

# 次世代大気チェレンコフ望遠鏡のための基礎研究

西嶋研究室 3ASPM013 坂本由起子

2005年2月16日

## 要旨

ガンマ線の観測は主に衛星と地上の大気チェレンコフ望遠鏡によって行われている。衛星観測に比べチェレンコフ望遠鏡は、有効検出面積が非常に大きく感度がよいという利点があり、TeV領域での観測に適している。しかし1~100GeV程度のエネルギー領域ではチェレンコフ望遠鏡の感度が不十分であり、いまだ観測が困難となっている。この領域までエネルギーしきい値を下げる方法として、望遠鏡の大口径化と高高度での観測が検討されている。しかしこれらの実現には、長期間にわたる研究開発と多額の費用が必要となる。そこで本研究では、既存のチェレンコフ望遠鏡の結像性能を改良することにより、容易にエネルギーしきい値を下げるのができないか検討した。

チェレンコフ望遠鏡の結像性能が上がると、ガンマ線の到来方向決定精度の向上、信号雑音比の向上、感度の向上などが期待できる。そこで現 CANGAROO-III 望遠鏡の改良により、結像性能を向上させることおよび視野を広げることを考えた。

光線追跡の手法を用いて複合鏡のシミュレーションを行うことにより、F値を大きくした場合、および小鏡を改良することによって小鏡の像の広がりを抑えた場合に、結像性能がどのくらい向上するのかを調べた。その結果、光軸と平行に入射してくる光線の結像性能を向上させるためには、鏡を改良し小鏡1枚1枚の像の広がりを抑えることが有効であることが分かった。一方、角度を持って入射してくる光線に対しては、F値を大きくすることが有効であることが分かった。また複合放物面の場合も Davies-Cotton 型の場合も、結像性能に大きな違いは見られなかった。しかし光線の入射角度が大きくなってくると、放物面の方が像が長く伸びる傾向があった。

以上の結果から複合放物面鏡も Davies-Cotton 型も鏡の散乱を小さくすること、あるいはF値を大きくすることで結像性能が向上することが分かった。そこで複合放物面鏡についてこれらの改良を施した場合に、ガンマ線の検出にどのような効果があるのかを調べた。その結果、alphaカットによるガンマ線検出効率、F0.8で現在の鏡の場合に比べF0.8で理想鏡の場合、F1.2では現在の鏡でも理想鏡でもそれぞれ同程度に向上することが分かった。またF0.8で現在の鏡に比べF0.8理想鏡の方が、またそれよりもF1.2で現在の鏡の方が有効検出面積は大きくなった。さらにスポットサイズをカメラのピクセルサイズ程度に小さくしたときその光学系で最も低いエネルギーしきい値を実現できることが分かった。ただしF0.8とF1.2でトリガーエネルギーしきい値に大きな差は見られなかった。

# 目次

第 1 章	ガンマ線天体物理学	4
1.1	ガンマ線放射天体	4
1.1.1	活動銀河核	4
1.1.2	パルサー	5
1.1.3	超新星残骸 (SNR:Super Nova Remnant)	6
1.1.4	スターバースト銀河	7
1.1.5	ガンマ線バースト (GRB:Gamma Ray Burst)	8
1.2	人工衛星によるガンマ線観測	9
第 2 章	地上における超高エネルギーガンマ線の観測	10
2.1	地上観測の原理	10
2.2	大気チェレンコフ望遠鏡	11
2.2.1	発達の歴史	11
2.2.2	エネルギーしきい値	15
2.2.3	ガンマ線と夜光イベントの識別	15
2.2.4	ガンマ線と宇宙線バックグラウンドの識別	16
2.3	CANGAROO-III 望遠鏡	19
第 3 章	反射望遠鏡の光学系についての一般論	22
3.1	幾何光学の基礎	22
3.2	収差	24
3.3	大気チェレンコフ望遠鏡に適する代表的な光学系	27
3.3.1	複合放物面鏡	27
3.3.2	Davies-Cotton 型望遠鏡	27
第 4 章	光線追跡による望遠鏡性能評価	28
4.1	光線追跡シミュレーション	28
4.1.1	スポットダイアグラム	28
4.1.2	像の広がり	28
4.1.3	エンサークルドエネルギー	28
4.1.4	最適化	29
4.1.5	散乱光	29
4.2	一枚鏡の特性	31
4.2.1	F 値とスポットサイズ	31
4.2.2	入射光線角度とスポットサイズ	33
4.2.3	視野と焦点距離	33
4.3	理想化された複合鏡放物面鏡の特性	35

4.4	CANGAROO-III 望遠鏡の特性	38
4.4.1	スポットサイズ	38
4.4.2	小鏡の曲率半径	38
4.4.3	像のぼけの影響	41
4.5	Davies-Cotton 型望遠鏡	43
4.5.1	Davies-Cotton 型と一枚鏡の比較	43
4.5.2	Davies-Cotton 型望遠鏡と放物面鏡の比較	43
<b>第 5 章</b>	<b>CANGAROO-III 望遠鏡の改良の可能性</b>	<b>45</b>
5.1	結像性能	45
5.1.1	光軸に平行な入射光線の場合	45
5.1.2	視野とカメラサイズの関係	50
5.1.3	遮光を含めたスポットサイズ	51
5.1.4	小鏡のサイズを変えた場合	53
5.2	Davies-Cotton 鏡との比較	55
5.2.1	光軸に平行な入射光線の場合	55
5.2.2	光軸から外れた入射光線の場合	57
5.2.3	タイミング	59
5.2.4	視野とカメラサイズの関係	59
5.2.5	像の x-y 比	60
5.3	エネルギーしきい値	61
5.3.1	像の広がりエネルギーしきい値	61
5.4	焦点距離を変化させたときのエネルギーしきい値	62
5.5	ガンマ線検出効率と有効検出面積	62
5.5.1	単一エネルギー (300GeV) の場合	62
5.5.2	エネルギースペクトルを考慮した場合	66
<b>第 6 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>69</b>
<b>付 録 A</b>	<b>ADC の 2 山分布</b>	<b>71</b>

# 第1章 ガンマ線天体物理学

## 1.1 ガンマ線放射天体

### 1.1.1 活動銀河核

活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) は星以外の活動によって中心核の領域が高い活動性、すなわち非常に高い光度と激しい時間変動 ( $t > 10^4 \text{sec}$ ) を示す銀河である [1]。時間変動のタイムスケールから、中心領域の大きさは非常に小さく  $\sim 10^{14} \text{cm}$  程度と見積もられ、またその質量は  $10^{6-9} M_{SUN}$  程度と示唆されている。これらのことから、活動銀河核の中心には大質量ブラックホールが存在し、その質量降着により、 $\sim 10^{45} \text{erg/s}$  という強い放射が起きていると考えられている。

AGN は主にその電波強度や輝線の特徴などによってセイファート銀河、クェーサー、ブレイザーなどに分類される。一般的な分類を表 1.1 に示す。このように AGN には様々なタイプがあるが、これらはトラスモデルによって統一的に理解されている。AGN の中心核のまわりの物質は、ブラックホールの降着円盤からの放射により、電離・励起され幅の広い輝線を出しており (BLR: Broad Line Region)、BLR から外側に向かって狭輝線領域 (NLR: Narrow Line Region) が円錐状に広がっていると考えられている (図 1.1)。BLR はダストに取り囲まれており、ダストの軸と視線方向のなす角が大きいと、BLR はダストに吸収され見えなくなる。このような環境ではセイファート II 型 (光度がそれほど小さくなく比較的近傍にあり、狭輝線 (半値幅  $< 500 \text{km/s}$ ) を持つ) として観測される。一方、なす角が小さいと BLR と NLR の双方が見えセイファート I 型 (狭輝線と広輝線 (半値幅  $\sim 500-1000 \text{km/s}$ ) を持つ) やクェーサー (Z  $\sim 2$  付近で多く見られ、広輝線と狭輝線が見られる) となる。クェーサーのうち 10% 程度は電波強度が非常に強く、ジェットを持つと考えられている。ジェットとダストの軸の方向はほぼ一致しており、これらの軸が視線方向近くを向いているものをブレイザーと呼ぶ。

ブレイザーのエネルギースペクトルは 2 つの特徴的なピークを持つ (図 1.2)。1 つ目は電波-紫外/X 線領域に、2 つ目は X 線-ガンマ線領域にある。ガンマ線はブレイザーのジェットから放射されていると考えられており、その放射機構は、起源となる粒子の違いによりレプトン起源とハドロン起源に分けられる。

レプトン起源の場合、ジェットで加速された電子がシンクロトロン放射し、電子がそのシンクロトロン光子に衝突し逆コンプトン散乱する Synchrotron-Self Compton (SSC) モデル [2][3] と、加速された電子が外部の光子と衝突する External radiation Compton (ERC) モデル [6] がある。外部の光子として考えられているのは、ディスクの光子、BLR や周囲の物質に吸収、放射された光子や、BLR で反射されたジェットのシンクロトロン光子、核周囲のダストからの赤外線光子などである。SSC モデルの場合、エネルギースペクトルの 1 つ目と 2 つ目のピークをつくり出す起源が同じであることから、電波-UV/X 領域でのエネルギースペクトルおよびその時間変動と、X- 領域でのそれらに強い相関が期待される。つまり、多波長で同時に観測することがブレイザーのレプトンモデルを検証する上で非常に重要となる。

一方ハドロン起源モデルは、ジェット中で陽子が加速されているとするものである。加速され

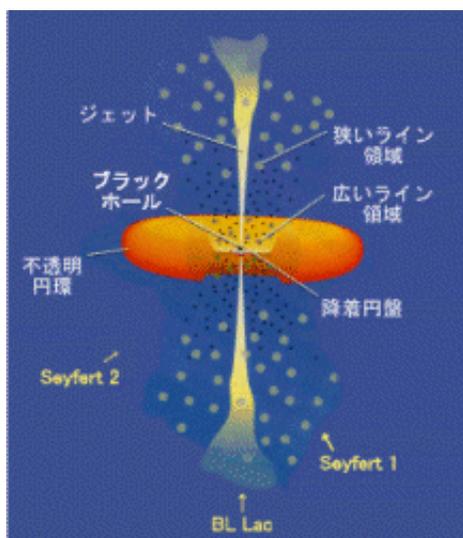


図 1.1: 活動銀河核のトーラスモデル [4]

表 1.1: 活動銀河核の分類 [7]

Radio Loudness	Optical Emission Line Properties		
	Narrow Line	Narrow & Broad Line	Unusual
Radio-quiet	Seyfert II	Seyfert I, quasar	
Radio-loud	NLRG (FR I, FR II)	quasar (BLRG, SSRQ), FSRQ	Blazars (BL Lac, FSRQ)
	decreasing angle to line of sight →		

NLRG 狭輝線電波銀河 (低・高光度) BLRG 広輝線電波銀河

た陽子が 粒子を生成し電磁シャワーを発生させるとするモデル、陽子や  $\mu$  がシンクロトロンを起こすとするモデルなどがある。ハドロンモデルの場合、エネルギースペクトルの形がレプトン起源の場合と異なってくると考えられているので、広い波長領域で詳細なエネルギースペクトルを調べる必要がある。超高エネルギーガンマ線では Mkn421、Mkn501、H1426+428、1ES1959+650、PKS2155-304 などから、有意な信号が検出されている [9][10]。Mkn421 については 1998 年に多波長で同時に観測が行われ、紫外-TeV 領域まで変動は良く相関しており、SSC モデルで予言される変動とよく一致することが確認された。しかし EC やハドロンモデルも完全に否定されたわけではなく、今後の多波長での詳細な同時観測が非常に重要である。また詳細なスペクトルを得るためにも、観測可能な波長領域を広げることも必要である。

### 1.1.2 パルサー

パルサーとは超新星爆発の後に残された中性子星が、高速で回転し周期的なパルス放射を生み出しているものである。そのパルス周期は、およそ 1.5ms ~ 8.5s の範囲にあるが、0.1s ~ 2.5s 程度の

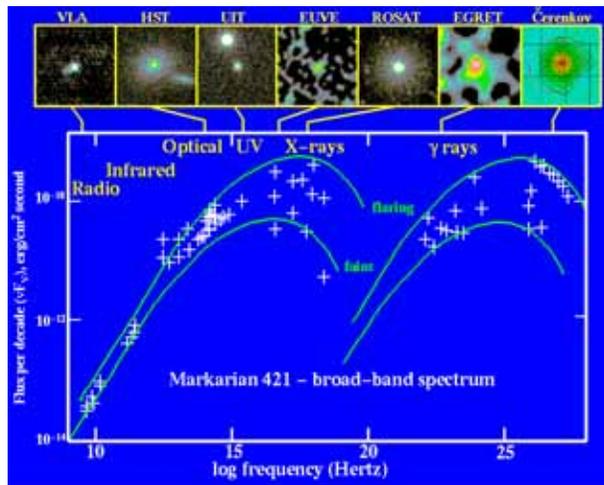


図 1.2: Mkn421 のスペクトル

[5]

周期のものが一番多い。パルサーは強い磁場を持ち、その磁極付近からビーム状に電磁波を放出していると考えられている。磁極と回転軸がずれているため、パルサーの自転によりビームが視線方向を横切るときにパルスが観測されることになる(図 1.3)。パルサーの放射エネルギーは、回転エネルギーにより供給されていると考えられ、若いパルサーほど回転速度が速く、そのエネルギー損失率も高いと言われている(連星系を除く)。かにパルサーの周囲は星雲によって囲まれており、かに星雲と呼ばれているが、このかに星雲は超高エネルギーガンマ線で最初に検出された観測された天体である。[20]。またかに星雲以外にも、PSR1706-443、Vela pulsar などから超高エネルギーガンマ線が観測されている [14][15][16]。かに星雲や PSR1706-443、Vela pulsar からの超高エネルギーガンマ線には、パルス成分が見つかっておらず、これらはパルサー風が周囲のガスとの衝突で形成した衝撃波によって加速された電子による逆コンプトン過程により放射されていると考えられている。高エネルギーのパルス成分放射メカニズムを説明する、有力なモデルに Polar cap モデル [8][11] と Outer gap モデル [12][13] がある。polar cap モデルでは中性子星の表面付近で粒子が加速され、パルサー周囲の強い磁場中により、曲率放射や逆コンプトン散乱光子が電子対生成を起こし、そのカスケードによってガンマ線が放射されるとしている。Outer gap モデルでは表面から離れ、パルサー磁気圏のところで粒子が加速されるとしている。polar cap モデルではパルス成分のカットオフが 10GeV 付近に予想されており、この付近のエネルギー領域を観測することができれば、放射モデルを決定できる可能性がある。

### 1.1.3 超新星残骸 (SNR:Super Nova Remnant)

SNR は宇宙線の加速起源であると、長い間考えられてきた。超新星爆発によって開放される重力エネルギーは  $10^{53} \text{erg/s}$  にもものぼり、SNR でのガスの運動エネルギーは  $10^{51} \text{erg}$  程となる。このため SNR の運動エネルギーのうちの数%が宇宙線の加速に使われているとすれば、銀河内の宇宙線を維持するために必要なエネルギー  $10^{40} \text{erg/s}$  を説明することができる。

SN1006 では電波からガンマ線まで、幅広くエネルギースペクトルが観測されており、SNR が膨張するときの衝撃波によって電子が加速されているとすると、スペクトルを良く説明できる [21]。

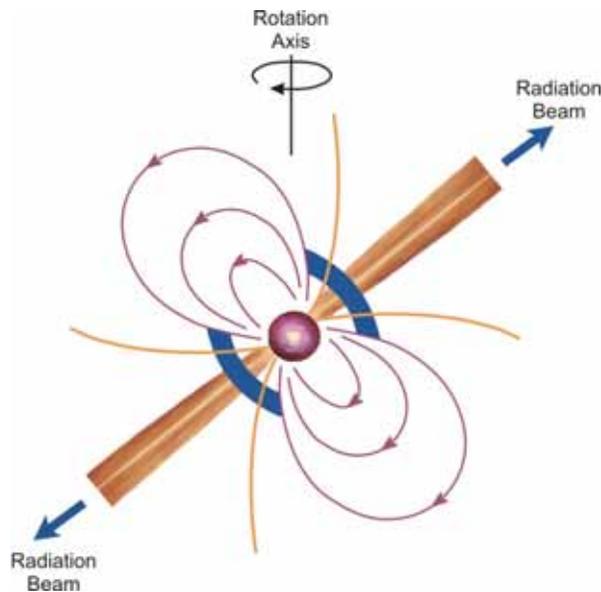


図 1.3: パルサーの模式図  
[17]

一方 RXJ1713.7-3946 では陽子が加速されていると考えた方がエネルギースペクトルを良く説明できることが、超高エネルギーガンマ線の観測から明らかになっている [22]。このように多波長での観測によって、宇宙線の起源は明らかになりつつあるが、決定的な証拠を得るためにはさらに多くの SNR の詳細なエネルギースペクトルを観測することが重要である。

#### 1.1.4 スターバースト銀河

天の川銀河内には、 $1eV/cm^3$  の宇宙線が存在することが知られている。またガンマ線の観測によって、宇宙線の強度が星間物質の密度に比例し、銀河中心の方向で高くなっていることが明らかになった。系外の銀河をガンマ線で観測することは、このような宇宙線の分布が天の川銀河固有のものなのか、多くの銀河で一般的に見られるものなのかを知る上で重要である。

スターバースト銀河では普通の銀河よりも星生成が活発であり、超新星爆発も頻繁に起こっている。超新星爆発が多いということは、星間物質が豊富に存在し、また SNR が多く残っていると考えられるため、高い宇宙線の生成率が期待される。普通の銀河を観測するよりも、普通の銀河と質量や大きさなどはほとんど同じであるが、その活動性が非常に高いスターバースト銀河を観測するほうが効率が良い。

CANGAROO-II 望遠鏡の観測により、スターバースト銀河 NGC253 から AGN 以外の系外天体としては初めて、超高エネルギーガンマ線が観測された [23]。このガンマ線源は広がりを持つことが示唆されている。NGC253 はシンクロトロン放射によって、電波領域で輝くハローを持つことが知られており、ハローからの放射と考えると観測結果をよく説明できる。

### 1.1.5 ガンマ線バースト (GRB:Gamma Ray Burst)

GRB とは、天球上の一点が 0.01 ~ 数百秒という非常に短い間、ガンマ線の波長領域で明るく輝く現象である。この現象は 1 日に 1 回程度の頻度で起こっているが、持続時間が短いこと、ガンマ線検出器の方向決定精度があまり良くなく、ガンマ線以外の波長での検出が難しかったことなどから、その起源は長い間謎のままであった。当初は、観測されるガンマ線のエネルギーが非常に大きいため、GRB は銀河系内で起きている現象だと考えられていた。しかし 1992 年、コンプトン衛星の観測により GRB の分布は、天の川に集中しておらず全天に均一に分布していることが分かり (図 1.4 銀経・銀緯)、より遠方の現象であると考えられた。その後 X 線領域 (BeppoSAX) や可視光、電波で GRB の残光が発見されるに至り、より詳しい研究が可能となってきた。また可視光のスペクトルから大きな赤方偏移が観測され、これからも非常に遠方の現象であることが裏付けられ GRB の全エネルギーは  $10^{52} \text{erg}$  程度と推定された。さらに 2003 年 3 月 29 日に HETE-2 衛星により、これまで観測された中で最も近くで発生した ( $z=0.1685$ ) [18] GRB030329 が発見された。この残光は非常に明るく (2 時間後で  $<14$  等)、極超新星爆発を伴っていることが明らかになった [19]。この観測からいくつかの GRB は、極超新星と密接な関係にあることが示唆される。また GRB を伴わない極超新星も観測されており、ガンマ線の放射メカニズムやすべての GRB が極超新星を伴うのかどうかなど、今後の観測が重要である。

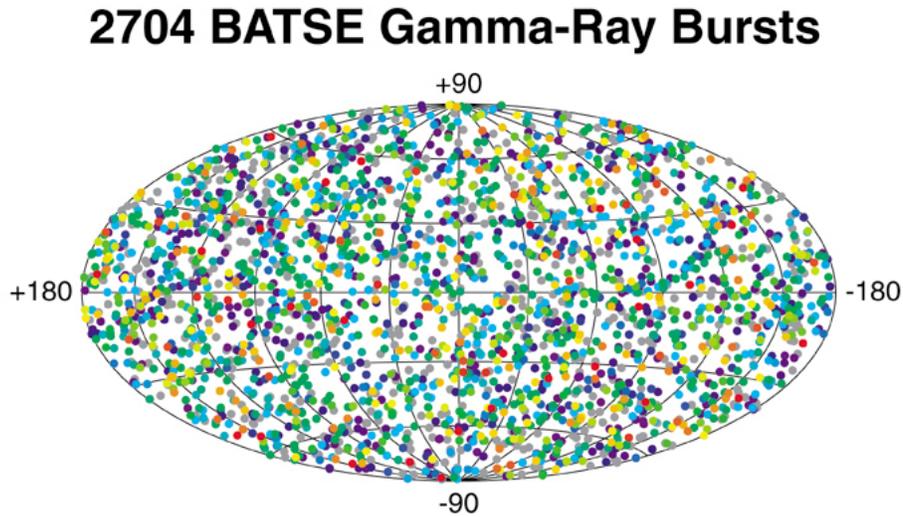


図 1.4: GRB の天球分布  
[24]

## 1.2 人工衛星によるガンマ線観測

ガンマ線観測は主に人工衛星からの観測により発展してきた。1975年に打ち上げられた COSB 衛星は約 20 個のガンマ線放射天体を発見した。続いて 1991 年に打ち上げられた CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) にはそれぞれ目的、エネルギー領域が異なる BATSE、OSSE、COMPTEL、EGRET という 4 つの検出器が搭載されており、そのうち EGRET 検出器では約 300 個ものガンマ線天体が発見された。これら 300 個の天体のうち 181 個の天体は、他波長で観測されている天体と対応が取れておらず、未同定の天体である。このように人工衛星による観測は、ガンマ線天文学の進歩に大きく貢献してきた。しかしガンマ線のフラックスは、一般的にエネルギーに対しべき乗で減少することから、有効検出面積を大きくできない人工衛星では、さらに高エネルギーの領域での観測は難しくなってくる。

表 1.2: CGRO 衛星に搭載されている検出器

検出器名	エネルギー領域	用途
Burst And Transient Source Experiment(BATSE)	20keV ~ 1MeV	全天モニタ (GRB)
Oriented Scintillation Spectrometer Experiment(OSSE)	50keV ~ 10MeV	ラインスペクトルの測定
Imaging Compton Telescope(COMPTEL)	1 ~ 30MeV	全天探査
Energetic Gamma Ray Experiment Telescope(EGRET)	20MeV ~ 30GeV	全天探査

# 第2章 地上における超高エネルギーガンマ線の観測

## 2.1 地上観測の原理

ガンマ線は地球大気に吸収されてしまうため、地上で観測することはできない。しかしガンマ線が地球大気に入射したときに生成される荷電粒子が放射するチェレンコフ光をとらえることで、ガンマ線を検出することができるのではないかと考えられた。つまり、大気をカロリメータとして利用するのである。この考えに基づき、1960年代から観測が行われてきた。

ガンマ線が物質中を走ると電子・陽電子対が生成され、この電子・陽電子対がおよそ  $37.1g/cm^2$  を通る間に一回の確率で制動放射によりガンマ線を生成する。このくり返しにより、粒子数が増えていく。これを電磁カスケードシャワーという。電磁カスケードシャワー中の主成分である電子が徐々にエネルギーを失っていき、電子のエネルギー損失が制動放射よりも電離損失が優勢になるエネルギー（臨界エネルギー）になるとシャワーは減衰していく。このエネルギーは空気中では  $84MeV$  である。これと同様の過程は、ガンマ線だけでなく核子によっても起こる。大気中に宇宙線核子が入射すると、大気中の原子核と衝突し荷電・中性中間子、核子などを生成する。荷電中間子はただちに  $\mu$  粒子に崩壊、中性中間子は2つのガンマ線に崩壊し、電子・陽電子対生成を起こし粒子数を増やしていく。このような現象を核カスケードシャワーという。核カスケードシャワーは、ガンマ線によるシャワーよりも横に広がる傾向がある（図 2.1 参照）。これらのシャワー（空気シャワー）は、チェレンコフ光という発光を伴う。高エネルギーの荷電粒子が誘電体中を通過すると、誘電体分子の分極が起こる。分極した分子は光を放出しもとの状態に戻るが、荷電粒子の速度がその物質中の光速よりも速い場合、すなわち、

$$v > \frac{c}{n} \quad (v \text{ は荷電粒子の速度}) \quad (2.1)$$

のときこれらの光は強め合いチェレンコフ光として観測される。ここで  $v$  は荷電粒子の速度、 $n$  は誘電体の屈折率である空気の屈折率を  $1.0003$  とすると、電子がチェレンコフ光を放出するために最低必要なエネルギーは、およそ  $21MeV$  となる。またチェレンコフ光の放射角度は

$$\cos \theta > \frac{c}{nv} \quad (2.2)$$

より、およそ  $1.3^\circ$  程度と非常に狭い領域に限定される。

シャワー粒子が減衰してしまってもチェレンコフ光は地上まで到達することができ、シャワーそのものを観測するよりも低エネルギーまで効率良く観測することができる。

Tamm-Frank の理論から、粒子が走ったとき、単位長さあたりある周波数  $\nu$  から  $\nu + d\nu$  間に放出される光子数  $N$  は、

$$N d\nu = \frac{2\pi^2}{hc^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) d\nu \quad (2.3)$$

