

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	空気チレンコフ光横方向分布測定によるKnee領域一次宇宙線化学組成の研究
Title(English)	
著者(和文)	得能久生
Author(English)	Hisao Tokuno
出典(和文)	学位:博士(理学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第5612号, 授与年月日:2004年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:垣本 史雄
Citation(English)	Degree:Doctor (Science), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第5612号, Conferred date:2004/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

空気チェレンコフ光横方向分布測定による
Knee 領域一次宇宙線化学組成の研究

東京工業大学 大学院理工学研究科
基礎物理学専攻博士後期課程

01D01090

得能久生

指導教官

垣本史雄教授

河合誠之教授

荻尾彰一助手

2004 年 2 月 22 日

目次

第1章	序章	1
第2章	宇宙線概説	3
2.1	宇宙線概説	3
2.2	宇宙線の起源と伝播	6
2.2.1	輸送方程式	9
2.2.2	Leaky Box モデル	10
2.2.3	Diffusion モデル	11
2.3	宇宙線の加速	12
2.3.1	超新星爆発	12
2.3.2	衝撃波加速	13
2.3.3	衝撃波加速の限界	15
2.4	宇宙線の起源, 加速, 伝播についてのまとめ	16
2.5	Knee 領域一次宇宙線モデル	17
2.5.1	未知の相互作用モデル	18
2.5.2	Diffusion モデル	18
2.5.3	星風を伴った大質量星起源モデル	19
2.5.4	地球近傍の超新星残骸起源宇宙線の寄与モデル	21
2.5.5	活動銀河核起源宇宙線の寄与モデル	22
2.5.6	Oblique shocks モデル	23
第3章	空気シャワー現象	27
3.1	一次宇宙線の生成する空気シャワー	27
3.1.1	空気シャワー	27
3.1.2	空気シャワー実験で用いられるパラメータ	29
3.1.3	空気シャワーの縦方向発達	30
3.1.4	空気シャワーの最大発達点と一次宇宙線エネルギー, 質量数の関係	31
3.1.5	空気シャワーの横方向発達	32
3.2	空気チェレンコフ光	32
3.2.1	空気チェレンコフ光発生機構	32
3.2.2	空気チェレンコフ光観測パラメータ	34

3.3	一次宇宙線 knee 領域付近での観測	34
3.3.1	Knee 領域の化学組成解析実験	37
3.3.2	Knee 領域付近での化学組成の観測結果	43
3.4	本研究	43
第4章	BASJE MAS array	47
4.1	空気シャワーアレイ	47
4.1.1	電子成分検出器	47
4.1.2	対数増幅法による粒子数測定	47
4.1.3	タイミング法による空気シャワーの到来方向の決定	52
4.1.4	空気シャワーデータ収集方法	53
4.2	空気シャワーデータ解析	54
4.2.1	Fast-timing 法による空気シャワーの到来方向測定	56
4.2.2	シャワーサイズの計算	58
4.2.3	シャワーコア位置の計算	58
4.3	MAS アレイ特性	60
4.3.1	観測パラメータ決定精度	61
4.3.2	MAS アレイの一次宇宙線検出効率	64
第5章	空気チェレンコフ光検出器	69
5.1	空気チェレンコフ光検出器概略	69
5.2	空気チェレンコフ光検出器	72
5.2.1	光電子増倍管 PMT	72
5.2.2	光学フィルター特性	79
5.2.3	観測中の PMT ゲイン変動	80
5.2.4	PMT(R1250) 光電面感度不均一特性	83
5.2.5	デジタルオシロスコープ	84
5.2.6	信号伝送ケーブル	88
5.3	空気チェレンコフ光測定システムの特性	89
5.3.1	δ 関数的空気チェレンコフ光に対する応答測定	89
5.3.2	PMT 入出力リニアリティ	89
5.3.3	PMT ゲイン	91
5.3.4	荷電粒子による影響	91
5.3.5	夜光量測定	92
5.3.6	S/N 解析条件	94
5.3.7	空気チェレンコフ光検出器データ収集系	94

第 6 章	空気チェレンコフ光シミュレーション計算	97
6.1	CORSIKA 空気シャワーシミュレーションコード	97
6.1.1	シミュレーション方法	98
6.1.2	CORSIKA コードの thinning オプションに関する問題	98
6.1.3	大気モデル	99
6.1.4	大気中での空気チェレンコフ光の散乱	99
6.2	空気チェレンコフ光横方向分布	104
6.2.1	空気チェレンコフ光横方向分布フィッティング	104
6.2.2	化学組成解析データセレクション条件	109
6.2.3	核種分解能と解析結果における系統誤差	115
第 7 章	空気チェレンコフ光観測	121
7.1	空気チェレンコフ光観測	121
7.1.1	空気チェレンコフ光イベント解析条件	122
第 8 章	一次宇宙線化学組成解析	131
8.1	一次宇宙線化学組成解析 I.	132
8.1.1	最尤法による核種 3 成分混合比決定	133
8.1.2	尤度比検定による最尤値の 90% 信頼区間	133
8.1.3	一次宇宙線エネルギーでの平均質量数解析	137
8.1.4	一次宇宙線平均質量数解析結果に対する系統誤差の見積もり	139
8.2	一次宇宙線化学組成解析 II.	140
8.2.1	エネルギースペクトル解析	142
8.3	観測データ自身に対する系統誤差の見積もり	147
第 9 章	一次宇宙線化学組成解析結果とモデル計算結果との比較	151
9.1	一次宇宙線平均質量数観測結果	151
9.1.1	1 イベント毎の解析について	151
9.2	一次宇宙線化学組成観測結果とモデル計算結果との比較	155
9.2.1	Oblique shocks モデル	156
9.2.2	Rigidity cutoff モデル	157
9.2.3	その他のモデル	159
第 10 章	結論	165
付 録 A	フィッティングパラメータ α	171
A.1	一次宇宙線エネルギー推定	171
A.2	一次宇宙線質量数解析	171

Abstract

For the investigation of the origin and propagation of the cosmic rays, the determination of the cosmic ray energy spectrum and of the chemical composition of cosmic rays is important. Experimental results show that the cosmic ray energy spectrum is represented by the power law form. The spectral power index changes from -2.7 to -3.0 around $10^{15.5}$ eV. The structure of the energy spectrum is called "Knee" at the energy range. Besides, the chemical composition of the primary cosmic rays has been measured directly below the Knee. However it is difficult to measure the chemical composition of the primary cosmic rays directly due to their low fluxes around and above the Knee. Hence, the chemical composition of the primary cosmic rays has been measured indirectly in this energy region.

The BASJE group has reported results of the mean logarithmic mass number of the primary cosmic rays $\langle \ln A \rangle$ by two different analyses: an analysis of time structures of air Cherenkov photons and the equi-intensity method. The time structure of air Cherenkov photons is a good indicator of $\langle \ln A \rangle$ above 10^{15} eV. The equi-intensity method can examine the longitudinal development curves of air showers around and deeper than their maximum developments above $10^{14.5}$ eV. These two results show that $\langle \ln A \rangle$ increases with primary energy around the Knee. Most of other experimental results have same trend with the results, however each value of $\langle \ln A \rangle$ is different from the other in this energy range.

In this experiment, we have measured both lateral distributions of air Cherenkov photons and of charged particles simultaneously for a further study of the chemical composition around the Knee. The measured lateral distributions of air Cherenkov photons were fitted with an empirical function which includes a parameter reflecting mass numbers of primary cosmic rays. The distributions of this fitting parameter for the observed events were compared with those simulated using the CORSIKA code with the QGSJET hadronic interaction model for three species (Proton, C, and Fe) of primary cosmic rays. We determined $\langle \ln A \rangle$ in the energy range from $10^{14.5}$ to 10^{16} eV. The present result shows that $\langle \ln A \rangle$ increases from 2.3 to 3.4 and protons are not dominant at the Knee. The present result is consistent with the JACEE result at $10^{14.5}$, $10^{15.0}$ eV and the previous BASJE results within those experimental errors.

第1章 序章

一次宇宙線のエネルギースペクトルは、 10^{12} から 10^{20} eV を超えるエネルギー領域で測定されている。一次宇宙線観測には、大気上空、宇宙空間で観測を行う直接測定と、一次宇宙線と大気中の原子核との相互作用で生成される空気シャワーを地上で観測する間接測定が行われている。これらで観測されたデータを使用して、一次宇宙線エネルギースペクトルや、到来方向の異方性についての研究がなされている。これまでに観測された一次宇宙線エネルギースペクトルには、その $10^{15.5}$ eV 付近に Knee 領域と呼ばれる宇宙線のエネルギースペクトルの冪が変化しているエネルギー領域があることが知られている [36]。また、一次宇宙線の到来方向は極めて等方的であり、特定の宇宙線起源となる天体を示す異方性は現在のところ見つかっていない。しかし、一次宇宙線エネルギーが高くなるにつれて異方性が増加する傾向が観測されており、特に Knee 領域付近よりエネルギーが高くなるにつれて、異方性の増加が見られる [36]。さらに、 10^{14} eV より低いエネルギーでの一次宇宙線の主成分として Proton が観測されているが、Knee 領域で一次宇宙線化学組成が変化し、より重い原子核が主成分となる傾向が観測されている [43]。これらの Knee 領域前後で観測されている、エネルギースペクトル、到来方向の異方性や化学組成の変化が、宇宙線の加速や伝播機構の変化に起因する可能性が指摘されており、観測結果を説明するさまざまなモデルが提案されている。

BASJE(Bolivia Air Shower Joint Experiment) グループは、Bolivia Chacaltaya 山(標高 5200m, 大気深さ 550 g cm^{-2}) で空気シャワーの観測をシンチレーション検出器アレイによって行なっている [31, 40]。BASJE グループでは、現在の検出器配置となった 1998 年からの定常観測によって、一次宇宙線到来方向の異方性、エネルギースペクトルを観測しており、その結果を報告している [40, 59]。これらについてはさらに統計量を増し、さらに精度の高い結果を得るために観測を継続している。また、1995, 1996 年に空気チェレンコフ光の到着時間分布測定 [47] により、2000 年には等頻度法によって [40]、Knee 領域における化学組成の測定を行なった。空気チェレンコフ光の到着時間分布の測定は、 10^{15} eV 以上のエネルギー領域での一次宇宙線の化学組成に対して感度をもつ実験であった。また、等頻度法は観測高度よりも大気の深い部分での平均的な空気シャワーの縦方向発達曲線を得る実験である。これらの観測では、誤差の範囲内で一致する Knee 領域一次宇宙線平均質量数が解析によって得られている。

空気シャワー観測では、一次宇宙線エネルギーと質量数を同時に決定する必要があるため、化学組成が精度よく測定されなければ、一次宇宙線エネルギーも精度よく決定されない。よって、精度のよい全粒子エネルギースペクトルを得るためには一次宇宙線化学組成を精度よく測定することが必要である。また、Knee 領域宇宙線の核種毎の一次宇宙線エネルギー

スペクトルを得るためにも化学組成を正確に測定することが必要である。BASJE 以外にも Knee 領域の宇宙線化学組成に関しては、直接、および間接測定を行なっている観測グループが 10 近くあるが、それぞれの結果は異なっており、各グループ間で一致した最終結果は得られていない [43]。化学組成に関して一致した結果が得られていないため、それを基にして得られる一次宇宙線全粒子エネルギースペクトルについても、各グループ間で一致した結果は得られていない。そのため、精度のよい全粒子エネルギースペクトルを得るにしても、まず、Knee 領域の化学組成を精度よく測定することが求められている。

本観測では、直接観測で測定されているエネルギー領域 ($10^{14.5}\text{eV}$) での宇宙線の化学組成を解析することが可能である空気チェレンコフ光の横方向分布の測定を行なった。空気チェレンコフ光は、空気シャワー中の電子成分よりも密度が高く、精度のよい観測が行える利点がある。また、空気チェレンコフ光の横方向分布は、観測高度よりも大気の浅い部分での空気シャワーの縦方向発達の様子を良く反映する観測パラメータであり、等頻度法と相補的な関係を持つ。Knee 領域よりもエネルギーの低い領域で、直接観測で示されている一次宇宙線の化学組成と比較することで本観測の確からしさを確認し、未解決である Knee 領域での一次宇宙線化学組成を測定する。本観測の空気チェレンコフ光の横方向分布の測定によって、過去の BASJE の化学組成解析の結果と矛盾のない観測結果が得られれば、これらの結果の信頼度がさらに増す。

本観測では、2000 年に空気チェレンコフ光の横方向分布を測定するための検出器を設置し、2001、2002 年に空気チェレンコフ光の横方向分布測定、空気シャワー測定を同時に行った。得られた空気チェレンコフ光横方向分布を、シミュレーションで得た陽子、炭素原子核、鉄原子核の 3 成分に対する、空気チェレンコフ光横方向分布と比較することで、各成分比を求め、その結果を用いて一次宇宙線の平均質量数を求めた。

第2章 宇宙線概説

宇宙線物理学の目的は、宇宙線の起源、加速機構、伝播などの諸過程を解明することにある。これに向けて、宇宙線についてのさまざまな観測、理論研究が行なわれている。

宇宙線観測には、大気上部、あるいは宇宙空間で飛翔体によって宇宙線を測定する直接観測と、宇宙線が大気中に突入し、大気中の原子核などと相互作用して生成される空気シャワーを測定する間接観測がある。これらの観測によって、宇宙線のエネルギースペクトル、化学組成、到来方向の異方性についての情報が得られている。これらの情報を基に、宇宙線の起源、加速、伝播などについての研究が行なわれている。

この章では、宇宙線についてこれまでに明らかにされている事柄と、現在まだ解明されていない問題の一つである、エネルギースペクトルの冪の変化が見られる Knee 領域と呼ばれるエネルギー領域についての議論をまとめる。

2.1 宇宙線概説

直接観測、間接観測によって宇宙線の全粒子エネルギースペクトルは、図 (2.1) のように得られている。この図では、フラックスの微細構造を目立たせるために、フラックスに $E^{2.5}$ を掛けている。この図に見られる宇宙線エネルギースペクトルの特徴は、エネルギースペクトルがエネルギーの冪乗 ($\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$) で表されることと、 $\sim 10^{15.5}, 10^{19}$ eV にスペクトルの冪の変化があることである。宇宙線のエネルギースペクトルの形状はしばしば“足”に例えられ、 $10^{15.5}$ eV 付近の折れ曲がりには Knee 領域、 10^{19} eV 付近は ankle 領域と呼ばれている。BASJE の過去の観測で、一次宇宙線のエネルギースペクトルが測定されており、その結果エネルギースペクトルの冪 γ は、微分形で $\gamma = -2.660 \pm 0.001 (< 10^{15.5} \text{ eV})$, $-3.19 \pm 0.02 (\leq 10^{15.5} \text{ eV})$ と得られている [40]。

また、全粒子エネルギースペクトルだけでなく、個々の核種 (精度がない場合には核種グループ) に対してもエネルギースペクトルが測定されている。図 (2.2) に、直接測定によって観測された 10^{12} eV を超える宇宙線の核種グループ毎のエネルギースペクトルを示す。 10^{12} eV 付近では、陽子の割合が最も大きく、He 原子核がそれに次ぐ。CNO グループ、middle (Ne, S) グループ、Fe グループの割合はほぼ等しい。エネルギーが高くなるにつれ統計量が減少するため測定結果の統計誤差が大きくなる。また、観測グループ毎の測定結果に系統的な差異も見られる。しかし一般的な傾向として軽い原子核グループほど、エネルギースペクトルの傾きが急であるため $10^{14.5}$ eV 付近においては、各グループ毎のフラックスの差が縮まっていることが示されている。この図において示されているように、直接測定による観測で精度

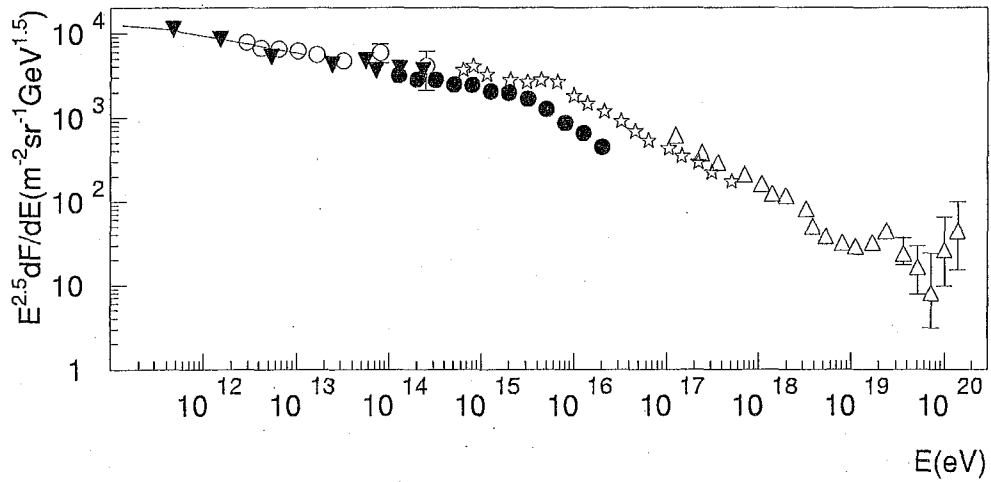


図 2.1: これまでの実験で観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル。ほぼ 10 桁にわたってエネルギーの冪乗で表される。この図ではエネルギースペクトルに $E^{2.5}$ を掛けて微細構造を目立たせている。この図によると、 $10^{15.5}$ 、 10^{19} eV 付近においてスペクトルの冪が変化している。また、 $10^{15.5}$ eV 付近のエネルギースペクトルは観測グループによって、その構造が若干異なっている。[40, 28]

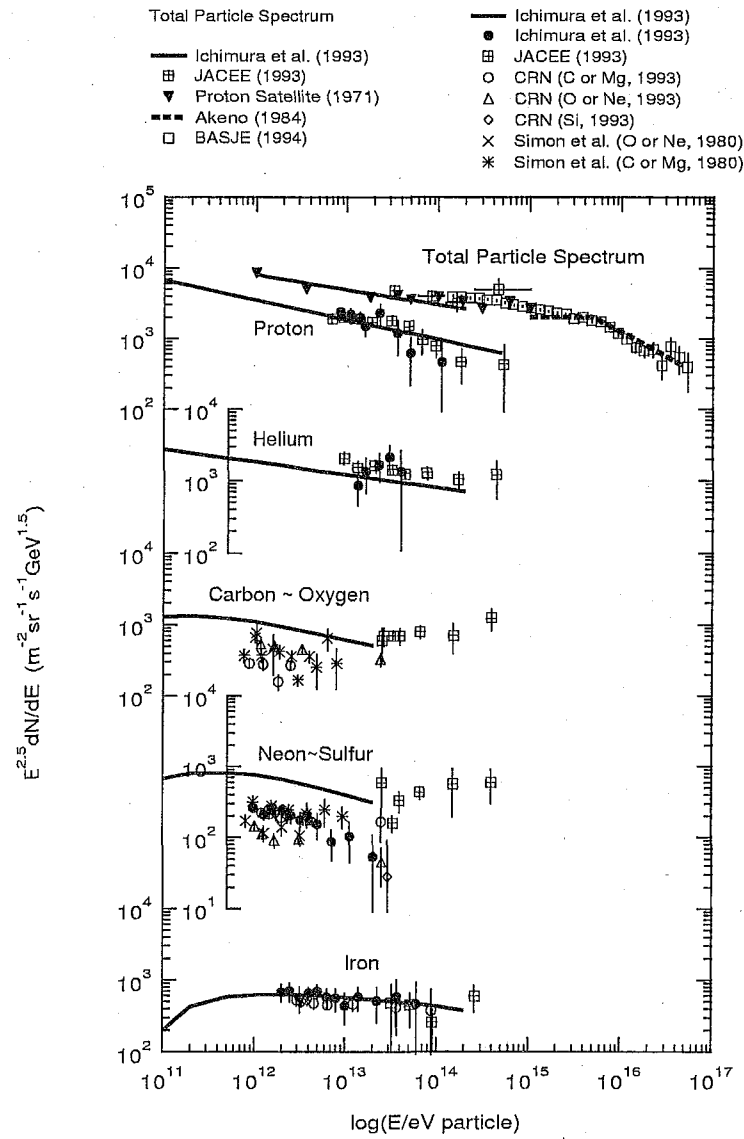


図 2.2: 飛翔体による直接測定による一次宇宙線核種グループ毎のエネルギースペクトル。全粒子エネルギースペクトルは、間接測定を含む。核種毎のエネルギースペクトルが直接測定によって精度よく測定されているのは、 10^{14} eV までのエネルギー領域である。

良く各グループのフラックスが測定されているのは、 $10^{14.5}$ eV 程度までである。したがって、Knee 領域 $10^{15.5}$ eV でのエネルギースペクトルの折れ曲がりの要因や、そのエネルギーでの一次宇宙線の主成分などは、直接測定による観測では確認されていない。直接測定によって精度のよい観測を行うことが出来ない $10^{14.5}$ eV 以上のエネルギーの一次宇宙線については、一次宇宙線が大気に突入し、大気分子と相互作用する際に引き起こす空気シャワー現象を地上検出器によって測定する間接測定と呼ばれる手法によって観測が行われている。この間接測定では、一次宇宙線エネルギーが $10^{14.5}$ eV から 10^{20} eV を超える範囲の観測が行われている。これらの観測を通じて、宇宙線の発生源は何か、加速メカニズムは何か、発生源から地球までの星間空間をどのように伝播するのかについて主に研究されている。

2.2 宇宙線の起源と伝播

これまでになされている宇宙線の起源と伝播についての議論をまとめる。低エネルギー宇宙線の化学組成は、太陽系、銀河系などの化学組成とほぼ等しく、陽子から、鉄原子核、さらに重元素まで含まれている。これらのうち重い元素は恒星の進化の過程で生成され、恒星風や、超新星爆発によって星間空間に放出される。例えば、SN1987A では超新星爆発時に合成された ^{56}Ni のベータ崩壊による鉄への転化が確認されている [12]。特に低エネルギー宇宙線の起源は我々の銀河系内であると考えられており、恒星や惑星とその組成は変わらず、それらがなんらかの加速を受けて、地球に到来していると考えられている。

これまでに得られている主に 10^{12} eV 以下のエネルギー宇宙線の観測結果から導かれる宇宙線の銀河系内での伝播の様子をまとめる。

- 宇宙線中の Li, Be, B の存在比は太陽系での存在比に比べて大きい (図 2.3)。
これは銀河中を伝播する間に、これらより重い原子核が星間物質と相互作用した結果、二次粒子として生成されたものと考えられる。この一次粒子と二次粒子の比から、宇宙線の通過物質量は、 $5 \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$ と推定されている [36]。
- エネルギーが増加すると、一次粒子に対する二次粒子の比は減少する (図 2.4)。
これは、一次宇宙線のエネルギーが増加すると宇宙線の通過物質量が減少することを示唆している。
- 宇宙線の到来方向は極めて等方的である。特に低エネルギー宇宙線の到来方向の等方性は高い (図 2.5)。
宇宙線が銀河系から自由に洩れ出したり、加速源から障害なく地球に到来するのであれば顕著な異方性を示すはずである。
- ^{10}Be は半減期が 1.6×10^6 年と宇宙線の銀河内滞在時間にほぼ匹敵する。放射性同位体 ^{10}Be と ^{10}B の存在量比などから推定される宇宙線の平均年齢 τ_{res} は、およそ 2×10^7 年である [48]。
ここで得られた宇宙線の平均年齢は、宇宙線が銀河ディスクに閉じ込められていると

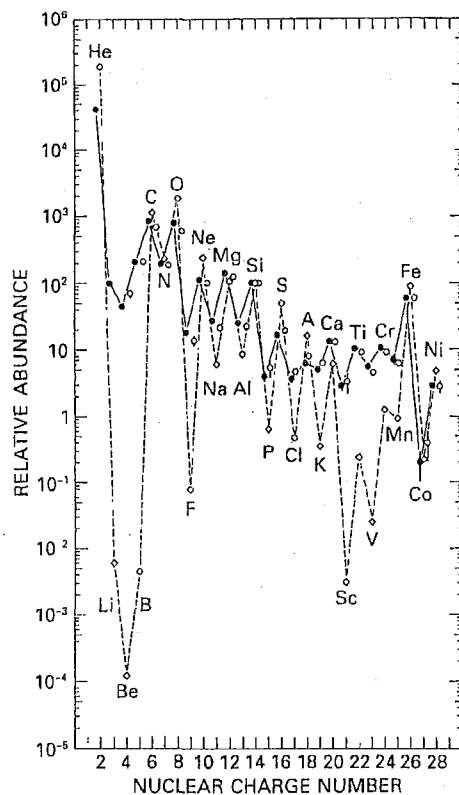


図 2.3: 太陽系内核種存在比と、宇宙線核種の存在比。縦軸は Si の存在量を 100 としたときの各元素の相対存在量を表す。Li, Be, B, 等の存在量が太陽系内よりも宇宙線核種が 4~6 桁程度多く存在する。

仮定したときの平均時間 6×10^6 年に比べると長い。このことは、宇宙線の閉じ込められている領域が銀河ディスクよりも密度の低い領域(銀河ハロー)にまで広がっていることを示唆する。

- ^{10}Be の他, ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{54}Mn などの放射性同位体の測定が行われており [48], その結果として宇宙線が伝播した星間での物質密度はおよそ 0.2 atom cm^{-3} と推定されている。これは銀河ディスクでの値 $\sim 1 \text{ atom cm}^{-3}$ に比べ小さく、宇宙線が銀河ディスク内だけでなく、銀河ハロー領域も通過していることを示唆している。また、銀河ハローのサイズ z_h もこの結果から $4 \text{ kpc} < z_h < 12 \text{ kpc}$ と見積もられている。

宇宙線の到来方向を議論する上で、異方性振幅解析が行われている。図 (2.5) の異方性振幅 (Amplitude) とは、宇宙線の強度 I を、一様成分 I_0 と、非一様成分 I_1 ($I_1 \ll I_0$) に分けたとき、 $\delta = \left| \frac{I_1}{I_0} \right|$ で表される量である。図 (2.5) によると宇宙線の到来方向は極めて等方的であり、物質密度の高い銀河中心から物質密度の低い銀河系外への宇宙線の流れがあっても

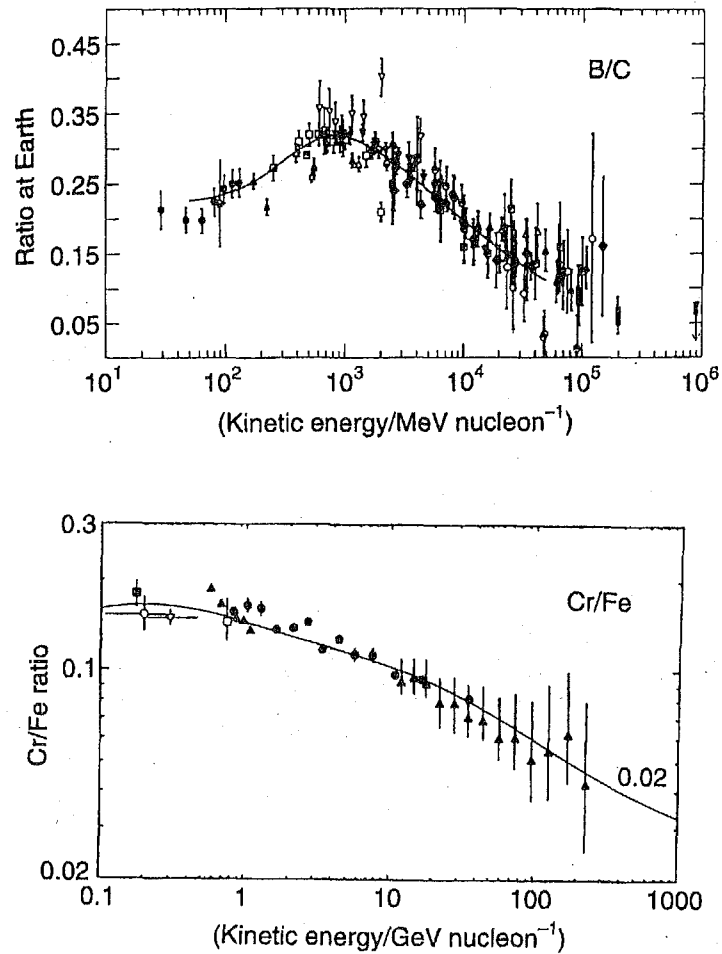


図 2.4: 1 次, 2 次粒子の比のエネルギー依存性。エネルギーが高くなるにつれて, 1 次粒子に対する, 2 次粒子の比が減少する。これは, エネルギーが高くなるにつれて銀河内での滞在時間が短くなっていることを示す。つまり, エネルギーが高い宇宙線ほど, 閉じ込められている領域から逃げ出しやすいことを示唆している。

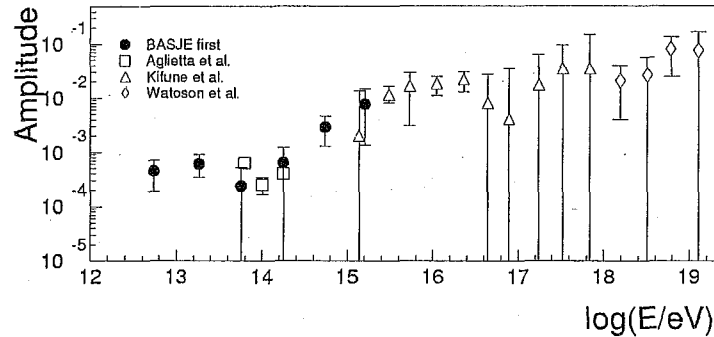


図 2.5: 宇宙線到来方向異方性のエネルギー依存性 [59]。 10^{14} eV 以下のエネルギーでは、0.1% 以下、 10^{16} eV 以下の宇宙線は 1% 以下である。宇宙線の到来方向が極めて等方的であるため宇宙線の起源は露わではない。しかし、エネルギーが高くなるにつれて異方性成分の増加が見られる。これはエネルギーの高い宇宙線ほど、閉じ込められている領域から逃げ出しやすいことが原因であると考えられる。

よいように思えるが、それも見られない。一方、 $10^{14.5}$ eV より低エネルギーでは異方性振幅は一定で、それ以上ではエネルギーが高くなるにつれて異方性が増加する傾向が見られる。

銀河内での滞在時間はエネルギーの高い宇宙線ほど短くなることが観測結果から示唆されているが、これは、Rigidity $R \equiv pc/Ze$ (ここで、 p は宇宙線の運動量、 c は光速、 Ze は宇宙線の電荷を表す。高エネルギー宇宙線では、Rigidity は宇宙線のエネルギーに比例する) に依存して、宇宙線の銀河系内への閉じ込めが行われているとして説明可能であり、これは実際の観測によって確認されている (式 2.3[49])。また、異方性振幅に対しては、大きな Rigidity を持つ宇宙線ほど、銀河系外に容易に洩れ出すため、その結果として異方性振幅が増加していると説明することも出来る。

2.2.1 輸送方程式

宇宙線源から観測点までの伝播は、輸送方程式によって表される。宇宙線核種 i に対する輸送方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i}{\partial t} = & \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) - \frac{\partial}{\partial E_k} (b_i N_i) - \nabla \cdot \vec{u} N_i - n v \sigma_i N_i \\ & - \frac{1}{\tau_i} N_i + \sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j + \sum_{j>i} n v \sigma_{ij} N_j + Q_i \end{aligned} \quad (2.1)$$

によって表される。ここで、各項の示す内容は、

- $\nabla \cdot (D_i \nabla N_i)$ 拡散項。ここで、 D は拡散係数を表す。

- $-\frac{\partial}{\partial E_k}(b_i N_i)$ エネルギー損失項。ここで、 $b = dE/dt$ である。
- $-\nabla \cdot \vec{u} N_i$ 対流項。ここで、 \vec{u} は粒子の流れの速度を表す。
- $-nv\sigma_i N_i$ 星間物質との相互作用による損失。 v は粒子の速さ、 σ_i は星間物質と核種 i の非弾性衝突断面積である。
- $-\sum_{j>i} \frac{1}{\tau_{ij}} N_j$ 核種 j が寿命 τ_{ij} で崩壊して核種 i となる。
- $+\sum_{j>i} nv\sigma_{ij} N_j$ 核種 j が破碎によって核種 i となる。
- $+Q_i$ 宇宙線源での核種 j のエネルギースペクトル。

実際にはこの輸送方程式を解くために、目的に応じてさまざまなモデルによって単純化がなされている。ここでは、Leaky Box モデルと、Diffusion モデルについて概要を述べる。

2.2.2 Leaky Box モデル

Leaky Box モデルでは、宇宙線が銀河の中に閉じ込められており有限の確率で銀河から逃げ出し、宇宙線の銀河内での (空間的, 時間的) 分布は一様であると仮定するなどして、輸送方程式を単純化する。

$$\frac{N_i(E)}{\tau_{\text{esc}}(E)} = Q_i(E) - \left(\frac{\beta c \rho}{\lambda_i}\right) N_i(E) \quad (2.2)$$

ここで、 τ_{esc} は宇宙線の銀河からの逃げ出しを特徴づける時間のスケール。同じ Rigidity (R) を持つ粒子に対して 2 次/1 次粒子比を用い、式 (2.2) によって宇宙線の通過してきた平均の物質量を求めると、 $R = 1 \text{ GV}$ の宇宙線に対して約 $4 \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$ が得られる。これは観測から推定される値 [36] と同程度である。

また 2 次/1 次粒子比のエネルギー依存性から、宇宙線が加速源から地球に到達するまでの間に通過してきた平均物質量の Rigidity 依存性を調べることが可能である。これは観測によって $R > 20 \text{ GV}$ のエネルギー領域では、

$$\lambda_{\text{esc}} = 6.9 \left(\frac{R}{20 \text{ GV}}\right)^{-0.6} \text{ g cm}^{-2} \quad (2.3)$$

で表される [49]。

物質密度 ρ が一定であると仮定すると、 $\lambda_{\text{esc}} = \tau_{\text{esc}} \beta c \rho$ の関係が成り立つ。この関係を式 (2.2) に代入すると、

$$N_i(E) = \frac{Q_i(E) \tau_{\text{esc}}(R)}{1 + \lambda_{\text{esc}}/\lambda_i} \quad (2.4)$$

となる。 $\lambda_i \gg \lambda_{\text{esc}}$ であれば、 $N_i(E) \sim Q_i(E)\tau_{\text{esc}}(R) \propto Q_i E^{-0.6}$ となる。つまり、源でのエネルギースペクトルに $E^{-0.6}$ を掛けたエネルギースペクトルが地球上で観測されることになる。例えば、地球上で観測されているエネルギースペクトルの冪は 10^{12}eV 以上で、 $dN/dE \propto E^{-2.7}$ である。したがって源でのエネルギースペクトルは $dQ_i/dE = E^{-2.1}$ と推定される。

この Leaky Box モデルでは、宇宙線の通過してきた平均の物質質量などを説明することが出来る一方、宇宙線の銀河内での分布は一律であると仮定しているの、観測されているような宇宙線の到来方向の異方性については議論することが出来ない。

2.2.3 Diffusion モデル

Diffusion モデルでは、式 (2.2) を拡散項を残して解く。これによって、宇宙線の到来方向の異方性の効果が現われる。

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \nabla \cdot (D_i \nabla N_i) + Q_i \quad (2.5)$$

この微分方程式の Green 関数は、

$$G(r, t) = \frac{1}{8(\pi Dt)^{3/2}} \exp\{-r^2/(4Dt)\} \quad (2.6)$$

である。この式から、距離 r に到達するのに要する時間は、

$$t \sim \frac{r^2}{4D} \quad (2.7)$$

となる。ここで、 t として前述の宇宙線の年齢 $\tau \sim 2 \times 10^7$ 年、 r として ~ 3 kpc とすると¹、拡散係数 D は、 $D \sim 3.5 \times 10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ となる。このモデルによって宇宙線の到来方向異方性について議論することが可能である。地球近傍に宇宙線源あるいは加速領域が存在するか、銀河系からの洩れ出しがある特定方向へ向かっている場合には、宇宙線の到来方向分布に顕著な異方性が現われることが期待される。しかし、これまでの観測結果では、顕著な異方性は見つかっていない。したがって、宇宙線は、銀河内を伝播する間に局所磁場などの擾乱を強く受け、直進していないことが推測できる。また、宇宙線源や加速領域分布と銀河中の物質密度分布に相関があるとすると、宇宙線源や加速領域が、銀河中心や銀河面に多く存在することが予想される。しかし、宇宙線の到来方向は極めて等方的であり、これを説明するには、宇宙線が伝播中に再加速されるためであるとするモデルもある [53]。さらにエネルギーが高い宇宙線については、 10^{19}eV の陽子のジャイロ半径は銀河ディスク厚のおよそ 10 倍であり、そのため、それ以上のエネルギーの宇宙線であれば伝播中に銀河磁場によってその進路が曲げられず到来方向が加速源方向に一致することが期待される。しかし、超高エネ

¹ここで r は、銀河ディスクの体積 V_D を半径 15kpc、厚さ 200pc の円柱体積として算出し、 $V_D = 4\pi r^3/3$ として概算した。

ルギー宇宙線を生成するような高エネルギー天体は、これまでに観測された $10^{19} \sim 10^{20}$ eV 宇宙線の到来方向においても、現在のところ同定されていない。

一方、拡散係数 D を使って、銀河内に閉じ込められる宇宙線のエネルギーを概算する。まず、 $D = \frac{1}{3}\lambda v$ の関係式から $\lambda \sim 1$ pc (ここで $v =$ 光速とした) が得られる。この λ は銀河磁場の揺らぎのスケールを表すと考えられ、 $\lambda \sim 1$ pc は $10^{15.5}$ eV 陽子のジャイロ半径と同程度である。銀河の磁場による揺らぎによって、これ以下のエネルギーの宇宙線は銀河中に閉じ込められ、これ以上のエネルギーの宇宙線は容易に洩れ出すことを示している。

2.3 宇宙線の加速

地球上で観測されている宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗で表されており (図 2.1), また宇宙線の銀河系外への洩れ出し効果もエネルギーの冪乗の関数型で観測結果をよく表すことが確認されている [49]。したがって加速源での宇宙線エネルギースペクトルもエネルギーの冪乗であることが予測される。また同時に、宇宙線加速源は、銀河内の宇宙線の全エネルギーを供給可能な天体であることが求められる。ここでは宇宙線の加速源についての議論をまとめる。

2.3.1 超新星爆発

銀河内宇宙線へのエネルギー供給源の第一候補は超新星である。超新星残骸は、電波、X線、 γ 線による観測が行われており、これらによって得られた電磁波のスペクトルは、超新星残骸での加速された電子によるシンクロトロン放射、宇宙背景輻射との逆コンプトン散乱で説明できるとされている [36]。したがって電荷を持つ陽子や原子核も加速されていると推定される。

また、宇宙線のパワーについての議論でも、超新星爆発が宇宙線へのエネルギー供給源の第一候補である。宇宙線の太陽系内でのエネルギー密度は、観測から $\rho_E = 1$ eV cm $^{-3}$ であり [36]、銀河ディスク中にこのエネルギー密度で宇宙線が一様に閉じ込められているとすると、宇宙線の全エネルギーを供給するのに必要なパワーは、

$$L_{CR} = \frac{V_D \rho_E}{\tau_R} \sim 1 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.8)$$

となる。ここで $V_D = 4 \times 10^{66}$ cm 3 は、銀河ディスクの体積 (ここで銀河半径 15kpc, 厚み 200pc とした) τ_R は宇宙線が銀河ディスクに閉じ込められている時間で約 2×10^7 年である。一方、超新星爆発で発生するエネルギー 10^{53} erg の 99% 程度はニュートリノに与えられ、残りの 1% が超新星の爆発に伴う衝撃波の運動エネルギー $\sim 10^{51}$ erg になると見積もられており、これと銀河系内での超新星爆発の頻度が 30 年に 1 度であることから、

$$L_{SN} \sim 10^{42} \text{ erg s}^{-1} \quad (2.9)$$

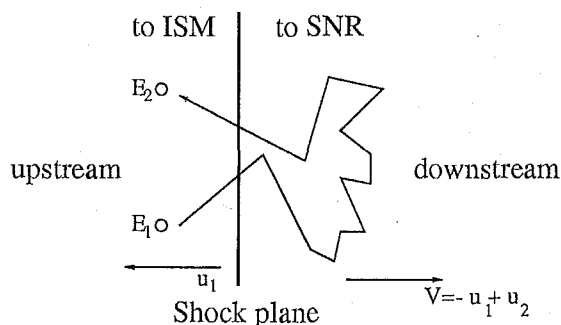


図 2.6: 衝撃波面を横切る宇宙線。衝撃波面を横切る宇宙線の流れを upstream, downstream と呼び表すのは、衝撃波面の静止系での、星間物質の流れの上流、下流であるため。

のパワーで超新星爆発による衝撃波のエネルギーが供給されている。したがって、超新星爆発に伴う衝撃波の運動エネルギーのうち 1% 程度が宇宙線の加速に使われると、銀河系内の宇宙線のパワーを維持することが可能である。しかし、宇宙線閉じ込め領域とエネルギー密度は確定した値が観測によって得られたわけではない。例えば、宇宙線の閉じ込められている領域を銀河ハローにまで広げると、宇宙線を維持するのに必要なパワーはこの概算値よりも大きくなる。例えば、宇宙線エネルギー密度を $\rho_E = 2 \text{ eV cm}^{-3}$ 、宇宙線の閉じ込め領域を銀河半径 12kpc、厚み 2kpc と仮定すると $\sim 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ のパワーが必要となる。これは、超新星爆発によるパワーのおよそ 10% に匹敵する。また、超新星爆発に伴って放出されるエネルギーの 1% が宇宙線加速に使われるとするのは、加速効率がよすぎるとの見解もある [54]。以上から超新星爆発のみで銀河系内宇宙線の全エネルギーを供給可能であるのかについては疑問は残るが、超新星爆発がその大部分のエネルギーを供給していると考えられる。

2.3.2 衝撃波加速

宇宙線のエネルギー供給源として超新星爆発が有力視されているが、どのようにして粒子を加速するのかについてはさまざまな検討がなされている。ここでは、超新星爆発に伴う衝撃波内で荷電粒子を加速する機構として提唱されている、フェルミの 1 次統計加速について説明する [23]。

衝撃波内を通過するたびに宇宙線はエネルギーを得る。宇宙線が衝撃波を通過する前に持っていたエネルギーを E_0 、衝撃波を通過後に持っているエネルギーを βE_0 とし、加速領域に留まる確率を P とする。これらの仮定により最初にエネルギー E_0 を持った宇宙線が N_0 個あったとき、衝撃波を k 回往復した後には $N = N_0 P^k$ 個の粒子が $E = E_0 \beta^k$ のエネ

ルギーを持つことになる。二つの式から k を消去すると、

$$N = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{\ln P}{\ln \beta}} \quad (2.10)$$

となる。この N 個の粒子はさらに加速される可能性があるので、エネルギーが E 以上の宇宙線の個数といえる。このときのエネルギー分布 (微分スペクトル) は、

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-1 + \ln P / \ln \beta} \quad (2.11)$$

となる。この式によって、加速源でのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗で表されることが示される。

ここまでの議論では、衝撃波面を1度通過するとエネルギーが β 倍になり、加速領域に留まる確率は P としていた。つぎに、これら β, P を具体的に求める。星間空間中を上流での速度 u_1 、下流での速度 u_2 で伝播している衝撃波に向かって、エネルギー E_1 、運動量 $p_1 \sim E_1/c$ の相対論的な速度を持つ宇宙線が正面衝突する場合を考える。この宇宙線は衝撃波内で磁場による散乱を受け、一部はそのまま下流へ流れていくが、その他の宇宙線は、再び衝撃波面を通過する。衝撃波と、宇宙線が衝突する場合、衝撃波の上流の静止系にある粒子にも、下流の静止系にある粒子にも衝撃波面は、 $V = u_1 - u_2$ で近付いてくると見える。この過程で宇宙線のエネルギーは β 倍となる。衝撃波の静止系で考えたとき、衝撃波を通過する以前に宇宙線が持っているエネルギーと運動量は、

$$E'_1 = \gamma_v (E_1 + V P_1) \quad (2.12)$$

$$c P'_1 = \gamma_v \left(\frac{V}{c} E_1 + c P_1 \right) \quad (2.13)$$

$$\gamma_v = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}$$

である。宇宙線が星間空間から衝撃波に突入し、衝撃波の下流側で拡散され、再び星間空間に戻ってきたときには、エネルギーは変化せず、運動量の符号が変わるのみである。そのときのエネルギーと運動量は、 $E'_2 = E'_1, P'_2 = -P'_1$ となる。これを実験室系に変換すると宇宙線のエネルギーは、

$$E_2 = \gamma_v (E'_1 + V P'_1) \quad (2.14)$$

と表される。エネルギーの増加率 β については、

$$\Delta E = E_2 - E_1 \sim 2\gamma_v^2 \frac{V}{v} E_1 \left(\frac{V}{c} + 1 \right) \sim \frac{2V}{c} E_1$$

であり、衝撃波面に対して斜めに入射する宇宙線も考え、全ての入射角について平均をとると、

$$\Delta E \sim \frac{4V}{3c} E_1 \quad (2.15)$$

となる。よって、一度の加速でエネルギーが $\beta(=1+4V/3c)$ 倍になる。

次に加速領域に留まる確率 P について考える。衝撃波を単位時間、単位面積あたりに横切る宇宙線の個数が等方的であるとして、

$$\int I \cos(\theta) d\Omega = \int \frac{\rho_{\text{CR}} \cdot c}{4\pi} \cos(\theta) d\Omega = \frac{1}{4} \rho_{\text{CR}} \cdot c \quad (2.16)$$

ρ_{CR} は宇宙線の数密度である。一方、衝撃波の静止系の下流で単位時間、単位面積あたり衝撃波から遠ざかっていく宇宙線の個数は、 $u_2 \rho_{\text{CR}}$ である。よって、宇宙線がこの加速領域に留まる確率 P は、

$$P = \frac{\frac{1}{4} \rho_{\text{CR}} \cdot c - u_2 \rho_{\text{CR}}}{\frac{1}{4} \rho_{\text{CR}} \cdot c} = 1 - \frac{4u_2}{c} \quad (2.17)$$

で表される。強い衝撃波 ($(u_1/c_s)^2 \gg 1$, c_s はガス中の音速) では、一原子気体のとき $c_p/c_v = 5/3$, 圧縮率 σ は、 $\sigma = u_2/u_1 = 4$ となる [34]。これらの関係から、衝撃波によって加速された宇宙線のエネルギースペクトルの冪として、

$$\gamma = \frac{\ln P}{\ln \beta} = -\frac{3u_2}{u_1 - u_2} = -1 \quad (2.18)$$

を得る。一般に超新星残骸における衝撃波は十分強く、圧縮率 $\sigma = u_2/u_1 \sim 4$ が全ての衝撃波で成り立っているとすると、衝撃波によって加速された宇宙線のエネルギースペクトルの冪は全て $\gamma = -1$ となる。

これを、式 (2.11) に代入することで $dN/dE \propto E^{-2}$ が得られる。これと、式 (2.3) より、源でのエネルギースペクトル Q_i に $E^{-0.6}$ を掛けたエネルギースペクトルが地球上で観測されることになることから、地球上で観測される宇宙線のエネルギースペクトルの冪は、 -2.6 と推定される。これは、観測で得られているエネルギースペクトルの冪 -2.7 に近い値である。

2.3.3 衝撃波加速の限界

超新星爆発に伴う衝撃波によって加速される宇宙線のもつ最大エネルギー E_{max} は、用いる衝撃波のパラメータによって種々の値が得られるが、ここでは最も簡単なモデルに基づいて計算する。

粒子が衝撃波面を往復する時間のスケールは、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{v} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (2.19)$$

で与えられる。ここで、 D_1, D_2 は、衝撃波面の前後における拡散係数 $D = \frac{1}{3} \lambda v$ であり、 $D = D_1 = D_2$ とする。粒子の平均自由行程 λ は、ラーモア半径と同程度であるとする。 v は粒子の速度、衝撃波の上流での速度を u_1 , 下流での速度を u_2 で表している。粒子の速度が光速に等しいとして $v = c$, 衝撃波は十分強いとして $u_2/u_1 = 4$ が成り立っているとすると

と, $T_{\text{cycle}} = 20D/(cu_1) = 20E/(3ZeBu_1)$ となる。宇宙線の単位時間あたりのエネルギー増加量は

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(\beta - 1)E}{T_{\text{cycle}}} = \frac{u_1}{c} \frac{E}{T_{\text{cycle}}} \quad (2.20)$$

であり, これを衝撃波の寿命 T_A まで積分すると,

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB(u_1 T_A) \quad (2.21)$$

となる。ここで, 衝撃波の寿命 T_A を概算するために, 超新星爆発によって放出された物質がその質量に相当する星間物質を通過するために必要な時間と同程度だとする。平均的な超新星爆発によって放出される物質はおよそ $10M_{\odot}$ で, 速度は $u_1 \sim 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ 。これが, 密度 1 g cm^{-3} の銀河ディスク内に拡散するとすれば, 衝撃波の寿命は $T_A \sim 10^8$ 年となる。さらに銀河系内の磁場の強さ B を $\sim 3 \mu\text{G}$ として式 (2.21) を計算すると, 粒子の最大エネルギーとして $\sim Z \times 10^{14} \text{ eV}$ が見積もられる。

ここでは簡単なモデルを使って, 荷電粒子の加速される最大エネルギーを求めたが, さらに現実的なモデルを検討するに当たっては, 上流プラズマ乱流の Alfvén 波による加熱, 粒子の加速領域からの逃散, 衝撃波がエネルギーの高い荷電粒子による圧力によって影響を受ける効果, 衝撃波と磁場の関係, などを考慮に入れる必要がある。これらの効果を考慮した衝撃波 (Nonlinear Shock モデル) についてのシミュレーションも行われている [15]。

2.4 宇宙線の起源, 加速, 伝播についてのまとめ

まず, 加速源については超新星爆発に伴う衝撃波が有力候補である。銀河内で起こる超新星爆発によって, 銀河内宇宙線パワーの全て, または大部分を賄うことが可能である。この超新星爆発によって発生した衝撃波で宇宙線が加速されエネルギーを得る。加速された宇宙線のエネルギースペクトルはフェルミの一次加速が働いているとするとエネルギーの冪乗になることもあり標準的な宇宙線加速機構であると考えられている。超新星残骸において電波領域から, γ 線領域までの観測で得られた電磁波のエネルギースペクトルは, TeV 領域まで加速された電子によるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱による γ 線で説明されている。一方, それらのシンクロトロン放射, 逆コンプトン散乱では説明のつかないスペクトルを示している天体もあり, これは陽子加速の傍証であるという見解もある [16]。また, 一般的な超新星爆発による衝撃波加速によって, 宇宙線を 10^{14} eV 程度まで加速することが理論的には可能であることが分かった (2.3.3 章)。しかし, 実際の観測量を使って宇宙線加速の最大エネルギーを見積もると, 10^{14} eV を下回るという意見もある。例えば, Ellison は, 電波から γ 線までのスペクトルを基にして, 陽子の最大加速エネルギー E_{max} を見積もった [15]。それによると SN1006, Tycho, Kepler などの超新星残骸での E_{max} はおよそ 2TeV (陽子) と見積もっており, パラメータの不定性を考慮しても 10^{15} eV まで加速されているとは考えにくいと結論している。しかし, 地球上で観測されている宇宙線スペクトルは, 10^{20} eV を超

える領域まで伸びている。このようにエネルギーの高い領域まで伸びているスペクトルを、超新星爆発に伴う衝撃波のみによる簡単な加速モデルで説明することは出来ない。また、宇宙線が我々の銀河ディスク内のみならず、銀河ハローにまで広範囲に分布しているとすると超新星爆発の際のエネルギー開放のみでは全銀河宇宙線エネルギーを供給できない可能性もある。

超新星爆発によって粒子加速が行われているとして、そこで加速される宇宙線の起源は何(何処)であろうか。超新星爆発が起こる以前に重質量星の表面からはぎとられた物質、それとも星間物質である電離ガスあるいはダストであろうか。または超新星爆発に伴って放出された物質なのか。もちろんそれらの混合である可能性もある。超新星爆発による衝撃波はまず超新星爆発が起こる以前に重質量星からはぎ取られた星風と衝突する。とりわけ Wolf Rayet 星などの重質量星の星風では、炭素原子核、窒素原子核、酸素原子核の割合が高くなっていることが期待される。一方、宇宙線には重元素も含まれていることから、超新星爆発時に合成された元素が加速を受けている可能性もある。

観測されている宇宙線の到来方向の異方性を説明するためには、銀河内の超新星分布も重要とされる。宇宙線源、加速源が銀河中心、銀河面に集中して分布していると、宇宙線到来方向の異方性が観測されることが期待される。しかし、実際の観測ではそのような異方性は見られず宇宙線は等方的に到来している。これは、加速源が超新星であるとした場合、予想されている銀河内での超新星分布によってほぼ説明可能であるが、若干の相違も見られるという見解もある [56]。この相違を説明するために、超新星の銀河面集中度が予想よりも低いか、または、例えば磁場の擾乱、星間雲などによる再加速によって、宇宙線の等方性が保たれている可能性についても検討されている [56]。First Ionization Potential (FIP) が高い元素の宇宙線中の存在量が少ないなどの報告もあり、加速源への何らかの選択的注入がなされている可能性などについても検討されている [37]。

2.5 Knee 領域一次宇宙線モデル

超新星爆発によって全宇宙線パワーを賄える、電子の加速源である、銀河中に広範囲にわたって分布しているなどの点から、超新星爆発が大部分の銀河内宇宙線を加速する有力候補である。しかし一般的な超新星爆発のパラメータでは 10^{14} eV を超えるエネルギーまで宇宙線を加速することが出来ない。そのため、 10^{14} eV を超えるエネルギーまで宇宙線を加速する機構として、いくつかの提案がなされている。それと共に、Knee 領域でのエネルギースペクトルの折れ曲がりの原因についても検討されており、主なモデルを分類すると、以下のようになる。

1. 宇宙線の加速限界、加速効率の低下によってエネルギースペクトルが折れ曲がる。
2. 宇宙線があるエネルギーに達すると、銀河系内に閉じ込められなくなり、銀河系から洩れ出す効果が現われる。
3. Knee 領域の宇宙線組成に軽元素の割合が高くなるモデルとしては、銀河系外起源や活

動銀河核などからの寄与が検討されている。

などである。

ここでは、 10^{14} eV 以上のエネルギーまで宇宙線を加速する機構や、Knee 領域のエネルギースペクトルの折れ曲がり方を説明するために、どのようなモデルがあるのかを紹介する。これらのモデルとしてはさまざまなものが提案されているが、ここではそれらのうち、代表的なものについて述べる。

2.5.1 未知の相互作用モデル

空気シャワー観測で、一次宇宙線のエネルギーを推定するには、電子や、 μ 粒子、ハドロン成分の粒子数などを測定するのが一般的である。したがって、Knee 領域以上のエネルギーの一次宇宙線が生成する空気シャワー中で未知の相互作用により生成される未知の粒子にエネルギーが持ち出されるなどして、電子成分や、 μ 粒子成分、ハドロン成分が予想よりも減少すれば、実際の一次宇宙線エネルギーよりもエネルギーを低く見積もってしまう。この影響があれば、一次宇宙線のフラックス自体には変化がないにもかかわらず、Knee 領域よりも高いエネルギーでのエネルギースペクトル決定に誤差を生じさせてしまう [38]。

この問題に関連して、シャワー粒子の各成分の同時測定を行なっている KASCADE グループによると [9]、電子、 μ 粒子、ハドロンのそれぞれのサイズスペクトルで Knee が見られるので、加速器実験で検証されているエネルギー以上のある領域 (Knee 領域) で相互作用断面積が突然変化しているとは考えにくいと結論している。また、天頂角毎のシャワーサイズスペクトルを求めると、シャワーが通過する大気が厚いほど Knee の位置はシャワーサイズの低い方へ移動する。このときの電子サイズの減衰長は、Knee の前後で変化しておらず、 $\lambda_e = 230 \pm 30 \text{ g cm}^{-2}$ である。これについては、同様の結果が EAS-TOP グループでも得られている [13]。これらのことから、KASCADE グループでは、Knee は相互作用断面積の変化によって形成されるものではないと結論している。

2.5.2 Diffusion モデル

Knee 領域より低エネルギーの宇宙線は、銀河磁場によって銀河中に閉じ込められ、それ以上のエネルギーを持つ宇宙線は、Rigidity に依存して銀河中から洩れ出す効果が現われる [42]。

加速源は、超新星残骸、連星系パルサーなどの一般的な天体で、銀河ディスクに一様に分布していると仮定する。銀河の平均的な磁場を $\sim 3 \mu\text{G}$ 、その磁場の揺らぎのスケールを 1pc (2.2.3 章) とすると、銀河の磁場による揺らぎは $\sim 10^{13} \text{ G cm}$ 程度になる。Rigidity を $R = Pc/Ze$ (P : 運動量, c : 光速, Ze : 電荷) で表すと、 $R = 300 \int B dl = 3 \times 10^{15} \text{ V}$ 程度までの宇宙線は銀河内に閉じ込められる。高エネルギー宇宙線では、Rigidity はエネルギー E と $R \sim E/Ze$ の関係で表される。したがって、陽子はエネルギー $3 \times 10^{15} \text{ eV}$ 以上になると銀河系から洩れ出し、鉄原子核は 26 倍のエネルギー $8 \times 10^{16} \text{ eV}$ 以上になると銀河系から

洩れ出す。このモデルによると、Knee 領域のエネルギースペクトルは緩やかに折れ曲がり、宇宙線の化学組成は Knee 領域を超えてから次第に重くなる。

しかし、一次宇宙線エネルギースペクトルの折れ曲がる位置については諸説ある。ここでは、銀河の磁場の揺らぎのスケールとして 1pc と見積もったが、Osborne et al. は、 ~ 150 pc としている [39]。また、Wdowczyk et al. は、銀河の spiral arm 同士の典型的な距離として ~ 2 kpc や、銀河のスケールハイトとして 1-2kpc を主張しており [55]、磁場の揺らぎのスケールは確定的な値ではない。そのため、これら諸説を総合すると、一次宇宙線エネルギースペクトルの折れ曲がる位置として見積もられるのは $3 \times 10^{15} \sim 6 \times 10^{18}$ eV 程度となる。

2.5.3 星風を伴った大質量星起源モデル

10^{14} eV 以上のエネルギーを持った宇宙線の起源は、星風を伴った大質量星による超新星爆発であるとするモデルである [10]。大質量星が強い星風を放出した後、超新星爆発が起こり、その際に生じた衝撃波が星風物質を加速する。この加速は超新星爆発直後から衝撃波の速度が通常よりも大きい期間に行われる。そのため、粒子加速の最大エネルギーは衝撃波の寿命によらず、ショック面のサイズ (= 粒子のジャイロ半径) によって決められる。このとき加速される粒子の最大エネルギーは以下の式 (CGS-Gauss 系) で表される。

$$E_{\max} = Z e r B_1 \quad (2.22)$$

ここで、 B_1 は衝撃波の上流での磁束密度、 r は衝撃波の半径である。星風中の磁束密度と半径の積 $B r$ は、星表面に近い場所での磁束密度と星の半径の積に等しいとすると、 $\sim 3 \cdot 10^{14}$ G cm となり、これより粒子加速の最大エネルギーは、

$$E_{\max} = Z \times 9 \cdot 10^{16} \text{eV} \quad (2.23)$$

と見積もられる。

このモデルでの粒子加速は、衝撃波での拡散加速と、磁場が衝撃波面の進行方向に垂直な成分を持つ場合の drift による加速を想定している。ここでは、動径方向の粒子の拡散係数 $\kappa_{rr,i}$ 、緯度方向の粒子の拡散係数 $\kappa_{\theta\theta}$ と、緯度方向の粒子の drift 速度 $V_{d,\theta}$ を見積もり、それらから粒子の加速源でのエネルギースペクトルを見積もる。ここで、添字 $i = 1$ は上流域にある粒子に対して、添字 $i = 2$ は下流域にある粒子に対するパラメータであることを表す。まず、動径方向の下流での粒子の拡散係数 $\kappa_{rr,2}$ を見積もる。典型的な長さのスケールとして粒子のジャイロ半径 r_g を採用し、この r_g を衝撃波の厚み $(u_2)/(u_1)r$ と同程度とする。また、典型的な粒子の速度としては、上流と下流の速度差 $u_1 - u_2$ とすると、 $\kappa_{rr,2}$ は、

$$\kappa_{rr,2} = \frac{1}{3} \frac{u_2}{u_1} r (u_1 - u_2) \quad (2.24)$$

となる。

つぎに、動径方向の下流での拡散係数 $\kappa_{rr,1}$ を見積もる。同じエネルギーの粒子に対するジャイロ半径 r_g は、衝撃波の上流と下流での密度に比例するとして、 $\kappa_{rr,2}$ を密度比に等しい (u_1/u_2) 倍にすると、 $\kappa_{rr,1}$ は、

$$\kappa_{rr,1} = \frac{u_1}{u_2} \kappa_{rr,2} = \frac{1}{3} r (u_1 - u_2) \quad (2.25)$$

となる。

つぎに、緯度方向の粒子の drift 速度 $V_{d,\theta}$ を見積もる。一般的な drift 速度を $V_{d,\theta} = (2/3)(cr_g/r)$ とし、磁場の乱流による drift 速度を $V_{d,\theta}/2$ で見積もり、これらを足し合わせると、

$$V_{d,\theta} = \frac{1}{3}(1+2)cr_g/r \quad (2.26)$$

となる。

つぎに、粒子の加速によるエネルギー増加量は、単位時間当たりのエネルギー増加量を $dE/dt = ZeV_{d,\theta}uB/c$ とし、また、上流域、下流域での粒子の移動距離 $u_i\tau_i$ (ここで τ_i は粒子の衝撃波の上流下流での滞在時間) は等しい ($u\tau = \frac{4}{3}\frac{r}{c}(1 - \frac{u_2}{u_1})(u_1 - u_2)$) として、

$$\Delta E_i = Ze \frac{V_{d,\theta}B}{c} u_i\tau_i = \frac{4}{3} E \frac{u_1}{c} f_d (1 - \frac{u_2}{u_1}) \quad (2.27)$$

