

2004年度 課題研究P6
CORSIKAによる γ 線地上観測のシ
ミュレーション

H13年度入学 理学部
塩田了

概要

Because of the recent progress of astronomy, observable wave length regions have been expanded from radio wave length to gamma-ray wave length. Gamma-ray astronomy used to be the frontier, but now many telescopes and observatories for gamma-ray are working powerfully. To get unobserved spectra, we need to expand telescopes' diameters or construct ones at high mountain elevations. Such big projects are based on careful simulations to make them meet the costs. In this paper, I study about the merit of CANGAROO3 telescope's expansion into high mountains. ...

1 序論

1.1 γ 線発生機構

γ 線はおよそ 0.1 オームストロング以下の短い波長を持った電磁波である。このような高エネルギーの光子は、宇宙に満ちている電磁波のほとんどを占める熱輻射による放射過程ではなかなか発生しない。その主なメカニズムを以下に述べる。

- 励起された原子核からの γ 線放射

原子核は、その周りの電子のように、固有の励起エネルギー順位を持っており、励起状態から基底状態に移る際に原子毎に決まったエネルギーの光子を放出する。たとえば C^{12} は 4.43MeV、 O^{16} は 6.13MeV の γ 線を出す。これは狭いエネルギー分布を取るため核 γ 線の他にライン γ 線などと呼ばれる。ライン γ 線には励起された原子核から放出されるもの以外に、電子と陽電子が融合・消滅して作る 0.51MeV の γ 線もある。宇宙からのライン γ 線の観測は太陽フレアや活動銀河核などに対してなされている。これらの観測から、ライン γ 線を作る高エネルギー粒子の加速の問題や、そこに存在する元素組成などが明らかにされる。

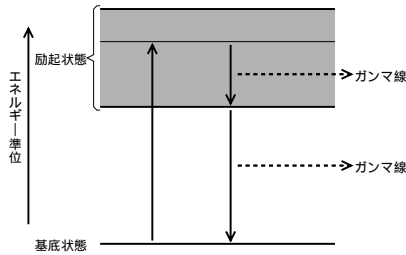


Fig. 1: 原子核の励起エネルギー準位

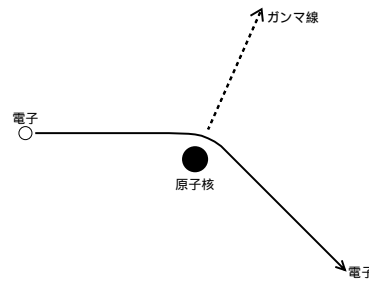


Fig. 2: 電子が原子核の近くで起こす制動放射

- 制動放射

電子などの荷電粒子が原子核の近くを通過すると、電気的相互作用によって粒子の軌道が曲げられ、電荷の加速による電磁場の放射が起こる。これは制動放射と呼ばれ、励起された原子核による γ 線放射と異なり、元の電子の持つエネルギーを最大値に、連続的に分布するエネルギーを持つ。たとえば、太陽の爆発では高エネルギー電子が作られ、低エネルギー γ 線がこの制動放射の結果放出されている。

- 逆コンプトン効果

コンプトン効果は、運動している光子が静止している電子と衝突して、

エネルギーを落とす分電子にエネルギーを与える現象だが、反対に高エネルギーの電子が光と衝突して、電子が光子にエネルギーを与える現象を逆コンプトン効果と呼ぶ。例えば 1eV オーダーの光（可視光程度）と 10GeV の電子が衝突した場合、数 10MeV の γ 線が放出される。我々の銀河のディスク部分で作られる高エネルギー γ 線の一部は逆コンプトン効果によるものと考えられている。

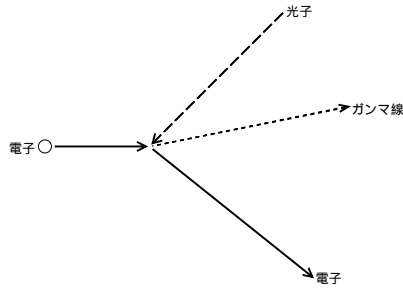


Fig. 3: 電子と光子の衝突による逆コンプトン効果

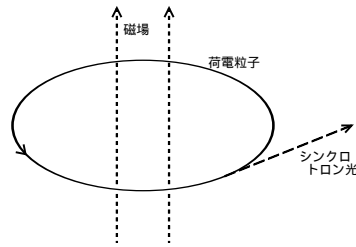


Fig. 4: 磁場中を回転する荷電粒子から発せられるシンクロトロン光

- シンクロトロン放射

高エネルギー荷電粒子が芝の中に入射した場合、粒子はローレンツ力によって螺旋運動を行い、制動放射の場合と同様に荷電粒子が加速を受けていることになるので、電磁波が放射される。この現象をシンクロトロン放射または磁気制動放射という。放射は進行方向と加速方向に垂直なので、螺旋運動の進行方向に指向性を持つ。

- π^0 粒子の崩壊

π 中間子は核子間に働く強い相互作用の媒体となる粒子であり、核子を高いエネルギーで衝突させると飛び出してくる。このうち π^0 中間子は寿命が 0.83×10^{-16} sec と大変短く、

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1)$$

のように 2 つの γ 線に崩壊する。 π^0 粒子は 300MeV 以上のエネルギーを持った陽子が原子核に衝突するだけで発生するので、宇宙線発生源と高密度の星間ガス雲が重なれば多くの γ 線が発生する。

1.2 γ 線発生源

上で述べたように、 γ 線が発生するためには高エネルギーの原子核や陽子、電子が必要であり、 γ 線発生源はそれらを作る高エネルギー現象が起こって

いるものと思われる。以下にこれまでの研究で γ 線発生源とされている天体を挙げる。

- 太陽

太陽のフレア領域では電子が加速され、大きなフレアの場合なら 10MeV 以上のエネルギーを持つ電子の制動放射によって MeV 以下の低エネルギー γ 線が作られる。またフレア領域では陽子や原子核も加速されるため、核励起によるライン γ 線や π 中間子由来の γ 線も発生し得る。ライン γ 線の内、陽子が中性子を捕獲して重水素を生成する際に作られる 2.2MeV のものは強度が特に大きい。

