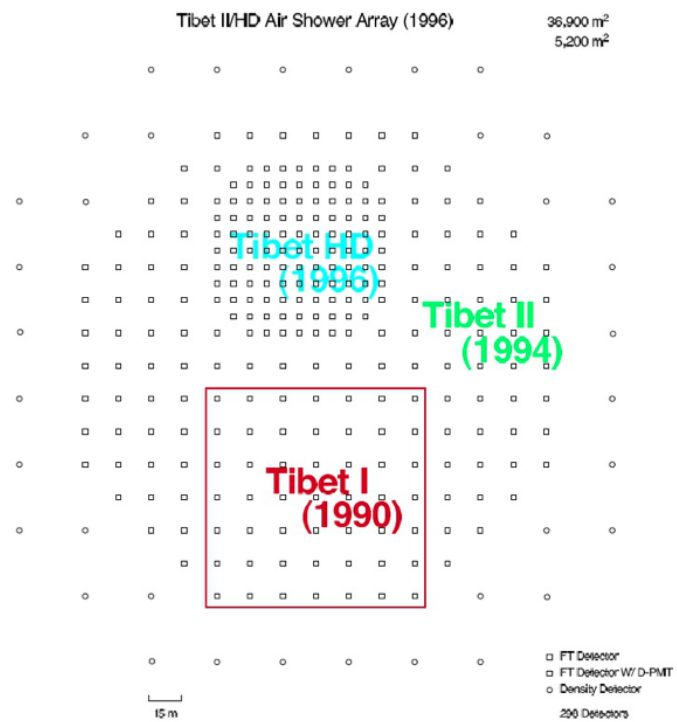


図 4.6: Tibet-II/HD 空気シャワーアレイの検出器配置図 [52]。

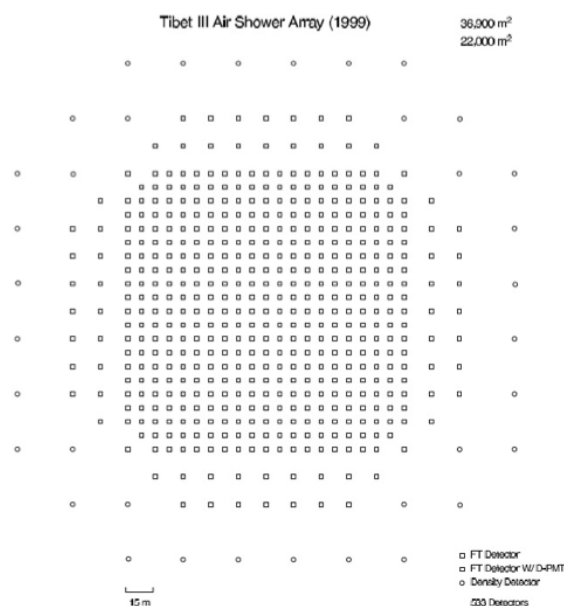


図 4.7: Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (1999 年 ~ 2002 年)[52]。

4.2.5 本論文で用いるデータ

本論文では、有効面積 $22,050 \text{ m}^2$ の Tibet-III アレイによって 2000 年から 2009 年の間に取得されたデータを主として扱う。

上記のアレイ配置での基本スペックは表 4.1 にまとめた。また、本研究では、一次解析済みのデータを用いて解析を行った。一次解析では、各シャワーイベントの時刻、イベント ID、到来方向、シャワーコアの位置、二次解析に必要なトリガー条件のフラグ情報がバイナリデータとして記録される。バイナリデータのフォーマットを表 4.2 にまとめた。

観測では、0.6 粒子以上 (1 粒子は約 20 pC 相当) を 4 台以上の検出器で検出した場合にデータ記録がトリガーされるように設定されている。トリガー頻度はおよそ 700 Hz となっている。解析に用いるデータにはさらに厳しい制限が設けられる。トリガー条件のフラグはオフライン解析によるトリガー条件を表しており、Tibet-II データでは、1.25 粒子以上を 4 台以上の検出器で検出した場合には 1 が、それ以外の場合には 0 が入っている。また、Tibet-III データでは、1.25 粒子以上を 4 台以上で検出した場合の内、宇宙線 like なイベントでは 1 が、ガンマ線 like なイベントでは

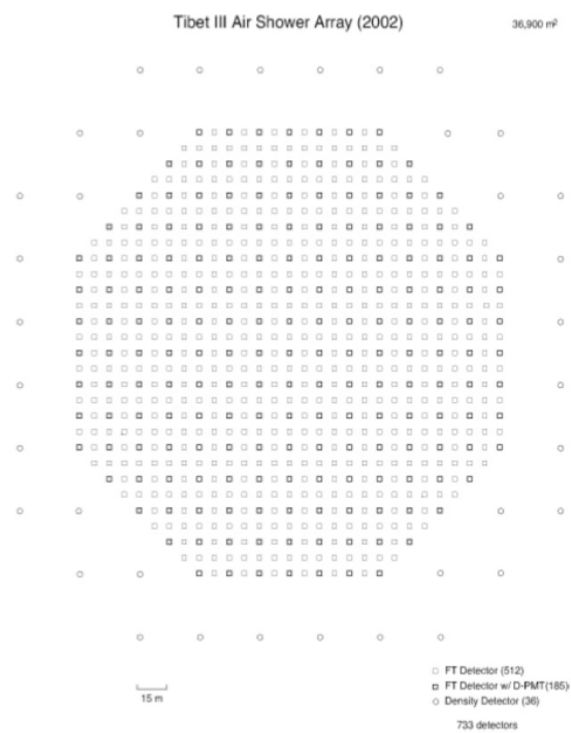


図 4.8: Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (2002 年 ~ 2003 年)[52]。

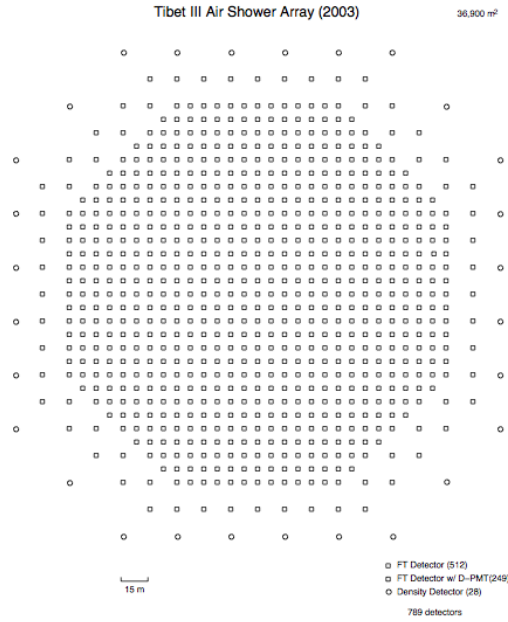


図 4.9: Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図 (2003 年 ~ 2010 年)[52]。

17 が入っている。それ以外のイベントの内、0.8 粒子以上を 4 台以上で検出した場合をさらに場合分けして、宇宙線 like なイベントでは 2 が、ガンマ線 like なイベントでは 16 が入っている。

次に、一次解析におけるシャワーコア位置の決定と到来方向の決定方法および、一次宇宙線のエネルギー決定に必要なパラメータ $\sum \rho_{\text{FT}}$ についてまとめる。

表 4.1: 本研究で用いた Tibet 空気シャワーアレイ配置における基本スペック

Array Name	Inner Area	Number of detectors	Trigger Rate	Lattice Interval	Mode Energy	Date
Tibet-III	22,050 m ²	533	700 Hz	7.5 m	3 TeV	1999 ~ 2010

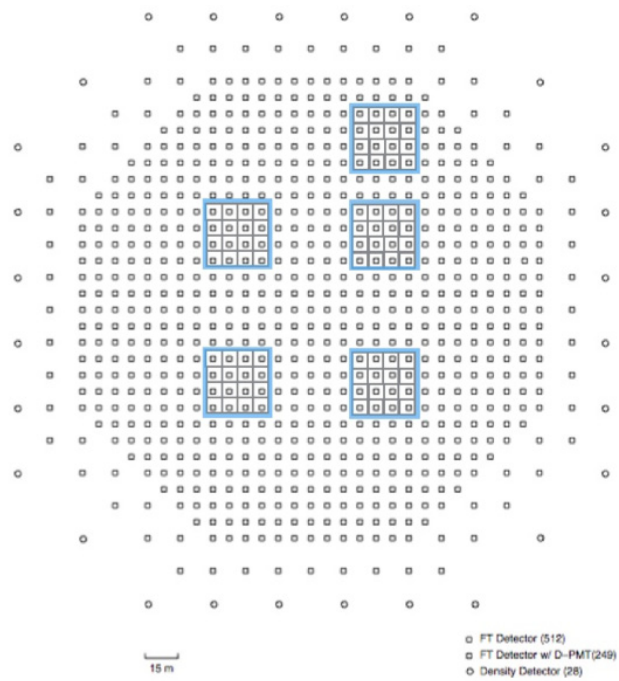


図 4.10: Tibet-III 空気シャワーアレイの検出器配置図と MD (2014 年 ~ データ取得開始) 灰色の四角が MD の 1 セル、青で囲まれた四角が MD の 1 プールの位置を表している。

表 4.2: Tibet-III の一次処理データの形式

run number	4 byte unsigned integer
event number	4 byte unsigned integer
trigger mode	4 byte signed integer
Modified Julian Day ($\times 10^{11}$) [LSB]	4 byte unsigned integer
Modified Julian Day ($\times 10^{11}$) [MSB]	4 byte unsigned integer
trigger flag	1 byte unsigned integer
in / out flag	1 byte unsigned integer
number of detectors using timing data	2 byte unsigned integer
azimuth angle ($^{\circ}$) ($\times 100$)	2 byte signed integer
zenith angle ($^{\circ}$) ($\times 100$)	2 byte unsigned integer
mean of residual error (m) ($\times 1000$)	2 byte unsigned integer
opening angle of even odd ($^{\circ}$) ($\times 100$)	2 byte signed integer
y of core location (m) ($\times 100$)	2 byte signed integer
x of core location (m) ($\times 100$)	2 byte signed integer
sum density of density detectors	2 byte unsigned integer
sum density of ft detectors ($\times 10$)	2 byte unsigned integer
$r^2 \times \rho$ (m)	2 byte unsigned integer
$r \times \rho$ (m) ($\times 100$)	2 byte unsigned integer
Total	44 bytes

4.2.6 コアの位置決定

まず、一次解析では、図 4.11 の上図のように得られる一イベント中に各検出器で検出された粒子密度 ρ と検出器の設置位置から、シャワーコアの位置決定を行う [44]。

空気シャワーアレイの検出器の設置面上での空気シャワーの位置 $(X_{\text{core}}, Y_{\text{core}})$ は、各検出器の位置 (x_i, y_i) を各検出器での検出粒子密度 ρ_i の2乗の重みを付けて平均し、以下の式で表される。この時検出器の座標は観測装置の中心を原点にとり、鉛直方向に Z 軸を取る。

$$(X_{\text{core}}, Y_{\text{core}}) = \left(\frac{\sum_i \rho_i^2 x_i}{\sum_i \rho_i^2}, \frac{\sum_i \rho_i^2 y_i}{\sum_i \rho_i^2} \right) \quad (4.20)$$

4.2.7 到来方向の決定

粒子検出の相対時間差 (図 4.11 上図のデータ点の色で表示) を使って、到来方向を決定する。シャワー中心 $(X_{\text{core}}, Y_{\text{core}})$ を通りシャワー軸に垂直な面をフィット面 (fitting plane) と定義する。この面と検出の相対時間差を使って到来方向の決定を行うが、シャワーフロント面は完全な平面ではないため誤差が大きくなってしまう (図 4.12)。これを補正するため、空気シャワーフロント面を図 4.13 のように円錐状であると近似して、コーンフィットを行う。この円錐面とフィット面の間を通過するのにかかる時間 T はシャワー軸からの距離 R (m) の関数として表され、以下のように最適化されている。

$$T(R) = 0.075R \quad (\text{ns}) \quad (4.21)$$

これは、円錐面がフィット面に対して約 1.3° 傾いていることを示している。この値を使って、フィット面と各検出器の時間差 t_i は、各検出器が実際に測定した相対時間 t'_i を用いて以下のように表せる。

$$t_i = t'_i - T(R_i) \quad (4.22)$$

検出器の座標系からみたシャワー軸の方向余弦を (l, m, n) とすると、各検出器の座標 (x_i, y_i, z_i) と相対時間 t_i の関係は光速 c とフィット面の原点通過時刻 t_0 を用いて以下の式で表せる。

$$lx_i + my_i + nz_i = -c(t_i - t_0) \quad (4.23)$$

この式から、以下の最小二乗法によって次式で定義される χ^2 が最小になるようにパラメータ l, m, n, t_0 を決定する。

$$\chi^2 = \sum_i w_i [lx_i + my_i + nz_i + c(t_i - t_0)]^2$$

$$w_i = \frac{\rho}{\sum_i \rho_i} \quad (4.24)$$

ここで、 w_i は全検出器の粒子密度の総和で規格化された各検出器の密度を表し、重みとして利用する。パラメータ l, m, n, t_0 が満たすべき条件は

$$\begin{aligned} l^2 + m^2 + n^2 &= 1 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial l} = \frac{\partial \chi^2}{\partial m} = \frac{\partial \chi^2}{\partial n} = \frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} &= 0 \end{aligned} \quad (4.25)$$

と表せるので、 l, m, n, t_0 は以下のように求められる。

$$n = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (4.26)$$

$$l = pn + qc \quad (4.27)$$

$$m = rn + sc \quad (4.28)$$

$$t_0 = \frac{l \sum_i w_i x_i + m \sum_i w_i y_i + n \sum_i w_i z_i + c \sum_i w_i t_i}{c \sum_i w_i} \quad (4.29)$$

4.26 式の平方根の符号は $0 \leq n \leq 1$ になるように選択する。これらの式に現れている変数は以下のものである。

$$\begin{aligned} A &= p^2 + r^2 + 1, & a_1 &= \sum_i w_i \sum_i w_i x_i^2 - \left(\sum_i w_i x_i \right)^2, \\ B &= 2c(pq + rs), & a_2 &= \sum_i w_i \sum_i w_i x_i y_i - \sum_i w_i x_i \sum_i w_i y_i, \\ C &= c^2(q^2 + s^2) - 1, & a_3 &= \sum_i w_i \sum_i w_i x_i z_i - \sum_i w_i x_i \sum_i w_i z_i, \\ p &= (a_2 b_3 - a_3 b_2)(a_1 b_2 - a_2 b_1), & a_4 &= \sum_i w_i \sum_i w_i x_i t_i - \sum_i w_i x_i \sum_i w_i t_i, \\ q &= (a_2 b_4 - a_4 b_2)(a_1 b_2 - a_2 b_1), & b_1 &= a_2, \\ r &= (a_3 b_1 - a_1 b_3)(a_1 b_2 - a_2 b_1), & b_2 &= \sum_i w_i \sum_i w_i y_i^2 - \left(\sum_i w_i y_i \right)^2, \\ s &= (a_4 b_1 - a_1 b_4)(a_1 b_2 - a_2 b_1), & b_3 &= \sum_i w_i \sum_i w_i y_i z_i - \sum_i w_i y_i \sum_i w_i z_i, \\ & & a_4 &= \sum_i w_i \sum_i w_i y_i t_i - \sum_i w_i y_i \sum_i w_i t_i \end{aligned}$$

この到来方向決定のためのフィットは、ノイズやチャンスコインシデンスによるシングルミュオンなどの、フィット面から大きく外れた相対時間を持つ信号の重みを

減らしながら、数回繰り返し行う。これにより、最終的な方向決定精度は最頻エネルギー (3 TeV) で約 0.9° となる。また、式 4.24 で定義される χ を Tibet 実験では、「residual error」と呼んでおり、二次解析に用いるイベントには $\chi \leq 1$ の条件を満たしたもののみを選別する。

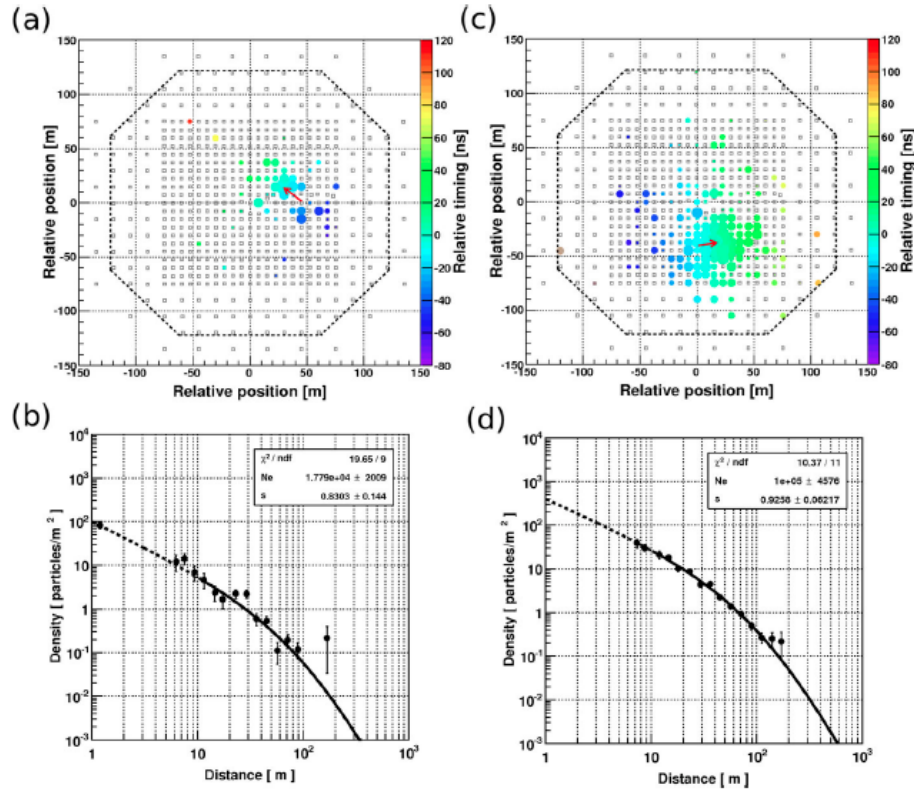


図 4.11: シミュレーションで得られた (a) 21 TeV、(c) 102 TeV ガンマ線のイベントディスプレイ (上図)。白抜き点の点は各検出器を示し、色は粒子が検出された相対時間差を表し、点の大きさは検出された粒子密度を示している。赤の矢印はその先でシャワー中心の位置を示し、向きがシャワーの到来方向を表す。下図は上図と同じイベントで得られたラテラル分布を表している。黒点が検出された粒子密度、黒線が 4.19 式を用いたカイ 2 乗フィットの結果を示している [44]。

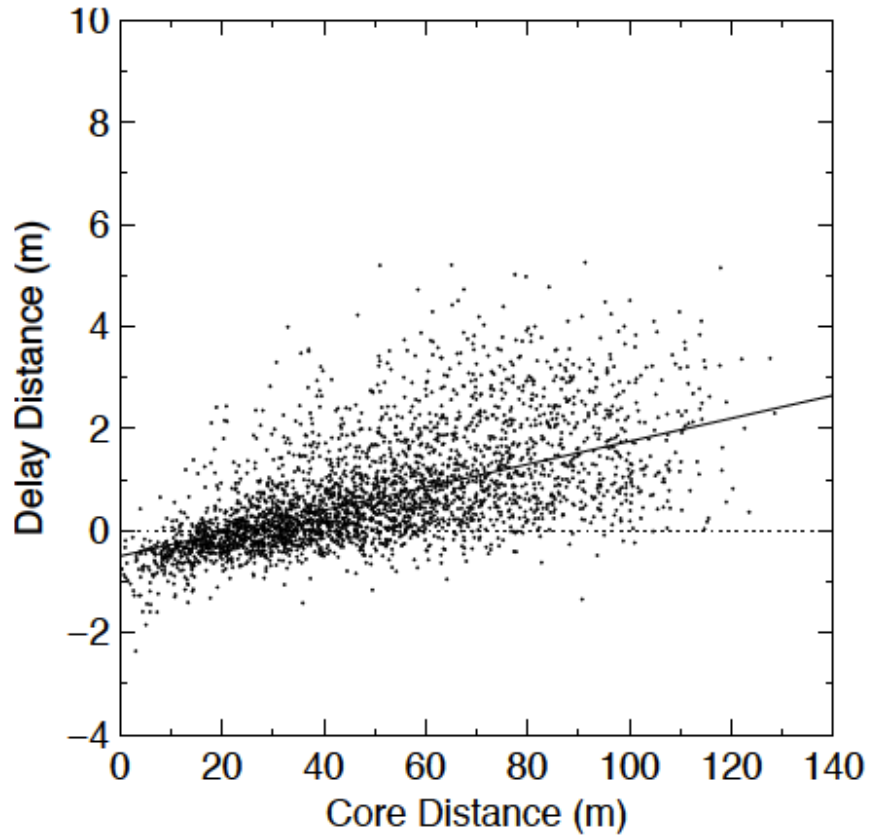


図 4.12: 20 例の空気シャワーイベントから求めた空気シャワーのフィット面に対する二次粒子の遅延距離分布。シャワーコアからの距離 R の関数となっている [50]。

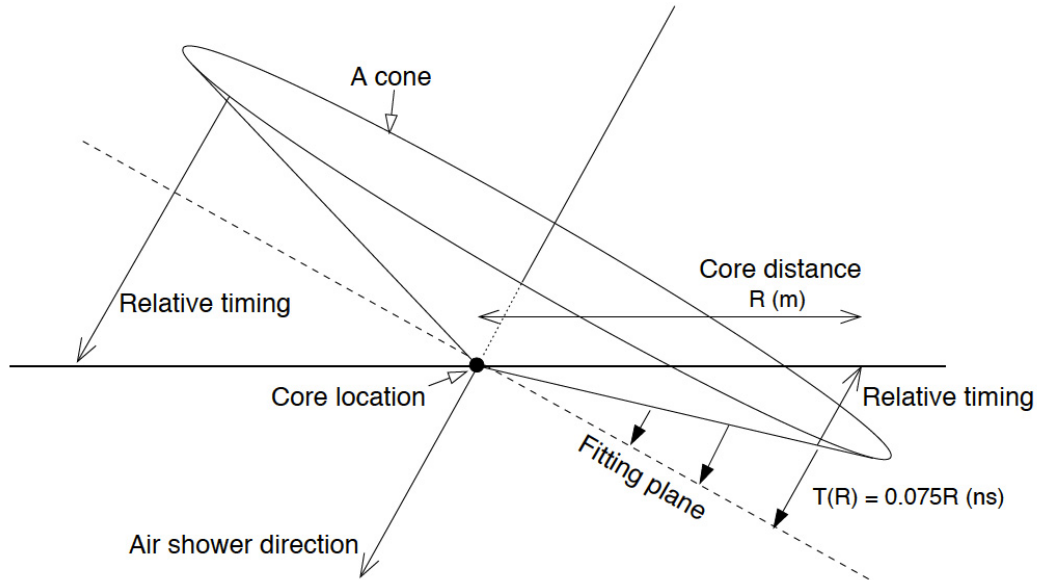


図 4.13: 空気シャワーフロント面へのコーンフィットの概念図 [50]。

4.2.8 一次宇宙線のエネルギー決定

空気シャワーのエネルギー決定は、空気シャワーアレイで検出した粒子数 (シャワーサイズ) によって決定する。しかし、一次宇宙線の持っていたエネルギーの一部は、大気中で空気シャワーを生成する過程で失われてしまう。また、観測装置のカバーしている面積はアレイ全体の面積の 1% にも満たないため、地表に到達し、検出に成功した一部の粒子数から、空気シャワーシミュレーションに基づいて、元の一次宇宙線のエネルギーを決定することになる。このようなエネルギーの決定方法では、個々の空気シャワーイベントのエネルギー決定を行うことはほぼできない。特に低いエネルギーでは、シャワー粒子の密度が低いため、決定されたエネルギーに 100% 以上の誤差がつく。従って、エネルギーは各イベントではなく、エネルギーに比例するような観測量で区切ったデータセットをつくり、そのデータセットの平均エネルギーをシミュレーションを使って求める。

本論文では、上記のようにして求められるエネルギーを用いる。後述するように、エネルギー決定精度は、太陽の影の位置のズレの系統誤差の主要な部分である。今

後系統誤差小さくするための基礎研究として、エネルギー決定方法の検証をシミュレーションを用いて行った [44]。ただし、この検証では Tibet 空気シャワー実験のメインターゲットであるガンマ線のみを入射粒子としたシミュレーションを行っているため、その結果を太陽の影の解析に直接用いることはできないが、将来的に系統誤差の改善に役立つと考えられる。

