

博士論文

チベット空気シャワーアレイによる高エネルギー
宇宙線エネルギースペクトルの観測

Measurement of the energy spectrum of
high energy cosmic rays
using Tibet air-shower array

横浜国立大学附属図書館



12001871

国立大学法人 横浜国立大学大学院工学府
物理情報工学専攻

陳 鼎

2007 年 8 月

概要

高エネルギー宇宙線の起源及び加速メカニズムの解明は、宇宙線物理学の基本的な問題である。超高エネルギー領域の一次宇宙線のエネルギースペクトルは、そのエネルギー領域に応じて人工衛星・気球などの飛翔体や地上に展開された大面積検出器など、さまざまな方法で測定されている。これらの観測の結果から、到来頻度はエネルギーの負冪乗に比例し、 $10^{15} \sim 10^{16}$ eV の間で冪の値が変化し膝のように折れ曲がっているため、Knee 領域と呼ばれる。スペクトルの冪は $10^{18} \sim 10^{19}$ eV で再び増加することが明らかになっている。Knee 領域の起源について長い間いろいろな議論が行われているが決着はついていない。したがって、この Knee 領域の一次宇宙線全粒子スペクトル及びその化学組成を精度良く観測することは、高エネルギー宇宙線の起源及び加速、伝播の機構に関する knee の成因の議論に制約を与えることができると考えられている。

Tibet AS グループでは、1990 年 1 月以来、高度 4300 m のチベット高原の羊八井 (Yangbajin 東経 90.53°, 北緯 30.11°, 標高 4300 m 大気の深さ 606 g/cm²) に多数のシンチレーション検出器から成る空気シャワー観測装置を設置して、TeV 領域の宇宙ガンマ線の点源を探索すると共に、knee 領域の宇宙線粒子を観測してきた。特に、1999 年から稼働を開始した Tibet-III 空気シャワー観測アレイは、観測面積 0.5m² のシンチレーション検出器 533 台を 7.5m 間隔の格子状に配置した観測装置で、空気シャワーの観測有効面積は 22,050m²、観測エネルギー閾値はおよそ 3TeV、到来方向決定角度誤差は 0.9° 以下で、世界に類のない高精度の観測装置である。2000 年 10 月にそれまで 30m 間隔の格子点に設置してあった計数領域の広い光電子増倍管を 15m 間隔の格子点に配置し 4 倍に増設することにより、空気シャワー中の総粒子数決定精度をそれまでの約 2 倍向上することに成功した。また、装置を設置した高度での空気シャワー観測は、Knee 領域宇宙線の空気シャワー発達のばらつきが小さく、また、入射した一次宇宙線の核種によらずに同様の粒子数で地上に到達するため、原子核組成に依存せずに総粒子数から一次宇宙線のエネルギーへの変換を行える。この高度で観測すれば knee 領域の宇宙線のエネルギースペクトルを宇宙線の組成によらず精度良く決定できる。

一方、宇宙線の組成の情報は高地に設置したエマルジョンチェンバーによって得ることもできる。1996 年から 1999 年にかけて空気シャワー装置とエマルジョン・チェンバー (EC) を連動した実験が行われた。鉛などの物質層と X 線フィルムなどの感光材層の重ね合わせからなるエマルジョンチェンバーでは、空気シャワー中の高エネルギーのガンマ線および電子、ハドロンなどの粒子の束すなわちファミリーを観測する。高地まで高エネルギー粒子の束が到達する確率は、エネルギーが同じであれば、宇宙線は陽子である方がより重い原子核より大きい。EC によって観測される高エネルギー γ 線ファミリーは、同じエネルギーであればほとんど大気中深くに入射した陽子が相互作用した結果と考えられ、したがって、EC による観測から一次宇宙線の化学組成に関する情報を得ることができる。また γ 線ファミリーを伴う空気シャワーのサイズと一次宇宙線のエネルギーが非常に良い相関を示すこと、加えて、羊八井高度は 10^{16} eV 領域の一次宇宙線の作る空気シャワーが最大に発

達する大気深度に相当することから、Knee 領域で一次宇宙線全粒子スペクトルと一次陽子成分絶対強度を精度良く決定できた。

本論文では上記の観測装置によるデータを解析し、Knee 領域の一次宇宙線全粒子スペクトルを 3 桁にわたる広いエネルギー領域で精度良く決定した。データ解析方法の開発、および実験結果に含まれる系統誤差を明らかにするために、Corsika コードを用いた大規模シミュレーションを行った。2 つのハドロン相互作用モデル (QGSJET と SIBYLL) と 2 種類の一次線化学組成モデル (Heavy Dominant と Proton Dominant) を仮定したシミュレーションと観測データとの比較・検討の結果から、一次宇宙線全粒子スペクトル強度のハドロン相互作用モデル依存は 10% 以下、一次線組成依存は 30% 以下であることを明らかにした。全粒子スペクトルの Knee は 3.8×10^{15} eV 付近にあり、陽子スペクトルの Knee はチベット実験による観測結果と飛翔体による直接観測の結果を接続することにより 4×10^{14} eV 付近にあると推定される。これらの結果から、Knee 領域の化学組成は重核優勢であることが結論され、宇宙線加速モデルとして有力視されている超新星衝撃波における統計加速のシナリオと矛盾しない。最後に宇宙線の起源を確定するための今後の観測計画について展望する。

目次

1	序論	1
1.1	宇宙線	1
1.2	宇宙線の起源, 加速と伝播	3
1.3	空気シャワー現象とその大気中の発達	7
1.4	空気シャワーの観測	9
1.5	本研究の目的	12
2	Tibet AS γ 実験	15
2.1	本実験の観測サイト	15
2.2	チベット空気シャワー観測装置	17
2.2.1	検出器の配置	17
2.2.2	検出器の構造	17
2.2.3	検出器の性能評価	19
2.3	空気シャワーコアの観測装置	21
2.3.1	エマルジョンチェンバーの構造	21
2.3.2	バースト検出器	22
3	モンテカルロシミュレーション	27
3.1	大気中のシミュレーション	27
3.1.1	本研究で用いたシミュレーションコードと核相互作用モデル	28
3.1.2	本研究で用いた一次組成モデル	36
3.1.3	大気シミュレーションの条件	37
3.2	検出器内のシミュレーション	39
3.2.1	プローブキャリブレーションのシミュレーション	39
3.2.2	検出器のシミュレーション	43
3.3	Tibet-III アレイシミュレーションパッケージ	43
3.4	アレイシミュレーションによる解析条件の決定	43
3.4.1	アレイシミュレーションによるトリガー条件の決定	43
3.4.2	有効観測面積の決定方法	44
3.5	シミュレーションによる空気シャワーの再構成	46
3.5.1	空気シャワーコアの決定	46

3.5.2	到来方向の決定	48
3.5.3	空気シャワーサイズの決定方法	50
3.5.4	シャワーサイズからエネルギーへの変換	57
4	実験データの解析	63
4.1	実験データのチェック	63
4.2	解析条件	66
4.3	本研究で使用了たデータの観測期間	67
5	解析結果及び議論	69
5.1	全粒子スペクトル	69
5.2	Tibet AS γ 連動実験による陽子, ヘリウムスペクトル	74
5.3	本解析結果による Knee 領域の化学組成	75
6	まとめと展望	79
1	記号表	81

目次

1.1	宇宙線エネルギースペクトルの概観。全体はエネルギーの負の冪乗であらわされる。	2
1.2	全体はエネルギーの負の冪乗であらわされるが, 10^{15} – 10^{16} eV と 10^{18} – 10^{19} eV 付近に曲がりが見られる。前者を Knee, 後者を Ankle と呼ぶ。	3
1.3	衝撃波の静止系からみた宇宙線の加速	5
1.4	空気シャワーの大気中での発達	8
2.1	チベット空気シャワーアレイ	15
2.2	大気中での空気シャワー発達の遷移曲線	16
2.3	Tibet-III 検出器配置図	18
2.4	FT w/D-検出器	19
2.5	Tibet-III アレイデータ収集システムの概略図	20
2.6	月の影の二次元分布	21
2.7	Tibet AS γ エマルジョンチェンバー・ルームの概略図	22
2.8	Tibet AS γ 連動実験用の EC とバースト検出器の概略図	23
2.9	Tibet AS γ 連動実験用のエマルジョンチェンバーの構造とバースト検出器	24
2.10	Tibet AS γ 連動実験用のバースト検出器	25
3.1	陽子と空気の原子核の非弾性衝突断面積	31
3.2	異なったシミュレーションモデルによる Feynman X 分布 (baryon)	33
3.3	異なったシミュレーションモデルによる Feynman X 分布 (meson)	34
3.4	異なったシミュレーションモデルによる荷電二次粒子の多重度分布	35
3.5	一次宇宙線の組成モデル	38
3.6	空気シャワーが地上に降ってくる様子	39
3.7	実際に用いている検出器の構造を Epic シミュレーションに用いるために設定した物質構造。物質の無い空間には空気を満たすよう設定しているが、観測高度の大気圧を考慮し、空気の密度は地上付近の 1/3 とした。	40
3.8	プローブ検出器のシンチレーターでの dE 分布	41
3.9	プローブ検出器を用いたキャリブレーション測定で得られた分布。実験で得られた分布を基準として、0 点とピーク値が重なるようシミュレーションの分布を調整した。シミュレーションの dE 分布は、シンチレーション光による光子の数の統計誤差があるものとし、正規分布乱数を加えてある。	42

3.10	$N_D \geq 10, p_n \geq 4$ の場合の検出率	44
3.11	$N_D \geq 10, p_n \geq 5$ の場合の検出率	45
3.12	$N_D \geq 10, p_n \geq 6$ の場合の検出率	45
3.13	最適な有効観測面積	46
3.14	サイズスペクトルによる最適な有効観測面積のチェック	47
3.15	有効面積判定の試験。縦軸は設定した範囲内にはいったイベント数を母数とする判定ミスの割合。横軸は重みの冪。	48
3.16	コアの決定精度	49
3.17	角度分解能	49
3.18	a, b と S の相関	51
3.19	Original NKG 関数 と 改良した NKG 関数	52
3.20	age による粒子密度の横方向分布の形	53
3.21	QGSJET+HD QGSJET+PD $N_{e_{true}}$ と $N_{e_{est}}$ の相関 (1)	54
3.22	SIBYLL+HD SIBYLL+PD $N_{e_{true}}$ と $N_{e_{est}}$ の相関 (1)	54
3.23	QGSJET+HD QGSJET+PD $N_{e_{true}}$ と $N_{e_{est}}$ の相関 (2)	55
3.24	SIBYLL+HD SIBYLL+PD $N_{e_{true}}$ と $N_{e_{est}}$ の相関 (2)	55
3.25	QGSJET+HD model サイズ分解能	56
3.26	QGSJET+PD model サイズ分解能	56
3.27	SIBYLL+HD model サイズ分解能	57
3.28	SIBYLL+PD model サイズ分解能	58
3.29	QGSJET + HD, PD model サイズ エネルギー Conversion factor	58
3.30	SIBYLL + HD, PD model サイズ エネルギー Conversion factor	59
3.31	QGSJET + HD model エネルギー 分解能	59
3.32	QGSJET + PD model エネルギー 分解能	60
3.33	SIBYLL + HD model エネルギー分解能	60
3.34	SIBYLL + PD model エネルギー分解能	61
3.35	QGSJET + HD, PD エネルギースペクトルの再現性	61
3.36	SIBYLL + HD, PD model エネルギースペクトルの再現性	62
4.1	シャワーイベントの Trigger rate	64
4.2	FT-PMT の出力の最頻値	64
4.3	FT-PMT Trigger rate	65
4.4	D-PMT Trigger rate	65
4.5	FT-PMT と D-PMT の記録粒子数の最大値	66
5.1	Tibet-III で観測したサイズスペクトル。	70
5.2	異なるモデルを仮定して得られたサイズスペクトル の比較。QGSJET+HD を基準とする。	70
5.3	Tibet-III で観測した全粒子スペクトル	71

5.4	異なる相互作用モデルを仮定して得られた全粒子スペクトル (QGSJET + HD と SIBYLL + HD)。	72
5.5	異なる一次線組成を仮定して得られた全粒子スペクトル (QGSJET + HD と QGSJET + PD)。	73
5.6	化学組成モデルの依存性についてのチェック	75
5.7	核相互作用モデルの依存性についてのチェック	75
5.8	Tibet AS γ 連動実験で観測した陽子成分のスペクトルと他の実験との比較	76
5.9	Tibet AS γ 連動実験で観測したヘリウムのスペクトルと他の実験との比較	76
5.10	本解析結果による Knee 領域の化学組成と KASCADE 実験結果との比較 .	77

表 目 次

2.1	Tibet AS γ 連動実験に用いた 3 種類の測定装置の相関	24
3.1	HD モデルの各組成成分比	37
3.2	PD モデルの各組成成分比	37
3.3	各モデルのサイズ分解能	53
3.4	各モデルのエネルギー分解能	57
5.1	モデルによる微分スペクトルの冪の変化	72

第 1 章

序論

1912 年 Hess による宇宙線の発見以来, その研究は素粒子物理学や天体物理学に多くの知識をもたらした。しかし, 60 年代に入ると人工の高エネルギー, 超高エネルギー加速器がヨーロッパ, 米国等を中心に次々と作られるようになり宇宙線による素粒子物理的な研究はもっぱら加速器を用いて行なわれるようになった。現在の宇宙線研究は高エネルギーの宇宙線による天体物理的な研究が主流となっている。宇宙起源の放射線である宇宙線は, これまでに 10^{10} eV から 10^{20} eV を越える領域まで観測されている。宇宙線はその発見以来 100 年あまりを経ているが, 宇宙のどこで生じ, どのようにして加速されているかといった議論は 1949 年以降色々な説があった。Knee 領域までの加速モデルとしては例えば超新星残骸衝撃波による加速 [1, 2, 3, 4, 5], 銀河系内での再加速 [6], 中性子星のような特別な天体の近辺での超高エネルギー現象によるもの [7], γ 線 bursts による加速 [14, 15, 16] などがある。また, knee の成因については, 超新星での加速限界に対応するという考えが有力視されているが, その他に伝播過程での銀河からの洩れ出し [8, 9, 10, 11, 12, 13], 星間物質との相互作用 [17, 18, 19, 20] などの説がある。また, もう一つ可能性としては, knee は核相互作用に未知のプロセスがありエネルギーの一部が検出不可能な粒子として失われていることによるというものである [21, 22, 23]。このようにいろいろな説が出されているが現時点で明確な解答は得られていない。

1.1 宇宙線

これら宇宙線の起源, 加速の問題を明らかにするには, 宇宙線のエネルギースペクトルとその組成を知る必要がある。エネルギーによって変化する一次線組成の測定が, 様々な場所で様々な観測装置を使って続けられている。これまでなされてきた多くの観測結果が

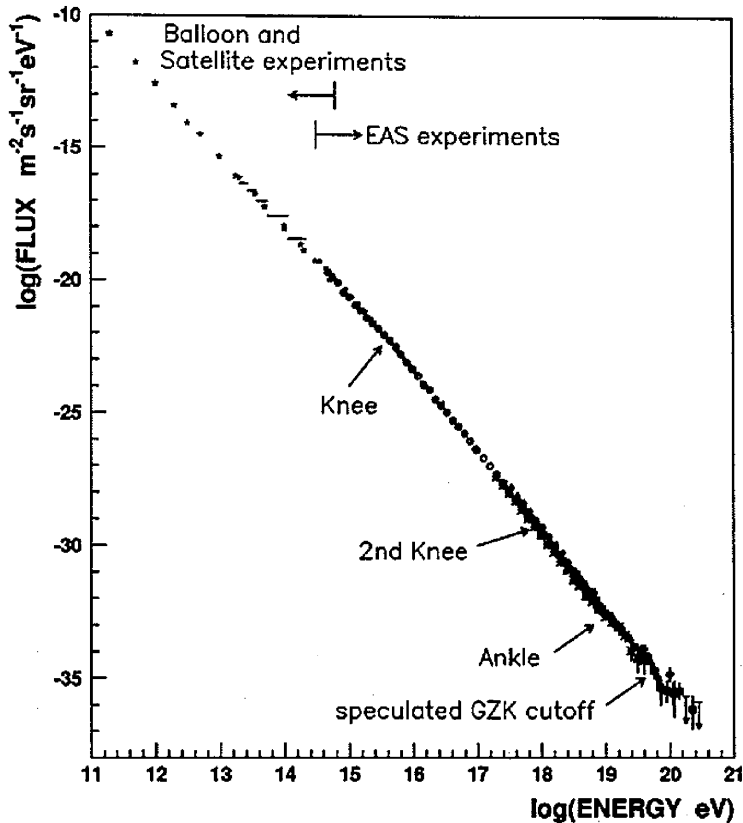


図 1.1: 宇宙線エネルギースペクトルの概観。全体はエネルギーの負の冪乗であらわされる。

ら知られている宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.1, 図 1.2 に示す。

これは、宇宙線の加速機構が熱的な機構ではなく、非熱的なものであることを示している。また、スペクトルの冪は $10^{10} \sim 10^{15} \text{ eV}$ 領域でおよそ -2.7 , 10^{16} eV 以上ではおよそ -3.0 と、 $10^{15} \sim 10^{16} \text{ eV}$ の間でわずかながら減少して、 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ eV}$ で再び変化し、冪の値が増加する。この冪変化を、前者を Knee [24, 25, 26, 27], 後者を Ankle [30] と呼んでいる。それぞれ宇宙線源および宇宙空間で起こる高エネルギー現象を解明する重要な鍵と考えられており、その詳細な観測が課題となっている。 10^{10} eV 以下の宇宙線は、地磁気のカットオフ効果により、地球に入射することはできない。また、 10^{20} eV を越える宇宙線は、CMB 光子との断面積が大きくなり、平均自由行程が 3 Mpc となってしまうため、エネルギースペクトラムにカットオフができると考えられている (GZK-Cutoff) [28, 29]。しかし、1998 年、日本の AGASA グループは 10^{20} eV を越える事象を 6 例 (その後さらに 5 例) 観測し [31], GZK Cutoff がないと報告した。しかしながら 2003 年、アメリカの HiRes グループ

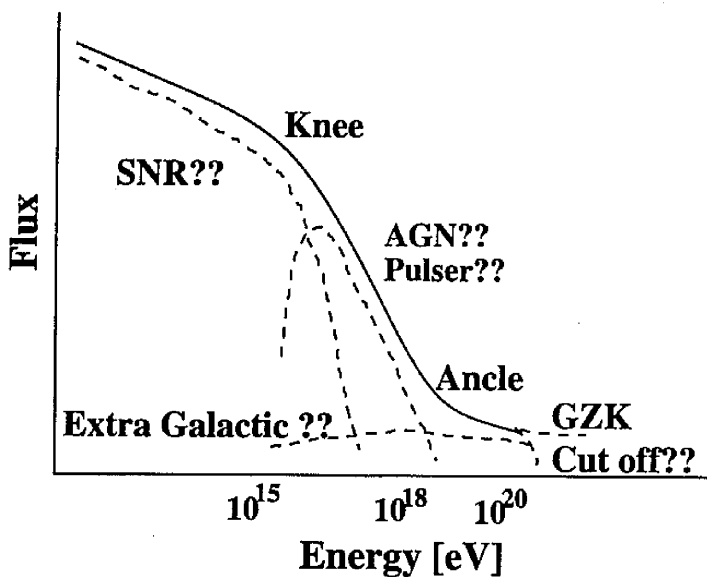


図 1.2: 全体はエネルギーの負の冪乗であらわされるが, $10^{15} - 10^{16}$ eV と $10^{18} - 10^{19}$ eV 付近に曲がりが見られる. 前者を Knee, 後者を Ankle と呼ぶ.

は 10^{20} eV 付近のエネルギー・スペクトラムは GZK Cutoff と矛盾しないと報告をした [32]。この二つの実験結果の相違は、統計量が非常に小さいことのほかに、エネルギー絶対校正が難しいことが原因となっている [32]。この問題を解決するために、現在いくつかの実験が開始、もしくは計画されている (TA [32], AUGER [33], EUSO [34])。

1.2 宇宙線の起源, 加速と伝播

宇宙線の起源が何であるのか、完全には判明していない。銀河系内の宇宙線供給源としては、超新星残骸、銀河系外の供給源としては AGN, GRB などが考えられている。超新星は我々の銀河内で約 30 年に 1 回程度爆発すると推定されており、この頻度と爆発で宇宙線に渡されるエネルギー量を考慮すると銀河内の宇宙線のエネルギー密度 (~ 1 eV/cc) を良く説明出来る [36]。

宇宙線は爆発によって放出された残骸 (ejecta) が爆風で作られる衝撃波によって、所謂 "ショック加速" を受け高エネルギーに加速されると一般的には考えられ、多くの研究者により詳しい計算が行われている。しかし、この過程で加速される粒子の最大エネルギーは本質的には衝撃波の持続時間によって決まり、高々 $Z \times 100$ TeV 程度である [37, 38]。

このシナリオが正しいとすると一次宇宙線の組成は 100 TeV 近辺から重い原子核の割合が増えると同時に宇宙線のエネルギースペクトルの冪が急になるはずである。

前述の通り、宇宙線のエネルギースペクトラムは冪型をし、熱的過程では説明できない程高いエネルギーまで伸びている。これは、宇宙線が非熱的に加速されていることを示している。 10^{15} eV 程度までの宇宙線の加速機構としてもっとも有力だと考えられているのが、超新星でのショック加速である [37, 38]。その機構は以下の通りである。

超新星爆発により放出される Ejecta は、速度 10^4 km/s におよび、星間物質中の音速 10km/s を大きく上まわり、衝撃波が生じる。衝撃波の通過する前と、通過したあとで物質の密度が異なる。衝撃波が通過する前はガスは全体として速度を持たないが、速度 U の衝撃波が通過したあとは、速度 V をもつことになる。

ガスが完全に電離しているとする、

$$U = \frac{4}{3}V \quad (1.1)$$

となる。

衝撃波の通過する前の領域を上流、通過したあとの領域を下流と呼ぶことにする。上流の静止系では、下流は速度 $V=3/4U$ で近づいてくる。エネルギー E の粒子が下流に流れると、下流では

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.2)$$

のエネルギーに見える。 $V \ll c$, $E=pc$ を仮定すると、

$$\Delta E = E' - E = pV \cos\theta \quad (1.3)$$

となる。

粒子は磁場による散乱により、エネルギーを失わずにまた上流にもどる。上流では同様にエネルギーが高く見える。つまり、(総体としての)速度が異なる領域を行き来することで、エネルギーは増加する。これがショック加速である。増加率を見積もる。

角度 $\theta \sim \theta + d\theta$ を通過する粒子の数は $\sin\theta d\theta$ に比例し、衝撃波を横切る確率は $\cos\theta$ に比例するから、

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2\cos^2\theta \sin\theta d\theta = \frac{2V}{3c} \quad (1.4)$$

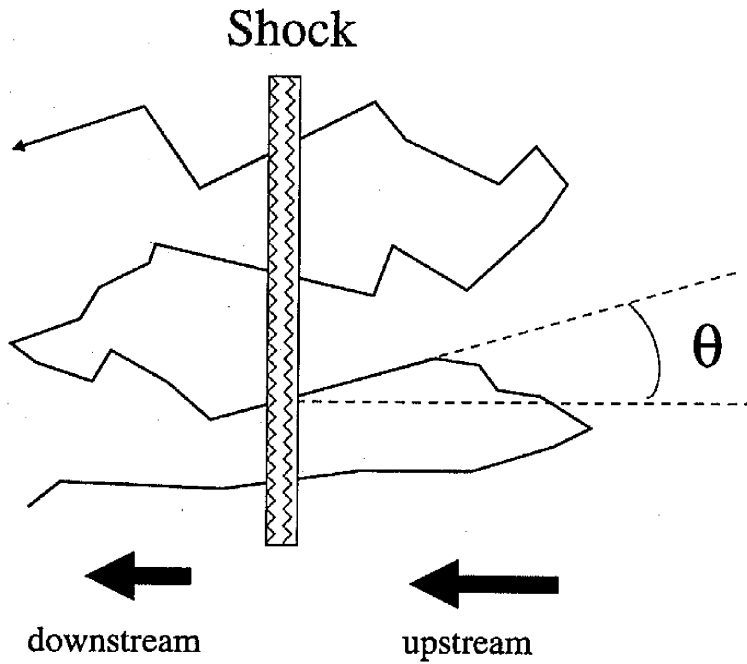


図 1.3: 衝撃波の静止系からみた宇宙線の加速

一往復では,

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4V}{3c} \quad (1.5)$$

となる。

スペクトルはどうなるか。一往復でエネルギーが β 倍されるとし、もう一度往復する確率を Q とする。 E_0 の粒子が k 往復するとき,

$$E = \beta^k E_0 \quad (1.6)$$

$$N(E) = Q^k N_0 \quad (1.7)$$

k を消去すると,

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\ln Q / \ln \beta} \quad (1.8)$$

となる。微分スペクトラムの中 $\ln Q / \ln \beta - 1$ である。ショック加速では,

$$\beta = 1 + \frac{4V}{3c} \quad (1.9)$$

である。単位時間辺りに衝撃波に衝突する粒子数は $1/4nc$ とみつもられ、衝撃波との速度の違いから、下流で単位時間辺り $1/4nU$ の粒子が加速領域から遠ざかる (n は粒子数密度)。よって、

$$\ln Q = \ln\left(1 - \frac{U}{c}\right) \ll -\frac{U}{c} \quad (1.10)$$

$$\ln \beta = \ln\left(1 + \frac{4V}{3c}\right) = \frac{4V}{3c} = \frac{U}{c} \quad (1.11)$$

よって、衝撃波で加速される粒子の微分スペクトラムの中は

$$\frac{\ln Q}{\ln \beta} - 1 = -2 \quad (1.12)$$

となる。

銀河内の宇宙線の伝播は、Leaky Box モデルでよく説明できる。Leaky Box では、銀河内に、宇宙線のソース $Q(E)$ があり、平均的に λ_{esc} 進むと銀河内から漏出してしまおうとし、 λ_{int} 進むと相互作用をおこしてエネルギー損失 (崩壊を含む) するとする。

銀河内の宇宙線が生成と消滅 (エスケープ含む) の平衡状態にあるとすると、

$$Q_j(E) = -\frac{N_j(E)\rho\beta c}{\lambda_{esc}} - \frac{\beta c\rho N_j(E)}{\lambda_{int}} + \frac{\beta\rho c}{m} \sum_{i \rightarrow j} \sigma_{i \rightarrow j} N_i(E) \quad (1.13)$$

が成り立つ。右辺第三項目は、 j より重い原子核 i が崩壊して j になることをあらわしている。簡単のため、以下では三項目を無視する。

λ_{esc} は、異なるエネルギーで観測された炭素原子と炭素原子の破碎から作られるホウ素原子の比から、4GV 以上の rigidity で、

$$\lambda_{esc} = 10.8\beta \times \left(\frac{4}{R}\right)^\delta \text{ g/cm} \quad (1.14)$$

と表せることがわかっている。 R は GV ではかった rigidity で、 $\delta \ll 0.6$ である。4GV 以下では、 λ_{esc} は 10.8β で一定となる。

上の式から、

$$N_j(E) = Q_j(E) \times \left(\frac{\rho\beta c}{\lambda_{esc}} + \frac{\rho\beta c}{\lambda_{int}}\right)^{-1} \quad (1.15)$$

となる。陽子を例にとると、 λ_{int} は λ_{esc} にくらべずっと大きい。故に、 λ_{int} はほとんど効かず、 λ_{esc} が効くことになる。rigidity は同じ粒子ならエネルギーに比例することと、ショック加速での $Q_j(E)$ が E の -2 乗に比例することを考慮すると、

$$N_j(E) \sim E^{-2.6} \quad (1.16)$$

となり、地球近傍での観測値 $E^{-2.7}$ にかなり近いものとなる。

1.3 空気シャワー現象とその大気中の発達

宇宙線は大別して一次宇宙線と二次宇宙線とに分けられる (図: 1.4)。宇宙から地球大気に入射してくる宇宙線を一次宇宙線と呼ぶ。一次宇宙線は陽子を主成分とする裸の原子核で、エネルギーが高く、大気中の窒素や酸素の原子核と平均 80 g/cm^2 に一回核衝突を起こし、多くの中間子等 (π^\pm , π^0 等) を発生する。大気中で発生したこれらの粒子を二次宇宙線と呼ぶ [39, 48]。

二次宇宙線中の π^0 中間子は平均寿命 $8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ で直に 2 個の光子 (γ 線) に崩壊し、生成された約 1.02 MeV 以上のエネルギーを持つ γ 線は更に電子対創生によって電子 e^- と陽電子 e^+ を生成する。また、高速で走る電子は原子核の近傍を通過するとクーロン場によって散乱を受けて、制動輻射によって γ 線を輻射する。こうして電子と γ 線は電子対創生と制動輻射を繰り返しながら電磁カスケードを起こす。電子と陽電子と γ 線を総称して電磁成分或は γ 線成分と呼ぶ。一方、 π^\pm 中間子は、高エネルギー ($E_{\pi^\pm} \geq 10 \text{ GeV}$) なら寿命が長くなり、核子と同様にほとんど核衝突を起こして核子とともにハドロン・カスケードとして増殖する。低いエネルギーの π^\pm 中間子は、平均寿命 $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ で μ^\pm とニュートリノに崩壊し、 μ^\pm 粒子は電子と二つのニュートリノに崩壊する。高エネルギーの μ^\pm は電離によってエネルギーを失いながら大気中を伝播する。大気層 (1030 g/cm^2) を通過する間に約 $2 \times 10^9 \text{ eV}$ を失うため、低エネルギーの μ^\pm 粒子は地上に達しないで崩壊してしまう。高エネルギーの二次粒子と生き残りの一次宇宙線は逐次核衝突を行い、以上のような過程を繰り返し電子を増殖する。これらの核衝突は、地上に到達するまでに約 10 回以上の衝突確率を持つ。そして、そこで発生した $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ による γ 線は、大気中の輻射長 ($X_0 = 36.4 \text{ g/cm}^2$) ごとに電磁カスケード過程により e^+ , e^- の電子対を作り電子数は大気の深さと共に増えて最大値に達する。電磁カスケードによるエネルギー細分化は、大気の臨界エネルギー ($\varepsilon_0 = 80 \text{ MeV}$) までであり、これは核カスケード (数十 GeV) と比べると約百分

