CANGAROO チェレンコフ望遠鏡用ADCモジュールの性能評価と観測データとの比較

99M01144 高野 一慶
東京工業大学 理工学研究科
基礎物理学専攻 修士 2 年

平成 13 年 2 月 14 日

abstract

CANGAROO is a Cherenkov telescope located in Woomera, South Australia, which aims to observe celestial objects in sub-TeV and TeV region. Before March in 2000, in order to measure the pulse heights of 552 phototubes detecting Cherenkov lights, the timing width while the pulse height is over the threshold is measured. But the dynamic range of this method is limited. Therefore in order to measure the pulse height directly chage ADC modules on fast VME bus has been introduced to each phototube on March in 2000. This paper reports the evaluation of the performance of the ADC. At first ADC module is examined with the pulse generator. It is found that it has good linearity between 260 and 3500 ADC-counts. Next a conversion factor was measured from observational shower data and found that one photoelectron equals to 84 ADC-counts. This value agrees with the value of 92 ADC-counts derived from the comparison with the simulation and observation data. The correlation between the timing width over threshold(pulse width obtained with TDC) and ADC-counts has been measured. In the normal observation mode the peak of one photoelectron is not clearly shown. Therefore higher voltage, which is 1.2 times higher than in normal operation, were supplied to the phototubes to obtain ADC counts corresponding to one photoelectron, and then the conversion factor in normal operation is estimated.

目 次

第 1 章　γ 線天文学 **4**

1.1　γ 線天体源 4

1.1.1　パルサー 4

1.1.2　超新星残骸 6

1.1.3　活動銀河核 (Active Garactic Nuclei:AGN) 6

1.1.4　その他の天体 7

1.2　人工衛星による γ 線観測 7

1.3　チェレンコフ光 望遠鏡にる γ 線 観測 8

1.3.1　空気シャワー 11

1.3.2　チェレンコフ発生機構 15

1.3.3　イメージング法 18

第 2 章　CANGAROO 望遠鏡 **25**

2.1　望遠鏡フレーム構造 25

2.2　駆動系 27

2.3　イメージングカメラ 28

2.4　データ収集システム (DAQ) 28

2.4.1　trigger logic 36

第 3 章　データ収集系統のモジュールの性能評価 **38**

3.1　32ch ADC の delay チップ による 変化 38

3.1.1　セットアップ 38

3.1.2　32chADC の線形性 39

3.1.3　豊伸電子での計測 との比較 39

3.1.4　delay チップを通るパルスの減衰 39

3.1.5　クロストークによる 別のチャンネルへの影響 45

3.1.6　signal divider のゲインの調整 46

第 4 章　観測データとの比較 **50**

4.1　夜光観測による threshold level の見積り 50

4.1.1　count rate からの見積もり 50

4.1.2　random trigger の時の ADC の分布からの見積り 52

4.1.3　見積りの比較 54

4.2　全 PMT の ADC の平均と各々の PMT の ADC の相関 54

4.3　光量の補正 55

4.4　光電子数と ADCcounts との関係 (別の解析方法) 55

4.4.1　測定 56

4.4.2　微弱光による少ない光電子数の信号の 扱い 56

第 5 章　結論と考察　58

第1章　γ線天文学

天文学は、かつて可視光による観測結果を利用して、宇宙の諸現象を研究する学問であったが、現在では、電波、赤外線、紫外線、X線,γ線等ほとんど全波長域の電磁波が観測対象になっている。この中で、γ線による観測, いわゆる。γ線天文学は比較的新しい分野である。可視光は、星間空間のダストに容易に吸収されるが、γ線の吸収は通過物質量によるので、ダストを通過できる。このことにより、γ線では、可視光やX線では見ることのできない天体の深部を観測できる。γ 線は陽子が星間物質や光 と衝突して出来る π 粒子 の崩壊や 、電子が長波長の光子と衝突し光子をより高いエネルギーに跳ね飛ばす逆コンプトン散乱、高エネルギー電子が星間ガスの原子核の近傍を通り、クーロン力によって急激にまげられ放射される制動放射 (bremsstralung)、シンクロトロン放射に依って生成される。宇宙線の大部分は、陽子で α 線が約 6 % で、炭素、酸素、鉄などの重い原子核は、約 1 % ほど含まれている。崩壊によってγ線 を生成する中性π粒子は、これらの高エネルギー原子核が星間物質と衝突する時の核反応によって、多数生成される。制動放射の場合、高エネルギーの電子や陽子は 非熱的な冪乗分布をしているので、γ線も、 冪乗分布になる 。γ 線は、荷電粒子と違って、 銀河内 磁場によって 曲げられることはなく、発生源の方向から到来する ので、 高エネルギー 粒子を 放射している 天体での情報を 直接与えてくれる 。そのため 超高エネルギーγ線 は、 パルサー で、 超 新星残骸 、活動銀河核 等といった宇宙での活発に活動する天体を議論する上で必要不可欠な情報となっている。

1.1　γ線天体源

高エネルギー天体物理学は、米国のコンプトン γ 線天文台衛星 (CGRO) の探査により近年飛躍的な進歩を遂げた。特に EGRET 検出器は、1GeV 領域において 271 個以上の γ 線源を発見した。 そのうち 6 個は、パルサーと同定されており、電波パルサーや X 線パルサーと重なり合う天体であるが、これらは、γ 線パルサーともいうべき特徴を持っている。また、約 70 個は、活動銀河核と同定されており、高エネルギー γ 線による観測が赤方偏移 を越える宇宙論的距離まで拡張された意義を持っている。100 を越える超高エネルギーγ 線領域においては、チェレンコフ光の差によって宇宙線雑音の中から γ 線候補を選び出すイメージング法の開発により 1980 年代の終わりにブレークスルーが起こった。米国 Whipple 観測所のグループによる蟹星雲の検出を初めとして、活動銀河核 Mrk421 や Mrk501、日本の CANGAROO グループによるパルサー PSR 1706 -44 などが解像型 チェレンコフ光望遠鏡により高精度で捕えられ、超高エネルギー γ 線源と確定した。以下に、高エネルギー γ 線源と考えられる 観測対象候補天体について個別に述べる。

1.1.1　パルサー

蟹星雲の中心では、中性子星の回転同期したパルサーが在り、回転周期が 33msec で変動する電波が観測されている。強い磁場を持ち光速に近い速さで回転している中性子星と考えられているパルサーは、宇宙の巨大な発電機として、天体における粒子加速器の実験室である。大きな電位差の為に電子や陽子は超高エネルギーまで加速され、古くから高エネルギー宇宙線の源とする説も唱えられてきた。γ線を放出するパルサーとしては、帆座パルサー , 蟹パルサーなどがあげられる。

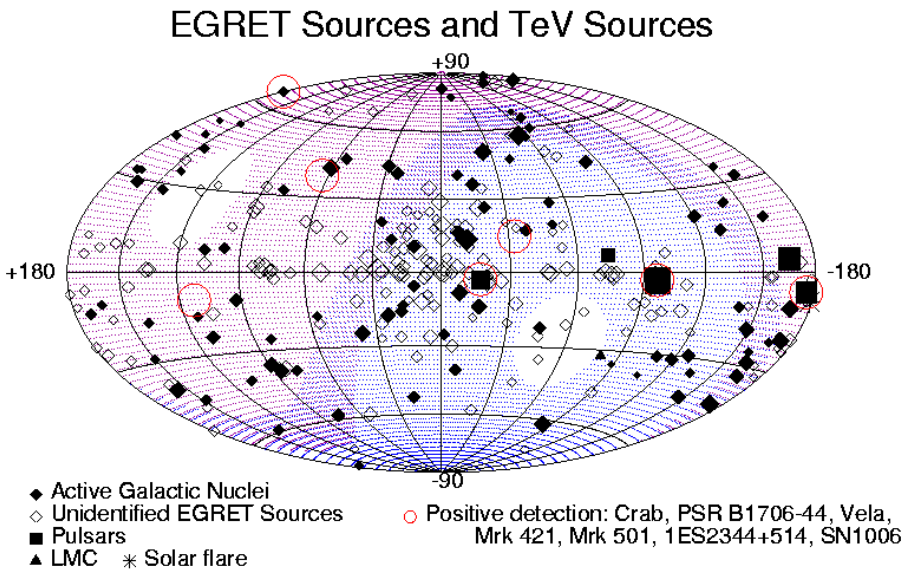


図 1.1: EGRET γ 線 源

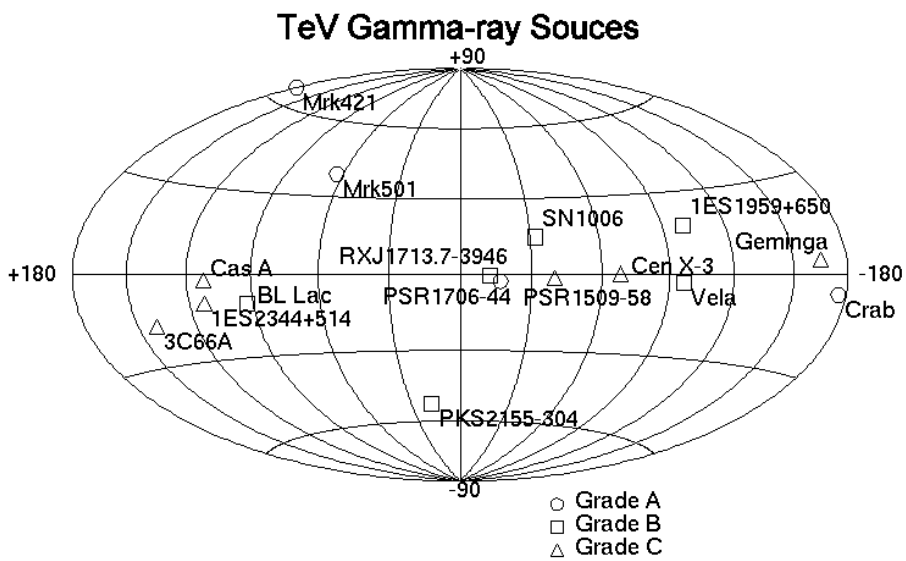


図 1.2: TeV γ 線 源

1.1.2 超新星残骸

超新星残骸 SN1006 は、西暦 1006 に爆発した歴史上最も明るい超新星の残骸で、その爆発の様子は、世界中の広い地域で観測された。この天体古くから高エネルギー宇宙線の源として考えられてきたが、決定的な証拠を欠いていた。ASCA 衛星による超新星残骸 SN1006 からの非熱的 X 線の発見は、シンクロトロン放射を行う数百 TeV の電子の存在を強く示唆し、超新星残骸がこのエネルギーまでの宇宙線の加速器として働いていることを示した (図 1.3)。

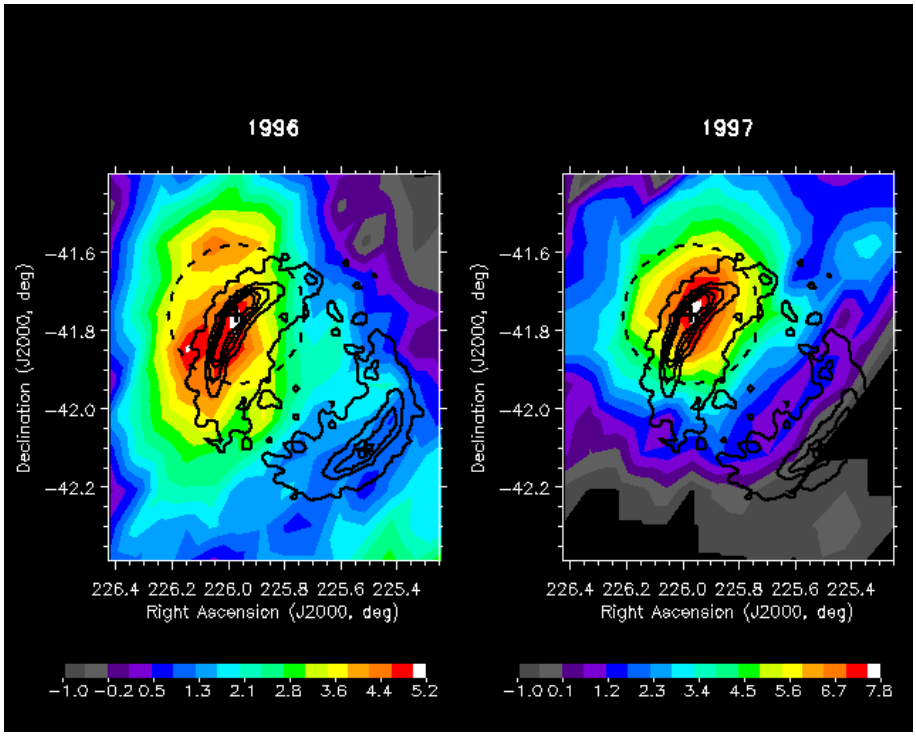


図 1.3: CANGAROO で得られた超新星残骸 SN1006 からの γ 線信号の有意性のマップ。ASCA 衛星による X 線の強度が比較のため等高線で重ねてある

1.1.3 活動銀河核 (Active Garactic Nuclei:AGN)

活動銀河核は、我々の銀河系の外にある, その名の通り 中心が非常に活発な銀河の総称で 、電波から γ 線領域まで 幅広い領域で観測されている。波長領域で、以下の様に分類される。活動銀河核には、Mkn421, 3C273 等がある。

- 電波銀河
  1950 年 に発見された電波領域での 放射が 強い 銀河。中心核から放出するジェットより電波から放射される。
- seyfert 銀河
  渦巻銀河の中心核が可視光領域で銀河の明るさと同程度の明るさを持つ。バルマー系列の非常に幅広い輝線スペクトルが存在する。1945 年に Seyfert によって発見された。
- quasar (quasi-steller object) 1963 年に発見され、恒星状の天体で光度が 10^{13} 倍ある。flat spectrum radio quasar (FSRQ) と steep spetrum radio quasar (SSRQ) がある。
- BL Lac(BL Lacertae) Object 電波 quasar に似ているが輝線スペクトルが全く見えない。Markarian 421 などがある。

- Blazar BL Lac と FSRQ の総称

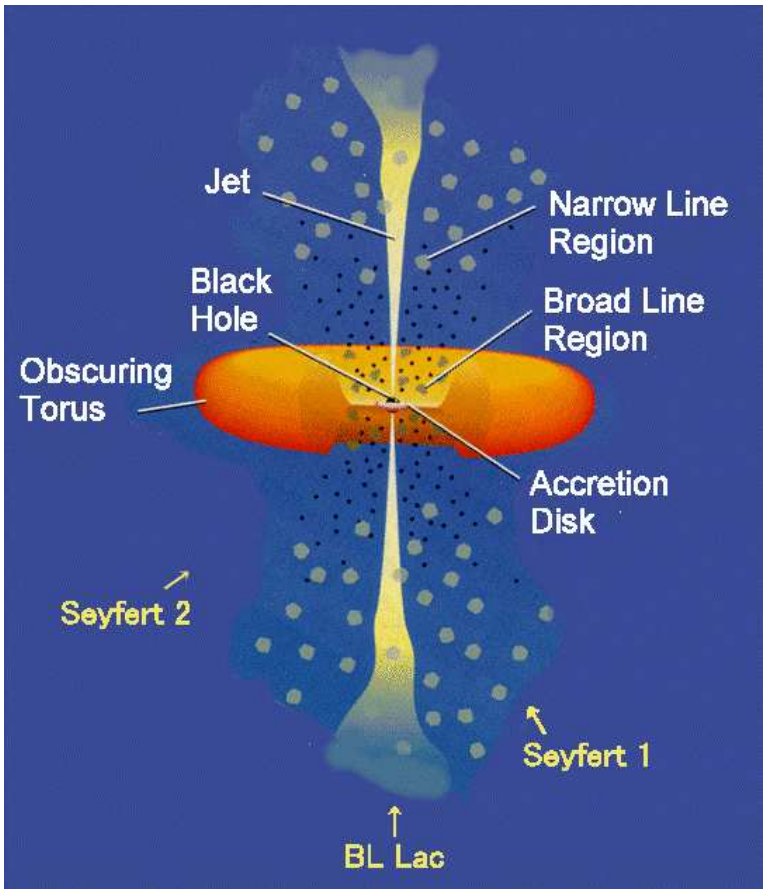


図 1.4: AGN の概念図

1.1.4 その他の天体

その他の天体として、以下の天体がある。

- 巨大分子雲
  宇宙線の標的になり、γ 線を放出する。
- スターバースト銀河及び銀河団
  これらの天体では、 星生成の強い活動が現在あるいは過去に起きており、それに比例して宇宙線も大量に放出すると考えられ、周囲の物質と衝突することによって、γ 線が発生する。
- γ 線バースト
  有力なモデルとして、火の玉モデルが検討されている。

1.2 人工衛星による γ 線観測

- 1960,70 年代
  OSO-3(orbiting solar object)
  1967 年 3 月に打ち上げられた MIT グループが 中心に 行った実験。入射した γ 線は CsI シンチ

レーションで電子陽電子対を生成し、チェレンコフカウンターで電子が下向きに走っていることを確認する。電子対は、その下の NaI シンチレーター で吸収されるのでそのパルスの大きさからエネルギーがわかる。

SAS-2 (small astoronomy satellite)
ゴダード宇宙飛行センターのグループが中心となって行われた。1972 年 11 月に打ち上げられた。スパークチェンバーで電子対の飛跡を観測し、γ 線の識別を行う。

COS-B(cosmic ray satellite)
SAS-2 を改良したもの。1975 年 8 月に打ち上げられた。

図 1.5: 1960,70 年代の観測衛星; 左:OSO-3, 中:SAS-2, 右:COS-B

- 1991 年 CGRO (Compton Gamma ray Observatory)
  CGRO は、BATSE, OSSE,COMPTEL, EGRE の 4 つの検出器で構成されている。(図 1.6) 以下にそれぞれの検出器の特徴を示す。
  BATSE γ 線バーストを発見するのが目的 。視野が広い。
  OSSE 4 個の NaI シンチレーターを用いたスペクトロメーター。
  COMPTEL γ 線のコンプトン散乱を検出する。
  EGRET 大型のスパークチェンバー

- 1996 年 BeppoSAX
  1996 年 4 月 30 日に打ち上げられたイタリアとオランダの共同研究による X 線衛星。0.1keV から 300keV の領域を観測できる。

- 2005 年予定 GLAST

  1999 -1999 の CGRO-EGRET に続く衛星 。10MeV から 100GeV 以上のエネルギー領域の γ 線源の観測を目的としている。
  多重レベルの トリガーが 使え, シリコンストリップ検出器を用いている。

1.3 チェレンコフ光 望遠鏡にる γ 線 観測

高エネルギー γ 線が 地球 大気 に突入すると 大気中の 原子核と相互作用し大量の二次 粒子 (γ 線, 電子、μ 粒子) が 生じる 空気シャワー 現象が 起こる。これによって発生するチェレンコフ光を反射鏡

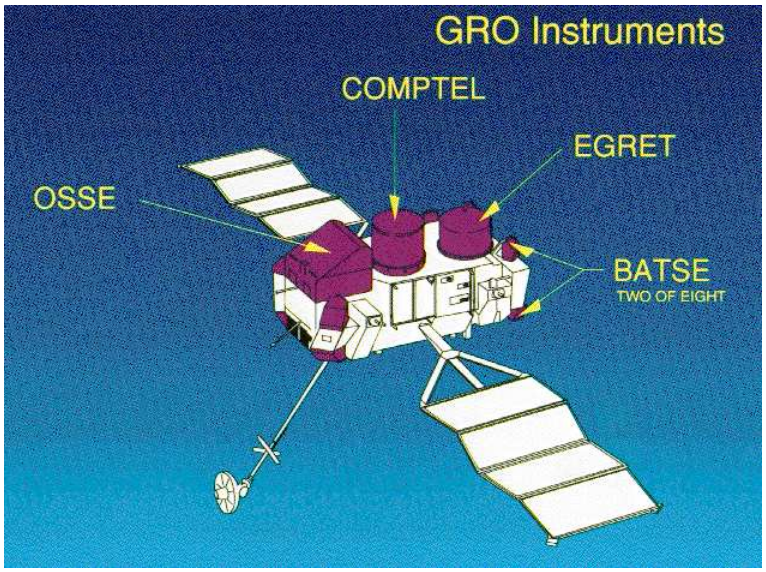
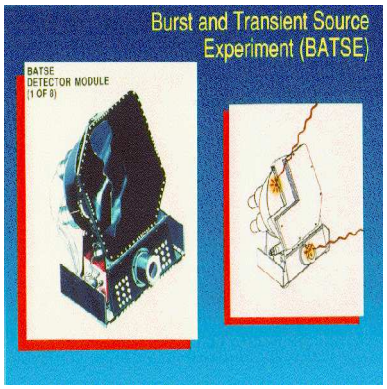


