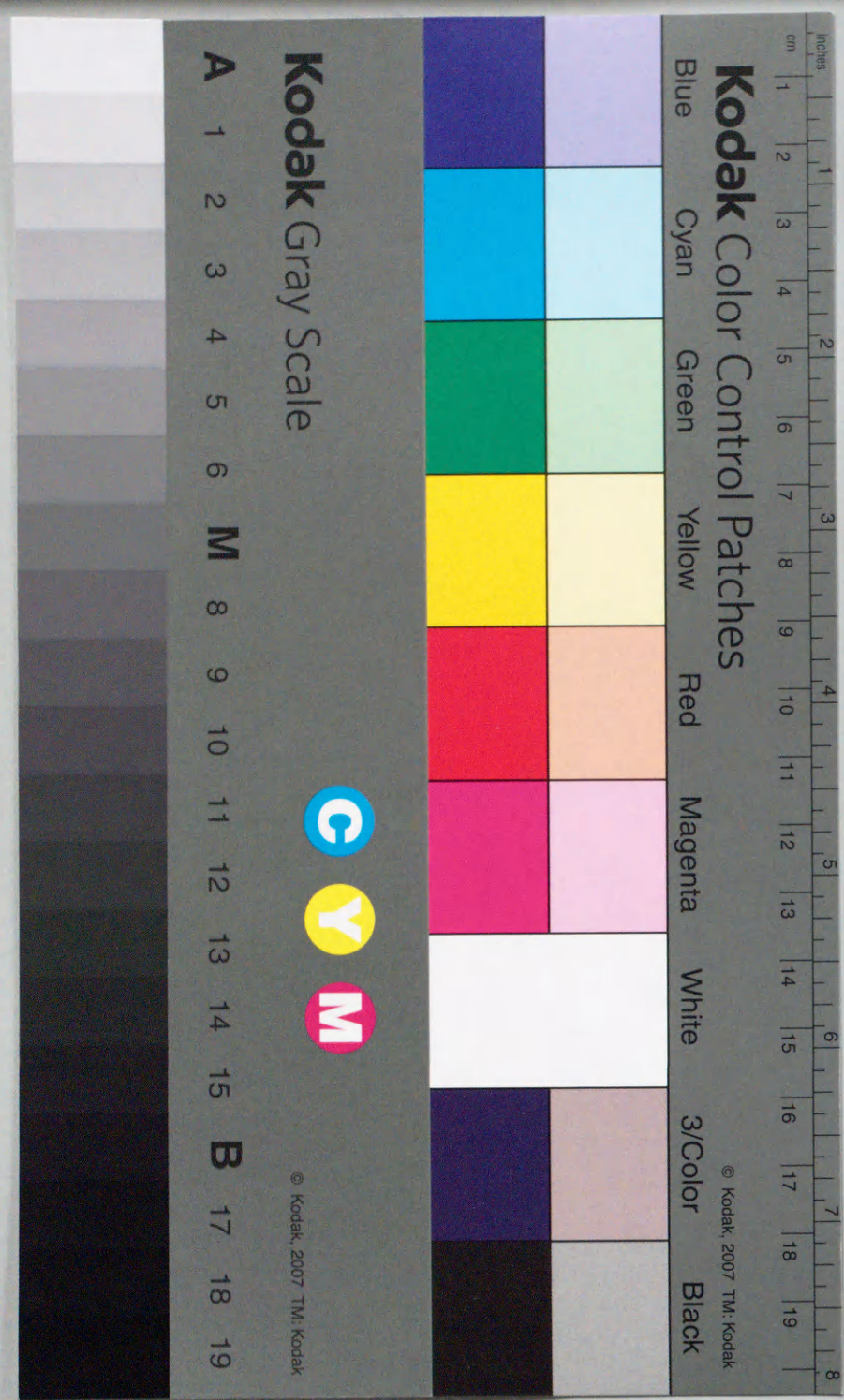


宇宙線陽子の Knee 領域における
到来強度

Toshiharu Saito
齋藤敏治



①

宇宙線陽子の Knee エネルギー領域における 到来強度

齋藤 敏治

1994 年 1 月

甲南大学大学院学位（博士）申請論文

学 位 論 文 要 旨

齋藤 敏治

宇宙線陽子の Knee エネルギー領域における到来強度

宇宙線のエネルギー・スペクトルは広いエネルギー領域に渡ってベキ乗則に従い、 $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ に Knee と呼ばれるベキの値が変化している領域が存在している。空気シャワー観測では $10^{15.3} \text{eV}$ でベキが -2.7 から -3.0 へ急激に変化している結果が得られているが、どのような原因でベキの変化が生じているかは明らかにされていない。

$10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ の領域でベキが変化している原因として種々のモデルが提案されている。1980 年代に Linsly 達は Knee 領域で宇宙線源が変わり、新しい宇宙線源の寄与が始まるためにベキが変化するというモデルを提案した。また、1992 年になり活動銀河が放出している γ 線が人工衛星による観測で確認されたが、これに基づき Protheroe 達は活動銀河から飛来した宇宙線陽子の寄与が Knee 領域に現れるモデルを提案している。他方、新たな宇宙線源を想定しなくても宇宙線の加速機構の変化で Knee の形成を可能にする Axford 達のモデルがある。われわれはこれらのモデルについて優劣を調べるために Knee 領域の宇宙線組成に着目した。特に宇宙線陽子成分は 100TeV 迄のエネルギー・スペクトルが直接観測で得られており、また、現在提案されている Knee 形成モデルの優劣を決める上において宇宙線中の陽子成分強度は決定的な情報である。

本研究では高エネルギー電磁成分を伴った空気シャワーの観測から一次宇宙線陽子成分の絶対強度を求める新しい解析方法をシミュレーション計算をもとに考案し、乗鞍観測所で行なわれた観測データに適用した。シミュレーションによると観測される高エネルギー電磁成分を伴った空気シャワーでは空気シャワーの総粒子数と高エネルギー電磁成分のエネルギー比、 $\text{Ne}/\Sigma E$ 、と高エネルギー電磁成分の広がり方を考慮すると観測例の中から陽子成分が優勢な領域を設定することができ、またシミュレーションで観測される陽子起源の観測例の生成率から一次宇宙線陽子成分の絶対強度を求めることができることが明らかになった。この方法を乗鞍で行なわれた連動実験に適用し $E \geq 3 \times 10^{15} \text{eV}$ で $(2.1 \pm 1.1) \times 10^{-8} \text{m}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ の絶対強度を初めて得ることができた。得られた陽子の絶対強度に対するシミュレーションで用いたモデルによる系統誤差は $\pm 20\%$ である。

Knee 領域においては、空気シャワー観測によって求められている全宇宙線強度に対して、陽子成分は 15% 以下という低い強度を与えることになり、 100TeV 領域では陽子成分が宇宙線の主要成分であるのに対し、Knee 領域ではもはや陽子は主要成分ではなくなっていることが明らかになった。 100TeV 以下のエネルギー領域で宇宙線の鉄成分のエネルギー・スペクトルはベキが -2.5 と緩やかなスペクトルとなって高エネルギー側へ伸びている。Knee 領域では鉄成分がこのまま伸びて陽子のかわりに主要成分となって、ベキの変化を起こしている可能性が強くなった。

本研究で得られた陽子成分の絶対強度は Knee 領域に活動銀河からの陽子成分の寄与で Knee が形成されたとした Protheroe のモデルに対し、陽子成分の強度が全宇宙線強度の 15% 以下であることから成立は困難となった。Knee 形成モデルについては銀河系内の宇宙線の加速効率の変化と宇宙線の銀河系からの洩れだしにより生じていると考えることができることを示した。

目次

1 序章	1
2 宇宙線の銀河内伝播と加速	7
2.1 伝播のモデル	8
2.1.1 Leaky Box モデル	8
2.1.2 Nested Leaky Box モデル	9
2.1.3 Closed galaxy モデル	9
2.2 宇宙線粒子の加速機構	10
2.2.1 宇宙線のエネルギー収支	11
2.2.2 フェルミの統計加速	12
2.2.3 衝撃波による加速	15
2.3 銀河宇宙線源と宇宙線組成の関係	18
2.3.1 超新星などの衝撃波	18
2.3.2 活動的な天体	19
3 宇宙線エネルギースペクトルと組成の測定	21
3.1 10^{14} eV 以下のエネルギー領域で得られている結果	22
3.2 10^{14} eV 以上のエネルギー領域で得られている結果	28
3.2.1 空気シャワーの観測による結果	29
3.2.2 高山における高エネルギー成分の観測による結果	32
3.2.3 地下における宇宙線ミュオン観測による結果	36
3.2.4 空気シャワーとミュオン束の連動観測による結果	40
3.2.5 空気シャワーと高エネルギー電磁及びハドロン成分の連動観測による結果	40
3.3 まとめ	43
4 乗鞍における空気シャワーとエマルジョンチェンバーの連動実験	47
4.1 実験装置の概説	47
4.2 空気シャワー観測装置	48
4.3 エマルジョンチェンバー	53
4.4 バースト検出器	54
5 乗鞍実験の結果	57
5.1 エマルジョンチェンバーによる観測	57
5.2 一般の空気シャワーの観測結果	61

5.3 Tagged-空気シャワーの観測結果	62
6 空気シャワーのモンテカルロシミュレーション	67
6.1 ハドロン相互作用	68
6.2 宇宙線のエネルギースペクトルと組成	72
6.3 シミュレーション計算	77
7 シミュレーションの結果	79
7.1 空気シャワーのサイズと一次宇宙線のエネルギーの関係	79
7.2 組成の分解能力	88
7.3 Tagged-空気シャワーから組成強度を求める方法	89
8 シミュレーションと実験結果との比較	97
8.0.1 一次陽子の絶対強度の乗鞍実験データからの推定	99
9 まとめと考察	109

Chapter 1

序章

宇宙線が物理学に華々しく登場したのは1930年代である。その後、宇宙線の中に陽電子、ミューオン、パイオン等新粒子が相次いで発見され、宇宙線が引き起こす高エネルギー反応によって未知の現象が次々に発見されて、1950年代以降の素粒子物理学のへと大きく発展していった。一方では、1950年代になり、気球、人工衛星などの飛翔体によって大気頂上部あるいは大気圏外において宇宙線を直接観測することができるようになってから、宇宙線そのものの研究が本格的に始められた。宇宙線粒子の原子核種別のエネルギースペクトルが測定され、これらの観測結果からはじめて宇宙線の起源、すなわちどこで生まれ、どのように加速されて超高エネルギーを得たのか、また宇宙線が星間空間をどのように伝播してわが地球に到着したのかが議論できるようになった。しかし現在に至るまで、これらの問題に対して本質的な解明がなされていない。大部分が荷電粒子である宇宙線は星間空間中を伝播する間に、星間空間の磁場により軌道が曲げられる。このため方向の情報が失われてしまい宇宙線源の候補天体の同定を不能にする。この問題を解くことを非常に困難にしている。それにも関わらずこれまで宇宙線源について多くの研究、観測が行われてきた。殊に近年では星間空間磁場の影響を受けない高エネルギーのガンマ線を用いた点源探査が精力的に行なわれているが、現時点においても 10^{15} eV以上の宇宙線源を捉えた確証は得られていない。

宇宙線の起源を探る研究の中でこれまで観測されてきた観測量を調べ直し、更に詳しい情報か

ら研究を進めようとする方法が近年、各所で行なわれ始めている。宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギー領域で異なった観測方法が使用される。宇宙線のエネルギーが100TeV以下の領域については人工衛星や気球を用いた直接観測で行なわれている。この方法では宇宙線粒子の原子核種別のエネルギースペクトルが直接得られる。直接観測では観測装置を宇宙空間や地球大気上層部まで持ち上げるため、観測装置の大きさと重さの制限があり、この制限のため観測できる宇宙線の頻度とエネルギー領域がきまる。現在の観測装置では100TeV以上のエネルギー領域を観測するのは困難である。

100TeV以上の宇宙線観測は地上に設置された大面積の観測装置を用いて、宇宙線が地球大気に突入し発生させた空気シャワー現象を観測するという間接的方法により行なわれている。この方法では宇宙線粒子を直接捉えていないためにエネルギーの決定精度と宇宙線粒子の原子核種の決定精度は直接観測には及ばない。しかし 10^{20} eVにまでおよぶ超高エネルギー領域まで観測することができ、観測頻度も十分に得ることができる。

今までに得られている直接観測と間接観測で得られた宇宙線粒子のエネルギースペクトルは図1.1に示したようになっている。この図から見てもわかるように、宇宙線のエネルギースペクトルは2つの大きな特徴を持っている。一つは広いエネルギー領域に渡ってエネルギースペクトルがエネルギーのベキ乗の形で表されていることである。このことは宇宙線の加速がFermiによってはじめて導入された「統計加速」によって主として行なわれていることを示唆しているが、我々が宇宙線の起源と宇宙空間における振舞いを明らかにしようとする時、常に考えておかなければならない重要な情報である。

もう一つはエネルギースペクトルのベキが変化している領域が存在することである。間接観測である空気シャワー観測の結果では宇宙線のエネルギーが $10^{15.3}$ eVのあたりでスペクトルのベキが-2.7から-3.0に変化している。この変化は足の膝の様に少し曲がって見えるのでKneeと呼ばれ、宇宙線物理学ではKnee問題として長年注目されて来た。しかしどのような原因でベキの

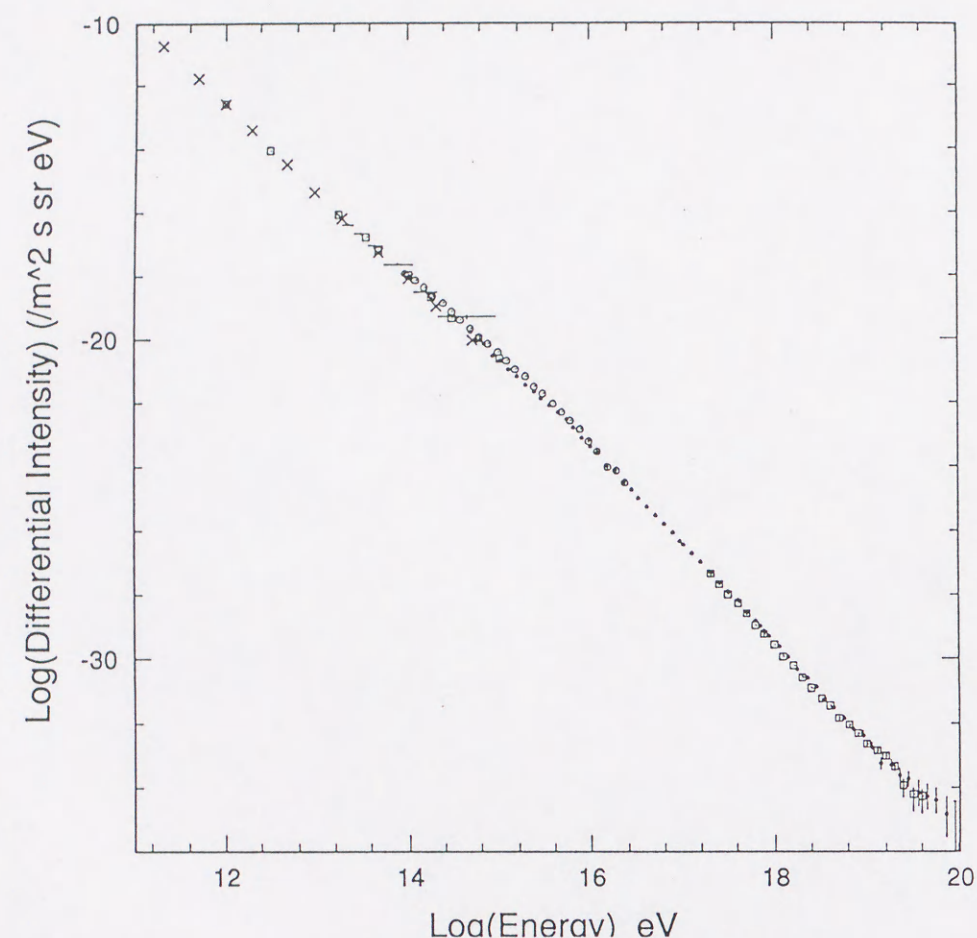


図 1.1: 直接観測と間接観測の観測結果をまとめた宇宙線のエネルギースペクトル、+は JACEE の気球観測、×は青山、弘前の気球観測データ。黒丸は明野観測所で得られた空気シャワーからのデータ、○は BASJE の空気シャワーからのデータ。四角は Fly's Eye の観測データである。

変化が生じているかは現在でも明らかにされていない。

このような宇宙線エネルギースペクトルの特徴が宇宙線の起源と星間空間での伝播機構の謎を解く重要な鍵ではないかと考えられる。特に Knee 問題に対してはこれを形成するモデルとして色々なモデルが提案されてる。1980 年代に Linsley 達は Knee 領域よりも高いエネルギー領域で急激に新しい宇宙線源からの寄与が始まり Knee が形成されるというモデルを提案した。この Linsley 達のモデルでは新しい宇宙線源がどのようなものであるかについては触れていなが、直接観測で得られている宇宙線組成に対しての急激な変化を予想している。Linsley 達のモデルを発展させた Karakura 達のモデルは新しい宇宙線源として中性子星を考え、中性子星で加速された宇宙線陽子成分が Knee を形成していると提案している。また、最近活動銀河からの高エネルギーγ線が衛星観測で検出されたことから Protheroe 達は活動銀河から飛来した宇宙線陽子が Knee 現象を引き起こしているというモデルを提案している。Protheroe 達のモデルでは Knee 領域での宇宙線組成はほとんどが陽子成分であると考えられている。他方、Axford は新しい宇宙線源の寄与を考えなくても、宇宙線の主たる加速機構が Knee エネルギー前後で変化しているため、ベキに変化が生じているというモデルを提案している。Axford のモデルでは Knee エネルギー以下の宇宙線を加速しているのは主に超新星爆発で生じた強い衝撃波であり、1 個の超新星爆発で生じた衝撃波により加速される宇宙線の最高エネルギーは宇宙線粒子の電荷に比例し、陽子では約 10^{14} eV となり、Knee 領域に至るまでは重い原子核成分の比重が増加し、さらに Knee 領域の $10^{15.3}$ eV 以上では星間空間に多数存在する超新星残骸の弱い衝撃波による多重散乱に宇宙線の加速機構の主力が移行するためにベキが変化するとしている。

このような Knee 形成モデルの現状からすると、Knee 領域では陽子が主成分なのか、逆にもう僅かな比率しか占めていないのかを実験的に明らかにすることが決定的に重要であると考えられる。宇宙線陽子成分は JACEE グループなどの直接観測により 100 TeV 程度までエネルギースペクトルが得られている。これによると数 10 TeV 以下では陽子は常に 40% 以上を占めているが、

100TeV に近づくと減少し始めているように見える。この傾向の真偽は直接観測の統計量の増加を待つまでもなく、エネルギーが 1 桁以上高い Knee 領域での陽子強度を決定できれば決着がつく。

さて現在までの Knee 領域における宇宙線組成の観測結果はどうであろうか。宇宙線が地球大気中で生成する空気シャワーの総粒子数とミュー粒子数の相関から宇宙線粒子の平均核子数を求める観測方法を用いた Staver 達は Knee 領域の組成はほとんど陽子成分であると報告している。また、MACRO グループなどは深い地下のトンネル中で空気シャワー中心部の狭い領域に多数のミュー粒子が検出されるミュー束現象の観測しているが、検出されるミュー束中の平均ミュー粒子数とシミュレーションとの比較から陽子などの軽い原子核が主要成分であると報告している。他方、宇宙線が地球大気中で生成した高エネルギー電磁成分のみを観測している Fuji-Kanbara グループによるエマルジョンチェンバーの観測では、100TeV 以下の領域に比べると Knee 領域では陽子成分の強度が全核種成分のうちの 20 % 以下にまで減少していると報告している。また、空気シャワーが大気中を伝播するさいに放出するシンチレーション光を利用して空気シャワーの大気中での最大発達の深さを観測している Fly's eye グループは観測結果をシミュレーションと比較した場合、宇宙線の組成が直接観測で得られている組成をそのまま Knee 領域に外挿したシミュレーションでは、観測結果が再現できずに、もっと重い原子核成分を仮定しなければならないと報告している。このように Knee 領域の組成は観測方法とシミュレーションにより混沌とした結果がえられている。また、観測結果の解釈の多くはシミュレーションで仮定した宇宙線組成モデルに強く依存しており、得られる結果も各成分間の強度比に限られ、成分別の絶対強度が与えられていない。これはこれまでの観測結果が宇宙線の起源と星間空間での伝播についての理論的研究にとって充分堅固な資料になりにくかった原因ともなっている。

本研究ではこの混沌とした状況を少しでも打開したいという目的で新しい方法を導入する。高エネルギー電磁成分を伴った空気シャワーの観測から一次宇宙線陽子成分の Knee 領域における絶対頻度を求める新しい解析方法をシミュレーション計算をもとに考案し、乗鞍観測所で行なわ

れた実験から得られた観測データに適応する。高エネルギー電磁成分を伴った空気シャワーが一般の空気シャワーと異なる点は空気シャワー粒子の平均エネルギーが 1 粒子あたり 0.1GeV 程度なのに対し、観測される高エネルギー電磁成分は空気シャワー粒子の平均エネルギーの 4 桁以上高い 1TeV 以上のエネルギーを持っていることである。電磁成分の大気中における発達 は早く、大気上層部で発生した高エネルギー電磁成分は観測装置の設置してある高度に達する前に減衰し、消滅してしまう。このため観測高度で捉えられる高エネルギー電磁成分は宇宙線粒子が大気深く迄、相互作用せずに突っ込んでくるか、もともとのエネルギーが非常に高い場合に限って観測される。同じエネルギーの陽子と鉄原子核の場合、衝突断面積の小さな陽子が突っ込みやすく従って有利に観測されることになる。本研究では高エネルギー電磁成分を伴った空気シャワーのシミュレーション計算により観測例の中から特に陽子成分を多く含む空気シャワー群を取り出すために最も有利な条件を発見し、一次宇宙線陽子成分がその条件に従う効率を求める。この結果を実際の観測例に適用し、Knee 領域ではじめて一次宇宙線エネルギーと陽子成分の絶対強度を導く。

本論文ではまず Chapter 2 において宇宙線の星間空間における伝播モデルと宇宙線粒子加速機構について簡単にまとめを行ない、Chapter 3 において現在までに得られている実験的結果について解説する。つぎに Chapter 4 と Chapter 5 で 乗鞍観測所で行なわれた実験とそのデータについて述べ、Chapter 6 と Chapter 7 では我々が用いる空気シャワーシミュレーションのモデルとそれによる諸結果、さらに、いかにして実験データから陽子成分の絶対頻度を見積もるのかについて解説する。Chapter 8 において実際にシミュレーションの結果と実験データの比較をおこない、陽子成分の絶対頻度を求め、Chapter 9 において求められた陽子成分の絶対強度に基づき、Knee 形成モデルを検討し、われわれの結果から得られる宇宙線の起源と伝播について望ましいモデルは何かについて論じる。

Chapter 2

宇宙線の銀河内伝播と加速

宇宙線の問題は大きく分けて2つの部分に分けて考えることができる。1つは宇宙線源である。どのようにして宇宙線を生成するのが問題となる。これが宇宙線加速の問題である。次に、加速された宇宙線が星間空間中を星間磁場の影響を受けながら漂い、我々に観測されるまでの過程、伝播の問題がある。宇宙線の加速については、宇宙空間や特定な天体の周辺で電場を生成させ荷電粒子である宇宙線の加速が考えられているが、電場を生成する方法により加速機構が異なる。加速機構については宇宙線のエネルギースペクトルがエネルギーのべき乗で表されることからべき乗則を満足する機構が考えられている。伝播の問題については星間磁場の強さが約 $3\mu\text{G}$ と言われ [8]、ほとんどが荷電粒子である宇宙線はこの星間磁場からのローレンツ力の作用により進行方向が曲げられる。そのラーモア半径は 10^{15}eV の一次陽子宇宙線で約 0.3 パーセク (pc) になる。銀河円盤の厚さを約 1kpc とすると 10^{18}eV 以上の宇宙線のラーモア半径の大きさと銀河円盤の厚みが同程度となり、星間磁場により宇宙線を銀河円盤に閉じ込めておくことはできなくなる。他方、星間磁場は一樣ではなく”乱れ”がある。乱れの大きさは 10pc 程度であると考えられている [8]。従って、ラーモア半径がこれよりも小さい $10^{16}\text{eV}/n$ 以下の宇宙線は大きな散乱を受け比較的長期間銀河円盤内に滞在したのち銀河系外に洩れだしてゆく。他方、これよりも高いエネルギーの宇宙線が銀河磁場から受ける散乱の影響は少なくなり、比較的短期間に銀河系から洩れだしてゆくと考えられている。この章では宇宙線の伝播と加速の主なモデルについて簡単にまとめる。

2.1 伝播のモデル

銀河系内における宇宙線の伝播について、これまでに論じられている3つのモデルについて述べる。

2.1.1 Leaky Box モデル

このモデルは Ormes と Freier [9] によって提案されたものである。銀河円盤内に宇宙線源が存在し、星間磁場により宇宙線は銀河円盤に閉じ込められるが、エネルギーに依存して銀河系内から宇宙線が拡散で洩れ出すと考える。銀河系内を伝播途中で星間物質との衝突などエネルギーが変化させるような過程を無視する近似では、時刻 $t=0$ に宇宙線源から $N_0(E)$ 個の宇宙線が放出されて、時刻 $t+dt$ の間に銀河円盤内から洩れ出す数 $N(E, t)$ 個は銀河円盤内での平均滞在時間を τ として

$$N(E, t)dt = N_0(E)\frac{1}{\tau}e^{-\frac{t}{\tau}}dt \quad (2.1)$$

となる。 τ としては Simon 達によるスペースシャトルを用いた直接測定の結果 [22] から

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_0 & E/n < 2\text{GeV} \\ \tau_0 E^{-0.4} & & E/n > 2\text{GeV} \end{aligned} \quad (2.2)$$

が得られていて、高いエネルギーでは τ はエネルギーの関数になる。ここに、 τ_0 は

$$\tau_0 \cong 2 \times 10^7 \text{year} \quad (2.3)$$

と推定されている。 n は宇宙線粒子（原子核）の核子数であり、 E/n は1核子当たりのエネルギー (GeV) である。また、時間 t は年の単位で表されている。宇宙線源でのエネルギースペクトルを $N_0(E)dE = N_0 E^{-\gamma} dE$ とすると観測される宇宙線の高エネルギー側 ($E/n > 2\text{GeV}$) における微分スペクトルは一般的に

$$N(E)dE = \tau E^{-\gamma} dE \propto E^{-\gamma-0.4} dE \quad (2.4)$$

で表される。 10^{15} eV 領域まで平均寿命のエネルギー依存性がこのまま保たれているかは不明であるが、もしこのままの勾配でスペクトルが延びているとすると、エネルギーが高くなるにつれて宇宙線の源は地球から近いところとなる。

2.1.2 Nested Leaky Box モデル

中性子星やブラック・ホールを含む連星系のようにコンパクトな天体が宇宙線源であるとする、宇宙線源の周辺では比較的強い磁場が存在し、星間空間よりは密度の高いガスが線源を包んでいる可能性がある。Cowsik と Wilson [10] は宇宙線がこの宇宙線源の周辺領域から脱出するまでの過程と、銀河円盤内での伝播及び銀河円盤外への洩れだしの 2 つにわけて宇宙線の伝播を考えるモデルを提案した。宇宙線源領域から脱出するまでの平均物質通過量を λ_s 、銀河円盤中での平均物質通過量を λ_g とすると、宇宙線が発生源から放出されて銀河円盤を出るまでに通過する物質量が $\sim \lambda + d\lambda$ である確率を $P(\lambda)d\lambda$ とすると、 $P(\lambda)$ は次のようになる。

$$P(\lambda) = \frac{1}{\lambda_s \lambda_g} \int_0^\lambda \exp \left[-\frac{\lambda'}{\lambda_s} - \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda_g} \right] d\lambda' = \frac{1}{\lambda_g - \lambda_s} \left\{ \exp \left[-\frac{\lambda}{\lambda_g} \right] - \exp \left[-\frac{\lambda}{\lambda_s} \right] \right\} \quad (2.5)$$

Leaky Box モデルとの違いは $\lambda_g \geq \lambda_s$ の場合に現れるが、現在までに観測されている 10^{14} eV 以下の低いエネルギー領域における直接観測のデータの範囲内では後の第 3 章で述べるように Leaky Box モデルとの差はそれほど明らかではない。

2.1.3 Closed galaxy モデル

Rasmussen と Peters [11] は、宇宙線は銀河円盤内の各所で発生し伝播してゆくが、銀河円盤を出た宇宙線は外側のハローに閉じ込められると云う Nested Leaky Box の 1 つの変形モデルを提唱した。ハローに閉じ込められた宇宙線は Nested Leaky Box モデルと異なり再び銀河円盤内に侵入するので、地球に達する宇宙線には、非常に長期間ハローに滞在して戻ってきた成分と銀河円盤内に閉じ込められている比較的若い成分の 2 種類があることになる。このモデルの特徴は 10^{18} eV 以上の超高エネルギー宇宙線でも $1\mu\text{Gauss}$ 程度の磁場を持つハロー内に閉じ込めること

が可能であるということであり、従ってまた、超高エネルギー宇宙線の到来方向に異方性が非常に少ないという観測結果を説明できることである。さらに、このモデルでは軽い原子核 (L) と CNO などの中間の重さの原子核 (M) の強度比, L/M 比が大きくなるのが特徴である。これは高いエネルギーの宇宙線程ハロー内に長い時間滞在して銀河円盤を何回も通過するため、ハローや銀河円盤中の物質との相互作用の機会が多くなり二次的に作られる軽核の割合が増えるからである。

2.2 宇宙線粒子の加速機構

観測されている宇宙線のエネルギーは図 1 に示したように 10^{20} eV まで延びている。宇宙線の発見当初には想像もできないことであったが、なぜ宇宙線がこのような高いエネルギーまで存在しているのかは今日に至っても最大の謎として残されている。ここで、宇宙線の観測から得られている加速機構に対する制約条件について考えてみる。宇宙線の微分エネルギースペクトルは $E^{-\alpha}dE$ で表され、エネルギー領域により α は 2.6 ~ 3.0 の範囲の値を持つ。宇宙線の加速機構は銀河系内の伝播を考慮してこの観測されたエネルギースペクトルを再現しなければならない。また、エネルギーが $E/n > 2\text{GeV}$ の領域において宇宙線の年齢は 10^7 年以下であるから、加速に要する時間も、 10^7 年より短くなければならない。また、Leaky Box モデルや Nested Leaky Box モデルでは 10^{18} eV 以上の宇宙線を銀河円盤内に閉じ込めることは銀河円盤の大きさや星間磁場の強度の制限から無理になり、このエネルギー以上の宇宙線については Closed galaxy モデルか、さもなくば起源を銀河系外に求めなければならない。最近打ち上げられた Compton GRO 衛星 [12] による観測では多くの活動銀河核からの 1GeV 領域のガンマ線が観測されている。このことから 10^{16} eV 領域の宇宙線も銀河系外の活動銀河核が起源だとすると $10^{15} \sim 10^{16}$ eV 領域の Knee が説明できるとする説が Protheroe と Zabo によって提唱されている [14]。

ここでは宇宙線の加速源をエネルギー収支に着目して考え、次に 1940 年代にフェルミが提案した統計加速 [15] を解説し、最後に $10^{14} \sim 10^{17}$ eV 領域について現在考えられている加速機構を解説

する。

2.2.1 宇宙線のエネルギー収支

銀河系内空間における宇宙線のエネルギー密度は $F(> 10\text{GeV}) \times 10\text{GeV}/c \simeq 1\text{eV}/\text{cm}^3$ である。ここに $F(> 10\text{GeV})$ は 10GeV 以上の宇宙線の強度である。これは星間磁場のエネルギー密度 $\frac{H^2}{8\pi} \sim 0.3\text{eV}/\text{cm}^3$ とほぼつりあっている。宇宙線が閉じ込められている銀河系内空間の大きさは半径 10kpc 、厚さ 1kpc ($1\text{pc} = 3.08 \times 10^{18}\text{cm}$) の円盤である。この空間における宇宙線の全エネルギーは以下のように推定される。

$$1\text{eV}/\text{cm}^3 \times \pi(10\text{kpc})^2 \times 1\text{kpc} \cong 8 \times 10^{66}\text{eV} \cong 5 \times 10^{54}\text{erg} \quad (2.6)$$

ここで宇宙線の寿命 $\tau_{CR} \cong 10^7$ 年程度とすると、毎秒あたりのエネルギー発生量として

$$5 \times 10^{54}\text{erg}/10^7\text{y} = 5 \times 10^{47}\text{erg}/\text{y} \cong 2 \times 10^{40}\text{erg}/\text{sec} \quad (2.7)$$

程度のエネルギーを銀河系内のどこかで供給しなければならない。このようなエネルギーが供給できるはっきりした宇宙線源は現在見つかっていない。これを供給できるエネルギー源の候補としては超新星に代表される爆発的現象やブラックホールやパルサーなどの非常に活動的なコンパクト天体が考えられる。

超新星は強く縮退した電子の圧力で支えられた星の中心部で炭素などの核融合によるエネルギー発生が暴走した場合や元素合成が進んで核エネルギーを使い果たした重い星の中心部が重力崩壊した場合に爆発を起こす現象であり、銀河系内では約 30 年に 1 度程度の割合でおきていと考えられている。この超新星が放出する全放出エネルギーは 10^{51}erg 程度で、超新星が出現する時間平均で単位時間当たりの放出エネルギーを推定すると $10^{41}\text{erg}/\text{sec}$ 程度となり、 $10^{40}\text{erg}/\text{sec}$ を必要とする銀河宇宙線の補給量としては十分である。しかし、どのようにして宇宙線にエネルギーが供給されるか加速機構が問題である。

パルサーとは強い磁場を持ち高速で回転をする中性子星である。標準的な中性子星の質量は大

陽質量の 1.4 倍、半径は約 10km 、磁場は表面で 10^{12} ガウス程度とされている。この中性子星がもつ回転エネルギー E_r は慣性能率を I 、回転角速度を Ω とすれば

$$E_r = \frac{I\Omega^2}{2} \quad (2.8)$$

であり、その時間変化は

$$\frac{dE_r}{dt} = I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = -I \frac{(2\pi)^2}{T^3} \frac{dT}{dt} \quad (2.9)$$

となる。ここで T は回転の周期である。例えばかにパルサーの場合 $T = 33\text{msec}$ であり、

$$\frac{dT}{dt} = 13.5 \times 10^{-6}\text{sec} \cdot \text{year}^{-1} \quad (2.10)$$

である。 $r = 10\text{km}$, $M = 10^{33}\text{g}$ とすると、

$$I = \frac{2}{5} r^2 M \sim 10^{45}\text{g} \cdot \text{cm}^2 \quad (2.11)$$

であるから、

$$-\frac{dE_r}{dt} \sim 5 \times 10^{38}\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \quad (2.12)$$

となる。超新星の半分がパルサーを残し、パルサーの有効な寿命を 10^4 年とすると、パルサーによるエネルギー放出は

$$-\frac{dE_r}{dt} \times \frac{3}{100\text{year}} \times \frac{1}{2} = 7.5 \times 10^{40}\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \quad (2.13)$$

となる。この回転エネルギーの放出が効率良く粒子加速に用いられるならば宇宙線源として十分なエネルギーを持っている。[13]

