

大気ガンマ線から推定した一次陽子及び上空の ミューオンスペクトル

吉田 健二¹・小林 正²・古森 良志子³・西村 純⁴

Primary Proton and Muon Spectra Deduced by Atmospheric Gamma Rays Observed with Emulsion Chambers

By

Kenji YOSHIDA¹, Tadashi KOBAYASHI², Yoshiko KOMORI³, and Jun NISHIMURA⁴

Abstract : Primary cosmic-ray proton spectrum is one of the most important quantities to interpret cosmic-ray phenomena inside the atmosphere. Recently proton measurements are attracted more attentions to estimate the absolute flux of atmospheric neutrinos which is important to make more precise analysis of the neutrino oscillations being performed with Super-Kamiokande. Similar attention is also paid to the observations of the absolute flux of muons which are the partners of neutrinos. We have observed atmospheric gamma-ray spectra from 30 GeV to 10 TeV with total exposure of 6.46m² sr day using emulsion chambers at balloon altitude. Atmospheric gamma rays at high altitude of several g/cm² are almost produced by a single interaction of primary cosmic rays, and useful to estimate the primary proton flux and to interpret the various cosmic-ray phenomena inside the atmosphere. Using our atmospheric gamma-ray spectra, we deduced primary proton spectrum in the energy range of 300GeV to 30TeV, assuming an appropriate hadronic interaction model. This spectrum fills a gap in the currently observed proton spectra. Since charged pions are produced almost two times of neutral pions, we can also deduce the muon flux at high altitude from our gamma-ray spectra without referring to the primary cosmic-ray flux or hadronic interaction models. We present the muon spectrum deduced by taking into account of the effect of decay of muon and *K* meson, and compare with the observed data.

概 要

宇宙線の一次陽子のスペクトルは大気中の宇宙線現象を理解する上できわめて大切な量であり、これまで多くの観測が行われてきた。最近では、ニュートリノ振動の詳しい解析のために大気中で発生するニュートリノの絶対値の推定に必要であり、一次宇宙線のスペクトルの精密

¹ 神奈川大学工学部

² 青山学院大学理工学部

³ 神奈川県立保健福祉大学

⁴ 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部

観測に対して多くの関心もたれるようになってきた。宇宙線中の高エネルギー電子のエマルジョン・チェンバーによる観測は1968年から1998年にわたって13回の気球観測で行なわれてきた。このエマルジョン・チェンバーでは電子の観測と同時に大気中で発生するガンマ線についても詳しく観測を行って来ている。ガンマ線の観測に使用した全有効露出量は $6.46 \text{ m}^2 \text{ sr day}$ で、30 GeVから10 TeVの範囲で大気ガンマ線エネルギースペクトルを得ることに成功している。大気ガンマ線の観測は一次電子の大気効果補正に重要であると同時に、一次宇宙線の絶対強度や上空のミュオンスペクトルの推定を行うことが出来る。この論文では、観測されたガンマ線強度から核相互作用モデルとしてFritiof ver 7.02を仮定して、他の観測器では測定が難しい300 GeV から30 TeVにいたる一次陽子のスペクトルを導き出し、また100 GeV領域におけるミュオン強度を推定した結果について報告する。

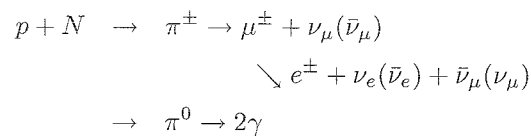
重要語: 大気ガンマ線, 宇宙線一次陽子, ミューオン

1. はじめに

スーパーカミオカンデ実験による大気ニュートリノの観測からニュートリノ振動の証拠が得られている (Fukuda et al. 1998)。スーパーカミオカンデで観測されたニュートリノ振動のさらに詳細な解析を行うには、100 GeV を越す領域の大気ニュートリノ絶対強度と期待値との比較が必要である。このため、一次陽子、ミュオンのエネルギースペクトルの精密測定が世界的に関心を集めている。数 g/cm^2 という気球高度での大気ガンマ線の観測は、一次宇宙線や核相互作用の結果を直接観測することになり、ニュートリノ絶対強度の推定にも重要な手がかりを与える。

これまで、我々はエマルジョン・チェンバーによって一次電子の気球観測を行い、30 GeVから3 TeVのエネルギースペクトルを得ることに成功してきた (Nishimura et al. 1980, Kobayashi et al. 1999)。エマルジョン・チェンバーではこれらの電子成分の他に大気ガンマ線や原子核成分も同時に観測している。特に、大気ガンマ線は電子と同様の電磁カスケードシャワーにより発達するため、一次電子観測用に開発したエマルジョン・チェンバーでも電子と同様に精度良く観測することができる。

上空での大気ガンマ線は、主に一次宇宙線と大気との核相互作用によって π^0 中間子が2個のガンマ線への崩壊することによって発生する。



特に、数 g/cm^2 という気球高度で観測される大気ガンマ線は一次宇宙線と空気核とのほぼ1回の相互作用によって生じたものである。したがって、一次陽子と大気核との衝突の際の核相互作用のモデルを仮定することにより、ガンマ線から一次陽子の強度を精度良く推定することができる。また、ミュオンは π^\pm 中間子の崩壊によって発生し、 π^+ や π^- と π^0 の発生比はほぼ等しいので、大気ガンマ線からミュオンの強度を推定することが出来る。

大気ガンマ線のこれまでの観測としては、BETSグループによる観測がある。BETSグループは、核相互作用モデルの不確定性を較正するため、2.77 km (乗鞍岳) および15 – 25 km (気球高度) で大気ガンマ線の観測を行った (Kasahara et al. 2002)。彼らは3 GeVから30 GeVの大気ガンマ線エネルギースペクトルを計算結果と比較し、核相互作用モデルとして従来用いられてきたFritiof 1.6よりも非弾性度の大きい、Fritiof 7.02 およびdpmjet 3が大気ガンマ線の観測結果と良い一致を与えることを見出している。

一次宇宙線の陽子成分のスペクトルは、宇宙線現象の解析の基本となるものであるもので、これまで多くの観測が行われてきた。大別すると、マグネット・スペクトロメータとカロリメータによる観測があり、100 TeVを越す領域では空気シャワーの観測で推定されている。マグネット・スペクトロメータによる観測はBESS及びAMS, CAPRICEによって代表され、精度の高い結果が100 GeV付近まで得られている (Sanuki et al. 2000, Aguilar et al. 2002, Boezio et al. 2000)。マグネット・スペクトロメータの性質上、100 GeVを越すと観測は困難になるが、BESSでは改良を施して、TeV付近までのスペクトルを観測する計画を進め、2003年の宇宙線国際会議でその一部が報告されている (Haino et al. 2003, Yamamoto 2003)。

