CANGAROO-III 解像型チェレンコフ望遠鏡 におけるエネルギー分解能の向上

東京大学大学院 理学系研究科
物理学専攻 修士課程 2 年
川崎 祥

2006 年 1 月 26 日

概要

CANGAROO-III 望遠鏡は、宇宙から到来する TeV γ 線の観測を目的とした望遠鏡である。南半球オーストラリアの Woomera に建設され、口径 10m の解像型大気チェレンコフ望遠鏡 4 台で構成される。2004 年 3 月に 4 台目の望遠鏡が完成し、月の無い夜に様々な天体の観測が精力的に行われている。

昨今のチェレンコフ望遠鏡による TeV γ 線観測は、新世代の望遠鏡が続々と観測を開始したことで新天体の探索のみならず、既知天体の γ 線のエネルギースペクトルを詳細に調べ、宇宙線の加速機構を究明するといったフェイズに移ろうとしている。エネルギースペクトルを精度よく決めるためには、イベントごとのエネルギーの決定精度を上げる、すなわち、エネルギー分解能の向上が必要となる。そのためには、取得光量の揺らぎの要因を追求し、揺らぎを少しでも小さくすることが重要である。

本論文では、CANGAROO-III 望遠鏡におけるエネルギー分解能を、より分かりやすい方法で向上させることを目的とする。エネルギー分解能を低下させている要因のうち、シャワーの最大発達点と取得光量、チェレンコフ角と取得光量との関係に焦点を当て、モンテカルロシミュレーションを用いて取得光量の揺らぎの補正方法について研究を行った。

その結果、各望遠鏡からシャワーの最大発達点までの距離や *IP Distance*（チェレンコフ角に対する測定量）と、取得光量の関係を求めることにより、光量の揺らぎを補正する方法が開発できた。この手法を用いると、1.5 TeV の γ 線が天頂から入射した場合に対して 15% を切るエネルギー分解能を得ることができ、従来よりも大きくエネルギー分解能を向上させることが可能になった。また、直接的に得られるパラメータであるイメージの重心座標を用いることで、今まで他のグループで用いられたことのある *core distance* を用いた方法に比べ、より光学的かつ分かりやすい方法でエネルギー分解能を向上させることができた。

Contents

第 1 章 Introduction 9

1.1 宇宙線 9

1.2 高エネルギー γ 線観測の歴史 9

1.2.1 IACT と BIG-4 10

1.3 VHE γ 線観測の意義 12

1.3.1 エネルギー分解能向上の意義 12

第 2 章 観測機器と観測方法 14

2.1 CANGAROO-III 望遠鏡 14

2.1.1 カメラシステム 14

2.1.2 鏡とエレクトロニクス 16

2.2 一次宇宙線とチェレンコフ光 18

2.2.1 空気シャワー 19

2.2.2 チェレンコフ放射 21

2.3 γ 線検出原理 21

2.3.1 ステレオトリガーシステム 21

2.3.2 ソフトウェア解析によるノイズの除去 22

2.4 イメージング法 22

2.4.1 パラメータの定義 23

2.5 ステレオ解析 24

2.6 モンテカルロシミュレーション 27

2.7 本解析で用いるカット 27

第 3 章 エネルギー分解能 28

3.1 エネルギー分解能を決める要素 28

3.2 HEGRA の方法 30
3.2.1 解析手法 31
3.2.2 HEGRA の手法に対する考察 33

第 4 章 補正の準備と原理 35
4.1 Stereo reconstruction 35
4.2 光量とエネルギー分解能 36
4.2.1 二山問題 36
4.3 Edge Cut 39
4.3.1 *Most Distant PMT* 40
4.4 Shower Maximum Height 43
4.5 距離による補正 44
4.5.1 d_{tel} を求める 46
4.6 チェレンコフ角に対する補正 49
4.7 本章のまとめ 52

第 5 章 補正の方法 53
5.1 d_{tel} correction 53
5.1.1 Fitting 54
5.1.2 距離の補正関数とその結果 55
5.2 D_{IP} correction 56
5.2.1 チェレンコフ角の補正関数とその結果 57
5.3 2 つの補正の効果 58
5.4 入力エネルギー 59

第 6 章 観測量の使用 63
6.1 エネルギーと補正関数 63
6.1.1 一次粒子のエネルギーと Shower maximum height 63
6.2 補正関数の決定: d_{tel} correction 65
6.2.1 準備 65
6.2.2 観測量を用いた補正 66
6.3 補正関数の決定: D_{IP} correction 67
6.4 比例分配の妥当性 68
6.5 補正結果 69

第 7 章　天頂角を変化させた場合 71
7.1　光量の減少要因と見積もり 71
7.1.1　発生高度 h_{max} と望遠鏡から光源までの距離 d_{tel} の天頂角依存性 . . 72
7.1.2　発生光量 N とチェレンコフ角 θ_c 74
7.1.3　Loss Ratio 76
7.2　光量の減少とエネルギー分解能 77
7.3　各天頂角に対する結果 78

第 8 章　3-fold コインシデンスの場合 81
8.1　パラメータの決定 81
8.2　IP fit 84
8.3　IP fit の効果と補正結果 86

第 9 章　discussion 88
9.1　Edge Cut 88
9.2　*core distance* を用いた補正 91
9.3　距離の補正関数作成時の Fitting 関数 92

第 10 章　結論 95
10.1　シャワーの最大発達点 95
10.2　光量の補正 95
10.2.1　観測量を用いた光量の補正 96
10.3　天頂角を変化させた場合 96
10.4　3-fold コインシデンスの場合 96
10.5　今後の課題 97

参考文献 98

List of Figures

1.1 BIG 4 と呼ばれるプロジェクトの位置とそれぞれの望遠鏡 11

2.1 Woomera の位置 15
2.2 観測サイトの周囲の風景 16
2.3 CANGAROO-III 望遠鏡 17
2.4 カメラ面の PMT 配置 17
2.5 PMT モジュール 17
2.6 ライトガイド 17
2.7 シャワーの発達と高度の関係 20
2.8 空気シャワー 20
2.9 クラスターカット 23
2.10 イメージパラメータの定義 24
2.11 到来方向の決定 25
2.12 コアポジションの決定 25
2.13 チェレンコフ光ステレオ観測の概念図 26

3.1 ガンマ線による地上でのチェレンコフ光密度分布 30
3.2 Light yield と Shower maximum height 31
3.3 core distance と shower max の関係 32
3.4 高度に対する補正と *core distance* 33
3.5 HEGRA グループの補正後のエネルギー分解能 34

4.1 ステレオの場合の、エネルギー分解能の比較 36
4.2 光量の二山問題 37
4.3 シャワー軸からの距離と取得光量の関係 37
4.4 光量分布の二山 38

4.5 光量を Loss しているイベント 38
4.6 Distance と光量の 2 次元 MAP 39
4.7 カメラの端の効果 40
4.8 Edge Cut の判定に使う PMT 41
4.9 *Most Distant PMT* と *Distance* の関係 41
4.10 Distance カットと Edge CUT による光量分布 42
4.11 Edge cut の効果 42
4.12 チェレンコフ光が降り注ぐ様子を簡略化した図 43
4.13 Shower max と 3 つの三角形 44
4.14 xz view 45
4.15 カメラ面上での座標とパラメータの定義 45
4.16 計算に用いる各パラメータ 46
4.17 D_{IP} と *core distance* 47
4.18 別々の方法で求めた Shower height 48
4.19 高度によるチェレンコフ角の変化 50
4.20 チェレンコフ角と走行距離 51
4.21 高さの揺らぎによるチェレンコフ角の揺らぎが取得光量に与える変化 . . . 51

5.1 光量と距離の関係と、一次関数で fitting をした様子 54
5.2 距離の補正前後の、望遠鏡からシャワーの最大発達点までの距離と光量の関係 55
5.3 高度補正による *Sum p.e* 分布の変化 56
5.4 距離の補正を行った後の、光量と D_{IP} の関係 57
5.5 チェレンコフ角に対する補正関数 57
5.6 高度補正、IP Distance 補正前後の *Sum p.e* 分布 58
5.7 天頂角 $Z = 0$ の時のエネルギー分解能の変化 60
5.8 エネルギーを変化させた場合の光量と距離の関係 61
5.9 エネルギーを変化させた場合の D_{IP} の補正関数 62

6.1 入力エネルギーと Shower maximum height の関係 64
6.2 補正直線群 65
6.3 平面上でサンプル点と直線の距離を計算する 65
6.4 交点を求める 67

6.5 入力エネルギーが未知の場合の、1TeV、2TeV の補正結果 68
6.6 最近接の方法と、比例分配の方法を用いた場合の、補正後のエネルギー分解能の比較 69
6.7 天頂入射の場合の最終的な補正結果 70

7.1 天頂角 20 度と 0 度の場合の補正後のエネルギー分解能、光量の比較 . . . 72
7.2 シャワー発生高度の天頂角依存性 73
7.3 Shower Height の天頂角依存性 74
7.4 天頂角変化による散乱量増加に伴う減光 75
7.5 シミュレーションで得られた天頂角変化による取得光量減少割合と、計算結果の比較 76
7.6 光量の減少割合とエネルギー分解能 77
7.7 2-fold の場合の各天頂角についての補正結果 79
7.8 2-fold の場合の各天頂角についての補正結果 80

8.1 Shower Height と θ^2 分布の 2-fold、3-fold での比較 82
8.2 2-fold と 3-fold のエネルギー分解能の比較 83
8.3 3-fold のエネルギー分解能の補正結果（3 交点の重心で到来方向決定時） 83
8.4 2 長軸のなす角と交点決定精度 84
8.5 Shower Height と IP Distance 分布の IP fit 前後での比較 85
8.6 天頂角 0 度の時の、IP fit 前後の θ^2 分布と到来方向分布の比較 85
8.7 天頂角 45 度の時の、IP fit 前後の θ^2 分布と到来方向分布の比較 85
8.8 IP fit 前後のエネルギー分解能の比較 86
8.9 3-fold のエネルギー分解能の補正結果（IP fit で到来方向決定時） 87

9.1 *Most Distant PMT* と *Distance* の関係（再掲） 88
9.2 Edge Cut の判定に用いる PMT 89
9.3 Edge Cut の値を変えた場合のエネルギー分解能の変化 90
9.4 *core distance* を用いた場合の望遠鏡から光源までの距離と光量の関係 . . . 91
9.5 *core distance* から高さを求めて補正を行った結果 91
9.6 二次関数で Fit した補正直線群 93
9.7 二次関数で Fit した場合のエネルギー分解能 93
9.8 距離の補正時の Fitting 関数 94

List of Tables

1.1 BIG-4、世界の大気チェレンコフ望遠鏡実験 11

2.1 2004 年 12 月から現在までの主な観測天体と南中高度 15
2.2 光電子増倍管 R3479 の仕様 18
2.3 カットパラメータ 27

3.1 HEGRA と CANGAROO-III の比較 30

4.1 CORSICA の大気厚み係数 49

第 1 章

Introduction

1.1 宇宙線

1912 年に Hess によって宇宙線が発見されて以来、宇宙線実験は天体物理学と素粒子物理学という二つの側面の下に発展を遂げてきた。電波による天体観測により始まった可視光を用いない分野の天体物理学は、クエーサーやパルサー[*1]の発見、2.7K の宇宙マイクロ波背景放射などを経て、現在では赤外線や X 線を始めとする多波長で観測が行われるようになった。技術の発展と共に素粒子物理学研究の場は粒子加速器へと移っていったが、現在地上で加速可能とされるエネルギーは次世代加速器の LHC でも 14TeV であり、加速器では達し得ない超高エネルギーの物理を考える上でも宇宙線は非常に重要な役割を占めている。

宇宙線の主成分は陽子、原子核などであり、その他にも電磁波やニュートリノなどが少数含まれている。これら宇宙線の起源は現在でもはっきりと分かっておらず、加速機構についても謎は多い。なぜこのように高いエネルギーまで粒子が加速されているのか、さらに極めて高い加速効率をどのような自然現象で作り出しているのか。これらを知ることが宇宙線物理学の真髄である。

1.2 高エネルギー γ 線観測の歴史

1952 年早川は、宇宙線相互作用によって生成された中性 π 中間子の崩壊により γ 線の放射が行われることを予言し、γ 線天文学の重要性を提唱した。その後、人工衛星による γ 線観測が進み、1991 年に打ち上げられた COMPTON 衛星に搭載された EGRET 検出

[*1] 高速で自転をする中性子星。強い磁場を持ち、周期的に電波や X 線などでパルスを発する。

器により多くの γ 線天体が観測された。これにより、コンパクト天体で宇宙線の加速が行われていることは極めて明白になった。次世代の γ 線観測衛星として、GLAST が 2006 年に打ち上げが予定されており、多くの結果が期待されている。

1.2.1 IACT と BIG-4

宇宙線加速機構の"詳細"を考えるには、人工衛星ではカバーできない高エネルギーの γ 線を見るのが好ましい。このような TeV 領域の γ 線観測は、空気シャワー現象を観測する大気チェレンコフ実験として発展してきた。しかし、シャワーイベントには陽子を起源とした Background イベントが多く含まれ、さらに観測も月の無い夜にしかできないため、統計的に有意な結果が得られるようになったのはイメージング法が確立された 1980 年代後半以降である。

解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT ; Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope) は、高エネルギー宇宙線が大気中へ入射する際に発生するチェレンコフ光を集光し、 γ 線を間接的に捕らえる望遠鏡である。チェレンコフ光は上空 $\sim$ 10km で発達した空気シャワーにより放出され、地上には半径 150m 程の広がりを持って降り注ぐ。チェレンコフ光を用いて間接的に γ 線を見ることにより、人工衛星による観測では到達できない大有効面積で観測することが可能になる。現在の IACT のほとんどは、その Light pool を複数台の望遠鏡によるステレオシステムを用いて検出することで、高い角度分解能とエネルギー分解能を得ている。特に角度分解能は人工衛星による γ 線観測に比べて格段に良く、ASCA と同程度の数 arcmin と非常に高い精度を持っているので、今後が期待できる。

現在、世界では CANGAROO-III, H.E.S.S, MAGIC, VERITAS などのチェレンコフ望遠鏡が稼動している。これら 4 つの計画は BIG-4 と呼ばれ、前者 2 つが南天を、後者 2 つが北天をカバーしている。表 1.1 に、BIG-4 の場所・稼動状況等を示す。

IACT による観測により、カニパルサー[*2]を始めとして超新星残骸 RX J1713 [*3]、活動銀河核 Mrk421 [*4]など、30 数個の TeV γ 線天体が現在までに発見されている。CANGAROO-III 望遠鏡などの BIG-4 による観測で、これからも TeV γ 線天体の数は増え続けると考えられている。

[*2] プレリオン型超新星残骸であるカニ星雲（M1, NGC1952）の中心部にあるパルサー。電波や X 線だけでなく、非常に強いガンマ線が観測されている。

[*3] シェル型の超新星残骸 (RXJ1713.7-3946)。CANGAROO-II により、陽子起源のガンマ線が初めて確認された [1]。

[*4] 系外からの γ 線が観測された初めての天体 [2]。活動期にはカニパルサー以上に強い γ 線を放出する。

表 1.1　BIG-4、世界の大気チェレンコフ望遠鏡実験。括弧内は計画台数。[21][22][23]

	CANGAROO-III	H.E.S.S.	MAGIC	VERITAS
設置場所	南オーストラリア	ナミビア	カナリア諸島	アリゾナ
緯度	31°06′S	23°16′S	28°45′N	31°07′N
海抜	160m	1800m	2230m	1350m
台数	4 台	4 台（16 台）	1 台	1 台（7 台）
主鏡口径	10m	12m	17m	12m
主鏡形状	Paraboloid	Davies-Cotton	Paraboloid	Davies-Cotton
視野	4.0 度	5 度	3.6 度	3.5 度
PMT 本数	427 本	960 本	396 + 180 本	499 本

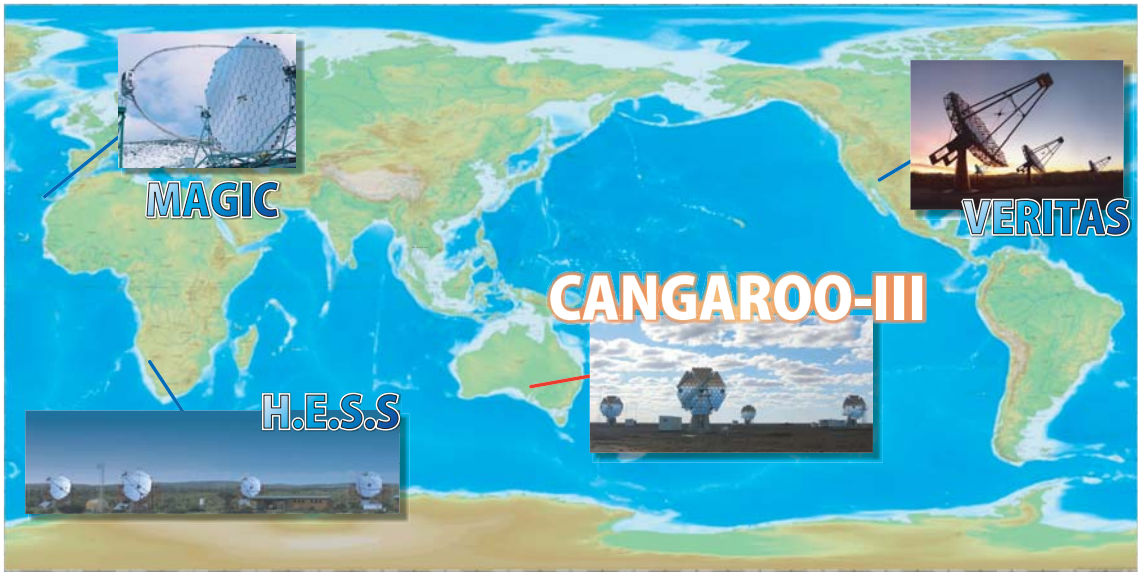

図 1.1　BIG 4 と呼ばれるプロジェクトの位置とそれぞれの望遠鏡

1.3 VHE γ 線観測の意義

超高エネルギー γ 線観測の大きな目的は、宇宙線の起源の発見と加速機構の解明である。宇宙線に多く含まれる陽子などの荷電粒子は、星間磁場によるローレンツ力で進路を歪められてしまい直進できずに地上には等方的に降り注ぐ。一方、電荷も質量も持たない電磁波は進路を歪められる事無く一直線に地球にやって来る。そのため、γ 線の到来方向を決定する事は、宇宙線の起源を知る上で非常に重要である。

また、 γ 線は可視光や X 線に比べて星間物質による吸収の影響が小さいので、天体現象についてより深く知ることができ、非熱的現象である粒子加速のメカニズムを解明するのに適している。 γ 線のエネルギースペクトルを調べることで、加速機構の解明に迫ることができるのである。

γ 線の生成過程としては、逆コンプトン散乱、ハドロンの核相互作用によって生成される π^0 の decay、シンクロトロン放射や制動放射が考えられる。前述の通り、TeV γ 線は超新星残骸（SNR）やパルサー星雲、活動銀河核（AGN）などで検出されており、2004 年、CANGAROO-II 望遠鏡により Galactic Center [*5]からも TeV γ 線が観測された [3]。

1.3.1 エネルギー分解能向上の意義

γ 線を観測する上でエネルギースペクトルの詳細を求めることは非常に重要である。宇宙線は少なくとも、GZK カットオフ[*6] 以下の 10^{20}eV のエネルギーまで加速されているのは確かであり、knee 領域（$\sim 10^{15}$eV 程度）までは前節で考えたような加速機構で説明できると考えられている。エネルギーフラックスは冪状の形をしており、この冪を詳しく求めて高エネルギー側ではどのように減衰しているかを調べれば、我々の見ている γ 線天体（の加速機構）はどの程度のエネルギーまで粒子を加速をすることができるのかが分かることになる。また、低エネルギー側のフラックスを調べることで γ 線の親粒子が分かり、電子による逆コンプトン散乱起源か、陽子などによる π^0 の decay 起源かを知る事ができる。

以上のようにエネルギースペクトルを詳細に調べることは、さまざまな物理現象についての深い追求につながっている。スペクトルの詳細を求めるには、地上に降り注ぐ各 γ 線

[*5] 我々の銀河の中心部。巨大なブラックホールがあると考えられている。

[*6] Greisen, Zatsepin, Kuzmin によって 1966 年に予言されたカットオフ。宇宙線陽子と宇宙背景放射との反応により、エネルギーが 10^20eV を超える宇宙線は存在しないと考えられている。

のエネルギーをイベント毎に詳しく決定することが欠かせず、高いエネルギー分解能が求められる。

これらを受け本論文では、CANGAROO-III 望遠鏡による γ 線観測のエネルギー分解能を向上させるため、シャワーの情報を用いて取得光量の補正を行う手法を開発する。

第 2 章

観測機器と観測方法

2.1 CANGAROO-III 望遠鏡

CANGAROO-III 望遠鏡は口径 10m の解像型大気チェレンコフ望遠鏡で、宇宙から降り注ぐ TeV γ 線源の観測を目的としている。CANGAROO とは、the Collaboration of Australia and Nippon for a Gamma-Ray Observatory in the Outback [*1]の略である。東経 136 度 47 分、南緯 31 度 6 分、海抜 160m の南オーストラリア州ウーメラ砂漠に建設され、2004 年から 4 台でステレオ観測を開始した。現在はシステムの同じ 3 台の望遠鏡でステレオ観測を行っている。

2005 年度の主な観測天体には、RXJ0852.0-4622 [*2]、RXJ1713.7-3946 、Galactic center、Crab pulsar などがある（表 2.1）。

2.1.1 カメラシステム

CANGAROO-III 望遠鏡のカメラシステムは、集光されたチェレンコフ光を効率良く電気信号に変えるため、427 本の光電子増倍管 (PMT) を図 2.4 のように六方最密に敷き詰めている。各 PMT の先端には、デッドースペースをカバーするために図 2.6 のようなライトガイドが取り付けられている。このライトガイドにより、約 33° 以上の入射角を持つ光はカットされる。このため、ライトガイドには集光だけでなく、夜光やバックグラウンドノイズを減らす効果もある。カメラシステム全体の重量は約 120kg であり、サイズ

[*1] Outback とは、オーストラリアの内陸部に広がる、砂漠を中心とする広大な人口希薄地帯を指す。

[*2] Vela Jr とも呼ばれる、Vela SNR の南東部分の視線上に位置する超新星残骸。CANGAROO-II で γ 線が検出された [4]。最近、H.E.S.S. によっても γ 線シグナルが検出された [5]。

表 2.1　2004 年 12 月から現在までの主な観測天体と、南中高度の一覧。

Name	RA	Decl.(J2000,deg)	南中時の天頂角（deg）
H2356-309	359.782896	-30.628105	1.0
PKS 2155-304	329.716938	-30.225588	1.4
M 83	204.253833	-29.86575	1.7
Galactic Center	266.40000	-28.933333	2.7
Abell 4038	356.879702	-28.202881	3.4
RX J1713.7-3946	258.387917	-39.762222	8.2
Kepler	262.6499	-21.482286	10.1
RX J0852-4622	132.2458	-45.6333	14.0
PSR B1509-58	228.48375	-59.135556	27.5
RCW 86	220.766667	-62.461667	30.9
W 44	180.779623	20.805366	52.4
Crab Nebula	83.633212	22.01446	53.6

図 2.1　Woomera の位置。東経 136 度 47 分、南緯 31 度 6 分、海抜 160m。名古屋市のほぼ真南にあたる。

図 2.2　観測サイトの周囲の風景。オーストラリアの雄大な Outback が広がっている。晴天率は 80 %にもなり、空気も綺麗で観測に適している。

は 80cm × 100cm で、約 $4^\circ\phi$（1 ピクセルあたりでは約 $0.168^\circ\phi$）の視野を持つ。

PMT

浜松ホトニクス社製のプリアンプ一体型モジュール：H8820（図 2.5）を使用している。本体には、同社製 3/4 インチ光電子増倍管 : R3479 を使用している。時間分解能は 0.38ns であり、チェレンコフ光の時間的な広がり 5ns に対して十分な性能を持っている。チェレンコフ光のスペクトルのピークである 300nm〜400nm に感度を持ち、量子効率は約 25 %である。 これら 427 本の PMT をテストし、GAIN が一様（ 1.2×10^7 ）になるよう、高電圧供給ユニット（CAEN 社製 SY527）を用いて 1 本 1 本異なった印加電圧を設定している [17]。またカニパルサー観測時など、視野内に明るい星が入る時にはピクセル単位で HV を切ることができる。

2.1.2　鏡とエレクトロニクス

鏡全体で直径 10m（焦点距離 8m）の複合放物面鏡であり、直径 80cm の小型球面鏡 114 枚から主鏡は構成される。各小型鏡は GFRP（ガラス繊維強化プラスチック）であり、ガラス鏡より軽くて丈夫という特徴を持つ。これにより主鏡部全体として軽量化がな

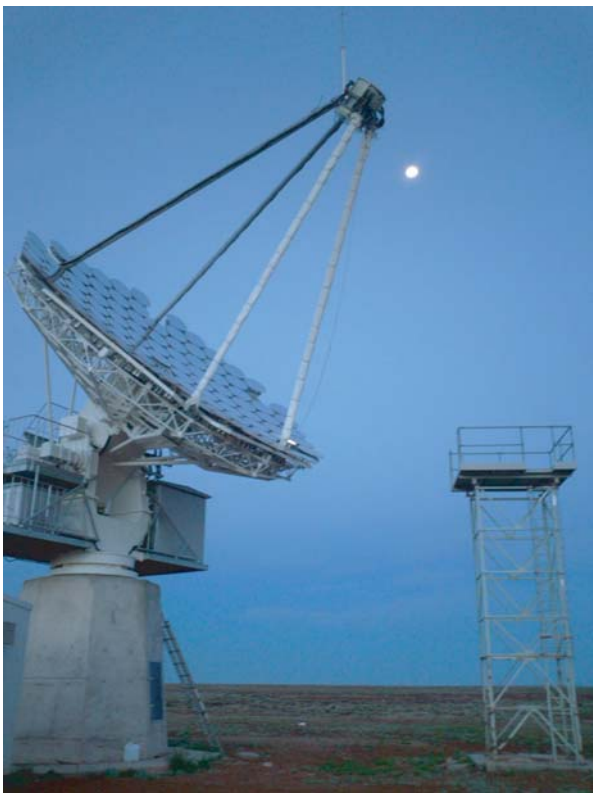

図 2.3　CANGAROO-III 望遠鏡。
先端の焦点面にカメラがある。

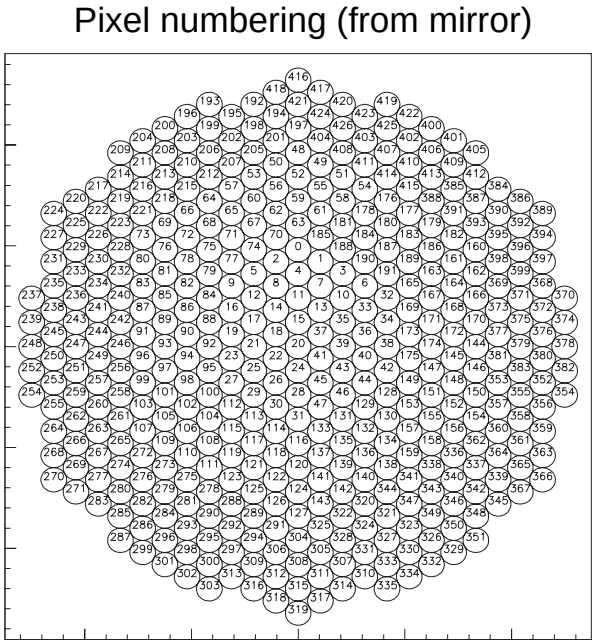

図 2.4　鏡側から見たカメラ面上
の PMT 配置図。

図 2.5　PMT モジュール

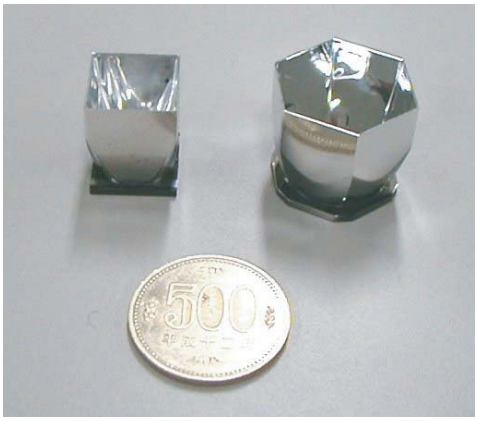

図 2.6　ライトガイド

表 2.2　CANGAROO-III 望遠鏡のカメラに用いられている光電子増倍管、浜松ホトニクス製 R3479 の仕様 [26]

管径	φ 19 mm
受光面サイズ	φ 15 mm
感度波長 (Short)	185 nm
感度波長 (Long)	650 nm
感度波長 (Peak)	420 nm
光電面 種類	バイアルカリ
窓材質	UV ガラス
ダイノード段数	8

され、自重による望遠鏡の変形を抑えている。

データ収集システムは、フロントエンドモジュール、ADC、TDC モジュールで構成される。カメラから来た信号はフロントエンドモジュールで処理され、あらかじめ設定された discriminator level をクリアした PMT の光量とタイミングが ADC、TDC で記録される。光量はその後のキャリブレーションを経て光電子数に変換される。

鏡とエレクトロニクスについては、2005 年秋にメンテナンス作業が行われた。各小型鏡の光軸調整と表面洗浄等が行われ、反射率がおおよそ 30% 向上した [20]。

2.2　一次宇宙線とチェレンコフ光

地球に降り注ぐ全宇宙線の強度は、よく知られているようにエネルギーの冪乗の形で表される。その指数は、"knee" 領域[*3] と呼ばれるエネルギー領域以下では -2.7、それ以上では -3.3 でよい近似を得られる。前章で述べたように、これらの宇宙線が、どこで、どのように加速されているかを調べるために、我々は VHE γ 線を観測している。

