超高エネルギーガンマ線観測のための
高分解能チェレンコフ望遠鏡の
設計・評価

甲南大学大学院自然科学研究科
物理学専攻 修士課程 2 年
20121012
鷲尾智子

平成 15 年 2 月 26 日

目 次

Abstract **1**

第 I 部　超高エネルギーガンマ線天文学 **2**

第 1 章　超高エネルギーガンマ線天文学 **3**
1.1 ガンマ線観測の意義・現状 3
1.2 赤外背景放射による影響 4
1.3 宇宙のガンマ線源 5
1.3.1 銀河系内天体 5
1.3.2 銀河系外天体 6
1.3.3 その他 7
1.4 高エネルギーガンマ線の観測原理 8
1.4.1 制動輻射 8
1.4.2 電子・陽電子対生成 8
1.4.3 空気シャワーからのチェレンコフ光 8
1.4.4 大気中での光の散乱と吸収 10

第 2 章　解像型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測 **12**
2.1 大気チェレンコフ光を用いた観測 12
2.1.1 宇宙線陽子とガンマ線の識別 12
2.1.2 エネルギー閾値 14
2.1.3 フラックス感度 (Flux Sensitivity) 15
2.1.4 角度分解能 15
2.2 世界のチェレンコフ望遠鏡 15
2.2.1 甲南望遠鏡 16
2.2.2 CANGAROO-III 望遠鏡 16
2.2.3 世界のチェレンコフ望遠鏡の比較 17

第 II 部　高分解能チェレンコフ望遠鏡の設計・評価 **21**

第 3 章　高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性 **22**
3.1 高分解能チェレンコフ望遠鏡 22
3.1.1 高解像度カメラ 22
3.1.2 理想光学系 23
3.2 高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性 24

3.2.1 高分解能チェレンコフ望遠鏡によるトリガー効率 24
3.2.2 高分解能チェレンコフ望遠鏡によるイメージパラメータ alpha 25

第 4 章 理想光学系の設計 26
4.1 設計の意義 26
4.2 光学的理論 26
4.2.1 焦点距離 26
4.2.2 光学的収差 28
4.2.3 有効径 (effective aperture) 29
4.2.4 F 値 (F number) 30
4.3 レンズの材質 30
4.4 主鏡の形状 30
4.4.1 一面鏡 30
4.4.2 分割鏡 31
4.5 設計・シミュレーション方法 31
4.5.1 光学設計ソフト ZEMAX 31
4.5.2 像の広がり (R_{rms}) の定義 34
4.6 設計およびシミュレーション条件 35

第 5 章 設計およびシミュレーション結果 36
5.1 球面鏡を主鏡に用いた光学系 36
5.1.1 非球面レンズ 1 枚 36
5.1.2 両面フレネルレンズ 1 枚 37
5.1.3 非球面レンズ 2 枚 38
5.1.4 非球面レンズ + フレネルレンズ 39
5.1.5 両面フレネルレンズ 2 枚 I 40
5.1.6 両面フレネルレンズ 2 枚 II 41
5.1.7 球面鏡のときの結果 42
5.2 放物面鏡を主鏡に用いた光学系 44
5.2.1 非球面レンズ 1 枚 44
5.2.2 両面フレネルレンズ 1 枚 45
5.2.3 放物面鏡のときの結果 45
5.3 主鏡の F 値 46
5.4 主鏡の口径 46
5.5 カセグレン式光学系 47

第 6 章 シミュレーション 50
6.1 夜光を考慮した時の観測効率 50
6.1.1 夜光 (NSB) 50
6.1.2 夜光光量の見積り 51
6.1.3 1 秒あたりに 1 イベント以下でトリガーされる光電子数の計算 53
6.2 チェレンコフイメージの違い 56

第 7 章 結論 58

関連図書 59

謝辞 60

表 目 次

1.1 TeV 領域での放射が確認された天体 8

2.1 主なイメージパラメータ 13
2.2 甲南望遠鏡の概要 17
2.3 世界のチェレンコフ望遠鏡の比較 17

3.1 シミュレーション条件 24

4.1 設計を行なった条件 35

5.1 非球面レンズ 1 枚の概要 36
5.2 両面フレネルレンズ 1 枚の概要 37
5.3 非球面レンズ 2 枚の概要 38
5.4 非球面レンズ + フレネルレンズの概要 39
5.5 両面フレネルレンズ 2 枚 I の概要 40
5.6 両面フレネルレンズ 2 枚 II の概要 41
5.7 非球面レンズ 1 枚の概要 44
5.8 両面フレネルレンズ 1 枚の概要 45
5.9 カセグレン式光学系の概要 49

図 目 次

1.1 CGRO の EGRET が同定したガンマ線源 4
1.2 現在 (実線) と未来 (破線) におけるガンマ線検出器の感度 5
1.3 銀河間赤外線によるガンマ線の吸収 [6] 6
1.4 パルサーの概略図 7
1.5 核カスケードの発達 9
1.6 1TeV γ 線 (左) と 3TeV 陽子 (右) による空気シャワーの発達。 10
1.7 荷電粒子および光子の運動量とエネルギー変化 11
1.8 Cerenkov 輻射 11

2.1 イメージパラメータの定義 13
2.2 望遠鏡の概略図 16
2.3 甲南望遠鏡 18
2.4 口径 3m 甲南望遠鏡の分割鏡の配置 18
2.5 CANGAROO-III 望遠鏡 18
2.6 口径 10mCANGAROO-III 望遠鏡の分割鏡の配置 18
2.7 MAGIC 19
2.8 H.E.S.S. 19
2.9 Whipple 19
2.10 VERITAS 19
2.11 HEGRA 20
2.12 CAT 20

3.1 PMT256ch(左図) と PMT6400ch(右図) とのカメライメージの違い 23
3.2 分割鏡 (左図) と理想光学系 (右図) でのイメージの違い 23
3.3 チェレンコフ望遠鏡の配置と γ 線の入射範囲 25
3.4 「エネルギーとトリガー効率の関係 (左)」と「エネルギーと $/alpha$ の関係 (右)」 25

4.1 球面鏡の焦点距離 27
4.2 絞りと入射瞳の関係 29
4.3 主鏡 + レンズを用いた光学系 31
4.4 カセグレン式光学系 31
4.5 ２次元による Conic の値と光学面の形状との関係 33
4.6 フレネルレンズと凸レンズの関係 33
4.7 像の広がりと重心 (赤点) の様子 34

5.1 非球面レンズ１枚 36

5.2 非球面レンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子 36
5.3 両面フレネルレンズ 1 枚 37
5.4 両面フレネルレンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子 37
5.5 非球面レンズ 2 枚 38
5.6 非球面レンズ 2 枚を用いたときの焦点面での結像の様子 38
5.7 非球面レンズ + フレネルレンズ 39
5.8 非球面レンズ + フレネルレンズを用いたときの焦点面での結像の様子 39
5.9 両面フレネルレンズ 2 枚 I 40
5.10 両面フレネルレンズ 2 枚 I を用いたときの焦点面での結像の様子 40
5.11 両面フレネルレンズ 2 枚 II 41
5.12 両面フレネルレンズ 2 枚 II を用いたときの焦点面での結像の様子 41
5.13 両面フレネルレンズ 2 枚 II を用いたときの入射角度と像の広がりの関係 42
5.14 球面鏡を主鏡とした光学系による像の広がり 43
5.15 非球面レンズ 1 枚 44
5.16 非球面レンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子 44
5.17 両面フレネルレンズ 1 枚 45
5.18 両面フレネルレンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子 45
5.19 放物面鏡を主鏡とした光学系による像の広がり 46
5.20 F 値による像の広がり (口径 10m 放物面鏡) 47
5.21 望遠鏡の口径による像の広がり (F/1.0) 47
5.22 カセグレン式光学系 48
5.23 カセグレン式光学系のレンズ及び結像位置の様子 48
5.24 カセグレン式光学系のときの焦点面での結像の様子 48

6.1 夜光のスペクトル 50
6.2 口径 3m 望遠鏡にやってくる夜光の頻度 52
6.3 口径 10m 望遠鏡にやってくる夜光の頻度 53
6.4 口径 3m 望遠鏡による pixel 数と光電子との関係 55
6.5 口径 10m 望遠鏡による pixel 数と光電子との関係 55
6.6 光学系の分解能によるガンマ線 100GeV のイメージ 56
6.7 core distance とチェレンコフ光の光子数 57

7.1 放物面鏡の主鏡とした時のイメージの違い。 58
7.2 球面鏡を主鏡としたときのイメージの違い。 58

概 要

ガンマ線天文学は、人工衛星による観測とチェレンコフ望遠鏡による地上観測によって、大きな進歩をとげている。しかし、$10\mathrm{GeV}$ ~ $100\mathrm{GeV}$ の領域には、これらの観測によっても観測が困難な「すきま」が存在する。この「すきま」を埋めるためには、検出器の感度向上が必要である。

現在の超高エネルギーガンマ線観測に用いられるチェレンコフ望遠鏡の分解能は、約 $0.1°$ である。これは、有限個の分割鏡を用いていることや、収差などにより結像イメージが広がるからである。また、そのカメラに使用されている光電子増倍管 (PMT) はせいぜい数百素子で、そのカメラ上で、 1 もしくは 2 素子しか得ることのできない低いエネルギー領域の小さいイメージは鮮明に捕えることができない。収差のない理想的な光学系と、受光素子の数を増やした高解像度カメラを用いたシミュレーションでは、高エネルギーガンマ線を検出するエネルギー閾値が下がるとともに、角度分解能等が向上することが分かっている。さらに、$4000\mathrm{m}$ 級の高山で $10\mathrm{m}$ 口径のこのような新しいシステムの望遠鏡を用いて観測すると、$20\mathrm{GeV}$ ~ $100\mathrm{GeV}$ のエネルギー領域で非常に有効である。

本研究では、このような高分解能チェレンコフ望遠鏡の実現に向けて、望遠鏡の光学系の設計を行ない、高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性を確認した。光学設計の方針として、現在の主流の望遠鏡の分解能 $(0.1°)$ より、一桁近く $(0.02°$ 程度) まで精度が向上するように改良を目指した。また、実現性を見越して構造が簡単でコストが低くなるような光学系になるように設計し、その評価を行なった。

その結果、望遠鏡の光学系として、球面鏡+フレネルレンズ 2 枚を用いると、入射角 $1°$ で約 $0.025°$ まで像の広がりを抑えることができ、一桁近い精度向上を得ることができた。

Abstract

Gamma-ray astronomy has accomplished a big progress by observations of artificial satellites, ground based Cherenkov telescopes etc. However, the "energy gap" where observation is difficult still exists in the range of 10GeV-100GeV even by these observations. In order to fill this "energy gap", improvements of detector sensitivity are required.

Angular resolution of the Cherenkov telescopes used for the present high energy gamma-ray observation is roughly 0.1 degrees. This is caused by focal image spreads by using limited number of segmented mirrors, and optical aberration etc. Moreover, the number of the photo-multipliers (PMT) currently used for the camera is several hundreds at most, and small images of low energy gamma rays which spreads only a few pixels on the camera cannot be caught by them sharply. Not only decreasing the energy threshold to detect gamma rays but also improvements of angular resolution by using an ideal optical system which has no optical aberration and a high-resolution camera have been suggested by our previous study. Furthermore, if Cherenkov telescopes of 10m diameter with such optical systems are placed at a high mountain of 4000m class, it is very effective to observe gamma rays in the energy range of 20GeV-100GeV.

In this report, I carried out a design of telescopic optical systems toward the realization of such high-resolution Cherenkov telescopes, and evaluated the validity of the high-resolution Cherenkov telescopes. For the realization of such telescopes, the structure should be simple for minimizing the construction cost.

As a result, when a spherical mirror and two Fresnel lenses were used as a telescopic optical system, the spread of the image could be suppressed to about 0.025 degrees at 1 degree of incidence angle. This is one of the best optical resolutions for the Cherenkov telescope.

第I部

超高エネルギーガンマ線天文学

第1章　超高エネルギーガンマ線天文学

1.1　ガンマ線観測の意義・現状

ガンマ線天文学は、天体物理学の高エネルギー分野として発展してきた。しかし、ガンマ線天文学は粒子加速などによる非熱的高エネルギー現象や高エネルギー宇宙線の起源等の解明において有意な手段でありながら、近年まで立ち後れた分野と言える。

宇宙線は、宇宙から絶えず地球に降り注いでくる高速の素粒子、または原子核である。宇宙空間から地球に入射する宇宙線を一次宇宙線と呼び、その一次宇宙線が地球の大気中の原子核と相互作用して生成される粒子を二次宇宙線と呼ばれている。一次宇宙線の大部分は陽子などの原子核であり、そのほかガンマ線やニュートリノなどが存在している。これらの宇宙線のエネルギー領域は非常に広く、電磁波の領域では、電波から可視光、X 線、ガンマ線に至るまで、さまざまな観測方法を用いて観測が行なわれている。しかし、これらの宇宙線の加速機構や起源については、未だ謎の部分が多く、はっきりした結論が得られていないのが現状である。

宇宙線そのものは、荷電粒子であるために、ある場所 (天体) で加速されてやって来ても、宇宙空間を伝播してくる間に宇宙に存在している銀河磁場などさまざまな宇宙磁場によって方向を曲げられる。このため、地球近傍で観測されたときには本来の到来方向の情報は失われている。宇宙線源を調べるには、加速された場所から宇宙空間を伝播中に磁場の影響を受けずにまっすぐ地球まで飛来してくる電荷的に中性の粒子を観測する必要がある。これに適する粒子として、ガンマ線とニュートリノがあげられるが、ニュートリノは反応断面積が非常に小さく、検出するのが困難である。そのため、光子であるガンマ線を観測することによって宇宙線源を特定することができる。これにより、高エネルギー宇宙線の起源や宇宙線の加速について、「どの天体」から加速され宇宙線が到来しているのかを探る指針となる。

高エネルギー天文学 (X 線・γ 線) が発展してきた過程には、衛星観測によるものが大きい。CGRO(Compton Gamma Ray Observatory) 衛星の EGRET 検出器によって、数 10MeV ~ 数 10GeV までの領域で数百をも越える高エネルギーガンマ線源や数個のガンマ線バースト (Gamma Ray Burst:GRB) が発見された (図 1.1)。衛星による観測では、このエネルギー領域の光子そのものを捕えられるが、光子のエネルギーが大きくなると大気中の原子核と相互作用を起こすため、地上ではもとの光子を検出できなくなる。地上の検出器で観測できる宇宙線は、一次宇宙線が大気と相互作用して生成された二次宇宙線である。つまり、大気を遮蔽物として捉えるか検出器の一部として捉えるかで、観測できる宇宙線のエネルギー領域が分けられ、観測手段も衛星側と地上側とで分かれる。この 2 つの方法によって観測されるエネルギー領域が逆転する 10GeV ~ 100GeV の領域は、ガンマ線検出精度の低下による「すきま」が存在する。ここで、非常に幅広い波長域を持つガンマ線には、検出方法によるエネルギー領域の分類がある。おおよそ、衛星による観測 (30MeV ~ 30GeV) を High Energy(HE)、大気チェレンコフ望遠鏡 (30GeV ~ 30TeV) を Very High Energy(VHE)、空気シャワーアレイ (30TeV ~ 30PeV) を Ultra High Energy(UHE) といった分類がなされている。衛星側による検出法で考えると、エネルギーが高くなるほど巨大なカロリーメータ必要となるとともに、フラックスが低下させるために広大

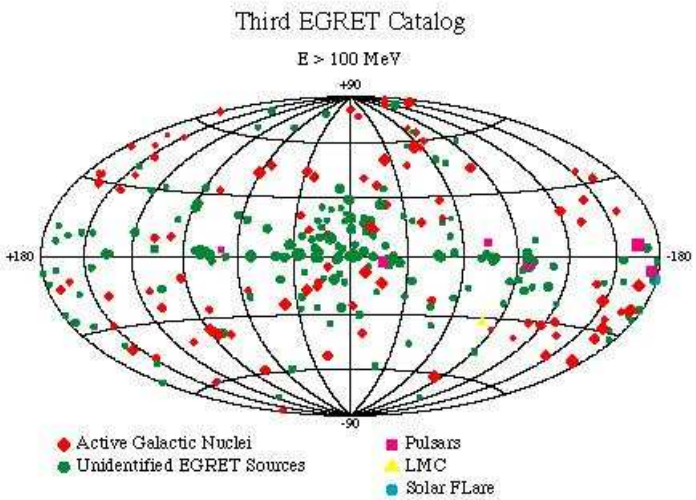

図 1.1: CGRO の EGRET が同定したガンマ線源

な検出面積も必要となるが、人工衛星に乗せることができる装置のサイズには限界がある。つまり、宇宙線検出のためには、生成された二次宇宙線が一定以上のエネルギーと密度を持たなければ、地上の検出器でも有意に検出することができない。この「すきま」を埋める方法として、二次粒子そのものではなく、その粒子が空気中で放出するチェレンコフ光を捕える技法がある。しかし、この方法では一次宇宙線の種類を判別することが原理的に困難であったが、ガンマ線と原子核のシャワーの特徴の違いから適切なパラメータを取り出し、これらを識別する方法 (イメージング法) を用いることにより、大きな進歩を遂げた。今日では、検出器の感度改良が行なわれ、それによりガンマ線観測の「すきま」が徐々に埋められようとしている。

1.2 赤外背景放射による影響

ガンマ線は、宇宙を伝搬中に銀河間の赤外背景放射による影響も受ける。この影響によるガンマ線の吸収は、エネルギーが高いものほど多い。これは、高エネルギーのガンマ線ほど赤外線と衝突しやすく、その衝突により電子対・陽電子対生成を起こし、エネルギーを失っうからである。

図 1.3 は、赤外背景放射によるガンマ線の吸収を表している。現在チェレンコフ望遠鏡によって観測可能なエネルギー閾値は、数 100GeV である。現在の観測で確認されている天体である Mkn421 は、4 億光年先にあると考えられている。つまり、現在の観測では、数億光年先までの天体しか捕えることができないことになる。図 1.3 からもわかるように、10 ~ 100GeV の領域では超高エネルギー領域に比べて、赤外背景放射によるガンマ線の吸収が非常に少ない。また、ガンマ線のフラックスも大きいため、もし 10 ~ 100GeV の領域の観測が可能であれば、銀河系外のより遠くの天体現象を捕えることができると期待される。またこれにより、衛星による観測と地上での観測との間に存在するエネルギー領域の「すきま」を埋めることできる。