と表される。これよりチェレンコフ光量  $W$  は

$$dW = N h \nu d\nu \quad (2.4)$$

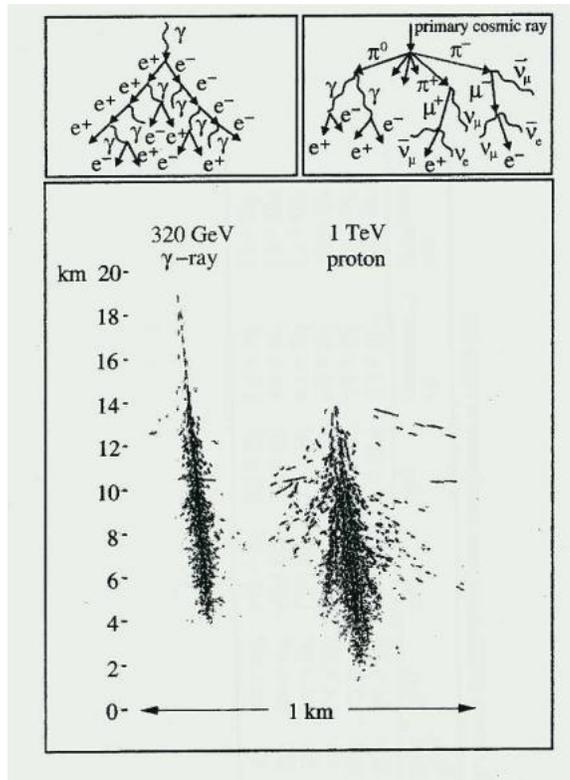


図 2.1: モンテカルロシミュレーションによるガンマ線シャワーと陽子シャワー [30]

$$dW \frac{d\lambda}{\lambda^3} \quad (2.5)$$

$$W \lambda^{-2} \quad (2.6)$$

となり、波長の 2 乗に反比例する。実際には短波長側は大気に吸収されるため、チェレンコフ光は主に紫外～可視領域で最も強くなる。このため通常の鏡によって集光することができる。このような特徴を生かし、ガンマ線によって大気中で発生したチェレンコフ光を反射望遠鏡を用いて集光し、焦点面にある PMT カメラでその像を捉え、ガンマ線の有無やその到来方向を調べることができる。このような観測を行うのに用いられる望遠鏡を大気チェレンコフ望遠鏡という。鏡の反射率や PMT の量子効率を考慮すると、チェレンコフ望遠鏡で観測されるチェレンコフ光は、350nm 付近をピークとするような波長域である (図 2.3)。

## 2.2 大気チェレンコフ望遠鏡

### 2.2.1 発達の歴史

1950 年代、高エネルギー宇宙線が起こす空気シャワーからのチェレンコフ光を捉える試みが Jelly と Galbraith によってなされ、空気シャワーが発光を伴うことが、初めて示された。このとき使われた望遠鏡は口径 25cm、F 値 0.46(焦点距離 11.5cm)の放物面鏡の焦点面に、1 本の光電子増倍管を取り付けただけのものであった。

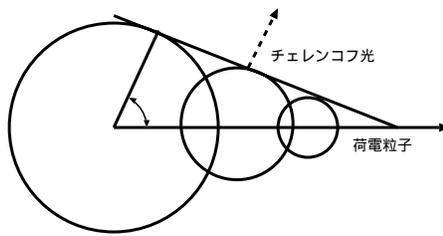


図 2.2: チェレンコフ光

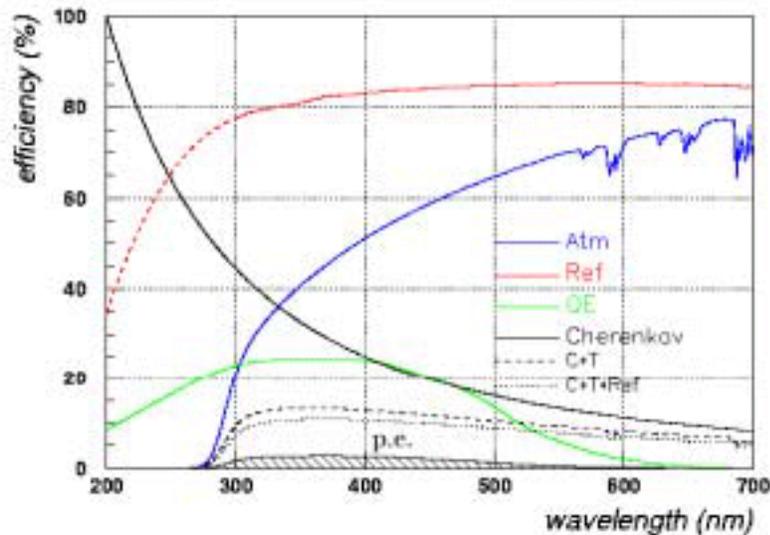


図 2.3: チェレンコフ光の検出効率の波長依存性

[31]

電荷を持つ宇宙線原子核は星間磁場により曲げられてしまうが、ガンマ線はその到来方向の情報を維持する。そこで Jelly らはグリニッジ天文台の 6 インチ屈折望遠鏡に光電子増倍管をつけ、当時から宇宙線の起源ではないかと考えられていたかに星雲の観測を行った。しかし、この観測からはかに星雲からガンマ線が放射されているという明確な証拠は得られなかった。続いて TeV 領域でかに星雲からのガンマ線が検出できるかもしれないという理論的な予測を元に Chaudakov、Zatsepin がクリミアで、口径 1.55m の反射望遠鏡 12 台で観測を行った。この観測は目標の天体が通過する方向に望遠鏡を向け、天体通過前後と通過中の計数率を比較する、という方法で行われた (ドリフトスキャンモード)。しかしこれも有意な結果は得られなかった。

1960 年代、100GeV ~ 1TeV のガンマ線をかに星雲から検出できるかもしれないという予言のもと、アリゾナのホプキンス山 (海拔 2320m) に口径 10m の反射望遠鏡が建設された。この実験は大口径・高高度によってエネルギーしきい値を下げて観測する狙いがあった。望遠鏡は 248 枚の六角形のガラス球面鏡を球面上に並べた Davies-Cotton 型の望遠鏡で、2 本の光電子増倍管が焦点面に

取り付けてあり、ドリフトスキャンモードと、目標の天体を追尾するトラッキングモードが可能であった。トラッキングモードでは1本の光電子増倍管は天体方向を、もう一本は2.4°離れた方向を観測しており、その計数率の差がガンマ線信号となる。Weeksらはこの望遠鏡を用いて27天体の観測を行ったが、有意な結果は得られなかった。これらの観測が成功しなかった理由は、現在では、ガンマ線をより検出しやすいよう視野を絞った望遠鏡を使っても、バックグラウンドとなる宇宙線による信号がガンマ線信号の1000倍もあるためであると考えられている。

その後、コンピューターシミュレーションを使って空気シャワーの発達をより詳細に知ることができるようになった。これによりガンマ線の起こすシャワーと宇宙線の起こすシャワーの発達の違いと、それによる望遠鏡で捉えたときの像の違いが明らかになった。図2.1に見られるように、核子により発生したシャワーは電磁カスケードシャワーよりも広がる傾向を持ち、そのチェレンコフ光もより大きく広がって見える。望遠鏡でこれらのチェレンコフ光の像をとらえれば、広がった像を作るシャワーは陽子起源であることが分かり、バックグラウンドとして除去することができる。そこで多数の光電子増倍管を用いた解像型カメラを使い、カメラ上の像の違いにより宇宙線バックグラウンドとガンマ線の識別を行うようになった。このような手法をイメージング法という。37本の光電子増倍管からなる解像型カメラと、イメージング法を使うことで、1989年にwhippleグループが初めて統計的に有意なガンマ線の検出に成功した。

現在では、ほとんどのチェレンコフ望遠鏡に解像型カメラが使われるようになり、ガンマ線の検出はより効率的に行われている。また複数の望遠鏡で観測するステレオ観測も行われるようになった。これは同じシャワーを複数の望遠鏡で観測することで、バックグラウンドを効率的に除去し、シャワー軸の方向を正確に決定し、角度分解能を上げることができるという利点がある。このような観測はCANGAROO-III、HEGRA、H.E.S.S、VERITASなどのグループで行われている。

さらに、エネルギーしきい値を下げるという観点から、主鏡口径が大きくなる傾向にある。CANGAROO-IIIは口径10m、VERITAS、HESSは12m、MAGICは17mという大きさとなっている。MAGICの次期計画として口径34m、面積1000m<sup>2</sup>のECO-1000という計画も考えられており、エネルギーしきい値10GeV以下を目指している。

表 2.1: 大気チェレンコフ望遠鏡 (1)[25][26]

	HEGRA	whipple
場所	La Palma, Canary Island(2200m a.s.l)	Mt. Hopkins, Arizona(1300m a.s.l)
台数	5	1
口径	3.4m	10m
形状	Davies-Cotton	Davies-Cotton
焦点距離	4.92m	7.3m
小鏡口径	60cm	
PSF	=0.0125 °	=0.12 °
FOV	4.3 °	3.5 °
pixel	0.2445 °	0.25 °

表 2.2: 大気チェレンコフ望遠鏡 (2)[27][28][29][32]

	VERITAS	H.E.S.S	MAGIC
場所	Mt. Hopkins,Arizona(1300m a.s.l)	Nambia(1800m a.s.l)	La Palma,Canary Island(2200m a.s.l)
台数	7(4)	16(4)	1
口径	12m	12m	17m
形状	Davies-Cotton	放物面	Davies-Cotton
焦点距離	12	15m	17m
小鏡口径		60cm	49.5 × 49.5cm
PSF		=0.02 °	
FOV	3.5 °	5 °	4 °
pixel	0.15 °	0.16 °	内側 : 0.1 °、外側 : 0.2 °

表 2.3: 大気チェレンコフ望遠鏡 (3)[33]

	ECO-1000
場所	La Palma,Canary Island(2200m a.s.l)
台数	1
口径	34m
形状	
焦点距離	
小鏡口径	1.28cm <sup>2</sup> (六角形)
PSF	
FOV	~ 5 °
pixel	内側 : 0.05 °、外側 : 0.1 °

## 2.2.2 エネルギーしきい値

空気シャワーにより上空およそ 10km で発したチェレンコフ光は、 $1.3^\circ$  程度の狭い範囲に放射されるが、地表面では図 2.4 に見られるような広い範囲に分布することになる。シャワーを観測するためには、この広がりの中にチェレンコフ望遠鏡があればよい。つまりチェレンコフ望遠鏡の有効検出面積は  $\sim 10^5 m^2$  程度と非常に大きくなる。実際には、イメージ解析やエネルギーの再構成のためには、ある程度の光子数と、その一様性が必要とされる。このため半径およそ 120m 内の光子密度がほぼ一定の領域 (ライトプール) の面積が有効検出面積となる。

もしイメージ解析に 40photons の光子が必要であったとすると、口径 2m の鏡では図 2.4 の 1 以上の光子密度が必要となる。チェレンコフ光の光量は入射ガンマ線のエネルギーに比例するので、500GeV のイメージ解析は可能でも、エネルギーが 100GeV 程度のガンマ線では困難となる。しかし口径 4m にすると 1 の 1/4 の光子密度、図 2.4 の 2 でも解析が可能となる。つまり口径を大きくすると小さい光子密度でも解析が可能となるのである。これはエネルギーしきい値が下がることを意味する。またエネルギーに対する光子密度の一様性を考慮しないのならば、500GeV の有効検出面積も  $\pi \times (230m)^2$  から  $\pi \times (460m)^2$ 、と大きくなり、感度の向上も期待できる。

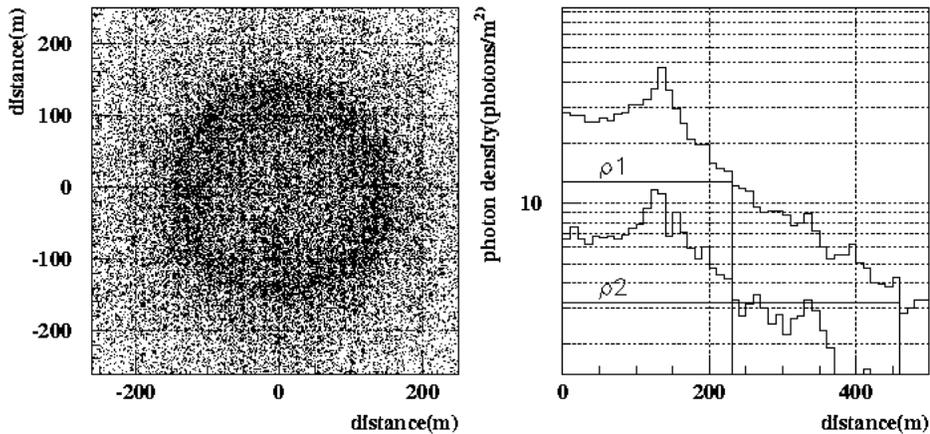


図 2.4: 左 : 500GeV のガンマ線を天頂から入射させたときの地上でのチェレンコフ光分布。右 : チェレンコフ光密度の横分布 上から 500GeV、100GeV。

## 2.2.3 ガンマ線と夜光イベントの識別

日中に比べ  $1/10^6$  程度の明るさではあるが、夜も空は光を発しており、これを夜光という。夜光の主な成分は大気光、黄道光、星野光である。大気光は日中に太陽の紫外光によって励起された上層大気中の原子や分子が発する光である。大気光の強度は季節や時間帯、太陽活動の活発性、位置によって変化する。黄道光は太陽の軌道面 (黄道) に沿った塵に太陽光が散乱されて起こる放射であり、太陽からの黄経が  $90^\circ$  以内で明るくなる。星野光とは星や星間塵、銀河などの発する光である。図 2.5 に夜光のスペクトルを示す。長波長側の夜光の成分が多いが、チェレンコフ望遠鏡では PMT の量子効率が長波長側であまり良くないため 300 ~ 550nm 程度の領域についてのみ考えれば

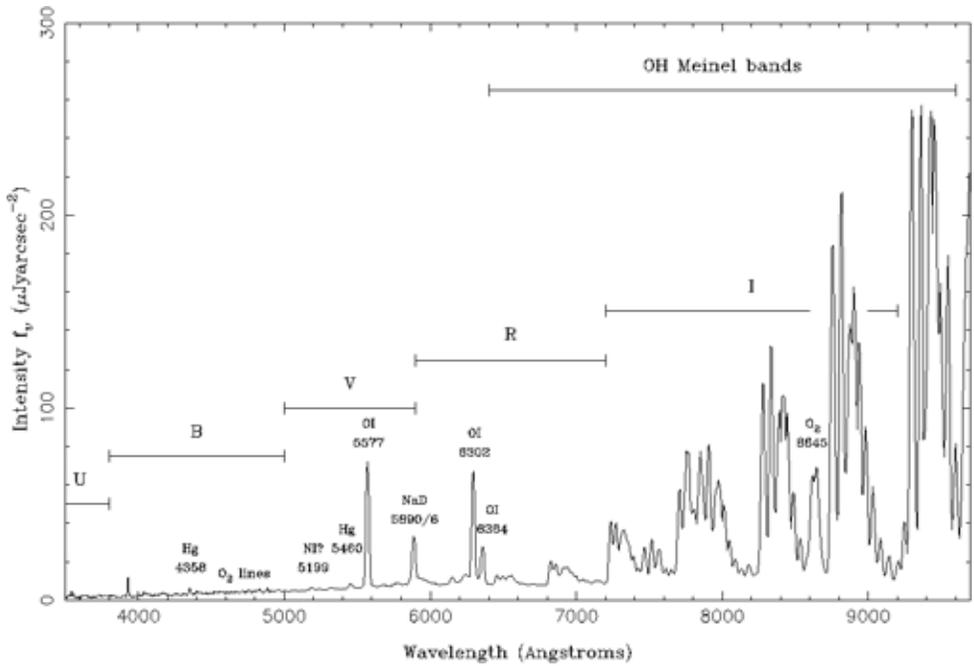


図 2.5: 夜光のスペクトル (La Palma)  
[34]

良い。夜光イベントを除去するには、タイミングによる除去とイメージの大きさによる除去(クラスターカット)が有効である。夜光は時間的に一様ランダムに入射してくるが、シャワーは $\sim 5\text{ns}$ 程度の短い時間に多量の光子を発生させる(図 2.6 参照)。このためある時間幅以内に集中して入射してきたものはガンマ線イベント、そうでなければ夜光、という区別が可能となる。またシャワーは広がりを持ち、カメラ面上で得られる像は大きな塊を作る。これに対し夜光イベントはそのイメージが一様ランダムで、せいぜい小さな塊しか作らない(図 2.7)。この違いにより、ある大きさ以下(例えば PMT5 本分)のイメージを夜光として除去することができる。また夜光はピクセルあたりの光量が小さいことから、ADC 値の低いイメージも夜光として除去できる。

## 2.2.4 ガンマ線と宇宙線バックグラウンドの識別

チェレンコフ光は、ガンマ線によるシャワーだけでなく宇宙線によるシャワーによっても発するうえに、宇宙線イベントの方がガンマ線イベントに比べておよそ 1000 倍も数が多い。チェレンコフ光を観測しガンマ線を検出する場合、この 2 つの光を区別し、バックグラウンドである大量の宇宙線イベントを除去しなければならない。そこでシャワーの発達の違いから、ガンマ線と宇宙線バックグラウンドの識別を効率良く行うイメージング法という方法が考え出された。これは、チェレンコフ望遠鏡で捉えたシャワーの形状を楕円で近似する方法である。主なパラメータの定義を図 2.8 に示す。シャワーイメージを楕円としてとらえたとき、その短軸方向の RMS を width とよぶ。これにはシャワーの横方向の発達が反映されていることになる。同様に長軸方向の RMS を length とし、シャワーの垂直方向の発達を表す。どちらもガンマ線シャワーよりも陽子シャワーのほうが広がる傾向を示す(図 2.9)。カメラ中心とシャワーイメージの光量重心との距離を distance

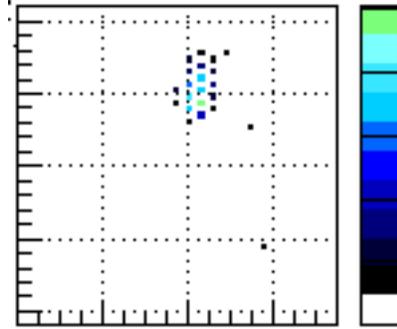
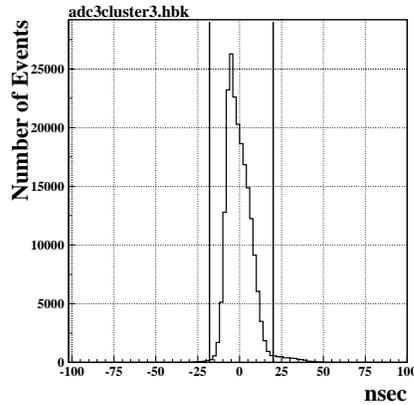


図 2.6: TDC 分布。中央のピークがシャワーによるもの、裾をつくっているのが夜光。  
 図 2.7: シャワーのイメージ。大きな塊がシャワー、散らばっているのが夜光。

という。一様に降ってくる陽子の distance 分布は、カメラの面積が内側より外側の方が広くなるため、その面積に比例した分布となる。しかしガンマ線は  $1^\circ$  付近にピークを持つような分布となる。このような分布の違いから、陽子イベントを効率良く除去できる条件を決めることができる。alpha はシャワーの長軸と、光量重心と天体を結ぶ線のなす角度のことをいう。ガンマ線はある天体の方向からやってくるが、陽子はほぼ等方的に大気に入射してくる。このため望遠鏡の光軸をガンマ線源に向けて観測すると、ガンマ線による楕円の長軸方向は天体方向を向くが、陽子の場合シャワー軸の方向はそるわない。このため alpha の分布はガンマ線は  $0^\circ$  付近に集中し、陽子は一様となる。この分布が、ガンマ線を検出したかどうかの指標となっている。

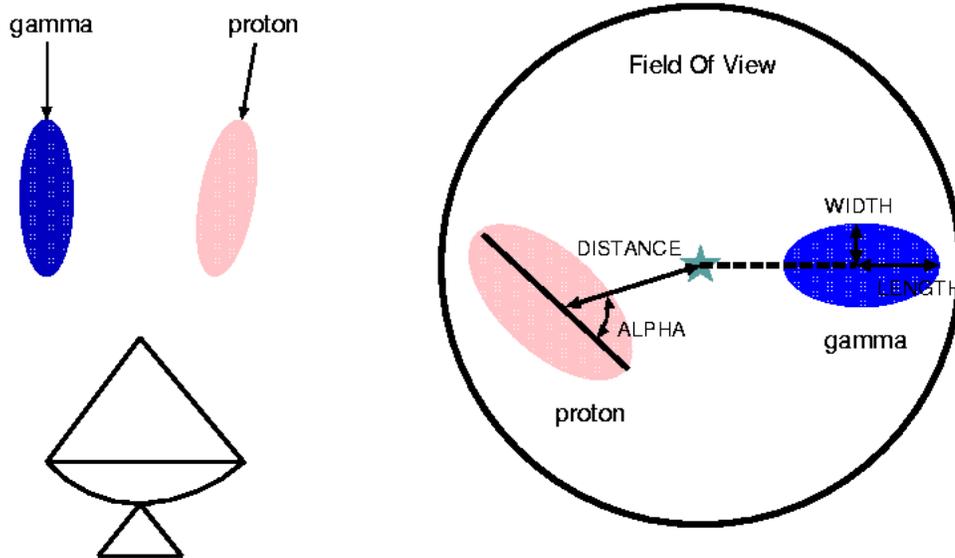


図 2.8: イメージパラメータの定義

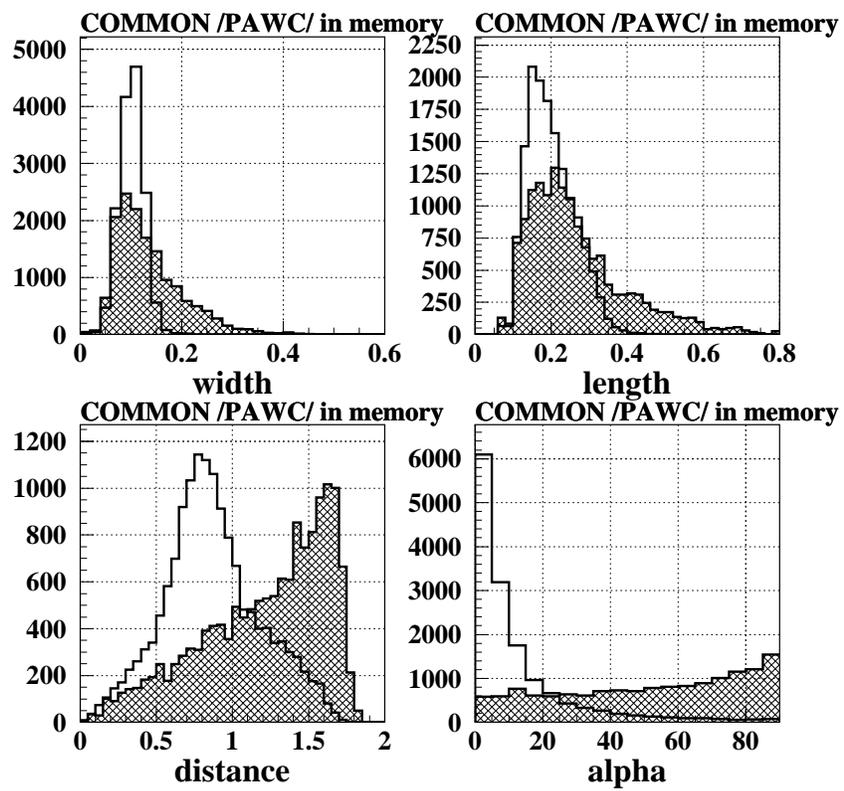


図 2.9: イメージパラメータの分布 (ガンマ線 : 100GeV ~ 30TeV)