カロリメータによる観測はシンチレータを組み合わせた観測器やエマルジョン・チェンバーによるものであり、高いエネルギー領域をカバーしている。代表的なものとしてはJACEE, RUNJOBなどがあげられ、10 TeVから100 TeVを越すエネルギー領域までをカバーしている (Asakimori et al. 1998, Aparasenko et al. 2001)。また、2003年の宇宙線国際会議では、ATICと呼ばれる大型のシンチレーターによるカロリメータによる、TeV領域までの観測結果が報告されている (Zatsepin et al. 2003, Ahn et al. 2003)。

JACEEやRUNJOBでは、エマルジョン・チェンバー中でおきた核相互作用から始まる電子シャワーから親の一次宇宙線のエネルギーを推定している。この場合には、電子シャワーの発達の様子は核相互作用で発生する複数のガンマ線と、その発生角分布を考慮する必要があるため、電子成分のエネルギーの推定はやや複雑になっている。一方、大気中での核相互作用で発生した大気ガンマ線のスペクトルから、核相互作用モデルを仮定することにより一次宇宙線の陽子スペクトルを推定する方法では、一つのガンマ線による電子シャワーでエネルギーを推定するので、解析は単純であると言える。

上空のミューオン観測では、MASS (Codino et al. 1997) やCAPRICE (Francke et al. 1999) の観測があり、BESSグループでは乗鞍山頂や気球高度での観測結果が報告されている (Sanuki et al. 2001, Abe et al. 2003)。ミューオンは大気ニュートリノと直接関係しているが、ミューオンの強度は観測地点での観測時の大気の構造に依存する。一方、大気ガンマ線は大気構造とは無関係に物質厚のみに依存する。

1968年から1998年に至る間に、13回の一次電子観測のエマルジョン・チェンバーの気球観測が行われている。各チェンバーの結果は実験の行われた時期ごとに国際会議や論文で報告されている (Nishimura et al. 1980 他, Kobayashi et al. 1999-2002)。この論文では、これらのチェンバーで観測された大気ガンマ線の結果を用いて、一次陽子スペクトル及び上空でのミューオン強度の推定を行い、最近のBESS-TeVやATIC, BESSとの比較を行った結果について報告する。

2. 大気ガンマ線の観測

実験経過、解析方法についてはすでにこれまでの文献 (Kobayashi et al. 2002) に報告してあるので、ここではその概要を述べる。

2.1. 検出器

エマルジョン・チェンバーは、原子核乾板、鉛板などの金属板、X線フィルムを容器内に交互に積み重ねた検出器で、金属板で発達した電子シャワーを原子核乾板やX線フィルムで測定する。電子観測のために、シャワーの発生点を詳しく観測できるようにチェンバーの上部は金属板と原子核乾板を密に配置しており、これは同時にガンマ線観測のためにも良いデザインとなっている。エマルジョン・チェンバーは他のカウンター系統の観測器に比べて、電子およびガンマ線検出器としていくつかの優れた特徴をもっている。シャワーのイメージを直接顕微鏡下で観測するので、粒子及びガンマ線の判別が正確おこなわれる、シャワー軸が正確に求まり、有効面積立体角の決定が正確に行なえる、有効立体角が大きいことなどである。また、エネルギー決定にシャワー軸付近の粒子だけ用いるため、厚さの薄い観測器で十分シャワーを発達させることができるので、軽量の観測器を作ることが出来る事などがあげられる。電子の場合、有効立体角 Ω は

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\theta_0} \cos\theta d\cos\theta = \pi \sin^2\theta_0$$

であるが、気球高度の大気ガンマ線の場合には、鉛直強度への変換を考慮して、

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\theta_0} d\cos\theta = 2\pi(1 - \cos\theta_0)$$

となっている。 θ_0 として、 60° をとれば電子に対して立体角 Ω は $\Omega = 2.36$ sr であり、ガンマ線に対しては $\Omega = 3.14$ sr となっている。 前述した一単位のエマルジョン・チェンバーの $40\text{ cm} \times 50\text{ cm}$ (重量 $\sim 120\text{ kg}$) では、大気ガンマ線に対して $S\Omega = 0.63\ \eta\text{ m}^2\text{sr}$ であり、カウンター系の $S\Omega$ に比べ著しく大きくなっている。ここで、 η はチェンバーの周辺部分から入射する損失分を考慮した効率で、 $\eta \sim 0.8$ である。

チェンバーにガンマ線が入射すると、チェンバー内で電子シャワーを起こす。入射粒子の同定は、検出器上部の原子核乾板でトラックを精密に観測することにより行い、ガンマ線と電子や他のバックグラウンド粒子とを識別する。検出したガンマ線のエネルギーはシャワーの発達を調べることでより求めることができる。原子核乾板上でシャワー軸から半径 $100\ \mu\text{m}$ 以内のトラック数をカウントして遷移曲線を観測し、各原子核乾板でのカウント数を使ってに全トラック長を求め、入射ガンマ線のエネルギーを導出する。全トラック長からエネルギーへの変換は EPICS (Kasahara 2001) コードによる M. C. シミュレーションを用いた計算により行った。また、FNAL で 100 GeV の電子を照射した原子核乾板中のシャワーを改めて詳しく計測し、EPICS による M. C. シミュレーションの計算値と一致する事を確認している。FNAL の観測結果及び EPICS の計算結果は良い一致を示しており、シャワーのふらつきによるエネルギー決定精度は 100 GeV で $\pm 12\%$ (1σ) 程度である。観測に使用したエマルジョン・チェンバー検出器の構造はフライト毎にわずかに異なっており、チェンバー間で全トラック長とエネルギーの対応に $\sim 10\%$ の違いが生じる。高い決定精度でエネルギーを求めるため、各チェンバー毎に様々な入射角やエネルギーでシミュレーションを行い、較正を行っている。

2.2. 気球観測

エマルジョン・チェンバーによる気球観測は、1968年から1998年にかけて計13回おこなっている。表1に気球観測リストをまとめる。観測平均高度は年によって幾分違うが、 4 g/cm^2 から 9 g/cm^2 の範囲である。ガンマ線観測に使用した全有効立体角 \times 面積 \times 観測時間は、 $S\Omega T = 6.459$ ($\text{m}^2\text{sr day}$) となる。ただし、ここに掲げた全露出量はガンマ線観測を行った有効 $S\Omega T$ であり、解析を行わなかった部分は除いてある。

