CANGAROO-II望遠鏡による AGNからのVHEγ 線の観測

東海大学大学院 理学研究科 物理学専攻
西嶋研究室
8jspm002
神保 純一郎

平成 12 年 3 月 31 日

概 要

CANGAROO(the Collaboration of Australia and Nippon for a GAmma-Ray Observatory in the Outback) 実験は、解像型大気チェレンコフ望遠鏡を用いて、南天での超高エネルギー (VHE) γ 線の観測を行っている日豪の国際共同実験である。

VHE(10GeV ~ 100TeV) 領域のγ 線は大気との相互作用によって地上まで届かないが、その結果生じる空気シャワーによって Cherenkov 光を放射する。1 次宇宙線 (主に陽子) による空気シャワーからも Cherenkov 光が放射されるが、このイメージは空気シャワーの発達過程を反映しており、γ 線と 1 次宇宙線からの Cherenkov 光によるイメージにはその違いが現れている。この違いを利用して 1 次宇宙線という大量の background に埋もれているγ 線を選り出すことができる。

現在、エネルギー閾値を下げようと各国の検出器が大型化を目指している中、CANGAROO も 1999 年 3 月、次世代大気チェレンコフ望遠鏡として、複合鏡からなる直径 7m の主鏡と光電子増倍管 512 本からなるイメージングカメラを焦点面上に備えた CANGAROO-II 望遠鏡を建設した。

今回この新しい望遠鏡の性能を評価するとともに、この装置で観測した活動銀河核 (AGN)PKS2005 ー 489(z=0.071), PKS2155-304(z=0.117) のデータ解析を行った。

AGN は非常に活動的な核をもつ系外銀河の核で、Flux の激しい時間変動や jet を持つことなどが知られている。AGN はその性質から、いくつかのタイプに分類されているが、この 2 つの天体は既に TeV γ 線天体と同定されている Mrk421 と同じ Xray-Selected BLLac 天体に属している。どちらも VHE γ 線で検出が期待されている天体で,PKS2155-304 の方は、フレアの期間中に VHE γ 線が検出されたと報告されている天体である。

今回の解析により、CANGAROO-II のγ 線に対するエネルギー閾値はおよそ $200 \sim 300\,GeV$ であることがわかった。しかし 2 つの AGN 天体から、統計的に有意な VHE γ 線を検出することはできなかった。

目 次

第 1 章　序章 **7**

1.1 γ 線天文学概要 7

1.2 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei ::AGN) 9

1.2.1 地上観測で検出された AGN 9

1.2.2 AGN からのγ 線の放出モデル 11

1.2.3 観測対象とした AGN 13

第 2 章　γ 線の観測技術 **17**

2.1 空気シャワー 17

2.2 Cherenkov 光 18

2.3 Imaging 法について 18

第 3 章　CANGAROO 実験 **24**

3.1 CANGAROO の概要 24

3.2 CANGAROO-II 望遠鏡 24

3.2.1 主鏡 24

3.2.2 イメージングカメラ 24

3.2.3 DAQ(DataAcQuisition) syste 26

第 4 章　観測データの較正 **32**

4.1 LED Data による較正 32

4.1.1 経日変化 (安定性) について 32

4.1.2 ライトガイドの集光効率 33

4.1.3 時間情報の補正 36

4.1.4 光量と TDCwidth の関係 38

4.2 シミュレーションによるデータの較正 39

4.2.1 夜光 (NightSkyBackground:NSB) の推定 39

4.2.2 空気シャワーのシミュレーション 40

4.2.3 1p.e. に相当する ph および ADC の値の推定 43

4.2.4 TDC Threshold Level のチェック 43

4.2.5 γ ・ハドロンに対する望遠鏡の Threshold level 51

第 5 章　AGN からのγ 線の探索 **54**

5.1 観測データ 54

5.2 シャワーの選別 54

5.2.1 ノイズイベントの除去 54

5.2.2 NSB の除去 55

5.2.3 シャワーレート 55
5.3 γ 線イベントの選別 56
5.4 フラックスの上限値の推定 61

第 6 章 結論 **69**

表 目 次

1.1 AGN の分類 [9] 10

3.1 光電子増倍管 R4124 の性能 27

4.1 シミュレーションで求めた $NSB_{p.e.}$ の推定結果 41
4.2 観測データとシミュレーションデータでの Kolmogorov-Smirnov 検定の結果 44
4.3 観測データとシミュレーションデータでの換算 χ^2 検定の結果 44
4.4 光量を示す ph,ADC と 1p.e. との対応 47
4.5 NSB より見積もった TDCth のレベル 47

5.1 今回解析に使った PKS2005-489 に対する観測のまとめ 58
5.2 今回解析に使った PKS2155-304 に対する観測のまとめ 59
5.3 イメージパラメータのカット条件 62
5.4 観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階で残ったイベント数 62
5.5 フラックス上限値を求める際に必要なパラメータとフラックス上限値の計算結果 65

図 目 次

1.1 EGRET Catalog-III [1] . . . 8
1.2 AGN の概念図 . . . 10
1.3 Mrk421 の時間変動 [10] . . . 12
1.4 Mrk421 と Mrk501 の SED Mrk421:[11]、Mrk501:[12] . . . 12
1.5 superluminal motion における Doppler factor の視線方向と運動方向の角度依存性 [13] . . . 14
1.6 様々な距離 (赤方偏移) でのエネルギーに対する光学的深さ [15] . . . 14
1.7 PKS2005-489 の SED 分布 [18],[20] . . . 15
1.8 PKS2155-304 1994 年の多波長領域の結果。多波長にわたりフレアの相関が見える。 . . . 15
1.9 PKS2155-304 の SED[24] . . . 16

2.1 γ 線と陽子の空気シャワーの発達の違い。 . . . 19
2.2 γ 線と陽子からの空気シャワーによる *Cherenkov* 光の水平分布 . . . 19
2.3 γ 線と陽子の *Cherenkov* 光のイメージ . . . 21
2.4 イベントのイメージの捉え方 . . . 21
2.5 ImageParameter の定義 . . . 23

3.1 オーストラリアの地図。 . . . 25
3.2 CANGAROO-II(7m) 望遠鏡 [26] . . . 25
3.3 PMT R4124 UV の概観と光電面の量子効率 . . . 27
3.4 Ligthguide の概観 . . . 28
3.5 BleederBOX と PMT . . . 28
3.6 CANGAROO-II のカメラ . . . 30
3.7 TKOmodule の概観図と概念図 . . . 30
3.8 トリガー概念図 . . . 31
3.9 望遠鏡の波長依存性 . . . 31

4.1 ある BOX における ADC の経日変化 . . . 34
4.2 ある PMT からの信号の TDC での経日変化 . . . 34
4.3 典型的な BOX における PMT への高電圧の経日変化 . . . 35
4.4 ライトガイドの効率を見積もるために使った 6 つの LED RUN における sumADC の推移 . . . 35
4.5 LED RUN(5.0V) での TDCstart の分布。 . . . 37
4.6 出力を変えた LED RUN による TDCstart と TDCwidth の相関 . . . 37
4.7 観測データでの較正段階毎の TDCstart の分布。 . . . 41
4.8 TimingDrift の較正 . . . 42
4.9 LED の印加電圧と sumADC の関係 . . . 42
4.10 ある PMT の TDCwidth と sumADC の関係 . . . 44

4.11 Irregular な振舞いを示す PMT の TDCwidth と sumADC の関係 45
4.12 9 月の目標天体 PKS2005-489 を向けた時のデータ (ONsource RUN) での TDCstart-Nhit および TDCstart-ph 分布のカウンターマップ 46
4.13 夜光 (background) による Nhit 分布 46
4.14 シミュレーションによって推定した NSB による p.e. の個数の分布 47
4.15 陽子のシミュレーション結果と 9 月の OFFsource のデータによるイメージパラメータの比較 48
4.16 シミュレーションから求めた NHit と p.e. の関係。 49
4.17 観測データから求めた NHit と光量の関係。 49
4.18 Nhit に対する $sumph/sump.e.$、$sumADC/sump.e.$ 50
4.19 NSB による ph 分布 50
4.20 52
4.21 陽子の入射エネルギーに対する p.e. 分布のピーク値 53

5.1 観測データの sumADC と Nhit の関係 57
5.2 ClusterCut で残ったイメージの Nhit 分布 57
5.3 1999 年 5 ~ 9 月までの シャワーレート 60
5.4 シミュレーションによるγ 線と陽子のイメージパラメータの違い No.1 63
5.5 シミュレーションによるγ 線と陽子のイメージパラメータの分布の違い No.2 65
5.6 PKS2005-489 の観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階での alpha 分布 66
5.7 PKS2155-304 の観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階での alpha 分布 67
5.8 γ 線のエネルギーと平均有効検出面積の関係 68
5.9 今解析において期待されるγ 線源からのスペクトル 68

6.1 今回の観測結果と今まで観測されてきた結果と Stecker などらによる推定値との比較 70

第1章　序章

1.1　γ 線天文学概要

γ 線は陽子が星間物質や光と衝突してできる π^0 中間子の崩壊や、電子が長波長の光子と衝突し電子をより高いエネルギーに跳ね上げる逆コンプトン散乱によって生成されるので、"冪乗分布"をする高エネルギー陽子・電子の非熱的なエネルギースペクトルがγ 線のエネルギースペクトルに反映される。

γ 線は荷電粒子と違い、銀河内での磁場によってその方向を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 線はパルサーや、超新星残骸、活動銀河核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。

衛星による高エネルギーγ 線の観測は 1970 年頃から SAS-II や COSB 衛星などによって、銀河系内のγ 線の分布が少しずつ解明されてきたが、1991 年にアメリカによって打ち上げられたγ 線観測衛星**C**ompton **G**amma**R**ay **O**bservatory(CGRO) の打ち上げによって、多くのγ 線源がみつけられた。この衛星が打ち上がる前までは、系外銀河の高エネルギーγ 線源は 3C273 しか知られていなかったが、CGRO に搭載された EGRET などによって、活動銀河核も 100MeV 以上の強いγ 線源であることが明らかにされ、現在までに 66 個以上の AGN が同定されている。(図 1.1)EGRET で見つかったγ 線源の約 35%は AGN であり、大マゼラン星雲や Cen-A を除けば、銀河系外にある高エネルギーγ 線源は全て AGN である。[1]

現在 30MeV ~ 10GeV 領域の観測は衛星によって、数百 GeV ~ 領域では地上でそれぞれ観測されている。γ 線の flux はそのエネルギーに伴って急激に減少してくるため、超高エネルギーγ 線ほどのエネルギーになってくるとより一層の検出面積と観測時間が必要となり、小さな衛星では観測できなくなってくる。このようなエネルギーの高いγ 線は地球大気に突入すると、大気中の原子核と相互作用して大量の 2 次粒子を生み出す電磁カスケードシャワーを作る。PeV(10^{15}eV) 領域のエネルギーであれば、この過程で生じる荷電粒子が地上まで到達するが、TeV 領域でのエネルギーでは地上に到達する前に大気中に吸収されてしまう。しかしながら、シャワー中に生じる荷電粒子が大気中を光速以上で運動するとき、その運動の方向に沿って *Cherenkov* 光と呼ばれる光を放射するので、この光を地上で捉えることでγ 線の到来を検出することができる。

だが、陽子を主な成分とする 1 次宇宙線による空気シャワーで発生する *Cherenkov* 光が膨大なバックグラウンドとなるため、近年まで十分な統計精度でのγ 線を検出は非常に困難であった。しかし、アメリカの Smithonian 天文台の Whipple グループ (Whipple Observatory) では、解像型チェレンコフ望遠鏡を用いて、γ 線によるシャワーのイメージと陽子によるシャワーのイメージの特徴の違いを利用して識別するイメージング法によって、かにパルサー/星雲 [2] からのγ 線や Mrk421[3]、Mrk501[4] といった活動銀河核の検出に成功している。

日本とオーストラリアの共同研究プロジェクトである CANGAROO でも同様の方法を用いて、かにパルサー/星雲 [5] に続いて、パルサー PSR1706-44[6]、ほ座パルサー [7]、超新星残骸 SN1006[8] から TeV γ 線の検出がなされている。

以降本論文では、超高エネルギー (**V**ery**H**igh**E**nergy::VHE) γ 線という場合は、大気 *Cherenkov* 望遠鏡で検出できるとされている 100GeV ~ 100TeV 領域を指す。

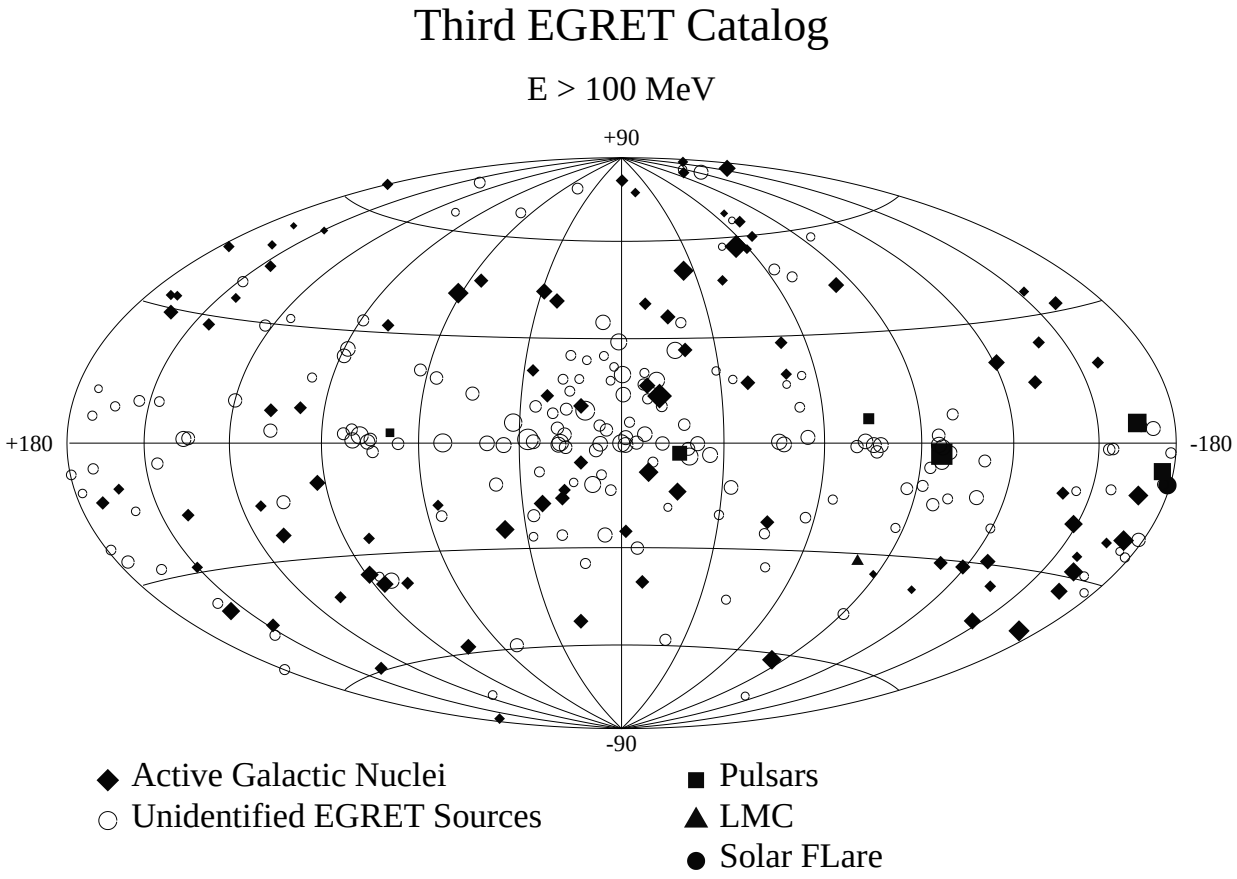


図 1.1: EGRET Catalog-III [1]

1.2 活動銀河核 (Active Galactic 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動的な銀河の総称で、電波からγ 線領域まで非常に広い波長領域で観測されている。通常の銀河と比べ、核領域からの放射が非常に強く、1 年から 1ヵ月程度のタイムスケールで時間変動すること、中心部から jet と呼ばれるプラズマが放出されていることから、AGN では中心に非常に重いブラックホールが存在し、周りのガスが降着円盤を作っていて、落ち込む時に開放される重力ポテンシャルが AGN のエネルギー源ではないかとされている (図 1.2)。

AGN は表 1.1 にあるように、電波領域の放射の強弱、スペクトルにおける輝線の有無やその幅という 2 つの特徴から大雑把に電場銀河・Seyfert 銀河・QSO(クェーサー)・BL Lacs 天体といった種類に分類されてきた。これらの違いは、AGN に対する観測の方向依存性によるものではないかと考えられており、現在その統一モデルが模索されている

電波領域の強弱は、電波領域の光度 L_r と可視光領域 L_{opt} の光度の比が用いられる。 $L_r/L_{opt} \sim 10$ という値を閾値に電波が強い (Radio-loud)・弱い (Radio-quiet) と判別している。

スペクトルでの輝線の広さは銀河中心の周りのガスの運動によるドップラー効果によるもので、1000km/sec(FWHM) という輝線の幅を閾値として広いか狭いかが区別される。また輝線が非常に弱いかどうかは、equivalent width(連続成分の光度と輝線の光度の比を取ったときの輝線の幅) が 5 Å以下かどうかによって決まっている。

電波銀河 (RG)　電波領域での放射が強い AGN を電波銀河と呼ぶ。さらに、輝線の幅が狭い方を narrow-line radio galaxies(NLRG), 広い方を、broad-line radio galaxies(BLRG) もしくは、電波の強い quasars と分類される。

Seyfert 銀河　中心核が星状で明るく、輝線スペクトルが強いのが特徴である。電波銀河よりも電波の放射は弱い。輝線の幅が広い方を Seyfert1、狭い方を Seyfert2 と分けられている。

quasar　みかけ上は星のようであるが、そのスペクトルは Seyfert 銀河によく似て輝線スペクトルが強く、幅はかなり広い。quasar の特徴は赤方偏移 z の値が非常に大きいことである。quasar には電波の強いものと弱い quasar がある。このうち電波の強い quasar の flux は、振動数に対し $f \propto \nu^{-\alpha}$ という関係で表される。$\alpha = 0.5$ という index の値を閾値に数 GHz という領域でのエネルギースペクトルの傾きが flat なものとそうでないものとをそれぞれを、flat-spectrum radio quasars(FSRQ) と steep-spectrum radio quasars(SSRQ) と読んでいる。これは、電波の放射領域の大きさを示唆するもので、SSRQ よりも FSRQ の方が、放射領域がコンパクトであることが知られている。

BL Lac Object　輝線がないものは BL Lac 天体と呼ばれている。また 高エネルギー (>100Mev) で観測されるものとして、BL Lac 天体と (輝線が弱い)FSRQ をまとめて Blazar と呼ぶこともある。Blazar は AGN の 5%ほどにしかない稀な天体で、非熱的で、非常に偏光した放射をし、数時間 ~ 数日という短い時間での時間変動を示す。また、jet の部分の見かけ上の速さが、光速よりも速くなるという superluminal motion を示すことが VLBI の観測で指摘されている。

BL Lac 天体はさらに電波と X 線領域の Flux の比が大きいものと小さいものに分類されることもあり、電波領域の放射が強い部類のものを Radio-selected BL Lacs(RBLs)、X 線領域が強いものを Xray-selected BL Lacs(XBLs) と呼ばれる。

1.2.1 地上観測で検出された AGN

VHE γ 線領域で確認されている天体は現在のところ、Mrk421[3] と Mrk501[4] の 2 つのみである。Mrk421 は 1992 年、Mrk501 は 1995 年に Whipple 観測所のγ 線望遠鏡で検出された AGN で、Mrk421 は CGRO/EGRET で検出

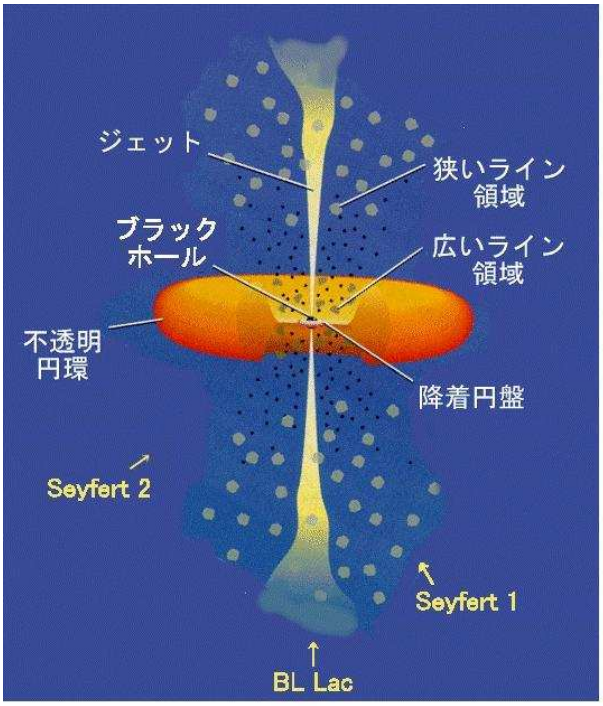


図 1.2: AGN の概念図

表 1.1: AGN の分類 [9]

Radio Loudness	Optical Emission Line Propertyies		
Radio-quiet:	**Type2**(Narrow Line)	**Type1**(Broad Line)	**Type0**(Unusal)
	Seyfert2	Seyfert1 QSO	
Radio-loud:	**NLRG**	**BLRG**	**Blazars**
		・SSRQ ・FSRQ	・BL Lacs ・(FSRQ)
	decreasing angle to the line of sight →		

されていた天体であったが、Mrk501 の方は、EGRET では GeV 領域での検出はされなかったことから、地上でのγ 線観測によって始めて発見された VHE γ 線源であると注目された。

2 つの天体に共通することは多く、ともに Blazar/XBLs に属しており、Mrk421 は $z = 0.031$,Mrk501 は $z = 0.034$ と双方とかなり近い場所に位置している。どちらの天体も時間変動が非常に激しく (図 1.3)、エネルギースペクトルの分布 (SED) が 2 つのこぶを持つ分布を作っている。(図 1.4)

1.2.2 AGN からのγ 線の放出モデル

Blazar では多くの場合、γ 線による放射が全体の放射に対して支配的であり、"等方的に"放射されていると仮定すると、全放出エネルギーは $10^{45} \sim 10^{49} erg/s$ にもなる。また、EGRET で見つかっている Blazar は数週間もしくは数日という時間スケールで変動することが知られていることから放射領域のサイズが小さいということも推測される。

blazar の一般的なモデルとして、非常に重い $(10^7 \sim 10^{10} M_\odot)$ ブラックホールのまわりを降着円盤やガスやダストなどが取り囲んでいると考えられていて、γ 線は jet の中で加速された荷電粒子からつくり出されていると考えられている。

放射領域が非常に小さいため、狭い空間に光子が閉じ込められていると、光子と光子の衝突より電子対生成が生じてしまい、光子が放射領域からでてこれないのではないかと危惧されたことがあったが、Blazar は先に述べたように superluminal motion を示している。これは我々に向かって、相対論的な運動をしている証拠であり、この見かけの速度はその物体の運動方向と観測者の視線方向の角度に依存している (図 1.5)。

さらに観測される光度もこの影響をうけ非常に明るく見えるようになる。$\delta = [\gamma(1 - \beta\cos\theta]^{-1}$ を相対論的なドップラーファクターとして用いると、観測される光度 L_{obs} と放射された光度 L_{em} の関係は次のような関係にある。

$$L_{obs} = \delta^p L_{em}$$

δ の index p は状況によって異なるが、連続した jet の場合だと $p = 2 + \alpha$ となる [9]。但し、α はエネルギースペクトルの巾である。このように、観測される光度は相対論的な効果をうけて大きく見えるため、みかけ上は非常に狭い領域に光子が密集しているように見えても、光子が飛び出せないような状態ではない。

以上の事から、Blazar からの電波 ~γ 線におよぶ広い波長領域での非熱的で激しい変動は、相対論的な jet が観測者の方向をむいていることによるビーミング効果によるものという議論が多くなされている。

低エネルギー側では、電波や可視光領域での偏光が強いことからシンクロトロン放射によるものと考えられており、一方高エネルギー側は、シンクロトロン放射をしている電子による逆コンプトン散乱による放射であると考えられている。この時に叩き挙げられる光子が jet 内部のシンクロトロン放射からのものとする Syncrhotoron-Self-Compton(SSC) モデルと、jet 外部から入射してきた光子であるとする Exteranl Inverse Compton(EIC) モデルの 2 つのモデルが提唱されている他、jet 中でハドロンの衝突によって生じた中性π の崩壊によってγ 線が得られるとするモデルなどが検討されている。

Stecker などらは SSC モデルに基づいて、X 線領域と TeV γ 線領域の間の関係を次のように示し、RBLs は GeV で、XBLs は TeVsource ではないかと提案している [14]。

$$\nu_x F_x \sim \nu_{TeV\gamma} F_{TeV\gamma}$$

ここで ν は振動数、F はそれぞれのエネルギー領域での flux である。

また、VHE γ 線は銀河間を伝搬してくる最中に、宇宙赤外線背景放射などからのエネルギーの低い photon とで電子対生成 $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ e^-$ を起こして吸収されてしまうために、距離が遠い天体からのγ 線は届かないことがわかっている。しかし宇宙赤外線背景放射の強度や波長分布はまだよくわかっておらず、VHE γ 線の観測結果からそ