## 2.3 CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for Gamma-Ray Observatory in the Outback)とは、天体からの超高エネルギーガンマ線を大気チェレンコフ望遠鏡を用いて観測する日本とオーストラリアの共同研究である。観測サイトはオーストラリア、南オーストラリア州のWoomera(東経 136 °47'、南緯 31 °06'、海拔 160m)に位置している。1992年に口径 3.8mの望遠鏡を使い観測を開始し、1999年に口径 7mの望遠鏡の観測が始まった(CANGAROO-II)。低いエネルギーしきい値を目指し 7m 望遠鏡を 10m に拡張、さらに 3 台の望遠鏡を建設、2004年から 4 台のステレオでの観測が行われている。

CANGAROO-III 望遠鏡は放物面の主鏡サポート上に、六方最密状に 114 枚の小型プラスチック球面鏡を並べた形状をしている(図 2.11 参照)。チェレンコフ光はもともと広がりを持っているので、可視光などの望遠鏡とは異なり、それほど高い結像性能は必要なく、放物面を小型鏡に分割しても要求される結像性能を満たすことができる。そこで放物面鏡を小型球面鏡に分割することで、安価に大口径の望遠鏡を作ることが可能となる。また鏡が重いと自重で変形したり、追尾精度が低下したりすることが考えられるが、鏡をプラスチックにすることで軽量化が実現されている。



図 2.10: CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO 望遠鏡のカメラは PMT552 本を用いた解像型カメラとなっている。1号機で使われている PMT の光電面は直径 13.5mm の円形で、さらに  $0.115^\circ \times 0.115^\circ$  の視野のライトガイドが取り付けられ 1 ピクセルとなっており、552 ピクセルで視野およそ  $3^\circ$  のカメラを構成している。2号機以降のカメラは直径 18.6mm の円形のヘッドオンタイプの PMT に、開口部が六角形のライトガイドをつけている。1 ピクセルの視野は直径およそ  $0.17^\circ$  であり、この PMT427 本を六方最密状に並べ視野  $4^\circ$  をとっている。CANGAROO 望遠鏡のパラメータを表 2.3 にまとめた。

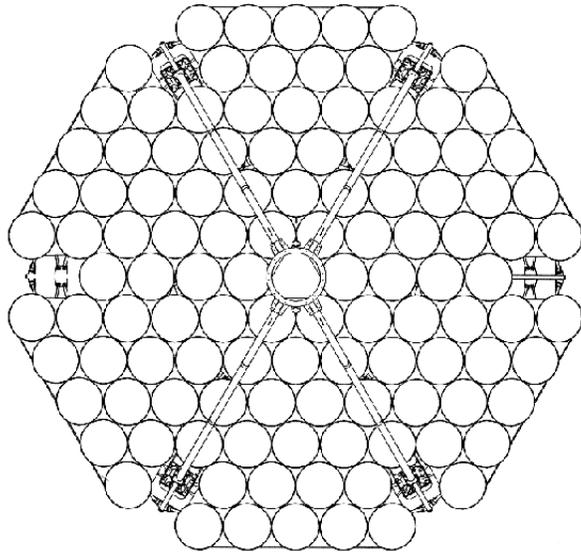


図 2.11: CANGAROO-III 望遠鏡 鏡の配置



図 2.12: CANGAROO-III 望遠鏡 1 号機のカメラ

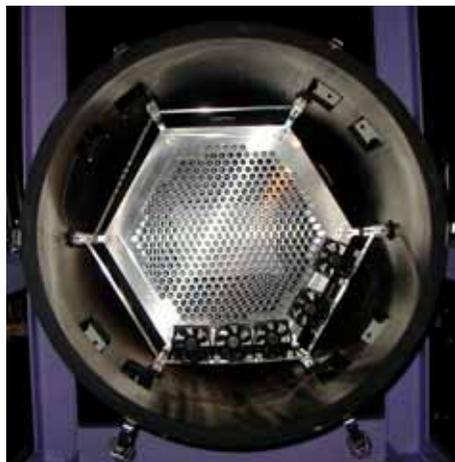


図 2.13: CANGAROO-III 望遠鏡 2 号機のカメラ

表 2.4: CANGAROO-III 望遠鏡のパラメータ

場所	Woomera, Australia(160m a.s.l)
台数	4
口径	10m
焦点距離	8m
形状	複合放物面
小鏡口径	80cm
PSF	$\sim 0.1^\circ$
FOV	$\sim 4^\circ$ (T2 ~ T4)
pixel	$0.172^\circ$ (T2 ~ T4)

# 第3章 反射望遠鏡の光学系についての一般論

## 3.1 幾何光学の基礎

### 焦点距離

図 3.1 のように、球面鏡の曲率半径を  $r$ 、焦点距離を  $f$  とすると次のような関係式が成り立つ。

$$h = r \sin \theta = (r - f) \sin 2\theta \quad (3.1)$$

近軸光線の場合  $\sin \theta = \theta$  と書け、

$$h = r\theta = (r - f)2\theta \quad (3.2)$$

$$f = \frac{r}{2} \quad (3.3)$$

となる。焦点距離は近軸光線により決まり、非球面の場合も近軸領域では球面とみなせるので焦点距離は式 3.3 で表すことができる。

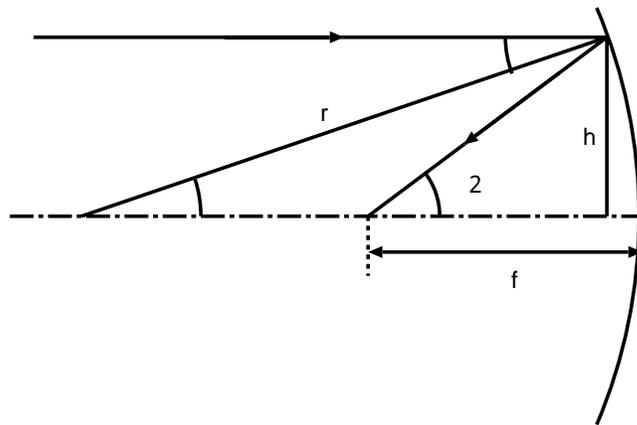


図 3.1: 焦点距離の定義

焦点距離の異なる鏡 2 枚を距離  $d$  離して置いたとすると、その全体の焦点距離 (合成焦点距離)  $f$  は

$$f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d} \quad (3.4)$$

と表せる。ここで  $f_1$ 、 $f_2$  はそれぞれの鏡の焦点距離である。

### 入射瞳

ある光学系の光線追跡を行う場合、光学系に入射する光束の境界を定める必要がある。この制限を与えるものが入射瞳である。つまりは、その光学系に入射可能な全光線を含む面のことである。

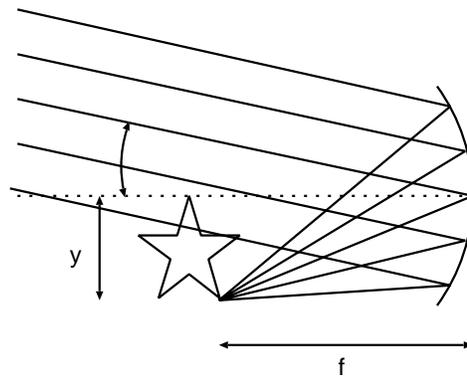


図 3.2: 望遠鏡の視野

入射瞳径のことを有効径ともいう。また個々の光線を指定するには、光軸に垂直な平面が必要となる。この平面は光学系近傍の任意の位置に取れば良く、入射瞳平面と呼ばれる。光束を制限する絞りなどの境界は、この平面に射影して考えることができる。この平面上に射影された光束の通過する領域が、入射瞳となる。

#### 主光線

主光線とは光束の中心を通る光束をいう。これは入射瞳の重心を通る光線と同一である。

#### F 値

望遠鏡の焦点距離を有効口径で割った値を F 値という。焦点距離 10m、口径 10m の望遠鏡なら F 値は 1 となり、F1、 $f/1$  のように表す。一般に F 値が小さい光学系の方が、単位面積あたりの光量が大きくなるので像は明るくなる。

#### 視野

図 3.2 で、反射望遠鏡の焦点距離を  $f$ 、天体の視角を  $\theta$  とすると焦点面での像の長さ  $y$  は次のような式で表せる。

$$y = f \tan \theta \quad (3.5)$$

これは光軸とある角度をなす天体が、焦点面の中心からどれだけ離れた位置に像を作るかということと同義である。

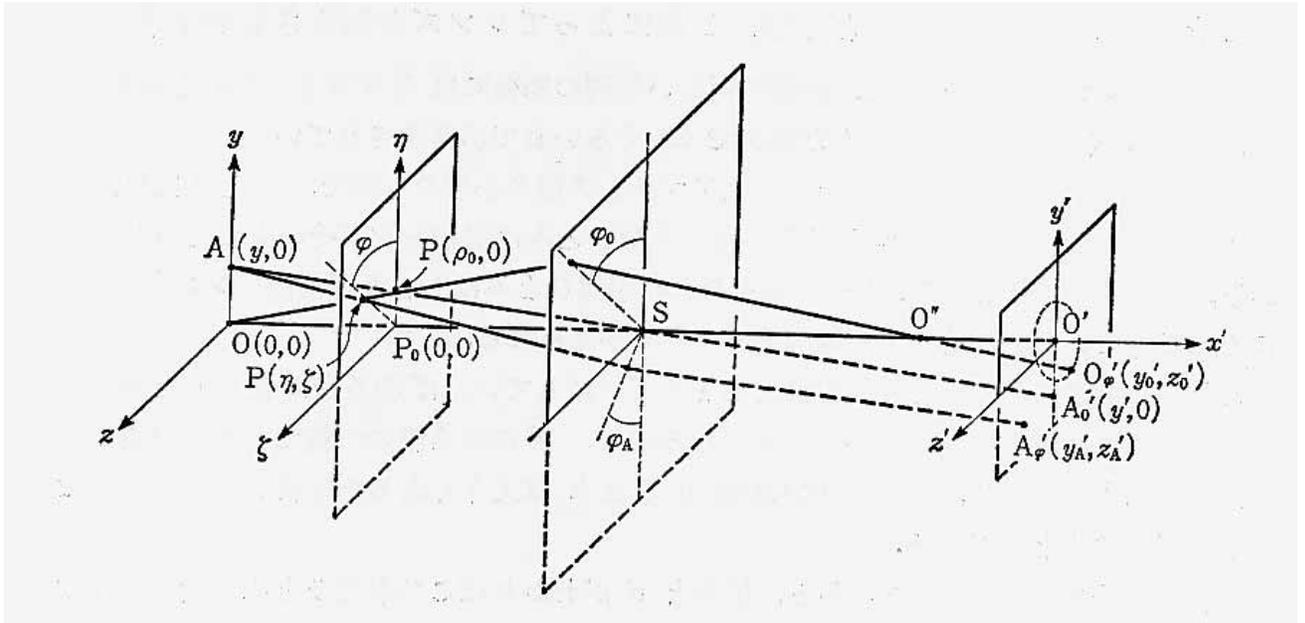


図 3.3: ザイデル収差

## 3.2 収差

### ザイデルの 5 収差

光線が屈折率の異なる媒質に入射したとき、入射角と出射角の関係は式 3.6 のように表せる。ここで光線の入射角を  $\theta_1$ 、出射角を  $\theta_2$ 、入射側媒質の屈折率を  $N_1$ 、出射側の屈折率を  $N_2$  とする。

$$N_1 \sin(\theta_1) = N_2 \sin(\theta_2) \quad (3.6)$$

式 3.6 を 3 次まで展開し、理想的な結像位置と比較したときに現れる 5 つの項の係数のことをザイデルの 5 収差という。3 次の展開であることから 3 次収差ともいう。具体的には図 3.3 のように物体平面  $(y, z)$ 、入射瞳面  $(\eta, \zeta)$ 、像平面  $(y', z')$  を取って考える。物体面上の点  $O(0, 0)$  および  $A(y, 0)$  から出た光線が像面上のどこに入射するかを考える。 $y$  が十分小さいとき、光学系の中心  $S$  近くを通る光線は、像面上の理想的な結像位置  $O'_\phi(0, 0)A'_\phi(y', 0)$  を通る。 $A$  から  $S$  を通らない方向に出た光線の結像位置を  $A_\phi(y'_A, z'_A)$ 、 $O$  から出た光線が  $S$  点から離れた方向に出たときの結像位置を  $O'_\phi(y'_0, z'_0)$  とすれば、

$$\begin{aligned} y'_A &= y' + \Delta y'_A \\ y'_0 &= 0 + \Delta y'_0 \\ z'_A &= 0 + \Delta z'_A \\ z'_0 &= 0 + \Delta z'_0 \end{aligned}$$

と書ける。 $A$ 、 $O$  を出て入射瞳面上  $P(\eta, \zeta)$  点を通る光線について考えると、 $\Delta y'_A, \Delta z'_A, \Delta y'_0, \Delta z'_0$  などは微小量  $y, \eta, \zeta$  のべき級数に展開できる。この級数は 1 乗項、2 乗項は消え 3 乗項以上の奇

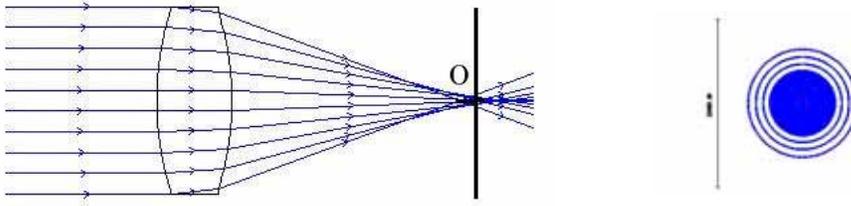


図 3.4: 球面収差

数項しか残らない。この3次の収差をザイデルの分類に従って整理でき、これをザイデルの3次の収差と呼ぶ。収差を級数に展開し、極座標を用いて入射瞳平面を表すと、

$$\Delta y' = B\rho^3 \cos\phi - F\rho^2 y(1 + 2\cos^2\phi) + (2C + D)\rho y^2 \cos\phi - Ey^3 \quad (3.7)$$

$$\Delta z' = B\rho^3 \sin\phi - F\rho^2 y(2\sin\phi \cos\phi) + D\rho y^2 \sin\phi \quad (3.8)$$

と書ける [35]。ここで

$$\eta = \rho \cos\phi \quad (3.9)$$

$$\zeta = \rho \sin\phi \quad (3.10)$$

である。

#### 球面収差 (開口収差)

$y$  が十分小さいときは式 3.7、3.8 の  $y$  を含まない項だけ注目すれば良く

$$\Delta y'^2 + \Delta z'^2 = (B\rho^3)^2 \quad (3.11)$$

となる。これは光線 OP が像平面  $O'$  を中心とし  $O'O'_\phi = B\rho^3$  を半径とする円周上の点を通ることを意味する。つまり像は1点に集まらず  $O$  を中心とする円板状の像となる (図 3.4)。このような収差を球面収差という。また口径が大きいほど顕著であることから、開口収差とも呼ばれる。球面収差は凹レンズと凸レンズの組合せにより減少させることができる。また放物面のような光路長が一定の面に対しては起こらない。

#### コマ (coma) 収差

光軸と平行でない光線が入射したとき、理想的像点を頂点とした底辺のぼやけた三角形状の像ができることをコマ収差という。この収差は式 3.7、3.8 の  $y$  の1次に比例する項の係数が大きいときに顕著となる。式 3.7、3.8 の  $y$  に比例する項を取り出すと

$$\Delta y' = a(1 + 2\cos^2\phi) \quad (3.12)$$

$$\Delta z' = a2\sin\phi \cos\phi \quad (3.13)$$

$$a = -F\rho^2 y \quad (3.14)$$

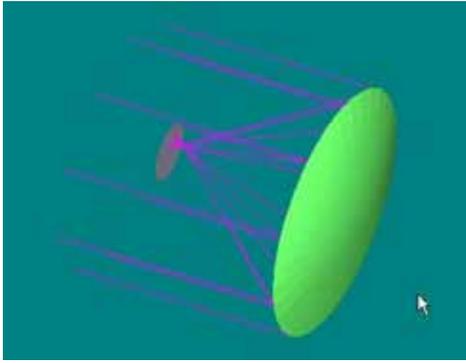


図 3.6: コマ収差

である。この式から  $\phi$  を消去すると、

$$(\Delta y' - 2a)^2 + (\Delta z')^2 = a^2 \quad (3.15)$$

となる。これは理想的像点を頂点とする正三角形に内接する円である。 $\rho$  が大きいほど円の半径は大きく、全体として長く伸びた彗星上のしっぽを作る。

非点収差と像面の曲がり (像面湾曲)

光軸から離れた光線では  $y^2$  に比例する項の影響が大きくなってくる。式 3.7、3.8 の  $y^2$  の項に注目すると

$$\Delta y' = 2C + D\rho y^2 \cos\phi \quad (3.16)$$

$$\Delta z' = D\rho y^2 \sin\phi \quad (3.17)$$

$$\frac{(\Delta y')^2}{(2C + D)^2} + \frac{(\Delta z')^2}{D^2} = (\rho y^2)^2 \quad (3.18)$$

と表せ、楕円状の収差となる。収差の一番小さいところでも像は点にはならず、円板状の像 (最小錯乱円) となるので非点収差と呼ばれる。3.18 は光軸に垂直な面内にある物体から出た光線群は 1 点に結像するものの、像面は平面にはならず回転放物面状に湾曲していることを示している。この収差を像面の曲がり (像面湾曲) という。

像のひずみ

式 3.7、3.8 で  $\rho \rightarrow 0$  としても

$$\Delta y' = -Ey^3 \quad (3.19)$$

の項が残る。像の倍率は光線入射位置/結像位置として与えられるので、

$$\frac{y'_A}{y} = \frac{y' + \Delta y'_A}{y} \quad (3.20)$$

ここで

$$\frac{y'}{y} = m_0 \quad (3.21)$$



図 3.7: コマ収差のある像

とおく。これは収差のない場合の倍率である。

$$\frac{y'_A}{y} = m_0 - Ey^3 \quad (3.22)$$

と表せる。 $(-E) > 0$  のとき倍率は  $y$  とともに  $m_0$  よりも急激に大きくなる。このとき四角形の物体を見たとしても、その像は糸巻型となる (糸巻型歪曲)。一方  $(-E) < 0$  のときには倍率は  $y$  とともに小さくなり、四角形の像は樽型となる (樽型歪曲)。

球面収差、コマ収差、非点収差、像面の曲がり、像のひずみの 5 つの収差をザイデルの 5 収差という。ザイデルの 5 収差を口径と光線入射角度の観点からまとめると表 3.1 のようになる。

表 3.1: 比例する口径と入射角度の次数

収差	口径の次数	入射角度の次数
球面収差	3	0
コマ収差	2	1
非点収差・像面の曲がり	1	2
像のひずみ	0	3

## 色収差

ガラスなど屈折率が波長によって異なるもので構成された光学系を光が通過すると、その波長によって結像が異なることがある。これを色収差と呼ぶ。色収差はザイデル 5 収差には含まれないが、ザイデルの収差式を拡張すると導くことができる。色収差には結像位置の光軸方向のずれとして現れる軸上色収差と、像の大きさのずれとして現れる倍率の色収差とがある。

## 3.3 大気チェレンコフ望遠鏡に適する代表的な光学系

### 3.3.1 複合放物面鏡

放物面上に小型球面鏡を並べたものが、一般によく使われている。放物面なので、主鏡の焦点距離  $f$  と小鏡の焦点距離  $f'$  は一致せず、 $f'$  は放物面の中心から離れるに従い長くする必要がある。

### 3.3.2 Davies-Cotton 型望遠鏡

Davies と Cotton により太陽の集光用に考えられた光学系 [36]。当初、複合放物面鏡にするという案も考えられたが、複合放物面鏡は小鏡の曲率半径を 1 枚ずつ変えなければならないため、費用の面から単一の曲率半径ですむ Davies-Cotton 型が考え出された。Davies-Cotton 型は焦点距離  $f/2$  の球面上に焦点距離  $f$  の小型球面鏡を配置したもので、小鏡の光軸は  $2f$  で交わるようになっている。球面上に並べるため放物面鏡の場合と異なり、小鏡の曲率半径は一定の値となる。

## 第4章 光線追跡による望遠鏡性能評価

### 4.1 光線追跡シミュレーション

光学系の性能を評価するため、ZEMAX development corporation 製の光学設計汎用ソフトウェアを使い、光線追跡を行った。以下、光学系評価に用いた用語の定義を記す。

#### 4.1.1 スポットダイアグラム

入射瞳平面を多数の面積の等しい領域に分割し、その中心に入射する光線が像平面と交わる点をプロットしたものをスポットダイアグラムという。点が集中しているところが、強度の強いところとなる。光線入射のパターンは主に、図のような hexapolar ring というパターンを使用した。

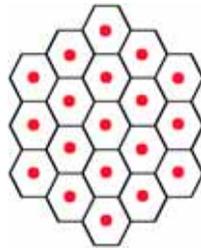


図 4.1: hexapolar ring 赤い点が光線入射位置

#### 4.1.2 像の広がり

ZEMAX ではスポットダイアグラムの結果から、参照点 (例えば光量重心、主光線など) からの像の広がりを平均二乗根 (RMS) で評価する。ここでは参照点に光量重心を使用しているので、

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{\sum (r_i)^2}{n}} \quad (4.1)$$

のように表せる。ここで  $r_i$  は参照点からそれぞれの結像点までの距離、 $n$  は光線数である。

#### 4.1.3 エンサークルドエネルギー

ある点を中心にして描いた半径  $r$  の円の内側に含まれる光量を表したものである。ここでは光量重心を中心とした。横軸に半径  $r$ 、縦軸に光量をとる。全光量が  $r$  内に含まれるとき、縦軸の値は 1 となる。

#### 4.1.4 最適化

ある光学系の個々の収差の値など、光学系の性能判断する手がかりとするいくつかの値を  $V_i$  と表す。個々の  $V_i$  はその構成要素の関数となる。この  $V_i$  をそれぞれの目標値  $T_i$  に近づけるため、構成要素のいくつかを変化させる（これが ZEMAX 中の”変数”となる）。個々の  $V_i$  が目標値  $T_i$  に近づいているかどうか調べるための関数が Merit Function(MF) であり、ZEMAX では次のように定義されている。

$$(MF)^2 = \frac{\sum W_i(V_i - T_i)^2}{\sum W_i} \quad (4.2)$$

ここで  $W_i$  は個々の  $V_i$  に応じた重みである。 $V_i$  は構成要素の複雑な関数となるため、MF が最小となるような  $V_i$  を探すには構成要素中の変数を逐次動かしていくしかない。このように最小値を探すことを最適化という。ZEMAX では与えられた初期値から出発し、その周辺で最小となる値を探し出し最適化を終了する。つまり、得られる結果は初期値に依存することになる (図 4.2)。

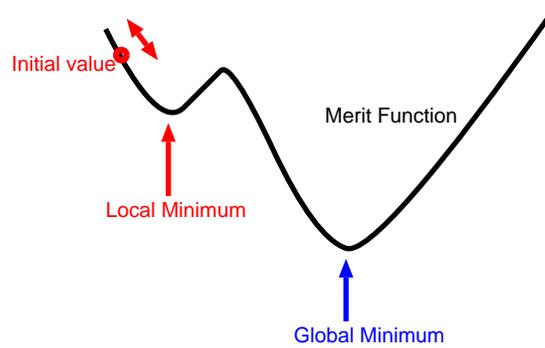


図 4.2: メリットファンクション

#### 4.1.5 散乱光

光学系に入射した光線が物体で散乱されるとき、ZEMAX では Lambertian 散乱、Gaussian 散乱、ABg モデルの 3 つの散乱モデルを用いて計算を行うことができる。ここでは Gaussian に従う散乱を使用した。入射光線が面で反射されるとき、反射光と散乱光が作られる (図 4.3)。この正反射成分と散乱光の割合と、散乱光の広がり具合をパラメータとして与える。散乱光の方向は、反射光と散乱光の物体面への射影ベクトルの差  $x$  を Gaussian に従う乱数として与える。ここで  $\sigma$  はラジアンである。

$$P = Ae^{-\frac{x^2}{\sigma^2}} \quad (4.3)$$

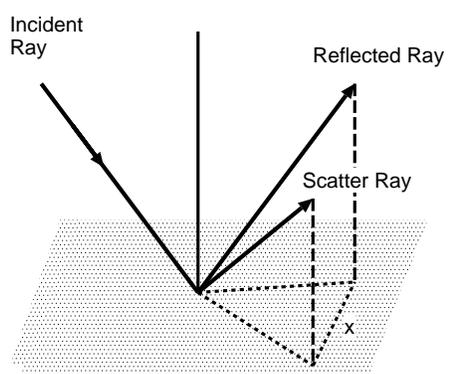


图 4.3: 散乱光

## 4.2 一枚鏡の特性

反射望遠鏡の基本的な特性、F 値とスポットサイズの関係を放物面鏡と球面鏡のそれぞれについて調べた。

### 4.2.1 F 値とスポットサイズ

まず口径 10m の放物面一枚鏡について、焦点距離によってスポットサイズがどう変化するかを光線の入射角度が 0、1、2、3 °のそれぞれの場合について調べた。仮定した光線の波長は 0.3、0.4、0.5  $\mu\text{m}$  であり、主鏡から焦点面までの距離は光量重心からの RMS を最小にするように最適化を行った。シミュレーションの条件をまとめたものを表 4.1 に示す。その結果得られたスポットサイ