従来、Tibet 空気シャワーアレイでは、エネルギーの推定パラメータとして、 $\sum \rho_{\text{FT}}$ と呼ばれる値を用いてきた。これは、各検出器の FT-PMT で測定した粒子数を検出器面積 0.5 m^2 で割った密度 ρ_{FT} の全検出器分の和で定義する。それ以外のパラメータとして N_e 、 $S50$ を検証した。 N_e はガンマ線由来の空気シャワーが観測高度で作る全粒子数 (シャワーサイズ) で、 $S50$ はシャワー軸からの距離が 50m の地点でのシャワー粒子の密度である。この 2 つのパラメータは観測されたラテラル分布 (荷電粒子密度のシャワー軸からの距離 r 依存性) を NKG 関数 (4.19 式) でフィットして求める。ここで、 s と N_e をパラメータとしてカイ 2 乗フィットする。また、 r_m のモリエール半径は観測高度での環境に合わせて 130 m に固定している。図 4.11 はモンテカルロシミュレーションで再現された 21 TeV、入射天頂角 19.0° のガンマ線のイベントディスプレイ (a) とラテラル分布 (b) で、(c) と (d) はそれぞれ 102 TeV、入射天頂角 15.8° のガンマ線のイベントディスプレイとラテラル分布を表している。

このラテラル分布に対する 4.19 式のフィットでは、シャワー位置決定精度によって粒子密度のばらつきが大きく、シャワー中心からの距離あたりの検出器数の少ないシャワー中心から 10 m 以内の距離にある検出器で得られたデータは使用しない。また、検出器の粒子数が上限に達している検出器のデータも同様に使用しない。以上の方法でカイ 2 乗フィットして得られた $S50 = \rho_{\text{NKG}}(50)$ と N_e の関数として、真の一次宇宙線のエネルギー E_{GEN} をプロットした結果が図 4.14(a) 及び (b) で、従来の $\sum \rho_{\text{FT}}$ の関数としてプロットした場合 (図 4.14(c)) に比べ、縦軸の E_{GEN} のばらつきが小さくなっていることが確認できる。これらのエネルギー決定精度を評価するために、それぞれのパラメータを使って再構成されたエネルギー E_{REC} と E_{GEN} の比の対数 $\ln \delta E = \ln(E_{\text{REC}}/E_{\text{GEN}})$ をとって、その分布の標準偏差 $\sigma_{\ln \delta E}$ を E_{REC} の関数としてプロットしたものを図 4.15 に示す。このように $S50$ のエネルギー決定精度が他と比べて良い ($\sigma_{\ln \delta E}$ が小さくなっている) ことが確認できる。

以上の解析から、エネルギー決定のパラメータを $\sum \rho_{\text{FT}}$ から $S50$ に変更することでガンマ線に対するエネルギー決定精度が 30% 程度向上することがわかった。同様のエネルギー決定方法を宇宙線にも適用することで、宇宙線のエネルギー決定精度の向上が期待できるため、将来の解析では太陽の影の解析の系統誤差削減に役立てることができるであろう。

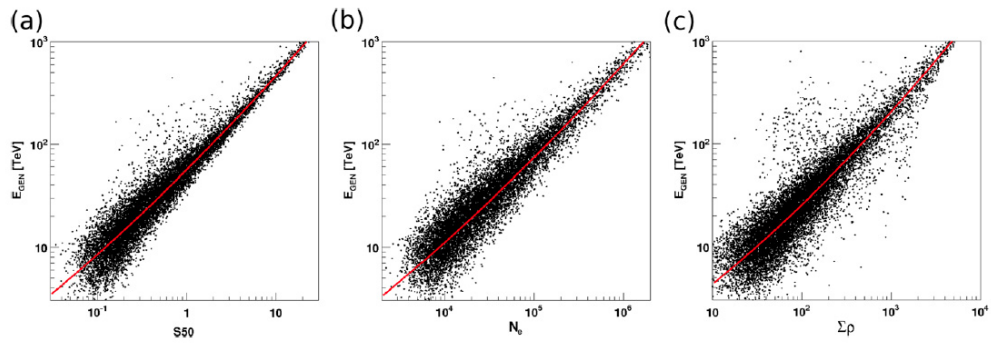


図 4.14: (a) $S50$ 、(b) N_e 、(c) $\sum \rho_{\text{FT}}$ の関数として、真のエネルギー E_{GEN} をプロットした図 [44]。

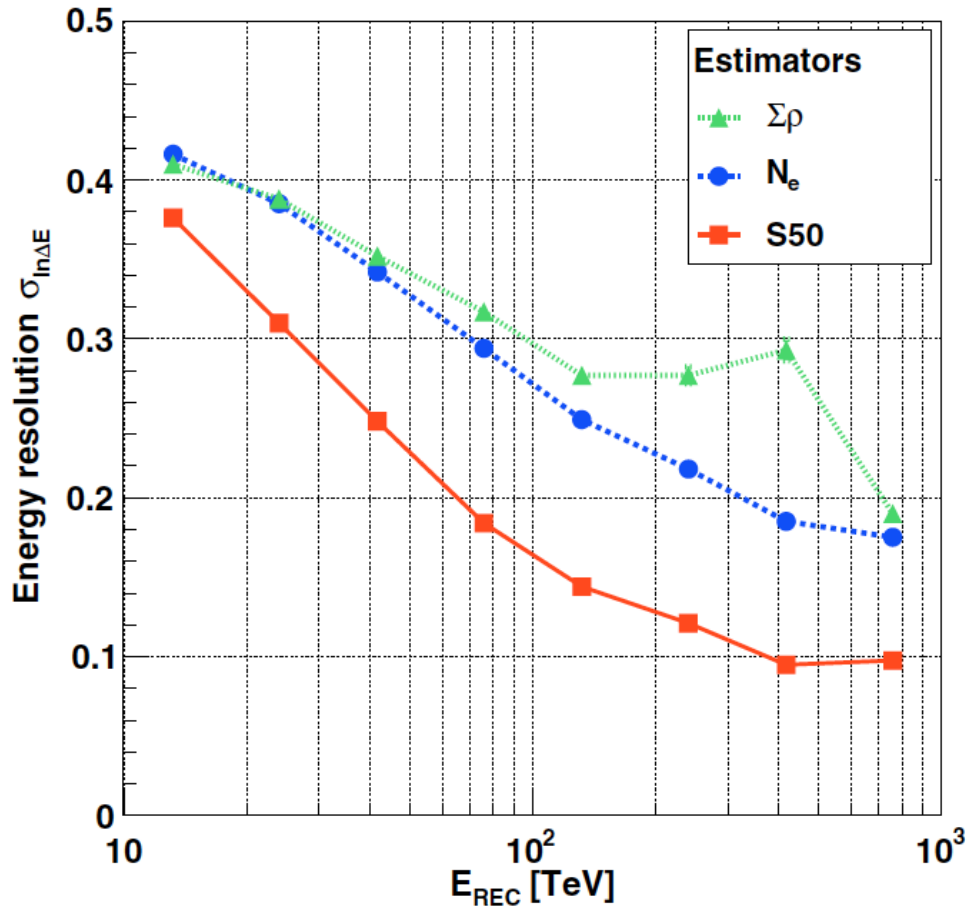


図 4.15: エネルギー決定精度 $\sigma_{\ln\delta E}$ を、再構成した粒子のエネルギー E_{REC} の関数としてプロットしたもの [44]。緑が従来の $\sum \rho_{\text{FT}}$ 、青が N_e 、赤が $S50$ をそれぞれ用いてエネルギー決定した結果を表す。

次に、Tibet 空気シャワー実験で観測された太陽の影以外の宇宙線強度観測結果についてまとめる。

4.3 銀河宇宙線強度の全天分布

太陽近傍を通過しない TeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は太陽活動の影響をあまり受けずに地球に到達する。よって太陽圏の外の宇宙線分布がそのまま観測されるはずである。この分布は、ほぼ等方的であるが、太陽系外の銀河空間の磁場構造や、宇宙線の加速源の分布、太陽圏と恒星間空間の境界付近の構造、太陽系の運動などの影響で、1%以下の小さな異方性が存在することが知られている。この異方性は恒星時異方性として知られ、Tibet 空気シャワー実験でも数 TeV から数百 TeV までの恒星時異方性が観測されている [49]。図 4.16 は Tibet 空気シャワー実験で観測された 10 TeV から 100 TeV までの恒星時異方性の結果の図で、赤緯 90° ~ -30° の範囲で宇宙線強度の赤経分布が得られ、エネルギーが大きくなるにつれて、強度分布が変化していく様子が確認できる。

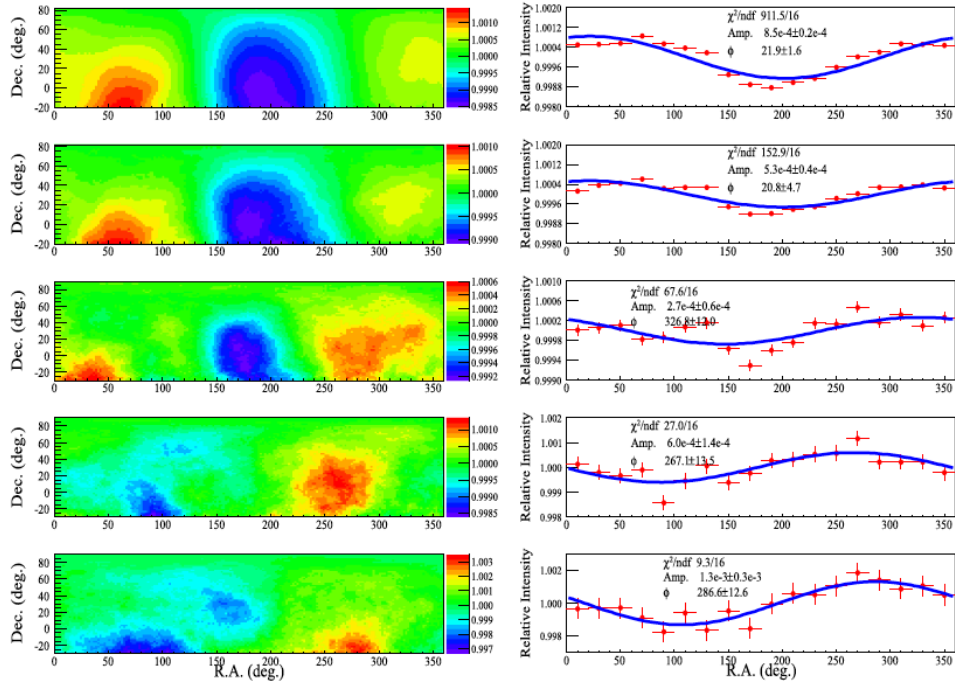


図 4.16: (Tibet 空気シャワー実験で観測された、上から 15、50、100、300、1000 TeV の銀河宇宙線の赤道座標系 2 次元強度マップ (左図) と恒星時異方性 (赤経強度依存性: 右図)[49]。恒星時異方性の青線は一次までの三角関数でフィットした結果を表している。

これは、エネルギーが低い場合は、太陽圏と恒星間空間の境界付近の構造の影響が強く、エネルギーが高くなるにつれてより大規模な恒星間空間の影響を受けるためだと考えられる。他の実験でも同様に恒星時異方性が求められており、それをまとめたものが図 4.17 で、他の観測でも同様のエネルギー依存性が見られている。この強度分布は太陽の影に比べ、角度変化あたりの強度変化が非常に小さい変動になっている。このため、太陽の影や月の影に影響はないと考えられる。

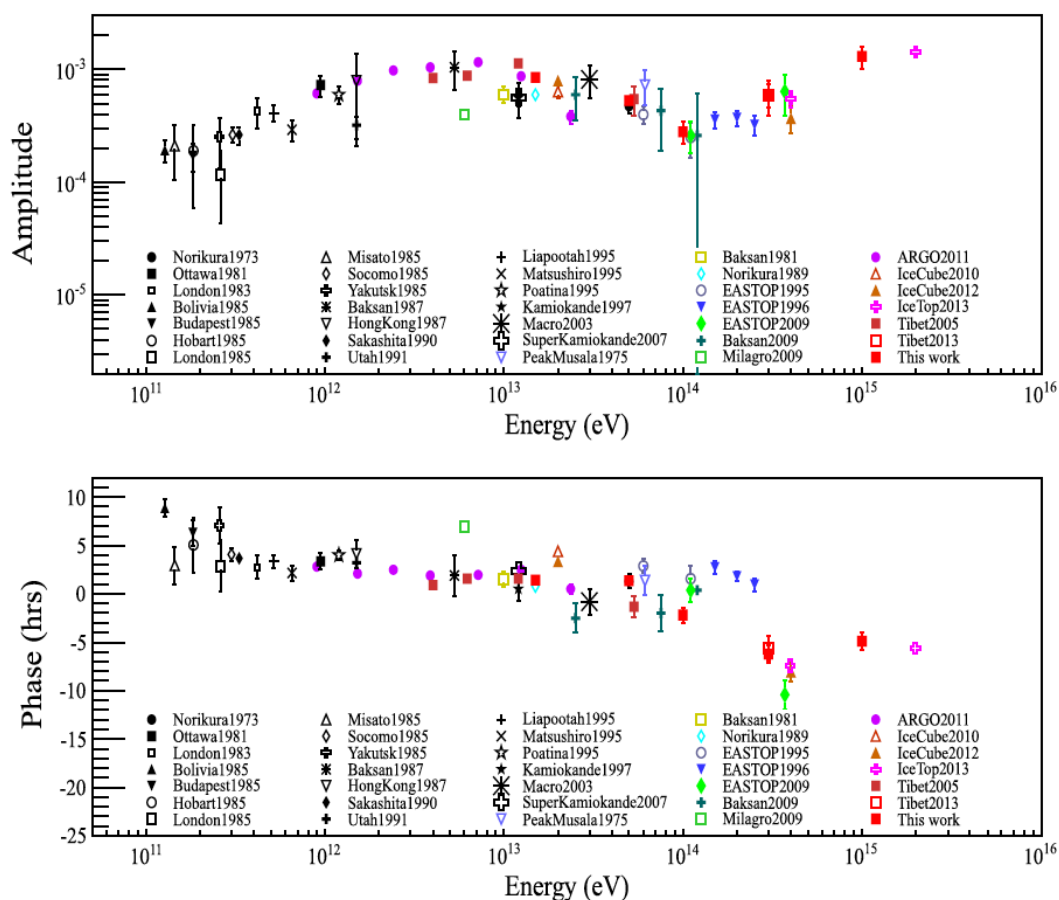


図 4.17: 様々な観測で得られた恒星時異方性に一次の三角関数をフィットして得られた振幅 (上図) と位相 (下図) のエネルギー依存性 [49]。

4.4 月の影の観測と空気シャワーアレの系統誤差

月の影は太陽の影と同様に銀河宇宙線が月によって遮蔽され、地球から月の方向を観測すると宇宙線強度に欠損が見られる現象である。ただし、月にはほとんど磁場がないため、宇宙線は散乱されず、影の深さの変動は月の見かけの大きさの変化によってのみ生じる。一方で、地磁気の影響を受けるため、月の影は月の方向から西側にズレて観測される。地磁気については非常によく理解されているので、この

月の影を利用して、Tibet 空気シャワー実験の性能の確認を行っている。

図 4.18 左図は 1999 年 11 月から 2005 年 12 月の期間で Tibet-III を用いて観測された月の影の significance マップで、 $\sum \rho_{\text{FT}} > 17.8$ の条件のデータを用いた結果で約 2 TeV のエネルギーの結果である [45]。色は影の深さ（強度欠損量）の significance で、月の影のような強度欠損や、ガンマ線天体などの強度超過の significance S は Li & Ma (1983)[46] によって求められた式より以下のように計算することができる。

$$S = \sqrt{2} \left\{ N_{\text{on}} \ln \left[\frac{\epsilon}{1 + \epsilon} \left(\frac{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}}{N_{\text{on}}} \right) \right] + N_{\text{off}} \left[(1 + \epsilon) \left(\frac{N_{\text{off}}}{N_{\text{on}} + N_{\text{off}}} \right) \right] \right\}^{1/2} \quad (4.30)$$

ここで、 N_{on} 、 N_{off} は on-source (信号) のイベント数、off-source (バックグラウンド) のイベント数を表し (第 4.5.3 節参照)、 ϵ は off-source window の数を表し、ここでは、 $\epsilon = 8$ である。また、これはバックグラウンドに十分な統計がある場合には以下の式でほぼ近似できる。

$$S = \frac{N_{\text{on}} - \epsilon N_{\text{off}}}{\sqrt{\epsilon(N_{\text{on}} + \epsilon N_{\text{off}})}} \quad (4.31)$$

図 4.18 左図はこちらの式によって計算されている。最大の深さをもつ影の中心で 45σ で、中心が地磁気の効果で約 0.2° 西にズレている。

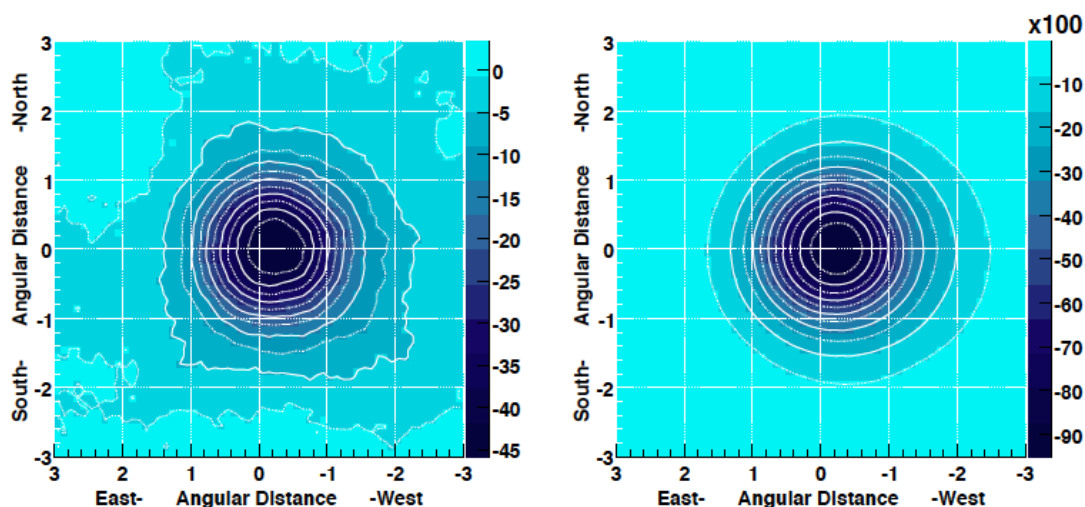


図 4.18: 月の影の 2 次元マップ [45]。左が Tibet-III で観測された月の影の significance map。右がシミュレーションで得られたマップで、色は欠損量 (反粒子が月に当たったイベント数密度 (degree^{-2})) を表している。原点は月の中心方向にとっている。

また、図 4.18 右図はシミュレーションの結果で、イベントの選定条件は観測と同様 $\sum \rho_{\text{FT}} > 17.8$ である。地磁気には、高度 600 km 以下は、International Geomagnetic Reference Field 9th generation モデル (以下、IGRF モデル) [47] を用い、600km 以上では、双極子磁場を連続的につなげて用いている。また、一次宇宙線の質量組成、エネルギースペクトルは、気球などの観測結果に基づいて 0.3TeV から 1000TeV までの粒子を生成し、シミュレーションを作成している。

4.4.1 月の深さの変動

月の影の深さの変動は、月地球間の距離が変化し、地球から見た月の視直径が変化することによって生じる。つまり、月が地球に近づけば影が深くなり、遠ざかれば浅くなる。図 4.19 は月の影の年変動で、点が観測値、点線は月の視直径から予測された値である [48]。ここで求められる観測と予想の差は、太陽の影の深さの解析に系統誤差として用い、0.178% と見積もられている。

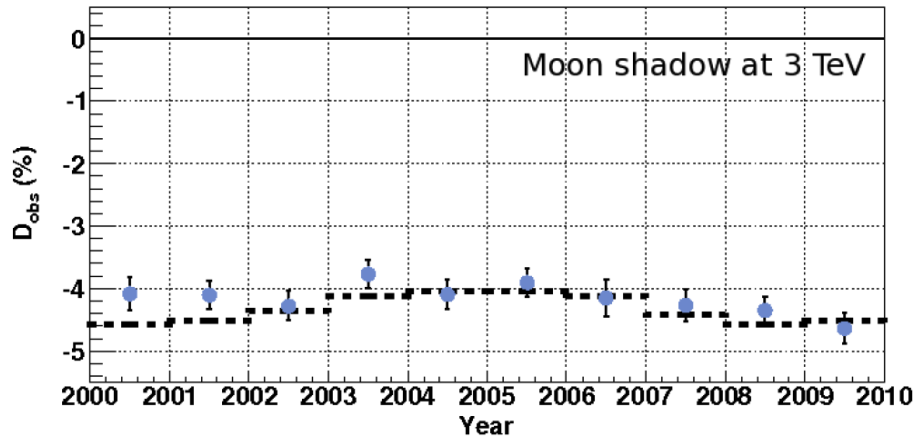


図 4.19: 月の影の深さの変動 [48]。 $\sum \rho_{\text{FT}} > 10$ 以上のイベントの結果。

4.4.2 月の影の位置と空気シャワー実験の系統誤差

月の影の位置のズレは地磁気の影響によって生じる。地磁気を既知の磁場として扱うことで、月の影の位置を使って空気シャワー実験のポインティング誤差 (ガンマ線天体などのソース天体の位置決定に付く誤差) や、エネルギー決定精度の評価が行われている。Tibet 空気シャワーアレイが設置されている東経 90.522° 、北緯 30.102° の地点での地磁気の東西方向成分はほぼゼロ (2005 年時点で、地磁気の水平成分は南北方向に対して約 0.4 度傾いている) であるため、観測するエネルギーに依らず月の影には南北方向のズレが生じない。これを利用して、ポインティング誤差を調べる。図 4.20 左図は月の影の南北方向のズレで、赤点が観測値、青点がシミュレーション値を表している。横軸は下は $\sum \rho_{\text{FT}}$ で、上は対応する平均 Rigidity R である。ここで、黒線は観測値に一定値をフィットした結果で、その値は $0.006^\circ \pm 0.011^\circ$ となりゼロと一致している。これからポインティング誤差を 0.011° とした。

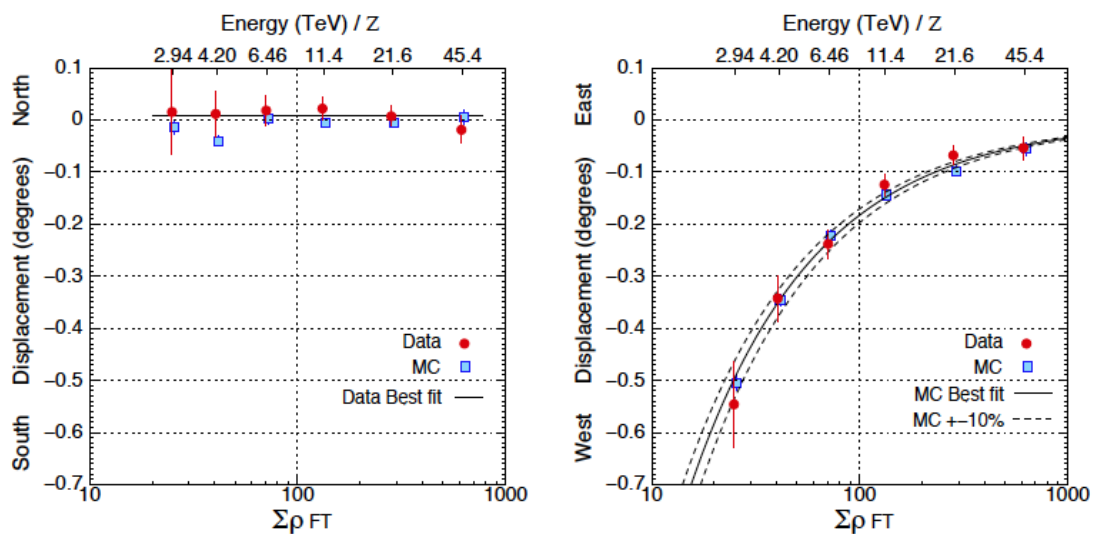


図 4.20: 月の影の南北方向のズレ (左図) と東西方向のズレ (右図) の $\Sigma\rho_{FT}$ 依存性 [45]。縦軸上部の数値は各データ点の平均 Rigidity。赤点は観測値で、青点がシミュレーション値をそれぞれ表している。また、黒線は、南北方向のズレでは定数を用いて、東西方向のズレでは $\kappa(\Sigma\rho_{FT}/100)^\lambda$ を用いて観測値に対してベストフィットした線である。