の一である。そのため、最大値に達した後は、粒子数は大気の深さに対してほぼ指数関数的に減少していく。このような一連の大気中に置ける電子の増殖、減衰の過程はシャワーに似ているので、空気シャワー (AS) 現象と呼ばれる [49, 50] (図: 1.4), この現象は、1938年フランスの物理学者 P. Auger によって発見された。空気シャワー検出器は、多数のシンチレーション・カウンタを広い平地に AS アレーとして配置し、それぞれのシンチレーション・カウンタからの電気信号を解析することにより、空気シャワー粒子の時間及び空間的な情報を捉える。

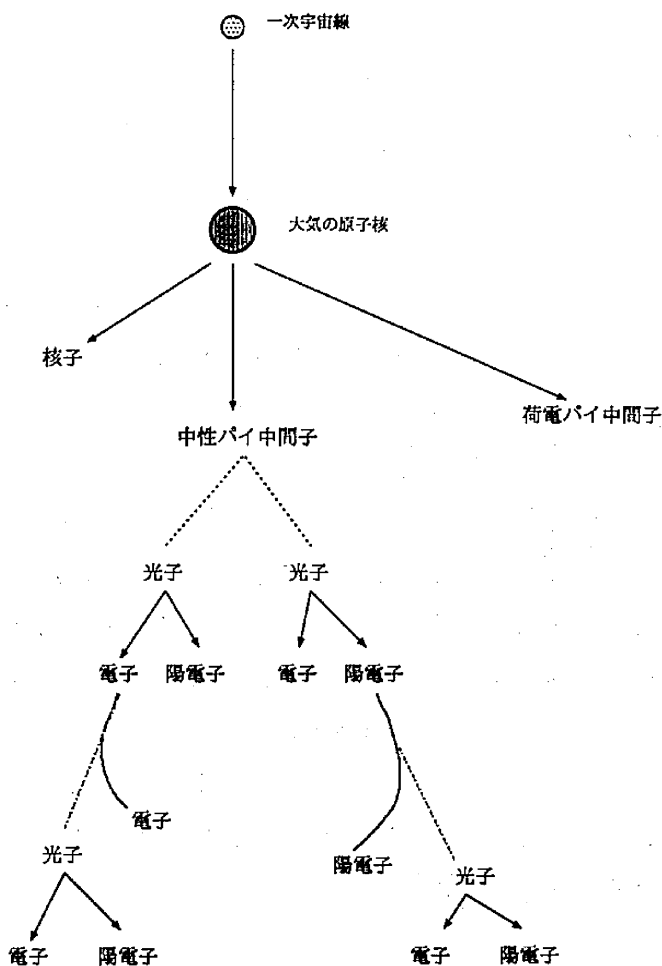


図 1.4: 空気シャワーの大気中での発達

空気シャワーが最大に発達したところでは、電磁成分が優勢となり、それ以外の成分は 10% 以下を占めるに過ぎない。この電磁成分は空気中を通過すると、クーロン散乱によりシャワー軸から広がる。この横広がりをもリエール単位で表す [48]。1 もリエール (τ_0) は

次式で定義される。

$$r_0 = (K/\varepsilon_0)X_0 \quad (\text{g/cm}^2) \quad (1.17)$$

ここで、 $K(=21 \text{ MeV})$ は散乱定数、 ε_0 は臨界エネルギー、 X_0 は輻射長である。この横広がり (Δr) は、近似的に次の NKG 関数で表せる。

$$\Delta(r, s) = Ac(s)r^{s-2}(1+r)^{s-4.5} \quad (1.18)$$

ここで、 s は age parameter と呼ばれ、 r は軸からの距離である。上記の NKG 関数と実験で得られる横分布とを比較し、空気シャワーの s が求められる。そして全荷電粒子数を示す空気シャワーサイズ N_e は、次の積分によって求められる。

$$N_e = \int_0^\infty \Delta(r, s)2\pi r dr \quad (1.19)$$

また、空気シャワーの親のエネルギー E_0 は空気シャワーの最大サイズ N_e^{max} とほぼ比例関係を持つため、空気シャワーサイズから一次宇宙線のエネルギーが決定できる。

または、空気シャワーは一次宇宙線の入射軸に沿って大気中を発達し、ハドロン成分の逐次相互作用や電磁成分が大気中で受けるクーロン散乱により広がりを持ったシャワーとなるが、その到来軸付近に極めてエネルギーの高い粒子の束を作る。この部分は AS core と呼ばれる [39]。AS core の広がり是比较的小さく、例えば、10 km 上空で発生した AS の地上における広がり数 m 程度である。我々が AS を観測するとき、この AS core の部分が一次宇宙線の情報をになっているものと考えている。したがって、我々は AS core の粒子群の広がりやエネルギーの分布の特徴を調べることで一次宇宙線の核種の推定が可能である。

1.4 空気シャワーの観測

宇宙線の観測は着目するエネルギー領域によって異なる手法が用いられている。 10^{14}eV 以下は気球や人工衛星などの飛翔体を用いて行なわれてきた。高度 30km 以上の上空に観測装置を飛揚し、大気中の原子核と相互作用を起こす前の宇宙線を捉えることが可能である。しかしこの方法は、観測時間や搭載重量に制限があること、また、宇宙線の到来頻度がエネルギーの増加とともに急激に減少していくことから、 10^{14}eV 程度までが現在の観測限界とされている。今後、ロケット打ち上げ能力の向上、コストの削減や国際宇宙ステー

ションの利用などが実現すれば、宇宙空間において宇宙線の直接観測が長期間可能になり、より高エネルギー領域までの直接観測が可能となる。

到来頻度の少ない 10^{14} eV 以上のエネルギー領域の観測は、地上に観測器を展開することで行なわれている。超高エネルギーの陽子や原子核が大気に入ると、大気中の原子核と衝突し、中間子の多重発生と電磁相互作用により空気シャワー現象を引き起こす。空気シャワー粒子の主な成分は、電子・陽電子、 γ 線粒子で、これらの粒子が大気中の原子核や分子と相互作用しながら、増殖・減衰を行う。地上における観測では空気シャワー現象をとらえるために、荷電粒子が大気中で起こす発光現象をとらえるタイプのものと、地表に達した荷電粒子を検出するタイプのものが行われている。前者は空気シャワーの発達に伴うチェレンコフ光や大気蛍光といった発光現象の様子を解像型の装置を用いて観測することで、宇宙線の到来方向を数分角で決定することを可能にしている。また、上空の空気シャワーをとらえることができるため、比較的低エネルギー ($\sim 10^{11}$ eV) まで観測可能であり、点源天体から到来するガンマ線観測に威力を発揮している。しかし、大気中の水蒸気や塵の影響によるふらつきなどの補正が難しく、エネルギー決定に不確定な要素がのこる。また、新月周辺の暗い夜間にしか観測が行えないため、長時間の連続観測には不向きである。

後者のタイプは、荷電粒子検出器を平らな地面に多数配置し、空気シャワー中の粒子を直接観測し、シャワー中の粒子分布等の情報を得るものである。撮像タイプの観測に比べ、宇宙線到来方向の角度分解能で劣るが、シャワー中の二次粒子を直接計数するため、エネルギー決定時の不確定な要素は小さい。また、昼間でも観測可能なことから、長期間の連続観測が可能になる。我々が現在行っている Tibet AS γ 実験では、標高 4,300m(大気の深さ $606\text{g}/\text{cm}^2$) の地点に空気シャワーアレイ観測装置はこのタイプである。

主な空気シャワー観測装置の比較：

空気シャワー観測装置は大きく3つに分けられる。

(1) 空気シャワーアレイ

原理：空気シャワーの二次粒子を観測することで、その空気シャワーを作った一次宇宙線の方向とエネルギーを測る。空気シャワーが最大発達を迎るところで観測するのがよい。ため、観測したいエネルギー領域によって装置の設置高度が大きく異なる。

長所：昼夜、天候の影響を受けずに同時に全天 (~ 2 sr) を観測できる。

短所：角度分解能が IACT に比べて良くない (最頻エネルギーで1度程度)。

例:

KASCADE (ドイツ, 大気深さ 1023 g/cm^2 , $40,000 \text{ m}^2$, $10^{14} - 10^{16} \text{ eV}$)

Milagro (米国, 大気深さ 755 g/cm^2 , 5000 m^2 , $\sim 10^{12} \text{ eV}$)

チベット空気シャワーアレイ (中国, 北緯 30.1 度, 東経 90.5 度, 大気深さ 606 g/cm^2 , 有効面積 $36,900 \text{ m}^2$)

Telescope Array 地表アレイ (米国, 大気深さ 876 g/cm^2 , 760 km^2 , 建設中)

以下の四つは現在は稼働していない。

CASA-MIA (米国, 北緯 40.2 度, 西経 112.8 度, 大気深さ 870 g/cm^2 , 有効面積 $230,400 \text{ m}^2$)

HEGRA (スペイン, 北緯 28.8 度, 西経 17.7 度, 大気深さ 800 g/cm^2 , 有効面積 $41,000 \text{ m}^2$)

CYGNUS (米国, 北緯 35.9 度, 西経 106.3 度, 大気深さ 800 g/cm^2 , 有効面積 $86,000 \text{ m}^2$)

AGASA (日本, 北緯 35 度, 東経 138 度, 大気深さ 930 g/cm^2 , 有効面積 100 km^2)

(2) 解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT, *Imagin Air Cerenkov Telescope*)

原理: 電荷を持った空気シャワー 2 次粒子が, 空気中の光速度をこえて走ることにより生じる大気チェレンコフ光を観測し, 一次宇宙線の到来方向とエネルギーを測る。

長所: 角度分解能がよい (~ 0.1 度 @ 1 TeV)

短所: 月のない晴天の夜しか観測ができない。恒星の影響を受ける。視野が狭い (数度)。

例:

VERITAS(米国, 北緯 32 度, 西経 111 度)

MAGIC(スペイン, 北緯 28 度, 西経 18 度)

HESS(ナミビア, 南緯 23 度, 東経 16 度)

CANGAROO-III (オーストラリア, 南緯 31 度, 東経 136 度)

(3) 大気蛍光望遠鏡

原理:電荷を持った空気シャワー二次粒子は、大気中の窒素を励起する。励起した窒素分子が基底状態に戻るときに放出する光を観測する。空気シャワーアレイと連動することもある。

長所:有効面積が広い。空気シャワーアレイと相補的に空気シャワーの縦発達を観測することができる。

短所:月のない晴天の夜しか観測ができない。恒星の影響をうける。

例:

Telescope Array (米国)

AUGER (アルゼンチン)

1.5 本研究の目的

本研究の目的は高地に設置した空気シャワー観測装置と AS core 観測装置を用いて、宇宙線のエネルギースペクトルの冪が変化することが知られている Knee 領域の研究を行うことである。広いエネルギー範囲で高い精度のエネルギースペクトルを求め、Knee の位置と冪の変化を精度良く決定する。そのために、新たな解析方法の開発を大規模シミュレーションを基に行い、実験結果に含まれる系統誤差を明らかにする。また、この領域の陽子・ヘリウムスペクトルとの関係を明らかにし、一次線化学組成をとおして宇宙線の起源について考察する。

以下、第2章でチベット羊八井宇宙線観測所に設置した空気シャワー観測装置の特性、観測装置の構造、性能について述べる。第3章では、一次粒子の情報を得るために、空気シャワー発達の揺らぎと測定器の特性を考慮して行った大規模フルモンテカルロシミュレーション計算について述べる。また、その結果に基づいて得られた新しい空気シャワー構造関数について述べ、これを用いることによる一次粒子エネルギー決定の分解能について述べる。第4章で Tibet-III Phase2 ~ Phase5 までの4年間に観測された 10^9 個の空気シャワー事例を解析し、全粒子エネルギースペクトルを導出する過程について述べる。第5章でシミュレーションに含めた仮定が全粒子エネルギースペクトルに及ぼす影響について考察する。すなわち、ハドロン相互作用モデルと一次線化学組成への依存度を明らかにし、結果に含まれる系統誤差について議論する。第4章の解析で得た全粒子および陽子成分のエネルギースペクトルについて考察を行い、第六章では宇宙線の起源を解明するため

の今後の更なる実験計画を展望する。

第 2 章

Tibet AS_{γ} 実験



図 2.1: 1999 年 11 月に完成したチベットの空気シャワーアレイ。300 m \times 300m の面積に白いビニールで覆われたシンチレーション検出器が 7.5m 間隔で配置されている。左側の建物にデータ収集室と実験室がある。真中の大きな建物 (400 m²) にはエマルジョンチェンバーとバースト検出器, 右側の建物 (100 m²) には太陽中性子モニターが設置されている。[53]

2.1 本実験の観測サイト

1989 年 12 月から日本中国共同研究として中国チベット自治区の羊八井高原 (Yangbajing plateau, 標高 4300 m, 大気深度 606 g/cm², 東経 90.53°, 北緯 30.11°) で AS 観測が開始された。その後, 装置の増強が行われている (図: 2.1)。このチベットの高度は Knee 領域の宇宙線の研究に対し, 最も最適な場所であり, その理由は以下のとおりである:

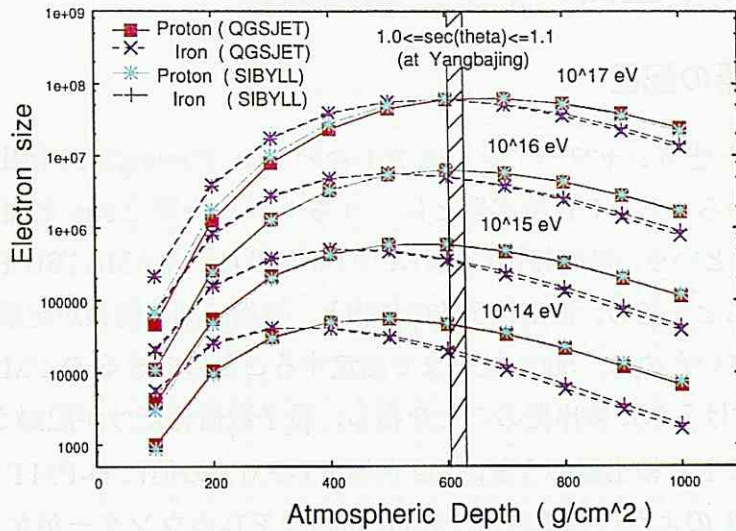


図 2.2: 大気中の空気シャワー発達の遷移曲線。チベット空気シャワーアレイの観測高度では、天頂から来る 10^{16} eV の空気シャワーが、最大になる。

モンテカルロシミュレーションによって得られた大気中の空気シャワー発達の遷移曲線を図 2.2 に示す。図の横軸は大気頂上からの物質質量で表した大気深度、縦軸は空気シャワーサイズ(シャワー中の電子・陽電子の総数)である。陽子から鉄までの他の原子核による空気シャワー発達は両者の間になることが期待される。図中の斜線部分は、羊八井高度で天頂角 25° 以内の観測に対応する大気深度領域を示している。Knee 領域以上には、他の大気深度領域に比較して、この斜線部分では一次宇宙線核種によるシャワーサイズの差が小さく、ほぼシャワーの最大発達付近を観測することができる。以上のように羊八井高度では、Knee エネルギー領域の空気シャワーが発達の最大に達するため、粒子数の揺らぎが小さく、同じエネルギーの原子核種による差も小さい。すなわち羊八井高度では、観測した空気シャワー現象から、一次宇宙線原子核組成によらず、かつ系統誤差が少ない宇宙線 Knee 領域の全粒子エネルギースペクトルを求めることが可能である。

また、標高の高いところに検出器を密に配置したため宇宙線にとって通過する大気物質質量が少なく、低いエネルギーの AS をあまり減衰していない状態で観測できるため、地上のシンチレーション検出器によって数 TeV 領域の宇宙線を観測できる装置としては世界唯一のものである。また若い AS 及びその AS core 部分のファミリーの観測にも適している。

2.2 チベット空気シャワー観測装置

2.2.1 検出器の配置

現在のチベット空気シャワーアレイは 761 台の Fast-Timing (FT) 検出器, 28 台の Density (D) 検出器からなる。FT 検出器とは, 立ち上がり時間 2.6ns と短く, Transit Time Spread も 1.1 ns という, 時間特性に優れた FT-PMT (HAMAMATSU H1161) が備え付けられた検出器のことを指し, 検出粒子数の情報と, 検出時刻の情報が記録される。D 検出器とは Gain が小さいために, 5000 粒子まで測定することのできる D-PMT (HAMAMATSU H3178) が備え付けられた検出器のことを指し, 粒子数情報だけが記録される。

また, 761 台の FT 検出器のうち, 249 台は FT-PMT の他に D-PMT も付いている。カウンターは図 2.3 のように配置され, 7.5m 間隔で FT-カウンターがならんだ領域をインナーエリアとよび, 面積は 36,900 m² に及ぶ。

本論文では 上記の 761 台の情報を全て用いて 2000 年 11 月から 2004 年 12 月までの 4 年間のデータを解析した。

2.2.2 検出器の構造

アレイに採用した検出器は図 2.4 のような逆ピラミッド形をした 1 mm 厚ステンレス性の箱でできている。箱の内部の上辺に表面積 0.5 m², 厚さ 3 cm のプラスチック・シンチレータを納め, 下部にこのシンチレータからの光を電気信号に変換する光電子増倍管 (PMT: Photomultiplier Tube) が備え付けられている。PMT の出力パルス信号から各検出器に入射した AS 中の荷電粒子の数密度及び入射時間差情報を獲得し, これらのデータを基に AS の到来方向及び AS を生じた一次宇宙線のエネルギーを推定する。また装置の性能を上げるため, つまり空気シャワー 2 次粒子に対する感度をあげるために, 検出器の構造はこれまでの経験とシミュレーション等の成果を取り入れたものとなっている。検出器の上には 5 mm の鉛の板が置かれている。空気シャワー 2 次粒子中の γ 線は, 鉛で電子対生成を起すことでシンチレータで検出される確率が上がる。低エネルギーの電子陽電子が鉛で遮蔽されてしまう効果を考慮しても, 検出粒子数は約 2 倍にあがる。それで, AS の検出効率が約 1.9 倍向上する。また, 鉛板がない場合と比べて AS 入射方向決定精度が約 1.5 倍良くなる。シンチレータからの光をできるだけ多く PMT に集めるため, 入射した場所による検出時間の依存性を少なくするために検出器ボックスの内側には VH エナメルが塗られている。また, 検出器は日照による温度変化の影響をおさえるために, 白い

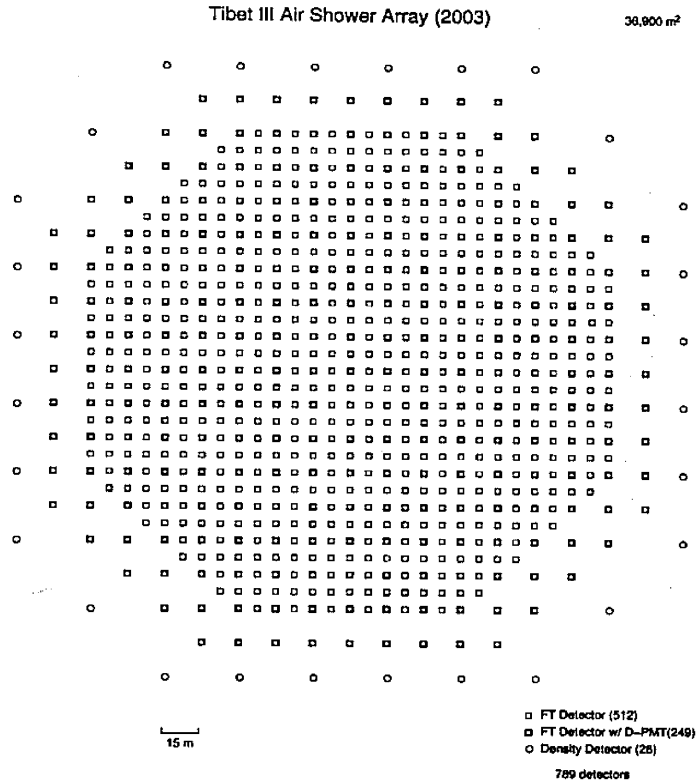


図 2.3: 現在のチベット空気シャワーアレイ (Tibet-III) の検出器配置図

カバーで覆われている。その他にも温度変化しにくい信号ケーブルを使用する等の工夫がなされている。

FT 検出器は AS 前面の到着時間差を測定するためのものであり、D 検出器は粒子数を測定するためのものである。FT-PMT と D-PMT が両方備えつけられている検出器は、AS 前面の到着時間の測定と同時により広いエネルギー範囲で粒子数を測定できるようになっている。そして、本研究は 10^{14} eV 以上の宇宙線を観測の対象として、観測効率は 100 % とするため、検出器の 10 台以上が 5 粒子以上記録することをトリガー条件としている。そして、空気シャワーの到着時刻をマイクロ秒の精度で記録する GPS (Global Positioning System) 時計、及びルビジウム時計、計算機の時刻や、装置の安定性の目安にもなるスケーラーデータと共に 1 イベントごとに計算機で取りまとめられ 8 mm テープ・ドライブ EXB-8200(容量:非圧縮 10 GBytes) に記録される。

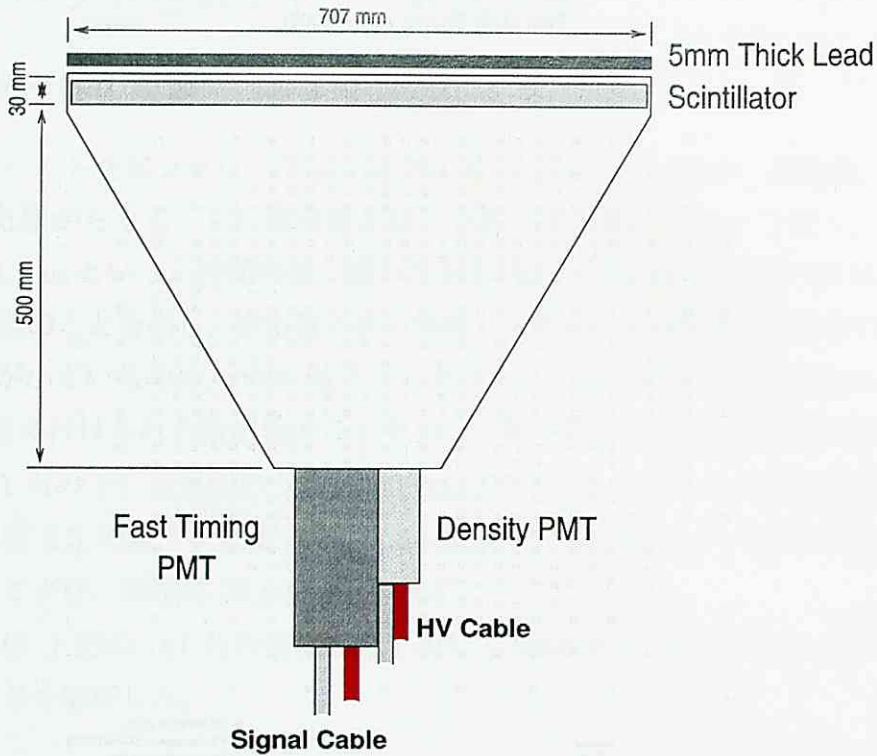


図 2.4: FT w/D-検出器

データ収集システムの概略図を図 2.5 に示す。TDC (Time to Digital Converter) により各検出器での粒子の到来時間差を測定し、チャージ積分型 ADC (Analog to Digital Converter) により PMT からの出力パルス信号の電荷量を測定する。TDC の値は各ランの最初に TDC テスターモジュールを用いて校正する。TDC テスターの誤差は 50 psec であり、その温度依存性は 200 ppm/°C である。各チャンネルの PMT の利得とその直線性及び PMT から TDC までの時間的長さの校正をパルスジェネレータを用いて 20 分枚に行い、8 mm テープに記録する。このシステムによる一日のデータ量は約 11 GByte である。

2.2.3 検出器の性能評価

上記の Tibet AS アレイの性能評価は月の影によって行う。空気シャワー観測装置の角度分解能は、月による宇宙線の遮蔽すなわち月の影を観測することにより確認することができる [54]。これは、角度分解能が月の視半径 (0.26°) に近く、月の方向から地球に入射する宇宙線の有意な減少を捉えることができるからである。装置の角度分解能は月の影の深さ

Tibet II Data Acquisition System

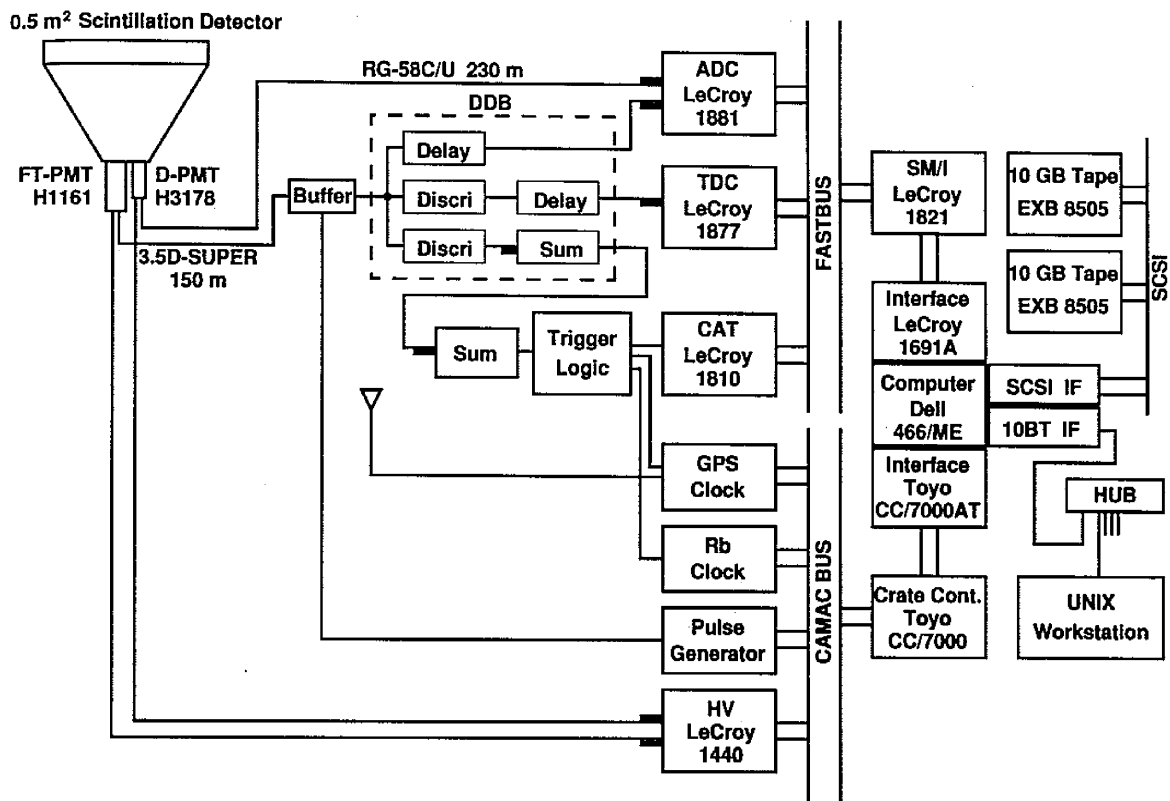
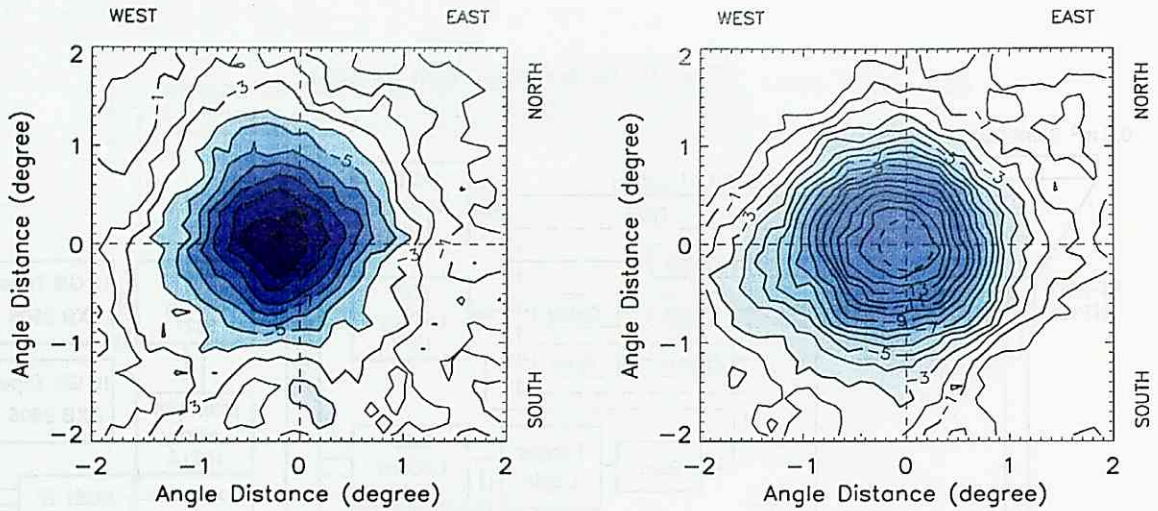


図 2.5: Tibet-III アレイデータ収集システムの概略図。

から評価できる。月の遮蔽による欠損イベントの数が 50 % になる角度を装置の角度分解能と定義すると、チベットアレイの分解能は約 0.8 度となる。角度分解能はエネルギーと共に良くなり、10 TeV のシャワーに対しては約 0.4 度である。本研究では、 10^{14} eV 以上の宇宙線を観測の対象としており、このエネルギー領域での装置の角度分解能は、Tibet-III アレイは 0.1 度程度である。また、観測された AS を生じた一次宇宙線のエネルギー値は月の影の地磁気のずれの大きさから校正できる。図 2.6 に、天頂角 $\leq 30^\circ$ 、ビンサイズ 0.8° 、 $\Sigma \rho_{FT} > 15$ の条件で観測された月の影を示す。最大欠損位置では、一様なバックグラウンドに対して 10.8σ の欠損が観測されている。期待される月の影の中心位置は (0, 0) であるが、月の影の中心位置は西側にわずかにずれている。これは観測している宇宙線が正電荷を持っているため、その軌道が地磁気によって曲げられ地上で観測される月の影が西側へ移動して観測されるためである。このずれの角度 $\Delta\theta$ と入射宇宙線のエネルギー E (TeV) の



