

CANGAROO-III 望遠鏡 ステレオ解析手法の確立と FADC 導入試験

京都大学大学院理学研究科物理学・宇宙物理学専攻
宇宙線研究室 東 悠介

2006年2月1日

概要

我々CANGAROO グループは高エネルギー天体現象の研究を目的として、南オーストラリアの砂漠地帯で解像型大気チェレンコフ望遠鏡を用いて高エネルギー X 線の観測を行っている。2004 年の 3 月には CANGAROO-III 計画として新たに口径 10m の望遠鏡の 3 台目が完成し、現在 3 台の望遠鏡によるステレオ観測が行われている。このステレオ観測を用いることで夜光やミュオンイベントなどを排除することが出来るため、S/N 比を飛躍的に向上させることが出来る。また入射粒子に対しその到来方向を一意的に決定することが可能となり、角度分解能、エネルギー分解能を向上させることが出来る。本論文ではステレオ観測により取得されたデータを用い Crab パルサー/星雲の解析を行った。この際チェレンコフ望遠鏡の解析の要となる陽子宇宙線イベントと X 線イベントとの選別方法に Likelihood 法と Fisher Discriminant 法の 2 つの異なる方法での解析を行った。その結果いずれの方法からも有意に X 線を検出することができた。

また超新星残骸 Kepler の解析を上記と同様の方法で行った。超新星残骸は宇宙線加速源の有力候補であると考えられており、実際に超新星残骸 RX J1713.7-3946 や RX J0852.0-4622 などからは X 線による非熱的放射成分が発見され、さらに CANGAROO グループや HESS グループによって TeV 領域の X 線が発見されている。Kepler はそれらと同様にすでに Chandra などの X 線衛星により非熱的な成分が検出されている。CANGAROO-III ではこの Kepler の観測を 2005 年 4 月に行った。解析の結果有意な X 線は検出できなかったが、その積分フラックスの上限値を得た。

また本研究では Flash ADC(以下 FADC)の導入試験を行った。現在 CANGAROO-III 望遠鏡では光量情報取得に電荷積分型 ADC を用いている。これに用いているゲート信号はチェレンコフ光が入射したというトリガー判定が行われた後に作られるため、トリガー判定をする時間の分測定する波形を遅延素子で 150nsec 遅らせている。この遅延素子による波形の歪みや空気シャワーからのチェレンコフ光の到達時間差のため現状の電荷積分型 ADC ではゲート幅を実際の波形の幅の約 2 倍の 100nsec としている。これにより夜光の影響をより大きく受けてしまうこととなる。一方 FADC では波形情報をそのまま保存することが出来るため積分時間をより小さくでき、夜光の影響を大幅に軽減することができる。本研究では実際に現地の望遠鏡を用いて取得した FADC のデータをもとに、FADC を導入した際に軽減することが可能な夜光量の見積もりなどを行った。その結果現状の 2.7p.e. から 0.48p.e. と 16%に夜光の影響を低減することができた。

目次

第1章	宇宙線とガンマ線天文学	3
1.1	宇宙線	3
1.2	宇宙線加速と超新星残骸	4
1.2.1	エネルギー的考察	4
1.2.2	超新星残骸での加速機構	5
1.2.3	超新星残骸からの電磁波の非熱的放射	6
1.3	超新星残骸 RX J1713.7-3946 からの非熱的放射	8
第2章	TeV ガンマ線観測方法	11
2.1	空気シャワー	11
2.2	チェレンコフ光の発生機構	14
2.3	イメージング法	17
2.4	ステレオ観測	20
2.5	世界の大気チェレンコフ望遠鏡の現状と次世代計画	22
第3章	CANGAROO-III 望遠鏡	26
3.1	望遠鏡	27
3.2	反射鏡	27
3.3	カメラ	29
3.4	データ収集システム概観	30
3.5	トリガーロジック ローカルトリガー	33
3.6	ステレオトリガーシステム	35
3.6.1	ミューオン除去	35
3.6.2	システムロジック	36
3.7	キャリブレーション	38
3.7.1	conversion factor の決定	38
3.7.2	タイムウォーク補正	38
3.8	ステレオデータ構築	39
3.8.1	ステレオトリガーシステム導入前	39
3.8.2	ステレオトリガーシステム導入後	39
第4章	カニパルサー/星雲のステレオ解析	45
4.1	観測モード	45
4.1.1	LONG ON/OFF モード	45
4.1.2	wobble モード	45
4.1.3	観測時間	47
4.2	夜光の見積もり	48
4.3	ノイズの除去	49
4.4	エッジカット	51
4.5	IP-fit	52

4.5.1	大天頂角の観測	52
4.5.2	IP-fit	53
4.5.3	Likelihood method による宇宙線陽子とガンマ線の識別	55
4.5.4	Fisher Discriminant method	59
4.6	積分フラックス	61
第 5 章	超新星残骸 Kepler の解析	66
5.1	超新星残骸 Kepler	66
5.2	超新星残骸 Kepler のステレオ解析	66
5.2.1	観測時間	66
5.2.2	ノイズの除去	66
5.3	Likelihood method による解析結果	66
5.4	積分フラックスの上限	68
5.5	考察	69
第 6 章	FADC 導入試験	71
6.1	現状の電荷積分型 ADC	71
6.2	FADC	72
6.3	FADC 導入試験	73
6.3.1	夜光の見積もり	74
6.3.2	光量情報の解析方法	76
6.3.3	ダイナミックレンジ	81
第 7 章	まとめと今後の課題	83
7.1	カニパルサー/星雲と Kepler のステレオ解析のまとめ	83
7.2	FADC 導入試験のまとめ	83
7.3	今後の課題	83

第1章 宇宙線とガンマ線天文学

1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間を飛来する高エネルギーの放射線のことで、Hessが行った気球実験により1912年に発見された。地球近傍(地球大気の外側の地磁気の影響を受けない惑星空間)で観測される宇宙線の成分は、約90%が陽子、約9%がヘリウム、残りが原子核成分、電子、陽電子、反陽子であり、大部分が陽子である。図1.1は地球近傍でこれまで実際に観測された宇宙線のエネルギースペクトルを表している。 10^{15} eV領域に”knee”と呼ばれる折れ曲がりが見える。一般に 10^{10} eV(10GeV)以上でのエネルギー領域でのエネルギースペクトル $N(E)[\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-2}\text{str}^{-2}(\text{eV}/\text{particle})^{-1}]$ は次のような2つのべき関数でよく近似される。

$$N(E) \sim E^{-2.7} (\leq 3 \times 10^{15} \text{eV}) \quad (1.1)$$

$$N(E) \sim E^{-3.0} (\geq 3 \times 10^{15} \text{eV}) \quad (1.2)$$

この折れ曲がりの解釈の1つとして次のような系内宇宙線の銀河円盤外への漏れ出しが原因だとするものがある。宇宙線は大部分が荷電粒子であるため、星間磁場によりローレンツ力を受けて進行方向が曲げられてしまう。このときの螺旋運動の円軌道の半径であるラーモア半径はエネルギーが高くなるにつれて大きくなっていく。このラーモア半径が銀河円盤の厚み(~ 300 pc)に比べて十分小さい場合は宇宙線は銀河円盤の中に閉じ込められているが、ラーモア半径が銀河円盤の厚みに比べ無視できなくなるほど大きくなると宇宙線粒子が銀河円盤の外に漏れ出すという効果が現れてくる。ここで宇宙線陽子の全エネルギー E が静止エネルギーに対して十分大きい場合、電荷 Z を持つ宇宙線粒子のラーモア半径は、 $r = E/(ZeB) \sim Z^{-1}(E/10^{15} \text{eV})(B/3\mu\text{G})^{-1} \text{pc}$ となる。よって宇宙線のエネルギーがknee以上になるとラーモア半径が円盤の厚みに近づくためこの漏れ出しの効果が現れ、スペクトルの折れ曲がりが起こっていると解釈できる。また以上のような考察から、knee領域以内の宇宙線は銀河系内起源であると考えられている。しかしまだこの確証は得られていない。

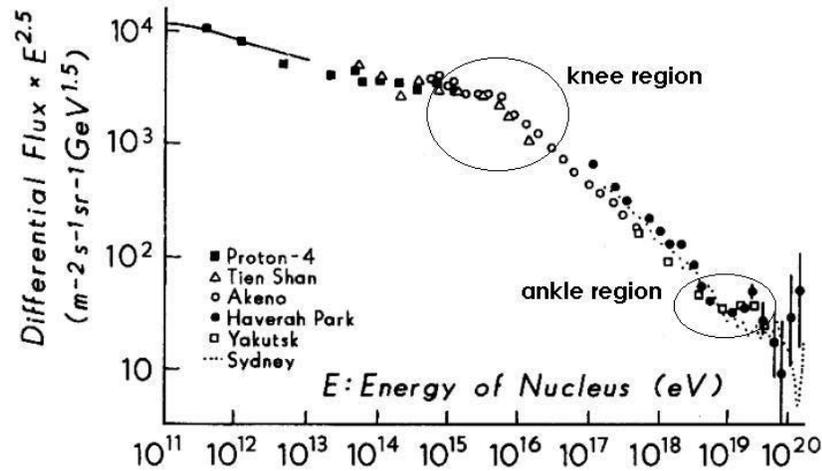


図 1.1: 宇宙線のフラックス。縦軸はエネルギーの 2.5 乗をかけて折れ曲がりを強調してある。knee と ankle に折れ曲がりがある。

また図中 $\sim 10^{19} eV$ の領域にも折れ曲がりのようなものが見える。これは ankle といわれこの当たりの領域は銀河系外の天体に起源を持つといわれているが、実際は統計が少なくはっきりしたことは分かっていない。更なる詳細な観測が期待される。

いずれにせよ地上の加速器では到達不可能な $\sim 10^{19} eV$ 近くの超高エネルギーまで宇宙線が加速されていることは確かであり、その加速起源の解明を目指し、発見以来 1 世紀近くにわたり研究が行われている。

1.2 宇宙線加速と超新星残骸

太陽質量の 10 倍を超えるような大質量星はその進化の最終段階において自身の質量の大部分を吹き飛ばしてしまうような超新星爆発と呼ばれる爆発減少を起こす。その爆発時に吹き飛ばされた星の外周はその後長い期間にわたって後を残す。これが超新星残骸である。前節で述べた knee 領域以下の系内宇宙線の加速起源として最も有力だと考えられているのがこの超新星残骸である。その主な理由として以下のエネルギー的考察があげられる。

1.2.1 エネルギー的考察

まず初めに、我々の銀河系内における宇宙線のエネルギー供給率について考える。宇宙線の寿命 t_{cr} は、ベリリウム放射性同位体である ^{10}Be の宇宙線中に存在する割合の測定から、 $t_{cr} \sim 2 \times 10^7$ 年と見積もられている [22]。ここで宇宙線の寿命は主に銀河からの漏れ出しによって定義される。また、宇宙線の局所的なエネルギー密度 ρ_{cr} は $\sim 1 eV cm^{-3}$ と見積もられているので、銀河円盤の半径を R 、暑さを d として、銀河円盤の体積を $V_G = \pi R^2 d \sim \pi (15 kpc)^2 (200 pc) \sim 4 \times 10^{66} cm^3$ [23]

と仮定すると、宇宙線の局所的なエネルギー密度 ρ_{cr} は以下のように見積もることができる。

$$L_{cr} = \frac{V_G \times \rho_{cr}}{t_{cr}} \sim 3 \times 10^{40} \text{erg sec}^{-1} \quad (1.3)$$

このようなエネルギーを供給できるほとんど唯一の銀河系内天体として超新星残骸が考えられる。我々の銀河系内における超新星爆発の割合は、およそ $R_{sn} \sim 1/30 \text{year}^{-1} \sim 10^{-9} \text{sec}^{-1}$ であり、また超新星爆発によって開放される典型的な運動エネルギーは $E_{sn} \sim 10^{51} \text{erg}$ であるので、おおよそではあるがそのうち 1 ~ 10% が宇宙線に変換されれば、銀河宇宙線のエネルギー供給率を満たすことが可能であることが分かる。このような議論から銀河宇宙線の起源は超新星であると考えられるようになった。

1.2.2 超新星残骸での加速機構

上述した爆発時のエネルギーにより宇宙線が加速される機構について、最も有力である衝撃波中でのフェルミの一次加速について述べる [20]。

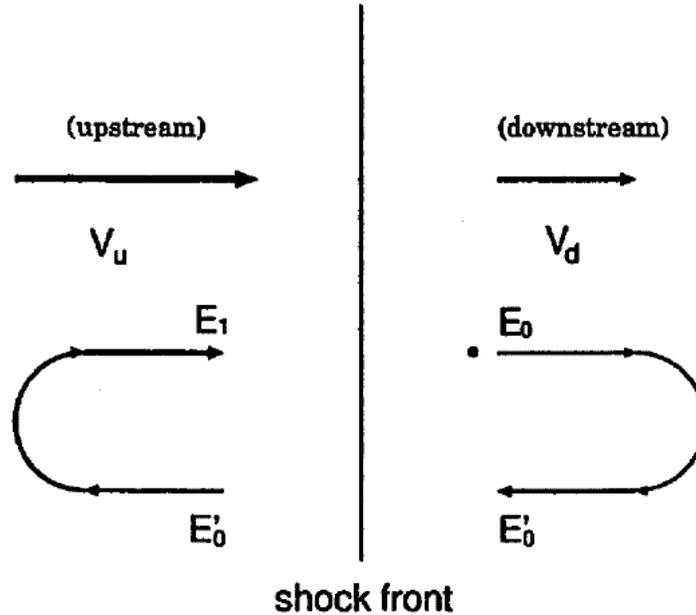


図 1.2: フェルミ加速の模式図。真中の直線で示してある衝撃波前面を境に、左側が上流、右側が下流を表している。ここで、 v_u, v_d はそれぞれ上流、下流における流れの速度を表している。

非相対論的な衝撃波の上流および下流での速度を v_u, v_d とし、エネルギー E_0 の相対論的な粒子が上流から下流へ通過すると考える (図 1.2)。下流側へ弾性的に散乱された粒子のエネルギーは、

$$E_0' \simeq \gamma_d^2 (1 - \beta_d)^2 E_0 \quad (1.4)$$

と変化する (ここで $\beta_d = v_d/c, \gamma_d = \sqrt{1 - \beta_d^2}$)。粒子が続いて上流側に散乱されるとエネルギーは、

$$E_1 \simeq \gamma_u^2 (1 + \beta_u)^2 E_0' \simeq (1 + 2\beta_u)(1 - 2\beta_d) E_0 \quad (1.5)$$

となる ($\beta_u = v_u/c, \gamma_u = \sqrt{1 - \beta_u^2}$)。ただし、非相対論的粒子を仮定して、 $\gamma_u \simeq 1, \gamma_d \simeq 1, \beta_u \ll 1, \beta_d \ll 1$ としてある。衝撃波では $\beta_u > \beta_d$ であるから、粒子は総撃破の前後の領域を往復することにより、エネルギーを得ることが可能である。三次元での場合、散乱された粒子の速度は様々な方向を向くため、平均的なエネルギー増幅の効率は低くなる。n 回の往復後に得られる平均のエネルギーは

$$E_n = E_0 \cdot \exp\left(\frac{4}{3}n(\beta_u - \beta_d)\right) \quad (1.6)$$

と計算される [19]。ここで、衝撃波中での散乱過程によって粒子の分布は等方になるよう緩和されると仮定する。下流では粒子の脱出確率 η が以下のように計算されている [19]。

$$\eta = 4 \frac{v_d}{v_p} \quad (1.7)$$

ここで v_p は粒子の速度である。この時、粒子が n 回以上の往復を繰り返す確率は、相対論的な場合で、

$$P_n = (1 - 4\beta_d)^n \quad (1.8)$$

となる。式 1.7, 1.8 を用いて、加速された粒子のエネルギースペクトルを以下のように得ることが出来る。

$$N(E) \propto \frac{dP_n}{dE_n} \propto E^{-\frac{\beta_u + 2\beta_d}{\beta_u - \beta_d}} \quad (1.9)$$

単原子分子理想気体での強い衝撃波では、 $\beta_u/\beta_d = 4$ であるので、加速された粒子のエネルギースペクトルは

$$N(E) \propto E^{-2} \quad (1.10)$$

となる。このように、フェルミ加速は冪関数でのエネルギー分布を持つように粒子を加速することが可能である。これは前述した宇宙線のスペクトルが冪で観測されていることをよく説明する。さらにフェルミ加速においてはその機構上、電子とイオンの間に区別がないので宇宙線の起源として超新星残骸を考える際に重要な役割を果たしている。

1.2.3 超新星残骸からの電磁波の非熱的放射

前節までで、宇宙線加速が超新星残骸から来ているであろう根拠を述べたが、直接宇宙線を観測することでは宇宙線の起源を解明することは難しい。宇宙線は電荷を持つため星間磁場により曲げられてしまうため、到来方向情報を失ってしまうためである。そこで加速された相対論的粒子である宇宙線によって非熱的放射される電磁波を観測することで、宇宙線の加速現場を特定する。超新星残骸から放射が予想されるこれらの非熱的放射過程について簡単に説明する [18]。

シンクロトロン放射 (Synchrotron Emission)

相対論的荷電粒子が磁場中を通過する際、ローレンツ力による加速度を受けて電磁波が放射される。この放射はシンクロトロン放射と呼ばれている。一つの電子がシンクロトロン放射によって放出するパワーは、以下のように表わされる。

$$P_{syn} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (1.11)$$

ここで、 $U_B = B^2/8\pi, \gamma, \beta$ は、それぞれ磁場のエネルギー密度 (ただし、B は磁場の強さ (単位は gauss))、電子のローレンツ因子、電子の速度を表している。また、相対論的電子のエネルギースペクトルが冪指数 p の冪型スペクトルであると仮定すると、これらの電子がシンクロトロン放射によって放出する光子のエネルギースペクトルは冪指数 $(p - 1) = 2$ の冪型スペクトルになる。前

節で述べた通り、フェルミ加速においては、加速された粒子の分布は冪指数 $p \simeq 2$ の冪型スペクトルになることが要請される。実際、多くのシェル型超新星残骸から観測されている非熱的電波スペクトルの冪指数は 0.5 に近い値を示していることから、このことは残骸におけるフェルミ加速の観測的証拠となっている。一方、電子によって放射される典型的な光子エネルギー E_{syn} は、以下のように表される。

$$E_{syn} = 2 \left(\frac{B}{10 \mu G} \right) \left(\frac{E_e}{100 \text{ TeV}} \right) \sin \theta [\text{keV}] \quad (1.12)$$

ここで、 E_e は電子のエネルギー、 θ は電子の進行方向と磁力線とのなす角を表している。先に X 線天文衛星 ASCA により観測された超新星残骸 SN1006 のシェル部分から発見された非熱的シンクロトロン X 線放射は、このように残骸において 100 TeV に渡る宇宙線電子が存在することを直接的に示唆する結果となった [9]。

逆コンプトン散乱 (Inverse Compton Scattering)

相対論的電子が周囲の低エネルギー光子を散乱して高エネルギーにたたき上げる過程である。逆コンプトン散乱によって電子から光子に変換されるパワー P_{IC} は、以下のように表わされる。

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.13)$$

ここで、 σ_T 、 U_{ph} 、 β はそれぞれトムソン散乱断面積、輻射場のエネルギー密度、電子の速度を表している。また、逆コンプトン散乱による一回の散乱後の光子のエネルギー E は次のようになる。

$$E \sim \gamma^2 E_0 (\gamma E_0 \ll m_e c^2) \quad (1.14)$$

$$E \sim \gamma m_e c^2 (\gamma E_0 \gg m_e c^2) \quad (1.15)$$

ここで、 E_0 は散乱前の光子エネルギー、 m_e は電子の静止質量、 γ は電子のローレンツ因子である。例として、散乱される光子が 2.7 K 宇宙背景放射の光子である場合を考える。この場合、 $E_0 = 2.64 \times 10^{-6} \text{ eV}$ ($T = 2.728 \text{ K}$) より、上式において条件式 $\gamma E_0 \ll m_e c^2$ を満たす電子のエネルギー範囲は $\leq 1000 \text{ TeV}$ となることが分かる。また、式 1.14 より 100 TeV の電子が 2.7 K 宇宙背景放射を逆コンプトン散乱によってたたき上げた場合、1 TeV 領域のガンマ線が生成されることが分かる。

π^0 崩壊 (Neutral pion decay)

高エネルギー陽子、又は原子核が物質中を通過すると、物質を構成する原子の原子核との核破砕反応によって、主に π^0 、 π^+ 、 π^- が生成される。ここで、 π^0 は半減期 $0.83 \times 10^{-16} \gamma_{\pi^0} \text{ sec}$ (π^0 は π^0 のローレンツ因子) で $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ に崩壊し、2 つのガンマ線が生成される。ここで、ガンマ線のエネルギーを E_γ とすると、この過程で生成されるガンマ線のエネルギースペクトルは、親の π^0 のエネルギー分布によらずに、 $\ln(E_\gamma)$ に対してほぼ $m_\pi/2 \sim 70 \text{ MeV}$ のところで対称な形の分布になる。また、親の π^0 のエネルギーが 70 MeV より十分大きい場合、生成される光子のスペクトルは、親の π^0 のスペクトルに比例する。更に、この過程でエネルギー E_γ のガンマ線を作るのに必要な最小の π^0 のエネルギー E_{pi}^{min} は、

$$E^{min} = E_\gamma + m_\pi^2/4E_\gamma \sim E_\gamma (E_\gamma \gg m_\pi^2 \text{ の時}) \quad (1.16)$$

となる。すなわち、上記の過程により 1 TeV のガンマ線を生成するには、親の宇宙線陽子のエネルギーが少なくとも 1 TeV 以上ある必要がある。一方、 π^0 崩壊による超新星残骸からのガンマ線フラックスの見積りについては、Drury et al. (1994)、Naito & Takahara (1994) らにより詳細な

計算が行われている。Drury et al. (1994) によると、 π^0 崩壊による残骸からの TeV ガンマ線フラックスは、以下の式で表される。

$$F_{\pi^0}(\geq E) \simeq 9 \times 10^{-11} \theta \left(\frac{E}{1\text{TeV}}\right)^{-1.1} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51}\text{erg}}\right) \left(\frac{d}{1\text{kpc}}\right)^{-2} \left(\frac{n}{1\text{cm}^{-3}}\right) \text{cm}^2 \text{s}^{-1} \quad (1.17)$$

ここで、 θ は超新星爆発の全エネルギー E_{SN} のうち宇宙線のエネルギーに変換される割合、 d は残骸までの距離、そして n は残骸における物質密度を表している。また、上式では残骸における陽子のエネルギースペクトルの冪を 2.1 と仮定している。

制動放射 (Bremsstrahlung)

高速の電子が物質中を通過した際、物質中の原子核のクーロン場で力を受けて進行方向が曲げられ加速度を受けることにより放出される光子のことである。特に、熱平衡にある高温プラズマでは、電子とイオンがその温度に対応する Maxwell 分布をしており、陽子に比べて質量の小さい電子は相対的に速い速度で運動していることから、近似的に静止しているイオンに電子が衝突することにより制動放射を起こす。このような低エネルギー電子によるプラズマからの制動放射は、熱制動放射または自由-自由遷移と呼ばれている。一方、相対論的電子の場合、制動放射のスペクトルは、親の電子スペクトルに比例する。ここで、ある物質密度を持つ領域に同じスペクトル分布を持つ宇宙線電子と陽子が存在する場合を考え、その領域から放射される制動放射によるスペクトルと π^0 崩壊からの光子スペクトルを比較すると、先に述べたように、 π^0 崩壊からの光子スペクトルは 70 MeV を堺に左右対称な構造となるので、この場合、 ~ 70 MeV より低エネルギー側では制動放射が主役になることがわかる。また、ガンマ線のエネルギーが 70MeV より十分高いエネルギー範囲において、親の電子と陽子のスペクトルを冪型と仮定した場合、 π^0 崩壊によるガンマ線フラックスに対する制動放射によるガンマ線フラックスの比は以下のように表される ([23][24])。

$$\frac{e \rightarrow \gamma}{\pi^0 \rightarrow \gamma} \approx 0.85 \times \left[\frac{\alpha}{2Z_{N \rightarrow \pi^0}} \left(\frac{1}{\alpha + 1} + \frac{1.35}{\alpha - 1} \frac{1.35}{\alpha} \right) \right] \left[\frac{\phi_e}{\phi_N} \right] \quad (1.18)$$

ここで $Z_{N \rightarrow \pi^0}$ は p-p 衝突で生成される π^0 の運動量分布の spectrum-weighted moment であり、また、 $\phi_e(E_e) \propto E^{-\alpha}$, $\phi_N(E_N) \propto E^{-\alpha}$ は、それぞれ冪指数 α を持つ電子、及び陽子のエネルギースペクトルを表している。

1.3 超新星残骸 RX J1713.7-3946 からの非熱的放射

超新星残骸からの非熱的放射は X 線で 10 数天体が既に観測されている [29]。またそれらのうちの数天体からは TeV ガンマ線の放射も観測されている。ここでは他波長による非熱的放射が観測されている、超新星残骸 RX J1713.7-3946 について述べる。

RX J1713.7-3946 は銀河面に位置するシェルタイプの超新星残骸で、X 線衛星の ROSAT の全天探査により発見された [17]。その後日本の X 線衛星である ASCA によりこの超新星残骸の北西リム部分が観測され、その X 線スペクトルから非熱的放射の可能性が示唆された [8]。これを受け ASCA により更なる観測が行われ、超新星残骸全体から非熱的 X 線が放射されているという報告がされた [6]。

次いで CANGAROO(1998)[5] および CANGAROO-II(2000,2001)[4] によって TeV ガンマ線が検出された。CANGAROO-II によって得られたスペクトルは電子起源の逆コンプトン散乱ではなく、 π^0 崩壊による陽子起源のガンマ線である可能性を示唆しており、宇宙線の多数を占める陽子

加速の直接的証拠となりうるとして注目された (図 1.3)。

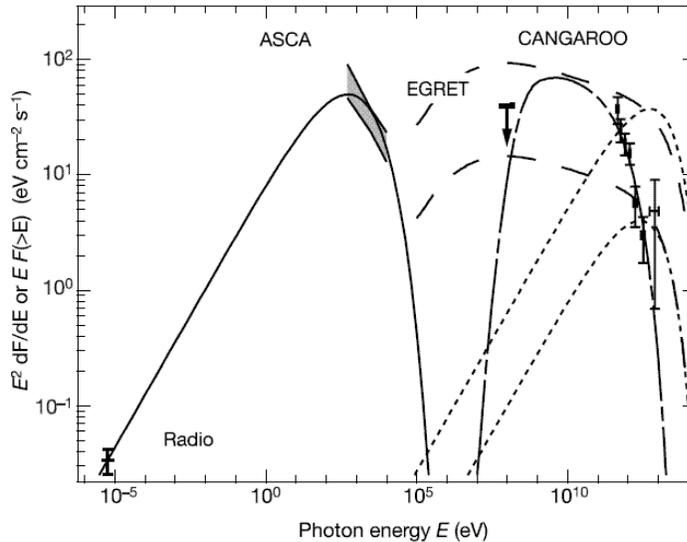


図 1.3: RX J1713.7-3946 からのフラックスの多波長観測の結果 [?].

電波領域は ATCA。X 線領域は ASCA。MeV ガンマ線領域は EGRET。TeV ガンマ線領域は CANGAROO-II によって取られたもの。また図中の線はモデルから計算されるフラックス。実線がシンクロトロン、点線が逆コンプトン散乱、破線が制動放射、長短破線が π^0 崩壊からの放射。また逆コンプトン散乱、制動放射の 2 本の線はそれぞれ磁場を $3\mu G$ (上側)、 $10\mu G$ (下側) で計算したもの。

2003 年から 2004 年にかけては CANGAROO-III と同じく、大気チェレンコフ望遠鏡を用いたステレオ観測を行っている H.E.S.S. グループにより観測が行われた [3]。スペクトル解析の結果は陽子起源によるモデルとよく合うというものであった。しかし NANTEN などの電波の観測結果と照らし合わせた場合、TeV ガンマ線の卓越している領域と物質密度に相関が見られなかった。陽子起源であるならば、ガンマ線を放出するには何らかの物質と高エネルギー陽子が相互作用して π^0 崩壊を起こさなければならないので、この結果は矛盾する。

一方で電子起源である逆コンプトン散乱によるガンマ線であるとするモデルでスペクトルのフィッティングを行った場合は、予想されるよりも弱い星間磁場を仮定しなければならなかった。しかし TeV ガンマ線の強度と X 線での強度を形態学的に比較した場合、非常によく一致するという結果が得られた。これは X 線が電子起源であるシンクロトロンによるものと考えると、TeV ガンマ線が電子起源である可能性を示唆するものである。現在のところこの RX J1713.7-3946 からの TeV ガンマ線が陽子起源によるものか電子起源によるものか、もしくは別の機構によるものなのか、決着はついていない。今後はより詳細な他波長にわたる観測によって、不定性をなくしていくことで確かな結果を得ることが期待される。

このように TeV ガンマ線においてもステレオ観測により X 線に迫るほどの精度での観測が可能になってきており、電波から TeV ガンマ線までにわたる他波長観測により、今まさに宇宙線加速起源の解明に大きく近づいているといえる。

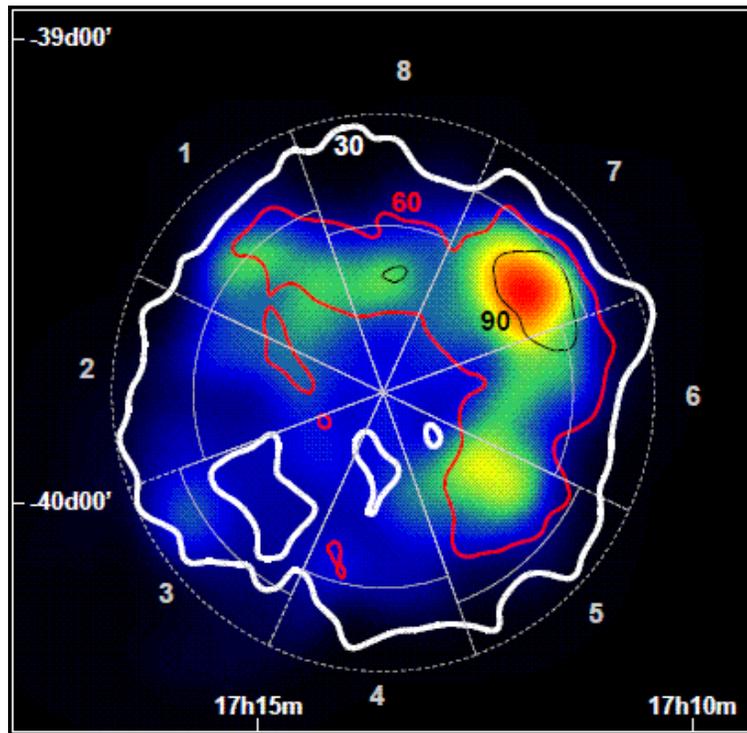


図 1.4: ASCA による X 線イメージ [3]。カラーの contour は H.E.S.S. によるガンマ線イメージ。白、赤、黒はそれぞれ 30,60,90 のカウントに対応する。

第2章 TeVガンマ線観測方法

2.1 空気シャワー

大気中に 10 GeV を超える高エネルギー粒子が入射すると大気中の原子核と相互作用を起こして多くの二次粒子が発生する現象を起こす。これを空気シャワーという。空気シャワーは入射する一次粒子によって発達の過程が異なる。入射粒子が 10 GeV を超えるエネルギーの光子（ガンマ線）の場合、電子・陽電子対生成とその電子・陽電子による制動放射を繰り返す電磁カスケードを起こす。電磁カスケードによるシャワーの発達の様子を図 2.1 に示す。これによりガンマ線、電子、陽電子は増殖されていくが、最初に入射したガンマ線のエネルギーはそれぞれの生成粒子に分配されていく上、各粒子のイオン化損失等によりエネルギーは減少する。こうして臨界エネルギー以下になると新たに粒子は生成されなくなり、コンプトン散乱、トムソン散乱により媒質にエネルギーを与えていき最後には吸収されてしまうのでカスケードは指数関数的に減衰していく。この臨界エネルギーは、電子・陽電子対生成と制動放射によるエネルギー放射がイオン化損失と等しくなるエネルギーであり、地球大気ではおよそ 81 MeV である。

ここで電磁カスケードによるシャワー発達の素過程を見ておく。

電子対生成 入射したガンマ線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍すなわち $2m_e c^2 \simeq 1.02 \text{ MeV}$ よりも大きい時、原子核のクーロン場で電子と陽電子の対を生成することができる。正確な断面積は Bethe と Heitler によって計算されており [1]、極めて高いエネルギーのガンマ線による対生成の断面積は

$$\sigma(h\nu, u) du = 4 \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) du \left[\left\{ u^2 + (1-u)^2 + \frac{2}{3} u(1-u) \right\} \ln(184 Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{1}{9} u(1-u) \right] \quad (2.1)$$

で与えられる。ここで u は生成された電子または陽電子のエネルギー E_e と入射ガンマ線のエネルギー $E_\gamma (= h\nu)$ の比で $u = E_e/h\nu$ である。物質 1 g/cm^2 当たりの電子対生成の確率は

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.2)$$

となり 1 放射長当たり 1 回程度、対生成が起きることが分かる。電子対生成の過程は次に挙げる制動放射の逆過程であり相互作用は相似なので、断面積の大きさは制動放射のものとはほぼ等しい。ここで生成された電子・陽電子は媒質の原子核の作るクーロン場の中を運動することにより制動放射を起こす。

制動放射 (Bremsstrahlung) 電子・陽電子とクーロン場の相互作用による放射である。制動放射の断面積は Bethe と Heitler によって計算されており入射する電子・陽電子のエネルギーを E_e 、放射するガンマ線のエネルギーを E_γ 、これらの比を $v (= E_\gamma/E_e)$ として次のように書ける。

$$\sigma(E_e, v) = 4 \frac{Z^2 e^2}{\hbar} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right) \frac{dv}{v} \left[1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3} \ln(184 Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9} (1-v) \right]. \quad (2.3)$$