一方、図 4.20 の右図は東西方向のズレの結果で、黒線はシミュレーションに対して、 $\kappa(\Sigma\rho_{FT}/100)^\lambda$ の式でベストフィットを行った結果である。シミュレーションと観測値の差はエネルギー推定による誤差であると考えられる。エネルギーの推定は、宇宙線の空気シャワーシミュレーション中のハドロン相互作用モデル及び、入射宇宙線の化学組成に依存するため、これらを変更した場合の影響も調べられた (図 4.21)。その結果、エネルギーの推定の系統誤差は約 12% 以下であると見積もられた。

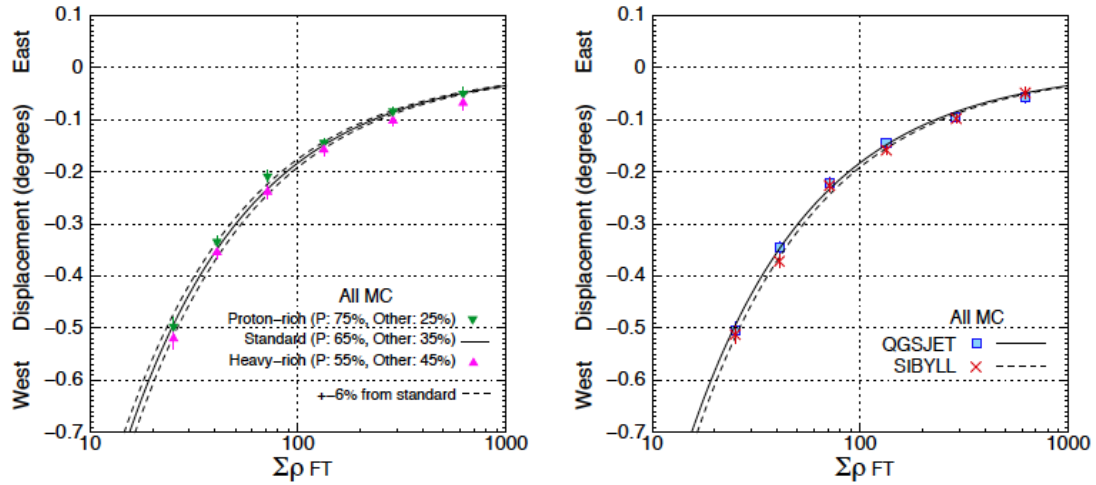


図 4.21: シミュレーションによる月の影の東西方向のズレの $\Sigma\rho_{FT}$ 依存性で、質量組成を変更した場合 (左図) とハドロン相互作用モデルを変更した場合 (右図) の比較 [45]。

4.5 太陽の影の解析

ここでは、太陽の影の解析に用いた等天頂角法や方位角補正、および、データ選別の条件についてまとめる。

4.5.1 データ選別条件

本研究における実験データ解析の対象期間は、2000 年から 2009 年までの 10 年間で、太陽活動サイクル 23 の活動期からサイクル 24 の静穏期の期間にあたる。Tibet 空気シャワー実験では、上記の 10 年間は 2006 年を除いてほぼ安定して観測を続けているが、後述のイベント選択条件の天頂角の制限があるため、北緯 30° にある Tibet 空気シャワーアレイでは、冬季の太陽の影の観測はできない。観測に用いるのは、各年 3 月 1 日から 8 月 31 日の間の 6 ヶ月間のみとした。また、9 月は太陽の南中高度は十分であるが、観測装置のメンテナンスのためにデータ欠損が多くなって

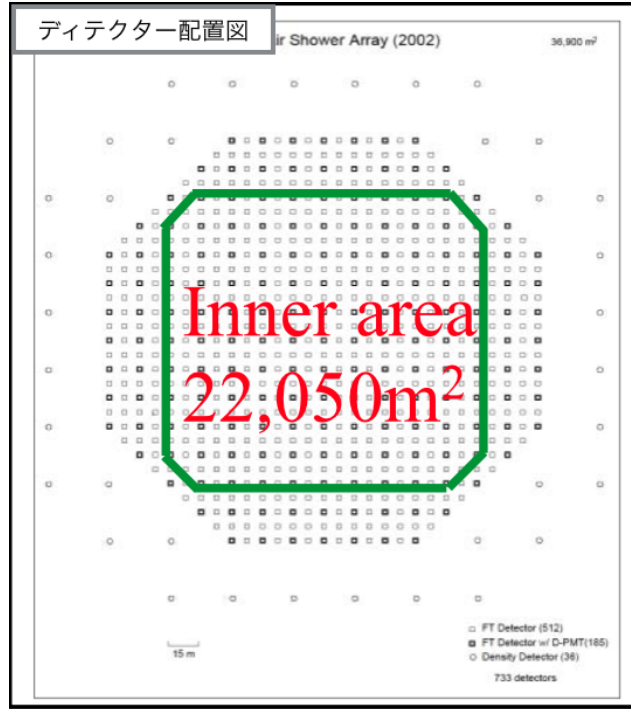


図 4.22: 緑色で囲まれた領域が Tibet-III における信頼領域

いるので、使用しないことにした。

また、空気シャワーイベントの選択条件として以下の4つを課した。

1. 各空気シャワー・イベントは、アレイ内側の FT 検出器のうち4台以上が1.25個相当以上の粒子を検出する。
2. 各空気シャワー・イベントについて、観測粒子数の多い上位9台の検出器中8台が図4.22の点線内の信頼領域（In エリア）にあること。
3. 各空気シャワー・イベントの到来天頂角方向が 6.4° 以上、 40° 未満であること。
4. Residual error χ が1.0 未満であること。

また、本論文では、エネルギー依存性を調べるために、 $\sum \rho_{FT}$ を $17.8 < \sum \rho_{FT} < 100$ までの範囲で3等分、 $100 < \sum \rho_{FT} < 1000$ の範囲を3等分、 $\sum \rho_{FT} > 1,000$ の7つのビンに分割した。分割の条件、および各ビンにおける、イベント数、平均エネルギー

表 4.3: $\sum \rho_{\text{FT}}$ ビンごとのイベント数、平均エネルギー、平均 Rigidity、角度分解能 (68%のイベントが入る範囲)

$\sum \rho_{\text{FT}}$ ビン	イベント数	平均 エネルギー [TeV]	平均 Rigidity[TV]	68%角度 分解能 [°]
$17.8 < \sum \rho_{\text{FT}} < 31.6$	4.7×10^7	6.08	4.41	2.2
$31.6 < \sum \rho_{\text{FT}} < 56.2$	1.6×10^7	8.59	5.91	1.4
$56.2 < \sum \rho_{\text{FT}} < 100$	3.7×10^6	13.1	8.21	0.9
$100 < \sum \rho_{\text{FT}} < 215$	7.9×10^5	22.8	13.1	0.6
$215 < \sum \rho_{\text{FT}} < 464$	1.3×10^5	43.3	24.0	0.4
$464.2 < \sum \rho_{\text{FT}} < 1000$	1.8×10^4	89.1	45.8	0.3
$\sum \rho_{\text{FT}} > 1000$	3.5×10^3	242	115	0.2

ギー、平均 Rigidity 及び、太陽の影の位置のズレの解析で一次元射影幅として使う 68% 角度分解能を表 4.3 にまとめた (第 7.1 節参照)。

4.5.2 太陽の影の解析方法

地球近傍での一次宇宙線フラックスは、全天でほぼ一様な強度分布をもつが、太陽周辺から到来する一次宇宙線は遮蔽されるため、それ以外の方向と比較して相対的に強度が低くなる。したがって、バックグラウンドとなる一様な強度に対する差を観測することになる。しかし、空気シャワーイベント数は天頂角に強く依存するので、バックグラウンドを評価するためには、同時刻に on-source window と同じ天頂角をもつ off-source window を設定する必要がある。

4.5.3 等天頂角法

等天頂角法を使った解析は、次の手順で行う。図 4.23 は等天頂角法のイメージ図である。

1. 観測したい方向 (天頂角を θ_{zen} とする) から到来する空気シャワーイベントに関して、到来方向を中心に実角半径 (視半径) R_{win} のサンプリング領域 (on-source window) を設定し、その方向から到来する空気シャワーイベント数 N_{on} をカウントする。

2. on-source window の中心方向から等天頂角方向に実角 R_2 ($R_2 > 2R_{\text{win}}$ 、方位角としての大きさは $R_2/\sin\theta_{\text{zen}}$) 毎に on-source window と同型のサンプリング領域 (off-source window) を n 個 ($n \geq 1$) 設定し、 i 番目の off-source window 方向から到来する空気シャワーイベント数 $N_{\text{off},i}$ の n 個の平均を on-source window のイベントに対するバックグラウンドイベント数 $\langle N_{\text{off}} \rangle \equiv \frac{\sum_{i=1}^n N_{\text{off},i}}{n}$ とする。
3. 空気シャワーイベントの欠損量 $D_{\text{Obs}}[\%]$ を計算する。ここで D_{Obs} は、次式で定義される。

$$D_{\text{Obs}} = \frac{N_{\text{on}} - \langle N_{\text{off}} \rangle}{\langle N_{\text{off}} \rangle} \times 100 \quad (4.32)$$

本論文の太陽の影の深さの解析では、見かけの太陽の中心に $R_{\text{win}} = 0.9^\circ$ の on-source window を設定し、見かけの太陽中心から等天頂角方向に $R_2 = 3.2^\circ$ ずつずらし、東西にそれぞれ 6 個ずつ、計 12 個の off-source window を用意した。このうち、on-source window の左右 2 つずつは信号の漏れ出しの可能性を考慮し解析には使用せず、実際に解析に用いた off-source window は ($n = 8$) である。

また、本論文の太陽の影の中心位置の解析では、複数回同一のデータを読み込む必要があるため、先に以下の手順でマップを作成して効率化を図ることにする。

1. $R_{\text{win}} = 0.05^\circ$ 、 $R_2 = 3.2^\circ$ 、off-source window は深さの解析と同様に 8 個を設定する。これらの設定は $\sum \rho_{\text{FT}}$ ビンによらず一定とした。
2. 太陽中心から $\pm 4^\circ$ の範囲で等天頂角法を使い、 160×160 ビン個の on-source window のイベント数 $N_{\text{on},j,k}$ 、off-source window のイベント数 $N_{\text{off},j,k}$ のマップをそれぞれ作成する。ここで、 j, k はビンの番号を表している。

第 7.1 節で説明するように、この 2 つのマップから、適宜角度分解能の幅で一次元射影分布を作り、解析する。

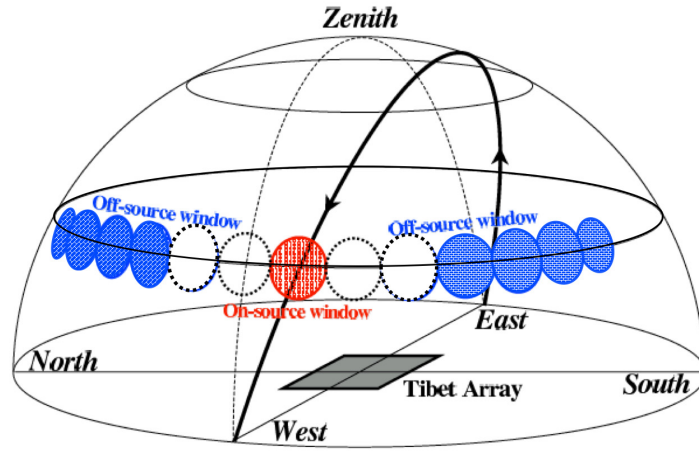


図 4.23: 等天頂角法のイメージ図。地平座標系で Tibet 空気シャワーアレイが中心にある。赤色が on-source window、青色が off-source window、実線の矢印は太陽の軌道をあらわす。

4.5.4 方位角補正

Tibet 空気シャワーアレイは、ほぼ平坦な地形に設置されているが、GPS 測量による検出器の相対座標 (x_i, y_i, z_i) は、図 4.24 に示す通り、 z_i が北西から南東にかけて大きく変化している。これは空気シャワーアレイ全体が水平面に対して約 1.3° 傾いていることを示している。

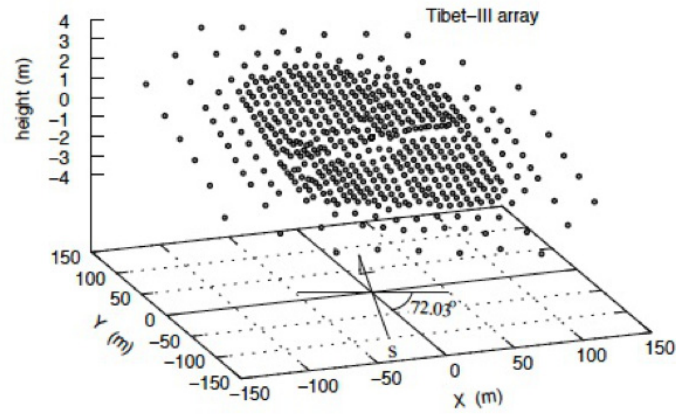


図 4.24: シンチレーション検出器の相対位置。

この傾きの影響は空気シャワーイベント数の方位角分布に数パーセント程度の変動として現れる。これは、バックグラウンドの評価に影響を与えるため、以下の方法で補正を行う。各観測年、各 $\sum \rho_{FT}$ ビンに対して、天頂角 0° から 50° の間を 5° ごとにわけ、図 4.25 のように方位角分布を作成する。この方位角分布に、4 次までのフーリエ級数 (4.33 式) をフィットする。

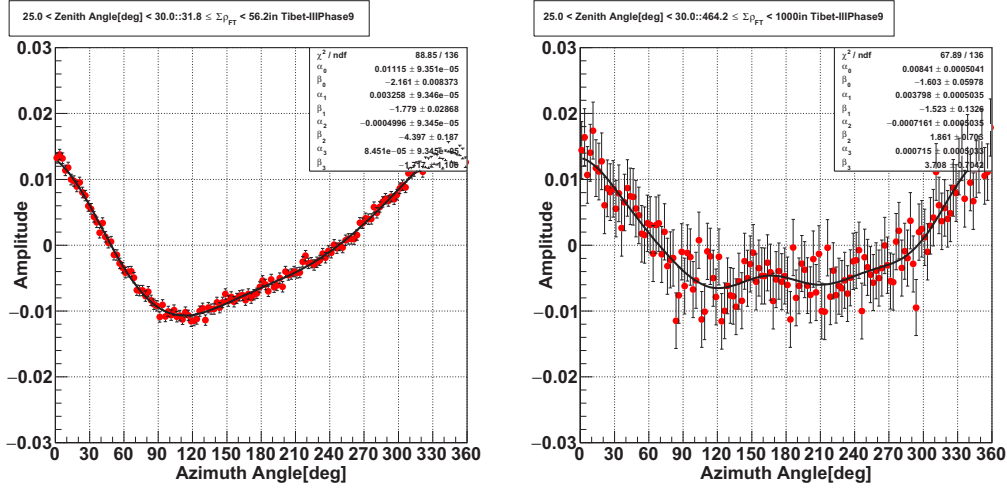


図 4.25: 天頂角 25° から 30° の範囲の $31.6 < \sum \rho_{\text{FT}} < 56.2$ ビン (左図)、 $464.2 < \sum \rho_{\text{FT}} < 1000$ ビン (右図) での方位角分布。赤色が観測された相対イベント数で、黒の曲線は 4.33 式を用いたフィットの線を表している。

$$f(\phi, \sum \rho_{\text{FT}}) = \sum_{i=0}^3 \left[\alpha_i \left(\sum \rho_{\text{FT}} \right) \sin \left((1+i)\phi - \beta_i \left(\sum \rho_{\text{FT}} \right) \right) \right] \quad (4.33)$$

ここで、 ϕ が方位角、 $\alpha_i(\sum \rho_{\text{FT}})$ 、 $\beta_i(\sum \rho_{\text{FT}})$ はそれぞれ、 i 番目の展開級数の振幅と位相を表す。この方位角分布のフィッティング関数を使って、太陽方向の方位角を ϕ_{sun} 、各イベントの一次宇宙線の到来方向を ϕ_{eve} とすると、イベント数の方位角補正の値 ξ は以下の式で表せる。

$$\xi = \frac{1 + f(\phi_{\text{sun}})}{1 + f(\phi_{\text{eve}})} \quad (4.34)$$

実際の解析で、各方向ビンのイベント数を求めるには、1 イベントごとに ξ の値を各方向ビンに足し合わせる。

第5章 太陽の影のモンテカルロシミュレーション

本章では、太陽の影の観測結果と比較するシミュレーションの作成方法、仮定した磁場モデルについてまとめる。

5.1 シミュレーション方法

シミュレーションの手順は以下のとおりである (図 5.1)。

1. 太陽の軌道に沿って大気トップからチベット空気シャワーアレイに向けて空気シャワーを発生させる。
2. 空気シャワー中の粒子を検出器シミュレーションに通し各検出器の ADC と TDC に変換し、実験データと同じように解析 (空気シャワーの再構成) をする。
3. 検出器シミュレーションとデータ解析を通過したイベントの一次宇宙線の反粒子を、空気シャワーの発生点から太陽中心から半径 4° 以内の範囲に向けてランダムに発射する。
4. 4 次のルンゲクッタ法による逐次近似法を用いて、反粒子の磁場中での軌道計算を実行する。
5. 太陽表面に衝突した反粒子の軌道を宇宙線が通過できない禁止軌道とし、その軌道を通る粒子が太陽の影 (宇宙線強度欠損) を構成しているとする。その後、最初に設定したシミュレーションの宇宙線の発射方向から装置の角度分解能だけランダム方向に振り直し、得られた方向を太陽の影を構成するイベントの到来方向とする。

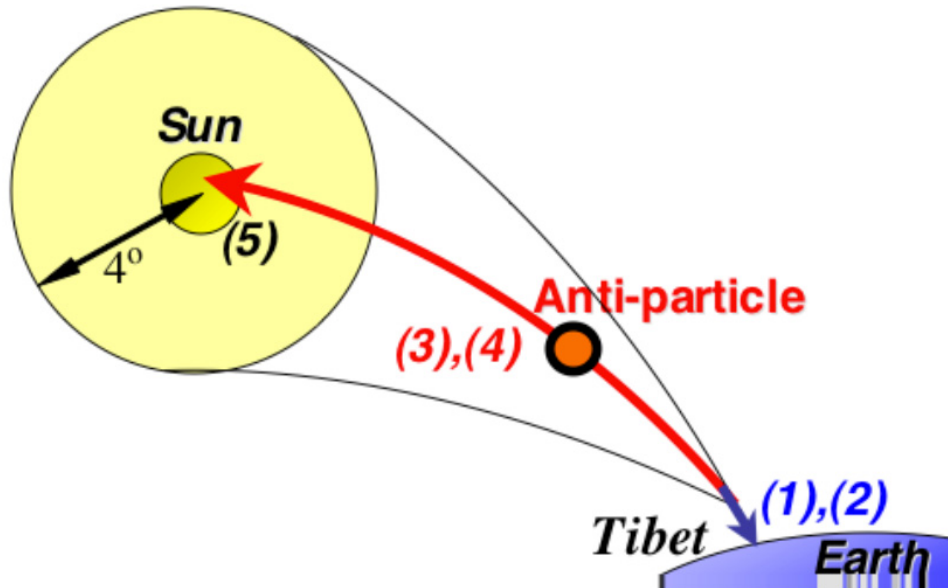


図 5.1: 太陽の影のシミュレーションのイメージ図。

5.2 シミュレーション設定

5.2.1 対象期間

シミュレーションの対象となる期間は 2000 年から 2009 年までの 10 年間とした。

5.2.2 空気シャワーシミュレーションと検出器シミュレーション

太陽軌道に沿って大気トップからチベット空気シャワーアレイに向けて空気シャワーを発生させる。空気シャワーのコア中心は空気シャワーアレイを中心として半径 300 m 以内にランダムに設定する。この時に仮定する一次宇宙線の化学組成、エネルギースペクトルは、気球や衛星観測によって得られた化学組成を基に Shibata et al. (2010)[38] で報告された化学組成モデル (図 5.2 参照) を使用する。生成する空気シャワー粒子のエネルギーは、0.3 TeV から 1000 TeV までの範囲である。0.3 TeV

は観測装置のトリガー条件にほとんどかからない程度に十分低いエネルギーである。

空気シャワーの生成シミュレーションコードには、CORSIKA コード [39] を用い、空気シャワー中のハドロン相互作用モデルには EPOS-LHC[40] を使用した。

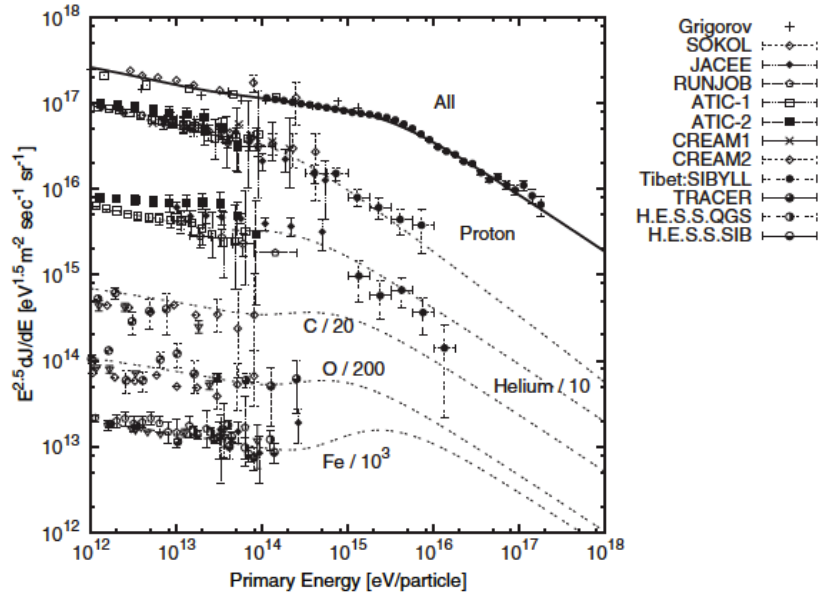


図 5.2: 本論文で仮定した化学組成のエネルギー依存性 [38]。

生成された空気シャワーイベント中の二次粒子は、検出器シミュレーションコード GEANT4[41] によって作成されたシンチレーション検出器に入射され、検出器中のエネルギー損失やトリガー時間が計算される。それらは、キャリブレーションデータを用いて実際の測定量である ADC 値や TDC 値に変換され、観測データと同様のプロセスで解析される。

5.2.3 シミュレーション計算に用いる座標系

反粒子の軌道計算を行なう際に使用する座標系は、Heliocentric Earth Ecliptic (HEE) 座標系とする (図 5.3 参照)。この座標系は次のように定義されている。

1. 原点：太陽中心。

2. x 軸正方向：太陽から見た地球の方向。
3. z 軸正方向：黄道座標系における天の北極 (Ecliptic North Pole)。
4. y 軸正方向：右手系をなす方向

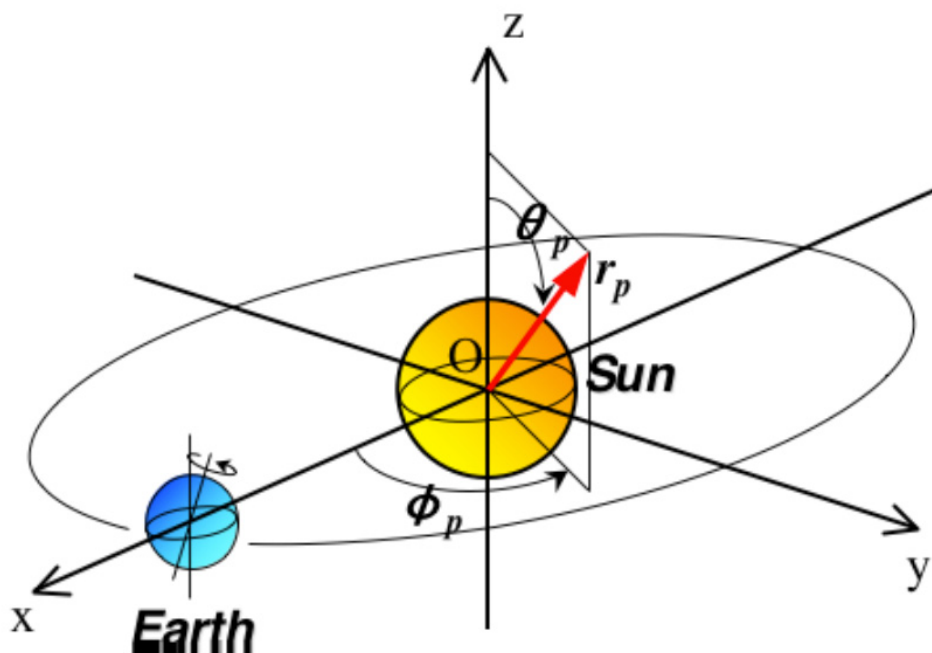


図 5.3: Heliocentric Earth ecliptic (HEE) 座標系。

5.2.4 反粒子の軌道計算

反粒子の軌道計算では、光球面磁場、コロナ磁場、惑星間空間磁場および地磁気によるローレンツ力のみが宇宙線に働くと仮定する。したがって、図 5.3 に示した座標系における反粒子に対する相対論的運動方程式は、次のように表される。