と見積もる。ここで、 $f_d = \frac{1}{3}(1 + \frac{u_1}{2u_2})$ であり、強い衝撃波では、 $f_d = 1$ となる。したがって、全エネルギー増加率 $\Delta E/E$ は、

$$\Delta E/E = \Delta E/E_{LT} x \quad (2.28)$$

となる。ここで、 $\Delta E/E_{LT}$ は、拡散加速のみによるエネルギー増加率 (式 2.15) であり $\Delta E/E_{LT} = \frac{4}{3}\frac{u_1}{c} (1 - \frac{u_2}{u_1})$ 、また x は、 $x = 1 + \frac{1}{3} (1 + \frac{u_1}{2u_2}) (1 + \frac{u_2}{u_1})$ である。 x は、強い衝撃波では $u_1/u_2 = 4$ より、 $x = 9/4$ となる。

一方、加速された粒子のエネルギースペクトルの冪を見積もる。このモデルでの粒子加速は、衝撃波での拡散加速と、磁場が衝撃波面の進行方向に垂直な成分を持つ場合の drift による加速を想定している。この加速に伴う、通常の拡散加速でのエネルギースペクトル ($\propto E^{-2}$) からの冪の変化分を見積もる。ここで、drift による影響と、加速領域へ入射する粒子数の r 依存性、衝撃波のサイズ (加速領域のサイズ) が r と共に増大する効果を付け加えて、エネルギースペクトルの冪の変化分を見積もると、

$$-\frac{3u_1}{u_1 - u_2} \left\{ \frac{u_2}{u_1} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + \frac{2}{x} (b+d) \frac{\kappa_{rr,1}}{ru_1} \right\} \quad (2.29)$$

となる。ここで、第一項目が通常の衝撃波加速での冪から drift による効果を加えたもの、第二項目が、加速領域へ入射する粒子数の r ($\propto r^{b=-2}$) 分布、衝撃波の厚みの r 依存性 $\propto r^{d=3}$

とする。強い衝撃波では $u_1/u_2 = 4$ より、 $\kappa_{rr,1}/(ru_1) = 1/4$ となる。これらの値を式 (2.29) に代入すると $-1/3$ が得られる。つまり、エネルギースペクトルの冪は、通常の拡散加速でのエネルギースペクトルの冪 (-2) から $-1/3$ 変化し、粒子の加速源でのエネルギースペクトルは $\propto E^{-7/3}$ となる。

粒子エネルギーが E_{crit} を超えると、衝撃波付近の乱流的磁場によって粒子を閉じ込められなくなり、さらに大きなスケールを持つ中性子星磁場による drift 効果が支配的となる。このときのエネルギー E_{crit} は、

$$E_{\text{crit}} = \left(\frac{3u_1}{4c} \right)^2 E_{\text{max}} \quad (2.30)$$

と見積もる。粒子エネルギーがこの E_{crit} を超えると、drift 速度は、 E_{crit} 以下での値の半分程度になるとする。この効果によって x は、 $x = 11/6$ となる。この変化した x によってエネルギースペクトルは、 $E^{-29/11}$ に比例すると見積もられる。一方、粒子の最大加速エネルギーは、式 (2.23) から $E_{\text{max}} = 9Z \times 10^{16} \text{eV}$ であり、また、 u_1 として $2 \times 10^7 \text{m s}^{-1}$ を採用すると、 $E_{\text{crit}} = 2.3Z \times 10^{14} \text{eV}$ と見積もられる。

以上の議論をまとめて、星風を伴う重質量星で加速される粒子のエネルギースペクトルを見積もると、粒子の加速源でのエネルギースペクトルの冪は $-7/3$ となる。これと宇宙線の伝播過程でのエネルギースペクトルの冪の変化として $-1/3$ を採用すると、我々が地球上で観測するエネルギースペクトルは $E^{-8/3}$ に比例する。これは、観測されているエネルギースペクトルにほぼ一致する。また、 E_{crit} 以上では、粒子の加速源でのエネルギースペクトルの冪は $-29/11$ となる。これと宇宙線の伝播過程でのエネルギースペクトルの冪の変化として $-1/3$ を採用すると、我々が地球上で観測するエネルギースペクトルは、 $E^{-98/33} \sim E^{-3}$ となる。また、最大粒子加速エネルギーは、 $E_{\text{max}} = 9Z \times 10^{16} \text{eV}$ と見積もられた。Knee 領域前後で、一次宇宙線化学組成が緩やかに重くなるモデルである。

2.5.4 地球近傍の超新星残骸起源宇宙線の寄与モデル

このモデルでは、広いエネルギー領域にわたって、銀河系内の超新星残骸、パルサーを起源と想定している。一方一次宇宙線エネルギースペクトルの Knee 構造は、太陽系近傍 (\sim 数百 pc) の 1 つの超新星残骸を源とした宇宙線の到来によって形成されるとする [17]。空気シャワーサイズ (N_e) スペクトル $I(N_e)$ に N_e^3 を掛けたもの $N_e^3 \times I(N_e)$ を表示すると、 $N_e \sim 10^6$ 付近に二つのピークが現われる。これらのピークは、その源から到来する酸素原子核、鉄原子核の寄与によるものであると主張する。他方、バックグラウンドとなる宇宙線の組成は Knee 領域前後で組成は緩やかに重くなるが、Knee 領域宇宙線の主成分は、太陽系近傍の超新星残骸を源とする、酸素原子核や鉄原子核であるとする。このモデルによると Knee 領域で宇宙線の到来方向の異方性が増加し、また化学組成は、Knee 領域で、太陽系近傍 (\sim 数百 pc) の超新星残骸からの酸素原子核や鉄原子核が主成分となる。

常定は、候補となる地球近傍の超新星残骸などから、このモデルによって期待されている程度の宇宙線が到来していると仮定した場合の、宇宙線到来方向の異方性を見積もり、実際

に観測した異方性と比較した ([59])。その結果, 地球近傍の超新星残骸などから期待される程度の宇宙線の異方性は観測されていないことを示した。したがって, これらの地球近傍の源からの寄与はこのモデルでの予想よりも小さいことが示されている。

2.5.5 活動銀河核起源宇宙線の寄与モデル

このモデルでは, 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei) で加速された宇宙線が地球に到来し Knee 領域で主成分と成り得るとするモデルである [44, 51]。活動銀河核を持つ銀河内の物質が, 銀河中心にある超重量ブラックホールに降着する際に生じる衝撃波で粒子がフェルミの一次統計加速を受けるとする。加速領域を逃れるまでにほとんど全ての粒子が, 物質場や, 輻射場との相互作用によって崩壊し陽子になる。さらに, この陽子と活動銀河核の物質場, 輻射場との相互作用によって中性子が生成される。中性子は陽子と異なり, 磁場によって閉じ込められないため, エネルギーを銀河核外へ持ち出すことが可能である。その後, 銀河核外に逃れた中性子は陽子に崩壊し, その一部がこの銀河の外へ逃れる。この陽子が地球に到来しているとするモデルである。これらの活動銀河核起源陽子が Knee 領域で優勢成分になる可能性を検討する。

まず, 半径 R ($R = x_1 r_s$, ここで r_s は Schwarzschild 半径 $r_s = 2GM/c^2$) での衝撃波領域での磁場の強さ, 物質密度 ρ_1 を見積もる。衝撃波での降着プラズマの ram pressure, 相対論的粒子の圧力, 磁場圧が同程度であると仮定すると,

$$\rho_1 u_1^2 \sim U_p/3 \sim B^2/8\pi \quad (2.31)$$

が成り立つ。ここで U_p は粒子のエネルギー密度, ρ_1 は衝撃波密度, u_1 は衝撃波の上流での速度 ($u_1 = x_1^{-1/2}c$) である。相対論的粒子の持つエネルギーの半分が AGN が放射している輻射量 L_C に変換されていると仮定すると,

$$L_C \sim \frac{1}{2} L_p \text{ erg s}^{-1} \quad (2.32)$$

となる。ここで, L_p は加速される粒子へのエネルギー供給レートであり, ブラックホールへ降着する物質の運動エネルギーの一部がある効率 $Q(x)$ で加速される粒子のエネルギーに転化されるため, $L_p \sim Q \frac{1}{2} \dot{M} u_1^2$ と表す。 \dot{M} は物質の降着質量レートである。

ブラックホールの質量は輻射圧に比例すると仮定して, 文献 [33] から

$$M \sim 10^{-38} x_1 L_C M_\odot \quad (2.33)$$

とする。また, 衝撃波上流での物質密度 ρ_1 と降着レートの関係は $\dot{M} = 4\pi R^2 \rho_1 u_1$ である。これらの関係から, 物質密度 ρ_1 は $\rho_1 \sim 1.4 \times 10^{33} Q^{-1} x_1^{-5/2} L_C^{-1} \text{ g cm}^{-3}$ と見積もられ, 磁束密度 B は $B \sim 5.5 \times 10^{27} Q^{-1/2} x_1^{-7/4} L_C^{-1/2} \text{ Gauss}$, 輻射密度は $U_{\text{rad}} \sim L_C/\pi R^2 c \sim 1.2 \times 10^{54} x_1^{-4} L_C^{-1} \text{ erg cm}^{-3}$ と見積もられる。

つぎに、単位時間当たりの粒子のエネルギー増加量 $\frac{dE}{dt}$ を見積もる。まず、粒子加速領域での拡散係数を Bohm Limit での値の b 倍、つまり $D = b(\frac{1}{3}r_g c)$ (ここで、 r_g 粒子のジャイロ半径) であるとすると

$$D = 6.0 \times 10^{-12} \times b Q^{1/2} x_1^{7/4} L_C^{1/2} Z^{-1} (E/\text{GeV}) \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (2.34)$$

となる。よって単位時間当たりのエネルギー増加量は式 (2.20) より、

$$\frac{dE}{dt} \sim u_1^2 E / 20 D \sim 7.5 \times 10^{30} b^{-1} Q^{-1/2} x_1^{-11/4} L_C^{-1/2} \text{ GeV s}^{-1} \quad (2.35)$$

となる。この場合、衝撃波によって降着プラズマの運動エネルギーから粒子のエネルギーに変換される効率と、エネルギー損失の程度によって粒子の最大加速エネルギーが決まる。エネルギー損失過程として主なものには、陽子に対しては、物質場や輻射場との相互作用、加速領域からの拡散散逸、ブラックホールへの移流、シンクロトロン放射などがあり、中性子に対しては物質場や輻射場との相互作用などが挙げられる。これらのエネルギー損失をシミュレーションの際に考慮する。

加速源に注入される陽子の単位時間当たりの個数を見積もる。AGN からの赤外から hard-X 線領域まで観測される輻射量 L_C は、電子や γ 線のエネルギーが最終的に転化されたものであるとし、また、電子、 γ が得るエネルギーは加速源に注入された陽子 1 個当たりについて $W_{e\gamma}$ であるとすると、加速源に注入される陽子の単位時間当たりの個数は

$$\dot{N} \sim \frac{L_C}{W_{e\gamma}} \quad (2.36)$$

で求められる。

一方、加速領域に 1 つの陽子を入れた場合に加速される陽子のエネルギー分布を、エネルギー損失過程を含んだシミュレーションによって求める。これに \dot{N} を掛けて AGN で加速された宇宙線のエネルギースペクトルを得る。これによって、ある AGN を起源とする宇宙線スペクトルが求められる。さらに地球上で観測される宇宙線スペクトルを求めるために、全宇宙での AGN の分布をモデルから求め、全ての AGN からの宇宙線の寄与を足し上げる。このモデルによって得られた地球上で観測される宇宙線陽子スペクトルは、図 (2.7) のようになる。加速領域の拡散係数が小さいと (例えば $b = 1$)、陽子が Knee 領域で一次宇宙線の主成分に成り得るため、Knee 領域で陽子の増加が見られた場合に有力なモデルである。

2.5.6 Oblique shocks モデル

一般的な衝撃波加速モデルでは、ショック面の進行方向と磁場とのなす角 α は 0° と仮定しているが、この Oblique shocks モデルでは、 α が 0° でない場合 (Oblique shocks) を考えている。このモデルでは磁場に粒子が巻き付くなどして衝撃波面を横切る回数が増えるため、粒子が加速を受ける確率が増加する。その結果、衝撃波で加速される宇宙線の持つ最大エネルギーが高まる [33]。ここで、 $\eta = \cos \alpha$ としたとき、 η のとり得る範囲は

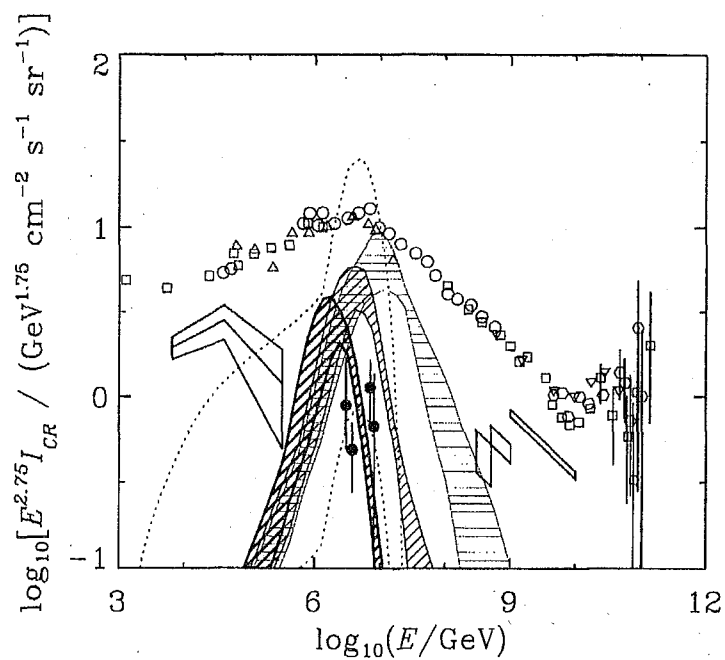


図 2.7: 全 AGN からの寄与を足し合わせて得られた AGN 起源陽子のエネルギースペクトル (斜線の領域)。3つの斜線領域で表される結果の違いは右から $b=1, 10, 100$ の場合の結果。 b は加速領域の拡散係数の大きさを与えるパラメータ。図の左に示される折れ曲がりをもつ図形で表される領域は JACEE による陽子スペクトルの観測結果。図上部の $\circ \triangle \square$ で表されているのは全粒子スペクトルの観測結果。 \bullet は乗鞍における γ -family イベントの観測により得られた陽子スペクトル。

$\eta_{\min}(=u_1/c \sim 1/30) \leq \eta \leq 1$ とする。ここで u_1 は上流での衝撃波の速度である。このモデルで見積もられている、エネルギーの最大値は $\eta = \eta_{\min}$ として式 (2.37) から求められる。

$$E = Z \times 2.51 \times 10^{16} \left(\frac{B_1}{30\mu\text{G}} \right) \left(\frac{R_{\text{sh}}}{3\text{pc}} \right) \left(\frac{u_1}{10^7 \text{m s}^{-1}} \right) \frac{1}{x} \frac{\sigma - 1}{\sigma} \times \left\{ \eta^2 + \frac{1 - \eta^2}{x^2} + \frac{\sigma \left[\eta^2 + \frac{\sigma^2}{x^2} (1 - \eta^2) \right]}{[\eta^2 + r^2 (1 - \eta^2)]^{3/2}} \right\}^{-1} \text{eV} \quad (2.37)$$

ここで、 B_1 は衝撃波上流での磁束密度、 R_{sh} は衝撃波の半径、 $x^2 = \kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp}$ は磁力線の平行成分と垂直成分の拡散係数の比であり $x = 30$ とする。また、 σ は衝撃波の上流と下流での圧縮率であり、十分強い衝撃波を仮定し $\sigma = 4$ とする。この加速モデルでの宇宙線の最大エネルギーは、 $\eta = \eta_{\min}$ の場合であり、 $E_{\text{max}} = 2Z \times 10^{17} \text{eV}$ となる。この最大加速エネルギーは、通常のモデルでの最大加速エネルギー $\sim Z \times 10^{14}$ を3桁程度上回るエネルギーである。一方、式 (2.37) で $\eta = 1$ としたときのエネルギーを E_{crit} とすると、 $E_{\text{crit}} = 1.25Z \times 10^{14} \text{eV}$ となる。ここで E_{crit} の示すエネルギーを使うと、宇宙線が加速されるエネルギー ϵ は、 $E_{\text{crit}} \leq \epsilon \leq E_{\text{max}}$ の範囲であれば、 η の関数として、式 (2.37) によって一意的に与えられる。また、 ϵ が E_{crit} 以下であれば、どのような η であっても、 ϵ まで宇宙線を加速可能であるため、 ϵ に η 依存性は生じない。ここで E_{crit} は、これらの関係を満たすエネルギーである。

E_{crit} 以上のエネルギーまで宇宙線を加速する際の η 依存性を検討し、 E_{crit} 以上のエネルギースペクトルを求める。このためには、 $\cos \alpha$ が η となる確率 $f(\eta)$ 、ある η での宇宙線の加速領域への入射確率 $P(\eta)$ 、ある η でのエネルギースペクトルの冪 $q(\eta)$ を決定する必要がある。

まず、 $\cos \alpha$ が η となる確率 $f(\eta)$ は $d\eta$ の範囲で、 $f(\eta)d\eta = d\eta/(1 - \eta_{\min})$ とする。この場合、 $f(\eta')$ を $\eta_{\min} \leq \eta' \leq \eta$ の範囲で積分すると、 $f(\eta) = \eta - \eta_{\min}/(1 - \eta_{\min})$ となる。つぎに宇宙線の加速領域への入射確率は、さまざまなシミュレーション計算によって検討されているが、このモデルではそれらを近似的に用い $P(\eta) = \eta$ とする。また、ある η でのエネルギースペクトルの冪 (微分型) は $q(\eta) = a\eta + b$ とする。ここで、 $a = -0.68$ 、 $b = -1.41$ である。

宇宙線の加速領域への入射確率と、エネルギースペクトルの変化をまとめて、

$$\zeta(\eta) = \frac{2}{1 - \eta_{\min}^2} \int_{\eta_{\min}}^{\eta} \eta' \left(\frac{\epsilon}{E_{\text{crit}}} \right)^{-q(\eta') + q(\eta_a)} d\eta' \quad (2.38)$$

で表す。ここで、 η_a は η の平均値で $\eta_a = (1 + \eta_{\min})/2$ であり、 $-q(\eta') + q(\eta_a)$ は平均的なエネルギースペクトルからの冪の変化分を表す。 $2/(1 - \eta_{\min}^2)$ は $\zeta(\eta = 1) = 1$ を満たすための規格化係数である。

この $\zeta(\eta)$ に $f(\eta)$ を掛けると、 E_{crit} 以上のエネルギースペクトルの変化を表す係数 $g(\eta)$ として

$$g(\eta) = \frac{\eta - \eta_{\min}}{1 - \eta_{\min}} \zeta(\eta) \quad (2.39)$$

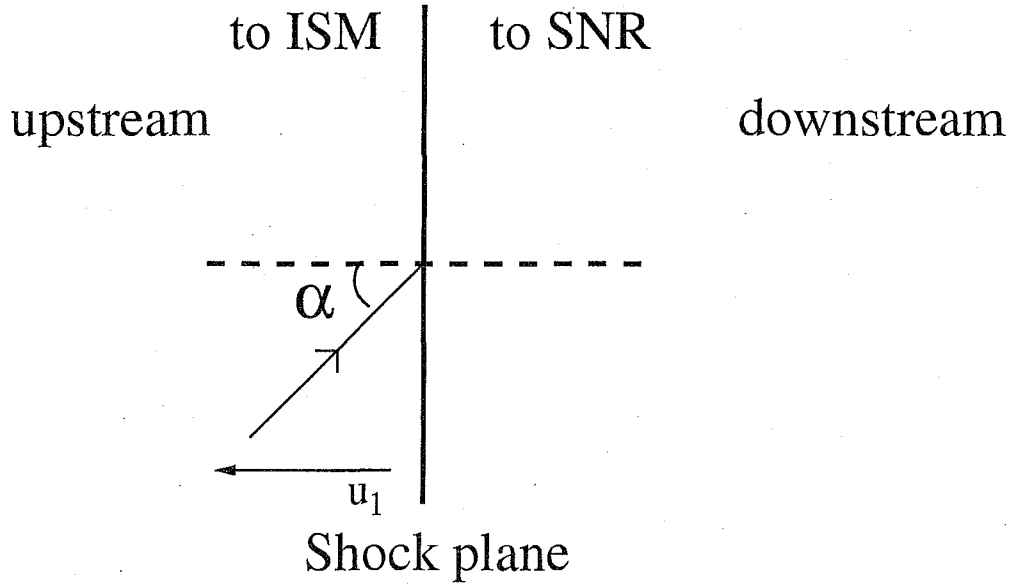


図 2.8: 衝撃波の進行方向と磁場がなす角を α とする (衝撃波の上流の静止系で見た図)。この α が、 $\alpha \neq 0^\circ$ である場合を oblique shock と呼ぶ。通常衝撃波加速での宇宙線が得る最大エネルギーを見積もる際には、簡単のために $\alpha = 0^\circ$ の場合のみが検討されている。一方、 $\alpha = 90^\circ$ の場合、加速効率は最高になるがエネルギースペクトルが冪乗にならない [36]。

が得られる。

以上の議論をまとめ、一次宇宙線のエネルギースペクトルを求める。まず、加速される宇宙線エネルギーが E_{crit} 以下であれば、 η 依存性はないため、ある平均的なエネルギースペクトルで表される (式 2.40)。また、加速される宇宙線エネルギーが E_{crit} 以上になると、 η 依存性を持つため、平均的なエネルギースペクトルに係数 $g(\eta)$ を掛けたエネルギースペクトルになり (式 2.41)、 E_{max} まで加速が行われる (式 2.42)。

$$\frac{dJ}{dE} = CE^{-\gamma} \quad (E < E_{\text{crit}}) \quad (2.40)$$

$$= CE^{-\gamma} g(\eta) \quad (E_{\text{crit}} < E < E_{\text{max}}) \quad (2.41)$$

$$= 0 \quad (E_{\text{max}} < E) \quad (2.42)$$

このモデルでは、宇宙線最大加速エネルギーは一般的な衝撃波加速に比べおよそ 10^3 倍であり、エネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーは、 $E_{\text{crit}} = 1.25Z \times 10^{14} \text{eV}$ と見積もる。また、 E_{crit} に Z 依存性があるため、陽子からそのエネルギースペクトルが折れ曲がり、Knee 領域での一次宇宙線組成は重くなることが予測される。

第3章 空気シャワー現象

3.1 一次宇宙線の生成する空気シャワー

大気中に突入した一次宇宙線は、大気中での mean free path ($70 \sim 100 \text{ g cm}^{-2}$) 程度通過した後、大気中の原子核と相互作用し、二次粒子を生成する。この二次粒子は、それぞれ大気中の原子核との相互作用を起こして多数の粒子を生成する。このようにして生成された二次粒子は、ある大気深さまでは指数関数的に増殖し、その後、減衰する。この結果、多数の二次粒子があたかもシャワーのように地表に降り注ぐことから、空気シャワー現象と呼ばれている。

3.1.1 空気シャワー

原子核（一次宇宙線および空気シャワー中の原子核）が大気原子核と相互作用を起こすまでに通過する大気厚さ $z \text{ g cm}^{-2}$ は、その原子核（質量数 A ）と大気原子核との非弾性散乱断面積 σ_{N-Air} を使って確率関数 P として以下のように表される。

$$\frac{dP}{dz} \propto \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) \quad (3.1)$$

ここで、 λ は、

$$\lambda = \frac{A_{air}}{N_A \sigma_{N-Air}} \sim \frac{24000}{\sigma_{N-Air}} \text{ g cm}^{-2} \quad (3.2)$$

A_{air} は、大気原子核の平均質量数、 N_A はアボガドロ数であり、 σ_{N-Air} は、

$$\sigma_{p-Air} = 270 \text{ mb } E \leq 100 \text{ GeV} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{p-Air} = 240.3 + 0.96 \log(E) + 0.995 (\log(E))^2 \text{ mb } \quad E > 100 \text{ GeV} \quad (3.4)$$

$$\sigma_{N-Air} = \sigma_{p-Air} \times A^{0.44} \quad (3.5)$$

で与えられる [2]。

原子核相互作用によって生成される主な粒子は、 π^\pm 、 π^0 である。このうち、 π^\pm は、大気中の原子核と相互作用を行ない、さらに二次粒子を生成し粒子を増殖させる。これを核カスケード

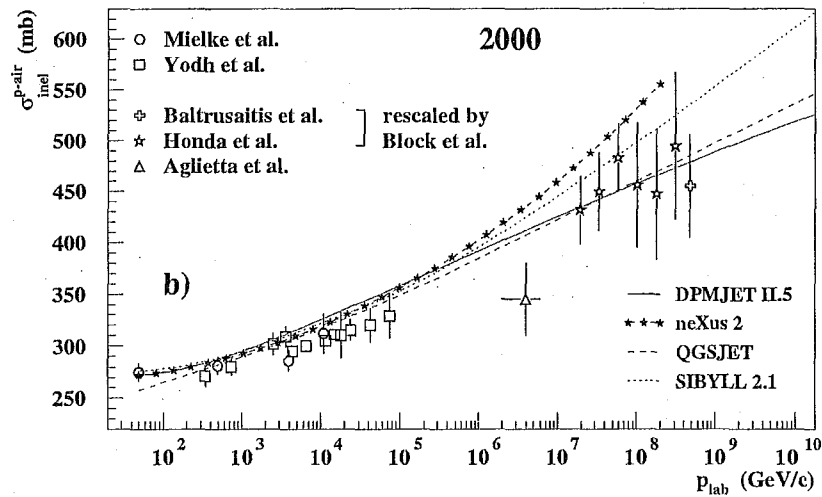
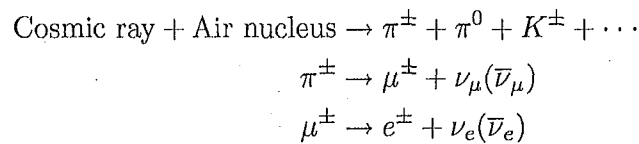
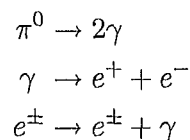


図 3.1: 陽子と空気分子の非弾性散乱断面積。実験結果と、シミュレーション結果とを比較する。シミュレーションによって得られた結果は採用した高エネルギーハドロン相互作用モデルによって異なる。このモデルによる違いの程度は近年減少傾向にある。

ドと呼ぶ。



生成された π^\pm の一部は平均寿命 $2.6 \times 10^{-8}\text{s}$ で μ^\pm に崩壊する。この過程で生成されるエネルギーの高い μ 粒子は寿命によって崩壊することなく地上まで到達する確率が高い。また、二次粒子中の π^0 は、 $0.84 \times 10^{-16}\text{s}$ の平均寿命で 2γ に崩壊する。 γ からは、電子対生成によって e^\pm が生成され、その e^\pm は、制動放射によって γ を放射する。このサイクルを繰り返すことで、粒子が増殖する。これを電磁カスケードと呼ぶ。



これらのカスケードによって初期段階では空気シャワー粒子数は増加してゆく。これは、個々の粒子のエネルギーが低くなり大気中の原子、分子による電離損失によって吸収され始めるまで続く。電子の場合、エネルギーの高いうちは主に制動放射によってエネルギーを失うが、81MeV になると、制動放射と電離損失によるエネルギー損失が等しくなる。これ以下のエ

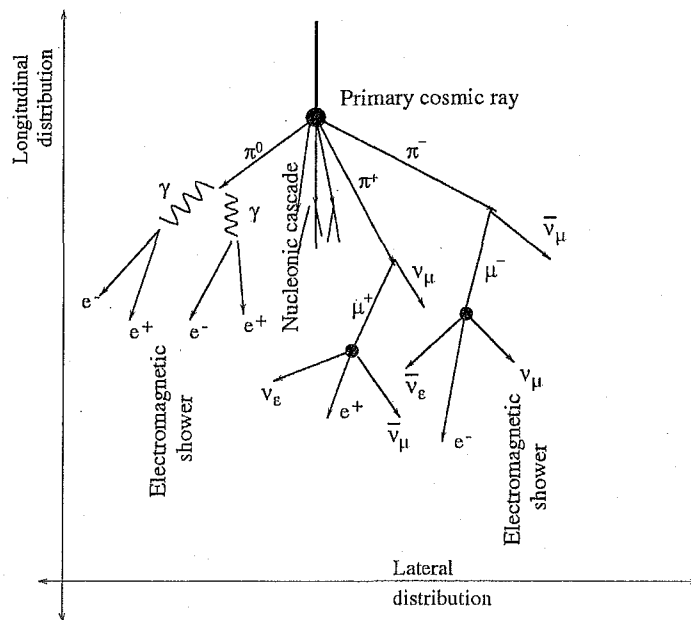


図 3.2: 大気中に突入した一次宇宙線が大気中の分子などと相互作用して、多数の二次粒子を生成する。この現象は空気シャワー現象と呼ばれている。空気シャワー中に主に存在するのは、ハドロン成分、電子成分である。

エネルギーでは電離損失によって急速にエネルギーを失い、大気に吸収される。空気シャワー中の電子が電離損失によってエネルギーを失う段階に入ると、空気シャワー粒子数が減少し始める。この空気シャワー粒子の増加、減少の様子は縦方向発達と呼ばれている。その他に、シャワー粒子が空気中の原子核によって多重散乱を受け、空気シャワー軸から横方向に広がる。これは、空気シャワーの横方向分布と呼ばれている。空気シャワーの縦方向発達、横方向分布は、一次粒子のエネルギーと質量数に大きく依存する。

空気シャワー現象の観測で主に測定されるのは、電子、 μ 粒子、あるいは相対論的速度を持つ荷電粒子が放射するチェレンコフ光や励起された大気原子分子 (特に窒素分子) からの蛍光である。これらの情報からシャワーの縦方向発達と横方向分布を調べ、その結果から一次宇宙線のエネルギーと質量数を推定する。

3.1.2 空気シャワー実験で用いられるパラメータ

空気シャワー観測で用いられる代表的な観測パラメータとしては、空気シャワーの縦方向発達に関係したものと、横方向分布に関係したものがあり、

- 観測高度での全電子数 サイズ N_e 。

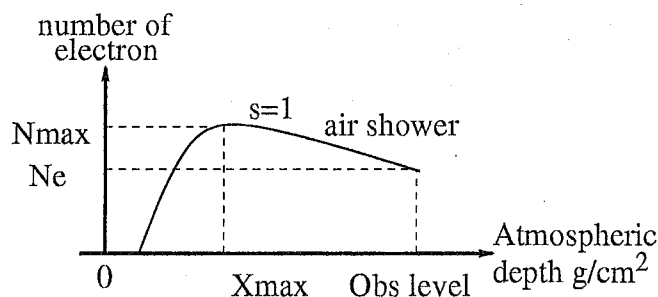


図 3.3: 空気シャワー観測で観測される各種パラメータ。このうち特に重点的に観測されるのは、空気シャワーの最大発達点 X_{\max} 、観測高度でのシャワーサイズ (電子数) N_e である。

- 空気シャワーの発達段階を表す age パラメータ s
- 空気シャワーが最大に発達した大気深さ X_{\max}
- 空気シャワーが最大に発達したときのシャワーサイズ N_{\max}
- 観測高度での電子数密度の横方向分布 $\rho_e(r, s)$

などが挙げられる。これらのパラメータを測定して、シミュレーションで得られた結果と比較することによって、一次宇宙線のエネルギーと質量数を推定する。

3.1.3 空気シャワーの縦方向発達

電磁カスケードシャワーの縦方向発達は、Greisen によって近似計算されており、シャワー中の全電子数 N_e は、

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left\{t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right\} \quad (3.6)$$

で表される。ここで $y = \ln(E_0/E_c)$ 、 t はシャワーが通過した大気の厚さで、電子の大気中での放射長 $X_0 = 37.1 \text{ g cm}^{-2}$ を単位としている。パラメータ s は、

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (3.7)$$

で表される、シャワーの発達段階を表す age パラメータで、シャワーの最大発達点 (X_{\max}) で $s = 1$ となり、それ以降では $s > 1$ となる。

Fenyves たちは、陽子と鉄による空気シャワー (電磁カスケード, 核カスケード) の縦方向発達のシミュレーションを行ない、この場合にも上の式の t を $t' = t + \beta(X_{\max} - t)t^\gamma$ とすることでよりよく表されることを示した [19]。 β, γ は、一次宇宙線の核種に依存する定数で $\beta = 0.2 \sim 0.4$, $\gamma \sim 0.5$ の値をとる。

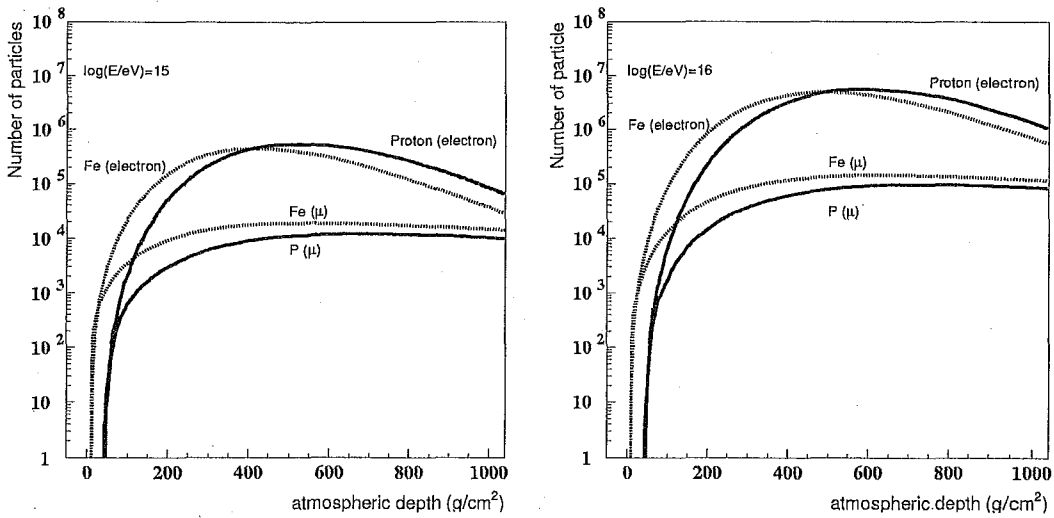


図 3.4: シミュレーションで得られた、空気シャワーの縦方向発達曲線。この図に示されている曲線は、10MeV 以上の電子数、 μ 粒子数によって得られた縦方向発達曲線である。

シミュレーション計算による、 $10^{15}, 10^{16}$ eV の一次宇宙線陽子と鉄原子核が生成する空気シャワーの縦方向発達を図 (3.4) に示す。 10^{15} eV の一次宇宙線陽子が生成する空気シャワーは $\sim 550 \text{g cm}^{-2}$ で最大発達点を迎える。したがって、 10^{15} eV 程度の一次宇宙線が生成する空気シャワーを精度よく測定するには、高山で空気シャワー観測を行うことが必要である。

3.1.4 空気シャワーの最大発達点と一次宇宙線エネルギー、質量数の関係

空気シャワーの最大発達点 X_{\max} は一次宇宙線エネルギー、質量数を知るために重要なパラメータの一つである。Gaisser は一次宇宙線陽子の生成する空気シャワーの縦方向発達でのシャワーサイズとエネルギーの関係をシミュレーションによって以下のように求めた [23]。

$$S_1(E, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} e^p \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^p \exp[-(X - X_1)/\lambda] \quad (3.8)$$

ここで、一次宇宙線エネルギー E 、 $X - X_1$ は first interaction point から空気シャワーが通過した大気深さ、 S_1 がそのときのシャワーサイズを表す (その他のパラメータはシミュレーションによってそれぞれ値を求めた)。この式から、 $X_{\max} = X'_0 \ln(E/\epsilon)$ の関係が得られる。また、エネルギー E_0 、質量数 A の一次宇宙線の X_{\max} を見積もるために、その宇宙線は E_0/A を持つ陽子 A 個に等しいと仮定すると、 $X_{\max} = X'_0 \ln(\frac{E}{A\epsilon})$ となる。このように、 X_{\max} は一次宇宙線のエネルギー E_0 と質量数 A に依存するため、一次宇宙線の E_0 を何ら

かの方法で測定し, 空気シャワーの X_{\max} を精度良く測定すると, 一次宇宙線質量数を解析するにあたって大きな手掛かりとなる。

3.1.5 空気シャワーの横方向発達

空気シャワーの横方向発達は, 電磁カスケードにおけるシャワー粒子密度のシャワー軸からの距離が $r(m)$ での横方向分布 $\rho(r)$ として, Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数 $f(r, s)$ によって表される (s は age パラメータ)。

$$\rho(r, s) = \frac{N_e}{r_M^2} f(r, s) \quad (3.9)$$

$f(r, s)$ は,

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \quad (3.10)$$

ここで, N_e はシャワー中の全電子数,

$$N_e = \int_0^\infty 2\pi r \rho(r, s) dr \quad (3.11)$$

r_M は Molière length(電子の1放射長当たりの横方向広がり程度を表す), $C(s)$ は規格化定数であり,

$$C(s) = \{2\pi B(s, 4.5 - 2s)\}^{-1} = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (3.12)$$

ここで, B は B 関数, Γ は Γ 関数をそれぞれ表す。

Hillas[26], Fenyves et al.[19] によるシミュレーションによって, シャワー粒子の横方向分布は, このNKG関数よりも勾配が急であるという報告がされており, r_M を $r'_M = r_M/2$ に置き換えることを提案している。また, Fenyves et al. は, 陽子と鉄原子核の生成するシャワーに対しても r_M と, t の置き換えによって, 核カスケードについても横方向発達がよく表せることを示した [19]。

3.2 空気チェレンコフ光

3.2.1 空気チェレンコフ光発生機構

荷電粒子が誘電体の中を通過するとき, 粒子の電場によって, 誘電体は分極を起こす。粒子が通過した後, 分極が解消するときに電磁波を放出する。このとき, 粒子の速度 v が媒質中(屈折率 n)の光の速度 c/n に満たなければ, 位相が合うことなく打ち消し合うが, 粒子の速度が媒質中の光の速度よりも大きければ, 放射した電磁波はコヒーレント光となり, 粒子の進行方向に対して角度 θ_c 方向に放射される。 θ_c は, $\beta = v/c$ を用いて,

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (\leq 1) \quad (3.13)$$

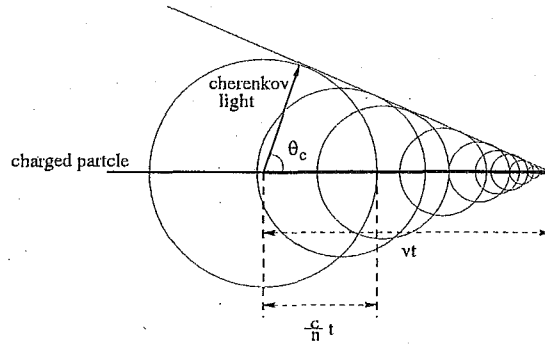


図 3.5: 物質中の光速を超える荷電粒子によって放射されるチェレンコフ光は、荷電粒子の進行方向に集中して放射される。

の関係を満たし、チェレンコフ光は粒子の軌道を軸とした円錐上に放射される。荷電粒子が距離 dL 進んだときチェレンコフ光放射で失うエネルギー dW は、

$$\frac{dW}{dL} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \omega d\omega \quad (3.14)$$

ここで、 ω はチェレンコフ光の角振動数、 Ze は荷電粒子の電荷、 ϵ_0 真空の誘電率、 n は媒質の屈折率をそれぞれ表す。放射される波長 λ のチェレンコフ光の数は、

$$\frac{d^2 N}{dL d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c \quad (3.15)$$

ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c = 1/137$ は微細構造定数である。この式によって、チェレンコフ光は波長の短いものほど多く放射されることが分かる。

媒質が大気の場合、相対論的な速度を持つ荷電粒子が放射するチェレンコフ光は、空気チェレンコフ光と呼ばれる。ここで、空気チェレンコフ光を放射する荷電粒子の下限エネルギーを見積もる。大気の屈折率は大気深さ $x \text{ g cm}^{-2}$ と、そこでの温度 $T(\text{K})$ によって近似的に表される [26]。

$$n = 1.0 + 0.000296 \times \frac{x}{1030} \times 273.2T \quad (3.16)$$

温度の高度変化は、 $T = 204 + 0.091x$ (K) で表される。これらの関係から、標高 5000m 付近 (大気深さ 550 g cm^{-2}) では、大気の屈折率は、 $n = 1.00017$ となり、荷電粒子が空気チェレンコフ光を放射可能な下限エネルギーは、式 (3.13) より電子では 27MeV、 μ 粒子では 5.7GeV となる。下限エネルギー以上のエネルギーを持つ荷電粒子は空気チェレンコフ光を放射角 $\sim 1^\circ$ で放射し、大気中を 1m 進む間に光電子増倍管の感度波長領域 (320~520nm) の光子をおよそ 20 個放射する。

3.2.2 空気チェレンコフ光観測パラメータ

空気チェレンコフ光を過去に測定した研究グループが存在する。これらの実験で測定された空気チェレンコフ光観測パラメータについてまとめる。

- 空気チェレンコフ光の縦方向発達は、空気シャワーの縦方向発達をよく反映するため、空気チェレンコフ光の縦方向発達を測定することによって、空気シャワーの縦方向発達を調べることが出来る [50]。空気チェレンコフ光イメージを撮像し、測定された空気チェレンコフ光イメージから、シミュレーションを基にして、空気シャワー縦方向発達の重要なパラメータである X_{\max} などを得る。

空気チェレンコフ光イメージから、 X_{\max} を決定するには、空気シャワー軸が測定視野を横切る長さが長い程、測定精度が向上する。逆に、空気シャワーが空気チェレンコフ光検出器に向かってくる場合、 X_{\max} を決定することは困難である。したがって、検出器から離れた地点にシャワーコアが落ちたイベントを解析する必要があり、十分な精度で空気チェレンコフ光を測定することが可能な一次宇宙線エネルギーの閾値が高くなってしまふ。

- 空気チェレンコフ光の横方向分布が一次宇宙線のエネルギー、および核種によって異なることを、Patterson と Hillas は報告している [41]。一般的な空気チェレンコフ光の横方向分布は、海拔 0m 付近で、シャワーコアから 125m よりも外側では $Q(R) \propto R^{-\gamma}$ によってよく表され、このときの γ は X_{\max} に関係する。125m よりも内側では、 $Q(R) \propto e^{-bR}$ でよく表され、この b も X_{\max} に関係する。 X_{\max} は一次宇宙線のエネルギーと核種に依存するパラメータであり、エネルギーを別の方法で測定すると、核種を判別することが可能である。また、空気チェレンコフ光光量は空気シャワーに含まれる荷電粒子数に依存しており、荷電粒子数は一次宇宙線のエネルギーと核種に依存する。したがって、空気チェレンコフ光の総量も一次宇宙線のエネルギーと核種に依存する。
- 空気チェレンコフ光の到着時間分布は、空気シャワーの縦方向発達に強く依存する [27]。空気シャワーは、同じエネルギーの一次宇宙線であればより質量数の大きい重原子核ほど大気との相互作用によってそのエネルギーが早く細分されてしまうために、大気上空で速やかに発達する。この空気シャワー発達の違いによって、重原子核による空気チェレンコフ光パルスは、軽原子核によるチェレンコフパルスに比べて、時間幅の狭いものになることが予想される (図 3.6, 3.7)。シャワー軸からある程度離れた位置での空気チェレンコフ光パルス幅の一次宇宙線核種依存性による差は、十分観測可能であることがシミュレーション計算で確認され、実際に測定されている [47]。

3.3 一次宇宙線 knee 領域付近での観測

Knee 領域付近の一次宇宙線を対象とした間接測定の検出器には、

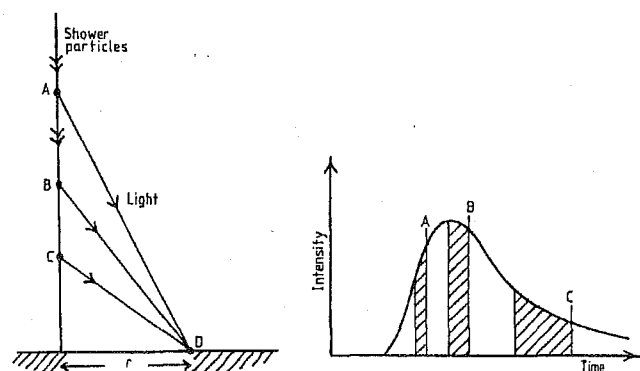


図 3.6: 左: 観測地点 (D) に到来する空気チェレンコフ光の発生点 (A, B, C)。発生点から観測地点までの空気チェレンコフ光の経路が異なることから, 発生点の高度によって空気チェレンコフ光の観測地点への到着時間が異なる。したがって, 空気チェレンコフ光の到着時間分布は, 空気シャワーの縦方向発達に強く依存する (右図)。

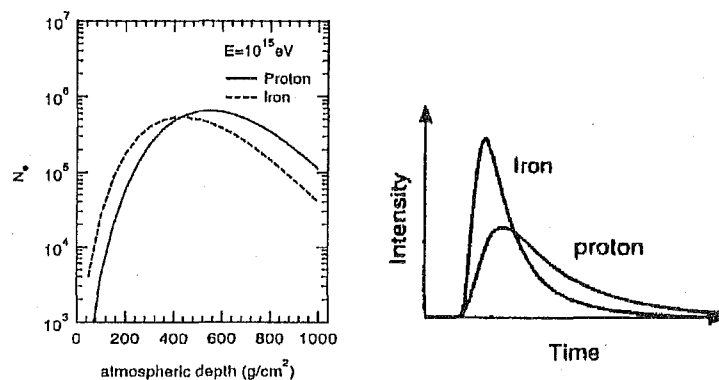


図 3.7: 左: 同一エネルギーを持つ一次宇宙線による空気シャワーの縦方向発達は, 一次宇宙線の核種によって異なる。右: 一次宇宙線核種ごとの空気シャワー縦方向発達の違いが, 空気チェレンコフ光の到着時間分布の違いになって現われる。

- e, γ 検出器
- μ 粒子検出器
- Cherenkov 光検出器
- 上記の複合

などがあり、これらの検出器によって、一次宇宙線の到来方向の異方性、エネルギースペクトルなどを観測している。また、Knee 領域以上のエネルギーの宇宙線をターゲットにしたものでは、これらの他に大気蛍光検出器などもある。地上での空気シャワー中の電子の横方向分布の測定のみで一次宇宙線の質量数とエネルギーを決定することは一般に困難であり、精度のよい解析結果を得るためには、空気シャワーの縦方向発達を知ることが重要である(特に最大発達点の深さとそのときの電子数など)。

空気シャワー中の電子成分は大気分子などと相互作用をし、散乱される。そのため、発生高度の情報を失っており、基本的に電子成分のもつ情報は1放射長のみである。つまり、電子成分は空気シャワーの縦方向発達の微分情報であるため、地上での電子の横方向分布から、空気シャワーの縦方向発達の様子を知ることが出来ない。そのため、電子と μ 粒子の縦方向発達が異なることを利用して、シャワー粒子中の電子数 N_e を μ 粒子数 N_μ と比較して縦方向発達の情報を得るなどが行われている。

空気シャワーの縦方向発達の情報を得るために空気チェレンコフ光、 μ 粒子の到来方向分布などの測定を併せて行っているグループもある。その他、一次宇宙線のエネルギーが高くなると、大気蛍光法によって、空気シャワー粒子の大気中でのエネルギー吸収量をカロリメトリックに測定することが可能となる。また、 X_{\max} も幾何学的に決定される。この方法による実験も行われている [11]。空気シャワーの全エネルギーと X_{\max} が求められれば質量数を決定することが出来る。また大気蛍光は、空気チェレンコフ光と違い、空気シャワー軸に集中することもない。したがって、従来の地上検出器に比べ格段に検出面積を稼ぐことが可能であるので、エネルギーが高く頻度の少ない超高エネルギー宇宙線に対する有効な観測手段の一つである。

一次宇宙線エネルギーと質量数の決定方法としては、エネルギー決定のためのパラメータと、質量数決定のためのパラメータを組み合わせ測定し、測定したパラメータの組をシミュレーションによって得られた組と比較することによって、エネルギーと質量数を決定する。TeV 領域の宇宙線は、飛翔体を使った測定によっても、エネルギーと質量数を精度よく同定することは困難になるが、地上検出器による間接測定でも事情は同じで、一次宇宙線のエネルギーと質量数を正確に決定するのは困難を伴う。このエネルギー領域での質量数決定精度は、陽子、炭素、鉄、あるいはこれにヘリウムなどの軽原子核、それに middle グループ (Ne ~ S) を加えて 5 成分を区別する程度である。したがって、このエネルギー領域の一次宇宙線は、質量数毎ではなくこれらのグループ毎に解析が行われている。

また、通常空気シャワー観測での観測パラメータは、1 ないし 2 である。観測パラメータが 1 ないし 2 では、一次宇宙線エネルギーと質量数の関係を精度良く分離できないので、1 イベント毎にエネルギーと質量数を決定することは困難である。1 イベント毎に解析する場

表 3.1: Knee 領域の一次宇宙線の化学組成を測定しているグループと、その観測高度、質量数解析パラメータ。(Ch: air Cherenkov)

group	Altitude or depth($g\text{ cm}^{-2}$)	Composition parameter
BASJE	550	Ch light time structure const-intensity cuts
CASA-MIA CASA-DICE CASA-BLANCA	870	N_e vs. N_μ Ch light imag. Ch light lateral dist.
KASCADE	(110m a.s.l.)	N_e vs. N_μ etc.
Fly's eye	870	Air fluorescence light

合、一次宇宙線エネルギー、質量数を示す測定パラメータとシャワー発達のフラクチュエーションによらない測定パラメータを得る必要がある。一次宇宙線質量数解析においては、一次宇宙線のエネルギー決定精度が、質量数解析の系統誤差に成り得る。なぜならば、一次宇宙線エネルギースペクトルが、エネルギーの冪乗で表されることから、フラックスの大きい低エネルギー側での測定誤差、系統誤差が、フラックスの小さい高エネルギー側の質量数解析に大きく影響してしまうためである。したがって、1 イベント毎にエネルギーと質量数を求めるのではなく、ある程度の統計をためて、平均的な成分比を求める解析が一般的に行われて来た。しかし、後に紹介するように 1 イベント毎の解析を試みるグループもある。

3.3.1 Knee 領域の化学組成解析実験

Knee 領域からさらに高エネルギーの一次宇宙線化学組成を地上の検出器で測定し解析を行っている主なグループを表 (3.1) に示す [43]。このうち空気チェレンコフ光観測による Knee 領域一次宇宙線化学組成解析を行ったのは、BASJE [47], CASA-BLANCA [22], CASA-DICE[50] である。この他にも、Knee 領域付近のエネルギースペクトルや化学組成解析を行っている研究グループは存在するが、最終結果を報告していないのでここでは触れない。これまでに行われた実験についてそれぞれの特徴を以下に述べる。

BASJE 等頻度法解析 (Equi-intensity cuts)

シンチレーション検出器アレイによって、空気シャワーの地上での電子数 N_e 、到来方向を測定する。次の仮定の下に、あるエネルギーの一次宇宙線による空気シャワーの平均的な発達曲線を求め、それについて解析を行う [40]。

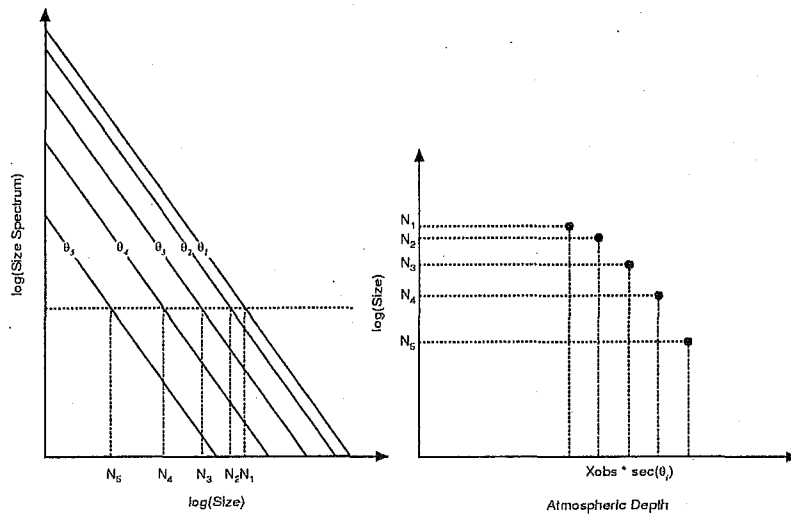


図 3.8: 左: 天頂角毎にサイズスペクトルを求める。それぞれのサイズスペクトルから、ある同一頻度でのシャワーサイズと天頂角 (θ) の組が得られる。右: ある同一頻度でのシャワーサイズと天頂角の関係から、通過大気厚さとシャワーサイズの関係が求まる。これは、あるエネルギーでの空気シャワーの平均的な縦方向発達曲線を表す。

- 同じエネルギーの一次宇宙線は、どの方向からも同じ頻度で到来する

まず、空気シャワーの到来方向の天頂角 θ 毎にシャワーサイズのスペクトルを求める。そのそれぞれのスペクトルで、頻度が同じであるシャワーサイズは、大気深さ $X_{obs} \times \sec(\theta)$ での平均的なシャワーサイズを表すことになる。これによって、エネルギー毎に平均的な空気シャワー発達曲線が得られる (図 3.8)。これと、例えばシミュレーションによって得られた陽子、鉄原子核の生成する空気シャワーの発達曲線と比較することで、あるエネルギーでの一次宇宙線の陽子と鉄原子核の混合比を求め、平均質量数を計算する。つぎに、ここで求めた陽子と鉄の成分比を使って、シャワーサイズを一次宇宙線エネルギーに変換する変換式を得る。得られた変換式を使ってシャワーサイズを一次宇宙線エネルギーに変換し、全粒子エネルギースペクトルを求める [40]。

CASA-MIA

シンチレーション検出器アレイによって、地上での電磁成分 N_{e*} (ここでの N_{e*} は電子数のみでなく陽電子、 γ を含む) と μ 粒子数 N_μ を測定する。測定した N_{e*} 、 N_μ を基にして、一次宇宙線エネルギーを推定する [24]。

このとき式 (3.17) の関係からエネルギーを推定する。

$$\log E \propto \log(N_{e*} + 64 \times N_\mu) \quad (3.17)$$

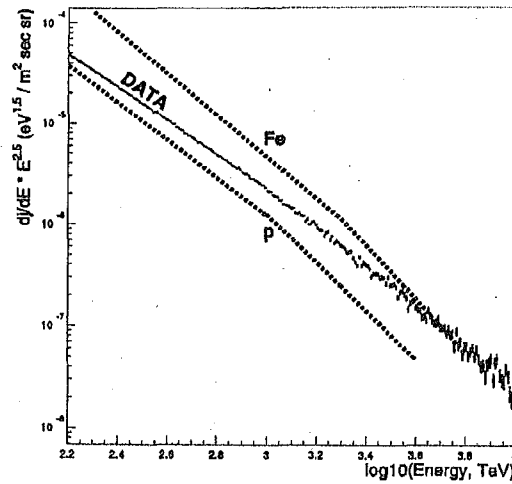


図 3.9: CASA-MIA グループによる一次宇宙線化学組成解析手法。DATA: 式 (3.17) によって推定したエネルギースペクトル。P: 一次宇宙線全てが Proton であると仮定して N_e スペクトルをエネルギースペクトルに変換した。Fe: 一次宇宙線全てが Fe であると仮定して N_e スペクトルをエネルギースペクトルに変換した。 N_e と一次宇宙線エネルギーには核種依存性があるため、仮定する核種によって、得られるエネルギースペクトルが異なる。これらと、式 (3.17) によって推定したエネルギースペクトル (図中 DATA) を比較することで、あるエネルギーでの Proton, Fe の存在比を求め、一次宇宙線平均質量数解析を行った。

ここで、 μ 粒子に対する 閾値エネルギーは、およそ 1GeV である。また、この式 (3.17) は天頂角 $\cos\theta = 0.8$ のイベントについてのものであるが、それぞれの天頂角毎にこの式の係数をシミュレーションで求めておく。

この関係式を基に一次宇宙線エネルギーを推定し、エネルギースペクトルを得る (図 3.9)。この関係式による一次宇宙線エネルギーの推定では、質量数に依存した系統誤差は陽子、鉄原子核間で 5% 程度である。また、エネルギー決定精度は一次宇宙線原子核間で相違はみられず、25%(10^{14} eV) から 16%(10^{15} eV) 程度である [24]。質量数解析は、一次宇宙線を陽子のみ、または鉄原子核のみと仮定して、 N_e スペクトルからエネルギースペクトルを求める (図 3.9)。ここで求められた陽子、鉄原子核のエネルギースペクトルと、 N_e, N_μ で求めたエネルギースペクトルを比較して、陽子と鉄の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を求める。平均質量数は、

$$\langle \ln A \rangle = \sum x_i \times \ln A_i \quad (3.18)$$

によって求める。

KASCADE

液体シンチレーション検出器アレイによって、地上での電子数 N_e , μ 粒子数 N_μ を測定する。一次宇宙線は Proton, O, Fe の3成分であるとして、それらの混合比を求める [5]。観測パラメータから核種、エネルギーを推定する際には、ニューラルネットワークを用いた解析を行う。まず、解析に先立って、ニューラルネットワークを作成し学習させる。作成したニューラルネットワークは N_e, N_μ の関係を基に核種推定を行うものと、核種情報を基に N_e, N_μ を使って、一次宇宙線エネルギー推定を行うものを作成する。

解析の方法は、まず、空気シャワー1イベント毎に得られた N_e, N_μ の関係を基に核種推定を行い、3成分のうちの1つに決定する。次に、推定された核種情報と N_e, N_μ から、一次宇宙線エネルギー推定を行う。これによって1イベント毎にエネルギーと核種を推定し、全粒子エネルギースペクトルと、核種3成分の混合比を求める。観測パラメータから関係式を用いて、エネルギー、質量数解析を行うと系統的な差異を生じる。この系統的な差異の影響を受けないようにニューラルネットワークによって、入出力情報間のフラクチュエーションを関係式化せずに済ませるといふ解析である。

しかし、最終結果として挙げている解析では、入力情報として N_e, N_μ の2つのパラメータを基にして得た出力情報が一次宇宙線エネルギーと核種の2つである。したがって、解は一意に決まるので、ニューラルネットワークを使って解析する必要はない。あるいは、入出力情報間のフラクチュエーションを確率計算によって変化させているのであれば、得られる解は変化するが、ニューラルネットワークを使って解析を行う利点が損なわれる。したがって、どちらにしてもニューラルネットワークを使って解析を行ってはいないが、従来どおり入力情報をパラメータ化した解析を行っており、エネルギーと核種推定に関わるフラクチュエーションの解消には至っておらず、核種の推定誤差がエネルギー推定に影響を及ぼす可能性がある。エネルギー推定が正しく行われていなければ、核種の推定も正しく行うことは出来ないため、得られた一次宇宙線平均質量数の解析結果に対して、系統誤差の見積もり、あるいは補正が必要であると思われる。また、ニューラルネット入力情報が出力情報よりも多くなければ、それを行う意義がない。

Fly's eye

空気シャワー中の荷電粒子が大気分子との相互作用によって失うエネルギーを大気蛍光によって測定する。したがって原理的にはカロリメトリックに一次宇宙線エネルギーを求めることが可能である。また、測定した大気蛍光の撮像から、空気シャワーの最大発達点 X_{\max} を幾何学的に決定することが出来る。 X_{\max} は一次宇宙線質量数を反映する観測パラメータであるので質量数解析にも有効である [11]。 X_{\max} の分解能は $40 \sim 50 \text{ g cm}^{-2}$ 程度であり、これは、同一エネルギー陽子と鉄原子核の x_{\max} の差のほぼ50%に相当する。そのため化学組成の詳細な測定とはならないが、一次宇宙線平均質量数の傾向は確認することが出来る (図 3.10)。それによると、 10^{17} eV 付近では Fe が主成分だが、徐々に組成が軽くなり、 10^{19} eV 付近では Proton など軽元素が優勢になる傾向が見られる。

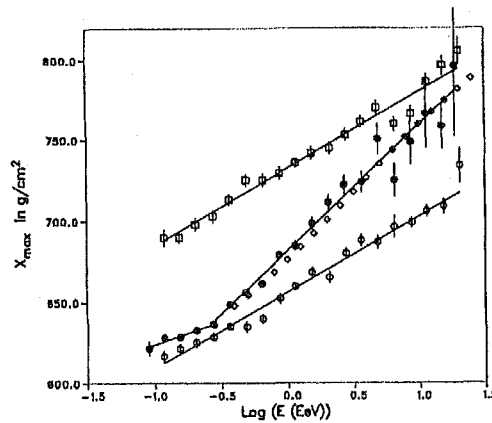


図 3.10: Fly's eye による空気シャワー X_{\max} 測定 (●)。 10^{17} eV 付近では, Fe が主成分だが, 徐々に組成が軽くなり, 10^{19} eV 付近では, Proton が優勢になる。上線: 一次宇宙線 Proton による空気シャワーの X_{\max} (シミュレーション)。下線: 一次宇宙線 Fe による空気シャワーの X_{\max} (シミュレーション)。中線: 観測から得られたデータを 2 成分モデルによってフィットした結果。

BASJE 空気チェレンコフ光到着時間分布測定

空気チェレンコフ光検出器を用いて, 空気チェレンコフ光の波形を測定する。また, シンチレーション検出器アレイによって, 空気シャワーの地上での電子数 N_e を測定する。測定した空気チェレンコフ光の到着時間分布をシャワーサイズビンに分け, その到着時間分布を, Proton, He, C, Mg, Fe の 5 成分について, シミュレーションで得た到着時間分布を用いてフィッティングし, 最尤となる各成分の混合比から, シャワーサイズビンに対応するエネルギー領域での一次宇宙線の組成解析を行う [47]。