ただし Z は媒質の原子番号である。この式から長さ x 当たりのエネルギー損失は

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{E}{X_0} \quad (2.4)$$

と表せる。ここで X_0 は放射長で、

$$\frac{1}{X_0} = 4 \frac{Z^2 e^2 N}{hc A} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \ln(184 Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (2.5)$$

ただし A は媒質の原子量、 N は媒質の数密度である。この式より放射長 X_0 と媒質の原子番号 Z には $1/X_0 \propto Z^2$ の関係があり、式 (2.4) から媒質の原子番号と制動放射のエネルギー損失の関係 $(dE/dx)_{\text{Brems}} \propto Z^2$ がわかる。

以上二つの過程を繰り返すことで電磁カスケードによるシャワーが発達してゆくのであるが、同時にエネルギーの損失も起こる。

電離損失 荷電粒子は媒質中を通過する際にクーロン力で物質やプラズマ中の電子を跳ね飛ばしエネルギーを失っていく。これが電離損失である。荷電粒子の速度 β 、電荷量 Z_e 、束縛電子のイオン化エネルギー I としたとき、電離損失によるエネルギー損失は、

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 4\pi \frac{NZ}{A} \left(\frac{Z_e^2 mc^2}{\beta} \ln\left(\frac{mv^2}{I}\right) \right). \quad (2.6)$$

ここで N はアボガドロ数である。媒質の原子番号 Z と電離損失によるエネルギー損失の関係は $(dE/dx)_{\text{ion}} \propto Z$ となっていることが分かる。

臨界エネルギー 制動放射によりガンマ線が放射されシャワーが発達するが、エネルギー損失が進み粒子のエネルギーは低くなっていく。式 (2.4) より $(dE/dx)_{\text{Brems}} \propto E$ 、および (2.6) より $(dE/dx)_{\text{ion}} \propto 1/E^{1/2}$ の関係があり、さらに電子は相対論的な速度を持つことを考えると $(dE/dx)_{\text{ion}}$ はほぼ一定となる。ゆえにエネルギー損失が進みエネルギーが低くなっていくにつれ制動放射は小さくなるが、電離損失率は変わらないので、遂には電離損失が支配的となりシャワーの発達は止まる。これは制動放射によるエネルギー損失と電離損失によるものが等しくなるエネルギー（臨界エネルギー E_c ）近傍で起こる。その後シャワーは指数関数的に減衰していくことになる。

シャワーの最大発達点 次にシャワーが最も発達する高度を概算してみる。臨界エネルギー近傍での電子の振舞いを考える場合、コンプトン効果によるエネルギー損失は一応無視できるとしても電離損失は当然無視できない。そこでコンプトン効果は無視して、電離損失は物質中で一定の割合で起こる、というように近似する。この近似を行った結果は、シャワー理論 [2] によればシャワーが最大に発達した点の大気圧 T_{max} は物質の種類によらないものとなる（ただし物質の厚みは放射長 X_0 を、電子、光子のエネルギーは臨界エネルギー E_c を単位として表す）。シャワーを構成する全電子数は親電子の初期エネルギー E_0 と臨界エネルギー E_c の比 E_0/E_c をパラメタとして表される

今、1 TeV のガンマ線が入射したときを考えると、空気の臨界エネルギーをおよそ 81 MeV として

$$\frac{E_0}{E_c} \simeq \frac{10^6}{81} \sim 10^4 \quad (2.7)$$

となりシャワー最大発達点の深さはおよそ $10X_0$ 、このときの電子の総数は 10^4 個となる。大気の放射長は $X_0 \sim 30 \text{ g/cm}^2$ なのでシャワー最大発達点での大気圧は

$$T_{\text{max}} \sim 300 \text{ g/cm}^2 \sim 0.3 \text{ atm} \quad (2.8)$$

一方、高エネルギー宇宙線も大気原子と相互作用をする。この場合は電磁カスケードだけでなく、強い相互作用による核カスケードと呼ばれる空気シャワーを引き起こす。この核カスケードは、入

射粒子が地球大気中の分子内の原子核と衝突することにより生成した二次粒子が、さらに衝突を繰り返してその粒子数を増加させる現象である。二次粒子の構成粒子は核子（陽子、中性子、...）、中間子（ π 粒子、K 粒子、...）、レプトン（電子、陽電子、 μ 粒子、...）と多岐に渡るが、主成分は π 粒子（ π^0 、 π^\pm ）である。その中で π^0 粒子は寿命が短く（ 0.83×10^{-16} sec）

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (2.9)$$

のようにガンマ線に崩壊し、ここで生成したガンマ線が上述の電磁カスケードも引き起こす。また π^\pm は相対論的効果により寿命（ 2.603×10^{-8} sec）が延びるが、この中で高エネルギー（ $\gg 10$ GeV）のものはこの効果が大きくほとんどが崩壊前にさらに原子核と衝突し、核カスケードの発達に寄与する。比較的低エネルギーになるとこの効果が小さくなり

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.10)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.11)$$

$$(2.12)$$

と崩壊する。この過程で生成された高エネルギーの μ 粒子（寿命 2.2×10^{-6} sec）は、ほとんど崩壊することなく地上に到達する。

次にシャワーの横方向の発達について考える。横方向の発達は、電磁シャワーについては電子陽電子対生成や制動放射で与えられる運動量よりもクーロン散乱による寄与が主である。クーロン散乱による散乱角は

$$\delta\theta = \left(\frac{E_s}{E} \right) \delta t \quad (2.13)$$

$$E_s = m_e c^2 (4\pi/\alpha)^{1/2} \sim 21 \text{ MeV}$$

と与えられる。宇宙線のシャワーについては、経験的に、シャワーの親となる陽子あるいは核子の静止系で生成パイオンに

$$p_T \simeq 100 - 200 \text{ MeV}/c \quad (2.14)$$

の横運動量が与えられるとされている。このように入射粒子がガンマ線の場合と宇宙線粒子の場合とでは空気シャワーの発達の様子が異なってくる。具体的な違いを次に挙げる。

シャワーの形状 ガンマ線起源の空気シャワーは電磁カスケードによるものであり、ガンマ線の入射軸の周囲に狭く、ほぼ対象に分布する。一方、宇宙線陽子起源の空気シャワーは、核カスケードにより生成される二次粒子が、入射軸に対して垂直な方向に運動量を持ち出してシャワーを発達させる。このため入射軸の周囲に広く、非対称に分布する。シミュレーションにより求めたシャワー発達の様子を図 2.1 に示す。

シャワーの発達高度 宇宙線陽子は大気中の原子核との衝突距離が長いので、空気シャワーはガンマ線起源のものに比べ大気の下層部になってから、より発達する。

シャワーでの生成粒子量 宇宙線陽子起源の空気シャワーにおいて、主に生成されるのは π 粒子であり、 π^0 、 π^+ と π^- の生成数はほぼ同じである。このうち空気シャワーの発達に寄与するのは π^0 粒子である。ゆえに入射粒子のエネルギーのおよそ 1/3 が空気シャワーの発達に使われることになる。そのため、あるエネルギーのガンマ線による空気シャワーと同じ規模の空気シャワーを発生させる宇宙線陽子のエネルギーはガンマ線のおよそ 3 倍である。

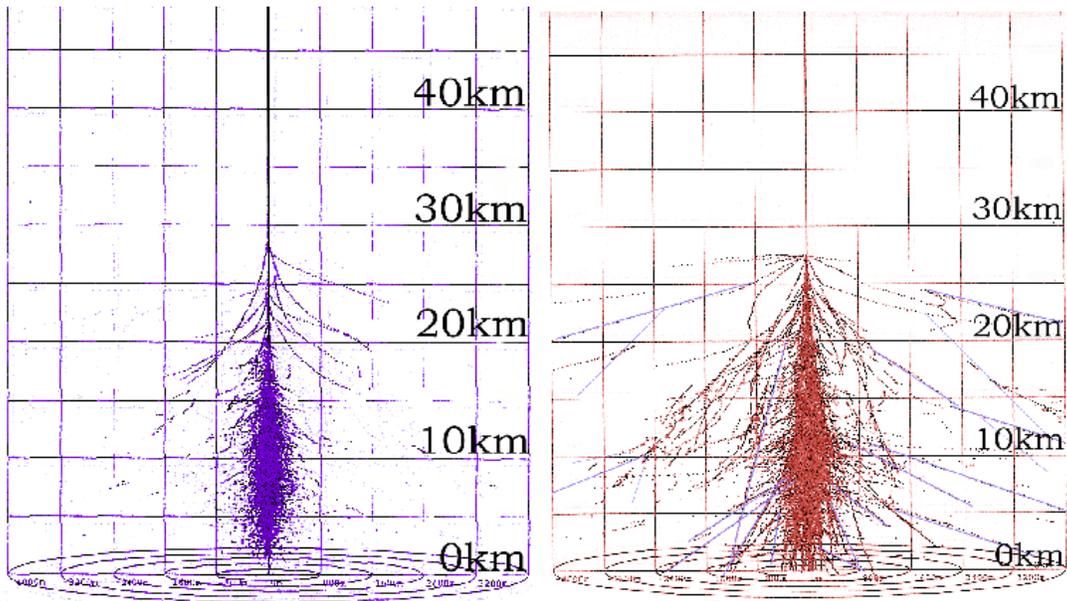


図 2.1: シミュレーションによって求めた空気シャワーの発達の様子 [52]。左は 100GeV 線によるもの、右は 300GeV 陽子によるもの。両者はシャワーの総エネルギー量が同程度であるが、陽子の核カスケードの方がシャワー軸に対して横方向の広がりが大きいことがわかる。

2.2 チェレンコフ光の発生機構

真空中での光速を c とすると、屈折率 n の媒質中での光速は c/n となる。荷電粒子がその媒質中でその光速 c/n 以上の速さで走ると電磁放射が起きる。これをチェレンコフ光と言う。この放射は荷電粒子それ自身からの放射ではなく、媒質の分極による電気双極子放射の重ねあわせである。

誘電体中を荷電粒子が走ると、誘電体中に分極が必ず起こる。粒子速度 v が c/n よりも小さい場合は双極子の分布が粒子の位置に対して対象となるが (図 2.2a)、これは荷電粒子による電場がまわりの物質にほとんど同時に到達して作用するからである。これは遠くから見ると分極していないので、放射も起こらない。一方、 $v > c/n$ を満たすとき、粒子は自分の作る電磁場よりも速度が早いので、進行方向の前方には分極は起こらず、後方の媒質のみが分極する (図 2.2b)。この分極は粒子の経路に沿って瞬間的に形成され、各双極子がパルスの電磁放射をする。これらのパルスの重ねあわせによって、粒子の進行方向に対して特定の角 θ はなれた方向にのみ放射が起こる。このことはホイヘンスの原理を用いた簡単な幾何学で確認することができる (図 2.2c)。図からわかるようにチェレンコフ角 θ は以下のように書ける。

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (2.15)$$

1GeV を超えるようなガンマ線が大気に入射すると電子対生成から電磁シャワーを起こすが、このときにできる電子は主に可視から紫外の波長域のチェレンコフ光を出す。その閾値は大気の屈折率 n で決まるが、 n は大気の温度を T [K] として以下のように与えられる。

$$n = 1.0 + 0.000296 \cdot \left(\frac{x}{1030 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2}} \right) \cdot \left(\frac{T}{273.2 \text{K}} \right)^{-1} \quad (2.16)$$

x は大気の深さで、 T は x の関数として $T = 204 + 0.0091x$ [K] と表され [55]、1atm で常温の下では屈折率は $n \sim 1.00027$ である。大気圧は高度とともに減少するので、チェレンコフ角は式 2.15 より 1.3 度以下となる。シャワー中の電子は多重クーロン散乱されて多少の広がりがあり、実際

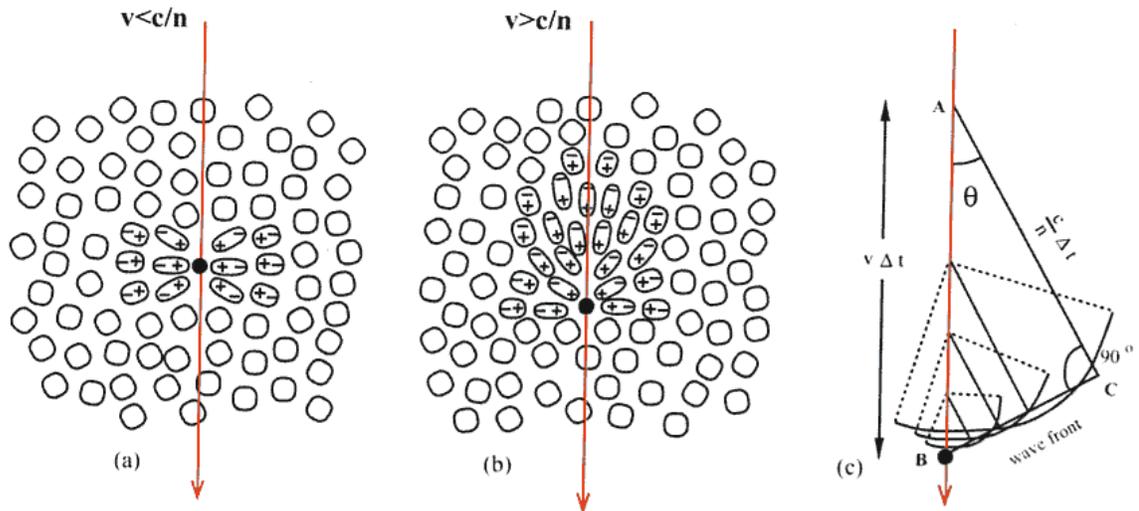


図 2.2: (a) 粒子の速度が遅い場合の分極。(b) 粒子の速度が十分に速い場合の分極。(c) チェレンコフ光の指向性。[54]

のガンマ線シャワーによるチェレンコフ光の広がりには TeV 領域では約 3 度となる。チェレンコフ放射のエネルギー閾値、チェレンコフ角、放射強度を大気深さの関数で表したものを図 2.3 に示しておく。海拔 0m で電子の臨界エネルギーは 21MeV、ミューオンでは 4.4GeV、パイオンでは 5.8GeV となる。

電荷 z からのチェレンコフ光による単位軌道長あたりのエネルギー放出量 dE/dx [ergs/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。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu. \quad (2.17)$$

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

$$N = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^l \left(-\frac{dE}{dx}\right) dx \quad (2.18)$$

$$= 2\pi\alpha z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right). \quad (2.19)$$

ここで α は微細構造定数で $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137$ である。例えば荷電粒子が $l = 1$ m 走ったとき、350 ~ 550nm の波長域におよそ 27 個の光子が放出される。

では、前節で述べた通り地上約 10 km の高さで発生するチェレンコフ光を地上で観測することを考えてみる。地上 10 km の空気の屈折率は $n \sim 1.0001$ なので、チェレンコフ光の放射角度 θ_c は式 (2.15) より、 $\theta_c \sim 0.014$ rad (0.8 度) となる。これを地上で観測すると $10 \text{ km} \times \theta_c \sim 140$ m のリング状に広がる。

チェレンコフ光発生高度が高いほど大気の屈折率が小さくなるため放射角度は小さくなる。ところが発生から地上に到達するまでの光路差を考えると、高度 7 km から 20 km のところで発生したチェレンコフ光は、一様に半径 110 m から 145 m のリング (チェレンコフリング) 内に落ちてくる。この様子を図 2.4 に模式的に示す。電子の多重クーロン散乱を考えなければ地上で観測されるチェレンコフ光子密度は図 2.4(b) のような分布になるが、現実には多重クーロン散乱が起こり、これを考慮した場合の分布は図 2.4(c) のようになる。

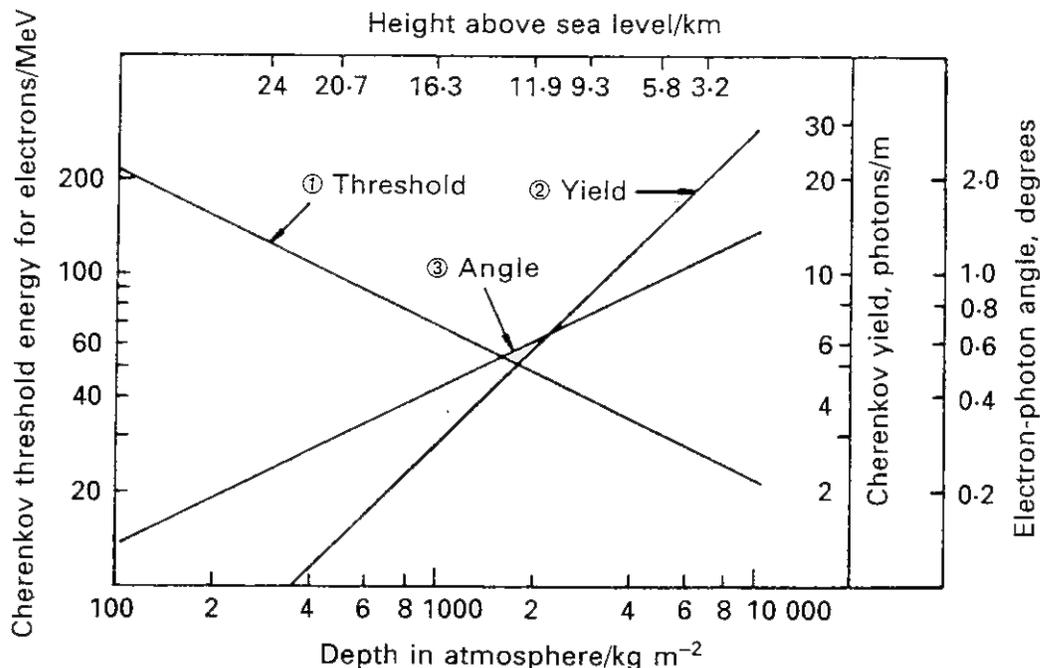


図 2.3: 電子についてチェレンコフ光のエネルギー閾値、放射強度、チェレンコフ角を大気深さ (高度) の関数であらわしたものの。[53]

粒子が鉛直に入射した場合に発生するチェレンコフ光子密度の地上での分布をシミュレーションにより求めたものを、入射粒子がガンマ線および陽子の場合についてそれぞれ図 2.5、図 2.6 に示す。ガンマ線の場合にはシャワー軸 (ガンマ線入射軸) の周囲、半径 500 m の範囲に分布し、軸からおよそ 150 m の範囲でほぼ一様な分布を見せており、理論により模式的に描いた図 2.4(c) をよく再現している。これに対し、陽子が入射した場合に発生するチェレンコフ光の分布はシャワー発達の様子を反映して、地上での分布は不規則で不均一なものとなる。

さらに、元のガンマ線のエネルギーを変化させたときのチェレンコフ光の密度分布の変化を図 2.7 に示した。エネルギーが変化するとその光子密度の値は変化するが、分布の様子はエネルギーによらずシャワー入射軸から半径およそ 150 m までは平坦である。そしてそこから外側にいくと急激に減少していることが分かる。このようにエネルギーによらず平坦になるという性質が重要で、このためにシャワーからのチェレンコフ光を全て捕らえなくてもその密度さえわかれば元のガンマ線のエネルギーを見積もることができる。

このように空気シャワーのチェレンコフ光を捉えることで、ガンマ線を間接的に地上で観測することができる。チェレンコフ光の広がる半径 150m を有効面積とすれば 10^8cm^2 となり、人工衛星の 10^4cm^2 と比べて非常に大きな検出面積を得られる。

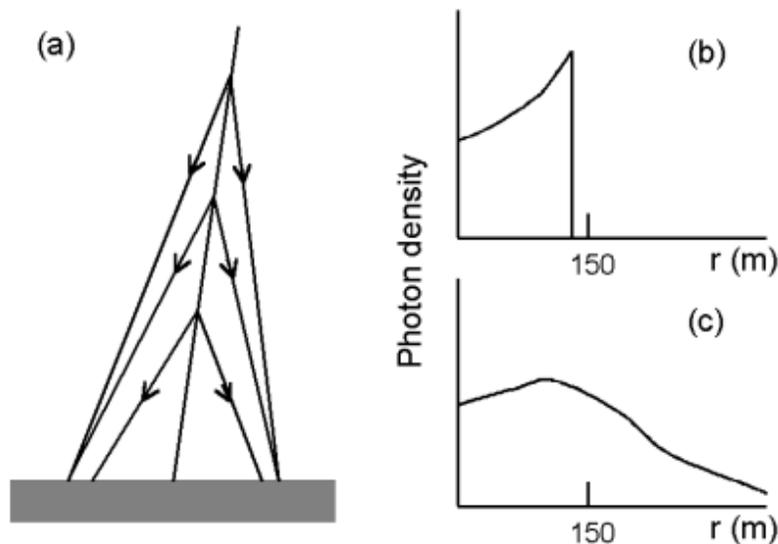


図 2.4: チェレンコフ光の広がる様子 [56]。(a) 高度の違う 3 点からのチェレンコフ光放射の広がる様子。高度による屈折率の違いを反映した放射角度の変化を模式的に示している。(b) 電子の多重散乱を考えない場合の地上におけるチェレンコフ光子密度の分布を模式的に表したものの。(c) 電子の多重散乱を考慮した場合。実際の分布はこれに近い形になる。

2.3 イメージング法

地上でのガンマ線観測でもっとも大きなバックグラウンドになるのが、等方的に飛来する宇宙線陽子や他の原子核であり、空気シャワーの 99 % 以上がこれらのハドロンシャワーである。例えば標準ガンマ線天体とされるカニパルサー/星雲からのガンマ線フラックスは 1TeV 以上で $\sim 10^{-11} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ である一方で、同じエネルギーの宇宙線陽子は $\sim 10^{-5} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1}$ であることが知られている。望遠鏡の視野が数度程度 ($\sim 10^{-3} \text{str}$) であることを考えると、シグナル/ノイズ比は $\sim 1/1000$ となる。したがって、地上での観測にはハドロンシャワーを効果的に取り除くことが必要不可欠である。そのための手法が米国の Whipple グループによって提唱され、今日ではイメージング法として標準的に用いられている。

チェレンコフ光の像は焦点面に置かれた光電子増倍管アレイで構成されたカメラによって記録されるが、この像は空気シャワーの垂直方向・水平方向の発達が特徴的に現れる。図 2.8 にモンテカルロシミュレーションによる 1TeV ガンマ線と 3TeV 陽子によるシャワーの像を示す。ガンマ線のシャワーではカメラ視野中のソースの位置の方向、すなわち通常は視野中心を向いたコンパクトな像になる。一方陽子のシャワーではランダムな方向を向いた大きく広がった像になる。この像の違いを利用してハドロンシャワーを取り除くことによって、S/N 比は 100 倍程度改善される。

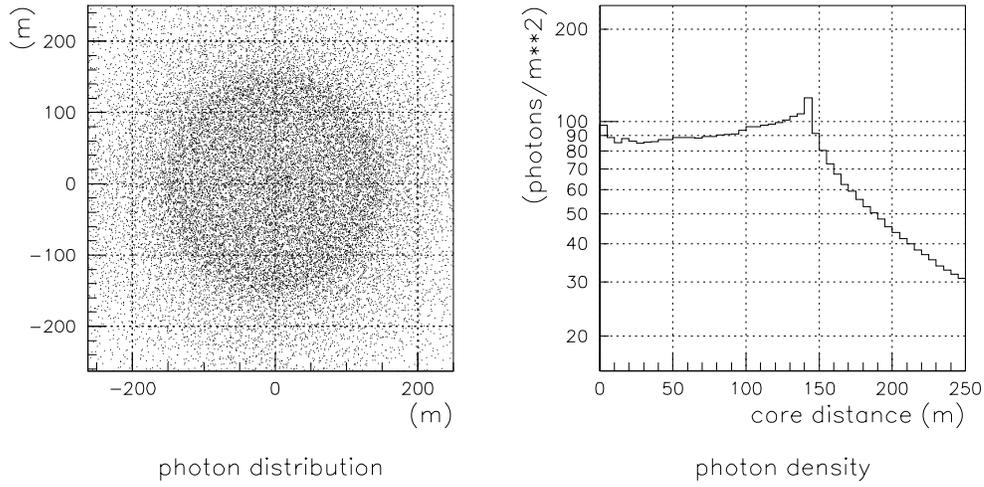


図 2.5: 1 TeV ガンマ線によるチェレンコフ光の地上での分布。右図はシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度分布。シャワー軸から 150 m 以内では密度がほぼ一定であることが分かる。

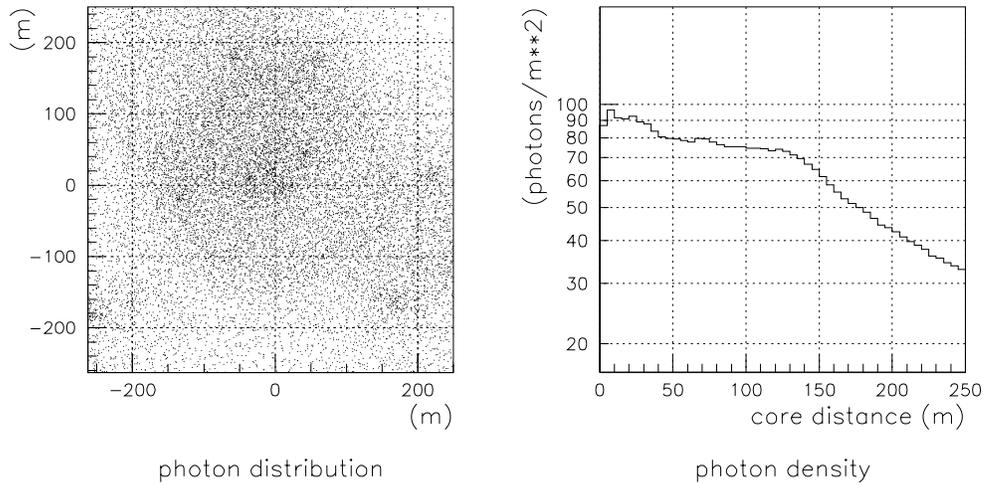


図 2.6: 3 TeV 陽子によるチェレンコフ光の地上での分布。右図はシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度分布。シャワー軸から 10 m 程離れたところにもミュオンの影響によるピークがある。

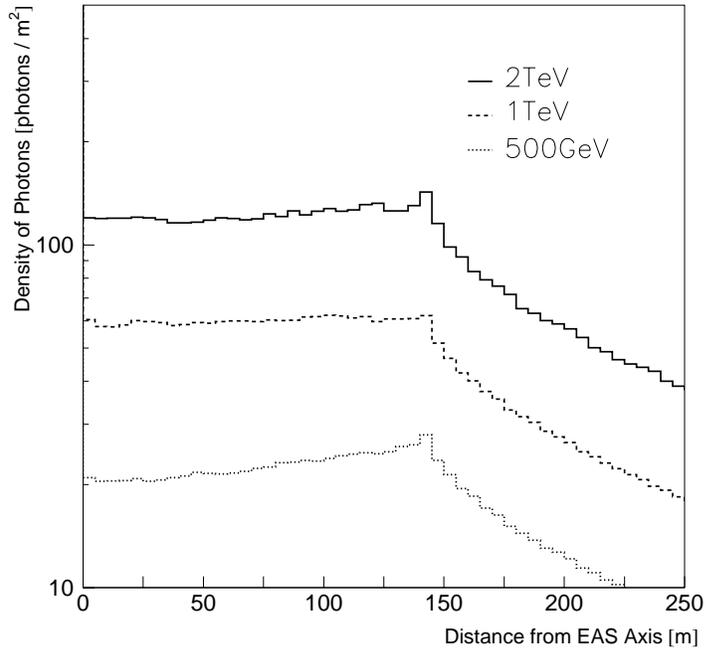


図 2.7: 地上でのガンマ線によるチェレンコフ光密度分布のエネルギー依存性。500 GeV、1 TeV、2 TeV についてチェレンコフ光子密度を示した。光子密度はエネルギーに依存するが、シャワー軸からの半径約 150 m 以内ではエネルギーによらず平坦な分布になっていることが分かる。

この像を楕円で近似してパラメータ化することで、ガンマ線シグナルを取り出す手法が Hillas によって確立された [57]。Whipple グループはこの手法により、カニパルサー/星雲から 9σ の有意度でガンマ線を検出した [58]。以後一般的に用いられるようになったイメージパラメータを挙げる (図 2.9)。

Width 楕円の短軸方向の像の広がり (標準偏差)

Length 楕円の長軸方向の像の広がり (標準偏差)

Distance 像の重心と目標天体との距離

Alpha 像の重心と目標天体の位置を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角度

ガンマ線シャワーは中心を向き、陽子シャワーはランダムな方向を向くという特徴は、このイメージパラメータ Alpha に現れる。シミュレーションによって得られる Alpha 分布の様子を図 2.10 に示す。ガンマ線の場合 0 度にピークを持つ分布をするが、陽子の場合には均等に分布する。陽子のイベント数が Alpha が大きくなると増加しているように見えるが、これは狭い視野が原因である。視野が狭いと大きく広がったシャワーの像が視野内に収まらずに端が切られた形になったり、あるいは視野の外のシャワーの端だけが捉えられたりして、Alpha の大きな値のイベントが増える傾向がある。

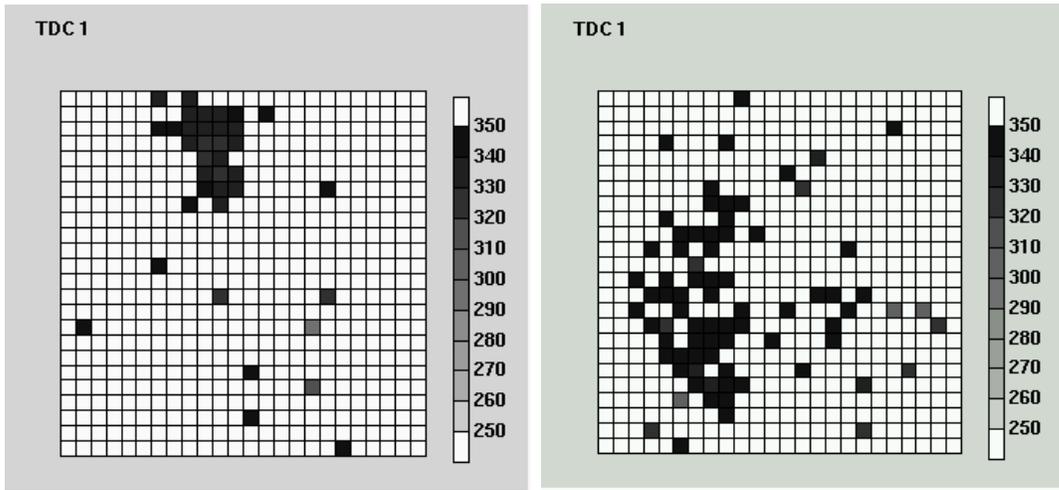


図 2.8: 左が 1TeV ガンマ線、右が 3TeV 陽子によるシャワーのイメージ。

2.4 ステレオ観測

昨今のチェレンコフ望遠鏡は口径 10m クラスの望遠鏡を複数台並べ、同一天体の同時観測をする「ステレオ観測」が一つの主流である。シャワーの像を楕円で近似した際、カメラ平面内では長軸方向のある一点から到来したシャワーであるが、1 台の観測ではその位置を決めることは原理的に不可能であった。また地上平面ではシャワーの到来位置も直線上としか求めることができなかった。しかし複数の望遠鏡で空気シャワーを捉えることによって、シャワーの到達場所と到来角度が、2 直線の交点としてイベント毎に決定することができるようになる。

まずカメラ面 (x, y) 上で 2 台の像をそれぞれ楕円で近似し、長軸の直線の式を求める。2 直線の交点座標 (x, y) が、シャワーの親粒子の到来方向を表していて、望遠鏡を向けている方向からの視野中でのずれに対応する (図 2.11 上)。また望遠鏡の設置されている地面を平面として、望遠鏡の配置されている場所にカメラの視野円を置いたとき、それぞれの長軸の交点はシャワー軸が地面と交わる点を表す (図 2.11 下)。これらの情報からシャワーの発生高度を求めることができ、すなわち一次粒子のエネルギー決定精度と角度分解能が向上する (図 2.12)。

シャワーの到来地点の決定精度は 2 直線の交点という性質上、望遠鏡の間隔が大きいくほど精度がよくなるが、2 台ともにチェレンコフ光を捕らえなければならないため、離れすぎると捉えるイベント数が減少する。CANGAROO では 2 台によるステレオ観測の角度分解能のシミュレーションが以前に行われている [63][64]。ここでは天頂からガンマ線を降らせた際に得られる到来方向分布を指数関数でフィットし、その半値幅を角度分解能と定義している (図 2.15)。望遠鏡の間隔とガンマ線のエネルギーを変えてエネルギー分解能を求めたのが図 2.16 である。そして望遠鏡間隔が 100m のとき、100GeV 以上のガンマ線に対して 0.06 度の角度分解能が得られることがわかる。この値は X 線衛星 ASCA と同程度であり、EGRET に比べて 1 桁精度がよくなっており、EGRET では同定できなかった天体を同定することが期待される。

また望遠鏡の台数を増やすことによって、角度分解能がさらに向上することがシミュレーションによって分かっている。HEGRA グループによって行われたシミュレーションでは、望遠鏡の台数を N にすると、角度分解能は \sqrt{N} 倍向上することが予想されている (図 2.14)。

ステレオ解析ではシャワーの到来方向とソースとのずれ $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$ を用いて最終的にガンマ線と宇宙線陽子を識別する。ガンマ線はソース方向から来るため θ^2 は 0 に鋭いピークを持つ (図 2.13)。1 台の望遠鏡での解析と比較した場合、この θ^2 を用いた解析では S/N 比が良くなり、1 台のときの有意度による評価ではなく、ガンマ線の光子数 (強度) としての評価が可能となった。