表1 大気ガンマ線気球観測リスト

フライト (年)	面積 (m^2)	時間 (min)	平均高度 (g/cm^2)	$S\Omega T$ ($\text{m}^2\text{sr s}$)	放球場所
1968	0.05	380	6.1	2.434×10^3	Harunomachi, Japan
1969	0.05	267	7.1	1.710×10^3	Harunomachi, Japan
1970	0.05	1136	6.1	7.279×10^3	Sanriku, Japan
1973	0.20	833	8.2	2.578×10^4	Sanriku, Japan
1976	0.40	1526	4.0	9.444×10^4	Palestine, USA
1977	0.78	1760	4.5	6.549×10^4	Palestine, USA
1979	0.80	1680	4.9	1.411×10^5	Palestine, USA
1980	0.80	2029	7.8	9.420×10^4	Palestine, USA
1984	0.20	576	9.2	7.106×10^3	Sanriku, Japan
1985	0.40	940	9.4	1.324×10^4	Sanriku, Japan
1988	0.20	647	7.1	3.929×10^3	Uchinoura, Japan
1996	0.20	2092	4.6	6.497×10^4	Sanriku, Japan
1998	0.20	1178	5.6	3.638×10^4	Sanriku, Japan

2.3. ハドロン起源の大気ガンマ線スペクトル

観測したガンマ線イベントから、(1)式を用いて、高度 4.0 g/cm^2 に規格化したハドロン起源の大気ガンマ線スペクトルを求めた。具体的な取り扱いにはKobayashi et al. (2002) に詳しい。

$$J_\gamma(E) = (N_\gamma / (S\Omega T \Delta E)) / (C_1 \cdot C_2) - C_3 \times C_4 (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}) \quad (1)$$

ここで、 N_γ はガンマ線イベント数、 C_1 はガンマ線検出効率、 C_2 はエネルギー分解能による強度増加の補正項、 C_3 は一次電子の制動放射によるガンマ線フラックスの補正、 C_4 は観測高度から 4.0 g/cm^2 への補正項を表している。

エマルジョン・チェンバーの $S\Omega T$ は、検出器の単純な構成のために正確に求めることが出来る(表1参照)。ガンマ線イベントの中で、シャワー発生点が通過した厚さで3放射長(r.l.)以内にあるイベントを選別しているため、ガンマ線検出効率は $C_1 = 0.90$ となる。エネルギー分解能はエネルギーによらずほぼ一定であり、エネルギー分解能による強度増加の補正項は $C_2 = 1.01$ となる。ハドロン起源の大気ガンマ線スペクトルの導出には、一次電子スペクトル(Kobayashi et al. 2002)

$$J_e(E) = (1.42 \pm 0.26) \times 10^{-4} (E/100 \text{ GeV})^{-3.26 \pm 0.11} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}) \quad (2)$$

が大気中で制動放射を起こして発生するガンマ線がバックグラウンドとなる。 $x \text{ g/cm}^2$ 高度での一次電子の制動放射によるガンマ線フラックスは、 $t(\text{r.l.}) = x/36.7$ として、

$$C_3 = C(s=2) \times 723 E^{-3.33} \times \frac{e^{-\sigma t} - e^{-A(s=2)t}}{A(s=2) - \sigma} \quad (3)$$

となる。ここでカスケード理論の関数 A 、 C 、 σ については、 $A(s=2) = 1.550$ 、 $C(s=2) = 0.4767$ 、 $\sigma = 0.7733$ とした(Nishimura 1967)。その他、高度を 4.0 g/cm^2 に規格化するため、各観測高度($x \text{ g/cm}^2$)から高度 4.0 g/cm^2 への補正を行った。

$$C_4 = \frac{e^{-4.0/L} - e^{-4.0\sigma/36.7}}{e^{-x/L} - e^{-x\sigma/36.7}} \quad (4)$$

ここで、 $L = 100 \text{ g/cm}^2$ 、 $\sigma = 0.7733$ である。

検出限界以上で観測されたガンマ線は314個であり、上の補正を行った後に得られたガンマ線のスペクトルは30 GeVから10 TeVの範囲で

$$J_\gamma(E) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (E/100 \text{ GeV})^{-2.74 \pm 0.06} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}) \quad (5)$$

で表すことが出来る。結果は図1に示した。この値は、Nishimura et al. (1980)の値より10%程度低い値を示しているが、その主な原因は上に述べた補正およびエネルギー決定の精度が上がったためである。

3. 一次陽子エネルギースペクトルの導出

一次宇宙線が大気中に入射すると、空気核との衝突により核作用をおこし多数の中間子を発生する。このうち π^0 中間子が崩壊して発生する2個のガンマ線が大気ガンマ線の主な源となっている。したがって、大気ガンマ線の観測から π^0 中間子の発生頻度が求められるので、核相互作用モデルを仮定すれば、大気ガンマ線のエネルギースペクトルから宇宙線の一次陽子エネルギースペクトルを求めることが出来る。100 GeV以上のエネルギー領域では、 π^0 中間子の発生確率はスケーリング則がほぼ成り立っている。このため、陽子と空気核との1回の核相互作用で発生する π^0 の生成率は、スケーリング則を仮定すると、

$$f(E_\pi/E_p)d(E_\pi/E_p) \quad (6)$$

と表すことが出来る．ここで， E_π は発生する π^0 のエネルギー， E_p は親の陽子のエネルギーである．親の一次陽子のエネルギースペクトルがべき型関数

$$J_p(E)dE_p = NE_p^{-\gamma}dE_p \quad (7)$$

である場合，発生する π^0 の生成スペクトルは，

$$\Pi(E_\pi)dE_\pi = \int_{E_\pi}^{\infty} dE_p E_p^{-\gamma} f(E_\pi/E_p)d(E_\pi/E_p) \quad (8)$$

となる．ここで，

$$\sigma_p = \int_0^1 \left(\frac{E_\pi}{E_p}\right)^{\gamma-1} f\left(\frac{E_\pi}{E_p}\right) d\left(\frac{E_\pi}{E_p}\right) \quad (9)$$