- 超新星爆発

超新星爆発は星がその終末段階で莫大なエネルギーを放出する現象であり、その規模の大きさから高エネルギー天体物理学の大きな興味の対象のひとつとなっている。超新星は水素が存在するかどうかで 1 型と 2 型に分類され、1 型は明るさが時間と共に指数関数的に減少していくのに対し、2 型は爆発後 100 日程度一定の明るさを保ち、その後減少して行くのが特徴である。1 型超新星は、恒星と連星系を成す白色矮星が表面に相手の星からのガスを降り積もらせた結果、核反応の爆発を起こしたものと考えられている。一方 2 型は、太陽質量の 8 倍以上の重い恒星が進化の最後に重力崩壊を起こし大爆発したものと考えられている。1 型の超新星では大量の ^{56}Ni や ^{44}Ti が作られ、この ^{56}Ni は ^{56}Co から ^{56}Fe へと崩壊し、 ^{44}Ti は電子捕獲により ^{44}Sc に変化した後 ^{44}Ca へと崩壊する。1 型超新星ではこれらの原子に特有のライン γ 線が観測されることが多い。

- パルサー

パルサーは規則正しい周期で電波を発している天体で、現在では高速自転する中性子星がその正体ではないかと考えられている。中性子星は半径が 10km ほどなので、恒星の磁荷を保存したまま潰れた場合表面での磁場は 10^{12} 倍にもなり、その磁場の中を荷電粒子が中性子星と共に高速回転することで強力な放射が生まれるものと考えられる。

1.3 γ 線天文学

天文学は元来肉眼による可視光の観測しかありえなかったが、望遠鏡の発明に始まる集光度と分解能の上昇と、観測波長域の拡大の二つによって近代飛躍的な進歩を遂げてきた。可視光や紫外線より短波長の電磁波については、大気によって散乱・吸収されやすいので人工衛星を用いた宇宙空間での観測が始まりだった。しかし短波長光子を放つ天体の多くは遠方にあり強度が極めて小さいために、望遠鏡の口径を広げて集光度を上げるのが望ましいが、

巨大で重量の重いものを衛星軌道に打ち上げるのはコストの面から望ましくないと言える。

100keV から 10MeV までの低エネルギー γ 線には NaI シンチレータ、100MeV から 100GeV までの高エネルギー γ 線にはスパークチェンバーやガスチェレンコフ検出器をそれぞれ搭載した人工衛星による観測が主であるが、1TeV を超えるような超高エネルギー γ 線になると、強度が余りに小さ過ぎて 1m 程度の口径では十分な数の光子を捕らえることが出来ない。しかし γ 線バーストやパルサー、活動銀河核などの極限状態で発生する超高エネルギー γ 線は宇宙物理学にとって大きな興味の対象である。

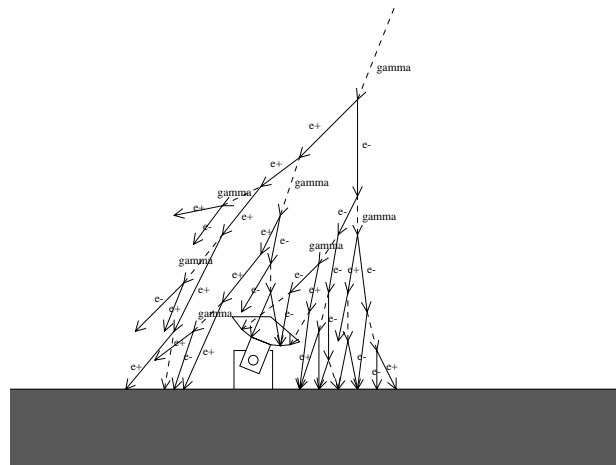


Fig. 5: γ 線が作る空気シャワーの発達

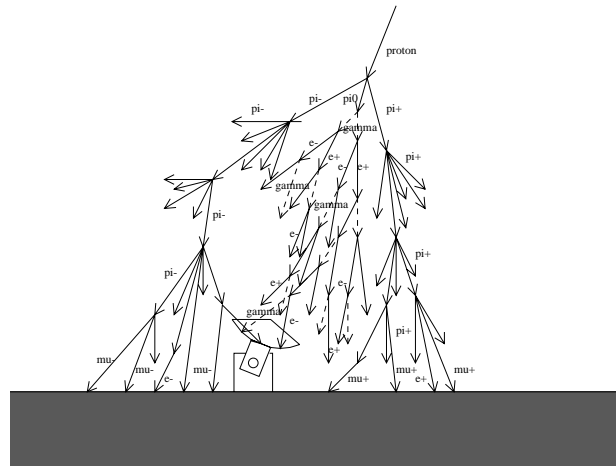


Fig. 6: 陽子が作る空気シャワーの発達

1.4 地上での γ 線観測

超高エネルギー宇宙線は大気中の原子核と反応して、空気シャワーと呼ばれる大量の二次粒子を発生させる。高エネルギー領域の高エネルギー γ 線や超高エネルギー γ 線は、地球大気中で電子陽電子対を生成し、この電子や陽電子が制動放射により γ 線を発生させこの γ 線がまた同じことを繰り返すという図5のような、電子と γ 線の増殖現象を引き起こす。これは電磁カスケードシャワーと呼ばれる。電磁カスケードシャワーが発達するにつれ、シャワーの分岐と減衰の影響で γ 線光子や電子1個あたりのエネルギーは減っていき、臨界エネルギー（地球大気の場合約81MeV）以下になって吸収係数でコンプトン効果の寄与が電子陽電子対生成のそれを上回るとシャワーの発達は止まり、それ以降は減衰していく。このため1GeV以下の γ 線の電磁カスケードシャワーは地上に到達する前にほとんど吸収され、地上観測に適さない。