2.2.2 フェルミの統計加速

1949 年にフェルミは当時人工の加速器の及ばない高いエネルギーを持つ宇宙線を星間空間で加速する機構をはじめて考案し、統計加速と呼ばれている方法を提案した [15]。これは星間空間に存在が予想されていたランダムに運動する磁気雲 (磁場を伴ったプラズマ) を想定して考えられたものである。このモデルは近年においては超新星による加速機構に適応されている。

星間空間中を磁場 B を持つプラズマ雲が速度 V で移動していて、エネルギー E 、運動量 P 、速度 $v \sim c$ の宇宙線 荷電粒子 がこの磁気雲と正面衝突するような系を実験室系と呼ぶことにする。磁気雲の静止系でこの宇宙線を見るとエネルギー E と運動量 P はローレンツ変換によって次のようにそれぞれ E^* と P^* に変換される。

$$\begin{aligned} E^* &= \gamma(E + \beta cP) \\ P^* &= \gamma(P + \frac{\beta}{c}E) \end{aligned} \quad (2.14)$$

ここに $\beta = \frac{V}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ である。磁気雲で反射された後の粒子は磁気雲の静止系では逆向きに走っているが、そのエネルギー E^* は変わらない。これを元の実験室系で見ると、エネルギー E' は

$$E' = \gamma(E^* + \beta cP^*) = \gamma^2(\beta^2 + 1)E + 2\gamma^2\beta cP \quad (2.15)$$

従って、エネルギーの増加分 ΔE は以下になる。

$$\Delta E = E' - E = 2\gamma^2\beta^2 E + 2\gamma^2\beta cP = 2\gamma^2 E \left(\frac{V^2}{c^2} + \frac{V}{c} \cdot \frac{v}{c} \right) \quad (2.16)$$

星間空間内の磁気雲の速度を 300km/sec 程度、粒子の速度 $v \sim c$ とすると追突の場合は減速される。実験室系における磁気雲の運動方向とこれに衝突する宇宙線の運動方向とのなす角度が θ の場合は P を $P \cos \theta$ と置きかえて (2.15) は

$$\Delta E \cong 2E \left(\frac{V^2}{c^2} + \frac{v}{c^2} V \cos \theta \right) \quad (2.17)$$

となる。衝突する角度がランダムとすると V/c の項は消えるので、1 回の衝突で得る平均のエネルギーは

$$\Delta E \simeq 2 \left(\frac{V}{c} \right)^2 E \cong \alpha E \quad (2.18)$$

が期待できる。ここに $V/c \ll 1$ として $\gamma^2 \simeq 1$ とおいた。これをフェルミの 2 次加速、または 2 次の統計加速と呼んでいる。したがって (2.18) から n 回の衝突により宇宙線のエネルギーは

$$E = E_0 \exp(\alpha n) \quad (2.19)$$

を得る。

一方、銀河円盤内を伝播する宇宙線が Leaky Box モデルで考えられるように銀河円盤から平均滞在時間 T_0 で洩れ出すとすれば、宇宙線が洩れ出すとすると、銀河円盤内に時間 t 以上滞在する宇宙線の個数は

$$N(t) = N_0 \exp(-t/T_0) \quad (2.20)$$

と考えられる。 T_0 時間内に宇宙線が磁気雲と衝突する平均の回数を n_0 とすると

$$\frac{t}{T_0} = \frac{n}{n_0} \quad (2.21)$$

とおくことができる。従って

$$N(t)/N_0 = \exp[-n/n_0] = \exp[\ln(E/E_0)^{-\frac{1}{\alpha n_0}}] = (E/E_0)^{-\frac{1}{\alpha n_0}} \quad (2.22)$$

このように逆ベキ乗の積分スペクトルが得られる。実際、観測されている宇宙線のエネルギー スペクトルは逆ベキ乗であるから、これと同じベキ乗型が得られるのがフェルミ加速の魅力である。しかし、式 (2.22) における α 及び n_0 の値は

$$\alpha = \left(\frac{V}{c} \right)^2 \simeq 10^{-6 \sim -7}, \quad n_0 \sim 10^{5 \sim 6} \quad (2.23)$$

と推定されるので、ベキの大きさは

$$\frac{1}{\alpha n_0} = 1 \sim 10^2 \quad (2.24)$$

となる。観測結果のベキは -2 程度であるから、これと比較すると大き過ぎる値を持つ。これはフェルミ加速の加速効率の低さを示していると考えられる。逆に、ベキを実験値に合わせようとすると、加速に要する時間が非常に長くなる。

もし、磁気雲との正面衝突のみを繰り返すような状況があれば、式 (2.17) の第 2 項が消えずに残り加速効率は $\frac{V}{c}$ に比例することになり、効率が著しく良くなる。このような状況はお互いに接近しつつある磁気雲の間を宇宙線が繰り返し往復するような場合である [18]。このような 1 次の

加速をフェルミ加速と呼んでいる。仮にこの磁気雲を超新星爆発の際に放出された残骸と考えると、時間と共にこの残骸は膨張し、他の超新星残骸とで空間的に囲まれた領域の存在が考えられる。このように複数の超新星残骸が存在している領域では1次のフェルミ加速が行なわれている可能性がある。

2.2.3 衝撃波による加速

超新星爆発をはじめとして星の表面における爆発（フレア）やその他の急激なエネルギー放出がプラズマ中で起きたり、中性子星やブラックホールなどのコンパクトな系向かってへその周囲からガスが激しく降り積もるとそこに衝撃波が発生する。この衝撃波面に向かって宇宙線が入射する場合を考える。図 2.1 に示すように衝撃波面の静止系から見て、衝撃波面へプラズマの流れ

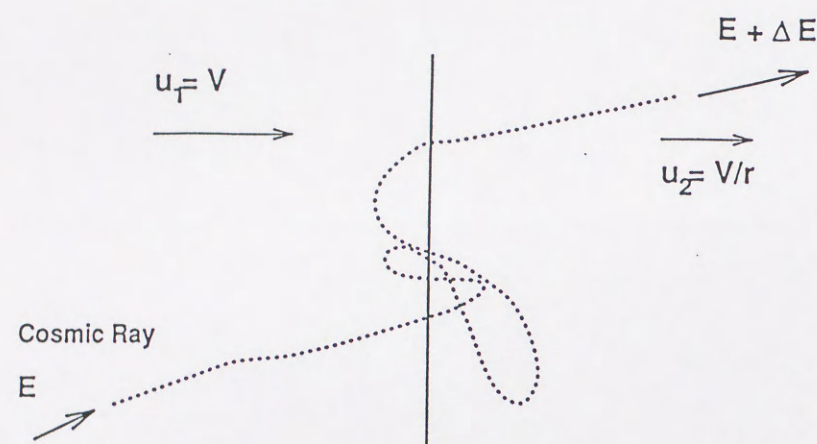


図 2.1: 衝撃波による宇宙線の加速

が向かってくる側を上流とすると、このプラズマが左から $u_1 = V$ の速度で流入し、衝撃波面の右側では速度 u_2 で流れていく。この方向を下流とする。この場合、衝撃波でプラズマは圧縮されるので、圧縮比 u_1/u_2 を r と書くと、

$$u_1 \equiv V = r u_2 \quad r > 1 \quad (2.25)$$

となる。この衝撃波に磁場が伴っていると宇宙線は磁場により散乱されて衝撃波の上流と下流を何度か往復する。これは1次のフェルミ加速と同じ現象で、(2.17) を角度平均すると1回衝撃波

面を通過するたびに平均

$$\Delta E = \frac{4V}{3c} \left(1 - \frac{1}{r}\right) E \quad (2.26)$$

のエネルギーを得る。宇宙線の散乱自由行程が衝撃波全体に比べて小さいとすれば、宇宙線は何回も散乱を受け衝撃波の上流と下流に対して対称的となる。宇宙線の密度を n とすれば、衝撃波の上流から一様な角度分布で流れ込む宇宙線の数毎秒

$$\frac{nc \times 2\pi \int_0^1 \cos \theta d \cos \theta}{4\pi} = \frac{nc}{4} \quad (2.27)$$

他方、下流から逃げ出す宇宙線の量は

$$n u_2 = \frac{nV}{r} \quad (2.28)$$

となる。宇宙線が1回の散乱当たり逃げ出す確率は

$$\eta = \frac{n u_2}{\frac{nc}{4}} = \frac{4u_2}{c} \quad (2.29)$$

となり、衝撃波面を N 回通過する確率は

$$P_N = (1 - \eta)^N = \exp[-\eta N] \quad (2.30)$$

となる。これを加速効率の式 (2.29) と組み合わせて考えると宇宙線の積分エネルギースペクトルは

$$I(> E) \propto E^{-3/(r-1)} \quad (2.31)$$

で表される。衝撃波の理論から圧縮率は強い衝撃波の場合、 $r = 4$ で弱い衝撃波の場合はこれよりも小さな値を取ると考えられている。従って強い衝撃波の場合、積分エネルギー スペクトルは

$$I(> E) \propto E^{-1} \quad (2.32)$$

で表され、弱い衝撃波の場合はエネルギー依存性がきつくなる。

このメカニズムによる粒子加速は太陽表面におけるフレアや地球磁気圏のプラズマや彗星の前面で発生した衝撃波による粒子加速が観測されている [16]。観測されているこれらの現象は加速

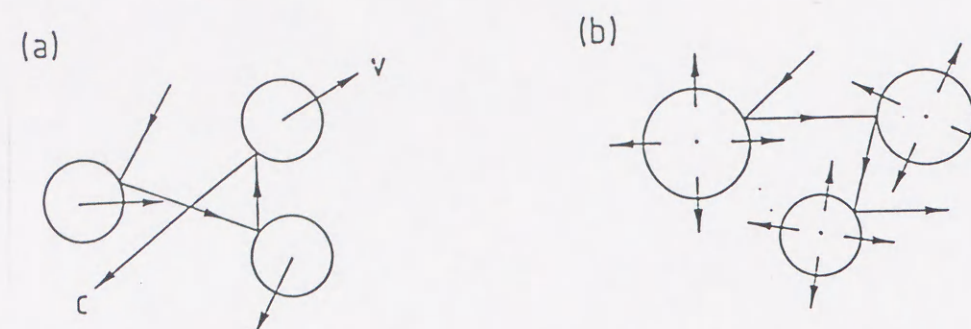


図 2.2: 接近した衝撃波による宇宙線の加速、(a) は磁気雲による一般的なフェルミ加速を表している。(b) は膨張する超新星残骸の衝撃波による宇宙線の加速を表している。

される粒子のエネルギーから見れば超新星爆発とは比較にならないほど小さいが、自然の実験室として粒子加速理論の正しさを示している。従って超新星爆発により発生した衝撃波は宇宙線の加速を行っていると考えられる。また、この加速機構でのスペクトルはフェルミ加速と比較すると実際観測されているベキに近く、有力な宇宙線源と考えることができる。超新星で加速されるエネルギーの最高値は強い衝撃波の寿命で決まる。銀河磁場の大きさを $B \sim 3 \times 10^{-6} \text{G}$ 、宇宙線の電荷を Z とした時、加速される宇宙線の最高エネルギー E_{max} は

$$E_{max} \sim Z \cdot 10^5 \left(\frac{B}{10^{-6}} \right) \text{GeV} \quad (2.33)$$

と推定されている [17]。仮に銀河宇宙線が超新星の衝撃波で加速されているとすると、陽子では 10^{14}eV 程度が限界となり、鉄原子核等の重い核では 10^{15}eV 近辺までは供給可能である。従って 10^{15}eV 領域では重い原子核の割合が高くなると考えることができる。 $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ の Knee 領域では宇宙線の供給源、または加速機構が代わることになり、エネルギースペクトルの変化を説明できそうである。他方、最近の観測衛星によると MK421 などの活動銀河から高い頻度のガンマ線が観測され、Protheroe 達 [14] は 10^{16}eV 領域の宇宙線の供給源として活動銀河からの陽子の供給がなされているのではないかと考えている。他方、Axford 達は図 2.2 に示すように超新星残骸が銀河系の内部に多数存在していることに注目し、超新星爆発により 10^{14}eV 程度まで加速された

宇宙線が比較的狭い領域に存在している多数の衝撃波により二次的な加速を受け、 10^{17}eV 領域まで加速されると考えている [18]。これらの Knee 領域における加速の問題はこのエネルギー領域の陽子の割合を求めれば解決できると考えられる。もし、銀河系外から供給されているとすれば全体に対する陽子の比率は高くなり、重い核成分の比率は Knee 領域において急激な減少が観測されるはずである。他方、衝撃波による加速で供給されているとすれば Knee 領域では陽子、重い成分とも低いエネルギーからの外挿の頻度で観測されることが考えることができる。このように Knee 領域の陽子成分と重い宇宙線成分を観測することにより加速機構の検証が可能となる。この点については次節でもう少し詳しく述べることにする。

2.3 銀河宇宙線源と宇宙線組成の関係

次に宇宙線の線源から宇宙線の組成を考えてみる。節 2.2 で述べたように現在、考えられている宇宙線の線源は

- 超新星爆発で発生した衝撃波
- 中性子星やブラックホールなどのコンパクトで活動的な天体

である。この 2 種の線源と宇宙線の組成がどのように関係するかを簡単にまとめる。

2.3.1 超新星などの衝撃波

超新星爆発を起こす前の星の状態は元素合成が進み重い元素が多く含まれている。このような状態で超新星爆発が起こると星間空間に多くの重い元素が放出される。この爆発で生じた激しい衝撃波により宇宙線が加速されたとすると星間空間へ供給される宇宙線は星の進化の最終段階で合成されている重い元素を多く含む。

また、多くの超新星爆発の際に発生した衝撃波により星間空間物質が加速される場合は星間空間に多く含まれる元素が加速されることになる。超新星爆発の際に放出された宇宙線が銀河磁場

の影響で空間内に滞在し、この多重衝撃波の過程によりさらに高いエネルギーまで再加速され
と考えると超新星による加速では比較的重い元素が宇宙線として供給されと考えられる。

2.3.2 活動的な天体

現在、観測されている銀河系内の活動的な天体の多くは連星系を構成している。このような天
体では中性子星等の天体が高速回転のため磁場が単極誘導により高い直流電場が生じている。こ
のような天体が近接連星系を構成している場合、伴星から物質の流入がおこり、中性子星の電場
で加速され宇宙線として星間空間に供給される。伴星から供給される物質は主に陽子等の軽い元
素であることから、この加速機構で供給される宇宙線の成分は陽子等の軽い元素が主流になると
考えられる。また、仮に重い成分が中性子星の周辺に存在したとしても同じ周辺に大量に存在す
る X 線や紫外線による原子核の相互作用（光分解反応）により陽子に分解され [19]、この加速機
構により得られる宇宙線の成分は陽子が多くなる。このようにエネルギーの高い領域での宇宙線
組成の観測は宇宙線の線源、したがって加速機構の解明のためにも非常に重要である。

Chapter 3

宇宙線エネルギースペクトルと組成の測定

$10^{15} \sim 10^{16}$ eV 領域の起源と地球へ到達するまでの伝搬を明らかにするには、前章で述べたように、このエネルギー領域での宇宙線の組成とそれぞれの組成のエネルギースペクトルを知ることが重要である。測定方法はエネルギーの大きさによって異なる。宇宙線のエネルギースペクトルは前章で紹介したようにエネルギーと共に急激に減少する逆べき乗の形をしているため、測定に必要な観測頻度等を考えるとエネルギーが変わると観測装置の種類も変える必要がある。ここでは低いエネルギー領域 $E \leq 10^{14}$ eV と高いエネルギー領域 $E \geq 10^{14}$ eV に分けて考える。人工衛星や気球に測定器を搭載して直接宇宙線を測定できるのは現在においては $E \sim 10^{14}$ eV 程度が上限である。この上限をつくり出す原因は2つある。原因の1つは宇宙線の頻度である。宇宙線の頻度は約2乗のべきの積分エネルギースペクトルで表すことができ、 $E \geq 10^{16}$ eV の頻度は大体 1m^2 につき1年間に約1個である。このような頻度の宇宙線を人工衛星や気球で直接観測するためには大面積、かつ長時間の観測が必要になり困難である。原因の2つ目は測定器に入射した宇宙線のエネルギー決定の誤差がエネルギーとともに大きくなる点である。現在採用されているエネルギー決定法は密度の高い物質層で宇宙線のエネルギーを放出させ、その遷移過程を測定するカロリメーターの方法である。 10^{14} eV 以上の宇宙線のエネルギーを物質層で吸収させるためには多くの物質層が必要であり、重量制限がきびしい直接測定では事実上不可能に近い。このため $E_0 \geq 10^{14}$ eV の領域は現在のところ地上に設置した装置を用いて、大気中で空気シャワーに変換

された現象を観測する方法が採用されている。以下にこれらのエネルギー領域の宇宙線核種の成分およびエネルギースペクトルについて現在までに知られている実験結果を要約する。

3.1 10^{14} eV 以下のエネルギー領域で得られている結果

宇宙線の測定において $E_0 \leq 10^{14}$ eV の領域は主に人工衛星や高高度の気球に搭載された観測器により直接測定が行なわれている。図 3.1 にシカゴ大の Simon 達 [22] により行なわれたスペースシャトルでの実験装置を示す。図 3.2 市村達により行なわれた気球実験で得られた宇宙線核種のエネルギースペクトルを示す [20]。直接測定の利点は精度良く宇宙線核種の判定が行なわれることである。核電荷の分解能は検出法により異なるが、軽い核に対しては $\delta Z \simeq 0.1 \sim 0.2$ 、重い核に対しては $\delta Z \simeq 1$ 、の精度であり、かつ、個々の組成についてのエネルギースペクトルが得られる。また、この高い核種分解能を利用して宇宙線核種の存在比が測定され、低いエネルギーにおける宇宙線の寿命や星間空間中の物質通過量が推定されている。

銀河宇宙線の寿命は宇宙線が伝播してきた星間空間中の物質密度 ρ が一様であると仮定し、銀河宇宙線の平均寿命を τ とすると、観測される宇宙線の平均物質通過量 λ_e は

$$\lambda_e = \rho \int_0^\infty \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] c dt = \rho \tau c \quad (3.1)$$

で表される。

特に放射性同位元素 ^{10}Be を含む Be 核は宇宙線源には存在せず、観測されるものはほとんど CNO 等の Be よりも重い宇宙線が伝播の途中で星間物質と衝突による破砕反応で二次的に作られていると考えられている。星間空間における銀河宇宙線の破砕反応による ^{10}Be と ^9Be の発生率の比を α とし、 ^{10}Be の崩壊寿命を $\tau_{\text{Be}} = 1.6 \times 10^6$ 年とおくと実際に観測される比は

$$\frac{^{10}\text{Be}}{^9\text{Be}} = \frac{\alpha \rho \int_0^\infty \exp\left[-\frac{t}{\tau} - \frac{t}{\tau_{\text{Be}}}\right] c dt}{\rho \int_0^\infty \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] c dt} = \frac{\alpha \tau_{\text{Be}}}{\tau + \tau_{\text{Be}}} \quad (3.2)$$

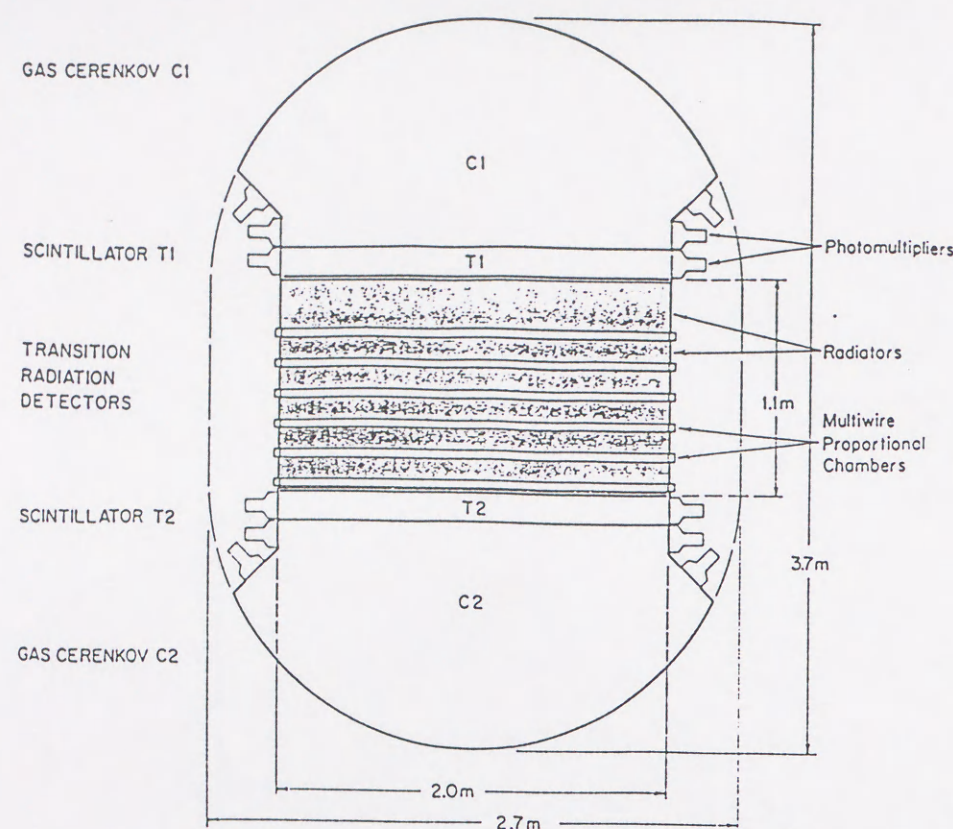


図 3.1: スペースシャトルで行なわれた直接観測の実験装置

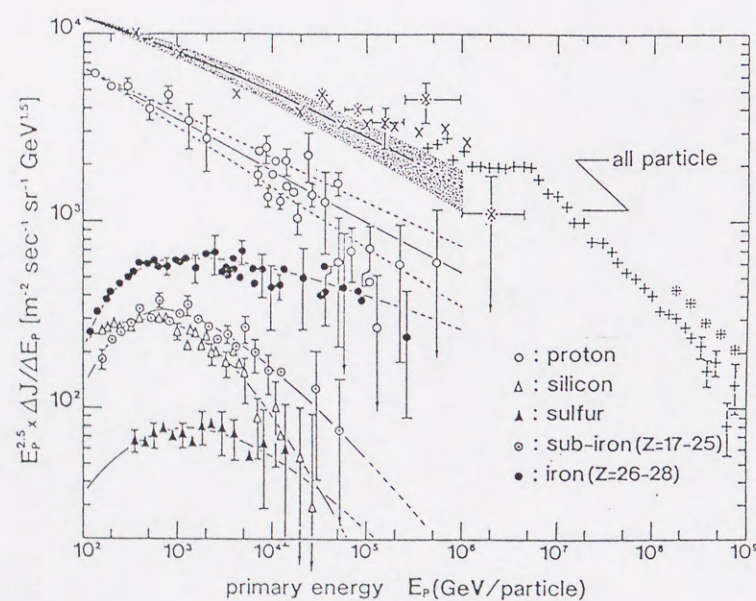


図 3.2: 気球観測で得られた宇宙線の組成別エネルギースペクトル。

となり観測比から銀河宇宙線の銀河系内における平均寿命 τ を求めることができる。

1970 年代にシカゴ大学のグループが深宇宙探査衛星により $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ 比を求めた [21]。図 3.3 に観測装置を、図 3.4 に観測頻度と加速器加速された窒素イオンをポリエチレンに当てた際の破碎反応を用いて行なわれた観測装置の較正データを示す。この較正データから $\alpha \approx 0.6 \sim 0.8$ が得られる。他方、観測から以下のような非常に小さい $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ 比が得られた。

$$\frac{^{10}\text{Be}}{\text{Be}(=^9\text{Be} + ^{10}\text{Be})} = 0.028 \pm 0.014 \quad (3.3)$$

これから数百 MeV/核子領域の宇宙線の平均寿命は 1.7×10^7 年と推定されている。

また、炭素 (C) 核が星間物質との反応で酸素 (O) 核に壊れる破碎反応から、観測される宇宙線の B/C 比を観測することからも宇宙線が星間空間中を通過してきた平均物質通過量, λ_e , が推定される。HEAO-3 の観測結果 [23] によると

$$\lambda_e = \begin{cases} 7 \text{ g cm}^{-2} & E_0 < 2 \text{ GeV/n} \\ 7 \times \left(\frac{E_0}{2 \text{ GeV}}\right)^{-0.4} \text{ g cm}^{-2} & E_0 \geq 2 \text{ GeV/n} \end{cases} \quad (3.4)$$

が得られている。この結果と ^{10}Be の観測結果から宇宙線が通過する星間空間の平均物質密度は $0.2 \sim 0.3$ 原子/cm³ であることが導かれる。また、物質通過量がエネルギー依存性を持ち、エネルギーが増加するほど物質通過量が減少していることは宇宙線の銀河系内における伝播の様子を反映していると考えられる。

炭素や酸素等の宇宙線が星間物質と衝突して生成された軽い原子核占めるの宇宙線中での存在比は星間空間での宇宙線の伝播を考える場合、非常に有用な観測量となる。図 3.5 に Simon 達 [22] が計算した B/C 比を Leaky Box, Nested Leaky Box と Closed Galaxy の各モデルの場合について示す。観測された B/C 比は図 3.6 に示す。観測データと共に示されている実線は Leaky Box モデルでの計算結果を示している。この図から観測データは Leaky Box モデルに合っているように見える。また、Simon 達のスペースシャトルによる実験結果では平均物質通過量のエネルギーの

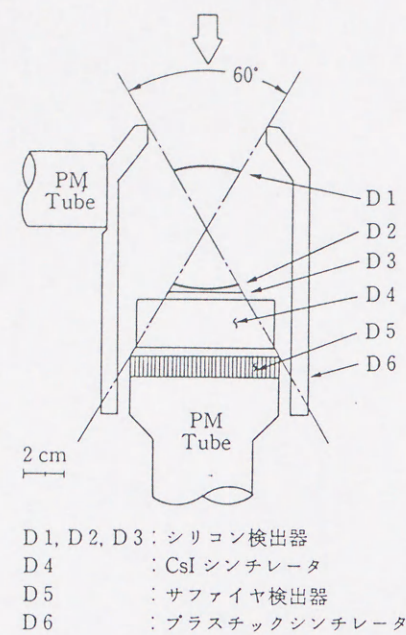


図 3.3: 深宇宙探査衛星に搭載された測定装置

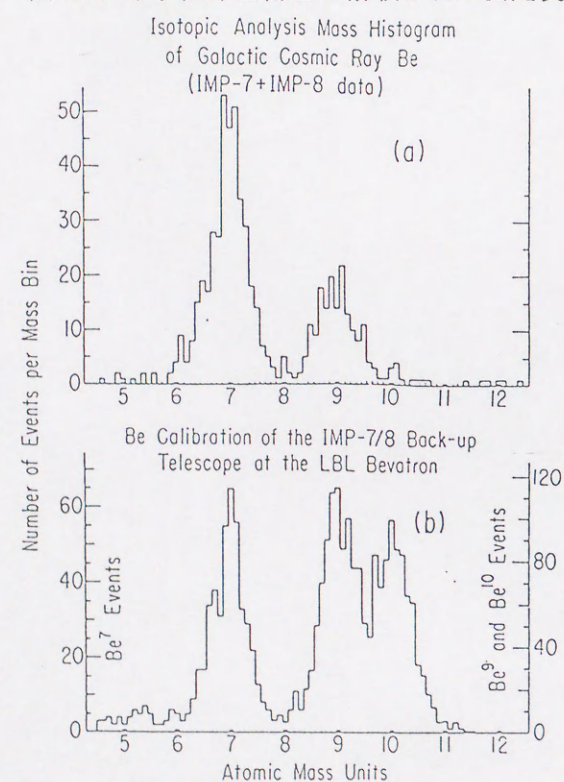


図 3.4: ^{10}Be 測定装置のの地上における較正実験結果（上部のグラフ）と観測結果（下側のグラフ）

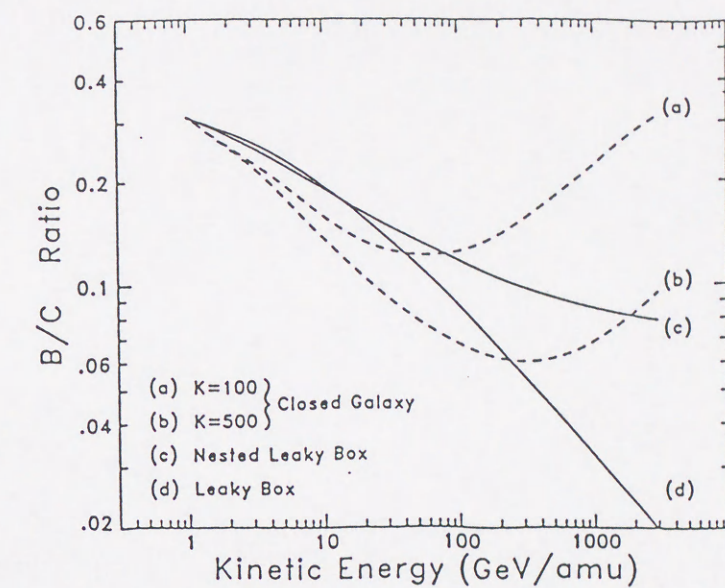


図 3.5: 銀河系内における宇宙線の伝播におけるモデル計算

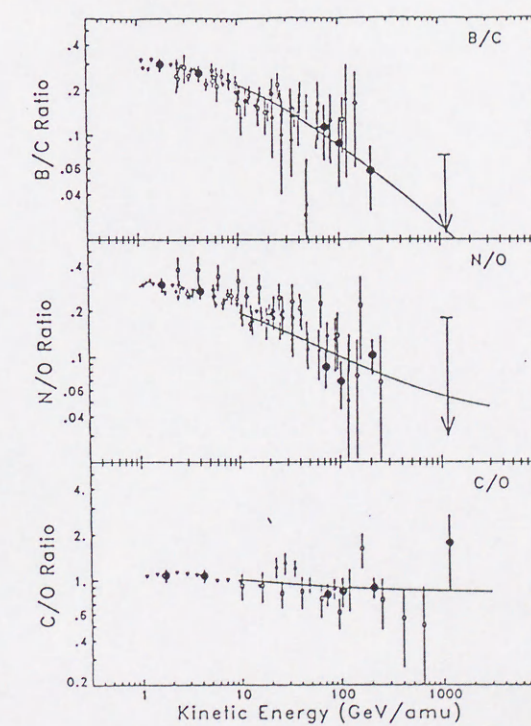


図 3.6: HEAO-3 衛星の測定で得られた B/C 比、グラフ中の実線は Simon 達による Leaky Box モデルでの理論曲線

依存性はさらに強くなり

$$\lambda_e(R) = 6.9 \left(\frac{R}{20 \text{GV}} \right)^{-0.6} \text{gcm}^{-2}, (R > 20 \text{GV}) \quad (3.5)$$

で表されている。ここで $R = pc/Ze$ は Rigidity (硬さ) と呼ばれ、宇宙線の運動量を電荷で割った量である。この Rigidity は宇宙線粒子が相対論的エネルギーの場合、運動量 (pc) とエネルギー (E_0) は同じに扱えるので $R = E_0/Ze$ としてもよい。先ほどの (3.4) 式で与えられている HEAO-3 の結果よりも約 10 倍高いエネルギー領域でエネルギーの依存性が強くなっている。このことは宇宙線の通過物質量がエネルギーが高くなると更に短くなることを示している。もちろん、この傾向が更にエネルギーの高い領域まで続いているかどうかはわからないが、宇宙線源が物質通過量においてますます我々の近くに存在する可能性を示している。

1972 年に Ryan 達 [24] によって $5 \times 10^{10} \text{eV} \sim 10^{12} \text{eV}$ にわたる領域で一次宇宙線陽子成分とヘリウム成分のエネルギースペクトルが気球実験により測定された。陽子成分とヘリウム成分についての微分エネルギースペクトルは以下のように表される。

$$\frac{dN_p}{dE} = (2.0 \pm 0.2) \times 10^4 E^{-2.75 \pm 0.03} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} \text{GeV}^{-1} \quad (3.6)$$

$$\frac{dN_{\text{He}}}{dE} = (8.6 \pm 1.4) \times 10^2 E^{-2.77 \pm 0.05} \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{sec}^{-1} (\text{GeV/nucleon})^{-1} \quad (3.7)$$

これからヘリウムの陽子に対する頻度比は 400GeV /核子まで約 4% と推定される。これら、陽子とヘリウムのエネルギースペクトルのベキは Grigorov 達のプロトン衛星 [25] による全宇宙線のエネルギースペクトルのベキとほぼ同じである。Ryan 達のこれらの結果と Grigorov 達の結果を比較すると各成分の宇宙線全体に対する組成比が得られる。それによると 1TeV における陽子成分とヘリウム成分及び鉄成分の宇宙線全体に対する組成比はそれぞれ、43%, 22%, 8% であり、 10TeV ではそれぞれ 39%, 29% と 14% となる。このように宇宙線のエネルギーと共に陽子成分は少しずつ減少し、その代わりに重い成分が増加している。特に鉄成分については 1TeV 領域からエネルギースペクトルのベキが微分系でほぼ -2.5 となり、他の宇宙線成分のエネルギースペクトル

のベキより小さくなっている。現在、得られている実験結果では 100TeV 領域まで鉄成分についてはベキの変化が観測されていない。また、陽子成分については JACEE グループ [27] が最近の解析結果として $10 \sim 100 \text{TeV}$ の間でエネルギースペクトルのベキが -2.83 ± 0.07 から -3.41 ± 0.09 に変化しているのではないかと示唆している。しかし、この結果はまだ統計量が少いので今後のデータの蓄積による解析結果が待たれる。

3.2 10^{14}eV 以上のエネルギー領域で得られている結果

大気上空で直接に観測することが困難な 10^{14}eV 以上の宇宙線は地上又は地下に設置された観測装置で測定が行なわれる。地球大気に入射してきた超高エネルギー宇宙線は大気中の原子核と次々と相互作用し、多数の粒子を発生させる。図 3.7 に示すような大気中での粒子生成過程の全体を空気シャワーと呼ぶ。地表に展開した観測装置でこのような空気シャワー現象を捕らえ、観測された粒子数から元の宇宙線のエネルギーを推定することが可能である。空気シャワーを構成している粒子の大部分は電子、陽電子、ガンマ線であり、他にパイオン、核子、ミューオンや観測が困難なニュートリノ等が含まれている。特に電子、陽電子の数すなわちシャワーサイズ (Ne) は大気中で急激にその数を増して、やがて最大值に達し、その後はほぼ指数関数的に減少してゆく。ある高度で観測される総粒子数 (Ne) は入射した宇宙線のエネルギーと大気中でのシャワーの発達過程のばらつきに強く依存する。特に、入射した宇宙線が最初に空気の原子核と衝突を行う大気の深さに対する総粒子数の依存性が大きい。このため空気シャワーを利用した宇宙線のエネルギー推定には常に一定の大きな誤差を伴う。しかし、粒子数の最大発達におけるシャワーサイズは一次宇宙線エネルギーと強い相関を持っている。また空気シャワー中の高エネルギーミューオンや電磁成分、そしてハドロン数はある程度一次宇宙線の核種を反映する。従って、シャワーサイズと高エネルギーミューオンや高エネルギー電磁成分、ハドロンを観測できれば一次宇宙線のエネルギー推定の精度が向上し、かつ宇宙線核種の推定もある程度可能となる。しかし、この間接測定方法は