空気チェレンコフ光到着時間分布はシャワーの縦方向発達をよく表すパラメータであり, 一次宇宙線の化学組成測定には優れたパラメータである。しかし, 到着時間分布の核種依存性が測定されるのは, シャワーコアから十分離れた地点での空気チェレンコフ光である。そのため, ある程度一次宇宙線エネルギーが高くなければ, 空気チェレンコフ光光量が不足し, 空気シャワー発達のフラクチュエーションの影響を強く受けるため精度のよい測定は出来ない。BASJE では標高 5200m の高山で測定を行うことで, 一次宇宙線化学組成が精度よく測定可能なエネルギー閾値を $10^{15.0}$ eV まで下げることが出来た。また, N_e から一次宇宙線エネルギー推定を行い, 核種の違いによるエネルギー推定の系統誤差については補正する。

CASA-BLANCA

空気チェレンコフ光検出器によって、空気チェレンコフ光横方向分布を測定する。空気チェレンコフ光の横方向分布から、エネルギー E , X_{\max} (空気シャワーの最大発達点での大気深さ) を1イベント毎に推定した [22]。

$$C(r) = C_{120} e^{s(120-r)} \quad 30m < r \leq 120m \quad (3.19)$$

で観測データをフィットし、そのとき得られるパラメータ "s" をシミュレーションで得た関数 (式.3.20) で1イベントづつ解析し、 X_{\max} を求める。

$$X_{\max} = f_1(s) \quad (3.20)$$

また、一次宇宙線エネルギーと C_{120} の関係式を窒素原子核についてシミュレーションによって作成し、その関係式を基に一次宇宙線エネルギーを推定する。式 (3.20) から求められた、 X_{\max} とエネルギーから、平均質量数 ($\ln A$) を見積もる。

一次宇宙線エネルギーを一次宇宙線が窒素原子核であると仮定して算出している。この際のエネルギー決定における核種依存性は無視できる程度であると主張している。しかし1イベント毎にエネルギーと質量数を決定する場合でも、エネルギー決定精度の系統誤差、統計誤差が質量数解析に与える系統誤差を見積もる必要がある。また空気チェレンコフ光を測定する PMT のゲインキャリブレーションの方法についても疑問がある。天頂角 0° に近いイベントについて、空気シャワー軸に対して等距離の地点では、空気チェレンコフ光密度が等しいとして PMT ゲインのキャリブレーションを行う。この方法は空気チェレンコフ光の空気シャワー発達相違によるフラクチュエーションを恣意的に小さく見積もる系統誤差の原因になる。

CASA-DICE

空気チェレンコフ光イメージを撮像することによって空気シャワーの縦方向発達情報を得る。測定されたチェレンコフイメージからシミュレーションデータを基に X_{\max} を算出する。また、DICE 検出器の光電子増倍管に入った空気チェレンコフ光の光量 (Ch) を測定し、 N_μ, N_e を CASA-MIA で測定する。

一次宇宙線エネルギーと質量数、および N_μ, X_{\max} の関係をシミュレーション計算から、

$$Ch = C_0 E(\text{PeV})^\gamma A^{-\epsilon} e^{-\beta r(m)} \quad (3.21)$$

$$X_{\max} = X_0 + X_m \times \log_{10}(E/A)$$

$$N_\mu/A = N_{\mu 0} \times (E/A)^\alpha \quad (3.22)$$

とする。ここで、 $C_0, \gamma, X_0, X_m, \alpha, \epsilon$ はシミュレーションから求めた定数。 r はシャワーコアから空気チェレンコフ光検出器までの距離を表す。これらの関係を使って平均質量数を求めている [50]。

X_{\max} の rms は、 $\sim 45 \text{ g cm}^{-2}$ と見積もっている。この rms は、陽子と、鉄原子核の同じエネルギーでの X_{\max} の差が 150 g cm^{-2} であるのに比較すると、小さからぬ不確定性である。この X_{\max} の不定性が、エネルギーの決定精度にも、質量数の決定精度にも影響してしまう。具体的に関係式から見積もると、 $\log(E/\text{eV}) = 15$ で $\Delta \log((E/1\text{PeV})/A) = 0.6$ となる。しかし、このエネルギーの決定精度と質量数の決定精度が平均質量数解析の最終結果に及ぼす影響を考慮していない。

3.3.2 Knee 領域付近での化学組成の観測結果

Knee 領域での一次宇宙線化学組成は、個々の粒子の質量数 A の対数を取ったもの $\ln A$ の平均として、 $\langle \ln A \rangle$ (平均質量数) によって表されることが多い。 $\langle \ln A \rangle$ は X_{\max} と相関があり (参照 3.1.3 章), Fly's eye など X_{\max} を直接観測するグループが質量数の測定結果を表す際に容易であるために用いている。また、それらの結果と比較するために、 X_{\max} を直接測定しない観測であっても、その結果を $\langle \ln A \rangle$ で表すことが広く行われている。

図 (3.11) が、直接、および間接測定による Knee 領域前後の観測結果である。全体としては、Knee 領域前後で一次宇宙線エネルギーが高くなるにつれて、組成が重くなっている傾向があるが、個々の観測結果には、かなりのばらつきが見られる。直接観測は、Knee 領域付近までエネルギーが高くなると統計量の不足、および、検出器の検出効率の角度依存性が大きくなるなどの理由で、精度よい観測結果を得ることは困難である。BASJE で過去に行った、等頻度法と空気チェレンコフ光到着時間分布測定による観測結果は、誤差の範囲内で一致する平均質量数を得ている。その他、KASCADE, CASA-BLANCA, CASA-DICE は、1 イベント毎に一次宇宙線エネルギーと質量数を決定する解析手法を採用しており、これらのグループは Knee 付近 ($10^{15.5} \text{ eV}$) で概して低い平均質量数を報告している。1 イベント毎の解析では一次宇宙線エネルギーと質量数、空気シャワーの発達フラクチュエーションの三つを同時に決定しなければならないため、多数の観測パラメータを同時に得ることが必要となる。しかし、これらのグループは二つの観測パラメータを使用して 1 イベント毎の解析を行っている。これでは、空気シャワーの発達フラクチュエーションの影響は解消されず、一次宇宙線エネルギーと質量数の決定に系統的な誤差を生じる可能性がある。この解析上の問題が原因の一つであろう。

3.4 本研究

直接測定による観測では、検出器の面積、観測時間などの制約によって、 10^{14} eV 以上の化学組成測定を行うことは困難である。例えば、図 (3.11) での RUNJOB グループの $10^{14.5} \text{ eV}$ での測定結果は、ヘリウム原子核と推定されるイベントが 1 イベント観測されたのみである (2001 年度春季日本物理学会口頭発表での質疑応答より)。したがって少なくともこの測定結果についての誤差棒は統計精度を表していない。また間接測定による観測では、空気シャワー 1 イベント毎に一次宇宙線エネルギー、質量数解析を行った 3 グループの発表した結果

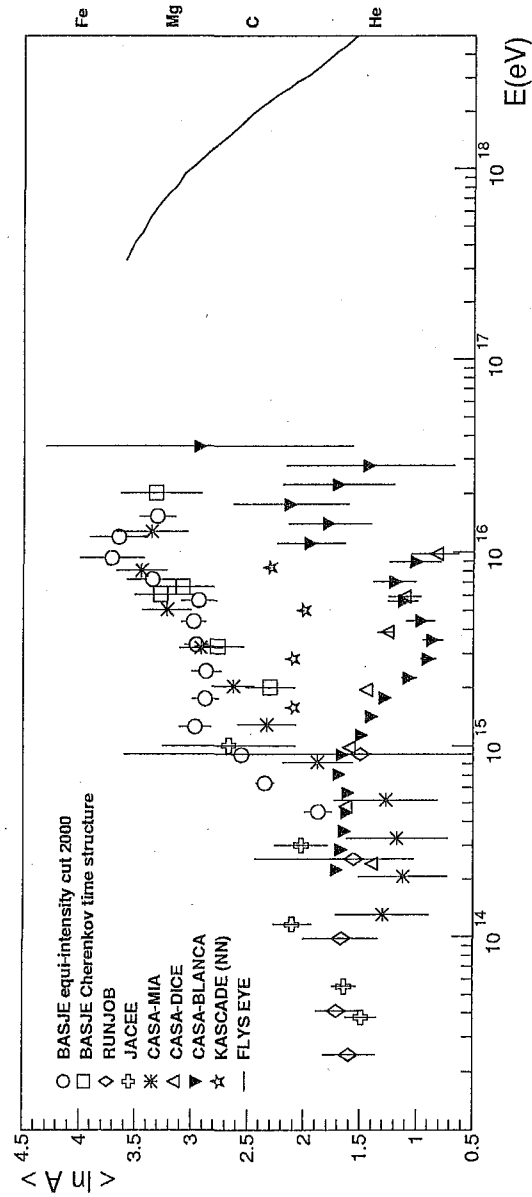


図 3.11: これまでに他の実験で測定されている一次宇宙線化学組成観測結果。化学組成を平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ で表している。直接測定による結果は、JACEE, RUNJOB であり、その他は間接測定である。また、CASA-BLANCA は空気チェレンコフ光横方向分布を測定した。また、CASA-DICE, CASA-BLANCA, KASCADE は空気シャワーイベント毎に一次宇宙線エネルギーと質量数を解析する手法を採用している。

が Knee 領域で一旦組成が軽くなるという同一傾向を持つ。一次宇宙線化学組成は Knee 領域で軽くなるのか、それとも徐々に重くなるのか。この点で結果が分かれており、最終結果と呼べるような観測が行われていないのが現状である。そこで、本研究では直接測定による測定結果があり、それらとの比較の可能な $10^{14.5}\text{eV}$ から、実験グループ間で得られた結果に隔たりのある $10^{15.5}\text{eV}$ を超えるエネルギー領域での一次宇宙線平均質量数を調査する。

BASJE グループでは、Knee 領域一次宇宙線化学組成解析として、空気チェレンコフ光到着時間分布と等頻度法による解析を行い結果を報告した。空気チェレンコフ光到着時間分布は、空気シャワーの縦方向発達を表す優れた観測パラメータだが、観測可能な一次宇宙線エネルギーの閾値が $10^{15.0}\text{eV}$ であった。また、等頻度法解析では観測高度よりも大気の高い位置での平均的な空気シャワーの縦方向発達曲線を得て、その情報によって組成解析を行った。これらの解析によって得られた結果は誤差の範囲内で一致している。本研究では、 $10^{14.5}\text{eV}$ から測定可能な空気チェレンコフ光横方向分布を使って観測を行う。空気チェレンコフ光を観測することで空気シャワーの発達初期からの情報を得ることが可能である。しかも、観測を高山で行うことによって、大気中の吸収散乱の効果によって生じるフラクチュエーションの影響を抑えられる。また、等頻度法解析と、空気チェレンコフ光測定による解析によって、空気シャワーの縦方向発達の最大発達点前後での解析になる。これらの異なる観測パラメータを用いた解析によって、矛盾のない結果が得られれば、さらにこれらの結果の信頼度が増すことになる。

空気チェレンコフ光横方向分布測定は、以前に3グループが測定を行ったが、最終結果を得たグループは現在1つである。詳しい経緯は明らかではないが、撤退あるいは、見直しを余儀なくされている。これらの観測で問題となっていると推測されるのは、

1. 空気チェレンコフ光の光量が足りず、一次宇宙線エネルギーを見積もる際のフラクチュエーションが大きい。
2. 気象条件等によって観測時間が思うように取れない。

である。

1. については、観測高度を標高 5200m のボリビア、チャカルタヤ山に設定することで、大気によるチェレンコフ光の散乱、吸収の影響は、海拔 0m での測定のおよそ半分以下に抑えられる。2. については、ボリビア、チャカルタヤ山での気象が安定している乾期に限って観測を行うことで、2年間の観測で十分な統計量が得られることを確認し観測に臨んだ。

第4章 BASJE MAS array

4.1 空気シャワーアレイ

Minimum Air Shower (MAS) アレイは, Bolivia, Chacaltaya 山 (5200m, 550 g cm^{-2} , $68^{\circ}08'W$, $16^{\circ}21'S$) に BASJE グループが展開している空気シャワーアレイである [58, 40, 31](図 4.1)。この MAS アレイで測定するのは, 各検出器に入射した荷電粒子数 (density) と各検出器に荷電粒子が入射した時間差 (timing) である。それぞれの検出器で測定された荷電粒子数から空気シャワー粒子数密度の横方向分布を得て, その情報を基に一次宇宙線エネルギーを推定する。また, それぞれの検出器への粒子の入射時間差から空気シャワーの到来方向の情報を得る。

4.1.1 電子成分検出器

本観測での, 空気シャワー中の電子成分の検出には, 1998 年から稼働している MAS アレイを使用した。MAS アレイは, 63 台の電子成分測定用のシンチレーション検出器から構成されており, 図 (4.1) のように配置されている。電子成分検出用の検出器には, 粒子数密度 (density) 測定用の光電子増倍管 PMT と, 粒子の到着時間 (timing) 測定用の PMT のどちらか, あるいは両方が取り付けられたものがある。到着時間測定用の PMT には立上り応答の速い (数 ns) PMT を使用している。G, L 検出器は density, timing チャンネルにそれぞれ PMT を 1 本ずつ用いており, density チャンネルは出力信号がプリアンプを経由するのに対し, timing チャンネルは空気シャワーの到来方向の決定のために数 ns の時間応答が要求されるのでプリアンプは通さず直接ケーブルでオペレーション室まで伝送される。S 検出器は, 高速プリアンプを使用し, density, timing 共に, 1 本の PMT によって測定している。個々の検出器の仕様は, 表 (4.1) に示した。また, 図 (4.2) は検出器の模式図である。

4.1.2 対数増幅法による粒子数測定

検出器に入射した荷電粒子数は, PMT の出力波高値に比例するので, 出力波高値を測定することによって入射した荷電粒子数を知ることが出来る。しかし, 入射粒子数が 1 個から 10000 個以上までの広い範囲にわたる出力波高を直接測定することは一般的には困難である。そこで出力波高の対数を時間幅に変換して記録する。その方法は, N 個の粒子が入射したときの光電子増倍管からの出力波高値を V_N としたとき, 時定数 τ で減衰する波形

BASJE MAS Array 1998 -

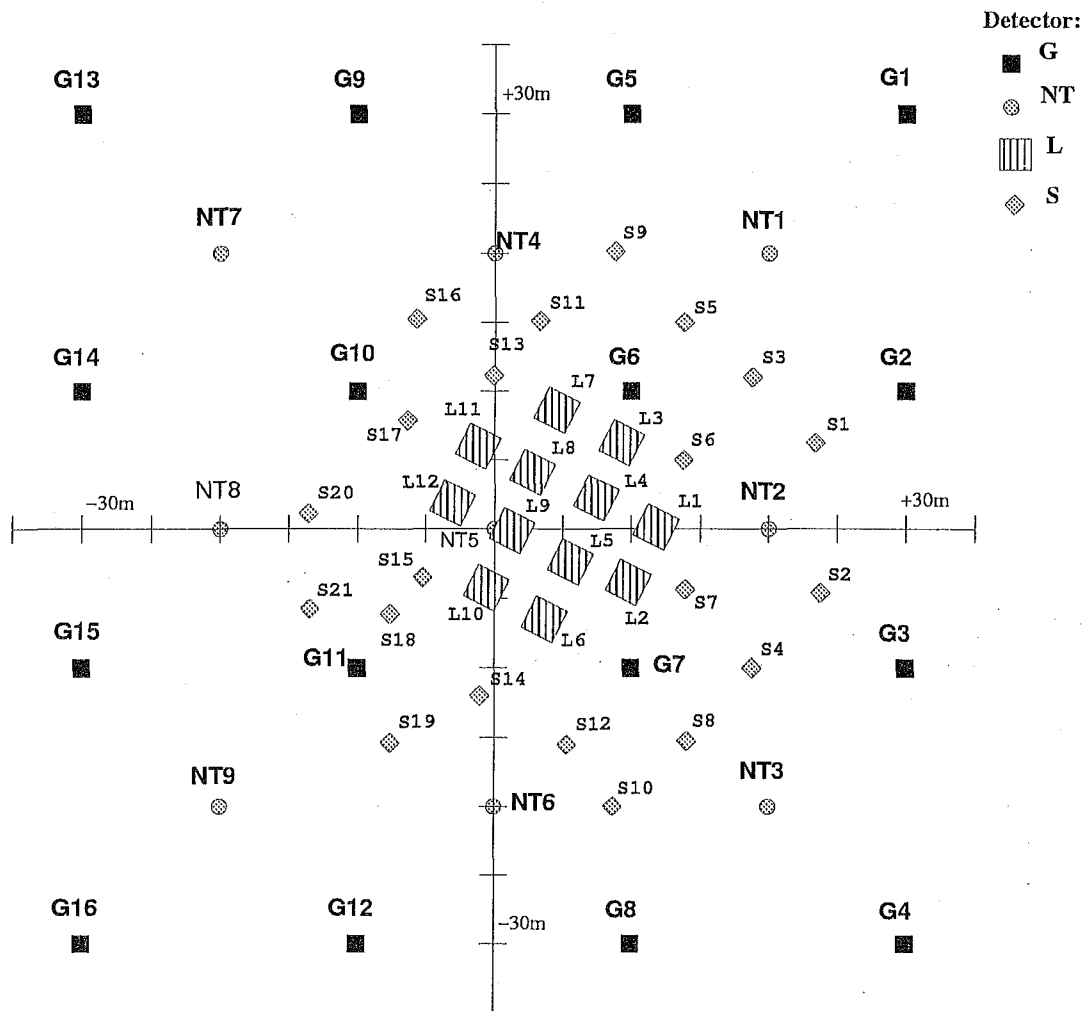


図 4.1: BASJE MAS アレイの検出器配置。63 台の電子成分検出器を Bolivia Chacaltaya 山に展開している。

表 4.1: シンチレーション検出器の構成。timing 用検出器には、立上り応答特性のよい光電子増倍管を使用している。

名称	台数	面積 m^2	PMT(density)	PMT(timing)	シンチ厚さ (cm)
G	16	1.0	RCA 8055(5inch)	R1828-01(2inch)	5
L	12	4.0	R1512(5inch)	R1250(5inch)	5.0
S	21	1.0	R877(2inch)		5.0
N	5	0.83	RCA8055(5inch)	-	7.5
NT	9	0.87	Philips XP2040(2inch)	-	7.5

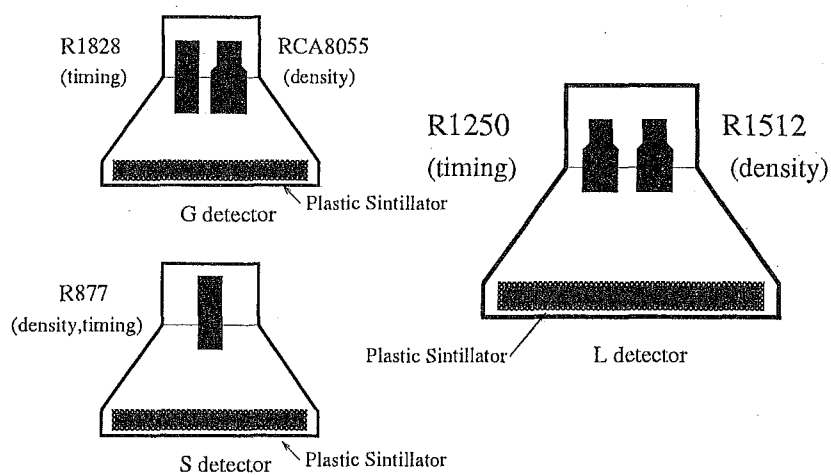


図 4.2: シンチレーション検出器の模式図。荷電粒子がシンチレータ内を通過するときには蛍光を発する。これを PMT によって測定する。

$(V_N e^{-T/\tau})$ が成形される (図 4.3)。この波形をレベル V_{th} のディスクリに入力したとき、その波形がディスクリレベルまで減衰するのに要する時間 (T_N) と、1 粒子が入射したときの出力波がディスクリレベルまで減衰するのに要する時間 (T_1) に対して以下の式が成り立つ、

$$\begin{aligned} V_{th} &= V_1 e^{-\frac{T_1}{\tau}} \\ V_{th} &= V_N e^{-\frac{T_N}{\tau}} \end{aligned} \quad (4.1)$$

この関係式と、粒子数が波高に比例することから、 $V_N = N V_1$ である。よってこれらの関係から、

$$\log_{10} N = \log_{10} V_N / V_1 = \log_{10} e^{\frac{T_N - T_1}{\tau}} \quad (4.2)$$

$$= \frac{T_N - T_1}{2.3\tau} \quad (4.3)$$

となる。対数増幅法によって、入射粒子数が 5 桁にわたっても、 T_N の変化は 2 桁に満たないものになる。

実際の観測では、PMT からの出力は、プリアンプによって 20 倍に増幅され、同軸ケーブルでオペレーション室まで伝送される。伝送された信号はメインアンプによって 300 倍に増幅され対数変換器に送られる。対数変換器によって時間情報 T_N に変換されデジタル信号になる。このデータを PC を用いて CAMAC 経由で取得する。これで得られたデータと、あらかじめ設定されている $T_1 = 0.8\mu\text{s}$ 、 $V_1 = 2.8\text{V}$ と、検出器毎に測定されている $\tau = 1\mu\text{s}$ の値を使って、検出器に入射した荷電粒子数を計算する。

density 検出器での、 T_1 、 τ を測定する方法 [31] についてまとめる。各 density 検出器が粒子を検出してそのメインアンプが出力する波形の波高分布を測定すると、これらの波高分布は、ある一つの peak を持つ。この peak での波高 V が $V = V_1 = 2.8\text{V}$ となるように PMT ゲイン、メインアンプを調整する。また、density 検出器の上にコインシデンス用の小型検出器を設置し、コインシデンス用検出器と、density 検出器を垂直に入射した粒子についての各 density 検出器メインアンプが出力する波形の波高分布を測定した。その場合の波高分布も、およそ $V_1 = 2.8\text{V}$ で peak を持つ分布を示す。これによって、 V_1 は、density 検出器に粒子が垂直に入射した場合の出力波高であることを確認している。つぎに、 T_1 の測定方法は、まず、Pulse Generator PG によって、LED を一定光量で発光させる。このとき、density 検出器のメインアンプ出力波高 V が $V = V_1$ となるように LED 光量を調節する。ここで、 V_1 は 1 粒子が検出器に入射した場合の出力に相当する。このときのメインアンプ出力を対数変換器に入力し、対数変換器が出力する波形の時間幅 T を測定し、 $T_1 = T$ とする。典型的な T_1 の値は $T_1 = 0.8\mu\text{s}$ である。一方、 τ の測定方法は、まず、Pulse Generator PG によって、LED を一定光量で発光させる。その光量 I を、2 枚の偏光フィルターを組み合わせ、一方の偏光板を θ 回転させて透過率を変化させることによって調節し ($I \propto \sin^2 \theta$)、そのときの対数変換器出力波形の時間幅 T の変化を測定する。図 (4.4) に、横軸は $\ln(\sin^2 \theta)$ とし、縦軸に対数変換器出力波形の時間幅 (μs) として典型的な例を表示した。このデータ点を最小二乗法を用いフィットして得られる直線の傾きが τ である。この τ を全ての density 検出

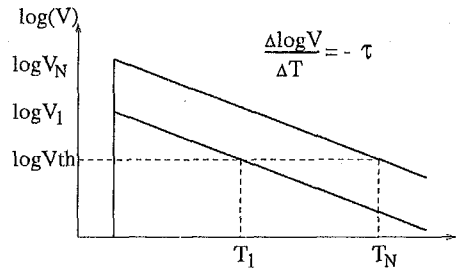


図 4.3: 時定数 τ で減衰する波形の概念図。検出器への入射粒子数を対数変換器によって時間情報に変換して記録する。

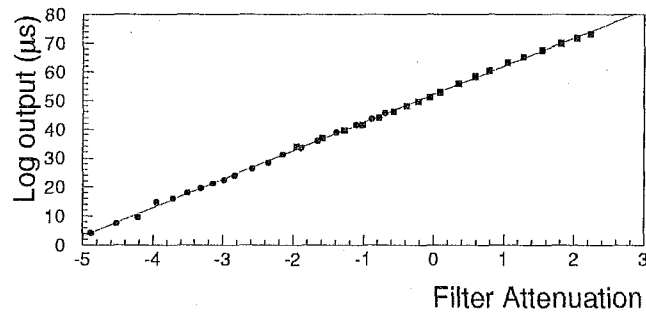


図 4.4: PMT に入射する光量と、対数変換器の出力波形時間幅の関係。横軸に PMT に入射する光量 $\propto \ln(\sin^2 \theta)$ とし、縦軸に対数変換器出力波形の時間幅 (μs) として表示し、データ点を直線でフィットする。

器について測定する。この τ の測定では、 τ の最確値に対して、その標準誤差が 1% 以下となるように測定を行っている。これによって、各検出器に入射した粒子数に対する測定誤差は、粒子数にもよるが、およそ 10% 程度となる。この測定誤差は、空気シャワー粒子数密度のフラクチュエーションに比べるとおよそ 1/10 程度であり、空気シャワー粒子数密度測定に対して十分な精度であると言える。また、各検出器に入射した粒子数に対する測定誤差は、PMT のゲイン変動によって V_1 が変動することによっても生じる。このため、毎日、定期的に PMT へ印加する電圧を調節し、density 検出器に 1 空気シャワー粒子が入射した際に、メインアンプ出力が $V_1 = 2.8V$ となるように設定する。また、メインアンプ出力波高が V_1 を超えるイベントのカウントレートを density 検出器毎に毎日測定して、PMT ゲインの定常性を確認している。

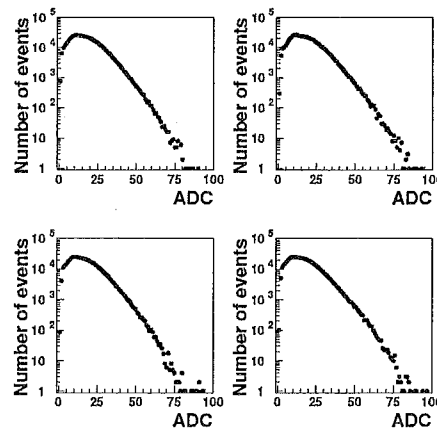


図 4.5: 対数変換器によって時間情報 T_N に変換されデジタル信号になった粒子数 T_N 。これを検出器に入射した粒子数に変換するには式 (4.3) を使う。

4.1.3 タイミング法による空気シャワーの到来方向の決定

地上の検出器に到来する空気シャワー粒子は、シャワー軸に対して垂直な平面内 (シャワー平面) に密集する。これらの粒子が地上の検出器に入射した時間差を測定することによって、空気シャワーの到来方向が決定される。ただし実際のシャワー平面は完全な平面ではなく、シャワー軸から距離が離れた粒子ほど遅れて到着するような円錐形をしている (図 4.6)。シャワー粒子の到来時間の測定の精度は空気シャワーの到来方向の決定精度に大きく影響する。MAS アレイでは、このシャワー粒子が到来する時間差を数 ns 程度の精度で測定するために立上り特性に優れた PMT を使用している。

PMT 出力は同軸ケーブルを使ってオペレーション室まで伝送され、波高ディスクリミネーターに入力される。波高ディスクリミネーターに入力された波高が 0.8 粒子以上であれば、波高ディスクリミネーターが矩形波パルスを生成する。その矩形波パルスは、200ns の遅延ケーブルに回る。ここで、トリガー検出器からの信号はディスクリミネーター出力部で分岐し、一方は遅延ケーブルへ、もう一方はコインシデンス回路に回される。コインシデンス回路では、4-hold コインシデンスがかかると、CAMAC TDC にスタート信号を送り TDC が計測を始める。TDC の各チャンネルは、遅延ケーブルを通った信号によって計測を終了する。これによって各検出に入射した粒子の相対到着時間が測定される。その後、PC を介して CAMAC にアクセスして、TDC データを取得する。

検出器毎のケーブル長の違いによる信号伝送時間の差異と PMT の応答時間の個性は、基準 PMT と基準信号ケーブルの組を使用して測定される粒子入射時間と、各検出器の PMT と信号ケーブルの組で測定される粒子入射時間の差として、予め測定されている。この時間差の測定では小型のシンチレーション検出器に、基準となる PMT と timing 検出器の PMT を取り付け、同一の粒子入射イベントに伴うシンチレーション光を検出し、それらの信号が伝

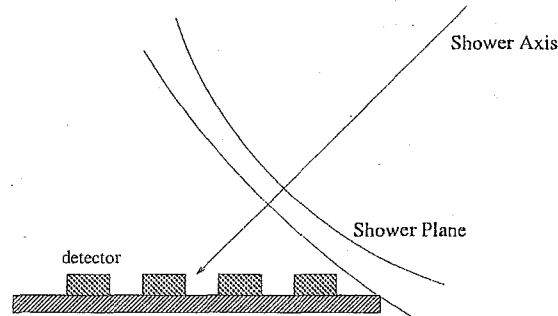


図 4.6: 空気シャワー粒子の地表への到来模式図。この場合、右側の検出器から順にシャワー粒子を検出する。この検出器毎に記録された粒子の到来時間差を基にして、一次宇宙線到来方向を決定する。空気シャワー面は、シャワー軸から距離が離れた粒子ほど遅れて到着するような円錐形をしている。

送される時間差を測定する。このとき、基準 PMT には基準信号ケーブルを、また、timing 検出器の PMT には実際の timing 測定で使用する信号ケーブルをそれぞれ取り付けている。この基準 PMT と基準信号ケーブルの組で測定する粒子入射時間と、各検出器の PMT と信号ケーブルの組で測定する粒子入射時間との差を各 timing 検出器毎に測定し、検出器毎のケーブル長の違いによる信号伝送時間の差異と PMT の応答時間の個性を調べる。この測定では、それぞれの検出器で測定した時間差の最確値に対する標準誤差が CAMAC TDC の時間分解能 250ps 以下となるように測定を行う。また、PMT の応答時間は、PMT に印加する電圧によって変化するため、印加電圧を変更する毎に、再測定を行う。その他に、時間計測に使用する CAMAC TDC (250ps/1TDC カウント) の各チャンネル毎の計測時間の線形性 (TDC カウント x に対して、 $t(ns) = ax + b$) を TDC tester によって測定した。典型的な a, b の値としては、 $a = 4.0026, b = -60.661$ である。これらのデータを用いて TDC データから、各検出器の粒子入射時間を求める。以上によって、個々の PMT の応答時間のばらつきに相当する $\pm 2 \sim 3ns$ の精度で timing 測定を行っている。

4.1.4 空気シャワーデータ収集方法

空気シャワーデータの収集方法についてまとめる (図 4.8 参照)。空気シャワーイベントのデータを記録するか否かの判断は、トリガー信号検出器 4 台すべて同時に ($4\mu s$ 以内に) シャワー粒子が 0.5 粒子以上入射することを条件とする 4-hold コインシデンスとした。このコインシデンスが発生すると、timing 情報と density 情報、それに GPS 時計が記録した事象発生時刻を CAMAC モジュール経由で収集し、パーソナルコンピュータ PC で取り込み HDD に記録する。timing 情報は、コインシデンスパルスの発生により、CAMAC TDC カウントを ON にし、遅延 Cable を通って入って来る各検出器からの timing パルスによってカウントが止められる。これによって、コインシデンスからの相対時間が記録される。記

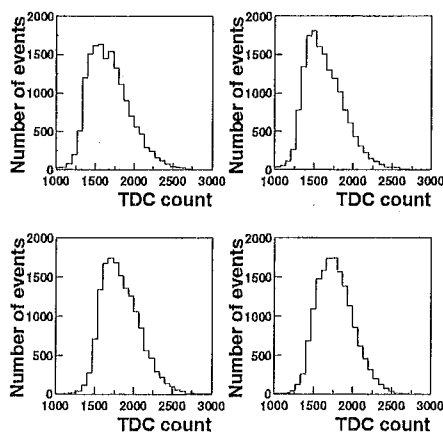


図 4.7: 各検出毎の TDC 値の測定例。コインシデンスパルスによって TDC が計測を始め、遅延ケーブルを通った各検出器のパルスによって、TDC の各チャンネルの計測が終了する。その時間幅のヒストグラム (250ps/1TDC count)。

録されたデータを PC に取り込む。density 情報は、粒子数を時間幅に変換する対数増幅法 (前述) によって時間データに変換され、この時間情報が TDC によってデジタル値に変換される。変換後のデジタル値を CAMAC モジュールを経由して、PC で取り込み HDD に記録する。この後、PC からリセット信号を送り各モジュールをリセットし、再びコインシデンスの発生を待つ。また、データが HDD に一定量蓄えられると、DVD メディアにデータを保存する。

4.2 空気シャワーデータ解析

MAS アレイを使用して空気シャワー中の荷電成分を測定することによって得られる空気シャワー情報は、

- 各検出器で測定された荷電粒子数密度から、シャワーサイズ (N_e) と、シャワーコア位置。
- 各検出器で測定された荷電粒子の相対入射時刻 (Fast timing) から到来方向。

である。

これらのパラメータについて、その測定方法と解析方法、および決定精度についてまとめる。各種パラメータの決定精度の見積もりにおいて、空気シャワーイベントのシミュレートには CORSIKA [25] コード、および QGSJET [32] 高エネルギーハドロンインタラクションモデルを用いた。

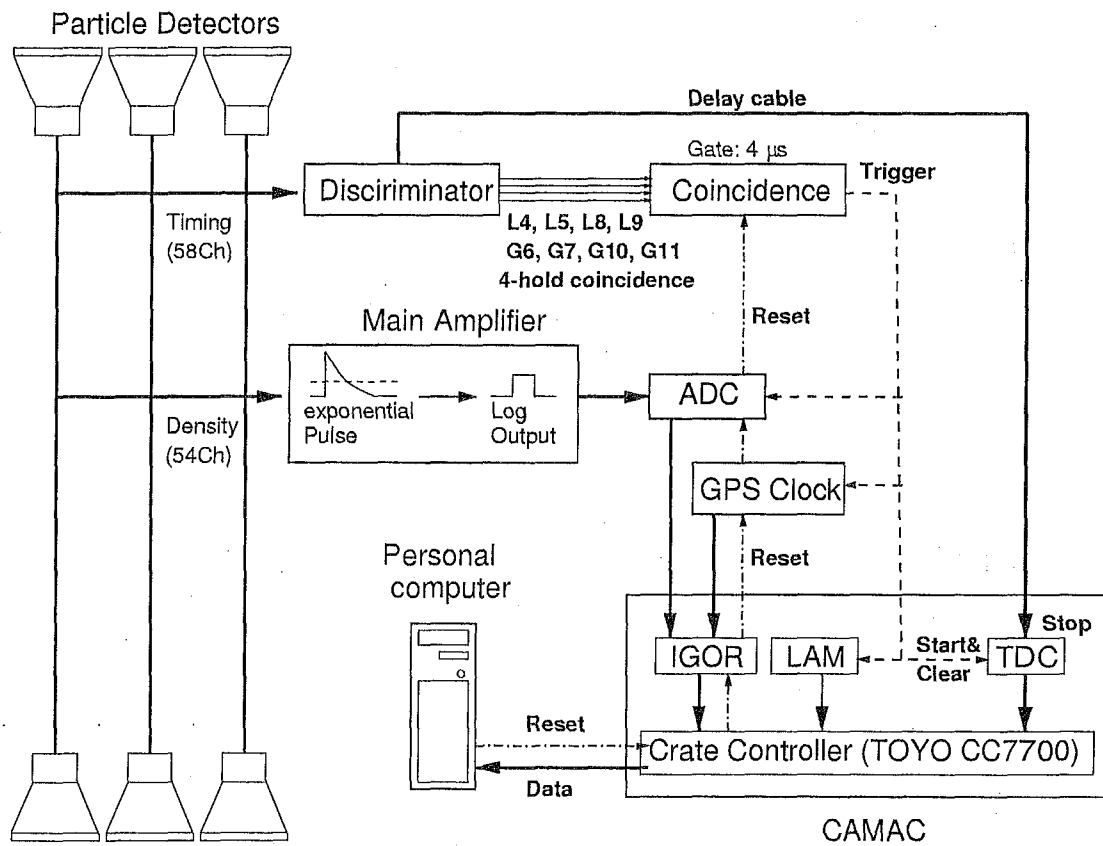


図 4.8: MAS アレイ DAQ システム概略図。

4.2.1 Fast-timing 法による空気シャワーの到来方向測定

空気シャワーの到来方向は、まず空気シャワー面が平面だと近似して、各検出器に入射した時刻を用いて決定する。つぎに、実際のシャワー面は円錐構造をしていることに由来する平面近似からのずれを補正して、より正確な到来方向を求める。

平面近似による到来方向の計算

シャワー面は一般に、シャワー軸を中心とした円錐構造をしているが、近似的には平面とみなせる。到来方向解析では、まずシャワー面を平面として、最小二乗法によって到来方向を決定する。

到来方向の方向余弦 (l, m, n) , $l^2 + m^2 + n^2 = 1$ を、座標原点にシャワー粒子が到着する時刻を t_0 としたときに、各検出器に粒子が入射すると期待される時刻と、実際に検出器に入射した時刻の差の二乗和 (式 4.4) を最小にする t_0, l, m, n の組を求める。

$$\chi^2 = \sum w_i [t_i^{\text{obs}} - \{t_0 - \frac{1}{c}(lx_i + my_i + nz_i)\}]^2 \quad (4.4)$$

ここで、 t_i^{obs} は i 番目の検出器をシャワー粒子が入射した時刻、 x_i, y_i, z_i は、 i 番目の検出器の座標、 c は光速である。 w_i は、観測値 t_i^{exp} の分散 σ_i によって、 $w_i = 1/\sigma_i^2$ と与えられる。 σ_i は観測結果より式 (4.9) で表される。

円錐構造を考慮した到来方向の計算

実際のシャワー面は、シャワー軸からの距離が大きくなるにつれ、遅れて到着するような円錐構造をしている (図 4.6)。観測データから求められたシャワー平面からの遅れの時間 $T_d(R)$ は過去に測定されており [31]、シャワー軸からの距離 R ($2 \leq R \leq 70\text{m}$) の関数として式 (4.5) で表される。

$$T_d = (-0.12 \pm 0.16) - (1.33 \pm 0.34) \times \log R + (2.13 \pm 0.16) \times (\log R)^2 \quad (4.5)$$

この結果を使って円錐構造を考慮すると、平面近似で解析を行なうよりも精度よく到来方向を決定することが可能である。また、シャワー軸からの距離 R の位置にある検出器に粒子が入射した時刻の期待値は、

$$t_i^{\text{exp}} = t_0 - \frac{1}{c}(lx_i + my_i + nz_i) + T_d(R_i) \quad (4.6)$$

と表せる。この式を未知量 t_0, l, m について、平面近似で得られた近似値 t'_0, l', m' のまわりでテーラー展開すると

$$t_i^{\text{exp}} = t'_0 + \Delta t_0 - \frac{1}{c} \left(x_i - \frac{l'}{|n'|} z_i \right) \Delta l - \frac{1}{c} \left(y_i - \frac{m'}{|n'|} z_i \right) \Delta m \quad (4.7)$$

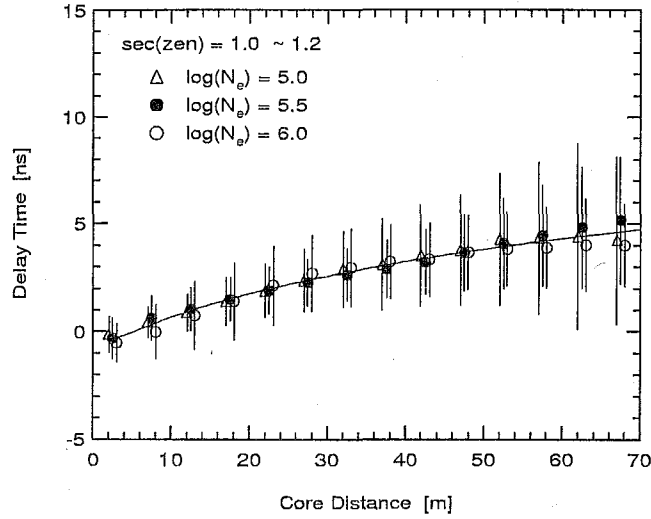


図 4.9: コアからの距離毎のシャワー粒子のシャワー平面からの遅れ時間。誤差棒は 1σ を表す。シャワー平面はコアからの距離が 0m の位置でのシャワーフロントに接する平面とした。シャワーサイズ依存性は見られない [31]。また、ここで測定された遅れ時間には、timing 検出器での空気シャワー粒子到着時間測定精度も含まれている。

となる。ここで、 $|n'| = \sqrt{1 - l'^2 - m'^2}$ である。

未知量 t_0, l, m の最確値は

$$\chi^2 = \sum w_i (t_i^{\text{exp}} - t_i^{\text{obs}})^2 \quad (4.8)$$

を最小とする $\Delta t_0, \Delta l, \Delta m$ を求めることによって、それぞれ $t' + \Delta t_0, l' + \Delta l, m' + \Delta m$ で与えられる。ここで、 w_i は、観測値 t_i^{exp} の分散 σ_i によって、 $w_i = 1/\sigma_i^2$ と与えられる。 σ_i は観測結果 (図 4.9) より

$$\sigma_i = 0.777 \times \left(1 + \frac{R_i}{30\text{m}}\right) \text{ ns} \quad (4.9)$$

とする。

図 4.10 に示した、測定されたシャワー粒子のシャワー平面からの遅れ時間の分布には、MAS アレイの timing 検出器での空気シャワー粒子到着時間測定精度も含まれている。

4.2.2 シャワーサイズの計算

シャワーサイズ N_e は、観測高度でのシャワー数密度の横方向広がり $\rho_e(r, s)$ から、

$$N_e = \int_0^\infty 2\pi r \rho_e(r, s) dr \quad (4.10)$$

によって求められる。しかし実際の観測で得られる情報は、有限の地点での粒子数密度 ρ_i なので、 N_e は NKG 関数 $f(r, s)$ を使って近似的に次の式で求める。

$$N_e = \frac{\sum_i w_i \frac{\rho_i^{\text{obs}}}{f(r_i, s)}}{\sum_i w_i} \quad (4.11)$$

ここで、 w_i はシャワー粒子数密度の期待値 ρ_i^{exp} の分散 σ_i (図 4.10) を使って、 $w_i = f^2/\sigma_i^2$ で与えられる。実際の解析では grid-search 法によって、シャワーサイズはシャワーコア位置と共に、式 (4.12) での χ^2 を最小にする組として、同時に決定される。

図 4.10 に示した、測定されたシャワー粒子数密度のフラクチュエーションには、MAS アレイの density 検出器での空気シャワー粒子数測定精度も含まれている。

4.2.3 シャワーコア位置の計算

シャワーコア位置の決定は以下の手順で行う。

1. 各検出器の位置での粒子数密度 ρ_i^{obs} を測定データより換算する。
2. ρ_i^{obs} をシャワーの到来方向に垂直な平面上に投影する。
3. その投影した粒子数密度から密度分布の重心を求める。
4. grid-search 法によって、式 (4.12) の χ^2 が最小となるシャワーコアの位置とシャワーサイズの組を探す。

$$\chi^2 = \sum_i \left[\rho_i^{\text{obs}} - \frac{N_e}{r_M^2} f(r_i, s) \right]^2 w_i' \quad (4.12)$$

ここで w_i' はシャワー粒子数密度の期待値 ρ_i^{exp} の分散 σ_i^{exp} を使って、 $w_i' = 1/(\sigma_i^{\text{exp}})^2$ で与えられる。式 (4.12) では、あるシャワーコアの位置とシャワーサイズの組を使って、NKG 関数で各検出器位置での粒子密度を計算する。これを実際に観測された粒子数密度と比較している。

5. 得られたシャワーコアの(シャワー平面上での)位置を地表に投影して地表でのコア位置を求める。
6. 式 (4.12) を用いて、 χ^2 を最小とするシャワーサイズ N_e が同時に求められる。

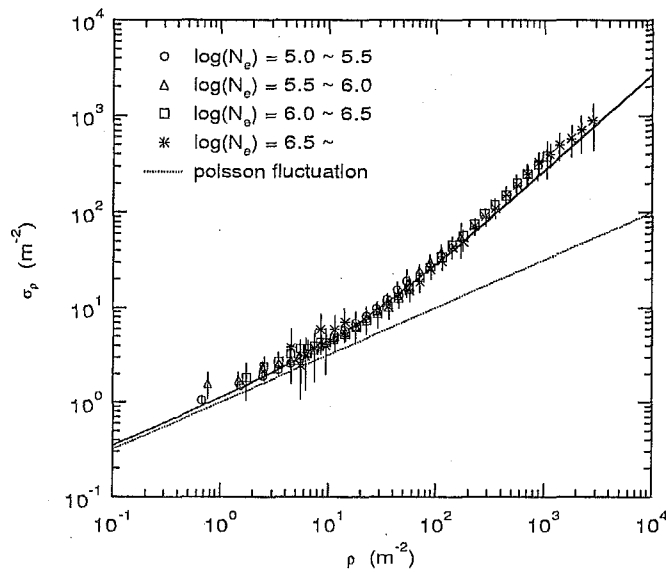


図 4.10: シャワー粒子数密度のフラクチュエーションの測定。誤差棒は 1σ を表す。シャワー粒子の横方向分布を NKG 関数でフィットする際には、このフラクチュエーションを重みにする。観測される粒子数のフラクチュエーションは、シャワーコアから遠くなるにつれポアソン分布を仮定した場合のフラクチュエーションよりも大きくなる傾向が見られる [31]。また、この測定には、density 検出器での空気シャワー粒子数測定精度も含まれている。

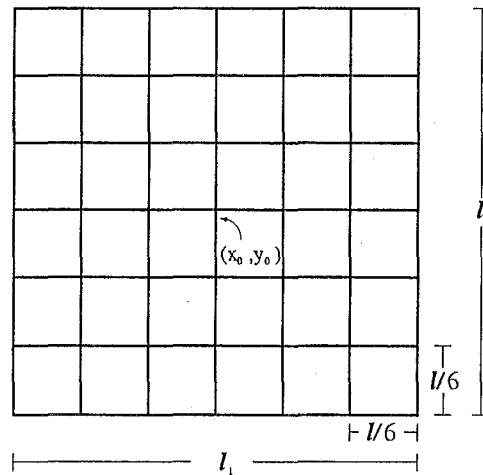


図 4.11: grid-search 法によるシャワーコア位置の決定法概略図。一辺 l_n の正方形内の 7×7 格子点上で式 (4.12) の χ^2 が最小となる地点を最確値とする。つぎにその地点を中心とした、一辺 $l_{n+1} = l_n/2.5$ の正方形内の 7×7 格子点上で式 (4.12) の χ^2 が最小となる地点を最確値とする。この作業を $l < 1\text{m}$ になるまで続け、このとき得られた最確値 (x, y) をコア位置の最確値とする。

grid-search 法

grid-search 法によるシャワーコア、シャワーサイズの決定は以下の手順で行う。

1. 粒子密度から密度分布の重心を求める。
2. 重心を中心として、一辺 $l_0 = 120\text{m}$ の正方形内の 7×7 格子点上で、式 (4.12) の χ^2 を最小とする点 (x_0, y_0) を探す。
3. 続いて (x_0, y_0) を中心として、一辺 $l_1 = l_0/2.5$ の正方形内の 7×7 格子点上で χ^2 を最小とする点 (x_1, y_1) を探す (図 4.11)。
4. この作業を $l_n < 1\text{m}$ になるまで続ける。この条件を満たす n は、 $n = 6$ であり、 (x_6, y_6) をコア位置の最確値とする。

4.3 MAS アレイ特性

MAS アレイで測定するのは空気シャワーの到来方向、シャワーサイズ N_e 、シャワーコア位置である。これらのパラメータの決定精度をシミュレーションによって見積もる。

4.3.1 観測パラメータ決定精度

空気シャワーの到来方向, シャワーコア位置の決定精度を見積もるに当たって, 空気シャワーのシミュレートには, CORSIKA コードを使用し, 空気シャワーの解析は以下の手順で行った。

1. CORSIKA コードでシミュレートした空気シャワー粒子を MAS アレイの各検出器で検出するシミュレーションを行う。
2. MAS アレイのトリガー条件を満たした場合, MAS アレイの各検出器に入射した時刻, 荷電粒子数情報を MAS アレイの測定精度などの検出器のレスポンスを考慮して, TDC, ADC データに変換する。
3. 通常の観測の場合と同じファイルフォーマットで観測データを出力する。
4. 通常と解析と同じ解析プログラムにシミュレーションで得られたデータを入力し, 空気シャワーパラメータ (到来方向, シャワーコア位置, N_e) を解析する。

一次宇宙線核種は, 陽子, 炭素原子核, 鉄原子核について $\log(E/\text{eV}) = 14.5$ から 16.0 まで 0.25 刻みの一次宇宙線エネルギーで, 10000 イベントずつシミュレートした。このとき, 空気シャワーは MAS アレイ中心から半径 100m 以内, 天頂角 33° 以内に降らせた。それを, 解析によって MAS アレイ中心から半径 $20, 30\text{m}$ 以内, 天頂角 30° 以内と解析したイベントについて各種パラメータの決定精度を調べた。

まず, シャワーコア位置の決定精度, 空気シャワーの到来方向決定精度を 90% 信頼度で求めた (図 4.12)。図 4.12 に示しているのは, MAS アレイ中心から半径 20m 以内, 天頂角 30° 以内と解析したイベントでのシャワーコア位置と, 到来方向決定精度である。一次宇宙線エネルギーが 10^{15}eV 以下では, 特に鉄原子核の空気シャワーに対する決定精度が低い。これは, 同一エネルギーでは重核種の生成する空気シャワーほど空気シャワー発達が速やかであり, 測定される大気深さではすでに空気シャワー粒子数は減少し始めており, 空気シャワー粒子総数が陽子など軽いもののそれに比べ相対的に少ないことに由来する。シャワーコア位置の決定精度は, 一次宇宙線エネルギーが高くなり $10^{15.5}\text{eV}$ 以上になると MAS アレイの平均的な検出器間隔 2m と同等になる (図 4.12 上)。空気シャワーの到来方向決定精度に関しては, $10^{14.75}\text{eV}$ 以上であれば, どの核種についても 1° 以内で決定されることが示されている (図 4.12 下)。

つぎに, シャワーサイズの決定精度, 及び一次宇宙線エネルギーと測定されるシャワーサイズの関係性を求めた (図 4.13)。図 (4.13) 左は, 一次宇宙線エネルギーと, 測定されるシャワーサイズの関係性を示す。これは, 空気シャワー発達のフラクチュエーションと MAS アレイによる測定精度を含んでいる。一次宇宙線が同一エネルギーであれば, 重核種の生成する空気シャワーほどシャワー発達が速やかであり, 測定される大気深さではすでに空気シャワー粒子数は減少し始めており, 空気シャワー粒子総数が陽子など軽いもののそれに比べ相対的に少ない。しかし $10^{14.5}$ から 10^{16}eV まで, エネルギーが高くなるほど, 核種間の相違が小さ

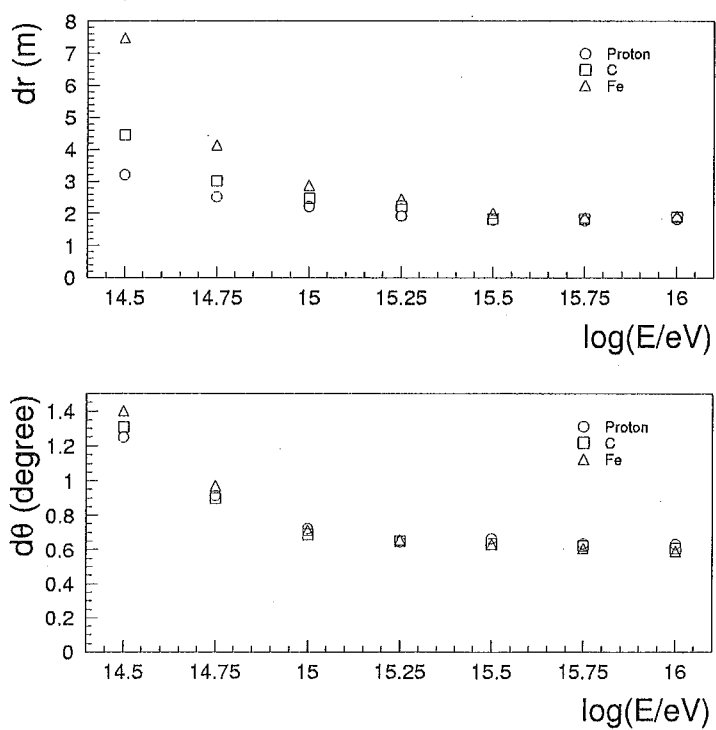


図 4.12: 上図: シミュレーションで求めた, シャワーコア位置の決定精度 (90% 信頼度)。下図: シミュレーションで求めた, 空気シャワーの到来方向決定精度 (90% 信頼度)。

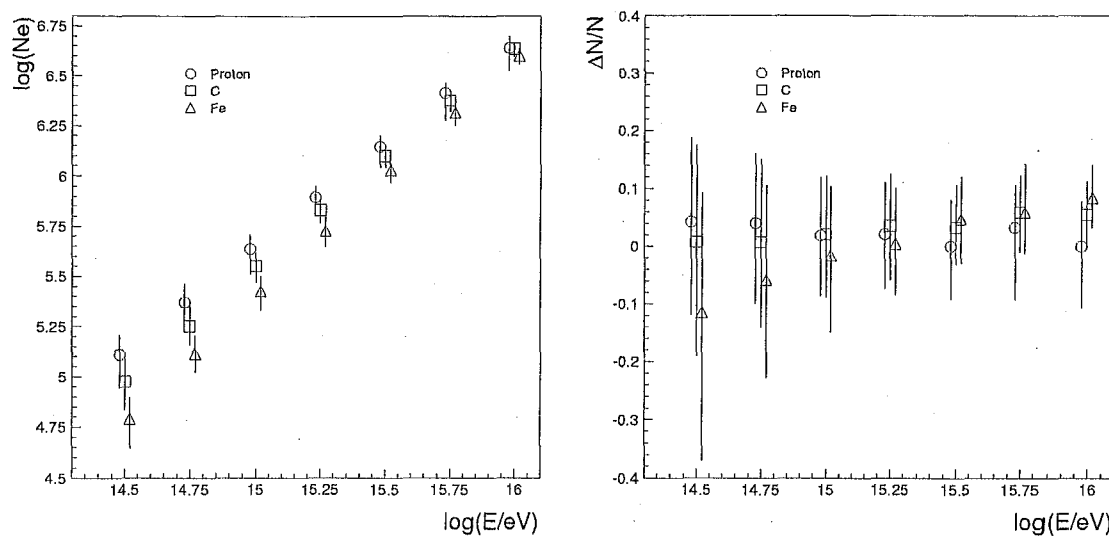


図 4.13: 左図: シミュレーションで求めた, 一次宇宙線エネルギーと測定されるシャワーサイズの関係 (空気シャワー発達のフラクチュエーションと, MAS アレイでのシャワーサイズ決定精度を含む)。誤差棒は 1σ を表す。右図: シミュレーションで求めた, 核種毎のシャワーサイズ決定精度。誤差棒は 1σ を表す。データ点の 0% からのずれが系統誤差を表す (例えば $10^{14.5}eV$ 鉄原子核に対しては 12% 程度シャワーサイズを小さく見積もる系統誤差がある)。

くなる傾向が見られる。図 4.13 右は, 核種毎のシャワーサイズ決定精度を示す。シャワーサイズの決定精度は $10^{15}eV$ を超えると, 全ての核種で系統誤差, 測定誤差を含んでも $\pm 10\%$ の誤差の範囲内で決定される。このシャワーサイズ決定精度は, 観測高度が高く, 空気シャワーの最大発達点に近いために達成されるものである。例えば, 海拔 110m で空気シャワー観測を行っているグループでの決定精度は, $10^{15}eV$ の一次宇宙線が生成する空気シャワーに対して $\pm 20 \sim 40\%$ 程度の測定誤差を持つ [5]。

あるエネルギーを持った一次宇宙線による空気シャワーが MAS アレイで測定される場合のシャワーサイズは, 空気シャワー発達のフラクチュエーションと MAS アレイによる測定精度 (およそ $dN/N \sim 10\%$) を含んで, $10^{15}eV$ 以下で $\Delta \log N_e = 0.3$ 程度であり, また, $10^{15}eV$ 以上で $\Delta \log N_e = 0.2$ 程度である (図 4.13)。したがって, 一次宇宙線質量数解析を行う際のシャワーサイズピンは, これと同じかそれ以上のピン幅とする必要がある。

4.3.2 MAS アレイの一次宇宙線検出効率

空気シャワーイベントに対するトリガー効率を調査する。本観測ではエネルギー $10^{14.5}$ から 10^{16} eV までを対象に観測を行う。このエネルギー領域で効率のよい空気シャワー測定を行うために、Low energy mode では、LT4, 5, 8, 9 (図 4.1 参照) の 4-hold コインシデンス、とし $10^{14.5}$ から 10^{15} eV のエネルギー範囲をターゲットとする。また、High energy mode では、GT6, 7, 10, 11 (図 4.1 参照) の 4-hold コインシデンスとし、 10^{15} から 10^{16} eV のエネルギー範囲をターゲットとする。

それぞれの energy mode での閾値エネルギーは、Low energy mode で 10^{14} eV、High energy mode で $10^{14.5}$ eV 程度である。また、一次宇宙線核種が異なっても同一シャワーサイズのシャワーイベントであれば、トリガー効率はほぼ等しい。一方、同一エネルギーの一次宇宙線が生成する空気シャワーは、鉄原子核の生成する空気シャワーの方が観測高度でのシャワーサイズが小さい。その影響から、同一エネルギーでトリガー効率が低下するのは鉄原子核など重核種の生成する空気シャワーである。したがって、低エネルギー側でのトリガーバイアスは核種毎に異なる。この影響を避けるため、核種毎にトリガー効率の異なる低エネルギー領域のイベントは一次宇宙線化学組成解析に使用しないこととする。

トリガー効率

シミュレーションによって、空気シャワーイベントのトリガー効率を 90% 信頼度で求めた (図 4.14)。上段にはトリガー検出器 LT4, 5, 8, 9 の 4-hold コインシデンス条件でのシミュレーション結果を示している。これによると MAS アレイ中心から半径 $r < 20$ m 以内 10^{14} eV 以上のイベント (左上) であれば、陽子、鉄原子核による空気シャワーのどちらも 90% 以上のトリガー効率である。下段はトリガー検出器 GT6, 7, 10, 11 の 4-hold コインシデンス条件でのシミュレーション結果を示している。圧倒的多数を占める低エネルギー側のイベントをカットすることによって、高エネルギーイベントの収集効率を高めることが可能である。シャワーコア位置に対する条件が $r < 20, 30$ どちらの場合でも、 10^{15} eV からは全てのイベントがトリガー条件を満たしている。この結果から各トリガーモードにおいて、解析時の MAS アレイ中心からの距離 r に対する制限を課したエネルギー閾値が得られ、High energy mode ($r < 30$ m) では、 $10^{14.75}$ eV、Low energy mode ($r < 20$ m) では、 $10^{14.25}$ eV がエネルギー下限値であることが分かった (表 4.2)。

空気シャワーイベント検出効率

実際の観測データ解析におけるシャワーイベントの検出効率は、トリガー効率のみによって決まるのではなく、シャワーコア位置と到来方向の決定精度に影響される。MAS アレイでの空気シャワー観測では、トリガー信号によってデータを記録し、得られたデータについて解析を行う。その際、シャワーコア位置が、例えば、MAS アレイ中心から半径 30 m 以内であると解析されたイベントについて一次宇宙線化学組成解析を行うので、トリガー効率が

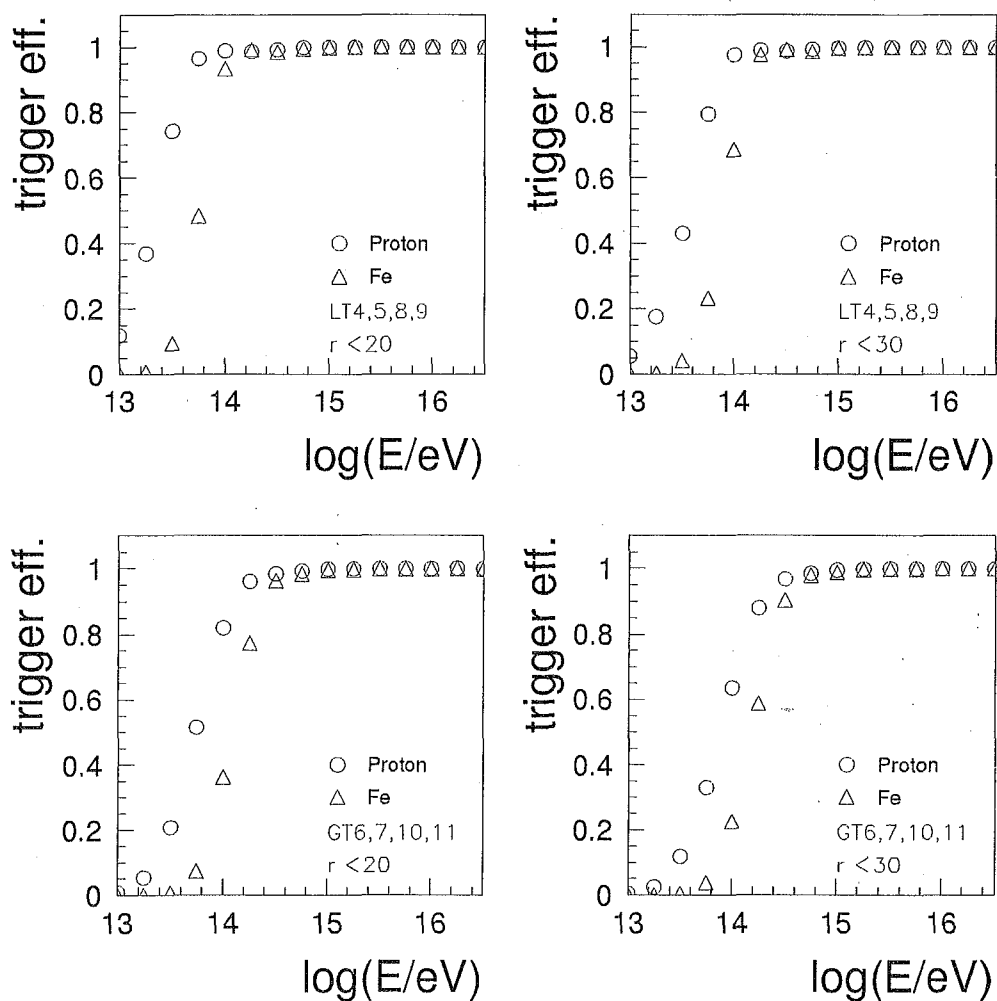


図 4.14: 空気シャワーイベントのトリガー効率 (90% 信頼度) をシミュレートした。上段: トリガー 検出器 LT4, 5, 8, 9 の 4-hold コインシデンス条件で, シャワーコア条件が MAS アレイ中心から半径 $r < 20$ m 以内のイベントでのトリガー効率 (左) と, $r < 30$ m 以内のイベントでのトリガー効率 (右) を示す。下段: トリガー検出器 GT6, 7, 10, 11 の 4-hold コインシデンス条件で, シャワーコア条件が MAS アレイ中心から半径 $r < 20$ m 以内のイベントでのトリガー効率 (左) と, $r < 30$ m 以内のイベントでのトリガー効率 (右) を示す。