天体から放出された γ 線は電荷を持たないために、銀河磁場に進路を歪められることなく、真っ直ぐに地球へ到達する。十分高エネルギーの γ 線は地球大気と相互作用をし、そ

[*3] 宇宙線のエネルギースペクトルがこの領域の前後で折れ曲がり、その様子が膝に例えられて名が付いた。冪の急な変化は、一般には knee 以上のエネルギーを持つ荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚み（約 1000 光年）を超えるようになり、銀河系外に粒子が漏れ出す効果が無視できなくなるようになるからと考えられている。

一方、超新星残骸による粒子加速エネルギーが 100TeV と類推されることから、knee の折れ曲がりはこれによる効果であり、それ以上のエネルギーの宇宙線は銀河系外由来のものとの説もある。

の過程で無数に生成された二次粒子がチェレンコフ光を発生させる。我々の望遠鏡は、このチェレンコフ光を大型鏡で集光し、イメージ解析を行っている。つまり、間接的に γ 線を見ていることになる。その際に、Background となるのは宇宙線原子核（主に陽子）による空気シャワーである。本節では、γ 線や宇宙線原子核が大気に入射し、チェレンコフ光を発するまでの過程について簡単に説明する。

2.2.1 空気シャワー

γ 線や宇宙線陽子が大気に入射すると、地球大気中の原子核との相互作用により、二次粒子として電子や陽子、中性子や π 中間子などが生成される。これらの二次粒子が、さらに粒子を生成し、そこからさらにまた多くの粒子が生成されるというような繰り返しにより、ねずみ算式に二次粒子が増殖される。このように大気に入射した一次粒子から、大量の二次粒子が副次的に作られる現象が空気シャワー現象である。

電磁シャワー

γ 線が地球に到達すると、大気中の原子核と相互作用し電子対生成が起こる。

$$\gamma + Z \longrightarrow e^+ + e^- \tag{2.1}$$

この反応で発生した電子と陽電子は、制動放射によりさらに γ 線を放射する。

$$e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma \tag{2.2}$$

この γ 線がさらに電子対生成をし、生まれた電子陽電子は制動放射をし γ 線を作るという過程を繰り返していく。このようにエネルギーの高い γ 線が大気中に入射すると大量の電子、陽電子、γ 線が生成される。この過程は、電子対生成と制動放射による粒子数の増加と、電離損失によりエネルギーを失うことのバランスにより、ある深さで粒子数は最大となる。それ以後は、各粒子のエネルギーが臨界エネルギーよりも低くなり、粒子数は減少に転ずる（図 2.7）。

ハドロンシャワー

宇宙線陽子などが大気に突入すると、大気中の原子核との相互作用により主に π 中間子が生成される。このうち、中性 π 中間子 π^0 の寿命は $\tau = 8.4 \times 10^{-17}$ sec と非常に短く、すぐに 2 個の γ 線光子に崩壊して電磁シャワーを形成する。

一方、荷電中間子 $\pi^\pm$ の寿命は π^0 に比べて長く、$\tau = 2.6 \times 10^{-8}$ sec であり、崩壊をする前に強い相互作用により再び中間子を発生させ、シャワーを発達させる。エネルギー

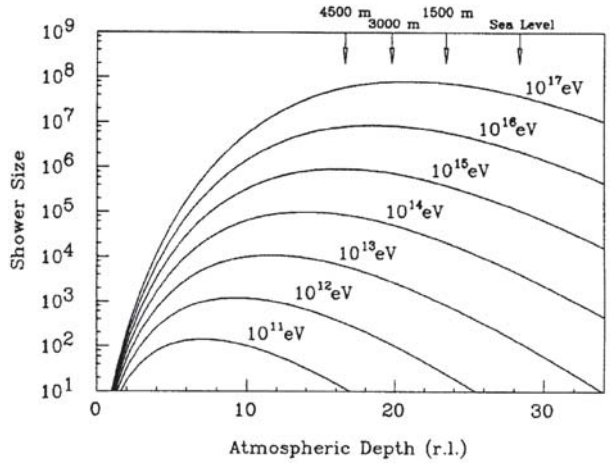

図 2.7　シャワーの発達と高度の関係。横軸は大気の深さを *radiation length* で表している。[6]

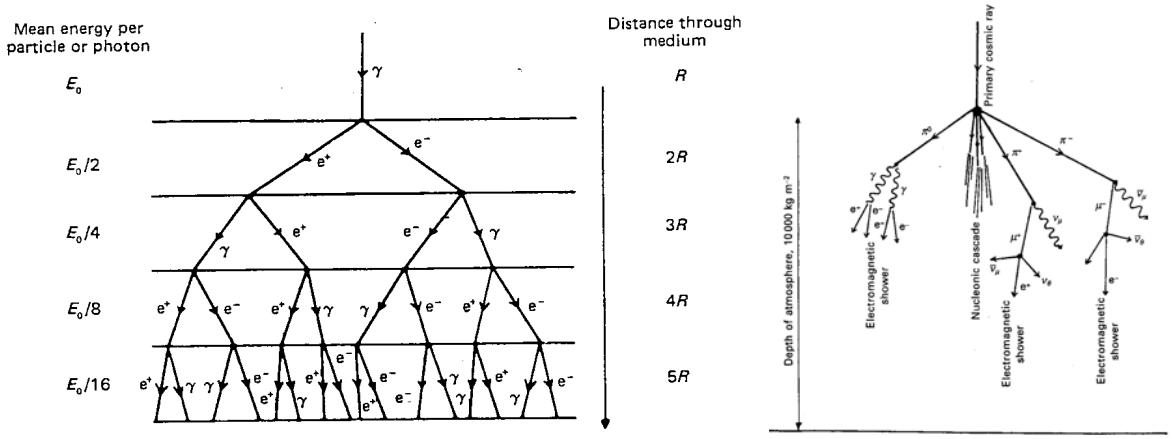

図 2.8　電磁シャワー（左）とハドロンシャワー（右）の様子 [13]

を失った $\pi^{\pm}$ は $\mu^{\pm}$ へと崩壊し、その $\mu^{\pm}$ からも電子とニュートリノが生成される。

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow 2\gamma \\ \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \bar{\nu_\mu} \end{aligned} \tag{2.3}$$

$$\begin{aligned} \mu^+ &\longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu_\mu} \\ \mu^- &\longrightarrow e^- + \bar{\nu_e} + \nu_\mu \end{aligned} \tag{2.4}$$

2.2.2 チェレンコフ放射

真空中での光速 c に対して、屈折率 n の媒質中での光速は c/n であり、荷電粒子の速度 v が媒質中での光速を超えるとチェレンコフ光が発生する。発生するチェレンコフ光の角度は決まっており、粒子の進行方向との角度を θ_c とすると、

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \tag{2.5}$$

の関係で表される。ここで $\beta = v/c$ である。放射されるチェレンコフ光子数 N は、Frank-Tamn によれば以下の様に表される。

$$N = 2\pi\alpha \cdot \sin^2\theta_c \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right) l \tag{2.6}$$

α は微細構造定数で、$\alpha = \dfrac{e^2}{\hbar c} \sim \dfrac{1}{137}$ と表される。式から分かるように、発生するチェレンコフ光子数は波長に反比例するが、UV 光は大気中でレーリー散乱されるので、300nm ～400nm にピークを持つような形で地上では検出される。

2.3 γ 線検出原理

γ 線観測の主たる Background は、陽子や原子核の引き起こすハドロンシャワーである。これは γ 線のフラックスに対して圧倒的に多い（～ 1000 倍）ため、これらを効果的に排除する必要がある。また、ハドロンシャワーにより生成されたミューオンによるイベントも Background となる。

2.3.1 ステレオトリガーシステム

2004 年 12 月より CANGAROO-III 望遠鏡にステレオトリガーシステムが導入された。3 台の望遠鏡について Hit トリガーのコインシデンスをとり、2 台以上の望遠鏡が Hit した場合 (Any 2 Telescope Hit) のみイベントを取得するトリガーシステムである。望遠鏡の捕らえるミューオンイベントは、高々上空 1km 程度で発生したイベントであり、この場合はチェレンコフ角の制限を考えると地上での Light pool の半径は 20m ほどである。よって、ステレオトリガーシステムを用いることでミューオンイベントを全て落とすことが可能になる [19]。また、夜光によるトリガーも軽減することができる。

2.3.2 ソフトウェア解析によるノイズの除去

シャワーイメージの解析に入る前に、イベントをクリーニングする。ノイズによってシャワーイメージが歪められてしまうためであり、夜光やエレクトロニクスによるノイズを落とす必要がある。

Low ADC Cut

夜光等によりアクシデンタルに Hit したピクセルを解析からはずすため、ADC 値の低いピクセルを落とす。各 PMT には数 p.e の夜光が入ってきていると考えられ、CANGAROO グループでの典型的なカットの値は ADC $>$ 5 p.e である。

Timing Cut

チェレンコフ光は 10ns 程の短い継続時間を持つ。一方、夜光などのノイズはランダムなタイミングで Hit するので、イベントのタイミング分布を調べることによりノイズを落とすことが可能である。典型的な値は、TDC 分布の平均値から ±30ns である。

Clustering

シャワーイベントはイメージの core を中心に $\sim$ 10 ピクセルの範囲に広がる。対して、夜光などのノイズはカメラ全面にランダムに広がって Hit する。この性質により、一定数以上の隣接したピクセルが Hit しているかどうかを調べることでノイズを落とすことができる。例えば、隣接した Hit ピクセルをクラスターとして少なくとも 3 本以上 Hit している状態を T3A [*4]と呼び、図 2.9 に T3A Cut の例を示す。クラスターカットはイメージのクリーニングにおいて非常に有効な手段である。

2.4 イメージング法

陽子が入射した時の相互作用によって発生する二次粒子は、γ 線が一次粒子だった場合に比べて横方向に大きな運動量を持つことが知られている。すると、その後に発達するシャワーについても運動量の差の影響が現れ、結果としてハドロンシャワーは電磁シャワーに比べて横方向に大きく広がることになる。この性質を利用して γ 線と陽子イベントを区別する方法がイメージング法である。上記のカット等によりイメージのクリーニン

[*4] T は Trigger、A は Adjacent の略である。

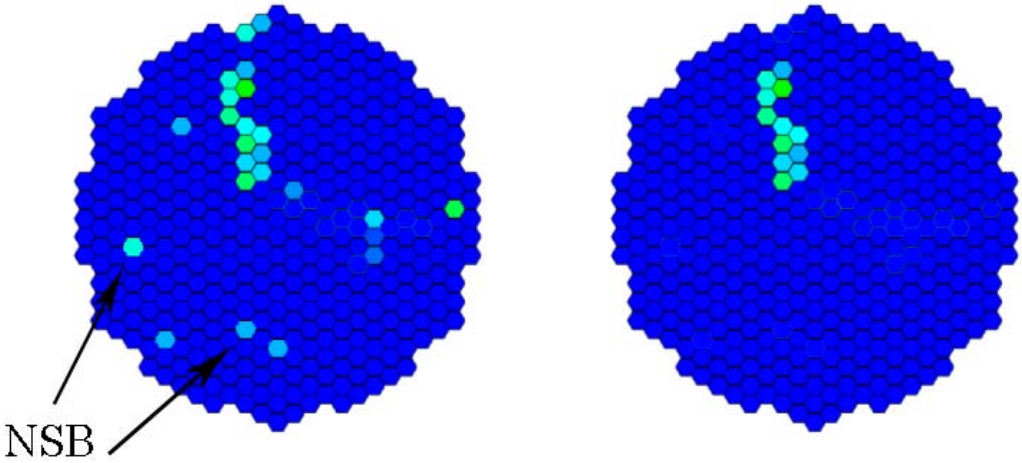

図 2.9　T3A の例 [19]。T3A のクラスターカット前 (左) と後 (右)。

グを行った後に、イメージを楕円で近似してシャワーの縦横方向の発達の様子をパラメータ化し、γ 線イベントを区別していく。

2.4.1　パラメータの定義

イメージング法に用いられるパラメータには *Alpha, Width, Length, Distance* などがあり、それぞれの定義は図 2.10 より以下のようになる。

- ○ *Alpha*　イメージの重心とターゲットを結んだ直線と、イメージの長軸の 2 本の直線の成す傾き。γ 線イベントの場合、この傾きの値は小さく 0 度にピークを持つような分布となる（点源の場合)。
- ○ *Width*　イメージの短軸方向の分散。シャワーの横方向の発展を反映している。イメージング法の原理により、γ 線イベントの場合は横方向の発展は小さいので分布のピークは陽子イベント場合より小さい値になる。
- ○ *Length*　イメージの長軸方向の分散。シャワーの縦方向の発展を反映する。
- ○ *Distance*　イメージの重心とカメラの中心からのカメラ面上での距離。高度 10km でのチェレンコフ角（ 0.8° ）あたりにピークを持つ。

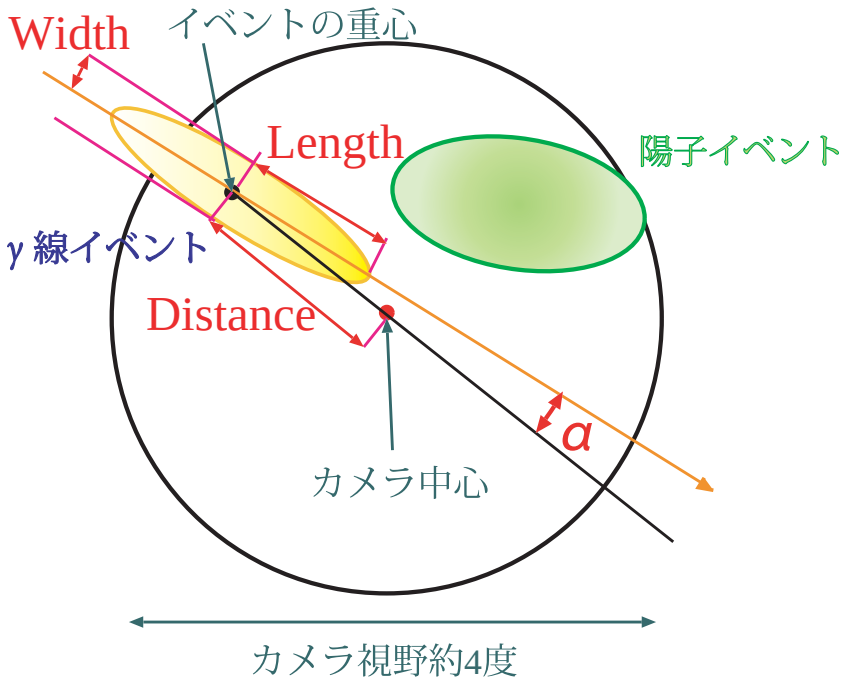

図 2.10　イメージパラメータの定義

2.5　ステレオ解析

HEGRA グループ[*5]によって複数台の望遠鏡を用いたステレオ観測が始まった。現在 CANGAROO-III 望遠鏡では、システムの等しい 3 台の望遠鏡を用いてステレオ観測をしている。複数台の望遠鏡を用いることにより、検出有効面積が減ってしまう替わりに角度分解能が大幅に向上する。またエネルギー分解能も向上する。加えて、本解析で行うようにシャワーの高さ情報といった三次元情報を得ることも可能になる。

ステレオ解析では θ^2 、*core distance* といったパラメータが各グループで使用されている。それらのパラメータの概念を図 2.11 と図 2.12 に示す。望遠鏡が 1 台の場合の γ 線を特徴付けるパラメータ α に対して、θ^2 はステレオ観測において γ 線の到来方向を特徴付けるパラメータである。 γ 線イベントにおける θ^2 分布は 0 度^2 に鋭くピークを持つ分布になり、Background イベントは等方的に観測されるため flat な分布になる。図 2.11 で

[*5] カナリア諸島 La Palma で 1992 年より観測を開始したチェレンコフ望遠鏡。HEGRA とは、High Energy Gamma Ray Astronomy の略である。6 台の望遠鏡から構成され、大気チェレンコフ実験におけるステレオ観測の先駆けである。2002 年に観測を終了し、H.E.S.S. や MAGIC に引き継がれた。

は、右図赤点が γ 線の到来方向をしめし、この点と視野中心とのカメラ面上での距離の自乗が θ^2 である。

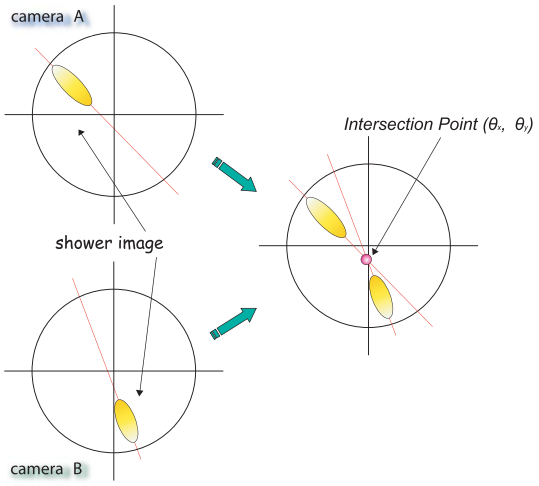

図 2.11　複数台の望遠鏡から到来方向を決定する。互いのシャワーイメージの長軸をカメラ面上で重ね、交点を決定する。この交点は望遠鏡の向いている方向と、シャワー軸と成す角を示し、これにより到来方向が決定される。

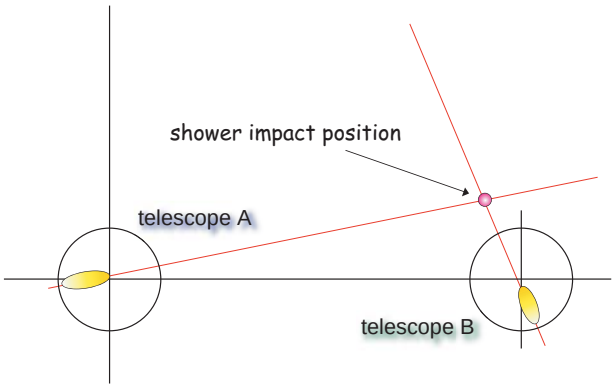

図 2.12　各望遠鏡からイメージの長軸を伸ばしていき、交点を求める。シャワー軸と各望遠鏡を通る大円が望遠鏡の台数分求まり、複数台の望遠鏡を用いるとシャワー軸と地表との交点を求めることができる。

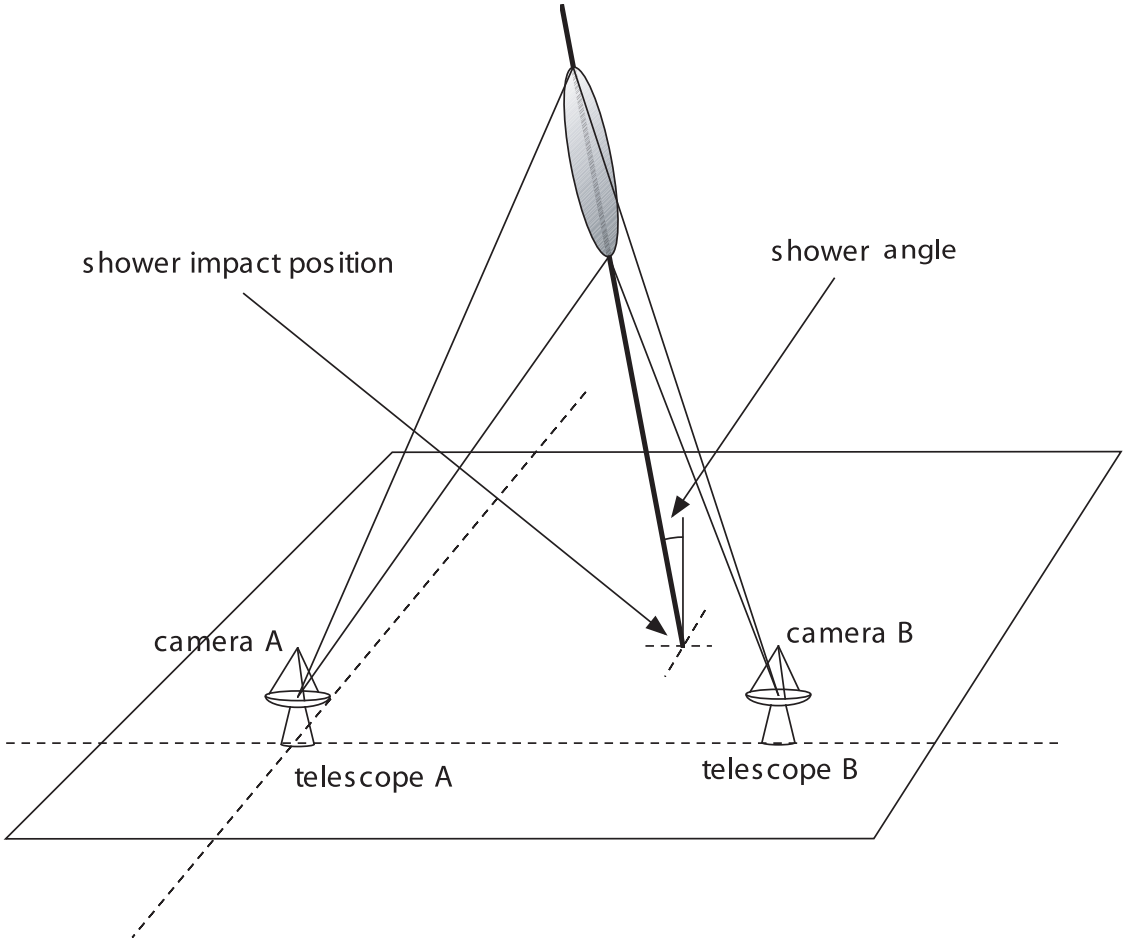

図 2.13　チェレンコフ光ステレオ観測の概念図 [15]。複数台の望遠鏡を解析に用いることにより、角度分解能、エネルギー分解能が向上するだけでなく、三次元的な解析も可能となり、シャワーの高さ等の情報を用いることができるようになる。

2.6 モンテカルロシミュレーション

現在 CANGAROO グループでは full と呼ばれるフレームワークによって解析が行われている。このフレームワークの提供するモンテカルロシミュレーションは、GEANT 3 に基づき電磁シャワーとハドロンシャワーのシミュレーションを行う事ができる。米国標準大気モデルを採用し、大気を大気厚み $\sim 12.9\,g/cm^2$ ごと[*6]に 80 層に分割して計算を行っている。散乱については、ミー散乱の効果は微小として、レーリー散乱のみが考慮されている [7]。

以後の解析は、このフレームワークを用いたモンテカルロシミュレーションによって行った解析である。

2.7 本解析で用いるカット

今回の解析では、表 2.3 にあるカットパラメータを用いることにする。CANGAROO グループで用いられる標準的なカットを踏襲して用いた。

表 2.3　本解析に用いた各カットパラメータ。

Law ADC	$\mathrm{ADC} > 5.0\,p.e$
Timing	$-30 < \mathrm{TDC} < 30$ [ns]
Clustering	T5A
ALPHA	$\alpha < 20°$

[*6] これは大気の放射長 $36.8\,g/cm^2$ の半分以下である。

第 3 章

エネルギー分解能

第 1 章で述べたように、TeV 領域の γ 線天文学において大気チェレンコフ望遠鏡は大きな役割を担ってきた。これまでに数々の天体が IACT によって TeV γ 線天体と同定されてきている。HEGRA に始ったステレオ観測が現在では主流となり、新世代の大型望遠鏡群が世界各地で本格稼動している。

TeV 領域の γ 線天文学は、ソースとなる天体を探索する段階から、宇宙線起源を確かめる段階、γ 線のスペクトルを詳細に決定する段階に来ているといえる。スペクトルを理想的に求めるためには、1 イベント毎の γ 線のエネルギーを詳細に求めていくことが必要であり、本章では、他のグループがどのようにエネルギー分解能を扱っていたか、HEGRA グループの手法をレビューとして簡単に紹介する [9]。

3.1 エネルギー分解能を決める要素

最終的に得られるエネルギーの分解能に対して非常に多くの要素が絡みあっている。そのせいで、エネルギーと取得光量の関係は完全に線形にはならず、一次粒子のエネルギーを精度良く求めることを難しくしている。これらの要素はエネルギー分解能にどれぐらいの影響を与えるのか、これらの要素による揺らぎの補正は可能なのか、などを考えることは重要である。ここでは、これらの要素について簡単に触れる。

■Statistical fluctuations in the image　大気中に γ 線が入射することにより放出されるチェレンコフ光子数の統計揺らぎは、ポアソン分布に従う。これに加え、光電子増倍管で増幅される電子数の揺らぎ、イメージと重なってくる夜光量などの統計揺らぎを加味する必要がある。夜光については CANGAROO-III 望遠鏡の場合、1 イベントにつき各 PMT

に対して 9 ± 3 p.e 程度が入ってきている。[19]

■Image truncation　トリガーのかかったイベントのうち、以下のような効果により光子数の情報は完全には再現できない。

1. Low ADC Cut によってイメージの裾が切れてしまう効果（tail cut）
2. イメージがカメラの端で途中で切れてしまう効果

どちらも、暗いイベントでは影響が大きく、明るいイベントは影響が小さいと考えられ、サイズ（全光子数）に対して依存性があると予想される。つまり、これらは事前にシミュレーションにより効果を見積もっておくことで、ある程度までは補正が可能と考えられる。

■Systematic errors　IACT を用いた γ 線観測における一次粒子のエネルギーの決定は、Monte Carlo Simulation に大きく依存する。当然だが、シャワーの発達過程や、鏡に始まるエレクトロニクスや光電子増倍管などのシステム全体を完全にシミュレートするのは不可能である。これらの見積もりを誤ってしまうと、結果が大きく食い違ってしまうことになり、Systematic error については特に慎重に取り扱う必要がある。

■Errors in the localization of the shower core　地上で検出される光子の密度は完全に一様ではない。シャワー軸からの距離がある程度まで平坦で、その後は急に減衰するような分布を持っている。その様子を図 3.1 に示す。検出される光子密度はエネルギーに依存するが、シャワー軸からの半径約 150 m 以内の振る舞いはエネルギーに依存せず平坦な分布になっていることが分かる。複数台のステレオ観測では有効検出面積が限定されるので、インパクトパラメータの揺らぎが与える取得光子数の揺らぎは小さくなることが予想される。

■Fluctuations in the shower development　シャワーの発達の不定性はエネルギー分解能に大きな影響を与える。特に最初に相互作用を起こす深さは確率論的であり、この揺らぎはシャワーの粒子数が最大となるような高さ（Shower maximum height）の揺らぎとなる。発生した光量が等しくとも、望遠鏡の取得光量は Shower maximum height に大きく依存する。これにより、一次粒子のエネルギーと取得光量は非線形な関係を持つことになり、エネルギー分解能が低下してしまう。

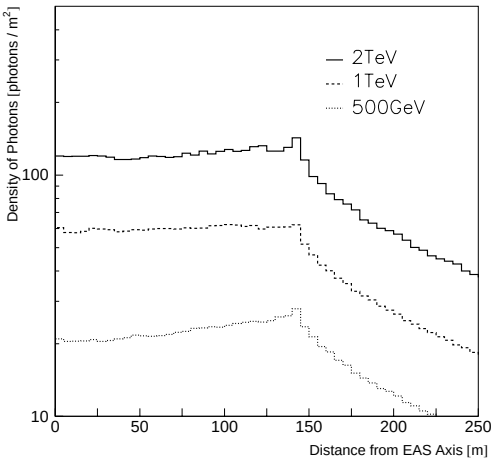

図 3.1　ガンマ線による地上でのチェレンコフ光密度分布。500GeV、1TeV、2TeV についてチェレンコフ光子密度を示している。[19]

3.2　HEGRA の方法

他のグループの試みとして HEGRA の手法を紹介する。HEGRA はすでに稼動終了し、現在カナリア諸島では MAGIC グループが大気チェレンコフ観測を行っている。手法の紹介に入る前に、表 3.1 に HEGRA と CANGAROO-III の違いを示しておく。Shower maximum height に大きく関係するパラメーターとして、標高が大きく違っている。

表 3.1　スペック等の比較。台数はここで解析に用いている台数で、括弧は建造台数。[24]

	標高	台数	口径	視野	望遠鏡配置	望遠鏡間隔
HEGRA	2200m	4 台（5）	3m	4.3 度	Square	100m
CANGAROO-III	160m	3 台（4）	10m	4.0 度	Diamond	100m

1 TeV での Shower maximum height は ∼ 8km で、r.m.s で 800m 程度のフラクチュエーションを持つ。実際にどの程度シャワーの深さが取得光量に関係しているかを、図 3.2 にしめす。シャワー軸の近いイベントは光子密度分布が一様なので、Shower maximum height が取得光量に最も大きく影響を与えることが分かる。

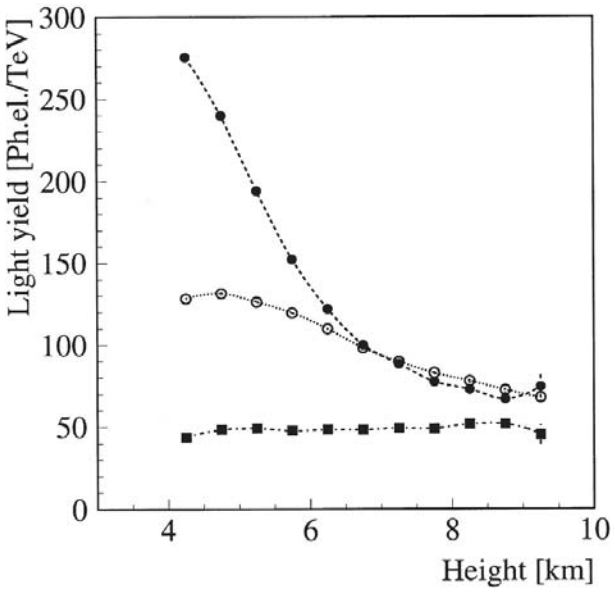

図 3.2　カメラで捕らえられた Light yield と観測から求められた Shower maximum height との関係。曲線の違いは *core distance* の違いを示し、上から 40 – 50 (●), 90 – 100 (○), 140 – 150 (■) [*m*] である [9]。