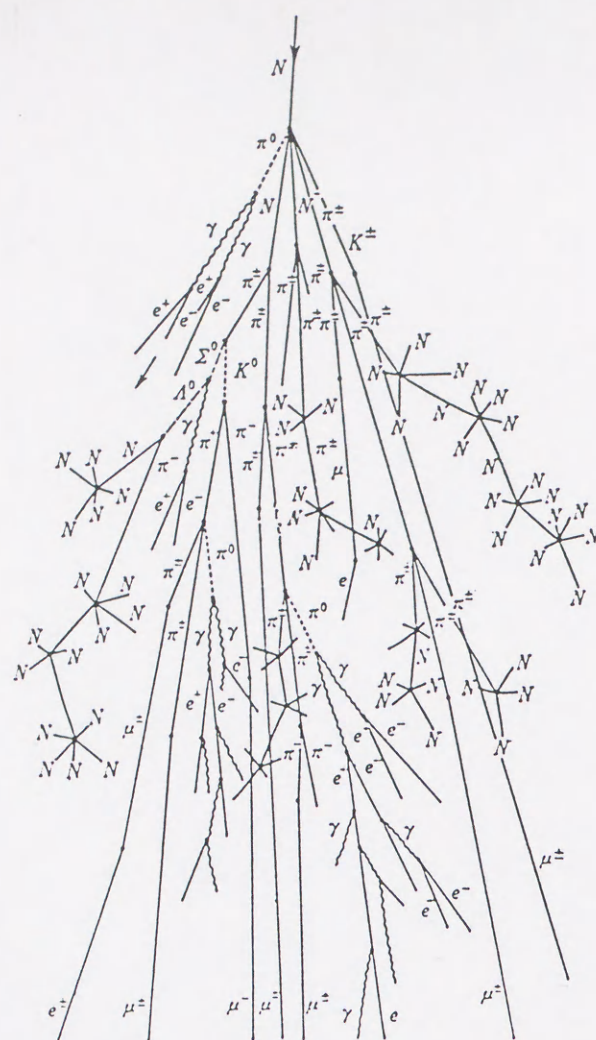


図 3.7: 大気中で発達する空気シャワーの概念図

直接測定と比較するとエネルギー及び核種の推定精度は悪い。また、直接測定では個々の宇宙線粒子に対してエネルギーと核種の両方が決定されるのに対し、間接測定ではエネルギーは個々に推定されるが、核種の推定は測定された物理量を用いて統計的に行なわれる。空気シャワーを用いた間接測定は測定精度において直接測定よりも劣っているが、直接測定では得られない高いエネルギー領域における核種の情報を得ることができる。以下に現在までに得られている 10^{14}eV 以上の組成とエネルギースペクトルについて主な結果をまとめる。

3.2.1 空気シャワーの観測による結果

大気上空で発生し、大気中で発達した空気シャワーは元のエネルギーに応じて数十から数千万の粒子群となって地表に降り注ぐ。その広がりエネルギーにもよるが数百から数千メートルである。これらの空気シャワー粒子を地表に展開した多数の粒子検出器で粒子密度をサンプリング

することにより、総粒子数と入射方向を測定する。この方法による宇宙線の観測は全エネルギーが 10^{14}eV から 10^{20}eV までカバーできる [2]。図 3.8 に宇宙線研究所附属明野観測所で観測を続けている各種の空気シャワー観測装置を示す。今までの観測データをまとめると図 3.2 にみられるように全核種に対しては $10^{15} \sim 10^{16}\text{eV}$ 、すなわち Knee 領域でエネルギースペクトルのベキに大きな変化が見られる。このベキの変化をめぐって第 2 章で述べたように、いくつかの議論が展開されている。このエネルギー領域で何らかの変化が存在することが示唆されており非常に興味深い。

図 3.9 に明野観測所における空気シャワー観測データから得られた一次宇宙線のエネルギースペクトルで Knee 領域の拡大図を示す [2]。宇宙線のエネルギースペクトルは異なる検出器あるいは異なる間隔の検出器群による実験で得られた比較的狭いエネルギー領域の観測結果を継ぎ合わせるによって求められる。Knee 領域はちょうどこの観測結果をつなぐ領域にあっており、このためにベキの変化が強調されている可能性がある。

他方、空気シャワーの総粒子数からエネルギーを推定する方法では空気シャワーの素過程を高速計算機でシミュレーションを行なった結果を観測結果と比較することにより行なわれる。空気シャワーのシミュレーションでは仮定した相互作用モデル、組成モデルにより推定結果が若干異なる。しかし、空気シャワーの総粒子数はシミュレーションで仮定された相互作用の条件にあまり依存しない。従って、現在加速器実験で得られている結果から推定されたいくつかの相互作用のモデルをこのシミュレーションに適用しても総粒子数についてはモデルによらない結果が得られる。このことは空気シャワーの総粒子数から宇宙線のエネルギーを推定する場合、仮定している相互作用モデルの影響を考えずに安定した推定を行なうことが可能であることを示している。Stavev 達 [47] は空気シャワー観測で得られたシャワーサイズと地上の検出器で測定された総ミュオン数から Knee 領域における一次宇宙線の組成比を求めた。彼らは世界中の観測データを集めシミュレーションと比較した結果、重い原子核成分が全体の 5%、陽子成分が 50%であるという結果を得ている。

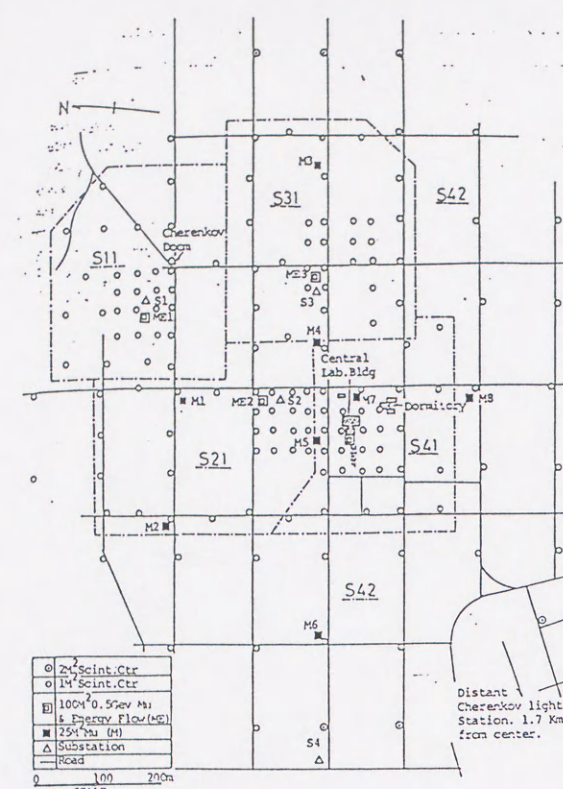


図 3.8: 東京大学宇宙線研究所明野観測所における空気シャワー観測装置

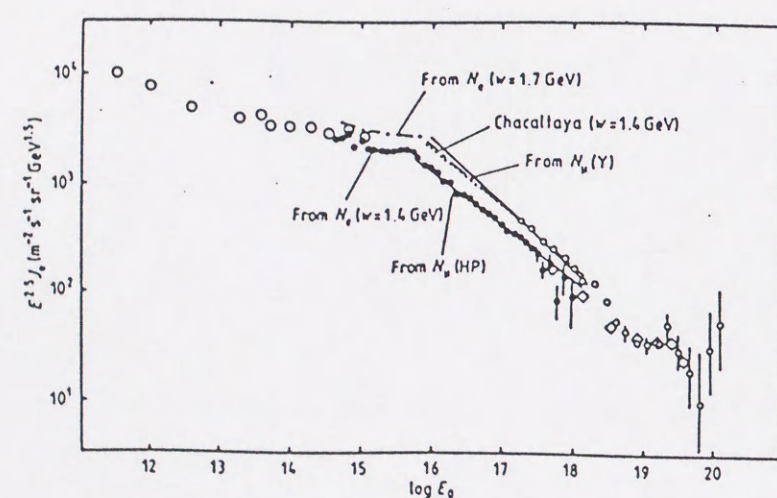


図 3.9: 明野観測所で観測した空気シャワーデータから求めた Knee 領域での宇宙線のエネルギースペクトル

これまで述べてきた空気シャワー観測とは異なり、大気中での空気シャワーの発達過程を直接観測することにより一次宇宙線の核種の判別とエネルギー決定が行なわれている。これには 2 種類の観測方法がある。まず、最初に空気シャワー粒子が空気中で引き起こすシンチレーション光を観測する方法である。この観測は比較的エネルギーの高い ($\geq 10^{17}$ eV) 領域において行なわれている。図 3.10 に Fly's Eye[28] で行なわれている観測装置を示す。観測方法は空気シャワー粒子が大気中を通過する際に主として窒素原子の励起、電離と再結合により発生するシンチレーション光を地上に設置した多くの反射鏡で捉え、シャワー粒子数の増減にともなうシンチレーション光の増減を観測して空気シャワーの最大発達の大気深さを測定し、これから宇宙線の核種を推定する。重い原子核の宇宙線は軽い原子核にくらべて衝突断面積が大きいので、重い原子核の宇宙線が生成する空気シャワーは大気上部で最大発達に達し、軽い原子核の宇宙線は大気深くで最大発達に達する。空気シャワーの最大発達の深さを観測すれば原理的に核種の大雑把な推定は可能だと考えられる。図 3.11 に観測結果を示す。Fly's Eye は 10^{17} eV 以下では比較的重い原子核での宇宙線の組成が実験結果に合い、 10^{17} eV 以上では陽子成分のみで説明されると報告している。

もう一つは同じく空気シャワー粒子群が空気中を高速で走る場合に発生するチェレンコフ光による観測である。この観測方法は比較的低いエネルギー領域について行なわれ、地上まで到達したチェレンコフ光の到着時間分布から空気シャワーの発達を推定する。図 3.12 に Sokolsky 等 [29] は $10^{13} \sim 10^{16}$ eV の領域で空気シャワーが最大発達をした大気深さをチェレンコフ光の観測から求めシミュレーションと比較した結果低いエネルギーから外挿した組成よりも重い成分が増加していると報告している。

3.2.2 高山における高エネルギー成分の観測による結果

空気シャワー中の高エネルギー成分、電磁成分や核子成分、の測定は主に高地に設置したエマルジョンチェンバーにより測定されている [30]。図 3.13 に示すようにエマルジョンチェンバーとは鉛や鉄の物質層と X 線フィルムや原子核乾板を交互に積み重ねたものである。 $\sim 10^{12}$ eV 以上の



図 3.10: 空気シャワー粒子が大気中で放出するシンチレーション光を観測する Fly's Eye 観測装置。反射鏡に光電子増倍管を取りつけた検出器が多数配置してある。

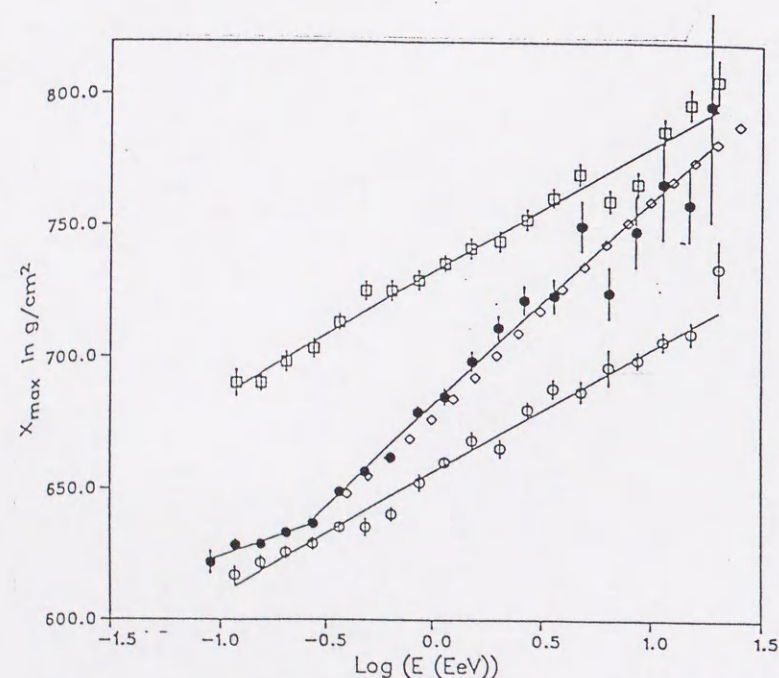


図 3.11: Fly's Eye の観測で得られた大気中での空気シャワーの最大発達の深さ分布。シミュレーションで宇宙線の成分が全て陽子の場合（上側の実線）と鉄の場合（下側の実線）が観測結果と共に示されている。

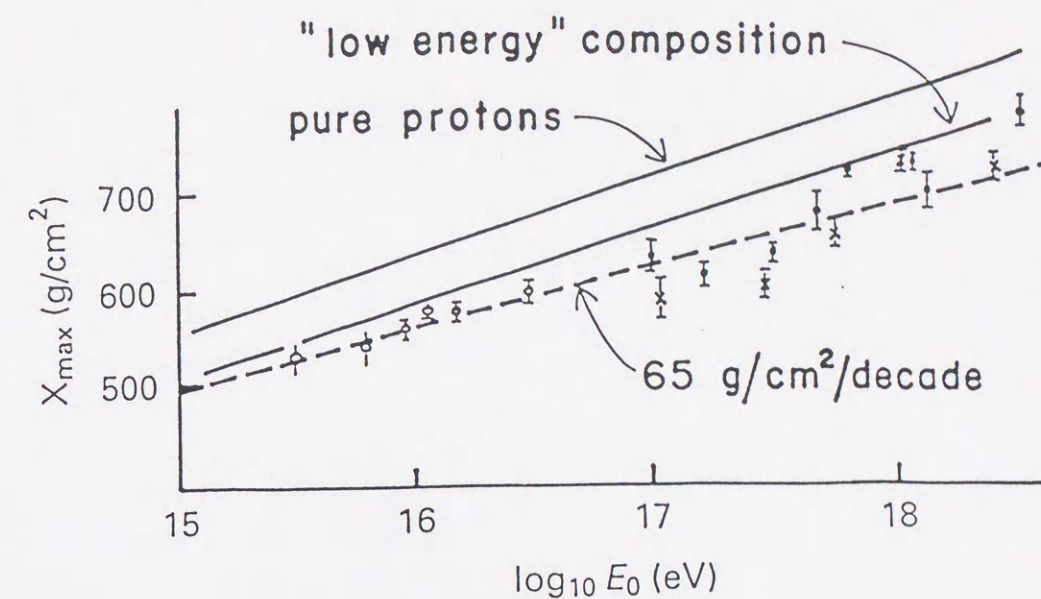


図 3.12: チェレンコフ光の観測で得られた大気中での空気シャワーの最大発達の深さ分布。シミュレーションで宇宙線の成分が全て陽子の場合（上側の実線）と低いエネルギー領域 $E \leq 10^{14}$ eV の組成をエネルギーの高い領域 $E_0 \geq 10^{15}$ eV に適応した場合（下側の実線）が観測結果と共に示されている。

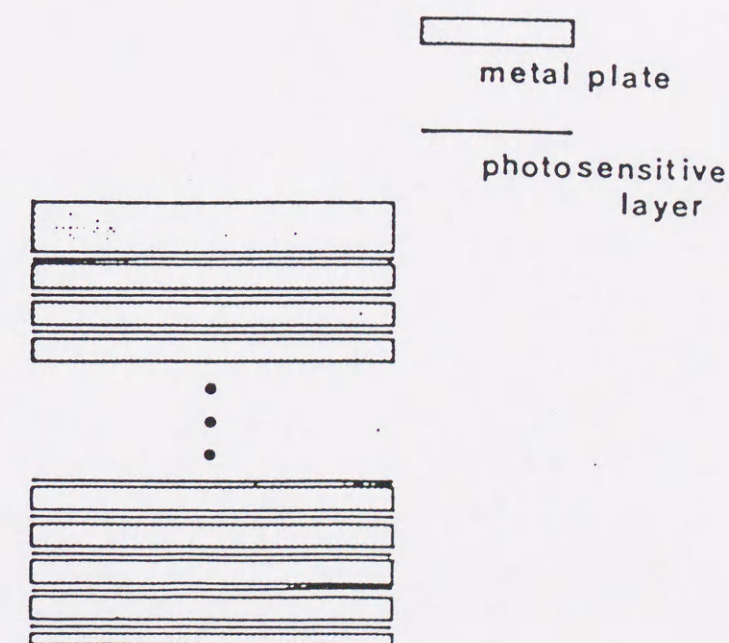


図 3.13: エマルジョンチェンバーの概念図。薄く黒い層が X 線フィルムを表している。

粒子のエネルギーを精度良く決めることができ、また、位置の分解能も数百 μm と非常に優れている。電磁成分を目的とした測定では 14 radiation length 程度の厚さの薄型チェンバーを使用し、核子成分の測定では 30 radiation length 以上の厚さを持つ厚型チェンバーが使用されている。高エネルギー成分がエマルジョンチェンバーに入射すると密度の高い物質層でシャワーが発生し、このシャワーの発達を複数の層に挿入した X 線フィルム等の感光層で観測することができる。感光層に記録されたシャワーの痕跡はスポットとして観測され、このスポットの黒さ（黒化度）の変化がシャワーの発達の度合を示している。1つのシャワーに対して複数の感光層に記録されたスポットの黒さでシャワーの発達曲線を求め、シャワーが最大に発達した黒化度の値からエネルギーを推定する。この方法により電磁成分は約 30%以内の誤差で入射してきた電磁成分のエネルギーが推定できる [31]。エマルジョンチェンバーを高山に露出することにより高エネルギー粒子群が多数観測される。これらの粒子群はファミリーと呼ばれ、10cm 程度の広がりを持った集団である。

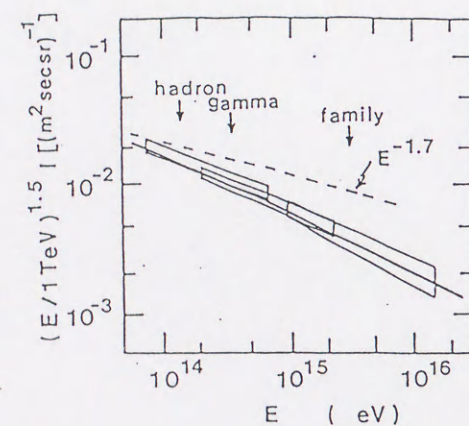


図 3.14: 日中共同実験のエマルジョンチェンバーを用いた実験で得られた一次陽子成分の積分エネルギースペクトル

このエマルジョン チェンバーの特徴は他の宇宙線観測と比較してエネルギーの決定精度が高いことが上げられるが、観測できるのは空気シャワー中の高エネルギー成分のみで一次宇宙線のエネルギーを測定することはできない。2桁以上のエネルギー範囲の一次宇宙線が同じようなファミリーをつくるからである。従って、この観測データからはシミュレーションとの比較により積分

型での宇宙線のエネルギースペクトルを推定することはできるが微分形のスペクトルを得ることはできない。また、この測定装置の場合チェンバーを組み立ててから解体するまでの間連続して観測が行なわれるが、観測された事象に対して時間情報が得られない。また、感光層に記録された情報を読み出すのには現象過程を経る必要があり即時性が必要な実験では他の検出器と組み合わせて使用されている。日中国際共同研究として行なわれている Kanbala 山と富士山におけるエマルジョンチェンバー実験から推定された陽子頻度を図 3.14 に示す。このグループの結果は一次陽子の頻度は低いエネルギーからの外挿よりも低く、約 100TeV 付近で一次陽子宇宙線のエネルギースペクトルのベキが変化しているようなスペクトルのモデルが最も適していることを示している。また、Knee 領域における陽子の割合は全宇宙線頻度の約 10%程度であると推定されている。

3.2.3 地下における宇宙線ミュオン観測による結果

空気シャワー粒子の中でミュオンやニュートリノは透過力が強く地中まで達することができ、ニュートリノは地球をもすりぬけてしまう。ミュオンの大部分は大気中で発生したパイオンが空気の薄い上空での崩壊して作られたものである。発生するパイオンの数は一次宇宙線が重い原子核程多い。従って、観測されるミュオンの粒子数は一次宇宙線の核種の質量数を反映する。例えば、同じエネルギーの陽子と鉄の宇宙線を比較した場合、平均して約 10 倍の開きがある。しかし、ミュオンは上空で発生し、地上に到達するときには大きな広がりをもって空気シャワー総粒子数の数%にしか達しない。従って、ミュオンの観測には面積の大きな検出器が必要である。

広がり数が数メートル以内の狭い領域に多数の高エネルギーミュオンが含まれている現象が観測されている。この現象をミュ束 [32] と呼び、ミュ束中のミュオンの個数を多重度と呼んでいる。1980 年代に陽子崩壊実験のために世界中でいくつかの巨大地下観測装置が建設された。日本では神岡鉱山の地下 1000m に水の中を高速の荷電粒子が通過する際に放出するチェレンコフ光を検出する測定器が建設された [33]。また、ヨーロッパアルプスの地下約 1700m にはストリーマチェンバーを使用した Frejus 検出器が陽子崩壊を目的とした実験を続けている [34]。図 3.15 に Frejus

検出器を示す。この検出器の大きさは $6 \times 6 \times 12\text{m}^3$ あり、5mm 角のストリーマチェンバーで構成されている。図 3.16 にイタリアのグランサッソーの地下約 1000m に建設された面積 約 900m^2 の大型装置 (MACRO) を示す [36]。これらの観測装置によりエネルギーが 10^{12}eV 以上の高エネルギーミュー粒子のミュー束についてデータが得られている。図 3.17 と 3.18 にそれぞれ Frejus と MACRO におけるミュー束の多重度スペクトルを示す。これらのミュー束の観測結果と一次宇宙線のエネルギーが 10^{15}eV 領域における空気シャワーのシミュレーション結果との比較から [37] 観測されたミュー束の多重度スペクトラムは一次宇宙線を陽子としたときの陽子の相互作用における粒子多重発生の多重度のふらつきで説明が可能であると説明している。従って、ミュー束の観測からは Knee 領域では陽子など軽い元素が優勢であると結論している。しかし、林野 [35] は最近の加速器による原子核衝突のデータを考慮した地下ミュー束のシミュレーションを Frejus の結果と比較し、CNO 以上の重い原子核成分が 40%以上必要だという上の結論とは相いれない報告をしている。他に、Gaisser 達 [38] は MACRO の結果に合う組成として陽子など比較的軽い組成が主成分であるというシミュレーションの結果得たが、シミュレーションで用いた組成では宇宙線のエネルギー Spektrum が再現出来なかったことから、宇宙線の組成が重い原子核成分が増加しているか、あるいは相互作用がこの領域で変化しているのではないかと報告している。このような解析に用いたシミュレーションによる結果の違いは現在のところまだデータが不十分であり、またシミュレーションの結果の取り扱いにも問題があるからであると考えられている。さらに、Gaisser 達はシミュレーションと実験結果を比較する場合、ミュー束の多重度が大きい領域のデータが必要であるとも報告している。このように高エネルギーミューオンの観測結果はまだ問題を残していると考えざるを得ない状況にある。いずれにせよ、ミュー束の多重度スペクトルからは個々の一次宇宙線のエネルギーは推定できず、エマルジョンチェンバーによる観測と同様に積分形のエネルギー Spektrum が求められるにすぎず、個々の核種成分についての情報を得ることは難しい。

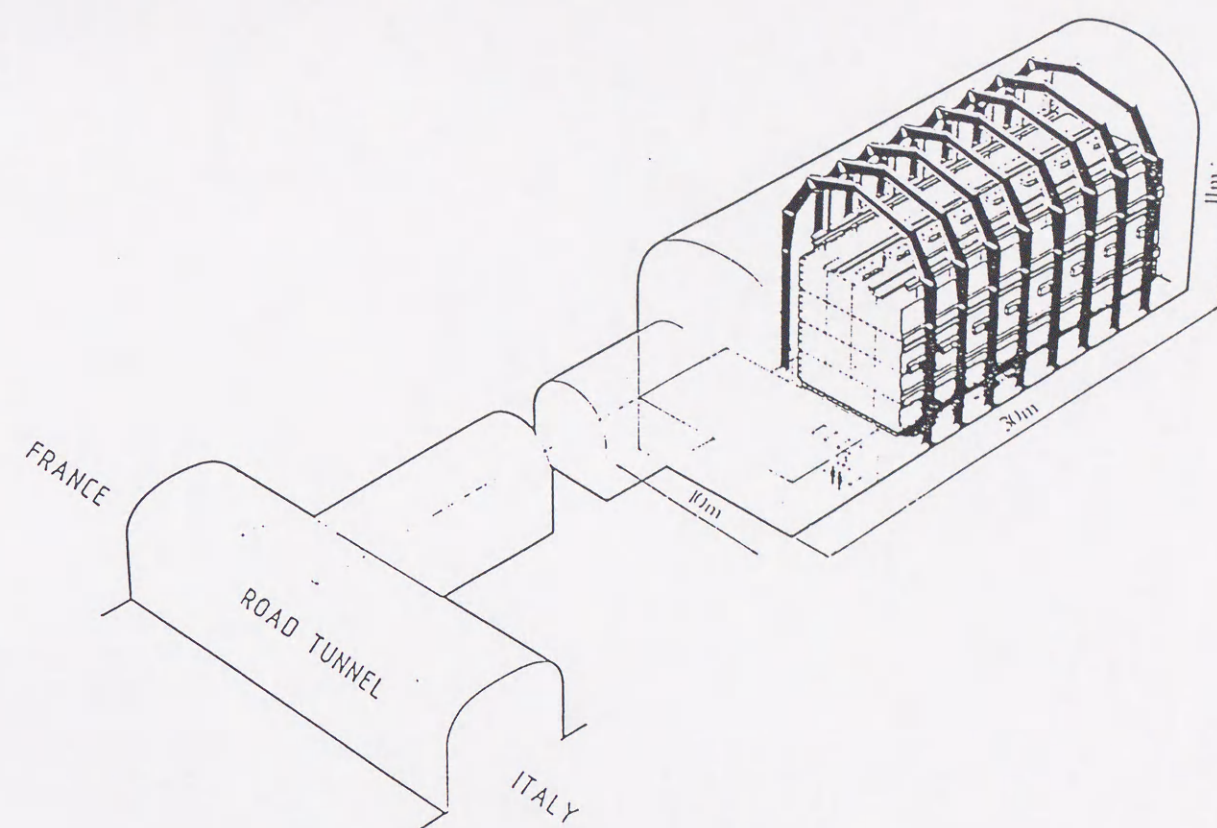


図 3.15: Frejus 検出器、イタリアとフランスを結ぶトンネル内に設置されている。

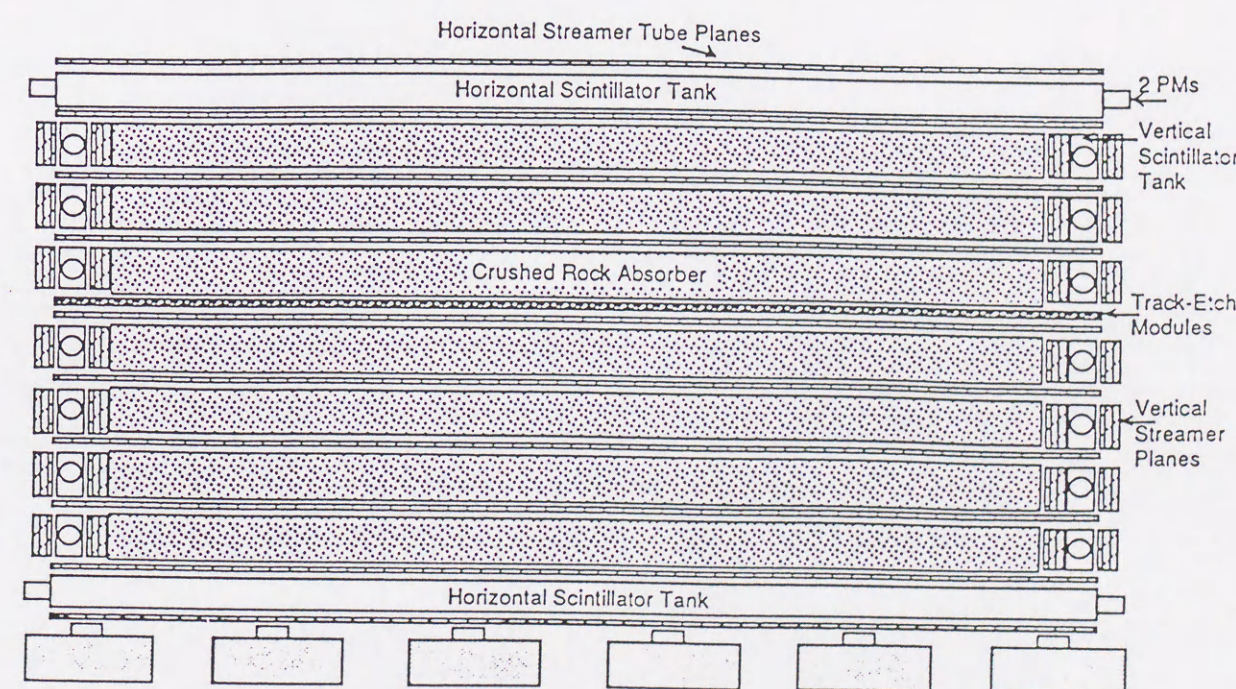


図 3.16: MACRO 検出器、北イタリアに建設された地下実験施設

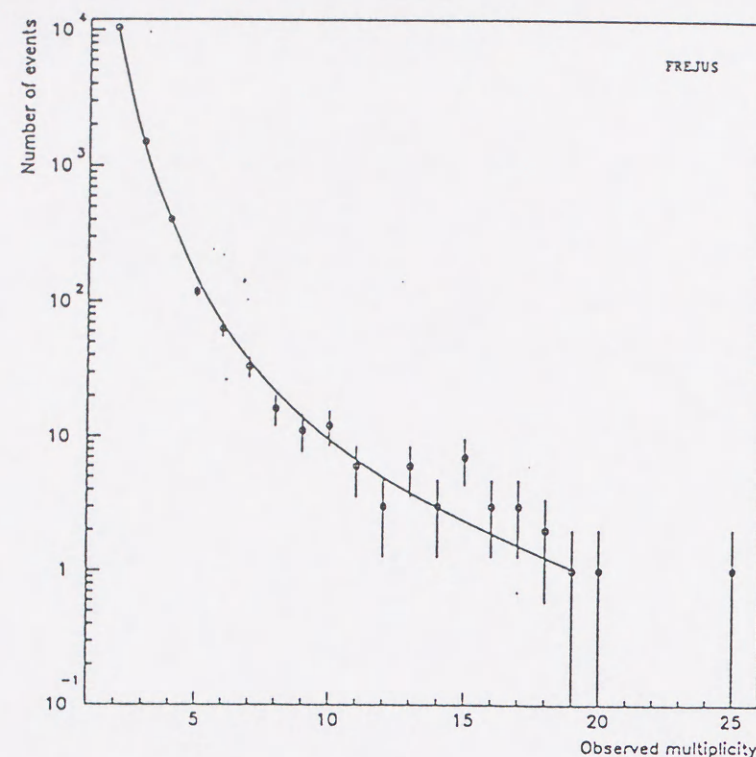


図 3.17: Frejus 検出器で得られたミュー束の多重度スペクトル。

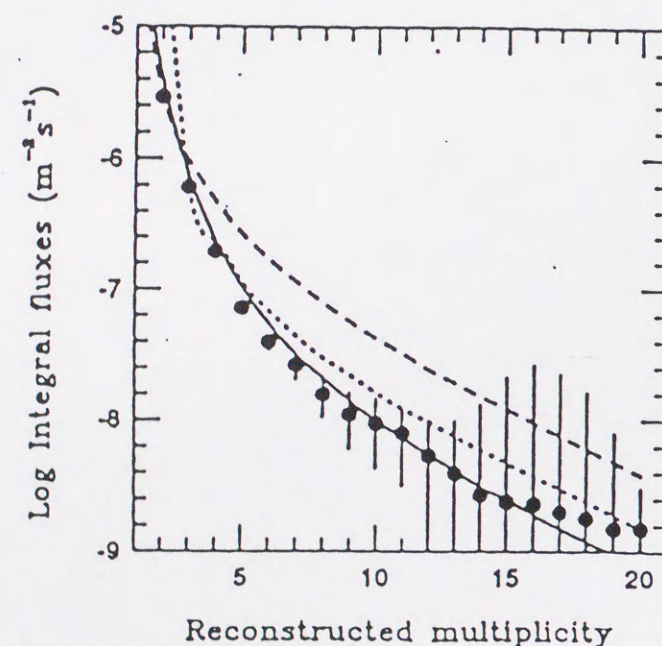


図 3.18: MACRO 検出器で得られたミュー束の多重度スペクトル。実験データは黒丸、実線と破線は宇宙線の組成を仮定したシミュレーション結果。

3.2.4 空気シャワーとミュー束の連動観測による結果

空気シャワー観測と地下実験を組み合わせた連動実験がイタリアのグランサッソー [39] で行なわれている。図 3.19 に観測装置の全体図を示す。この実験では山上の空気シャワー観測装置 (EAS-TOP) と地下の観測装置 (MACRO) は約 1100m 離れた場所に位置する。このため、観測される現象の同時性は空気シャワー観測装置のある地表から地下までの伝播時間を推定して行なわれる。EAS-TOP の場合、地表の空気シャワー観測装置が約 10^5m^2 、であり、地下の観測装置から地上の空気シャワー観測装置に対する有効な視野角度は約 15 度 (0.05sr) である。このため、地下の観測装置と同時性が得られる観測例は少ない。空気シャワーと高エネルギーミュー束の観測は特に重い原子核について良い精度を与えてくれるが、それに見あった統計量を得るには深い地下に巨大なミュー検出器 (数千 m^2) が必要となり、あまり現実的でない。EAS-TOP[40] の実験結果を図 3.20 に示す。空気シャワーサイズが 10^5 以下の領域では宇宙線の頻度を全て陽子としたシミュレーション結果と合っているが、シャワーサイズが $10^{5.3}$ では宇宙線の成分が鉄を 100% とした結果に合っている。しかし、彼らが比較しているのはミュー粒子の平均多重度 $\langle N_\mu \rangle$ が小さな領域であり、本来ミュー束観測にとって組成判別が有利にできる多重度の大きな領域ではない。

3.2.5 空気シャワーと高エネルギー電磁及びハドロン成分の連動観測による結果

すでに述べたようにエマルジョン実験では個々の宇宙線のエネルギーを推定することは不可能である。しかし、空気シャワー観測を同時に行なうことができれば空気シャワーの総粒子数から 1 例 1 例の空気シャワーのエネルギー推定が可能になり、さらに空気シャワー中の高エネルギー成分の情報から入射宇宙線の核種についての情報を引き出すことができる。

高エネルギー電磁成分及び高エネルギーハドロン成分の検出にはエマルジョンチェンバーを用いられる。この種の連動実験は 2 種類の観測装置が同じ場所に位置するため現象の同時性を得るのは難しくない。エマルジョンチェンバーからは時間情報が得られないので一般的にはエマルジョンチェンバーの下に検出器を設置し、高エネルギー成分の入射時間を得られるように配置される。