図 1.6: CGRO



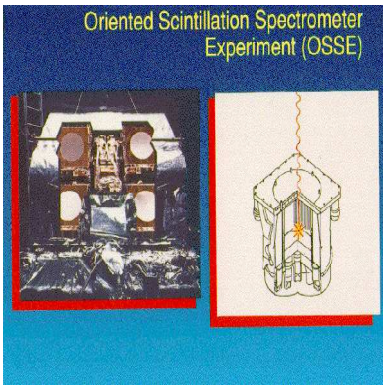
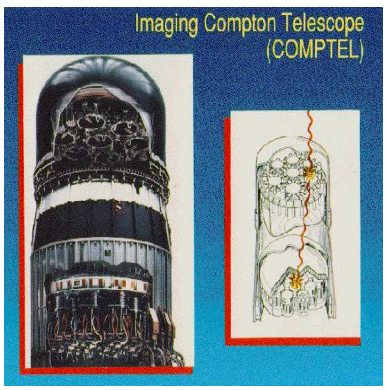


図 1.7: CGRO に搭載された検出器; 左図:BATSE, 右図:OSSE



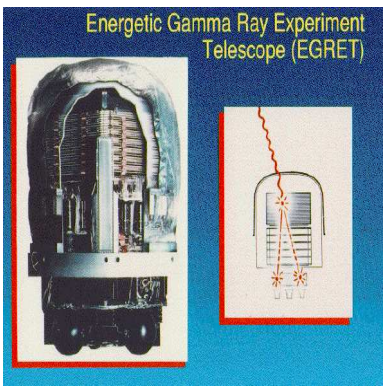


図 1.8: CGRO に搭載された検出器; 左図:COMTEL, 右図:EGRET

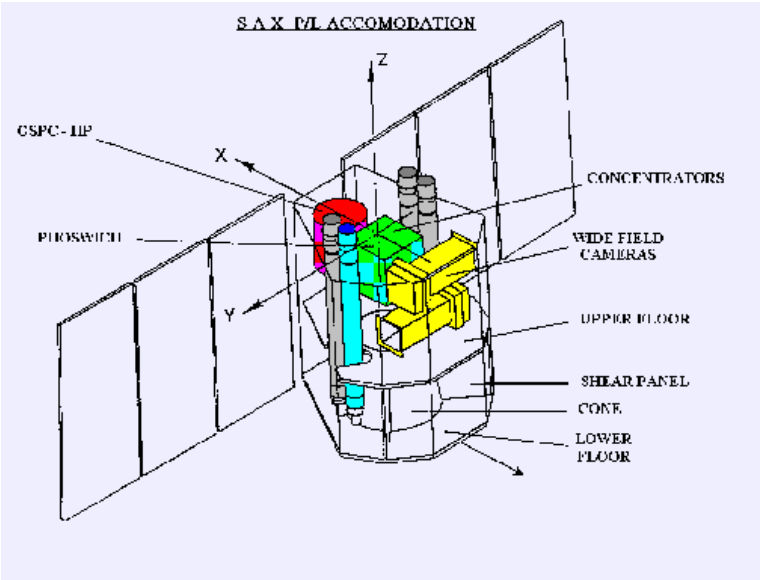


図 1.9: BeppoSAX

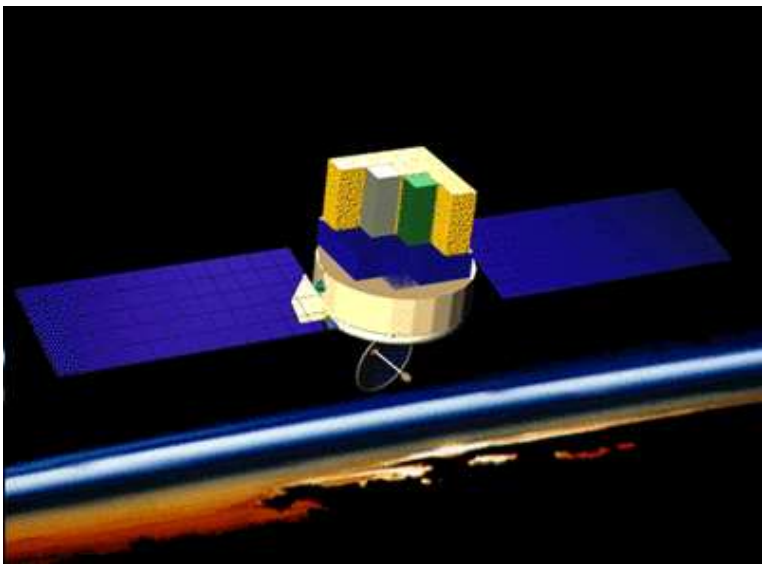


図 1.10: GLAST

で集光し、PMT から成るカメラを使って電気信号に変換し、その信号を、データ収集エレクトロニクスを使って検出する。

初期に於ける チェレンコフ光を用いた 観測 は、 凡そ 1° 程度 の角度分解能しか もたず 、観測 対象 である 天体 の視野 通過 に伴う検出トリガーの変化 を 観測することによって 、γ 線の 検出を 行っていたが 、宇宙線のバックグランドにより、十分な統計精度を出すことが困難であった。

アメリカの smithonian 天文台の Whipple グループは、アメリカの 南 ホプキンス山 で 10m 反射望遠鏡を用いて、100Gev -10Tev の領域の観測を行っている (図 1.12)。イメージング法を用いて蟹パルサーからの γ 線を検出することに成功している。

フランスのピレネー $(2^\circ E32^\circ N)$ で観測をしている CAT(Cherenkov Array at Themis) は、Davis-Cotton 型反射鏡を用いて、200GeV から 20TeV の領域の γ 線観測を行っている。他の チェレンコフ光を用いた γ 線の観測グループは、16 台の口径 10m 望遠鏡を使った HESS(high energy stereoscpic system) 米エネルギー省のサンディア国立研究所の National Solar Thermal Test Facility (NSTTF) を使った 米国の シカゴ大学、カルフォルニア大学 の共同実験 STACEE(Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect EXperime)(図 1.13)、HAGRA 、MAGIC(図 1.15) 、CELESTE などの観測グループがある。

1.3.1 空気シャワー

宇宙空間には、高エネルギーの核子や原子核、電子、γ 線が飛び交っており、その一部が地球大気中にし侵入している。これらの粒子は大気中の酸素や窒素などの原子核と相互作用し、2 次宇宙線を生成する。これら増殖して、シャワーとして地上に降り注ぐ。このような現象を拡大空気シャワー (extendsive air shower : EAS)、または略して空気シャワーという。

およそ 10GeV を超えるエネルギーをもつγ 線が地球大気に入射すると、電子・陽電子対生成を引き起こし、

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

この荷電粒子が 制動放射や 電子対消滅によって、γ 線を 生成し、 この γ 線が 、 電子陽電子対生成 する。これを繰り返して、γ 線、電子、陽電子が増植され、滝の様になる。これを 電磁 カスケード シャワーと呼ぶ。最初に入射したγ 線のエネルギーは、この電磁カスケードで生成されたそれぞれの粒子に分配されていく上に、各粒子のイオン化損失等によるエネルギーの減少により、各粒子の持つエネルギーが臨界エネルギー (critical energy) 以下になると、新たな粒子は生成されなくなり、カスケードは減衰して行く。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損失が、イオン化損失と等しくなるエネルギーであり、地球大気の場合、およそ 81MeV である。

一方、入射粒子がγ 線ではなく、陽子や鉄などの原子核(イオン)の場合 (主に陽子) は、電磁カスケードだけではなく、核カスケードと呼ばれる、空気シャワーを引き起こす。これは、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二次粒子を生成し、その二次粒子が更に衝突を繰り返してその粒子数を増加させるカスケード現象である。この時、核相互作用によって生成される粒子は、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、多岐にわたる。

このうち π 粒子は核カスケード粒子中で最も多くを占める。π^0 粒子は、その寿命が $0.83 \times 10^{-16} \mu sec$ と非常に短く、以下の様にγ 線に崩壊し、そのγ 線が上述の電磁カスケードも更に引き起こしていく。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \tag{1.1}$$

また、π^+ 粒子および π^- 粒子の寿命は、$2.603 \times 10^{-8} \mu sec$ であるが、エネルギーが高い粒子は相対論的効果により寿命が延びるため、崩壊前にさらに原子核に衝突する確率が高くなり、核カスケードの発達に寄与する。しかし、核子に衝突せずに崩壊するときは以下のように μ 粒子を生成する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{1.2}$$

図 1.11: CANGAROO 3.8m 望遠鏡

図 1.12: Whipple

図 1.13: STACEE

図 1.14: CAT

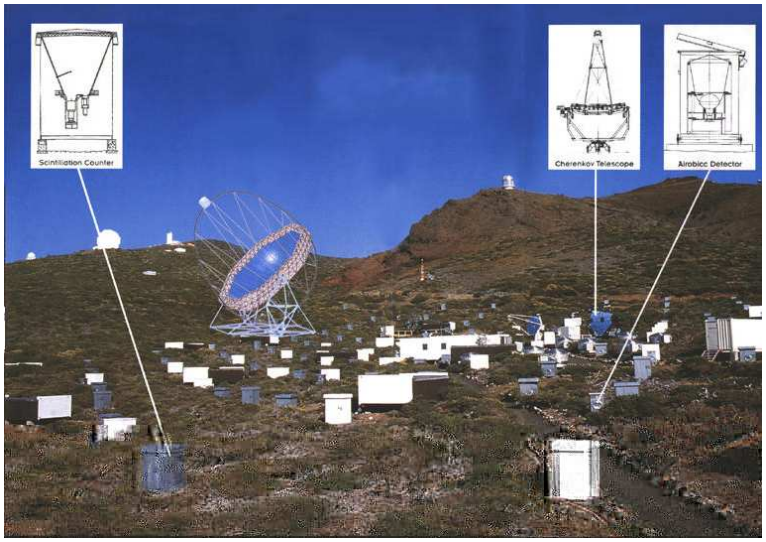


図 1.15: MAGIC

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu_\mu} \tag{1.3}$$

また、ここで発生する高いエネルギーを持つ μ 粒子はほとんど崩壊しないで地上まで到達する。

このように入射粒子がγ 線の場合と陽子、原子核の場合とでは、それぞれの空気シャワーの発達の様相が異なっている。具体的な違いを次にあげる。

- シャワーの形状

  γ 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、γ 線の入射軸の周囲に狭く、ほぼ軸対称に分布する。一方、原子核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、入射軸に対し横方向に運動エネルギーを持ち出して、シャワーを発達させるため、入射軸の周囲に広く、非対称に分布する。

- シャワーの発達高度

  原子核はγ 線と比べ、地球大気中の原子核との衝突距離が長いため、空気シャワーが大気の下部層になってから、より発達する。

- シャワーでの生成粒子量

  原子核起源の空気シャワーに於いて、主に π 中間子を生成し、π^0, π^+, π^- にほぼ同確率に崩壊する。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。これは、入射した原子核の持っていたエネルギーのうち、およそ $1/3$ がシャワーの発達に使われることを意味する。そのため、あるエネルギーのγ 線による空気シャワーと、同規模の空気シャワーを発生させる原子核のエネルギーはγ 線のおよそ 3 倍と推定される。

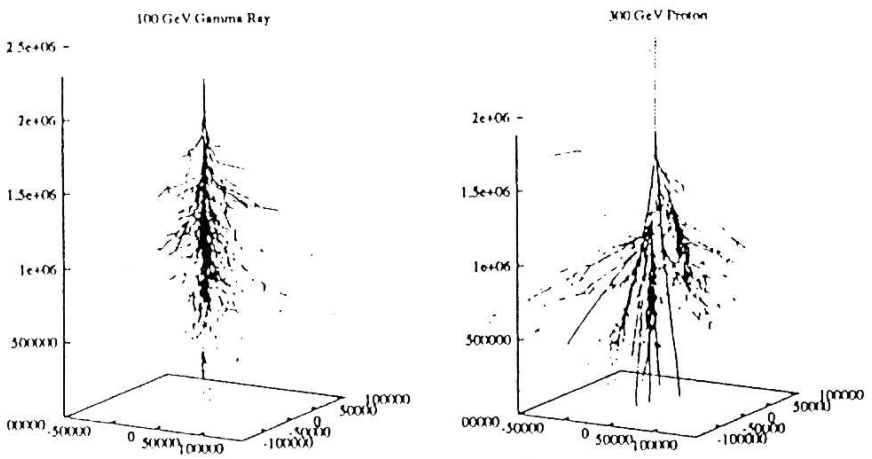


図 1.16: 空気シャワーの発達の様子。左が 100GeV γ 線起源、右が 300GeV 陽子起源。陽子の核カスケードの方がシャワー軸に対して横方向の広がりが大きいことがわかる。

1.3.2 チェレンコフ発生機構

高エネルギーの荷電粒子が溶媒中でその光速 c/n 以上の速さ (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。) で走ると、粒子の軌跡に沿って物質の分極が起こり、それが元に戻るために振動を起こす。するとそれら各部分の振動からの影響が重なり合う面が生じ、その面の法線方向に光が放出される。この光をチェレンコフ光と呼ぶ。チェレンコフ光の放出される方向は粒子の速さ

に依存し、粒子の進行方向とチェレンコフ光の放射方向とのなす角を θ、粒子速度を v と定義すると以下の式で表わされる。

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}, \qquad \beta = \frac{v}{c} \tag{1.4}$$

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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{z^2e^2}{c^2}\int_{\beta n\geq 1}\left(1-\frac{1}{\beta^2n^2}\right)\nu d\nu \tag{1.5}$$

これにより、荷電粒子が距離 ℓ を走った時、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。

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{\hbar\omega}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}\int_0^{\ell}\left(-\frac{dE}{dx}\right)dx \\ &= 2\pi\alpha\ell z^2\left(\frac{1}{\lambda_1}-\frac{1}{\lambda_2}\right)\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right) \end{aligned} \tag{1.6}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137} \tag{1.7}$$

但し、ここで α は微細構造定数である。

空気シャワーに於いて上空で生成された二次粒子のうち荷電粒子はチェレンコフ光を発生する。地上での空気の屈折率は $n \simeq 1.00029$ であり、$\beta \simeq 1$ としたとき、式 (1.4) より $\theta \simeq 1.4^\circ$ となる。逆に同式よりチェレンコフを発生するエネルギーしきい値は、電子でおよそ $21MeV$、μ 粒子ではおよそ $4.3GeV$ となる。また、大気の屈折率は一定ではなく、大気密度 ρ との間に以下の様な関係があり、高度により減少する。

$$n(h) = 1 + 2.9\times10^{-4}a\rho(h) \tag{1.8}$$

$$\rho(h) = \rho_0\dot{e}^{-h/H} \tag{1.9}$$

ここで、$H = 7.1km$、ρ_0 は地上での大気密度である。これにより高度と共に θ も減少する。更に実際には空気シャワー中の荷電粒子は、大気中の粒子によって多重クーロン散乱を受けて、起動が曲げられてしまうので、チェレンコフ光はシャワーの軸に対して、数度に広がった分布をすることになる。また、式 (1.6) により地上で $\beta = 1$ の荷電粒子が $\ell = 1m$ 走った場合では、約 27 個の光子が $350 \sim 550nm$ の波長域に放出される。

地上でのチェレンコフ光の分布は空気シャワーの発達の様子を反映したものになる。入射粒子がγ 線の場合はγ 線の持つエネルギーに対し、発光量は幅の狭い分布を示すが、核カスケードに於いては、チェレンコフ光を発生させる電磁カスケードの源となる π^0 粒子のエネルギーや発生高度は一定でないためチェレンコフ光の分布は幅広いものとなる。また、核カスケードではほとんど π^0 が電磁シャワーの生成に寄与し、同じエネルギーのγ 線と比較すると全発光量はおよそ $1/3$ と少なくなる。これは、空気シャワー全体から放射されるチェレンコフ光の粒子数が、空気シャワー中の荷電粒子数、ひいてはシャワー全体の粒子数に比例することよりもわかる。更に π^0 粒子がシャワー軸に対して大きな横方向の運動量を持ち得るのでチェレンコフ光の地上での密度分布は不規則なものになる。

チェレンコフ光はシャワーの軸から数度に広がって放射されるため、地上での分布も広くなる。γ 線が鉛直に入射した場合を想定すると、シャワーの軸の周囲、半径およそ 500m の範囲にチェレンコフ光は分布し、軸から半径およそ 150m の範囲では一様な分布を示す。これを light pool と呼ぶ。(図 1.17)。これに対し、原子核が入射した場合に発生するチェレンコフ光は、その空気シャワーの発達の様相を反映して、地上での分布は不規則、不均一なものとなる (図 1.18)。

入射したγ 線から発生するチェレンコフ光を、地上に設置した望遠鏡で検出することで、γ 線を間接的に観測することが可能となる。また、先述したように、チェレンコフ光の地上での分布はγ 線の入射軸を中心に、半径およそ 150m の範囲では一様であり、検出したチェレンコフ光の光量より、空気シャ

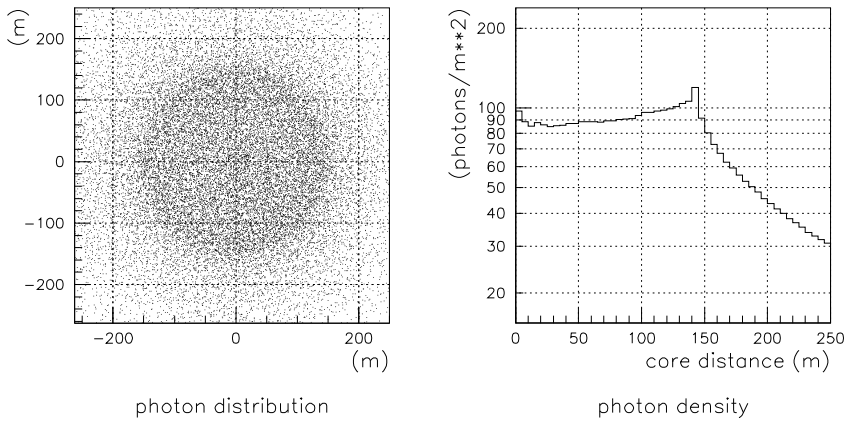


図 1.17: 1TeV γ 線によるチェレンコフ光の密度分布の様子。右図はシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度分布。シャワー軸から 150m 以内では密度はほぼ一定なのがわかる。

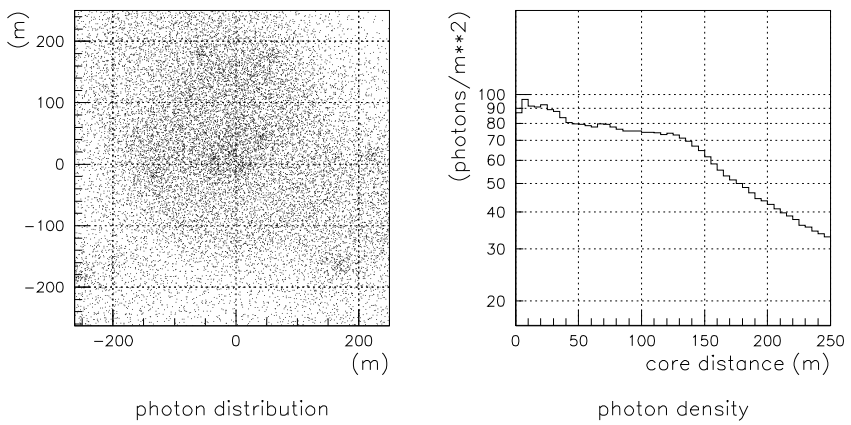


図 1.18: 3TeV 陽子による空気シャワーからのチェレンコフ光の密度分布。右図はシャワー軸からの距離による平均的な密度分布。シャワー軸から離れたところにも μ 粒子の影響によるピークがある。

ワーで発生したチェレンコフ光の総光量、ひいては地球大気に入射したγ 線のエネルギーを推定することが出来る。また、半径 150m をその検出有効面積とするなら、その面積は $2.25 \times 10^8 cm^2$ となり、人工衛星による、およそ $10^4 cm^2$ という検出面積に対し、非常に大きな検出面積を得ることが出来る。しかし、地上に到達するチェレンコフ光は非常に微弱なため、口径数 m の反射鏡などの集光装置が不可欠であり、空気が澄んでいて、都市などの他からの光の影響のない場所での観測が必須条件になる。太陽はもちろん、月光も観測の妨げになり、天候の影響も多大に受けるので観測が可能なのは、月の出ていない晴天の夜だけに限られてしまう。

1.3.3 イメージング法

この技術は、以下に示すようなバックグランドの陽子起源のシャワーの除去を目的としている。天体からのγ 線は、地球大気に入射した時に引き起こされる空気シャワーの電磁カスケードで生成される電子・陽電子が放射するチェレンコフ光を捕らえることによって観測する。しかし、宇宙線原子核の引き起こす空気シャワー中の核カスケードで生成される π^0 粒子はγ 線に崩壊し、それを発端とし電磁カスケードが生成される。ここからのチェレンコフ光が観測の際のバックグラウンドノイズとして大きな問題となる。