3.2.1　解析手法

いくつかの Cut（観測データの解析にも使うものと同じ）の後、エネルギーの較正のために以下の Cut を適用する。

- ○ *Sum p.e* $>$ 40 p.e
- ○ *core distance* $<$ 200 m
- ○ *Distance* $<$ 1.5 degree
- ○ Any 2 telescope Hit

次に、Shower maximum height を求める。1 台の望遠鏡のイメージパラメータの情報からは求めることはできないが、2 台以上の情報があれば高さの情報を得ることが可能になる。以下では、γ 線が天頂から入射した場合を考える。図 4.13 より、イメージの重心を

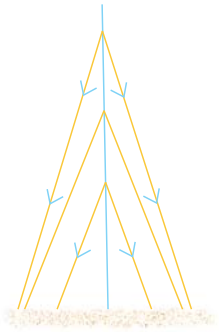

図 3.3　*core distance* と shower max の関係を示す図。*core distance* が小さい時、*core distance* から shower max を求めると、本当の値より低く見積もられる。

shower max とすれば

$$\frac{r}{h_{max}} = \sin\left(\frac{\pi}{180} D_{IP}\right)$$
$$\frac{1}{h_{max}} \sim \frac{\pi}{180}\frac{D_{IP}}{r} \tag{3.1}$$

と求まる。ここで r は *core distance* で、図 2.12 のように複数台の望遠鏡の情報を用いなければ求まらない。最後に、各望遠鏡について求まった h_{max} を平均する。

ところが、モンテカルロによればこのモデルは少々単純化しすぎで、補正の必要がある。シャワー軸の近くで得られる光は、本当の shower max よりも深いところで発生した光で、図 3.3 にあるように、その時は *core distance* から求められた高さは必ずしも Shower maximum height とは一致しない。

HEGRA グループは以下のように補正をしている。

$$\frac{1}{h_{max}} = c_1(r) + c_2(r)\frac{\pi}{180}\frac{d}{r} \tag{3.2}$$

ここで、c_1 は $0.1\,[1/km]$ 程度の小さなオフセットで、c_2 は r が小さいところで効いてくるパラメータである（図 3.4）。求められる最終的な Shower maximum height とモンテカルロから得られる height との相関を図 3.4 にしめす。

Correct Energy Resolution

このようにして求まった Shower Maximum Height を用いて光量の補正を行う。しかし、高度による補正だけでは光量とエネルギーの関係は依然として線形にならず、以下の

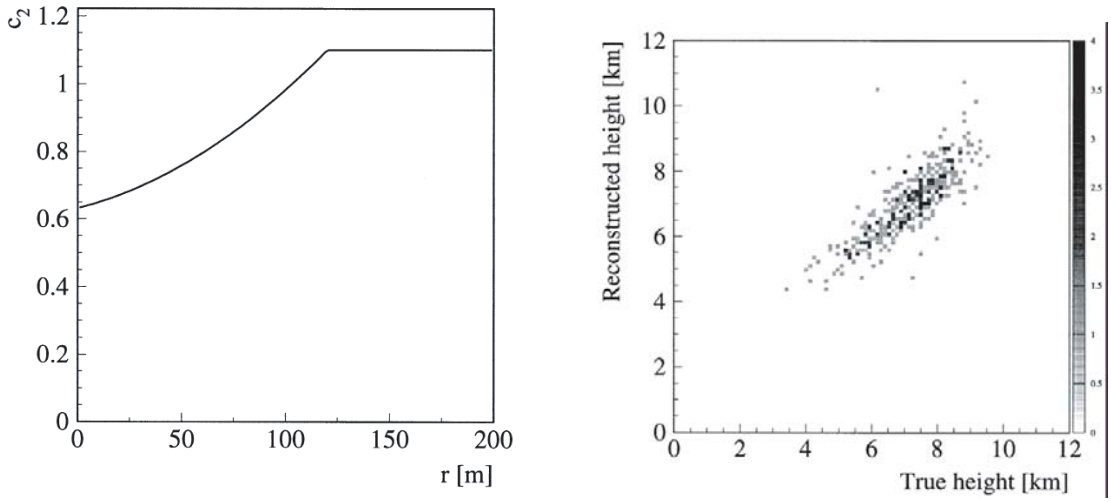

図 3.4　高度に対する補正項と *core distance* の関係（左）。求めた高度自体を一度 *core distance* を用いて補正している。*core distance* による補正後の高度と、シミュレーションによる高度との相関（右）。

ような関係になる。

$$E = I \cdot f(h_{\max}, r) \cdot t(d_0) \cdot g(I) \tag{3.3}$$

ここで、f は式 (3.2) で求まった Shower Maximum Height を用いた補正である。$t(d_0)$ はカメラの端でイメージが切れてしまうことに対する補正で、d_0 はイメージの重心とカメラ中心との距離である。$g(I)$ は tail cut に対する光量の補正となっている。

これらの補正を行った後の HEGRA の結果を図 3.5 に示す。1.5TeV で 20% 程だったエネルギー分解能が、$12 \sim 14\%$ まで改善していることが分かる。

3.2.2　HEGRA の手法に対する考察

まず第一に、*core distance* は直接的な量ではなく、望遠鏡から Shower Max までの距離や、チェレンコフ角が直接的な量である。HEGRA の手法でもエネルギー分解能は改善することはできるが、直接的な量を用いて、分かりやすい方法を開発することが必要であると考えられる。

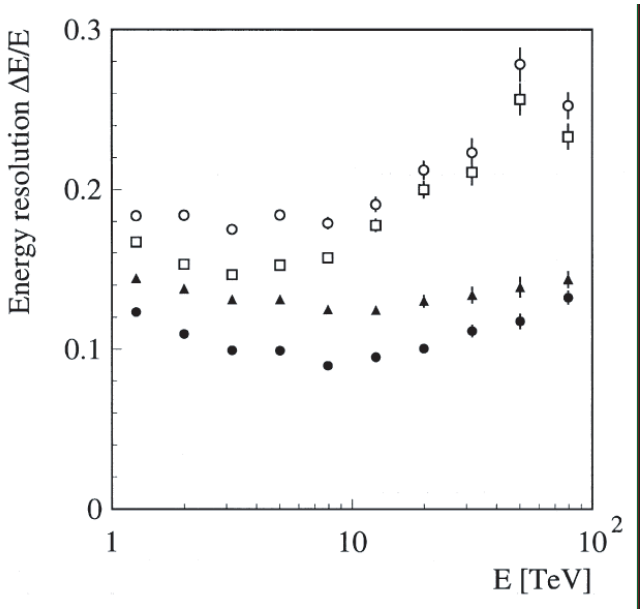

図 3.5　Shower Maximum Height 等を用いた補正後のエネルギー分解能。○が補正前、▲が補正後を示す。□、●はソースを点源と仮定した場合に可能である別の補正を用いた場合である。

第 4 章

補正の準備と原理

前章でエネルギー分解能と、HEGRA グループにおけるその向上手法について紹介した。本章では、実際に CANGAROO-III 望遠鏡のデータについてそのようなエネルギー分解能向上のための補正が適用可能かどうか、適用する場合にはどのような手法を取るべきかを考察する。

4.1 Stereo reconstruction

すでに何度かとりあげたように、現在 CANGAROO-III 望遠鏡では、ハードウェアトリガーをかけてステレオイベントを取得している。複数の望遠鏡を用いることで、S/N 比や角度分解能は大きく向上する [19]。

今回の解析ではまず、2 台の望遠鏡についてイベントの Hit トリガーを確認し、その後各望遠鏡について表 2.3 のカットを適用する。また、表 2.3 のカットに加え、まずは HEGRA 同様 *distance* のカットを適用した。この *distance* のカットについては、CANGAROO-III の解析でよく用いられる 1.6 度以内を採用した。

以上の手順を踏み、これらの条件を 2 台ともクリアしたイベント[*1] をステレオイベントとして解析をする。今後特に断りのない場合は、γ 線を天頂から降らせたモンテカルロシミュレーションの結果とする。

[*1] 以後、望遠鏡が 1 台の場合についての解析を、single の場合などと呼ぶ。同様に、望遠鏡が 2 台の場合についての解析を、2-fold の場合、望遠鏡が 3 台の場合について、3-fold の場合などと呼ぶことにする。

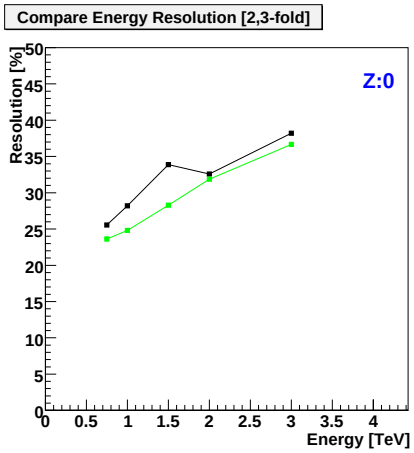

図 4.1　2-fold、3-fold ステレオのエネルギー分解能の比較。横軸は入力エネルギーで、縦軸はエネルギー分解能を%で示している。黒線が 2-fold (T2-T3) の場合、緑線が 2-fold (T2-T3-T4) の場合である。Z は天頂角を示し、この場合は天頂から入射させた場合である。

4.2　光量とエネルギー分解能

補正を考える前に、エネルギー分解能について定義し、補正前の分解能を見積もる必要がある。エネルギー分解能を式 (4.1) で定義する。ここで E, σ_E はそれぞれ、最終的に得られた総光量（*Sum p.e*）の分布をガウス分布でフィットした時の *mean* : μ と *sigma* : σ である。

望遠鏡が 2 台、3 台の場合のステレオイベントについて、エネルギー分解能を評価したのが図 4.1 である。同じカット条件でも、望遠鏡の台数が増えることでエネルギー分解能が向上している様子が分かる。

$$\Delta E = \frac{\sigma_E}{E} \times 100 = \frac{\sigma}{\mu} \times 100\ [\%] \tag{4.1}$$

4.2.1　二山問題

取得光量に比例してエネルギー分解能も向上すると考えられる。しかし、図 4.1 から分かるように、入力エネルギーの高いところでエネルギー分解能が低下してしまっている。一般にエネルギー分解能は、光子数の統計揺らぎによる場合が普通で、これによれば高エネルギーであればあるほど分解能は良くなるはずである。さらに 2-fold と 3-fold を比べ

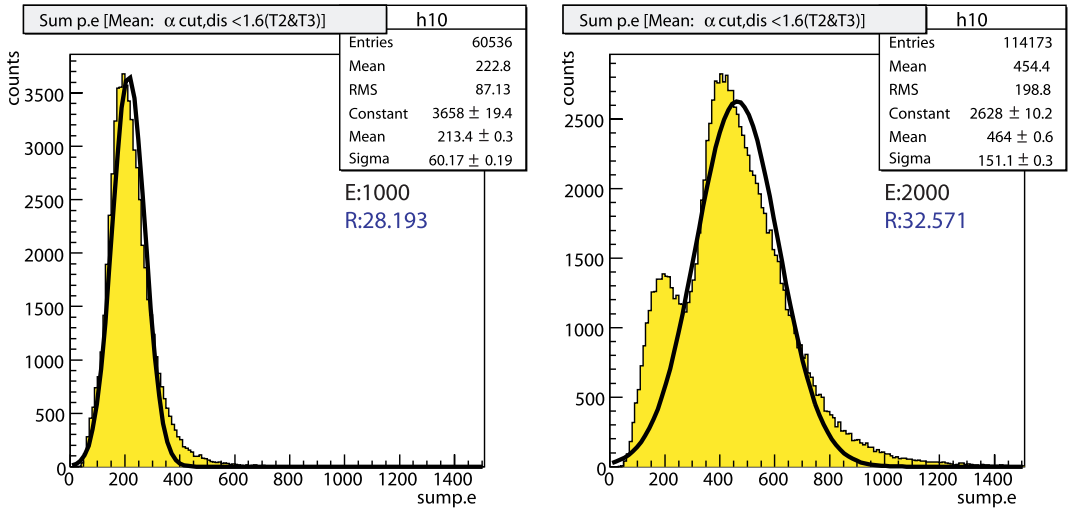

図 4.2　2-fold のステレオ、1TeV（左）と 2TeV（右）の場合の光量分布と fitting 結果。E は入力エネルギーを示し単位は GeV、R はエネルギー分解能で単位は % である。2TeV の場合の総光量の分布が二山に分かれてしまっている。

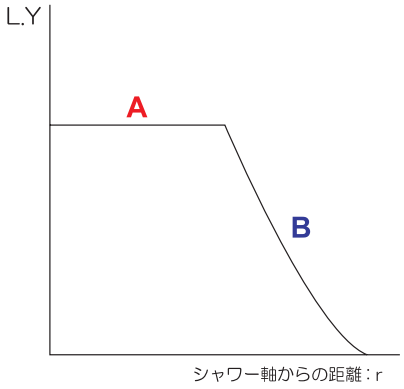

図 4.3　シャワー軸からの距離と取得光量の関係（図 3.1）を示した模式図。縦軸は取得光量である。光量が多くなると B の領域もトリガーされるようになる。

ると、3-fold の方が $\sqrt{2/3}$ 程度よくなるはずである（ポアソン分布）。

図 4.2 に、2-fold のステレオ、1, 2TeV の時の光量分布と、ガウス分布での fitting 結果を示す。図 4.2 に示す通りエネルギーが大きくなった場合、総光量の分布が Systematic に二山に分かれてしまい、結果として分散が大きくなってしまっている事が分かる。

この原因は図 4.3 より、以下のように考えられる。光量が少ない時は A のみトリガーされる。ところが光量が大きい場合は B もトリガーされ、カメラの視野にイメージが完全に含まれないイベントが増えていると考えられる。

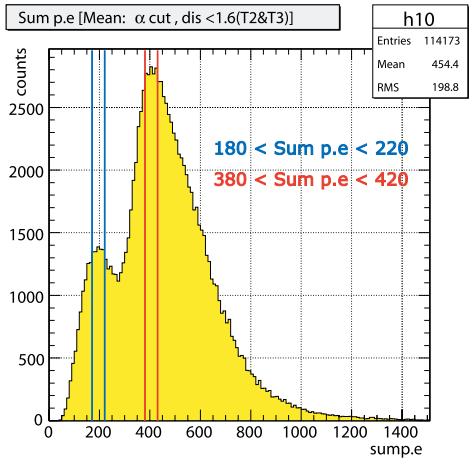

図 4.4　天頂から 2TeV の γ 線を入射した場合にできる光量分布の二山について調べる。Low Region については 180 $<$ *Sum p.e* $<$ 220、High Region については 380 $<$ *Sum p.e* $<$ 420 の部分を抜き出した。

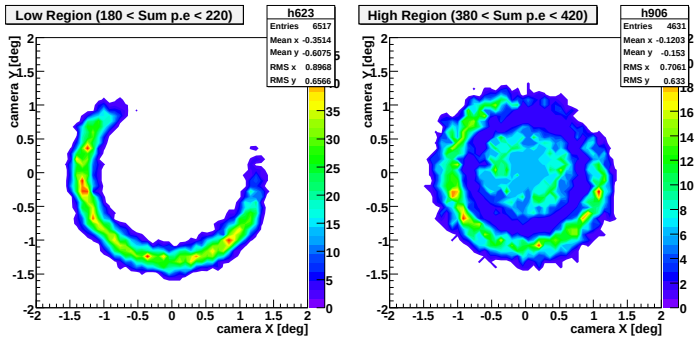

図 4.5　Low Region（左）、High Region（右）それぞれの重心分布。光量を Loss しているイベントは外側に集中している。

二山それぞれのイメージパラメータ

実際に 2 山それぞれについて、イメージパラメータの分布等を調べてみた結果を示す。光量分布のそれぞれの山の Peak 周辺のイベントを図 4.4 のように抜き出し、それぞれ Low Region、High Region とする。Low Region については 180 $<$ *Sum p.e* $<$ 220、High Region については 380 $<$ *Sum p.e* $<$ 420 の部分を抜き出した。 Low Region、High Region について、それぞれイメージパラメータを調べた結果、図 4.5 のように重心分布に大きな差が見られた。High Region ではイメージの重心はカメラ面に満遍なく分

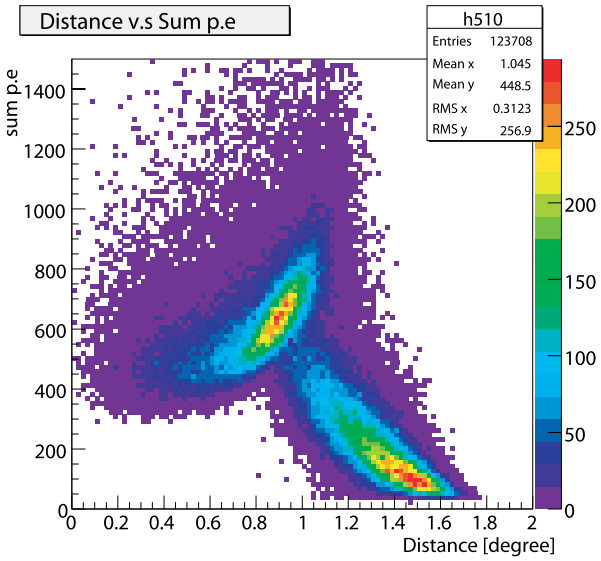

図 4.6　Distance と光量の 2 次元 MAP

布しているが、一方、Low Region では重心はカメラの外側に偏っている。

これらより、本来一つのガウス分布になると考えられる光量の分布が 2-component に分かれてしまう要因は、主に二つの要因が考えられる。カメラの端の効果（図 4.7）とシャワー軸からの距離の効果（図 4.3）である。イメージの重心が外側に寄れば、カメラの端でイメージが切れやすくなる。また、シャワー軸からの距離と *Distance* には相関があり、図 4.3 でいうところの B は *Distance* の大きなイベントでもある。これら二つの効果が絡み合い、2-component が表れると考えられる。光量と *Distance* の分布を図 4.6 に示す。内側のイベントと外側のイベントではっきりと 2-component に分かれている。

4.3　Edge Cut

ここまでで分かったように、エネルギー分解能を低下させている要因として、カメラの端でイメージが切れてしまう効果は大きいものである。さらに、図 4.7 のようにイメージがカメラの端からはみ出した場合、取得光量の Loss によってエネルギー分解能の低下を招いてしまうばかりではなく、イメージの端が切れてしまうことにより、*Length* や *Width* といったイメージパラメータを歪めてしまう事も考えられる。γ 線と主なバックグラウンドである陽子（起源であるイメージ）とを判別するのに、*Length* や *Width* といったパラメータは非常に重要な役割を果たし、これらが歪められることによって γ/p のセパレーション効率が悪くなってしまうことも懸念される。

図 4.7　視野は有限なので、カメラ端ではイメージが切れてしまう。

HEGRA では *distance* $< 1.5^\circ$ のカットによりこれらのイベントを取り除こうとしているが、ここに示されたように *distance* のカットでは完全には取り除けていないことが分かる。そこで今回は、後に行う高度等による補正関数を作ることに専念するため、shower が well contain であるイベントのみに対して study することにする。

4.3.1　*Most Distant PMT*

そのために、Hit したピクセルのうち、最も中心から離れたものを *Most Distant PMT* と定義し、図 4.8 で示すように、カメラ中心から 1.6 度以内のピクセルだけでイメージが構成されたイベントのみを抽出した（Edge Cut）。図 4.9 に *Most Distant PMT* と *Distance* の関係を示す。二山問題で触れた 2-component が現れているが、*Most Distant PMT* でカットすることにより、*Distance* でカットした場合よりも分解能を下げる要因である Edge イベントを取り除くことができる。

図 4.10 に Edge Cut の適用前後の *Sum p.e* の分布を示す。Edge Cut を用いることで取得光量が安定したことがヒストグラムから見て取ることができる。また、Edge Cut 適用前後でのエネルギー分解能を図 4.11 に示す。図 4.11 から分かるように、各エネルギー領域についてエネルギー分解能も向上している。ただし図 4.10 からもわかるように、γ 線のアクセプタンスが Edge Cut によりかなり落ちてしまう。これは今後の課題であろう。

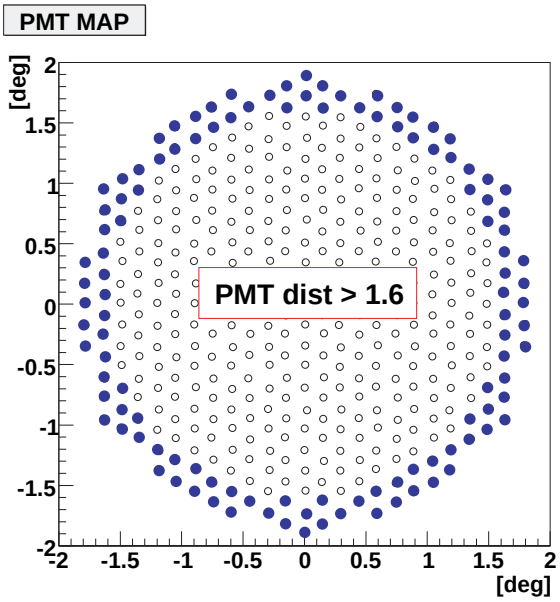

図 4.8　Edge Cut の判定に使う PMT。外周から大よそ 2 本程度を Edge PMT とした。

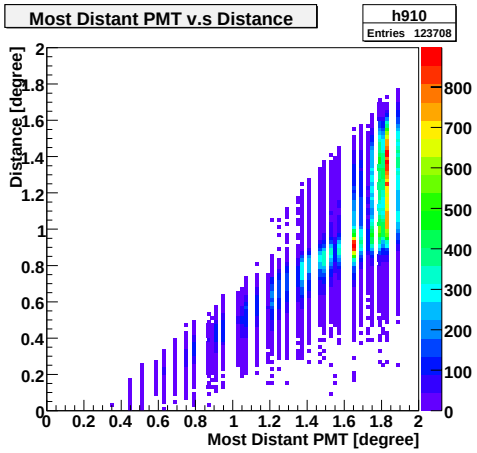

図 4.9　*Most Distant PMT* と *Distance* の関係。光量を Loss している Distance の大きなイベントはカメラの外側に集まっている。

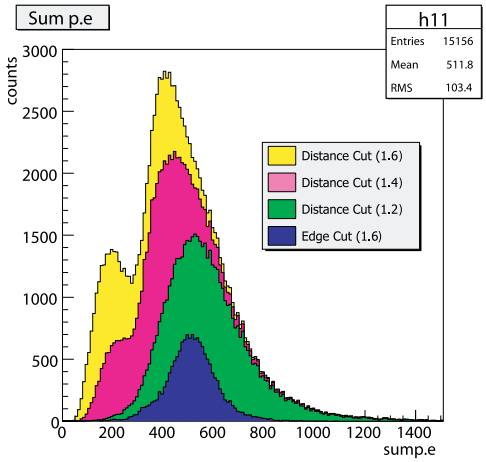

図 4.10　Distance カットと Edge Cut による光量分布。Edge Cut により二山は完全に取り除くことができる。黄抜き、桃抜き、緑抜きがそれぞれ *Distance* カットを 1.6, 1.4, 1.2 度でかけた場合、青抜きが Edge Cut を 1.6 度でかけた場合である。

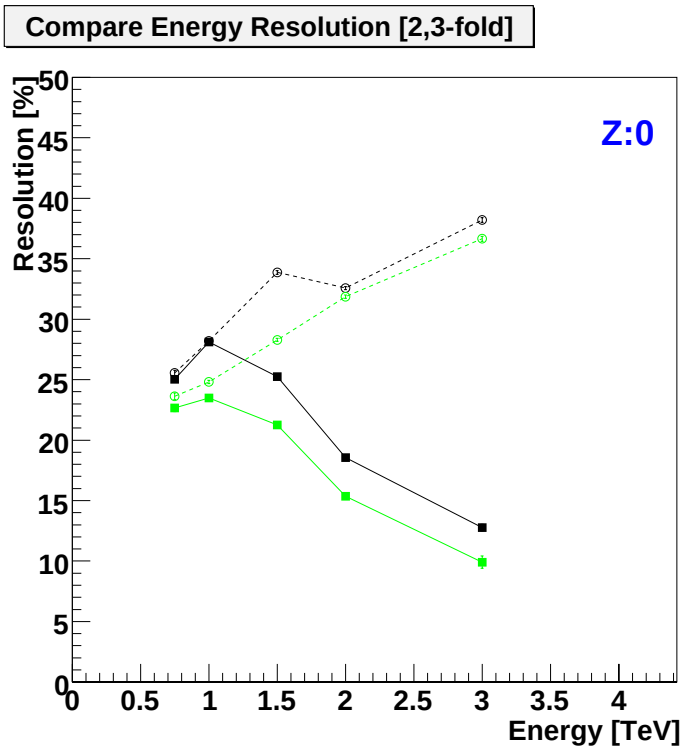

図 4.11　Edge Cut のエネルギー分解能に対する効果。実線が Edge cut の場合、点線が Distance Cut(1.6°) の場合である。黒線は 2-fold をあらわし、緑線は 3-fold の場合を示している。

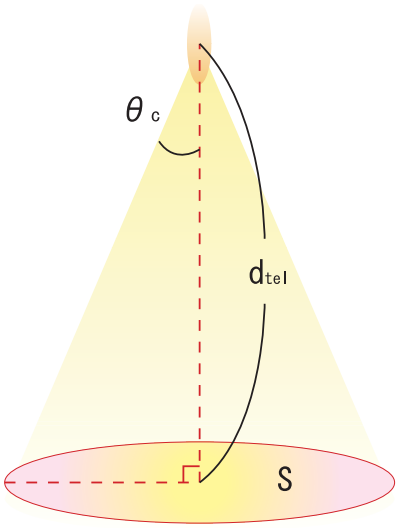

図 4.12　チェレンコフ光が降り注ぐ様子を簡略化した図

4.4　Shower Maximum Height

P.29 で取り上げたように、シャワー軸から半径 150m 以内ではほぼ一様にチェレンコフ光が降ってきていると考えてよい。すると図 4.12 より、望遠鏡の取得光量 *Light Yield*（以下、式中では $L.Y$ と表記）は、発生光量に比例し、ライトプールの面積に反比例する形で、

$$L.Y \propto N / S \tag{4.2}$$

と考えられる。ここで N は、地上に到達した全チェレンコフ光量、 S はライトプールの面積である。望遠鏡から光源までの距離 d_{tel} を用いチェレンコフ角を θ_c すると

$$S = \pi r^2 = \pi\left(d_{\mathrm{tel}} \cdot \tan\theta_c\right)^2 \tag{4.3}$$

と求められるから、結局、取得光量は以下のように考えることができる。

$$L.Y \propto \frac{N}{d_{\mathrm{tel}}^2 \times tan^2\theta_c} \tag{4.4}$$

つまり取得光量はチェレンコフ光量に比例し、シャワーの最大発達点を光源と仮定すると、光源までの距離とチェレンコフ角の正接の 2 乗それぞれに反比例することが分かる。この式から分かるように、発生した光量が等しくとも、取得光量は Shower maximum height に大きく依存し、発生光量と取得光量は非線形な関係を持つことになる。

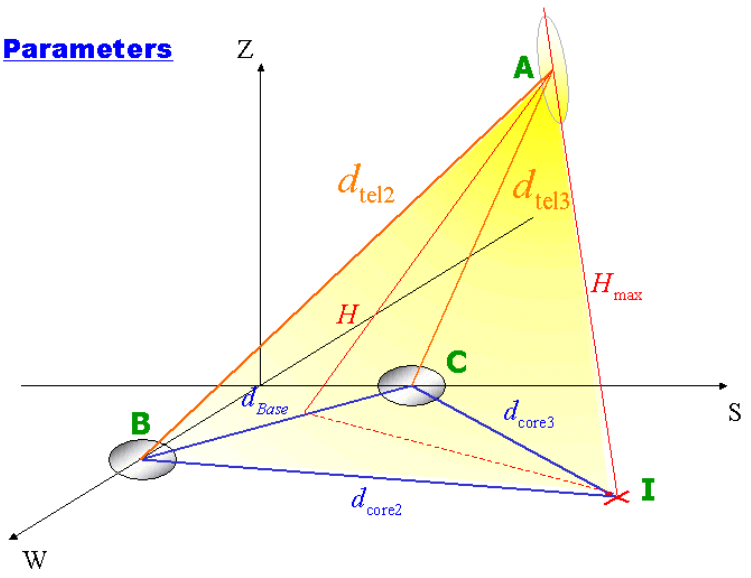

図 4.13　計算に使っていくパラメータを簡単に示す。A は Shower max、B が T2、C が T3 であり、I は Impact position を示す。最終的に重要なのは、各望遠鏡から Shower max までの距離、d_{tel} である。

4.5　距離による補正

まず、望遠鏡から Shower Max までの距離 d_{tel} を計算し、式 (4.4) を利用して光量を補正することを考える。ここで、d_{tel} には複数の導出方法が存在し、それらはそれぞれ独立ではない。図 4.13 にあるように、シャワー軸と望遠鏡 2 台によって、ABC、ABI、AIC の 3 つの三角形をそれぞれ異なった平面上に得ることができる。これらの三角形それぞれより、d_{tel} を求めることが原理的には可能である。

HEGRA グループは *core distance*（図 4.13 中では $d_{core\,2,3}$）と、カメラ面上での到来方向と重心との距離（*IP distance*）を用いて Shower Height を求めていた。このうち、光学的に直接検出できるものは、カメラ面上に写るイメージであり、そのイメージの重心だけである。*core distance* についても、到来方向の精度以上には求めることができず、我々が正しい値を知っているのはむしろ望遠鏡間隔（図 4.13 中では d_{Base}）であり、これは測量により 100 μm の精度で分かっている。