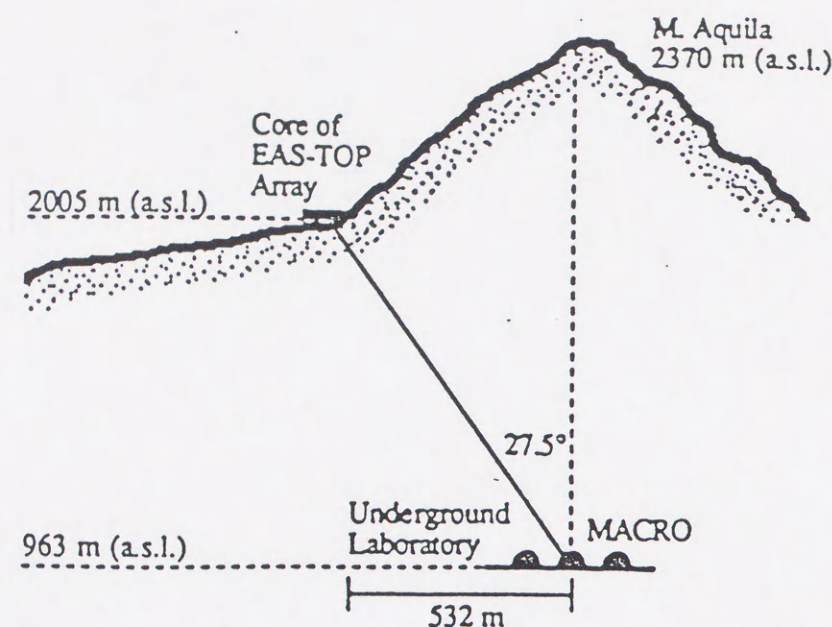


図 3.19: EAS-TOP 空気シャワー観測装置と MACRO 検出器の位置関係を断面図で示した。

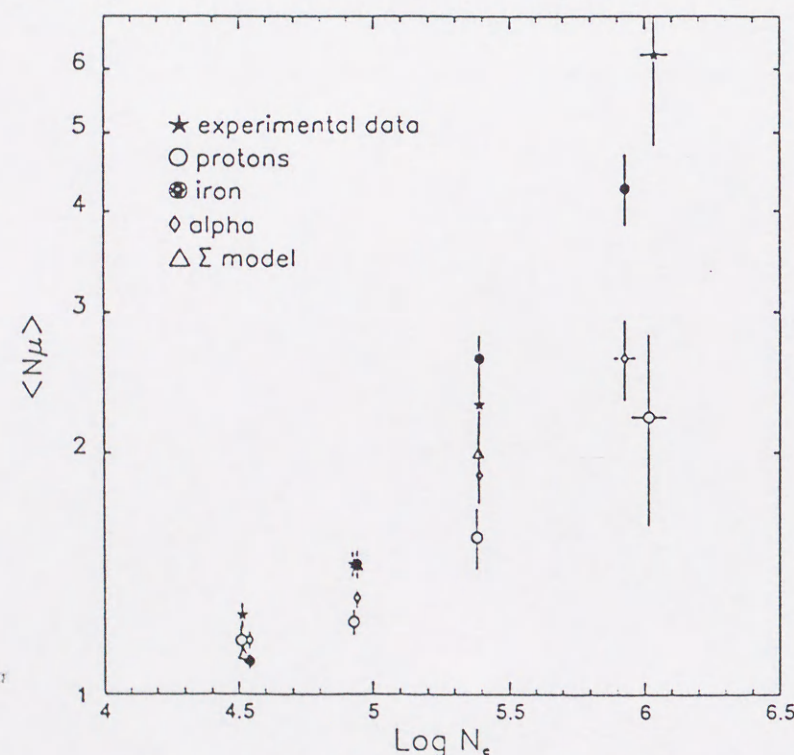


図 3.20: EAS-TOP と MACRO 検出器の空気シャワーと地下のミュオン束の連動実験の結果。実験結果とシミュレーション結果が示してある。

エマルジョンチェンバーではファミリーと呼ばれる 10^{12} eV 以上のエネルギーを持った電磁成分、ハドロン成分によって発生したカスケードシャワーの集団が観測される。このような高エネルギーの成分がエマルジョンチェンバーで観測されるのは次のような場合である。

第一は 大気に入射してきた宇宙線のエネルギーが非常に高く (約 10^{17} eV 以上)、大気中での空気原子核との相互作用で二次粒子を次々に発生させてもまだ十分なエネルギーを保持して高エネルギーの成分がエマルジョンチェンバーに入射する場合である。第二は大気に入射した宇宙線のエネルギーは高くはないが大気深く迄、大気原子核と (非弾性) 衝突を行わずにもとのエネルギーを保持したまま侵入してくる場合である。大気深く迄、一次宇宙線が侵入するためには衝突断面積の小さな陽子等の原子核が有利である。一次宇宙線のエネルギースペクトルがエネルギーとともに急激に減少することを考えれば、第二の場合が多く観測されと考えられる。従って、この連動実験では一次宇宙線の陽子成分について良い情報が得られるのが特徴である。乗鞍宇宙線観測所で行なわれた連動実験から嶋達 [46] は連動空気シャワーの到来頻度を 2 種類の核種組成モデルを仮定したシミュレーション結果と比較して、全宇宙線に対する陽子の組成比を求めた。この結果、全核種に対する陽子の占める割合として 1.4×10^{15} eV 以上で $20 \pm 6\%$ が得られた。しかし、全宇宙線の頻度には不確定さがあってこの結果は明野観測所で得られた同じエネルギー領域の空気シャワーから求められた全宇宙線頻度に対する比較で陽子の割合を求めたものである。このため採用する全宇宙線の頻度の大小で陽子成分の頻度も変わるという問題を残していた。

次に、Chacaltaya 山で行なわれている連動実験 [5] の観測装置を図 3.21 に示す。ここでの観測では宇宙線組成に関する解析は現在行なわれていない。このグループは彼らの実験結果から $10^{15} \sim 10^{17}$ eV 領域で相互作用が変化しているのではないかと主張している。しかし、一次宇宙線の組成については陽子成分のみでは相互作用を大きく変化させても観測データが再現できないため、比較的重い成分が含まれていることをシミュレーションの条件に加えている。

このように連動実験は空気シャワーで宇宙線のエネルギーを推定し、他の成分を利用して組成

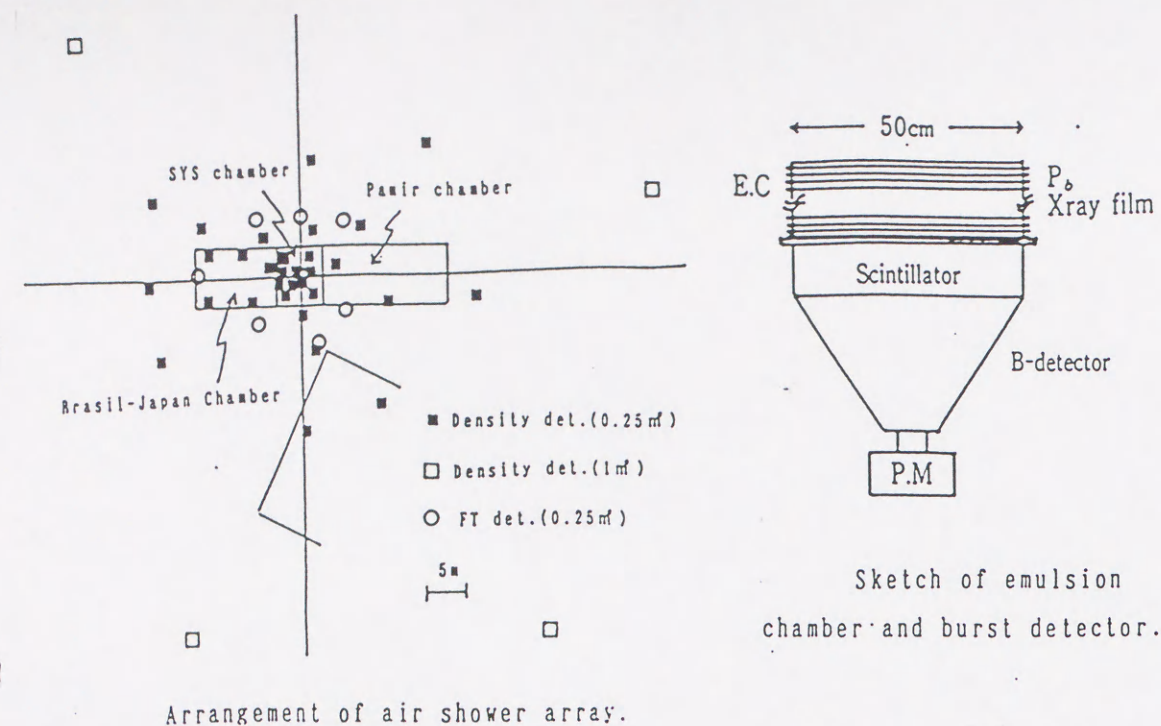


図 3.21: Chacaltaya 山で行なわれている空気シャワー観測とエマルジョンチェンバーの連動実験の装置の配置図

の推定を行なうが、ある種の原子核に有利な条件で観測することが組成の推定には必要であるといえる。特に、空気シャワーと高エネルギー電磁成分の同時観測は宇宙線中の陽子成分にバイアスをかけた観測であり、陽子成分の推定には非常に良い方法だと考えられる。シミュレーション結果から、この連動実験は間接測定ながら、陽子成分に関しては直接測定に近い結果が得られると期待される。また、ファミリーの構造、エマルジョンチェンバー中での広がり等を考慮すると陽子成分のみならず重い成分の推定も可能となることが期待される。

3.3 まとめ

この章においては宇宙線の測定方法と観測結果を概説した。100TeV 以下のエネルギー領域と100TeV 以上のエネルギー領域についてさまざまな観測方法で得られた結果についてまとめる。

1. 10^8 eV のエネルギー領域において測定された同位体比から宇宙線の銀河系内における滞在時間は約 10^7 年程度であることが示された [22]。

2. Simon 達により測定された CNO 等の原子核が星間空間中でつくる二次宇宙線との比、B/C 比から宇宙線が通過してきた物質量が推定され、約 $7\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ であることが示され、B/C 比のエネルギー依存性から宇宙線の伝播モデルとしては Leaky Box モデルがあげられる [22]。この観測から推定された物質通過量は宇宙線のエネルギーが 10^9 eV 以上の領域ではエネルギーが高くなるほど物質通過量は宇宙線の Rigidity の -0.6 乗に比例して減少することが示されている [22]。
3. 100TeV 以下の領域における宇宙線の組成は主として陽子成分が多くなっているが、エネルギーが高くなるにつれ陽子成分の占める割合が減少してきている。特に 100TeV に近い領域において陽子成分が急激に減少しているとする報告もある [20]。
4. 鉄成分に関してはエネルギースペクトルの傾きが他の陽子やヘリウムと比較すると平坦であり、このままのベキでエネルギーの高い領域まで延びているとすると、Knee 領域では鉄成分が占める割合が最も大きくなると推定される [20]。
5. 空気シャワーの観測から得られた宇宙線のエネルギースペクトル中に $10^{15} \sim 10^{16}$ eV の領域でベキの変化が見い出され [2]、Knee と呼ばれている。宇宙線のエネルギースペクトルはこの Knee を境にしてベキが微分形で -2.62 ± 0.12 から -3.02 ± 0.05 に変化している。
6. 地上で測定される空気シャワーサイズと総ミュー粒子数の観測から Staver 達 [47] は Knee 領域において重い原子核成分が全体の 5%、陽子成分が 50%であるという結果が得られている。
7. 空気シャワー粒子の空気中におけるシンチレーション光を利用した観測 [28] では 10^{16} 以上の宇宙線が測定され、この観測から得られた組成は 10^{16} eV 領域では重い原子核成分が主であるがエネルギーが高くなると陽子成分が主になるとの主張がなされている。
8. 空気シャワー粒子が空気中で発生するチェレンコフ光の観測から 10^{15} eV 以上で 100TeV 以下のエネルギー領域から外挿した組成よりも重い原子核成分が増えているとの報告がなされ

ている [29]。

9. 高山におけるエマルジョンチェンバー実験から 10^{15}eV 以上の領域で陽子成分の絶対頻度がエネルギーの積分スペクトルで得られ、 100TeV 以下の領域からの外挿よりも低い組成比が得られている [30]。
10. 地下におけるミュー束の観測から、ミュー粒子の多重度スペクトルが得られている。MACRO グループの観測結果をシミュレーション結果として Knee 領域では比較的軽い原子核成分が主要成分であるとの報告がなされている [37]。
11. 同じ地下実験を行なっている Frejus グループのミュー粒子多重度スペクトルとシミュレーションと結果との比較から Gaisser 達は軽い原子核成分を主成分とした組成が多重度スペクトルを説明するとしているが、この組成で宇宙線のエネルギー スペクトルが再構成できないことから、Knee 領域では比較的重い原子核成分の優勢が有利であると報告されている [38]。
12. EAS-TOP[40] による空気シャワーと地下のミュー束との連動実験の結果とシミュレーションの比較から 10^{15}eV 領域では陽子成分が主成分となる組成が実験結果を良く再現しているが、 10^{17}eV 領域では鉄成分のみの組成が実験結果を再現すると報告されている。
13. 乗鞍観測所において行なわれた空気シャワーとエマルジョンチェンバーの連動実験の結果 [4] とシミュレーションの比較から、Knee 領域の陽子成分は宇宙線の頻度に対して約 20% 程度であることが報告されている [46]。

宇宙線のエネルギーが 100TeV 以下のエネルギー領域では飛翔体の観測により統一的な結果が得られている。 100TeV 以上のエネルギー領域では種々の観測が行なわれているが統一的な結果が得られていない。空気シャワーと高エネルギー電磁成分との連動実験は一次陽子宇宙線をよく選別することができ、観測できる宇宙線の全成分から宇宙線組成を推定しようとする他の連動観測とは異なる。このように全宇宙線成分中の特定の成分のみを観測例から選択できることは観測結

果とシミュレーションとの比較において飛翔体を用いた宇宙線の観測に匹敵する直接的な結果を与えてくれると期待される。

Chapter 4

乗鞍における空気シャワーとエマルジョン チェンバーの連動実験

この章では東京大学宇宙線研究所付属の乗鞍観測所において行なわれた空気シャワーとファミリーの同時観測（連動実験）[4]の観測方法と解析方法について述べる。この種の実験はいくつかの場所において行なわれているが乗鞍における実験は著者が直接関わった実験であり、第6章のシミュレーション結果と実験結果の比較においてはこの乗鞍における実験結果を使用する。実験結果の解析においては実験グループにより測定条件と解析方法が異なっており、それらが明記されていない乗鞍以外の実験グループの結果をシミュレーション結果と比較するには大きな困難がある。

ここでは乗鞍観測所において1980～1981年と1985年の2回にわたって行なわれた実験について空気シャワーの観測とファミリーの観測方法を説明し、それぞれの観測で得られた実験結果とこの2種類の現象の観測結果の同時性を確認して得られたTagged-空気シャワーの解析方法と解析結果を述べる。

4.1 実験装置の概説

図4.1に乗鞍観測所で1985年に行なわれた空気シャワー観測装置の概観図を示す。1980～1981年に行われた実験もこれと殆ど同じである。空気シャワー検出装置は大きな広がりを持つ空気シャワーの全体を観測するため、屋外及び屋内に数十台のシンチレーション検出器を配置した。この

空気シャワー検出器群全体を空気シャワーアレイと呼んでいる。また空気シャワーの中心部分を観測するために空気シャワーアレイの中心にある建物の暗室の中に54m²スパークチェンバーを設置した。スパークチェンバーをはじめとしてこの建物の中に設置された複合検出器群の側面図を図4.2に示す。54m²スパークチェンバー直下に鉄を吸収層とした面積20m²、厚さ14 rad. lengthのエマルジョンチェンバーを鉄骨架台の上に設置した。20m²のエマルジョンチェンバーの下にはそれぞれ0.25m²の面積を持つシンチレーション検出器を72台設置して高エネルギーのガンマ線やハドロンがエマルジョンチェンバー中で起こしたシャワーが発達し、多数の粒子群となって降りそそぐバーストを検出した。この検出器群をバースト検出器と呼んでいる。以上が乗鞍観測所で行なわれた連動実験装置の概略である。以下に個々の観測装置について説明する。

4.2 空気シャワー観測装置

前節で述べたように空気シャワー観測装置として2種類の検出器を用いた。その一つであるシンチレーション検出器を構成しているのはプラスチックシンチレータと光電子増倍管(PMT)である。空気シャワー粒子（荷電粒子）の平均エネルギーは100MeV以上であるので粒子の殆どはプラスチックシンチレータの中で止まることなく通過する。したがってプラスチックシンチレータ中を通過する際に生じる全電離損失量に比例して放出される光量はほぼ入射してきた粒子数に比例している。1個の相対論的エネルギーの荷電粒子が放射した光がPMTの光電面でどれだけの光電子数になるかを前もって測定しておけば空気シャワーの荷電粒子密度（粒子数/0.25m²）が測定できる。

このシンチレーション検出器を屋内外に配置して空気シャワー全体の粒子数分布を測定するのが空気シャワーアレイである。空気シャワー粒子の広がり観測高度における大気の深さと一次宇宙線のエネルギーによって決まる。空気密度が低いほど一定の空気の厚さを通過するための距離が長くなるので空気シャワー粒子の広がり広くなり、また、一次宇宙線のエネルギーが高く

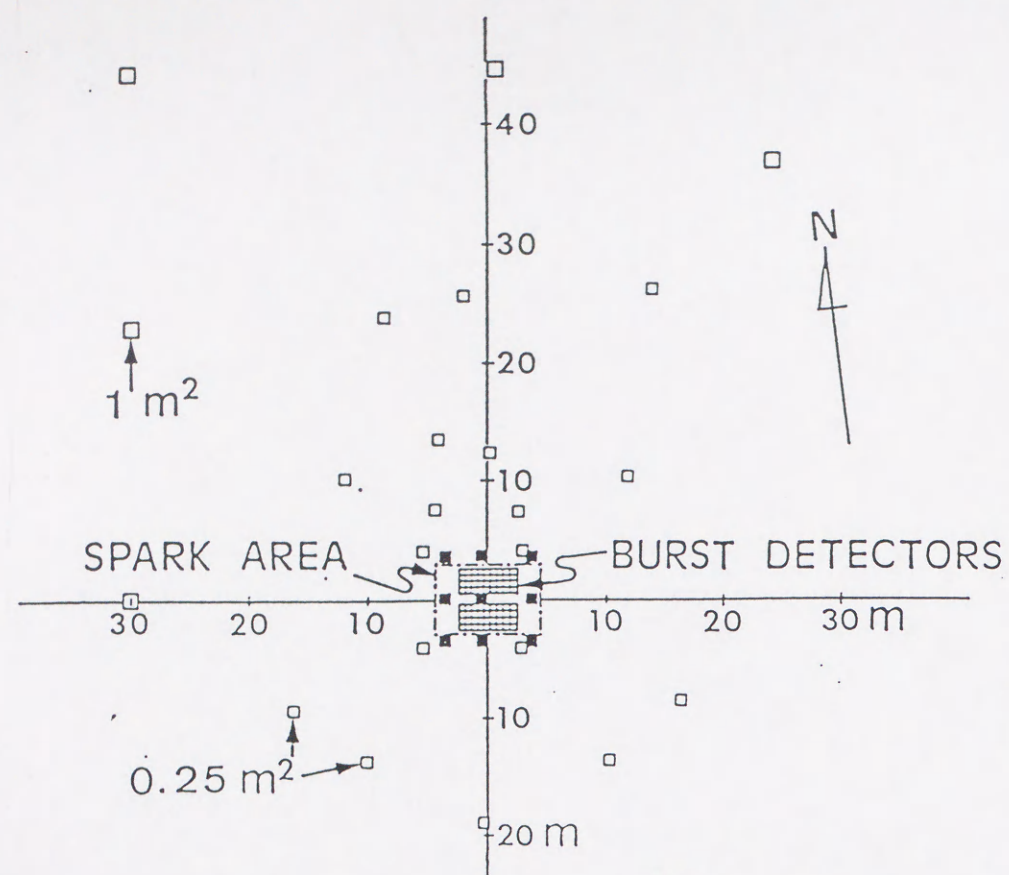


図 4.1: 乗鞍実験で使用した空気シャワーアレイ。シンチレーション検出器を黒印と四角印で示してある。

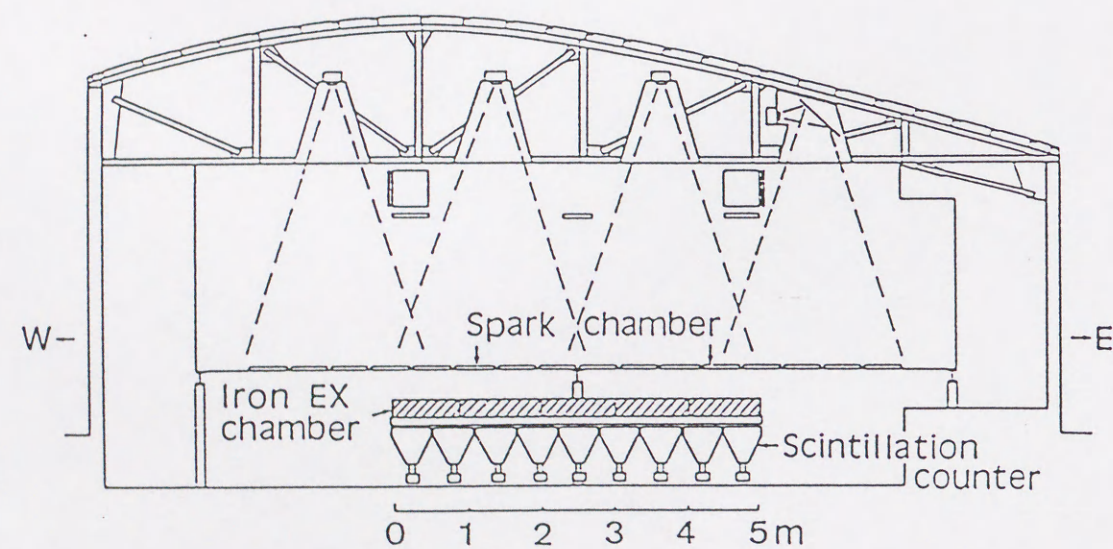


図 4.2: 乗鞍実験で使用した複合検出器群。上から順にスパークチェンバー、エマルジョンチェンバー、バースト検出器群とならんでいる。

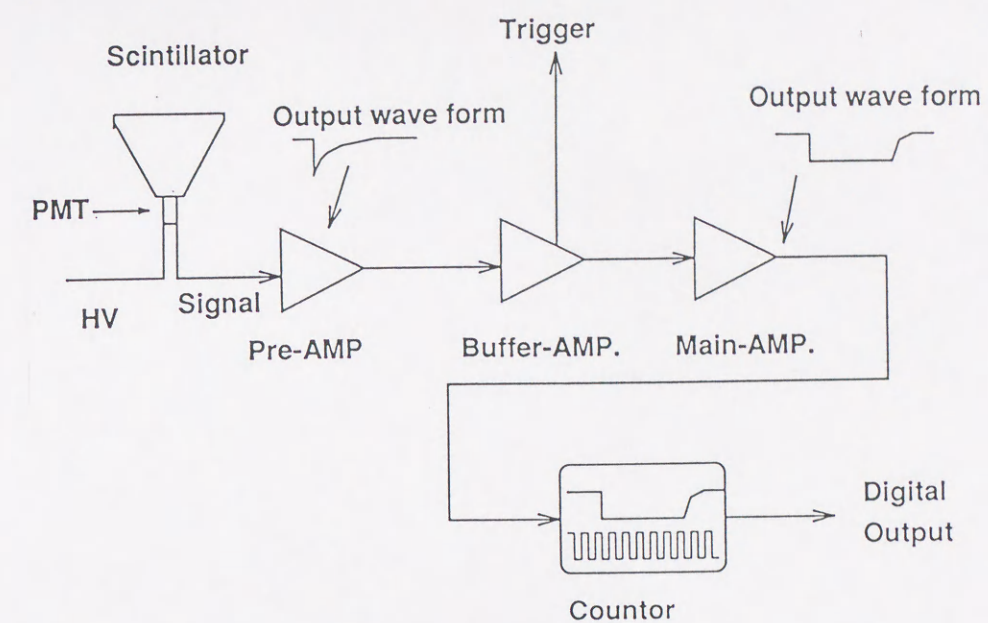


図 4.3: シンチレーション検出器の信号処理のブロックダイアグラム

なると粒子密度の横広がり分布関数は徐々に勾配が急になるが、それ以上に全粒子数が増大するので粒子が検出できる広がり広くなる。空気シャワーの広がり目安を与える Moliere 単位は乗鞍観測所高度では大体半径 110m 程度の大きさを持つ。乗鞍における実験では空気シャワーアレイの中心から半径約 50m までシンチレーション検出器を配置した。また、中心部から離れるに従って検出されるシャワー粒子密度が下がるため空気シャワーアレイの中心部には 32 台の 0.25m^2 の検出器を配置し、最遠方には 5 台の 1m^2 の検出器を配置した。

シンチレーション検出器の出力は図 4.3 に示した回路系を用いて処理した。PMT は本来電荷型の検出装置であるが Pre-AMP の入力時に電界トランジスタにより電荷量を電圧値に変換してからケーブルで送られる。これは当時、回路系は実験者の手作りで製作されていて電荷を扱う安定かつ増幅率 (Gain) の高い AMP の製作が困難であったからである。この回路系で電流電圧変換されたパルスは電圧値で約 20 倍程度増幅され、次の Main-AMP へ送られる。Main-AMP ではさらに増幅して、つぎに図 4.3 で示すような波形整形がなされる。この波形整形の特徴は電流電圧変換を行なった時、電荷量は変換後のパルスの高さに比例するが Pre-AMP で設定したパルスの形はパルスの高さの対数とパルスの幅が比例関係にあるため、パルス幅を計測に利用する。このた

度が約 3 度程度であったが、このスパーク チェンバー装置で測定される方向決定精度は 1 度以内であった。この方向決定精度は後で述べるファミリーと空気シャワーの対応をつける際に重要な意味を持つものである。

空気シャワーアレイとスパークチェンバーアレイでデータを取得するためには計測を開始するトリガー信号をそれぞれの回路系に送る必要がある。このトリガー信号を作るためにエマルジョンチェンバーの周辺に 0.25m^2 シンチレーション検出器 9 台を、4m 間隔の格子状に配置した。この 3×3 のマトリックスから 4m 間隔の 4 台の組を 4 組選択することができる。各空気シャワー現象について、いずれかの組において同時に各検出器が 50 粒子以上を検出した時に各制御回路系にトリガー信号が送られる。この様な条件による空気シャワーのトリガー頻度は 1 日あたり約 25 例であった。

4.3 エマルジョンチェンバー

図 4.5 にはエネルギー吸収層に鉄を使用したエマルジョンチェンバーの構造を示す。1 ブロック 10m^2 のエマルジョンチェンバーを 2 ブロック、 54m^2 スパークチェンバーアレイの中央の下に配置した。X 線フィルムは鉄吸収層の間に 6 層使用し、このうち 4m^2 の部分にカスケードシャワーのエネルギー較正用に原子核乾板を入れた。X 線フィルムの黒化度はエマルジョンチェンバーの設置条件や現像条件により若干異なる。このため較正用原子核乾板と同じ層に置かれた X 線フィルムに対して、原子核乾板上に写った電子の個数を注意深く計測し各カスケードのエネルギーを決めて X 線フィルムの黒化度との対応を求めた。この方法によるエネルギー決定精度は約 20% ~ 30% である [31]。この実験に使用したエマルジョンチェンバーの鉄吸収層の厚さは 26cm で、Radiation Length (r.l.) では 14.5 r.l. である。核子に対するエマルジョンチェンバーの厚さは 1.4 mean free path である。

このチェンバーで得られるファミリーは各カスケードシャワーが深さ 10 r.l. までに発達が始ま

る場合は容易に検出することができるが、これ以上の深さで発達が始まった場合は検出するのが難しくなる。また、ファミリー中の電磁成分は大体 6 r.l. までにシャワーの発達が始まるるので検出は比較的容易であるが、核子成分は比較的深くまで突っ込みシャワーの発達の開始の深さが広く分布してるのでこの実験に用いたチェンバーではすべての核子成分を捕らえることはできない。また、6 r.l. より浅い場所で始まったファミリーについて電磁成分と核子成分を区別することはできない。従って、我々はエマルジョンチェンバーで検出されたカスケードシャワーに対して、電磁成分と核子成分を区別せず、単にカスケードシャワーとして同等に扱う。これはシミュレーションと比較する場合、検出条件を同じにすれば同等の扱いができるからである。

4.4 バースト検出器

エマルジョン チェンバーの下にシンチレーション検出器で構成されたバースト検出器を設置した。エマルジョンチェンバー中で発達したカスケードシャワーは鉄吸収層中で増殖、あるいは減衰しながらチェンバーを通り抜けバースト検出器に入射する。この現象をバーストと呼び、バーストの総粒子数を計測し、同時に入射時刻を記録する。これはエマルジョンチェンバーがファミリーの検出に時間情報を持たないため空気シャワーと対応を付ける際に重要なデータとなる。対応付けの詳しい方法は次の章で行なう。

バースト検出器に使用されているシンチレーション検出器は空気シャワー アレイで使用されている検出器と同じタイプである。1 台の面積は 0.25m^2 であり、72 台のシンチレーション検出器で構成されている。しかし、バースト現象を観測するために検出器の稼働設定は空気シャワー用とは異なる。空気シャワー用検出器は 1 粒子から検出できるように設定されているが、バースト用は約 100 粒子から検出が行なえるように PMT への印加電圧を下げ、PMT の受光面には受光量を約 1/10 に減らすために一様に小さな穴を開けた黒紙のマスクをかけた。

バースト検出器からのトリガー条件は、72 台中どれか 1 台が 2000 粒子以上を検出した場合、

空気シャワー検出装置と連動して、データ取得が行なえるように設定した。また、後の解析で得られたデータがどちらのトリガー条件で得られたかを知るためにトリガーモードを設定し、データと共に記録した。バーストトリガーで得られる頻度は大体 40 例/日であった。

Chapter 5

乗鞍実験の結果

この章では 1980 ～ 1981 年と 1985 年の乗鞍実験で得られたデータの解析方法と結果について述べる。エマルジョンチェンバーで得られたファミリーと空気シャワーアレイで得られた空気シャワーのそれぞれについて一般的性質を述べ、これらの現象例を対応させた tagged-空気シャワーについて述べる。

5.1 エマルジョンチェンバーによる観測

エマルジョンチェンバー中でどのようなカスケードシャワーが観測されているかを明らかにするために原子核乾板と X 線フィルムの各層に記録されたシャワースポットの黒さ（黒化度）の曲線から推定した最大黒化度とシャワーエネルギーの相関グラフを作成した。図 5.1 にこの相関グラフを示す。エネルギーは先にも述べたように原子核乾板で較正されている。X 線フィルムだけが挿入されているエマルジョンチェンバーに入射した多数のカスケードシャワーについてはこれを用いて最大黒化度からそれぞれのカスケードシャワーのエネルギーに変換できる。また、この原子核乾板を挿入した部分におけるカスケードシャワーの積分型エネルギースペクトルを図 5.2 に示す。2 回の実験で得られた積分型エネルギースペクトルはいずれもシャワーエネルギーの -1.95 乗で表すことができる。また、観測されたシャワーエネルギー領域では検出バイアスが 1980 ～ 1981 年では 3.0 TeV 以下で 1985 年では 4.5 TeV 以下で生じることがベキ乗則からのずれが生じる位置

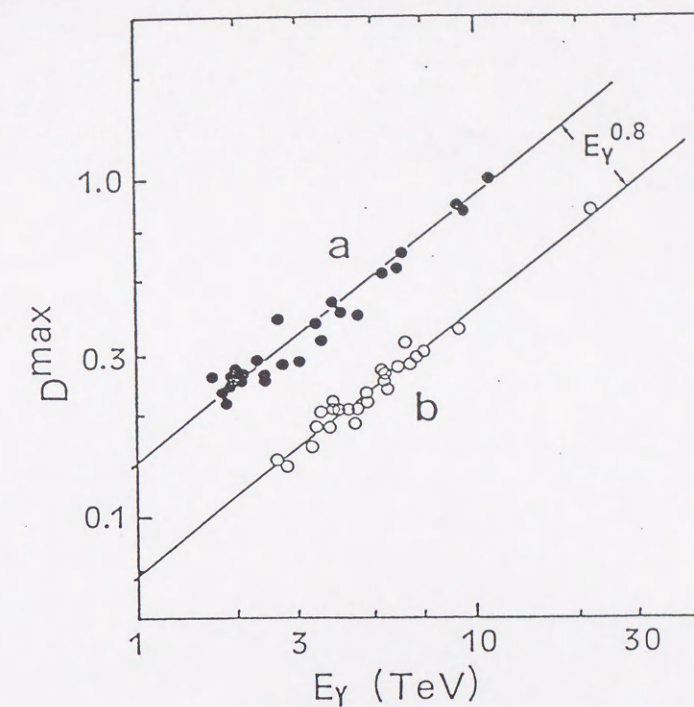


図 5.1: 原子核乾板で較正した X 線フィルム上のスポットの黒さとシャワーエネルギーの相関図。(a) は 1980 ～ 1981 年の実験データ、(b) は 1985 年の実験データである。いずれも $D^{\max} \propto E_{\gamma}^{0.8}$ で表される。

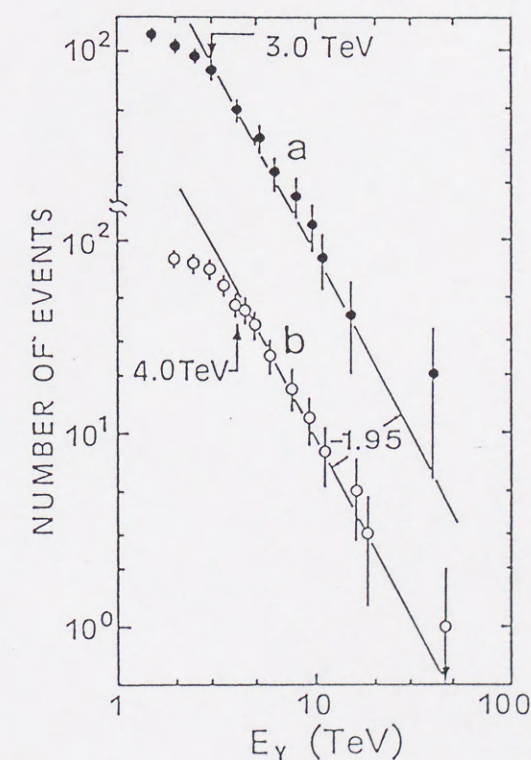


図 5.2: 乗鞍実験で得られたカスケードシャワーの積分型エネルギースペクトル。(a) は 1980 ～ 1981 年の実験データ、(b) は 1985 年の実験データ

から示される。1985 年の実験では 3.0 ~ 4.5TeV のカスケードシャワーの数 10%が検出できていないことになる。この結果から乗鞍実験に 3TeV 以下においてはカスケードシャワーの検出洩れが激しいことを示し、以下の解析ではこのエネルギー以下のカスケードシャワーは使用しない。2 回の実験でエネルギースペクトルがベキ乗則の同じベキで表されたことから、検出バイアスを考慮すれば、これらの実験データを合わせて用いることが可能である。

ここで解析に使用するファミリーの選択条件について述べる。ファミリーとは同時に入射してきた高エネルギー電磁及び核子成分の一群がエマルジョンチェンバーに入射してそれぞれが発達させたカスケードシャワーの集まりである。ファミリーを構成する個々のカスケードシャワーのエネルギーは図 5.2 で示したように下限エネルギーを 3TeV とみなして用いる。1つのファミリーに含まれるカスケードシャワーの本数を 2 以上 ($n \geq 2$) とし、それらのエネルギーの合計が 10TeV 以上 ($\Sigma E \geq 10\text{TeV}$) のファミリーが選択された。もちろん、条件の異なる実験ではこれらの選択条件は変わりうる。

