

# 博士学位論文

シェル型超新星残骸からのTeVガンマ線観測と  
宇宙線起源の研究

平成12年3月

茨城大学大学院理工学研究科  
宇宙地球システム科学専攻

村石 浩

## Abstract

Supernova remnants (SNRs) are currently believed to be a major source of galactic cosmic rays (GCRs) from the arguments of energetics, shock acceleration mechanisms, and the elemental abundances in the source of GCR. However, direct evidence for the SN origin of GCRs at TeV energies is scarce. Arguably the best evidence for the existence of relativistic electrons with energies around 100 TeV is the CANGAROO observation of TeV gamma-rays from the northeast rim of SN1006, which coincides with the region of maximum flux in the 2–10 keV band of the ASCA data. This TeV gamma-ray emission was explained as arising from 2.7 K Cosmic Microwave Background Radiation photons being Inverse Compton up-scattered by electrons with energies up to  $\sim 100$  TeV and allowed, together with the observation of non-thermal radio and X-ray emission, the estimation of the physical parameters of the remnant, such as the magnetic field strength.

The shell type SNR RX J1713.7–3946 was discovered in the ROSAT All-Sky Survey. Strong non-thermal X-ray emission from the northwest part of the remnant was detected by the ASCA satellite. This synchrotron X-ray emission strongly suggests the existence of electrons with energies up to hundreds of TeV in the remnant. This SNR is, therefore, a good candidate for TeV gamma-ray source, due to the Inverse Compton scattering of the Cosmic Microwave Background Radiation by the shock accelerated ultra-relativistic electrons, as seen in SN1006. An observation of TeV gamma-rays from RX J1713.7–3946 would provide not only further direct evidence for the existence of very high energy electrons accelerated in the remnant but also other important information on some physical parameters such as the strength of the magnetic field which are relevant to the particle acceleration phenomena occurring in the remnant, and would also help clarify the reason why TeV gamma-rays have until now been detected only from SN1006.

With the above motivation, we observed RX J1713.7–3946 from May to August 1998 with the CANGAROO 3.8m atmospheric imaging Čerenkov telescope. We have obtained evidence for TeV gamma-ray emission from the NW rim of the remnant with the significance of  $\sim 5.6\sigma$ . The observed TeV gamma-ray flux from the NW rim region was estimated to be  $(5.3 \pm 0.9[\text{statistical}] \pm 1.6[\text{systematic}]) \times 10^{-12}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  at energies  $\geq 1.8 \pm 0.9$  TeV. The data indicate that the emitting region is much broader than the point spread function of our telescope. The extent of the emission is consistent with that of hard X-rays observed by ASCA. This TeV gamma-ray emission can be attributed to the Inverse Compton scattering of the Cosmic Microwave Background Radiation by shock accelerated ultra-relativistic electrons. Under this assumption, a rather low magnetic field of  $\sim 11\mu\text{G}$  is deduced for the remnant from our observation.

# 目次

第 1 章 序論	8
第 2 章 銀河宇宙線の超新星起源	11
2.1 宇宙線	11
2.2 銀河宇宙線の起源	14
2.2.1 エネルギー的考察	16
2.2.2 加速機構による考察	16
2.2.3 元素組成による考察	18
2.3 超新星残骸	19
2.3.1 超新星	19
2.3.2 シェル型超新星残骸とかに星雲型超新星残骸	19
2.3.3 超新星残骸からの非熱的放射過程	20
2.4 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠	23
2.4.1 超新星残骸 SN1006 からの非熱的 X 線放射の発見	24
2.4.2 CANGAROO による SN1006 からの TeV ガンマ線放射の発見	24
2.4.3 他のシェル型超新星残骸の TeV ガンマ線観測	26
2.4.4 超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの非熱的 X 線放射の発見	28
第 3 章 解像型空気チェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線観測技術	33
3.1 空気シャワー	33
3.2 空気チェレンコフ光	35
3.3 イメージング法	38
3.4 タイミング法	41
第 4 章 CANGAROO 実験	47
4.1 CANGAROO の概要	47
4.2 望遠鏡、イメージングカメラ	47

4.3	電子回路、トリガーシステム	50
<b>第5章</b>	<b>データ解析、及び結果</b>	<b>55</b>
5.1	観測データ	55
5.2	ADC、TDC データの較正	55
5.3	ノイズイベントの除去	57
5.4	望遠鏡の追尾精度の評価	61
5.5	イメージ解析	63
5.5.1	不完全なイメージの除去 (エッジカット)	63
5.5.2	ガンマ線イベントの選択条件の決定	64
5.5.3	統計的有意度	66
5.6	イメージ解析の結果	70
5.6.1	北西リム方向における $\alpha$ 分布	70
5.6.2	シミュレーションとの比較	71
5.6.3	広がったソースの探査	76
5.6.4	南西リム方向、及び北東リム方向における $\alpha$ 分布	79
5.7	タイミング解析、及び結果	82
5.7.1	タイムウォーク補正	82
5.7.2	タイミング解析の結果	86
<b>第6章</b>	<b>議論</b>	<b>89</b>
6.1	超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測データの解釈	89
6.2	積分フラックスの評価	90
6.3	RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線の放射過程	95
6.4	残骸における磁場の見積り	96
6.5	電子の最高エネルギー	97
6.6	陽子の最高エネルギー、及び宇宙線起源	99
6.7	TeV 領域でこれまで観測された他の超新星残骸との比較	99
<b>第7章</b>	<b>結論</b>	<b>102</b>
	謝辞	104
	付録 A イメージパラメータの定義	105

付 録 B モンテカルロシミュレーション

107

参考文献

111

## 目次

2.1	宇宙線のエネルギースペクトル	12
2.2	地球近傍で観測された銀河宇宙線の元素存在度と太陽系の元素存在度	15
2.3	フェルミ加速の模式図	17
2.4	X線天文衛星 ASCA による超新星残骸 SN1006 のイメージ	25
2.5	X線天文衛星 ASCA による超新星残骸 SN1006 のエネルギースペクトル	25
2.6	CANGAROO による超新星残骸 SN1006 の観測結果	27
2.7	X線天文衛星 ROSAT による超新星残骸 RX J1713.7-3946 のイメージ	29
2.8	X線天文衛星 ASCA による超新星残骸 RX J1713.7-3946 のイメージ	30
2.9	超新星残骸 RX J1713.7-3946 周辺の電波イメージ	31
3.1	電磁カスケードの模式図	34
3.2	核カスケードの模式図	34
3.3	シミュレーションによる空気シャワー発達の様子	36
3.4	シミュレーションによる地上におけるチェレンコフ光の分布	39
3.5	焦点面におけるチェレンコフ光の分布をシミュレーションにより求めたもの	40
3.6	イメージパラメータの定義	41
3.7	シミュレーションによるイメージパラメータ分布	42
3.8	CANGAROO グループによる PSR1706-44 の $\alpha$ 分布	43
3.9	Whipple グループによるかにパルサー/星雲 (右) と Mrk421(右) の $\alpha$ 分布	43
3.10	シャワー平面の模式図	45
3.11	$\theta_s$ の原点の定義	45
3.12	タイミングパラメータ $\theta_s$ の分布	46
3.13	SN1006 北東リム方向における $\theta_s$ の分布	46
4.1	CANGAROO3.8m 望遠鏡の外観	48
4.2	イメージングカメラの外観図	49
4.3	光電子増倍管 (R2248) の分光感度曲線	50

4.4	electronics hut の外観図 . . . . .	51
4.5	CCM ブロックダイヤグラム . . . . .	51
4.6	トリガーロジックの概念図 . . . . .	52
4.7	データアーカイブシステムの概念図 . . . . .	54
5.1	オンソース RUN における望遠鏡視野内における恒星分布図 . . . . .	56
5.2	ADC ペDESTAL 値の定義 . . . . .	58
5.3	ペDESTAL 補正後の TDC 分布 . . . . .	59
5.4	典型的な孤立した PMT の模式図 . . . . .	60
5.5	電気ノイズの除去前 (左図) と除去後 (右図) のイメージの重心分布 . . . . .	61
5.6	counting rate の変化 . . . . .	62
5.7	イメージングカメラの視野内における追尾点計算法の模式図 . . . . .	63
5.8	カメラの視野内において追尾点の位置を示すマップ . . . . .	65
5.9	全オフソースデータのエッジカットによる $\alpha$ 分布の変化 . . . . .	65
5.10	シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (1) . . . . .	67
5.11	シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (2) . . . . .	68
5.12	シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (3) . . . . .	69
5.13	北西リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての $\alpha$ 分布	72
5.14	北西リム方向における期間別の $\alpha$ 分布 . . . . .	73
5.15	北西リムにおける sumADC 別の $\alpha$ 分布 . . . . .	74
5.16	北西リムにおける一連のイベント選択による $\alpha$ 分布の推移 . . . . .	75
5.17	視野中心周辺にガンマ線点源を仮定したシミュレーションによって得られた視野中 心方向での $\alpha$ 分布 . . . . .	77
5.18	視野中心方向に一様強度の円盤型ガンマ線源を仮定したシミュレーションによって 得られた視野中心方向での $\alpha$ 分布 . . . . .	78
5.19	ガンマ線シミュレーションデータを用いた場合の天球上における再構成の結果 . . .	80
5.20	天球上における統計的有意度の 2 次元分布 . . . . .	81
5.21	南西リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての $\alpha$ 分布	83
5.22	北東リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての $\alpha$ 分布	84
5.23	タイムウォーク . . . . .	85
5.24	LED テスト RUN での ADC vs. TDC 分布 . . . . .	85
5.25	北西リム方向におけるイメージ解析によって選択されたイベントについての $\theta_s$ 分布	87

5.26	北西リム方向における $180^\circ$ に展開した $\alpha$ 分布 ( $\theta_s$ を考慮した場合) . . . . .	87
5.27	ガンマ線シミュレーションによる $180^\circ$ に展開された $\alpha$ 分布 . . . . .	88
6.1	北西リム方向における $\alpha$ 分布とシミュレーションとの比較 . . . . .	91
6.2	モンテカルロシミュレーションによって求められた微分検出有効面積 . . . . .	93
6.3	エネルギー閾値の定義 . . . . .	94
B.1	イメージパラメータの分布と比較 . . . . .	109



## 表目次

5.1	CANGAROO 望遠鏡による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の観測のまとめ . . . . .	56
5.2	ガンマ線選択条件を順に課した時のイベント数の推移のまとめ . . . . .	64
5.3	$\alpha$ の下限値を変えた時の規格化因子 $\beta$ の値 . . . . .	71
5.4	北西リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度 . . . . .	72
5.5	南西リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度 . . . . .	83
5.6	北東リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度 . . . . .	84
6.1	TeV 領域でこれまでに観測が行われたシェル型超新星残骸の諸物理量 . . . . .	101

## 第1章 序論

宇宙線の起源は、エネルギー的考察、加速機構による考察、及び元素組成による考察から、その起源は超新星にあることが長い間示唆されてきた。エネルギー的考察においては、地球近傍で観測される宇宙線の特徴から、銀河内での宇宙線密度を維持するのに必要なエネルギーはおよそ  $10^{41}$  erg/s であることが予想でき、このエネルギー量を供給できるほとんど唯一の天体として超新星が示唆される (Ginzburg & Syrovatskii 1964)。また加速機構による考察においては、超新星残骸中において衝撃波加速を仮定した場合、宇宙線の大部分を占める  $10^{15}$  eV 以下のエネルギースペクトルを自然に説明することができる (Blandford & Eichler 1987, Jones & Ellison 1991)。更に元素組成による考察においては、地球近傍で直接観測される宇宙線の組成に伝播過程での核破碎反応、核崩壊による組成変化の補正を行うことにより推定された源での元素の相対存在度と、観測や計算などから推定される諸天体の元素組成を比較した場合、宇宙線の発生源を超新星と仮定した時に、これらの比較はよい一致を示すことから超新星起源が示唆されている (Yanagita, Nomoto & Hayakawa 1990, Yanagita & Nomoto 1999)。

もし、本当に  $10^{15}$  eV に渡る宇宙線が残骸中の衝撃波によって加速されているならば、我々の太陽系近傍 (数 kpc 以内) で最近 (過去数万年以内) に起きた超新星の残骸から、これらの超高エネルギー粒子が放射する非熱的放射 (シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、 $\pi^0$  崩壊、制動放射等) を観測できる可能性がある。最近、X線天文衛星 ASCA による SN1006 (西暦 1006 年に爆発した超新星の残骸) の観測により、シェル部分から非熱的硬 X 線成分が観測された (Koyama et al. 1995)。この非熱的硬 X 線は、残骸内で Fermi 加速により加速された 100 TeV に渡る高エネルギー電子が出すシンクロトロン放射であることが示唆され、宇宙線の超新星起源を直接的に示唆する証拠となった。更に、この 100 TeV に渡る高エネルギー電子の存在は、TeV ガンマ線観測グループである CANGAROO (the Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback ; 日本の東京大学宇宙線研究所を中心とした大学及び研究機関とオーストラリアとの間の国際共同実験) による SN1006 の北東リム部からの TeV ガンマ線放射の発見 (Tanimori et al. 1998) によって、更に直接的に証明された。すなわち、この北東リム部は、ASCA の 2 – 10 keV 領域の最大フラックスの位置に一致することから、この TeV ガンマ線放射は、100 TeV に渡る高エネルギー電子が 2.7 K 宇宙背景放射の光子をたたきあげた逆コンプトン散乱によ

るものと説明され、同時に、電波、X線の観測とともに、磁場強度などの残骸内における物理量を得ることに成功した (Pohl 1996, Mastichiadis 1996, Mastichiadis & de Jager 1996, Yoshida & Yanagita 1997, Naito et al. 1999)。しかし、一方で SN1006 以外の超新星残骸からの TeV ガンマ線観測は、すべて上限値しか得られていないのが現状である (Buckley et al. 1998, Rowell et al. 1999)。また、多くの銀河系内にある超新星残骸が銀河面上に分布しているのに対して、SN1006 の位置は銀河面から大幅にずれていることから、SN1006 の結果だけで銀河宇宙線起源をすべて超新星起源とするには証拠が不十分である。よって、宇宙線の超新星起源を更に検証するためには、他の超新星残骸からの TeV ガンマ線放射の観測的事実を見つけることが急務である。

最近、X線天文衛星 ROSAT の全天サーベイにより、銀河面上のさそり座方向に新たにシェル型超新星残骸が発見され “RX J1713.7–3946” と名付けられた (Pfeffermann & Aschenbach 1996)。残骸は長軸方向  $\sim 70'$  のわずかに楕円型である。観測された X線のフラックスは  $\sim 4.4 \times 10^{-10}$  erg cm $^{-2}$  sec $^{-1}$  (0.1 – 2.4 keV のエネルギー範囲) であり、これは我々の銀河系内において X線で非常に明るい超新星残骸であることを意味する。その後、X線天文衛星 ASCA による銀河中心サーベイ観測により、この超新星残骸の北西リム部分から SN1006 を上回る非常に強い非熱的 X線成分が観測され、更にこの超新星残骸全体からの X線放射は非熱的成分が支配的であることが示された (Koyama et al. 1997, Tomida 1999, Slane et al. 1999)。一方、Slane et al. (1999) は Molonglo Observatory Synthesis Telescope (MOST) を用いてこの領域の電波観測 (843 MHz) を行い、その結果、X線イメージに一致する非常に弱いシェル構造を持つ電波源が発見された。

残骸のシェル部において非熱的 X線放射が支配的であるという特徴は SN1006 に共通していることから、Koyama et al. (1997) は、この新しく発見された超新星残骸 RX J1713.7–3946 と SN1006 の類似性、すなわち「シェル型の形態」、「非熱的 X線放射の過剰」、「パルサーのようなエネルギー供給源と考えられる中心天体の不在」などから、RX J1713.7–3946 は、シェル部からシンクロトロン X線を放射する超新星残骸 SN1006 の第二の例であると提案した。ここで、3番目の「中心天体の不在」については、一方でその存在の可能性が示唆されている (Slane et al. 1999)。もしこのシナリオが正しければ、SN1006 のように残骸からの TeV ガンマ線放射が観測可能であり、宇宙線の超新星起源説の更なる直接の証拠となる可能性がある。

SN1006 と RX J1713.7–3946 は、これまで TeV 領域における観測で上限値しか得られていない他のシェル型超新星残骸 (Buckley et al. 1998, Rowell et al. 1999) と比較した場合、電波領域におけるフラックス値が低く、周囲の物質密度が低い ( $\leq 1$  atoms/cc) という更なる明瞭な共通点がある。これらの特徴は、これまでの残骸からの TeV ガンマ線観測の中で、なぜ SN1006 だけから TeV ガンマ線の検出に成功したのかということに関係している可能性がある。また、RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測は、残骸で加速された超高エネルギー電子存在の証拠を提供するだけで

なく、残骸で起きている粒子加速現象に関係した磁場の値のような他の重要な情報を提供することが予想され、更には、なぜこれまで SN1006 からしか TeV ガンマ線が検出されていないかについて、その理由を明らかにすることができる可能性がある。

以上の理由より、本研究では南オーストラリア州ウーメラ ( $136^{\circ}47'E$ 、 $31^{\circ}06'S$ ) に設置されている解像型空気チェレンコフ光望遠鏡 (CANGAROO 望遠鏡) を用いてシェル型超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測を行い、宇宙線の超新星起源説の更なる検証、及び残骸内における衝撃波加速による宇宙線粒子加速の検証を行った。以下、第2章では、宇宙線の超新星起源、及びこれまでの観測結果についてレビューする。第3章では、TeV ガンマ線の検出原理について説明し、第4章では本研究で TeV ガンマ線観測に使用した CANGAROO 望遠鏡について概説する。そして、第5章では超新星残骸 RX J1713.7–3946 の TeV ガンマ線観測、データ解析、及びその結果について述べ、第6章では、解析結果の解釈、観測された TeV ガンマ線の放射過程、及び残骸内における物理量の考察等の議論を行い、最後の第7章で本論文の結論を述べる。

## 第2章 銀河宇宙線の超新星起源

### 2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間を飛来する高エネルギーの放射線のことであり、その発見は1912年、Hessにより行われた気球実験にさかのぼる (Hess 1912)。地球近傍 (ここでは地球大気の外側の地磁気の影響を受けない惑星間空間を指す) で観測される宇宙線を成分ごとに分類すると、約90%が陽子、約9%がヘリウム、残りが原子核成分、電子、陽電子、反陽子であり、大部分が陽子であるのが特徴である。また、地球近傍で観測される宇宙線は、おおよそ以下のように大別することができる。すなわち、「銀河系内に起源があると考えられている銀河宇宙線 (MeV–PeV 領域) 」、「太陽フレアに付随して突発的に太陽から放出される太陽フレア粒子 (MeV 領域) 」、「銀河系外に起源を持つと考えられている最高エネルギー宇宙線 ( $\geq 10^{18}$  eV 領域) 」、そして「太陽系近傍の星間空間にある中性原子に起源を持つと考えられている異常宇宙線成分 ( $\leq$  MeV 領域)」である。なかでも、銀河宇宙線は観測される宇宙線の大部分を占めている一方で、その起源及び粒子加速メカニズムは未だに解明されていないのが現状である。現在、その解明は宇宙物理学における最も重要な課題の一つとなっている。

図 2.1 は、地球近傍でこれまで実際に観測された宇宙線のエネルギースペクトルを表している (Hillas 1984)。一般に、 $10^{10}$  eV (10 GeV) 以上のエネルギー領域でのエネルギースペクトル  $N(E)$   $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} (\text{eV}/\text{particle})^{-1}$  は、次のような2つの冪関数でよく近似される。

$$N(E) \sim E^{-2.7} \quad (\leq 3 \times 10^{15} \text{eV}) \quad (2.1)$$

$$N(E) \sim E^{-3.0} \quad (\geq 3 \times 10^{15} \text{eV}) \quad (2.2)$$

まず、低エネルギー側である MeV–GeV 領域の宇宙線は、太陽活動 11 年周期に伴ない変調を受けることが 1960 年代から行われている人工衛星による直接観測等から明らかになっている。これは宇宙線の太陽変調現象と呼ばれている。太陽変調による宇宙線フラックスの変化は、太陽活動の強さに対して逆相関を示すことから、この領域の宇宙線が太陽系外に起源を持つことが示唆される。太陽変調現象の理論的解釈としては、拡散、対流、断熱減速の項からなる Fokker-Plank 方程式を用いたモデルにより説明可能であることが知られている (Parker 1958)。その数値的解法とし

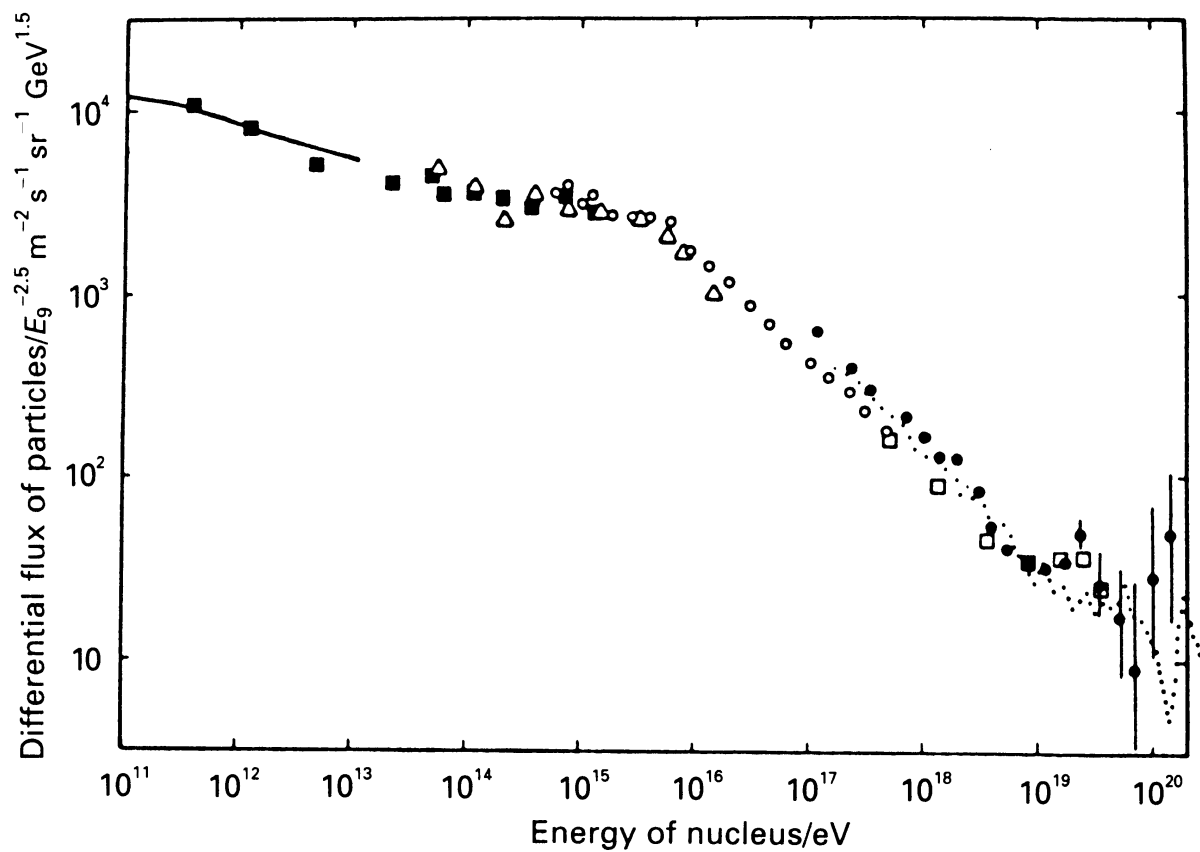
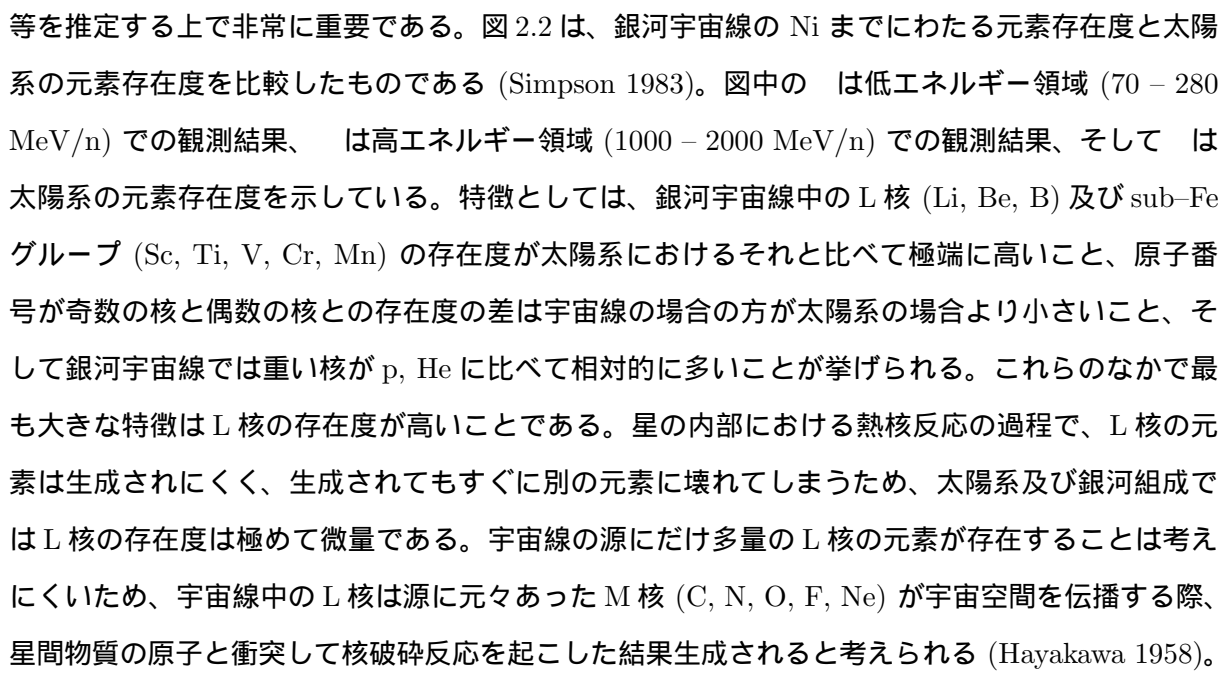
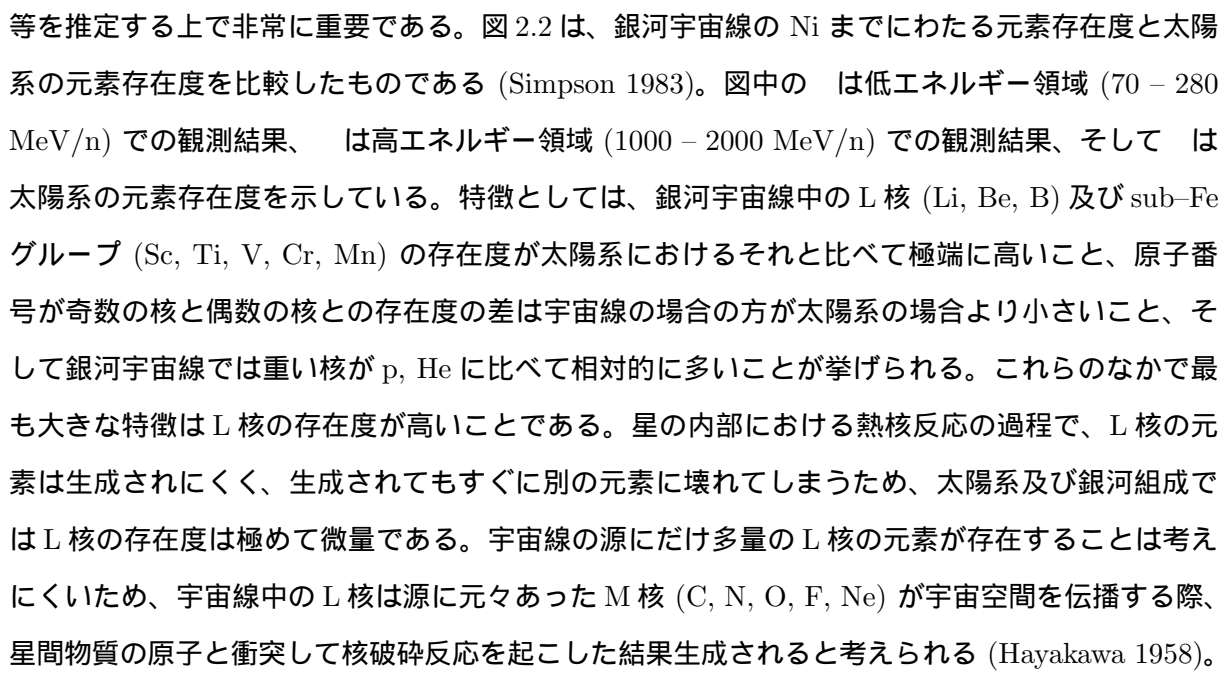
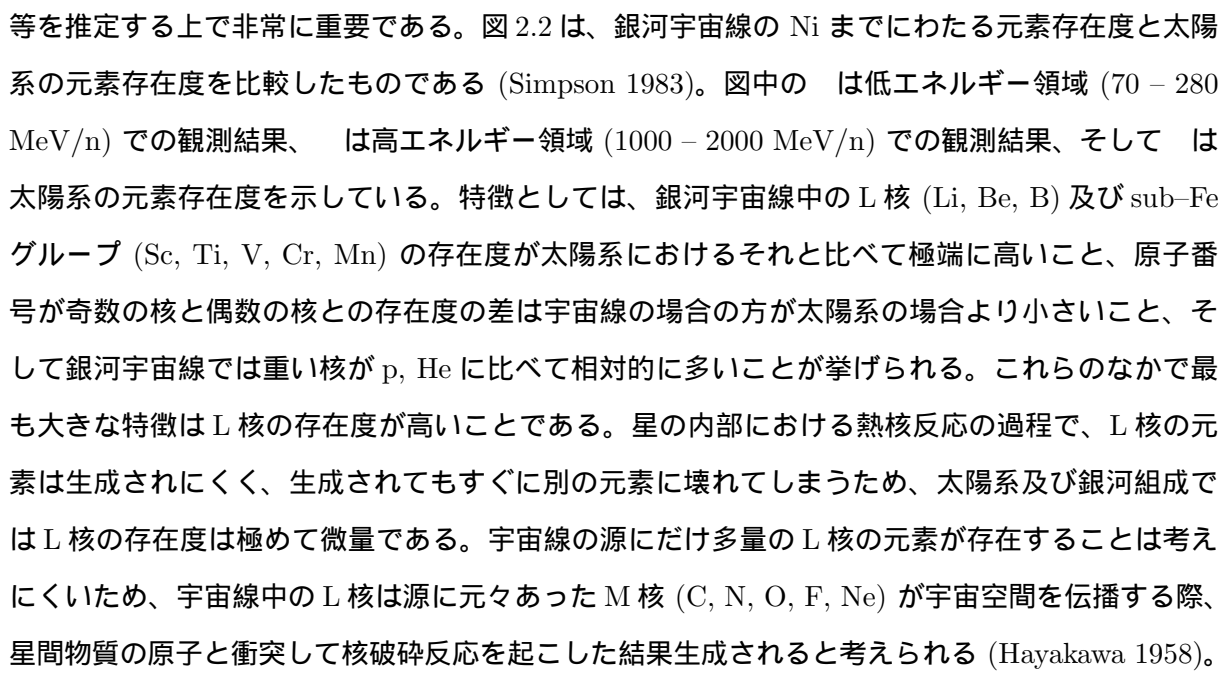


図 2.1: 地球近傍でこれまでに観測された  $10^{11}$  eV から  $10^{20}$  eV に渡るエネルギー範囲の宇宙線エネルギースペクトル (Hillas 1984)。縦軸の  $E_9$  は  $(10^9 \text{ eV}/E)$  を表す。 $\sim 3 \times 10^{15}$  eV 付近にエネルギースペクトルの折れ曲がりである “knee” が見られる。

ては、force-field 近似 (Gleeson & Axford 1968) や Crank-Nicholson 法 (Fisk 1971) 等が知られているが、最近、確率微分方程式を用いた全く新しい解法についても報告されている (Yamada et al. 1998, Zhang et al. 1999)。次に、図の真中付近、すなわち  $\sim 3 \times 10^{15}$  eV 付近にスペクトルの折れ曲がりがあるが、この折れ曲がりには “knee” として知られている。knee の存在は、宇宙線の起源、及び粒子加速のメカニズムと重要な関係があると考えられている。更に、 $\sim 10^{18}$  eV 以上の最高エネルギー領域においては、Flys Eye や AGASA などの地上における巨大空気シャワーアレイ実験装置により長期に渡る観測が行われている。観測された宇宙線のスペクトルは  $\sim 10^{18}$  eV 以下の冪型スペクトルと比較してフラットな分布を示している。このスペクトルの折れ曲がりには “ankle” と呼ばれており、ankle より高エネルギー側の成分は銀河系の天体に起源を持つと考えられている。なかでも、これまでに観測された宇宙線粒子の中で最大である  $\sim 10^{20}$  eV というエネルギーは、地上における加速器が現在到達できるエネルギー ( $\sim 10^{12}$  eV) を 8 ケタも上回る非常に大きなエネルギー値であることは非常に興味深い。

先に述べたように、宇宙線には陽子以外に原子核成分も存在する。宇宙線中に He 以上の原子核成分が発見されたのは 1948 年のことであり (Freier et al. 1948)、それ以来、気球、人工衛星、及び惑星探査器などにより、これまで更なる精度の良いさまざまな観測が行われてきた。銀河宇宙線の原子核成分の組成を調べることは、その源での組成や銀河系内での伝播長さ (path length) 等を推定する上で非常に重要である。図 2.2 は、銀河宇宙線の Ni までにわたる元素存在度と太陽系の元素存在度を比較したものである (Simpson 1983)。図中の は低エネルギー領域 (70 – 280 MeV/n) での観測結果、は高エネルギー領域 (1000 – 2000 MeV/n) での観測結果、そして は太陽系の元素存在度を示している。特徴としては、銀河宇宙線中の L 核 (Li, Be, B) 及び sub-Fe グループ (Sc, Ti, V, Cr, Mn) の存在度が太陽系におけるそれと比べて極端に高いこと、原子番号が奇数の核と偶数の核との存在度の差は宇宙線の場合の方が太陽系の場合より小さいこと、そして銀河宇宙線では重い核が p, He に比べて相対的に多いことが挙げられる。これらのなかで最も大きな特徴は L 核の存在度が高いことである。星の内部における熱核反応の過程で、L 核の元素は生成されにくく、生成されてもすぐに別の元素に壊れてしまうため、太陽系及び銀河組成では L 核の存在度は極めて微量である。宇宙線の源にだけ多量の L 核の元素が存在することは考えにくいいため、宇宙線中の L 核は源に元々あった M 核 (C, N, O, F, Ne) が宇宙空間を伝播する際、星間物質の原子と衝突して核破砕反応を起こした結果生成されると考えられる (Hayakawa 1958)。この破砕反応の断面積を使うことにより、宇宙線が源から出発して通過してくる物質の平均値は  $5 \sim 10 \text{ g cm}^{-2}$  程度であることが見積られている。ここで、星間空間の平均の数密度は約  $1 \text{ 陽子 cm}^{-3}$  であるので、この平均の物質量は飛程距離で表すと  $\sim 1000 \text{ kpc}$  となる。これは我々の銀河系の直径 ( $\sim 30 \text{ kpc}$ ) と比較して十分長い距離であり、宇宙線の伝播は星間空間における拡散過

程であることを意味している。一方、上記で述べてきた宇宙線原子核成分に対して、宇宙線電子成分も宇宙線中の主な構成要素の一つである。地球近傍で観測される宇宙線電子のスペクトルは、10 GeV 付近では冪指数 2.6 ~ 3.0 であるが、100 GeV 以上で 3.0 を越えて急激に低くなる。すなわち、宇宙線陽子と比較すると高エネルギー側でより急激になっていることから、これは銀河磁場によるシンクロトロン損失によるものと考えられている。

次に宇宙線のエネルギー密度について議論する。星間空間における宇宙線の平均のエネルギー密度  $\rho_{cr}$  は、宇宙線のエネルギースペクトルを  $N(E)$ 、宇宙線粒子の速度を  $v$  とおくと、 $\rho_{cr} = \int (4\pi/v)N(E)EdE \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$  と見積られる (Gaisser1990)。この値は、星間空間における星の輻射によるエネルギー密度  $\sim 0.3 \text{ eV cm}^{-3}$ 、銀河磁場のエネルギー密度  $\sim 0.2 (B/3 \mu\text{G})^2 \text{ eV cm}^{-3}$ 、及び宇宙背景放射のエネルギー密度  $\sim 0.3 \text{ eV cm}^{-3}$  とほぼ等しい値であることから、宇宙線が星間空間において重要な構成要素の一つであることが分かる。特に、宇宙線は、銀河磁場によるローレンツ力により星間空間を直進することができないため、宇宙線の源をその到来方向から知ることは不可能である (実際、観測される銀河宇宙線の到来方向は等方的である)。ここで、宇宙線粒子の全エネルギー  $E$  が静止エネルギーに対して十分大きい場合、電荷  $Z$  を持つ宇宙線粒子のラーモア半径は、 $r_L = E/(ZeB) \sim 0.4 Z^{-1} (E/10^{15} \text{ eV})(B/3 \mu\text{G})^{-1} \text{ pc}$  となる。すなわち、knee より低エネルギー側の宇宙線は、銀河磁場による閉じ込めの効果により我々の銀河に長く滞在することを示しており、一方で knee より高エネルギー側の宇宙線は、エネルギーが増すごとに、そのラーモア半径が銀河円盤の厚み  $\sim 300 \text{ pc}$  に近づくため、銀河から洩れだしやすくなることを意味している。これは、スペクトルの折れ曲がりである knee が存在する一つの理由であると考えられており、同時に、knee 領域以下のエネルギーの宇宙線が銀河系内に起源を持つことを示唆している。このような理由から、宇宙線の大部分を占める knee より低エネルギー領域の宇宙線は銀河宇宙線と呼ばれている。更に、次節で述べる「間接的な考察」から、銀河宇宙線の起源は銀河系内の超新星にあると考えられている。

## 2.2 銀河宇宙線の起源

前節では、地球近傍で観測される宇宙線の特徴を述べ、同時に、その大部分を占める銀河宇宙線の起源は、少なくとも我々の銀河系内に起源を持つべきであることについて述べてきた。現在、銀河宇宙線の起源は、以下に示す「間接的な考察」(エネルギー的考察、加速機構による考察、及び元素組成による考察) から、その起源は超新星にあると考えられている。以下の節では、これらの各々の間接的な考察の内容について説明する。



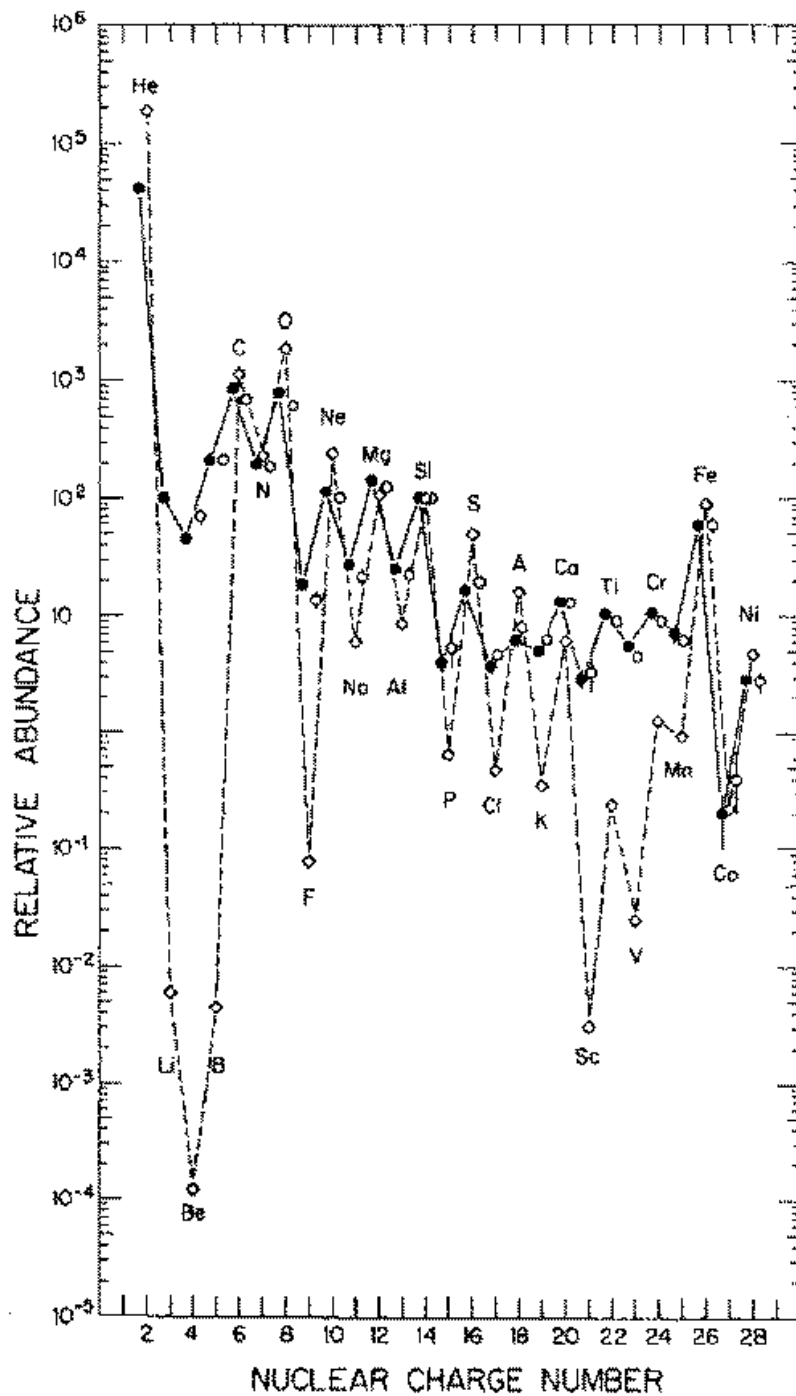


図 2.2: 地球近傍で観測された銀河宇宙線の元素存在度と太陽系の元素存在度 (Simpson 1983)。図中の  $\circ$  は、人工衛星 IMP-8 に搭載されたシカゴ大学の E-E 宇宙線望遠鏡によって観測された低エネルギー領域 (70 - 280 MeV/n) での観測結果であり、 $\square$  は高エネルギー領域 (1000 - 2000 MeV/n) の宇宙線の観測データを集めて得られた結果である。また、 $\triangle$  は太陽系の元素存在度を示している。これら 3 つの元素存在度は、He から Ni までの元素に関して Si で規格化している。