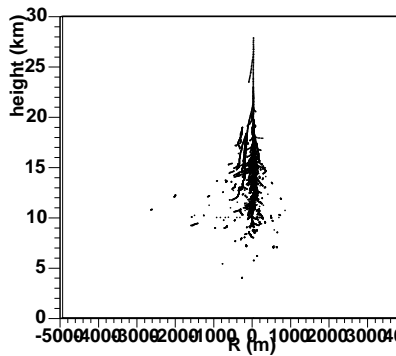


Fig. 7: γ 線が作る空気シャワーを
ら見た図

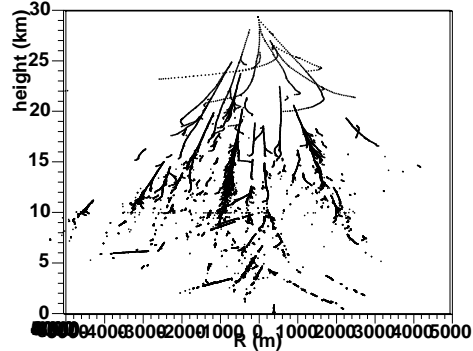


Fig. 8: 陽子が作る空気シャワー
を横から見た図

一方、図6で示すように超高エネルギーの陽子や原子核が大気中に入射すると、原子核と衝突して進行方向の周りに主に π 中間子からなる多数の粒子を生成、放出させ、この π 中間子がさらに大気中の原子核と反応してさらに π 中間子のジェットを発生させる。この反応は核カスケードシャワーと呼ばれる。核カスケードで発生した π 中間子の内、電荷が0である π^0 粒子は先ほど説明したように2つの γ 線に崩壊し、その γ 線が電磁カスケードを引き起こしていく。 π^+ や π^- 粒子の寿命は 2.603×10^{-8} secで高エネルギーを持つ時は相対論的效果により実験室系での寿命は延び、大気中はたいていはそれより短いタイムスケールで原子核に衝突するが、減衰の結果低エネルギーになって相対論的效果がなくなってくると、核に衝突する前に崩壊して、



$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu \quad (3)$$

のように μ 粒子を発生させる。 μ 粒子は寿命が長いためにほとんどが地上に到達し、原子核で散乱され難いことから観測は専ら地下で行われる。

このように入射粒子が γ 線と陽子、原子核の場合ではそれぞれの空気シャワーの発達の様相が異なっている。具体的な差異を以下にあげる。

- シャワーの形状

γ 線起源の空気シャワーはほとんどが電磁カスケードシャワーであり、 γ 線の入射軸の周囲に狭く、ほぼ軸対象に分布する。一方陽子由来の空気シャワーは、核カスケードで発生する 2 次粒子の進行方向が入射方向に垂直な方向でのばらつきを持つため、入射軸の周囲に広く、非対称に分布する。
- シャワーの発達高度

図 7、8 のように、陽子は γ 線と比べ大気中の原子核に対する散乱断面積が小さいため、空気シャワーが大気の下層部になってから、より発達する。
- シャワーの生成粒子

γ 線の空気シャワーの構成粒子はそのほとんどが電磁カスケードによる電子陽電子と γ 線であるのに対し、陽子の場合は電磁カスケードによる同様の粒子に加え、核カスケードによる π 中間子や核子、 π 中間子の崩壊で出来たミューオンなど多様な粒子で構成されている。核カスケードで π 中間子の三種、 pi^0 、 pi^+ 、 π^- はほぼ同数でき、このうち pi^0 のみが崩壊して γ 線になり電磁カスケードに寄与することから、陽子や原子核が入射する場合はそのエネルギーのおよそ 1/3 が電磁カスケードシャワーに使われることになる。そのため、あるエネルギーの γ 線による空気シャワーと同規模の電磁カスケードシャワーを引き起こす陽子のエネルギーは γ 線のおよそ 3 倍である。

この二次粒子の内、電子、ミューオン、中間子等の荷電粒子によって発生するチェレンコフ光を地上で観測することができる。チェレンコフ光とは何かを以下で説明する。

1.5 チェレンコフ光

真空中で加速度を受けない荷電粒子が発する電場、磁場は $1/r^2$ に比例して減衰するため、ポインティングベクトル $S = \frac{1}{\mu} E \times B$ は $|S| \sim 1/r^4$ となり、 $|S_r| r^2 d\Omega$ は遠方で 0 になるためこのような荷電粒子は電磁波を放出できない。しかし屈折率 n の (光速が $c' = c/n$ となる) 媒質中を光速 c に近い速度で

走っている荷電粒子の場合、電場や磁場は、運動方向と粒子から観測点への方向のなす角度を θ とすると、

$$E, B \propto \frac{1}{r^2(1 - \frac{v}{c/n} \cos\theta)^3} \quad (4)$$

となることから、

$$\cos\theta_m = \frac{c}{nv} \quad (5)$$

を満たす θ_m より θ が小さくなる方向に対しては電場、磁場が $1/r^2$ に比例した減衰をしなくなり、この方向にコーン状に電磁波が放出されることになる。これがチェレンコフ光である。

電荷 z の粒子からのチェレンコフ光による軌道単位長あたりのエネルギー放出量 $\frac{dE}{dx} \text{erg/cm}$ は、チェレンコフ光の振動数を ν として、以下で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{nv/c \geq 1} (1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}) \nu d\nu \quad (6)$$

これにより荷電粒子が距離 l を走ったとき、波長 $\lambda_1 \sim \lambda_2$ に放出される光子数 N は以下ようになる。

$$N = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^l (-\frac{dE}{dx}) dx d\lambda \quad (7)$$

$$= 2\pi\alpha l z^2 (\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}) (1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}) \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137} \quad (9)$$

ここで α は微細構造定数である。地上での空気の屈折率は $n \simeq 1.00029$ であり、 $v \simeq c$ とした時、式 5 より、 $\theta_m \simeq 1.4^\circ$ となる。逆に同式よりチェレンコフ光を発生するエネルギー閾値は、電子でおおよそ 21MeV、ミューオンでおおよそ 4.3GeV となる。また大気の屈折率は大気密度 ρ によって以下のように変化し、高度により減少する。

$$n(h) = 1 + 2.9 \times 10^{-4} \rho_0^{-1} \rho(h) \quad \rho(h) = \rho_0 e^{-h/H} \quad (10)$$

ここで、 $H = 7.1 \text{km}$ 、 ρ_0 は地上での大気密度である。これにより高度と共に θ_m も減少する。さらに実際には空気シャワー中の荷電粒子は、大気中の粒子によって多重クーロン散乱を受けて軌道が曲げられてしまうため、チェレンコフ光はシャワーの軸に対して数度に広がった分布をすることになる。また、式 8 により地上で $v=c$ の荷電粒子が $l=1\text{m}$ 走った場合では、約 27 個の光子が $350 \sim 550 \text{nm}$ の波長域に放出される。

