

新型太陽中性子望遠鏡の設計と評価

名古屋大学大学院 理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻

博士前期課程 丸山泰弘

概要

名古屋大学太陽地球環境研究所宇宙線グループでは、太陽フレア時のイオン加速機構を解明するために、太陽中性子の観測を行っており、第23太陽活動期には新たに6例のイベントを観測した。しかし、太陽中性子については未だに数多くの謎が残されている。その謎を解明するために、さらなる観測イベントの増加が望まれる。特に、加速についての重要な情報である中性子の発生時間分布を中性子の観測から決定することは、ニュートロンモニターでは不可能であり、現在の太陽中性子望遠鏡の性能でも困難である。

そこで、現在の太陽中性子望遠鏡の構造を大幅に変更した新型太陽中性子望遠鏡 (Super Solar Neutron Telescope, SSNT) の計画が進んでいる。SSNTは、中性子検出、粒子弁別、エネルギー測定、到来方向測定のすべての面で、これまでの太陽中性子望遠鏡を上回る能力を持っている。中性子の検出能力と粒子弁別能力が上がることで、これまではノイズに埋もれていたイベントを検出することが可能になり、中性子イベントの観測例が増えることが期待される。イベント観測数が増えれば、太陽中性子イベントの統計的議論が可能になり、太陽フレアでのイオン加速機構解明につながる。たとえば、この論文では、新たにLimbフレアとDiskフレアの区別と中性子強度との関係について問題提起をした。この問題についても観測イベントの増加によって解決できる可能性がある。また、SSNTのエネルギー測定能力の向上により、計測されたエネルギーから直接中性子の発生時のエネルギースペクトルを復元し、発生時間分布を求めることが容易になる。

SSNTについては2003年の平野の修士論文でも述べられているが、シミュレーションの実験的裏付けと、解析手法の最適化、シミュレーションと観測・解析手法に基づいた設計の確定、観測可能なイベント数の見積もりなど行われていない。

私は、今回、SSNTと同型のK2K SciBar検出器を用いて予備実験を行った。その予備実験のデータを用いて、解析手法の確立と、大気バックグラウンドと装置のシミュレーションの裏付け、そして、ニューラルネットを用いた粒子弁別手法の確立とその確認を行った。

実験で確認したシミュレーション、解析・粒子弁別の手法を用いて、SSNTの最適な設計をバー1本の幅8cm×厚み3cmと確定させた。さらに、SSNTの性能を評価し、太陽中性子に対する方向分解能は約30°であり、地上で観測できるほぼ最大限のものであることを示した。また、イベント検出能力について評価をし、設置場所をチベット Yangbajing と仮定し

た場合に観測できる中性子イベント数を、1 太陽活動期あたり 6.5 イベントと見積もった。これは、現行の太陽中性子望遠鏡と比較した場合、3 倍のイベント数となる。また、SSNT のエネルギー分解能の高さをを用いて、測定されたエネルギーから単独でエネルギースペクトルを導き、これまで導出できなかった中性子の発生時間分布を求めることが可能であることを示した。

目次

1	序論	4
1.1	宇宙線の加速	4
1.2	太陽フレアでの粒子加速	5
2	太陽フレアによる粒子加速と中性子の生成	8
2.1	太陽	8
2.2	太陽フレア	8
2.3	磁気リコネクションモデルと太陽フレアの観測	10
2.4	太陽フレアにおける粒子加速と中性子の生成	12
2.4.1	粒子加速機構	13
2.4.2	太陽中性子の生成	15
2.4.3	太陽中性子の伝播	18
3	太陽中性子の観測	20
3.1	衛星による観測	20
3.2	地上における観測	22
3.2.1	ニュートロンモニター	23
3.2.2	太陽中性子望遠鏡	24
3.3	TOF法	28
3.4	過去の太陽中性子観測イベント	29
3.4.1	エネルギースペクトル	29
3.4.2	LimbフレアとDiskフレア	30
3.4.3	太陽中性子イベントの時間分布の問題	33
4	新型太陽中性子望遠鏡(SSNT)	36
4.1	現在の太陽中性子望遠鏡の不足点	36
4.2	新型中性子望遠鏡の概略	37
4.3	新型中性子望遠鏡の特長	39
4.4	粒子弁別	40
4.4.1	Bragg曲線	40
4.4.2	ニューラルネット	42
4.5	シミュレーション	45
4.5.1	SciBarのシミュレーション	46
4.5.2	SSNTのシミュレーション	47
4.5.3	チベット中性子望遠鏡のシミュレーション	50

5	SciBar における予備実験	55
5.1	実験の目的	55
5.2	SciBar の概要	55
5.3	実験の内容	57
5.4	SciBar のデータ解析	58
5.5	SciBar におけるデータとシミュレーションの比較	64
5.5.1	トリガーレートによる比較	64
5.5.2	物理量の分布による比較	64
5.6	SciBar データでの粒子弁別	68
5.6.1	ラインカット	73
5.6.2	ニューラルネットによる弁別	74
5.6.3	ニューラルネット後の分布の比較	79
5.6.4	SciBar 予備実験の結果	81
6	SSNT の設計と解析	82
6.1	SSNT での観測手法	82
6.1.1	SSNT の観測概念	82
6.1.2	トリガー条件	85
6.1.3	SSNT の解析	87
6.2	SSNT の設計の確定	87
6.2.1	底面積	87
6.2.2	鉛の厚み	88
6.2.3	バーの幅と厚み	89
6.3	SSNT での粒子弁別	92
6.3.1	ラインカット	92
6.3.2	ニューラルネットカット	93
6.3.3	ニューラルネット弁別結果のヒストグラム	95
7	SSNT の評価	103
7.1	有効面積	103
7.2	イベント検出能力	104
7.3	到来方向分解能	105
7.4	観測可能イベント数の見積もり	111
7.5	SSNT を用いたエネルギースペクトルと時間分布の決定	118
8	まとめ	123
9	謝辞	125
A	ニュートロンモニターとの比較	129

1 序論

1.1 宇宙線の加速

宇宙線は、1912年に Hess が行った気球実験で発見された。それ以来、宇宙線の加速機構の解明は宇宙線研究における重要なテーマの1つとなっている。最近になって、電子の加速機構は X 線や γ 線の観測によって解明されてきた。しかし、宇宙線の大半を占めるイオン加速の機構は未だに理解されていない。

粒子を生成し加速する機構は様々なものが知られている。太陽圏では、太陽フレアによる加速の他、太陽風の速度差によって形成される CIR(Corotating Interaction Region) と呼ばれる領域でのショックによる加速、太陽圏終端ショックでの異常宇宙線の加速などが知られている。太陽圏外では、超新星残骸(SNRs)、中性子星、活動銀河核(AGN)、そして、GRB 源などでの加速が、銀河宇宙線や銀河外宇宙線の起源として考えられている。

地球上で観測される宇宙線のエネルギースペクトルは図 1.1 のようになっている。 10^{18} eV までの宇宙線は、銀河磁場によって閉じこめられるため、銀河系内が起源であると言われている。それよりも高い 10^{18} eV を上回る宇宙線は銀河外に起源を持つと考えられているが、起源は明らかになっていない。

10^{15} eV 以下の微分スペクトルは-2.7 乗のべきでよくフィッティングでき、これは超新星残骸でのショック加速という仮説と矛盾しない。 10^{15} eV からは、べき-3.1 乗と、それまでより急になっており、この変化を knee と呼ぶ。この変化の原因は未だにはっきりしておらず、銀河円盤からの漏れなどいくつかの仮説があるのみである。いずれにせよ、このエネルギーで、起源、加速、伝搬、または相互作用のいずれかの変化が起こっていると考えられている。

