

# 修士学位論文

## 次世代超高エネルギーガンマ線天文台CTAの 大口径望遠鏡用ライトガイドの形状最適化

2011年度  
(平成23年度)

茨城大学大学院理工学研究科

理学専攻

10NM156A  
黒田 和典

## ABSTRACT

本研究ではCTA(Cherenkov Telescope Array)計画の大口径望遠鏡(LST)用ライトガイドの形状最適化を行った。CTA計画は地上チェレンコフ望遠鏡群により高エネルギーガンマ線を観測する日米欧の国際協力計画である。CTAでは従来のチェレンコフ望遠鏡よりも感度を一桁向上させ、大中小3タイプの口径の望遠鏡群を駆使して観測可能なエネルギー領域を数10GeVから100TeVまで拡大することを目標としている。

地上チェレンコフ望遠鏡では、高エネルギーガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーからのチェレンコフ光を反射鏡で集光し、焦点面にある光電子増倍管からなるイメージングカメラで撮像を行う。そして複数の望遠鏡で同時に捉えたシャワーイメージの大きさや形状から元のガンマ線の到来方向やエネルギーを見積もる。ゆえにできるだけ多くのチェレンコフ光を集めることが重要となる。カメラで撮像する際、ピクセル間の隙間は不感領域となるが、その領域を埋め、効率よく光を集光するためにライトガイドという光学部品を用いる。しかし、高集光率かつ高ノイズ除去率の形状は自明でないので、光線追跡シミュレーション(ray tracing)を行い、最適なライトガイドの形状を探した。

まず、二次元の理論において、視野内の光を100%集光し、それ以外の光は除去するという理想的な集光率の特徴をもつWinston Cone型のライトガイドを、光線追跡用のツールROBAST(ROot BAsed Simulator for ray Tracing)上でつくった。ライトガイドの形状はピクセル形状と同じ六角形になるので、六角形の向かい合う曲面同士がWinston Cone形状であるようなライトガイドをつくった。ライトガイド同士を密着させるために、ライトガイドの厚みを1mmとしてライトガイドの入口開口部の半径は2.3cmとした。また、ライトガイドに必要な最大入射角は、LSTの構造から25度である。すると、Winston Coneの特徴からライトガイドの出口開口部の半径が1.02554cm、高さは6.67583cmと決まる。ライトガイド表面の反射率は、実際にライトガイドの反射材として使用を考えているマックスプランク物理学研究所の高反射フィルムを想定して98%としている。曲率半径20mmの検出面をもつPMTの形状も導入し、ROBASTで光線追跡シミュレーションを行った。シミュレーション結果は、20度から25度付近で集光率が理想から大きく落ち、25度以上の余分な部分の集光率が大きい結果となった。その理由として、形状が六角形なので、六角形の頂点方向に近い部分ではWinston Cone形状からズレてしまうことが原因と思われる。

この結果を踏まえて、六角形のライトガイドで理想的な集光率を実現できるような形状を探した。これを実現するためにSpline曲線とBezier曲線を用いた。これらの曲線は始点、制御点、終点の3要素からなり、制御点を動かすことで、曲線の形状が変化する。Spline曲線は1個、Bezier曲線は2個の制御点を有している。始点と終点の座標はそれぞれライトガイドの出口開口部の座標、入口開口部の座標とした。Bezier曲線の方が制御点による自由度が大きいのでより細かな曲線を作成できるが、その分シミュレーションに時間がかかる。そこで、Spline曲線でray tracingを試して集光率改善の可能性があることを確認し、Bezier曲線でより細かい形状を設定することにした。検証の方法として、各曲線で作ったライトガイドでray tracingを行い入射角度ごとの集光率を調べ、その角度での理想的な集光率のグラフとの差の絶対値を計算して足し上げる作業を制御点を変化させながら行い、差の合計の最小となるときの制御点が最適なライトガイド形状をつくる点であるとした。

Spline曲線の結果は、Winston Cone形状のときと比較して、入射角20度から25度付近の集光率を向上させることができた。入射角20度から25度の集光率の平均値は、Winston Coneで86.06%、Spline曲線で87.13%であった。また、25度から35度付近の集光率も若干抑えられていた(Winston Cone:23.24%、Spline:21.24%)。

制御点による曲線がWinston Coneよりも優れていることがわかったので、Bezier曲線でより細かな形状の最適化を図った。Bezier曲線の結果は入射角20度から25度での集光率はSpline曲線と同程度であったが、25度から35度の入射角において、理想との集光率の差をSpline曲線よりも抑えることができた。結果として、最適化したBezier曲線のライトガイドの集光率は最大入射角25度以内で93.66%(20度から25度付近は87.48%)、最大入射角25度から35度で16.25%となった。以上より、Bezier曲線を用いることで最も理想に近いライトガイドの形状を作成することができた。

# 目次

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
1.1	ガンマ線観測の意義	5
1.2	ガンマ線天文学の歴史	6
1.3	地上チェレンコフ望遠鏡観測の原理	7
1.3.1	空気シャワー	7
1.3.2	電子・陽電子対生成	8
1.3.3	制動輻射	9
1.3.4	チェレンコフ光	9
1.3.5	イメージング法	10
1.3.6	ステレオ観測	13
<b>2</b>	<b>CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画</b>	<b>14</b>
2.1	CTA 計画の概要	14
2.2	CTA がねらうサイエンス	15
2.2.1	非熱的過程による高エネルギーガンマ線生成	16
2.2.2	宇宙論への応用	16
2.2.3	相対論の検証	16
2.3	CTA の観測装置	16
2.4	LST(Large Size Telescope) の概要	19
2.4.1	光学素子ミラー	20
2.4.2	光検出器	23
2.4.3	エレクトロニクス	25
2.4.4	ライトガイド	26
2.5	研究の目的：ライトガイドの形状最適化	26
<b>3</b>	<b>LST 用ライトガイドの形状最適化</b>	<b>27</b>
3.1	最適化するパラメータ	27
3.1.1	ライトガイドに必要な視野の計算	27
3.1.2	最適化する集光率の定義	28
3.2	シミュレーションツール:ROBAST[6]	31
3.2.1	ROBAST の特徴	31
3.3	Winston Cone 形状のライトガイド	33
3.3.1	Winston Cone について	33
3.3.2	ライトガイドの仕様	36
3.3.3	ライトガイド表面の反射率	38
3.3.4	PMT 形状の ROBAST への導入	38
3.4	Winston Cone に代わる形状での最適化	41
3.4.1	Spline 曲線と Bezier 曲線を用いた形状最適化	41
3.4.2	Spline 曲線の概要	42
3.4.3	Spline 曲線での最適化方法と結果	42
3.4.4	Spline 曲線での最適化のまとめ	45
3.4.5	Bezier 曲線の概要	46
3.4.6	Bezier 曲線での最適化方法と結果	46
3.4.7	Bezier 曲線での最適化のまとめ	50
<b>4</b>	<b>まとめ</b>	<b>52</b>
<b>A</b>	<b>ROOT および ROBAST の使用環境構築</b>	<b>53</b>

## 目 次

1.1	宇宙線のエネルギーフラックス。横軸：宇宙線エネルギー、縦軸：微分エネルギーフラックス [9]	5
1.2	ガンマ線の発生機構模式図:シンクロトロン放射	6
1.3	ガンマ線の発生機構模式図:制動放射	6
1.4	ガンマ線の発生機構模式図:逆コンプトン散乱	6
1.5	ガンマ線の発生機構模式図:中性パイ中間子の崩壊	6
1.6	空気シャワーが最大になる物質の透過量と高度の関係	8
1.7	ガンマ線と物質の相互作用過程 [8]	8
1.8	制動輻射模式図	9
1.9	電子によるチェレンコフ光放射の概略図	10
1.10	ガンマ線シャワー (左) と宇宙線シャワー (右) の広がりかたの違い	11
1.11	イメージング法で用いられるパラメータ	12
1.12	地上の望遠鏡からのシャワー観測の模式図	12
1.13	パラメータ $\alpha$ を使ったシャワー比較の模式図	12
1.14	ステレオ観測の概略図 [15]	13
1.15	望遠鏡 A,B で得られたチェレンコフ光イメージとガンマ線の到来方向	13
2.1	CTA(Cherenkov Telescope Array) の想像図 [1]	14
2.2	ガンマ線の検出感度。CTA では従来の望遠鏡の 10 倍の検出感度をめざす [1]	14
2.3	検出された X 線源、ガンマ線源数の推移 (Kifune Plot)[1]	15
2.4	H.E.S.S 銀河面サーベイの銀河中心方向 (上) と CTA 銀河面サーベイシミュレーション計算結果 (中) とその一部ズームアップ (下)	15
2.5	CTA 候補アレイの例 [1]	17
2.6	アレイ B,C,E の積分検出感度 (天頂角 20 度に位置する点源を 50 時間観測)。破線は CTA の目標感度 [1]	18
2.7	アレイ B,C,E の角度分解能。破線は H.E.S.S. の角度分解能 [1]	18
2.8	CTA の設置候補エリア [1]	19
2.9	LST 構造のデザイン (左) とカーボンファイバーのスペースフレーム (右) [1]	20
2.10	1.5m 分割鏡 [5]	21
2.11	コールドスランプ法 [1]	21
2.12	アルミハニカム	21
2.13	オールアルミニウムミラー [1]	22
2.14	MAGIC の Active Mirror Control[11]	23
2.15	浜松ホトニクス製 R8619 および R9420 光電子増倍管 [1]	24
2.16	R8619 の量子効率曲線 [1]	24
2.17	光検出器モジュール	24
2.18	波形サンプリングの様子	25
2.19	ライトガイドの役割	26
3.1	ライトガイドの視野の見積り	27
3.2	ある角度 $\theta$ で入射する光と底面から通過する光の関係	29
3.3	入射角 $\theta$ と集光率の関係	29
3.4	入射角 $\theta$ とライトガイド中心軸に対する回転角 $\phi$ との関係	30
3.5	微小入射角範囲 $d\theta$ と微小立体角 $d\Omega$ の関係	30
3.6	入射角に対する理想的な重み付き集光率	31
3.7	Sequential ray tracing	32
3.8	CTA の LST の分割鏡 [6]	32
3.9	論理演算によるオブジェクトの形成 [6]	32
3.10	AGeoAsphericDisk class で作成した Schwarzschild-Couder 光学系 (ROBAST tutorial より) [6]	33
3.11	AGeoWinstonConePoly class で作成したライトガイド (ROBAST tutorial より) [6]	33
3.12	Winston Cone 形状への変換	34

3.13	Winston Cone の形状 ( <a href="http://scienceworld.wolfram.com/physics/WinstonCone.html">http://scienceworld.wolfram.com/physics/WinstonCone.html</a> ) . . . . .	35
3.14	光検出器モジュール (右下) と PMT 間の距離 (左上) . . . . .	36
3.15	ライトガイドの外径についてのまとめ . . . . .	37
3.16	ROBAST で作成した Winston cone 型ライトガイドのモデル . . . . .	37
3.17	図 3.16 のライトガイドの集光率計算結果 . . . . .	38
3.18	理想的な集光率 . . . . .	38
3.19	ライトガイド表面の反射率 (98%) を考慮した集光率 . . . . .	38
3.20	ライトガイドと PMT の位置関係の模式図 . . . . .	39
3.21	ライトガイドを Z 軸正の方向から覗いた図。黒の実線がライトガイド、点線が PMT 設置面。 . . . .	40
3.22	削り出しをしたライトガイドの底面 . . . . .	41
3.23	球面形状の検出面を取り入れたライトガイド . . . . .	41
3.24	PMT 形状を導入した Winston Cone 形状ライトガイドの集光率 . . . . .	41
3.25	Spline 曲線の模式図 . . . . .	42
3.26	制御点 R 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	43
3.27	制御点 Z 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	43
3.28	制御点 R の座標範囲絞り込み 1 回目 . . . . .	44
3.29	制御点 Z の座標範囲絞り込み 1 回目 . . . . .	44
3.30	制御点 R の座標範囲絞り込み 2 回目 . . . . .	44
3.31	制御点 Z の座標範囲絞り込み 2 回目 . . . . .	44
3.32	制御点 R の座標範囲絞り込み 3 回目 . . . . .	45
3.33	制御点 Z の座標範囲絞り込み 3 回目 . . . . .	45
3.34	Spline 曲線と Winston Cone および理想的な集光率モデルとの重み付き集光率の関係 . . . . .	45
3.35	Spline 曲線と Winston Cone および理想的な集光率モデルとの $\phi$ 方向平均の集光率の比較 . . . . .	46
3.36	Bezier 曲線の模式図 . . . . .	46
3.37	制御点 P1R 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	47
3.38	制御点 P1Z 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	47
3.39	制御点 P2R 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	48
3.40	制御点 P2Z 座標と集光率のズレの総和の関係 . . . . .	48
3.41	制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (1 回目) . . . . .	48
3.42	制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (1 回目) . . . . .	48
3.43	制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (1 回目) . . . . .	49
3.44	制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (1 回目) . . . . .	49
3.45	制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (2 回目) . . . . .	49
3.46	制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (2 回目) . . . . .	49
3.47	制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (2 回目) . . . . .	49
3.48	制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (2 回目) . . . . .	49
3.49	制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (3 回目) . . . . .	50
3.50	制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (3 回目) . . . . .	50
3.51	制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (3 回目) . . . . .	50
3.52	制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (3 回目) . . . . .	50
3.53	Bezier 曲線と他の曲線との重み付き集光率の比較 . . . . .	51
3.54	Bezier 曲線と他の曲線との $\phi$ 方向平均の集光率の比較 . . . . .	51

## 表 目 次

1.1	現在世界で稼働中のステレオ観測実験 . . . . .	13
2.1	CTA 各望遠鏡の仕様 [1],[2],[3],[4] . . . . .	17
2.2	光検出器の要求仕様 . . . . .	24

3.1	LSTの要求仕様 [1]	27
3.2	ライトガイドの仕様一覧	36

# 1 Introduction

宇宙は様々な高エネルギー現象に満ちている。人類が初めて X 線で宇宙を観測するまでは、人類のもつ宇宙のイメージは比較的静的なものであった。しかし、X 線天文学が発展するにつれて、宇宙には X 線を放射するような高温のガスや非熱的高エネルギー粒子を伴う様々な天文現象が存在することが明らかになってきた。一方で、新しい観測は常に新しい謎を生み出してきた。宇宙にはまだ我々の感度不足により発見されていない高エネルギー現象で満ちているはずである。また、宇宙線の起源や粒子加速の物理など、長年謎として残されてきた問題もある。こうした問題に観測的に迫るには、数多くの天体の高感度測定によって可能となる、高エネルギー宇宙現象の普遍性・法則性の研究が不可欠である。さらに、高エネルギー宇宙観測は、超高密度物質、ブラックホールなどの極限時空、超高エネルギー宇宙線や暗黒物質粒子の対消滅ガンマ線の探査など、宇宙論や基礎物理学の発展に重大な貢献をする可能性がある。こうした重大な科学的課題を解決するために、さらに高感度・高性能の観測装置を必要としている。

## 1.1 ガンマ線観測の意義

1912 年に Hess の気球観測によって宇宙線が発見された。以後の観測で、宇宙線のスペクトルは  $10^{19}$ eV( $1\text{eV} \sim 1.60 \times 10^{-19}\text{J}$ ) 付近まで延びるべき型をしていることがわかった。

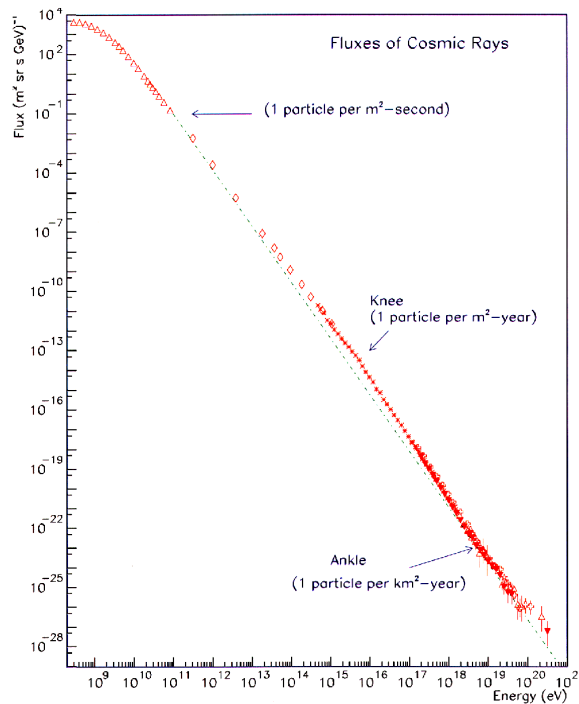


図 1.1: 宇宙線のエネルギーフラックス。横軸：宇宙線エネルギー、縦軸：微分エネルギーフラックス [9]

GeV-TeV( $1\text{GeV} = 10^9\text{eV}$ ,  $1\text{TeV} = 10^{12}\text{eV}$ ) 領域の宇宙線は単に天体からの熱放射で説明するには値が高すぎるので、宇宙のどこかに何らかの加速メカニズムが存在すると考えられている。宇宙線研究の歴史は長いですが、宇宙線は電荷を持っていて星間磁場に曲げられてしまうため、どこで加速されて地球に到来するのか直接観測によって確認することは難しかった。しかし、相対論的なエネルギーに加速された高エネルギー粒子(宇宙線)はシンクロトロン放射(図 1.2。通常は X 線や電波が放射される)、逆コンプトン散乱(図 1.3)、制動放射(図 1.4)などによってガンマ線を放射する。パイ中間子などの素粒子や原子核の崩壊、粒子・反粒子の対消滅からもガンマ線が放出される(図 1.5)。

ガンマ線のフラックスは高エネルギー粒子のフラックスに反映される。実際、かに星雲や中心に巨大なブラックホールをもつ活動銀河核の一部からは、電波から数 10TeV におよぶ超高エネルギーガンマ線にまで広いエネルギー範囲での電磁放射が観測されている。ガンマ線の観測を行うことで高エネルギー現象の到来方向の情報を得ることができる。同時に、超高エネルギーガンマ線の存在は電子や陽電子などの荷電粒子が、非常に高いエネルギーにまで加速されたこと、宇宙に巨大な加速器が存在することを示している。ガンマ線の観測は宇宙線の起源を特定し、どのような方法

で加速されたのかを解明するために重要である。高エネルギーガンマ線天文学は現在のところ宇宙線加速器の間接的な探査や撮像を行うことができる最も有効な方法の一つである。

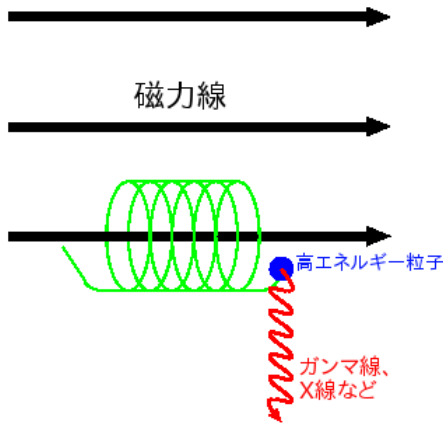


図 1.2: ガンマ線の発生機構模式図:シンクロトロン放射

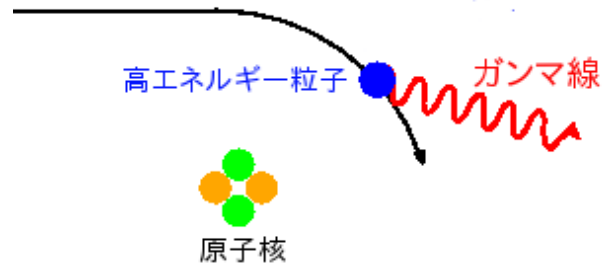


図 1.3: ガンマ線の発生機構模式図:制動放射

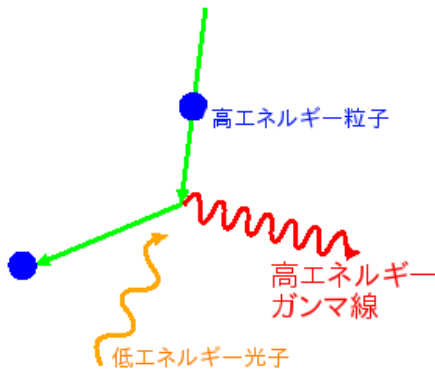


図 1.4: ガンマ線の発生機構模式図:逆コンプトン散乱

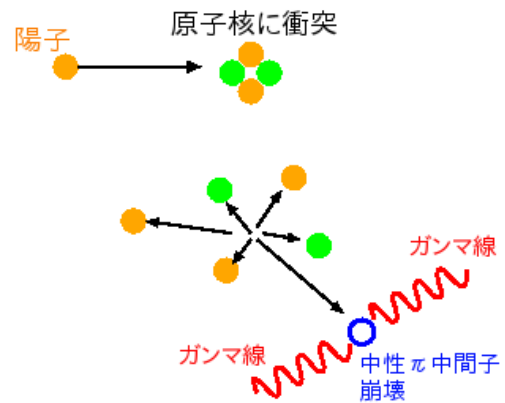


図 1.5: ガンマ線の発生機構模式図:中性パイ中間子の崩壊

## 1.2 ガンマ線天文学の歴史

ガンマ線天文学は X 線天文学よりも古い歴史をもつが、観測が難しいため進歩が遅れていた。エネルギーが高い分、光子数が減り、小さな検出器では観測が難しいことも原因である。100MeV(1MeV=  $10^6$ eV) 程度から数 10GeV 程度のエネルギー領域は人工衛星による観測が行われている。天体からのガンマ線が米国の OSO-3 衛星によってとらえられたのは 1967 年のことだった。その後 1972 年に米国の SAS-2 衛星によって銀河面からのガンマ線がとらえられ、1975 年から 7 年間にわたり、ヨーロッパの COS-B 衛星が GeV 領域のガンマ線の観測を銀河面を中心に広い天球域にわたって行い、22 個の天体が報告された。一方、地上核実験監視のために軍事用として打ち上げられた Vela 衛星のデータから、短時間に大量のガンマ線が到来するガンマ線バースト現象が 1973 年に報告された。

1989 年にヨーロッパの Granat 衛星が打ち上げられ、1991 年に米国のコンプトンガンマ線衛星が打ち上げられてからガンマ線天文学は目覚ましい発展がみられるようになった。コンプトンガンマ線衛星は 4 種類の検出器を搭載し、数 10keV-10GeV 帯 (1keV=  $10^3$ eV) の広い範囲の観測を行い、全天のガンマ線天体カタログをつくり、ガンマ線バーストが全天に一樣に分布することなど数々の成果をあげた。21 世紀にはいり、INTEGRAL 衛星を筆頭に Swift 衛星 (2003 年)、AGILE 衛星 (2007 年) が打ち上げられた。日本でも硬 X 線検出器 (HXD) を搭載したすざく衛星が打ち上げられ、数 10keV の硬 X 線から 600keV 前後の軟ガンマ線の領域にかけて、過去のいかなるミッションよりも高い感度を実現している。さらには GeV 領域で格段の感度向上をめざすフェルミ衛星が 2008 年に打ち上げられ、1000 を越える天体を検出し、続々と新しい発見がでてきている。コンプトン衛星 EGRET 検出器では全天で数 100 個程度の天



体数であったのに比べて、質と量が劇的に増加し、また他波長との連携により、既知ガンマ線天体のより詳細かつ大統計の研究や、新種のガンマ線源の発見が続いている。

数 10GeV から TeV 領域にわたる超高エネルギー (Very High Energy : VHE) 領域のガンマ線の天体観測は、大気チェレンコフ光を用いた地上チェレンコフ望遠鏡によって行われる。

超高エネルギーガンマ線は大気を検出器とし、地上の望遠鏡で観測することができる。高エネルギーガンマ線が大気に入射したときに生じる空気シャワーは、短時間の間に大量の高速荷電粒子を大気中に放出する。このとき発生するチェレンコフ光を観測するのが地上チェレンコフ望遠鏡の原理 (詳細は 1.3 節) であり 1960 年から研究は始まっていた。しかし、TeV ガンマ線と同様に陽子などの宇宙線が地球大気に入射したときにもチェレンコフ光がでるため、これがガンマ線観測の雑音となり、地上チェレンコフ望遠鏡が超高エネルギーガンマ線の観測装置として確立するには時間がかかった。