以上の理由により、まずは △ABC から d_{tel} を求め、その後 *core distance* を用いて d_{tel} を求める方法について言及する。

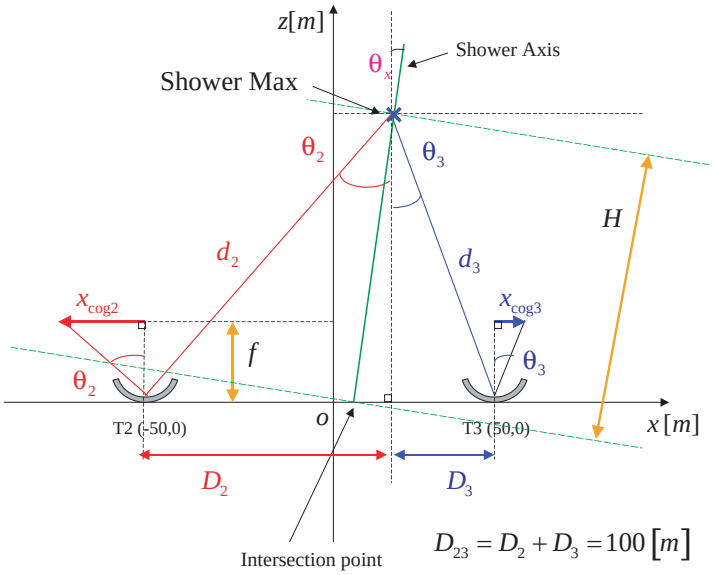

図 4.14　x 軸を T2 と T3 を結んだ線上にとった場合に、△ABC を xz 平面に射影した図。f は焦点距離であり、D_{23} は望遠鏡間隔である。θ, x については、図 4.15 によって決まるカメラ面上での到来方向と重心の座標である。

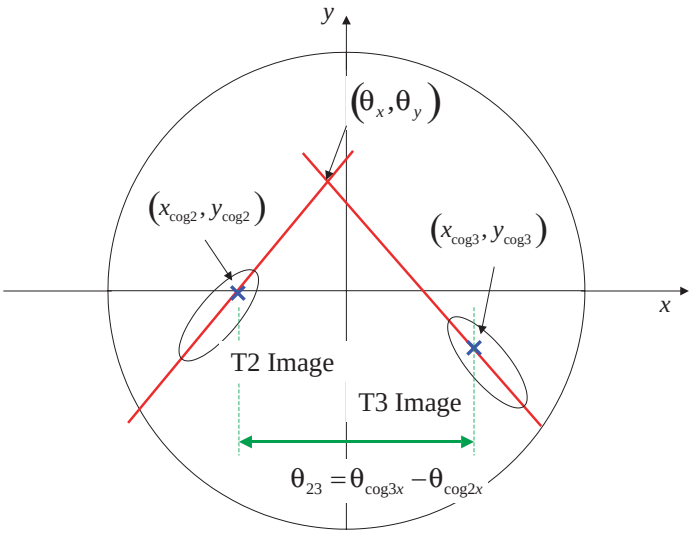

図 4.15　カメラ面上での座標とパラメータの定義。T2、T3 のイメージの重心の座標を $(x_{\mathrm{cog}i}, y_{\mathrm{cog}i})$ とし、到来方向を (θ_x, θ_y)、重心間の x 座標の差を θ_{23} とする。

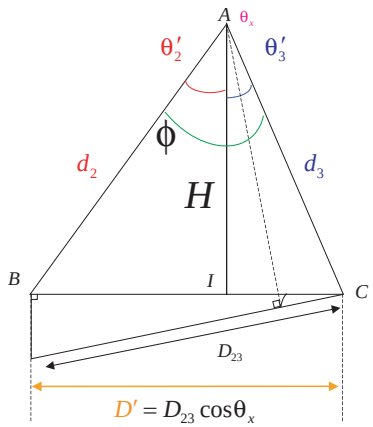

図 4.16　計算に用いる各パラメータ。シャワー軸が傾いている効果は強調している。

4.5.1　d_{tel} を求める

図 4.15 にカメラ面上での座標とパラメータを定義した。T2、T3 のイメージの重心の座標を $(x_{\mathrm{cog}i}, y_{\mathrm{cog}i})$ とし、到来方向を (θ_x, θ_y)、重心間の x 座標の差を θ_{23} としている。この時の x 軸は、図 4.14 と同様に、お互いの望遠鏡を結ぶ線上にとる。

図 4.16 にあるように、地表に対しシャワー軸が傾いている分を考慮すると、シャワー方向から見た望遠鏡間隔は $\cos\theta_x$ だけ僅かに狭くなることになる。図 4.14 より、各望遠鏡から Shower Max までの距離は、近似を用いて以下[*2]のように求めることができる。

$$
\begin{aligned}
H \cdot \cos y_{\mathrm{cog}} &= \frac{D'}{\tan\theta'_2 + \tan\theta'_3} = \frac{D'}{\theta'_2 + \theta'_3} = \frac{D_{23}\cos\theta_x}{\phi} \\
&= \frac{D_{23}}{\theta_{\mathrm{cog3}x} - \theta_{\mathrm{cog2}x}} \cos\theta_x \qquad (4.5) \\
&\left(\therefore \theta'_i << 1, \quad \tan\theta'_2 + \tan\theta'_3 = \frac{BI}{H} + \frac{IC}{H} = \frac{D'}{H} \right)
\end{aligned}
$$

$$
d_2 = \frac{H}{\cos\theta'_2}, \quad d_3 = \frac{H}{\cos\theta'_3} \qquad (4.6)
$$

[*2] カメラ面上の単位は本来 degree であるが、式を見易くするため、以下適宜 radian 単位に変換済とする。

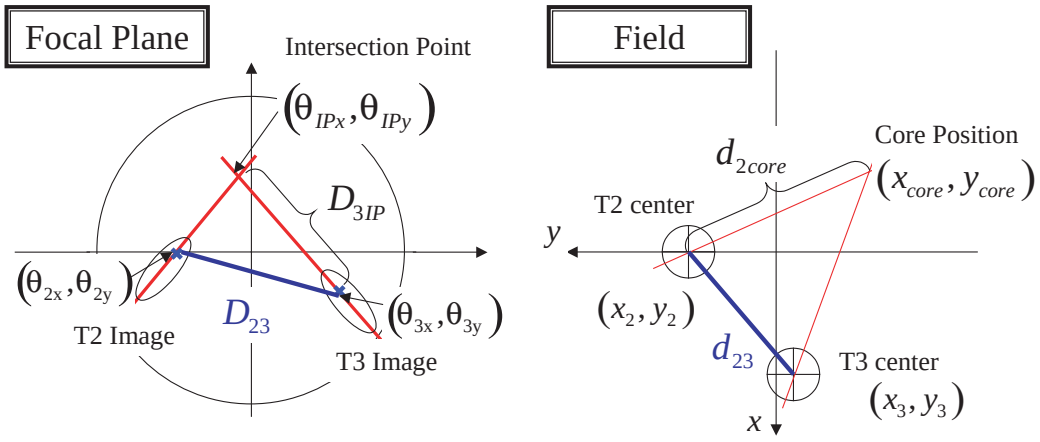

図 4.17　D_{IP} と *core distance*。左がカメラ面上での定義、右が z 軸方向から見たときの定義である。青線は Base line を用いての計算に使用するパラメータを示す。

by *core distance*

2 台のイメージから、高さを求めるための情報を 3 組得ることができる（図 4.17）。望遠鏡間の Base Line と視差を用いる方法、*core distance* とシャワー軸と望遠鏡軸との角度を用いる方法で、それぞれ式 (4.6) と式 (3.2.1) に対応する。

それらより求まる高さを H_{Base}, H_{core} とし、図 4.17 に合うように変形すると

$$H_{\mathrm{Base}} = \frac{d_{23}}{\tan\theta'_2 + \tan\theta'_3} = \frac{\sqrt{(x_3-x_2)^2+(y_3-y_2)^2}}{\tan(\theta_{2x}-\theta_{\mathrm{IP}x}) + \tan(\theta_{3x}+\theta_{\mathrm{IP}x})} \tag{4.7}$$

$$H_{\mathrm{core}} = \frac{d_{\mathrm{core}}}{\tan(D_{IP})} = \frac{\sqrt{(x_3-x_{\mathrm{core}})^2+(y_3-y_{\mathrm{core}})^2}}{\tan\left(\sqrt{(\theta_{3x}-\theta_{\mathrm{IP}x})^2+(\theta_{3y}-\theta_{\mathrm{IP}y})^2}\right)} \tag{4.8}$$

となる。

図 4.18 に 3 種類の相関の様子を示す。*core distance* から求めた高さと、Base Line から求めた高さが合っていない。これは、*core distance* から高さを求めたにも関わらず、HEGRA の行っている式 (3.2) の補正をしていないからで、H_{core} がアンダーエスティメーションだからと考えられる。

Edge Cut を施した後の図を見ると、 H_{Base} と H_{core} はほぼ等しく、T2-T3 それぞれの望遠鏡で、*core distance* を用いて高さを求めた場合の H_{core} の揺らぎよりもこれらの違いは小さいことがわかる。すなわち、前述の通り *core distance* は直接的な観測量ではなく、

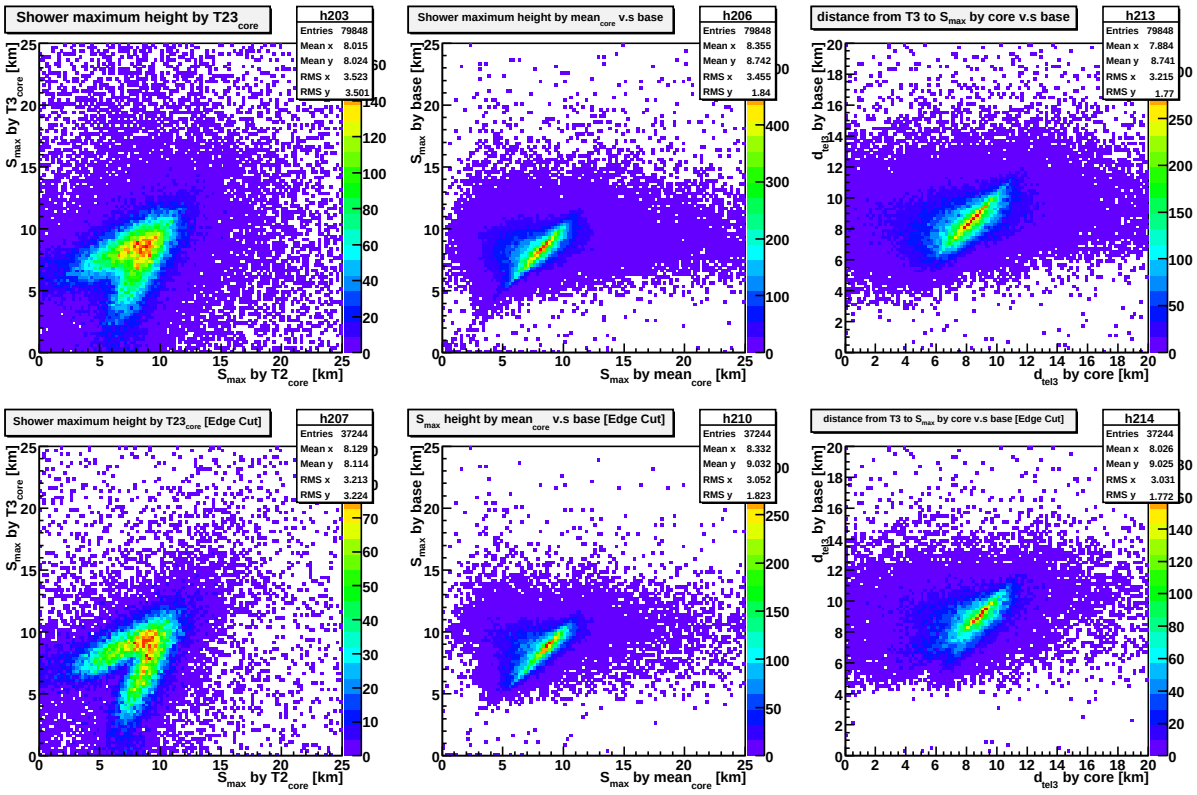

図 4.18　*core distance* を用いた Shower height と、Base line によって求めた Shower height の比較。それぞれ、T2 の *core distance* と T3 の *core distance* によるものの比較（左）、T2 の *core distance* と T3 の *core distance* による高さを平均したものと Base line によるものの比較（中）、T3 から Shower max までの距離を *core distance* から求めたものと Base line から求めたものの比較（右）である。上段は Edge Cut を施す前で、下段は Edge Cut 後の分布である。

この手法の精度は到来方向の精度にも大きく依ることになる。これらの理由より、本解析では、Base Line とイメージの視差を求め、インパクトパラメータによらないより光学的な補正を考えていくことにする。

表 4.1　大気厚みを求めるための係数。高度によって 5 つの層に分かれている [14]。

Layer i	Altitude $h\,(km)$	$a_i\,(g/cm^2)$	$b_i\,(g/cm^2)$	$c_i\,(cm)$
1	0...4	-186.5562	1222.6592	994186.38
2	4...10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10...40	0.61289	1305.5498	636143.04
4	40...100	0.0	540.1778	772170.16
5	>100	0.01128292	1	10^9

4.6　チェレンコフ角に対する補正

式 (4.4) より、チェレンコフ角の変化も *Light Yield* に影響する。また、Frank-Tamn の式 (2.6) より、

$$N \propto \sin^2\theta_c \cdot l \tag{4.9}$$

となり、発生光量もチェレンコフ角に依存している。l は走行距離であり、望遠鏡に入射可能な角度を考えるとこれもまたチェレンコフ角の関数となる。チェレンコフ角 θ_c は式 (2.5)、より、大気屈折率を通して高度依存性を持っている。ここで、大気屈折率 n は大気の温度 $T\,[K]$ 、大気厚み $x\,[g/cm^2]$ 、高さ $h\,[cm]$ の関数として以下のように与えられる [12]。

$$\begin{aligned} n(x,T) &= 1.0 + 0.000296 \cdot \left(\frac{x}{1030\mathrm{g}\cdot\mathrm{cm}^{-2}}\right) \cdot \left(\frac{T}{273.2\mathrm{K}}\right)^{-1} \\ T(x) &= 204 + 0.0091x \end{aligned} \tag{4.10}$$

高さと大気厚みの関係は、U.S. Standard Atmosphere モデルを仮定すれば、表 4.1 の係数を用いて以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned} x(h) &= a_i + b_i \exp\left(-\frac{h}{c_i}\right) \quad (i = 1, \cdots, 4) \\ x(h) &= a_5 - b_5 \cdot h/c_5 \end{aligned} \tag{4.11}$$

式 (4.10)、式 (4.11) より求めた高度とチェレンコフ角の関係を、図 4.19 に示す。これらより、Shower Maximum Height の揺らぎは、大気屈折率を通してチェレンコフ角の揺

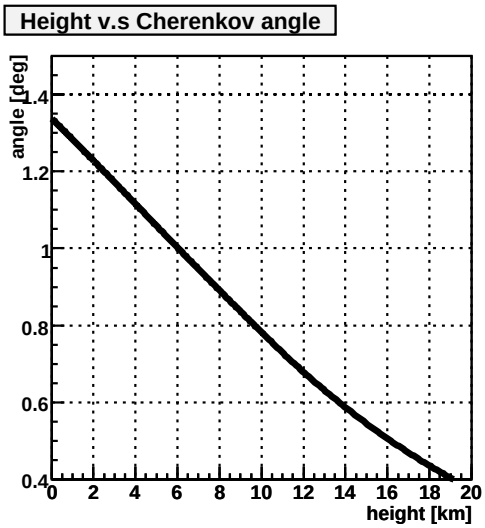

図 4.19　高度によるチェレンコフ角の変化。$\beta \sim 1$ として、CORSIKA の大気モデルを元に計算を行った。

らぎとしても現れることが分かる。このチェレンコフ角による取得光量の揺らぎの効果は、以下のトイモデルでおおよその値を見積もることができる。

走行距離 l は、望遠鏡の視野が有限であることを考えると、図 4.20 よりチェレンコフ角とインパクトパラメータ $b[m]$ の関数として、

$$\begin{aligned} l &= \frac{b+5}{\tan\theta_1} - \frac{b-5}{\tan\theta_2} \\ &\simeq \frac{10}{\tan\theta} \end{aligned} \tag{4.12}$$

で与えられる。簡単のため、始点と終点でのチェレンコフ角が変わらないとすると、走行距離はインパクトパラメータによらず望遠鏡の直径だけで求められる。すると、チェレンコフ角が *Light Yield* に与える影響は、

$$\begin{aligned} L.Y &\propto \frac{N}{S} \propto \frac{\sin^2\theta / \tan\theta}{\tan^2\theta} \\ &\propto \sin^{-1}\theta \cos^3\theta \end{aligned} \tag{4.13}$$

と得られる。例えば、Shower Maximum Height が 8km であるシャワーについて、高さが 500m 程度揺らぐとすると、$\sim$ 3% 程度の取得光量の揺らぎチェレンコフ角の変化より予想される（図 4.21）。

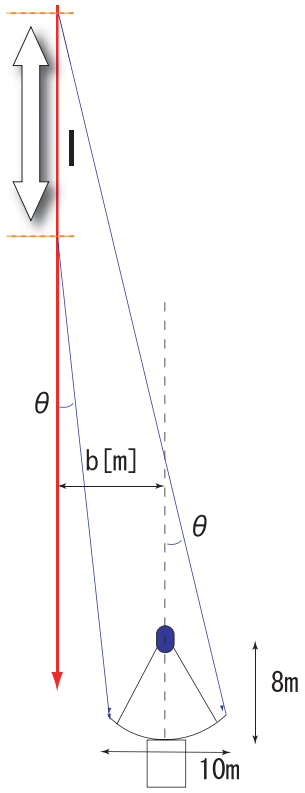

図 4.20　インパクトパラメータ、チェレンコフ角と走行距離。

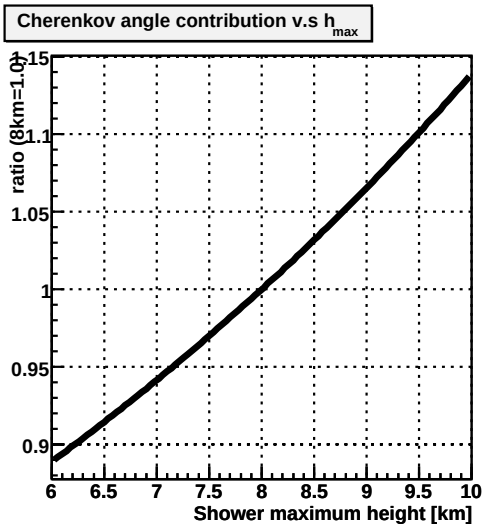

図 4.21　高さが変化した時に、取得光量の受けるチェレンコフ角による影響。Shower Maximum Height が 8km の時を 1 として規格化してある。

4.7 本章のまとめ

本章では、光量の補正をどのように行うべきか、補正がどの程度有効なのかを考察した。エネルギー分解能を悪化させている要因としては、カメラの端の効果が考えられた。そして、シャワーの情報が well contain であるイベントを選び出すため、Distance Cut の替わりに Edge Cut を行う。次に Shower Max と望遠鏡の距離を計算する。この計算はいくつかの方法が考えられるが、本解析では望遠鏡同士の Base line を用いる方法を採用した。そして、Shower maximum height が変わればチェレンコフ角も変化し、距離の揺らぎに加えてチェレンコフ角の揺らぎも取得光量に影響を与えることが分かった。これらより、次章から距離の補正とチェレンコフ角の補正、二つの補正について考察していく。

第 5 章

補正の方法

本章ではエネルギー分解能を向上させるために、距離の補正とチェレンコフ角の補正について考察する。そして実際に補正関数を作成して補正を行い、どの程度分解能が改善するのかを調べていく。

5.1 d_{tel} correction

式 (4.4) で考察したように、光学的（幾何学的）には、取得光量は望遠鏡から Shower Maximum までの距離の自乗に反比例すると考えられる。この関係を利用し、発生高度の違いによる光量の揺らぎの補正を考える。カットは表 2.3 に加え、前章に引き続き Distance Cut の代わりに Edge Cut を用いる。

図 5.1 に取得光量と光源までの距離の関係を示す。x 軸は光源までの距離の自乗の逆数である。距離が遠くなるほど（図 5.1 では左側）光量が減少している様子が分かる。光量の揺らぎを小さくするということは、この分布が flat になるような補正を行えばよいことになる。なので図 5.1 のような軸の取り方をした場合、光量を $I\left(1/d_{tel}^2\right)$ として補正関数 $f_c\left(1/d_{tel}^2\right)$ は、以下のような式をを満たすように作ればよいことになる。

$$f_c \cdot I = S_{\mathrm{aim}} \quad (\mathrm{const}) \tag{5.1}$$

$I\left(1/d_{tel}^2\right)$ は、$1/d_{tel}^2 \to 0$ の近傍ではレイリー散乱などにより急激にゼロに落ち込むことが予想される。しかしここでは、それは考えずに一次近似で進めることにする。

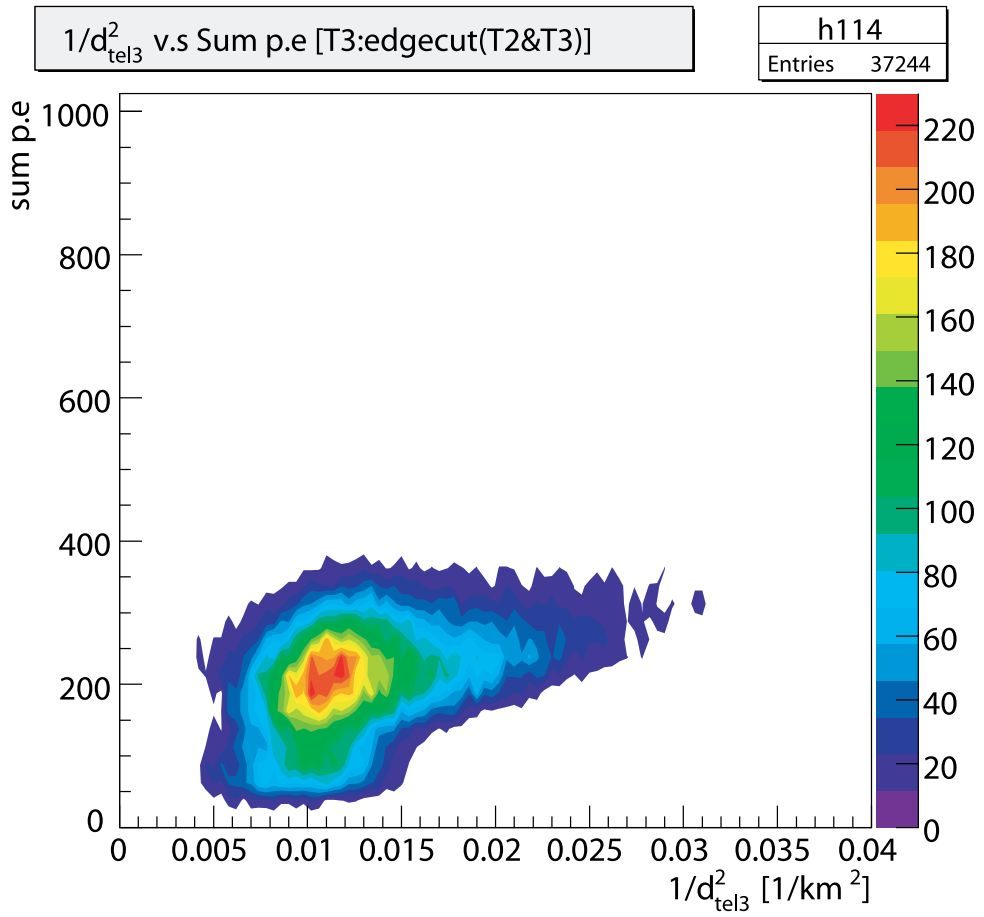

図 5.1　望遠鏡からシャワー最大発達点までの距離と、光量との関係（T3）。天頂から 1 TeV の γ 線を入射させ、Edge Cut までを行った後の分布である。横軸は望遠鏡からシャワーの最大発達点までの距離の自乗の逆数、縦軸は総光量である。

5.1.1　Fitting

前述の通り、今回は $I(1/d_{tel}^2)$ として一次関数を用い、係数は fitting により求める。実際にはレーリー散乱やミー散乱等、その他様々な理由により、取得光量と最大発達点までの距離の関係は直線からはずれる事が考えられる。また、無限遠方では大気が存在しないため、本来ならば $\lim_{x\to 0} I(x) = 0$ を満たすような関数にすべきである。これらの理由で、fitting 関数については今後さらに考察が必要であるが、この後の結果から分かるように、分布の main component は直線と考えて補正を行ってもとりあえず差し支えはない。

図 5.2 に x 軸に $1/d_{tel}^2$ を取り、一次関数で fitting を行った結果を示す。y 軸は取得光

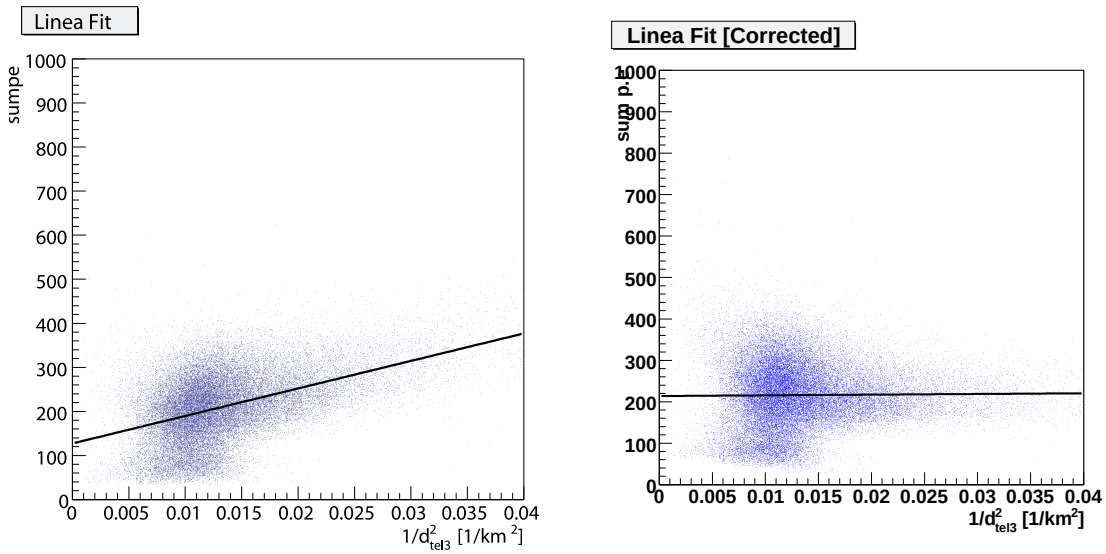

図 5.2　距離の補正を行う前後の、望遠鏡からシャワーの最大発達点までの距離と光量の分布。横軸は望遠鏡からシャワー最大発達点までの距離の自乗の逆数、縦軸は補正後の T3 の総光量である。黒線は一次関数による fitting 結果である。補正前（左）に比べて、補正後（右）光量の分布が flat になっていることが、fitting 結果からもうかがえる。

量を示している。直線状に広がりを持って分布している Main component に対して、うまく fitting できていることが分かる。

5.1.2　距離の補正関数とその結果

式 (5.1) の f_c は、fitting で得られた切片と傾きをそれぞれ a, b として、

$$f_c(d_{tel}) \equiv \alpha_i(x) = \frac{S_{\mathrm{aim}}}{a_i x + b_i} \quad (i = \text{Telescope}\,2,3,4) \tag{5.2}$$

となる。ここで補正の目標値 S_{aim} は以下のように求める。まず Edge Cut 後の各望遠鏡の光量分布に対し、それぞれガウス分布で fitting を行う。fitting により求まった各望遠鏡の *mean* を平均し、S_{aim} とする。補正関数 f_c については、S_{aim} は共通とし、T2, T3, T4 のそれぞれの望遠鏡で作ることにする。このようにして決まった補正関数 f_c を用いて各望遠鏡に対して補正を行い、補正後の光量の平均をステレオイベントの取得光量とする。この補正の結果を図 5.3 に示す。高度の補正により、エネルギー分解能は 1.5 TeV の場合で、 25.26% ⇀ 19.02% と改善されている。

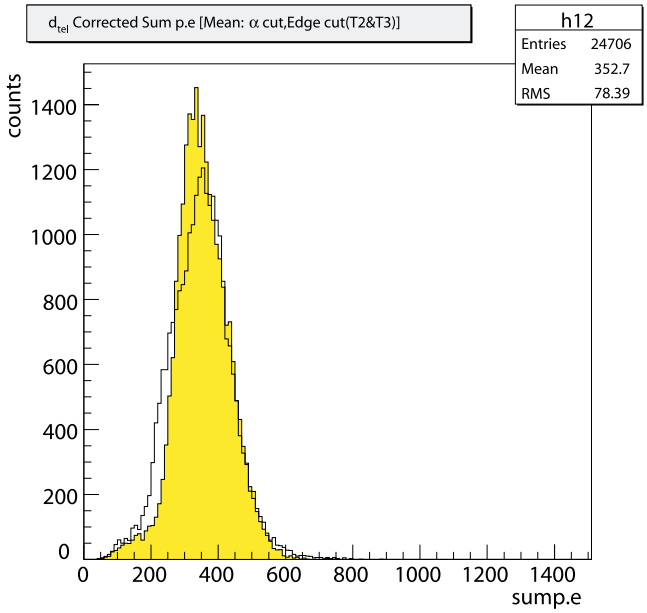

図 5.3　天頂入射、入力エネルギー 1.5 TeV の場合の距離の補正を行う前後の *Sum p.e* 分布の変化。白抜きが Edge Cut のみ適用（補正前）、黄色が距離の補正を行った後の分布である。光量は、補正後の T2、T3 の値の平均である。この補正により、エネルギー分解能は 25.06% → 19.02% と向上した。