とおくと，

$$\Pi(E_\pi)dE_\pi = \sigma_p E_p^{-\gamma} dE_p \quad (10)$$

と変形することが出来る． σ_p はエネルギーに依存しない定数であり，核相互作用モデルとしてFritiof ver 7.02を

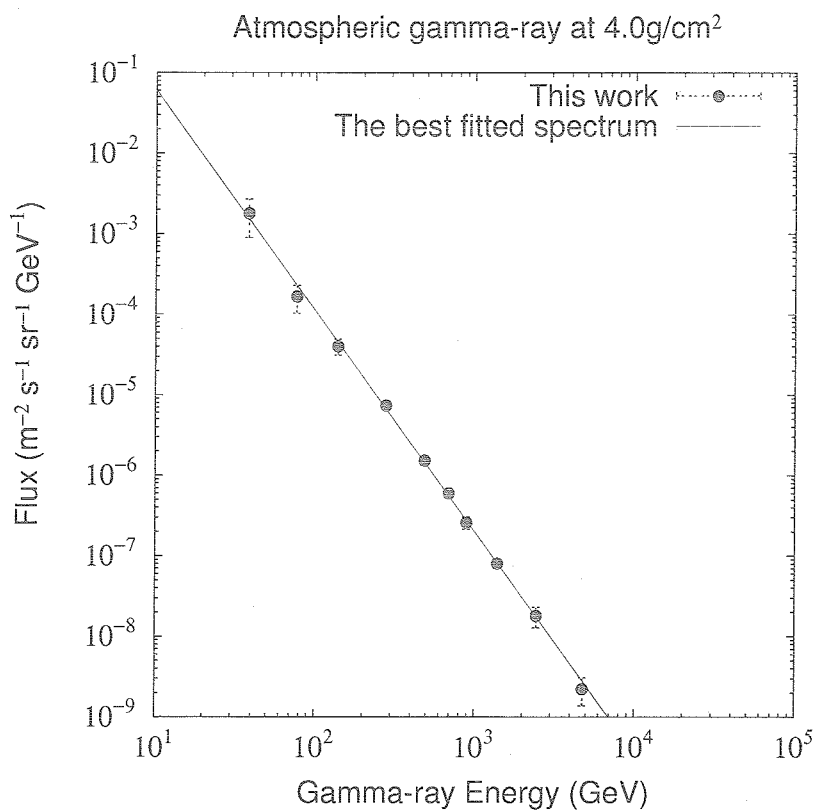


図1 気球高度4.0 g/cm²でのハドロン起源の大気ガンマ線エネルギースペクトル．実線はフィッティングしたべき指数2.74のべき型関数を示している．

用いて計算した (Kasahara 2003). この際, η 中間子を経由して発生するガンマ線の寄与も考慮している. $\gamma = 2.75$ の時, $\sigma_p = 0.043$ になる.

1 個の π^0 の崩壊で発生するガンマ線スペクトルは

$$\frac{dn_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{2}{E_\pi} \quad (11)$$

であるので, 陽子と空気核との 1 回の核相互作用で発生した π^0 を経由して生成されたガンマ線スペクトルは,

$$g(E) = \int_E^\infty \frac{dn_\gamma}{dE_\gamma} \Pi(E_\pi) dE_\pi = \frac{2\sigma_p}{\gamma} E^{-\gamma} \quad (12)$$

と表すことが出来る. 陽子の空気中での核相互作用の平均自由行程を $\lambda = 90$ ($g = \text{cm}^2$), 減衰距離を $\Lambda = 110$ ($g = \text{cm}^2$) とすると, 4.0 g/cm^2 で観測される大気ガンマ線強度 $J_\gamma(E)$ と $g(E)$ との関係は,

$$J_\gamma(E_\gamma) = g(E_\gamma) \times \frac{1}{\lambda} \frac{\exp(-4.0/\Lambda) - \exp(-4.0\sigma/X_0)}{\sigma/X_0 - 1/\Lambda} = 0.0418g(E_\gamma) \quad (13)$$

となる. ここで, 大気ガンマ線の吸収 (吸収係数 $\sigma = 0.7733$, 放射長 $X_0 = 36.7 \text{ g/cm}^2$) を考慮している.

したがって, 観測された大気ガンマ線スペクトルを用いることにより, 一次陽子スペクトルを

$$J_p(E) = 23.9 \frac{\gamma}{2\sigma_p} J_\gamma(E) \quad (14)$$

として計算することが出来る. また, 上で計算した一次陽子の強度は, ガンマ線と同じエネルギーの強度である. 陽子と空気核との核相互作用で発生するガンマ線強度は一次陽子に対して, ~ 0.042 程度の強度なので, 同じ強度での陽子エネルギーは,

$$0.042^{-1/1.75} = 6.1$$

倍のところになる. 平均としてガンマ線は, 6 倍のエネルギーの親の一次陽子から生成される.

一次陽子以外の重原子核成分などの寄与については, He, C, N, O について構成する核子を独立な核子としてその寄与を計算した. 核子当たりの同じエネルギーでの強度は, He で陽子フラックスの 5.5%, C, N, O で 0.8% 程度になる. 核子数に直して強度を計算すると,

$$4 \times J_{\text{He}} + 14 \times J_{\text{CNO}} = 0.22 \times J_p + 0.11 \times J_p = 0.33 \times J_p \quad (15)$$

となり, 求めた一次陽子強度をさらに $1/1.33 = 0.75$ 倍する必要がある. この他, K 中間子を経由して発生するガンマ線の寄与は 2-3% 程度である.

このようにして求めた一次陽子のエネルギースペクトルを図 2 に示す. 300 GeV から 30 TeV のエネルギー領域で

$$J_p(E) = (5.7 \pm 1.3) \times 10^{-2} (E/100 \text{ GeV})^{-2.74 \pm 0.06} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}) \quad (16)$$

と表すことができる. スペクトル指数は 2.74 ± 0.06 であり, これまで比較的データのとぼしかった 300 GeV から 30 TeV 領域のエネルギースペクトルを与えている. この結果は 2003 年の宇宙線国際会議で新たに報告された BESS-TeV の結果と良く一致している (Haino et al. 2003, Yamamoto 2003). また従来の JACEE や RUNJOB の結果とも誤差の範囲内で良く一致している (Asakimori et al. 1998, Aparasenko et al. 2001).