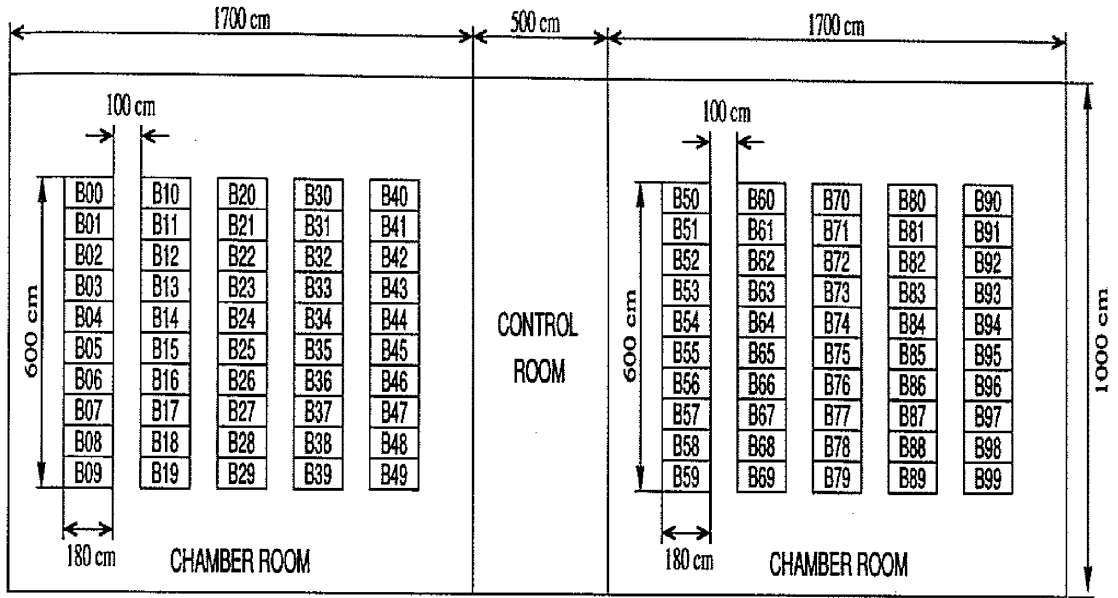


図 2.7: Tibet AS γ エマルションチェンバー・ルームの概略図

2.3.2 バースト検出器

Tibet AS γ 連動実験では、AS と EC で検出されるファミリーを対応付けるため、BD は大変重要となる。図 2.8 に示すように、EC の真下にプラスチック・シンチレータを用いた BD (160 × 50 × 2 cm³) を設置し、これからシャワーの位置と時間情報を得る。1 台のバースト検出器の上に 4 台の EC を置いたものを 1 単位とし、AS コア観測装置全体で 100 単位を使用した。

EC 中で発達したカスケードシャワーは EC の中で増殖あるいは減衰しながら EC を通り抜けて BD に入射する。この現象をバーストと呼び、BD に入射した電子の数はバーストサイズ (N_b) と呼ばれる。BD に入射した電子群によってプラスチックシンチレータが発光し、この光を 4 隅のフォトダイオード (PD: Photo Diode) で受ける (図 2.10)。入射粒子の位置によってシンチレータ固有の減衰長で減衰し、4 隅のフォトダイオードで受ける光量の差から、バーストの入射位置が求められる。更に、全光量から入射荷電粒子数に相当するバーストサイズ N_b を推定できる。この BD 信号からトリガー信号を作り、これと同時に AS 観測装置 Tibet-II アレイの情報を取り込む。このようにして、Tibet-II アレイと EC で捕らえた AS と γ 線 ファミリーとの対応を取ることが可能になる。この BD の性能はシミュレーション実験の結果により、シャワー位置の決定精度は ± 5 cm 程度である。

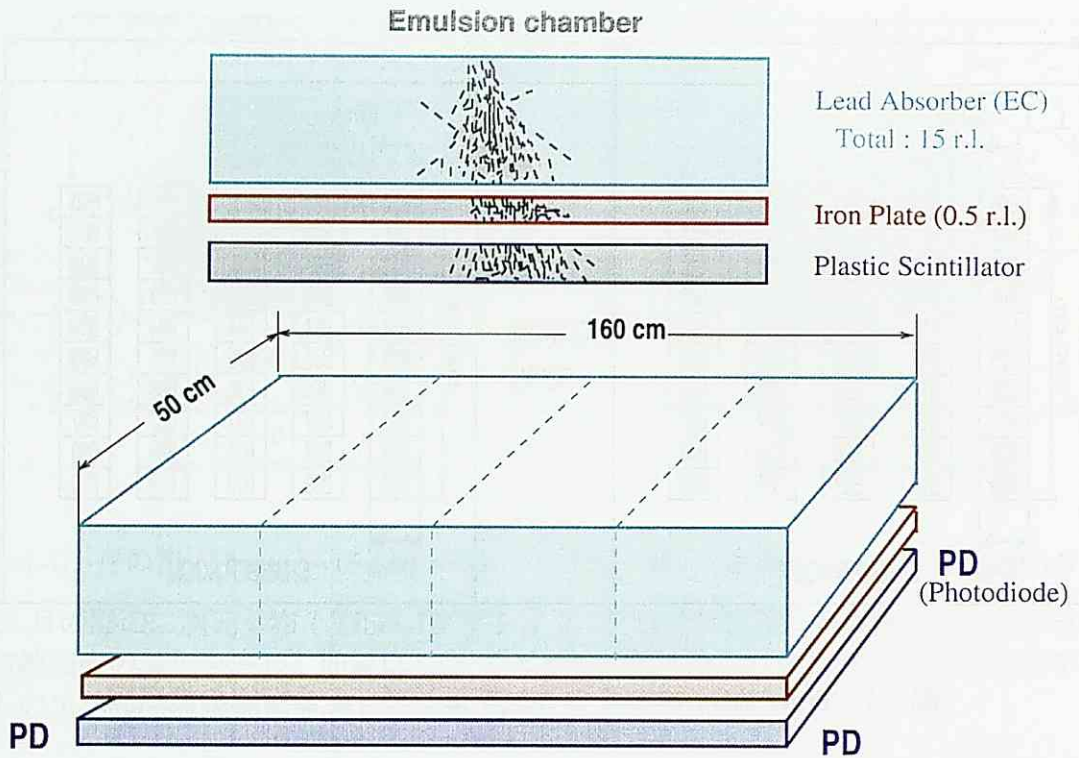


図 2.8: Tibet AS γ 連動実験用のエマルジョンチェンバーとバースト検出器の概略図

上記のように、Tibet AS γ 連動実験では、三種類の測定器 (AS, EC 及び BD) を連動させることによって、一次宇宙線の陽子成分スペクトルを求めることが可能となる (表 2.1)。

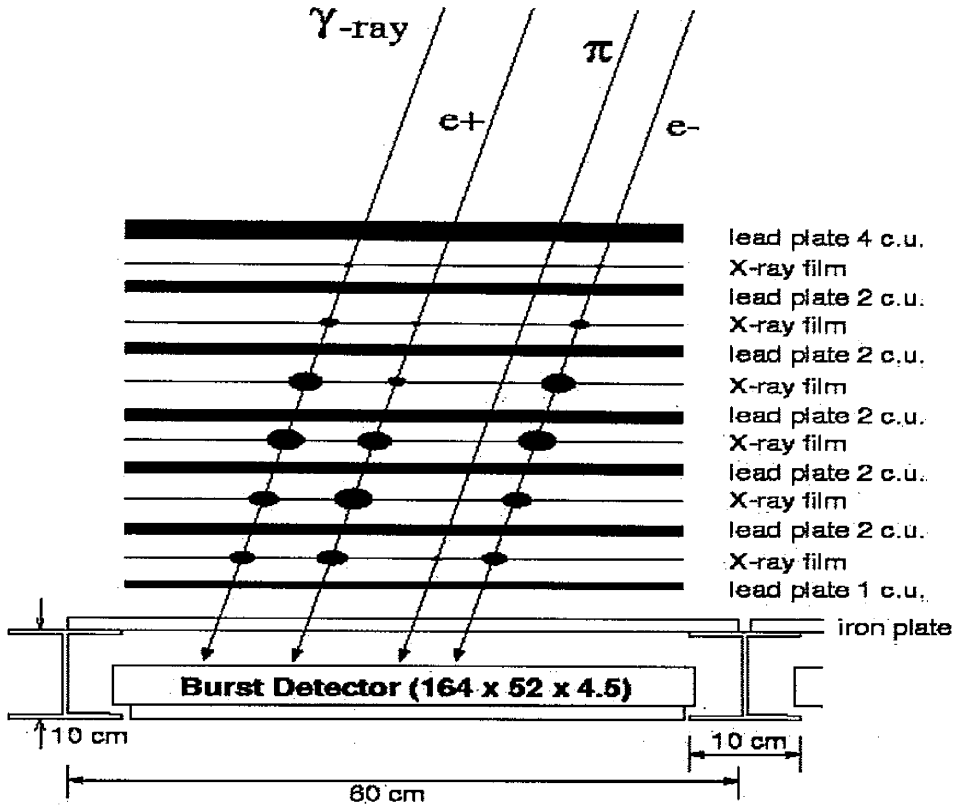


図 2.9: Tibet AS γ 連動実験用のエマルジョンチェンバーの構造とバースト検出器。エマルジョンチェンバーは 1 cm の鉛板と高感度の X 線フィルムを交互に積み重ねたもので、エネルギーが約 1 TeV 以上のカスケードシャワー群を観測することができる。

	EC	BD	AS 装置
到来場所 (x, y)	○	○	△
到来方向 (θ, ϕ)	○	×	○
到来時刻 (t)	×	○	○
装置固有の測定量	$\sum E, N_g, \langle R \rangle, \langle ER \rangle$	$N_b(\propto \sum E)$	$N_e(\propto E_0)$

表 2.1: Tibet AS γ 連動実験に用いた 3 種類の測定装置の相関

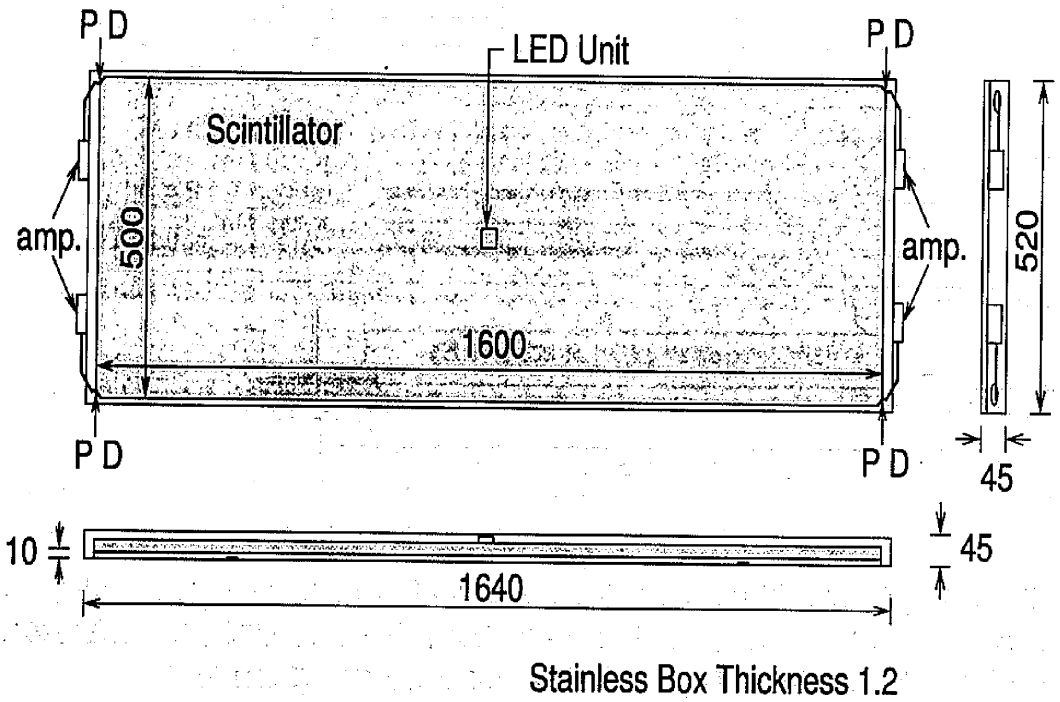


図 2.10: Tibet AS γ 連動実験用のバースト検出器

第 3 章

モンテカルロシミュレーション

本研究はアレイ内に飛来したあるエネルギー以上の全てのイベントを解析対象とし、一次全粒子エネルギースペクトルの絶対強度を精度良く決定する。そして、空気シャワー中心部に EC で捉えた高エネルギー γ 線ファミリーのデータを使用し、これに伴う AS データも含めて解析することにより、Knee 領域の一次宇宙線中の陽子成分スペクトルの絶対強度を精度良く決定することをねらいとするものである。したがって、どのように、地上で観測した二次宇宙線の情報から一次宇宙線のエネルギー及びその化学組成を正しく評価するかが何よりも大切であり、これらの評価は宇宙線による大気中でのカスケードシャワーの発達理論などと関連する。モンテカルロシミュレーションは、カスケードシャワーの発達理論に基づいて、一次宇宙線が大気中に入射し、大気中の原子核と衝突して作った一連のカスケードシャワーや、その中心部にある高エネルギー γ 線ファミリー現象や、また地上で観測器の応答など一連のプロセスを計算機で再現することである。宇宙線が大気中で引き起こす現象は確率過程であり、大きな揺動を伴う。そのため取得した観測データを的確に評価し、本研究の目的を達成するには、大規模なフルモンテカルロシミュレーションを行うことが不可欠である。

3.1 大気中のシミュレーション

一次宇宙線が大気層に突入してから観測高度に到達するまでの大空中のシミュレーションはシミュレーション・コード Corsika(Ver.6.204) を用いて、核相互作用モデル QGSJET [60] と SIBYLL2.1 [60] により行った。二次粒子の下限エネルギーは 1 Mev まで追い掛けて追跡した。観測高度に達した二次粒子が検出装置に入って、ADC, TDC 信号に転換するまでの一連の過程は実験条件と検出装置の精度、二次粒子が検出装置に入射する位置の影

響などいろいろな要因を考慮し、シミュレーションを行う。二次粒子が検出器を通過する際に起こす物質層との衝突反応については後述する(3.2参照)。Knee 領域では一次宇宙線の化学組成は今までまだ分からないため、一次宇宙線化学組成モデルとして重核優勢 (HD ; Heavy Dominant) モデルと陽子優勢 (PD ; Proton Dominant) モデル [63] を仮定した。

3.1.1 本研究で用いたシミュレーションコードと核相互作用モデル

本解析に用いたシミュレーション・コード Corsika Ver.6.204 (Cosmic ray simulations for Cascade) は、AS の生成および大気中の発達等をシミュレートするプログラムである。これはドイツの D.Heck と J.Knapp によって "Cascade" という AS 実験グループのために作られたプログラムである。核相互作用モデルとして採用した QGSJET (Quark-Gluon-String model with JETs) モデル [64, 65, 66, 67, 68] は、Gribov-Regge 理論に基づいており、ソフトな核相互作用は一つ或は多数の Pomerons の交換によって取り扱い、ハードな非弾性衝突は cutting Pomerons によって取り扱われ、各 Pomeron によって生成された二つの color strings が二次粒子 (color neutral hadrons) となる [60]。

一方、解析の結果はどのくらい核相互作用モデルに依存するかをチェックするためにもう一つの核相互作用 SIBYLL モデル [60] を用いてシミュレーションを行なった。SIBYLL モデルは QCD mini-jet model に基づき開発されたプログラムであり、hard process を含んでいる。原子核による相互作用は単純に核子相互作用の重ね合わせとして取扱われている。これらの二つのモデルとも高エネルギー加速器実験による結果から導かれた原子核相互作用モデルを基盤としたモデルである。シミュレーションで生成したイベントは、宇宙線と大気の相互作用でおこる空気シャワーと、シャワー中の二次粒子の検出器内での振舞いを疑似的に再現し、そこから一次宇宙線の特徴を抽出することで核種やエネルギー等の推定を行なうために用いる。

大気中に入射した宇宙線は大気中の原子核と衝突する。これらの衝突は基本的に核子と原子核または原子核と原子核の核相互作用である。低エネルギー領域のハドロン相互作用の知識は加速器を用いた実験によって得られる。しかし現在、陽子、反陽子の衝突型加速器では、実験室系のエネルギーに換算して 2×10^{15} eV 程度までしか実現されていない。また、ビームラインパイプの影響で最前方の核破碎領域については詳細な測定が行えず、宇宙線の大気中での発達にもっとも影響する最前方、すなわちシャワーコアにあたる情報が乏しい。そのため宇宙線研究では、低エネルギーで加速器の各種実験結果を再現し、高エネルギーでは理論的あるいは現象論的に矛盾の無いようになめらかに外挿することで相互

作用モデルを仮定している。QGSJET と SIBYLL モデルともに世界中の標準モデルとなり、多くの宇宙線実験グループによって実験データとの比較・検討に採用されている。

本研究は Knee 領域についての研究であり、現在の人工加速器がおよばないこのエネルギー領域の特に最前方の破砕領域での核相互作用をチェックすることはとても重要である。以下、主に 10^{15} eV の所で、宇宙線が大気中で引き起こす現象に大きな影響を与える物理量について QGSJET と SIBYLL モデルの比較・検討を行う。

1. 非弾性衝突断面積

非弾性衝突断面積 (Inelastic cross-section) σ^{inel} は核相互作用の重要なパラメータの一つであり、これは AS の発達に対して大きく影響する。また高エネルギー γ 線ファミリーの生成率等にも強く影響するパラメータである。

ハドロン-核子とハドロン-原子核の断面積の関係は、Glauber の多重散乱理論によって与えられる [69]。例えば、ハドロン-原子核散乱の非弾性衝突断面積 σ_{hA}^{inel} は次のように表せる。

$$\sigma_{hA}^{inel} = \int d^2b [1 - \exp\{-\sigma_{hp}^{inel} T(b)\}] \quad (3.1)$$

ここで、 $\sigma_{hA}^{inel} = \sigma_{hA}^{tot} - \sigma_{hA}^{el}$ (σ_{hA}^{tot} は全衝突断面積、 σ_{hA}^{el} は弾性衝突断面積) であり、 σ_{hp}^{inel} は同じハドロンの核子に対する断面積である。関数 $T(b)$ は衝突径数 b における、原子核内の標的核子数/cm² であり、ハドロンの入射方向を z 軸、標的原子核の中心を $z = 0$ ととると、

$$T(b) = \int \rho_N(z, b) dz \quad (3.2)$$

と書ける。ここで ρ_N は核の中心から距離 $r = \sqrt{b^2 + z^2}$ の核子の数密度である。 σ_{hp}^{inel} が非常に小さいときは核子同士の重なりによる影響 (シャドウイング) がないので、標的原子核の質量数を A とするとき、

$$\sigma_{hA}^{inel} \simeq \int \sigma_{hp}^{inel} T(b) d^2b = A \sigma_{hp}^{inel} \quad (3.3)$$

と書ける。 σ_{hp}^{inel} が非常に大きく、完全遮蔽のときは、(3.1) の被積分関数はほぼ 1 となり、有効な標的原子核半径を R_A とすると次のように書ける。

$$\sigma_{hA}^{inel} \simeq \pi R_A^2 \simeq A^{2/3} \quad (3.4)$$

入射ハドロンが陽子であり、その運動量が $20 \sim 50 \text{ GeV}/c$ のとき、 $A > 1$ に対し σ_{pA}^{inel} は、

$$\sigma_{pA}^{inel} \simeq 45A^{0.691} \text{ mb} \quad (3.5)$$

と近似できる [70]。標的核が大気中の原子核とすると、平均”空気”核 $\langle A \rangle \simeq 14.5$ を用いて陽子と空気の原子核との非弾性衝突断面積は $\sigma_{pAir}^{inel} \simeq 285 \text{ mb}$ ($1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) となる。

また、陽子と陽子の非弾性衝突断面積 σ_{pp}^{inel} と陽子と空気の原子核の非弾性衝突断面積 σ_{pAir}^{inel} との関係は、核子-核子散乱を電子散乱で測られた核子内の荷電分布に関連づけた一連のモデルで、かなり良く決まる [71]。Kopeliovich 他 [72] は、高エネルギー ($E_{lab} > 2\text{TeV}$) で有効な次の数式を与えている。

$$\sigma_{pAir}^{inel} \simeq 507 \text{ mb} \left(\frac{\sigma_{pp}^{inel}}{100 \text{ mb}} \right)^{0.529} \quad (3.6)$$

エネルギーとともに σ_{pp}^{inel} は増大していくが、 σ_{pA}^{inel} の増大は σ_{pp}^{inel} に比べてゆっくりである。

図 3.1 に Corsika QGSJET と SIBYLL の二つモデルの陽子と空気の原子核との非弾性衝突断面積 σ_{pAir}^{inel} の入射エネルギーによる変化を示す。図には幾かの AS 実験及びシングルハドロン測定グループの実験結果も同時に表示されている [73, 74, 75, 76, 77]。横軸は一次陽子の実験室系の運動量 P_{lab} (GeV/c) であり、一次宇宙線のエネルギー E_0 が十分高いときには $P_{lab}c \simeq E_0$ である。縦軸は非弾性衝突断面積 σ_{pAir}^{inel} で、単位は mb である。図 3.1 から分かるように、 10^{15} eV のところでは、SIBYLL の結果は Corsika QGSJET より、陽子と空気の原子核との非弾性衝突断面積は 10% ぐらい低い。このため、同じエネルギーの宇宙線は QGSJET の発達の方が早いと考えられる。

二つのモデルとも、低エネルギー領域 ($\leq 10^{15} \text{ eV}$) ではいろいろな AS 実験結果と良く合っているが、高いエネルギー ($> 10^{15} \text{ eV}$) 領域については、約 20% の差がある。AS 実験から非弾性衝突断面積を導くことは大変難しく、以下の系統誤差が存在していると考えられる。

(1) 高いエネルギー領域では、一次組成がわかっていないので、陽子より重い原子核によって作られるシャワーが全体のどのぐらいを占めるか分からない。

(2) シャワー発達の固有の揺らぎに加えて、検出器の応答に揺らぎがあること。後者は、固有の揺らぎを分かりにくくする。この固有の揺らぎは分離しなければならない。

現在の実験精度では、Corsika QGSJET と SIBYLL 及び実験グループの結果は系統誤差範囲でほぼ一致していると言える。

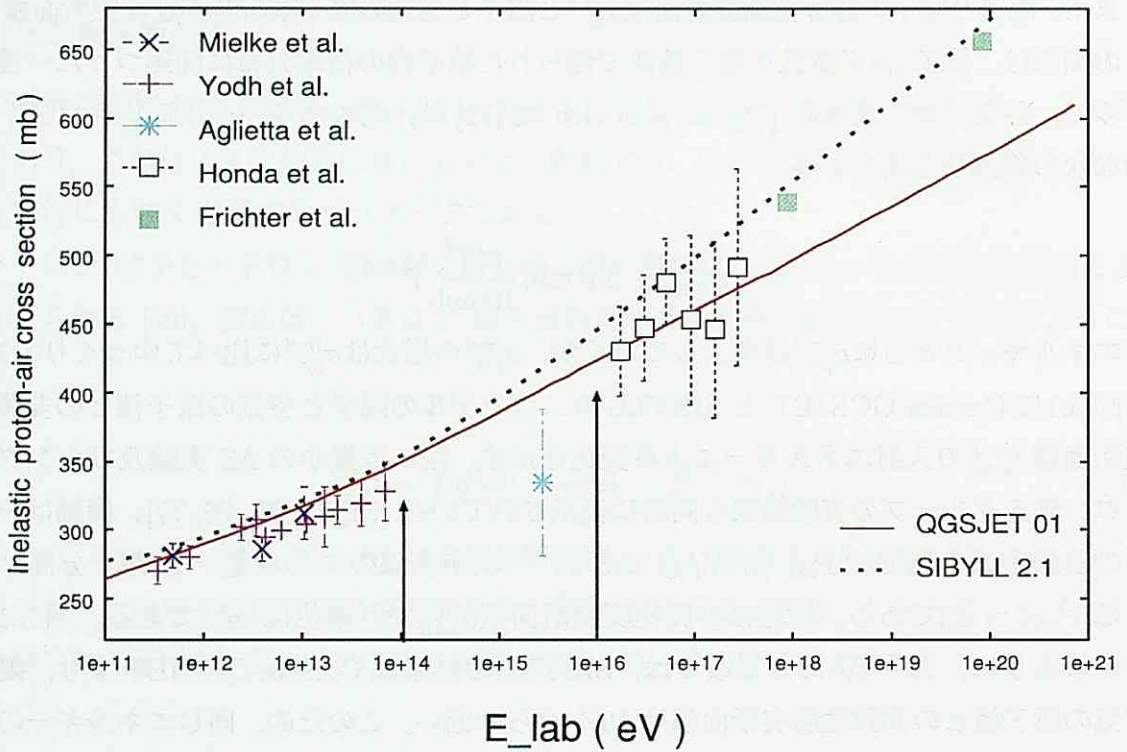


図 3.1: Corsika QGSJET(実線) と SIBYLL(破線) による入射エネルギーと陽子と空気の原子核との非弾性衝突断面積 σ_{pAir}^{inel} との関係。記号は空気シャワー実験及びシングルハドロン測定グループの実験結果。(Mielke et al. [73], Yodh et al. [74], Gaisser et al. [75], Honda et al. [76], Baltrusaitis et al. [77])

2. Feynman の X 分布

二次粒子の縦方向 (一次入射粒子の進行方向) の運動量を p_{\parallel} とすると, Feynman の X は重心系で以下のように定義される [48].

$$X^* = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\parallel}^*(max)} \simeq \frac{p_{\parallel}^*}{E_0^*} \quad (3.7)$$

ここで, E_0^* は重心系での一次入射粒子のエネルギーである。実験室系から重心系へのローレンツ変換によって, X^* と X_L の関係が以下のように分かる [41]。高エネルギーでは, $E \simeq \mu_T$ であるから,

$$X^* \simeq X_L - \frac{\mu_T^2}{2mE} (1 + O[(\frac{\mu_T}{E})^2]) \simeq X_L = \frac{E}{E_0} \quad (3.8)$$

ここで, E は二次粒子の実験室系のエネルギー, μ_T は二次粒子の transverse mass と呼ばれ, $\mu_T = \sqrt{p_t^2 + \mu^2}$ と定義される。ここで p_t は二次粒子の横向き運動量, μ は質量である。 E_0 は一次入射粒子の実験室系でのエネルギーであり, m は標的核の質量である。Feynman X の物理的な意味は一次入射粒子が核相互作用を起こしたとき, どれだけのエネルギーを二次粒子に渡すかと言うパラメータである。またこの量は, 高エネルギーであれば, ほとんどローレンツ不変になる。したがって, これは核相互作用を研究するのに重要なパラメータである。

図 3.2, 図 3.3 に, Corsika QGSJET と SIBYLL の二つモデルについて, 入射エネルギーが 10^{15} eV の一次陽子と空気核 (Nitrogen) との衝突によって発生した二次粒子, 荷電中間子の重心系での Feynman X 分布を示す。核衝突で生成される二次粒子の大部分は中間子である。図 3.2 は baryon feynman X 分布, 図 3.3 は meson feynman X 分布である。図 3.3 から分かるように, 前方領域 (Feynman $X_F > 0.2$) で, Corsika SIBYLL は Corsika QGSJET モデルより多少多めの頻度を与える。この前方領域は高エネルギーファミリー現象の頻度に影響すると考えられる。

3. 二次粒子の多重度分布

核相互作用によって発生する二次粒子の数を多重度 (Multiplicity) と呼ぶ。これは核衝突による多重発生を表す重要なパラメータの一つである。個々の多重発生の多重度は確率現象であり, 平均値からかなりずれることもあり得る。多重度分布については KNO (Koba-Nielsen-Olesen) 相似則が認められている。つまり, 平均多重度が $\langle N_{ch} \rangle$ になるエネルギーで, 多重度 N_{ch} を得る確率を $P(N_{ch})$ とすると

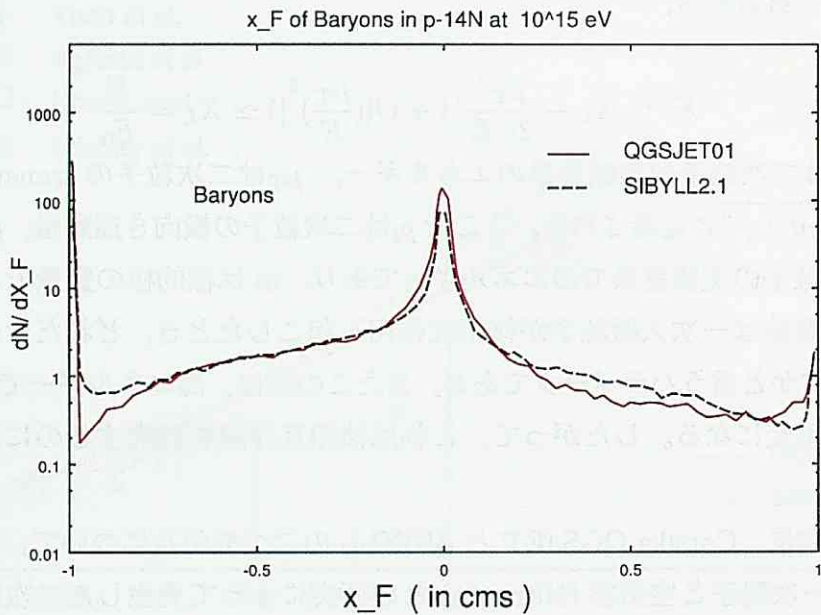


図 3.2: 入射陽子のエネルギーが 10^{15} eV のときの、陽子と空気の原子核 (Nitrogen) との核相互作用によって発生した荷電中間子の重心系での baryon feynman X 分布。実線は Corsika QGSJET の結果であり、破線は SIBYLL の結果である。二つモデルの結果は、比較のため規格化した。