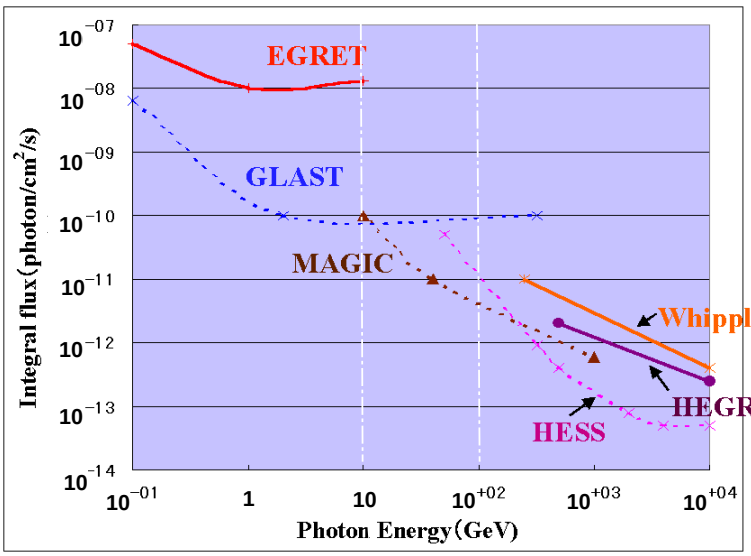

図 1.2: 現在 (実線) と未来 (破線) におけるガンマ線検出器の感度
衛星による観測は、おおよそ $10^{-1}GeV$ ~ $10GeV$ の領域, 地上観測は、$100GeV$ ~ $10^{5}GeV$ 付近である。プロットされた値は、50 時間の観測時間のうち、有意性が 5 シグマ以上のものである。

1.3 宇宙のガンマ線源

現在までに発見されている TeV ガンマ線源と考えられている天体がいくつかあるが、その起源は我々の銀河系内から銀河系外等さまざまである。次に、高エネルギーでの放射が予測・観測され、TeV 領域での観測に意義があると考えられる天体について示す。

1.3.1 銀河系内天体

パルサー・パルサー星雲

強い磁場を持ち、光速に近い速さで回転している中性子星 (Nutron Star) と考えられているパルサー (図 1.4) は、宇宙の巨大な発電機として天体における加速器のような存在である。また、大きな電位差のために、陽子や電子は超高エネルギーまで加速され、古くから高エネルギー宇宙線の起源とする説も考えられてきた。電波からガンマ線の領域まで観測されているパルスは、回転に同期して放出されると考えられているが、かに星雲 (Crab Nebula), 帆座パルサー (Vela Pulsar),PSR1706-44 から観測されている TeV ガンマ線についてはパルス成分は見つかっておらず、時間的に定常な放射となっている。高エネルギーのガンマ線は、パルサー磁気圏から発生しているのではなく、パルサーから放出される粒子流が周囲の物質と衝突してつくる衝撃波で電子が加速され、周囲の光子が逆コンプトン効果によって TeV の領域まで跳ね上げていると考えられている。光子の供給源としては、加速された電子のシンクロトロン放射が考えられる。このため、

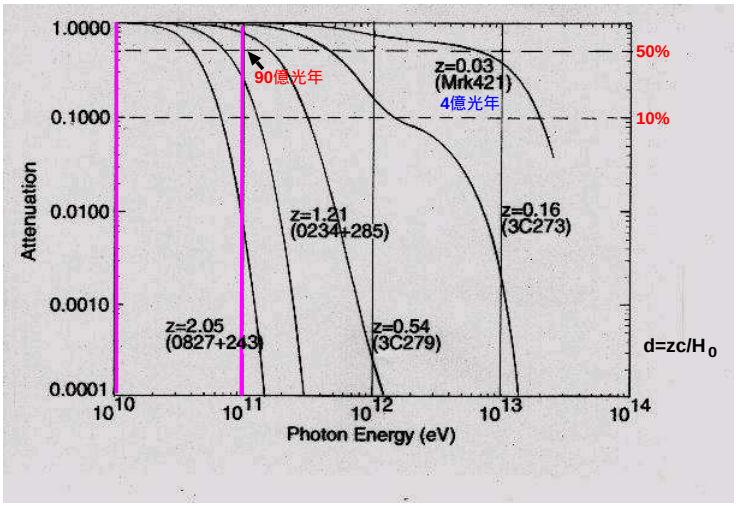

図 1.3: 銀河間赤外線によるガンマ線の吸収 [6]
横軸は光子のエネルギー (eV), 縦軸はガンマ線が衰退する割合を表している。1 ~ 10TeV のあたりで折れ曲がりが生じている部分は、2.7K 宇宙背景放射による影響も受けていることが窺える。

パルサーのスペクトルは、シンクロトロン成分と逆コンプトン成分の 2 成分で、これらのエネルギーのピークの強度は相関性を持っているというモデル (Synchrotron-Self Compton:SSC) で、観測スペクトルはよく説明できる。

よりエネルギー閾値を下げたチェレンコフ望遠鏡による観測を行なうことにより、GeV 領域まで見えているパルス成分が高エネルギー側のどこまで伸びているか、パルサー近傍での粒子加速と放射機構についてより深く理解できると期待されている。

超新星残骸 (SNR)

超新星残骸 (Supernova Remnant:SNR) は、古くから高エネルギー宇宙線の起源として考えられてきたが、決定的な証拠を欠いていた。X 線衛星「あすか」による超新星残骸 SN1006 からの非熱的 X 線放射の確認は、シンクロトロン放射を行なう数百 TeV の電子の存在を強く示唆し、SNR がこのエネルギーまでの宇宙線の加速器として働いていることを示した。このような超高エネルギー電子は、宇宙背景放射などの周囲の光子と逆コンプトン散乱を起こし、光子を超高エネルギーにたたき上げると考えられるため、地上におけるガンマ線観測の有力な候補天体とされる。また、宇宙線として陽子や原子核も加速されていれば、周囲の物質と相互作用して π^0 を生成して、その崩壊からガンマ線が放出されることも考えられる。

1.3.2 銀河系外天体

活動銀河核 (AGN)

EGRET によって同定されたガンマ線源のうち、最も多いのが活動銀河核 (Active Galactic Nuclei:AGN) と呼ばれる激しく活動している天体である。一般に AGN は強力な電磁波で、その正体は銀河中心に太陽の 1 億倍にも及ぶ超巨大なブラックホールが存在していると考えられてい

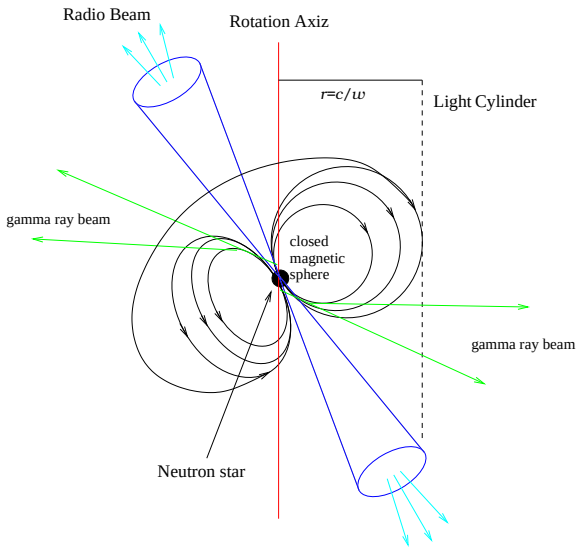

図 1.4: パルサーの概略図

る。ブッラクホールに降り積もる物質は、周囲に円盤上に集積し降着円盤を形成する。しかし、この円盤と垂直方向には物質とともに凝縮された磁場のために相対論的な粒子流が形成され、これをジェットと呼んでいる。このジェット中の加速された電子が光子と、陽子が物質と相互作用してガンマ線が生成されると考えられる。

現在までに TeV ガンマ線の放出が確認された AGN は、Mkn421,Mkn501,1ES1959+650 である。これらの AGN は BL Lac 型 (ジェットの方向が我々の銀河方向に向いている) で、それらの特徴的なことは、多波長にわたり激しい時間変動を持っていることである。TeV 領域では、特に激しい時間変動が見られ、放射領域が小さいことが示唆される。

1.3.3 その他

ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB) とは、数 10keV 以上のガンマ線が (10GeV を超える観測例もある)10 秒程度の間に一時的に放出される現象である。到来方向は等方的であるが、明るさの分布については距離について一様ではなく、遠方になるほど源の数が少なくなっていることを示唆している。Compton 衛星の BATSE 検出器によって 1 日に 1 個弱のバーストが検出されている。その源となる天体は、検出器の角度分解能の限界により不明とされてきたが、BeppoSAX 衛星により対応天体が検出され、赤方偏移が 1 程度の例が発見された。このような遠い距離において、莫大なエネルギーが主に非熱的な形で短時間に放出されているわけであり、有力な説として検討されている「火の玉」モデルによれば、ガンマ線のスペクトルは高エネルギーまで伸びていてもよいとされている。GRB の観測は、超高エネルギーガンマ線観測において興味深い分野と言える。

Source	Type	TeV flux ($\times 10^{-12}$)	Variability detected
Crab nebula	pulsar nebula	20	No
PSR B1706-44	pulsar nebula	9	No
Vela	pulsar nebula	10	No
SN1006	SNR	8.5	
Mkn421	AGN	4-200	Yes
Mkn501	AGN	2-80	Yes

表 1.1: TeV 領域での放射が確認された天体
これまでにチェレンコフ望遠鏡によって TeV 領域での放射が確認された主な天体を示す。

1.4 高エネルギーガンマ線の観測原理

1.4.1 制動輻射

高速の電子が物質中を通過すると、物質中の原子核のクーロン場で力を受けて進行方向が曲げられる。電子は加速度を受けるので、電子のまわりの電磁場が電磁波としてふり落とされ輻射される。この現象を制動輻射と呼ぶ。高エネルギー電子が、物質中でエネルギーを失う最も重要な過程であると同時に、X 線や γ 線発生の重要な過程である。

1.4.2 電子・陽電子対生成

光子のエネルギーが、電子の質量エネルギー mc^2 の 2 倍を超えると、光子が原子核のそばを通るとき、いままで電子がなかったところに、電子と陽電子とが対となって発生する。この現象を電子対生成という。光子は全く何もないところでは、そのエネルギーが $2mc^2$ を超えても電子対を作ることはできない。それはなにもないところでは、エネルギー保存則と運動量保存則を同時に満足させることができないからである。しかし原子核の近傍では、電子または陽電子は原子核による散乱を受け、運動量を授受することによって、2 つの保存則を同時に満たすことが可能になってくるので、光子は、原子核にいくばくかの運動量を与えながら電子対をつくる。

1.4.3 空気シャワーからのチェレンコフ光

空気シャワー現象

極めてエネルギーの高い宇宙線粒子 (陽子または原子核) が地球の外から大気に突入すると、空気中の原子核と衝突してジェットをつくり、多重発生する。ジェット粒子のほとんどは一次粒子と同じ方向に走って、さらに空気中の原子核と衝突して二次的なジェットをつくる。このようにして二次・三次と何世代にもわたってジェットの連鎖が起こり、粒子の数は次々に増殖しながら低空に降ってくる。これを核カスケードと呼ぶ。核カスケードを次々に発達させる主となる粒子は $\pi^{\pm}$ 中間子であり、カスケード過程の間にできる多数の $\pi^{\pm}$ に混じって、大体その半分程度 π^0 つくられる。π^0 は非常に寿命が短く、8.4×10^{-17} 秒なので、核カスケードに関与しないで

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

と 2 個のガンマ線に崩壊し、ガンマ線は大気中で電子と光子のカスケードシャワーを発達させる。核カスケードの $\pi^{\pm}$ の一部、または後世代でエネルギーの低くなった $\pi^{\pm}$ の大部分は崩壊して、

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$
$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu_\mu}$$

ミューオンとニュートリノを生成する。このようにして、最初 1 個の粒子が大気中で降下するとともに電子,π,μ などの粒子の大群となって地表に到達する。この粒子の大群を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーの総粒子数は 10^5 のものから 10^9 のものまでがよく観測される。また、一次宇宙線がガンマ線である場合とハドロン (陽子 · 原子核) である場合とでは空気シャワーを発達させる過程が異なり、シャワーの発達も異なってくる。ガンマ線のシャワーではシャワー軸の周りに粒子が集中するのに対し、ハドロンによるシャワーでは、シャワー軸に大して横方向に広がる (図 1.6)。

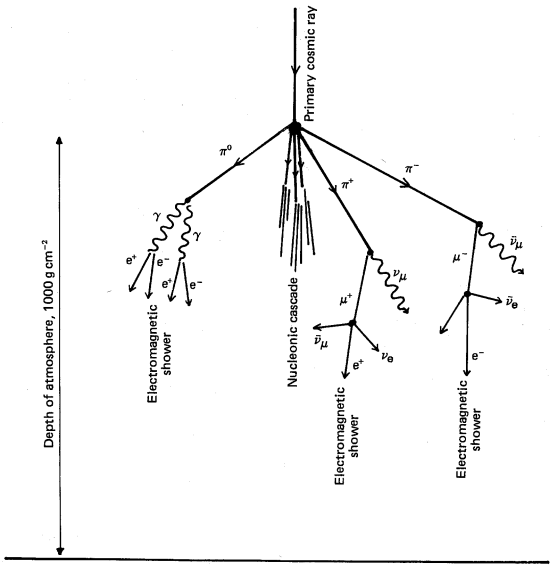

図 1.5: 核カスケードの発達

チェレンコフ光

荷電粒子が物質中を通過する際、そのエネルギーの一部を通路の近傍にある原子周辺の電子に与えて、電子を原子の束縛から離すか (電離)、あるいは原子を高いエネルギー準位に励起する。これは、物質中の個々の原子に起因するエネルギー損失であるが、荷電粒子はこの 2 つの原因のほかに、原子が集団として存在していることによる、チェレンコフ輻射と呼ばれている電磁波の輻射によってエネルギーを失う。高速度で走る荷電粒子は、その周りに電磁波を伴っているような形で走っている。つまり高速度の荷電粒子は、その周りに光子の群をぶら下げてはしっているのである。光子が荷電粒子の周りにある様子は、定性的には光子が荷電粒子の近傍を出たり入ったりしていると考えてよいが、荷電粒子が真空中を走っている際には、この光子は粒子から離れることはない。すなわち、真空中を走る荷電粒子は、そのままでは光子を放出しない。
大気 (屈折率 n) 中での光速度は、$c' = c/n$(c は真空中での光速度) で、相対論的な速度 v

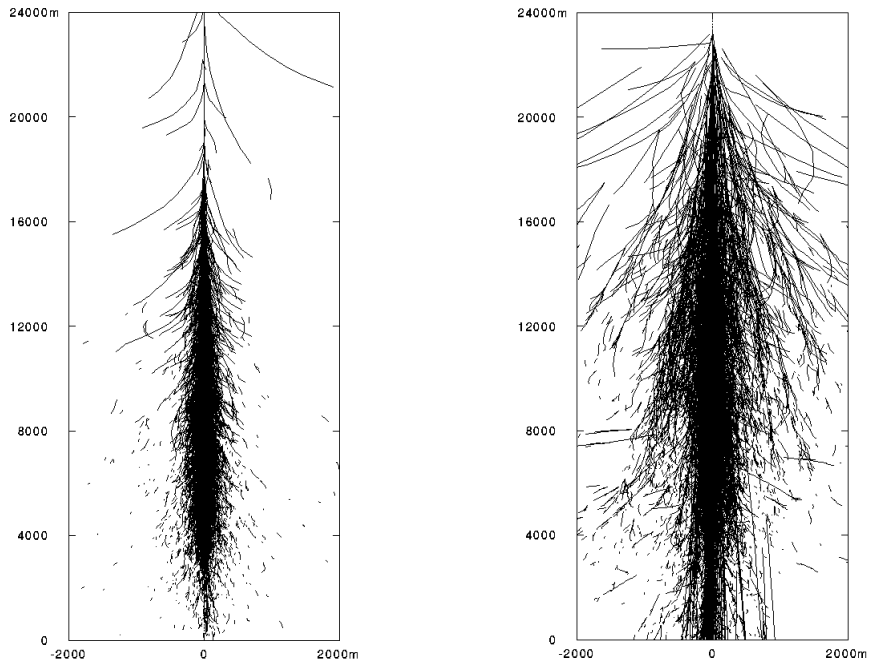

図 1.6: 1TeV γ 線 (左) と 3TeV 陽子 (右) による空気シャワーの発達。
空気シャワー中の荷電粒子の軌跡を描いたもの。縦軸は高度 1600m をゼロとしている。

$(\beta = v/c)$ を持つ荷電粒子が大気中を運動し、v $>$ c′ となるときチェレンコフ光を放出する。チェレンコフ光は、粒子の進行方向に対して、

$$\cos\theta_c = \frac{c'}{v} = \frac{1}{n\beta}$$

の角度に放射される。この θ_c は、チェレンコフ角と呼ばれる。空気シャワー中の粒子は v=c$(\beta = 1)$ で、1 気圧の大気での屈折率は、n=1 ~ 1.4 ° 程度となり、大気の上空では屈折率は小さくなるため、θ_c も小さくなる。しかし、実際には空気シャワー中の電子は、大気中で多重クーロン散乱を受けて軌道が曲げられてしまうことから、空気シャワーからのチェレンコフ光は数度程度の広がりをもつ。電荷 z の粒子の走る単位長さ当たりに放出される光子の数は、周波数 ν、$\nu + d\nu$ の間に

$$Nd\nu = \frac{2\pi e^2 z^2}{\hbar c^2}\left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) d\nu$$

となる。ここで、$\hbar$ はディラック定数で $\hbar = 1.05459 \times 10^{-34}\mathrm{J \cdot s}$ である。

1.4.4 大気中での光の散乱と吸収

空気シャワーの粒子からのチェレンコフ光は、地上に到達するまでの間に大気中の分子や粒子 (ダスト, エアロゾル) によって散乱・吸収される。大気中での光の散乱・吸収の過程は、レーリー散乱とミー散乱の 2 つが考えられる。これらはチェレンコフ光の測定に直接影響を与える。

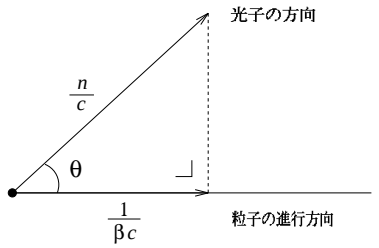

図 1.7: 荷電粒子および光子の運動量とエネルギー変化

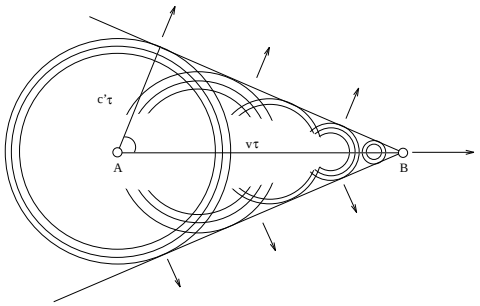

図 1.8: Cerenkov 輻射

レーリー散乱 (**Rayleigh scattering**)

レーリー散乱は、大気中に存在する原子核によって生じる散乱である。地上付近では、レーリー散乱は波長 400nm の光に対して $X_R = 2974g/cm^2$ の mean free path を持つ。レーリー散乱による光の吸収は以下のように表される。

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\rho\frac{N_\gamma}{X_R}(\frac{400nm}{\lambda})^4$$

また、散乱角分布は $\propto (1 + \cos_2\theta)$ である。

ミー散乱 (**Mie scattering**)