1989 年にはいり、大型の光学反射鏡の焦点面に多数の光検出器を並べてチェレンコフ光の像をとらえ、ガンマ線起源のシャワーと宇宙線起源のシャワーを識別する方法 (イメージング法) が実用化された。アリゾナのホイップル天文台の 10m 大気チェレンコフ望遠鏡がかに星雲からのガンマ線信号をとらえた。イメージング法の有効性が証明されると、その後の技術的発展に伴い、現在では、ステレオ観測技術、高感度光センサー、超高速電子回路などを駆使した新しい世代の地上チェレンコフ望遠鏡が世界各地で建設され、超高エネルギーガンマ線天体が地上から多数観測されるようになった。ドイツを中心としたヘグラグループはカナリア諸島のラ・パルマに 5 台の解像型チェレンコフ望遠鏡を設置しステレオ観測を行った。2003 年にナミビアに設置した H.E.S.S. では口径 12m の望遠鏡 4 台を使い、TeV ガンマ線でも天体のイメージング観測が可能であることが示された。その後、2004 年に MAGIC グループ、2007 年に VERITAS グループが観測を開始した。現在、銀河系内外に 100 を超える VHE ガンマ線源が発見されている。また、近傍の天体に関しては、観測の高精度化が進み、天体での物理現象をより詳細に研究することが可能になってきた。

GeV 領域ではフェルミ衛星が決定版ともいえるプロジェクトである。しかし、宇宙ガンマ線観測では宇宙への打ち上げが必要であるので装置の大きさなどに限界があり、同じエネルギー領域で大幅な感度や性能の向上は今後望みにくい。衛星による宇宙ガンマ線観測に対して、地上でのガンマ線観測は、確立された技術をさらに発展させ、大規模な観測装置群を配置することで確実に大幅な感度向上を達成する余地がある。その観点から、これまでのこの分野をリードしてきた MAGIC、H.E.S.S. の 2 グループが中心となり、大規模チェレンコフ望遠鏡アレイ、Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画が提案された。後に、これに日本とアメリカが加わった。

### 1.3 地上チェレンコフ望遠鏡観測の原理

地上でのガンマ線観測は、直接ガンマ線を観測するのではなく、ガンマ線が地球大気に入射したときに生じる空気シャワーからのチェレンコフ光を観測する。ここでは、ガンマ線が地球大気に入射してからチェレンコフ光が発せられるまでの理論を述べる。

#### 1.3.1 空気シャワー

高エネルギーの光子が大気に入射すると、大気中で電子・陽電子対生成を起こす。そして、そこで生み出された高エネルギーの電子は制動放射によりガンマ線を放出する。電子と光子は交互にこの反応を繰り返し、光子および電子を増殖させる。この現象を空気シャワーと呼ぶ。最初に大気に入射した粒子を一次粒子とよび、生成された粒子を二次粒子とよぶ。

上記のように、大気に入射するガンマ線によって形成される空気シャワーを電磁カスケードシャワーといい、陽子や原子核によって形成される空気シャワーを核カスケードシャワーという。核カスケードシャワーの一次粒子は陽子 (または原子核) で、これが大気中の原子核と衝突し、多数の  $\pi^0$ 、 $\pi^\pm$ 、 $K$  粒子を生成する。このうち半数の  $\pi^0$  は寿命が  $0.84 \times 10^{-16}$  と非常に短く、

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

と 2 つのガンマ線に崩壊し、大気中で電磁カスケードを形成する。

シャワーの粒子数はおよそ放射長単位で  $t_{max} = \ln(E/81\text{MeV}) - 0.5[\text{g}/\text{cm}^2]$  の物質質量を通過したときに最大になる。図 1.6 に大気中での物質の透過量と高度の関係を示し、ガンマ線が地上に対して垂直に入射したときのシャワーの最大発達高度を示す。これより、1TeV のガンマ線では約 10km の高さで最大となる。

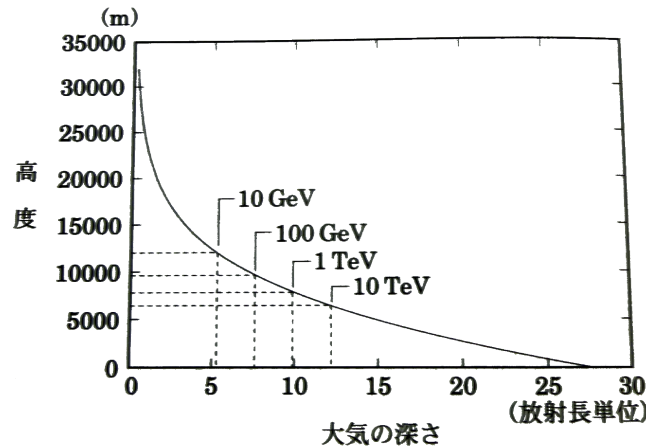


図 1.6: 空気シャワーが最大になる物質の透過量と高度の関係

### 1.3.2 電子・陽電子対生成

ガンマ線と物質の相互作用において、主要な相互作用の強度は図 1.7 のようにガンマ線のエネルギーによって変化する。

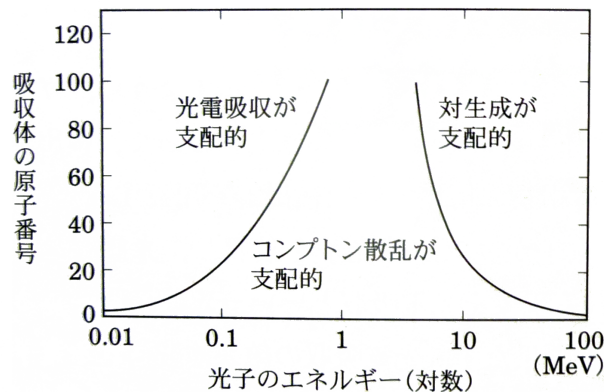


図 1.7: ガンマ線と物質の相互作用過程 [8]

光子のエネルギーが電子の静止質量エネルギー  $m_e c^2 \sim 511 \text{keV}$  の 2 倍を越えると電子・陽電子対生成が可能となり、数  $10 \text{MeV}$  以上ではほとんどの物質との相互作用において電子・陽電子対生成が支配的となる。ここで  $m_e (\approx 1.78 \times 10^{-36} \text{kg})$  は電子質量、 $c (\approx 3.0 \times 10^8 \text{m/s})$  は真空中の光速を表している。電子の全エネルギーは  $\sqrt{m_e^2 c^4 + p^2 c^2}$  で表され、古典的な考え方ではエネルギーは正符号をとるが、Dirac の理論によれば、エネルギーの符号は正負両方をとる。Dirac は空間のあらゆる点において、負のエネルギーのあらゆる状態に電子が詰まった状態を真空としている。負エネルギー状態が満員になっているので正エネルギーの電子が次々と負の状態になってしまうということが起こらない。電子の正エネルギー状態と負エネルギー状態とは  $2m_e c^2$  のエネルギーで隔てられているが、 $2m_e c^2$  以上のエネルギーの光子が負の状態の電子を正状態に押し上げることがある。そうすると、いままで詰まっていた負の状態の電子群の中に 1 か所穴が空く。この穴は負の状態の電子とちょうど逆の性質をもつ。つまり、あたかも正状態で正の電子のようにふるまうもの、陽電子が対として生成する。これが電子・陽電子対生成である。

光子は全く何もない状態ではエネルギーが  $2m_e c^2$  を越えていても、光子だけではエネルギー保存則と運動量保存則を同時に満たすことができないので、対生成をすることはできない。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て運動量を授受することができるので保存則を同時に満たすことが可能になり、光子は原子核に少し運動量を与えながら対生成を起こす。

### 1.3.3 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磁波を放射する。この現象を制動輻射という。光エネルギー電子が物質中でエネルギーを失うもっとも重要な過程であると同時に、X線やガンマ線の発生の重要な過程である。

$Ze$ の大きさの電荷をもつ原子核に対して衝突パラメータ  $b$ の位置を電子が通過すると、電子は軌道に対して垂直方向に  $\Delta v = 2Ze^2/m_e v b$  だけ速度を得る。ここで  $Z$ は原子番号、 $e$ ( $\approx 1.60 \times 10^{-19} \text{C}$ )は電気素量、 $m_e$ ( $\approx 1.78 \times 10^{-36} \text{kg}$ )は電子質量を表している。

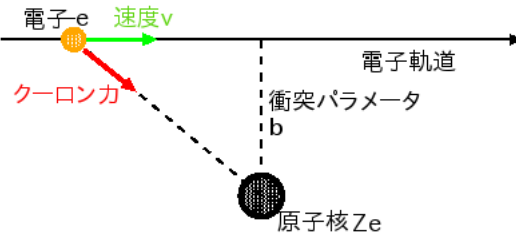


図 1.8: 制動輻射模式図

原子核の近くを通過したときに受けた加速度を  $\ddot{y}$  とすると、通過する間に放射される輻射は次のようになる。

$$\frac{2e^2}{3c^3} \int_{-\infty}^{+\infty} |\ddot{y}|^2 dt \quad (1.1)$$

ここで  $c$  は真空での光速である。フーリエ変換で周波数  $\omega$  成分に変換すると

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} |\ddot{y}|^2 dt &= 4\pi \int_0^{+\infty} d\omega \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{y} e^{i\omega t} dt \right|^2 \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} d\omega \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{y} e^{i\omega t} dt \right|^2 \end{aligned} \quad (1.2)$$

となる。加速度が大きくなるのは、電場の影響が大きな  $b/v$  の時間の間であることを考えると

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \ddot{y} e^{i\omega t} dt \simeq \Delta \ddot{y} = \Delta v \quad (\omega < b/v) \quad (1.3)$$

$$\simeq 0 \quad (\omega > b/v) \quad (1.4)$$

となる。したがって、各周波数ごとのエネルギー放出量は以下の式で表される。

$$\frac{2e^2}{3\pi c^3} |\Delta v|^2 d\omega = \frac{8}{3\pi} \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left( \frac{c}{v} \right)^2 \frac{1}{b^2} \hbar d\omega \quad (1.5)$$

ここで  $\hbar$ ( $\approx 6.58 \times 10^{-16} \text{eV}$ )は換算プランク定数である。衝突パラメータ  $b$ について、 $2\pi b db$ をかけて積分すると全体としてある周波数での放射量は次のようになる。

$$\frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left( \frac{c}{v} \right)^2 \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \hbar d\omega \quad (1.6)$$

放射される光子に対する微分断面積は上の式を  $\hbar\omega$  で割って次のようになる。

$$\sigma(v, \omega) d\omega = \frac{16}{3} \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \left( \frac{c}{v} \right)^2 \ln \left( \frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \frac{d\omega}{\omega} \quad (1.7)$$

### 1.3.4 チェレンコフ光

シャワー中の電子・陽電子が十分なエネルギーをもつ場合、大気中の光速 ( $c' = c/n$ ) より速く走り、チェレンコフ光を放出する。ここで、 $c$ は真空中の光速、 $n$ は大気の屈折率である。チェレンコフ光の波面は Huygens の原理を使うと図 1.9 のオレンジのラインのように表される。

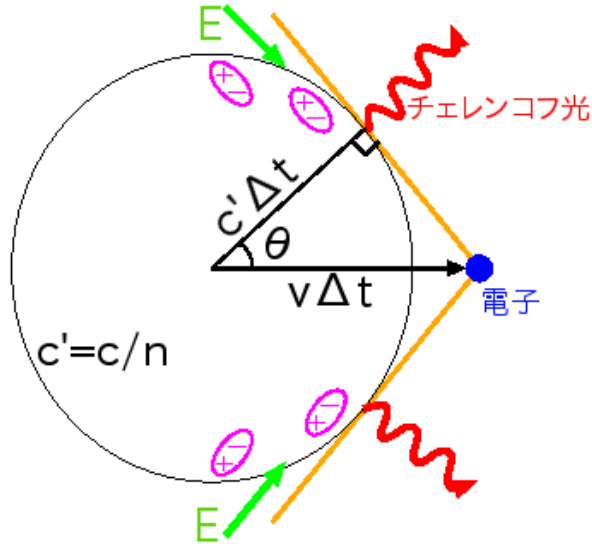


図 1.9: 電子によるチェレンコフ光放射の概略図

粒子の速度を  $v = \beta c$ 、チェレンコフ光の放射角を  $\theta$  とすると

$$\cos \theta = \frac{c' \Delta t}{v \Delta t} = \frac{1}{\beta n} \quad (1.8)$$

で与えられる。波面付近の媒質は電場によって偏光され、媒質中の原子はダイポールのように振る舞い、それぞれのダイポールは短い電磁パルスを狭い範囲に放射する。 $n$  は波長 300nm では 1 気圧で約 1.00029 であるので、大気中をほぼ光速で走る荷電粒子は、進行方向に対し約 1.3 度の半頂角の円錐状にチェレンコフ光を放射する。電子では  $\beta \geq 1/n$ 、すなわち

$$E \geq m_e c^2 / \sqrt{1 - 1/n^2} = 21 \text{MeV} \quad (1.9)$$

のエネルギーをもてばチェレンコフ光を放出する。荷電粒子が単位距離あたりに放出するチェレンコフ光の量は

$$N = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{(\beta n(\lambda))^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (1.10)$$

で与えられる。ここで  $\alpha \simeq 1/137$  は微細構造定数、 $\lambda_1, \lambda_2$  は観測する波長の下限と上限である。上空では大気密度がおおよそ  $\propto \exp(-h/7.1\text{km})$  ( $h$  は高度) で薄くなるため、放射角は小さくなるが、発光光度が高くなる効果と相殺して地上には半径 150m ほどの光の円盤 (ライトプール) となって到来する。

チェレンコフ光の波長分布は波長の 2 乗に反比例し、短波長ほど多く放出されるが、地上の検出器に届くまでに、オゾンによる吸収や大気分子によるレイリー散乱、塵などによるミー散乱によって光は減光を受けるため、実際に検出される光子の波長は 300-500nm 程度に分布する。チェレンコフ光子の総数はガンマ線のエネルギーにほぼ比例し、1TeV のガンマ線では、ライトプールの地上での光子密度は  $1\text{m}^2$  あたり約 50 個である。

チェレンコフ光は非常に微弱なため、晴れた月明かりのない夜間以外の観測は困難である。その際も、人工光や、大気光、黄道光、星の光などの夜光はバックグラウンドとなる。

ただ、チェレンコフ光の伝播速度  $c/n$  はほぼ光速で、高エネルギーシャワー粒子もほとんど光速で進むため、ガンマ線シャワーのチェレンコフ光のライトプールでの時間的厚みは数ナノ秒である。つまり、検出器の積分時間を数ナノ秒まで短くできれば、その間に検出器に入る夜光はほんのわずかなるはずなので、結果として夜光の量を低減することができる (夜光の平均値は 430-550nm の範囲で  $2.55 \times 10^{-7} \text{Wm}^{-2}\text{str}^{-1} \sim 6.4 \times 10^{11} \text{photons s}^{-1}\text{m}^{-2}\text{str}^{-1}$  である [8])。

### 1.3.5 イメージング法

1.3.1 節で見たように、高エネルギーの陽子などの宇宙線も大気原子核と衝突し、パイ中間子などを発生させ、これらの崩壊によって生じるガンマ線や電子・陽電子からもシャワーがつくられ、チェレンコフ光を放射する。ガンマ線

をとらえるにはこの宇宙線バックグラウンドから何らかの方法でガンマ線の信号を取り出さなければならなかった。初期 (1960 年代) には、望遠鏡の視野内にガンマ線候補天体がある場合と、天体が視野外に外れた場合とで差をとってガンマ線信号をとらえようとしていたが、ガンマ線のフラックスが非常に小さかったので、決定的な観測証拠は得られなかった。

しかし、空気シャワーのコンピュータシミュレーションが進むにつれて、以下のようなガンマ線起源のシャワーイメージと宇宙線起源のシャワーイメージの違いが明らかになってきた。

(a) 粒子の相互作用による像の広がりおよびばらつきの違い

電磁相互作用で放出される粒子が元の方向と垂直な方向にもつ運動量 (横運動量) は核相互作用のそれより一般に小さいので、ガンマ線シャワーの方が広がらずコンパクトになる (図 1.10 左側)。図 1.10 上側 2 つの縦軸は地上からの高度、横軸はシャワー中心軸からの距離を表してる。また、核相互作用は放出される粒子の数やエネルギーのばらつきが大きく、ガンマ線シャワーに比べて不均一に発達する (図 1.10 右側)。図 1.10 下側 2 つは地上の望遠鏡からシャワーを観測した際に  $2[\text{degree}] \times 2[\text{degree}]$  の視野の範囲でシャワーの像がどのように見えるかを表してる。

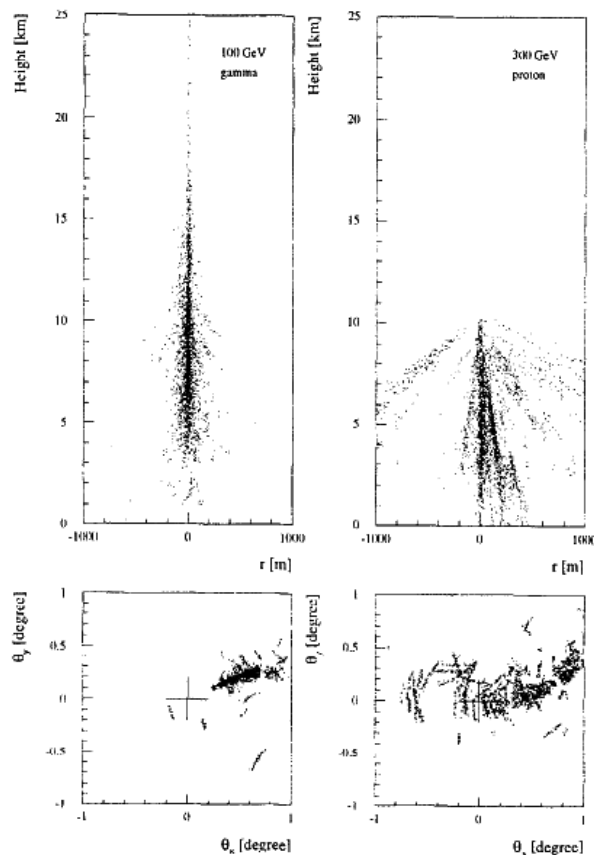


図 1.10: ガンマ線シャワー (左) と宇宙線シャワー (右) の広がりがたの違い

(b) シャワー像の幾何学的な違い

シャワーの軸と望遠鏡の光学軸が一致すればシャワーの像は視野の中心に丸く写るが、平行でもシャワー軸と光学軸が離れている場合は長軸が光学軸と交差するような楕円に写る。シャワーの軸と光学軸が平行でなければ、楕円の長軸は光学軸と交差しない。よって、望遠鏡の光学軸をガンマ線候補天体に向けて観測すれば、ガンマ線のシャワーの像は長軸が視野の中心を向いた楕円状の像になるが、それ以外の方向から飛び込んでくる原子核のシャワーの像は軸がばらばらの方向を向く。これについては以下の記述および図 1.13 で説明する。

このようにしてガンマ線シャワーと原子核シャワーをチェレンコフ光の像の違いによって識別する技術をイメージング法 (IACT: Imaging Air Cherenkov Technique) という。イメージング法で用いられるパラメータを図 1.11 に示す。"length"、"width"、"distance"、" $\alpha$ " はそれぞれチェレンコフ光の像が楕円状に分布しているときの長軸方向の

長さ、幅、像の中心と視野中心（観測対象）との間の距離、長軸と視野中心方向とのなす角である。

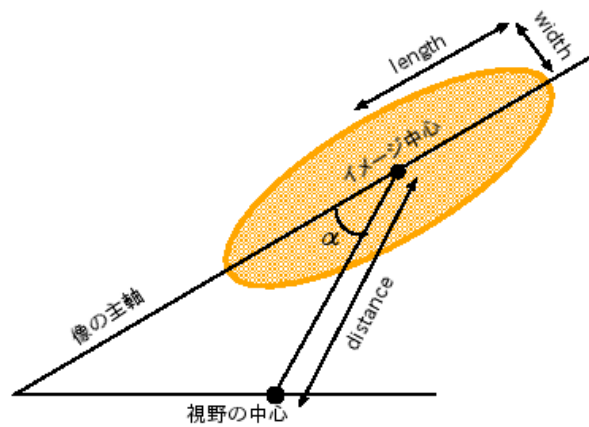


図 1.11: イメージング法で用いられるパラメータ

” $\alpha$ ”以外のパラメータは A.M.Hillas によって定義され (Hillas parameter)、“ $\alpha$ ”は A.V.Shubnikov と G.F.Bignami によって定義された。” $\alpha$ ”はガンマ線と宇宙線を識別するのにとても有効である。前述の通り、望遠鏡の光学軸をガンマ線天体に向けて観測を行った場合、図 1.13 のように、ガンマ線起源のシャワーの像は長軸が視野中心と交わる方向になるので、 $\alpha \sim 0$ である。一方、いろいろな方向から到来する宇宙線起源のシャワーは長軸と視野中心のなす角にある大きさの角度  $\alpha$  をもつ。このパラメータ  $\alpha$  によってかなり多くの宇宙線雑音を取り除くことができる。

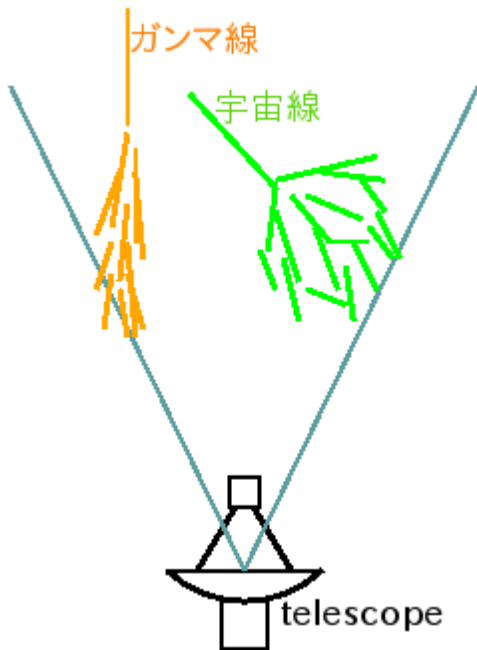


図 1.12: 地上の望遠鏡からのシャワー観測の模式図

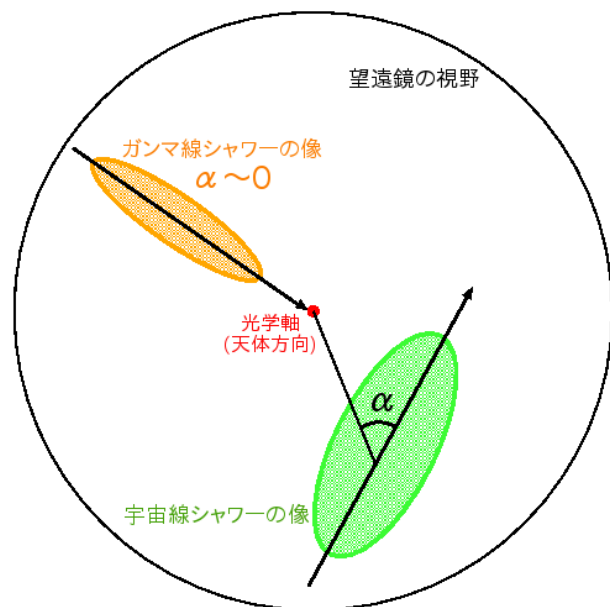


図 1.13: パラメータ  $\alpha$  を使ったシャワー比較の模式図

Whipple 望遠鏡がかに星雲からのガンマ線を観測した際には、イメージングパラメータの分布から宇宙線による雑音を 98%カットし、1986-88 年にかけての 60 時間で、 $9\sigma$  で統計的に有意な信号が得られた。ガンマ線信号の大きさは宇宙線雑音の 0.2%に過ぎず、イメージング法の有効性が示された。

### 1.3.6 ステレオ観測

ステレオ観測は、前述のイメージング法をさらに発展させた観測方法である。1つのシャワーイベントに対して複数のチェレンコフ望遠鏡で同時にシャワーの像を取得する。とらえられた複数のイメージを使ってガンマ線と宇宙線の区別を行うことができるので、1台による解析に比べてイメージの揺らぎの影響を小さくすることができ、より感度を向上させることができる。