### 2.2.1 エネルギー的考察

まず初めに、我々の銀河系内における宇宙線のエネルギー供給率について考える。宇宙線の寿命  $t_{\text{cr}}$  は、ベリリウムの放射性同位体である  $^{10}\text{Be}$  の宇宙線中に存在する割合の測定から、 $t_{\text{cr}} \sim 2 \times 10^7$  年と見積られている (Garcia-Munoz, Mason & Simpson 1977)。ここで、宇宙線の寿命は主に銀河からの漏れ出しによって定義される。また、宇宙線の局所的なエネルギー密度  $\rho_{\text{cr}}$  は前節の議論より  $\rho_{\text{cr}} \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$  と見積られているので、銀河円盤の半径を  $R$ 、厚さ  $d$  として、銀河円盤の体積を  $V_{\text{G}} = \pi R^2 d \sim \pi (15 \text{ kpc})^2 (200 \text{ pc}) \sim 4 \times 10^{66} \text{ cm}^3$  と仮定すると (Gaisser 1990)、宇宙線のエネルギー供給率 ( $L_{\text{cr}}$ ) は、 $V_{\text{G}}$ 、 $t_{\text{cr}}$ 、 $\rho_{\text{cr}}$  を用いることにより以下のように見積ることができる。

$$L_{\text{cr}} = \frac{V_{\text{G}} \cdot \epsilon}{t_{\text{cr}}} \sim 3 \times 10^{40} \text{ erg sec}^{-1} \quad (2.3)$$

このようなエネルギーを供給できるほとんど唯一の銀河系内天体として超新星が考えられる。我々の銀河系内における超新星の割合は、およそ  $R_{\text{SN}} \sim 1/30 \text{ year}^{-1} \sim 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$  であり、また超新星によって解放される典型的な運動エネルギーは、 $E_{\text{SN}} \sim 10^{51} \text{ erg}$  であるので、おおよそではあるが、 $1 \sim 10 \%$  ( $= L_{\text{cr}} / (E_{\text{SN}} \cdot R_{\text{SN}})$ ) が宇宙線に変換されれば、銀河宇宙線のエネルギー供給率を満たすことが可能であることが分かる。このような議論から銀河宇宙線の起源は超新星であると考えられるようになった。

### 2.2.2 加速機構による考察

一般に、シェル型超新星残骸の電波領域でのスペクトルは、エネルギーの冪指数  $\simeq -0.5$  の冪関数で表される。このスペクトルの形状は、すなわち、「冪関数に従ったエネルギー分布を持つ電子の存在」を示唆している。シェル型超新星残骸においてこのように電子を加速する機構として、衝撃波中でのフェルミの一次加速が考えられる (Fermi 1949)。非相対論的な衝撃波の上流及び下流での速度を  $v_{\text{u}}$ 、 $v_{\text{d}}$  とし、エネルギー  $E_0$  の相対論的な粒子が上流から下流へ通過すると考える (図 2.3)。下流側へ弾性的に散乱された粒子のエネルギーは、

$$E'_0 \simeq \gamma_{\text{d}}^2 (1 - \beta_{\text{d}})^2 E_0 \quad (2.4)$$

と変化する (ここで  $\beta_{\text{d}} = v_{\text{d}}/c$ 、 $\gamma_{\text{d}} = \sqrt{1 - \beta_{\text{d}}^2}$ )。粒子が続いて上流側に散乱されるとエネルギーは、

$$E_1 \simeq \gamma_{\text{u}}^2 (1 + \beta_{\text{u}})^2 E'_0 \simeq (1 + 2\beta_{\text{u}})(1 - 2\beta_{\text{d}}) E_0 \quad (2.5)$$

となる ( $\beta = v_{\text{d}}/c$ 、 $\gamma_{\text{u}} = \sqrt{1 - \beta_{\text{u}}^2}$ )。ただし、非相対論的な粒子を仮定して、 $\gamma_{\text{u}} \simeq 1$ 、 $\gamma_{\text{d}} \simeq 1$ 、 $\beta_{\text{u}} \ll 1$ 、 $\beta_{\text{d}} \ll 1$  としてある。衝撃波では  $\beta_{\text{u}} > \beta_{\text{d}}$  であるから、粒子は衝撃波の前後の領域を往

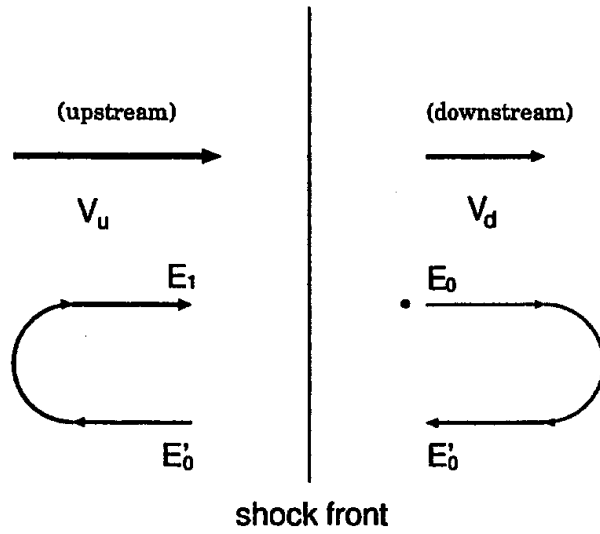


図 2.3: フェルミ加速の模式図。真中の直線で示してある衝撃波前面を堺に、左側が上流、右側が下流を表している。ここで、 $v_u, v_d$  はそれぞれ上流、下流における流れの速度を表している。

復することによってエネルギーを得ることが可能である。三次元での場合、散乱された粒子の速度は様々な方向を向くため、平均的なエネルギー増幅の効率は低くなる。 $n$  回の往復後に得られる平均のエネルギーは、

$$E_n = E_0 \cdot \exp\left(\frac{4}{3}n(\beta_u - \beta_d)\right) \quad (2.6)$$

と計算される (Bell 1978)。ここで、衝撃波中での散乱過程によって粒子の分布は等方になるよう緩和されると仮定する。下流では、粒子の脱出確率  $\eta$  が以下のように計算されている (Bell 1978)。

$$\eta = 4 \frac{v_d}{v_p} \quad (2.7)$$

ここで  $v_p$  は粒子の速度である。この時、粒子が  $n$  回以上の往復を繰り返す確率は、相対論的な場合で、

$$P_n = (1 - 4\beta_d)^n \quad (2.8)$$

となる。式 (2.6)、(2.8) を用いて、加速された粒子のエネルギースペクトルを以下のように得ることができる。

$$N(E) \propto \frac{dP_n}{dE_n} \propto E^{-\frac{\beta_u + 2\beta_d}{\beta_u - \beta_d}} \quad (2.9)$$

単原子分子理想気体での強い衝撃波では、 $\beta_u/\beta_d = 4$  であるので、加速された粒子のエネルギースペクトルは

$$N(E) \propto E^{-2} \quad (2.10)$$

となる。このように、フェルミ加速は冪関数のエネルギー分布を持つように粒子を加速することが可能であり、電波での観測結果をうまく説明することが可能である(2.4節のシンクロトロン放射の説明を参照)。更に、フェルミ加速においては、その機構上、電子とイオンの間に区別がないので、宇宙線の起源として超新星を考える際に重要な役割を果たしている。残骸の衝撃波前面におけるフェルミ加速のアイデアは約20年前に提案され、現在、残骸における宇宙線加速の最も一般的なモデルとして知られている (Bell 1978, Blandford & Ostriker 1978)。

### 2.2.3 元素組成による考察

地球近傍で観測される銀河宇宙線は、源を出発してから星間空間を伝播中に星間物質との衝突による核破砕、磁場による加速あるいは減速などを受けながら地球近傍まで到達すると推測される。宇宙線の伝播過程を再現し、銀河宇宙線が伝播してきた宇宙空間で生ずる諸現象を解明し、宇宙線の源での組成を推定するために、伝播長さ (path length) の分布関数、伝播モデルが数多く研究されている。初期の研究においては、観測される L/M 比から宇宙線の源は銀河内に一様に分布し宇宙線は源を発してから同じ厚さの星間物質中を通過してくるという slab モデルのもとで、Hayakawa et al.(1958) は先駆的に源での元素組成を推定し、その結果から銀河宇宙線の起源は超新星爆発であると結論している。

また、Yanagita, Nomoto & Hayakawa (1990) は、地球近傍で直接観測される宇宙線の組成に伝播過程での核破砕反応、核崩壊による組成変化の補正を行うことにより推定された源での元素の相対存在度と、観測や計算などから推定される Ia 型超新星、II 型超新星、及び星間物質の元素組成を比較した場合、宇宙線の発生源を超新星と仮定した時に、これらの比較はよい一致を示すとの結果を報告している。ここでは、まず Ia 型超新星、II 型超新星、及び星間物質からの寄与を  $s, t, u$  とすると (ただし  $s + t + u = 1$ )、宇宙線中の同位元素  $i$  の予想される重量分率 (mass fraction)  $x_i$  は、Ia 型超新星、II 型超新星、及び星間物質のそれぞれの中での重量分率  $x_{i,\text{SNIa}}, x_{i,\text{SNII}}, x_{i,\text{ISM}}$  を用いて、

$$x_i = s x_{i,\text{SNIa}} + t x_{i,\text{SNII}} + u x_{i,\text{ISM}} \quad (2.11)$$

と表せる。混合比  $s, t, u$  の最適値は、推定される宇宙線源での重量分率を  $x_{i,\text{CRS}}$  とすることにより  $\sum_i (\log x_{i,\text{CRS}} - \log x_i)^2$  が最小となる条件から決定できる。最適化の結果、C, N,  $^{22}\text{Ne}$  を除く H から Ni までの主要な元素の存在度が十分に再現されることが示されている。更に、上記以外に Wolf-Rayet 星からの寄与を考慮に入れることにより宇宙線の源での C, N,  $^{22}\text{Ne}$  の過剰を押えることができ、最終的に H から Ni までの同位元素まで含めてファクター 1.6 の範囲内で宇宙線の源での元素組成を説明できることが報告されている (Yanagita & Nomoto, 1999)。

## 2.3 超新星残骸

### 2.3.1 超新星

超新星 (超新星爆発) とは、恒星進化の最終段階における爆発現象のことである。超新星は、観測的には水素の輝線を示さない I 型と水素の輝線を示す II 型に大別され、スペクトルや光度曲線の振舞いによって更に Ia、Ib、II などに分類される。我々の銀河系内で過去に起きた I 型超新星の例としては、SN1006 (1006 年に起きた超新星)、SN1572 (Tycho)、SN1604 (Kepler) 等が挙げられる。また、II 型超新星残骸の例としては、1987 年に大マゼラン星雲中で起きた超新星残骸 1987a などが挙げられる。超新星の理論的解釈としては、Ia 型超新星は、連星中の白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果爆発を起こす“炭素爆燃型超新星”であると考えられている。また、Ia 型以外の超新星については、質量が  $8M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$ :太陽質量) 以上の大質量星が重力崩壊を起こすことにより爆発を起こす“コア崩壊型超新星”であると考えられており、このタイプの超新星爆発後の中心部には中性子星 (またはブラックホール) が生成されると考えられている。また、Ib、II 等の細かい分類については、重力崩壊時に外層がどの程度残っているかによって見え方が異なることによると考えられている。例えば、水素の外層をほとんどなくした星がコア崩壊型の超新星爆発を起こせば Ib 型の超新星になると考えられている。超新星爆発は、およそ  $10^{51}$  erg のエネルギーを放出物質の運動エネルギーとして星間空間に解放する。超新星によって放出されたこれらの物質は、衝撃波を共ない星間空間を伝播し、後に超新星残骸として電波、可視光、X 線などの多波長で観測される。

### 2.3.2 シェル型超新星残骸とかに星雲型超新星残骸

銀河系内にある超新星残骸は、その多くは電波観測によって発見されており、これまでに 215 天体がカタログ化されている (Green 1998)。超新星残骸の形状に関しては、主に「シェル型超新星残骸」と「プレリオン (かに星雲型超新星残骸)」の二種類に分類される。前者の例としては、Cassiopeia A、Cygnas Loop、SN1006 が挙げられ、また後者の典型的な例としては、かに星雲が挙げられる。シェル型超新星残骸では、残骸部分において電磁波を放射する粒子のエネルギー源は、星間物質、及び超新星から放出された物質中を伝播する衝撃波であると考えられている。衝撃波のエネルギーはこれらの物質の熱運動に変換され、高温のプラズマが形成される。この高温のプラズマからの熱制動放射が元素輝線と共に X 線領域で観測されている。また衝撃波面ではプラズマとその内部の磁場が圧縮され、この領域に捉えられた粒子は 2.2.2 節で述べた非熱的なフェルミの一次加速によって高エネルギーまで加速されていると考えられている。電波領域で観測さ

れている非熱的なスペクトルは、この機構で加速された電子からのシンクロトロン放射であると考えられている。シェル型に対して、かに星雲型超新星残骸のエネルギー源は中心部にある中性子星である。中性子星は高速で回転しつつも周囲のネビュラにエネルギーを供給しながら徐々にその回転速度を落としている。かに星雲型超新星残骸からの電波から X 線領域の非常に多波長に渡る非熱的放射は、シンクロトロン放射であると考えられている。しかし、粒子加速機構の詳細については未だ不明な点が多い。

### 2.3.3 超新星残骸からの非熱的放射過程

2.2 節で述べた通り、超新星残骸は宇宙線加速のサイトであると考えられている。もし、本当に残骸の衝撃波において宇宙線が加速されているならば、加速された相対論的粒子により以下に述べるような非熱的放射過程による電磁波が残骸部分から放射していることが予想される。ここでは、シェル型超新星残骸からの放射が予想されるこれらの非熱的放射過程（シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、制動放射、 $\pi^0$  崩壊）について簡単に説明する (Rybicki & Lightman 1979, Ramana Murthy & Wolfendale 1986, Gaisser 1990, Longair 1992)。超新星残骸からの非熱的放射の実際の観測的証拠については次節で述べる。

#### シンクロトロン放射 (Synchrotron Emission)

相対論的荷電粒子が磁場中を通過する際、ローレンツ力による加速度を受けて電磁波が放射される。この放射はシンクロトロン放射と呼ばれている。一つの電子がシンクロトロン放射によって放出するパワーは、以下のように表わされる。

$$P_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \gamma^2 \beta^2 U_B \quad (2.12)$$

ここで、 $U_B = B^2/8\pi$ 、 $\gamma$ 、 $\beta$  は、それぞれ磁場のエネルギー密度 (ただし、 $B$  は磁場の強さ (単位は gauss))、電子のローレンツ因子、電子の速度を表している。また、相対論的電子のエネルギースペクトルが冪指数  $p$  の冪型スペクトルであると仮定すると、これらの電子がシンクロトロン放射によって放出する光子のエネルギースペクトルは冪指数  $(p-1)/2$  の冪型スペクトルになる。前節で述べた通り、フェルミ加速においては、加速された粒子の分布は冪指数  $p \simeq 2$  の冪型スペクトルになることが要請される。実際、多くのシェル型超新星残骸から観測されている非熱的電波スペクトルの冪指数は 0.5 に近い値を示していることから、このことは残骸におけるフェルミ加速の観測的証拠となっている (2.4 節参照)。一方、電子によって放射される典型的な光子エネルギー

$E_{\text{syn}}$  は、以下のように表される。

$$E_{\text{syn}} = 2 \left( \frac{B}{10\mu\text{G}} \right) \left( \frac{E_e}{100\text{TeV}} \right) \sin \theta \text{ keV} \quad (2.13)$$

ここで、 $E_e$  は電子のエネルギー、 $\theta$  は電子の進行方向と磁力線とのなす角を表している。先に X 線天文衛星 ASCA により観測された超新星残骸 SN1006 のシェル部分から発見された非熱的シンクロトロン X 線放射は、このように残骸において 100 TeV に渡る宇宙線電子が存在することを直接的に示唆する結果となった (2.4.1 節参照)。

### 逆コンプトン散乱 (Inverse Compton Scattering)

相対論的電子が周囲の低エネルギー光子を散乱して高エネルギーにたたき上げる過程である。逆コンプトン散乱によって電子から光子に変換されるパワー  $P_{\text{IC}}$  は、以下のように表わされる。

$$P_{\text{IC}} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c \gamma^2 \beta^2 U_{\text{ph}} \quad (2.14)$$

ここで、 $\sigma_{\text{T}}$ 、 $U_{\text{ph}}$ 、 $\beta$  は、それぞれトムソン散乱断面積、輻射場のエネルギー密度、電子の速度を表している。また、逆コンプトン散乱による一回の散乱後の光子のエネルギー  $E$  は次のようになる。

$$E \sim \gamma^2 E_0 \quad (\gamma E_0 \ll m_e c^2) \quad (2.15)$$

$$E \sim \gamma m_e c^2 \quad (\gamma E_0 \gg m_e c^2) \quad (2.16)$$

ここで、 $E_0$  は散乱前の光子エネルギー、 $m_e$  は電子の静止質量、 $\gamma$  は電子のローレンツ因子である。例として、散乱される光子が 2.7 K 宇宙背景放射の光子である場合を考える。この場合、 $E_0 = 2.64 \times 10^{-6}$  eV ( $T = 2.728$  K) より、上式において条件式  $\gamma E_0 \ll m_e c^2$  を満たす電子のエネルギー範囲は  $\leq 1000$  TeV となることが分かる。また、式 (2.15) より 100 TeV の電子が 2.7 K 宇宙背景放射を逆コンプトン散乱によってたたき上げた場合、1 TeV 領域のガンマ線が生成されるのが分かる。先に CANGAROO グループにより観測された超新星残骸 SN1006 の北東リムからの TeV ガンマ線放射は、この過程により生成されたガンマ線であると説明された (2.4.2 節参照)。

### $\pi^0$ 崩壊 (Neutral pion decay)

高エネルギー陽子、又は原子核が物質中を通過すると、物質を構成する原子の原子核との核破砕反応によって、主に  $\pi^0$ 、 $\pi^+$ 、 $\pi^-$  が生成される。ここで、 $\pi^0$  は半減期  $0.83 \times 10^{-16}$   $\gamma_{\pi^0}$  sec ( $\gamma_{\pi^0}$  は  $\pi^0$  のローレンツ因子) で  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  に崩壊し、2 つのガンマ線が生成される。ここで、線の工

エネルギーを  $E_\gamma$  とすると、この過程で生成される線のエネルギースペクトルは、親の  $\pi^0$  のエネルギー分布によらずに、 $\ln(E_\gamma)$  に対してほぼ  $m_\pi/2 \sim 70$  MeV のところで対称な形の分布になる。また、親の  $\pi^0$  のエネルギーが 70 MeV より十分大きい場合、生成される光子のスペクトルは、親の  $\pi^0$  のスペクトルに比例する。更に、この過程でエネルギー  $E_\gamma$  の線を作るのに必要な最小の  $\pi^0$  のエネルギー  $E_\pi^{\min}$  は、

$$E_\pi^{\min} = E_\gamma + \frac{m_\pi^2}{4E_\gamma} \sim E_\gamma \quad (E_\gamma \gg m_\pi^2 \text{の時}) \quad (2.17)$$

となる。すなわち、上記の過程により 1 TeV の線を生成するには、親の宇宙線陽子のエネルギーが少なくとも 1 TeV 以上ある必要がある。一方、 $\pi^0$  崩壊による超新星残骸からのガンマ線フラックスの見積りについては、Drury et al. (1994)、Naito & Takahara (1994) らにより詳細な計算が行われている。Drury et al. (1994) によると、 $\pi^0$  崩壊による残骸からの TeV ガンマ線フラックスは、以下の式で表される。

$$F_{\pi^0}(\geq E) \simeq 9 \times 10^{-11} \theta \left( \frac{E}{1\text{TeV}} \right)^{-1.1} \left( \frac{E_{\text{SN}}}{10^{51}\text{erg}} \right) \left( \frac{d}{1\text{kpc}} \right)^{-2} \left( \frac{n}{1\text{cm}^{-3}} \right) \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (2.18)$$

ここで、 $\theta$  は超新星爆発の全エネルギー  $E_{\text{SN}}$  のうち宇宙線のエネルギーに変換される割合、 $d$  は残骸までの距離、そして  $n$  は残骸における物質密度を表している。また、上式では残骸における陽子のエネルギースペクトルの冪を 2.1 と仮定している。

### 制動放射 (Bremsstrahlung)

高速の電子が物質中を通過した際、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加速度を受けることにより放出される光子のことである。特に、熱平衡にある高温プラズマでは、電子とイオンがその温度に対応する Maxwell 分布をしており、陽子に比べて質量の小さい電子は相対的に速い速度で運動していることから、近似的に静止しているイオンに電子が衝突することにより制動放射を起こす。このような低エネルギー電子によるプラズマからの制動放射は、熱制動放射または自由 - 自由遷移と呼ばれている。一方、相対論的電子の場合、制動放射のスペクトルは、親の電子スペクトルに比例する。ここで、ある物質密度を持つ領域に同じスペクトル分布を持つ宇宙線電子と陽子が存在する場合を考え、その領域から放射される制動放射によるスペクトルと  $\pi^0$  崩壊からの光子スペクトルを比較すると、先に述べたように、 $\pi^0$  崩壊からの光子スペクトルは 70 MeV を堺に左右対称な構造となるので、この場合、 $\sim 70$  MeV より低エネルギー側では制動放射が主役になることがわかる。また、ガンマ線のエネルギーが 70 MeV より十分高いエネルギー範囲において、親の電子と陽子のスペクトルを冪型と仮定した場合、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ



線フラックスに対する制動放射によるガンマ線フラックスの比は以下のように表される (Gaisser 1990, Gaisser Protheroe & Stanev 1998)。

$$\frac{e \rightarrow \gamma}{\pi^0 \rightarrow \gamma} \approx 0.85 \times \left[ \frac{\alpha}{2Z_{N \rightarrow \pi^0}} \left( \frac{1}{\alpha+1} + \frac{1.35}{\alpha-1} - \frac{1.35}{\alpha} \right) \right] \left[ \frac{\phi_e}{\phi_N} \right] \quad (2.19)$$

ここで、 $Z_{N \rightarrow \pi^0}$  は  $p-p$  衝突で生成される  $\pi^0$  の運動量分布の spectrum-weighted moment であり、また、 $\phi_e(E_e) \propto E^{-\alpha}$ 、 $\phi_N(E_N) \propto E^{-\alpha}$  は、それぞれ冪指数  $\alpha$  を持つ電子、及び陽子のエネルギースペクトルを表している。

## 2.4 シェル型超新星残骸における宇宙線加速の観測的証拠

これまで述べてきたように、銀河宇宙線の起源は超新星残骸における衝撃波加速が最も有力候補であると考えられてきた。もし、超新星残骸が本当に宇宙線加速サイトであるならば、我々の太陽系の近傍 (数 kpc 以内) で最近 (過去数万年以内) に起きた超新星の残骸から、これらの加速された粒子が放射する非熱的放射 (シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、 $\pi^0$  崩壊、制動放射等) を直接観測できる可能性がある。しかし、このような電磁波による観測的証拠は最近まで非常にまれであった。前節で述べた通り、シェル型超新星残骸のシェル部分からの電波放射は高エネルギー電子によるシンクロトロン放射であると考えられてきたが、残骸における磁場を  $10 \mu\text{G}$  と仮定したとき、典型的な電子のエネルギーは  $10 \text{ GeV}$  程度であり、宇宙線スペクトルの knee 領域 ( $\sim 3 \times 10^{15} \text{ eV}$ ) に渡る粒子加速を直接説明することはできない。最近、Esposito et al. (1996) は、Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) 衛星に搭載された EGRET 検出器により観測された銀河系内未同定ガンマ線源 (MeV  $\sim$  GeV 領域) と電波観測で非常に明るい 14 個の超新星残骸との位置関係を調査した結果、そのうち 5 つの超新星残骸についてその位置が一致していることが分かり、これらのガンマ線は残骸内で加速された宇宙線陽子の  $\pi^0$  崩壊によるガンマ線であることが示唆された。しかし、EGRET で観測されたエネルギー領域のガンマ線を  $\pi^0$  崩壊によって生成する親の宇宙線陽子のエネルギーは GeV 領域であり、この結果も knee 領域に渡る加速の直接の証拠にはならない。このような現状の中で、X 線天文衛星 ASCA と TeV ガンマ線観測グループ CANGAROO による超新星残骸 SN1006 の最近の観測結果は、 $\sim 100 \text{ TeV}$  に渡る宇宙線電子の存在を直接的に示すことに成功した (Koyama et al. 1995, Tanimori et al. 1998b)。以下では、これらの観測結果について概説する。

### 2.4.1 超新星残骸 SN1006 からの非熱的 X 線放射の発見

超新星残骸 SN1006 は西暦 1006 に爆発した歴史上最も明るい超新星の残骸である。爆発後の光度変化の記録からタイプは Ia 型であり (Minkoski 1966)、また視直径 30' の向かい合った二ヶ所のリムが明るい構造を持つシェル型で、内部にコンパクト星は見つかっていない (Roger et al. 1988)。電波観測においては他のシェル型超新星残骸である Tycho、Kepler、CassiopeirA 等と同様にエネルギー冪指数 0.6 のスペクトルが観測されている (Reynolds & Ellison 1992)。最近、X 線天文衛星 ASCA により電波で明るい北東、南西リム部分から非熱的 X 線放射が発見された (Koyama et al. 1995)。図 2.4 は、ASCA による SN1006 の X 線イメージである。電波と同様、北東リム、南西リムの順に明るいシェル型構造を示しているのが分かる。また、図 2.5 は最も明るい北東リム部分と残骸の中心部分のスペクトルをそれぞれ示している (Ozaki 1997)。この図から分かるように、中心部分からの X 線スペクトルは、他のシェル型超新星残骸においてこれまで見られてきたような熱的 X 線放射の特徴である特性 X 線を含むスペクトルを示しているのに対して、シェル部分からの X 線スペクトルには有意な特性 X 線がないことから非熱的放射に起源を持つことが示唆された。Koyama et al. (1995) は、この非熱的 X 線の放射過程として、観測されたスペクトルの形が冪型であること、そして非熱的 X 線放射領域が電波で相対的に明るい北東、南西のシェルの部分に一致することから、高エネルギー電子によるシンクロトロン放射が最もらしい放射過程であると主張した。更に、残骸における磁場を  $\sim 10 \mu\text{G}$  と仮定することにより、電子の最高エネルギーは宇宙線スペクトルの knee 領域に近い  $\sim 100 \text{ TeV}$  と見積られた。このように、ASCA による観測結果は残骸内でフェルミ加速によって宇宙線が knee 付近まで加速されているという最も直接的な観測的証拠となった。

### 2.4.2 CANGAROO による SN1006 からの TeV ガンマ線放射の発見

もし  $\sim 100 \text{ TeV}$  に渡る電子が本当に SN1006 の残骸内に存在するならば、これらの電子が 2.7K 宇宙背景放射を逆コンプトン散乱によってたたきあげることにより TeV 領域のガンマ線が生成されることから、ASCA による発見の後、SN1006 の残骸部分からの逆コンプトン散乱による TeV ガンマ線放射の可能性が多くの理論家により示唆された (Pohl 1996, Mastichiadis 1996, Mastichiadis & de Jager 1996, Yoshida & Yanagita 1997, Naito et al. 1999)。このような状況の中、南オーストラリア州で TeV ガンマ線観測を行っている CANGAROO (the Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback ; 日本の東京大学宇宙線研究所を中心とした大学及び研究機関とオーストラリアとの間の国際共同実験) グループは、1996、1997 年の二ヶ年に渡って SN1006 からの TeV ガンマ線探査を行った。その結果、非熱的 X 線成分が最も明るい

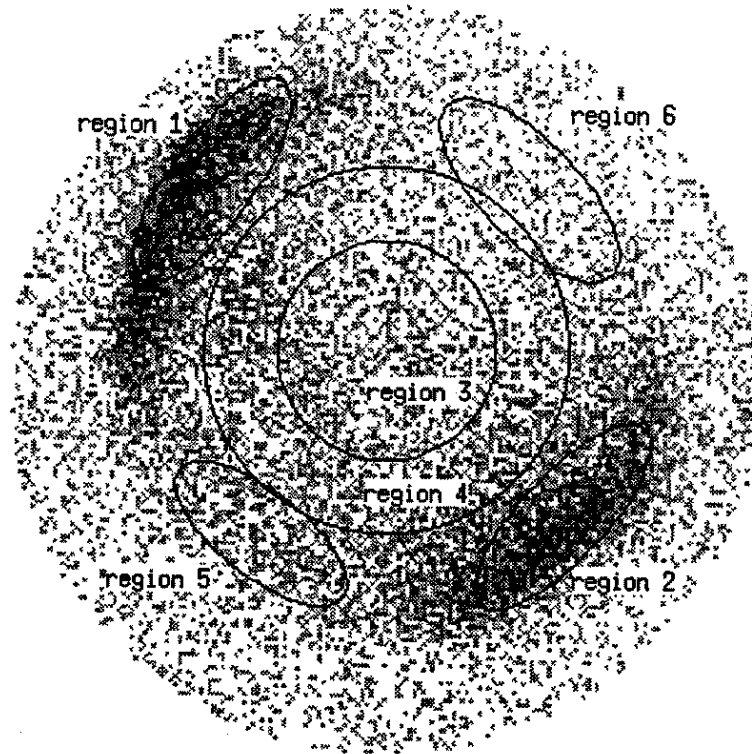


図 2.4: X 線天文衛星 ASCA による超新星残骸 SN1006 のイメージ (Ozaki 1997)。図中の左上が最も明るい北東リム、続いて右下が南西リム。

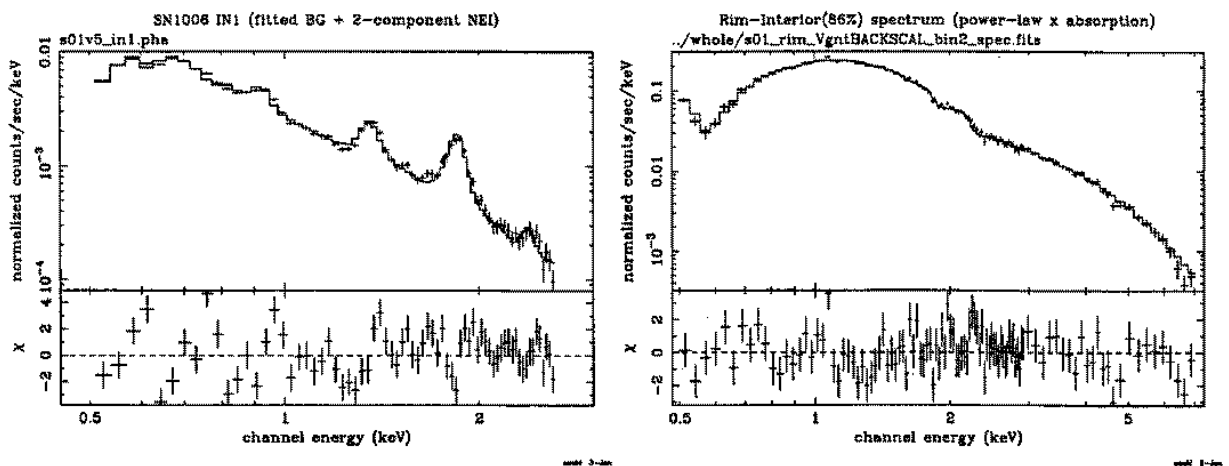


図 2.5: X 線天文衛星 ASCA による超新星残骸 SN1006 のエネルギースペクトル (Ozaki 1997)。左図は残骸の中心領域におけるスペクトル、右図は北東リムにおけるスペクトルを示している。北東リムのスペクトルには、熱的 X 線放射の特徴である特性 X 線スペクトル(ラインスペクトル)がないのが特徴である。

北東リム部分の広がった領域から TeV ガンマ線放射を発見した (Tanimori et al. 1998b)。この発見は同時に、空気チェレンコフ光検出器による TeV 領域の観測において世界で初めてのシェル型超新星残骸におけるシェル部分からの TeV ガンマ線放射の発見となった。検出された TeV ガンマ線フラックスは、1996、1997 年のそれぞれのデータに対して  $(4.6 \pm 0.6[\text{統計誤差}] \pm 1.4[\text{系統誤差}]) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  ( $\geq 1.7 \pm 0.5 \text{ TeV}$ )、 $(2.4 \pm 0.5[\text{統計誤差}] \pm 0.7[\text{系統誤差}]) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  ( $\geq 3.0 \pm 0.9 \text{ TeV}$ ) と見積もられた。SN1006 は残骸における物質密度が低いため、検出された TeV ガンマ線放射は、残骸内で衝撃波によって加速された宇宙線電子が 2.7 K 宇宙背景放射を逆コンプトン散乱によってたたきあげたガンマ線であるというシナリオが最もらしいことが示唆された。更に、Yoshida & Yanagita (1997) による逆コンプトン散乱モデルを仮定した数値計算とこれらの観測結果の比較から、残骸における磁場は  $6.5 \mu\text{G}$  と見積もられた。CANGAROO による SN1006 の残骸部分からの TeV ガンマ線の発見は、残骸における  $\sim 100 \text{ TeV}$  に渡る宇宙線電子の存在、並びに残骸における衝撃波加速を更に強く示唆する直接の観測的証拠となった。

### 2.4.3 他のシェル型超新星残骸の TeV ガンマ線観測

X 線天文衛星 ASCA、及び CANGAROO による SN1006 の観測結果は、残骸における  $\sim 100\text{TeV}$  に渡る宇宙線電子加速の直接の証拠となった。一方で、最近 SN1006 以外のいくつかのシェル型超新星残骸の TeV ガンマ線観測が世界の各グループで行われた。まず、北半球で先駆的に TeV ガンマ線観測を行っているアメリカ Whipple グループは、北天に位置する 6 つのシェル型超新星残骸 (W44、W51、 $\gamma$ -Cygni、W63、Tycho、IC443) の観測を行ったが、TeV ガンマ線は検出されておらず、中でも EGRET で観測されている  $\gamma$ -Cygni、IC443、W44 について、その上限値は、陽子加速に基づいたガンマ線フラックスの予想値と同程度以下であることから、銀河宇宙線の超新星起源説を修正する必要があることを報告している (Buckley et al. 1998)。また、CANGAROO による南天に位置するシェル型超新星残骸 W28 の観測においても、結果は上限値しか得られていない (Rowell et al. 1999)。更に、シェル型超新星残骸 Cassiopeia A の観測結果が、最近、Whipple、HEGRA、CAT グループにより報告された (Puhlhofer et al. 1999, Lessard et al. 1999, Goret et al. 1999)。このうち、HEGRA グループは TeV ガンマ線放射を示唆する preliminary な観測結果を報告した。しかし、Whipple、CAT グループの観測結果は、ほぼ同じエネルギー閾値で上限値のみを与えており、否定的な結果となっている。このように、SN1006 以外のシェル型超新星残骸からは有意な TeV ガンマ線信号がこれまで検出されていないのが現状である。実際、多くの銀河系内にあるシェル型超新星残骸は銀河面上に分布しているのに対して、SN1006 は銀河面から大幅にずれた位置にあることから、SN1006 は特殊なケースである可能性もある。しかし、SN1006 は

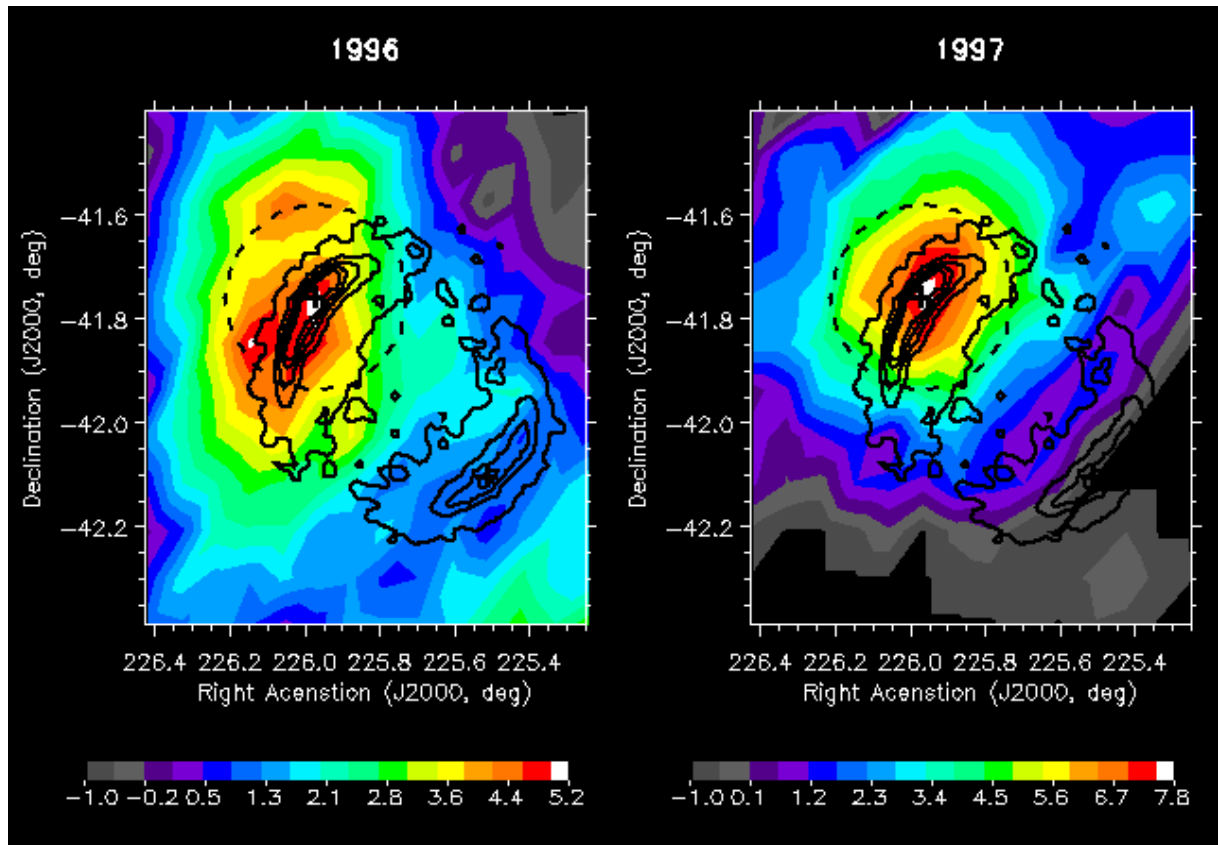


図 2.6: CANGAROO による超新星残骸 SN1006 の観測結果 (Tanimori et al. 1998b)。図中のグレースケールは TeV ガンマ線の統計的有意度を表しており、X 線天文衛星 ASCA による結果を実線の contour で重ねてある。図より、非熱的シンクロトロン X 線が最も明るい北東リム付近で拡がった TeV ガンマ線放射が見られるのが分かる。

典型的なシェル型構造を持つタイプ Ia 型であり、特殊な超新星残骸であるとは考えにくい。従って、knee 領域に渡る宇宙線の超新星起源を更に検証するためには、SN1006 以外の他の超新星残骸からの TeV ガンマ線放射の観測的事実を見つけることが急務であるのが現状である。最近、シェル型超新星残骸 RX J1713.7–3946 の北西リムから SN1006 を上回る非熱的シンクロトロン X 線が検出され、“第二の SN1006 (SN1006Jr)” として注目されている (Koyama et al. 1997)。次節では、この超新星残骸 RX J1713.7–3946 について説明する。

#### 2.4.4 超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの非熱的 X 線放射の発見

RX J1713.7–3946 (G347.3–0.5) は、X 線天文衛星 ROSAT の全天サーベイによりさそり座方向の銀河面上に新しく発見された超新星残骸である (Pfeffermann & Aschenbach 1996)。ROSAT によるイメージを図 2.7 に示す。残骸の形状は、長軸方向 70' のやや楕円型であり、西側、特に北西方向のリム部分が明るいシェル型構造をしている。残骸全体からの X 線フラックスは  $\sim 4 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  (0.1 – 2.4 keV のエネルギー範囲) と見積られた。このフラックス値は我々の銀河系内において X 線で非常に明るい超新星残骸であることを意味する。また、スペクトル解析の結果によると、残骸からの X 線放射は、 $kT = 4.8 \text{ keV}$ 、又は  $kT = 0.5 \text{ keV}$  の薄い熱的プラズマによる放射であることが指摘された。一方、中心付近に存在する 2 つの点源については、東側の点源については Wolf-Rayet star、又は G5IA star であることが報告されたが、西側の点源についてはその正体は不明であると報告された。ROSAT によるこの発見を受けて、Wang et al. (1997) は、中国の古い文献をもとに、RX J1713.7–3946 は A.D.393 年に起きた超新星の残骸であるかもしれないと報告している。

ROSAT による発見の後、ASCA による銀河中心サーベイ観測により、この超新星残骸の北西リム部分が観測された (Koyama et al. 1997)。観測された北西リム部分の X 線スペクトルは  $kT = 3 \sim 4 \text{ keV}$  の薄い熱的プラズマによって十分説明可能であるが、一方で金属元素の存在度が合わないことから、むしろ非熱的シンクロトロン X 線放射であることが示唆された (Koyama et al. 1997)。観測された北西リム部分からの X 線フラックスは  $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  (0.5 – 10 keV のエネルギー範囲) と見積られた。これは SN1006 の北西リムからの X 線フラックスの 3 倍も上回る大きさであり、残骸におけるシンクロトロン X 線放射が非常に明るいことを意味している。Koyama et al. (1997) は、RX J1713.7–3946 はシェル部分で強いシンクロトロン X 線を放射する SN1006 の第二の例 (“SN1006Jr”) であり、残骸における 100 TeV に渡る宇宙線電子の存在を示す第二の証拠であると提案した。

最近、ASCA により RX J1713.7–3946 全体の詳細な観測が行われた (Slane et al. 1999, Tomida

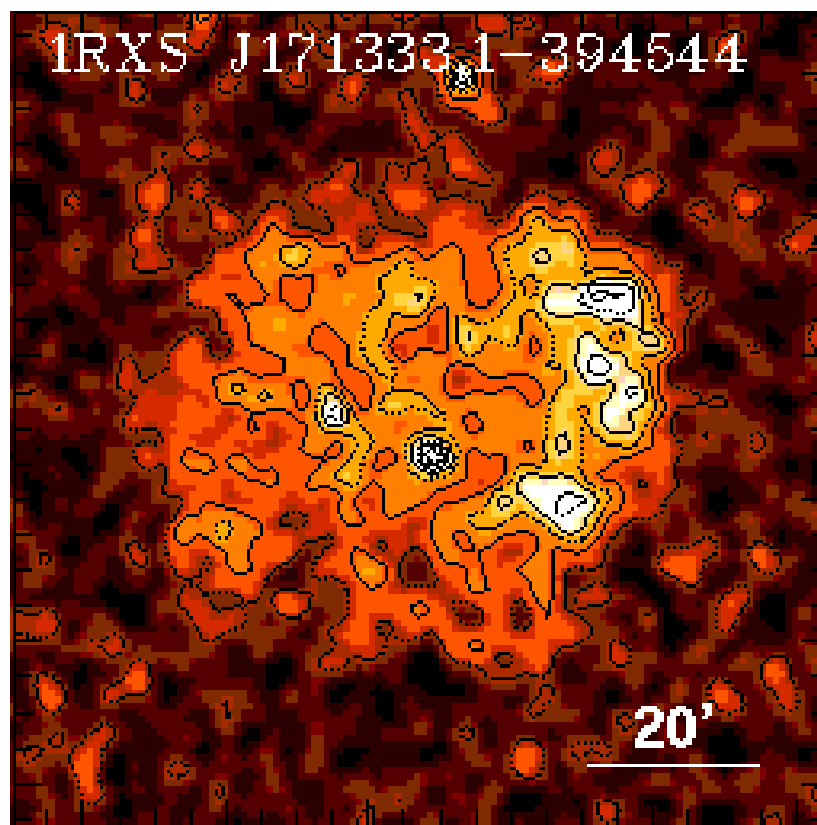


図 2.7: X 線天文衛星 ROSAT による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の 0.1 - 2.4keV energy band におけるイメージ。ホームページ “The ROSAT All-Sky Survey Bright Source Catalogue (1RXS)” より抜粋 ([http://www.rosat.mpe-garching.mpg.de/cats/src-browser/img/2438\\_0000.gif](http://www.rosat.mpe-garching.mpg.de/cats/src-browser/img/2438_0000.gif))。