宇宙線の大半は陽子のような荷電粒子である。そのため、加速源をはじめ、伝搬途中の星間空間や惑星間空間においても磁場の作用によって曲がるなどの相互作用を起こす。そのため、粒子が地球に到来してから、粒子の方向の測定をしたとしても加速源はわからない。また、運動エネルギーを測定することで速度を決定したとしても、加速された時刻を逆算することはできない。一方、 γ 線や中性子、そしてニュートリノといった中性粒子は磁場の影響を受けないため、地球に到来した際にも加速源を探れる情報をそのまま保持している。そのため、これらの中性粒子は加速機構を探るのにきわめて有用である。ニュートリノは、カミオカンデ、スーパーカミオカンデ、IceCube などの装置で観測され、 γ 線は多くの人工衛星や CANGAROO のような地上観測装置によって観測されている。しかし、ニュートリノの観測はとても難しく、 γ 線の観測ではイオンと電子のどちらに起源があるかを区別するのは難しい。したがって、イオン加速の解明には、中性子がふさわしい。しかし、非相対論的なエネルギーでは、中性子の崩壊による減少が起こるため、距離が長いと観測ができないというデメリットもある。

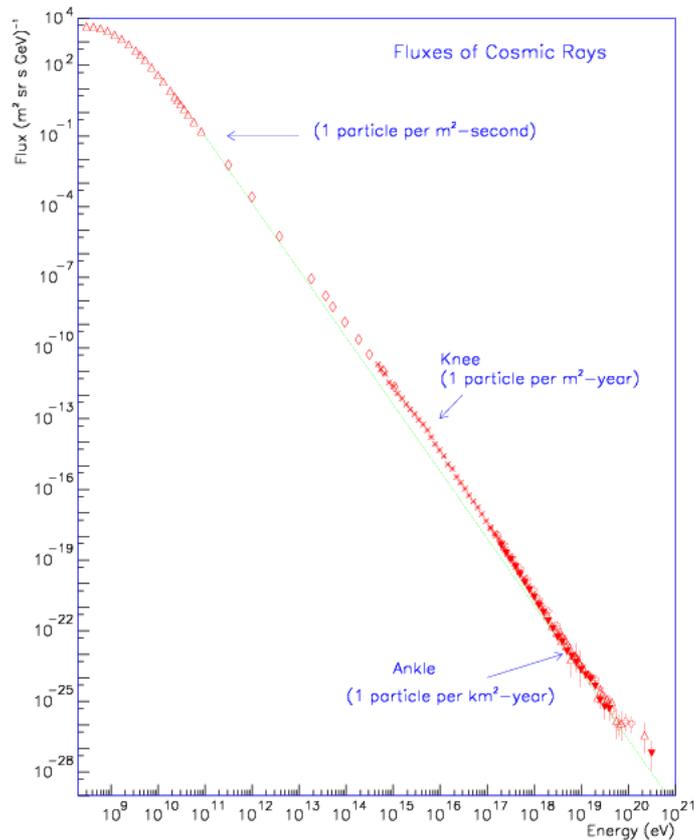


図 1.1: 地球に到来する一次宇宙線のスペクトル。

1.2 太陽フレアでの粒子加速

太陽は地球からもっとも近い恒星であり、重要な粒子加速源である。太陽フレアにおいて、太陽は $10^{29} - 10^{33}$ erg のエネルギーを数分から数十分で放出する。これまでに観測された最大のフレアでは、約 10^{34} erg ものエネルギーを放出した (Kane ら, 1995)。最近の観測を元にした研究では、このエネルギーの放出は磁力線のリコネクションによるものだと言われている (Tsuneta ら, 1997; Tsuneta & Naito, 1998)。

このエネルギーはさまざまな形で放出される。電波から γ 線までの波長にわたる電磁波、プラズマが放出される CME (coronal mass ejection)、そして粒子加速である。粒子加速のうち、電子加速機構は、「ようこう」衛星に搭載された SXT (Soft X-ray Telescope) や HXT (Hard X-ray Telescope) による観測によって解明が進んできた。その一方、イオン加速機構については、加速されたイオンと太陽大気との相互作用によって生じる γ 線や中性子によっても研究されてきた。イオンそのものの観測では、太陽磁場や惑星間磁場の影響を受けるため発生源での情報を得にくいからである。加速されたイオンと太陽大気との相互作用によって、 γ 線、中性子、 π_0 中間子が生成される。イオンと太陽大気が相互作用して生じる核 γ 線もイオン加速の情報を持っているが、一定エネルギーを越えた中性子の積分量しか解らないため、中性子のスペクトルを復元するのは困難である。また、 π_0 中間子が崩壊してできる γ 線は、微分スペ

クトルを保持しているが、エネルギーが高いため、現在の衛星観測で捉えるのは難しい。さらに、 γ 線は中性子からの生成の他に、加速した電子による制動輻射や電子対消滅でも生成している。そのため、電子成分の多いフレアでは純粋にイオン起源のものだけを取り出すのは難しい。

太陽フレアでの加速イオンによって生成された太陽中性子の観測の重要性は Biermann ら (1951) と Lingenfelter ら (1965a,b) によって指摘された。イオン加速機構によって生じる中性粒子のうち、純粋にイオン加速のみから生成されるのは中性子だけである。そのため、イオン加速の解明のために中性子の観測は大きな意味がある。しかし、中性子の寿命は 900 秒ほどであるため、相対論的なエネルギーに達しない限り、太陽系外からの中性子を観測することは不可能である。つまり、太陽は広いエネルギー範囲で中性子を観測できる唯一の天体ということになる。

中性子のうち、エネルギーが低いものは地球大気によって減衰し、地表には到達しない。そのため、100MeV 以下の中性子は宇宙空間でしか観測ができない。一方、100MeV 以上の中性子は地表で観測することも可能である。したがって、宇宙空間と地表で同時に観測することで、太陽中性子、さらには加速粒子のエネルギースペクトルを広い範囲で復元することが可能になる。さらに、太陽中性子のエネルギーを測ることで中性子発生時間分布を決定できれば、粒子加速が瞬間的に起こっているのか時間的な広がりを持って起こっているのかを決定することができる。

太陽中性子の発生源である太陽フレアは、太陽活動の極大期に頻繁に起きる。太陽は 11 年の活動周期を持っており、活動極大期には太陽フレアの数も黒点数にともなって増加する。太陽活動極大期には、もっとも強い X クラスに分類されるフレアも頻繁に起きる。

1980 年 6 月 21 日の太陽フレアの際、最初の太陽中性子イベントが SMM(Solar Maximum Mission) 衛星の GRS(Gamma Ray Spectrometer) によって観測された (Chupp ら, 1982)。1982 年 6 月 3 日の太陽フレアでは、スイスの Jungfraujoch に設置された IGY 型のニュートロンモニターで初めて地上での観測がなされ、同時に SMM 衛星の GRS によっても中性子が観測された (Debrunner ら, 1983; Efimov ら, 1983; Chupp ら, 1983, 1987)。それ以降も地上の検出器での観測が行われ、現在までに、10 例の太陽中性子イベントが観測されている。

これまでの中性子イベントでは高山に設置されたニュートロンモニターによってイベントが検出されることが多かった。しかし、ニュートロンモニターは、本来、宇宙線の長期変動を調べることを目的として設置されており、太陽中性子を測るために大切な要素がいくつか欠けている。それは、(1) 中性子のエネルギー測定、(2) 到来方向の測定、(3) 荷電粒子との区別の 3 つである。ニュートロンモニターではエネルギーが測れないため、中性子の発生時間分布を仮定し、観測された時間分布からエネルギーを求めていた。TOF 方と呼ばれるこの方法では、発生時間分布を求めることは不可能であり、これがこれまでの観測で大きな問題となってきた。そこで、我々のグループでは、太陽中性子観測に特化した太陽中性子望遠鏡を世界 7 カ所に設置し、観測を行っている。

しかし、現在の太陽中性子望遠鏡は、エネルギーの測定や粒子の弁別について十分な能力を持っているとは言い難い。そこで、新型の太陽中性子望遠鏡 (Super Solar Neutron Telescope, SSNT) の建造計画が進んでいる。SSNT は、従来の太陽中性子望遠鏡とは違い、シンチ