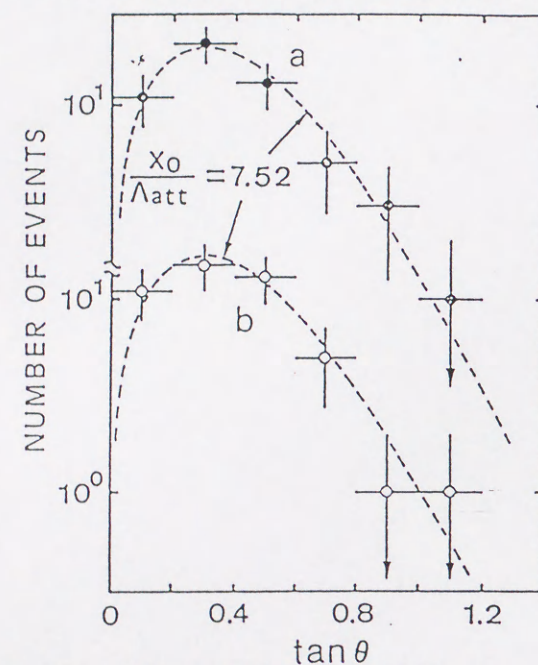


図 5.3: 乗鞍高度で観測されたファミリーの天頂角分布。(a) は 1980 ~ 1981 年の実験データ、(b) は 1985 年の実験データ

上記の選択条件により集められたファミリーの到来天頂角分布を調べる。鉛直に入射した場合と比較して大きな天頂角で入射したファミリーの方がファミリーをつくる親のハドロンはの大気

物質の通過量が多くなって減衰し、観測強度が減少する。2 回の実験についてそれぞれの観測強度における減衰長を Λ_{att} とし、観測高度の深さを x_0 で表すと図 5.3 に示す天頂角分布は

$$J_{cas}(x_0, \theta) d\Omega = J_{cas}(x_0, 0) \cos \theta \cdot \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right) \frac{x_0}{\Lambda_{att}}\right] d\Omega \quad (5.1)$$

で表され、2 回の実験データは共に

$$\frac{x_0}{\Lambda_{att}} = 7.5 \pm 0.5 \quad (5.2)$$

でよく表現できる。ここに $J(x_0, 0)$ は鉛直方向の強度である。乗鞍観測所の大気深さ $x_0 = 738\text{gcm}^{-2}$ を入れると

$$\Lambda_{att} = 98 \pm 7\text{gcm}^{-2} \quad (5.3)$$

が得られる。この値は他のエマルジョン実験 [30] で得られた結果と一致している。

次にファミリーの加算されたエネルギーの積分型エネルギースペクトルを図 5.4 に示す。この

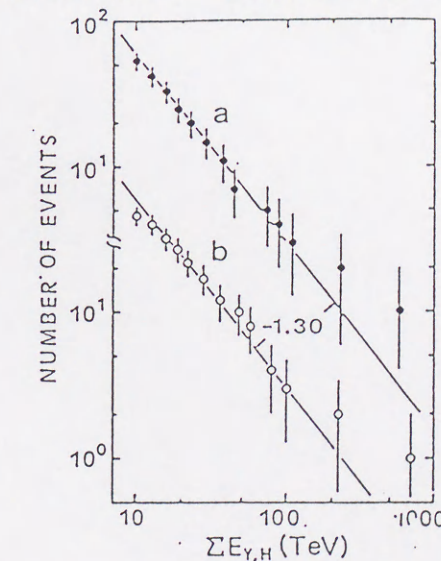


図 5.4: 乗鞍高度で観測されたファミリーの積分型エネルギースペクトル。(a) は 1980 ~ 1981 年の実験データ、(b) は 1985 年の実験データ

ファミリーのエネルギースペクトルについても 2 回の実験結果はともに -1.3 の巾乗で表されるが、1985 年の実験では検出下限のエネルギーが少し高かったために $\Sigma E \leq 10\text{TeV}$ 領域で若干のずれが見られる。

5.2 一般の空気シャワーの観測結果

乗鞍実験において空気シャワートリガーで記録された一般の空気シャワーについて得られた結果を示す。空気シャワーの絶対強度を求めるためには観測時間、有効観測面積及び有効立体角が必要である。観測時間は観測期間中の記録から求め、有効立体角は前述の天頂角分布から求めることができる。有効観測面積については、観測装置の章で述べたように、空気シャワートリガーは空気シャワーアレイの中心部分で行っているためにシャワーサイズにより検出面積が異なる。 $Ne \geq 10^5$ の空気シャワーを捕えるために、アレイ中心付近に空気シャワー中心が到着した空気シャワーの観測強度の密度が一様になる円の面積を求めたところ、アレイ中心から半径 5m の領域であった。この円の外における空気シャワーは空気シャワートリガーによるバイアスのため観測強度の密度が落ちるので解析には使用しなかった。

ファミリーと同様に空気シャワーは大気の深さが深くなると観測強度が下がる。図 5.5 に空気シャワーの場合の天頂角分布を示す。天頂角分布はファミリーの場合と同様に

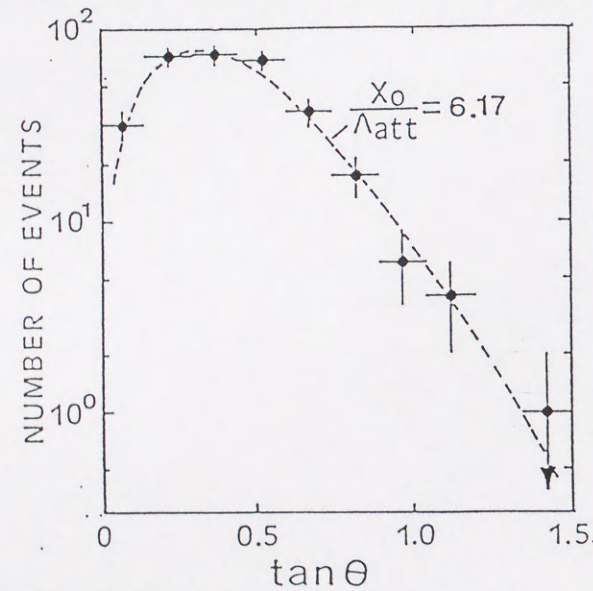


図 5.5: 乗鞍高度で観測された一般の空気シャワーの天頂角分布。

$$J_{AS}(x_0, \theta) = J_{AS}(x_0, 0) \cos \theta \cdot \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos \theta} - 1\right) \frac{x_0}{\Lambda_{att}}\right] d\Omega \quad (5.4)$$

であり、実験データは

$$\frac{x_0}{\Lambda_{att}} = 6.2 \pm 0.7 \quad (5.5)$$

で表せる。従って、空気シャワーの減衰長は

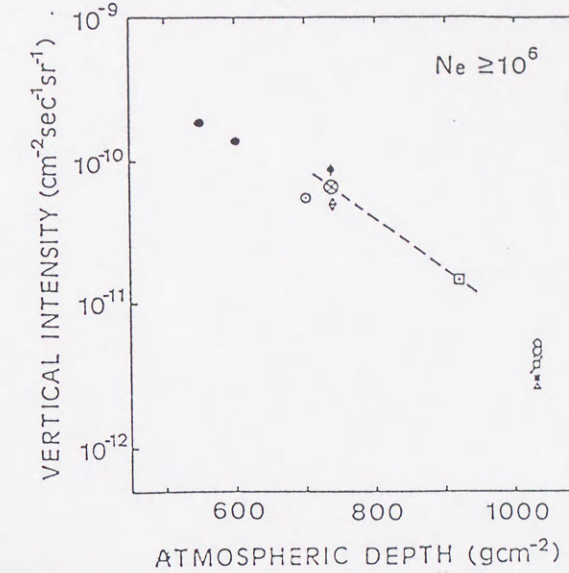


図 5.6: $Ne \geq 10^6$ の空気シャワーにおけるいろいろな観測高度での鉛直強度。グラフ中の破線は乗鞍と明野観測所での観測強度を結んでいる。この破線の傾きは $\Lambda_{att} = 120 \text{gcm}^{-2}$ を示す。

$$\Lambda_{att} = 119 \pm 15 \text{gcm}^{-2} \quad (5.6)$$

となる。鉛直強度 $J_{AS}(x_0, 0)$ は単位立体角当たりの天頂方向の強度を意味している。空気シャワーの鉛直絶対強度は観測面積、観測時間および有効立体角から求められる。また、空気シャワーの鉛直強度をいろいろな大気の深さにある他の実験グループのデータと比較すると図 5.6 のようになり、我々と明野グループを結んで得られる減衰長 $\Lambda_{att} = 120 \text{gcm}^{-2}$ は上記の天頂角分布からもとめた減衰長と誤差の範囲内で一致する。また、同じ観測高度の観測値との比較を行なうとほぼ同じ観測強度が得られていることが図 5.6 に示されている。

5.3 Tagged-空気シャワーの観測結果

この章では最初にファミリーと空気シャワーの対応付け（同定）を行なう方法について説明する。エマルジョンチェンバーで見つかるファミリーには時間情報がないので、空気シャワーと同時

現象であることを示すにはそれぞれの解析で得られたいくつかの観測量の一致或いは対応が必要がある。特に、エマルジョンチェンバーの真下に配置したバースト検出器のデータはファミリーのエネルギーの大きさと位置を反映しており、対応付けのために有用である。まず、各バースト検出器から記録されたバーストデータの中から大きなバーストを 15 例選択し、この選択例に対し各バースト検出器に対応するエマルジョンチェンバーの領域に入射したファミリーについて対応操作を以下の条件について行なう。

条件 1 エマルジョンチェンバー中で観測されたファミリーの入射方向と空気シャワーの入射方向が 3 度以内で一致している。

条件 2 バーストサイズの大きさとファミリーから推定したバーストの大きさが一致している。

条件 3 ファミリーの位置がバースト検出器群から得られたバーストピークの位置と 10cm 程度の誤差の範囲で一致している。

以上の対応条件を満たした観測例は $\Sigma E \geq 10\text{TeV}$, $n \geq 2$ の全ファミリーの 80% 以上に達している。この対応率は空気シャワー観測装置と空気シャワーの方向を決めるスパークチェンバーの稼働率によって実質的に決まっている。乗鞍の実験では空気シャワーの稼働率よりもスパークチェンバーの稼働率の方が低く、対応率はスパークチェンバーの稼働率に近い。これは我々が空気シャワーの到来方向測定にスパークチェンバーを使用しているためである。表 5.1 に乗鞍実験における実験規模と対応率について示す。

図 5.7 に一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーのそれぞれについて空気シャワー発達のパラメーターであるエイジとシャワーサイズの関係を示す。図 5.7 より、Tagged-空気シャワーのエイジはシャワーサイズによらずほぼ一定値を示すが、一般の空気シャワーに関してはシャワーサイズが大きくなるとエイジの値が小さくなり、Tagged-空気シャワーの値に近付くことがわかる。Tagged-空気シャワーは観測点でファミリーを作るためにエネルギーが低いほど大気深く突っ込ん

実験時期	1989 ~ 1981	1985
実験期間 (日数)	302.5	255.3
空気シャワー観測装置稼働率	95.7%	98.4%
スパークチェンバー稼働率	$\geq 80\%$	$\geq 90\%$
バーストリガーの例数	~ 12000	~ 9000
空気シャワートリガーの例数	~ 6000	~ 4000
検出されたファミリーの例数 ($\Sigma E_{\gamma,h} \geq 10\text{TeV}$)	53	46
Tagged 空気シャワーの例数 ($\Sigma E_{\gamma,h} \geq 10\text{TeV}$)	44	43
対応率 ($\Sigma E_{\gamma,h} \geq 10\text{TeV}$)	83%	94%

表 5.1: 1980 ~ 1981 年と 1985 年に乗鞍観測所で行なわれた空気シャワーとエマルジョンチェンバーの連動実験の実験期間と得られたデータ量

で空気シャワーが発達を始めたものであるのに対して、一般の空気シャワーはエネルギーによらず平均的な大気の深さで発達を始めるため空気シャワーの最大発達の深さ（エイジは 1 である）がエネルギーと共に深くなることによる。図 5.8 に一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーのサイズスペクトルで縦軸は鉛直強度を示す。この図から、シャワーサイズが $Ne \geq 5 \times 10^6$ で一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーの鉛直強度が同じになっていることがわかる。これは我々が Tagged-空気シャワーの条件としたファミリーのエネルギー、 $\Sigma E \geq 10\text{TeV}$, $n \geq 2$ を満たす空気シャワーの強度が $Ne \geq 5 \times 10^6$ では一般の空気シャワーと同じであることを示している。すなわち、このシャワーサイズ以上の空気シャワーには $\Sigma E \geq 10\text{TeV}$ のファミリーが必ず伴っていることを意味する。

乗鞍観測所における連動実験では以下のことが明らかになった。

1. 鉄を使用したエマルジョンチェンバーにおけるカスケードシャワーの検出下限エネルギーは 1980 ~ 1981 年の実験では 3TeV, 1985 年の実験では 4.5TeV であった。また、カスケードシャワーの積分エネルギースペクトルは 2 回の実験ともベキが -1.95 で表される。
2. 一つのファミリー中におけるカスケードシャワーの本数を 3TeV 以上が 2 本以上という条件における積分 ΣE スペクトルは 2 回の実験ともベキが -1.3 で表すことができる。この ΣE ス

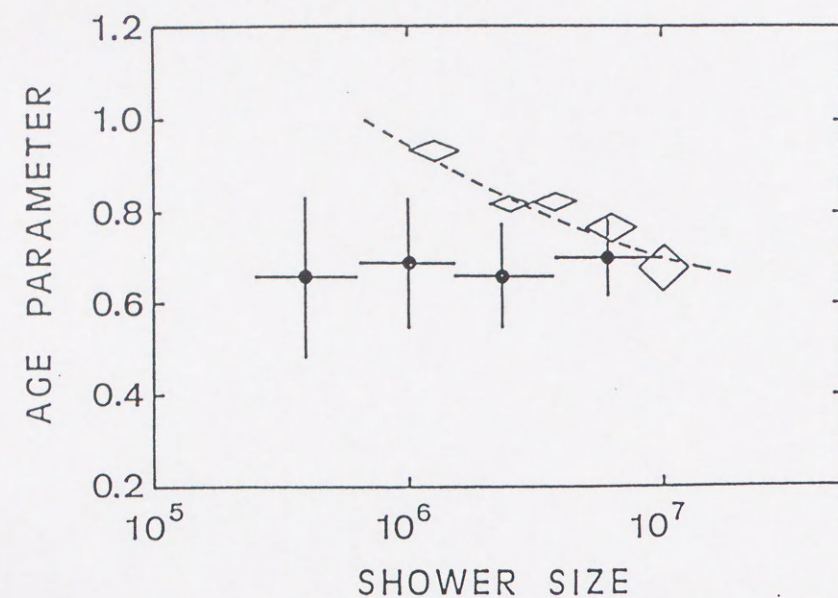


図 5.7: 乗鞍で観測された一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーのエイジ分布。破線は一般の空気シャワーのエイジ分布を表している。Tagged-空気シャワーは黒印である。

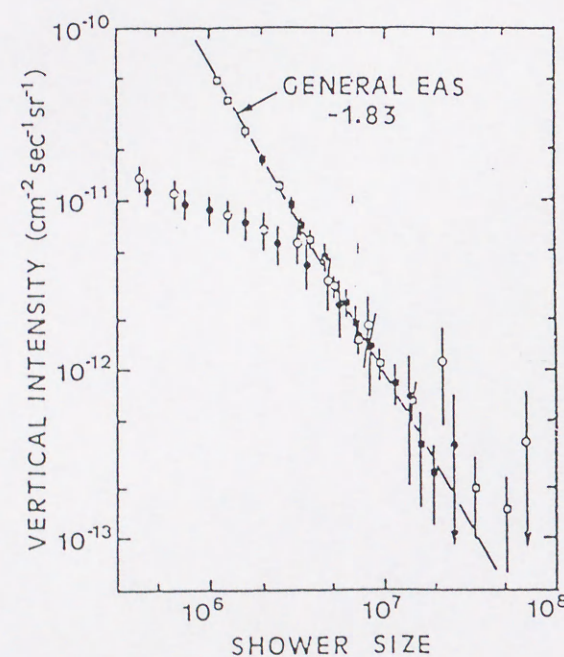


図 5.8: 乗鞍で観測された一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーの積分型シャワーサイズスペクトル。黒丸と白丸は Tagged-空気シャワーを表し、黒四角と白四角は一般の空気シャワーを表す。

ペクトルに対してはファミリー下限のエネルギーは約 10TeV である。

3. ファミリーの天頂角分布から求めたファミリーの減衰長は他の高山におけるエマルジョンチェンバー実験とほぼ同じの値

$$\Lambda_{att} = 98 \pm 7 \text{ g/cm}^2$$

が得られた。

4. 空気シャワーの天頂角分布から求めた減衰長は

$$\Lambda_{att} = 119 \pm 13 \text{ g/cm}^2$$

となり、これはシャワーサイズが 10^6 における明野における観測強度と我々の観測強度から求めた減衰長とよく一致している。

5. 空気シャワーとファミリーの対応をつける方法を開発し、その対応率は空気シャワーの方向を測定しているスパークチェンバーの稼働率とほぼ同じであった。
6. Tagged-空気シャワーのエイジはシャワーサイズに関係なく一定値をとる。従って、エネルギーの低いものほど大気深くで発達を始めた空気シャワーを観測している。
7. 一般の空気シャワーのエイジはシャワーサイズと共に小さくなり、 $Ne \geq 5 \times 10^6$ では Tagged-空気シャワーと同じ値を取る。
8. 一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーの鉛直強度をはじめて測定した。また、 $Ne \geq 5 \times 10^6$ で一般の空気シャワーと tagged-空気シャワーの鉛直強度は同じになり、このサイズ以上の空気シャワーには全てファミリーが伴っていることがわかった。

Chapter 6

空気シャワーのモンテカルロシミュレーション

高エネルギー宇宙線が地球大気に入射すると空気原子核と衝突して沢山のハドロンをつくる多重発生を起こす。これらのハドロンは更に他の原子核と衝突してハドロンを発生させ、ネズミ算的に粒子数が増大していく。これら一連の過程は一般に核カスケードと呼ばれている。この核カスケードは確率過程であるため同じ入射エネルギーの宇宙線でも、それぞれの発達速度は大きく揺動する。モンテカルロ法によるシミュレーションはこれらのふらつきを含めた発達過程を計算機で再現するうえで欠くことのできない方法である。 10^{16} eV 領域における一次宇宙線の組成と相互作用に関する詳しい情報は現在でもまだ乏しい。まず、相互作用に関する情報としては、フェルミ研究所における陽子-反陽子の衝突型加速器実験で実験室系のエネルギーに換算して 2×10^{15} eV まで得られているが、宇宙線のファミリー現象に最も敏感な多重発生粒子の最前方の角度分布と運動量分布についての情報は充分ではない。また、大気中で実際に起きている原子核-原子核衝突の詳細はずっと低いエネルギーにおける情報を高いエネルギーまで外挿して用いるしかない。次に、宇宙線の組成については直接測定で 10^{14} eV 領域の半ばまで観測が行なわれているが、我々の問題とするさらに高いエネルギー領域においては飛翔体を用いた直接観測の実現は当分の間不可能である。それゆえにこそこのエネルギー領域での組成を間接測定で知ることが研究課題としての意味を持っているのである。

このように 10^{15} eV 以上の宇宙線が作る空気シャワーのシミュレーション計算にはいくつかの不確定な要素が含まれる。シミュレーション計算ではこれらの不確定な要素に関していくつかの或いは最も妥当と思われるモデルを仮定して行なう。以下では今回のシミュレーション計算において仮定したモデルについて説明する。

6.1 ハドロン相互作用

シミュレーション計算に採用した相互作用モデルは発生粒子の運動量分布における最前方の破砕領域において近似的に Feynman スケーリング則 [41] が成立していることを前提にしている。Feynman スケーリング則を説明するために次の陽子同士の衝突における少なくとも 1 個のパイオンが必ず発生するインクルーシブ反応を考える。

$$P + P \rightarrow \pi + X \quad (6.1)$$

ここで P は陽子、 π はパイオン、 X は他の発生粒子の全体を表している。この反応の相対論的不変断面積、 $E \frac{d\sigma}{dP}$ は一般に重心系での陽子の入射エネルギー E と多重発生で生成されたパイオンの運動量の 2 成分、すなわち入射した陽子方向に対して平行な成分 P_{\parallel} と垂直な成分 P_{\perp} を独立変数とする関数で表される。今、 $x^* = \frac{2P_{\parallel}}{\sqrt{s}}$ (\sqrt{s} は重心系での全エネルギー) で表される Feynman 変数を導入すると、Feynman のスケーリング則は $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ で $E \frac{d\sigma}{dP} \rightarrow f(x^*, P_{\perp})$ となることを意味する。すなわち、不変断面積は高エネルギーの極限で \sqrt{s} に無関係になり比 P_{\parallel}/\sqrt{s} に依存するという意味でスケーリング則 (相似則) と呼んでいる。このスケーリング則は低エネルギーでは成り立っているが、CERN Sp̄pS のエネルギー領域 ($\sim 10^{14}$ eV) では発生粒子の運動量分布における中央領域でスケーリング則の破れが観測されている。しかし、最前方の核破砕領域についてはその破れは小さいと考えられる [44]。 10^{15} eV 領域では高山のエマルジョンチェンバー実験でもその破れは小さいことが示唆されている [30]。

実験室系での入射粒子のエネルギーを E_0 、発生するパイオンのエネルギーを E としたときエ

エネルギーが十分に高い場合は

$$x^* \simeq \frac{E}{E_0} \equiv x \quad (6.2)$$

と近似できる。空気シャワーの発達とくにファミリーの発生には最前方に放出される粒子のエネルギースペクトルが重要な役割を果たす。そこで反応の非弾性散乱の断面積を σ^{inel} としたとき x の分布として

$$f(x) = \frac{x}{\sigma^{\text{inel}}} \cdot \frac{d\sigma}{dx} \quad (6.3)$$

が良く使用され、 x 分布と呼ばれている。すなわち、核カスケードにおける高エネルギー成分の強度と高度分布はこの x 分布に大きく依存している。我々の相互作用モデルでは、この x 分布は入射エネルギーに弱く依存していて、エネルギーが高くなると最大の x が徐々に小さくなる。

陽子と大気中の原子核による非弾性衝突断面積 $\sigma_{\text{p-air}}^{\text{inel}}$ は陽子同士の非弾性衝突断面積 $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}}$ から Glauber 理論 [42] をもちいて計算した。この関係式は

$$\sigma_{\text{p-air}}^{\text{inel}} \propto \left(\frac{A}{14.5}\right)^\alpha \cdot 253 \left(\frac{\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}}}{30\text{mb}}\right)^\beta \text{mb} \quad (6.4)$$

で表される。ここで A はターゲット原子核の質量数を、 α, β はそれぞれ

$$\alpha = 0.725 \left(\frac{\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}}}{30\text{mb}}\right)^{-0.153}, \quad (6.5)$$

$$\beta = \begin{cases} 0.462 & \sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}} > 30 \text{mb} \\ 0.693 & \sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}} < 30 \text{mb}. \end{cases} \quad (6.6)$$

である。

$\sigma_{\text{p-air}}^{\text{inel}}$ は $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}} > 30\text{mb}$ のとき

$$\sigma_{\text{p-air}}^{\text{inel}} = 290 (E_0/1\text{TeV})^\delta \text{mb} \quad (6.7)$$

で近似できる。ここで E_0 は実験室系でみた入射陽子のエネルギーであり、 $\delta = 0.04 \sim 0.05$ である。

陽子同士の非弾性衝突断面積 $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}}$ は入射エネルギーと共に増大し E_0 が $10^{11} \sim 10^{15}\text{eV}$ の領域においては $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}} \propto E_0^{0.09 \sim 0.10}$ と表すことができる。今回のシミュレーションでは $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}} \propto E_0^{0.09}$ を仮定した。 $\sigma_{\text{p-p}}^{\text{inel}}$ をこのように仮定すると陽子と大気中の原子核の非弾性衝突断面積のエネルギー依存性は

$$\sigma_{\text{p-air}}^{\text{inel}} \propto E_0^{0.042} \quad (6.8)$$

で表される。すなわち、エネルギーと共に核子は膨らんでみえるが、原子核の核子間距離は変わらないので原子核の表面の核子の膨らみ分だけ断面積が大きくなるためそのエネルギー依存性は核子の断面積のエネルギー依存性の平方根程度である。図 6.1 に加速器実験の $\sigma_{\text{p-p}}$ から換算し

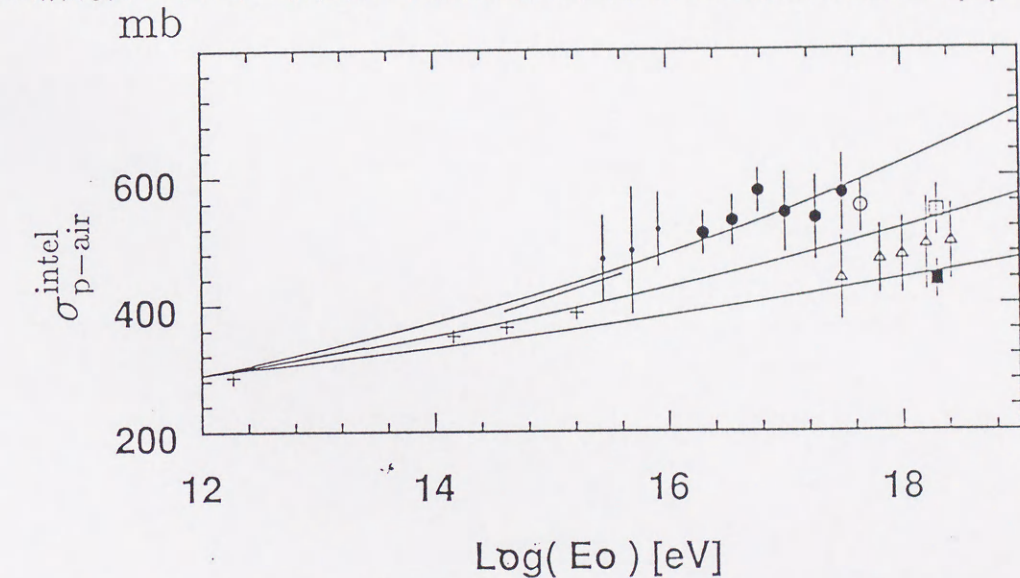


図 6.1: 加速器実験の $\sigma_{\text{p-p}}$ から換算した $\sigma_{\text{p-air}}$ (+印) および宇宙線実験 (+印以外の印) から推定された $\sigma_{\text{p-air}}$ のグラフを示す。グラフ中の 3 本の曲線は衝突断面積のエネルギー依存性を表し、上から 0.055, 0.042, 0.030 である。

た $\sigma_{\text{p-air}}$ および宇宙線実験から推定された $\sigma_{\text{p-air}}$ のグラフを示す。シミュレーションで使用した $\sigma_{\text{p-air}}$ は加速器実験のデータが最もよく載っている中央の曲線である。

相互作用後の核子の横運動量分布の平均値は多重発生の主要部分が Soft process (pionization) によるものとして

$$\langle P_t(x=0) \rangle = 330 \text{ MeV}/c \quad \text{at } 10^{12}\text{eV} \quad (6.9)$$

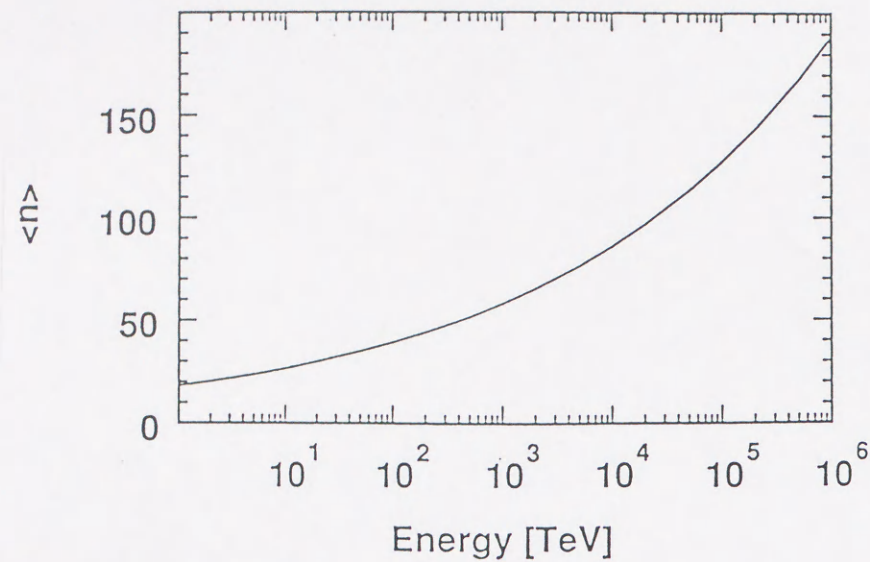


図 6.2: シミュレーション計算で用いた平均多重度のエネルギー依存性

を用い、これに 10^{12}eV 以上で断面積の増加分に応じて QCD による Hard Process (High- P_t jet) の寄与を考慮している。

重い原子核の一次宇宙線が大気に入射した場合の原子核-原子核衝突については、エネルギー 10^8eV における Freier と Waddington のデータ [45] に基づいてフラグメントの発生を考慮して計算した。原子核-原子核衝突に対する衝突断面積は次式を用いた。

$$\sigma_{A_i\text{-air}} \propto A_i^{0.44} \quad (6.10)$$

ここで A_i は入射原子核の質量数である。原子核衝突の場合核内の全ての核子が衝突において多重発生に関与するのではなく、一部の核子が衝突により多重発生を起こす。この反応に関与する原子核内の核子数を推定するために平均の核子数 $\langle N_i \rangle$ を次式で計算している。

$$\langle N_i \rangle = \frac{A_i \cdot \sigma_{p\text{-air}}}{\sigma_{A_i\text{-air}}} \quad (6.11)$$

計算に使用する核子数は上式で求めた平均の核子数が 2 項分布に従うふらつきを持つと仮定して

$$\frac{\langle N_i \rangle}{N} \quad (6.12)$$

の確率を持つ 2 項分布によりサンプリングしている。ここで N は出現した核子数である。粒子の多重発生はこれらの核子と空気核との相互作用によって起こるとしている。その他の核子は粒子発生に寄与しないとした。衝突後放出された相互作用しない核子と重いフラグメント（原子核の破片）の横運動量は次式に従うとした。

$$F(P_t)dP_t = P_t \exp^{-P_t^2/2\sigma^2} dP_t \quad \text{ここに } \sigma = 50 \text{ MeV}/c \quad (6.13)$$

図 6.2 に相互作用における多重発生における平均多重度のエネルギー依存性を示す。平均多重度は発生した全二次中間子について

$$\langle n \rangle = 18.5 \left(\frac{E_0}{1\text{TeV}} \right)^{0.17} \quad (6.14)$$

を仮定した。この平均多重度に対して、実際にサンプルする二次粒子の多重度 n の分布は KNO スケーリング [43] と指数関数の裾野を組合せ、スケーリング変数 $Z = n / \langle n \rangle$ を用いて次式で与えられる。

$$F(Z)dZ = \begin{cases} a \times Z \exp^{-bZ^2} dZ & Z < Z_0 \\ c \times \exp^{-dZ} dZ & Z > Z_0 \end{cases} \quad (6.15)$$

$$\text{ここに } Z_0 = 1.6, a \simeq 1.69, b \simeq 0.87, c \simeq 9.22, d \simeq 2.16 \quad (6.16)$$

6.2 宇宙線のエネルギースペクトルと組成

宇宙線のエネルギースペクトルは 10^{20}eV まで種々の方法で測定されているが 10^{14}eV 以上のエネルギー領域では組成についての観測データは少ない。シミュレーションにおいては直接測定で得られた 10^{14}eV 以下の全エネルギースペクトルと 10^{16}eV 以上の空気シャワー観測で得られたエネルギースペクトルをスムーズに接続したエネルギースペクトルを採用している。図 6.3 に示すように宇宙線のエネルギースペクトルは $10^{15} \sim 10^{16}\text{eV}$ の knee 領域でスペクトルのベキが変化している。計算に knee の効果を取り入れるために、ベキの大きさは微分スペクトルで -2.6 から -3.0 に変化すると仮定した。ここで採用した全エネルギースペクトルの絶対値は空気シャワー観

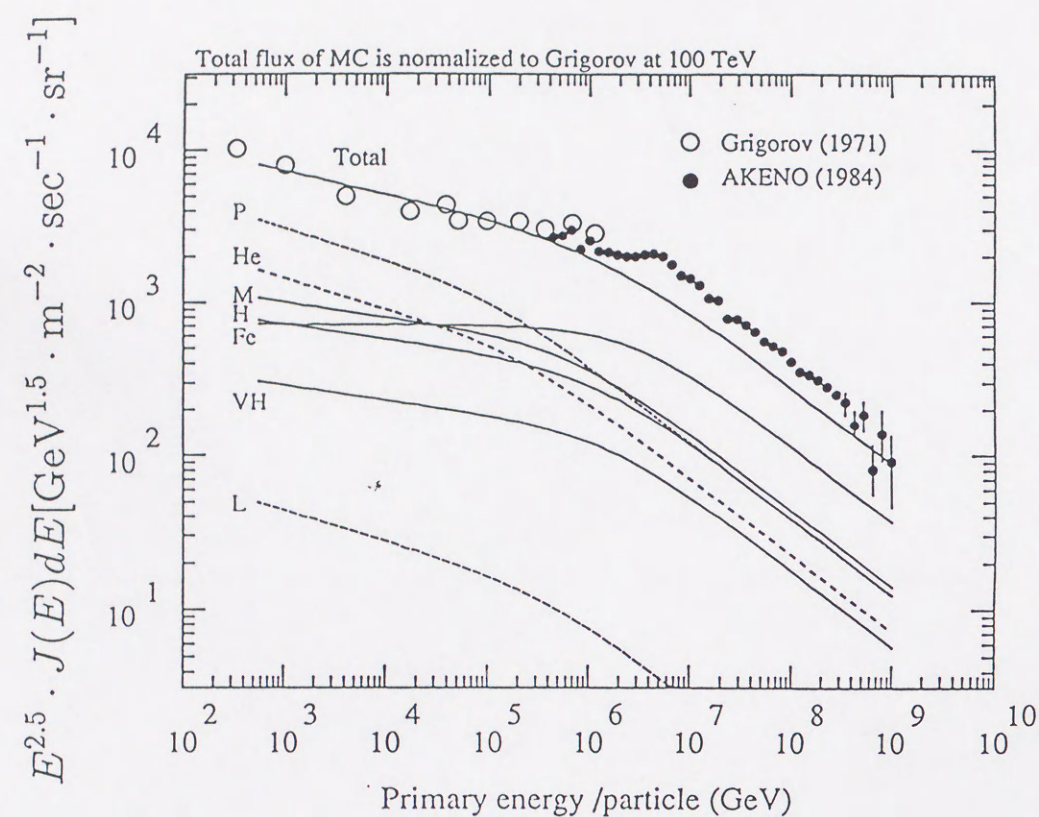


図 6.3: シミュレーション計算で用いた全エネルギースペクトル。仮定した各組成のエネルギースペクトルも表した。記号については表 6.1 を参照。白丸は直接測定、黒丸は間接測定のデータである。