表 4.2: 各トリガーモードでのエネルギー閾値 (解析するイベントのシャワーコア位置が MAS アレイ中心からの距離 r 内である条件を含む)

Energy mode	Core position r criteria	Energy threshold $\log(E/\text{eV})$
Low	<20m	14.0
Low	<30m	14.25
High	<20m	14.5
High	<30m	14.75

100% であっても、シャワーコア位置決定精度の影響により最終的な検出効率は 100% にならない可能性がある。例えば、実際は MAS アレイ中心から半径 $r < 20\text{m}$ にシャワーコアが落ちたイベントであっても、解析の際に $r = 50\text{m}$ と解析されてしまうと、シャワーコア位置の解析条件を満たさないため、一次宇宙線質量数解析には使用されない。もちろん、シャワーコア位置と到来方向の決定精度が理想的な場合には、検出効率はトリガー効率のみで決まる。

空気シャワーイベントを天頂角 33° 以内、シャワーコア位置は MAS アレイ中心から 100m 以内で降らせ、シャワーコア決定精度を考慮した検出効率を調べた。トリガー条件を満たしたイベントについて解析を行い、MAS アレイ中心から半径 $20, 30\text{m}$ 以内のイベントであると解析される確率を求めた (図 4.15)。これによって、 $10^{14.25}$ から 10^{16}eV のエネルギー範囲で全ての核種について、シャワーコア位置決定精度による検出効率はおおよそ 90% であることが分かった (図 4.15)。また、同一エネルギーでの核種毎の検出効率の差も誤差の範囲内で一致している。したがって、トリガー効率が 100% であるエネルギー領域の化学組成解析では、核種間の検出効率が異なることに起因する系統誤差はないと言える。

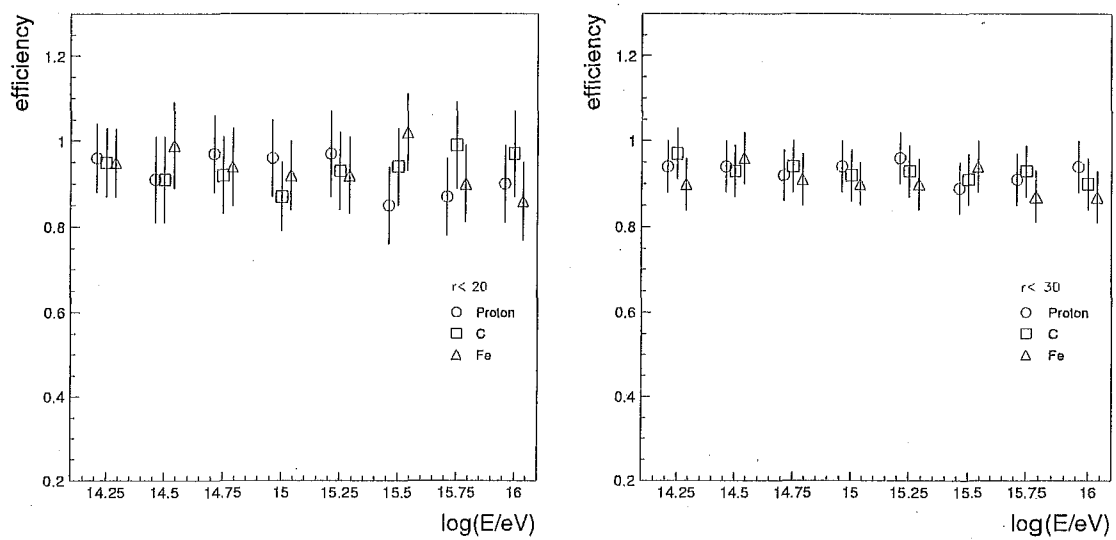


図 4.15: MAS アレイの空気シャワーイベント検出効率 (誤差棒は 1σ を表す)。左図: シャワーコア位置が MAS アレイ中心から $r < 20$ m の場合の空気シャワーイベントに対する検出効率を示す。右図: シャワーコア位置が MAS アレイ中心から $r < 30$ m の場合の空気シャワーイベントに対する検出効率を示す。

第5章 空気チェレンコフ光検出器

本研究での空気チェレンコフ観測では、空気チェレンコフ光の横方向分布を測定することによって、一次宇宙線の化学組成を決定する。この空気チェレンコフ光横方向分布測定の特長は、

- 一次宇宙線が生成する空気シャワーによる空気チェレンコフ光は、例えば、空気シャワーのコア付近においてシャワー中の電子成分の 100 倍以上の密度があり、より高い統計精度を有した測定が行える。
- BASJE グループで先に行った空気チェレンコフ光到着時間分布測定と比べて、より低エネルギー領域の観測が行なえる。
- 高山における空気チェレンコフ光測定では、空気チェレンコフ光の大気による吸収、散乱の影響が、地上での測定より相対的に低い。したがってシャワー発達初期の情報が精度良く得られる。

難点としては、月のない晴天夜の時間帯にしか観測を行うことができないので、データの蓄積には長期間の観測が必要になる。これについては、ボリビア、チャカルタヤ山での気象が安定している乾期に限って観測を行うことで、2年間の観測で十分な統計量が得られることを確認し観測に臨んだ。

5.1 空気チェレンコフ光検出器概略

本観測の目的は、Knee 領域エネルギー $10^{14.5}$ から $10^{16.0}$ eV までの一次宇宙線化学組成を測定することである。測定する一次宇宙線のエネルギー領域がおおよそ 2桁以上に及び、特に、高エネルギーイベントの頻度が少ないため、効率よくデータ収集を行う必要がある。そこで、2001 年は $10^{14.5}$ から $10^{15.5}$ eV まで、2002 年は $10^{15.5}$ eV 以上のエネルギー領域の観測を行うこととし、ターゲットエネルギーに合わせて空気チェレンコフ光検出器の配置を最適化した。

一次宇宙線による空気チェレンコフ光が夜光のバックグラウンドに対して十分に得られるのはシャワーコアからの距離が、一次宇宙線エネルギーが $10^{14.5}$ eV では、シャワーコアから半径 70m 程度まで、また、 $10^{15.5}$ eV では、シャワーコアから半径 120m 程度であることが、シミュレーションによって分かった。そこで、2001 年は MAS アレイ中心に空気チェレンコフ光検出器を集め、シャワーコアから 10 – 70m の範囲での空気チェレンコフ光横方向分布を

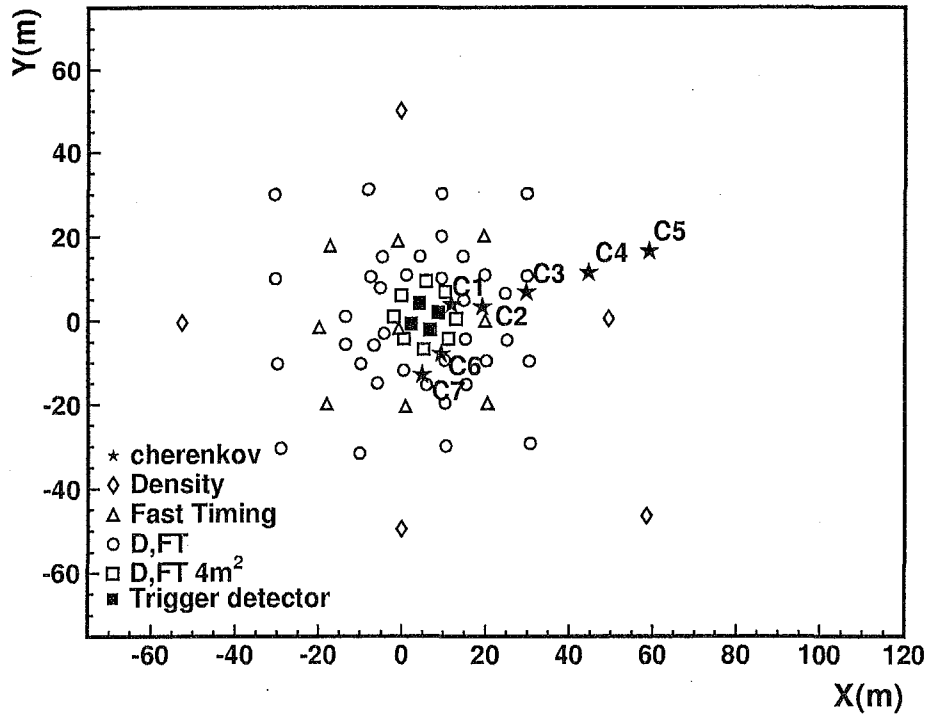


図 5.1: MAS アレイに併設した空気チェレンコフ光検出器の設置場所を示す。この図は 2001 年 Low energy mode で使用した検出器配置である。この配置によってシャワーコアから 10 – 70m 程度の空気チェレンコフ光横方向分布を測定した。

測定した (図 5.1)。2002 年は 10 – 120m までの横方向分布を測定するために検出器配置を変更した (図 5.2)。さらに、2 年間で $10^{14.5} \sim 10^{16} \text{eV}$ のエネルギー範囲で効率のよい観測を行うために、MAS アレイのトリガー検出器もターゲットエネルギーに合わせて変更し、2001 年はエネルギー閾値を $10^{14.0} \text{eV}$ に設定し (Low energy mode)、また 2002 年は $10^{14.5} \text{eV}$ とした (High energy mode)。

空気チェレンコフ光の測定では、PMT で空気チェレンコフ光を検出し、検出した波形の記録装置にはデジタルオシロスコープを用いる。デジタルオシロスコープで空気チェレンコフ光波形を記録する際、空気チェレンコフ光波高によるセルフトリガーによって測定を行うと、波形がトリガーレベル以下の波高では測定することが出来ずに、測定バイアスになってしまう。そこで、MAS アレイによる空気シャワーイベントトリガーを用いて、空気シャワーイベントと同期した空気チェレンコフ光波形を記録した。

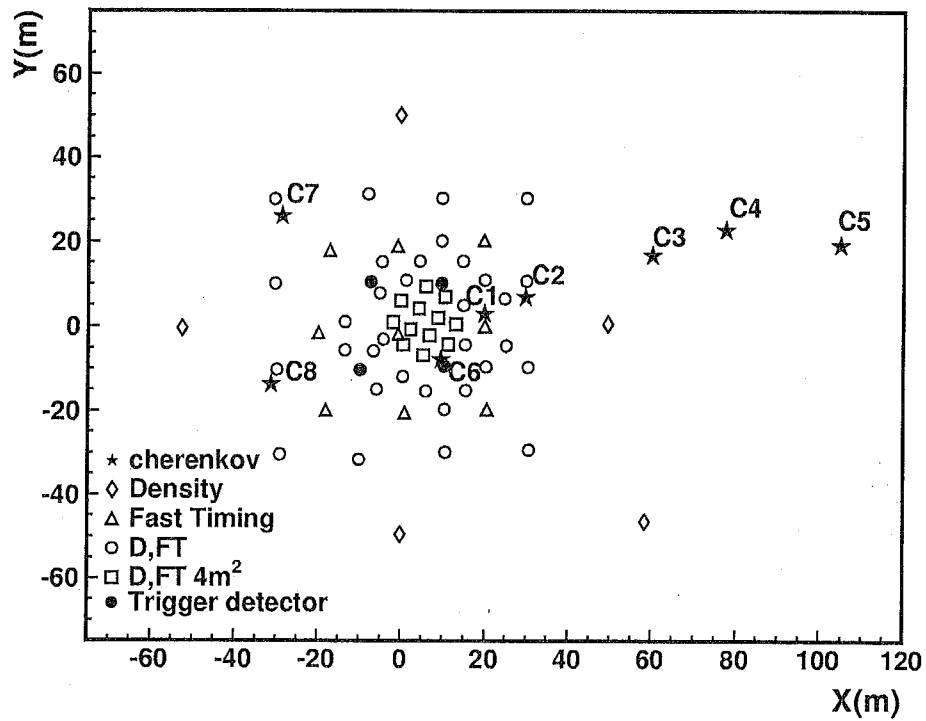


図 5.2: MAS アレイに併設した空気チェレンコフ光検出器の設置場所を示す。この図は 2002 年 High energy mode で使用した検出器配置である。この配置によってシャワーコアから 10 - 120m 程度の空気チェレンコフ光横方向分布を測定した。

5.2 空気チェレンコフ光検出器

エネルギーが $10^{14.5}$ eV 以上の一次宇宙線が生成する空気シャワーに伴う空気チェレンコフ光であれば、シャワーコアから半径 70m 離れた地点でも、1本の PMT(受光面直径 5inch) に 100 光子以上の空気チェレンコフ光が入射することがシミュレーションによって分かった。100 光子以上の空気チェレンコフ光が測定出来れば、その測定誤差は、ポアソン分布に従うと仮定して、空気チェレンコフ光に対して 10% 以下となる。これは、空気チェレンコフ光の横方向分布のフラクチュエーションよりも十分小さい。したがって、空気チェレンコフ光検出器 1 台につき 1本の PMT(受光面直径 5inch) を用いて空気チェレンコフ光を検出する。

空気チェレンコフ光検出器箱の概観を図 (5.3, 5.4) に示す。昼間や、悪天候時には検出器箱の蓋を閉め、PMT を保護する。蓋の開閉はオペレーション室から遠隔操作する。また、霜対策のために PMT 管面に風を送る送風器を取り付け、積雪対策のために高さ 1m 程度のプラットホーム上に空気チェレンコフ光検出器を設置した。また、S/N の向上のために光電子増倍管の視野を検出器箱によって絞っている (図 5.5, 5.6)。バックグラウンド夜光が空気チェレンコフ光の測定においてはノイズ源となる。空気チェレンコフ光は空気シャワー軸付近に集中する特性があるので、その領域以外の視野を観測領域とする必要はない。したがって、視野を絞りバックグラウンド夜光の進入を防ぐことで S/N が向上する。シミュレーション計算によると、空気シャワー粒子より発せられる空気チェレンコフ光の 99% は、シャワー軸となす角度が 15° 以内で飛来する (図 5.7)。また、データ解析では天頂角 30° 以内で到来した空気シャワーについて解析を行う (7.1.1 章)。したがって、これらの解析対象対象の空気シャワー中の空気チェレンコフ光を測定するには、天頂角 45° 以内の領域から到来する空気チェレンコフ光を測定すれば、本観測に必要なほとんどの空気チェレンコフ光を測定することが出来る。そこで PMT の視野を 45° に絞った。これによって、夜光量は $\sim 70\%$ 減少する。したがって S/N の向上の程度を概算すると、視野を絞らない場合に比べて S/N のおよそ 80% の向上が見込まれる。

5.2.1 光電子増倍管 PMT

空気チェレンコフ光検出には浜松フォトニクス社製の光電子増倍管 PMT (R1250) を用いた。この PMT は立上り特性に優れている。各 PMT のゲインは、絶対ゲインを用いず、相対ゲインを測定した。これは、空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィッティングを行うが、解析に用いるパラメータはフィッティングパラメータ β のみであり、パラメータ α の絶対値を測定する必要はないためである。したがって、本観測では空気チェレンコフ光光量の絶対値の測定は行わず、各 PMT での空気チェレンコフ光光量の相対値を測定した。

本実験では空気チェレンコフ光の光量を測定するので、PMT のゲインを観測期間を通じて安定させて使用する必要がある。PMT ゲインの変動要因は、気温変動、アノード電流 (夜光量) 変動、ダイノード間 (特に後段) 電圧の安定性であり、これらについて調査した。PMT

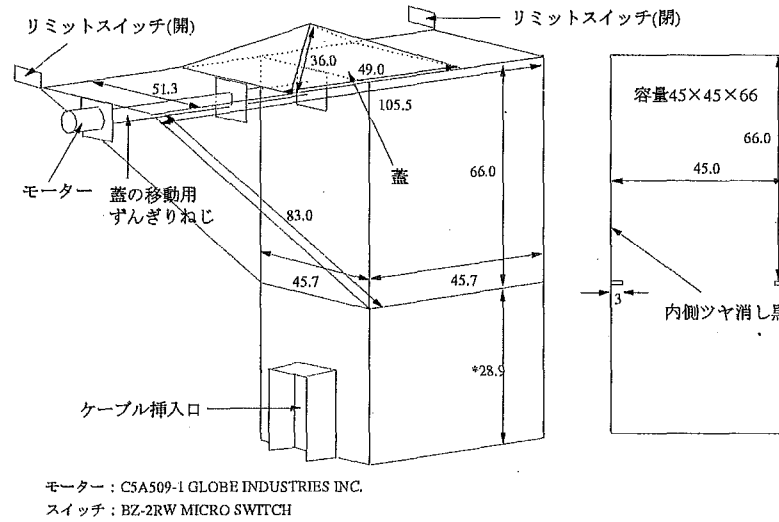


図 5.3: 空気チェレンコフ光検出器箱模式図。空気チェレンコフ光検出器の概観を表す。昼間や悪天候時には検出器箱の蓋を閉めて PMT を保護する。蓋の開閉はオペレーション室から遠隔操作する。

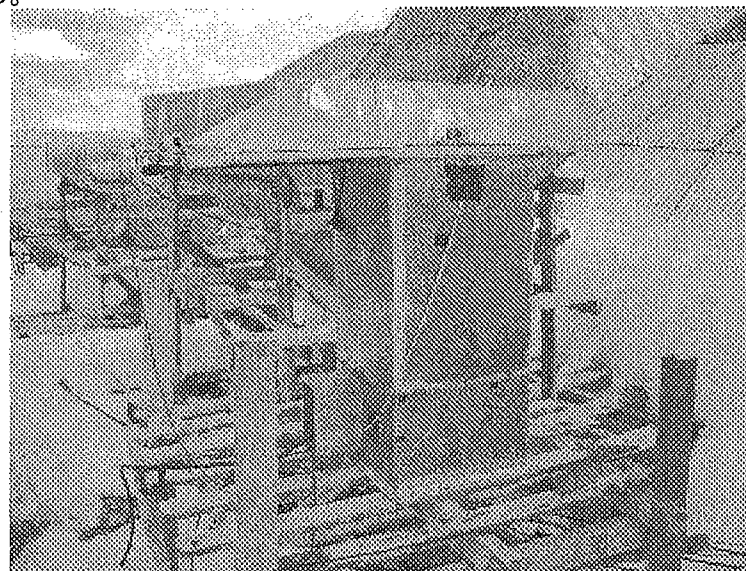


図 5.4: 空気チェレンコフ光検出器写真。積雪によって埋没しないように、地上約1メートル程度のプラットフォーム上に空気チェレンコフ光検出器を設置した。

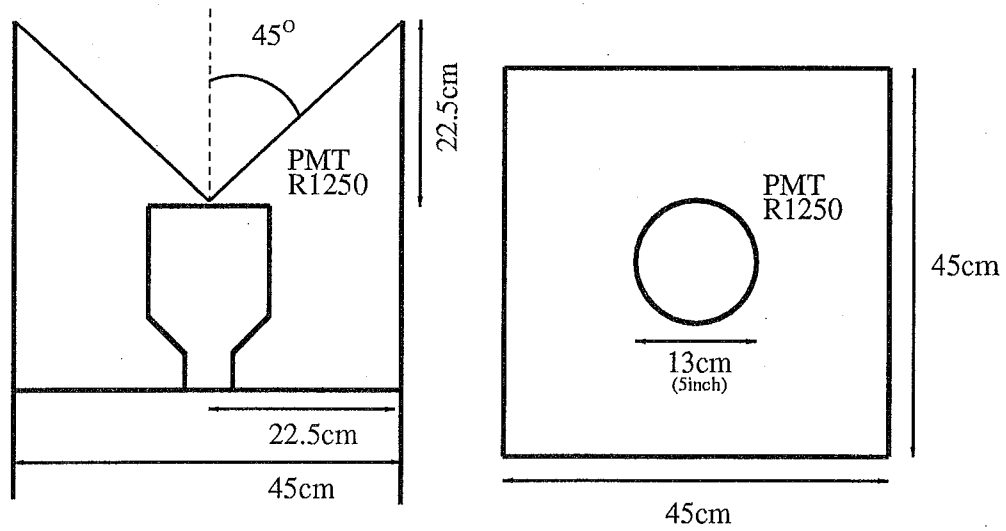


図 5.5: 空気チェレンコフ検出器の概観図 左:側面から見た図 右:上部から見た図



図 5.6: 空気チェレンコフ光検出器内部写真。PMT には 光学フィルターを取り付けている (BG3: Schoot 社製)。また, 霜が付くのを防ぐために送風器で PMT 管面に風を送る。

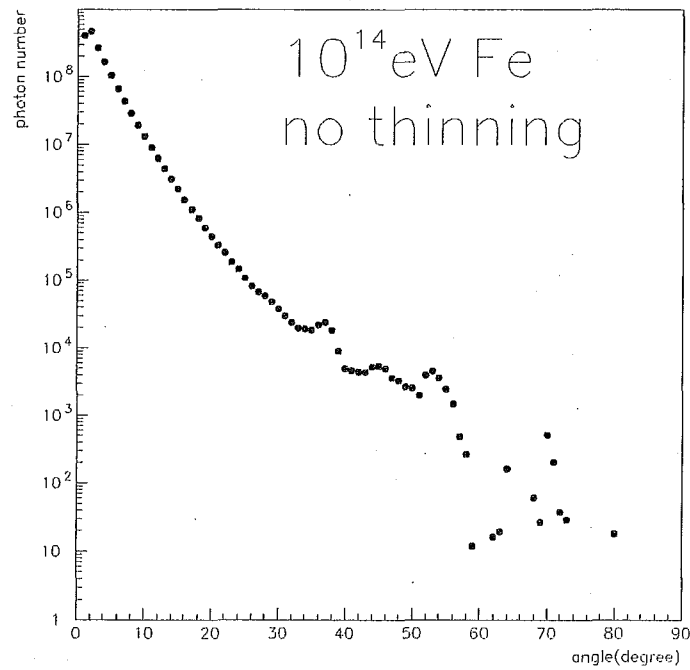


図 5.7: 空気チェレンコフ光のシャワー軸とのなす角の分布: 99%の空気チェレンコフ光が天頂角 15° 以内で検出器に入射する。

表 5.1: 光電子増倍管 PMT (R1250 : HAMAMATSU) 特性。この PMT は立上り時間に優れている。

受光面直径	5inch
カソード	Bialkali
受光窓	Borosilicate Glass
立上り時間	2ns
量子効率	20%(最大分光感度において)

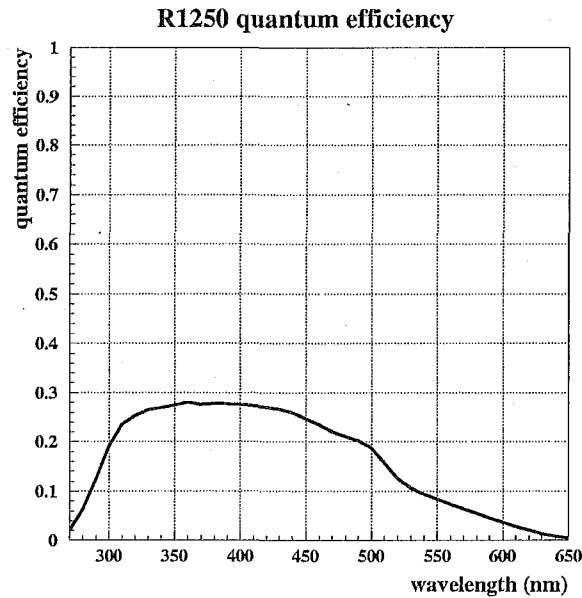


図 5.8: 量子効率の波長依存性 (R1250: HAMAMATSU) 350~400nm 付近に最大量子効率を持つ。

R1250 のダイノードは 14 段あり、ダイノード間の電圧比は、ブリーダ回路の抵抗比によって決まる。今回の実験で使ったブリーダ回路 (図 5.9, 表 5.2) では、抵抗比は浜松フォトニクス の推奨値と同じにしたが、総抵抗値は約半分にした。これによって、ブリーダ回路に流れる電流は、印加電圧が同じであっても、上昇する。ブリーダ回路に流れる電流量が大きくなれば、夜光量の変動による定常的な電流の変化がダイノード間電圧に及ぼす影響を相対的に低く押えられる。さらに、PMT ゲインを決める際に大きな役割を果たす後段ダイノード間の電圧を安定化するために、ツェナーダイオードを使用した (図 5.9 中の z13, z14 で示す)。また、バックグラウンド夜光による DC 成分も測定するために、PMT への印加電圧はマイナス電圧とした。DC 成分の測定を行うと夜光量の増減の監視も出来るので、本来の空気チェレンコフ光観測の他に夜光モニターの役割も同時に果たせる。観測時の PMT ゲインは、各 PMT 共に 3×10^5 になるように印加電圧を設定した。図 (5.10) には、PMT ゲインと印加電圧の関係を示した。実際の観測では、信号を伝送するケーブルによる波形の減衰がケーブル長によって異なる。そのため、それぞれの PMT の印加電圧は、ケーブルによる波形の減衰も考慮して決定した。

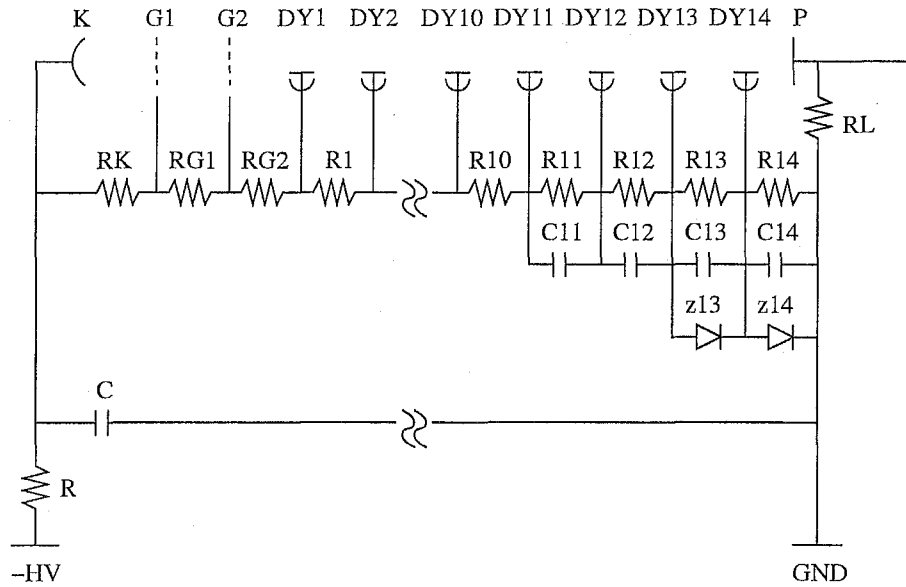


図 5.9: PMT ブリーダ回路図。ダイノード (DY) 間の電圧配分比は、各ダイノード間の抵抗 (R) によって決まる。z がツェナーダイオードである。後段ダイノードにツェナーダイオードを使用することによって、ゲインの安定化を図った。

表 5.2: ブリーダ回路に使用した抵抗 [ohm] コンデンサー [F] ツェナダイオード [V]

R	51k	R5	22k	R13	-	C	20n	z13	240
RK	56k	R6	22k	R14	-	C11	10n	z14	150
RG1	180k	R7	22k	RL	100k	C12	10n		
RG2	0	R8	22k			C13	10n		
R1	30k	R9	22k			C14	10n		
R2	43k	R10	22k						
R3	22k	R11	43k						
R4	22k	R12	43k						

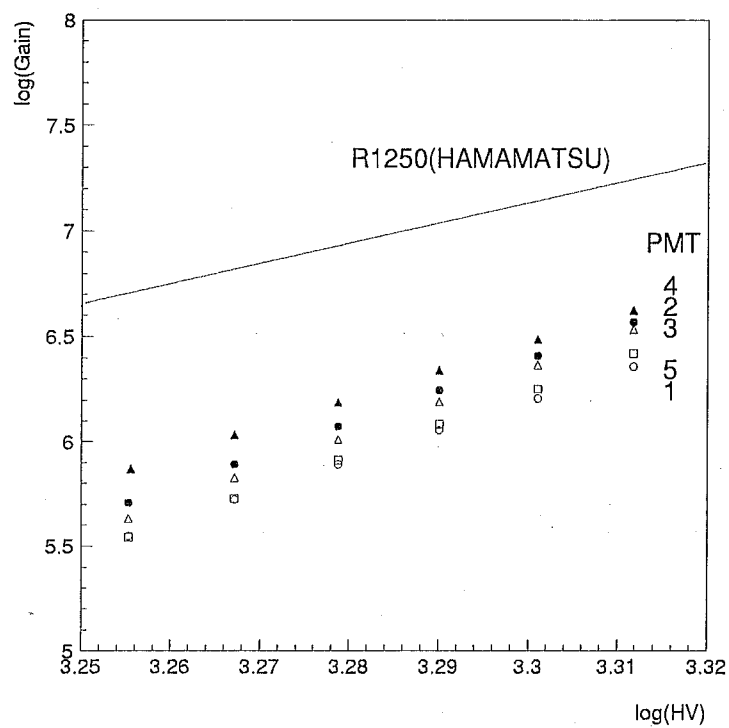


図 5.10: PMT のゲインと印加電圧の関係。HAMAMATSU のカタログによる特性も併せて示す。

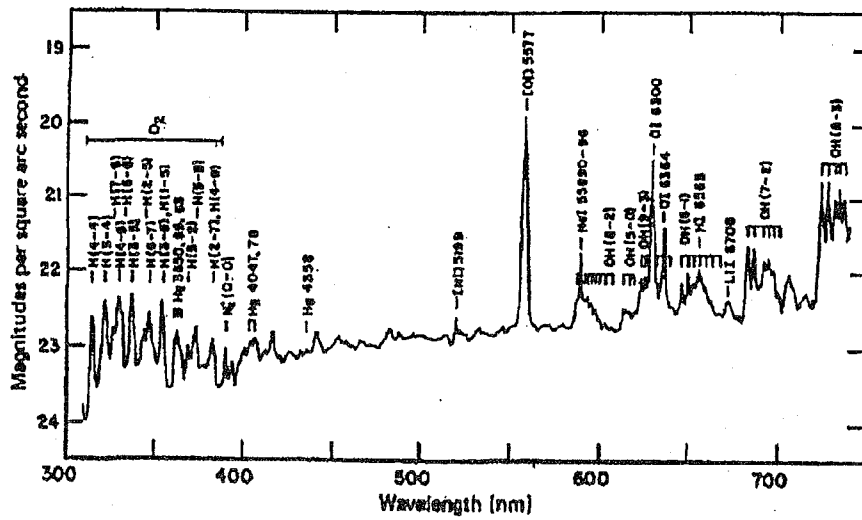


図 5.11: 夜光スペクトル。557.7nm に酸素原子による強いピークがある。連続成分は長波長側になるほど増加する傾向がある。

5.2.2 光学フィルター特性

チェレンコフ光の波長分布は $\propto 1/\lambda^2$ であり、波長の短いものほど多く放射される。したがって、低波長光子側で空気チェレンコフ光を測定すると夜光バックグラウンドに対する S/N が改善される。

夜光バックグラウンドとしては、主に次の3種類の成分がある。

- 大気光: 地球上層大気のみ、原子の発する光
- 黄道光: 太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
- 星野光: 星や星雲の集積光

夜光スペクトルは図(5.11)のように測定されている。これによると557.7nmに酸素原子による強いピークが見られる。また、連続成分は長波長側になるほど増加する傾向がある。これらの夜光輝度は、地球の天球上の位置や太陽、月によって変化するが、PMTの感度領域(300~500nm)でPMT1本に入射する夜光量はおよそ30(photon/PMT/ns)となる。ここでPMTの視野を45°、面積は0.01m²として計算した。

長波長側の夜光バックグラウンドを減少させ、空気チェレンコフ光を測定する際のS/Nを改善するために、PMTに光学フィルター(Schoot社製BG3)を取り付けた。このSchoot社製BG3光学フィルターの波長特性を(図5.12)に示す(PMTの感度領域は300~500nmである。図5.8)。このBG3の夜光成分に対する特性、および空気チェレンコフ光に対する

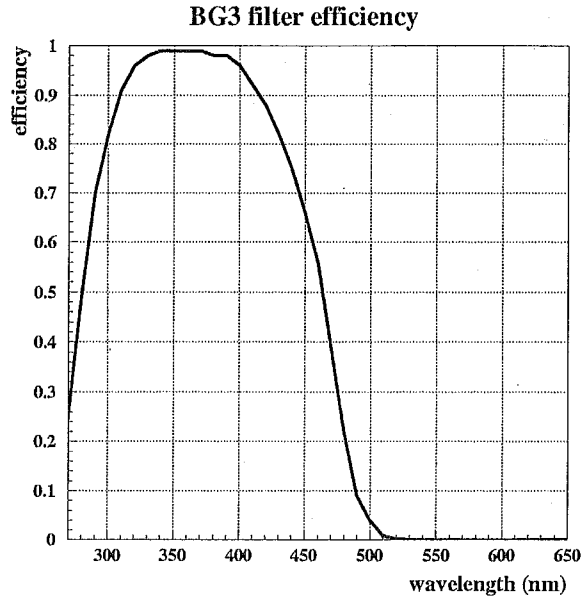


図 5.12: Schoot 社製 BG3 光学フィルター特性。PMT の感度領域は 300~500nm であるが, 450nm 以上を光学フィルターによってカットする。空気チェレンコフ光は短波長ほど放射量が多いため, S/N が改善される。

特性は, 白崎によって, 以前の空気チェレンコフ実験の際に測定されている [47]。その結果, 夜光に対するフィルターの透過率はおよそ 1/3, 空気チェレンコフ光に対する BG3 の透過率はおよそ 60% であり, BG3 を PMT に取り付けることで S/N の 5% 程度の向上が見込まれる。

5.2.3 観測中の PMT ゲイン変動

空気チェレンコフ光観測の際には, 空気チェレンコフ光の他にバックグラウンドとなる夜光が存在する。この夜光量の変動による PMT ゲインへの影響について調べた。パルス光源からの波形を記録しながら, バックグラウンド光子として, ダイオードによる DC 光を PMT に入射すると, バックグラウンド光の光量によって, PMT ゲインが変化する (図 5.13)。この図によると, バックグラウンド光量が増えると, PMT ゲインが減少する傾向がある。しかも, その影響は PMT 毎に個性が見られた。

また, 気温に対する PMT ゲインの変動は一般に数%/°C であるが, 観測を行う Bolivia, Chacaltaya 山観測所では一晩で気温が 5°C 程度変動する。したがって, 1 時間当たりの気温変動として数 °C の変動が見込まれる。夜光の増減に伴うゲイン変動は PMT 毎に個性が見られ, 気温に対するゲイン変化も 1 時間に数% の変動が見込まれるため, 観測中に 1 時間お

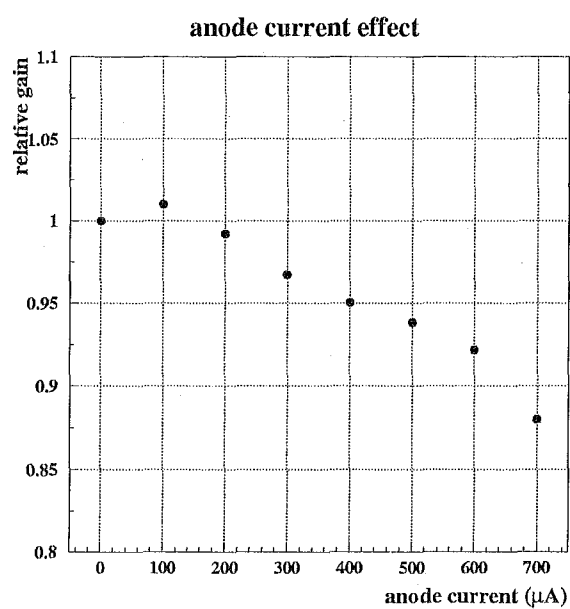


図 5.13: アノード電流によるゲイン変動。パルス光源には YAP を使用し、バックグラウンド光には、ダイオード光を使用した。ある程度バックグラウンド光量が増えると、PMT ゲインは減少する傾向があることが分かる。

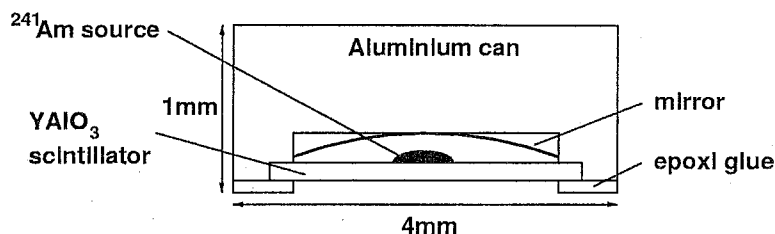


図 5.14: PMT ゲイン測定に使用した YAP 光源の概略図。 ^{241}Am (半減期 432.2yr) の崩壊による α 線をシンチレータ (YAlO_3) に当てて、シンチレーション光を放射する。

表 5.3: 相対ゲイン測定に使用する YAP の相対光量。ここで番号 1 の YAP 光量を基準にして測定した。YAP 番号はチェレンコフ検出器の番号とは無関係である。

YAP 番号	1	3	4	6	8
相対光量	1.00 ± 0.02	1.08 ± 0.02	1.04 ± 0.02	1.10 ± 0.03	0.91 ± 0.02
YAP 番号	9	11	12	14	15
相対光量	1.21 ± 0.03	0.94 ± 0.02	1.10 ± 0.03	1.03 ± 0.02	0.97 ± 0.02

きにゲイン測定を行うこととし、空気チェレンコフ光解析時にそれらの値を使用して PMT ゲインの補正を行う。

PMT ゲインの測定のための光源には、YAP と呼ばれる ^{241}Am (半減期 432.2yr) の崩壊による α 線をシンチレータ (YAlO_3) に当てて、シンチレーション光を発生する光源 (図 5.14) を用いた。YAP 光源から発生されるシンチレーション光の波長は $360 \pm 30\text{nm}$ 、パルス半値幅は 30ns 程度である。また、この YAP 光源の寸法は、直径 4mm、厚さ 1mm である。

空気チェレンコフ光観測の際には、PMT 管面に光量を予め調べている YAP (表 5.3) を常に設置しゲイン測定を行った。ゲインの測定では、PMT 出力を空気チェレンコフ光測定と同じケーブルを通して、伝送された YAP 光源パルス測定するため、PMT ゲインはケーブルでの減衰の効果を含んで測定することが出来る。これによって、気温やバックグラウンド夜光量などによる変動、ケーブルによる波形の減衰が補正される。ここで、空気チェレンコフ光測定の際、偶然に YAP パルスが記録されてしまう確率を計算する。YAP からのシンチレーション光はおよそ 50Hz である。また YAP から放射されるパルスの半値幅は数十 ns である。オシロスコープの記録幅が 1000ns で、データ収集レートは 1~2Hz である。これらから概算すると、偶然に YAP パルスが記録されてしまう確率は一つの検出器当たりおよそ 0.01% の確率であり十分無視できる。

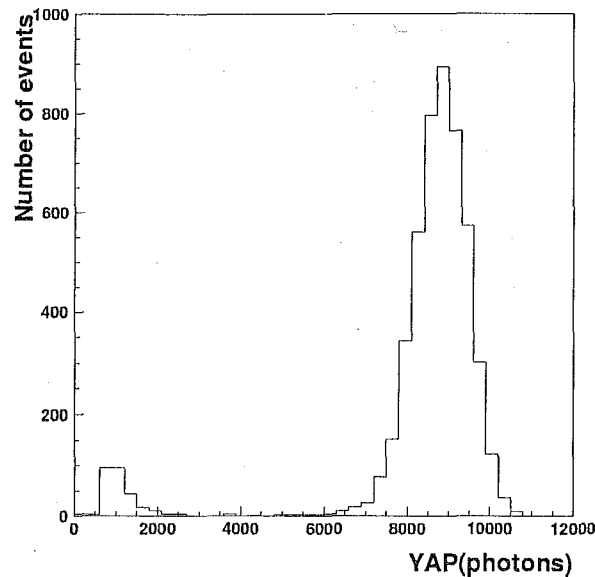


図 5.15: YAP 光量の分布。YAP 光量を 5000 イベント測定したヒストグラムである。

5.2.4 PMT(R1250) 光電面感度不均一特性

空気チェレンコフ光検出に使用する PMT(R1250) の光電面の直径は 5 インチであり、その光電面上の全ての点でのレスポンスが均一であるとは限らない。これを調べるために PMT R1250 光電面の感度不均一性を測定した。

この測定には XY-stage を用いた。PC により RS232 インターフェイスを通して stage の動作制御を行う。動作制御は最小 $2\mu\text{m}$ 単位で行う。光源には赤色レーザーを十分にコリメートしたものを用い、外部 DC 電源により動作させる。PMT のアノード電流 (DC) を電流計 (KEITHLEY 6517A) により測定し、そのデータを GPIB 経由で PC に取り込む (図 5.16)。

用いた光源 (レーザー) の特性を図 (5.17) に示す。これより、レーザー光の幅は半値幅で 1mm 程度であると分かる。また、光源から光電面までの距離を様々に変化させて測定した結果、レーザー光の幅は 3° 程度で広がっていることが判明した。この値では十分にコリメートされているとは言えないが、光源から近い距離範囲で使用する限りでは特に問題はない。

測定結果を図 (5.18) に示す。PMT への印加電圧は 2000V、光源から光電面までの距離は 30mm、入射光が光電面に対して垂直になるよう設定した。使用しているツェナーダイオード入りのブリーダ回路では、アノード電流が数百 μA に達すると後段ダイノード間の電圧比が低下し、ゲイン変動が生じることが確認されている (図 5.13)。そこで、今回の測定ではその影響を受けない程度の、十分に小さなアノード電流 (数 $10\mu\text{A}$ 以下) が流れるように光源からの光量を設定した。測定した PMT 光電面上における感度を平均化すると、最も感度の良

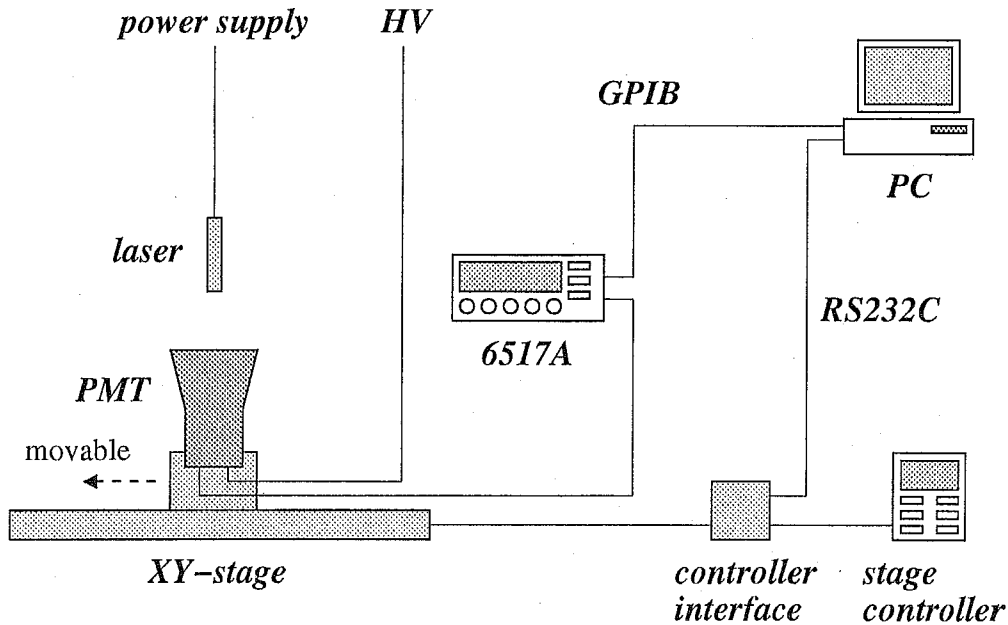


図 5.16: 光電面感度不均一特性測定システム概略。XY ステージ上に PMT を設置し、ステージを RS232 インターフェイスにより最小 $2\mu\text{m}$ 単位で PC から操作することで光電面の感度を測定する。光源には市販のレーザーを十分にコリメートしたものを用いた。ステージを少しずつ移動させながら PMT のアノード電流 (DC) を電流計 (KEITHLEY 6517A) により測定し、そのデータを GPIB 経由で PC に取り込む。

い点の値を 1.0 とした場合には、その平均値は約 0.65 となる。ちなみに、光電面中心の感度は約 0.38 である。この測定を合計 3 本の PMT について行ったが、全ての PMT で光電面の感度特性に大きな相違は見られなかった。また、この結果によると PMT 中心は比較的ゲイン分布が均一である。したがって PMT ゲイン測定の際、YAP 光源は PMT 中心に設置することにする。

5.2.5 デジタルオシロスコープ

空気チェレンコフ光の測定には、PMT からの光電子数を測定し記録するだけでなく、その波形も記録するためにデジタルオシロスコープを使用した。空気チェレンコフ光の波形を記録することによって、バックグラウンド夜光とチェレンコフ光波形を確実に識別可能である。そのため、積分型 ADC に比べ空気チェレンコフ光パルスの測定の際の S/N を向上させることができる。また微分型 ADC の導入よりも比較的 low コストでしかも広ダイナミックレンジを実現できるという利点がある。さらに今回の実験はほぼ 2 桁にわたるエネルギー領域での測定を行うため、アンプのレンジが可変であると便利である。したがって、空気チェ

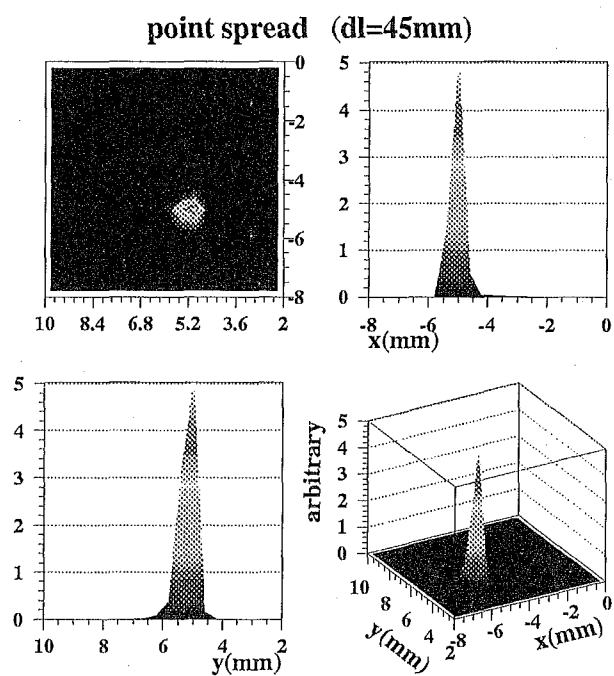


図 5.17: レーザ光の point spread。光源から光電面までの距離 (dl) は 45mm に設定した。レーザー光の幅は半値幅で 1mm 程度である。

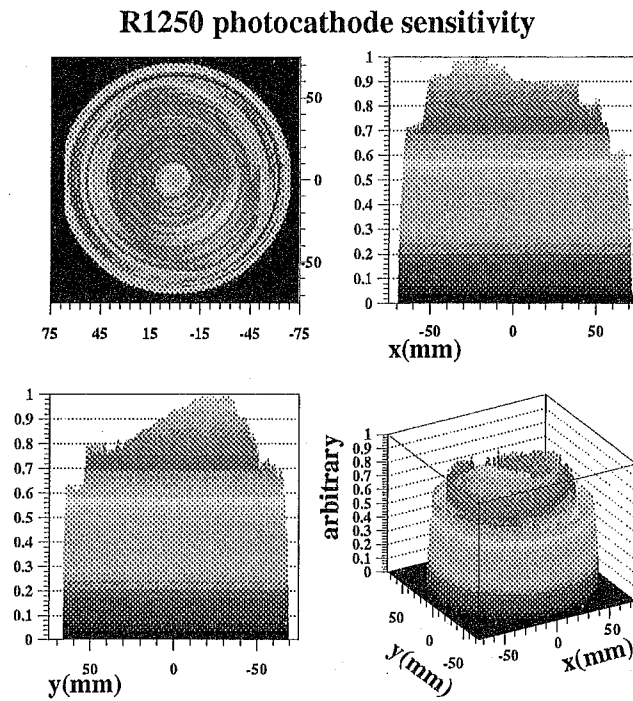


図 5.18: PMT R1250 光電面感度不均一特性。縦軸は最も感度の良い点の値を 1.0 に規格化した場合、光電面全体の平均感度は 0.65、光電面中心の感度は 0.38 であった。

表 5.4: デジタルオシロスコープ特性一覧

型名	TEK 2440	TDS3032 TDS3034	TDS3012
周波数帯域 (MHz)	200	300	100
立上り時間 (ns)	1.8	1	
レコード長 (byte)	1024	10k	
垂直軸ダイナミックレンジ (div)	10.24	10	
サンプリングレート (s^{-1})	500M	2.5G	
垂直軸の分解能 (DL/div)	25		
水平軸の分解能 (DL/div)	25	25	

レンコフ光測定にはデジタルオシロスコープを使った。

観測に使用したデジタルオシロスコープ4台のそれぞれの特性を表(5.4)に示す。これらのうち、周波数帯域の比較的低いデジタルオシロスコープは、シャワーコアから離れた地点に設置した検出器の空気チェレンコフ光波形を記録する。これはシャワーコアから離れた地点に設置した検出器では、光量が少なく、鋭いピークを持たない空気チェレンコフ光を測定する確率が高いためである。また、空気チェレンコフ光記録系のダイナミックレンジは1~2桁で十分であることを空気チェレンコフ光シミュレーションによって確認した。シャワーコアに近く、大光量の空気チェレンコフ光パルスを検出する可能性のある検出器で行う波形記録でも、デジタルオシロスコープ2chを異なる垂直軸感度に設定し、1波形を同時に2chで記録することで対応できることを確認した。また、実際にデジタルオシロスコープで記録したバックグラウンド夜光によるバックグラウンド波形の揺らぎは、PMT ゲイン 3×10^5 で、数 mV 程度である。バックグラウンドの揺らぎを測定することが出来れば、空気チェレンコフ光はバックグラウンド夜光に対して十分な光量があるので S/N 的には問題なく測定できるため、空気チェレンコフ光観測に支障はない。したがって、レンジの低いチャンネルでは、バックグラウンドの揺らぎが十分に測定可能である 20mV/div に設定した。これによってレンジの低いチャンネルでは、0.8mV~200mV 間で測定可能である。また、レンジの高いチャンネルでは、200mV/div に設定した。この設定によって、8mV~2V 間で測定可能である。MAS アレイの中心付近に位置し、シャワーコア付近の空気チェレンコフ光を測定する可能性の高い検出器では、2ch を使って、0.8mV~2V まで測定した。この設定によって、観測対象である一次宇宙線エネルギー $10^{14.5}$ から 10^{16} eV までの空気チェレンコフ光波形を測定するのに十分な記録系のダイナミックレンジを確保した。一方、時間軸は記録される時間幅が 1ns/point となるように設定した。これは、空気チェレンコフ光検出器のシステムレスポンス(5.3.1章)に比べ十分な分解能である。

表 5.5: 各空気チェレンコフ光検出器に割り当てたデジタルオシロスコープのチャンネル数

検出器 2001	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	-
オシロスコープ ch 数	2	2	1	1	1	1	1	-
検出器 2002	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8
オシロスコープ ch 数	2	2	1	1	1	2	2	2

表 5.6: 信号ケーブル特性 (特性インピーダンスは共に 50Ω)

型名	外径 (mm)	減衰量 (db/10m)				波長
		50MHz	144MHz	430MHz	1200MHz	短縮率 (%)
11D-5AF	15.3	0.17	0.31	0.55	0.95	90
12D-SFA	15.6	0.155	0.27	0.49	0.94	88

5.2.6 信号伝送ケーブル

光電子増倍管からデジタルオシロスコープに波形を伝送する信号ケーブルには、12D-SFA, 11D-5AF(ともに藤倉電線)を使用した。これらのケーブルは周波数特性に優れた高周波ケーブルである。通常の RG 型同軸ケーブルの 230dB/km (RG58A/u) に比較すると格段に優れている。このケーブルの特性は表 (5.6) に示す。各検出器で使ったケーブルの種類と、ケーブル長は表 (5.7) に示す。ケーブルによる波形の減衰はケーブル種類、ケーブル長によって異なるが、それぞれの検出器でのこの影響は、PMT ゲインをケーブルでの減衰も含めて測定することによって考慮している。

表 5.7: 各検出器で使った信号ケーブルの長さ。(Low: Low energy mode. High: High energy mode)

	12D-SFA					11D-5AF		
cable length (m)	70	80	90	110	150	180	120	150
detector (Low)	C1	C3	C5	C4	C2	C6	C7	-
detector (High)	C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8

5.3 空気チェレンコフ光測定システムの特性

空気チェレンコフ光波形は、光電子増倍管の立上り特性による波形の鈍化、信号伝送ケーブルによる波形の減衰などの原因により変形されたものがオシロスコープで記録される。空気チェレンコフ光をシミュレートする際、この測定システムの特性を考慮する必要がある。空気チェレンコフ光測定システムでの特性として、各検出器で空気チェレンコフ光がどのような波形として記録されるかを調査する。

5.3.1 δ 関数的空気チェレンコフ光に対する応答測定

PMT 光電面上に直径 5cm, 厚さ 2cm のルーサイト (屈折率 $n=1.5$) を置き、荷電粒子がルーサイトを通過するとき発生するチェレンコフ光を各検出器で測定する。このときのチェレンコフ光パルス時間幅は、ルーサイトの形状から概算すると、0.5ns 以下である。これは観測系に対して十分に δ 関数的であるとみなせる。したがって、ルーサイトからのチェレンコフ光パルスを測定すれば、今回の測定に使用した PMT, 信号伝送ケーブル, デジタルオシロスコープが、 δ 関数的入射パルスをどのように歪ませるかを知らることが出来る。図 (5.19) に示す波形は、 δ 関数的入射パルスを 1000 イベント記録した波形の平均波形である。この波形を面積が 1 になるように規格化したものをレスポンス波形 $R(t)$ と表す。空気チェレンコフ光をシミュレートする場合、PMT に入射する 1ns 当たりの空気チェレンコフ光量をシミュレートする。これを $C(t)$ とする。このとき、実際にデジタルオシロスコープで測定されるチェレンコフ光波形 $O(t)$ をシステムレスポンス波形にチェレンコフ光を掛けたものの足し合わせとして表現する。

$$O(t) = \sum_{t'=0} \sum_{t''=0} R(t')C(t'') \quad (5.1)$$

ここで $t = t' + t''$ の関係を満たすものについて足し上げて $O(t)$ とする。

5.3.2 PMT 入出力リニアリティー

入射光量が一定量を超えると、PMT ゲインが低下し、入出力リニアリティーが保たれなくなる。この影響を避けるため、入射光量と、出力パルスにリニアリティーが成り立っている範囲で空気チェレンコフ光測定を行う必要がある。そのため、空気チェレンコフ光検出器に使用する PMT の入出力リニアリティーを測定した。測定方法は、まず、PMT に空気チェレンコフ光観測時と同様の規定電圧を印加する。つぎに、LED 光源を一定の強度で発光させる。LED からの入射光量を 2 枚の偏光フィルターを組合わせて偏光板を回転させ、透過率を変化させることによって光量を調整した。これによって、入射光量を変化させながら出力パルスを記録した。得られた結果を図 (5.20) に示す。この結果から、空気チェレンコフ光測定に使用するダイナミックレンジでの、入射光量と、出力パルス間にリニアリティーが成り立っていることを確認した。

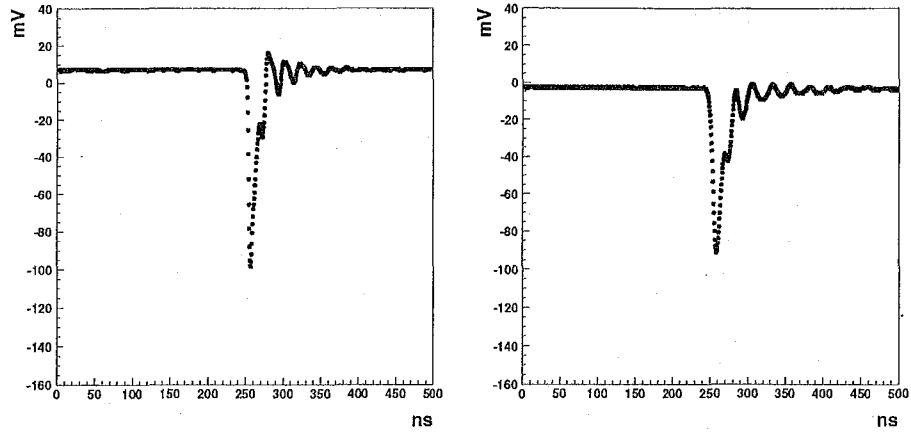


図 5.19: 典型的な空気チェレンコフ光検出器のシステムレスポンス。PMT に δ 関数的なパルスを入射しシステムレスポンスを測定した。

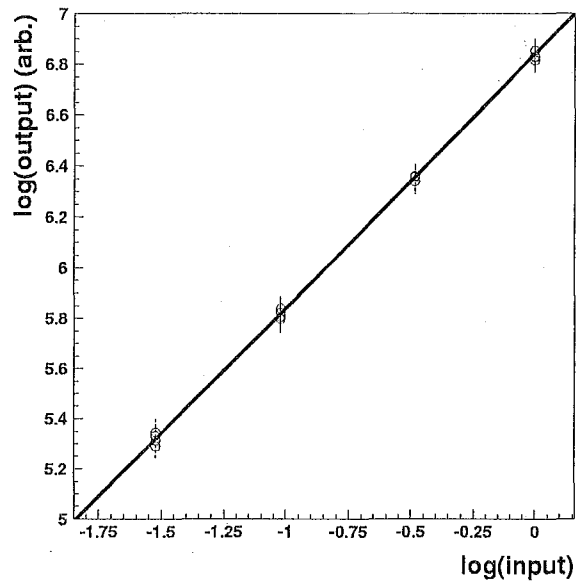


図 5.20: PMT への入射光量と、出力パルス間関係。誤差棒は 1σ を表す。空気チェレンコフ光検出に必要なレンジでのリニアリティーが成り立っていることを確認した。

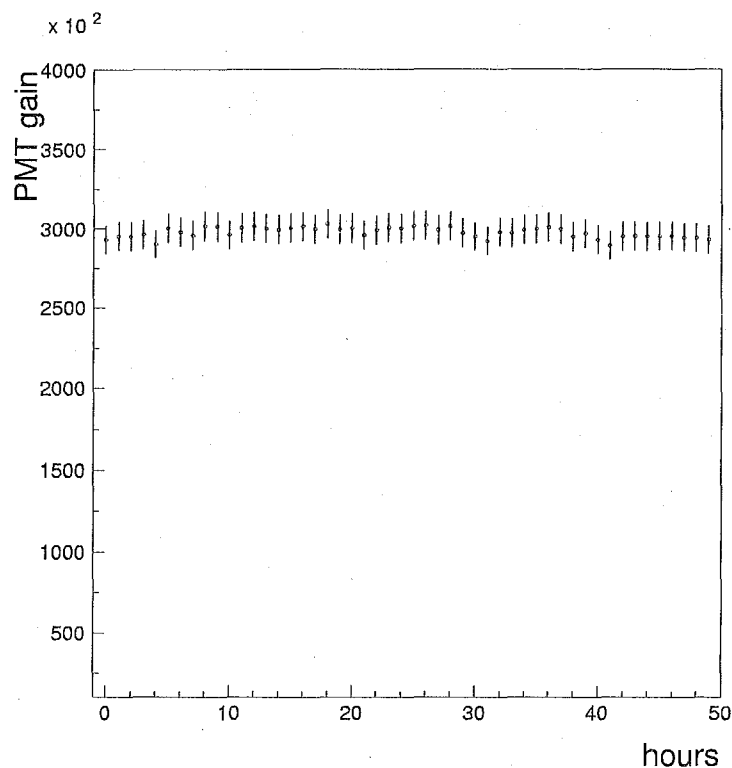


図 5.21: ある典型的な PMT ゲインの時間変動 (PMT1)。1 時間当たりの PMT ゲイン変動はおよそ 3% 程度。これは他の検出器でも同様である。

5.3.3 PMT ゲイン

空気チェレンコフ光観測期間中の PMT ゲイン測定は 1 時間毎に 3 分間行った。この測定での、PMT ゲインの測定精度はおよそ 3% 程度である。図 (5.21) に典型的な PMT ゲインの時間変動を示す。この図から、1 時間当たりの PMT ゲイン変動はおよそ 3% 程度であることが分かる。また、1 時間当たりの気温の変化は平均して $\pm 3^{\circ}\text{C}$ であった。これは PMT ゲイン変動に換算すると数%程度に相当し、図に示された PMT ゲイン変動に一致する。したがって気温変動が今回の空気チェレンコフ光観測中のゲイン変動の主な原因となっていることが分かる。