望遠鏡の有効検出視野およそ 1 度とすると、宇宙線原子核のフラックスは陽子だけでも、およそ $10^{-8} \mu cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ だけあり、これに対し、γ 線はかにパルサー / 星雲の様な強い線源でも TeV エネルギー領域で、およそ $10^{-11} \mu cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ であり、このフラックスの差は 1000 倍にもなる。そのため、γ 線からのチェレンコフ光はバックグラウンドのチェレンコフ光の中に埋もれてしまっており、効率的なバックグラウンドの除去が検出の要となる。

1960 年代の初期のチェレンコフ光観測では、このバックグラウンドがうまく除去できなかったため、有為な結果を出すことが難しかったが、1990 年代に入り、解像型のカメラでチェレンコフ光を補足することにより、そのカメラでのチェレンコフ光の像の特徴により、宇宙線原子核とγ 線を判別する “イメージング法” と呼ばれる方法が発案され、S / N 比 (信号 / ノイズ比) を 100 倍以上に改善することに成功した。

空気シャワーから発せられるチェレンコフ光は 3 次元的な分布をしている。これを 2 次元である地表面に投影したものが、解像型カメラで捕らえられたチェレンコフ光の像ということになる。γ 線が引き起こす空気シャワーでは、二次粒子が、入射軸に対する垂直成分の運動量をほとんど持たず、発生高度も低くはないため、チェレンコフ光の像の形は小さくまとまった楕円状となる (図 1.19)。また、γ 線を望遠鏡を向けている方向の点源からのものと仮定するなら、視野の中心がγ 線の到来方向となり、そこから発達した空気シャワーからのチェレンコフ光の分布は、視野中心から放射状に存在することになる。

一方、宇宙線原子核が引き起こす空気シャワーでは、先述したように、二次粒子が、入射軸に対する垂直成分の運動量を大きく持ち、また、シャワーの発達高度も比較的に低いことから、シャワーからのチェレンコフ光の放射角度も広くなるため、チェレンコフ光のカメラ像は、大きく広がり、かつ不規則な形をとることになる。また、γ 線の場合と違い、宇宙線原子核は荷電粒子であり、発生源から地球まで伝播するまでの宇宙空間で、磁場の影響を受けてる。そのため、発生した場所の方向の情報を失っており、地球への到来方向はほぼ等方的となる。これは解像型カメラで捕らえたチェレンコフ光の像の分布も視野内に於いて一様になることを意味する。

そこで、このγ 線と宇宙線原子核とのチェレンコフ光のカメラ像の違いを用いて、その選別を行うのがイメージング法である。通常、使用される解像型カメラには、PMT を数十から数百本を配列したものが用いられる。

イメージング法では、チェレンコフ光のカメラ像は楕円で近似し、各種パラメーターを定義する。

このパラメータとして Whipple グループは以下の 6 種類のパラメータを用いている。

- Width

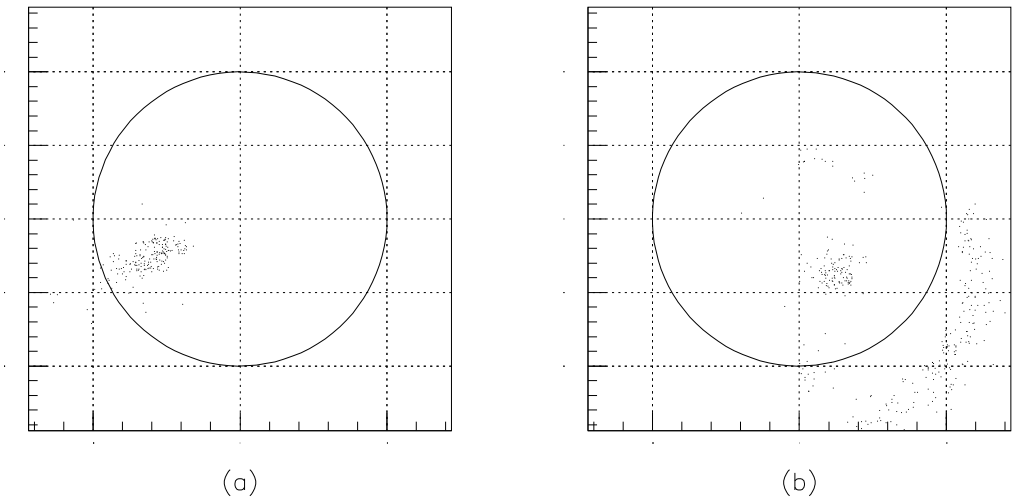


図 1.19: シミュレーションによるγ 線と陽子の焦点面でのチェレンコフ光のイメージの例。左がγ 線起源、右が陽子起源。図中の円は視野 3° を表す。

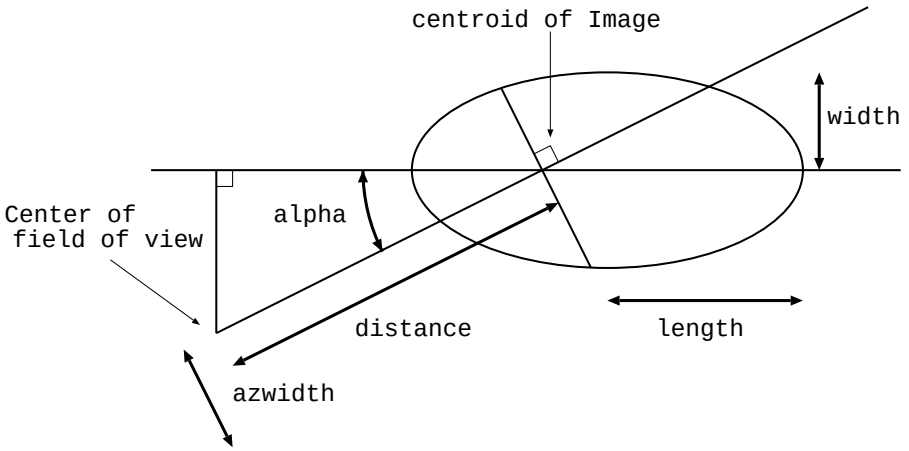


図 1.20: イメージパラメータの定義

楕円の短軸方向のイメージの広がり (標準偏差)

- Length

  楕円の長軸方向のイメージの広がり (標準偏差)

- Concentration

  最多光量の光電子増倍管二本もしくは三本の全体光量に対する割合

- Distance

  イメージの重心と視野中心との距離

- Alpha

  イメージの重心と視野中心を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角

- Azwidth

  視野中心の方向からのイメージの広がり (標準偏差)

これらのパラメーターを数式で表すと 以下の様になる。ここで、焦点面の PMT の位置を角度単位に座標で (x_i, yi) で表し、その信号を S_i とする。

$$< x >= \frac{\sigma s_i x_i}{\sigma s_i}, < y >= \frac{\sigma s_i y_i}{\sigma s_i}$$

$$< x^2 >= \frac{\sigma s_i x_i^2}{\sigma s_i}, < xy >= \frac{\sigma s_i x_i y_i}{\sigma s_i}, < y^2 >= \frac{\sigma s_i y_i^2}{\sigma s_i}$$

ここで、 $d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}, z = \sqrt{d^2 + 4\sigma_{xy}}$ とした時、Width, Length は、

$$Width^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2} Length^2 = \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2}$$

と定義される。

$$\vec{D} = (x_D, y_D) = (x_s - < x >, y_s - < y >)$$

とすると、Distance は、

$$Distance = \sqrt{x_D^2 + y_D}$$

と定義される。

$$Alpha = cos^{-1}(\frac{x_u x_D + y_u y_D}{Distance})$$

最も大きい 2 つの PMT の信号を S_1, S_2 とした時、Conc は、

$$Conc = \frac{S_1 + S_2}{\sum s_i}$$

と定義される。

図 1.21 にシミュレーションの結果として、γ 線と、チェレンコフ光の光量がほぼ同じになる 3 倍のエネルギーを持つ陽子との各パラメーターを示す。このシミュレーションに於いては、γ 線に対しては点源とし、陽子については視野 3 度に於いて一様に入射するように設定している。先述したように、γ 線からのチェレンコフ光のカメラ像は小さくまとまった形になり、陽子でのカメラ像は大きくなるため、パラメーター “Width”、“Length” の値はγ 線のものの方が小さくなり、“Concentration” は大きくなる。

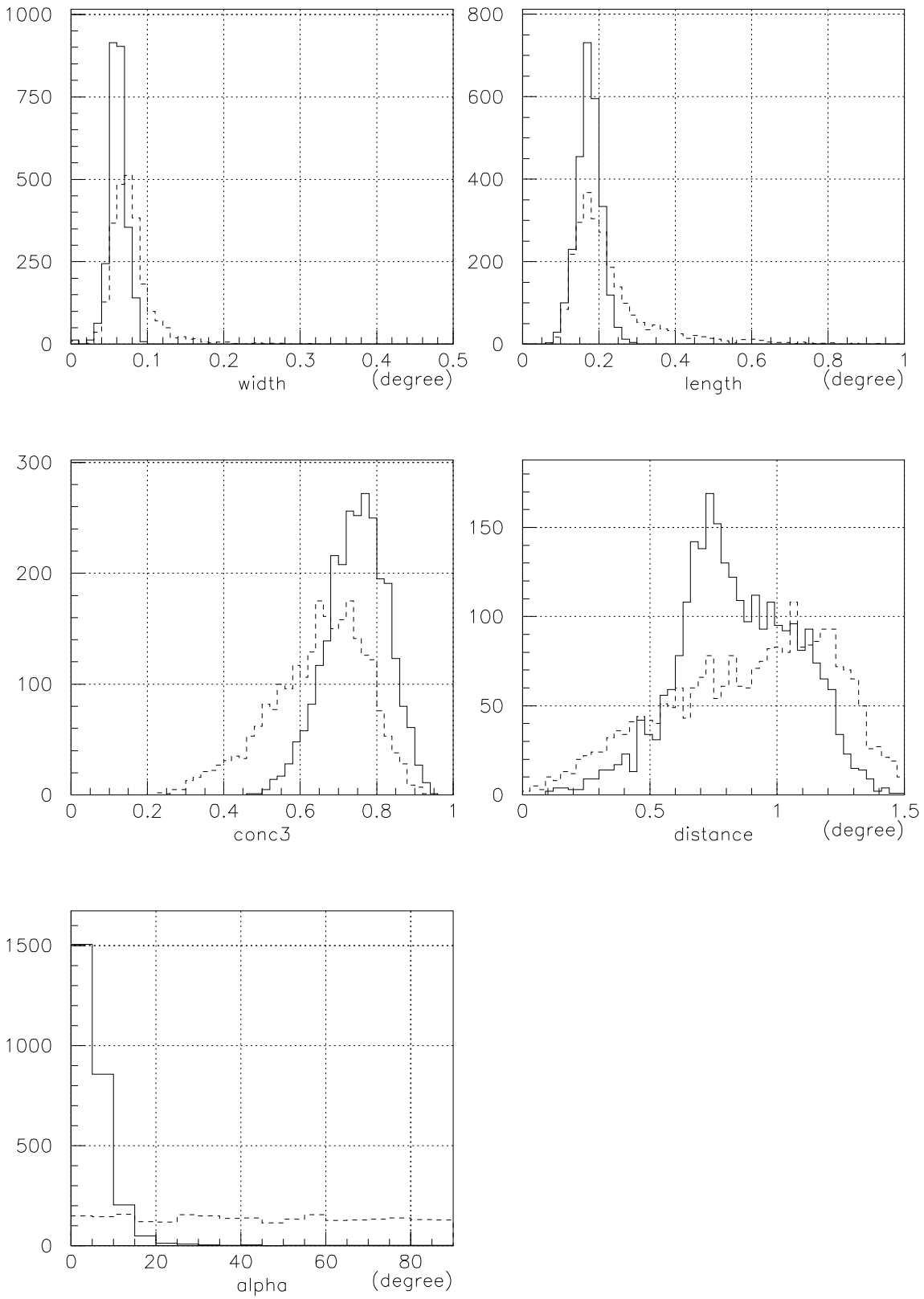


図 1.21: シミュレーションによるγ 線と陽子によるイメージパラメータの分布。実線がγ 線で破線が陽子によるもの。イベント数はほぼ同じにしてある。

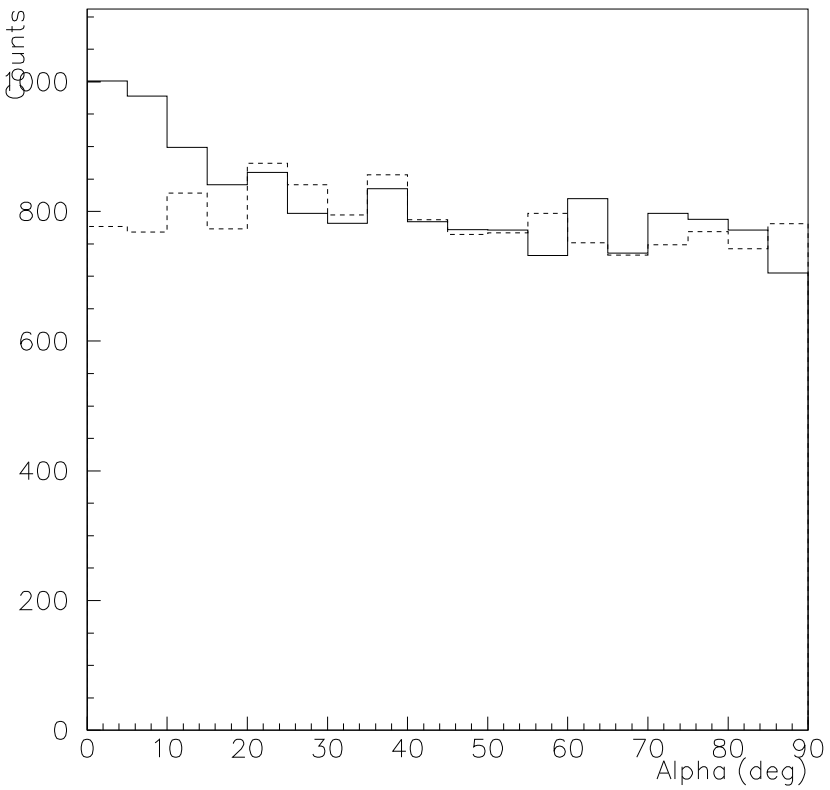


図 1.22: CANGAROO3.8m 望遠鏡の蟹星雲の alpha 分布。 実線:ON source, 点線:OFF source 。

この 3 つのパラメーターは、チェレンコフ光のカメラ像の形によって決定されるので、“形状パラメーター” と呼ばれる。これに対し “Distance” と “Alpha” は、シャワー源の粒子の到来方向や、シャワーの発達位置を反映するパラメーターである。

“Distance” はチェレンコフ光の望遠鏡への入射方向を示すパラメーターで、γ 線の場合、放出するチェレンコフ光が 150m の範囲に集中するので、これは小さい値になり、陽子 (宇宙線原子核) では到来方向の等方性により、立体角の大きさを反映し、値の大きい方に分布する。また、γ 線のチェレンコフ光に於いては、シャワー軸と観測する望遠鏡との距離とよい相関がある。“Alpha” は、高エネルギー線源の方向を向いている望遠鏡の方向とシャワー軸との角度関係に依存する。そのため、その相関がほとんどない陽子 (宇宙線原子核) では一様分布になるのに対し、γ 線は、シャワー軸が望遠鏡の向いている方向と平行になるので、チェレンコフ光のカメラ像は視野中心から放射状に分布し、Alpha 分布も 0° にピークを形成する分布を示す。

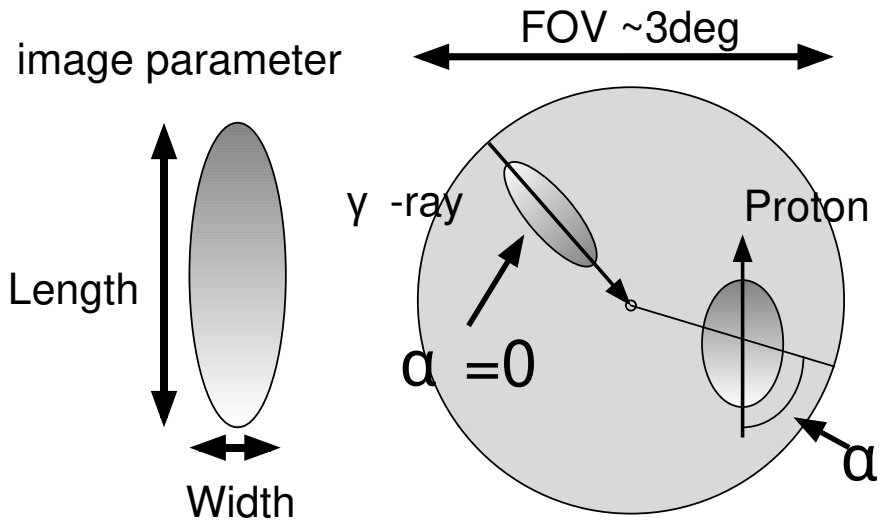


図 1.23: シャワーイメージの概略図。γ 線の場合、チェレンコフ光のイメージは視野中心を向くが、宇宙線原子核の場合はランダムになる。

実際の解析に於いて、γ 線の有無は、主に Alpha パラメーターを用いて行われる。宇宙線原子核などのバックグラウンドの情報を形状パラメーター及び Distance の違いによって除去し、Alpha ~ 0 のピークを見ることでγ 線を検出する。また、γ 線の到来方向が望遠鏡の視野の中心からずれている場合は、Alpha の 0° ピークが減衰する。これを利用して、故意に視野中心を動かして解析することにより、γ 線の到来方向を精度およそ 0.1° で決定することが出来る。

この他に、解像型カメラの光電子増倍管の大きさや間隔による影響を受けやすい角度のパラメーターである Alpha を補正するため、カメラ像の幅と方向の両方が反映されているパラメーター “Azwidth” を用いることがある。

また、これらの他のパラメータとして “Asymmetry” がある。このパラメータは空気シャワーを楕円で近似したとき、光量が最も大きくなるのがγ 線の場合楕円の中心ではなく、中心から視野中心の方に多少ずれたところとなることを利用し、光量の分布の楕円の中心からのずれとして以下のように定義する。

$$Asymmetry = \frac{\sigma_{x'}^{1/3}}{Length} \tag{1.10}$$

ここで、$\sigma_{x'}$ はシャワー軸方向の広がり (標準偏差) である。光量の最も大きい位置が、視野の中心方向にずれている場合を正方向と定義すると、γ 線の場合に於いて分布が正方向に偏る傾向をもつ。