測で得られているものと若干異なっている。すなわち、仮定した全エネルギースペクトルは Knee の領域では空気シャワーデータから得られたものに比べて多少低い頻度になっている。この領域では全エネルギースペクトルの絶対頻度は確定してなくて現在も盛んに研究が行なわれている。しかしながら、その絶対頻度そのものは以下の議論に實際上ほとんど影響しないことは後に詳しく述べる。

低エネルギー領域における宇宙線の組成は陽子から鉄まで観測されている。シミュレーション計算は全宇宙線の組成を陽子から鉄原子核までの質量数を 7 つのクラスで代表させて行なった。表 6.1 にそれぞれの代表した質量数と記号を示す。それぞれの組成は直接測定で得られた 10^{12} eV に

宇宙線核種	記号	質量数
陽子	P	1
ヘリウム	He	4
軽い原子核	L	8
中級原子核	M	14
重い原子核	H	25
準鉄原子核	VH	35
鉄原子核	Fe	56

表 6.1: シミュレーションで仮定した 7 種類の原子核核種の記号とそれぞれの質量数を示す

における各組成の存在比に合わせ、各組成のエネルギースペクトルをベキ乗で表し、これらのスペクトルを加え合わせることで宇宙線の全エネルギースペクトルを再現するようにしている。

シミュレーション計算では宇宙線の組成に関して幾分異なる 2 種類のモデルについて行なった。使用した宇宙線組成の特徴は全宇宙線のエネルギースペクトルが Knee を再現するように各組成のエネルギースペクトルのベキをあるエネルギーから変化させたが、このエネルギーを変えることにより異なる組成モデルを作った。各々のモデルでは次式で表される rigidity (R) の値が同じになるエネルギーで各宇宙線成分のエネルギースペクトルのベキを変化させた。それぞれの電荷を

Z とし、各宇宙線の運動量を p 、光速度を c とした場合、rigidity R は

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (6.17)$$

である。ここで pc は eV の単位である。この R は磁場に対する曲がり易さを表している。同じエネルギーの陽子と他の成分との電荷の違いにより電荷比だけ電荷の大きな方が曲がり易いことを示している。即ち、各宇宙線成分のベキの変化が同じ R のエネルギーで起こると考えられるので、例えばヘリウムでは陽子の 2 倍のエネルギーのところでベキが変化することになる。

シミュレーションで使用した 1 つの組成モデルは陽子成分を 10^{14} eV で積スペクトルのベキを -1.7 から -2.0 へ変化させ他の成分については R の同じエネルギーでベキを変化させた。もう 1 つの組成モデルは陽子成分のベキが 10^{15} eV で変化するとした。他の成分については同じ R に従うとした。

これら 2 つの組成モデルについて 10^{14} eV で陽子成分のベキを変化させたモデルを Heavy Dominant (HD) モデルと呼び、 10^{15} eV で陽子成分のベキを変化させたモデルを Proton Dominant (PD) モデルと呼ぶことにする。これは全宇宙線頻度に対して陽子成分のベキの変化が起こるエネルギーの違いにより相対的に各エネルギー領域での陽子成分と他の成分の割合が異なり、HD モデルでは PD モデルと比較して陽子成分が 10^{14} eV 領域から減少し、全宇宙線頻度を合わせるために他の成分、主に鉄成分が増加しているからである。他方、PD モデルでは HD モデルより陽子成分のベキの変化が 1 桁高いエネルギー領域から始まるために相対的に陽子成分が多く含まれていることになる。

表 6.2 に各宇宙線組成モデルを示す、各エネルギー領域毎に全宇宙線頻度に対する各成分の頻度をパーセントで表してある。

(a) Proton Dominant (PD) モデル

$E_0(\text{eV})$	$\geq 10^{14}$	$\geq 10^{15}$	$\geq 10^{16}$
Primary	(%)	(%)	(%)
P	34	27	20
He	17	14	12
L-M	19	22	23
H	12	14	16
VH	4	5	6
Fe	14	18	23

(b) Heavy Dominant (HD) モデル

$E_0(\text{eV})$	$\geq 10^{14}$	$\geq 10^{15}$	$\geq 10^{16}$
Primary	(%)	(%)	(%)
P	26	18	14
He	14	10	8
L-M	19	18	17
H	13	15	14
VH	5	6	7
Fe	23	33	40

表 6.2: シミュレーション計算に使用した 2 種類の組成モデル、Knee 領域について積分形でエネルギーごとの組成比をパーセントで示した。

6.3 シミュレーション計算

シミュレーションは宇宙線の最低エネルギーが $E_0 = 2 \times 10^{14} \text{eV}$ の場合と $E_0 = 7 \times 10^{14} \text{eV}$ の場合の 2 種類について行なった。宇宙線の頻度はエネルギーと共に急激に減少するのでエネルギーの高い宇宙線のシミュレーション結果を得るには非常に長い計算時間が必要になる。計算時間を節約するために最低エネルギーを変えて高い方の最低エネルギーのシミュレーションで頻度の少ない $E_0 \geq 10^{16} \text{eV}$ の結果を得た。この 2 種類の計算結果は $E_0 = 7 \times 10^{14} \text{eV}$ でもとのエネルギースペクトルを再現するようにスムーズに接続した。

宇宙空間における宇宙線の到来方向分布は 1% 以内の精度で等方的である。これは星間空間における銀河磁場の影響で宇宙線が十分に攪拌されて 4π 方向について一様になるためと考えられる。しかし、地球大気に入射して地表に到達する場合通過する大気量は天頂角により異なり、大きな天頂角で入射した宇宙線は鉛直に入射した場合に比べてと $\sec \theta$ 倍だけ物質を多く通過することになる。このため大きな天頂角を持ち、エネルギーの低い宇宙線が作る空気シャワーは大気中で減衰してしまい観測できるようなファミリーを作ることができなくなる。以上の理由とシミュレーション計算の計算時間を節約するために大気頂上での宇宙線の入射方向は天頂角 45 度以内で一様にサンプリングした。この天頂角以上の宇宙線は実際の観測で得られていない訳ではないが頻度的には無視できる程度である。

シミュレーションで生成した全ての空気シャワー粒子は個々のエネルギーが 1 GeV までモンテカルロ法で追跡し、それぞれの素過程を計算した。電磁成分についてはエネルギーが 1 GeV になった時、B 近似のカスケードシャワー理論を用いて解析的にシャワー粒子数を計算した。電磁成分以外のシャワー粒子については 1 GeV 以下の粒子が空気シャワーの総粒子数に及ぼす影響が非常に少ないため無視した。

空気シャワー中の高エネルギー成分はエマルジョンチェンバーで観測される。このチェンバーのエネルギー吸収層には鉄と鉛の 2 種類を想定した。これまで行なわれてきた高山での実験では

吸収層としてこの 2 種類の物質が使用されていたからである。エマルジョンチェンバーの 1 単位の大きさは面積が $0.25 \text{m}^2 (50 \text{cm} \times 50 \text{cm})$ とし、チェンバーの厚さは 14 r.l. (radiation length) とした。radiation length とは電子が物質中を通過する際に制動放射でエネルギーが $\frac{1}{e}$ になる厚さで、電荷数と物質の密度に関係し、鉄の場合には 1.77 cm、鉛の場合には 0.57 cm の厚さに相当する。高エネルギー粒子がエマルジョンチェンバーに入射するとカスケードシャワーを起こす。エマルジョンチェンバーで検出できるカスケードシャワーの閾値エネルギーは 3 TeV とした。この厚さのエマルジョンチェンバーに入ってきた高エネルギーのガンマ線成分は全て検出されるが、高エネルギーのハドロン成分についてはエマルジョンチェンバー中での相互作用も確率過程であるので、一部は検出可能なカスケードシャワーを作らずにチェンバーを貫通してしまう。たとえば核子の鉄中での平均自由行程は約 10 r.l. と長いため 14 r.l. のチェンバーではその 6 ~ 7 割りしか観測されない。条件の異なる種々の実験と比較しうるためにシミュレーションでは高エネルギー成分を各々の実験と同じ条件で引き出せるように、下限エネルギー E_{\min} とエマルジョンチェンバーの厚さを選択できるようにした。親のエネルギーが高いと高エネルギー成分は数個から数十個のメンバーを持つファミリーとしてエマルジョンチェンバーで観測される。このファミリーの中で 3 TeV 以上のエネルギーを持ったカスケードシャワーのエネルギー和を ΣE で表す。また、シミュレーションではチェンバー中における個々のカスケードシャワーの位置も記録されており、検出された高エネルギー成分の広がりを得ることができる。

Chapter 7

シミュレーションの結果

空気シャワーとエマルジョンチェンバーで観測にかかる空気シャワー中の高エネルギー成分（ファミリー）に関するシミュレーションの結果について述べる。特にファミリーを伴った空気シャワーを Tagged-空気シャワーと呼び、この現象と一般の空気シャワーの結果を比較しながら述べることにする。Tagged-空気シャワーに含まれるファミリーを特徴づける測定量はエマルジョンチェンバー中で検出された下限エネルギー E_{\min} 以上のカスケードシャワーの本数 n と、それらのエネルギーの和 ΣE およびファミリーの広がりを表す \bar{R} が主なものである。

7.1 空気シャワーのサイズと一次宇宙線のエネルギーの関係

図 7.1 は宇宙線が大気に鉛直に入射してから最初の非弾性衝突を起こす大気の深さを HD モデルを用いたシミュレーションから一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーについて示したものである。この場合、Tagged-空気シャワーの条件として乗鞍高度で $\Sigma E \geq 15\text{TeV}$, $E_{\min} = 5\text{TeV}$, $n \geq 3$ とおいた。横軸は大気頂上、 0g/cm^2 、から 1000g/cm^2 までの大気の厚さの対数を示し、縦軸は空気シャワー例の頻度数を表している。このグラフによると一般の空気シャワーでは大気に入射してから第一回目の衝突を起こすまでの深さは約 25g/cm^2 辺りが多く、Tagged-空気シャワーでは約 80g/cm^2 となっている。Tagged-空気シャワーのこの値は陽子の空気中の衝突平均自由行程と同程度の大きさになっていて、このことから観測される Tagged-空気シャワーの大部分が陽子

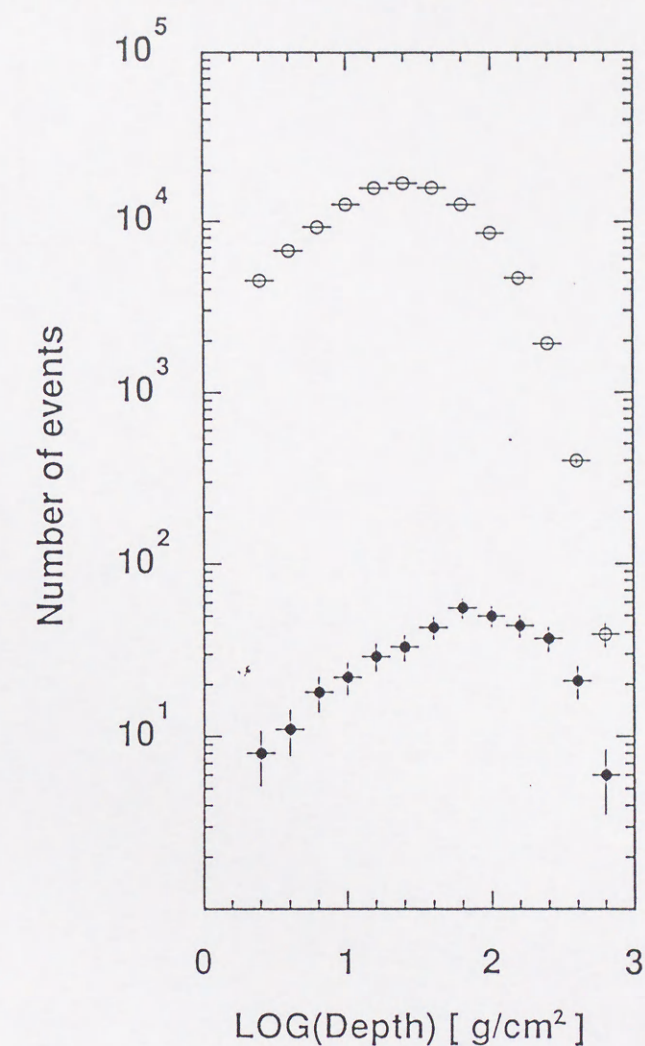


図 7.1: 大気に鉛直入射した宇宙線の最初の非弾性衝突の深さ分布のシミュレーションによる結果。白丸は一般の空気シャワー、黒丸は Tagged-空気シャワーを表している。

によるものであることを示している。また、最初の衝突点から空気シャワーの発達が始まるが、Tagged-空気シャワーに対しては $50\text{g}/\text{cm}^2 \sim 250\text{g}/\text{cm}^2$ まで比較的一様に分布している。エネルギーの低い宇宙線がファミリーを作るためにはなるべく大気深くで最初の衝突を起こす必要があることを反映している。このことから以下に示すように Tagged-空気シャワーは最大発達を越えたものが殆どなくシャワーサイズの分布の幅が一般の空気シャワーに比べて小さいという結果が導かれる。これに対して一般の空気シャワーには重い原子核によるものがかなり多く含まれていて、衝突の平均自由行程が短く、空気シャワーの発達が始まる高度は高い方に片寄っている。このため最大発達を越える空気シャワーが多く含まれていて観測高度におけるシャワーサイズに大きなふらつきができることになる。

図 7.2 に一次宇宙線エネルギーと観測される一般の空気シャワーのシャワーサイズの相関を HD モデルを用いて示す。観測高度は羊八井高度と乗鞍高度である。横軸は観測されるシャワーサイズ N_e 、縦軸はシミュレーションにおける一次宇宙線のエネルギー E_0 である。縦軸のエネルギーは 10^9eV (1GeV) を単位にとっている。このグラフは N_e と E_0 の相関図であるが、中央の密度の濃い部分の事象を間引いて事象密度がほぼ一様になるように描いてある。このグラフでは以下に示すように 4 種類の記号が宇宙線の組成の識別に使われている、白丸は陽子 (P) を、黒丸はヘリウム (He) を、白四角は質量数の中くらいの原子核 (M) を示し、黒い四角は鉄原子核 (Fe) を示している。このグラフから一次宇宙線のエネルギーと観測されるシャワーサイズは相関があることがわかる。観測高度が低くなると分布の広がりが大きくなるのは大気中の最初の衝突よりも後の発達過程におけるふらつきのためである。一般に空気シャワーを最大発達の深さで観測すると N_e のふらつきが最も小さくなることがわかっている [2]。羊八井高度では対象としているエネルギーの空気シャワーが最大発達のまわりに分布していてこのためにエネルギーの分布が乗鞍よりも狭くなり、相関関係が良くなる。乗鞍高度でもシャワーサイズの高い領域 $N_e \geq 10^6$ では最大発達が観測高度に近づくため羊八井高度の $N_e \geq 10^5$ と同程度の広がりを持つ。2 つの観測高度に

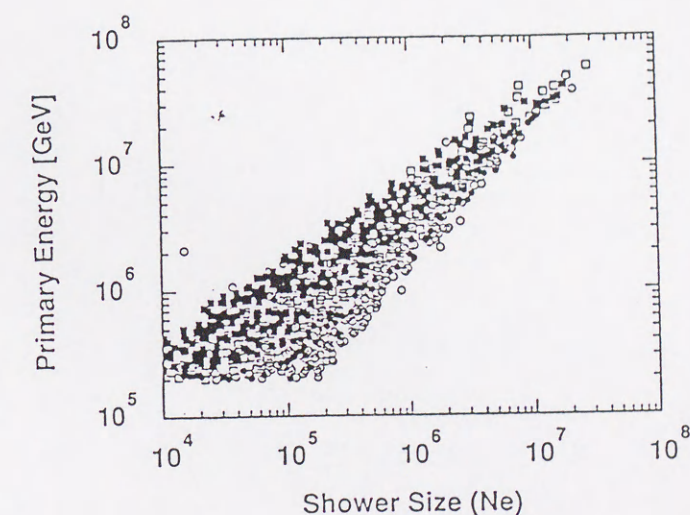
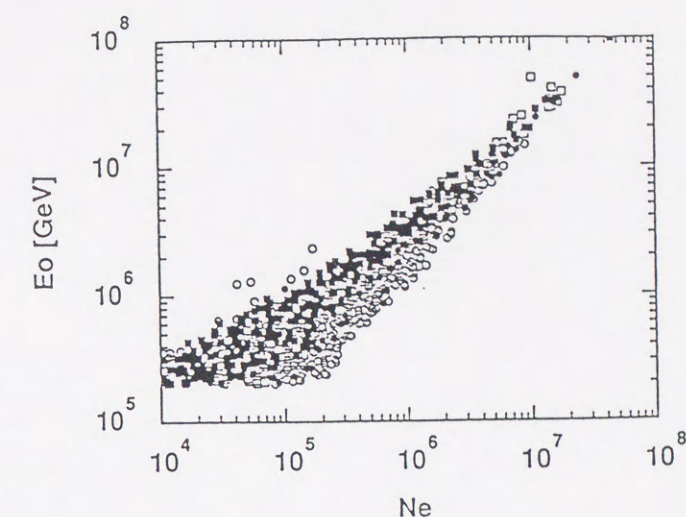


図 7.2: 一般の空気シャワーに対してシミュレーションで得られたシャワーサイズと一次宇宙線のエネルギーとの相関。上の図は羊八井高度、下の図は乗鞍高度での結果である。

ついて得られた分布も $N_e \cong 2 \times 10^5$ 以下ではシミュレーションを実行した一次宇宙線の最低エネルギー (200TeV) の影響でバイアスが生じていて、エネルギーが低く大気深く突っ込んだ空気シャワーは観測されない。このことは解析にシャワーサイズを用いる場合、今回のシミュレーションではこのシャワーサイズ以下は扱えないことを示している。もし、シミュレーションの開始エネルギーをもっと低いエネルギーから始めればこの下限をもっと低い位置に持っていくことが可能である。しかし、我々の実験データの大部分 (例えば乗鞍実験では 85% 以上) はシャワーサイズが 2×10^5 以上であるのでシミュレーションと我々の実験データを比較するには充分であると考えられる。この相関によりシャワーサイズから一次宇宙線のエネルギーに変換することが可能であるが、その精度は $N_e = 5 \times 10^5$ に対して羊八井高度では HD モデルについては $\Delta E_0/E_0 = \pm 32\%$ 、PD モデルについては $\Delta E_0/E_0 = \pm 31\%$ である。ここで ΔE_0 は分布の標準偏差とした。乗鞍高度では同じシャワーサイズに対して HD モデルについて $\Delta E_0/E_0 = \pm 43\%$ 、PD モデルについては $\Delta E_0/E_0 = \pm 39\%$ である。組成のモデルにより若干の違いは出ているが、先に述べた理由により羊八井高度での分布の方が乗鞍高度よりも狭くなっている。

次に図 7.3 に羊八井と乗鞍における Tagged-空気シャワーの N_e と E_0 の分布を示す。Tagged-空気シャワーとしての条件は図 7.2 の場合と同じで、羊八井においては $\Sigma E \geq 30\text{TeV}$ 、 $E_{\min} \geq 5\text{TeV}$ 及び $n \geq 5$ であり、乗鞍高度においては $\Sigma E \geq 15\text{TeV}$ 、 $E_{\min} \geq 5\text{TeV}$ 及び $n \geq 3$ である。図 7.2 と比べると分布が非常に狭くなっている。このためシャワーサイズから一次宇宙線のエネルギーへの変換精度は良くなり羊八井高度で HD モデルに対して $\Delta E_0/E_0 = \pm 22\%$ 、PD モデルに対して $\Delta E_0/E_0 = \pm 24\%$ であり、乗鞍高度においては HD モデル、PD モデル共に $\Delta E_0/E_0 = \pm 24\%$ である。このように Tagged-空気シャワーの一次宇宙線のエネルギーは一般の空気シャワーよりも格段に良い精度で求めることができる。シャワーサイズから一次宇宙線のエネルギーを決める式は大ざっぱには次式のように簡単に表現することができる。

$$E_0 \cong a N_e \quad (7.1)$$

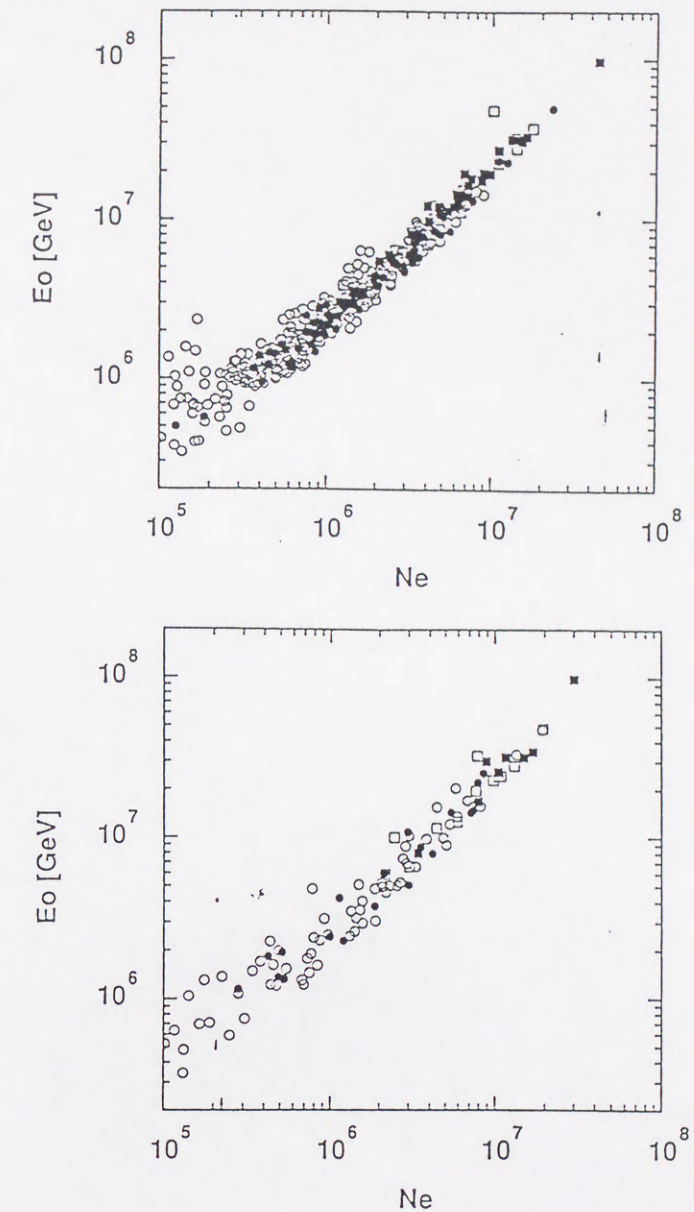


図 7.3: Tagged-空気シャワーに対してシミュレーションで得られたシャワーサイズと一次宇宙線のエネルギーとの相関。上の図は羊八井高度、下の図は乗鞍高度である。グラフで用いているマークは白丸は陽子、黒丸はヘリウムそして黒四角は中級原子核を白四角は鉄原子核起源の Tagged-空気シャワーを表している。

ここに α の値は観測高度に緩く依存して、羊八井高度では約 2.3GeV、乗鞍高度では約 2.5GeV である。

シャワーサイズから一次宇宙線のエネルギーへの変換式で観測高度による違いが殆ど現れないことは Tagged-空気シャワーの大気中の発達が大気の深さが違うところでもほぼ同じ発達段階であることを示している。このことは大気中の原子核との相互作用で発生した高エネルギー成分が含まれていることを条件とする Tagged-空気シャワーは大気の深い場所で発達を開始した現象であることを示し、このように一次宇宙線が大気の深い場所まで元のエネルギーの大部分を保持したまま突っ込んでくるためには衝突断面積の小さな軽い原子核が有利となり、図 7.1 の結果と合わせて考えると Tagged-空気シャワー例の中には陽子起源の空気シャワーが非常に多く含まれると考えられる。従って、Tagged-空気シャワーを捉えるということは宇宙線中の陽子成分を選択して観測することになり、陽子起源の空気シャワー例の含有率をシミュレーションから得ることにより宇宙線中の陽子成分の頻度を求めることができる。以下に Tagged-空気シャワーでねらうエネルギー領域とその領域での陽子起源の空気シャワーの含有率をシミュレーションにより求める。

図 7.4 に乗鞍における tagged-空気シャワーのエネルギー領域を示す。この図は HD モデルの結果であるが PD モデルでも殆ど変わらない。Tagged-空気シャワーのシャワーサイズ領域は $N_e \geq 4 \times 10^5$ であり他の条件は図 7.3 と同じである。この図により乗鞍高度で捉えることのできる一次宇宙線エネルギーは $10^{15} \sim 10^{16}$ eV の領域であることがわかる。このエネルギー領域はちょうど Knee 領域と一致している。

図 7.5 に図 7.4 と同じ条件での Tagged-空気シャワーの観測効率示す。これらのグラフにより $E_0 \leq 10^{16}$ eV の領域では重い組成の観測効率が低いのに対して陽子のそれは高いことを示している。Tagged-空気シャワーのファミリーの選択条件を厳しくすれば陽子を効率よく選び出すことができるが、あまり条件を厳しくすると空気シャワー例数が少なくなり、また対応する宇宙線のエネルギーが高い領域に移行する。

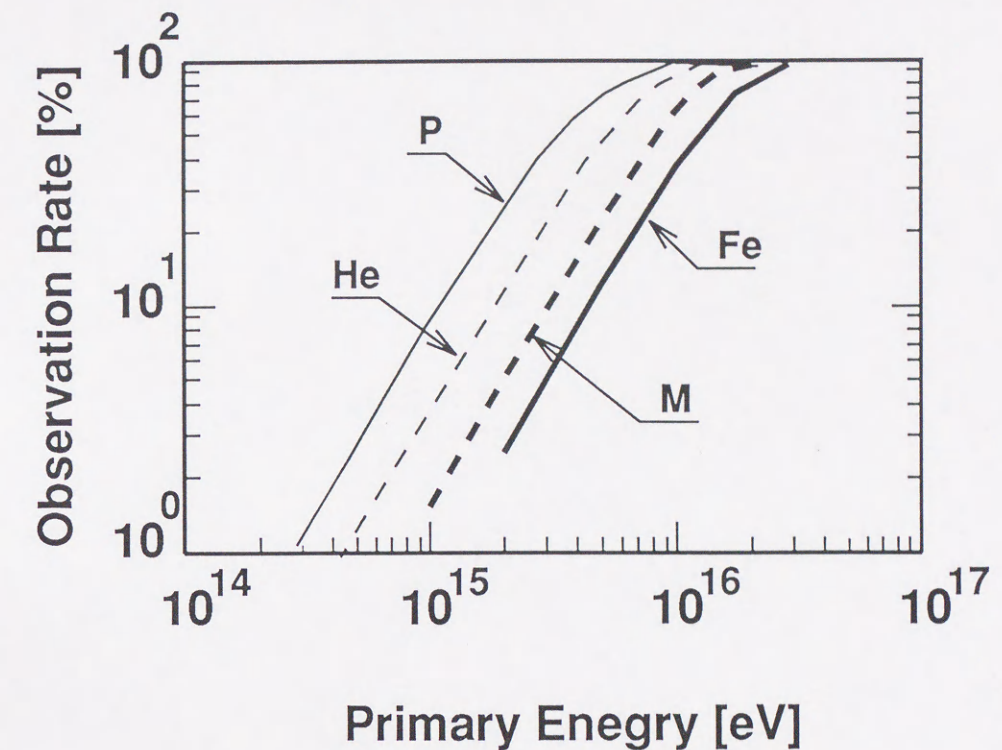


図 7.4: Tagged-空気シャワーに対してシミュレーションで得られた乗鞍高度での一次宇宙線のエネルギー分布。HD モデルの組成による結果。仮定した組成成分のうち 4 種類のみを示した。

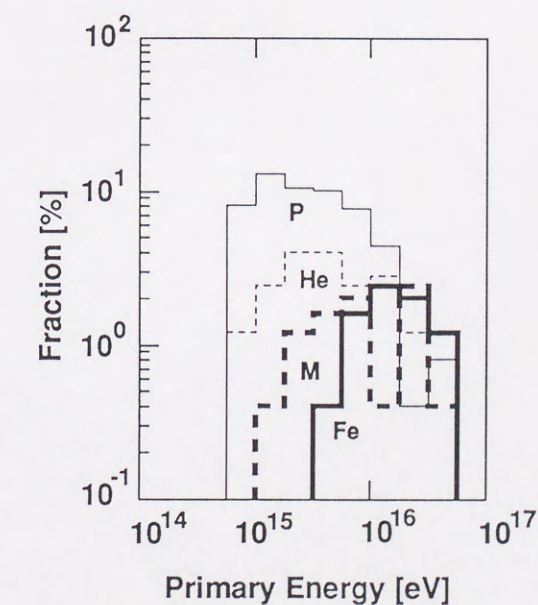


図 7.5: シミュレーションで得られた乗鞍高度での Tagged-空気シャワーの各組成別の観測効率

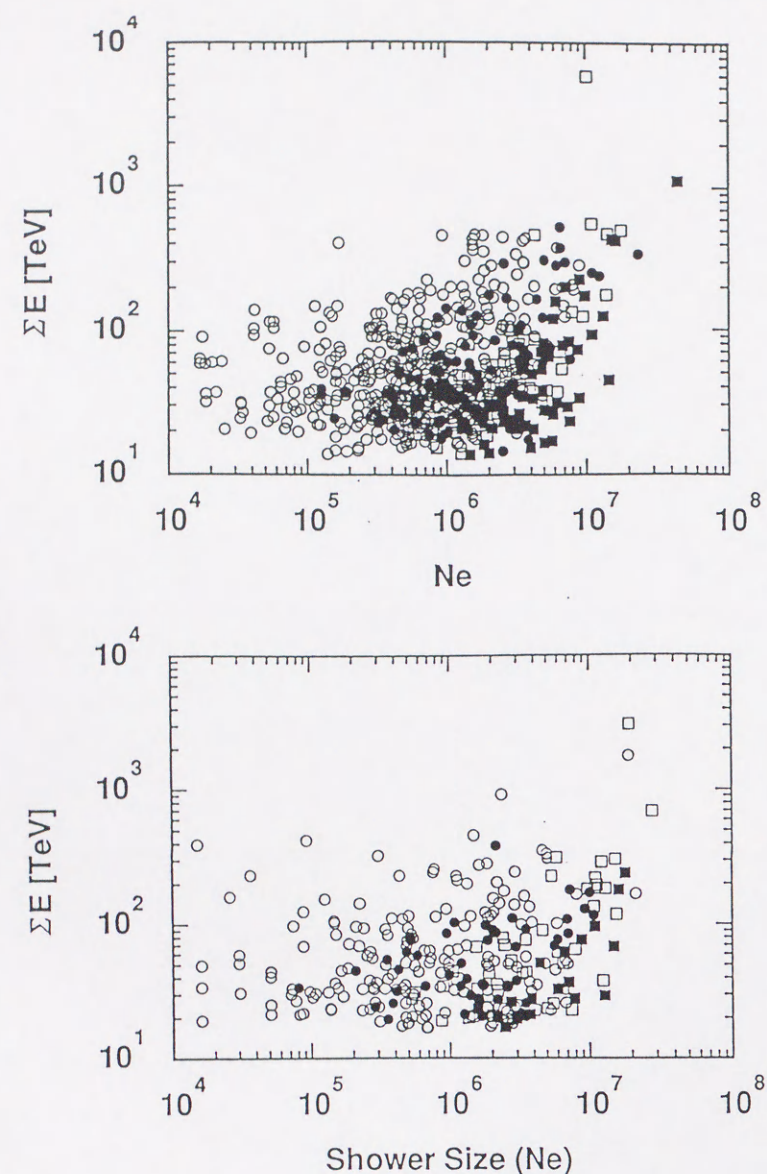


図 7.6: Tagged-空気シャワーに対してシミュレーションで得られたシャワーサイズとファミリーのエネルギーとの相関。上の図は羊八井高度、下の図は乗鞍高度での結果、図中の記号は図 7.2 と同じであり、共に HD モデルの結果を用いている。

図 7.6 に羊八井と乗鞍高度における HD モデルの Tagged-空気シャワーの Ne と ΣE の相関を示す。羊八井における Tagged-空気シャワーの条件は $\Sigma E \geq 30\text{TeV}$ 、 $E_{\min} \geq 5\text{TeV}$ 及び $n \geq 5$ 、乗鞍高度に対しては $\Sigma E \geq 15\text{TeV}$ 、 $E_{\min} \geq 5\text{TeV}$ 及び $n \geq 3$ である。羊八井高度についてこの分布を見ると Ne が小さく ΣE が大きな領域は陽子成分が優勢であり、一方 Ne が大きく ΣE が小さな領域は重い原子核成分が優勢であることがわかる。これは乗鞍高度における分布についても同じである。

7.2 組成の分解能力

Tagged-空気シャワーを用いて一次宇宙線の組成を分離するのによい観測量を検討する。まず、上に上げた図 7.6 の分布を利用する。羊八井高度における分布からシャワーサイズが $2 \times 10^5 < Ne \leq 5 \times 10^5$ の部分を抜き出して、この範囲で観測される全空気シャワー例数に対する陽子起源の空気シャワー例数の割合を求めてみると、HD モデルでは 46%、PD モデルでは 52%になる。ここに $Ne \simeq 5 \times 10^5$ は大体 $E_0 \simeq 10^{15}\text{eV}$ に相当する。

一方、乗鞍高度においては $2 \times 10^5 < Ne \leq 4 \times 10^5$ における観測される陽子起源の空気シャワー例数を HD モデルで見ると全空気シャワー例数に対して 55%を占めている。また他の原子核成分についてその割合を見るとヘリウム起源は 18%、残りの原子核起源は 27%となっている。陽子成分が占めるこの割合は、もともとシミュレーションで仮定したこの一次宇宙線のエネルギー領域での陽子成分が HD モデルで 18%、PD モデルで 27%であることを考慮すると、観測される Tagged 空気シャワーは陽子起源のものが選択的に多くなっていると言える。

次に観測されるファミリーの組成依存性について調べる。山上のエマルジョンチェンバー実験によるとファミリー中のカスケードシャワーは平均的に 10 cm 程度の広がりを持っている。シミュレーション結果によると観測されるファミリーにおけるカスケードシャワーの広がり宇宙線の組成に関係し、 ΣE が同じであれば陽子起源のファミリーの広がりが一番小さい。シミュレーション

で得られた個々のファミリーを構成している各カスケードシャワーのエネルギーを E_i とし、 E_i を重みとしたエネルギー重心から各カスケードシャワーまでの距離を r_i とし、ファミリーの平均的な広がり \bar{R} を次式で定義する。

$$\bar{R} = \Sigma E_i \cdot r_i / \Sigma E_i \quad (7.2)$$

図 7.7 に乗鞍高度における \bar{R} 分布のシミュレーションによる結果を示す。ファミリーの選択条件は図 7.6 の場合と同じである。ファミリーの平均的な広がり \bar{R} 分布の分散は大きいがその平均値は ΣE の関数として表される。一次宇宙線の組成によるファミリーの広がり の違いを明確にするために陽子起源のファミリーの広がり を基準にして調べる。図 7.7 の右下がりの実線は $\langle \bar{R}_p \rangle$ の ΣE に対する依存性を示している。この依存性は羊八井高度と乗鞍高度ではそれぞれ以下のように表される。

$$\begin{aligned} \langle \bar{R}_p \rangle &\propto (\Sigma E)^{-0.21} \quad \text{羊八井高度} \\ \langle \bar{R}_p \rangle &\propto (\Sigma E)^{-0.19} \quad \text{乗鞍高度} \end{aligned} \quad (7.3)$$