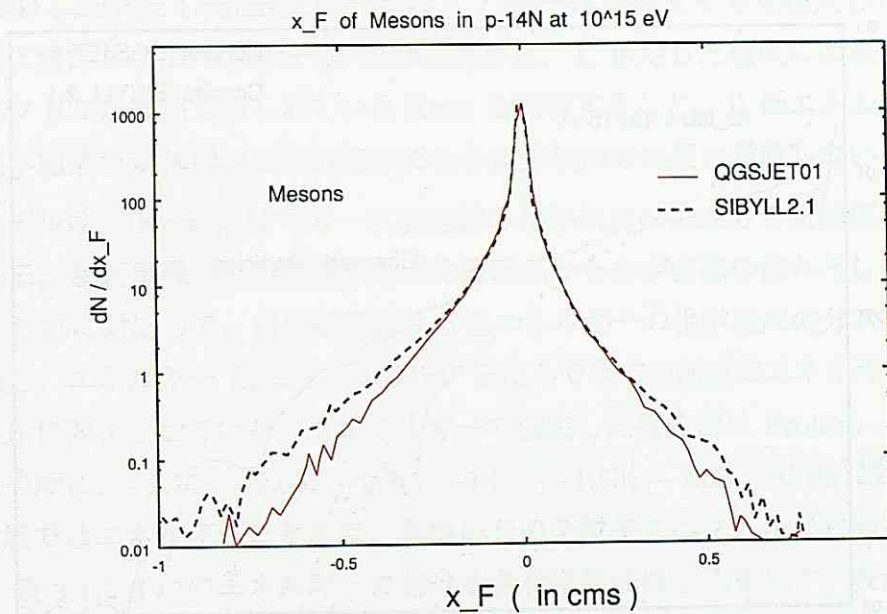


図 3.3: 入射陽子のエネルギーが 10^{15} eV のときの、陽子と空気の原子核 (Nitrogen) との核相互作用によって発生した荷電中間子の重心系での meson feynman X 分布。実線は Corsika QGSJET の結果であり、破線は SIBYLL の結果である。二つモデルの結果は、比較のため規格化した。

$$\langle N_{ch} \rangle P(N_{ch}) = F\left(\frac{N_{ch}}{\langle N_{ch} \rangle}\right) \quad (3.9)$$

で表され、関数 F は一次入射エネルギー E_0 に依らない [39]。

Corsika QGSJET 及び Corsika SIBYLL モデルによる、 10^{15} eV での陽子と空気の原子核 (Nitrogen) との核衝突で生成される荷電二次粒子の多重度分布を図 3.4 に示す。

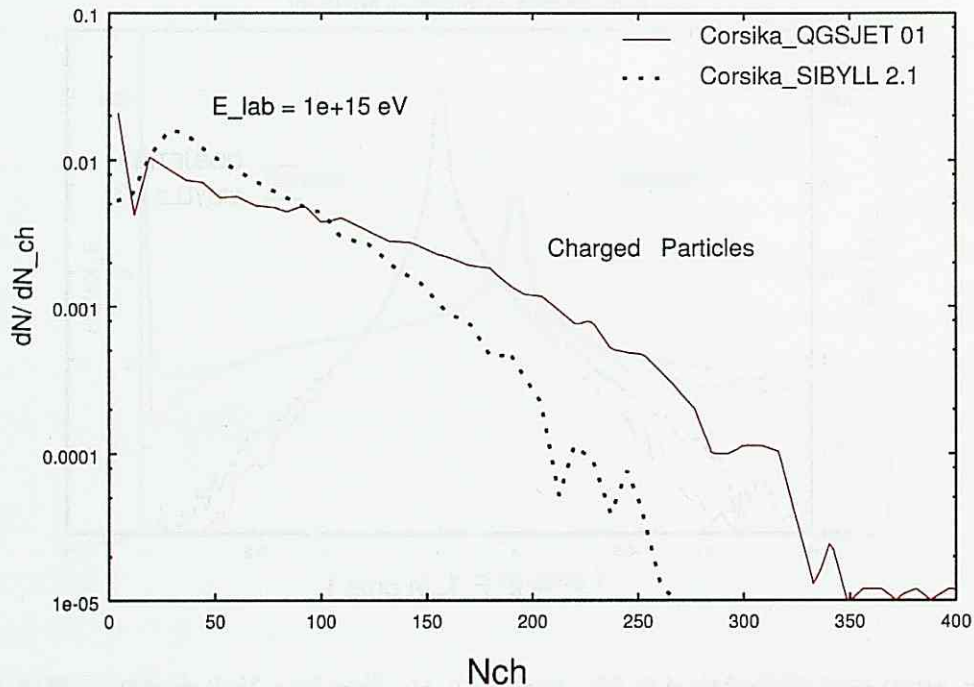


図 3.4: Corsika QGSJET(実線) と Corsika SIBYLL(破線) による、 10^{15} eV での陽子と空気の原子核 (Nitrogen) との核衝突で生成された荷電二次粒子の多重度分布。二つモデルの結果は、比較のため規格化した。

二つの核相互作用モデルは核衝突現象について大きい違いはないが、シミュレーションの結果を詳細に比較すると、同じ E_0 のシャワーサイズの大きさに違いが出てくる。高山で観測された高エネルギー γ 線ファミリー現象については、Corsika SIBYLL モデルは Corsika QGSJET モデルより γ 線ファミリーの発生率が約 30% ぐらい高くなっている。

3.1.2 本研究で用いた一次組成モデル

第一章で述べたように、Knee 領域の一次宇宙線化学組成が明らかでないことから、本研究では、シミュレーションを行うため一次組成成分を以下の7つのグループに別けて取り扱った：Proton (質量数 $A=1$; 陽子), He ($A=4$; ヘリウム), L ($A=8$; 軽い原子核, Li, B, Be), M ($A=14$; 中ぐらいの原子核, C, N, O), H ($A=25$; 重い原子核, Na, Mg, Si), VH ($A=35$; より重い原子核, S, Cl, Ar), そして Fe ($A=56$; 鉄核) である。なお、L グループの全体に占める割合は1%に満たない。これらを用いて、重核優勢 (HD : Heavy Dominant) モデルと陽子優勢 (PD : Proton Dominant) モデルの二つの一次組成モデルを仮定した。これらのモデルが共に満たさなければならない必須の条件は、1) 仮定した組成による全宇宙線エネルギースペクトルが観測で得られている Knee を再現すること、2) 低エネルギー領域においては各化学組成比が気球などの飛翔体による直接観測の結果と矛盾しないことである。

HD モデルは、Knee 領域での一次宇宙線の化学組成の主成分を重核優勢と仮定したモデルである。超新星残骸での加速モデルや銀河系からの宇宙線の洩れだしは Rigidity に依存する。これに対応して、直接観測による低エネルギーの化学組成成分スペクトルをそのまま延長し、エネルギー $E_b = Z \times 100 \text{ TeV}$ を挟んで全ての組成のエネルギースペクトルの冪を -3.0 に変化させている。低エネルギーで仮定した冪の値は Proton, He, L, M, H, VH, Fe の順に、 -2.75 , -2.65 , -2.70 , -1.52 , -1.60 , -1.60 , -1.40 である。この結果、Knee 領域ではエネルギーとともに、鉄核成分の全粒子スペクトルに占める割合が増加して行く。表 3.1 に 3 つのエネルギーにおける各化学組成成分比を示す。表から分かるように HD モデルの特徴は、 10^{15} eV のところで鉄核成分が全体の 39.1 % を占めていることである。

一方、PD モデルは、Knee 領域での一次宇宙線の化学組成の主成分が陽子となるように仮定した一次組成モデルである。直接観測による低エネルギーの化学組成成分スペクトルをそのまま延長し、エネルギー $E_b = 2000 \text{ TeV}$ を挟んで全ての組成のエネルギースペクトルの冪を -3.0 に変化させている。低エネルギーで仮定した冪の値は先と同じ順で、 -2.65 , -2.65 , -2.70 , -1.60 , -1.60 , -1.60 , -1.60 である。この結果、Knee 領域の主成分は低エネルギー部と同じく陽子となる。表 3.2 に 3 つのエネルギーにおける各化学組成成分比を示す。表から分かるように PD モデルの特徴は、 10^{15} eV のところで、陽子成分が全体の 38.1 % を占めていることである。

本研究のシミュレーションで用いた HD 及び PD モデルで仮定した一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 3.5 に示す。後で述べるように、本研究で得た結果、つまり一次宇宙線

陽子成分のエネルギースペクトルの結果は実は上記の仮定した一次組成モデルに依存しないことが分かった。

HD model			
	10^{14} eV	10^{15} eV	10^{16} eV
Proton	22.6	11.0	8.1
He	19.2	11.4	8.4
M(CNO)	21.0	22.6	17.8
H(NaMgSi)	9.0	9.4	8.1
VH(SClAr)	5.6	6.2	5.8
Fe	22.2	39.1	51.7

表 3.1: HD モデルの各組成成分比 (%)

PD model			
	10^{14} eV	10^{15} eV	10^{16} eV
Proton	39.0	38.1	37.5
He	20.4	19.4	19.1
M(CNO)	15.2	16.1	16.5
H(NaMgSi)	9.4	9.9	10.2
VH(SClAr)	5.8	6.2	6.3
Fe	9.4	9.9	10.2

表 3.2: PD モデルの各組成成分比 (%)

3.1.3 大気シミュレーションの条件

地上で観測した二次宇宙線の情報から一次宇宙線のエネルギーを精度良く評価するためには、宇宙空間から地球大気に降ってくる高エネルギー粒子と大気中の原子核との衝突、衝突によって作られた AS の発達、その中心部分に伴う高エネルギー γ 線ファミリー現象、また地上で観測するときの観測装置の応答など、一連のプロセスを実際の観測量として計算機で再現しなければならない。そのためには、以下のようなシミュレーション条件を考慮しなければならない。図 3.6 に AS 観測の概念図を示す。

(1) まず、記録する観測高度として、Yangbajing(606 g/cm^2) を設定した。

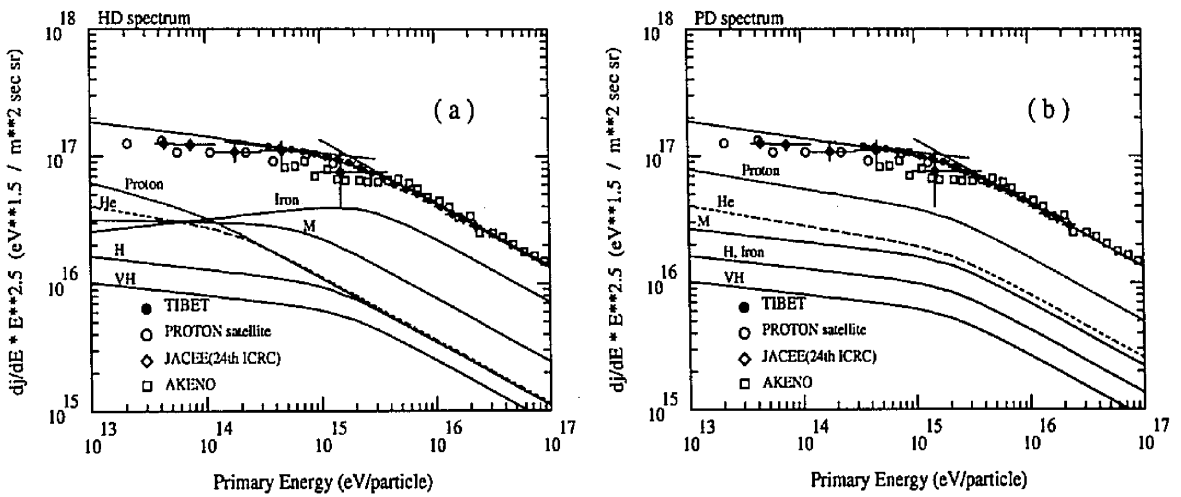


図 3.5: 一次宇宙線の組成モデル。(a) は HD モデルで仮定した一次宇宙線のエネルギースペクトル。(b) は PD モデルで仮定した一次宇宙線のエネルギースペクトル。各モデルの規格化に用いた全粒子のスペクトルは Tibet グループのデータである。(TIBET [52], PROTON satellite [81], JACEE [79], AKENO [85])

(2) そして、本研究の目標は Knee 領域であるため、サンプルを開始する一次宇宙線のエネルギー E_0 を 50 TeV 以上とした。

(3) 観測装置の性能とイベント生成の能率を考慮し、一次宇宙線は大気トップで等方分布させ、天頂角は 60° 以内のものだけを取り扱った。

(4) 検出器の構造から推定される観測エネルギーの閾値を考慮し、二次宇宙線は 1 MeV までフルモンテカルロ・シミュレーションで追いかける。

このような条件でエネルギースペクトルの絶対強度に従って一次宇宙線のエネルギー E_0 を 50 TeV 以上で疑似イベント

Corsika QGSJET + HD で 50 万例

Corsika QGSJET + PD で 35 万例

Corsika SIBYLL + HD で 80 万例

Corsika SIBYLL + PD で 30 万例

を生成した。

そして、高エネルギー領域のデータを増やす目的で 500 TeV 以上の疑似イベント

Corsika QGSJET + HD で 20 万例

Corsika QGSJET + PD で 20 万例

Corsika SIBYLL + HD で 20 万例

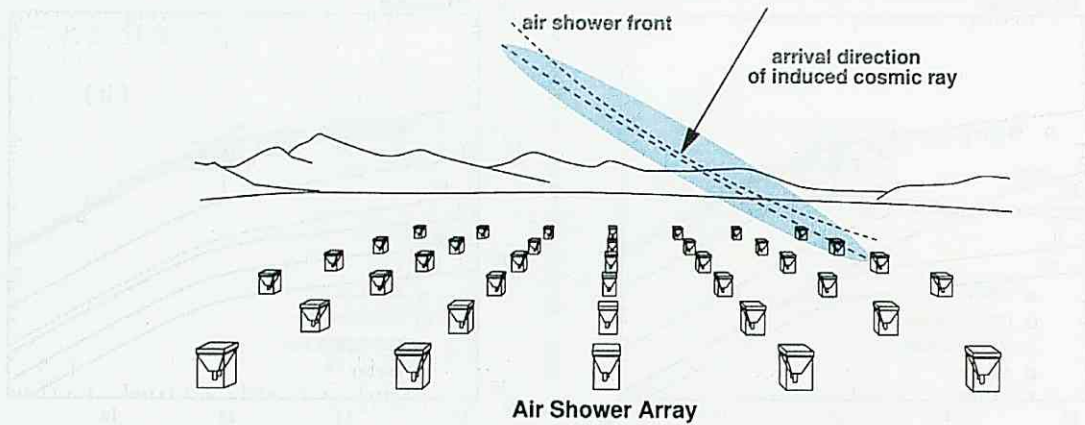


図 3.6: 一次宇宙線が生じた AS が地上に降ってくる様子

Corsika SIBYLL + PD で5万例
を生成した。

3.2 検出器内のシミュレーション

二次粒子が検出器を通過する際に起こす物質層との反応シミュレータには Epics(uv8.64) [78] を利用し、フルモンテカルロシミュレーションを行う。Epics は物質層を粒子が通過する際に起こす反応をシミュレートするのに特化したコードで、物質の構造を比較的簡単に設定可能で、検出器内での粒子の振舞のシミュレーションを簡便に行なえる。検出器のシミュレーションは、実験と同じ条件で行なわれることが望ましい。図 3.7は我々の実験の検出器の図である。全ての検出器のシミュレーションは図 3.7のような構造を Epics で再現し、二次粒子が検出器を通過する際検出器中のシンチレータでのエネルギー損失 (dE) を求める。実験ではプローブキャリブレーションによって求めた粒子計数の基準となる電荷出力 (シングルピーク) を用いて粒子に換算している。

3.2.1 プローブキャリブレーションのシミュレーション

シミュレーションでもこの方法に従い、プローブキャリブレーションのようなプローブ検出器と普通の検出器の物質構成と形状構造を再現しシミュレーションをする。図 3.7は Epics に設定したプローブ検出器および検出器の構造である。

入射させる二次粒子は Corsika QGSJET と Corsika SIBYLL を用いて生成した。原子核

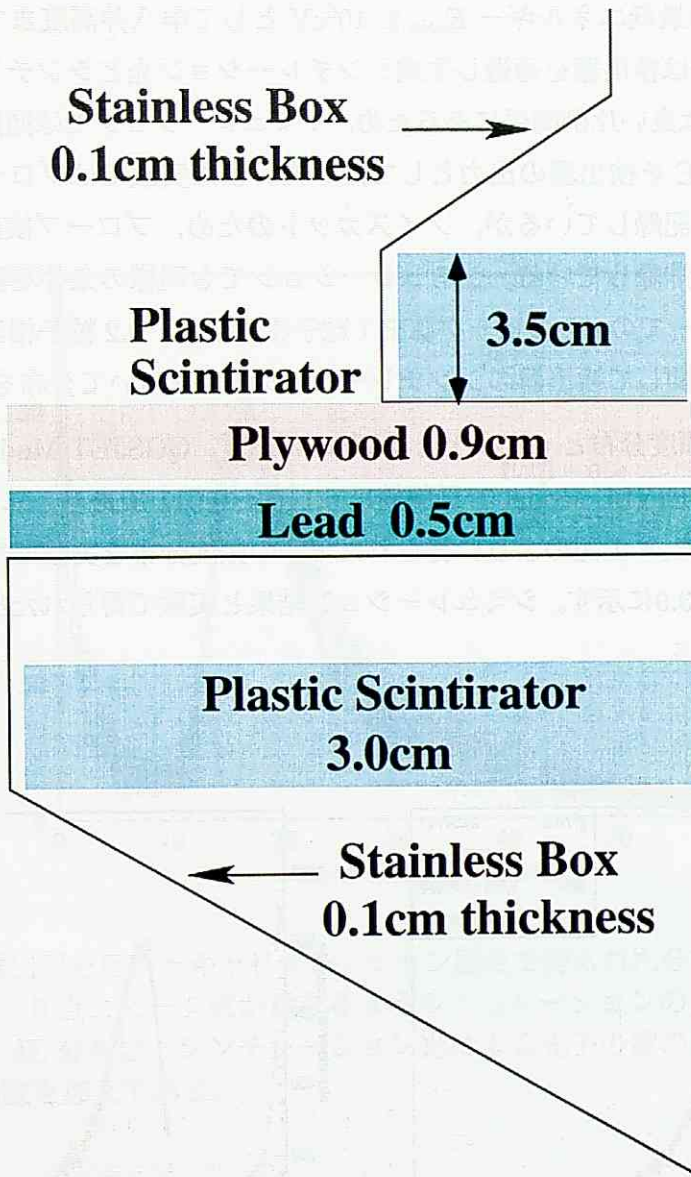


図 3.7: 実際に用いている検出器の構造を Epic シミュレーションに用いるために設定した物質構造。物質の無い空間には空気を満たすよう設定しているが、観測高度の大気圧を考慮し、空気の密度は地上付近の $1/3$ とした。

組成は HD model を仮定し、宇宙線の到来方向は天頂角を 90° まで全天一様に入射させた。地球磁場の遮蔽効果により、10 GeV 以下の一次宇宙線は大気に入射できないとし、検出器上部の鉛による吸収・増殖を考慮し、一次宇宙線のエネルギー E_0 を 10 GeV 以上とした。追跡する二次粒子の最低エネルギー E_{min} を 10^6 eV として羊八井高度まで到達したものを記録した。二次粒子は検出器を通過し生成シンチレーション光とシンチレーター中でのエネルギー損失 (dE) は良い比例関係にあるため、シミュレーションでは通過荷電粒子のシンチレーター中での dE を検出器の出力として用いた。また実験ではプローブ検出器を通った場合の信号は全て記録しているが、ノイズカットのため、プローブ検出器で 0.2 粒子相当以下のイベントを排除している。シミュレーションでも同様の条件を課し、プローブ検出器のシンチレーターでの dE のピーク値を 1 粒子相当とし、0.2 粒子相当以上のエネルギー損失をした粒子に関して検出器のシンチレーターの dE を用いて分布を取った。

得られた dE の頻度分布と peak の fit は図 3.8 に示す。QGSJET Model で最頻値は 6.109 ± 0.010 であり、SIBYLL Model で最頻値は 6.110 ± 0.011 であり、二つモデルの peak 値はほぼ同じであった。上記のように得られた dE の頻度分布を実験で得られた出力分布と比較した結果は図 3.9 に示す。シミュレーション結果と実験で得られた出力分布は良くあうのは分かった。

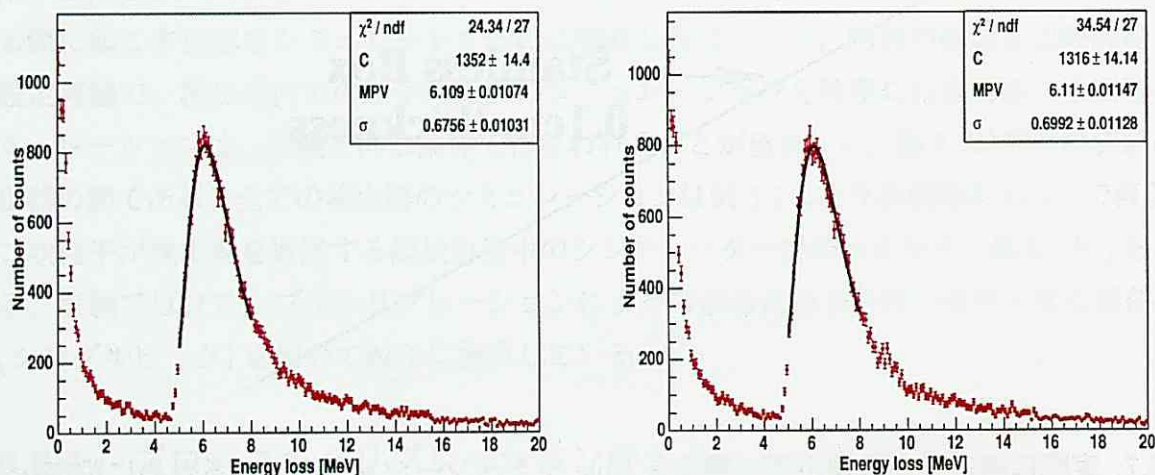


図 3.8: (左上図) プローブ検出器を用いたキャリブレーション測定で得られた dE 分布 (QGSJET), fit した Peak の値は 6.109 ± 0.010 。(右上図) プローブ検出器を用いたキャリブレーション測定で得られた dE 分布 (SIBYLL), fit した Peak の値は 6.110 ± 0.011 。

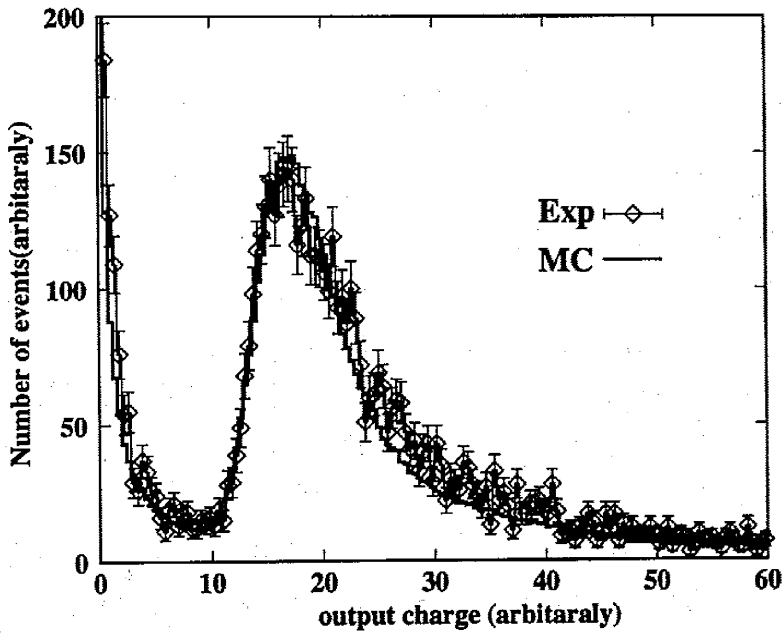


図 3.9: プローブ検出器を用いたキャリブレーション測定で得られた分布。実験で得られた分布を基準として、0点とピーク値が重なるようシミュレーションの分布を調整した。シミュレーションの dE 分布は、シンチレーション光による光子の数の統計誤差があるものとし、正規分布乱数を加えてある。

3.2.2 検出器のシミュレーション

実験で得られた観測量は、各検出器間の相対的なトリガー時間差の情報と、荷電粒子がシンチレーターを通過する際に出す光を捉えた PMT から出力される電荷量である。検出器のシミュレーションは、実験と同じ条件で行なわれることが望ましい。Tibet AS γ アレイは 1990 から設置してから 2003 年まで、何回も拡張したため今回のシミュレーションでは、検出器の物質構成と形状構造の再現だけではなく、検出器の配置に時間による変化も再現して、大気中でのシミュレーションで得たの疑似イベントの二次粒子は検出器内に入射して、シミュレーションをした。

3.3 Tibet-III アレイシミュレーションパッケージ

前節で用いた検出器シミュレーションをもとに、Tibet-III アレイでの観測を良く再現するサブルーチンパッケージの開発を行なった。このパッケージは、Tibet アレイと同じ配置に設定した検出器を通過させ、到達時間からタイミングを、シンチレーターでの dE から粒子数を算出し、実際の観測で得られる ADC, TDC 値に換算するルーチンである。ADC 相当の出力は、シミュレーションのシンチレーター中の dE を粒子数に換算し、実験での粒子数と ADC 値との相関を用いて変換して求められる。PMT も含む典型的な回路系のノイズを考慮し、標準偏差が 2.0 カウントの正規分布乱数を加算した。dE の計算には Epics を用いた。TDC 相当の出力は、入射した荷電粒子の dE を各々三角波を仮定し重ね併せてシグナルを構成し、TDC の閾値でのタイミングを算出する。このシグナルには、プローブキャリブレーションで測定してある各チャンネルの PMT-DDB 間のタイミング特性が加味してある。

3.4 アレイシミュレーションによる解析条件の決定

大気シミュレーションで生成した空気シャワーイベントを上記のアレイシミュレーターで処理し解析の試験を行なった。

3.4.1 アレイシミュレーションによるトリガー条件の決定

解析対象としているイベントは一次エネルギーが 10^{14} eV 以上で、入射天頂角が 24.62 度以下であり、核種によらず検出効率が 100% となり、かつ低いエネルギーからの染み込みを少なくできるようなイベントの選別条件が必要である。そこで選別条件を決定するため、

入射エネルギーが明らかなシミュレーションの空気シャワーイベントを解析し、 n_p 以上の粒子数を検出した検出器が N_D 台以上であるという条件で選別を行なった。 n_p , N_D の条件を変えてエネルギー毎に採用イベントの割合を調べた例を図 3.10 ~ 図 3.12 に示す。図 3.10 ~ 図 3.12 から分かるように、10 台以上の検出器でそれぞれ 5 粒子以上検出した場合が検出効率が 100% かつ低いエネルギーからの染み込みを少なくできることが分かった。したがって、この条件を用いて解析を行った。

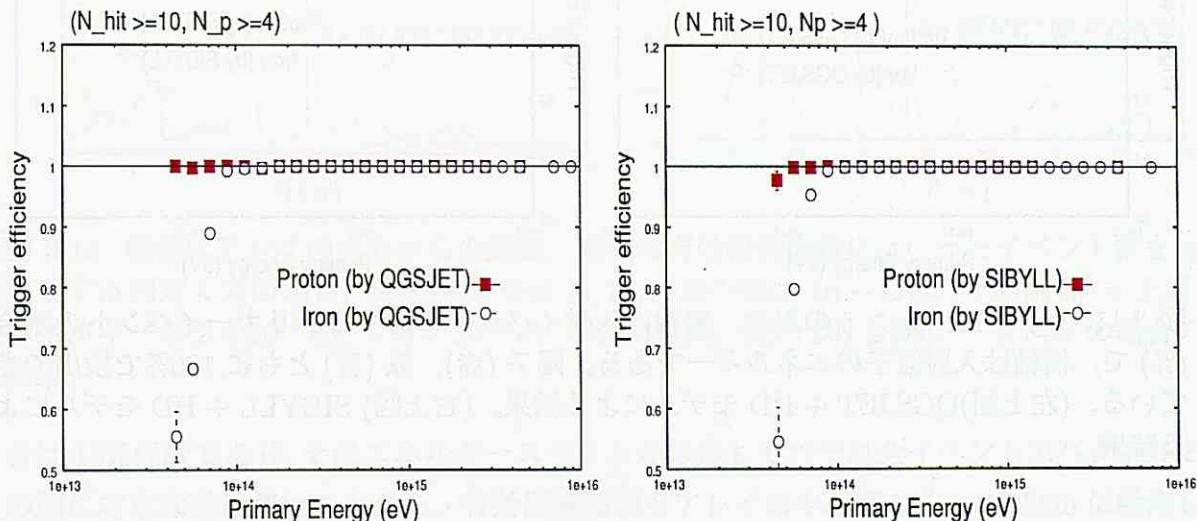


図 3.10: $N_D \geq 10$, $p_n \geq 4$ の場合。100%となるエネルギーが下がっているが、 10^{14} eV 以下の領域からそれ以上の領域への染み出しが多くなってしまう。

3.4.2 有効観測面積の決定方法

Tibet-III アレイは、検出器 733 台で全面積 $36,900 \text{ m}^2$ の観測装置である。有効観測面積を最適化するため、以下のようにシャワーのコアが有効観測面積に入ったと判断されたイベントが真に有効観測面積内に入っている割合について調べた(図 3.13)。この図から、イベントの内外判定ミスが同程度の割合で含まれ、内外判定ミスが少なく、最も広い観測面積をとるように、中心部分の $135\text{m} \times 135\text{m}$ を有効面積とした。すなわち、一次線が有効面積の内側に入射したのに、AS の再構成によりその中心が外側に判定されてしまうイベント数 In-Out とその逆のケースである Out-In が互いに相殺するような領域がシンチレータの間隔 7.5m ごとにいくつも存在する。その中で質、量共に良い精度を与える点を採用した。

そして、このような有効観測面積の設定の結果、判断ミスにより Out-In イベントと In-Out イベントが最後のエネルギースペクトルの結果にどのぐらい影響するかについてもチェックした。図 3.14 に示すように、In-Out と Out-In のイベントが全イベントに占める割

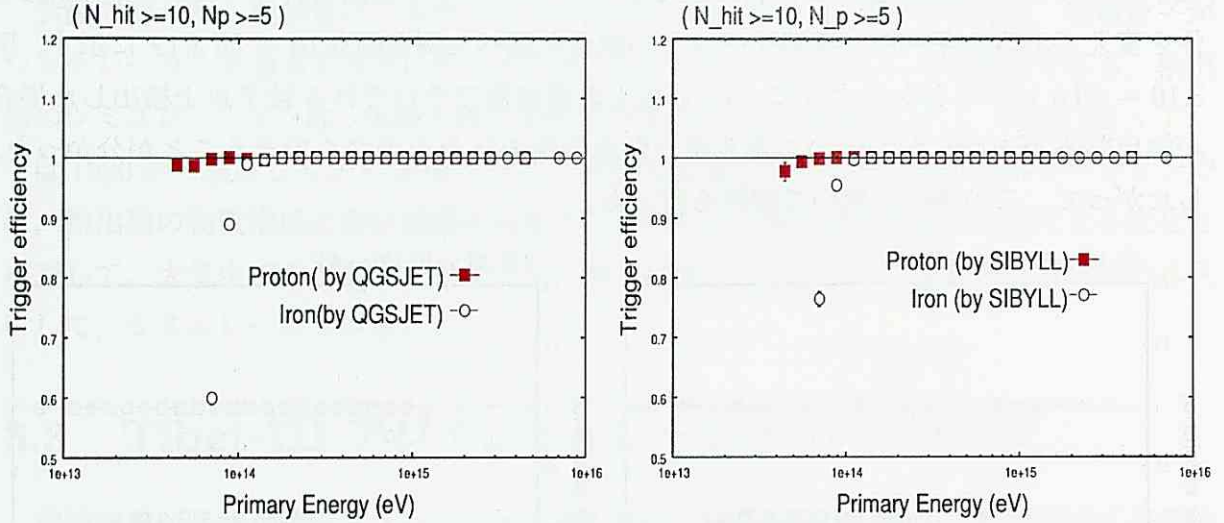


図 3.11: $N_D \geq 10$, $p_n \geq 5$ の場合。縦軸は入射イベントに対するトリガーイベントの割合 (%) で、横軸は入射粒子のエネルギーである。陽子 (赤), 鉄 (青) とともに 100% で検出できている。(左上図)QGSJET + HD モデルによる結果。(右上図) SIBYLL + HD モデルによる結果。