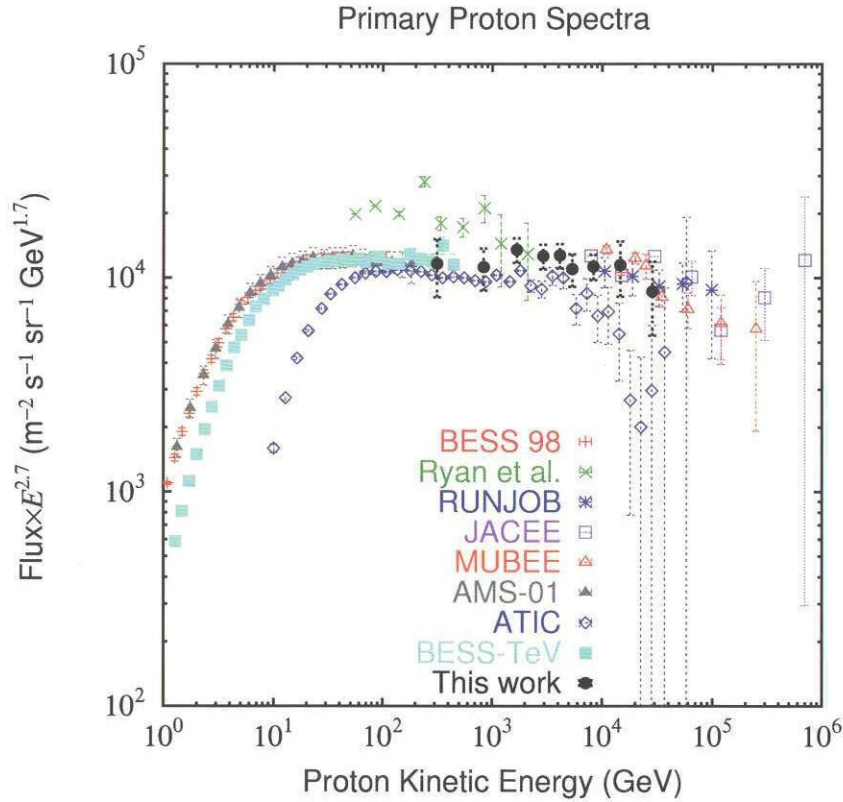


図2 大気ガンマ線スペクトルから推定した一次陽子エネルギースペクトル。他のグループによる一次陽子の直接観測の結果と比較を行っている。

4. 上空のミューオンについて

大気ガンマ線発生源の主要成分は π^0 中間子であり、発生は第0近似では電荷に依存しないため π^+ 、 π^- 中間子はそれぞれ π^0 中間子とほぼ同数発生する。 π^0 中間子の強度はガンマ線スペクトルから求めることができるので、 π^\pm 中間子の強度も一次宇宙線を介さないで推定することができる。単位厚さの大気中で発生する π^0 の発生スペクトルを $F_{\pi^0} dE_{\pi^0}$ とすると、この π^0 から発生するガンマ線スペクトル F_γ は

$$F_\gamma = \int_{E_\gamma}^{\infty} (2/E_{\pi^0}) F_{\pi^0} dE_{\pi^0} = 2/\gamma F_{\pi^0} \quad (17)$$

となる。ここで、 F_{π^0} は指数 γ のべき型 π^0 スペクトルとしている。したがって

$$F_{\pi^0} = \gamma/2 F_\gamma \quad (18)$$

となり、 π^\pm 中間子の発生スペクトル F_{π^\pm} は

$$F_{\pi^\pm} \simeq \gamma F_\gamma \quad (19)$$

で与えられる。

ミューオンは主に π^\pm の崩壊で発生するので、大気ガンマ線スペクトルからミューオンのスペクトルを推定することが出来る。 π^\pm 中間子の崩壊寿命は、 2.6×10^{-8} であるので、100 GeVを越すあたりからは、ミューオンに崩壊する前に大気原子核と衝突して核相互作用をおこし、ミューオンを発生しない確率が増える。さらにより

高いエネルギーでは、質量が大きく崩壊寿命の短い K 中間子の寄与が相対的に増えてくる。最終的にミューオンの強度 J_μ は、 π 及び K 中間子の発生率及び崩壊の影響を入れて、同じ高度のガンマ線強度 J_γ を用いると、

$$J_\mu = f_\mu \times (f_{\pi^\pm} + f_K) \times J_{\pi^0 \rightarrow \gamma} \simeq 0.85 f_\mu \times (f_{\pi^\pm} + f_K) \times J_\gamma \quad (20)$$

として表すことが出来る。係数0.85は、Fritiof ver 7.02によれば π^0 を経由しないガンマ線の寄与が0.15であるためである。ここで

- ・ $J_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ は同じ高度の $1/0$ 経由のガンマ線強度
- ・ J_γ は同じ高度のガンマ線強度
- ・ f_μ はミューオンが崩壊せずに生き残る生存率
- ・ f_{π^\pm} は、 $J_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ に対する π^\pm 中間子を経由して生成されたミューオン強度の割合
- ・ f_K は、 $J_{\pi^0 \rightarrow \gamma}$ に対する K 中間子を経由して生成されたミューオン強度の割合

を示しているが、詳細はAppendixに述べた。ここでは最終的な結果を表2に示しておいた。

表2の係数 $0.85 f_\mu (f_{\pi^\pm} + f_K)$ を高度 4.0 g/cm^2 で観測された大気ガンマ線スペクトルに掛けると、同じ高度でのミューオンスペクトルが得られる。また、高度 4.0 g/cm^2 での大気ガンマ線スペクトルから高度 4.5 g/cm^2 でのミューオンスペクトルを求めるためには、さらに $4.5 = 4.0$ の係数を掛ける必要がある。こうして求めたミュ

表2 ミューオンとガンマ線強度の関係を表す係数

$E_\mu(\text{GeV})$	10	20	50	100	200	500	1000	2000
$0.85 f_\mu (f_{\pi^\pm} + f_K)^*$	1.353	1.298	1.068	0.863	0.556	0.292	0.166	0.089

* 同じ高度でのミューオン強度 J_μ とガンマ線強度 J_γ との関係： $J_\mu = 0.85 f_\mu (f_{\pi^\pm} + f_K) J_\gamma$