$\langle \bar{R}_p \rangle \propto (\Sigma E)^{-\alpha}$ で表すと α の値は観測高度による違いがほとんど現れず、 $\Delta\alpha \simeq 0.02$ 程度である。次に他の宇宙線組成によって作られるファミリーの広がり を $\langle \bar{R}_p \rangle$ との比で表した分布が図 7.8 に示されている。この図からファミリーの平均的な広がり は宇宙線核種の質量数が増加するにつれて大きくなる ことがわかる。例えば、鉄原子核起源のファミリーは陽子起源のファミリーよりも平均的に約 2.2 倍の広がり を持っている ことがわかる。

7.3 Tagged-空気シャワーから組成強度を求める方法

Tagged-空気シャワーから一次宇宙線各組成のエネルギースペクトルを求めるために必要な条件は次のようなものである。

1. 空気シャワーをつくった親の一次宇宙線のエネルギーが精度良く推定できる。
2. 観測量の値で観測例を選択するとある組成が他を圧倒している。
3. 十分な観測例数が得られる。

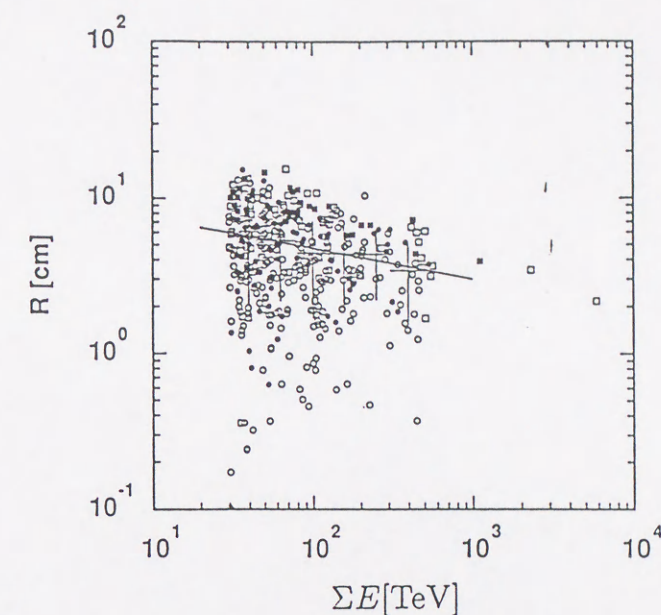


図 7.7: シミュレーションで得られた乗鞍高度でのファミリーの広がり分布。記号は図 7.2 と同じである。

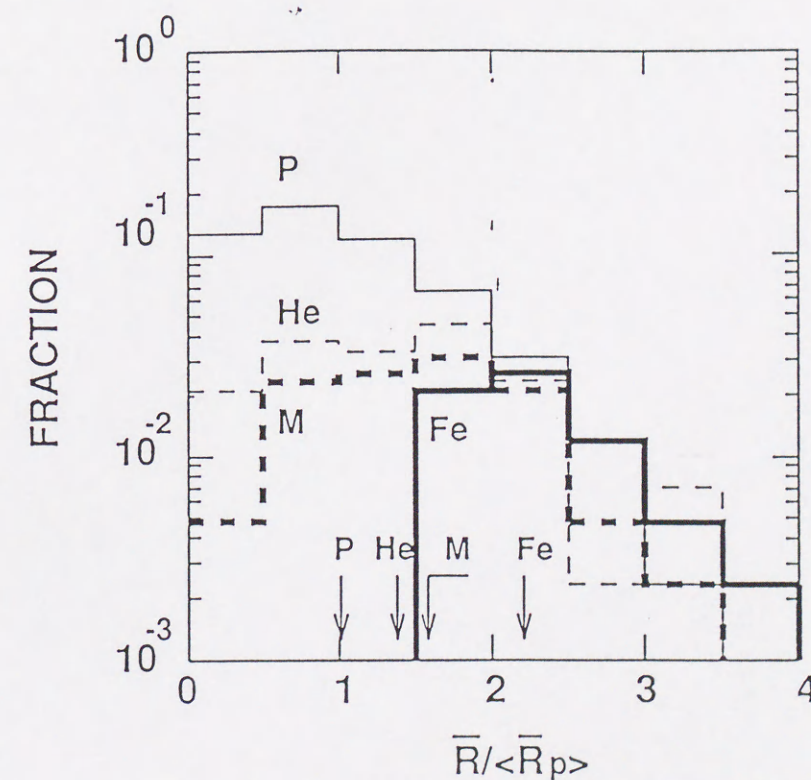


図 7.8: シミュレーションで得られた組成別のファミリーの広がり分布。陽子成分で生成されたファミリーの平均的な広がり で規格化してある。

条件 (1) については Tagged-空気シャワーの約 25%の分解能で Ne から一次宇宙線のエネルギーに変換できることがシミュレーションで示されている。

(2) の条件はシミュレーションで示されたように直接観測で行なわれているような精度で組成の分離はできないが、Tagged-空気シャワーを用いた宇宙線の観測は上で示したように一次宇宙線中の陽子成分を選択的に観測できることに特徴がある。そこで本論文では陽子成分とそれ以外の重い組成の 2 種類に分けて考える。

条件 (3) は空気シャワー数の統計量の条件である。Tagged-空気シャワーの観測結果とシミュレーションとの比較から得られる結果は全て統計的に処理をした結果である。各種観測量の組成依存性を利用して観測例の中から陽子成分を効率よく抽出しようとする場合、観測量に制限をつけることによって結果的に観測例数が少なくなることがある。もちろん、観測時間と面積を十分に大きくすればこの問題は解決される。

以下では条件 (2) を、すなわち観測例の中から特定の組成（本論文では陽子成分）をどのようにして抽出するかについて述べる。

Tagged-空気シャワーについてもう一度考えてみると Tagged-空気シャワーの特徴は空気シャワーとファミリーのデータが同時に得られていることである。空気シャワーから得られる情報は入射時刻と入射方向、総粒子数等がある。空気シャワーが観測された時刻と入射方向はファミリーとの対応付けに利用され、シャワーサイズから親の一次宇宙線のエネルギーが推定される。従って、我々が関心をもつ $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ の Knee 領域に対応するサイズ範囲を観測データの中から選択することができる。このようにシャワーサイズからエネルギーへの変換が一意的であることによりシャワーサイズをエネルギーの代わりに用いることが可能である。シャワーサイズが比較的小さい Tagged-空気シャワーは大気深くまで相互作用せずに入ってきた衝突断面積の小さい陽子起源のものである可能性が高く陽子成分の抽出には効率の良い選択条件となる。

つぎにファミリーから得られる情報は検出された個々のカスケードシャワーの位置とエネルギーである。前の節で述べたようにファミリーの平均的な広がり組成を反映している。また、一次宇宙線のエネルギーを固定して考えると総エネルギー ΣE が大きなファミリーは一次宇宙線のエネルギーを大気深くまで保持してきた核種であるから、これも陽子成分を抽出する選択条件にすることができる。

Tagged-空気シャワーの特徴を利用した選別方法として上記の選択条件を組み合わせたものを考える。最初にシャワーサイズと ΣE の比を考えてみる。

$$\frac{Ne}{\Sigma E} \quad [\text{TeV}^{-1}] \quad (7.4)$$

このパラメータは (7.1) の関係を考慮すると一次宇宙線のエネルギーとファミリーに移ったエネルギーの比を表していると考えてもよい。シャワーサイズを一定にして考えると設定したファミリーの検出条件に対してこのパラメータの値が小さいと一次宇宙線のエネルギーが効率よくファミリーに移ったことを意味している。このようにファミリーに効率よくエネルギーを与えるためにはもとの一次宇宙線のエネルギーが大気深くまで保持されている必要があり、それは衝突断面積の小さな陽子成分である可能性が高くなる。

次にファミリーの平均的な広がりを考えてみる。前 7.2 節では純粋にシミュレーション結果を用いて陽子成分により生成されたファミリーの広がり $\langle \overline{R_p} \rangle$ を基準にしたが、実際の観測ではこのような基準は使えない。そこで、個々のファミリーの広がりを、全 Tagged-空気シャワーのファミリーの平均的広がり $\langle \overline{R} \rangle$ で規格化したパラメータ

$$\frac{\overline{R}}{\langle \overline{R} \rangle} \quad (7.5)$$

を導入する。このパラメータが大きい場合は重い組成が多く、小さい場合は陽子成分が多いと考えられる。

これら2つのパラメータを用いて観測される空気シャワー例から陽子成分の抽出を行なう。

$\frac{\bar{R}}{\langle \bar{R} \rangle}$ を縦軸にとり、 $Ne/\Sigma E$ を横軸にとった空気シャワー例の分布を図 7.9 に示す。この分布を見るとすでに述べた理由により、分布の左下の領域に陽子成分から生成された空気シャワー例が他の領域よりは多く存在する。ここで、以下のような特定の領域を選んで、そこでの陽子成分と重い原子核成分の含有率を求める。ファミリーの広がりについては

$$\frac{\bar{R}}{\langle \bar{R} \rangle} < 1 \quad (7.6)$$

の領域を、また縦軸に関しては

$$\frac{Ne}{\Sigma E} \leq 5 \times 10^4 \quad (7.7)$$

の領域を採用する。本論文では陽子成分が多いこの領域を PA 領域と呼ぶことにする。この PA 領域について、観測される全 tagged-空気シャワーのうちこの領域に含まれている空気シャワー例数の割合は HD モデルでは 42%、PD モデルでは 43% である。また、この領域に含まれる空気シャワー例中の陽子成分の含有率は HD モデルで 76%、PD モデルで 79% であり、この領域には陽子成分が選択的に多く含まれているという結果が得られた。

シミュレーションで大気に入射した各エネルギーにおける陽子成分を考え、その入射強度とこの PA 領域で観測される陽子成分の強度から、この領域における陽子のファミリー生成効率を求めることができる。各エネルギーにおける PA 領域の陽子成分のファミリー生成効率を図 7.10 に示す。このファミリー生成率は一次宇宙線が陽子の場合のみを示しているので、組成モデルに依存しないが、若干の違いが現れているのはシミュレーションにおける統計誤差である。従って、PA 領域の空気シャワー例に対する陽子成分の割合と陽子のファミリー生成効率をシミュレーションで求めておけば、実際の観測で得られたデータを同じ手法で解析することによって陽子成分の絶対頻度を求めることができ、これについては第 8 章で具体的に述べる。

他方、Fe 核など重い成分については図 7.9 で右上の領域にデータが集中していることから、陽子の場合と同様の手法で観測強度から重い原子核成分の絶対強度を求めることが可能である。設

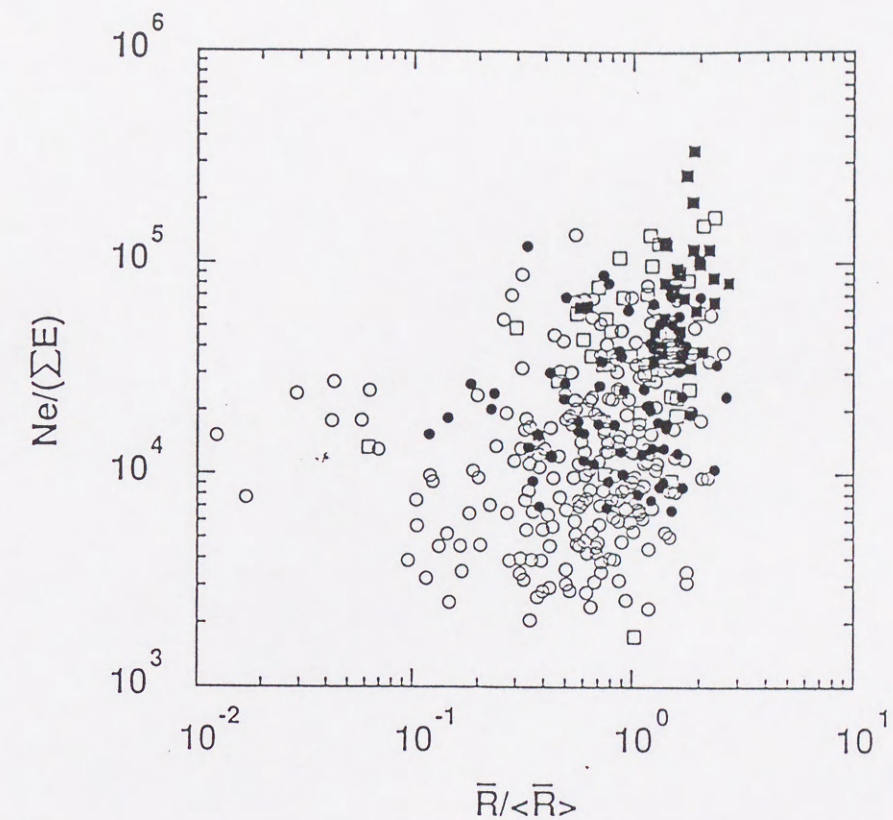


図 7.9: シミュレーションで求めた Tagged-空気シャワーの $Ne/\Sigma E$ と $\frac{\bar{R}}{\langle \bar{R} \rangle}$ の分布図。

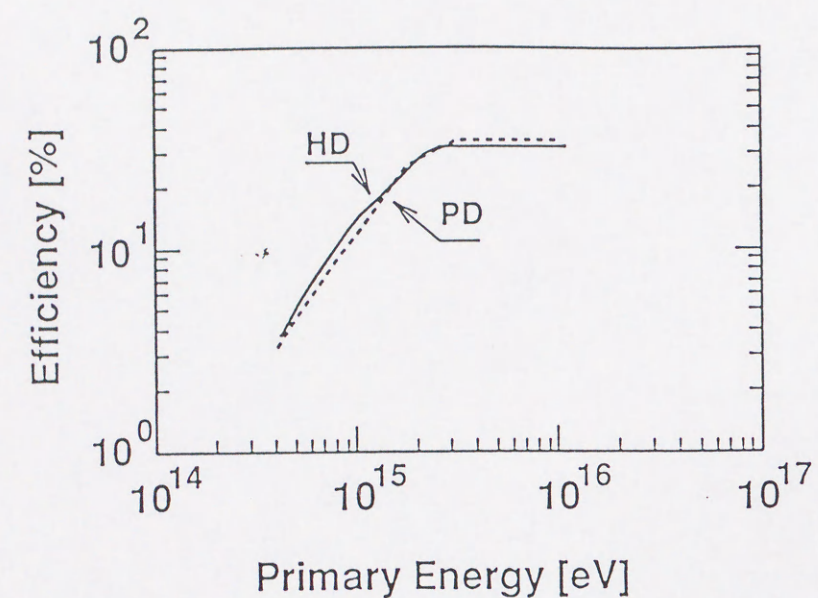


図 7.10: PA 領域における陽子成分による Tagged-空気シャワーの生成率。シミュレーションで仮定した 2 種類の組成モデルについて示した。

定する領域の選択条件をファミリーの広がりについて

$$\frac{\overline{R}}{\langle \overline{R} \rangle} > 1 \quad (7.8)$$

かつ、縦軸について

$$\frac{N_e}{\Sigma E} \geq 5 \times 10^4 \quad (7.9)$$

とおくと、この領域で中級原子核以上の重い原子核が約 70%を占める。この領域を HA 領域とよぶことにする。この領域に含まれる空気シャワー例数は全 Tagged-空気シャワーのうち約 20%程度である。従って、原理的には実験データとシミュレーションの比較から重い原子核の一次宇宙線の頻度を推定することは可能であるが、実験データの統計量を増す必要がある。ここでは、この方法により重い原子核についても絶対頻度を求め得ることを指摘するにとどめ、今後のデータの蓄積に期待する。

Chapter 8

シミュレーションと実験結果との比較

空気シャワーとファミリーのシミュレーションにおける乗鞍高度の結果と乗鞍観測所で行なわれた実験結果を比較する。シミュレーションの空気シャワー例の解析を通して得られた手法を用いて実験結果からはじめて $10^{15} \sim 10^{16}$ eV における一次宇宙線陽子成分の絶対強度を求める。

乗鞍観測所で行なわれた 1980 ~ 1981 年と 1985 年の連動実験ではそれぞれ露出面積 20m^2 のエマルジョンチェンバーにおいて 3TeV 以上のカスケードシャワーが 2 本以上、かつ ファミリーのエネルギー (ΣE) が 10TeV 以上の Tagged-空気シャワーが合計 87 例観測された。今回行なったシミュレーションと比較するために検出カスケードシャワーの下限エネルギーを 5TeV にし、ファミリー中のカスケードシャワーの本数を 3 本とした。このファミリーの選択条件を用いると残った実験データは 50 例である。

シミュレーションから推定されるファミリーの大気中における減衰長としては天頂角分布から $100 \pm 10\text{g}/\text{cm}^2$ が得られ、実験で得られた減衰長 $98 \pm 7\text{g}/\text{cm}^2$ とよく一致している。また、この結果は山上における大規模なエマルジョン チェンバー実験の天頂角分布から得られた結果や異なる高度での強度比から得られた結果とも一致していることは第 6 章で述べた [30]。

図 8.1 にファミリーのエネルギースペクトルを示す。シミュレーションとしては HD モデルの組成を使用した場合の結果が示されている。実線で囲まれた領域は空気原子核との衝突断面積がエネルギーの 0.042 乗に依存し、点線の領域はエネルギーの 0.06 乗に依存している場合である。

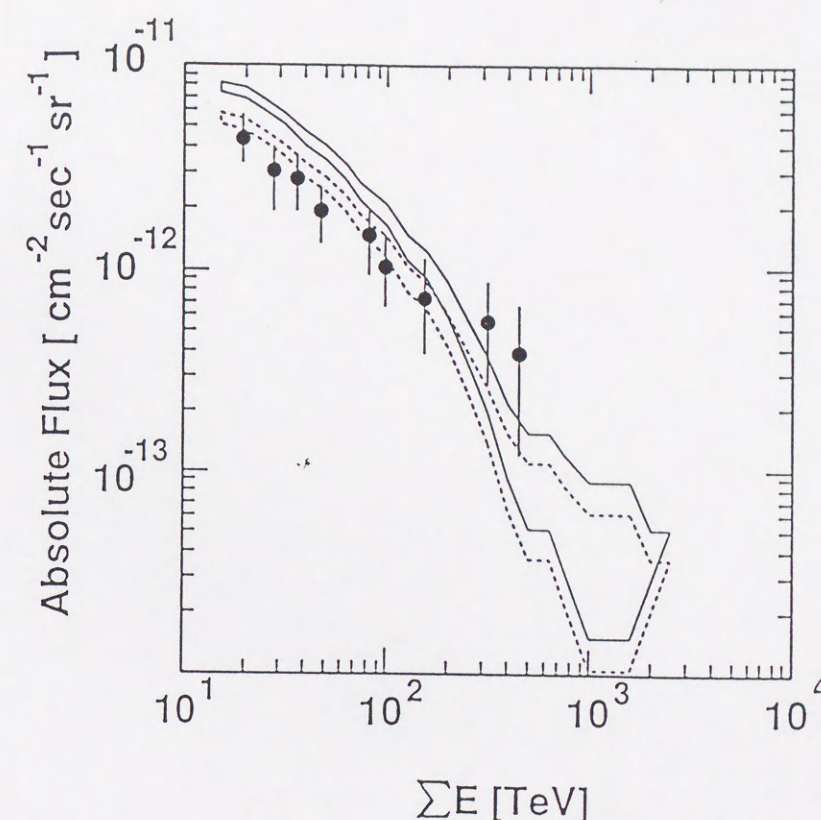


図 8.1: ファミリーの積分型エネルギースペクトル。乗鞍実験データは黒丸、実線の領域は非弾性衝突断面積のエネルギー依存性が 0.042 乗の場合であり、比較のため 0.060 乗の場合を破線の領域で示した。

0.042 乗に依存する場合を用いると今回のシミュレーションにおける HD モデルではファミリーの生成率が実験データより約 15%程度高いことがこの図からわかる。

図 8.2 にシミュレーションによる一般の空気シャワー及び Tagged-空気シャワーのサイズスペクトルと実験で得られた結果を示す。シミュレーションと実験におけるファミリーの選択条件は同じである。一般の空気シャワーのサイズスペクトルの絶対強度の推定には HD モデルを使用した PD モデルとの絶対強度の違いは統計誤差以下である。一方、Tagged-空気シャワーの結果には両方の組成モデルを示している。この図から Tagged-空気シャワーの絶対強度の実験データは PD モデルよりは HD モデルの方に合っている。しかし、シャワー サイズが 10^6 台の後半以上では一般の空気シャワーの強度と Tagged-空気シャワーの強度が同じになり、このような領域では 2 つの組成モデルの差は小さく、どちらのモデルにも合っているように見える。

図 8.3 に乗鞍高度における $\Sigma E \geq 15\text{TeV}$ の Tagged-空気シャワーのシャワーサイズとファミリーのエネルギー (ΣE) とのシミュレーションによる相関を示す。乗鞍実験データは図 8.4 に示す。実験データの選択条件は $\Sigma E \geq 10\text{TeV}$ 、 $E_{\min} = 3\text{TeV}$ である。これら 2 つの図は大体同じ傾向を示していることがわかる。乗鞍高度ではシャワーサイズが 4×10^5 の Tagged-空気シャワーの親の持つエネルギーは約 10^{15}eV である。そこで図 8.3 のシミュレーション結果においてシャワーサイズが $N_e \geq 4 \times 10^5$ のデータについて一次宇宙線が陽子である割合を求める。HD モデルの場合シミュレーションで仮定した宇宙線のエネルギースペクトルでは 10^{15}eV 以上で 18%が陽子成分であるが、この図では 51%が陽子起源である。また、PD モデルの場合は仮定が 27%であるが、この図では 55%が陽子起源である。このように Tagged-空気シャワーでは全宇宙線成分のうち陽子成分に対して特に敏感であると言える。

8.0.1 一次陽子の絶対強度の乗鞍実験データからの推定

前章で述べた Tagged-空気シャワーから陽子成分の絶対強度を求める方法を乗鞍実験で得られたデータに適用する。これまでに同じ乗鞍データを用いて一次宇宙線陽子成分の割合を求めた仕

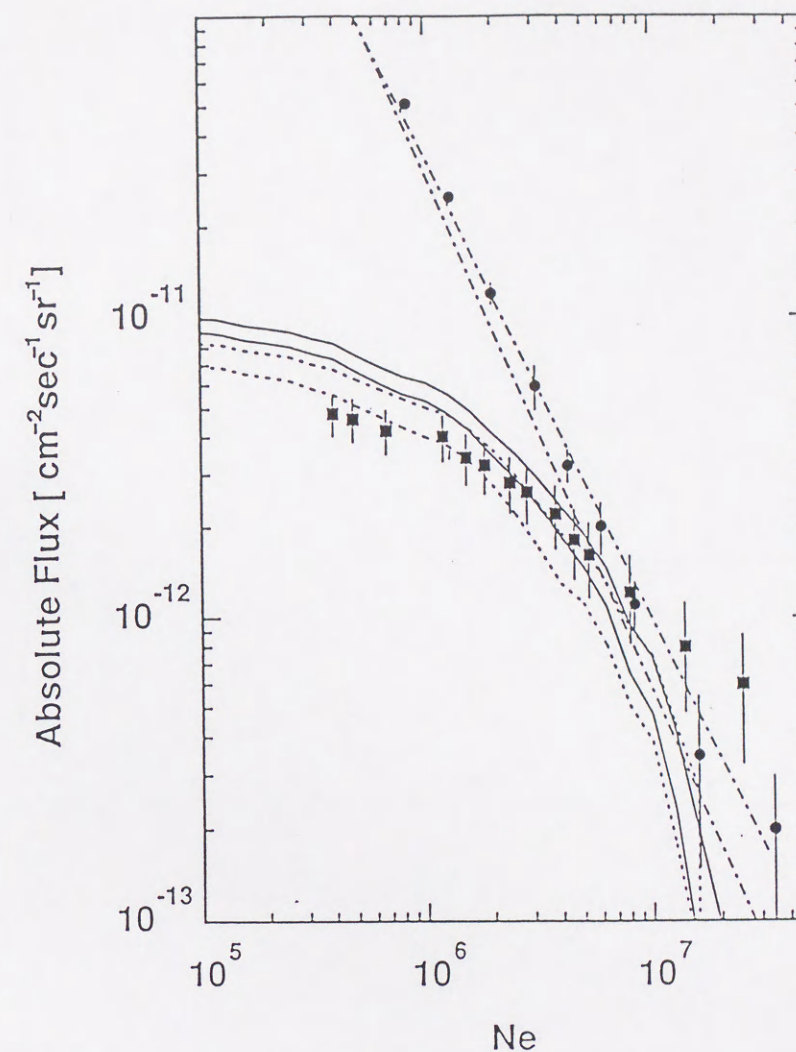


図 8.2: 一般の空気シャワーと Tagged-空気シャワーの積分型サイズスペクトル。黒丸の記号は一般の空気シャワーの実験データ、黒の四角記号は Tagged-空気シャワーの実験データである。一点鎖線はシミュレーションによる一般の空気シャワーのサイズスペクトルを表している。2 本の一点鎖線の幅は統計誤差を表している。実線の領域はシミュレーションで求めた PD モデルでの Tagged-空気シャワーのサイズスペクトルを示し、破線の領域は HD モデルである。

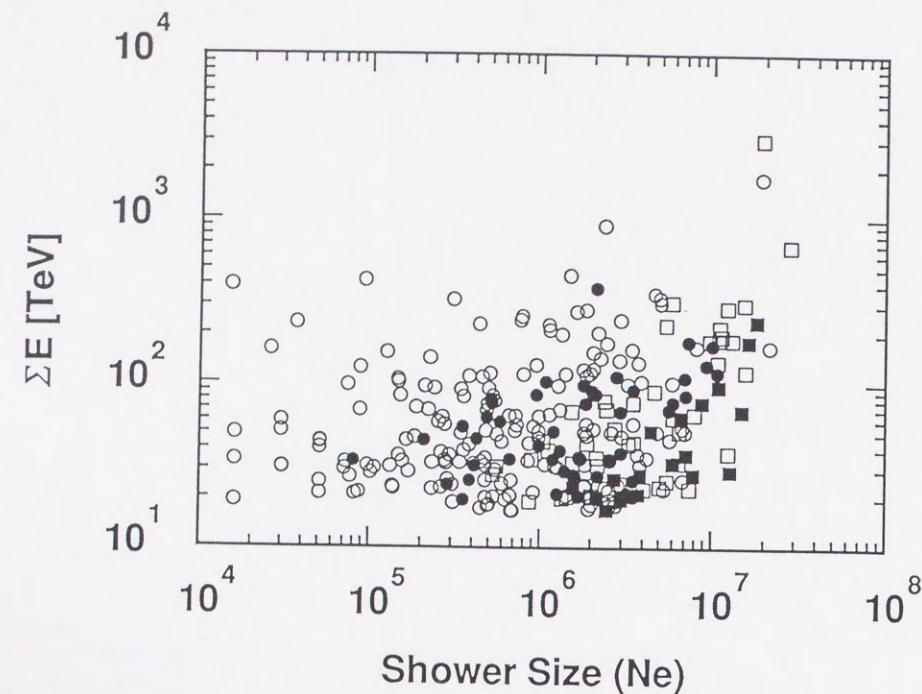


図 8.3: 乗鞍高度でのシミュレーションによる Tagged-空気シャワーのシャワーサイズとファミリーエネルギー (ΣE) の相関図。

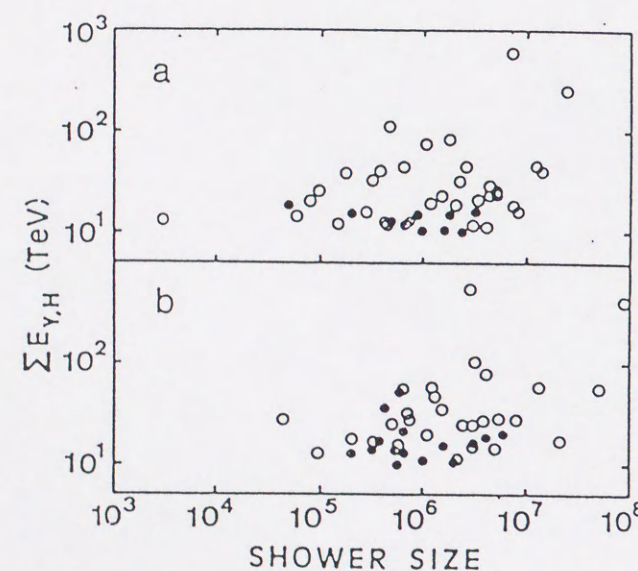


図 8.4: 乗鞍実験で得られた Tagged-空気シャワーのシャワーサイズとファミリーエネルギー (ΣE) の相関図。(a) は 1980 ~ 1981 年の実験、(b) は 1985 年の実験データ。黒丸はシャワーの本数が 2 本、白丸は 3 本以上である。

事はあるが [46]、前回の結果は宇宙線の全強度に対する相対的な強度であった。今回の方法では Tagged-空気シャワーの強度からシミュレーションの結果を用いて一次宇宙線陽子成分の絶対強度を求めるところが前回とことなる点である。前 7 章でこの方法について概略を述べたが、ここではもう少し具体的に述べることにする。

一次陽子成分を求めるためにシミュレーションデータから空気シャワーがあるサイズ N_{th} 以上であるような例のみについて次の準備を行なう。

ステップ 1. ファミリーの広がり \bar{R} と $N_e/\Sigma E$ の分布を作成し、PA 領域を設定する。

ステップ 2. PA 領域に含まれる全空気シャワー例のうち一次宇宙線陽子成分起源の空気シャワー例の割合を求める。今、PA 領域に含まれる全空気シャワーの例数を $n(PA, N_e > N_{th})$ とし、このうち、一次宇宙線陽子成分起源の空気シャワーの例数を $n_p(PA, N_e > N_{th})$ として、空気シャワー例中に含まれる陽子成分起源の割合 δ を求める。

$$\delta = \frac{n_p(PA, N_e > N_{th})}{n(PA, N_e > N_{th})} \quad (8.1)$$

ステップ 3. 大気に入射させた一次宇宙線陽子成分の例数 $n_p(N_e > N_{th})$ とこのうち PA 領域内に入った陽子起源の Tagged-空気シャワーの例数である $n_p(PA, N_e > N_{th})$ との比、すなわち生成効率 ($g(N_e > N_{th})$) を求める。求める生成効率 $g(N_e > N_{th})$ は以下のように求めることができる。

$$g(N_e > N_{th}) = \frac{n_p(PA, N_e > N_{th})}{n(N_e > N_{th})} \quad (8.2)$$

ステップ 2 の PA 領域内の全空気シャワー例数 $n(PA, N_e > N_{th})$ の中には陽子成分以外の他の原子核成分で生成されたものも含まれている。PA 領域に含まれる全空気シャワーの例数 $n(PA, N_e > N_{th})$ は実験によって得られる。また、シミュレーションによって δ 及び $g(N_e > N_{th})$ は与えられるので、式 (8.1) と (8.2) から一次宇宙線陽子成分の例数を次式によって得ることができる。

$$n_p(N_e > N_{th}) = \frac{\delta}{g(N_e > N_{th})} \cdot n(PA, N_e > N_{th}) \quad (8.3)$$

図 8.5 に乗鞍高度におけるファミリーの広がり と $N_e/\Sigma E$ の分布を示す。×印は実験データであり、その他はシミュレーションによる空気シャワー例である。ここに、本章のはじめに述べたように空気シャワーの下限サイズとしては $N_{th} = 4 \times 10^5$ を選んである。従って入射エネルギーは式 7.1 により約 $\sim 10^{15}$ eV に相当する。シミュレーションによる空気シャワー例の分布領域と実験データの分布領域はほぼ一致している。

ここで PA 領域としては 7 章の (7.7) と (7.8) 式で示した領域をとる。図 8.6 に PA 領域に含まれる空気シャワー例のエネルギースペクトルを示す。図中の実線はシミュレーションで入射させた一次宇宙線陽子成分の強度である。PA 領域中に含まれる Tagged-空気シャワーの中で一次宇宙線の陽子起源の割合すなわちステップ 2 における δ の値は前章で述べたように HD モデルで 76%, PD モデルで 79% である。 δ の値には殆どエネルギー依存性が見られず、この図の●印のスペクトルと○印のスペクトルの比で与えられる。一次宇宙線の陽子成分のエネルギースペクトルの導出にはこの値を用いる。図 8.7 に乗鞍高度における一次宇宙線の陽子成分から生成された PA 領域内の Tagged-空気シャワーの生成効率のエネルギー依存性を示す。式 (7.1) によりエネルギーとシャワーサイズとの換算を行えばステップ 3 における生成効率 $g(N_e > N_{th})$ が得られる。この図では 2 つの組成モデルはほとんど同じ結果を示していて、一次宇宙線の陽子成分のエネルギースペクトルのベキにあまり依存しないことを表している。

PA 領域に含まれる実験データの空気シャワー例のサイズスペクトルは図 8.8 のようになった。この強度、及び図 8.6 から求めた δ と図 8.7 で求めた生成効率 $g(N_e > N_{th})$ とを用いて一次宇宙線陽子成分の絶対強度 I_p に変換すると、一次宇宙線のエネルギーを E_0 として

$$E_0 \geq 3.1 \times 10^{15} \text{ eV} \text{ で } I_p = (2.1 \pm 1.1) \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

$$E_0 \geq 7.9 \times 10^{15} \text{ eV} \text{ で } I_p = (3.0 \pm 3.0) \times 10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

となる。

この様にして求められた一次宇宙線の陽子成分の絶対強度を他の実験データと共に図 8.8 に示

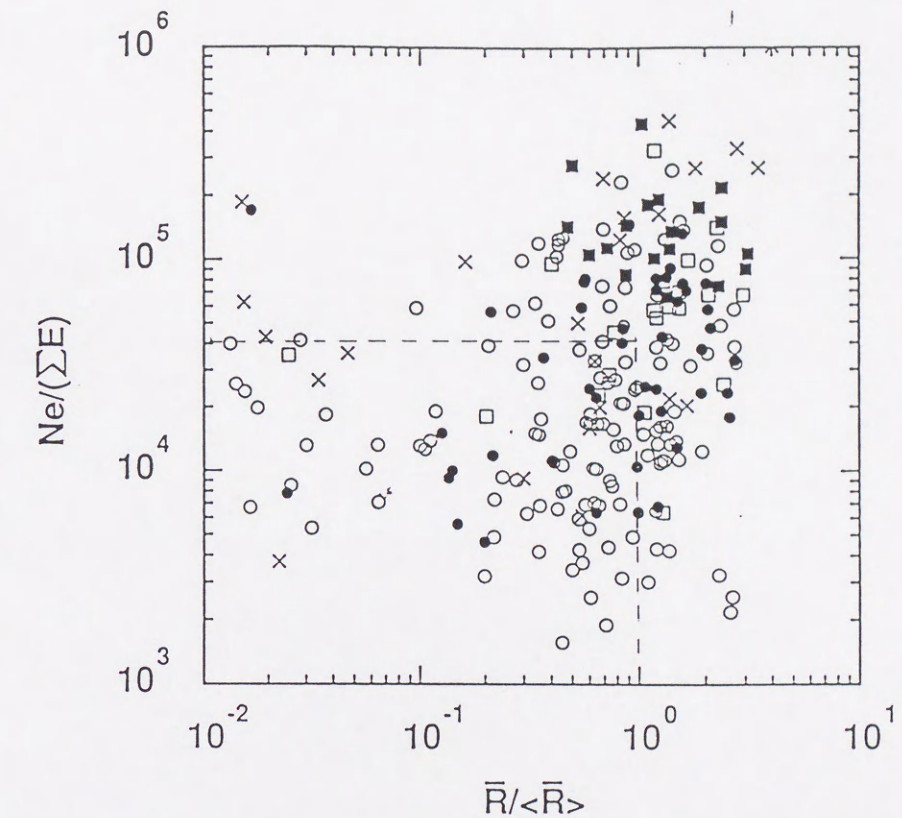


図 8.5: 乗鞍高度におけるシミュレーションと実験データによる Tagged-空気シャワーの $N_e/\Sigma E$ と $\bar{R}/\langle \bar{R} \rangle$ の相関。×印は実験データである。他の記号は図 7.2 と同じである。鎖線で囲まれた左下部分を PA 領域に選んだ。