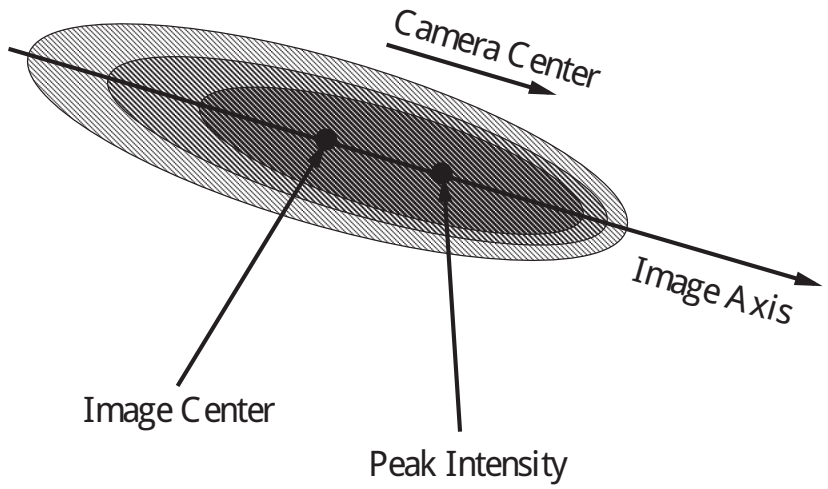


図 1.24: シャワーイメージの光量分布。γ 線の場合、光量の分布が視野の中心方向にずれた位置になる。

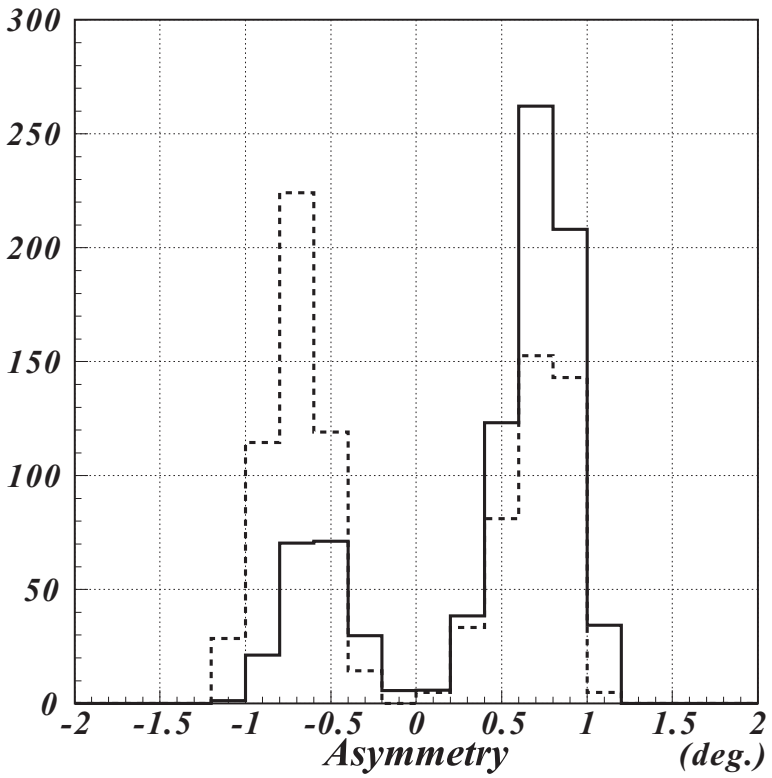


図 1.25: シミュレーションによる “Asymmetry” 分布。実線:γ 線起源、破線:陽子起源。γ 線の場合は正の方向に多く分布している。

第2章　CANGAROO 望遠鏡

CANGAROO とは、Collaboration of Australia and Nippon for Gamma Ray Observatory in the Outback の略で、銀河中心をはじめとして、多くのパルサーや超新星残骸の観測が可能である南天のγ 線の検出を目的として、日本の東京大学宇宙線研究所、東京工業大学、茨城大学、理化学研究所、宇宙科学研究所、神奈川大学、国立天文台、東海大学、名古屋大学、山形大学、山梨学院大学、およびオーストラリアのアデレード大学の間で進められている共同研究である。現在、チェレンコフ光は非常に微弱であるため、観測には周囲に光が存在しないことが必須条件であり、また、天候も重要であり、高い晴天率を必要とする。そこで CANGAROO 実験は晴天率がおよそ 80%と高く、周囲に特に明るい大きな都市のない、南緯 31°06′ 東経 136°47′ 海抜 160m の南オーストラリア Woomera で、口径 10m の反射望遠鏡を用いて観測を行っている。この望遠鏡を 4 台に増やし、立体的に観測する CANGAROO が計画されれいる。

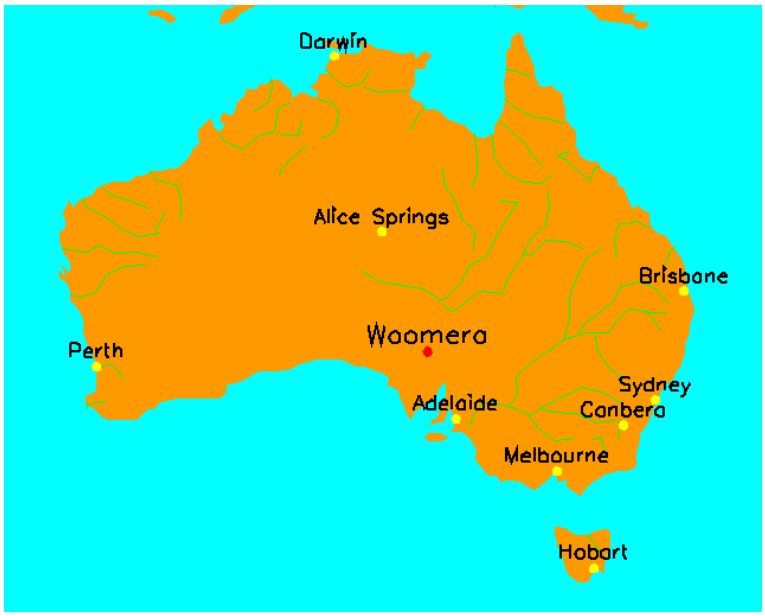


図 2.1: Woomera(南緯 31°06′ 東経 136°47′ 海抜 160m)

この望遠鏡は、集光率 85 % 焦点距離 8m 口径 10m の反射鏡で、８０ cm の小型鏡 112 枚から成る。

2.1　望遠鏡フレーム構造

チェレンコフ光望遠鏡は世界中に多数あるが、CANGAROO II 望遠鏡の特徴として、フレーム構造をあげることが出来る。アメリカの Wipple グループをはじめとして、複合型反射望遠鏡を採用している、チェレンコフ光望遠鏡のその殆どが、Davis-Cotton 型である。Davis-Cotton 型複合反射鏡は、球面形状のフレームに球面鏡を取り付ける形式の反射望遠鏡である。これに対し、CANGAROO II 望遠鏡では、フレームの形状に回転放物面を採用している。回転放物面フレームの最大の利点は、入射光子の経路長が等しくなることである。これにより入射光子の到来時刻に差がなくなり、様々な利点を生む。ひとつ目に、チェレンコフ光の詳細な到来時刻の情報を解析に用いることが出来る。大口径化とエネルギーし

図 2.2: CANGAROOII 10m 望遠鏡

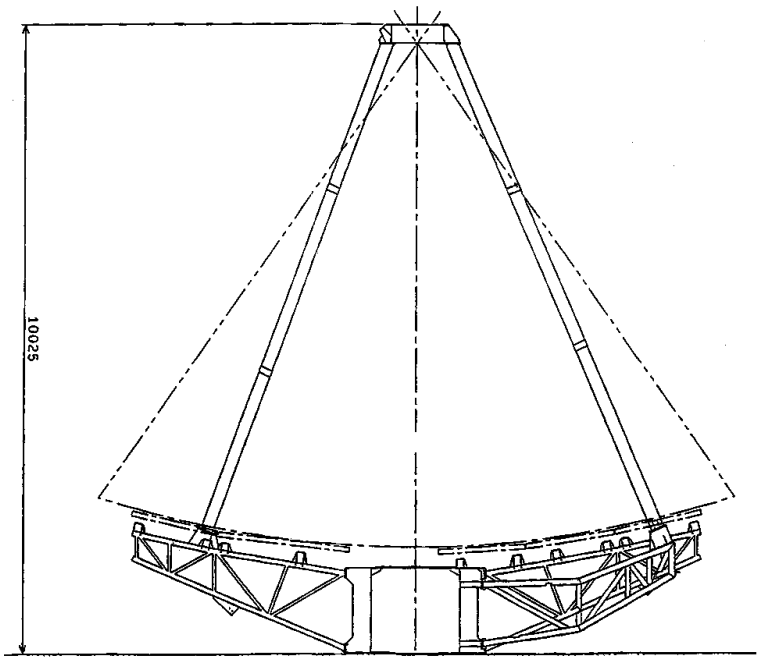


図 2.3: CANGAROO II 望遠鏡 主鏡面部フレーム (横)

きい値の引き下げにより、宇宙線原子核からの空気シャワーで発生する μ 粒子が、バックグラウンドとして重要な問題となってくる。ここで、チェレンコフ光の到来時刻の情報を用いることにより、かなりの数の μ 粒子バックグラウンドを除去することが出来る。また、解像型カメラの計測ゲート幅をおよそ 20nsec と非常に短くすることが出来るため、夜光の影響をかなり減少させることが出来る。

CANGAROO II のフレームに取り付ける小型反射鏡は、曲率半径 16.4m の球面鏡である。CANGAROO II の焦点距離である 8m の距離に於いて、視野 3° にわたり収差が 0.1° 以下となるように設計されている。

口径は 79cm で、その材質には CFRP(Carbon Fiber Reinforced Plastic) を採用しており、重さは 6kg と、従来のガラス製の反射鏡に比べ、およそ 4 倍もの軽量化に成功している。この軽量化により取り付けるフレームへの重量負荷を大幅に減少することが出来た。また、従来のアルミ蒸着のみの反射鏡の場合、反射率の回復には蒸着自体をやり直さなければならなかったが、CANGAROO II 望遠鏡で用いられる小型反射鏡には、その反射面にフッ素コーティングが施されており、水洗などにより反射率をおよそ 85%にまで回復させることが容易に出来るようになった。CFRP による成形は NOVA エンジニアリングで行われ、反射鏡のアルミ蒸着およびフッ素コーティングは三菱電機で行われた。

フレームへ取り付けた小型鏡の向きの微調整には、ステッピングモーター (オリエンタルモータ製 PX533MH-A) とウォームギアを各個に取り付けることで、遠隔操作およびその再現性も確保することが可能にしている。これにより、$6 \times 10^{-4^\circ}$ の精度で角度の微調整を行うことが出来る。

2.2 駆動系

CANGAROO II 望遠鏡は経緯台式の駆動架台上に設置される。これを制御室に設置したコンピュータにより、仰角と方位角の駆動を同時に制御し天体の追尾を行う。この追尾精度は 0.0001° である。制御装置は、三菱電気の高電圧発生装置とリレーによるシーケンス制御からなる。

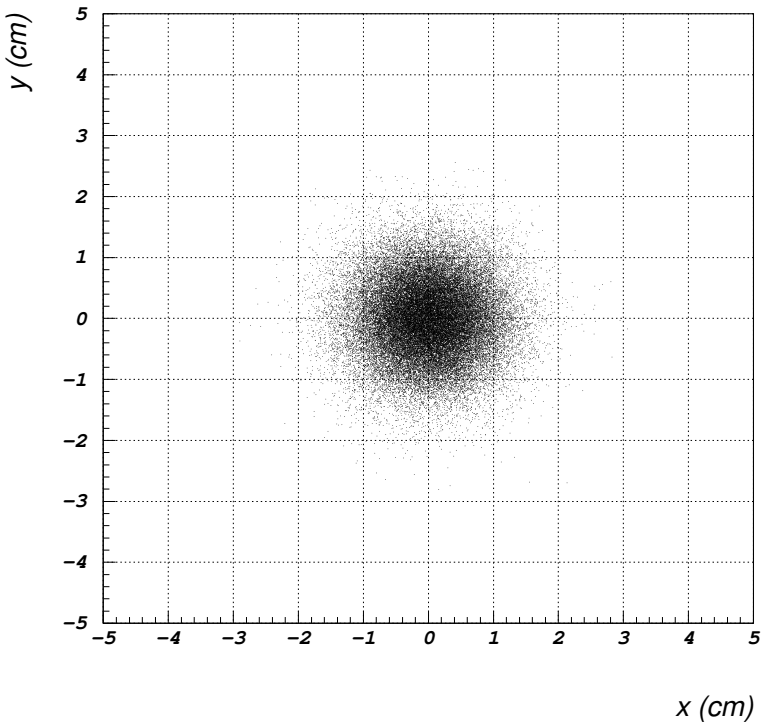


図 2.4: 焦点面での収差。実際に計測した小型鏡のずれも入れてある

2.3 イメージングカメラ

チェレンコフ光の像を捉えるために望遠鏡の焦点面には、解像型カメラ (図 2.5) が設置される。解像型カメラは 552 本の光電子増倍管と 36 個のアンプ BOX で構成されている。(図 2.6)

使用されている光電子増倍管は、浜松フォトニクス製の光電子増倍管 R4124UV (図 2.7) で、パルスの立ち上がり時間が 1.1nsec と非常に短く、PMT の大きさは直径 13.5mm で、光電面の直径は、10mm になっている。光電子増倍管の光電面の種類はバイアルカリであり、その分光感度曲線 (図 2.8) から光電子倍増管の量子効率は $350nm \sim 500nm$ に於いて、およそ 20%と見積もられる。

PMT に当たる光量を増やすために、ライトガイド (図 2.9) という集光器が取り付けられている。これは、光電面に接する側は、直径 10mm の円形で、反対側は、16mm の正方形になっている。図 2.10) ライトガイドの大きさから、カメラのピクセルサイズは、$16mm \times 16mm$ であり、視野角は、$0.115^\circ \times 0.115^\circ$ になる。光電子増倍管の光電面は直径 10mm であり、1 ピクセル中の 30%の面積しかないが、ライトガイドの取り付けにより、1 ピクセルの集光率はおよそ 85%と見積もられる。また、カメラ全体の視野はおよそ 3° となる。

光電子増倍管は 16 本で一つの高圧電源装置 (High Voltage Box) に取り付けられている (図 2.11)。この高圧電源装置にはブリーダー、バッファアンプが内蔵されており、16 本の光電子増倍管に共通した電圧を印加することが出来る。

2.4 データ収集システム (DAQ)

光を受けて発生したイメージカメラの信号は、およそ 30m の長さのツイストペアケーブルを通り、データを収集する電子機器系統に送られる。信号はまず signal divider を通り増幅し、2 つの経路に分かれ、ADC モジュールと波形弁別などの機能を持った HE2548 に送られる。そして、ADC モジュールは、パルスの電荷を測定し、HE2548 は、信号の増幅や波形弁別等の処理を行い、パルスを発生させ、トリガー論理回路や TDC モジュールに送り、データ収集のトリガーの生成と TDC の測定を行う。

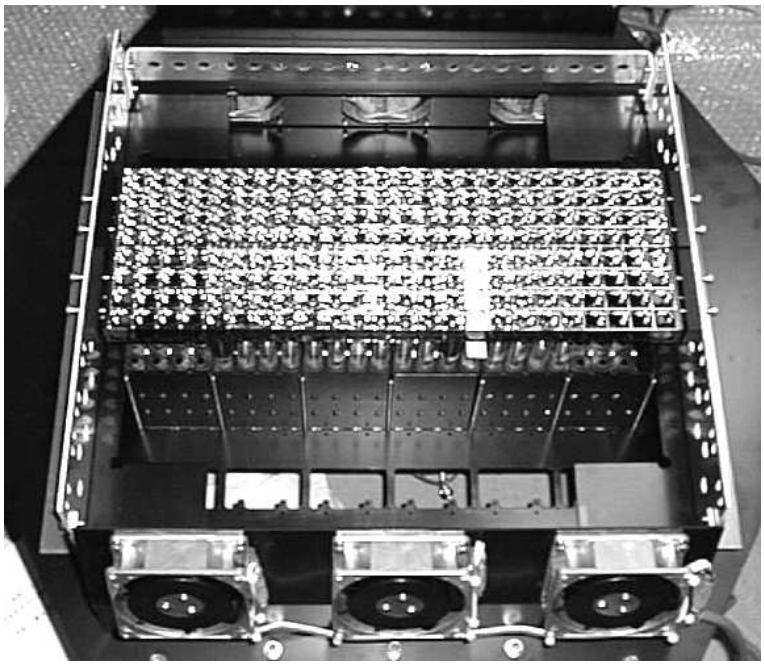


図 2.5: CANGAROO II イメージングカメラ。この写真は仮組の途中。

図 2.6: camera の構成 (552 本の PMT と 36 個の AMPBOX からなる)