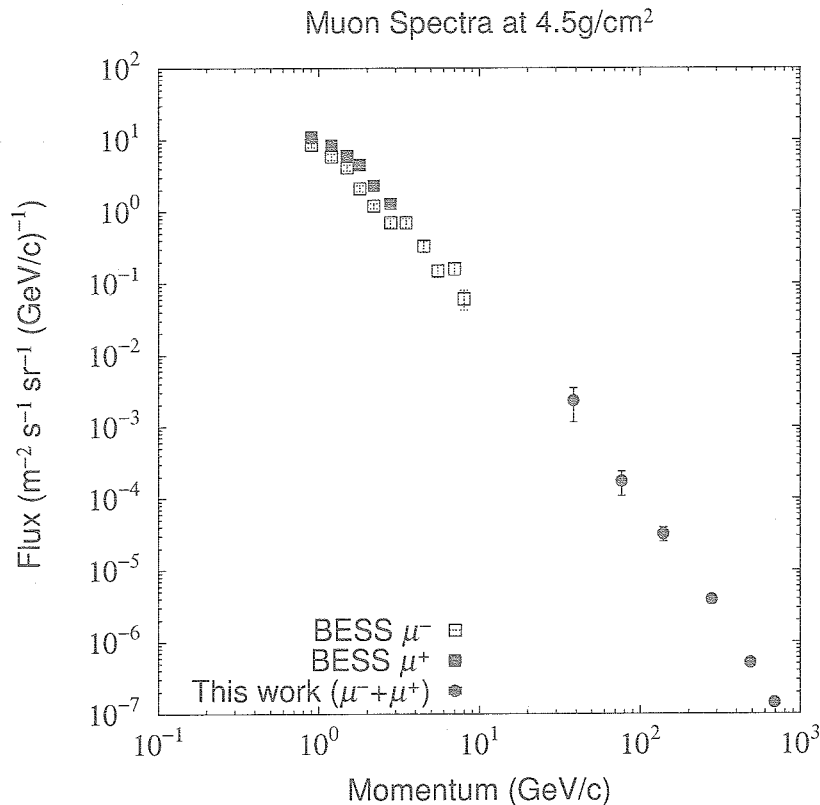


図3 高度 4.5 g/cm^2 におけるミューオンのエネルギースペクトル。

ーオンのエネルギースペクトルを図3に示す。ガンマ線の観測は30 GeV以上に限られているので、ミューオンの観測スペクトルもこの程度のエネルギー以上に限られる。

この高度付近では、MASS, CAPRICE, BESS等のマグネット・スペクトロメータの気球観測があるが、ここで比較のために 4.5 g/cm^2 におけるBESSの結果を掲げて置いた (Sanuki et al. 2001, Abe et al. 2003)。BESSの観測は10 GeV以下に限られているので、同じエネルギー領域での比較は出来ないが、絶対強度がほぼ一致しており、ガンマ線から推定した値がBESSの観測値の延長線上にあることが分かる。より低いガンマ線の観測がおこなわれれば、同じエネルギー領域におけるミューオンのスペクトルの比較が可能となる。

5. まとめ

エマルジョン・チェンバーによる高エネルギー電子の観測は1968年に始まり、数100 GeVからTeV領域に至る観測に成功した唯一の実験である。同時に観測されたハドロン起源の大気ガンマ線スペクトルは、高度 4.0 g/cm^2 に換算して、30 GeVから10 TeVの範囲で

$$J_{\gamma}(E) = (1.11 \pm 0.13) \times 10^{-4} (E/100 \text{ GeV})^{-2.74 \pm 0.06} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}). \quad (21)$$

と表すことができる。観測されたガンマ線の総数は314個である。

大気中の核相互作用モデルとしてFritiof ver 7.02を用いて一次宇宙線陽子スペクトルの推定を行い、一次陽子のスペクトルとして300 GeVから30 TeVの範囲で

$$J_p(E) = (5.7 \pm 1.3) \times 10^{-2} (E/100 \text{ GeV})^{-2.74 \pm 0.06} (\text{m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}) \quad (22)$$

を得た。2003年度の宇宙線国際会議で新たに発表されたBESS-TeV (Haino et al. 2003) やATIC (Zztespin et al. 2003) との結果との一致は良く、これまでデータの少なかった数100 GeVから10 TeV領域のエネルギースペクトルを与えている。ガンマ線スペクトルから陽子スペクトルを導くにあたって、他のモンテカルロ・コードDTUNUC, FLUKAを用いた場合もこのエネルギー領域ではほぼ同じ結果を与えることが確かめられている (Chang et al. 2000)。

上空のミューオンについては、 π^{\pm} 中間子およびK中間子からの寄与を詳しく検討して、その絶対強度をガンマ線スペクトルから求めた。この場合ミューオンの主要な発生源は π^{\pm} 中間子であり、大気ガンマ線は主として π^0 中間子から発生しているので、親の一次宇宙線を介することなく、大気ガンマ線スペクトルからミューオンスペクトルを求めることができる。K中間子からの寄与についての補正を施して結果を求めたが、ほぼ同じ高度で観測されたBESSの結果と良い一致を示している。

大気上層の高エネルギー領域のガンマ線の観測は、フラックスが少ないためにより大きな SNT を必要とする。このため、これまでの他の実験では高エネルギー領域でのガンマ線スペクトルを測定することができていない。我々の実験では高エネルギー電子観測のために、大きな SNT をもつエマルジョン・チェンバーの実験を行っていたので、それを活用することができた。今後はエネルギーの低い領域まで観測を延長すると、同じエネルギー領域で他の実験データとの直接比較が可能になる。このことにより、その高い実験精度が確認できるとともに、広いエネルギー領域にわたるエネルギースペクトルが得られ、この方式の有用性が示されるものと考えている。

6. 謝辞

この論文で述べた大気ガンマ線観測に使用したエマルジョン・チェンバーは、一次電子観測のための気球実験の初期の段階からのチェンバーを含めたもので、この間日米両国にわたり数多くの人々の有益な討論と多大な協力を頂いた。また、気球実験については宇宙科学研究所大気球部門およびアメリカNSBFに多大のお世話になって

おり、この機会に深く感謝の意を捧げたい。

この解析をするにあたって使用したFritiof ver 7.02については、芝浦工業大学の笠原教授に教えて頂いた。ここに謝意を表したい。

Appendix A. ミューオン発生に対する π 中間子及び K 中間子の寄与

Appendix A.1 粒子の質量と寿命

ミューオン発生に計算に必要な μ 、 π 中間子、 K 中間子の質量と寿命を表 A.1 にまとめた。この内、 K 中間子については、 K^- 、 K_S^0 、 K_L^0 が存在しているが、ミューオンに主に寄与するのは、 K 中間子の崩壊モードの $2/3$ を占めている

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$$

の崩壊過程であるので、ここでは、 K^\pm の物理量のみを掲げることにした。なお以下の計算中に、ミューオンとの質量比の 2 乗が現れるので、その値を以下に示しておいた。

$$r_{\pi^\pm} = (m_{\mu^\pm}/m_{\pi^\pm})^2 = 0.5733, \quad r_{K^\pm} = (m_{\mu^\pm}/m_{K^\pm})^2 = 0.0459$$

表A.1 μ^\pm 、 π^\pm 、 K^\pm の質量と寿命

粒子	質量 (MeV)	寿命 (sec)
μ^\pm	$m_{\mu^\pm} = 105.7$	$\tau_{\mu^\pm} = 2.197 \times 10^{-6}$
π^\pm	$m_{\pi^\pm} = 139.6$	$\tau_{\pi^\pm} = 2.603 \times 10^{-8}$
K^\pm	$m_{K^\pm} = 493.6$	$\tau_{K^\pm} = 1.237 \times 10^{-8}$