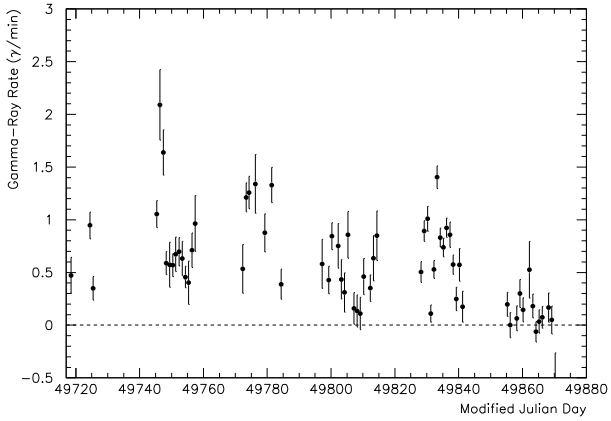
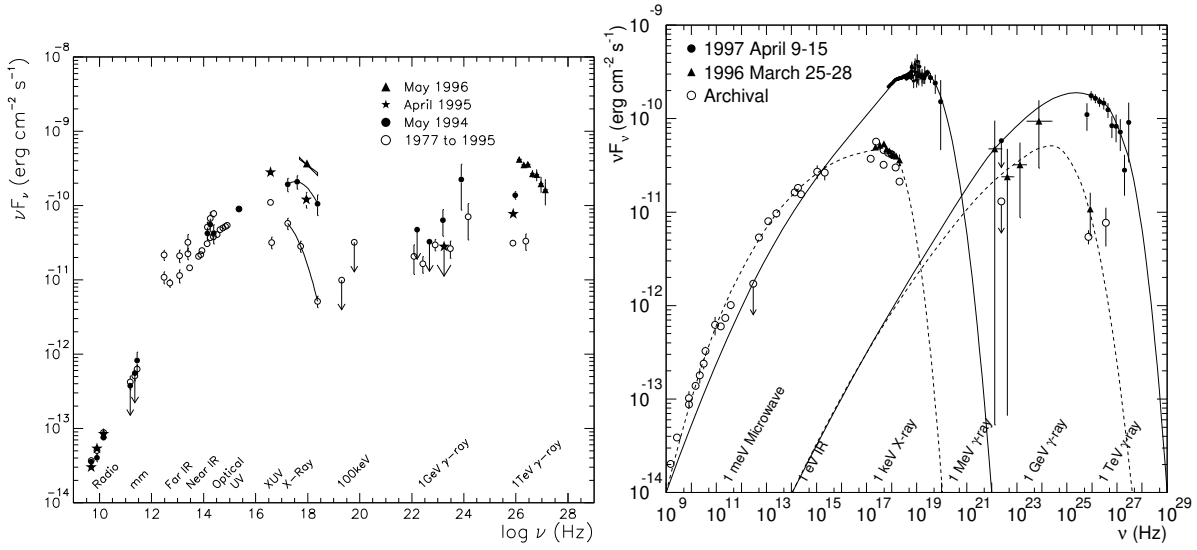


図 1.3: Mrk421 の時間変動 [10]



(a) Mrk421 (b) Mrk501

図 1.4: Mrk421 と Mrk501 の SED Mrk421:[11]、Mrk501:[12]

の推測がなされている最中である。またγ 線に対する光学的深さについて、Stecker などらによって研究進められている [15]。(図 1.6)

1.2.3 観測対象とした AGN

本論文で扱う南天の 2 つの AGN について、簡単に紹介する。

PKS2005 − 489

PKS2005-489 は Parkes 2.7GHz survey で発見された BL Lac object である。赤方偏移は z=0.071 と決定されている。

いくつかの他の BL Lac 天体と一緒に PKS2005-489 は EUVband で検出された系外銀河数少ないうちのひとつである [16]。

現在までに、電波からγ 線領域 (~ 1GeV) まで様々な波長領域で観測がなされ、大きな flux の変動 [17] やスペクトルの振舞い [18] が調べられている。Compton GammaRay Observatory(CGRO) に搭載された EGRET でも ~ 1GeV で 4.3 σ で検出された。[19]

これらの結果から PKS2005-489 は XBL-like な天体で、エネルギースペクトルの形や、X 線領域のスペクトルの傾き、EGRET で観測されたなどことなどから Mrk421 とよく似た天体である事と距離近いことから、VHE γ 線での検出も期待されている。しかしながらこれまでの観測では、CANGAROO,Durhram のグループによって観測がなされているものの、positive は結果は得られず、上限値のみ与えている [20][21]。

PKS2155 − 304

PKS2155-304 は可視光よりも短い領域でも解像できるほど、速く、大きな変動を示す天体として注目されてきたもので、EUVband でも明るく、X 線でも非常に強い放射を示す XBL Lac 天体である。PKS2005-489 と同じように EXOSAT、EGRET でも観測されている。赤方偏移は z=0.117。波長領域の間での相関が見つかった事から多波長での同時観測がしばしば行われている (図 1.8)。z の値が大きいにもかかわらず、多波長にわたるスペクトルは Mrk421 に似ており、1996-1997 年には Chadwick らによって VHE γ 線の検出も報告されている [22]。これらの結果を示したエネルギー分布を図 1.9 に示す。

Durham の観測と同時期に同天体を観測した BeppoSAX・RXTE/ASM(Xray)、EGRET(GeV) が、この時フレアと呼ばれる活発な時期であったことを示している。CANGAROO でも観測を試みていたが天候等恵まれず、上限値を与えるだけに留まっている [20]。その後の Durham の報告では、この後の観測では有意な結果は得られなかったと報告されている。この時には、X 線でもフレアは見つかっておらず、以上の事は VHE γ と Xray flux の相関を示していると報告されている [23]。

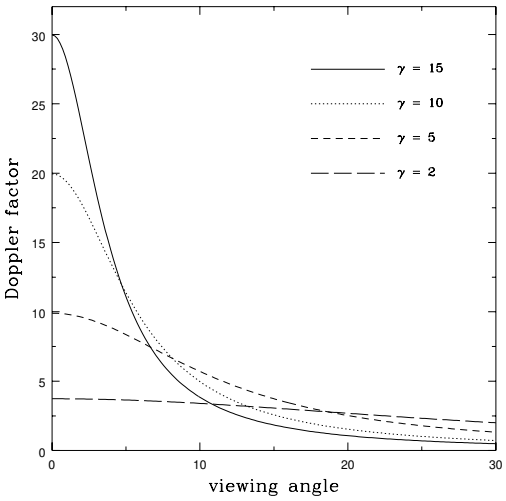


図 1.5: superluminal motion における Doppler factor の視線方向と運動方向の角度依存性 [13]

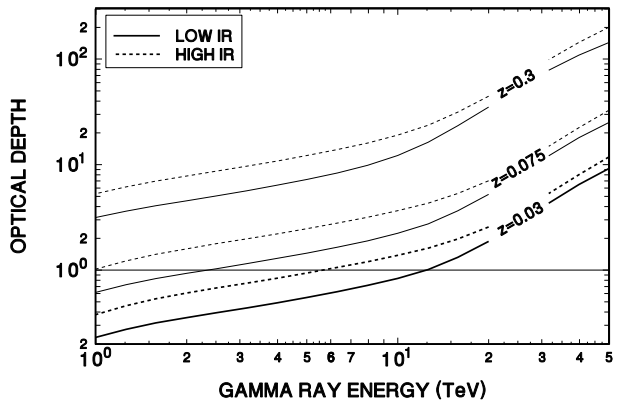
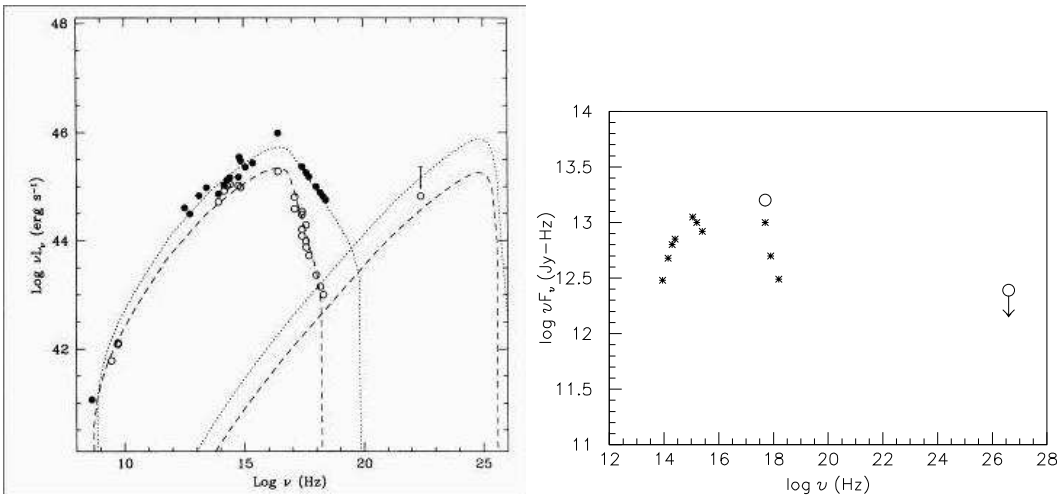


図 1.6: 様々な距離 (赤方偏移) でのエネルギーに対する光学的深さ [15]



(a) (b)

図 1.7: PKS2005-489 の SED 分布 [18],[20]

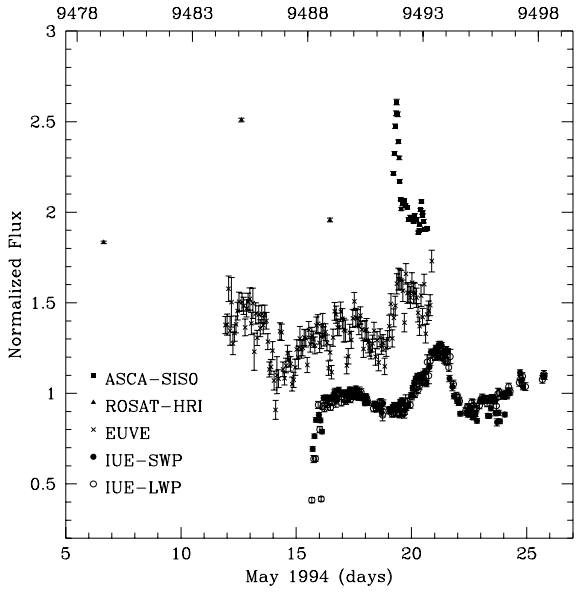


図 1.8: PKS2155-304 1994 年の多波長領域の結果。多波長にわたりフレアの相関が見える。

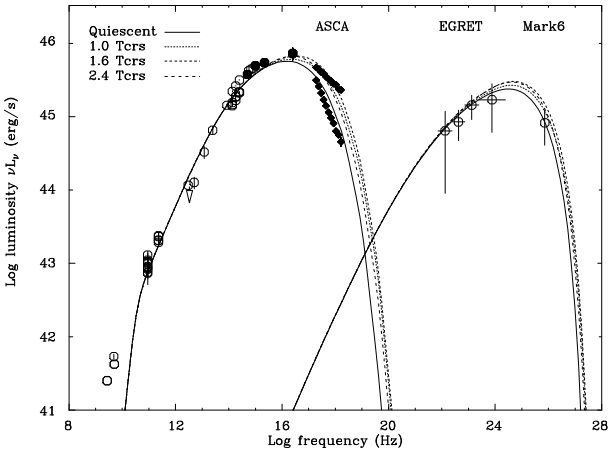


図 1.9: PKS2155-304 の SED[24]

第2章　γ 線の観測技術

2.1　空気シャワー

エネルギーの高いγ 線が地球に降り注いできたとしても、これがそのまま地上に到達するわけではない。VHE γ 線は大気上層部の原子・分子と相互作用をおこし、電子対生成により、電子・陽電子対を作る。

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

この荷電粒子が制動放射や電子対消滅によってまたγ 線を生み出し、このγ 線がまた電子対生成によって荷電粒子を生み出して行く。このようにして、次々とγ 線と電子・陽電子が滝のように生み出されて行くのでこの現象は、電磁カスケードシャワーと呼ばれている。こうして入射粒子のエネルギーは多数の荷電粒子に分配されていくにつれ、個々の荷電粒子が持つエネルギーは小さくなっていく。制動放射と電離損失によるエネルギーの損失量が等しくなるまで粒子のエネルギーが小さくなると、エネルギー損失のプロセスがγ 線を生み出す制動放射から電離による損失に変わるためにカスケードの発達はやみ、電子・陽電子は急速に空気中の原子・分子に吸収されていく。図 2.1 で、γ 線と陽子による空気シャワーの発達の違いをシミュレーションで出したものを示す。

カスケードによって生成 された荷電粒子が、大気中での光速度を越える速度で運動するとその方向に沿って、$Cherenkov$ 光と呼ばれる可視光を放射する。大気中の屈折率を $n = 1.0003$ とすると、放射角は $\sim 1.4^\circ$ と小さく[1]、電磁カスケードシャワーは入射方向に対して横方向にはさほど広がらないので、$Cherenkov$ 光は VHE γ 線の方向を保持している 。

しかしながら、大気中でカスケードを起こすものはγ 線だけではない。1 次宇宙線の荷電粒子も空気シャワーを生じ、その過程で生じた荷電粒子も $Cherenkov$ 光も放射する。

宇宙線核子 (主に陽子) が大気中に入射した場合、大気中の原子核と衝突し、核子や π, k 中間子を生成する。π^0 中間子はその寿命は短く、次のように 2 つのγ 粒子に崩壊し、この γ は上記で述べたような電磁カスケードシャワーを作る。

$$\pi^0 \quad \rightarrow \quad 2\,\gamma$$

一方 $\pi^\pm$ は、μ 粒子やν を生み出す。

$$\pi^+ \quad \rightarrow \quad \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\pi^- \quad \rightarrow \quad \mu^- + \overline{\nu}_\mu$$

π 中間子は横向きの運動量を持ち出すため、図 2.1 のように核子から生じたシャワーはγ 線のものとくらべて、より広がったシャワーを作り出す。また核子からのシャワー中で、電磁カスケードシャワーを引き起こすのは π^0 中間子であるため、γ 線シャワーと同程度の電磁カスケードシャワーを引き起こす核子のエネルギー E_p は、γ 線のエネルギーを E_γ とするとおおよそ次のような関係になる。

$$E_p \sim 3E_\gamma$$

[1] これは地上付近での値。上空ではさらに屈折率が小さくなり、放射角が狭くなる。

2.2 Cherenkov 光

Chrenkov 光は媒質中を粒子が光速以上で走ったために、媒質中の物質が分極された事によって生じる。分極された分子が元に戻る時に電磁波を生じ、ホイヘンスの原理により、重ね合わさった波面はある方向のみに足し合わされる。粒子の進行方向に対して θ という方向がこの波面の進行方向であり、この方向に垂直な面が重なりあった波面となる。

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{1}{n\beta}\right)$$

但し、n は媒質中の屈折率を表す。$\beta = c/n$ は媒質中の光速度を表している。

距離 l を電荷 Z の荷電粒子が物質中を通過する際に、振動数 $\nu \sim \nu + d\nu$ に Cherenkov 光を放射することによってエネルギーを損失する量は次のようになる。

$$-\frac{dE(\nu)}{dx} = \frac{4\pi^2(Ze)^2}{c^2}\int_{n\beta\geq 1}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\cdot\nu d\nu$$

これより波長 λ_1 から λ_2 に放射される全光子数は

$$\begin{aligned} N &= \int_{\nu_1}^{\nu_2}\frac{\int_0^l -\frac{dE(\nu)}{dx}}{h\nu} \\ &= \frac{2\pi\,(Ze)^2\cdot l}{\hbar c^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\cdot\int_{\nu_1}^{\nu_2} d\nu \\ &= \frac{2\pi\,(Ze)^2\cdot l}{\hbar c^2}\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\cdot(\nu_2-\nu_1) \\ &= 2\pi\alpha l Z^2\left(1-\frac{1}{n^2\beta^2}\right)\cdot\left(\frac{1}{\lambda_2}-\frac{1}{\lambda_1}\right) \end{aligned}$$

となる。但し、$\alpha = e^2/\hbar c$ は微細構造定数である。電荷 1 の粒子が速度 $\beta = 1$ で地上付近 (屈折率 n を $n = 1.0003$ と仮定) を 1m 通過する場合、2800 Å ~ 4500 Å という波長領域では約 40 個の光子が放出されることになる。*Cherenkov* 光によって生成される光子の数はこのように非常に少ないため、月が出ていないよく晴れた状態でないと、光子を地上で捉えることができないという制限がある。

また、図 2.2 で *Cherenkov* 光の水平分布をに示す。γ 線による水平分布はシャワーの中心からある一定の領域まではその光子密度は変わらない lightpool と呼ばれる部分が生じる。この事はγ 線を観測する際、望遠鏡がシャワーの真下になくても検出ができる... 言い替えれば、大きな検出面積があることを示している。これに対して、核子 (1 次宇宙線) からのシャワーによる水平分布は、γ 線からのシャワーよりもより広がっているため lightpool はできない。

2.3 Imaging法について

期待されるγ 線の *flux* は、天球上よりほぼ一様に降り注ぐ 1 次宇宙線と比べると非常に少ない。宇宙線に対するγ 線の S/N 比を概算すると、$\sim 10^{-4}$ となる。[2]このように核子によるシャワーイベントの中から、効率よくγ 線からのシャワーイベントを選別することが重要となる。

Chrenkov 放射によって得られるイメージは、空気シャワーの発達過程に大きく影響される。γ 線からのシャワーの形状が横に広がらずに棒状となるため、カメラで受けるイメージは細長い楕円のような形をとる。一方、1 次宇宙線からの空気シャワーのシャワーは横に広がるため、そのイメージは一つにまとまらない傾向があり、楕円でそのイメージをよく表すことができない。(図 2.3)

[2]地球上に降り注ぐ 1 次宇宙線の *flux* を$\sim 10^{-4} particle/cm^2\cdot sec\cdot str(>500GeV)$、VHE γ 線源として同定されている Mrk421 から *VHE* γ 線の *flux* を$\sim 10^{-11} photons/cm^2\cdot sec$、望遠鏡の視野が$\sim 10^{-3} str$(視野の半径 $\sim 1.5^\circ$) と仮定。

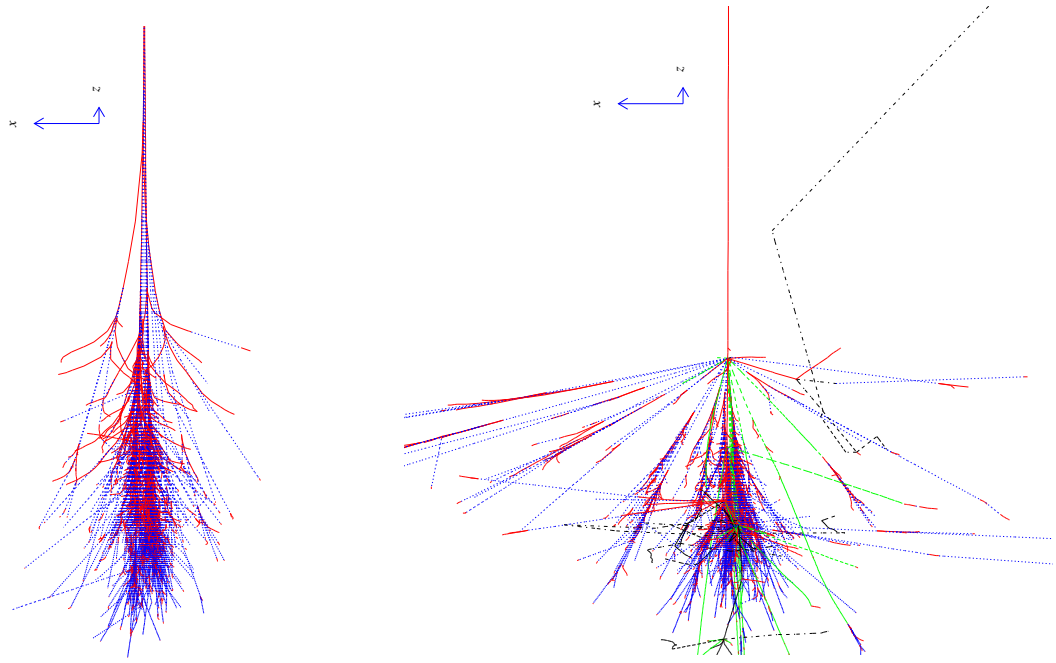
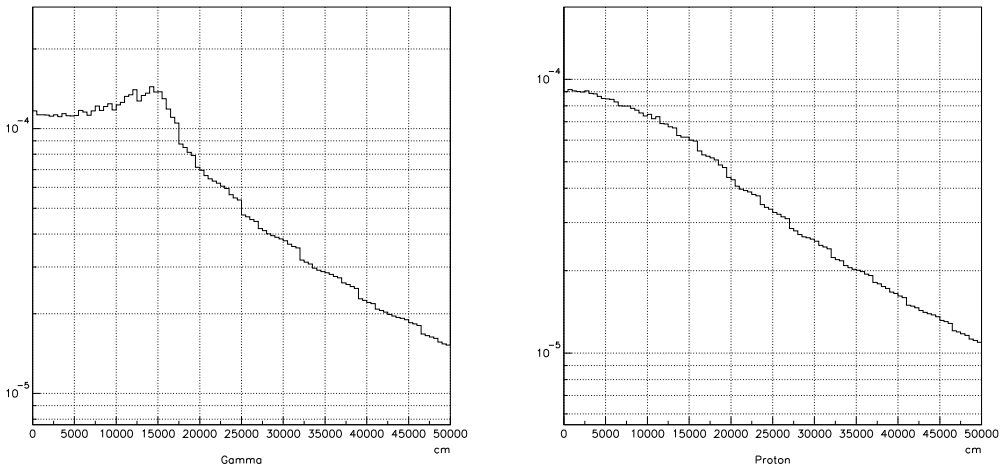


図 2.1: γ 線と陽子の空気シャワーの発達の違い。
左は 100GeV γ 線、右は 300GeV の陽子による空気シャワーの発達を示す。



(a) gamma　　(b) proton

図 2.2: γ 線と陽子からの空気シャワーによる *Cherenkov* 光の水平分布

近年、解像型望遠鏡ではこのイメージを楕円として近似し、その形や向きを調べることで、1 次宇宙線の影響を取り除くことが行われている (e.g. [25])。ここではそのパラメータの計算方法について記す。

図 2.3 について、各信号によって楕円を形成すると考え 2 次元ガウス分布としてフィットする。2 次元の正規分布を考えると、

$$\frac{1}{1-\rho^2}\left\{\frac{(x-\mu_x)^2}{\sigma_x^2}-2\rho\frac{(x-\mu_x)}{\sigma_x}\cdot\frac{(y-\mu_y)}{\sigma_y}+\frac{(y-\mu_y)^2}{\sigma_y^2}\right\}<c^2$$

に等しい。但し、μ_x, μ_y , σ_x, σ_y はそれぞれ x, y の平均値と分散 ρ は x, y の相関計数である。

この式は 図 2.4 にある $(x, y) = (\mu_x, \mu_y)$ を中心とした楕円の内部を示している。この境界となる楕円の式を、この楕円の長軸, 短軸を軸とする座標系に置き換えると、次のように書ける。但しこれ以降 $c = 1$ と置いて話を進める。

$$\frac{u^2}{\sigma_u^2}+\frac{v^2}{\sigma_v^2}=1^2$$

そこで、(x, y) から (u, v) への座標変換を行い、σ_u, σ_v を求めると次のように表せる。この時、値の小さい方 (ここでは σ_v) を楕円の幅 $(Width)$、大きい方 (ここでは σ_u) を長さ $(Length)$ と考える。

$$\begin{aligned} Width^2 &= \sigma_u^2 = \frac{\sigma_x^2+\sigma_y^2-\sqrt{(\sigma_x^2-\sigma_y^2)^2+4\sigma_{xy}^2}}{2} \\ Length^2 &= \sigma_v^2 = \frac{\sigma_x^2+\sigma_y^2+\sqrt{(\sigma_x^2-\sigma_y^2)^2+4\sigma_{xy}^2}}{2} \end{aligned}$$

またこの時の回転角を ϕ とすると、長軸の傾きを表す $\tan\phi$ は次のように表せる。

$$\begin{aligned} \tan\phi &= \frac{\sigma_u^2-\sigma_x^2}{\sigma_{xy}} \\ &= \frac{(\sigma_y^2-\sigma_x^2)+\sqrt{(\sigma_x^2-\sigma_y^2)^2+4\sigma_{xy}^2}}{2\sigma_{xy}} \\ &= \frac{d+z}{2\sigma_{xy}} \end{aligned}$$