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{Ze}{\gamma m}(\mathbf{p} \times \mathbf{B}) \quad (5.1)$$

表 5.1: 本研究で用いたコロナ磁場モデルのパラメータ値まとめ
本論文での名称 コロナ磁場モデル R_{ss} l_a R_{cp}

CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデル	CSSS	$10.0 R_{\odot}$	$1.0 R_{\odot}$	$1.7 R_{\odot}$
CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデル	CSSS	$2.5 R_{\odot}$	$1.0 R_{\odot}$	$1.7 R_{\odot}$
PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ モデル	PFSS	$2.5 R_{\odot}$	-	-

ここで、 t は時刻、 \mathbf{v} は宇宙線の速度、 \mathbf{p} は運動量、 \mathbf{B} は位置 \mathbf{r} での磁場、 m は静止質量、 Z は電荷、 e は電気素量、 γ はローレンツ因子を表す。この方程式に対して、適応刻み幅制御を実装した 4 次のルンゲ・クッタ法による数値計算を実行し、反粒子の軌道運動を計算する [51]。計算精度は、太陽中心から $r < 10.0R_{\odot}$ 以内の領域で時間の刻み幅が約 10^{-3}sec となり、1 ステップの距離は太陽半径の約 0.5 % である。

5.2.5 コロナ磁場

コロナ磁場には、第 3.3.1、3.3.2 節で述べた CSSS と PFSS モデルを仮定する。コロナ磁場の有効な範囲は太陽表面とソース面の間 ($1.0R_{\odot} < r < R_{ss}$) で、 R_{ss} は $10.0R_{\odot}$ 又は $2.5R_{\odot}$ に設定する。ソース面上で磁力線が垂直になっており、この領域より外側は惑星間空間磁場のモデル (第 3.3 節および、次節参照) と連続してつながる。また、コロナ磁場モデルに必要な光球面磁場には米国の Kitt Peak 天文台の太陽観測装置 (KPVT) 及び (SOLIS) で観測された Synoptic Chart のデータを用いている。本研究で用いた CSSS、PFSS モデルのパラメータ値を表 5.1 にまとめる。ここで、 l_a は水平電流のスケールを表している。また、 R_{cp} はカスプ面と呼ばれ、太陽近傍に見える明るく閉じた磁場ループであるヘルメットストリーマのループトップが存在する上限である (第 3.3 節参照)。

5.2.6 惑星間空間磁場

惑星間空間磁場には、第 3.3.3 節で述べた Parker Spiral 磁場モデルを採用している。本論文では、太陽からの距離 $r = R_{ss}$ で前述のコロナ磁場モデルとなめらかに接続すると仮定した。これにより、太陽赤道座標系の $r > R_{ss}$ の領域における時刻 t での反粒子の位置 $\mathbf{r}_p(r_p, \theta_p, \phi_p)$ における磁場強度 $\mathbf{B}(B_r, B_{\theta}, B_{\phi})$ は、以下のように表される。

$$B_r(r_p, \theta_p, \phi_p) = B(R_{ss}, \theta_p, L(t) + \phi_p + \chi_p) \times \left(\frac{R_{ss}}{r_p} \right)^2 \quad (5.2)$$

$$B_\theta(r_p, \theta_p, \phi_p) = 0 \quad (5.3)$$

$$B_\phi(r_p, \theta_p, \phi_p) = B_r(r_p, \theta_p, \phi_p) \times \left(\frac{\omega_{\text{sun}}}{v_{\text{wind}}} \right) \times \sin \theta_p \quad (5.4)$$

$$L(t) = 360^\circ \left(1 - \frac{t_{\text{start}} - t}{t_{\text{end}} - t_{\text{start}}} \right)$$

$$\chi_p = \left(\frac{\omega_{\text{sun}}(r_p - R_{ss})}{v_{\text{wind}}} \right)$$

ここで、

$L(t)$: Carrington 経度

t_{start} : 時刻 t を含む Carrington 周期の開始時刻 (単位; 日). $L(t) = 0^\circ$ となる時刻。

t_{end} : 時刻 t を含む Carrington 周期の終了時刻 (単位; 日)。

χ_p : 反粒子の動径方向と太陽風磁場とのなす角度

ω_{sun} : 太陽自転角速度 ($= 3 \times 10^{-6}$ rad/s)

v_{wind} : 太陽風速度

図 5.4 に太陽赤道面内での太陽、地球及び反粒子の位置関係を示した。

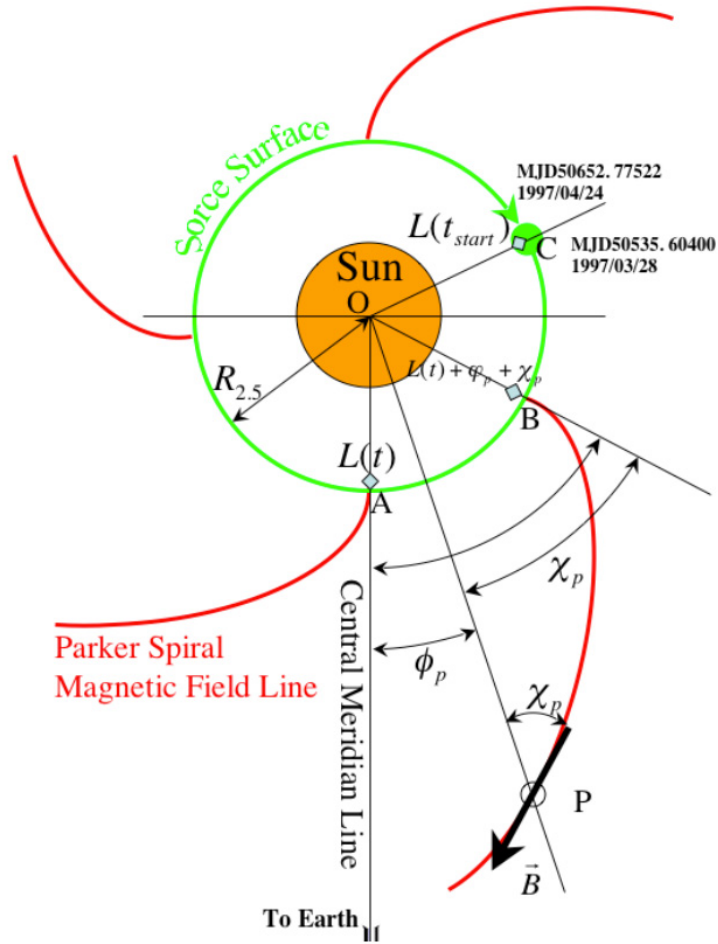


図 5.4: 太陽赤道面内における太陽、地球、反粒子の位置関係と Parker Spiral モデルを仮定した惑星間空間磁場の磁力線の様子。

Parker Spiral 磁場モデルには、パラメータとして、太陽風速度 v_{wind} を入れる必要がある。本研究では、名古屋大学宇宙地球環境研究所が、2000 年 (活動期) から 2009 年 (静穏期) までの間に行った IPS 観測で推定された太陽風速度の緯度依存性 [42] を用いる。

5.2.7 地磁気

本論文では、地磁気に双極子磁場モデルを用いる。また、この双極子磁場モデルと惑星間空間磁場の境界は設けず、双方の磁場を重ね合わせて計算している。

地磁気としての双極子磁場の磁気モーメント M_e を以下のように仮定する。

$$|M_e| = 8.2 \times 10^{22} \text{ T m}^3 \quad (5.5)$$

磁気モーメントの向き : (東経 111.0°, 南緯 78.3°)

地球中心を原点とした場合の反粒子の位置を \mathbf{r}' とすると、そこでの双極子磁場 $\mathbf{B}_{\text{dipole}}(\mathbf{r}')$ は、次の式で与えられる。

$$\mathbf{B}_{\text{dipole}}(\mathbf{r}') = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3\mathbf{r}'(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{M}_e) - (r')^2 \mathbf{M}_e}{(r')^5} + \frac{8\pi}{3} \mathbf{M}_e \delta^3(\mathbf{r}') \right] \quad (5.6)$$

5.3 シミュレーションによる装置の性能評価

ここでは、シミュレーションによるチベット空気シャワーアレイの性能評価について述べる。シャワーサイズ分布の比較やシミュレーションから求める各 $\sum \rho_{\text{FT}}$ ビンでの角度分解能、Rigidity を示す。

5.3.1 イベント数の時間変化

太陽軌道方向から到来する空気シャワーイベント数は、空気シャワーの天頂角分布と太陽の南中高度の季節変化による影響で季節変動する。図 5.5 ではこの季節変動が滑らかに変化し、シミュレーションで生成されるイベントが不連続に変化していないことを確かめた。

5.3.2 シャワーサイズ分布

図 5.6 は太陽方向から観測された空気シャワーのシャワーサイズ分布 ($\sum \rho_{\text{FT}}$ 分布 : 赤丸) とシミュレーションの反粒子が太陽に当たらなかったイベントのみを使ったシャワーサイズ分布 (青線) の比較で、双方がよく一致していることがわかる。

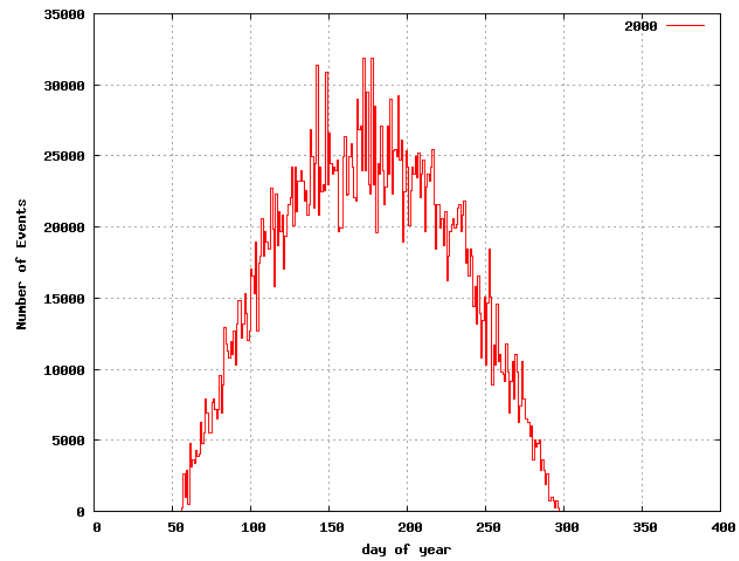


図 5.5: シミュレーションの太陽軌道方向から到来するイベント数の 2000 年での時間変動。

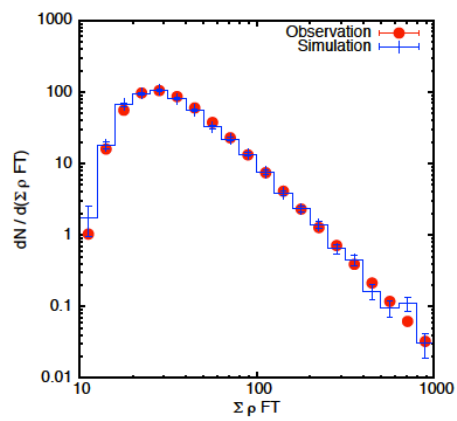


図 5.6: シミュレーションで求めた太陽方向から観測される空気シャワーのシャワーサイズ分布 (青線) と観測された空気シャワーのシャワーサイズ分布 (赤点) の比較。

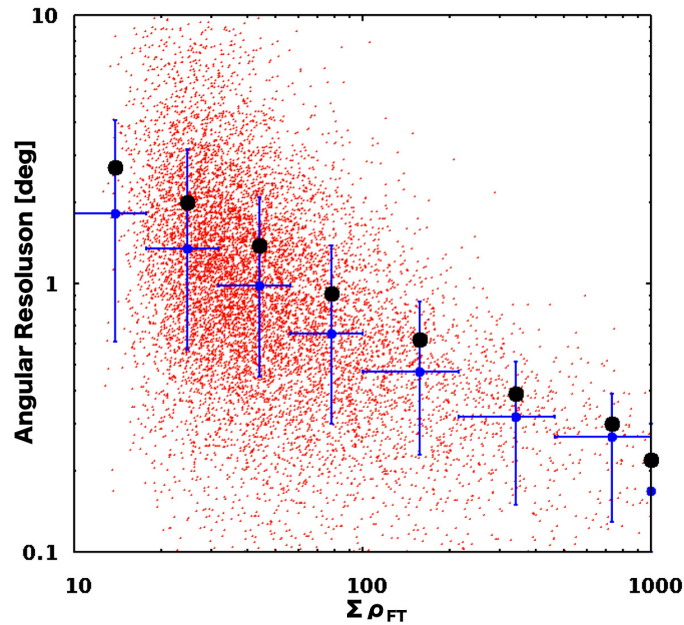


図 5.7: シミュレーションで作成した太陽方向から観測される一次宇宙線の 50%(青丸印) と 68%(黒丸印) の角度分解能のシャワーサイズ依存性。スキャッタープロット(赤点) は、各空気シャワーイベントを表している。

5.3.3 角度分解能

図 5.7 はシミュレーションにおけるシャワーサイズ (横軸) と、そのシャワーの真の到来方向と検出器シミュレーションを通した検出方向との差 (縦軸) の関係を示している。スキャッタープロット (赤点) は、各空気シャワーイベントを表している。図の青丸印 (黒丸印) は各シャワーサイズビンごとに、チベット空気シャワーアレイの 50%(68%) 角度分解能を表している。チベット空気シャワーアレイの角度分解能は、到来イベントの 50 % が含まれる角度半径と定義されているが、本研究では太陽の影の位置の解析に用いる角度分解能として到来イベントの 68 % が含まれる角度半径として定義する。

5.3.4 Rigidity のシャワーサイズ依存性

図 5.8 は、シミュレーションで、反粒子が太陽に当たったイベントのシャワーサイズ (横軸) と、その一次宇宙線の真のエネルギーとの関係を示している。青点は各ビンでの平均エネルギー E で、以下の式で求められる。

$$E = \exp \left(\frac{\sum_i^N \ln(E_i)}{N} \right) \quad (5.7)$$

ここで、 N は各ビンのイベント数、 E_i は各イベントでの一次宇宙線の真のエネルギーを表している。また、各ビンでの平均 Rigidity R は、各イベントでの一次宇宙線の電荷 Z_i を用いて以下の式で求められる。

$$R = \exp \left(\frac{\sum_i^N \ln(E_i/Z_i)}{N} \right) \quad (5.8)$$

太陽に反粒子が当たったイベントの平均 Rigidity は太陽の影を作る遮蔽された宇宙線の平均 Rigidity であり、太陽に当たらなかったイベント (バックグラウンドに相当) の平均 Rigidity よりも高くなっている (図 5.9 参照)。これは、太陽磁場によって低エネルギーほど散乱されやすくなるために太陽に当たらなくなり、影が薄くなることを表している。

太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity の値は太陽の影の深さと関係しており、磁場モデルによって変化する。図 5.10 は磁場モデル CSSS $R_{ss} = 10R_\odot$ 、CSSS $R_{ss} = 2.5R_\odot$ 、PFSS $R_{ss} = 2.5R_\odot$ 、及び CSSS $R_{ss} = 10R_\odot$ のコロナ磁場をなくした場合 (太陽から $10R_\odot$ より内側で $B = 0$ とし、外側では Parker 磁場が存在する) の太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity を比較した結果である。また、太陽磁場強度 (コロナ磁場 + Parker 磁場) を一律 $f = 0.667(1/1.5), 1.0, 1.5, 3.0$ 倍した磁場モデルでシミュレーションした場合にも平均 Rigidity には変化が生じ、その結果を図 5.11 に示した。

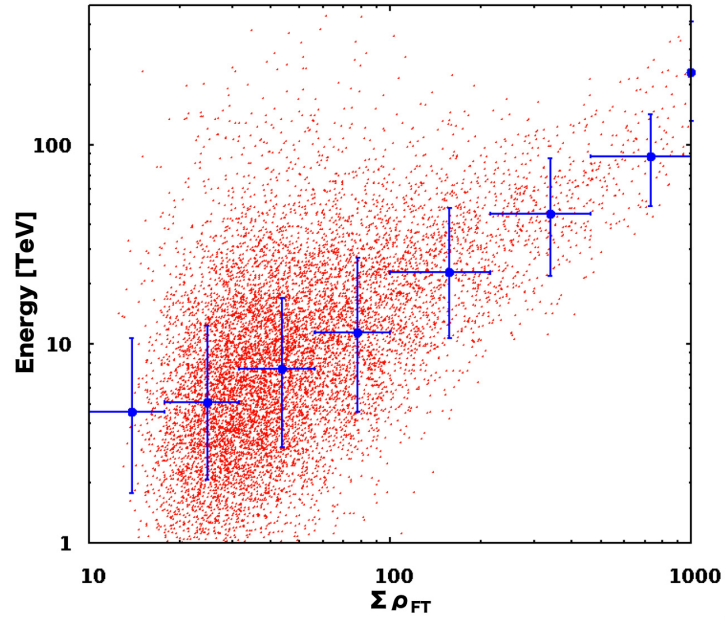


図 5.8: MC で作成した太陽の影を作る宇宙線の平均エネルギーと空気シャワーサイズの関係 (青点)。スキャッタープロット (赤点) は、各空気シャワーイベントでの値を表している。用いた磁場モデルは CSSS $R_{\text{SS}} = 10R_{\odot}$ 。

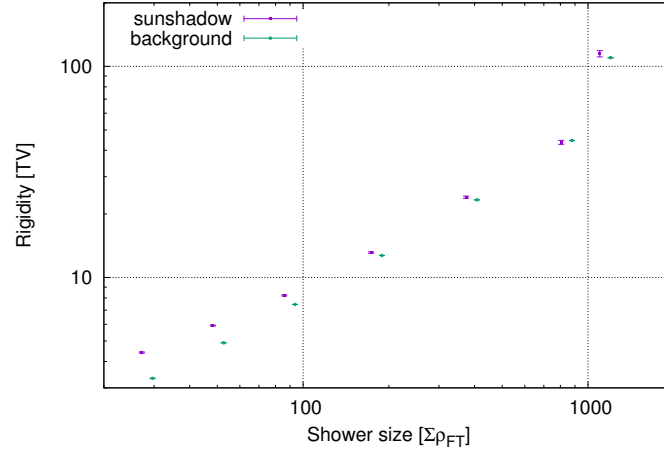


図 5.9: 太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity と バックグラウンドの宇宙線の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性の比較。用いた磁場モデルは CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 。バックグラウンドの横軸は右に少しずらしてプロットしている。

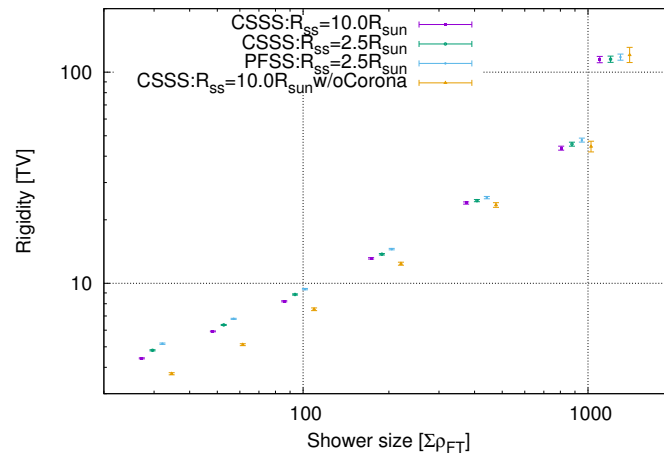


図 5.10: 太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性のコロナ磁場モデルによる変化。CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 以外のデータは横軸を右に少しずらしてプロットしている。

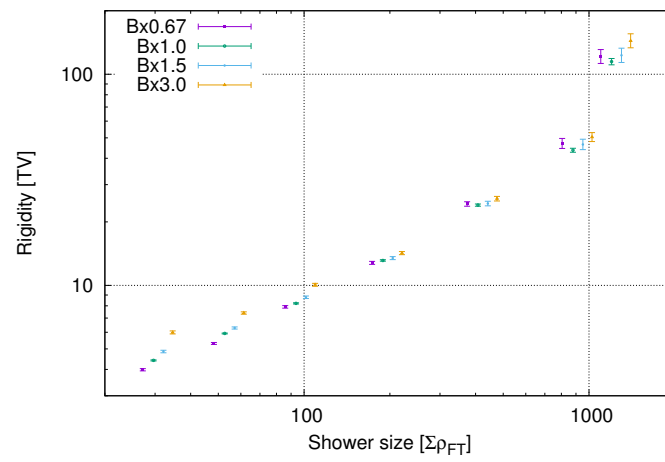


図 5.11: 太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity のシャワーサイズ依存性の太陽磁場強度による変化。用いた磁場モデルは CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ 。磁場強度を $f = 0.667(1/1.5)$ 以外のデータは横軸を右に少しずらしてプロットしている。

第6章 太陽の影の深さの解析と考察

本章では、 $\sum \rho_{\text{FT}} > 10$ 、モードエネルギー 3TeV の宇宙線で観測された太陽の影の観測とシミュレーションの比較結果をまとめる。

観測された太陽の影の深さ D_{obs} は 4.32 式で計算される。この時、on-source window は、中心を太陽の中心方向とし、 R_{win} は、 $\sum \rho_{\text{FT}} > 10$ での角度分解能の大きさ 0.9° に設定する (第 4.5.3 節参照)。

また、シミュレーションの影の深さ D_{MC} は、観測の on-source window と同じ窓内に打ち出した反粒子が、太陽に当たったイベント数 N_{hit} と太陽に当たらなかったイベント数 N_{nh} を用いて、以下のように計算できる。

$$D_{\text{MC}}[\%] = \frac{N_{\text{hit}}}{N_{\text{hit}} + N_{\text{nh}}} \times 100 \quad (6.1)$$

図 6.1 の左図は、2000 年から 2009 年の Tibet-III アレイで観測された 3 TeV ($\sum \rho_{\text{FT}} > 10$) の宇宙線の太陽の深さの経年変化を、右図は Tibet-II アレイで観測された 10 TeV ($\sum \rho_{\text{FT}} > 10$) の宇宙線の太陽の深さの経年変化を示している。黒の点線は、角度分解能 0.9° の観測装置で磁場のない太陽を観測した場合に期待される太陽の影の深さで、静穏期の 2008、2009 年ではこの深さと同程度の深さになっている。活動期になるにつれ、影が浅くなる様子が確認でき、3TeV の結果の方が 10TeV よりも影がより浅くなっていることがわかる。

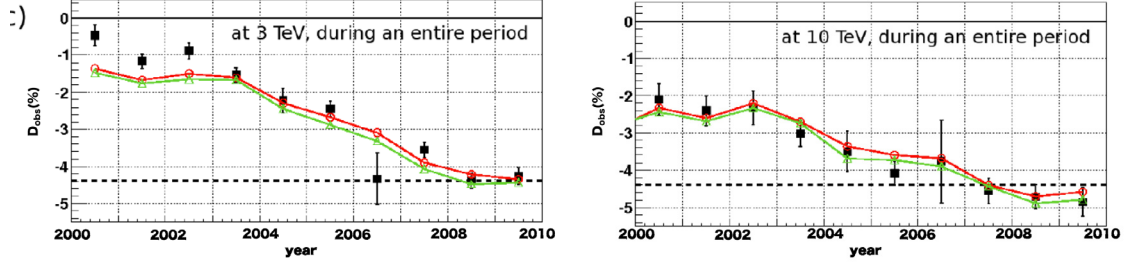


図 6.1: 太陽の影の深さの経年変化。黒色が観測値を赤色と緑色はそれぞれ CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_{\odot}$ 、CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_{\odot}$ のコロナ磁場モデルを用いたシミュレーションの結果を表している [48]。

そして 10 TeV では、太陽の影の深さは、CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_{\odot}$ のコロナ磁場モデルを用いたシミュレーションで観測をよく再現した [14] のに対して、3 TeV では、活動期の 2000 年から 2002 年でシミュレーションと観測が一致しなくなっている。観測とシミュレーションの差について χ^2 検定をすると、CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_{\odot}$ のモデルに対して系統誤差も考慮して $\chi^2/\text{d.o.f} = 21.3/10(1.9\%)$ 、CSSS $R_{\text{ss}} = 10.0R_{\odot}$ で $\chi^2/\text{d.o.f} = 30.1/10(0.082\%)$ となり一致がよくない (表 6.1 参照)。宇宙線の観測エネルギーが低下したことで、太陽磁場の影響を受けやすくなった分、モデルで再現できない磁場構造の影響が見えるようになったためだと考えられる。