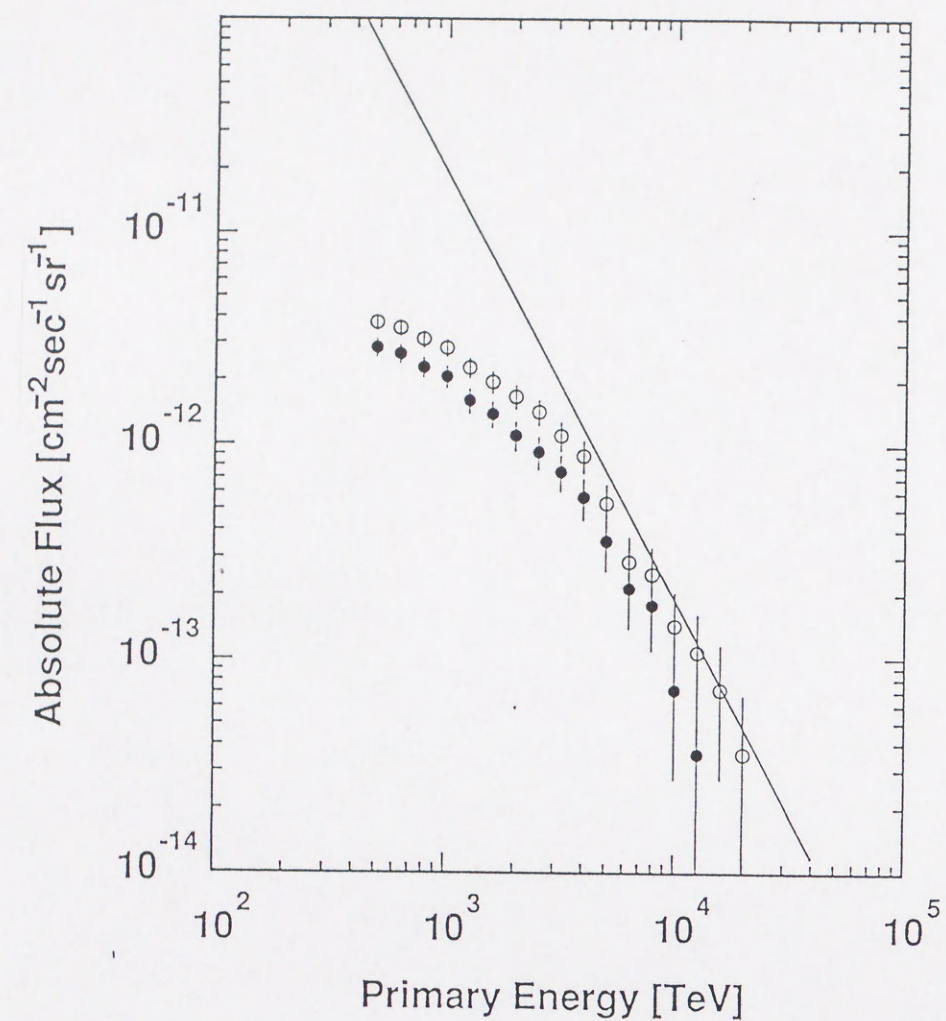


図 8.6: 図 8.5 の PA 領域における Tagged-空気シャワーの積分型エネルギースペクトル。白丸は PA 領域に含まれる全ての Tagged-空気シャワーの、黒丸は陽子起源の Tagged-空気シャワーのエネルギースペクトルを示す。直線はシミュレーションで仮定した入射陽子成分のエネルギースペクトルである。

す。今回の方法で求めた陽子成分の絶対強度が気球実験 [26] で得られた 10^{14} eV 以下の一次宇宙線の陽子成分データの直線的な延長上に位置している。また、エマルジョンチェンバー実験で得られた陽子成分の強度とも誤差の範囲で一致している。

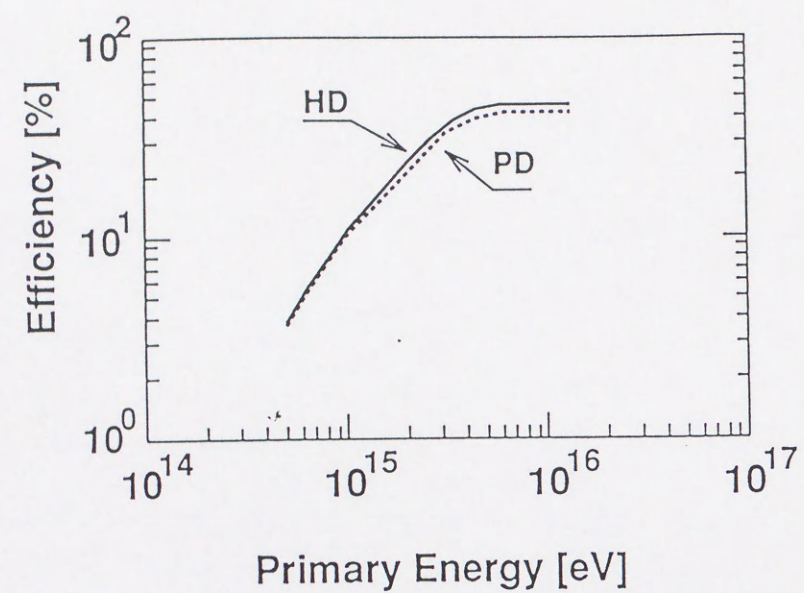


図 8.7: シミュレーションによる PA 領域内での陽子起源の Tagged-空気シャワーの生成効率。2 種類の組成モデルについて示した。

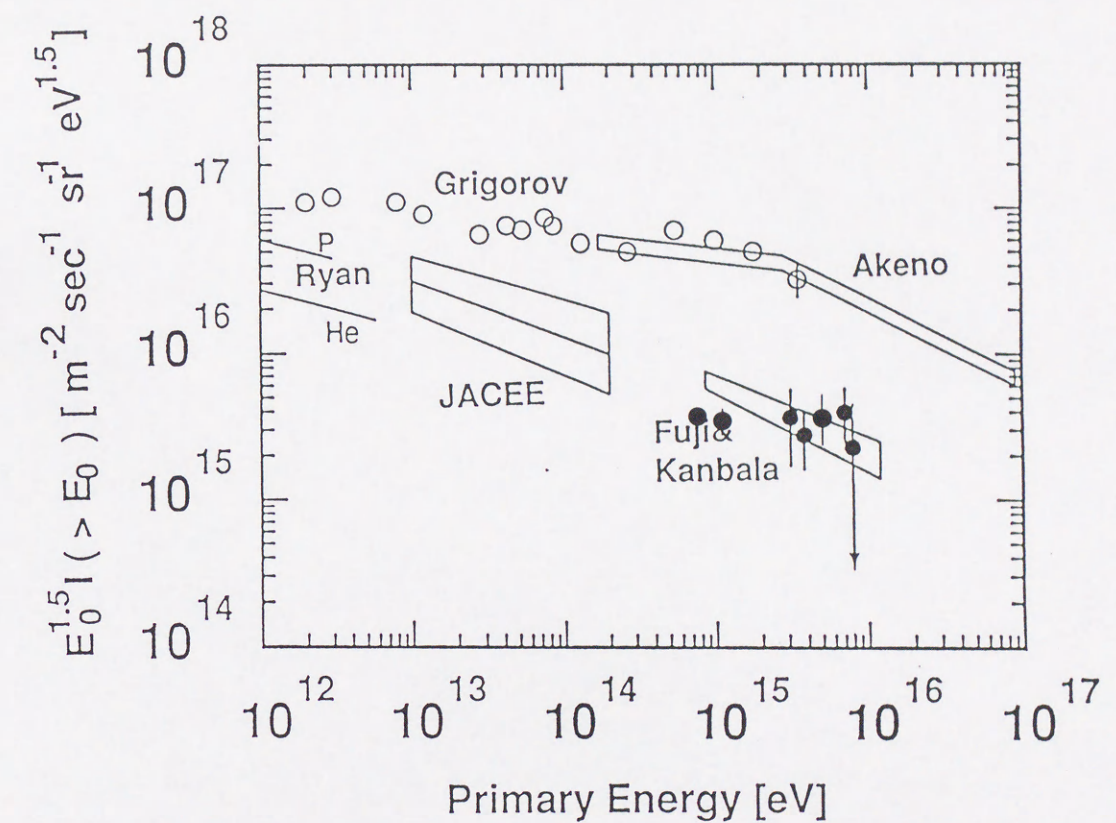


図 8.8: 乗鞍実験の新しい解析方法により求められた一次陽子成分の絶対強度。求めた絶対強度は黒丸で示した。Grigorov, Akeno は全宇宙線のエネルギースペクトル。Ryan の P と JACEE, Fuji-Kanbala は陽子成分のエネルギースペクトルである。

Chapter 9

まとめと考察

宇宙線の $10^{15} \sim 10^{16}$ eV 付近でのエネルギースペクトルの折れ曲がり、即ち Knee の形成に主役を果たしている核種を明らかにすることは宇宙線がどこで加速され、どのように銀河系内を伝播し、我々に到達しているかを解き明かす一つの重要な鍵になると考えられる。しかし、この Knee 領域における宇宙線組成に関する情報は現在でも非常に乏しく、統一的な理解は得られていない。我々は、シミュレーション計算による検討の結果、空気シャワー観測装置とエマルジョンチェンバーを用いた Tagged-空気シャワーの観測が $10^{15} \sim 10^{17}$ eV 領域における宇宙線エネルギースペクトルと一次宇宙線組成に関する情報を得られる有力な手段であることを示した。このエネルギー領域は飛翔体等を用いた直接観測が到達するのが困難な領域である。具体的には、乗鞍山上で観測して得た Tagged-空気シャワーをシミュレーション結果と比較することによって、鍵の一つとなる一次宇宙線の陽子成分の絶対強度を得ることができた。この研究で得られた結果をまとめると以下になる。

1. Tagged-空気シャワーを作る一次宇宙線のエネルギーは観測される空気シャワーのサイズから精度良く推定することができる。シャワー・サイズから一次宇宙線のエネルギーに変換する変換係数はシミュレーションで仮定した相互作用モデル、宇宙線の組成モデルによらず羊井八高度では約 2.4 ± 0.1 GeV、乗鞍高度では約 2.5 ± 0.1 GeV であることがわかった。エネルギー変換における誤差は羊井八高度で約 23%、乗鞍高度で約 24% である。

2. Tagged-空気シャワーの観測は一次宇宙線中の陽子起源の空気シャワーを優先的に選び出すのに非常に有用であることがわかった。すなわち、ファミリーのエネルギーと広がり、及びそれに伴う空気シャワーのシャワーサイズを用いて観測データから陽子成分を抽出する方法を開発した。この新しい手法により Knee 領域における一次陽子成分の絶対強度を求めることが可能になった。

3. 乗鞍観測所で行なわれた連動実験データとシミュレーションで開発した手法を用いて $10^{15} \sim 10^{16}$ eV における一次陽子成分の絶対強度をはじめて求めることができ、具体的には

$$\begin{aligned} (2.1 \pm 1.1) \times 10^{-8} \text{m}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} & \text{ at } E_0 \geq 3.1 \times 10^{15} \text{eV} \\ (3.0 \pm 3.0) \times 10^{-9} \text{m}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} & \text{ at } E_0 \geq 7.9 \times 10^{15} \text{eV} \end{aligned}$$

が得られた。

Knee 領域における宇宙線の組成に関する我々の結果は低エネルギー領域で観測されているような主要成分が陽子ではなく、他の重い原子核が主要成分となっていることを示している。空気シャワー観測で得られている全宇宙線エネルギースペクトルの絶対強度が正しいとするなら、陽子成分は全宇宙線強度に対して 15% 以下になっている。陽子成分がこのような少ないと、陽子成分のエネルギースペクトルがこの領域でどのように変化しようとも一次宇宙線の全エネルギースペクトルの形にほとんど影響しない。従って、Knee 領域でスペクトルの折れ曲がりを作成している主要成分は重い原子核であることは間違いないと考えられる。以前の我々の解析結果 [46] は空気シャワーから推定した全宇宙線強度 [2] に対して一次陽子成分の組成比が 15 ~ 20% 程度であった。今回の方法による一次陽子成分の絶対強度は前回の結果と誤差の範囲で一致している。また、今回の結果と同じ絶対強度を与えている Fuji-Kanbara グループの結果 [30] では図 8.8 でもわかるように一次宇宙線エネルギーを推定する測定量が観測から直接得られず、シミュレーションで求めた強度に合わせてエネルギーを広い範囲で推定している。今回の我々の結果は空気シャワーのシャワーサイズを用いて狭い範囲で一次宇宙線エネルギーを推定している部分が異なり、一次宇宙線

エネルギーの推定方法としては格段に進んだ方法である。以前の我々が得た結果を含めて山上エマルジョンチェンバー実験で得られた結果が今回の新しい方法による結果と良く一致していることはこれまでの方法の妥当性を支持するものである。

次に、他のグループの結果と我々の結果を比較してみると。MACRO グループによる地下ミュー束実験 [36] では Knee 領域における宇宙線の主成分として軽い原子核成分が実験結果に合うと報告している。この結果は我々の結果と矛盾しているが、同じ実験装置を使用し、地上の空気シャワー観測装置と連動観測をしている EAS-TOP[39] の結果は 10^{16}eV 以上で重い原子核成分が主成分になると報告している。EAS-TOP の結果は我々の結果と一致している。地下におけるミュー粒子の観測はもっと多重度の大きな現象の観測から求めるべきであると言う Gaisser 達の指摘 [38] を満たすようなデータをこれらのグループが蓄積すれば統一的な結果が得られるのではないかと考えられる。また、地上レベルで観測した空気シャワー中のミュー粒子の総数から推定した宇宙線組成として重い原子核成分が全体の 50%, 陽子成分が 50%という Staver 達の主張 [47] も我々の結果と矛盾している。

Fly's Eye グループ [28] による大気中における空気シャワーの最大発達の高さをシンチレーション光の観測から求めた結果では Knee 領域で宇宙線のエネルギーが増加すると重い原子核が主要成分になると報告している。この結果は我々の結果と一致する。

Knee 領域の宇宙線に銀河系外の宇宙線源の寄与が考えられるとした Protheroe の主張 [14] は活動的銀河核 (Active Galactic Nuclei) から放出する陽子が Knee 領域の主成分であるとし、この陽子成分の狭いエネルギー領域での急激な増加が Knee を形成している可能性を指摘している。我々の結果はこのような可能性を否定し、Knee の構造が AGN 起源の陽子によるという説を排除したことになる。また、Fichtel & Linsley[48] は宇宙線のエネルギースペクトルにおけるベキの変化を考えるためにいくつかのモデルを提案している。それらのモデルの中に Knee 領域で陽子成分の寄与が突然増大して全成分の 50%以上になるような新たな宇宙線源が存在するというモデ

ルがあるが、我々の結果は陽子がこの領域で全成分の 20%以下であると結論づけているので、このモデルは排除される。Knee 領域の宇宙線のエネルギースペクトルの理解する上で我々の結果から最も支持されるモデルとしては宇宙線の加速方法による宇宙線核種の変化と Rigidity に依存する宇宙線の銀河系からの洩れだしを考慮したモデルである。陽子の観測強度は宇宙線のエネルギーが Knee 領域よりも低い $E_0 \leq 10^{13}\text{eV}$ では全宇宙線のエネルギースペクトルのベキと陽子成分のベキはほぼ同じ値が観測されているが最近の気球実験の結果と我々の結果を結んだ直線の傾きは低いエネルギーのベキより値が大きく、すなわち Knee 領域における陽子成分の存在量が減少している。このことは Knee、すなわちスペクトルの折れ曲がりを起こしている主役は重い原子核成分となり、この重い成分の急激な減少の理由を考えることが Knee 領域における宇宙線のスペクトルの理解を深める鍵になると考えられる。

宇宙線の加速機構について、我々の結果から推定できることはすでに述べたように Knee 領域で陽子は小数部分となり、大勢を形成しているのは重い原子核の急激な減少傾向を示していると考えられる。宇宙線粒子のエネルギーが同じならば加速効率が良い重い原子核を加速する衝撃波による宇宙線加速が有利だと考えられる。もし、宇宙線が中性子星等の磁場により加速されるとすると加速された重い原子核の宇宙線は Karakura 等 [19] が指摘したように中性子星の周りに存在する X 線、紫外線との相互作用により軽い原子核に光分解されそのままでは加速領域から出ることができない。従って、中性子星周辺で光分解等で生成された多量の陽子や軽い原子核がベキの変化を形成すると考えた。しかし、陽子成分が少ないとする我々の結果はこのモデルについても否定することになる。

宇宙線が超新星の衝撃波により加速されているとすると加速限界は Sedov SNR Limit で示され、 $\sim 10^{15}\text{eV}$ 程度であるが、Axford が提案している衝撃波の多重散乱 [18] によると $\sim 10^{18}\text{eV}$ 領域までさらに加速されると考えられる。この場合、超新星の衝撃波で直接加速された場合と、星間空間に多数存在すると考えられている衝撃波の間で二次的に加速された場合とでは加速効率が

異なり、この加速効率の違いがエネルギースペクトルのベキの変化 **Knee** を作っていると考えられる。

Tagged-空気シャワーの観測から導いた $10^{15} \sim 10^{16} \text{eV}$ における陽子成分の強度はこのエネルギー領域ではじめて組成別の強度を求めたことになる。我々はこの強度を考慮して **Knee** 領域における宇宙線の組成は重い原子核が主成分であり、エネルギースペクトルのベキの変化が重い原子核成分の急激な減少により生じていると結論した。この条件を満足する最も有力な加速機構は衝撃波による加速であると推定した。しかし、我々はまだ宇宙線が銀河内のどこで加速されているかを知ることはできない。宇宙線の星間空間における物質の通過量は宇宙線のエネルギーが高くなれば減少する傾向が観測されている。この場合、高エネルギーの宇宙線源ほど我々に近い場所に存在することになり宇宙線の到来方向分布が一様でなくなる可能性がある。しかし、超新星残骸が銀河内のいたる所に存在し、さまざまな場所で宇宙線の加速が行なわれているとすると宇宙線の到来方向分布が実際観測されているように一様であることも説明できる。以前から、我々太陽系は **Hot Bubble** と呼ばれる超新星残骸の中に位置しているとする報告がある。最近、Neil 達は X 線パルサーとして観測されている Geminga が我々を取り巻く **Hot Bubble** を作り出した超新星ではないかという報告を行なっている [49]。Geminga は超新星爆発を起こした時、地球からはほぼ満月のように見えたのではないかとされている。このように我々を取り巻く星間空間にはこのような超新星残骸がすぐそばに存在し、そのような場所で宇宙線の加速が行なわれている可能性がある。

Bibliography

- [1] J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **Vol. 33**, 323, (1983)
- [2] M. Nagano et al., *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **10**, 1295, (1984)
- [3] C. E. Fichtel and J. Linsley *Astrophysical J.* **300**, 474. (1986)
- [4] Y. Fukushima et al., *Phys. Rev.*, **D39**, 1267 (1989)
- [5] K. Kawasumi et al., in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*, Dublin, 1991 (The Dublin Institute for Advanced Studies, Dublin, 1991), Vol. 4, p253.
- [6] V. V. Arabkin et al., Preprint 140, Moscow, FIAN, 1990.
- [7] J. R. Ren et al., in *Proceedings of International Symposium on Cosmic Ray Superhigh Energy Interactions*, Beijing, 1986, edited by L. K. Ding, H. K. Kuang and J. R. Ren (Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, 1986), p9-13.
- [8] See for example, V. S. Berezinskii et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland, 1990.
- [9] Ormes, J., and Freier, P., *Astrophysical J.*, **222**, 471, (1977)
- [10] Cowsik, K. R., and Wilson, L. W., in *Proceedings of the 13th International Cosmic Ray Conference*, Munchen, 1975, Vol. 2, p659.
- [11] Rasmussen, I. L. and Peters, B., *Nature*, **258**, p412, (1975)

- [12] Hartmann, R. C. et al., *Astrophysical J.*, **385**, L1, (1992)
- [13] Ostriker, J. P., and Gunn, J. E., *Astrophysical J.*, **157**, 1395, (1969)
- [14] R. J. Protheroe and A. P. Szabo, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 2885, (1992)
- [15] Fermi, E., *Phys. Rev.*, **75**, 1169, (1949)
- [16] Sakurai, K., *Physics of Solar Cosmic Ray*, 東京大学出版会, 東京, (1974)
- [17] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astronomy and Astrophysics*, **118**, 223, (1983)
- [18] W. I. Axford, in *Proceedings of the ICRR International Symposium*, kofu, Japan, 1990, edited by M. Nagano and F. Takahara, p406-420
- [19] S. Karakura et al., *Astroparticle Physics*, **1**, p229 (1993)
- [20] Ichimura et al., ICRR-Report-287-92-25 in Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo (1992)
- [21] Garcia-Munoz, M., Mason, G. M., and Simpson, J. A., *Astrophysical J.*, **217**, 859, (1977)
- [22] Simon P. Swordy et al., *Astrophysical J.*, **349**, 625, (1990)
- [23] R. J. Protheroe et al., *Astrophysical J.*, **247**, 362, (1981)
- [24] M. J. Ryan et al., *Phys. Rev. Lett.* **28**, 985 (1972) and ERRATA **28**, 1497 (1972)
- [25] N. L. Grigorov et al., in *Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference*, Hobart, 1971 (University of Tasmania Press, Hobart, Tasmania, 1971), Vol. 5, p1746.
- [26] K. Asakimori et al., in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*, Dublin, 1991, Vol. 2, p97

- [27] K. Asakimori et al., in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*,
Bublin, 1991, Vol. 2, p57
- [28] R. Cooper et al., in *Proceedings of the ICRR International Symposium*, kofu, Japan, 1990,
edited by M. Nagano and F. Takahara, p34-48
- [29] P. Sokolsky, in *Proceedings of the 20th International Cosmic Ray Conference*, Moscow, 1987,
Vol.8, p318
- [30] J.R.Ren et al., Phys. Rev., **D38**, 1404 (1988).
- [31] N. Hotta et al., Phys. Rev., **D22**, 1 (1980).
- [32] Ch. Berger et al., Phys. Rev., **D40**, 2163 (1989).
- [33] K. S. Hirata et. al., Phys. Rev., **D38**, 448 (1988).
- [34] Ch. Berger et al., Phys. Rev. **D40**, 2163 (1989)
- [35] T. Hayashino , in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*, Dublin,
1991, Vol. 2, p73
- [36] S. Ahlen et al., Phys. Rev., **D46**, 895 (1992).
- [37] C. Forti et al., Phys. Rev., **D42**, 3668 (1990).
- [38] 'Giulio Auriemma et al., in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Confer-
ence*, Dublin, 1991, Vol. 2, p101
- [39] R. Bellotti et al., Phys. Rev., **D42**, 1396 (1990).
- [40] EAS-TOP Collaboration, in *Proceedings of the 22nd International Cosmic Ray Conference*,
Dublin, 1991, Vol. 2, p61

- [41] R.P.Feynman, Phys. Rev. Lett., **23**, 1415 (1969).
- [42] G.Glauber and G.Matthias, Nucl. Phys., **B21**, 135 (1970).
- [43] G. Arnison et. al., Phys. Lett. **107B**, 320 (1981).
- [44] E.Pare et al., Phys. Lett., **B242**, 531 (1990).
- [45] V.Barger et al., Phys. Rev. Lett., **33**, 1051 (1974).
- [46] M. Shima et al., Phys. Rev., **D39**, 1275 (1989).
- [47] P Stavrev et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **18**, 1833 (1992)
- [48] Carl E. Fichtel and John Linsley, *Astrophysical J.*, **300**, 474 (1986)
- [49] Neil Gehrels and Wan Chen, *Nature*, Vol. 361, p706 (1992)

F867-8
74

副論文 3編
参考論文 4編
業績一覧表

業績一覽表

研究業績題目

1. I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, H. Hasegawa, N. Hayashida, M. Honda, N. Hotta, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, A. Masaike, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, K. Murakami, Y. Muraki, M. Nagano, K. Nakamura, T. Nakamura, P.M. Morris, Y. Ohashi, A. Okada, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, S. Shibata, M. Shima, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, K. Uchino, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda
Search for γ Rays from Supernova 1987A at Energies Greater than 100TeV
PHYSICAL REVIEW LETTERS, 1988, **60**, 1110-1113

2. I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, M. Fujimoto, H. Hasegawa, N. Hayashida, M. Honda, N. Hotta, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, A. Masaike, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, K. Murakami, Y. Muraki, M. Nagano, K. Nakamura, T. Nakamura, P.M. Morris, Y. Ohashi, A. Okada, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, S. Shibata, M. Shima, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, K. Uchino, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda
Search for TeV γ rays from SN 1987A during December 1987 and January 1988
PHYSICAL REVIEW LETTERS, 1988, **61**, 2292-2295

3. I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, M. Fujimoto, H. Hasegawa, N. Hayashida, M. Honda, N. Hotta, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, G.D. Lythe, A. Masaike, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, K. Murakami, Y. Muraki, M. Nagano, K. Nakamura, T. Nakamura, P.M. Morris, S. Ogio, Y. Ohashi, A. Okada, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, S. Shibata, M. Shima, H.M. Shimizu, M. Spencer, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, K. Uchino, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda
UPPER LIMIT FOR ULTRA-HIGH-ENERGY GAMMA RAYS FROM SN 1987A OBTAINED BY CERENKOV TECHNIQUE AT LARGE ZENITH ANGLES
The Astrophysical Journal, 1989, **344**, L17-L19

4. K. Hibino, F. Kajino, M. Nishizawa, M. Ohnishi, To. Saito, M. Shima, M. Sakata, Y. Yamamoto, TIBET-AS γ Collaboration
A NEW PROJECT TO SEARCH FOR HIGH ENERGY GAMMA RAY POINT SOUCES IN TIBET
NUCLEAR PHYSICS B(Proc. Suppl.), 1989, **10-B**, 219-227

5. M. Nishizawa, K. Hibino, M. Olnishi, M. Sakata, M. Shima, Y. Yamamoto, H. Sugimoto, K. Taira, M. Shibata, T. Shirai, N. Tateyama, S. Torii, K. Kasahara, To. Saito, T. Yuda, K. Mizutani, N. Hotta, I. Ohta, M. Amenomori, H. Nanjo
A MONITORING SYSTEM OF THE FAST-TIMING SCINTILLATION COUNTERS USED FOR DETECTION OF AIR SHOWERS
NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH A, 1989, **A285**, 532-539

6. M. Shima, To. Saito, M. Sakata, Y. Yamamoto, K. Kasahara, T. Yuda, S. Torii, N. Hotta
Abundance of primary protons at $(1 - 3) \times 10^{15}$ eV inferred from a simulation of extensive air showers with γ -ray families
PHYSICAL REVIEW D, 1989, **39**, 1275-1282

7. Y. Fukushima, C. Hamayasu, T. Mitsumune, To. Saito, M. Sakata, M. Shima, Y. Yamamoto, S. Dake, M. Kawomoto, M. Kusunose, N. Ohmori, K. Kasahara, T. Shirai, S. Torii, N. Hotta
Extesive air showers accompanied by γ -ray families with $\Sigma E_{\gamma,H} \geq 10\text{TeV}$ and general extensive air showers
PHYSICAL REVIEW D, 1989, **39**, 1267-1274
8. M. Amenomori, H. Nanjo, N. Hotta, I. Ohta, K. Kasahara, To. Saito, T. Yuda, K. Mizutani, T. Shirai, N. Tateyama, S. Torii, M. Shibata, H. Sugimoto, K. Taira, K. Hibino, F. Kajino, M. Nishizawa, M. Ohnishi, M. Sakata, M. Shima, Y. Yamamoto
DEVELOPMENT AND PERFORMANCE TEST OF A PROTOTYPE AIR SHOWER ARRAY FOR SEARCH FOR GAMMA RAY POINT SOURCES IN THE VERY HIGH ENERGY REGION
NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH A, 1990, **A288**, 619-631
9. K. Hibino, M. Nishizawa, M. Ohnishi, M. Sakata, M. Shima, Y. Yamamoto, H. Sugimoto, K. Taira, M. Shibata, T. Shirai, N. Tateyama, S. Torii, K. Kasahara, To. Saito, T. Yuda, K. Mizutani, N. Hotta, I. Ohta, M. Amenomori, H. Nanjo
Photodiode sensed scintillation counter of a large number of cascade shower electrons
NUCLEAR INSTRUMENTS AND METHODS IN PHYSICS RESEARCH A, 1991, **A300**, 202-206
10. M. Amemomori, Z. Cao, L.K. Ding, Z.Y. Feng, K. Hibino, N. Hotta, Q. Huang, A.X. Huo, H.Y. Jia, G.Z. Jiang, S.Q. Jiao, F. Kajino, K. Kasahara, Labaciren, D.M. Mei, L. Meng, X.R. Meng, Mimaciren, K. Mizutani, J. Mu, H. Nanjo, M. Nishizawa, Nusang, A. Oguro, M. Ohnishi, I. Ohta, J.R. Ren, To. Saito, M. Sakata, Z.Z. Shi, M. Shibata, T. Shirai, H. Sugimoto, X.X. Sun, A. Tai, K. Taira, Y.H. Tan, N. Tateyama, S. Torii, H. Wang, C.Z. Wen, Y. Yamamoto, X.Y. Yao, G.C. Yu, P. Yuan, T. Yuda, J.G. Zeng, C.S. Zhang, H.M. Zhang, L. Zhang, Zhasang, Zhaxiciren, W.D. Zhou
Search for Steady Emission of 10-TeV Gamma Rays from the Crab Nebula, Cygnus X-3, and Hercules X-1 Using the Tibet Air Shower Array
PHYSICAL REVIEW LETTERS, 1992, **69**, 2468-2471
11. W.H. Allen, I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, A. Daniel, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, N. Hayashida, K. Hibino, M. Honda, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, G.D. Lythe, A. Masaike, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, Y. Muraki, M. Nagano, T. Nakamura, M. Nishizawa, P.M. Morris, S. Ogio, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, H.M. Shimizu, M. Spencer, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, A. Wadsworth, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda
SURVEY OF ULTRA-HIGH-ENERGY GAMMA-RAY EMISSION IN THE MAGELLANIC CLOUDS
The Astrophysics Journal, 1993, **403**, 239-248
12. W.H. Allen, I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, A. Daniel, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, N. Hayashida, K. Hibino, M. Honda, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, A. Masaike, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, Y. Muraki, M. Nagano, T. Nakamura, M. Nishizawa, P.M. Morris, S. Ogio, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, H.M. Shimizu, M. Spencer, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, A. Wadsworth, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda
UPPER LIMITS ON TeV GAMMA-RAY EMISSION FROM CENTAURUS A, VELA X-1, CENTAURUS X-3, AND CIRCINUS X-1
The Astrophysics Journal, 1993, **405**, 554-558

13. W.H. Allen, I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, A. Daniel, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, N. Hayashida, K. Hibino, M. Honda, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, G.D. Lythe, A. Masaïke, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, Y. Muraki, M. Nagano, T. Nakamura, M. Nishizawa, P.M. Morris, S. Ogio, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, H.M. Shimizu, M. Spencer, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, A. Wadsworth, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda

Possible observation of 100TeV gamma rays from the active galaxy Centaurus A
Astroparticle Physics, 1993, **1**, 269-276

14. W.H. Allen, I.A. Bond, E. Budding, M.J. Conway, A. Daniel, K.B. Fenton, H. Fujii, Z. Fujii, N. Hayashida, K. Hibino, M. Honda, J.E. Humble, S. Kabe, K. Kasahara, T. Kifune, G.D. Lythe, A. Masaïke, Y. Matsubara, K. Mitsui, Y. Miura, M. Mori, Y. Muraki, M. Nagano, T. Nakamura, M. Nishizawa, P.M. Morris, S. Ogio, To. Saito, M. Sakata, H. Sato, H.M. Shimizu, M. Spencer, J.R. Storey, T. Tanimori, M. Teshima, S. Torii, A. Wadsworth, Y. Watase, M.D. Woodhams, Y. Yamamoto, P.C.M. Yock, T. Yuda

Search for point sources of ultrahigh energy γ rays in the southern sky
PHYSICAL REVIEW D, 1993, **48**, 466-478

15. M. Amemomori, Z. Cao, L.K. Ding, Z.Y. Feng, K. Hibino, N. Hotta, Q. Huang, A.X. Huo, H.Y. Jia, G.Z. Jiang, S.Q. Jiao, F. Kajino, K. Kasahara, Labaciren, D.M. Mei, L. Meng, X.R. Meng, Mimaciren, K. Mizutani, J. Mu, H. Nanjo, M. Nishizawa, Nusang, A. Oguro, M. Ohnishi, I. Ohta, J.R. Ren, To. Saito, M. Sakata, Z.Z. Shi, M. Shibata, T. Shirai, H. Sugimoto, X.X. Sun, A. Tai, K. Taira, Y.H. Tan, N. Tateyama, S. Torii, H. Wang, C.Z. Wen, Y. Yamamoto, X.Y. Yao, G.C. Yu, P. Yuan, T. Yuda, J.G. Zeng, C.S. Zhang, H.M. Zhang, L. Zhang, Zhasang, Zhaxiciren, W.D. Zhou

Cosmic-ray deficit from the directions of the Moon and the Sun detected with the Tibet air-shower array
PHYSICAL REVIEW D, 1993,**47**, 2675-2681

16. To. Saito, T. Yuda, K. Kasahara, S. Torii, N. Hotta, M. Sakata, Y. Yamamoto
Intensity of protons at the "knee" of the cosmic ray spectrum
Astroparticle Physics, 1993, **1**, 257-267

17. M. Amemomori, Z. Cao, L.K. Ding, Z.Y. Feng, K. Hibino, N. Hotta, Q. Huang, A.X. Huo, H.Y. Jia, G.Z. Jiang, S.Q. Jiao, F. Kajino, K. Kasahara, Labaciren, D.M. Mei, L. Meng, X.R. Meng, Mimaciren, K. Mizutani, J. Mu, H. Nanjo, M. Nishizawa, Nusang, A. Oguro, M. Ohnishi, I. Ohta, T. Ouchi, J.R. Ren, T. Saito, M. Sakata, Z.Z. Shi, M. Shibata, T. Shirai, H. Sugimoto, X.X. Sun, K. Taira, Y.H. Tan, N. Tateyama, S. Torii, H. Wang, C.Z. Wen, Y. Yamamoto, X.Y. Yao, G.C. Yu, P. Yuan, T. Yuda, J.G. Zeng, C.S. Zhang, H.M. Zhang, L. Zhang, Zhasang, Zhaxiciren, W.D. Zhou

DIRECT EVIDENCE OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD EFFECT ON THE COSMIC-RAY SHADOW BY THE SUN
The Astrophysical Journal, 1993, **415**, L147-L150