表 4.1: シミュレーションの条件

主鏡形状	放物面
波長	0.3 $\mu\text{m}$ 、0.4 $\mu\text{m}$ 、0.5 $\mu\text{m}$
光線入射角度	0,1,2,3 °
入射位置	無限遠
変数	主鏡とカメラ間の距離

ズの焦点距離依存性を、光線の入射角度をパラメータとして図 4.4 に示す。焦点距離が長くなるほど像のぼけが小さくなることが確認できる。

次に先ほどと同じ条件で、焦点距離を 10m に固定し、4m から 20m まで口径を変化させ、焦点面でのスポットサイズの違いを調べた。その結果を図 4.5 に示す。口径を大きくすると像のぼけは

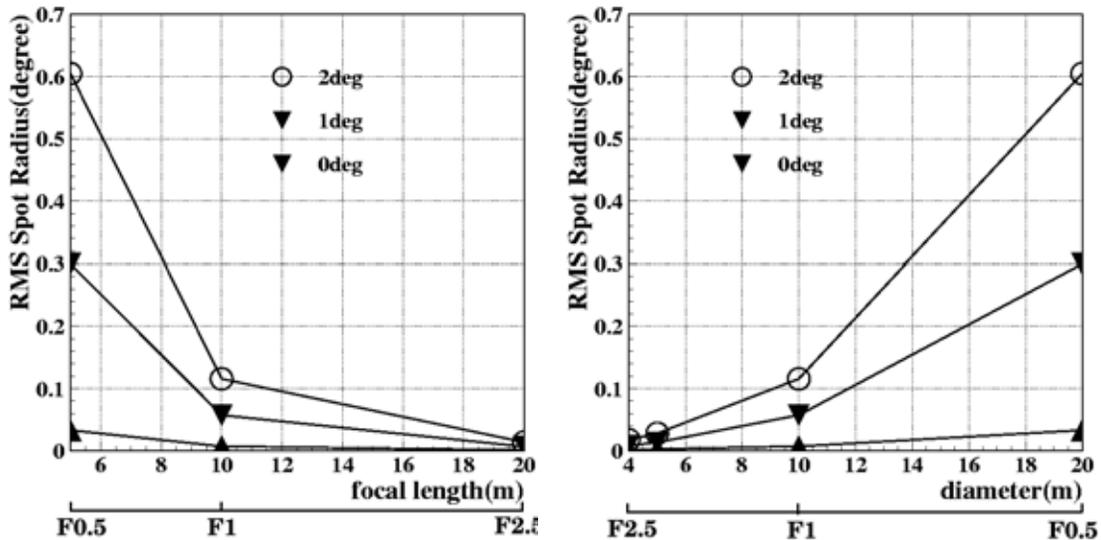


図 4.4: 放物面一枚鏡で焦点距離を変化させたときの入射角 0 °、1 °、2 °の場合のスポットサイズ  
図 4.5: 放物面一枚鏡で口径を変化させたときの入射角 0 °、1 °、2 °の場合のスポットサイズ

大きくなっていることが分かる。

これらの結果は、焦点距離に対して口径を大きくすると、像の持つ収差もそれに伴って拡大し、逆に口径に対して焦点距離が長くなれば、収差の影響は緩和されることを示している ([39] も参照)。口径に対して焦点距離を、焦点距離に対して口径を変化させる、というのは F 値を変化させることに相当する。つまり F 値を大きくすると結像性能が向上するというを示している。

F 値によって結像性能が変化するのであれば、F 値を一定にしておけばどのような焦点距離・口径を持つ光学系でも、結像性能は同じとなるはずである。このことを確認するため F 値を一定 (F0.8) にして、口径と焦点距離をともに変化させた場合についてスポットサイズを調べた (図 4.6)。F 値が一定であれば、スポットサイズは変わらないことが確認できる。一般に光学系の性能を示すパラメータとして F 値が使われているのは、このように F 値が一定であれば同じ結像性能を示すからである。

次に球面一枚鏡の場合についても、F 値とスポットサイズの関係調べてみた。シミュレーションの条件は主鏡が球面であること以外、表 4.1 と同じである。放物面のときと同じように F 値が大きくなると、スポットサイズは小さくなっているが、放物面鏡のときよりも F 値の現象に伴い急激にスポットサイズが悪化する傾向が見られる。

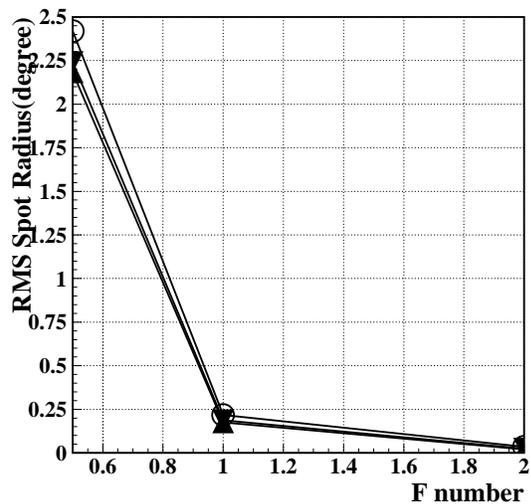
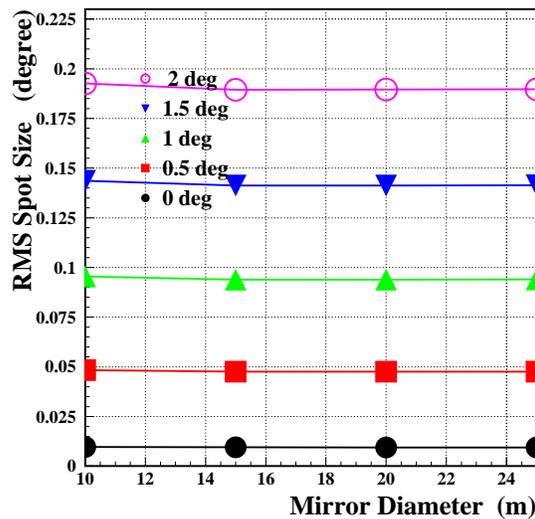


図 4.6: 放物面一枚鏡で F 値が一定になるように

口径と焦点距離を同時に変えた場合のスポットサイズ

## 4.2.2 入射光線角度とスポットサイズ

放物面鏡に光軸と平行な光が入射すると、光路差が生じないので光は焦点面で一点に集まる。しかし球面鏡の場合は球面収差が起き像は広がりを持つ。放物面鏡と球面鏡の面の違いによるこのような特性を以下のようにシミュレーションで確認した。

シミュレーションで用いた光学系や条件を表 4.2 に示す。まずカメラを焦点距離 (8m) の位置に置き、そのときのスポットサイズを調べた。光線入射角度を 0、1、1.5、2、2.5、3、3.5、4 °と変化させ、得られたスポットサイズを図 4.8 の青の線で示す。この入射角度の範囲では放物面鏡の方が球面鏡より 3 倍以上よく集光していることが分かる。

次に同じ光学系の主鏡-カメラ間距離を変数にとり、最適化を行った。図 4.8 の黒の線がカメラ位置を最適化した後のスポットサイズである。最適なカメラ位置に調整すると、球面鏡スポットサイズは半分以下の大きさまで小さくなるが、それでも放物面鏡に比べスポットサイズは大きい。

放物面鏡の場合は、最適化前後に大きな変化はないが、0 °入射では最適化後のほうが最適化前よりもスポットサイズがやや大きくなっている。放物面鏡ではカメラ位置を 8m に固定しておけば、0 °入射では放物面鏡のスポットサイズは 0 となる。しかし最適化は 0 ~ 4 °までを平均的に良く結像させるように行われたため、焦点距離に置いた場合よりも 0 °入射の結像は悪くなる。

表 4.2: シミュレーションの条件

主鏡形状	放物面および球面
主鏡口径	10m
主鏡曲率半径	16m
波長	0.3 $\mu$ 、0.4 $\mu$ 、0.5 $\mu$
入射位置	無限遠
変数	主鏡-カメラ間距離

## 4.2.3 視野と焦点距離

望遠鏡の焦点距離は式 3.3 で表されるが、入射角度の大きい光線まで平均的に良い結像を得ようとすると、最もスポットサイズを小さくできる主鏡-カメラ間の距離は焦点距離とは異なってくると考えられる。そこで、視野が広がると最適なカメラ位置がどの程度ずれるか調べてみた。シミュレーションの条件は表 4.2 と同じで焦点距離は 8m に固定した。結果は図 4.9 に示す通りである。ここで入射角度 2 °というのは、0 ~ 2 °の光線をカバーするという意味であり、視野 4 °に相当している。放物面鏡の場合、カメラ位置と焦点距離のずれは数 mm 程度であり、入射光線角度による違いはほとんど見られなかった。球面鏡の場合も、入射角度による違いはそれほど見られない。しかしどの角度においても、最適な主鏡-カメラ間距離は 8m よりもおおよそ 30cm ほど短くなっていることが分かる。

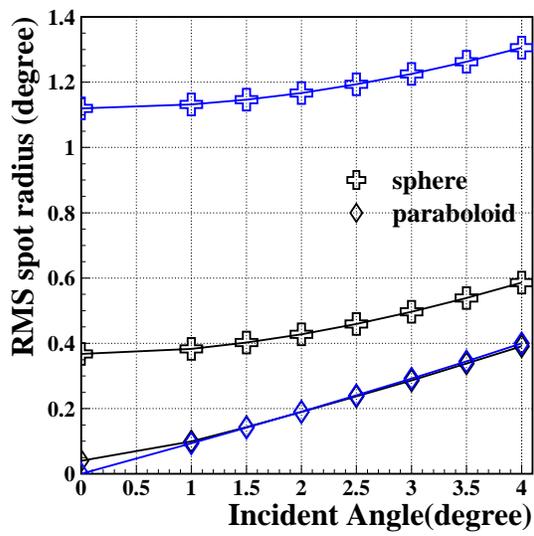


図 4.8: 放物面鏡と球面鏡のスポットサイズの比較

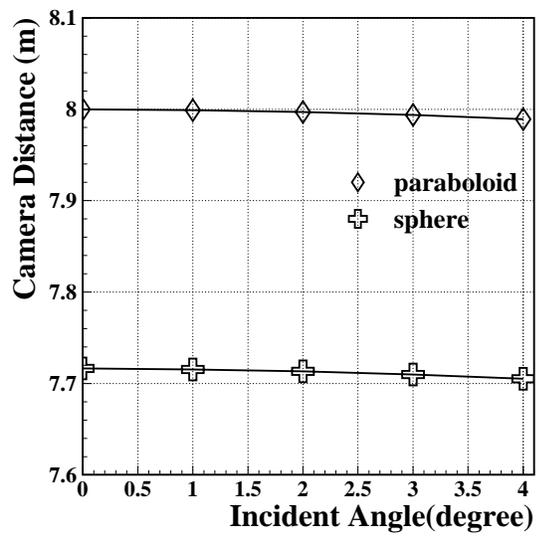


図 4.9: 焦点距離 8m の場合の最適化された主鏡-カメラ間距離

### 4.3 理想化された複合鏡放物面鏡の特性

複合鏡望遠鏡の基本性能を調べるため、口径 10m の放物面上に小型球面鏡 114 枚を六方最密状に並べた CANGAROO-III 望遠鏡 (T2) と同じ光学系で光線追跡を行った。入射角度  $0^\circ$  の光線を用い個々の小鏡の傾きとカメラ位置を最適化した後、個々の小鏡の曲率半径とカメラ位置の最適化を行った。このとき各鏡は理想鏡面とし、図 4.11、図 4.12 のように各鏡あたり 19 本の光線を入射させ、各光線の結像位置がカメラ中心から最小となるように各パラメータの値を決めた。シミュレーションの条件を表 4.3 にまとめる。このようにして最適化された光学系のスポットサイズは

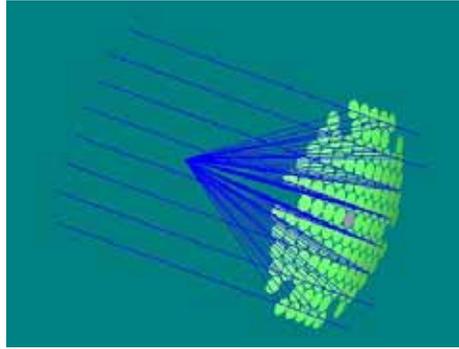


図 4.10: CANGAROO-III 望遠鏡の光学系

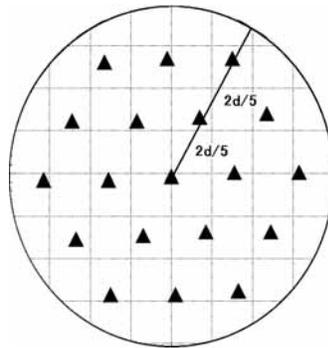


図 4.11: 小鏡上の光線入射位置。各鏡 19 本ずつ入射。面積に応じた光線が入るようにした。

$0.0485^\circ$  となった。同じ F0.8 の複合放物面鏡と一枚放物面鏡のスポットサイズを、入射角度の関数として比較した結果を図 4.13 に示す。ただし、複合鏡では一部鏡のないところがあるので、一枚鏡とは実効面積は異なる。 $0^\circ$  付近では一枚鏡より複合鏡スポットサイズは大きくなるが、入射角度  $1^\circ$  をこえると複合鏡のほうがスポットサイズは小さくなる。これは球面鏡の方がコマ収差が少ないため、大角度の光線では一枚放物面鏡よりも球面鏡で構成される複合鏡のほうが、収差が緩和されているためだと考えられる。解像型大気チェレンコフ望遠鏡では視野を広く取れることが重要となるので、放物面を球面に分割した場合、平行光での結像性能は劣るものの、全体として一枚鏡の場合より優れた光学系であると言える。

次に小鏡の位置による結像性能への寄与の違いを見る。図 4.14 の中心部の色のついた鏡一枚の作る像の RMS スポットサイズ半径は  $0.0029^\circ$  であるのに対し、最外周の色のついた鏡一枚の作

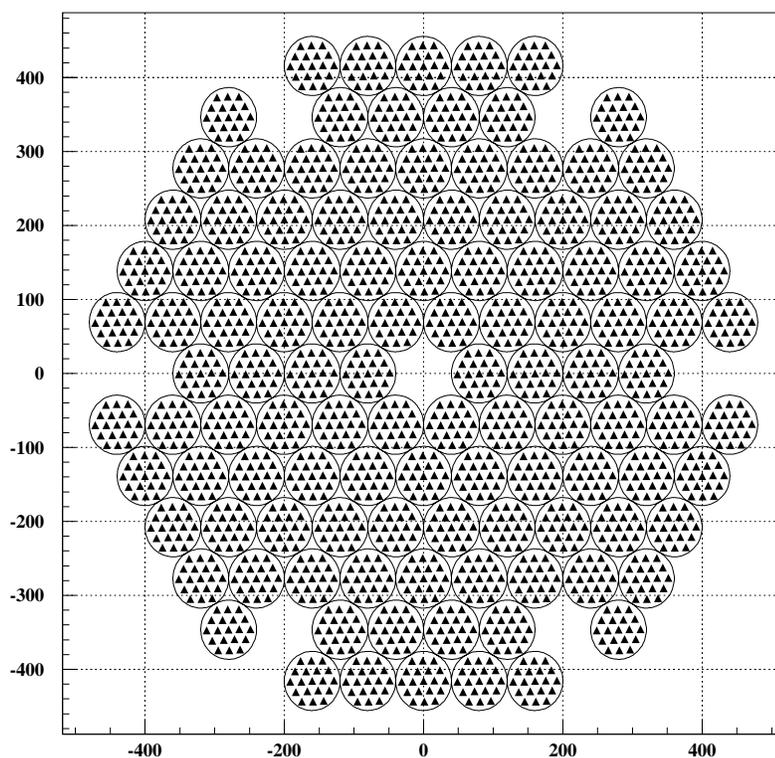


図 4.12: 光線入射位置。全体の様子

る像は半径が  $0.0800^\circ$  と非常に大きくなる。これは光線が小鏡の光軸と平行に入射しないため、コマ収差などの影響が大きいためである。図 4.15 はこれら 2 枚の鏡の像の重ね合わせである。中央の色の濃い部分が中心の鏡の像、外側に大きく広がっているのが外側の鏡の像で、その違いが一目瞭然である。

表 4.3: シミュレーションの条件

主鏡口径	10m
焦点距離	8m
小鏡半径	0.8m
小鏡曲率半径 (初期値)	1.6m
波長	350nm
光源位置	無限遠
光線入射角度	0 °
最適化 1 変数	小鏡傾き
最適化 2 変数	小鏡曲率半径

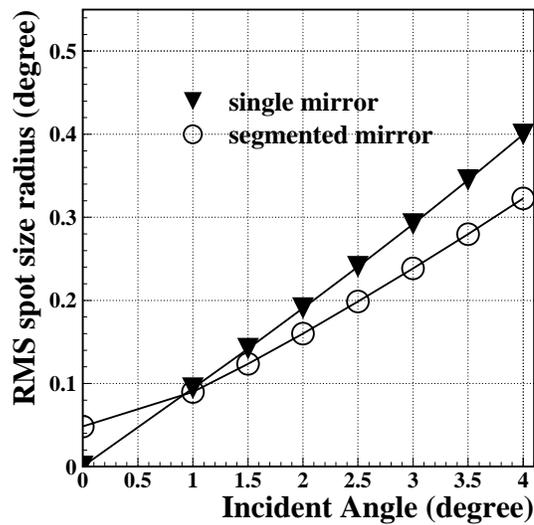


図 4.13: 複合放物面鏡と一枚放物面鏡のスポットサイズの比較



図 4.14: 位置による違いを見るのに用いた 2 つの鏡

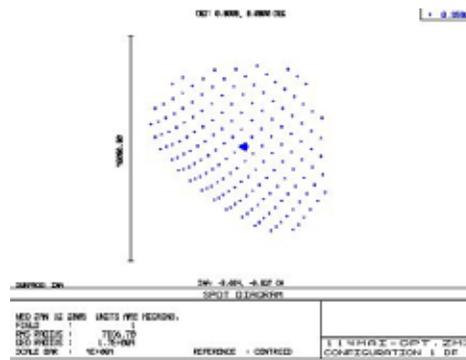


図 4.15: 2 つの鏡の結像イメージの重ね合わせ。中央の濃い部分が内側の鏡、まわりは外側の鏡 (複合放物面鏡の場合)

表 4.4: 理想鏡のスポットサイズと CANGAROO 望遠鏡の実測スポットサイズ

理想鏡 (rms)	0.0485 °
CANGAROO 望遠鏡の実測値 ( )	0.10 °

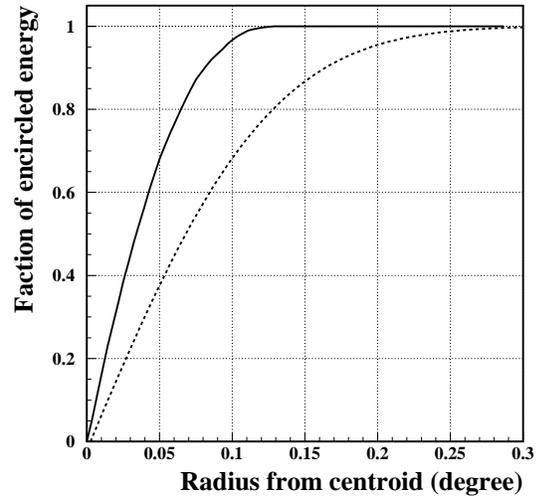


表 4.5: CANGAROO-III 望遠鏡のエンサークルドエネルギー。実線が理想鏡に対するシミュレーション、破線が実測値。

## 4.4 CANGAROO-III 望遠鏡の特性

### 4.4.1 スポットサイズ

光線追跡シミュレーションにより得られた理想鏡のスポットサイズと、CANGAROO 望遠鏡の実測スポットサイズを表 4.4 に記す。この実測値は 2 号機で撮った星像をガウス関数でフィットし、得られた値である [37]。また図 4.5 はエンサークルドエネルギーの分布を比較したものである。実線が理想鏡に対するシミュレーションから得られたもの、破線は実測値である。ここで実測値というのは、スポットサイズ実測値を積分しエンサークルドエネルギーの形に直したものである。この図 CANGAROO 望遠鏡の集光性能と理想鏡のそれとの間に、かなり大きな開きがあることが分かる。そこでまず、何が原因でそのような違いが生じているのか調べることにした。

考えられる原因としては、鏡面の粗さや面の歪み、小鏡の曲率半径が最もよく集光するような値に一枚ずつ最適化されていないこと、個々の小鏡の光軸の向きの微調整が不十分であることが考えられる。このうち光軸の微調整については、かなり念入りに行われたので原因としては考えにくい。そこで以下では鏡面の散乱と小鏡の曲率半径の 2 つを原因の可能性として調べていく。

### 4.4.2 小鏡の曲率半径

最適化を行った後の小鏡の曲率半径は一律の値ではなく、主鏡上の位置によって異なる。それを示したのが図 4.16 である。主鏡の外側にゆくに従って曲率半径のより長い小鏡が配置されていることが分かる。

小鏡の曲率半径がこのように最適化され理想的な状態にない場合、集光度がどのように変化するかを調べた。

小鏡の曲率半径を一律に 1750cm、1560cm、1670cm にした場合と、最適化された曲率半径の場合について、エンサークルドエネルギーの分布を比較したのが図 4.17 である。これらはすべて理想鏡の場合である。曲率半径 1750cm、1560cm、1670cm というのは、それぞれ CANGAROO 望遠鏡の小鏡の曲率半径の最大値、最小値、最適化された小鏡の曲率半径の平均値にほぼ一致する。曲率半径を最適化された小鏡の曲率半径の平均値である 1670cm 一律にしたときは、かなり良く集光しているものの、1560cm や、1750cm では像は大きく広がる。さらに比較のために 1560cm の鏡を内側に 1750cm の鏡を外側に並べた場合、またその逆の場合についても図 4.17 に示した。

最適化された場合と逆に内側を長焦点距離、外側を短焦点距離にした場合、集光度は極端に悪くなっている。これらの結果から、小鏡曲率半径とその配置によって、集光度は大きく変化することが分かる。

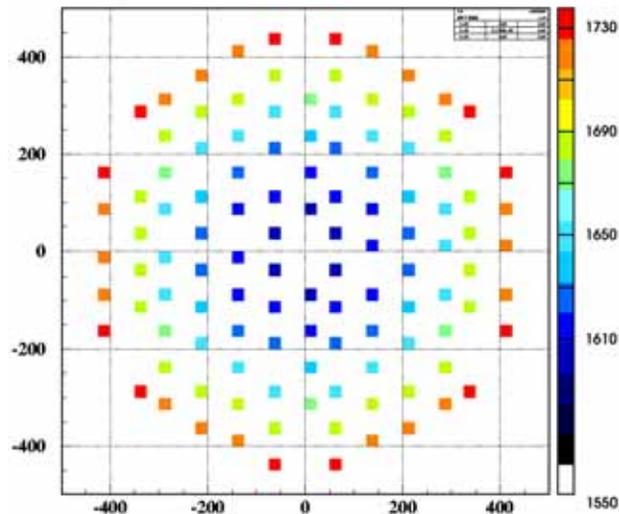


図 4.16: 最適化された小型鏡の曲率半径の主鏡上での配置

実際の望遠鏡ではシミュレーションのように数 mm の単位で一枚一枚、鏡の曲率半径を調整できるわけではなく、ある程度の制限を受けてしまう。シミュレーションによる最適化の結果得られた小鏡の曲率半径の分布と、実際の CANGAROO 望遠鏡の曲率半径の分布を図 4.18 に示す。これから分かるように両者に若干の違いが見られる。これを平均値で比べてみるとシミュレーションから得られた値は 1670cm、実際の平均値は 1640cm であり、実際の分布の方が平均の曲率半径はやや短くなっている。そこでこの小鏡の曲率半径の分布の違いが像に与える影響を調べるため、シミュレーションの小鏡曲率半径とその配置を実際の CANGAROO 望遠鏡と同じにしてシミュレーションし、その集光度を調べた (図 4.19)。これより CANGAROO 望遠鏡と同じ曲率半径にすると、その集光度はシミュレーションから得られた理想的な場合とほとんど変わらないことが分かる。つまり CANGAROO 望遠鏡の曲率半径はほぼ最適化されており、図 4.5 に見られる像の広がりの原因は、小鏡の曲率半径ではないことが確認できた。