地上でのチェレンコフ光の分布は空気シャワーの発達の様子を反映したものに近くなる。入射粒子が γ 線の場合は γ 線の持つエネルギーに対し、発光量は幅の狭い分布を示すが、核カスケードにおいては、チェレンコフ光を発生さ

せる電磁カスケードの源となる π^0 粒子のエネルギーや発生高度は一定でなく、核カスケードの際にシャワー軸に垂直な成分に運動量を持つため、チェレンコフ光の分布は幅広いものとなる。

そこで地上にチェレンコフ光観測用の望遠鏡を建設して、そのイメージから γ 線やその他の高エネルギー宇宙線の種類、エネルギーなどを逆算しようとする試みが1960年代から行われてきた。空気シャワーは地上では数 km 程の広がりを持つため、一つの望遠鏡でカバーできる範囲が広いという利点がある。しかし広がりを持つ故に角度分解能が悪く、また夜光等のバックグラウンドの影響を受け易いと言う欠点も持ち合わせている。分解能を上げる為には複数の望遠鏡を離して配置して同時に観測する等の方法がとられる。

2 CANGAROO チェレンコフ望遠鏡

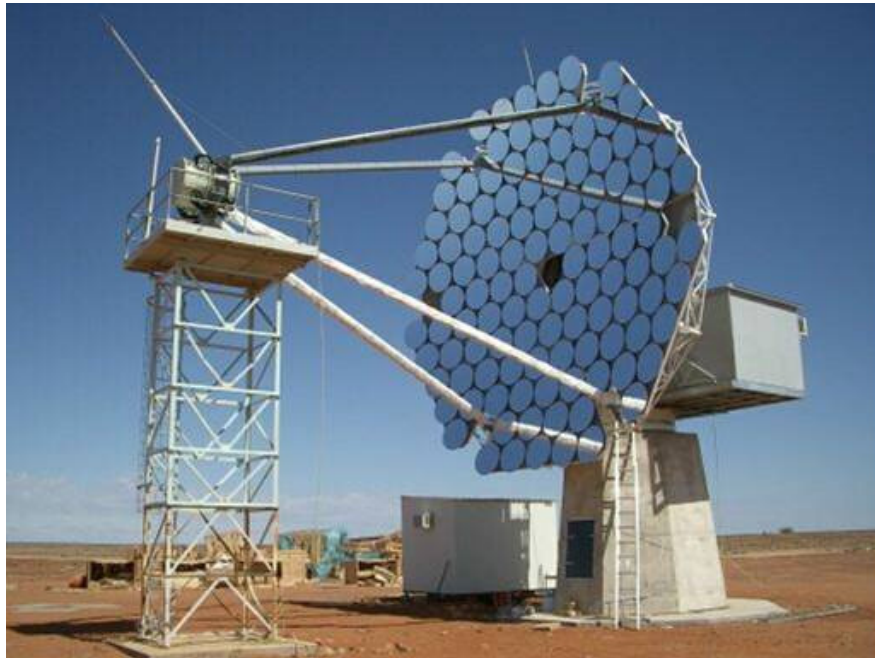


Fig. 9: CANGAROO3 望遠鏡の外観

チェレンコフ望遠鏡は、1つの検出器でカバーできる面積が大きいと言う利点があるものの、元の超高エネルギー宇宙線の入射方向を特定するのが難しく、バックグラウンドの光による影響を受けやすいと言う欠点も持ち合わせている。このため夜間の月の出ていない快晴日という条件をクリアしても、初期の実験では 10° 程度の角度分解能しか得られず、芳しい成果を挙げられなかった。

日豪の共同実験グループ CANGAROO(the Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は晴天率が高く、周りに人口密集地が存在しない南オーストラリア州ウーメラ (南緯 $31^{\circ}6'$ 、東経 $136^{\circ}47'$ 、海拔 160m) に CANGAROO1 望遠鏡を建設した。CANGAROO1 望遠鏡は焦点距離 3.8m、直径 3.8m の主鏡を持つ回転放物面鏡で、その駆動系は経緯台式であり、主鏡の焦点面にチェレンコフ光を検出する為の 16×16 で正方形に並べられた 256 本の光電子増倍管による解像型カメラが取り付けられている。光電子増倍管 1 本の視野は $0.12^{\circ} \times 0.12^{\circ}$ 、隣り合う光電子増倍管の間隔は 0.18° で、カメラ全体の視野はおよそ $3^{\circ} \times 3^{\circ}$ に相当する。CANGAROO1 望遠鏡は 1992 年からいまままで、かに星雲、パルサー 1706-44、ほ座パルサー、超新星残骸 1006 など TeV オーダーで $10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 程度のフラックスを持つ天体の観測に成功している。

最新の望遠鏡は CANGAROO3 で、10m 口径の望遠鏡 4 台の同時観測による位置分解能の向上を可能にしている。口径 10m の主鏡は 114 枚の 79cm 口径小型反射鏡 114 枚による複合型で、焦点面にはピクセル状に配置された 427 本の光電子増倍管からなる解像型カメラが設置してある。

3 シミュレーションとイメージング

3.1 イメージング法

γ 線は陽子や μ 粒子などの高エネルギー宇宙線と異なり、電荷を持たない為地磁気の影響を受けず、発生方向が特定できるほかにも、そのスペクトル図形などから天体の情報が読み取れるため、特に関心が持たれる。しかし、例えば地上にシャワーを降らせるほどのエネルギーの陽子のフラックスは 1 度平方視野あたりおよそ $10^{-8} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 程度なのに対し、TeV γ 線源としては特に強いかに星雲の場合でも $10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 程しかない。その為、 γ 線からのチェレンコフ光はバックグラウンドのチェレンコフ光に埋もれてしまうので、効率的なバックグラウンドの除去が必要とされる。