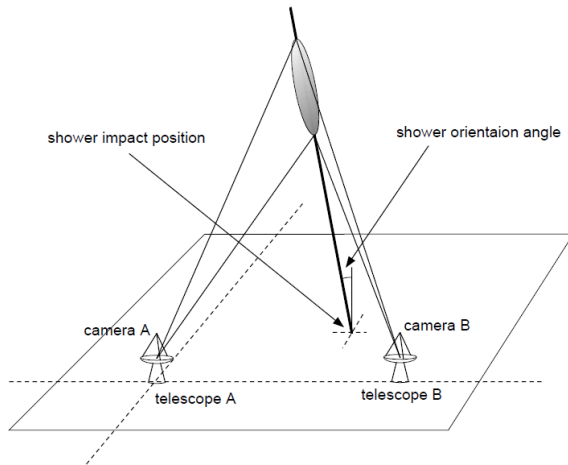


図 1.14: ステレオ観測の概略図 [15]

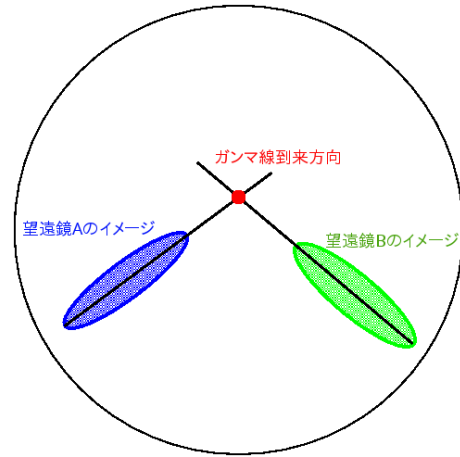


図 1.15: 望遠鏡 A,B で得られたチェレンコフ光イメージとガンマ線の到来方向

ガンマ線が空気シャワーを起こすのは大気の上層部 5-10km のところである。同じシャワーからのチェレンコフ光を複数の離れた地点から観測すると視差が生まれる。それぞれのチェレンコフ望遠鏡で観測されたチェレンコフ光のイメージは図 1.15 のようになる。それぞれのイメージの長軸の延長線上の交点がチェレンコフ光の到来方向として決まる。

また、到来方向とシャワーイメージの距離からシャワーの中心軸が定まり、望遠鏡間の距離からシャワーの発生高度が推測できる。チェレンコフ光の強度からガンマ線のエネルギーを推定する際にこの位置の情報を用いることで決定精度も単独観測の場合の 40%程度から 15%程度まで向上させることができる。

長軸の交点は最低 2 台の望遠鏡を使用すれば決定できるが、ガンマ線の到来方向の精度は、像の軸を決定する精度に左右されるので、台数が多いほど決定精度は向上する。

現在、大気チェレンコフ望遠鏡によるステレオ観測として 3 つのグループが稼働中である。それぞれの実験の概要を以下の表にまとめる。

	H.E.S.S.	MAGIC	VERITAS
場所	ナミビア (23.3S,16.5E)	カナリア諸島 (28.8N,17.8W)	アリゾナ (31.1S,136.8E)
海拔	1800m	2225m	160m
稼働開始	2004 年	2004 年	2007 年
集光面積 × 稼働台数	57m <sup>2</sup> × 4 600m <sup>2</sup> × 1	237m <sup>2</sup> × 2	110m <sup>2</sup> × 4
ミラーの形状	Davies-Cotton	Parabola	Parabola
焦点距離	15m	17m	8m
F 値	1.2	1.0	0.8
視野	5.0 °	3.6 °	4.0 °

表 1.1: 現在世界で稼働中のステレオ観測実験

## 2 CTA(Cherenkov Telescope Array) 計画

我々、茨城大学高エネルギー宇宙観測グループは、高エネルギーガンマ線観測のための国際的な大規模実験計画である CTA 計画に、東京大学宇宙線研究所 (ICRR) を中心とした CTA-Japan グループとして参加し、望遠鏡の開発を行っている。ここでは CTA 計画の概要について、日本グループが開発を主に行っている大口径望遠鏡 LST に重きを置いて述べる。

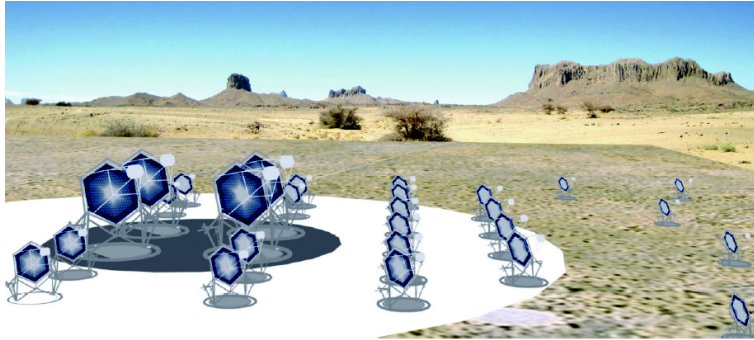


図 2.1: CTA(Cherenkov Telescope Array) の想像図 [1]

### 2.1 CTA 計画の概要

Cherenkov Telescope Array 計画は、口径の異なる大中小 3 タイプの解像型大気チェレンコフ望遠鏡を 60 台近く  $4\text{km}^2$  の領域に敷き詰められた大規模な TeV ガンマ線天文台を南半球と北半球に建設し、図 2.2 のように、50 時間の観測で現在の望遠鏡の 5-10 倍高い感度 ( $1\text{mCrab} \sim 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ :  $1\text{Crab}$  はカニ星雲のガンマ線強度) を達成し、エネルギー領域を  $10\text{GeV}$  から  $100\text{TeV}$  領域までカバーすることを目指す国際共同実験計画である。モンテカルログループによるシミュレーションで、図 2.5 のように直径  $2\text{km}$  の範囲に大口径望遠鏡 4 台、中口径 23 台、小口径 32 台を配置することで、広いエネルギー領域で CTA の目標感度を達成できることがわかった。

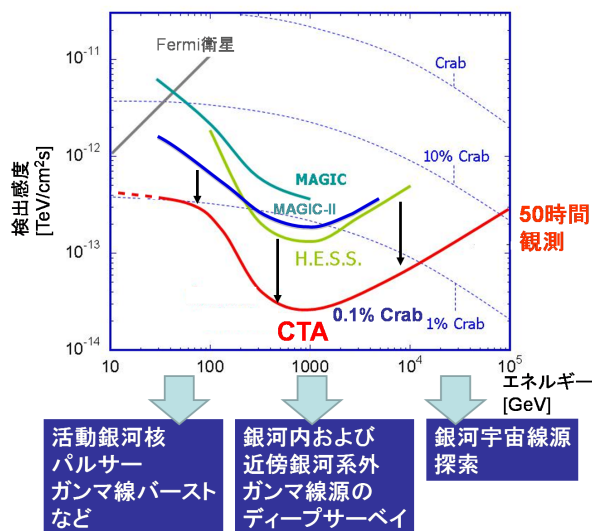


図 2.2: ガンマ線の検出感度。CTA では従来の望遠鏡の 10 倍の検出感度をめざす [1]

現在、世界では主に 3 つの実験 (欧州の H.E.S.S.、MAGIC、米の VERITAS) が稼働しているが、フェルミ衛星による高感度の GeV ガンマ線観測によって新たな発見・展開が予想される中、TeV 領域でも新たな発見や現象の原理・理論の展開のためには統計的に多くの TeV ガンマ線のデータを得る必要があるため、TeV ガンマ線観測の感度をさらに上げ、質の高いデータを供給し続けることが重要である。フェルミ衛星が稼働している期間内に CTA 計画が実現



できれば、フェルミ衛星のデータと合わせて約 6 桁の広いエネルギー領域でのガンマ線エネルギースペクトルを得ることができる。

また、図 2.3 のように X 線源、ガンマ線源、VHE ガンマ線源の数を時間の関数として表すと、2012 年現在、およそ 100 の VHE ガンマ線源が観測されている。線源の数が指数関数的に増加しているため、CTA では、1000 を超える VHE ガンマ線源が観測されることが期待されている。図 2.3 は通称、Kifune Plot と呼ばれている。

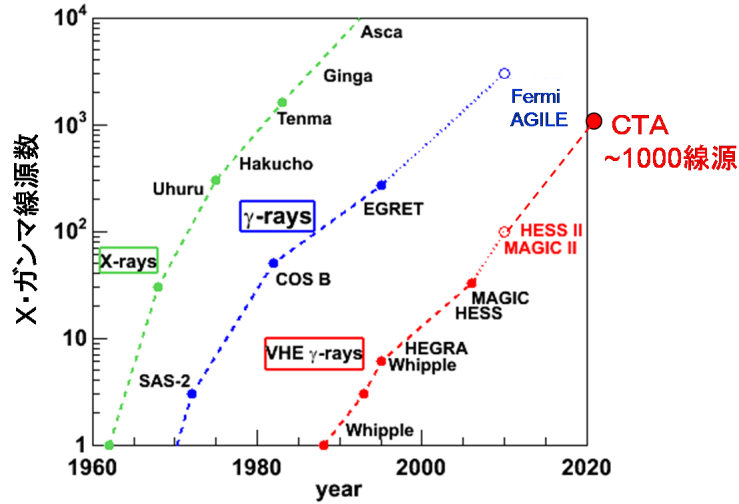


図 2.3: 検出された X 線源、ガンマ線源数の推移 (Kifune Plot)[1]

TeV 領域で現在よりも 10 倍深い感度を達成することは、現在稼働中の実験では不可能であり、大規模なチェレンコフ望遠鏡アレイによる天文台を建設する必要がある。また、フェルミ衛星より大型の衛星の実現は困難であり、フェルミの後継の時代においても GeV-TeV ガンマ線観測を継続していくためには、数 10GeV のエネルギー閾値をもつチェレンコフ望遠鏡の実現が重要である。

## 2.2 CTA がねらうサイエンス

前述の通り、CTA では広いエネルギーバンドと高感度により、1000 を超える既知タイプのガンマ線天体が発見されると期待されている。また、新しいタイプの天体も感度向上に伴い観測されると考えられている。銀河系内では超新星残骸、銀河系外ではガンマ線バーストや活動銀河核 AGN などが CTA のターゲットとなる。これらの観測は現在稼働中の天文台でも観測されているが、CTA で感度や角度分解能の向上で、より多くの天体が発見されると期待される。

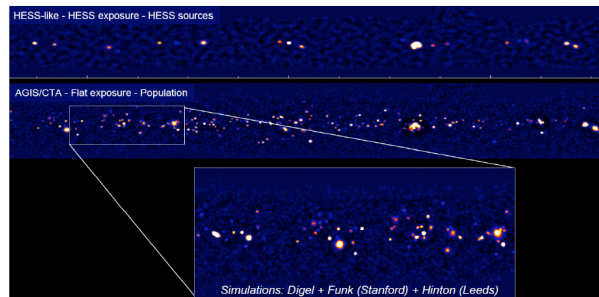


図 2.4: H.E.S.S 銀河面サーベイの銀河中心方向 (上) と CTA 銀河面サーベイシミュレーション計算結果 (中) とその一部ズームアップ (下)

また、銀河系外の観測によって星や銀河の形成や進化を探ることができ、さらに、ダークマターの探査や相対論の検証などの可能性がある。

### 2.2.1 非熱的過程による高エネルギーガンマ線生成

- 高エネルギー粒子加速

ブラックホールや中性子星といった非常に重力の強い高密度天体が誕生し活動すると、超高速のジェット・アウトフローが放出され、それが衝撃波を起こすことで小数の粒子にマクロなエネルギーを与えて高エネルギー粒子（宇宙線）が生み出される。そこから生み出されたガンマ線を CTA で観測することでブラックホールや中性子星の誕生・活動、ジェット・アウトフローの生成、宇宙線の起源に迫る。

- 重粒子（ダークマター）の対消滅や崩壊

ダークマターは、ビッグバン初期の高温時に生成された可能性がある。ダークマターはその時代の温度を反映して高エネルギーの粒子に崩壊できる。そのときにできる最終生成物は大半がニュートリノとガンマ線で、ガンマ線は核子の2倍から3倍もつくられる。これを CTA で観測することで、ダークマターの発見や制限につながる期待されている。

### 2.2.2 宇宙論への応用

天体を道具として他分野、特に宇宙論への応用が可能である。例えば、高エネルギーガンマ線が伝搬中に他の光と電子用電子対生成反応を起こして吸収されることを用いると、吸収前のスペクトルを仮定し、途中の吸収量を見積もることで、間接的にそこに存在する光の量を測定することができる。その光の量は星やダストなどの量によって決まるので、ガンマ線を用いて太古の宇宙の星形成の情報を得ることができる。

### 2.2.3 相対論の検証

相対性理論と量子論が提唱されて以降、物理基礎理論は実験による検証を通じて目覚ましい発展を遂げてきたが、素粒子の標準理論が完成してからも、重力場の量子化や暗黒物質の正体など、標準理論では説明できない課題が残されている。標準理論のズレを見つけて新しい理論の兆候を探る上で、高エネルギー実験は大規模になってきているが、宇宙からの情報も、基礎理論の検証にとっても有効である。例えば、CTA は宇宙の遠方にある天体からのガンマ線を捕え、速度の差を測定することで、光速不変の原理を検証することができる。この不変性の検証により、多くの新しい量子重力理論に強い制限を課すことができる。

## 2.3 CTA の観測装置

CTA では数 10GeV から 100TeV のおよそ 4 桁のエネルギーをカバーする。数 10GeV 領域では、遠方 AGN、ガンマ線バースト、宇宙背景光 EBL、パルサーの研究が重要なテーマである。100GeV-10TeV 領域では、銀河面、近傍銀河のディープサーベイ、10TeV 以上の領域では、銀河宇宙線の起源がテーマとなる。

ガンマ線シャワーからのチェレンコフ光量はガンマ線のエネルギーにほぼ比例する。低エネルギーのガンマ線を測定するには大きな集光面積をもつ望遠鏡が必要であり、高いエネルギーのガンマ線には小面積の望遠鏡で十分である。一方、ガンマ線のエネルギーが高くなるにつれて、そのガンマ線頻度もべき関数で急激に減少する（図 1.1）。よって、低エネルギーのガンマ線測定には小数の大口径望遠鏡で十分であり、高いエネルギーのガンマ線測定には多数の望遠鏡で広い面積を被う必要がある。広いエネルギー領域を覆うときには、複数の望遠鏡によりそれぞれ異なるエネルギー領域を覆うのが効果的である。それぞれの領域を、以下の表のように 3 種類の口径の望遠鏡がカバーしている。

望遠鏡	Large	Medium	Small
エネルギー領域	20-30GeV~1TeV	100GeV~10TeV	1TeV~100TeV
口径	23 m	12 m	7 m
ミラーの形状	Parabola	Davies-Cotton	Davies-Cotton
ミラーの層面積	412m <sup>2</sup>	100m <sup>2</sup>	37m <sup>2</sup>
分割鏡の数	198	144	120
焦点距離	27.6m	15m	7m
F 値	1.2	1.3	1.5
視野	4.5 °	8.0 °	10 °
カメラの直径	2.5m	2.2m	2.0m
カメラのピクセル数	1855	2765	1417
ピクセルサイズ	0.1 °	0.18 °	0.25 °
稼働台数	4 台	23 台	32 台

表 2.1: CTA 各望遠鏡の仕様 [1],[2],[3],[4]

### 望遠鏡の配置と初期の性能評価

モンテカルログループによるシミュレーションで、どのような位置関係で3つのタイプの望遠鏡を配置すればCTAの目標感度を達成できるかの評価がなされ、図 2.5 のような配置の候補が挙げられた。図中の丸の大きさは望遠鏡の口径に対応している。アレイ B,C,E はほぼ等コストだが、図 2.6 のように、アレイ B が LST を中心にその周りに MST を密集して配置し低エネルギー領域に特化した配置になっているのに対し、アレイ C は LST をもたない代わりに広い面積 (約 5km<sup>2</sup>) をカバーして高エネルギー側の感度を上げている。両者の間に位置しバランスのとれた案がアレイ E であり、目標感度に最も近い値感度曲線を与えていることから、このアレイ構成を基準としてのちの調査、議論が進められている。具体的にアレイ E は、直径 2km の範囲に大口径望遠鏡 4 台、中口径 23 台、小口径 32 台を配置されている。

現在稼働中の観測装置の角度分解能は 0.1(6 分角) 程度であり、他の波長の観測機器と比較すると分解能は劣る。しかし、CTA では平均 6 台の望遠鏡で 1 つのガンマ線のステレオ観測を行うことが可能であり、より高い角度分解能 1-2 分角を達成することができる。図 2.7 ではアレイ B,E において 1TeV で約 0.03 度の角度分解能を達成している。この分解能は例えば X 線望遠鏡 Suzaku の角度分解能と同程度である。また、エネルギー分解能も従来の望遠鏡で 1TeV で 20%程度であったものが、CTA では 10%程度まで向上する。

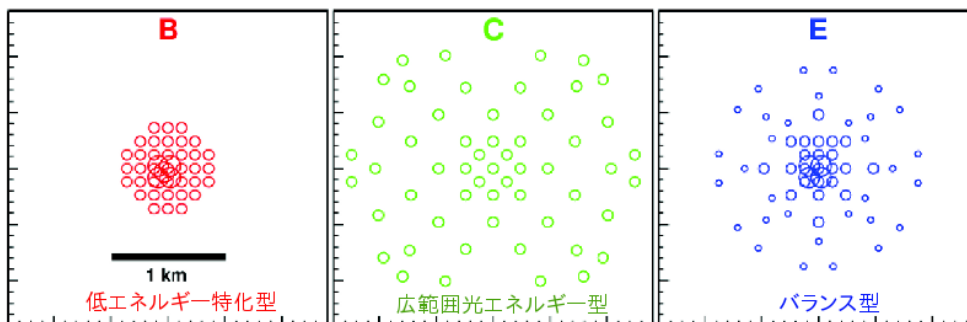


図 2.5: CTA 候補アレイの例 [1]

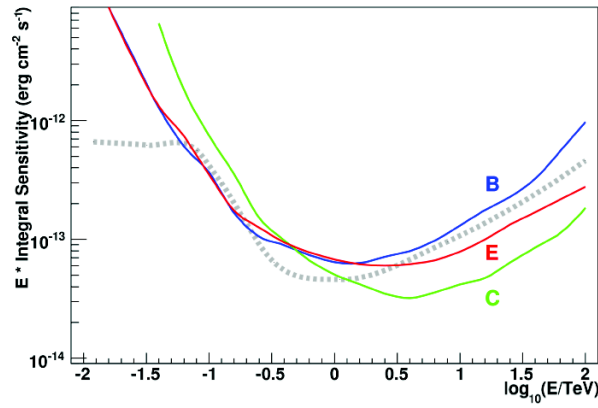


図 2.6: アレイ B,C,E の積分検出感度 (天頂角 20 度に位置する点源を 50 時間観測)。破線は CTA の目標感度 [1]

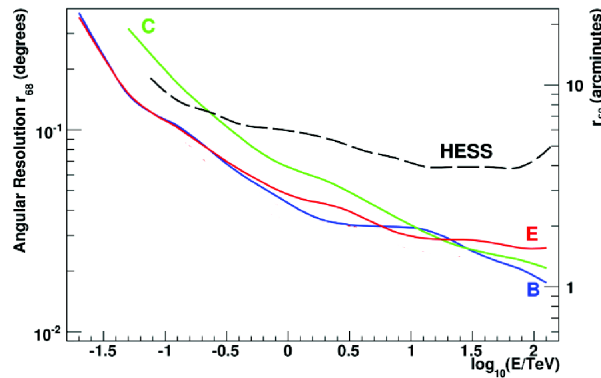


図 2.7: アレイ B,C,E の角度分解能。破線は H.E.S.S. の角度分解能 [1]

## 観測サイト

CTA ではこれらの望遠鏡群のステーションを北半球と南半球に設置して全天観測を行う。地球から銀河面を観測する場合、銀河面に対して地球の地軸が傾いているので、南半球では銀河系中心が天頂近くにくるので絶好の観測場所となるが、北半球では銀河中心の高度はとても低いので銀河面を観測するには向いていない。高エネルギー領域の天体が多く存在する銀河面を広く観測できる南半球のステーションでは、広いエネルギー領域をカバーすることが必要なので、大口径、中口径、小口径の 3 種類の望遠鏡を配置して観測を行う。銀河面の観測に限られる北半球では比較的低エネルギー領域 (銀河系外) の天体の観測に重点をおき、大口径、中口径の 2 種類の望遠鏡群から構成される。CTA では、1mCrab 感度での全天サーベイが 1 年間 (1000 時間) で可能であり、TeV ガンマ線の全天マップを初めて提供することができる。

設置場所はチェレンコフ光の大気吸収やゆらぎの影響を小さくできる高地で、望遠鏡 array が配置できる広く平らな土地が必要である。候補地としては、北半球がカナリア諸島 (La Palma、Tenerife、北緯 26 度、高度 2400m)、メキシコ (San Pedro Martir、Baja California、北緯 31 度、高度 2800m)、南半球がナミビア (Kohmas Highland、南緯 23 度、高度 1800m)、チリ (La Silla、南緯 29 度、高度 2400m)、アルゼンチン (El Leoncito Reserve、南緯 32 度、高度 2600m、Puna Highland、高度 3700m) である。

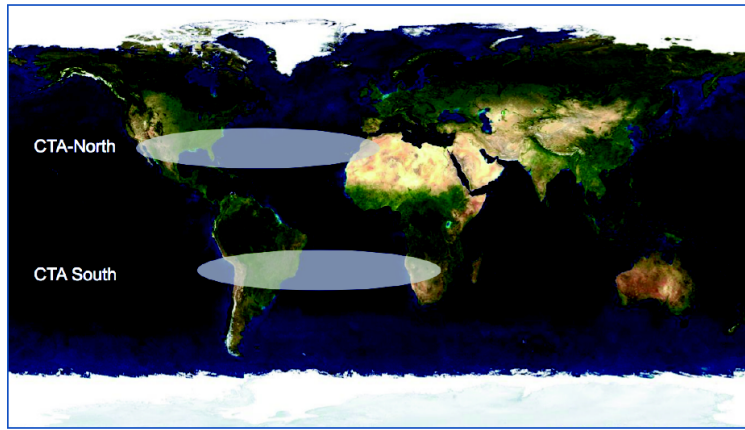


図 2.8: CTA の設置候補エリア [1]

## 2.4 LST(Large Size Telescope) の概要

日本では Telescope Array での鏡製作の経験、実績があり、大型鏡製作の可能な会社が国内に存在し、光検出器の光電子増倍管を量産できる企業があるので、日本の CTA-Japan グループでは、それらの企業とも協力し、主に大口径望遠鏡 LST の開発を行っている。ここでは LST の装置について全体的な概要について述べる。

LST は 20-30GeV から 1TeV 以下の低エネルギー領域をカバーしている。ガンマ線の情報を詳細に得るには、楕円状のシャワーイメージをより正確に測定し、シャワーを再構築することが重要であるが、楕円の長軸方向、幅、長さを正確に推定するには、統計的に最低 50-100p.e. が必要である。1p.e.(フォトエレクトロン) はフォトンが PMT の光電面に入射したときに、光電効果によって発生する 1 光電子である。MAGIC、H.E.S.S. では、1TeV のガンマ線に対して 500-1000p.e. の信号が得られる。チェレンコフ光の光量はエネルギーの大きさに比例するので、MAGIC(口径 17m、集光面積 227m<sup>2</sup>)、H.E.S.S.(口径 12m、集光面積 113m<sup>2</sup>) で 50p.e. の光量を得るためのエネルギー閾値はそれぞれ 50GeV、100GeV となる。LST で 20-30GeV のエネルギーを観測するにはミラーの総面積は MAGIC の面積の約 2 倍の 400m<sup>2</sup>(口径 23m) 以上が必要である。