レータのみで構成されており、荷電粒子の軌跡をそのままトラッキングすることが可能である。そのため、従来型中性子望遠鏡に比べて、粒子弁別の効率が上がり、また、エネルギーや方向の測定精度が上がることを期待できる。そのため、これまで時間分布から求めるしかなかった太陽中性子のエネルギースペクトルを、観測エネルギーから単独で求めることができる。これによって、太陽中性子の観測において常に問題になっていた発生時間分布の問題が解決できる。同時に、粒子弁別の効率が上がることで、バックグラウンドを効率よく除去することが可能になり、これまでバックグラウンドに埋もれていたイベントを判別することが可能になると考えられる。

SSNTの基本的な設計については、平野 (2003) において、すでに論じられている。平野は、SSNTに対して、フレアの中性子の他に、陽子、電子、 μ 粒子、 π 粒子をバックグラウンドとして入射させるシミュレーションで評価を行った。しかし、同論文では、解析方法の最適化、シミュレーションの実験的な裏付け、観測可能な太陽中性子イベント数の見積もりなどがなされていない。

本論文では、まず、第 2 章で太陽フレアでの粒子加速と中性子の生成について述べる。続いて、第 3 章で現在までの太陽中性子の観測について述べる。第 4 章では、SSNT の概要と以降の章で共通して用いるシミュレーションについて述べる。第 5 章では、SSNT の予備実験として、同型の装置である K2K SciBar 検出器で行った宇宙線観測について述べる。第 6 章では SSNT での粒子弁別方法と解析手法の確定、設計の確定について述べる。さらに第 7 章では設計を確定させた SSNT によって期待される観測結果を示す。第 8 章ではまとめと今後の展望について述べる。

2 太陽フレアによる粒子加速と中性子の生成

太陽はもっとも近い恒星であり、数多い恒星の貴重なサンプルとなる。そのため、宇宙線源でのイオン加速の解明のために、太陽フレアでのイオン加速を研究することには非常に大きな意味がある。イオン加速の理論には統計加速とショック加速の2種類がある。また、中性子が生成される深さによっても2つのモデルが存在する。加速されたイオンから生成される中性子のエネルギースペクトルを求めることで、どのモデルが正しいのかを調べることが可能である。その一方、中性子は地球大気中での減衰を受ける。そのため、観測結果を正しく解釈するためにはその解明が必要となる。

2.1 太陽

太陽は典型的な主系列星である。太陽の次に近い恒星ですら 4.3 光年離れており、他の恒星はそれよりもさらに離れている。したがって、恒星の活動を知るためには、もっとも近い恒星である太陽を観測するのがもっともふさわしい。太陽の観測をすることによって、宇宙の恒星の多数を占める主系列星の活動を推測することができるのである。

太陽の中心には核があり、つづいて、輻射層、対流層、光球、彩層、コロナがある。核融合 (p-p チェイン) は主に核で起こっており、これが太陽のエネルギー源となっている。それら反応によって光子が作られ、輻射層を通過して外の層のプラズマを熱する。対流層は輻射層を通過した光子によって熱されて対流による熱移動が起こっている。光球は太陽の表層部分にあたる不透明なガスで形成された 300–500km の層である。光球までが不透明な部分であり地球から視認できるのはこの部分である。光球より上の層を「太陽大気」と呼ぶ。磁気が強く温度が低い部分が黒点として見えることもある。彩層は光球の上にある数千 km ほどの薄い層で、温度は 4500–20000K の範囲で高度とともに上昇していく。コロナは、彩層の外側にある希薄なプラズマの層で、 10^6 – 10^7 K ほどの温度がある。

地球大気まで届く放射は太陽定数として知られており、 $1367\text{W}/\text{m}^2$ すなわち、 $2\text{cal}/\text{cm}^2/\text{min}$ である。太陽全体での放出エネルギーは L_{\odot} と表記され、 $3.8 \times 10^{38}\text{erg}/\text{s}$ である。

2.2 太陽フレア

太陽は、太陽フレアと呼ばれる爆発的なエネルギーの放出を起こす。太陽フレアは主に太陽活動極大期に多く起きる。太陽フレアは、Carrington (1859) によって、1859 年 9 月 1 日に初めて観測された。これは、白色光の急激な増加を捉えたもので、現在では白色光フレアと分類されるものである。本格的なフレアの観測は、20 世紀初頭のスペクトロヘリオグラフの発明によって、 H_{α} フレアが観測できるようになってから始まった。1960 年代以降は、地上での電波観測や衛星での X 線観測も可能になり、太陽フレアによって生じる電磁波が電波から γ 線までの広い範囲にわたっていることがわかった。

図 2.1 に典型的なフレアの電磁波と粒子のタイムプロファイルを示す。図 2.1 は、上から、電波、マイクロ波、 H_{α} 輝線、極端紫外線 (EUV)、軟 X 線 ($<10\text{KeV}$)、X 線 (10 – 30KeV)、硬

X線 (>30KeV)、陽子のタイムプロファイルである。プロファイルは波長によって変化の仕方が異なる。軟X線、極端紫外線、 $H\alpha$ はゆるやかに変化していく。それに対して、硬X線と極端紫外線とマイクロ波は瞬間的に変化している。硬X線と、X線 (10-30keV) のなだらかな成分は電子の非熱的制動輻射によるものである。残る瞬間的な成分は粒子加速と関連づけられることを伺わせる。

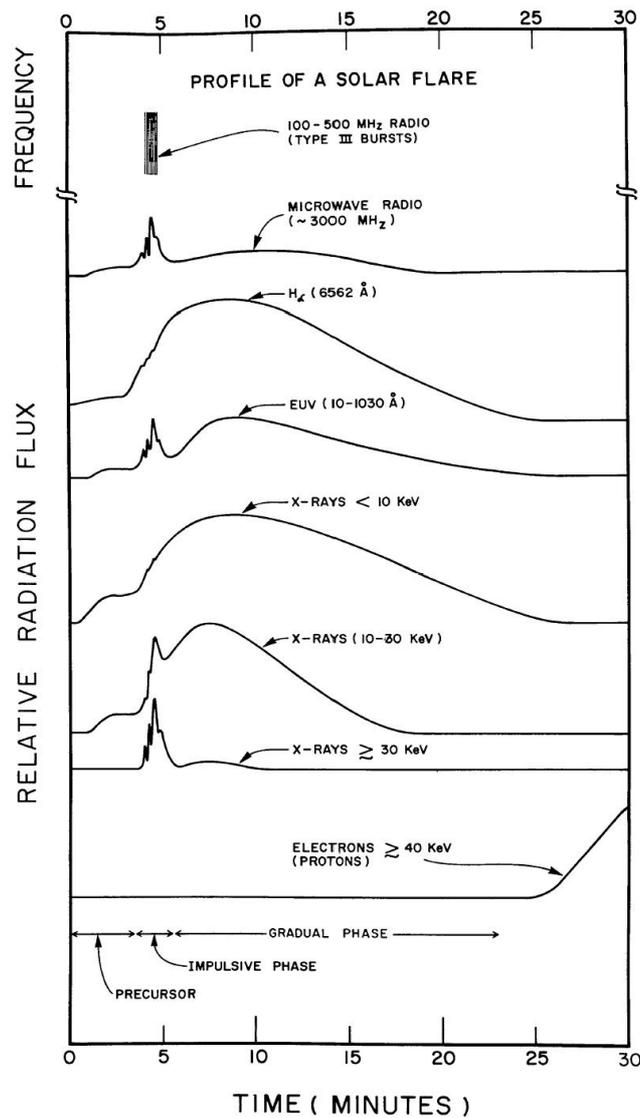


図 2.1: さまざまな波長でのフレアのタイムプロファイル (Kane,1974)

様々なフレアに対する分類の方法が提案されてきた。それには、 $H\alpha$ によるものや X 線によるものがある。そのうち、X 線によるものを表 2.1 に示す。X 線による強度分類は、たとえば「X8.0」のように、英字と数字で表現される。英字は、弱いフレアから順に、A、B、C、M、そして X の 5 種類があり、これは桁数に対応している。そして、そのあとに続く数字は