ミー散乱は、光の波長と同程度の大きさを持つ大気中のダストやエアロゾル (水蒸気, 塵) によって起こる。一般的に、レーリー散乱よりも観測に与える影響は少ない。ミー散乱による光の吸収は以下のように表される。

$$\frac{dN_\gamma}{dl} = -\frac{N_\gamma}{L_M}e^{h/H_M}$$

ここで、H_M=1.2km,L_M ~ 14km である。場所だけでなく、日によってその効果は大きく変わり、条件のよい場所や時間を選ぶことによって、その効果は無視できる程度にある。散乱角分布は、

$$\frac{dN^2}{dld\omega} = -\frac{N_\gamma}{dl}0.8e^{-\theta/\theta_M}$$

第2章　解像型チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測

2.1　大気チェレンコフ光を用いた観測

2.1.1　宇宙線陽子とガンマ線の識別

解像型チェレンコフ望遠鏡によって得られたカンマ線と宇宙線陽子等の区別は、チェレンコフ光量とシャワー形状や到来方向によって行なわれる。

チェレンコフ光量

宇宙線陽子等によるシャワーのチェレンコフ光量は、同じエネルギーであればガンマ線によるものよりかなり小さい。エネルギーが 200GeV ~ 10TeV の領域では、ガンマ線によるシャワーからのチェレンコフ光量 N_γ と宇宙線陽子によるシャワーからのチェレンコフ光量 N_p との比は、

$$\frac{N_\gamma}{N_p} \sim 2 \text{ から } 3$$

である。

シャワー形状・到来方向-イメージング法

ガンマ線と宇宙線陽子等によるものかを区別するためには、空気シャワーからのチェレンコフ像の形や位置、光量などを特徴づけるパラメータが必要となる。Whipple グループは、チェレンコフイメージを楕円形に近似して、パラメータ化し (図 2.1)、イメージパラメータと呼ばれている。主なパラメータは、表 2.1 に示す。ガンマ線によるシャワーからのチェレンコフイメージとバックグラウンドとなる宇宙線陽子や原子核によるシャワーからのチェレンコフイメージとでは、見え方が異なる。図 1.6 を見ても分かるように、シャワーの広がり方違うことから、それに反映してそのイメージも広がりを持ち、ガンマ線からのチェレンコフイメージは長細い楕円形となる。しかし、それだけではガンマ線と宇宙線陽子や原子核のと区別がつけられない。そこで、このイメージパラメータを用いてバックグランドの除去や、シャワーの到来方向の決定を行なっている。その中で α は、楕円中心から見た楕円軸とガンマ線源とされるターゲットの星とのずれの角度である。シャワーのイメージはその到来方向に延びた形状に観測されるので、ターゲットがシャワーの到来方向と一致していれば α 値は $0\,^\circ$ となる。$\alpha \simeq 0$ のイベントが多ければ、そのターゲットがガンマ線源であることを示している。また、width はシャワー成分の横方向、length はシャワー成分の縦方向の発達に相当している。distance は、傾斜角と衝突パラメータの 2 成分による関数である。点源からのガンマ線シャワーの distance の分布は、$\propto \theta$ となるのに対し、等方的に入射してくる宇宙線陽子や原子核は、$\propto \theta \sin\theta \approx \theta^2$ の分布を持つ。width,length,concentration の 3 つのパラメータは、「形状パラメータ」と呼ばれ、チェレンコフ光のカメラ上の像の形で決定

される。これに対し、distance,alpha は、ターゲットであるシャワー源の到来方向や、シャワーの発達位置を反映するパラメータである。他のパラメータとして、asymmetry があり、シャワーの長軸方向の 3 次モーメントである。このパラメータは、シャワーを楕円近似したとき、ガンマ線の場合、光量が最も大きくなる部分が楕円の中心ではなく、そこから視野中心 (カメラ中心) 方向に多少ずれることを利用する。この asymmetry と concentration は、エネルギーと観測の天頂角に依存する。

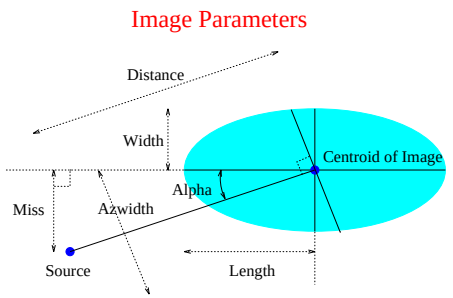

図 2.1: イメージパラメータの定義

width	楕円の短軸方向のイメージの広がり (RMS)
length	楕円の長軸方向のイメージの広がり (RMS)
distance	イメージの重心と視野の中心との距離
alpha	イメージの重心と視野の中心を結ぶ直線との楕円の長軸とのなす角
concentration	最多光量点全体に対する割合 (イメージの集中度)

表 2.1: 主なイメージパラメータ

ここで先程のイメージパラメータを数式で表す [9] と、以下の様になる。ここで、焦点面の位置を角度単位に座標で表し、その信号を s_i とする。

$$
\begin{aligned}
y &= ax + b \\
< x > &= \frac{\sum_i s_i x_i}{\sum_i s_i}, < x^2 > = \frac{\sum_i s_i x_i^2}{\sum_i s_i} \\
< y > &= \frac{\sum_i s_i y_i}{\sum_i s_i}, < y^2 > = \frac{\sum_i s_i y_i^2}{\sum_i s_i} \\
< xy > &= \frac{\sum_i s_i x_i y_i}{\sum_i s_i}
\end{aligned}
$$

そして、

$$
\begin{aligned}
S_x^2 &= < x^2 > - < x >^2 \\
S_y^2 &= < y^2 > - < y >^2 \\
S_{xy} &= < xy > - < x >< y >
\end{aligned}
$$

ここで、

$$
d = S_y^2 - S_x^2
$$

$$
\begin{aligned}
a &= \frac{d+\sqrt{[d^2+4S_{xy}^2]}}{2S_{xy}} \\
b &= <y> - a<x> \\
width^2 &= \frac{S_y^2+a^2S_x^2-2aS_{xy}}{1+a^2} \\
length^2 &= \frac{S_x^2+a^2S_y^2-2aS_{xy}}{1+a^2} \\
miss &= ABS[\frac{b}{\sqrt{1+a^2}}] \\
distance &= \sqrt{<x>^2+<y>^2} \\
alpha &= \sin^{-1}\frac{miss}{distance}
\end{aligned}
$$

2.1.2 エネルギー閾値

解像型チェレンコフ望遠鏡は、ノイズとなる夜光がある状態で、γ 線から放射されるチェレンコフ光のシグナルを取得している。大気チェレンコフ光は、主に次のような特徴を持っている。

- チェレンコフ光のパルスが速い (~ 5ns 幅) こと。
- 地上におけるチェレンコフ光の広がる角度が制限されていること。(約 1 ° 以内)
- チェレンコフ光の光量が短波長側 (青色:UV ~ 300nm) で多いのに対し、夜光は長波長側で多いこと。

シャワーのシグナル S(光電子数) は、

$$S = CE_\gamma A\varepsilon \tag{2.1}$$

と表せる。ここで、A は鏡の集光面積 (m^2),E_γ はガンマ線のエネルギー,ε は光検出器の量子効率や鏡の反射率等を含む集光効率である。

また、夜光によるノイズ成分は、

$$N = \sqrt{B\Omega A\varepsilon t} \tag{2.2}$$

と表せる。ここで、B は夜光のフラックス,Ω は 1 本の PMT によってきまる視野角 (ピクセルサイズ),t はシグナルを取得するゲート幅 (トリガー時間幅) である。これより、S/N 比は、

$$\frac{S}{N} = CE_\gamma\sqrt{\frac{A\varepsilon}{B\Omega t}} \tag{2.3}$$

となる。ある一定値以上の S/N 比を持つガンマ線が検出され、そのガンマ線のエネルギーの下限をエネルギー閾値 E_{th} と定義すると

$$E_{th} \propto \frac{1}{C}\sqrt{\frac{B\Omega t}{A\varepsilon}} \tag{2.4}$$

となる。この式より、チェレンコフ望遠鏡のエネルギー閾値を低くするためには、カメラの pixel size を小さくし、鏡の面積を大きくさせる必要がある。また、望遠鏡をより暗い場所に設置したり、ゲート幅を短くすることで、ノイズとなる夜光の量を減らすことができ、エネルギー閾値を下げることができる。

2.1.3 フラックス感度 (Flux Sensitivity)

解像型チェレンコフ望遠鏡の性能評価をするための重要なパラメータとして、エネルギー閾値のほかにガンマ線のフラックス感度がある。もし、background がない状態であれば、フラックス感度はエネルギーの関数として表せ、望遠鏡の有効面積や観測時間で決めることができる。しかし、VHEγ 線天体のフラックスは、宇宙線 background のフラックスより小さい。つまり、望遠鏡のフラックス感度は、宇宙線 background の中でいかにガンマ線のシグナルを受け取り、識別できるかといった能力によって決まる。

2.1.4 角度分解能

1 台の解像型チェレンコフ望遠鏡では、個々のシャワーイベントの distance 分布が角度分解能を示している。0 ° 付近のイベントを 2 次元的に重ね合わせ、その重心と中心との差が角度分解能となる。多くの望遠鏡で 0.15 ° 以下となっているが、ほぼカメラの pixel size 程度と考えてよい。複数台の望遠鏡を用いたステレオ観測では、同じシャワーイメージを同時に観測できるので、カメラに結像したイメージの長軸方向の交点がシャワーの到来方向を示す。ガンマ線からのシャワーの場合、その交点が中心付近にできるはずであるので、それぞれの交点の重心と中心との差が角度分解能となる。角度分解能を中心と交点の重心の差から求めるため、この交点の数が多いほど重心の精度が向上し、角度分解能の精度が良くなる。つまり、複数台の望遠鏡を用いたステレオ観測の方が角度分解能が良くなる。

2.2 世界のチェレンコフ望遠鏡

空気シャワーからのチェレンコフ光は微弱なため、その観測には大口径の望遠鏡で集光し、高感度のカメラで検出する手法がとられている。しかし、この微弱なチェレンコフ光の観測には、太陽・月による光や人口光が邪魔となり、観測する時間や場所が大きく制限されてしまう。だが、この方法は衛星に比べて検出面積が非常に広く、粒子検出器では難しいとされる宇宙線陽子や原子核との区別が効率的に行なうことができる。
チェレンコフ望遠鏡は、宇宙線によってつくられる空気シャワー中の家電粒子が放出するチェレンコフ光を観測する装置である。チェレンコフ輻射による光を反射鏡で集光し、焦点面で結像させた像を光電子増倍管 (PMT) を多数並べたカメラやイメージインテンシファイア (I.I.) と CCD カメラを用いたカメラで電気信号に変換し、接続した電子制御回路でデジタル化して、計算機にデータとして保存するようになっている。

2.2.1 甲南望遠鏡

甲南大学宇宙粒子研究室が所持しているチェレンコフ望遠鏡である。この望遠鏡の概要は、口径 3.0m, 焦点距離 3.0m,F/1.0 の反射型望遠鏡である。

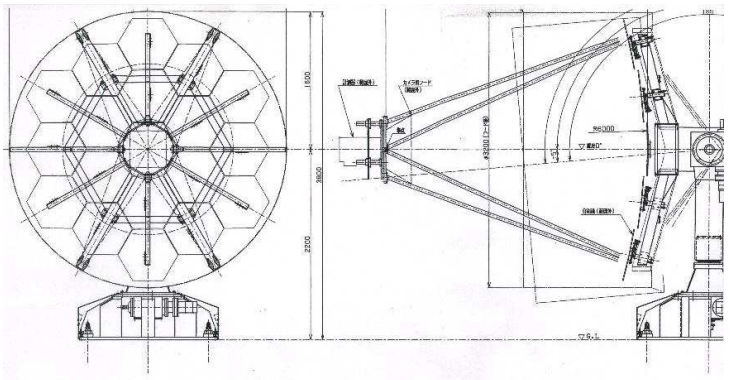

図 2.2: 望遠鏡の概略図

反射鏡は、1 辺 35cm の正六角形 19　枚 (現在は中心を除いた 18 枚) の球面鏡により構成せれた合成鏡である。一般の望遠鏡は、収差を小さくするために入射角が小さいほど収差が少ない放物面鏡が用いられているが、広視野の観測を実現させるために、広視野で収差が一様である球面鏡を用いたほうが適している。また、この分割鏡の配置に関しては、放物面や Davies-Cotton といった配置が一般的とされているが、甲南望遠鏡は 3m の口径に対して、1 枚の鏡の大きさが大きいため球面上に配置したほうが適している。

望遠鏡の焦点面は前後に 10cm 程度移動可能となっているが、この焦点面に置かれるカメラは、イメージインテンシファイア (I.I.:Image Intencifier) と CCD カメラを組み合わせたもので、このカメラのトリガー用としてマルチアノード型光電子増倍管　16 本 (64pixels) で構成されたカメラを用いることになっている。

望遠鏡の駆動系には、経緯儀台が使用されておりコンピュータ制御によって天体の追尾を行なうことができる。経緯儀の 2 軸である高度軸 (E1 軸) と方位角軸 (Az 軸) には、それぞれ角度を読みとるための高精度のエンコーダと経緯儀を駆動するためのサーボモータが取り付けられている。データ収集系モジュールは、経緯儀にマウントされており、データは望遠鏡サイドでデジタル化され、ワークステーションに送られ記録される。

2.2.2 CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO(Collaboration of Australia and Nippon for Gamma-ray Observation in the Outback) 計画は、大気チェレンコフ望遠鏡を用いた VHEγ 線観測を目的と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、オーストラリアの Woomera(東経 136 ° 47', 南緯 31 ° 06', 海抜 160m) の砂漠の縁に位置し、雨量が少なく空気が乾燥した場所である。1992 年に口径 3.8m の望遠鏡で観測を開始し、望遠鏡の改良・口径の拡張を行ないながら、2002 年まで南天唯一のチェレンコフ望遠鏡として TeV 領域での高エネルギー天体を観測してきた。CANGAROO-III 計画では、CANNGAROO-II の口径を 10m に拡張した望遠鏡を 4 台用いてステレオ観測を行ない、より高い角度分解能と低いエネルギー閾値での観測の実現を図っている。CANGAROO-III 望遠鏡

望遠鏡本体	
口径	3.0m
集光面積	$6.0m^2$
焦点距離	3.0m
全高	5.8m
全幅	3.1m
重量	約 3t
駆動部 (サーボアンプ)	
制御機能	位置制御型
入力電源	三相 200 ~ 230V　50 ~ 60Hz
電子ギア比	2000(変更可能)
上載荷重	
PMT 重量	50kg
分割鏡重量	5kg×19 枚
電気盤重量	70kg×2
風荷重	
観測時最大風速	10m/sec
最大風速	40 m/sec

表 2.2: 甲南望遠鏡の概要

の反射鏡の精度は、0.1 ° である。これは、直径 80cm の小型球面鏡を 114 枚並べて放物面上に配置することによって、光学望遠鏡では実現困難な 10m 以上も大型反射望遠鏡を安価で実現しているためである。この小型反射鏡の焦点距離は、8m となっており、主鏡は口径 10m の複合型望遠鏡となっている。

2.2.3　世界のチェレンコフ望遠鏡の比較

	主鏡の口径	F 値	主鏡形状	観測高度	視野	像の広がり (入射角度)
CANGAROO-III	10m	0.8	Paraboloid	160m	4 °	0.08 ° (0 °)
H.E.S.S.	12m	1.25	Davies-Cotton	1800m	5 °	0.03 ° (0 °)
						0.06 ° (2 °)
MAGIC(single)	17m	1.03	Parabolid	2225m	3.6 °	?
VERITAS	10.9m	1.2	Davies-Cotton	2300m	3.5 °	?

表 2.3: 世界のチェレンコフ望遠鏡の比較

以下に世界で行なわれているチェレンコフ望遠鏡について紹介する。また、そのうちの 3 種と CANGAROO-III の望遠鏡の特徴について比較したものを、表 2.3 に示す。これらの望遠鏡では、主に複数望遠鏡によるステレオ観測を目指している。

図 2.3: 甲南望遠鏡

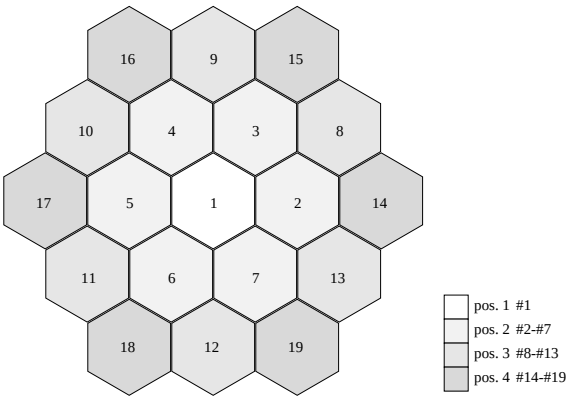

図 2.4: 口径 3m 甲南望遠鏡の分割鏡の配置

図 2.5: CANGAROO-III 望遠鏡

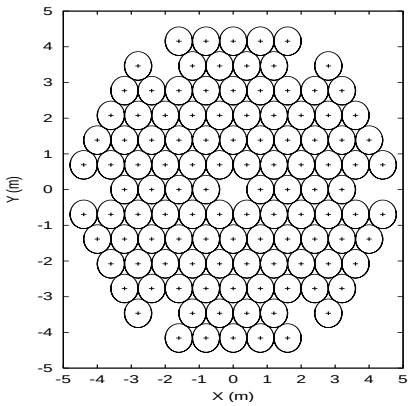

図 2.6: 口径 10mCANGAROO-III 望遠鏡の分割鏡の配置

MAGIC

MAGIC は、HEGRA のサイト (28.8 ° N,17.8 ° W, 高度 2225m) で口径 17m の大望遠鏡 (図 2.7) を用いた観測を目指している。

H.E.S.S.

H.E.S.S.(high energy stereoscopic system) は、アフリカの 23.3 ° S,26.5 ° E の高度 1800m 地点で観測を行なっている。口径 12m の分割望遠鏡であり、主鏡の配置は Davis-Cotton で、非常によい精度の望遠鏡である (図 2.8)。ステレオ観測を行なうために、この望遠鏡 4 台を用いた観測を目指している。また、さらに 16 台にまで拡張する予定にもなっている。

図 2.7: MAGIC

図 2.8: H.E.S.S.