図 2.7: 光電子増倍管 R4124UV。直径 13.5mm、長さ 50mm。

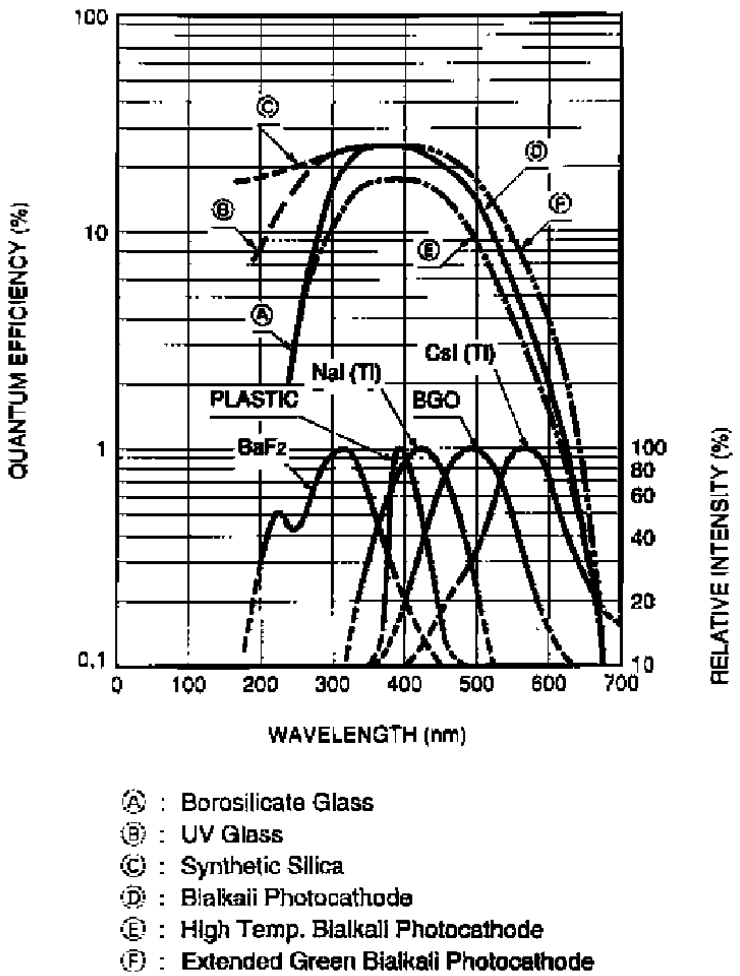


図 2.8: 光電子増倍管 R4124 の分光特性。R4124UV の分光曲線は B に対応する。

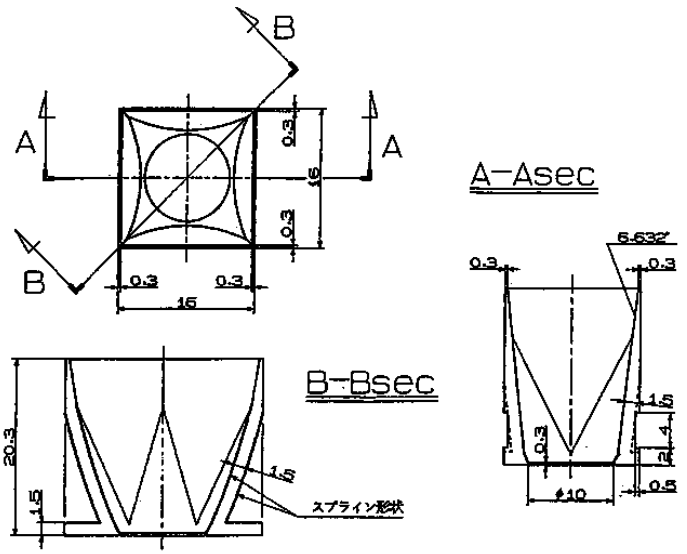


図 2.9: CANGAROO II イメージングカメラ用ライトガイド

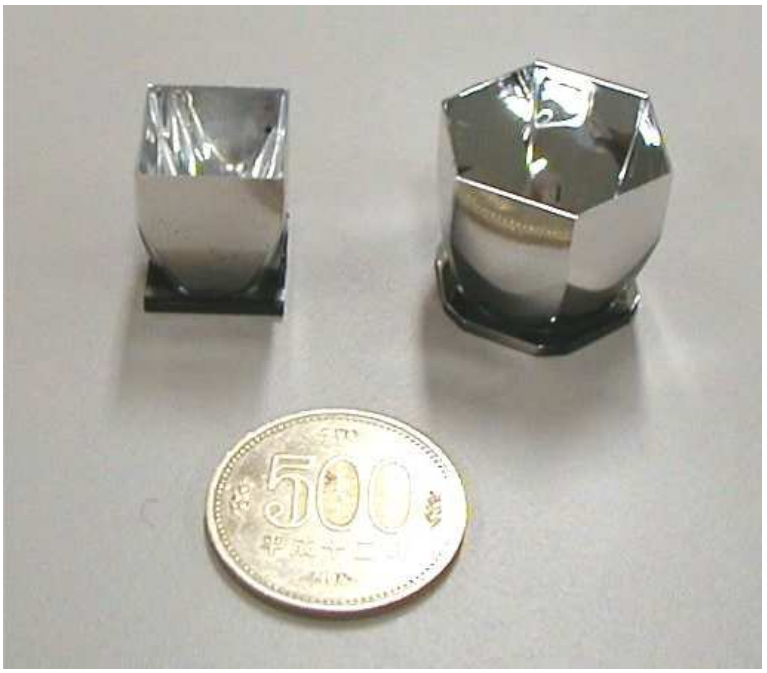


図 2.10: ライトガイド

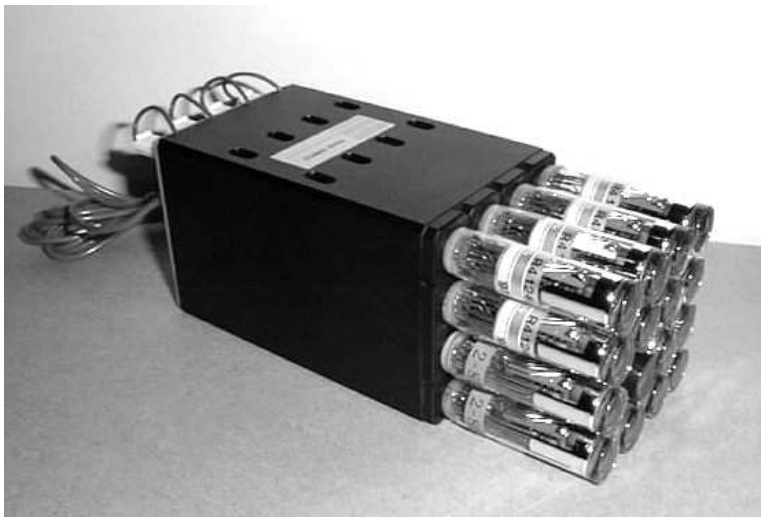


図 2.11: CANGAROO II イメージングカメラ用高圧電源装置

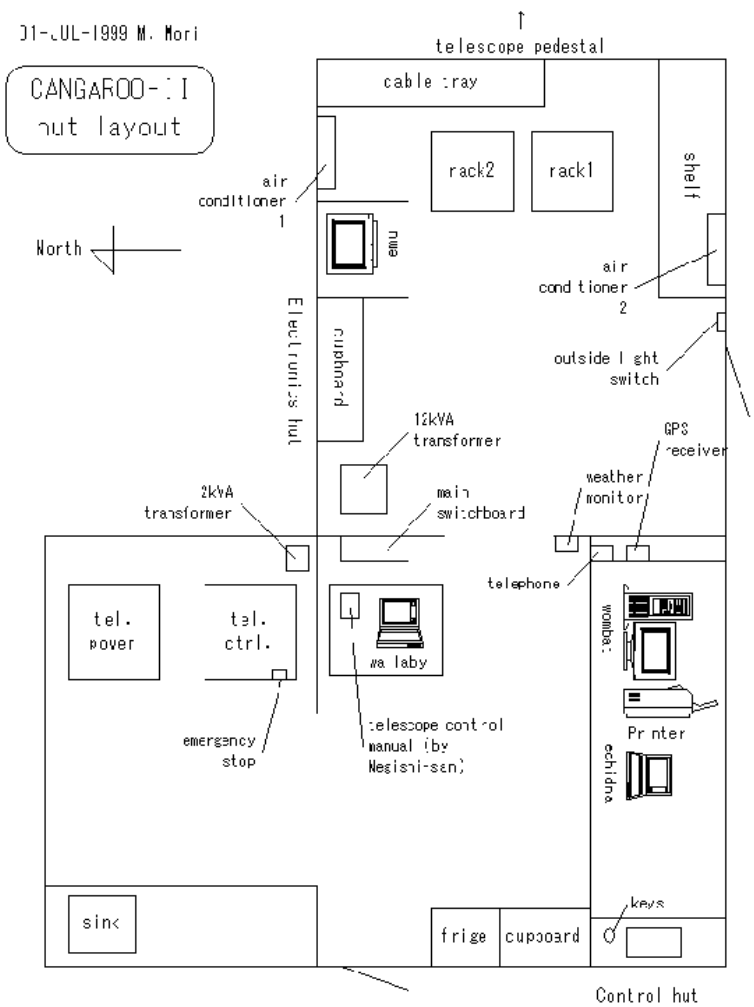


図 2.12: CANGAROOII 望遠鏡データ収集システム

DAQ の構成

データ収集システムに使用されているモジュールの一部を以下に示す。

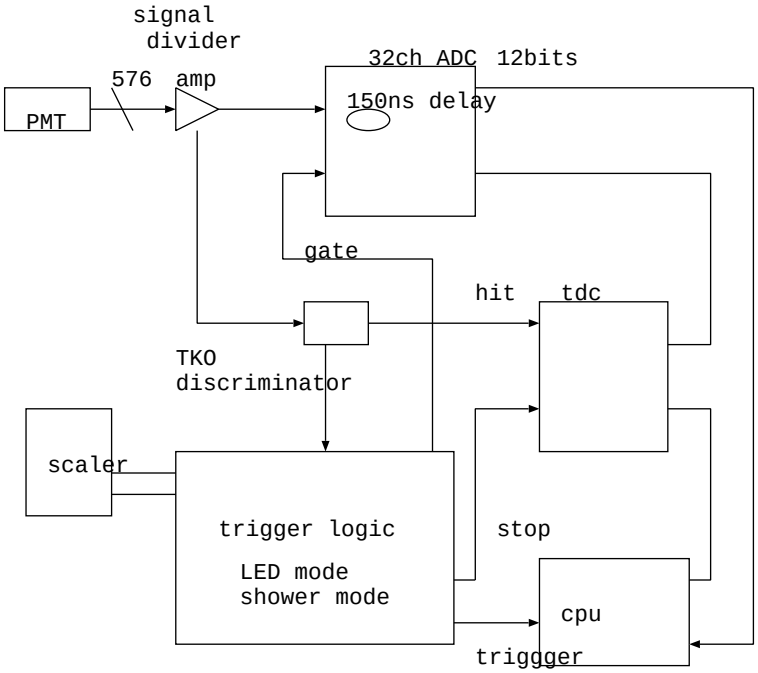


図 2.13: DAQ の構成

- CPU ボード FORCE 社製 CPU50-T
  VME 規格に準拠している。CPU は SUNmicrosystems 社製 UltraSPARC-IIi (300MHz) が搭載されている。
  CPU-7V と交換し、データ収集速度の高速化をした。

- TKO(TRISTAN-KEK-Online box system) 規格 HE2548 TKO discriminator & summing module (図 2.14)
  CANGAROO II 用に開発された 豊伸電子製のモジュールである。このモジュールは、増幅器、ディスクリミネーター、計数器、加算回路から構成され、一つのモジュールで、PMT の 32 本分の信号を処理する。信号が入力し、増幅された後、以下の様に、大きく分けて三つ内部処理がされる。

  - ECL-output
    アップデートディスクリミネーターによる、あらかじめ設定したしきい値を越えている時間に比例する長さのパルスの出力 (ECL レベル)。

  - Analog-Sum
    PMT16 本分 (高圧電源装置 1 個分) の信号が signal divider を通り、このボードの背面から入力された 16 チャンネルの信号を加算した出力。

  - Hit-Sum
    PMT16 本分の信号をディスクリミネーターの閾値 (TDCdiscri) を越えた信号を加算した出力

  このうち、Hit-Sum と Analog-Sum のパルス出力数については、内部のスケーラーで計数している。

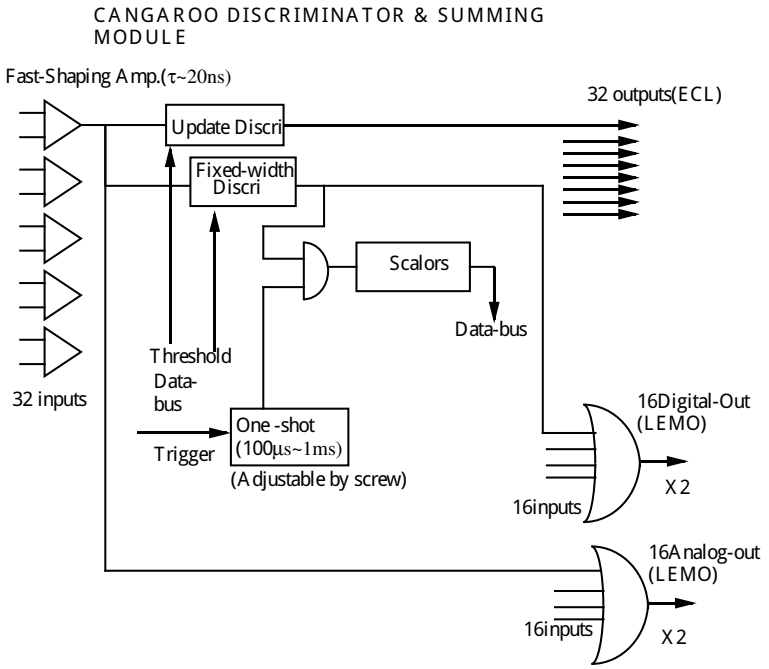


図 2.14: TKO discriminator & summing module 信号処理ダイアグラム。

HE2548 の ECL 出力は、CAMAC(Computer Aided Measurement And Control) 規格の TDC モジュール (LeCroy 社製 LRS3377) によってパルスの到着時刻とパルス幅が計測される。このモジュールの分解能は 0.5nsec で最大計測時間は 256nsec(9bits) であり、1 回のトリガーに於いて、最大 16 個のパルスの立ち上がり・立ち下がりを計測可能である。

Hit-Sum 出力信号は、イベントトリガーを生成する論理回路に送られる。

TDC、ADC で計測した値、および HE2548 内の各スケーラーの値、それに加え GPS (Global Positioning System) の時刻情報は、CAMAC システムにより VME-bus を介して、ワークステーション (CPU-50T) に送られ、1Gbyte のハードディスクに記録される。

- TDC(Le Croy 3377)
  trigger を ストップシグナルにし、HE2548 update disciminator に設定された閾値、TDCdiscri を超えたパルスとの時間間隔を測定する。これは、TDC をチェレンコフ光の到来時刻の測定だけではなく、そのチェレンコフ光による光電子の電荷量の測定も行うためである。光電子増倍管からの信号は TKO モジュール HE2548 で処理される。TDC への信号は固定幅の信号ではなく、アップデートディスクリミネーターにより、あらかじめ設定したしきい値を越えている時間に比例した長さの信号に変換される

  この TDC では、 信号の到着時間とその信号が立ち上がりか立ち下がりかが同時に記録される。また、このデータは一つのイベントトリガーに於いて、1 チャンネルあたり 16 個まで記録することが可能である。一つのデータは 16 ビット (シングルワード) であり、1 ビットのヘッダ / データフラグ、5 ビットのチャンネル番号 (全 32 チャンネル)、1 ビットの信号の立ち上がり / 立ち下がりフラグ、9 ビットの TDC 測定値 (512 段階) から構成される。時間分解能は最小で 0.5nsec に設定することが出来、256nsec まで測定することが可能である。CANGAROO II 望遠鏡ではそれほど長いゲート幅を必要としないが、この TDC では最大の測定値を設定することが出来るので、不必要な信号の記録を省くことが出来る。

- 豊伸電子製 32ch ADC(12bits = 4096counts)

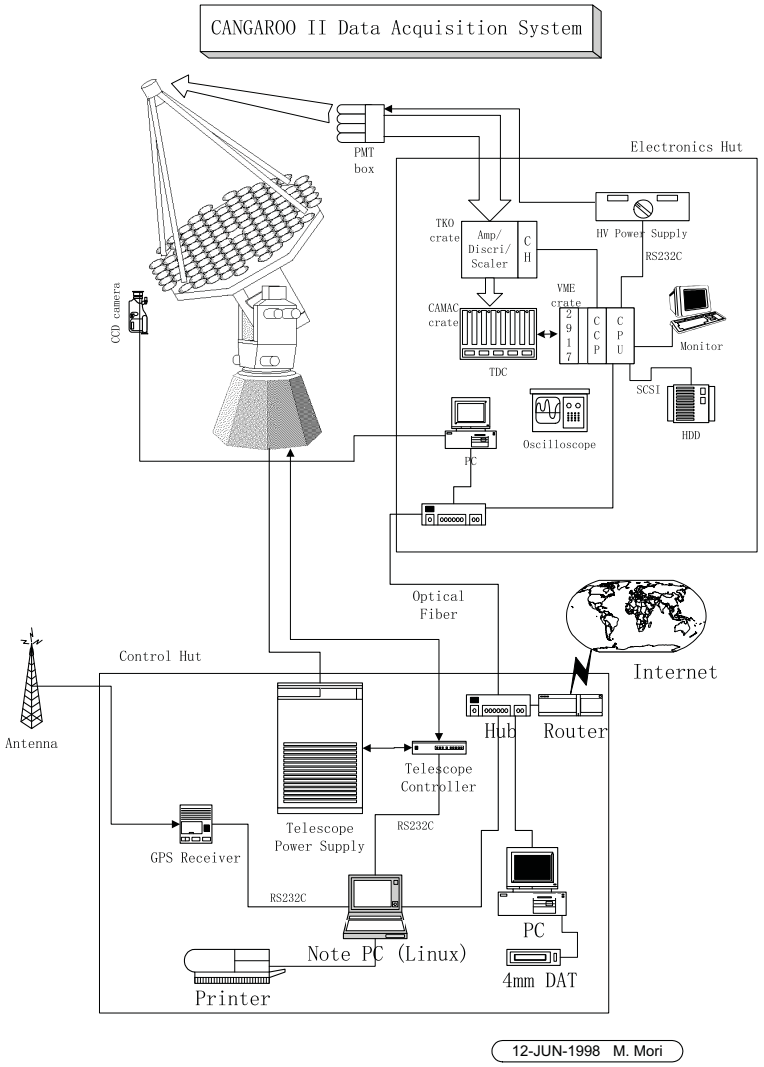


図 2.15: CANGAROO II 望遠鏡 データ収集システム。

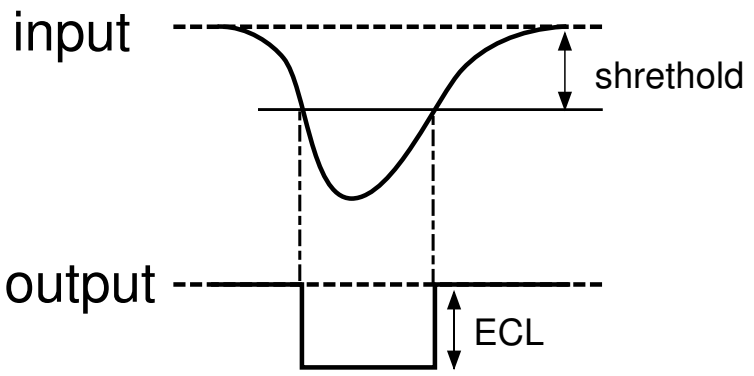


図 2.16: アップデートディスクリミネーターによる信号変換

これまで、PMT の出力電荷の値は、１６本分の信号を加算回路で加算し、それを、CAMAC 規格の ADC(CAEN 製) で、測定していた。そして、１本毎の電荷は、出力パルスの立上りと立ち下がりの時間差を TDC で測定し、そのデータを ADC で校生して求めていた。、このモジュールは、１つで 32ch(2 つの AMPBOX の PMT のパルス分) 分あり、18 枚で、カメラの PMT の本数相当の 576ch 分の信号の ADC を測定できる。VME 規格のボードで、 ADC チップを 使って、PMT から来るパルスの積分値を算出し、PMT に照射される光量を測定する。PMT のパルスの積分値を求めるため積分回路が搭載され、maxim 社製 MAX162 逐次比較型 12bitA-D コンバーターが搭載されていて、0 $\sim$ 4096counts の値を測定が可能である。この回路の変換時間は、3 μs である。また、測定する信号を、discriminator によって遅れたゲート信号と同じタイミングにするため、delay チップが搭載されている。

図 2.17: 32chADC と discriminator が DAQ に組み込まれたところ

- signal divider
  増幅器を使って、 PMT から来るパルスを増幅し、ADC と TKOdiscri に分岐する。固定と可変抵抗を使って、ゲインを調整する。

2.4.1 trigger logic

trigger logic は、shower mode と LEDmode の二つある。シャワーの観測 の時 は、shower mode を用いる。LED を使った PMT のテストやランダムトリガーによる夜光観測の時は、LED mode を用いる。

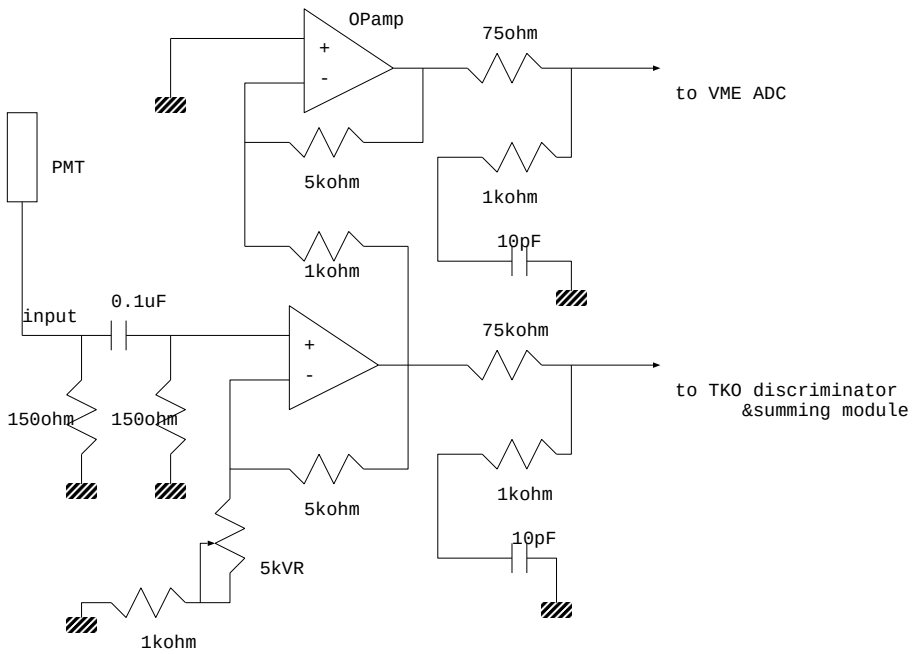


図 2.18: signal divider の回路図

- shower mode
  NBOX と NHIT のコインシデンス ($NBOX \bigwedge NHIT$) で得られるトリガーモード。
  ここで、NBOX は、ある一定以上のボックスが hit すること。NHIT は、ある一定以上の PMT が hit することを意味する。

  PMT から来たパルスが信号処理された TKO HE2548 の Hitsum 出力をコインシデンス回路を使い、空間的な hit を要求する。

- LED mode(random triger)

  logic 無し、trigger は pulse generator の pulse を使う。

第3章　データ収集系統のモジュールの性能評価

ここでは、 データ収集系の性能評価からえられた結果を示し、データ収集系の問題点を考察し、観測による結果とを比較してみる。

3.1　32ch ADC の delay チップ による 変化

CANGAROO 望遠鏡は、PMT からの信号を discriminator を通してパルスを選別し、ゲートパルスを出力させ、32chADC を使って、PMT のパルスの ADCcounts を測定し光量を見積もる。discriminator を通るとき、ゲートパルスの出力に時間が掛かり、ゲートパルスは PMT の生のパルスに対して遅れる。ここで、ケーブルによって delay をさせる方法が考えられるが、150ns 送らせるためには、約 30m のケーブルを必要とし、576ch 分のケーブルを作るとすると合計で約 17km 必要で、ケーブルの重さと体積が非常に大きくなり、問題となる。そこで、ADC ボードの内部に delay チップを入れ、ゲートと入力パルスを同時にする。この delay チップに依る影響を調べてみた。 また、ADC の性能を評価する為 ADC の線形性を調べ、ADC ボード内にある delay チップとクロストークによる ADC の値への影響を調べた。

3.1.1　セットアップ

図 3.1 の様なセットアップをして、delay チップの影響を調べた。clock genarater のパルスを外部トリガーにして、パルスジェネレーターからパルス を出力し、LEMO からフラットケーブルに通し、ADC ボードに入力した。それから、clock genarater からの信号を gate & delay でゲート幅が 50ns のゲートを出力させ、ADC ボードに入力し測定を行った。