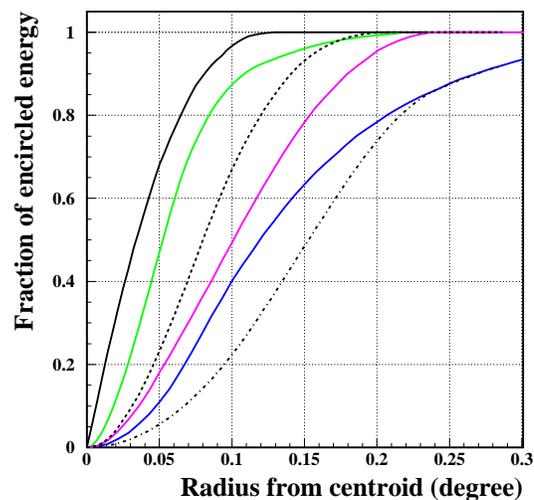


図 4.17: 小鏡の曲率半径を変えた場合のエンサークルドエネルギーの分布。黒の実線：小鏡の曲率半径を最適化した場合、緑：曲率半径を 1670cm に固定、ピンク：1750cm に固定、青：1560cm に固定、点線：内側 1560cm・外側 1750cm の 2 種類に固定、破線：内側 1750cm・外側 1560cm の 2 種類に固定

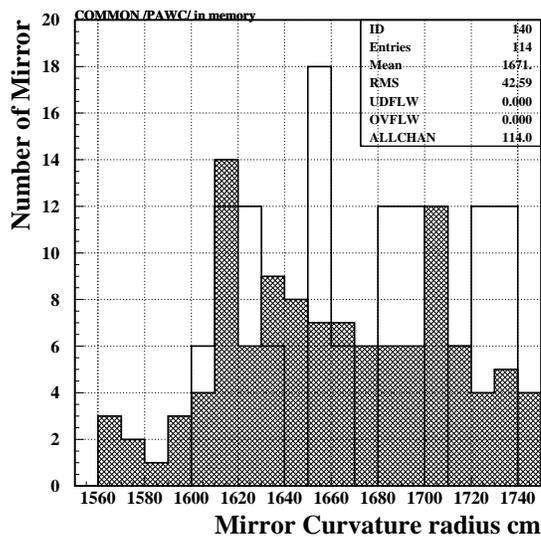


図 4.18: 小型鏡の曲率半径の分布 (放物面鏡)。白：シミュレーションにより最適化された場合。ハッチ：CANGAROO 望遠鏡の実際の曲率半径 (T2)

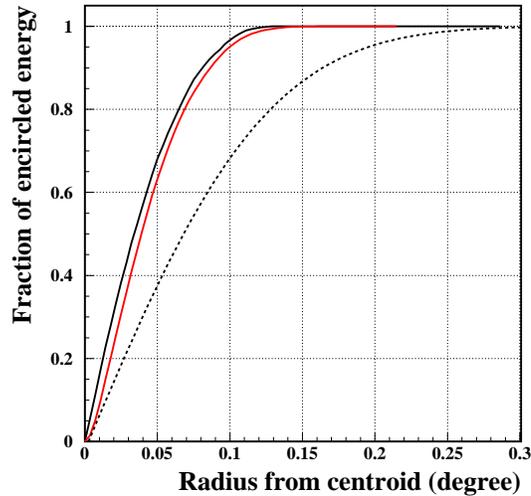


図 4.19: エンサークルドエネルギーの分布。黒の実線：曲率半径を最適化したシミュレーションの値、赤：CANGAROO 望遠鏡の実測曲率半径を入れ、理想的鏡面でシミュレーションした場合、黒の点線：CANGAROO 望遠鏡の実測値

#### 4.4.3 像のぼけの影響

次に鏡表面での散乱について考える。CANGAROO 望遠鏡の鏡の散乱成分の量を測定した結果をシミュレーションに組み込むことにする。小型球面鏡 1 枚の実測データは、散乱の影響を受けない正反射光成分と、散乱光成分に分けて考えることができる。Harvey-Shack BRDF モデルを仮定すると実測散乱光成分は光量全体の  $14 \pm 4\%$  を占めているが、視野  $4^\circ$  範囲内での散乱成分の寄与は  $2\%$  程度であることが分かっている [38][31]。この結果をもとに光線の  $14\%$  が散乱されるとし、シミュレーションに組み込んだ。しかしこの方法では実測スポットサイズを再現することはできなかった (小鏡のエンサークルドエネルギーの分布が、実測値とかけ離れてしまう。ただし、小鏡一枚一枚の分布が異なっても、114 枚の重ね合わせの光量分布を実測と近い形にすることは可能)。この原因の一つとして、ZEMAX と実測値との正反射成分の表し方の違いが考えられる。ZEMAX では正反射成分は完全な理想鏡の集光と一致するが、実測では正反射成分をアルミ平面鏡との比較により求めている。しかしアルミ平面鏡の像は完全理想鏡の像とは異なっていると考えられる。このためにシミュレーションと実測値が一致しなかった可能性がある。また散乱光以外の原因で、例えば鏡の歪みなどにより像が広がっていることも考えられる。実際、鏡面が理想球面からやや変形していることが分かっている [31]。面の歪みをシミュレーションに組み込むことは困難であったので、面の歪みなど様々な原因を含め、シミュレーションではすべて散乱光として表現することにする。つまりエンサークルドエネルギーの広がり具合 (114 枚の鏡の重ね合わせ) が実測値と近似的に一致するよう、(実際の散乱成分の量とは合わないかもしれないが) 全光線が散乱されていると仮定して鏡の散乱パラメータを適当な値に決定した (表 5.3、このように散乱光を抑えたシミュレーションにより再現されるエンサークルドエネルギー分布を、散乱のない理想鏡の場合および CANGAROO 望遠鏡の実測値と比較したのが図 4.20 である。散乱成分は像の広がりを合わせるた

めに組み込んだものなので、実測されている 12%の光量損失などの値は再現できていない。

この散乱を考慮したシミュレーションにより得られたスポットサイズと、散乱のない理想的な鏡でのスポットサイズの入射角度依存性を示したのが図 4.21 である。0°入射では CANGAROO-III のスポットサイズは理想鏡スポットサイズのおよそ 2 倍となっているが、光線入射角度の大きいところでは散乱より収差の影響が大きくなるため両者の差は小さくなる。

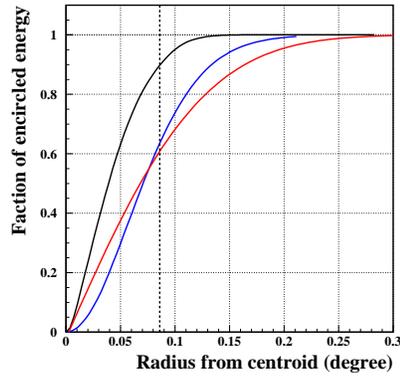


図 4.20: エンサークルドエネルギーの分布。赤：実測値に合うように散乱の効果を入れた場合、黒：散乱のない理想鏡の場合、青：CANGAROO 望遠鏡の実測値

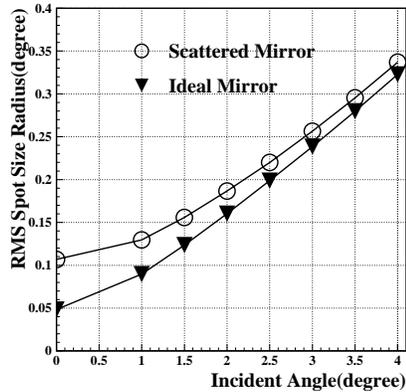


図 4.21: CANGAROO 望遠鏡の実測値に合うように散乱の効果を入れた場合と理想鏡の場合のスポットサイズの比較



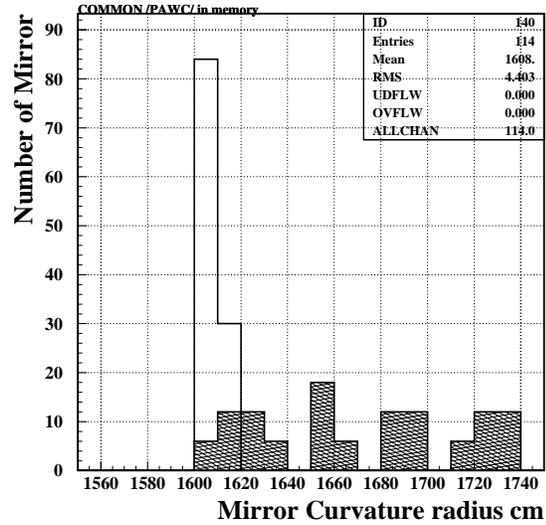
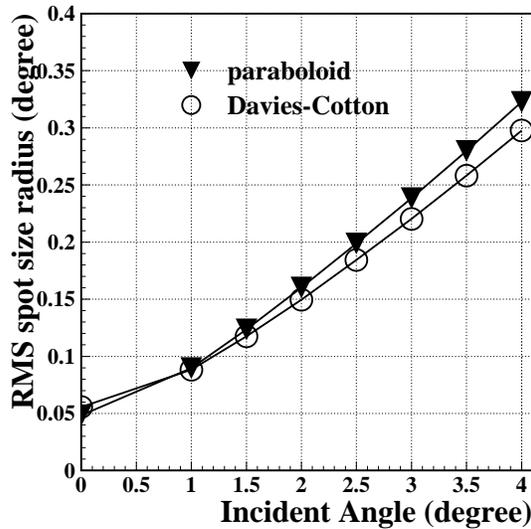


図 4.24: 複合放物面鏡と Davies-Cotton 鏡の光線 図 4.25: 最適化された小鏡曲率半径の分布。白 : 入射角度に対する RMS スポットサイズの比較 Davies-Cotton 型、ハッチ : 放物面鏡

#### 小鏡曲率半径

図 4.25 は、複合放物面鏡と Davies-Cotton 型望遠鏡のそれぞれに対して最適化された小鏡の曲率半径の分布を示したものである。放物面鏡の小鏡曲率半径が 1600 ~ 1740cm の範囲で広く分布しているのに対して、Davies-Cotton 型では小鏡の曲率半径はすべて 1600 ~ 1620cm に集中していることが分かる。

#### タイミング

光路差から、焦点面に到達する光到来時間の主光線とのずれを、複合放物面鏡と Davies-Cotton の場合についてそれぞれ調べた。ZEMAX では主光線からのずれを使って光路差を求めているため、中心に鏡のない複合鏡では光路差を計算することができない。そこで光路差については中心に鏡を置いた状態で計算させることにし、その曲率半径は 1600cm とした。放物面鏡ではおよそ 1ps、Davies-Cotton では 4ns の時間差となった。理想的な放物面鏡では原理的に時間差は 0 となるはずであるが、主鏡を小型球面鏡で分割しているため、光路差が生じていると考えられる。

# 第5章 CANGAROO-III望遠鏡の改良の可能性

前章までの結果から、望遠鏡の結像性能を向上させる方法として、小鏡の像の広がり(歪みや散乱を含めた小鏡の像のぼけ)を抑えること、F 値を大きくすることの2つが考えられる。この章では CANGAROO-III 望遠鏡の結像性能のさらなる改善を目指し、CANGAROO-III 望遠鏡の口径と小鏡の数を維持した拡張型として、散乱を減らした場合と焦点距離を長くした(F 値を大きくした)場合の結像性能について考える。さらにほかの方法として、小鏡のサイズを変えた場合と Davies-Cotton 型望遠鏡にした場合についても調べてみる。また結像性能が向上した場合の、エネルギーしきい値に与える影響についても調べる。

## 5.1 結像性能

### 5.1.1 光軸に平行な入射光線の場合

CANGAROO-III 望遠鏡と同様の光学系の理想鏡について、主鏡焦点距離は 8m、10m、12m、14m と変えた光学系について、それぞれシミュレーションを行い、結像性能の評価を行った。シミュレーションの条件は表 5.1 に示す。ここで光線の入射方向は放物面の光軸に平行で小鏡の光軸と曲率半径は最適化する。得られたスポットサイズを図 5.1 に黒の逆三角形で示した。一枚鏡の場合と同様に、複合鏡においても焦点距離を伸ばすと結像性能が向上している。またエンサークルドエネルギーは図 5.2 のようになり、これからも焦点距離を伸ばすと良く結像していることが確認できる。同様に CANGAROO 望遠鏡(小鏡の散乱を表 5.3 に示すパラメータで近似)の焦点距離を伸ばしたとき、スポットサイズがどのように変化するかを調べた。その結果が図 5.1 の赤い丸である。スポットサイズが元々大きく、焦点距離を伸ばしてもあまり変化しないことが分かる。この場合のエンサークルドエネルギーを各焦点距離ごとに図 5.3 に示す。以上の結果を考えると、現状の CANGAROO 望遠鏡の焦点距離を伸ばしても、結像性能の改善は見込めないことになる。

鏡のどの部分が結像性能の悪化に関与しているか確認するため、外側2列だけの鏡が作る像と、それ以外の内側の鏡だけが作る像(図 5.5 参照)を比べた。外側の鏡が作る像と内側の鏡が作る像のエンサークルドエネルギーの x 方向射影を微分したものを重ねたのが図 5.6 と図 5.7 である。図 5.6 が理想鏡の場合、図 5.7 が CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱を入れた場合である。理想鏡の場合、像の広がりに寄与しているのは主に外側の鏡であること、どちらの鏡も焦点距離が長くなるに従い急激に結像性能が良くなることが分かる。これらは図 5.4 から明らかである。図 5.7 が CANGAROO と同じ散乱を入れた場合である。散乱を含む CANGAROO 望遠鏡の場合、中心の鏡の像の広がり外側の鏡の像の広がり大きな差は見られない。

次に CANGAROO 望遠鏡の散乱の量を 70%および 50%にした場合について調べた。このときのパラメータは表 5.3 に示す。その結果スポットサイズはそれぞれ、図 5.1 のピンクの逆三角形、および青の三角のようになった。小鏡の像の広がりを抑えれば抑えるほど、焦点距離を伸ばした効

表 5.1: シミュレーションの条件

口径	10m
焦点距離	8、10、12、14m
小鏡半径	0.8m
小鏡曲率半径 (初期値)	1.6m
波長	350nm
光源位置	無限遠
光線入射角度	0 °
最適化 変数 1	小鏡傾き
最適化 変数 2	小鏡曲率半径

表 5.2: 焦点距離とスポットサイズ半径

焦点距離	RMS 半径 (理想鏡)	RMS 半径 (CANGAROO と同程度の散乱)
8m	0.0485 °	0.0849 °
10m	0.0249 °	0.0715 °
12m	0.0144 °	0.0676 °
14m	0.00903 °	0.0660 °

果が有効に現れることが分かる。これらのことから光軸と平行に入射してくる光線の結像性能は、小鏡の結像性能を向上させる、あるいは結像性能を向上させかつ焦点距離を伸ばすことで良くなると考えられる。つまり光軸と平行な光線の結像を良くするには、小鏡の結像を良くすることが重要となる。

表 5.3: 使用した散乱パラメータ

	散乱の割合 (最大 1)		
CANGAROO と同じ性能の鏡	1	0.0011	0.0849 °
CANGAROO の 70%	1	0.0008	0.0701 °
CANGAROO の 50%	1	0.0005	0.0579 °

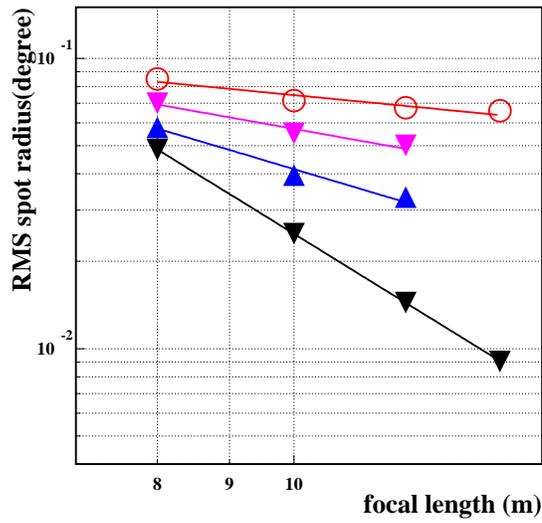


図 5.1: 複合放物面鏡の異なる散乱の程度に対する焦点距離と rms スポットサイズ (半径) の関係。赤: CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱、ピンク: CANGAROO 望遠鏡の 1/2 の散乱、青: CANGAROO 望遠鏡の 1/3 の散乱、黒: 散乱なし

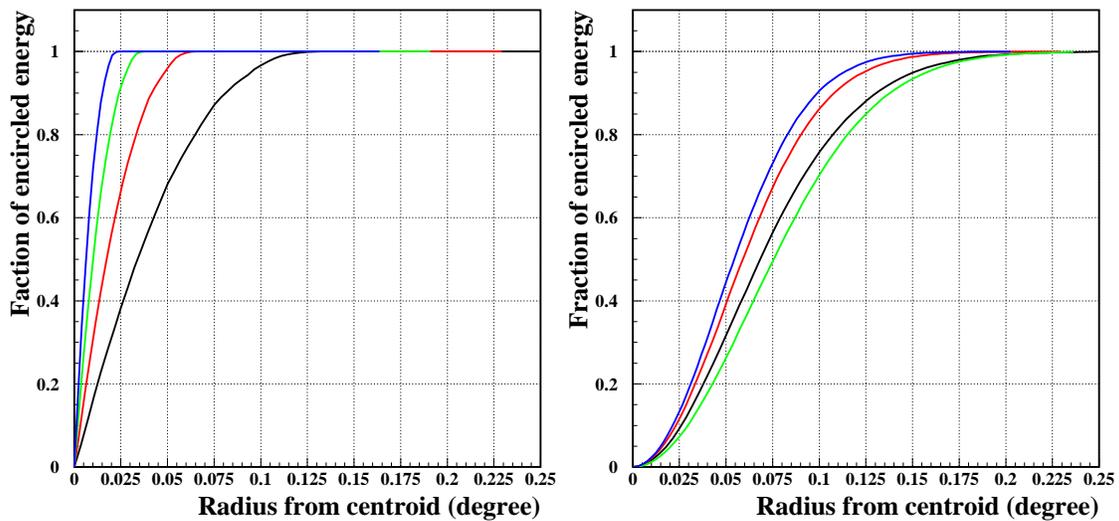


図 5.2: 理想鏡の場合の、いくつかの異なる焦点距離に対するエンサークルドエネルギーの分布。黒: f8、赤: f10、緑: f12m、青: f14。  
 図 5.3: CANGAROO 望遠鏡の散乱を仮定した場合の異なる焦点距離に対するエンサークルドエネルギーの分布。黒: f8、赤: f10、緑: f12、青: f14

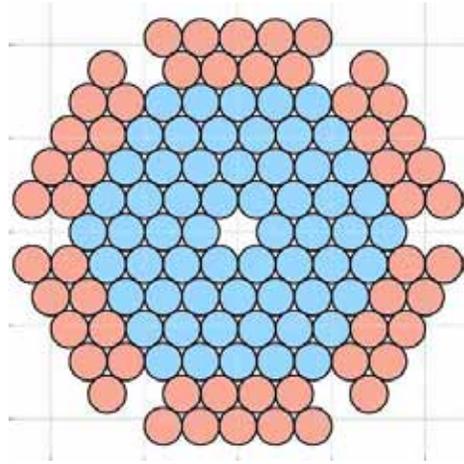
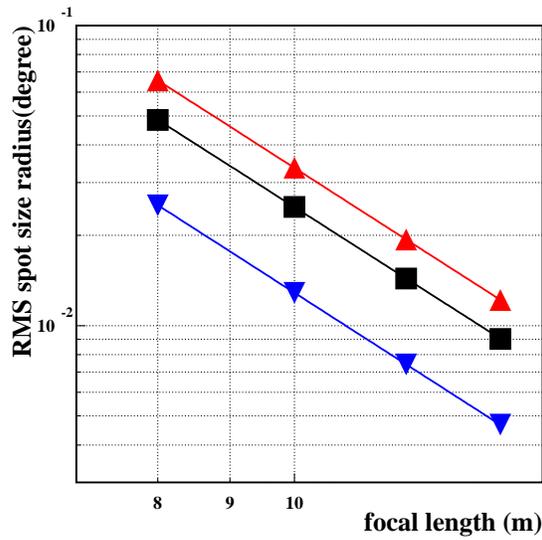


図 5.5: 内側の鏡 (水色) と外側の鏡 (薄赤)

図 5.4: 外側と内側の鏡に分けた焦点距離と rms スポットサイズ (半径) の関係。黒: 全ての鏡 赤: 外側の鏡 青: 内側の鏡

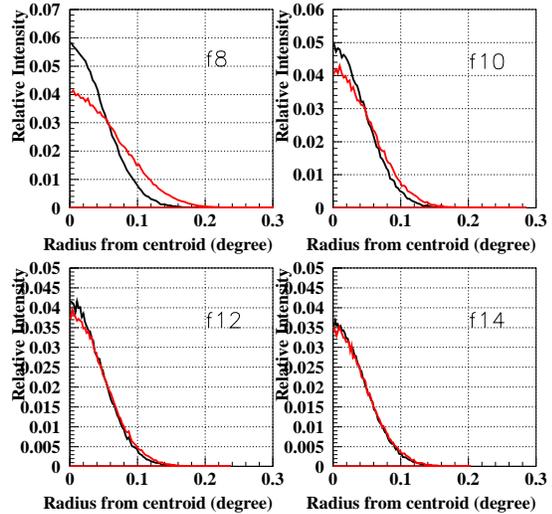
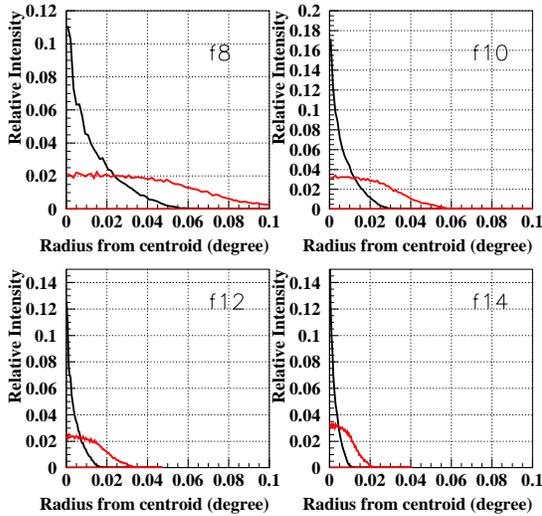


図 5.6: 理想鏡に対して図 5.5 の外側の鏡 (赤) と内側の鏡 (黒) が作る像の x 方向射影の微分。左上: f=8m 右上: f=10m 左下: f=12m 右下: f=14m

図 5.7: CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱がある場合の図 5.6 と同じもの

光軸から外れた入射光線の場合

以上光軸と平行な光線が入射した場合の結像性能を見てきたが、角度を持って入ってくる光線の結像についても調べた。光線の入射角度を  $0^\circ \cdot 1^\circ \cdot 1.5^\circ \cdot 2^\circ \cdot 2.5^\circ \cdot 3^\circ \cdot 3.5^\circ \cdot 4^\circ$  としたときの RMS スポットサイズ半径を図 5.8 に示す。ただしここでは、カメラなど光を遮るものは無視している。また入射角度  $2^\circ$  というときは、視野  $4^\circ$  に対応している。入射角度の大きいところでは、散乱がある場合とない場合でそれほど大きな違いは見られない。これは入射角度の小さいところでは収差より散乱の寄与のほうが大きい、入射角度の大きいところでは散乱よりも収差が大きくなり散乱の効果が見えにくくなるためだと考えられる。CANGAROO 望遠鏡と同程度の性能の鏡で焦点距離を伸ばした場合、散乱の影響の強い  $0^\circ$  入射ではスポットサイズに改善は見られない。しかし、光線入射角度が大きい場合はスポットサイズが小さくなるのが分かる。図 5.9 に図 5.8 をまとめたものを示す。入射角度  $1^\circ$  以上では、f8 のまま鏡を理想鏡にするよりも、焦点距離を伸ばす方が有効であることが分かる。また  $0^\circ$  に近い角度も含めてさらに結像を良くするなら、鏡の散乱を抑える改良が有効である。