VERITAS

VERITAS(Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) は、Whipple の 10m 望遠鏡の次期計画としてアリゾナのホプキンス山 (31.7 ° E, 110.9 ° W, 高度 2300m) に口径 10m 望遠鏡 7 台の観測を目指している。

Whipple

Whipple は、アメリカの南ポプキンス山で口径 10m の反射望遠鏡を用いて観測を行なっているアメリカの smithonian 天文台のグループである。観測を行なっているエネルギー領域は、100GeV ~ 10TeV の領域である。Whipple グループは、イメージング法を用いてかに星雲 (パルサー星雲) からのガンマ線を検出することに成功している。

図 2.9: Whipple

図 2.10: VERITAS

HEGRA

HEGRA(High Energy Gamma Ray Astronomy) は、口径 3m の望遠鏡 6 台を用いたステレオ観測を行なっている (図 2.11)。このサイトで、MAGIC が次期計画とされている。

図 2.11: HEGRA

図 2.12: CAT

CAT

CAT(Cherenkov Array at THemis) は、フランスのピレネー (20° E,32° N) で観測を行なっているチェレンコフ望遠鏡 (図 2.12) である。口径 4.5m の分割鏡である反射鏡の形状は、Davis-Cotton として配置させ、200GeV ~ 20TeV の領域でガンマ線の観測を行なっている。

第II部

高分解能チェレンコフ望遠鏡の設計・評価

第3章　高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性

地上及び衛星における超高エネルギーガンマ線観測において、約 5 ~ 100GeV のエネルギー域では精度良く測定することができない。このような 100GeV 以下の高エネルギーガンマ線の検出感度を向上させるためには、

- チェレンコフ望遠鏡の光学系の改良
- カメラの解像度の改良

の 2 点が挙げられる。超高エネルギーガンマ線観測に用いられているチェレンコフ望遠鏡の分割鏡の精度は約 0.1° である。これは、分割鏡を用いていることや、収差などにより結像イメージが広がるからである。また、一般的に使用されている PMT カメラのチャンネル数は数 100ch で、そのカメラ上で 1 もしくは 2 PMT でしか得ることができない低エネルギー領域の小さなイメージを鮮明に捕えることができない。そこで、上に挙げた 2 点を考慮して、収差の無い理想的な光学系と、受光ピクセルの数を増やし、ピクセルサイズをより小さくしたような高解像度カメラを用いた場合について、性能を評価し、その有効性について述べる。

3.1　高分解能チェレンコフ望遠鏡

高分解能チェレンコフ望遠鏡とは、次に述べるような理想光学系と高解像度カメラを組み合わせた望遠鏡のことを言う。

3.1.1　高解像度カメラ

高解像度カメラとは、Pixel Size を従来の PMT よりも非常に小さくし、Pixel 数を非常に多く配置したものを言う。現在望遠鏡に用いられている PMT カメラでは、Pixel Size が 256ch(Pixel size=0.25°) や 576ch(Pixel size=0.17°) といった数百 ch 程度である。ここで、チャンネル数によりイメージがどの程度変化するかを見てみる。図 3.1 は、それぞれ PMT256ch(Pixel size=0.25°) と PMT6400ch(Pixel size=0.05°) のカメラで、鉛直入射したエネルギー 1TeV の γ 線を見た (観測高度 4300m) ときのイメージの違いである。チャンネル数を増やした場合の方が、イメージをより鮮明に捕えることができることが分かる。ここから、PMT カメラで 1 ~ 2PMT 程度しか得られないようなイメージも、解析に必要な情報を得ることができると期待できる。この様な 1 ~ 2PMT 程度しか得られないような γ 線には、主に低エネルギー (10 ~ 100GeV) のものと、より遠方から到来した (大角度で地球に入射した) ものとが考えられる。

高解像度カメラの候補としては、高感度光増幅映像装置であるイメージインテンシファイア (Image Intensifier = I.I.) に高速度カメラ CCD カメラを取り付ける方法がある。I.I. は、電子管の一種で、光学像を光電面で光電子に変換し、印加電圧によって増幅させた光電子を蛍光面で

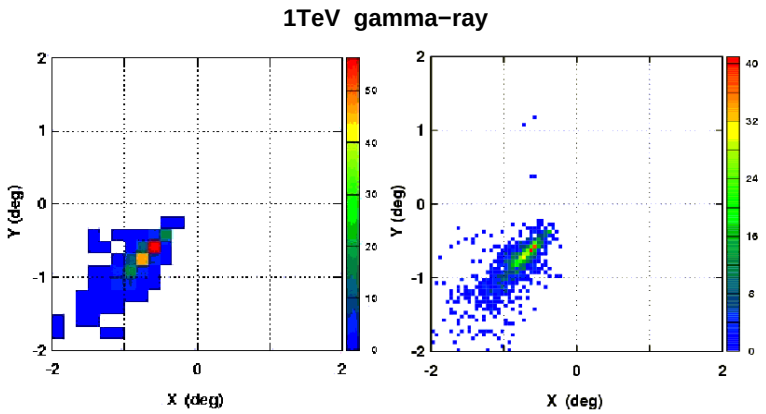

図 3.1: PMT256ch(左図) と PMT6400ch(右図) とのカメライメージの違い

再び光子に変換して、入射した光学像を取り出すものである。これより、感度を約 100 ~ 1000 倍程度増幅させることができる。高解像度カメラの第 2 候補としては、マルチアノード PMT やフラットパネル PMT が考えられる。

3.1.2 理想光学系

理想光学系とは、光学的収差のない光学系、つまり入射光が平行光線の場合、一点に結像するような光学系のことである。つまり、光学系 (鏡) に入ってきた光子の情報をそのまま見ている形である。第 5 章では、入射角を 0° ~ 2° までの範囲で設計を行ない、評価を行なった。従来のチェレンコフ望遠鏡は、曲率半径一定である有限個の分割鏡を使用しているため、平行光線を入射させると光が一点に集まらず広がった像ができてしまう。分割鏡を使用している理由としては、鏡の口径が、3 ~ 10m 程度と大きいためであり、今後一層大口径になる傾向がある。

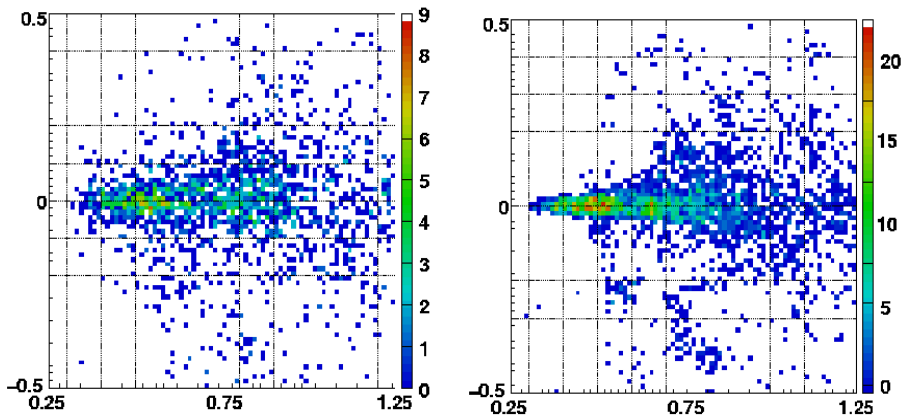

図 3.2: 分割鏡 (左図) と理想光学系 (右図) でのイメージの違い

ここで、従来の分割鏡と理想光学系とで、どの程度イメージに違いがあるかを見てみる。図 3.2

は、各々分割鏡 (左) と理想光学系 (右) を用いて、鉛直入射したエネルギー 1TeV のガンマ線を高度 4300m から口径 10m の鏡 (理想光学系) と 102400ch(Pixel size=0.0125 °) の PMT カメラで見たときのイメージである。理想光学系を用いた方が、光学的収差が無いために、イメージの中心部分のぼやけた部分が小さくなっていることが分かる。ここから、エネルギー閾値を下がることができると期待される。

3.2 高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性

高分解能チェレンコフ望遠鏡の有効性を検証するために、エネルギーによる望遠鏡のトリガー効率とイメージパラメータの α についてシミュレートされた結果を以下に示す。

3.2.1 高分解能チェレンコフ望遠鏡によるトリガー効率

トリガー効率とは、高分解能チェレンコフ望遠鏡 (理想光学系+高解像度カメラ) に入射した γ が、全イベントに対してトリガー条件を満たす割合と定義する。γ 線は、図 3.3 のように天頂に向けた口径 10m 望遠鏡に、半径 250m (at sea level)、半径 150m(4300m at sea level) 以内で平行に入射させている。シミュレーション条件は、表 3.1 のようになっている。従来の 10m 望遠鏡を sea level の高度に設置した場合、トリガー効率が 10 %を越えるエネルギーは 200GeV 以上である。同高度で、高分解能の望遠鏡を設置した場合、10 %を越えるエネルギーが 35GeV 程度まで下がっていることが分かる (3.4 の左図)。さらに、この高分解能望遠鏡を高度 4300m に設置した場合、このエネルギーが 20GeV 程度まで下げることができることが分かる。
高分解能望遠鏡は、観測する γ 線のエネルギーが低い領域で有効であることがわかる。また、4000m 級の高山といった高高度での観測が、口径 10m 望遠鏡で非常に効果的であることが分かる。

ガンマ線のエネルギー E_γ	10GeV ~ 1TeV
入射方向	鉛直入射 (天頂角=0 °)
core distance	$\leq$ 250m(観測高度=0m)
	$\leq$ 150m(観測高度=4300m)
観測高度	0m , 4300m
望遠鏡の座標	(0,0)
反射鏡	114 枚の小型球面鏡 または
	直径 10m の高分解能反射鏡
カメラの視野	4 ° × 4 °
ゲート幅	100nsec
トリガー条件	
全 pixel 数	576ch
17p.e. 以上の pixel 数 $\geq$ 3	

表 3.1: シミュレーション条件

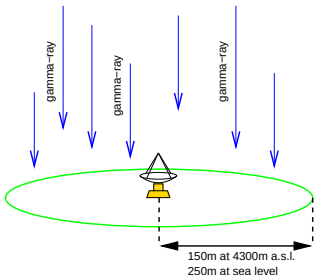

図 3.3: チェレンコフ望遠鏡の配置と γ 線の入射範囲

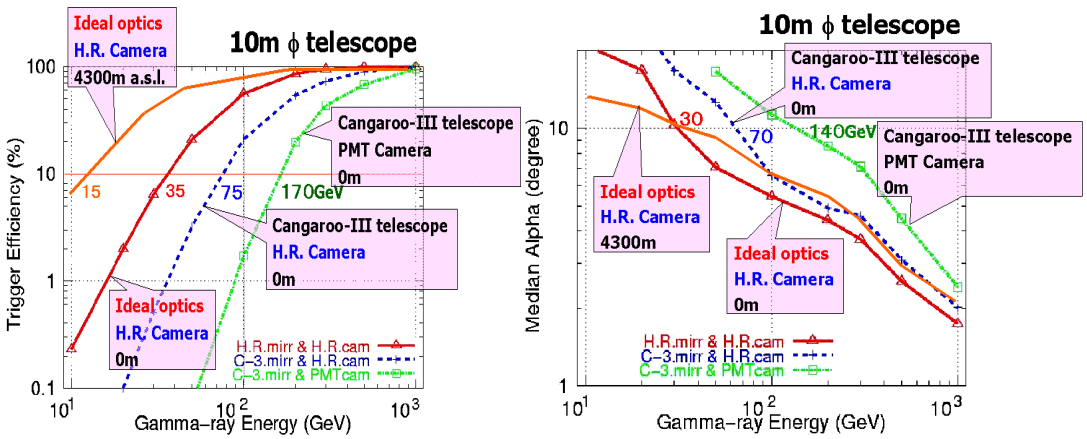

図 3.4: 「エネルギーとトリガー効率の関係 (左)」と「エネルギーと $/alpha$ の関係 (右)」
オレンジ色:高分解能望遠鏡 (高度 4300m), 赤色:高分解能望遠鏡 (高度 0m),
青色:CANGAROO-III 望遠鏡+高解像度カメラ (高度 0m),
緑色:CANGAROO-III 望遠鏡+PMT カメラ (高度 0m)

3.2.2 高分解能チェレンコフ望遠鏡によるイメージパラメータ alpha

図 3.4 の右図は、ガンマ線のエネルギー (横軸) とシャワーの到来方向を決定するのに用いられるイメージパラメータ alpha(縦軸) との関係を表している。観測高度が 0m の時、従来の望遠鏡 (CANGAROO-III+PMTcamera) の alpha の値に比べて、高分解能望遠鏡の alpha の値のほうが小さく、ガンマ線の到来方向からのずれを精度よく知ることができることがわかる。また、観測高度を 0m から 4300m に上げたとき、10 ~ 25GeV のとき以外は、ほとんど alpha の値に差がないことがわかる。

第4章　理想光学系の設計

4.1　設計の意義

前章で述べたとおり、チェレンコフ望遠鏡においてチェレンコフ光を精度よく集光できれば、シャワーイメージを精度よく結像させることができ、ガンマ線の到来方向の決定精度も向上する。このガンマ線の到来方向の決定精度向上が、観測する天体のフラックスを決定する上でも非常に重要となる。そのため、チェレンコフ望遠鏡のエネルギー閾値や角度分解能の向上を目指すために、光学系の改良が必要である。シミュレーション結果からも、カメラの解像度を上げ、光学系の収差がない望遠鏡 (高分解能チェレンコフ望遠鏡) を用いて高高度で観測すれば、$20 \sim 100\mathrm{GeV}$ のエネルギー領域で非常に有効であることが分かっている。現在のチェレンコフ望遠鏡は反射型望遠鏡であり、この形をなるべく維持し、構造的にも無理のないものを考える必要がある。さらに、チェレンコフ望遠鏡を用いた観測では、ステレオ観測が主流となっているため、後々のことを考えても、安価なものを考えて設計する必要がある。また、カメラ部分でイメージインテンシファイア (I.I.) を使用する際、PMT カメラを用いていたときより、口径が小さいために光学系の視野が小さくなっている。このため、より精度のよい像を縮小させて結像するような設計も必要となる。

今回は、より精度のよい像を集光できるような光学系を設計することを目的とした。主鏡部分の形状と補正レンズとを組み合わせて、いくつか設計し評価を行なった。

4.2　光学的理論

4.2.1　焦点距離

光学系を設計するにあたり、重要である焦点距離についていくつか記述した。

鏡

図 4.1 のように曲率半径 r の球面鏡 1 枚について焦点距離を考えてみる。

$$i = -\phi + ui' = \phi - u' \tag{4.1}$$

であるが、この場合 i=i' であるので

$$u + u' = 2\phi \tag{4.2}$$

となる。また、

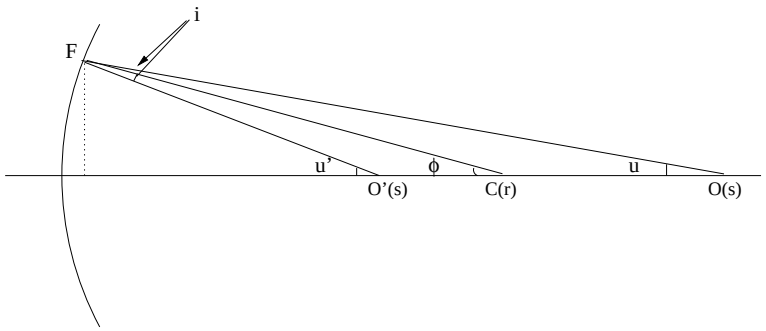

図 4.1: 球面鏡の焦点距離

$$u \simeq \tan u = \frac{h}{s}u' \simeq \tan u' = \frac{h}{s'} \tag{4.3}$$

と近似できるので、これを 4.2 式に代入して、となる。また、

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{2}{r} \tag{4.4}$$

が求められる。

平行光線が入射した場合、$s \to \infty$ と考えられるので、s'=$r/2$ となる。これがチェレンコフ光に対する焦点距離であり、反射鏡からカメラの焦点面までの距離となる。平行光線とみなせる光源を用いることができない場合、つまり点光源を用いる場合は s=r として、曲率半径の距離に点光源を置くことで、s'=r となり同じ場所で結像させることができる。

レンズ

まず簡単のために単レンズの焦点距離を考える。単レンズとは、曲率半径 r_1 の球面と曲率半径 r_2 の球面が、屈折率 n のガラスを挟んで d だけ離れた共通の光軸上に並んだものである。この単レンズが空気中にあるとき、その焦点距離 f は、

$$\frac{1}{f} = (n-1)(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}) + \frac{(n-1)^2 d}{n r_1 r_2} \tag{4.5}$$

となる。上式は、肉厚 d が含まれている。両凸レンズ (r_1 と r_2 が異符号) の場合でも、あまり厚すぎると発散レンズ (divergent lens) となってしまう。ここで、各面の曲率半径の絶対値を各々 R_1,R_2 とすると、

$$d > \frac{n(R_1 + R_2)}{(n-1)} \tag{4.6}$$

の時、そのレンズは発散してしまう。

次に、うすレンズについて、考えてみる。うすレンズは、肉厚 d が焦点距離に対して非常に小さく無視できるレンズのことである。単レンズの時と同様に 4.5 式を用いて考え $d = 0$ とすると、空気中にあるうすレンズの焦点距離 f は、

$$\frac{1}{f} = (n-1)(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}) \tag{4.7}$$

となることが分かる。

4.2.2 光学的収差

光学的収差には、代表的なものに以下の 6 種類がある。そのうち色収差を除いた 5 収差は一般的にザイデルの 5 収差と呼ばれている。

色収差

色収差は、光線の波長によって屈折率が異なるために生じる収差である。これは、光線をプリズムを通すと虹色に色づいて見えるのと同様に、レンズがプリズムのような振舞いが起こるからである。この色収差によるぼけを改善するためには、屈折率の異なるレンズどうしを組み合わせることで補正することができる。また、鏡はレンズではなく、鏡面の表面で光線が反射するので、色収差が生じない。

球面収差 (Spherical aberration)

球面収差は、ザイデルの 5 収差の 1 つで、レンズの中心部を通る光線と周辺を通る光線が同一の焦点で結ばれない収差のことである。レンズに入射する光線の位置が光軸から遠いほどレンズに近い位置で結像する。球面収差は、光軸に対して回転軸対象に現われる。レンズや鏡の面が球面でできているため生じる収差なので、放物面でできているものは、この収差が生じない。

コマ収差 (Coma)

コマ収差は、光がレンズの光軸に対して斜めにある角度を持って平行に入射にした時に生じる収差である。コマは、ほうき星を意味し、角度を持った平行光をスクリーンなどに結像せせると、明るく光る小さな点を要して、扇状に開いた形に結像する。また、望遠鏡などの視野の中で、視野中心部にある点像が、視野の周辺ではのびて見える。これは、レンズの周辺光線がレンズ寄りに像を結び、近軸光線はこれより離れて像を結ぶび、さらに像はすべてが光軸上から離れており一致することはない。つまりコマ収差も光束が 1 点に集まらない為に生じる収差で、視野中心では発生しない。反射望遠鏡では特にこの収差が目立つ。

非点収差 (Astigmatizum)

非点収差は、レンズに入射してくる光束のサジタル面 (縦断面) とタンジェンシャル面 (横断面) の焦点位置が合わず、本来点像であるものが、点像にならない収差のことである。これは、レン

ズが完全な球面に磨かれず、縦と横の焦点距離が異なる円柱に近い形状に磨かれたり、不規則な形状になっているときに発生すると考えられる。また、光軸から大きくずれた視野周辺では、完全な球面に磨かれていても生じる。

像面の湾曲

像面の湾曲とは、レンズの焦点位置が平面にならずに、湾曲した状態になる収差のことである。これによって生じる現象として、視野の中心部分と周辺部分のピントがあわず、どちらかに合わせると、もう片方がぼけるといった状態になる。

歪曲収差

歪曲収差は、本来まっすぐに見えるはずの像が特に視野周辺で曲線状に曲がって見えるような収差のことである。これを確認するには、タイル張りの壁面などを用いると分かりやすい。歪曲収差には糸巻型と樽型とがあり、どちらも整像 (正しい像) が得られない。

4.2.3 有効径 (effective aperture)

実際に光学系 (鏡, レンズ) で物を見る場合、その光学系にある大きさの口径 (apreture) を持った太い光束を入射される。この光束の太さを制限する孔を絞り (stop) という。入射する光束の太さはこの絞りによって決まり、有効絞りと呼ばれる。また、図 4.2 のように有効径により前方の光学系 L_1 が、作っている絞りの像 a'b' のことを入射瞳 (entrence pupil) と言われる。この入射瞳の直径のことを有効径 (effective aperture) と呼び、口径と略される場合もある。同様に、射出瞳 (exit pupil) は、絞りにより後方の光学系 L_2 に作られる有効絞りの像のことである。ここで、チェレンコフ望遠鏡には絞りがないために鏡の口径が有効径となる。