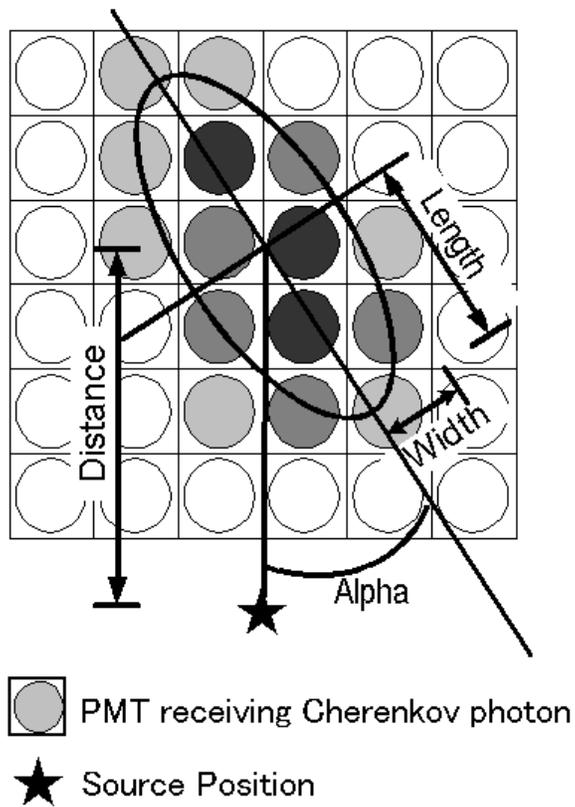


図 2.9: イメージパラメータの定義。円は個々の PMT を表し、色の濃さが各 PMT で検出された光量の大きさを表す。

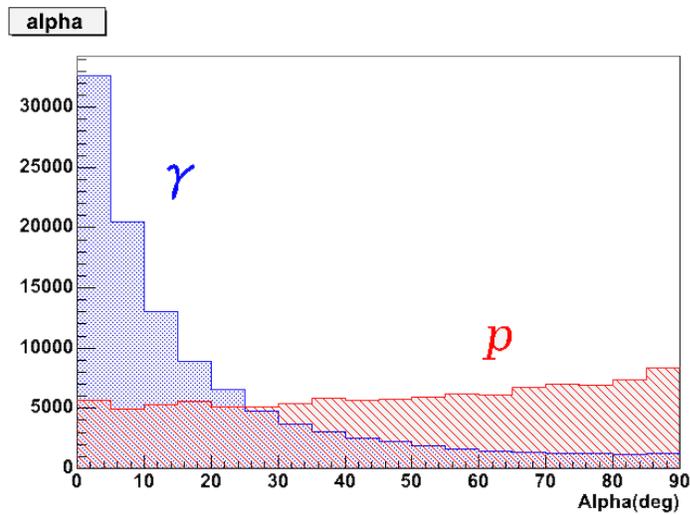


図 2.10: MC による Alpha 分布。ガンマ線は 0 度にピークを作る。ガンマ線は 100GeV から 10TeV まで、陽子は 300GeV から 30TeV まで、それぞれべきを $E^{-2.5}$ 、 $E^{-2.7}$ で降らせたもの。

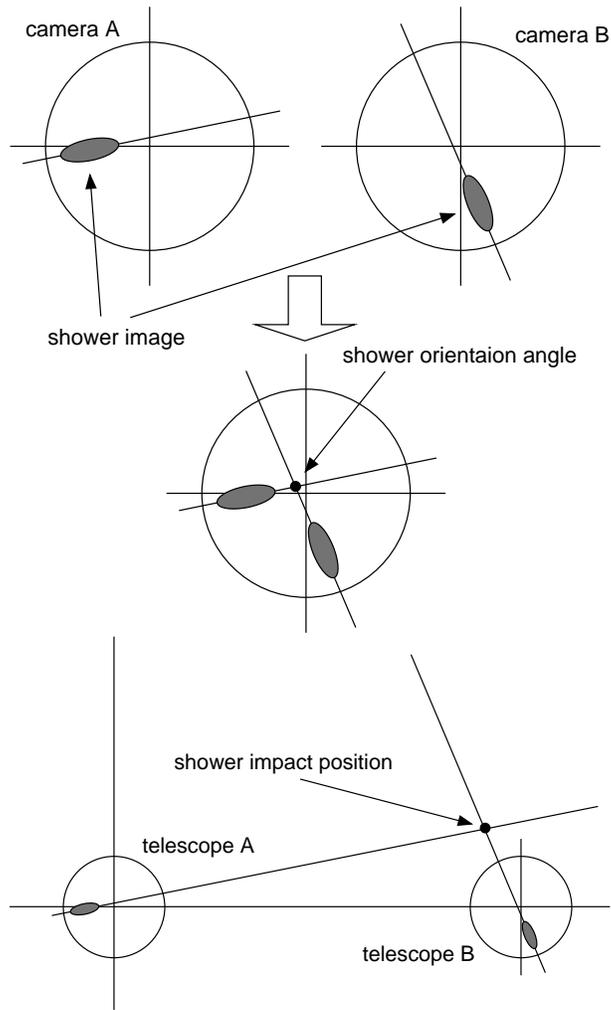


図 2.11: 2 台のステレオ観測によるシャワーの到来方向と入射位置の決定。

2.5 世界の大気チェレンコフ望遠鏡の現状と次世代計画

現在世界で稼働している大気チェレンコフ望遠鏡は、CANGAROO-III を初め Whipple(米)、VERITASS(米)、MAGIC(独)そして H.E.S.S.(欧) などがある。各望遠鏡の特徴を表 2.1 にまとめておく。これらの望遠鏡の特徴をまとめると、10m 級の大口径と 100GeV に迫るエネルギー閾値ということができる。

次世代の計画も各地で進行しているが、さらなる大口径化と高地観測によるエネルギー閾値の低下で GeV 領域まで狙うのが一つの主流となっている。15m から 30m 級に口径を大きくすることにより、有効面積が大きくなるだけでなく集光能力もあがる。しかし大口径にするだけでは夜光などノイズを拾いやすくなってしまう。さらに低エネルギーではミュオンが大きなバックグラウンドとなるので、ステレオ観測によるノイズ落としが必要不可欠となる(3.6 節を参照)。また高地での観測も有効な手段である。5000m 程度の標高ではガンマ線シャワーによるチェレンコフ光量が地上よりも多くなる一方、陽子シャワーのチェレンコフ光の最大となる高度よりも高くなる。したがって高地ではシグナルが強くなるだけでなく、ノイズを少なく抑えられることが分かっている。具体的な計画としては H.E.S.S.-II、MAGIC-II や Super CANGAROO(仮) などが検討されていて、ハードウェアの設計や試験、およびシミュレーションが行われている。

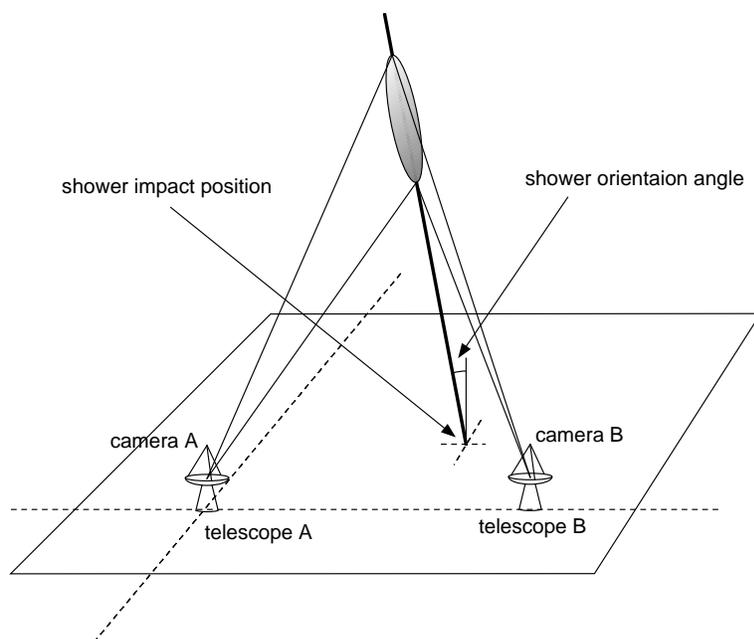


図 2.12: カメラ面でのシャワーのイメージから空気シャワーの発生高度が見積もられる。

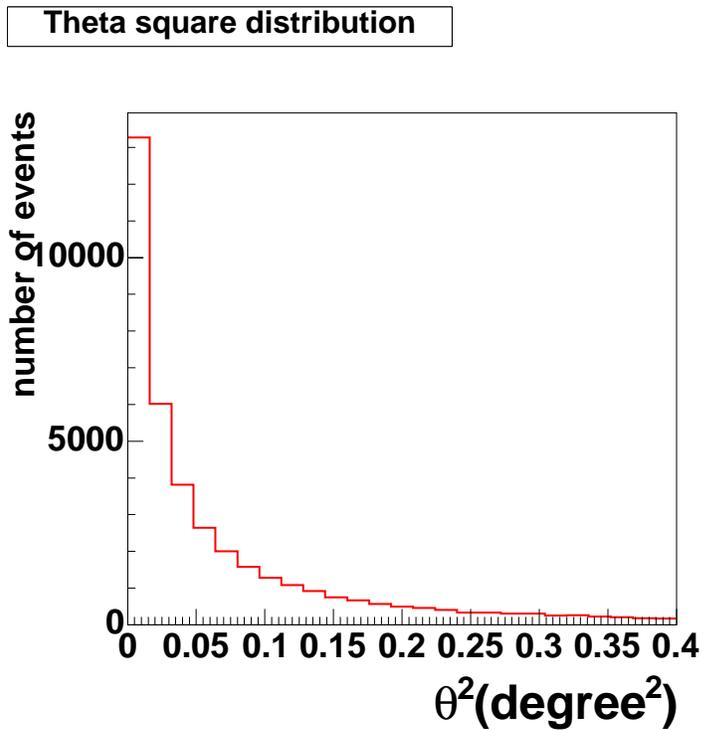


図 2.13: MC シミュレーションにより得られたガンマ線の θ^2 分布。0 に鋭いピークをもつ。

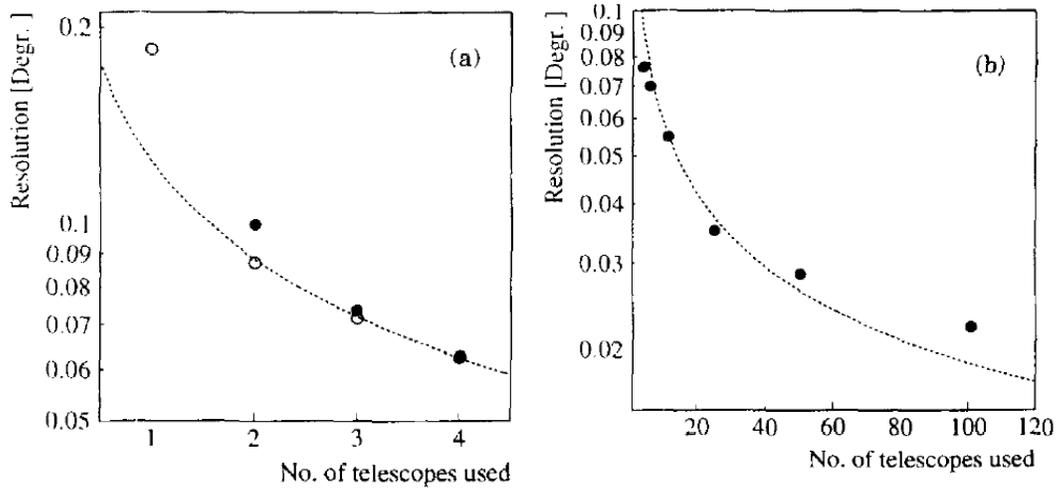


図 2.14: 望遠鏡の数と角度分解能。点線は $1/\sqrt{N}$ の曲線 [65]。

	CANGAROO	Whipple	HEGRA	MAGIC	H.E.S.S.	VERITAS
設置場所	オーストラリア	アリゾナ	カナリア諸島	カナリア諸島	ナミビア	アリゾナ
標高	160m	2300m	2200m	2200m	1800m	1350m
台数	4台	1台	6台	1台	16(4台)	11(1台)
口径	10m	12m	3m	17m	12m	7.3m
視野	4.0度	4.0度	4.3度	3.6度	5度	3.5度

表 2.1: 世界のチェレンコフ望遠鏡。台数の括弧内は現在までに完成している台数。HEGRA は既に稼動を終了した。

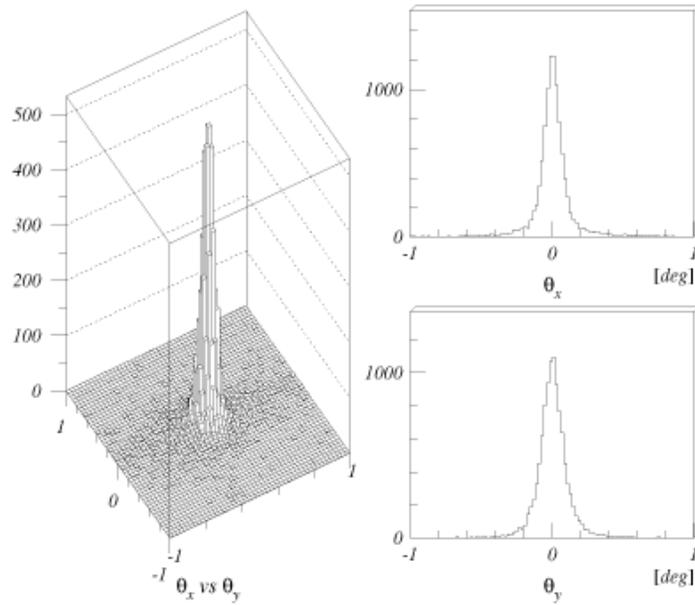


図 2.15: シミュレーションによる空気シャワーの到来方向の分布。天頂から γ 線を降らせた場合に観測される到来方向と、XY 方向のプロファイル [63]

Angular resolution

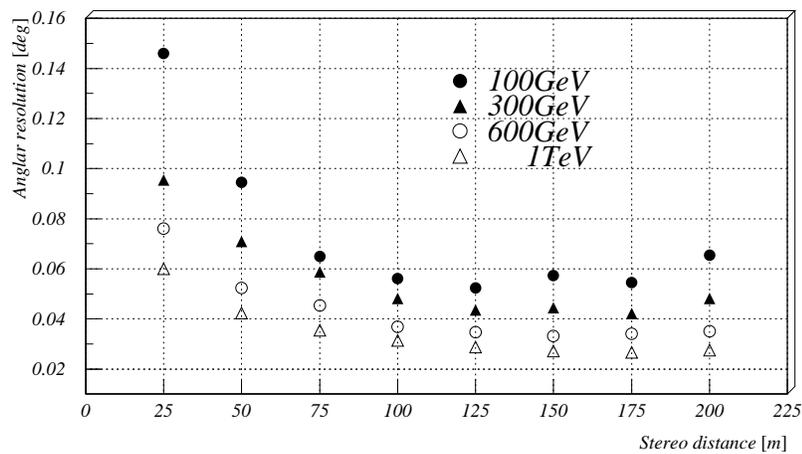


図 2.16: ステレオ観測でのガンマ線のエネルギー毎の角度分解能 [63]。望遠鏡の間隔が広がると到来位置決定精度が上がる。

第3章 CANGAROO-III望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) は大気チェレンコフ望遠鏡を用いて TeV 領域の天体ガンマ線観測を目的とする、日本とオーストラリアの国際協力プロジェクトである。CANGAROO-III 計画では口径 10m の望遠鏡 4 台を用いてステレオ観測を行い、低いエネルギー閾値と高い空間分解能を目指している。2002 年 12 月より 2 台の望遠鏡が稼働し口径 10m クラスの望遠鏡では初めてのステレオ観測を始め、2004 年 3 月には 4 台の望遠鏡が完成して観測を続けている。望遠鏡が設置されているオーストラリアのウーメラは東経 136 度 47 分、南緯 31 度 06 分、標高 160m である。雨量が少なく乾燥しており、都市の光害がなく晴天率の高い土地である (図 3.1)。南半球は銀河中心が天頂を通過するため、さまざまな銀河系内天体の観測に非常に有利であると言える。尚、望遠鏡の 1 号機は他の 3 台に比べ視野が狭く、鏡の劣化などによる検出感度の低下などのため、現在解析には使用されていない。ここでは仕様がほぼ同じである望遠鏡 2 号機から 4 号機について述べる。



図 3.1: CANGAROO の観測サイト、ウーメラ

3.1 望遠鏡

CANGAROO-III 望遠鏡は経緯台式、直径 10m の回転放物面に 114 枚の小型球面鏡を取り付け、焦点距離は 8m である。焦点面にチェレンコフ光を捕らえるカメラとして光電子増倍管が 427 本取り付けられている。回転放物面を採用することによって、平面波の入射に対して焦点への到達時間が同じであることから、チェレンコフ光の到達時間情報を解析に用いることができる。天体の追尾をする際は、システムクロックを精度 $1\mu\text{sec}$ の GPS と同期させた PC の時刻から方位角と俯角を計算し Ethernet 経由で望遠鏡制御 PC に送る一方、望遠鏡の現在位置を示すエンコーダーのデータが 100msec 毎に望遠鏡から制御 PC に送られて、正しく追尾できていることを確認している。制御 PC にはリアルタイム OS である KURT を使用している。このシステムの下で 1 分角以下のトラッキング精度が保たれている。

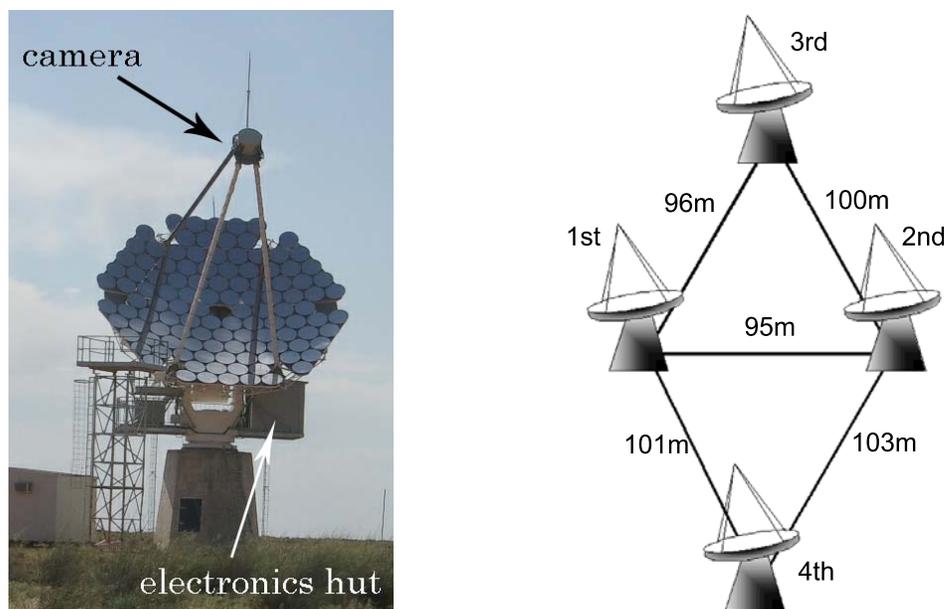


図 3.2: CANGAROO 望遠鏡とその配置。写真は 4 号機。

3.2 反射鏡

前述の通り放物面鏡は光路差がないことが利点であるが、直径 10m の鏡となると自重による変形が避けられない。しかしあまり精度を必要としないチェレンコフ望遠鏡では軽量の小型鏡を並べることによってこの問題を回避している。CANGAROO-III で用いられている直径 80cm の小型鏡は、GFRP (Glass Fiber Reinforced Plastic) という強化プラスチック製で、丈夫さと約 5kg という軽量さを実現している。その構造は、硬質の発泡剤のコアを GFRP と接着剤シートを積み重ねたもので挟み込み、表面に反射体のアルミシートを引いた上からフッ素コーティングで仕上げたものになっている。その反射率は約 60-80%、結像性能は FWHM で約 0.2 度となっている (図 3.4)。

また、光軸調整の為に必要とされる自由度は、焦点面内の 2 次元の動きに対応する 2 つの軸周りの傾斜になる。そこでステッピングモーターとギアで構成されるリニアアクチュエーターシャフトとばねシャフトの組を一枚の鏡につき 2 組つけ、アクチュエーターの伸縮による 2 軸の傾斜制御をおこなっている。その精度は 0.02 度である [67]。



図 3.3: (左)GFRP 小型鏡 (三菱電機製)。直径 80cm で重量は約 5kg。(右) 鏡の調整システム。リレースイッチを接続して、リモート制御で調整する。

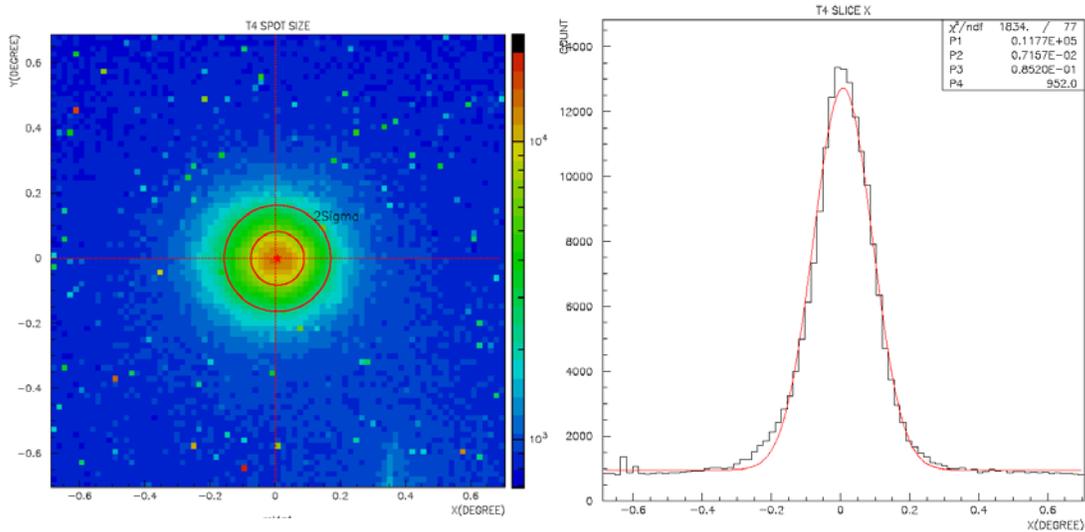


図 3.4: 小型鏡の結像性能。明るい恒星に望遠鏡を向けてスクリーンに集光し CCD で撮影した。4号機のもの。右は X 方向の radial profile。曲線は Lorentzian でフィッティングしたもの。

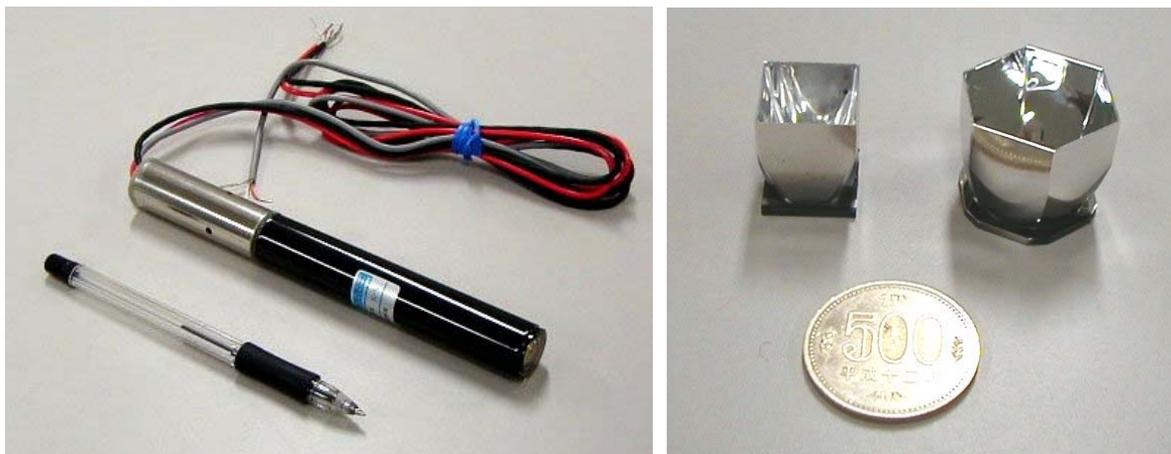


図 3.5: 光電子増倍管とライトガイド。ライトガイドはポリカーボネイト製で、内面はアルミ蒸着に SiO コーティング。内面の反射率は 80% 以上。

3.3 カメラ

カメラは、シャワーからの微弱なチェレンコフ光を捕らえるため、高感度光センサーである光電子増倍管をピクセル上に並べたものを望遠鏡の焦点面に配置している。視野は約 4° であり、1 ピクセルあたり 0.168° となっている。光電子増倍管は浜松ホトニクス社製の $3/4$ インチ光電子増倍管 (PMT)R3479 と MAXIM 社製プリアンプ MAX4107 が一体化したモジュール H8820 を 427 本使用しており、六方最密に敷きつめている。PMT の性能を表 3.1 に示す。光電面は大気チェレンコフ光のスペクトルのピークである $300\sim 400\text{nm}$ に感度の高いバイアルカリを使用している。この光電面には曲率を持たせて時間分解能をあげるよう工夫されている。

重量は全体で約 120kg 、サイズは $80\text{cm}\phi \times 100\text{cm}$ である。この重量は、カメラを支えるステイが歪まない為の重量制限を大きく超えないように設計されている。PMT の前面には集光率を上げるために図 3.5 右のような Winston cone 型ライトガイドが付けられている。これは、PMT 間の dead space を減らして光量を増やし、また鏡の外からやって来る夜光などの外遊ノイズの除去の為 33° より大きい角度で入射して来る光をカット出来るという特徴を持つ [68]。ライトガイドを使用することにより理想的には入り口と出口の面積比である 2.57 倍の集光が可能になるが、内面の反射率が 80% 程度であるので実際には 1.9 倍になっている。

PMT への高電圧供給ユニットは CAEN 社製 SY527 を使用し、各 PMT1 本毎に個別に電圧をかけることができる。これによって、カメラ視野内に明るい星が入っても該当する PMT の電圧を落とすことが可能となり星の影響を抑えた観測が可能となる。また電圧のオンオフは CAENET というシステムを用いて PC 上でオンラインで制御している (図 3.6)。

サイズ	18.6mm ϕ ×170mm
感度波長	可視～UV
フォトカソード	バイアルカリ
ダイノード	8 段ラインフォーカス
量子効率	25% (400nm)
耐電圧	+1500V
ゲイン	1.2×10^7 (プリアンプ込) 2×10^5 (PMT のみ)
rise time	1.3 nsec (プリアンプ込みで 5nsec)
transit time	14nsec
T.T.S.	0.36nsec (FWHM)
ダイナミックレンジ	150 p.e.

表 3.1: H8820 モジュールの特性

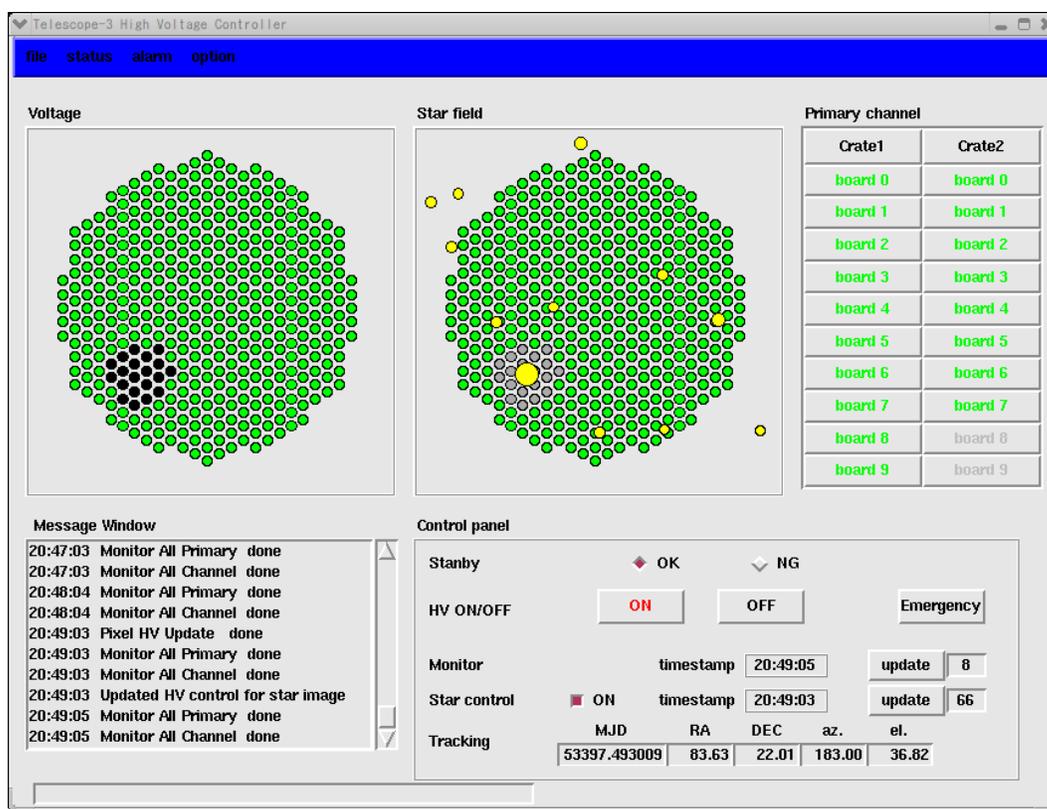


図 3.6: カメラのコントロールパネル。カニバルサー観測時のもので、明るい3等星の周り0.2度にあるPMTを自動的に切っている。

3.4 データ収集システム概観

CANGAROO 望遠鏡のデータ収集システム全体の流れを図 3.7 に示す。望遠鏡の焦点に置かれた427本のPMTカメラからの信号は、カメラの支柱に這わせた28mのツイストペアケーブルによって望遠鏡のベランダに設置された小屋まで引き込まれて処理される。この小屋は望遠鏡が天

仕様	VME 9U
タイプ	電荷積分型
分解能	15bit
搭載 delay line	150nsec
A/D 変換チップ	1 個/1channel
A/D 変換時間	4 μ sec
読み出し	1 or 2channel 同時

表 3.2: ADC の特性。delay line によって波形が 60 ~ 80nsec 程度に広がってしまうのでゲートの幅は 100nsec にしている。

体を追尾すると一緒に動くので、観測中に物理的にアクセスすることはできない。したがって全ての操作はオンラインで行うことができるように設計されている。

信号はまず、フロントエンドモジュールと呼ばれるアナログ信号処理のために独自に開発した VME9U 仕様の DSM(discriminator Scaler Module) で処理される (図 3.8)。フロントエンドは 1 枚で 16 チャンネルの処理を行うが、ここではトリガーロジックに使われる信号および ADC と TDC への入力信号を発生させる。PMT からの信号はまず 2 段のオペアンプ (CLC400) で増幅したのちに 4 本に分岐される。まず 1 本目の信号は電荷積分型 ADC (豊伸電子社製) に送られる。ADC は VME9U 仕様で 32 チャンネルを一枚で処理していて、各チャンネルに 150nsec の遅延ラインチップが搭載されていて、100nsec のゲートの間に入力電荷を積分する (性能の詳細は表 3.2 を参照)。2 本目は 16 チャンネル分が加算されて ASUM (Analog Sum) 出力としてトリガーロジックに用いる。残り 2 本の信号はそれぞれ updating discriminator と non-updating discriminator に通される。両者の閾値は独立に VME 経由で設定できる。non-updating discriminator を通った信号はさらに分岐される。一方は夜光量の見積もりおよび星の光の影響を受けている PMT を解析時に取り除くために用いる 12bit スケアラに送られ、もう一方は 16 チャンネル分が加算されてヒット本数に比例した波高の信号が LSUM (Logic Sum) として出力される。この信号もトリガーロジックに用いられ、波高にかかわらずパルス幅は 20nsec である。また現在開発中のパターントリガモジュール (後述) への出力もここから分岐している。updating discriminator の出力はマルチヒット TDC へと送られる。使用している TDC はアトラス実験用に開発された AMT-VME (アムスク社製) で、VME6U 仕様で 1 枚あたり 64 チャンネルを時間分解能 0.78nsec で測定できる。ここでは leading エッジと trailing エッジの両方を記録している。