係数に対応している。たとえば、X8 のフレアであれば、 $8.0 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$ の強度の軟 X 線が太陽から 1AU の距離、つまり地球の軌道付近で観測されたことになる。

Xn	$= n \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$
Mn	$= n \times 10^{-5} \text{ W/m}^2$
Cn	$= n \times 10^{-6} \text{ W/m}^2$
Bn	$= n \times 10^{-7} \text{ W/m}^2$
An	$= n \times 10^{-8} \text{ W/m}^2$

表 2.1: 1AU での軟 X 線 (1–8Å) 強度によるフレアの種類

この分類での M1 以上のフレアは、太陽極大期には年間に 500 イベント程度が起き、極小期でも 15 イベント程度が起きる。

太陽フレアによってプラズマの加熱と加速、そして高エネルギー粒子の放射が起きていることも観測されている。粒子加速は電波から γ 線に至る電磁波を放射する。プラズマは、CME(Coronal Mass Ejection) として惑星間空間に放出される。加速された電子は比熱的制動輻射で X 線と γ 線、シンクロトロン輻射によって電波を放出する。加速されたイオンは周囲の太陽大気と相互作用して、 γ 線、中性子、 π^0 粒子を放出する。このうち π^0 粒子はすぐに γ 線に崩壊するため、観測できる粒子としては、中性子と γ 線である。太陽フレアとそれに関連する現象では 10^{29} – 10^{32} erg という莫大なエネルギーが放出されるため、それに見合ったエネルギー供給が必要とされる。フレアは強い磁場を持つ黒点の周辺で起きる傾向があるため、普段は磁場のエネルギーとして蓄えられており、磁力線リコネクションによって放出されていると考えられている。

2.3 磁気リコネクションモデルと太陽フレアの観測

現在考えられている太陽フレアのモデルは磁力線のリコネクションによるものである (図 2.2)。このモデルは、Carmichael、Sturrock、Hirayama、そして、Kopp & Pneuman らによって説明されたため、CSHKP-model と呼ばれている。このモデルは、フィラメント噴出構造や $H\alpha$ の two-ribbon、軟 X 線で観測されるループ、そして CME を説明することができる (図 2.2)。また、磁場がカスプ型構造になることを予言し、そのカスプ型構造は 1992 年 2 月 21 日のフレアの際に Yohkoh 衛星によって観測された。

磁力線のリコネクションは、太陽表面からの磁力線が互いに反平行の状態に出ている場所で起きる (図 2.3 (1))。そのような反平行の状態で、なんらかの理由で 2 本の磁場が近づいた場合 (図 2.3 (2))、よりエネルギーの低い状態に遷移するために磁場のつながりかえが起こり、エネルギーが解放される (図 2.3 (3))。図 2.2 で、X point と表記されている部分がリコネクションが発生した場所に当たる。この、磁気リコネクションは順番に外側へと広がっていき、軟 X 線のカスプ型構造が広がっていく現象として観測される。このとき、リコネクションポイントより上側にあるプラズマは上方に放出され、フィラメント噴出現象やプラズモイド噴

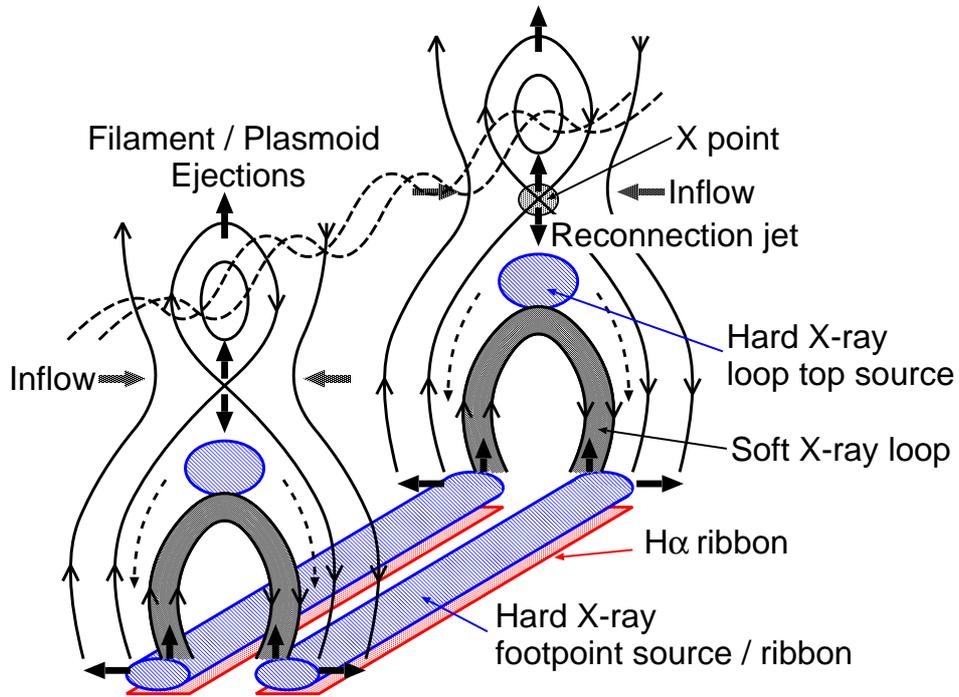


図 2.2: 磁気リコネクションモデル

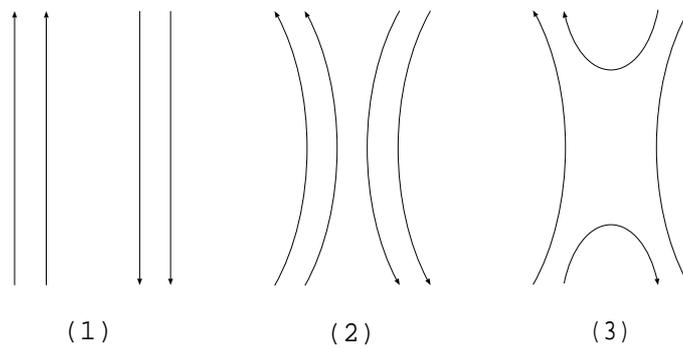


図 2.3: 磁気リコネクション

出として噴出する。この現象が CME として観測される。リコネクションによって作り出されるショック波は粒子を高エネルギーまで加速する原因となりうる。図 2.2 の破線矢印のように下に向かって流れるショック波は彩層に達し、ループ下部で硬 X 線と $H\alpha$ を出す。これらが観測される際には、2 本のリボン状に観測される。

これまでの観測結果は、この磁気リコネクションモデルを支持している。Skylab と Yohkoh 衛星の観測によって軟 X 線のアーケード構造が観測されている。軟 X 線のカスプ型構造やプラズモイド放出、CME も観測がなされている。 $H\alpha$ の 2 リボン型構造やループ下部の硬 X 線源も多くのフレアで観測されている。ループ上部の硬 X 線源も 1992 年 1 月 13 日のフレアで Yohkoh 衛星によって観測された (Masuda ら, 1994)。そして、硬 X 線の 2 リボン型構造は 2000 年 6 月 14 日に観測された。さらにリコネクションへの流入も SOHO/EIT によって観測された。また、最近では、磁気流体力学を用いたシミュレーションによっても磁気リコネクションモデルの確認がなされている。

2.4 太陽フレアにおける粒子加速と中性子の生成

太陽フレアによってエネルギーを得て加速された粒子は、太陽大気と相互作用することによって電磁波や二次粒子を放出する。加速された電子は、太陽磁場によってシンクロトロン放射を起こし、電波波長の電磁波を出す。また、電子は、太陽大気中で制動輻射を起こして X 線も放出する。一方、イオンは、太陽大気と相互作用を起こして核 γ 線と中性子を生成する。こういった粒子や電磁波は、地球近傍の人工衛星や、ときには地上でも観測される。