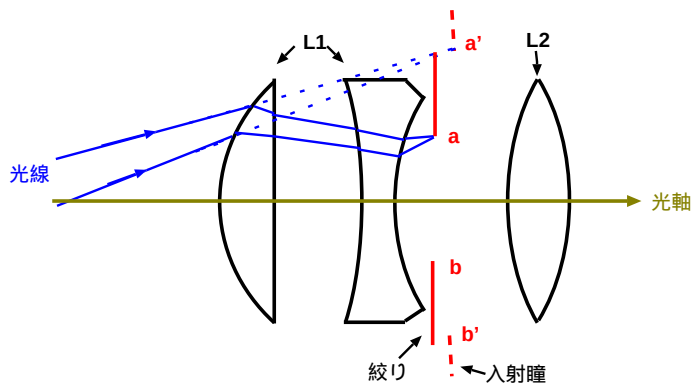

図 4.2: 絞りと入射瞳の関係

4.2.4 F 値 (F number)

F 値は、光学系の焦点距離 f を有効径 D で割った値で、F1.0 や F/1.0 と表示される。たとえば、CANGAROO-III の望遠鏡について考えてみると、焦点距離 f=0.8m, 口径 D =10m であるので、F 値は F/0.8 となる。一般的には、この数値が小さい光学系は、明るいレンズであり、数値が大きい場合は暗いレンズと言われている。

4.3 レンズの材質

レンズの材質を決めるには、その光学系に入射してくる光の波長を考慮しなければならない。また、設計を行なう上で光学系全体の重量も考えて、レンズが軽量になるように考慮に入れなければならない。チェレンコフ望遠鏡の入射光となるチェレンコフ光の波長領域は、300nm ~ 600nm の範囲, つまり可視光から紫外線までと考えて良い。これらを考慮にいれて考えると、紫外線を通すアクリル板が適している。現在、この紫外領域での透過率が 80% 程度であるようなアクリル板 (厚さ 200mm 程度) が試作品として開発されている。このような材質を用いれば、チェレンコフ望遠鏡用に開発するレンズの材質として採用される可能性が高い。

しかし、レンズ設計の上で数枚レンズを組み合わせた場合、この厚さ 20 mm 程度のアクリル板でも紫外領域にあるチェレンコフ光を透過させることが難しくなる。例えば、このようなアクリル板を用いて厚さ 2cm のレンズを設計した場合、波長 300nm 付近でのアクリル板 1 枚の透過率が約 80% とすると、 2 枚用いた場合では約 60% まで透過率が低下してしまう。つまり、レンズ 1 枚の厚さを薄くしたとしても、レンズの枚数が増えれば最終的に得られる光量が減ってしまうということである。

4.4 主鏡の形状

望遠鏡の主鏡として評価を行なった形状は、一面鏡と複数の鏡面を配置して一つの球面を実現している分割鏡である。

4.4.1 一面鏡

一面鏡とは、望遠鏡の主鏡部分が一枚の鏡で構成されているものを指す。鏡の口径が大きくなると、重さで鏡にたわみが出るため設計することが非常に困難となり、費用も莫大なものとなる。しかし、理想的な光学系を設計するにあたり、収差の少ない一面鏡を主鏡として用いた光学系の設計を行なうことは、重要であると考えられる。 まず、主鏡を一面鏡とし、図 4.3 主鏡と焦点面との間にレンズ (非球面レンズ・フレネルレンズ)1 ~ 3 枚を用いて光学系を設計し、焦点面での像の集光精度を評価した。

評価に用いた主鏡の形状は、最も簡単な形とされる球面と、現在世界のチェレンコフ望遠鏡で主流となっている放物面である。放物面鏡が、主流となっている理由は、遠方のターゲットからやってくる光 (入射光) の入射角が小さければ小さいほど、収差が小さくなるという特徴のためである。チェレンコフ望遠鏡の視野は、-2 ° ~ 2 ° の範囲を捕らえられるように設計されていることが多く、チェレンコフ光のイメージが結像する半径 1 ° の範囲の解像度が重要とされている。そのため、入射角 1 ° の付近での収差がそれほど大きくない放物面鏡を取り入れている望遠鏡が多

いのである。また、反射望遠鏡の形を主に電波望遠鏡で用いられ、大口径の反射望遠鏡で広く用いられているカセグレン式に設定し、図 4.4 のように光学系を設計し、評価を行なった。

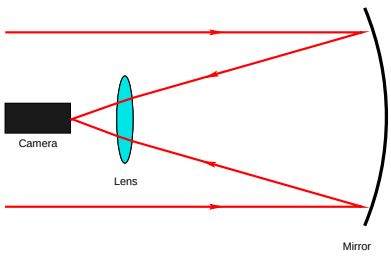

図 4.3: 主鏡 + レンズを用いた光学系

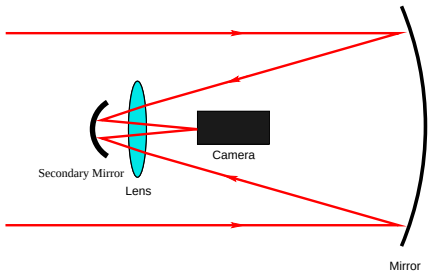

図 4.4: カセグレン式光学系

4.4.2 分割鏡

現在のチェレンコフ望遠鏡では、口径 10m 級の分割鏡が主流であり、一面鏡では実用性に乏しいことから、分割鏡を主鏡とした光学系の設計を行なう必要がある。一面鏡で良い結果が出た光学系を選び、分割鏡と組み合わせた上で、ガンマ線によるチェレンコフ光のイメージを見て評価する必要がある。

4.5 設計・シミュレーション方法

より分解能の高い光学系を設計するにあたって、主鏡が一面鏡の場合では、アメリカの Focus Software 社の光学設計ソフト ZEMAX-XE Version July,9,2002 ~ Version October,17,2002 を用いた。

4.5.1 光学設計ソフト ZEMAX

ZEMAX とは

ZEMAX は、アメリカの Focus Software 社製の光学設計汎用ソフトウェアである。この ZEMAX は、あらゆる光学系を概念化し、設計・最適化・公差解析・ドキュメンテーションなどのツールが備えられている。しかし、このソフトは、Windows 上でしか起動させることができない。このソフトの主な機能は、光学系の球形状は球面・非球面・理想レンズ・フレネル等があり、光路図・収差図・スポットダイヤグラム等を知ることができるが、バージョン (SE,XE,EE) によって使用できる機能が違ってくる。

最適化 (Optimization) の定義

光学系の設計を行なうには、最適化 (Optimization) をする必要がある。ZEMAX で行なっわれている最適化は、最小二乗法 (Least squares method) である。最小二乗法は、光学系の最適化で一般的に使用されている数値計算方法である。目的の関数値と現在値との差を計算し、その総和

を 0 にするようなアルゴリズムである。その性質上、初期値から最も近い次元の解を見つけ出してくる。ZEMAX 上で行なわれるこの計算値は、MF(MeritFunction) で定義され、次の式のように表される。

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

ここで、V_i は現在値,T_i は目標値,W_i は重みである。この MF を用いて最適化を行なうには、設計するレンズや鏡などの曲率や口径, 厚さなどを変数として与える必要がある。この変数が先程の V_i や T_i として反映されることになる。今回 GLOBAL OPTIMIZATON(グローバルオプティマイゼーション) のグローバルサーチをもちいて最適化を行なった。この MF は、包括的な最小値をさがし、より良いもの１０枚のデザイン形式を表示しながら、最適化が行なわれる。

レンズの表面式

レンズや鏡の表面には様々な形状があるが、最も一般的に用いられている光学系面 (Surface) は、球面 (Spherical Surfase) である。それぞれの球の形状は、一般的とされる光軸上の一点に一致させ、頂点はその軸の位置にあると考える (4.5)。ZEMAX では、特別な球面の場合 (たとえば、曲率半径が無限大といった球面) などや、他の特別な形状の場合に Conic 定数を取り扱う。『Sag(サグ, たわみ)』や StandardSurface の Z 軸成分は次のように与えられる。

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} \tag{4.8}$$

c は、曲率 (曲率半径の逆数) で、r は、レンズユニットの曲座標,k は、Conic 係数である。Conic 係数は、-1 より小さければ双曲線面、-1 であれば放物線面、-1 ~ 0 の場合は楕円面、0 の時は球面であり、0 より大きければ偏球楕円面である。図 4.5 は、Conic 係数の値と光学面の形状との関係を 2 次元で示したものである。このように定義されたものを『Standard Surface』と呼ぶことにする。この Standard Surface では、パラメータ値を扱うことができない。
曲率半径と Conic 係数の特徴から双曲面の半長短軸の長さを変換するのに便利な公式がある。『a』が半長軸の長さで、『b』が半短軸の長さのとき、

$$\frac{1}{c} = R = \pm\frac{b^2}{a}, k = -\varepsilon^2 = -(\frac{a^2 - b^2}{a^2}) \tag{4.9}$$

- Even Asphere(偶数次非球面)
  Even Asphere(偶数次非球面) は、YZ 面 (または XZ 面内) の多項式で描かれる曲線を Z 軸 (光軸) 回りに回転させて形成される非球面のことである。この面は、非球面を定義するために、レンズの極座標 (多項式の偶数項の係数) を偶数乗したものを用いている。この面のサグは次のように与えられる。

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} + \alpha_1 r^2 + \alpha_2 r^4 + \alpha_3 r^6 + \alpha_4 r^8 + \alpha_5 r^{10} + \alpha_6 r^{12} + \alpha_7 r^{14} + \alpha_8 r^{16} \tag{4.10}$$

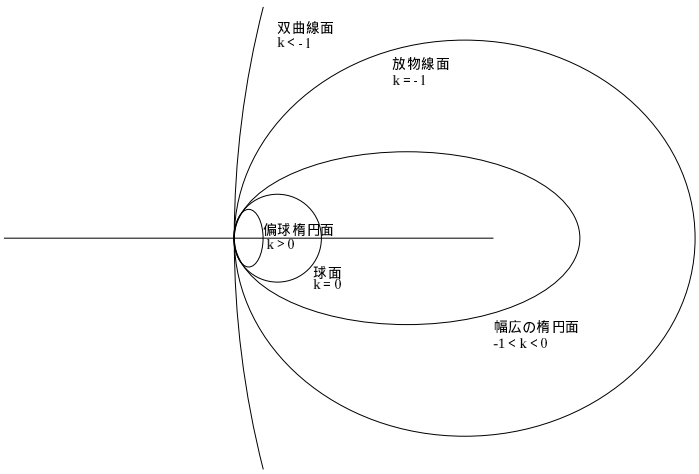

図 4.5: 2 次元による Conic の値と光学面の形状との関係

ここで、α_i は、極座標の各々の定数,c と k は『Standard Surface』で定義されたものと同様である。
今回の光学設計では、上式の第 3 項 $(\alpha_3 r^6)$ までを用いて行なった。

- Fresnel(フレネル面)
  フレネル面は、球面もしくは非球面をある幅に細かく刻んだものを平面にしたものである。ZEMAX 上では、フレネル面の溝によって入射光を遮断してしまう面は、次の切り取られた曲面として扱われる。しかし、本来のフレネルレンズでは、光を遮断してしまう点である溝があるため、この ZEMAX では実物のフレネルレンズの近似値を計算していることになる。この面のパラメータは、『Even Asphere』の式と同様である。

  ここでフレネルレンズとは、図 4.6 のように、凸レンズの余分な部分 (斜線部分) を切り取り、表面だけを平面上に張り付けたレンズである。これにより、厚みの薄い, 軽いレンズが可能となる。

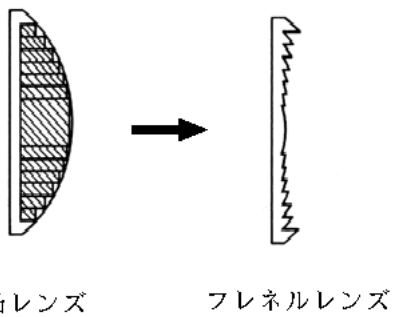

図 4.6: フレネルレンズと凸レンズの関係

4.5.2 像の広がり (R_{rms}) の定義

一面鏡および分割鏡を主鏡として設計された光学系の評価方法として、各々の焦点面での像の広がりを用いた。平均二乗根 (RMS:Root Mean Square) を用いて、像の広がりを R_{rms} と定義し、4.11 式のように表す。

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{\sum r_i^2}{n}} \tag{4.11}$$

また、像の重心からそれぞれの結像点までの距離を r_i とする (図 4.7)。

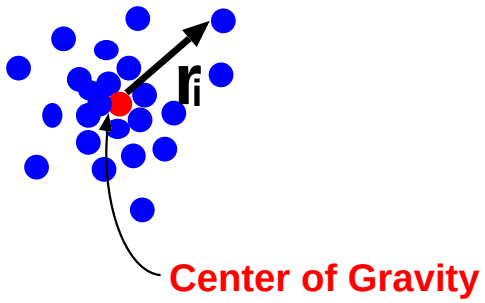

図 4.7: 像の広がりと重心 (赤点) の様子

4.6　設計およびシミュレーション条件

ZEMAX を用いて光学系を設計するにあたり、シミュレーションを行なった条件は、表 4.1 である。この表 4.1 の条件の元に、ZEMAX で設計された光学系について評価を行なった。

	主鏡
形状	球面または放物面
口径	3.0m
焦点距離	3.0m
F 値	1.0
	設計レンズ
形状	非球面およびフレネル (各々の組合せ)
枚数	1 ~ 2 枚
材質	BK7(ガラス),ACRYLIC(アクリル)
	光学系全体
焦点距離	3.0m 前後
F 値	1.0
	入射光
入射光線	平行光
入射角度	0 °,1 °,2 °
波長	400nm,500nm,600nm

表 4.1: 設計を行なった条件

第5章　設計およびシミュレーション結果

以下に一面鏡を用いた光学系を設計した結果を示す。

5.1　球面鏡を主鏡に用いた光学系

3m 球面鏡を望遠鏡の主鏡として、焦点面と主鏡との間にレンズを数枚組み合わせた光学系 (図 4.3 参照) について設計を行ない、評価を行なった。

次に、設計を行なった過程と各々の光学系について詳しく説明する。

5.1.1　非球面レンズ 1 枚

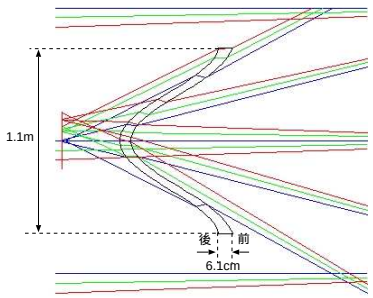

図 5.1: 非球面レンズ 1 枚
青色:入射角度=0 °, 緑色:入射角度=1 °, 赤色:入射角度=2 °

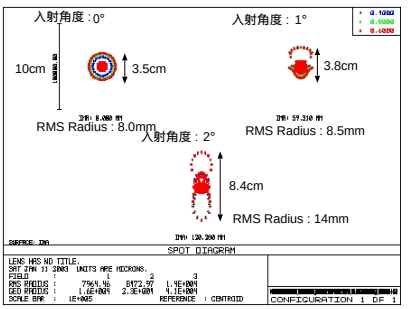

図 5.2: 非球面レンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

非球面レンズ			
口径 (前面)	1040mm	口径 (後面)	1100mm
曲率半径 (前面)	-1.4 $\times 10^{-5}$mm	曲率半径 (後面)	+109mm
表面 (前面)	双曲面,Even Asphere	表面 (後面)	楕円面,Even Asphere
厚さ	610mm		
材質	BK7 (n_{BK7}=1.5168)		
焦点面			
直径	319mm		

表 5.1: 非球面レンズ 1 枚の概要

まず初めに、望遠鏡の主鏡と焦点面との間に入れる補正レンズとして、非球面レンズ 1 枚を考えた。図 5.1 は、設計し最適化した後の補正レンズを表している。また、このレンズの概要は表 5.1 のようになっている。この非球面レンズは、両面ともに非球面となっており、魚眼レンズのように非常に湾曲した形のレンズとなっている。この魚眼型レンズは、直径 1m 程度もあり、実際に製作し望遠鏡に取り付けた場合、バランスや調整が難しく、実用性に欠ける。
また、焦点面での結像の様子は、図 5.2 となっている。この光学系では、入射角 0 ° ,1 ° ,2 ° になるにつれ、像が縦に広がる傾向があることがわかる。像の広がりを表す R_{rms} の値は、0 ° のとき 0.134 ° ,1 ° のとき 0.143 ° ,2 ° のとき 0.236 ° となっている。これより、現在のチェレンコフ望遠鏡の解像度と変らず、光学系を組み込んだ効果がないことがわかる。

5.1.2 両面フレネルレンズ 1 枚

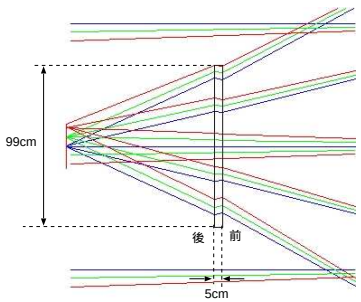

図 5.3: 両面フレネルレンズ 1 枚
青色:入射角度=0 ° , 緑色:入射角度=1 ° , 赤色:入射角度=2 °

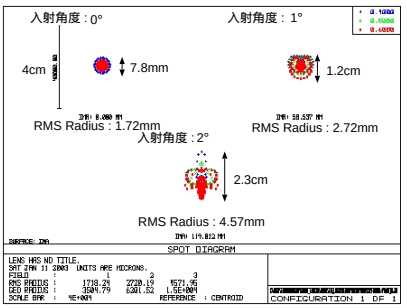

図 5.4: 両面フレネルレンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

フレネルレンズ			
口径 (前面)	982mm	口径 (後面)	990mm
曲率半径 (前面)	+138mm	曲率半径 (後面)	+2.7mm
表面 (前面)	楕円面,Even Asphere	表面 (後面)	双曲面,Even Asphere
厚さ	50mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
焦点面			
直径	268mm		

表 5.2: 両面フレネルレンズ 1 枚の概要

次に、レンズ部分を非球面レンズではなく、フレネルレンズにして設計を行なった。図 5.3 は、主鏡が 3 m 球面鏡と焦点面との間に両面フレネルレンズ 1 枚を組み合わせて設計を行ない、最適化した後の光学系である。このレンズの概要は、表 5.2 のようになっている。フレネルレンズは、凸レンズの表面を切り取って、ガラス板上に張り付けたものなので、薄くて軽いレンズとなる。このため、望遠鏡に取り付ける際の調整がしやすく、実用性がある。

この光学系の入射角 0°,1°,2° に対する焦点面での像は、図 5.4 のようになっている。入射角 0°,1°,2° になるにつれ、像が広がっていき、特に縦方向に広がる傾向が強い。また、R_{rms} の値は、0° のとき 0.0294°,1° のとき 0.0465°,2° のとき 0.0781° となっており、先程述べたような光学系の解像度 0.1° に比べて、格段と性能が向上しているのがわかる。しかし、光線の入角が大きくなるにつれて像が広がるために、光線が入射する角度が 0° と 2° では R_{rms} の値に差ができてしまっている。