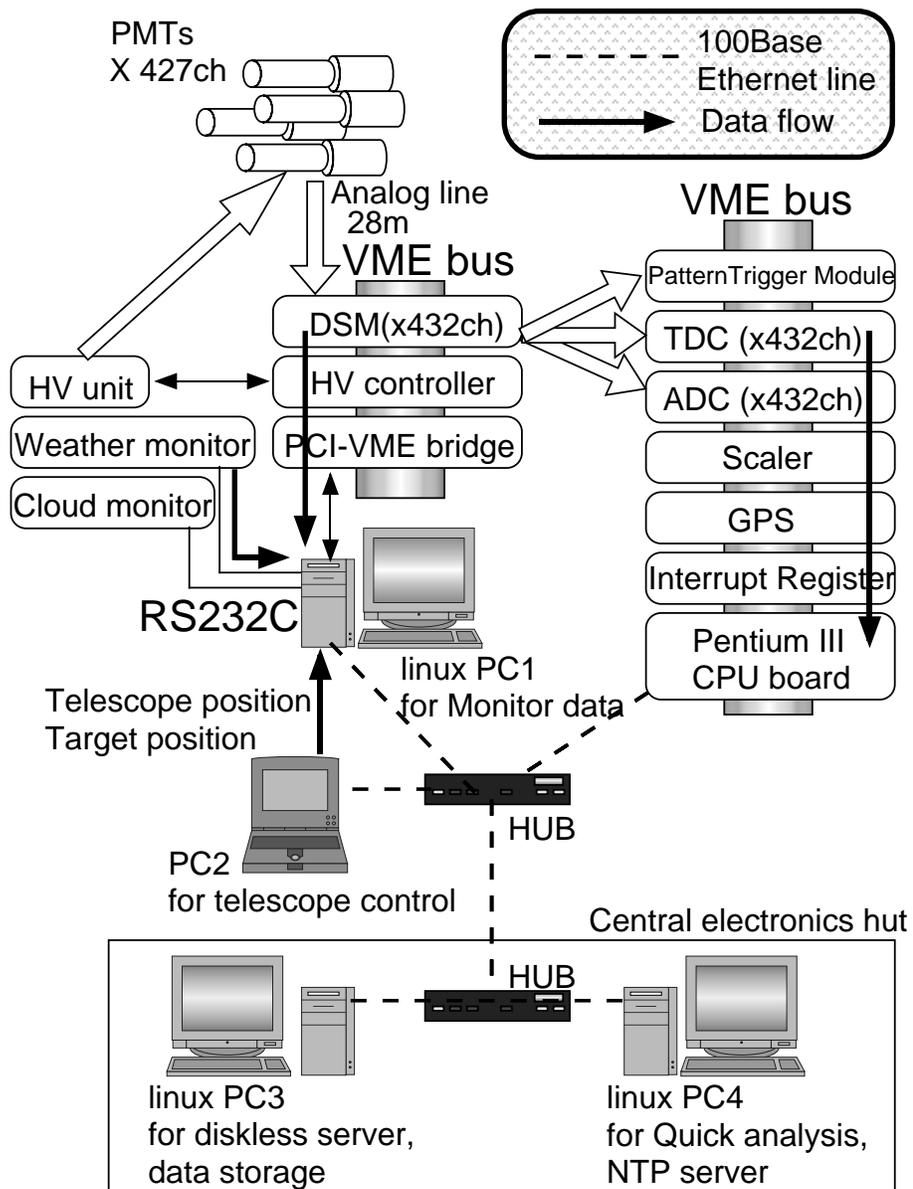


図 3.7: データ収集システムの全体像

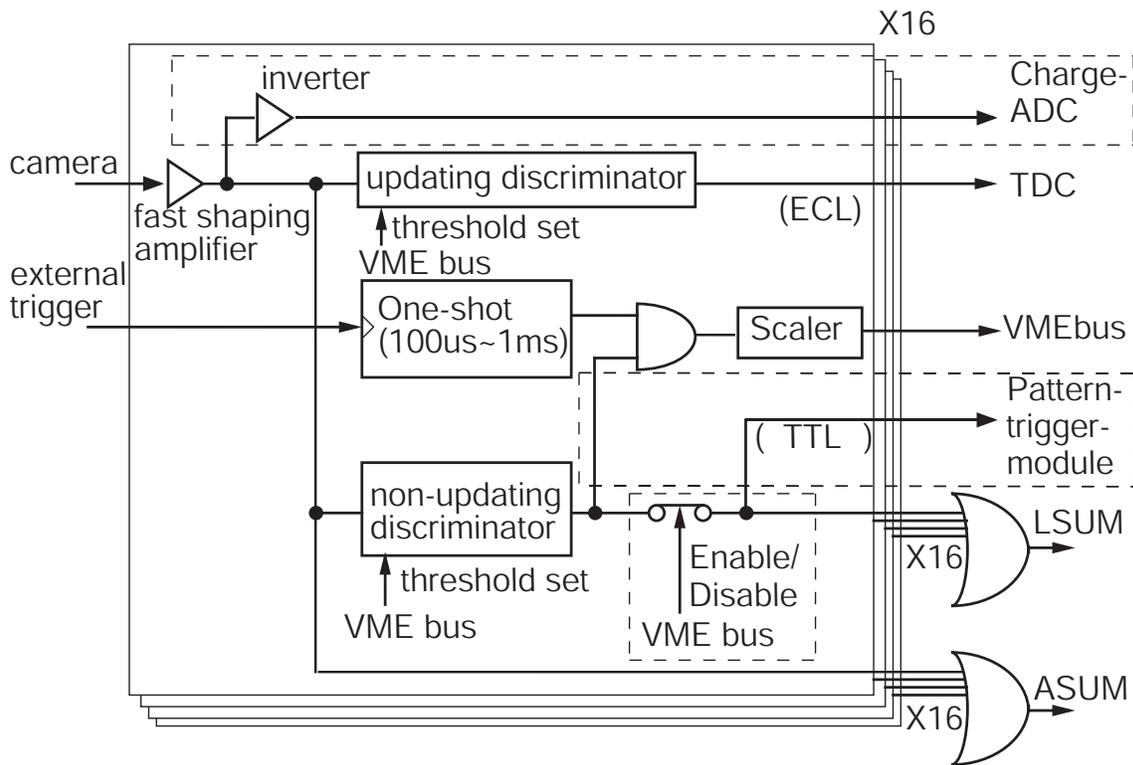


図 3.8: フロントエンドモジュールの内部

3.5 トリガーロジック ローカルトリガー

現在 CANGAROO-III では後述するように 2 台以上の望遠鏡によるステレオ観測が中心に行われている。このステレオ観測を効率的に行うためにステレオトリガーシステムを 2004 年の 12 月から導入した。まず従来のトリガーシステムであるローカルトリガーについて述べる。これは各望遠鏡でローカルトリガー判定を行った後に、他の望遠鏡との同時判定を行い 2 台以上の望遠鏡が同時にヒットしたローカルトリガーとは各望遠鏡で独立に行うシャワー判定のトリガーシステムのことを指す。

宇宙線またはガンマ線によるシャワーのチェレンコフ光は図 2.8 のように、複数のピクセルに広がる。よりエネルギーの低いガンマ線では像は小さくなり、ヒットする PMT の数は少なくなるが、シミュレーションでは 100GeV のガンマ線でも 10 本程度の PMT に広がり、像の中心部分では 100nsec のゲートに対し 8 ~ 10p.e./pixel 程度の明るい光量が得られることがわかっている。一方、バックグラウンドとなる夜光は DC 的な成分で、隣接する PMT がまとまってヒットすることは稀である。また光量も一般的には Jelly の式 [54] が知られているが、空の領域や大気の状態によって明るさは異なる。典型的には 100nsec のゲートに対して暗い領域で 2 ~ 3p.e./pixel、銀河面のような明るい領域では 4p.e./pixel 程度である。

このような違いを利用して、ハードウェアレベルでできる限り夜光による偶発イベントを除去し、シャワーによるイベントのみを選択的に拾うためのトリガーロジックが要求される。CANGAROO ではフロントエンドから取り出される LSUM と ASUM を用いてロジックを設計している。トリガーロジックをまとめたものを図 3.11 に示す。27 枚のフロントエンドから出る LSUM はすべて足し合わされて non-updating 動作させた discriminator(CAEN 社製 v895)に通される。LSUM は 1 枚の DSM ボード当たり閾値を超えた PMT の本数を表しているため、これによってカメラ全面

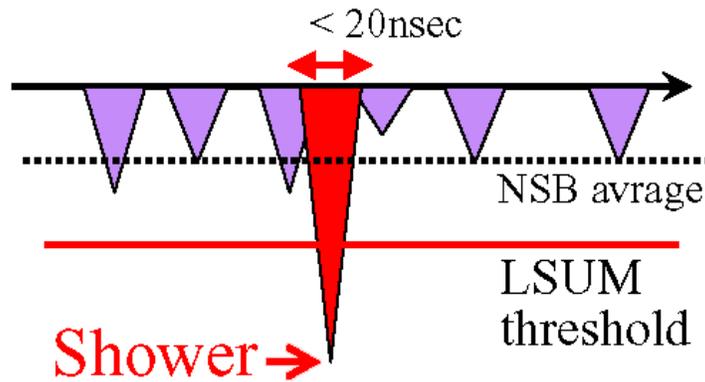


図 3.9: PMT からの信号の模式図。常に夜光にさらされている PMT のヒット判定は、夜光とシャワーの光量差を利用した LSUM の閾値を要求することで行っている。

で閾値を超えたピクセルの数に対する要求ができ、この閾値を NHIT と呼ぶ。LSUM の閾値は典型的には 5 ~ 6p.e. 程度で夜光をある程度排除してヒット本数の判定を行い、NHIT は PMT4 本の同時ヒットを要求している。また ASUM は DSM ボード毎に閾値を設定し、一定の光量を要求する。フロントエンドへの信号の割り振りは、隣接する 16 本の PMT をグルーピングして分配しており (図 3.10)、この要求はシャワーの場合ヒットピクセルが固まっていることに対応した条件となる。しかしボードをまたがったようなヒットの場合を考慮して閾値はやや低めに設定している。そして discriminator の出力を 27 本分アナログ加算してさらに discriminator に通して、要求を満たしたボードの数に閾値 NBOX を課す。

トリガー条件が満たされると、100nsec の ADC ゲートその他、TDC のストップ信号、GPS の時刻を記録するトリガーを生成して、CPU にインタラプトをかける。一連のトリガーのタイムチャートを図??に示す。

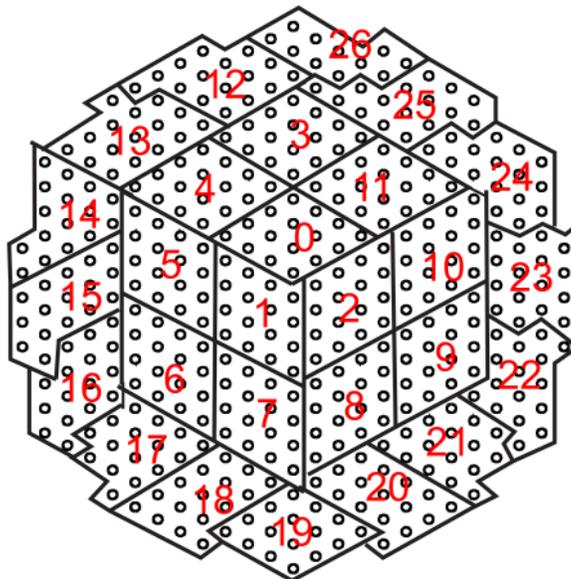


図 3.10: PMT のグルーピング。番号は対応するフロントエンドのボード番号。

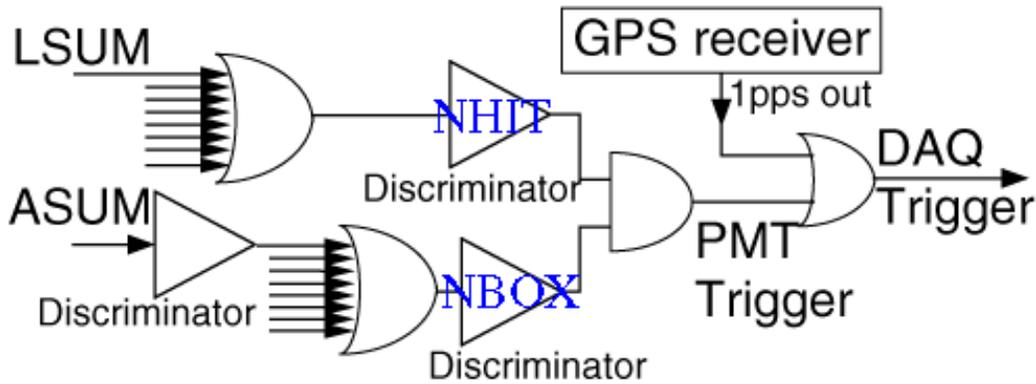


図 3.11: トリガーロジック。NHIT と NBOX のコインシデンス、または GPS パルスによってトリガーを生成する

3.6 ステレオトリガーシステム

現在 CANGAROOIII ではトリガーロジックにステレオトリガーシステムを用いている。これは各望遠鏡でローカルトリガー判定を行った後に、他の望遠鏡との同時判定を行い 2 台以上の望遠鏡が同時にヒットしたステレオイベントのみを取得するシステムである。ステレオトリガーシステムについては中森修士論文に詳しく書かれている [32]。ここでは簡単に説明する。

3.6.1 ミューオン除去

トリガーシステムに要求されるのは、不感時間を小さくし且つなるべくハードウェアの閾値を低くして、より低エネルギーの空気シャワーイベントを取得するようなロジックである。しかしハードウェアの閾値を下げるとミュオンや夜光によるノイズが増えてしまうことにより不感時間が大きくなってしまふ。図 3.14 は光量に対する夜光、ミュオン、空気シャワーイベントのそれぞれの計数率の概念図である。ハードウェア閾値を下げるとミュオンによるイベントが卓越し不感時間を大きくしてしまう。このミュオンイベントを取り除きハードウェア閾値を下げるのがステレオトリガーシステムの大きな目的である。

ステレオトリガーシステムではミュオンによるチェレンコフ光の広がりの違いを利用してこのミュオンイベントを排除する。大気チェレンコフ望遠鏡で捕らえられるミュオンからのチェレンコフ光は空気シャワーと異なり単一の粒子からのチェレンコフ光である。そのため地上へ到達するのは地上約 1 千メートル以下の高さから放出されたチェレンコフ光のみである。地上約 1 万メートルの高さで発達した空気シャワーからのチェレンコフ光と比較した場合、そのチェレンコフ角度はどちらも同じく 1 度程度であるため、空気シャワーからの地上でのチェレンコフ光の広がり約 200 メートル程度であるのに対して、ミュオンからのチェレンコフ光は約 20 メートル程度にしか広がらない。CANGAROO-III 望遠鏡では各望遠鏡が 100 メートル程度はなれて設置されているので、2 台以上の望遠鏡にヒットするステレオイベントを選ぶことでミュオンイベントを完全に排除することが出来る (図 3.14)。

実際導入後の観測データから、ミュオンイベントの除去が確認された (図 3.12)。またこの結果ハードウェア閾値を下げる事が出来た。従来は各光電子増倍管に 6.0p.e. の閾値で 4 本以上の

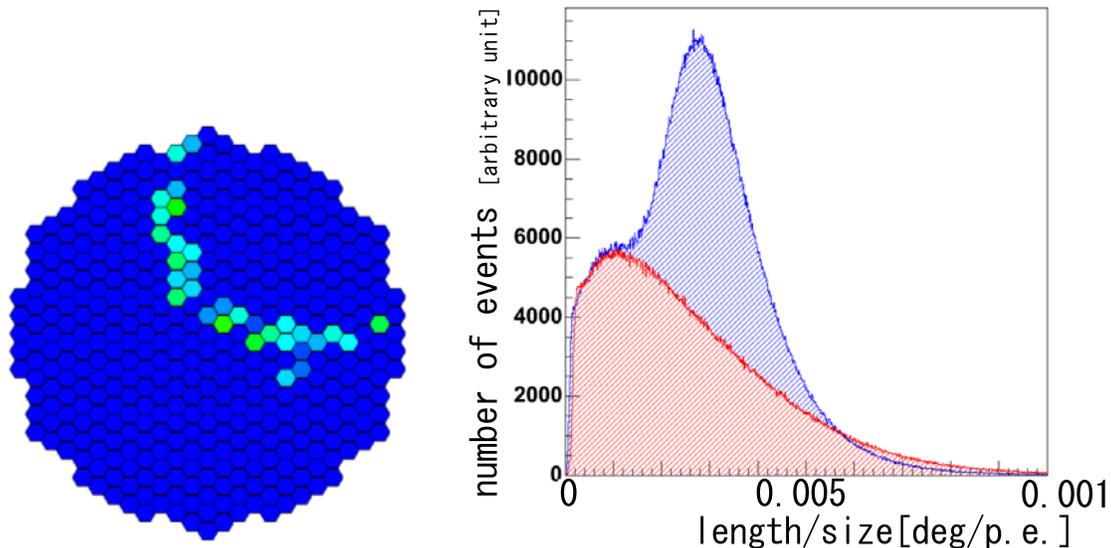


図 3.12: (左) ミューオンのイメージ。リング状に細長くなるため length/size が大きくなる。(右) length/size の分布。0.003deg/p.e. 付近のピークがミューオンによるもの。青がステレオトリガー導入前、赤が導入後。ミューオンによるピークが消えている。

光電子増倍管がヒットし、かつアナログ和の条件をかしていたが、このステレオトリガーシステムを導入することにより、アナログ和がない状態でも各光電子増倍管に 4.7p.e. の閾値で 3 本以上ヒットした場合という閾値に下げることが出来た (図 3.13)。

3.6.2 システムロジック

ステレオトリガーシステムの構成は図 3.15 と図 3.16 の様になっている。各望遠鏡からローカルトリガー信号が中央の同時判定システムに光信号により送られ Majority logic により同時判定が行われる。Majority logic は指定した本数以上の入力があるときにパルスを出力するものである。同時判定は望遠鏡間の空気シャワーからのチェレンコフ光の時間差を考慮に入れて、650nsec の十分に広いウィンドウで行っている。(最大時間差は約 500nsec) 同時判定に要求する望遠鏡の数は任意に変更できるが、実際の観測では 3 台のうち 2 台 ("any2") にトリガーが掛かったときにステレオトリガー (以下グローバルトリガー) を生成している。グローバルトリガーにより中央のデータ収集システムでは各望遠鏡のヒット情報およびタイミングを専用の TDC で記録する。使用する TDC は望遠鏡 PMT の信号を処理しているものと同じものである。中央でステレオ情報を記録すると同時に、判定に参加した望遠鏡にのみグローバルトリガーとイベントナンバーが送られる。各望遠鏡ではこのグローバルトリガー信号をうけ、データを収集する。ローカルトリガーからデータを収集するまでの間は VETO により信号をとめているが、ローカルトリガー後、中央の同時判定システムからグローバルトリガー信号が帰ってくるのに要する時間 ($5\mu\text{sec}$) 待っても信号が帰ってこない場合はハードウェア的に VETO をクリアする。尚、同時判定に参加した望遠鏡にのみ信号が返るようにするため、AND を取ってフィルタをかけているがステレオトリガーシステム導入当初はこの AND に用いている受付時間が 100nsec 程度と短すぎたため、各望遠鏡間でのトリガー時間差の大きくなる大天頂角のカニバルサー/星雲に対してイベントの取りこぼしが起こってしまった。望遠鏡 3 台にトリガーのかかったイベントの場合、2 台目のトリガーで any2 の判定を通過してしまうので、2 台目の望遠鏡のトリガーと 3 台目の望遠鏡のトリガー時間差が AND の受付時間より長くなると、3 台目の望遠鏡のデータの取りこぼしがおきてしまう (図 3.17)。そ

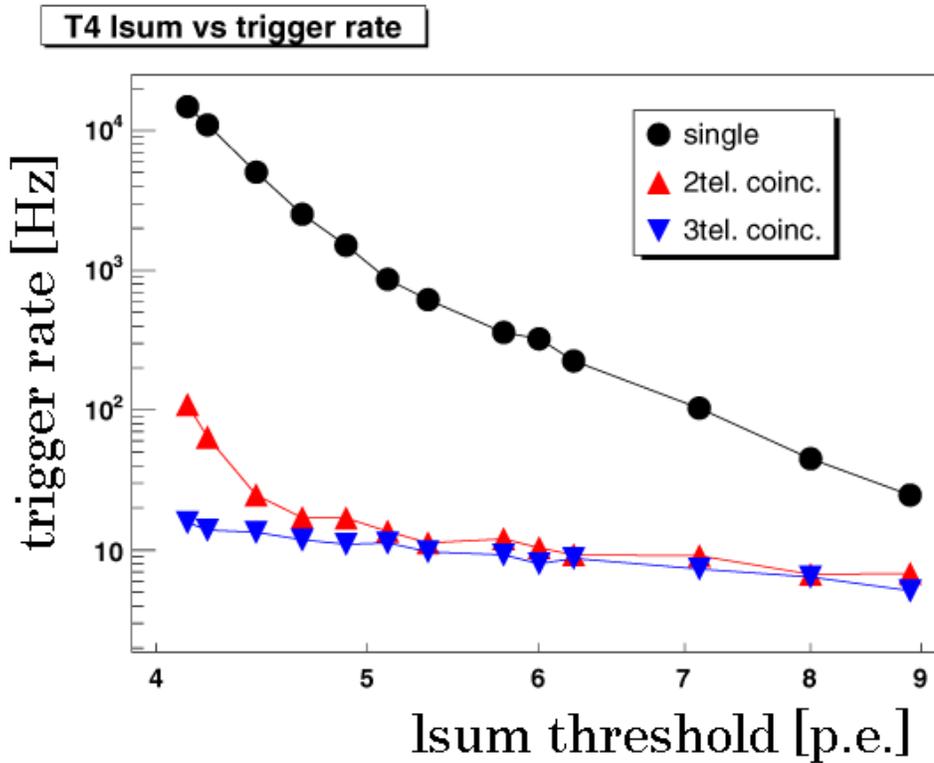


図 3.13: NHIT=3 に固定して、ピクセルの閾値を変えた時の 4 号機のトリガーレート。(暗い領域)

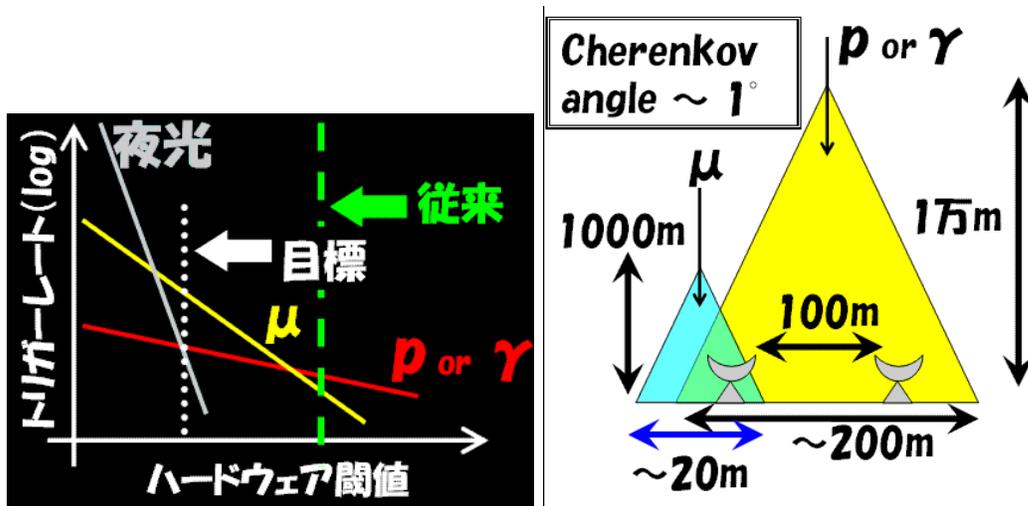


図 3.14: 左図:空気シャワー、ミューオン、夜光それぞれの概念図。右図:ステレオトリガーによるミューオン除去の概念図

ここで2005年の2月から受付時間を500nsecとし、大天頂角の天体に関しても遅れてくる3台目のトリガーを取りこぼさないようにした。

3.7 キャリブレーション

観測データは基本的にイベントトリガー生成時の各ピクセルのADCとTDC情報で、解析においてこれらの較正を行う必要がある。CANGAROO-IIIではLEDを用いた2種類のキャリブレーションを観測時に毎日行っている。

3.7.1 conversion factor の決定

第1の方法はカメラ容器内のLEDを用いたものである。望遠鏡は屋外にさらされている為、日中の太陽光や塵、雨などからPMTを保護するためにカメラ容器は蓋がついていて遮光、密封がされている。このカメラ容器内に青色LEDと反射板が設置されている。その配置は図3.18のようになっている。反射板には徐々に濃淡の変化するパターンが印刷されていて、カメラ全面に均様な光量が当たるように調整されている。このLEDをリモートでコントロールできるパルスジェネレータを用いて一定光量で光らせる。そのパルス幅は20nsecで140Hz、光量は ~ 50 p.e./pixel程度である。パルスジェネレータのSync信号によってDAQにトリガーをかけてデータを取り、その後LEDを光らせずに140HzのトリガーでペDESTAL(バックグラウンド電圧)を取る。この測定によってADC channelからphoto electronへのconversion factorを求めると同時にゲインの均様性を確認している。PMTはカメラ面内でゲインが均様になるようあらかじめ電圧が個別に調整されている。均様性の許容範囲は全PMTの平均値に対して5倍から1/5倍の範囲で、これを逸脱するPMTは解析時に取り除く。光量の見積もりはポアソン分布を仮定して

$$\frac{\sigma_{p.e.}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sqrt{\mu_{p.e.}}}{\mu_{p.e.}} = \frac{\sigma_{ADC}}{\mu_{ADC}} \quad (3.1)$$

$$\mu_{p.e.} = \left(\frac{\mu_{ADC}}{\sigma_{ADC}} \right)^2 \quad (3.2)$$

としている。求められたconversion factorは 95 ± 5 [ADC channel/p.e.]である。カメラ蓋によって完全に遮光されているので、時間を問わずに測定を行うことができ、観測時間を削る必要がないことが長所である。

3.7.2 タイムウォーク補正

もう1つは、鏡の中心に設置されたLEDによる測定がある。空気シャワーからのチェレンコフ光は10nsecオーダーという非常に短い継続時間であるので、到来時刻を解析に用いるためには1nsec程度の精度が要求される。PMTからの出力をdiscriminatorに通したものをTDCへの入力に用いているが、図3.19のように波高に応じたタイムウォークが問題となる。

この補正を行うために、LEDをランダムな光量で光らせてデータを取り、波高による時間のずれを測定している。LEDを光らせるパルスジェネレータは上と同じもので、パルス幅は20nsec、周波数も140Hzである。このパルスジェネレータを用いて1p.e.から30p.e.程度の範囲でランダムに明るさを変えて、パルスジェネレータのSync信号でトリガーをかけてデータを取る。またLEDを光らせずにペDESTALを取る。

具体的なタイムウォークの補正は以下のように行う。ADCの値とパルスの高さには相関があり、パルスジェネレータによってトリガーをかけているためLEDの絶対的な発光時刻はわかっている。

発光時刻を基準として差が測定され、そのときの ADC の値との関係が得られる。PMT からの波形をガウシアンとして計算すると、

$$\text{TDC}^2 = a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b \quad (3.3)$$

が得られる。実際に測定された両者の関係を図 3.20 に示す。横軸が $\log\text{ADC}$ でペDESTAL を引いたもの、縦軸が TDC の値の二乗で、これを直線でフィットしたものを補正式としている。典型的な値は $(a, b) = (2 \times 10^4, 6 \times 10^3)$ である。この値を用いて

$$\text{TDC}_{\text{corrected}} = \text{TDC}_{\text{raw}} - \sqrt{a \log(\text{ADC} - \text{pedestal}) + b} \quad (3.4)$$

によって補正を行う。求められたタイムウォークの補正を行う前と後のヒット時刻分布を図 3.21 にしめす。この分布はすべての PMT の値を詰めたもので、補正によってピークの広がりが 50nsec から 30nsec(r.m.s.) 程度にまで狭められる。

3.8 ステレオデータ構築

前節で述べたキャリブレーション後、ステレオ解析を行うためにそれぞれの望遠鏡で取得されたデータから同期しているイベントを抽出し、ステレオデータを構築しなければならない。このステレオデータの構築法はステレオトリガーシステム導入前と後で異なる。まず導入前のステレオデータ構築の方法について述べる。

3.8.1 ステレオトリガーシステム導入前

ステレオトリガーシステム導入前は 2 号機に他の望遠鏡のトリガー情報を送りその情報をもとにステレオデータを構築していた。2 号機以外の望遠鏡はトリガーがかかると光信号により 2 号機に自分がトリガーしたことを伝える。2 号機ではこの各望遠鏡のステレオヒット信号を TDC モジュールにより記録する。同時に各望遠鏡では GPS により時刻を記録している。この際記録する時間は、空気シャワーからのチェレンコフ光の望遠鏡間の到来時間差を考慮に入れて $-1\mu\text{sec}$ から $+2\mu\text{sec}$ である。ステレオデータ構築では、2 号機のイベントデータを読み込み、他の望遠鏡とのステレオヒットがあったイベントに対してそのイベントと同期している他方の望遠鏡のイベントを GPS 時刻により判定する。

この際 GPS モジュールの仕様により $100\mu\text{sec}$ 以下の時間情報が得ることが出来ないため、 $\pm 100\mu\text{sec}$ 以内で同期しているものはステレオイベントとして用いる。

3.8.2 ステレオトリガーシステム導入後

先に述べたようにステレオトリガーシステム導入後は各望遠鏡でのデータ収集システムとは別の中央のデータ収集システムにより各望遠鏡のヒット情報などのステレオ情報を記録している。また独自に開発された VME モジュール [?] により中央でのトリガー回数情報をイベントナンバーとしてローカルトリガーのかかった各望遠鏡に送っている。ステレオイベントの構築では、まず前節で述べた ADC および TDC のキャリブレーションを行う際に各望遠鏡のイベントデータに中央のデータ収集システムで取得された他の望遠鏡のステレオヒット情報を追加する。この時各望遠鏡のデータと中央のデータ収集システムで取得されたデータはイベントナンバーにより一致させる。このステレオヒット情報をもとに、ステレオヒットした相手の望遠鏡で同じイベントナンバーの

イベントをステレオイベントと判定しステレオデータを構築する。ステレオトリガーシステムでは500nsecの同時判定に合格したイベントのみを取得しているため、GPS時刻ではなくこのイベントナンバーが同じイベントをステレオイベントと判定する。

尚ステレオトリガーシステム導入当初はこの中央から送るイベントナンバーが1ずれてしまうという問題があったが、これはソフトウェア上で補正することにより解決した。

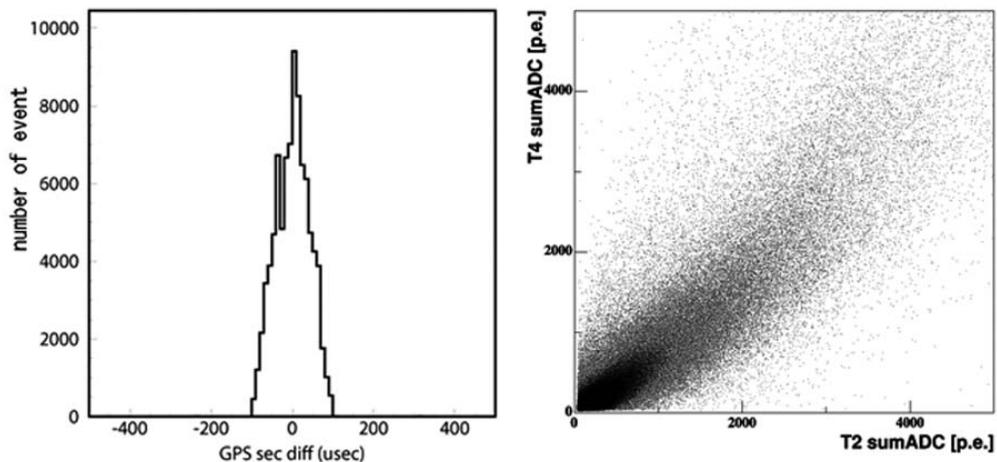


図 3.22: 左図 ステレオトリガーシステムにより得られたステレオデータの望遠鏡間の GPS 時刻差。GPS モジュールの時間分解能 $100\mu\text{sec}$ 以内に収まっている。