5.3.4 荷電粒子による影響

空気シャワー中の荷電粒子が PMT 管面に直接入射する影響を調べた。空気チェレンコフ光検出器の蓋を閉め、空気チェレンコフ光が入射しない状況で、通常の観測と同様にしてデータを取得し、荷電粒子による PMT 出力値 (P) を得た。空気チェレンコフ光のイベン

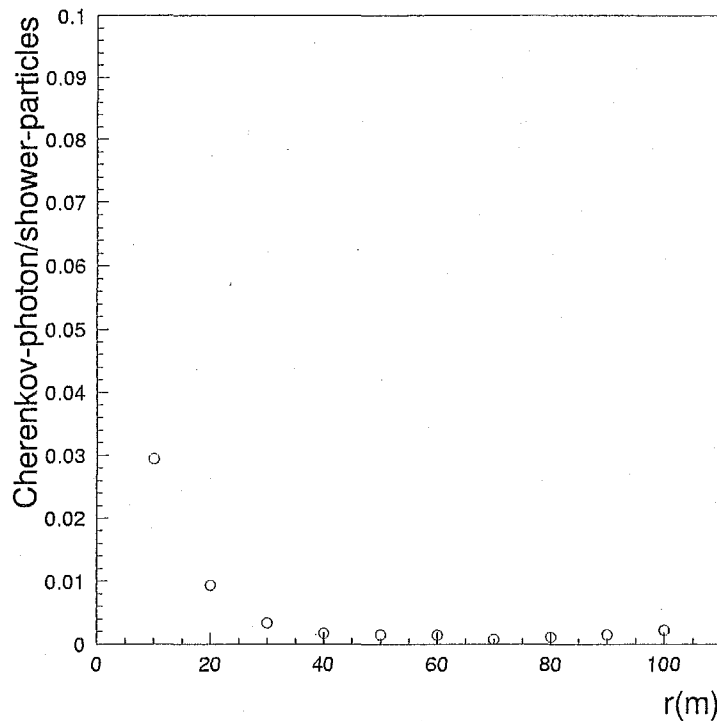


図 5.22: シャワー粒子が PMT 管面に直接入射する影響。空気チェレンコフ光によるパルスと、空気シャワー中の荷電粒子が PMT に直接入射した場合に発生するパルスのデジタルオシロスコープで計測された波形面積を空気シャワーコアからの距離毎に比較した。

トは通常観測のデータを用いて、空気チェレンコフ光による PMT 出力値 (C) を得た。それぞれを通常の解析ルーチンを使って解析し、空気シャワー解析パラメータ、PMT 出力値を得た。それらのデータから、シャワーサイズ、 $5.0 < \log N_e < 6.5$ のイベントを使って、シャワーコアからの距離 r が、 $0 < r < 10\text{m}$, $10 < r < 20\text{m}$, ... $90 < r < 100\text{m}$ での、 $P/C(r)$ を求めた (図 5.22)。このときの P , C はそれぞれの分布の中央値を使用した。

シャワーコアから半径 10m 以内では、荷電粒子の影響は 3%程度であり、それ以外では、 $\sim 1\%$ 程度である。これは、PMT のゲインの測定精度、空気チェレンコフ光のフラクチュエーションよりも十分小さく無視できる。

5.3.5 夜光量測定

観測中に測定される夜光量を見積もると、PMT の感度領域 (300~500ns) で PMT 1 本に入射する夜光量は、およそ $30(\text{photons PMT}^{-1} \text{ ns}^{-1})$ である (5.2.2 章)。また、PMT に BG3 フィルターを取り付けることで、夜光の 1/3 がカットされ ([47])、測定される夜光量はおよ

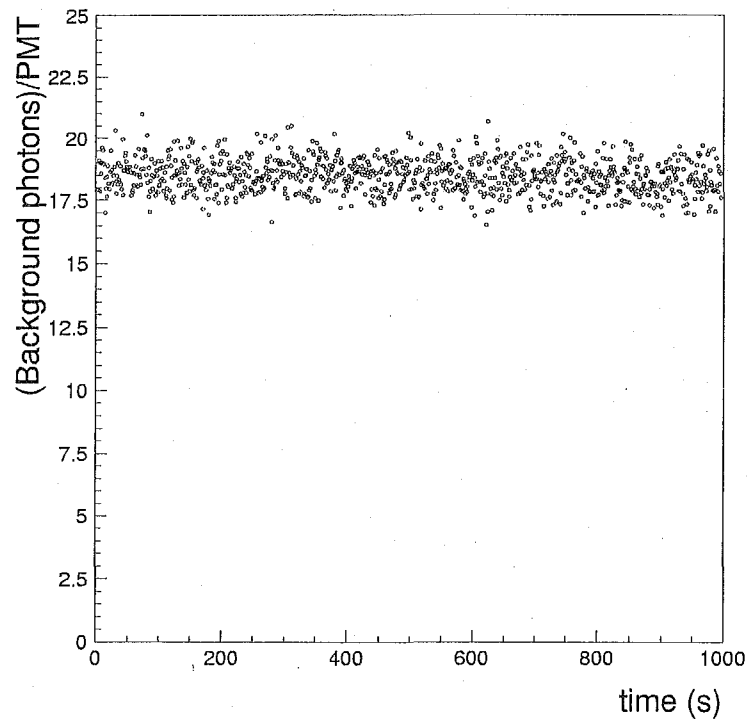


図 5.23: 典型的な夜光量の推移。典型的な夜光量は $18\sim 20$ photons $\text{PMT}^{-1} \text{ns}^{-1}$ であった。これは期待される夜光量 (20 photons $\text{PMT}^{-1} \text{ns}^{-1}$) にほぼ等しい。

そ 20 photons $\text{PMT}^{-1} \text{ns}^{-1}$ と見積もられる。ここで、空気チェレンコフ光観測中に記録された DC レベルから、夜光量を算出すると、図 (5.23) に示したように、予想にほぼ一致する $18\sim 20$ (photons $\text{PMT}^{-1} \text{ns}^{-1}$) という結果を得た。この結果は、予想される夜光量にほぼ等しいことから、想定している PMT の絶対ゲインが実際のゲインと大きく異なることも確認された。夜光の他にも、街の灯りが雲などに反射して空気チェレンコフ光検出器に入射する光がある。空気チェレンコフ光観測を行う Bolivia, Chacaltaya 山付近には、人口 100 万人を超えるラパス市街がある。幸い、街明りは山蔭に隠れるため直接届くことはない。しかし雲が出ると、雲の出現場所によっては街明りが反射し、その影響を受ける。PMT にはマイナス電圧を印加し、夜光の DC 成分も測定している。DC 成分が増大すると、空気チェレンコフ光パルスの測定レンジが小さくなってしまふ。したがって、大きな空気チェレンコフ光パルスでは波形の上部が測定レンジを超えてしまふ可能性が高くなり、測定バイアスとなる。そのため、夜光量が 30 (photons $\text{PMT}^{-1} \text{ns}^{-1}$) を超える場合、観測は一次中止し、その時間帯に記録された空気チェレンコフ光イベントは解析に用いないこととする。

また、空気チェレンコフ光観測では、観測中 15 分おきに、目視で天候をモニターし、天頂角 45° 以内に雲が出ていないことをイベントセレクション条件とする。

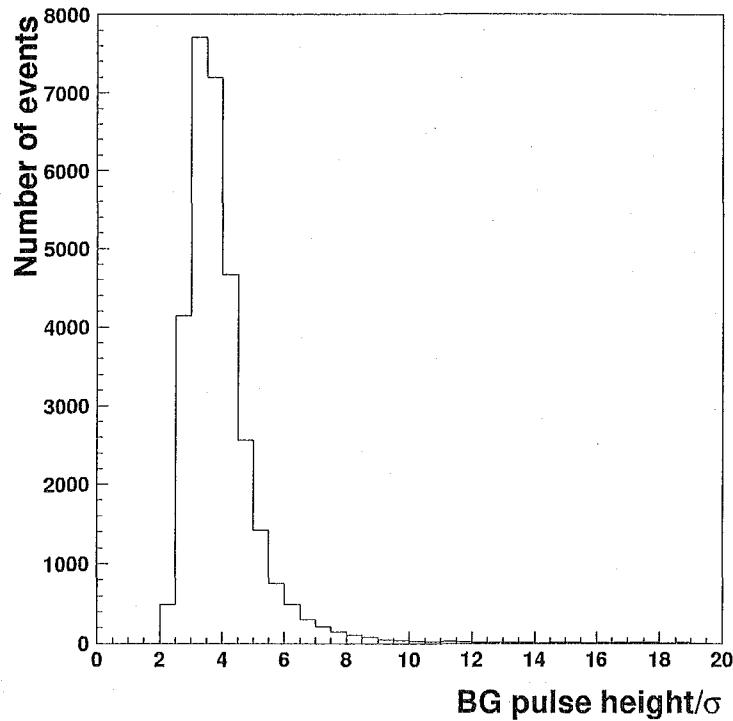


図 5.24: 測定した夜光パルス波高 (B) の, その標準偏差 σ に対する, B/σ 分布。 $B/\sigma \leq 9$ に夜光によるパルスの 98%が含まれる。

5.3.6 S/N 解析条件

空気チェレンコフ光解析の際, 空気チェレンコフ光パルス (Signal) と, 夜光バックグラウンド (Noise) の揺らぎ σ_{bg} の比 S/N を解析条件とする。この条件によって, 夜光バックグラウンドによるアクシデンタルな波形をカットすることが可能である。そこで, 夜光パルス波高 (B) をランダムトリガーによって 30000 イベント測定し, B と 標準偏差 σ_{bg} を求め, B/σ_{bg} 分布を調べた (図 5.24)。この図から 98% のイベントが $B/\sigma_{bg} \leq 9$ を満たすことが分かった。つまり $B/\sigma_{bg} \leq 9$ に夜光によるパルスの 98% が含まれる。夜光バックグラウンドによるアクシデンタルな波形による影響を除くために, 空気チェレンコフ光解析では, $S/N > 9$ の条件で解析を行うこととする。

5.3.7 空気チェレンコフ光検出器データ収集系

図 (5.25) は, 空気チェレンコフ光検出器とデータ収集系の概略図である。空気チェレンコフ光測定データの収集には 2 台の PC を用いた。MAS アレイからのトリガー信号は, デジ

タルオシロスコープのトリガー入力その他、空気チェレンコフ光観測装置用のコインシデンス回路を介して、2台のデータ収集用 PC へ送られる。この信号により、2台の PC はそれぞれが担当するデジタルオシロスコープに記録されているデータを GPIB 経由で取り込み、データ収集が終了次第 end 信号を発する。2台の PC からの end 信号の and をとって、MAS アレイのトリガー回路に end 信号が送られ、MAS アレイの計測系がイベント待ち状態になる。これによって、MAS アレイと、空気チェレンコフ光検出器で記録するデータは同期する。また、MAS アレイデータファイルでの時間情報と、空気チェレンコフ光 PC それぞれでのデータファイルに書き込まれている時間情報で、これらの観測データの同期を確認する。デジタルオシロスコープからデータを読み込んで HDD に記録するまでに 1 イベントにつき、0.8~1.5 秒程度が必要であった。これが記録系のデッドタイムである。

空気チェレンコフ光を記録する際のデジタルオシロスコープのトリガーは MAS アレイのトリガー信号を用いる。デジタルオシロスコープで、空気チェレンコフ光波高によるセルフトリガーによって空気チェレンコフ光波形を記録すると、波形がトリガーレベル以下の波高では測定することが出来ずに、測定バイアスになってしまう。そこで、MAS アレイによる空気シャワーイベントトリガーを用いて、空気シャワーイベントと同期した空気チェレンコフ光波形を記録した。

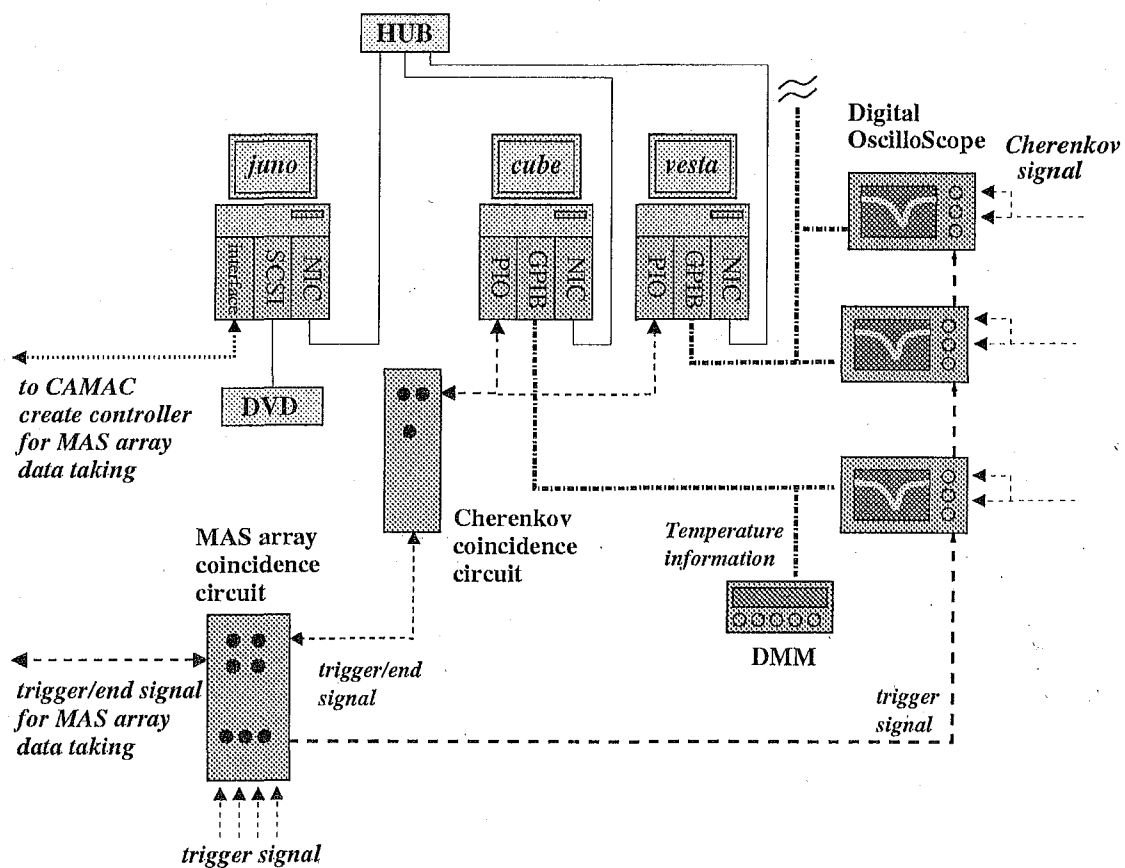


図 5.25: 空気チェレンコフ光観測システム概略図。空気チェレンコフ光検出器からの信号を、MAS アレイの空気シャワーイベントトリガーによってデジタルオシロスコープで記録する。記録したデータは GPIB 経由で PC に取り込む。

第6章 空気チェレンコフ光シミュレーション 計算

6.1 CORSIKA 空気シャワーシミュレーションコード

空気チェレンコフ光観測に限らず宇宙線観測においては、高エネルギー粒子の振舞を調査するためにモンテカルロシミュレーションが用いられ、測定結果をシミュレーション結果と比較することで解析を行うことが一般的である。この解析結果はシミュレーションの際に選択する高エネルギー粒子の相互作用モデルに大きく依存する場合がある。現在のところ、CORSIKA コード [25] によるシミュレーションが高エネルギー宇宙線の分野では主流である。本研究での空気シャワーシミュレーション計算においても、CORSIKA コード (version 5.61) を使用し、空気シャワー、及び空気チェレンコフ光をシミュレートした。

CORSIKA コードでは、QGSJET[32], VENUS[57], SIBYLL[21], などの相互作用モデルを用いて、空気シャワーおよびチェレンコフ光をシミュレートすることが出来る。空気シャワーシミュレーションにおいて、個々の相互作用モデルでのシミュレーション結果の違いが、観測結果に影響しているのではないかと指摘が多くなされている。この相互作用モデルを巡る問題について取り組んでいる KASCADE グループは、Knee 領域付近のエネルギー領域で CORSIKA コードを使用し、それぞれの相互作用モデルでのシミュレーション結果と、実際の観測パラメータを比較している [4]。KASCADE グループは、

- 空気シャワー中のハドロン成分の粒子数と電子数の比較
- ハドロン成分のエネルギー分布 (観測されたハドロン成分中の最大エネルギー粒子と、その他の粒子のエネルギー比の分布)

などに対してシミュレーション結果と、実際の測定結果の比較を行なった。これによると、QGSJET 相互作用モデルを用いたシミュレーションによる結果は、その他のモデルを使った結果よりも実際の実験データを再現可能であると報告している [4]。また、これ (version 5.61) 以後リリースされた CORSIKA のバージョンでは、その他のモデルによるシミュレーション結果が QGSJET モデルのシミュレーション結果に近づく傾向を示し、モデル間の差は縮小した。この状況を鑑み、本研究では CORSIKA コードの QGSJET モデルを使用して空気シャワー、及び空気チェレンコフ光をシミュレートした。

6.1.1 シミュレーション方法

空気シャワー、及び空気チェレンコフ光をシミュレートする手順は、

1. CORSIKA コードを用いて、空気シャワーをシミュレートする。これには空気チェレンコフ光についての情報も含まれる。このシミュレーションにおいて、空気シャワーコアは MAS アレイ中心から半径 40m 以内に降らせ、空気シャワー解析によるシャワーコア決定精度などを考慮する。
2. 空気チェレンコフ光検出器に入射する空気チェレンコフ光を選別する。
3. 選別された空気チェレンコフ光に対し、その放射地点から検出器までの大気深さの情報を使って、Rayleigh 散乱, Mie 散乱による散乱の効果を加える。
4. 空気チェレンコフ光検出器のシステムレスポンス (PMT 応答など) の情報を加え、実際に測定される空気チェレンコフ光パルスを実シミュレートする。
5. 実際の解析と同じフィッティング関数を使って、フィッティングパラメータを求める。

空気シャワーイベントをシミュレートする際、エネルギースペクトルは $E^{-2.7}$ ($E < 10^{15.5}$ eV), $E^{-3.3}$ ($E > 10^{15.5}$ eV) とした。エネルギースペクトルを考慮して空気シャワーイベントをシミュレートするので、同時に低、高エネルギーイベントをシミュレートするのは非効率的である。そのため、実際に測定したイベントを解析する際に使用するサイズビン毎 (表 7.3) にイベントをシミュレートする。各サイズビン毎に 5000 イベントづつ、核種は、Proton, He, C, Mg, Fe の 5 成分について空気シャワーイベントをシミュレートした。また、化学組成解析を行うエネルギー領域において、MAS アレイの空気シャワーイベントに対するトリガー効率は 100% である (4.3.2)。したがって、ここでは、MAS アレイのトリガー効率は 100% としてシミュレーションを行った。

6.1.2 CORSIKA コードの thinning オプションに関する問題

空気シャワーシミュレーション計算では、フルモンテカルロシミュレーションを行なうことが望ましいが、一次宇宙線エネルギーが高くなるにつれて、現実的ではない計算時間を要するようになる。そのため CORSIKA コードでは、ある程度増えたシャワー粒子を thinning [25] と呼ばれる作業で一つの粒子に代表させてその後の計算を行う。その粒子は weight 個の粒子の代表である。thinning の対象となるのは、一次宇宙線エネルギー E_0 に対して、 $\text{thinning level} > \log(E_0/E)$ の関係を満たすエネルギー E を持つ粒子である。その他、空気チェレンコフ光に対してもおよそ 30 光子を 1 bunch とし、軌道計算はその bunch に対して行うオプションがある。光子を 1 個 1 個追跡せずに、幾つかの光子を 1 塊 (bunch) として取り扱うことでシミュレーション時間の短縮を計る手法である。これによって、代表する光子が地上に到来し、その光子は thinning による weight パラメータと、bunch パラメータの二つを掛け合わせた個数の光子の代表となっている。thinning 及び bunch のオプションを用

いてシミュレーションを行った場合、チェレンコフ光は光子 weight× bunch 個を代表する塊として到来するため、光子の密度分布に対するフラクチュエーションが大きくなってしまふ。したがって、この thinning による影響を解消するため、ある範囲の (例えば 1m²) 光子を平均化して使用する必要がある。

thinning 及び bunch 化のシミュレーション計算結果に対する影響を調査する。ここでは、シャワー粒子、光子を 1 個 1 個をシミュレートした場合と、thinning level = 6, bunch の設定はプログラムが最適化する bunch=auto で行なった場合の空気チェレンコフ光密度分布を比較する。一次宇宙線エネルギーは 10¹⁴eV, 陽子, 鉄原子核についてシミュレートした。結果を図 (6.1,6.2) 及び、表 (6.1) に示す。図 (6.1,6.2) は、シャワーコアから 50m 離れた地点の 1×1m² の領域に降ってきた光子数分布を表す。ヒストグラムのビンは 10×10cm² を表し、PMT(5inch) の光電面面積 1.25×10⁻²m² と同等である。また、表 (6.1) は図 (6.1,6.2) の分布を数値で示したものである。

これらの結果から、CORSIKA で空気チェレンコフ光子を計算する場合の最も理想的なシミュレーション条件 (no-thinning かつ bunch=1, つまり空気シャワーの二次粒子を 1 個 1 個シミュレート) での結果と、thinning level=6 かつ bunch=auto での計算結果を 1×1m² の領域内で平均化した値を用いた場合について、差異が無いことを確認した。

6.1.3 大気モデル

CORSIKA で用いられている標準大気モデルの表式 (Linsley により定式化) を式 (6.1) に示す。このモデルは各高度 h km で地表面に沿った curvature 構造を持たない平面的な大気モデルである。しかし、今回の空気チェレンコフ光シミュレーションでは、空気シャワー軸から半径 100m 程度の粒子や光子をシミュレートするのみなので、このモデルを使用しても十分目的は達せられる。

$$\begin{aligned}
 T(\text{g cm}^{-2}) &= -1.8655 \times 10^2 + 1.2227 \times 10^3 \times \exp\left[\frac{-h}{9.9419}\right] & (0 < h < 4\text{km}) \\
 &= -9.4919 \times 10^1 + 1.1449 \times 10^3 \times \exp\left[\frac{-h}{8.7815}\right] & (4 < h < 10\text{km}) \\
 &= 6.1289 \times 10^{-1} + 1.3056 \times 10^3 \times \exp\left[\frac{-h}{6.3614}\right] & (10 < h < 40\text{km}) \\
 &= 5.4018 \times 10^2 \times \exp\left[\frac{-h}{7.7217}\right] & (40 < h < 100\text{km}) \\
 &= 1.1282 \times 10^{-2} - (1.0 \times 10^{-4}) \times h & (100\text{km} < h)
 \end{aligned}$$

6.1.4 大気中での空気チェレンコフ光の散乱

空気チェレンコフ光は大気中を通過する際、大気中の分子や、微粒子によって散乱、吸収を受ける。大気中の分子などによる散乱は Rayleigh 散乱と呼ばれ、大気中の微粒子や塵に

10^{14} eV proton $r=50$ (m)

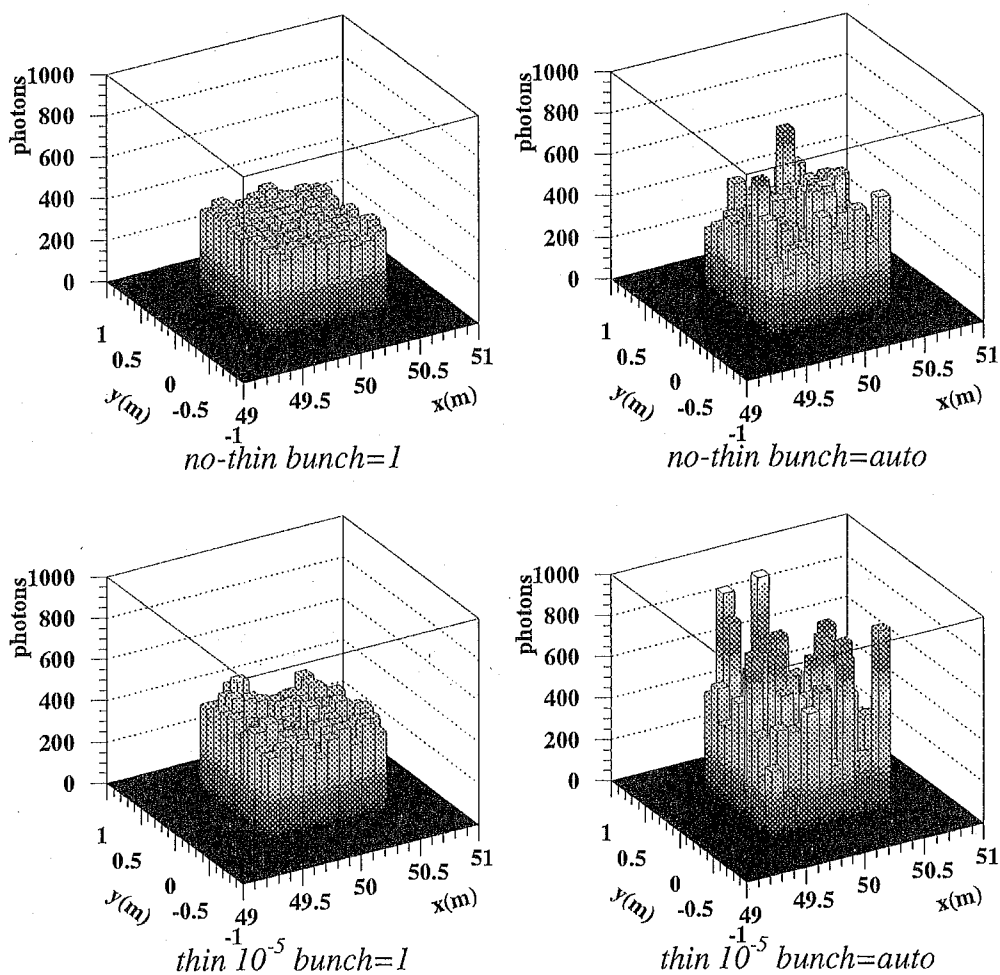


図 6.1: thinning 及び bunch 設定と空気チェレンコフ光子到来地点分布の関係 (10^{14} eV Proton, $r=50$ m)。各図は様々な thinning 及び bunch 設定に対する, コアディスタンス 50m 地点の $1 \times 1 \text{m}^2$ 領域に到来した空気チェレンコフ光子の分布を表す。ヒストグラムのビンは $10 \times 10 \text{cm}^2$ であり, R1250 (5 インチ PMT) の光電面面積 $1.25 \times 10^{-2} \text{m}^2$ に極めて近い値である。no-thinning は, thinning を用いずに空気シャワーを計算した場合である。この結果を数値として表した結果を Table6.1 に示す。

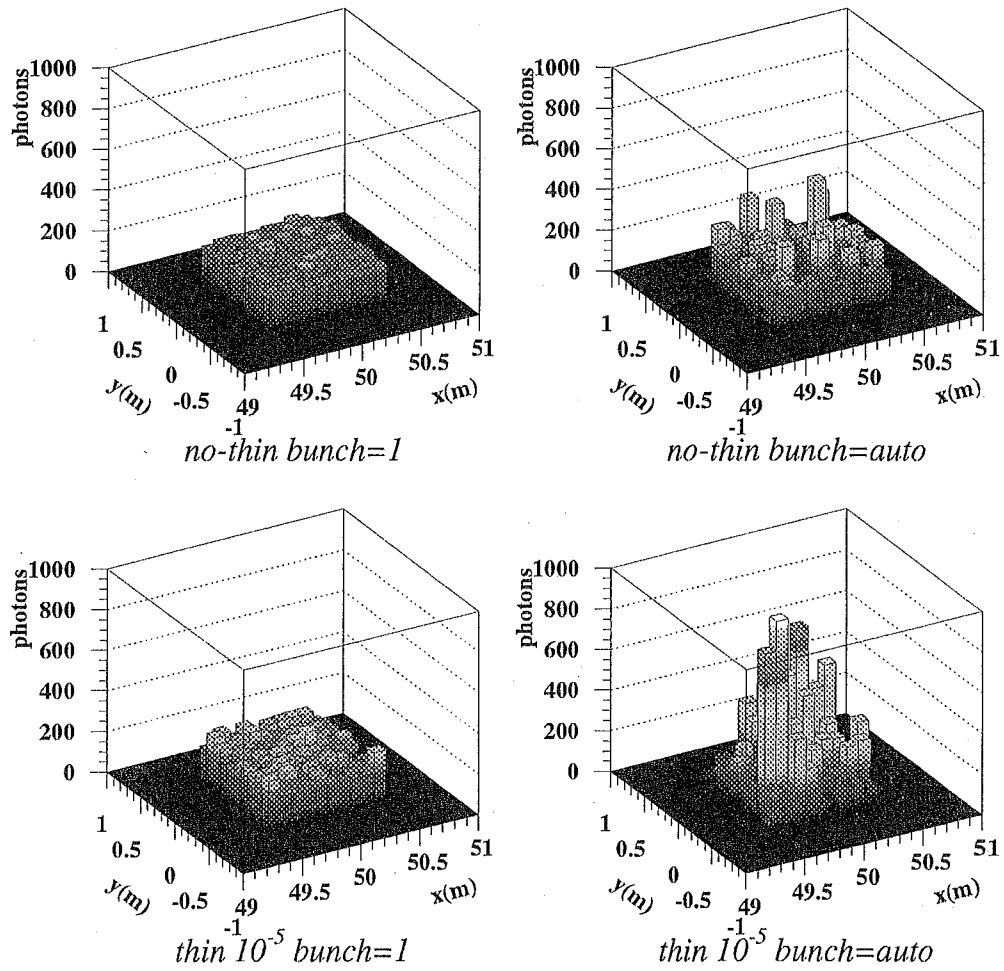
10^{14} eV Fe $r=50$ (m)

図 6.2: thinning 及び bunch 設定と空気チェレンコフ光子到来地点分布の関係 (10^{14} eV Fe, $r=50$ m): 図の詳細は図 (6.1) に同じ。

表 6.1: $1 \times 1\text{m}^2$ 領域における空気チェレンコフ光子数分布の比較 (10^{14}eV): 表中の bunch は1個の bunch に含むことのできる最大光子数の設定値。その値が auto とは自動選択のオプションを使用した場合を意味する。ave.bunch は bunch 設定を auto とした場合に1個の bunch に含まれる平均光子数 (その rms は約 2 光子) である。CORSIKA で空気チェレンコフ光子を計算する場合の最も理想的なシミュレーション条件 (no-thinningかつ bunch=1, つまり空気シャワー中の二次粒子を1個1個シミュレート) での結果は, thinning level=6 かつ bunch=auto での計算結果を $1 \times 1\text{m}^2$ の領域内で平均化した値を用いて充分に表せる。

$10^{14}\text{eV proton } r=50(\text{m}) \quad (\text{photons}/0.01\text{m}^2)$						
thin condition	bunch	ave.bunch	σ_{low}	median	σ_{up}	mean
no-thinning	1	-	368.6	393.1	419.3	392.9
no-thinning	auto	28.8	310.0	392.8	526.6	414.7
thin 10^{-5}	1	-	374.3	428.3	468.5	424.2
thin 10^{-5}	auto	29.6	192.2	395.2	713.4	424.8

$10^{14}\text{eV proton } r=100(\text{m}) \quad (\text{photons}/0.01\text{m}^2)$						
thin condition	bunch	ave.bunch	σ_{low}	median	σ_{up}	mean
no-thinning	1	-	91.8	103.0	113.1	102.7
no-thinning	auto	27.8	49.3	89.1	147.8	96.8
thin 10^{-5}	1	-	80.5	96.1	129.4	101.0
thin 10^{-5}	auto	29.4	0.0	59.5	208.2	97.4

$10^{14}\text{eV Fe}(A=56) \quad r=50(\text{m}) \quad (\text{photons}/0.01\text{m}^2)$						
thin condition	bunch	ave.bunch	σ_{low}	median	σ_{up}	mean
no-thinning	1	-	173.4	186.8	203.1	187.1
no-thinning	auto	29.0	90.3	173.4	248.3	176.4
thin 10^{-5}	1	-	174.8	205.1	239.0	205.7
thin 10^{-5}	auto	29.9	55.6	145.5	365.8	196.6

$10^{14}\text{eV Fe}(A=56) \quad r=100(\text{m}) \quad (\text{photons}/0.01\text{m}^2)$						
thin condition	bunch	ave.bunch	σ_{low}	median	σ_{up}	mean
no-thinning	1	-	69.6	79.2	88.4	79.3
no-thinning	auto	28.7	29.8	80.5	143.8	86.1
thin 10^{-5}	1	-	62.4	81.4	100.6	80.4
thin 10^{-5}	auto	29.4	0.0	52.2	172.9	80.4

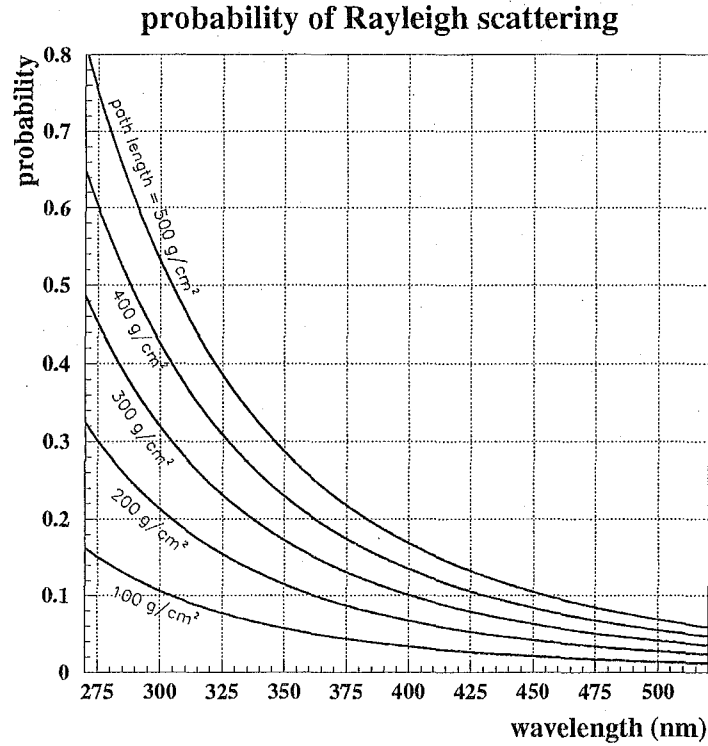


図 6.3: Rayleigh 散乱を受ける光子の波長および path-length 依存性。

よって受ける散乱は Mie 散乱と呼ばれる。これらの散乱については、その一般形が定式化されており [8], 今回のシミュレーションにおいてもその影響を考慮する。

大気中を dl 通過したときの Rayleigh 散乱による光子数の変化量 dN_γ は、入射した光子の量を N_γ 、波長を λ nm, 大気密度を ρ g cm⁻³ で表すと、次式で表される。

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\rho \frac{N_\gamma}{x_R} \left(\frac{400\text{nm}}{\lambda} \right)^4 \quad (6.1)$$

x_R は 400nm の光に対する、大気中での Rayleigh 散乱の平均自由行程で、 $x_R=2974$ g cm⁻² である。また、散乱される光子の角度分布は、 $\frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta)$ に比例するので、角度 θ に散乱された立体角 $d\Omega$ あたりの光子数は、

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{dl} \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad (6.2)$$

となる。図 (6.3) に、光子の各 path-length (g cm⁻²) において Rayleigh 散乱をうける割合の波長依存性を示す。

Mie 散乱は、光の波長と同程度の大きさの大気中の微粒子 (ダスト, エアロゾル) によって起こる。大気中でのエアロゾルの分布は高度に強く依存しており、高山を観測場所を選ぶ

ことによってその寄与を減らすことが可能である。空気チェレンコフ光観測に対して、Mie 散乱は Rayleigh 散乱ほど大きな寄与は与えない。Fly's Eye グループは、大気中での Mie 散乱のモデルを単純化し、Mie 散乱は高度の上昇とともに指数関数的に減少すると近似した [8]。高度 h km における Mie 散乱による光の散乱は次式で近似される。

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{N_\gamma}{L_M} \exp\left[-\frac{h}{H_M}\right] \quad (6.3)$$

ここで、 $H_M=1.2$ km は、エアロゾル高度分布のスケールハイトである。 L_M は Mie 散乱に対する波長 360nm の光子の平均自由行程で、 ~ 14 km である。散乱光の角度分布は前方に偏っており、次式で示される。

$$\frac{d^2N_\gamma}{dl d\Omega} = \frac{dN_\gamma}{dl} 0.8 \exp\left[-\frac{\theta}{\theta_M}\right] \quad (6.4)$$

ここで、 $\theta_M \sim 26.7^\circ$ である。

大気中での散乱は CORSIKA コードに実装されていないので、Rayleigh 散乱、Mie 散乱による影響について、ここで紹介した定式化されたものを空気チェレンコフ光シミュレーションに加えた。

6.2 空気チェレンコフ光横方向分布

CORSIKA コードを用いて、空気チェレンコフ光横方向分布をシミュレートした。その際、thinning level は $= 6$ とし、Mie 散乱、Rayleigh 散乱、空気チェレンコフ光検出器のシステムレスポンス、一次宇宙線エネルギースペクトルを考慮してシミュレーションを行った。ここで、例として一次宇宙線陽子、鉄原子核が生成した空気シャワー中での空気チェレンコフ光横方向分布を、それぞれ 100 イベントづつシミュレートした。それによって得られた空気チェレンコフ光横方向分布の中央値と $\pm 1\sigma$ 領域を図 (6.4) に示す。この図によると、陽子による空気シャワー中の空気チェレンコフ光横方向分布が、鉄原子核のそれに比べ、その分布が立っている。この傾向は 10^{14} から 10^{16} eV までの全てのエネルギーで変わらない。また、鉄原子核による空気チェレンコフ光のフラクチュエーションが、陽子のそれと比較して小さい傾向も変わらない。このような傾向をパラメータ化し一次宇宙線化学組成解析を行う。

6.2.1 空気チェレンコフ光横方向分布フィッティング

空気チェレンコフ光の横方向分布が一次宇宙線のエネルギー、および核種によって異なるということを、Patterson と Hillas は報告している [41]。また、 $Q(R) \propto e^{-bR}$ によって、シャワーコアから R におけるチェレンコフ光 $Q(R)$ が表されると報告している。この関係式は海拔 0m 付近で測定される空気チェレンコフ光横方向分布を良く表す。しかし本観測で空気チェレンコフ光観測を行った Chacaltaya 山のような高山でのチェレンコフ光横方向分布

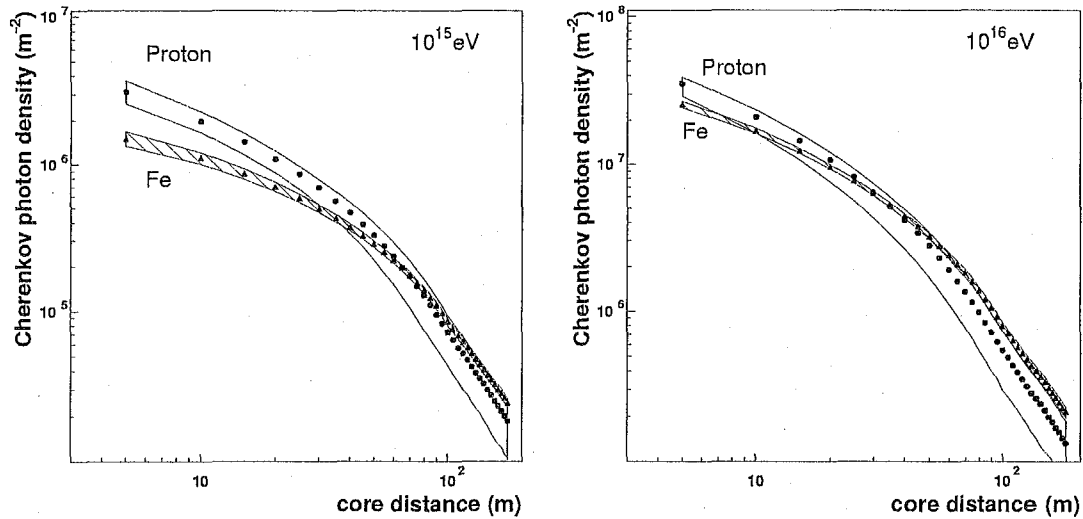


図 6.4: 空気チェレンコフ光横方向分布の例。空気チェレンコフ光横方向分布の 100 イベント分の平均値をデータ点で表し, $\pm 1\sigma$ の範囲を曲線で囲んで表す。

は, 空気シャワー発達初期の情報をより多く含むため, 海拔 0m 付近で測定されるものに比べ, より一次宇宙線質量数に依存し, その形状が変化する。

Chacaltaya 山の高度における空気チェレンコフ光の横方向分布 $\rho(r)$ に対して,

$$\rho(r) = \alpha \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-(\beta + \frac{r}{R_0})} \quad (6.5)$$

とすると, より質量数依存性を表す関数となることが原田によって報告されている [61]。これは経験則的関数である。式 (6.5) 中の R_0 は規格化定数である。式中 フィッティングパラメータ β が一次宇宙線質量数 (核種) を表し, フィッティングパラメータ α はシャワーコアから距離 R_0 m でのチェレンコフ光光量を表す。核種判別には β を使用するが, 核種判定に対して最適な R_0 の値は以下で決定する。また, 実際の空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングでは, 式 (6.5) の両辺の対数をとったもので行った。

図 6.5 にオシロスコープで記録される空気チェレンコフ光パルスの模式図を示す。空気チェレンコフ光パルス波高が最大になる時刻を T_{\max} とする。 T_{\max} の前後 200ns の領域を Pulse Window と呼び, Pulse Window の両端から 100ns の領域を BG Window と呼ぶ。まず, BG Window の範囲内で夜光の平均値 (図の bg level) と標準偏差 σ_{bg} を求める。つぎに, bg level から測った波高の最大値 P_{\max} と σ_{bg} から $P_{\max}/\sigma_{\text{bg}}$ により S/N を決定する。また, フィッティングに用いる空気チェレンコフ光パルスの面積 (\propto 光量) を, T_{\max} を含み波高が bg level を超える領域 (図の網掛け領域) から計算する。

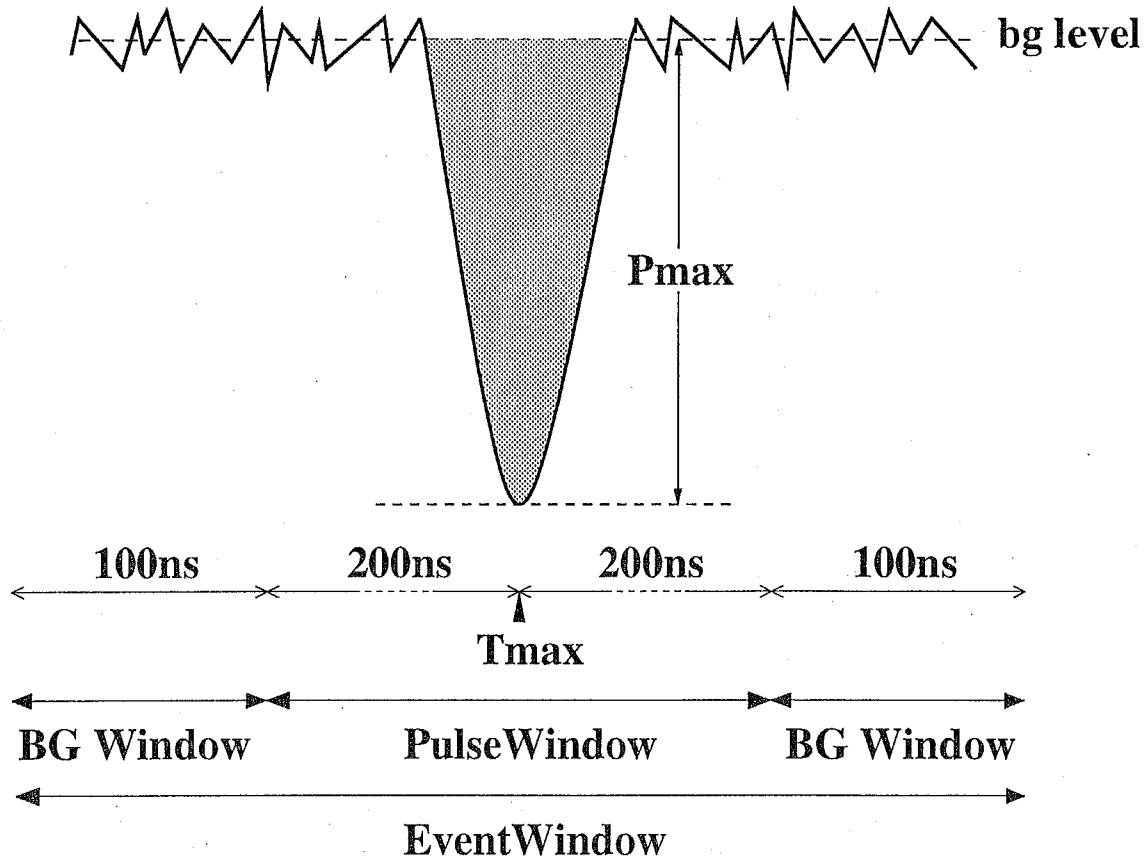


図 6.5: 空気チェレンコフ光パルス波形模式図。波高が最大になる時刻を T_{max} とし、その前後 200ns の領域を Pulse Window とする。また、Pulse Window の両端から 100ns の領域を BG Window とする。BG Window の範囲で夜光量を計算し、図の bg level は夜光量の平均値を表す。 T_{max} を含み、波高が bg level を超える領域 (図の網掛け領域) から空気チェレンコフ光パルスの面積 (\propto 光量) を計算する

つぎに、空気チェレンコフ光の横方向分布を式 (6.5) でフィッティングする際の各測定点の重みを決定する。測定される空気チェレンコフ光光量 ph がポアソン分布に従うと仮定して、測定誤差は \sqrt{ph} とし、シャワーコアの決定精度が $\rho(r)$ に及ぼす影響と共に伝播誤差として考慮した。この際、シャワーコアの決定精度 dr は Low energy mode では $dr = 3m$, High energy mode では $dr = 2m$, $\beta = 1$ とし $\rho(r)$ に及ぼす伝播誤差を計算した。この他に、空気チェレンコフ光検出器の PMT ゲイン測定の精度は $\sim 3\%$ であることから、これについても重みに加えた。

つぎに、フィッティング関数内の規格化定数 R_0 の最適値を求める。化学組成決定精度が最も良くなる R_0 を求めるために以下のシミュレーションを行った。

1. 空気チェレンコフ光横方向分布のフィッティング関数である、式 (6.5) の R_0 を (30,

50, 70, 90, 110, 120, 130) のいずれかに設定する。

2. Proton, C, Fe 3成分に対し, 空気シャワーを MAS アレイ中心から半径 $r < 20\text{m}$ にシミュレートする (それぞれの核種に対して 5000 イベントづつ)。空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィットすし, フィッティングパラメータ β を作成する。これを基に各成分の β 分布関数を得る。
3. これとは別に Proton, C, Fe 100 イベントづつ合計 300 イベント分の β 分布の標本データを作成する。
4. 作成した標本データを最もよく再現する Proton, C, Fe の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を, 各成分の β 分布関数を基にして, 最尤法により決定する (3 成分解析)。
5. この解析で得られた 3 成分の混合比 x から, 平均質量数を算出する。平均質量数の算出は, 核種毎の質量数 A_i , 各成分比 x_i を用いて $\langle \ln A \rangle = \sum x_i \ln A_i$ とする。
6. 手順 3, 4, 5 を 100 回繰り返し, 平均質量数解析結果の系統誤差を調査する。
7. 手順 1. に戻り, R_0 の設定を変更する。

図 (6.6) には, 式 (6.5) の R_0 を 30 から 130m まで設定を変更し, それぞれの R_0 において, 解析された $\langle \ln A \rangle$ の系統誤差の大きさを示す。傾向としては $R_0 < 50\text{m}$ では, 平均質量数に系統的な誤差が見られ, $R_0 = 90\text{m}$ 付近が最も安定した系統誤差の少ない結果が得られることが分かった。したがって, 規格化定数 R_0 を $R_0 = 90\text{m}$ とする。

空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) で $R_0 = 90\text{m}$ としてフィッティングし, パラメータ β の分布を作成する。シャワーサイズ $\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.5 - 5.7$ での, Proton, Fe による空気チェレンコフ光横方向分布をフィッティングした例を図 (6.7) に示す (それぞれ 20000 イベントシミュレートした)。ここで, $\log N_e = 5.0 - 5.3$ のイベントについては, 空気チェレンコフ光検出器配置は Low energy mode (図 5.1) で, また, $\log N_e = 5.5 - 5.7$ のイベントについては, High energy mode (図 5.2) でそれぞれシミュレーションを行った。シミュレーションによると, 一般的な傾向として, Fe による β 分布は, どのエネルギー領域でも Proton のそれに比べて, シャープである。

つぎに, CORSIKA コードで thinning オプションを使って空気チェレンコフ光をシミュレートすることによるフィッティングパラメータへの影響を調査する。CORSIKA コードで, 空気シャワーをシミュレートする際に, thinning オプションを使わざるを得ない。しかし, 空気チェレンコフ光横方向分布をフィッティングする際に, フィッティングパラメータ分布が thinning オプションの有無によって異なると, 解析結果に対する系統誤差の原因になる。ここでは, フィッティングパラメータ β を使って化学組成解析を行う際に thinning の影響がないことを確認する。その確認のために, thinning オプションを使わず, フルモンテカルロシミュレーションを行いそのイベントから求めたフィッティングパラメータ分布と, thinning level=6 でシミュレートしたイベントから求めたフィッティングパラメータ分布を比較する。一次宇宙線エネルギー $10^{15}, 10^{16}\text{eV}$ の Proton, Fe を no-thinning, thinning

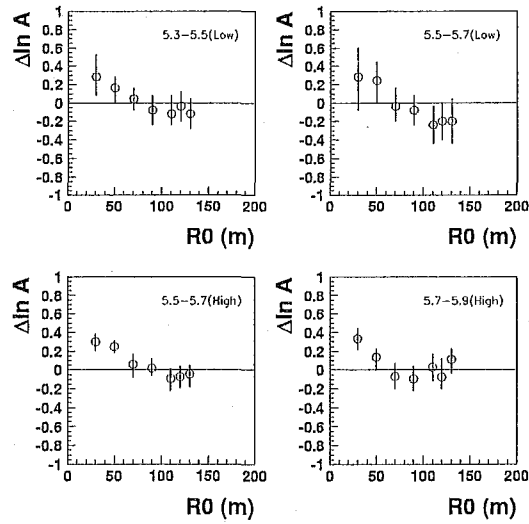


図 6.6: 規格化定数 R_0 を変化させたときの解析結果と本来の $\ln A$ との差の分布。Low energy mode でのチェレンコフ光検出器配置, High energy mode での空気チェレンコフ光検出器配置それぞれについてシミュレーションを行った。

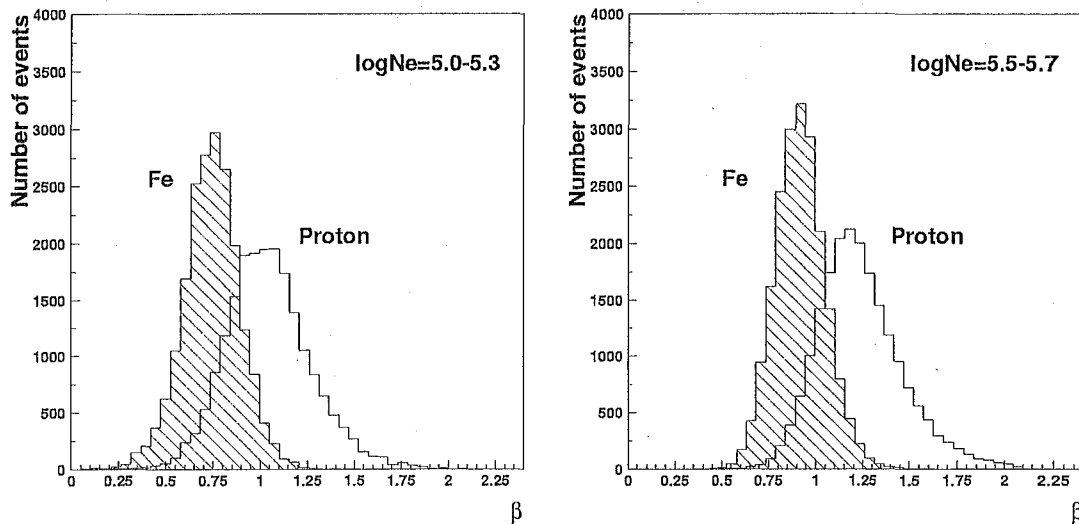


図 6.7: 規格化定数 $R_0 = 90\text{m}$ として, あるシャワーサイズビンでのフィッティングパラメータ β の分布。左図: $\log N_e = 5.0 - 5.3$, 右図: $\log N_e = 5.5 - 5.7$ (各 20000 イベントの分布)

level=6 でそれぞれシミュレートし, Low, High 各エネルギーモードでの検出器配置で得られる空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) でフィッティングした。そのときのフィッティングパラメータ α, β 分布を図 (6.8, 6.9) にまとめる。図 (6.8) は 10^{15} eV, 図 (6.9) は 10^{16} eV での no-thinning, thinning level=6 でのフィッティングパラメータ α, β 分布である。それぞれの分布に thinning による相違はほとんど見られない。この図に載せたデータは, 検出器配置は High energy mode でシミュレーションを行った結果であるが, Low energy mode でも同様の結果を得た。

また, thinning level が適当でない場合には no-thinning の場合とフィッティングパラメータ分布が大きく異なることも併せて確認した。例として, thinning level=5 ではエネルギーが高くなるにつれて, no-thinning のものに比べて, フィッティングパラメータの分布が広がり, thinning による影響が見られる (図 6.10 ここで一次宇宙線エネルギーは 10^{16} eV)。これによって, thinning level=6 でシミュレーションを行う必要があることが分かった。

また, Kolmogorov-Smirnov 検定によって, no-thinning と, thinning level=6 でのフィッティングパラメータの分布の違いを検定した。Kolmogorov-Smirnov 検定量 D の分布を表 (6.2) にまとめる。いずれも D の有意確率 (両分布が等しいという帰無仮説の下でこれ以上の D の値が偶然に得られる確率) は 1% 以下である。ちなみに, High energy mode で 10^{16} eV Proton, Fe のフィッティングパラメータ分布を Kolmogorov-Smirnov 検定したときの Kolmogorov-Smirnov 検定量は α で 0.49, β で 0.58 となる。thinning level=6 では, no-thinning の場合と結果が変わらないことを確認することが出来た。thinning level=5 では, 10^{16} eV でフラクチュエーションによって α, β パラメータの分布が広がり (図 6.10) 核種決定精度が低くなる。

これらの結果から CORSIKA コードを使用して, 空気チェレンコフ光イベントをシミュレートする際 thinning level=6 とする。

6.2.2 化学組成解析データセレクション条件

測定した空気チェレンコフ光横方向分布を用い, 一次宇宙線化学組成解析を行う際に, 精度がよく系統誤差の少ない解析結果を得るためのデータセレクション条件を決定する。主な解析条件は, 空気チェレンコフ光 S/N 条件を満たした検出器台数と, シャワーコアのアレイ中心からの距離であり, これらについて解析条件を決定する。

S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光検出器台数

空気チェレンコフ光に対する主な解析条件は, S/N 条件を満たした検出器台数である。空気チェレンコフ光の絶対光量の測定は行わないので, S/N 比条件を厳密に適応し, 多数のイベントをカットするような S/N 条件を設定すると, 系統誤差の要因になり得る。そのため S/N 条件は, 夜光バックグラウンドの 98% をカットすることが出来る $S/N > 9$ (5.3.6 章) を解析条件とする。

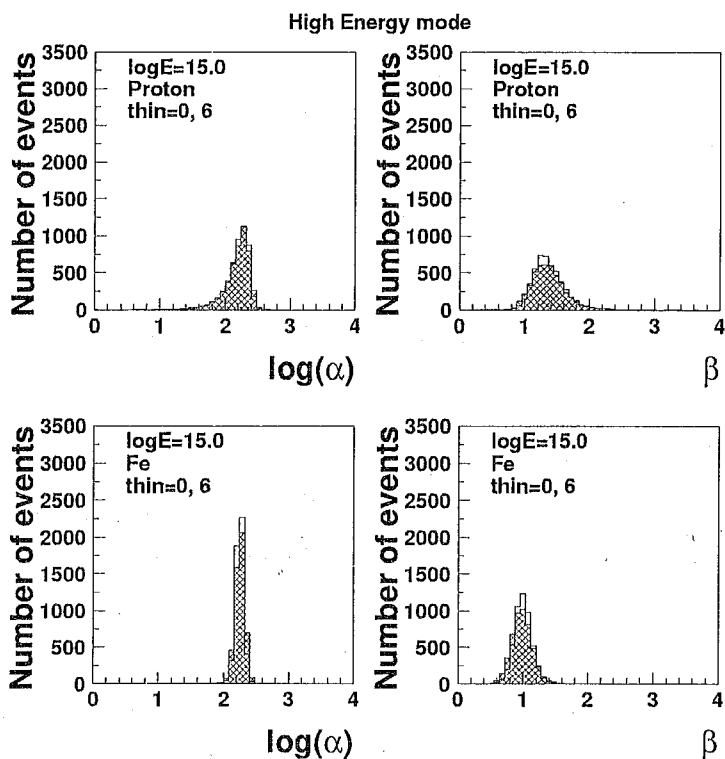


図 6.8: thinning による空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響。シミュレートした一次宇宙線は Proton, Fe のエネルギー 10^{15} eV の場合 (各 5000 イベント)。空気チェレンコフ光検出器配置は, High energy mode での配置とした。no-thinning でのフィッティングパラメータの分布 (無地) と, thinning level=6 でのフィッティングパラメータの分布 (網がけ) を比較すると, ほとんど相違は見られない。

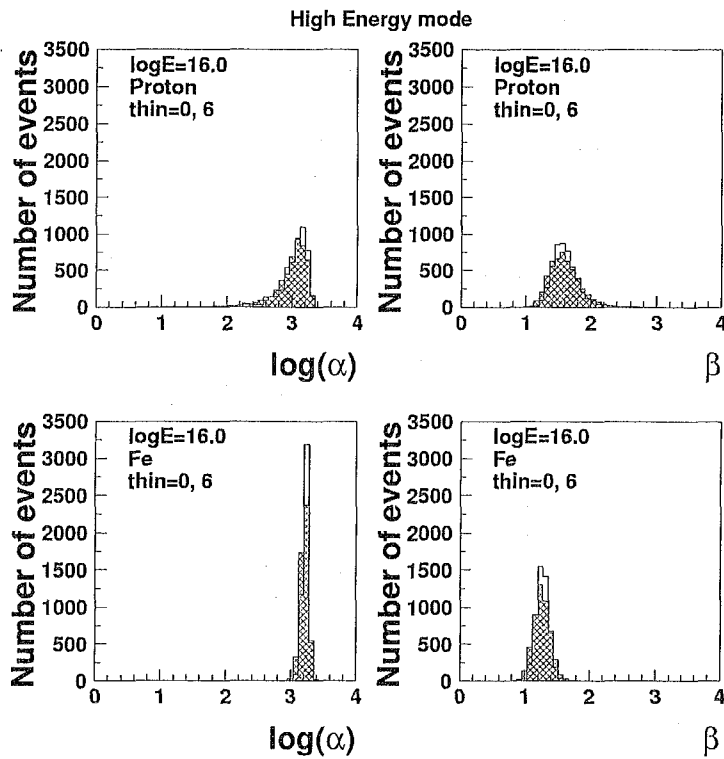


図 6.9: thinning によるチェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響。シミュレートした一次宇宙線は, Proton, Fe のエネルギー 10^{16} eV の場合 (各 5000 イベント)。空気チェレンコフ光検出器配置は, High energy mode での配置とした。no-thinning でのフィッティングパラメータの分布 (無地) と, thinning level=6 でのフィッティングパラメータの分布 (網がけ) を比較すると, thinning 有りでシミュレートしたフィッティングパラメータの分布が若干広がっているものの, ほとんど相違は見られない。

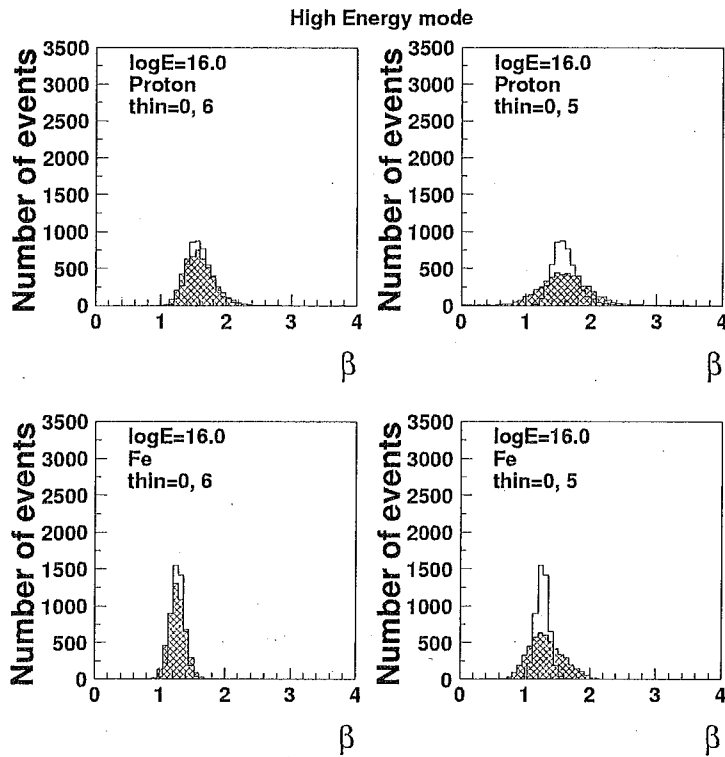


図 6.10: thinning によるチェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響。シミュレートした一次宇宙線は、陽子、鉄原子核のエネルギー 10^{16}eV の場合 (各 5000 イベント)。空気チェレンコフ光検出器配置は、High energy mode での配置とした。no-thinning でのフィッティングパラメータの分布 (無地) と、thinning level=5 でのフィッティングパラメータの分布 (網がけ) を比較。thinning level=5 でのフィッティングパラメータの分布が、no-thinning のものに比べ広がっていることが分かる。