5.1.3 非球面レンズ 2 枚

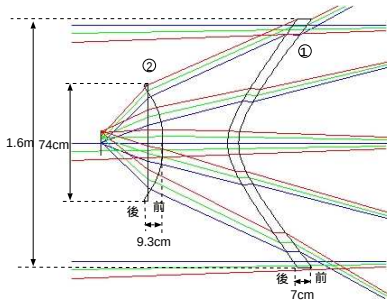

図 5.5: 非球面レンズ 2 枚
青色:入射角度=0°, 緑色:入射角度=1°, 赤色:入射角度=2°

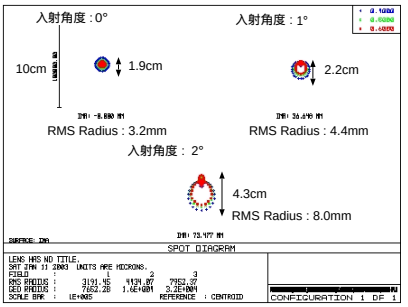

図 5.6: 非球面レンズ 2 枚を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

非球面レンズ 1 枚目			
口径 (前面)	1580mm	口径 (後面)	1580mm
曲率半径 (前面)	+282mm	曲率半径 (後面)	279mm
表面 (前面)	双曲面,Even Asphere	表面 (後面)	双曲面,Standard
厚さ	70mm		
材質	BK7 (n_{BK7}=1.5168)		
非球面レンズ 2 枚目			
口径 (前面)	712mm	口径 (後面)	740mm
曲率半径 (前面)	$+6.4 \times 10^{-17}$mm	曲率半径 (後面)	Infinity(平面)
表面 (前面)	双曲面,Even Asphere	表面 (後面)	平面,Standard
厚さ	93mm		
材質	BK7 (n_{BK7}=1.5168)		
焦点面			
直径	150mm		

表 5.3: 非球面レンズ 2 枚の概要

今度は、補正レンズを 2 枚にして、設計を行なった。図 5.5 は、3m 球面鏡である主鏡と焦点面との間に非球面レンズを 2 枚組み合わせて設計を行ない、最適化した後の光学系である。このレ

ンズの概要は、表 5.3 のようになっている。この光学系は、 1 枚目は魚眼的レンズ、 2 枚目は凸平レンズとなっていて、 1 枚目のレンズの口径が 1m を越してしまうため、実現が難しい。
また、焦点面での結像の様子は、図 5.6 のようになっている。この光学系でも入射角が 0 ° ,1 ° , 2 ° と大きくなるにつれて、像が惚けていく傾向がある。R_{rms} の値は、0 ° のとき 0.0871 ° ,1 ° のとき 0.121 ° ,2 ° のとき 0.217 ° となっており、光学系を組み込んだ効果が現れていないことがわかる。

5.1.4 非球面レンズ + フレネルレンズ

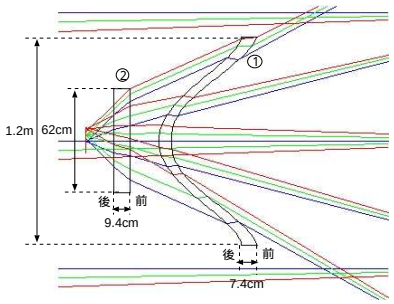

図 5.7: 非球面レンズ + フレネルレンズ
青色:入射角度=0 ° , 緑色:入射角度=1 ° , 赤色:入射角度=2 °

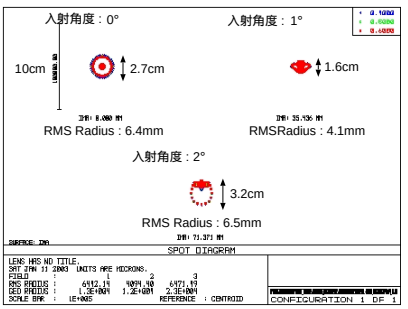

図 5.8: 非球面レンズ + フレネルレンズを用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

非球面レンズ			
口径 (前面)	1219mm	口径 (後面)	1194mm
曲率半径 (前面)	-197mm	曲率半径 (後面)	+237mm
表面 (前面)	双曲面,Even Asphere	表面 (後面)	楕円面,Even Asphere
厚さ	74mm		
材質	BK7 (n_{BK7}=1.5168)		
フレネルレンズ			
口径 (前面)	619mm	口径 (後面)	417mm
曲率半径 (前面)	+171mm	曲率半径 (後面)	$+6.99 \times 10_{-32}$mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	94mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
焦点面			
直径	144.8mm		

表 5.4: 非球面レンズ + フレネルレンズの概要

先程と同様に補正レンズを 2 枚にして設計を行なった。図 5.7 は、3m 球面鏡である主鏡と焦点面との間に非球面レンズとフレネルレンズを 1 枚ずつ組み合わせて設計を行ない、最適化した後

の光学系である。このレンズの概要は、表 5.4 のようになっている。この光学系では、１枚目が魚眼的レンズとなっており、２枚目が両面フレネルレンズとなっている。１枚目のレンズの口径が 1m を越すことで、非常に大きく、さらにレンズ形状が非常に湾曲しているため、実現性が低い。また、焦点面での結像の様子は、図 5.8 のようになっている。入射角 1° を中心に 0° ,2° のとき、像が広がる傾向がある。像の広がりを表す R_{rms} 値は、0° のとき 0.182° ,1° のとき 0.116° ,2° のとき 0.183° となっている。

5.1.5　両面フレネルレンズ２枚 I

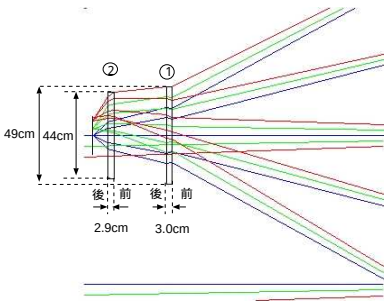

図 5.9: 両面フレネルレンズ２枚 I
青色:入射角度=0° , 緑色:入射角度=1° , 赤色:入射角度=2°

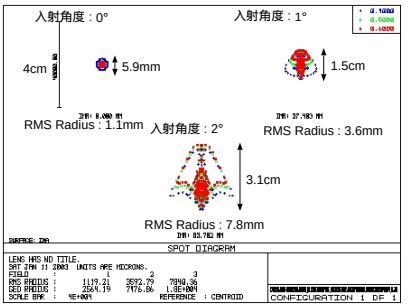

図 5.10: 両面フレネルレンズ２枚 I を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

フレネルレンズ１枚目			
口径 (前面)	490mm	口径 (後面)	490mm
曲率半径 (前面)	+26mm	曲率半径 (後面)	+26mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	30mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
フレネルレンズ２枚目			
口径 (前面)	436mm	口径 (後面)	392mm
曲率半径 (前面)	-4.97 $\times 10_{-28}$mm	曲率半径 (後面)	-81mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	29mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
焦点面			
直径	188mm		

表 5.5: 両面フレネルレンズ２枚 I の概要

次に、補正レンズ２枚をフレネルレンズにして設計を行なった。図 5.9 は、3m 球面鏡である主鏡と焦点面の間の焦点面よりに両面フレネルレンズを２枚組み合わせて設計を行ない、最適化を

行なった後の光学系である。このレンズの概要は、表 5.5 のようになっている。この 2 枚のフレネルレンズの口径は、共に 50cm 前後で非常に軽量となる。しかし、厚さが 3.0cm 前後と少し分厚いため、透過性が悪い可能性が高い。
また、焦点面での結像の様子は、図 5.10 のようになっている。入射角 0 ° ,1 ° ,2 ° になるにつれて、像の広がりが非常に大きくなっている。像の広がりを表す R_{rms} 値は、0 ° のとき 0.0299 ° ,1 ° のとき 0.0961 ° ,2 ° のとき 0.210 ° となっており、光線の入射角度によって像の広がりに非常に差がある光学系になっている。

5.1.6 両面フレネルレンズ 2 枚 II

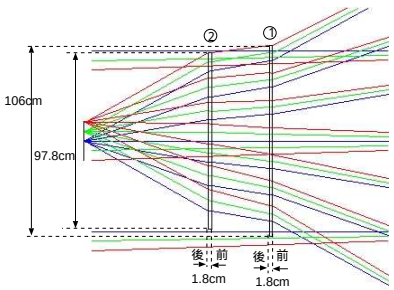

図 5.11: 両面フレネルレンズ 2 枚 II
青色:入射角度=0 ° , 緑色:入射角度=1 ° , 赤色:入射角度=2 °

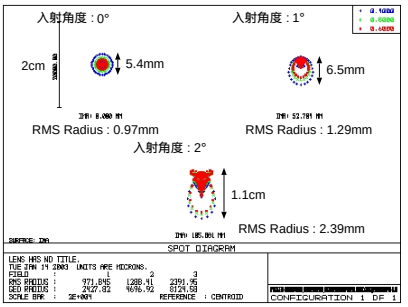

図 5.12: 両面フレネルレンズ 2 枚 II を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

フレネルレンズ 1 枚目			
口径 (前面)	1054mm	口径 (後面)	1056mm
曲率半径 (前面)	+349mm	曲率半径 (後面)	$+2.04 \times 10_{-22}$mm
表面 (前面)	楕円面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	17.5mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
フレネルレンズ 2 枚目			
口径 (前面)	976mm	口径 (後面)	978mm
曲率半径 (前面)	+189mm	曲率半径 (後面)	+200mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	17.5mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
焦点面			
直径	218mm		

表 5.6: 両面フレネルレンズ 2 枚 II の概要

さらに、フレネルレンズ 2 枚を使って、そのレンズを配置する位置を変えて設計を行なった。

図 5.11 は、先程の両面フレネルレンズの設置位置に比べて、主鏡 (3m 球面鏡) よりに配置して設計を行ない、最適化した後の光学系である。このレンズの概要は、表 5.6 のようになっている。この 2 枚のレンズの口径は 1m 前後で少し大きいが、厚さが 2cm 弱でとなっており、透過率を考えるとこの程度が無難である。
また、焦点面での結像の様子は、図 5.12 のようになっている。入射角 0 ° ,1 ° ,2 ° になるにつれて、少しずつではあるが、像が広がっている。像の広がりを表す R_{rms} 値は、0 ° のとき 0.0184 ° ,1 ° のとき 0.0244 ° ,2 ° のとき 0.0454 ° となっており、光線の入射角度によって像の広がりの差がほぼ一様であり、像の惚けの少ない光学系になっている。
さらに、図 5.13 は、入射角度のよる像の広がりが波長によってどの程度違いがあるかを調べた

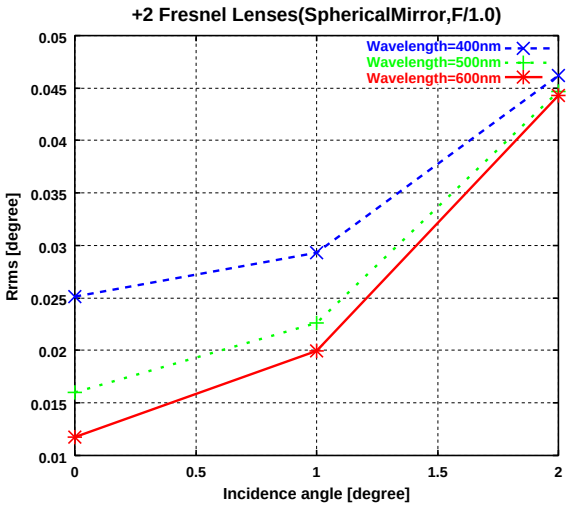

図 5.13: 両面フレネルレンズ 2 枚 II を用いたときの入射角度と像の広がりの関係
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

ものである。波長が短いほど、入射角度が 0 ° のときの広がりが大きいことがわかる。また、入射角度が 2 ° のときの像の広がりは、波長による依存性が小さいことがわかる。

5.1.7 球面鏡のときの結果

図 5.14 は、F/1.0 であるように設計した光学系で、入射角度に対する像の広がりを表している。上から順に『球面鏡のみ』『非球面レンズ 1 枚』『非球面レンズ 2 枚』『非球面レンズ + 面フレネルレンズ』『片面フレネルレンズ 2 枚』『両面フレネルレンズ 1 枚』『両面フレネルレンズ 2 枚』となっている。そのうち、RMS 値が一番低くなっている『両面フレネルレンズ 2 枚』に注目すると、入射角 1 ° の時像の広がりを表す RMS は、約 0.025 ° となっており、『球面鏡のみ (RMS=0.22 °)』の時に比べて、約 1 桁精度を向上させることができた。
ここで、入射角 1 ° に注目する理由は、シャワー中の荷電粒子からチェレンコフ光が約 1 ° 程度の広がりを持ちながら放射され、チェレコフ望遠鏡のカメラ上で、約 1 ° の位置にチェレンコフ光のイメージが結像される。これは 3 章で述べたようにバックグラウンドとの識別にイメージパラメータを用いるためである。もし、 0 ° の位置、つまり光軸上に焦点を結ばせた場合、イメージは光軸上の一点を中心に円形に広がってしまう。そのため、ガンマ線によるイメージかプロトン等の他の原子核からのシャワーなのかイメージパラメータを用いて識別することができなくな

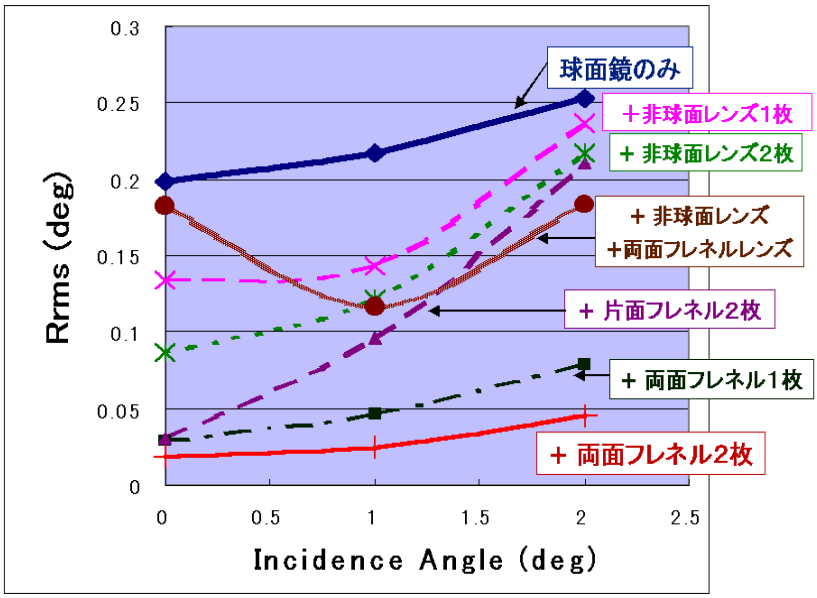

図 5.14: 球面鏡を主鏡とした光学系による像の広がり (F/1.0) 横軸：光の入射角 [degree] 縦軸：R_{rms}[degree]

る。つまり、チェレンコフ望遠鏡で必要とされるカメラ上の位置で、より良い精度で結像させる必要がある。

5.2　放物面鏡を主鏡に用いた光学系

主鏡を放物面鏡とし、主鏡 + レンズを用いた光学系を設計した結果を以下に示す。

5.2.1　非球面レンズ 1 枚

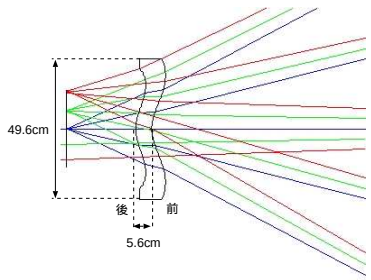

図 5.15: 非球面レンズ 1 枚
青色:入射角度=0 ° , 緑色:入射角度=1 ° , 赤色:入射角度=2 °

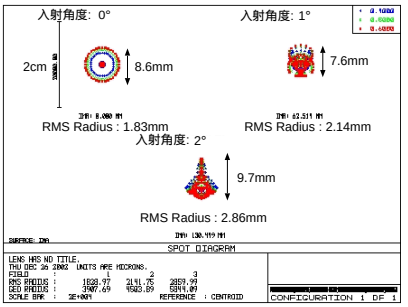

図 5.16: 非球面レンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

非球面レンズ			
口径 (前面)	496mm	口径 (後面)	423mm
曲率半径 (前面)	+74.6mm	曲率半径 (後面)	+40.5mm
表面 (前面)	双曲面,Even Asphere	表面 (後面)	双曲面,Even Asphere
厚さ	56mm		
材質	BK7 (n_{BK7}=1.5168)		
焦点面			
直径	273mm		

表 5.7: 非球面レンズ 1 枚の概要

まず、望遠鏡の主鏡と焦点面との間に入れる補正レンズとして、球面鏡のときと同様に非球面レンズ 1 枚を考えた。図 5.15 は、上記のように設計を行ない、最適化した後の補正レンズを表している。このレンズの概要は、表 5.7 のようになっている。このレンズは、口径が 50cm 弱で小さいが、厚さが 5cm 程度もあるので、光を透過する割合が低いと考えられる。
また、焦点面での結像の様子は、図 5.16 のようになっている。この光学系では、入射角 0 ° ,1 ° ,2 ° になるにつれて、像が外に少し広がる傾向があることがわかる。像の広がりを表す R_{rms} の値は、0 ° のとき 0.0293 ° , 1 ° のとき 0.0343 ° ,2 ° のとき 0.0457 ° となっている。これより、光線の入射角度に対して、像の広がりに差がないことがわかる。

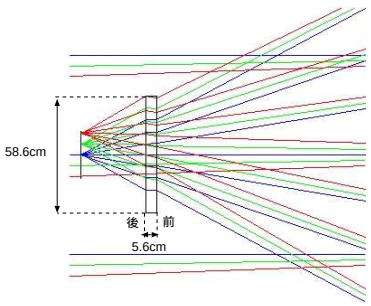

図 5.17: 両面フレネルレンズ 1 枚
青色:入射角度=0 ° , 緑色:入射角度=1 ° , 赤色:入射角度=2 °

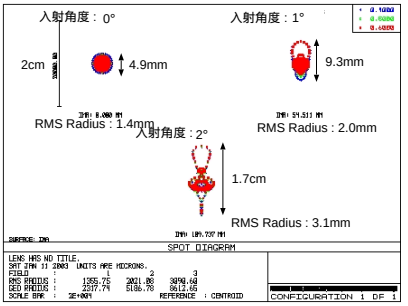

図 5.18: 両面フレネルレンズ 1 枚を用いたときの焦点面での結像の様子
青色:波長 400nm, 緑色:波長 500nm, 赤色:波長 600nm

両面フレネルレンズ			
口径 (前面)	572mm	口径 (後面)	586mm
曲率半径 (前面)	+54mm	曲率半径 (後面)	+94mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	56mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
焦点面			
直径	236mm		

表 5.8: 両面フレネルレンズ 1 枚の概要

5.2.2 両面フレネルレンズ 1 枚

次に、補正レンズをフレネルレンズ 1 枚にして設計を行なった。図 5.17 は、望遠鏡の主鏡と焦点面との間に両面フレネルレンズを 1 枚入れて設計を行ない、最適化を行なった後の補正レンズを表している。このレンズの概要は、表 5.8 のようになっている。このレンズの口径は 60cm 程度で、先程の非球面レンズに比べて少し大きい。また、このレンズの厚さも 5cm 程度と分厚い。
焦点面での結像の様子は、図 5.18 のようになっている。この光学系では、入射角 0 ° ,1 ° ,2 ° になるにつれて、先程の非球面レンズのときに比べて、像が外に広がる傾向があることがわかる。像の広がりを表す R_{rms} の値は、0 ° のとき 0.0249 ° ,1 ° のとき 0.0371 ° ,2 ° のとき 0.0567 ° となっている。これより、光線の入射角度に対して、像の広がりにそれほど差がないことがわかる。