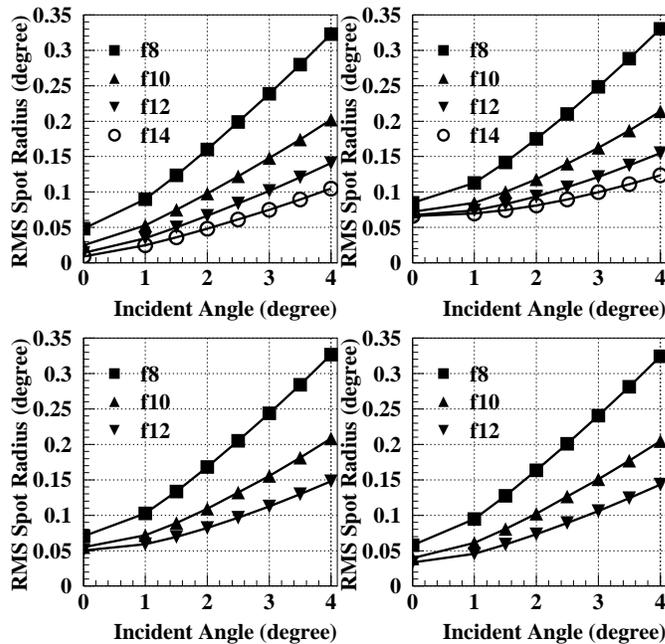


図 5.8: いくつかの異なる焦点距離に対する入射角度とスポットサイズ半径の関係。左上：散乱のない理想鏡の場合、右上：CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱の場合、左下：CANGAROO 望遠鏡の散乱の 1/2 を仮定した場合、右下：CANGAROO 望遠鏡の散乱の 1/3 を仮定した場合

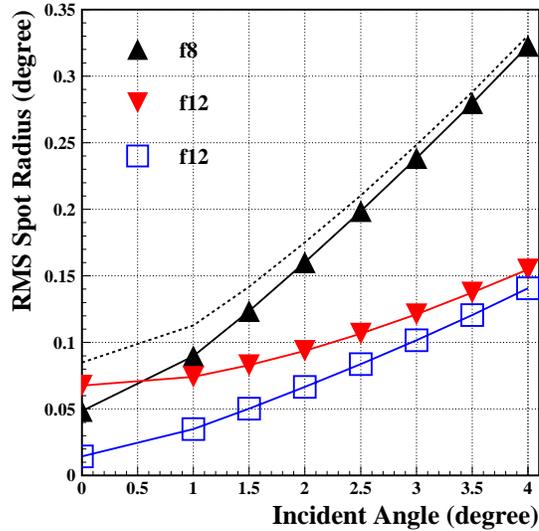


図 5.9: 異なる焦点距離と鏡面散乱に対する入射角度とスポットサイズの関係。黒の点線：CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱の鏡 (f8)、黒：散乱のない理想鏡 (f8)、赤：CANGAROO 望遠鏡と同じ鏡 (f12)、青：散乱のない理想鏡 (f12)

### タイミング

前章でも述べたが、ZEMAX では中心に鏡のない光学系では光の到来時間差を求めることができない。このため到来時間差については中心に鏡を置いた状態で計算させることにした。中心の鏡の曲率半径は、f8・f10・f12・f14 でそれぞれ 1600cm・2000cm・2400cm・2800cm とした。得られた結果を表 5.4 にまとめる。焦点距離が長い方が時間差は短くなっている。

表 5.4: 焦点距離と光到来時間の差 (複合放物面鏡)

焦点距離	時間差 [ps]
f8	1
f10	0.5
f12	0.3
f14	0.2

### 5.1.2 視野とカメラサイズの関係

角度のついた光線が入射した場合、焦点面での結像位置は 0°入射の場合の結像位置とは異なってくる。このため、ある視野をカバーしようとするカメラサイズは式 3.5 に従い大きくなる。また像が広がりを持つため、その広がりも含めて全光線を取れるような大きさのカメラが必要となる。シミュレーションから得られた、光線入射角度と入射全光線を受けることのできるカメラのサイズの関係は、図 5.10 のようになった。ここで入射角度 2°というのは、0~2°までをカバーする

という意味であり、視野は  $4^\circ$  となる。図 5.11 の直線は式 3.5 から求めた値であり、 $\tan(\text{視野})$  は式 3.5 よりもやや大きい値に比例している。この式とのずれの部分は、像が持つ広がりの影響と考えられる。実際、焦点距離が長い方が焦点距離と比例定数の差が少なくなっている。これらの結果は散乱を含めない理想鏡の場合であるが、散乱の効果を入れてもカメラサイズはほとんど変わらない。これは大角度の光線では、散乱よりも収差の影響が大きいと考えられる。

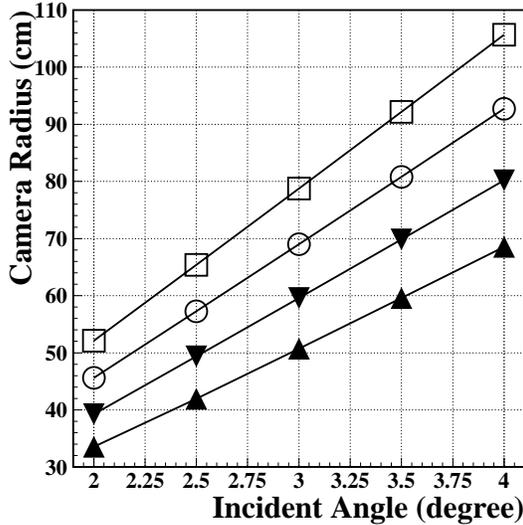


図 5.10: 異なる焦点距離に対する、光線の入射角とその全光量を受けるためのカメラ半径。上からそれぞれ  $f_{14}$ 、 $f_{12}$ 、 $f_{10}$ 、 $f_8$  の場合

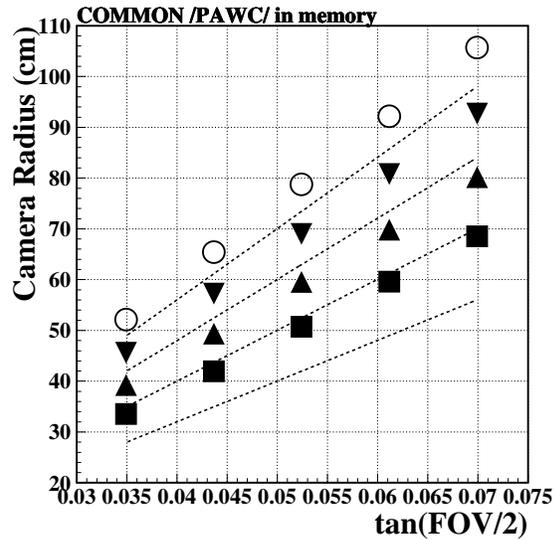


図 5.11: 視野と必要なカメラ半径 上から  $f_{14}$ 、 $f_{12}$ 、 $f_{10}$ 、 $f_8$  に対応。点線は式 3.5 から予想される値

### 5.1.3 遮光を含めたスポットサイズ

これまで入射瞳から入射し、鏡にあたった光線すべてが結像すると考えてきたが、実際にはカメラによって光は遮られてしまう。この効果を考慮するため、カメラのサイズと同じ大きさの遮光面を置き結像性能を調べた。何も光を遮らない理想的な場合に対する、遮光面がある場合のスポットサイズの比を図 5.12 に示す。これは入射角度  $4^\circ$  (視野  $8^\circ$ ) までをカバーするカメラを置いた場合の結果である。  $0^\circ$  入射では遮光面がある方がスポットサイズが大きくなっている。これは、カメラによって中央部の光が遮られたためだと考えられる。一方、off-axis ではスポットサイズは小さくなっている。これは off-axis では逆に像の外側にあるべき光が遮られたためだと考えられる。  $0^\circ$ 、off-axis どちらにせよ、遮光のある場合とない場合で、スポットサイズに大きな変化は見られない。ただしスポットサイズは変わらなくても、全体の光量は変化している。

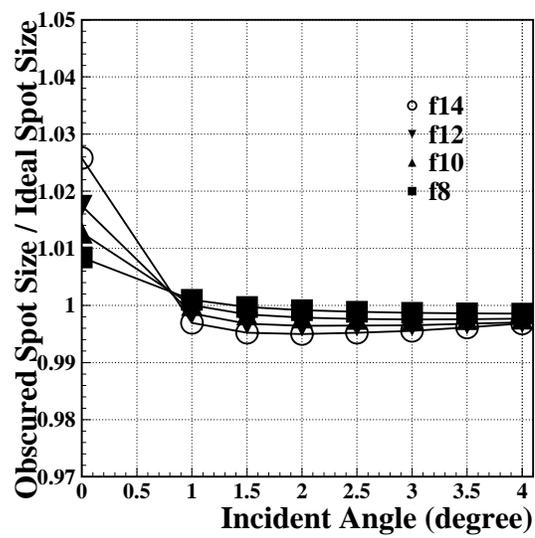


図 5.12: カメラによる遮光のスポットサイズに及ぼす影響。遮光がない場合を 1 とした、遮光された場合のスポットサイズ

#### 5.1.4 小鏡のサイズを変えた場合

ここまで小鏡の直径を 80cm に固定して考えてきたが、このサイズを変化させたとき、スポットサイズがどう変わるかを調べた。小鏡の直径を 53.8cm、80cm、113.7cm とし、表 4.3 と同様の条件でスポットサイズが最小になるように最適化を行った。このとき用いた小鏡の配置を図 5.13、図 5.14、図 5.15 にそれぞれ示す。小鏡の口径が 53.8cm のとき主鏡の直径の最大値は 1022cm、80cm のとき 1040cm、113.7cm のとき 1023cm、面積はそれぞれ  $63m^2$ 、 $61m^2$ 、 $62m^2$  である。いずれの場合も図 4.11 のように各鏡 19 本ずつの光線を最適化に使用した。このようにして得られた小鏡のサイズとスポットサイズの関係を図 5.16 に示す。小鏡のサイズが小さい方がスポットサイズは小さくなるのが分かる。これは小鏡口径が小さくなるとともに小鏡の F 値が大きくなり、小鏡 1 枚のスポットサイズが小さくなるのが理由の 1 つと考えられる。また放物面を細かく分割することで、向きおよび曲率半径がより理想的な値に近づいたということも言える (無限に細かい鏡によって主鏡を分割すれば、理想的な放物面に近づくため)。

実際の望遠鏡ではあまり小鏡を細かくすると、光軸の調整や最適な曲率半径のものを最適な位置に配置することが難しくなる。このため、小鏡のサイズをあまり小さくすることは現実的とは言えない。

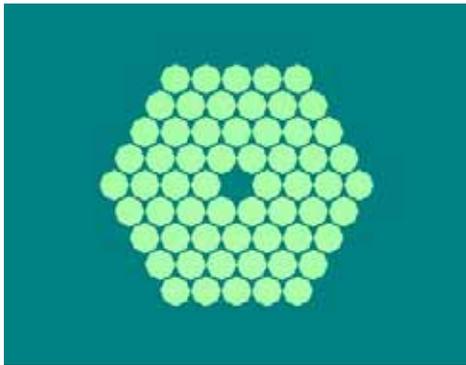


図 5.13: 小鏡口径を 113.7cm とした場合の小鏡の配置

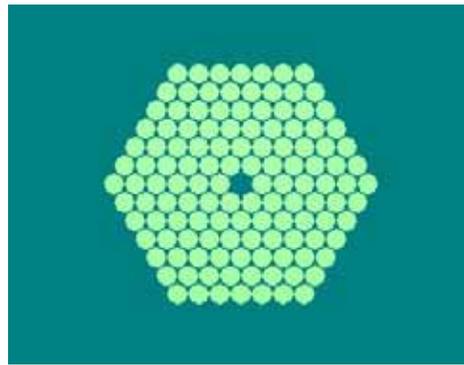


図 5.14: 小鏡口径を 80cm とした場合の小鏡の配置

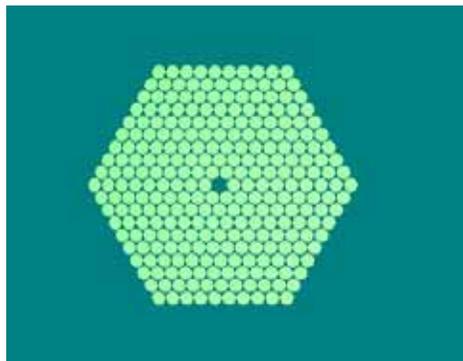


図 5.15: 小鏡口径を 53.8cm とした場合の小鏡の配置

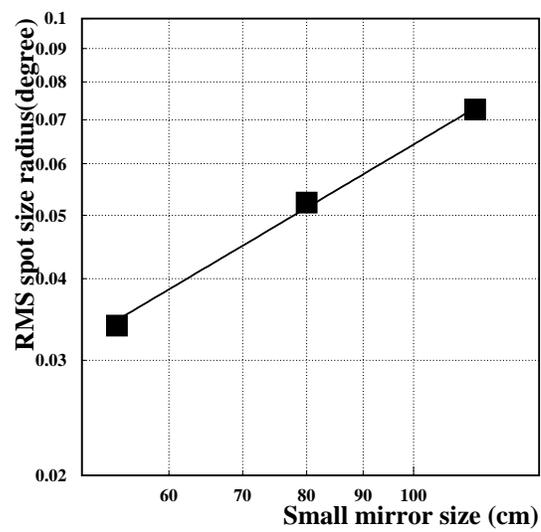


図 5.16: 小鏡のサイズとスポットサイズの関係

## 5.2 Davies-Cotton 鏡との比較

大気チェレンコフ望遠鏡で放物面とともに一般的に用いられている、Davies-Cotton 型望遠鏡の結像性能の評価を行い、放物面鏡との比較によりどちらが有効か議論する。

### 5.2.1 光軸に平行な入射光線の場合

CANGAROO 望遠鏡の小鏡を Davies-Cotton 型に配置した場合について、放物面鏡のときと同様に、焦点距離を変化させたときのスポットサイズの変化を散乱のない場合、CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱の場合、その 70%、および 50%の散乱のときについて調べた (図 5.17)。放物面鏡のときと同様、散乱が大きいと焦点距離を伸ばした効果があまり現れない。また内側の鏡の作る像と外側の鏡の作る像の  $x$  方向射影の微分は理想鏡の場合は図 5.18 のように、CANGAROO 望遠鏡に合わせた散乱を入れた鏡では、図 5.19 のようになった。放物面鏡のときと同様、理想鏡では像の広がりや寄与しているのは外側の鏡であり焦点距離を伸ばすと、内側の鏡も外側の鏡もともに結像性能は良くなっていくが、CANGAROO 望遠鏡では内側と外側の鏡で大きな差はなく、焦点距離を伸ばしてもスポットサイズにあまり変化はない。複合球面鏡と複合放物面鏡のスポットサイズを、理想鏡およびそれぞれの散乱の場合について比較したものを図 5.20 に示す。ここで、球面鏡の場合に対する放物面鏡のスポットサイズの比を各焦点距離についてプロットしている。CANGAROO

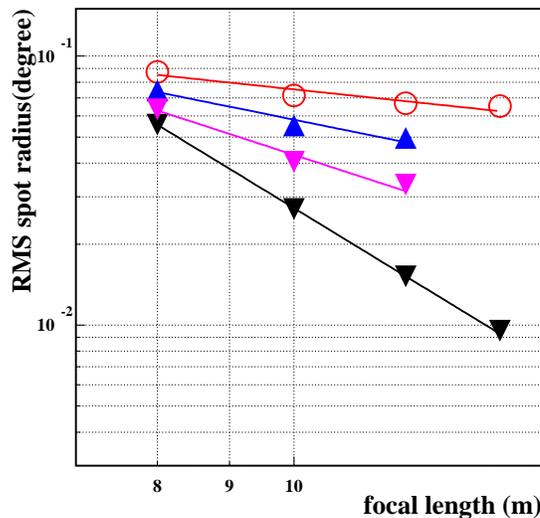


図 5.17: 異なる散乱の程度に対する焦点距離とスポットサイズの関係。赤：CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱 青：CANGAROO 望遠鏡の 1/2 の散乱 ピンク：CANGAROO 望遠鏡の 1/3 の散乱

望遠鏡と同程度の鏡では、球面鏡の場合も放物面鏡の場合もスポットサイズにほとんど差がないが、理想鏡に近い鏡では、放物面鏡の方がスポットサイズは小さくなり、また焦点距離が長くなると球面鏡と放物面鏡の差は小さくなる傾向が見られる。

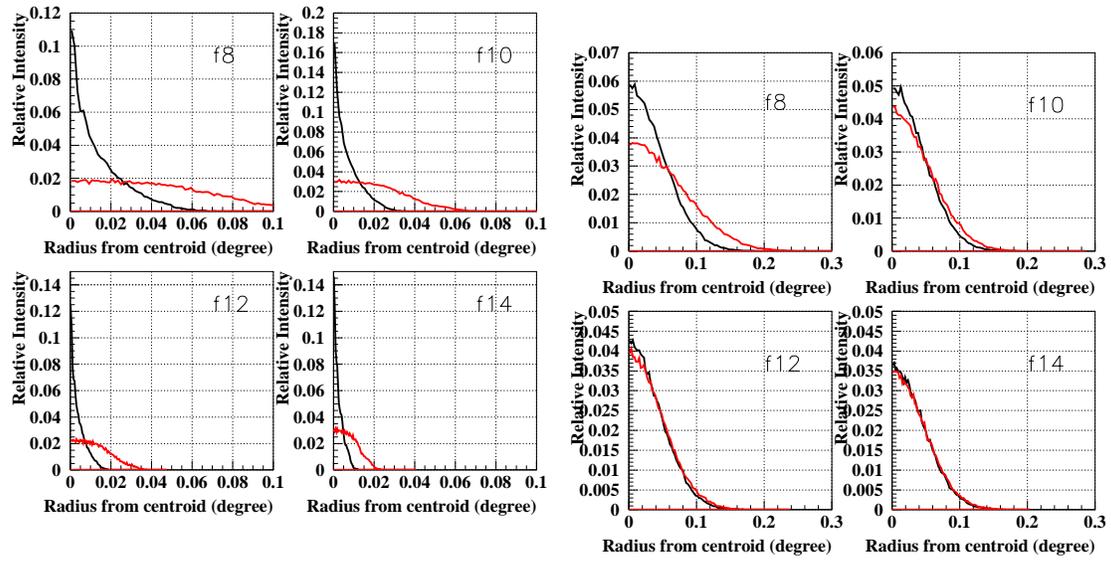


図 5.18: Davies-Cotton 鏡の理想鏡に対して図 5.5 の外側の鏡 (赤) と内側の鏡 (黒) が作る像のエン 図 5.19: 図 5.18 と同じで CANGAROO 望遠鏡とサークルドエネルギーの x 方向射影の微分。左上: 同じ散乱がある場合。  
 $f=8\text{m}$  右上:  $f=10\text{m}$  左下:  $f=12\text{m}$  右下  $f=14\text{m}$

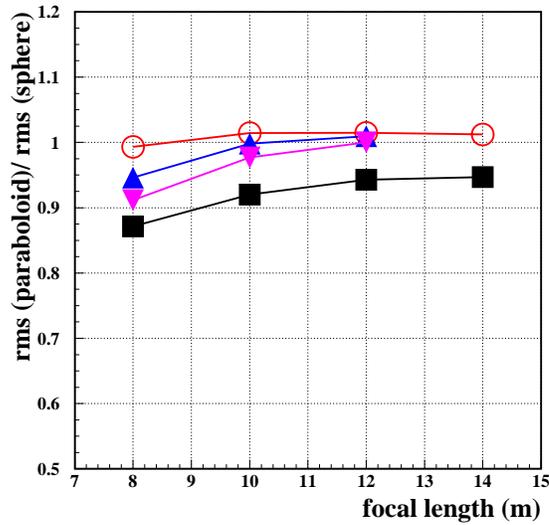


図 5.20: 球面鏡のスポットサイズを 1 とした場合の放物面鏡のスポットサイズ。赤: CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱、青: CANGAROO 望遠鏡の 1/2 の散乱、ピンク: CANGAROO 望遠鏡の 1/3 の散乱、黒: 散乱のない理想鏡

## 5.2.2 光軸から外れた入射光線の場合

光線の入射角度を  $0^\circ$ 、 $1^\circ$ 、 $1.5^\circ$ 、 $2^\circ$ 、 $2.5^\circ$ 、 $3^\circ$ 、 $3.5^\circ$ 、 $4^\circ$  としたときの RMS スポットサイズ半径を、小鏡の散乱の程度別に、焦点距離のパラメータとして図 5.21 に示す。また図 5.22 に球面鏡のスポットサイズを 1 としたときの放物面鏡のスポットサイズを示す。入射角  $1^\circ$  くらいから放物面鏡よりも球面鏡の方がスポットサイズは小さくなり、特に散乱が少ない鏡でこの傾向は顕著になる。

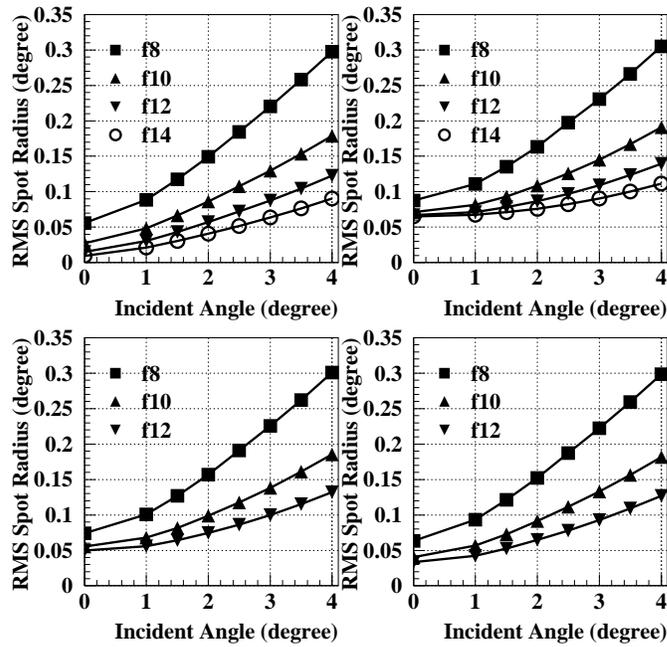


図 5.21: いくつかの異なる焦点距離に対する入射角度とスポットサイズの関係。左上：散乱のない理想鏡の場合、右上：CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱、左下：CANGAROO 望遠鏡の 1/2 の散乱、右下：CANGAROO 望遠鏡の 1/3 の散乱

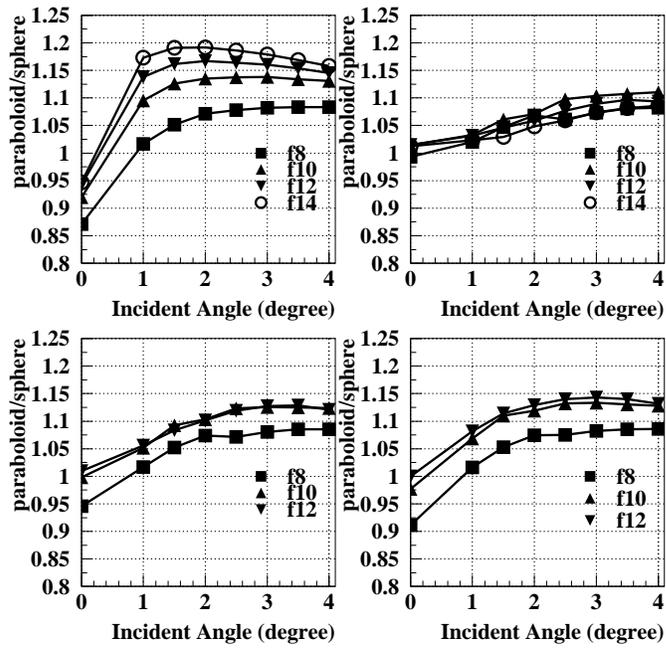


図 5.22: 球面鏡のスポットサイズを 1 としたときの放物面鏡のスポットサイズ。左上: 散乱のない理想鏡の場合、右上: CANGAROO 望遠鏡と同じ散乱、左下: CANGAROO 望遠鏡の 1/2 の散乱、右下: CANGAROO 望遠鏡の 1/3 の散乱