しかし、これらの粒子、特にイオンが、太陽フレアでどのように加速されているかは完全にはわかっていない。その加速機構を解明するためにはイオンそのものを観測することが重要である。しかし、イオンは電荷を持っており、地球に到達するまでに太陽磁場や惑星間空間磁場によって進路を曲げられる。そのため、地球に到来したイオンは、加速された時間情報やエネルギーの情報を十分には保持していない。

そこで、イオンそのものよりも、イオンと太陽大気の相互作用によって生じる二次粒子を観測する方法が考えられる。イオンは太陽大気との相互作用によって核 γ 線、 π^0 粒子、中性子を放出する。このうち、 π^0 粒子はすぐに崩壊し、2 つの γ 線を放出する。したがって、イオン加速によって放出される二次粒子のうち、観測できるのは中性子と γ 線ということになる。

この γ 線の観測の一例として、OSSE と CGRO によって観測された 1991 年 6 月 4 日の γ 線スペクトルを図 2.4 に示す。3 種類の γ 線のうち、 π^0 起源の γ 線は、質量 135.0 MeV の π^0 が 2 つに崩壊して生じるため、70 MeV 付近にピークを持つ。そのエネルギーの γ 線の観測には、質量のある検出器が必要になるために宇宙空間で観測は難しい。したがって、図 2.4 で見えているのはその他の γ 線である。図 2.4 で直線で描かれているのが制動輻射による連続成分であり、その上にさまざまな核 γ 線が乗っている。たとえば、2.223 MeV に見える輝線は、中性子が太陽大気に捕獲されて放出したもので、太陽大気中で中性子が生成されている証拠となる。しかし、これらの核 γ 線は、イオンのエネルギーの積分情報しか保持しておらず、イオンのエネルギースペクトルを導けないという問題がある。また、これらの γ 線に共通する問題として、電子加速によっても γ 線が生じるということがある。そのため、電子加

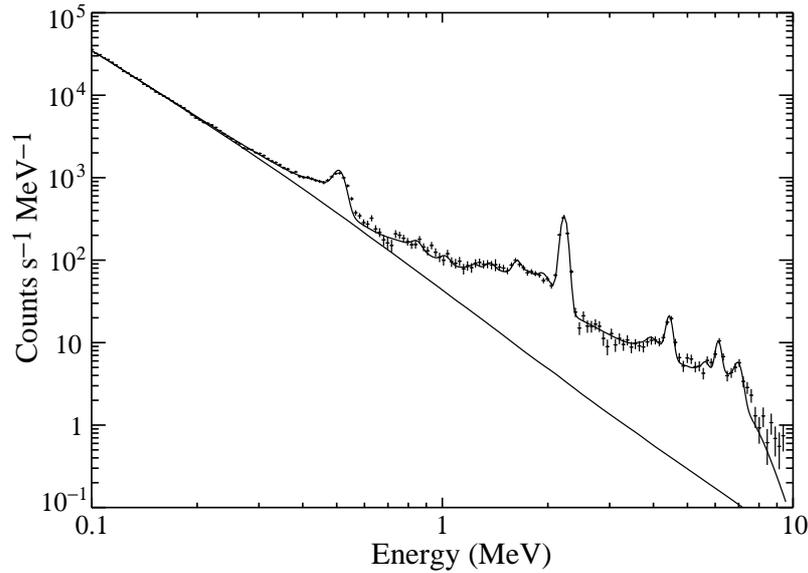


図 2.4: 1991 年 6 月 4 日のフレアによって観測された γ 線スペクトル (Murphy et al., 1997)

速が優位な electron rich flare では核 γ 線が制動輻射の連続成分に埋もれてしまうという問題がある。このような事情から、 γ 線のみ観測から太陽フレアでのイオン加速機構を理解するのは難しい。

一方、加速イオンと太陽大気との相互作用によって、中性子も発生する。生成の機構は加速理論によって異なるが、p-p、p- α 、 α -p、 α - α などの反応によって生じる。これらの反応によって生成した中性子は、イオンの運動方向やエネルギーを保持している。中性子は γ 線などの電磁波とは違って質量を持っているため、エネルギーによって速度が違い、地球までの到来時間も変わる。しかし、時間と同時にエネルギーも測定することで、発生時間を求めることが理論的には可能である。それによって、イオン加速が瞬間的に起こっているのか、時間分布の広がりを持って起こっているのかを解明することができる。

また、太陽中性子を地上で観測する場合、中性子は地球大気による減衰を受ける。したがって、観測されたデータから太陽中性子の発生時点のフラックスなどを見積もる場合、地球大気による減衰を考慮に入れなくてはならない。

2.4.1 粒子加速機構

ここで、宇宙線源や太陽フレアでのイオン加速のメカニズムとして考えられる 2 つの加速機構について述べる。

現在、その機構はまだ十分には解明されていないものの、フレアで放出されたエネルギーによって、以下のどちらかのメカニズムによってイオンが加速しているものと考えられる。

統計加速 速度 v の磁気雲に高速粒子が入射した場合を考える。この場合、粒子のエネルギー E の変化量 $\Delta E/E$ は、正面衝突では $2v/c$ 増加し、正面追突では $2v/c$ 減少する。しかし、追突に比べて、衝突の方が発生頻度が高いために統計的には加速され、衝突 1 回あたりのエネルギーの変化量は $2(v/c)^2$ に比例する。このような粒子の加速機構を統計加速といい、Fermi によって提唱され、加速効率が速度の 2 乗に比例することから Fermi の 2 次加速とも呼ばれている。

統計加速によって加速された粒子のエネルギースペクトルは、その領域における拡散方程式を解くことによって得られる。粒子の平均自由行程を λ 、入射エネルギー E_0 の粒子が単位時間あたりに q 個入射するとし、粒子がその領域から出る平均時間を T とすると、加速後のエネルギースペクトルは、以下のように書き表される。

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} \frac{6q}{p_0 c \alpha} I_2(x_0) K_2(x) & (E_0 < E \ll mc^2) \\ \left[\frac{3q}{\alpha E_0 (9 + 12/\alpha T)^{1/2}} \right] \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}(9 + 12/\alpha T)^{1/2}} & (mc^2 \ll E_0 < E) \end{cases} \quad (2.1)$$

ここで、 c は光速、 $\alpha = V^2/\lambda c$ で V は磁気雲の速度である。また、 $x = 2(3pc/mc^2 \alpha T)^{1/2}$ であり、 p は粒子の運動量、 m は粒子の質量である。 p_0 と x_0 は入射時の p と x である。 K_2 と I_2 は変形ベッセル関数である。

以上より、加速粒子のスペクトルは αT によって決まり、この値が大きくなるほどべきはハードになる。

ショック加速 ショック加速の基本的な概念は統計加速と同じである。ただし、この場合は、加速領域にショック波面が形成されている場合を考える。すると、粒子の静止系からこのショック波にあたるプラズマ流を見たとき、粒子が流れの上流にいても下流にいても接近してくるよう見え、粒子は常にエネルギーを得ることになる。統計加速の場合にあった追突によるエネルギー損失がないために、ショック加速では統計加速に比べて効率よく加速されることになる。粒子のエネルギー E の変化量 $\Delta E/E$ は、ショックの上流速度と下流速度の差を v とすると、 $2v/c$ となり、速度差の 1 乗に比例するため、Fermi の 1 次加速とも呼ばれている。

ショック加速によって加速される粒子の理想的なスペクトルは p^{-s} に比例する。ここで $s = 3V/\Delta V$ であり、 V はショックの速度、 ΔV は、ショックでのプラズマの速度差である。ショックの圧縮比を r とすると、 $s = 3r/(r-1)$ である。一般に加速粒子のエネルギースペクトルは以下のような式で書き表される。

$$\frac{dN}{dE} \propto n_0 (E_0^2 + 2E_0 m_0 c^2)^{3/[2(r-1)]} \times (E^2 + 2E m_0 c^2)^\Gamma \quad (2.2)$$

$$\Gamma = \begin{cases} \frac{1}{2} \frac{r+2}{r-1} & (E_0 < E \ll mc^2) \\ \frac{r+2}{r-1} & (mc^2 \ll E_0 < E) \end{cases} \quad (2.3)$$