但し $d = (\sigma_y^2-\sigma_x^2)$, $z = \sqrt{d^2+4\sigma_{xy}^2}$ と置いている。

楕円の中心から TargetPosition までの Vector は $Distance\,Vector\ \overrightarrow{D}$ と定義する。

$$\overrightarrow{D}=\begin{pmatrix} X_s-\mu_x & , & Y_s-\mu_y \end{pmatrix}$$

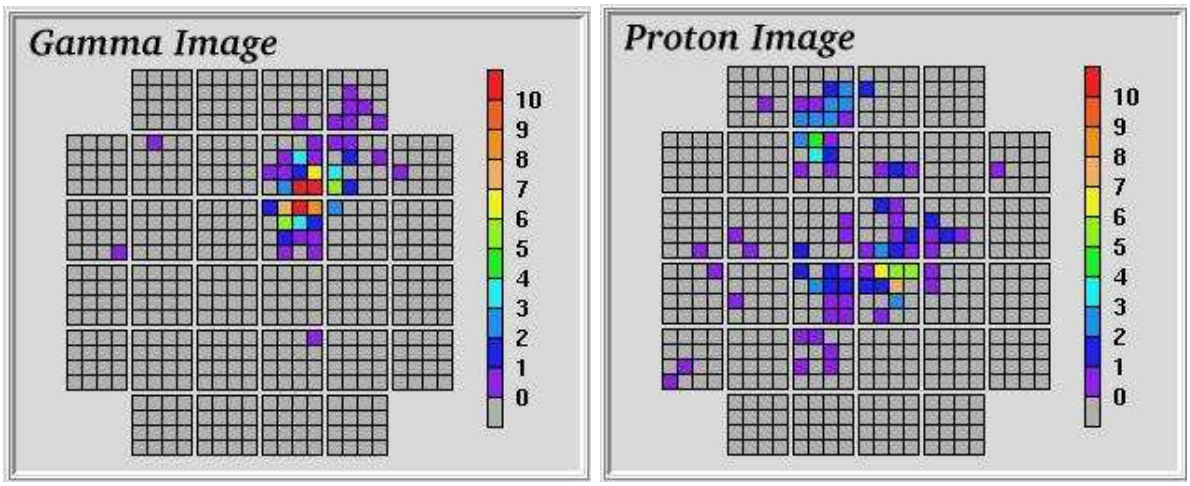
さらに、長軸の向きを向く単位ベクトル $\overrightarrow{u}$ を定義する。但しこの時、カメラ中心からイメージがある方向への向きを正として定義するため次のように考える。但しここで使う $sign()$ は値の正負のみを取得するという演算子と定義する。

$$\overrightarrow{s}=\left(\sqrt{\frac{z-d}{2z}}\ ,\ sign(\sigma_{xy})\sqrt{\frac{d+z}{2z}}\right)$$

$$\overrightarrow{u} = -sign(\overrightarrow{s}\cdot\overrightarrow{D})\,\overrightarrow{s}$$

$\overrightarrow{u}$ を用い、$Asymmetry\,Vector\ \overrightarrow{A}$ を次のように定義する。

$$\overrightarrow{A}=-\sigma_A\overrightarrow{u}$$



(a) gamma (b) proton

図 2.3: γ 線と陽子の *Cherenkov* 光のイメージ

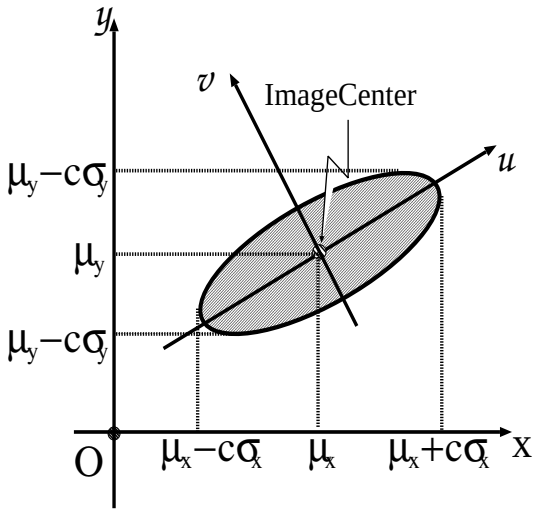


図 2.4: イベントのイメージの捉え方

σ_A^3 は長軸に沿った 3 次のモーメントである。楕円の長軸と短軸の方向に軸を持つ系において、i 番目の PMT の位置を (u, v) とすると σ_A^3 は次のように定義される

$$\sigma_A^3 = \frac{\Sigma s_i \left(u_i - \mu_u\right)^3}{\Sigma s_i}$$

これを (x, y) 系の値で書き下すと次のようになる。

$$\sigma_A^3 = \sigma_{x^3} \cos^3\phi + 3\sigma_{x^2y} \cos^2\phi \sin\phi + 3\sigma_{xy^2} \cos\phi \sin^2\phi + \sigma_y^3 \sin^3\phi$$

これらのパラメータより、$Asymmetry$ を次のように定義する

$$Asymmetry = sign(\overrightarrow{A} \cdot \overrightarrow{D}) \frac{|\sigma_A|}{Length}$$

Target Position に対してイメージが向いている方向を示すパラメータとして、$Asymmetry\ Vector$ と $Distance\ Vector$ のなす角を $Alpha$ として定義する。

$$Alpha = \arccos\left(\overrightarrow{D} \cdot \overrightarrow{A}\right)$$

また本論文では、もっとも光量の多い 3 本の PMT の位置の重心とカメラの中心までの距離を $Concp3$ として定義し用いている。

以上の式に対して実際のカメラに適用する場合は、i 番目の PMT の位置を (x_i, y_i) として、それぞれの変数を次のように当てはめてる。

$$\mu_x \equiv \frac{\Sigma s_i x_i}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_y \equiv \frac{\Sigma s_i y_i}{\Sigma s_i}$$

$$\mu_{x^2} \equiv \frac{\Sigma s_i x_i^2}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_{xy} \equiv \frac{\Sigma s_i x_i y_i}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_{y^2} \equiv \frac{\Sigma s_i y_i^2}{\Sigma s_i}$$

$$\mu_{x^3} \equiv \frac{\Sigma s_i x_i^3}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_{x^2y} \equiv \frac{\Sigma s_i x_i^2 y_i}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_{xy^2} \equiv \frac{\Sigma s_i x_i y_i^2}{\Sigma s_i}\ ,\ \mu_{y^3} \equiv \frac{\Sigma s_i y_i^3}{\Sigma s_i}$$

$$\sigma_x^2 \equiv \mu_{x^2} - \mu_x^2\ ,\ \sigma_{xy} \equiv \mu_{xy} - \mu_x\mu_y\ ,\ \sigma_y^2 \equiv \mu_{y^2} - \mu_y^2$$

$$\sigma_x^3 \equiv \mu_{x^3} - 3\mu_{x^2x} + 2\mu_x^3\ ,\ \sigma_y^3 \equiv \mu_{y^3} - 3\mu_{y^2y} + 2\mu_y^3$$

$$\sigma_{x^2y} = \mu_{x^2y} - 2\mu_{xy}\mu_x + 2\mu_x^2\mu_y - \mu_{x^2}\mu_y$$

$$\sigma_{xy^2} = \mu_{xy^2} - 2\mu_{xy}\mu_y + 2\mu_x\mu_y^2 - \mu_x\mu_{y^2}$$

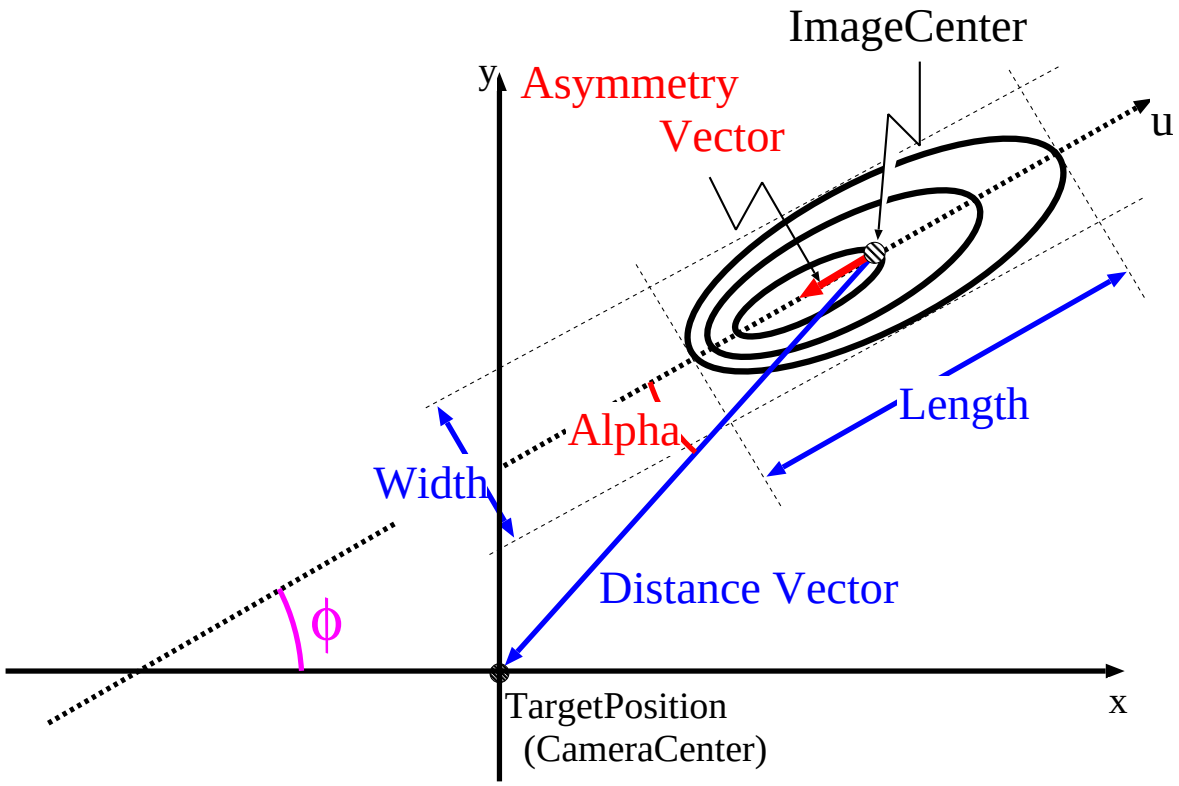


図 2.5: ImageParameter の定義

第3章　CANGAROO実験

3.1　CANGAROOの概要

CANGAROO(カンガルー)とは**C**ollaboration of **A**ustralia and **N**ippon(Japan) for a **GA**mma **R**ay **O**bservatory in the **O**utback の造語で、南天の天体における超高エネルギー現象を捉える事を目的に、1991年からはじめられたγ 線観測の、日本とオーストラリアの大学で進めている国際協力実験の名称である。超高エネルギーγ 線の観測により、天体における超高エネルギー現象を研究している。南オーストラリア州 Woomera (東経 136 ° 47'、南緯 31 ° 06'、海抜 160m::図 3.1 を参照) の位置に大気 Cherenkov 望遠鏡を設置し、観測を行っている。ここの晴天率は ~ 80%と高いこと、周囲に明るい都市がないことから Cherenkov 光を用いたγ 線観測には適した場所である。

3.2　CANGAROO-II 望遠鏡

3.2.1　主鏡

CANGAROO 7m 望遠鏡の主鏡は、1999 年 3 月に建設された口径 7m・焦点距離 8m の放物面鏡である (図 3.2)。

直径 7m という非常に大きな放物面鏡は、1 枚の鏡で実現するのではなく直径 80cm の円形の小型鏡 60 枚を最密に敷き詰めた複合鏡というスタイルを取っている。主鏡の中心部はカメラの影になるため小型鏡は設置せず、ここに青色 LED を取り付けている。この LED はカメラ全体を照らせるように調整されており、PMT の Gain の調整などに用いている。さらに、52 枚の小型鏡を追加することで主鏡を 10m に拡張することができるようになっている。

望遠鏡の大型化には、自重による望遠鏡の変形という深刻な問題が生じるが、CANGAROO-II 望遠鏡ではこの問題に対し、鏡をプラスチック鏡にして、全体の軽量化に努めている。

これはその基部を CFRP(**C**arbon **F**iber **R**einforced **P**lastics::炭素強化繊維プラスチック) と接着剤の層構造で構成し、薄いアルミニウムで覆われた polymer sheet をその上に載せている。重量は 1 枚およそ 5.5kg、反射率はおおよそ 80%である。

小型鏡はその裏に、2 基の steppingmotor が取り付けられていて、主鏡の中心から見て動経方向とそれに直角の方向に動かすことが可能である。

個々の小型鏡の焦点面上での像の広がりは、平均で約 $\sim 0^\circ.1$(FWHM)。小型鏡の向きを調整した後の、主鏡全体による像の大きさは $0^\circ.14 \pm 0^\circ.01$(FWHM) である。

駆動系は経緯台式であり、可動範囲は 仰角 $0 \sim 90^\circ$ 方位角は $-200^\circ \sim 200^\circ$ である。指向精度は 1 分以下であり、指向速度は最大 $0^\circ.5$ deg/sec 、パーソナルコンピューター上から仰角・方位角の同時制御が可能になっている。

3.2.2　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、鏡の焦点面には浜松フォトニクス製の光電子増倍管 R4124UV 512 本によるイメージカメラを取り付けている。

この PMT の概観と分光曲線を図 3.3 に示す。光電面での量子効率は 280 ~ 450nm で 20%以上になっている。

各 PMT の大きさは $13.5mm\phi$ の円筒形で、光電面の大きさは $10mm\phi$ となっている。これを方形に敷き詰めて

図 3.1: オーストラリアの地図。
Aderade の北、Woomera という場所に CANGAROO 望遠鏡がある。

図 3.2: CANGAROO-II(7m) 望遠鏡 [26]

カメラをつくっているが、各 PMT の光電面間にはすき間ができてしまう。光量を稼ぐために、各 PMT の前面に Lightguide と呼ばれる集光器をとりつけ、このすき間を埋めている。光電面に接する側は $10mm\phi$ の円形に、もう片方は 1 辺 $16mm$ の正方形の形からなるもの (図 3.4) で、PMT にとりつけた Ligtguide の表面がちょうど焦点面になるように調整している。1 つの lightguide が張る視野は $0°.115 \times 0°.115$ となっている。PMT は 16 本毎に共通の Bleeder BOX(BOX) に取り付けられており、16 本には共通の高電圧がかけられている。カメラ全体としては 4 隅がそれぞれ 1BOX 分抜けた 24×24 の PMT の配列からなり、512 本の PMT で約 3 ° の視野をカバーしている (図 3.6)。

3.2.3 DAQ(DataAcQuisition) syste

Imaging カメラで捉えられた Cherenkov 光 や background の光は、望遠鏡横の Electronics Hut に送られる。信号はまず TKO モジュールに送られる。

TKO モジュールは 1 つで 32channel を一度に処理する事ができるもので、512 本の PMT からの信号を 16 台の TKO モジュールで処理している。ここでは信号の増幅・整形を行った後、次の事が行われる。

- 同じ BOX にマウントされている 16 本のアナログ信号を重ね合わせた信号 (Analog-sum) の出力
- 閾値 (TKOth) を越えた信号が何本あったかという情報を波高にもつ信号 (Logical-sum 信号) の出力
- 閾値 (TDCth) を越えた信号について、TDC への信号の出力
- 個々の PMT からの信号に対し 閾値 (TKOth) を越えた信号の計数

TKO からの出力信号のうち、

- TDC への信号は CAMAC/TDC モジュールにて 1 本毎に、Trigger がかかった時刻から過去に遡って 256nsec 間において生じた信号の、相対的な時間情報とパルスの幅の情報を記録する。
- カメラの中心部に位置する 256 本の PMT からの Logical-sum 信号を、すべて足し合わし、この 256 本の PMT のうち、何本の PMT から signal があるのかを NIM/Discri モジュールで判断している。
- Analog-sum 信号は、これをさらに 2 つに分け、
  - 1 つは CAMAC/ADC へ入力し、その信号の大きさを記録する。
  - もうひとつについては、NIM/AMP でカメラの中心部に相当する 256 本の信号を増幅した後、CAMAC/Discri にて その信号の大きさを判定する。ここの閾値 (BOX-discri) を越えた BOX 数の情報を波高にもつ信号を出力される。この信号の先には、NIM/Discri モジュールがあり、そこでいくつの BOX が閾値を越えたのかを判定している。

Logical-sum 信号と Analog-sum 信号はそれぞれ、設定した閾値以上の signal を持つ PMT・BOX がいくつあるかという情報を持っている。これらの信号から、Logical-sum discri を越えたものが 4 本、BOX-discri を越えたものが 1 つ という条件の時にトリガーがかかるようになっている。また、このトリガーにかかったイベントとは別に、1sec に 1 個の割合で GPS からの信号からトリガーがかかるようになっている。TriggerRate が大きくなってくると、DAQ がそれに追い付けず、データの取りこぼしを生ずることがある。これは、この DAQ の不感時間のモニターのためのもので、解析時にこの GPS からのシグナルをチェックすることで、DAQ の不感時間の較正が可能である。

トリガーにかかったイベントは、TKO で記録されている Scaler 情報,CAMAC で記録されている ADC・TDC の情報と GPS からの時刻情報を VMEbus を通じて、SPARC work station で取得する。また望遠鏡の Tracking 情報も TCP/IP を経由して、SPARC workstation に送られてくるので、これも同時にハードディスクへ記録される。

表 3.1: 光電子増倍管 R4124 の性能

Spectral responcse	see fig 3.3	
dynode structure / stage	line/10	
Anode sensitivity	Anode to cathode voltage	1000V
	Current amplification	1.1×10^6(typ.)
	Luminosity	100A/lm(typ.)
Maximum rating	Anode to cathode voltage	1250V
	Average anode current	0.03mA
Typical time responce	Rise time	1.1ns
	Transit time	12ns
	Transit time spread	0.5ns

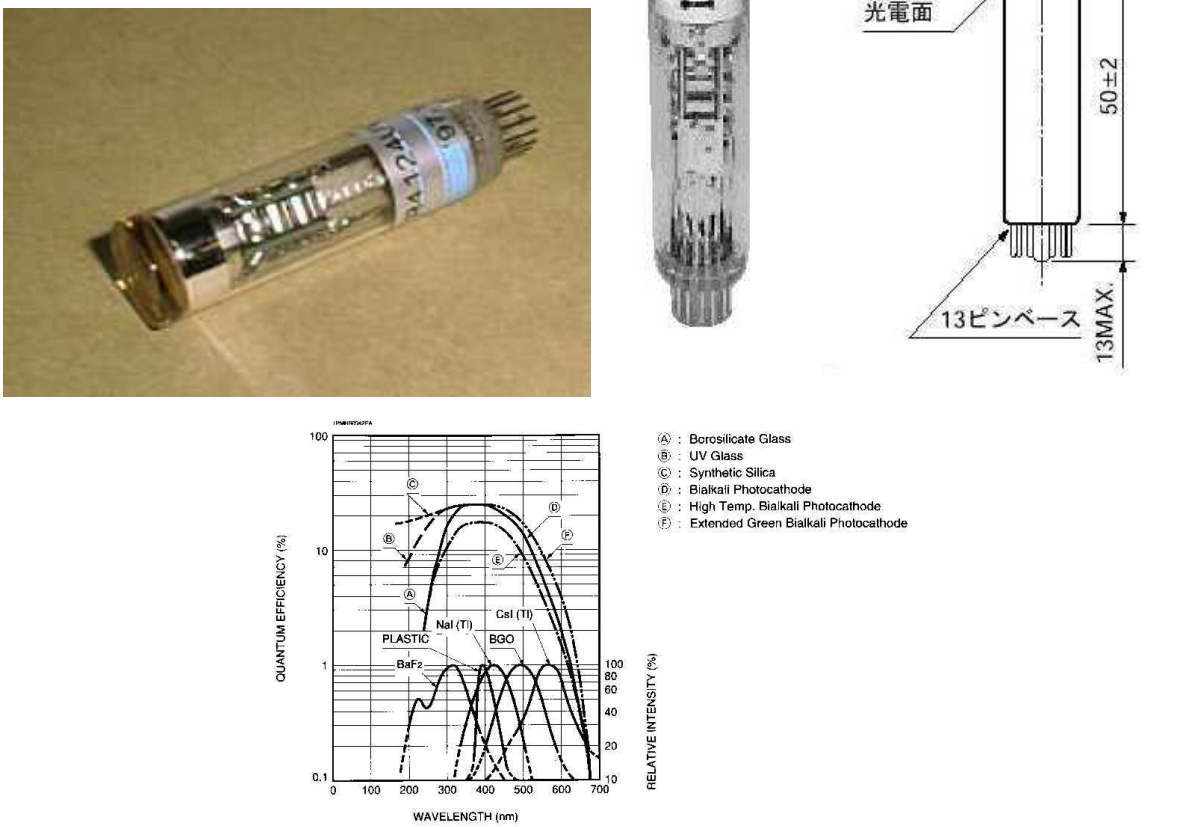


図 3.3: PMT R4124 UV の概観と光電面の量子効率

図 3.4: Ligthguide の概観
大きさの比較のために、右上にライターを写している。

図 3.5: BleederBOX と PMT

ここで取りまとめられたデータはさらに、TCP/IP を通じて、モニター用の PC に送られる。ここでは、時刻情報・Tracking 情報や、取得したイベントの時刻情報の Map を示す TDCstartMAP、光量に相当する Map である ADCMap や TDCwidthMAP、視野内にある星の位置や HV の状況が監視できるようになっている。

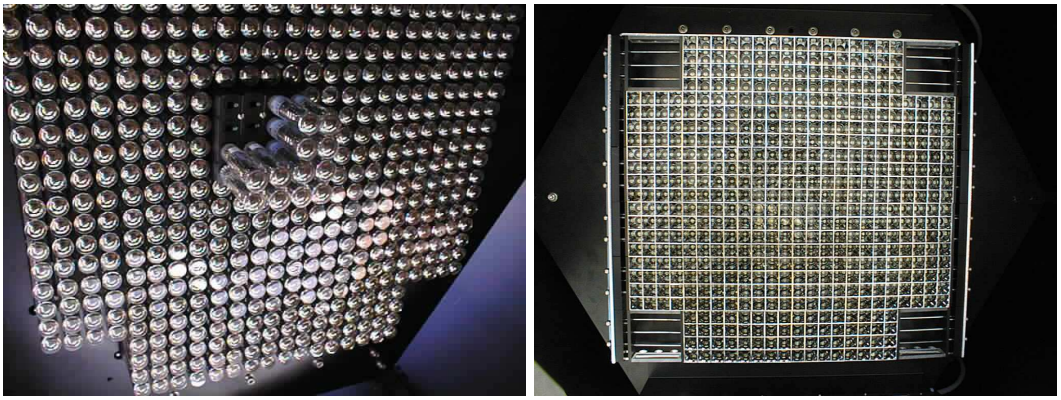


図 3.6: CANGAROO-II のカメラ
左図は Lightguide をつけていない状態のもの。PMT がどのように BOX にマウントされているのかを示すために、真中の部分の BOX を、前にせり出させてある。右図は lightguide がついた状態でのカメラの図。