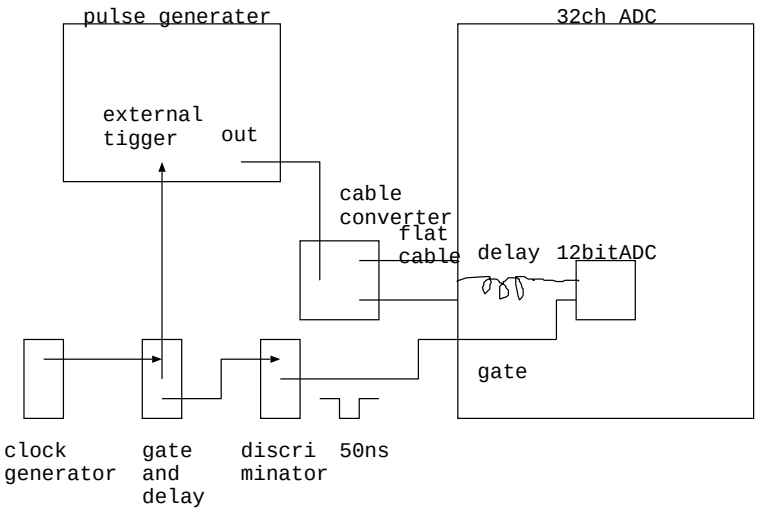


図 3.1: 試験のセットアップ

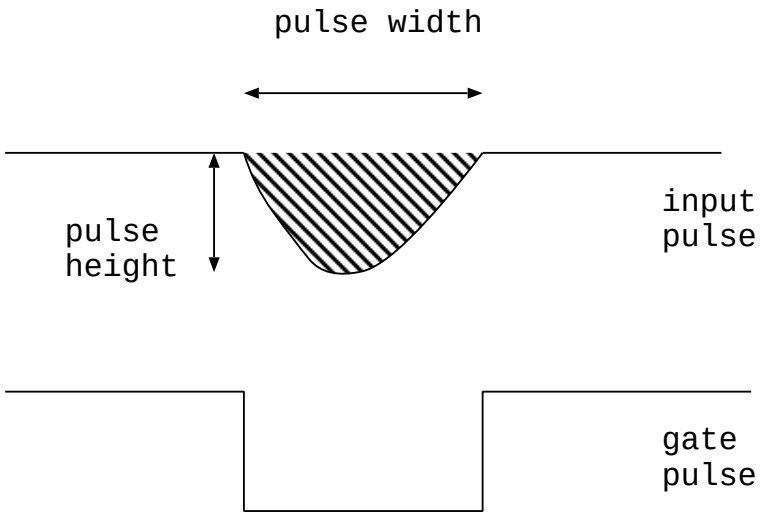


図 3.2: 入力信号とゲート信号

3.1.2 32chADC の線形性

Ch 0 から 31 まで 32 チャンネル の パルスジェネレーターからの入力されたパルスの波高 (mV) と ADCcounts の相関を調べた。入力パルスの裾までの幅を 15ns で固定し、パルスの波高 (mV) を、100mV から 3000mV まで変えて測定した。ADCcounts を 100 pulse サンプルし、その平均を取り、 波高ととの関係をプロットした。ここで、誤差は RMS とした。
200ns の delay チップ を使用しているチャンネルの場合を 図 3.3 に示す。500mV までフラットで、それ以上になると直線的に増加する。
この結果を一次関数 $y = ax + b$ y:ADCcounts x:入射波の波高 (mV) で fit した。

$$ADCcounts = 0.60 \times pulseheight - 180$$

チャンネルに依って、300counts の切片のバラツキがあった。
150ns の delay チップを使用しているチャンネル の場合、入射波高 (mV) と ADCcounts の関係は、図 3.4 の様になる。
500mV までフラットで、それ以上になると線形に増える。一次関数で fit すると、次の式のような関係になった。

$$ADCcounts = 0.77 \times pulseheight - 330$$

200ns delay チップに比べて、傾きが約 0.17counts/mV 程度上がった。

3.1.3 豊伸電子での計測 との比較

豊伸電子でも線形性を調べており、検査条件は、入力パルスが、立上り 10ns、立ち下がり $30 \sim 40$ns 豊伸電子の検査結果は、図 3.5 のようになった。

3.1.4 delay チップを通るパルスの減衰

パルスが delay チップを通り、delay チップの出力波形をオシロスコープで見ると波形に歪みが見られ, 波高が減衰し、幅が広がっているのがわかった。

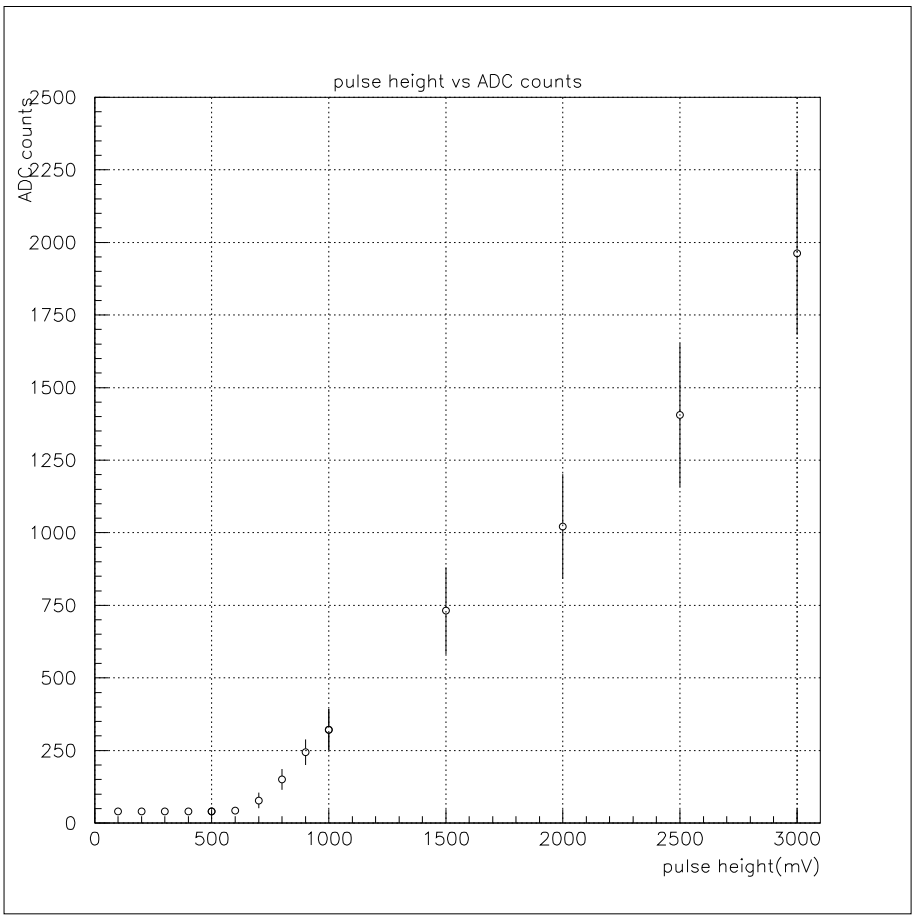


図 3.3: 200ns delay チップが使われているチャンネルのパルスジェネレーターからの入力波高と ADC-counts(ch0)

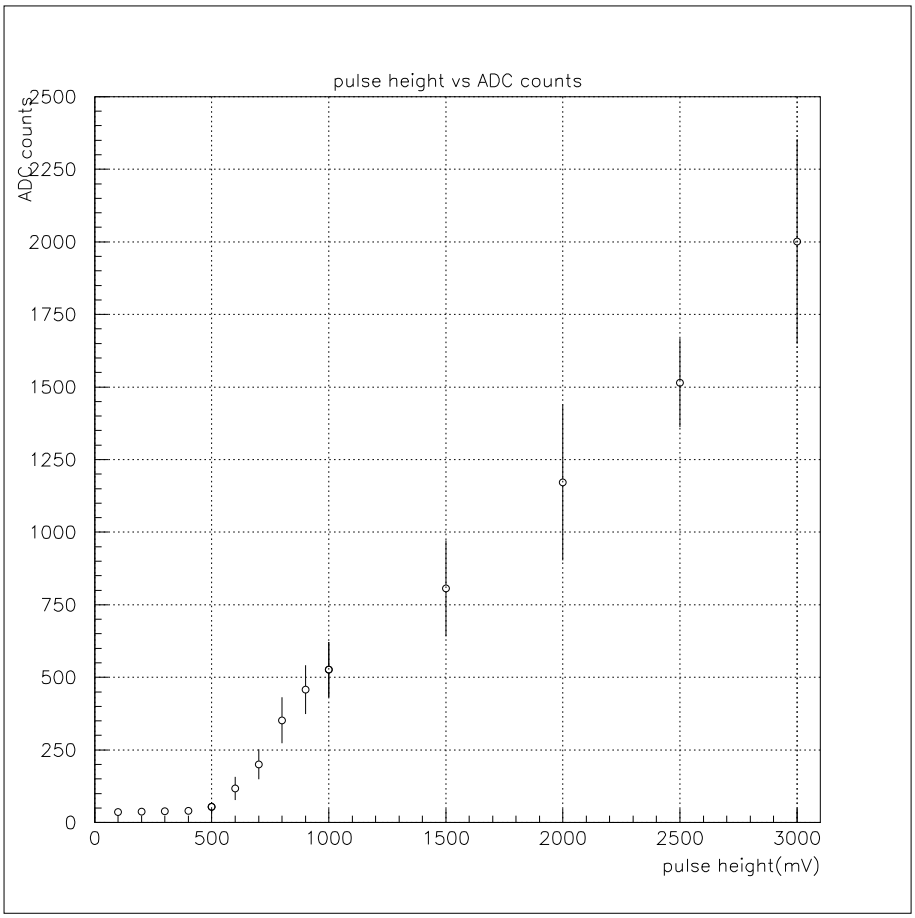


図 3.4: 150ns delay チップが使われているチャンネルのパルスジェネレーターからの入力波高と ADC-counts(ch13)

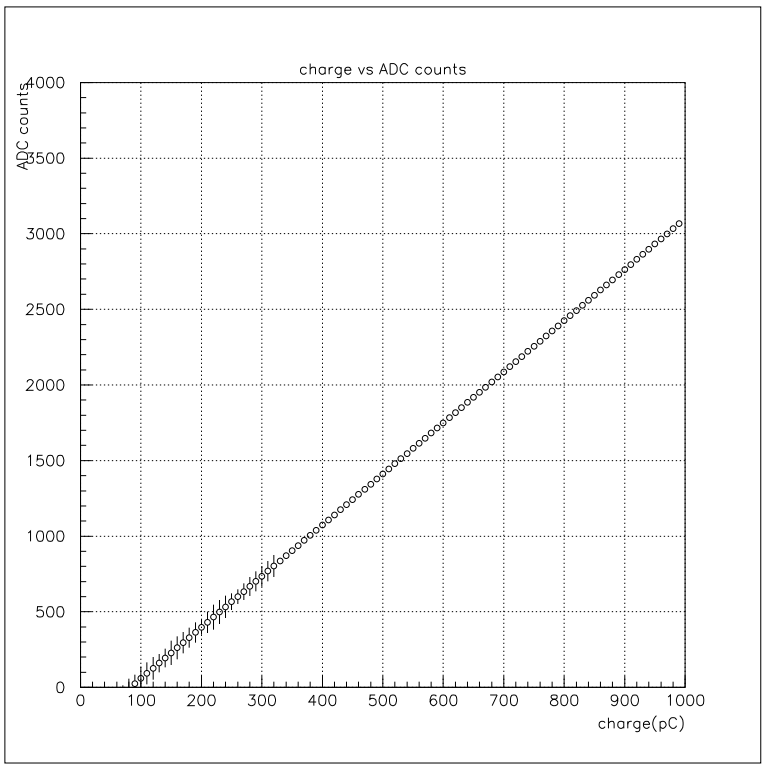


図 3.5: 豊伸電子での検査結果。横:電荷 (pC)、縦:ADCconunts

原因としては、コネクタの変換 (LEMO、フラット) による不整合や、delay チップ内部 の 特性に因るものと考えられる。
200ns delay と 150ns delay の場合についてそれぞれの delay チップによる減衰を、図 3.6 と図 3.7 に示す。
2 つの図の上の信号は、ゲート信号 (50ns) になっている。図から、パルスが delay チップを通ると、パルスは、遅延され 、波形が歪んで波高がが低くなっているのがわかる。上下の図を比較すると、200nsdelay チップに比べ 150ns delay チップ の時の方が若干減衰が少なくなっており、delay チップによる歪みが少し改善されたようだ。

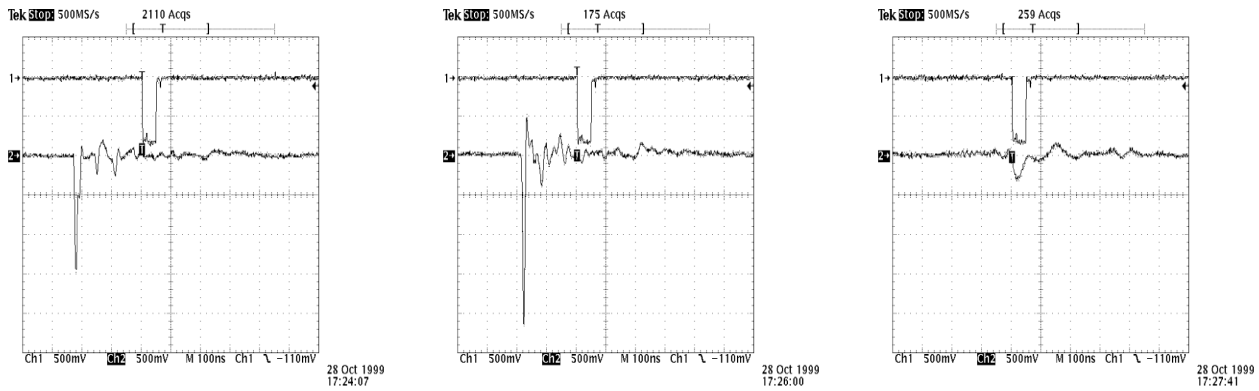


図 3.6: パルス信号の減衰の様子。左から pulse generater 出力,delay 入力、delay 出力 (200ns delay)

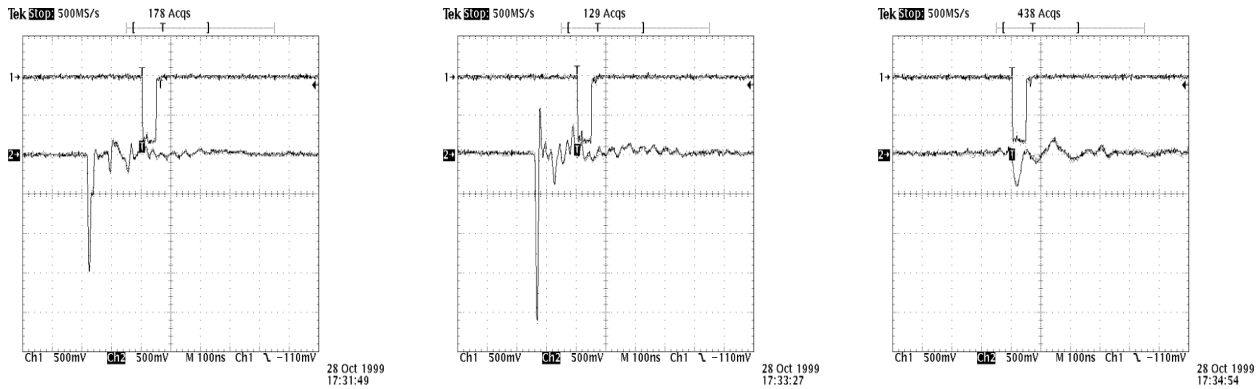


図 3.7: パルス信号の減衰の様子。左から pulse generater 出力,delay 入力、delay 出力 (150ns delay)

ここで、減衰率を

$$\text{減衰率 (\%)} = \frac{delay \text{ 後の波高 } (mV)}{\text{入力波高 } (mV)}$$

と定義し、delay チップによる減衰の影響を調べた。200ns delay から 150ns delay にすると 、どんな入力パルスの波高、幅でも、(波高、幅により減衰率が違う)、僅かだが減衰率が少なくなった (図 3.8,3.9)。このことにより、パルスの電荷と ADCcounts の線形性も少し良くなったと思われる。

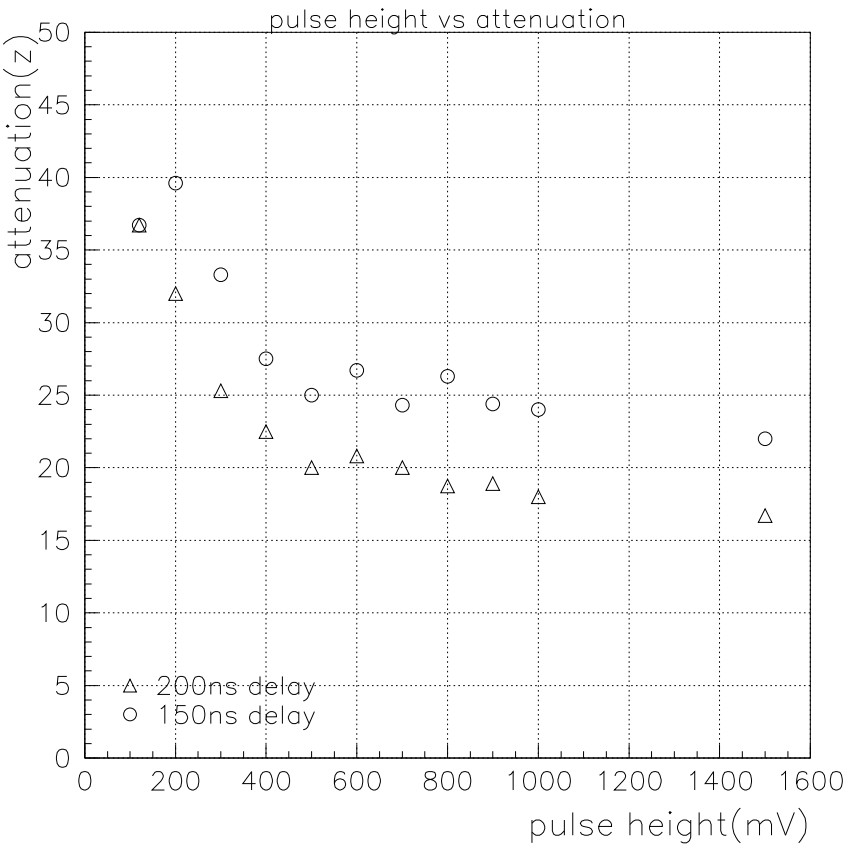


図 3.8: 2 つの delay チップのパルスの波高と減衰の関係。縦:幅 15ns のパルスの波高 (mV) 、横軸:減衰率 (%) ∘ 印 200nsdelay △ 印 150ns delay

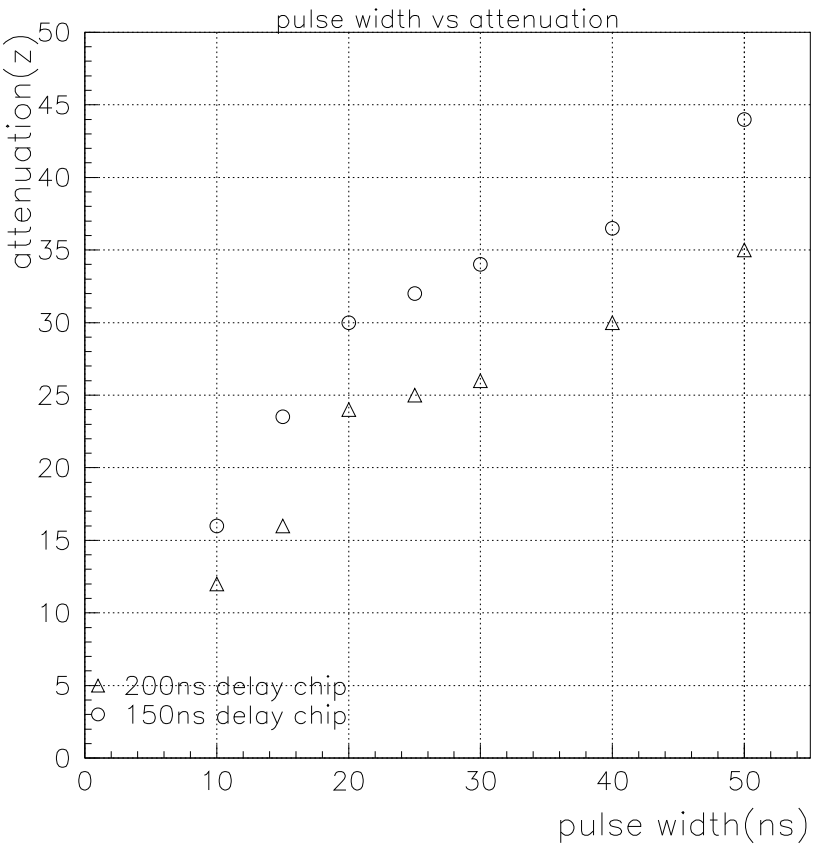


図 3.9: 2 つの delay チップのパルスの幅と減衰の関係。縦:波高 2000mV のパルスの幅 (ns) 、横軸:減衰率 (%) ∘ 印 200nsdelay △ 印 150ns delay

3.1.5　クロストークによる 別のチャンネルへの影響

次に、ADC ボードに使われている delay チップの違いによるクロストークの影響の違いを調べた。パルス信号を隣のチャンネルに入力しても、波高を高くしていくと、ADC の値は大きくなる (図 3.10)。ボードの中の隣のチャンネルをプローブで調べたところ、僅かながらノイズが入っていた。(ch9 で 3V の波高のパルスを入射すると、ch8 で 550mV の、ch10 で 220mV のノイズが見られる。 ch5 では、ch4 で 480mV、ch6 で 440mV になった。) また、フラットケーブルを使わず直接 pulse を入れた場合にもノイズが含まれていたが、フラットケーブルを使った時より小さかった。(ch9 に 3V の波高のパルスを入射すると、ch8 で最大 120mV のノイズが見られた。) 従って、フラットケーブルが関係するクロストークによる影響がとても大きいと思われる。