また、より効率的に多くのフォトンを集めるために、それぞれの光学系に光反射率、高集光効率、高検出効率が要求される。夜光の影響を最小化するために、超高速エレクトロニクスによりチェレンコフ光イメージの積分時間を最小化する。有効積分時間 4nsec 相当の Digital Filter<sup>1</sup>を使えば、夜光の影響は 1.2p.e. 程度に抑えられる。鏡は直径 1.5m の分割鏡を並べて 23m の口径を形成するが、集光された光の光路が異なりカメラに到達する時間にタイムラグが生じるとシャワーイベントの区別ができなくなるので、カメラで同時に測定するために鏡全体としては放物面鏡(放物面と焦点[カメラ]の距離が一定)の構造をとる。以下に LST の構造のデザインを示す。

<sup>1</sup>入力した電気信号に帯域制限をかけたり、特定の周波数成分を取り出したりするためのフィルタ回路の一種。アナログフィルタよりも高いパフォーマンス特性を容易に達成できる

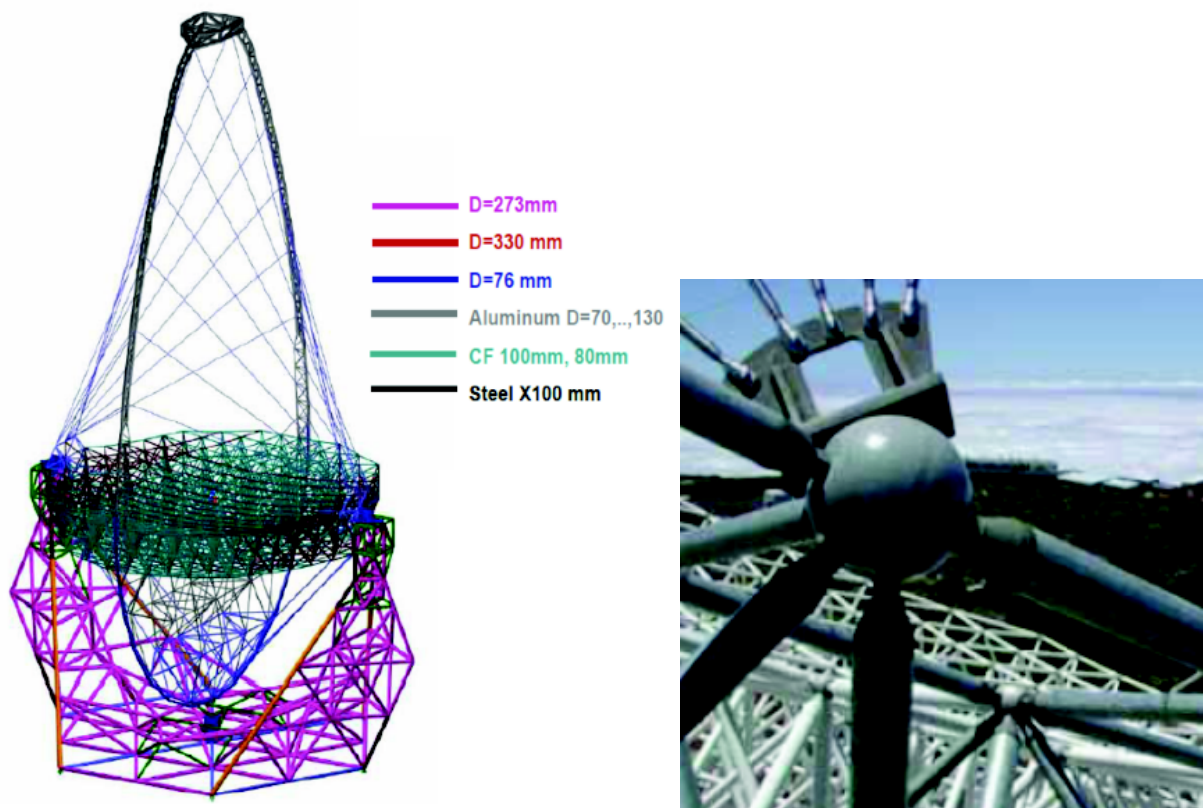


図 2.9: LST 構造のデザイン (左) とカーボンファイバーのスペースフレーム (右) [1]

LST ではガンマ線バーストやいろいろな過渡現象を捉えるために、高速回転により瞬時にソースを視野内に入れることが求められる。高速の動きを実現するための一つの方法として望遠鏡の軽量化が考えられる。望遠鏡の構造にはカーボンファイバーのスペースフレームを多用し、軽量かつ剛性を高める構造になっている。ガンマ線バーストの追跡観測を行うために、総重量は 50 トンに抑え、20 秒で 180 度回転することが可能なデザインである。

カメラは楕円状のスパイダーに取り付けられており、スパイダーにはワイヤーが張られていて回転した際のカメラのブレを抑えるはたらきをする。

#### 2.4.1 光学素子ミラー

LST の分割鏡は直径 1.5m と大型であり、さらに、多くの枚数を必要としている。

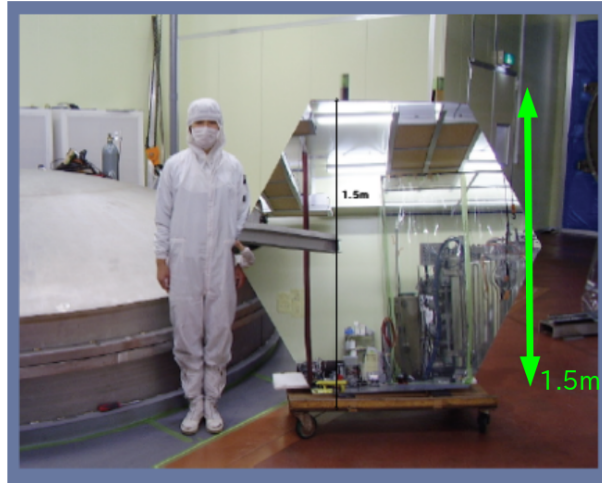


図 2.10: 1.5m 分割鏡 [5]

鏡が大型化すると、従来の、ガラスを熱成形・研磨したガラスにアルミ蒸着  $\text{SiO}_2$  コーティングを施すという方法では、十分な剛性を得るためにガラス材の厚みが必要になり、重量が増し、コスト高になる。ミラーはその数、望遠鏡の機動性、ミラーを支える構造体の強度の面から、軽量で低コストであることが求められる。そのことを踏まえた分割鏡の製作方法には以下のような方法がある。

- コールドスランプ法

図 2.11 のように、3mm ガラスシート+アルミハニカム+3mm ガラスシートのサンドイッチ構造を接着剤で固定し、それを曲率のついたマスターモールドに押し付けて曲率を写し取る方法である。アルミハニカムとは蜂の巣のように六角形の孔を隙間無く敷き詰めた構造の板である(図 2.12)。その構造からわかるように、普通のアルミニウムの板と比較すると、強度をほとんど損なうことなくかなりの軽量化をすることができる。しかし、六角形の格子の跡がミラーにガラスシートの方に写ってしまう可能性があるため、アルミフォーム(アルミ板の内部に無数の気泡があるアルミの発泡スチロールのようなもの)も候補に挙がり現在検討中である。

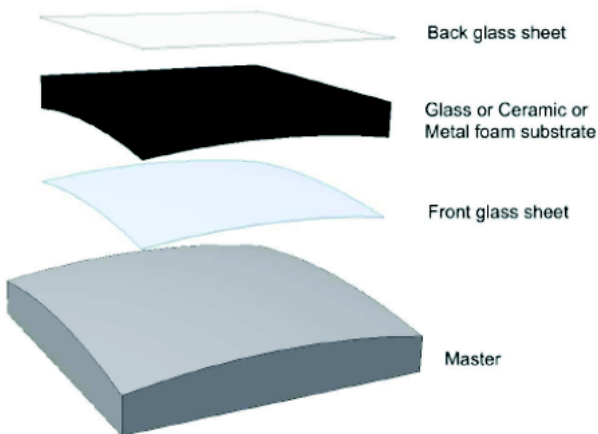


図 2.11: コールドスランプ法 [1]

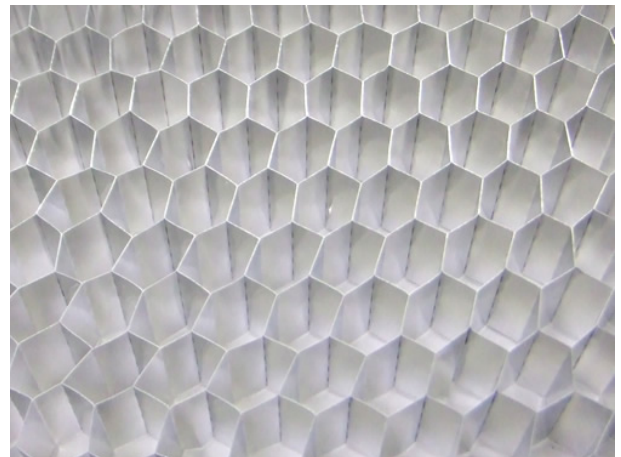


図 2.12: アルミハニカム

この方法は MAGIC で用いられており、 $1\text{m}^2$  サイズのミラーまでは製作の経験があり、軽量のミラーを作成することができる。

- オールアルミニウムミラー

アルミニウムをアルミプレートで挟み接着剤で固定し、ミラー面を高精度のダイヤモンド・ターニングマシンで加工し、曲率をもった鏡面をつくる方法である。鏡面は  $10\text{nm}$  の表面精度で研磨加工される。

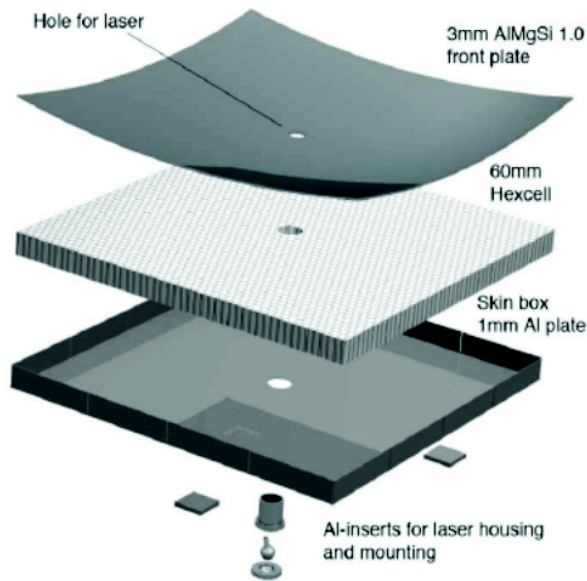


図 2.13: オールアルミニウムミラー [1]

- スパッタリング法

蒸着法に代わるミラーへの反射面形成の方法である。真空のチャンバー内にコーティングしたい金属の薄膜をターゲットとして設置し、高電圧をかけてイオン化されたアルゴンや窒素を衝突させる。ターゲット表面の原子が弾き飛ばされ、基板に到達して製膜することができる。蒸着法に比べて、剥がれにくく、丈夫な膜ができる。また、多層膜を形成することも可能で、干渉効果により反射率の向上が期待できる。

要求使用として、ミラーの重量は1枚あたり50kg以内、反射率は400nmで90%以上、300-600nmでも85%を目標としている。また、CTAは運用期間20年の中でメンテナンスを10年で1回行う計画であるので、ミラーの反射率の経年変化は1%/yr以内にするを目標としている。

大口径、中口径の望遠鏡では、望遠鏡構造のたわみが機械的に生じる。このたわみは望遠鏡の仰角依存性をもち、精度よく観測を行うためにはこれらのたわみをオンラインで制御する必要がある。具体的には、ミラー支持構造(Dish)とミラーの間に高精度のアクチュエータをいれ、ミラーの方向をオンラインで制御する。これはActive Mirror Control(AMC)と呼ばれ、MAGIC-I,MAGIC-IIではすでに実用化されている。各ミラーの方向は、それぞれの分割鏡の中央についたレーザーによって較正される。以下の図2.14の上右はカメラを鏡側から見たときの模式図、下側はActive Mirror Control全体の模式図である。カメラ面にはターゲットが用意されており、各分割鏡からのレーザーがポイントングする位置をCCDカメラで読み取り、その情報からアクチュエータを用いてミラーの向きを補正する。LEDはカメラとの位置関係が決まっており、レーザーポイントの位置関係を定める基準点となる。レーザーのポイントング位置と鏡の方向の関係は事前に1等星以上の明るい星をカメラ中央に入れ、その時のレーザーの位置を事前に較正しておく。



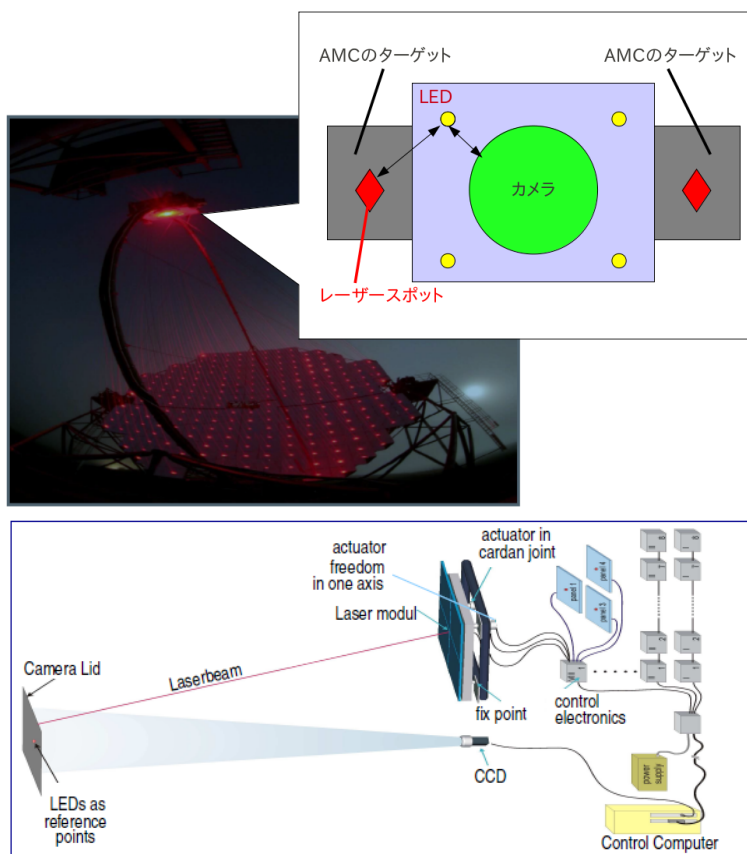


図 2.14: MAGIC の Active Mirror Control[11]

## ライトガイド

ミラーにより集光された光は、光電子増倍管 PMT で構成されたカメラに入射するが、PMT は円筒形状をしているため、PMT のみ並べた場合には不感領域が生じる。ライトガイドという光学部品を用いることで隙間を埋め、効率よく PMT に光を導くことができる。ライトガイド (六角形) を取り付け付けた場合、単純計算でも有効面積は 40%以上向上する。詳細については 2.4.4 節以降で述べる。

### 2.4.2 光検出器

ミラーによって集光されたチェレンコフ光のイメージは、望遠鏡焦点面に搭載された光電子増倍管 PMT から構成されるカメラにより撮像される。使用される PMT の総数は 10 万本にのぼる。現在 CTA 用の PMT 候補として浜松ホトニクス製のスーパーバイアルカリ光電面をもつ 1.5 インチ光電子増倍管 R11920 等の改良や評価が行われている。CTA カメラに搭載される光検出器に要求される性能は以下のようにになっている。

項目	仕様
カメラのピクセルサイズ	0.1 度、50mm
PMT 外形 (光電面直径)	38mm
窓の曲率半径	20mm
有感波長領域	300 - 600 nm
感度	ピーク量子効率 35%以上
ダイナミックレンジ	1 光子識別可能から 5000p.e. 以上
アフターパルス	$2 \times 10^{-4}$ 以下
時間分解能	1.3ns 以下
パルス幅	2.5~3ns(FWHM)
寿命	10 年でゲイン低下 20%以下
標準動作ゲイン	$\sim 4 \times 10^4$

表 2.2: 光検出器の要求仕様

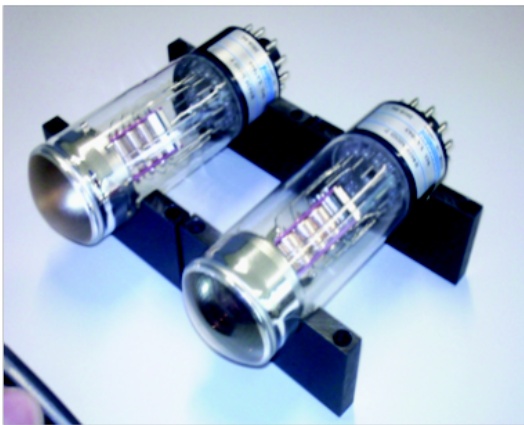


図 2.15: 浜松ホトニクス製 R8619 および R9420 光電子増倍管 [1]

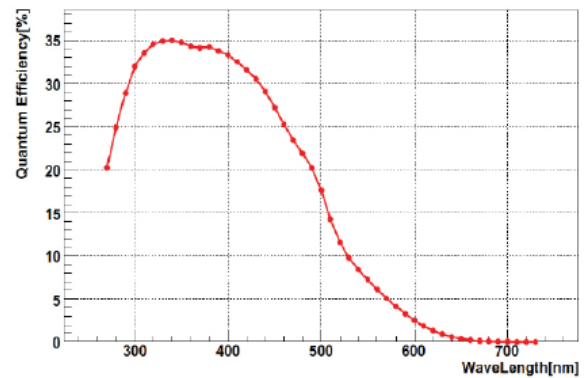


図 2.16: R8619 の量子効率曲線 [1]

CTA では、インストールとメンテナンスを容易にするために PMT7 本を束にして、高圧・プリーダー、高速プリアンプ、読み出しおよび制御モタエレクトロニクスと合わせて、一つの検出器モジュール (図 2.17) として開発している。

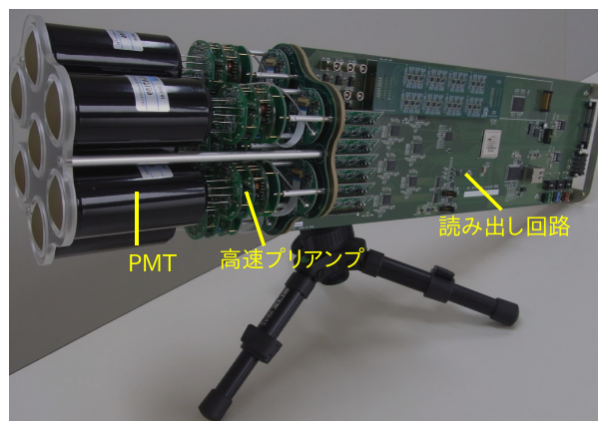


図 2.17: 光検出器モジュール

### 2.4.3 エレクトロニクス

大気チェレンコフ望遠鏡が空気シャワーを捉えたときに、光センサーから出力される信号の幅は、短くて数ナノ秒であるため、高速のエレクトロニクスが必要となる。光センサーが感知したシャワーからの信号を捉えるためには、数 10～数 100MHz でランダムに発生する夜光バックグラウンドを効果的に除去する必要がある。そのためには固定時間で積分した電荷量のみでの測定では不十分であり、毎秒数 100 メガ～数ギガ回で高速にサンプリングした波形をそのまま記憶するシステムが必要である。波形情報を読み出すためにはトリガーが必要であり、生成にかかる時間は一つの望遠鏡内で 0.1～数  $\mu$  秒である。しかし、ステレオ観測をすると望遠鏡間で同じチェレンコフ光を観測する場合にタイムラグが生じる。それは望遠鏡間で 4 $\mu$  秒程度である。その時間の間、波形情報を保持していなければならない。さらに、1 フォトンから数 1000 フォトンまでの広いダイナミックレンジ<sup>2</sup>をもつ回路が要求される。

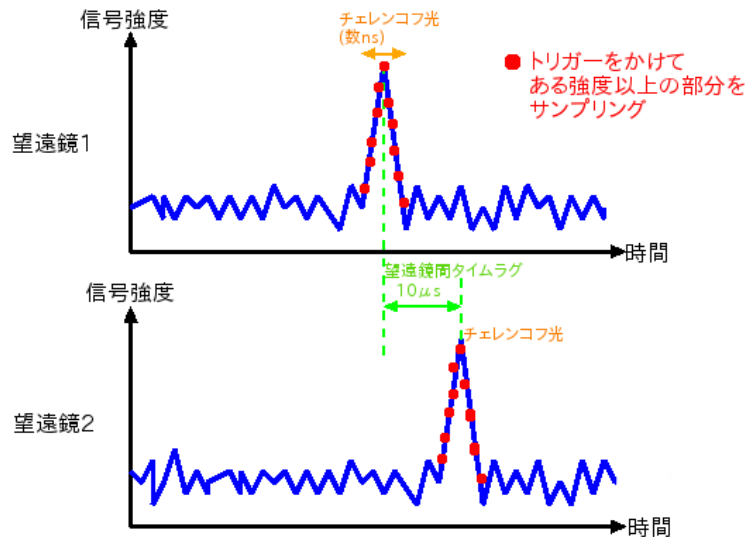


図 2.18: 波形サンプリングの様子

LST ではアナログメモリサンプリング方式というサンプリング方式が有力な候補となっている。これは、波形を記憶するキャパシタを毎秒数 100 メガ～数ギガの速度でスイッチを切り替える方式である。記憶できる時間の長さはキャパシタの数とサンプリング時間の積で決まり、数  $\mu$  秒のトリガー遅れに対応する。アナログサンプリング方式を用いると、GHz 高速サンプリングが低コスト・低消費電力で実現できる。

<sup>2</sup>識別可能な信号の最小値と最大値の比率。最小値はノイズに埋もれない信号。最大値は機器や伝送路の取り扱える許容量以内である信号。

#### 2.4.4 ライトガイド

チェレンコフ望遠鏡のイメージングカメラには光電子増倍管 (PMT) が用いられ、図 2.19 のように PMT を 1 ピクセルとしてカメラ上に敷き詰めてチェレンコフ光を観測する。しかし、PMT は円筒形状をしているので、ただ PMT を並べただけでは PMT 同士の間隙が生じてしまう。当然この隙間に入射した光子は検出できずに無駄になってしまう。この隙間のことをデッドスペースと呼んでいる。

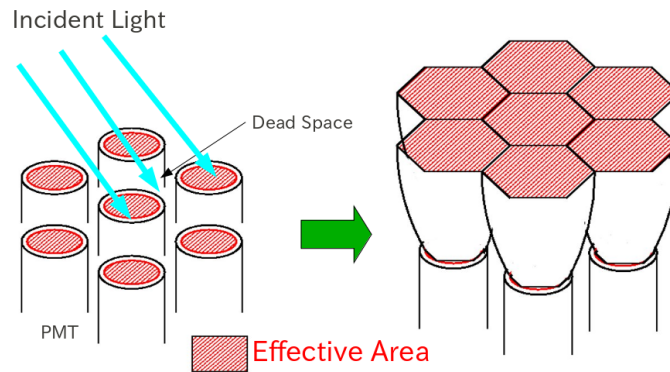


図 2.19: ライトガイドの役割

直径 2.25m の LST の六角形のカメラ (面積:約 3.29m<sup>2</sup>) に、直径 38mm の PMT が 1 台の LST に 1855 個 (総面積:0.429m<sup>2</sup>) 搭載される。これから単純計算するとカメラのデッドスペースはカメラ全体の約 87% にもなる。

ライトガイドは、PMT の受光面の前方に取り付けられ、隣り合うライトガイド同士を密着させることでこのデッドスペースを埋め、望遠鏡視野内から入射した光を効率よく PMT に集光させるために重要な光学部品である。

また、カメラの視野外から入射してくる夜光や地面からの照り返しや望遠鏡構造体からの散乱光などのノイズ光を抑え、測定の精度を向上させるためにも重要なものである。

#### 2.5 研究の目的：ライトガイドの形状最適化

本研究の目的はカメラのデッドスペースをできるだけ少なくし、望遠鏡から反射してきた光を効率よく集光させ、かつ、望遠鏡外からのノイズ光をできるだけ抑えられるような形状のライトガイドを作成することである。ライトガイドの集光率が向上すれば、より微弱な光を望遠鏡でとらえることができるようになり、観測可能なエネルギー閾値を下げることができる。またノイズ光を効率よくカットできれば、余計な光を検出しなくてすむ。しかし、CTA 大口径望遠鏡 (LST:Large Size Telescope) 用のライトガイドでこのような条件を満たす形状は自明ではない。上記のような条件を満たすライトガイドの形状を探すために、光線追跡シミュレーションを行い、CTA の LST 用ライトガイド形状の最適化を行った。