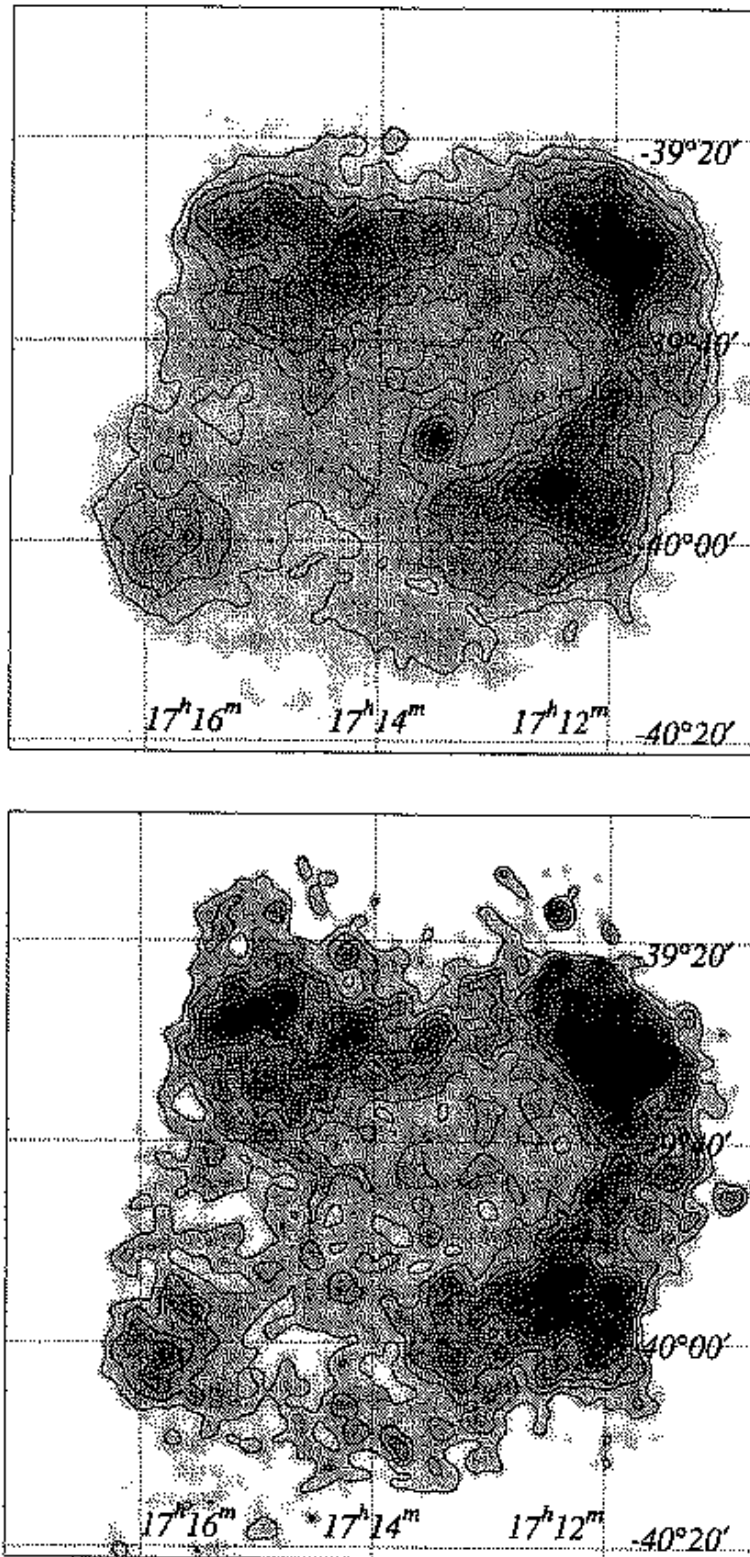


図 2.8: X 線天文衛星 ASCA による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の GIS イメージ (Tomida 1999)。上図は soft band イメージ (0.7 – 3.0keV)、下図は hard band イメージ (3.0 – 10keV)。両図の contour における最大レベルは、上図の方が下図より 2.85 倍大きい。



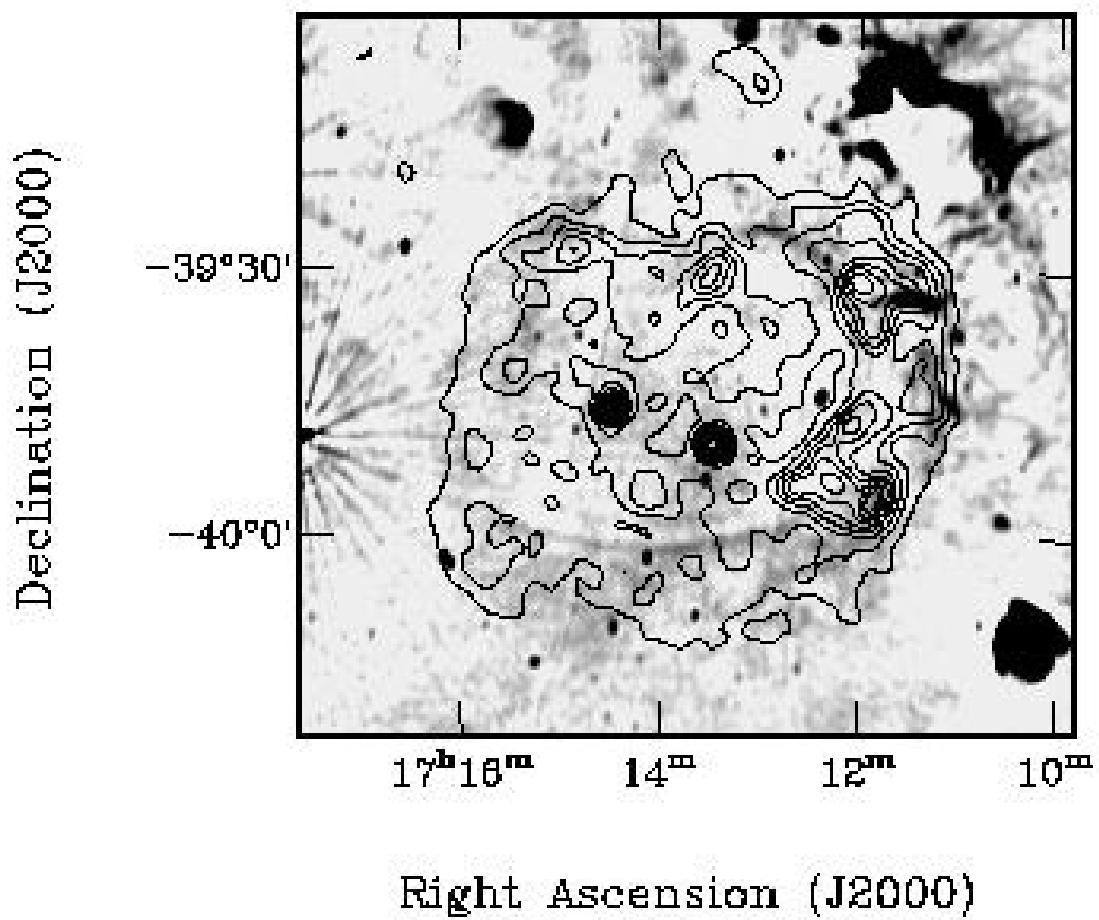


図 2.9: 超新星残骸 RX J1713.7-3946S 周辺の電波イメージ (Slane et al. 1999)。

1999)。図 2.8 は、ASCA による 0.7 – 10keV バンドにおける残骸全体からの X 線イメージを示す (Tomida 1999)。ASCA による更なる観測結果は、先に Koyama et al. (1997) により報告された北西リムにおける非熱的シンクロトロン X 線放射の過剰を確認すると同時に、残骸の領域別でのスペクトル解析の結果は、SN1006 とは対照的に、残骸全体から非熱的 X 線が放射しているという驚くべき結果を得た。更に、Slane et al. (1999) は、中心にある X 線点源は残骸内部にあるコンパクト星の可能性が高いことを示唆し、RX J1713.7–3946 はタイプ Ia 型超新星残骸である SN1006 とは異なるタイプの超新星残骸 (Ib 型、もしくは II 型) であることを示唆している (Slane et al. 1999)。また、Slane et al. (1999) は、一方でこの領域における電波観測を行い、その結果、X 線のシェル構造に対応する非常に弱い電波放射を発見した (図 2.9)。残骸までの距離については、不確定性が非常に大きいのが現状である。Slane et al. (1999) によれば、赤外線、及び CO emission による残骸周辺におけるイメージとの位置関係の比較から、RX J1713.7–3946 の北西リム周辺は HII 領域 G347.61+0.20 (Lockman 1979) との相互作用領域であるかもしれないと報告しており、残骸までの距離を、その HII 領域までの距離である 6 kpc と見積っている (Slane et al. 1999)。一方、Tomida (1999) によれば、熱的 X 線放射を仮定した Sedov 解からは距離 3.5 kpc であり、また銀河面に位置する銀河系内超新星残骸の  $N_{\text{H}}$  値と距離との比較からは、距離 1.6 ~ 4.0 kpc と見積られている (Tomida 1999)。また、残骸における密度は、emission measure を用いた方法により  $0.014 - 0.28 (d/6\text{kpc})^{-0.5} \text{ cm}^{-3}$  (ここで  $d$  は残骸までの距離) と見積られており (Slane et al. 1999)、他の超新星残骸より残骸における密度が相対的に低いのが特徴である。

以上より、RX J1713.7–3946 のシェル部分において非熱的シンクロトロン放射が明るいという特徴は、残骸において 100 TeV に渡る超高エネルギー電子が存在することが強く示唆され、SN1006 のように、これらの電子が周囲の 2.7 K 宇宙背景放射の光子を逆コンプトン散乱でたたきあげた TeV ガンマ線を観測できる可能性が非常に高い。もし、この領域から TeV ガンマ線が観測されれば、SN1006 に続いて残骸からの TeV ガンマ線放射の第二の証拠となるばかりでなく、宇宙線が残骸内で衝撃波加速により加速されている更なる強い確実な証拠となることが予想される。以上の理由により、本研究では南オーストラリア州ウーメラ (136°47'E、31°06'S) に設置されている解像型空気チェレンコフ光望遠鏡 (CANGAROO 望遠鏡) を用いて、シェル型超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測を行った。RX J1713.7–3946 の観測、解析、及び結果の詳細については第 5 章で述べる。次節では TeV ガンマ線の検出原理について概説する。

## 第3章 解像型空気チェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線観測技術

この章では、90年代に入り観測が可能になった TeV 領域におけるガンマ線観測の検出原理、及び解析法について概説する。TeV 領域のガンマ線は、空気チェレンコフ光を使って検出される。空気チェレンコフ光とは、地球大気に高エネルギーの宇宙線が入射した時に生成される空気シャワー中の荷電粒子から放射されるチェレンコフ光のことである。TeV 領域のガンマ線によって生成される空気シャワー粒子は、大気中で吸収されてしまい地上に到達することができないため、かわりに空気チェレンコフ光を用いた間接的な方法で観測が行なわれる。空気チェレンコフ光を用いた TeV ガンマ線観測は、ガンマ線に比べて圧倒的に多い宇宙線原子核が、ガンマ線と同様に空気シャワーを生成しチェレンコフ光を放出するため、どのようにガンマ線と宇宙線原子核を識別するかが長い間問題となってきた。しかし、近年、空気チェレンコフ光を反射望遠鏡で捕らえたとき、その焦点面で作られるイメージの形の性質がガンマ線と宇宙線原子核で異なることを利用し、宇宙線原子核によるイベントを効率よく除去できる方法が Whipple グループにより確立された (Weeks et al. 1987, Vacanti et al. 1991, Punch et al. 1992)。この方法は“イメージング法”と呼ばれている。イメージング法では、実際の観測において、焦点面におけるイメージを”形”として捕らえる必要があるため、望遠鏡の焦点面には多数の光電子増倍管が並べられている。このような望遠鏡は、“解像型チェレンコフ光望遠鏡”と呼ばれている。実際の観測では、非常に強度の低い空気チェレンコフ光を捕らえるため、街灯のない場所で月のない晴れた夜に行われる。以下で、空気チェレンコフ光による TeV ガンマ線観測の原理及び方法の詳細を説明する。

### 3.1 空気シャワー

地球大気に高エネルギーのガンマ線が入射した場合、ガンマ線は電子対生成により  $e^+ e^-$  を生成し、また  $e^+ e^-$  は制動放射により再びガンマ線を生成するので、これらが繰り返されることによって電磁カスケードが形成される (図 3.1)。電磁カスケードによる粒子の増殖は、電離によるエネルギー損失が制動放射や電子対生成によるエネルギー損失を上回るまで続き、それ以降は減衰する。(大気の場合、このエネルギー閾値は 81MeV である (Sato 1996))。

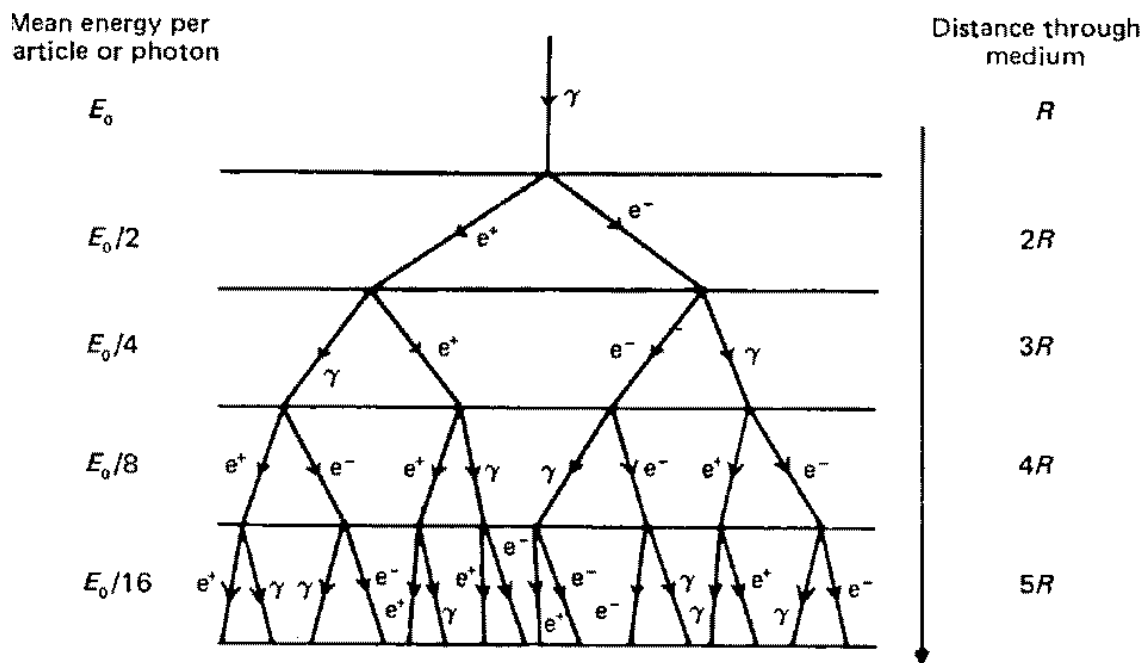


図 3.1: 電磁カスケードの模式図 (Longair 1992)。

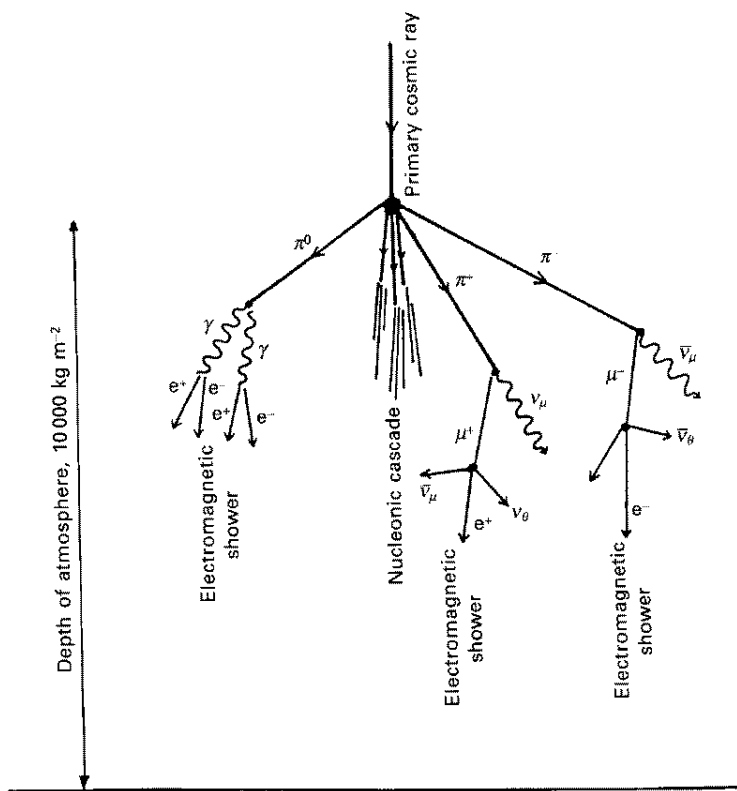


図 3.2: 核カスケードの模式図 (Longair 1992)。

地球大気に高エネルギーのハドロンが入射した場合、大気中の原子核との衝突によって核カスケードが形成される (図 3.2)。核カスケードにより生成される粒子は、主に  $\pi^+$   $\pi^-$   $\pi^0$  と二次の核子成分である。 $\pi^0$  は、すぐに 2 個のガンマ線に崩壊するので、このガンマ線から電磁カスケードが発達する。 $\pi^+$   $\pi^-$  は、平均寿命が  $2.603 \times 10^{-8} \gamma_{\pi^\pm}$  sec (ここで  $\gamma_{\pi^\pm}$  は  $\pi^\pm$  のローレンツ因子) であり、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.2)$$

に崩壊する。ただし、エネルギーの高い  $\pi^+$   $\pi^-$  は寿命がローレンツ因子倍長くなるので、崩壊前に次の衝突をする確率が高くなる。また、 $\pi^+$   $\pi^-$  の崩壊によって生じた  $\mu^+$   $\mu^-$  の平均寿命は  $2.2 \times 10^{-6}$  sec であるので、エネルギーの低い  $\mu^+$   $\mu^-$  は、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.3)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.4)$$

に崩壊し、生成された  $e^+$   $e^-$  は電磁カスケードを形成する。

以上のように、一次粒子がガンマ線によるシャワー (ガンマ線シャワー) とハドロンによるシャワー (ハドロンシャワー) では、生成される粒子の種類に違いがある。また、更に次のような相違点がある。

- (1) ハドロンの方がガンマ線に比べて interaction length が長いので、ハドロンシャワーの方がガンマ線シャワーに比べて大気の下層で発達する。
- (2) 核カスケードは電磁カスケードに比べて大きな横運動量を持っているため、ハドロンシャワーは横方向に大きく不規則に分布するのに対し、ガンマ線シャワーはシャワー軸の周りの狭い範囲に軸対称に分布する (図 3.3)。
- (3) シャワー粒子の大部分は、電磁カスケードによって生成される電子と陽電子であるため、入射エネルギーが等しいハドロンシャワーとガンマ線シャワーでは、ガンマ線シャワーの方が粒子数が多い。

次節では、これらのシャワー粒子によって放出される空気チェレンコフ光について述べる。

## 3.2 空気チェレンコフ光

屈折率  $n$  の媒質中をその媒質中での光速  $c/n$  ( $c$ : 真空中での光速) 以上の速さで荷電粒子が通過すると、粒子の進行方向に対してある角度で電磁波が放出される。この電磁波のことをチェ

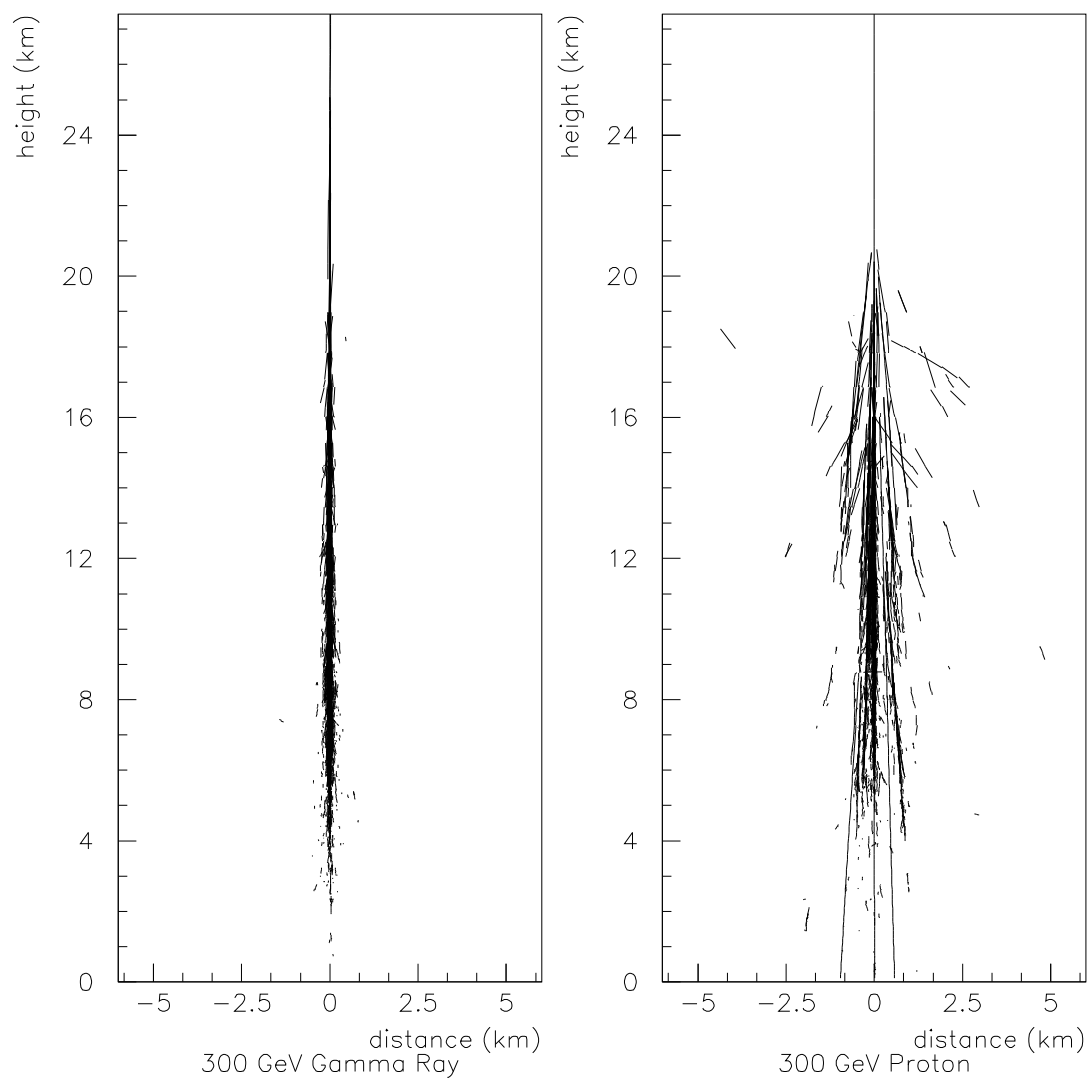


図 3.3: シミュレーションによる空気シャワー発達の様子。右が陽子によるシャワーで、左がガンマ線によるシャワーである (Yoshikoshi 1996)。

レンコフ光という。チェレンコフ光が放出される角度 (チェレンコフ角) は、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad \left( \beta = \frac{v}{c} \right) \quad (3.5)$$

で与えられる。 $\beta = 1$  の時  $\theta$  は最大値  $\theta_{\max} = \cos^{-1}(1/n)$  となり、 $\beta_{\min} = 1/n$  の時  $\theta = 0^\circ$  であり、それ以下の速度ではチェレンコフ光は放出されない。この速度に対応する粒子のエネルギーは閾エネルギーと呼ばれている (Longair 1992)。

地球大気の地上における屈折率は  $n \sim 1.00029$  であり、この場合、 $\beta = 1$  の時  $\theta_{\max} \sim 1^\circ.38$  となり、また閾エネルギーは  $e^\pm$   $\mu^\pm$   $\pi^\pm$  のそれぞれに対して、 $E_{e^\pm}^{\min} \sim 21$  MeV、 $E_{\mu^\pm}^{\min} \sim 4.4$  GeV、 $E_{\pi^\pm}^{\min} \sim 5.8$  GeV である。地球大気は上層に行くほど屈折率  $n$  が減少するので、上層ほど  $\theta$  は減少する。

荷電粒子が単位長さあたりにチェレンコフ光を放出することによって失うエネルギーは、次のように与えられる。

$$\frac{dE}{dl} = \frac{Z^2 e^2}{c^2} \int_{n\beta \geq 0} \left( 1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \omega d\omega \quad (3.6)$$

ここで、 $Ze$  は粒子の電荷、 $\omega$  はチェレンコフ光の角振動数である。これより、粒子が距離  $l$  m 進んだ時に波長  $\lambda_1 \sim \lambda_2$  の間で放出されるチェレンコフ光の数は、以下の式で与えられる。

$$N = 2\pi\alpha Z^2 l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \quad (3.7)$$

ここで、 $\alpha = e^2/\hbar c$  は微細構造係数である。例えば、 $\beta = 1$ 、電荷  $Z = 1$  の荷電粒子が地上 ( $n = 1.00029$ ) において波長  $350 \sim 550$  nm の波長域で放出するチェレンコフ光の数は、1m あたり約 28 個である。

次に、空気シャワーからのチェレンコフ光について考察する。空気シャワー中の荷電粒子は電子がほとんどであるので、シャワーから放射されるチェレンコフ光の総数は、シャワー中の電子の数にほぼ比例する。よって、入射エネルギーが等しいハドロンシャワーとガンマ線シャワーから放射されるチェレンコフ光の総数は、ガンマ線シャワーの方が多。図 3.4 は、それぞれ 1TeV のガンマ線と 3TeV の宇宙線陽子が地球大気に垂直入射した場合の地上におけるチェレンコフ光分布のシミュレーション結果である。入射粒子がガンマ線の場合、分布はシャワー軸に対して一様であり、軸から 150m 以内で光子の密度がほぼ一様であるのが分かる。先に見積ったように、大気中でのチェレンコフ角は  $\leq 1^\circ.38$  であり、ガンマ線シャワーは軸対称に分布することから、地上でのチェレンコフ光の分布がシャワーの発達を反映しているのが分かる。一方、入射粒子が宇宙線陽子の場合、チェレンコフ光は  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  からの電磁カスケードから発生するものであるため、 $\pi^0$  が持つエネルギー、方向、発生高度のばらつきから、チェレンコフ光の全発光量及び地上での光子分布を不規則なものにしている。

空気チェレンコフ光の地上における密度分布は図 3.4 から分かるように  $\sim$  数十個/m<sup>2</sup> と非常に数が少ないので、空気チェレンコフ光観測は、集光器として反射鏡を用いる必要がある。また、この密度分布より検出面積は 10<sup>4</sup>m<sup>2</sup> であり、これは衛星観測による標準的な面積 (1m<sup>2</sup>) のおよそ  $\sim$  10000 倍であることが分かる。

### 3.3 イメージング法

TeV ガンマ線源であるかにパルサー/星雲のフラックスは、1TeV 以上で  $\sim 10^{-11}$ cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup> である。これに対して宇宙線原子核のフラックスは 1TeV 以上で  $\sim 10^{-5}$ cm<sup>-2</sup>sec<sup>-1</sup>str<sup>-1</sup> である。ここで望遠鏡の視野が 10<sup>-3</sup>str ( $\sim 1^\circ$ radius) であると仮定するとガンマ線の宇宙線原子核に対する比は 1/1000 となる。このように、宇宙線原子核がガンマ線に比べて圧倒的に多いことが予想されるため、TeV ガンマ線観測は、どのようにガンマ線と宇宙線原子核を識別するかが問題である。ここで登場したのがイメージング法である。

イメージング法とは、空気シャワーに伴うチェレンコフ光を反射望遠鏡でとらえた時、焦点面でつくられるイメージの性質がガンマ線と宇宙線原子核で異なることを利用して、ガンマ線を識別する方法である (Hillas 1985, Weekes et al. 1989)。ガンマ線によるイメージは、空気シャワーの横方向の広がりが小さいこと、粒子の運動方向がそろっていることから、小さくて光の集中度の高いイメージが期待される (図 3.5 左)。更に、望遠鏡がガンマ線点源を向いていると仮定すると、その飛来方向と望遠鏡の軸の方向は平行になるので、イメージを楕円に近似したとき、その長軸は視野の中心を向く。これに対して、宇宙線原子核によるイメージは、空気シャワーの横方向の広がりが大きいこと、粒子の運動方向が不規則なことから、大きなイメージが期待される (図 3.5 右)。更に、粒子の飛来方向はランダムなため、イメージを楕円に近似したとき、その長軸はランダムな方向を向く。従って、反射望遠鏡の焦点面に光電子増倍管のような光検出器を多数配置して、チェレンコフ光によるイメージの形状を捕らえることにより、このような性質の違いを利用してガンマ線と宇宙線原子核を識別することができる。

イメージング法では、チェレンコフ光によるイメージを楕円に近似し、イメージを特徴づけるイメージパラメータによって識別を行う (Hillas 1985, Punch et al. 1992, Yoshikoshi 1996)。イメージパラメータの模式図を図 3.6 に示す。パラメータの定義は、以下の通りである。

- *width* 楕円の短軸方向のイメージの広がり (標準偏差)
- *length* 楕円の長軸方向のイメージの広がり (標準偏差)
- *distance* イメージの重心と視野の中心の距離



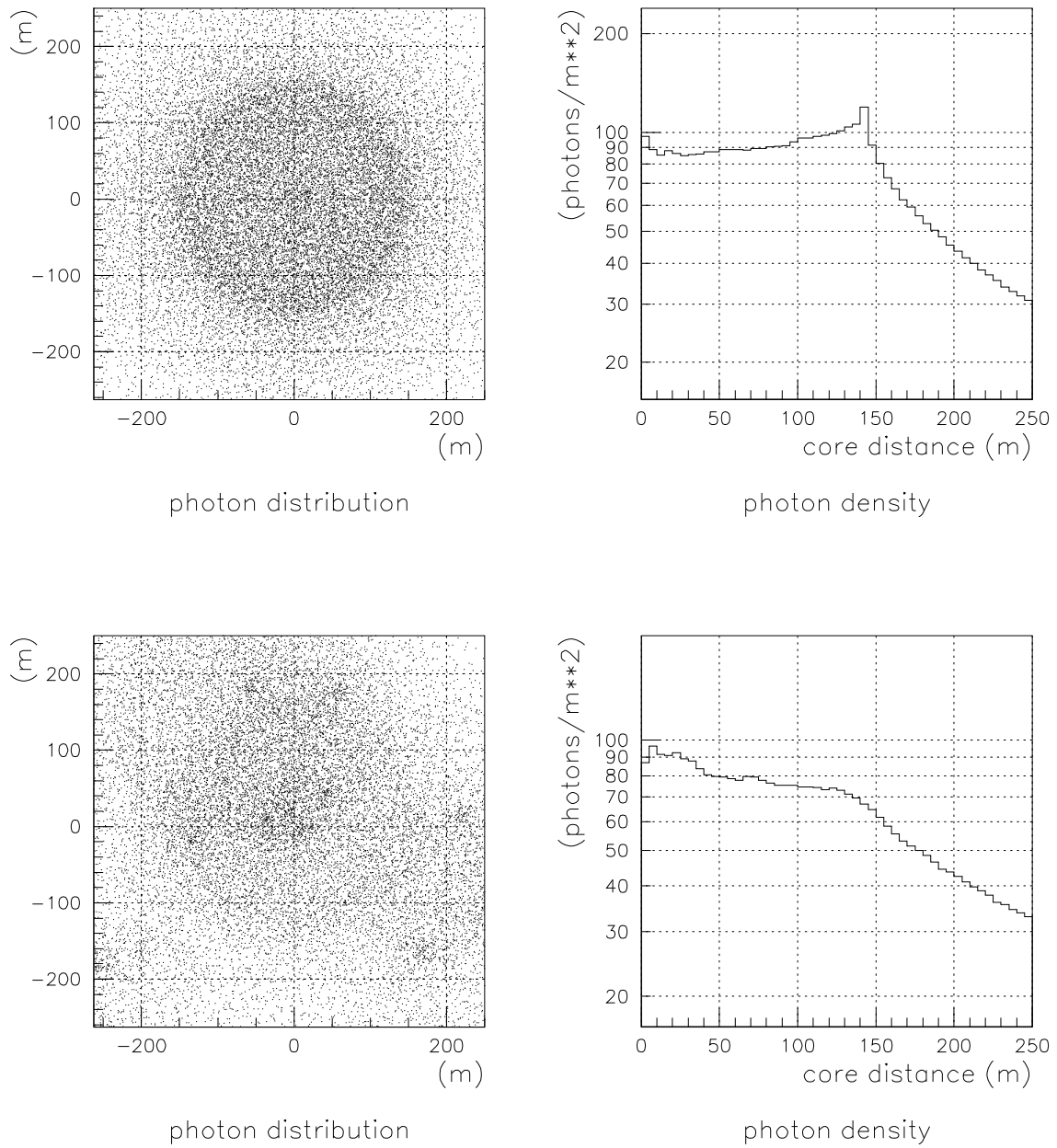


図 3.4: シミュレーションによる地上におけるチェレンコフ光の分布。上側・下側はそれぞれ、1TeV ガンマ線・3TeV 陽子が地球大気に垂直入射した場合であり、左側は地上におけるチェレンコフ光の分布、右側がシャワー軸からの距離による平均的な光子の密度を表す。

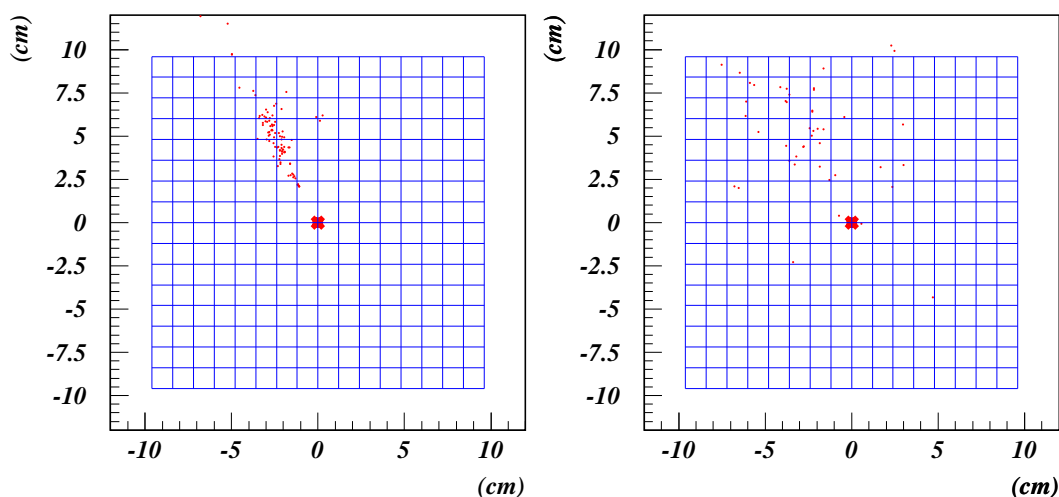


図 3.5: 焦点面におけるチェレンコフ光の分布をシミュレーションにより求めたもの。左図は 1TeV ガンマ線、右図は 3TeV 宇宙線陽子が地球大気に垂直入射した場合であり、望遠鏡はシャワー軸から 180m 離れたところに天頂を向けて設置されている。シミュレーションでは CANGAROO3.8m 望遠鏡と同じものを使用し、主鏡の反射率を 0.5 とした。シミュレーションの詳細については付録 B 参照。図中のボックスは光電子増倍管を表している。

- *concentration* 最も光量の多い二本の光電子増倍管の光量の、全体の光量に対する割合
- *azwidth* 視野の中心からのイメージの広がり (標準偏差)
- *alpha* イメージの重心と視野の中心を結ぶ直線と楕円の長軸とのなす角
- *asymmetry* イメージの長軸方向の 3 次のモーメントとして、最も光量の大きい位置の楕円の中心からのずれを表したもの

このパラメータのガンマ線と陽子による分布の違いについてのシミュレーション結果を、図 3.7 に示す (シミュレーションの詳細については付録 B 参照)。先に述べた通り、ガンマ線によるイメージの方が集中度の高い小さいものになることを反映して、焦点面上での長さのパラメータである *width*、*length* は、ガンマ線の方が小さな値になり、チェレンコフ光の密度のパラメータである *concentration* は、ガンマ線の方が大きい値になっているのが分かる。また、イメージを楕円に近似したときの長軸の向きが、ガンマ線の場合は視野の中心を向き宇宙線の場合はランダムな方向を向くことを反映して、パラメータ *alpha* は、ガンマ線の場合は  $\alpha=0^\circ$  にピークを持つものに対し、陽子の場合は *alpha* はピークを持たず一様になっているのが分かる。パラメータ *alpha* は、ガンマ線と宇宙線原子核を最も良く識別できるパラメータである。

しかし、先に述べたようにガンマ線フラックスは宇宙線原子核のフラックスより非常に小さいた

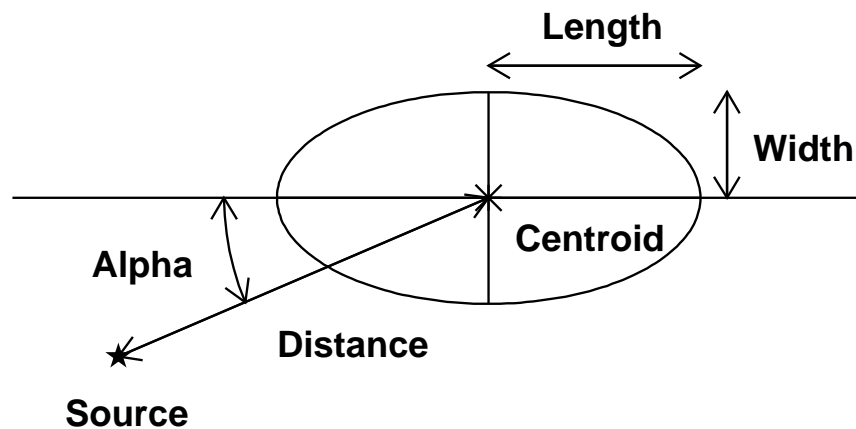


図 3.6: イメージパラメータの定義。

め、実際の観測からただ単に  $\alpha$  分布を求めても宇宙線原子核の分布に埋もれてしまい、 $\alpha=0^\circ$  のピークは見えない。そこで、実際の解析では、 $width$ 、 $length$ 、 $concentration$  などの他のパラメータによって宇宙線原子核の分布を減少させ、 $\alpha=0^\circ$  での S/N 比を上げている。こうして、1TeV 付近のエネルギーでは、 $\sim 10^{-12}$  photons  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  程度のガンマ線を検出することが可能となる。実際の観測データから得られたパラメータ  $\alpha$  の分布を図 3.8、3.9 に示す。

### 3.4 タイミング法

空気シャワーからのチェレンコフ光の到来するタイミングは、空気シャワーの発達の様子を反映している。そのため、チェレンコフ光望遠鏡で捉えた光の到達時刻分布の測定は、ガンマ線によるイベントと宇宙線バックグラウンドの選別に有効であることが示唆されている (Tumer et al. 1990)。しかし現在までのところ、光の到達時刻を用いた解析を行った実験は行われていない。その主な理由が二つある。一つは、チェレンコフ光望遠鏡による観測を行っているグループのほとんどが皆 Davis-Cotton 型の反射望遠鏡を採用しているためである。このタイプの反射鏡は球面鏡を基本にしたデザインであるために、鏡面での入射位置による光路差があり、チェレンコフ光の到来するタイミングを測定するには誤差が大きすぎるのである。二つ目の理由としては、TDC のような精密なタイミング測定の装置がカメラを構成する一部の光電子増倍管にしか接続されておらず、全ての光の到来タイミングを知ることができないためである。その一方で、CANGAROO3.8m 望遠鏡は放物面鏡を採用しているため、チェレンコフ光の到来するタイミングが焦点面において正

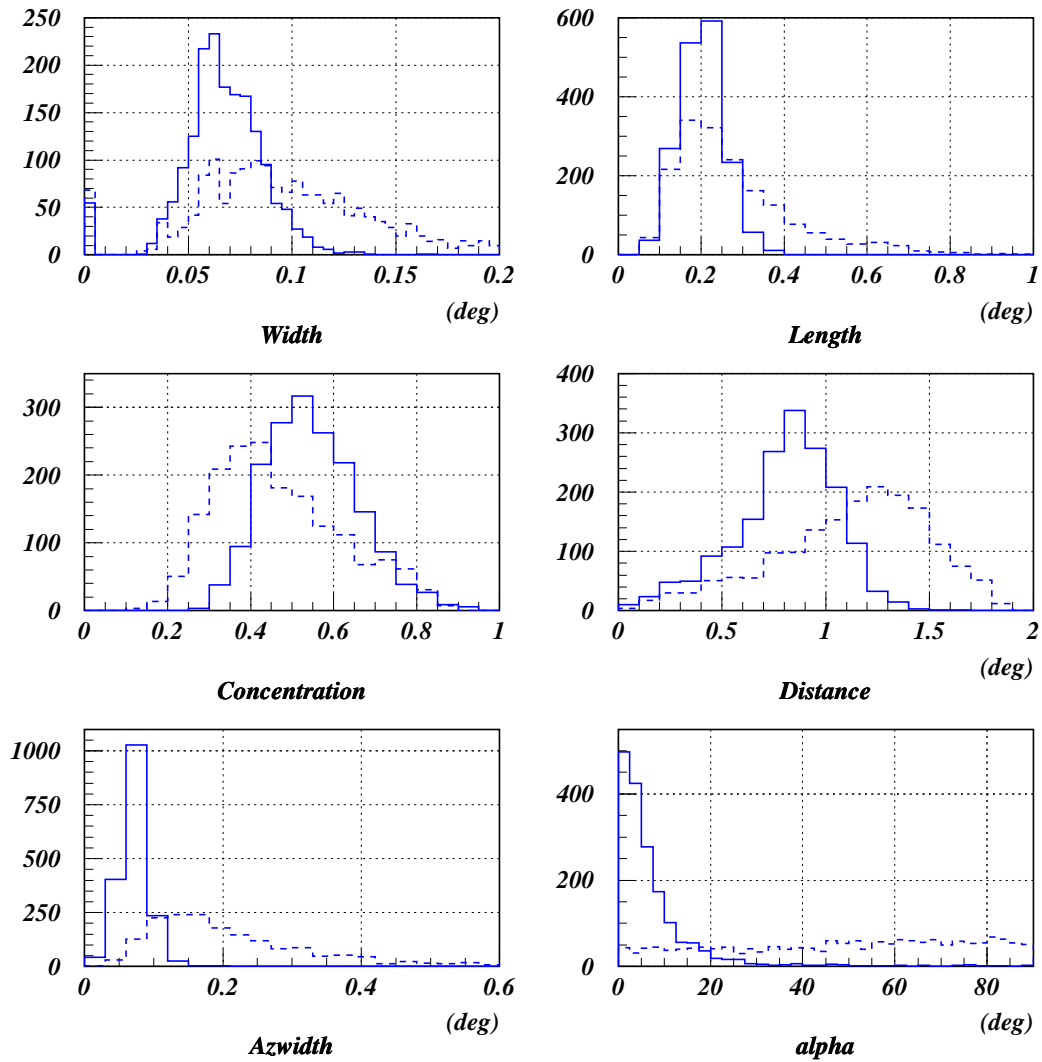


図 3.7: シミュレーションによるイメージパラメータ分布。実線は 1TeV ガンマ線が地球大気に垂直入射した時のものであり、破線は 3TeV の宇宙線陽子が地球大気にランダムに入射した時のものである。ただし望遠鏡は天頂を向いている。