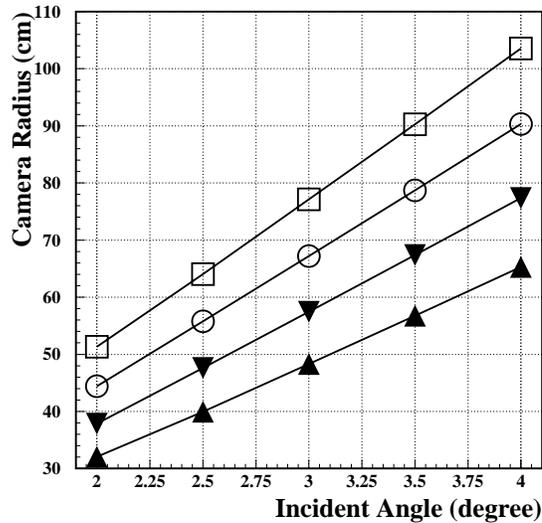


図 5.23: 異なる焦点距離に対する、光線入射角とその全光量を受けるためのカメラサイズ。上からそれぞれ f14、f12、f10、f8 の場合。

### 5.2.3 タイミング

放物面鏡のときと同様に、中心に鏡を置き主光線からの光路差から到来時間の差を求めた。中心の鏡の曲率半径は、 $f8 \cdot f10 \cdot f12 \cdot f14$  でそれぞれ 1600cm・2000cm・2400cm・2800cm とした。各焦点距離での最大の時間差を表 5.2.3 に示す。放物面鏡では psec 以下であったが、球面鏡では nsec のオーダーとなることが分かる。

表 5.5: 焦点距離と光到来時間の差 (Davies-Cotton 鏡の場合)

焦点距離	時間差 [ns]
f8	4
f10	3
f12	2
f14	2

### 5.2.4 視野とカメラサイズの関係

複合球面鏡で入射光線を全て受けることのできるカメラサイズの入射角依存性をいくつかの焦点距離に対して求めた結果は図 5.23 のようになった。これは理想鏡の結果であるが、放物面鏡のときと同様に、散乱を入れてもそのサイズはほとんど変わらなかった。球面鏡よりも放物面鏡の方が若干 (直径で 2~4cm 程度) 大きいのが、放物面鏡の場合コマ収差により像が伸びるためだと考えられる。

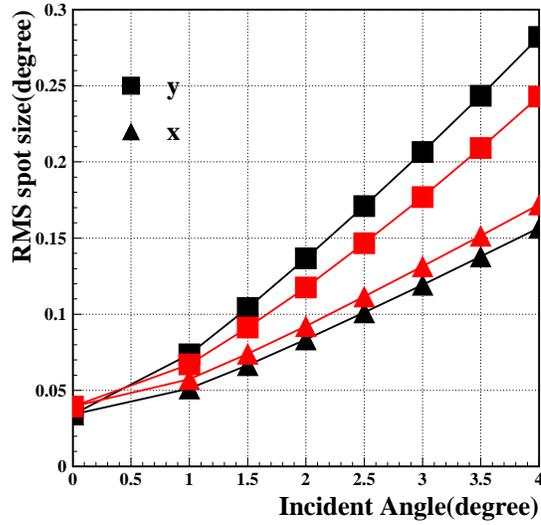


図 5.24: x 方向と y 方向の像の広がり。黒：複合放物面、赤：Davies-Cotton 鏡

### 5.2.5 像の x-y 比

複合放物面鏡と、Davies-Cotton 鏡の像の形状を比較するため、x 方向 (入射光線の傾斜角と垂直方向) と、y 方向 (入射光線の傾斜角方向) の像の広がり具合を比較した (図 5.24)。入射角度が大きくなるにつれて x 方向、y 方向ともに像が大きくなっていることが分かる。しかし複合放物面鏡と Davies-Cotton 鏡を比較すると、x 方向に対する y 方向の像の伸びが Davies-Cotton 鏡の方が小さい。すなわち、像の形状という観点からは、Davies-Cotton 鏡の方が、特に入射角の大きい場合に、複合放物面鏡より優れていると言える。

## 5.3 エネルギーしきい値

### 5.3.1 像の広がりエネルギーしきい値

CANGAROO 望遠鏡のスポットサイズを変化させたときに、シャワーイベントのエネルギーしきい値にどのような変化が見られるかモンテカルロシミュレーションにより調べた。ここでいうエネルギーしきい値とは図 5.25 のようなある条件で選ばれたシャワーイベントのエネルギー分布のピークの値と定義する。シミュレーションの条件を表 5.6 に、シャワーイベントとして選び出す条件を表 5.7 にまとめた。結果は図 5.26 のようになった。ここでは、2 種類の ADC しきい値に対して、クラスターサイズをパラメータにエネルギーしきい値をスポットサイズの関数として表している。この図から、だいたいどのシャワー選別条件の場合でもスポットサイズがおよそ  $0.1^\circ$  を超えると、エネルギーしきい値は上昇する傾向にあることが分かる。一方、スポットサイズがおよそ  $0.1^\circ$  より小さいときにエネルギーしきい値に大きな変化が見られないのは、カメラのピクセルサイズ (図 5.26 の黒の点線) によって、制限を受けてしまっているためと推測される。逆にスポットサイズがピクセルサイズ以下の範囲内ならば、スポットサイズが多少変化しても、エネルギーしきい値に大きな影響は現れないと考えられる。しかしシャワーイベントのエネルギーしきい値は変化しなくてもイメージ解析後のエネルギーしきい値は変化する可能性があるため、注意が必要である。

表 5.6: シミュレーションの条件

エネルギー	100GeV ~ 30TeV
ガンマ線入射位置	天頂
粒子	ガンマ線
スポットサイズ	0.05, 0.07, 0.1, 0.15, 0.25

表 5.7: シャワーを選ぶ条件

$ADC > 3p.e.$ , $ADC > 6p.e.$
$-25ns < TDC < 25ns$
T3a, T5a, T6a, T7a

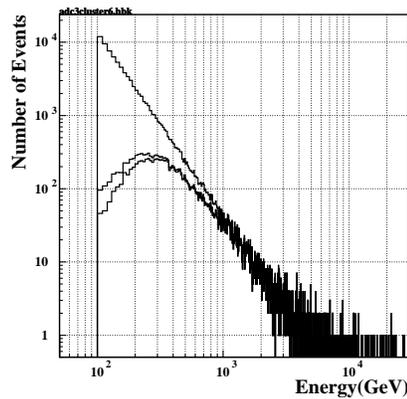


図 5.25: エネルギー分布の例 : 上からシミュレーションで生成したイベント、トリガーにかかったイベント、シャワーとして選び出されたイベントのエネルギー分布

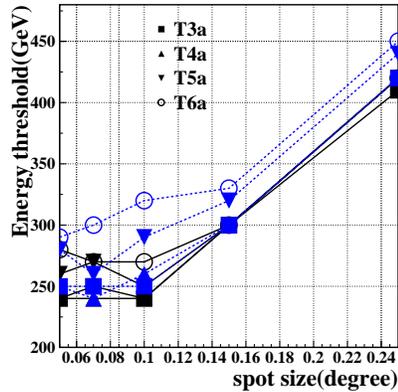


図 5.26: スポットサイズとシャワーイベントのエネルギーしきい値の関係。黒: $adc < 3p.e.$  青: $adc < 6p.e.$

## 5.4 焦点距離を変化させたときのエネルギーしきい値

焦点距離が長くなると大角度の光線の結像性能が向上するので、エネルギーしきい値の低下、および有効検出面積の拡大が期待される。そこでまず焦点距離 12m(f12) に伸ばして、8m の場合と比べてエネルギーしきい値に変化が見られるかどうかを調べた。f12 のときのカメラのピクセルサイズおよび視野は、f8 のときと角度表記で同じになるようにした。f8 および f12 のときのトリガーにかかったイベントのエネルギー分布を、それぞれ図 5.27 と図 5.28 に示す。f12 と f8 でエネルギーしきい値にそれほど大きな違いは見られない。トリガーにかかるイベント数については f12 の方が f8 に比べて 2%ほど多くなっている。また sumADC 分布は f8 と f12 で変わらないが、クラスターサイズは f12 の方が小さく、ADC 分布は f12 の方が大きくなる傾向がある。それにもかかわらずトリガーエネルギーしきい値が変わらないのは、CANGAROO 望遠鏡のトリガー条件が sumADC の影響を受けやすいためであろうと考えられる。しかしクラスターおよび ADC 分布が f8 と f12 で異なることから、イメージパラメータの分布に違いが現れることが予想され、これにより解析エネルギーしきい値、および信号雑音比も f8 と f12 で異なる可能性がある。

## 5.5 ガンマ線検出効率と有効検出面積

### 5.5.1 単一エネルギー (300GeV) の場合

前節の結果からイメージパラメータ分布が f8 と f12 で異なるのではないかと予測されるので、実際に f8 と f12 でシミュレーションにより比較を行った。ここでは表 5.8 に示すように単一エネルギーのイベントを用い、表 5.5.1 に示すスポットサイズを仮定した。シミュレーションの条件は 5.8、5.5.1 に示す。CANGAROO 望遠鏡は複合鏡であるため、実際にはスポットサイズ 0° というのはあり得ないが、極端に理想的な場合として 0° を仮定した。また実際の CANGAROO の解析ではスポットサイズとして 0.1° を使用しているが、ZEMAX の結果と合わせるため、CANGAROO 望遠鏡の現状を表すスポットサイズを 0.085° とした。このスポットサイズの違いによる影響はそれほど大きくないと考えられ、また f12 の結果との比較により議論するので、結果には大きな影響

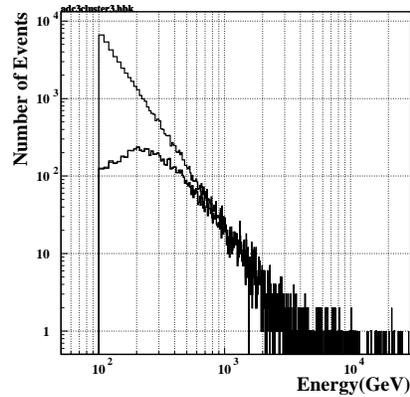
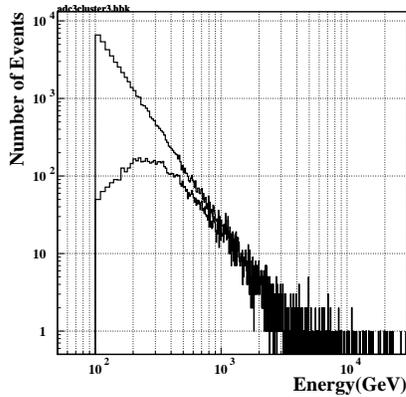


図 5.27: 生成したイベントとトリガーされたイベントのエネルギー分布。f8、 $\theta = 0.1^\circ$  の場合。 図 5.28: 生成したイベントとトリガーされたイベントのエネルギー分布。f12、 $\theta = 0.09^\circ$  の場合。

を及ぼさないと考えられる。

表 5.8: シミュレーションの条件

エネルギー	ガンマ線 : 300GeV、陽子 : 900GeV
ガンマ線入射位置	天頂

表 5.9: スポットサイズ

	f8	f12
理想的な場合	$0^\circ$	$0^\circ$
CANGAROO に合わせた散乱	$0.085^\circ$	$0.07^\circ$

理想的なスポットサイズを仮定した場合のイメージパラメータ分布を図 5.29(f8) と、図 5.30(f12) に、CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定した場合のイメージパラメータ分布を図 5.31(f8) と図 5.32(f12) に示す。f8 に比べ f12 の方が、CANGAROO に合わせた鏡よりも理想的な鏡の方が、イメージパラメータの分布が狭くなっているように見える。しかしガンマ線イベントのイメージパラメータとともに、陽子イベントのイメージパラメータの分布も同様に変化しているように見える。そこでガンマ線イベントと陽子イベントの分離の様子に、最も違いがあるように見える  $\alpha$  分布にのみ注目することにした。ここでは一般的に行われているのと同様に  $\alpha_{15}^\circ$  以内をガンマ線イベントと見なし、トリガーにかかったガンマ線イベント数との比を取ることにより、ガンマ線検出効率を求めた。また各場合について、トリガーイベント数が異なっていたことから有効検出面積についても求めた。これらの値および信号雑音比を表 5.5.1 にまとめて示す。この結果からガンマ線検出効率は、理想的なスポットサイズを仮定すること、または焦点距離を 12m にすることにより 10%程度改善されることが分かる。ただしそれぞれでほとんど差は見られない。また有効検出面積は同じ f8 でも現在の鏡に比べ理想鏡の方が広く、また f12 の方がこれよりさらに広くなることが分かる。つまり検出効率はある程度の結像性能があればそれ以上鏡の性能を良く

表 5.10: シャワーを選ぶ条件

$ADC > 3p.e.$ $-25ns < TDC < 25ns$ T3a
--

してもあまり改善しないが、有効検出面積は結像性能によって敏感に変化していることになる。ただしここではガンマ線検出効率は alpha 分布のカットのみによっているので、今後ほかのイメージパラメータのカットも考慮する必要がある。

表 5.11: ガンマ線検出効率 ( $\alpha \leq 15^\circ$ )

	ガンマ線検出効率	有効検出面積	S/N 比
f8(現在の鏡)	70.0%	$4.48 \times 10^4 m^2$	68.9
f8(理想鏡)	82.0%	$5.18 \times 10^4 m^2$	83.9
f12(現在の鏡)	79.4%	$5.76 \times 10^4 m^2$	78.6
f12(理想鏡)	82.8%	$5.79 \times 10^4 m^2$	84.3

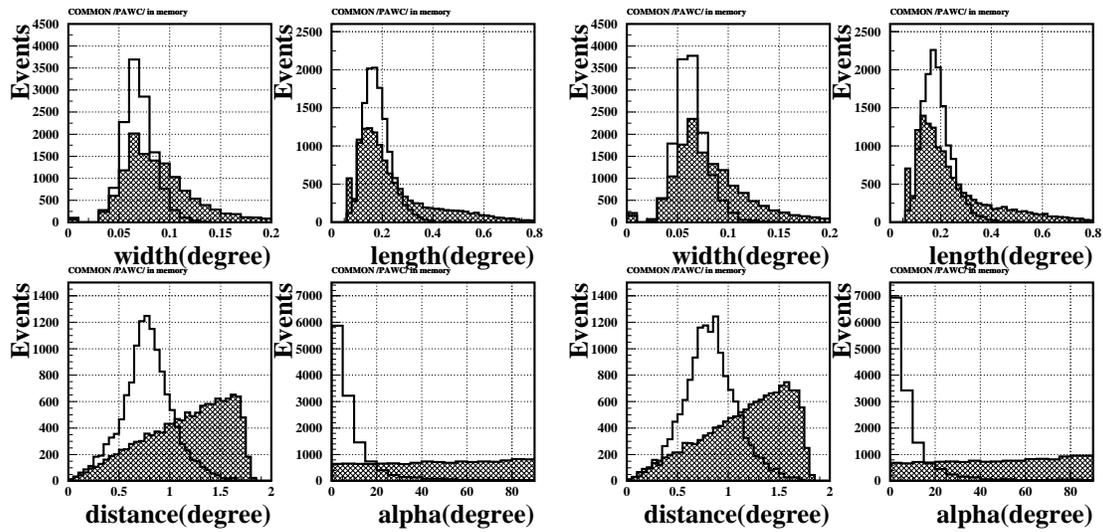


図 5.29: 理想的なスポットサイズ  $=0^\circ$  を仮定したときのイメージパラメータ分布 (300GeV 単一エネルギー)。f8 の場合

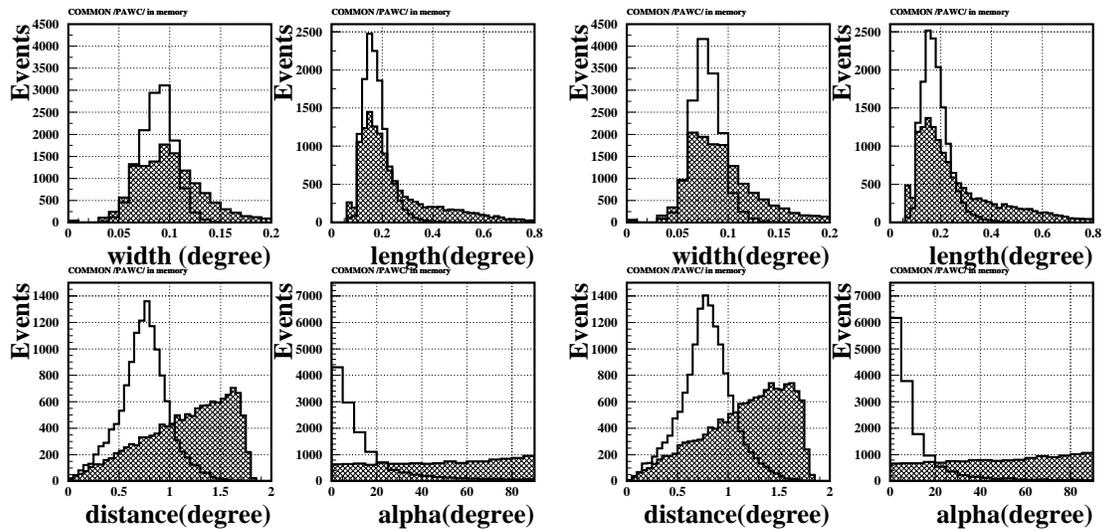


図 5.31: CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定したときのイメージパラメータの分布 (300GeV 単一エネルギー)。f8、 $=0.085^\circ$  の場合

## 5.5.2 エネルギースペクトルを考慮した場合

次にエネルギースペクトルを考慮してイメージパラメータを調べた。シミュレートしたエネルギー範囲は、ガンマ線について 100GeV ~ 10TeV、陽子については 200GeV ~ 30TeV で  $\beta = 2.5$  を仮定し、天頂から入射させた。焦点距離は f8 と f12 で CANGAROO 望遠鏡と同じ性能の鏡とした。イメージパラメータにはエネルギー依存性があるので、解析では sumADC によって sumADC<sub>j</sub>80p.e.、80p.e.;sumADC160p.e.、160p.e.;sumADC の 3 つのエネルギー領域に分割した。

最もエネルギーの低い領域のイメージパラメータを図 5.33、図 5.34 に、中間のエネルギー領域を図 5.35、図 5.36 に、エネルギーの最も高い領域を図 5.37、図 5.38 にそれぞれ f8 と f12 について示す。ここでも alpha 分布にのみ注目した。エネルギーが低いほど、また同じエネルギーなら焦点距離が短いほど alpha 分布が広がっていることが分かる。単一エネルギーの場合と同様に alpha $_{15^\circ}$  以内をガンマ線イベントと考え、ガンマ線検出効率を求め、トリガーイベント数から有効検出面積を求めた。これらの値および信号雑音比を表 5.5.2、表 5.13 に示す。各エネルギー領域でガンマ線検出効率が異なっているが、全エネルギー領域において f12 のほうがより検出効率が高くなっており、特に低エネルギー領域でその差が顕著である。これは f12 のほうが結像性能が向上し、より低光量のイベントを捉えることができるようになったためであると考えられる。また f12 のほうが有効検出面積が大きくなり、信号雑音比も向上していることが分かる。焦点距離を 12m にすることにより、低エネルギー領域で検出効率に改善が見られたことから、エネルギーしきい値の低下が期待できる。

表 5.12: ガンマ線検出効率 ( $\alpha \leq 15^\circ$ )

	0 ~ 80p.e.	80 ~ 160p.e.	160p.e. ~
f8(現在の鏡)	47.6%	69.2%	78.9%
f12(現在の鏡)	58.0%	72.4%	79.4%

表 5.13: S/N と有効検出面積

	0 ~ 80p.e.	80 ~ 160p.e.	160p.e. ~	有効検出面積
f8(現在の鏡)	29.7	42.2	45.2	$3.3 \times 10^4 m^4$
f12(現在の鏡)	37.9	46.8	47.9	$3.8 \times 10^4 m^2$

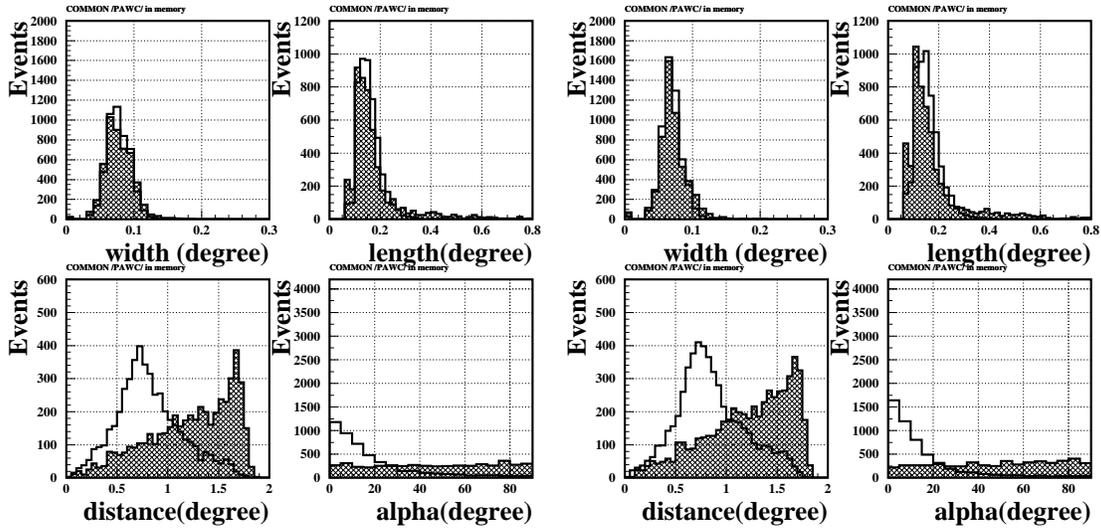


図 5.33: CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定したときのイメージパラメータの分布 (べき 2.5 のスペクトルを仮定)。f8、 $0p.e. < sumADC < 80p.e.$  の場合

図 5.34: CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定したときのイメージパラメータの分布 (べき 2.5 のスペクトルを仮定)。f12、 $0p.e. < sumADC < 80p.e.$  の場合