### 3 LST用ライトガイドの形状最適化

現在のCTAの大口径望遠鏡(LST:Large Size Telescope)の各パラメータは以下のとおりである。

表 3.1: LST の要求仕様 [1]

パラメータ	記号	値
口径	D	23[m]
F 値		1.2
焦点距離	$f_t$	27.6[m]
曲率	$c = 1/2f_t$	$1/55.2 \text{ [m}^{-1}\text{]}$
視野	FOV	4.5 度

「記号」は以下の計算で用いる。この望遠鏡において最適な形状をもつライトガイドの開発を行った。

#### 3.1 最適化するパラメータ

ライトガイドの役割として次の2つの特性が重要になる。

- 視野内で入射した光を最大限 PMT に導くことができる
- 視野外からのノイズ光 (夜光、地面からの照り返し、望遠鏡構造体からの散乱光など) を効率よくシャットアウトすることができる

これらを達成するために、光線追跡シミュレーションを行い各角度ごとの集光率を定義し、理想的な集光率モデルに近づけるようなライトガイドの形状を探した。

##### 3.1.1 ライトガイドに必要な視野の計算

ライトガイドがとらえるべき視野の範囲を求める。以下はCTAのLSTを模式図で表したものである。

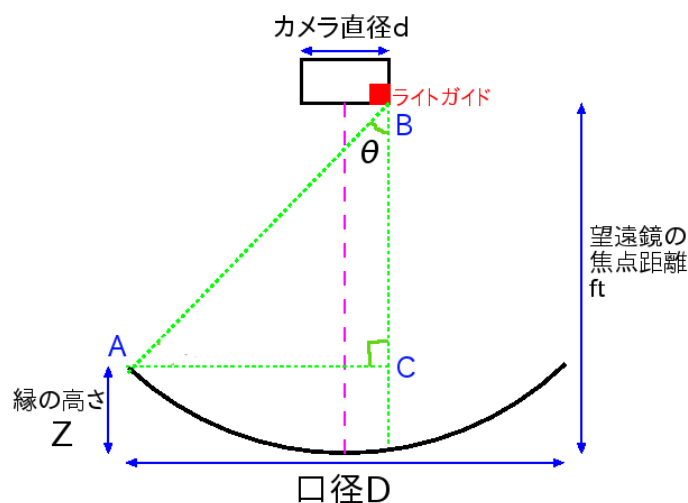


図 3.1: ライトガイドの視野の見積り

図 3.1 のようにカメラの右端についているライトガイドが望遠鏡の左端からの光をとらえた場合の視野を最大の入射角とする。

望遠鏡の口径を  $D$ 、望遠鏡の焦点距離を  $f_t$ 、望遠鏡の中心に対する縁の高さを  $Z$ 、カメラの直径を  $d$  として、図 3.1 の三角形 ABC の  $\angle ABC = \theta$  において、視野  $\Theta \equiv 2\theta$  を求める。ライトガイドはカメラの右端に取り付いていてカメラや望遠鏡に対して十分小さいとみなす。中央の破線は望遠鏡とカメラの中心軸である。

三角形の各辺の長さを求める。辺 AC は望遠鏡の口径の半分とカメラの半径の和なので

$$AC = \frac{D + d}{2}. \quad (3.1)$$

また、辺 BC は焦点距離から望遠鏡の縁の高さを引いた長さなので

$$BC = f_t - Z \quad (3.2)$$

である。これより

$$\begin{aligned} \tan \theta &= \frac{AC}{BC} = \frac{D + d}{2(f_t - Z)} \\ \theta &= \tan^{-1} \left\{ \frac{D + d}{2(f_t - Z)} \right\} \end{aligned} \quad (3.3)$$

となり、視野が以下のように求まる。

$$\Theta \equiv 2\theta = 2 \tan^{-1} \left\{ \frac{D + d}{2(f_t - Z)} \right\}. \quad (3.4)$$

また、望遠鏡の形状  $Z(r)$  は、望遠鏡の曲率 (曲率半径の逆数) を  $c$ 、望遠鏡中心からの距離を  $r$ 、望遠鏡中心の高さを  $Z(0)$  として次の式で表せる。

$$Z(r) = Z(0) + \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + k)c^2r^2}} \quad (3.5)$$

ここで  $k$  は円錐定数という量で、望遠鏡の表面が球面ならば 0、放物面ならば  $-1$  となる。LST の形状は放物面であるので  $k = -1$ 、望遠鏡の中心を原点にとれば

$$Z(r) = \frac{cr^2}{2} \quad (3.6)$$

となる。これに表 3.1 の値を代入して計算すると、カメラの右端に取り付けられたライトガイドの最大入射角は  $\theta = 25$  度、 $\Theta = 50$  度となる。

### 3.1.2 最適化する集光率の定義

最適化の指標となる集光率の定義を以下に述べる。まず、図 3.2 のように、ライトガイドに入射角度  $\theta$  で入射した光子がライトガイドの底面から通過してくる割合を「集光率」として以下の式で定義する。

$$\text{集光率} \eta(\theta) = \frac{\text{底面を通過してきた光子数}}{\text{入口開口部に入射した光子数}} \quad (3.7)$$

実際に ROBAST(3.2 節参照) でシミュレーションを行うときには、「1mm 間隔に格子状に並んだ光子を角度  $\theta$  から降らせる」という状況になるので、光子 1 個の有効面積は  $1\text{mm}^2$  であり

$$(\text{入口開口部に入射できる光子の数}) \doteq (\text{入口開口部の面積}) \times \cos \theta$$

という関係になる。 $\cos \theta$  は光子側から見たときのライトガイド入口の面積の補正項である。

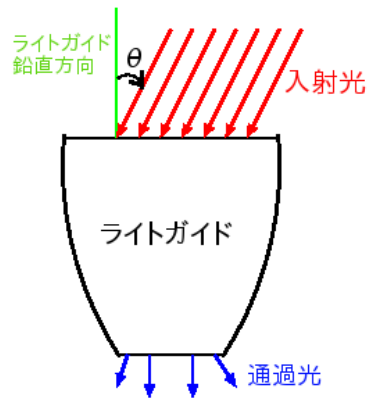


図 3.2: ある角度  $\theta$  で入射する光と底面から通過する光の関係

ここで  $\theta$  はライトガイドの鉛直方向を始点として時計回り方向を正方向とする。理想的には最大入射角  $\theta = 25[\text{degree}]$  以内の入射角では 100%集光し、それ以外の光は除外するので、図 3.3 のような集光率の分布となる。

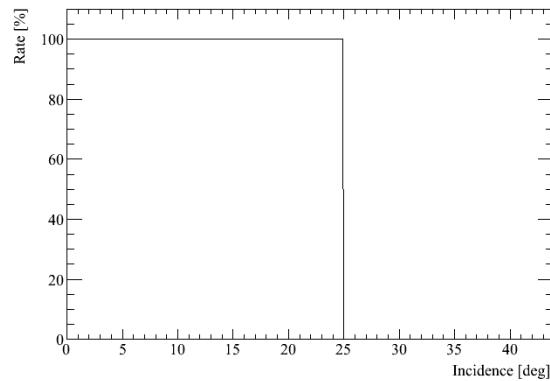


図 3.3: 入射角  $\theta$  と集光率の関係

### 平均の集光率

上記は軸対称なライトガイド場合であるが、CTA のカメラは 7 本の PMT を一束にしたクラスターを一つの単位にしているので、接するライトガイドの入口は六角形になる。3.3 節から行っていくシミュレーションでは、六角形の向かい合う辺同士の形状をいろいろと変化させたライトガイドを作成してシミュレーションを行っている。よって、六角形の向かい合う辺同士を結ぶ方向と六角形の頂点同士を結ぶ方向とで、形状がズれてしまうので、六角形のどちらの方向から光が到来するかによって集光率が変化する。図 3.4 のようにライトガイドの中心軸に対する回転方向の角度を  $\phi$  とおく。

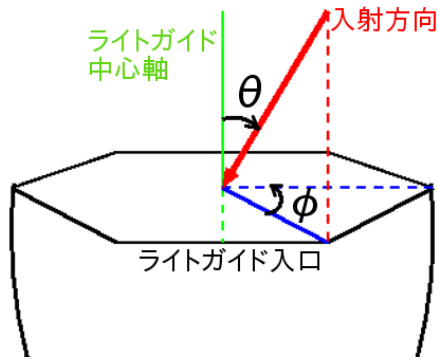


図 3.4: 入射角  $\theta$  とライトガイド中心軸に対する回転角  $\phi$  との関係

$\phi$  はライトガイド入口方向から覗き込んだときに反時計回りを正の方向とする。

ある  $(\theta, \phi)$  方向から到来する光に対する六角形ライトガイドの集光率を  $\eta(\theta, \phi)$  とおく。 $\phi$  の方向について平均化した集光率の値を、ある  $\theta$  方向での「平均集光率」として以下のように定義する。

$$\overline{\eta(\theta)} = \frac{\int \eta(\theta, \phi) d\phi}{\int d\phi} \quad (3.8)$$

### 重み付き集光率

$\theta$  が大きくなると望遠鏡の外側を見ることになるが、光の到来する方向が等方的で一様な分布であると仮定すると、ライトガイドが物体を見込む立体角は  $\theta$  が大きいほど大きくなるので、 $\theta$  が大きいときの方がチェレンコフ光が到来する確率が高くなる。図 3.5 のように、ライトガイドが角度  $\theta$  の方向の微小な幅  $d\theta$  の範囲を見ているときの微小立体角  $d\Omega$  は  $\theta$  を用いて次の式で表される。

$$\begin{aligned} d\Omega &= -2\pi d(\cos \theta) \\ &= 2\pi \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (3.9)$$

$2\pi$  は定数、 $d\theta$  も一定に変化させると考えると、 $\theta$  の変化によって、集光率には  $\sin \theta$  の重みがかかる。

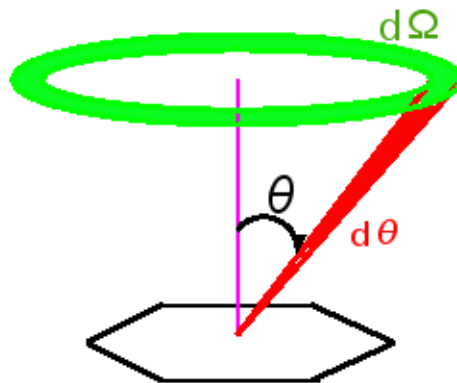


図 3.5: 微小入射角範囲  $d\theta$  と微小立体角  $d\Omega$  の関係

よって式 (3.8) と  $\sin \theta$  の重みをかけた値を「重み付き集光率」 $R(\theta)$  とする。これを式で表すと次のようになる。

$$R(\theta) = \overline{\eta(\theta)} \sin \theta \quad (3.10)$$



理想的には重み付き集光率  $R(\theta)$  は入射角  $\theta$  に対して以下の図 3.6 のような分布となる。

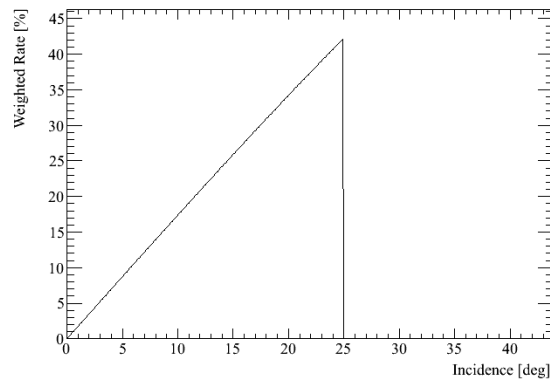


図 3.6: 入射角に対する理想的な重み付き集光率

## 3.2 シミュレーションツール:ROBAST[6]

ROBAST は、奥村暁氏によって開発された ROOT の枠組みを基にした光線追跡プログラム:ROot BAsed Simulator for ray Tracing の略称である。

ROBAST は主に宇宙線望遠鏡の光線追跡シミュレーションのために開発され、ROOT のジオメトリライブラリを利用することで、自由度の高い光学のシミュレーションを行うことができる。

ROOT とは CERN(欧州原子核研究機構) によって開発されているソフトウェア・ライブラリ群の総称である。高エネルギー物理学のデータ処理・データ解析を主目的として、1994 年から Rene Brun と Fons Rademakers によって開発が始まった。現在、高エネルギー物理学分野での標準解析ツールとなっている。近年、宇宙線や宇宙放射線 (X 線、ガンマ線) の分野でもデータ解析に使用されるようになってきた。

ROOT は C++ 言語で記述されている。C++ は C 言語を基にしたオブジェクト指向プログラミングが可能な言語であり、高エネルギー物理学分野の中で標準的な言語になっている。

### 3.2.1 ROBAST の特徴

#### (a) Non-Sequential ray tracing

市販の多くの光線追跡プログラムで導入されている ray tracing の方法は「Sequential ray tracing」といわれている。これは、光学系のすべての面の順番が事前にユーザによって定義され、フォトンはその順番通りに面に到達するというものである。それは、レンズや単一の放物面鏡を中継する単純な光学系のシミュレーションに用いられる。

一方、「Non-Sequential ray tracing」はフォトンがどのように反射するかやその順番を事前にユーザが指定する必要がなく、自動的にフォトンが入射する面が決定され、複数回の反射で同じ面を再び使うことも可能であるシミュレーションの手法である。分割鏡や複数回反射をするような複雑な光学系のシミュレーションを行う際には、この「Non-Sequential ray tracing」を用いる必要がある。これは、そのような複雑な光学系では、複数反射や屈折の順番をユーザによって指定することが難しいためである。Sequential ray tracing でシミュレーションを行う場合、地上チェレンコフ望遠鏡でよく用いられる分割鏡は入射するフォトンがどのミラーの個眼に反射するのか、六角形のライトガイドならどの面で反射するのかを一つのフォトンごとにユーザが指定しなければならないので、このような光学系を Sequential ray tracing でシミュレーションするのはかなり困難である。フォトンが複数回反射されるライトガイドのシミュレーションにも同様に「Non-Sequential ray tracing」のモードが要求される。例えば、図 3.7 のように A,B,C,D の 4 つの光学素子からなる光学系を考えた場合、Sequential ray tracing ではそれぞれの光路についてどのように反射するのかをユーザが決める必要がある。しかし、Non-Sequential ray tracing ではそれぞれの光路について自動的に反射の法則が適応されて光線追跡を行うことができる。この特徴は、光学系が複雑になるほど、多くのフォトンを考えるほど効いてくる。

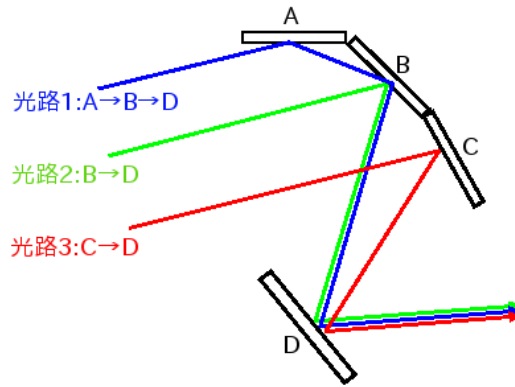


図 3.7: Sequential ray tracing

(b) 形状作成の容易さ

ROBAST は ROOT のジオメトリライブラリを使用することで容易に様々な基本的な形状のオブジェクトを作成することができる。また、オブジェクト同士の論理演算でさらに複雑な形状を作成することもできる。例えば、図 3.8 のように大気チェレンコフ望遠鏡によく用いられる六角形の分割鏡を作成する場合には、図 3.9 のように、円形の曲面と六角柱を掛け合わせる (AND 演算) ことで、2 つの図形の共通部分のみが残り、図 3.9 右側のような縁が六角形の曲面鏡が完成する。

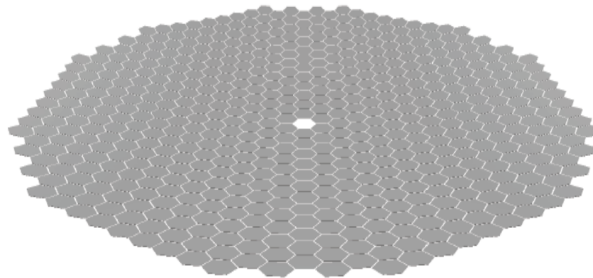


図 3.8: CTA の LST の分割鏡 [6]



図 3.9: 論理演算によるオブジェクトの形成 [6]

ユーザが光学部品を任意の角度で任意の座標に置くことが平行移動や回転行列を使って容易にできるので、ミラーの形状に加えて他の光学部品や望遠鏡の構造物も作成できる。六角形のライトガイド形状は、放物面やコーンの掛け合わせたものを六角柱から差し引くことで作成できる。

ROBAST には、このような ROOT のジオメトリライブラリに加え、さらに複数のジオメトリクラス (AGeoAsphericDisk、AGeoWinstonConePoly、AGeoBezierPgon など) が実装され、より複雑なジオメトリを作成することができ、さらにより複雑な形を作成するために新しいジオメトリクラスを加えることもできる。

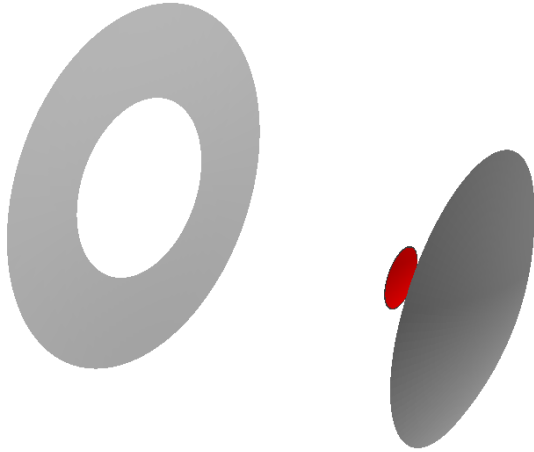


図 3.10: AGeoAsphericDisk class で作成した Schwarzschild-Couder 光学系 (ROBAST tutorial より) [6]

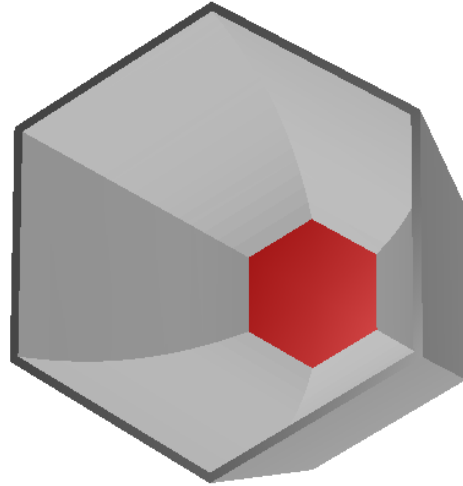


図 3.11: AGeoWinstonConePoly class で作成したライトガイド (ROBAST tutorial より) [6]

また、上記の図で見てきたように、ROBAST は ROOT の OpenGL Viewer を使ってジオメトリを視覚化できるので、ジオメトリを定義した際に、定義した形状がどのようなになっているか視覚的に確認することができる。

### (c) インタープリタ CINT

ROBAST はコンパイルされた C++ のコードや ROOT の CINT スクリプト、Python スクリプトで動かすことができる。

CINT は C++ のインタープリタで、後藤正治氏が開発したスタンドアロン製品である。インタープリタはプログラムを受け取り、命令を検査しながら切り出して一連の機械語の操作を順番に実行する。

これに対してコンパイラはプログラムを受け取って実行可能な機械語のプログラムを作り出す。一端コンパイルしてしまえば非常に高速で実行されるので、コンパイラは「一度作って何度も実行する」といった場合に向いている。しかし、コンパイルに時間がかかるので、コンパイラは変更を加えて作り直す作業を頻繁に行うラピッドプロトタイピングには向いていない。一方、インタープリタはこのように手直しをして何度も走らせるコード作成に最適である。

本研究では、ライトガイドの形状をいろいろと試しつつ、ray-tracing を行っていくので、この CINT を用いた。使用した ROOT の version は ROOT 5.26、ROBAST は v1.3.0 を使用した。

## 3.3 Winston Cone 形状のライトガイド

### 3.3.1 Winston Cone について

2次元の Winston Cone (図 3.13) はある最大入射角以内で入射した光は 100% 集光し、それ以外の入射角からの入射光については全て外部に逃がすという特徴をもっている。ライトガイドは高集効率かつ高ノイズ光カットが求められるので、この Winston Cone 形状はライトガイドの形状にとっても適しているが、3次元六角形ライトガイドで考えた場合、Winston Cone の入口と出口の口径、最大入射角には以下で述べる式 (3.21) のような関係があり、六角形の辺方向と頂点方向で口径が異なるので、ライトガイドのすべての断面で同じカットオフの角度をもつ Winston Cone の形状にすることは単純にはできず、六角形の向かい合う頂点方向では形状がズレている。最大入射角と入口の口径に合わせて出口の口径を調整すれば可能ではあるが、3.2.1(b) のように単純な形状の組み合わせで作成するのは困難である。しかし、六角形の向かい合う曲面は Winston Cone にすることができるので、最適化では、基本的には向かい合う曲面同士が Winston Cone 形状であるような形状を用いる。ここでは、Winston Cone の特徴と数学的表記について述べる。

図 3.12 のように、Winston Cone は中心軸  $z'$  が角度  $\theta$  だけ傾いた放物線を回転させた形状をしている (図 3.12 の青の実線で囲った部分)。この  $\theta$  が Winston Cone の最大入射角となる。また Cone の出口開口部は放物線の焦点の位置になっている。放物面は入射した光がすべて焦点に集まるとい性質を持っているので、これにより最大入射角  $\theta$  以内の光が 100%集光するという Winston Cone 最大の特徴が生まれる。

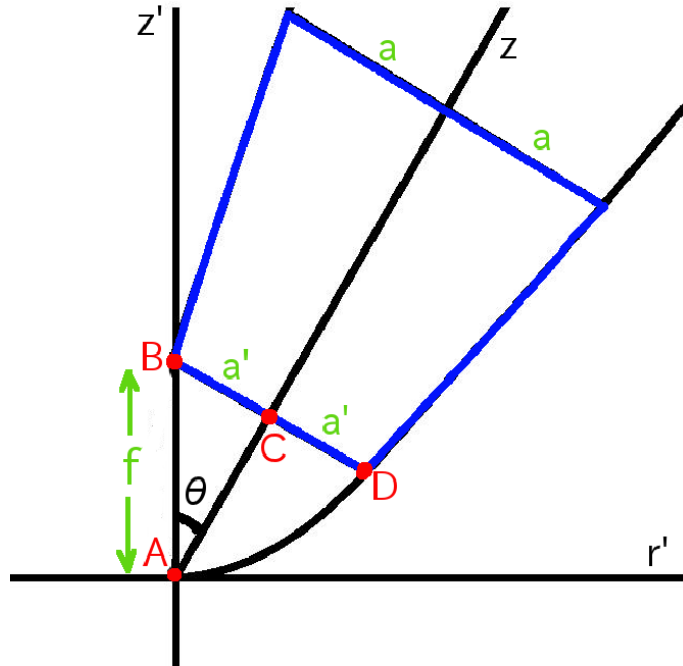


図 3.12: Winston Cone 形状への変換

Winston Cone を  $r$  と  $z$  の式で表すために、図 3.12 の放物線の座標系  $r'-z'$  から Winston Cone の座標系  $r-z$  に変換する。

$r'-z'$  平面で、放物線は以下の式で表すことができる。

$$r'^2 = 4fz' \quad (3.11)$$

ここで  $f$  はこの放物線の焦点距離である。ここから座標系の原点を点 A から点 B に ( $z'$  軸方向に  $f$  だけ) 平行移動すると、式 (3.11) は

$$r'^2 = 4f(z' + f) \quad (3.12)$$

となる。次に点 B で  $r'-z'$  軸を時計回りに  $\theta$  だけ回転して  $r-z$  軸方向に合わせる。このときの座標軸変換は回転行列を用いて次のように表すことができる。ただし、反時計回りが  $\theta$  の正の方向とする。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} r \\ z \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos(-\theta) & \sin(-\theta) \\ -\sin(-\theta) & \cos(-\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r' \\ z' \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} r' \\ z' \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r \cos \theta + z \sin \theta \\ -r \sin \theta + z \cos \theta \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.13)$$