Appendix A.2 ミューオンの崩壊効果

深さ x g/cm² から x_0 g/cm² までの距離は、等温大気の時には

$$H \log(x_0/x) \tag{A.1}$$

である。 H は大気のスケールハイトで、高度 30 km 付近の上空に対する値として、ここでは 6.3 km を取った。一方粒子の運動量を p とすれば、寿命 τ の間に走る距離は $\tau p = m$ である。ここで、崩壊因子を B として

$$B = Hm/\tau \tag{A.2}$$

とおくと、粒子が深さ x で発生して、崩壊せずに x_0 に到達する確率は

$$(x/x_0)^{(B/p)} \tag{A.3}$$

で与えられる事になる。エネルギー E が静止質量に比べて十分高いときには、 $pc = E$ であるので、 B をあらためて Bc に取れば崩壊せずに到達する確率は

$$(x/x_0)^{(B/E)} \tag{A.4}$$

で表すことができる。 B の値は粒子によって異なる定数であるので、各々の粒子に対する B の値を表 A.2 にまとめる。

表A.2 崩壊因子Bの値

粒子	μ^\pm	ν^\pm	K^\pm
崩壊因子	$B_{\mu^\pm} = 1.0\text{GeV}/c$	$B_{\pi^\pm} = 115\text{GeV}/c$	$B_{K^\pm} = 850\text{GeV}/c$

宇宙線と大気核の相互作用の平均自由行程より短い上空では、 μ の発生は深さによらず一様であると考えてよい。深さ x_0 より上空で発生して x_0 に到達する μ は

$$\int_0^{x_0} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{B_\mu/E} dx = x_0 \left(\frac{E}{B_\mu + E}\right) \quad (\text{A.5})$$

となる。したがって、ミュオンが崩壊せずに生き残る生存率 f_μ は

$$f_\mu = \frac{E}{B_\mu + E} \quad (\text{A.6})$$

で与えられる。

Appendix A.3 π^\pm 中間子の崩壊効果

π^\pm 中間子はそれぞれ π^0 中間子とほぼ同じ量だけ発生するので、本文で述べたように、単位厚さ当たり発生する荷電 π 中間子強度 F_{π^\pm} は

$$J_p(E)dE_p = NE_p^{-\gamma}dE_p \quad (\text{A.7})$$

であたえられる。但しここで F_γ は単位厚さ中で発生するガンマ線強度で、 $J_\gamma/4.0\text{g}/\text{cm}^2$ に相当する。深さ $x\text{g}/\text{cm}^2$ まで崩壊せずに生き残っている π^\pm 中間子の量は前節に述べた計算から

$$x \left(\frac{E}{B_{\pi^\pm} + E}\right) F_{\pi^\pm} \quad (\text{A.8})$$

となる。これが深さ x 、 $x+dx$ で崩壊する確率は

$$\frac{B_{\pi^\pm}}{Ex} dx \quad (\text{A.9})$$

であるので、単位厚さの大気中で崩壊する π^\pm 中間子の量は、

$$\left(\frac{B_{\pi^\pm}}{B_{\pi^\pm} + E}\right) F_{\pi^\pm} \quad (\text{A.10})$$

であたえられる。したがって、深さ $x_0\text{g}/\text{cm}^2$ 迄に崩壊した π^\pm 中間子は

$$x_0 \left(\frac{B_{\pi^\pm}}{B_{\pi^\pm} + E}\right) F_{\pi^\pm} = \gamma \left(\frac{B_{\pi^\pm}}{B_{\pi^\pm} + E}\right) J_\gamma \quad (\text{A.11})$$

となる。 π 中間子の静止系でのミュオンのエネルギー $E_{\mu^\pm}^*$ 及び運動量 $p_{\mu^\pm}^*$ は

$$E_{\mu^\pm}^* = (m_{\pi^\pm}^2 + m_{\mu^\pm}^2)c^2/(2m_{\pi^\pm}) \quad (\text{A.12})$$

$$p_{\mu^\pm}^* = (m_{\pi^\pm}^2 - m_{\mu^\pm}^2)c/(2m_{\pi^\pm}) \quad (\text{A.13})$$

であたえられる。したがって、エネルギー E_{π^\pm} 、運動量 p_{π^\pm} の π^\pm 中間子から発生するミュオンエネルギーは

$$(E_{\pi^\pm}E_{\mu^\pm}^* - p_{\pi^\pm}p_{\mu^\pm}^*c^2)/m_{\pi^\pm}c^2$$

から

$$(E_{\pi^\pm}E_{\mu^\pm}^* + p_{\pi^\pm}p_{\mu^\pm}^*c^2)/m_{\pi^\pm}c^2$$

にわたっており、そのエネルギー幅は

$$2p_{\pi^\pm}p_{\mu^\pm}^*c^2/m_{\pi^\pm} = (m_{\pi^\pm}^2 - m_{\mu^\pm}^2)p_{\pi^\pm}c/m_{\pi^\pm}^2 \simeq \frac{m_{\pi^\pm}^2 - m_{\mu^\pm}^2}{m_{\pi^\pm}^2} E_{\pi^\pm}$$

となっている。したがって、深さ xg/cm^2 で単位厚さの大気中で発生するミュオンのスペクトルは

$$\frac{m_{\pi^\pm}^2}{m_{\pi^\pm}^2 - m_{\mu^\pm}^2} \int_{E_-}^{E_+} \left(\frac{B_{\pi^\pm}}{B_{\pi^\pm} + E} \right) F_{\pi^\pm}(E_{\pi^\pm}) \frac{dE_{\pi^\pm}}{E_{\pi^\pm}} \quad (\text{A.14})$$

で与えられる。但しここで E_+ 及び E_- はエネルギー E のミュオンを発生する π 中間子のエネルギーの上限及び下限値で

$$E_+ = \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{m_{\mu^\pm}} \right) \left(\frac{E_{\mu^\pm}E_{\mu^\pm}^* + p_{\mu^\pm}p_{\mu^\pm}^*c^2}{\mu^\pm c^2} \right) \simeq \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{m_{\mu^\pm}} \right)^2 E_{\mu^\pm} = r_{\pi^\pm} E_{\mu^\pm} \quad (\text{A.15})$$

$$E_- = \left(\frac{m_{\pi^\pm}}{m_{\mu^\pm}} \right) \left(\frac{E_{\mu^\pm}E_{\mu^\pm}^* - p_{\mu^\pm}p_{\mu^\pm}^*c^2}{\mu^\pm c^2} \right) \simeq E_{\mu^\pm} \quad (\text{A.16})$$