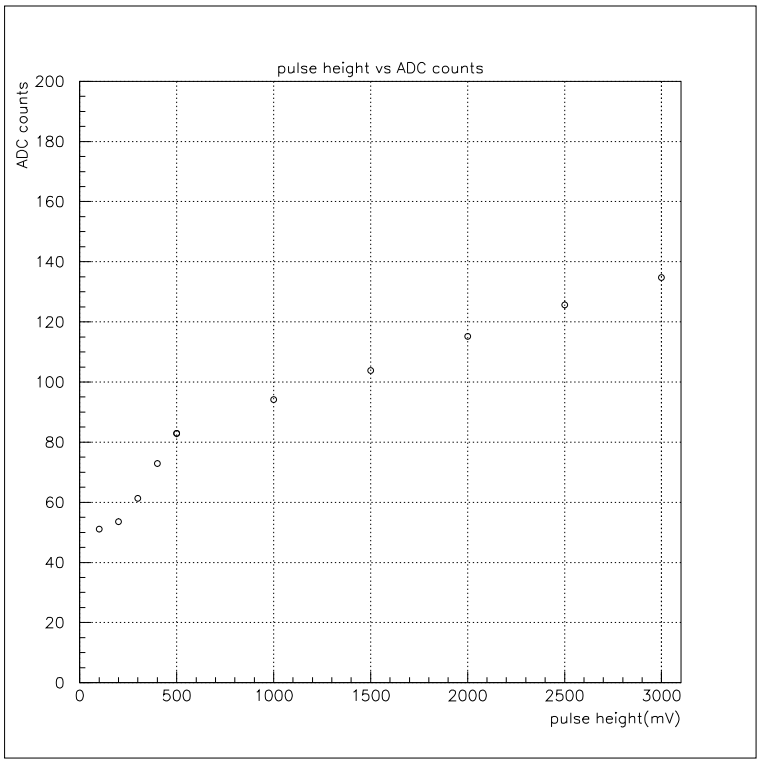


図 3.10: 200ns delay チップが使われているチャンネルのクロストークによる ADC 値の影響横軸：入射波高 (ch1) 縦軸:ADCcounts(ch0)

200ns delay チップと 150ns delay チップのクロストークの影響の違い

200ns delay 一次関数 $y = ax + b$ y:ADCcounts x:入射波の波高 (mV) の fit すると、パラメーターの値は、 a =約 0.02 (conts/mV) b =約 100 (counts) となった。
チャンネルによって、この値はかなり違い、隣のチャンネルに与えるクロストークの影響は、チャンネル毎に違うようだ。
入射波の すそまでの幅が 15ns の時、入射波高 (mV) と ADCcounts は、線形性がなくなり、特に、100mV ~ 500mV の領域で著しく曲がっている 。

150ns delay の場合
200ns delay の時と同様、隣のチャンネルに入力しても、波高を高くすると、ADCcounts の値は大きくなる (図 3.11)。
入射波の すそまでの幅が 15ns の時、波高 (mV) と ADCcounts の線形性はなくなるが、 150nsdelay チップと比べて、100mV -500mv の領域であまり曲がらなくなった。

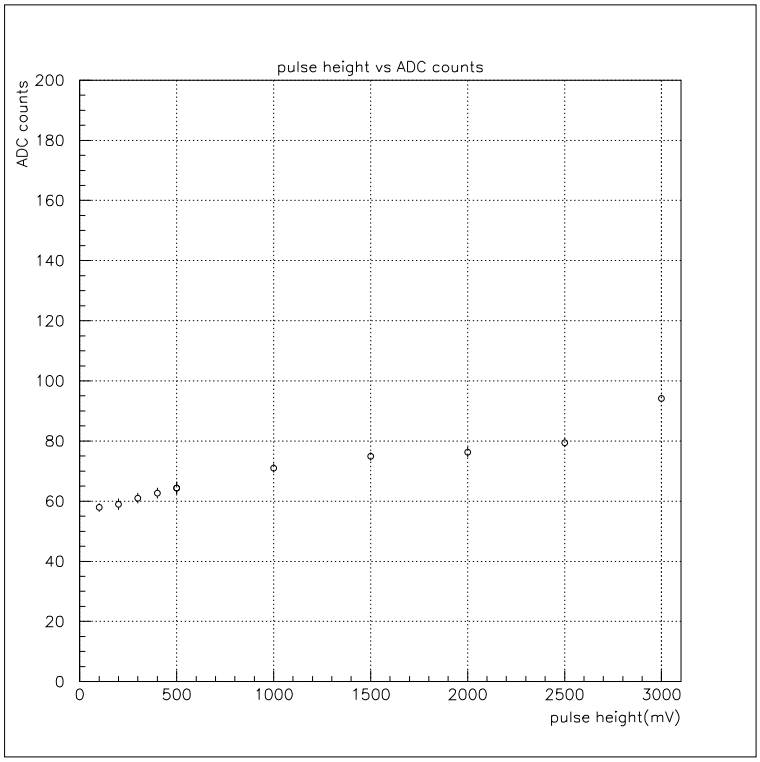


図 3.11: 150ns delay チップが使われているチャンネルのクロストークによる ADC 値の影響横軸：入射波高 (ch12) 縦軸:ADCcounts(ch13)

入射波の幅が 30ns の時には、線形性があった。入射波の幅が 25ns の時ぐらいで変わるのかもしれない。

200nsdelay チップ ,150ns delay チップ共にやはり、波形の歪みがみられる。また、共に、クロストークによる別のチャンネルへの影響も僅かながらあり (図 3.12)、クロストークの評価を

$$cros = \frac{ADC\text{の値の比}}{\text{チャンネルの差}}[ch^{-1}]$$

とすると、だいたい $cros = 0.055ch^{-1}$ 程度になる。

3.1.6 signal divider のゲインの調整

1 p.e. を分解出来るように抵抗を変えて固定ゲインを調整した。この signal divider は、AMP の性能上ある波高以上の pulse になると satulation を起こし、出力パルスが、線形に上がらない。これらのことを考慮にいれ、ADC の分解能は 12bits(4096counts) なので、フルレンジ $1 \sim 4096$ を使える様にした。(図 3.13) 小さい信号でも、ADC は得られ、約 3 pC にまで分解できた。(図 3.14)

$$ADCcounts = 9.80Charge + 162(\text{全領域})$$

$$ADCcounts = 12.4Charge + 152(\text{低電荷})$$

それから、観測地の Woomera で signal divider にある 可変抵抗を変えて、反転増幅器の可変ゲインを調整し、観測の必要条件を満たすようにするため、カメラの PMT から ADC と discriminator へ向かうパルス信号を同じ波形にそろえて、ADC の値が広い領域で得られるようなレンジ調整をした。

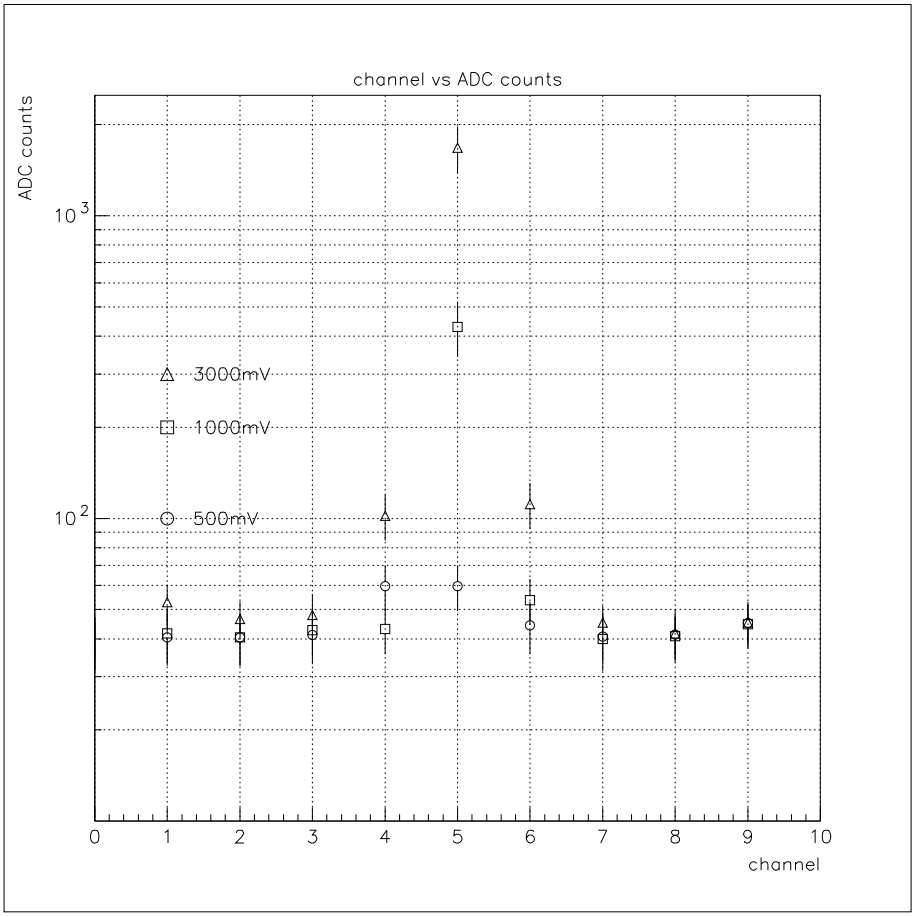


図 3.12: クロストークによる他チャンネルの影響 5ch への入射した時の他チャンネルの ADCcounts(入射波幅 15ns)

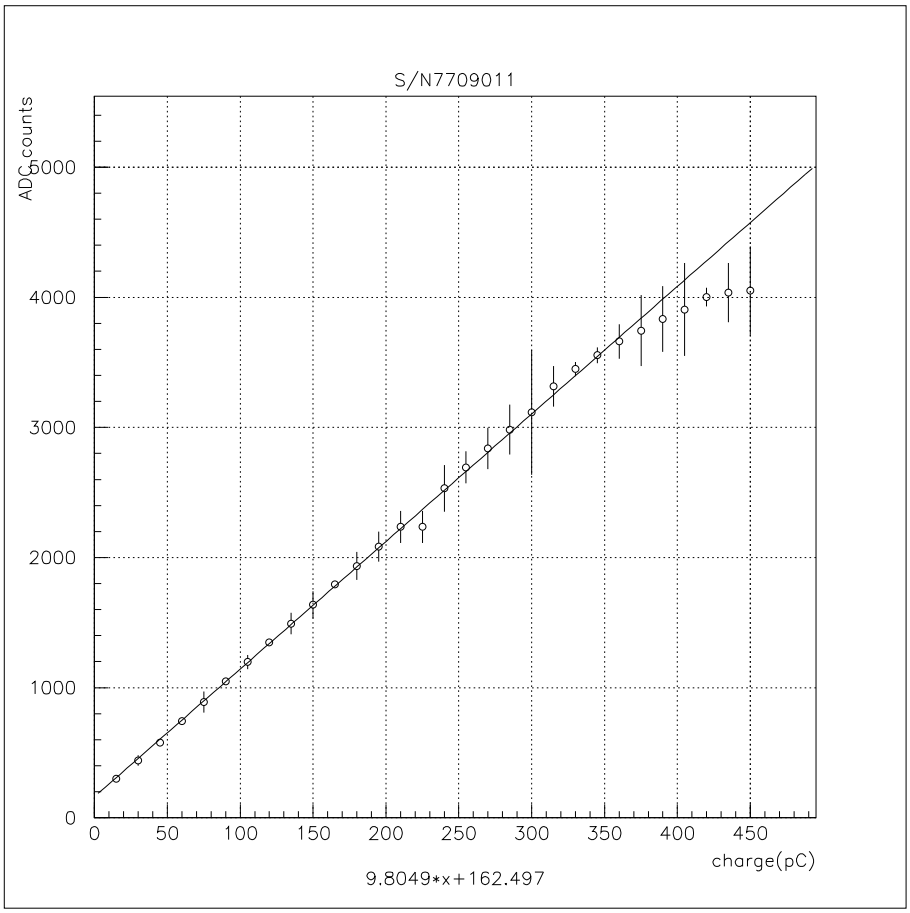


図 3.13: ゲイン調整後の ADC の特性 (全領域)。横軸：signal divider に入力されるパルスの電荷 (pC)、縦軸：ADCcounts。siganl divider のサチュレーションにより曲がってしまう。

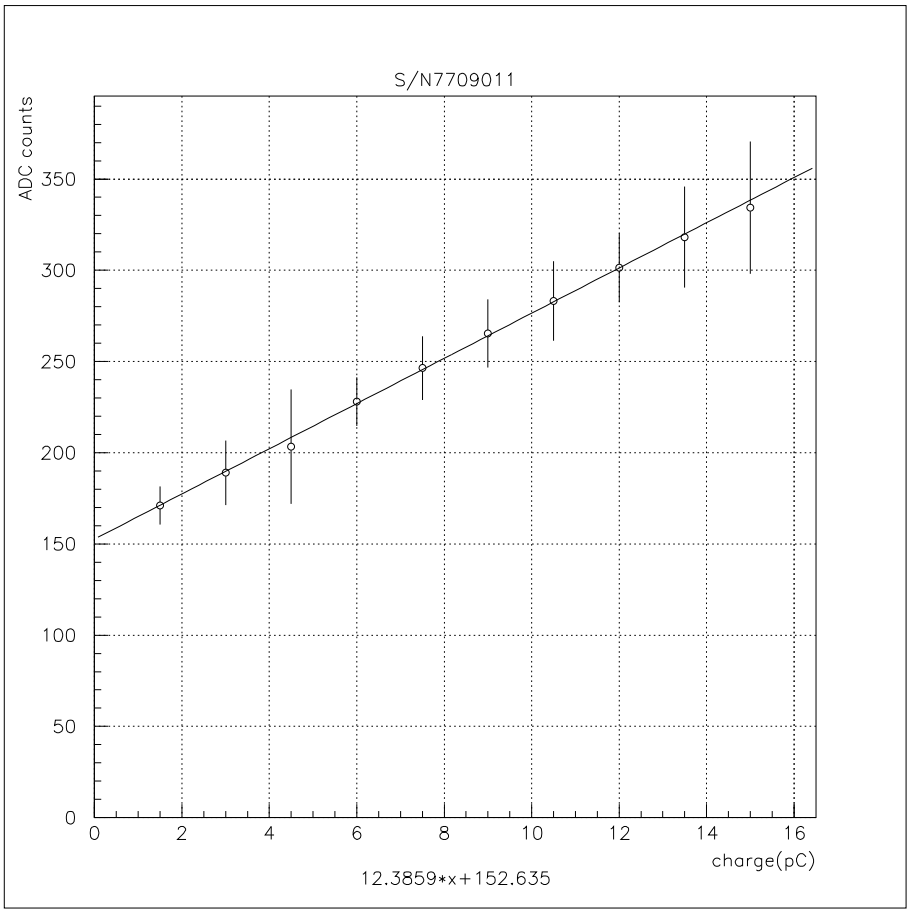


図 3.14: ゲイン調整後の ADC の特性 (低波高)。横軸：パルスの電荷 (pC)、縦軸：ADCcounts

第4章　観測データとの比較

この章では、望遠鏡に ADC モジュールが導入され、実際の観測によって得られた ADC のデータを用いて、1 光電子の見積もりの解析結果や実験室で得られた結果との比較について述べる。

4.1　夜光観測による threshold level の見積り

夜光は、ほぼ 1 光電子でカメラに入射されるため、夜光観測の RUN のデータを使って、二つの方法で threshold level を見積もった。

4.1.1　count rate からの見積もり

hit rate の定義を

$$hitrate = \frac{N_{det}}{N_{trig}} = \frac{countrate}{triggerrate}$$

N_{det}: TDC の STOP 信号や ADC の GATE 信号などがでた数
N_{trig}: DAQ の trigger がかかった数

とする。ここで、ランダムトリガーは一定なので、count rate は、hit rate に比例する。PMT のある光電子数に相当するパルスの hit threshold(パルスが STOP や GATE 信号に成るまでに通るモジュール群の threshold) があがると、STOP や GATE 信号の hit rate は下がる。よって、count rate は、hit threshold から決まる。そこで、TDC の stop 信号の count rate から、hit threshold を計算する。

夜光の光量は、時間的にも空間的にも一様と仮定し (光のエネルギーフラックスが一定)、ここでは、Jelly の値 (1958 年) を使う。

$$2.55 \times 10^{-4} ergcm^{-2} sec^{-1} str^{-1} (430 - 550nm)$$

夜光に依る各々の PMT の平均光電子数 N は次の式の様に導ける。

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d^3N}{dsdtd\Omega} S_m \theta^2 \epsilon_r \epsilon_l \epsilon_q = 7.34 \times 10^{-3} p.e.nsec^{-1} PMT^{-1}$$

ここで、以下のパラメーターを用いた。

- 有効波長域 $300 \sim 650nm$
- 望遠鏡主鏡面積 $S_m = 3.02^5 cm^2$
- PMT の視野 $\theta = 0.11^\circ \times 0.11^\circ$
- PMT の量子効率 $\epsilon_q = 0.2$
- 鏡の反射率 $\epsilon_r \sim 0.70$

- ライトガイド効率 $\epsilon_l \sim 0.26$

PMT の出力パルス幅は、10ns なので
平均光電子数は $N \sim 0.0734 p.e. PMT^{-1}$ となる。

PMT の光電面から放出する光電子数 n は、量子効率 ϵ_q に因り、poisson 分布 $P(n) = \frac{N^n}{n!} exp(-N)$ (N: 平均) に従うとする
パルスが threshold level m(photoelecrons) を越える確立 p は、

$$p \sim \sum_{n=m}^{\infty} P(n) = \sum_{n=m}^{\infty} \frac{N^n}{n!} exp(-N) = 1 - \sum_{n=0}^{m-1} \frac{N^n}{n!} exp(-N)$$

このことから、threshold level m(p.e) と count rate の相関を導き出せる。(図 4.1)

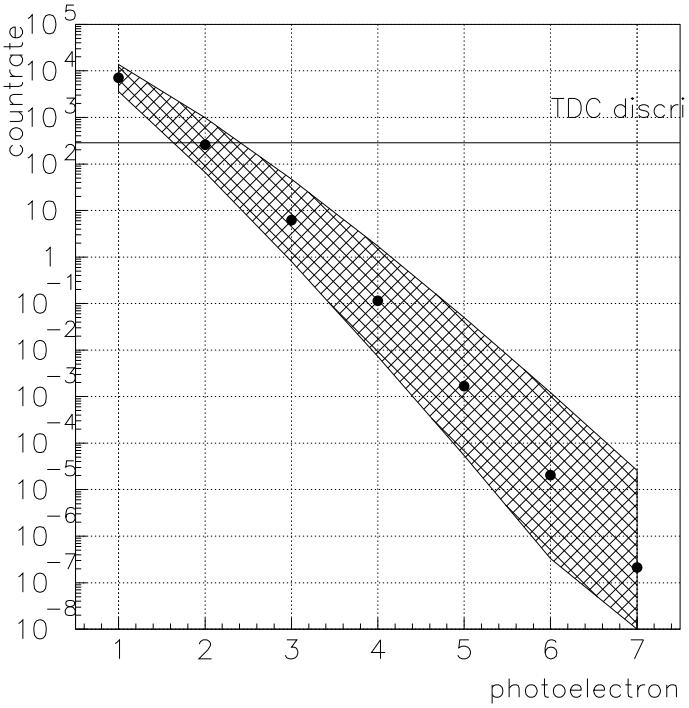


図 4.1: 10m 望遠鏡の count rate の期待値

そして、実際の観測に依る TDCdiscri と LSUMdiscri の count rate(Hz) から threshold level の光電子数 (p.e.) がわかる。
下の表の観測データを使って求めた。TDC discri の hit threshold level は、2.0 ± 0.5 p.e.
LSUM discri の hit threshold level は、3.0 ± 0.5 p.e. と求められた。

RUN	TDC discri(mV)	lsum discri(mV)	event 数	TDCrate	LSUMrate
00052603	240	380	2732	3712	1143
00040808	280	420	20981	198.2	7.83
00040809	260	400	21237	288.5	9.74
00040810	380	380	20776	286.1	11.59
00041116	220	380	22883	491.0	9.990
00041117	240	380	21206	409.5	11.41
00052603	240	380	2732	371.2	11.43

4.1.2 random trigger の時の ADC の分布からの見積り

夜光に依る光電子数 n は、poisson 分布 $P(n) = \frac{N^n}{n!}exp(-N)$ (N:平均) に従うので、 ADC の分布も poisson 分布に従い、$N \sim 0.0734 p.e. PMT^{-1}$ なので、光電子数が 1 の所に peak ができると考えられる。