初期の地上高エネルギー γ 線観測は、望遠鏡自体の技術的な問題に加えてこのバックグラウンドのせいでは有意な結果を出せずに居たが、1990 年代に入り、解像型のカメラでチェレンコフ光を補足出来るようになったため、そのカメラに写るイメージの形状の違いから、 γ 線と陽子などの他の宇宙線を区別する“イメージング法”が成立し、SN 比 (信号/ノイズ比) を 100 倍以上に改善することに成功した。

実際に解像型カメラで得られるイメージは、チェレンコフ光の内望遠鏡面に入射したものの入射角度を表している。よって γ 線による空気シャワーのイメージは、陽子や原子核が入射した場合のそれと比べて、広がりが小さいことが期待される。粒子同定の為にこの広がりの度合いを数値化するのがイメー

ジング法である。

具体的な方法としては、主鏡に入った光の入射角度パラメータは焦点面において通過する点の平面座標として表されるので、焦点面に複数の光電子増倍管を平面配列して、信号が出たものの位置からイメージングパラメータを算出する。カメラ像は楕円で近似され、以下のパラメータに分解される。

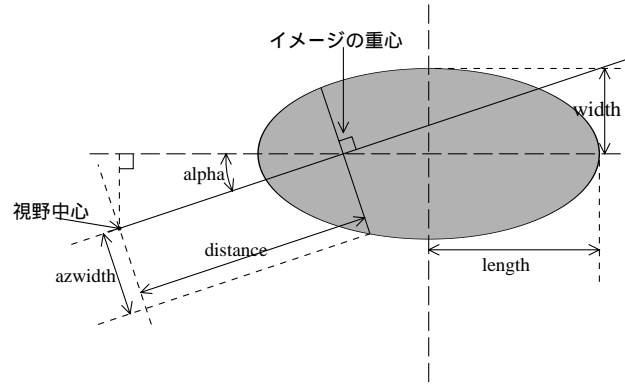


Fig. 10: イメージングパラメータの定義

- Width 楕円の短軸方向のイメージの広がり（標準偏差）
- Length 楕円の長軸方向のイメージの広がり（標準偏差）
- Consentration 最多光量の光電子増倍管 2 本もしくは 3 本の全体光量に対する割合
- Distance イメージの重心と視野中心との距離
- Alpha イメージの重心と視野中心を結ぶ直線と楕円の長軸のなす角
- Azwidth イメージの重心と視野中心を結ぶ直線に垂直な方向のイメージの広がり（標準偏差）

先述した様に γ 線に比べて陽子が入射した場合のほうが、そのカメラ像はその光量が同じなら広がりが大きくなると考えられる。図 11 と図 12 は 4 章 3 節と同様の方法を、宇宙線は地表面に垂直に降らせ、観測平面座標は宇宙線入射軸から 100m 離れた位置に置き、望遠鏡半径を 50m として、観測高度を 4800m に設定して行った結果である。