5.2　D_{IP} correction

第 4.6 節でも考察したとおり、発生高度の揺らぎに加えてチェレンコフ角の揺らぎも補正する必要がある。式 (4.10) より、発生高度の揺らぎは大気屈折率を介してチェレンコフ角も変化させるからである。また、Frank-Tamn の式 (2.6) より、チェレンコフ角の変化は発生光量にも直接に影響する。

ところで HEGRA グループは、計算により求まった Shower maximum height を *core distance* を用いてさらに補正していた。チェレンコフ角の変化を考えると、シャワー軸の近くに落ちる光は Shower maximum よりも少し深いところで発生した光だからであった。この *core distance* による高度の補正は、つまりのところ、距離の補正とチェレンコフ角を同時に行っていることになる。本解析では、これらを物理的に分かりやすく分けて行っていると言える。

これよりチェレンコフ角の補正を行う方法について考えていく。チェレンコフ角の情報を示すパラメータは *Distance* や *IP Distance* (D_{IP}) であり、一方これらは *core distance* の

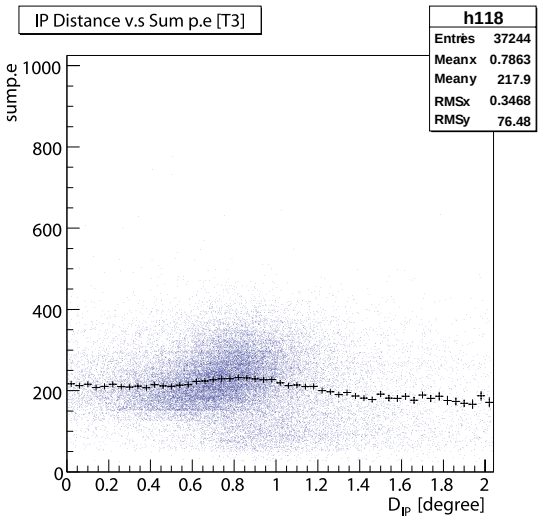

図 5.4　距離の補正を行った後の、光量と D_{IP} の関係。D_{IP} を 0.04 ずつの BIN に区切った時の、各 BIN の光量の平均値 m_i を重ねてプロットしている。

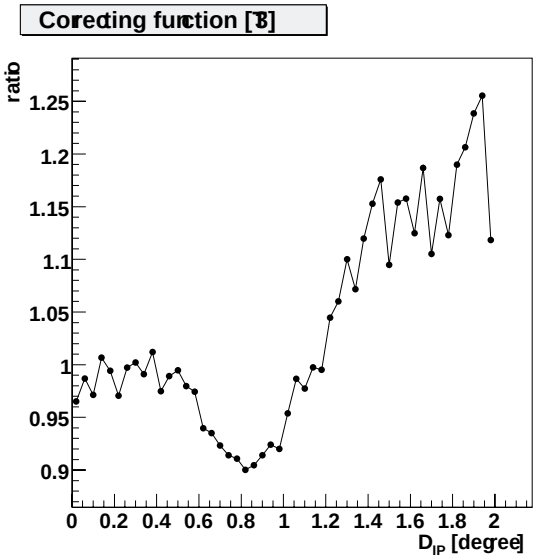

図 5.5　チェレンコフ角に対する補正関数。補正関数の値は D_{IP} に対して 0.04 [deg] 刻みで決めている。

情報も内包している。そこで高度補正後の光量分布に対して、D_{IP} を用いて[*1]補正を行うことにする。図 5.4 に、d_{tel} correction を行った後の $Sum\ p.e$ v.s D_{IP} 分布を示す。

5.2.1　チェレンコフ角の補正関数とその結果

距離の補正同様、最終的に D_{IP} に対する光量の分布が flat になるように補正関数を作ればよい。今回は $I(x)$ の明確な関数は分からないので、$0 < D_{\mathrm{IP}} < 4$ を 100Bin に区切り、各 Bin の光量の平均値 m_i を使って補正をすることにした。距離の補正時に用いた S_{aim} を用いて、$g \cdot I(D_{\mathrm{IP}}) = S_{\mathrm{aim}}$ を満たすように補正関数 g_i は、各 Bin で以下のようになる。

$$g_i = \frac{S_{\mathrm{aim}}}{m_i} \quad (i = 1, \ldots, 100) \tag{5.3}$$

図 5.5 に計算の結果求まった補正関数 g を示す。これらの補正関数を用いて、補正を行った結果が図 5.6 である。チェレンコフ角の補正により、エネルギー分解能は 1.5 TeV の場合で 19.02% ⇀ 17.64% と向上した。

[*1] *Distance* を用いないのは、Wobble モードなどオフセットを持った観測手法があること、D_{IP} は観測上の到来方向から計算しているからである。

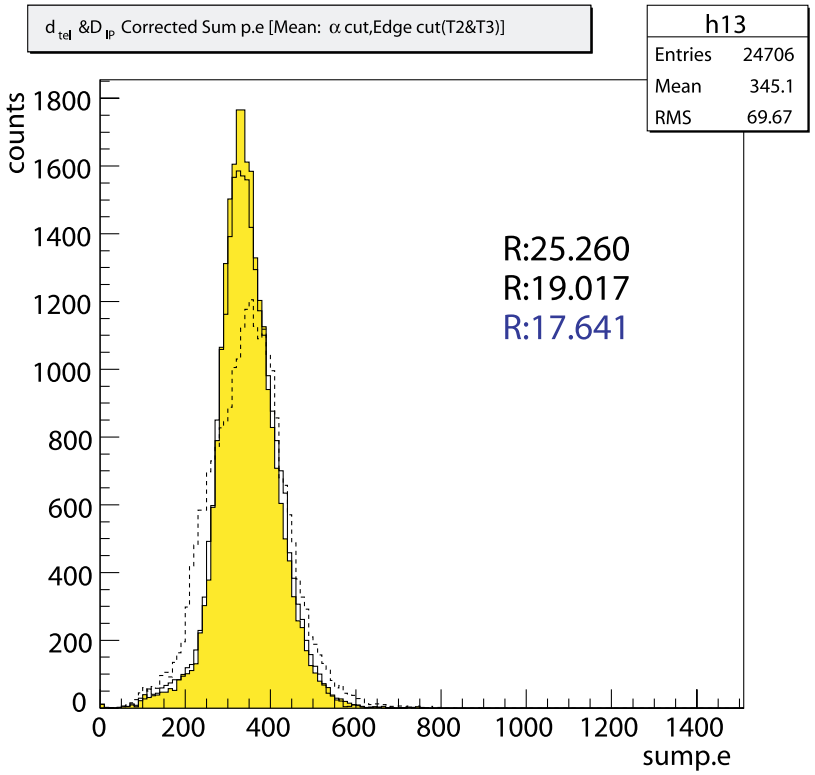

図 5.6　距離の補正、チェレンコフ角に対する補正を行う前後での *Sum p.e* 分布の変化。白抜き点線が Edge Cut のみ適用（補正前）、白抜き実線が距離の補正を行った後、黄色が距離の補正後にチェレンコフ角に対する補正を行った結果である。R はエネルギー分解能を示し、上から補正前、距離の補正後、チェレンコフ角に対する補正後の値である。チェレンコフ角の補正により、1.5 TeV の γ 線を天頂から入射させた場合で、エネルギー分解能を 19.02% → 17.64% と向上させることができた。

5.3　2 つの補正の効果

ここまでに距離の補正・チェレンコフ角の補正として、d_{tel} correction と D_{IP} correction を行ってきた。2 つの補正の最終結果を図 5.6 に示す。ヒストグラム上でも、分布がより鋭いピークを持つようになったことが分かる。エネルギー分解能もこれらの補正で、25.26% → 19.02% → 17.64% へと向上した。この結果、高度補正・チェレンコフ角の補正共に、エネルギー分解能向上に有効な手法であることが分かった。

5.4 入力エネルギー

ここまでは一次粒子である γ 線のエネルギーが、1.5TeV の場合について補正を行ってきた。次のステップとして、他の入力エネルギーに対しての補正を考察する。

まず、他の入力エネルギーに対して 1.5TeV で求めた補正関数が適用できるかどうか考える。図 5.8 に、750GeV、1.5TeV、2TeV、3TeV と入力エネルギーを変化させていった時の、光量と光源までの距離の関係を示す。一次関数での fitting 結果は、各エネルギーごとに切片、傾きともに異なっている。このことから、各エネルギーについて optimize した補正関数を使う必要があることが分かる。*IP Distance* による補正関数についても同様に、各エネルギーごとの結果を図 5.9 に示す。こちらも各エネルギーごとに求めた方が良いことが分かる。

以上より、他のエネルギーについてもそれぞれ補正関数を求め、補正を行った結果を図 5.7 に示す。全体的に絶対値で 5% 程度の改善が見られ、補正がうまくいっていることが分かる。1.5 TeV で 17.64% の分解能であり、15% は 1.75 TeV 程度と見積もられる。望遠鏡の台数を増やし、3-fold で解析を行えば目標の 1.5 TeV で 15% の分解能は十分達成できると考えられる。

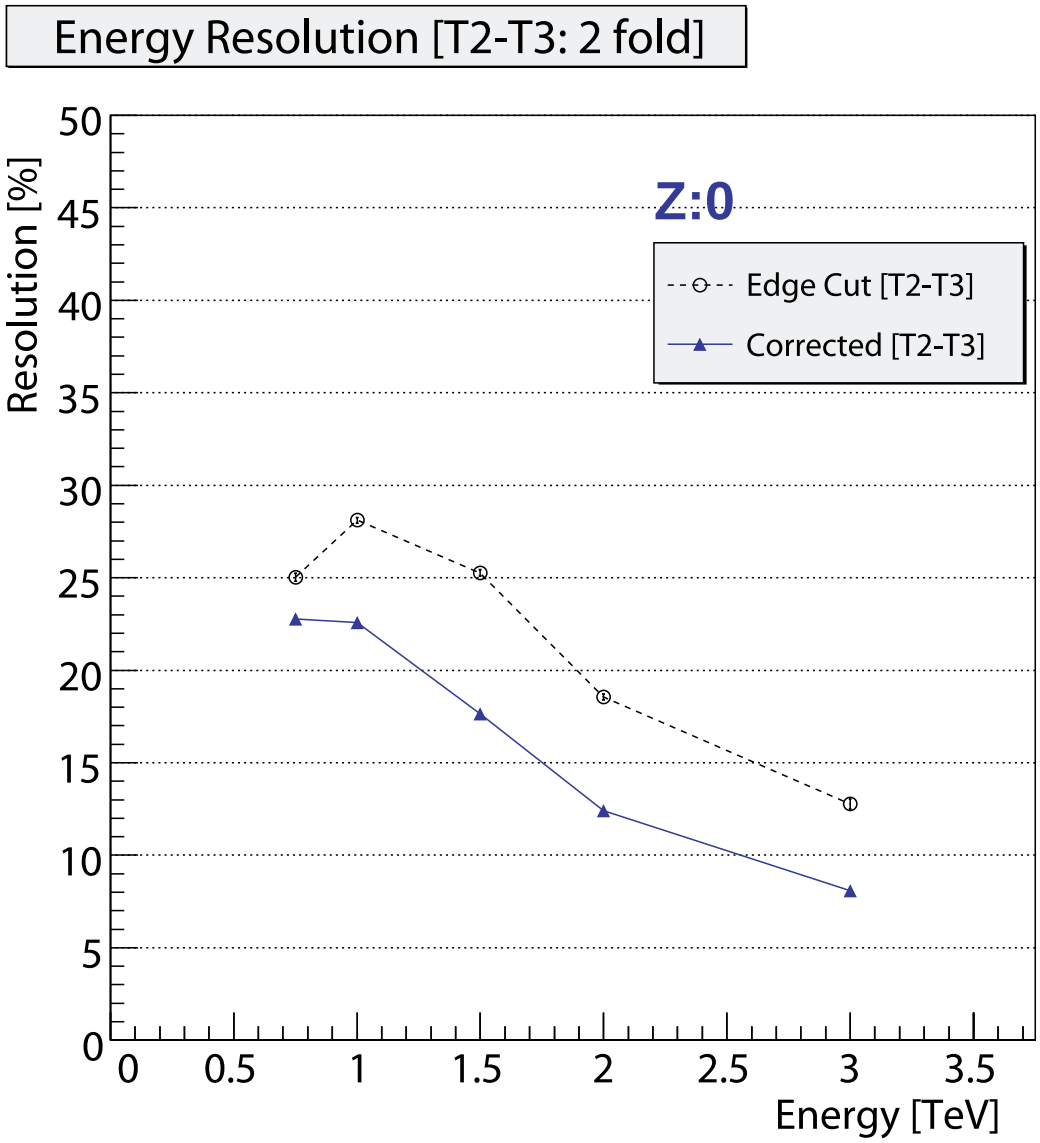

図 5.7　天頂角 $Z = 0$ の時の 2 つの補正によるエネルギー分解能の変化。黒点線が補正を行う前のエネルギー分解能、青実線が補正を行った後の分解能である。

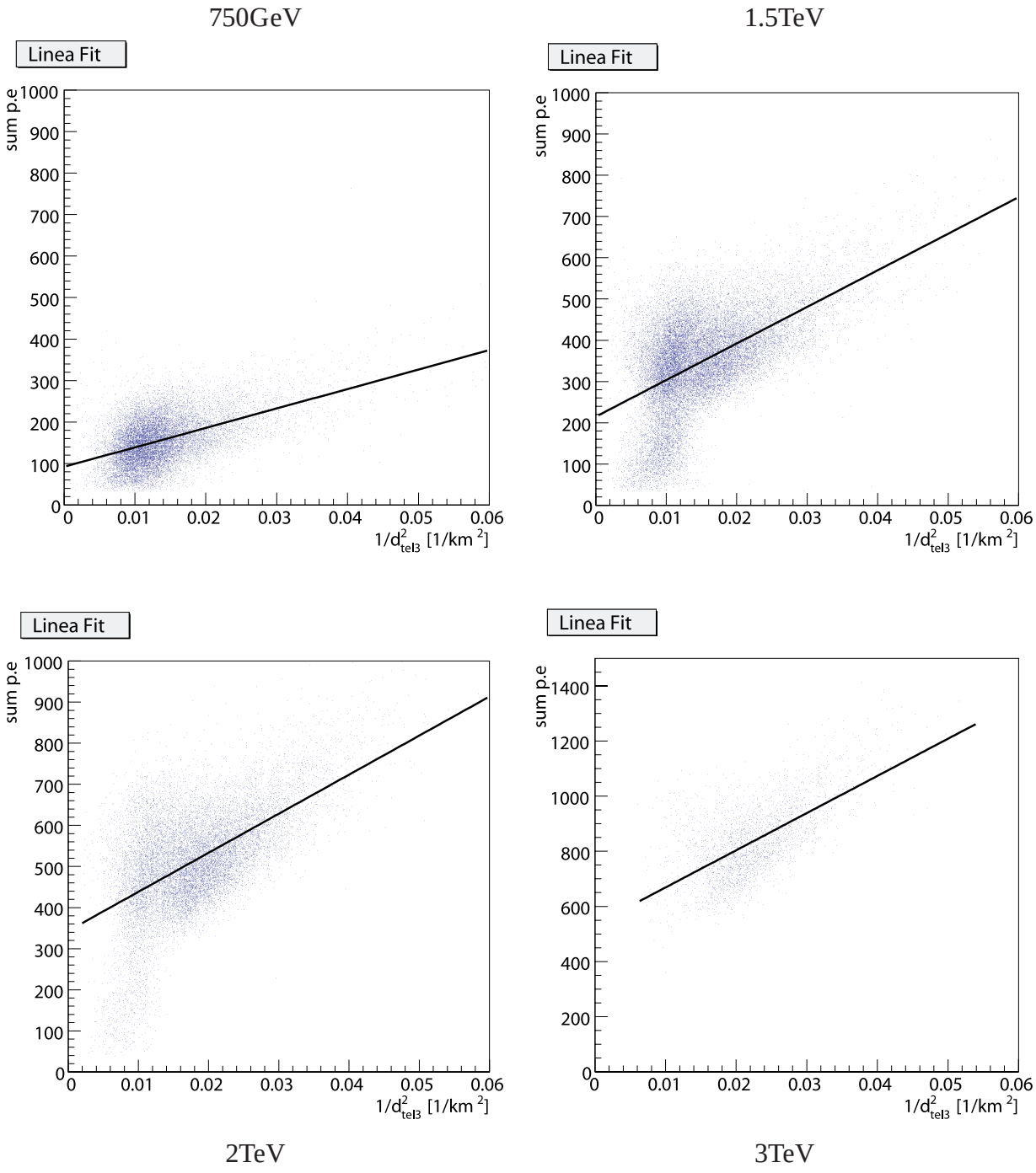

図 5.8　エネルギーを変化させた時の光量と距離の関係。直線は一次関数での fitting line。

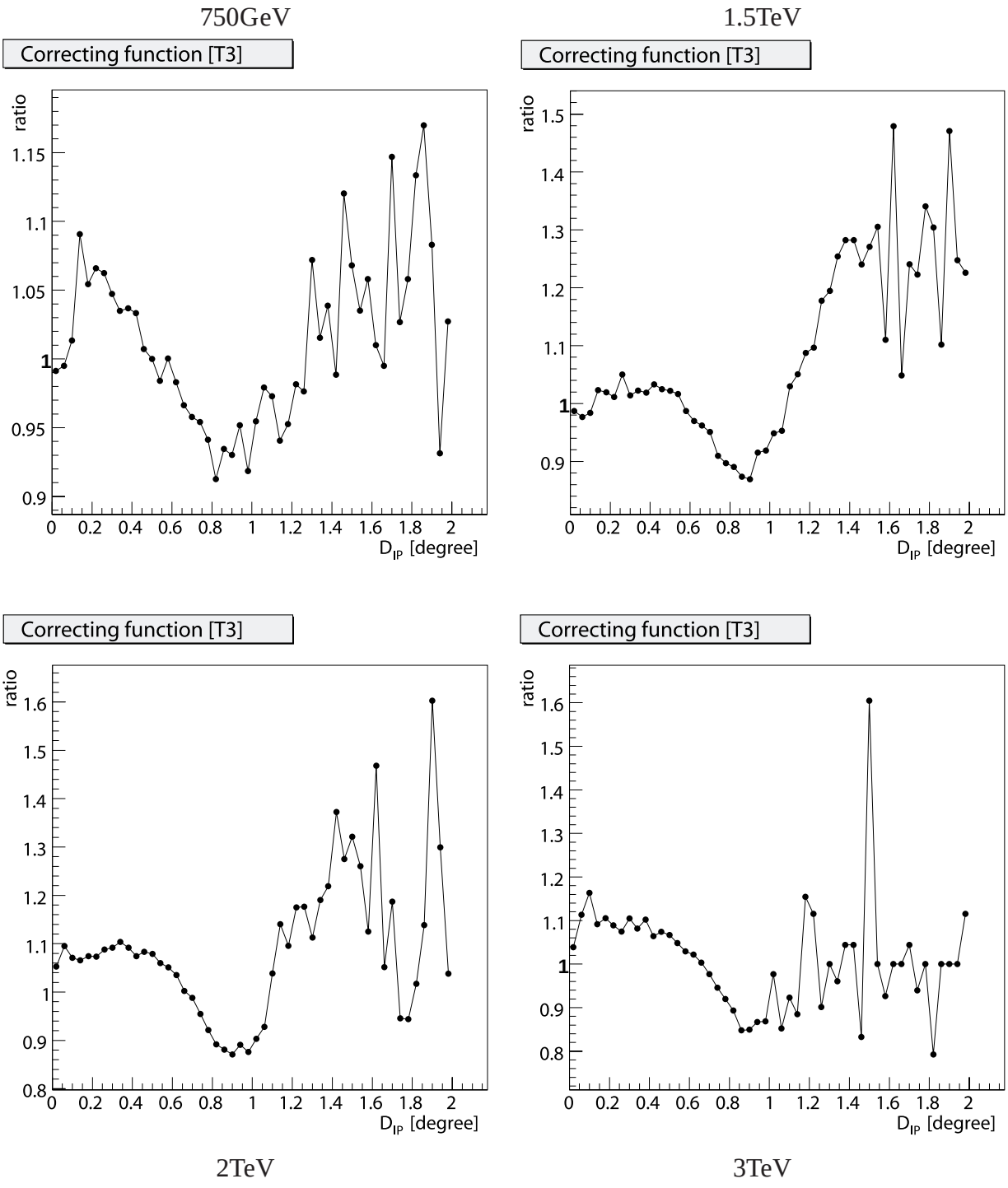

図 5.9　エネルギーを変化させた時の D_{IP} の補正関数。

第 6 章

観測量の使用

前章で各エネルギーごとに補正関数を求め、エネルギー分解能を向上させることが可能になった。本章では、実際の観測データに適用できるように、入力エネルギーを未知のものとして、取得光量などの観測量のみを用いての補正について考察する。

6.1 エネルギーと補正関数

前章の手法には欠点がある。Shower maximum height にはエネルギー依存性があるので、あるエネルギーで決めた補正関数を他のエネルギーに当てはめることはできない。なので前章では、各エネルギーごとに補正関数を作成した。

しかし、実際の目的は 1 次粒子のエネルギーを精度良く求めることであり、入力エネルギーが分からなければどの補正関数を使えばよいか分からない、という補正では使い物にならない。これよりこの問題の解決方法を考えていく。

6.1.1 一次粒子のエネルギーと Shower maximum height

一次粒子のエネルギーを未知とした場合の補正関数の決定に入る前に、準備として Shower maximum height と入力エネルギーとの関係について考える。

Shower maximum height は初めて相互作用を起こす大気深さに依るが、その平均は臨界エネルギーとの比として入力エネルギーにも依存することになる。シャワー理論 [11] によると、一次粒子が γ 線で二次粒子が電子の時、Shower maximum となる大気厚み

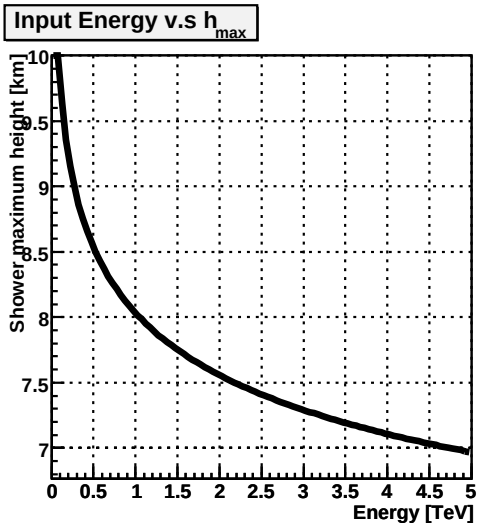

図 6.1　一次粒子が γ 線で、二次粒子が電子の場合の、入力エネルギーと Shower maximum height の関係。式 (6.2) のモデルを用いて計算を行った。

X_{max} は入力エネルギーの関数として以下のように表される。

$$X_{max} = X_0 \left(\log \frac{E_{\mathrm{in}}}{E_c} + \frac{1}{2} \right) \tag{6.1}$$

X_0 : Radiation Length

E_c : Critical Energy

E_{in} : Input Energy

ここで、放射長を $X_0 = 36.8\,[g/cm^2]$ 、臨界エネルギーは空気中での値 $E_c = 84\,[MeV]$ を用いた。大気厚みは、表 4.1 の係数を用いて式 (4.11) より求める事ができる。以上より、Shower maximum height は一次粒子のエネルギーの関数として、以下の式を指標として求めることができる。

$$h_{\max} = \log \left\{ X_0 \left(\log \frac{E_{\mathrm{in}}}{E_c} + \frac{1}{2} \right) - a_i \right\}^{-c_i} + \log b_i^{c_i} \tag{6.2}$$

図 6.1 に入力エネルギーと Shower maximum height との関係を示す。

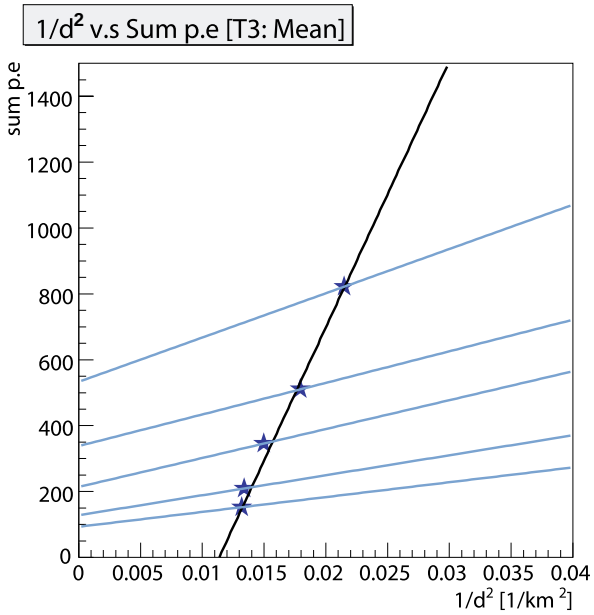

図 6.2　水色線は、各エネルギー（上から、3TeV, 2TeV, 1.5TeV, 1TeV, 750GeV）ごとの、距離と光量の関係から求められる補正直線である。★は、各エネルギーごとの補正目標値 S_{aim} で、今回はこれらを一次関数で fit した。その結果が黒線である。

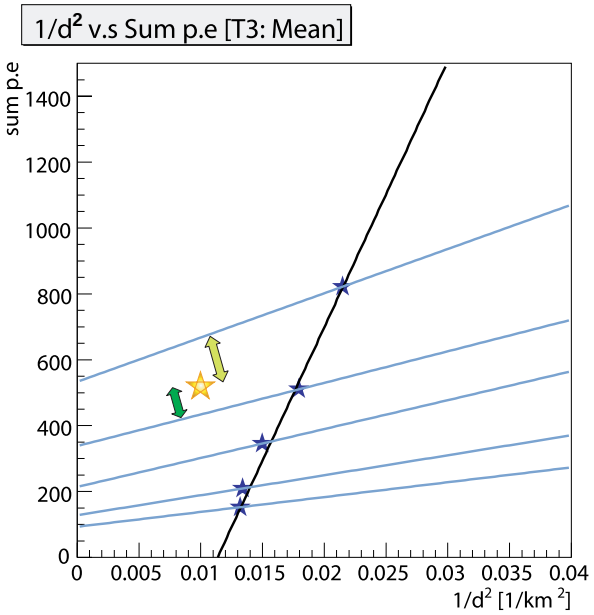

図 6.3　平面上での点と直線の距離を計算し、エネルギーごとの直線群からサンプルデータ点（図中では★）に最も近い直線を選ぶ。反対側の直線も同様に計算をし、距離の比で重みを決定する。直線が片側にしかない場合は、重みを 1 として計算する。

6.2　補正関数の決定: d_{tel} correction

これから、入力エネルギーが未知の状態で補正関数を求めていく。用いる基本的なカットは今までと同じであり（前章に従う）、事前にカメラの端の効果を取り除くため Edge Cut も同様の条件で行う。

6.2.1　準備

各エネルギーについて、あらかじめ補正直線をモンテカルロシミュレーションより求めておく。その結果求められる直線群は図 6.2 のようになった。望遠鏡から Shower Max までの距離と光量の関係を示す直線は、各エネルギーごとに異なった傾きを持っており、これは前章の通りである。

図中の ★ について説明する。まず、各エネルギー領域における、Edge Cut 後の *Sum p.e* 分布をガウス分布で Fit する。そしてこの時の *mean value* : μ_i について、各補正直線上で求めたもの[*1]であり、以下のようになる。

$$\mu_i \equiv \mu_y = a_i \mu_x + b_i \quad \left(i = 1, \ldots, N_{\text{energys}}\right) \tag{6.3}$$

各エネルギーごとに求められた ★ は、Shower maximum での光量と光源までの距離の関係を表していると考えられる。前節で確認したように、入力エネルギーと Shower Maximum Height には相関があるので、今回は各エネルギーごとの ★ を一次関数で Fit することにより、予想される距離と光量の関係を示す指標とした。つまり、この直線上の値が補正目標値になる。

6.2.2 観測量を用いた補正

ここで、Edge Cut までを行い、望遠鏡から Shower Max までの距離と、取得総光量の分かっているシャワーイベント（以下、サンプルデータ点）の補正を考える。距離は二乗の逆数を用い、$X \equiv 1/d_{\text{tel}}^2$, $Y \equiv Sum\ p.e$ とする。図 6.3 中の★がサンプルデータ点である。なお、$X = 1/d_{\text{tel}}^2$, $Y = Sum\ p.e$ はいずれも観測量である。

まず補正直線の傾きを求めるために、座標平面上でサンプルデータ点と直線群の距離をそれぞれ計算、最も近い直線を選び出す。ここで、最も近い直線の傾きをそのまま補正直線の傾きとしてしまうと、直線間の中間程に位置するサンプルデータ点に対してはずれが生じてしまうことが考えられる。そこで、はさまれる 2 つの直線両方までの距離 $d_{\text{line1}}, d_{\text{line2}}$ を計算し、その距離により重み R_1, R_2 を決定する。この重みをサンプルデータ点をはさむ 2 つの直線の傾き a_1, a_2 にかけ、補正直線の傾き a とする。式にすると以下のようになる。

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{d_{\text{line1}}}{d_{\text{line1}} + d_{\text{line2}}} \\ R_2 &= \frac{d_{\text{line2}}}{d_{\text{line1}} + d_{\text{line2}}} \\ a &= R_1 \cdot a_1 + R_2 \cdot a_2 \end{aligned} \tag{6.4}$$

傾きが求まれば、切片 b も一意に決まり、サンプルデータ点に対して 1 本の補正直線が決定する。そしてこの求まった補正直線と、事前に決めておいた距離と光量の関係を示す