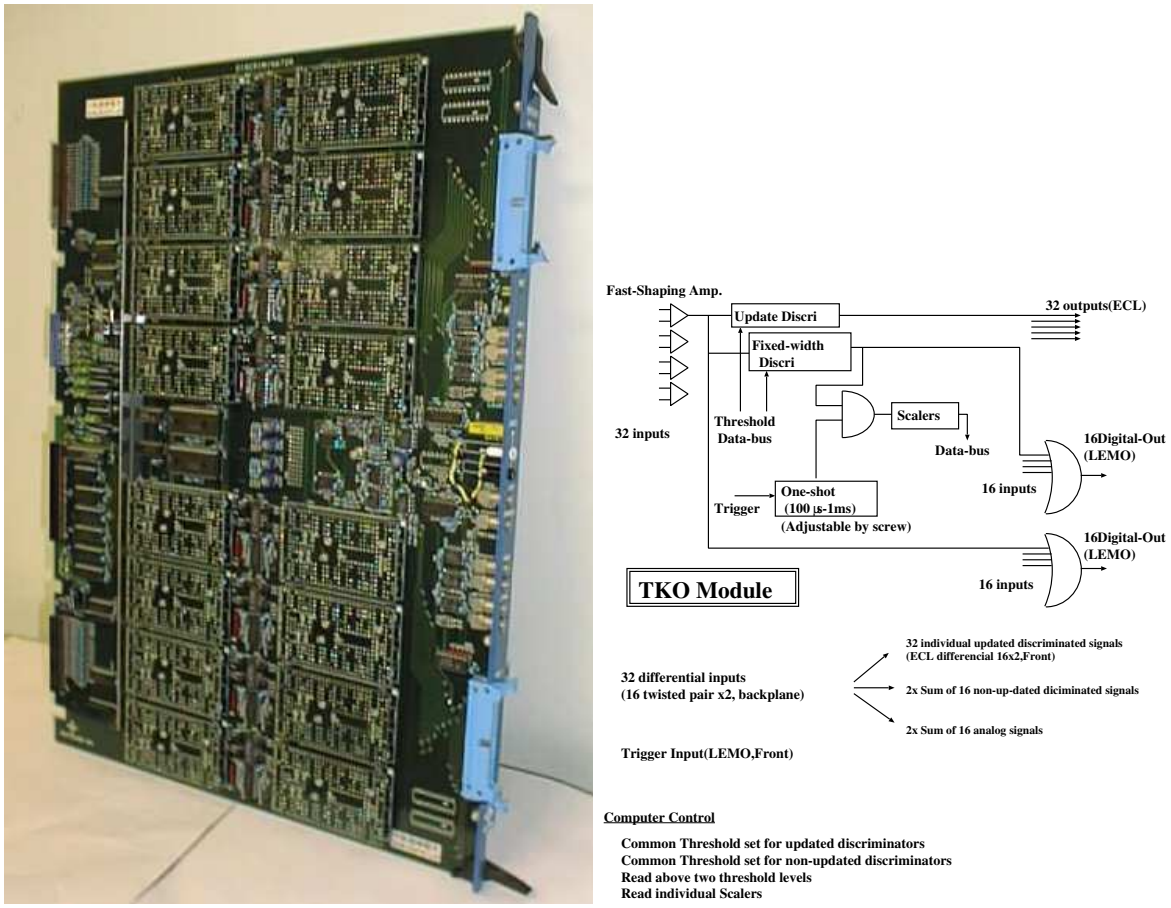


図 3.7: TKOmodule の概観図と概念図

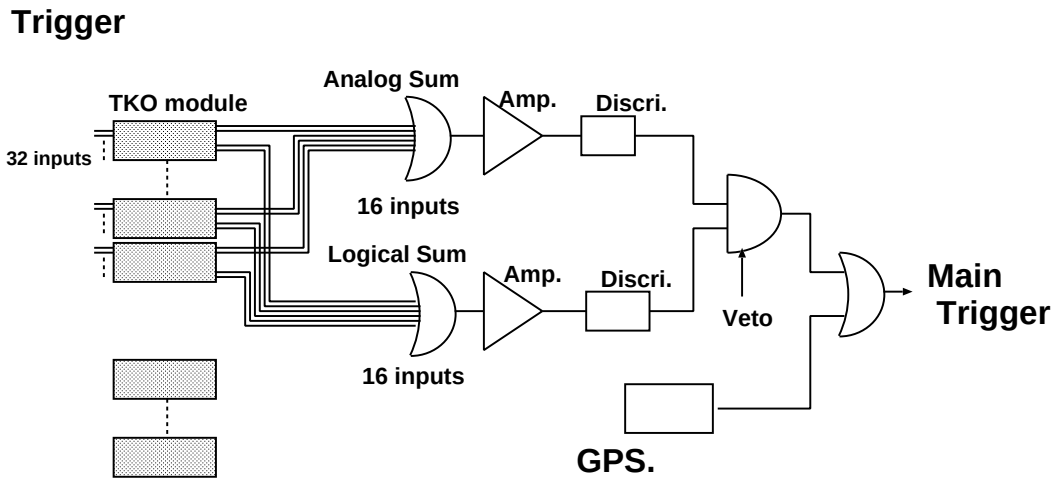


図 3.8: トリガー概念図

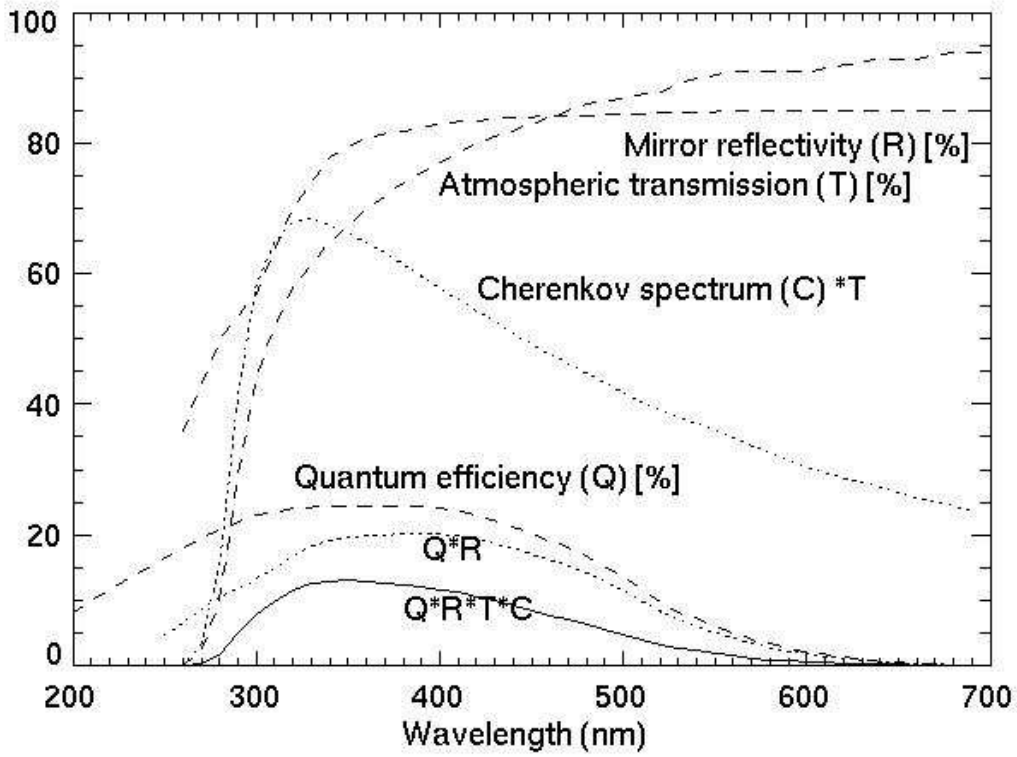


図 3.9: 望遠鏡の波長依存性

第4章　観測データの較正

4.1　LED Data による較正

4.1.1　経日変化 (安定性) について

DAQsystem が観測期間中、どの程度安定であるのかということを種々のパラメータから調べることをする。

ADC

ここで扱ったデータは望遠鏡のパフォーマンスを定期的に測定するために、各観測の前後で取得している LED RUN のデータで、 1999 年 8 ~ 9 月の期間について調べた。

カメラを構成する 32 個の BOX のひとつについて、ADC カウントの平均値を時系列に並べたグラフを図 4.1 に示す。

横軸の値が 35 前後のあたりで ADC 値が落ち込んでいる時期は、光量と ADC,TDC の関係を調べるために、LED の光量を変化させた時期と一致する。また光量を変化させて取得した LED RUN のデータから、この前後の sumADC 値の差異は LED への印加電圧が 0.1V の違いに相当する。LEDRUN のデータを取る際には、LED への印加電圧を一定に保って取得することになっているが、8 月の LED RUN データを取る際には、規定値より高めであったと報告をうけていることから、この振舞いは印加電圧の違いを反映していると考え、LEDRUN の光量を動かす前後の 2 つの領域にわけて変動の大きさを調べた。

LED への印加電圧の大きさの違いが非常に大きく現れていることを考慮すれば、周囲の環境の変化による変動はさほど大きくないと思われる。この期間においてカメラ全体で受ける光量の変動の大きさは $37 \pm 3\%$、BOX 単位で見た場合は $45 \pm 14\%$ である。ここでの誤差は調査対象となる数が少ないため、変動の最大・最小を含むようにして算出した。

TDC

ここで取り扱う TDC のデータも ADC と同じく 1999 年 8 ~ 9 月の LED RUN の Data である。TDC のデータからは次の 3 つの値について調べた。

1. トリガーがかかってから信号の立上り時刻までの相対時間を示す TDCstart
2. 信号の幅を表す TDCwidth
3. 信号の取得率を示す HitRate

TDCwidth は信号の立上り時刻である TDCstart と立ち下がり時刻である TDCstop の時刻の差として定義する。Hitrate は、LEDRUN が、LED へのパルスを用いてセルフトリガーがかかるようにして DAQ を行っているので、次のように定義する。

$$HitRate = \frac{N_{det}}{N_{trig}}$$

N_{tirg} はセルフトリガーがかかった総数、N_{det} は、解析で信号と判断するもの、すなわち信号の時間情報の補正を行った後、この情報を用いて選別された信号の数である。この選別方法ついては後述する。

これら TDC のデータ (図 4.2) でも、光量を変化させた LED RUN の後で HitRate,TDCstart,TDCwidth が若干減少しているので、ADC の時と同様に 2 つの領域にわけて変動の大きさを調べた結果、TDCstart:$4.4 \pm 2.7\,\%$、TDCwidth:$18 \pm 9.5\,\%$、HitRate:$17^{+21}_{-17}\,\%$ であった。ここでの誤差は $1\,\sigma$ を取った。

LED への印加電圧の大きさの違いが、TDC でも大きく現れていることが明らかで、これを考慮すれば、周囲の環境の変化による変動はさほど大きくないと思われる。

PMT にかける高電圧と電流

PMT に高電圧を供給している高圧電源の印加電圧と電流値の安定性について、LED RUN に限らず、1999 年 7 月 ~ 10 月までの観測時間中のデータを調べた。これは、3 分置きに記録されているものである。

図 4.3 に典型的な BOX の経日変化を示す。各 BOX にかかる電流, 電圧ともほとんど変動はみられず、変動の大きさを各 BOX 毎に調べた結果、電圧値:$0.11 \pm 0.10\,\%$、電流値:$0.35 \pm 0.17\,\%$ と非常に小さいものであった。ここでの誤差は ADC の時と同様、変動の最大・最小を含むようにして算出している。

4.1.2 ライトガイドの集光効率

ライトガイドの集光効率を調べるために、これがついている場合とついていない場合の LED RUN で、カメラが受けた全光量を比較した。

比較に用いたデータはライトガイドを外した時の 2 つの RUN とその前後のライトガイドがついている 4 つの RUN である。それぞれでの各 ADC 値の合計 (sumADC) の推移を時系列に示すと図 4.4 のようになる。

これらの比からライトガイドによって光量が 56%稼げていることがわかった。これによって受光面積は約 250%増えているので、ライトガイドの透過率は $\sim 62\%$ とわかる。

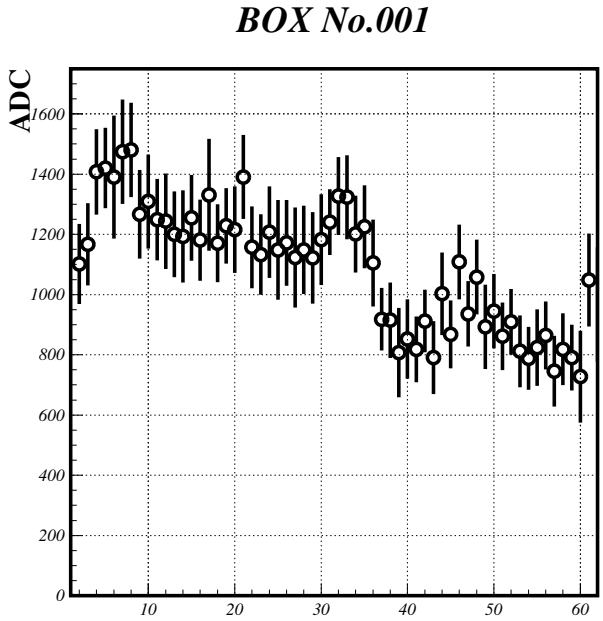


図 4.1: ある BOX における ADC の経日変化
各点と誤差棒はそれぞれの LED RUN Data での分布の平均値とその偏差を表している。

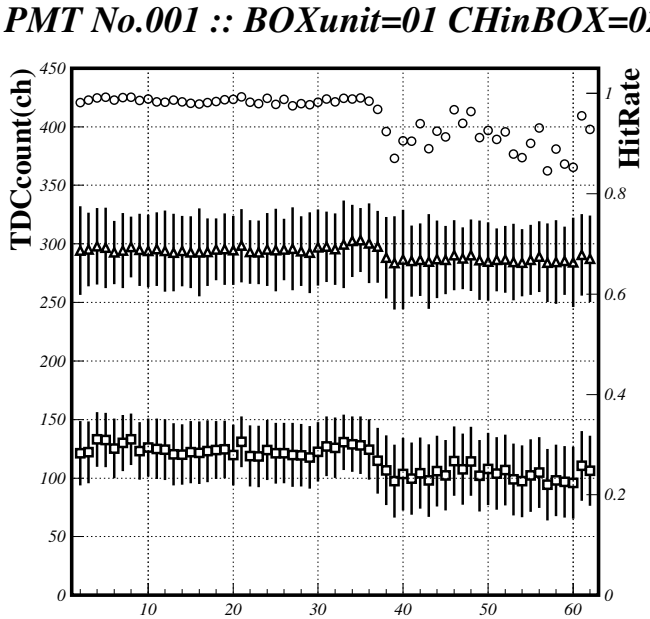
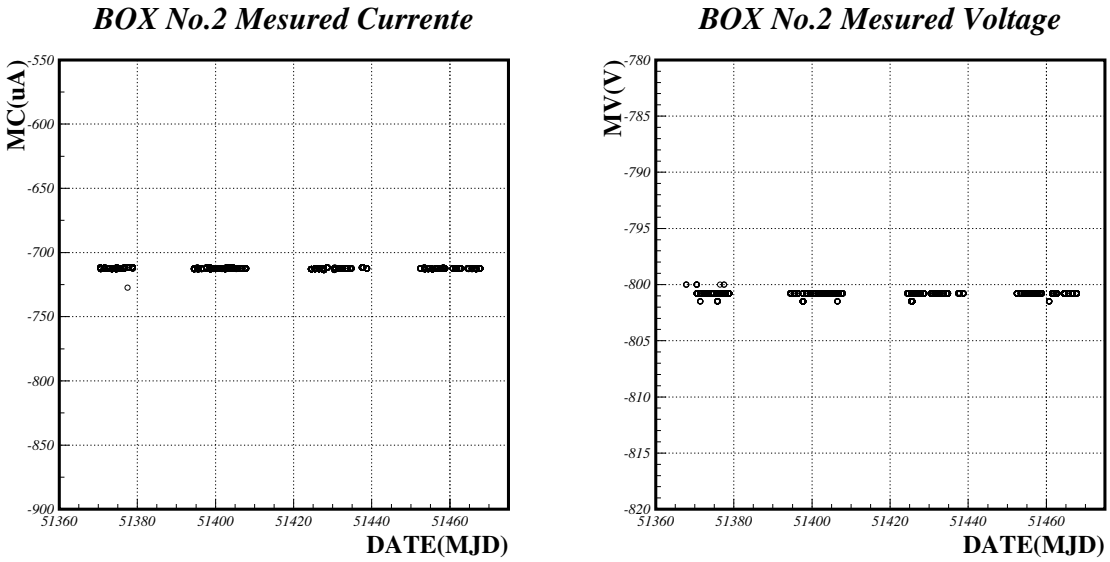


図 4.2: ある PMT からの信号の TDC での経日変化
TDCstart は三角,TDCwidth は四角のマーカで示す。誤差棒はそれぞれの分布の偏差を表す。これらは左側の軸を参照。丸印は Hitrate を示す。この値は右側の軸を参照。



(a) Mesured Current

(b) Mesured Voltage

図 4.3: 典型的な BOX における PMT への高電圧の経日変化
(a) が電流値に対する経日変化、(b) の図が電圧値に対する経日変化である。横軸は MJD で、まとまったデータの集まりは左から 1999 年 7, 8, 9,10 月のデータに対応している。

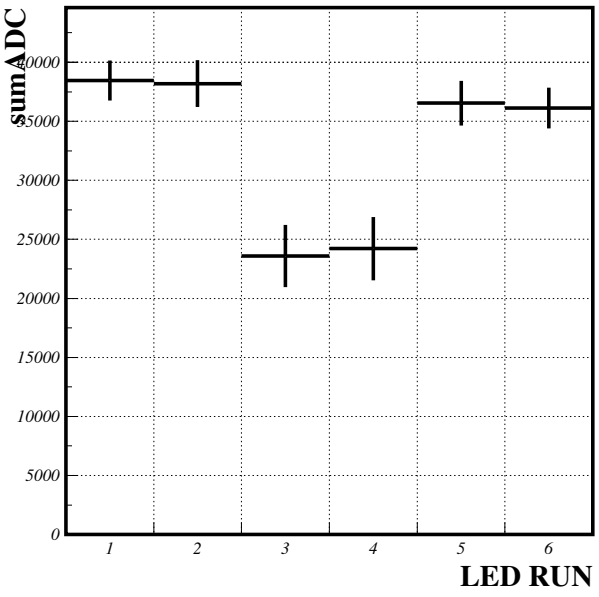


図 4.4: ライトガイドの効率を見積もるために使った 6 つの LED RUN における sumADC の推移
分布の平均値を横棒で、偏差を縦棒で表した。3,4 番目のデータがライトガイドを外した時の sumADC の値である。

4.1.3 時間情報の補正

CANGAROO-II 望遠鏡の主鏡は放物面鏡であるため、望遠鏡の光軸に対して、水平に入ってきた光子については、焦点面に到達するまでの光路差が一定となり、時間のずれが生じにくい。Cherenkov 光の放射継続時間はせいぜい数 nsec であることから、信号の到着時刻を用いてシャワーの発達の様子を推測したり、夜光やミューオンイベントの除去に使うことができる。しかしながら PMT からの信号の立ち上がりは様々な要因によって個々に時間的にずれているため、時間情報を用いる前にこのようなずれの影響を補正しなければならない。

これらは入力信号の大きさによって影響を受けるものと、そうでないものの 2 つに分けることができるが、まず入力信号の大きさに影響されない要因による TDCstart のバラツキの較正をする。

較正に先立ち、各々の PMT の信号から得られた TDCstart の分布を調べたところ、図 4.5 に示すように 260-290 にこぶが現れた。こぶの原因は TDCstart が不安定な PMT からの信号によるもので、対応する 67 本の PMT については次の時間情報の較正対象からはずす。

TDCstart の較正 1:ChannelDelta の較正

本論文では入力信号の大きさに依らない TDCstart のずれを *ChannelDelta* と呼ぶことにする。光量が大きくなると、PMT からの信号の時間的なゆらぎが少なくなるため、LED RUN の中で一番光量の大きい RUN(5.0V) のデータを用いた。個々の PMT の TDCstart 分布を足し合わせた分布が作る最頻値 (ピーク値) を基準として、各 PMT 毎の TDCstart 分布の最頻値と基準値を比較し、その相対値を *ChannelDelta* とした。

図 4.7 は観測データの TDCstart 分布に対する較正の結果を表したヒストグラムである。グラフではこの較正によって、FWHM は 42ch から 40ch となった。[1]

TDCstart の較正 2:Timing Walk の較正

次にタイミングのずれが入力信号の大きさに依存する場合を考える。時間情報、入力信号の大きさをそれぞれ TDCstart,TDCwidth が表すものとして、TDCwidth と TDCstart の関係を図 4.6 に示した。タイミングのずれは、先程の較正で得られた TDCstart 分布の FWHM と同程度の大きさである。これは同じタイミングで入力してきた信号でも、PMT からの信号は矩形波ではないため、ディスクリミネータの閾値を越えるタイミングが信号の大きさによって、異なるためで、*TimingWalk* と呼ばれるものである。

LED RUN での DAQ は、LED へのパルス信号を使ったセルフトリガーをかけているため、LED の発光に対する DAQ のタイミングは RUN によって変わらない。*ChannelDelta* の較正後、LED の光量が違う LEDRUN の TDCstart と光量を示す TDCwidth の分布を取ると図 4.6 の示すような関係が得られる。

このように *TDCwidth* から推測される $TDCstart_{est}$ の値と、分布を合わせる基準値 $TDCstart_{ref}$(ここでは、8 月の目標天体 PKS2005-489 を視野から外した時のデータ (OFFsource RUN) の TDCstart 分布の最頻値 306count を用いた) との差を補正値とし、実際に得られる *TDCstart* からこれを引いて補正した結果 $TDCstart_{cal}$ を得る。

$$TDCstart_{cal} = TDCstart - (TDCstart_{est} - TDCstart_{ref})$$

図 4.7 では、*ChannelDelta* を較正後、*TimingWalk* の較正したヒストグラムも示している。グラフではこの較正によって、FWHM が 40ch から 38ch となった。

[1] TDC 1ch=0.5nsec

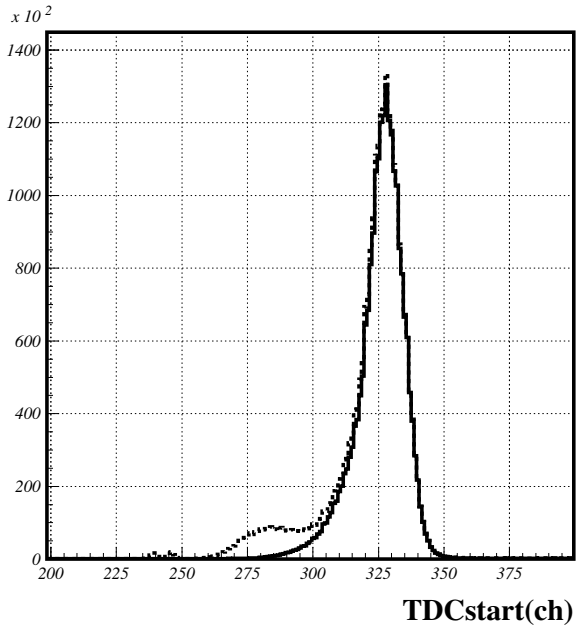


図 4.5: LED RUN(5.0V) での TDCstart の分布。
実線は#11,12inBOX を除いたもの。破線は全ての PMT のデータの TDCstart。#11,12inBOX のデータが他のものと振舞いが異なるのが分かる。

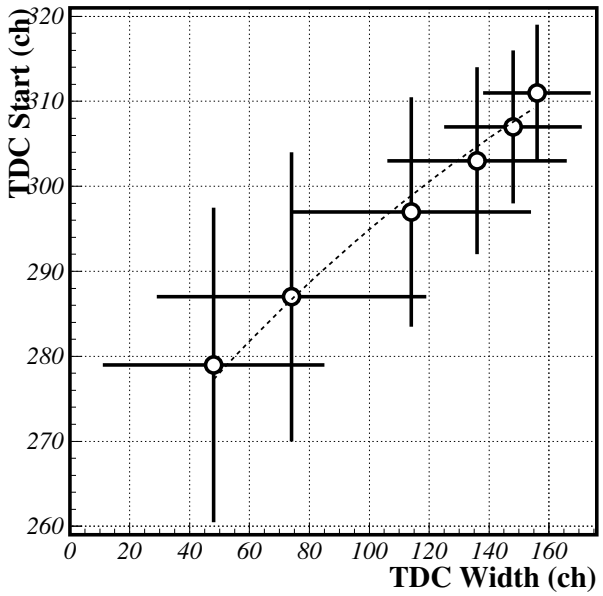


図 4.6: 出力を変えた LED RUN による TDCstart と TDCwidth の相関
各点はそれぞれの LED RUN において、BadChannel を除いた PMT からの全出力による TDCstart,TDCwidth の最頻値を取り、誤差棒はそれぞれの分布の FWHM を表す

TDCstart の較正 3:Timing Drift の較正

トリガーを作る際に用いるロジックパルスはある幅を持っているため、TimingWalk まで較正した TDCstart でも、TDCstart 分布の平均はイベント毎に異なる。これは *TimingDrift* と呼ばれるもので、この影響を補正することで TDCstart 分布をさらに鋭く揃えることができる。

平均は分布の裾の影響を強くうけるため、分布の平均を計算する範囲を制限している。Timing Walk までを較正した観測データの TDCstart の分布を参考に、分布の平均を見積もる参照範囲を 270-370ch とした。このようにして行った TimingDrift の較正結果を図 4.8 に示す。この較正によって TDCstart 分布の FWHM の値は 38 から 24 と非常に小さくなり、分布が非常に鋭く揃ったことがわかる。

これより TDCstart が 275-345ch の範囲にある信号が、トリガー条件を満たした信号であるとし、多くのバックグラウンドを除去する。

4.1.4 光量と TDCwidth の関係

カメラを構成する個々の PMT の信号の大きさは TDCwidth を、BOX 毎の信号は ADC を用いて測定しているが、イメージパラメータを計算する際には、カメラ全体が均一の利得を持つ PMT であり、光量となる値は光の強さに比例した値であることを仮定しているため、*TDCwidth* の値を"光量"として扱う際には 2 つの考慮すべき点がある。

1. 信号の大きさとその幅の関係は、1 対 1 に対応がつくため、*TDCwidth* から光量を推定することができる。しかしその関係は線形ではない。
2. 光量がわかったとしても、PMT の増幅率は、個々にばらつきがあるため、同じ光量が入ったとしても、PMT からのシグナルの大きさをまったく同じにすることはできないため、解析時にこの補正を考える必要がある。

ここで、LED の発する光量は印加電圧と比例関係にあると仮定し、印加電圧が $-2.4V \sim -3.1V$ の範囲での LED への印加電圧に対するカメラからの信号の全電荷量 ($sumADC$) 値の振舞いについて調べた結果を図 4.9 に示す。