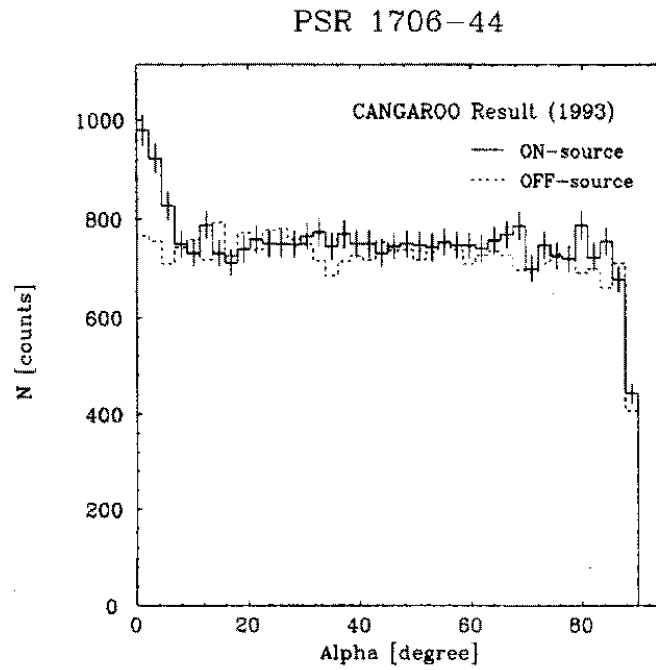


図 3.8: CANGAROO グループによる PSR1706-44 の  $\alpha$  分布 (Kifune et al. 1995b)。 $\alpha=0^\circ$  付近にガンマ線による超過イベントが見られる。

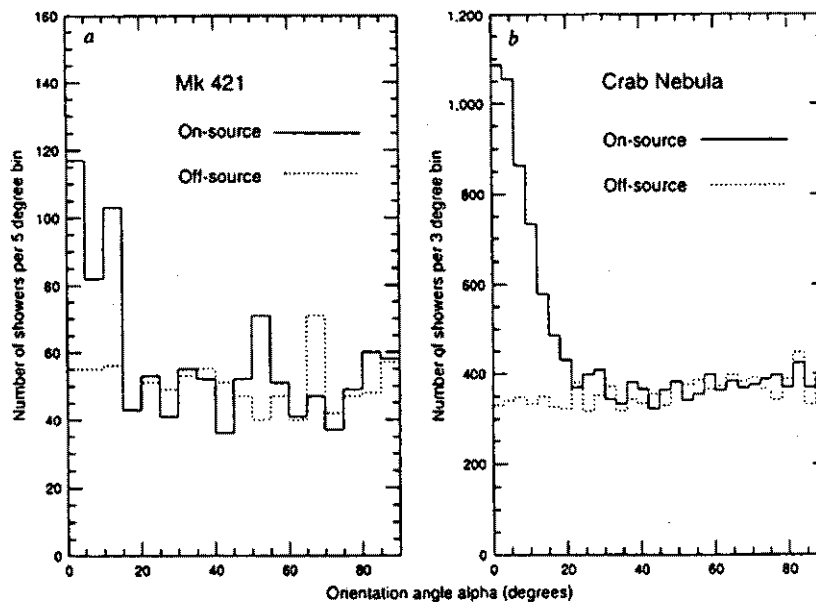


図 3.9: Whipple グループによるかにパルサー/星雲 (右) と Mrk421(右) の  $\alpha$  分布 (Punch et al. 1992)。 $\alpha=0^\circ$  付近にガンマ線による超過イベントが見られる。

確に再現される。また、全ての光電子増倍管が TDC に接続されており、到来した全ての光の時間情報を 0.25nsec の精度で測定することが可能なシステムを備えている。そのため現在のところタイミング解析を行うことが可能な唯一の解像型チェレンコフ光望遠鏡となっている。この時間情報のデータを用いた解析は Susukita (1997)、Kamei (1997) により先駆的に行われている。

ここで、Kamei (1997) により発案された時間情報を用いたシャワー到来方向の再構成法について以下で説明する。イメージ解析においてはシャワーイメージを楕円に近似し、楕円の長軸は実際の空気シャワーの軸を焦点面に投影したものと考えられる。逆に楕円の長軸は空中でのある平面(以降シャワー平面と呼ぶ)に対応し、シャワー軸はこのシャワー平面に含まれると考えることができる。図 3.10 はシャワー平面を模式的に表したものである。空間上でのシャワー軸はその到来方向 ( $\theta_s$ ) と中心の高度 ( $h$ ) という二つの量が決まると一意的に決定する。ただし、ここでのシャワーの中心とは、そのイメージの重心に対応する点を指す。ここでは、簡単のために次に挙げる三つの事項を仮定する。第一に、空気シャワーの進行速度は真空中での光速に等しい。第二に、チェレンコフ光は放射されてから望遠鏡に届くまでに反射、屈折をせず直進する。第三に、全てのチェレンコフ光はシャワー軸より放射される。以上の場合、シャワー軸 (すなわち  $\theta_s$ ,  $h$ ) の関数としてチェレンコフ光の到来方向と時刻の関係を求めることができ、逆に観測データの光の到来方向と時刻をフィッティングすることで、 $\theta_s$ ,  $h$  を再構成することができる。上記の二つのパラメータを共に自由にして同時にフィッティングすることも可能ではある。しかし、空気シャワーは入射粒子に関わらず高度  $\sim 10\text{km}$  に形成されることがガンマ線、及び陽子のシミュレーション結果からわかっているので、高度  $10\text{km}$  を固定することにより到来方向  $\theta_s$  を求めることができる。フィッティングは、観測データの時刻と期待されるチェレンコフ光の到来時刻の差の平方に光量 (ADC 値) の重みを掛けて和をとった値を最小にするように行なう。

シャワーの到来方向 ( $\theta_s$ ) はその像の長軸延長上のどこかに再構成されるので、 $\theta_s$  の原点は図 3.11 のようにシャワーイメージの重心から *distance* の角度だけソース側とし、ソースから離れる向きを正とする。これにより、到来方向がソース方向にフィッティングされたイベントでは  $\theta_s = 0^\circ$  付近から負の値にかけて分布が集中するが、陽子イベントではそのような集中は見られない (図 3.12)。図 3.13 は SN1006 の北東リム方向における再構成されたシャワー到来方向  $\theta_s$  の分布を示している (Kamei 1997)。オフソースに対するオンソースの超過イベントが  $\theta_s$  から負の値にかけて集中しているのが見られており、この時間情報を用いた結果はシャワーの光量 (ADC 値) のみを用いるイメージ解析とは独立に SN1006 からの TeV ガンマ線が真のガンマ線信号であることを示す結果となっている。本研究では、この解析法を超新星残骸 RX J1713.7-3946 の観測データに応用し、RX J1713.7-3946 からの TeV ガンマ線の有意性、及びこの解析法の有意性について考察を行った。

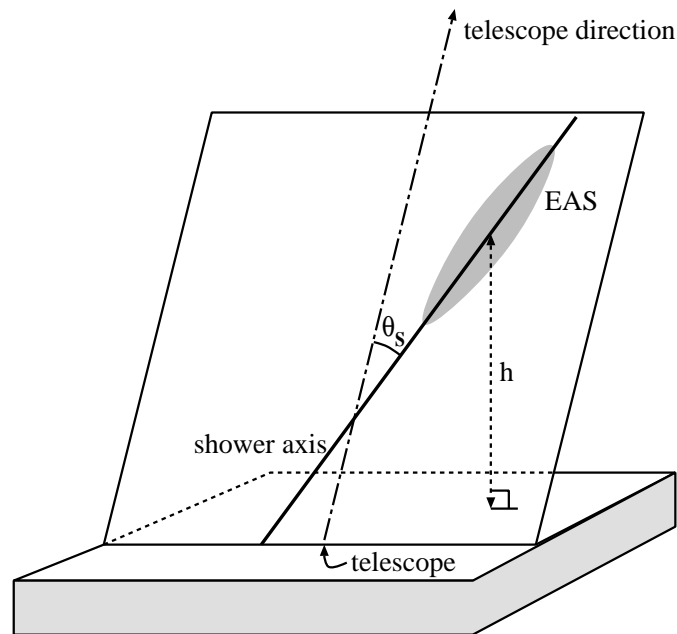


図 3.10:  $\alpha=0^\circ$  におけるシャワーイメージの長軸に対応する平面 (シャワー平面) の模式図。実際のシャワー軸はシャワー平面に含まれると考える。シャワーの到来方向  $\theta_s$  と中心の高度  $h$  は、チェレンコフ光の到来方向と時刻の関数をフィッティングすることで再構成される。

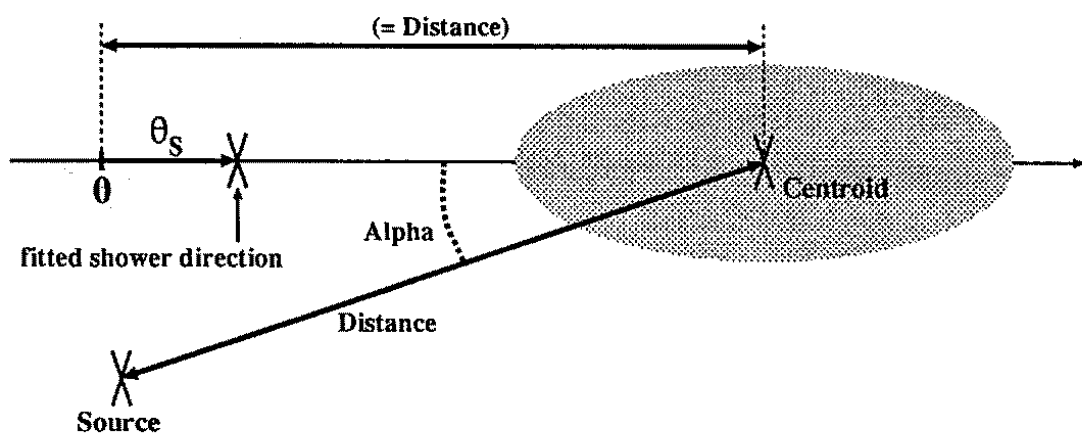


図 3.11:  $\theta_s$  の原点の定義。シャワー像の長軸上での像の重心から  $distance$  の分だけソース側を原点とし、ソースからシャワーに向かう方向を  $\theta_s$  の正とする。

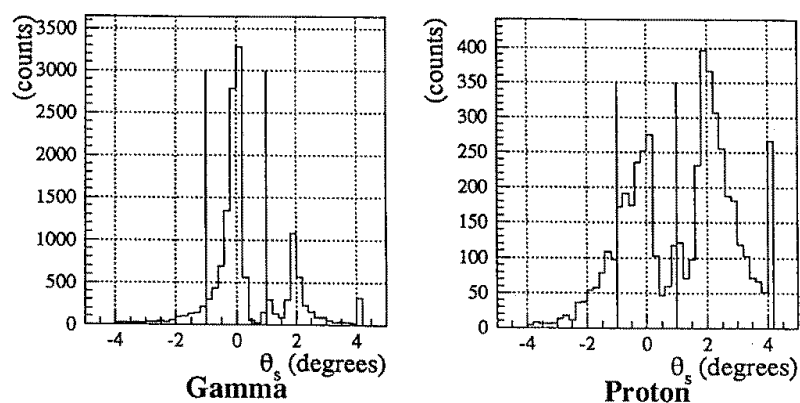


図 3.12: シミュレーションによるタイミングパラメータ  $\theta_s$  の分布。左がガンマ線、右が陽子による結果。ガンマ線イベントはソース方向からの到来を意味する  $\theta_s \sim 0^\circ$  付近から負の領域にかけて分布が集中するが、陽子の場合、そのような集中は見られず左右対称となる。

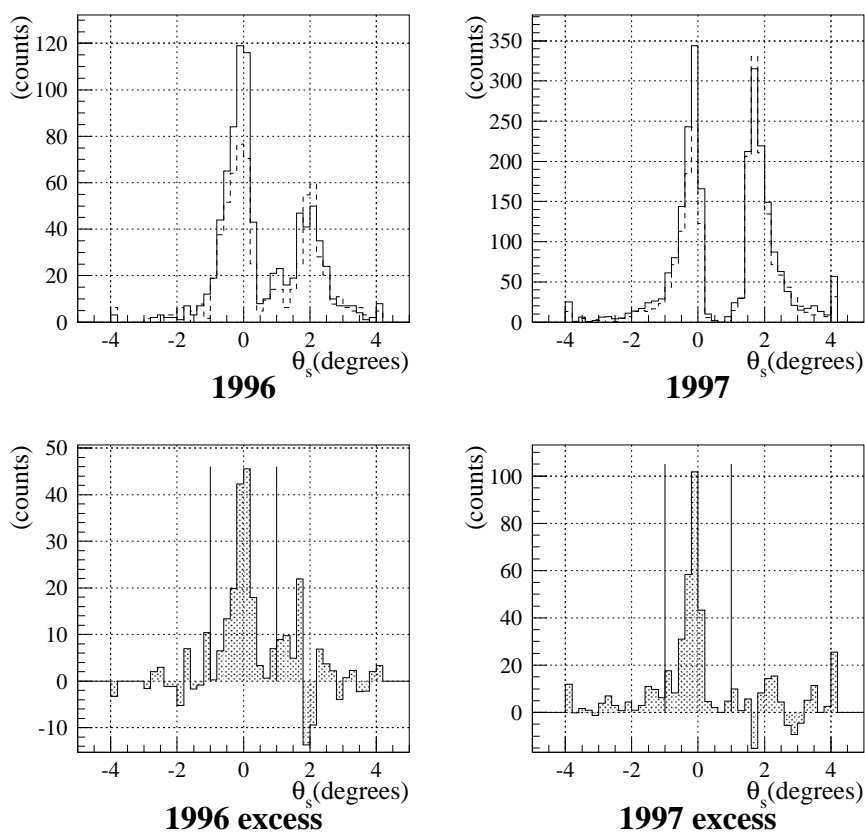


図 3.13: SN1006 北東リム方向におけるイメージ解析により選択されたデータに対する  $\theta_s$  の分布 (Kamei 1997)。上図実線はオンソース、破線はオフソースを示しており、下図はオンソースのオフソースに対する超過イベントを示している。 $\theta_s = 0^\circ$  付近にガンマ線信号と思われる超過イベントが集中しているのが分かる。



## 第4章 CANGAROO 実験

### 4.1 CANGAROO の概要

CANGAROO(the Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA-Ray Observatory in the Outback) 実験は、日本の東京大学宇宙線研究所、東京工業大学、茨城大学、名古屋大学、東海大学、山形大学、神奈川大学、山梨学院大学、国立天文台、理化学研究所と、オーストラリアのアデレード大学との間の共同研究で、南天からの TeV ガンマ線の検出を目的としている (Hara et al. 1993)。観測地は南オーストラリア州の Woomera (東経  $136^{\circ}47'$ 、南緯  $31^{\circ}6'$ 、海拔 160m、晴天率 80%) で、2 台の解像型チェレンコフ光望遠鏡が設置されている。1 台はアデレード大学の BIGRAT (the Bi-centennial Gamma-Ray Telescope) で、もう 1 台が日本の 3.8m 望遠鏡である (図 4.1)。日本の 3.8m 望遠鏡は、BIGRAT から東に 100m 離れた位置にあり、2 台でステレオ観測が行われている。1991 年に建設が始まり、1992 年 2 月から観測が開始された。本研究による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の観測では、3.8m 望遠鏡のみを使用した。よって、以下の節では 3.8m 望遠鏡についてのみ概説し BIGRAT 望遠鏡については省略する。

### 4.2 望遠鏡、イメージングカメラ

CANGAROO3.8m 望遠鏡は、口径 3.8m、焦点距離 3.8m の一枚回転放物面鏡である。この主鏡は東京天文台堂平観測所より移設したものであり、以前は月との距離を測定するためのレーザ測距システムの受光用望遠鏡として使われていた。主鏡は中央鏡と 6 枚の周辺鏡で構成されている。中央鏡は直径 1.7m の超々ジュラルミン (X-236) 製で、表面に厚さ  $70 \sim 80\mu\text{m}$  のカニゼンメッキ (触媒ニッケルメッキ) を施し、光学研磨の後アルミニウムメッキを蒸着し (厚さ  $\sim 100\mu\text{m}$ )、更に  $\text{SiO}_2$  保護膜を蒸着してある。周辺鏡は耐蝕アルミニウム鋳物で、中央鏡と同様にカニゼンメッキが施されている。これらを組み合わせた鏡面の焦点面での像の広がり  $\sim 0.003^{\circ}$  で、カメラを構成する光電子増倍管のサイズに比べて十分に良い面精度を持つ。本研究で観測を行った 1998 年 5 月から 8 月の期間における鏡面反射率は  $\sim 60\%$  である。駆動系は経緯台式である。Azimuth 方向、Elevation 方向の回転は、それぞれ別系統の駆動系 (パルスモーター、エンコーダ) に従い、両



図 4.1: CANGAROO3.8m 望遠鏡の外観

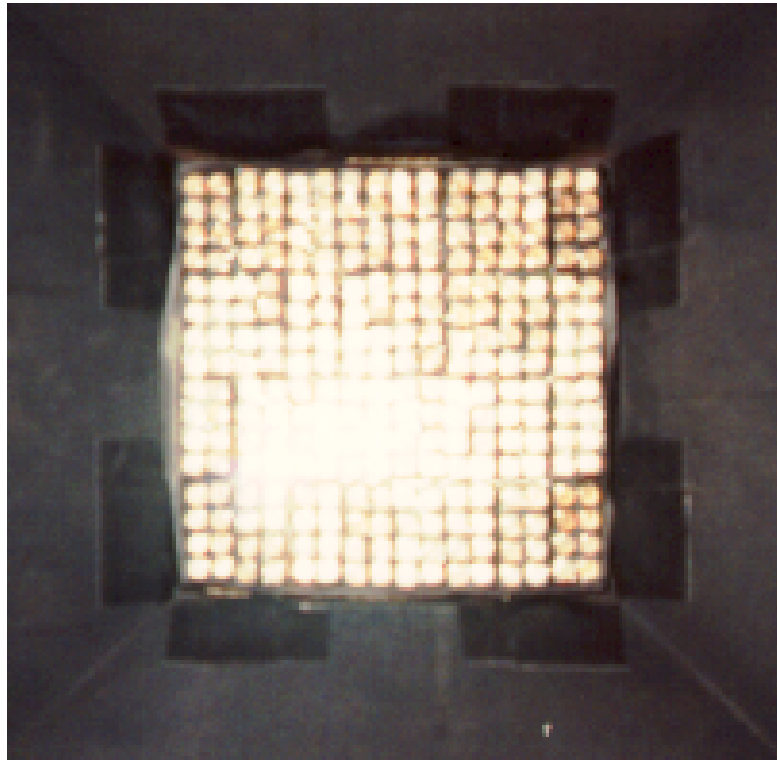
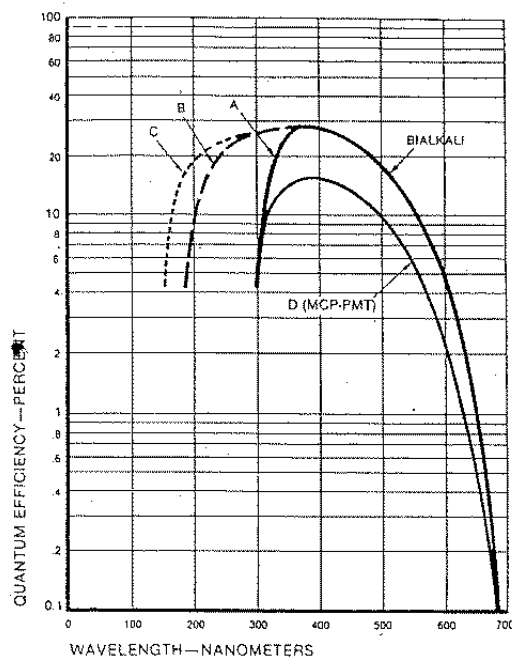


図 4.2: イメージングカメラの外観図。光電子増倍管 256 本からなる。

者を一台のコンピュータ (NEC PC-9801) で同時に制御している。天体の追尾精度は、天頂付近を除いた天頂角  $10^\circ \sim 70^\circ$  で  $\sim 0^\circ.01$  である。天頂付近を追尾すると、経緯台式のため Azimuth 方向の移動速度が速くなり、追尾精度が悪くなる。しかし、1996 年 1 月に行われた新駆動系の導入によって、現在では天頂角  $\sim 4^\circ$  まで観測可能である。主鏡の焦点面には、 $3/8 \text{ inch} \times 3/8 \text{ inch}$  の光電子増倍管 (浜松ホトニクス (株) 社製、R2248) 256 本からなるイメージングカメラが取り付けられている (図 4.2)。観測開始当時は 220 本であったが、1994 年 12 月の改良作業で 224 本に増設され、更に 1995 年 5 月の改良作業で現在の 256 本に増設された。光電子増倍管の光電面の種類はバイアルカリで、電流増倍率は  $1 \times 10^6$  であり、また、分光感度曲線は図 4.3 のようになっている。この図から、量子効率率は  $350\text{nm} \sim 550\text{nm}$  の波長域でおよそ 20% である。光電子増倍管の光電面の大きさは  $8\text{mm} \times 8\text{mm}$  であり、 $1.2\text{cm}$  間隔で縦 16 本、横 16 本、合計 256 本置かれている。焦点面上で  $1\text{cm}$  は  $0^\circ.15$  に対応するので、光電子増倍管 1 本の視野は  $0^\circ.12 \times 0^\circ.12$  に対応し、間隔は  $0^\circ.18$  であり、カメラ全体の視野は  $\sim 3^\circ$  に相当する。光電子増倍管は、8 本ずつ共通の High Voltage Box に取付けられている。High Voltage Box は、generator (dc-dc コンバーター、入力  $12\text{V}$ 、出力  $1\text{kV}$ )、bleeder、buffer アンプからなり、generator、bleeder を通して 8 本ごとに共通の電圧がかけられる。また、buffer アンプによって光電子増倍管の信号は増幅され電子回路に送

Typical Photocathode Spectral Response



The curves in the above graph show typical quantum efficiencies. The actual values may be different from tube to tube.

Window materials used are:  
 A, D : Borosilicate glass  
 B : UV-transmitting glass  
 C : Fused silica

図 4.3: 光電子増倍管 (R2248) の分光感度曲線。R2248 の分光感度曲線は A に対応する。

られる。主鏡の中央部にあいている穴の中には、LED (青色、パルス幅 20nsec、立ち上がり時間 10nsec) が取り付けられており、光電子増倍管のゲインの補正に使われる。

### 4.3 電子回路、トリガーシステム

光電子増倍管からの信号は、 $\sim 30\text{m}$  のケーブルにより地下を通して電子回路が置かれている electronics hut に送られる (図 4.4)。信号の処理には CCM (Cerenkov Circuit Module) と呼ばれる、この実験専用開発された回路を用いており、各光電子増倍管からの出力信号は CCM に入力される。CCM は、電圧増幅器、電流増幅器、ディスクリミネーター、TDC (Time to Digital Converter)、ADC (Analogue to Digital Converter)、シングルスケラー、D.C. モニター、加算回路から構成され、1 モジュールあたり 16 の入力チャンネルを持つ (図 4.5)。現在のカメラには光電子増倍管が 256 本取り付けられているので、CCM は 16 モジュール使われている。CCM モジュールは、TKO (Tristan-KEK-Online system) の規格で作られている。CCM モジュールでは

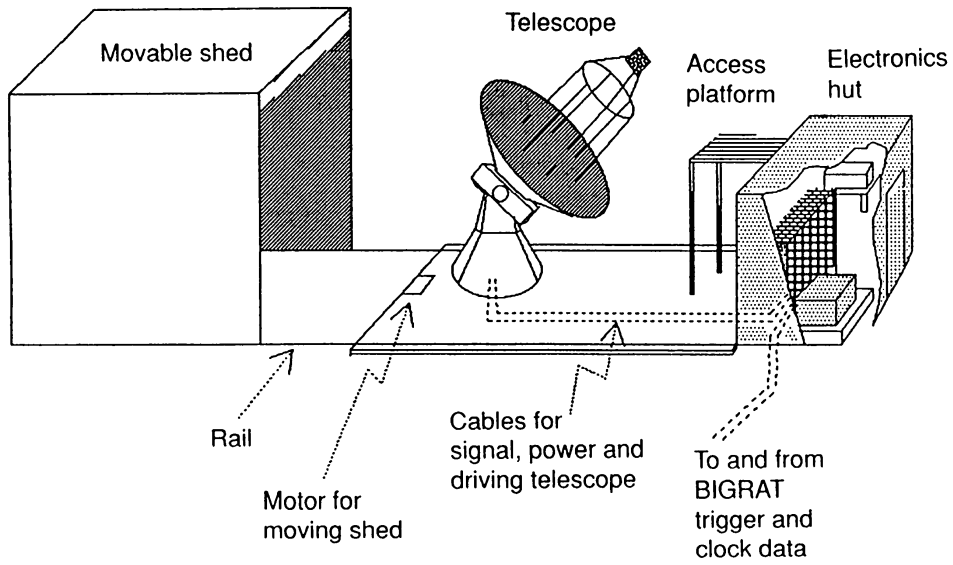


図 4.4: electronics hut の外観図。

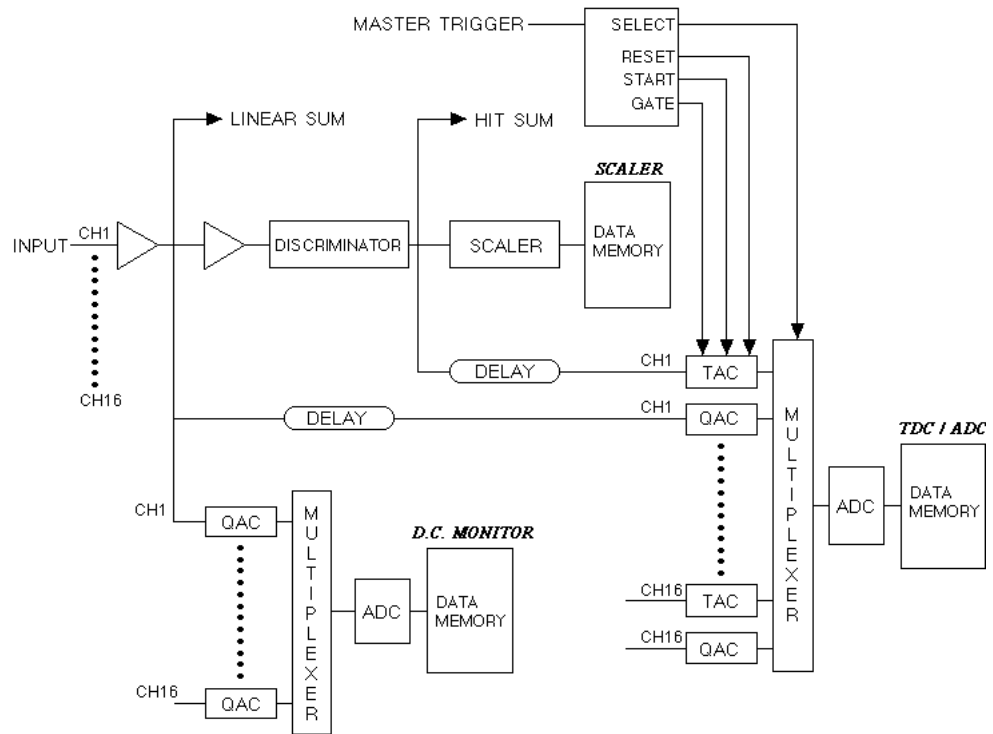


図 4.5: CCM ブロックダイアグラム。

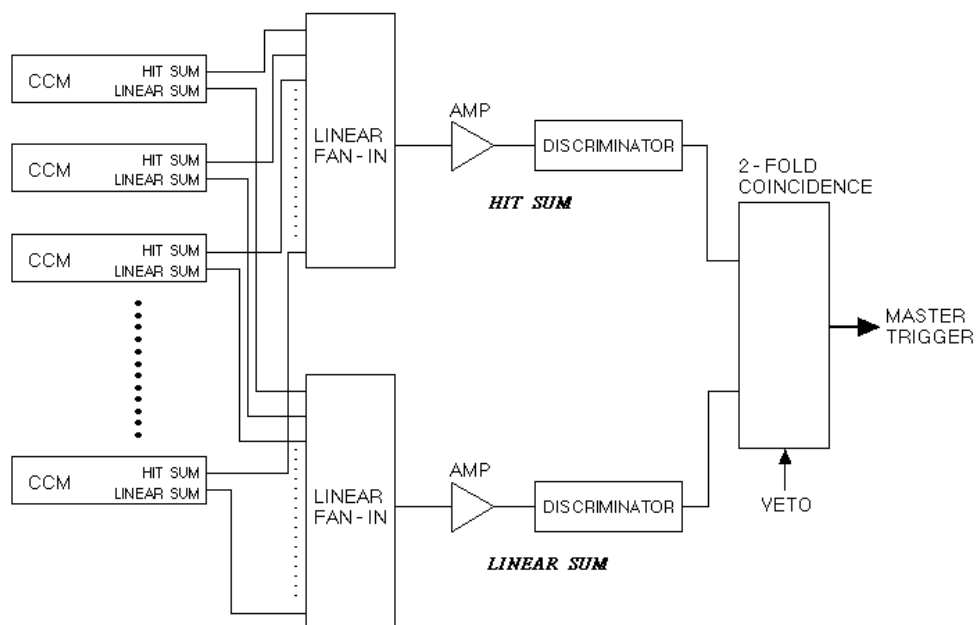


図 4.6: トリガーロジックの概念図。

各光電子増倍管からの信号が増幅され、ディスクリミネーターを通し、あらかじめ設定された閾値を越えるとヒット信号 (20nsec の矩形波) が作られる (この閾値は夜光によるヒットの解析から  $\sim 3$  photoelectrons である)。そして、CCM 内でヒット信号が足し合わされ “Hit Sum” が出力される。これは、1つのモジュールで何本の光電子増倍管がヒットしたかを表す。また、CCM 内でディスクリミネーターを通さずに、各光電子増倍管からのアナログ信号を足し合わせることで “Linear Sum” が出力される。これは、1つのモジュールについて入射した光量の和を表す。各光電子増倍管からの Hit Sum と Linear Sum は、それぞれ linear fan in/out で足し合わされ、両者があらかじめ定められた閾値を越えた時にトリガー信号が作られる (図 4.6)。各々の閾値は、Hit Sum については  $\sim 4$  hits、Linear Sum については  $\sim 10$  photoelectrons に対応する。トリガーされたデータは、1 イベントごとに CCM から CAMAC モジュールを通して OS-9 に読み出され、ワークステーション (Sun station5) のハードディスクに直接記録される (図 4.7)。記録されるデータの内容は以下の通りである。

- run number
- event number
- イベントの発生時刻 (日本時間)
- 各光電子増倍管の TDC 値、ADC 値、Single Count、DC current 値
- flag (LED run を示す flag、BIGRAT からの trigger flag)
- 望遠鏡の追尾状態

時刻は GPS によって調整されている。TDC、ADC は、 $0 \sim 4095$  (12bits) の値をとり、1 カウントあたりそれぞれ 0.25nsec、0.025pCoulomb に相当する。また、観測データと陽子シミュレーションの間の PMT ヒット数を比較することにより、1 photoelectron は  $\sim 6$  ADC counts と見積られている (付録 B 参照)。Single Count は、光電子増倍管の 1msec あたりのヒットの回数を表している。また、1 イベントあたりのデータの大きさは、本研究による 1998 年 5 月から 8 月の期間の観測時には 2400bytes である。

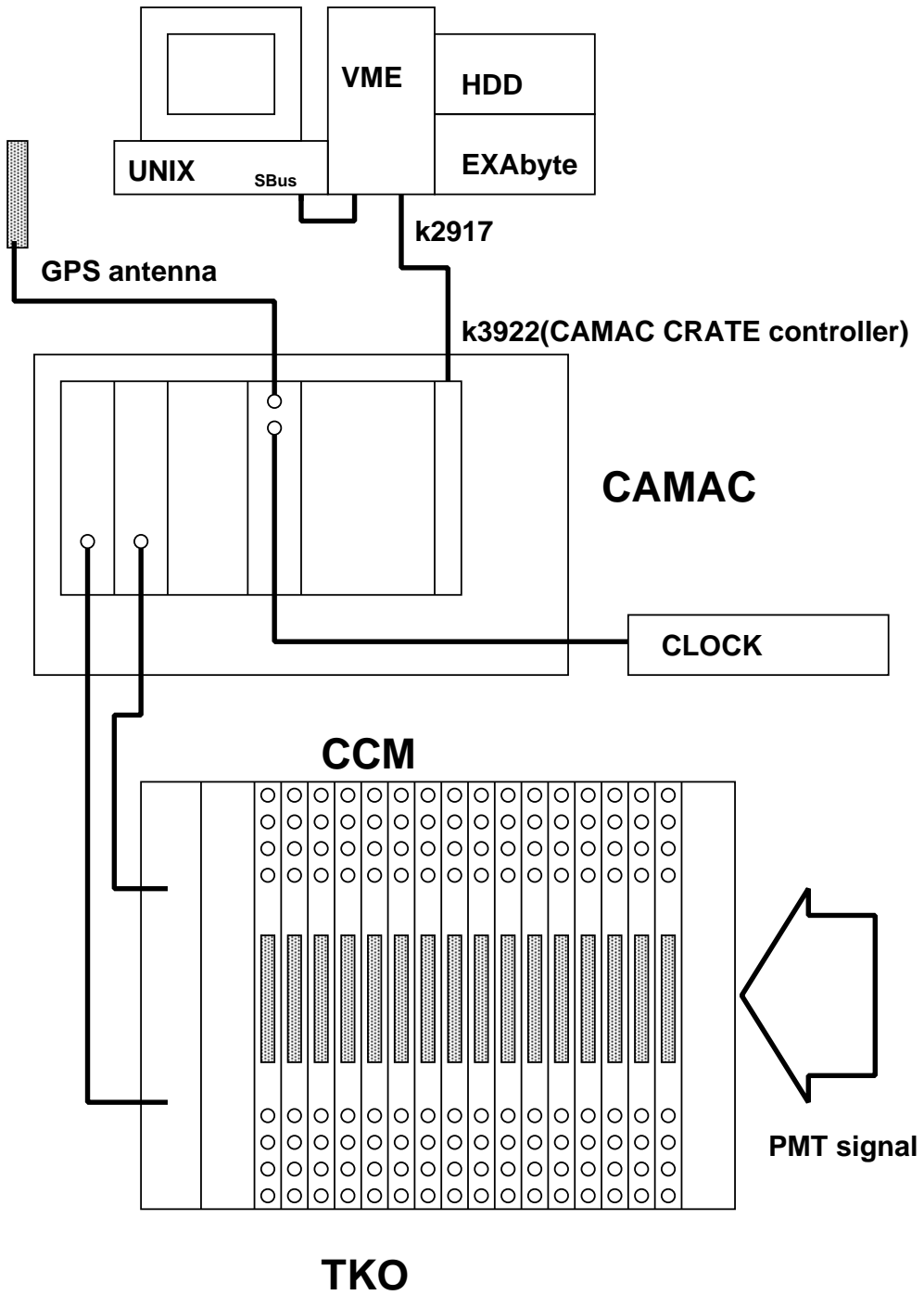


図 4.7: データアーカイブシステムの概念図。



## 第5章 データ解析、及び結果

### 5.1 観測データ

CANGAROO 望遠鏡による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の観測は 1998 年 5 月、6 月、8 月の 3ヶ月に渡って行われた。観測方法は、ガンマ線放射が予想される目標天体を視野中心に入れて追尾するオンソース RUN と、宇宙線バックグラウンドイベントのみを得るために目標天体を視野からはずして追尾するオフソース RUN の二通りの RUN を行なう。オンソース RUN においては、目標天体の南中前後の時刻に数時間の追尾観測を行い、オフソース RUN においてはオンソース RUN の前後で天球上においてオンソース RUN と同じ軌跡をたどるように赤経だけをずらして、毎日ほぼ同じ時間だけ観測を行う (Tanimori et al. 1994)。本研究による超新星残骸 RX J1713.7–3946 の観測においては、オンソース RUN においては、TeV ガンマ線放射が最も期待される非熱的 X 線成分が最も明るい北西 (NW) リム (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^{\circ} 31' 52''.4$  (J2000)) (Tomita 1999) を視野中心に入れて追尾観測を行なった (Muraishi et al. 1999a, Muraishi et al. 1999b)。図 5.1 は、オンソース RUN における望遠鏡の視野内 (約  $3^{\circ} \times 3^{\circ}$ ) における天球上の 6 等星以上の恒星の分布図である。図中の星印は ASCA による非熱的 X 線が最も明るい位置であり、同時に本観測のオンソース RUN における追尾点である。観測時間のまとめを表 5.1 に示す。観測の結果、全観測時間はオンソース RUN、オフソース RUN、それぞれ 66 時間、64 時間となった。これらのデータを、次節以降で述べる解析法に適用する。

### 5.2 ADC、TDC データの較正

4.3 節で述べたように、観測された各イベントごとのデータは、イベントトリガーの生成に伴い、各 PMT の ADC、TDC 値、及び Single count 値が記録されている。イメージパラメータを計算する前に、まずキャリブレーション RUN を用いて各 PMT 間での ADC、TDC 値の較正を行う必要がある。ここではその較正法について説明する。

初めに、ADC 値よりそのペDESTAL 値を差し引き ADC のペDESTAL 値を補正する。ただしペDESTAL 値は夜光の影響を受けてしまっているため、ここでのペDESTAL 値は“チェレンコフ光

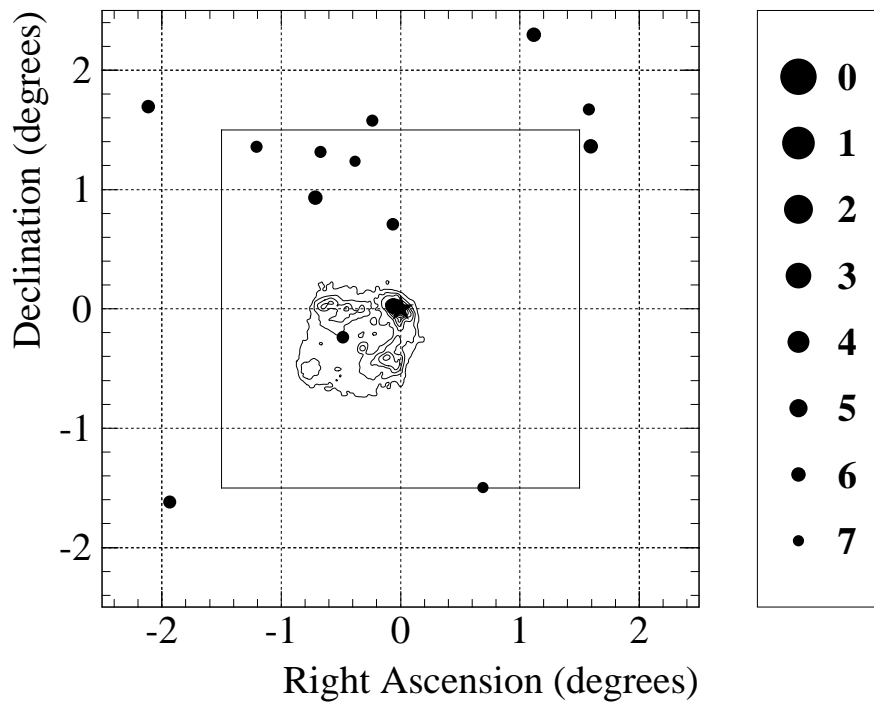


図 5.1: オンソース RUN における望遠鏡の視野内 (約  $3^\circ \times 3^\circ$ ) における天球上の恒星分布図。図中の星印は非熱的 X 線が最も明るい北西リム (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^\circ 31' 52''.4$  (J2000))(Tomita 1999) を表しており、オンソース RUN における視野中心に対応する。また実線で示されたボックスはカメラの視野を示している。視野内には 4 等星以下の明るい星は存在しない。

観測期間	観測データ (時間)	本研究で使したデータ	
		(時間)	(イベント数)
1998 年 5 月 オンソース	35.967hour	24.550hour (88380sec)	91289
オフソース	32.983hour	22.817hour (82140sec)	89923
1998 年 6 月 オンソース	18.383hour	14.631hour (52670sec)	63596
オフソース	18.833hour	14.578hour (52480sec)	63501
1998 年 8 月 オンソース	11.583hour	7.950hour (28620sec)	26598
オフソース	13.817hour	8.483hour (30540sec)	27178
合計 オンソース	65.933hour	47.131hour (169670sec)	181483
オフソース	63.633hour	45.878hour (165160sec)	180602

表 5.1: CANGAROO3.8m 解像型空気チェレンコフ光望遠鏡による超新星残骸 RX J1713.7-3946 の観測のまとめ。

が入射していない”という定義である。各 PMT の ADC ペDESTAL 値は、オン/オフソース RUN における各イベントのうち、チェレンコフ光によるヒットが無い (すなわち TDC ヒットが無い) PMT の各チャンネルごとの ADC 分布を各 RUN ごとにガウス関数で近似することにより、その平均値をペDESTAL 値と定義している (図 5.2)。次に、ペDESTAL 値を補正した ADC 値を PMT 間の相対的な増倍率で規格化する。この相対的な増倍率を求めるために、すべてのオン/オフソース RUN の前後に LED RUN と呼ばれるテスト RUN が行われている。LED RUN は反射鏡の中央部分に設置した青色の LED を 20ns 程度の短いパルスで発光させると共に、パルスに同期した外部トリガーによってデータを収集するものである。解析では各オン/オフソース RUN ごとに、対応する LED RUN のデータでの (零点を補正した) 各 ADC 値の平均を計算し、その分布を相対的な増倍率としている。すなわち、 $i$  番目の PMT における補正前の ADC 値、ペDESTAL 値、及び相対的な増倍率をそれぞれ  $ADC_i^{raw}$ 、 $ADC_i^{ped}$ 、 $GAIN_i$  とした時、較正後の規格化された ADC 値  $ADC_i$  は以下の式で表される。

$$ADC_i \equiv (ADC_i^{raw} - ADC_i^{ped}) \times \frac{\langle GAIN_i \rangle}{GAIN_i} \quad (5.1)$$