[*1] 前章ではこの光量を補正目標の光量としていた。

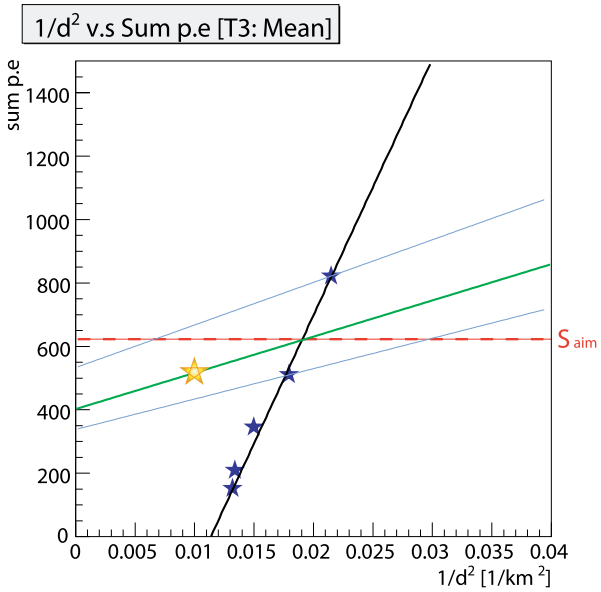

図 6.4　交点を求め S_{aim} を決定する。緑の直線は、重み R_1, R_2 を用いて決まった新しい補正直線である。

直線より、補正目標値 S_{aim} を 2 直線の交点として求めることができる。その様子を図 6.4 に示す。

補正目標値 S_{aim} が決まったら、式 (5.1) より、求められた傾きと切片 a, b を用いて、以下のようにして補正関数が求まり、補正を行うことができる。

$$f = \frac{S_{\mathrm{aim}}}{ax + b} \tag{6.5}$$

6.3　補正関数の決定: D_{IP} correction

次に IP Distance による補正関数を求める。前節の平面上での距離を用いて補正関数を作る過程では、いわば簡単なエネルギーの更正を行っていることになる。なので、ここでも前節で求めた重み R_1, R_2 を踏襲して用いることにする。

式 (5.3) より、前節で使用したサンプル点をはさんでいた直線のエネルギーに対応する m_{1i}, m_{2i} が決まる。ここで m_i は事前に求めておいた、各エネルギー領域の取得光量と D_{IP} の関係において D_{IP} の値で 100BIN に区切った時の、各 BIN ごとの光量の平均値であった。以上より、チェレンコフ角の新しい補正関数を以下のように定める。

$$g = R_1 \cdot \frac{S_{\mathrm{aim}}}{m_{1i}} + R_2 \cdot \frac{S_{\mathrm{aim}}}{m_{2i}} \tag{6.6}$$

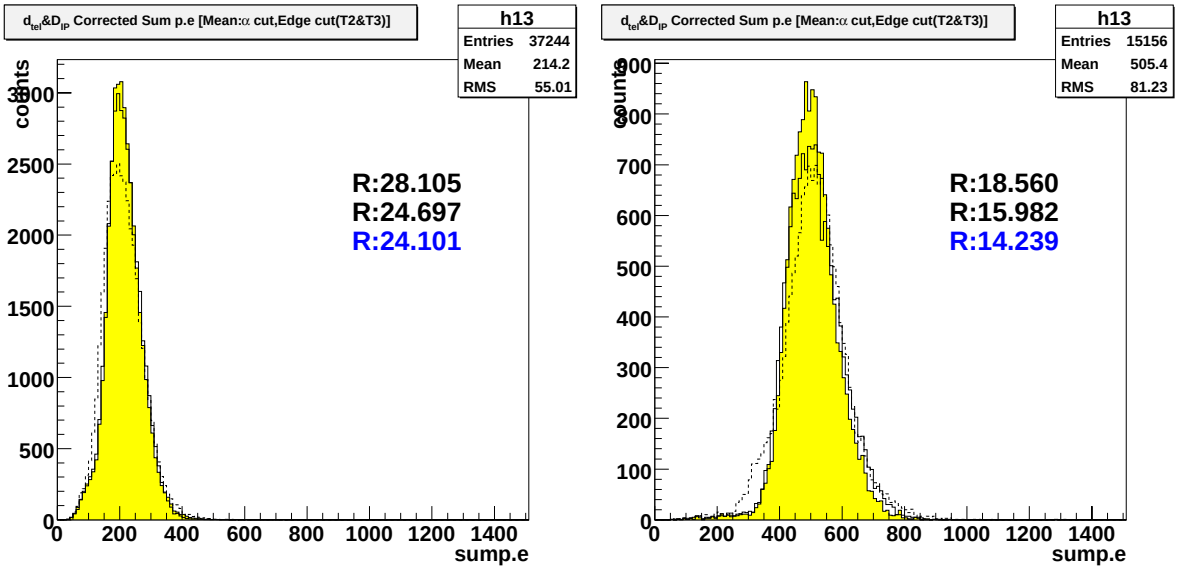

図 6.5　入力エネルギーが未知のまま補正を行った場合の *Sum p.e* 分布。天頂入射で左が 1TeV、右が 2TeV である。白抜き点線が Edge Cut まで適用した段階（補正前）、白抜き実線が距離の補正適用後、黄色実線がチェレンコフ角の補正適用後の結果である。R で示す数字は、ガウス分布で fit することにより求めたエネルギー分解能で、上から、補正前、距離の補正後、チェレンコフ角の補正後の値である。

図 6.5 に、1TeV、2TeV の場合について入力エネルギーが未知のまま補正を行った結果を示す。入力エネルギーの情報を使うことなく、補正がうまくいっていることが分かる。

6.4　比例分配の妥当性

ここまでの補正関数の作成は、$(x, y) \equiv (d_{tel}^{-2}, Sum\ p.e)$ とした座標平面を考え、あるサンプルデータ点 (X, Y) に対して各エネルギー領域で求めた距離と光量の関係を示す直線群との距離を計算し、サンプルデータ点を挟む 2 直線の傾きに重みをかけて補正関数求めるというものだった。

ここで、 2 直線の傾きを比例分配して関数を決定するのではなく、最近接の直線の傾きひとつだけを用いることを考える。すなわち、式 (6.4)、式 (6.6) において $R_1 = 1$, $R_2 = 0$ として光量の補正を行う。

最近接の方法と、比例分配の方法を用いた場合の補正結果の比較を図 6.6 に示す。相対値にして 1% 程度、比例分配を用いたほうが補正後のエネルギー分解能が良くなることが分かる。

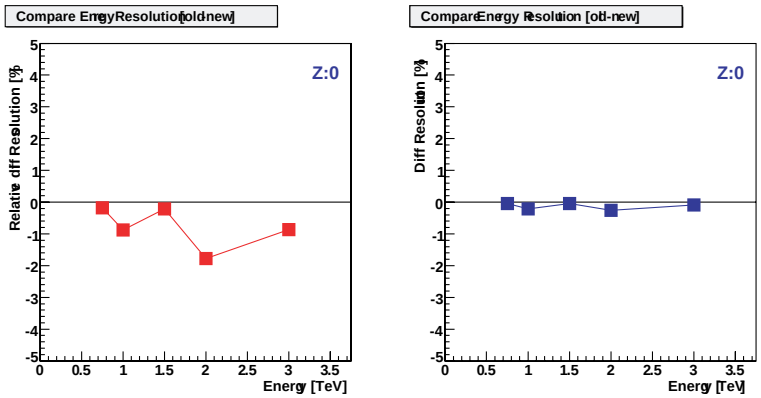

図 6.6　最近接の方法と、比例分配の方法を用いた場合の、補正後のエネルギー分解能の比較。比例分配の方法を用いた場合のエネルギー分解能から、最近接の方法を用いた場合の差分を取った。相対値（左図）にして 1% 程度、絶対値（右図）にして 0.2% 程度、比例分配を用いたほうが高い分解能を得ることができる。

6.5　補正結果

ここまでで、一次粒子のエネルギーが未知の場合でも観測量のみを用いて補正を行うこと可能になった。図 6.7 に各エネルギーごとに補正を行った結果を示す。Optimized function が入力エネルギーが既知の場合（MC のみ可能）、XTeV function がエネルギーが未知の場合（実際の実験に適用可能）である。

補正の結果、エネルギー分解能は天頂に対して 1.5TeV で約 20% となった。HEGRA は天頂に対して 1.5TeV で 14% であり、望遠鏡の台数が 2 台と 4 台であるをことを考えると 20% / $\sqrt{2} \simeq$ 14% となり、ほぼ目標に近い値を得ることができた。また、*core distance* ではなく、直接的な観測量であるイメージの重心位置を使い、光学的に explicit な方法で HEGRA と同様の補正を行うことができたといえる。

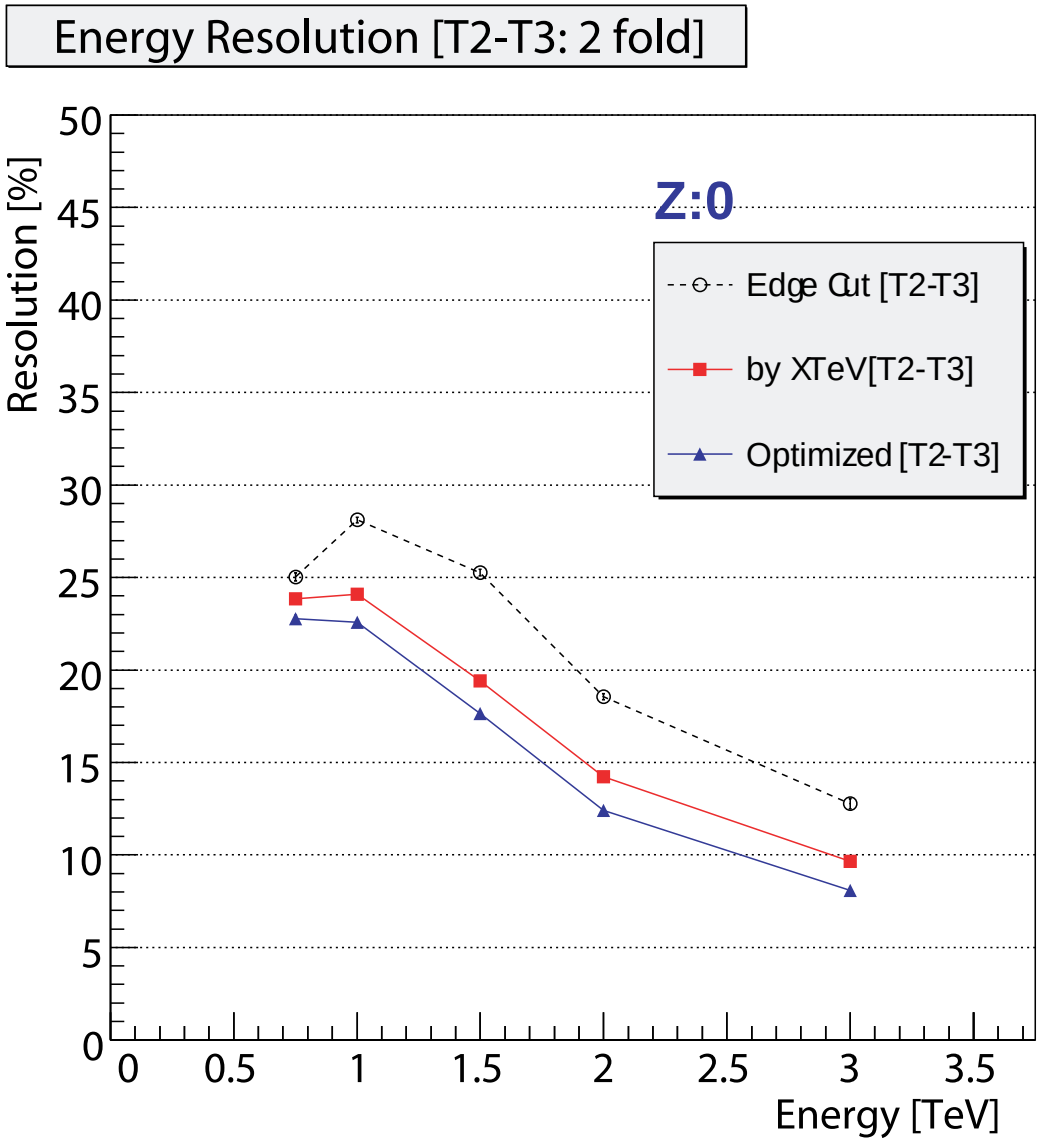

図 6.7　天頂入射の場合の最終的な補正結果。黒破線が Edge CUT 適用後（補正前）であり、青実線が入射エネルギーが既知とした場合、赤実線が本章で求めた入射エネルギーが未知の場合の補正結果である。

第 7 章

天頂角を変化させた場合

ここまでは、γ 線が天頂から入射した場合に限ってエネルギーの補正を行ってきた。現実には、表 2.1 にあるように観測天体の南中高度は必ずしも天頂に近いものばかりではないし、南中高度の高い天体でも一晩で天頂角は大きく変化する。例えば、我々の観測サイトである Woomera の南緯が 31.1 度であるので、観測天体の典型的な天頂角は、RXJ1713.7-3946 が 10 度程度、RXJ0852-4622 で 15 度程度、天頂角の大きいものでは SN1987A の 45 度などとなっている。カニパルサーについては、55 度という大天頂角で観測を行っている。

これらを踏まえ、本章では、天頂角を変化させた時の補正について考察する。

7.1 光量の減少要因と見積もり

エネルギー分解能を、取得光量にたいする揺らぎの大きさの比で定義した。揺らぎが大きくなればもちろん分解能は低下するが、取得光量が小さくなった場合も統計揺らぎが増えるので、光量の低下もエネルギー分解能を悪くする要因となる。

まず始めに、天頂角を変化させていった時の取得光量変化の比を簡単に見積もる。方針としては、式 (4.4) : $\textit{Light Yield} \propto N / \left(d^2 \times \tan^2\theta_c\right)$ より、発生光量 N、望遠鏡から Shower Maximum までの距離 d、チェレンコフ角 θ_c について、天頂角を変化させた時にどう変化するのかを見積もり、予想される光量の減少量をシミュレーションの結果と比較する。

以下では、天頂から γ 線が入射した場合のパラメータを N, d, θ_c とし、天頂角が Z [deg] の場合のパラメータを N', d', θ_c' とする。そして、天頂角が変化した時の *Light Yield* の変化の様子を調べる。

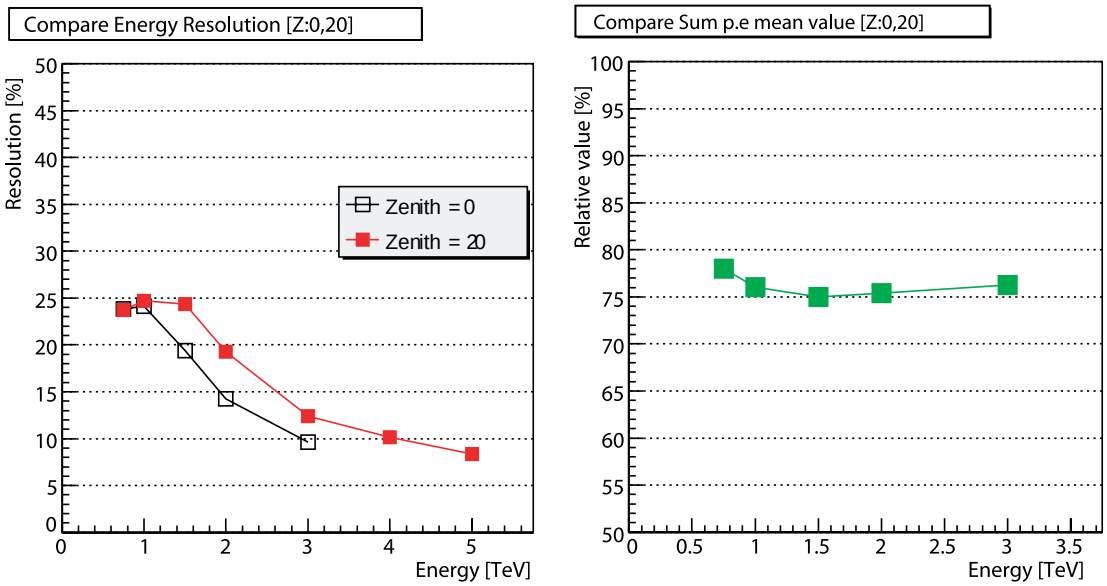

図 7.1　天頂角 $Z = 20$ と天頂角 $Z = 0$ の場合の、補正後のエネルギー分解能（左）と光量の減少割合（右）。入力エネルギーが未知であるとして補正を行った結果に対する比較であり、左図赤線が天頂角 20 度、左図黒線が天頂角 0 度の場合である。光量の減少割合については、各エネルギーの天頂角 0 度の取得光量を 100 とし、同じエネルギーでの天頂角 20 度の光量の割合を示している。

7.1.1　発生高度 h_{max} と望遠鏡から光源までの距離 d_{tel} の天頂角依存性

仮に天頂角が変化しても Shower Maximum となる垂直高度 h_{max} は変化しないと近似すると、光源までの距離における天頂角依存性は幾何的に求まり、

$$\frac{d'}{d} = \frac{1}{\cos Z} \tag{7.1}$$

となる。しかし図 7.2 から分かるように、天頂角が大きくなった時、ある高さまでに通過する大気厚みが増加する。ある高さ h までに通過する大気厚みを $T(h)$ とすると、天頂角 Z の時は $T(h) \rightharpoonup \frac{T(h)}{\cos Z}$ と変化する。つまり、 $h \rightharpoonup h'$ と Shower Max をより上空で迎えることになる。これらを踏まえると、式 (4.11)、式 (6.2) を用いて、

$$X_{max}(E_{in}) = T(h) = \frac{T(h')}{\cos Z} \tag{7.2}$$

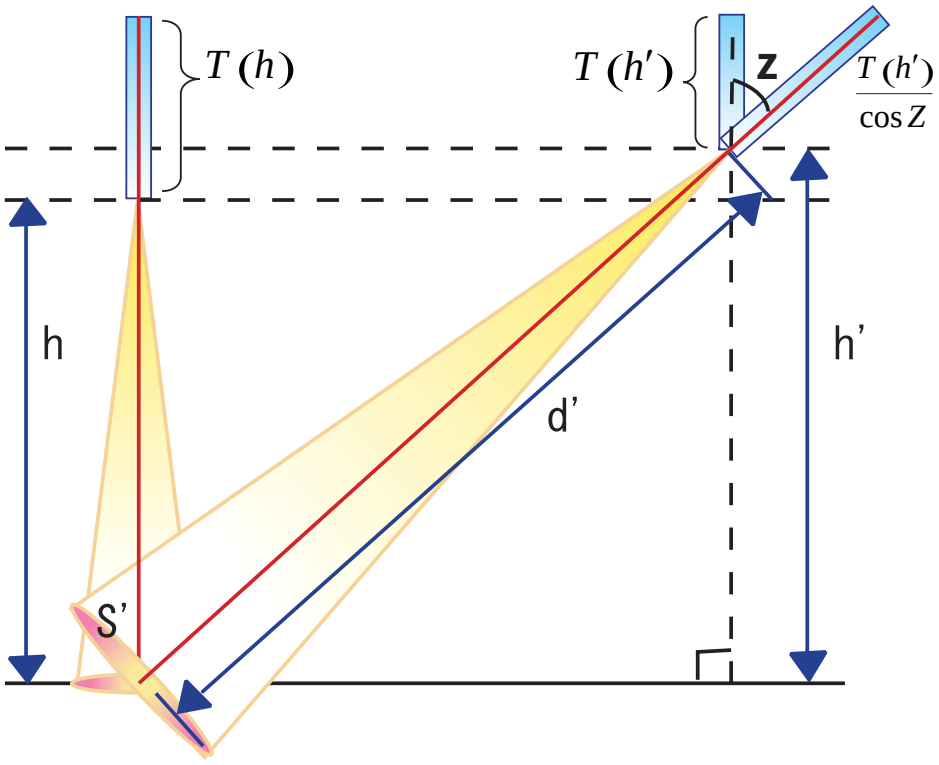

図 7.2　Shower Maximum height の天頂角による変化。天頂角を Z、地表からの垂直高度を h、高度が h の時の大気厚みを $T(h)$ とする。S はチェレンコフ光の地上でのライトプールの面積を示し、d は Shower maximum から望遠鏡までの距離を表している。望遠鏡が天頂を向いている場合は、$h = d$ である。

$$\left(\begin{array}{c} X_{max}(E_{\rm in}) = X_0 \left(\log \dfrac{E_{\rm in}}{E_c} + \dfrac{1}{2} \right) \\ T(h) = a + b \exp\left(h/c\right) \end{array} \right)$$

と表すことができる。ここで、X_{max} は入射粒子が γ 線で二次粒子が電子の時のシャワーの発達が最大となる大気厚みで、X_0 は γ 線の空気中での放射長、$E_{\rm in}$, E_c はそれぞれ入射粒子のエネルギーと臨界エネルギーで、a, b, c は比例係数である。[*1] これらを解くと、天頂角が変化した場合の垂直高度を計算することができ、

$$\begin{aligned} h &= -c \log \frac{X_{max}(E_{in}) - a}{b} \\ h' &= -c \log \frac{X_{max}(E_{in}) \cdot \cos Z - a}{b} \end{aligned} \tag{7.3}$$

[*1] これらの式の詳細は、第 6.1 節を参照。a, b, c はそれぞれ本来、高さの関数として添字を i として 5 層に分かれているが、天頂角変化による高度変化後も同じ層にいるとしてここでは省略した。

と求まる。これらより、望遠鏡から Shower maximum までの距離の比は、

$$\begin{aligned}\frac{d'}{d} &= \frac{h'}{h}\cos Z \\ &= \cos Z \cdot \frac{\log \dfrac{X_{max}(E_{in}) \cdot \cos Z - a}{b}}{\log \dfrac{X_{max}(E_{in}) - a}{b}}\end{aligned} \tag{7.4}$$

と求まる。

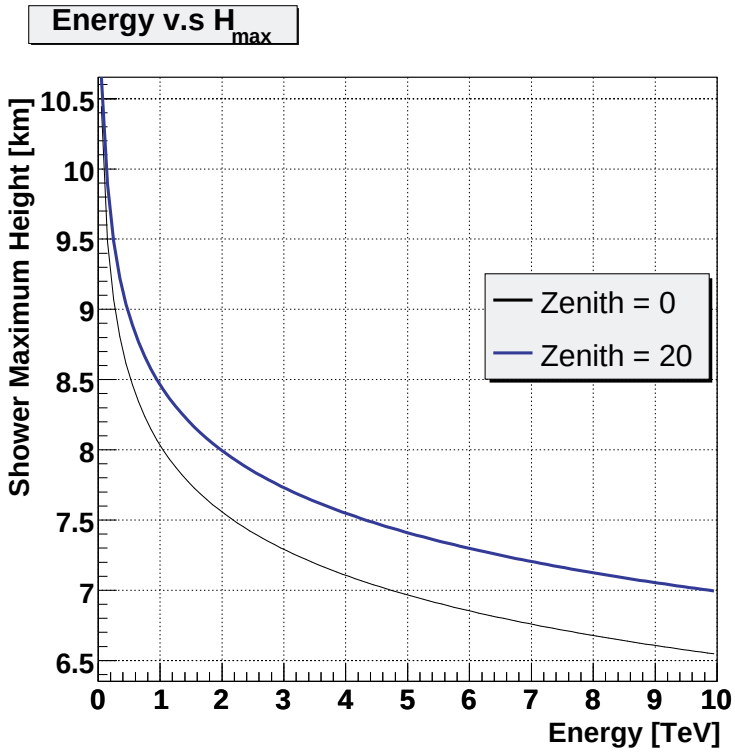

図 7.3　天頂角 $Z = 0, 20$ 度の場合の、入射粒子のエネルギーと、シャワーの発達が最大となる高度の関係。青線が天頂角 20 度の場合で、黒線が 0 度である。約 $500m$ シャワーの最大発達点が上空へシフトしている。

7.1.2　発生光量 N とチェレンコフ角 θ_c

発生光量の比の天頂角依存性は、Frank-Tamn の式 (2.6) より、

$$\frac{N'}{N} \propto \frac{\sin^2\theta_c'}{\sin^2\theta_c} \cdot \frac{l'}{l} \tag{7.5}$$

で与えられる。ここで以前示したとおり、チェレンコフ角 θ_c は式 (2.5)、より、大気屈折率を通して高度依存性を持つ。l は走行距離であり、視野が有限であることを考えると、これもまたチェレンコフ角に依存し、結果として天頂角に依存することになる。ラフに考えたトイモデルの式 (4.6) より、

$$\begin{aligned} \frac{N'}{N} &\propto \frac{\sin^2\theta_c'}{\sin^2\theta_c} \cdot \left(\frac{\tan\theta_c'}{\tan\theta_c}\right)^{-1} \\ &\propto \frac{\sin\theta_c'\cos\theta_c'}{\sin\theta_c\cos\theta_c} \end{aligned} \tag{7.6}$$

と考えられる。

散乱

$d \rightharpoonup d'$ と走行距離が長くなった分、より大きくレーリー散乱等の影響を受けることになる。図 7.4 に、シミュレーションによって求めた天頂角変化による散乱の効果を示す。天頂角が増えたことにより、地上への到達光量が減っている。全大気厚みにわたって積分すると、$\sim$ 5% 程度光量が減少していることが分かる。

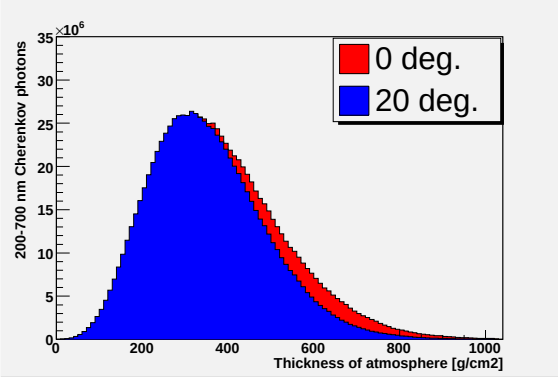

図 7.4　天頂角変化によってシャワーの最大発達点が上空にシフトするため、より多くレーリー散乱等の影響を受けるようになる。この散乱量増加に伴う減光の様子を CORSIKA によるシミュレーションの結果で示す。図はある大気厚みで発生した波長 200nm から 700nm までのチェレンコフ光が、どの程度地上に到達しているかを示している。縦軸は地上に到達したチェレンコフ光子数で、天頂角 0 度（赤抜き）、20 度（青抜き）の場合それぞれについて、チェレンコフ光が放出された高さ（大気厚み）を横軸に取っている。一次粒子は 1TeV の γ 線を入射させ、散乱についてはレーリー散乱のみを考慮した。[20]

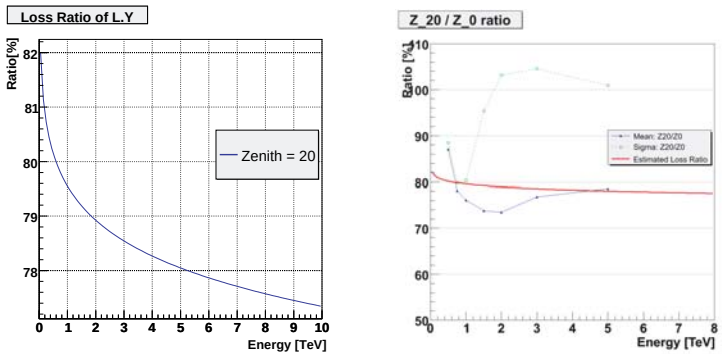

図 7.5　天頂角が 0 度から 20 度に変わった場合の、最大発達高度の上昇から予想される取得光量の変化率（左）。チェレンコフ角の寄与は考えていない。シミュレーションで得られた天頂角変化による取得光量減少割合と、式 (7.7) の簡単な計算で求めた結果の比較（右）。計算で求めた結果が赤線である。

7.1.3　Loss Ratio

ここまでの結果をシミュレーションで得られる天頂角による光量の減少割合と比べる。これまでの考察より、解析的な類推は以下の式で書くことができる。

$$
\begin{aligned}
\frac{L.Y(Z=Z)}{L.Y(Z=0)} &\propto \frac{N'/S'}{N/S} \propto \frac{\sin^2\theta_c'}{\sin^2\theta_c}\cdot\left(\frac{\tan\theta_c'}{\tan\theta_c}\right)^{-1}\cdot\left(\frac{d'\tan\theta_c'}{d\tan\theta_c}\right)^{-2} \\
&\propto \frac{\cos^2\theta_c'}{\cos^2\theta_c}\cdot\left(\frac{\tan\theta_c'}{\tan\theta_c}\right)^{-1}\cdot\cos^2 Z\cdot\left(\frac{h'}{h}\right)^{-2} \\
&\propto \frac{\cos^2\theta_c'}{\cos^2\theta_c}\cdot\left(\frac{\tan\theta_c'}{\tan\theta_c}\right)^{-1}\cdot\cos^2 Z\cdot\left\{\frac{\log\left(X_{max}(E_{in})-a\right)-\log b}{\log\left(X_{max}(E_{in})\cdot\cos Z-a\right)-\log b}\right\}^2 \\
&\to \cos^2 Z\cdot\left\{\frac{\log\left(X_{max}(E_{in})-a\right)-\log b}{\log\left(X_{max}(E_{in})\cdot\cos Z-a\right)-\log b}\right\}^2 \qquad (7.7)
\end{aligned}
$$

チェレンコフ角に対しての考察がトイモデルだったことを踏まえ、ここでは式 (7.7) のように、チェレンコフ角の部分を省き、単純な高度変化による影響だけを計算した。その結果を図 7.5 に示す。入力エネルギーが $E = 1 \sim 5$TeV 、天頂と天頂角 20 度の場合で、少なくとも 78 $\sim$ 80% ほどの減少が見込まれることになる。その結果をシミュレーションによって得られた取得光量の比と比べたのが図 7.5 の右である。チェレンコフ角、散乱の効果を考慮に入れていないが、おおよそあっている。合っていない部分は、チェレンコフ角の寄与、散乱の効果と考えられる。