式 (3.13) を式 (3.12) に代入すると次のようになる。

$$(r \cos \theta + z \sin \theta)^2 = 4f(-r \sin \theta + z \cos \theta + f) \quad (3.14)$$

最後に点 B から点 C に原点を変換するために  $r$  軸方向に  $a'$  だけ平行移動する。変換後の点 C でみたときの放物線の式は次のようになる。

$$\{(r + a') \cos \theta + z \sin \theta\}^2 = 4f\{-(r + a') \sin \theta + z \cos \theta + f\} \quad (3.15)$$

上の式が Winston Cone 形状を表す式である。

焦点距離  $f$  を求めるために初期条件  $(r, z) = (a', 0)$  を式 (3.15) に代入して計算すると

$$f = a'(1 + \sin \theta) \quad (3.16)$$

となる。また、式 (3.15) を変形して  $r(r \geq 0)$  について解くと

$$\begin{aligned} r &= \frac{-V + \sqrt{V^2 - UW}}{U} - a' \\ U &= \cos^2 \theta \\ V &= 2f \sin \theta + z \sin \theta \cos \theta \\ W &= z^2 \sin^2 \theta - 4fz \cos \theta - 4f^2 \end{aligned} \quad (3.17)$$

となる。ここまでの形状を図に表すと図 3.13 のようになる。

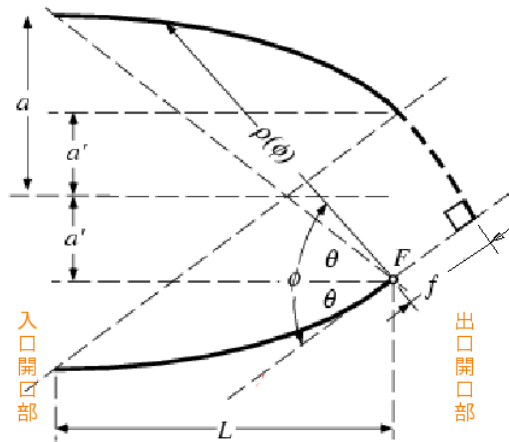


図 3.13: Winston Cone の形状 (<http://scienceworld.wolfram.com/physics/WinstonCone.html>)

図 3.13 で三平方の定理より Winston Cone 入口開口部半径  $a$  と出口開口部半径  $a'$ 、Winston Cone の長さ  $L$ 、最大入射角  $\theta$  には次の関係がある。

$$\tan \theta = \frac{a + a'}{L} \quad (3.18)$$

また、放物線から準線までの距離と焦点までの距離が等しくなるという放物線の特徴から

$$\rho(\phi) = \frac{2f}{1 - \cos \phi} \quad (3.19)$$

となる。式 (3.19) は  $\phi = 2\theta$  のとき

$$\rho(2\theta) = \frac{2f}{1 - \cos(2\theta)} = \sqrt{L^2 + (a + a')^2} \quad (3.20)$$

である。式 (3.16),(3.18),(3.20) から  $f, L$  を消去し  $a'$  について解くと以下のようになる。

$$\begin{aligned} a' &= a \sin \theta \\ \Theta &\equiv 2\theta = 2 \sin^{-1} \left( \frac{a'}{a} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

#### Winston Cone の特徴

Winston Cone の基本式は式 (3.18) と式 (3.21) であり、最大入射角  $\theta$  と入口開口部半径  $a$  が決まれば、Winston Cone の出口開口部の半径  $a'$  と長さ  $L$  が決まる。

### 3.3.2 ライトガイドの仕様

ライトガイドを Winston Cone で作った場合の外径についてまとめる。カメラの光電子増倍管 (PMT) は図 3.14 のように 7 本が 1 つの束になって並んでいる。2 つの PMT の中心同士の間隔は 4.8cm となっているので、ライトガイドの中心同士の間隔も 4.8cm となる。できるだけデッドスペースをなくするためにライトガイドの入口開口部の厚さを 1mm 程度と考え、ライトガイドの入口開口部の半径 (ライトガイドの中心軸から六角形の辺までの距離)  $a = 2.3\text{cm}$  とした。

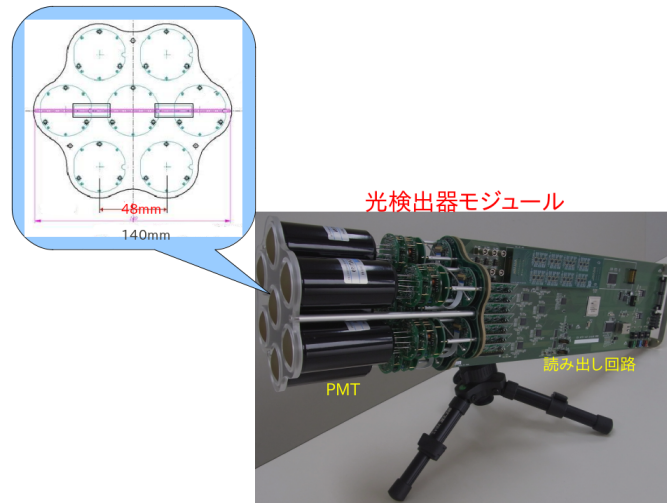


図 3.14: 光検出器モジュール (右下) と PMT 間の距離 (左上)

また、3.1.1 節よりライトガイドの最大入射角  $\theta$  は  $25^\circ$  である。

この  $a$  と  $\theta$  を使うことで、Winston Cone の関係式 (3.18),(3.21) から、ライトガイドの入口開口部半径とライトガイドの高さを求めることができる。

式 (3.21) に  $a$  と  $\theta$  を代入すると

$$a' = a \sin \theta = 1.02554 \text{ [cm]} \quad (3.22)$$

と求めることができるので、式 (3.18) に代入してライトガイドの高さを求めると

$$L = \frac{a + a'}{\tan \theta} = 6.67583 \text{ [cm]} \quad (3.23)$$

となる。

上記の結果を表と図にまとめる。

表 3.2: ライトガイドの仕様一覧

パラメータ	記号	値
最大入射角	$\theta$	25 度
ライトガイド入口の厚さ		1.0[mm]
入口開口部半径	$a$	2.3[cm]
出口開口部半径	$a'$	1.02554[cm]
ライトガイドの高さ	$L$	6.67583[cm]

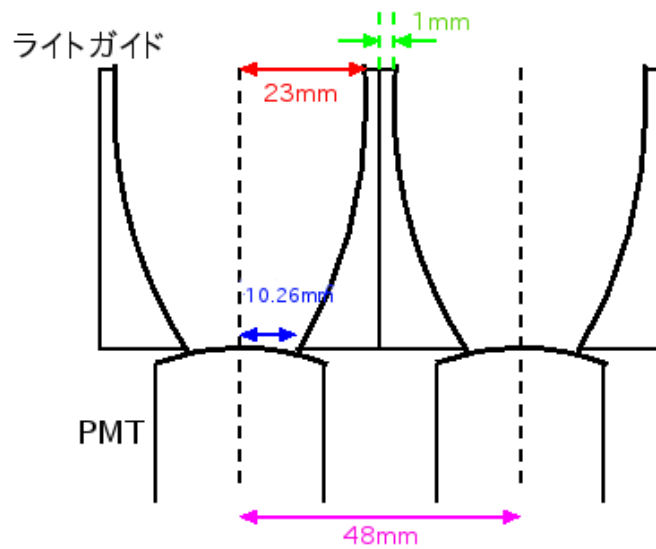


図 3.15: ライトガイドの外径についてのまとめ

上記のようなライトガイドを ROBAST で以下の図 3.16 のように作成した。

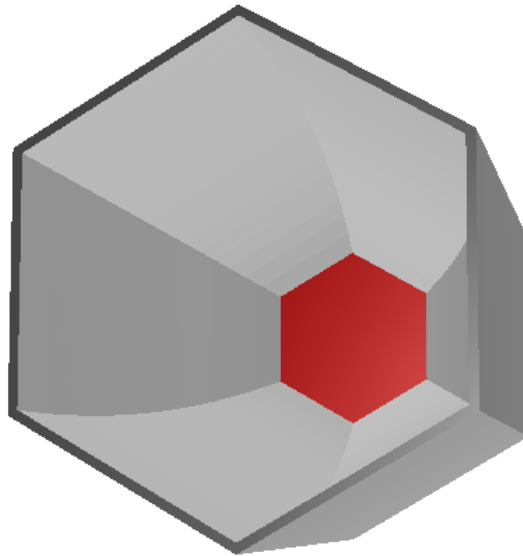


図 3.16: ROBAST で作成した Winston cone 型ライトガイドのモデル

図 3.16 のライトガイドは入口と出口がともに六角形で、六角形の向かい合う辺同士が Winston Cone 形状となっている。赤い部分は出口開口部の検出面を表している。

このライトガイドについて光線追跡シミュレーションを行い、入射角  $\theta$  ごとの集光率を調べると図 3.17 のような結果になった。

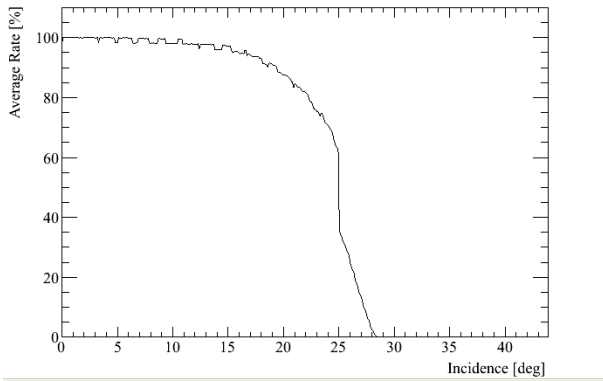


図 3.17: 図 3.16 のライトガイドの集光率計算結果

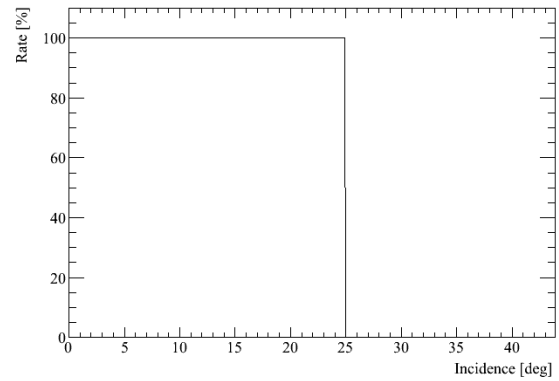


図 3.18: 理想的な集光率

理想的な集光率のグラフ (図 3.18) と比較すると入射角  $\theta$  が 15 度付近のときにはほぼ 100% の集光率をもっており、カットオフ 25 度でも理想モデルに近い集光率の分布をしているが、 $15 < \theta \leq 25$  の部分での集光率が大きくずれている。視野内の光を多く集光するためには、この部分の集光率を改善する必要がある。具体的な改善結果については 3.4 節で述べる。

### 3.3.3 ライトガイド表面の反射率

ライトガイドの表面の反射は反射の法則に従う。しかし、現実の物質では全ての光が 100% 反射するわけではない。さらに、今回のシミュレーションでは複数回の反射を考慮するので、単純に集光率に反射率を掛け合わせることはできない。よって、シミュレーションの中に現実的な集光率を組み込む。シミュレーションを行う上で、ライトガイドの反射面の反射率はライトガイドプロトタイプの実射材として使用する ESR 反射フィルム (住友スリーエム製、厚さ  $65\mu\text{m}$ ) の反射率を考慮する。ESR 反射フィルムは可視光領域で約 98% の反射率を有するフィルムである。よって、これをシミュレーション時のライトガイド反射面の反射率とする。

ライトガイド表面の反射率を 98% として光線追跡シミュレーションを行った結果は以下ようになった。

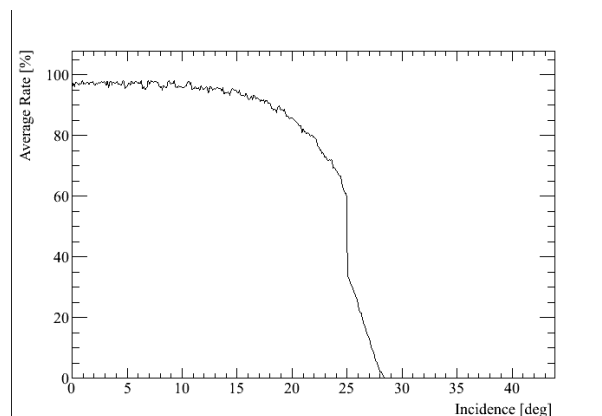


図 3.19: ライトガイド表面の反射率 (98%) を考慮した集光率

なお、実際のライトガイドの実射材には、マックスプランク物理学研究所で開発された高反射フィルムを使用する予定である。このフィルムはスリーエムの ESR2 フィルム (厚さ  $25\mu\text{m}$ ) に  $\text{SiO}_2$  などの層を約 40 層重ね合わせて、98% の反射率領域を紫外線領域まで拡張したものである。

### 3.3.4 PMT 形状の ROBAST への導入

ROBAST で ray trace をする際に光子が入射したかを判断する検出面の形状について述べる。



実際の検出面である光電子増倍管 PMT は曲率半径 20mm の球面形状をしており、ライトガイドの底の平面を通過してくる場合の集光率と比較すると、フォトン入射のしかたによって、検出面の表面での反射や、検出する位置が違って来るので、集光率に影響を与える。また、前節で述べたように、ライトガイドの底面は六角形の形状になっている。そのまま球形状の PMT 検出面と合わせても、ライトガイドと PMT の間に隙間が生じてしまい、せっかく集光したフォトン loss してしまうので、六角のライトガイド底面を、球面 PMT がしっかりフィットするように改良する必要がある。

図 3.20 にライトガイドと PMT の球面の位置関係を示す。

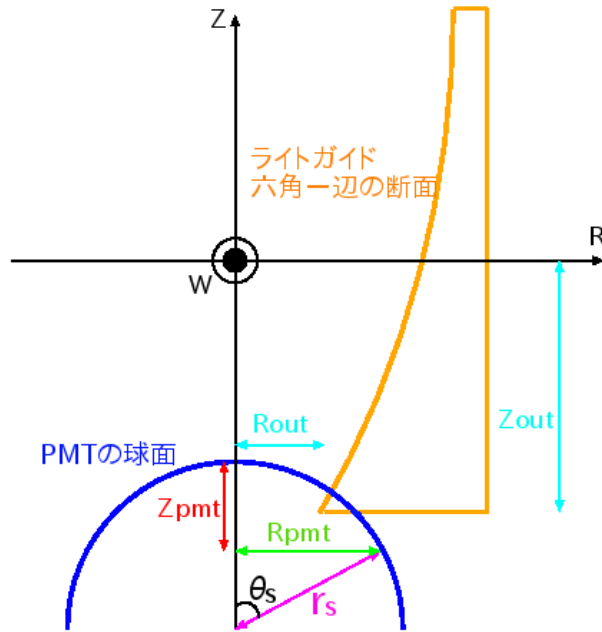


図 3.20: ライトガイドと PMT の位置関係の模式図

図 3.20 で、ライトガイドの中心軸 (Z 軸) からライトガイド出口開口部の六角形の辺までの R 方向の距離を  $R_{out}$ 、原点の高さ ( $Z = 0$ ) からライトガイド出口開口部の高さまでの距離を  $Z_{out}$ 、PMT の曲率半径を  $R_s = 20\text{mm}$ 、曲率の中心の z 座標を  $Z_{s0}$ 、中心軸から  $\theta_s$  (時計回りを正方向とする) 傾いた方向へ引いた直線と球面の交点を  $P_{pmt}$  としたときに、 $P_{pmt}$  と中心軸との距離を  $R_{pmt}$ 、 $P_{pmt}$  の高さから PMT の頂点までの距離を  $Z_{pmt}$  とおく。  $R_{pmt}$  や  $Z_{pmt}$  を  $\theta_s, R_s = 20[\text{mm}], Z_{s0}$  を用いて表すと次の式ようになる。

$$R_{pmt} = |r_s \sin \theta_s| \tag{3.24}$$

$$Z_{pmt} = r_s \cos \theta_s + Z_{s0} \tag{3.25}$$

いま、図 3.21 のように、中心の Z 軸からライトガイドの出口開口部の六角形の頂点までの距離を  $R_{pmt1}$ 、Z 軸を中心に反時計回りを正の方向とした回転方向を  $\phi_s$  とおくと、 $R_{pmt1}$  は  $\phi_s = 30[\text{degree}]$  で

$$R_{pmt1} = \frac{2R_{pmt}}{\sqrt{3}} \tag{3.26}$$

とかける。

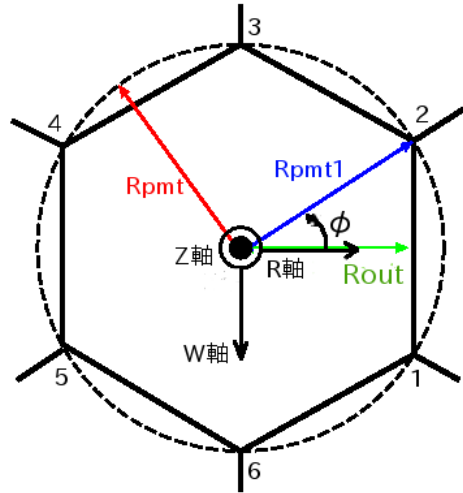


図 3.21: ライトガイドを Z 軸正の方向から覗いた図。黒の実線がライトガイド、点線が PMT 設置面。

PMT がライトガイドにしっかりフィットするには

$$R_{pmt1} = R_{out} \quad (3.27)$$

となるように、ライトガイド出口開口部の六角形の辺の部分将球状に削り出せばよい。 $R_{pmt}$  の値は Winston Cone の性質からすでに求められているので、三平方の定理から  $Z_{pmt}$  の値は以下ようになる。

$$Z_{pmt} = r_s - \sqrt{r_s^2 - R_{pmt}^2} \quad (3.28)$$

また、式 (3.24) から以下のように  $\theta_s$  が求まり、結果を式 (3.25) に代入することで  $Z_{s0}$  の値を求めることができる。

$$\sin \theta_s = \frac{R_{pmt}}{r_s} \quad (3.29)$$

$$Z_{s0} = Z_{pmt} - r_s \cos \theta_s \quad (3.30)$$

$$= r_s (1 - \cos \theta_s) - \sqrt{r_s^2 - R_{pmt}^2} \quad (3.31)$$

入口開口部の頂点 1 と頂点 2 の間に見た場合、どれだけライトガイドを削り出せばよいかは、 $R_{pmt}$  を  $\phi_s$  だけ回転させたときの R 座標と W 座標を使って

$$R(\phi_s) = R_{pmt} \cos \phi_s \quad (3.32)$$

$$W(\phi_s) = R_{pmt} \sin \phi_s \quad (3.33)$$

と表せる。ライトガイドの削り出しを行った結果、ライトガイドの底面の形状は以下の図 3.22 のようになった。

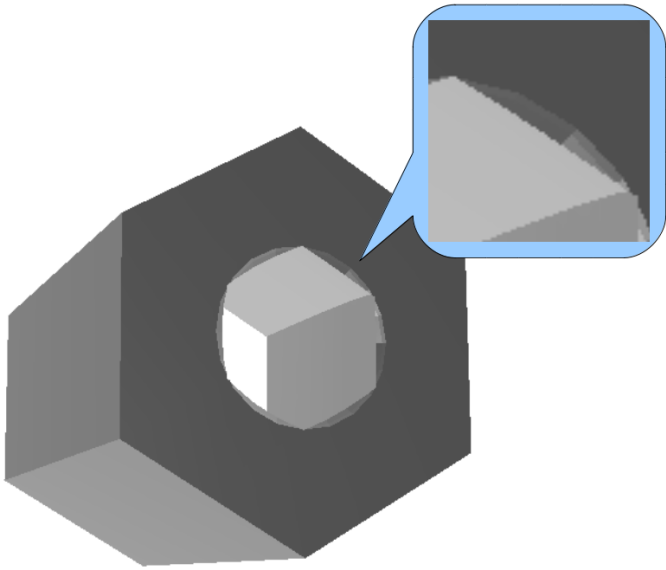


図 3.22: 削り出しをしたライトガイドの底面

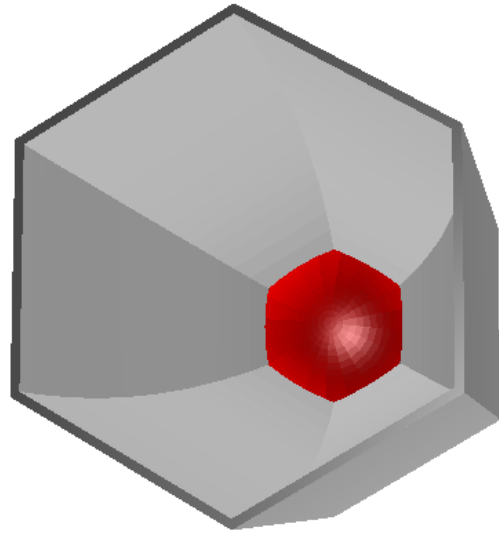


図 3.23: 球面形状の検出面を取り入れたライトガイド

図 3.23 のように、PMT 形状まで導入した、Winston Cone 型のライトガイドで光線追跡シミュレーションを行った最終的な結果は以下ようになった。

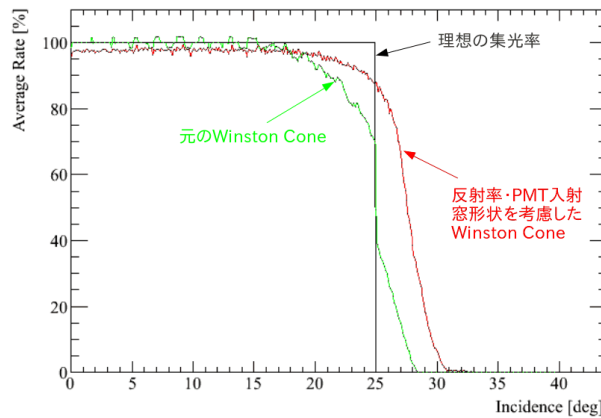


図 3.24: PMT 形状を導入した Winston Cone 形状ライトガイドの集光率

普通にライトガイドの出口開口部に平面として検出面があった場合の結果と比較すると、 $15 < \theta \leq 25$  領域での集光率の低下が抑えられているが、同時に視野外のノイズ光の集光率も上がってしまっている。Winston Cone 形状のライトガイドでの 25 度以内の  $\phi$  方向平均集光率の平均値は 93.7% であり、25 度以上の集光率の平均値は 23.2% であった。 $15 < \theta \leq 25$  の集光率を高く保ったまま、視野外の集光率を抑えるような形状を次の 3.4 節で探していく。

### 3.4 Winston Cone に代わる形状での最適化

#### 3.4.1 Spline 曲線と Bezier 曲線を用いた形状最適化

前節で Winston Cone 形状を用いたライトガイドについて述べた。しかし、Winston Cone 形状では入射角度が大きな範囲では集光率の低下が著しく、最大入射角以上のノイズ領域の集光を十分落とさきれていない。そこで、Winston Cone よりも高集光率かつ高ノイズ除去率の形状がないか調べた。

ここでは Spline 曲線と Bezier 曲線を用いて最適化を行った。Spline 曲線と Bezier 曲線はそれぞれ 2 次式と 3 次式で表される。Bezier 曲線の方が複雑な曲線を表現できるが、最適形状を探すために以下の 3.4.3 節のような操作をする

場合、計算にかなりの時間がかかる。よって、自由パラメータの少ない Spline 曲線で形状を変化させ、Winston Cone よりも集効率が改善されるか確かめてから、高次の Bezier 曲線でさらに細かな形状を探した。

以下では 2 つの曲線で行った最適化の方法や結果について述べる。

### 3.4.2 Spline 曲線の概要

まずは Spline 曲線による最適形状を探した。ここで、Spline 曲線は B-Spline 曲線を指すが、文章中では単に Spline 曲線と呼んでいる。Spline 曲線は代表的なパラメトリック曲線<sup>3</sup>の一つで、多くの CG ソフトでも使用されている。