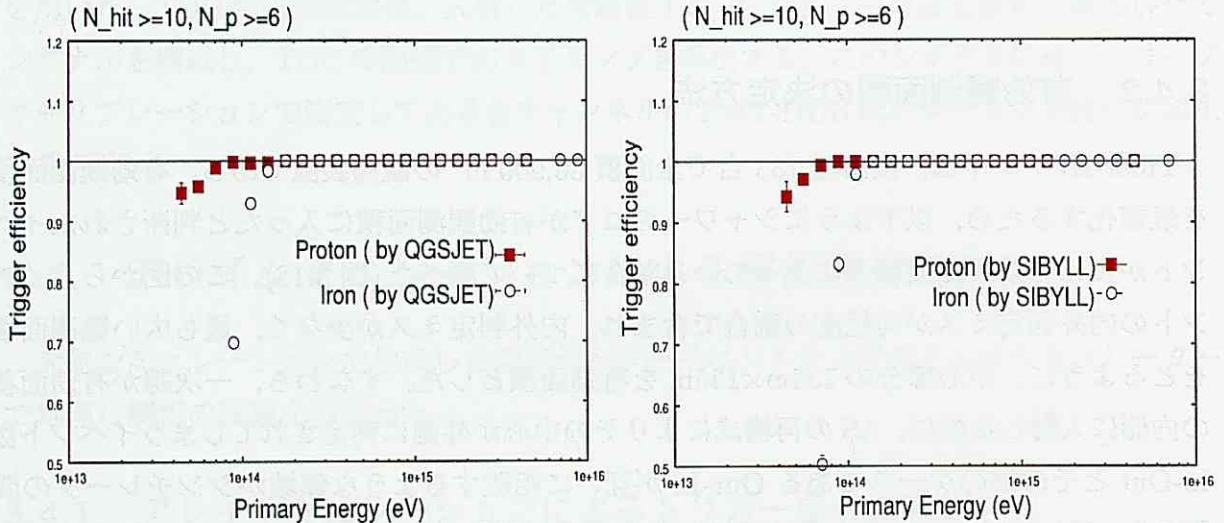


図 3.12: $N_D \geq 10$, $p_n \geq 6$ の場合。100%となるエネルギーが 10^{14} eV よりも上がってしまっている。

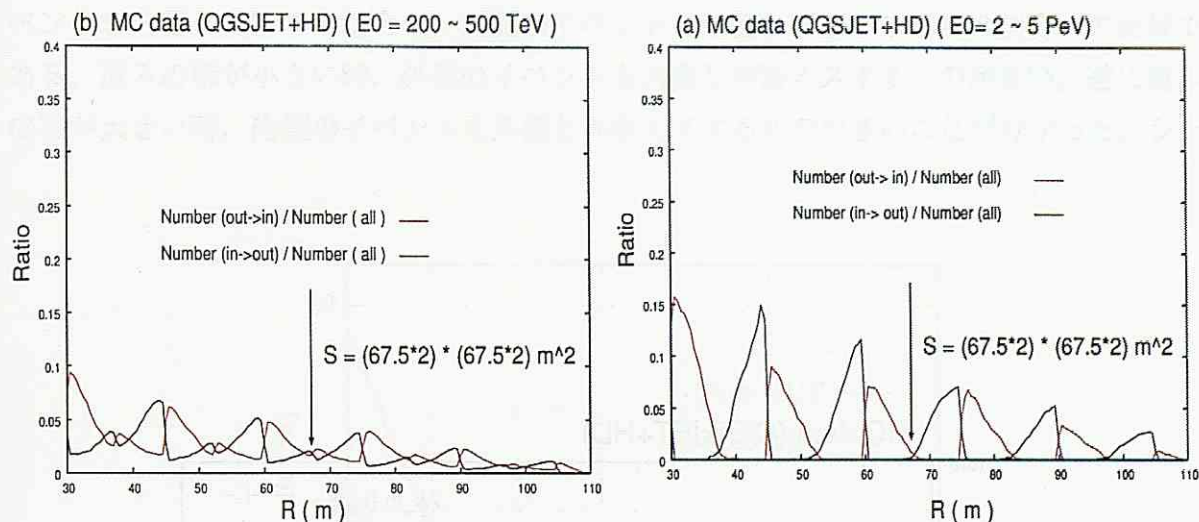


図 3.13: 横軸はアレイの中心からの距離, 縦軸は有効観測面積にはいったイベント数を母数とする判定ミスの割合, 赤の線は Out-In/In, 黒の線は In - Out/In の割合 (左上図) エネルギーが 2×10^{14} eV \sim 5×10^{15} eV 場合の結果。(右上図) 2 PeV \sim 5 PeV 場合の結果。

合は 10% 程度であり, そのエネルギースペクトルの形もそれぞれ全イベントスペクトルとの間に有意な差は無いことから, 有効観測面積をアレイの中心部 135m \times 135m に設定したことに問題がないと判断できる。

3.5 シミュレーションによる空気シャワーの再構成

空気シャワーの到来方向, コア位置, サイズなどの物理量の決定方法はシミュレーションによりいろいろな方法を比較し, 最良の方法を採用する。

3.5.1 空気シャワーコアの決定

シャワー中心の決定には, 各検出器で捉えた粒子数を重みとする荷重平均

$$x_w = \frac{\sum \rho_i^w x_i}{\sum \rho_i^w}, y_w = \frac{\sum \rho_i^w y_i}{\sum \rho_i^w}$$

で算出した重心の位置を用いた。シャワーのコアの決定精度を上げるため, 本解析ではエネルギーの変化によって $w = 2.0$ から $w = 0.8$ を用いることとした。これによって, シャワーのコアの決定精度がよくなった。有効面積の範囲内か否かの判定ミスの割合を少なくするためには $w = 8.0$ を用いた。これは, シミュレーションデータの解析の結果によるものである。図 3.15 に示す結果は, 重みの幂を w を 1 \sim 20 で変化させて試験を行い, 外側のイ

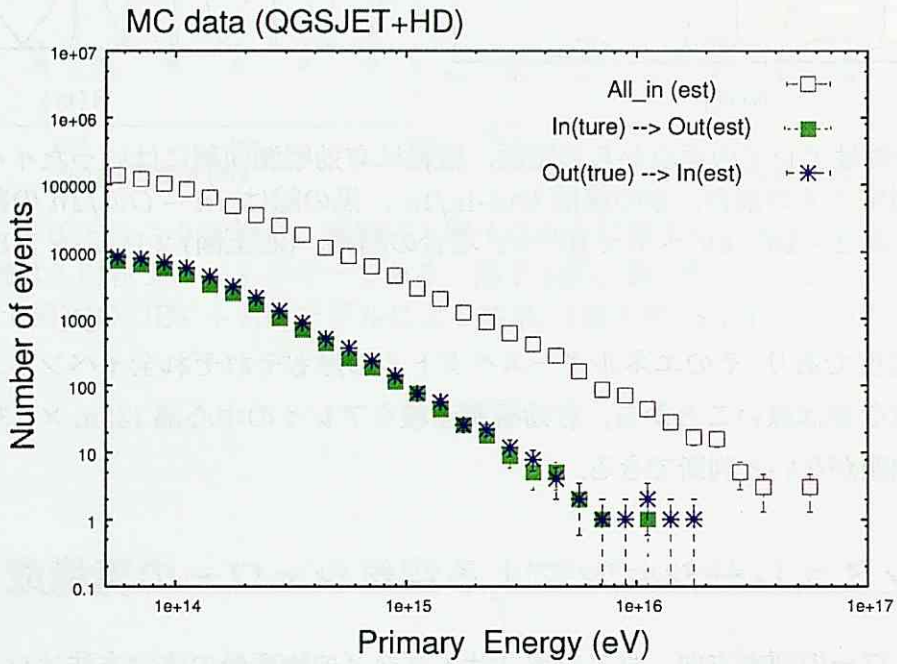


図 3.14: Out-In 粒子のエネルギースペクトルと In-Out 粒子のエネルギースペクトルはほぼ同じで、全スペクトルのフラックス強度の 10% ぐらいである。

イベントを内側と判断する場合と、内側のイベントを外側と判断する場合の割合の比較である。重みの冪が小さい時、外側のイベントを内側と判断ミスするものが多い。逆に重みの冪が大きい時、内側のイベントを外側と判断ミスするものが多いことが分かった。シャ

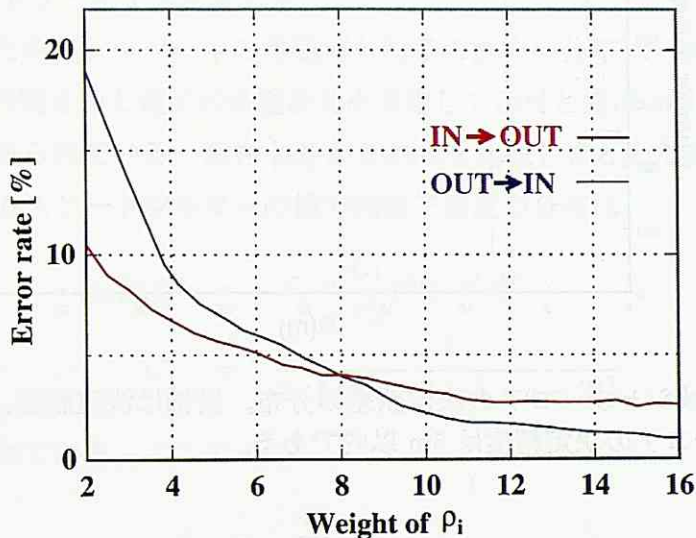


図 3.15: 有効面積判定の試験。縦軸は設定した範囲内にはいったイベント数を母数とする判定ミスの割合。横軸は重みの冪。

ワーのコアの決定精度は図 3.16 に示す。図から分かるように Knee 領域のシャワーのコア決定精度はほぼ 5m 以内である。

3.5.2 到来方向の決定

本解析では、シャワーの到来方向解析ルーチンは笠原 [78] による空気シャワー解析の手法を基に作られたルーチンを用いた。このルーチンはチベット実験で点源天体の観測などにすでに使われている。TeV 領域には角度分解能は約 1 度ぐらいで、世界中で最もよい角度分解能を持つ空気シャワー観測アレイである。入射エネルギーが 100TeV 以上の AS に対する角度の判定誤差の分布を図 3.17 に示す。100TeV 領域角度分解能は約 0.2 度ぐらいである。このような角度分解能はエネルギースペクトルを求める目的に対しては十分良いと言える。

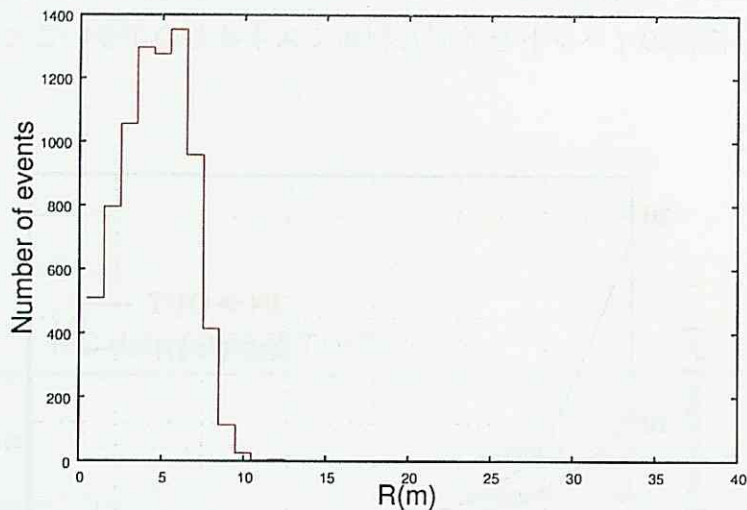


図 3.16: Knee 領域シャワーコアの決定誤差の分布。横軸は決定誤差，縦軸は Number of events。シャワーコアの決定精度は 5m 以内である。

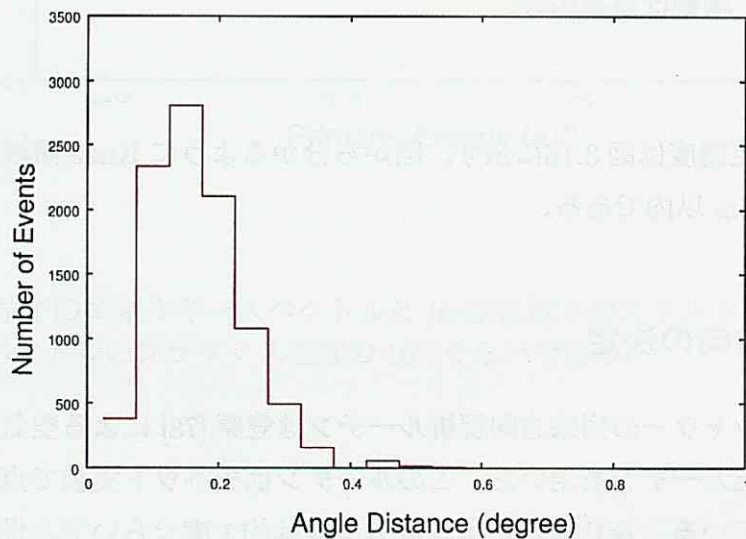


図 3.17: 入射エネルギーが 100TeV 以上の AS に対する角度の判定誤差の分布。横軸は角度決定誤差，縦軸は Number of events。角度分解能は 0.2 度以下である。

3.5.3 空気シャワーサイズの決定方法

空気シャワーのサイズを精度よく求めることはエネルギースペクトルを求める上で最も重要なことである。本解析では、空気シャワー到来方向解析ルーチンでシャワーの中心軸を決定し、空気シャワーの軸に垂直方向に粒子密度の横方向分布をとって、NKG 関数による χ^2 fit を行い、シャワーサイズを求める。

地上まで到達した空気シャワー中の電磁成分粒子の横方向分布は、対生成や制動放射での粒子の運動方向の開き角と電子の多重散乱を考慮して西村と鎌田 [62] および Greisen [62] によって近似解が得られている。西村 [62] がこれらを比較しまとめた関数が NKG 関数として知られ、電磁カスケードシャワーの横方向粒子密度の分布は

$$\rho_N(r, t) = N_e \times \frac{C_1}{r_m^2} x^a (1+x)^b \quad (3.10)$$

$$C_1 = \frac{1}{2\pi \{B(a+2, -b-a-2)\}} \quad (3.11)$$

という数式で表されている。ここで

$$x = \frac{r}{r_m}$$

$$r_m = \text{molière unit}$$

$$r = \text{シャワー中心からの距離}$$

$$B(m, n) = \text{ベータ関数}$$

$$a = s - 2.0$$

$$b = s - 4.5$$

$$s = \text{age parameter}$$

である。

空気シャワーの軸に垂直方向の粒子密度の横方向分布及びシャワーサイズを調べるため、Epics で検出器を敷き詰めるように設定する。そして、生成したシャワー中の全ての二次粒子を検出器シミュレーションに入力し、得られた dE の総量を粒子数換算し、真のシャワーサイズとする。しかし、シミュレーションの結果からは、このような理想的な状態で得られた粒子密度の横方向分布、と Original NKG 関数による粒子密度の横方向分布の間には差があることが明らかとなった。また、age は著しく異なるものとなる。すなわち、Original NKG 関数はそのままでは我々の実験に適用できない。

そのため、本解析には Original NKG 関数を以下のように調整した。

$$f(r, s) = \frac{N_e}{C(s)} \left(\frac{r}{r_m'} \right)^{a(s)} \left(1 + \frac{r}{r_m'} \right)^{b(s)} / r_m'^2 \quad (3.12)$$

$$C(s) = 2\pi B(a(s) + 2, -b(s) - a(s) - 2) \quad (3.13)$$

ここに、 $r_m' = 30$ m である。

Original NKG 関数では a と S 相関及び b と S 相関は直線であるが、シミュレーション結果によれば図 3.18 に示すような曲線となる。このような違いが現れる原因は AS が複雑な核カスケードと電磁カスケードを経ていることと、シンチレータの上には 5mm の鉛板が置かれており、 γ による検出器内の増殖効果が加わっていることが挙げられる。

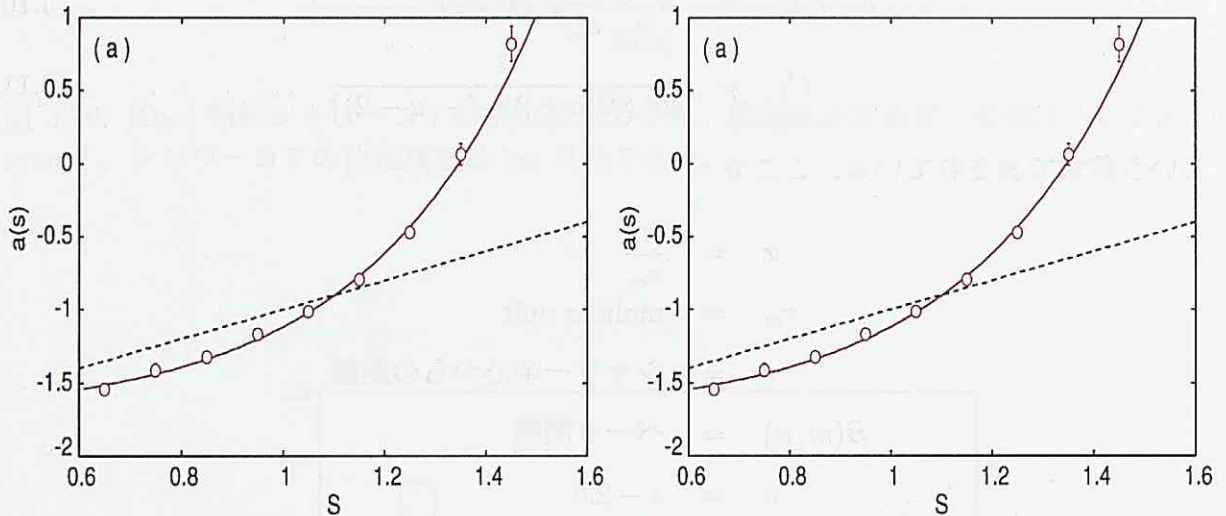


図 3.18: (左上図) a と S の相関、黒点線は Original NKG 関数、赤実線は本解析のシミュレーションによる a と S の相関。(右上図) b と S の相関、黒点線は Original NKG 関数、赤実線は本解析のシミュレーションによる b と S 相関。

敷き詰めた検出器シミュレーションによる得られた粒子密度の横方向分布と Original NKG 関数 および改良した NKG 関数との比較を図 3.19 に示す。

改良した NKG 関数を用いてアレイによる観測でサンプリングされた粒子密度情報を利用し s と N_e をパラメータとして当てはめを行い、 N_e を総粒子数すなわち Fit したシャワーサイズとする。シミュレーションにより決定された構造関数を図 3.20 に示す。

改良した NKG 関数を用いて、実際のアレイ配置での検出効果を入れて求めたシャワーサイズの再現性についての確認を以下のように行った。

Fit したシャワーサイズを $N_{e_{est}}$ としてイベント毎の $N_{e_{true}}$ との相関を図 3.21, 3.22 に示

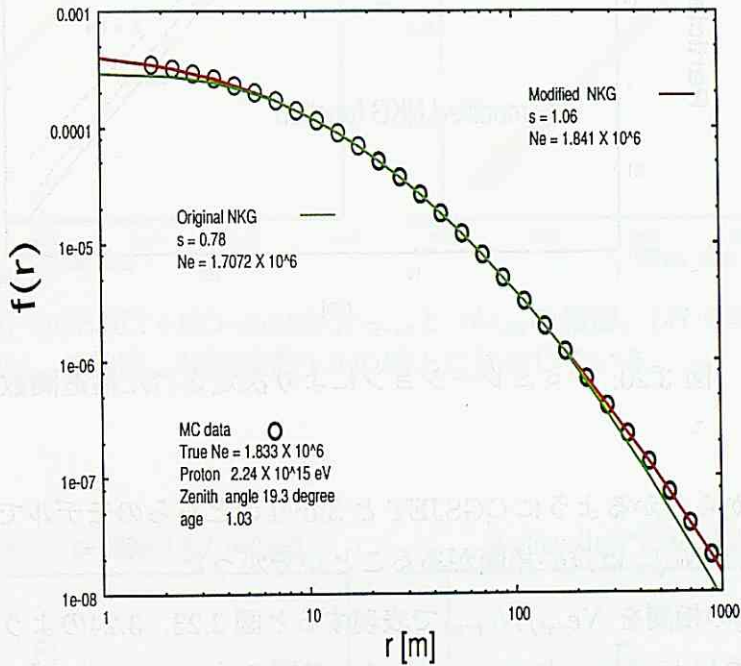


図 3.19: シミュレーションデータを用い、検出器を敷き詰めた状態で全粒子を検出器に通して粒子密度分布を求めた。オリジナルの NKG 関数では、アレイで観測できる範囲で当てはめを行うと、シャワーサイズの見積もりが約 7% 低くなる。改良した NKG 関数を用いてアレイで観測できる範囲で当てはめを行うと、シャワーサイズの見積もりがほぼ真のシャワーサイズを再現できる。

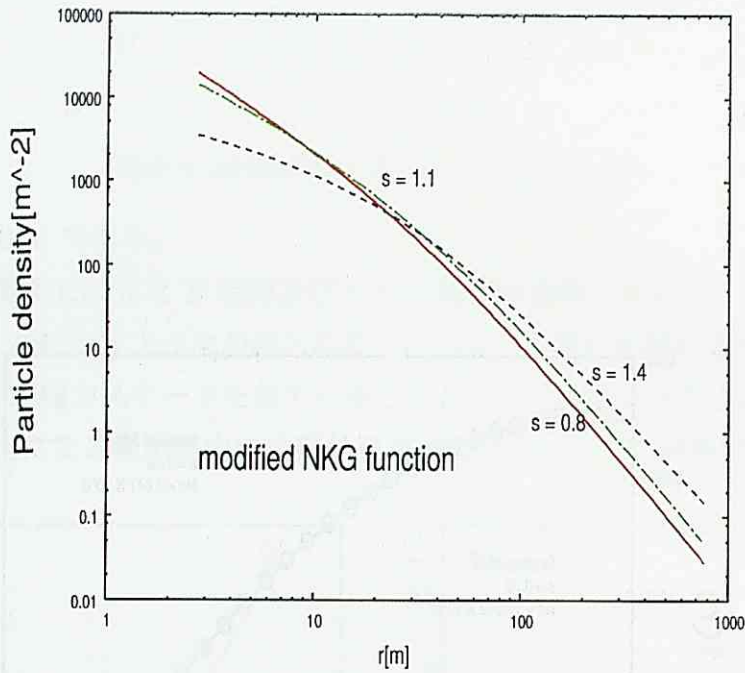


図 3.20: シミュレーションにより決定された構造関数

す。これらの図から分かるように QGSJET と Sibyll のどちらのモデルでもシャワーサイズによらず $N_{e_{true}}$ と $N_{e_{est}}$ は良い相関があることが分かった。

$N_{e_{est}}$ と $N_{e_{true}}$ の相関を $N_{e_{est}}/N_{e_{true}}$ で表現すると図 3.23, 3.24 のようになる。これらの図からわかるように true size と estimated size の間には true size(エネルギー) に依存して大体 6%以下の差がある。

シャワーサイズ決定精度を図 3.25, 図 3.26, 図 3.27, 図 3.28 に示す。各 model のサイズ分解能を表 3.3 に示す。

サイズ分解能				
Ne	QGSJET+HD	QGSJET+PD	SIBYLL+HD	SIBYLL+PD
100TeV	9.0%	9.1%	9.2%	9.0%
1000TeV	5.0%	5.8%	5.2%	5.5%

表 3.3: 各モデルのサイズ分解能

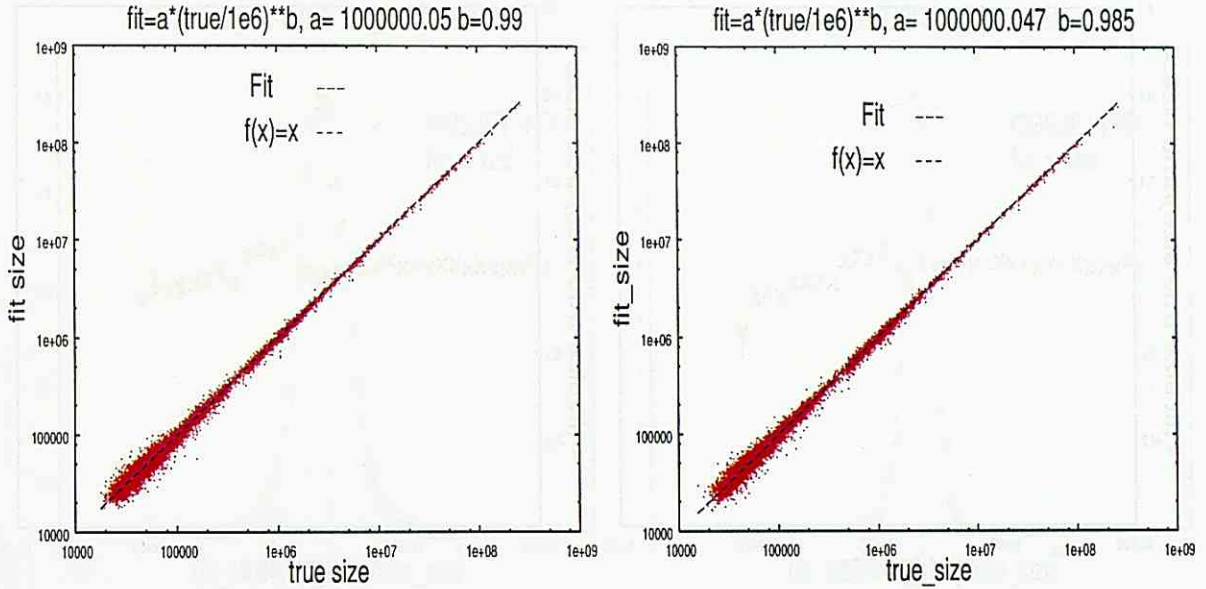


図 3.21: (左上図) QGSJET+HD model N_{true} と N_{est} の相関。(右上図) QGSJET+PD model N_{true} と N_{est} の相関。相関係数 1.0 の線上に分布している。

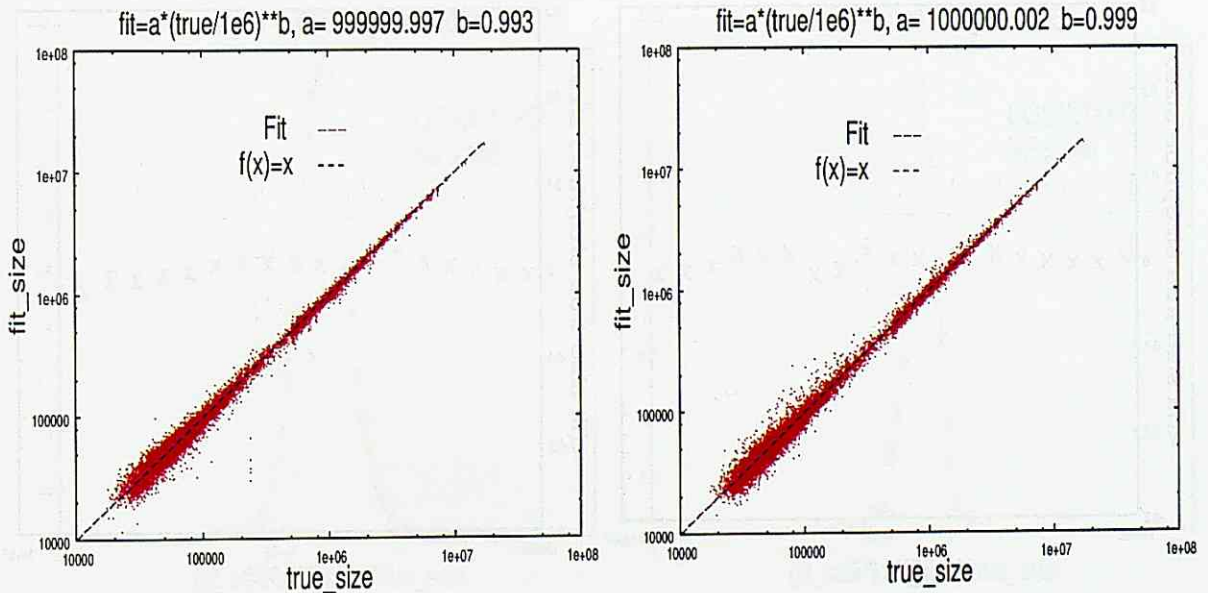


図 3.22: (左上図) SIBYLL+HD model N_{true} と N_{est} の相関。(右上図) SIBYLL+PD model N_{true} と N_{est} の相関。相関係数 1.0 の線上に分布している。