ここで  $\langle GAIN_i \rangle$  は、PMT 全体における  $GAIN$  の平均値である。

次に TDC 値の較正であるが、TDC 値も ADC 値と同様に PMT 間で異なるペDESTAL 値を持つためその補正する必要がある。TDC のペDESTAL 値は先に述べた LED データにおける各 PMT での TDC 値の分布の平均として定義する。すなわち、 $i$  番目の PMT における補正前の TDC 値、及びペDESTAL 値をそれぞれ  $TDC_i^{raw}$ 、 $TDC_i^{ped}$  とした時、較正後の TDC 値  $TDC_i$  は以下のようになる。

$$TDC_i \equiv (TDC_i^{raw} - TDC_i^{ped}) \quad (5.2)$$

### 5.3 ノイズイベントの除去

前節の手順で校正された各々のシャワーイベントに対して、次に、夜光や電気ノイズに起因することが予想されるノイズイベントの除去を行なう。まず夜光によるノイズであるが、あるシャワーイベントにおいて視野全体の PMT が捉える夜光量は、ADC のゲート幅 ( $\sim 50$ nsec) 等から 1998 年の観測期間における平均の鏡面反射率を  $\sim 60\%$  と仮定すると、 $\sim 50$ photoelectron であることが推定される (Yoshikoshi 1993)。これは、小さなシャワーイベント、すなわち低エネルギーのシャワーイベントに対して大きなノイズ源となることが予想される。この夜光によるノイズイベントを除去するために、以下のような処理を行なう。第一にヒットした各 PMT のうち ADC 値 (以後 ADC 値とは補正後の ADC 値  $ADC_i$  を指す) が小さいものは、夜光による偶発的なヒットの

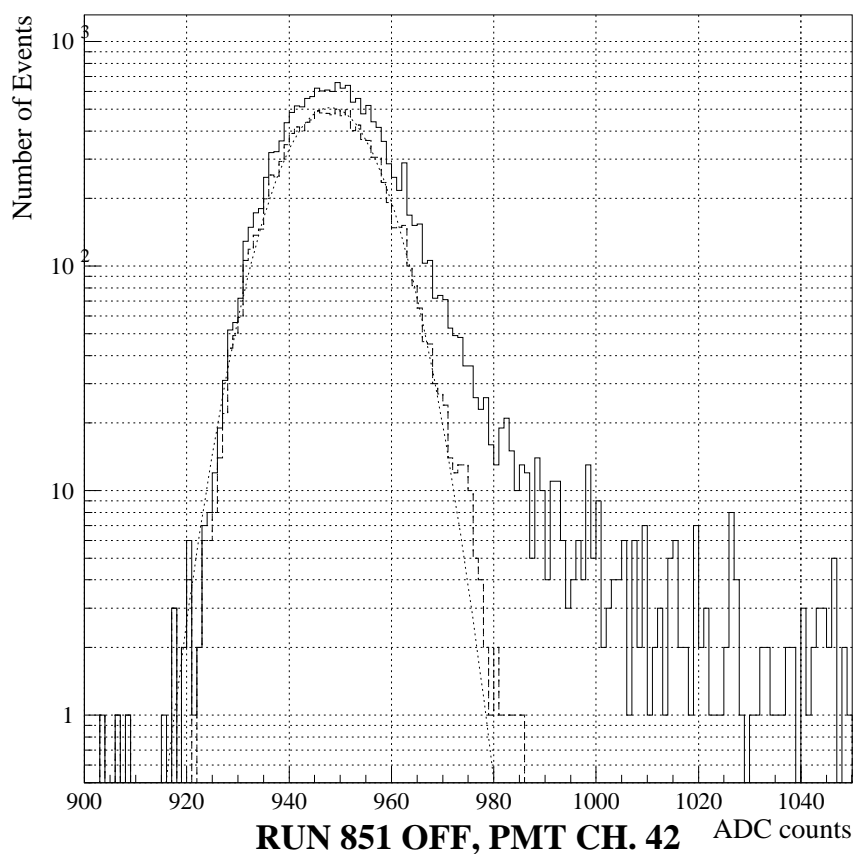


図 5.2: ADC ペDESTAL 値の定義。実線で示されたヒストグラムは生の ADC パルス波高分布である。ヒットしたイベントを除去した後のパルス波高分布 (点線) をガウス関数で近似し (図中の曲線)、その平均値をペDESTAL 値としている。

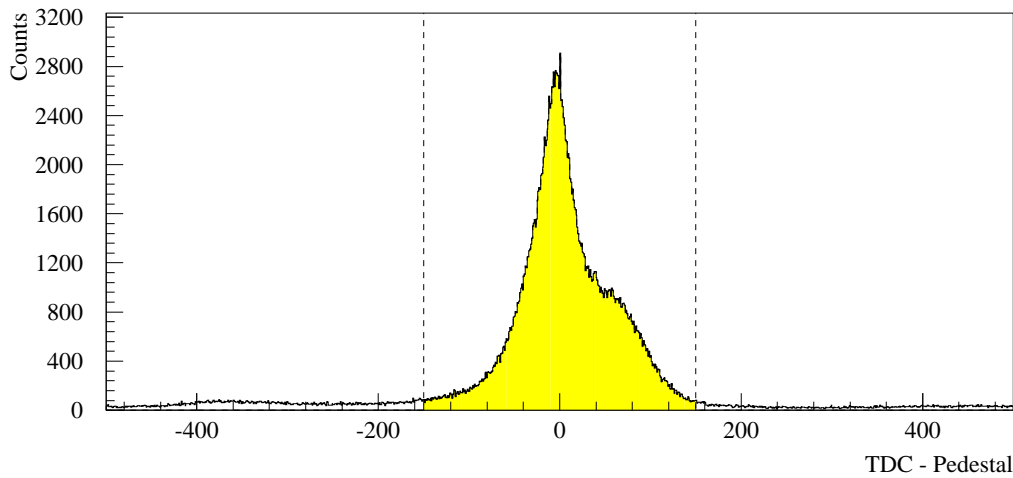


図 5.3: ペDESTAL補正後の TDC 分布 (Yoshikoshi 1996)。点線の間のみをイメージ解析に使用した。

可能性が高いので取り除く。本研究では、 $ADC_i \geq RMS_i^{ped}$  を解析に使用した。ここで、 $RMS_i^{ped}$  は  $i$  番目の PMT における ADC ペDESTAL の標準偏差である。典型的な  $RMS_i^{ped}$  の値は、 $\sim 9$  ADC counts であり、これは  $\sim 1.5$  photoelectrons に対応する (付録 B 参照)。第二に、夜光が時刻に関してランダムに一樣に到来するのに対し、任意のシャワーからのチェレンコフ光の到来継続時間は  $\leq 10$  nsec と短いことを利用し、各イベントにおいて、ある限られた時間内にヒットした PMT の情報のみを用いことに夜光による影響が軽減可能である。ただし、TDC のスタート信号とチェレンコフ光の到来時刻の間隔はノイズの影響や空気シャワーの発達によってばらつきがある (Tukakosi 1994)。よって本研究では、 $|TDC_i| \leq 150$  TDC counts を解析に使用した (図 5.3)。この時間幅は、約  $\pm 70$  nsec に相当する。第三にカメラ上で周りの PMT がヒットしておらず、一つだけ孤立してヒットしている PMT についても、夜光による突発的な影響である可能性が高いので本研究ではこのような PMT は解析から除外した (図 5.4)。

次に電氣的ノイズの除去について説明する。観測日によっては、望遠鏡をコントロールするモーターによる電氣的ノイズが発生することがある。このノイズによるイメージは、8 本の PMT が収められた box ごとに集まった典型的なパターンを作ることが知られている (Yoshikoshi 1996)。1 つの box に収められた 8 本の PMT は、共通の ground を共有しているため、ノイズは 8 本の PMT に対して同時に拾われることが分かっている。これらのノイズは、それぞれのイメージにおいて

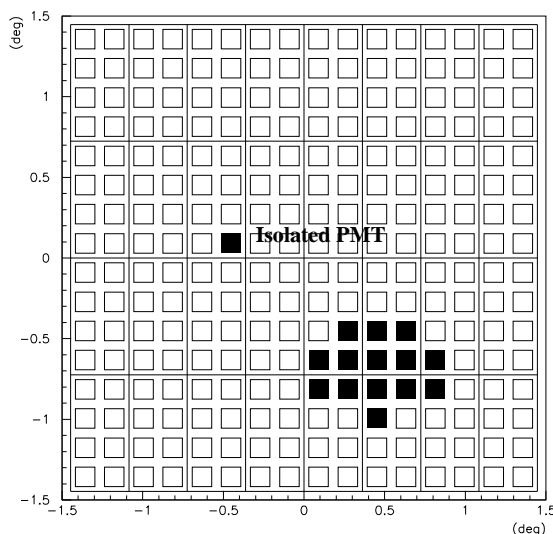


図 5.4: 典型的な孤立した PMT の模式図。このような孤立した PMT は解析から除外される。

1box 当りの PMT シグナル和に対する PMT 全体のシグナル和の比を取ることにより取り除くことができる。この比の値はノイズイメージに対して  $\sim 1$  になるべきであり、一方で、真のシャワーイメージはそのような傾向は持たない。このノイズを除去する前後の視野内におけるイメージ重心の分布を図 5.5 に示す。図よりノイズが十分に取り除かれているのが分かる。このノイズパターンを持つガンマ線イメージの割合をモンテカルロシミュレーションで調べると、以上のようなノイズ除去法で失われるガンマ線イメージはわずか  $\sim 2\%$  である。

更に上記の処理に加え、小さいシャワーイベントについては夜光などのノイズにより偶発的に生成された可能性がある。すなわち、ADC 値の和 (sumADC 値)、及びヒットした PMT の本数 (Nhit) の値が小さいイメージについては、イメージの再構成が困難であるため解析から取り除く必要がある。そこで、本研究ではこのようなイベントを取り除くため  $\text{sumADC} < 180$  ADC counts (30 photoelectron)、及び  $\text{Nhit} \leq 4$  のイベントを解析から除外した。

以上の手順を経てイメージの再構成を行なった後、イメージパラメータを計算する前に、最後に counting rate を調べる必要がある。理由は、通常の観測は晴天の条件下で詳細な注意のもとに行われるが、ときどき雲の通過や他の原因による電気ノイズにより予想できない変化が起きている可能性があるためである。例として、RUN853 (5月27日) における counting rate の変化を図 5.6 に示す。これより、オフソース RUN において counting rate の有意な減少が見られる。これは観測時におけるログノートの記録と一致するように、雲がターゲット方向を通過したことを意味している。よって、このようなカウンティングレイトが急激に変化しているような時間帯は除外

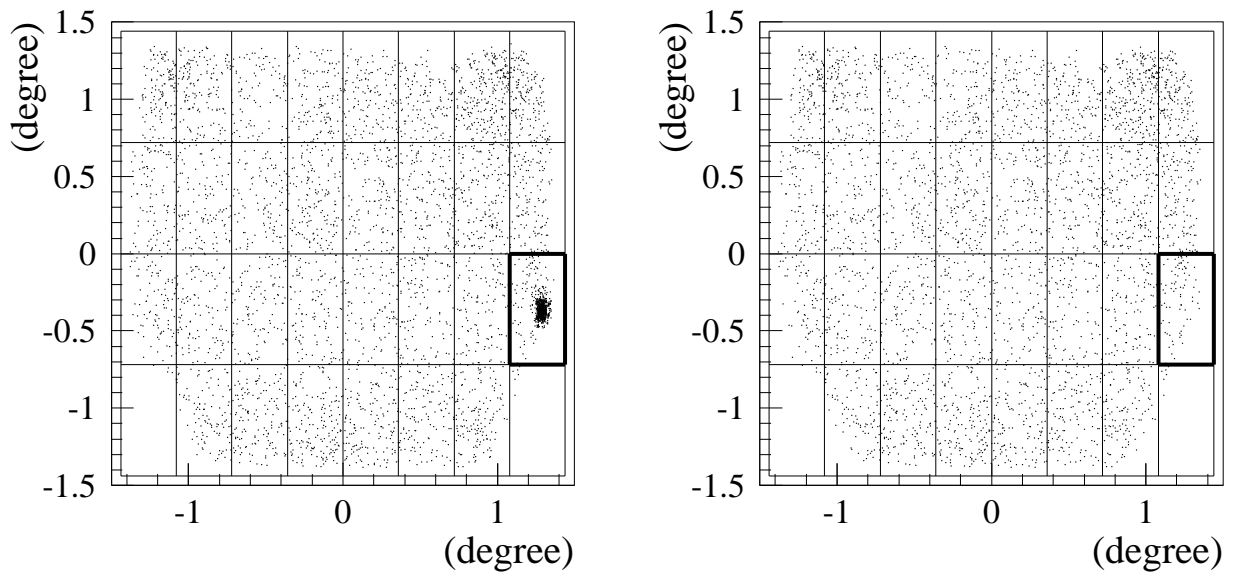


図 5.5: 電気ノイズの除去前 (左図) と除去後 (右図) のイメージの重心分布。実線で示したボックスは、共通の ground を持つ 8 本の PMT が収められた High Voltage Box に対応する。

する必要がある。更に、観測サイトにおける RX J1713.7–3946 の南中時における天頂角は  $\sim 8^\circ$  であるのに対し、観測は日によって天頂角  $8^\circ$  から  $30^\circ \sim 50^\circ$  に渡って行なわれた。ここで、空気チェレンコフ光を使った TeV ガンマ線観測では地球大気を検出器代りにガンマ線を観測するので、観測されるシャワーのエネルギー閾値は天頂角により異なってくる。すなわち、大天頂角になるほど観測されるガンマ線のエネルギー閾値は高くなる (Sakurazawa 1999)。そのため、解析時における観測条件をある程度そろえる必要があるので、本研究では天頂角  $35^\circ$  より大きい大天頂角観測の時間帯は解析から除外した。以上より、本研究で解析に使用した観測データは、表 5.1 に示した通り、オンソース 47.131 時間 (169670sec)、オフソース 45.878 時間 (165510sec) となった。次節ではイメージ解析について説明する。

## 5.4 望遠鏡の追尾精度の評価

3.3 節で述べた通り、ガンマ線イメージの方向は、視野内でのソースの位置に非常に敏感であるので、各観測期間ごとに望遠鏡の追尾精度を見積る必要がある。望遠鏡の追尾精度を見積る方法として、各 PMT の星光による Single Counts の変化を使う方法がある (Yoshikoshi 1996)。CANGAROO3.8m 望遠鏡では、ある PMT の視野内に予想されるガンマ線源が入っていても、可視光ではガンマ線源は十分に暗いことが予想されるため、PMT の Single Counts には変化は生じない。しかし、PMT の視野内に 6 等星以下の明るい星がある場合には、PMT の Single Counts は

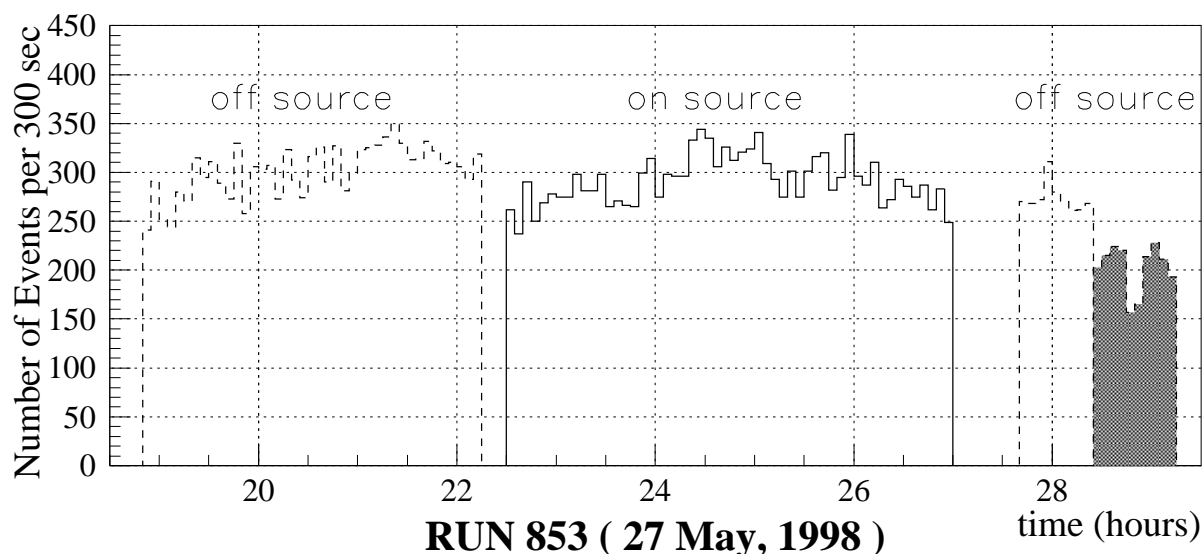


図 5.6: counting rate の変化。ハッチで示した部分は雲の通過により counting rate が下がっている部分を表す。このような時間帯は解析から除外した。

星が入っていない状態 (すなわち夜光のみの状態) に比べて有意に大きい値を示すことが知られている。また、CANGAROO3.8m 望遠鏡は経緯台式で、カメラは望遠鏡に固定されているため、望遠鏡がある方向の追尾観測を始めると、視野は追尾点を中心に回転する。よって、視野内で回転する星の光による Single Counts の変化を使って望遠鏡の追尾位置を見積ることが可能である。すなわち、PMT の Single Counts は星がその PMT の視野に入ると突然増加するので、星が時間の関数として視野内を回転するに従い、カメラ内のある PMT から他の PMT にかけて Single Counts の増加が見られる。望遠鏡の追尾が正しければ、回転中心はカメラ中心にあるべきである。一方で、望遠鏡の追尾の可能な誤差は PMT の Single Counts の変化によってモニターすることができる。

カメラの視野内における望遠鏡の追尾位置は以下の手順により見積られる。まず初めに、Single Counts から星のシグナルを差し引くために、星のない方向での Single Counts のバックグラウンドレベルを各々の PMT に対して計算する。次に予想される星の位置から Single Counts が増加した PMT の位置へのベクトルを図 5.7 のように定義する。このベクトルの平均値はカメラ中心から真の追尾点へのベクトルに等しいと考えられる。各 RUN に対して、検出された星のシグナルの各々の PMT の位置に対して星の位置が数十回計算される。すべての予想される追尾点を加えた結果は図 5.8 の左図のようになる。このピークの位置は 2 次元ガウス関数により近似され (図 5.8 右)、その最大値を示す位置を真の追尾点の位置と定義する。本研究で実際に観測を行なった 1998 年 5 月から 8 月にかけての RX J1713.7-3946 の各々の日の観測データは、誤差  $\sim 0^\circ$  の範囲内で、その平均の追尾位置はカメラの  $\sim 0^\circ.1$  下側となる結果を得た。またこの分布の誤差は  $\sim 0^\circ.01$  と



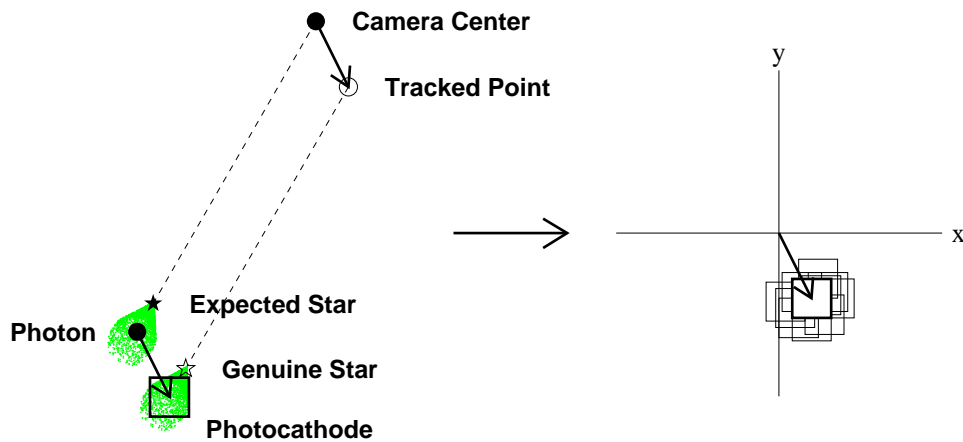


図 5.7: イメージングカメラの視野内における追尾点計算法の模式図。星光の影響を含む各々の Single Count に対して、予想される星の位置から PMT へのベクトルを求め、このベクトルをマップ上で重ねていく。

見積られた。

## 5.5 イメージ解析

### 5.5.1 不完全なイメージの除去 (エッジカット)

イメージ解析では、ノイズ除去処理によって選択されたイベントに対して、シャワーイメージを楕円近似することにより、3.3 節で定義するイメージパラメータ (*width*, *length*, *concentration*, *distance*, *alpha*) が求められる。このうち視野の端部に近いイメージについては、イベントによってはイメージの一部が視野の外に出てしまっておりイメージが不完全である可能性が高いため解析の対象から除く必要がある (エッジカット)。本解析では、カメラ中心からシャワーイメージ重心までの距離を *distance0* パラメータと定義し (Yoshikoshi 1997)、 $distance0 > 1^\circ.1$  のシャワーイベントを解析から除外した。図 5.9 はエッジカットによる全オフソースイベントの *alpha* 分布の変化を示す。本来、等方的に到来する宇宙線バックグラウンドの *alpha* 分布は、ほぼ一様分布になることが予想されるが、視野端部に到来したシャワーイメージは、シャワー全体がカメラに収まらないので、重心が視野の外側にあるイベントについては、*alpha* の値が、真の値より大きい値を示

	ノイズ除去後 (events)	エッジカット後 (events)	形状パラメータ カット後 (events)
全オンソース	85972	42074	17259
全オフソース	86344	42047	16827

表 5.2: ガンマ線選択条件を順に課した時のイベント数の推移のまとめ。

す傾向が出るために、 $\alpha$  分布は右上がりになる (図 5.9)。これに対して、エッジカットを施すことにより、宇宙線バックグラウンドの  $\alpha$  分布は平坦になるのが分かる (図 5.9)。

### 5.5.2 ガンマ線イベントの選択条件の決定

上記で選択された、ノイズカット、及びエッジカット後のイベントは、シャワーの形状が視野内で完全に再現された宇宙線バックグラウンドイベント (もしくはガンマ線イベント) のみであると考えられる。標準的なイメージ解析では、この後、これらのイベントに対して、等方的に入射する宇宙線陽子とガンマ線点源をそれぞれ仮定した実際の観測を想定したモンテカルロシミュレーションによって得られたイメージパラメータ分布に基づいて、イメージパラメータカットの条件を決定する (モンテカルロシミュレーションの詳細については付録 B 参照)。しかし、本研究が対象とする TeV ガンマ線源は広がったソースである可能性が高い。先に行われた CANGAROO による SN1006 の観測では、北東リムを中心に点源より広がった傾向を示す結果が得られている。一方、RX J1713.7-3946 は SN1006 より視直径が約 2 倍大きいことから、残骸からの TeV ガンマ線放射は有意に広がっている可能性がある。よって、標準的なイメージ解析で行われているイメージパラメータカットを使用すると、広がった領域からのガンマ線イベントを捨ててしまう可能性があるため、慎重に決定する必要がある (Buckley et al. 1997, Rowell et al. 1999)。そこで、本研究では、まず NW リムを中心にガンマ線点源、半径  $0^\circ.2$ 、及び半径  $0^\circ.4$  の一様ガンマ線源を仮定したモンテカルロシミュレーションを行い、ガンマ線源の広がりによるイメージパラメータ分布の比較を行った。図 5.10 ~ 図 5.12 は、モンテカルロシミュレーションによる各イメージパラメータの分布を示す。ここで、図中の実線については、それぞれ視野中心にガンマ線点源がある場合 (図 5.10)、半径  $0^\circ.2$  の一様な強度のガンマ線源がある場合 (図 5.11)、半径  $0^\circ.4$  の一様な強度のガンマ線源がある場合 (図 5.12) の結果を表しており、また宇宙線陽子による結果をそれぞれ破線で重ねてある。これらのガンマ線シミュレーション結果を比較すると、傾向として形状パラメータである  $width$ 、 $length$ 、 $concentration$  の分布はほぼその分布の傾向は同じであるのに対し、

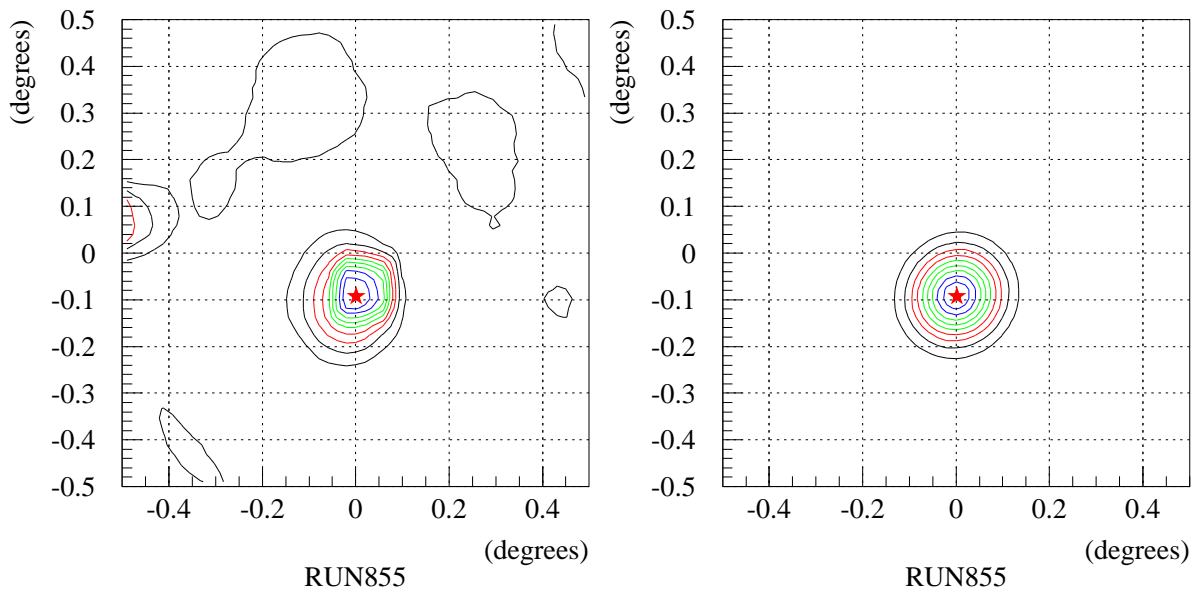


図 5.8: カメラの視野内において追尾点の位置を示すマップ (左図)。右図は左図を二次元ガウス関数で近似した結果。望遠鏡の追尾点がカメラの  $\sim 0^\circ 1$  下側を示しているのが分かる。

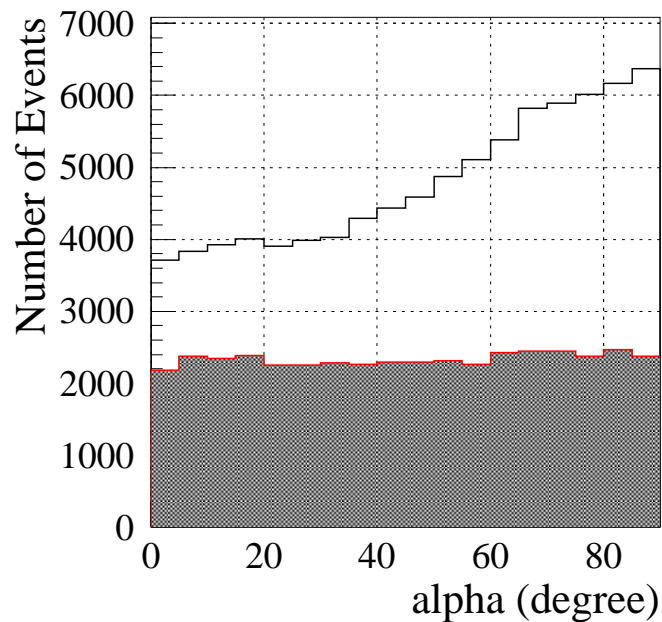


図 5.9: 全オフソースデータのエッジカットによる  $\alpha$  分布の変化。ソースは北西リム中心方向を仮定している。無色のヒストグラムはエッジカット前の分布で、有色のヒストグラムはエッジカット後の分布を示している。

$distance$ 、 $alpha$ の分布は点源より広がったソースの方が広がった分布を示すのが分かる。そこで、本解析では、点源における標準的なイメージ解析とは多少異なる条件として、 $distance$  カットの下限値の条件を緩くした。最終的なガンマ線イベントの選択条件は以下の通りである。

$$0^\circ.01 \leq width \leq 0^\circ.11 \quad (5.3)$$

$$0^\circ.1 \leq length \leq 0^\circ.45 \quad (5.4)$$

$$0.3 \leq concentration \leq 1.0 \quad (5.5)$$

$$0^\circ.5 \leq distance \leq 1^\circ.2 \quad (5.6)$$

### 5.5.3 統計的有意度

ここで、TeV ガンマ線の統計的有意度の取扱いについて概説する (Li & Ma 1983)。3章で述べたように、解像型空気チェレンコフ光望遠鏡による観測では、観測される宇宙線バックグラウンドイベントの方が予想されるガンマ線イベントより圧倒的に多いため、上記のような解析によるイベント選択を行っても、すべてのバックグラウンドイベントを取り除くことは不可能である。その為、ガンマ線と思われるイベントをバックグラウンドの統計的揺らぎ量と比較し、信号の統計的有意性を求める必要がある。一般に、オン/オフソース観測によって、目標天体方向及びバックグラウンド領域で得られたイベント数をそれぞれ  $N_{\text{on}}$ 、 $N_{\text{off}}$  とすると、目標天体から到来し検出されたガンマ線信号数は、

$$N_s = N_{\text{on}} - \langle N_B \rangle = N_{\text{on}} - \beta N_{\text{off}} \quad (5.7)$$

と推定される。ここで、 $\langle N_B \rangle$  は  $N_{\text{on}}$  に含まれるバックグラウンドイベントの数を見積ったもので、 $\beta$  はオンソースとオフソースの規格化因子である。オンソースとオフソースの観測は独立に行われたものであるから、ガンマ線信号数  $N_s$  の標準偏差は以下の式のように見積られる。

$$\langle \sigma_s \rangle = (\langle \sigma_{\text{on}} \rangle^2 + \beta^2 \langle \sigma_{\text{off}} \rangle^2)^{\frac{1}{2}} = (N_{\text{on}} + \beta^2 N_{\text{off}})^{\frac{1}{2}} \quad (5.8)$$

ここで、 $\langle \sigma_{\text{on}} \rangle$ 、 $\langle \sigma_{\text{off}} \rangle$  は、それぞれオンソースとオフソースで観測されたイベント数から期待されるその標準偏差であり、 $\beta$  の誤差は無視している。統計的有意性  $S$  の定義は信号数とその標準偏差の比であり、以下のように与えられる。

$$S = \frac{N_s}{\langle \sigma_s \rangle} = \frac{N_{\text{on}} - \beta N_{\text{off}}}{(N_{\text{on}} + \beta^2 N_{\text{off}})^{\frac{1}{2}}} \quad (5.9)$$

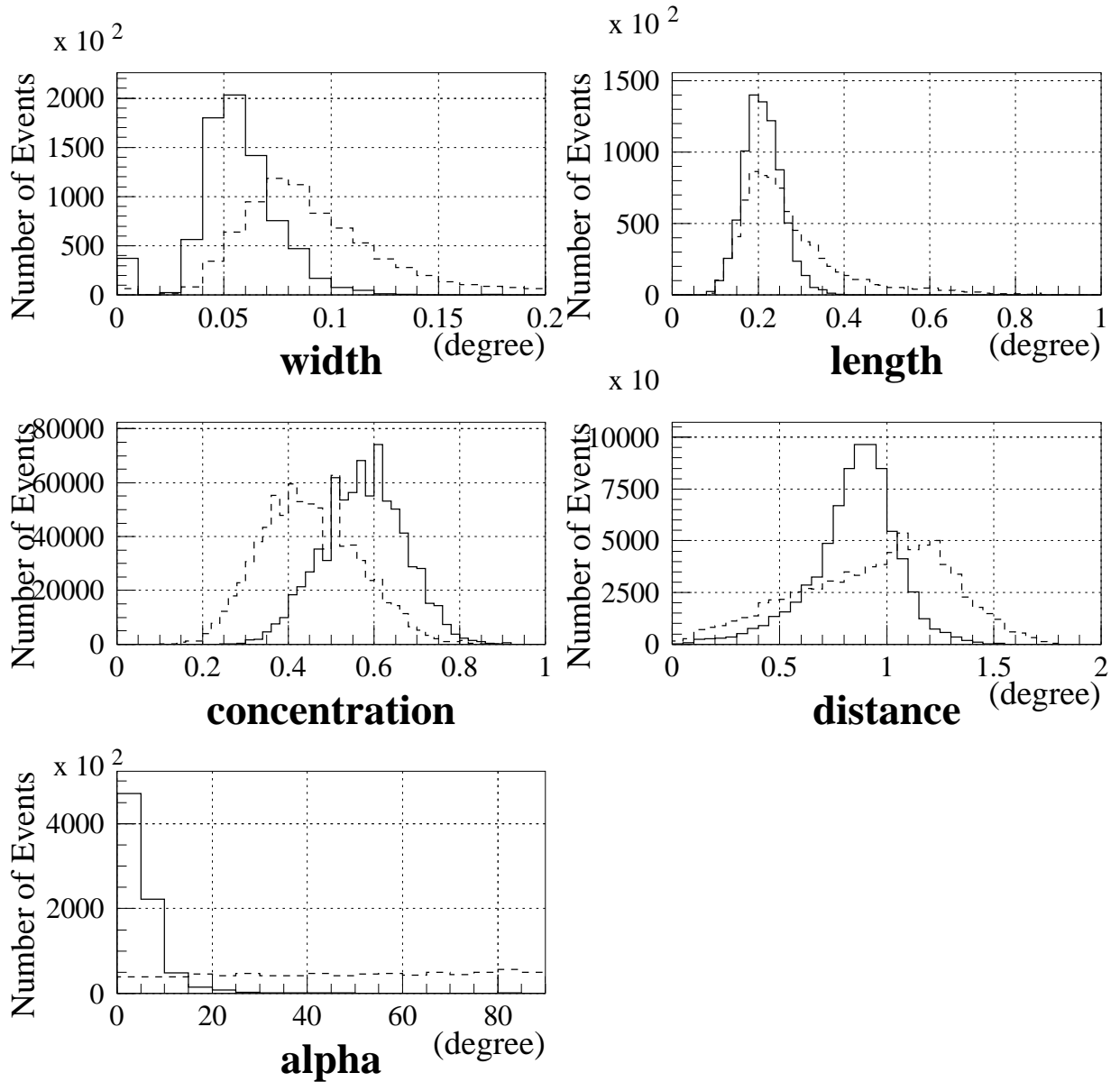


図 5.10: シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (1)。実線は視野中心にガンマ線点源がある場合の結果。破線は等方的に入射する陽子による結果。

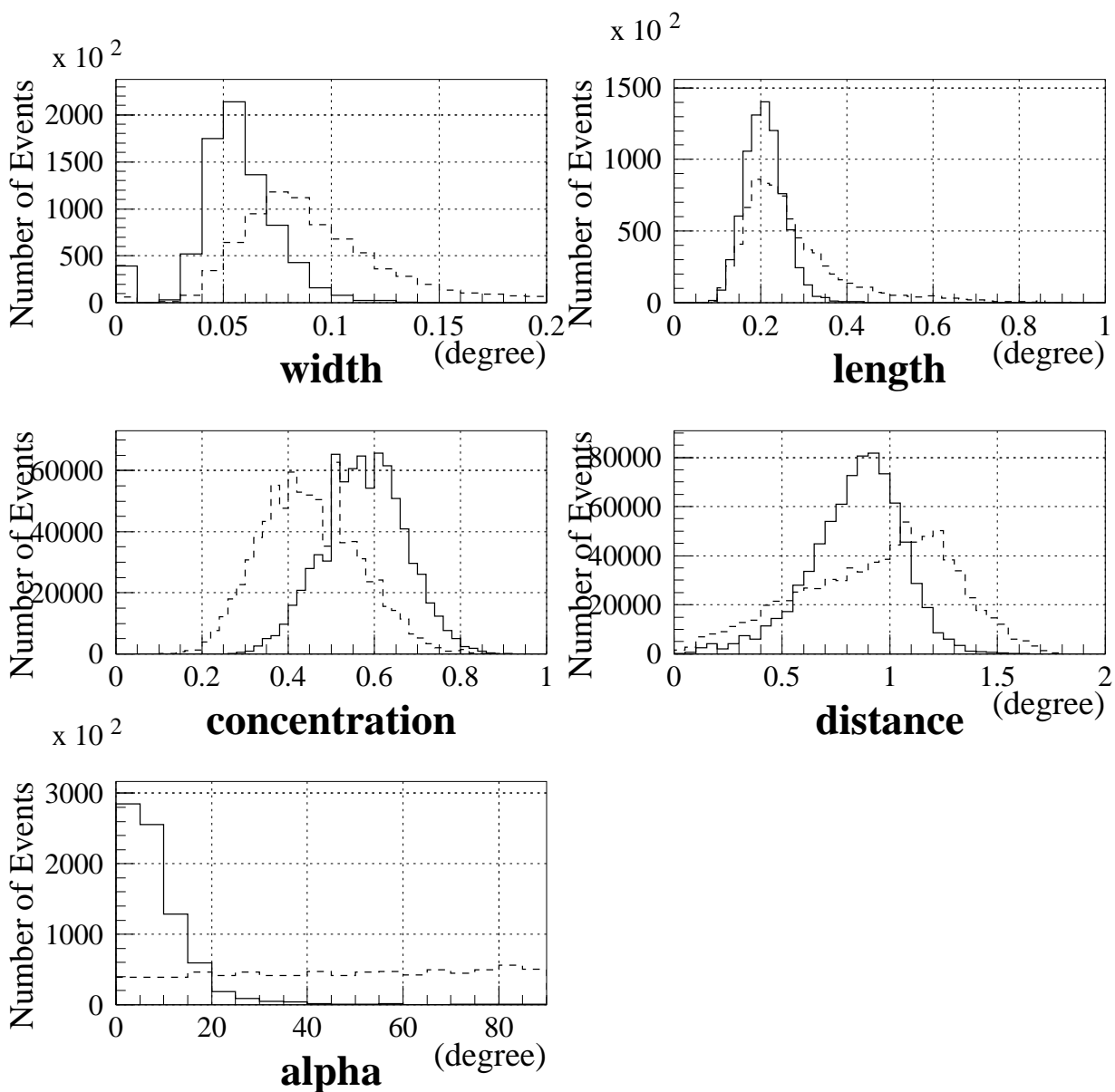


図 5.11: シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (2)。実線は視野中心に半径  $0^\circ.2$  の一様な強度のガンマ線源がある場合の結果。破線は等方的に入射する陽子による結果。

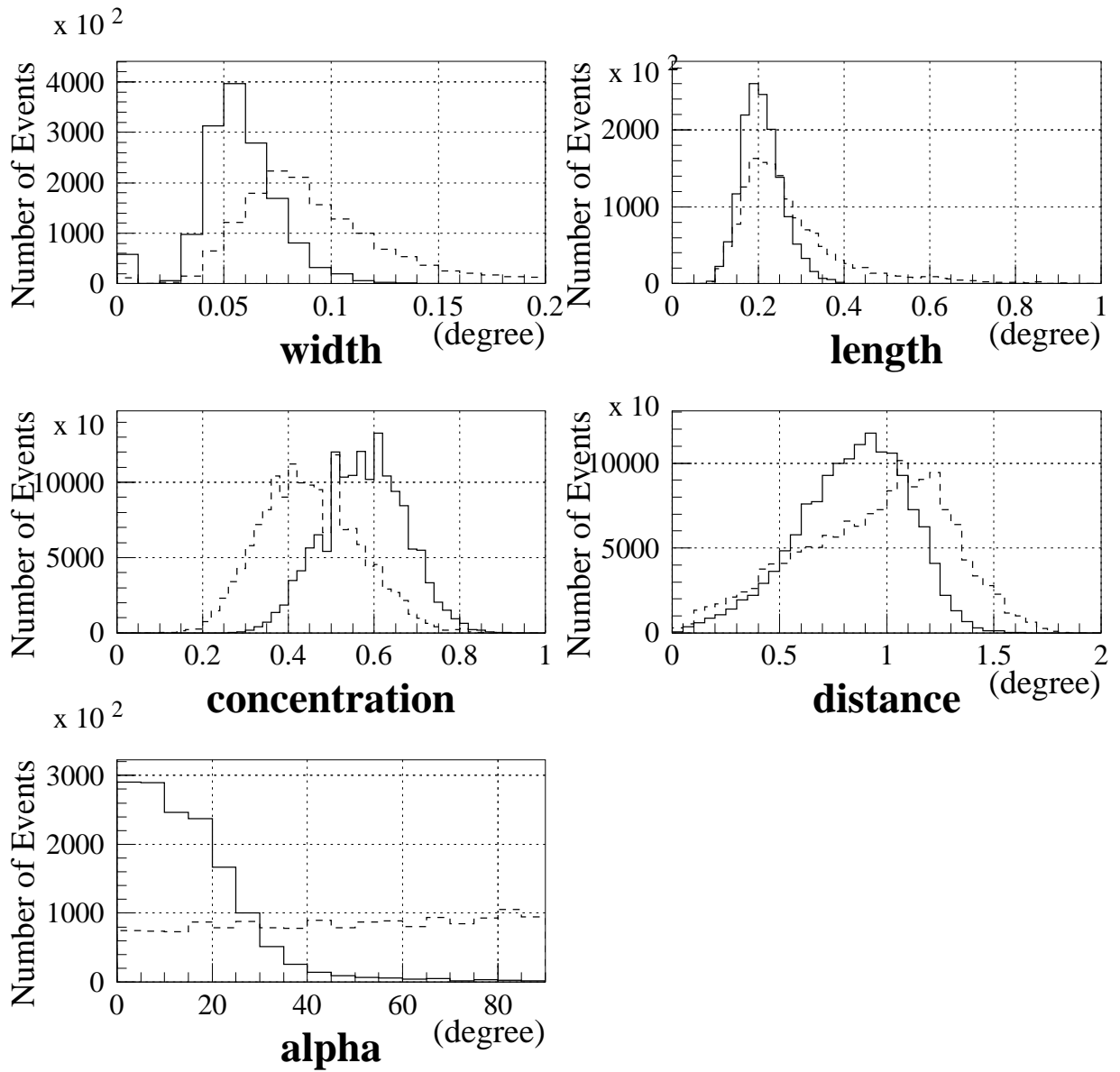


図 5.12: シミュレーションによるイメージパラメータの分布 (3)。実線は視野中心に半径  $0^\circ.4$  の一様な強度のガンマ線源がある場合の結果。破線は等方的に入射する陽子による結果。