ここで、 n_0 、 E_0 は加速領域に流入する粒子の数密度と運動エネルギーである。実際の場合、強いショックでは $r = 4$ ($\Gamma = 2$) 程度になる。超新星残骸内のショックにこのモデルを用いた場合、 10^{15} eV、つまり knee までの宇宙線の加速が説明できる。

2.4.2 太陽中性子の生成

太陽中性子は加速されたイオンと太陽大気の相互作用によって生じる。太陽中性子の生成については、Thick Target モデルと Thin Target モデルの2つのモデルが存在する。Thick Target モデルは、太陽中性子が彩層または光球で生成されているとするモデルである。それに対して、Thin Target モデルはコロナで生成されているとするモデルである。彩層や光球は密度が高く、コロナは密度が低いことから、Thick Target モデルと Thin Target モデルと呼ばれる。

太陽大気の密度分布は Averett (1981) や Allen (1963) によって求められている。図 2.5 は、太陽大気の彩層から光球の密度分布である。

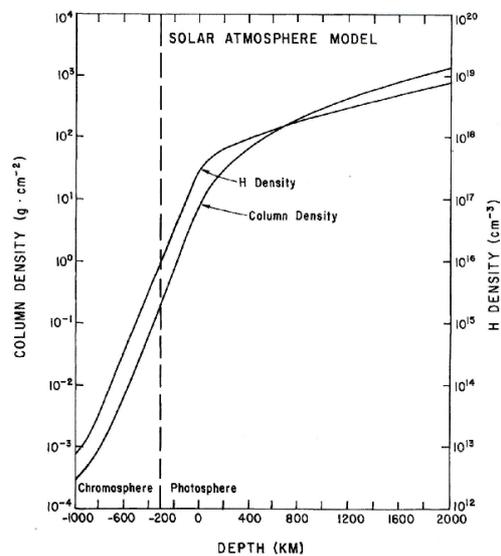


図 2.5: 太陽大気密度分布 (Hua & Lingenfelter, 1987a)

この図で、-300km の部分が彩層の一番底に当たり、光球との境目になっている。彩層の厚みを 2000km とし、彩層での深さを d km とすると、彩層の水素原子の密度 $\rho(d)$ は以下のような式で表される。

$$\rho(d) = \rho_0 \times \exp\left(-\frac{2000 - d}{85}\right) \quad [/\text{cm}^3] \quad (2.4)$$

ここで、 ρ_0 は彩層最深部の密度で、 $\rho_0 = 10^{16} - 10^{17} / \text{cm}^3$ である。図 2.5 では、Depth=-300km が $d=2000$ km にあたる。

Chupp (1984) は、太陽中性子の生成は Thick Target モデルによって説明し、水素原子の密度が $10^{12} / \text{cm}^3$ 以上の場所で太陽中性子の生成が起こっているとした。式 2.4 を用いれば、彩層の中でも $d=1000 - 1200$ km 以上の深さの部分で中性子の生成が起こっていることになる。Murphy ら (1987) は統計加速とショック加速の2つの加速機構によるイオンのスペクトルを用いて、太陽表面での中性子と γ 線の生成率を求めた。図 2.6 がそれである。Murphy らは、イオンが統計加速によって加速された場合は、 α -p、 α - α 反応によって高エネルギー中性子が

生成され、30MeV 以上の低エネルギー中性子は p-p 反応で生成されるとしている。ショック加速の場合は高エネルギーのものが p-p 反応で、低エネルギーのものが p- α 反応で生成される。

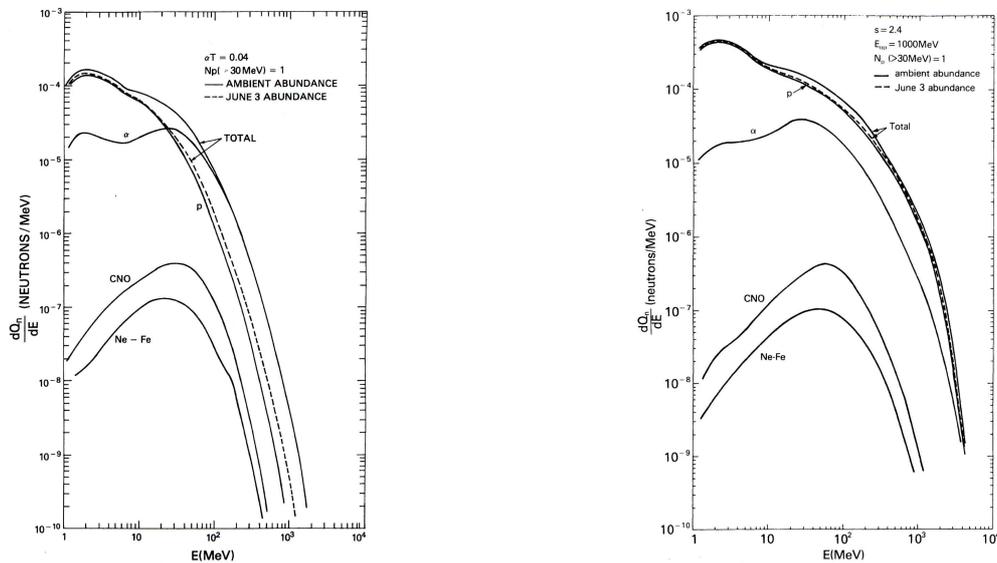


図 2.6: 加速されたイオンによる中性子の生成率 (Murphy ら, 1987)。左図が統計加速による結果、右図がショック加速による結果。

また、Hua & Lingenfelter (1987a) は、太陽大気中の深さによる中性子と γ 線の生成率をモンテカルロシミュレーションで導出している。図 2.7 がそれである。イオンの中で、高エネルギーの成分が多いほど、密度の濃い光球部分での中性子の生成が起こっている。また、中性子生成の深さ分布は加速イオンの入射方向によっても異なり、入射方向が太陽大気に対して垂直に近づくほど深いところで中性子が生成されているという結果が出ている。

こうして生成された中性子のうち、太陽大気外に出て地球方向にやってくるものが地球で観測される。Hua & Lingenfelter (1987b) は、生成された中性子の放出方向の角度分布をモンテカルロシミュレーションによって導出している。彼らは太陽大気に対するイオンの入射方向が等方的な場合と垂直な方向 (0°) と水平方向 (89°) の 3 通りについて、中性子が太陽大気外に出る確率を計算した。図 2.8 がその結果である。左図は、水平方向 (Horizontal $\delta(89^\circ)$)、下方向への対称入射 (Downward Isotropic)、垂直入射 (Downward $\delta(0^\circ)$) という 3 つのイオン入射方向を仮定し、それぞれの太陽中性子の放出方向分布を示してある。横軸は角度で、左端が直上方向、中心が接線方向、右端が太陽中心方向になっている。したがって、右側半分の成分は太陽中へ入って行ってしまいうため、地球では観測されない。それをふまえて 3 種類のイオン入射方向を比較すると、水平方向の時が、観測される中性子の数が一番多いという結果を出している。イオンが彩層に対して水平方向に入射するという事は、太陽フレアの磁場が彩層近くでミラー磁場になっており、荷電粒子が磁場に巻き付いてらせん運動のピッチ角が 90° 近くに達していることを示している。このモデルに従えば、地球から見て太陽の中央で起きる Disk フレアよりも、Limb フレアの方が地球において太陽中性子は観測されや