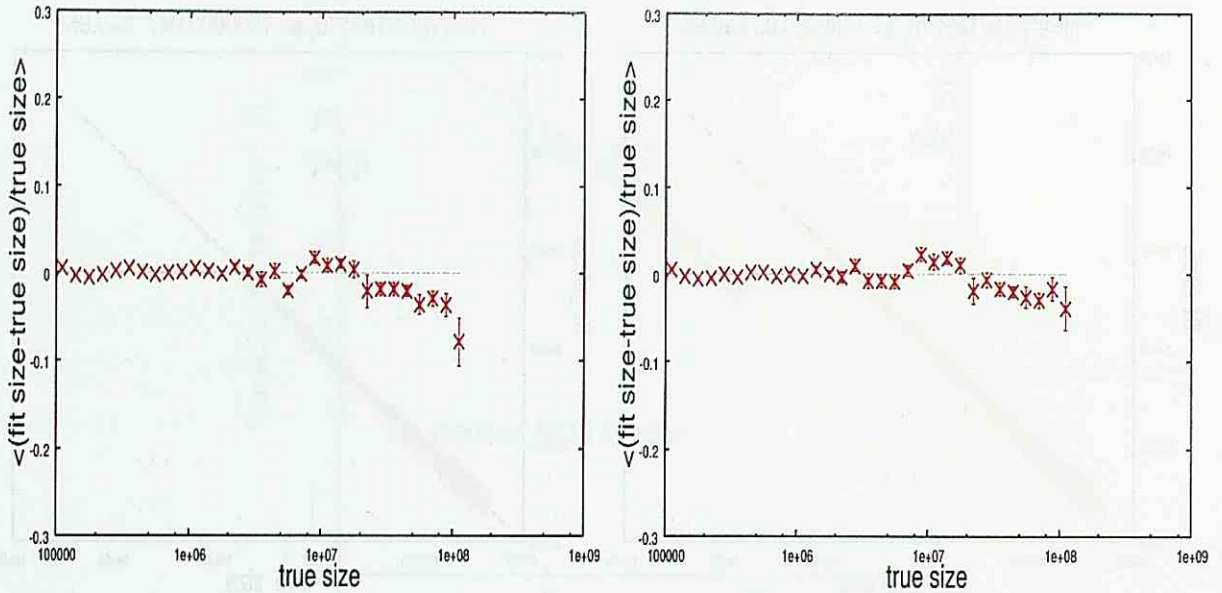


図 3.23: (横軸はサイズ, 縦軸は $(N_{est} - N_{true})/N_{true}$) (左上図) QGSJET+HD model N_{true} と N_{est} の再現。(右上図) QGSJET+PD model N_{true} と N_{est} の再現。

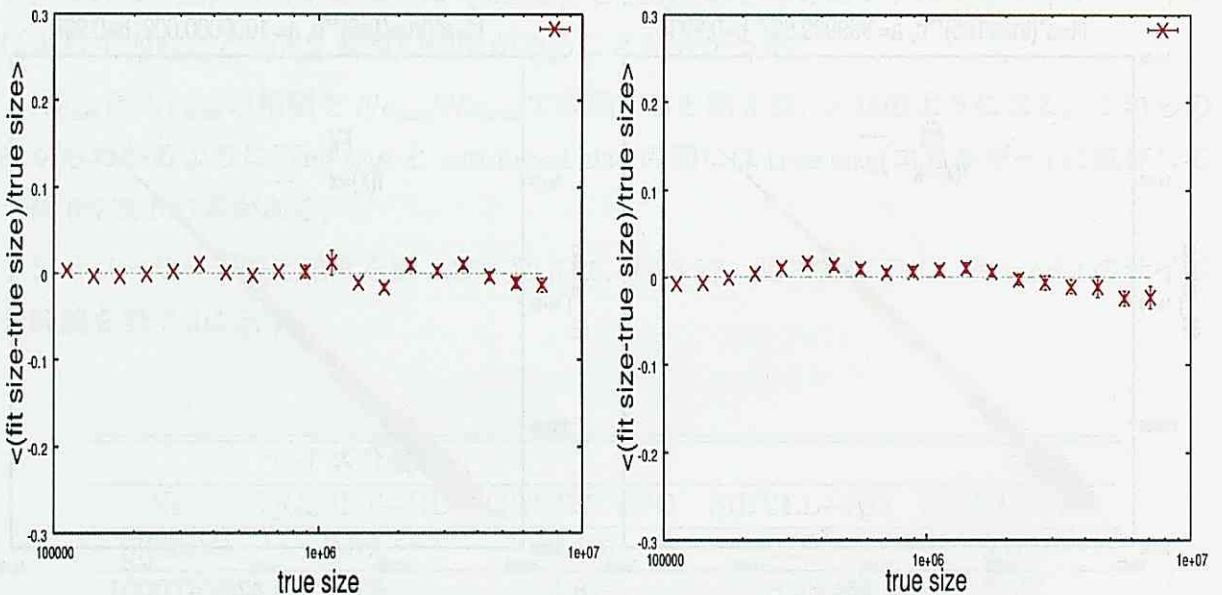


図 3.24: 横軸はサイズ, 縦軸は $(N_{est} - N_{true})/N_{true}$ (左上図) SIBYLL+HD model N_{true} と N_{est} の再現。(右上図) SIBYLL+PD model N_{true} と N_{est} の再現。

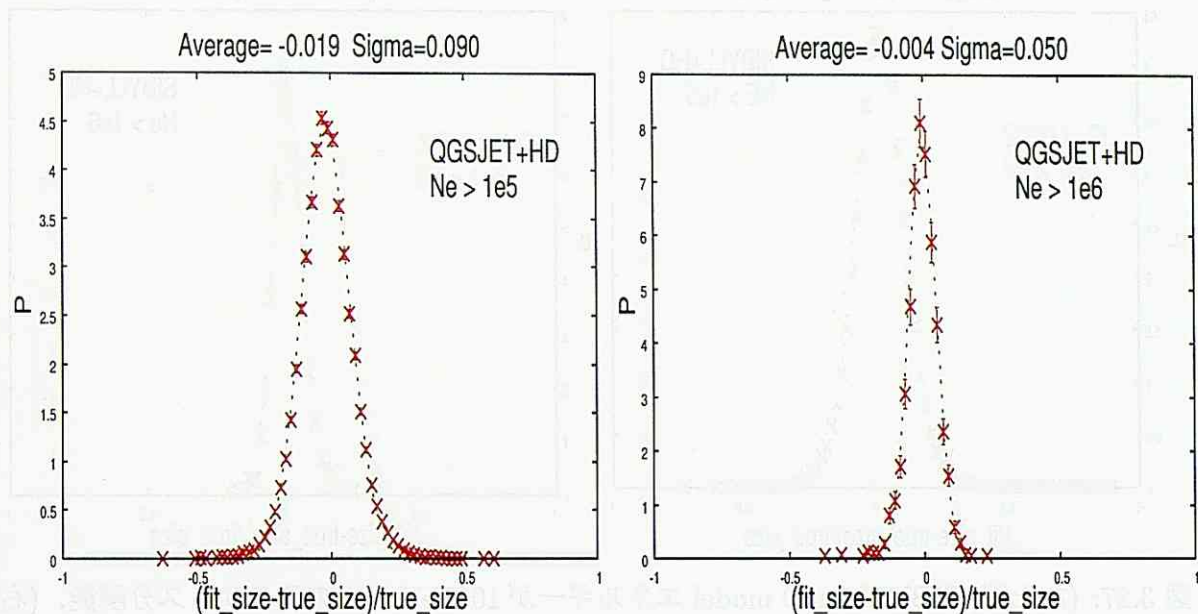


図 3.25: (左上図) QGSJET+HD model エネルギーが 100TeV 以上の時のサイズ分解能, (右上図) QGSJET+HD model エネルギーが 1000TeV 以上の時のサイズ分解能。

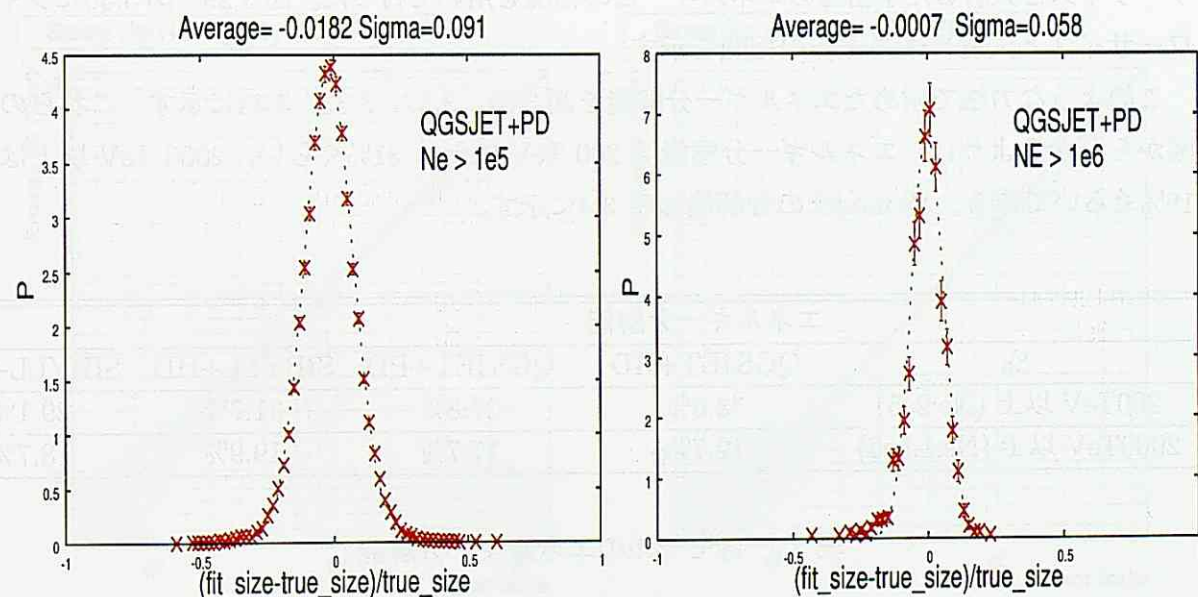


図 3.26: (左上図) QGSJET+PD model エネルギーが 100TeV 以上の時のサイズ分解能, (右上図) QGSJET+PD model エネルギーが 1000TeV 以上の時のサイズ分解能。

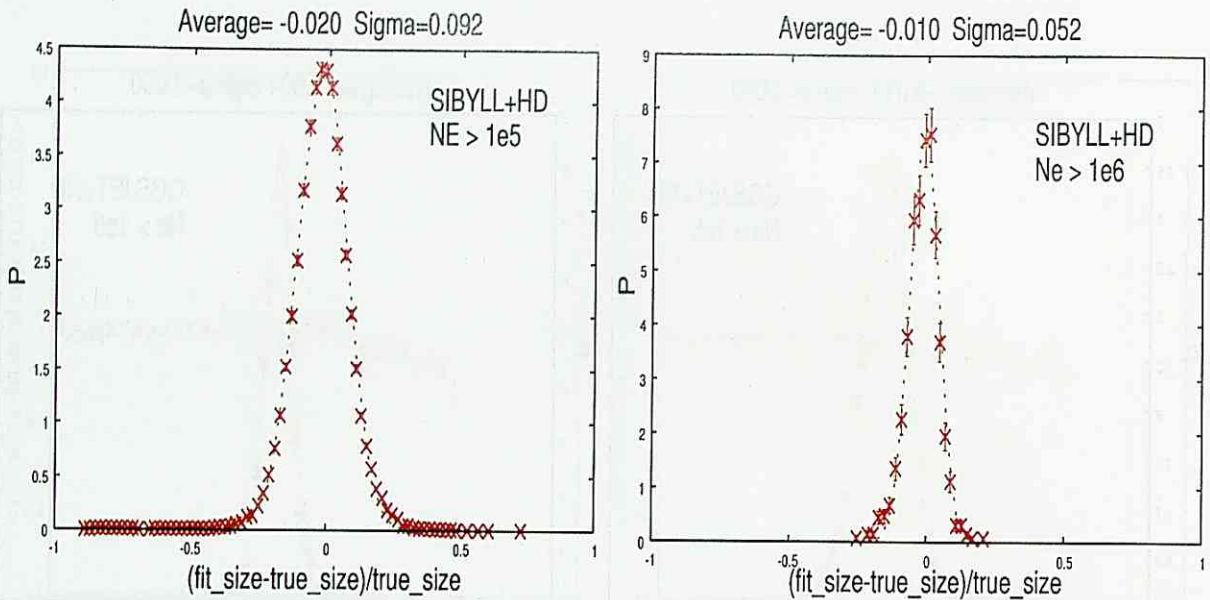


図 3.27: (左上図) SIBYLL+HD model エネルギーが 100TeV 以上の時のサイズ分解能, (右上図) SIBYLL+HD model エネルギーが 1000TeV 以上の時のサイズ分解能。

3.5.4 シャワーサイズからエネルギーへの変換

シャワーサイズからエネルギーへ変換するにはシミュレーションによって得られたシャワーサイズと入射した宇宙線のエネルギーとの相関を用いて行った。図 3.29, 図 3.30 にシャワーサイズと入射エネルギーの相関を示す。

このような方法で求めたエネルギー分解能を図 3.31, 3.32, 3.33, 3.34 に示す。これらの図から分かるように, エネルギー分解能は 200 TeV 以上は 31% ぐらい, 2000 TeV 以上は 18% ぐらいである。各 model の分解能は表 3.4 に示す。

E_0	エネルギー分解能			
	QGSJET+HD	QGSJET+PD	SIBYLL+HD	SIBYLL+PD
200TeV 以上 (Ne:2e5)	33.6%	27.8%	31.7%	29.1%
2000TeV 以上 (Ne:1.5e6)	12.7%	17.7%	19.9%	18.7%

表 3.4: 各モデルのエネルギー分解能

エネルギースペクトルの再現性についてチェックを行った。(図 3.35, 図 3.36 に示す)。これらの図から分かるように, 求めたエネルギースペクトルは統計誤差範囲以内によく再現できることが分かった。

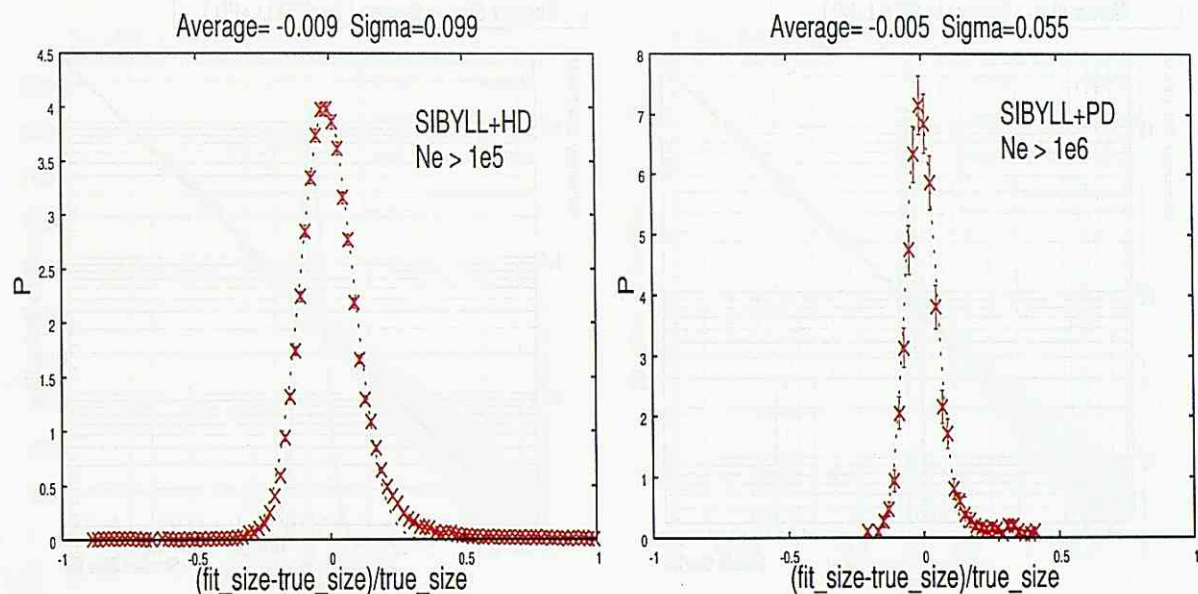


図 3.28: (左上図) SIBYLL+PD model エネルギーが100TeV以上の時のサイズ分解能, (右上図) SIBYLL+PD model エネルギーが1000TeV以上の時のサイズ分解能。

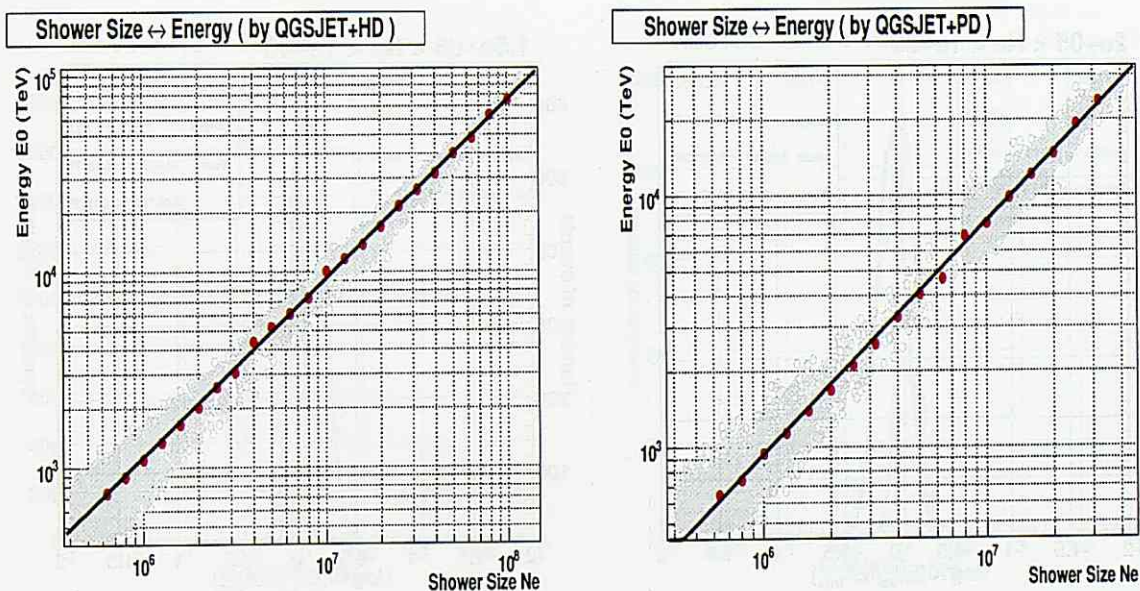


図 3.29: (左上図) QGSJET+HD model サイズとエネルギーの相関 (右上図) QGSJET+PD model サイズとエネルギーの相関。分布に対してほぼ中央値をとる関数で変換を行なう。

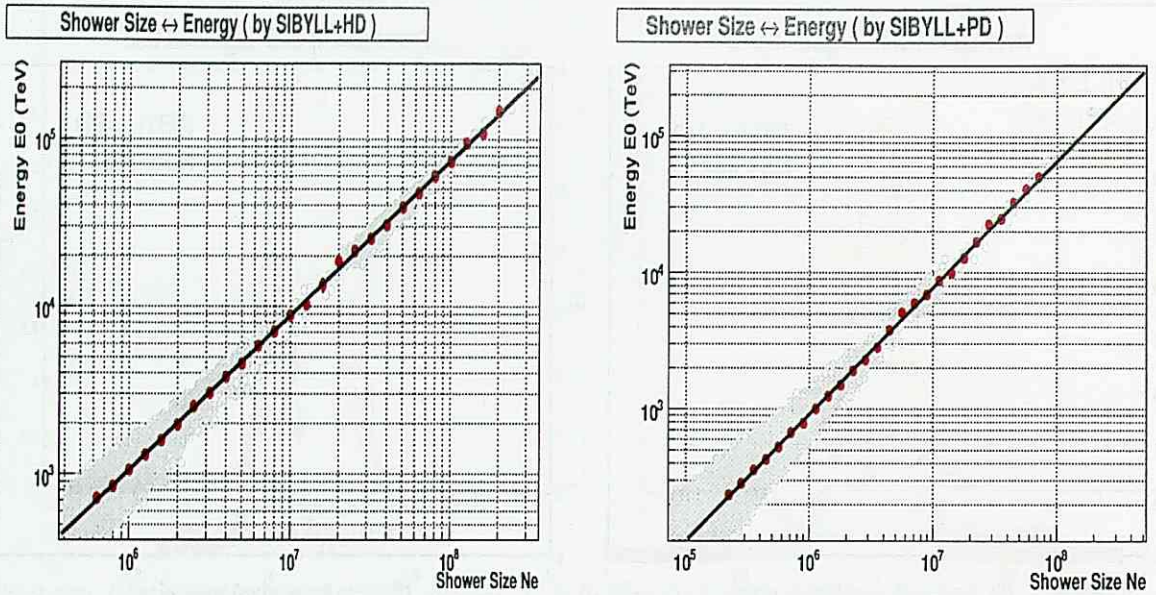


図 3.30:]

(左上図) SIBYLL+HD model サイズとエネルギーの相関 (右上図) SIBYLL+PD model サイズとエネルギーの相関。分布に対してほぼ中央値をとる関数で変換を行なう。

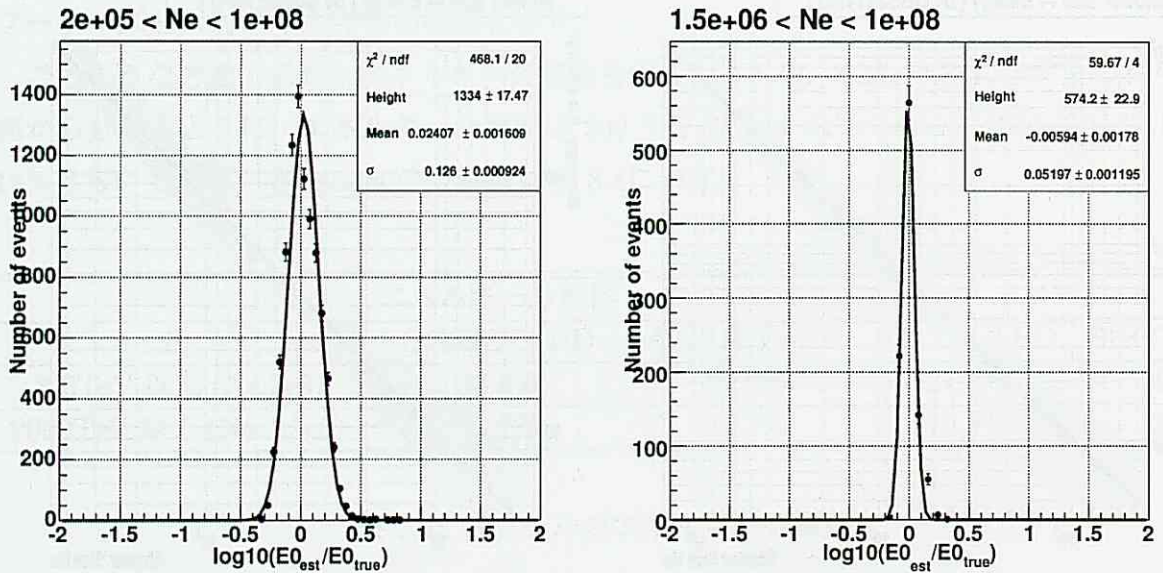


図 3.31: (左上図) QGSJET+HD model $E_0 = 100$ TeV のエネルギー分解能。(右上図) QGSJET+HD model $E_0=1000$ TeV のエネルギー分解能。

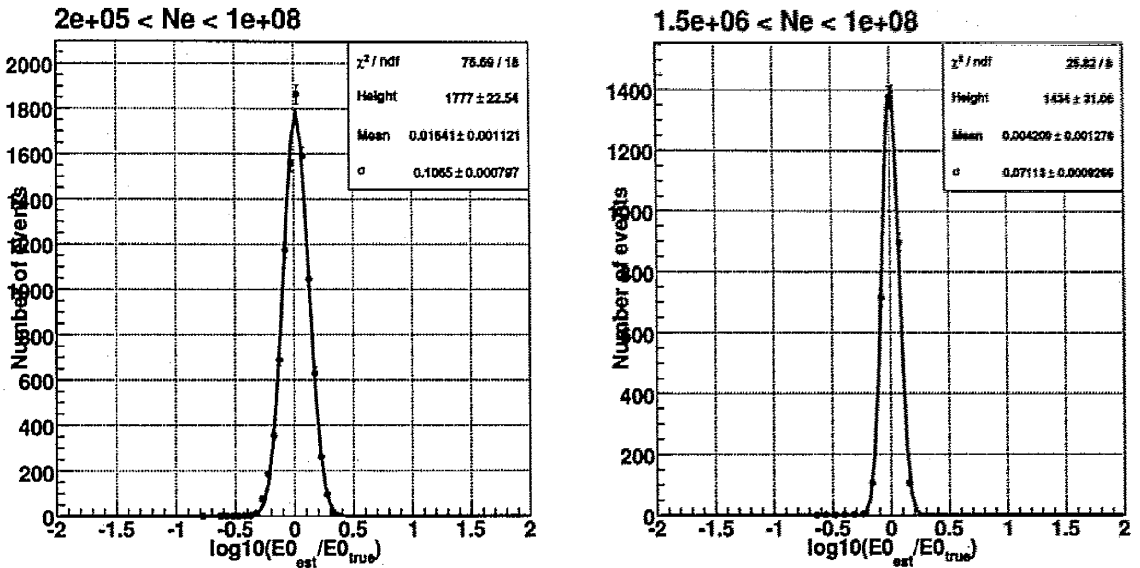


図 3.32: (左上図) QGSJET+PD model $E_0=100$ TeV のエネルギー分解能。(右上図) QGSJET+PD model $E_0=1000$ TeV のエネルギー分解能。

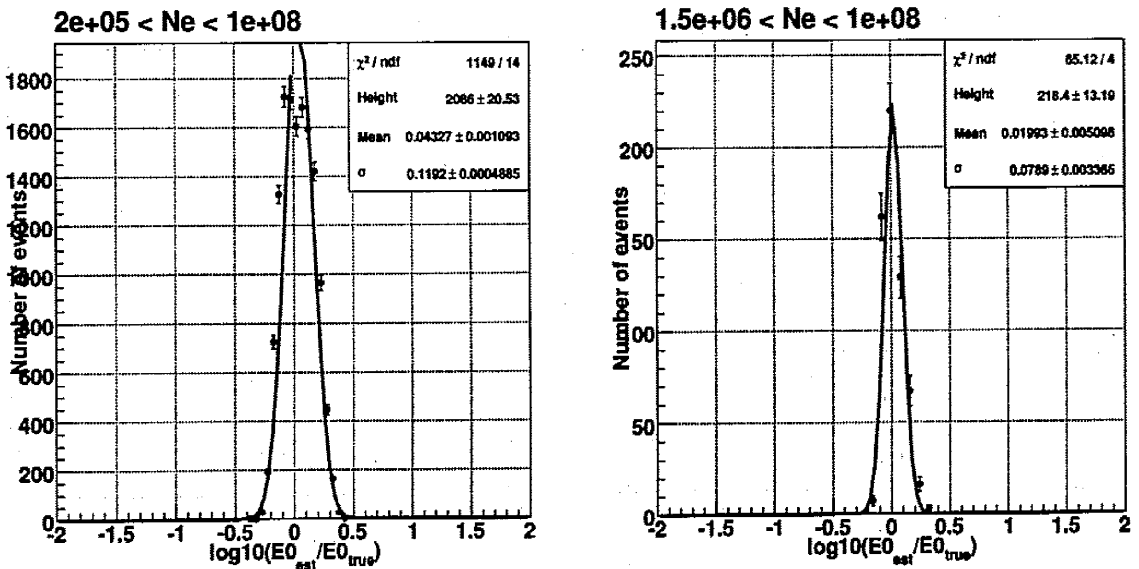


図 3.33: (左上図) SIBYLL+HD model $E_0=100$ TeV のエネルギー分解能。(右上図) SIBYLL+HD model $E_0=1000$ TeV のエネルギー分解能。

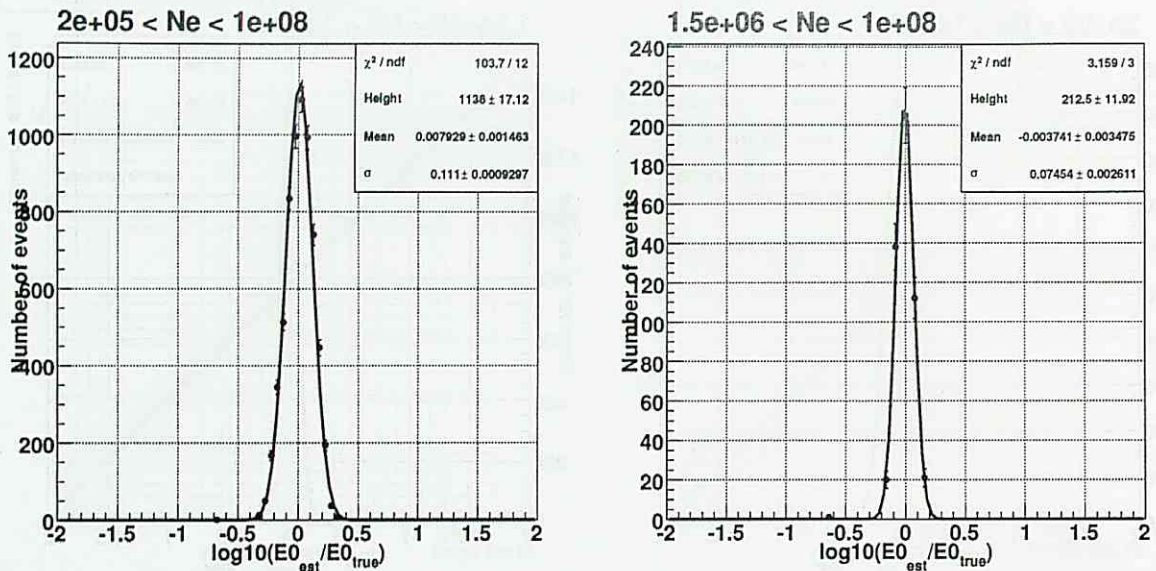


図 3.34: (左上図) SIBYLL+PD model $E_0=100$ TeV のエネルギー分解能。(右上図) SIBYLL+PD model $E_0=1000$ TeV のエネルギー分解能。