2 次の Spline 曲線は図 3.25 のように始点、制御点、終点の 3 つの点からなる。各点をそれぞれ  $P_0, P_1, P_2$  と表す。

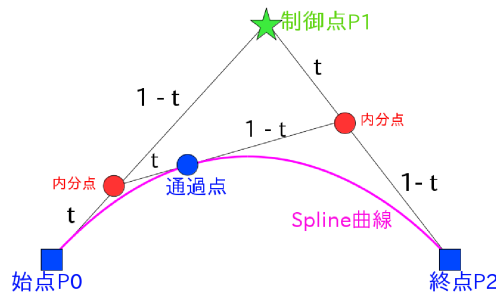


図 3.25: Spline 曲線の模式図

四角の印は始点および終点、星印は制御点、紫色の線は Spline 曲線で青色の点を通る。丸印はそれぞれの直線を  $t : (1 - t)$  に内分する点である。今、 $P_0$  と  $P_1$  を  $t : (1 - t)$  に内分する点を  $S_1(t)$ 、 $P_1$  と  $P_2$  を  $t : (1 - t)$  に内分する点を  $S_2(t)$ 、 $S_1(t)$  と  $S_2(t)$  を  $t : (1 - t)$  に内分する点 (Spline 曲線の通過点) を  $S(t)$  とする。媒介変数  $t$  を用いて Spline 曲線の通過点  $S(t)$  を表すと次のようになる。

$$S(t) = (1 - t)^2 P_0 + 2t(1 - t) P_1 + t^2 P_2 \tag{3.34}$$

媒介変数  $t$  は  $0 \leq t \leq 1$  の範囲で変化し、 $S(0) = P_0, S(1) = P_2$  となる。

### 3.4.3 Spline 曲線での最適化方法と結果

始点  $P_0$  と終点  $P_2$  (図 3.25 の四角印) を固定した状態で、ライトガイドの制御点  $P_1$  (図 3.25 の星印) をある座標の範囲内でグリッド状に動かし、Spline 曲線の形状を変化させる。ここで、 $P_2$  をライトガイドの入口開口部の座標点とし、 $P_0$  を出口開口部の座標点とする。

ある形状のときの入射角  $\theta$  に対する重み付き集光率を調べ、理想的な集効率モデルからのズレを以下のように計算する。

$$dR(\theta) = |R(\theta) - IdealRate(\theta)| \tag{3.35}$$

そしてその  $\theta$  ごとのズレ量の総和を計算する。

$$\text{理想からのズレ量の総和} = \sum_{\theta} dR(\theta) = \sum_{\theta} |R(\theta) - IdealRate(\theta)| \tag{3.36}$$

範囲内の座標点で順々に ray trace を行い、差の合計の絶対値が最小になるような制御点  $P_1$  の座標を求める。3.1.2 節で述べたように、ライトガイドは入射角が大きいほど光が入射する確率が高くなるので、ここでの集光率には入射角  $\theta$  で重み付けした (3.10) 式の集光率を用いる。

<sup>3</sup>パラメトリック:座標などの個々の条件のうちある条件を変化させて多様な設計変更を行うこと

まずは、ライトガイドの R 方向と Z 方向をそれぞれ入口開口部から出口開口部の範囲までで分割して、理想のモデルからのズレの合計を計算する。その結果からそれぞれの合計が小さくなる座標の範囲を絞り込んで計算する。これを繰り返して計算し、制御点  $P_1$  の座標を求めた。

二次元の R-Z 座標系で見たとき、ライトガイドの出口開口部の座標  $P_0$  と入口開口部の座標  $P_2$  は 3.3.2 節より

$$P_0 = (1.02554, -3.337915) \tag{3.37}$$

$$P_2 = (2.30000, 3.337915) \quad (\text{単位は cm}) \tag{3.38}$$

である。以下にその結果を順に示す。

### 全範囲で大まかに座標を調べる

ライトガイドの曲線の座標の範囲は (3.37),(3.38) から

$$\begin{aligned} 1.02554 &\leq R \leq 2.3 \\ -3.337915 &\leq Z \leq 3.337915 \end{aligned}$$

である。まずは、この範囲を R 方向、Z 方向にそれぞれ 10 分割し、分割された座標点をグリッド状に変化させて ray trace を行い、入射角  $\theta$  ごとの集光率と理想モデルの集光率とを比較して集光率のズレを計算させた。ここで、 $\theta$  は 0.5 度刻みで変化させて集光率を調べた。横軸に制御点の座標、縦軸に集光率の差をとったときの結果を以下に示す。

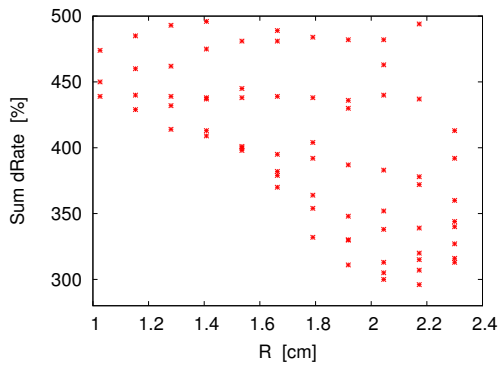


図 3.26: 制御点 R 座標と集光率のズレの総和の関係

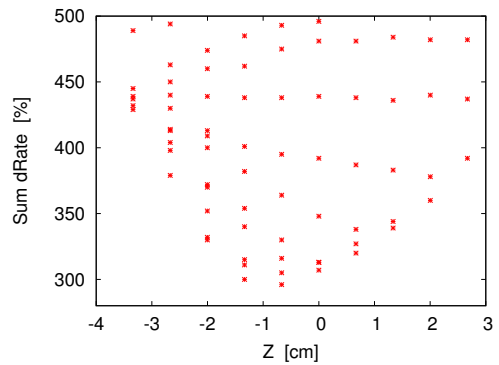


図 3.27: 制御点 Z 座標と集光率のズレの総和の関係

この図の縦軸の値が小さい座標点が理想的な集光率のグラフに近い Spline 曲線の形状なので、最小点を探すために範囲を絞り込んでより細かい座標値を探していく。

### 制御点の動ける範囲を絞って計算させる (1 回目)

図 3.26 と図 3.27 から、制御点の座標の範囲を以下のように絞り込んだ。

$$1.8 \leq R \leq 2.3, \quad -2.0 \leq Z \leq 1.0 \tag{3.39}$$

この範囲で、各方向を 10 分割して変化させ集光率の差の総和を計算させた。そのときの結果は以下ようになった。

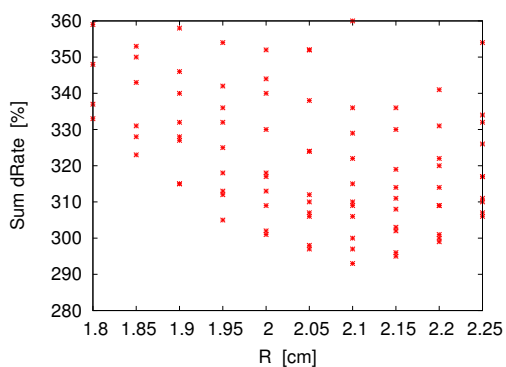


図 3.28: 制御点 R の座標範囲絞り込み 1 回目

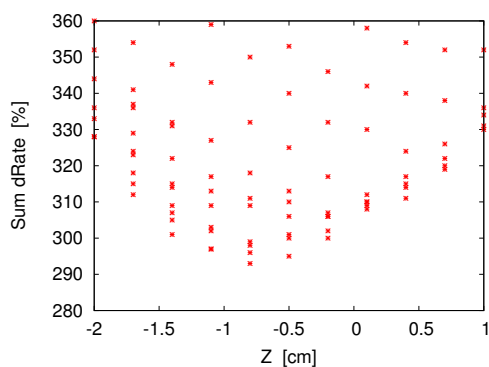


図 3.29: 制御点 Z の座標範囲絞り込み 1 回目

制御点の動ける範囲を絞って計算させる (2 回目)

図 3.28 と図 3.29 から、制御点の座標の範囲を以下のように絞り込んだ。

$$2.0 \leq R \leq 2.2 \quad , \quad -1.6 \leq Z \leq -0.4 \quad (3.40)$$

この範囲で各方向を 10 分割して、集光率の差の総和を計算させた。そのときの結果は以下ようになった。

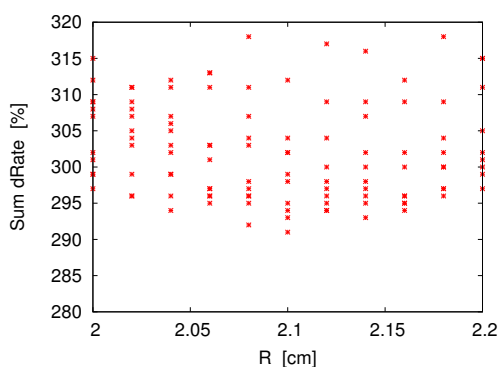


図 3.30: 制御点 R の座標範囲絞り込み 2 回目

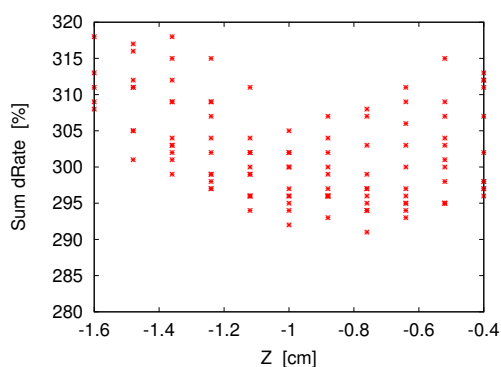


図 3.31: 制御点 Z の座標範囲絞り込み 2 回目

制御点の動ける範囲を絞って計算させる (3 回目)

図 3.30 と図 3.31 から、制御点の座標の範囲を以下のように絞り込んだ。

$$2.07 \leq R \leq 2.13 \quad , \quad -1.0 \leq Z \leq -0.8 \quad (3.41)$$

この範囲で、今度は R 方向,Z 方向を 10 分割して集光率の差の総和を計算させた。そのときの結果は以下ようになった。

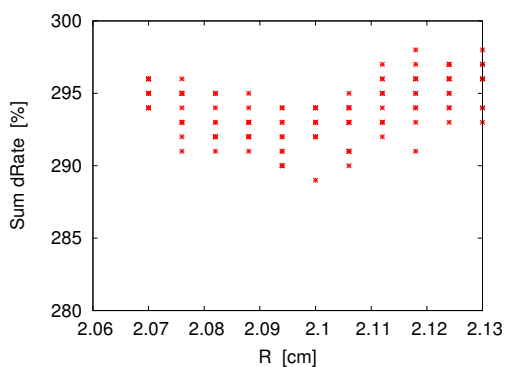


図 3.32: 制御点 R の座標範囲絞り込み 3 回目

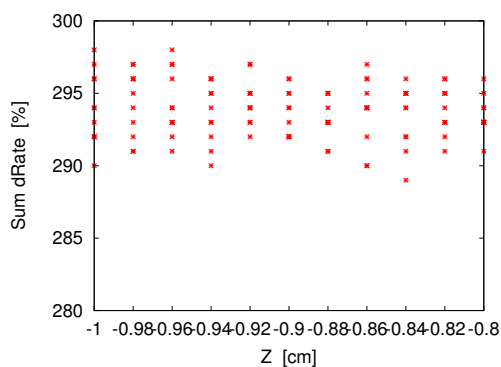


図 3.33: 制御点 Z の座標範囲絞り込み 3 回目

### 3.4.4 Spline 曲線での最適化のまとめ

以上までで、Spline 曲線を用いて求めた制御点の座標  $P_1$  は、始点  $P_0$  と終点  $P_2$  の座標に対して以下のように求められた。

$$\begin{aligned}
 P_0 &= (1.02554, -3.337915) \\
 P_1 &= (2.1, -0.84) \\
 P_2 &= (2.3, 3.337915) \quad (\text{単位は cm})
 \end{aligned}$$

この点で作成したライトガイド光線追跡シミュレーションを行い、理想的な集光率モデルや Winston Cone での結果とともにグラフ上にプロットすると以下の図 3.34 のようになった。

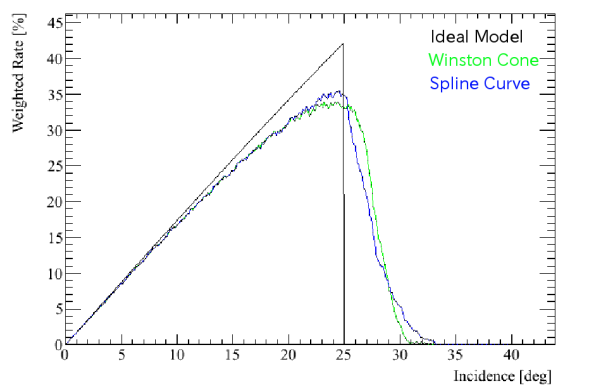


図 3.34: Spline 曲線と Winston Cone および理想的な集光率モデルとの重み付き集光率の関係

また、入射角度  $\theta$  に対する 3.1.2 節の  $\phi$  方向平均集光率の分布は以下ようになった。

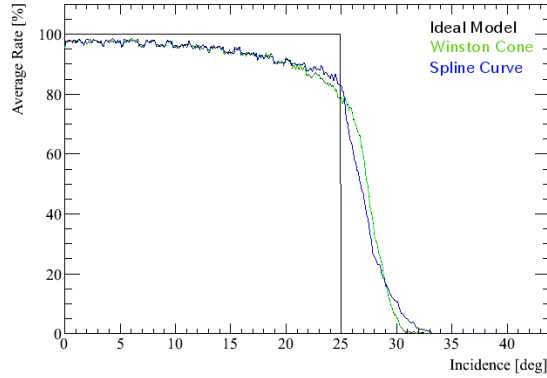


図 3.35: Spline 曲線と Winston Cone および理想的な集光率モデルとの  $\phi$  方向平均の集光率の比較

Spline 曲線での 25 度以内の  $\phi$  方向平均集光率の平均値は 94.2%であり、25 度から 35 度までの集光率の平均値は 21.2%であった。Winston Cone のときと比較すると、Spline 曲線の方が 20 度付近の集光率が向上し、視野外の光も抑えられていることがわかった。しかし、30 度以上の領域でノイズが増加してしまっているため、さらに良い形状がないか、1 つ次数の高い Bezier 曲線で最適化を行った。

### 3.4.5 Bezier 曲線の概要

Bezier 曲線は図 3.36 のように始点、2 つの制御点、終点の 4 点からなる。各点をそれぞれ  $P'_0, P'_1, P'_2, P'_3$  と表す。

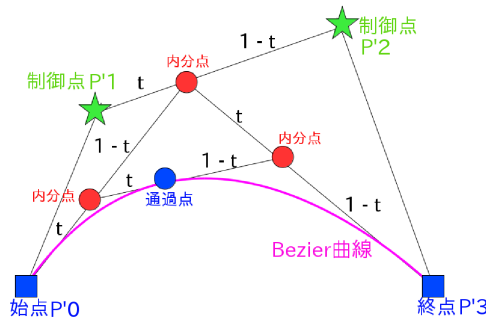


図 3.36: Bezier 曲線の模式図

四角の印は始点および終点、星印は制御点、紫色の線は Bezier 曲線で青色の点を通る。丸印はそれぞれの直線を  $t : (1-t)$  に内分する点である。今、 $P'_1$  と  $P'_2$  を  $t : (1-t)$  に内分する点を  $B_1(t)$ 、 $P'_0$  と  $B_1$  を  $t : (1-t)$  に内分する点を  $B_2(t)$ 、 $B_1(t)$  と  $P'_3(t)$  を  $t : (1-t)$  に内分する点を  $B_3(t)$  とし、 $B_2(t)$  と  $B_3(t)$  とを  $t : (1-t)$  に内分する点を  $B(t)$  とする。媒介変数  $t$  を用いて Bezier 曲線の通過点  $B(t)$  を表すと次のようになる。

$$B(t) = (1-t)^3 P'_0 + 3t(1-t)^2 P'_1 + 3t^2(1-t) P'_2 + t^3 P'_3 \quad (3.42)$$

媒介変数  $t$  は  $0 \leq t \leq 1$  の範囲で変化し、 $B(0) = P'_0, B(1) = P'_3$  となる。

### 3.4.6 Bezier 曲線での最適化方法と結果

始点  $P'_0$  と終点  $P'_3$  (図 3.36 の四角印) を固定した状態で、ライトガイドの制御点  $P'_1$  と  $P'_2$  (図 3.36 の星印) をある座標の範囲内でグリッド状に動かして、Bezier 曲線の形状を変化させる。ここで、 $P'_3$  をライトガイドの入口開口部の座標点とし、 $P'_0$  を出口開口部の座標点とする。Spline 曲線のときと同様に、ある形状のときの集光率を調べ、理想的な集



効率モデルからのズレを計算してそのズレ量の総和を求める。範囲内の座標点で順々に ray trace を行い、差の絶対値の合計が最小になるような制御点  $P'_1$  と  $P'_2$  の座標を求める。集光率には入射角  $\theta$  で重み付けした (3.10) 式の集光率を用いる。ただし、制御点の座標が完全に重なる場合は、形状が Spline 曲線と同じになってしまうので省く。また、制御点の Z 座標が

$$P'_{1Z} > P'_{2Z} \quad (3.43)$$

となる点も、定義に合わなくなるので省略する。

まずライトガイドの R 方向と Z 方向をそれぞれ入口開口部から出口開口部の範囲までで分割して、理想のモデルからのズレの合計を計算する。その結果からそれぞれの合計が小さくなる座標の範囲を絞り込んで計算した。これを繰り返して計算し、制御点  $P'_1, P'_2$  の座標を求めた。以下にその結果を順に示す。

ここで、二次元の R-Z 座標系で見たとき、ライトガイドの出口開口部の座標  $P'_0$  と入口開口部の座標  $P'_3$  は 3.3.2 節より

$$P'_0 = (1.02554, -3.337915) \quad (3.44)$$

$$P'_3 = (2.30000, 3.337915) \quad (\text{単位は cm}) \quad (3.45)$$

である。

全範囲で大まかに座標を調べる

ライトガイドの Bezier 曲線の制御点の座標の範囲は、制御点の座標をそれぞれ  $P'_1 = (P1R, P1Z)$ ,  $P'_2 = (P2R, P2Z)$  と表すと (3.44), (3.45) から

$$\begin{aligned} 1.02554 &\leq P1R \leq 2.3 \\ -3.337915 &\leq P1Z \leq 3.337915 \\ 1.02554 &\leq P2R \leq 2.3 \\ -3.337915 &\leq P2Z \leq 3.337915 \end{aligned}$$

である。まず、この範囲を R 方向、Z 方向にそれぞれ 10 分割し、分割された座標点をグリッド状に変化させて ray trace を行い、入射角  $\theta$  ごとの集光率と理想モデルの集光率とを比較して集光率のズレを計算させた。ただし、式 (3.42) の定義にあてはまるようにするため、制御点座標の変化について

$$\begin{aligned} P1R &< P2R \\ P1Z &< P2Z \end{aligned}$$

という条件を課している。ここで、 $\theta$  は 0.5 度刻みで変化させ、方位角  $\phi$  方向は 1 度刻みで平均化して集光率を求めた。横軸に制御点の座標、縦軸に集光率の差をとったときの結果を以下に示す。

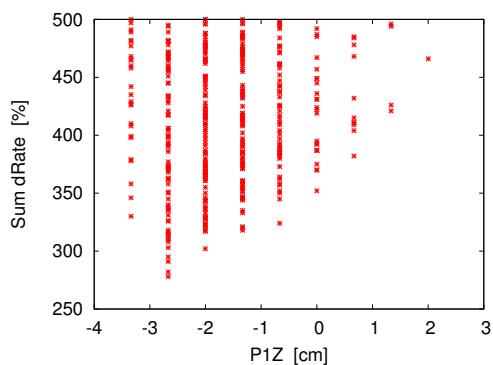
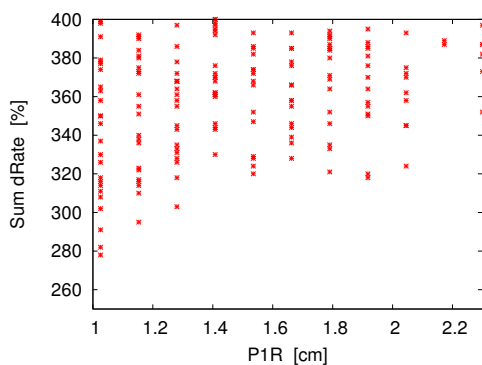


図 3.37: 制御点 P1R 座標と集光率のズレの総和の関係      図 3.38: 制御点 P1Z 座標と集光率のズレの総和の関係

同様に  $P'_2$  の制御点についても集光率の差の合計を計算すると以下のような結果になった。

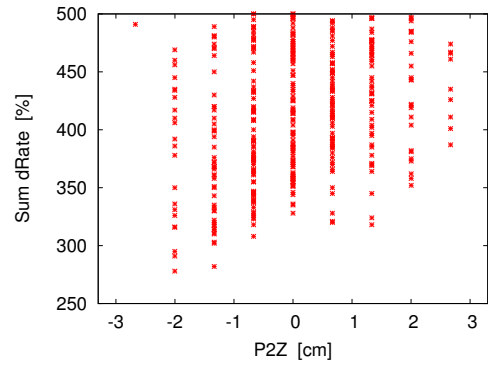
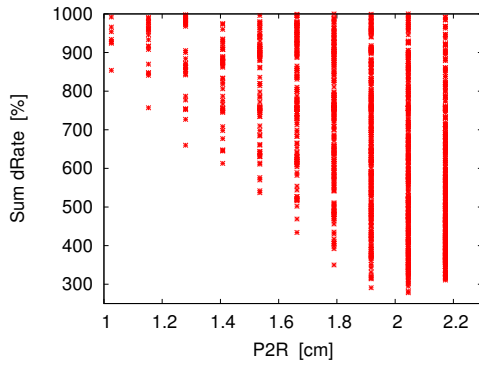


図 3.39: 制御点 P2R 座標と集光率のズレの総和の関係

図 3.40: 制御点 P2Z 座標と集光率のズレの総和の関係

この図の縦軸の値が小さい座標点が理想的な集光率のグラフに近い Bezier 曲線の形状なので、最小点を探すために範囲を絞り込んでより細かい座標値を探していく。

制御点の動ける範囲を絞って計算させる (1 回目)

図 3.37, 図 3.38, 図 3.39, 図 3.40 から、制御点の座標の範囲を以下のように絞り込んだ。

$$1.02554 \leq P1R \leq 1.2, \quad -3.337915 \leq P1Z \leq -1.0$$

$$1.8 \leq P2R \leq 2.3, \quad -3.337915 \leq P2Z \leq 1.0$$

この範囲で、今度は R 方向は 5 分割、z 方向は 10 分割して、集光率の差の総和を計算させた。そのときの結果は以下のようなになった。

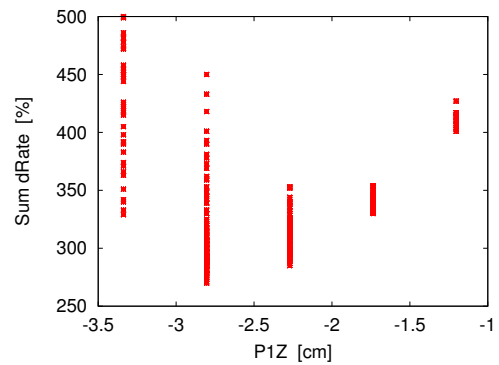
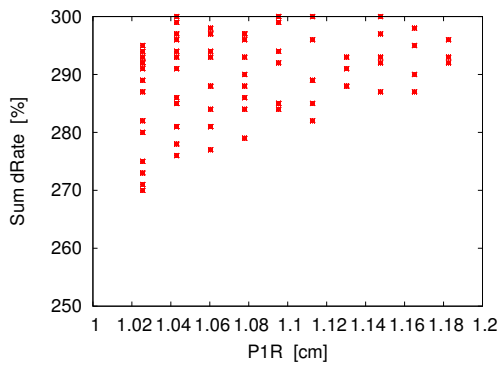


図 3.41: 制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (1 回目)

図 3.42: 制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (1 回目)