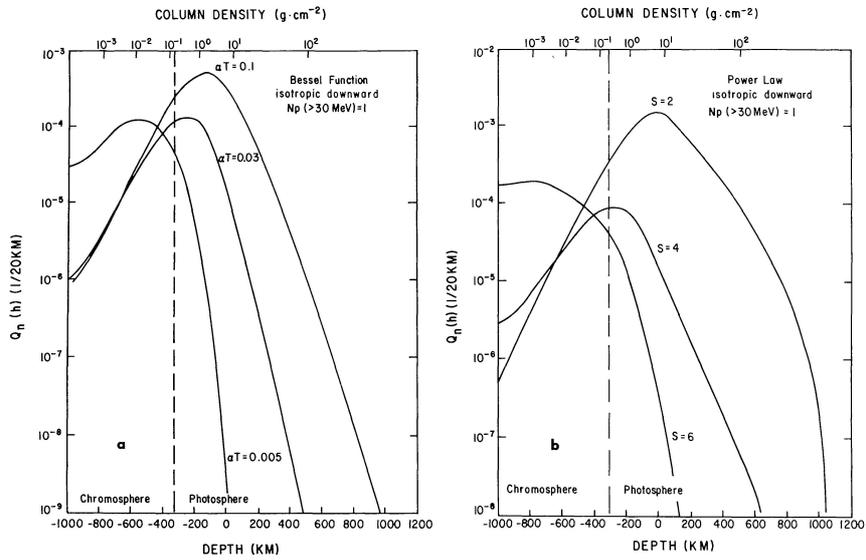


図 2.7: 中性子・ γ 線の生成率の太陽大気深さ依存。左図が統計加速による結果、右図がショック加速による結果。

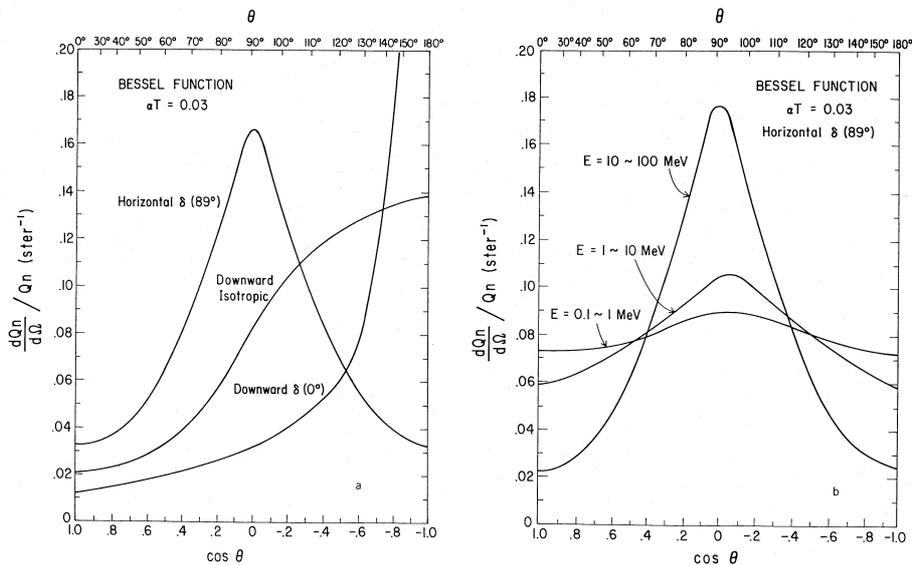


図 2.8: 太陽中性子放出量の方角分布。左図は3種類の入射方向を仮定した場合の放出量。右図はもっとも放出量の多い水平方向入射のエネルギーごとの放出量の方角分布。

すいということになる。そのため、十分に観測イベント数を増やすことで、太陽表面でのイオンの振る舞いを知ることができる。

2.4.3 太陽中性子の伝播

太陽フレアにともなって発生した太陽中性子は電荷をもたないために、太陽磁場や惑星間空間磁場の影響を受けることなく、まっすぐに地球近傍に到達する。中性子の寿命は 900 秒ほどであり、太陽-地球間を飛行する間に減衰する。しかし、荷電粒子とは違って、それ以外の減衰は受けず、エネルギーの減少もない。その一方、地球大気中では太陽中性子は大気中の分子と相互作用して大きな減衰を受ける。地上で観測される中性子の流量を見積もるためには地球大気中での相互作用を知ることが重要である。

太陽中性子の地球大気伝播については、Debrunner ら (1989) と Shibata (1994) によってモンテカルロシミュレーションが行われている。Debrunner らは、大気減衰だけではなく、検出器であるニュートロンモニターによる検出効率も含めて計算しているため、Shibata の計算結果とそのまま比べることはできない。ニュートロンモニターの検出効率も含めて比較した結果が図 2.9 である。present result とあるのが Shibata による計算であり、IGY 型と NM64 型の 2 種類のニュートロンモニターに対する検出効率を Debrunner らの結果と比較してある。

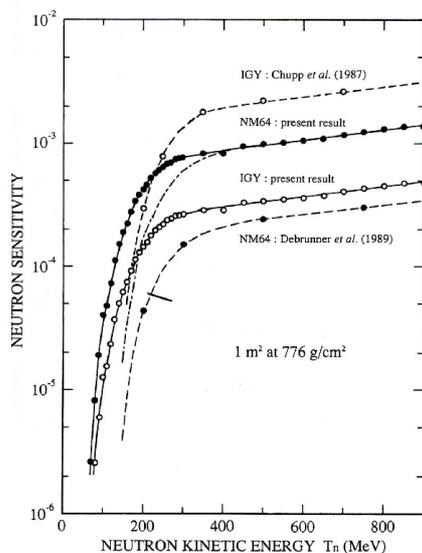


図 2.9: Shibata (1994) によるモンテカルロシミュレーションと Debrunner らの結果との比較。present result が Shibata による結果。

NM64 型ニュートロンモニターに対する Debrunner の計算は、300MeV 以上の入射中性子については、Shibata の計算の 1/4 程度の検出効率しかないとしている。そして、200MeV 以下では、差はさらに増えて、1/10 になっている。また、Debrunner の計算では NM64 型ニュートロンモニターによる計算は、Debrunner も共同著者の 1 人である Chupp ら (1987) の IGY

型ニュートロンモニターの計算よりも感度が悪くなっている。NM64型とIGY型のニュートロンモニターについては次章で述べるが、NM64型ニュートロンモニターは、IGY型ニュートロンモニターの後で開発されたもので、より検出能力は高い。この矛盾はDebrunnerらの計算には弾性散乱過程が取り入れられていないことから来していると考えられる。

この2つのモデルのうち、どちらのモデルが正しいかを検証するために、我々のグループでは大阪大学核物理研究センター(RCNP)で加速器実験を行った。その結果、Shibataモデルの方がより正しいことが証明された(Koiら, 2001)。よって、以後、我々のグループでは地球大気中の太陽中性子減衰計算にはShibataのモデルを用いている。

以上のように、太陽フレアが起きた際には、粒子の加速が起こっている。しかし、粒子の加速のうちイオンの加速については未だに十分な説明がなされていない。その説明のために中性子の観測が重要である。中性子の加速については、いくつかの面でモデルが立てられている。その中でどのモデルが正しいのかを知るために、中性子の観測が行われている。

3 太陽中性子の観測

太陽中性子は地球近傍で観測が可能である。このことは Biermann ら (1951) によって指摘されていた。しかし、実際に太陽中性子が観測されたのは、それから 30 年も後のことである。これは、中性子の生成量の少なさと大気による減衰の影響、そして、中性子が電荷を持たないという性質からくる検出の難しさが原因である。

中性子は非荷電粒子であるため、電磁相互作用は起こさない。したがって、観測する手段は限られている。方法の 1 つは、中性子を十分に減速することで熱中性子にして検出器中のガスを核分裂させることである。もう 1 つは、検出器中の原子と核相互作用を起こさせることで反跳陽子に変換して検出する方法である。前者を用いたのがニュートロンモニターであり、後者を用いたのが太陽中性子望遠鏡である。観測方法の違いによって、それぞれに利点と不利点がある。この章では、これらの観測装置について述べる。特に、太陽中性子望遠鏡については、私が方向検出部の再稼働を行った乗鞍 64 平米中性子望遠鏡と、今回の論文で SSNT との比較に用いたチベット Yangbajing 中性子望遠鏡 (以下、チベット中性子望遠鏡) の 2 つの装置を中心に構造について述べる。