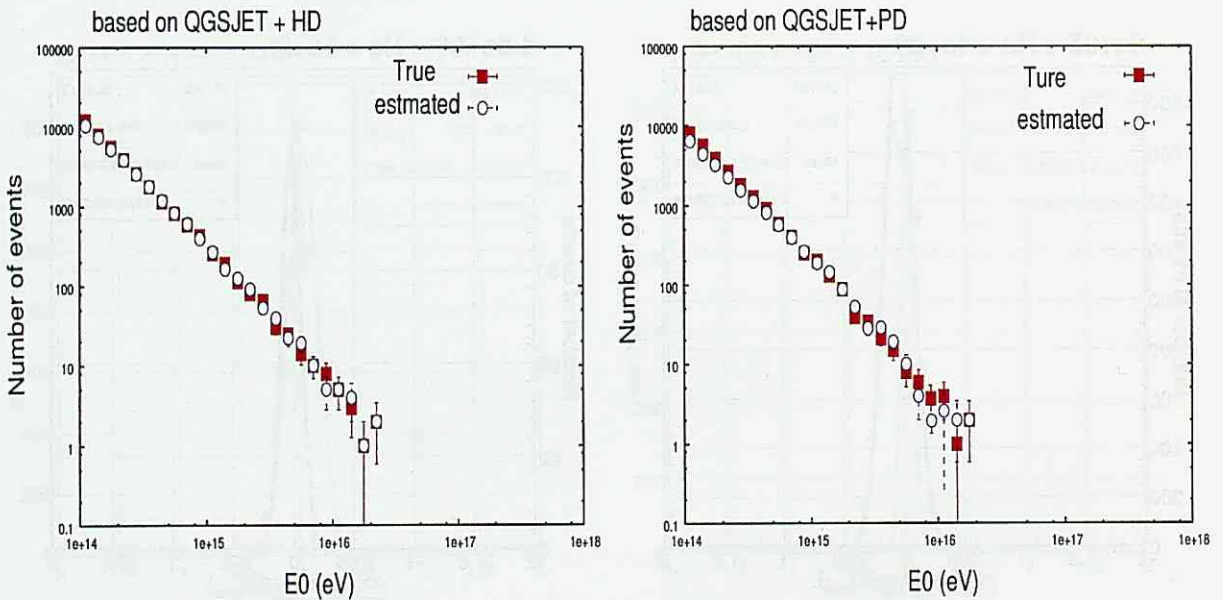


図 3.35: (左上図) QGSJET+HD model エネルギースペクトルの再現性 (右上図) QGSJET+PD model エネルギースペクトルの再現性

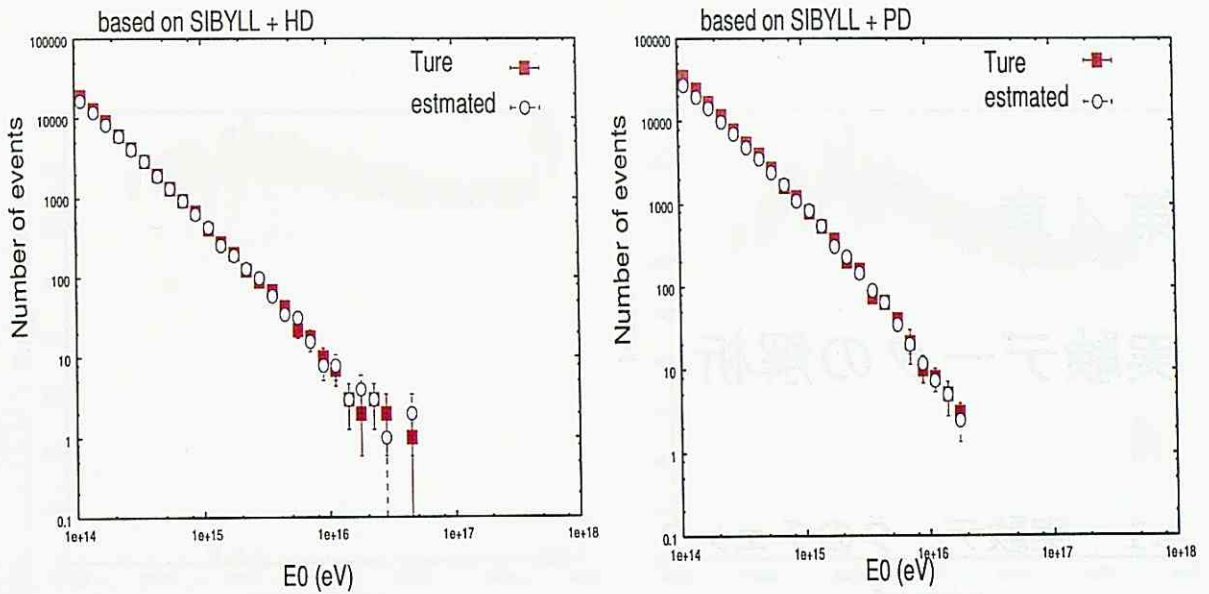


図 3.36: (左上図) SIBYLL+HD model エネルギースペクトルの再現性 (右上図) SIBYLL+PD model エネルギースペクトルの再現性

第五章で、上記のような観測条件を用いて処理したシミュレーション結果及び実験結果の比較・検討について報告する。

第 4 章

実験データの解析

4.1 実験データのチェック

Tibet-III の実験データ収集はおよそ 2 時間分を 1run として収集する。ところが停電や故障等で正常にデータが収集されなかった期間があるため、収集したデータの全てが使えるとは限らない。本解析には収集したデータに対して以下のようなチェックを行い、質の良いデータだけを用いた。

観測装置が安定に動いていること、予想通りの性能を示しているかを確認するため、Trigger rate を調べた。

図 4.1 にシャワーイベントの Trigger rate を表す。この図から分かるように長期的に $\pm 10\%$ の変動が見られた。これは大気圧、温度変化によるもので説明できるが、急激に Trigger rate が変化した run は不正常データと判定し、解析データから除外した。

データのイベント頻度が正常であっても、各 detector の PMT, ADC などが正常に動いているかどうかは空気シャワーイベント頻度によるチェックでは確認できない。そのため、各 detector に対して ADC の出力値を調べた。図 4.1 から分かるように FT-PMT の出力の最頻値は正常なら全部 8, 9, 10 の範囲にある。これ以外は不正常データとして除外した。

それ以外に FT-PMT に対して、0.2 粒子、0.5 粒子のトリガー頻度についても調べた、結果は図 4.3 に示す。

D-PMT に対して、0.5 粒子、1 粒子のトリガー頻度について調べた。結果は図 4.4 に示す。

各 run に対して D-PMT, FT-PMT の記録粒子数の最大値は図 4.5 に示す。

以上のような調査によって、本解析では以下のような条件でデータを選択した。

- 1) 1 run の記録時間は 20 分以上のデータを利用する。
- 2) データの記録ファイルは正常終了のデータを利用する。

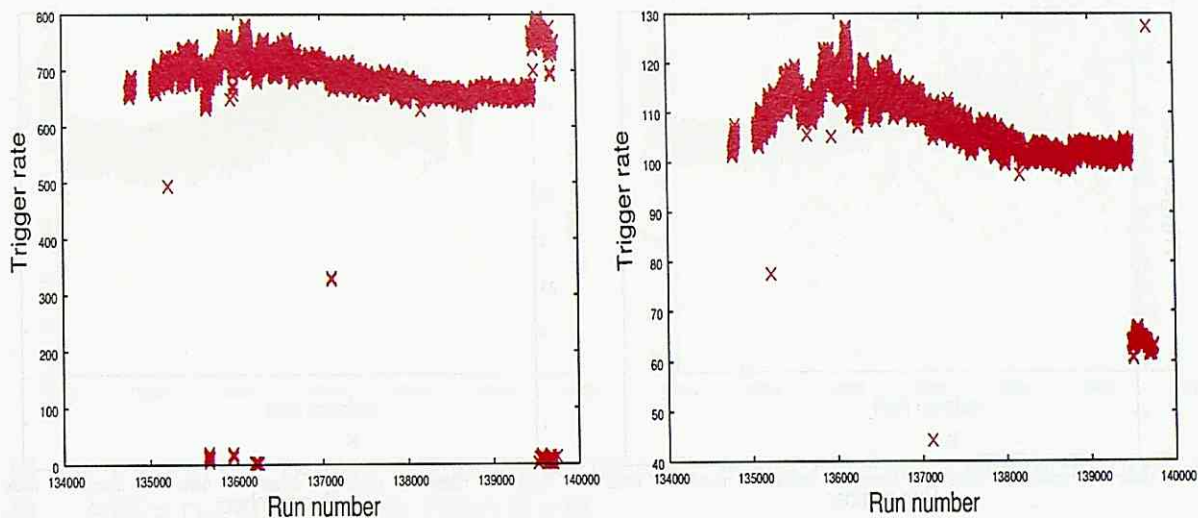


図 4.1: シャワーイベントの Trigger rate。左図は空気シャワーイベント頻度。右図は 1.25 粒子相当の粒子入射検出器が 4 台以上のソフトトリガーを通したイベント頻度。

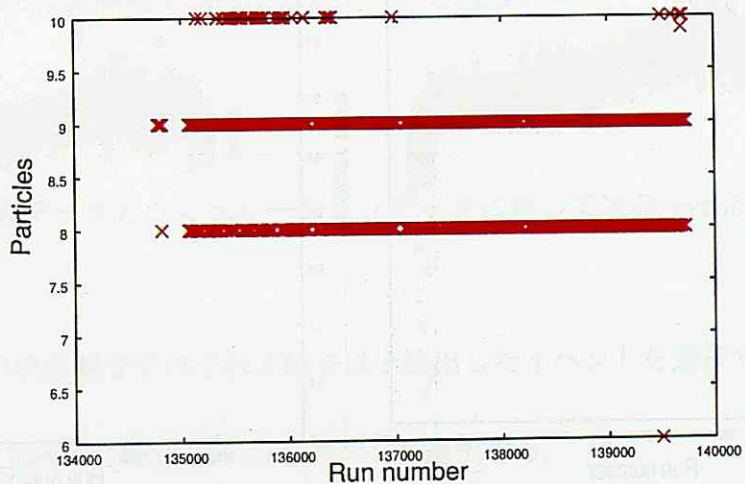


図 4.2: FT-PMT の出力の最頻値。

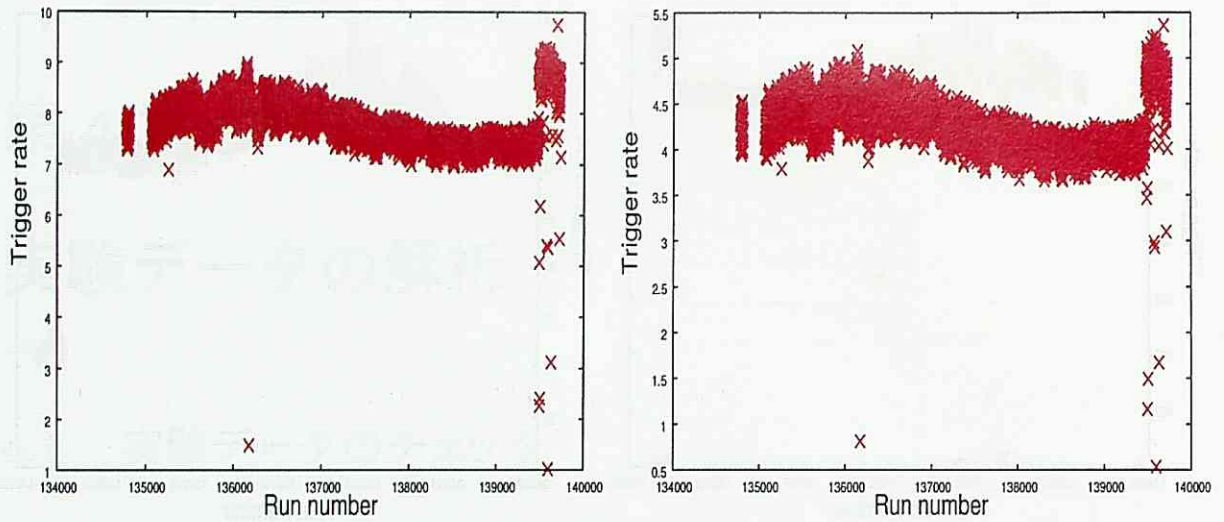


図 4.3: FT-PMT Trigger rate。左図は FT-PMT の 0.2 粒子のトリガー頻度。右図は FT-PMT の 0.5 粒子のトリガー頻度。

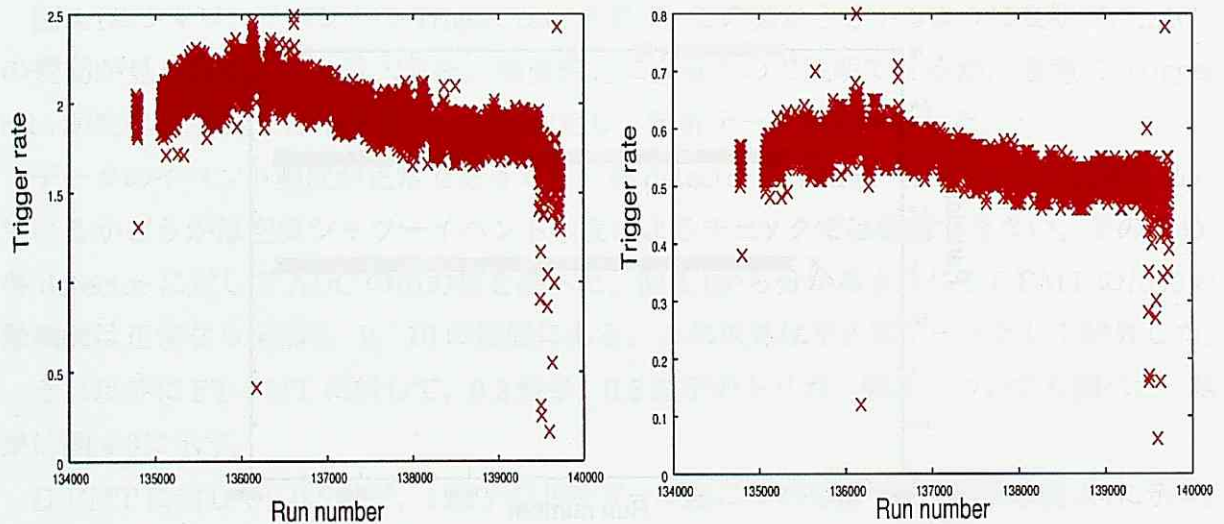


図 4.4: D-Trigger rate。左図は D-PMT の 0.5 粒子のトリガー頻度。右図は D-PMT の 1 粒子のトリガー頻度。

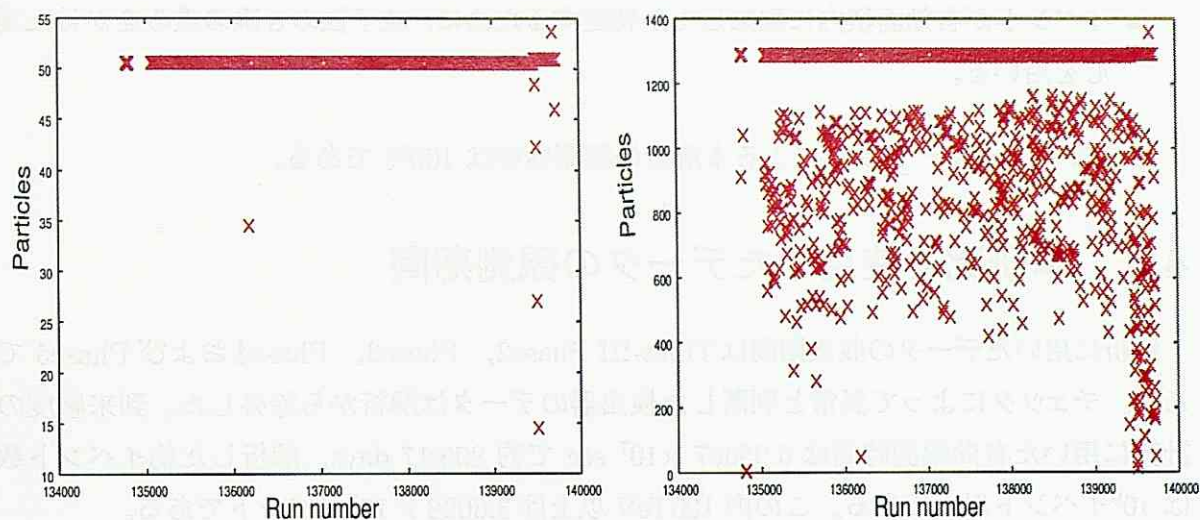


図 4.5: FT-PMT と D-PMT の記録粒子数の最大値。左図は FD-PMT の記録粒子数の最大値。右図は D-PMT の記録粒子数の最大値。

非正常終了記録データは記録終了時間前の 20 分のデータを除外した。

3) 各データファイルに記録されたイベント到来頻度が正常変動範囲以内にあるデータを利用する。

4) 各 Channel に対して、D-PMT と FT-PMT の出力データ (D-PMT と FT-PMT の最頻値, 最大値, FT-PMT の 0.2, 0.5 粒子以上の記録頻度, D-PMT の 0.5, 1 粒子以上の記録頻度) の値は正常変動範囲以内にあるデータを利用する。

4.2 解析条件

本解析では実験データとシミュレーションデータに対して次の event selection 条件を課す。

- 10 台以上の検出器でそれぞれ 5 粒子以上検出したイベントを選択する。
- 到来方向天頂角が 24.62° 以下のイベントを選択する。
- 到来方向決定時の空気シャワー中心は粒子数の 1.6~2.0 乗の重みをかけた重心を用いる。
- アレイの有効面積は中心部の $135\text{m} \times 135\text{m}$ とする。

- イベントが有効面積内に到来したか判定するために、粒子数の 8 乗の重みをかけた重心を用いる。

第三章 シミュレーションによる本解析の観測効率は 100% である。

4.3 本研究で使用したデータの観測期間

解析に用いたデータの収集期間は Tibet-III Phase2, Phase3, Phase4 および Phase5 である。チェックによって異常と判断した検出器のデータは解析から除外した。到来頻度の計算に用いた有効観測時間は 6.95667×10^7 sec で約 805.17 days, 解析した総イベント数は 10^9 イベント以上である。この内 100TeV 以上は 3.6098×10^7 イベントである。

したがって、本解析の $S\Omega\epsilon$ は $10410.1 m^2 \cdot sr$ である。

これらのデータを使用し、第三章で紹介した解析方法でまず各イベントの粒子密度の横方向分布を求める。そして、シミュレーションにより決定した最適な NKG 関数を用いて、シャワーサイズを求める。求めたシャワーサイズは又シミュレーションで得られたサイズとエネルギー相関の式を用いて primary energy に変換する。これらの手続きにより全粒子エネルギースペクトルを求めた。全粒子エネルギースペクトルが、シミュレーションに用いた Hadronic interaction model と Primary composition model にどのように依存するかについて調べた結果については第五章で紹介する。

第 5 章

解析結果及び議論

5.1 全粒子スペクトル

第四章に既に説明した解析方法で実験データを解析して得られたサイズスペクトルを図 5.1 に示す。QGSJET+HD を基準として他の結果との比較を図 5.2 に示す。図から分かるように、サイズスペクトルは Primary composition model 依存性は小さく、1%以下である。Hadronic interaction model 依存性は低いエネルギー範囲では、5%以内、エネルギーが高くなるとだんだん差が小さくなることが分かる。

このような解析方法で求めたエネルギースペクトルを図 5.3 に示す。この図から分かるように Tibet-III 実験データ解析による全粒子スペクトルは Hadronic interaction model と Primary composition model の依存性を入れても、Systematic error の範囲内で、他のグループの結果と矛盾しないことが分かった。

求めた微分スペクトルの冪は Knee 領域の前後で急に変化しており、微分スペクトルを式 (5.1) のように仮定しフィットを行なった。

$$\frac{dj}{dE} = 10^4 \times E_0^B [\text{eV}^{-1} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}] \quad (5.1)$$

フィットの結果を表 5.1 に示す。表から分かるように、モデルによらず、微分スペクトルの冪は Knee 以下のエネルギー領域では大体マイナス 2.671, Knee 以上では大体マイナス 3.123 である。この結果は現在までの観測結果と矛盾はしない。そして、本解析はエネルギーの決定精度が良く、一つの実験で 3 桁に渡る Knee 領域付近の広い範囲でエネルギースペクトルを求めたため、求めた微分スペクトルの冪はかなり信頼できると考える。また、Knee の前後に十分広いレンジの微分スペクトルを得ているため、Knee の位置の決定精度は最も信頼できると言える。

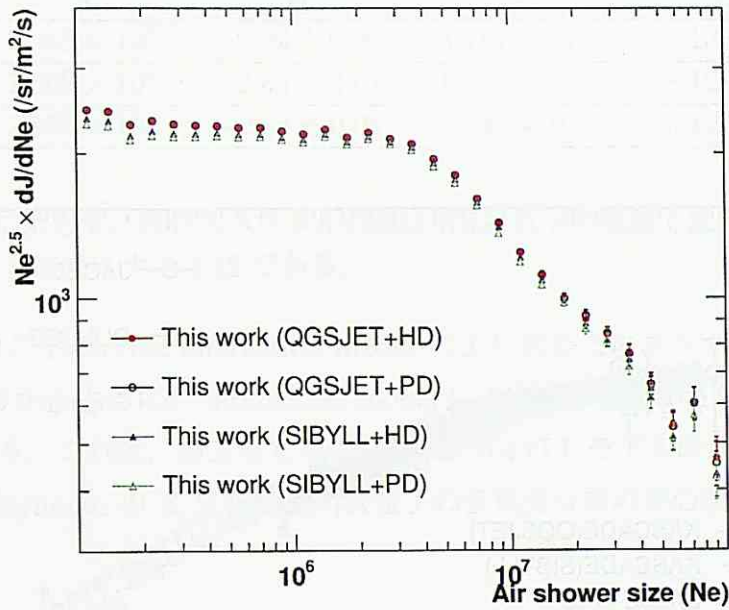


図 5.1: Tibet-III で観測したサイズスペクトル。

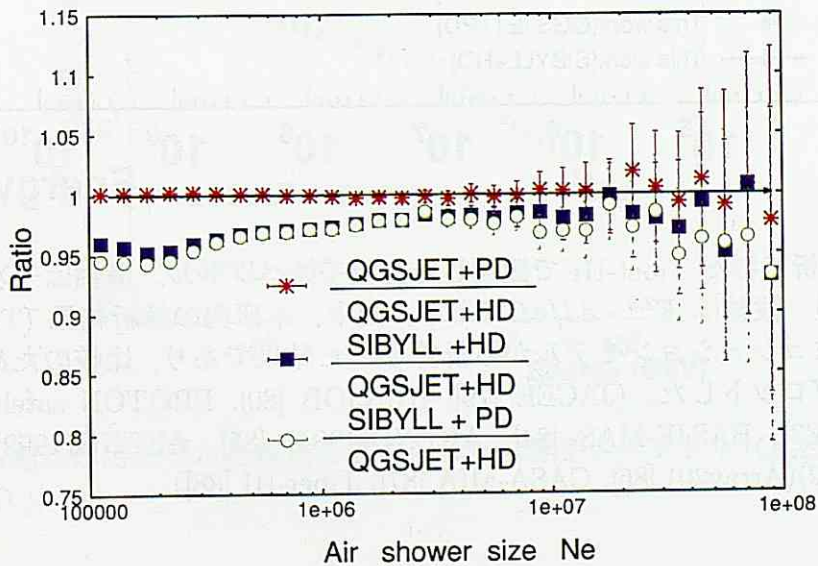


図 5.2: 異なるモデルを仮定して得られたサイズスペクトルの比較。QGSJET+HD を基準とする。

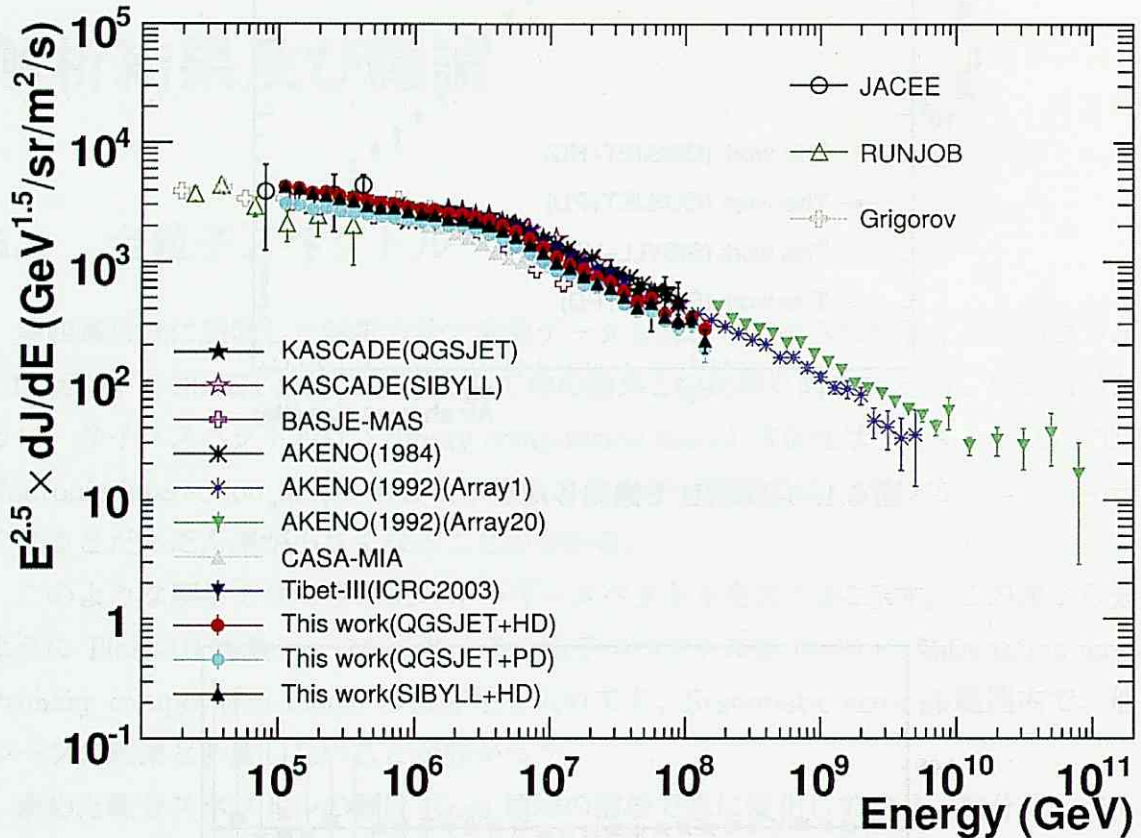


図 5.3: 本解析で得た Tibet-III で観測した全粒子スペクトル。横軸は一次宇宙線のエネルギーであり、縦軸は $E^{2.5} \cdot dJ/dE$ である。図中、本研究の解析結果 (This work) はそれぞれのシミュレーションモデルから計算された結果であり、比較のため、他のグループの結果もプロットした。(JACEE [79], RUNJOB [80], PROTON satellite [81], KASCADE [82, 83], BASJE-MAS [84], AKENO(1984) [85], AKENO(1992)(Array1) [86], AKENO(1992)(Array20) [86], CASA-MIA [87], Tibet-III [88]).