7.2　光量の減少とエネルギー分解能

前節までで、補正後の取得光量が落ちている主な原因は、天頂角変化に伴って最大発達高度が上昇し、望遠鏡から Shower Max までの距離が大きくなったことであり、その他に、ライトプールの光子数密度が減ったこと、発生光量が変化したこと、より散乱を受けるようになった事などであることが分かった。

そこで、エネルギー分解能の低下が本当に光量の減少によるものなのかを調べた。手順としては、まず天頂角 20 度の補正後の結果に対し各エネルギーごとで天頂角 0 度の場合と比べて光量の減少割合を求める。その後、その割合に応じて天頂角 20 度の場合のエネルギーを仮想的に増やし、0 度の場合と比べてみる。例えば、入射エネルギーが同じ 1TeV の場合に天頂角 20 度の光量が 20 %減少しているとしたら、天頂角 0 度、1TeV のエネルギー分解能を 1.2TeV に置き換え、天頂角 20 度、1TeV のエネルギー分解能を比べてみる。このようにして作成したのが図 7.6 である。天頂角 0 度の場合に対して、光量の減少割合だけシフトしたものが天頂角 20 度の場合のものとよく合っている。これで、エネルギー分解能の減少要因は、光量の減少によるものが大きいことが分かった。

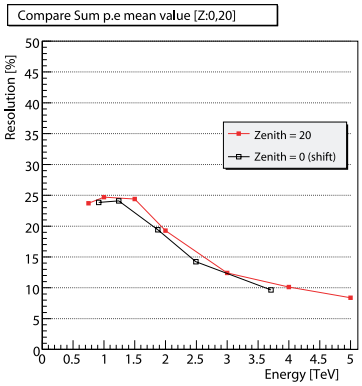

図 7.6　天頂角 0、20 度の場合の光量の減少割合とエネルギー分解能の比較。赤線が天頂角 20 度において入力エネルギーを未知として補正を行った結果、黒線は天頂角 0 度におちて入力エネルギーを未知として補正を行い、その結果の各エネルギーごとの分解能を光量の減少割合だけグラフ上で高エネルギー側へシフトさせたものである。

7.3　各天頂角に対する結果

エネルギーを変化させた時と同様に、天頂角変化と光量の減少割合は非線形な関係になっている。これは、シミュレーションをしてみないことには結果が予測できず補正関数も作れないということを示している。**よって補正関数は、各天体ごと、もしくは各天頂角・方位角ごとに作成するべきである。** 今回の解析では、天頂角を 5 度刻みに、0 度から 55 度まで変化させ、各天頂角ごとに補正を行った。各天頂角ごとの補正後の結果図 7.7、図 7.8 に示す。

大天頂角になるにつれ、補正の効果が小さくなっている。これは、以下のような理由によると考えられる。天頂角が大きくなるにつれて、シャワー方向から見た望遠鏡間隔が狭くなり、これによりシャワー最大発達点までの距離の計算精度が落ちている。また、図 7.2 で示したように、より多くの大気を通過することによってシャワーの発達点が上空へシフトし、シャワー最大発達点までの距離も式 (7.4) だけ伸びる。これにより取得光量が、距離の自乗分の一と線形の関係を持つという単純なモデルから、少しずつずれてしまっていることが考えられる。このことについては、前述のとおり、Fitting のモデルを変えることで改善が可能かもしれないので、今後の課題と考えられる。しかし、天頂角 45 度ぐらいまででは、補正前後でエネルギー分解能の改善は明らかであり、天頂角を変化させた場合でも補正は有効であることが分かった。

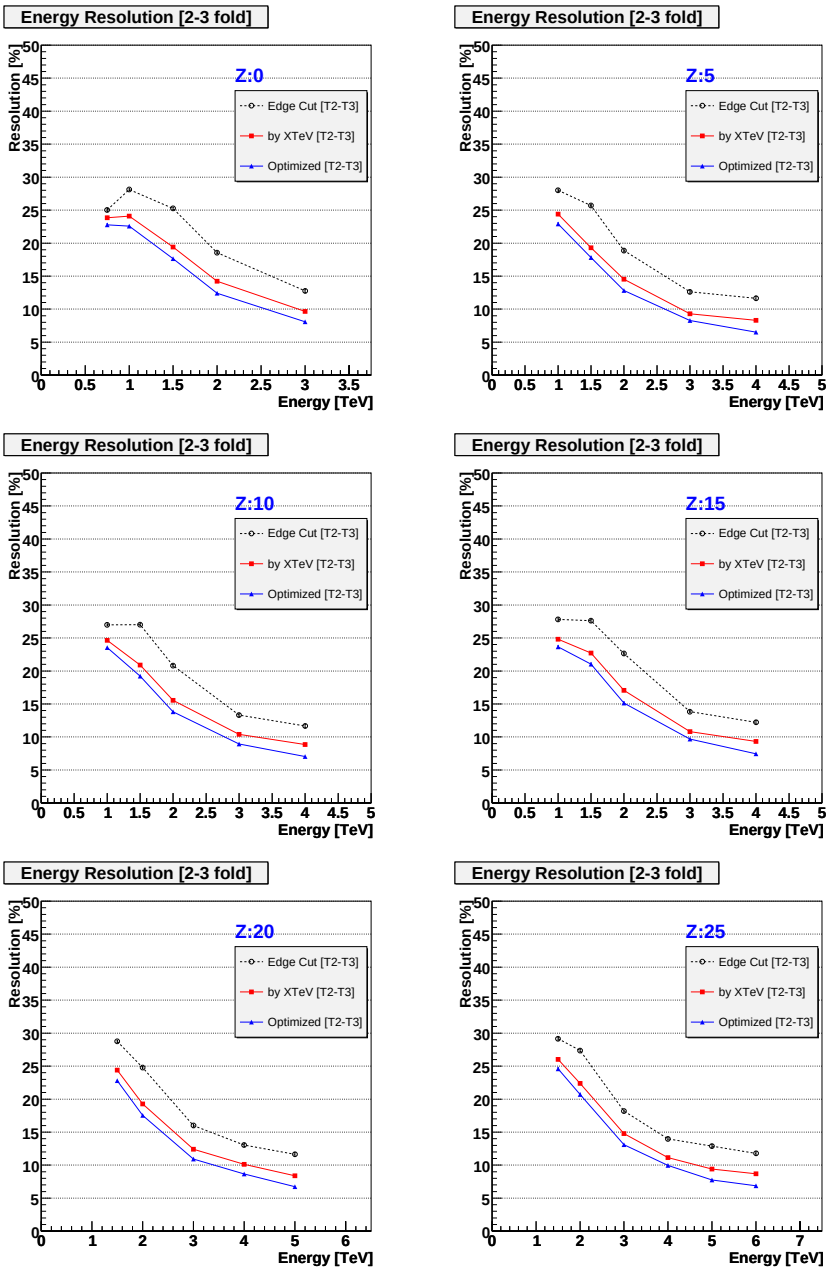

図 7.7　天頂角を変化させた時の、補正前後でのエネルギー分解能。$Z[deg]$ は天頂角を示す。黒点線が Edge Cut 適用時（補正前）、赤実線が入力エネルギーが未知の場合、青実線が入力エネルギーが既知の場合である。

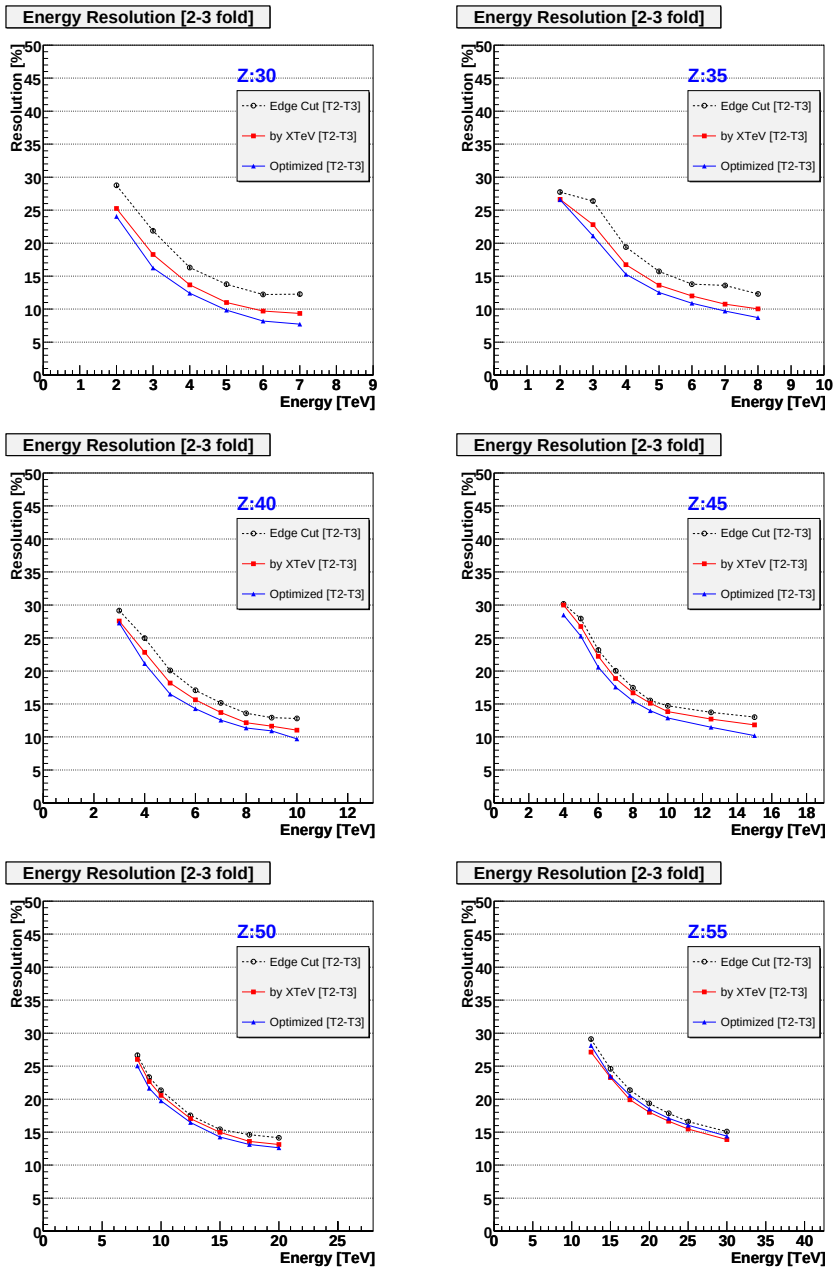

図 7.8　天頂角を変化させた時の、補正前後でのエネルギー分解能。$Z[deg]$ は天頂角を示す。黒点線が Edge Cut 適用時（補正前）、赤実線が入力エネルギーが未知の場合、青実線が入力エネルギーが既知の場合である。

第 8 章

3-fold コインシデンスの場合

CANGAROO-III 望遠鏡では、2004 年 3 月から 4 台でのステレオ観測が始まった。現在ではシステムが同系の T2-T3-T4 の 3 台でのステレオ解析が可能であり、T1 は仕様が異なるために今回の解析では使用しなかった。ステレオ解析に用いる望遠鏡の台数が増えると、検出有効面積が狭くなってしまう代わりに角度分解能、エネルギー分解能が向上する [19]。CANGAROO-III ではこれまで 2 台のステレオ解析が行われてきているが、γ 線源の特定とエネルギースペクトルの決定という目的のために、高角度分解能、高エネルギー分解能を得ることができる 3 台での解析結果が今後重要になるはずである。本章では、ここまでの解析、補正を 3-fold コインシデンスイベント[*1]に当てはめ、最終的なエネルギー分解能を求める。

8.1 パラメータの決定

第 4.1 節で取り上げたように、2 台の時同様、それぞれの望遠鏡についてトリガーを確認した後カットをしていく。3 台全てがカット条件をクリアしたものを 3-fold イベントとした。用いたカットはここまでと同じで、表 2.3 のカットに Edge Cut を加えたものである。

今後 3 台のステレオ解析で補正を行っていくなかでも、考えていくべきパラメータは 2 台の望遠鏡情報の組み合わせで求めるものである。3-fold になると望遠鏡の組み合わせが 3 組でき、今回の解析ではまず、それぞれの組み合わせを等価として補正に使うパラメータを以下のように決定した。

[*1] 以下、3-fold と略す。同様に 2-fold コインシデンスイベントについても 2-fold と表記する。

$$d_i = \frac{d_{ij} + d_{ki}}{2} \tag{8.1}$$

$$IP(\theta_x, \theta_y) = \frac{IP_{ij} + IP_{jk} + IP_{ki}}{3} \tag{8.2}$$
$$i, j, k = 2, 3, 4$$

図 8.1 に 2-fold、3-fold それぞれの Shower height と到来方向の分布を示す。望遠鏡が増えることで、より精度よく高さを決定できていることが分かる。到来方向については、2-fold の方が一見良く見える。これは、到来方向を 3 交点の重心で求めているからであり、精度の悪いイメージが 1 つでもあった場合に重心がそのイメージによって結ばれた交点の方へ引っ張られるからである。到来方向については、後に新しい方法で求めなおす。

これらの値を用いて、高度とチェレンコフ角の補正を行った結果を図 8.3 に示す。実線が 3-fold の結果である。望遠鏡の台数が増えたことで、補正前の分解能も 3% 程度改善されている。また、到来方向の精度はチェレンコフ角に影響してくるが、到来方向を重心で決めても補正はうまくいっていることが分かった。結果として、入力エネルギーが未知の場合で、絶対値で 2 ∼ 7% 程度、相対値ではどのエネルギー領域でも 20% 程度の改善が見られた（図 8.2)。

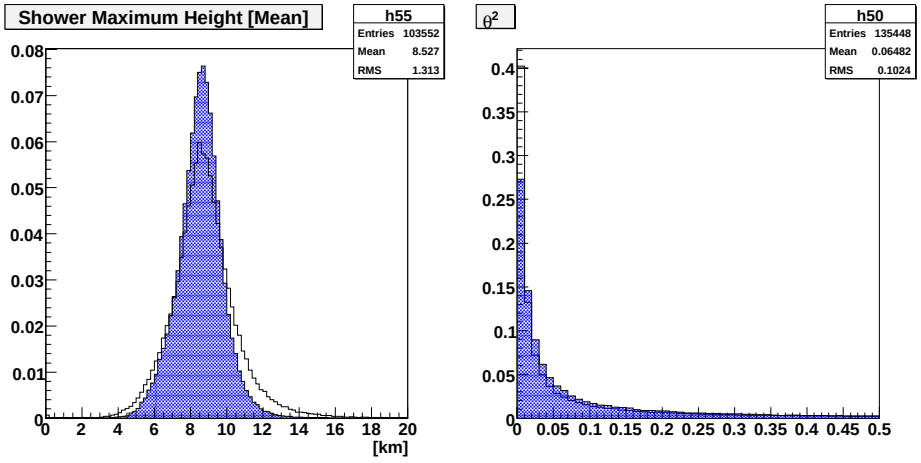

図 8.1　Shower Height（左）と θ^2（右）の分布。青のハッチがが 3-fold で、白抜きが 2-fold であり、それぞれイベント数で規格化してある。3-fold では Shower Height がより精度よく求めることができる。

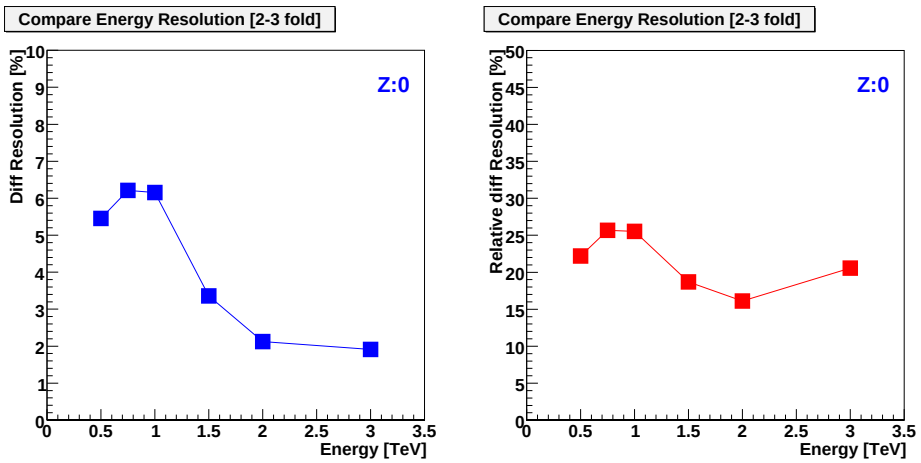

図 8.2　2-fold と 3-fold のエネルギー分解能の比較。Z は天頂角で、左が絶対値、右が相対値による比較である。

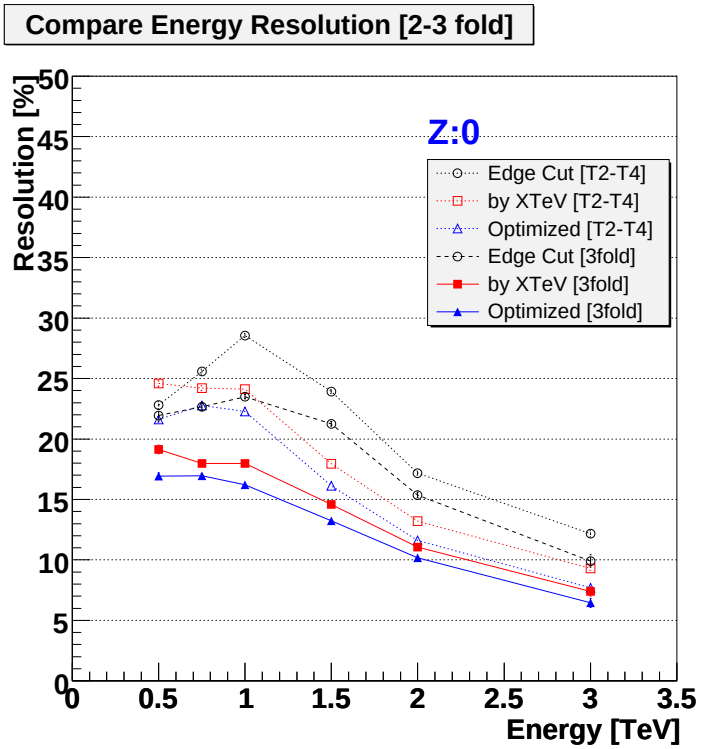

図 8.3　到来方向をイメージの長軸 3 交点の重心で求めた場合の、2-fold、3-fold のエネルギー分解能の補正結果。黒点線が 2-fold、黒破線が 3-fold で、それぞれ Edge Cut 適用時。青赤点線が 2-fold、青赤実線が 3-fold であり、青はエネルギーが既知とした時の補正結果、赤はエネルギーが未知の場合の補正結果である。

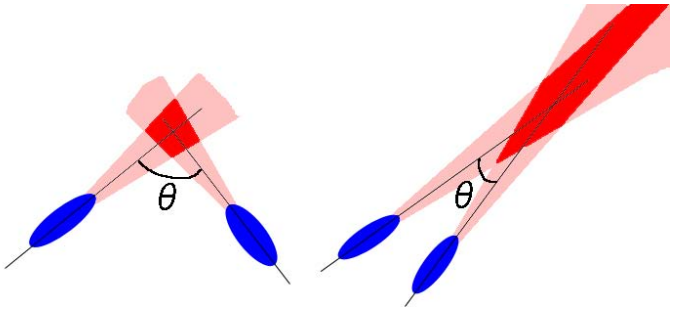

図 8.4　2 長軸のなす角度と交点決定精度。θ が 90 度に近いほど精度がよくなり、精度が悪い場合はより遠方で交点を結びやすくなってしまう。[19]

8.2　IP fit

ここまでは、イメージの長軸同士の 3 交点の重心を到来方向としてきた。前述のようにこの方法では、長軸の決定精度があまり良くないイメージが一つでもあるとその方向へと到来方向が大きく引っ張られてしまう。特に Opening Angle が 0 度に近くなると、軸の傾きの小さな誤差が、交点の大きな変化となって現れる。このような場合、図 8.4 のように、交点はカメラ中心から遠いところへ結ばれる傾向がある。この問題を解決するために、新たな方法で到来方向を決定する。

各イメージの重心上を通る直線を考え、その直線に対して鉛直方向のイメージの分散を求める。これは、平面上である方向からイメージを見た時の横幅に相当する。この仮想的な横幅が最小になるのは楕円長軸方向からイメージを見た時であるが、イメージが 3 つ以上ある場合、各交点の重心は必ずしもこの条件を満たさない。そこで、以下のように χ^2 を定義して、この値を最小にするような座標を Grid Search し、新たな到来方向とする。

$$\chi^2 \equiv \Sigma_{tel} \left(\frac{Width(x,y)}{\sigma_w} \right)^2 \tag{8.3}$$

図 8.5 に IP fit 前後での Shower Height と IP Distance を、図 8.6 に IP fit 前後での到来方向の変化の様子を示す。到来方向が変わるために IP Distance が変化している。Shower Height については変化がないが、これはシャワー軸の傾きには影響されない量だからであり、原理的に正しい。到来方向については、カメラ中心から少し離れた場所にあったものが中央に移っている様子が 2 次元 MAP でも見て取ることができる。これらから、IP fit によって到来方向の決定精度が向上している様子が分かる。また図 8.7 でも分かるとおり、天頂角が大きくなると IP fit がより効果的になる。

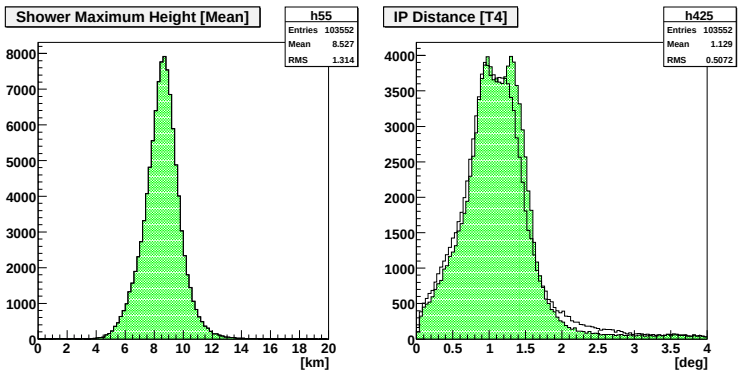

図 8.5　Shower Height（左）と IP Distance（右）の分布。緑のハッチが IP fit 後で、白抜きが IP fit 前を示す。

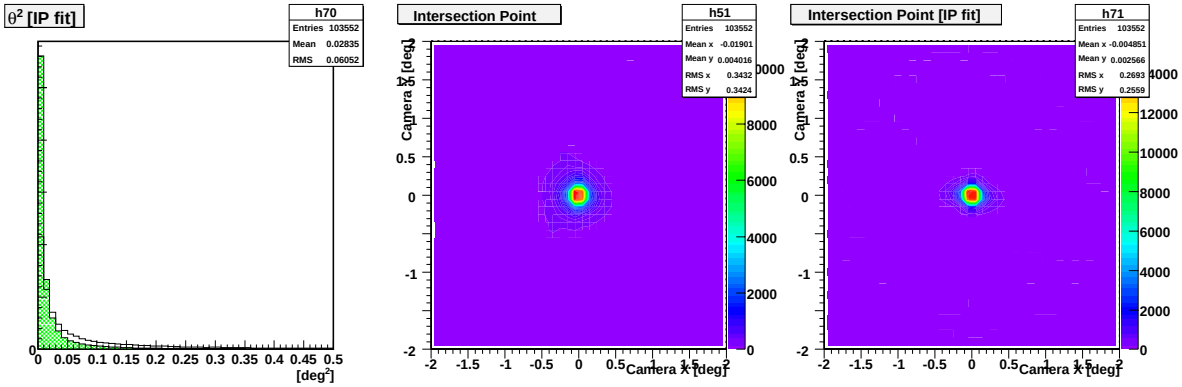

図 8.6　天頂角 0 度の時の、IP fit 前後での θ^2 分布（左）と到来方向分布。白抜きが fit 無しの場合、緑のハッチが IP fit した場合である。2 次元 MAP は中央が fit の無い場合で、右が IP fit の場合である。

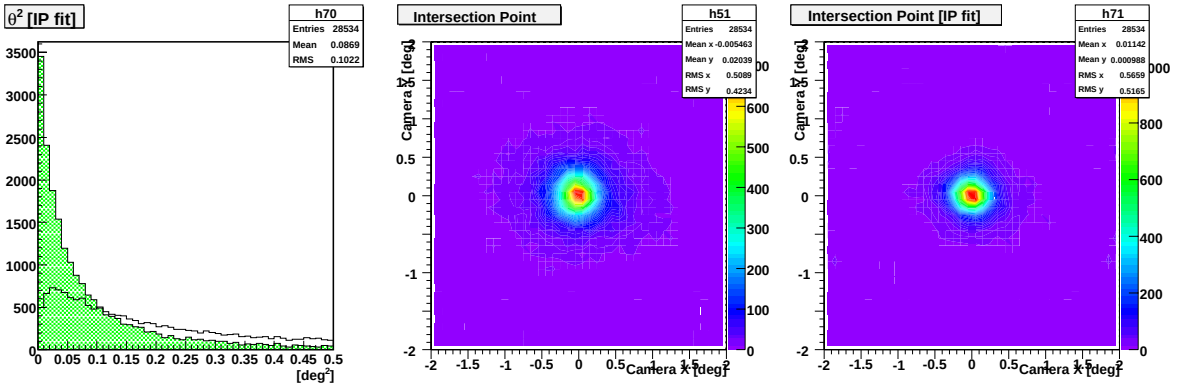

図 8.7　天頂角 45 度の時の、IP fit 前後の θ^2 分布（左）と到来方向分布。白抜きが fit 無しの場合、緑のハッチが IP fit した場合である。2 次元 MAP は中央が fit の無い場合で、右が IP fit の場合である。

8.3　IP fit の効果と補正結果

図 8.8、図 8.9 に IP fit 時の補正の結果を示す。IP fit のエネルギー分解能に与える効果は、望遠鏡の台数が増えたことによるエネルギー分解能改善の効果と比べると小さい。これはシャワーの高さを決定する上では、Intersection Point よりもイメージ間のカメラ面上での距離が重要であること、さらに、チェレンコフ角による補正では IP Distance の値によって BIN 分けして補正を行っているので、Intersection Point が引っ張られたまま補正を行っても補正ができていることによると考えられる。しかし、各天頂角、ほとんどのエネルギー範囲においてもエネルギー分解能は向上しており、到来方向の精度の面はもちろんエネルギー分解能の面でも、Intersection Point は Fit で求めたほうがよりベターであると考えられる。

まとめると、3-fold ではシャワーの高さを精度よく決定でき、角度分解能も到来方向を Fit で求めることで 2-fold に比べて向上する。2-fold の時同様、特に天頂角の小さいところでは、シャワーの高さとチェレンコフ角による補正は非常に有効であり、天頂から入射した γ 線に対しては絶対値で 5% 程の改善が見られた。エネルギー分解能は、天頂からの γ 線に対して 1.5TeV で $\sim$ 14%、2TeV で $\sim$ 11% といった値が得られた。目標とした、天頂入射に対して 1.5TeV で 15% という値を切っており、*core distance* を用いずに直接的なパラメータのみを用いての補正でこの分解能を達成したことはたいへん有意義である。

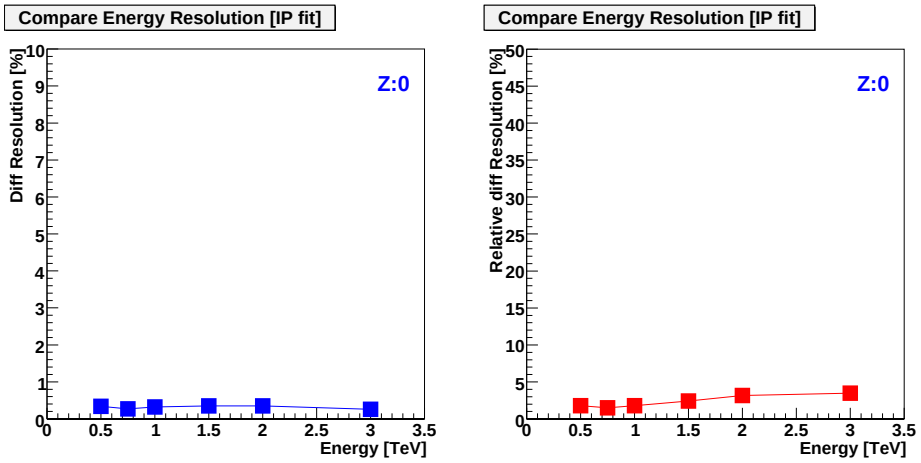

図 8.8　IP fit 前後でのエネルギー分解能の比較。Z は天頂角で、左が絶対値、右が相対値による比較である。

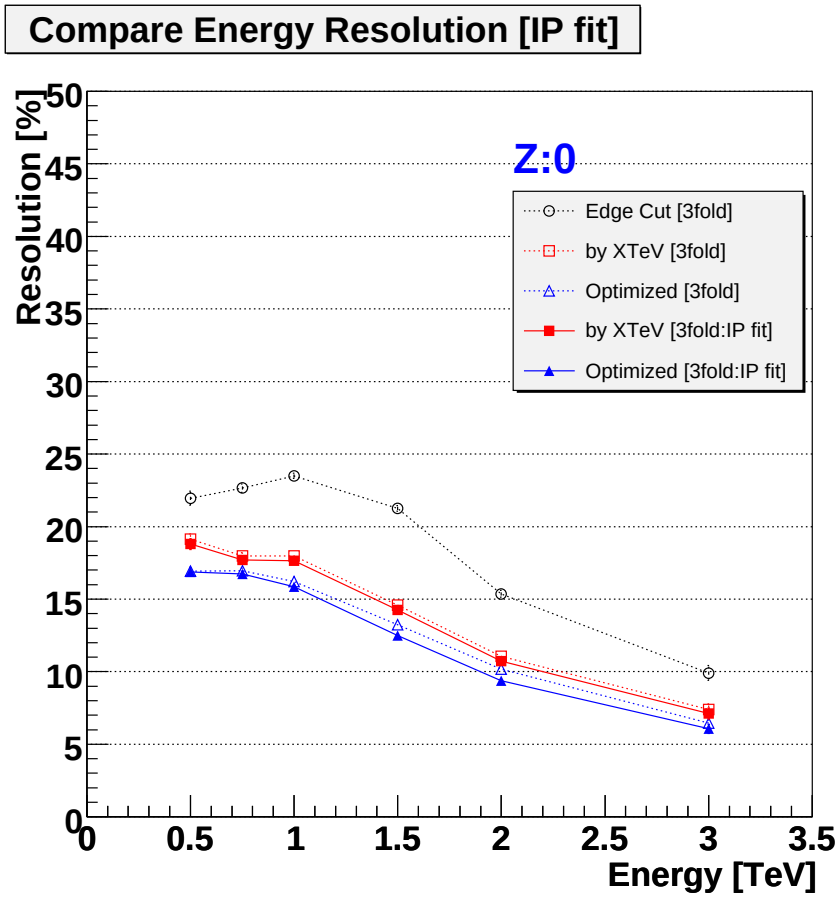

図 8.9　到来方向をイメージの IP fit で求めた場合の、3-fold のエネルギー分解能の補正結果。黒点線が、Edge Cut 適用時、青赤点線が IP fit 無しの場合、青赤実線が IP fit ありの場合であり、青はエネルギーが既知とした時の補正結果、赤はエネルギーが未知の場合の補正結果である。