表 6.2: CORSIKA シミュレーションでの, 空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングへの thinning の影響。no-thinning と, thinning level=6 でのフィッティングパラメータの分布の違いを Kolmogorov-Smirnov 検定によって検定した。それによる Kolmogorov-Smirnov 検定量 D の分布を示す。いずれも D の有意確率 (両分布が等しいという帰無仮説の下でこれ以上の D の値が偶然に得られる確率) は 1% 以下である。L: Low energy mode, H: High energy mode それぞれの energy mode の検出器配置でシミュレーションを行った。

energy (mode)	proton		Fe	
	α	β	α	β
10^{15} eV (L)	0.02	0.02	0.05	0.04
10^{16} eV (L)	0.03	0.06	0.06	0.09
10^{15} eV (H)	0.03	0.06	0.10	0.09
10^{16} eV (H)	0.10	0.09	0.17	0.09

空気チェレンコフ光横方向分布をフィッティングする関数 (式 6.5) では, フィッティングパラメータは, α, β の 2 つである。この関数でフィッティングを行うには, 3 台以上の空気チェレンコフ光検出器で $S/N > 9$ で空気チェレンコフ光波形を測定する必要がある。

空気チェレンコフ光の記録された検出器台数が, どの程度解析結果に影響を及ぼすかを以下のシミュレーションによって確認する。

1. 3 台以上の空気チェレンコフ光検出器で, S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光波形を検出したイベントについて, 以下の解析を行うこととする。
2. 陽子 Proton, 炭素原子核 C, 鉄原子核 Fe 3 成分に対し, 空気シャワーを MAS アレイ中心から半径 $r < 20\text{m}$ にシミュレートする (それぞれの核種に対して 5000 イベントづつ)。空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィットし, フィッティングパラメータ β を作成する。これを基に各成分の β 分布関数を得る。
3. これとは別に Proton, C, Fe 100 イベントづつシミュレートし, 合計 300 イベント分の β 分布の標本データを作成する。
4. 作成した標本データを最もよく再現する Proton, C, Fe の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を, 各成分の β 分布関数を基にして, 最尤法により決定する (3 成分解析)。
5. この解析で得られた 3 成分の混合比 x から, 平均質量数を算出する。平均質量数の算出は, 核種毎の質量数 A_i , 各成分比 x_i を用いて $\langle \ln A \rangle = \sum x_i \ln A_i$ とする。
6. 手順 3. に戻り, それぞれの標本データについて 3 成分解析を行い, 得られる $\langle \ln A \rangle$ の系統的な誤差を調べる。これを 100 回繰り返す。

7. つぎに, 4 台以上の空気チェレンコフ光検出器で, S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光波形を検出したイベントについて以下の解析を行うこととし, 手順 2. からシミュレーションを行う。

このシミュレーションによると, 3 台以上の空気チェレンコフ光検出器で, S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光波形を検出したイベントについて解析を行った場合, 解析結果と本来の $\langle \ln A \rangle$ との系統的な誤差は, シャワーサイズが $\log N_e = 4.7 - 5.0, 5.0 - 5.3$ では, $\Delta \langle \ln A \rangle = -0.5$ 程度であった。一方, 4 台以上の空気チェレンコフ光検出器で, S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光波形を検出したイベントについて解析を行った場合, 解析結果と本来の $\langle \ln A \rangle$ との系統的な誤差は, シャワーサイズが $\log N_e = 4.7 - 5.0, 5.0 - 5.3$ では, $\Delta \langle \ln A \rangle = 0.1$ 以下であった。したがって, Low energy mode での解析では, 空気チェレンコフ光検出器 4 台以上でチェレンコフ光を測定したイベントについて解析を行うことが, 系統誤差のない解析結果を得るために必要であることが分かった。また, High energy mode では, そのほとんどのイベントが, 4 台以上のチェレンコフ光検出器で測定されるためこの問題は起こらない (95% 以上のイベントが 6 台以上で空気チェレンコフ光測定される)。この結果から, 全ての energy mode を通して, 4 台以上の空気チェレンコフ光検出器で測定されたイベントについて解析を行うことにする。

シャワーサイズ, シャワーコアポジションに関するセレクション条件

系統誤差の影響の少ない解析結果を得るためには, 4 台以上の検出器で S/N 条件を満たす空気チェレンコフ光を測定したという条件を課す必要があることが分かった (6.2.2 章)。しかし, この条件によってイベントを大量にカットすると, 核種毎にカットされるイベントの割合が異なることから, 化学組成解析結果に系統誤差を生じる。本観測の化学組成解析では, 測定した空気チェレンコフ光に対する解析セレクション条件の他に, 測定した空気シャワーに対するデータセレクション条件として, コアポジション条件, シャワーサイズ条件がある。それらの条件によってセレクションされるイベントの検出効率が核種毎に異なることのない解析条件を調査する。ここで, $S/N > 9$ を満たす空気チェレンコフ光検出器が 4 台以上である条件を満たすイベントの検出効率を調査するためにシミュレーションを行った。一次宇宙線陽子, 鉄原子核についてシャワーサイズビン毎に 5000 イベントずつ空気シャワーを MAS アレイから半径 $r < 30\text{m}$ 以内にシミュレートする。シミュレートしたイベントを解析し, $S/N > 9$ を満たす空気チェレンコフ光検出器が 4 台以上あることを満たすイベントの検出効率をシャワーサイズビン, シャワーコアポジション条件毎に求め, 表 (6.3) にまとめた。これによると, 陽子, 鉄原子核によるイベントのどちらについても検出効率が 98% 以上となるのは, $\log N_e = 4.7 - 5.0$ では存在しないが, $\log N_e = 5.0 - 5.3$ では $r < 10\text{m}$ の条件で, また, $5.3 - 5.6$ では $r < 20\text{m}$, 5.5 以上では $r < 30\text{m}$ の条件で達成できる。

したがって, 一次宇宙線化学組成解析は $\log N_e = 5.0$ 以上のシャワーサイズで行うこととし, 各シャワーサイズビン毎のシャワーコア位置条件は, $\log N_e = 5.0 - 5.3$ では $r < 10\text{m}$, $5.3 - 5.6$ では $r < 20\text{m}$, 5.5 以上では $r < 30\text{m}$ の条件でデータセレクションを行う。

表 6.3: $S/N > 9$ を満たす空気チェレンコフ光検出器が 4 台以上である条件を満たすイベントの検出効率。核種, コアポジション, シャワーサイズ毎にまとめた。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	Proton			Fe		
	$r < 10\text{m}$	$r < 20\text{m}$	$r < 30\text{m}$	$r < 10\text{m}$	$r < 20\text{m}$	$r < 30\text{m}$
4.7 – 5.0 (L)	0.78	0.66	0.60	0.62	0.56	0.52
5.0 – 5.3 (L)	1.00	1.00	0.99	0.98	0.88	0.81
5.3 – 5.6 (L)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	0.95
5.5 – (H)	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00

6.2.3 核種分解能と解析結果における系統誤差

本観測では, 空気チェレンコフ光横方向分布のフィッティングパラメータ β を使って化学組成解析を行う。この解析での核種分解能, および, 化学組成解析結果に対する系統誤差を見積もる。

まず, Proton, C, Fe の 3 成分解析による核種分解能を調べる。

1. シャワーサイズビン ($\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.3 - 5.6, 5.5 - 5.7, 5.7 - 5.9, 5.9 - 6.1, 6.1 - 6.3, 6.3 - 6.5$) のいずれかを対象として, 以下のシミュレーションを行う。
2. Proton, C, Fe 3 成分に対し, 空気シャワーをシミュレートする (それぞれの核種に対して 5000 イベントづつ)。空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィットし, フィッティングパラメータ β を得る。これを基に各成分の β 分布関数を求める。
3. これとは別に Proton, C, Fe イベントが等成分含まれる, β 分布の標本データを作成する。その際, 標本データの総データ数はシャワーサイズビンでの実際の観測数と同数 (表 7.3) とする。
4. 作成した標本データを最もよく再現する Proton, C, Fe の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を, 3 成分毎の β 分布関数を基にして, 最尤法により決定する (3 成分解析)。
5. 手順 3. に戻り, 再び標本データを作成し, これについて 3 成分解析を行い, 得られる x の系統的な誤差を調べる。これを 500 回繰り返す。
6. 手順 1. に戻り, 別のシャワーサイズビンのシミュレーションを行う。

これによって得られた解析結果を表 (6.4) にまとめた。この結果によると, Low energy mode では, 等成分比で混合した標本データを C を多く含むと解析結果が得られる傾向があることが分かった。しかし, High energy mode では, それぞれの成分比をよく表し, ほぼ 3 成分核種分解能があることが示された。

また、上記の手順中、手順 3. を変更し、Proton, He, C, Mg, Fe, それぞれの核種のみ β からなる分布の標本データを作成し、3成分 (Proton, C, Fe) 解析を行った。得られた結果を、表 (6.4) にまとめる。それによると Low energy mode では、Proton, C, Fe の β 分布を 3成分解析すると、Proton, C, Fe それぞれをそれ自身であるとする割合は 80% 以上である (例えば Fe 100% の β 分布を 3成分解析によって Fe 81% であるとするなど)。また、High energy mode では、Proton, C, Fe それぞれをそれ自身であるとする割合は 90% 以上である。その他、3成分解析では、Proton, C, Fe の中間成である、He, Mg に対しては、平均的に He は (P:C=0.5:0.5), Mg は (C:Fe=0.6:0.4) と解析結果が得られることが分かった。

つぎに、Proton, He, C, Mg, Fe の 5成分解析による核種分解能を調べる。

1. シャワーサイズビン ($\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.3 - 5.6, 5.5 - 5.7, 5.7 - 5.9, 5.9 - 6.1, 6.1 - 6.3, 6.3 - 6.5$) のいずれかを対象として、以下のシミュレーションを行う。
2. Proton, He, C, Mg, Fe 5成分に対し、空気シャワーをシミュレートする (それぞれの核種に対して 5000 イベントづつ)。空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィットし、フィッティングパラメータ β を得る。これを基に各成分の β 分布関数を得る。
3. これとは別に Proton, He, C, Mg, Fe の β が等成分含まれる、 β 分布の標本データを作成する。その際、標本データのデータ数はシャワーサイズビンでの実際の観測数と同数 (表 7.3) とする。
4. 作成した標本データを最もよく再現する Proton, He, C, Mg, Fe の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を、各成分の β 分布関数を基にして、最尤法により決定する (5成分解析)。
5. 手順 3. に戻り、再び標本データを作成し、これについて 3成分解析を行い、得られる x の系統的な誤差を調べる。これを 500 回繰り返す。
6. 手順 1. に戻り、別のシャワーサイズビンのシミュレーションを行う。

これによって得られた解析結果を (表 6.6) にまとめた。この結果によると、Low energy mode では、Proton, Mg の解析される割合が極端に低い。また、High energy mode でも全体的に精度良く求まらない (He, Mg は特に)。しかも、 $\log N_e = 6.1 - 6.3$ での C, $\log N_e = 6.3 - 6.5$ での C, Mg の解析される割合が極端に低い。したがって、5成分分解能はないことが分かった。よって、本観測の化学組成解析では、3成分解析を行うこととし、つぎに、3成分解析で平均質量数解析を行う場合の解析結果に対する系統誤差を見積もる。

1. シャワーサイズビン ($\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.3 - 5.6, 5.5 - 5.7, 5.7 - 5.9, 5.9 - 6.1, 6.1 - 6.3, 6.3 - 6.5$) のいずれかを対象として、以下のシミュレーションを行う。
2. Proton, C, Fe 3成分に対し、空気シャワーをシミュレートする (それぞれの核種に対して 5000 イベントづつ)。空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィットし、フィッティングパラメータ β を得る。これを基に各成分の β 分布関数を求める。

3. これとは別に Proton, He, C, Mg, Fe の β が等成分含まれる, β 分布の標本データを作成する。その際, 標本データのデータ数はシャワーサイズビンでの実際の観測数と同数 (表 7.3) とする。
4. 作成した標本データを最もよく再現する Proton, C, Fe の混合比 x ($\sum x_i = 1$) を, 3成分毎の β 分布関数を基にして, 最尤法により決定する (3成分解析)。
5. この解析で得られた 3成分の混合比 x から, 平均質量数を算出する。平均質量数の算出は, 核種毎の質量数 A_i , 各成分比 x_i を用いて $\langle \ln A \rangle = \sum x_i \ln A_i$ とする。
6. 手順 3. に戻り, 再び標本データを作成し, これについて 3成分解析を行い, 得られる $\langle \ln A \rangle$ の系統的な誤差を調べる。これを 500 回繰り返す。
7. 手順 1. に戻り, 別のシャワーサイズビンのシミュレーションを行う。

これによって得られた結果を表 6.7 にまとめる。これによると, Proton, He, C, Mg, Fe 等成分 (つまり各成分とも全体の 1/5 づつ) が含まれる β 標本データについて 3成分解析を行うと, 平均質量数解析結果の系統誤差は, ± 0.1 以下であることが分かった。

また, 上記の手順中, 手順 3. を変更し, P, C, Fe の等成分 (つまり各成分とも全体の 1/3 づつ) が含まれる, β 分布の標本データを作成し, 3成分解析を行った。これによって得られた結果を表 (6.7) にまとめる。これによると, Proton, C, Fe 等成分が含まれる β 標本データについて 3成分解析を行うと, 平均質量数解析結果の系統誤差は, ± 0.05 以下であることが分かった。

また, 上記の手順中, 手順 3. を変更し, Proton, He, C, Mg, Fe, それぞれの核種のみ β 分布の標本データを作成し, 3成分解析を行った。その結果を表 (6.7) にまとめる。各核種毎の質量数 $\ln A$ と 3成分解析から求めた $\langle \ln A \rangle$ の差が系統誤差である。これらの系統誤差は, ある成分 100% からなる β 分布を, その成分 100% からなる分布であると判定できないことに由来する。例えば, $\log N_e = 5.0 - 5.3$ での想定される系統誤差の最大は $+0.24$ (Proton), -0.29 (Fe) となる。ここで, 3成分解析による平均質量数解析結果に対する系統誤差として, 各シャワーサイズビンでの各核種に対する平均質量数解析結果の系統誤差の最大値を採用する (表 6.8)。

表 6.4: ある核種を, 3 成分モデル (Proton, C, Fe) で解析すると, 3 成分がある成分比で求められる。その際の中央値を表す。PCFe: Proton, C, Fe を等成分比で混合した場合。L: Low energy mode, H: High energy mode。

$\log N_e$	P			He			C			Mg			Fe			PCFe		
	P	C	Fe	P	C	Fe	P	C	Fe	P	C	Fe	P	C	Fe	P	C	Fe
5.0 – 5.3 (L)	91	8	1	45	55	0	0	100	0	0	66	34	0	19	81	18	73	9
5.3 – 5.6 (L)	92	7	1	54	46	0	2	97	0	0	70	30	0	11	89	25	51	23
5.5 – 5.7 (H)	100	0	0	56	44	0	0	99	0	0	59	41	0	0	100	32	35	32
5.7 – 5.9 (H)	100	0	0	54	46	0	0	99	0	0	56	44	0	0	100	33	35	32
5.9 – 6.1 (H)	100	0	0	53	47	0	0	99	1	0	60	40	0	0	100	32	35	33
6.1 – 6.3 (H)	99	0	0	49	51	0	0	96	1	0	57	43	0	0	100	33	34	33
6.3 – 6.5 (H)	98	0	0	52	47	1	0	93	1	0	61	38	0	0	100	31	37	32

表 6.5: P, C, Fe を等成分 (33%) として, 模擬データを作成し 3 成分モデルで解析したときの各成分比。中央値 (表 6.4 の最右列に同じ) と 1σ 。Low energy mode では, C を多めに見積もる傾向が見られるが, High energy mode では, ほぼ安定した解析結果が得られている。

$\log N_e$	P(33)	C(33)	Fe(33)
5.0 – 5.3 (L)	18^{+3}_{-5}	73^{+10}_{-9}	9^{+6}_{-6}
5.3 – 5.6 (L)	25^{+7}_{-6}	51^{+11}_{-10}	23^{+6}_{-6}
5.5 – 5.7 (H)	32^{+3}_{-3}	35^{+6}_{-5}	32^{+4}_{-4}
5.7 – 5.9 (H)	33^{+3}_{-4}	35^{+7}_{-8}	32^{+5}_{-5}
5.9 – 6.1 (H)	32^{+6}_{-4}	35^{+9}_{-11}	33^{+6}_{-6}
6.1 – 6.3 (H)	33^{+8}_{-8}	34^{+17}_{-17}	33^{+11}_{-11}
6.3 – 6.5 (H)	31^{+14}_{-12}	37^{+23}_{-29}	32^{+16}_{-16}

表 6.6: 5 成分 (Proton, He, C, Mg, Fe) を等成分 (20% づつ) とし 5 成分モデルで解析した場合の成分比。

$\log N_e$	P(20)	He(20)	C(20)	Mg(20)	Fe(20)
5.0 – 5.3 (L)	0	52^{+9}_{-10}	24^{+20}_{-24}	0^{+22}	18^{+7}_{-9}
5.3 – 5.6 (L)	0	57^{+9}_{-11}	13^{+17}_{-13}	0^{+13}	24^{+7}_{-9}
5.5 – 5.7 (H)	20^{+8}_{-7}	19^{+5}_{-18}	17^{+13}_{-17}	25^{+18}_{-24}	18^{+6}_{-7}
5.7 – 5.9 (H)	20^{+6}_{-6}	20^{+13}_{-19}	12^{+30}_{-12}	27^{+23}_{-27}	17^{+9}_{-11}
5.9 – 6.1 (H)	20^{+9}_{-11}	17^{+24}_{-17}	18^{+24}_{-18}	19^{+30}_{-19}	20^{+8}_{-15}
6.1 – 6.3 (H)	20^{+12}_{-19}	14^{+29}_{-14}	4^{+37}_{-4}	20^{+33}_{-20}	19^{+16}_{-18}
6.3 – 6.5 (H)	16^{+18}_{-16}	19^{+36}_{-19}	6^{+43}_{-6}	0^{+52}	20^{+37}_{-19}

表 6.7: 3 成分解析によって得られる平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ と模擬データによる平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ (単一核種の場合質量数 $\ln A$) との差。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	P	He	C	Mg	Fe	P,C,Fe	P,He,C,Mg,Fe
5.0 – 5.3 (L)	+0.24	-0.02	± 0.00	-0.17	-0.29	+0.03	+0.01
5.3 – 5.6 (L)	+0.21	-0.24	-0.02	-0.23	-0.17	+0.04	-0.02
5.5 – 5.7 (H)	± 0.00	-0.29	± 0.00	-0.06	± 0.00	± 0.00	-0.04
5.7 – 5.9 (H)	± 0.00	-0.24	± 0.00	-0.02	± 0.00	± 0.00	-0.03
5.9 – 6.1 (H)	± 0.00	-0.22	± 0.00	-0.08	± 0.00	+0.01	-0.06
6.1 – 6.3 (H)	+0.04	-0.12	± 0.00	-0.03	± 0.00	+0.01	-0.06
6.3 – 6.5 (H)	+0.05	-0.17	± 0.00	-0.11	± 0.00	+0.03	-0.02

表 6.8: 3成分モデルによる平均質量数解析による, それぞれの $\log N_e$ ビンでの平均質量数に対する系統誤差の見積もり (L: Low energy mode, H: High energy mode)。

$\log N_e$	systematic error	
5.0 – 5.3 (L)	+0.24	-0.29
5.3 – 5.6 (L)	+0.21	-0.24
5.5 – 5.7 (H)	+0.00	-0.29
5.7 – 5.9 (H)	+0.00	-0.24
5.9 – 6.1 (H)	+0.01	-0.22
6.1 – 6.3 (H)	+0.04	-0.12
6.3 – 6.5 (H)	+0.05	-0.17

第7章 空気チェレンコフ光観測

7.1 空気チェレンコフ光観測

本研究における空気シャワー、空気チェレンコフ光観測は Bolivia, Chacaltaya 山 (標高 5200m 大気深さ 550g cm^{-2}) で行った。Chacaltaya 山には Bolivia San Andres 大学付属の宇宙線観測所がある。この観測所は常時職員が滞在する観測所としては世界で最も標高の高い位置にある。また、交通の利便性、送電環境、乾期における晴天率も高いなど、他の高地観測所にはない利点を持っている。また、高山で空気シャワー観測を行うそれ自体の利点は、例えば一次宇宙線エネルギー 10^{15}eV 付近の一次宇宙線陽子が生成する空気シャワーの最大発達点に近く、測定されるシャワーサイズは、海拔 0m でのシャワーサイズのおよそ 10 倍であり、空気シャワーの精度のよい観測が行えることである。例えば、 10^{15}eV 付近の一次宇宙線エネルギーの空気シャワーを海拔 0m で測定すると、空気シャワーは最大発達点を過ぎ、すでに減少に転じている。したがって、シャワー発達の違いによるフラクチュエーションの影響を大きく受けてしまう。

この観測所には、BASJE グループが、空気シャワーアレイ (MAS アレイ) を展開しており、98 年から現在まで図 (4.1) の検出器配置で空気シャワー観測を行っている。ここに空気チェレンコフ光検出器を併設した (図 5.1, 5.2)。2000 年に空気チェレンコフ光観測を体制を立ち上げ予備観測を行い、チェレンコフ光検出器の動作等を確認した。その後 2001, 2002 年に実際に空気チェレンコフ光観測を行った。

本観測では空気シャワー粒子と、空気シャワー粒子から発せられた空気チェレンコフ光を同時に測定する。空気シャワー粒子の測定には MAS アレイを用い、空気チェレンコフ光は、光電子増倍管 PMT を用いて測定した。空気チェレンコフ光を測定するために、PMT を直接空に向けるため、太陽、月明りはバックグラウンド光の増加につながり、PMT ゲイン、S/N への影響が増加する (5.2.3 章)。そのため、太陽や月が出ていない時間帯に観測を行う必要があり、1 ヶ月のうち、新月の前後 1 週間づつ計 2 週間観測を行った。また、満月の前後は観測可能な時間が短いため空気チェレンコフ光観測は行わず、検出器のメンテナンスなどを行った。

空気シャワーイベントのみを記録する通常オペレーションにおいて、空気シャワー観測系のデッドタイムは 0.01 秒以下である。また、Low energy mode での空気シャワー観測のみのトリガーレートはおよそ 10Hz である。したがって、空気チェレンコフ光観測系でのデッドタイムは 0.1 秒以下であることが望まれる。しかし、デジタルオシロスコープと PC との GPIB を使った通信などによって生じるデッドタイムは 0.8~1.5 秒程度であった。したがっ

て、Low energy mode のトリガー条件では効率よく高エネルギーイベントを取得することは出来ない。このため、トリガー条件を変更し高エネルギーイベントが検出されるイベント中に含まれる割合を高め、高エネルギーイベントを効率良く観測する必要がある。そこで、低エネルギーイベントを観測対象とする場合と、高エネルギーイベントを観測対象にする場合でトリガー条件判定用の検出器を変更した。まず、2001 年は閾値エネルギー 10^{14} eV (Low energy mode) として、1 辺 4m の正方形頂点にトリガー検出器を配置 (図 5.1) した。2002 年は閾値エネルギー $10^{14.5}$ eV (High energy mode) として、1 辺 20m の正方形頂点にトリガー検出器を配置 (図 4.14) して観測を行った。また、対象とするエネルギー領域に合わせて、空気チェレンコフ光検出器の配置も変更した。2001 年度の検出器は図 5.1 のように配置し、シャワーコア付近の空気チェレンコフ光を重点的に測定した。2002 年度の検出器は図 5.2 のように配置し、平均的にはシャワーコアから 120m までの空気チェレンコフ光横方向分布を測定した。

それぞれの年の観測期間は、Bolivia La Paz 地方が乾期に当たる、6 月から 10 月中の、新月毎に前後 1 週間ずつ計 2 週間観測を行った。観測効率は 2 年間で平均して 7% 程度であった。この期間は、El niño 現象の影響などで、天候が安定しないことが多く、従来の観測効率 (十数%) より低めであるが、それでも日本国内で行われている同様の観測に比べ格段に良い。天頂角 45° 以内に雲がないことを晴天条件とし、空気チェレンコフ光観測時には 15 分おきに天候を目視で確認した。しかし、この方法では高度が高く薄い雲を確認することは困難である。一般に雲が出るとバックグラウンドレベル、空気チェレンコフ光イベントの出現頻度が変化する。これらの情報からも雲などの影響が心配される時間帯は除外した。

MAS アレイで測定するのは、荷電粒子の到着時間差、荷電粒子数である。各検出器に入射した荷電粒子による光電子増倍管 PMT 出力波形の波高値を対数測定法によってデジタル化し記録した。一方、トリガー信号からの各検出器に荷電粒子が入射した相対時間差を計測する。また、空気チェレンコフ光検出器によって空気チェレンコフ光横方向分布 $\rho(r)$ を測定した。

観測された空気シャワーイベントの例を示す。この例は、シャワーコアは、図 4.1 での座標系で $(x, y) = (-29.40\text{m}, 3.55\text{m})$ に、天頂角 28.97° で入射し、シャワーサイズ $\log N_e = 6.12$ と解析されたイベントである。そのイベントのシャワー粒子の横方向分布と、到着時間分布の解析で求めたシャワー面からのずれを図 (7.1) に示す。このイベントの空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) でフィッティングして得られたフィッティングパラメータ β は 1.13 であった (図 7.2)。

7.1.1 空気チェレンコフ光イベント解析条件

MAS アレイのトリガー条件を満たしたイベントについて、その空気シャワーデータ、及び空気チェレンコフ光データが記録される。これらの空気シャワーデータを使って、各検出器に荷電粒子が入射した時間差から、空気シャワーの到来方向を決定し、各検出器に入射した荷電粒子密度から grid-search 法によってシャワーコア位置とシャワーサイズを決定する

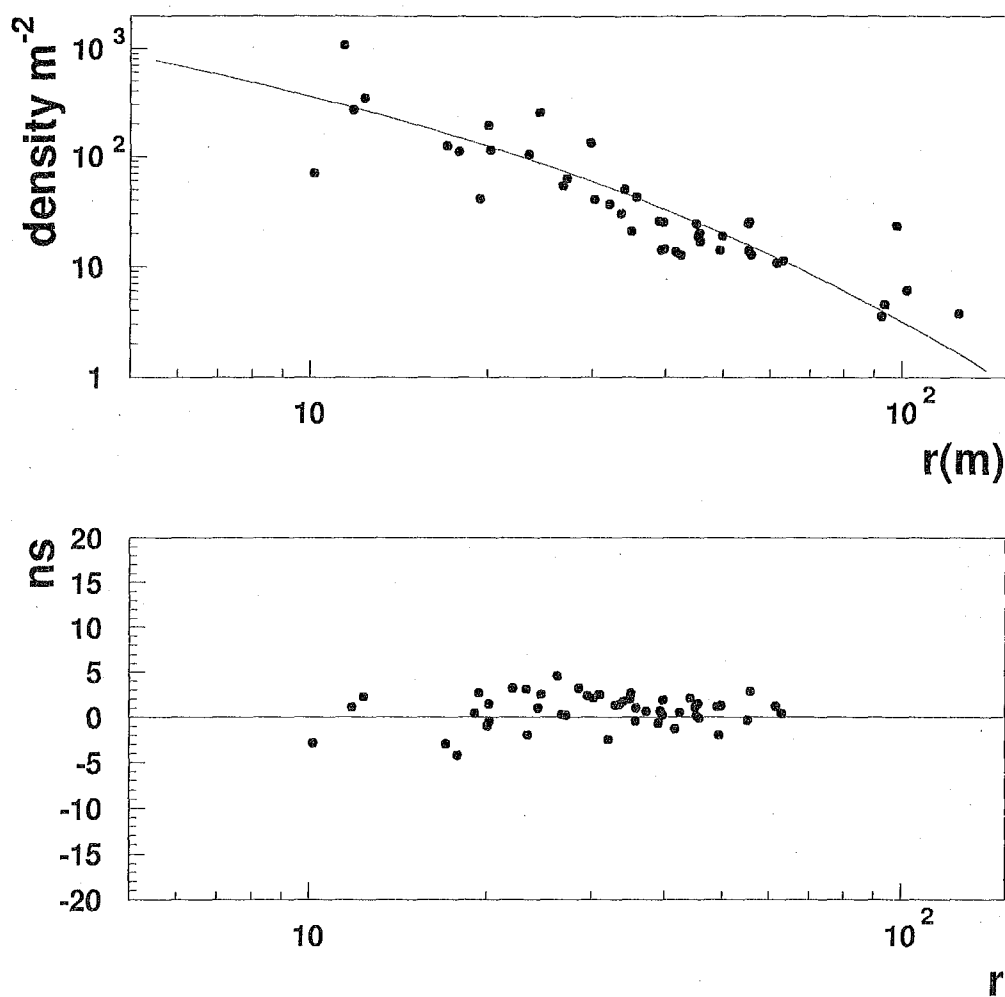


図 7.1: シャワーイベントの例。上: 測定されたシャワー粒子の横方向分布と NKG 関数によるフィット曲線。下: 測定されたシャワー粒子の到着時間分布のシャワー面からのずれの分布。

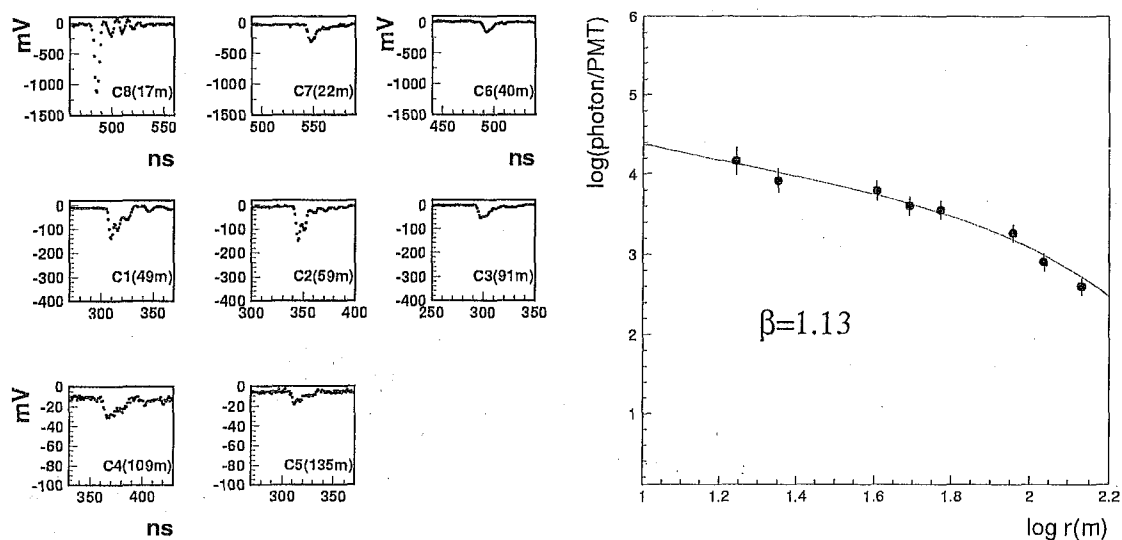


図 7.2: 空気チェレンコフ光イベント例。High energy mode 8 台の空気チェレンコフ光検出器で得られた空気チェレンコフ光波形(左図)と、そのデータから空気チェレンコフ光横方向分布を表示する(右図)。誤差棒は、測定されるチェレンコフ光光量がポアソン分布に従うと仮定した測定誤差とシャワーコアからの距離 r による $\rho(r)$ への伝播誤差、及び、PMT ゲインの測定精度を加味したデータの重みを表す。曲線は、空気チェレンコフ光横方向分布を式(6.5)によってフィットして得られた曲線である。

表 7.1: 観測期間中の有効観測時間, トリガー数, 観測レート。有効観測時間とは月のない晴天夜で空気チェレンコフ光観測を行った時間。観測レートは, 記録系のデータ収集ルーチンによるデットタイムによってほぼ決まり, トリガー条件にはよらない。データ収集ルーチンの改良, 使用したオシロスコープの台数によって, 観測レートが期間によって異なる。

Period	Observation time (hour)	Trigger events	Event rate (Hz)
Low energy mode			
01年 8月 9日 ~ 8月27日	50 (18 night)	176756	1.0
01年 9月 7日 ~ 9月25日	60 (18 night)	256299	1.2
01年10月 8日 ~10月23日	55 (14 night)	306292	1.7
High energy mode			
02年 6月 5日 ~ 6月17日	60 (13 night)	168927	1.0
02年 7月 1日 ~ 7月12日	30 (12 night)	96183	1.0
02年 8月 7日 ~ 8月16日	30 (10 night)	85013	1.0
02年 8月26日 ~ 9月13日	60 (8 night)	155007	1.0
02年 9月30日 ~10月 9日	20 (10 night)	60734	1.0

(4.1章)。空気チェレンコフ光横方向分布に関しては, 解析で得られたシャワーコア位置から, 各空気チェレンコフ光検出器までの距離と, その検出器で測定された空気チェレンコフ光量を空気チェレンコフ光横方向分布とし, それを式(6.5)でフィッティングする。これによって, フィッティングパラメータ α, β が得られる。

解析されたシャワーサイズ分布, および天頂角分布を図(7.3,7.4)に示す。また, 得られたフィッティングパラメータ α, β の分布を図(7.5,7.6)に示す。これらの図に示された各パラメータは, セレクション条件によってカットされる以前のデータである。

精度よい一次宇宙線平均質量数解析結果を得るためのイベントセレクションを行う。この際のセレクション条件を Table7.2 に示す。ここで, 天候条件は観測中の天候記録により晴天であると確認した時間帯であること, 測定されたバックグラウンド夜光量が $30 \text{ photons ns}^{-1} \text{ PMT}^{-1}$ 以下であることを条件とした。また, $\chi_{\text{dir}}^2, \chi_{\text{siz}}^2$ は, 到来方向とシャワーサイズ決定精度の良いイベントを選別するための条件である。つぎに, 空気シャワー入射天頂角 θ に対する条件は, θ が小さい程, 空気シャワー到来方向決定精度が良く, また空気シャワーの発達の初期段階を測定することが出来るが, 検出されるイベント数は減少する。High energy mode で, 一次宇宙線エネルギーが 10^{16} eV 付近で 100 イベント程度収集可能であることを条件とし, シミュレーションから $\theta < 30^\circ$ とした。また, この $\theta < 30^\circ$ の条件で測定される空気シャワー観測パラメータが十分な精度で測定されることはシミュレーションで確認している(4.3.1章)。空気チェレンコフ光検出条件について, その際の S/N 条件は $S/N > 9$ とした。

表 7.2: 空気シャワー (AS) データに対するセレクション条件と, 空気チェレンコフ光 (CL) データに対するセレクション条件

	criteria
time, weather selection	moonless clear night background < 30 photons/ns
AS selection	$\chi_{\text{dir}}^2, \chi_{\text{siz}}^2 \leq 4$
	$\theta \leq 30^\circ$
	Low energy mode $r \leq 10\text{m}$ ($5.0 < \log N_e < 5.3$) $r \leq 20\text{m}$ ($5.3 < \log N_e < 5.6$)
	High energy mode $r \leq 30\text{m}$ ($5.5 < \log N_e < 6.3$)
CL selection	S/N > 9
	S/N 条件を満たす検出器 ≥ 4
	$\chi_{\text{fitting}}^2 \leq 4$

これは, ランダムトリガーによって測定した夜光波形の 98% レベルにあたる (5.3.6 章)。つまり, 夜光によるアクシデンタルなパルスの 98% がこの条件によってカットされる。

また, 空気チェレンコフ光 S/N 条件を満たす検出器台数については系統誤差の少ない解析結果を得るために, 4 台以上とし, この条件を満たすイベントの検出効率が核種毎に異ならないようにシャワーサイズ, コアポジション条件を決定した (6.2.2 章)。

2 シーズンでの総トリガーイベント数は, 1.3×10^6 イベントであった。その内, 天候条件を満たしたイベント数は 9.6×10^5 イベントである。空気シャワーのセレクション条件の内, 天頂角, シャワーコアポジション, シャワーサイズに対する条件を満たしたのは 3511 イベント。さらに χ^2 条件を満たしたものは 3110 イベントとなった。これが空気シャワーのセレクション条件によるカット後の総イベント数である。さらに, 空気チェレンコフ光のセレクション条件によっておよそ 0.5% がカットされて, 最終的に残ったイベントの数は 3093 である。全てのセレクション条件を満たしたイベント数をシャワーサイズ毎に表す (表 7.3)。

表 7.3: 全ての解析条件を満たしたイベント数。エネルギーモード別にシャワーサイズビン分けした。シャワーサイズビン毎にコアポジションの解析条件が異なるので併記した。(L: Low energy mode, H: High energy mode)

$\log N_e$	core position (m) criteria	Number of events
5.0-5.3 (L)	<10	327
5.3-5.6 (L)	<20	383
5.5-5.7 (H)	<30	1260
5.7-5.9 (H)	<30	626
5.9-6.1 (H)	<30	293
6.1-6.3 (H)	<30	130
6.3-6.6 (H)	<30	74

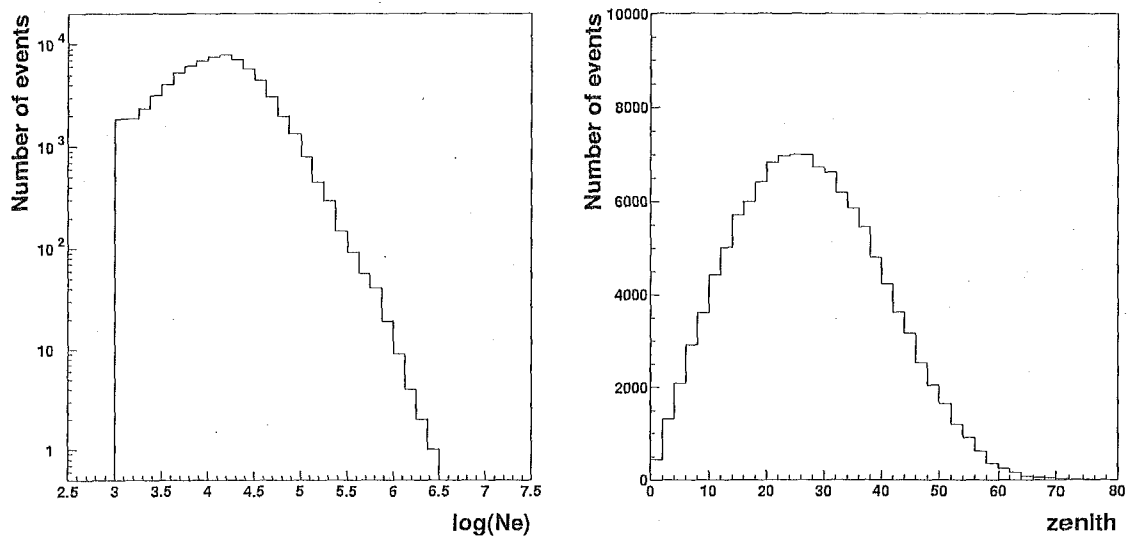


図 7.3: Low energy mode で観測された空気シャワーイベントのシャワーサイズ分布 (左図) と、天頂角分布 (右図)。これらのデータは解析条件によるカットを行う以前のデータである。

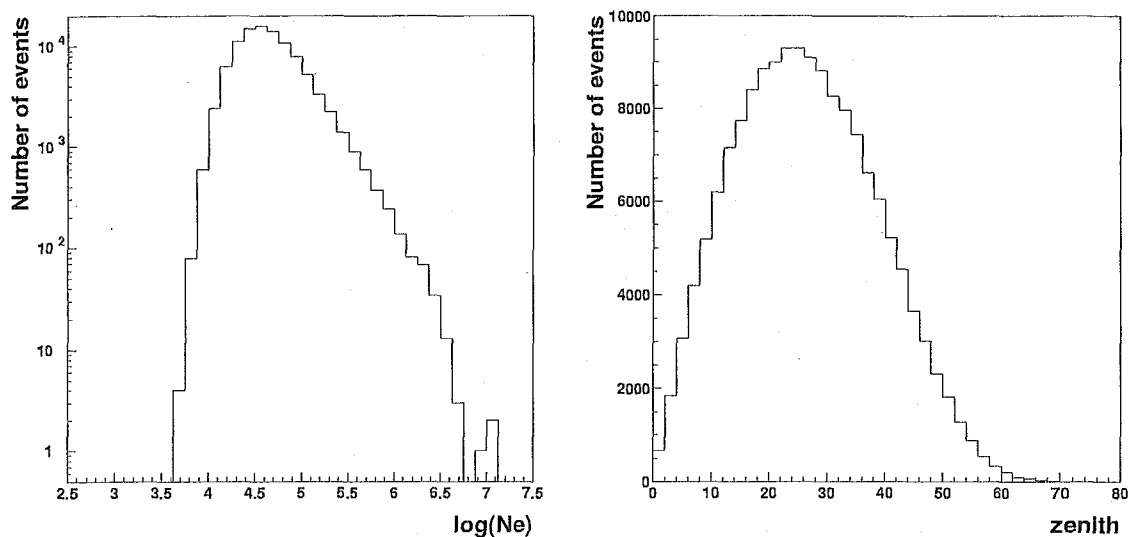


図 7.4: High energy mode で観測された空気シャワーイベントのシャワーサイズ分布 (左図) と、天頂角分布 (右図)。これらのデータは解析条件によるカットを行う以前のデータである。

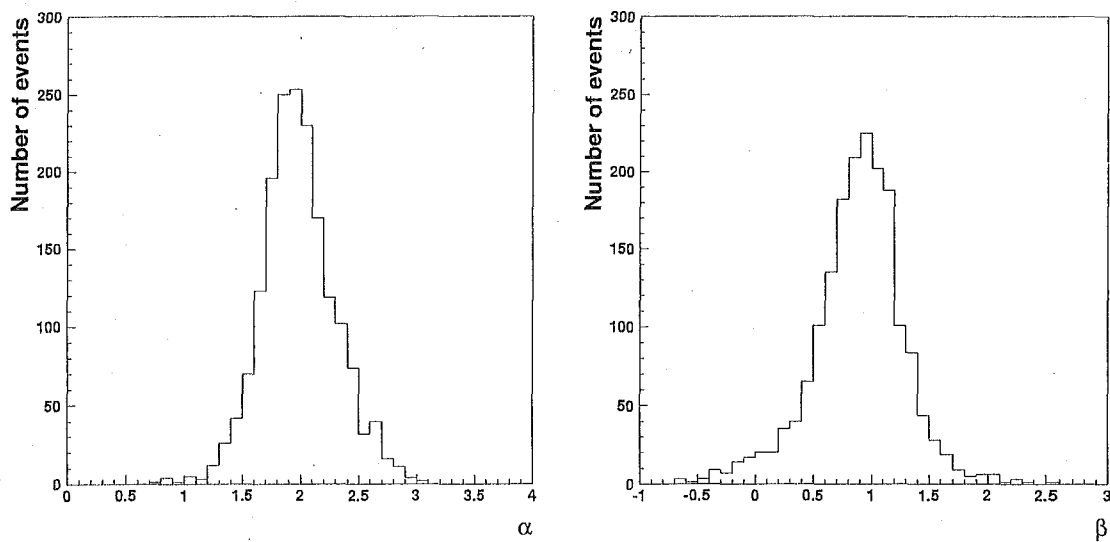


図 7.5: Log energy mode で観測されたイベントの、空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータ α, β 分布。これらのデータは解析条件によるカットを行う以前のデータである。

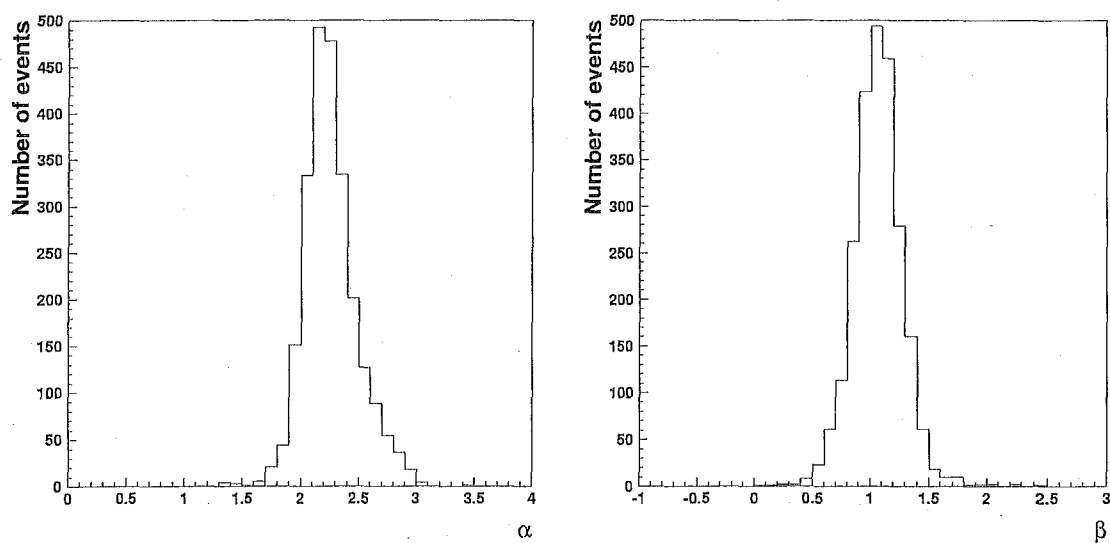


図 7.6: High energy mode で観測されたイベントの, 空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータ α, β 分布。これらのデータは解析条件によるカットを行う以前のデータである。

第8章 一次宇宙線化学組成解析

本観測で一次宇宙線化学組成を求める際、個々の一次宇宙線の質量数を求める分解能はなく(6.2.3章)、この解析では3成分(Proton, C, Fe)解析によって一次宇宙線平均質量数を求める。

本観測では、空気シャワーサイズ N_e が一次宇宙線エネルギー推定パラメータである。本観測で測定される空気シャワーサイズには $10^{15.5}$ eV 以下の一次宇宙線に対して核種依存性がある(図 4.13)。この核種依存性の影響によって、シャワーサイズスペクトルから、エネルギースペクトルを得るには、化学組成を仮定する必要がある、また、シャワーサイズビンでの化学組成から、それに対応する一次宇宙線エネルギーでの化学組成を得るにはエネルギースペクトルを仮定する必要がある。そのため、例えば、まず化学組成を仮定することによって、シャワーサイズスペクトルから、エネルギースペクトルを求める。つぎに、求めたエネルギースペクトルを基にして、化学組成を求める。また、求めた化学組成を仮定することによって、エネルギースペクトルを求める。これを十分繰り返すことで、一次宇宙線エネルギースペクトルと化学組成を得る方法がある。これを解析 I. と呼ぶ。解析 I. に関しては、平均質量数解析において、統計誤差の見積もりが容易であるという利点がある。しかし、全粒子エネルギースペクトルか化学組成を仮定する必要がある、この仮定によって系統誤差を生じるため、これを補正するか評価する必要がある。

一方、ある一次宇宙線エネルギーの核種が生成する空気シャワーサイズとの関係を基にして、核種毎のサイズスペクトルに変換する。これと、実際に測定された核種毎のサイズスペクトルとを比較することによって、核種毎のエネルギースペクトルを求める方法がある。これを解析 II. と呼ぶ。この解析 II. の手法では全粒子エネルギースペクトルを仮定する必要がなく、より直接的であり、系統誤差の少ない解析結果が得られる。しかし、この方法で精度のよい解析を行うには十分な統計量と核種分解能が必要である。本観測データの解析には、統計誤差の見積もりの可能な解析 I. で一次宇宙線平均質量数解析を行う(8.1章)。本観測の解析では、全粒子エネルギースペクトルを過去の BASJE の観測結果を用いて、シャワーサイズビン毎に得られた化学組成を一次宇宙線エネルギーでの化学組成に変換する。この変換の際、全粒子エネルギースペクトルを用いることによって生じる系統誤差については確認する。それと共に、解析 II. も行うことによって(8.2章)、解析 I. による結果を検証する。これら二つの解析によって一致する結果が得られれば、解析 I. で得られた結果が、全粒子エネルギースペクトルを用いることによって生じる系統誤差の影響を受けていないことを確認することができる。

8.1 一次宇宙線化学組成解析 I.

直接測定によっても 10^{13} eV 程度以上のエネルギーの一次宇宙線に対して、核種毎のエネルギースペクトルを求めることは、測定精度、統計精度によって制限を受ける。したがって、これ以上のエネルギーの一次宇宙線直接測定では、Proton, He, CNO, middle(Ne~S), Fe の 5 成分程度のグループに分けてエネルギースペクトルの測定が行われている (図 2.2)。本観測のデータ解析では、6.2.3 章で見積もった核種分解能から Proton, C, Fe, これらの 3 成分解析によって化学組成解析を行う。この 3 成分解析によって、系統誤差の少ない平均質量数解析結果が得られることを確認した (6.2.3 章)。

解析時のサイズビンの幅は一次宇宙線エネルギーの決定精度程度として Low energy mode ($\log N_e = 5.0 - 5.6$) では $\Delta \log N_e = 0.3$, High energy mode ($\log N_e = 5.5 - 6.5$) では $\Delta \log N_e = 0.2$, として解析を行う (4.3.1 章)。このシャワーサイズビン毎に、精度のよい質量数解析結果を得るための解析条件を満たすイベントを選別した (表 7.3)。これらのイベントデータを使って、一次宇宙線平均質量数測定結果を算出する。

ここでの質量数解析には最尤法を用いる。最尤法は、最小二乗法などに比べ、イベント数が少数である場合に一般的に良い推定結果を与える。最小二乗法などで、測定パラメータをヒストグラムで表し、その分布をシミュレートした分布でフィットする場合、ヒストグラムのビン幅に解析結果が影響されてしまう。これは、ヒストグラムのビン幅を大きくすると、核種に対する分解能が悪くなり、また逆に、ヒストグラムのビン幅を小さくすると、各ビンに入るイベント数が少なくなり統計精度が悪くなるなどの影響による不定性である。最尤法は、解析パラメータをヒストグラム化せずに解析可能であるという利点もあり、少数のイベント数のデータを使って解析する場合に特に有効である。

空気チェレンコフ光の横方向分布 $\rho(r)$ を式 (6.5) を用いてフィッティングを行った。この式中のフィッティングパラメータ β が核種依存性を示す。観測データを式 (6.5) を用いてフィッティングし、得られた β 分布を使って平均質量数解析を行う。また、比較のために Proton, C, Fe 3 成分について空気シャワーを CORSIKA シミュレーションコードによってシミュレートし、得られた空気チェレンコフ光横方向分布を式 (6.5) を用いてフィッティングし、フィッティングパラメータ β を算出する。ここで、シャワーサイズビン毎に各成分に対して 5000 イベントずつ空気シャワーをシミュレートし、 β 分布を作成した。実際の観測データから得られた β 分布を、シミュレーションによって作成した β 分布でフィット (最尤法) することによって、各成分 (この場合は Proton, C, Fe の 3 成分) の混合比 x ($\sum x_i = 1$) をシャワーサイズビン毎に求めた。これを元に、一次宇宙線平均質量数は、核種毎の質量数 A_i (この 3 成分モデルでは $A_i = \{1, 12, 56\}$) を用いて $\langle \ln A \rangle = \sum x_i \ln A_i$ として算出する。これが平均質量数の最確値 $(\ln A)_{\max}$ である。また、尤度比検定によって、 $(\ln A)_{\max}$ の 90% 信頼区間を求める。

8.1.1 最尤法による核種 3 成分混合比決定

最尤法を用いて、あるシャワーサイズビンでの核種 3 成分の混合比 $x(\sum x_i = 1)$ を決定する。また、このときの x から平均質量数の最確値 $\langle \ln A \rangle_{\max}$ を求める。

最尤法を用いて x を求めることを以下の手順で行った。

1. 空気シャワーシミュレーションを核種毎に行い、それを基にパラメータ β の分布 $P(A_i; \beta)$ を得る。得られた $P(A_i; \beta)$ は、 $\int P(A_i; \beta) d\beta = 1$ となるように規格化する。シミュレーションは、各核種について、シャワーサイズビン毎に 5000 イベントずつ行う。
2. 規格化した $P(A_i; \beta)$ から、核種 3 成分の混合比が x であるときの、パラメータ β の分布関数 $P(x; \beta)$ を求める。 $\int P(x; \beta) d\beta = 1$ となるように規格化する。
3. また、尤度関数 $L(x; \beta)$ を次のように定義する。

$$L(x; \beta) = \prod_j P(x; \beta_j^{\text{obs}}); \quad (8.1)$$

ここで j はイベント番号を表す。

4. 観測データから得られたパラメータ β^{obs} の組と、シミュレートした核種毎の β 分布 $P(x; \beta)$ を使って、 $L(x; \beta)$ が最大となる x_{\max} を求める。ここで得られた x_{\max} が x の最確値である。
5. 平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ の最確値 $\langle \ln A \rangle_{\max}$ を求めるには、 x_{\max} を $\langle \ln A \rangle = \sum x_i \ln A_i$ に代入する。

この最尤法によって得られた 3 成分の混合比の最確値と、それから求めた平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ を表 (8.1) に示す。これによると、 $\log N_e = 5.3 - 5.6$ での C の割合が 0 になっているが、その他のサイズビンでは、3 成分として解析されている。それぞれのサイズビンで観測データから得られた β の分布と、解析で得られた、Proton, C, Fe それぞれの成分に対する β 分布と $P(x_{\max}; \beta)$ を示す (図 8.1, 8.2, 8.3, 8.4)。これらの図では、観測データから得られた β^{obs} の分布を便宜上ヒストグラムで表示しているが、実際の最尤法による解析では観測データから得られた β^{obs} の分布をヒストグラムにせず、尤度関数 $L(x; \beta)$ を β^{obs} を用いて求め、求めた $L(x; \beta)$ を用いて最尤法による解析を行った。

8.1.2 尤度比検定による最尤値の 90% 信頼区間

先に最尤法を用いて x の最尤値 x_{\max} を求めた。つぎに尤度比検定によって、 x_{\max} の 90% 信頼区間を見積もる。

x_{\max} の 90% 信頼区間を見積もるために、以下の手順で尤度比検定を行った。

表 8.1: シャワーサイズビン毎の 3 成分 (Proton, C, Fe) 解析による解析結果。3 成分の割合, 平均質量数, および 90% 信頼区間を表す。90% 信頼区間は 8.1.2 章で求めた。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	Proton (%)	C (%)	Fe (%)	$\langle \ln A \rangle$
5.0 – 5.3 (L)	46^{+15}_{-15}	37^{+31}_{-33}	17^{+21}_{-16}	$1.60^{+0.57}_{-0.47}$
5.3 – 5.6 (L)	54^{+17}_{-20}	0^{+33}	46^{+16}_{-21}	$1.85^{+0.72}_{-0.53}$
5.5 – 5.7 (H)	22^{+7}_{-6}	45^{+10}_{-12}	33^{+10}_{-6}	$2.45^{+0.14}_{-0.15}$
5.7 – 5.9 (H)	3^{+6}_{-3}	74^{+11}_{-12}	23^{+9}_{-9}	$2.76^{+0.17}_{-0.14}$
5.9 – 6.1 (H)	13^{+11}_{-13}	42^{+18}_{-38}	45^{+13}_{-25}	$2.86^{+0.24}_{-0.24}$
6.1 – 6.3 (H)	8^{+14}_{-7}	43^{+27}_{-29}	49^{+22}_{-23}	$3.04^{+0.40}_{-0.34}$
6.3 – 6.5 (H)	10^{+19}_{-10}	17^{+34}_{-17}	73^{+20}_{-46}	$3.36^{+0.53}_{-0.37}$

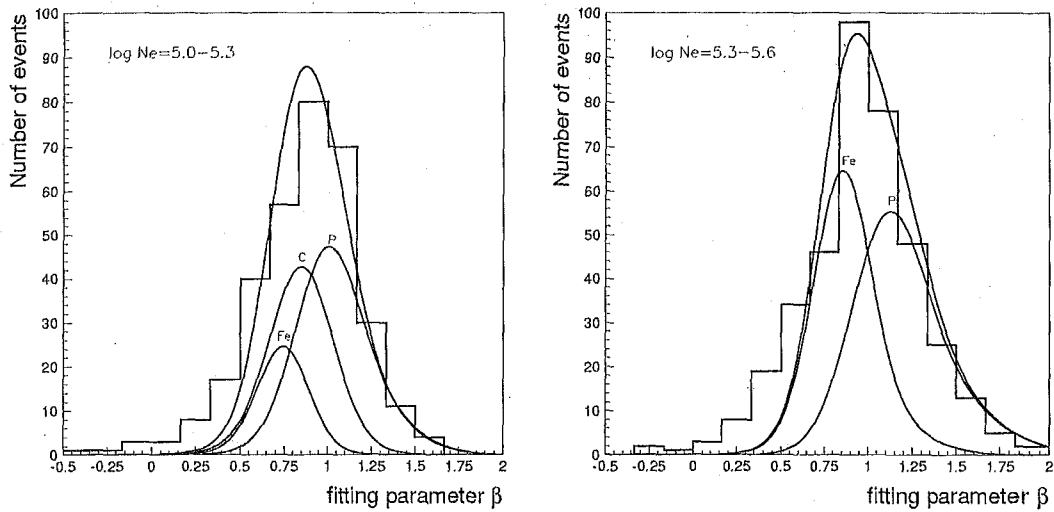


図 8.1: フィッティングパラメータ β 分布 (Low energy mode)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた β 分布であり, 実線はシミュレーションで得られた核種毎の β 分布に成分比 x_i を掛けた β 分布 $x_i P(A_i; \beta)$ とそれらを足し合わせた β 分布。左図: $\log N_e = 5.0 - 5.3$ 。右図: $\log N_e = 5.3 - 5.6$ 。

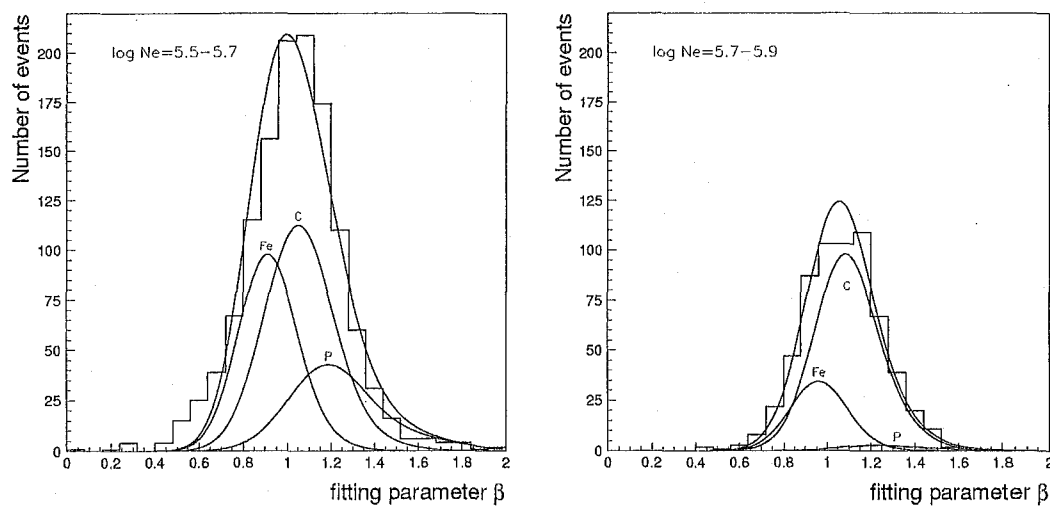


図 8.2: フィッティングパラメータ β 分布 (High energy mode)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた β 分布であり, 実線はシミュレーションで得られた核種毎の β 分布に成分比 x_i を掛けた β 分布 $x_i P(A_i; \beta)$ とそれらを足し合わせた β 分布。左図: $\log N_e = 5.5-5.7$ 。右図: $\log N_e = 5.7-5.9$

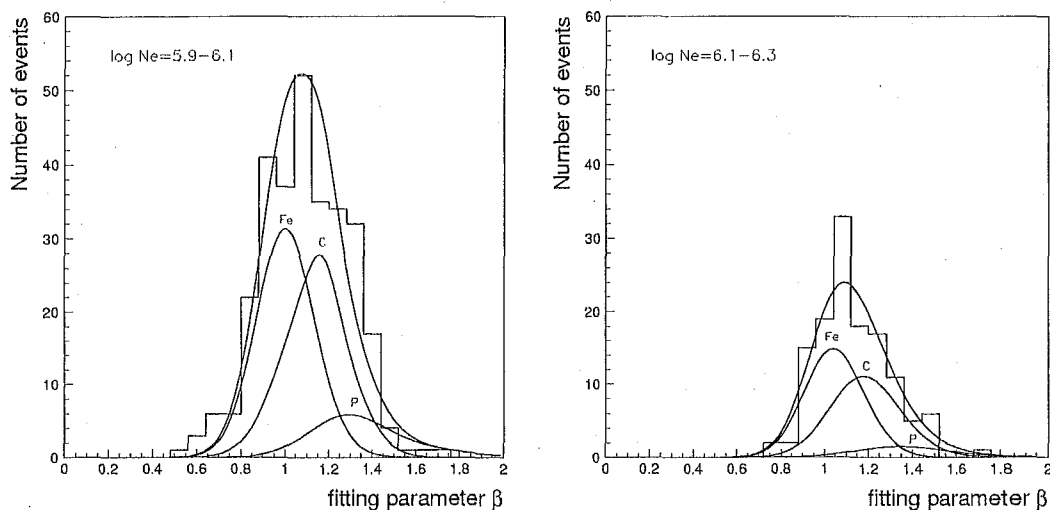


図 8.3: フィッティングパラメータ β 分布 (High energy mode)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた β 分布であり, 実線はシミュレーションで得られた核種毎の β 分布に成分比 x_i を掛けた β 分布 $x_i P(A_i; \beta)$ とそれらを足し合わせた β 分布。左図: $\log N_e = 5.9-6.1$ 。右図: $\log N_e = 6.1-6.3$