右図 ステレオデータでの 2 号機と 4 号機で捕らえたシャワーの総光量の相関図。良い相関が得られている。

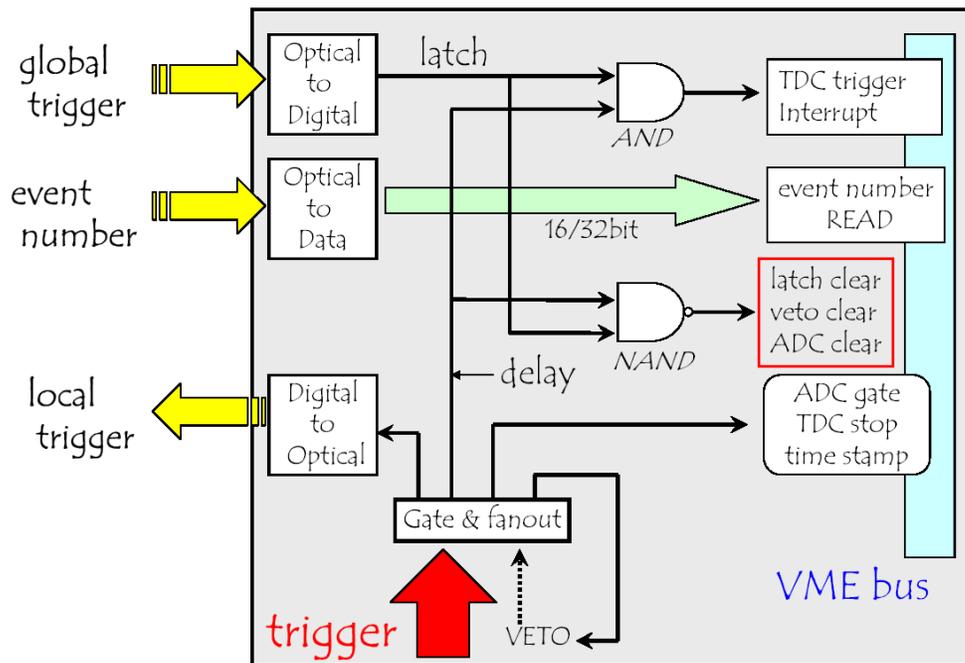


図 3.15: 各望遠鏡でのロジック。

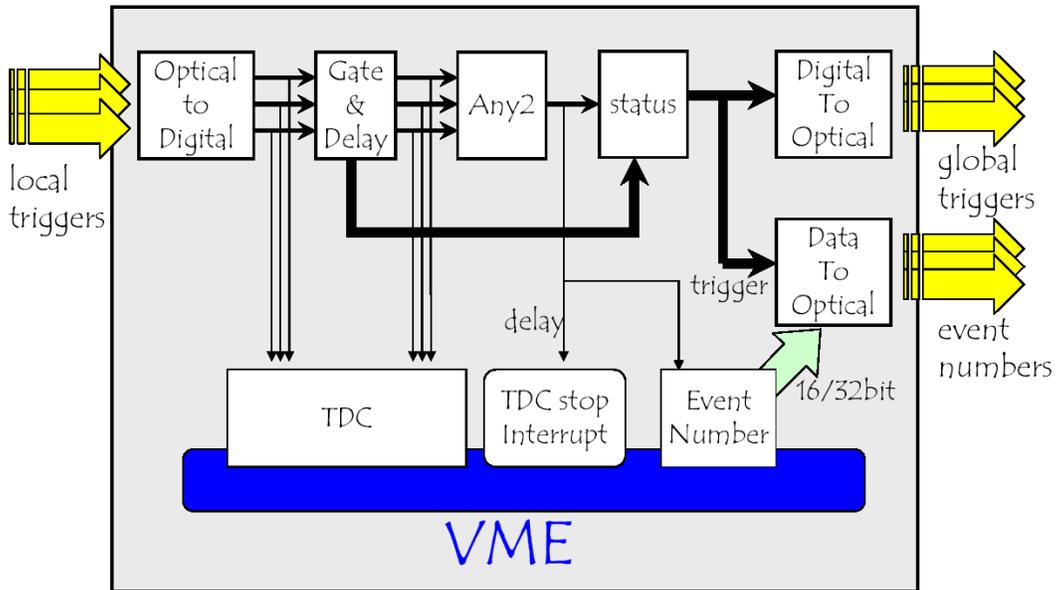


図 3.16: ステレオトリガーシステム。判定に参加した望遠鏡にのみ、グローバルトリガーを返す。

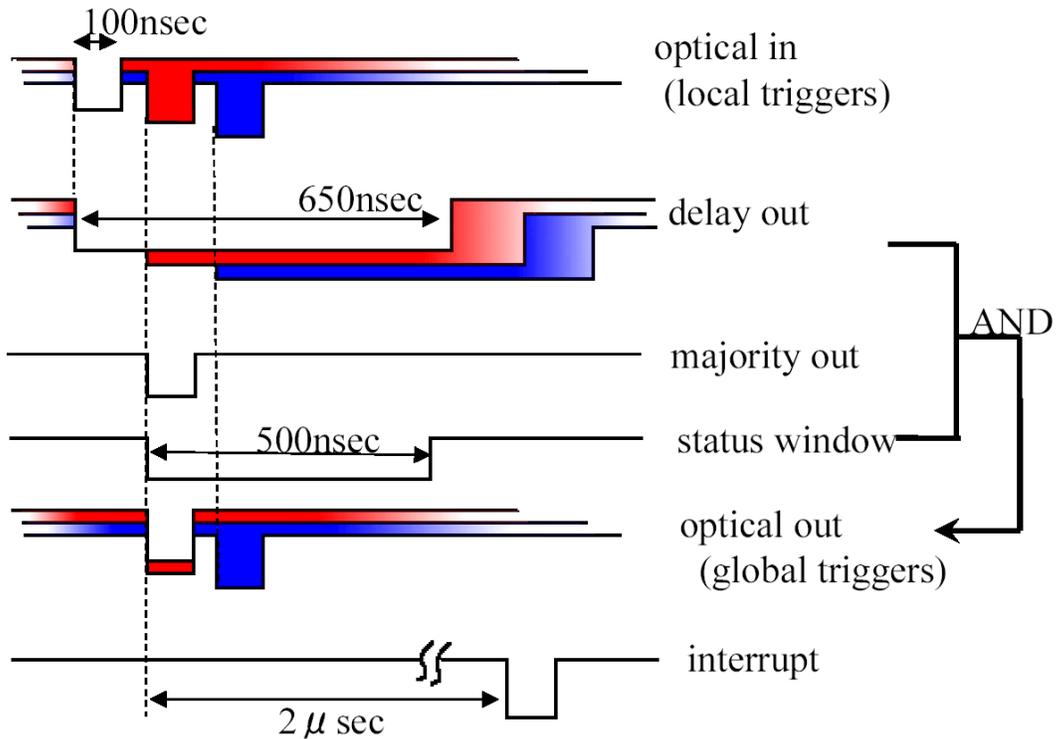


図 3.17: ステレオ判定システムのタイムチャート。3 台の望遠鏡から時間差のあるトリガー入力に対する応答を示す。

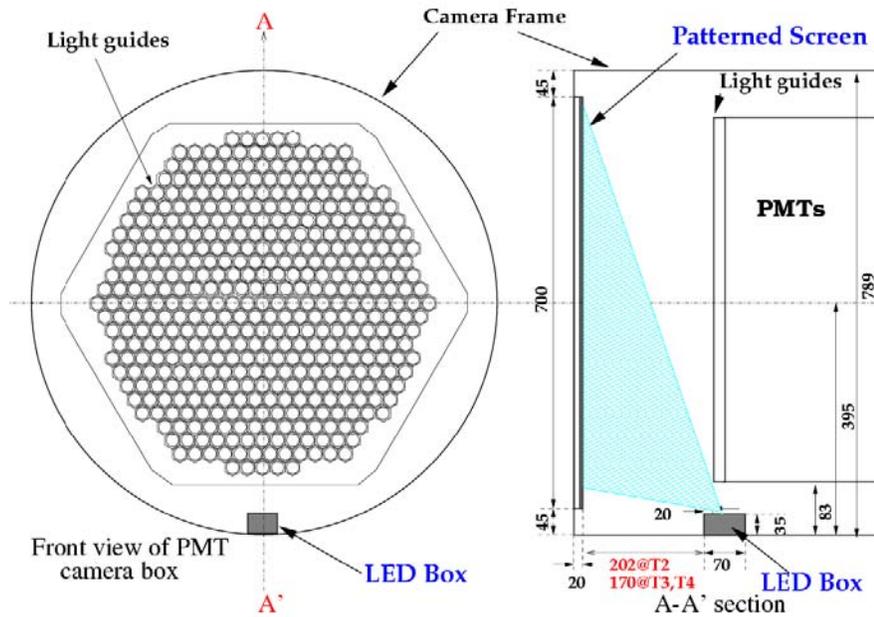


図 3.18: カメラ内の LED と反射板の配置 [74]。

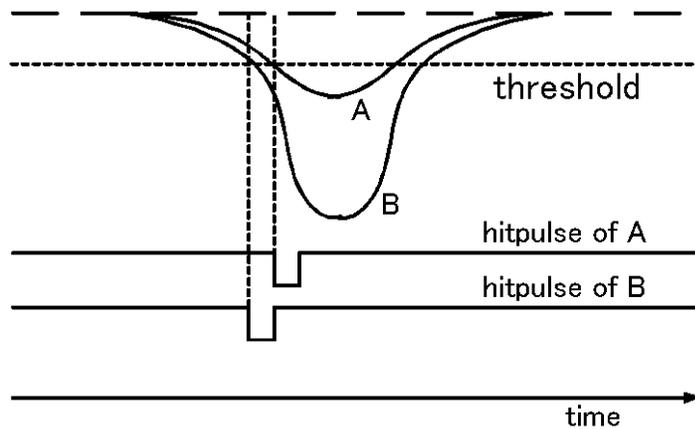


図 3.19: TDC のタイムウォーク。同じタイミングで立下りが来ても波高によってヒット時刻が変わってしまう。

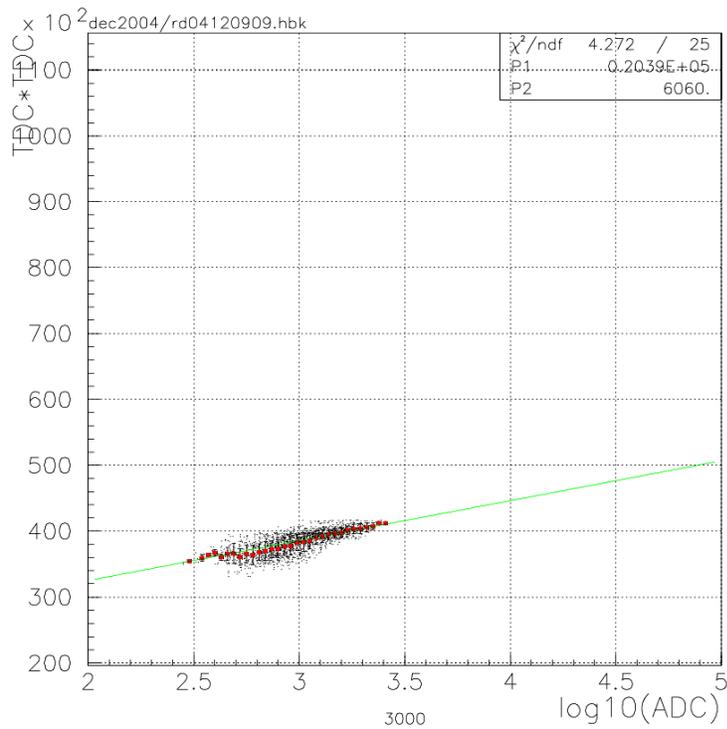


図 3.20: タイムウォーク補正。横軸が ADC、縦軸が TDC の値の 2 乗

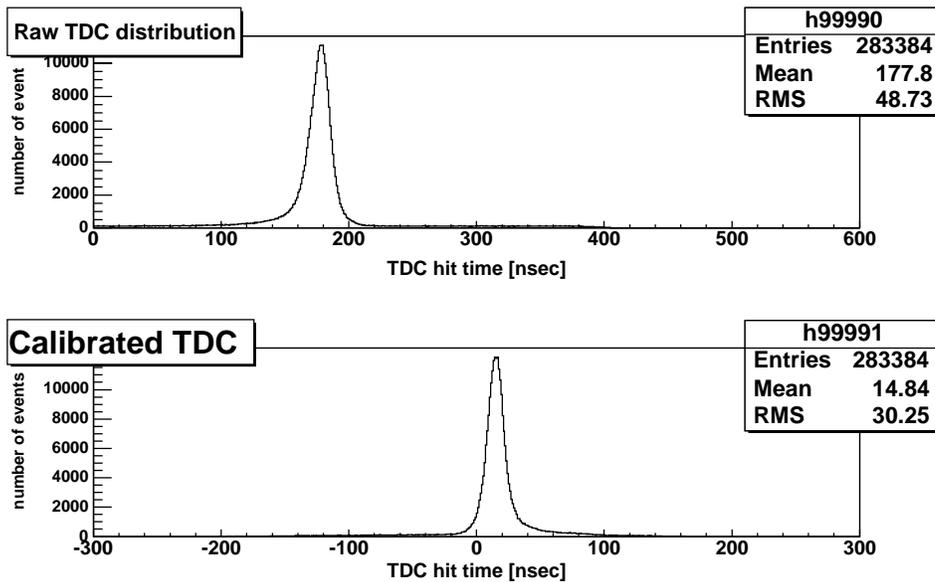


図 3.21: タイムウォーク補正前と後のヒット時刻分布。全 PMT を重ねたもの。補正によってシャワー成分の広がりが 30nsec 程度にまでになる。

第4章 カニパルサー/星雲のステレオ解析

カニパルサー/星雲は点源としては全天で最も明るいガンマ線源である。そのため標準光源のガンマ線天体として多くの検出器で観測が行われている。大気チェレンコフ望遠鏡を用いた TeV ガンマ線領域の観測も Whipple, HEGRA グループ等により行われ詳細なフラックスが分かっている。そこで本研究ではステレオ解析手法の確立を目的として、CANGAROO-III 望遠鏡によりステレオ観測されたこのカニパルサー/星雲のデータの解析を行った。

4.1 観測モード

解析には空気シャワーのイメージを用いるが、このイメージから空気シャワーを起こしたのがガンマ線か陽子かを個別に完全に識別することは現在の分解能では原理的に不可能である。そこで観測天体を外した領域を別に観測、解析してバックグラウンドの見積もりを行い、その差分を見て統計的に有意にガンマ線を検出したかどうかを判定する。CANGAROO-III ではバックグラウンドの見積もり方の異なる二つのモードで観測を行っている。

4.1.1 LONG ON/OFF モード

目標天体を視野中心に置いて追尾する ON ソース観測と、バックグラウンドの見積もりの為に天球上の経路が ON と同じになるように目標天体のない方向を追尾する OFF ソース観測のセットで行う観測を LONG ON/OFF モードと呼んでいる。経路を同じにするのは宇宙線の天頂角依存性を考慮するためである。

観測可能時間は月の出ていない夜で、かつ日没後 1 時間半後から日の出の 1 時間半前までを採用している。この観測可能時間を二分して、ON 観測を観測天体が南中する時刻をはさむように分配する (図 4.1)。この方法ではカメラ上のポジションや zenith 分布を ON と OFF でほぼ同じに取ることができる。しかしながら観測する時間帯と観測座標がことなるため、空の状態やエレクトロニクスの状態などが ON と OFF で若干異なってしまう。

4.1.2 wobble モード

LONG ON/OFF モードでは観測可能時間の半分を OFF ソースの観測に使わなければならないので、ON ソースの観測時間が半減してしまう。そこで目標天体を視野中心から赤緯方向に ± 0.5 度ずらした観測を 20 分おきに繰り返し、バックグラウンドの見積もりを同時に行う手法が HEGRA グループによって確立された [26]。この手法を wobble モードと呼ぶ。

カメラ視野内における検出感度は視野中心が最も高く、カメラの端に向かうに従い低下する [28]。wobble では観測天体を視野中心からずらすことによって、カメラ面内で目標天体と同じ検出感度の領域が円状に出来る。そこでこれらの領域を用いることで視野内に複数点のバックグラウンドを得ることが出来る。また ± 0.5 度ずらした観測を交互に繰り返すことにより、宇宙線の天頂角依存性は相殺される。OFF ソースを同時に観測できることにより、ON ソースの観測時間を増加させるだけでなく、空の状態やエレクトロニクスの状態などがほぼ等しくなる。また視野中の複数の点

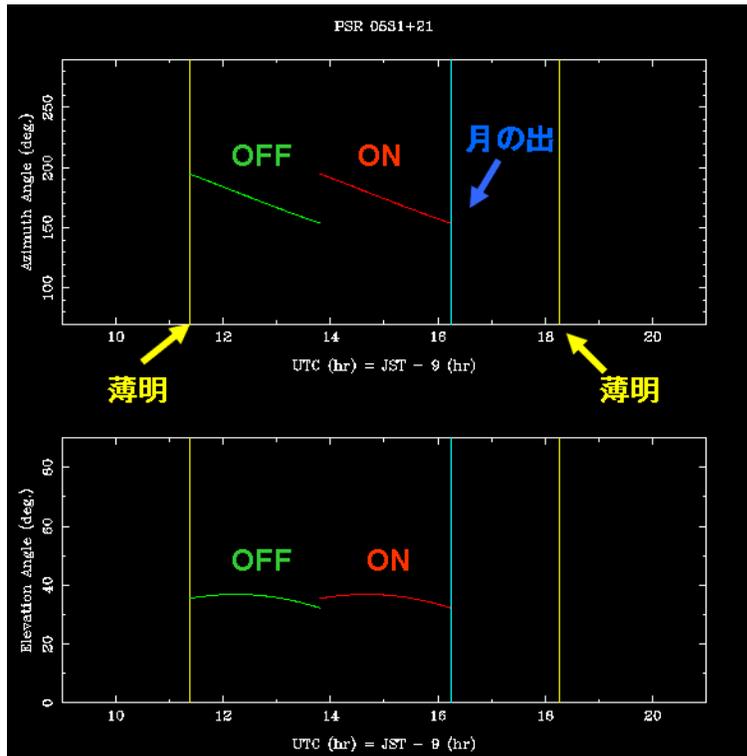


図 4.1: LONG ON/OFF モード時の望遠鏡の動き。上が azimuth(水平方向) 下が elevation(垂直方向)。ON と OFF で同じ時間の観測で向ける方向も同じにする。

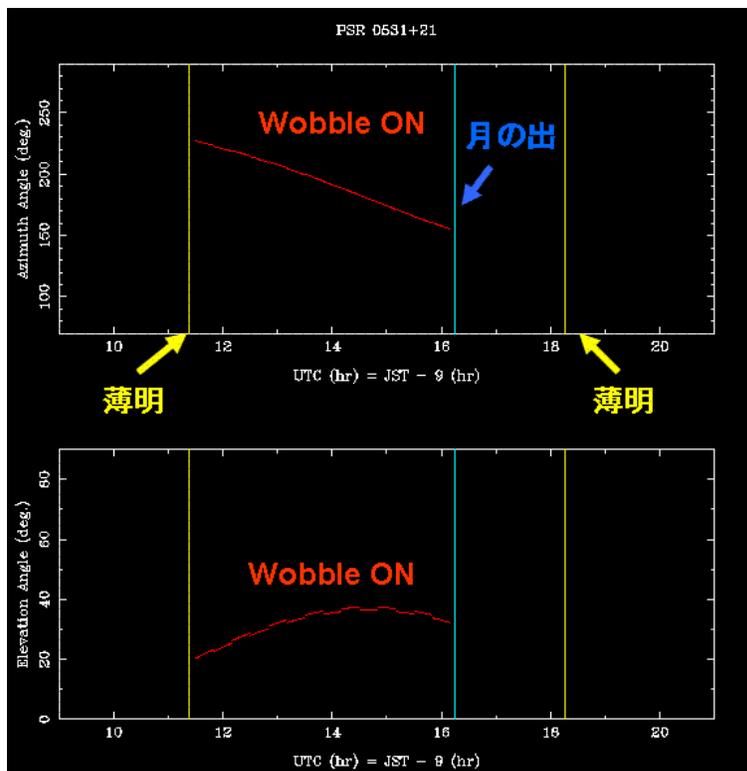


図 4.2: Wobble モード時の望遠鏡の動き。上が azimuth 下が elevation。

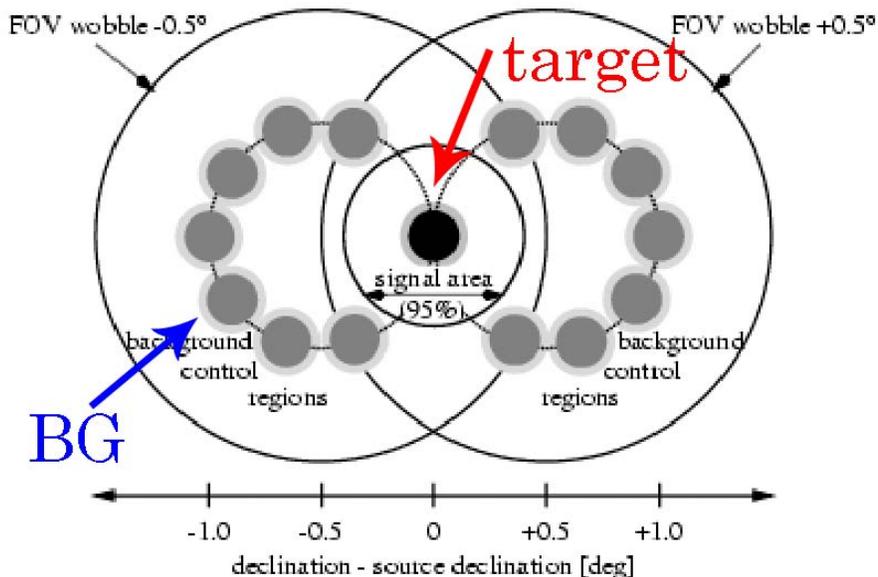


図 4.3: wobble モード。視野中心から 0.5 度目標天体をずらして交互に観測する。目標天体から離れた領域がバックグラウンド領域として利用できる。

でバックグラウンドの見積もりを行うことができるので統計的にも有利となる。有効観測時間が等しいことも ON ソースと OFF ソースの差し引きの際の規格化を考える際に非常に有利である。しかし視野内にバックグラウンドを取るため、視野中心を目標天体から 0.5 度ずつずらす wobble では、1 度以上に広がった天体の解析は原理的に難しい。この wobble モードによる観測は視野内にバックグラウンドを取るだけの視野の広さと角度分解能が必要である。CANGAROO-III は視野 4 度でステレオ観測による高い分解能を持つため、この wobble 観測を行うには十分である。

4.1.3 観測時間

2003 年 12 月に、カニパルサー/星雲のステレオ観測を行った。この時はまだ 4 台目の望遠鏡が完成されておらず、2 号機 3 号機によるステレオ観測である。カニパルサー/星雲は点源なので観測モードは wobble モードにより行った。観測時に望遠鏡を向ける天頂角は 50 度以上の低い空になるが、天頂角が大きくなるほど大気の影響などからシャワーの像は歪む。したがって解析には天頂角が 60 度より小さい範囲のデータのみを用いた。また雲の多い天候の悪い時間も解析から外した。ここでは夜光の除去後の計数率が 5Hz 以下である時間は曇っているとして解析からはずした。実際に観測した時間と、天頂角カットおよび曇りの時間のカットを行った後の解析に用いた時間、さらに有感時間を考慮に入れた有効観測時間をそれぞれ表 5.1 にまとめておく。有感時間は観測の際に記録する GPS 信号により求める。CANGAROO-III では観測の際シャワーによるトリガーとは別に、1 秒に一回 GPS に同期した信号によりトリガーをかける。不感時間により、この GPS イベントが記録されない割合を基に有感時間を求める。カニパルサー/星雲観測時は平均でおよそ 96% の有感時間であった。

観測時間	解析に使用した時間	有効観測時間
1621min	971min	938min

表 4.1: 2003 年 12 月のカニパルサー/星雲の観測時

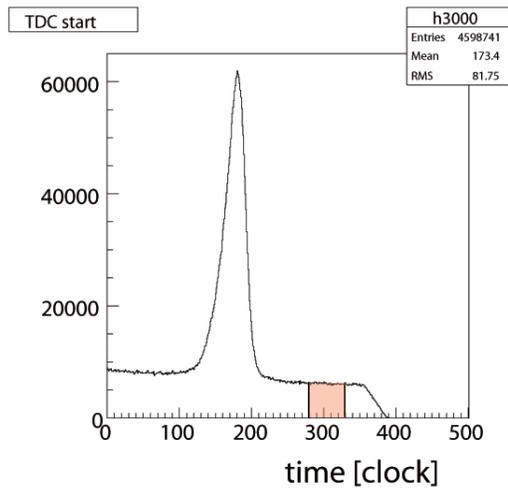


図 4.4: タイミング補正前の TDC 分布。夜光によるノイズ上にシャワーイベントのピークが見られる。赤く塗りつぶした部分を用いて夜光の見積もりを行った。

4.2 夜光の見積もり

ここでは夜光の影響について述べる。前述したように CANGAROO-III では観測の際に TDC 閾値を設け、ある時間幅内でその閾値を越えた光電子増倍管のデータのみを解析に用いている。現在この TDC モジュールで計測している時間幅はトリガー信号とシャワー信号との時間差のため約 270nsec である。これはシャワーからのチェレンコフ光の到来時間の幅約 50nsec に比べて十分大きい。図 4.4 はその TDC 分布である。シャワーイベントのピークのほかに夜光によるオフセットが見られる。このシャワーのピークから十分はなれたタイミングの情報 (図中 280 ~ 330 [clock]) を用いて一回のイベントで夜光によって TDC 閾値を超えてヒットした光電子増倍管の数を見積もった。

図 4.5 はその 280 ~ 330[clock] の範囲内で一回のイベントで閾値を越えた光電子増倍管の数の分布図である。左図が比較的明るい領域を見た場合、右図が暗い領域を見た場合である。明るい領域では平均 3.7 本 (RMS 2.9 本)、暗い領域では平均 1.8 本 (RMS 2.7 本) となった。光量情報は電荷積分型 ADC により 100nsec の時間幅で積分される。そこでその時間幅 100nsec 内で閾値をこえる光電子増倍管の数を見積もる。TDC モジュールの 1 クロックは 0.78nsec に相当するので上記で得た値を約 2.56 倍したものが 100nsec の時間幅での値に相当する。結果明るい領域では平均約 9.4 本 (RMS 7.4 本)、暗い領域では平均約 4.6 本 (RMS 6.9 本) となった。

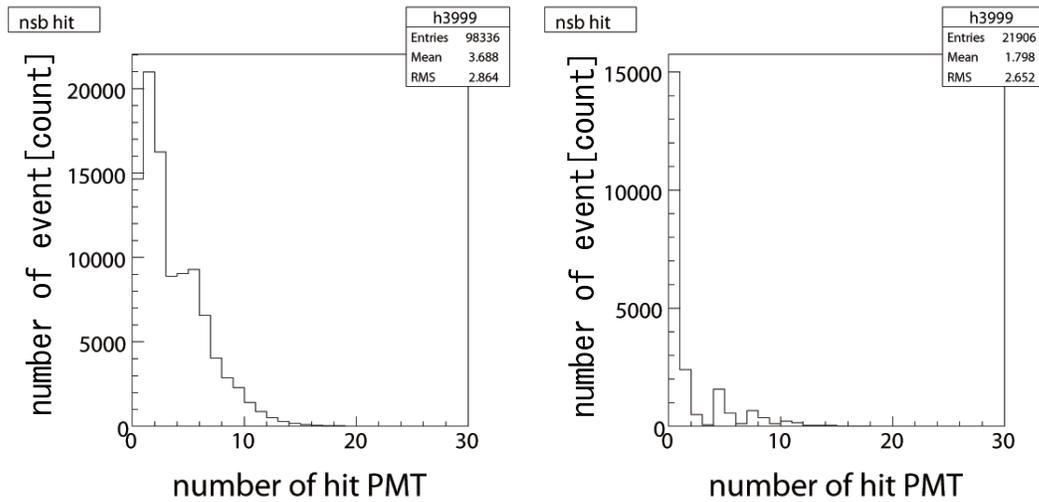


図 4.5: 夜光によりヒットした PMT 数の分布。左図：明るい領域 右図：暗い領域

4.3 ノイズの除去

夜光によりヒットした光電子増倍管は、空気シャワーの像の形を歪めるノイズとなる。また夜光によってのみヒットしたイベントも存在する。そのため解析ではこの夜光によりヒットした光電子増倍管を取り除く必要がある。

夜光は以下のようなカットで取り除くことができる。

- スケーラカット

カニパルサー/星雲の観測では視野内に 3 等星が入るため夜光の影響の大きい光電子増倍管がある。CANGAROO-III では夜光量の見積もりのために、 $700\mu\text{sec}$ の間に LSUM の閾値を超えたパルスを数えるスケーラがフロントエンドに搭載されている (図 3.8)。そこでスケーラの値が大きいピクセルをカットする。本解析ではスケーラーの値の大きい光電子増倍管の上位 40 本を各望遠鏡でカットした。約 1 割の光電子増倍管をカットしたことになる。

- クラスタカット

先に述べたように、シャワーによるチェレンコフ光はまとまってカメラに入射するので、隣り合った複数のピクセルが同時にヒットする。しかし夜光はカメラ面内にランダムにヒットするため隣接するピクセルがヒットする事象は稀である。

N 本以上の隣接した PMT がヒットしているピクセル以外をカットすることを、TNa(Threshold n adjacent) と言う。図 4.6 に T3a の例を示す。本解析では T5a カットを行った。

- ADC カット

クラスターカットだけでは、シャワーイメージに隣接するピクセルの夜光が残ってしまう。夜光は後述する FADC の章で見積もったように 2.7p.e. 程度であるので 5p.e. 程度より小さい値のピクセルはカットする。

- タイミングカット

上記のカットである程度夜光の影響を取り除いた後、TDC のヒットタイミング分布において平均値から 30nsec 以上離れた時刻にヒットしたピクセルをカットする。

さらに 2 から 4 のカットによってクラスタ条件を満たさなくなったものを取り除くために最後にもう一度クラスタカットを行う。

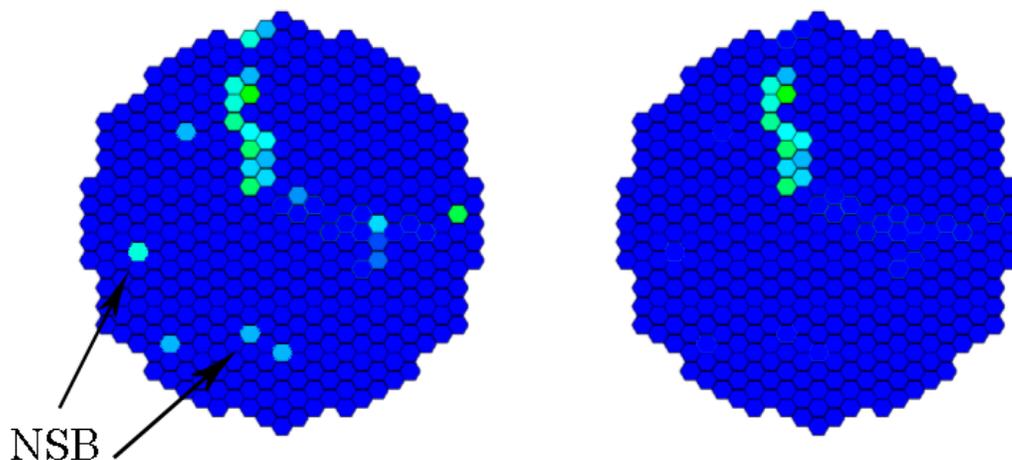


図 4.6: T3a のクラスターカット前 (左) と後 (右)。3 つ以上の隣り合うピクセルがヒットしていない箇所が落とされる。色の濃さは光量を表しているがここでは無関係。

これらのカットを行った後の TDC 分布を図 4.8 示す。左の図が T5A のクラスタカットと 5p.e. の ADC カットを行った後のものである。右図は TDC の分布が 0 になるように補正した後に $-30\text{nsec} < \text{TDC} < 30\text{nsec}$ の範囲でカットし最後に T5a のクラスタカットを行った後のものである。夜光による分布の広がりがなくなった。以上のカットで夜光によりヒットしたピクセルを除去しシャワーのみのイメージを取り出したこととなる。

ここまでのカットパラメータをまとめると表 5.2 の通りになる。2号機3号機のカットパラメータは全て同じである。

zenith	< 60 degree
ADC	5p.e.
TDC	-30nsec - 30nsec
cluster	T5a
scaler	上位 40 本

表 4.2: カットパラメータ

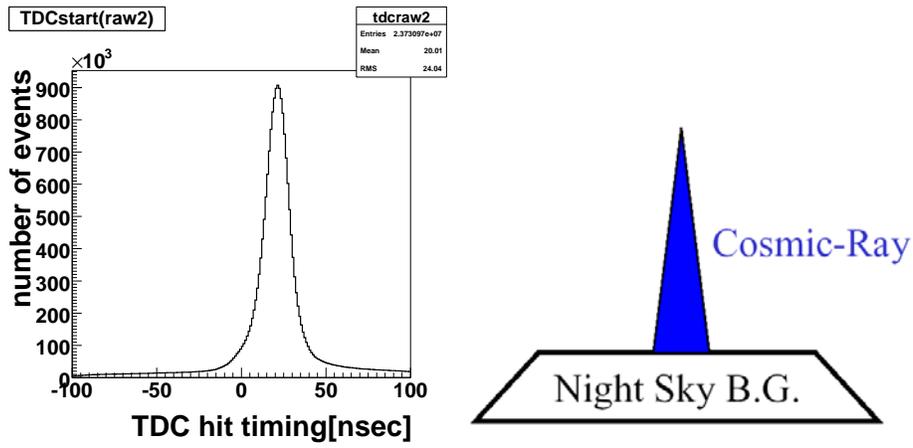


図 4.7: カット前の TDC 分布。夜光により分布が広がっている。

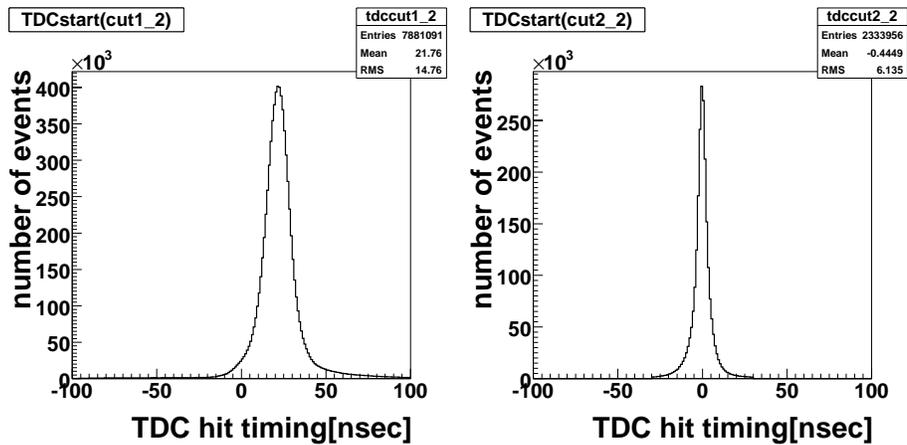


図 4.8: 各カットプロセス後の TDC 分布。

左図：クラスタカット、ADC カット後 右図：TDC カット、クラスタカット後

4.4 エッジカット

ここまでで夜光のノイズを取り除きシャワーのイメージのみを取り出した。次にカメラ上の端（エッジ）にかかってしまったイベントを取り除く。エッジにかかってしまったイベントはイメージが歪んでしまうため、交点精度が悪くなる要因となる。また後述する Likelihood method や Fisher discriminant method ではシャワーのイメージを基にカットパラメーターを作るため、シャワーの歪みは大きな問題となる。

そこで本解析では前節のシャワーカットを行い夜光を取り除いた後、視野中心から 1.75 度以上離れた PMT にヒットしているイベントを取り除いた。CANGAROO-III の視野は半径 2 度なのでこれによりエッジにかかってしまったイベントを取り除くことができる。

図 4.10 はエッジカットを行う前と行ったあとのシャワーイメージの alpha 分布である。エッジカットを行う前はエッジの影響で 90 度付近に盛り上がりが見えるが、エッジカット後はエッジの影響がなくなり alpha 分布が平らになっている。

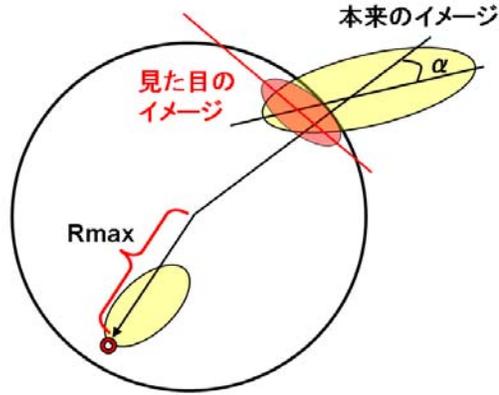


図 4.9: エッジによるシャワーの歪みの概念図。長軸の向きが外側に向くイベントが増える。図中の Rmax が 1.75 度以上のイベントは取り除く。

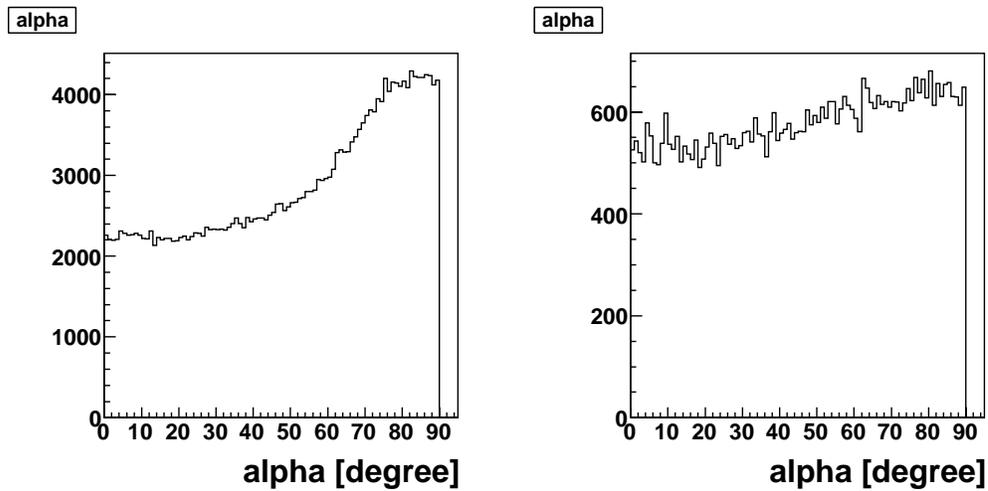


図 4.10: alpha 分布 左図 エッジカットを行う前 右図 エッジカットを行った後

4.5 IP-fit

4.5.1 大天頂角の観測

カニパルサー/星雲は天頂角 50 度以上の大天頂角にある天体のためステレオ解析の際にシャワーイメージの交点決定精度が悪くなるという問題がある。現在の望遠鏡の配置では、大天頂角の場合図 4.11 のように天頂からのシャワーと比較するとシャワーの入射方向から見た望遠鏡の見た目の間隔が狭くなる。そのために 2 台の望遠鏡のシャワーイメージがカメラ上で近づいてしまう。結果交点精度が悪くなってしまふ (図 4.12)。図 4.13 は天頂角 30 度と本観測程度の天頂角 (55 度) の 2 長軸のなす角の分布図である。大天頂角では交点精度の悪い 0 度, 180 度付近にイベントが卓越している。