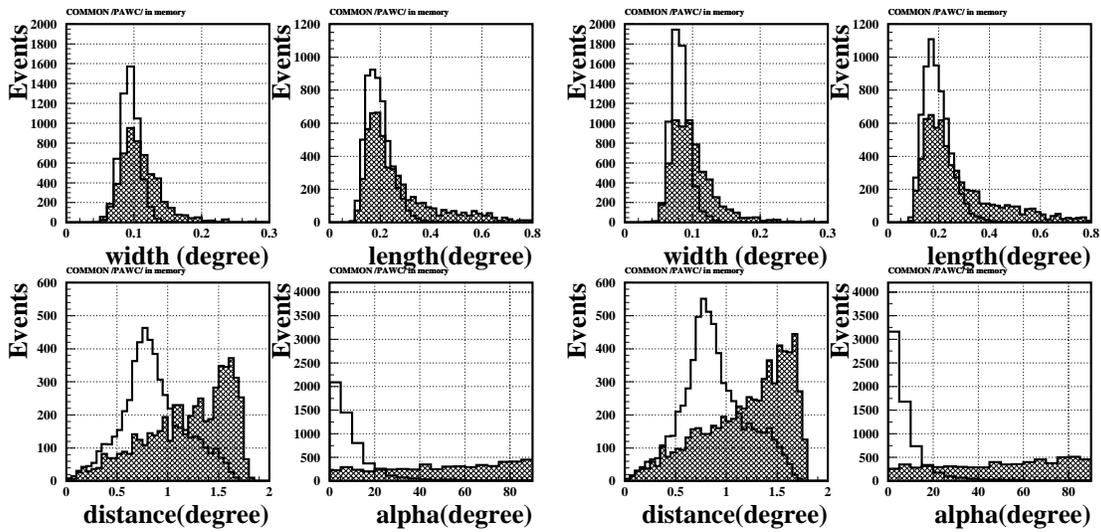
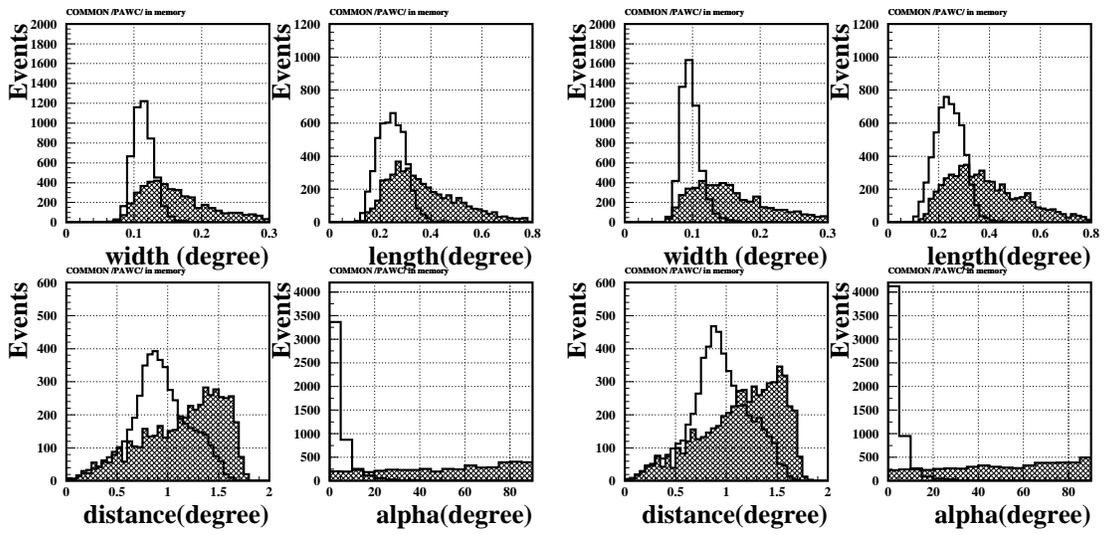


図 5.35: CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定したときのイメージパラメータの分布 (べき 2.5 のスペクトルを仮定)。f8、 $80p.e. < sumADC < 160p.e.$  の場合

図 5.36: CANGAROO 望遠鏡と同じスポットサイズを仮定したときのイメージパラメータの分布 (べき 2.5 のスペクトルを仮定)。f12、 $80p.e. < sumADC < 160p.e.$  の場合



☒ 5.37: f8  $sumADC > 160p.e.$

☒ 5.38: f12  $sumADC > 160p.e.$

## 第6章 まとめ

CANGAROO 望遠鏡の複合望遠鏡としての現在の架台をそのままに結像性能を改善する方法として、焦点距離を伸ばす (F 値を大きくする) ことと小鏡の像の広がりを抑えることを考え、その効果を光線追跡法によって調べた。理想的鏡面を持つ鏡では焦点距離を伸ばすと、結像性能は向上した。しかし現在の CANGAROO 望遠鏡と同じ結像性能を持つ鏡では焦点距離を伸ばしても、 $0^\circ$  入射光線では結像性能に大きな改善は見られなかった。小鏡の散乱を小さくし、理想鏡に近づけるにしたがい、焦点距離を伸ばした効果がより大きく現れるようになった。このことから、光軸と平行に近い光線では焦点距離を伸ばすよりも小鏡の像の広がりを抑えることの方が、結像性能を向上させる上で重要であることが分かった。一方、角度を持って入ってくる光線に対しては、散乱よりも収差の影響が大きいので焦点距離を伸ばすことの方が効果が大きいことが分かった。

次に現在直径 80cm の小鏡の大きさを変化させた場合について調べた。小鏡のサイズが小さい方がスポットサイズは小さくなるという結果を得た。これは小型球面鏡の F 値が小さくなり、小鏡の向きや曲率半径が細かく最適化され、理想的な放物面に近づくためである。

比較のために Davies-Cotton 型望遠鏡についても同様のシミュレーションを行った。複合放物面鏡のときと同じように、CANGAROO 望遠鏡と同じ結像性能の鏡では、焦点距離を伸ばしても結像性能に大きな改善は見られなかった。また Davies-Cotton 型望遠鏡と複合放物面鏡のスポットサイズを比較したが大きな違いは見られなかった。小鏡の散乱を小さくしていくと、複合放物面のときと同じように、焦点距離を伸ばしたときの結像性能が大きく向上した。大角度では Davies-Cotton 型の方が複合放物面と比べて像の広がりが幾分小さいものの、それほど大きな差は見られなかった。しかし入射角度が大きいときの像の変形の度合は、Davies-Cotton 型の方が小さい。またカメラ面への光到来時間差は、放物面ではほとんど無視できるのに対し、Davies-Cotton 型では ns のオーダーとなる。到来時間差が大きくなると夜光などバックグラウンドの除去の効率が悪くなるので、将来的にはこの時間差も考慮に入れて考えていく必要がある。

以上をまとめると複合放物面、Davies-Cotton 型ともに、結像性能を向上させるには、焦点距離を長くし F 値を大きくすることと鏡の改良の両方が必要でかつ有効であることが分かった。

これらの結果をもとに、焦点距離 8m で理想鏡の場合と現在の CANGAROO と同じ性能の鏡の場合、焦点距離 12m で理想鏡、現在と同じ性能の鏡の 4 つの場合について、ガンマ線の検出性能においてどのような違いがあるのかを調べた。そのために 300GeV のガンマ線と 900GeV の陽子を天頂から入射した場合についてシミュレーションを行った。まずそれぞれのイメージパラメータ分布を調べたところ、陽子の除去という観点からは alpha 分布に顕著な違いが見られた。そこで  $\alpha < 15^\circ$  以内のイベントを選び出すことにより、それぞれの場合のガンマ線検出効率を調べた。その結果、ガンマ線検出効率は、焦点距離 8m で現在の鏡の場合に比べ、ほかのいずれの場合も同程度に向上することが分かった。また有効検出面積は焦点距離 8m で現在の鏡の場合に比べ焦点距離 8m で理想鏡の場合の方が、またそれよりも現在の鏡でも焦点距離 12m の方がさらに大きくなった。焦点距離 12m で、現在と同じ鏡の場合と理想鏡の場合では、あまり大きな違いは見られなかった。エネルギースペクトルを考慮した場合、これらの結果は低エネルギー領域でより顕著であることが分かった。トリガーエネルギーしきい値は、スポットサイズとともに上昇する傾向があ

ることが分かった。ただし、スポットサイズがピクセルサイズ以下になったときは、ピクセルがエネルギーしきい値を決めているようである。また焦点距離 8m と焦点距離 12m でトリガーエネルギーしきい値に大きな差は見られなかったが、解析エネルギーしきい値の低下が期待される。

今後、alpha 以外のイメージパラメータの分布を考慮し、解析エネルギーしきい値や検出効率を調べる必要がある。また焦点距離を長くすると、大角度での結像性能が向上することから、ステレオ観測ではさらなる改善が見込まれる。

# 付録A ADCの2山分布

1TeV 単一エネルギーのガンマ線を天頂から入射させシミュレーションを行った。このとき得られるトリガーイベントの sumADC 分布を図 A.1 に示す。単一エネルギーのガンマ線を入射させたにもかかわらず、2山の分布が作られていることが分かる。図 A.1 の黒線が NSB イベントを入れてシミュレーションを行ったもの、赤線が NSB イベントを入れずにシミュレーションを行ったものである。sumADC の小さい方の山が幾分小さくなっているものの、それほど大きな変化は見られず、山を作っているのは NSB ではないことが分かる。

次に 500GeV の sumADC 分布を調べてみた (図 A.2)。分布は 1山になっていることが分かる。これは入射ガンマ線のエネルギーが低くなったために、得られる sumADC が小さくなり、1TeV で見られた sumADC の小さい側の分布と重なり合ってしまったためだと考えられる。このことから 1TeV の分布の sumADC の大きい方の分布が、”普通の”ガンマ線イベントが作る分布であると考えられる。

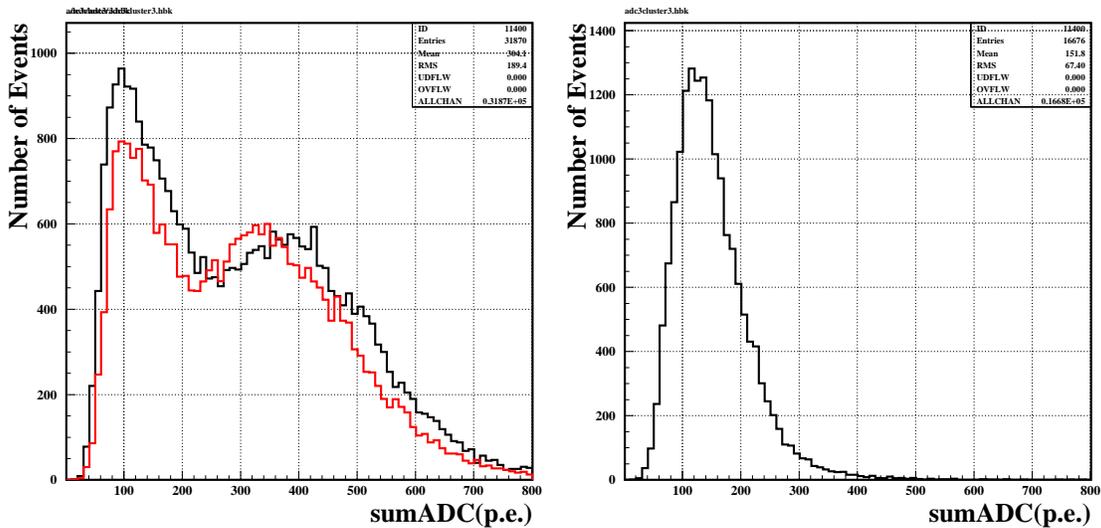


図 A.1: トリガーにかかったイベントの sumADC 分布 (1TeV) 黒 : NSB あり 赤 : NSB なし  
 図 A.2: トリガーにかかったイベントの sumADC 分布 (500GeV) NSB なし

これらのイベントがシャワーイベントとして選び出されるのかどうか調べるため、1TeV、夜光なしイベントについて ADC・TDC カット、およびクラスターカットを行った。図 A.3 にシャワーとして選ばれたイベントの sumADC 分布を示す。シャワーを選び出した条件は表 A に示す。adc10p.e.、T10a で sumADC の小さい方のほとんどのイベントが落とされていることが分かる。sumADC とクラスターサイズの分布を図 A.4、図??、図 A.5 に示す。T10a あたりから分布の傾きが変わって

表 A.1: シャワーを選ぶ条件

ADC	> 6p.e.、 10p.e.
TDC	< 25ns
cluster	T6a、 T10a

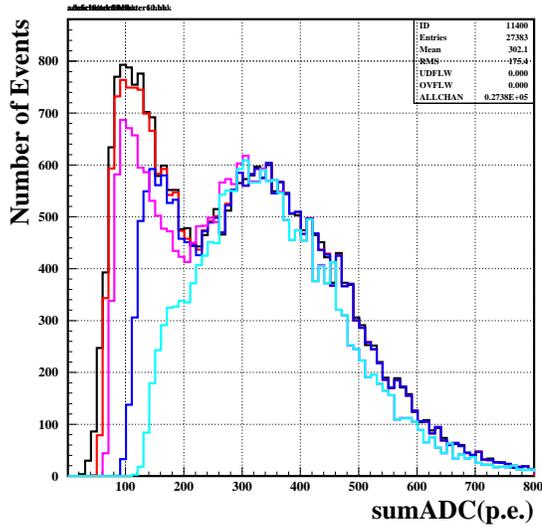


図 A.3: シャワーイベントの sumADC 分布 (1TeV) 黒：トリガーイベント、赤：6p.e.、T6a 青：6p.e.、T10a、ピンク：10p.e.、T6a、水色：10p.e.、T10a

いるように見える。この傾きの変わる点の前後のイベントが、それぞれ sumADC の 2 つのピークに対応していると考えられる。この分布から T10a 程度のクラスターカットをかければ、sumADC の小さいイベントを除去できることが分かる。このような分布の違いは 500GeV ではあまりはっきりしないが、やはり T10a 程度で傾きが変わっているように見える。

次にどのようなイベントが 2 山の分布を作っているのか調べるために、sumADC と distance の分布を見ることにした。図 A.6、図 A.7 にトリガーにかかったイベントの sumADC と distance の分布を示す。はっきりと 2 成分に分かれていることが分かる。sumADC の小さい方の分布は distance がおよそ 1 以上と集中していることから、カメラの視野の端にかかったイベントであることが予想される。また 1TeV では両成分がはっきり分かれているのに対し、500GeV では 2 つの成分が重なり合っている。また少しシミュレーションの条件は異なるが、陽子イベントの分布も図 A.8、図 A.9 に示す。陽子イベントには 2 成分の分布は見られない。このことと図 A.6 の分布の 2 成分が不連続であることから、チェレンコフプールの外側のイベントがこのような 2 成分を作る原因である可能性がある。以上のことから分布が 2 山となる原因はあまりはっきりしないが、おそらく、視野の端にかかったイベントであろうと考えられる。またこれらのイベントを除去するために、T10a 以上のクラスターカットをかけるか、distance が 1 より大きいイベントを取り除くことが必要となるかもしれない。

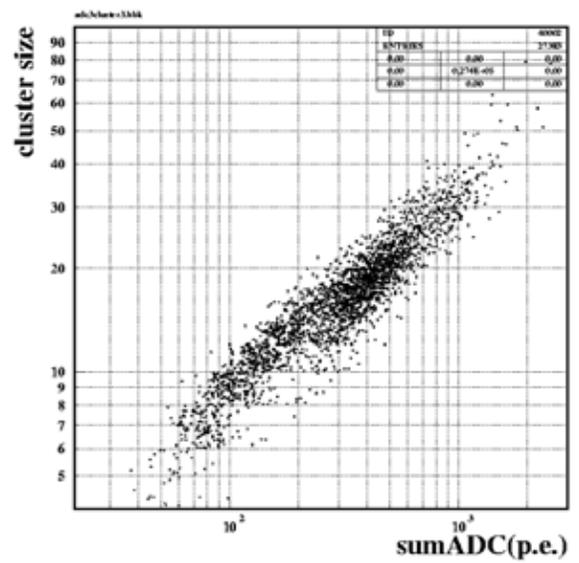
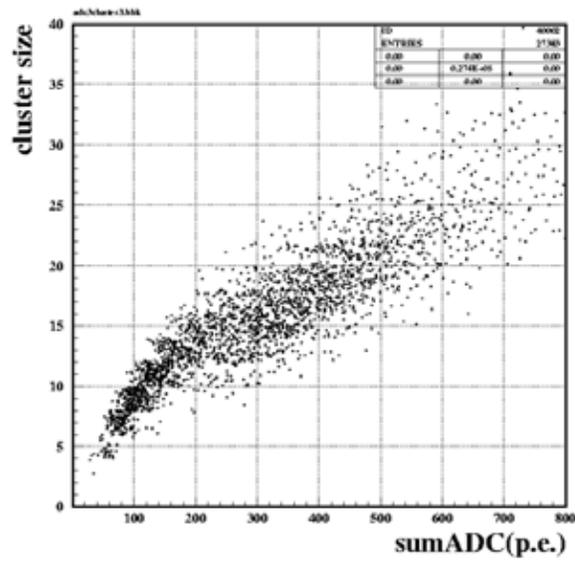


図 A.4: sumADC とクラスターサイズの分布 (1TeV) 左 : liner、右 : log

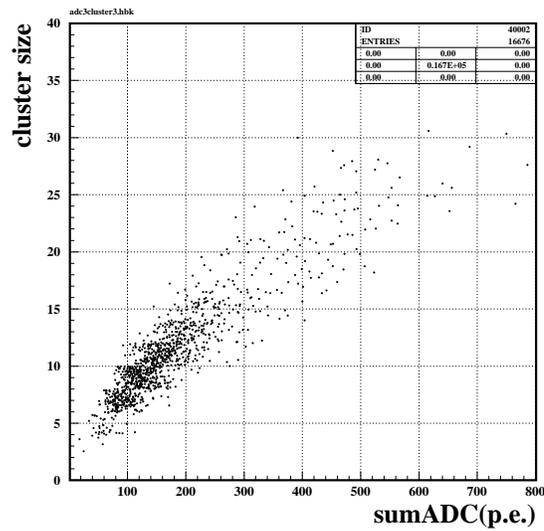
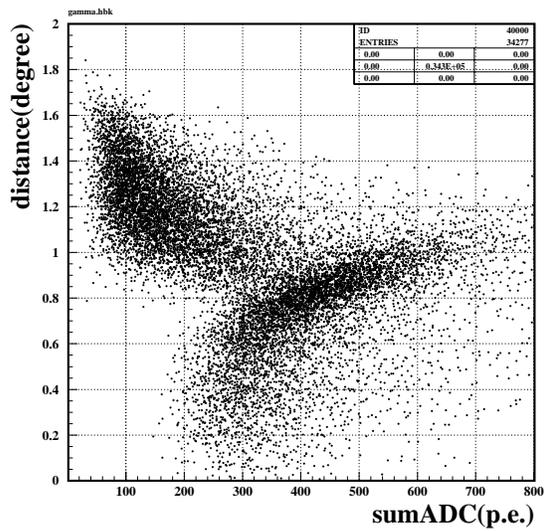
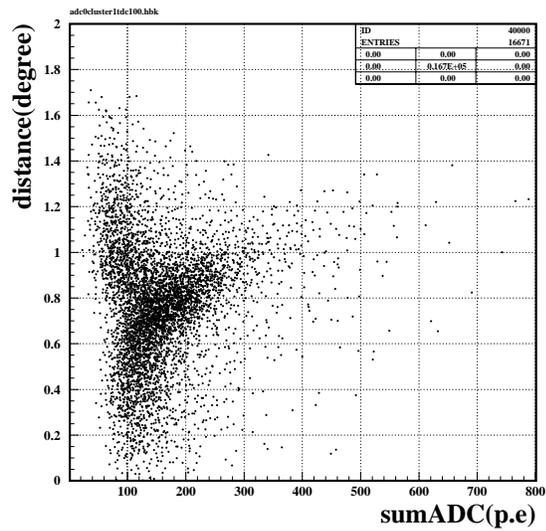


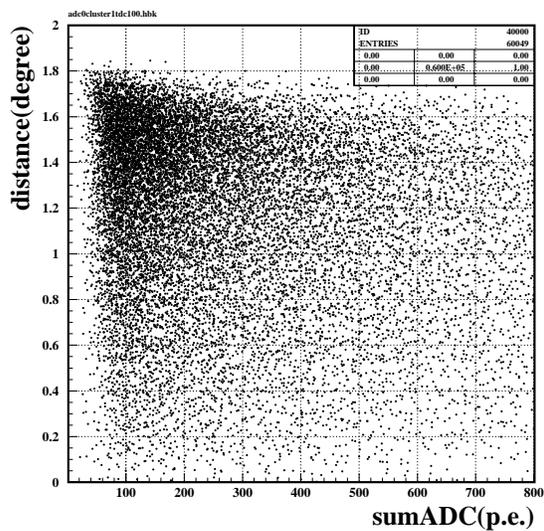
図 A.5: sumADC とクラスターサイズの分布 (500GeV)



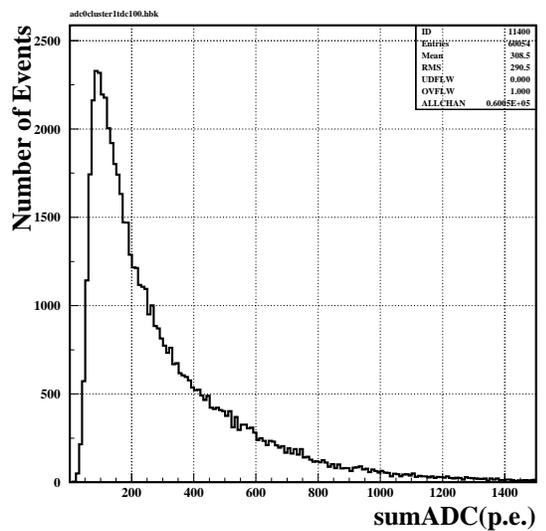
☒ A.6: sumADC と distance の分布 (1TeV)



☒ A.7: sumADC と distance の分布 (500GeV)



☒ A.8: 陽子イベントの sumADC と distance の分布 (3TeV、夜光あり、スポットサイズ 0.085 °)



☒ A.9: 陽子イベントの sumADC 分布 (3TeV、夜光あり、スポットサイズ 0.085 °)

## 謝辞

本研究を進めるうえでいつも適確な指導をしてくださった、西嶋恭司教授、櫛田淳子助手に感謝いたします。またたくさんの助言をしてくださった京都大学の谷森達教授に感謝します。それから本研究室の服部敬裕さん、栗原工さん、中島洋子さん、宮下靖史さん、井上涼くんにも、たくさん助言などをいただきました。ありがとうございました。また学部生の熊谷くん、斎藤くん、松原くん、櫻井さん、水庭くん、石井くん、渡辺くん、柳田くん、由井くんのおかげで、1年間とても楽しく過ごすことができました。

お忙しい中、質問に答えてくださった東京大学宇宙線研究所の大石理子さん、株木重人さん、足立裕樹くん、河内明子助手に感謝いたします。また ZEMAX に関していろいろ教えてくださった甲南大学の梶野文義教授にも感謝いたします。またリーディングテックスの山本努さんにも、たくさん助けていただきました。ありがとうございました。最後に CANGAROO グループの皆様を始め、様々な方々にお世話になりました。本当にありがとうございました。

## 関連図書

- [1] Ulrich,M.H.,Maraschii,L.,Urry,C.M.,ARAA 35,445,1997
- [2] inoue,S.Takahara,F.,ApJ,463,555,1996.
- [3] kino,M.Takahara,F.,kusunose,M.,ApJ.564,97,2002
- [4] <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/C3pamph-e/>
- [5] <http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGICWeb/>
- [6] Sikora,M.et al,ApJ,421,153,1994
- [7] Urry&Padovani,PASP 107,p.803,1995
- [8] Daugherty& harding,ApJ.458,278,1996
- [9] Okumura et al. ApJL,579,L9-L12,2002
- [10] Horan, ApJ,571,753,2002
- [11] Usv&Melrose Aust.J.Phys,1995
- [12] Cheng,Ho&Ruderman ApJ 1986
- [13] Romani,ApJ,1996
- [14] Kifune, T. et al., ApJ. Lett., 438,L91-94,1995
- [15] J.Kushida et al.,2003,Proc. The 28th ICRC.
- [16] Yoshikoshi, T. et al., ApJ. Lett.,487,L65-68,1997
- [17] <http://www.tyco.dk/article/view/520/1/36>
- [18] Greiner et al.,2003,GCN Circ.2020
- [19] Matheson et al.,2003,GCN Circ.2107
- [20] T.Weeks et al,APJ,342,379,1989
- [21] Tanimori et al., ApJL,497,L25-L28,1998
- [22] Enomoto, R. et al., Nature,2002
- [23] Itoh et al., A&A,396,L1-L4,2002
- [24] [http://coss.gsfc.nasa.gov/images/baste/BATSE\\_2704.jpg](http://coss.gsfc.nasa.gov/images/baste/BATSE_2704.jpg)

- [25] G.Puhlhofer,2003,Proc.The 28th ICRC.
- [26] F.Krennrich et al.,1998,Astropart. Phys. 8,213
- [27] G.Walker et al.2003,Proc.The 28th ICRC
- [28] K.Bernlohr et al. 2003,Astropart. Phys.20 111-128
- [29] R.Cornils et al. Astropart.Phys. 20 129-143
- [30] T.Weeks,Very High Energy Gamma-Ray Astronomy,Insitute of Physics Publishing,2003
- [31] 大石理子、東京大学大学院理学系研究科修士論文、2002
- [32] The MAGIC Telescope for Gamma-ray Astrophysics above 10-30 GeV Letter of Intent 1998
- [33] ECO-1000 draft proposal,"ECO,the European Gamma-Ray Observatory: Low-threshold Telescope at La Palma",2003
- [34] Benn&Ellison,New Astron. Rev.,1998
- [35] 石黒浩三、光学、裳華房、1996
- [36] J.Davies and E.Cotton,Solor Energy Sci.and Eng.,1,16
- [37] M.Ohishi, A.Kawachi, R.Kiuchi and M.Mori,CANGAROO 内部レポート
- [38] Bely et al.,NGST MONOGRAPH No.2"Straylight analysis of the Yardstick Mission,1999
- [39] 鷲尾智子、甲南大学大学院自然科学研究科修士論文、2003