まず、 ADC ボードの pedestal を調べる。(図 4.2) そして、夜光のランダムトリガーによる観測結果を使って、ADC の peak 値 から、pedestal を引いた値を、1 光電子放出した時の ADC 値とし、 ADC counts を photoelectrons に換算することができる。

実際は、波形の歪みに因り、ADC が揺らぐので、1 p.e まで分解出来ない。また、ADCconuts=0 に peak を持つ。(図 4.3) これは、夜光による PMT のパルスは、逆性のパルスが含まれるためだと思われる。

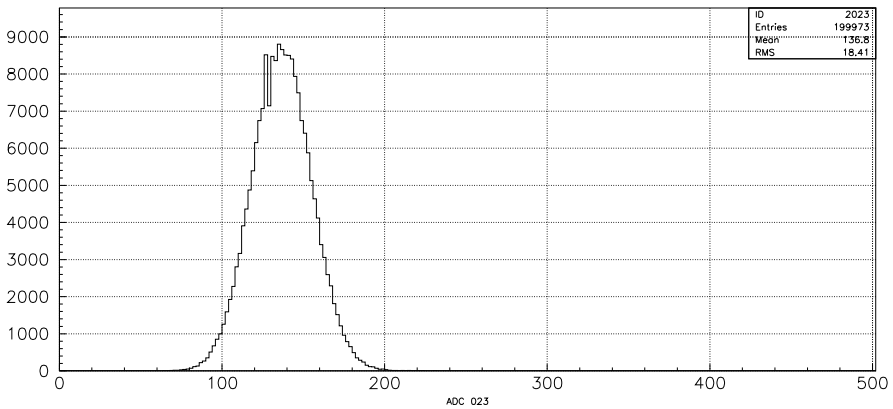


図 4.2: pedestal の ADC の分布 (RUN 00070702)

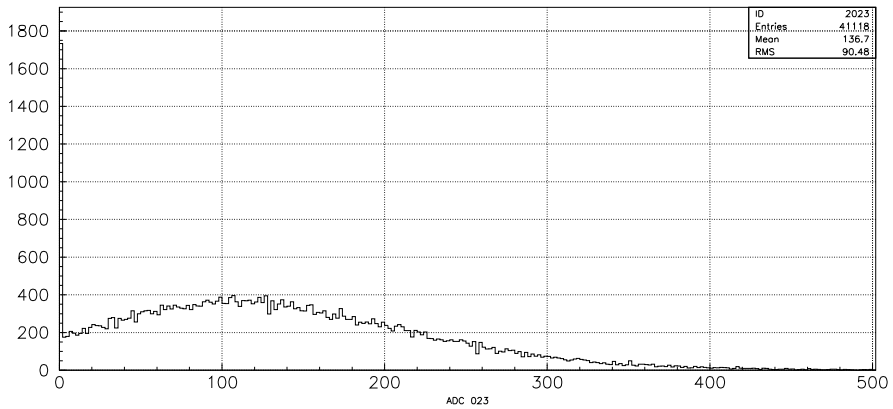


図 4.3: 夜光による ADC の分布 (random triger RUN00070104)

このデータで、hit した (discriminator で threshuhold level を越えて、TDC の stop 信号パルスを出す)event を選別し、分布を作る。(図 4.4) このピーク値 305 ± 113 と pedestal 137 ± 18 から、各 PMT の hit threthold level が計算される。

TDC discri の hit threshold level は 168 ± 131 (ADC counts)
先の解析結果から TDC discri の hit threshold level は、2.0 ± 0.5 p.e なので、

$$1 p.e. = 84 \pm 52 ADC counts$$

となる。

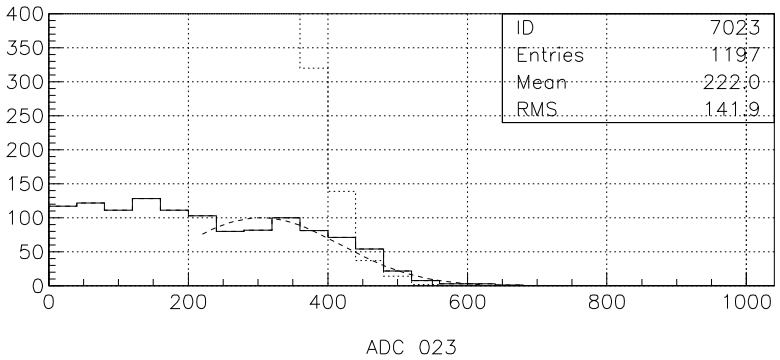


図 4.4: 夜光の分布を選別したところ。hit した event の ADC 分布 (実線 hit 点線 No hit)

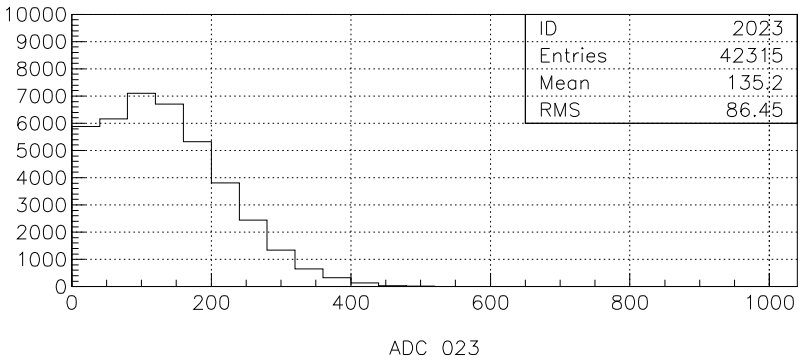


図 4.5: 夜光の分布を選別したところ hit していない時の ADC 分布。

4.1.3　見積りの比較

ここで、先の章で算出した結果と別の解析による結果を比較する。
1 光電子の ADCcounts は、先の章で算出した結果では、

$$1p.e. = 84 \pm 52 ADCcounts$$

シミュレーションを使った原氏の解析結果では、

$$1p.e. = 92 ADCcounts$$

となった。よって、シュミレーションによる値と比較すると、平均値の差は 8counts と小さく 、平均値は近い値を示し、統計誤差の範囲内にある。

4.2　全 PMT の ADC の平均と各々の PMT の ADC の相関

同じ光量の光が PMT に注がれても、得られる ADC は PMT 毎に異なる。そこで、LED の光を PMT に照射し、LED を明るくしていった時の各々の PMT の ADC の変化と相関を調べた。注がれる光の光量は、PMT の位置に依存する。そこで、同じ光量にするため、摺ガラスを使って、LED 光の照射を均等にした。全 PMT の ADC の平均 aveADC と各々の ADC の相関はほぼ線形になる。(図 4.6) 相関関係は、以下の式の様にになった。

$$ADC = 0.998 \times aveADC + 17.5$$

この曲線は、各 PMT 毎に曲がり方が少しずつ違う。このバラツキは、最大で $\pm 100 counts$ 程度ある。ここで使った RUN は、RUN00040811,15,18,22,26,29,32,35,38,41,44,47,50,53,56,59,62,65,68,71,74 である。

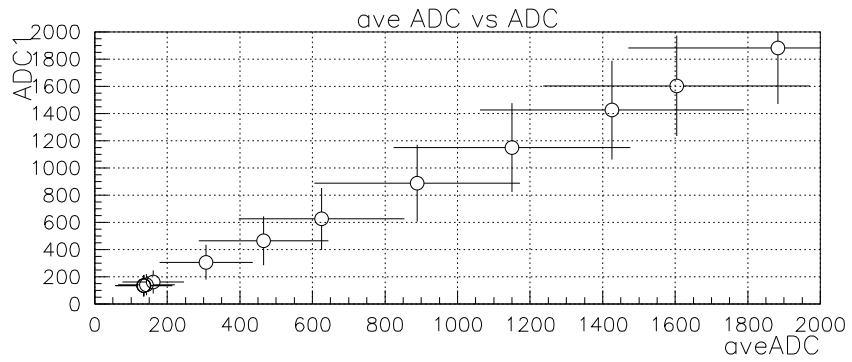


図 4.6: 全 PMT の ADC の平均 (aveADC) と 1 本の ADC の相関

一方、全 PMT の TDC の平均 aveADC と各々の ADC の相関は ADCcounts はパルスの積分値、TDCwidth はパルスの幅に比例し、パルスの積分値は、パルス幅の 2 乗に比例するので、

$$TDCwidth \propto \sqrt{ADC}$$

と言う関係をもつと考えられ、実験室での測定では、TDC は ADC に対して 200counts 程度でサチュレーションを起こしている。fit によって下式の関係を導き出した。

$$TDCwidth = 5.37\sqrt{ADC}$$

相関グラフが少し曲がり、PMT 毎に特性を持っている原因として、以下のことが考えられる。

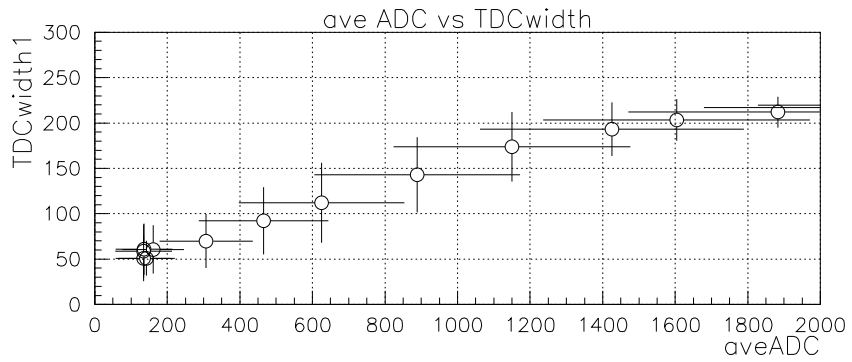


図 4.7: 全 PMT の ADC の平均 (aveADC) と 1 本の TDCwidth の相関

- PMT の AMP ボードのサチュレーションに依って、波高は減衰。

- PMT の位置の違いによる照射される光量の違い。

4.3 光量の補正

ADCcounts と TDCwidth の相関を知ることで、TDCwidth を ADCcounts に変換し、正確な ADC が求められる。先章で示した通り、この相関は、

$$TDC \propto \sqrt{ADC}$$

と言う関係をもつと考えられる。観測地での LED 照射試験では、図 4.8 のようになった。先章で示した通り、230counts でサチュレーションを起こしているのが分かる。この時の ADC は約 2000counts であり、200pC 相当のパルスである。fit によって下式の関係を導き出した。

$$TDCwidth = 5.06\sqrt{ADC}$$

この様に、1 本の ADC と TDCwidth の相関を知ることによって、TDCWidth から ADC に換算をし、補正を行うことが出来る。つまり、TDC のみに依るデータと新しいパラメータである ADC の値を比較することに因って、TDCwidth を ADC、ADC を p.e. に変換し、データを補正し直すことが出来る。

4.4 光電子数と ADCcounts との関係 (別の解析方法)

前章の解析の様に、通常の設定による観測では、1 光電子相当のパルスを ADC で分解できない。そこで、カメラの PMT の印加電圧 HV を 上げ 単一電子の出力パルスを ADC で分解出来るようにする 。この測定では HV によって PMT のゲインが変化し、もとの変化した PMT のゲインをを補正するために、HV によるゲインの変化を調べた。

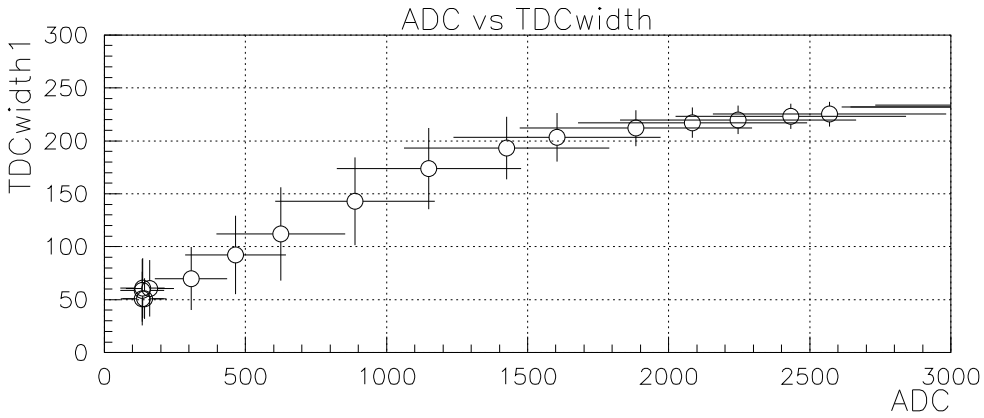


図 4.8: 1 本の ADC と TDCwidth の相関 (4 月 8 日)

4.4.1 測定

夜光による PMT の信号は、光電面から放出する光電子数がとても少ないので、とても小さく ADC で分解できない程度である。1 光電子が分解されるように PMT にかける HV を 1.2 倍にし、HV の変化による PMT からのパルスのゲインの変化を HV が 600,700,800,900,1000V について行った。解析は、下の表の観測データを用いた。

	HV の電圧	run number
1 p.e を測定	1.2 倍の HV	r00110304
		r000110315
		r000110317
		r000110324
HV gain の測定	all 600V	r000110328
	all 700V	r000110329
	all 800V	r000110330
	all 900V	r000110331
	all 1000V	r000110332

4.4.2 微弱光による少ない光電子数の信号の 扱い

図 4.9(RUN00110315) の様に PMT から来るパルスの ADC 分布で、pedestal の peak ともう一つ peak を確認することができるチャンネルがある。そこで、この分布を 2 つのガウス分布で fit し、その平均の差から、1 光電子分のパルスによる ADCcounts を見積もることにする。

分解可能なチャンネルのデータを解析し 1 光電子の ADCcounts は、$168 \pm 48 conunts$ と見積もられた。

PMT の印加電圧 (V) と PMT のゲイン (G) は、

$$G = K\dot{V}^{n\alpha}$$

という関係を持つ。 ここで、n は、PMT のステップ数で、(使用されている光電子増倍管 R4124 の場合 10 ステップ)、α は、光電面の特性による。上の表にある、HV を 600、700、800、900、1000V にした時の ADC を調べたデータを使って、$n\alpha$ は、5.7 ± 0.90 と求められた。通常の RUN の HV を V_{normal}

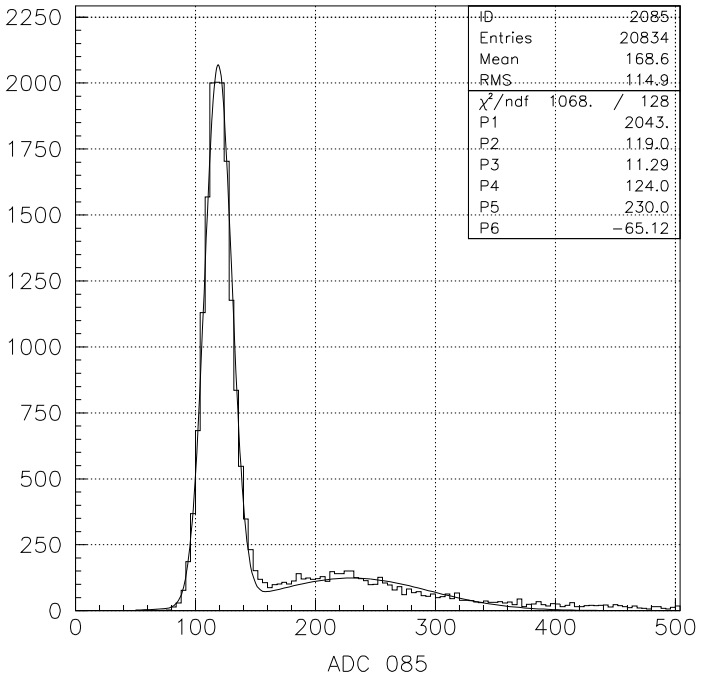


図 4.9: ADC 分布をガウス分布で fit したところ。この場合 1 光電子の ADCcounts は、$111 \pm 76 conunts$

とすると、1.2 倍の HV の時の PMT のゲインは、

$$G = K\dot{(}1.2V_{normal})^{n\alpha} = (1.2)^{n\alpha} \times K\dot{V}^{n\alpha}_{normal}$$

よって HV が 1.2 倍の時の PMT のゲインは、通常の時の $(1.2)^{n\alpha} = 2.83$ 倍なので、HV を 1.2 倍したときの 1 光電子の ADCcounts をこれで割って換算し、通常の時の値を求めることができる。そして、

$$1p.e = 60 \pm 22 ADCcounts$$

と見積もられた。

第5章　結論と考察

以下に解析によって得られた結果をまとめる。

- ADC の性能評価

  32chADC の入力パルスに対する値は、150ns delay チップの場合

  $$ADCcounts = 0.77 \times pulseheight(mV) - 330$$

  $$ADCcounts = 0.12 \times pulseCharge(pC) - 50$$

  という良い線形性を持ち、signal divider によって増幅することにより、$1 \sim 4096$ のフルレンジを使い 3pC の小さい電荷の分解能を得た。

  また、TDCwidth による光量測定では、PMT から signal divider に向かうパルスの電荷が約 200pC 以上になるとサチュレーションを起こすが、ADC を導入することで、1000pC 以上まで計測可能だが、signal divider のサチュレーションにより 380pC までの線形性を得ることができた。delay チップによるパルス減衰の影響は、200ns delay から 150ns delay にすると, どんな入力パルスの波高、幅でも (波高、幅により減衰率が違う) 僅かだが減衰率が少なくなり、通常観測でのカメラの出力パルスでは、20%程度に抑えれられた。(図 3.8,3.9)。クロストークによる影響は、

  $$cros = \frac{ADC\text{の値の比}}{\text{チャンネルの差}}[ch^{-1}]$$

  とすると、だいたい $cros = 0.055ch^{-1}$ 程度になり、その影響は小さい。

- conversion factor の見積もり。
  夜光観測の解析による導出について、TDC の閾値とそのカウント数の関係から導出する方法では、一光電子の ADCcounts は

  $$1p.e = 84 \pm 52ADCconunts$$

  が得られた。別の解析方法である PMT の HV を変化させ 1 光電子を分解することによる 解析値は、

  $$1p.e. = 60 \pm 22ADCconunts$$

  となった。この値と比較すると、誤差の範囲内だが、平均値が 24counts も違う。しかし、シミュレーションによる値

  $$1p.e. = 92ADCconunts$$

  と比較すると、値は近い。観測カメラの PMT から出る信号は、pulsegenarator の様に綺麗な定常的パルスを放出せず、 信号は揺らぎ、逆成分の電圧も有する。このため、夜光観測の様な低電荷のパルスを測定する場合は、実験室における測定の様な分解能を保証することは出来ない。このため、HV のを上げて得られた値は、シュミレーション値からずれていると思われる。 高電荷のパルスは、パルスの揺らぎをほとんど無視できると考えられる。このため、TDC モジュールのストップ信号へ向かう信号の閾値から求める方法による値の場合は、シュミレーションの値に近くなる。これらの解析を再評価し精度を上げて、近い値にしていくことが課題であると思われる。

謝辞

本研究に当たり 終始御指導頂いた京都大学大学院理工学研究科谷森達教授、窪秀利助手に感謝致します。研究室 に於いて お世話になりました 渡辺靖教授、石野 宏和 助手 に感謝致します。東京宇宙線研究所 の 木舟　正教授、榎本　良治助教授、森　正樹助教授をはじめ CANGAROO グループの皆様に深く感謝致します。オーストラリアの観測で、お世話になりました東海大学の 西島 恭司助教授、名古屋大学の 松原　豊 助教授に深く感謝致します。signal divider について御助言頂いた山形大学 の郡司 修一助教授に深く感謝致します。研究室に於いて助言を頂いた 櫻澤幸司博士 、 守谷 昌代博士、原 敏氏、櫛田 淳子 氏に感謝致します。渡辺研究室 の大嶋 康宏 博士、越智敦彦博士、角野 秀一氏、金子 順一氏、行方 敦 氏、浅原 明広 氏、中村 智洋 氏、永吉 勉 氏、平井 利尚 氏、森井 幹雄 氏、小石 悟史 氏、西濱 啓史 氏、谷中 正太郎 氏、大藪 崇人 氏、白旗 麻衣 氏、西村 亮 氏にお礼を申し上げます。

参考文献

[1] 複数の大型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線ステレオ観測、原 敏、1999

[2] CANGAROO-II 望遠鏡 による AGN からの VHE γ 線 の観測, 神保 純一郎,2000

[3] Estimation of ADC conversion factor of CANGAROO

[4] 宇宙の観測 2 奥田治之編 恒星社 1982,M.Ohishi,M.Mori,C.Ito,H.Katagiri,2000.

[5] Whipple homepage http://egret.sao.arizona.edu/

[6] VERITAS homepage http://egret.sao.arizona.edu/vhera/vhera.html

[7] 次期 CANGAROO 望遠鏡のカメラの設計及び試験、亀井 新

[8] 超新星残骸 SN1006 からの TeVγ 線の発見、亀井 新