5.2.3 放物面鏡のときの結果

図 5.19 は、F/1.0 になるように設計した光学系で、入射角度に対する像の広がりを表している。上から順に『放物面鏡のみ』『フレネルレンズ 1 枚』『非球面レンズ 1 枚』となっている。そのうち、入射角度が 1 ° のとき、RMS 値が一番低くなっている『非球面レンズ 1 枚』に注目すると、その値は、約 0.0343 ° (入射角度： 1 °) となっており、『放物面鏡のみ (RMS=0.06 °)』の時も比

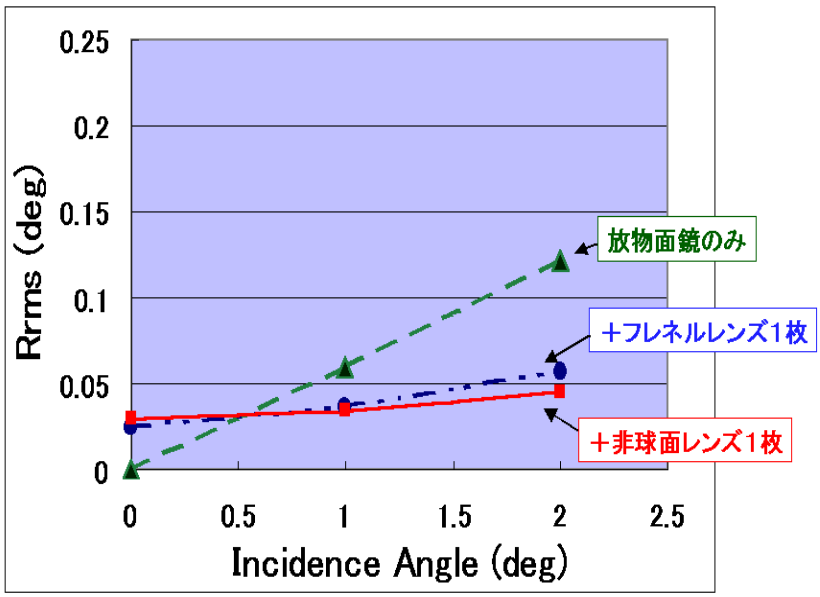

図 5.19: 放物面鏡を主鏡とした光学系による像の広がり (F/1.0) 横軸：光の入射角 [degree] 縦軸：R_{rms}[degree]

べて精度が向上したことがわかる。

また、放物面鏡は、入射角度が大きくなるにつれて、像の広がりが大きくなるという特徴がある。しかし、この 2 つの光学系では光線の入射角度に対して、像の広がり方にほとんど差がないことがわかる。

5.3 主鏡の F 値

主鏡の条件の違いで、光学系の像の広がり方に変化があるかを調べた。まず、光学系の明るさを表す F 値の違いにより、像の広がりがどの程度変化するかを調べた。ここで F 値は、

$$F = \frac{\text{焦点距離 } f}{\text{口径 } d} \tag{5.1}$$

で導かれ、F 値が 1 の場合 F/1 などと表現する。図 5.20 は、口径 10m の一面鏡の形状を放物面にしたもので、F 値は上から 0.8,1.0,1.2,1.25 を表している。F 値が大きくなるにつれ、像の広がりが小さくなっていることが分かる。これは、口径に対して焦点距離が大きくなっているため、像の広がりが緩和されているからである。しかし、F 値がより大きい光学系を取り入れればいいと言うわけではなく、現在主流となっているチェレンコフ望遠鏡では、カメラなどの測定器の重さなどから、全体を支えるのが困難なため、大幅に焦点距離を長くすることができない。

5.4 主鏡の口径

次に主鏡の口径によって、像の広がりに違いが生じるかを調べた。図 5.21 は、F/1.0 の一面鏡のときについて、口径を 3m または 10m、主鏡の形状を球面または放物面にした場合のものであ

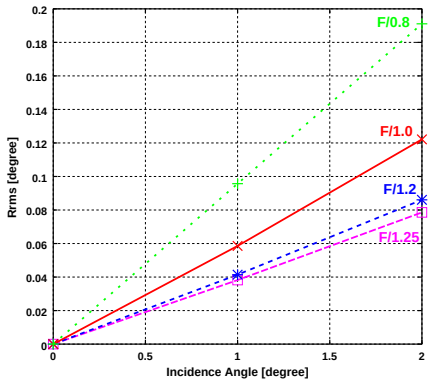

図 5.20: F 値による像の広がり (口径 10m 放物面鏡)
横軸：光の入射角 [degree] 縦軸：R_{rms}[degree], F 値：上から F/0.8,F/1.0,F/1.2,F/1.25

る。ここから F 値と主鏡の形状が同じであれば、像の広がりは主鏡の口径の大きさに依存しないということが分かる。

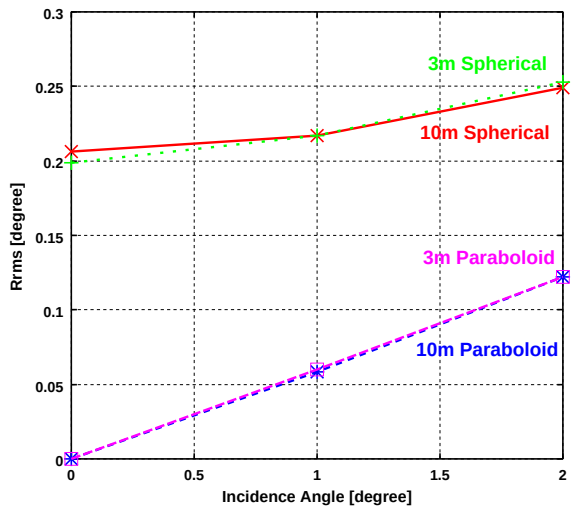

図 5.21: 望遠鏡の口径による像の広がり (F/1.0)
横軸：光の入射角 [degree] 縦軸：R_{rms}[degree], 主鏡の形状：球面 (上) と放物面 (下)

5.5 カセグレン式光学系

図 5.22 は、主鏡で集光した光線を副鏡で反射させ、主鏡付近で結像するようにフレネルレンズを 1 枚を用いて設計したカセグレン式光学系の全体図である。さらに、フレネルレンズと結像面の様子は、図 5.23 のようになっている。またこの光学系の概要は、表 5.9 のようになっている。この光学系では、副鏡の口径が 2 m もあり、3 m の主鏡に対して非常に大きく、集光できる光量が非常に少なくなることが予想される。

また、焦点面での結像の様子は、図 5.24 のようになっている。この光学系でも入射角度が大き

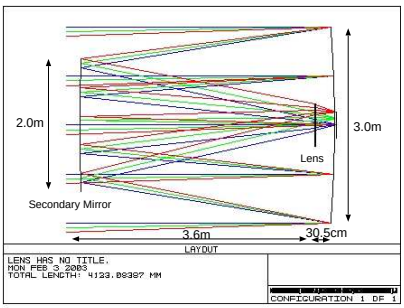

図 5.22: カセグレン式光学系
青色:入射角度=0°, 緑色:入射角度=1°, 赤色:入射角度=2°

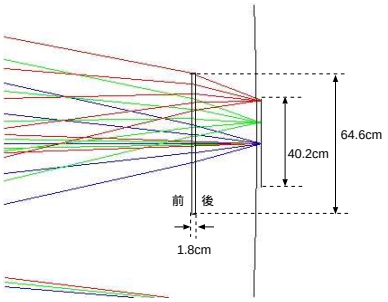

図 5.23: カセグレン式光学系のレンズ及び結像位置の様子
青色:入射角度=0°, 緑色:入射角度=1°, 赤色:入射角度=2°

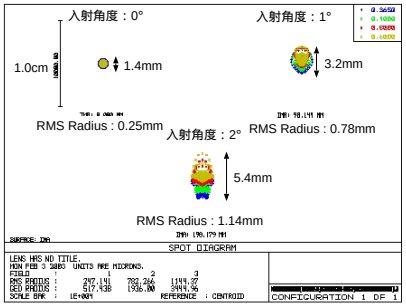

図 5.24: カセグレン式光学系のときの焦点面での結像の様子
青色:波長 365nm, 緑色:波長 400nm, 赤色:波長 500nm, 黄色:波長 600nm

くなるにつれて、像が縦方向に広がる傾向がある。R_{rms} は、入射角度 0° のとき 0.00252°,1° のとき 0.00797°,2° のとき 0.0117° となっており、非常に精度のよい光学系である。

以上より、この光学系は高分解能ではあるが、集光できる光量が期待できないという欠点がある。また、副鏡が非常に大きいため、望遠鏡の先端部分 (主鏡に対して反対の位置) が重くなり、望遠鏡を支えることが困難になると考えられる。

	副鏡 (Secondary Mirror)		
口径	2000mm		
曲率	+30000mm		
表面 (前面)	双曲面,Standard		
材質	mirror		
	フレネルレンズ		
口径 (前面)	646mm	口径 (後面)	628mm
曲率半径 (前面)	-570mm	曲率半径 (後面)	$+4.25 \times 10^{-4}$mm
表面 (前面)	双曲面,Fresnel	表面 (後面)	双曲面,Fresnel
厚さ	18mm		
材質	ACRYLIC ($n_{ACRYLIC}$=1.491668)		
	焦点面		
直径	402mm		

表 5.9: カセグレン式光学系の概要

第6章　シミュレーション

6.1　夜光を考慮した時の観測効率

6.1.1　夜光 (NSB)

夜空は、月や人工光による影響を受けているので、暗闇ではない。この夜空からやってくる光を夜光 (N.S.B.:Night Sky Background) と呼ばれ、夜光のスペクトルを図 6.1 に示す。夜光には主に次の 3 つが挙げられる。

- 大気光：地球大気の上層部において、大気中の分子・原子自体が発する光。光のスペクトルには、連続スペクトルと輝線スペクトルとがあり、太陽紫外線の光化学反応により励起されて発光する。
- 黄道光：太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光。
- 星野光：星や星雲からの集積光。

チェレンコフ望遠鏡の感度は、可視光から近紫外の領域であり、チェレンコフ光以外に上の背景光である夜光の影響を受ける。つまり、チェレンコフ望遠鏡の検出器が、夜光を感知する状況下で観測を行なわなければならない。

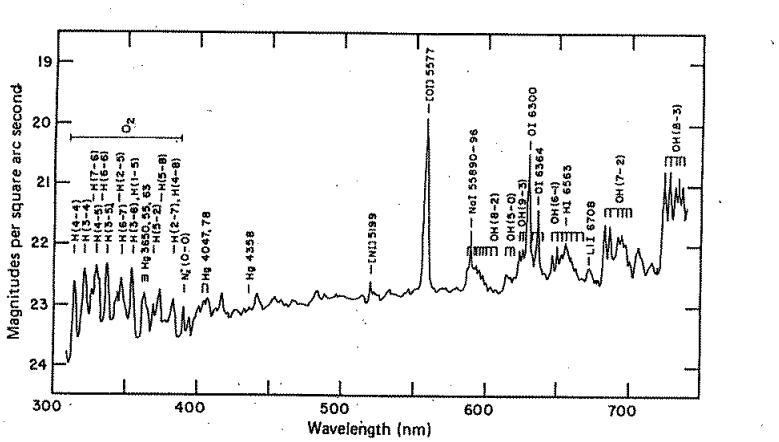

図 6.1: 夜光のスペクトル

6.1.2 夜光光量の見積り

夜光の光量は、時間的・空間的にも一様 (光のエネルギーフラックスが一定) と仮定し、現在標準的に使用されている Jelley の値 [16] を用いる。これによると、

$$2.55 \times 10^{-4} erg/cm^2/sec/str(430 \sim 550nm) \tag{6.1}$$

である。これを単位波長あたりに直すと次のようになる。

$$\frac{d^4W}{dSdtd\Omega d\lambda} = \frac{2.55 \times 10^{-4}}{(550-430)} = 2.125 \times 10^{-6} erg/cm^2/sec/str/nm \tag{6.2}$$

これを光子単位に換算すると

$$\frac{d^3N}{dSdtd\Omega} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{d^4W}{dSdtd\Omega d\lambda} (\frac{hc}{\lambda})^{-1} d\lambda \tag{6.3}$$

波長領域を 290 ~ 530nm とし、λ_1, λ_2 に各々代入すると、上式は次のように書ける。

$$\frac{d^3N}{dSdtd\Omega} = \int_{290}^{530} 2.125 \times 10^{-6} \frac{\lambda}{hc} d\lambda = 1.056 \times 10^8 p.e/cm^2/str/sec \tag{6.4}$$

ここで、プランク定数 $h = 6.6 \times 10^{-27} erg \cdot sec$, 真空中の光速 $c = 3.0 \times 10^{10} cm/sec$ である。次に、夜光によって得られる 1pixel(もしくは 1PMT) あたりの光電子数 N は、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d^3N}{dSdtd\Omega} \times S_i \times \theta^2 \times \varepsilon_r \varepsilon_q \tag{6.5}$$

ここで、S_i は、望遠鏡の主鏡の面積で、口径 10m 望遠鏡の場合 S_{10m}, 口径 3m 望遠鏡の場合 S_{3m} とする。また、 以下のパラメータを用いた。

- 口径 10m 望遠鏡の主鏡 (口径 80cm の球面鏡 114 枚) の面積 $S_{10m} = 5.73 \times 10^5 cm^2$
- 口径 3m 望遠鏡の主鏡 (1 辺 35cm の正六角形 18 枚) の面積 $S_{3m} = 5.73 \times 10^4 cm^2$
- 鏡の反射率 $\varepsilon_r = 0.8$
- (PMT などの) 量子効率 $\varepsilon_q = 0.2$
- (pixel の) 視野 $\theta^2 = 0.125° \times 0.125° = (0.125° \times \frac{\pi}{180°}) str$

6.5 式に各々のパラメータを代入し、口径 10m 望遠鏡の場合の 1pixel あたりの光電子数 dN/dt は、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{d^3N}{dSdtd\Omega} \times S_{10m} \times \theta^2 \times \varepsilon_r \varepsilon_q \tag{6.6}$$

$$= 1.056 \times 10^8 \times 5.73 \times 10^5 \times (0.125° \times \frac{\pi}{180°})^2 \times 0.8 \times 0.2 = 4.6 \times 10^7 p.e./sec/PMT$$

$$= 4.6 \times 10^{-2} p.e/nsec/PMT \tag{6.7}$$

となる。ここで、ゲート幅 $\Delta t = 100nsec$ のとき、平均光電子数 $\overline{N}$ は、

$$\overline{N} = \frac{dN}{dt} \times \Delta t \tag{6.8}$$

$$= 4.6 \times 10^{-2} \times 100 = 4.6 p.e./PMT(100nsec) \tag{6.9}$$

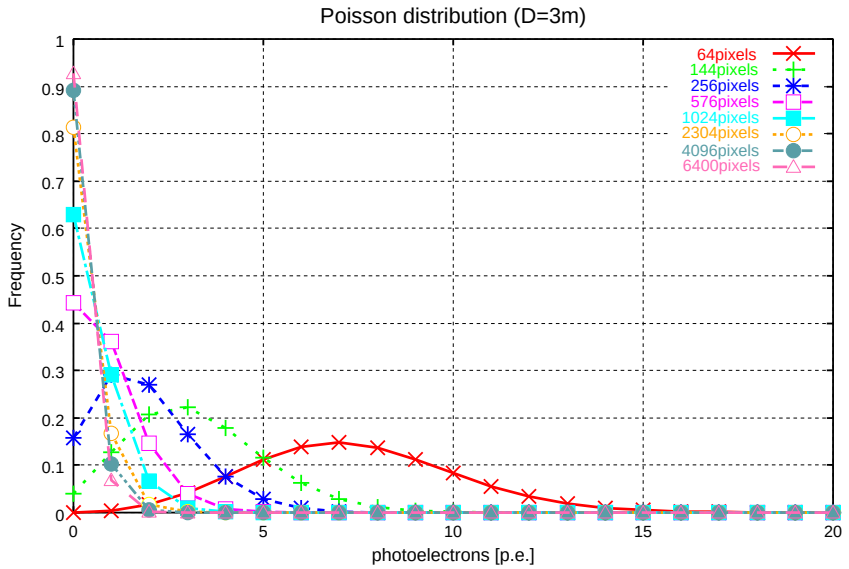

図 6.2: 口径 3m 望遠鏡にやってくる夜光の頻度
カメラの pixel 数は、それぞれ 64pixels,144pixels,256pixels,576pixels,1024pixels,2340pixels,4096pixels,6400pixels の場合についてである。横軸は、100ns あたりに口径 3m 望遠鏡にやってくる夜光の数, 縦軸は、その頻度を表す。

これは Poisson 分布で近似でき、先程求めた夜光の平均光電子数が、その平均値となる。図 6.2, 図 6.3 は、それぞれ口径 3m,10m の望遠鏡が捕える夜光の光電子数を Poisson 分布で近似したものである。累積 Poisson 分布関数 f(x) は、

$$f(x) = \sum_{x=0} \frac{e^{-\overline{N}} \overline{N}^x}{x!} \tag{6.10}$$

と表せる。

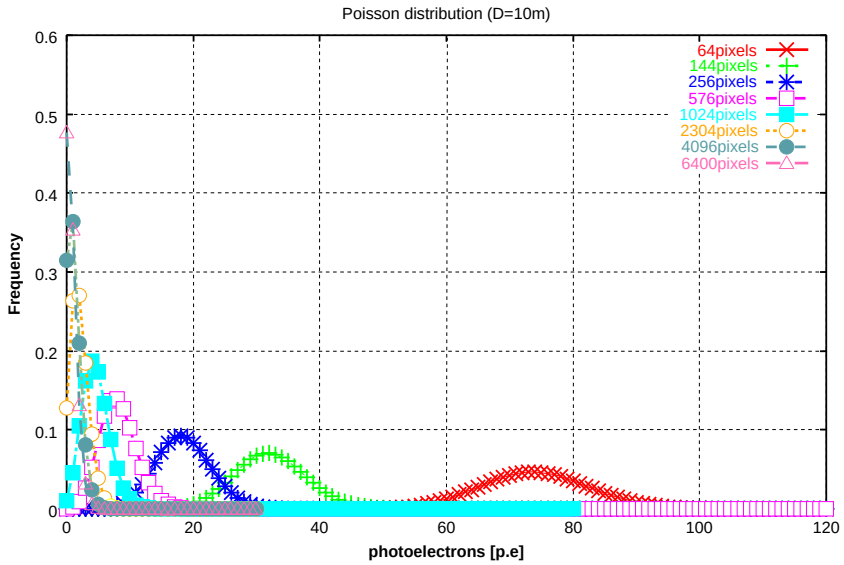

図 6.3: 口径 10m 望遠鏡にやってくる夜光の頻度

カメラの pixel 数は、それぞれ 64pixels,144pixels,256pixels,576pixels,1024pixels,2340pixels,4096pixels,6400pixels の場合についてである。横軸は、100ns あたりに口径 10m 望遠鏡にやってくる夜光の数, 縦軸は、その頻度を表す。