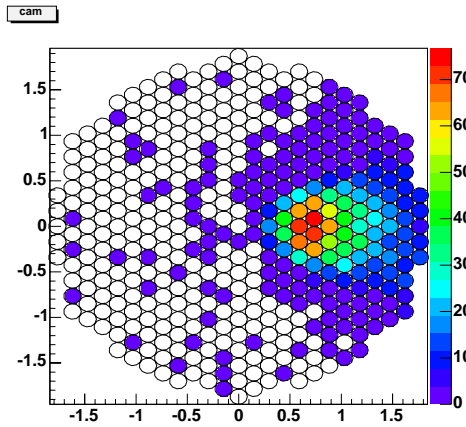


Fig. 11: 1TeV γ 線によるカメライメージ

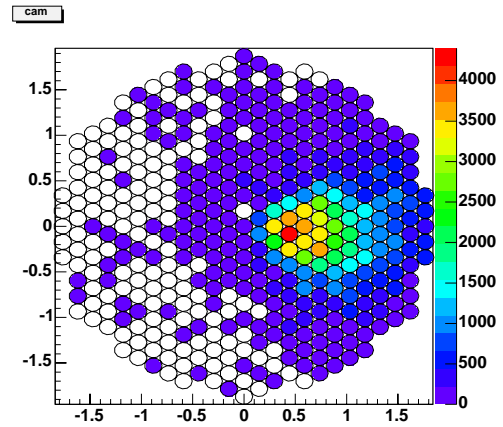


Fig. 12: 3TeV 陽子によるカメライメージ

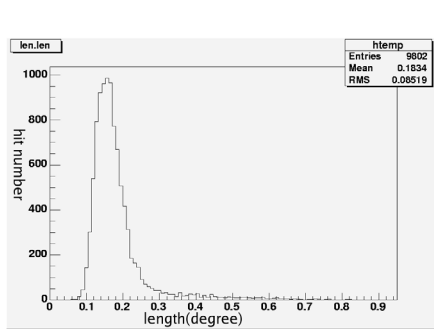


Fig. 13: 1TeV γ 線 10000 発の length の分布

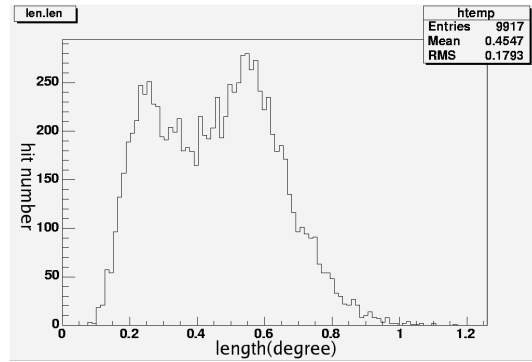


Fig. 14: 3TeV 陽子 10000 発の

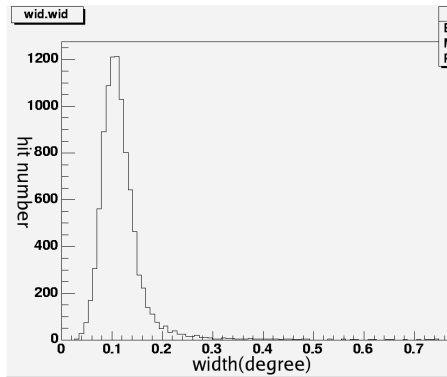


Fig. 15: 1TeV γ 線 10000 発の width の分布

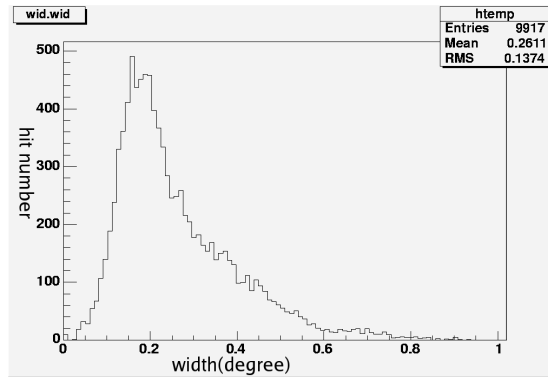


Fig. 16: 3TeV 陽子 10000 発の width の分布

また、“Distance”はチェレンコフ光のカメラへの入射方向を、“Alpha”は元の粒子の到来方向を表すパラメータであるが、カメラの視野中心を γ 線源に向けていた場合、観測対象の γ 線によるチェレンコフ光イメージの“Distance”、“Alpha”は小さい値に絞られるが、陽子の場合はばらける。カメラの視野中心が γ 線源からずれていた場合、“Distance”は大きな値にピークがずれ、“Alpha” ~ 0 のピークは減衰する。 γ 線を実際に観測する場合はカメラ像の光量と“Length”“Width”“Distance”によって陽子や原子核などのバックグラウンドを除去し、視野中心の位置と“Alpha”の 0° ピークの鋭さの変化から γ 線源の方向を割り出す。

3.2 CORSIKA

この課題研究のシミュレーションは全て CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) を用いた。CORSIKA は高エネルギー宇宙線による大気エアシャワーシミュレーション用のモンテカルロプログラムの一つで、宇宙線の種類、エネルギー、入射角度、磁場などのパラメータを入力してやることで、それによるエアシャワーの発達を見ることが出来る。パラメータが書かれたファイルの例を下に挙げる。

```
nshow 1000 (宇宙線を何発降らせるか)
prmpar 14 (宇宙線の種類を指定。この場合の'14'は陽子を示す)
erange 2800.0 2800.0
(宇宙線のエネルギー、単位は GeV。前者が最小値で後者が最高値)
eslope -2.7
thetap 0.0 10.0
phip 0.0 360.0
atmod 1
magnet 25.0 -52.0
(入射地点での地球磁場、単位は  $\mu$ T。前者が水平方向北向き成分、後者が鉛直方向下向き成分。この値は WOOMERA での値をとっている)
longi T 20.0 T T
maxprt 1
direct 'temp'
parout T T
datbas T
plotsh T
cerary 1 1 500.0 500.0 100000.0 100000.0
cerfil T
cerqef F T F
(光電子増倍管の量子効率とチェレンコフ光の大気による吸収の効果と主鏡の
```

反射率を計算に入れるかどうか。これらの効果の値を波長毎に記したファイルを別に用意し、今回量子効率と反射率については CANGAROO3 望遠鏡での値を用いた)

obslev 16000.0 (観測高度、単位は cm)