Model	Knee 以下領域		Knee 以上領域		Knee の位置 (PeV)
	A	B	A	B	
QGS+HD	3.945×10^4	-2.69 ± 0.01	3.114×10^7	-3.13 ± 0.01	4.0 ± 0.1
QGS+PD	1.602×10^4	-2.64 ± 0.01	1.853×10^7	-3.12 ± 0.01	3.2 ± 0.1
SIG+HD	2.993×10^4	-2.68 ± 0.01	2.559×10^7	-3.12 ± 0.01	3.7 ± 0.1

表 5.1: モデルによらず, 微分スペクトルの冪は Knee 以下の領域では大体マイナス 2.67 で, Knee 以上では大体マイナス 3.12 である。

図 5.4 に 2 つの Hadronic interaction model により求めたエネルギースペクトルの差を示す。図から分かるように, interaction model による依存性は小さい, 最大 7%, 平均で 4% ぐらいである。これは, 第三章で QGSJET と SIBYLL モデルの比較についての非弾性衝突断面積, Feynman の X 分布及び二次粒子の多重度分布の差の議論から説明できる。

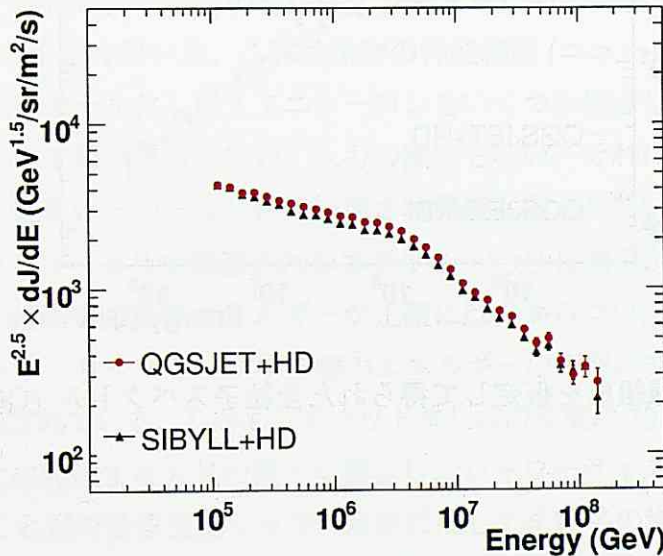


図 5.4: 異なる相互作用モデルを仮定して得られた全粒子スペクトル (QGSJET + HD と SIBYLL + HD)。

そして, 図 5.5 には異なる Primary composition model を仮定して求めたエネルギースペクトルの差を示す。図から分かるように, Primary composition model による依存性は Hadronic interaction model の依存性より大きい。Primary エネルギーは 100 TeV 領域で最

大 30%, Knee で平均で 20% ぐらいである。この原因は、第二章の図 2.2 を見ればわかる。つまり、チベット空気シャワーアレイの高さではエネルギー 100 TeV 領域には、空気シャワーサイズはまた最大になってない、このエネルギー領域には、核種によって同じエネルギーの宇宙線のシャワーサイズの差がまだ大きいのである。エネルギーが大きくなる共に核種によって同じエネルギーの宇宙線のシャワーサイズの差が次第に小さくなる。図 2.2 から分かるようにエネルギーは 10000 TeV になると核種によらずシャワーサイズは最大に発達し、ほぼ同じサイズになる。Hadronic interaction model も考慮すると本解析の結果をよく説明できる。

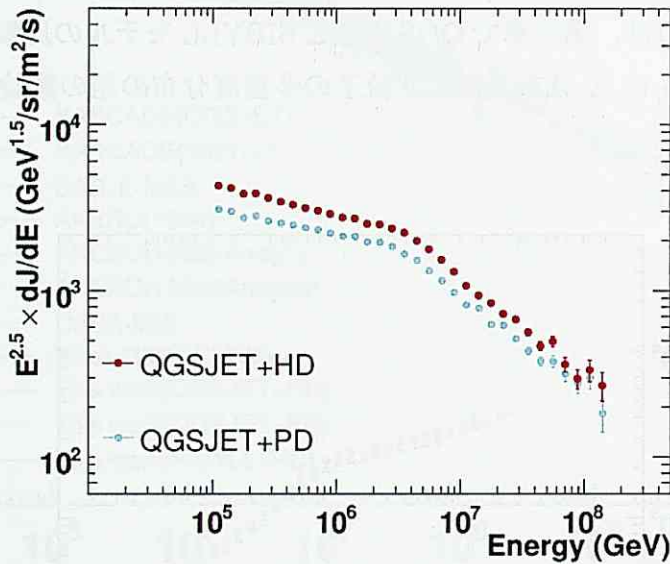


図 5.5: 異なる一次線組成を仮定して得られた全粒子スペクトル (QGSJET + HD と QGSJET + PD)。

以上の結果をまとめてみると interaction model と composition model の仮定によらず、Knee の位置はほぼ 3~4 PeV の前後であると言える。これは、超新星残骸における衝撃波フロントで Fermi の一次加速が有効に作用するという理論と矛盾しない。つまり、この理論によって、平均的な超新星のパラメータと星間磁場の強さを仮定すると、原子番号 Z の核にたいして $Z \times 100 \text{ TeV} \times c$ が加速限界と見積もられるが、非線型効果により加速効率が高められるという議論も考えると、加速限界のエネルギー領域ではその上限値の Z 依存により化学組成が変化する。すなわち、陽子スペクトルが最も先に加速限界に達してスペク

トルが急に落ち込み、原子核成分はその Z 倍のエネルギーで加速限界を迎えるというシナリオが成り立つ。宇宙線全粒子スペクトルに現れる $3.8/\text{times}10^{15}$ eV 付近の折れ曲がりには Knee がまさにこの化学組成の変化に対応するのではないかと考えられている。

5.2 Tibet AS γ 連動実験による陽子, ヘリウムスペクトル

一方, Tibet AS γ 連動実験は Tibet AS アレイの中心に設置した空気シャワーコアの観測装置 (EC) によって観測された γ 線ファミリーと AS データの tagged events を解析することにより, Knee 領域の一次宇宙線中の陽子成分とヘリウム成分の絶対頻度を精度良く決定することをねらいとするものである。その原理は以下のようなものである。EC 中の高エネルギー γ 線ファミリーはほとんど大気深く侵入した陽子が相互作用した結果と考えられている。鉄などの重い原子核は核衝突断面積が大きいので、大気深くまで侵入することは難しい。Tibet AS γ 連動実験の EC が捉えた γ 線ファミリーデータの解析では、 γ 線ファミリーの選択条件として $E_{min} \geq 4$ TeV, $N_g \geq 4$ を用いて、AS データと対応できたイベントだけを利用する。最後に、これらの親核種を分離するためにニューラルネットワーク (以下 ANN と記す) の手法を用いた。これは生物の神経細胞 (ニューロン) に特有なパターン認識機能を数理的にモデル化した人工ニューロンをいくつか結合したものであり、入力パターンによって、人工的な学習を行い、入力の識別を行い、それに対応した出力をつくり出す手法であり、近年いろいろな分野で使用され機能も向上している。

ところが、ファミリーとして観測されるエネルギー $\sum E$ は親のエネルギーの一部であるため、EC による観測では親のエネルギーが正確には分からない。しかし、ファミリーに伴った AS のシャワーサイズと一次宇宙線のエネルギーの相関が非常に良いことがシミュレーションから示されている。しかも、チベット羊八井の高度は 10^{15} eV 領域の一次宇宙線が作る AS が最大に発達する大気の深さに相当し、シャワーサイズから親のエネルギーを精度良く決めることができる空気シャワー解析に関して全粒子の場合と異なるのは、シャワー中心としてコア検出器によって得られた座標を用いているため、到来方向およびシャワーサイズをより高い精度で決定している点である。

本解析で得た Tibet-III で観測した全粒子スペクトルおよび連動実験で観測した陽子成分のスペクトルは図 5.6 と 5.7 に示す。そして、 $dj/dE = aE^{-\gamma}$ の直線での当てはめを表す当てはめた直線の交点を Knee と定義し、また陽子成分に当てはめた直線と、BESS, AMS の各実験データに基づく Gaisser による外挿線との交点を Knee と定義すると、 $(3.7 \pm 0.6) \times 10^{14}$ eV となる。陽子成分の Knee の位置は、エネルギー決定の組成モデルの違いによる差は統計

誤差内で説明することが可能で, Gaisser の解析結果との解離は HD モデルで 3.9σ , PD モデルで 3.6σ となった。これは, 明らかに低エネルギー側とスペクトルの冪が異なっており, 10^{14}eV 近辺に陽子成分の Knee が存在すると言える。

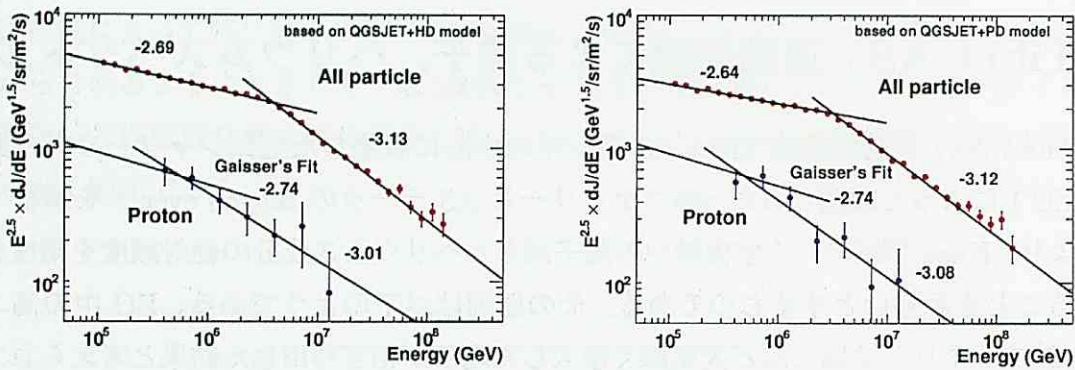


図 5.6: 化学組成モデルの依存性についてのチェック。(a) は QGSJET+HD model を用いて解析した全粒子スペクトルおよび連動実験で観測した陽子成分のスペクトル,(b) は QGSJET+PD model を用いて解析した結果である。直線は式 $dj/dE = a * E^{-\gamma}$ による fit を表す。

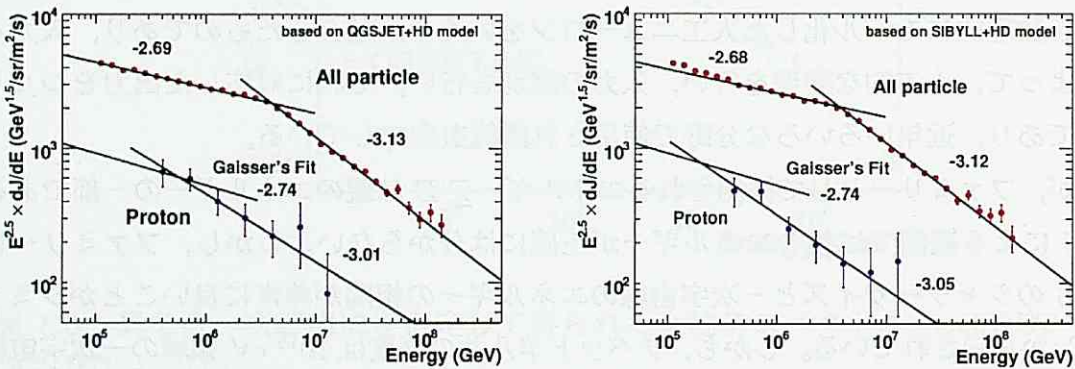


図 5.7: 核相互作用モデルの依存性についてのチェック。(a) は QGSJET+HD model を用いて解析した全粒子スペクトルおよび連動実験で観測した陽子成分のスペクトル,(b) は SIBYLL+HD model を用いて解析した結果である。直線は式 $dj/dE = a * E^{-\gamma}$ による fit を表す。

5.3 本解析結果による Knee 領域の化学組成

一方, Tibet AS γ 連動実験で観測した陽子とヘリウム成分のエネルギースペクトルは他のグループと比較した結果は 図 5.8 と 5.9 に示す。

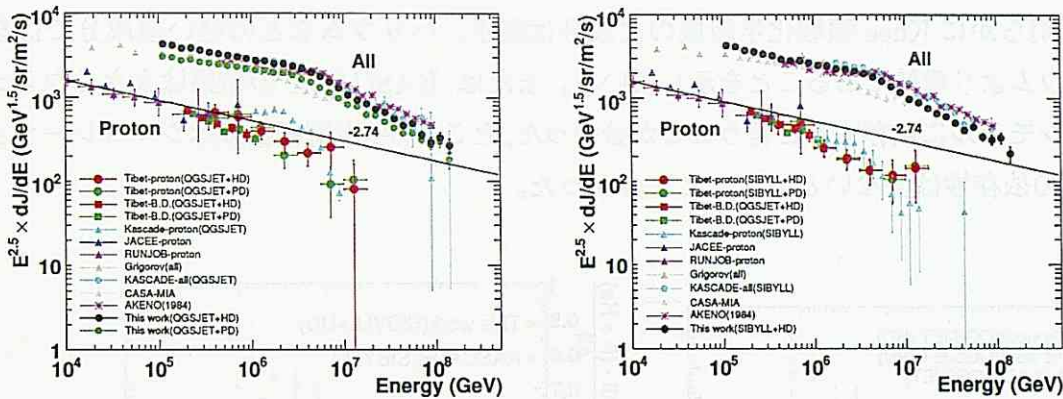


図 5.8: Tibet AS γ 連動実験で観測した陽子成分のスペクトルと他の実験との比較。(a) は QGSJET model を用いて解析した結果であり, (b) は SIBYLL model を用いて解析した結果である。図中, 本研究の解析結果は This work であり, 比較のため, Tibet AS γ 連動実験で観測した陽子成分のスペクトル及び他のグループの結果もプロットした。(Tibet-proton [26], Tibet-B.D. [47], KASCADE-proton [82, 83], JACEE-proton [79], RUNJOB-proton [80], Grigorov(all) [81], KASCADE-all [82, 83], CASA-MIA [87], AKENO(1984) [85].)

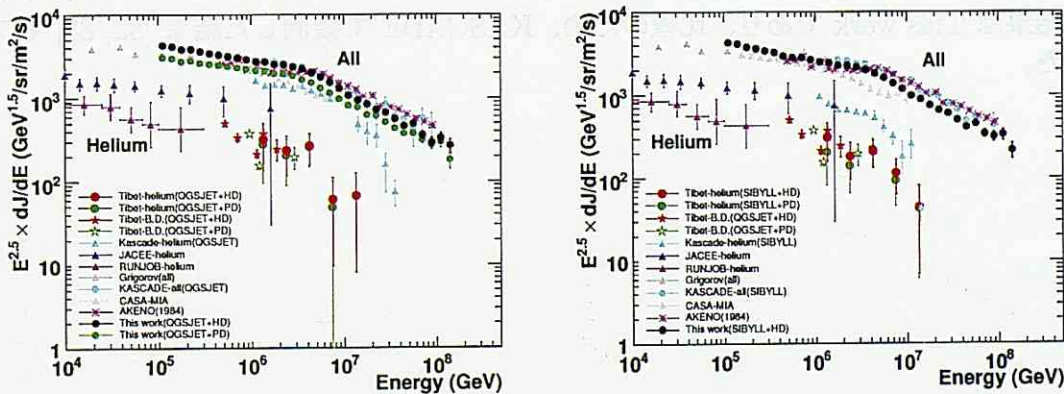


図 5.9: Tibet AS γ 連動実験で観測したヘリウムのスペクトルと他の実験との比較。(a) は QGSJET model を用いて解析した結果であり, (b) は SIBYLL model を用いて解析した結果である。図中, 本研究の解析結果は This work であり, 比較のため, Tibet AS γ 連動実験で観測したヘリウム成分のスペクトル及び他のグループの結果もプロットした。(Tibet-helium [26], Tibet-B.D. [47], KASCADE-helium [82, 83], JACEE-helium [79], RUNJOB-helium [80], Grigorov(all) [81], KASCADE-all [82, 83], CASA-MIA [87], AKENO(1984) [85].)

Tibet AS γ 運動実験による陽子, ヘリウムスペクトルを全粒子エネルギースペクトルから差し引くことによりヘリウムより重い成分のエネルギースペクトルを図 5.10 に示す。この結果は明らかに Knee 領域化学組成の主成分は陽子, ヘリウムなどの軽い核成分ではなく, ヘリウムより重核であることを示している。または, KASCADE の結果は大きくシミュレーションモデルに依存するということが分かった, ところが, 本解析結果はシミュレーションモデルの依存性は少ないということも分かった。

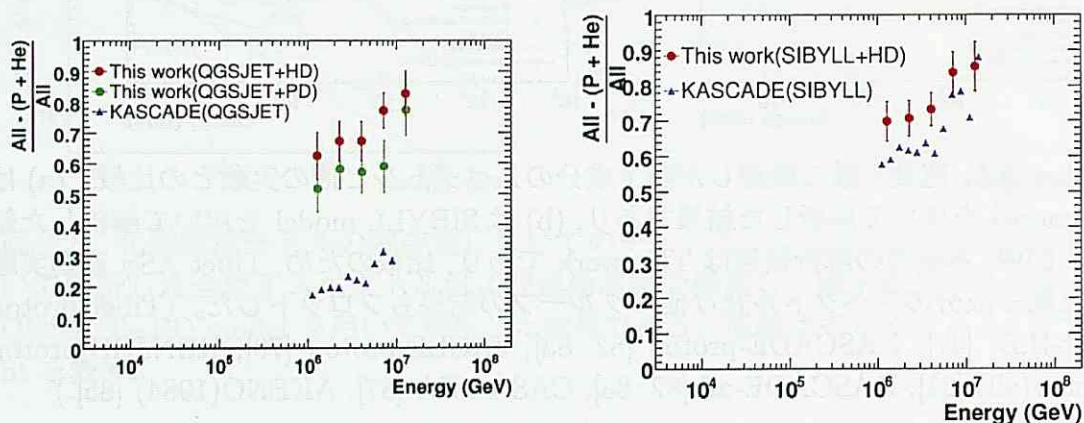


図 5.10: 本解析結果による Knee 領域の化学組成と KASCADE 実験結果との比較。横軸は一次宇宙線のエネルギーであり、縦軸は $\frac{All - (P + He)}{All}$ である。(a) は QGSJET model を用いて解析した結果であり、(b) は SIBYLL model を用いて解析した結果である。图中、本研究の解析結果は This work であり、比較のため、KASCADE で観測した結果 [82, 83] もプロットした。

第 6 章

まとめと展望

本研究は高地に設置した空気シャワー観測装置とコア観測装置を用いて、世界中で初めて一つの実験で 3 桁に渡るエネルギー領域の全粒子エネルギースペクトルの観測に成功した。この結果を得るために実験の観測条件を考慮した詳細なシミュレーションを行った。すなわち、Corsika QGSJET と Corsika SIBYLL の核相互作用モデル及び重核優勢と陽子優勢の一次宇宙線化学組成モデルを用い、実験結果に含まれる系統誤差について詳しく調べた。検出器シミュレーションに基づいて得られた新しい空気シャワー構造関数を用いて、高いエネルギー決定精度を実現し、微分スペクトルの Knee の位置およびその前後の冪の変化を精度良く決定した。

一方連動実験により得られた陽子、ヘリウムエネルギースペクトルと比較すると、核相互作用モデルと化学組成モデルに依存して、陽子成分とヘリウム成分は全粒子の $\sim 30\% \sim 45\%$ を占めており、Knee 領域の主成分はヘリウムより重い重核であることが分かった。また、陽子成分の Knee が 10^{14}eV 近辺に存在することを示唆しており、超新星残骸での加速モデルで期待されるスペクトル変化の位置と良く一致する。

今回の解析では組成モデルの PD モデルは Knee 領域には陽子、ヘリウム成分は全粒子の $\sim 56\%$ と設定したので、全粒子エネルギースペクトルの化学組成モデルの依存性は Overestimated と予想される。

現在宇宙線加速に関する理論的研究も急速に進展し、超新星残骸における衝撃波フロントで Fermi の一次加速が有効に作用するという考えに基いた Diffusive Shock Acceleration Model が標準的な加速理論と考えられるようになった。平均的な超新星のパラメータと星間磁場の強さを仮定すると、原子番号 Z の核にたいして $Z \times 100\text{TeV}$ が加速限界と見積もられるが、非線型効果により加速効率が高められるという議論もあり、加速限界エネルギーを実験的に検証することは宇宙線の起源と加速理論を確立する上で欠かせない。

加速限界のエネルギー領域ではその上限値の Z 依存により化学組成が変化する。すなわち、陽子スペクトルが最も先に加速限界に達してスペクトルが急に落ち込み、原子核成分はその Z 倍のエネルギーで加速限界を迎えるというシナリオが成り立つ。宇宙線全粒子スペクトルに現れる 3×10^{15} eV 付近の折れ曲がりには Knee まさにこの化学組成の変化に対応するのではないかと考えられている。宇宙線中の主な成分である陽子から鉄に至る成分ごとのスペクトル（例えば、陽子、ヘリウム、CNO、鉄グループ）を明らかにすることは Knee の起源を解明し、衝撃波加速理論を検証することに繋がる。

現在、Tibet グループでは次期計画として、新しいコア検出器および水チェレンコフ型 μ 粒子検出器 (MD) を用いた原子核組成の判別方法に関する研究に着手しており、より正確に陽子成分の Knee を求めるとともに重核成分の判別可能な観測を目指して検出器の開発を進めている。また、解析手法を確立すべくモンテカルロシミュレーションによる研究に取り組んでいる。KASKADE-Grande や ICE-TOP といった、新しい地表観測計画もあり、これらの観測が実現すれば、宇宙線中の主な成分である陽子から鉄に至る成分ごとのスペクトルを明らかにすることは Knee の起源を解明し、衝撃波加速理論を検証することに繋がる。Knee に関する活発な議論が期待できる。

付録 1

記号表

B	銀河磁場 (3×10^{-6} Gauss)
R	rigidity(硬さ) ($R = pc/Z_e$)
p	宇宙線粒子の運動量
c	光速度
Z, Z_e	宇宙線粒子の原子核番号
R_L	ラーモア半径 ($R_L = pc/(Z_e B)$)
J	宇宙線強度
E	エネルギー
M_\odot	太陽質量
E_{min}	エネルギー閾値
N_g	γ ファミリーの本数
ρ_{ism}	星間媒介物質の密度
X_0	大気中の輻射長 (radiation length)(36.4 g/cm^2)
K	散乱定数 ($K = 21 \text{ MeV}$)
ϵ_0	臨界エネルギー
τ_0	モリエール単位 ($\tau_0 = (K/\epsilon_0)X_0 \text{ g/cm}^2$)
Δr	クーロン散乱によるシャワーの横広がり
s	age parameter
N_e	空気シャワーサイズ
cu	cascade unit($1 \text{ cu} = 5 \text{ mm Pb}$)
t	シャワーの発生深さ (単位 : cu)
Δt	電磁カスケード・シャワーの発生点 (単位 : cu)

D	X線フィルム上の黒化点の光学的黒化濃度
θ	エマルジョンチェンバーに入射する二次宇宙線の到来天頂角
m	$m = \tan(\theta)$
ϕ	エマルジョンチェンバーに入射する二次宇宙線の到来方位角
ΣE_γ	γ 線ファミリー中のシャワーの総エネルギー
$\langle R \rangle$	γ 線ファミリーの平均横広がり
$\langle ER \rangle$	γ 線ファミリーのエネルギー流の平均横広がり
λ	二次宇宙線は大気中での減衰長
Ω	有効立体角
σ^{inel}	非弾性衝突断面積 (Inelastic cross-section)
b, mb	非弾性衝突断面積の単位 ($1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$)
X_F	Feynman の X parameter
N_{ch}	二次粒子の多重度
I_p	一次宇宙線の陽子成分の絶対強度

参考文献

- [1] E.G. Berezhko & L.T. Ksenofontov, *JETP*, 89, 391 (1999).
- [2] T. Stanev et al., *Astron. & Astroph.*, 274, 902 (1993).
- [3] K. Kobayakawa et al., *Phys. Rev. D*, 66, 083004 (2002).
- [4] L.G. Sveshnikova et al., *Astron. & Astroph.*, 409, 799 (2003).
- [5] A.D. Erlykin & A.W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 27, 1005 (2001).
- [6] H.J. Volk & V.N. Zirakashvili, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, Tsukuba 4, 2031 (2003).
- [7] W. Bednarek & R.J. Protheroe, *Astropart. Phys.*, 16, 397 (2002).
- [8] S.V. Ptuskin et al., *Astron. & Astroph.*, 268, 726 (1993).
- [9] N.N. Kalmykov & A.I. Pavlov, *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.*, Salt Lake City 4, 263 (1999).
- [10] S. Ogio & F. Kakimoto, *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf.*, Tsukuba 1, 315 (2003).
- [11] E. Roulet, *Int. J. Mod. Phys.*, A 19, 1133 (2004).
- [12] S.P. Swordy, *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf.*, Rome 2, 697 (1995).
- [13] A.A. Lagutin et al., *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 97, 267 (2001).
- [14] R. Plaga, *New Astronomy*, 7, 317 (2002).
- [15] S.D. Wick et al., *Astropart. Phys.*, 21, 125 (2004).

- [16] A. Dar, *preprint astro-ph/0408310* (2004).
- [17] S. Karakula & W. Tkaczyk, *Astropart. Phys.*, 1, 229 (1993).
- [18] M.T. Dova et al., *preprint astro-ph/0112191* (2001).
- [19] R. Wigmans, *Astropart. Phys.*, 19, 379 (2003).
- [20] J. Candia et al., *Astropart. Phys.*, 17, 23 (2002).
- [21] S.I. Nikolsky et al., *Phys. Atomic Nuclei*, 63, 1799 (2000).
- [22] A.A. Petrukhin, *Phys. Atom. Ncl.*, 66, 517 (2003).
- [23] D. Kazanas & A. Nikolaidis, *Gen. Rel. Grav.*, 35, 1117 (2001).
- [24] Horandel, *Journal of Physics*, Conference series 47, (2006) pp. 41-50.
- [25] M. Amenomori, S. Ayabe and D. Chen et al., *Advances in Space Research*, (2007) [in press].
- [26] M. Amenomori et al., *Phys. Lett. B*, Volume 632, Issue 1, (2006) pp. 58-64.
- [27] M. Amenomori et al., *Advances in Space Research*, Volume 37, (2006) pp. 1938-1943.
- [28] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16 (1966) 748.
- [29] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin *JETP Lett.*, 4 (1966) 78.
- [30] Karl-Heinz Kampert, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 165 (2007) 294306.
- [31] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett*, Volume 81 (1998) pp. 1163-1166.
- [32] Kai. Martens et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 165(2007) pp. 33-36.
- [33] Pierre. Billoir et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 168(2007) pp. 225-231.
- [34] Y. Takizawa et al., *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 166(2007) pp. 72-76.
- [35] B. Peters, *Nuovo Cimento*, 22 (1961) 800.
- [36] J.R. Jokipii, *Astrophys. J.*, 313 (1987) 842.

- [37] P.O. Lagage and C.J. Cesarsky, *Astrophys. J.*, 118 (1983) 223.
- [38] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*,
(Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 1990)
- [39] 小田稔, “宇宙線”(改訂版) 裳華房, (1972).
- [40] M. Akashi et al., *Phys. Rev. D*, 24 (1981) 2353.
- [41] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, England, 1990).
- [42] M. Amenomori et al., *Phys. Rev. D*, 25 (1982) 2807.
- [43] J.R. Ren et al., *Phys. Rev. D*, 38 (1988) 1404.
- [44] J.R. Ren et al., *Phys. Rev. D*, 38 (1988) 1417.
- [45] D.J. Bird et al., *Phys. Rev. Lett*, 71 (1993) 3401.
- [46] M. Amenomori et al., *Phys. Rev. D*, 62 (2000) 072007.
- [47] M. Amenomori et al., *Phys. Rev. D*, 62 (2000) 112002.
- [48] 村山喬, “宇宙物理学” 共立出版株式会社, (1978).
- [49] B. Rossi and K. Greisen, *Rev. Mod. Phys.*, 13 (1941) 240.
- [50] R.W. Clay, Rapporteur Talk, *Proc. of the 19th Int. Cosmic Ray Conf. in LaJolla*, Vol.9 (1985) 357.
- [51] K. Kasahara and S. Torii, A subroutine package for fast simulation of air showers and response of surface detectors *Comput Commun.*, 64 (1991) 109-120.
- [52] M. Amenomori et al., *Astrophys. J.*, 461 (1996) 408.
- [53] T. Yuda, 日本物理学会誌, Vol.57 No.7 (2002) 484.
- [54] M. Amenomori et al., *Phys. Rev. D*, 47 (1993) 2675-2681.
- [55] A. Shiomi, *Dr., paper*, (2000)

- [56] J. Huang , *Master's paper*, (1999)
- [57] C.S. Zhang et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A283 (1989) 78-87.
- [58] K. Kamata and J.Nishimura, *Prog. Theor. Phys. Supp.*, 6 (1958) 93.
- [59] K. Greisen, *Progress in Cosmic Ray Physics*, ed. J.G.Wilson (North-Holland, Amsterdam), Vol.III (1956) 1.
- [60] D. Heck et al., Report FZKA 6019 (1998), J. Knapp and D. Heck et al., Report FZKA 3640 (1997), D. Heck et al., Report FZKA 5828 (1996), Forschungszentrum Karlsruhe;
http://www-ik3.fzk.de/~heck/corsika/physics_description/corsika_phys.html
- [61] K. Kasahara, Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf., Vol. 1, Roma, (1995) 399;
<http://eweb.b6.kanagawa-u.ac.jp/~kasahara/ResearchHome/cosmosHome/index.html>
- [62] J.Nisimura,*Handbuch der Physik*,XLVI/2, 1 (1967)
- [63] M. Amenomori et al., *Proc. 27th Int. Cosmic Ray Conf.*, Vol. 1, Hamburg, (2001) 18.
- [64] N.N. Kalmykov and S.S.Ostapchenko, *Yad. Fiz.*, 56 (1993) 105 ; *Phys. At. Nucl.* 56 N3 (1993) 346;
- [65] N.N. Kalmykov and S.S.Ostapchenko and A.I. Pavlov, *Izv. RAN Ser. Fiz.* 58 (1994) N12 p.21.
- [66] N.N. Kalmykov and S.S.Ostapchenko and A.I. Pavlov, *Bull. Russ. Acad. Science (Physics)* 58 (1994) 1966.
- [67] N.N. Kalmykov and S.S.Ostapchenko and A.I. Pavlov, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 52B (1997) 17.
- [68] S.S. Ostapchenko *private communications* (1996-2000).
- [69] G. Glauber and G.Matthiae, *Nucl. Phys.*, B21 (1970) 135.

- [70] S.P. Denisov et al., *Nucl. Phys.*, B61 (1973) 62.
- [71] M.M. Block and R.N. Cahn, *Revs. Mod. Phys.* 57 (1985) 563.
- [72] B.Z. Kopeliovich and N.N.Nikolaev and I.K.Potachnikova, *Phys. Rev.* D39 (1989) 769.
- [73] H.H. Mielke et al., *J. Phys. G* 20 (1994) 637.
- [74] G.B. Yodh et al., *Phys. Rev. D* 27 (1983) 1183.
- [75] T.K. Gaisser et al., *Phys. Rev. D* 36 (1987) 1350.
- [76] M. Honda et al., *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 525.
- [77] R.M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev. Lett.* 52 (1993) 1380.
- [78] K. Kasahara,
<http://eweb.b6.kanagawa-u.ac.jp/~kasahara/ResearchHome/EPICSHome/index.html>
- [79] K. Asakimori, et al., *ApJ*, 502, (1998), pp.278-283.
- [80] A.V. Sukhadolskaya, et al., *Astropart. Phys.*, 16,(2001), pp.13-46.
- [81] N.L. Grigorov, et al., *Proc. 12th Int. Cosmic Ray Conf. (Hobart)*,
Vol.5, (1971), pp.1746-1749.
- [82] T. Antoni, et al., *Astropart. Phys.*, 24, (2005), pp.1-25.
- [83] F.Di Pierro, et al., *Nucl.Phys. B (Proc. Suppl.)*, 165,(2007), pp.289-293.
- [84] S. Ogio, et al., *Astrophysical J.*, 612, (2004), pp.268-275.
- [85] M. Nagano, et al., *J. Phys. G*, 10, (1984), pp.1295-1310.
- [86] M. Nagano, et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 18, (1992), pp.423-442.
- [87] M.A.K. Glasmacher, et al., *Astropart. Phys.*, 10, (1999), pp.291-302.
- [88] M. Amenomori, et al., *Proc. 28th Int. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)*,
Vol.1, (2003), pp.143-146.

[89] <http://taws100.icrr.u-tokyo.ac.jp/>

謝辞

まず、この論文のテーマを与えてくださり、解析全般について、いろいろご指導して頂いた柴田先生に深く感謝致します。宇宙線理論、解析の手法のような細かいところまで教えてもらえて、また、本論文を理解して、細かく修正して頂き、且有効なコメントをして頂きました。本当に心より感謝しております。宇都宮大学堀田先生には、解析に関するたくさんの基本知識を細かく、いろいろと教えて頂き、本当に心より感謝しております。また、片寄先生からいろいろ解析の方法を教えて貰えて、深く感謝致します。本解析は東京大学宇宙線研究所の黄晶様から解析全般について協力してもらえて深く感謝致します。そして、神奈川大学の湯田先生には、本論文の全体の構成について御指導を頂き、また長い間解析全般の結果についての検討、そして何時でも質問等を早速解答して頂き、本当に心より感謝しております。そして、シミュレーションコードの作者、芝浦工業大学の笠原先生 (Epics の作者) とドイツの Institut für Kernphysik の Prof. D.Heck (Corsika の作者) からシミュレーションコードの使い方、シミュレーション計算及びシミュレーションモデル等について、いろいろと応援して頂き、本当に心より感謝しております。

そして、東京大学宇宙線研究所の瀧田先生、大西先生、埼玉大学の水谷先生、及び Tibet AS γ グループの諸先生方に長い間、本研究の解析全般について、たくさんの検討及び議論をとおして貴重な意見を頂き、本当に深く感謝致します。そして、東京大学宇宙線研究所小澤俊介様、川田様、塩見様には忙しい中御協力をして頂き深く感謝致します。

本研究のシミュレーション計算と実験データの解析は東京大学宇宙線研究所の計算機を利用して頂きました、深く感謝致します。