で与えられる。 π 中間子が完全に崩壊している場合を考えると、深さ x_0 で期待されるミュオンの量は

$$F_\gamma = \int_{E_\gamma}^{\infty} (2/E_{\pi^0}) F_{\pi^0} dE_{\pi^0} = 2/\gamma F_{\pi^0} \quad (\text{A.17})$$

である。この場合は E_{π^\pm} についての積分が可能であり、 $\gamma = 2.75$ の場合、数値的には

$$1.834x_0 F_{\pi^\pm} / \gamma = 1.834J_\gamma \quad (\text{A.18})$$

が得られる。

以上の考察から、 π^\pm 中間子経由のガンマ線強度に対する、 π^\pm 中間子経由で生成されたミュオン強度の割合は

$$f_{\pi^\pm} = 1.834 \int_{E_-}^{E_+} \left(\frac{B_{\pi^\pm}}{B_{\pi^\pm} + E} \right) F_{\pi^\pm}(E_{\pi^\pm}) \frac{dE_{\pi^\pm}}{E_{\pi^\pm}} / \int_{E_-}^{E_+} \frac{dE_{\pi^\pm}}{E_{\pi^\pm}} \quad (\text{A.19})$$

となる。分子は数値積分を必要とするので、Mathematicaにより計算を行った。

Appendix A.4 K中間子の崩壊効果

K中間子のミュオンに対する寄与は、崩壊の影響について π 中間子の場合と同じように計算を行うことが出来る。質量が π 中間子より大きくまた寿命が短いので、表A.2に示すように崩壊因子は $B_K = 850 \text{ GeV}$ と大きく、エネルギーの高い所まで崩壊の効率は良い。 π^\pm 中間子の発生率は π^0 を介して、ガンマ線強度との関係が明らかであるが、K中間子の場合には、 $K = \pi^\pm$ の発生率比を通してガンマ線強度との関係を求めることが出来る。K中間子の崩壊の内、 μ の発生に主に寄与するのは、荷電K中間子の崩壊で

$$K^\pm \rightarrow \mu_\pm + \nu$$

であり、 K^\pm の崩壊の内分岐比が $2/3$ である。したがって、この場合についてのみの計算を行う。 K^\pm/π^\pm 発生率の比としてはFritiof ver 7.02によるもので、 $K^\pm/\pi^\pm=0.14$ となっている。Gaisserの論文でも K^\pm/π^\pm の発生比としてほぼ同じ値を取っている (Gaisser 2002)。 K 中間子は崩壊因子 B_K が大きいのでエネルギーの高いところで π^\pm に比べて崩壊の効率は良い。しかし K 中間子の発生率は π に比較して小さいので、 μ に対する寄与は1 TeVを越す高エネルギー領域でも全体の20–30%程度である。同種の計算を行ったGaisser&Honda (2002)も同じような結論を得ている (Gaisser 2002, Gaisser & Honda 2002)。

このAppendixで示した、各粒子の寄与を表す f_μ, f_{π^\pm}, f_K の計算の結果を表A.3にまとめて示しておいた。

表A.3 ミューオンとガンマ線強度の関係を表す係数

$E_\mu(\text{GeV})$	10	20	50	100	200	500	1000	2000
f_μ	0.909	0.95	0.98	0.99	0.995	0.998	0.999	1.000
f_{π^\pm}	1.654	1.508	1.19	0.88	0.584	0.290	0.158	0.082
f_K	0.096	0.094	0.090	0.083	0.073	0.053	0.037	0.023
$0.85f_\mu(f_{\pi^\pm} + f_K)^*$	1.353	1.298	1.068	0.863	0.556	0.292	0.166	0.089

* 同じ高度でのミューオン強度 J_μ とガンマ線強度 J_γ との関係： $J_\mu=0.85f_\mu(f_{\pi^\pm} + f_K)J_\gamma$

参 考 文 献

- [1] Abe,K., et al,2003, Phys. Let. B, Vol 564/1-2, p8
- [2] Aguilar,M., et al. Phys. Rep., 2002, 366/6, p331
- [3] Ahn., H.A., et al., 2003, Proc. of 28th ICRC (Tsukuba), Vol.4, p1833
- [4] Aparasenko.A.V.,et al., 2001, Ast. Part. Phys., 16, p13
- [5] Asakimori,K. et al., 1998, Astrophys. J., 502, p278
- [6] Boezio,M. et al., 2000, Astrophys. J., 532, p.653
- [7] Chang,J., et al, 2000, Private communication
- [8] Codino,A., et al., 1997, J. Phys. G., 23, p.1751
- [9] DuVernois,M.A., et al., 2001, Astrophys. J., 559,p.296
- [10] Francke,T., et al., 1999, Proc. of 26th ICRC (Salt Lake), Vol.2, p.80
- [11] Fukuda,Y., et al., 1998, Phys. ReV. Lett., 81, p.1158
- [12] Gaisser.T,K. 2002, Astropart. Phys. 16, p235
- [13] Gaisser,T.K. and Honda,M., 2002, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci, 52, p153
- [14] Haino,S., et al. 2003, Proc. of 28th ICRC (Tsukuba), Vol. 4, p.1825
- [15] Kasahara,K, 2001, <http://eweb.b6.kanagawa-u.ac.jp/~kasahara/>
- [16] Kobayashi,T., Nishimura,J., Komori,Y., et al., 1999, Proc. of 26th ICRC (Salt Lake City), Vol.2, p.61
- [17] Kobayashi,T., Nishimura,J., Komori,Y., Yoshida,K., 2001, Adv. Space Res., 27, p653
- [18] Kobayashi,T., Komori,Y., Yoshida,K., et al., 2002, 宇宙研報告, 44号, p99
- [19] Nishimura,J., 1967, Hand bd Physik, XLVI/2, p.1
- [20] Nishimura, J., Fujii,M., Taira,T., Aizu,E., Hirakawa,H., et al., 1980, Astrophys. J., 238, p.394
- [21] Nishimura,J., Kobayashi,T., Komori,Y., and Yoshida,K., 1997, Adv. Space Res., Vol.19, p.767

- [22] Nishimura,J., et al., 2000, Adv. Space Res., Vol.26, No11, p1827
- [23] Sanuki,T., et al., 2000, Astrophys. J., 545, p1135
- [24] Sanuki,T., et al., 2001, Proc. of NOON2000, p.50
- [25] Yamamoto,A, 2003, Highlight Talk in 28th ICRC (Tsukuba)
- [26] Zatsepin,V.I. et al., 2003, Proc. of 28th ICRC (Tsukuba) , Vol.4, p1829