このように光量 (印加電圧) と sumADC の間に線形性があることから、TDCwidth を"光量"に焼き直す方法として、一定の光を当てたときの sumADC と、その時の個々の PMT の TDCwidth の値を対応させれば、TDCwidth の値を sumADC のように線形性のある値に変換するとともに、利得の補正もできる。

図 4.10 はある PMT についての sumADC と TDCwidth の関係を示したもので、図中の線は $sumADC \propto (TDCwidth)^{-1}$ という関係で近似した結果である。ほとんどの PMT の振舞いはこの関数系で近似できるが、図 4.11 のようにこの関数系で表せないような振舞いを示すいくつかの PMT については、$sumADC \propto \tan(TDCwidth)$ という関数系で近似した。

このようにして得た関係を用いて、TDCwidth から線形性のある値 ph を定義する

$$ph = \frac{f\,(TDCwidth)}{N_{PMT}} \tag{4.1}$$

但し N_{PMT} は PMT の本数、$f\,(TDCwidth)$ は sumADC と TDCwidth の関係を示す関数である。

図 4.10、4.11 からもわかるように、どちらの関数系でも TDCwidth の変化に対し、sumADC(ph) の変化が非常に大きくなる領域が存在する。このような領域では、光量の見積もりを誤ることが考えられるため、個々の PMT について、本論文では式 4.1 という関数において微分係数 f' が $|\,f'\,| \leq 1$ を信頼できる領域と定義し、この範囲からはずれたデータを含むイベントは、正しく光量を見積もれないものとして解析対象から外している。(Satulation Cut)

4.2 シミュレーションによるデータの較正

4.2.1 夜光 (NightSkyBackground:NSB) の推定

月や人工光のない夜でも空は真暗にならない。これは夜光 (NightSkyBackground:NSB) と呼ばれる夜空を明るくする背景放射のせいである。恒星の光や、太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光 (黄道光) による光の寄与もあるが、大部分は大気上層部で分子・原子による発光現象 (大気光) によるものである。シャワーのイメージには NSB による光が重なるので、この影響も常に考慮しなければならないが、場所や時間によってこの量は異なるため、観測データからこの量を推定する。

Cherenkov 光からの信号とタイミングをずらして解析すれば、観測データからバックグラウンドとなっている NSB のイベントを選び出すことができる。TKOscaler でもバックグラウンドレートをモニタリングしているが、TKOscaler や TDC へ信号を入れる前にあるディスクリミネーターでは TDC の閾値 (TDCth) の方を低く設定してあるため、(TKOsclaer に入る信号を処理するディスクリミネーターの閾値 (TKOth) の 2/3) 夜光のような光量の小さなイベントを調べるには TDC のデータを用いる方が有利である。

バックグラウンドを得るのに適切な TimeWindow を決めるため、TDCstart と、信号を持つ PMT の本数 (以後 Nhit と表す)、また TDCstart と ph の 2 次元分布を取って調べた結果の例を図 4.12 に示す。TDCstart : $\sim 300\,ch$ 前後にピークを持つ分布の山の両側は、ph,nhit ともほぼ一定であることがわかる。これより TDCstart TDCstart : $430 \sim 500$ ch という TimeWindow をゲート領域として NSB による Nhit 分布を求めた。図 4.13 は 8 ~ 9 月にかけての観測データから得た Nhit 分布である。各 RUN 毎に夜光の Nhit 分布を取った場合でも、同様の分布を示し、分布のピークは $3 \sim 4$ hit を示す。

そこで、一様乱数を用いてカメラに一様に NSB による光電子を降り注いでいき、Nhit... 言い替えれば「TDCth を越える PMT の本数」 が、a hit になるときの光電子の個数 $NSB_{p.e.}$ を得るという方法で試行する。TDCth のレベルは東京工業大学の櫛田氏の解析より、 2.5 ± 0.5 p.e. と報告されている [27] ため、TDCth が 2p.e. と 3p.e の 2 つの場合について、$a = 2 \sim 5$ hit となる場合について調べた。

シミュレーションの結果は、図 4.14 に示すように $NSB_{p.e.}$ はガウス分布で近似でき、Nhit 数よりも TDCth のレベルに大きく左右され、TDCth $= 2\,p.e.$ の場合は $NSB_{p.e.} \sim 60$、TDCth $= 3\,p.e.$ の場合は $NSB_{p.e.} \sim 200$ となるとわかる。個々の場合での結果は表 4.1 にまとめておく。

これらの値が妥当であるか確認するために、標準的な夜光の光量として Jelley による値 [28] と比較する。これによると $430 \sim 550$nm の範囲で $2.55 \times 10^{-4}\mathrm{erg/cm^2\,sec\,str}$ とあり、これを単位波長あたりに直すと次のようになる。

$$\frac{\mathrm{d}^4W}{\mathrm{d}S\mathrm{d}t\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda} = 2.125 \times 10^{-6}\mathrm{erg/cm^2\,sec\,str\,nm}$$

これを光子数で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}S\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega} &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\mathrm{d}^3W}{\mathrm{d}S\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda}\left(\frac{hc}{\lambda}\right)^{-1}\mathrm{d}\lambda \\ &= \frac{1}{2hc}(\lambda_2^2-\lambda_1^2)\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}S\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\lambda}\end{aligned}$$

夜光によって得られる 1PMT あたりの光電子数は次のように表せる

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}S\,\mathrm{d}t\,\mathrm{d}\Omega} \times S_{7m} \times \theta^2 \times \varepsilon_r \times \varepsilon_q \times \varepsilon_L$$

但し、S_{7m} は主鏡の面積、θ は 1PMT が張る視野、$\varepsilon_r, \varepsilon_q, \varepsilon_L$ はそれぞれ主鏡の反射率、PMT の量子効率、ライトガイドの効率 (透過率) である。

PMT の光電面の感度領域から波長領域 $\lambda_1 = 280\mathrm{nm} \sim \lambda_2 = 450\mathrm{nm}$ についても、この式が適用できると仮定し、カメラ全体で期待される光電子数を求めたところ、約 130 個となった。この式の値は factor2 程度の変化はあるとされていることから [7]、今回求めた値はどれも Jelley による値と矛盾しない。

4.2.2 空気シャワーのシミュレーション

観測量が、一次粒子に対するどのような値であるのかという突き合わせや、イメージ解析の際の議論をする際に、モンテカルロ法による空気シャワーのシミュレーションによる結果を用いるので、ここでそのシミュレーションについて簡単に述べておく。

今回の解析で用いたプログラムは、東京工業大学の原氏が 7mCANGAROO-II 用に改良したコードを使用している。核子やγ 線が大気中で起こす各種相互作用をシミュレートする部分は、加速器実験の分野で広く用いられている Program Library である *CERN Library* の *GEANT*[29] が用いられている。本来これは、検出器のシミュレーション用に開発されたもので、GeV ~ TeV というエネルギー領域では十分な精度を持っている。ただ、GENAT は地球の大気のように連続的に密度変化する物質を取り扱うようにはできていないため、プログラム中では高度 0 ~ 50km までを大気の深さ (単位は g/cm^2) で 160 等分にして各層を密度一定の直方体として、近似的に大気の状態を再現している。また磁場については地球磁場を双極子磁場と仮定し、CANGAROO-II 望遠鏡が位置する SA,Woomera の経緯度の偏角・伏角・水平分力を求め、ここでの大気中では一様な磁場として取り扱うようにしている。

Cherenkov 光の発生部分は、GEANT の中に含まれる *Cherenkov* 光発生ルーチンを用いず、東京工業大の萩尾氏が作成したプログラムを改良したものが使われている。GEANT では粒子が相互作用をしてから次の相互作用までを 1 つのステップとして扱っており、各ステップの終りで粒子などに関する各情報が引き出せるようになっている。このルーチンは各ステップ毎に *Cherenkov* 光が発生するかどうかを判定し、条件を満たすようであるならば、その荷電粒子の種類・エネルギー・ステップの長さ・高度より放射される光量・放射角度が計算されるようになっている。また、大気による *Cherenkov* 光の吸収散乱には、Rayleigh 散乱のみを考慮している。

放射されてきた *Cherenkov* 光の光子を受ける複合鏡である主鏡部は大阪市大の吉越氏が作成したルーチンが用いられている。

主鏡は、直径 80cm の球面小型鏡 60 枚からなる、焦点距離 8.0m、口径 7m の回転放物面をなす複合鏡としている。特に明記しない限りは、個々の小型鏡の反射率は一様に 75%とした。ライトガイドの集光効率は 4.1.2 で求めた値を用いている。光電子増倍管の感度領域は 2800 ~ 4500 Å、量子効率は 20%としている。γ 線に対するバックグラウンド粒子は 1 次宇宙線中の陽子のみ考慮した。

シャワーのシミュレーションは非常に時間がかかるために、1 つのシャワー毎に、シャワーの中心から $\gamma : 180m$, $proton : 300m$ の円内に 13 台の望遠鏡をランダムに配置している。それぞれの望遠鏡で得られたイメージは各 PMT に入った光量で表され、量子効率までを考慮した光電子 (p.e.) 数を用いてその大きさを取り扱っている。解析の際には、4.2.1 で求めた NSB による影響も考慮している。

シミュレーションデータによる陽子シャワーイベントの再現

ノイズを除去後した後の観測データのほとんどは宇宙線陽子起源のシャワーイベントである。シミュレーションが観測データを再現できている事を、イメージパラメータの分布を比較して確認する。

一次宇宙線陽子の flux は、数 GeV ~ 100TeV の範囲では式のようにエネルギーの冪関数に従う。

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$$

この時、$\gamma \sim 2.7$ である。シミュレーションでは陽子イベントをを $\gamma = 2.7$ の微分スペクトルに従うように 200GeV ~ 6TeV の範囲について生成したものを用意した。

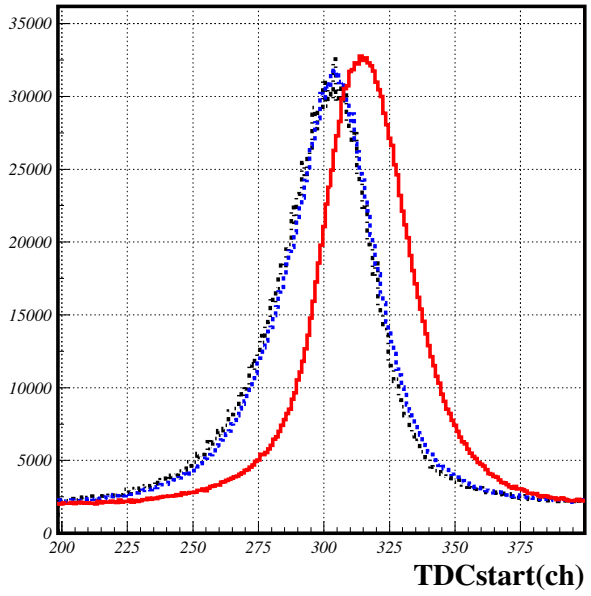


図 4.7: 観測データでの較正段階毎の TDCstart の分布。
1999/08 のある観測データについて、次の 3 つの TDCstart の分布を示した。(1) 較正前:黒・一点破線 (2) $ChannelDelta$ の較正後：青・破線 (3) $ChannelDelta$ と $TimingWalk$ の較正後：赤・実線

表 4.1: シミュレーションで求めた $NSB_{p.e.}$ の推定結果

	TDCth$= 2\,p.e.$		TDCth$= 3\,p.e.$	
Nhit	$NSB_{p.e.}: Mean\,(p.e.)$	σ	$NSB_{p.e.}: Mean\,(p.e.)$	σ
2	54.12	15.09	175.4	35.84
3	63.77	15.13	196.9	34.45
4	72.29	15.10	215.3	33.49
5	73.29	15.10	216.3	33.50

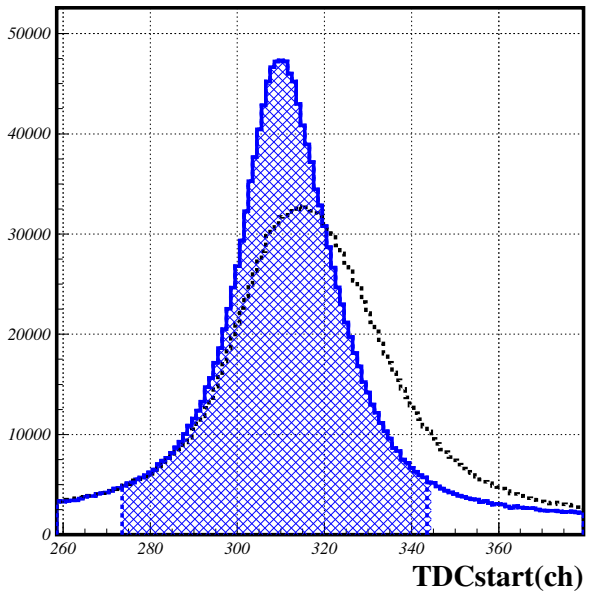


図 4.8: TimingDrift の較正

実データ (r99080509) について示す。破線は TimingWalk の較正まで終えたもの。青線 (実線) が Timing Drift を較正した結果である。網掛けをしている領域がトリガー条件を満たしたイベントの信号として取得する TimeWindow を示す。

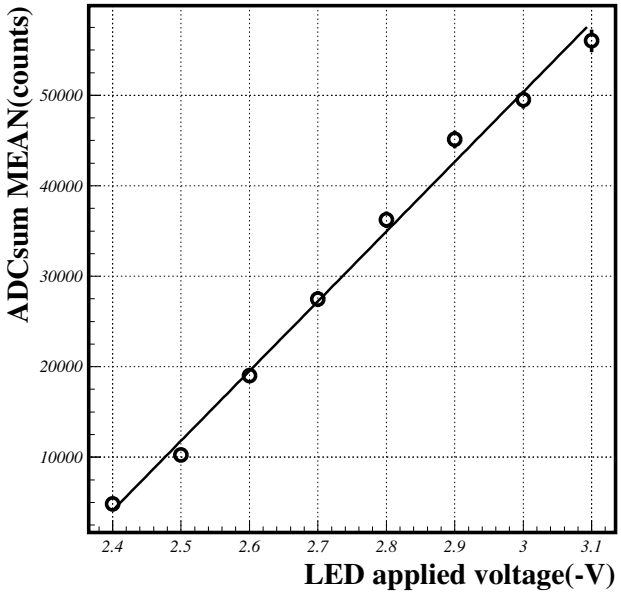


図 4.9: LED の印加電圧と sumADC の関係

8 月から 9 月にかけてのデータを、月毎に分けて分布の形を確認したが、安定してデータが取れている事を裏付けるようにイメージパラメータの分布はほぼ同じような形をしている。OFFsource のデータとシミュレーションデータの分布を比較した図 4.15 について示すように、パラメータによって分布に多少の差異はあるが、観測データはシミュレーションによって再現ができている。

シミュレーションデータのイメージパラメータを計算する際に、東京工業大学の櫛田氏の解析 [27] を踏まえ、次の 3 つの場合について、シミュレーションと観測データでのイメージパラメータの分布の違いを、Kolmogorov-Smirnov 検定と、χ^2 を bin 毎にわけた時の自由度 NDF で割った値 (reduced chi square) で比較してみた。

1. TDCth $= 2\,p.e.$TKOth $= 3\,p.e.$
2. TDCth $= 3\,p.e.$TKOth $= 4\,p.e.$
3. TDCth $= 3\,p.e.$TKOth $= 5\,p.e.$

この時の結果は表 4.2、4.3 に載せておく。この結果を踏まえ、明記しない限りは TDCth $= 3\,p.e.$TKOth $= 4\,p.e.$ の条件を用いてシミュレーションを行っていく。

4.2.3 1p.e. に相当する ph および ADC の値の推定

カメラで受けた *Cherenkov* 光からの光量は、シミュレーションでは光電子数、観測データでは TDCwidth を変換した ph や ADC 値でそれぞれ取得している。

シャワーの光量を示す光電子数や ph,ADC 値の他に、観測データとシミュレーションデータの橋渡しをするものとして Nhit がある。シミュレーションと観測データにおける Nhit に対する信号の大きさを、それぞれ図 4.16 と 4.17 に示した。どちらも光量に比例して増加し、かつどちらのデータにおいても共通に取り扱えるので、これを用いて ph,ADC と光電子数の対応を調べる。

1p.e. の対応値となる値を求めるために、ph・ADC の値を同じ Nhit 値の光電子数で割った値を図 4.18 に示した。Nhit と光量を示す値が線形ならば、この値は Nhit の数に依らず一定になるはずだが、sumADC を光電子数で割った値は ~ 40 位まで一定の値ではなく、単調減少の傾向を示している。今回 ADC の値を用いる時に、時間の関係上ペデスタルと呼ばれる暗電流などの影響を考慮しなかったため、ペデスタルが無視できなくなるほどの本来の光量が小さい領域では、ADC が Nhit に比例しないためにこのような振舞いを示すと考えられる。Nhit の値が大きな領域で誤差棒が大きいのは、シミュレーションでのデータが少ないせいである。

これらを踏まえ、ph/p.e. については Nhit > 10, ADC/p.e. については Nhit > 40 という条件をかけて、1p.e. の対応値の平均を求めたものを表 4.4 に示す。これより 1p.e. に対応する値は ph:約 4.5counts ADC:約 14ch であるとわかった。

4.2.4 TDC Threshold Level のチェック

NSB のバックグラウンドを見積もる時に取得した ph 分布より、TDC Threshold Level をチェックする。図 4.19 は 8 ~ 9 月の観測データより求めた、NSB による ph 分布である。この分布において、0 から peak のへの立ち上がりにおいて約半分のところを TDCth として捉え、8 月、9 月の ONsource,OFFsource とデータを分けて、それぞれ求めた TDCth を表 4.5 に示す。

この方法では TDCth のレベルは約 1 ~ 3p.e. だと確認することができた。

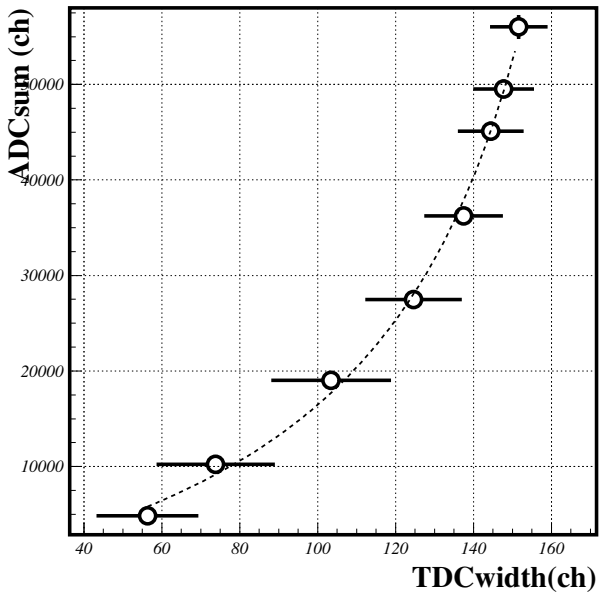


図 4.10: ある PMT の TDCwidth と sumADC の関係

表 4.2: 観測データとシミュレーションデータでの Kolmogorov-Smirnov 検定の結果

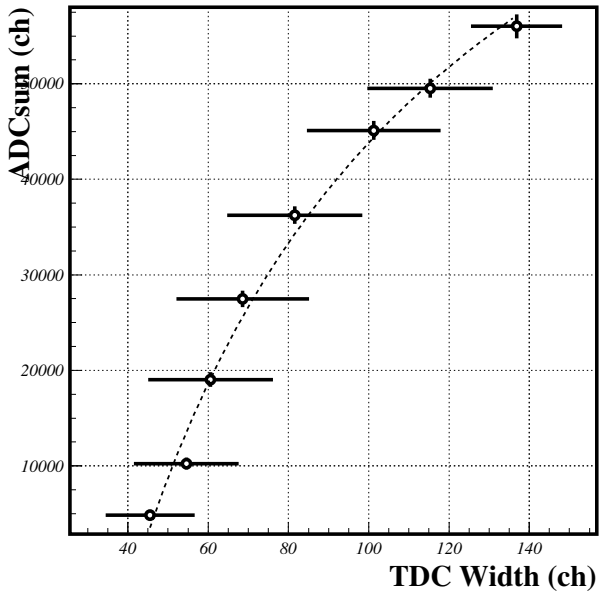
	TDCth2TKOth3		TDCth3TKOth4		TDCth3TKOth5	
	8 月	9 月	8 月	9 月	8 月	9 月
width	0.056605	0.053327	0.108285	0.121435	0.085267	0.068646
length	0.145496	0.152977	0.148351	0.164470	0.069202	0.095187
distance	0.040274	0.026881	0.039736	0.028652	0.073051	0.059144
concp3	0.063130	0.051602	0.070767	0.058814	0.108982	0.099874
asymmetry	0.124877	0.119680	0.126700	0.121253	0.113458	0.108603
alpha	0.030847	0.022603	0.037395	0.025956	0.041876	0.031663

TDCth,TKOth の右の数字が閾値を示す値で単位は光電子数 (p.e.)

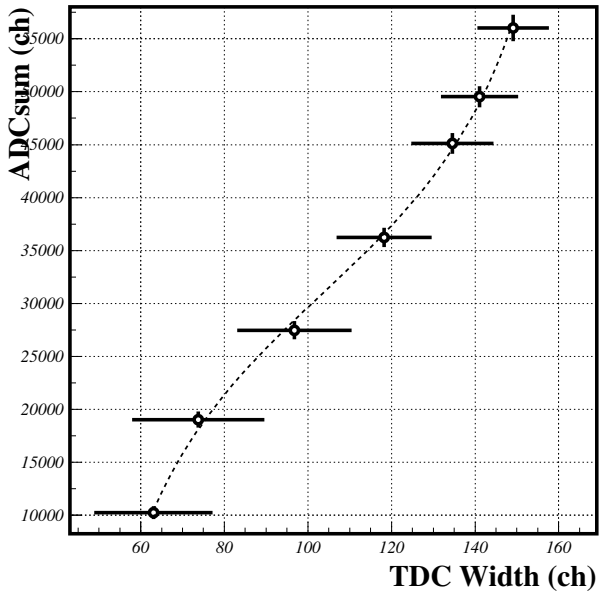
表 4.3: 観測データとシミュレーションデータでの換算 χ^2 検定の結果

	TDCth2TKOth3		TDCth3TKOth4		TDCth3TKOth	
	8 月	9 月	8 月	9 月	8 月	9 月
width	13.5419	13.2409	11.9397	12.9312	13.2888	13.6827
length	15.6052	16.5900	9.19674	10.4295	4.12267	5.45737
distance	2.02929	1.39340	1.59391	1.31847	6.93255	5.43139
concp3	3.08954	2.71498	2.93936	2.50385	4.30814	3.81741
asymmetry	5.85453	6.34428	5.53024	5.77087	5.40332	6.56722
alpha	1.13969	1.03435	1.32190	1.31156	0.90571	0.86629

TDCth,TKOth の右の数字が閾値を示す値で単位は光電子数 (p.e.)