この図の縦軸の値が小さい座標点が理想的な集光率のグラフに近い Bezier 曲線の形状なので、最小点を探すために範囲を絞り込んでより細かい座標値を探していく。同様に  $P'_2$  の制御点についても集光率の差の合計を計算すると以下のような結果になった。

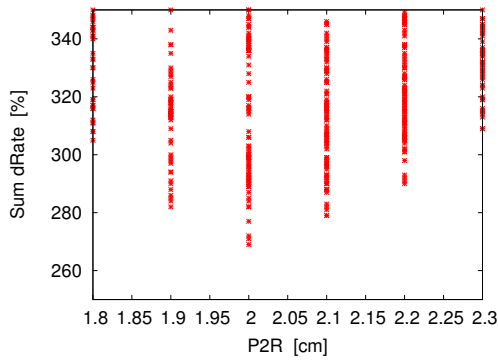


図 3.43: 制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (1 回目)

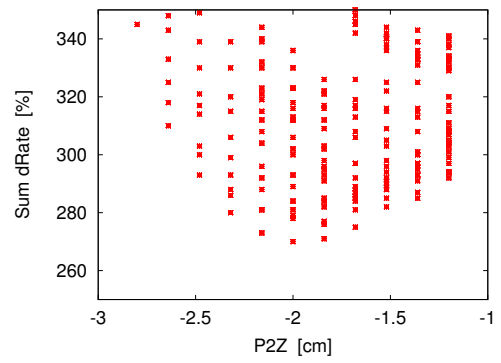


図 3.44: 制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (1 回目)

### 制御点の動ける範囲を絞って計算させる (2 回目)

図 3.41, 図 3.42, 図 3.43, 図 3.44 から、制御点の座標の範囲を以下のように絞り込んだ。

$$1.02554 \leq P1R \leq 1.04, \quad -3.337915 \leq P1Z \leq -2.0$$

$$1.9 \leq P2R \leq 2.3, \quad -2.2 \leq P2Z \leq -1.8$$

この範囲で集光率の差の総和を計算させた。そのときの結果は以下ようになった。

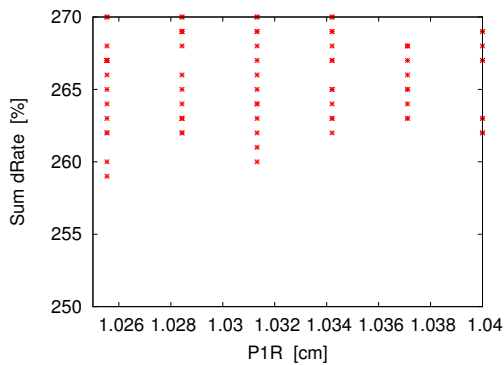


図 3.45: 制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (2 回目)

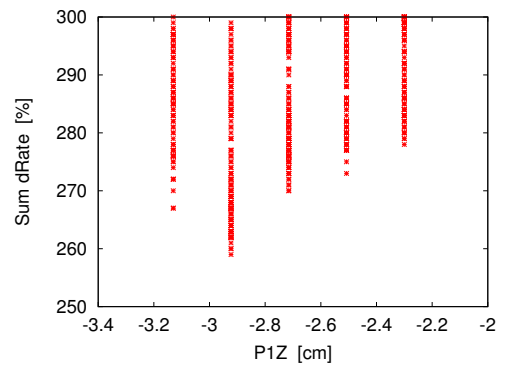


図 3.46: 制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (2 回目)

この図の縦軸の値が小さい座標点が理想的な集光率のグラフに近い Bezier 曲線の形状なので、最小点を探すために範囲を絞り込んでより細かい座標値を探していく。同様に  $P'_2$  の制御点についても集光率の差の合計を計算すると以下のような結果になった。

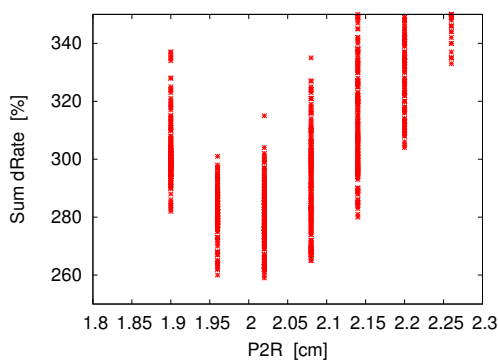


図 3.47: 制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (2 回目)

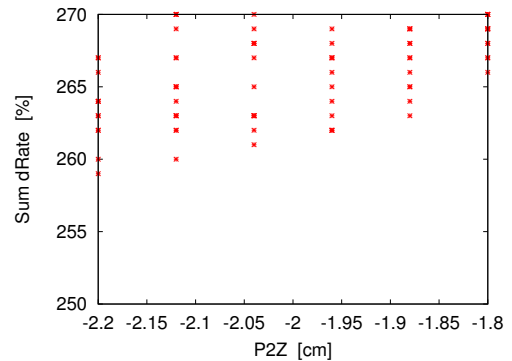


図 3.48: 制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (2 回目)

制御点の動ける範囲をさらに絞って計算させる (3 回目)

図 3.45, 図 3.46, 図 3.47, 図 3.48 からさらに範囲を絞り込んで計算させる。3 回目の計算では、制御点の座標を以下のような範囲で計算を行った。

$$1.027 \leq P1R \leq 1.032, \quad -3.1 \leq P1Z \leq -2.8$$

$$1.98 \leq P2R \leq 2.1, \quad -2.2 \leq P2Z \leq -2.1$$

以下にその結果を示す。

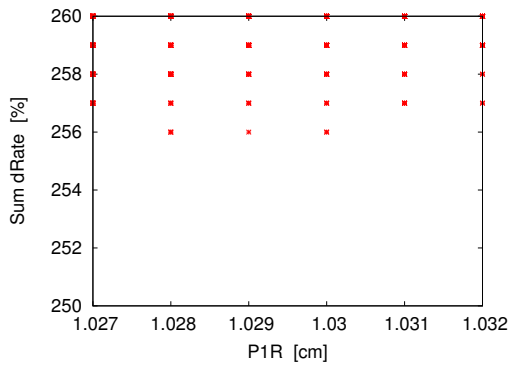


図 3.49: 制御点 P1R 座標の範囲絞り込み (3 回目)

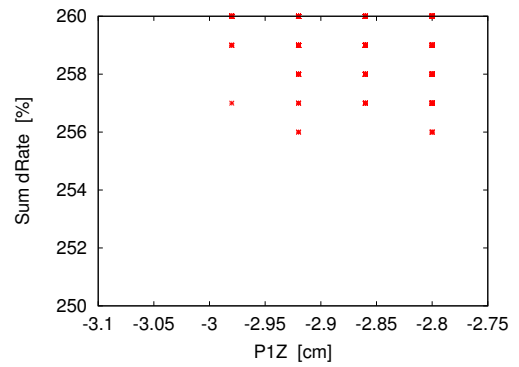


図 3.50: 制御点 P1Z 座標の範囲絞り込み (3 回目)

同様に  $P'_2$  の制御点についても集光率の差の合計を計算すると以下のような結果になった。

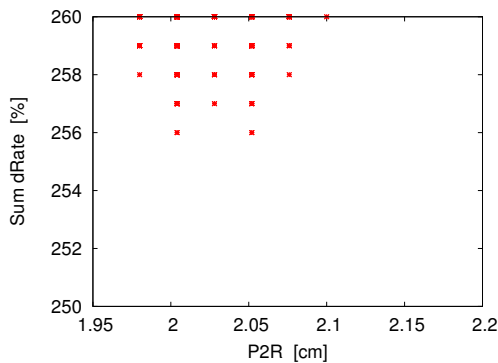


図 3.51: 制御点 P2R 座標の範囲絞り込み (3 回目)

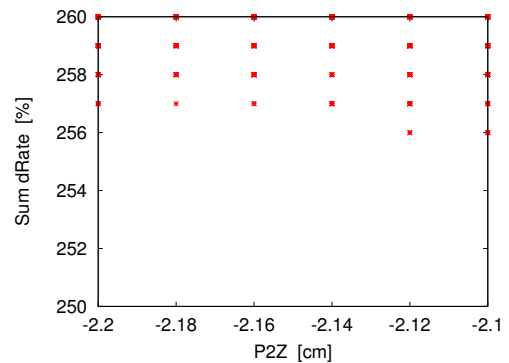


図 3.52: 制御点 P2Z 座標の範囲絞り込み (3 回目)

### 3.4.7 Bezier 曲線での最適化のまとめ

以上までで 3 回座標の絞り込みを行った結果、最適な制御点  $P'_1, P'_2$  の座標は、始点  $P'_0$ 、終点  $P'_3$  の座標に対して以下ようになった。

$$P'_0 = (1.02554, -3.337915)$$

$$P'_1 = (1.028, -2.92)$$

$$P'_2 = (2.004, -2.12)$$

$$P'_3 = (2.3, 3.337915)$$

ただし、単位は cm である。

ここで、理想集光率モデルや他の Winston Cone、Spline 曲線と一緒に重み付き集光率をプロットすると以下のようになる。

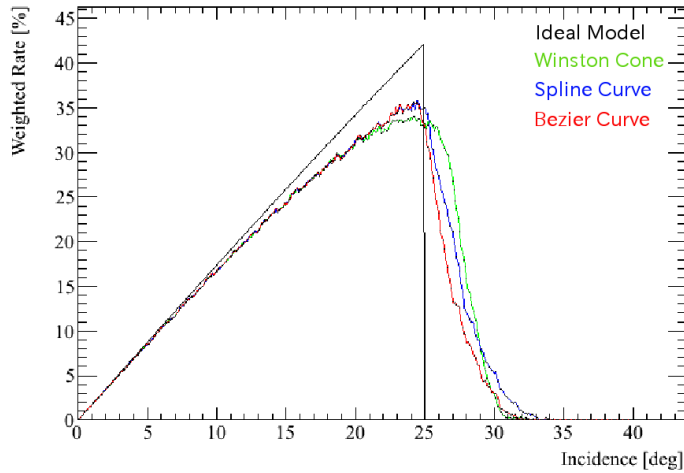


図 3.53: Bezier 曲線と他の曲線との重み付き集光率の比較

入射角度  $\theta$  に対する 3.1.2 節の  $\phi$  方向平均集光率の分布は以下ようになった。

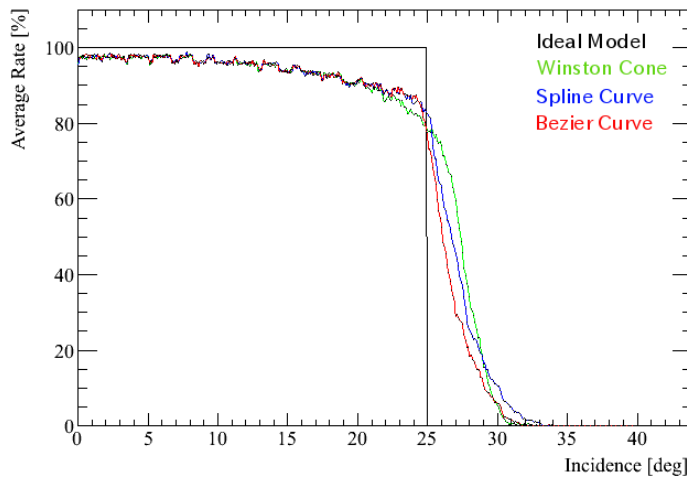


図 3.54: Bezier 曲線と他の曲線との  $\phi$  方向平均の集光率の比較

図 3.53 と図 3.54 で、黒が理想モデルの集光率、緑が Winston Cone の集光率、青が Spline 曲線の集光率、赤が Bezier 曲線の集光率を表している。

Bezier 曲線での 25 度以内の  $\phi$  方向平均集光率の平均値は 94.1% であり、25 度から 35 度までの集光率の平均値は 16.3% であった。以下に各曲面のライトガイドでの集光率の平均値を表で示す。

曲面	25 度以内の集光率 [%]	25 度から 35 度の集光率 [%]
Winston Cone	93.7	23.2
Spline Curve	94.2	21.2
Bezier Curve	94.1	16.3

3 つの曲線の集光率を比較すると、Bezier 曲線の集光率が Winston Cone や Spline に比べて、視野内の集光率を高く保ったまま視野外の光を抑えられていることがわかる。Bezier 曲線を用いることで最も理想に近いライトガイド形状を求めることができた。

## 4 まとめ

本研究では CTA 大口径望遠鏡 (LST) 用ライトガイドの形状最適化を行った。

まず、二次元の理論において、視野内の光を 100% 集光し、それ以外の光は除去するという理想的な集光率の特徴をもつ Winston Cone 型のライトガイドを、光線追跡用のツール ROBAST 上でつくった。ライトガイドの形状はピクセル形状と同じ六角形になるので、六角形の向かい合う曲面同士が Winston Cone 形状であるようなライトガイドをつくった。ライトガイド同士を密着させるために、ライトガイドの厚みを 1mm とし、ライトガイドの入口開口部の半径は 2.3cm とした。また、ライトガイドに必要な最大入射角は、LST の構造から 25 度である。Winston Cone の特徴から最大入射角 25 度を使うとライトガイドの大きさが決定する。これよりライトガイドの出口開口部の半径が 1.02554cm となり、高さは 6.67583cm と計算できる。ライトガイド表面の反射率は、実際にライトガイドの反射材として使用を考えているマックスプランク物理学研究所の高反射フィルムを想定して 98% としている。曲率半径 20mm の検出面をもつ PMT の形状も導入し、ROBAST で光線追跡シミュレーション (ray tracing) を行った。シミュレーション結果は、20 度から 25 度付近で集光率が理想から大きく落ち、25 度以上の余分な部分の集光率が大きい結果になった。その理由として、形状が六角形なので、六角形の頂点方向に近い部分では Winston Cone 形状からズれてしまうことが原因と思われる。

この結果を踏まえて、六角形のライトガイドで理想的な集光率を実現できるような形状を探した。これを実現するために Spline 曲線と Bezier 曲線を用いた。これらの曲線は始点、制御点、終点の 3 要素からなり、制御点を動かすことで、曲線の形状が変化する。Spline 曲線は 1 個、Bezier 曲線は 2 個の制御点を有している。始点と終点の座標はそれぞれライトガイドの出口開口部の半径、入口開口部の半径である。Bezier 曲線の方が制御点による自由度が大きいのでより細かな曲線を作成できるが、その分シミュレーションに時間がかかる。そこで、Spline 曲線で ray tracing を試して集光率改善の可能性があると確認し、Bezier 曲線でより細かい形状を設定することにした。検証の方法として、各曲線で作ったライトガイドで ray tracing を行い入射角度ごとの集光率を調べ、その角度での理想的な集光率のグラフとの差の絶対値を計算して足し上げる作業を制御点を変化させながら行い、差の合計の最小となるときの制御点が最適なライトガイド形状をつくる点であるとした。

Spline 曲線の結果は、Winston Cone 形状のときと比較して、入射角 20 度から 25 度付近の集光率を向上させることができた。入射角 20 度から 25 度の集光率の平均値は、Winston Cone で 86.06%、Spline 曲線で 87.13% であった。また、25 度以上の集光率も若干抑えられていた (Winston Cone: 23.24%、Spline: 21.24%)。

制御点による曲線が Winston Cone よりも優れていることがわかったので、Bezier 曲線でより細かい形状の最適化を図った。Bezier 曲線の結果は入射角 25 度以内での集光率は Spline 曲線と同程度であったが、25 度以上の入射角において、理想との集光率の差を Spline 曲線よりも抑えることができた。結果として、最適化した Bezier 曲線の集光率は

$$\text{最大入射角 25 度以内の集光率の平均値} = 94.10\%$$

$$(20 \text{ 度から } 25 \text{ 度の集光率の平均値} = 87.48\%)$$

$$25 \text{ 度から } 35 \text{ 度の集光率の平均値} = 16.25\%$$

となった。以上から Bezier 曲線を用いることで最も理想に近いライトガイドの形状を作成することができた。

# 付録

## A ROOT および ROBAST の使用環境構築

ここではシミュレーションツール ROBAST を使用する環境構築についてまとめる。本研究で使用した OS は Ubuntu 10.04、シェルは bash である。

まずはじめに、ROBAST の基となる ROOT をインストールするが、その前に ROOT を使用する上で必要なパッケージを以下の URL の資料を参考にして PC にインストールする。

<http://root.cern.ch/drupal/content/build-prerequisites>

パッケージのインストールが済んだら、以下の手順で ROOT のインストールおよび ROBAST の使用環境構築を行う。

### 1 ROOT のインストール

ROOT のパッケージを <http://root.cern.ch/drupal/> よりダウンロードする。本研究で使用したバージョンは Linux RHEL 5 (SLC5) ia32 with gcc 4.3, version 5.28/00a (53.5 MB) である。

ダウンロードした圧縮ファイルを `/user/local` にコピーし、そのディレクトリ内で解凍する。それによってできた「root」ディレクトリに入り、コンパイルを行う。これらの操作は管理者権限で実行する。以下はターミナル上での上記の操作である。

```
cd /user/local
sudo tar zxvf ~/Downloads/root_v5.28.00a.Linux-slc5-gcc4.3.tar.gz
cd root
sudo ./configure
sudo make
```

### 2 ROOT および ROBAST の使用環境

ROBAST は <http://sourceforge.net/projects/robast/> から最新のバージョンをダウンロードする。ダウンロードした tar 圧縮ファイルを解凍しディレクトリ内に入る。そこで「make」コマンドを実行すると「libROBAST.rootmap」と「libROBAST.so」というファイルが作成される。

次に、ROOT と ROBAST の tutorial を使用できるようにするために、これらにパスを通す。ホームにある「.bashrc(隠しファイル)」に以下の 4 つの文を書き加える。

```
export ROOTSYS=/usr/local/root
export PATH=$ROOTSYS/bin:$PATH
export LD_LIBRARY_PATH=$ROOTSYS/lib/../../:$LD_LIBRARY_PATH
alias root="root -l"
```

「\$ROOTSYS/lib/」は ROOT のライブラリへのパス、「../../」は ROBAST の tutorial を実行するために必要なライブラリへのパスである。4 つ目の文は毎回 ROOT 起動時に出てくるバージョン情報などを表示しないようにする文である。これを保存してファイルを閉じ、有効化するためにターミナル上で以下のコマンドを実行する。

```
source ~/.bashrc
```

ここまでの操作で ROOT および ROBAST の tutorial が使用可能になる。

### 3 簡単な使用法

ROOT を起動するにはターミナル上で「root」と入力する。プログラムの実行は「.x プログラム名.C」を実行することで、C++のインタープリタ CINT を使って、プログラムをいちいちコンパイルしなくても実行することができる。ROOT を終了するには「.q」と入力する。

#### 4 少し便利な設定

ROOT でできる図などのバックの色を白くする。「`~/rootlogon.C`」というファイルを作って以下を記載する。

```
{
gROOT->SetStyle("Plain");
gStyle->SetTitleBorderSize(0);
gStyle->SetFrameFillColor(0);
gStyle->SetCanvasColor(0);
gStyle->SetPadBorderSize(0);
gStyle->SetTitleAlign(22);
gStyle->SetTitleX(0.5);
gStyle->SetTitleY(0.95);
gStyle->SetPadTickX(1);
gStyle->SetPadTickY(1);
Int_t fontid = 132;
gStyle->SetStatFont(fontid);
gStyle->SetLabelFont(fontid, "XYZ");
gStyle->SetLabelFont(fontid, "");
gStyle->SetTitleFont(fontid, "XYZ");
gStyle->SetTitleFont(fontid, "");
gStyle->SetTitleOffset(1.2, "XYZ");
gStyle->SetTextFont(fontid);
gStyle->SetFuncWidth(2);
gStyle->SetLegendBorderSize(0);
gStyle->SetPalette(1);
}
```

図のバックが白になるので、資料を作成するときなどに便利。

参考:「ROOT in High-Energy Astrophysics 光エネルギー宇宙物理学のための ROOT 入門 奥村暁」



## 謝辞

本研究にあたりご指導いただいた指導主任の片桐秀明准教授に深く感謝致します。1年間という短い時間の中で多くのご指導、助言をいただき、本研究をまとめあげることができました。同じく茨城大学高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には研究室の変更時にはお力を注いでいただき、本研究においても数多くの助言をいただきました。柳田昭平教授にもゼミ等で宇宙物理に関する様々なことを教えていただきました。本当に感謝しています。

東京大学宇宙線研究所の手嶋政廣先生、榎本良治先生をはじめ、ROBASTの開発者の奥村暁氏、京都大学の林田将明氏、その他CTA-Japanの皆様には、Web会議等でライトガイド開発についてたくさんの貴重なご意見や助言をいただき、深く感謝しています。

ともにCTAの研究を行った佐々木美佳さん、梅原克典君、加賀谷美佳さんには分からない部分などの相談にのっていただき、とても感謝しています。福田愛瑠紗さんには計算機使用の面で分からない部分を多々助けていただき、井掛裕一君ほか高エネルギー宇宙物理グループの皆様には、研究室が変わった私を快く受け入れてくださり、明るい研究室の雰囲気をつくってくださいました。おかげで研究室にとけこみ楽しい研究生活を送ることができました。とても感謝しています。

国立天文台 先端技術センターの岡田則夫氏と岩下光氏、株式会社大日製作所の橋本智裕氏には、とても忙しい時期にも関わらず、親切に対応していただき、ライトガイドの試作機を高い精度で作成していただきました。とても感謝しています。

学部から修士1年までご指導いただいた岡本美子准教授、学部時に研究・実験の指南をしてくださった土佐政宗さん、富田皓一さん、ともに研究を行った北澤良君、吉永昌志君、川田智之君、佐々木彩奈さん、森大輔君、ゼミや授業のほか教職関係についても指導していただいた百瀬宗武教授、いろいろな面で支えてくれた栗橋潤君、齋藤悠君、滝沢美里さん、田中智明君、森田彩佳さんほか電波・赤外線観測研究室の皆様には大変感謝しております。

最後に、心の支えとなってくれた私の家族に心より感謝いたします。

## 参考文献

- [1] CTA-Japan コンソーシアム 2010 年 8 月 30 日 「Cherenkov Telescope Array 計画」
- [2] CTA consortium(2010) Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA : an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy (<http://arxiv.org/pdf/1008.3703.pdf>)
- [3] Masahiro Teshima et al.(2011) Baseline Design of 23m CTA Large Size Telescope (<http://cta.scphys.kyoto-u.ac.jp/Internal/ELEC/index.php?LST%20Meeting> [CTA member only])
- [4] M.Teshima for the CTA LST WP(2011) Overview of CTA-LST Large Size Telescope (<http://cta.scphys.kyoto-u.ac.jp/Internal/ELEC/index.php?LST%20Meeting> [CTA member only])
- [5] 戸谷友則 for the CTA Japan consortium CTA 計画日本コンソーシアム立ち上げのための基礎研究 (<http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/infomation/workshop/2010/kyodoriyo/presentations/101218totani.pdf>)
- [6] AKIRA OKUMURA et al.(2011) Development of Non-sequential Ray-tracing Software for Cosmic-ray Telescopes
- [7] 小山勝二・嶺重慎 著 日本評論社 「シリーズ 現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象」
- [8] 井上一・小山勝二・高橋忠幸・水本好彦 著 日本評論社 「シリーズ 現代の天文学 17 宇宙観測 III-高エネルギー天文学」
- [9] 宇宙線のエネルギーフラックス (<http://owl.gsfc.nasa.gov/intro.html>)
- [10] 浜松ホトニクス 光半導体素子ハンドブック 第 2 章 ([http://jp.hamamatsu.com/sp/ssd/tech\\_handbook.html](http://jp.hamamatsu.com/sp/ssd/tech_handbook.html))
- [11] A.BILAND et al.(2007) Active Mirror Control of th MAGIC Telescope
- [12] R.Orito et al.(2009) Development of HPD Clusters for MAGIC-II
- [13] Hideaki Katagiri(2003) Detection of TeV gamma-ray s from Supernova Remnant RX J0852.0-4622
- [14] 坂本由起子 (2005) 次世代大気チェレンコフ望遠鏡のための基礎研究
- [15] 水上拓 (2007) CANGAROO-III 望遠鏡による活動銀河核 PKS2155-304 からの TeV ガンマ線観測
- [16] 真栄城敦 (2001) CANGAROO-III チェレンコフ望遠鏡のための新しいライトガイドの開発