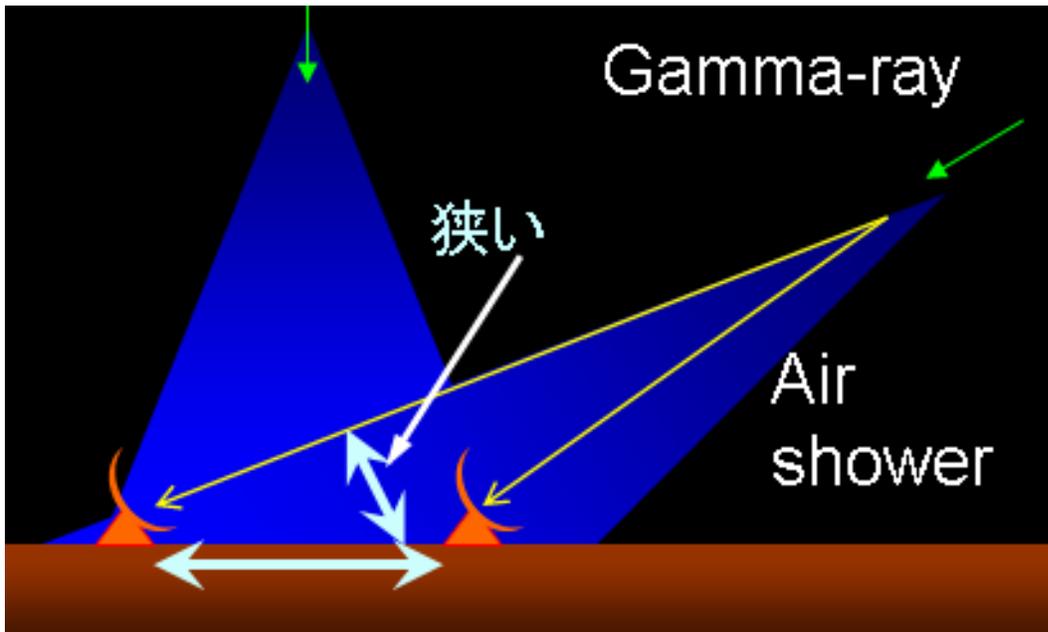


図 4.11: 大天頂角観測時は望遠鏡間の見た目の間隔が狭くなる。

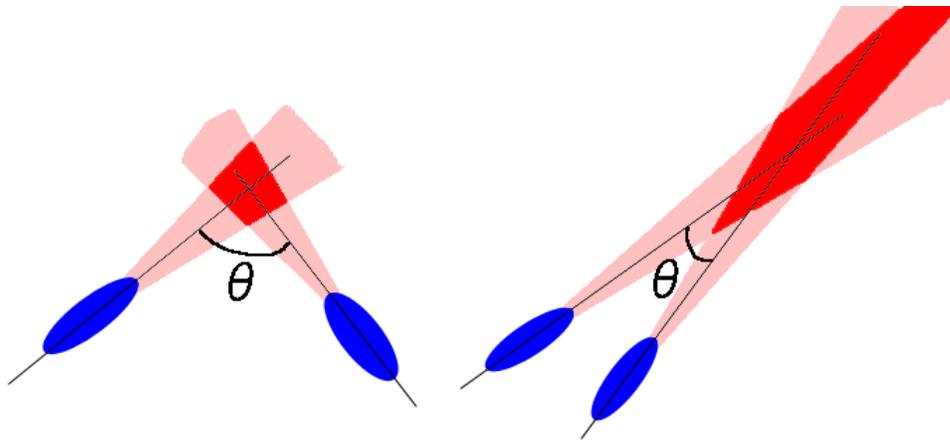


図 4.12: 2 長軸のなす角度と交点決定精度。 θ が 90 度に近いほど精度がよくなる。

4.5.2 IP-fit

CANGAROO-III ではこのような大天頂角の天体に関しては、入射粒子の正確な到来方向を求めるため、2 台の望遠鏡のシャワーイメージの交点位置に対して IP-fit (Intersection Point fit) と呼ばれる補正を行う。この IP-fit ではシャワーの重心と 2 台の望遠鏡のシャワーイメージの交点位置との間の距離 (以下 IPdistance) を用いる。もしもガンマ線であるならば IPdistance とシャワーの重心とターゲットとの間の距離 (以下 Distance) は等しくなるはずである (図 4.15)。

実際に天頂 55 度と 15 度の場合でモンテカルロシミュレーションにより得られたガンマ線の IPdistance と Distance の関係を図 4.14 に示す。天頂付近では IPdistance と Distance が一致しているのに対し、大天頂角では大きくずれてしまっている。

そこで次のように定めた χ^2 が最小になる点を視野内でグリッドサーチすることにより、より確か

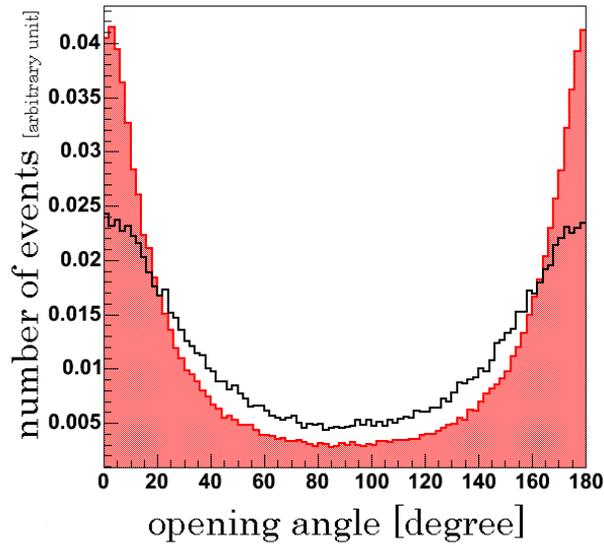


図 4.13: 長軸のなす角度分布。白地が天頂角 30 度、赤がカニパルサー/星雲観測。0 度と 180 度付近のイベントが多い。

らしい交点座標になるよう補正を行った。

$$\chi^2 = \sum_{T=2,3} W^2 + \frac{(IP\ distance) - \langle Distance \rangle}{\sigma_{Distance}^2} \quad (4.1)$$

ここで W は交点から見たシャワーの見た目の幅、 $\langle Distance \rangle$ はシミュレーションにより得られたガンマ線の $Distance$ 平均、 $\sigma_{Distance}^2$ はその標準偏差である。

この IP-fit を用いた場合のシミュレーションにより得られた天頂角 55 度の場合のガンマ線の θ 二乗分布を図 4.16 に示す。 $\theta^2 < 0.05[degree^2]$ のイベント数で比較した場合、IP-fit によりおよそ 2.0 倍向上した。

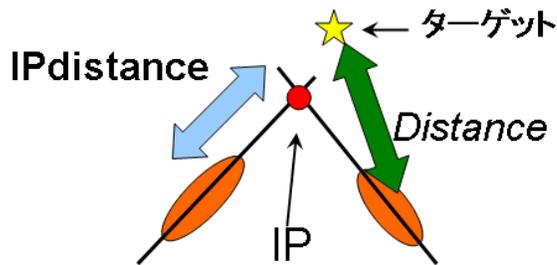


図 4.14: IPdistance 概念図。ガンマ線ならば IPdistance と Distance は等しくなるべきである。

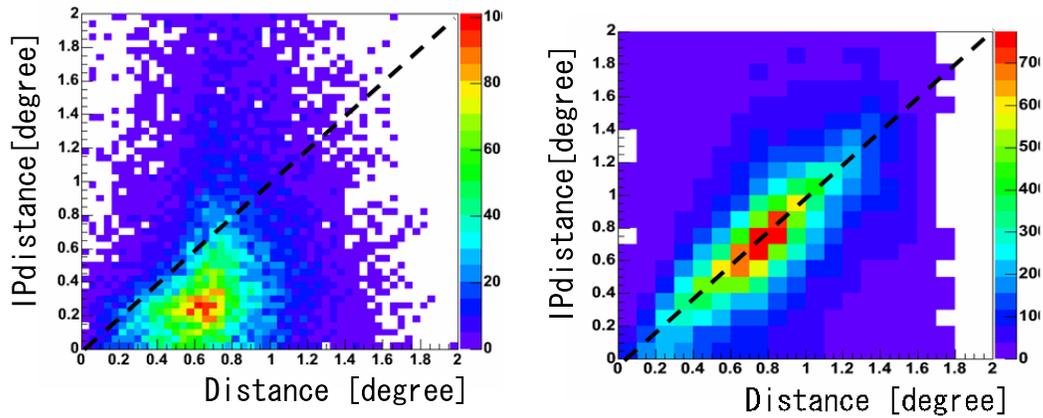


図 4.15: IPdistance と Distance の相関図。

左図 天頂角 55 度で降った MC シミュレーションによるガンマ線

右図 天頂角 15 度で降った MC シミュレーションによるガンマ線。大天頂角では図中の破線で描いた IPdistance=distance の直線から外れる。

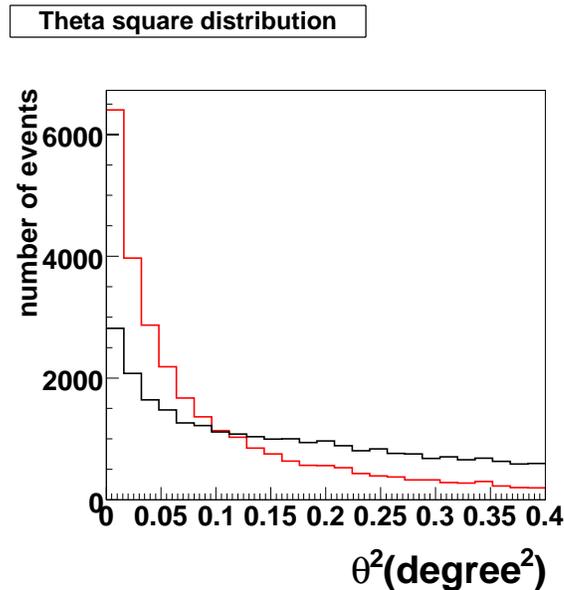


図 4.16: θ^2 分布。赤が IP-fit を行ったもの。黒は IP-fit を行っていないもの。

4.5.3 Likelihood method による宇宙線陽子とガンマ線の識別

ここまでで夜光を取り除き空気シャワーのイメージを得ることが出来た。しかしながら依然として空気シャワーイベントの多数を占める宇宙線陽子イベントによってガンマ線イベントは埋もれてしまっている。そこで要となるのがガンマ線と宇宙線陽子とのシャワーイメージの違いを利用したガンマ線の識別である。現在 CANGAROO-III では大きく 2 つの方法によりガンマ線の識別を行っている。Likelihood method と Fisher Discriminant method である。ここではまず Likelihood method を紹介する。

Likelihood method による粒子の識別は (スーパー) カミオカンデ実験などでも同様な方法で使

われている一般的な手法である。Likelihood method では陽子とガンマ線、それぞれの粒子のパラメータの確率分布を用いて”Likelihood ratio (L)” と呼ばれるガンマ線らしさを表すパラメータを次のように定義する。

$$\text{Likelihood ratio } L = \frac{PDF(\text{gamma-ray})}{PDF(\text{gamma-ray}) + PDF(\text{proton})} \quad (4.2)$$

ここで PDF は Probability Density Function (確率密度関数) のことであり、次のように定義される。

$$PDF(\text{gamma-ray}) = PDF(MC_{T2-\text{Length}}) \times PDF(MC_{T2-\text{Width}}) \times PDF(MC_{T3-\text{Length}}) \times \dots (4.3)$$

$$PDF(\text{proton}) = PDF(Obs_{\text{Length}}) \times PDF(Obs_{\text{Width}}) \times PDF(Obs_{T3-\text{Length}}) \times \dots (4.4)$$

ここでガンマ線の確率分布にはシミュレーションにより得られたガンマ線イベントを、陽子の確率分布には、観測データはほとんどのイベントが陽子イベントであることから観測データを用いた。(たとえばカニパルサー程度の強いガンマ線を仮定しても CANGAROO-III の視野内で観測される陽子とガンマ線の比は 1000:1 となる。) シミュレーションにより得られた陽子イベントを用いなかったのは、ガンマ線と異なり陽子イベントは地球大気に一様に入射するため、実際の陽子イベントを再現するためには膨大な数のデータをふる必要があり、Likelihood method では確率分布を作る際の統計数が非常に大事であるため、ここでは陽子イベントとして実データを用いた。また各パラメータはエネルギー依存性を持っている。そこでこのエネルギー依存性を考慮に入れるためエネルギー対パラメータの 2 次元ヒストグラムを作り各確率分布はこのエネルギービンごとに求めた。図 4.17 は Width の PDF の 2 次元分布である。横軸 Width、縦軸がイメージの総光量の常用対数を取ったものである。特に高エネルギー側でガンマ線と陽子がよく分離できている。

図 4.18 はこのようにして求めたシミュレーションガンマ線と実データ(陽子)の Likelihood ratio の分布図である。陽子イベントは 0 に鋭いピークを持ちガンマ線イベントは 1 に鋭いピークをもち、非常に良い識別が行えることを示している。

この Likelihood method を用いることでエネルギー依存性を考慮した効果的な識別が行えるのみでなく、カットパラメータを一つにすることにより人為的なバイアスが少なくなり、より信用度の高い解析が行える。

この Likelihood method を用いてカニパルサー/星雲の解析を行った。用いたパラメータは 2 号機と 3 号機の Length と Width である。この Likelihood method を用いて得た θ^2 分布が図 4.19 である。ここでは Likelihood ratio $L > 0.7$ でカットを行った。またバックグラウンドとしては、カメラ上で視野中心からカニパルサー/星雲までの角距離と同じ半径の同心円上に等間隔に 4 点を取った。 $\theta^2 < 0.05[\text{degree}^2]$ で検出されたガンマ線のイベント数は 116 イベントで有意度は 4.4σ となった。図 4.20 はカットする Lratio を変えたときの有意度の分布である。Likelihood ratio の分布(図 4.18)の分布を反映し、0 付近では有意度は落ちるがそのほかでは一定の有意度となっている。Lratio 1 付近で有意度が悪くなっているのは、カットが厳しいために統計が足りなくなっている影響である。

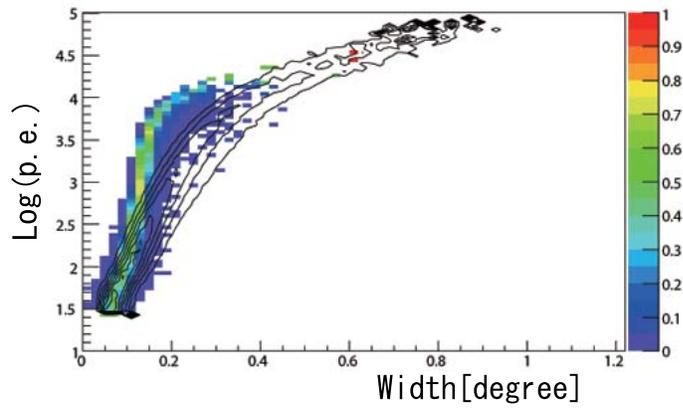


図 4.17: MC シミュレーションガンマ線の Width vs Log(sum p.e.) の PDF 分布。黒の実線で描かれた contour は実データ (宇宙線) のもの。

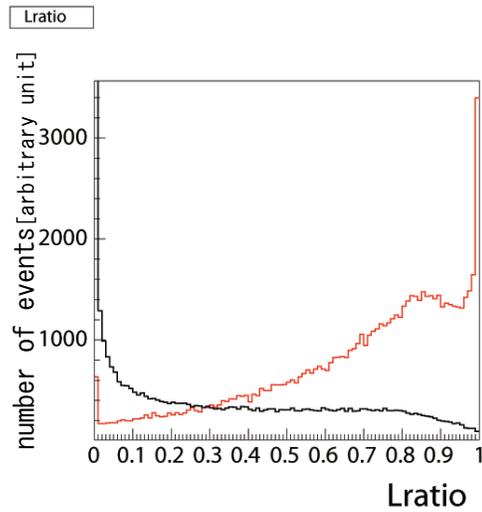


図 4.18: カニパルサー/星雲の Lratio 分布図。赤が MC シミュレーションにより得たガンマ線。黒が実データ (宇宙線) である。

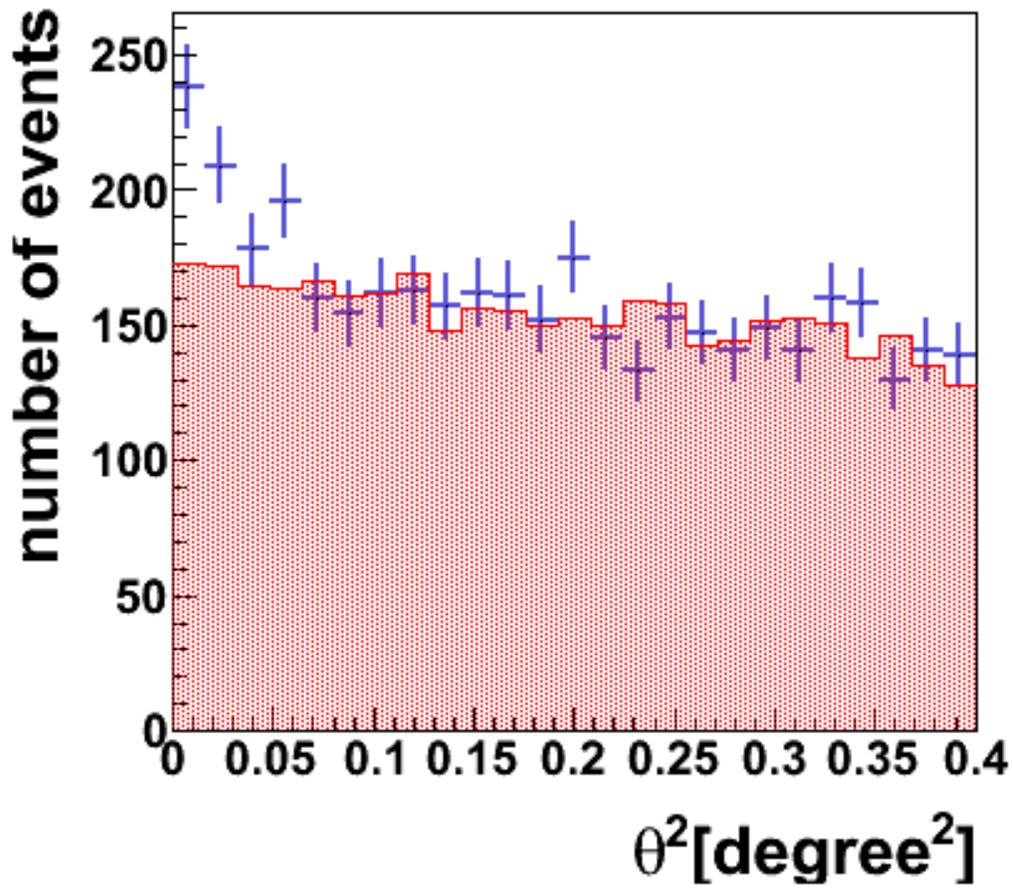


図 4.19: Likelihood method によるカニパルサー/星雲の θ^2 分布。青いプロットが ON ソース、赤く塗りつぶしたものが OFF ソース。

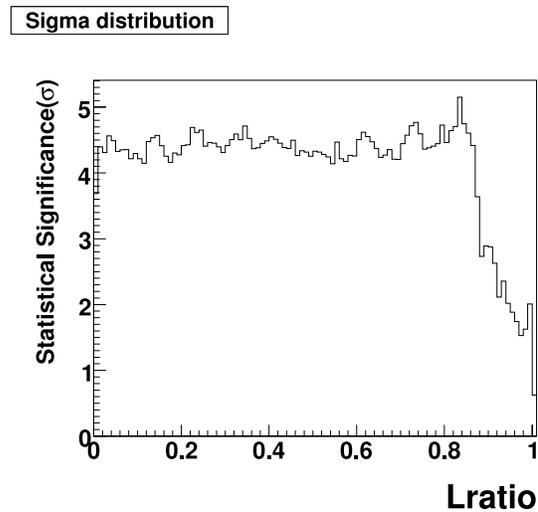


図 4.20: Lratio vs Significance.

4.5.4 Fisher Discriminant method

もう一つのガンマ線選別法に Fisher Discriminant method [21] がある。Fisher Discriminant method も B-factory 実験などで使われている一般的な手法である。まずパラメーターの線形結合 F を考える。

$$F = \sum \lambda_i X_i \quad (4.5)$$

ここでシグナルとバックグラウンド（ここではガンマ線と陽子）のそれぞれの F の分離が最大となる係数を求めることでその F を用いてシグナルの識別を行う。

ここで係数 $\vec{\lambda}$ は数学的に求めることが出来 [21]、

$$\vec{\lambda} = (E_{sig} + E_{BG})^{-1} \mu_{sig} - \mu_{BG} \quad (4.6)$$

となる。ここで μ はパラメーターの平均値ベクトル、 $(E_{sig} + E_{BG})$ はそのエラーマトリックスであり、各要素は $E_{ij} = \langle X_i \cdot X_j \rangle - \langle X_i \rangle \langle X_j \rangle$ となる。

本解析で用いたパラメーターは

$$\vec{\mu} = \langle \vec{X} \rangle = \begin{pmatrix} \langle T2Width \rangle \\ \langle T2Length \rangle \\ \langle T3Width \rangle \\ \langle T3Length \rangle \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

である。Likelihood のときと同様にシグナルとしてはモンテカルロシミュレーションにより得られたガンマ線を、バックグラウンドとしては観測データを用いた。ここで T2Width などの各パラメーターはエネルギー依存性を考慮するため補正を行った値である。図 4.21 はモンテカルロシミュレーションにより得られたガンマ線イベントの横軸が総光量の常用対数を取ったもの。縦軸が width の 2 次元分布である。これを 2 次関数でフィットし、このフィットにより得られた値をパラメーターから差し引く。同様のことを Length でも行う。このためガンマ線イベントでは F は 0 付近に集中することとなる。

図 4.22 の左図は以上の手順により求められた係数を用いてシミュレーションガンマ線と観測データ（陽子）の F の分布である。ガンマ線は 0 付近に鋭いピークをもち、陽子イベントとのピークとの分離がよく出来ている。右図は $Qvalue = signal / \sqrt{background}$ の分布図である。これによると $F > -0.11$ で最も S/N 比が良くなる。

$F > -0.1$ で求めた θ^2 の分布図が図 4.23 である。バックグラウンドは Likelihood method の場合と同様に 4 点使用した。 $\theta^2 < 0.05 \text{ degree}^2$ でのイベント数は 122 イベントで有意度は 3.27σ である。Likelihood method と同様に有意にガンマ線を検出することが出来た。

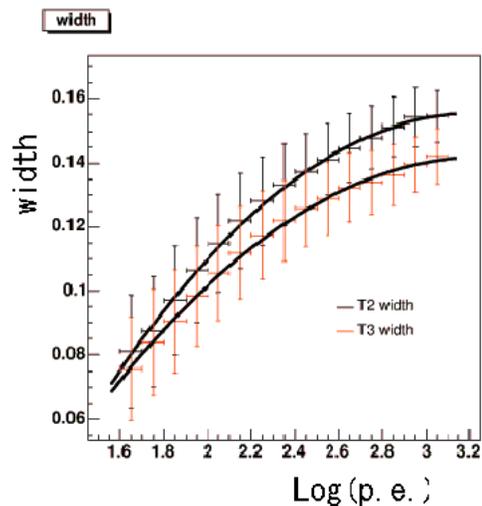


図 4.21: 総光量 vs Width の 2 次元分布。黒が 2 号機、赤が 3 号機のもの。実線はそれぞれを 2 次関数でフィットしたもの。

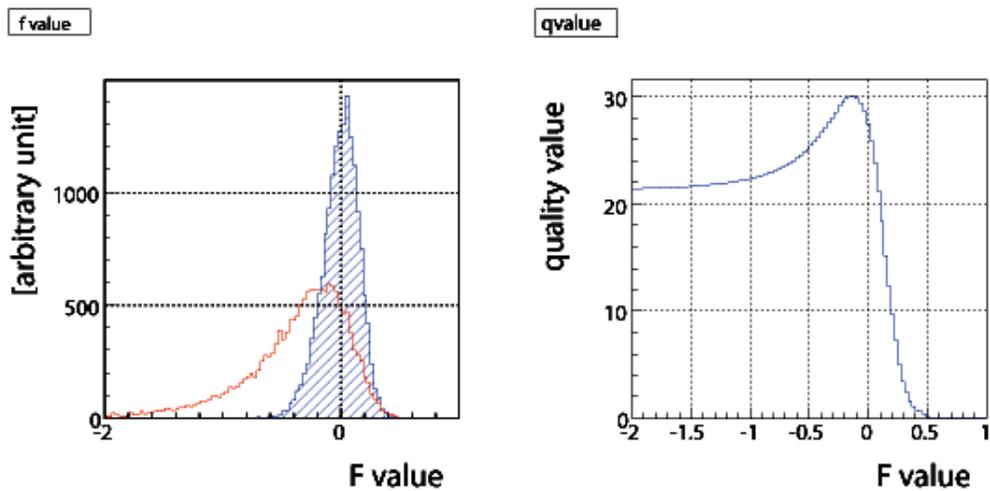


図 4.22: 左図 : F value の分布図。赤、MC シミュレーションガンマ線。青、実データ (陽子)
右図: F value vs Q value。Quality value の定義は本文参照。

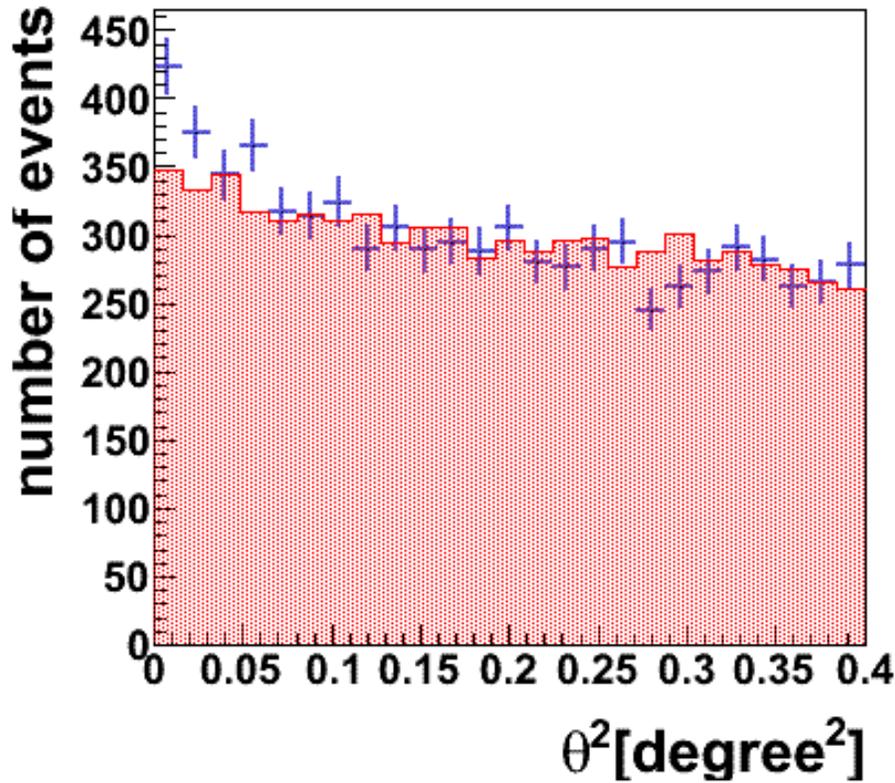


図 4.23: Fisher discriminant method によるカニパルサー/星雲の θ^2 分布。
青いプロットが ON ソース、赤く塗りつぶしたものが OFF ソース。

4.6 積分フラックス

前章で得られたガンマ線イベントから積分フラックスを求めた。

エネルギーの下限 E_l に対する積分フラックス $F(E > E_l)$ は以下の式により得られる。

$$F(E > E_l) = N_{excess}/S_{eff}(E > E_l)/T \quad (4.8)$$

N_{excess} : 実データの excess イベント数 $S_{eff}(E > E_l)$: 検出有効面積 T: 有効観測時間

有効面積 $S_{eff}(E > E_l)$ の導出にはモンテカルロシミュレーションにより得られたガンマ線を用いている。

$$S_{eff}(E > E_l) = S_{scat} \times Acceptance(E > E_l) = S_{scat} \times \frac{N_{accepted}(E > E_l)}{N_{input}(E > E_l)} \quad (4.9)$$

N_{input} : MC シミュレーションで生成させたガンマ線のイベント数

N_{accept} : 解析の結果得られた MC シミュレーションガンマ線のイベント数

S_{scat} はシミュレーションで大気中に入射させるガンマ線の面積である。この面積は空気シャワーからのチェレンコフ光の地上での広がりより十分大きい必要がある。このチェレンコフ光の

広がりは天頂角 z に対して $\cos^{-2} z$ に比例する (図 4.24)。CANGAROO-III ではこれらを考慮して $S_{scat} = \pi r^2 \times \cos^{-2} z = 250^2 \pi \cos^{-2} z \text{ m}^2$ としている。

またガンマ線の検出効率は天体の天頂角に依存するので、シミュレーションで降らせる天頂角は観測データと同条件にする必要がある。そこで本解析では観測データに時間の重みをかけた天頂角分布を用いて、観測時と同様の条件の天頂角分布で降った (図 4.25)。

降らせたエネルギーレンジは 300GeV から 30TeV で、HEGRA グループ等により得られているカニパルサー/星雲のフラックス [25] を参考に $dN/dE \propto E^{-2.5}$ の冪関数で振った。

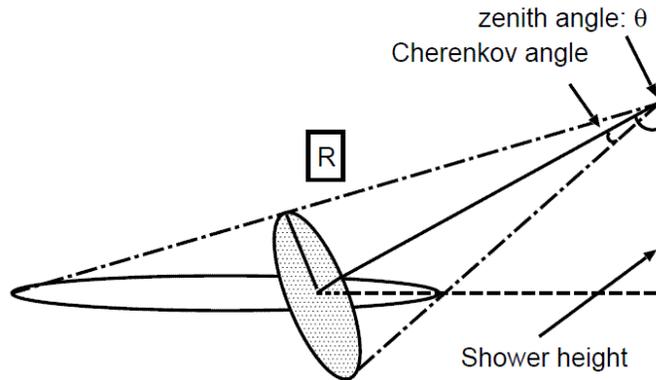


図 4.24: チェレンコフ光の地上での広がりの概念図。天頂角が大きくなるほど広がる。

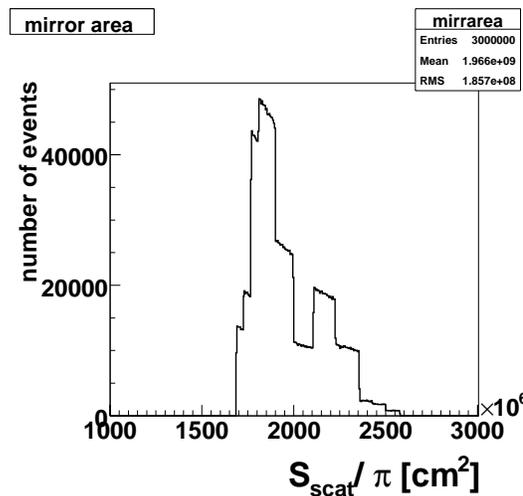


図 4.25: MC シミュレーションでふったガンマ線の $S_{scat}/\pi = 25000^2 \times \cos^{-2} z (cm^2)$ の分布。天頂角分布を実データに合わせた。

入射ガンマ線のエネルギーは空気シャワーのイメージの総光量に現れる。そこで積分フラックスのエネルギー依存性を見るため、得られたイベントを総光量で区切った。ここでは 2 台の望遠鏡の総光量の平均 $SumADC_{mean} = (SumADC_{T2} + SumADC_{T3})/2$ を用いて、 $SumADC_{mean} > 0p.e.$ 、 $SumADC_{mean} > 100p.e.$ 、 $SumADC_{mean} > 200p.e.$ の 3 つに区切った。次に式 4.8 により積分フラックスを得るのだが、それには実際の観測で得られた空気シャワーのイメージから入射ガンマ線のエネルギーを見積もらなければならない。そこでモンテカルロシミュレーションのガンマ線

を用いて上述した3つの総光量での区分が対応する E_l を求める。

ここでは2つの方法を考えた。一つはシミュレーションガンマ線を実データの解析と同じ解析を行い、その結果生き残ったイベントを総光量で区切り、そのエネルギー分布のモードエネルギーを用いる方法 (図 4.26)。もう一つは同様に実データと同じ解析を行い、生き残ったイベントに対して総光量で4つのエネルギーにわけ、その平均のエネルギーを用いる方法である (図 4.27)。