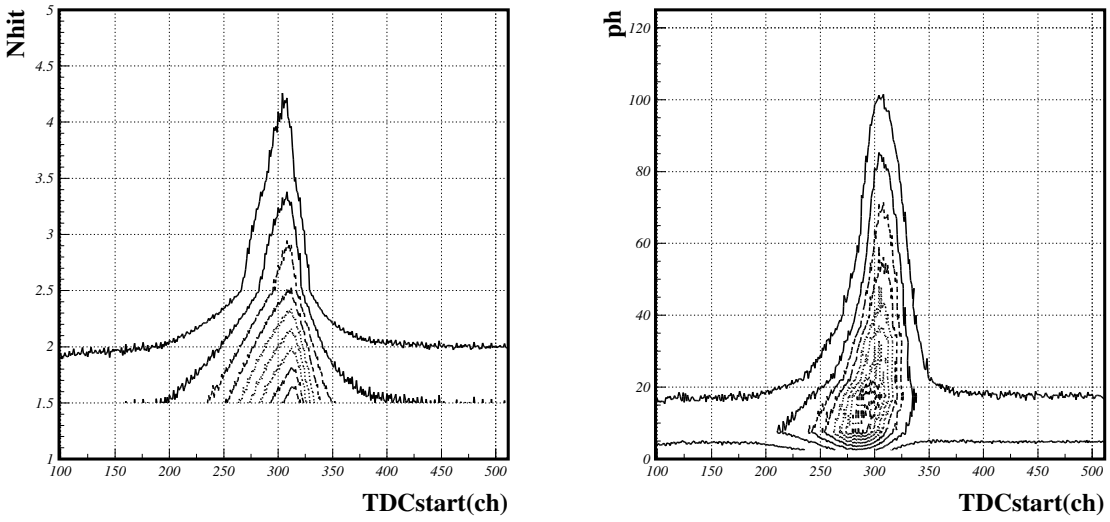


(a) PMT 48



(b) PMT 92

図 4.11: Irregular な振舞いを示す PMT の TDCwidth と sumADC の関係



(a) TDCstart-Nhit relation

(b) TDCstart-ph relation

図 4.12: 9 月の目標天体 PKS2005-489 を向けた時のデータ (ONsource RUN) での TDCstart-Nhit および TDCstart-ph 分布のカウンターマップ

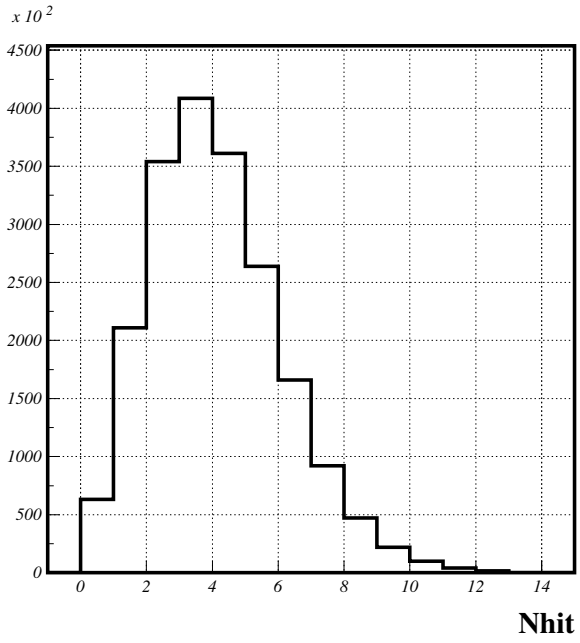


図 4.13: 夜光 (background) による Nhit 分布

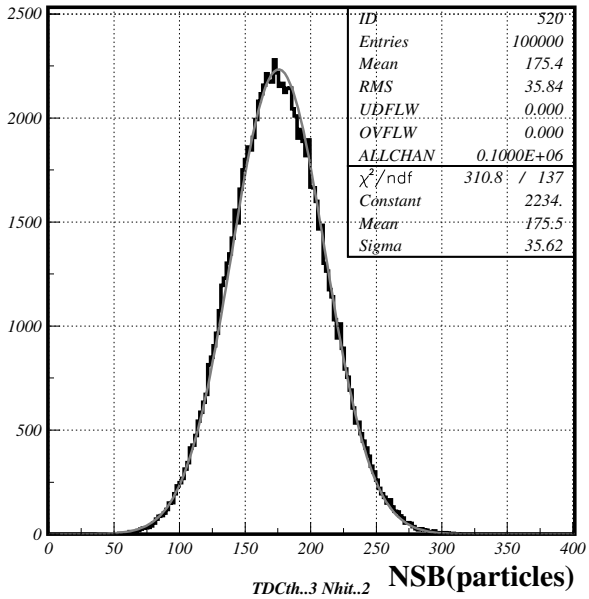


図 4.14: シミュレーションによって推定した NSB による p.e. の個数の分布
図では TDCth=3p.e.Nhit=2 の場合の結果を示している。黒線がシミュレーションの結果、灰色の線がガウス分布で近似した線である。

表 4.4: 光量を示す ph,ADC と 1p.e. との対応

種類	時	1.p.e. との対応値
ph	1999 / Aug.	~ 4.5
ph	1999 / Sep.	~ 4.5
ADC	1999 / Aug.	~ 14.3
ADC	1999 / Sep.	~ 13.8

表 4.5: NSB より見積もった TDCth のレベル

	Direction	TDCth(ph)	TDCth(p.e.)
PKS2005-489	ON	$10 \sim 20$	$1.5 \sim 3.0$
	OFF	$5 \sim 15$	$0.7 \sim 2.3$
PKS2155-304	ON	$5 \sim 15$	$0.7 \sim 2.3$
	OFF	$15 \sim 25$	$2.3 \sim 3.8$
Averate	–	$8.75 \sim 18.75$	$1 \sim 3$

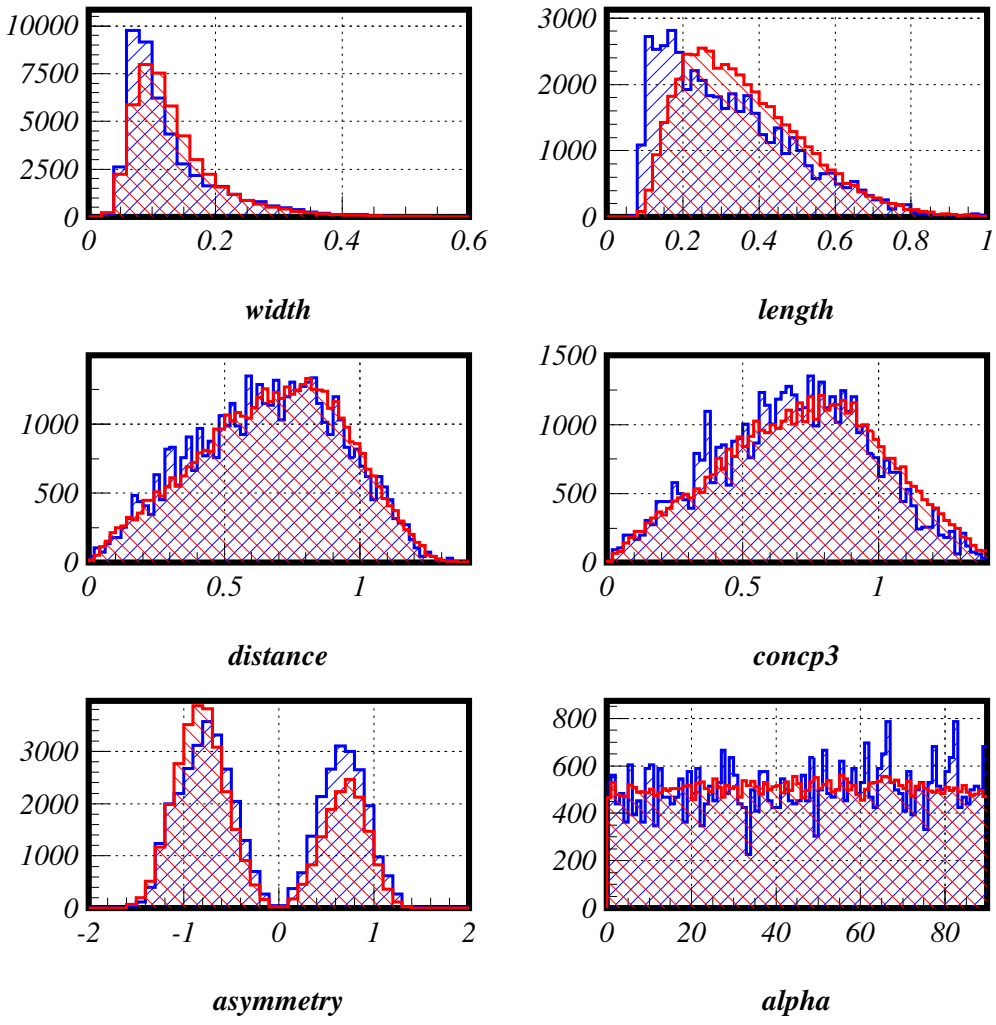


図 4.15: 陽子のシミュレーション結果と 9 月の OFFsource のデータによるイメージパラメータの比較
シミュレーションデータは TDCth $= 3\,p.e.$TKOth $= 4\,p.e.$ の場合のデータである。

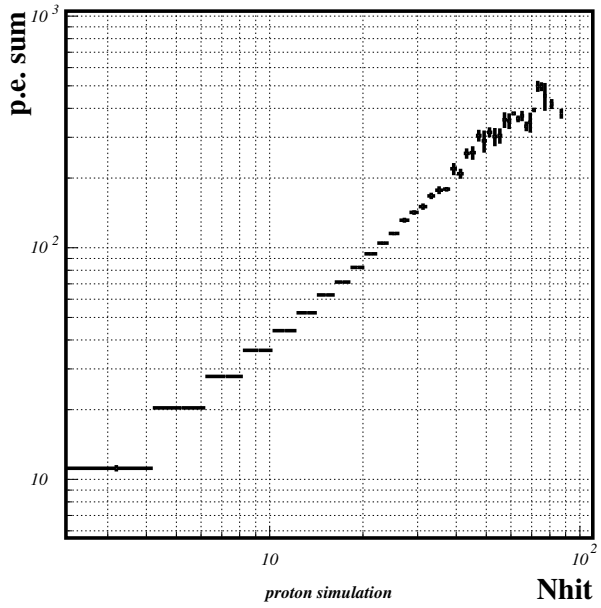
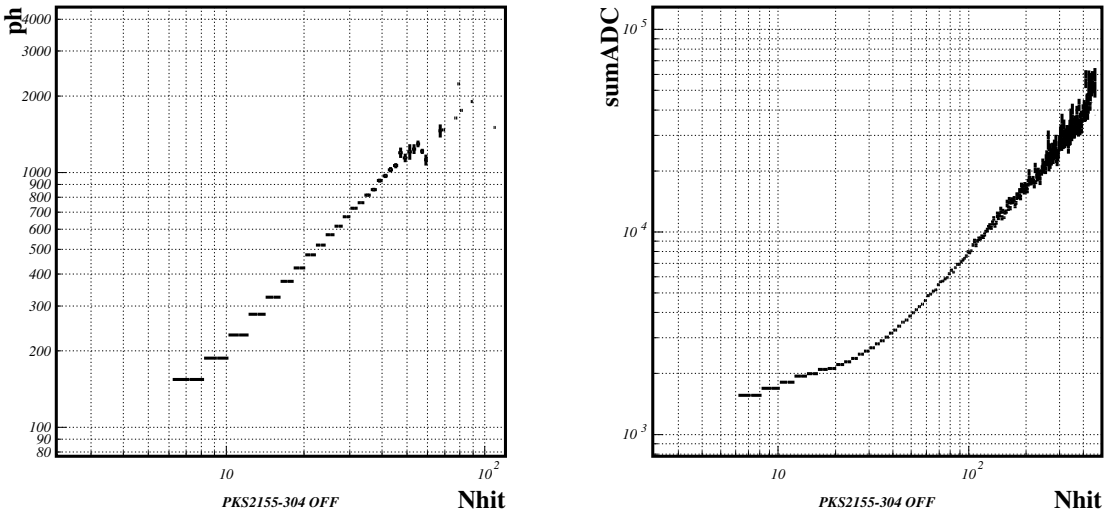


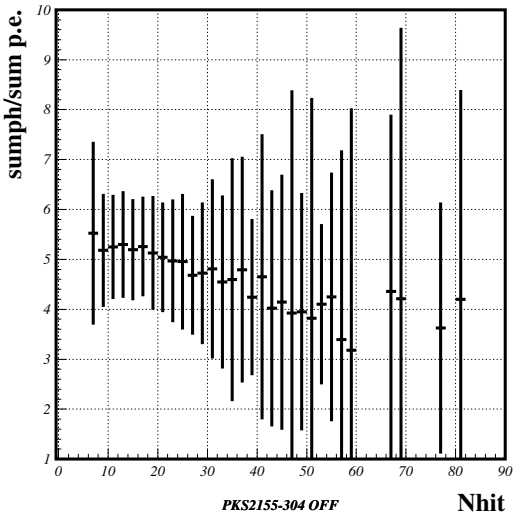
図 4.16: シミュレーションから求めた NHit と p.e. の関係。
NHit が大きくなるにつれて光量が増加しているのが分かる。



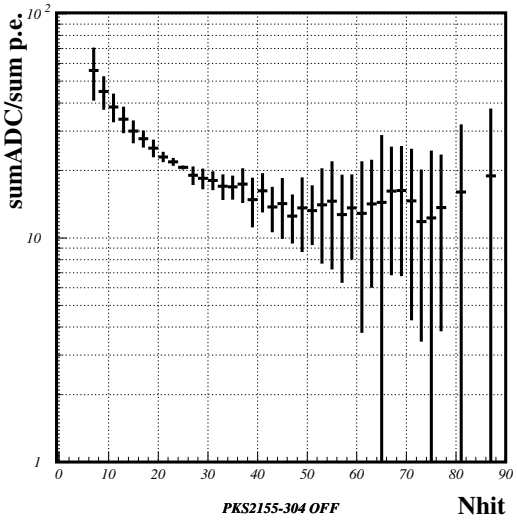
(a) Nhit - sum ph

(b) Nhit - sumADC

図 4.17: 観測データから求めた NHit と光量の関係。
8 月,9 月ともに傾向は変わらないので、ここでは、9 月 OFFsource のデータを示している。



(a) Nhit - sumph/sum p.e.



(b) Nhit - sumADC/sum p.e.

図 4.18: Nhit に対する $sumph/sum\,p.e.$、$sumADC/sum\,p.e.$

8 月,9 月ともに傾向は変わらないので、ここでは、9 月 OFFsource のデータを示している。

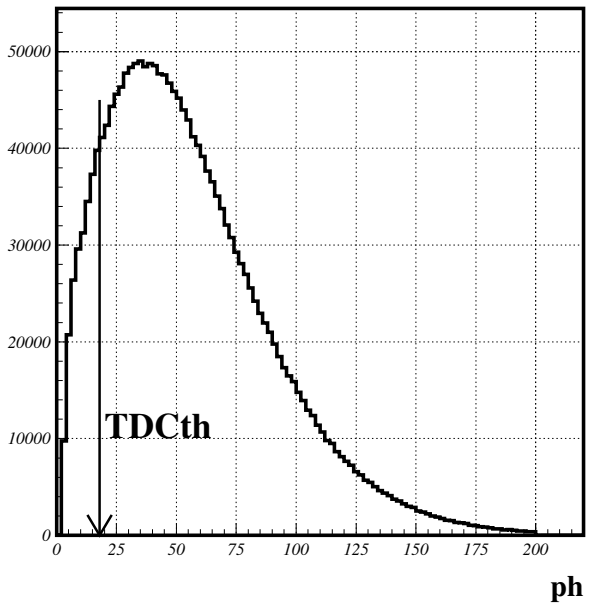


図 4.19: NSB による ph 分布

4.2.5 γ・ハドロンに対する望遠鏡の Threshold level

1 次宇宙線陽子のエネルギースペクトルは冪乗の形をしていることから、望遠鏡の閾値付近のイベントが非常に多くなる。粒子の入射エネルギーの大きさに敏感である光量を表すパラメータの分布はこの閾値あたりのエネルギーの粒子の影響をもっとも多く受けるだろうから、光量のヒストグラムのピーク値に注目し、その値にピークをつくり出すような粒子のエネルギーをシミュレーションによって調べれば、望遠鏡のエネルギー閾値を決めることができる。

光量に比例して増加するものとしては、Nhit,sumph,sumADC の値がある。しかしながら、

- イベントには NSB などのバックグラウンドも入ってくる
- Nhit が 40 前後までの比較的エネルギーの小さい場所では sumADC の値は NSB やペデスタル等の影響で、光量との関係が崩れている

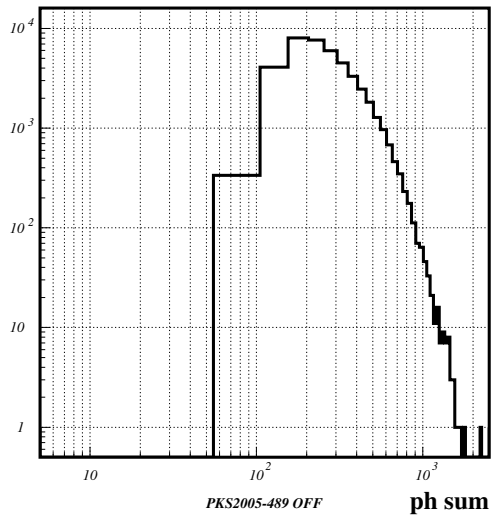
このような原因より、Nhit は NSB を除去するためのパラメータとして使い、sumph によって閾値を推定することにする。

図 4.20 は 8,9 月の OFFsource 時の sumph のヒストグラムである。NSB の影響を除くために、Nhit を用いる以外にもいくつかのカットを行っているが、これについては後述する。

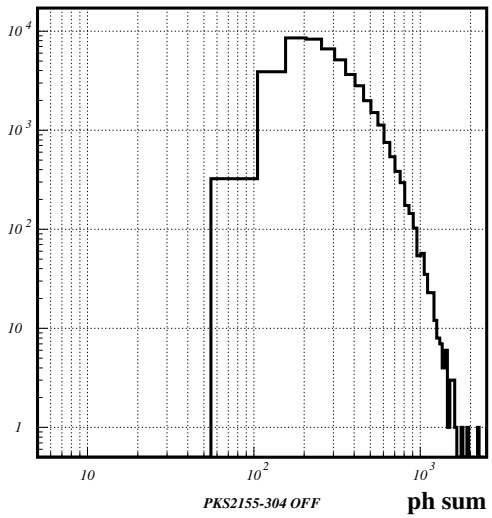
sumph の分布は 8,9 月のデータとも同じような傾向を示しており、ピークの値はともに 150 ~ 200 という値をとっている。一方 1 次宇宙線陽子のシャワーによる p.e. のヒストグラムも 観測データの形と同じ傾向であり、そのピークはおよそ 30 ~ 35 p.e. のあたりにきている。前述した ph と p.e. の対応関係を考慮すると両者のピーク値はともに同じ値を示していることがわかる。このことは、ph と p.e. の対応関係が正しく見積もれたことを裏付けている。

一次宇宙線陽子について、大気中に入射してくるエネルギーを 300 ~ 3000GeV まで 300GeV 刻みでそれぞれ単一にしたデータセットを作成し、各々のエネルギーの陽子の p.e. のヒストグラムがどこにピークをとるかという事を調べたのが図 4.21 である。

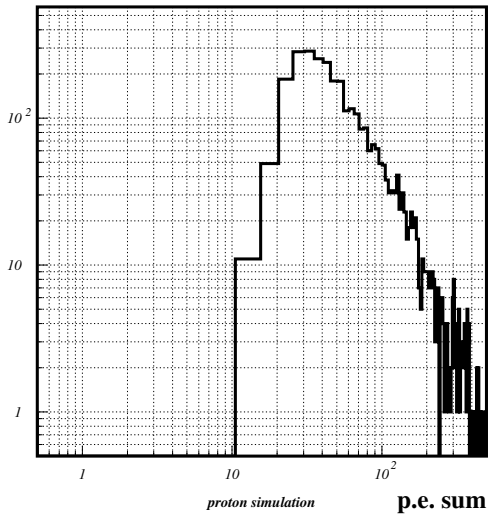
この結果と先程得た分布のピーク値を比較すると、陽子に対する望遠鏡の閾値はおよそ **600 ~ 900 GeV** であろうと推測できる。陽子とγ 線のエネルギーの関係は $E_\gamma = 3E_p$ と考えられる事から、γ 線に対する閾値はおよそ **200 ~ 300GeV** になる。



(a) 1999/08 OFFsource



(b) 1999/09 OFFsource



(c) proton simulation

図 4.20:
観測データの phsum のヒストグラムと陽子イベントのシミュレーションによる p.e. のヒストグラム

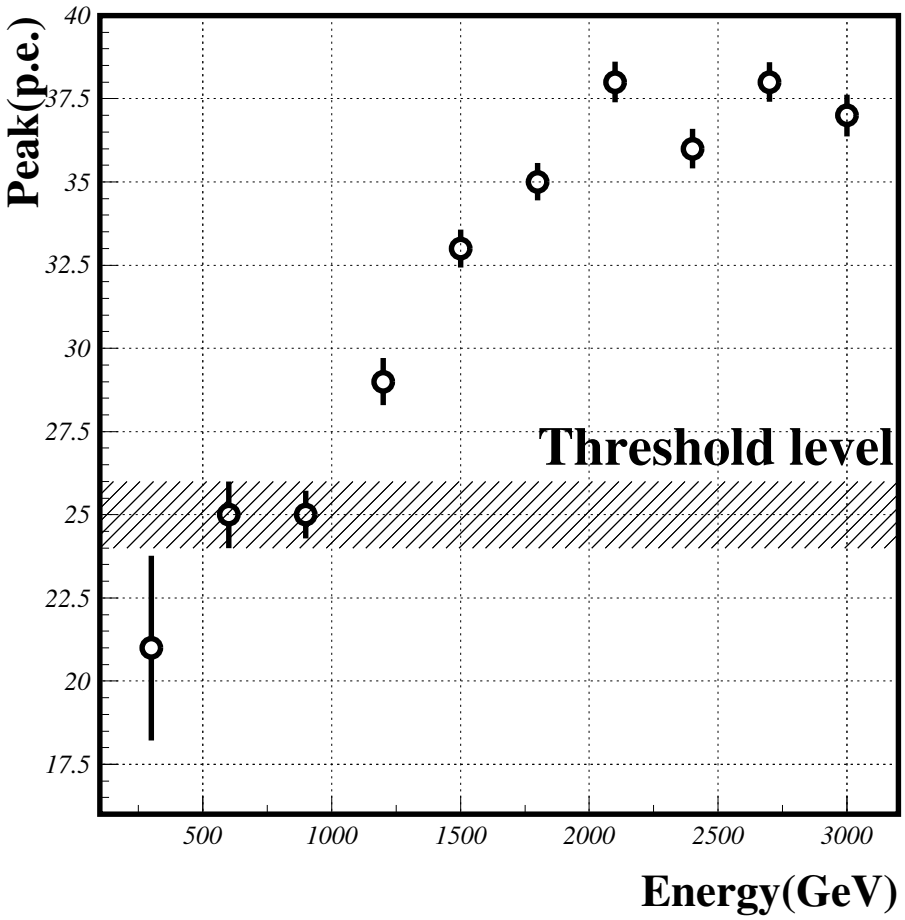


図 4.21: 陽子の入射エネルギーに対する p.e. 分布のピーク値
図の中の斜線部は観測データから得られた ph のスペクトルのピークに相当する部分を表している。

第5章　AGNからのγ 線の探索

5.1　観測データ

ここでは、1999年8～9月にCANGAROO-II望遠鏡によって観測したPKS2005-489, およびPKS2155-304のデータを解析する。

観測方法は、目標天体に望遠鏡を向けて観測するONsource RUNと、目標天体を視野から外して観測するOFFsource RUNを行う。OFFsource RUNの観測はONsource RUNと地平座標で同じ位置を通過するように、赤緯は同じで赤経だけずらした視野で行う。このONsource RUNとOFFsource RUNを比較することにより、目標天体からのγ線シャワーの超過の有無を調べる。

用いたデータの延べ観測時間はPKS2005-489に対して、ONsource 26時間11分、OFFsource 25時間11分、PKS2155-304についてはONsource33時間39分、OFFsource 26時間03分である。解析に用いたデータは観測状態の良好であり、天頂角が30度以下であるデータを使用する。採用したデータの各RUN毎の詳細を表5.1、5.2に示す。

5.2　シャワーの選別

観測データにはシャワーから得られるCherenkov光による信号の他にも、NSBからの光や電気ノイズが重なっている。このようなバックグラウンドはシャワー本来のイメージを歪める原因となるため、解析の前にそれらを除去する必要がある。

5.2.1　ノイズイベントの除去

Tracking Problem Cut

観測中、望遠鏡の向きが目標座標からはずれるというトラブルがたびたび起こったため、望遠鏡の追尾状態を調べてこの時のデータも除外した。これはONsourceを観測中、sourceがカメラ中心からずれた状態で、これを考慮せずにイメージ解析を進めると、パラメータの分布が崩れることがわかっているからである。この時の閾値は望遠鏡の指向精度の値を用いている。

TriggerRate,ShowerRate Cut

TriggerRateは、飛行機による光などの人工的な光によって急激に上昇したり、天候の悪化によってその値が減少する外的要因に非常に敏感な値である。そこで、本論文では次のような判断基準で状況の悪い時期を除外している。

- TriggerRateが15分以上安定でないRUNは除外
- 通常のRUNではTriggerRateは10Hz前後である。これが唐突に20Hz以上になる場合、人工的な光の入射などの影響としてその時刻でのデータを解析から除外する。

- TriggerRate が減少する場合は、NSB をカットして得た ShowerRate と、観測時の記録もあわせて確認し、天候が悪化していたり湿度が 80%を越えた場合には、その時刻のデータを解析から除外している。

放電イベントの除去

sumADC と Nhit の関係を調べたのが図 5.1 である。どの RUN でも、sumADC と Nhit はある比例関係をもっているように振舞うが、RUN によってこの分布の他に、Nhit が小さいにもかかわらず sumADC が大きい分布が現れることがある。原因ははっきりしていないが、本論文ではライトガイドと PMT の間で放電によるものと判断し、この分布が示す条件である

- Nhit $<$ 25 & sumADC $>$3500

という条件を満たすイベントは解析から除外する。

これらのカットによるイベント数の減少はさほど多くはない。8 ~ 9 月にかけて用いた全データについてカットされたイベントの割合を示すと、Tracking Problem Cut では 0.81%、放電イベント Cut で 1.61%、TriggerRate,ShowerRate Cut では 8.32%と全体で 10.8%である。表 5.4 に、各観測対象毎に ONsource、OFFsource についてカットをかけていった時の推移を示す。

5.2.2 NSB の除去

NSB のからの信号は、時間的に、空間的に一様に降り注いでいる。一方シャワーによる信号は、継続時間が短く、シャワーの構造を反映した構造を持っている。これらの特徴を考慮し、NSB を除くために次の 3 つの選別を行っている。