## 5.6 イメージ解析の結果

### 5.6.1 北西リム方向における $\alpha$ 分布

図 5.13 の左図は、非熱的 X 線が最も明るい北西リム方向 (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^{\circ} 31' 52''.4$  (J2000)) (視野中心方向) におけるガンマ線イベント選択条件を満たしたイベントについてのイメージパラメータ  $\alpha$  の分布を示している。実線はオンソースデータの分布であり、北西リム方向の結果を表している。また、破線はオフソースデータの分布でありオンソースに規格化してある。規格化の際に用いる規格化因子  $\beta$  は、オンソースとオフソースの露出時間の違いからは 1.027 と見積もられる (表 5.1)。しかし、実際にはオンソースとオフソースの観測時間の違いに加えて、オンソースとオフソースの観測時における天頂角の違いによるトリガーレイトの違い、及び天候の変化や露の影響等によるトリガーレイトの変化等を考慮する必要がある。よって、規格化因子は観測されたオンソースとオフソースのバックグラウンドイベントの比によって定義する方が望ましい。そこで、本研究では規格化因子  $\beta$  を以下のように定義した。すなわち、ガンマ線選択条件を満たしたイベントの  $\alpha$  分布 (図 5.13a) において、すべてがバックグラウンドイベントであることが期待される範囲 ( $40^{\circ} \leq \alpha \leq 90^{\circ}$ ) での全イベント数を、オン/オフそれぞれ  $N_{\text{on}}$ 、 $N_{\text{off}}$  と定義したとき、 $\beta = N_{\text{on}}/N_{\text{off}}$  と定義する。その結果、 $\beta$  の値は 0.989 となった。ここで、 $\alpha$  の範囲の下限値を  $40^{\circ}$  から  $70^{\circ}$  に変更した時に生じる  $\beta$  の値の違いはわずか 2% である (表 5.3)。上記で求められた  $\beta$  の両定義による違いの一番の原因は、朝方の露の影響による反射率の変化に起因することが予想される。特にオフソース、オンソースの順に観測していた 5 月のデータにおいては、朝方のオンソースデータのイベントレイトがオフソースに比べて 10% 程度の違いを示す日が半数ほどあり、観測サイトにある反射率測定器による測定では、このような日の朝方は反射率が 10% 程度低下していることが示されている。よって、本解析では、後者の定義で求めた  $\beta = 0.989$  を採用することにする。また、図 5.13 の右図は、左図で示されたオンソース分布のオフソース分布に対する超過イベントを表している。この図より、 $\alpha \leq 30^{\circ}$  に渡りガンマ線信号と思われる広がった有意な超過イベントが見られる。表 5.4 は、観測されたガンマ線信号の北西リム方向における統計的有意度を  $\alpha$  の範囲ごとに示したものである。TeV ガンマ線の統計的有意度は、先程の  $\alpha$  分布からも明らかであるが  $\alpha$  の上限値が  $30^{\circ}$  付近で最大の  $5.6\sigma$  となり、これは先程モンテカルロシミュレーションとの比較によって示された結果に一致する。

次に、上記の  $\alpha$  分布にける超過イベントの広がりの正当性を調べるために、観測期間別、及びシャワーの光量別に分けた解析を行なった。図 5.14 は、1998 年 5 月と 1998 年 6、8 月に分けた場合におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントの  $\alpha$  分布を示している。図より両期間共に  $\alpha \leq 30^{\circ}$  の範囲に渡ってガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られており、先程



	$40^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ (events)	$50^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ (events)	$60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ (events)	$70^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ (events)
$N_{\text{on}}$	7044	5561	4151	2742
$N_{\text{off}}$	7122	5637	4180	2750
$\beta$	0.989	0.987	0.993	0.997

表 5.3:  $\alpha$  の下限値を変えた時の規格化因子  $\beta$  の値。本研究では、 $40^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  における値を解析に使用した。

示した  $\alpha \leq 30^\circ$  に渡る広がった超過イベントが突発的な系統的ノイズイベントではなく真の TeV ガンマ線信号であることが強く示唆される。また、図 5.15 は、シャワーの全光量 (sumADC) 別に分けた場合におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントの  $\alpha$  分布を示している。図より、この場合も両範囲共に  $\alpha \leq 30^\circ$  の範囲に渡ってガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られていることから、観測された超過イベントが同じ光量を持った一定パターンの系統的ノイズイベントではなく、やはり真の TeV ガンマ線信号であることが更に強く示唆される。一方、RX J1713.7–3946 と同じ時期である 1998 年 7 月、8 月に観測された PSR1706–44 の観測データの解析結果は、 $\alpha < 15^\circ$  の狭い範囲にガンマ線信号が分布しており (Moriya 2000)、これは Kifune et al. (1995) により先に報告された通り、PSR1706–44 からの TeV ガンマ線はパルサー方向の点源から放射されていることを示唆する結果を得ている。これらの考察からも、本研究によって得られた北西リム方向における  $\alpha$  分布の超過イベントは、系統的ノイズイベントではなく真の TeV ガンマ線信号であることが強く示唆される。

ここで、ガンマ線選択条件を順に課した時の  $\alpha$  分布の推移を図 5.16 に示す。順に (1) ノイズカット、(2) エッジカット、(3) *distance*、そして形状パラメータである *width*、*length*、*concentration* によるカット (4)、(5)、(6) を順に課しており、最後の (6) 図は図 5.13 に一致する。ここで、各イメージパラメータによるガンマ線イベントの選択条件は 5.4.2 節で示した通りである。カットを加えるごとに  $\alpha \sim 0^\circ$  付近にガンマ線と思われる超過イベントが見えるのが分かる。

### 5.6.2 シミュレーションとの比較

TeV ガンマ線源が点源である場合、その方向での  $\alpha$  分布は  $\alpha \leq 15^\circ$  に分布が集中するが、本研究による北西リム方向での  $\alpha$  分布においては、ガンマ線信号と思われる超過イベントは  $\alpha \leq 30^\circ$  まで広がっている結果を得ている (図 5.13)。ここで、 $\alpha$  分布においてガンマ線

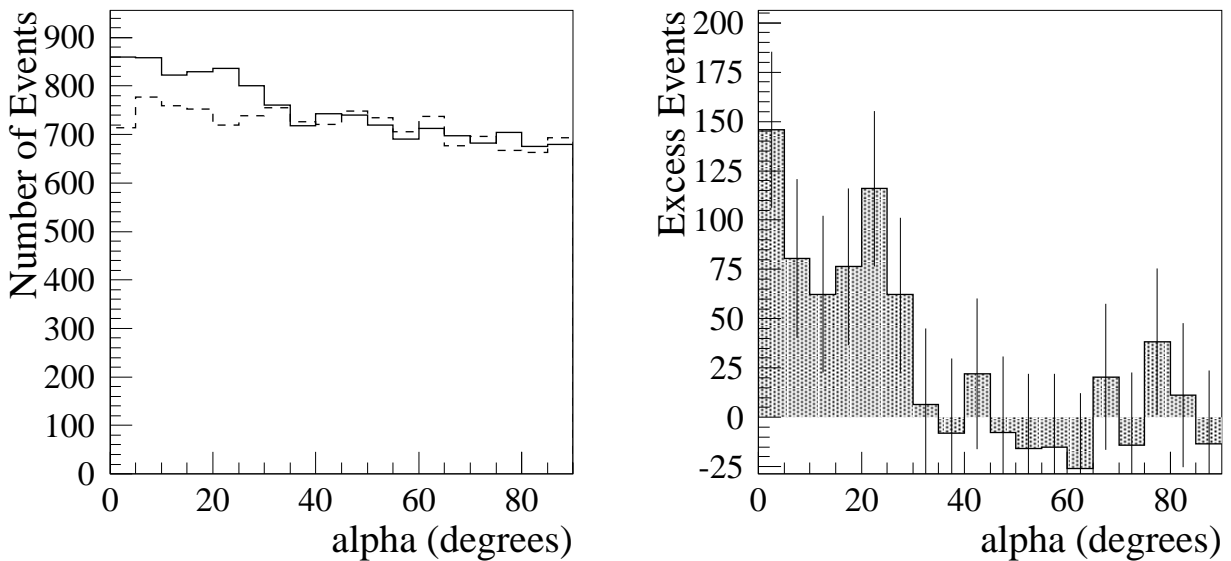


図 5.13: 北西リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての  $\alpha$  分布 (左図)。オンソースについては非熱的 X 線が最も明るい位置 (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^{\circ} 31' 52''.4$  (J2000))(視野中心) における結果。オフソースデータの分布はオンソースに規格化されている。右図はオンソースのオフソースに対する超過イベントの分布 (ハッチ部分)。ここで、縦棒線は各ビンにおけるガンマ線イベントの統計的有意度を  $\pm 1\sigma$  で表している。 $\alpha \leq 30^{\circ}$  の範囲にガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られる。

	<i>distance</i> カット後 (events)	$\alpha \leq 10^{\circ}$ (events)	$\alpha \leq 20^{\circ}$ (events)	$\alpha \leq 30^{\circ}$ (events)	$\alpha \leq 40^{\circ}$ (events)
全オンソース	13529	1718	3369	5006	6485
全オフソース	13131	1508	3037	4512	6009
超過イベント	—	226.5	365.3	543.4	541.8
統計的有意度	—	$4.00 \sigma$	$4.59 \sigma$	$5.60 \sigma$	$4.87 \sigma$

表 5.4: 北西リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度。 $\alpha$  の範囲別での計算結果。

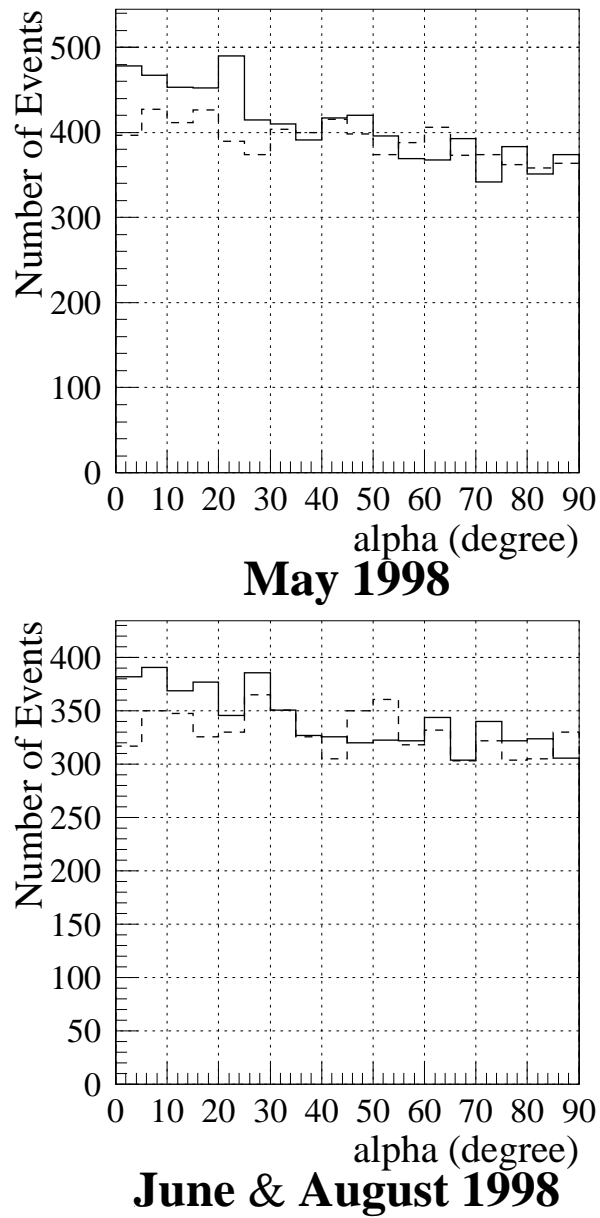


図 5.14: 北西リム方向における期間別の  $\alpha$  分布。上図が 1998 年 5 月のデータ、下図が 1998 年 6 月、8 月のデータによる結果。両期間共に  $\alpha \leq 30^\circ$  の範囲に渡ってガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られる。

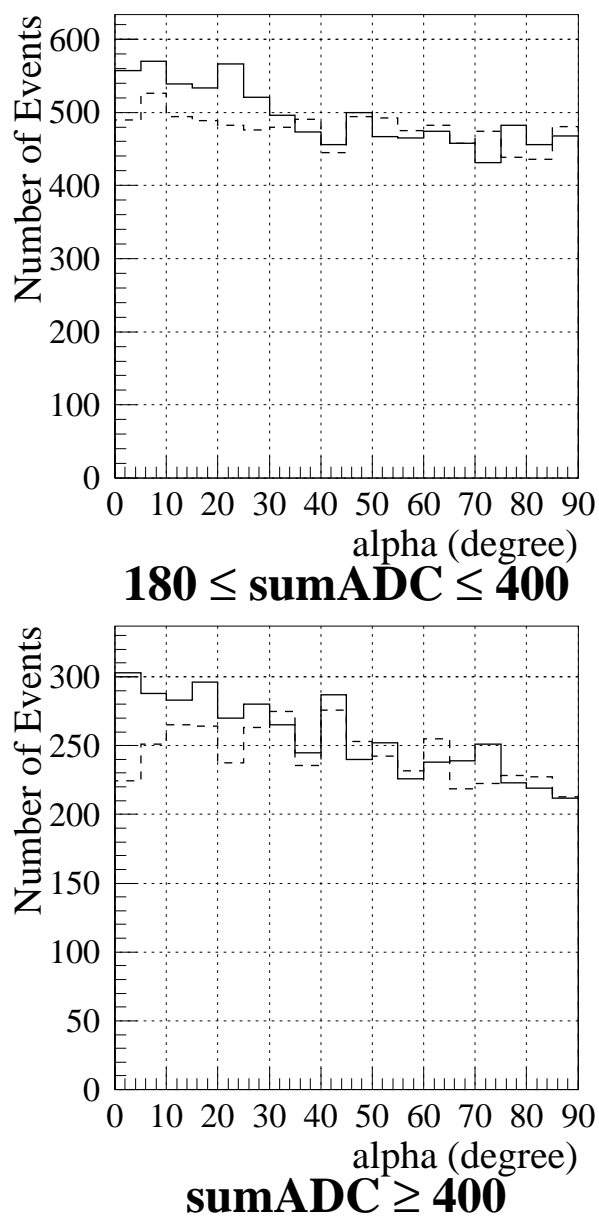


図 5.15: 北西リムにおける sumADC 別の  $\alpha$  分布。sumADC 値は各々のシャワーイベントにおけるヒットした PMT の ADC の和 (全チェレンコフ光量) によって定義されるので、sumADC 値がより小さい上図の結果は、低エネルギー側での結果に対応し、逆に下図は高エネルギー側での結果に対応する。両分布共に  $\alpha \leq 30^\circ$  の範囲に渡ってガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られる。

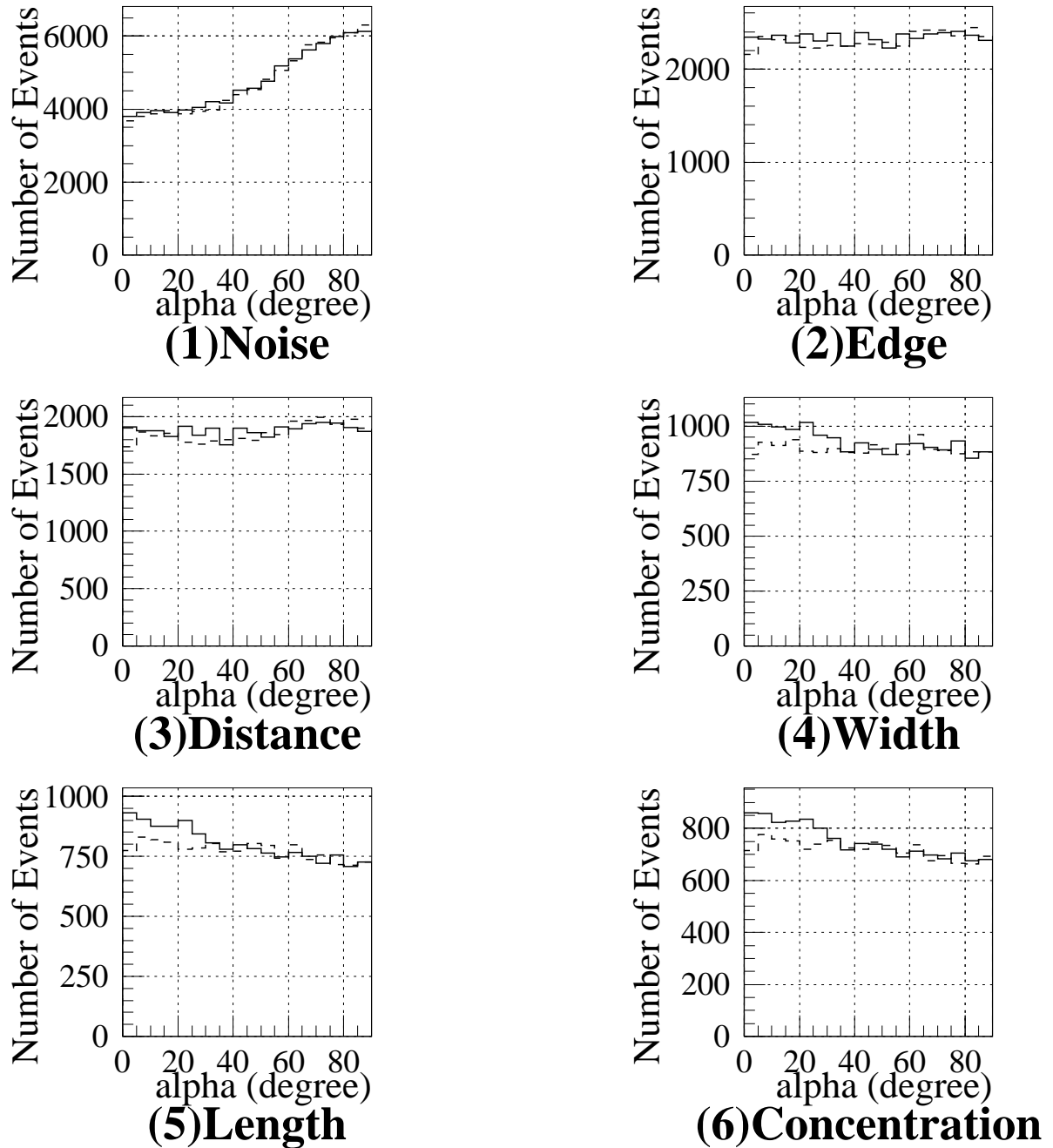


図 5.16: 北西リムにおける一連のイベント選択による  $\alpha$  分布の推移。実線はオンソース、破線は規格化されたオフソースである。 *concentration* カット後の (6) 分布が先程示した図 5.13 に対応する。

信号が広がった分布を示す可能性として2つ考えられる。一つは、ガンマ線点源が北西リム方向の近くに存在する場合であり、もう一つは、北西リム方向で TeV ガンマ線源が広がっている場合である。そこで、ガンマ線点源、及び広がったガンマ線源を仮定したシミュレーション実験を行い実際のデータとの比較を行った。図 5.17 は、視野中心の近くにガンマ線点源を仮定したシミュレーションから求めた視野中心方向での  $\alpha$  分布を示している。左上図は視野中心に点源がある場合、右上図は視野中心から  $0^\circ.2$  ずれた位置に点源がある場合、左下図は  $0^\circ.4$  ずれた位置に点源がある場合の結果であり、右下図はそれぞれの結果を一つの図に重ねたものである。これより、もし点源が北西リム方向から  $0^\circ.4$  ずれた位置にある場合、北西リム方向での  $\alpha$  分布におけるガンマ線信号が  $\alpha \leq 30^\circ$  に渡って広がっていることについては説明することが可能であるが、 $\alpha$  分布の形については、中間の  $20^\circ$  付近にピークをつくり  $0^\circ$  付近でシグナルが減る構造となるため、北西リム方向における先の結果と矛盾する。よって、北西リム周辺における TeV ガンマ線の放射領域は、少なくとも点源ではないことが予想できる。一方、図 5.18 は、一様強度の円盤型ガンマ線源が視野中心方向にある場合を仮定したシミュレーションから求めた視野中心方向での  $\alpha$  分布である。左上図は、視野中心に点源がある場合、右上図は半径  $0^\circ.2$  の円盤型ガンマ線源が視野中心にある場合、右下図は半径  $0^\circ.4$  の円盤型ガンマ線源が視野中心にある場合の結果であり、右下図は、先程と同様、それぞれの結果を一つの図に重ねたものである。これより、北西リム方向における  $\alpha \leq 30^\circ$  に渡る広がり、及び分布の形状ともに、先程の点源による結果よりは、半径  $0^\circ.4$  の一様ガンマ線源のシミュレーション結果の方が良い一致を示していることから、少なくとも北西リム周辺でガンマ線源が広がっていることが強く示唆される。次節では、TeV ガンマ線の放射領域が点源より広がっているかどうかを更に直接的に調べるために、北西リム周辺における統計的有意度の二次元ヒストグラムを作成し、同時にその結果について述べる。

### 5.6.3 広がったソースの探査

先に述べた標準的なイメージ解析による結果は、ガンマ線源を天球上のある方向に仮定した時の解析結果であり、実際に、前節においては視野中心方向、すなわち非熱的 X 線放射が最も明るい北西リム方向にガンマ線源を仮定して解析を行なった。一方で、ガンマ線の到来方向は焦点面におけるシャワーイメージを楕円に近似した時の長軸の延長線上に存在することが予想されるので、視野内においてその到来位置を再構成することが可能である。Akerlof et al. (1991) は最初に視野内においてガンマ線源再構成の標準的な方法を提案し、実際に Whipple 望遠鏡によるかにパルサー/星雲の観測データを用いて、ガンマ線源の位置を誤差  $0^\circ.13 \sim 0^\circ.21$  の範囲内で得るのに成功した。この再構成は、約  $1^\circ$  の視野内で位置の判らないガンマ線源の探査や、ガンマ線源の広

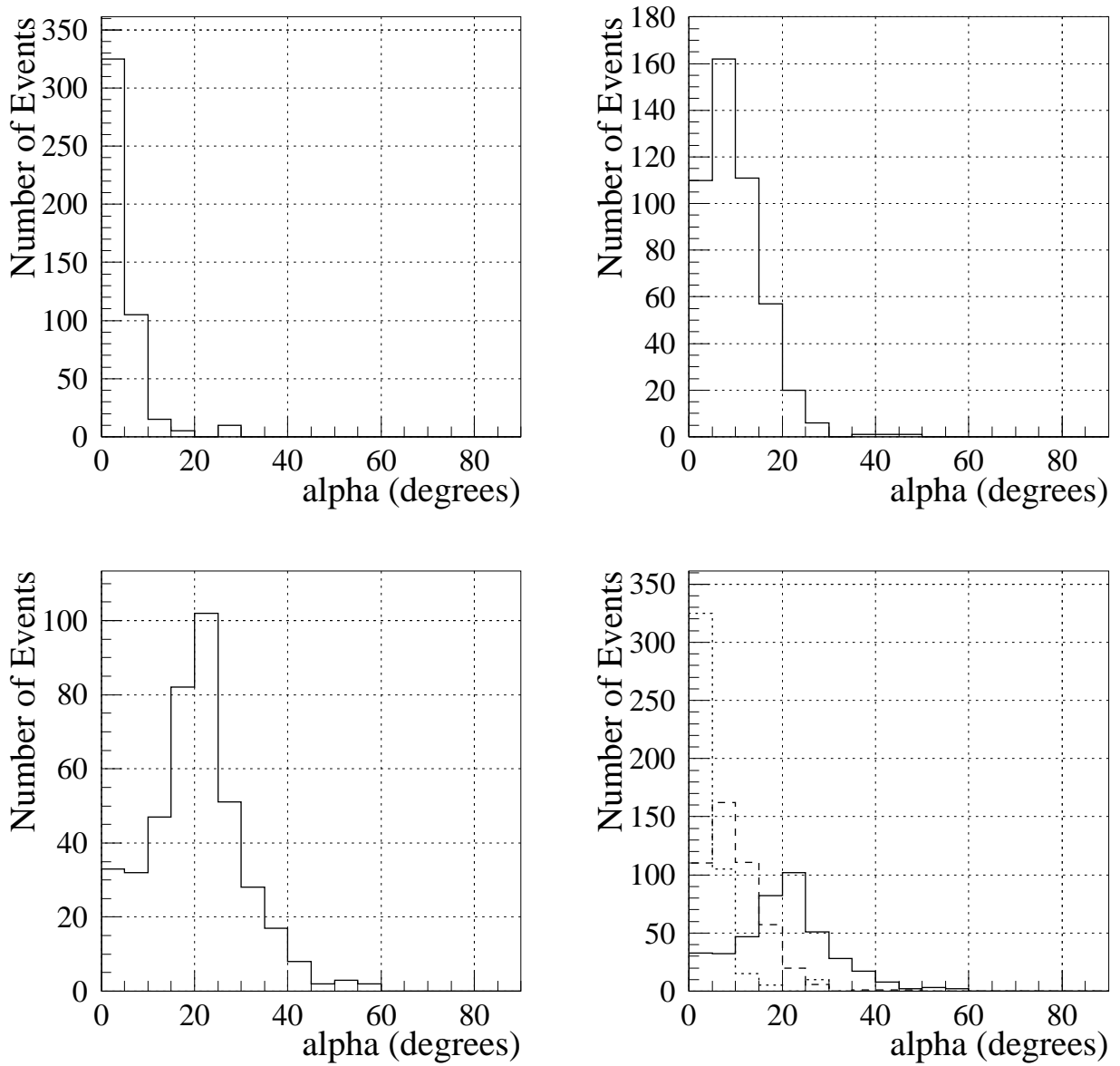


図 5.17: 視野中心周辺にガンマ線点源を仮定したシミュレーションによって得られた視野中心方向での  $\alpha$  分布。左上図は視野中心に点源がある場合、右上図は視野中心から  $0^\circ.2$  離れた位置に点源がある場合、左下図は視野中心から  $0^\circ.4$  離れた位置に点源がある場合の結果であり、右下図はそれぞれの結果を一つの図に重ねたものである。

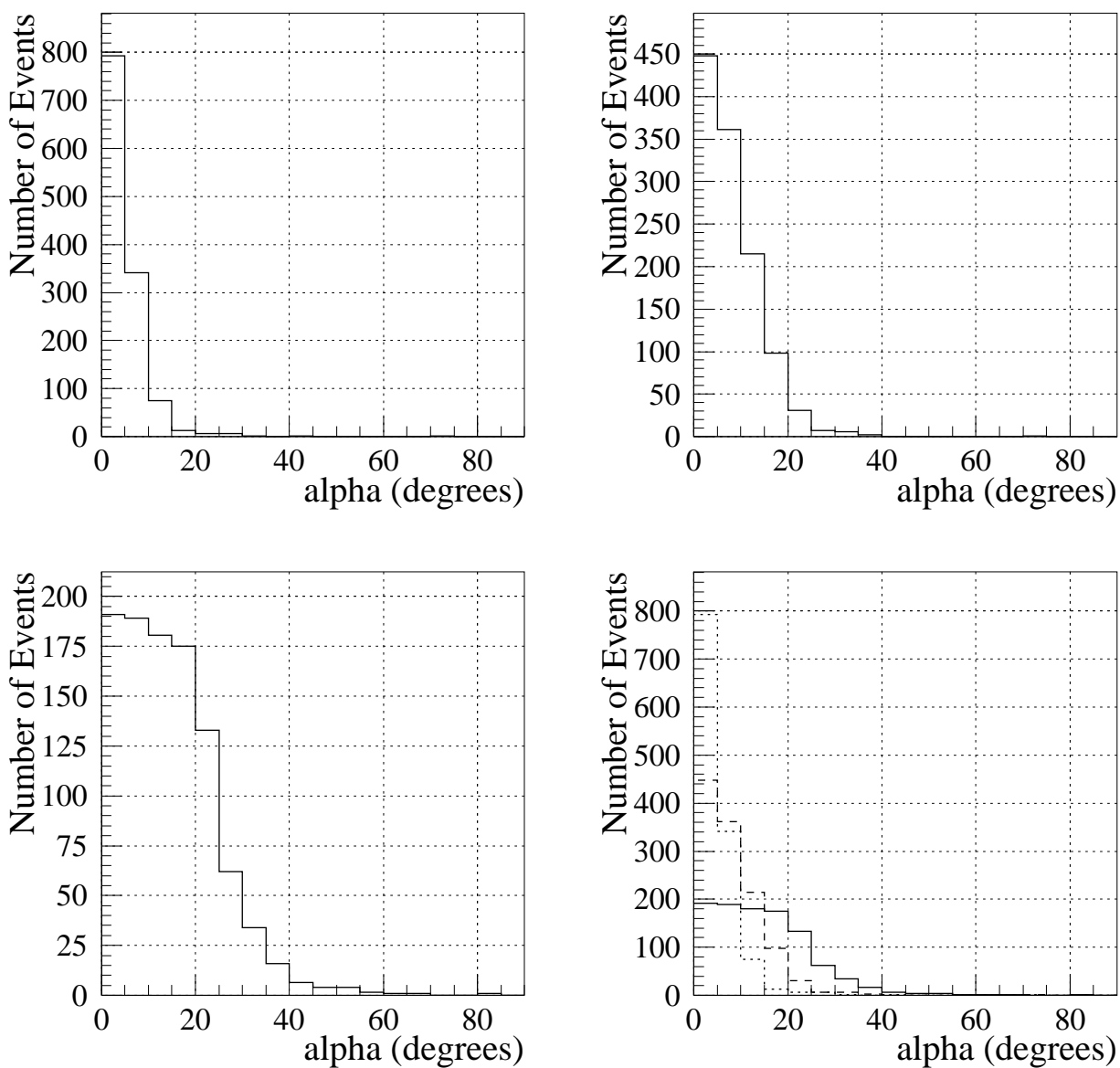


図 5.18: 視野中心方向に一様強度の円盤型ガンマ線源を仮定したシミュレーションによって得られた視野中心方向での  $\alpha$  分布。左上図は視野中心に点源がある場合、右上図は半径  $0^\circ.2$  の一様ガンマ線源が視野中心にある場合、左下図は半径  $0^\circ.4$  の一様ガンマ線源が視野中心にある場合の結果であり、右下図はそれぞれの結果を一つの図に重ねたものである。



がりを調べる上で非常に有効な手段である。本研究では、この方法を RX J1713.7–3946 のデータに適用し、北西リム周辺における TeV ガンマ線源の拡がりの探査を行なった。

まず、視野を等間隔で格子状に分割する。各グリッドの中心点をガンマ線源と仮定してイメージパラメータの計算とガンマ線イベントの選択を行なう。この処理を全てのイベントに対して行なうと、各グリッドでの  $\alpha$  分布を得ることができるので、それぞれの対して  $\sim 0^\circ$  のピークの統計的有意度を求める。すなわち、ガンマ線源を仮定した方向 (赤経/赤緯) に対するガンマ線信号の統計的有意性の二次元ヒストグラムを作成する。ここで、本研究ではイメージパラメータ  $\alpha$  におけるガンマ線選択条件として、前節で述べたイメージ解析の結果を考慮し  $\alpha \leq 30^\circ$  を使用した。ガンマ線シミュレーションデータを用いてこの再構成を行なった結果を図 5.19 に示す。ガンマ線源は視野中心に点源を仮定しているが、再構成されたイベントはガンマ線源方向 (原点) を中心にある程度の拡がりをもって分布する。本研究による観測データの解析と同じガンマ線イベント選択条件を課した場合、点源に対する拡がり関数 (Point Spread Function: PSF) は  $\sigma = 0^\circ.25$  のガウス関数でほぼ近似される。

図 5.20 は、最終的に得られた RX J1713.7–3946 北西リム周辺における TeV ガンマ線の統計的有意度の 2 次元分布図である。横軸は赤経方向、縦軸は赤緯方向であり、図の中心は前節でイメージ解析を行なった視野中心方向 (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^\circ 31' 52''.4$  (J2000)) である。図中のグレースケールは本研究により計算された TeV ガンマ線の統計的有意度を表し、X 線天文衛星 ASCA による 0.5–10keV エネルギーバンドでの X 線イメージ (Tomida 1999) を黒線で示した contour で重ねてある。図より、TeV ガンマ線の統計的有意度が最も高い領域が非熱的 X 線で最も明るい北西リム領域に一致しているのが分かる。また、統計的有意度が相対的に高い ( $3\sigma$ ) 領域が、先程の点源を仮定したシミュレーションによって得られた PSF (図中の黒い円) より明らかに広がっており、更にその領域は非熱的 X 線が明るい北西リムの縁に沿った部分に一致しているように見える。この北西リムを中心とした半径  $\sim 0^\circ.4$  に渡る放射領域の拡がりは、前節で述べた広がったガンマ線源を仮定したシミュレーションにおける  $\alpha$  分布の結果とよい一致を示す。

#### 5.6.4 南西リム方向、及び北東リム方向における $\alpha$ 分布

X 線天文衛星 ASCA によると、非熱的シンクロトロン X 線放射が最も明るい領域としては、北西リム領域が報告されているが、この北西リムに続いて、南西リム、北東リム領域がそれぞれ順に明るいことが報告されている (Tomida 1999, Slane et al. 1999)。図 5.21、図 5.22 は、それぞれ南西リム方向 (赤経  $17^{\text{h}} 12^{\text{m}} 28^{\text{s}}.01$ 、赤緯  $-39^\circ 55' 52''.3$  (J2000))、北東リム方向 (赤経  $17^{\text{h}} 14^{\text{m}} 32^{\text{s}}.06$ 、赤緯  $-39^\circ 25' 46''.2$  (J2000)) におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての

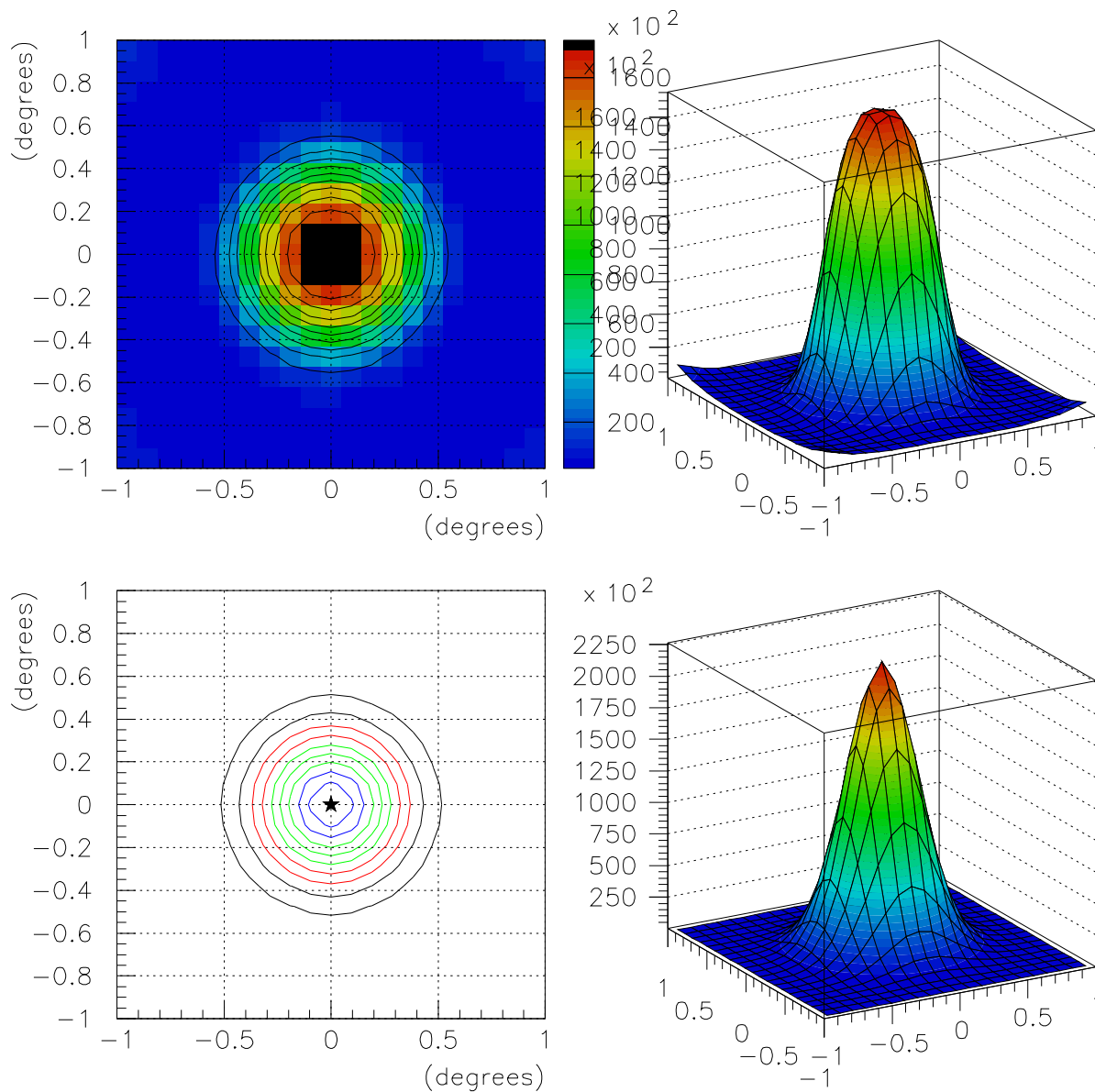


図 5.19: ガンマ線シミュレーションデータを用いた場合の天球上における再構成の結果 (上図)。ガンマ線点源は中心 (0,0) 方向に点源を仮定しており、解析時と同じガンマ線選択条件を課してある (ただし、 $\alpha$  については  $\alpha \leq 30^\circ$  を課してある)。点源に対する拡がり関数 (PSF) は  $\sigma = 0^\circ.25$  のガウス関数でほぼ近似される。下図は近似されたガウス関数を示す。

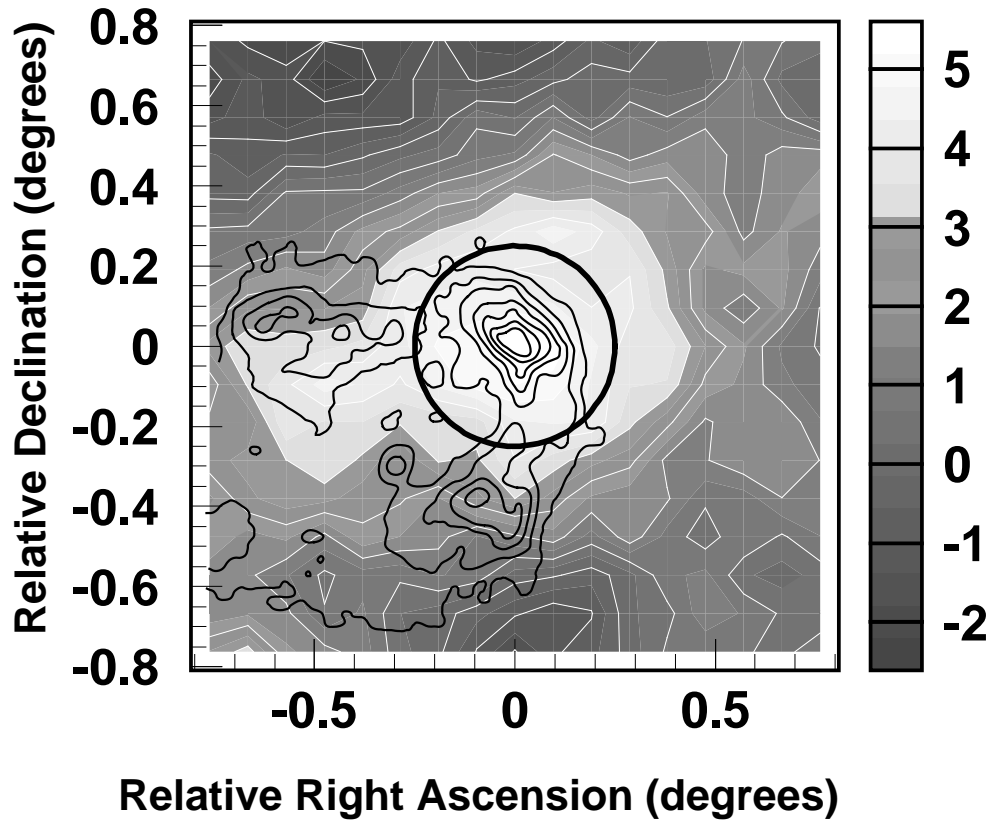


図 5.20: 天球上における統計的有意度の 2 次元分布。カメラ中心を原点として天空上  $1^{\circ}.6 \times 1^{\circ}.6$  の範囲を  $17 \times 17$  の合計 289 のメッシュに分割し、各メッシュの中心点でのガンマ線信号の統計的有意性を計算した。図中のグレースケールは本研究により計算された TeV ガンマ線の統計的有意度を表す。横軸は赤経方向、縦軸は赤緯方向に相当し、図中の中心は観測時の追尾点、すなわち非熱的シンクロトロン X 線が最も明るい北西リム方向 (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^{\circ} 31' 52''.4$  (J2000)) に対応する。また、図中の黒線で示したコンターは X 線天文衛星 ASCA による 0.5–10keV エネルギーバンドでの X 線イメージを表す。図中の実線で示した円は、本解析条件を適用した場合の誤差円を示している。

$\alpha$  分布を示している (それぞれ図 5.20 の  $(-0^\circ.1, -0^\circ.4)$ 、 $(-0^\circ.5, 0^\circ.1)$  の方向に対応)。実線はオンソース、破線はオフソースを表しており、オフソースの分布は先程求めた規格化因子  $\beta$  によりオンソースの分布に規格化してある。これらの図において、 $\alpha \sim 0^\circ$  付近にガンマ線信号と思われる有意な超過イベントは見られない。

## 5.7 タイミング解析、及び結果

この節では、前節までのイメージ解析とは独立に、チェレンコフ光の到来時間の情報を表す TDC データを用いたタイミング解析の結果について述べる。タイミング解析の基本的な枠組は Susukita (1999)、Kamei (1997) による (方法の詳細については 3.4 節参照)。本研究では、Kamei (1997) により提案されたシャワー到来方向再構成法 (タイミングパラメータ  $\theta_s$ ) を RX J1713.7-3946 のデータに適用した結果について述べる。タイミング解析を行う前に、まず、5.2 節で述べた TDC のデータ較正に加えて、次節では更に必要となるデータ較正法について説明する。

### 5.7.1 タイムウォーク補正

空気シャワーからのチェレンコフ光の継続時間は  $\leq 10$  nsec と非常に短い。よってその到達タイミングの解析を行うためには、少なくとも 1nsec 程度の測定精度が必要である。しかしながら、ディスクリミネータによって生じるヒットパルスのタイムウォーク (図 5.23) は CANGAROO3.8m 望遠鏡システムでは最大数 nsec になることが知られており、その較正が必要となる。この較正方法は、特別な LED RUN データセットを用いて行う (Kamei 1997)。この RUN は、LED の電圧、すなわち光量を変えながら、数点でデータ収集を行う一連のテスト RUN である。LED が発光する絶対的なタイミングは外部トリガーによってわかるので、得られたデータから PMT 出力とタイミングのずれの関係を定めることができる。各 PMT での TDC 値に対する (ADC ペDESTAL 値)<sup>1/2</sup> の二次元分布をとり、

$$TDC = a \frac{1}{\sqrt{ADC - pedestal}} + b \quad (a, b: \text{定数}) \quad (5.10)$$

をフィッティングする (図 5.24)。この結果、タイムウォークは、

$$TDC_{correct} = TDC - a \frac{1}{\sqrt{ADC - pedestal}} \quad (5.11)$$

と較正される。以下では、この較正された TDC 情報を用いてタイミング解析 (3.4 節) を行った。

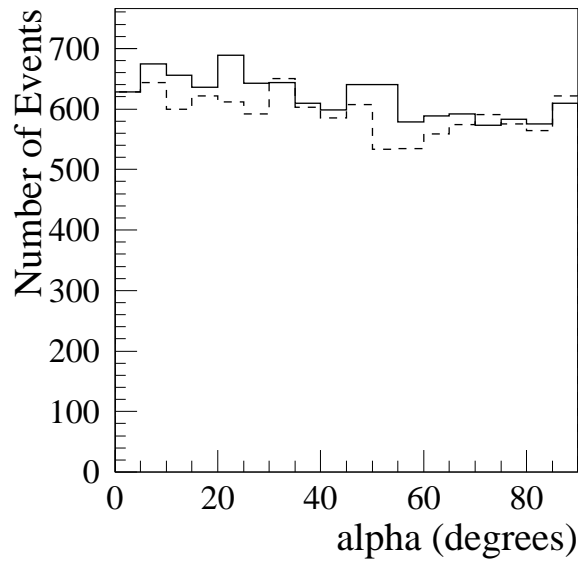


図 5.21: 南西リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての  $\alpha$  分布。実線で示したオンソース分布において、ガンマ線信号と思われる有意な過剰イベントは見られない。