6.1.3 1 秒あたりに 1 イベント以下でトリガーされる光電子数の計算

カメラ全体で、1 秒あたりに 1 イベント以下でトリガーされる光電子数を求める。1pixel 中に光子が $n_{threthold}$ 個以上ある確率を $\phi = 1 - f(x)$ とする。まず、1 pixel 中での 1 秒あたりのトリガー数 T_{1pix} は、

$$T_{1pix} = \frac{1sec}{\Delta t} \times \phi \ triggerevents/sec/pixel \tag{6.11}$$

となる。

次に、2 pixel の場合について同様に考えてみる。2 pixel 同時にヒットする場合での 1 秒あたりのトリガー数 T_{2pix} は、

$$T_{2pix} = \frac{1}{\Delta t} \times \phi^2 \ triggerevents/sec/pixel \tag{6.12}$$

と表せる。

3 pixel の場合も同様に考えると、3 pixel 同時にヒットする場合での 1 秒あたりのトリガー数 T_{3pix} は、

$$T_{3pix} = \frac{1}{\Delta t} \times \phi^3 \ triggerevents/sec/pixel \tag{6.13}$$

と表せる。

ここで、n 個の pixel があるうちの 3 pixel 以上が同時にヒットする場合について考える。このうち、 3 pixel が同時にヒットする確率 P_3 は、

$$P_3 = nC_3\phi^3(1-\phi)^{n-3}\frac{1}{\Delta t}\ triggerevents/sec/pixel \tag{6.14}$$

と表せ、 4 pixel が同時にヒットする確率 P_4 は、

$$P_4 = nC_4\phi^4(1-\phi)^{n-4}\frac{1}{\Delta t}\ triggerevents/sec/pixel \tag{6.15}$$

となる。つまり、r 個の pixel が同時にヒットする確率 P_r は、

$$P_r = nC_r\phi^r(1-\phi)^{n-r}\frac{1}{\Delta t}\ triggerevents/sec/pixel \tag{6.16}$$

と表せることになる。ここから、n 個の pixel あるうちの 3 pixel 以上が同時にヒットする確率 P は、

$$P = P_3 + P_4 + ... + P_r = \sum_{r=3}^{n} nC_r\phi^r(1-\phi)^{n-r}\frac{1}{\Delta t} \tag{6.17}$$

と表せる。これを用いて、カメラの pixel 数が 64pixels,144pixels,256pixels,576pixels ,576pixels,1024pixels,4096pixels,6400pixels ある場合について、 1 秒間に 1pixel あたりに入ってくる夜光による光子数が 1 個以下であるようにトリガーされた場合の光電子数 (=threthold) をとることにした。また、同時にヒットする pixel の数を 3pixel 以外に 1pixel,2pixel, 4pixel の場合についても計算を行なった。その結果は、図 6.4, 図 6.5 のようになっており、各々口径 3m 望遠鏡の場合, 口径 10m の場合を表している。この threthold の値から、カメラの pixel 数によるトリガー条件を決定することができる。例えば、口径 10m の望遠鏡の場合で、カメラの pixel 数が 6400pixels, 同時にヒットする pixel 数を 3pixels 以上としたときの光電子数は 7p.e. となっており、7p.e.-3pixels と表現する。

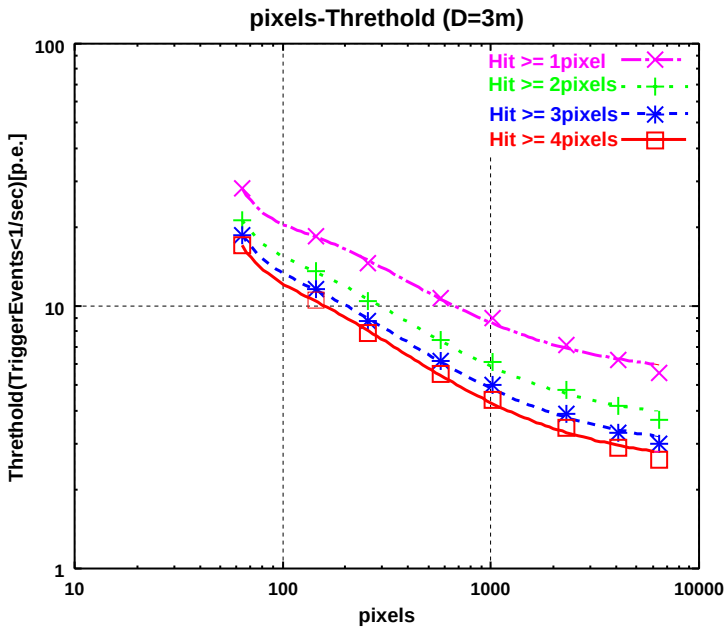

図 6.4: 口径 3m 望遠鏡による pixel 数と光電子との関係
横軸はカメラの pixel 数, 縦軸は 1 秒間に pixel あたりに入ってくる夜光による光子数が 1 個以下であるようにトリガーしたときの光電子数 (=threthold)。この threthold の値から、カメラの pixel 数による光電子数を決定できる。

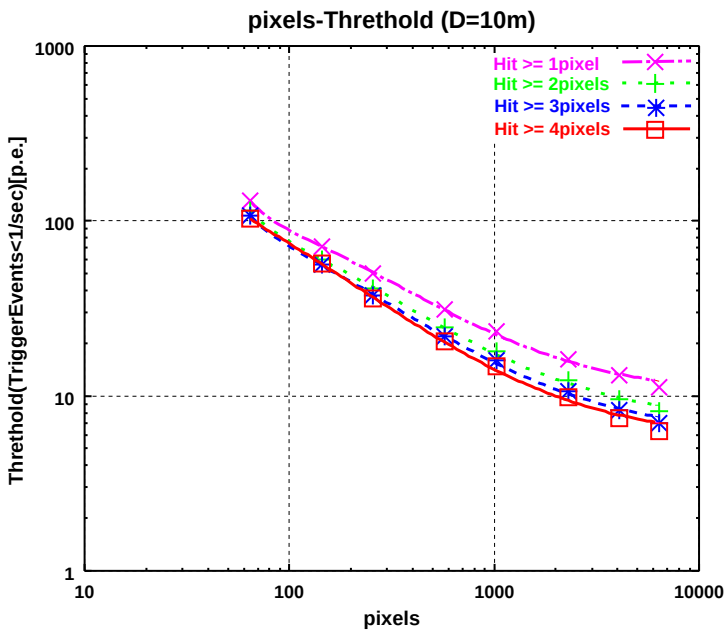

図 6.5: 口径 10m 望遠鏡による pixel 数と光電子との関係
横軸はカメラの pixel 数, 縦軸は 1 秒間に pixel あたりに入ってくる夜光による光子数が 1 個以下であるようにトリガーしたときの光電子数 (=threthold)。この threthold の値から、カメラの pixel 数による光電子数を決定できる。

6.2　チェレンコフイメージの違い

設計を行なった光学系により、ガンマ線によるイメージにどの程度効果があるかをシミュレーションした。空気シャワー生成には Corsika5.62 を用いてシミュレーションを行なった。

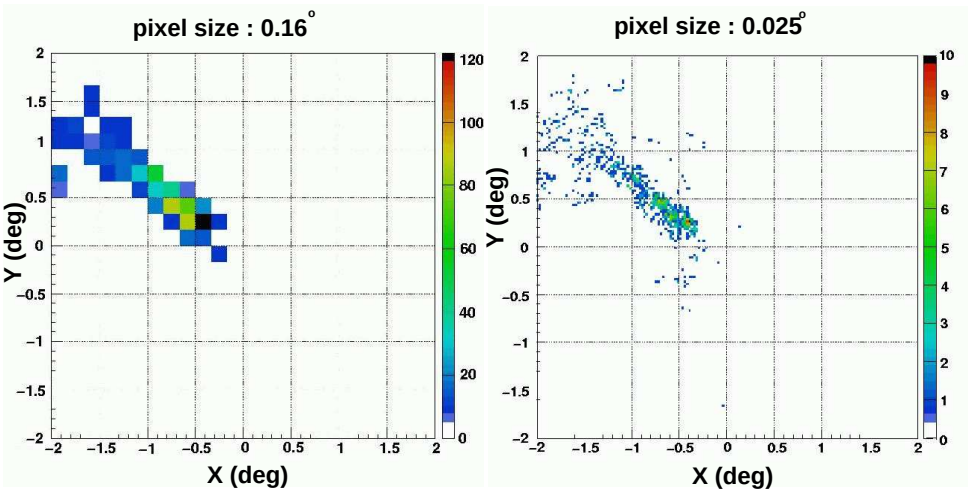

図 6.6: 光学系の分解能によるガンマ線 100GeV のイメージ

左図は pize size が 0.16 ° の場合で、CANGAROO と同様の分解能である。右図は pixel size が 0.025 ° の場合で、球面鏡+フレネルレンズ 2 枚を用いた光学系で得られた分解能である。ここで、トリガー条件は、0.16 ° の場合は 22p.e.-3pixels,0.025 ° の場合は 5p.e.-3pixels で行なった。

図 6.6 は、エネルギーが 100GeV のガンマ線を鉛直入射させ、観測高度 4300m で口径 10m の望遠鏡を用いて捕えたイメージである。ガンマ線を降らせた位置は、望遠鏡の座標 (0,0,4300) から 100m 離した (0,100,4300) 地点とした (図 6.7)。左図は pize size が 0.16 ° の場合で見たガンマ線のイメージであり、世界で一般的に用いられているカメラ (CANGAROO など) と同様の分解能である。右図は pixel size が 0.025 ° の場合で見たガンマ線のイメージであり、球面鏡+フレネルレンズ 2 枚を用いた光学系で得られた分解能である。これらを見比べると、明らかに pixel size が 0.025 ° のほうが、イメージを鮮明に捕えていることがわかる。つまり、100GeV のガンマ線観測に有効であると言うことができる。さらに、この分解能があれば、10 ~ 100GeV 領域の観測にも効果があると期待できる。第 1 章で述べたように、10 ~ 100GeV のエネルギー領域では、赤外線背景放射によるガンマ線の吸収による影響が少ないため、100GeV では 90 億光年,10GeV では宇宙の果てまで見らことができるのではないかと考えられる。

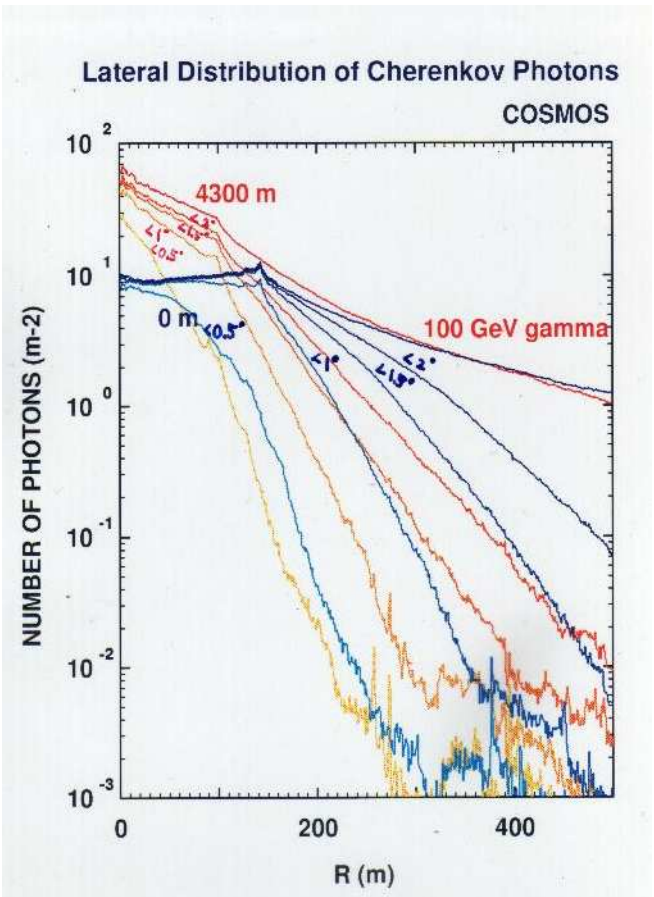

図 6.7: core distance とチェレンコフ光の光子数

横軸は望遠鏡の core distance, 縦軸は $1m^2$ あたりの光子の数。観測高度 0m のとき、core distance が 150m あたりまで光子数が一定であり、これを light pool と呼ぶ。これに対して高度 4300m では、その部分が見られない。これは、観測高度が高くなることにより、放射されるチェレンコフ角による影響が強くなるためである。

第7章　結論

ガンマ線観測のための高分解能チェレンコフ望遠鏡の新しい光学系の可能性を探った結果、以下のことが実現できた。

- 放物面鏡の場合：

  平行光線の入射角度が 1° のとき、焦点面での像の広がりが 0.06° であったものが、非球面レンズ 1 枚もしくはフレネルレンズ 1 枚をカメラの前に用いることで、その精度が約 0.034° 程度まで向上した。

- 球面鏡の場合：

  平行光線の入射角度が 1° のとき、焦点面での像の広がりが 0.22° であったものが、主鏡が口径 3m のチェレンコフ望遠鏡に、口径 1m, 厚さ 1.8cm のフレネルレンズ 2 枚を組み合わせることによって、その精度が約 0.025° 程度まで向上することができた。また、0.025° は pixel 数に直すと約 6400pixel に相当していることが分かった。

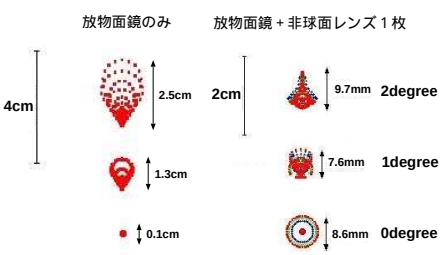

図 7.1: 放物面鏡の主鏡とした時のイメージの違い。
放物面鏡のみ (左図) と非球面レンズ 1 枚を用いたとき (右図) のときでの、入射角度による焦点面での結像イメージ。

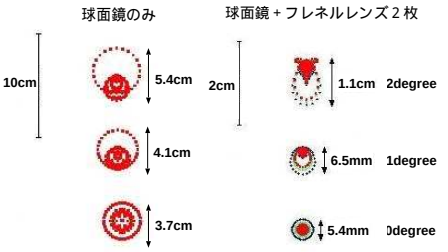

図 7.2: 球面鏡を主鏡としたときのイメージの違い。
球面鏡のみ (左図) とフレネルレンズ 2 枚を用いたとき (右図) のときでの、入射角度による焦点面での結像イメージ。

設計されたレンズの材質として、アクリル板を用いることで、軽量化が進められると考えられる。しかし、紫外領域での光を透過する必要があり、試作品のアクリル板 (厚さ 2cm) であれば、紫外光も 80 %程度透過することができ、現時点での有力候補と言える。

今回設計された光学系によりチェレンコフ光のイメージが、どの程度効果を上げているかを調べた。100GeV のガンマ線のイメージを見てやると、現在活躍している望遠鏡の解像度に比べて、非常に効果があることが分かった。しかし、今回はガンマ線のエネルギーが 100GeV の場合についてのみシミュレーションを行なったので、今後の課題としては 10GeV 等の 100GeV 以下のエネルギーについてシミュレーションを行ない、評価を行なう必要がある。

また、光学設計における今後の課題としては、主鏡が放物面鏡である場合について、より詳しく設計していくことが必要である。具体的には、フレネルレンズを 2 枚にしてやることによって、

球面鏡の場合と同様もしくはそれ以上の効果が期待できると考えられる。また、F/1.0 の場合にこだわらず、F/1.2 の場合で設計を行なうとさらに効果があると予想される。

さらに従来のチェレンコフ望遠鏡と設計された望遠鏡とを比較するために、トリガー効率やイメージパラメータの α についてシミュレーションを行ない調べる必要がある。

謝辞

本研究にあたり御指導して頂いた梶野文義教授、坂田通徳教授、山本嘉昭教授に深く感謝を申し上げます。学部時代を含めると約 3 年半もの間この宇宙粒子研究室で、恵まれた環境の中で研究させて頂けたことに大変感謝致します。また、多岐にわたり助言を下さった崔銀珠さんにも深く感謝致します。

同研究室の林清一さん、川田和正さんには、大変お世話になり感謝しております。また本研究を進める中で、卒業されてお忙しい中私の質問やアドバイスを下さいました小田享史さん、高部政志さんには本当にお世話になりました、ありがとうがざいました。同じ学年で共に研究に励み乗り越えてきた、多田逸洋君には感謝しております。また、M 1 の泉全人君、植村真人君、山岡知隆君、 4 回生の坂下希子さん、山田洋介君には、研究だけでなく、学生同士らしい意見交換をすることができ、また自己の考えを深めるよい機会となったことに感謝致します。

また、大学院進学に快く承諾してくれ、研究・生活共に有意義な 2 年間を与えてくれた両親に心から感謝致します。

最後に、本論文を製作するにあたり、御協力頂いたすべての方に深く感謝致します。

関連図書

[1] 小田享史, 甲南大学大学院自然科学研究科修士論文 (2002)

[2] 前田昇平, 甲南大学大学院自然科学研究科修士論文 (2001)

[3] H.Quintana,"5@5-a5GeV energy threshold arrary of imaging atmospheria Chrenkov telescopes at 5 km altitude"(2000)

[4] B.Funk et al.,"An Upper Limit on the Infrared Background & Density from HEGRA data on Mkn501",Astro-ph(1998)

[5] The TA Collaboration,The Telescope Array Project: Design Report(2000)

[6] 森正樹,「超高エネルギーガンマ線による残光探査」, 東京大学宇宙線研究所

[7] 大石理子, 東京大学大学院理学研究科修士論文 (2002)

[8] 高野朋也, 山形大学大学院理工学研究科修士論文 (2001)

[9] 小田稔, 宇宙線, 裳華房

[10] P.M.Chadwick,Geomagnetic Effects on the Performance of Atomosphric Cherenkov Telescope.

[11] ZEMAX Optocal Design Program(User's Guide Version July,9,2002 & Version October,16,2002)

[12] ZEBASE Optical Design Databass(User's Guide Vertion 4.0)

[13] Milton Laikin,LENS DESIGN(Second Edition,Revised and Expanded)

[14] HANDBOOK OF OPTICS VolumeII (Devices,Measurements,&Properies)Second Edition

[15] 吉田正太郎, 望遠鏡光学・屈折編, 誠文堂新光社

[16] 吉田正太郎, 望遠鏡光学・反射編, 誠文堂新光社

[17] Jelley,J.V.,"Cerenkov Radiation and its Applications",Pergamon Press(1958)

[18] http://www.lensya.co.jp/index.html

[19] Bruno Rossi,High-Energy Particles

[20] 高野一慶, 東京工業大学大学院理工学研究科修士論文 (2001)

[21] 神保純一朗, 東海大学大学院理学研究科修士論文 (2000)

[22] 理科年表

[23] The Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS)

[24] http://veritas.sao.arizona.edu/

[25] http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/japanese/

[26] http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html

[27] http://hegra1.mppmu.mpg.de/MAGICWeb/

[28] P.G. ホーエル, 入門数理統計学, 培風館