exit

4 高地観測の意義

4.1 GeV 領域 γ 線

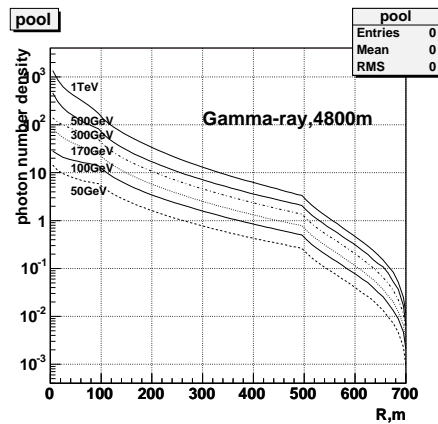


Fig. 17: エネルギーによる γ 線のチェレンコフ光子密度

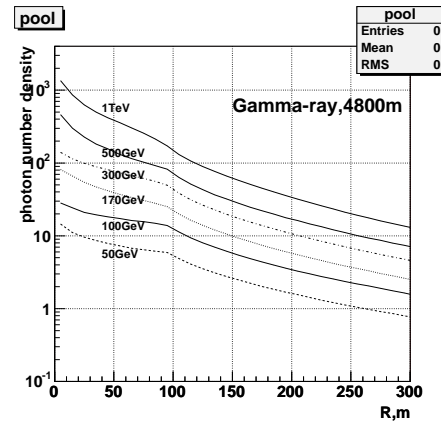


Fig. 18: 図 17 の拡大図

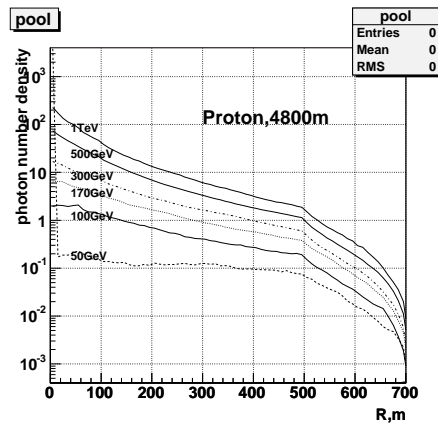


Fig. 19: エネルギーによる陽子のチェレンコフ光子密度

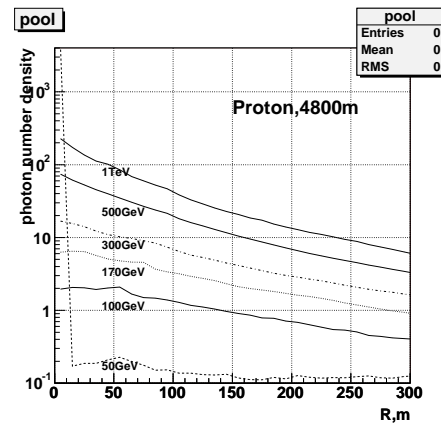


Fig. 20: 図 19 の拡大図

この章から本格的に CORSIKA によるシミュレーションを行っているが、

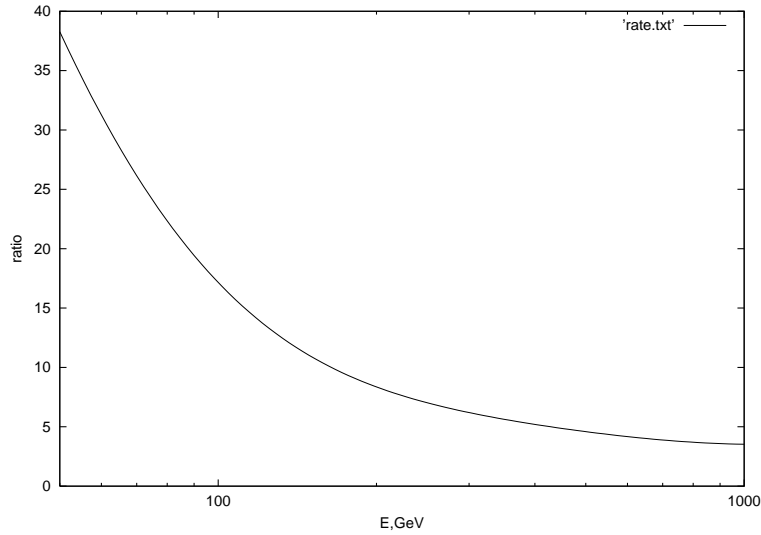


Fig. 21: 100m 地点での光子密度の比 $\rho_{100}^{\gamma}(E)/\rho_{100}^p(E)$ の時間変化

図 18 から図 25 は地表面に垂直に入射した宇宙線によるチェレンコフ光子密度を縦軸にとって、それが入射軸からの距離によってどう変化するかを計算している。宇宙線の種類、エネルギー、観測高度は図に表記したとおりである。縦軸値は 100 発降らせたときの平均値をとった。

GeV や TeV 単位の宇宙線の入射頻度は大体エネルギーの 2 乗に反比例するため、比較的低エネルギーで 1TeV に満たない超高エネルギー宇宙線や GeV オーダーの高エネルギー宇宙線の観測は、確実な成果を期待できて魅力的である。このようなエネルギー範囲では、 γ 線が良く観測の対象にされる。図 18 と図 20 を見比べてみると解るように、 γ 線によるチェレンコフ光子密度は、そのエネルギーにほぼ比例するのに対し、陽子では光子密度がエネルギーに比べて急速に落ちているのが解る。図 21 は標高 4800m で同じエネルギーの γ 線と陽子によるチェレンコフ光子密度を入射直線から 100m 離れた所で観測したときの、その比のエネルギー変化を示したものである。これから同じ量のチェレンコフ光を作る γ 線と陽子のエネルギー差が、低エネルギー側に行くに従って広がっていくことがわかる。よって 1Gev から 100GeV 程度のエネルギーの宇宙線観測の対象には γ 線が望ましいことが解る。しかし γ 線の電磁カスケードシャワーは核カスケードに比べて媒体粒子 1 個あたりのエネルギーの減少が早く、大気によって吸収され易い。よってこのエネルギー域の γ 線観測には観測高度が重要な要素になってくる。