- シャワーの継続時間は短いことから、トリガー条件を満たした時の信号を時間情報を示す TDCstart を用いての選択的に取得し、NSB を除去している。4.1.3 での較正で得た TDCstart 値を用いて 35nsec 間 (275-345ch) にない信号は NSB として除外する。(**Timing Cut**)
- シャワーによる信号はまとまったイメージ (Cluster) を作るのに対して、NSB によるイメージは空間的に一様なために、散逸したイメージとなる。そこで、信号がある PMT において、周囲の PMT に信号がない場合は、NSB による信号としてこの PMT からの信号を無視する (**Cluster Cut**)。
- NSB によって偶然に Cluster が生じたとしても、その大きさは小さい。そこで、ClusterCut 後に残った Nhit の分布を図 5.2 に示す。このように、Nhit 4 付近にピークを持つシャープな分布と Nhit 10 付近にピークを持つなだらかな分布の 2 成分の重ねあわせになっている。Nhit 4 付近にピークを持つシャープな分布は、ClusterCut では除けなかった Noise と判断し、これを除くために Nhit が 6 本以下のものを除外する。(**Nhit Cut**)

5.2.3 シャワーレート

得られたイベントから、NSB などのバックグランドによるイベントを除去すれば、ほとんどは 1 次宇宙線起源の空気シャワーからのイベントとなる。大気状態の変動によるシャワーの発達の違いなどの影響で、$\sim 10\%$ 程度ほどの変動があるが、シャワーレートを調べる事によって望遠鏡のシステム全体の安定性についてある程度評価することができる。

このようにして 1999 年 5 月 ~ 9 月までの 5ヵ月間の観測データを用いてシャワーのレートの変化を調べた。1 次宇宙線の頻度は天頂角に依存するため、天頂角 θ が $0.95 < \cos\theta \leq 1.00$ と $0.90 < \cos\theta \leq 0.95$ の範囲に分けて調べた結果を図 5.3 に示す。変動の大きさは最大 $\pm 10\%$ 程度に収まっていることから、DAQsystem は自然の変動の範囲で安定に動いているとわかる。

観測データの解析に際しその前後の LED RUN の Hitrate の平均が 50%を下回る PMT は正常に動作していないもの (DeadPMT) として扱う。このような PMT からの信号は、ここでの NSB の除去の後まわりの PMT の値から補間している。

5.3 γ 線イベントの選別

以上のようにして NSB やノイズを除去したデータは、γ 線起源のイベントと大量の 1 次宇宙線起源のシャワーイベントである。γ 線起源のイベントを得るために空気シャワーシミュレーションでのデータを用いて、γ 線イベントと 1 次宇宙線陽子からを求めた。この時、γ 線は点源を仮定し、エネルギースペクトルは Mrk421 からのγ 線のスペクトルを参考に、$\gamma = 2.5$ の冪関数を仮定した。[12]

図 5.4、5.5 に示すように、γ 線のイベントから得られるイメージは陽子イベントに比べてコンパクトであり、width、length パラメーターはともに、それぞれ 0.1、0.2 付近に鋭い分布を示す。また、asymmetry パラメータでは、陽子イベントが 0 を軸として線対称に分布するのに対し、γ 線イベントでは正の領域に偏った分布をする。alpha パラメータの分布は、γ 線が常に特定の方向から到来する事を反映して、0 度にピークを持つ分布となるのに対して、陽子イベントでは一様に分布する。またイメージがカメラの端にかかって全体がカメラに収まらない場合、欠落部分があるためにイメージが歪み、正しくイベントを解釈できないので、distance,concp3 パラメータを用いて、カメラの端にイメージがあるものを除く。

以上を踏まえて、γ 線を選別する時の条件を表 5.3 に示すように決めた。この条件でのγ 線を取得する効率は 22.2%、陽子イベントを除去する効率は 98.9%である。

本論文では 2 つの観測対象に対し、共に同じ条件を用いて解析した。PKS2005-489、PKS2155-304 のそれぞれについて、ノイズカット後のイベントを NSB カットである Nhit Cut、Satulation Cut、イメージパラメータによるカットを順次かけていった時のイベント数の推移は表 5.4 に示す。また、図 5.6、5.7 には、ONsource と OFFsource の露出時間の違いを考慮して規格化した alpha 分布を示している。各パラメータのカット後、ON-OFF による超過イベントによる alpha パラメータの分布を求める。この際、$alpha > 30^\circ$ の平均が 0 になるようヒストグラムの全体を調整した。$alpha < 5^\circ$ における超過イベント数は次のように得られる。

- PKS2005-489 : 3.12 イベント
- PKS2155-304 : 76.7 イベント

得られた超過イベントの統計的有意度を、次に示す Li-Ma の式 [30] で求めた。

$$S = \frac{N_s}{\widehat{\sigma}(N_s)} = \frac{N_{on} - \alpha N_{off}}{\sqrt{N_{on} + \alpha^2 N_{off}}} \tag{5.1}$$

ここでの いくつかの変数は次のような定義になっている。

S	:	有意度 (significance)
N_s	:	超過イベント数
$\widehat{\sigma}$	:	N_s の標準偏差
N_{on}	:	γ 線の到来が期待されている方向に向けた時の観測イベント数
N_{off}	:	γ 線の到来が期待されている方向からはずした時の観測イベント数
α	:	N_{on},N_{off} を得た観測時の露出時間の比

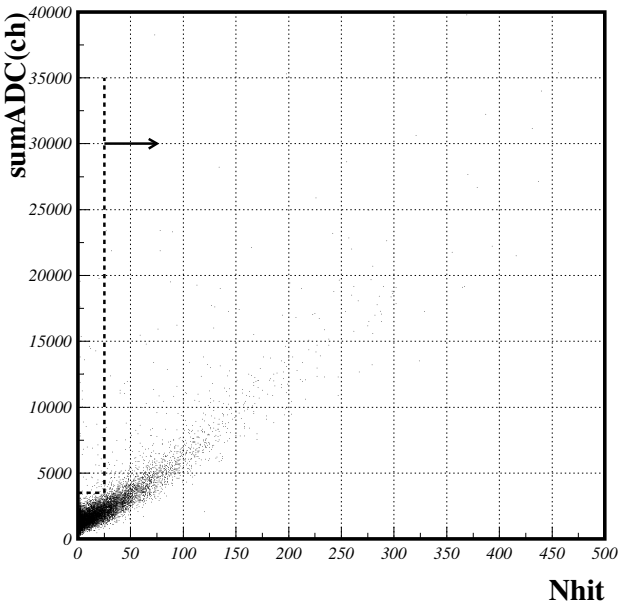


図 5.1: 観測データの sumADC と Nhit の関係
点線と矢印とで示した範囲が解析で用いる領域である。

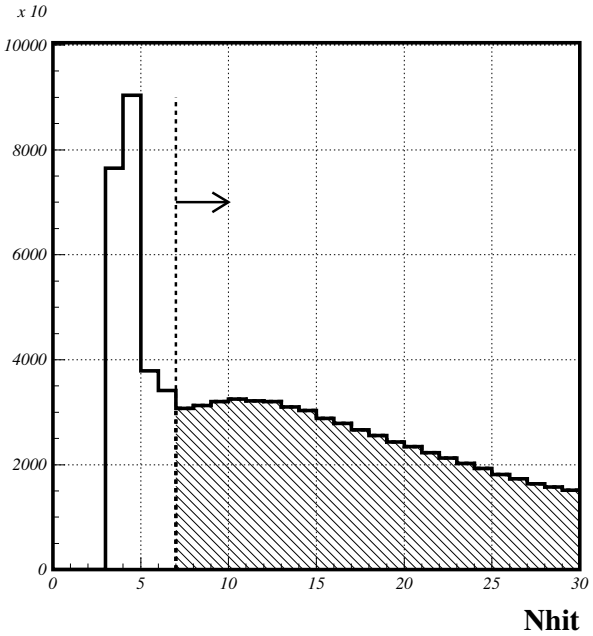


図 5.2: ClusterCut で残ったイメージの Nhit 分布
網掛けがなされている部分が解析で用いる領域である。

表 5.1: 今回解析に使った PKS2005-489 に対する観測のまとめ

日付	RUN Number	Target	LiveTime(sec)	天頂角 (deg)
99/08/05	99080509	ON	9970	21.6 ∼ 17.8 ∼ 27.6
	99080506	OFF(-3.2h)	8567	20.8 ∼ 17.8 ∼ 27.6
99/08/10	99081006	ON	3691	34.5 ∼ 23.5
	99081007	ON	11267	24.0 ∼ 17.8 ∼ 33.0
	99081004	OFF(-1.25h)	921	34.1 ∼ 31.4
	99081005	OFF(-1.25h)	2622	31.3 ∼ 23.7
	99081010	OFF(-1.25h)	11119	24.0 ∼ 17.8 ∼ 32.0
99/08/11	99081103	ON	8300	17.8 ∼ 34.2
99/08/14	99081406	ON	9762	25.0 ∼ 17.8 ∼ 27.0
	99081409	OFF(+3h)	1898	21.4 ∼ 18.2
	99081410	OFF(+3h)	2042	18.1 ∼ 17.7
99/08/15	99081504	ON	9242	21.2 ∼ 17.8 ∼ 27.2
	99081505	ON	1069	27.7 ∼ 30.5
	99081508	OFF(+3.3h)	10457	21.0 ∼ 17.8 ∼ 30.6
99/08/16	99081610	OFF	10688	18.0 ∼ 17.8 ∼ 37.5
99/08/17	99081703	ON	5734	20.5 ∼ 38.0
	99081706	OFF(+2.25h)	6780	20.2 ∼ 38.1
Total		ON	59035(16h23m)	
		OFF	55094(15h18m)	

(注) 天頂角は、各 RUN の最初から最後までに望遠鏡が向いた範囲を示しているが、LiveTime は、ノイズカットや天頂角の範囲を考慮した後の値である 。

表 5.2: 今回解析に使った PKS2155-304 に対する観測のまとめ

Date	RUN Number	Target	LiveTime(sec)	zenith(deg)
99/09/03	99090303	OFF(-2h)	5974	13.8 ∼ 1.2 ∼ 10.5...
99/09/04	99090407	ON	10277	19.5 ∼ 1.2 ∼ 22.5
	99090404	OFF(-2h)	5920	22.6 ∼ 1.2 ∼ 3.0
	99090411	OFF(+1.5h)	4045	6.5 ∼ 24.0
99/09/05	99090522	ON	7846	9.8 ∼ 1.2 ∼ 24.6
	99090525	OFF(+2.5h)	6848	6.7 ∼ 1.2 ∼ 22.6
99/09/06	99090606	ON	14131	30. ∼ 1.2 ∼ 24.6
	99090603	OFF(-1.5h)	4972	31.5 ∼ 12.5
99/09/09	99090907	ON	14058	32.0 ∼ 1.2 ∼ 24.0
	99090903	OFF(-1h)	2843	32.5 ∼ 21.4
	99090911	OFF(+4h)	7342	24.0 ∼ 1.2 ∼ 20.5...
99/09/10	99091007	ON	13908	25.5 ∼ 1.2 ∼ 24.0
	99091004	OFF(-1h)	2946	26.0 ∼ 14.0
	99091010	OFF(+3.5h)	6537	14.8 ∼ 1.2 ∼ 28.0
99/09/12	99091203	ON	12560	29.0 ∼ 1.2 ∼ 20.0
	99091206	OFF(+4h)	6640	29.0 ∼ 1.2
99/09/13	99091310	ON	6509	8.0 ∼ 40.0
	99091313	OFF(+3h)	5583	4.0 ∼ 33.0
Total		ON	79289(22h01m)	
		OFF	59650(16h34m)	

(注) 天頂角は、各 RUN の最初から最後までに望遠鏡が向いた範囲を示しているが、LiveTime は、ノイズカットや天頂角の範囲を考慮した後の値である 。

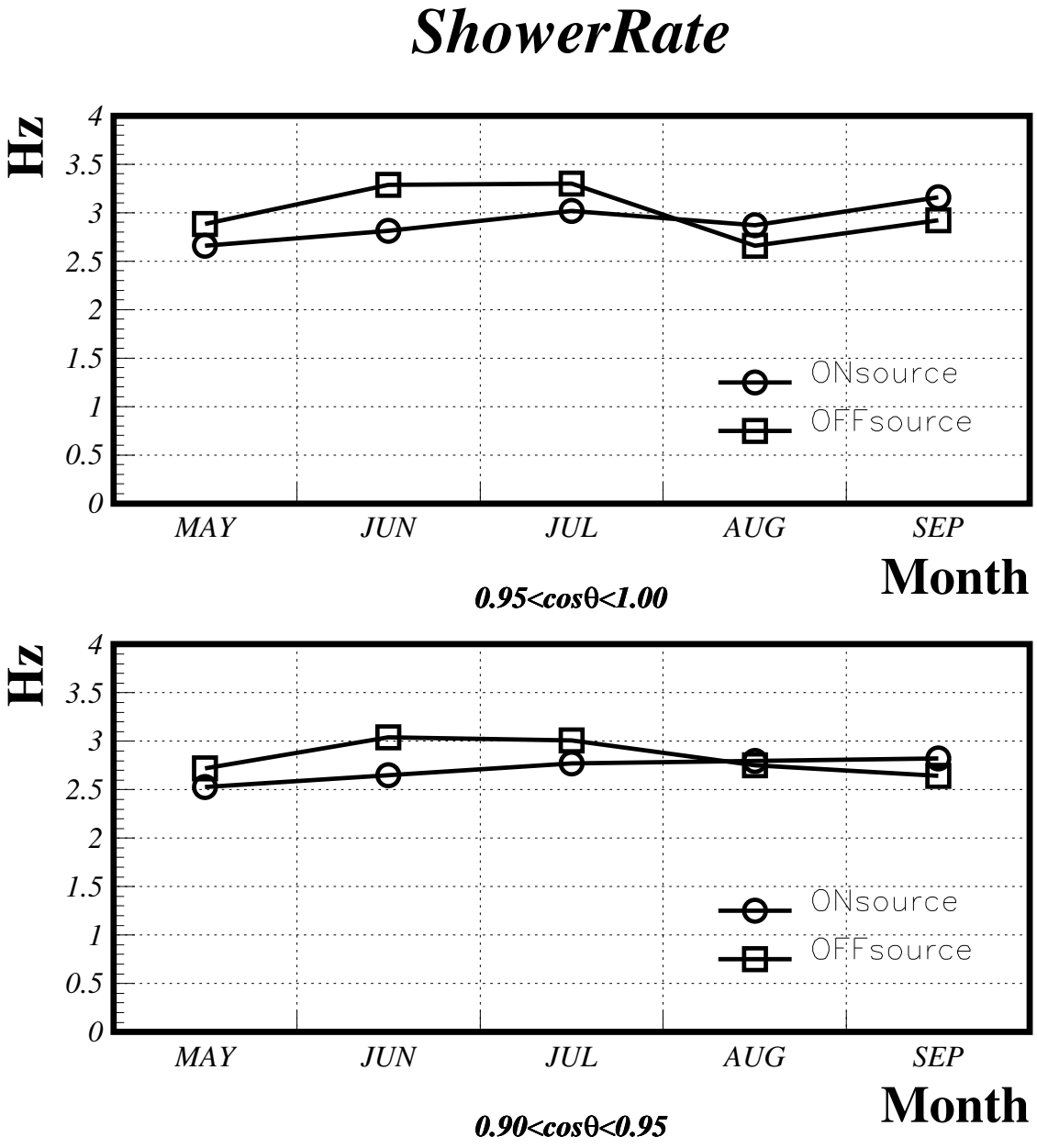


図 5.3: 1999 年 5 ~ 9 月までの シャワーレート

これより有意度は次のように得られた。

$$\text{PKS2005-489:} \quad S = 0.123\sigma$$
$$\text{PKS2155-304:} \quad S = 2.61\sigma$$

5.4 フラックスの上限値の推定

今回の解析からは 2 つの目標天体ともに、γ 線による有意なイベントは検出されなかったため、フラックスの上限値を求める。

観測された超過イベントを N,VHE γ 線に対する有効検出面積を S, 観測時間を T, 望遠鏡の検出効率を ε とすると、エネルギー閾値 E での積分フラックスは次のようにして定義できる。

$$F(> E_t) = \frac{N}{\varepsilon \cdot S \cdot T}$$

ここでの N , および T は観測データより得られるが、ε, S, E_t はシミュレーションデータに頼らざるを得ない。

今回は $\varepsilon \cdot S$ については これを $\varepsilon \cdot S = S_{eff}$ と一つの値として考えて [31]S_{eff}, E_t の 2 つの値をシミュレーションから推定することにする。シミュレーションにおけるγ 線に対する検出有効面積 $S_{eff}(E)$ は次のように決定される。

$$S_{eff}(E) = \frac{N_{detected}}{N_{All}} \times \pi r_{\gamma}^2$$

但し N_{All} はγ 線イベントの全イメージ数、$N_{detected}$ はそのうち、トリガー条件、ノイズや 1 次宇宙線陽子のカット条件をかけて、γ 線イベントと認識されたイメージ数である。

解析での条件に対して、検出が期待されるγ 線のフラックスが最大になるときのエネルギーを E_{th} と定義すると、この閾値以上での平均検出有効面積は次のように表せる。但し、γ 線のスペクトルは $E^{-2.5}$ に比例すると仮定した。

$$\overline{S_{eff}} \quad = \quad \frac{\int_{E_{th}}^{\infty} S_{eff}(E) E^{-2.5} dE}{\int_{E_{th}}^{\infty} E^{-2.5} dE}$$

この式は、$E^{-2.5}$ を仮定して作成したγ 線のシミュレーションデータについて次のように適用する。

$$\overline{S_{eff}} = \frac{N_{sim:detected}(\geq E_{th})}{N_{sim:All}(\geq E_{th})} \times \pi r_{\gamma}^2$$

但し $N_{sim:All}(\geq E_{th})$ は、E_{th} 以上のエネルギーを持って入射させたγ 線の全イメージ数、$N_{sim:detected}(\geq E_{th})$ は $N_{sim:All}(\geq E_{th})$ のうち、トリガー条件やノイズや 1 次宇宙線陽子のカット条件をかけて、γ 線イベントと認識されたイメージ数である。

70GeV ~ 3000GeV までのエネルギー領域について $E^{-2.5}$ を仮定して作ったシミュレーションデータから、γ 線のエネルギーとその時の平均有効検出面積の関係を図 5.8 に示す。

E_{th} については 100 ~ 1000GeV まで 100GeV 毎に、単一のエネルギーで作成したγ 線のデータを用いる。生成したイベントに対する検出効率を求め、これにγ 線のスペクトル $E^{-2.5}$ の重みを加えたものが図 5.9 である。この図のピーク値を今回の解析の E_{th} とするが、E_{th} は alpha の閾値には影響されない事がわかる。

このようにして得られた E_{th}、$\overline{S_{eff}}$ はそれぞれ次のように求まる。

- $E_{th} = 600^{+400}_{-350}\, GeV$
- $\overline{S_{eff}} = 2.6^{+1.5}_{-0.8} \times 10^8\, cm^2$

表 5.3: イメージパラメータのカット条件

パラメータ	カット条件	γ 線の検出効率 (%)	陽子の除去効率 (%)
Conp3	$concp3 < 0.9°$	88.0	23.7
Width	$0.03° < width < 0.21°$	99.3	12.3
Length	$0.06° < length < 0.3°$	92.9	43.6
Distance	$distance < 1.0°$	96.3	9.91
Length & Distance	$length < 0.25° \times distance + 0.25°$	96.1	25.7
Asymmetry	$asymmetry > 0$	66.3	55.8
Alpha	$alpha < 5°$	35.9	94.7
Total		22.2	98.9

表 5.4: 観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階で残ったイベント数

Cut	PKS2005-489			PKS2155-304		
	ON	OFF		ON	OFF	
Raw	604779	645068		554712	819894	
Tracking Problem Cut	602060	643136		553227	804651	
放電イベント Cut	599842	639334		552336	769224	
TriggerRate,ShowerRate Cut	569834	613907		512870	645598	
TimingCut・ClusterCut I.P. の計算ができたもの	229948	245424	(229040)	327494	388704	(292445)
Nhit Cut	183621	182025	(169874)	285374	293582	(220879)
satulationPMT Cut	40319	40325	(37633)	59679	60589	(45585)
concp3 Cut	27716	27749	(25897)	41139	42330	(31847)
width Cut	27664	27701	(25852)	41069	42243	(31782)
length Cut	25256	24791	(23136)	36933	37426	(28158)
distance Cut	12628	12164	(11352)	18132	17521	(13182)
len $< 0.25 \times$ dis+0.25	12555	12111	(11303)	18050	17421	(13107)
asymmetry Cut	5138	5007	(4673)	7999	7386	(5557)
alpha<5	262	255	(238)	450	339	(255)

(注) I.P. は ImagePrameter の略。OFFsource の括弧の値は露出時間の違いを考慮して規格化する前のイベント数

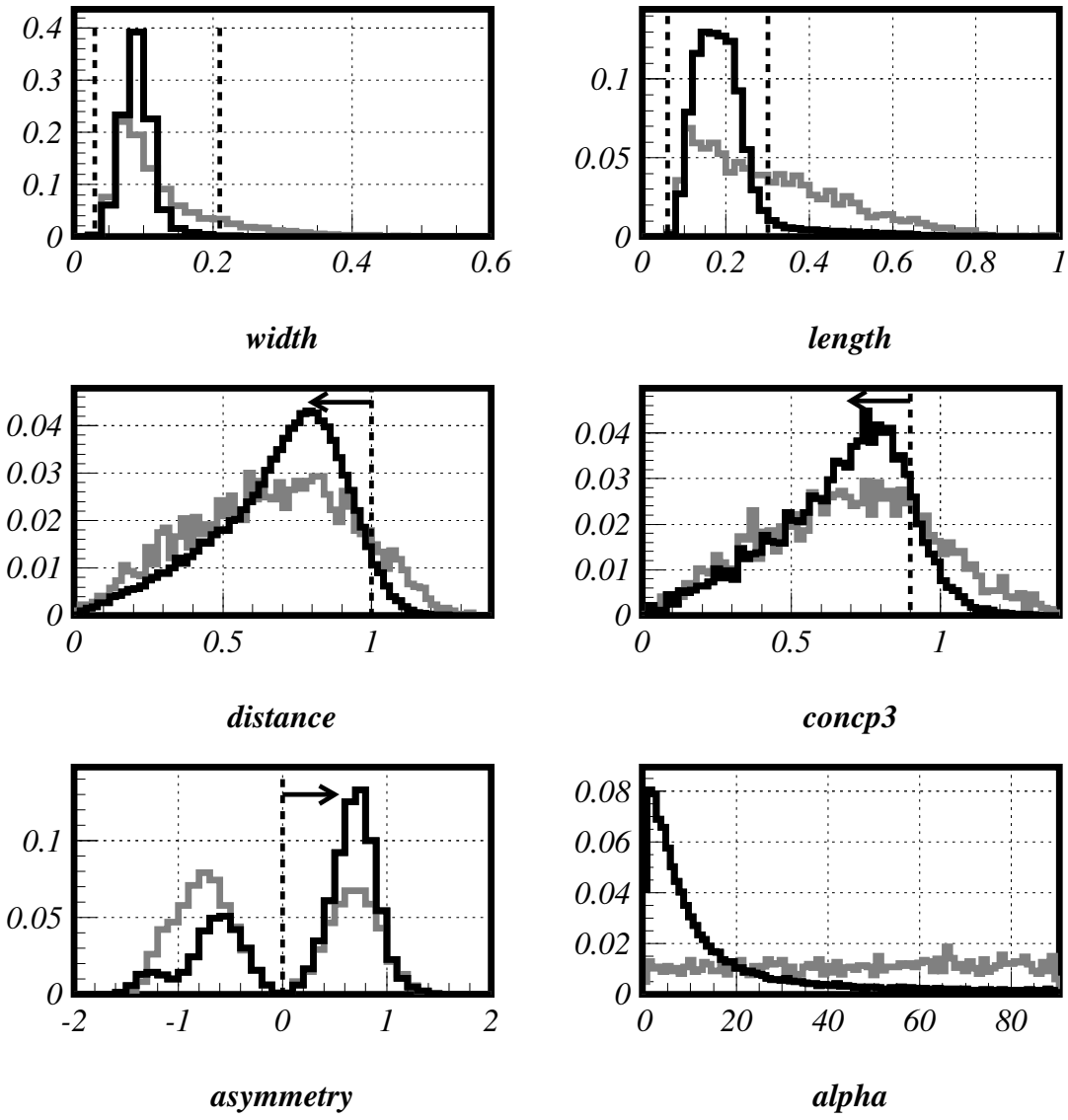


図 5.4: シミュレーションによるγ 線と陽子のイメージパラメータの違い No.1
γ 線による分布は黒い線で、陽子による分布は灰色の線で示し、パラメータカットで用いる領域を点線で示した。