活動期によくみられ、今回用いた磁場モデルで考慮されていない現象として、コロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection: CME) が考えられる。CME は太陽表面での爆発現象に伴い太陽から大質量のプラズマが惑星間空間に向かって放出される現象である。放出されるプラズマは太陽表面の活動領域にあった強力な磁場を内部に保持し惑星間空間へと引き出されており、“ejecta” や “磁気雲 (magnetic cloud)”、ICME (Interplanetary CME) などと呼ばれている。ICME の磁場構造は図 6.2 のようにロープ状のねじれた構造をしており、このロープの両端は太陽表面に繋がっていると考えられ、磁気ロープ (Magnetic Flux Rope: MFR) とよばれている。ICME の MFR の動径方向の大きさ L は膨張のために太陽からの距離 r に比例して大きくなる。MFR 中の宇宙線の軌道の変化 δd はラーモア半径 R_L が L よりも十分に大きい場合には $\delta d \sim L^2/R_L$ と表せる。また、磁場強度は Parker spiral の動径方向と同様に r の 2 乗に逆比例しているとする、 δd は、ICME の位置 r によらず一定で、ICME が地球に向かってくる場合には特に、太陽の影の深さを浅くする効果が期待

できる。

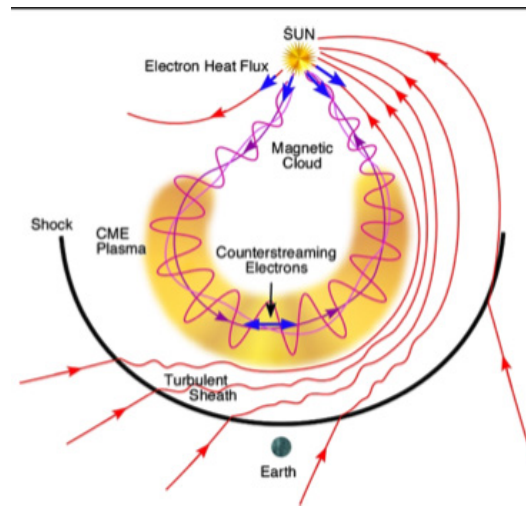


図 6.2: CME の構造の模式図 [37]。

地球に向かって飛んでくる ICME の影響を調べるために、観測データを ICME が太陽地球間を通過している期間とそれ以外の期間に分けて太陽の影の深さの解析を行うことにした。地球に向かってくる ICME の期間は、Richardson & Cane (2010) [37] のカタログから求めた。このカタログは ICME によって地球で地磁気嵐が観測された事象をリスト化したもので、原因となる太陽面爆発の発生時刻と ICME が地球に到達した時刻が記されている。

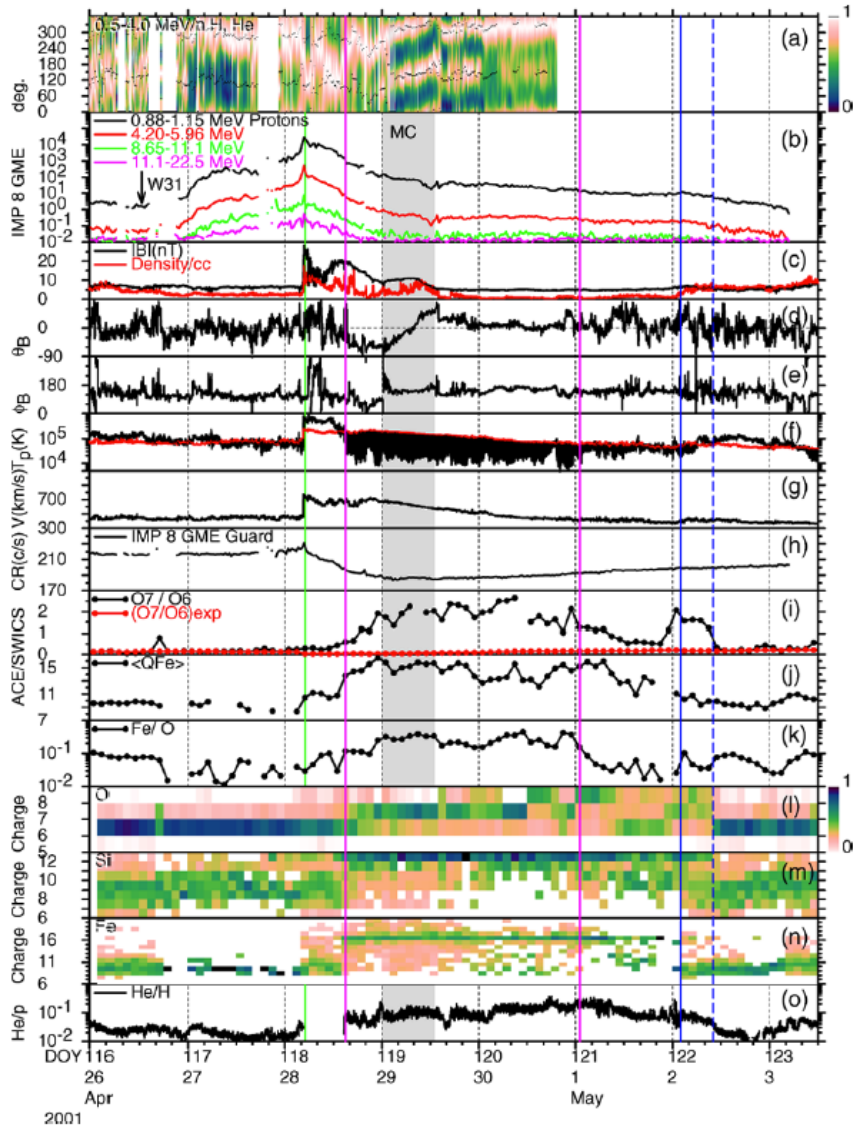


図 6.3: 2001 年 04 月 26 日 UT 12:30 に発生した CME に伴う、太陽風速度、惑星間空間磁場強度、太陽風プラズマ温度などの情報がまとめられた図 [37]。パネル (b) 中の黒矢印は CME が太陽表面で発生した時刻を表しており、CME に伴う interplanetary shock が地球に到達した時刻が緑色の線である。また、マゼンタ色の線が CME プラズマが地球を過ぎ去った時刻で、この時刻と CME の発生時刻との差は約 4.5 日になっている。

図 6.3 は ICME が発生した前後の期間に衛星で観測された惑星間空間磁場強度や太陽風、プラズマ密度等をプロットしている。この例では、パネル (b) 中の黒矢印が CME の発生時間で、5 月 1 日 UT0 頃 (マゼンタ線) が CME プラズマが地球を過ぎ去った時間を示しており、それらの間の期間を ICME が発生し太陽地球間を通過している期間として判定する。また、太陽面爆発の発生時刻が特定できていないイベントについては、平均太陽風速度 450km/s で ICME が通過したとして、ICME が地球を過ぎ去った時刻から 4 日前までの期間を取り除くことにした。2000 年から 2009 年の間でこのような地球に向かってくる ICME は 228 例があり、このうち 118 例が Tibet-III の観測期間内に発生した事例である。

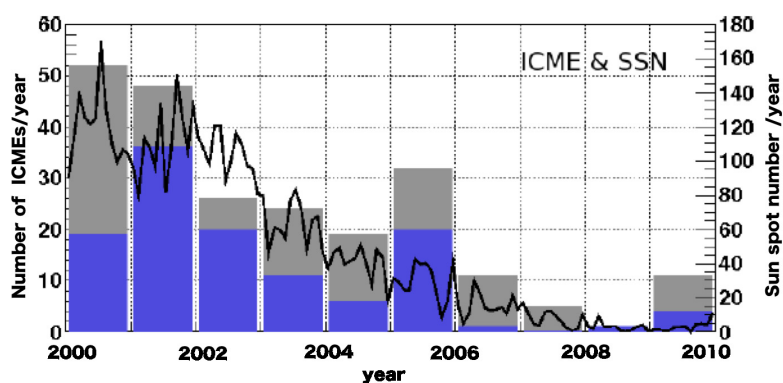


図 6.4: 太陽の影の観測期間にある ICME のイベント数 (青のヒストグラム) と太陽黒点数 (黒線) の [48]。

図 6.4 は年ごとのこのカタログで観測された事象数のヒストグラムと太陽黒点数の変動 (黒線) を表したもので、灰色のヒストグラムが全 228 の事象で青色のヒストグラムが Tibet-III で太陽の影を観測している期間に発生した事象数を表している。ICME のほぼ半数が活動期の 2000 年から 2002 年の期間で発生しており、静穏期の 2007 年から 2009 年に発生した事象は全体の 10% ほどしかない。

図 6.5 左図は、ICME が太陽地球間を通過してる期間での太陽の影の深さの年変化で、2006 年から 2008 年の 3 年間は統計が少ないためデータ点がないが、シミュレーションよりも観測の影が浅くなる傾向にあることが確認できる。CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデルとの差のカイ二乗は $\chi^2/\text{d.o.f} = 24.0/7(0.11\%)$ となる (表 6.1 参照)。一方、図 6.5 右図の ICME が太陽地球間を通過していない期間では、観測の影の深さとシミュレーションの深さの差は CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデルで $\chi^2/\text{d.o.f} = 14.3/10(15.97\%)$ に

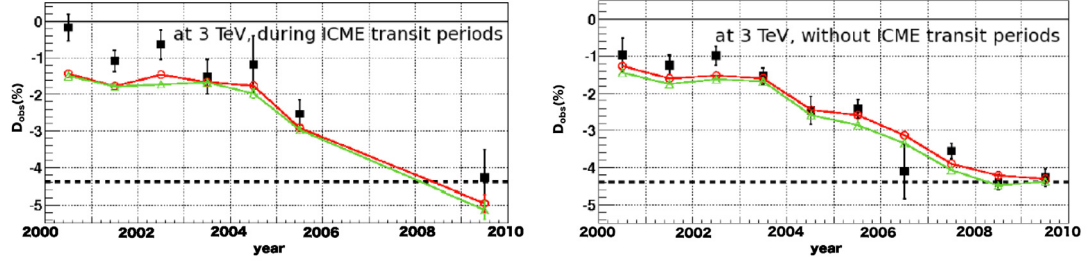


図 6.5: ICME が通過している期間 (左図) と ICME が太陽地球間の間に存在しない期間 (右図) での 3TeV の太陽の影の深さの経年変化 [48]。

表 6.1: Tibet-III (3TeV) 及び Tibet-II (10TeV) による太陽の影の深さについての観測／MC 比較のカイ二乗検定結果 [48]。

光球面磁場モデル	CSSS (3TeV) $R_{ss}=10R_{\odot}$		CSSS (3TeV) $R_{ss}=2.5R_{\odot}$		CSSS (10TeV) $R_{ss}=10R_{\odot}$	
期間	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	確率 (%)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	確率 (%)	$\chi^2/\text{d.o.f.}$	確率 (%)
全期間	30.1/10	0.082	21.3/10	1.9	8.3/14	87
ICME 通過中	24.0/7	0.11	19.2/7	0.76	20.1/11	4.4
ICME なし	14.3/10	16	8.6/10	57	7.5/14	91

なり、観測とシミュレーションの差が小さくなる (表 6.1 参照)。これは、ICME が太陽地球間を通過中に太陽の影に影響を与えることを示唆する初めての結果で、将来的に十分な統計と角度分解能を持つ装置が実現すれば、太陽の影を使った宇宙天気予報も可能であることを示している。

第7章 太陽の影の中心位置の解析と考察

特に断りのない限り、本章のシミュレーションでは、Kitt Peak で観測された太陽光球面磁場の Synoptic Chart と、CSSS $R_{SS} = 10.0R_{\odot}$ モデルを用いている。

7.1 太陽の影の中心位置の決定法

太陽の影の中心位置を影の宇宙線強度欠損が一番大きくなるピーク位置で定義する。これを求めるために影の中心から角度分解能 (表 4.3 参照) の幅をもった東西 (GSE 経度) に平行な帯、南北方向 (GSE 緯度) に平行な帯 (図 7.1 の黄色の帯) をそれぞれつくり、第 4.5.3 節で説明した $N_{on,j,k}$ 、 $N_{off,j,k}$ のマップから、各帯内の影 ($N_{on,j,k} - N_{off,j,k}$) の一次元射影分布を作成する (図 7.2 の赤点)。この際、東西と南北の帯の位置を一回で決めることは出来ないので、実際には後述するイタレーション法 (繰り返し法) で影の中心を決定する。太陽の影の一次元射影分布は、観測される太陽の影の宇宙線のエネルギー分布の広がり、太陽磁場による散乱のエネルギー依存性等のために単純なシングル・ガウス分布よりも広がっており、ダブル・ガウス分布でより正確にフィットされる。この分布をシミュレーションで決定し、観測される太陽の影も同様の分布をすると仮定して中心位置の解析を行う。具体的な手順は以下のとおりである。

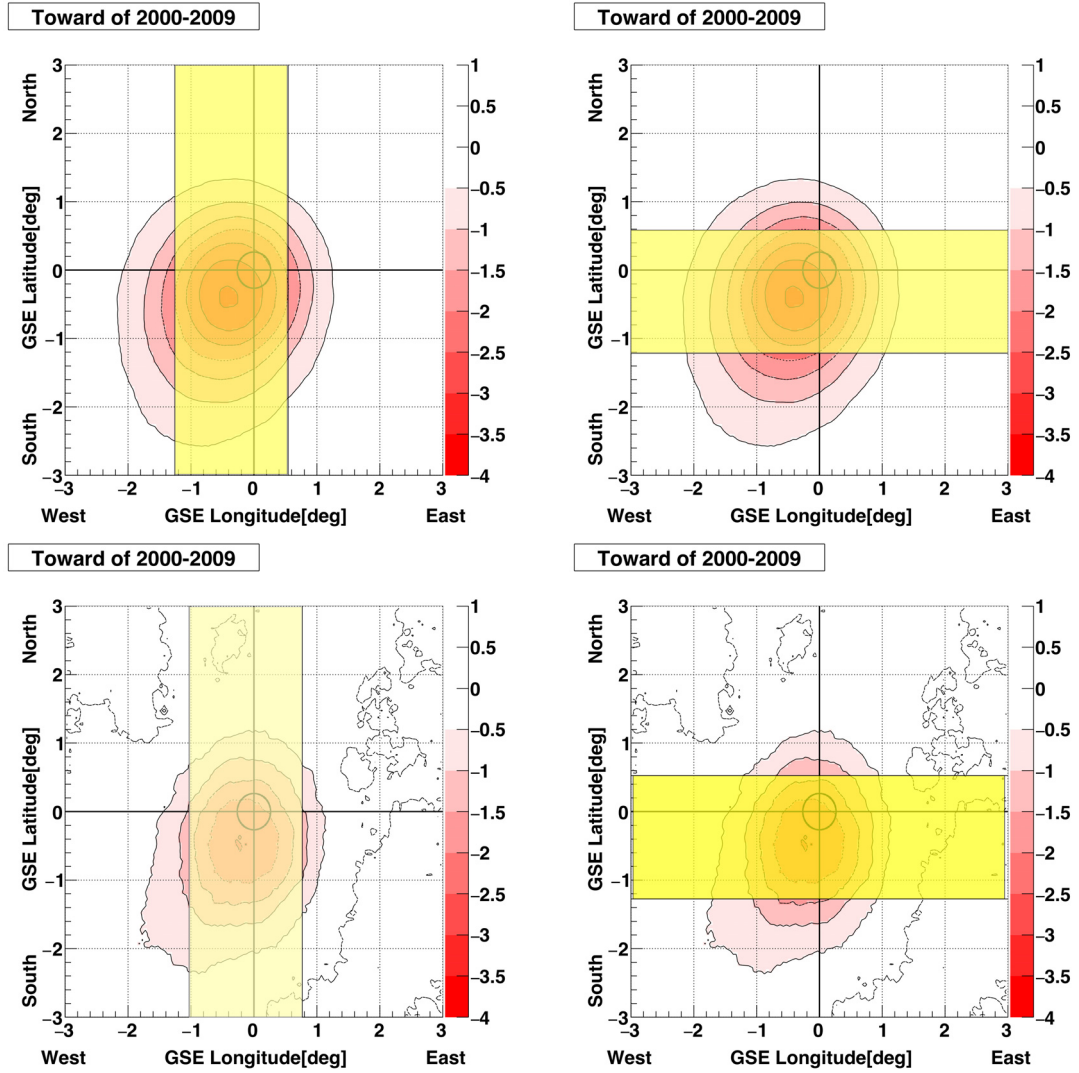


図 7.1: 2000 年 ~ 2009 年の Toward セクターにおける観測エネルギー 3 TeV ($\sum \rho_{FT} > 10$) の太陽の影の 2 次元マップに、一次元射影に使う帯 (角度分解能の幅 ($\pm 0.9^\circ$)) を黄色の塗りつぶしで重ねた図。左上はシミュレーションの南北方向の位置決定に使う一次元射影の帯、右上はシミュレーションの東西方向の位置決定に使う帯。下段は観測された太陽の影に、南北方向 (左) と東西方向 (右) の位置決定に使う帯を、それぞれ重ねたもの。

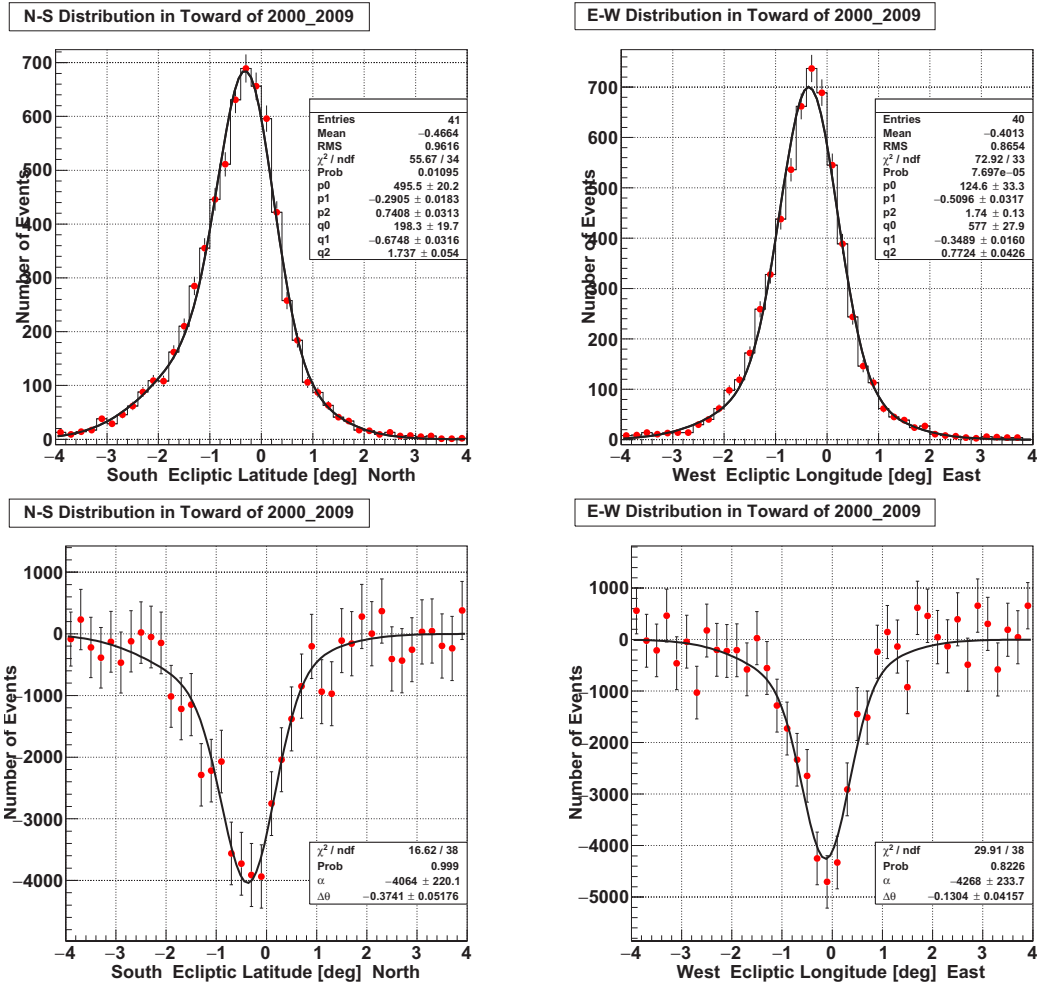


図 7.2: 図 7.1 で黄色で塗りつぶした範囲での Toward セクターにおける 3 TeV の太陽の影の一次元射影図。上図 2 枚は、シミュレーションで太陽にあたった反粒子数の一次元射影図であり、左が南北方向、右が東西方向の分布を表している。下図 2 枚は、観測された太陽の影による強度欠損量 (カウント数の差) の一次元射影図であり、左が南北方向、右上図は観測値の東西方向の分布を表している。赤点がデータ点、黒線は 7.1、7.4 式で定義したベストフィット関数。

1. シミュレーションの一次元射影分布を図 7.1 上図、7.2 上図の様に影の中心から角度分解能の幅の範囲で作成する。
2. 図 7.2 の射影図に 2 つのガウス関数の和 $g_2(x)$ をベストフィットする。ここで、

x は GSE 経度または緯度を表す。

$$g_2(x) = p_0 \exp\left(\frac{x - p_1}{p_2}\right)^2 + q_0 \exp\left(\frac{x - q_1}{q_2}\right)^2 \quad (7.1)$$

p_0 、 p_1 、 p_2 、 q_0 、 q_1 、 q_2 はベストフィットパラメータで、これらの値から以下の式で $g_2(x)$ のピークを求め、シミュレーションでの太陽の影の位置 x_{MC} とその誤差 $\sigma_{x_{MC}}$ とすると以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} A &= p_0 p_1 q_2^2 + q_0 q_1 p_2^2, \quad B = q_0 p_2^2 + p_0 q_2^2 \\ x_{MC} &= \frac{A}{B} \\ \delta_p &= \left(\frac{p_1 q_2^2 B - q_2^2 A}{B^2}\right)^2 \sigma_{p_0}^2 + \left(\frac{p_0 q_2^2}{B}\right)^2 \sigma_{p_1}^2 + \left(\frac{2q_0 q_1 p_2 B - 2q_0 p_2 A}{B^2}\right)^2 \sigma_{p_2}^2 \\ \delta_q &= \left(\frac{q_1 p_2^2 B - p_2^2 A}{B^2}\right)^2 \sigma_{q_0}^2 + \left(\frac{q_0 p_2^2}{B}\right)^2 \sigma_{q_1}^2 + \left(\frac{2p_0 p_1 q_2 B - 2p_0 q_2 A}{B^2}\right)^2 \sigma_{q_2}^2 \\ \sigma_{x_{MC}} &= \sqrt{\delta_p + \delta_q} \end{aligned} \quad (7.2)$$

3. 観測の一次元射影分布を図 7.1 下図、7.2 下図の様に影の中心から角度分解能の幅の範囲で作成する。
4. 観測値に対するベストフィット関数を、シミュレーションで求めた g_2 とそのパラメータを使って以下の様に定義する。

$$g_{Obs}(x) = a \times g_2(x + x_{MC} - x_{Obs}) / g_2(x_{MC}) \quad (7.4)$$

ここで、 a 、 x_{Obs} はベストフィットパラメータで、それぞれ、観測された影の深さと中心位置である。

太陽の影の真の位置は解析によって求められるまで不明であるため、実際に求める時には、まず射影の帯の中心を太陽の中心 (0, 0) として、上記の手順 1、2 を行い、仮の影の中心位置 (x_{MC0}^{EW} , x_{MC0}^{NS}) を求める。次に、この座標を射影の帯の中心として、再度手順 1、2 を繰り返し、仮の影の中心位置 (x_{MC1}^{EW} , x_{MC1}^{NS}) を求める。再びこれを射影の帯の中心として、影の中心位置が収束するまで繰り返す。 n 回目で収束した影の位置を、シミュレーションにおける真の影の位置 (x_{MC}^{EW} , x_{MC}^{NS}) = (x_{MCn}^{EW} , x_{MCn}^{NS}) とする。また、観測も同様に最初に射影の帯の中心を太陽の中心 (0, 0) として手順 3、4 を影の位置が収束するまで繰り返し、観測にされた太陽の影の真の位置を (x_{Obs}^{EW} , x_{Obs}^{NS}) = (x_{Obsn}^{EW} , x_{Obsn}^{NS}) とする。

7.2 セクターの判定条件

セクターの判定には、NASA の OMNI web [25] で公開されている地球近傍のラグランジュポイント L1 (太陽から 0.99 AU) で観測された惑星間空間磁場データを用いる。空気シャワーイベントが記録された日を t_{event} とし、観測された磁場の GSE 成分の日平均値 B_x, B_y に応じ、以下の様に判定する。

$$\begin{cases} \text{Away} & (B_x(t_{\text{event}} + i) < 0 \cap B_y(t_{\text{event}} + i) > 0) \\ \text{Toward} & (B_x(t_{\text{event}} + i) > 0 \cap B_y(t_{\text{event}} + i) < 0) \\ \text{mix/unknown} & (\text{それ以外}) \end{cases} \quad (7.5)$$