4.2 観測高度に依るチェレンコフ光子密度の変化

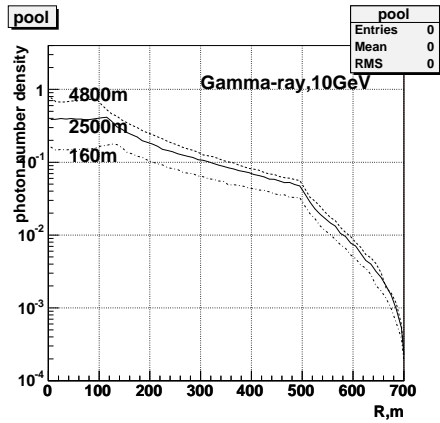


Fig. 22: 高度による γ 線のチェレンコフ光子密度

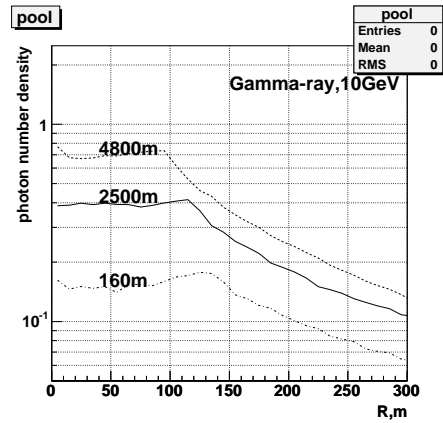


Fig. 23: 図 22 の拡大図

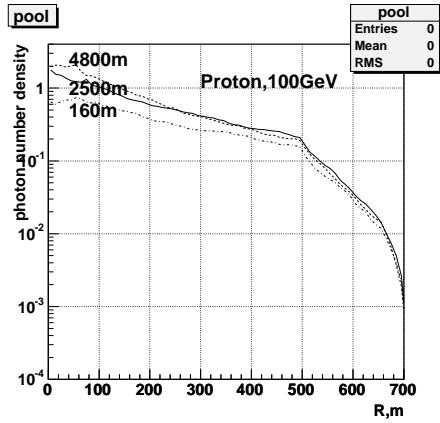


Fig. 24: 高度による陽子のチェレンコフ光子密度

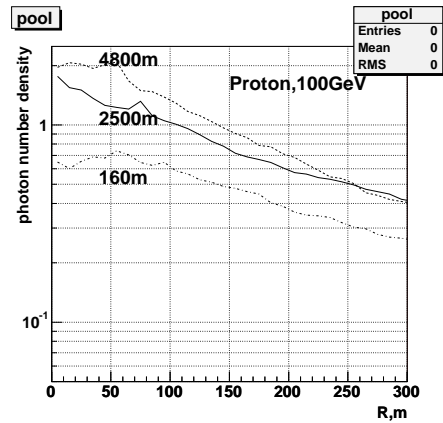


Fig. 25: 図 24 の拡大図

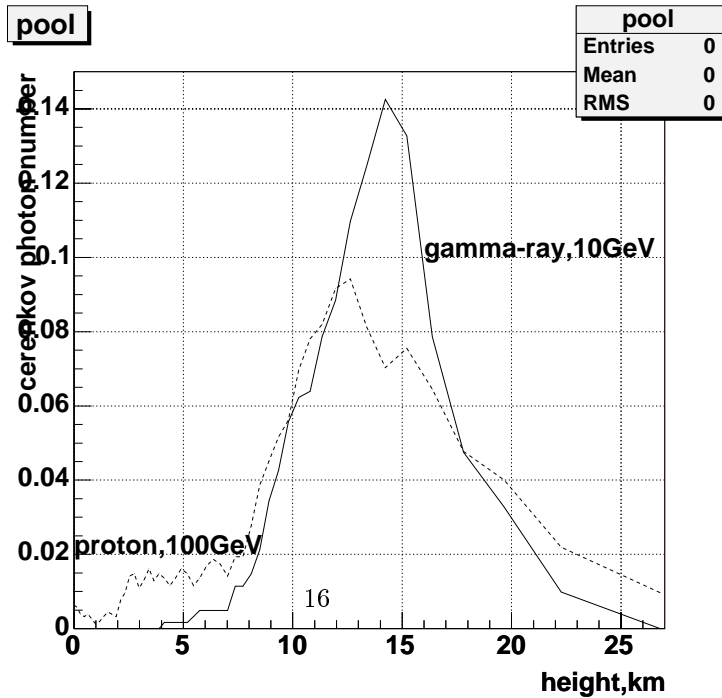


Fig. 26: γ 線と陽子の作るチェレンコフ光子の分布

空気シャワーは上空 10km 辺りから濃密な大気の影響で急激な減衰を始める。図 22~25 は、地上に垂直に 10GeV の γ 線と 100GeV の陽子が入射した場合、チェレンコフ光子密度が入射直線からの位置によってどう変化するかを高度ごとにシミュレートした結果である。高度は標高 160m、2500m、4800m をとり、160m は CANGAROO が設置してあるオーストラリア WOOMERA の標高を、4800m はチリのアタカマ高地の標高を現している。入射直線から 50m 地点での値を見ると、標高 4800m と 160m の光子密度の比は陽子で約 3 に対し γ 線で約 4.5 となっている。 γ 線エネルギーとチェレンコフ光子密度がほぼ比例することを考えると、WOOMERA にある望遠鏡をアタカマ高地の高度に上げることで、観測可能な γ 線エネルギーの限界が 4~5 のファクターで下がることが期待される。陽子の場合がこれが 1/2 程度であることと比べると、特に低エネルギー γ 線観測において高地での観測が重要になって来ることがわかるだろう。

図 26 は高度によるチェレンコフ光子数の推移を表している。陽子よりも γ 線の方が高度による変化が大きいのがわかる。

4.3 観測高度によるカメライメージの変化

前節ではチェレンコフ光子密度に注目して γ 線と陽子のエアシャワーの高度変化の比較を行ったが、この節では実際にデータとして得られるカメライメージまでシミュレートして、観測高度を上げることでどれだけ γ 線エアシャワーのデータが見易く、得易くなるかを検証する。

カメラ像をシミュレートする方法は以下の通り。まずチェレンコフ光のデータのうち”観測高度”で”観測平面座標”から”望遠鏡半径”の円面内を通るものの入射方向(2次元の角度情報)を抜き出す。これからピクセル状に配置された光電子増倍管のうちどれに入射したか(あるいはどれにも入らなかったかどうか)がわかり、同一宇宙線由来の全てのチェレンコフ光についてこれを足し合わせることで、入射量を色で表したカメラ像を得ることが出来る。なお、夜光等の影響で小さなイメージが埋もれてしまうことを考慮して、データとして取り上げるのは隣り合う3つ以上のピクセルにそれぞれ10個以上のチェレンコフ光子が入射したものだけとする。この節では宇宙線は地表面に垂直に降らせ、観測平面座標は宇宙線入射軸の真下の位置に、望遠鏡半径は5mとした。

表 1: カメラ像を作る1イベント当りの捕らえられたチェレンコフ光子数

エネルギー	300GeV	100GeV	30GeV	10GeV
4800m	3165	618	331	244
160m	285	162	140	

表 2: チェレンコフ光がカメラ像として捕らえられる確率

エネルギー	300GeV	100GeV	30GeV	10GeV
4800m	99.6198	65.9	7.0	0.7
160m	40.5324	2.9	0.0	0.0

表 2 を見ると、標高 160m に設置してある望遠鏡の低エネルギー観測限界を CANGAROO3 と大体同じ 100GeV に設定すると、同様の望遠鏡を 4800m に上げてやれば観測限界を約 1/5 に下げることが出来る。GeV オーダーの γ 線の入射頻度が低エネルギーに成る程上がることを考慮するともっと低いだろう。

さらに夜光量が少ないという面からも、高地に望遠鏡を配置するのが望ましく、標高 1700m に STACEE、標高 1800m に HESS、標高 4300m に TibetAS γ などの数々の観測装置が高地に建設されている。

5 結論

CANGAROO3 と同様の望遠鏡を標高 160m から 4800m に上げれば観測可能エネルギー領域の下限が 1/5 まで下がることがわかったが、同様の効果を望遠鏡の径を広げることで得るならば、捕らえられるチェレンコフ光子数がだいたい径の 2 乗と元の粒子のエネルギーに比例するので、望遠鏡の径を 2~2.5 倍にすればよいことが解る。HESS による MAGIC 計画が口径 17m であることを考えると、CANGAROO3 を 1 台アタカマ高地に上げるだけで世界の最先端を遥かに凌ぐ成果が得られることになるが、実際には技術的な問題により同様の規模のものをそこまでの標高に建設するのは難しいようだ。実際にはもっと低い高度で我慢するか、小規模の望遠鏡で代用するなどの方法が取られるだろう。

6 謝辞

本論文を作成するにあたり CORSIKA の扱いから初歩的なプログラミングに至るまで終始ご指導いただきました谷村達氏を始め、京都大学理学部宇宙線研究室の皆様に深く感謝いたします。

7 参考文献

- 郡司修一 渡部晃 : CORSIKA Ver6.005 による Air Shower Simulation

- 原敏：複数の大型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線ステレオ観測
- D.Heck J.Knapp：Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA:A User's Guide
- 坂下希子：口径 30m のチェレンコフ望遠鏡で見る宇宙線のイメージ
- 清水忠雄：電磁波の物理：朝倉書店
- 吉森正人：ガンマ線で見る宇宙：地人書館