	<i>distance</i> カット後 (events)	$\alpha \leq 10^\circ$ (events)	$\alpha \leq 20^\circ$ (events)	$\alpha \leq 30^\circ$ (events)	$\alpha \leq 40^\circ$ (events)
全オンソース	11158	1302	2594	3925	5179
全オフソース	10813	1286	2521	3737	5003
超過イベント	—	30.1	100.6	228.9	230.7
統計的有意度	—	$0.59 \sigma$	$1.41 \sigma$	$2.63 \sigma$	$2.30 \sigma$

表 5.5: 南西リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度。  $\alpha$  の範囲別での計算結果。

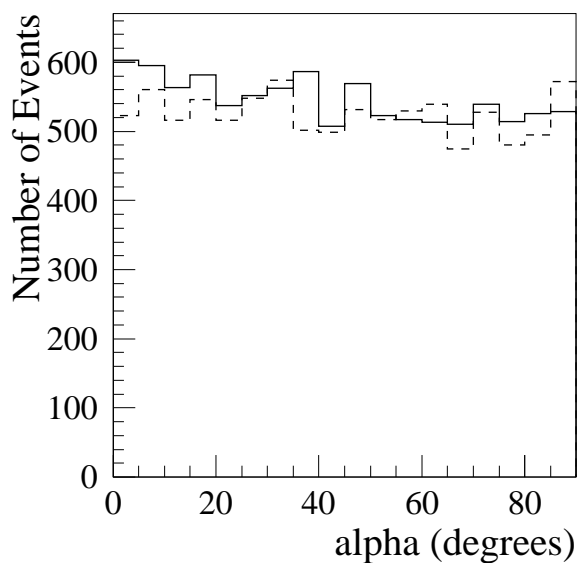


図 5.22: 北東リム方向におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての  $\alpha$  分布。南西リムの結果と同様、ガンマ線信号と思われる有意な過剰イベントは見られない。

	$distance$ カット後 (events)	$\alpha \leq 10^\circ$ (events)	$\alpha \leq 20^\circ$ (events)	$\alpha \leq 30^\circ$ (events)	$\alpha \leq 40^\circ$ (events)
全オンソース	9827	1198	2343	3432	4580
全オフソース	9554	1096	2170	3246	4333
超過イベント	—	114.0	196.8	221.6	294.5
統計的有意度	—	$2.39\sigma$	$2.94\sigma$	$2.73\sigma$	$3.14\sigma$

表 5.6: 北東リム方向における TeV ガンマ線信号の統計的有意度。  $\alpha$  の範囲別での計算結果。

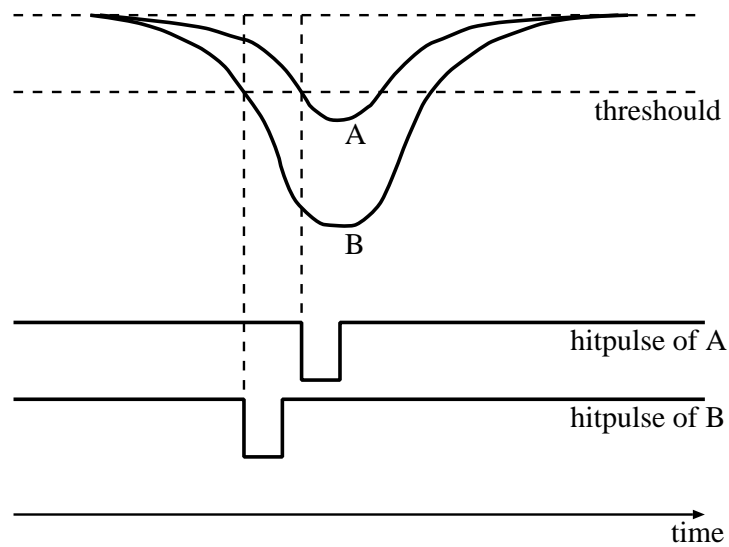


図 5.23: タイムウォークが生じる理由。ディスクリミネータは入力設定された閾値を越えた時点でヒットパルスを生成するので、同じタイミングの入力であっても、A、Bのように波高の異なる PMT 信号は出力のタイミングに差が生じる。

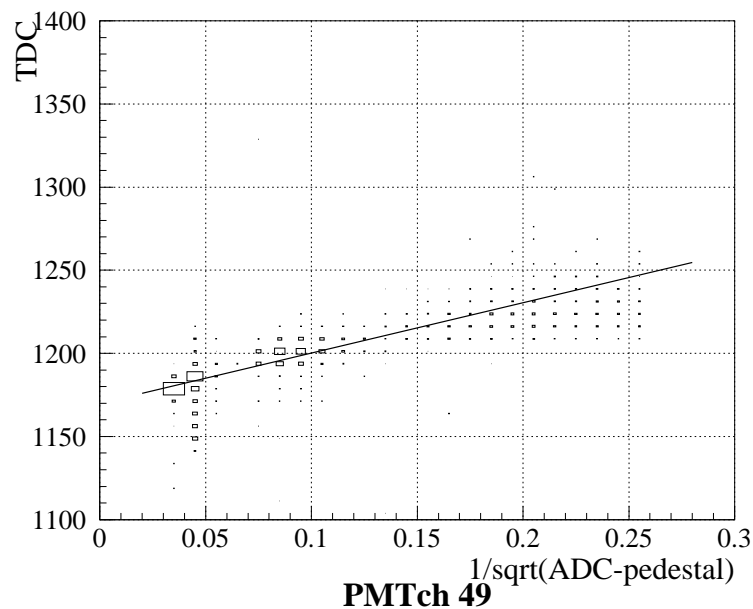


図 5.24: ある PMT での LED テスト RUN での ADC vs. TDC 分布 (Kamei 1997)。横軸に  $(\text{ADC} - \text{pedestal})^{-1/2}$ 、縦軸に TDC 値をとっている。また、図中の直線はフィッティングされた直線を表している。

### 5.7.2 タイミング解析の結果

図 5.25 は、RX J1713.7-3946 の北西リム方向をソース方向としたイメージ解析によって選択されたイベントの  $\alpha \leq 30^\circ$  におけるタイミングパラメータ  $\theta_s$  の分布である。左図の実線はオンソース、破線はオフソースを表しており、オンソースのオフソースに対する超過イベントを右図に示してある。図より、 $\theta_s = 0^\circ$  付近から負の領域にかけてガンマ線信号と思われる超過イベントが集中しているのが分かる。このタイミング解析による結果は、先に述べたイメージ解析で得られた信号が真のガンマ線信号であることを強く示唆する。

一方で、イメージ解析で最終的に選択されたガンマ線イベントは、その到来方向がシャワーに対してソース側か逆側かの 2 通りの自由度を持つ。ここで、タイミングパラメータ  $\theta_s$  に対して、 $\theta_s - distance$  (おおよそダブルピークの谷の位置が原点となる系) では、その値が負の時は、シャワーの到来方向はソース側を意味し、またその値が正の時は到来方向はソースとは逆側を意味する。すなわち、 $\theta_s - distance > 0$  のイベントに対して、その  $\alpha$  の値を  $180 - \alpha$  と定義することにより、 $\alpha$  を  $180^\circ$  に展開することが可能である。図 5.26 は、 $\theta_s$  を用いた上記の方法により  $\alpha$  を  $180^\circ$  に展開した場合の分布を示している。左図の実線はオンソース、破線はオフソースを表しており、右図は左図における超過イベントを表している。図より、シャワーの到来方向がシャワー重心に対してソース側に再現されたイベントが、 $\alpha \sim 0^\circ$  付近に集中しているのが分かる。またシミュレーションによって求めた  $180^\circ$  に展開された  $\alpha$  分布を図 5.27 に示してある。図中の点線、破線、実線は、それぞれ視野中心にガンマ線点源、半径  $0^\circ.2$  の一様強度のガンマ線源、半径  $0^\circ.4$  の一様強度のガンマ線源を仮定した場合のシミュレーションから予想される分布を表している。シミュレーション結果と比較すると、この結果についてもガンマ線信号が残骸の北西リムを中心に明らかに拡がっている傾向を示していることが分かる。



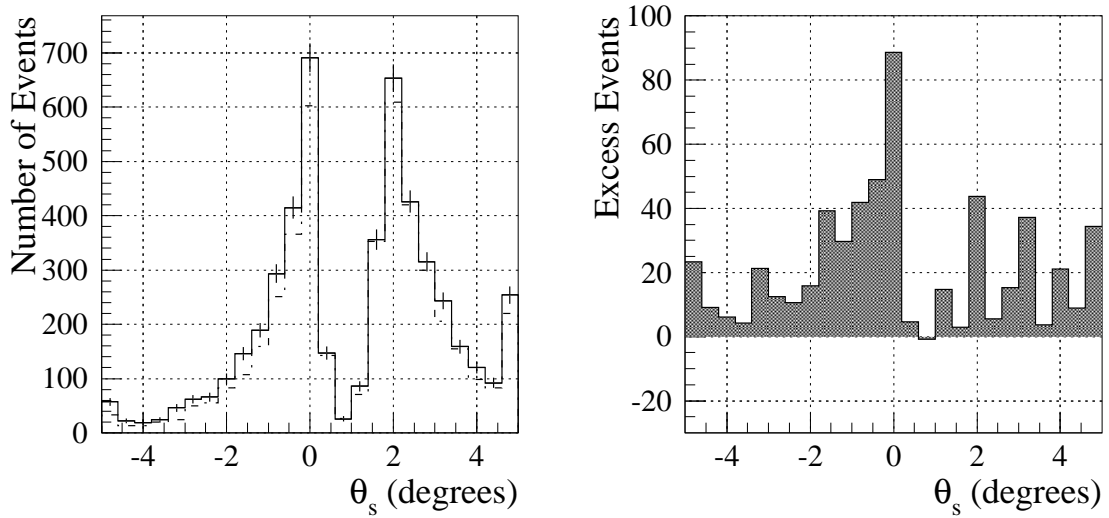


図 5.25: 北西リム方向におけるイメージ解析によって選択されたイベントについての  $\alpha \leq 30^\circ$  におけるタイミングパラメータ  $\theta_s$  の分布。実線はオンソース、破線はオフソースによる結果。 $0^\circ$  付近から負の領域にかけてガンマ線信号と思われる超過イベントが見られる。

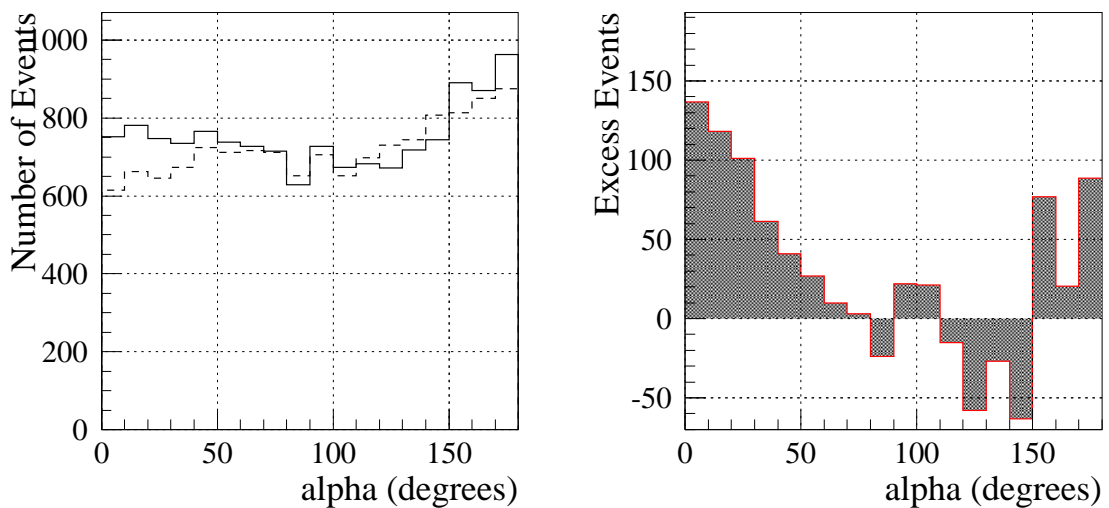


図 5.26: 北西リム方向における  $180^\circ$  に展開した  $\alpha$  分布 ( $\theta_s$  を考慮した場合)。シャワーの到来方向の決定に  $\theta_s$  を用いている。

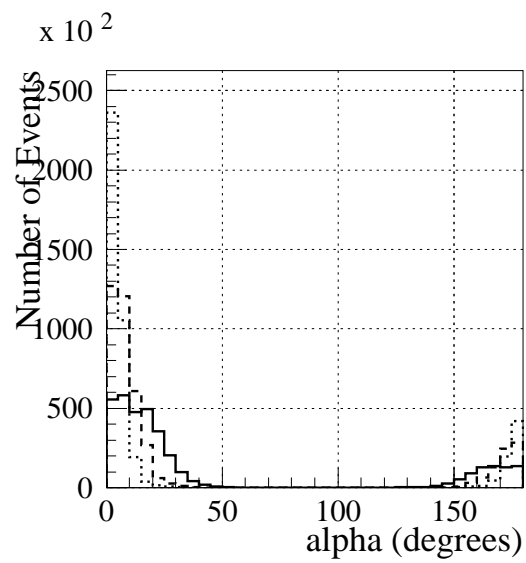


図 5.27: ガンマ線シミュレーションによる  $180^\circ$  に展開された  $\alpha$  分布。図中の点線、破線、実線は、それぞれ視野中心にガンマ線点源、半径  $0^\circ.2$  の一様強度のガンマ線源、半径  $0^\circ.4$  の一様強度のガンマ線源を仮定した場合のシミュレーションから予想される視野中心方向での分布を表している。

## 第6章 議論

### 6.1 超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測データの解釈

本研究では、CANGAROO 解像型空気チェレンコフ光望遠鏡を用いて、シェル型超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測を 1998 年 5 月、6 月、8 月の 3 ヶ月に渡って行い、観測データのイメージ解析、及びタイミング解析を行った。この節では、5 章で得られたデータ解析の結果について考察を行う。まず、北西リム方向においてガンマ線選択条件を満たしたイベントに対する  $\alpha$  分布は、オンソースにおいて  $\alpha \sim 0^\circ$  付近にガンマ線信号と思われる過剰を示した (図 6.1)。この超過イベントは、期間別に分けた場合 (図 5.14)、及びシャワーの全光量 (sumADC) 別に分けた場合 (図 5.15) のどちらの場合においても、オンソースにおいて同様の超過イベントの傾向を示したことから、これらの超過イベントは系統的なノイズイベントによるものではなく真の TeV ガンマ線イベントであることが示された。また、 $\alpha$  分布におけるガンマ線信号の分布は、 $\alpha \leq 30^\circ$  に渡って広がっており、これは点源から期待される分布 ( $\alpha \leq 15^\circ$ ) と比較して有意に広がっていることから、北西リム周辺において、ガンマ線点源がその周辺にあるか、又は放射領域が広がっている可能性がある。そこで、シミュレーションにより、 $\alpha$  分布の広がりについての考察を行った。シミュレーションとの比較による結果は、北西リムの近くに点源があるよりは、むしろ北西リム周辺でガンマ線源が広がっている傾向を示した (5.6.2 節)。ここで、北西リム方向における  $\alpha$  分布 (図 5.13) に一様強度ガンマ線源を仮定したシミュレーション結果を重ねたものを図 6.1 に示す。図 6.1b 中の縦棒線は各ビンにおけるガンマ線イベントの統計的有意度を  $\pm 1\sigma$  で表しており、また、同図に示してあるシミュレーション結果は超過イベント分布の  $\alpha \leq 30^\circ$  におけるイベント数で規格化してある。これより、超過イベントの分布は半径  $0^\circ.4$  の一様強度のガンマ線源によるシミュレーション結果と良い一致を示しているのが分かる。

次に、北西リム方向における  $\alpha$  分布の広がりを更に直接的に調べるために、北西リム周辺における統計的有意度の二次元分布図を作成した (図 5.20)。統計的有意度の分布は、北西リム方向において最大の  $5\sigma$  レベルを示し、更に  $3\sigma$  以上の領域 (図中の白色のコンターの部分) は、黒い円で示した誤差円より十分に広い領域を示した。また、この領域は半径  $\sim 0^\circ.4$  の円状に渡り拡

がっており、この結果は、先程示した半径  $0^\circ.4$  の一様強度のガンマ線源によるシミュレーション結果とよい一致を示す。従って、北西リム領域からの TeV ガンマ線は、北西リム周辺に点源があるよりも、明らかに北西リム部を中心に広がっていることが示された。一方、非熱的シンクロトロン X 線が北西リムの次にやや明るい南西リム、北東リム領域においては、統計的有意度は  $\leq 3\sigma$  レベルを示している。この領域からのガンマ線信号の有無の傾向を詳しく調べるために、それぞれの方向における  $alpha$  分布を導出 (南西リム、北東リムそれぞれ図 5.22、5.22 参照)。その結果、やはりどちらの分布においても  $alpha \sim 0^\circ$  付近にガンマ線信号と思われる有意な過剰は見られなかった。

更に、本研究では、イメージ解析とは独立に、シャワーからのチェレンコフ光の到来時間情報を示す TDC データを用いてタイミング解析を行った。タイミング解析による結果は、イメージ解析と同様、北西リム方向からガンマ線信号を強く示唆する結果を得た。更に、本研究ではタイミングパラメータ  $\theta_s$  を用いて、シャワーの到来方向がシャワーに対してソース側か否かを判断することにより、 $180^\circ$  に展開した  $alpha$  分布を作成した。その結果、 $alpha \sim 0^\circ$  付近における超過イベントのほとんどが  $0^\circ$  付近に残り、イメージ解析によって得られていた  $alpha \sim 0^\circ$  におけるガンマ線信号が真のガンマ線信号であることが強く示唆された。また、その超過イベントの分布は、シミュレーションとの比較 (図 5.27) の結果、ガンマ線放射が点源より明らかに広がっていることを更に強く示唆する結果を得た。

以上をまとめると、本研究では超新星残骸 RX J1713.7–3946 の北西リム方向から TeV ガンマ線放射を検出するのに成功した。また、検出された TeV ガンマ線の放射領域は北西リム領域において少なくとも  $\sim 0^\circ.4$  ほど広がっていることが明らかになった。

## 6.2 積分フラックスの評価

この節では、北西リム方向から検出された TeV ガンマ線信号の積分フラックスについて評価する。一般に、点源からの TeV ガンマ線の積分フラックスは以下のような関係式によって評価される (Yoshikoshi 1996)。

$$F(\geq E_{\text{thres}}) = \frac{N}{T \times \overline{S_{\text{eff}}}} \quad (6.1)$$

ここで、 $N$  は検出されたガンマ線イベント数、 $T$  は全観測時間、 $E_{\text{thres}}$  は観測されたガンマ線のエネルギー閾値、そして  $\overline{S_{\text{eff}}}$  は平均検出有効面積である。このうち、 $\overline{S_{\text{eff}}}$ 、 $E_{\text{thres}}$  についてはモンテカルロシミュレーションから求められる。 $\overline{S_{\text{eff}}}$  は、予想されるガンマ線スペクトルの冪を  $E^{-2.44}$

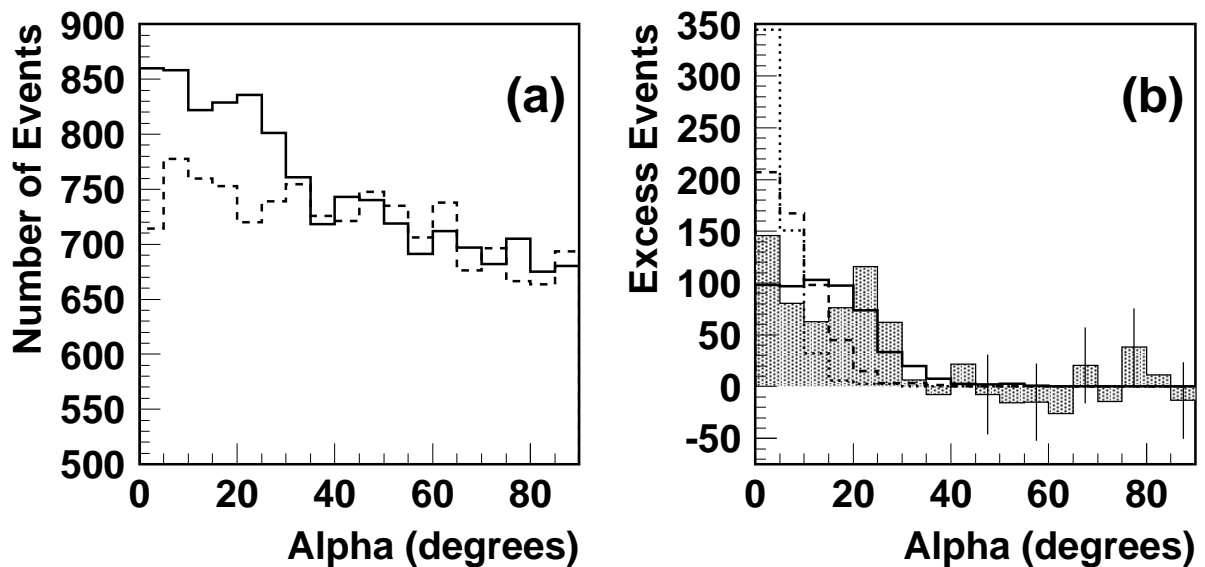


図 6.1: 北西リム方向における  $\alpha$  分布 (図 5.13) と一様強度ガンマ線源を仮定したシミュレーション結果との比較 (Muraishi et al. 2000)。(a) 非熱的 X 線が最も明るい北西リム方向 (赤経  $17^{\text{h}} 11^{\text{m}} 56^{\text{s}}.7$ 、赤緯  $-39^\circ 31' 52''.4$  (J2000)) におけるガンマ線選択条件を満たしたイベントについての  $\alpha$  分布 (5.6.1 節参照)。 $\alpha \leq 30^\circ$  の範囲にガンマ線信号と思われる広がった超過イベントが見られる。(b) オンソースのオフソースに対する超過イベントの分布 (ハッチ部分) に一様強度のガンマ線源を仮定したシミュレーション結果 (図 5.18) を重ねたもの。ここで、縦棒線は各ビンにおけるガンマ線イベントの統計的有意度を  $\pm 1\sigma$  で表している。また、図中の点線、破線、実線は、それぞれ視野中心にガンマ線点源、半径  $0^\circ.2$  の一様強度のガンマ線源、半径  $0^\circ.4$  の一様強度のガンマ線源を仮定した場合のシミュレーションから予想される  $\alpha$  分布を表している。ここで、シミュレーション結果は超過イベント分布の  $\alpha \leq 30^\circ$  におけるイベント数で規格化されている。

と仮定することにより、以下のように定義される。

$$\overline{S_{\text{eff}}} = \frac{\int_{E_{\text{thres}}}^{\infty} S_{\text{eff}} E^{-2.44} dE}{\int_{E_{\text{thres}}}^{\infty} E^{-2.44} dE} \quad (6.2)$$

ここで、 $S_{\text{eff}}$  はエネルギーの関数で表した微分検出有効面積であり、モンテカルロシミュレーションにより導出する。モンテカルロシミュレーションの詳細については付録 B で述べられている。ガンマ線シャワーから到来するチェレンコフ光は、図 3.4 で示したように、シャワー軸から限られた半径内に分布する。シミュレーションでは、この半径に対して十分大きな距離  $r_{\gamma}$  を設定し、望遠鏡を中心にその距離を半径とする円内に一様に到来するようにガンマ線を発生させる。このシミュレーション結果を用いて、ガンマ線に対する微分検出有効面積  $S_{\text{eff}}$  は以下の定義により求められる。

$$S_{\text{eff}} = \frac{\text{検出されたガンマ線数}}{\text{全ガンマ線数}} \times \pi r_{\gamma}^2 \quad (6.3)$$

図 6.2 の 印は、視野中心にガンマ線点源を仮定した場合のシミュレーション結果に対して、RX J1713.7–3946 の観測期間における観測条件、及び本解析に用いたガンマ線選択条件を課した場合の  $S_{\text{eff}}$  をガンマ線の各エネルギーごとに計算した結果である。また、エネルギー閾値  $E_{\text{thres}}$  は、期待されるガンマ線フラックスが最大になるエネルギー値、すなわち  $S_{\text{eff}} \times E^{-2.44}$  が最大になるエネルギー値として定義する (図 6.3)。以上より、RX J1713.7–3946 の北西リム方向からの TeV ガンマ線積分フラックスは、以下のように見積られた。

$$F(\geq 1.8 \pm 0.9 \text{TeV}) = (5.3 \pm 0.9[\text{統計誤差}] \pm 1.6[\text{系統誤差}]) \times 10^{-12} \text{photons cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (6.4)$$

ここで、 $N$  については、北西リム方向からのガンマ線放射が広がっていることを考慮し、イメージ解析の結果である図 5.13 の  $\alpha \leq 30^\circ$  における超過イベント数をここでは  $N$  と定義した (表 5.4)。また、系統誤差については、(a) 仮定したガンマ線の微分スペクトルの冪 (1.2 ~ 4.0) (b) イメージパラメータカットによるガンマ線イベントの損失 (c) モンテカルロシミュレーションにおけるシャワーの core distance の見積り (d) トリガー条件 ( $\pm 0.5 \text{photoelectron} \times \pm 0.5 \text{PMT}$ ) (e) ADC 値の photoelectron への換算 ( $6 \pm 1 \text{ADC counts}$ ) (f) 鏡面の反射率 ( $60\% \pm 10\%$ ) を考慮した。これらの (a) から (f) によって見積られた系統誤差は、それぞれ積分フラックスについては 15%, 22%, 3%, 12%, 10%, 8%、エネルギー閾値については 24%, 2%, 8%, 20%, 29%, 17% と見積もられた。最終的な系統誤差の値は、これらのそれぞれの二乗の和の平方を取ることで導出した。

一方で、北西リムからの TeV ガンマ線放射は広がった傾向を示しているので、上記の見積りでは北西リム周辺からの放射の寄与が十分に考慮されていない可能性がある。もし、ガンマ線源が広がっている場合、その検出面積は点源を仮定した時より小さな値を示すことが予想されるため、

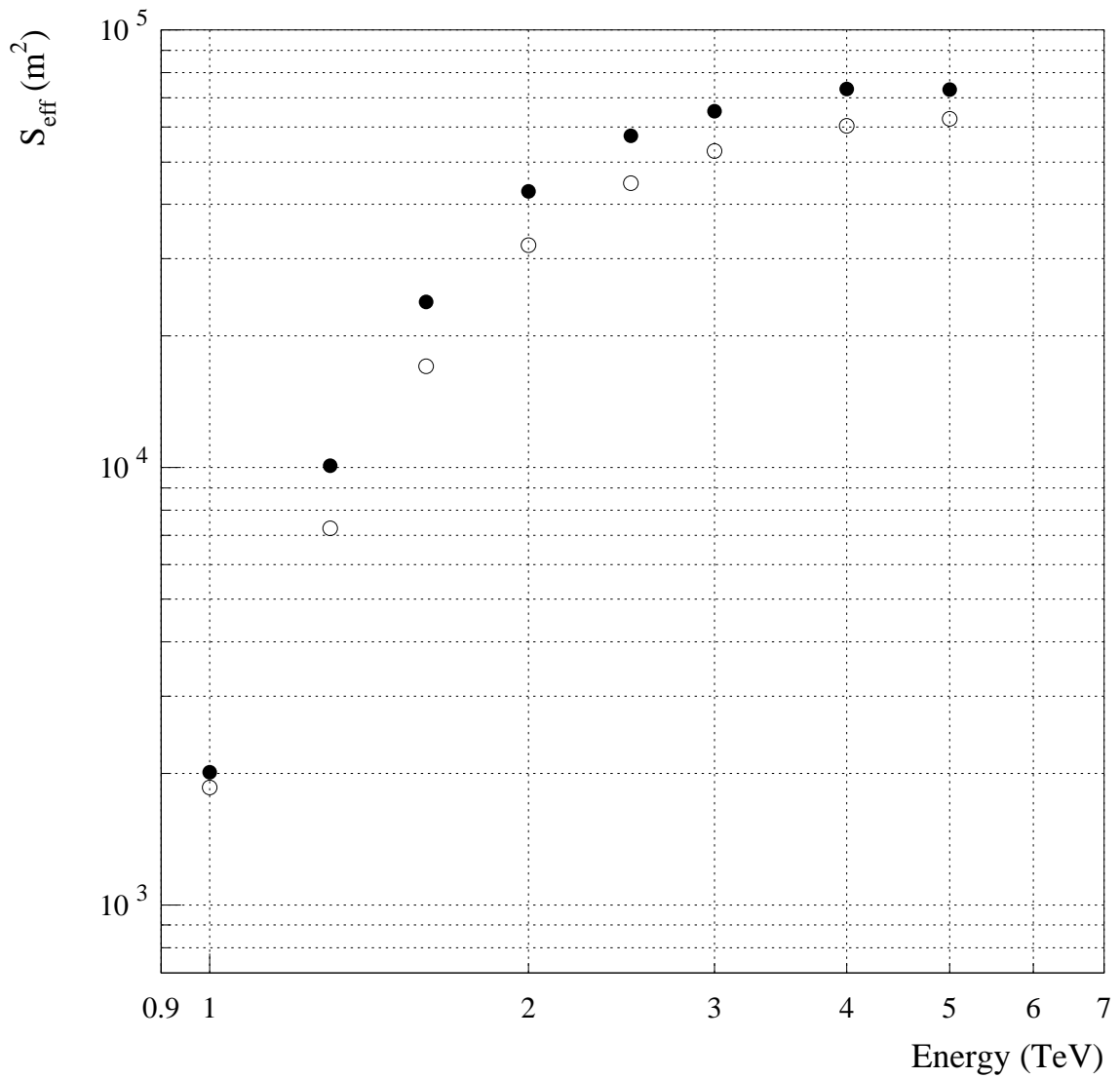


図 6.2: モンテカルロシミュレーションによって求められた微分検出有効面積。ガンマ線のエネルギーの関数で表示してある。印はガンマ線点源による結果、印は半径  $0^\circ.4$  の一様強度の円盤型ガンマ線源が視野中心にある場合の視野中心方向における結果。それぞれ、RX J1713.7–3946 の観測期間における観測条件、及び本解析に用いたガンマ線選択条件を課してある。

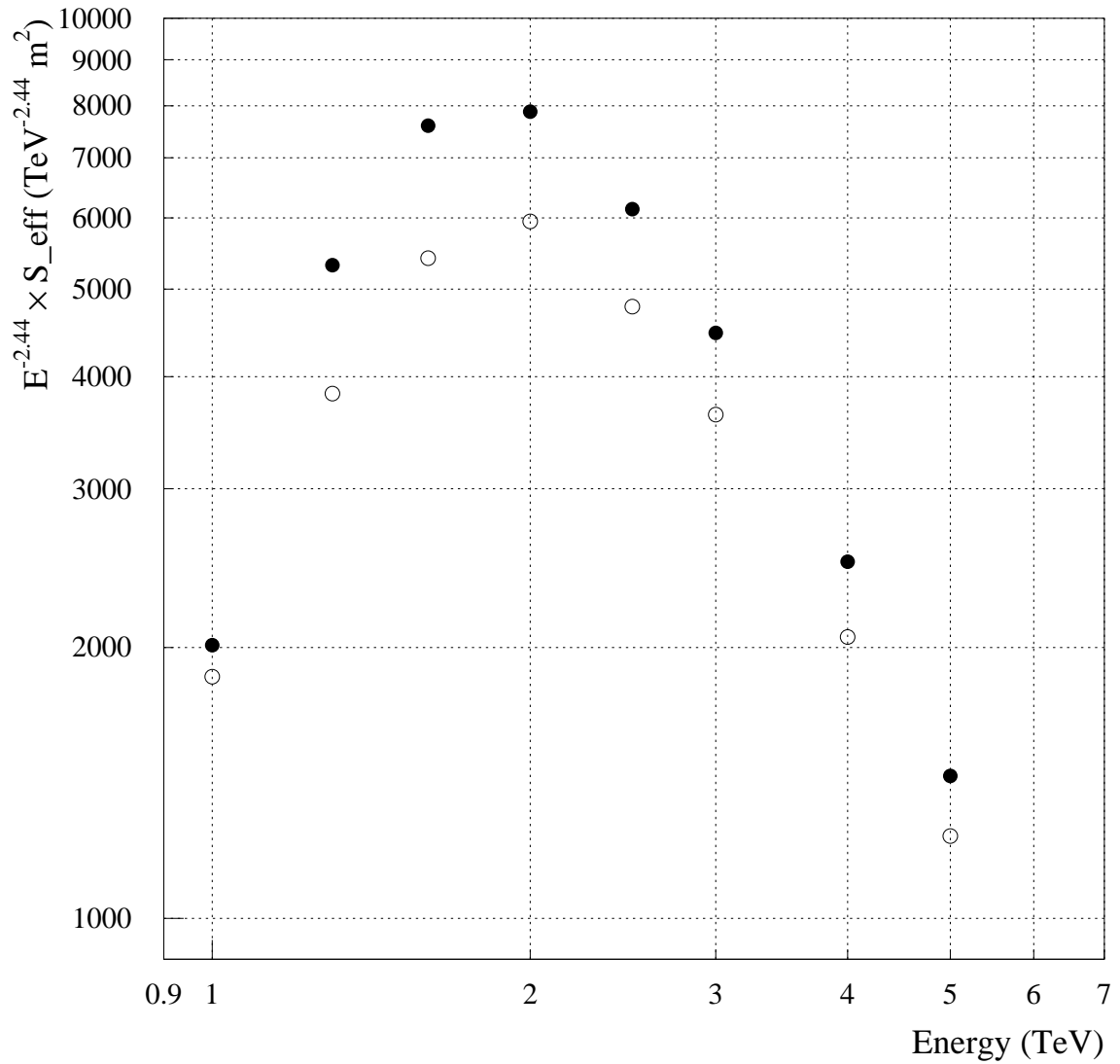


図 6.3: エネルギー閾値の定義。ガンマ線源のエネルギースペクトルの冪を  $-2.44$  と課程している。閾値は検出されるべき微分フラックスが最大になるエネルギーで定義され、ガンマ点源 (●)、半径  $0^\circ.4$  の一様強度の円盤型ガンマ線源 (○) のどちらも、約  $1.8\text{TeV}$  と見積られた。



真の広がった領域からのフラックス値は上記の見積りよりむしろ大きいかもしれないことが予想される。よって、この領域からの TeV ガンマ線フラックスの上限値がどのくらいになるかについて考察をしておく必要がある。図 6.2 の○印は、 $0^\circ.4$  の円盤型ガンマ線源を視野中心に仮定した場合に、視野中心方向において実際のイメージ解析と同じ条件を課した場合に得られる微分検出有効面積を示している。また、これらのガンマ線源に対する  $S_{\text{eff}} \times E^{-2.44}$  の結果を図 6.3 に同じ記号で示してある。先に示した点源による結果と比較すると、 $E_{\text{thres}}$  はほぼ同じ値になるのに対して、 $S_{\text{eff}}$  については広がったガンマ線源の方が低い値を示すことが分かる。ここで、フラックスの上限値を得るために、前節までの解析結果を考慮し、ガンマ線源が半径  $0^\circ.4$  の一様円盤型ソースであると仮定すると、最終的に得られるフラックス値は、先程求めた結果と比較して、エネルギー閾値は統計誤差の範囲内であるのに対して、フラックス値はわずかに  $\sim 1.2$  倍大きい結果となる。これは先程求めた系統誤差と比較して十分小さい値であることが分かる。

### 6.3 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線の放射過程

先に残骸部分から TeV ガンマ線放射が報告された SN1006 の場合、観測された TeV ガンマ線放射は  $\sim 100$  TeV に渡る超高エネルギー電子が 2.7K 宇宙背景放射をたたきあげる逆コンプトン散乱であると説明された (Tanimori et al. 1998)。残骸内における加速メカニズム等の議論を行う上で、本研究により検出された RX J1713.7–3946 の残骸からの TeV ガンマ線が SN1006 と同様の放射過程により生成されたかどうかは非常に興味深い。一般に、残骸からの TeV ガンマ線の放射過程としては、 $\pi^0$  崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱の 3 種類の放射過程が考えられる。これらの放射過程の最も重要な違いは、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ線は高エネルギーに加速された陽子に起源を持つ一方で、制動放射、逆コンプトン散乱によるガンマ線は高エネルギーに加速された電子に起源を持つことである。

ここでは、まず  $\pi^0$  崩壊によるガンマ線の可能性について考える。 $\pi^0$  崩壊による残骸からの TeV ガンマ線フラックスは、2.3 節より、式 (2.18) で表される (Drury et al. 1994)。ここで、 $\theta$  は超新星爆発の全エネルギー  $E_{\text{SN}}$  のうち宇宙線のエネルギーに変換される割合、 $d$  は残骸までの距離、そして  $n$  は残骸における物質密度を表している。また、上式では残骸における陽子のエネルギースペクトルの冪を 2.1 と仮定している。2.4.4 節で述べた通り、RX J1713.7–3946 の場合、残骸までの距離については不確定性が大きい、ここでは仮に Slane et al. (1999) による値  $d = 6$  kpc を使用する。また、物質密度については、2.4.4 節で述べた通り  $n = 0.28(d/6\text{kpc})^{-0.5}$  atoms cm $^{-3}$  を使用する (Slane et al. 1999)。以上より、 $\pi^0$  崩壊により予想される TeV ガンマ線の積分フラックスは、1.8 TeV 以上で  $F_{\pi^0} < 4 \times 10^{-14}$  photons cm $^{-2}$  sec $^{-1}$  となる。この値は本研究で観測さ

れたフラックス値 (式 (6.4) 参照) より十分低い。また、この結果は上記で仮定した距離、密度の見積りの不確定性を考慮しても変わらない。従って、 $\pi^0$  崩壊による TeV ガンマ線による寄与は非常に小さいことが予想される。ただし、Slane et al. (1999) は、RX J1713.7–3946 の北西リムの更に外側  $\sim 0^\circ.4$  北西方向にある分子雲とこの超新星残骸は相互作用しているかもしれないと示唆している。もしこれらが相互作用している場合、加速された陽子が残骸から拡散していき物質密度の高い分子雲中を通過する際、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ線が生成されることが予想される。実際に、本研究結果はこの分子雲の領域において  $3\sigma$  レベルの統計的有意度を示している。しかし、本研究結果である残骸周辺における統計的有意度の分布はむしろ北西リムを中心とした領域が最も高い値を示していることから、観測された TeV ガンマ線放射の大部分は、やはり別の放射過程に起源を持つことが示唆される。この分子雲からの  $\pi^0$  崩壊による TeV ガンマ線の有無については、今後、CANGAROOII (Tanimori et al. 1999)、CANGAROOIII (Mori et al. 1999) などの複数台の大型空気チェレンコフ光望遠鏡による  $\sim 0^\circ.1$  の高角度分解能での観測に期待がかかる。

次に、制動放射による TeV ガンマ線の可能性について考察する。ガンマ線のエネルギーが 70MeV より十分高いエネルギー範囲において、親の電子と陽子のスペクトルを冪型と仮定した場合、 $\pi^0$  崩壊によるガンマ線フラックスに対する制動放射によるガンマ線フラックスの比は、式 (2.19) で表される。ここで、 $\alpha = 2.0$  を仮定し、電子の陽子に対する比を局所的星間空間における比を仮定して  $1/100$  とすると、 $Z_{N \rightarrow \pi^0} = 0.16$  を用いることにより、式 (2.19) は最終的に  $\sim 6\%$  と見積られる。よって、制動放射も  $\pi^0$  崩壊と同様に、観測された TeV ガンマ線を生成する主な放射過程でないことが予想される。従って、観測された TeV ガンマ線を説明することができるもっともらしい放射過程は逆コンプトン散乱であると考えられる。

## 6.4 残骸における磁場の見積り

残骸における磁場の強度は、式 (??)、(2.12) より、逆コンプトン散乱の光度  $L_{IC}$  とシンクロトロン放射の光度  $L_{syn}$  による次のような関係式によって見積もることができる (Rybicki & Lightman 1979)。

$$\frac{L_{syn}}{L_{IC}} = \frac{U_B}{U_{ph}} \quad (6.5)$$

ここで  $U_B = B^2/8\pi$ 、 $U_{ph}$  はそれぞれ磁場のエネルギー密度、target photon のエネルギー密度であり、それぞれの輻射は等方的であると仮定している。また、上記の式が成り立つためには、 $L_{IC}$  と  $L_{syn}$  はそれぞれ同じエネルギー範囲の電子による luminosity でなければならない。そこで、本研究で観測された TeV ガンマ線フラックスと比較すべき  $L_{syn}$  の値として、ここでは ASCA による 0.5–10keV のエネルギー範囲において冪関数で近似されたシンクロトロンスペクトルを外挿す

ることにより以下のように定義した。

$$L_{\text{syn}} = L_{\text{ASCA}} \frac{\int_{E_{\text{syn}}^{\text{min}}}^{\infty} E^{-1.44} dE}{\int_{0.5\text{keV}}^{10\text{keV}} E^{-1.44} dE} \quad (6.6)$$

ここで、 $L_{\text{ASCA}} = 2.0 \times 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  は ASCA によって観測されたエネルギー範囲 0.5–10keV における北西リム領域からの X 線 luminosity であり、冪指数 1.44 は同じエネルギー範囲における冪指数の平均値である (Tomida 1999)。また、 $E_{\text{syn}}^{\text{min}} = 0.14(B/10\mu\text{G}) \text{ keV}$  は、2.7K 宇宙背景放射の光子を逆コンプトン散乱によって本研究で得られた積分フラックスの閾エネルギーである 1.8TeV に叩きあげる電子が放射する典型的なシンクロトロン放射のエネルギーである (式 (2.15)、式 (2.13) 参照)。また、 $L_{\text{IC}}$  は本研究結果である TeV ガンマ線の積分フラックス  $F$  を用いることにより以下のように定義した。

$$L_{\text{IC}} = F \times \frac{\int_{1.8\text{TeV}}^{\infty} E E^{-2.44} dE}{\int_{1.8\text{TeV}}^{\infty} E^{-2.44} dE} \quad (6.7)$$

これより  $L_{\text{IC}} \sim 4.2 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  と見積られた。この時、冪関数分布を持つ電子の集団から放射されるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱のスペクトルは同じ冪関数になることを考慮して、TeV における photon index を 2.44 と仮定した。以上より、 $L_{\text{IC}}$ 、 $L_{\text{syn}}$ 、及び 2.7K 宇宙背景放射のエネルギー密度  $U_{\text{ph}} = 4.2 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$  を式 (6.5) に代入すると、式 (6.5) は磁場についての代数方程式になる。これを解くことにより、北西リムにおける磁場の強さは、最終的に  $\sim 10.8\mu\text{G}$  と見積られた。一方、この磁場の強さに対して  $E_{\text{syn}}^{\text{min}} = 0.15 \text{ keV}$  となり、これは ASCA のエネルギー範囲の下限である 0.5keV に対してわずか 3 倍程度の違いである。これより、 $L_{\text{syn}}$  を求める際に使用した上記の外挿による方法は妥当であることが分かる。