第 9 章

discussion

9.1 Edge Cut

本解析では補正関数の作成に専念するため、Edge Cut の条件を PMT の外周 2 本以内を目安とし、*Most Distant PMT* $< 1.6^\circ$ という条件に設定した。図 9.1 に示すように、このカット条件はかなりきつい条件になっていると考えられる。 現在 CANGAROO グループで Edge Cut が用いられる場合、PMT 外周 1 本を目安とした *Most Distant PMT* $< 1.75^\circ$ という条件が使われることが多い。そこで、Edge Cut を *Most Distant PMT* $< 1.75^\circ$ という条件に変え、入力エネルギーを未知とした場合の手法を用いて補正を行ってみた。その結果を図 9.3 に天頂角ごとに示す。天頂角が大きくなると補正がうまくいかなくなる傾

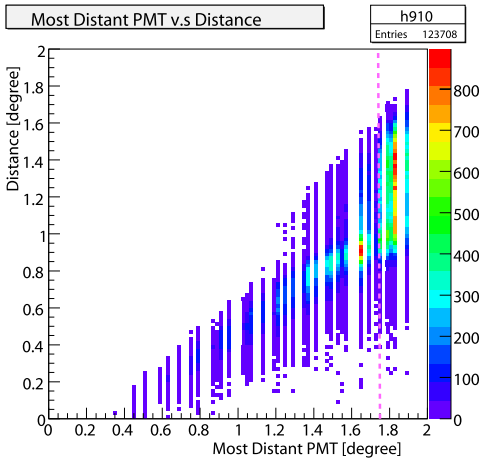

図 9.1　1TeV のガンマ線を天頂から入射させた場合の *Most Distant PMT* と *Distance* の関係（再掲）。図中の桃点線が *Most Distant PMT* $= 1.75^\circ$ を示している。

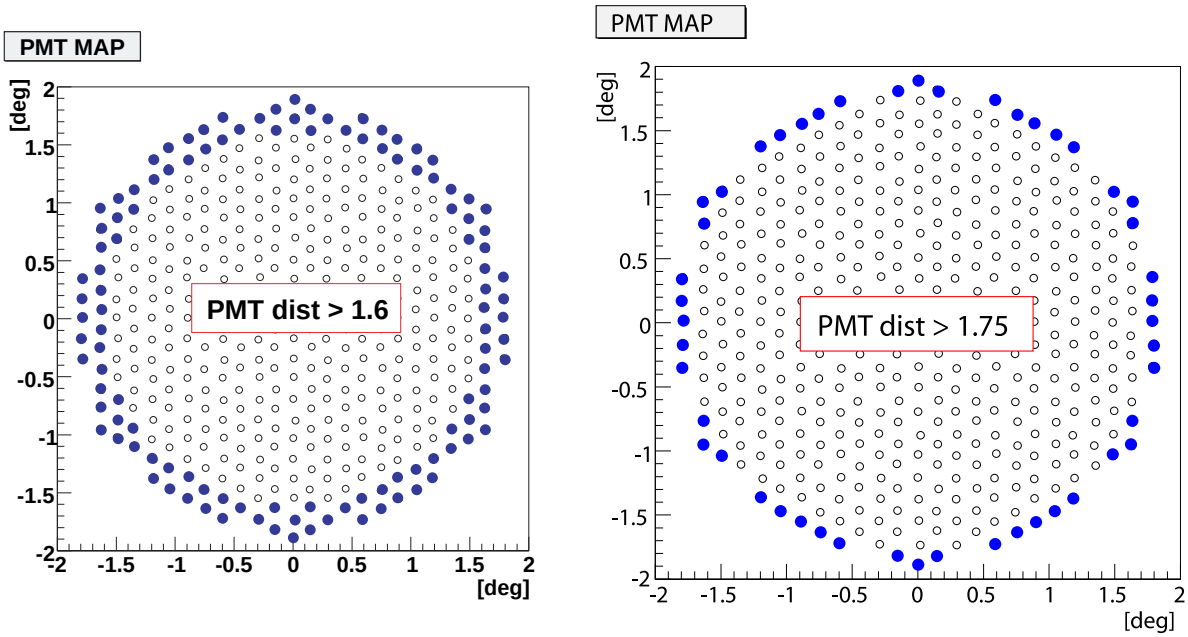

図 9.2 Edge Cut の判定に用いる PMT。外周から大よそ 2 本程度（*Most Distant PMT* > 1.6°）を Edge PMT とした場合が左図であり、外周から大よそ 1 本程度（*Most Distant PMT* > 1.75°）を Edge PMT とした場合が右図である。

向は、外周 2 本の場合同様見られる。しかし、天頂角が小さい場合、外周 2 本の場合に比べて補正の効果が明らかに大きいことが分かる。

以上より、Edge Cut の値を変えた場合でも本解析の補正手法は有効であることが示された。図 9.1 によれば、1.7 < *Most Distant PMT* < 1.75 のあたりで 2-component が分離されていると考えられ、今後は γ 線イベントのアクセプタンスと絡めて Edge Cut の値を考察する必要がある。

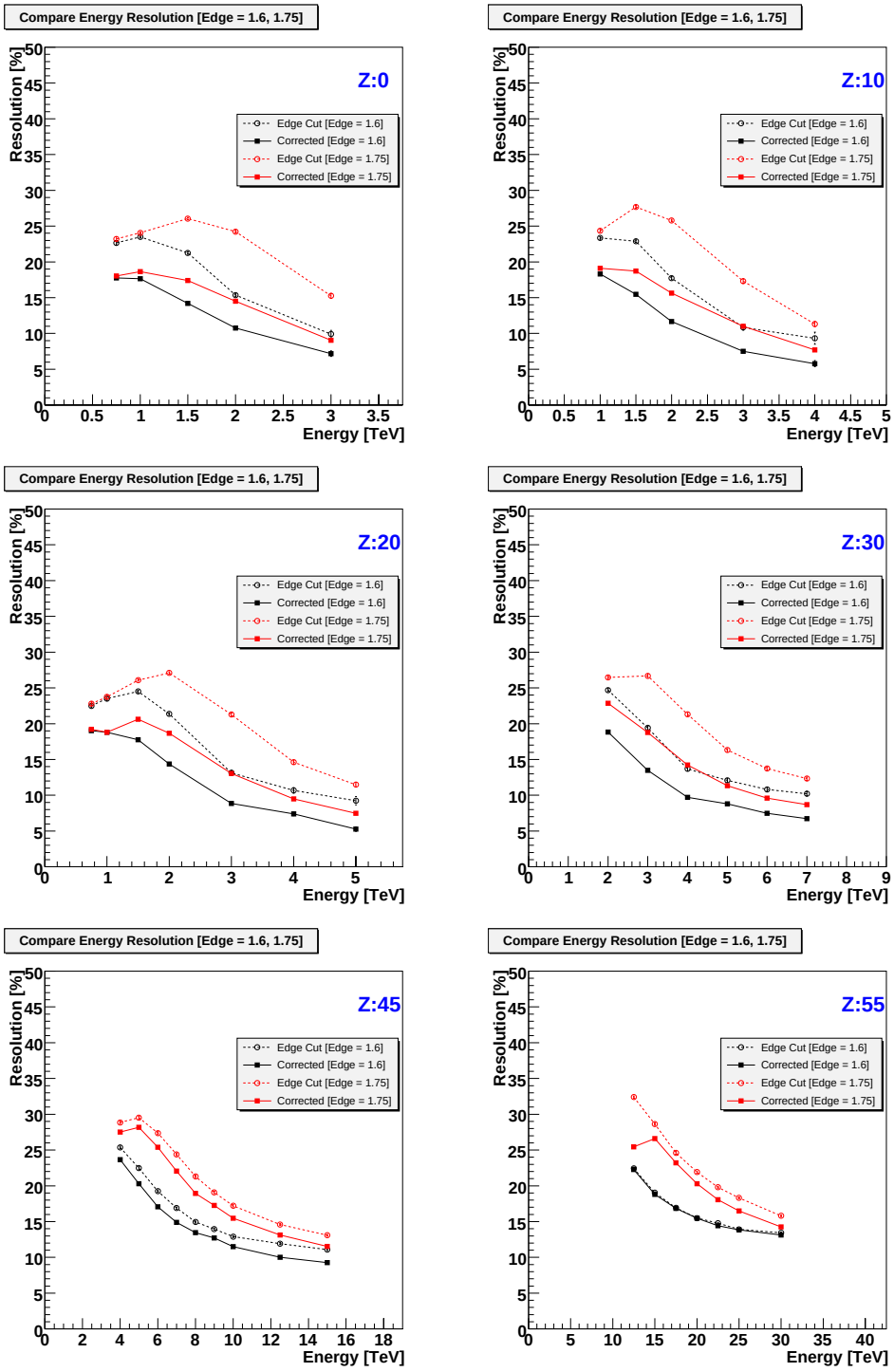

図 9.3　Edge Cut の値を変えた場合の補正前後のエネルギー分解能の変化。Z は天頂角を示す。黒線が外周 2 本（*Most Distant PMT* < 1.6°）の場合、赤線が外周 1 本（*Most Distant PMT* < 1.75°）の場合である。点線が Edge Cut 適用時（補正前）、実線が入力エネルギーが未知の場合の補正後の分解能である。

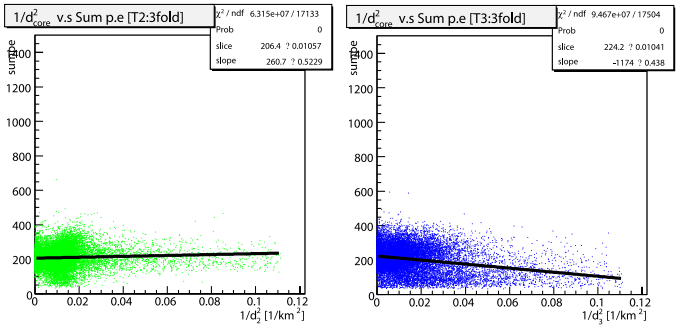

図 9.4　*core distance* を用いた場合の、望遠鏡から光源までの距離と光量の関係と、それを一次関数で fit した結果。天頂から入射した場合で、エネルギーは 1TeV であり、3-fold の解析結果。左図が T2 の結果であり、右図は T3 の結果である。

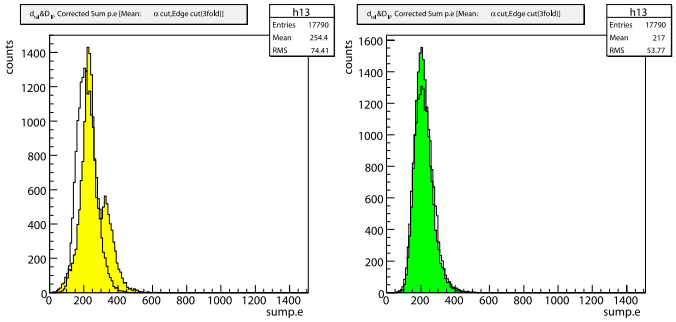

図 9.5　*core distance* から高さを求めて補正を行った結果。天頂から入射した場合で、エネルギーは 1TeV であり、3-fold の解析結果である。入力エネルギーを未知とした場合が左図であり、入力エネルギーを既知とした場合が右図である。白抜きが補正前の光量分布、左図黄色抜き、右図緑抜きが補正後の結果である。

9.2　*core distance* を用いた補正

式 (4.17) にあるように、望遠鏡から Shower max までの距離は *core distance* を使っても求めることができる。第 4 章で考察したとおり、*core distance* から求めた高さと、Base line から求めた高さは少し食い違っている。果たして Base line から求めた高さを使うのが正しいのかどうか、*core distance* から高さを求めて補正を行い確認をする。

図 9.4 に *core distance* から求めた場合の、望遠鏡から光源までの距離と光量の関係、それを一次関数で fit した結果を示す。天頂から入射した場合で、エネルギーは 1TeV であり、3-fold の解析結果である。図 4.18 から分かるように、*core distance* から求めた高さは

Base line から求めた高さに比べて広がった分布をしており、そのせいで光量との関係をとってもこのような分布になってしまうと考えられる。

その後、距離の補正とチェレンコフ角の補正を行った結果が、図 9.5 である。入力エネルギーを既知とした場合（図 9.5 右）は距離と光量の関係を用いた Fit の結果が平らになっているため、距離の補正に関してはあまり効果が見られず、チェレンコフ角の補正のみがうまく行っている。一方、入力エネルギーを未知とした場合（図 9.5 左）は距離と光量の関係を用いた Fit の結果が平らになっているため、補正関数の比例分配がうまくできずに補正後の結果が二山になってしまっている。

以上より、*core distance* を用いて高さを求めて補正するためには、HEGRA が行っていたように、求められた高さ自体に *core distance* の値によって補正を入れるといった調整が必要であると考えられる。

9.3 距離の補正関数作成時の Fitting 関数

第 5.1 節で言及したように、本解析では距離の補正関数作成時に一次関数で Fitting を行っている。しかし、無限遠では大気は存在せず、またレーリー散乱などの吸収も増えるため、原点に近づくにつれて急激に落ちるような関数で Fit するべきである。

図 9.7 に、Fitting 関数に二次関数を用いた天頂入射の場合の結果を示す。これらを元に補正を行った結果が図 9.7 である。2TeV の場合の補正結果で、二次関数を用いた場合は一次関数を用いた場合に比べて、エネルギー分解能が 10.74% → 10.52% と改善された（図 9.7）。

各望遠鏡について二次関数から七次関数まで Fitting を行った結果を図 9.8 に示す。原点に近づくにつれ急激に落ち込むという条件を満たすものはいくつかあるが、これらについても Fitting の範囲を変えると大きく異なった結果が得られる。

以上より、距離の補正関数作成時の Fitting 関数についてはさらなる考察が必要である。

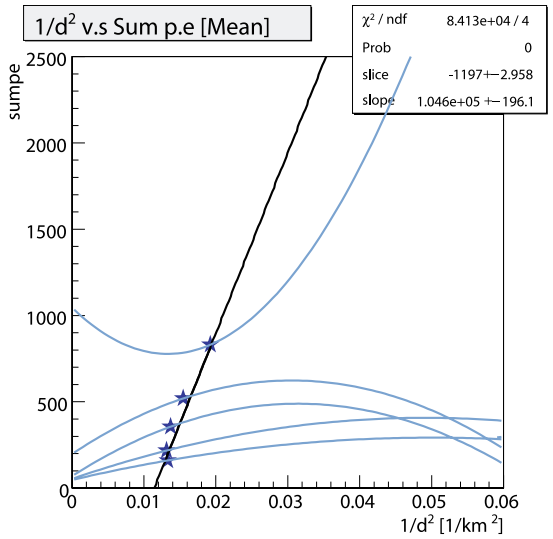

図 9.6　水色線は、各エネルギー（上から、3TeV, 2TeV, 1.5TeV, 1TeV, 750GeV）ごとの、二次関数で Fit した補正直線である。★は、各エネルギーごとの補正目標値 S_{aim} で、一次関数で Fit した結果が黒線である。

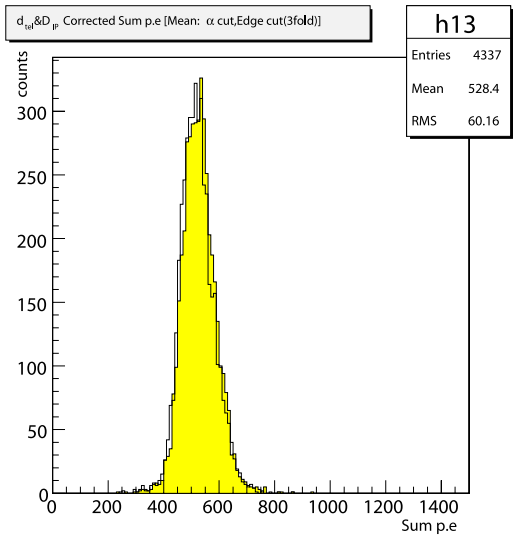

図 9.7　二次関数で Fit した場合の補正後の *Sum p.e* 分布。天頂入射で 2TeV、3-fold の結果で、白抜きが一次関数で Fit した場合、黄色が二次関数を用いた場合である。それぞれのエネルギー分解能は、10.74%、10.52% であった。

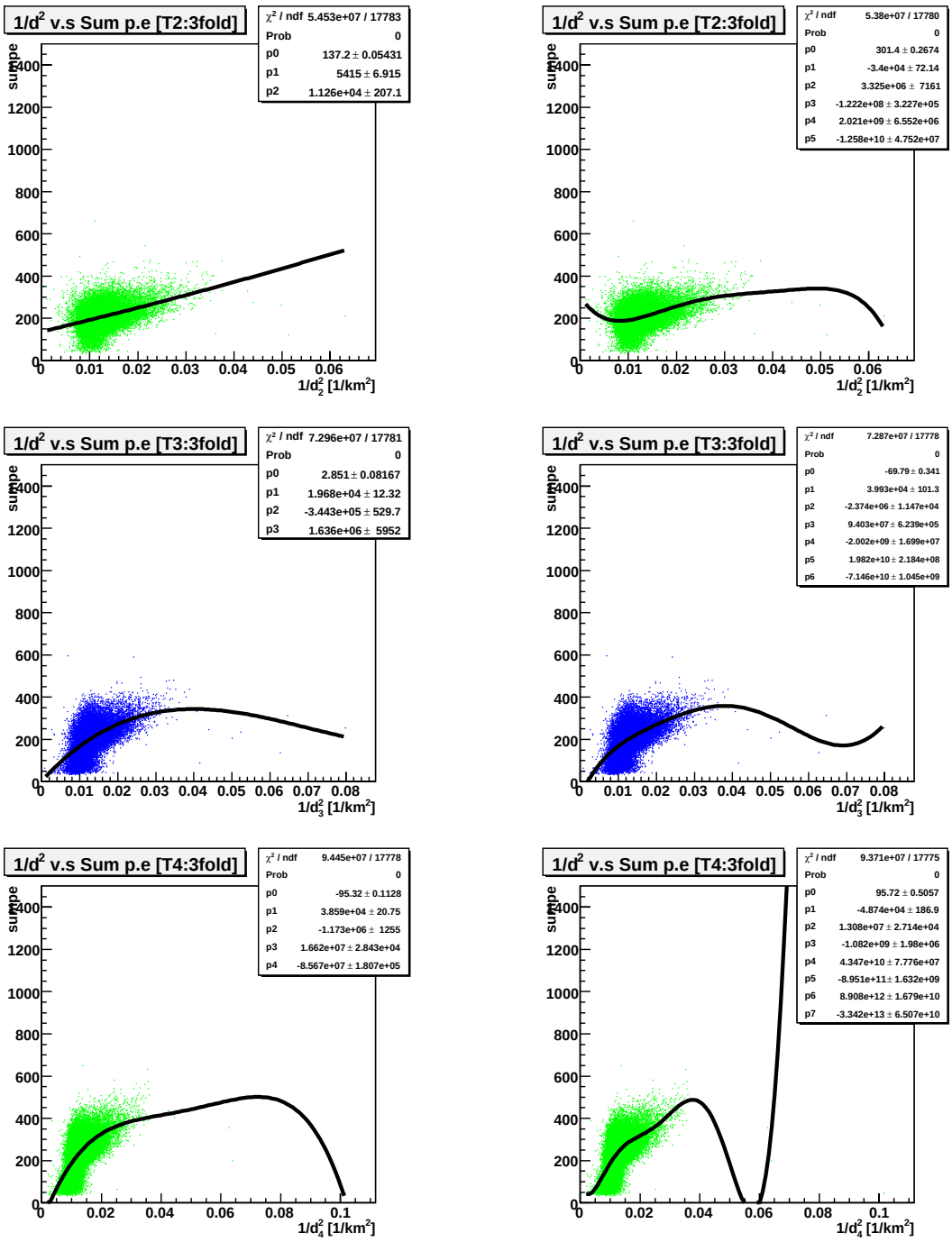

図 9.8　距離の補正時の Fitting 関数をさまざまな関数に置き換えた結果。上段が T2、中段が T3、下段が T4 である。本解析では一次関数を用いているが、ここでは左上から順に、二次、三次、…、七次関数で Fitting を行った。天頂からエネルギー 1TeV の γ 線を入射させ、3-fold で解析した場合の結果である。

第 10 章

結論

10.1 シャワーの最大発達点

距離による補正を行うために、各望遠鏡から Shower Max までの距離を複数の方法で計算した。望遠鏡間の Base line の距離とイメージの視差から計算する方法、core distance と IP distance を使い各望遠鏡ごとに計算する方法が存在する。

シミュレーションの結果、Edge Cut を用いることによりこれらの方法から求められた Shower Max までの距離をほぼ一致させることができた。しかし実際の観測では core distance は直接的な観測量ではなく、到来方向の決定精度に大きく依存することになる。ゆえに本解析では、イメージ重心の視差と Base line 間の距離を合わせて用い、Shower Max までの距離をより精度良く計算することに成功した。

10.2 光量の補正

距離の補正とチェレンコフ角の補正、２つの補正関数をモンテカルロシミュレーションを用いて作成し、取得光量の補正を行った。これらの補正関数はエネルギー領域ごとに作成した。

望遠鏡から Shower Max までの距離を d_{tel} とすると、取得光量は $1/d_{tel}^2$ に比例する。この関係を用いて、光量と d_{tel} の分布を一次関数で Fit し補正関数を作成した。チェレンコフ角による補正は、IP Distance の値により $0.04\,[deg]$ ごとで Bin 分けをし、Bin ごとの平均値を用いて補正関数を作成した。この方法により、1.5TeV の γ 線が天頂から入射した場合の 2-fold 解析で、エネルギー分解能を 25.26% → 17.64% に向上させることができた。

10.2.1 観測量を用いた光量の補正

Shower Maximum Height にはエネルギー依存性があり、あるエネルギー領域で求めた補正関数は他のエネルギー領域には適用することができない。この問題を解決するために、入力エネルギーの情報を用いずに、取得光量などの観測量のみを用いて光量の補正を行う手法を確立した。

観測量を用いて事前に求めておいた距離の補正直線群の中から、最も近い補正直線を選び出し補正を行った。さらに最も近い直線を一つだけ選び出すのではなく、最近二本の直線から求められる補正関数を比例分配して補正を行ったところ、補正直線を一つだけ選び出すよりもよい結果が得られた。

10.3 天頂角を変化させた場合

天頂角が大きくなると、通過する大気厚みも増え取得光量が低下する。天頂角を変化させた場合の取得光量の変化を簡単に見積もり、天頂角が変化した場合のエネルギー分解能低下の主な要因は取得光量の減少によることをチェックした。

天頂角が大きくなるにつれ、取得光量の低下による分解能の悪化に加えて、シャワー軸から見た望遠鏡間隔が狭くなっていくなどの理由により補正の効果も低下していく。これらの効果は非線形な効果なので、ある天頂角で用いた補正関数は別の天頂角には用いることができず、補正関数は各天頂角ごとに作成する必要があることが分かった。天頂角が 20 度の場合の 2-fold で、エネルギー分解能は 1.5TeV の γ 線で 28.76% $\rightharpoonup$ 24.38% と補正され、天頂角を変化させた場合でも本解析の補正は有効であることが分かった。

10.4 3-fold コインシデンスの場合

2-fold の場合に対して 3-fold の場合では、補正前のエネルギー分解能が相対値で 20 %程度向上する。到来方向に 3 つのイメージから得られる長軸同士の 3 交点の重心を用いると、Shower height の決定精度は 2-fold に対して向上するが角度分解能が悪くなってしまう。この問題を解決するために、IP fit を用いて交点を求めた。

この結果、3-fold の場合に到来方向の決定方法がエネルギー分解能に与える影響は、相対値で 2 %程度であることが分かった。最終的なエネルギー分解能の補正結果は、天頂入射、1.5TeV の γ 線の場合で 21.25% $\rightharpoonup$ 14.19% となり、事前に設定した目標を光学的に

分かりやすい方法で達成した。

10.5 今後の課題

本解析により、Edge Cut に加えて、距離の補正とチェレンコフ角の補正、2 つの補正を用いることでエネルギー分解能を改善することができた。今後の課題としては、以下のようなものが考えられる。

一つ目は、Edge Cut によって落とされたイベントに対する補正である。HEGRA グループでは、イメージのサイズの関数としてカメラの端によって光量を Loss したイベントの補正関数を作成していた。エネルギーが大きくなる程カメラの端にかかるイベントは増えるので、アクセプタンスを考えてもこれらのイベントを救うことには意義がある。二つ目は、距離の補正関数作成する際の、Fitting 関数である。今回は一次関数を用いて Fit をしたが、無限遠でゼロに収束するように途中から直線から外れていくような関数で Fit をすればより有効な補正ができると考えられる。三つ目は、Edge Cut の条件である。*Most Distant PMT* と *Distance* の関係を用いて、補正の有効性を損なわずにできるだけ多くのイベントを得られるようなカットがあるかもしれない。

このようにいくつかの課題がまだ考えられるが、CANGAROO グループで行われている解析方法に実際適用可能な形としてエネルギー分解能向上に成功したことで、ひとつの区切りとする。

参考文献

[1] R. Enomoto et al, Nature 416 (2002) 823

[2] Punch M. et al, Nature 358 (1992) 477

[3] K. Tsuchiya et al, Astrophys. J. Lett. 606 (2004) 115

[4] H. Katagiri et al, Astrophys. J. Lett. 619 (2005) 163

[5] H.E.S.S. collaboration: F. Aharonian et al, Astron. Astrophys. 437 (2005) 7

[6] Rene A. Ong, Physics Reports 305 (1998) 93

[7] R. Enomoto et al, Astroparticle Physics 16 (2002) 235

[8] A.Kohnle et al, Astroparticle Physics 5 (1996) 119

[9] W. Hofmann et al, Astroparticle Physics 12 (2000) 207

[10] Pulhofer et al, Astroparticle Physics 20 (2003) 267

[11] Nishimura, Hand bd Phys. XLV1 / 2, Springer-Velag (1967)

[12] Hillas, A.M., J.Phys. G 8 (1982) 1475

[13] Longair, M.S., High energy astrophysics (1992)

[14] Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA : A User ' s Guide (2005)

[15] 原　敏 修士論文 (東京工業大学 1999)

[16] 株木重人 修士論文 (東京大学 2002)

[17] 内田直志 修士論文 (東京大学 2003)

[18] 足立裕樹 修士論文 (東京大学 2005)

[19] 中森健之 修士論文 (京都大学 2005)

[20] 湯浅　翠 修士論文 (東京大学 2006)

[21] H.E.S.S., The H.E.S.S. project, http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html

[22] MAGIC, The MAGIC Telescope Project, http://wwwmagic.mppmu.mpg.de/

[23] VERITAS, http://veritas.sao.arizona.edu/index.html

[24] HEGRA, http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CT/CT.html

[25] NASA, HEASARC, http://heasarc.gsfc.nasa.gov/
[26] 浜松ホトニクス, http://jp.hamamatsu.com/

謝辞

修士課程の二年間、ご指導頂いた榎本 良治助教授に深く感謝いたします。至らない私を叱咤激励して頂き、榎本先生の粘り強いご指導が無ければ到底辿り着けませんでした。物理だけでなく、仕事に対する姿勢や深い科学知識等、人生においても非常に大きなものをたくさん頂きました。

森 正樹教授には、お忙しい中様々なアドバイスを頂きました。本当にありがとうございました。吉越 貴紀助教授には実験や物理に関して、きめ細かいご指摘をして頂きました。本当にありがとうございました。

河内 明子助手、原 敏博士、土屋 兼一博士、大石 理子助手には、解析を始め PC や物理について様々な事を教えて頂きました。小さな事でも答えてくださり、本当に感謝しております。

株木 重人博士、D1 の足立 裕樹さんには、右も左も分からない私に懇切丁寧ご指導頂きました。失敗も多く、多くのご迷惑をおかけしてしまいました。心から感謝いたします。

D1 の木内 隆太さん、同じ M2 の湯浅 翠さん、湯川 洋平君には、毎日研究室で騒がしい私の相手をして頂くだけでなく、実験や解析も手伝っていただきました。皆さんのおかげで楽しい研究生活が送れました。本当にありがとうございます。Woomera では様々な人にお世話になりました。本当にありがとうございました。他にも沢山の方々に支えられてきました。ありがとうございました。

最後に、ここまで私を育て、いつも支えてくれる家族に心からの感謝を申し上げます。