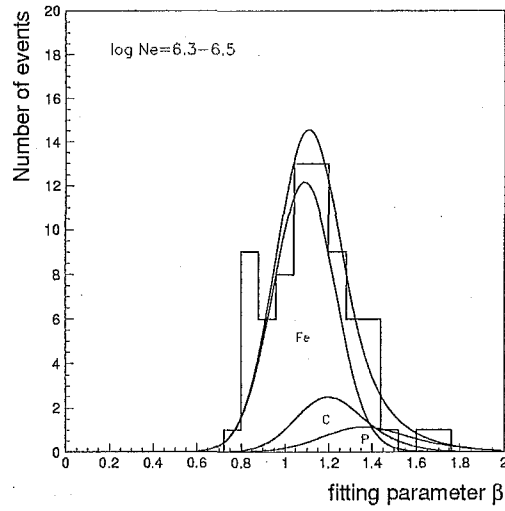


図 8.4: フィッティングパラメータ β 分布 (High energy mode)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた β 分布であり、実線はシミュレーションで得られた核種毎の β 分布に成分比 x_i を掛けた β 分布 $x_i P(A_i; \beta)$ とそれらを足し合わせた β 分布 (シャワーサイズビン $\log N_e = 6.3 - 6.5$)。

1. 対数尤度比統計量 κ を定義する。

$$\kappa = \ln \frac{L^{\max}(\Omega_{\text{All}}; \beta)}{L(\Omega_{\text{local}}; \beta)} \quad (8.2)$$

Ω_{All} は x の全母数空間, Ω_{local} は x の部分母数空間を表す。 Ω 空間内での尤度の最大値を $L^{\max}(\Omega; \beta) = \max\{L(x; \beta) : x \in \Omega\}$ で表すと, Ω_{All} 空間内の尤度の最大値は $L^{\max}(\Omega_{\text{All}}; \beta)$ である。また, Ω_{local} はある確率で x_{max} を含む空間である。 κ のとり得る値は, 定義より $L^{\max}(\Omega_{\text{All}}; \beta) \geq L(\Omega_{\text{local}}; \beta)$ が成り立つので, 式 (8.2) より $\kappa \geq 0$ である。

2. x_{max} を 90% の確率で含む Ω の範囲 Ω_{90} を見積もる。ある κ 分布について $\kappa = 0$ から昇順に並べ 90% となる κ を κ_{90} と表すとき, $\kappa < \kappa_{90}$ を満たす κ を与える x は Ω_{90} 内に存在する。逆に言うと, ある範囲の Ω 内に存在する x から求めた全ての κ が $\kappa < \kappa_{90}$ を満たせば, その Ω は x_{max} を 90% 以上の確率で含むと言える。このときの Ω が Ω_{90} である。
3. x_{max} での κ 分布をシミュレートし, 90% の κ が $\kappa < \kappa_{90}$ の関係を満たす κ_{90} を求める。 κ_{90} を得るために, κ を 1000 回シミュレートした。つまり, 実際の観測数と同数で混合比 x_{max} の β 分布の標本データを生成し, それについて最尤法を用いて 3 成分解析を行い 3 成分の混合比 x'_{max} を求める。その際に解析で得られた x'_{max} が Ω_{All} で

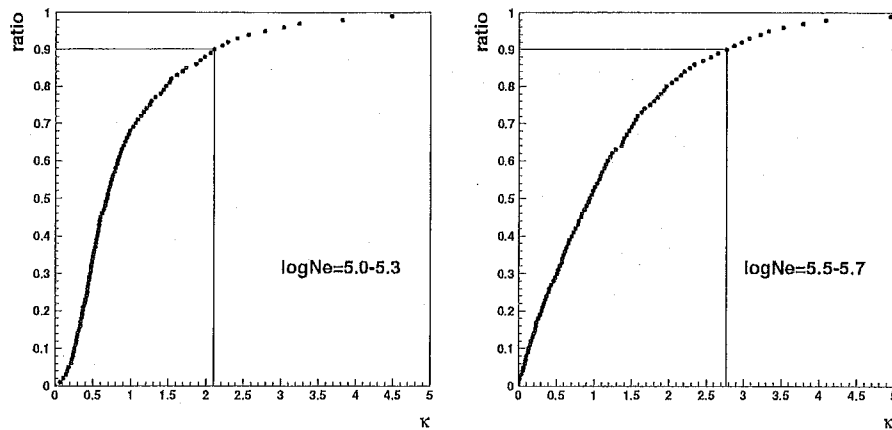


図 8.5: 平均質量数の 90% 信頼区間を決定するための κ 分布。この図では, $\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.5 - 5.7$ での κ 分布を示す。 κ をの小さい方から昇順に列べ 90% 以内の κ の内, 最大のものが κ_{90} となる。

あり, $\Omega_{\text{local}} = x_{\text{max}}$ である。これによって, κ が得られる。シミュレートした κ 分布から $\kappa < \kappa_{90}$ を満たす κ の出現確率が 90% になるように, κ_{90} を決める (図 8.5)。この作業を各サイズビンで行い, それぞれのサイズビンで κ_{90} を求める (表 8.2)。

4. x_{max} の 90% 信頼区間を見積もる。
5. $\kappa = \ln \frac{L^{\text{max}}(x_{\text{max}}; \beta)}{L(\Omega_{90}; \beta)} \leq \kappa_{90}$ を満たす Ω_{90} を見積もる。
6. Ω_{90} 内にある x の組を得る。つまり 90% 信頼区間内にある x の組が得られる。

真の $x(x_{\text{true}})$ と最尤法によって求めた x_{max} との間に $x_{\text{true}} \simeq x_{\text{max}}$ が成り立つと仮定する。この仮定によって, x_{true} の 90% 信頼区間は先に求めた Ω_{90} にほぼ等しく, Ω_{90} が x_{true} を 90% の信頼確率で含むと言える。また, Ω_{90} 内にある x の組から $\langle \ln A \rangle$ を算出する。得られた $\langle \ln A \rangle$ の組での最大値と最小値が $\langle \ln A \rangle_{\text{max}}$ の 90% 信頼区間を表す。したがって, $\langle \ln A \rangle_{\text{max}} \simeq \langle \ln A \rangle_{\text{true}}$ が成り立つと仮定すると, $\langle \ln A \rangle_{\text{true}}$ は, 90% 信頼区間内の $\langle \ln A \rangle$ の最大値と最小値の間に 90% の確率で存在し, その最尤値は $\langle \ln A \rangle_{\text{max}}$ である。以上によって各サイズビンでの平均質量数の最確値と, 90% 信頼区間が得られた。

8.1.3 一次宇宙線エネルギーでの平均質量数解析

8.1.1 章において各シャワーサイズビンでの 3 成分の混合比 x から一次宇宙線平均質量数を求めた。これを一次宇宙線エネルギーでの平均質量数に変換する。

表 8.2: シャワーサイズビン毎にシミュレートした κ_{90} の値。この値を使って、 x_{\max} の 90% 信頼区間を見積もる。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	κ_{90}
5.0 – 5.3 (L)	2.1082
5.3 – 5.6 (L)	9.8358
5.5 – 5.7 (H)	2.7648
5.7 – 5.9 (H)	2.2072
5.9 – 6.1 (H)	1.9835
6.1 – 6.3 (H)	2.1234
6.3 – 6.6 (H)	1.6682

本観測で測定される空気シャワーサイズには $10^{15.5}\text{eV}$ 以下の一次宇宙線に対して核種依存性がある (図 4.13)。この核種依存性の影響によって、あるシャワーサイズでの核種混合比からあるエネルギーでの核種混合比を得るには、全粒子エネルギースペクトルを仮定する必要がある。ここでは、全粒子エネルギースペクトルは過去の BASJE の観測結果を用いる [60]。

各シャワーサイズビンに対応するエネルギーでの組成比 $x' (\sum x'_i = 1)$ を以下の式を用いて求めた。

$$x_i = \frac{x'_i \int F_i(E, N_e) E^{-\gamma} dE}{\sum x'_i \int F_i(E, N_e) E^{-\gamma} dE} \quad (8.3)$$

ここで、 $F_i(E, N_e)$ はエネルギー E の核種 i がシャワーサイズ N_e と解析される確率分布であり、 $\int_{-\infty}^{\infty} F_i(E, N_e) dE = 1$ となるように規格化する。 γ は全粒子エネルギースペクトルの冪を表す。空気シャワーを核種毎にシミュレートしシャワーサイズ解析を行い、一次宇宙線エネルギーと解析されるシャワーサイズの関係に基づき $F_i(E, N_e) E^{-\gamma}$ を求めた。 $F_i(E, N_e)$ の例として、図 8.6 に $E = 10^{14}, 10^{16}\text{eV}$ の Proton, Fe についてのシミュレーション結果を示す。ここで、全粒子エネルギースペクトルの冪 γ は過去の BASJE の観測結果を基に、 $-2.7 (< 10^{15.5}\text{eV})$, $-3.3 (> 10^{15.5}\text{eV})$ とした [60]。この全粒子エネルギースペクトル冪の仮定による系統誤差は次章で見積もる。(この解析方法では、全粒子エネルギースペクトルを仮定する必要があり、これが系統誤差の原因となる。しかし、尤度比検定によって $\langle \ln A \rangle$ に対する誤差の評価が可能であるという利点がある。)

各サイズビンに対応するエネルギーでの $\langle \ln A \rangle_{\max}$ と、その 90% 信頼区間を求める。各シャワーサイズビンでの一次宇宙線平均質量数を一次宇宙線エネルギーでの平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ へ変換する際、変換を以下の手順で行う。

1. 式 (8.3) を使って各シャワーサイズビン毎の x_{\max} を x'_{\max} に変換する。

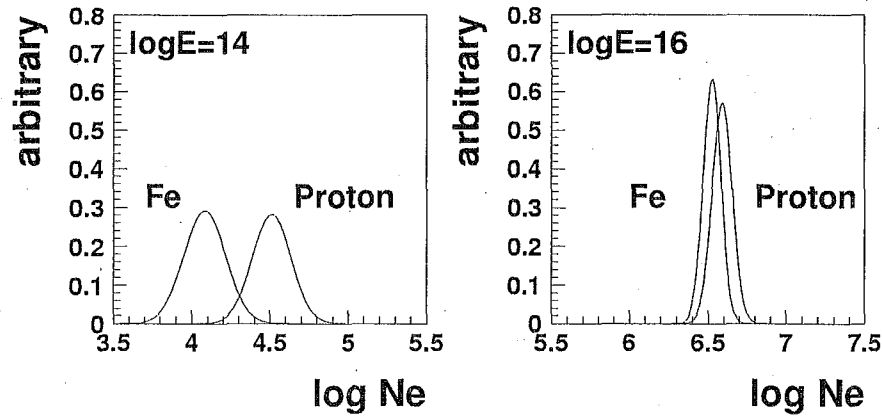


図 8.6: あるエネルギーのある一次宇宙線核種がシャワーサイズ N_e で観測される確率密度関数 $F_i(E, N_e)$ をシミュレーションによって求めた。一次宇宙線エネルギー $E = 10^{14}, 10^{16}$ の陽子, 鉄原子核についてのシミュレーション結果である。ここでは, $\int F_i(E, N_e) = 1$ となるように規格化している。また, このシミュレーションには, 空気シャワー発達のフラクチュエーション, MAS アレイによる各種パラメータの測定精度, 解析精度を含んでいる。

2. Ω_{90} 内にある x の組を同様に x' に変換する。
3. $\langle \ln A \rangle_{\max}$ は x'_{\max} から計算する。 $\langle \ln A \rangle_{\max}$ の 90% 信頼区間は x' の組から, x と同様にして求める。
4. 各シャワーサイズビン毎の代表エネルギーを, それぞれの核種での対応するエネルギーの平均値として求める。

以上で得られた, 各シャワーサイズビンに対応する一次宇宙線の代表エネルギー, および代表エネルギーでの平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ とその 90% 信頼区間を表 (8.3), 図 (8.7) に示す。

8.1.4 一次宇宙線平均質量数解析結果に対する系統誤差の見積もり

3成分解析によって, 一次宇宙線平均質量数を求めたことによる系統誤差については, 6.2.3 章で検討した。ここでは, 全粒子エネルギースペクトルを仮定したことによる影響について検討する。式 (8.3) を使用して, シャワーサイズビン毎に得られた 3成分混合比を, あるエネルギーでの混合比に変換した際, 全粒子エネルギースペクトルの冪 γ は過去 BASJE の観測結果を基に, $\gamma_1 = -2.7 (< 10^{15.5} \text{ eV})$, $\gamma_2 = -3.3 (> 10^{15.5} \text{ eV})$ とした。これらに対してその不定性として, 冪の変化するエネルギーに対しては $\log(E_{\text{knee}}/\text{eV}) = 15.5 \pm 0.2$ とし, また, 冪に対しては $\gamma_1 \pm 0.2$, $\gamma_2 \pm 0.2$ とする。まず, これらをそれぞれの範囲内で組み合わせ, $F_i(E, N_e)E^{-\gamma}$ を求める。つぎに, ここで求めた $F_i(E, N_e)E^{-\gamma}$ を基に, 式 (8.3) を使用して,

表 8.3: 各シャワーサイズビンに対応する一次宇宙線の代表エネルギー, および代表エネルギーでの平均質量数とその 90% 信頼区間。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	$\log(E/\text{eV})$	$\langle \ln A \rangle$
5.0 – 5.3 (L)	14.57	$2.25^{+0.57}_{-0.47}$
5.3 – 5.6 (L)	14.86	$2.61^{+0.72}_{-0.53}$
5.5 – 5.7 (H)	14.97	$2.79^{+0.14}_{-0.15}$
5.7 – 5.9 (H)	15.19	$2.84^{+0.17}_{-0.14}$
5.9 – 6.1 (H)	15.38	$2.96^{+0.24}_{-0.24}$
6.1 – 6.3 (H)	15.56	$3.10^{+0.40}_{-0.34}$
6.3 – 6.6 (H)	15.80	$3.40^{+0.53}_{-0.37}$

シャワーサイズビン毎に得られた 3 成分混合比をあるエネルギーでの混合比に変換し, 平均質量数を求める。最後に, ここで求めた平均質量数と, 8.1.3 章で求めた平均質量数解析結果を比較し, 系統誤差の最大となるものを 8.1.3 章で求めた解析結果に対する系統誤差として採用する。その結果を表 (8.4) に示す。この結果によると, 全粒子エネルギースペクトルを仮定することによる解析結果に対する系統誤差は, 3 成分解析による系統誤差 (表 6.8) に比べ, 最終的な系統誤差に与える影響が小さいことが分かった。

一次宇宙線平均質量数の解析結果に対する系統誤差は, 3 成分解析による系統誤差 (表 6.8) に, ここで求めた全粒子エネルギースペクトルを仮定したことによる系統誤差 (表 8.4) を合わせたものとする。この系統誤差を図 (8.7) に曲線で囲まれた区間として表す。

本観測の一次宇宙線平均質量数の解析結果は, 直接測定による JACEE, RUNJOB グループの観測結果と誤差の範囲内で一致する。また, Knee 領域付近で組成が急激に変化することはなく徐々に増加する傾向が見られ, $10^{15.5}\text{eV}$ 付近では, 系統誤差を考慮しても, 一次宇宙線平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ は 2.5 以上であるという結果を得た。

8.2 一次宇宙線化学組成解析 II.

8.1 章では, 全粒子エネルギースペクトルを仮定し, 一次宇宙線平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ を求めた。この章では, 3 成分 (Proton, C, Fe) 毎のエネルギースペクトルを, 観測された核種毎のシャワーサイズスペクトルを再構成するように決定する。本観測はエネルギー範囲の広いイベントを効率よく収集するために Low energy mode, High energy mode で行った。それぞれの energy mode で得られたサイズスペクトルは, 観測期間, 装置の dead time が異なるので直接比較することは出来ない。そこで, 解析に使用するサイズスペクトルはそれぞれの energy mode で最小であるサイズビンでのイベント数で規格化したものを用いる。その規格化した 3 成分 (Proton, C, Fe) サイズスペクトルから, 相対エネルギースペクトルを求める。

表 8.4: 全粒子エネルギースペクトルを仮定したことが平均質量数解析に及ぼす系統誤差。これと、3成分解析によって得られた平均質量数に対する系統誤差(表 6.8)を合わせたものが、解析結果の系統誤差となる。L: Low energy mode, H: High energy mode

$\log N_e$	$\log(E/\text{eV})$	systematic error	
5.0 - 5.3 (L)	14.57	+0.03	-0.03
5.3 - 5.6 (L)	14.86	+0.03	-0.04
5.5 - 5.7 (H)	14.97	+0.01	-0.01
5.7 - 5.9 (H)	15.19	+0.01	-0.01
5.9 - 6.1 (H)	15.38	+0.01	-0.01
6.1 - 6.3 (H)	15.56	+0.01	-0.01
6.3 - 6.5 (H)	15.80	+0.01	-0.01

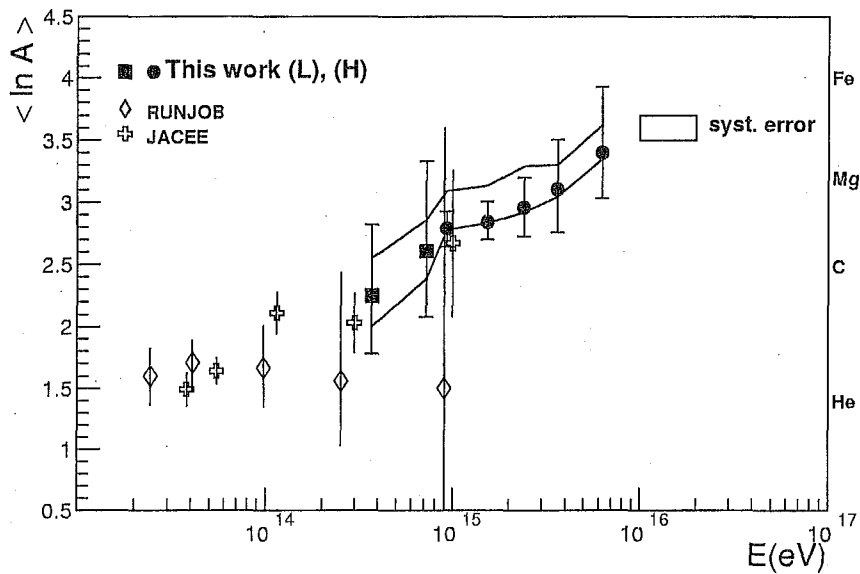


図 8.7: 3成分解析によって得られた一次宇宙線平均質量数の Low energy mode および High energy mode による観測結果。誤差棒は 90% 信頼区間を表す。また、曲線で囲まれた区間 (syst. error) は 3成分で解析を行ったこと、及び、全粒子エネルギースペクトルを仮定したことによる系統誤差を表す。L: Low energy mode, H: High energy mode. 比較のために、解析 I. による結果以外に、直接観測による平均質量数を載せる (JACEE[52], RUNJOB[6])。

直接観測によって得られている5成分に対するエネルギースペクトルと比較するには、5成分以上で解析を行う必要がある。しかし本解析は3成分解析であるため、直接観測の結果のエネルギースペクトルと比較するには十分ではないが、この解析II. では、解析I. で求めた一次宇宙線平均質量数と、3成分エネルギースペクトルから得た平均質量数を比較することで、解析I. で得られた結果が、全粒子エネルギースペクトルを用いることによって生じる系統誤差の影響を受けていないことを確認することができる。

8.2.1 エネルギースペクトル解析

観測データから得られた、3成分サイズスペクトルを再現するような核種*i*のエネルギースペクトル $E^{-\gamma}$ の組を求める。あるシャワーサイズビンでの3成分の混合比 x は、核種*i*のエネルギースペクトル $E^{-\gamma}$ を用いて、式(8.4)によって得られる。

$$x_i = \frac{\int F_i(E, N_e) E^{-\gamma} dE}{\sum \int F_i(E, N_e) E^{-\gamma} dE} \quad (8.4)$$

ここで、 $F_i(E, N_e)$ はエネルギー E の核種*i*が N_e と解析される確率分布を表す。このときの $F_i(E, N_e)$ は、 $\int_{-\infty}^{\infty} F_i(E, N_e) dE = 1$ となるように規格化する。この $F_i(E, N_e)$ は、8.1.3章において求めたものに等しい。

核種*i*のエネルギースペクトル $E^{-\gamma}$ の組から、式(8.4)を使って、シャワーサイズビンでの3成分の混合比と、全粒子シャワーサイズスペクトルを求め、それを観測データから得られた、シャワーサイズビンでの3成分の混合比と全粒子サイズスペクトルに最小二乗法でフィットする。この解析によって核種毎のエネルギースペクトルが得られ、それを基に $\langle \ln A \rangle$ も算出することができる。ここで、観測データから得られたサイズスペクトルはそれぞれのmodeで最小であるサイズビンでのイベント数で規格化したものを用いる。これは、それぞれのenergy modeで得られたサイズスペクトルは、観測期間、装置のdead timeが異なるので直接比較することが出来ないためである。この規格化したサイズスペクトルは、図8.8にデータ点で示している。また、この解析における各核種毎のエネルギースペクトルは、 $10^{14.5} \text{eV}$ での相対フラックスを Ψ とし、エネルギースペクトルは E^γ で表す。加えて、エネルギースペクトルが折れ曲がる場合、そのエネルギーを E_{Knee} とし、それ以後のエネルギースペクトルは、 E^γ で表す。

このフィッティングによる結果を図(8.8,8.9)に示し、表(8.5)にまとめる。図(8.9)に示されているのは、フィッティングで得られた、核種3成分毎のエネルギースペクトル(上図)と、それらのエネルギースペクトルから算出した一次宇宙線平均質量数(下図)である。それによると $10^{14.5} \text{eV}$ での各成分のフラックスはほぼ等しくなった。観測データのある、 $10^{14.5}$ から $10^{15.8} \text{eV}$ までのエネルギー領域では、Cのみエネルギースペクトルの折れ曲がり確認された。また、Proton, Feのエネルギースペクトルの冪は、全エネルギー範囲を通して、それぞれ -3.3 , -2.5 となっており、エネルギースペクトルの折れ曲がり確認されなかった。Protonのエネルギースペクトルの冪は、 10^{12} から 10^{14}eV までのエネルギー範囲で直接観測によって、 $\gamma = -2.7$ 程度と測定されている。これと解析II.による結果を合わせると、

$10^{14.5}$ eV かそれ以下のエネルギーで, Proton のエネルギースペクトルは折れ曲がっていることになる。また, Fe エネルギースペクトルの冪は, 10^{12} から 10^{14} eV までのエネルギー範囲で直接観測によって, 精度は良くないが $\gamma = -2.7 \sim -2.5$ 程度と測定されている。したがって解析 II. の結果と合わせると, そのスペクトルは折れ曲がっていないようである。また, Proton, C, Fe それぞれのエネルギースペクトルを足し合わせたエネルギースペクトルの冪は, $\gamma = -2.7$ ($E < 10^{15.5}$ eV), $\gamma = -2.8$ ($10^{15.5} < E < 10^{15.8}$ eV) となった。

図 (8.9) の下図では, 各成分のエネルギースペクトルから算出した一次宇宙線平均質量数 (曲線) と, 解析 I. で得た平均質量数 (データ点) を表している。これらが誤差の範囲内で一致していることが分かる。解析 I. で得られた一次宇宙線エネルギーに対する平均質量数解析結果と, 解析 II. での結果が一致したことから, 解析 I. においてシャワーサイズビン毎の平均質量数を一次宇宙線エネルギーでの平均質量数への変換する際に, 全粒子エネルギースペクトルを仮定して補正を行ったが, その補正は妥当なものであり, また, 全粒子エネルギースペクトルを用いることによって生じる系統誤差の影響を受けていないことを確認することができた。

この解析 II. で得られた 3 成分のエネルギースペクトルでは, C のエネルギースペクトルが $10^{15.5}$ eV で折れ曲がり, Proton エネルギースペクトルは, $10^{14.5}$ eV よりも低エネルギー側で折れ曲がっている。核種毎のエネルギースペクトルの冪が変化するエネルギーが Rigidity に依存すると仮定し, Proton, Fe のエネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーを推定する。C のエネルギースペクトルが, 電荷 Z を Proton と C の中間 $Z = 3$ から, C と Fe の中間 $Z = 16$ までを表すと仮定する ($Z = 3 \sim 16$)。この仮定より, 核種毎のエネルギースペクトルの冪が変化するエネルギーが Rigidity に依存する場合, Proton のエネルギースペクトルは $10^{14.3} \sim 10^{15.0}$ eV で, Fe のエネルギースペクトルは $10^{15.7} \sim 10^{16.4}$ eV で折れ曲がると推定される。また, 解析 II. の結果によると Proton エネルギースペクトルは, $10^{14.5}$ eV よりも低エネルギー側で折れ曲がっている。これを総合すると, Proton のエネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーは, $10^{14.3} \sim 10^{14.5}$ eV と見積もることが出来る。また, Proton のエネルギースペクトルが $10^{14.3} \sim 10^{14.5}$ eV で $Z = 1 \sim 3$ を表すとし, C のエネルギースペクトルから推定されるものを総合すると, Fe のエネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーは $10^{15.7} \sim 10^{15.9}$ eV となる。

よって, エネルギースペクトルが折れ曲がるエネルギーに Rigidity 依存性を仮定すると, エネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーは, Proton に対して $10^{14.3} \sim 10^{14.5}$ eV, Fe に対して $10^{15.7} \sim 10^{15.9}$ eV となる。

つぎに Proton 組成比の上限値を見積もる。Proton は, Knee 領域付近で主成分に成り得るとするモデルも存在する (2.5.5 章)。また, Knee 領域の平均質量数解析で, $\langle \ln A \rangle < 1$ となるような解析結果を報告した観測グループもあり (図 9.1), それらでは, Knee 領域付近で Proton が主成分の可能性もある。これらと比較するために Proton 組成比の上限値を見積もる。陽子の組成比は, 3 成分モデル (Proton, C, Fe) による本観測の解析結果では, 10^{15} eV 以上の全てのエネルギービンにおいて, 10% 程度と見積もられている (表 8.1 シャワーサイズ $\log N_e > 5.7$)。ここで, 本観測の 3 成分解析によって C と見積もられた成分が全て He を表すとする。また, He は, 3 成分解析によると, およそ $x_P : x_C : x_{Fe} = 0.5 : 0.5 : 0$ である

表 8.5: エネルギースペクトル解析によって得られた核種毎のエネルギースペクトルを表すパラメータをまとめる。ここで, Ψ は $10^{14.5}$ eV でのフラックスであり, エネルギースペクトルは, エネルギーの冪乗 E^γ で表す。また, E_{Knee} はエネルギースペクトルが折れ曲がるエネルギーを表し, それ以後のエネルギースペクトルは, $E^{\gamma'}$ とする。

nucleus	Ψ	γ	γ'	$\log(E_{\text{Knee}}/\text{eV})$
proton	1.2	-3.3	-3.3	-
C	0.9	-2.6	-3.3	15.5
Fe	1.0	-2.5	-2.5	-
ALL	3.1	-2.7	-2.8	15.5

(表 6.4)。したがって, Proton の組成比の上限値を, $x_{\text{P}} + 0.5x_{\text{C}}$ で見積もると $10^{15.5}$ eV 付近でおおよそ 0.3 となる。これは, 同じエネルギー領域での 3 成分モデルによる Fe の組成比 (~ 0.4) よりも小さい。したがって, Knee 領域で Proton は一次宇宙線の主成分ではないと結論できる。

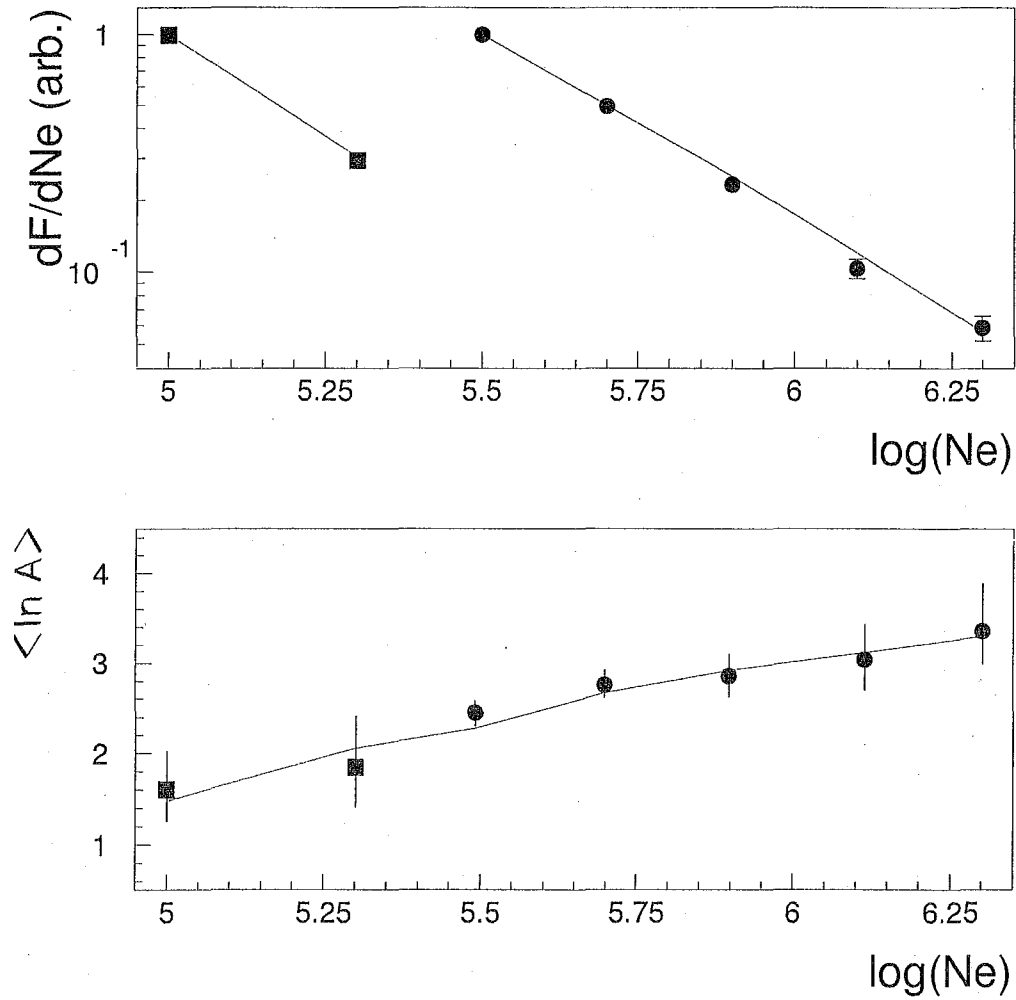


図 8.8: 上図: 全粒子シャワーサイズスペクトル。データ点が観測で得られたもの、曲線がフィッティングによるものを表す。ここで、サイズスペクトルはそれぞれの mode で最小であるサイズビンでのイベント数で規格化したものである。下図: シャワーサイズビンにおける一次宇宙線平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ 。データ点が観測によって得られた平均質量数であり、曲線はフィッティングによる平均質量数である。

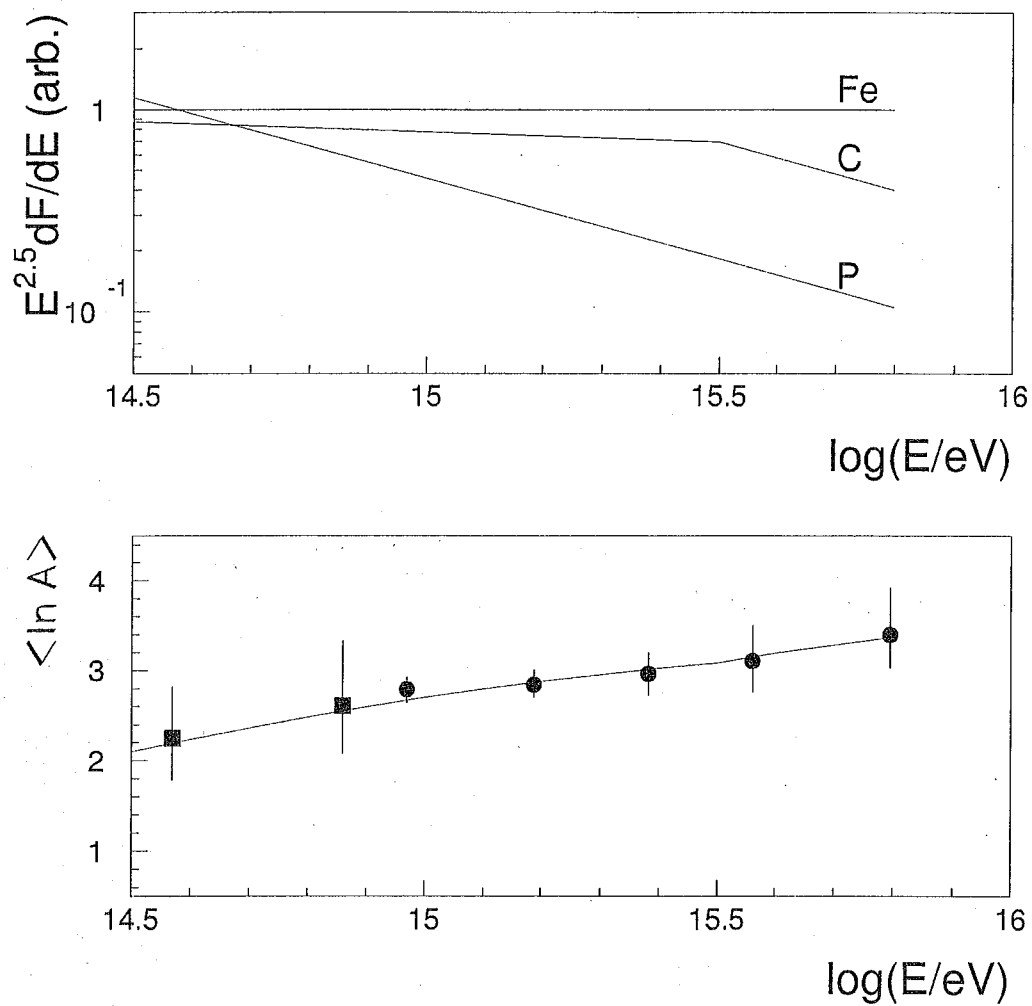


図 8.9: 上図: 3成分解析によって得られた核種毎のエネルギースペクトル。下図: 3成分解析によって得られた核種毎のエネルギースペクトルから求めた一次宇宙線平均質量数 $\langle \ln A \rangle$ (曲線) と, 解析 I. で得られた平均質量数 (データ点)。

8.3 観測データ自身に対する系統誤差の見積もり

前章までに、平均質量数解析によって得られた解析結果に対する系統誤差の見積もりを行った。ここでは、本観測で採用した測定方法が実際に観測したデータ自身に対して及ぼす系統誤差について調査する。これについて、パラメータ β の空気シャワー入射天頂角依存性や、空気チェレンコフ光検出器配置の非一様性が実際に観測したデータに対して与える影響の程度を以下で調査する。

まず、フィッティングパラメータ β の空気シャワー入射天頂角依存性を調査する。このため、解析に用いるデータセレクション条件中の天頂角に対する条件 $\theta = 0 - 30^\circ$ を、 $\theta = 0 - 20^\circ, 20 - 30^\circ$ に変更し、それぞれの入射天頂角条件を満たすデータを用いて、各シャワーサイズビン毎に3成分解析を行い、平均質量数を求めた。図(8.10)にこの結果を示す。これによると、入射天頂角条件を $\theta = 0 - 20^\circ, 20 - 30^\circ$ とすると、 $\theta = 0 - 30^\circ$ の場合と比較するとデータ数がおおよそ半分になるため統計誤差は大きくなる。また、入射天頂角条件毎の最確値に対する差異が見られるが、これらは統計誤差の範囲内である。

つぎに、フィッティングパラメータ β の空気シャワーコア位置に対する依存性を調査するために、解析に用いるデータセレクション条件に方位角に対する条件を付け加えて解析を行った。付け加える方位角に対する条件は、 $\phi = 0 - 360^\circ$ (条件なし)、 $0 - 90^\circ, 90 - 180^\circ, 180 - 270^\circ, 270 - 360^\circ$ とした。ここで、方位角は図4.1中のx軸プラス側を 0° とし、そこから反時計周りに回す角度を示す。これらの条件を満たすデータを用いて、各シャワーサイズビン毎に3成分解析を行い平均質量数を求めた。図(8.11)にこの結果を示す。これによると、方位角条件を $\phi = 0 - 90^\circ, 90 - 180^\circ, 180 - 270^\circ, 270 - 360^\circ$ とすると、 $\phi = 0 - 360^\circ$ (条件なし)の場合と比較するとデータ数がおおよそ1/4になるため統計誤差は大きくなる。また、方位角条件毎の解析結果の最確値に対する差異が見られるが、これらは統計誤差の範囲内である。

つぎに、フィッティングパラメータ β が、検出器配置が一樣でないことによってどの程度の影響を受けるのかを調査する。このために、データ解析に用いる検出器配置を変更し、それぞれの配置で得られた空気チェレンコフ光横方向分布を用いて、平均質量数解析を行う。Low energy mode ($\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.3 - 5.6$) では、図(5.1)中7台ある検出器のうち、全ての検出器を使用する場合を配置 ALL、(C1,2,3,6,7)のみを使用する場合を配置 A、(C1,2,3,4,5)のみを使用する場合を配置 B と呼ぶ。また、High energy mode ($\log N_e = 5.5 - 5.7, 5.7 - 5.9, 5.9 - 6.1, 6.1 - 6.3, 6.3 - 6.5$) では、図(5.2)中8台ある検出器のうち、全ての検出器を使用する場合を配置 ALL、(C1,2,3,4,5,6)のみを使用する場合を配置 C、(C1,2,3,6,7)のみを使用する場合を配置 D と呼ぶ。これらの配置で得られた空気チェレンコフ光横方向分布を用いて、各シャワーサイズビン毎に3成分解析を行い平均質量数を求めた。図(8.12)にこの結果を示す。これによると、検出器配置毎の解析結果の最確値に対する差異が見られるが、これらは全て統計誤差の範囲内である。

以上の検証から、パラメータ β の天頂角依存性や、空気チェレンコフ光検出器配置の非一様性が与えるパラメータ β への影響は、解析結果に対する統計誤差の範囲内であることが示された。

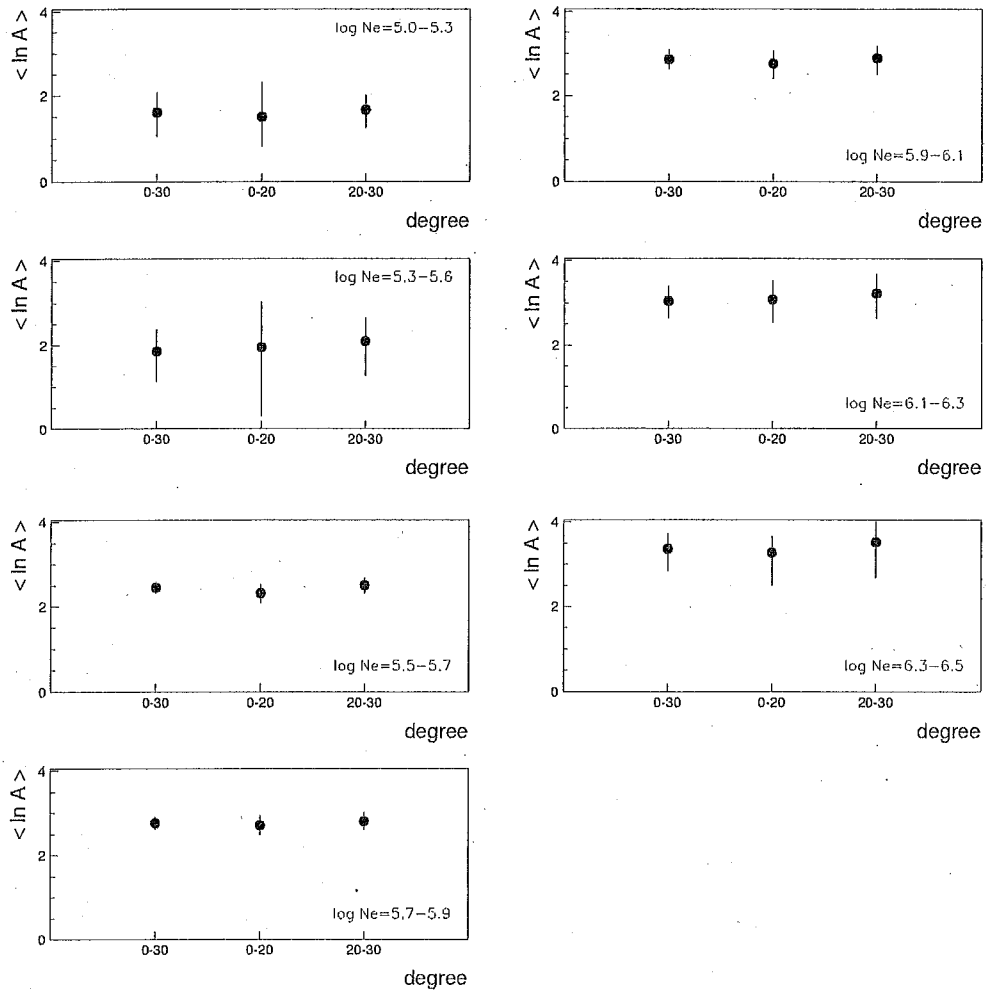


図 8.10: 空気シャワー入射天頂角に対する解析条件が平均質量数解析結果に及ぼす影響。天頂角条件: $\theta < 0 - 30^\circ, 0 - 20^\circ, 20 - 30^\circ$

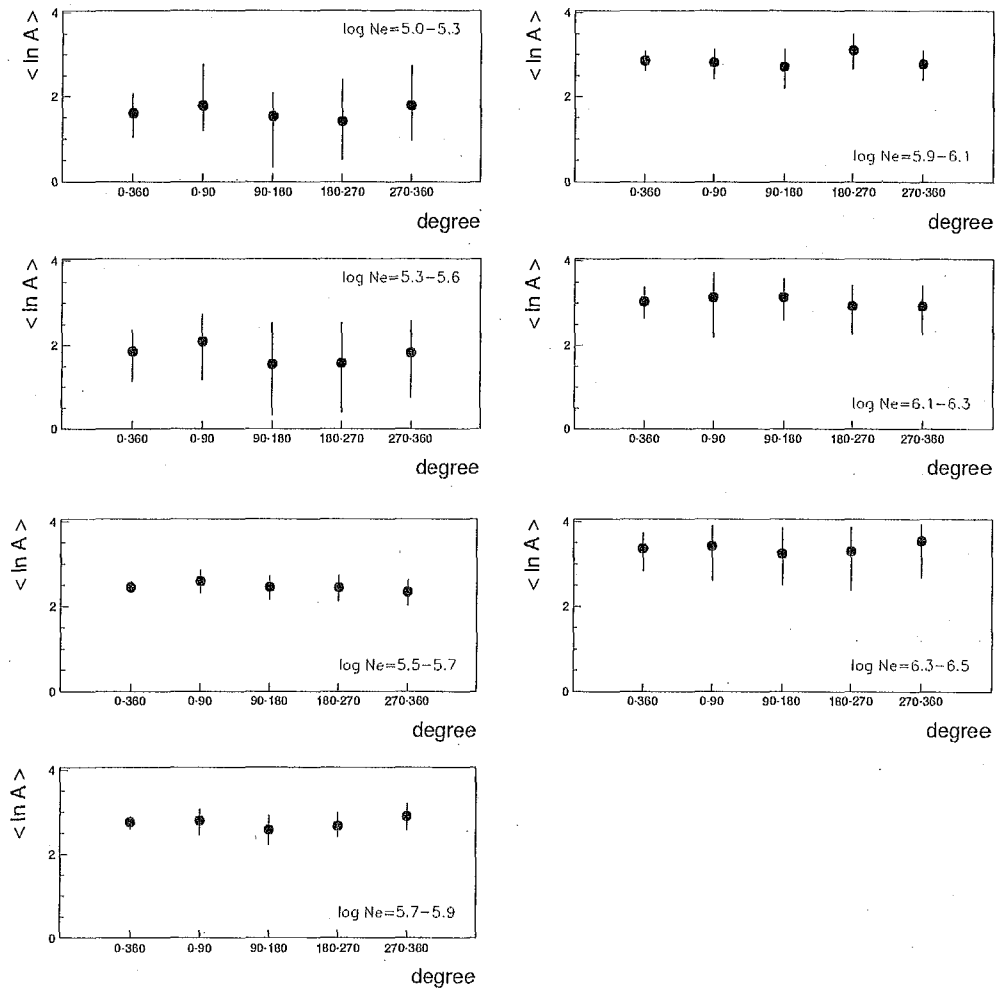


図 8.11: 空気シャワーコア位置が平均質量数解析結果に及ぼす影響。方位角条件: $\phi < 0-360^\circ$ (条件なし), $0-90^\circ$, $90-180^\circ$, $180-270^\circ$, $270-360^\circ$ (方位角は, 図 4.1 中の x 軸プラス側を 0° とし, そこから反時計周りに回った角度を示す)

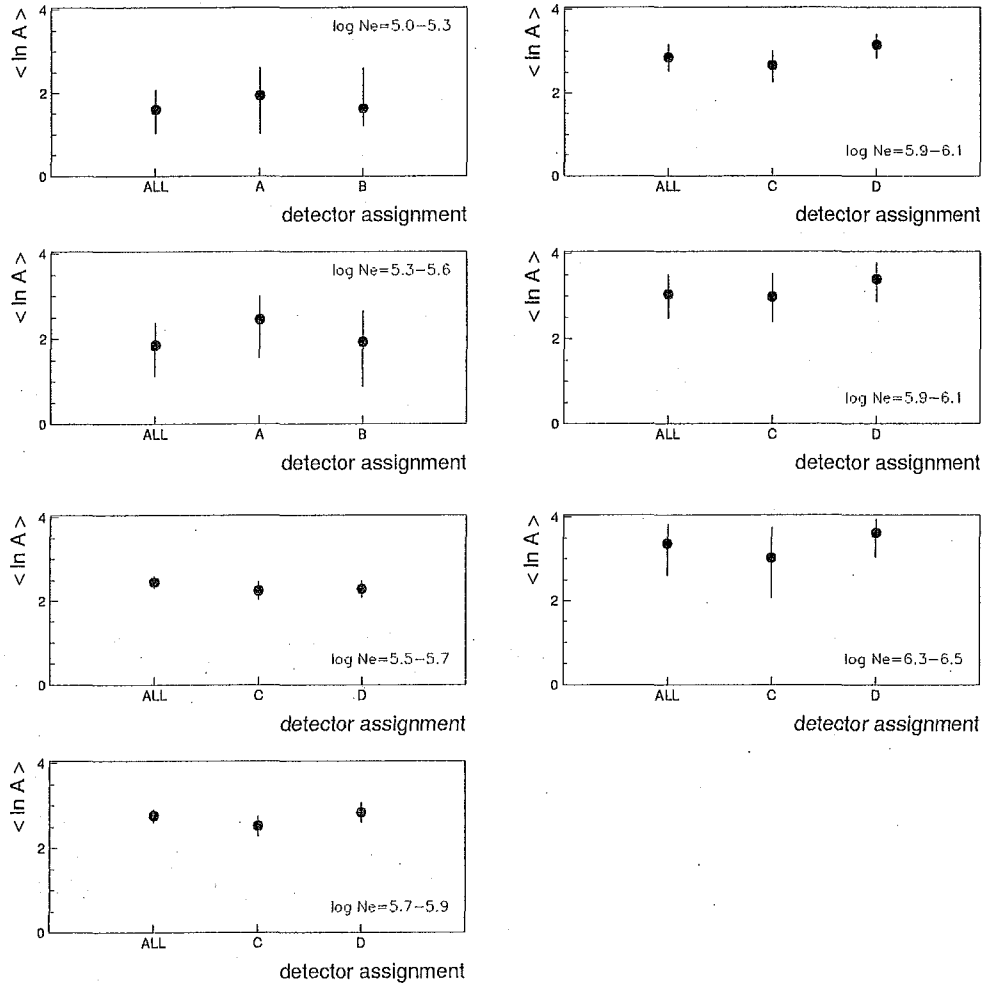


図 8.12: 異なる検出器配置による平均質量数解析。空気チェレンコフ光検出器は Low energy mode 7 台, High energy mode 8 台であるが, それら全てを使用して平均質量数解析を行った場合と, 一部の検出器のデータのみを使用して平均質量数解析を行った場合とで, どの程度得られる結果に差異が見られるかを確認した。それぞれの配置 A, B, C, D で使用した検出器は本文中に記載している。

第9章 一次宇宙線化学組成解析結果とモデル 計算結果との比較

9.1 一次宇宙線平均質量数観測結果

本観測では、空気シャワー中の空気チェレンコフ光横方向分布の測定を行い、Proton, C, Fe の3成分モデルによって、一次宇宙線平均質量数を求めた。図(9.1)には本観測によって得られた一次宇宙線平均質量数測定結果を示し、他のグループによる観測結果と比較する。その結果の概要をまとめると、本観測で得られた結果は、直接測定による JACEE, RUNJOB グループの観測結果と誤差の範囲内で一致し、Knee 領域で平均質量数が徐々に増加する傾向が見られる。CASA-MIA グループの平均質量数観測結果は $10^{15.5}$ eV 以下で、本観測の結果と一致しないが、 $10^{15.5}$ eV 以上では誤差の範囲内で一致する。また、本観測の結果では系統誤差を考慮しても、 $10^{15.5}$ eV 付近で $\langle \ln A \rangle$ が 2.5 以下になることはない(図 8.7)。CASA-BLANCA グループは、本研究と同様の空気チェレンコフ光の横方向分布を用いて一次宇宙線平均質量数解析を行った。しかし、Knee 領域付近で本観測結果と著しい差異が見られる。

BASJE グループでは、本観測の他に、空気チェレンコフ光到着時間分布の測定、等頻度法による平均的な空気シャワー発達曲線の測定を行っている。空気チェレンコフ光の測定では、空気シャワーの観測高度よりも上空での縦方向発達の情報が得られる。また、等頻度法によって得られる空気シャワー発達曲線は観測高度よりも大気の深い部分での測定である。これらの3種類の異なる測定パラメータを用いた観測結果が誤差の範囲内で一致していることで、BASJE による一次宇宙線平均質量数観測結果の信頼性はより高いと考える。図(9.1)によると 10^{14} から 10^{16} eV にかけて、一次宇宙線平均質量数が徐々に増加する傾向を示す結果を得た観測グループと、Knee 領域付近で、減少傾向を示す結果を得た観測グループがある。図(9.1)で、Knee 領域付近において一次宇宙線平均質量数の減少傾向を示しているグループは全て、1 イベント毎に一次宇宙線エネルギーと質量数を解析する手法を採用している。つぎに、この1 イベント毎にエネルギーと質量数を解析する方法についての考察を行う。

9.1.1 1 イベント毎の解析について

間接測定によって一次宇宙線エネルギースペクトルを得るために、エネルギー推定観測パラメータから一次宇宙線エネルギーを求める。しかし、エネルギー推定パラメータ(例えば N_0)には一般に核種依存性があるため、一次宇宙線化学組成の情報を基にエネルギーの推定

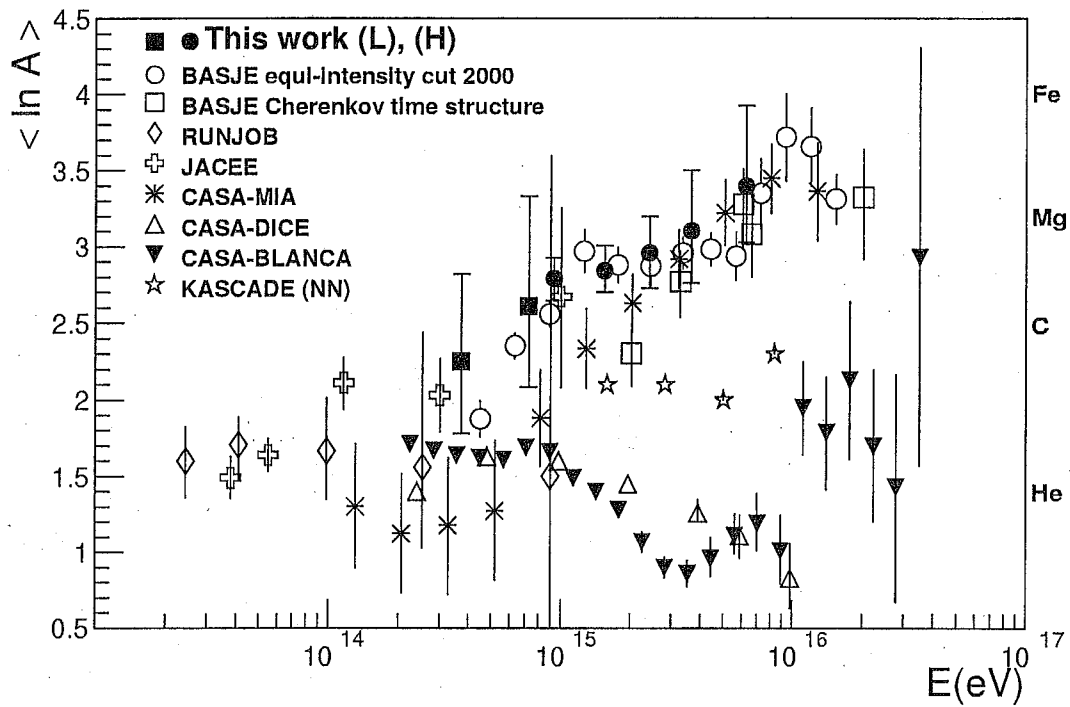


図 9.1: 一次宇宙線平均質量数の観測結果。本研究による観測結果 (L: Low energy mode, H: High energy mode) の他に、他のグループの直接測定 ([52],[6])、間接測定 ([40],[47],[24],[50],[22],[5]) による観測結果を載せる。CASA-BLANCA は本研究と同様の空気チェレンコフ光横方向分布による観測結果である。

を行う必要がある。

このため、一次宇宙線エネルギーを見積もる際には、従来以下のような方法が採用されてきた。

1. 一次宇宙線化学組成を仮定して、それを基にして算出する。
2. 一次宇宙線化学組成を同時に解析して、それを基にして算出する。
3. エネルギー推定パラメータに核種依存性のないものを用いて算出する。

一次宇宙線化学組成を仮定して、それを基にして補正を行うと、系統誤差の影響を受ける。この影響を避けるため、一次宇宙線化学組成を同時に解析して、それを基にして補正を行う方法が採用されてきた。しかし、それとは別に複数の観測パラメータを同時に観測し、それらを組み合わせることによって、エネルギー推定パラメータに核種依存性のないものを得て、それによってエネルギー推定を行うグループもあった。

また、これらの他に、1 イベント毎にエネルギーと核種推定を同時に行う解析手法を採用した研究グループもある。しかし、1 イベント毎にエネルギーと核種推定を行っているグループの観測結果は全て Knee 領域一次宇宙線平均質量数を本観測の結果に比べ、低く見積もっている。これは解析手法に問題を含んでいる可能性もある。ここでは、1 イベント毎の解析についてその手法の問題点を指摘する。

これまでの質量数解析では、一次宇宙線エネルギーと、質量数を同時に決定することができず、エネルギー変換に化学組成を仮定する必要がある、それが系統誤差の要因として挙げられていた。例えば、エネルギーを表すパラメータとして、シャワーサイズ N_e を使用する場合、同一エネルギーの一次宇宙線 Proton, Fe が生成するシャワーのシャワーサイズを比較すると大部分の空気シャワーで Proton が生成するシャワーのシャワーサイズが大きくなる。これは、Fe の生成する空気シャワーの方が大気中で速やかに発達することに起因する。逆に、同一 N_e でみると、Fe の一次宇宙線エネルギーの方が高い。したがって、ある N_e で測定した化学組成がそのまま、対応する一次宇宙線エネルギーでの化学組成にはならない。このため、エネルギー決定パラメータの核種依存性を解消しようと、 N_e 以外のパラメータが試されている。例えば、CASA-MIA グループでは、観測パラメータは N_e だけでなく N_μ と組み合わせて、式 (3.17) を使って一次宇宙線エネルギーの推定を行っている。CASA-MIA では、エネルギー決定に式 (3.17) を用いることで、核種依存性が解消可能であると主張している [24]。

一次宇宙線質量数解析において、エネルギー推定パラメータの核種依存性による系統誤差が解消されない場合、どのような影響が生じるのであろうか。ここでは、一次宇宙線が、Proton, Fe の 2 成分であると仮定して以下の議論を進める。例えば、ある N_e と測定される一次宇宙線エネルギー E は、ほとんどの空気シャワーイベントで、Fe の方が高い。したがって、ある N_e での一次宇宙線化学組成解析を行うと、一次宇宙線エネルギーが高い (したがって頻度の小さい) Fe のイベント数と、一次宇宙線エネルギーが低い (したがって頻度の大きい) Proton のイベント数を比較してしまうことになる。この影響によって、ある N_e で一次宇宙

線化学組成解析を行うと、Proton の成分比率が増加してしまうという系統誤差を生じることになる。

また、1 イベント毎に、エネルギーと、核種を判定するためには、エネルギー、質量数、空気シャワー発達のフラクチュエーションの3種類の情報を得なければならないため、最低でも3種類の測定パラメータが必要である。しかし、1 イベント毎に解析を行っている、CASA-BLANCA, CASA-DICE, KASCADE は、2種類の測定パラメータから、エネルギー、質量数を推定している。これでは、空気シャワー発達のフラクチュエーションの影響を強く受け、信頼できる一次宇宙線エネルギー、質量数測定結果を得ることは難しい。例えば、図(6.9)上は、一次宇宙線エネルギー 10^{16} eV の Proton に対する α , β 分布のシミュレーション結果である。これによると、同一エネルギーでも、 α , β に分布が生じる。このように同一エネルギー、同一核種でも観測パラメータには空気シャワー発達のフラクチュエーションの影響によって、ある程度の分布を生じる。本観測では、2種類の測定パラメータ (N_e , β) から、エネルギー、質量数を推定しているが、1 イベント毎に解析を行うのではなく、ある程度の統計量のイベントの分布に基づいて解析を行うことで、空気シャワー発達のフラクチュエーションは考慮している(例えば、図(8.2)のように)。しかし、観測パラメータ2種類で行う1 イベント毎の解析では、得られたエネルギー、質量数に何らかの系統誤差を含んでいる可能性がある。例えば、エネルギーの推定に、Fe のエネルギーを高めに見積もり、Proton のエネルギーを低めに見積もる系統誤差があれば、一次宇宙線エネルギースペクトルが $\sim E^{-3}$ で表されるため、一次宇宙線エネルギーが高い(したがって頻度の低い) Fe のイベント数と、一次宇宙線エネルギーが低い(したがって頻度の大きい) Proton のイベント数を比較してしまうことになり一次宇宙線平均質量数解析にも影響を及ぼす。

ここで、1 イベント毎の解析が平均質量数解析に与える影響をシミュレーションによって確認する。KASCADE グループでは、核種、エネルギー決定精度を論文中で公表しているので[5]、その情報を基にシミュレーションを行う。KASCADE の解析では、まず、イベントを N_e , N_μ を用いて、Proton, O, Fe 3成分のいずれかに決定する。決定した核種と、 N_e , N_μ を用いて、エネルギーを推定する。この論文では、核種決定精度と、各核種に対するエネルギー決定精度が公表されている。しかし、核種の決定精度を含んだエネルギー決定精度は公表されていない。そのため、ここでシミュレートしたデータで平均質量数解析を行い、得られた結果に系統誤差が存在したとしても、実際の KASCADE の解析での系統誤差の下限値を表す程度である。

ここでシミュレーションを行う手順は、

1. 本観測の平均質量数結果をよく表すモデル(図9.5)でのエネルギースペクトルにしたがって、5成分(Proton, He, O, Si, Fe) イベントをシミュレートする。ここでは、 $10^{14.5}$ eV からエネルギースペクトルを考慮して 10^7 イベントシミュレートした。
2. そのシミュレートしたイベントを KASCADE の核種決定精度に基づいて Proton, O, Fe 3成分に決定する。
3. それらの核種に対するエネルギー決定精度を考慮して解析されるエネルギーを推定

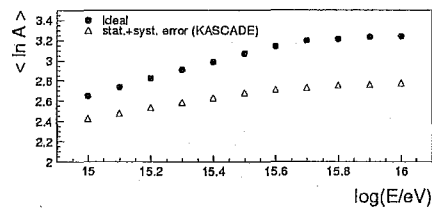


図 9.2: KASCADE グループの公表している、核種、エネルギー決定精度によって平均質量数解析を行うと、解析によってどのような結果が得られるかをシミュレートした。本観測の平均質量数結果をよく表すモデル (図 9.5) にしたがって、5 成分のエネルギースペクトルをシミュレートし、それを KASCADE の公表している精度で解析する。それによると平均質量数を小さく見積もる系統誤差があることが分かった。

する。

4. 推定されたエネルギーと核種から、平均質量数を求める。

これによって、実際の 5 成分モデルでシミュレートしたイベントの平均質量数と、KASCADE の核種、エネルギー決定精度を考慮したデータによる平均質量数を比較した (図 9.2)。このシミュレーションによると、KASCADE の解析手法では平均質量数をエネルギーに依存して 0.2 から、0.6 程度低めに見積もる系統誤差があることが示された。KASCADE の論文では [5], 核種の決定精度を含んだエネルギー決定精度は公表されていない。そのため、ここで得られた系統誤差は、実際の解析での系統誤差の下限值を表す程度である。

この例でも明らかのように 2 種類の観測パラメータによって 1 イベント毎の解析を行うと、平均質量数を低めに見積もる系統誤差が生じる可能性がある。

9.2 一次宇宙線化学組成観測結果とモデル計算結果との比較

本観測によって得られた、Knee 領域一次宇宙線平均質量数を説明するモデルについて検討する。

一次宇宙線のエネルギースペクトルの折れ曲がり Knee を説明するモデルは、およそ 3 つに分類することが出来る。

1. 加速源で加速された宇宙線のエネルギーが高くなるほど、それ以上のエネルギーに加速される際の加速効率が低下したり、加速源に閉じ込められなくなり、加速源でのエネルギースペクトルが変化する。
2. 閉じ込め領域である銀河系からの洩れ出しの効果が現われるため。