ここで、判定に用いる OMNI データは空気シャワーイベントの日付から 2 日後 ($i = +2$) のものを使用する。これは、太陽の影の南北方向のズレの Carrington Longitude 依存性と IMF の Carrington Longitude 依存性の相関が、 $i = +2$ で最も良くなるという先行研究を参考にしたものである [15, 52]。この条件を満たす太陽の影の観測日数を表 7.1 条件 1 にまとめた。またシミュレーションデータに対するセクターの判定は、シミュレーションで用いたモデル磁場のラグランジュポイントでのデータを使い同様の条件でセクター判定を行った。シミュレーションの磁場データは理想的な Parker 磁場であり、第 3.3.4 節で述べたように B_x, B_y の変化がステップライクに変動し、細かな変動を再現していない。このため、判定されたセクターが観測と一致しないことがある。一方、TeV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は、ラーマー半径が磁場の揺らぎのスケールよりも十分に大きいため、定常的に惑星間空間に存在する小さな磁場の変動の影響を受けないと考えられる。よって、太陽の影を感じるセクターとしては、惑星間空間磁場の揺らぎのない磁場モデルで判定の方が正しく、惑星間磁場観測での判定では、判定の誤りにより南北方向の太陽の影の位置のズレが小さくなることが予想されるが、実際には後述のように磁場モデルの問題に起因してシミュレーションの方がズレは小さくなっている。よって、シミュレーションデータと観測データのセクター判定の不一致は本論文の結論に影響があるものではない。また、セクター混合の及ぼす影響は第 7.8 節で述べる。

表 7.1: セクター判定条件 (第 7.8 節参照) ごとに観測された惑星間空間磁場データに基づいて各々のセクターに判定された太陽の影の観測日数の表。

セクター判定条件	Away (days)	mix/unknown (days)	Toward (days)
条件 1 (i=2)@1 AU	748	190	814
条件 2 (i=0~4)@1 AU	241	1200	311
条件 3 (i=0)@(1 AU + 光球面)	307	1083	362

7.3 太陽の影の位置の Rigidity 依存性と系統誤差

本研究では、観測された影の太陽中心からのズレ角 (displacement angle) $\delta\theta$ の Rigidity 依存を以下の式でフィットする。

$$\delta\theta(R) = \frac{\alpha}{R/10\text{TV}} \quad (7.6)$$

$\delta\theta$ は一様磁場中で R に反比例し、フィットパラメータ α は 10 TV におけるズレ角を表す。また、ここで用いる太陽の影の平均 Rigidity はシミュレーションによって推定されたものであり、その値にはモデル磁場によって差が存在する (第 5.3.4 節参照)。以下では、特に断りのない限り、CSSS $R_{\text{SS}} = 10.0R_{\odot}$ モデルを用いて推定された平均 Rigidity を観測の太陽の影の平均 Rigidity として用いる。

一方で α につく系統誤差 $\sigma_{\alpha}^{\text{syst}}$ は、月の影の東西方向のズレを既知の地磁気で推定した Tibet-III 空気シャワーアレイの絶対エネルギーの系統誤差とした。第 4.4.2 節のように絶対エネルギーの系統誤差は 12 %であるので、太陽の影から求めた α にも同様に以下の系統誤差がつく。したがって、 $\sigma_{\alpha}^{\text{syst}}$ は以下の式で推定する。

$$\sigma_{\alpha}^{\text{syst}} = 0.12 \times \alpha \quad (7.7)$$

また、最終的に南北方向の $\delta\theta$ から推定した f (第 7.6.1 節参照) につく系統誤差もこの $\sigma_{\alpha}^{\text{syst}}$ からの誤差伝播によって求めた。

7.4 太陽の影の東西方向の位置

東西方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性を図 7.3 に示す。観測値 (黒丸) とシミュレーションの値 (赤三角) はよく一致している。観測とシミュレーションで求められた α の値を表 7.2、7.3 に示す。これは誤差の範囲でよく一致している。太陽の影の東西方向

の位置には、太陽磁場より地磁気の方が大きな影響を与えていると考えられる。これは、太陽磁場モデルを変更した場合の結果 (図 7.4) やコロナ磁場をなくした場合の結果 (図 7.5) でも、観測値をよく再現することからも確認できる。

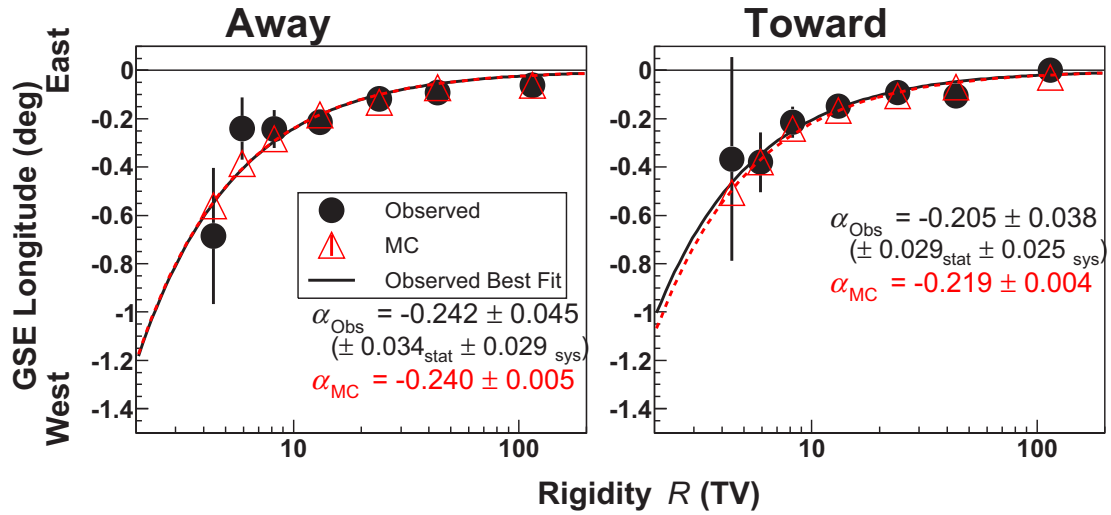


図 7.3: 東西方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。黒丸は観測値、赤三角はシミュレーションによる値。黒線、赤線はそれぞれ、観測、シミュレーションに対して 7.6 式をベストフィットした結果を表している。シミュレーション (CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ のコロナ磁場モデルを使用) から求めた平均 Rigidity の値を、観測データにも用いている。図中の α_{Obs} に付く系統誤差は月の影の観測から求めたもので、7.7 式に従って計算した。

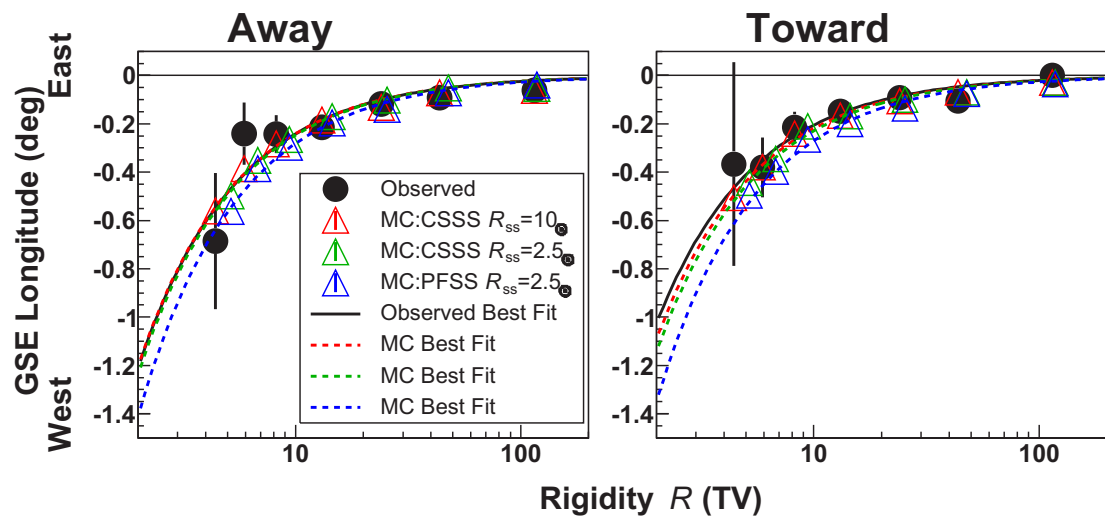


図 7.4: 図 7.3 の結果のコロナ磁場モデル依存性。黒丸、黒線、赤三角、赤線は図 7.3 と同様。緑三角及び緑線、青三角及び青線はコロナ磁場モデルをそれぞれ CSSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ 、PFSS $R_{ss} = 2.5R_{\odot}$ とした場合のシミュレーション結果である。

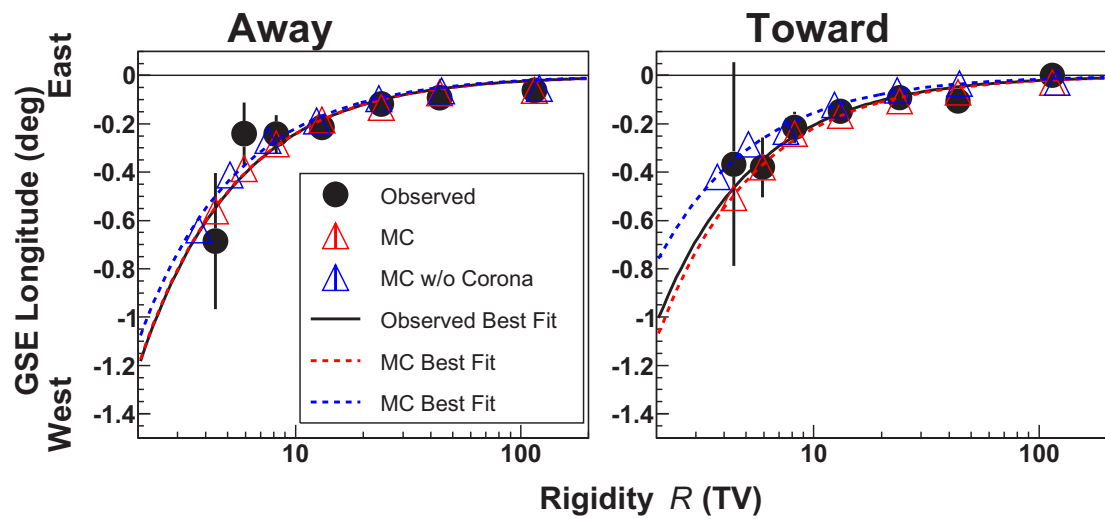


図 7.5: 図 7.3 の結果とコロナ磁場をなくしたシミュレーションとの比較。黒丸、黒線、赤三角、赤線は図 7.3 と同様。青三角及び青線が コロナ磁場をなくした場合のシミュレーションの結果を表している。

表 7.2: 東西方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Away セクター)。 α_{Obs} の値はコロナ磁場モデルごとに異なる平均 Rigidity を用いて計算した。 α_{Obs} の誤差は統計誤差のみを考慮している。

コロナ磁場モデル	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$	-0.240 ± 0.005	20.5/6	$-0.242 \pm 0.034_{\text{stat}}$	5.2/6	0.05
CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.232 ± 0.005	5.2/6	$-0.257 \pm 0.036_{\text{stat}}$	4.8/6	0.69
PFSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.282 ± 0.006	13.0/6	$-0.273 \pm 0.038_{\text{stat}}$	4.8/6	0.25
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$ w/o Corona	-0.220 ± 0.007	6.104/6	$-0.224 \pm 0.034_{\text{stat}}$	5.8/6	0.11

表 7.3: 東西方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Toward セクター)。

コロナ磁場モデル	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$	-0.219 ± 0.004	13.3/6	$-0.205 \pm 0.029_{\text{stat}}$	3.9/6	0.46
CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.215 ± 0.004	16.4/6	$-0.217 \pm 0.031_{\text{stat}}$	3.9/6	0.06
PFSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.270 ± 0.005	20.5/6	$-0.229 \pm 0.032_{\text{stat}}$	3.8/6	1.28
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$ w/o Corona	-0.155 ± 0.006	3.5/6	$-0.192 \pm 0.030_{\text{stat}}$	4.2/6	1.22

7.5 太陽の影の南北方向の位置

南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性を図 7.6 に示す。観測値とシミュレーションの値を比較すると明らかにシミュレーションが小さくなっている傾向が見られる。表 7.4、7.5 から観測とシミュレーションの $\alpha_{\text{Obs}}/\alpha_{\text{MC}}$ の比は Away セクターで 1.42 ± 0.18 、Toward セクターで 1.48 ± 0.13 になり、観測と統計誤差の範囲で一致しない。また、コロナ磁場モデルを変更した場合 (図 7.7)、この観測とシミュレーションの比は、CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_{\odot}$ を使用した場合には Away セクターで 1.96 ± 0.26 、Toward セクターで 2.10 ± 0.19 、PFSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_{\odot}$ の場合には Away セクターで 2.64 ± 0.37 、Toward セクターで 2.62 ± 0.24 とさらに大きくなる。この結果は、これらのコロナ磁場モデルが太陽地球間磁場の接線方向成分強度を観測よりも小さく見積もっていることを示唆している。

一方で、コロナ磁場を除いたシミュレーション (図 7.8) 結果は、観測に近づく傾向にある。ただし、影の深さの解析では、観測結果を再現できない。これは、コロナ磁場をなくすと宇宙線の「散乱」が減少してシミュレーションによる影が深くなるとともに、平均 Rigidity が減少して $\delta\theta$ が大きくなるためであると考えられる。

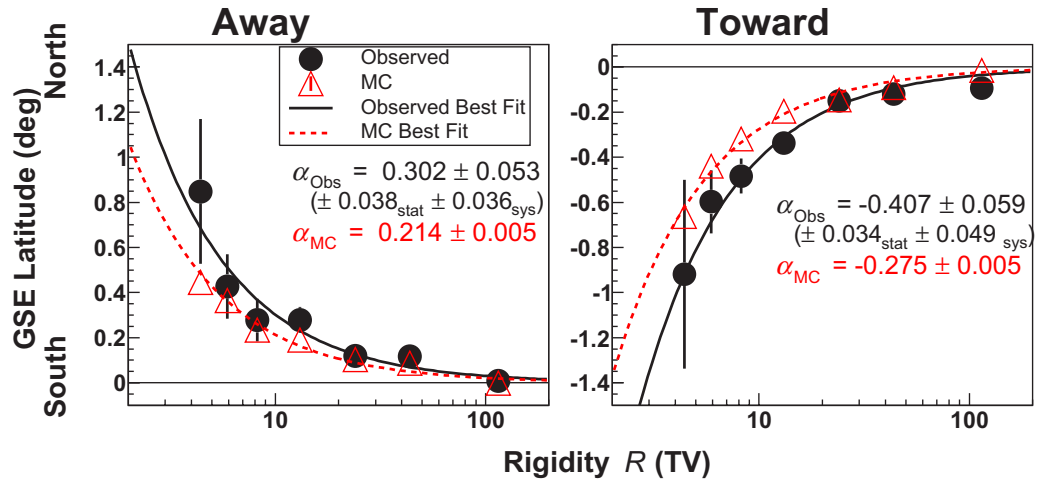


図 7.6: 南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。黒丸は観測値、赤三角はシミュレーションによる値。黒線、赤線はそれぞれ、観測、シミュレーションに対して 7.6 式をベストフィットした結果を表している。また、図中の α_{Obs} 、 α_{MC} はそのベストフィットパラメータである。

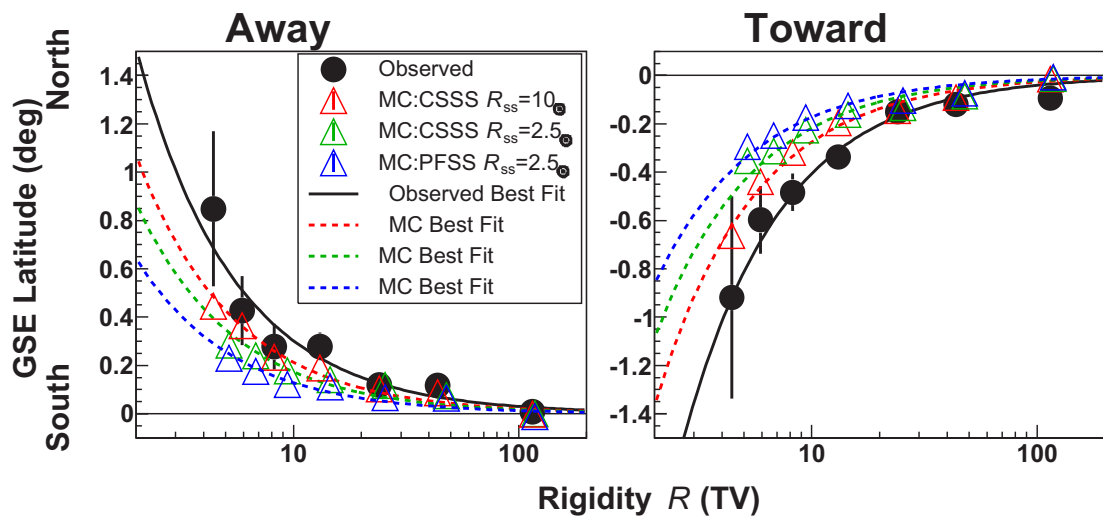


図 7.7: 図 7.6 の結果のコロナ磁場モデル依存性。凡例は図 7.4 と同様。

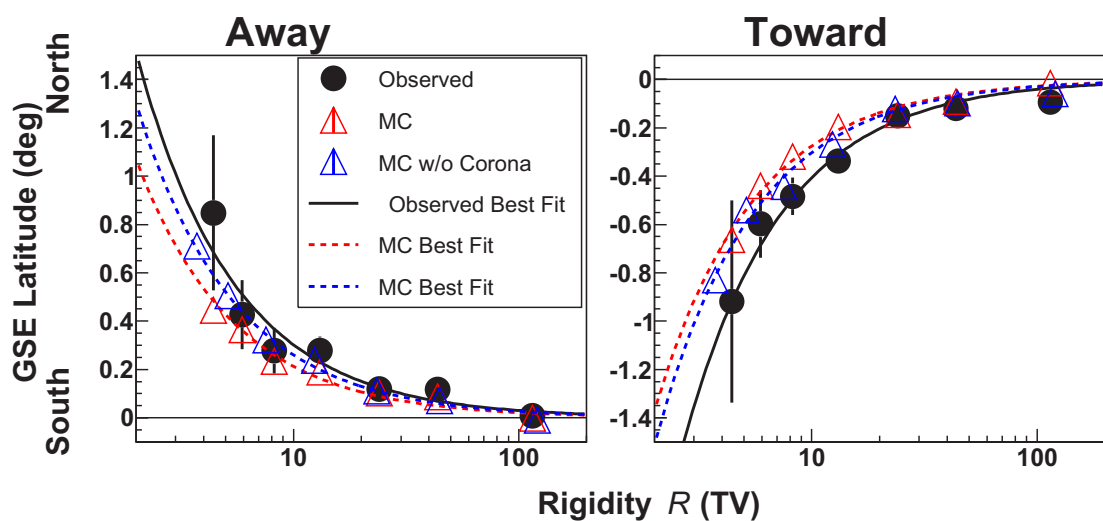


図 7.8: 図 7.6 の結果と Rigidity 依存性のコロナ磁場をなくしたシミュレーションとの比較。凡例は図 7.5 と同様。

表 7.4: 南北方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Away セクター)。ここでの α_{Obs} の値はコロナ磁場モデルごとに変化する Rigidity を考慮した値になっている。観測につける誤差は統計誤差のみを考慮している。

コロナ磁場モデル	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}}/\text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}}[^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}}/\text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$	0.214 ± 0.005	23.27/6	$0.303 \pm 0.038_{\text{stat}}$	4.0/6	2.30
CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	0.163 ± 0.007	34.68/6	$0.320 \pm 0.041_{\text{stat}}$	3.8/6	3.82
PFSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	0.128 ± 0.007	13.69/6	$0.338 \pm 0.043_{\text{stat}}$	3.9/6	4.84
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$ w/o Corona	0.260 ± 0.008	3.702/6	$0.281 \pm 0.039_{\text{stat}}$	4.2/6	0.52

表 7.5: 南北方向の α (10TV での $\delta\theta$) のまとめ (Toward セクター)。

コロナ磁場モデル	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}}/\text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}}[^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}}/\text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$	-0.275 ± 0.005	23.6/6	$-0.407 \pm 0.034_{\text{stat}}$	3.8/6	3.81
CSSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.205 ± 0.006	44.7/6	$-0.430 \pm 0.036_{\text{stat}}$	3.7/6	6.16
PFSS $R_{\text{ss}} = 2.5R_\odot$	-0.173 ± 0.006	24.0/6	$-0.453 \pm 0.038_{\text{stat}}$	3.7/6	7.27
CSSS $R_{\text{ss}} = 10R_\odot$ w/o Corona	-0.304 ± 0.007	12.5/6	$-0.379 \pm 0.039_{\text{stat}}$	4.5/6	1.92

7.6 磁場強度を変化させた場合のシミュレーション

太陽の影の南北方向の中心位置のズレから、太陽地球間の磁場の接線方向成分強度を、本研究で用いている磁場モデルが過小評価していることが示唆された。太陽近傍の磁場は強力であるが、接線方向成分の大きさは Parkar の理論に従えば、非常に小さく、地球からの距離もあるため、太陽の影の位置に与える影響は小さいと考えられる。よって、この過小評価の原因は惑星間空間磁場の強度を過小評価しているためだと考えられる。

7.6.1 太陽の影の中心位置の解析

この過小評価を定量的に調べるために、最も単純な方法として、磁場強度を一律に定数 f 倍し、最も観測を再現する f_{best} を探すことにした。まず、 $f = 0.667(1/1.5), 1.5, 3.0$ に設定し、磁場強度を変更したシミュレーションを行った。これらのシミュレーションによる $\delta\theta$ の Rigidity 依存性は図 7.9 のようになり、この図から得られた α の値は表 7.6、7.7、7.8、7.9 にまとめた。図から判るように、 f の値を変えても東西方向の $\delta\theta$ にはほとんど変化が見られないが、南北方向の $\delta\theta$ には大きな変化が見られ、南北方向の $\delta\theta$ が確かに太陽地球間の磁場強度に感度があることが確認された。また、 $f = 1.5$ のシミュレーションが両セクターで観測とよく一致していることがわかる。 f_{best} の値を探すために、シミュレーションで求めた α を f の線形関数として (図 7.12 の赤線)、 α が観測値 (図 7.12 の水平点線で囲まれた範囲) に最も近くなる $f = f_{\text{best}}$ を探した。ただし、磁場強度によって太陽の影を作る宇宙線の平均 Rigidity R も変化するため、 α_{Obs} から f_{best} を決めたあと、 f_{best} に対応する R を使って α_{Obs} を再計算した。この手順を α_{Obs} と f_{best} が収束するまで繰り返し、 f_{best} を決定した。ここで、 R の f 依存性は、図 7.10、7.11 のようになっており、 $R(f) = a \times f^b$ で補完して用いた。

南北方向の $\delta\theta$ に対する上記の計算結果を、図 7.12 左図、表 7.10 にまとめた。この結果は、地球近傍磁場の観測とモデルの比 (図 7.12 中青線、Away (Toward) セクターで 1.38 ± 0.03 (1.34 ± 0.03) 第 3.3.4 節参照) と誤差の範囲で一致している。また、東西方向の $\delta\theta$ の解析結果を図 7.12、表 7.10 右図にまとめた。この結果は東西方向の太陽の中心位置の解析からは、太陽磁場強度の制限が与えられないことを示している。