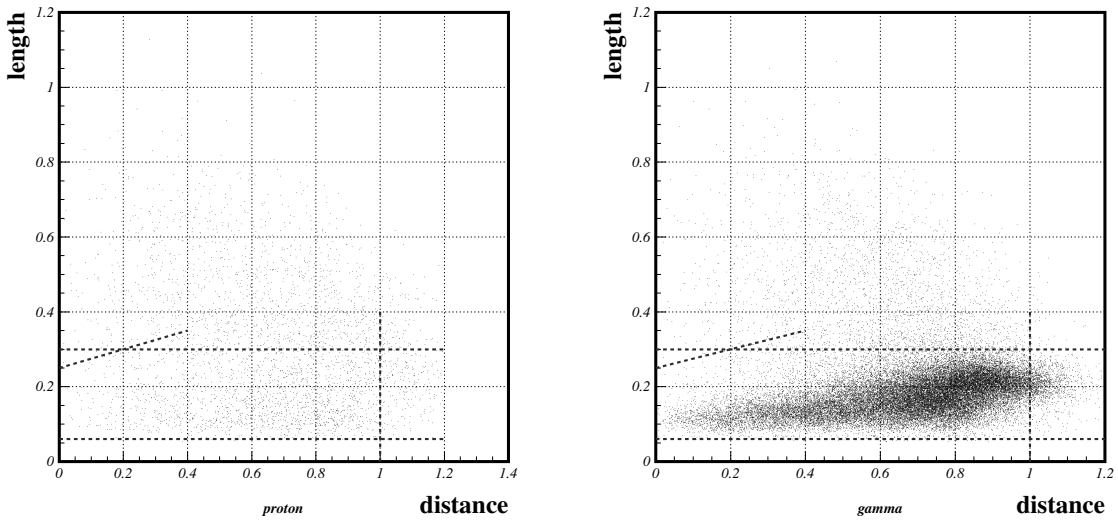
表記した誤差は、仮定したエネルギースペクトル、TDCth・TKOth、鏡の反射率の不確実性を考慮した系統誤差を表している。エネルギースペクトルの冪の値の範囲を $\gamma = 2.5 \pm 0.5$、TDCth・TKOth については $\mathrm{TDCth} = 2.5 \pm 0.5\,p.e.\mathrm{TKOth} = 3 \pm 1\,p.e.$ の範囲を仮定した。鏡の反射率は 75%として計算してきたが、70%、65%の場合についても考慮した。系統誤差の値は、以上の条件を組み合わせた場合をそれぞれシミュレーションデータを生成・解析する際に考慮して得た結果である。

N については先程 alpha 分布から得た超過イベントを当てはめ、、T は ONsource 時の露出時間を用いる。超過イベント数の統計誤差 $\hat{\sigma}$ は式 5.1 より、超過イベント数を求めた有意度で割ることによって求める。

PKS2005-489, PKS2155-304 からのγ 線積分フラックスの上限値 (95%C.L.) は

$$\begin{aligned} \text{PKS2005-489} \quad &: \quad F(> 600^{+400}_{-350}\,GeV) = 5.0 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec \\ \text{PKS2155-304} \quad &: \quad F(> 600^{+400}_{-350}\,GeV) = 9.4 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec \end{aligned}$$

と求まった。計算に用いた各パラメータについては表 5.5 に示す。



(a) proton　　(b) gamma

図 5.5: シミュレーションによるγ 線と陽子のイメージパラメータの分布の違い No.2

表 5.5: フラックス上限値を求める際に必要なパラメータとフラックス上限値の計算結果

	PKS2005 − 489	PKS2155-304
E_{th}	$> 600^{+400}_{-350}\,GeV$	
$\overline{S_{eff}}$	$\overline{S_{eff}} = 2.6^{+1.5}_{-0.8} \times 10^8\,cm^2$	
$T\,(\mathrm{sec})$	59035	79289
N_s	3.12	76.7
S	0.123	2.61
δN_s	25.4	29.4
$N_s + \delta N_s(95\%\mathrm{C.L.})$	52.9	134.3
$F(> E_{th})$	$5.0 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec$	$9.4 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec$

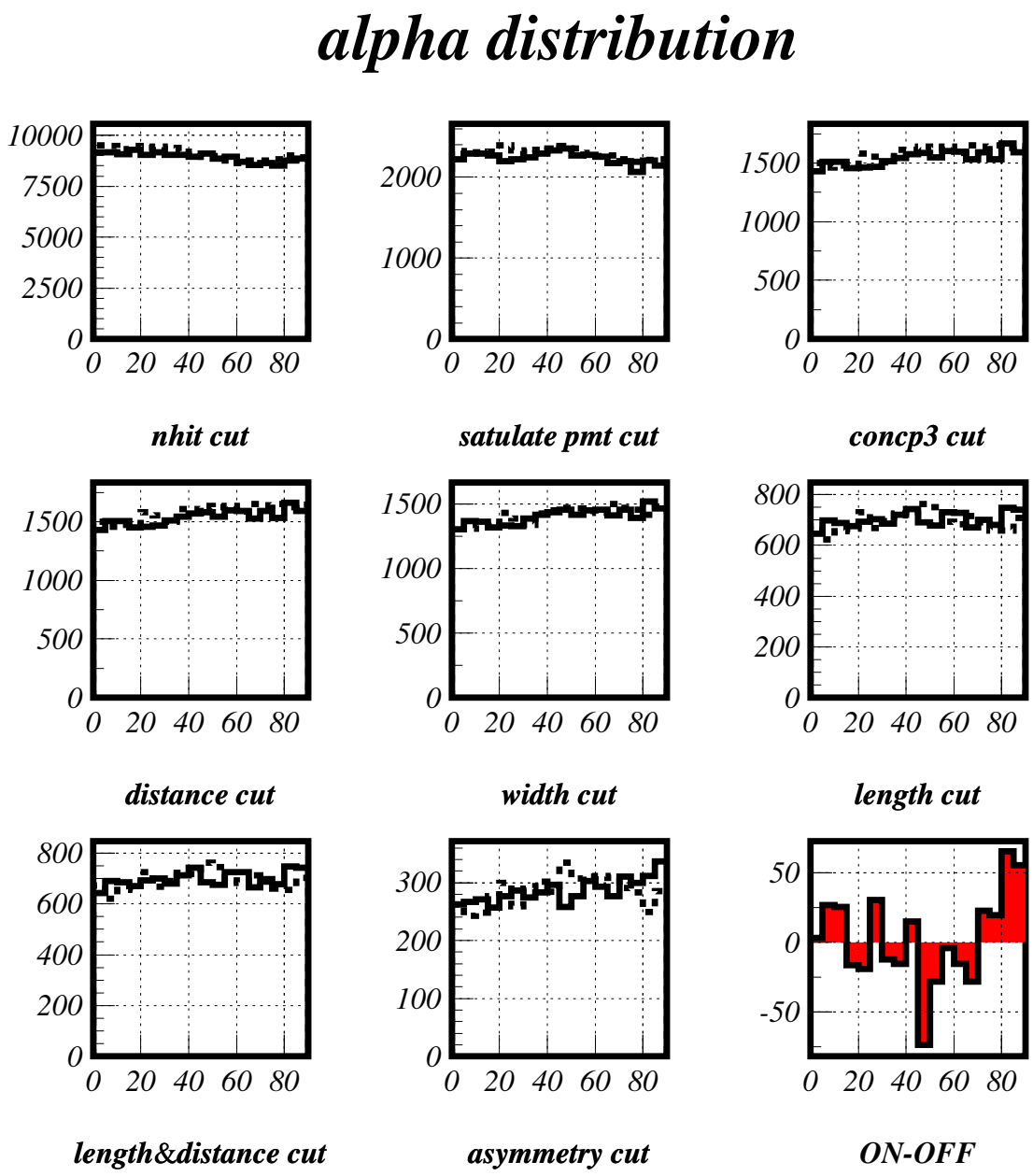


図 5.6: PKS2005-489 の観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階での alpha 分布
ON-OFF を示したヒストグラムは 30 度以上の部分の平均が 0 レベルに来るように調整している。

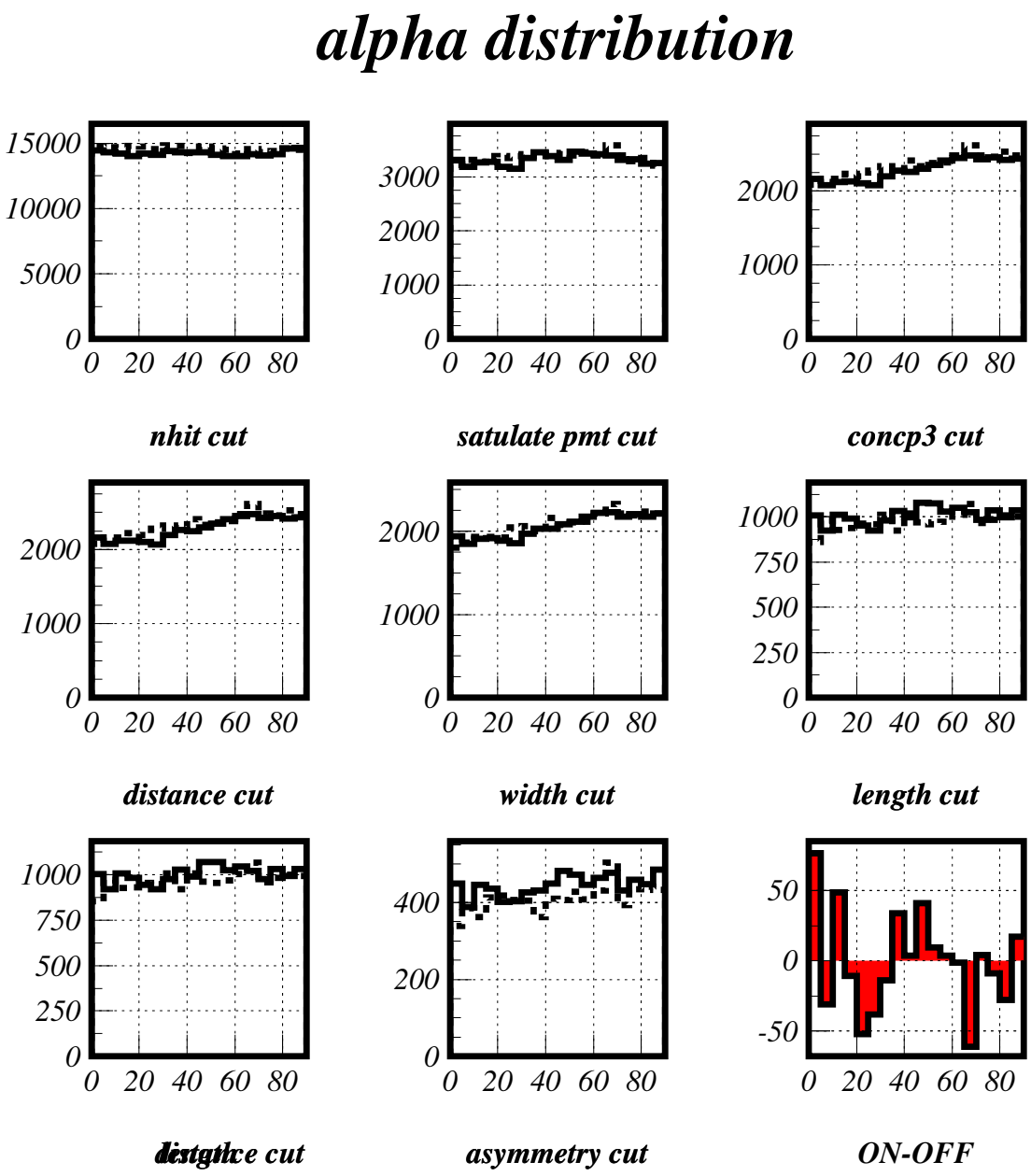


図 5.7: PKS2155-304 の観測データにおける、ノイズ・NSB カットおよび、イメージパラメータを用いたカットの各段階での alpha 分布
ON-OFF を示したヒストグラムは 30 度以上の部分の平均が 0 レベルに来るように調整している。

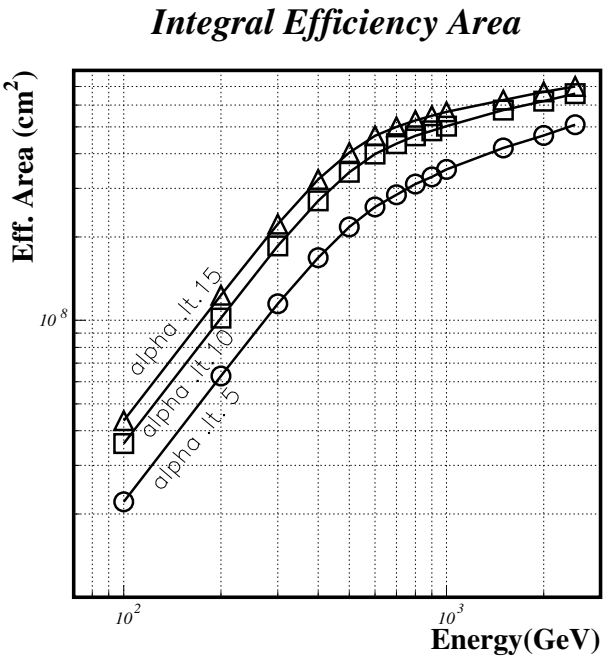


図 5.8: γ 線のエネルギーと平均有効検出面積の関係

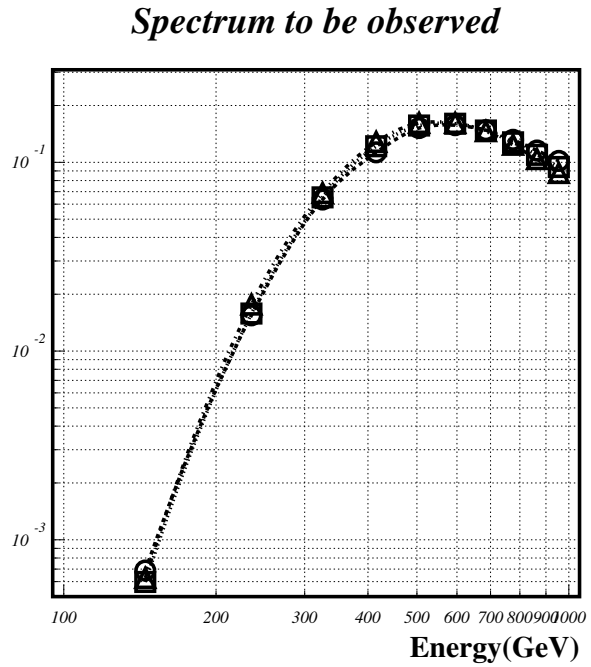


図 5.9: 今解析において期待されるγ 線源からのスペクトル
alpha の criteria が 5,10,15 度以下のものについて表しているが、どれも同じ curve に乗ることがわかる。縦軸は arbitrary unit.

第6章　結論

CANGAROO-II 望遠鏡では、1999 年 8 月に PKS2005-489、9 月に PKS2155-304 を観測した。

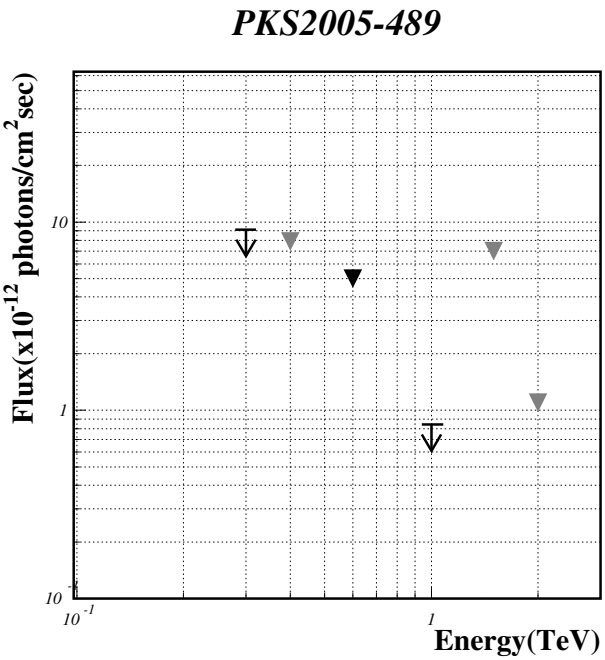
この期間をデータを用いて望遠鏡の、γ 線に対するエネルギー閾値を求めた結果、 200 ~ 300GeV であることがわかった。

また解析を行った結果、これらの観測データのからは VHE γ 線による有意な超過イベントを得ることはできなかったが、これより Flux の上限値を求めた結果は次のように得られた。

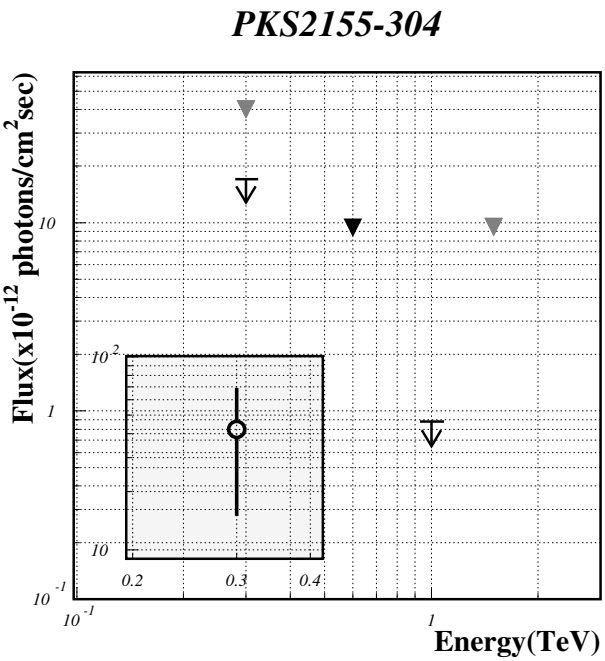
$$\begin{aligned} \text{PKS2005-489} \quad &: \quad F(>600^{+400}_{-350}\,GeV) < 5.0 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec\,(95\% C.L.) \\ \text{PKS2155-304} \quad &: \quad F(>600^{+400}_{-350}\,GeV) < 9.4 \times 10^{-12} photons/cm^2 sec\,(95\% C.L.) \end{aligned}$$

それぞれの天体での観測時間が約 20 時間前後と短いことから、あくまで preliminary な結果であるが、2 つの天体は、オーストラリアにある CANGAROO 望遠鏡や Darham の Mark 6 望遠鏡によって今までにも観測が行われているので、これらの観測結果と Stecker などらの推定値とをあわせて、今回の解析結果とを比べてみたみたものを図 6.1 に示す。どちらの天体でも Stecker の推定値の方が、今回求めた値よりも低いところにある。

PKS2155 ー 304 からγ 線による超過イベントの有意な結果を得た Darham でも、X 線領域でのフレアが起こっていない時期ではγ 線による超過イベントを得ていない。これらの天体でも、Mrk421 のように強度の時間変動が PKS2155-304 でも生じている可能性があることも予想される。統計を増やすために今後さらに観測を行うとともに、フレアが生じているかどうかを確認するためにも、X 線領域での観測との同時観測を行っていく必要があると考える。



(a) PKS2005-489



(b) PKS2155-304

図 6.1: 今回の観測結果と今まで観測されてきた結果と Stecker などらによる推定値との比較
黒い逆三角は今回の解析で得られた上限値を示し、灰色の逆三角はいままでの観測で得られた上限値を示す [20][23][21]。
矢印は Stecker などらによる推定値 [14] を示す。
PKS2155-304 については、フレアが生じていたことが確認されているる 1997 年の Darham での観測 [22] を左下に別にして示してある。

謝辞

本研究にあたり御指導していただいた西嶋 恭司助教授に深く感謝の意を表します。西嶋先生には、学部の頃より多くの御指導、助言を頂くとともに、研究者としての姿勢、心構えを教えていただいた事を感謝しております。

また東京大学宇宙線研究所の木舟 正教授、東京工業大学の谷森 達助教授をはじめ、CANGAROO のメンバーの皆様にはたいへん興味ある研究に参加させていただいたことを感謝いたします。CANGAROO-II 望遠鏡の建設、観測と二度にわたりオーストラリアに行かせて頂いたことを改めてお礼申し上げます。

東大宇宙線研究所の森正樹助教授、河内 明子博士、そして大阪市立大の吉越貴紀助手には、宇宙線研やオーストラリアでの作業の際にさまざまな事を教えていただきました。とくに、小型鏡コントロールシステムの作成では半田づけから、HV コントロールプログラムの作成では、開発言語の選定からソフトウェアのデバッグまで、多くの助言や御指導をいただいたことを深く感謝いたします。

東京工業大学の窪秀利助手には、CANGAROO-II のイベントモニターの製作をさせていただくとともに、ソフトの開発や解析に際して多くの御指導、助言をいただいたことを深く感謝します。また同大学の櫻澤幸司博士にはオーストラリアでの観測でお世話になりましたことを感謝いたします。原敏さんには空気シャワーシミュレーションのプログラムを使わせていただきましたことを感謝いたします。櫛田淳子さんには、解析に際し多くの助言をいただいたことを感謝いたします。

また、修士論文を書くにあたっていつも気にかけてくださった本田 博彦さん、シミュレーションを動かす際に多くの助言をしてくれた M1 の中瀬友和君、プログラムのデバッグや解析の手伝いをしてくれた粉間和葉さんに感謝いたします。また本研究室でのゼミでお世話になりました M2 の小池 勝俊君、畠山 豊君、 M1 の、市川 喜徳君、B4 の阿部 弘幸君、大塚 幸誠君の方々に深くお礼申し上げます。

最後に蔭で支えてきてくれた両親と弟に感謝します。皆様、ありがとうございました。

参考文献

[1] R.C.Hartman et al. . *ApJS*, 123:79, 1999.

[2] T.C.Weekes et al. . *ApJ*, 342:379, 1989.

[3] M.Punch et al. . *Nature*, 358:477, 1992.

[4] J.Quinn et al. . *ApJL*, 456:83, 1996.

[5] T.Tanimori et al. . *ApJL*, 429:61, 1994.

[6] T.Kifune et al. . *ApJL*, 438:91, 1995.

[7] 吉越 貴紀. . PhD thesis, 東京工業大学, 1996.

[8] H.Muraishi et al. . *A&AL*, 354:57, 2000.

[9] C.M.Urry and P.Podovani. . *PASP*, 107:803, 1995.

[10] J.H.Burckey et al. . *ApJL*, 472:9, 1996.

[11] J.H.Buckley et al. . In C.D.Dermer, M.S.Strickman, and J.D.Kurfess, editors, *Fourth Compton Symp.*, 410, page 1381, New York, 1997. AIP.

[12] M.Catanese and T.C.Weekes. . *PASP*, 111:1193, 1999.

[13] P.Padovani, 1999. Invited Review at the Vulcano Workshop 1998 'Frontier Objects in Astrophysics and Particle Physics':astro-ph/9901128.

[14] F.W.Stecker, O.C. De Jager, and M.H.Salamon. . *ApJL*, 473:75, 1996.

[15] F.W.Stecker. . *Aph*, 11:83, 1999.

[16] A.Fruscione. . *ApJ*, 459:509, 1996.

[17] P.Giommi et al. . *ApJ*, 356:432, 1990.

[18] R.M.Sambruna et al. . *ApJ*, 449:567, 1995.

[19] C.Von.Montigny et al. . *ApJ*, 440(525), 1995.

[20] M.D.Roberts et al. . *A&A*, 343:691, 1999.

[21] P.M.Chadwick et al., 1999. To be published, in Proc. GeV-TeV Gamma-Ray Astrophsical Workshop Toward a Major Atmospheric Cherenkov detector VI Snowbird, Utah : http://www.dur.ac.uk/ dph0www4/publication.htm.

[22] P.M.Chadwick et al. . *ApJ*, 513:161, 1999.

[23] P.M. Chadwick et al. . In *26th ICRC*, 3, page 338, Salt Lake City, 1999.

[24] Kataoka et al. . *ApJ*, 528:243, 2000.

[25] A.M. Hillas. . In *19th ICRC*, 3, page 445, La Jolla, 1985.

[26] . CANGAROO WebPage. http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/index.html.

[27] 櫛田 淳子. CANGAROO 内部レポート. 東京工業大学, 1999.

[28] J.V.Jelley. *Cherenkov Radiation and its Applications*, page 219. Pergamon Press, 1958.

[29] . GEANT3 User's Guide. http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant_html3/geantall.html.

[30] T.P.Li and Y.Q.Ma. . *ApJ*, 272:317, 1983.

[31] 亀井 新. . Master's thesis, 東京工業大学, 1998.

[32] G.Vacanti et al. . *ApJ*, 377:467, 1991.

[33] T.Tanimori et al. . *ApJL*, 497:25, 1998.

[34] R.A.Ong. . *Phys.Rep.*, 305:93, 1998.

[35] 池田 光男, 大沼 甫, 深井 有, and (監訳). 物理学大百科. 朝倉書店, 1989.

[36] 小田 稔, 西村 純, 桜井 邦朋, and (編). 宇宙線物理学. 朝倉書店, 1983.

[37] . *Physical Review D PARTICLES AND FIELDS*. APS, 1996.

[38] さこ 隆志. . PhD thesis, 名古屋大学, 1998.

[39] 須藤 猛. . Master's thesis, 東海大学, 1997.

[40] 小西 孝成. . Master's thesis, 神戸大学, 1997.

[41] 大崎 孝史. . Master's thesis, 東京工業大学, 1996.

[42] 吉越 貴紀. . Master's thesis, 東京工業大学, 1993.