## 6.5 電子の最高エネルギー

本研究により検出された RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線の放射領域は、非熱的シンクロトロン X 線放射が最も強いシェル部分に一致しているのに加えて、更にその領域が残骸の中心部分から十分離れた部分に位置していることから、高エネルギー光子を放射する非熱的粒子が残骸の北西リム部分において衝撃波によって加速されていることが強く示唆される。ここでは、衝撃波加速を仮定した場合における電子の最高エネルギーについて議論する。Fermi の一次加速において、加速時間  $t_{\text{acc}}$  は以下のように表される (Drury 1983)。

$$t_{\text{acc}} = \frac{3}{v_u - v_d} \left( \frac{\kappa_u}{v_u} + \frac{\kappa_d}{v_d} \right) \quad (6.8)$$

ここで、添字の u と d は衝撃波の上流、下流を表し、 $v$  はその速度、 $\kappa = \lambda c/3$  ( $\lambda$ : 平均自由行程) は拡散係数を表している。いま、エネルギー  $E$  を持つ粒子の平均自由行程  $\lambda$  がラーモア半径  $r_L = E/(eB)$  に等しいと仮定し、拡散定数を  $k_u = k_d = Ec/(3eB)$  とすれば、衝撃波速度  $v_s = v_u$ 、圧縮比  $r_c = v_d/v_u$  を用いて、式 (6.8) は以下のように変形できる。

$$t_{acc} = \frac{r_c(r_c + 1)}{r_c - 1} \frac{Ec}{eBv_s^2} \quad (6.9)$$

この関係式を使って、以下では二通りの方法により残骸内で加速される電子の最高エネルギーについて考察する。

まず、電子の最高エネルギーがシンクロトロン損失により制限される場合について考える。シンクロトロン損失による cooling time は、 $t_{syn} = 6\pi m_e^2 c^3 / (B^2 \sigma_T E)$  ( $\sigma_T$ : トムソン散乱の断面積) と表されるので、ここではこの  $t_{syn}$  を  $t_{acc}$  と等しいとすることにより、電子の最高エネルギー  $E_{ms}$  は以下のように表される (Yoshida & Yanagita 1997)。

$$E_{ms} \sim 25 \left( \frac{v_s}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right) \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-0.5} \text{ TeV} \quad (6.10)$$

ただし、ここでは強い衝撃波 ( $r_c = 4$ ) を仮定した。RX J1713.7–3946 の場合、年齢については不確実性が大きいですが、ここではラフに  $3 \times 10^4$  年と仮定すると (Slane et al. 1999)、残骸の平均膨張速度は  $\sim 1700 \text{ km s}^{-1}$  と見積られる。ここでは、この速度が  $v_s$  に等しいと仮定すると、前節で求めた磁場の値  $\sim 10.8 \mu\text{G}$  を用いることにより、RX J1713.7–3946 の場合は、 $E_{ms} \sim 40 \text{ TeV}$  と見積られる。

次に、電子の最高エネルギーが残骸の年齢によって制限される場合について考える。この場合、式 (6.9) における  $t_{acc}$  を残骸の年齢  $t_{age}$  に置きかえることにより、電子の最高エネルギー  $E_{ma}$  は以下のように表される (Yoshida & Yanagita 1997)。

$$E_{ma} \sim 45 \left( \frac{v_s}{1000 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{t_{age}}{10000 \text{ year}} \right) \text{ TeV} \quad (6.11)$$

ただし、先程と同様に強い衝撃波 ( $r_c = 4$ ) を仮定した。RX J1713.7–3946 の場合、先程と同様のパラメータを用いることにより、電子の最高エネルギーは  $E_{ma} \sim 420 \text{ TeV}$  と見積られる。

以上より、RX J1713.7–3946 の残骸における電子の最高エネルギーが、シンクロトロン損失、もしくは残骸の年齢のどちらに制限されている場合においても、逆コンプトン散乱による TeV ガンマ線とシンクロトロン X 線を放射するのに十分なエネルギーを持つ TeV 領域の電子が残骸周辺において確かに存在していることが直接示唆される。

## 6.6 陽子の最高エネルギー、及び宇宙線起源

前節の議論より、RX J1713.7–3946 の北西リム周辺には TeV 領域に渡って加速された電子が存在することが示された。一方で、地球近傍で観測される knee 領域 ( $10^{15}$  eV) に渡る銀河宇宙線成分のほとんどは陽子であり、よって、銀河宇宙線の超新星起源をより直接的に示すためには、RX J1713.7–3946 の北西リム周辺において陽子がどこまで加速されているかについて考察する必要がある。ここで、Fermi の一次加速は 2.2 節で述べたように、粒子の電荷の違いによらずに同様の加速が行われる。従って、RX J1713.7–3946 の北西リム領域には、電子と同様に、衝撃波加速によって加速された陽子も同じように存在することが予想される。よって、陽子についても前節で述べた最高エネルギーの見積りを適用することができる。しかし、ここで陽子は電子に比べてシンクロトロン損失が効かないので、陽子についての最高エネルギーの見積りは、前節の后者の方、すなわち年齢による制限の見積りが当てはまる。従って、RX J1713.7–3946 の北西リム周辺では、陽子の最高エネルギーは  $\sim 100$  TeV を越えていることが予想され、この結果は銀河宇宙線が超新星残骸のシェル部において衝撃波加速により knee 領域 ( $10^{15}$  eV) に近いエネルギーまで加速されていることを最も直接的に示唆する結果であると言える。

## 6.7 TeV 領域でこれまで観測された他の超新星残骸との比較

表 6.1 は、これまで TeV 領域で観測が行われたシェル型超新星残骸の諸物理量についてまとめたものである。SN1006 を除くこれまでの TeV 領域におけるシェル型超新星残骸の観測は、高エネルギーに加速された陽子が物質と衝突することにより生じる  $\pi^0$  の崩壊によるガンマ線を検出することを観測目的として、残骸周辺の密度が高く、電波で明るい超新星残骸が観測対象として選ばれてきた。一方、SN1006 は高エネルギー電子の存在を示唆する非常に強い非熱的シンクロトロン X 線が残骸部分から発見されており、一方で残骸における物質密度が低いことから、先に CANGAROO により観測された TeV ガンマ線は、高エネルギー電子が 2.7K 宇宙背景放射をたたきあげた逆コンプトン散乱によるガンマ線であると説明された。本研究では SN1006 に続いて RX J1713.7–3946 の残骸部分から逆コンプトン散乱によるものと考えられる TeV ガンマ線を検出することに成功した。SN1006 と RX J1713.7–3946 は異なるタイプの超新星残骸であることが示唆されている (Slane et al. 1999) が、両者共に他の超新星残骸と比較して磁場の強さ、及び残骸周辺における物質密度が相対的に低いという特徴がある。これらの共通の特徴は、 $\sim 100$  TeV に渡る超高エネルギーに電子が加速される理由であるかもしれないことが本研究結果から示唆される。これらの事実は、両残骸において電波放射が他の残骸に比べて相対的に弱いということ (表 6.1)、

更には残骸からの  $\pi^0$  崩壊によるガンマ線放射の emissivity が低いということを説明することが可能である。SN1006 の残骸周辺において物質密度が低いのは、SN1006 が銀河面から離れたところに位置している残骸であり、更には SN1006 がタイプ Ia 型の残骸であることから説明できる。一方、RX J1713.7–3946 においては、その位置が銀河面に位置しており、更に Slane et al. (1999) は中心部分に中性子星が存在する可能性を指摘しており、これらは、RX J1713.7–3946 がタイプ Ia 型である SN1006 とは異なるタイプの超新星残骸であるかもしれないことを示唆する。しかし、RX J1713.7–3946 の残骸周辺では物質密度が低いのは事実であり、これは supernova progenitor の星風によって物質が掃かれているのが原因かもしれないことが示唆されている (Slane et al. 1999)。以上より、これらの低磁場と低密度の共通の特徴は、残骸からの TeV ガンマ線がこれまでになぜ SN1006 と RX J1713.7–3946 だけから検出されたかの理由であることが推測される。最近、残骸における磁場、及び物質密度が低く、更に残骸部分から非熱的シンクロトロン X 線を放射しているシェル型超新星残骸がいくつか見つかっており (Tomida 1999)、今後、これらの残骸からの TeV ガンマ線観測に期待がかかる。

名称	距離 (kpc)	年齢 (年)	密度 ( $\text{cm}^{-3}$ )	電波 Jy@1GHz	非熱的 X 線 $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
$\gamma$ Cygni(G78.2+2.1)	1.5~1.8	5400~10000	1.1~1.5	340	
IC443(G189.1+3.0)	1.5~2.0	3000~6200	5~20	160	
W44(G34.7-0.4)	2.0~4.0	6000~20000	2.4	230	
W51(G49.2-0.7)	2.5~6.0	30000	0.13~10	160	
W63(G82.2+5.3)	1.5~2.0	24000	0.2~100	120	
Tycho(G120.1+1.4)	1.8~2.8	425	0.28~1.13	56	
Cassiopeia A(G111.7-2.1)	2.8	300	1.0	2720	
SN1006(G327.6+14.6)	1.7	990	0.4	19	0.7 (0.5-10keV)
RXJ1713.7-3946(G347.3-0.5)	1.4~6.0	2100~40000	0.014~0.28	6	2.0 (0.5-10keV)

表 6.1: TeV 領域でこれまでに観測が行われたシェル型超新星残骸の諸物理量のまとめ (Buckley et al. 1998, Koyama et al. 1995, Tanimori et al. 1998b, Tomida 1999, Slane et al. 1999)。本研究で観測を行った超新星残骸 RX J1713.7-3946 の諸物理量をリストに加えてある。

## 第7章 結論

本研究では、南オーストラリア州に設置されている CANGAROO 解像型チェレンコフ光望遠鏡を用いて、シェル型超新星残骸 RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線観測を行い、残骸の北西リム方向から統計的有意度  $5\sigma$  レベルの TeV ガンマ線信号を世界で初めて検出した。この結果は、SN1006 に続いて残骸におけるシェル部分からの TeV ガンマ線放射の第二の発見である。また、検出された TeV ガンマ線の放射領域は、X 線天文衛星 ASCA による非熱的シンクロトロン X 線が最も明るい北西リム部を中心に有意に広がっていることを強く示唆する結果を得た。本研究によるこの広がった領域からの TeV ガンマ線検出の成功は、SN1006 の結果に続いて、解像型空気チェレンコフ光望遠鏡を用いたイメージング法において、点源より広がった TeV ガンマ線源を十分に検出できることを実証するに至った。また、検出された北西リム方向からの TeV ガンマ線の積分フラックスは以下のように見積られた。

$$F(\geq 1.8 \pm 0.9 \text{ TeV}) = (5.3 \pm 0.9 [\text{統計誤差}] \pm 1.6 [\text{系統誤差}]) \times 10^{-12} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (7.1)$$

ここで、積分フラックスを求める際、広がったガンマ線源を仮定したシミュレーションによりフラックスの上限値を求めた結果、ガンマ線源の広がりが  $0^\circ.4$  程度であれば、上限値は系統誤差の範囲内となることが導かれた。この結果は、TeV 領域において多少の広がりを持つソースであっても積分フラックスをこれまでの通常の方法によってほぼ正確に見積ることができることを示す画期的な結果であると言える。

更に、本研究では検出された TeV ガンマ線の放射過程として、 $\pi^0$  崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱による TeV ガンマ線検出の可能性について考察を行った結果、RX J1713.7–3946 の北西リム部分からの TeV ガンマ線は高エネルギー電子が周囲の 2.7K 宇宙背景放射の光子をたたきあげた逆コンプトン散乱であることが最もらしい放射過程であることが示され、同時に、ASCA によるシンクロトロン X 線の観測結果を用いることにより、残骸における磁場の値を約  $11\mu\text{G}$  と見積ることに成功した。また、本研究により検出された RX J1713.7–3946 からの TeV ガンマ線は、強いシンクロトロン X 線放射が観測されているシェル部分に一致しているのに加えて、この領域が残骸の中心領域から十分離れた領域であることから、この領域に存在する非熱的電子は残骸のシェル部分において衝撃波によって加速されていることが強く示唆される。そこで、衝撃波加速を仮定



した場合における電子の最高エネルギーについて考察を行った結果、加速される電子の最高エネルギーは、シンクロトロン損失による冷却時間、残骸の年齢のどちらを仮定した場合も、そのエネルギーは約 100TeV であることが見積られた。従って、衝撃波加速であれば、RX J1713.7–3946 の北西リムからシンクロトロン X 線、及び逆コンプトン散乱による TeV ガンマ線を放射するのに十分なエネルギーを持つ超高エネルギー電子が残骸周辺に存在することを自然に説明できることが示された。また、フェルミの一次加速によって加速される粒子のエネルギーは、加速される粒子の電荷に差がないことから、残骸内部で陽子も 100TeV に渡って加速されていることが示唆される。これは、knee 領域に近いエネルギーに渡る宇宙線の超新星起源を強く示唆する結果である。

一方、これまでに TeV 領域で観測されたシェル型超新星残骸との物理量の比較を行った結果、SN1006 と RX J1713.7–3946 の間には、TeV ガンマ線が検出されていない他の超新星残骸と比較して、残骸における密度が低く、磁場が弱い (すなわち電波放射が弱い) という共通点を見い出した。これらの特徴は、残骸からの TeV ガンマ線がこれまでになぜ SN1006 と RX J1713.7–3946 だけから検出されたかの理由であることが強く示唆される。今後、このようなシェル型超新星残骸からの更なる TeV ガンマ線観測に期待がかかる。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり終始御指導頂きました茨城大学理学部柳田昭平教授に心から感謝致します。CANGAROO 計画の代表者である東京大学宇宙線研究所木舟正教授には、オーストラリアでの観測及び本研究について積極的な御指導を頂きました。深く御礼申し上げます。また、超新星残骸 RX J1713.7-3946 の現地における観測、及び解析全般について多大なる御指導、御助言を頂きました東京工業大学谷森達助教授に心から御礼申し上げます。東京大学宇宙線研究所吉越貴紀博士 (現大阪市立大学理学部)、東京工業大学理工学研究科桜沢幸司博士には、空気シャワーシミュレーション、及び解析プログラム作成にあたり詳細な情報を提供して下さいましたことに深く感謝致します。また、本研究結果の理論的解釈全般において多くの御助言、及び参考資料を提供して下さいました茨城大学理学部吉田龍生助教授に心から感謝致します。

本研究を進めるにあたり、宇宙開発事業団富田洋博士、京都大学理学部小山勝二教授には、X 線天文衛星 ASCA による超新星残骸観測 RX J1713.7-3946 の観測結果を積極的に提供して下さいました。よって心から御礼申し上げます。また、茨城大学理学部渡邊堯教授、横沢正芳教授には、本論文に対して貴重な御意見を頂いたことに深く感謝致します。

オーストラリアでの現地観測において色々とお世話になりましたアデレード大学 J.R.Patterson 教授、東京大学宇宙線研究所森正樹助教授、山梨学院大学原忠生教授、名古屋大学さこ隆博士、そして RX J1713.7-3946 の観測を実際に手伝って頂いた東京工業大学博士課程 2 年原敏君に心から御礼申し上げます。また、タイミング解析等の詳細についての御助言を頂きました理科学研究所薄田竜太郎博士、NTT フォトニクス研究所亀井新君、東京工業大学理工学研究科博士後期 3 年守谷昌代さんに心から感謝致します。その他、さまざまな御指導、御助言を頂きました CANGAROO Collaboration の皆様に感謝致します。

最後に、茨城大学での 9 年間を非常に有意義なものにして頂いた茨城大学の先生方、及び学友に深く感謝致します。

## 付録A イメージパラメータの定義

本研究で使用しているイメージパラメータの定義を以下で説明する (Hillas 1985, Reynolds et al. 1993, Yoshikoshi 1996)。焦点面上で  $i$  番目の PMT の位置を角度単位の座標  $(x_i, y_i)$  で表し、その信号を  $s_i$  とする。最初に以下のような定義をする。

$$\langle x \rangle = \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i} \quad (\text{A.1})$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum s_i x_i^2}{\sum s_i}, \quad \langle xy \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum s_i y_i^2}{\sum s_i} \quad (\text{A.2})$$

$$\langle x^3 \rangle = \frac{\sum s_i x_i^3}{\sum s_i}, \quad \langle x^2 y \rangle = \frac{\sum s_i x_i^2 y_i}{\sum s_i}, \quad \langle xy^2 \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i^2}{\sum s_i}, \quad \langle y^3 \rangle = \frac{\sum s_i y_i^3}{\sum s_i} \quad (\text{A.3})$$

ここで  $(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$  はイメージの重心に対応する。また、更に以下を定義する。

$$\sigma_{x^2} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle, \quad \sigma_{y^2} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\sigma_{x^3} = \langle x^3 \rangle - 3\langle x^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^3, \quad \sigma_{y^3} = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle y \rangle^3 \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma_{x^2 y} = \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle - \langle x^2 \rangle \langle y \rangle, \quad \sigma_{xy^2} = \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle \langle y \rangle^2 - \langle x \rangle \langle y^2 \rangle \quad (\text{A.6})$$

ここで  $d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}$ 、 $z = (d^2 + 4\sigma_{xy}^2)^{1/2}$  とした時、 $width$ 、 $length$  は

$$width = \left( \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} - z}{2} \right)^{1/2}, \quad length = \left( \frac{\sigma_{x^2} + \sigma_{y^2} + z}{2} \right)^{1/2} \quad (\text{A.7})$$

と定義される。また、視野内のソース位置を  $(x_s, y_s)$  と仮定し、ベクトル  $\vec{D} = (x_D, y_D)$  を

$$\vec{D} = (x_s - \langle x \rangle, y_s - \langle y \rangle) \quad (\text{A.8})$$

とすると  $distance$  は

$$distance = \left( x_D^2 + y_D^2 \right)^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

と定義される。更に、像の長軸方向の単位ベクトル  $\vec{u} = (x_u, y_u)$  は

$$\vec{u} = \left( \left( \frac{z - d}{2z} \right)^{1/2}, \text{sign}(\sigma_{xy}) \left( \frac{z + d}{2z} \right)^{1/2} \right) \quad (\text{A.10})$$

であるので、 $alpha$  は

$$alpha = \cos^{-1} \left( \frac{x_u x_D + y_u y_D}{distance} \right) \quad (\text{A.11})$$

と定義される。また、*asymmetry* は

$$asymmetry = \text{sign}(\vec{A} \cdot \vec{D}) \frac{|\sigma_A|}{length} = \frac{\vec{A} \cdot \vec{D}}{distance \cdot length \cdot \cos(\alpha)} \quad (\text{A.12})$$

と定義される。ここで

$$\vec{A} = (x_A, y_A) = -\sigma_A \vec{u} \quad (\text{A.13})$$

$$\sigma_A = (\sigma_x^3 \cos^3 \phi + 3\sigma_{x^2y} \cos^2 \phi \sin \phi + 3\sigma_{xy^2} \cos \phi \sin^2 \phi + \sigma_y^3 \sin^3 \phi)^{1/3} \quad (\text{A.14})$$

であり、 $\phi$  はベクトル  $\vec{u}$  の  $x$  軸に対する角度である。最後に、*concentration* は最も大きな二つの PMT 信号を  $S_1$ 、 $S_2$  とした時

$$concentration = \frac{S_1 + S_2}{\sum s_i} \quad (\text{A.15})$$

と定義される。

## 付録B モンテカルロシミュレーション

### シミュレーションの概要

ここでは、本研究で使用しているモンテカルロシミュレーションについて説明する。シミュレーションプログラムは、入射粒子からの拡大空気シャワーの発生、シャワーからのチェレンコフ光の発生、地上の望遠鏡でのトリガー判別及びシャワー像の生成から構成されている。空気シャワー発生部には CERN ライブラリである GEANT を用いている。このプログラムは、高エネルギー粒子の挙動及び検出器の設定をシミュレートするために開発され加速器実験の分野で標準的に使用されている。GEANT では連続的な密度変化は扱えないので、大気は高度 0 ~ 50km を  $\text{g}/\text{cm}^2$  単位で 160 等分に分割し、各層を密度一定の直方体として扱っている。また磁場については地球磁場を双極子磁場と仮定し、東経  $137^\circ$ 、南緯  $32^\circ$  の偏角、伏角、水平分力を求めて、大気中では一様磁場としている。GEANT では粒子が相互作用してから次の相互作用をするまでを一区間とし、各区間の終わりで粒子の情報を取り出している。この部分で二次粒子のエネルギーが十分であれば、区間の長さの中で一様な密度のチェレンコフ光を発生させる。チェレンコフ光子の数量は式 (3.7) から波長 350 ~ 550nm での PMT の量子効率を一定 (20%) として計算し、その放射角は式 (3.5) から計算する。チェレンコフ光が地上にたどり着くまでの大気の吸収としては Rayleigh 散乱のみを考慮にしている。望遠鏡は口径 3.8m、焦点距離 3.8m の回転放物面鏡で鏡の反射率は外周鏡 60%、内周鏡 30% と設定した。望遠鏡によって集光されたチェレンコフ光は 4.3 節で述べたように実際の観測と同等のトリガー条件の判断 ( $\leq 3$  photoelectrons の PMT が 5 本) がなされ、トリガーされた全てのイベントに対して像が形成される。その際、チェレンコフ光と同時に予想される夜光の量について、Jelly (1958) による見積り

$$\frac{d^4W}{dSdt d\omega} = 2.125 \times 10^{-4} \text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \quad (430 \sim 550 \text{ nm}) \quad (\text{B.1})$$

を考慮に入れた (Yoshikoshi 1993, Muraishi 1997)。ここで、夜光の波長スペクトルが一定であると仮定すると、波長  $\lambda_1 = 350\text{nm} \sim \lambda_2 = 550\text{nm}$  における夜光の光子数は、

$$\frac{d^3N}{dSdt d\omega} = 9.628 \times 10^7 \text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{str}^{-1} \quad (\text{B.2})$$

となる。従って、夜光から期待される光電子増倍管 (PMT) 1 本あたりの photoelectron 数は、

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{d^3N}{dSdt d\omega} \times S_m \times \theta^2 \times \epsilon_q \times \epsilon_r \\ &\sim 4.7 \times 10^{-3} \left( \frac{S_m}{1.12 \times 10^5 \text{cm}^2} \right) \left( \frac{\theta}{0^\circ.12} \right)^2 \left( \frac{\epsilon_q}{0.2} \right) \left( \frac{\epsilon_r}{0.5} \right) \\ &\quad \text{photoelectron nsec}^{-1} \text{ PMT}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$S_m$  ... 主鏡の面積 =  $1.12 \times 10^5 \text{ cm}^2$

$\theta$  ... 光電子増倍管の視野

$\epsilon_q$  ... 光電子増倍管の量子効率 = 0.2

$\epsilon_r$  ... 主鏡の反射率 = 0.5

となる。光電子増倍管の出力パルスの幅は  $\sim 10\text{nsec}$  であるので、この間にカメラ全体に期待される photoelectron 数は、 $\sim 30$  個である。この値を各々のシャワーイベントに対して乱数で振り考慮にいった。

こうして得られた各像は、観測データの解析に使用しているものと同様のプログラムによってイメージパラメータ及びタイミングパラメータが計算される。バックグラウンド粒子としては本研究では陽子のみを考慮に入れた。ガンマ線は観測に合わせて視野中心方向から入射させ、陽子の場合は光軸に対して  $3^\circ$  の範囲 (視野の約 2 倍の領域) で等方的に入射させた。空気シャワーはシミュレーションに膨大な時間がかかるため、一つの入射粒子に対して 1 つだけ望遠鏡を置いていたのでは大変効率が悪い。そこでシャワーの数を増やす代わりに 1 つの入射粒子に対してシャワー軸から半径 250 m の範囲に 25 台の鏡をランダムに配置した。250m の半径はガンマ線の検出半径  $\sim 150 \text{ m}$  に比較して十分大きく、また複数の望遠鏡を置くことによる各々の個性は無視できることが判っている。陽子入射のシミュレーションと OFF ソースの観測データでの、イメージパラメータ及びタイミングパラメータの分布を図 B.1 で比較してある。この図より全体的に観測データはシミュレーションによって良く再現されているのが分かる。

## ADC 値の校正

ガンマ線フラックスの推定のため、チェレンコフ光子数と観測データの ADC 値の対応を評価しておく必要がある。その評価として、光量と良い相関のあるヒット PMT 数 ( $N_{\text{hit}}$ ) 値を陽子シミュレーションと OFF ソース観測データと比較する方法がある (Kamei 1997)。同じ  $N_{\text{hit}}$  のイベ

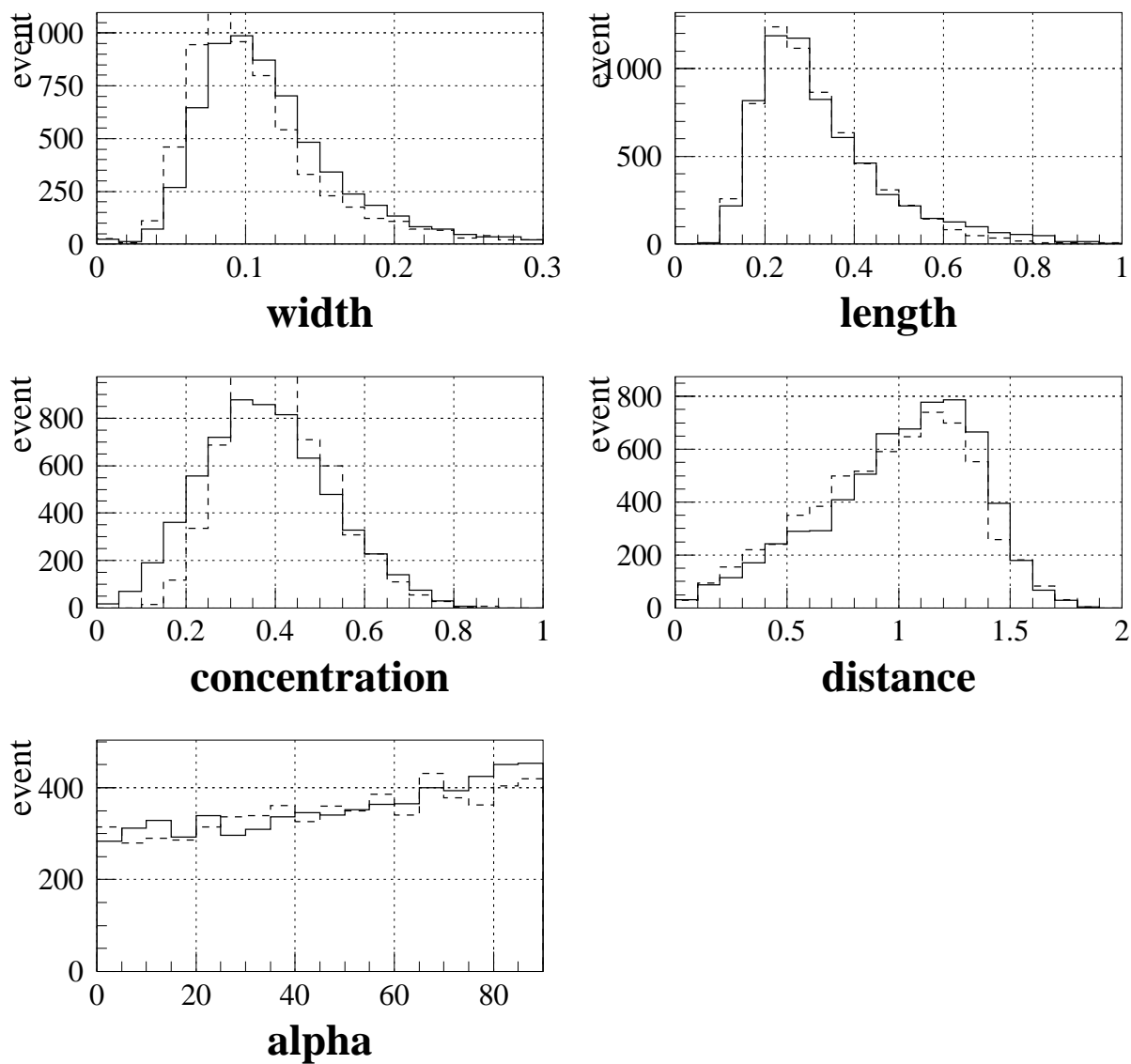


図 B.1: オフソースの観測データ (実線) と陽子シミュレーション (破線) でのイメージパラメータ分布の比較。陽子は  $4\text{--}40\text{TeV}$  のエネルギーで指数  $-2.7$  の冪関数に従うような微分フラックスを設定している。ヒストグラムは全イベント数で規格化してある。

ントに対して、観測データの ADC 値の和 (sumADC) の平均値とシミュレーションデータの光量  
和 (sumNP) の平均値を求め、その比を示した結果、本研究では、

$$1\text{photoelectron} \sim 6\text{ADC counts} \quad (\text{B.4})$$

を使用した。



## 参考文献

- [1] Akerlof, C. W., et al., “Locating very high energy gamma-ray sources with arcminute accuracy”, *Astrophys. J.*, **377**, L97 (1991)
- [2] Allen, G. E., Keohane, J. W., Gotthelf, E. V., Petre, R. & Jahoda, K., “Evidence of X-ray synchrotron emission from electrons accelerated to 40 TeV in the supernova remnant cassiopeia A”, *Astrophys. J.*, **487**, L97 (1997)
- [3] Allen, G. E., Gotthelf, E. V., & Petre, R., “Evidence of 10-100 TeV electrons in supernova remnants”, *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3**, 480 (1999)
- [4] Aschenbach, B., “Discovery of a young nearby supernova remnant”, *Nature*, **396**, 141 (1998)
- [5] Bell, A. R. *MNRAS*, **182**, 147 (1978)
- [6] Blandford, R. D. & Ostriker, J. P., “Particle acceleration by astrophysical shocks”, *Astrophys. J.*, **221**, L29 (1978)
- [7] Blandford, R. D. & Eichler, D. *Phys. Rep.*, **154**, 1 (1987)
- [8] Buckley, J. H., et al., “Constraints on cosmic-ray origin from TeV gamma-ray observations of supernova remnants”, *Astron. Astrophys.*, **329**, 639 (1998)
- [9] Drury, L. O’C., Aharonian, F. A. & Volk, H. J., The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin, *Rep. Prog. Phys.*, **46**, 973 (1983)
- [10] Drury, L. O’C., Aharonian, F. A. & Volk, H. J., “The gamma-ray visibility of supernova remnants. A test of cosmic ray origin”, *Astron. Astrophys.*, **287**, 959 (1994)
- [11] Esposito, J. A., Hunter, S. D., Kanbach, G. & Sreekumar, P., “EGRET observations of radio-bright supernova remnants”, *Astrophys. J.*, **461**, 820 (1996)
- [12] Fermi, E., “On the Origin of the Cosmic Radiation”, *Phys. Rev.*, **75**, 1169 (1949)

- [13] Fisk, L. A., “Solar modulation of galactic cosmic rays” *J. Geophys. Res.*, **76**, 221 (1971)
- [14] Gaisser, T. K. “Cosmic Rays and Particle Physics”, *Cambridge University Press* (1990)
- [15] Gaisser, T. K., Protheroe, R. J. & Stanev T., “Gamma-ray production in supernova remnants”, *Astrophys. J.*, **492**, 219 (1998)
- [16] Garcia-Munoz, M., Mason, G. M. & Simpson, J. A., “The age of the galactic cosmic rays derived from the abundance of  $^{10}\text{Be}$ ”, *Astrophys. J.*, **217**, 859 (1977)
- [17] Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I., “The origin of cosmic rays”, *Oxford: Pergamon Press* (1964)
- [18] Gleeson, L. J. & Axford, W. I., “Solar modulation of galactic cosmic rays”, *Astrophys. J.*, **154**, 1011 (1968)
- [19] Goret, P., et al. *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3**, (1999)
- [20] Green, D. A. “A Catalogue of Galactic Supernova Remnants (1998 September version)”, *Mullard Radio Astronomy Observatory, Cambridge, UK* (<http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/>)
- [21] Hara, T., et al., 3.8m imaging cherenkov telescope for the TeV gamma-ray astronomy collaboration between Japan and Australia, *Nucl. Instr. Meth., A*, **332**, 300 (1993)
- [22] Hayakawa, S., “Supernova origin of cosmic rays”, *Prog. Theor. Phys.*, **15**, 111 (1956)
- [23] Hess, V. F. *Phys. Zeits.*, **12**, 998 (1911)
- [24] Hess, V. F. *Phys. Zeits.*, **13**, 1084 (1912)
- [25] Hillas, A. M., “The origin of ultra-high-energy cosmic rays”, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **22**, 425 (1984)
- [26] Hillas, A. M., “Cerenkov light images of EAS produced by primary gamma rays and by nuclei”, *Proc. 19th Internat. Cosmic Ray Conf., La Jolla*, **3**, 445 (1985)
- [27] Jelley, J. V. “Cerenkov Radiation and its Applications”, *Pergamon Press*, 219 (1958)
- [28] Jones, F. C. & Ellison, D. C., “The plasma physics of shock acceleration”, *Space Sci. Rev.* **58**, 259 (1991)

- [29] 亀井 新, “超新星残骸 SN1006 からの TeV 線の発見—宇宙線の超新星起源の証拠—”, 東京工業大学大学院 理学研究科 平成 6 年度修士論文 (1998)
- [30] Keohane, J. W., et al., “A possible site of cosmic ray acceleration in the supernova remnant IC 443”, *Astrophys. J.*, **484**, 350 (1997)
- [31] Kifune, T. *Aust. J. Phys.*, **48**, 305 (1995a)
- [32] Kifune, T., et al., “Very high energy gamma rays from PSR 1706–44”, *Astrophys. J.*, **438**, L91 (1995b)
- [33] Koyama, K., et al., “Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006”, *Nature*, **378**, 255 (1995)
- [34] Koyama, K., et al., “Discovery of non-thermal X-rays from the northwest shell of the new SNR RX J1713.7–3946: The second SN1006?”, *PASJ*, **49**, L7 (1997)
- [35] Lessard, R. W., et al., “Observations of TeV gamma rays from supernova remnants”, *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3**, 475 (1999)
- [36] Li, T. & Ma, Y., “Analysis methods for results in gamma-ray astronomy”, *Astrophys. J.*, **272**, 317 (1983)
- [37] Lockman, F. J., “The distribution of dense HII regions in the inner galaxy”, *Astrophys. J.*, **232**, 761 (1979)
- [38] Longair, M. S., “High Energy Astrophysics, Volume1 (Second Edition)”, *Cambridge University Press* (1992)
- [39] Longair, M. S., “High Energy Astrophysics, Volume2 (Second Edition)”, *Cambridge University Press* (1994)
- [40] Mastichiadis, A., “On the high energy non-thermal emission from shell-type supernova remnants”, *Astron. Astrophys.*, **305**, L53 (1996)
- [41] Mastichiadis, A. & de Jager, O. C., “TeV emission from SN1006”, *Astron. Astrophys.*, **311**, L5 (1996)
- [42] Minkoski, R. *AJ*, **71**, 371 (1966)

- [43] Mori, M., et al., “The CANGAROO-III project”, *Proc. Towards a Major Atomic. Chere. Detector V (Snowbird)* in press (1999)
- [44] Moriya, M., “Study of very high energy gamma ray from the pulsar nebula around PSR1706–44”, *Ph. D. thesis, Kyoto Univ.* in preparation (2000)
- [45] 村石 浩, “解像型空気チェレンコフ光望遠鏡の光学系の改良”, 茨城大学大学院 理工学研究科 平成 5 年度修士論文 (1997)
- [46] Muraishi, H., et al., “Search for TeV gamma rays from the SNR RX J1713.7–3946”, *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3**, 500 (1999a)
- [47] Muraishi, H., et al., “Observation of RX J1713.7–3946 by CANGAROO telescope”, *Astron. Nachr.*, **320**, 324 (1999b)
- [48] Muraishi, H., et al., “Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7–3946”, *Astron. Astrophys.*, **354**, L57 (2000)
- [49] Naito, T. & Takahara, F., “High energy gamma-ray emission from supernova remnants”, *J. Phys. G.*, **20**, 477 (1994)
- [50] Naito, T., Yoshida, T., Mori, M. & Tanimori, T., “Radio to TeV gamma-ray emission from SN1006 and shock acceleration around its rim”, *Astron. Nachr.*, **320**, 205 (1999)
- [51] Ozaki, M. *Ph. D. thesis, Kyoto Univ.* (1997)
- [52] Parker, E. N., “Cosmic ray modulation by solar wind”, *Phys. Rev.*, **110**, 1445 (1958)
- [53] Patterson, J. R. & Kifune, T., “International astrophysical observatory at Woomera – The gamma ray astronomy project CANGAROO”, *Australian New Zealand Phys.*, **29**, 58 (1992)
- [54] Pfeiffermann, E. & Aschenbach, B., “ROSAT observation of a new supernova remnant in the constellation scorpius”, *in Roentgenstrahlung from the Universe*, MPE Report, **263**, P267 (1996)
- [55] Pohl, M. “Leptonic origin of TeV gamma-rays from supernova remnants”, *Astron. Astrophys.*, **307**, 57 (1996)
- [56] Puhlhofer, G., et al. *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, **3**, (1999)

- [57] Punch, M., et al. *Nature*, **358**, 477 (1992)
- [58] Ramana Murthy, P. V. & Wolfendale, A. W. “Gamma-Ray Astronomy”, *Cambridge University Press* (1986)
- [59] Reynolds, S. P. & Ellison, D. C., “Electron acceleration in Tycho’s and Kepler’s supernova remnants: spectral evidence of fermi shock acceleration”, *Astrophys. J.*, **399**, L75 (1992)
- [60] Reynolds, P. T., et al., “Survey of candidate gamma-ray sources at TeV energies using a high-resolution cerenkov imaging system: 1998–1991”, *Astrophys. J.*, **404**, 206 (1993)
- [61] Reynolds, S. P. & Keohane, J. W. “Maximum energies of shock-accelerated electrons in young shell supernova remnants”, *Astrophys. J.*, **525**, 368 (1999)
- [62] Roger, R. S., et al., “Symmetry of the radio emission from two high-latitude supernova remnants, G296.5+10.0 and G327.6+14.6 (SN1006)”, *Astrophys. J.*, **332**, 940 (1988)
- [63] Rybicki, G. B., & Lightman, A., P., “Radiative Process in Astrophysics”, *A Wiley-Interscience publication*
- [64] Rowell, G. P., et al., “Observations of the supernova remnant W28 at TeV energies”, *Astron. Astrophys.*, **359**, 337 (2000)
- [65] Sako, T., “Evidence of VHE gamma-ray emission from the pulsar nebula around PSR B1509–58”, *Ph. D. thesis, Nagoya Univ.* (1998)
- [66] Sakurazawa, K., “Observation of gamma-ray spectrum from the crab nebula in 10 TeV region”, *Ph. D. thesis, Tokyo Inst. Technol.* (1999)
- [67] 佐藤 文隆, 原 哲也 編 “宇宙物理学”, 岩波現代物理学講座 13 (1996)
- [68] Simpson, J. A., “Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **33**, 323 (1983)
- [69] Slane, P., et al., “Nonthermal X-ray emission from the shell-type supernova remnant G347.3–0.5”, *Astrophys. J.*, **525**, 357 (1999)
- [70] Susukita, R. “Observations of cosmic TeV gamma-rays in the southern sky by means of stereoscopic and timing analysis of cherenkov light”, *Ph. D. thesis, Kyoto Univ.* (1997)

- [71] Tang, K., “The energy spectrum of electrons and cosmic-ray confinement: A new measurement and its interpretation”, *Astrophys. J.*, **278**, 881 (1984)
- [72] Tanimori, T., et al., “Observation of 7 TeV gamma rays from the crab using the large zenith angle air cherenkov imaging technique”, *Astrophys. J.*, 429, L61 (1994)
- [73] Tanimori, T., et al., “Detection of gamma rays of up to 50 TeV from the crab nebula”, *Astrophys. J.*, 492, L33 (1998a)
- [74] Tanimori, T., et al., “Discovery of TeV gamma rays from SN 1006: Further evidence for the supernova remnant origin of cosmic rays”, *Astrophys. J.*, 497, L25 (1998b)
- [75] Tanimori, T., et al., “Construction of new 7m imaging air cherenkov telescope of CANGAROO”, *Proc. 26th Int. Cosmic-Ray Conf. (Salt Lake City)*, , (1999)
- [76] Tomida, H., “Synchrotron emission from the shell-like supernova remnants and the cosmic-ray origin”, *Ph. D. thesis, Kyoto Univ.* (1999)
- [77] 塚越 努, “CANGAROO 望遠鏡によるかにパルサー/星雲からの 線の観測” 東京工業大学大学院 理学研究科 平成 2 年度修士論文 (1994)
- [78] Tumer, O. T., et al. *Proc. 21th Int. Cosmic-Ray Conf. (Adelaide)*, 2, 155 (1990)
- [79] Vacanti, G., et al., “Gamma-ray observations of the crab nebula at TeV energies”, *Astrophys. J.*, **337**, 467 (1991)
- [80] Wang, Z. R., Qu, Z.-Y. & Chen, Y., “Is RX J1713.7–3946 the remnant of the AD393 guest star?”, *Astron. Astrophys.*, **318**, L59 (1997)
- [81] Weekes, T. C., et al., “Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric cherenkov imaging technique”, *Astrophys. J.*, **342**, 379 (1989)
- [82] Weekes, T. C., “VHE astronomy before the new millenium”, astro-ph/9910394, to appear in ‘*GeV-TeV Astrophysics: Toward a Major Atmospheric Cherenkov Telescope VI*’, Snowbird, Utah (1999)
- [83] Yamada, Y., Yanagita, S. & Yoshida, T., “A stochastic view of the solar modulation phenomena of cosmic rays”, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2353 (1998)

- [84] Yanagita, S., Nomoto, K. & Hayakawa, S., “Supernovae origin of cosmic rays”, *Proc. 21th Int. Cosmic-Ray Conf. (Adelaide)*, 4, 44 (1990)
- [85] Yanagita, S. & Nomoto, K., “Nucleosynthetic view of supernovae origin of the galactic cosmic rays”, *Proc. 3rd INTEGRAL Workshop ‘the Extreme Universe’*, published in *Astro. Lett. and Communications*, **38**, 461 (1999)
- [86] Yoshida, T. & Yanagita, S., “Supernovae origin of the galactic cosmic rays and gamma-ray emission from supernova remnants”, *Proc. 2nd INTEGRAL Workshop ‘the Transparent Universe’*, ESA SP-382, 85 (1997)
- [87] 吉越 貴紀, “3.8m 解像型チェレンコフ望遠鏡による TeV 線観測と望遠鏡の特性”, 東京工業大学大学院 理学研究科 平成元年度修士論文 (1993)
- [88] Yoshikoshi, T., “Detection of very high energy gamma rays from the direction of the vela pulsar”, *Ph. D. thesis, Tokyo Inst. Technol.* (1996)
- [89] Yoshikoshi, T., et al., “Very high energy gamma rays from the vela pulsar direction”, *Astrophys. J.*, 487, L65 (1997)
- [90] Zhang, M., “A markov stochastic process theory of cosmic ray modulation”, *Astrophys. J.*, 513, 409 (1999)