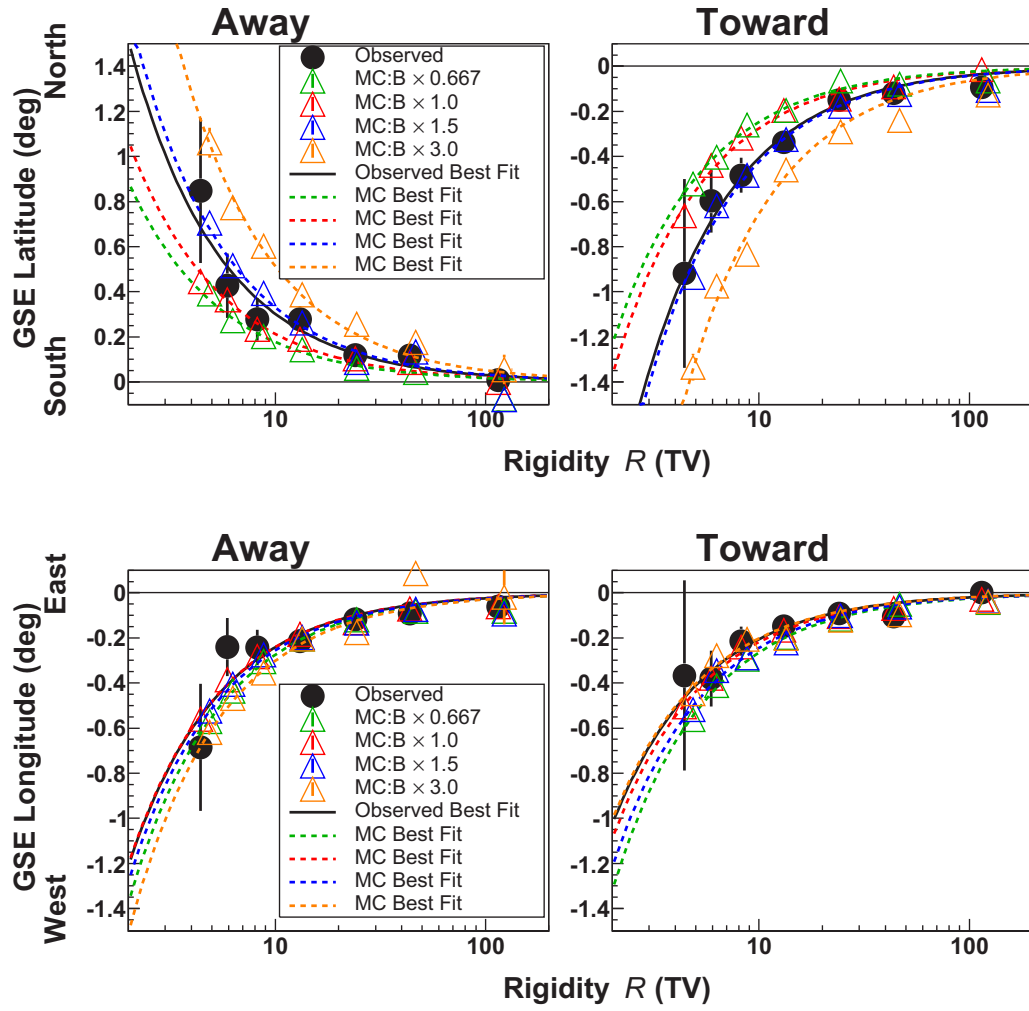
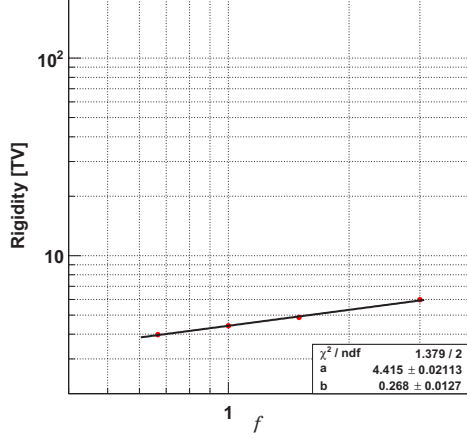
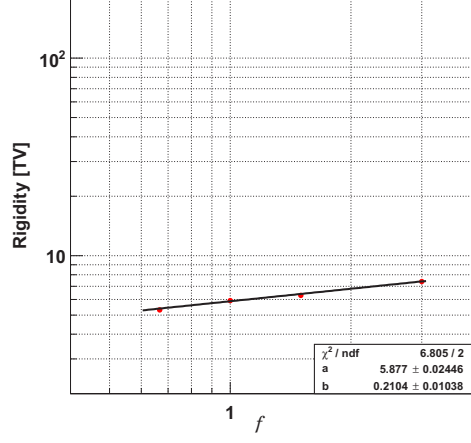


図 7.9: 磁場強度 (f) を変えながら計算した南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性 (上図) と東西方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性 (下図)。

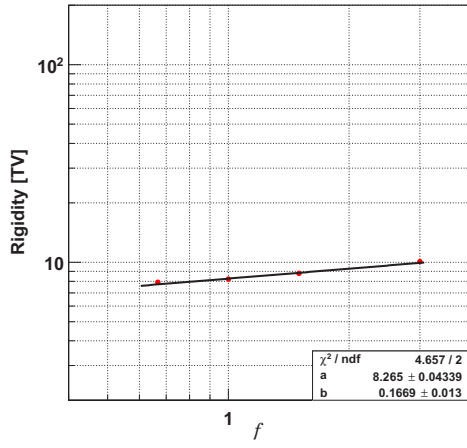
2000-2009



2000-2009



2000-2009



2000-2009

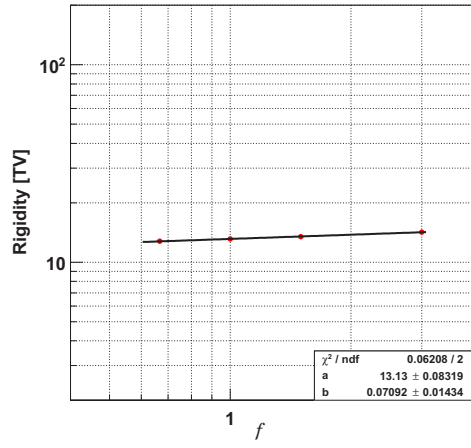


図 7.10: Rigidity の f 依存性。左上から $17.8 < \sum \rho_{\text{FT}} < 31.6$ 、 $31.6 < \sum \rho_{\text{FT}} < 56.2$ 、 $56.2 < \sum \rho_{\text{FT}} < 100$ 、 $100 < \sum \rho_{\text{FT}} < 215$ の場合。

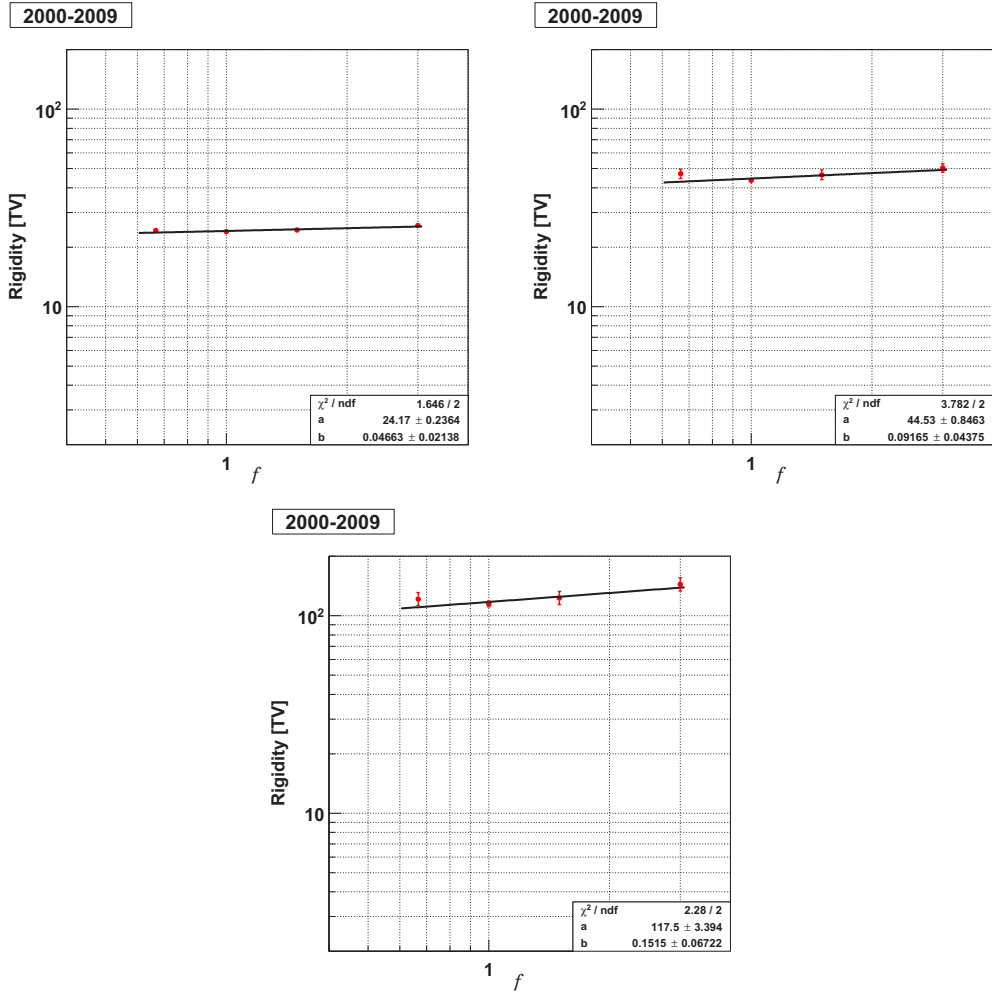


図 7.11: Rigidity の f 依存性。左上、 $215 < \sum \rho_{\text{FT}} < 464$ 、 $464 < \sum \rho_{\text{FT}} < 1000$ 、 $\sum \rho_{\text{FT}} > 1000$ の場合。

表 7.6: $f = 0.667, 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の南北方向の α の表 (Away セクター)。

f	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
0.667	0.153 ± 0.007	27.64/6	$0.293 \pm 0.041_{\text{stat}}$	4.2/6	3.37
1.0	0.214 ± 0.005	23.27/6	$0.303 \pm 0.038_{\text{stat}}$	4.0/6	2.30
1.5	0.331 ± 0.011	39.64/6	$0.321 \pm 0.044_{\text{stat}}$	3.5/6	0.21
3.0	0.596 ± 0.018	4.22/6	$0.357 \pm 0.049_{\text{stat}}$	4.2/6	4.55

表 7.7: $f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の南北方向の α の表 (Toward セクター)。

f	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
0.667	-0.213 ± 0.007	8.8/6	$-0.395 \pm 0.040_{\text{stat}}$	4.5/6	4.47
1.0	-0.275 ± 0.005	23.6/6	$-0.407 \pm 0.034_{\text{stat}}$	3.8/6	3.81
1.5	-0.424 ± 0.010	14.6/6	$-0.429 \pm 0.044_{\text{stat}}$	3.5/6	0.12
3.0	-0.757 ± 0.017	24.4/6	$-0.474 \pm 0.049_{\text{stat}}$	3.7/6	5.51

表 7.8: $f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の東西方向の α の表 (Away セクター)。

f	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
0.667	-0.237 ± 0.007	7.332/6	$-0.234 \pm 0.036_{\text{stat}}$	5.9/6	0.09
1.0	-0.240 ± 0.005	20.5/6	$-0.242 \pm 0.034_{\text{stat}}$	5.2/6	0.05
1.5	-0.256 ± 0.009	7.14/6	$-0.259 \pm 0.039_{\text{stat}}$	4.6/6	0.06
3.0	-0.350 ± 0.014	17.58/6	$-0.288 \pm 0.043_{\text{stat}}$	4.2/6	1.36

表 7.9: $f = 0.667(1/1.5), 1, 1.5, 3.0$ 倍に磁場強度を変化させた時の東西方向の α の表 (Toward セクター)。

f	α_{MC}	$\chi^2_{\text{MC}} / \text{d.o.f}$	$\alpha_{\text{Obs}} [^\circ]$	$\chi^2_{\text{Obs}} / \text{d.o.f}$	$ \alpha_{\text{MC}} - \alpha_{\text{Obs}} [\sigma]$
0.667	-0.227 ± 0.006	4.665/6	$-0.200 \pm 0.031_{\text{stat}}$	4.2/6	0.88
1.0	-0.219 ± 0.004	13.3/6	$-0.205 \pm 0.029_{\text{stat}}$	3.9/6	0.46
1.5	-0.255 ± 0.008	9.233/6	$-0.217 \pm 0.033_{\text{stat}}$	3.7/6	1.12
3.0	-0.235 ± 0.011	12.65/6	$-0.240 \pm 0.037_{\text{stat}}$	3.7/6	0.11

表 7.10: α_{Obs} を最も良く再現する f_{best} のまとめ。

データセット	α_{Obs}	f_{best}
NS : Away	$0.322 \pm 0.041_{\text{stat}} \pm 0.039_{\text{syst}}$	$1.54 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$
NS : Toward	$-0.433 \pm 0.036_{\text{stat}} \pm 0.052_{\text{syst}}$	$1.62 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}$
EW : Away	$-0.242 \pm 0.034_{\text{stat}} \pm 0.029_{\text{syst}}$	$0.97 \pm 1.93_{\text{stat}} \pm 1.82_{\text{syst}}$
EW : Toward	$-0.205 \pm 0.029_{\text{stat}} \pm 0.025_{\text{syst}}$	$-1.48 \pm 2.47_{\text{stat}} \pm 1.95_{\text{syst}}$

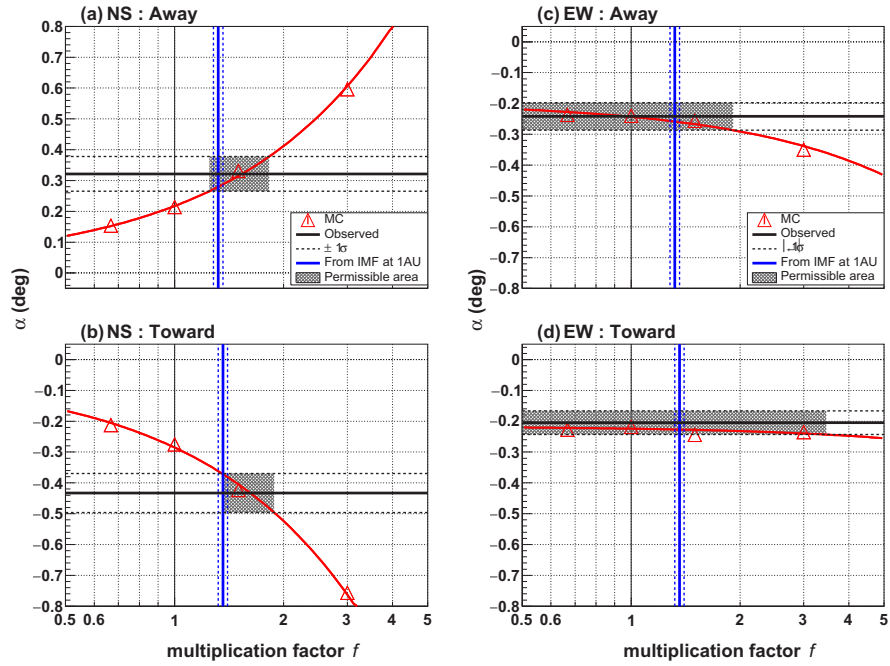


図 7.12: α の f 依存性。左上が南北の Away セクター、左下が南北の Toward セクター、右上が東西の Away セクター、右下が東西の Toward セクターでの結果をそれぞれ示している。

7.6.2 太陽の影の深さの経年変化

太陽の影の中心位置の解析と同様に、 $f = 0.667(1/1.5), 1.0, 1.5, 3.0$ に設定したシミュレーションを作成し、太陽の影の深さの経年変化を計算した結果を図 7.13 に示

した。 $f = 1.0$ から 1.5 の変化は小さく、観測との差の significance は 2.0σ から 2.2σ の変化でどちらの場合も観測と矛盾しない。一方で、 $f = 0.667(1/1.5)$ 、 3.0 では significance は 5.6σ 、 6σ 以上となり観測を再現できない。よって太陽の深さの解析からも南北方向のズレから求められた太陽磁場強度の過小評価の値を否定しない。

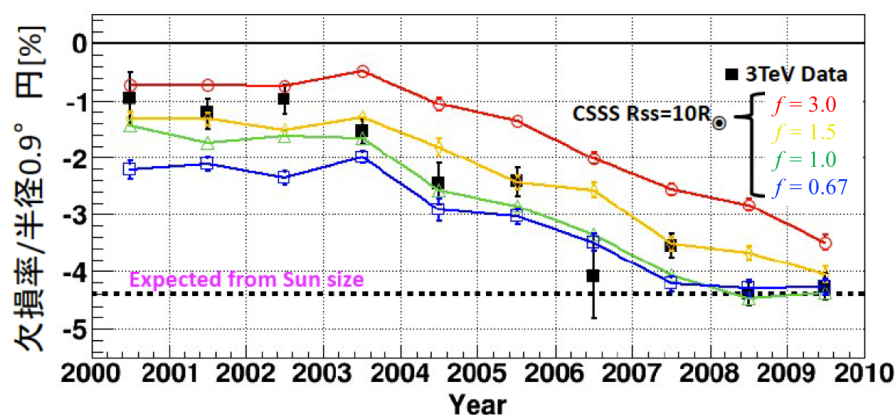


図 7.13: $f = 0.667(1/1.5)$, 1 , 1.5 , 3.0 倍に磁場強度を変化させた時の影の深さの経年変化。赤色が $f = 3.0$ 、黄色が 1.5 、緑色が 1 、青が $0.667(1/1.5)$ のときのシミュレーション結果をそれぞれ表している。黒は観測値である。

以上の結果より、太陽の影の観測結果とシミュレーションの比較から、シミュレーションに用いた太陽磁場モデルは Away セクターで $1.54 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ 、Toward セクターで $1.62 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}$ 倍、磁場強度を過小評価していると結論付けた。

7.7 太陽光球面磁場観測を変更した場合

太陽地球間の太陽磁場強度の過小評価の原因として、考えられるものとして、以下のものが挙げられる。

1. 光球面磁場の観測の不定性による光球面磁場の過小評価。
2. コロナ磁場モデルの不完全さによる open magnetic flux の過小評価。

ここでは、これまでの解析で用いた Kitt Peak の太陽光球面磁場を、SOHO 衛星に搭載された MDI で観測されたデータ及び太陽の地上観測ネットワーク GONG (第

3.1.1 節参照) で観測されたデータに変更したシミュレーションを作成し、1 の光球面磁場観測の不定性の影響の評価を試みた。

7.7.1 太陽の影の中心位置の解析

Kitt Peak と MDI の光球面磁場観測を用いた南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性を図 7.14 に示した。また、この結果得られた α の値を表 7.11、表 7.12 に示した。第 3.1.1 節からわかるように、MDI で得られる太陽光球面磁場強度は Kitt Peak で得られる光球面磁場強度よりも ~ 1.5 倍程度大きい。一方で、MDI で得られた光球面磁場を用いた CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ モデルで予測される地球近傍での惑星間空間磁場強度は、Kitt Peak で得られた光球面磁場を用いた結果と同程度になっている。また、図 7.15 に、GONG と Kitt Peak の両方のデータが存在する 2007 年から 2009 年に南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性を示した。GONG、MDI の光球面磁場を用いたシミュレーションで得られた α を Kitt Peak の光球面磁場で得られた α で割った比 (表 7.13) は光球面磁場強度の比 (MDI/Kitt Peak ~ 1.5 倍、GONG/Kitt Peak ~ 0.5 倍、図 3.11 参照) よりも、第 3.3.5 節で述べた open magnetic flux の比と定性的に一致している。これは、南北方向の $\delta\theta$ は惑星間空間へ開いた磁場 (open field) の影響を強く受けることを示している。一方で、太陽表面から出た磁力線が戻るような閉じた磁場 (Closed field) も多数存在するが、これらは $\delta\theta$ に影響していない。つまり、南北方向の $\delta\theta$ の観測から open magnetic flux の情報を得られる可能性を示している。

そこで、open magnetic flux とシミュレーションで求められた南北方向のズレの絶対値 $|\alpha|$ の相関関係を調べることにした。図 7.16 は、横軸に太陽の影の観測期間で平均した open magnetic flux の値で、縦軸に対応するシミュレーションで求めた南北方向のズレの絶対値 $|\alpha|$ をプロットしたものである。左図は Away セクター (白抜き三角) と Toward セクター (塗潰し丸) での散布図で、各々の相関係数は Away で 0.9165、Toward で 0.8687 と高い相関関係があることが確認できる。また、右図の両セクターの平均を取った場合には相関係数が 0.9764 となる。このことから、太陽の影の南北方向のズレが open magnetic flux 高い相関を持つことは明らかであり、観測的に open magnetic flux の値に制限を与えられることを示唆している。

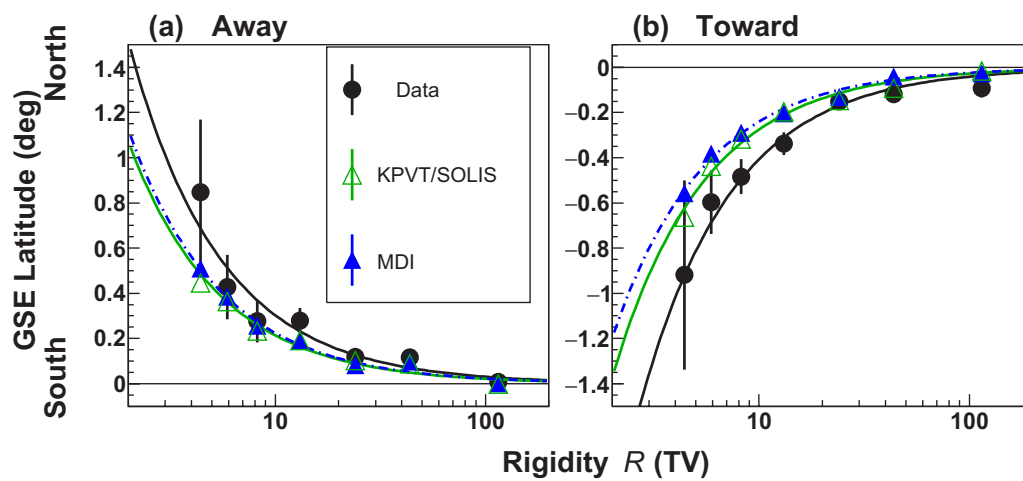


図 7.14: 2000 年から 2009 年の期間の MDI (青色) と Kitt Peak (緑色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性

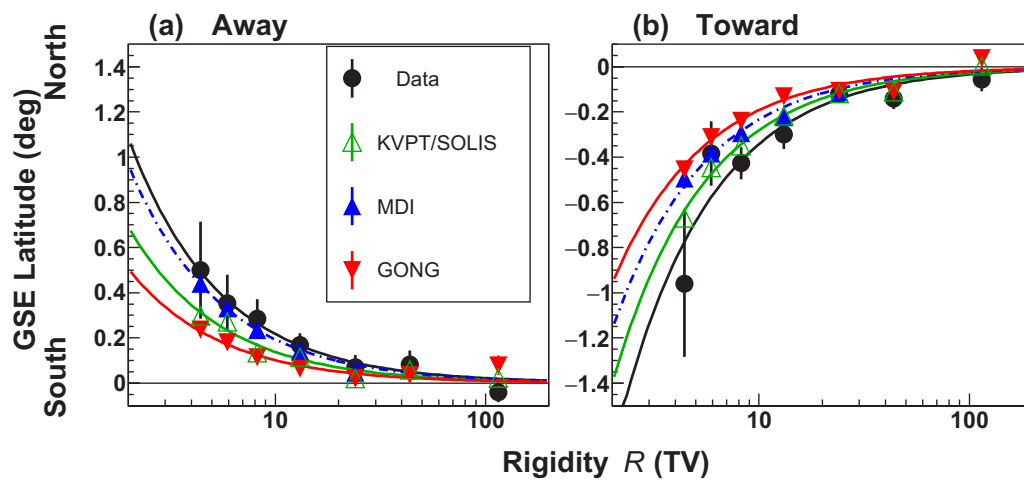


図 7.15: 2007 年から 2009 年の期間の MDI (青色)、GONG(赤色) と Kitt Peak (緑色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性。

表 7.11: Kitt Peak、MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α (10 TV での $\delta\theta$) の表 (Away セクター)。

光球磁場観測	α_{MC}					
MDI(2000-2009)	0.220 \pm 0.008	5.6/6	0.300 \pm 0.038	4.5/6	2.0	
Kitt Peak(2007-2009)	0.120 \pm 0.005	14.7/6	0.189 \pm 0.031 _{stat}	2.1/6	2.2	
MDI(2007-2009)	0.167 \pm 0.010	7.7/6	0.188 \pm 0.031 _{stat}	1.7/6	0.66	
GONG(2007-2009)	0.082 \pm 0.004	5.6/6	0.181 \pm 0.030	2.2/6	3.3	

表 7.12: Kitt Peak、MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α (10 TV での $\delta\theta$) の表 (Toward セクター)。

光球磁場観測	α_{MC}					
MDI(2000-2009)	-0.235 \pm 0.008	5.6/6	-0.404 \pm 0.034	4.9/6	4.8	
Kitt Peak(2007-2009)	-0.244 \pm 0.004	16.3/6	-0.296 \pm 0.031 _{stat}	5.2/6	1.7	
MDI(2007-2009)	-0.187 \pm 0.010	6.1/6	-0.294 \pm 0.031 _{stat}	5.2/6	3.3	
GONG(2007-2009)	-0.156 \pm 0.004	17.6/6	-0.286 \pm 0.030	6.0/6	4.2	