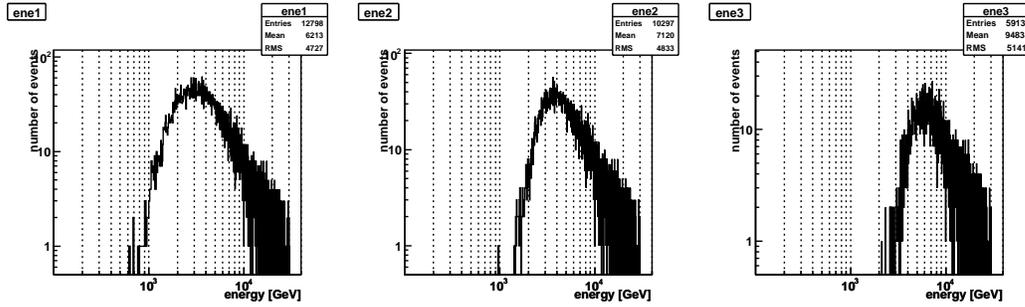


図 4.26: 最頻値を用いたエネルギーの決定法。左からそれぞれ、 $0p.e. < SumADC_{mean}$, $100p.e. < SumADC_{mean}$, $200p.e. < SumADC_{mean}$ で分けたときの分布。それぞれの最頻値を用いる。

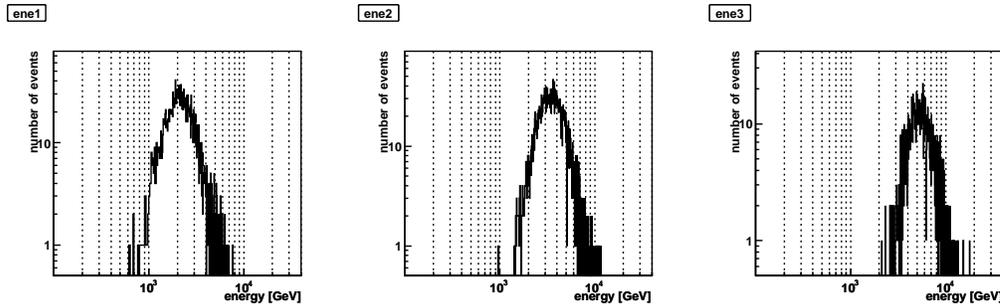


図 4.27: エネルギーを区分けしその平均値を用いる方法。左からそれぞれ、 $0p.e. < SumADC_{mean} < 100p.e.$, $100p.e. < SumADC_{mean} < 200p.e.$, $200p.e. < SumADC_{mean} < 300p.e.$ で分けたときの分布。それぞれの平均を用いる。

どちらの方法が良いかを判断するため、シミュレーションのデータを用いて確かめた。シミュレーションではそれぞれのイベントの入射エネルギーがわかっているため、上述した方法で得たエネルギーでのアクセプタンス

$$\frac{N_{accepted}(E > E_l)}{N_{input}(E > E_l)} \quad (4.10)$$

を用いて $N_{input}(E > E_l)$ の再現性を見た。エネルギーの見積もりが正しければ、総光量から得たエネルギー $E_{p.e.thre}$ を用いたとき

$$N_{input}(E > E_{p.e.thre}) \sim N_{accepted}(p.e. > p.e.thre) \times \frac{N_{input}(E > E_{p.e.thre})}{N_{accepted}(E > E_{p.e.thre})} \quad (4.11)$$

$N_{accepted}(p.e. > p.e.thre)$: 解析の結果残ったイベントのうち総光量が $p.e.thre$ 以上のイベント数

となるはずである。最頻値のエネルギーを用いた方法と平均を用いた方法のそれぞれの結果を図 4.28 に示す。いずれの結果もエラーの範囲内ではもとのイベント数を再現した。尚ここでのエ

エネルギーのエラーは平均を使って求める方法の際に総光量で分けたときのエネルギー分布の RMS とした。

さらに得られたエネルギー分布の冪を求めた。元々の冪が-1.5 であるのに対し最頻値を使う方法では-1.64、平均を使う方法の場合は-1.56 と得られとなった。以上のことからこの平均を用いる方法でカニパルサー/星雲の積分フラックスを求めた。

図 4.29 は Likelihood method ($L > 0.7$)、Fisher discriminant method ($F > -0.1$) によりそれぞれ得られたカニパルサー/星雲の積分フラックスである。黒い実線は HEGRA グループにより得られている、微分 Flux

$$dF/dE = (2.79 \pm 0.02 \pm 0.05) \times 10^{-11} E^{-2.59 \pm 0.03 \pm 0.05} \text{ photon } s^{-1} \text{ TeV}^{-1} \quad (4.12)$$

により計算される積分フラックスである。いずれもエラーの範囲内で一致した。

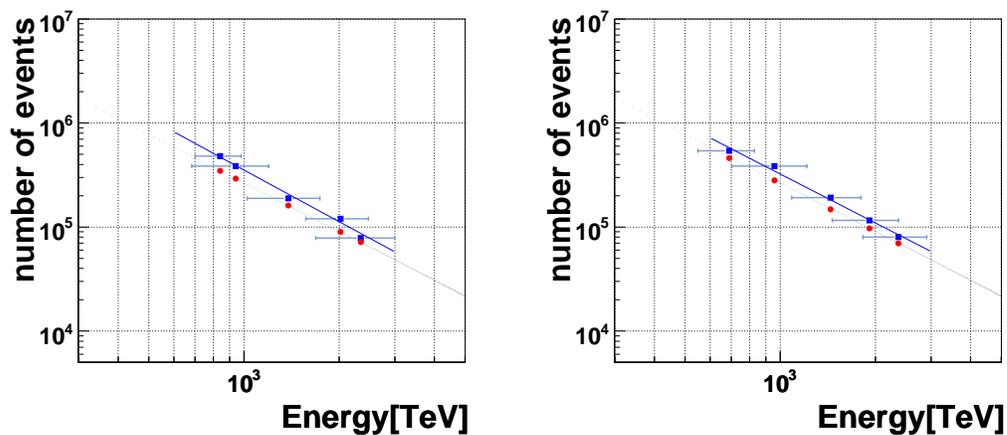
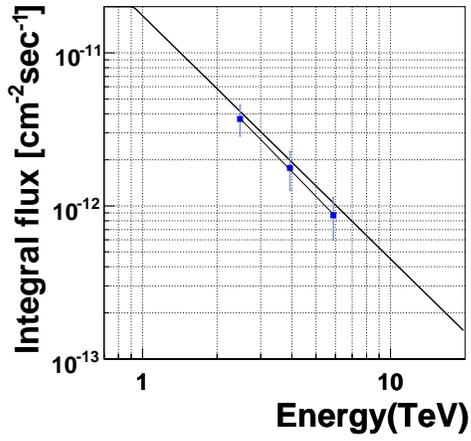


図 4.28: 左図：最頻値を用いる方法。右図：平均を用いる方法。
青のプロットがそれぞれの方法を用いて求めたイベント数。赤が元々のイベント数。

integral flux



integral flux

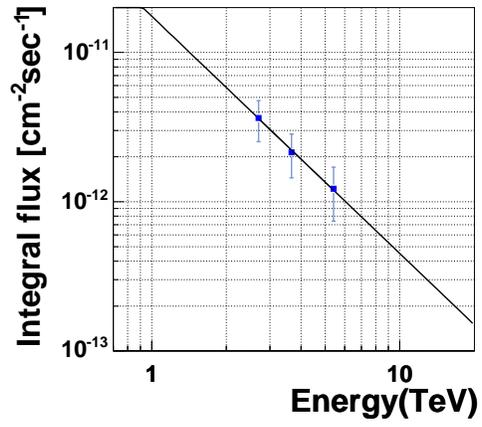


図 4.29: カニパルサー/星雲の積分フラックス。左図 Likelihood により得たもの。右図 Fisher discriminant method により得たもの。エラーバーは統計誤差のみ。黒い実線は HEGRA グループにより得られた Flux。

第5章 超新星残骸 Kepler の解析

前章で行ったカニパルサー/星雲の解析によって、本解析が正しいことを確認した。そこで同じ解析手法により超新星残骸 Kepler のブラインド解析を行った。

5.1 超新星残骸 Kepler

Kepler は人類による観測記録のある超新星残骸としては 2 番目に若い超新星残骸であり、1604 年にその爆発を Kepler によって確認された [15]。その後可視光において超新星残骸として再び確認された (Baade 1943)。

その後 10keV 以上の高エネルギー X 線の存在が RXTE によって報告され、非熱的放射が行われている可能性を示唆した [14]。さらに近年 XMM-Newton や Chandra らによる、高感度の観測によって南東部より非熱的放射が確認された [13][12]。

5.2 超新星残骸 Kepler のステレオ解析

5.2.1 観測時間

2005 年 4 月に、超新星残骸 Kepler のステレオ観測を行った。Kepler はほぼ点源なので観測モードは wobble モードにより行った。この時の観測は 2 号機 3 号機 4 号機の 3 台で行ったが、本解析ではそのうち鏡の反射率のよい、3 号機と 4 号機のステレオ解析を行った。観測時間と実際の解析に用いた時間、有感時間を考慮した有効観測時間をそれぞれは表 5.1 にまとめておく。

観測時間	解析に使用した時間	有効観測時間
997min	910min	823min

表 5.1: 2005 年 4 月の Kepler 観測時間

5.2.2 ノイズの除去

カニパルサー/星雲と同様の手法で超新星残骸 Kepler の解析を行った。カットパラメーターはほとんど全てカニパルサー/星雲と同様である。ただ Kepler は南中時の天頂角が約 10 度である天頂付近の天体であり、観測も 40 度以下でおこなっているため、解析時には天頂角のカットは行わなかった。また視野内に明るい星などもないので、スケーラーカットは行わなかった。以下にカットパラメーターを示す。3 号機 4 号機のカットパラメーターは全て同じである。

5.3 Likelihood method による解析結果

Likelihood method を用いて Kepler の解析を行った。カニパルサー/星雲と異なり、Kepler は天頂付近にある天体のため IP-ft は行わなかった。またバックグラウンドはカニパルサー/星雲のとときと

同様に4点を取った。Keplerを解析した際のLikelihood ratioの分布を図5.1に示す。 $Lratio > 0.7$ でカットした θ^2 分布を図5.2に示す。 $\theta^2 < 0.05 \text{degree}^2$ でONとOFFを差し引きした値は-14イベントで、 -0.9σ であり、有意にガンマ線は検出できなかった。

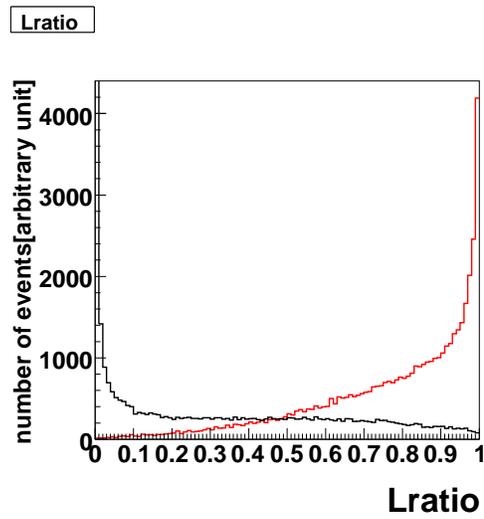


図 5.1: Kepler の Likelihood ratio の分布。赤が MC シミュレーションにより得たガンマ線。黒が実データ (宇宙線) である。

zenith	no cut (< 40[degree])
ADC	5p.e.
TDC	-30nsec - 30nsec
cluster	T5a
scaler	no cut

表 5.2: カットパラメータ

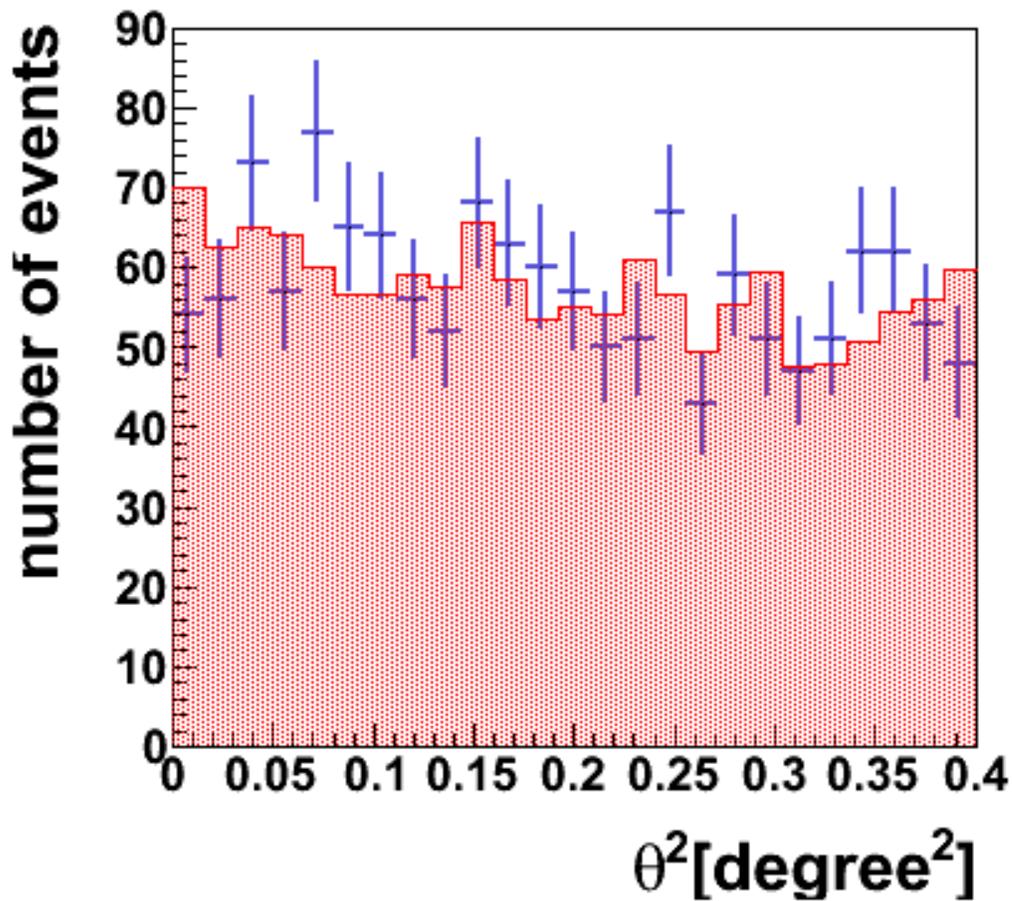


図 5.2: Kepler の θ^2 分布。青いプロットが ON ソース、赤く塗りつぶしたものが OFF ソース。

5.4 積分フラックスの上限

ここまでの解析で有意なガンマ線を検出することが出来なかったが、積分フラックスに制限を与えてやる事が出来る。ここでは前章で求めた θ^2 分布を用いて 2σ レベルの上限を与えてやる。

wobble でバックグラウンドを N 点使用した場合、 2σ は $\theta^2 < 0.05 \text{ degree}^2$ の ON ソースのイベント数を S_{ON} 、 N 点のオフソースのイベント数を足し合わせたものを S_{OFF} とすると、

$$2\sigma = \sqrt{S_{ON} + S_{OFF}/N^2} \quad (5.1)$$

である。

この 2σ のイベント数を用いて積分フラックスの上限を得た。結果は図 5.3 のようになり、700GeV で 12%Crab の上限値であった。1TeV での上限値は $2.47 \times 10^{-12} [\text{photon}/\text{cm}^2/\text{sec}]$ である。

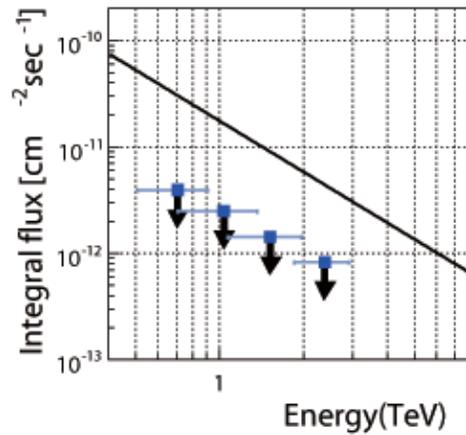


図 5.3: Kepler の積分フラックスの上限値。黒の実線が HEGRA グループにより得られたカニパルサー/星雲のもの

5.5 考察

Kepler は既に X 線衛星 XMM-Newton により観測が行われている [13]。その観測により得られた図 5.4 の A1 の領域での X 線のスペクトルと電波観測により得られたフラックス [10] を合わせた結果、シンクロトロンによる非熱的放射だと思われる成分が検出されている。そのフラックスはおよそ $6.3 \times 10^{-13} \text{ erg/s/cm}$ ($0.5 \sim 10 \text{ keV}$) である。また磁場の強度も電波による観測 [?] により求められている ($B = 14 \mu\text{G}$)。

この程度の磁場での非熱的シンクロトロン X 線放射の検出は、その放射領域において高エネルギー電子加速が起きていることを示唆する。そのような高エネルギー電子は周囲の低エネルギー光子 (2.7K 宇宙背景放射) を逆コンプトン散乱によりたたき上げ、高エネルギーのガンマ線を生成する。電子が 100TeV 程度まで加速されていれば TeV 領域のガンマ線の観測が期待される。このシンクロトロン放射の強度と逆コンプトン散乱の強度比は、放射領域の磁場と、逆コンプトン散乱のターゲット光子のエネルギー密度で決まる (第 1 章参照)。

そこで既に XMM-Newton の観測により求められているシンクロトロンのフラックス曲線から電波観測により求められている磁場強度 ($B = 14 \mu\text{G}$) を用いて、逆コンプトンによるフラックスを求めた。図 5.5 の高エネルギー側の実線ははそのようにして求めた逆コンプトン散乱によるフラックスである。矢印は今回の CANGAROO-III での解析結果によって得たフラックスの上限である。予想される逆コンプトン散乱によるフラックスと比較した場合、矛盾のない結果となった。

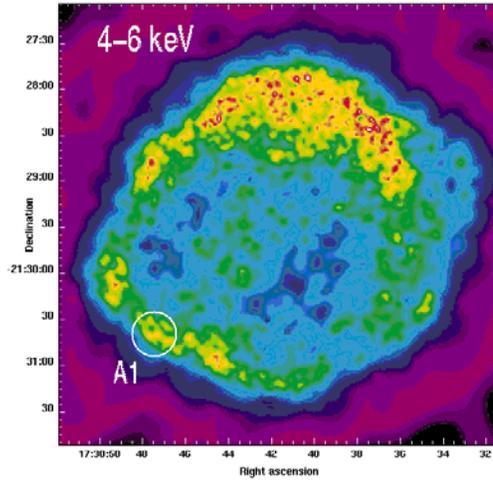


図 5.4: XMM-Newton による 4-6keV の X 線イメージ。 [13]

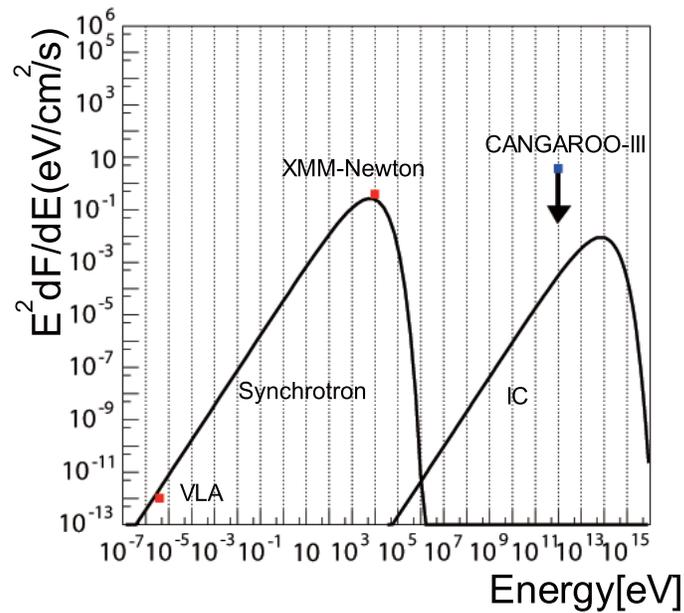


図 5.5: Kepler の他波長スペクトル。矢印が今回得られた上限値。
 低エネルギー側の実線がシンクトロンモデル、高エネルギー側の実線が逆コンプトン散乱モデルにより計算された値。

第6章 FADC 導入試験

CANGAROO-III 望遠鏡ではチェレンコフ光を光電子増倍管で捕らえ光量を電荷に置き換え、さらにその情報を電荷積分型 ADC モジュールによりデジタル化する。FlashADC(以下 FADC) では Sampling Clock 数に応じた短い時間幅でデジタル化を連続的に行う。そのため横軸時間で縦軸が電圧に対応する、オシロスコープで得られるような波形情報を得ることが可能である。これを用いることで各 PMT の信号解析をより詳細に行い光量の見積もりの誤差を少なくすることが可能である。本研究ではこの FADC の導入試験を行った。

6.1 現状の電荷積分型 ADC

現在 CANGAROO-III 望遠鏡では光量情報取得に電荷積分型 ADC を用いている。これはあるゲート信号を入力してやりそのゲート幅内の電荷の積分値を返すというものである。このゲート信号はチェレンコフ光が入射したというトリガー判定が行われた後に作られるため、トリガー判定をする時間の分、測定する波形とゲート信号に時間差が生じる。そのため測定する波形を遅延素子で 150nsec 遅らせるている。しかしこの遅延素子により波形は大きく歪んでしまう(図 6.1)。また空気シャワーの形状の広がりからチェレンコフ光の到来時間は 20nsec 程度の幅を持つ(図 6.2)。そのため現状の電荷積分型 ADC ではゲート幅を実際の波形の幅の約 2 倍程度の 100nsec としている。これにより夜光の影響をより大きく受けてしまうこととなる。

ここで 100nsec の時間幅内で受ける夜光の影響を Jelly の式 [54] から見積もる。単位波長当たり

$$\frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} = 2.125 \times 10^{-6} [\text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{str}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}] \quad (6.1)$$

が与えられている。PMT の感度波長を 350nm から 650nm とし、夜光のスペクトルがこの領域で一定とすると表 6.1 のパラメータを用いて各 PMT での夜光量を計算できる。

有効波長域 ($\lambda_1 - \lambda_2$)	350nm - 650nm
主鏡面積 S_m	$5.74 \times 10^5 \text{cm}^2$
PMT1 本の視野 Ω_θ	$0.168 \times 0.168 \text{ degree}^2$
量子効率 ϵ_q	0.25
鏡の反射率 ϵ_r	0.8
ライトガイドの効率 ϵ_l	0.51

表 6.1: 夜光量の見積もりに用いたパラメータ

$$\frac{dN}{dt} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^4W}{dSdt d\Omega d\lambda} \left(\frac{hc}{\lambda}\right)^{-1} d\lambda \cdot S_m \Omega_\theta \epsilon_q \epsilon_r \epsilon_l \quad (6.2)$$

$$= 1.94 \times 10^{-2} [\text{p.e.} \cdot \text{nsec}^{-1} \cdot \text{pixel}^{-1}] \quad (6.3)$$

ADC ゲートの幅が 100nsec であるので、1 イベントにつき各 PMT に 1.94p.e. がポアソン分布で揺らいで $1.94 \pm 1.39\text{p.e.}$ 程度の夜光が入っていることになる。しかしこの値は比較的暗い領域で

のものなので、明るい領域ではさらに多くの夜光が入ると考えられる。

一方FADCでは波形情報を数 μsec 時間分そのまま保存することができる。そのため遅延素子を用いる必要がない。またチェレンコフ光の到来時間差の問題も解決される。そのため積分時間幅をより小さくでき、夜光の影響を大幅に軽減することが出来る。

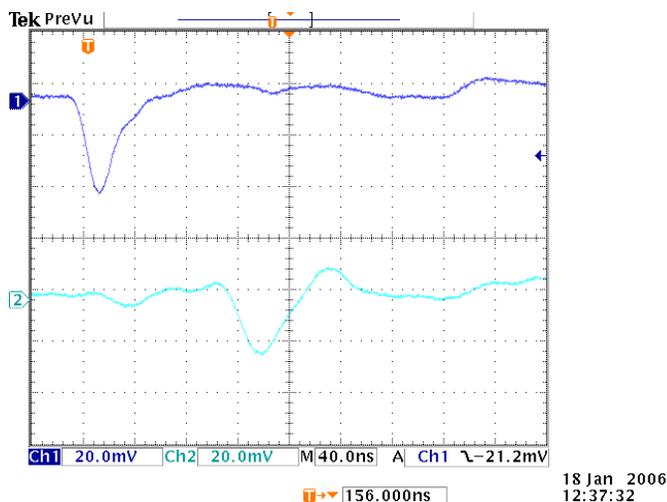


図 6.1: LED を用いて得た波形。青: Delay chip 前の波形 赤: Delay chip 後の波形
Delay chip により波形が歪み、波形の幅が大きくなっている。

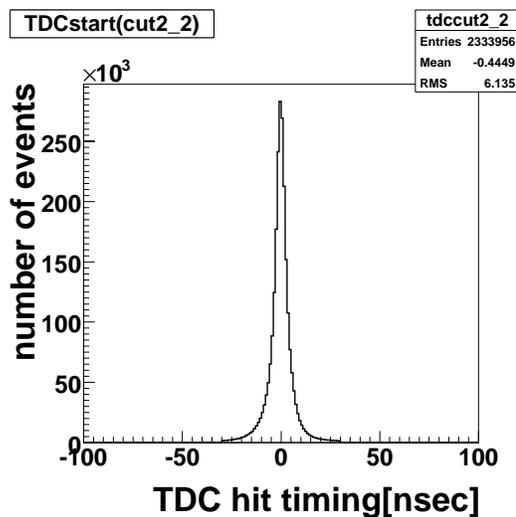


図 6.2: 2号機のシャワーカット後のTDC分布20nsec 近く広がっている。

6.2 FADC

FADCの簡単な説明をする[?]. FADCは図6.3の用に多数のコンパレーターを並べた構造をもつ。仮に電圧を N ビットの分解能で測定するならばこのコンパレーターは $2^N - 1$ 個並べる。それぞれのリファレンス電圧は 2^N 個の抵抗によって、ある電圧値ずつ高くなるように与えられる。例えばフルスケールが $a[\text{V}]$ であれば、図中の上に向かうに従いリファレンス電圧は $a/2^N$ ずつ高

くなる。入力アナログ信号がそれぞれのコンパレーターのリファレンス電圧を超えた場合は、それぞれのコンパレーターは1を返す。超えない場合は0となる。よって1を返したコンパレーターのうちの最大のリファレンス電圧が入力信号のデジタル電圧値となる。その情報を FIFO などのバッファに書き込む。

以上の操作を1クロックとして、サンプリングクロック数に応じた短い時間幅で次々にアナログ値をデジタル値へと変換する。これにより、短い時間幅での連続的なアナログデジタル変換が可能となる。

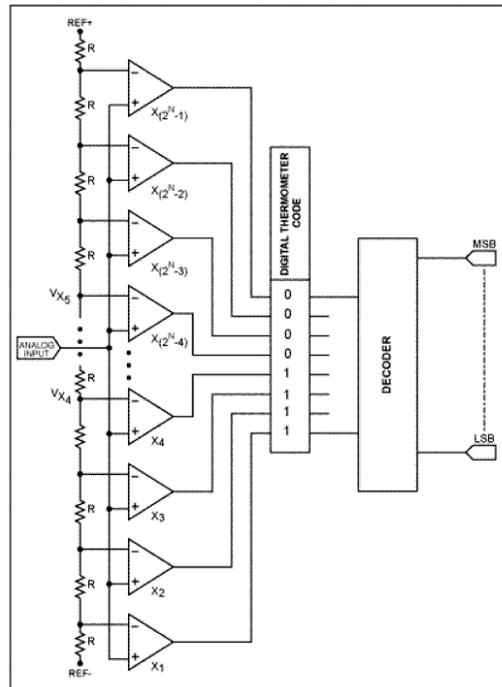


図 6.3: FADC の概念図。

6.3 FADC 導入試験

FADC 導入のための試験を実際に現地の望遠鏡を用いて行った。試験に用いた FADC はジーエヌディー社製の 4 チャンネル 500MHz FADC である。この FADC のスペックを表 6.2 に示す。第 3 章で述べたフロントエンドモジュール DSM からの ADC 出力をこの FADC により記録した。また夜光の影響を詳細に調べるため、ここでは入力信号を増幅アンプにより 4 倍に増幅させたのち、FADC に入力させた。トリガーには実際の観測でのローカルトリガーを用いた (第 3 章参照)。実際に取得された波形を図 6.4 に示す。カメラの蓋を閉めた状態の左図と比較すると分かるように、蓋を開けた状態ではチェレンコフ光と思われる信号のほかに夜光による揺らぎがはっきりと見て取れる。

形状	VME 6U
サンプリング クロック数	500MHz
チャンネル数	4CH
時間情報のメモリー容量	最大 4K(8168nsec)
電圧情報のメモリー容量	8Bit(1channel ~ 3.9mv)
総メモリー容量	最大 4K×8Bit×4CH(8168nsec)
入力フルスケール	1V
入力レンジ	-1V~1V

表 6.2: 500MHz FADC GNV-240G の特性

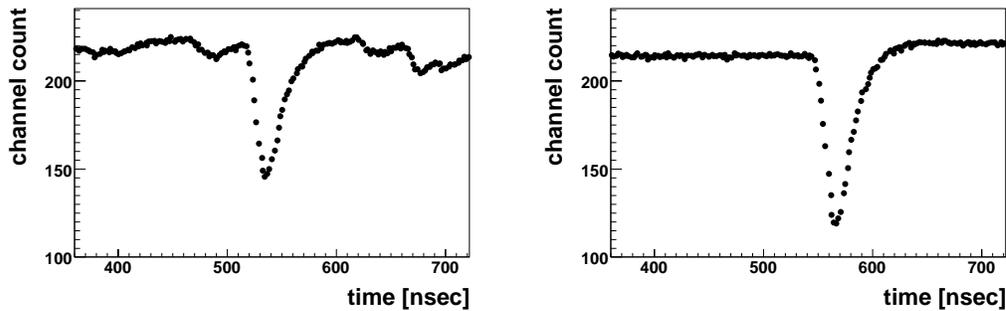


図 6.4: (a) 蓋を開けた状態の波形 (b) 蓋を閉めた状態の波形

6.3.1 夜光の見積もり

得られた波形情報のチェレンコフ光の信号のないタイミングの情報を用いて 100nsec 当たりの夜光の見積もりを行った。夜光の見積もりを光子数で行うために前述した LED によるキャリブレーション (38 ページ参照) と同様の方法でコンバージョンファクターを求めた。これにより得られた積分幅 100nsec の場合の変換係数は 68.18 チャンネルとなった。これを用いて 100nsec 当たりの夜光を求めたいのだが、図 6.5 を見てわかるように蓋を開けた状態ではベースラインの変動が起きてしまっている。CANGAROO-III では陰極接地型の光電子増倍管を使用している。陰極接地型の光電子増倍管では、最終段の陽極 (アノード) から信号線の間 (カップリング) コンデンサー (C_c) をはさむことにより、HV と信号を分離している (図 6.6)。ベースラインの変動はこの夜光の計数率が高すぎるためこのカップリングコンデンサーにより AC カップリングが起こっているためと考えられる。この AC カップリングについては土屋修士論文に詳しく書かれている [30]。これによると実験室で LED を用いて夜光の状態を再現して AC カップリングの影響を見たところ、ベースラインの変動のため、夜光を入れた状態でも揺らぎは大きくなるが、ペDESTAL の平均値自体は夜光を入れない状態と等しくなる。これは夜光のパルス成分 (図??の斜線部 A) とカップリングコンデンサーからの放電電荷量 (図 6.7a) が等しいため互いに打ち消しあうことが原因と考えられている。実際今回取得された、蓋を開けた状態でのペDESTAL の値は蓋を閉めた状態とほぼ同じになっている図 6.8。以上のことから実際の観測における夜光の影響はペDESTAL の平均値の推移ではなく、ペDESTAL の揺らぎに表れると言える。そこで蓋を開けた状態でのペDESTAL の分布をガウシアン分布でフィットし、その 1σ の値を光量で評価した。その結果、比較的明るい領域に向けた場合は $1\sigma = 2.7\text{p.e.}$ 、暗い領域に向けた場合は $1\sigma = 2.0\text{p.e.}$ であった。

図 6.9 は積分時間幅と夜光の揺らぎの相関図で、横軸積分時間幅、縦軸ペDESTAL分布をガウシアン分布でフィットしたときの σ である。予想どおり積分時間幅を小さくすると夜光による揺らぎが小さくなる。積分時間幅を現状の 100nsec からチェレンコフ光の信号の幅程度である 50nsec にすると夜光の揺らぎは明るい領域で 2.7p.e. から 1.7p.e. となり、約 63%に減少する。