などである。これらのモデルのうちそれぞれ代表的なモデルを使って、全粒子エネルギースペクトルと、一次宇宙線平均質量数を計算し、本観測によって得られた Knee 領域一次宇宙線

平均質量数と比較する。またエネルギースペクトルについては、本観測ではその絶対値を測定していないため、BASJE が過去に報告した全粒子エネルギースペクトル [40](BASJE 等頻度法解析) と比較する。BASJE が過去に報告した測定では、一次宇宙線平均質量数解析の結果を基にして、シャワーサイズから一次宇宙線エネルギーに変換する変換式を求め、全粒子エネルギースペクトルを求めている。本観測と BASJE (等頻度法) はシャワーサイズの決定方法が同じであり、さらに、誤差の範囲内で両者の一次宇宙線平均質量数解析の結果が一致している。このため、全粒子エネルギースペクトルについては、BASJE 等頻度法による結果を基にする。モデル計算による全粒子スペクトルと観測結果を比較する場合、BASJE 等頻度法による結果と併せて CASA-MIA による全粒子エネルギースペクトルを載せる。間接測定では、BASJE 等頻度法、CASA-MIA の他に全粒子エネルギースペクトルを公表している研究グループは存在するが、エネルギースペクトルを求める際に、一次宇宙線化学組成を仮定しているか、1 イベント毎にエネルギーと質量数の解析を行っており系統誤差の影響が懸念されるため、ここでは参照しない。

9.2.1 Oblique shocks モデル

一般的なモデルでは、ショック面の進行方向と磁場とのなす角 α は 0° と仮定しているが、この Oblique shocks モデルでは、 α が 0° でない場合 (Oblique shocks) を考えている。このモデルでは磁場に粒子が巻き付くなどして衝撃波面を横切る回数が増えるため、粒子が加速を受ける確率が増加し、その結果、衝撃波で加速される宇宙線の持つ最大エネルギーが高まる [33]。このモデルでは、加速される宇宙線エネルギースペクトルをつぎのように見積もっている。加速される宇宙線エネルギーが E_{crit} 以下であれば、 η ($\eta = \cos \alpha$) 依存性はなく、ある平均的なエネルギースペクトルで表される (式 9.1)。また、加速される宇宙線エネルギーが E_{crit} 以上になると、 η 依存性を持つため、平均的なエネルギースペクトルに係数 $g(\eta)$ を掛けたエネルギースペクトルになり (式 9.2), E_{max} まで加速が行われる (式 9.3)。

$$\frac{dJ}{dE} = CE^{-\gamma} (E < E_{\text{crit}}) \quad (9.1)$$

$$= CE^{-\gamma} g(\eta) (E_{\text{crit}} < E < E_{\text{max}}) \quad (9.2)$$

$$= 0 (E_{\text{max}} < E) \quad (9.3)$$

このモデルでは Knee 領域エネルギースペクトルを、以下の手順で算出する。

1. 加速源での冪、銀河系からの洩れ出しによる冪の変化などの詳細についての議論はせず、直接測定によって得られている一次宇宙線 1TeV でのエネルギースペクトルの絶対値とエネルギースペクトルの冪を基にして、それ以上のエネルギーでのエネルギースペクトルを見積もる。
2. 1TeV での核種グループ毎のエネルギースペクトルの絶対値、エネルギースペクトルの冪を直接測定の観測結果から得て (表 9.1), 式 (9.1) で表す。

表 9.1: Oblique shocks モデルでの直接測定結果のパラメータ化。各グループ毎の低エネルギー側でのエネルギースペクトルの冪と 1TeV でのフラックスを直接測定の結果を基に決定した [33]。

group	indices(γ_1)	$\Psi(=1\text{TeV})$
Proton	3000	-2.77
He	2200	-2.72
CNO	1030	-2.57
NeS	630	-2.57
Fe	720	-2.50

3. $E_{\text{crit}} = 1.25Z \times 10^{14}\text{eV}$ 以上では、式 (9.1) に $g(\eta)$ を掛けて式 (9.2) をエネルギースペクトルとする。 $g(\eta) < 1$ であるため E_{crit} においてエネルギースペクトルは折れ曲がる。
4. エネルギースペクトルの冪の変化は加速源での加速効率の変化のみで説明し、銀河系からの洩れ出しなどの影響は考慮しない。

このモデルによって期待される、Knee 領域一次宇宙線エネルギースペクトルは、図 (9.3, 9.4, 9.5) に点線で示した。 $E_{\text{crit}} = 1.25Z \times 10^{14}\text{eV}$ で陽子エネルギースペクトルがまず折れ曲がり、 Z に依存して順次、原子核のエネルギースペクトルが折れ曲がる。このため、Knee 領域では Fe のフラックスが最も高くなる。このモデルによる全粒子エネルギースペクトルは 10^{14}eV 付近で、BASJE, CASA-MIA グループの観測結果とよく一致するが、 $10^{15.5}\text{eV}$ 以降から徐々にフラックスが高めに推移している (図 9.5)。また、一次宇宙線平均質量数は低エネルギー側から徐々に増加し、本観測の解析結果と誤差の範囲内で一致する (図 9.5)。

9.2.2 Rigidity cutoff モデル

このモデルでは、直接測定で求められた核種毎のエネルギースペクトルが、何らかの要因によって、ある Rigidity で折れ曲がるとする、現象論的エネルギースペクトルを求める。加速効率が低下するためにエネルギースペクトルが折れ曲がるとするモデルは、Oblique shocks モデルの他に星風を伴った大質量星起源モデルなどがある。一方、超新星爆発によって加速される粒子の持つ最大エネルギーが、Knee 領域を超え、また、加速効率も変化しないのであれば、Knee 領域でのエネルギースペクトルの折れ曲がり、銀河系からの一次宇宙線の洩れ出しの効果である可能性がある。また、これらの影響が混合している可能性もある。

星風を伴う大質量星での宇宙線加速での加速効率が増加するエネルギーは、Proton で $E = 2.3 \times 10^{14}\text{eV}$ 程度と見積もられている (2.5.3 章)。また、Diffusion モデルでは Proton

に対してエネルギースペクトルが折れ曲がるエネルギーは $E_{th} = Z \times 10^{15.5} \sim 10^{18.8} \text{eV}$ (2.5.2 章) である。

10^{12}eV 以上で直接測定による核種グループ毎のエネルギースペクトルの冪 γ には若干の相違がある。この相違の程度は、例えば Proton と Fe で、 $\Delta\gamma = 0.2 \sim 0.3$ である。このエネルギースペクトルの冪の核種による相違を説明するモデルはない。そこで現象論的に一次宇宙線エネルギースペクトルは低エネルギーで直接測定による観測結果を用いる。まづ、直接測定の結果から、 1TeV でのフラックス Ψ 、エネルギースペクトルの冪 γ_1 を決め、高エネルギー側へ外挿する。 1TeV 以上での各核種グループ毎のエネルギースペクトルは、高エネルギー側で誤差が大きく、不定性大きい、図 (9.3,9.4) での特に JACEE グループの観測結果と、HEGRA[1], Kobayakawa et al.[33] を参考にして、 Ψ , γ_1 を決めた。この Ψ , γ_1 を表 9.2 にまとめる。

つぎに、あるエネルギー $E_{th}(\text{eV})$ でエネルギースペクトルが折れ曲がり、その冪が γ_2 になるとする。例えば、Proton エネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーが $E_{th}(\text{eV})$ であれば、電荷 Z を持つ核種のエネルギースペクトルの折れ曲がるエネルギーは $Z \times E_{th}(\text{eV})$ に相当する。ここで、 γ_2 は、Knee 前後の全粒子エネルギースペクトル冪の変化と同程度あるとし、 $\gamma_2 = \gamma_1 - 0.6$ とした。

このモデルによって核種グループ毎のエネルギースペクトル、全粒子エネルギースペクトル、一次宇宙線平均質量数を求める。図 (9.3,9.4,9.5) では、 $E_{th} = Z \times 10^{14.25} \text{eV}$ として、表 (9.2) の数値を使い、各核種グループ毎のエネルギースペクトルを求めた。また、これらのエネルギースペクトルから全粒子エネルギースペクトル、一次宇宙線平均質量数を計算した(実線)。この他に E_{th} を、 $Z \times 10^{13.75}$, $Z \times 10^{14.00}$, $Z \times 10^{14.50}$, $Z \times 10^{15.50} \text{eV}$ としたときの全粒子エネルギースペクトル、一次宇宙線平均質量数を図 (9.6,9.7) に示す。

これらの図によると E_{th} が $Z \times 10^{14} \sim Z \times 10^{14.25} \text{eV}$ 程度であれば、本観測の一次宇宙線平均質量数、BASJE 等頻度法による全粒子エネルギースペクトルによく一致する。この Rigidity cutoff モデルでは、 $\gamma_2 = \gamma_1 - 0.6$ として計算したが、 $\gamma_2 = \gamma_1 - 0.4$ として全粒子エネルギースペクトルを計算すると、Oblique shocks モデルによる全粒子エネルギースペクトルと Knee 前後のエネルギー領域ではほぼ一致する値となる。

星風を伴った大質量星起源モデルでは、Knee 領域より低エネルギー側でのエネルギースペクトルの冪が、BASJE 等頻度法による全粒子エネルギースペクトルの解析結果と一致するが、Knee 領域より高エネルギーでのエネルギースペクトルの冪については -0.2 の相違がある。しかし、このモデルでは宇宙線の伝播過程でのエネルギースペクトルの冪の変化として $-1/3$ を仮定し、源でのエネルギースペクトルに、 $E^{-1/3}$ を乗じたエネルギースペクトルが地球で観測されると見積もっているが、現在の観測ではこのエネルギースペクトルの冪の変化は $E^{-0.5}$ と見積もられている [56]。したがって、エネルギースペクトルの冪についてはこれら伝播過程でのエネルギースペクトルの冪の変化についての議論の誤差の範囲内である。また、このモデルでは加速効率の変化するエネルギーについては、 $E_{th} = 2.3Z \times 10^{14} \text{eV}$ と見積もっており、本観測の一次宇宙線平均質量数、BASJE 等頻度法による全粒子エネルギースペクトルと一致する範囲内である。

Diffusion モデルでは宇宙線の銀河系から洩れ出すエネルギーは $E_{th} = Z \times 10^{15.5} \sim Z \times$

表 9.2: Rigidity cutoff モデルでの、核種グループ毎の低エネルギー側でのエネルギースペクトルの冪 γ_1 と一次宇宙線エネルギー 1TeV でのフラックス Ψ を直接測定の観測結果を基にして決定した。

group	indices(γ_1)	$\Psi(=1\text{TeV})$	charge
Proton	-2.77	3450	1
He	-2.62	2090	2
CNO	-2.57	890	6
NeS	-2.57	690	12
Fe	-2.50	720	26

$10^{18.8}\text{eV}$ と見積もられている。しかしこの領域でエネルギースペクトルが折れ曲がるとすると、本観測の一次宇宙線平均質量数、BASJE 等頻度法による全粒子エネルギースペクトルと一致しない(図 9.6,9.7)。したがって銀河系外への洩れ出しが原因であったとしても、洩れ出しの効果が現われるエネルギーが少なくとも一桁程度異なっている。

9.2.3 その他のモデル

上記以外のモデルでは、地球近傍の超新星残骸起源宇宙線の寄与や、活動銀河核起源宇宙線の寄与などのモデルがある。地球近傍の超新星残骸起源宇宙線の寄与モデルでは Knee 領域は、あるひとつの太陽系近傍(～数百 pc)の超新星残骸を源とした宇宙線の到来によって形成される [17] としている。このモデルによると Knee 領域での宇宙線の到来方向の異方性の増加、化学組成が徐々に重くなる、エネルギースペクトルへの影響などが期待される。化学組成が Knee 領域付近で徐々に重くなる傾向は、本解析の一次宇宙線平均質量数解析の結果と一致する。しかし、常定は候補となる地球近傍の超新星残骸などからこのモデルによって期待されている程度の宇宙線が到来していると仮定した場合の、それらの天体方向からの宇宙線到来方向の異方性を見積もった。これで見積もられた地球近傍の超新星残骸などから期待される宇宙線の異方性は観測されていない [59]。したがって、これらの地球近傍の源からの宇宙線の寄与は、このモデルで予想しているよりも小さいと言える。

また、活動銀河核起源宇宙線の寄与モデルは、活動銀河核を持つ銀河を起源とする陽子が Knee 領域で優勢成分となるモデルである。しかし、本観測による結果では、Proton の組成比は 3 成分解析による Fe の組成比よりも小さいと見積もられている(8.2.1 章)。また、Knee 領域付近での陽子成分の顕著な増加は見られない。したがって、このモデルで拡散係数が小さい場合に Knee 領域付近で陽子が一次宇宙線の主成分となる可能性が指摘されていたが、Knee 領域で陽子が主成分となることはなく、その寄与があったとしても限定的である。

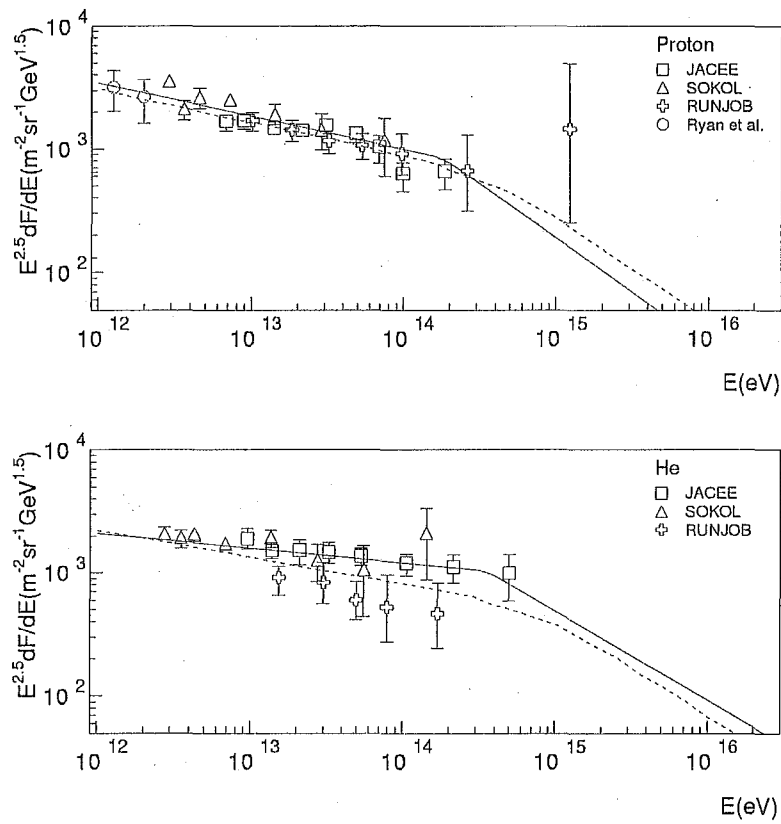


図 9.3: 直接測定によるエネルギースペクトルの観測結果 (データ点)。モデル計算によるエネルギースペクトル (実線: Rigidity cutoff モデル, 破線: oblique shocks モデル)。上図: 陽子のエネルギースペクトル。下図: ヘリウム原子核のエネルギースペクトル。 [6, 52, 29, 45]

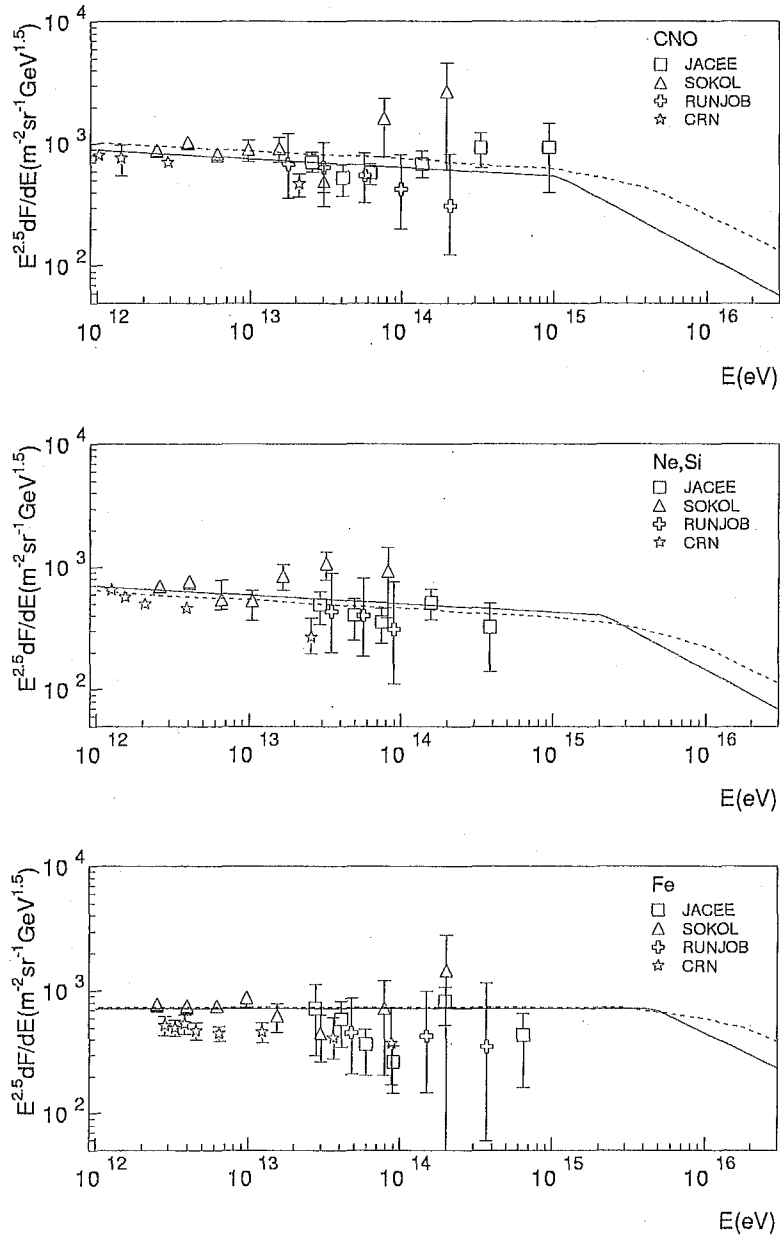


図 9.4: 直接測定によるエネルギースペクトルの観測結果 (データ点)。モデル計算によるエネルギースペクトル (実線: Rigidity cutoff モデル, 破線: oblique shocks モデル)。上図: CNO のエネルギースペクトル。中図: middle 成分 (Ne~S) 下図: 鉄原子核のエネルギースペクトル。 [6, 52, 29, 45]

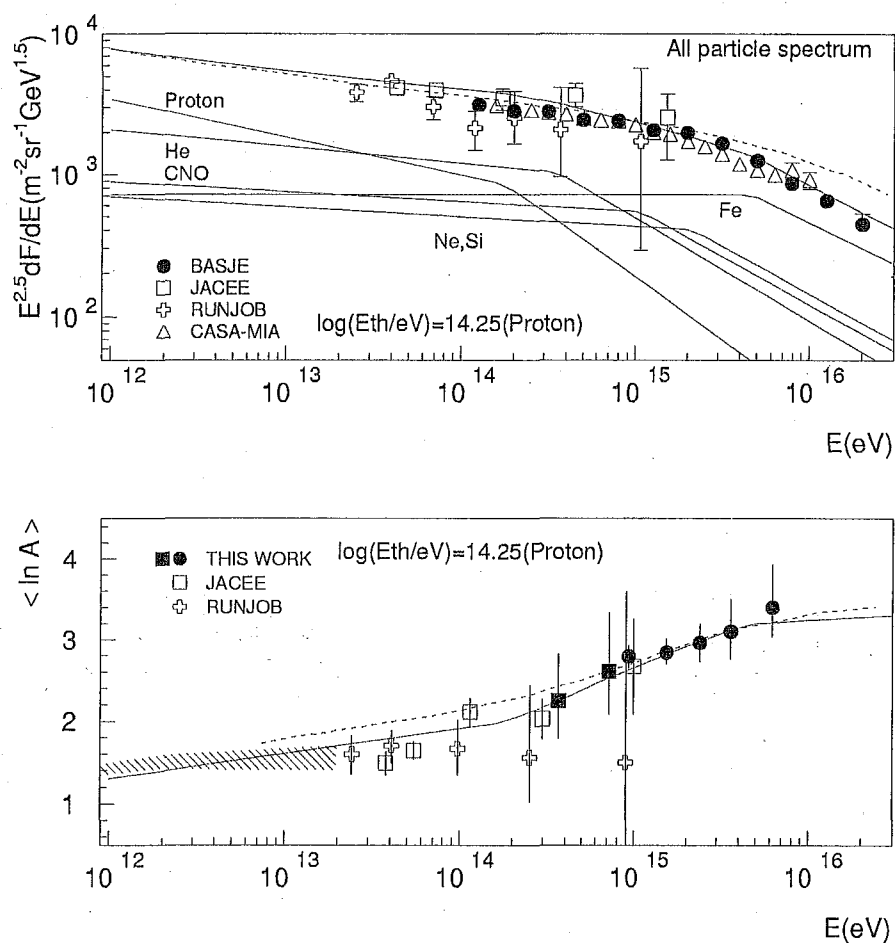


図 9.5: 上図: 直接測定, 間接測定による一次宇宙線全粒子エネルギースペクトル。モデル計算による成分毎のエネルギースペクトルおよび全粒子エネルギースペクトル (実線: Rigidity cutoff モデル, 破線: Oblique shocks モデル)。下図: 本研究で得られた一次宇宙線化学組成平均質量数 (データ点)。モデル計算による平均質量数 (実線: Rigidity cutoff モデル, 破線: Oblique shocks モデル)。Rigidity cutoff モデルでは, $E_{th} = Z \times 10^{14.25} \text{eV}$ として計算している。 [6, 52, 24, 40]

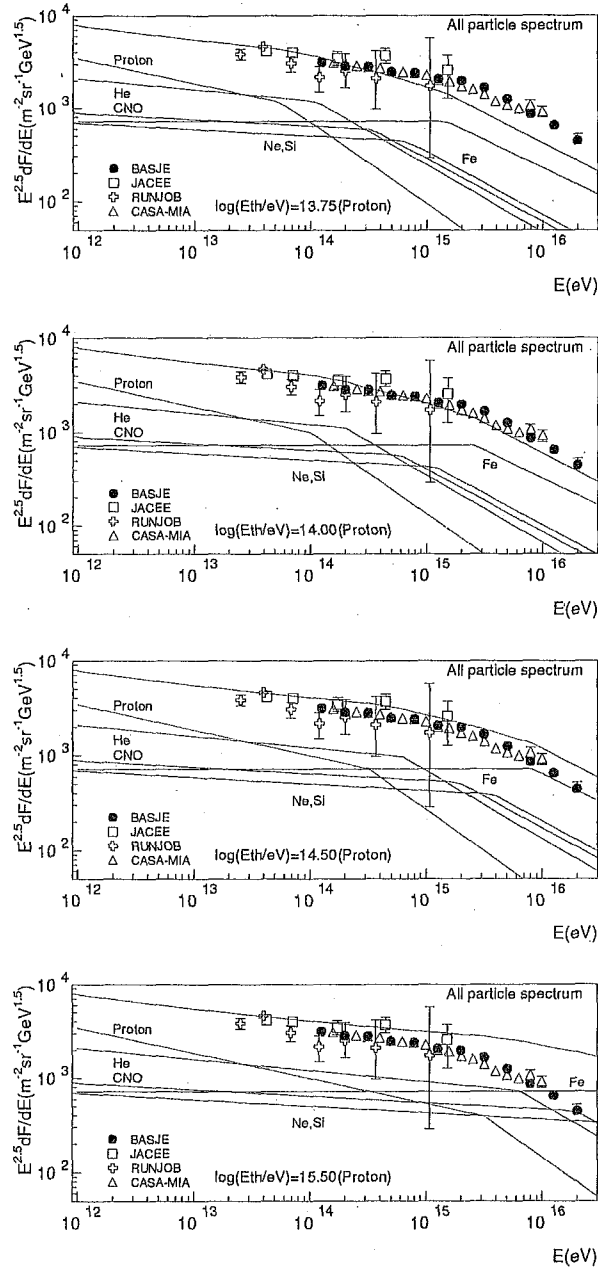


図 9.6: Rigidity cutoff モデルによる全粒子エネルギースペクトル。核種グループ毎のエネルギースペクトルの折れ曲がりの位置 E_{th} は, $E_{th} = Z \times 10^{13.75} \text{eV}$, $Z \times 10^{14.0} \text{eV}$, $Z \times 10^{14.5} \text{eV}$, $Z \times 10^{15.5} \text{eV}$ 。 [6, 52, 24, 40]

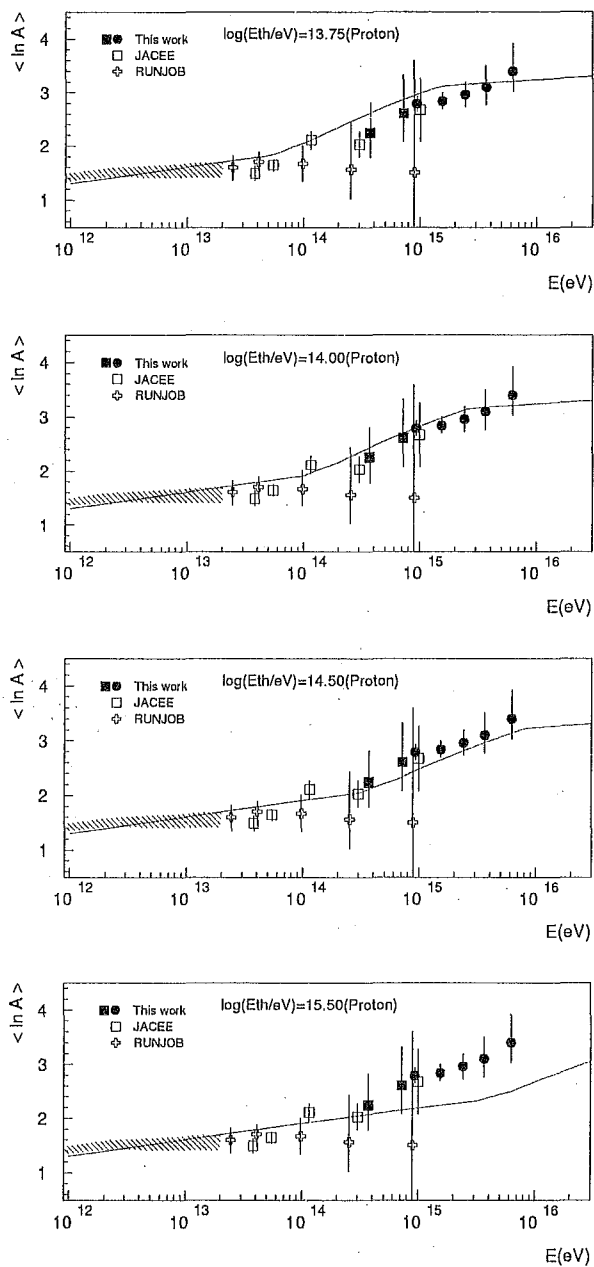


図 9.7: Rigidity cutoff モデルによる一次宇宙線平均質量数。核種毎のエネルギースペクトルの折れ曲がりの位置 E_{th} は, $E_{\text{th}} = Z \times 10^{13.75} \text{eV}$, $Z \times 10^{14.0} \text{eV}$, $Z \times 10^{14.5} \text{eV}$, $Z \times 10^{15.5} \text{eV}$ 。

[6, 52]

第10章 結論

2001, 2002年にチェレンコフ光横方向分布を測定し、得られたデータを使って、Proton, C, Feの3成分モデルによってKnee領域一次宇宙線平均質量数解析を行った。その結果、一次宇宙線平均質量数として、 $\langle \ln A \rangle = 2.25_{-0.47}^{+0.57}$ ($10^{14.6}$ eV) から $3.40_{-0.53}^{+0.57}$ ($10^{15.8}$ eV) まで、エネルギーが増す毎に平均質量数が徐々に増加する結果を得た(図8.7, 表8.3)。本観測によって得られた結果は、直接測定によるJACEE, RUNJOBグループの観測結果に誤差の範囲内で一致し観測の確からしさは示された。また、BASJEチェレンコフ光到着時間分布解析と等頻度法解析による結果、CASA-MIAグループの観測結果($10^{15.5}$ eV以上)、これらの結果と誤差の範囲内で一致する。ただし、CASA-MIAグループの平均質量数解析結果は $10^{15.5}$ eV以下で、本観測の結果と一致しない。BASJEでは、異なる3つの解析手法を用いて誤差の範囲内で一致する観測結果が得られたことで、信頼性はより高いと考える。

しかし、間接測定による一次宇宙線平均質量数解析結果は $10^{15.5}$ eV付近で結果が、Knee領域で徐々に増加する傾向を示すものと、Knee領域で減少する傾向を示すものがあり、2つの傾向に分かれている(図9.1)。Knee領域で一次宇宙線平均質量数が減少するという解析結果を得たのは全て、1イベント毎にエネルギーと質量数を決定する解析手法を用いている観測グループである。この解析手法を用いた解析で、系統誤差の影響の少ない解析結果を得るためには3つ以上の観測パラメータが必要であるが、これらの観測グループでは、その解析に際して、観測パラメータ2つを用いて解析を行っている。この解析方法による系統誤差の可能性を指摘した(9.1.1章)。

本観測の一次宇宙線平均質量数の解析結果では、Knee領域付近で組成が急激に変化することではなく徐々に増加する傾向が見られた。この結果を良く説明するモデルとしては、Oblique shocksモデル、Rigidity cutoffモデル($E_{th} = Z \times 10^{14.0} \sim Z \times 10^{14.25}$ eV)が挙げられる。これらのモデルで計算される一次宇宙線平均質量数を図(9.5)に示した。どちらのモデルでも本観測結果と誤差の範囲内で一致している。また、Oblique shocksモデルによる全粒子エネルギースペクトルはBASJE等頻度法、CASA-MIAの観測結果にほぼ一致する($10^{15.5}$ eV以上でのエネルギースペクトルが若干高いが)。また、Rigidity cutoffモデルでは、 $E_{th} = Z \times 10^{14.0} \sim Z \times 10^{14.25}$ eVでエネルギースペクトルが折れ曲がるとすると、BASJE等頻度法、CASA-MIAの全粒子エネルギースペクトルの観測結果にほぼ一致する。

星風を伴った大質量星起源モデルでは、加速効率の変化するエネルギーは、 $E_{th} = 2.3Z \times 10^{14}$ eVと見積もっており、本観測の一次宇宙線平均質量数、BASJE等頻度法による全粒子エネルギースペクトルと一致する範囲内である。また、エネルギースペクトルの冪については、Knee領域より低エネルギー側でのエネルギースペクトルを、 $-8/3$ と見積もっており、

これは BASJE 等頻度法による全粒子エネルギースペクトルの解析結果と一致する。Knee 領域より高エネルギーでのエネルギースペクトルの冪としては、 -3 としており、これについては BASJE 等頻度法による解析結果では $\gamma_2 = -3.19$ であり -0.2 の相違が見られる。しかし、これらの相違は宇宙線の拡散によるエネルギースペクトルの冪の変化に対する議論での不定性の範囲内である。

Diffusion モデルは、銀河系からの洩れ出しの効果で $E_{th} = Z \times 10^{15.5} \sim Z \times 10^{18.8} \text{eV}$ 付近でエネルギースペクトルが折れ曲がると見積もられている。しかし本観測の結果では、 $E_{th} = Z \times 10^{14} \sim Z \times 10^{14.25} \text{eV}$ 付近で核種毎のエネルギースペクトルが折れ曲がっているとした場合に良く一致する。したがって、このモデルのように銀河系からの宇宙線の洩れ出しの効果でエネルギースペクトルに Knee が形成されるとしても、その影響が現われ始めるエネルギー領域が異なる。

また、陽子は活動銀河核などからの寄与によって Knee 領域で優勢成分になる可能性が指摘されており [44, 51], また最高エネルギー宇宙線で主成分とされているが [11], Knee 領域では優勢成分ではない。

一次宇宙線エネルギースペクトルの Knee 領域での折れ曲がりには Oblique shocks モデル, Rigidity cutoff ($E_{th} = Z \times 10^{14} \sim Z \times 10^{14.25} \text{eV}$) モデルなどで良く説明可能であり、加速効率の低下によるものか、銀河系からの洩れ出しの効果であるか、または両効果の混合である可能性もある。Knee 領域でのエネルギースペクトルの折れ曲がりの原因が、Oblique shocks モデルなどの加速源での加速効率の低下か、Diffusion モデルなどの銀河系からの洩れ出しの効果であるかを決定するには、加速源での最大加速エネルギーの決定、高エネルギーでの放射性同位体元素を使った宇宙線の年齢測定などが必要である。

Ellison et al. は、電波から γ 線までのスペクトルを基に、Proton の最大加速エネルギー E_{max} を数 TeV であると見積もった [15]。これは通常の加速モデルで予想される最大加速エネルギー 10^{14}eV よりも 2 桁程度低い値である。SNR での最大粒子加速エネルギーを精度良く見積もることを目指して、より現実的なモデルを使った数値計算が手掛けられている。

Knee 領域の間接測定による一次宇宙線の平均質量数については本観測による結果も含め、BASJE の 3 つの異なる解析手法によって誤差の範囲内で一致した結果が得られたため、これらの結果の信頼度は増した。続いて、質量数毎のエネルギースペクトルを求めるために複数の観測パラメータの同時観測を行うことが望まれる。これによって、1 イベント毎に一次宇宙線エネルギーと質量数の解析を行い、核種毎のエネルギースペクトルを求めることが可能となる。また、これに先行して、Proton, Fe のエネルギースペクトルの冪の変化する一次宇宙線エネルギーを精度良く確認することも重要である。本観測の解析結果によると、Rigidity に依存してエネルギースペクトルの冪が変化すると仮定した場合、これらのエネルギースペクトルの冪の変化するエネルギーは、Proton は、 $10^{14.3} \sim 10^{14.5} \text{eV}$, Fe は、 $10^{15.7} \sim 10^{15.9} \text{eV}$ 程度で折れ曲がると推定された。これらのエネルギーを精度よく測定することで、エネルギースペクトルの冪の変化するエネルギーの Rigidity 依存性が確認されることになる。

Knee 領域エネルギーから最高エネルギーへのエネルギースペクトル、組成についてもこれから精度の良い観測が行われる。Fly's eye の観測によると $10^{17.5}$ から 10^{20}eV の一次宇宙線平均質量数は減少傾向を示している。これは Knee 領域から銀河系起源の宇宙線の主

成分となる Fe などから、銀河系外宇宙線の主成分と考えられている Proton の割合が増加することによると結論している [11]。 10^{19} eV を超える超高エネルギーでは、現在進行中の Telescope Array project では、大気蛍光法によって、空気シャワーの最大発達点、全蛍光量を測定し、空気シャワー検出器アレイでシャワーサイズを測定する。1 イベントに対して 3 つの観測パラメータが得られるので、1 イベント毎の解析も可能である。このような複合的な観測によって、さらに精度の高い観測が行われ、宇宙線についてさらに広い見地が得られることになる。

謝辞

垣本史雄東京工業大学教授に、本研究を計画立案されましたこと、および実験遂行、論文執筆に関し数多くの御指導と励ましを頂きましたことを感謝致します。日本ではもとより現地での観測においても、一から御指導頂きました萩尾彰一助手に感謝致します。本論文を御査読頂き、また、多くの御助言を頂きました、東京工業大学 河合誠之教授、渡邊靖志教授、旭耕一郎教授、武藤一雄助教授に感謝致します。

BASJE メンバーの、吉井尚愛媛大学教授、松原豊名古屋大学助教授、村上一昭名古屋大学名誉教授、豊田好男神戸大学名誉教授、金子達之助岡山大学名誉教授、水本好彦国立天文台教授、西克夫理化学研究所研究基盤技術部極限計測技術前室長、田島典夫理化学研究所研究基盤技術部研究機器開発室技師、霜田進同室技師、山田豊同室技師、国立天文台研究員白崎裕治博士、国立天文台研究員常定芳基博士、理化学研究所交流事業推進室 中谷英夫氏、元理化学研究所技術部長 後藤栄一郎氏、門多願司武蔵工業大学講師、皆様の御助言御協力に感謝致します。

また特に、吉井尚氏、松原豊氏、霜田進氏、常定芳基氏、愛媛大学吉井研究室森沢明弘氏にはボリビア滞在中にお世話を頂きました。田島典夫氏には検出器関連の物品の製作、調達で御尽力頂きました。原田大氏にはボリビアでの2000年観測体制立ち上げ、2001年観測、2001年度データの解析に際して、また、蔵品豊氏にはボリビアでの2001、2002年の観測、2002年度データの解析に際して、御助言、御協力を頂きました。

日頃から御助言、御協力を頂きました、東京工業大学 真部健一氏、原田大氏、Osman Burgoa氏、角正弥氏、土居弘昌氏、蔵品豊氏、森久泰次郎氏、松崎英一氏、山田啓太氏、福田全水氏、皆川隆一氏、多米田裕一郎氏、古島敦氏に感謝致します。

そのほか本研究を支えて下さいました皆様に感謝申し上げます。

付録A フィッティングパラメータ α

式(6.5)中のフィッティングパラメータ α は、シャワーコアから距離 R_0 m での空気チェレンコフ光光量を表すパラメータであるが、本研究において一次宇宙線エネルギー決定や質量数解析に使用しなかった。この理由について以下に述べる。

A.1 一次宇宙線エネルギー推定

本研究において使用する一次宇宙線エネルギー推定パラメータについて検討する。 N_e は従来の一次宇宙線エネルギー推定パラメータとして、BASJE グループの他にも過去に多くの実験グループによって一般的に使用されている。また、空気チェレンコフ光光量は一次宇宙線エネルギーと正の相関があり、これを用いてエネルギー推定を行った実験グループも存在する [22]。したがって、本研究では一次宇宙線エネルギーを推定するパラメータとして、シャワーサイズ N_e の他に、空気チェレンコフ光横方向分布のフィッティングパラメータ α もエネルギー推定パラメータとして候補に挙げられる。このどちらかを使用して解析を行うと、より精度よくエネルギーを推定することが出来るかをシミュレーションで調査した。一次宇宙線エネルギー 10^{15} , 10^{16} eV の Proton に対する $\log N_e$, $\log \alpha$ の分布のシミュレーション結果を図(A.1)に示す。それぞれのヒストグラムは 3000 イベントについての分布である。このシミュレーションに際して、空気チェレンコフ光検出器の配置は High energy mode によるものとした。この図によると一次宇宙線エネルギーが 1 桁上がれば、どちらの分布の中央値もほぼ 1 桁上昇している。したがって、同一エネルギーでのフラクチュエーションが比較的小さい $\log N_e$ の方がエネルギー推定パラメータとして適している。したがって、本研究ではエネルギー推定パラメータとして、 $\log N_e$ を採用する。

A.2 一次宇宙線質量数解析

フィッティングパラメータ α を用いて一次宇宙線質量数解析を行うことについて検討する。実際の観測データから得られたパラメータ α と、シミュレーションによって得られたパラメータ α を比較するためには、空気チェレンコフ光の絶対値を知る必要がある。光量の絶対値を得るためには、PMT 管面量子効率 (Quantum Efficiency), 第一ダイノードの光電子収集効率 (collection efficiency) を測定する必要がある。一般に、量子効率と収集効率はその積 $Q.E. \times C.E.$ が測定される。本観測では、浜松フォトニクス社による測定値である

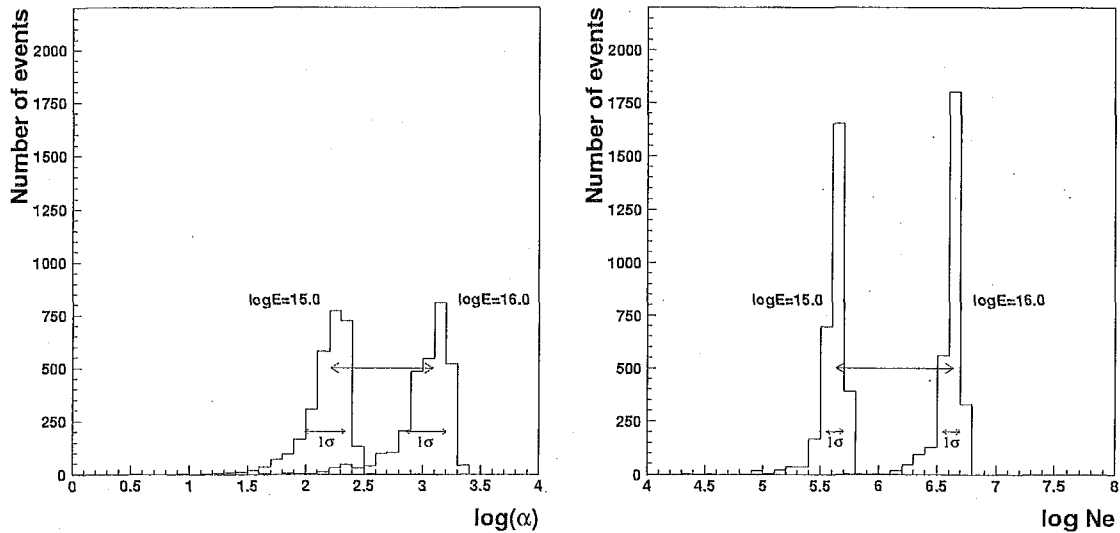


図 A.1: $10^{15}, 10^{16}$ eV の一次宇宙線陽子に対する $\log \alpha$ (左図) と $\log N_e$ (右図) の分布。これらの分布を比較すると、 $\log N_e$ のフラクチュエーションが $\log \alpha$ のそれよりも小さい。したがって $\log N_e$ をエネルギー推定パラメータとして採用する。

$Q.E. \times C.E. = 0.20 \pm 0.03$ を用いて、観測された空気チェレンコフ光の光量を算出している。この $Q.E. \times C.E.$ 測定値に対する測定精度が、フィッティングパラメータ α に対する系統誤差になる。ここでは $\log \alpha$ に対する系統誤差 $\Delta \log \alpha$ は 0.1 程度である。

観測した空気チェレンコフ光横方向分布からフィッティングパラメータ α の分布を得た。それを最尤法を用いて、陽子、炭素原子核、鉄原子核によるそれぞれのシミュレーション結果と比較し、3成分解析を行った。図 (A.2) に $\log N_e = 5.5 - 5.7$ における、パラメータ α の分布として観測で得られたものと、シミュレーションによる3成分の α 分布でフィットした結果を示す。この結果から、3成分混合比が (P: C: Fe) = (56: 43: 1)、平均質量数が $\langle \ln A \rangle = 1.1$ と得られた。しかし、パラメータ α には、その系統誤差 $\Delta \log \alpha$ として 0.1 程度が見込まれる。この系統誤差は、平均質量数解析結果に対する系統誤差を生む。そこでつぎに、平均質量数解析結果に対する系統誤差を見積もる。まず、シミュレーションによって得られた陽子、炭素原子核、鉄原子核それぞれのパラメータ α から、パラメータ α に対する系統誤差を考慮した $\log \alpha'$ 分布を $\log \alpha' = \log \alpha \pm 0.1$ として作成した。つぎに、観測によって得られた $\log \alpha$ の分布と、シミュレーションによる $\log \alpha'$ の分布を基に平均質量数解析を行い、平均質量数解析の最確値に対する系統誤差を見積もった。図 (A.3) に $\log N_e = 5.5 - 5.7$ における、観測で得られたパラメータ $\log \alpha$ の分布をシミュレーションによる $\log \alpha'$ 分布をフィットした結果を示す。ここで、 $\log \alpha'$ は、左図では $\log \alpha' = \log \alpha - 0.1$ 、右図では $\log \alpha' = \log \alpha + 0.1$ としている。この結果から、3成分混合比が左図では、(P: C: Fe) = (17: 20: 63)、右図では、(P: C: Fe) = (1: 0: 0)、平均質量数が左図では $\langle \ln A \rangle = 3.0$ 、右図では $\langle \ln A \rangle = 0.0$ と得られた。これら

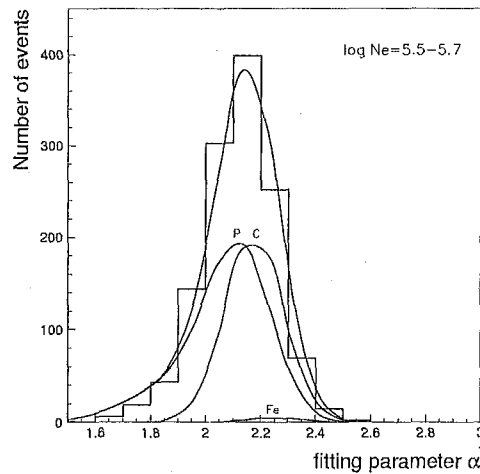


図 A.2: フィッティングパラメータ α 分布 ($\log N_e = 5.5 - 5.7$)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた $\log \alpha$ 分布であり、実線はシミュレーションで得られた核種毎の $\log \alpha$ 分布に成分比を掛けたものと、それらを足し合わせた $\log \alpha$ 分布。

の範囲が、平均質量数解析結果の最確値に対する系統誤差の範囲に相当する。よって、得られた平均質量数の最確値およびそれに対する系統誤差は $\langle \ln A \rangle = 1.1^{+2.0}_{-1.0}$ と求められた。この系統誤差は、フィッティングパラメータ β による解析による系統誤差 (最大で $\Delta \log = 0.3$ 程度) よりも大きい。したがって、フィッティングパラメータ α を単独で用いて質量数解析を行うことはもちろん、パラメータ α, β を組み合わせて質量数解析を行っても、パラメータ β を用いて得られた質量数解析の結果に対する系統誤差よりも系統誤差が減少することは見込めない。よって、本研究においてフィッティングパラメータ α は、質量数解析に用いない。パラメータ α を本観測の質量数解析に用いるためには、PMT の Q.E. \times C.E. を測定する際の測定誤差が十数% では不十分であり、数% の測定誤差で測定する必要がある。

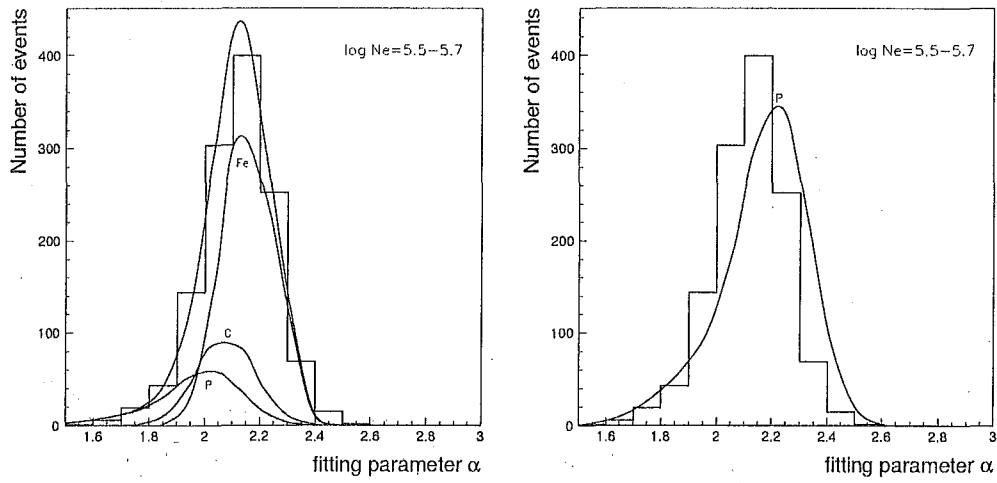


図 A.3: フィッティングパラメータ α 分布 ($\log N_e = 5.5 - 5.7$)。ヒストグラムが観測されたデータから得られた $\log \alpha$ 分布であり, 実線はシミュレーションで得られた核種毎の $\log \alpha$ に $\log \alpha$ に対する系統誤差 $\pm \Delta \log \alpha = 0.1$ を足して得られた $\log \alpha'$ 分布に成分比を掛けたものと, それらを足し合わせた $\log \alpha'$ 分布。左図: $\log \alpha' = \log \alpha - 0.1$, 右図: $\log \alpha' = \log \alpha + 0.1$

Bibliography

- [1] F. Aharonian et al., Phys. Rev. D 59 (1999) 092003
- [2] F. Aharonian et al., Phys. Rev. Letters 70(5)525 (1993)
- [3] M. Amenomori et al., The Astrophys.J.461(1996)408
- [4] T. Antoni et al., J.Phys.G:Nucl.Part.Phys.25(1999)2161
- [5] T. Antoni et al., Astropart. Phys. 16 (2002) 245
- [6] A.V. Apanasenko et al., Astropart. Phys. 16 (2001) 13
- [7] F. Arqueros et al., Astron. Astrophys. 359 (2000) 682
- [8] R.M. Baltrusaitis et al., Nucl.Instr.Meth.A240(1985)410
- [9] K. Bernlöhretal, Nucl.Phys.B(proc.suppl).85(2000)311
- [10] P.L. Biermann, Astron. Astrophys. 271 (1993) 649
- [11] D.J. Bird et al., Phys.Rev.Lett. 71(1993)3401
- [12] R.A. Chevalier, Nature 355(1992)691
- [13] A. Chiavassa et al., Nucl.Phys.B(proc.suppl).85(2000)318
- [14] J.E. Dickinson, 26th.ICRC,OG1.2.05
- [15] D.E. Ellison, Space Science Rev. 99 (2001) 305
- [16] R. Enomoto et al., Nature 416(2002)823
- [17] A.D. Erlykin, A.W. Wolfendale, J.Phys. G 23 (1997) 979
- [18] A.D. Erlykin et al., Astropart. Phys 8 (1998) 283
- [19] E.J. Fenyves et al., Phys.Rev.D. 37(1988)649
- [20] C.E. Fichtel, J. Linsley, The.Astrophys.J. 300(1986)474

- [21] R.S. Fletcher et al., Phys.Rev.D. 50(1994)5710
- [22] J.W. Fowler et al., Astropart. Phys. 15 (2001) 49
- [23] T.K. Gaisser Cambridge univ. press Cosmic Rays and Particle Physics
- [24] M.A.K. Glasmacher et al., Astropart. Phys. 10 (1999) 291
- [25] D. Heck et al., FZKA-Report 6019, Forschungszentrum Karlsruhe 1998
- [26] A.M. Hillas, J.Phys.G.8(1982)1461
- [27] A.M. Hillas, J.Phys.G:Nucl.Phys.8(1982)1475
- [28] A.M. Hillas, Ann.Rev.Astron.Astrophys. 425(1984)22
- [29] I.P. Ivanenko et al., Proc. 23th ICRC 2(1993)17
- [30] J.R. Jokipii, G.E. Morfill, Astrophys. J. 290 (1985) L1
- [31] F. Kakimoto et al., Nucl. Inst. Methods A373 (1996) 282
- [32] N.N. Kalmykov, Nucl.Phys.B(Proc.Suppl).52B(1997)17
- [33] K. Kobayakawa et al., Phys. Rev. D 66 (2002) 083004
- [34] L.D. Landau, E.E. Lifshitz, Fluid Mechanics. Pergamon Press(1982)
- [35] A. Lindner, Astropart.Phys.8(1998)235
- [36] M.S. Longair, High Energy Astrophysics. (1994)
- [37] J.P Meyer Astrophys.J 487(1997)182
- [38] S.I. Nikolsky et al., Phys.At.Nucl. 63(2000)1799
- [39] J.L. Osborne et al., J.Phys.A 6(1973)421
- [40] S. Ogio et al., 27th ICRC (TSUKUBA), HE, APJ submitted
- [41] J.R. Patterson, A.M. Hillas, J. Phys. G: Nucl.Phys. 9 (1983) 1433
- [42] B. Peter, NUOVO CIMENTO 22(1961)800
- [43] S. Petrera, 24thICRC RAPPORTEURS PAPERS
- [44] R.J. Protheroe, A.P. Szabo, Phys.Rev Lett.69(1992)2885
- [45] M.J. Ryan et al., Phys.Rev.Lett. 28(1972)985

- [46] G. Schatz, *Astropart.Phys.* 19 (2003) 363
- [47] Y. Shirasaki et al., *Astropart. Phys.* 15 (2001) 357
- [48] J.A. Simpson, J.J. Connell, *Space Science Reviews* 97(2001)337
- [49] S.P. Swordy et al., *Astrophys. J.* 349(1990)625
- [50] S.P. Swordy, D.B. Kieda, *Astropart. Phys.* 13 (2000) 137
- [51] A.P. Szabo, R.J. Protheroe, *Astropart.Phys.*2(1994)375
- [52] Y. Takahashi et al., *Nucl. Phys. B(Proc. Suppl.)* 60B (1998) 83
- [53] C.H. Tsao et al., *Astrop.J* 549(2001)320
- [54] H.J. Völk, P.L. Biermann, *Astrophys.J.Lett.*Vol.333(1988)L65
- [55] J. Wdowczyk and A.W. Wolfendale *J.Phys. G* 10(1984)1453
- [56] W.R. Webber, *Space Science Reviews* 81(1997)107
- [57] K. Werner et al.,*Nucl.Phys.B(proc.Suppl).*52B(1997)3
- [58] H. Yoshii et al., *IL. NUOVO CIMENTO.* 24C,N.4-5 (2001) 507
- [59] Y. Tsunesada, PhD thesis (2002) Tokyo Institute of Technology
- [60] 白崎裕治 修士論文, 東京工業大学 (1994)
- [61] 原田大 修士論文, 東京工業大学 (2001)

目 次

2.1	一次宇宙線エネルギースペクトル	4
2.2	一次宇宙線核種毎のエネルギースペクトル	5
2.3	太陽系内核種存在比と、宇宙線核種の存在比	7
2.4	1次, 2次粒子比のエネルギー依存性	8
2.5	宇宙線到来方向異方性のエネルギー依存性	9
2.6	衝撃波面を横切る宇宙線模式図	13
2.7	AGN 起源陽子のエネルギースペクトル	24
2.8	衝撃波と磁場の関係	26
3.1	p-air 非弾性散乱断面積	28
3.2	空気シャワー模式図	29
3.3	空気シャワーの観測パラメータ	30
3.4	空気シャワーの縦方向発達曲線	31
3.5	チェレンコフ光放射模式図	33
3.6	空気チェレンコフ光パルスと発生高度の関係	35
3.7	空気チェレンコフ光到着時間分布の核種依存性	35
3.8	等頻度法解析模式図	38
3.9	CASA-MIA グループによる一次宇宙線化学組成解析手法	39
3.10	Fly's eye による空気シャワー X_{\max} 測定	41
3.11	本観測以前の他のグループによる一次宇宙線化学組成観測結果	44
4.1	BASJE MAS アレイ配置	48
4.2	シンチレーション検出器模式図	49
4.3	時定数 τ で減衰する波形	51
4.4	PMT 入射光量対数変換器出力波形時間幅	51
4.5	各検出器毎の ADC 値の例	52
4.6	空気シャワーの到来模式図	53
4.7	核検出器毎の TDC 値の例	54
4.8	MAS アレイ DAQ システム概略図	55
4.9	シャワー粒子のシャワー平面からの遅れ時間	57
4.10	シャワー粒子数密度のフラクチュエーション	59
4.11	grid-search 法によるシャワーコア位置の決定法概略図	60

4.12	空気シャワーコア位置と到来方向の決定精度	62
4.13	空気シャワーサイズと一次宇宙線エネルギーの関係, および空気シャワーサイズ測定精度	63
4.14	各トリガーモードでのトリガー効率	65
4.15	MAS アレイの空気シャワーイベント検出効率	67
5.1	MAS アレイ内のチェレンコフ検出器設置場所	70
5.2	MAS アレイ内のチェレンコフ検出器設置場所	71
5.3	空気チェレンコフ光検出器箱模式図	73
5.4	空気チェレンコフ光検出器箱写真	73
5.5	空気チェレンコフ検出器の概観図	74
5.6	空気チェレンコフ光検出器内部写真	74
5.7	空気チェレンコフ光とシャワー軸のなす角	75
5.8	PMT 量子効率の波長依存性	76
5.9	PMT プリーダ回路図	77
5.10	HV. vs. PMT GAIN	78
5.11	夜光スペクトル	79
5.12	Schoot 社製 BG3 光学フィルター特性	80
5.13	アノード電流によるゲイン変動	81
5.14	YAP 光源の概略図	82
5.15	YAP 光量の分布	83
5.16	光電面感度不均一特性測定システム概略	84
5.17	レーザ光の point spread	85
5.18	R1250 光電面感度不均一特性	86
5.19	空気チェレンコフ光検出器のシステムレスポンス	90
5.20	PMT 入出力リニアリティー	90
5.21	PMT ゲインの時間変動	91
5.22	シャワー粒子の影響	92
5.23	観測された夜光量の時間変動	93
5.24	夜光パルスの波高分布	94
5.25	空気チェレンコフ光観測システム概略図	96
6.1	thinning 及び bunch 設定と空気チェレンコフ光子到来地点分布の関係 (10^{14} eV Proton, $r=50$ m)	100
6.2	thinning 及び bunch 設定と空気チェレンコフ光子到来地点分布の関係 (10^{14} eV Fe, $r=50$ m)	101
6.3	Rayleigh 散乱を受ける光子の波長依存性	103
6.4	空気チェレンコフ光横方向分布 (QGSJET model)	105
6.5	空気チェレンコフ光パルス波形模式図	106

6.6	R_0 の最適化シミュレーション結果	108
6.7	フィッティングパラメータ β の分布	108
6.8	thinning (level=6) による空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響 (一次宇宙線エネルギー 10^{15} eV)	110
6.9	thinning (level=6) による空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響 (一次宇宙線エネルギー 10^{16} eV)	111
6.10	thinning (level=5) による空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響 (一次宇宙線エネルギー 10^{16} eV)	112
7.1	シャワーイベント例	123
7.2	空気チェレンコフ光イベント例	124
7.3	シャワーサイズ, 天頂角分布。Low energy mode	127
7.4	シャワーサイズ, 天頂角分布。High energy mode	128
7.5	α, β 分布。Low energy mode	128
7.6	α, β 分布。High energy mode	129
8.1	β 分布フィッティング結果 ($\log N_e = 5.0 - 5.3, 5.3 - 5.6$)	134
8.2	β 分布フィッティング結果 ($\log N_e = 5.5 - 5.7, 5.7 - 5.9$)	135
8.3	β 分布フィッティング結果 ($\log N_e = 5.9 - 6.1, 6.1 - 6.3$)	135
8.4	β 分布フィッティング結果 ($\log N_e = 6.3 - 6.6$)	136
8.5	κ 分布	137
8.6	$F_i(E, N_e)$ のシミュレーション結果	139
8.7	一次宇宙線平均質量数	141
8.8	全粒子シャワーサイズスペクトル, シャワーサイズビンでの一次宇宙線平均質量数。	145
8.9	3成分解析による核種毎のエネルギースペクトル	146
8.10	空気シャワー入射天頂角に対する解析条件が平均質量数解析結果に及ぼす影響	148
8.11	空気シャワーコア位置が平均質量数解析結果に及ぼす影響	149
8.12	異なる検出器配置による平均質量数解析	150
9.1	一次宇宙線平均質量数の観測結果	152
9.2	KASCADE グループの解析手法による系統誤差の可能性	155
9.3	エネルギースペクトル Proton, He	160
9.4	エネルギースペクトル CNO, middle(Mg etc), Fe	161
9.5	全粒子エネルギースペクトル	162
9.6	Rigidity cutoff モデルによる全粒子エネルギースペクトル	163
9.7	Rigidity cutoff モデルによる一次宇宙線平均質量数	164
A.1	$10^{15}, 10^{16}$ eV の一次宇宙線陽子に対する $\log N_e, \log \alpha$ 分布	172
A.2	フィッティングパラメータ α 分布 ($\log N_e = 5.5 - 5.7$)	173

A.3 系統誤差を考慮したフィッティングパラメータ α 分布 ($\log N_e = 5.5 - 5.7$) . 174

表 目 次

3.1	主な Knee 領域一次宇宙線化学組成観測グループ一覧	37
4.1	シンチレーション検出器構成	49
4.2	各トリガーモードでのエネルギー閾値	66
5.1	光電子増倍管 R1250 特性	75
5.2	PMT プリーダ回路構成	77
5.3	相対ゲイン測定に使用する YAP の相対光量	82
5.4	デジタルオシロスコープ特性表	87
5.5	各空気チェレンコフ光検出器に割り当てたデジタルオシロスコープのチャンネル数	88
5.6	信号ケーブル特性	88
5.7	信号ケーブル長	88
6.1	$1 \times 1\text{m}^2$ 領域における空気チェレンコフ光子数分布の比較 (10^{14}eV)	102
6.2	thinning による空気チェレンコフ光横方向分布フィッティングパラメータへの影響 (KS 検定)	113
6.3	$S/N > 9$ を満たす空気チェレンコフ光検出器が 4 台以上である条件を満たすイベントの検出効率	115
6.4	3 成分モデル解析における解析精度	118
6.5	3 成分モデル解析における解析精度 (P,C,Fe 等成分の場合)	118
6.6	5 成分解析における解析精度	119
6.7	3 成分モデル解析における平均質量数解析精度	119
6.8	3 成分モデル解析における平均質量数決定における系統誤差	120
7.1	観測期間中の有効観測時間など	125
7.2	データセレクション条件	126
7.3	全ての解析条件を満たしたイベント数	127
8.1	$\log N_e$ ビン毎の 3 成分解析結果	134
8.2	各サイズビンでの K_{90}	138
8.3	あるエネルギーでの平均質量数	140
8.4	全粒子エネルギースペクトルの仮定による系統誤差	141

8.5	エネルギースペクトル解析結果	144
9.1	Oblique shocks モデルでの, 核種グループ毎の低エネルギー側でのエネルギー スペクトルパラメータ	157
9.2	Rigidity cutoff モデルでの, 核種グループ毎の低エネルギー側でのエネルギー スペクトルパラメータ	159