表 7.13: MDI、GONG で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションから得られた南北方向の α と Kitt Peak によるものとの比。

データセット	MDI/Kitt Peak	GONG/Kitt Peak
2000-2009 (Away)	1.03 ± 0.04	-
2000-2009 (Toward)	0.85 ± 0.03	-
2000-2009 (Away)	1.39 ± 0.08	0.68 ± 0.03
2000-2009 (Toward)	0.77 ± 0.04	0.64 ± 0.02

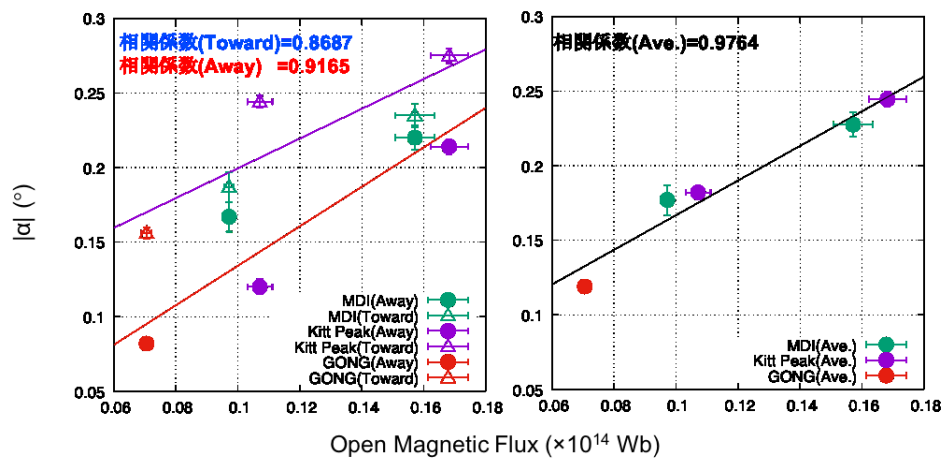


図 7.16: open magnetic flux と南北方向の α の散布図。左図はセクターごとの散布図で、三角が Away、丸が Toward の各セクターの結果を表している。右図は Away セクターと Taword セクターの平均の α の平均値に対して相関を調べたものである。データ点の色はそれぞれ緑色が MDI、紫色が Kitt Peak、赤色が GONG の光球面磁場に基づいた結果であることを示している。使用した磁場モデルは共通で CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ である。

7.7.2 太陽の影の深さの経年変化

シミュレーションで光球面磁場を変更した場合の太陽の影の深さの経年変化を図 7.17 に示した。光球面磁場を変更したことの影響がほとんど見られないことが確認できる。このことは、各観測による光球面磁場強度の違いが、高エネルギー宇宙線

の軌道にあまり影響しない細かな構造の違いに起因するものであるためと推測される。したがって、太陽の影の深さ、南北方向の $\delta\theta$ 双方の結果から、第 7.6 節で太陽の影の南北方向の $\delta\theta$ から示唆された磁場強度の過小評価は、光球面磁場強度の過小評価に単純に比例しないと考えられる。

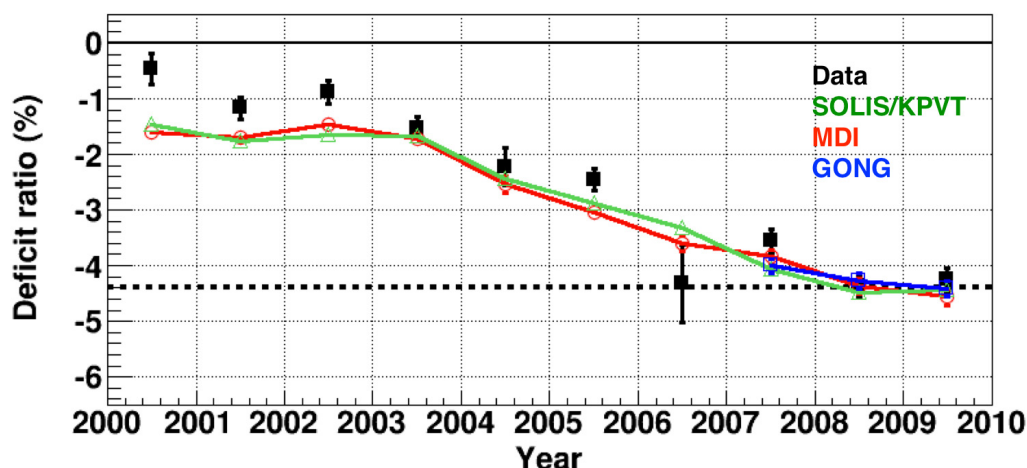


図 7.17: 2000 年から 2009 年の期間の MDI (赤色) と Kitt Peak (緑色) 及び GONG (青色) で観測された光球面磁場に基づいたシミュレーションで得られた深さの経年変化。

7.8 セクター判定条件を厳しくした場合

第 7.2 節で述べたように、本研究では惑星間空間磁場のセクターを、2 日後に地球近傍の衛星で観測された日平均磁場データにもとづいて判定している。この方法では、太陽地球間にセクター境界が存在し、異なるセクターが混在する場合には誤った判定をすることになる。セクターが混在する場合には $\delta\theta$ が小さく観測されることが予想されるので、誤って磁場強度の過小を結論している可能性がある。この可能性を検証するために、ここでは、セクターの判定条件を厳しくした場合に、太陽の影のズレに影響があるのかを調べた。

セクターの判定条件を以下の 3 つの異なる条件にしたデータを比較した。

1. 7.5 式で $i = 2$ としたときのセクターでセクターを決定する。(本論文で主に使用)

2. 7.5 式で $i = 0, 1, 2, 3, 4$ の間ですべてのセクターが Away(Toward) だった場合のみ、セクターを Away(Toward) と決定する。
3. 7.5 式で $i = 0$ のときのセクターと Wilcox Solar Observatory (WSO) で公開されている mean magnetic field データ（第 3.1.1 節参照）を用いて判定したセクターが一致しているときのみセクターを決定する。

これらの条件でセクターが判定された太陽の影の観測日数を表 7.1 にまとめた。条件 1 と比べると条件 2 は急激に日数が減少するが、条件 2 と 3 では日数に大きな変化はない。

図 7.18 は、条件 1、2、3 での南北方向のずれの Rigidity 依存性をまとめた図で、上段の 3 つの図が条件 1 の左から Away, unknown/mixed, Toward と判定された結果を表している。中段の 3 つの図は条件 2、下段の 3 つの図は条件 3 の結果をそれぞれ表している。これらの図より条件によらずシミュレーションで求められた α の値は、観測値よりも小さくなっていることが確認できる。よって、セクターの混在が、シミュレーションの太陽の影の南北方向の $\delta\theta$ が観測値を過小評価している原因ではない。

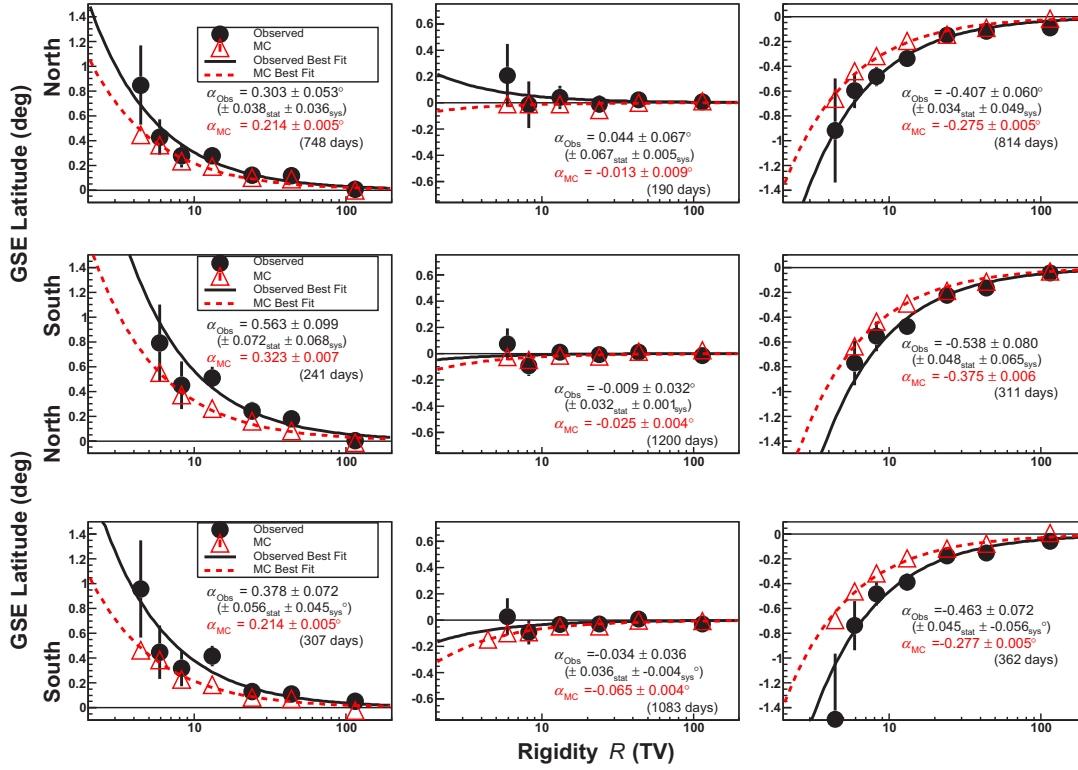


図 7.18: 南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性で、上段は条件 1、中段は条件 2、下段は条件 3 での結果をあらわしており、左から Away セクター、mix/unknown、Toward セクターの結果の順に各段の図が並んでいる。

7.9 太陽活動による太陽の影の位置の変動

太陽活動期 (2000 年 から 2003 年) と静穏期 (2007 年 から 2009 年) にデータを分割し、太陽活動による南北方向の $\delta\theta$ の変化を調べた。図 7.19 は、活動期と静穏期の南北方向の $\delta\theta$ を表したもので、活動期の方が静穏期に比べて $\delta\theta$ が大きくなっていることが確認できる。これは、惑星間空間磁場強度が活動期に大きくなり、静穏期に小さくなることと定性的に一致している。また、シミュレーションによる値は活動期、静穏期に関わりなく、観測値の 50% から 75 % 程度の大きさしかなく、第 7.6 節で太陽の影の南北方向の $\delta\theta$ から示唆された磁場強度の過小評価が太陽活動に

よらず存在することを示している。

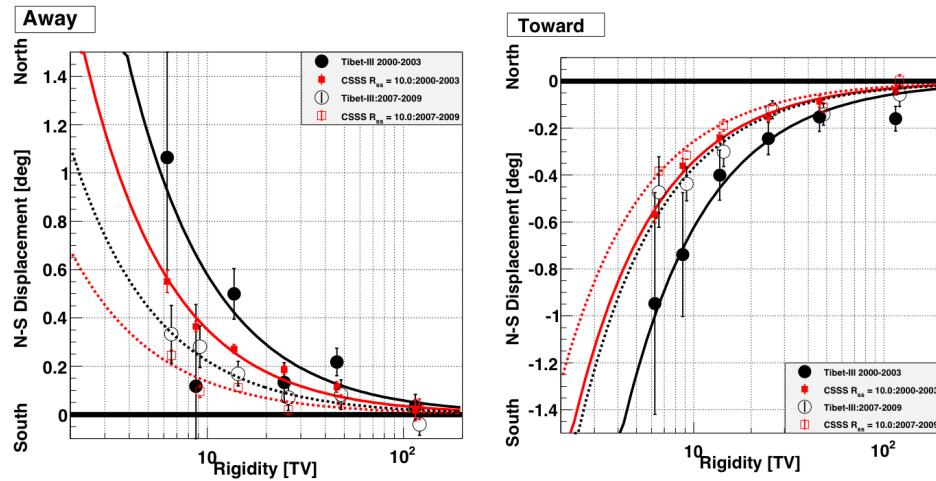


図 7.19: 南北方向の $\delta\theta$ の Rigidity 依存性の太陽活動期と静穏期の比較。塗潰しの黒丸と赤四角が太陽活動期 (2000 年から 2003 年) の観測値とシミュレーションによる値で、白抜きの黒丸と赤四角が太陽静穏期 (2007 年から 2009 年) の観測値とシミュレーションによる値をそれぞれ表している。また、黒と赤の実線 (点線) は、それぞれ、活動期 (静穏期) の観測とシミュレーションに対して 7.6 式でフィットした結果を表している。

第8章 まとめ

1957 年に Clark は、地上で太陽方向からの宇宙線を観測すると、宇宙線は太陽で遮蔽されて太陽方向からのイベント数に欠損を生じ、さらに荷電粒子である宇宙線は磁場の影響を受けて、この欠損が太陽活動に応じて変動することを予測し、この欠損を太陽の「影」(Shadow)と呼んだ。先行研究より 10 TeV の宇宙線で観測された太陽の影の強度欠損量(影の深さ)の変動が、コロナ磁場モデルに CSSS モデルを用いたシミュレーションで再現できることが報告されていた。

本論文では、中国チベット自治区羊八井高原(標高 4,300 m、気圧 606 g/cm²)に設置された空気シャワーアレイ(Tibet-III)で 2000 年から 2009 年に観測された 3 TeV 以上の宇宙線の太陽の影の解析を行った。低エネルギー宇宙線で太陽の影を測定することで、太陽の磁場の影響がより大きくなり、さらに高精度の解析が可能となった。本論文では、太陽の影の深さに加えて、太陽の影の中心位置と見かけの太陽の中心位置との角度差($\delta\theta$)の解析を行った。その結果、Tibet-III で観測された太陽の影の深さが、地球に向かって飛来する CME の影響を受けていることを示唆する結果が、世界で初めて得られた。また、南北方向の $\delta\theta$ から、太陽地球間の平均的磁場強度を、シミュレーションで用いたモデル磁場(コロナ磁場: CSSS $R_{ss} = 10R_{\odot}$ + 惑星間空間磁場: Parker)が過小評価していることが確認できた。この過小評価を定量的に見積もった結果、シミュレーションに用いた太陽磁場モデルは Away セクターで $1.54 \pm 0.21_{\text{stat}} \pm 0.20_{\text{syst}}$ 倍、Toward セクターで $1.62 \pm 0.15_{\text{stat}} \pm 0.22_{\text{syst}}$ 倍だけ太陽地球間の平均磁場強度を過小評価していると結論付けた。過小評価の原因としては、コロナから惑星間空間に出てくる磁束の量(open magnetic flux)が、磁場モデルにより過小評価されているためだと考えられる。モデル磁場において磁束の量が不足する原因は、モデルの元となる光球面磁場強度の観測の不定性よりもコロナ磁場モデル自体に起因している可能性が高いと考えられる。このように、本論文では 3 TeV 領域の太陽の影の深さと位置を、世界で初めて定量的なシミュレーションによって評価することに成功した。そして、これらの観測が宇宙探査機が到達することの難しいコロナから惑星空間の磁場モデルの評価に有効であることが確

認された。

謝辞

本研究を行うにあたり、宇宙線の基礎の基礎から丁寧にご指導してくださった、指導教官である宗像一起先生には、深く感謝いたします。また加藤千尋先生、技官の小山守一様にも様々なご指導、助言をいただき、重ねて御礼申し上げます。また、他大学在籍者にも関わらず、ご指導をしてくださった東京大学宇宙線研究所の瀧田正人先生、大西宗博先生、川田和正様、佐古崇志様、Tibet AS γ 実験の皆様に感謝いたします。最後に、9年間の学生生活を支えてくださった両親に深く感謝いたします。ありがとうございました。

参考文献

- [1] Clark, G., W. , “Arrival directions of cosmic-ray air showers from the northern sky”, *Physical Review* , **108**, 450-457 (1957).
- [2] Alexandreas, D. E., *et al.*, “Observation of shadowing of ultrahigh-energy cosmic rays by the Moon and the Sun”, *Physical Review D*, **43**, 1735-1738 (1991).
- [3] Borione, A., *et al.*, “Observation of the shadows of the Moon and Sun using 100 TeV cosmic rays”, *Physical Review D*, **49**, 1171-1177 (1994).
- [4] Ambrosio, *et al.*, “Moon and Sun shadowing effect in the MACRO detector”, *Astroparticle Physics*, **20**, 145-156 (2003).
- [5] Allison, W., W., M., “Cosmic Ray Sun Shadow in Soudan 2 Underground Muon Flux”, In *International Cosmic Ray Conference*, p. 226 (1999).
- [6] Amenomori, M., *et al.*, “Direct Evidence of the Interplanetary Magnetic Field Effect on the Cosmic-Ray Shadow by the Sun”, *Astrophysical Journal Letters* ,**415**, L147-L147 (1993)
- [7] Amenomori, M., *et al.*, “A STUDY OF THE SHADOWING OF GALACTIC COSMIC RAYS BY THE SUN IN A QUIET PHASE OF SOLAR ACTIVITY WITH THE TIBET AIR SHOWER ARRAY”, *Astrophysical Journal*,**541**, 1051-1058 (2000)
- [8] Cobb, J., H., *et al.*, “Observation of a shadow of the Moon in the underground muon flux in the Soudan 2 detector”, *Physical Review D*, **61**, 09002 (2000).
- [9] G. Sinnis, G., and MILAGRO Collaboration., “The Cosmic Ray Shadows of the Moon and the Sun Detected by the Milagro Gamma Ray Observatory”, In *International Cosmic Ray Conference*, 4065, July (2003).

- [10] Christopher, G., E., “Physics from the Very-High Energy Cosmic-Ray Shadows of the Moon and Sun with Milagro”, Doctor thesis Department of Physics New York University (2009).
- [11] Enriquez, O., Lara, A., and the HAWC Collaboration, “The Galactic cosmic-ray Sun shadow observed by HAWC”, In International Cosmic Ray Conference (2015).
- [12] Bos, F., *et al.* ASTRA Proceedings, **2**, 5-8, (2015).
- [13] Oshima, A., *et al.*, “The angular resolution of the GRAPES-3 array from the shadows of the Moon and the Sun”, *Astroparticle Physics*, **33**, 97-107, (2010).
- [14] Amenomori, M., *et al.*, “Probe of the Solar Magnetic Field Using the Cosmic-Ray Shadow of the Sun”, *Physical Review Letter*, **111**, 011101 (2013).
- [15] Aielli, G., *et al.*, “MEAN INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD MEASUREMENT USING THE ARGO-YBJ EXPERIMENT”, *Astrophysical Journal*, **729**, 113 (2011).
- [16] Gary, G., A., “PLASMA BETA ABOVE A SOLAR ACTIVE REGION: RETHINKING THE PARADIGM”, *Solar Physics*, **203**, 71-86 (2001).
- [17] Vernazza, J., E., Avrett, E., H., and Loeser, R., “STRUCTURE OF THE SOLAR CHROMOSPHERE. III. MODELS OF THE EUV BRIGHTNESS COMPONENTS OF THE QUIET SUN”, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **45**, 635-725 (1981).
- [18] National Solar Observatory (NSO), National Solar Observatory (NSO), <http://www.nso.edu/>.
- [19] Wilcox Solar Observatory (WSO), Wilcox Solar Observatory (NSO), <http://www.wso.stanford.edu/>.
- [20] Riely, P., *et al.*, “A Multi-Observatory Inter-Comparison of Line-of-Sight Synoptic Solar Magnetograms”, *Solar Physics*, **289**, 769-792 (2014).

- [21] Sofue, Y., *et al.*, “Faradat Rotation of Linearly Polarized Radio Waves from the Crab Nebula by Solar Corona”, Publications of Astronomical Society of Japan, **24**, 309-321 (1972) .
- [22] Sofue, Y., *et al.*, “CORONAL FARADAY ROTATION OF THE CRAB NEBULA, 1971-1975”, Solar Physics, **50**, 465-480 (1976).
- [23] Iwai, K., *et al.*, “Coronal magnetic field and the plasma beta determined from radio and multiple satellite observations”, Earth, Planets and Space, **66**, 149 (2014).
- [24] Miyawaki, S., *et al.*, “CORONAL MAGNETIC FIELDS DERIVED FROM SIMULTANEOUS MICROWAVE AND EUV OBSERVATIONS AND COMPARISON WITH THE POTENTIAL FIELD MODEL”, Astrophysical Journal, **818**,8 (2016).
- [25] NASA, NASA OMNI Web Plus, <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>
- [26] Jackson, B., V., “Exploration of solar photospheric magnetic field data sets using the UCSD tomography”, Space Weather, **14**, 1107 (2016).
- [27] The Bartol Research Institute, UNIVERSITY OF DELAWARE BARTOL RESEARCH INSTITUTE NEUTRON MONITOR PROGRAM, <http://neutronm.bartol.udel.edu/>
- [28] Virtanen, I. and Mursula, K., “Asymmetry of solar polar fields and the southward shift of HCS observed by Ulysses”, Journal of Geophysical Research, **115**, A09110 (2010).
- [29] Hapgood, M., A., “Space physics coordinate transformations - A user guide”, Planetary and Space Science, **40**, 711-717 (1992).
- [30] Thompson, W., T., “Coordinate systems for solar image data”, Astronomy and Astrophysics, **449**, 791-803 (2006).
- [31] Hakamada, K., ”A simple method to compute spherical harmonic coefficients for the potential model of the coronal magnetic field”, Solar Physics, **159**,89-96 (1995).

- [32] Zhao, X., and Hoeksema, J., T., "A CORONAL MAGNETIC FIELD MODEL WITH HORIZONTAL VOLUME AND SHEET CURRENTS" , Solar Physics, **151**,91-105 (1994).
- [33] Parker, E., N., "Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields", Astrophysical Journal, **128**, 664 (1958).
- [34] Kamata, K. and Nishimura, J., "The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers" , Progress of Theoretical Physics Supplement, **6**, 93-155 (1958).
- [35] Greisen, K., "Cosmic Ray Showers", Annual Review of Nuclear Science, **10**, 63 (1960).
- [36] sako,T. A Thesis Submitted to Graduate School of Tokyo University for Degree of Docter(Science) (2009).
- [37] Richardson, I., G., Cane, H., V., "Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996 - 2009): Catalog and Summary of Properties", Solar Physics, **264**, 189-237 (2010).
- [38] Shibata, M., Katayose, Y., Huang, J. and Chen, D., "Chemical Composition and Maximum Energy of Galactic Cosmic Rays", Astrophysical Journal, **716**, 1076-1083 (2010).
- [39] Heck, D.,*et al.*, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers (FZKA 6019)(Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe (1998).
- [40] Pierog, T.,"EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider", Physical Review C, **92**, 034906 (2015).
- [41] Agostinelli, S., "Geant4—a simulation toolkit", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A , **506**, 250-303 (2003).
- [42] Nagoya University ISEE, IPS Observations of the Solar Wind, available at http://stsw1.isee.nagoya-u.ac.jp/ips_data-e.html.

- [43] Amenomori, M., *et al.*, “Evaluation of the Interplanetary Magnetic Field Strength Using the Cosmic-Ray Shadow of the Sun”, *Physical Review Letters*, **120**, 031101 (2018).
- [44] Kawata, K., *et al.*, “Energy determination of gamma-ray induced air showers observed by an extensive air shower array”, *Experimental Astronomy*, **44**, 1, 1-9 (2017)
- [45] Amenomori, M., *et al.*, “MULTI-TEV GAMMA-RAY OBSERVATION FROM THE CRAB NEBULA USING THE TIBET-III AIR SHOWER ARRAY FINELY TUNED BY THE COSMIC-RAY MOON ’ S SHADOW”, *Astrophysical Journal*, **692**, 61 (2009).
- [46] Li, T., P. and Ma, Y., Q., “ANALYSIS METHOD FOR RESULTS IN GAMMA-RAY ASTRONOMY”, *Astrophysical Journal*, **272**, 317-324 (1983)
- [47] Macmillan, S., *et al.*, “The 9th Generation International Geomagnetic Reference Field”, *Earth Planets Space*, 55, i-ii (2003)
- [48] Amenomori, M., *et al.*, “INFLUENCE OF INTERPLANETARY CORONAL MASS EJECTION ON THE SUN’S SHADOW OBSERVED BY THE TIBET-III AIR SHOWER ARRAY”, *Astrophysical Journal Letter*
- [49] Amenomori, M., *et al.*, “Northern Sky Galactic Cosmic Ray Anisotropy between 10 and 1000TeV with the Tibet Air Shower Array”, *Astrophysical Journal*, **836**, 153, 7 (2017)
- [50] 大沼 宙系, チベット空気シャワー観測装置による太陽活動サイクル 2 3 での太陽の影の観測, 埼玉大学大学院理工学研究科博士論文, 2007
- [51] ”William H. Press. Numerical Recipes in C”, 技術評論社 (1993)
- [52] 正川 友朗, チベット空気シャワーアレイで観測された太陽の影と太陽磁場構造, 信州大学大学院修士論文, 2010.