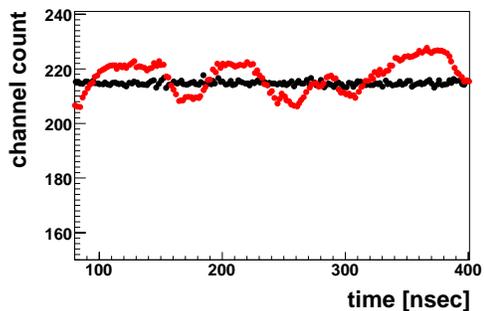


図 6.5: 黒：蓋を閉めた状態 赤：蓋を開けた状態

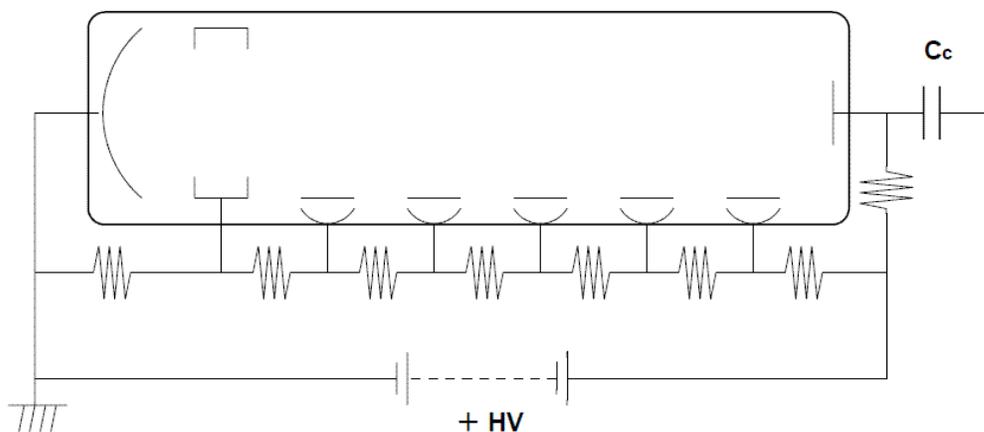


図 6.6: 陰極接地型の光電子増倍管。 C_c がカップリングコンデンサー

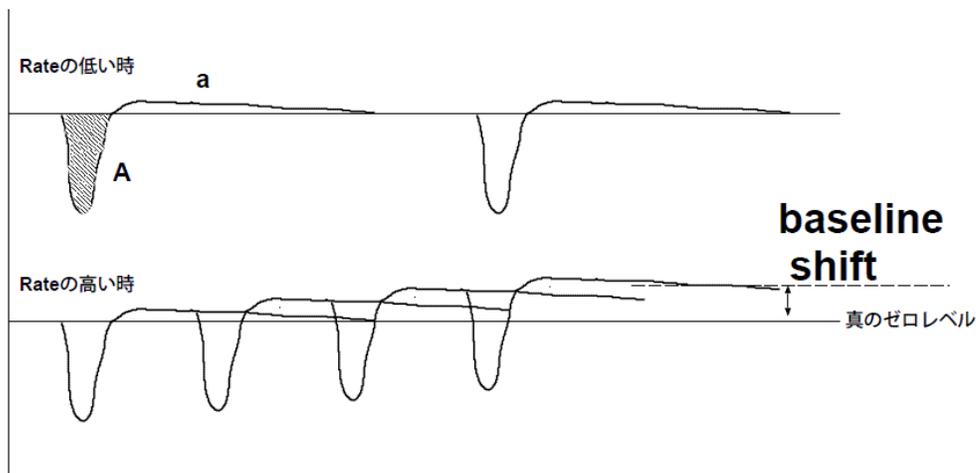


図 6.7: baseline shift の概念図。rate が高くなるとコンデンサーからの放電が重なりあいベースラインシフトが起きる。

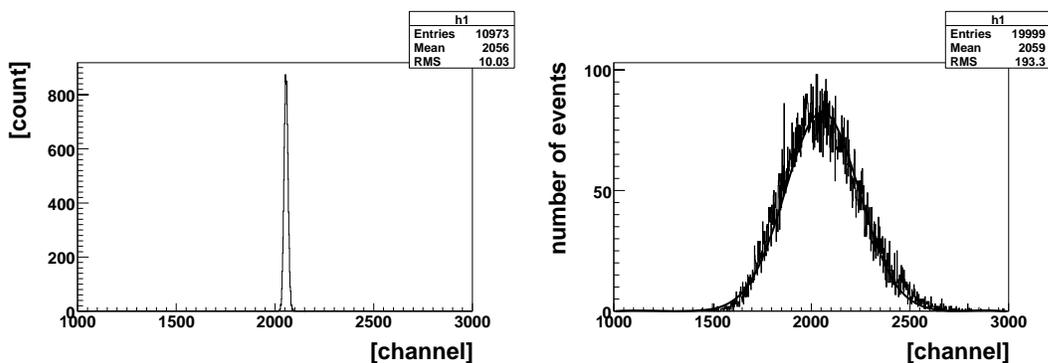


図 6.8: 100nsec で積分した際のペダスタルのスペクトル 左図:蓋を閉めた状態 右図:明るい空を見たとき
それぞれ平均:2056(channel) RMS:10.0, 平均:2059(channel) RMS:193.3

6.3.2 光量情報の解析方法

前節の結果からわかるように、夜光の影響を少なくするためには、光量情報取得に用いる積分時間の幅を出来るだけ小さくする必要があるのだが、チェレンコフ光は光量に応じてその波形の幅が変わり(図 6.10)、また前述したように到来タイミングも空気シャワーが広がっているために約 20nsec 程度異なる(図 6.2)。そのためより効率的に光量を見積もるためには、従来の一定のタイミングでの一定の時間幅での積分ではなく、図 6.11 のようにチェレンコフ光の到来する時間幅以内で、ある閾値を越えた信号のみを積分するという方法が有効であろうと考えた。またこの際 2 つ以上の信号が閾値を超えてしまった場合はより光量の大きいもののみを扱うようにした。つまり図中の赤色で塗りつぶした部分のみを積分し青色の部分は排除する。従来の電荷積分型 ADC では TDC の閾値を変えた信号が 2 つあるマルチヒットイベントに対しても全てを積分した値を使用せざるを得なかったが、これによりチェレンコフ光と思われる信号のみを分離して積分すること

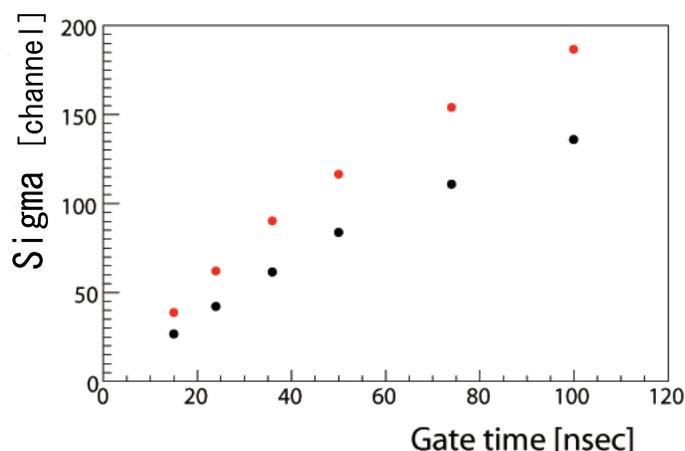


図 6.9: 横軸 積分 gate 幅 [nsec] 縦軸 Sigma[channel] 赤: 明るい空 黒: 暗い空

が可能となる。

しかしこの方法ではある閾値を超えた時間幅のパルス成分のみの積分になってしまうのでどうしても光量を実際より少なく見積もってしまうこととなる。そこで夜光の影響のない蓋を閉めた状態で LED を光らせて得られた実験データを基に補正関数を求めた。図 6.12 は 100nsec で積分した場合に得られたチャンネル数と、上述した方法で閾値を超えた部分のみを積分した場合のチャンネル数との相関図である。これを 1 次関数でフィットした。図 6.20 は補正後の閾値を越えた部分のみを積分する方法により得た光量と従来の 100nsec で積分する方法で得た光量の差の分布である。非常によく補正が行えている。

この閾値を用いる方法と 100nsec の単純な積分法との夜光の影響の比較を行うため、信号の波高値と得られた光量との相関図を用いる。波高値は信号の光量に比例する。実際蓋を閉めた状態で得られた 100nsec 積分により得られた光量と波高値の相関は図 6.14 のようになっている。夜光の影響がなければ同様の相関図が得られるはずである。図 6.15 は蓋を開けたときのデータをそれぞれの方法で解析した場合の相関図である。100nsec での積分に比べ夜光による揺らぎが小さくなっているのがわかる。ここで積分に用いた閾値の値は、夜光による波高値の揺らぎよりも十分大きく、かつ TDC 閾値 (約 6.5p.e.) より小さい約 5p.e. 程度とした。これは閾値を下げすぎると夜光の影響のために、実際よりも信号を広く積分してしまうのを避けるためである。参考のため閾値を夜光の揺らぎ程度 (約 2p.e.) にした場合の同様の図を示す (6.16)。閾値が高い場合に比べ揺らぎが大きくなっている。図 6.17 は図 6.15 の 25mV から 35mV の波高幅における光量の分布である。ここで分けた波高幅は現在 CANGAROO-III での観測時に設定している TDC 閾値に相当する。それぞれの揺らぎを比べると 100nsec 積分では RMS が 2.98p.e であるのに対して、閾値を超えた信号のみを用いた方法では RMS が 0.478p.e とおよそ 16%ほどになっており、夜光の影響を大幅に軽減することができる (図 6.17)。

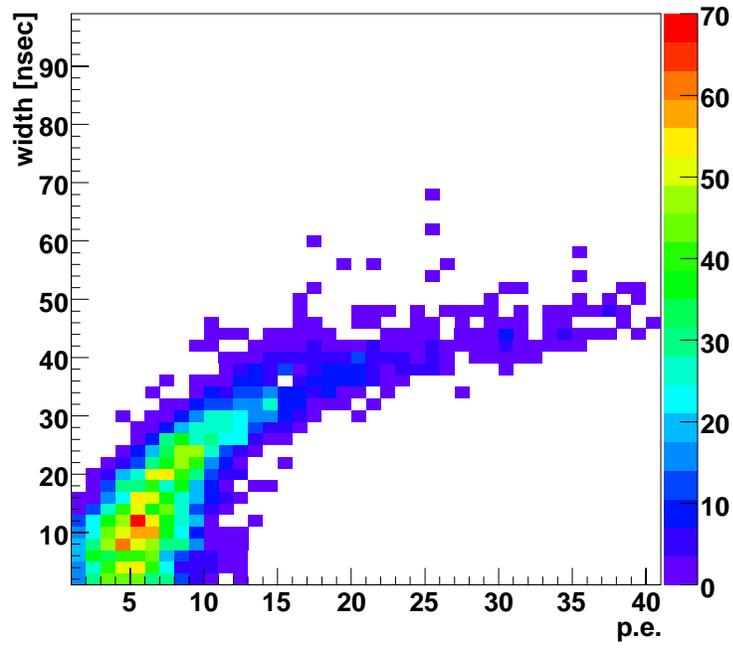


図 6.10: ある閾値における信号の幅と光量の相関図。横軸 光量 [p.e.]、縦軸 width[nsec]

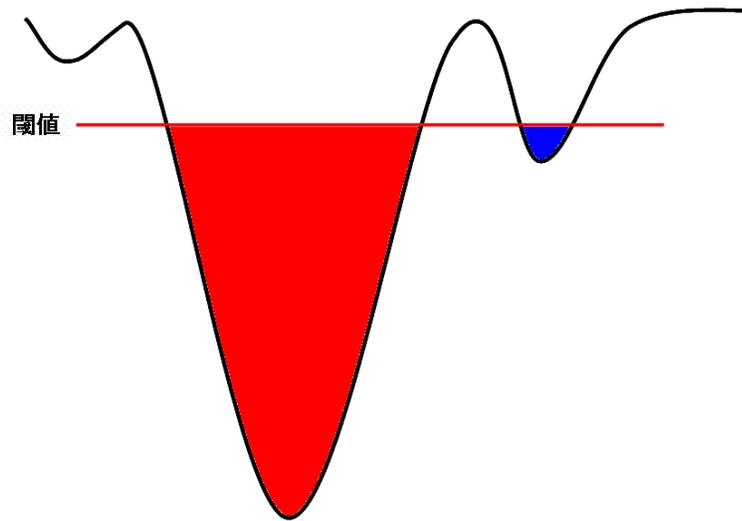


図 6.11: 閾値を超えた領域のみを積分。

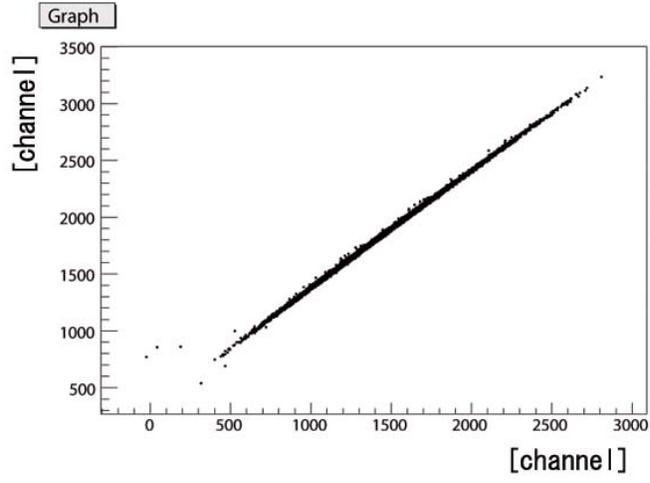


図 6.12: 横軸：100nsec 積分 縦軸：閾値を超えたイベントのみ積分

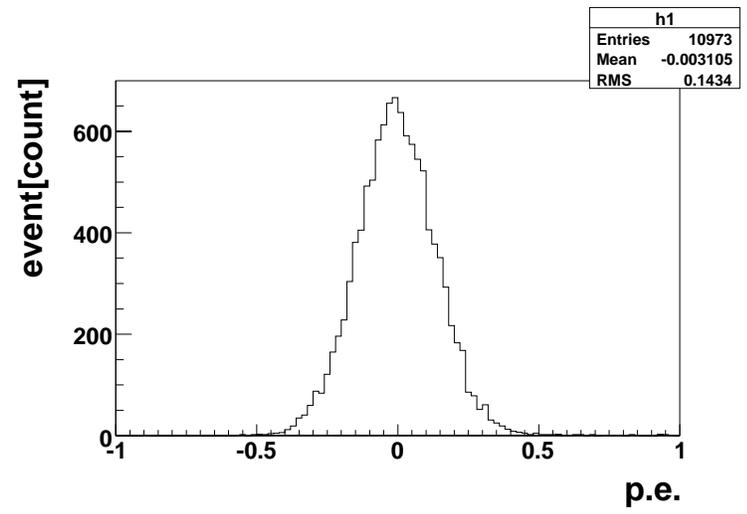


図 6.13: 100nsec で積分して得た光量と閾値を用いた積分法の補正後の光量の差分。横軸チャンネル

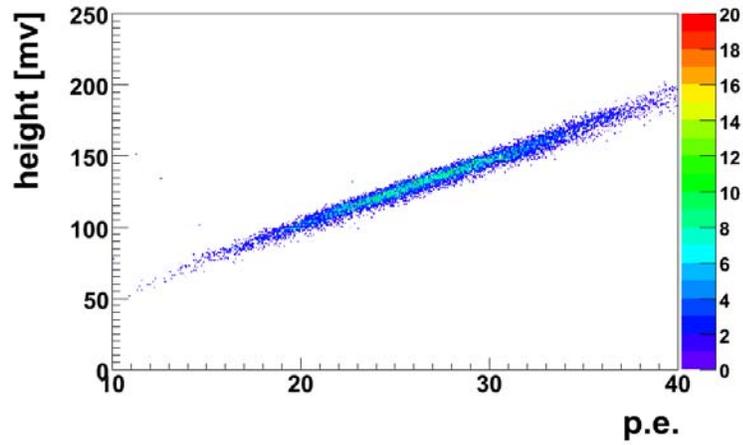


図 6.14: 蓋を閉めた状態での光量と波高値の相関図

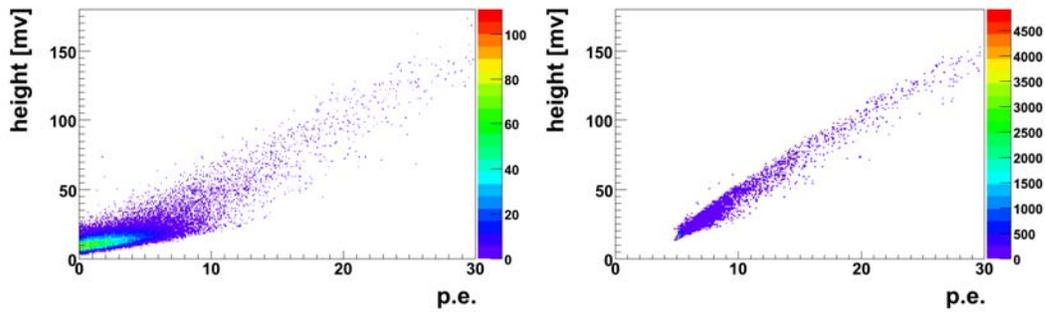


図 6.15: 明るい空での光量と波高値の相関図。左図: 100nsec 積分 右図: 閾値を用いた積分

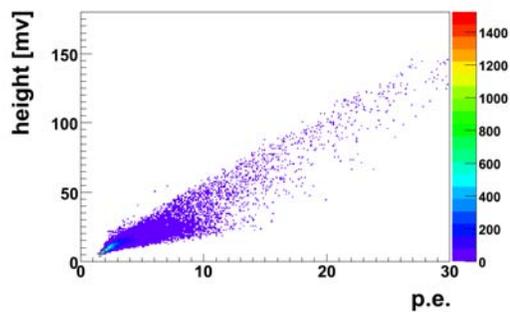


図 6.16: 閾値を下げたときの光量と波高値の相関図。閾値が高いときに比べ広がっている。

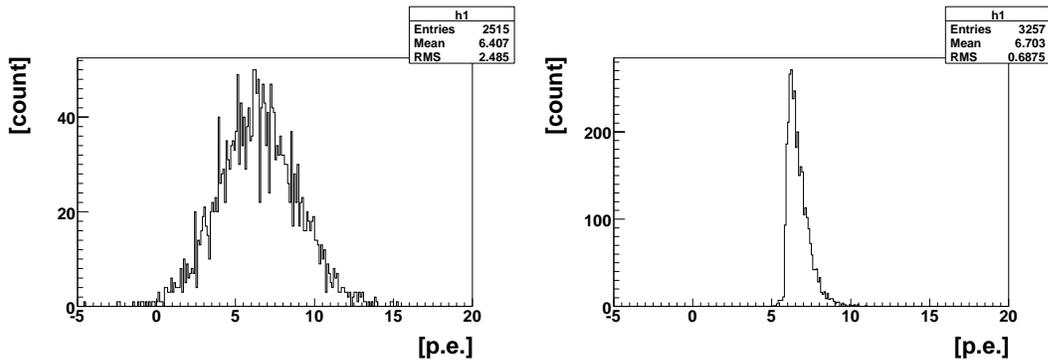


図 6.17: 狭い波高幅での光量の揺らぎ。左図 100nsec 積分 右図 閾値を用いた積分

6.3.3 ダイナミックレンジ

次に実際に FADC を導入する際に得られるダイナミックレンジを求めた。実験は暗箱内で LED を光らせて行った。まず分解能を求めるための実験を行った。現地と同様の条件にするため、実験に使用した PMT は CANGAROO-III で用いているものと同じ H8820 である。これを前述した現地で使用しているものと同じフロントエンドに現地と同じ長さのケーブルを用いてつなぎ、フロントエンドからの出力を FADC を用いて計測した。今回使用したジーエヌディー社の FADC はスケールが 1V で 8bit の分解能を持つため、1 channel は約 3.9mV となる。そこで入力信号を増幅アンプを用いて 2 倍にしたものと増幅アンプを通さず直接入力した場合でそれぞれ比較を行った。LED を 1p.e. レベルで光らせたときのそれぞれのスペクトルが図 6.18 と 6.19 である。上図が時間幅 100nsec で積分した場合、下図が 50nsec で積分した場合である。増幅アンプをつながない場合、100nsec で積分を行うと 1p.e. のピークはペDESTAL に埋もれてしまい見られないが、50nsec で積分するとペDESTAL と 1p.e. のピークをはっきりと見分けることが出来る。前述した解析手法を用いれば小さい光量のチェレンコフ光に対しては 50nsec 以下の積分を行うことが出来るので、FADC としては 1 channel で 3.9mV の分解能があれば 1p.e. の分解能を持つといえる。次に 1 channel で 3.9mV の分解能を持つ FADC を用いたときに観測可能な光量の上限值を求めた。図 ?? は増幅アンプを通さず観測したデータを用いて得たもので横軸光量、縦軸波高値である。これを 1 次関数でフィットした時の傾きは 4.5 となった。つまり 1p.e. が約 4.5mV の波高値を持つ。よって今回使用したように 1V で 8bit の分解能を持つ FADC を使用すれば 1p.e. から 220p.e. 近くまで観測することが可能となる。現在ではフロントエンドからの ADC 信号出力の線形性が保たれるのが 200p.e. 程度であるので十分である。

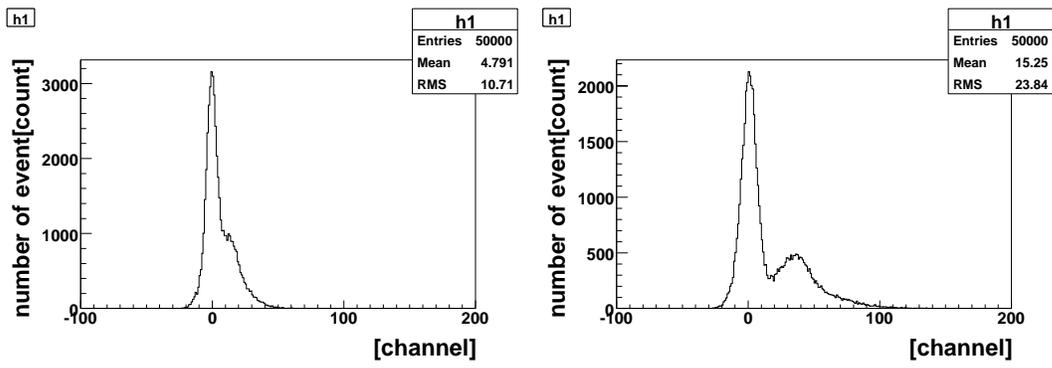


図 6.18: 100nsec で電荷積分をした時のスペクトル。
 左図:増幅アンプを通していないもの 右図:ゲイン 2 倍の増幅アンプに通したもの

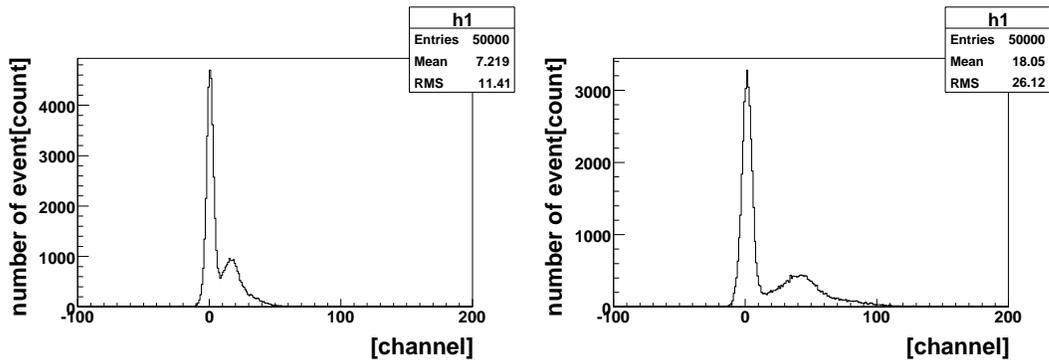


図 6.19: 50nsec で電荷積分をした時のスペクトル。
 左図:増幅アンプを通していないもの 右図:ゲイン 2 倍の増幅アンプに通したもの

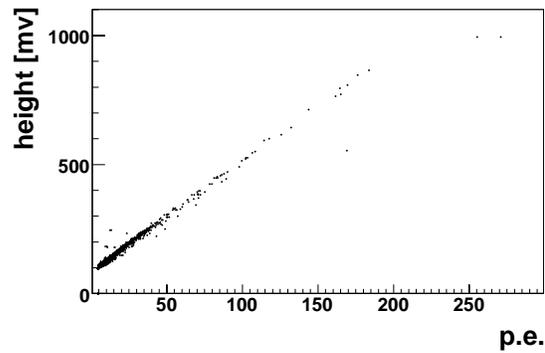


図 6.20: アンプを通さない状態で取得した光量とパルス波高値の相関図。

第7章 まとめと今後の課題

7.1 カニパルサー/星雲と Kepler のステレオ解析のまとめ

本論文ではステレオ解析手法の確立を目指し、標準光源ガンマ線天体であるカニパルサー/星雲の解析を行った。解析に用いたデータは2003年12月に取得されたもので、解析に用いた有効時間は938minである。解析にはLikelihood methodとFisher discriminant methodの2つの異なる解析を行った。いずれの解析手法においても有意にガンマ線イベントを得た。Likelihood methodでは 4.4σ の有意度で116イベント検出した。Fisher discriminant methodでは 3.27σ の有意度で122イベント検出した。さらにそれぞれの方法で得られたガンマ線イベントから積分フラックスを求めた。いずれの方法もHEGRAグループにより得られているカニパルサー/星雲のフラックスとエラーバーの範囲で一致した。異なる2つの方法で同様の結果が出たことで、解析手法の正当性を確認した。

次に超新星残骸 Kepler の解析を行った。解析に用いたデータは2005年4月に取得されたもので、解析に用いた有効時間は823minである。Likelihood methodによる解析を行った結果、有意にガンマ線を検出することは出来なかったが、その積分フラックスの上限を得ることが出来た。上限値は700GeVのエネルギーで $3.9 \times 10^{-12} [\text{photon}/\text{cm}^2/\text{sec}]$ ($\sim 13\% \text{Crab}$)であった。この値はXMM-Newtonなどで観測されたシンクロトロン放射から予想される逆コンプトン散乱のモデルと矛盾するものではなかった。

7.2 FADC 導入試験のまとめ

夜光の影響を低減させることを目的としてFADCの導入試験を行った。この試験により現状の電荷積分型ADCによる時間幅100nsecでの積分による光量情報取得方法は、夜光の影響により2.7p.e.(1σ)で揺らいでいることがわかった。またFADCによる効率的な光量情報取得方法として、閾値を超えた信号のみを積分する方法を試した。これにより、信号幅に応じた時間幅での積分が行うことができ、夜光による光量の揺らぎが従来の2.7p.e.から0.48p.e.と16%に低減することが出来ることを示した。

7.3 今後の課題

まず解析手法についてであるが、Likelihood method、Fisher discriminant methodによるカニパルサー/星雲のS/N比はあまり満足のいくものではなかった。この原因の一つとしてエッジカットが挙げられる。解析の際に用いたエッジカットは高エネルギー側のイベントを多数捨ててしまうことがわかっている。ガンマ線と宇宙線陽子の形状は、高エネルギー側でよりはっきり識別できるので、このエッジカットによりS/N比を悪くしている可能性がある。今後より効率の良い方法で、この望遠鏡の端にかかるイベントを処理する必要がある。

また今回積分フラックスのエネルギーの決定方法をモンテカルロシミュレーションのデータを用いて確かめたが、エラーバーの範囲内では一致したが、あまり精度が良いとは言いがたい。今後は異なる幕で降らせたシミュレーションデータなども用いてさらに精度の良い積分フラックス

の求め方を確立したい。また今回はカニパルサー/星雲に対して積分フラックスしか求めなかったが、微分フラックスに対しても同様の研究を行う。

Kepler の解析では、本論文では 3 号機 4 号機の 2 台の望遠鏡による解析を行ったが、3 台の望遠鏡での解析では角度分解能が向上するため、より S/N が良くなる可能性がある。そこで 3 台の望遠鏡データを用い、より感度のよい解析を行う。また今回考察の際に参考にした X 線のフラックスは、Kepler のごく一部の領域のものである。チェレンコフ望遠鏡の角度分解能では、Kepler はほぼ点源となる。そこで今後は Kepler 全体の電波や X 線のフラックスも用いて研究を行う。また他の超新星残骸の解析もおこない、超新星残骸での宇宙線加速機構についての系統的な理解を目指す。

FADC の導入試験では、FADC により夜光の影響を大幅に低減出来ることがわかった。しかし現在の FADC では VME6U ボード 1 枚で 4 チャンネルの信号しか測定することが出来ない。これでは 427 本ある PMT からの信号を測定するのは現在のエレクトロニクス小屋の容量を考えると現実的ではない。今後は、1 枚のボードで 16~32 チャンネル測定できるような FADC の 9U-VME 化を目指す。FADC の本格導入により、夜光の影響の大きい低エネルギー側の S/N が良くなることが期待される。ガンマ線のフラックスは通常 10^{-2} 程度の傾きをもつので低エネルギーの感度をよくする意義は大きい。

謝辞

まずは、このような研究の場を与えて頂き、多岐にわたって御指導していただきました谷森達教授に感謝いたします。窪秀利助手にはいつも土壇場で本当にお世話になりました。身内賢太郎助手、色々お世話になりました。

皆様どうもありがとうございました。

参考文献

- [1] Heitler, W. The Quantum Theory of Radiation (Oxford Univ. Press 1990)
- [2] Nishimura, J. Hand bd Phys., XLV1/2 (Springer-Velag 1967)
- [3] Aharonian.F, A&A (2005)
- [4] Enomoto,R.et al, Nature 416,823 (2002)
- [5] Muraishi Doctor thesis Ibaraki Univ. (2000)
- [6] Tomida,H.,et al Ph.D.thesis Kyoto Univ. (1999)
- [7] Koyama,K.,et al PASJ ,49,L7 (1997)
- [8] Koyama,K.,et al PASJ ,49,L7 (1997)
- [9] Koyama,K.,et al Nature ,378,255 (1995)
- [10] Dickel,j. et al,Apj 330,254 (1988)
- [11] Masui,Y. et al,Apj 287,295 (1984)
- [12] Bamba,A., Astrophysical Journal 621,793-802 (2005)
- [13] Cassam-Chenai,G.,A&A 414,545-558 (2004)
- [14] Decourchelle,A., & Petre,R.Astronomische Nachrichten, 320,203(1999)
- [15] Kepler,J. "De stella nova" (1606)
- [16] Aharonian,F. et.al Astro-ph (2005)
- [17] Pfeffermann,E.,& Aschenbach,B (1996)
- [18] Rybiki,G.B.,& Lightman,A.,P., A WileyInterscience publication
- [19] Bell,A.R. MNRAS,182,147 (1978)
- [20] Fermi,E., Phys,Rev.,75,1169 (1949)
- [21] Fisher,R. Annals of Eugenics v.7 179-188(1936)
- [22] Garcia-Munoz,M.,et al Astrophys.J.,217,859(1977)
- [23] Gaisser,t.k., et al Cambridge University Press(1990)
- [24] Gaisser,t.k., et al Astrophys.J.,492,219(1998)
- [25] Aharonian,F et al. A A 614,897 (2004)

- [26] Aharonian, F. et al., *A A* 370 112-120 (2001)
- [27] Hartman, R.C. et al., *Astrophys. J. S.* 123 79-202 (1999)
- [28] Ohishi, M., Doctor Thesis, Tokyo Univ. (2005)
- [29] Ueno, M., Doctor Thesis, Kyoto Univ. (2005)
- [30] Tsuchiya, K., Master Thesis, Tokyo Univ. (2001)
- [31] Tanimura, H., Master Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [32] Nakamori, T., Master Thesis, Kyoto Univ. (2005)
- [33] Hartman, R.C. et al., *Astrophys. J. S.* 123 79-202 (1999)
- [34] Hewish, A. et al., *Nature* 217, 709 (1968)
- [35] Lyne, A.G. and Graham-Smith, F., *Pulsar astronomy*, Cambridge University Press (1990)
- [36] Aharonian, F.A. et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 291*, Issue 1, pp. 162-176.
- [37] Harding, A.K., *astro-ph/00112268* (2000)
- [38] Thompson, D.J., *astro-oh/0101039* (2001)
- [39] Aharonian, F.A. et al., *New Astronomy*, 8, pp 85-103 (2003)
- [40] Bogovalov, S.V. et al., *R.Astron.Soc.*, 313, 504-511 (2000)
- [41] Aharonian, F.A. et al., *Astrophys. Journal*, 614, pp897-913 (2004)
- [42] Longair, M.S., *High energy astrophysics* (1992)
- [43] Chandra web site
- [44] Koyama, K. et al., *Nature*, (1995)
- [45] Tanimori, T. et al., *astro-ph/9801275* (1998)
- [46] Naito, T. et al., *Astronomische Nachrichten Volume 320*, Issue 4-5 ,pp 205-206
- [47] Koyama, K. et al., *PASJ*, 49, L7-L11, 8 (1997)
- [48] <http://www.coe.phys.nagoya-u.ac.jp/column/column04/index.html>
- [49] Enomoto, R. et al., *Nature*, (2002)
- [50] Komin, N. et al., *22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics* (2004)
- [51] 小田稔, 宇宙線 (裳華房) (1972)
- [52] Hayami, H., Master thesis, Tokyo Institute of Technology (1997)
- [53] Ramana Murthy, P.V. et al, *Gamma-ray astronomy*, Cambridge University Press.
- [54] Jelly, J.V., *Cherenkov radiation and its application* (1958)

- [55] Hillas, A.M., *J.Phys. G* 8, 1475-1792 (1982)
- [56] Sokolsky, P., *Introduction to ultrahigh energy cosmic-ray physics*, Addison-Wesley (1989)
- [57] Hillas, A.M., *19th International Cosmic Ray Conf., La Jolla*, volume3 (1985)
- [58] Weekes, T.C., *Phys. Rep.* 160, 1 (1988)
- [59] Daum, A. et al., *Astropart. Phys.*, 8, 1 (1997)
- [60] Kubo, H. et al., *New Astron. Rev.* 48, 323 (2004)
- [61] Hinton, J.A., *New Astron. Rev.* 48, 331 (2004)
- [62] Weekes, T.C. et al., *Astropart. Phys.* 20, 111 (2003)
- [63] Hara, S., Master thesis, Tokyo Institute of Technology (1999)
- [64] Enomoto, R. et al., *Astropart. Phys.*, 16, 235 (2002)
- [65] Hoffmann, W. et al., *Astropart. Phys.*, 12, 135 (1999)
- [66] Aharonian, F. et al., *astro-ph/0006163* (2000)
- [67] Ohishi, M., Master Thesis, Tokyo Univ. (2002)
- [68] Kabuki, S. et al., *astro-ph/0210254* (2002)
- [69] Watabe, A. Master Thesis, Yamagata Univ. (2002)
- [70] Watanabe, S., Master Thesis, Kyoto Univ. (2003)
- [71] Tanimura, H., Master Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [72] Asahara, A., Ph.D Thesis, Kyoto Univ. (2004)
- [73] Nishida, D., Master Thesis, Kyoto Univ, (2003)
- [74] Yamaoka, T., Master Thesis, Konan Univ. (2004)
- [75] Aharonian, F., et al., *Astronomy & Astrophys.*, 370, 112-120 (2002)
- [76] Kushida, J., Ph.D Thesis, Tokyo Insitute of Technology, (2001)
- [77] Funk, S., et al., *astro-ph/0408375*, (2004)
- [78] Asahara, A., Master Thesis, Tokyo Intitute of Technology (2001)
- [79] Katagiri, H., Master Thesis, Tokyo Univ. (2004)