最初に太陽中性子を観測したのは人工衛星に搭載された検出器であった。そして、2 度目の観測では人工衛星と地上で同時に観測された。その後、現在までに 10 イベントの太陽中性子イベントが地上で観測されており、それぞれに対する解析から、太陽でのエネルギースペクトルが求められている。しかし、現在の観測手法では発生時間分布が求められないという大きな問題がある。この章ではその問題について、過去の観測例から述べる。

3.1 衛星による観測

中性子は、宇宙空間では、崩壊以外の減衰をいっさい受けないため、ほぼすべてのエネルギー範囲の中性子を検出することができる。しかし、中性子を観測するためには反跳もしくは減速させるための質量が必要であり、高エネルギーの中性子を観測するためにはより大質量の観測器が必要となる。また、高エネルギーの中性子は流量が少ないため、ある程度の体積を持つ必要がある。ところが、宇宙に打ち上げられる質量や体積には限界がある。そのため、高エネルギーの中性子を観測するための検出器の打ち上げは事実上困難であり、宇宙での観測は低エネルギーの中性子に限られる。

現在、宇宙に中性子を観測するための装置は存在しない。しかし、これまでに、 γ 線を対象とした観測装置によって太陽中性子が観測されている。

SMM 衛星 GRS SMM(Solar Maximum Mission) 衛星は太陽からの γ 線を観測するための衛星である。この衛星には主要な検出器として GRS(Gamma Ray Spectrometer) が搭載されている。この GRS は同じ中性粒子である中性子を検出することが可能である。GRS は、CsI シンチレーション検出器 ($\phi 25\text{cm} \times 7.6\text{cm}$) と 7 台の NaI($\phi 7.6\text{cm} \times 7.6\text{cm}$) シンチレーション検出器からなっており、300keV–20MeV の γ 線と 20MeV 以上の中性子を検出することができる。しかし、この検出器では γ 線と中性子を区別することが難しい。Chupp ら (1987) は、

NaI と CsI 両方に反応したものが γ 線、どちらか一方に反応したものが中性子または γ 線としているが、中性子でも両方のシンチレータに反応してしまう可能性があり、正確には判別できない。

初めて観測された太陽中性子イベントは、1980年6月21日のフレアの際に、このSMM衛星のGRSによって観測された。

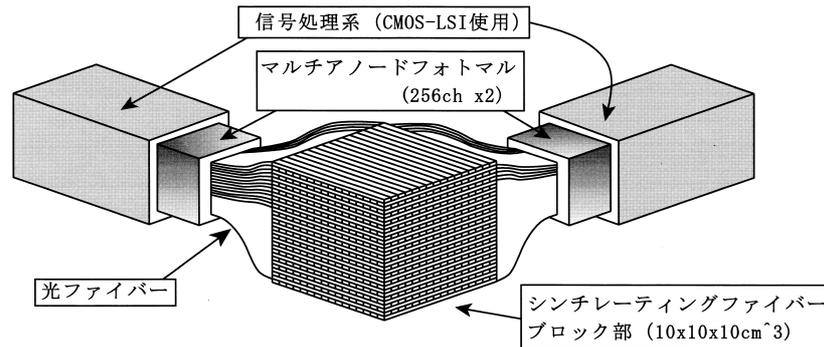


図 3.1: ISS に搭載される予定の FIBM 検出器。

SEDA-AS FIBM 検出器 FIBM 検出器は我々のグループと JAXA(宇宙航空研究開発機構)が共同で開発した太陽中性子の検出器である(今井田, 1998; Imaida ら, 1999; 大野, 2001)。FIBM 検出器は、NEM-S(中性子モニタセンサ)の観測装置の一部として、SEDA-AP(Space Environment Data Acquisition equipment-Attached Payload)の一部をなしている。SEDA-AP は、ISS(国際宇宙ステーション)のJEM(日本実験棟・「きぼう」)の船外実験プラットフォームに設置される最初の実験装置となる。その目的は、ISS軌道上での宇宙環境のデータ計測であり、その1つとして、人体に対して多大な影響のある中性子の観測を行う予定である。

NEM-S モジュールは、SEDA-AP の中で、もっともISS本体から離れた部分に置かれ、伸展機構によってさらに1mほどISSから離すことが可能である。それによって、宇宙線とISS壁面の相互作用で生じる中性子のバックグラウンドを減らすことができる。

NEM-S は、ボナーボール型ニュートロンモニターと FIBM 検出器で構成される。このうち、ボナーボール型検出器は熱中性子 (0.025eV) から 15MeV までに感度があり、FIBM は 15–100MeV に感度がある。太陽中性子の観測には、FIBM 検出器のエネルギー領域の方がより重要である。FIBM 検出器は、図 3.1 のような構造をしている。大きさは $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ であり、16本のシンチレータで1層を構成し、32層が積み重ねられている。その発光を2方向の側面から $16 \times 16 = 256\text{ch}$ のマルチアノードPMTを用いて読み出すことができる。中性子は、このシンチレータ中で反跳して陽子となって検出される。その際、最外層をアンチ層として用いることで、荷電粒子と区別をする。

大きさはかなり違うが、この装置の構造は、この論文で述べる新型中性子望遠鏡とほぼ同じである。

3.2 地上における観測

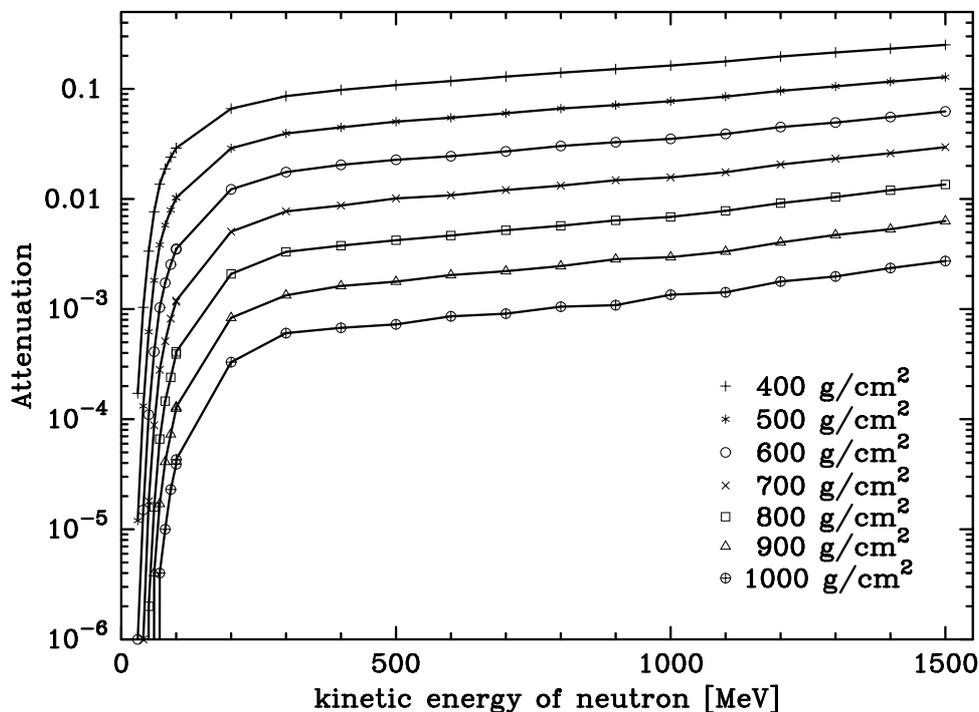


図 3.2: Shibata モデルによって求めた地球大気による太陽中性子の減衰。

太陽中性子は大気による減衰を受ける。図 3.2 は、Shibata モデルによって求めた地球大気中の太陽中性子の減衰である。エネルギーごとにある標高に到達する粒子の割合をプロットしてある。標高は大気頂上からの大気厚みで表してあり、たとえば、現在太陽中性子望遠鏡が設置されている中でもっとも標高が高いボリビア Chacaltaya(標高 5250m) は $540\text{g}/\text{cm}^2$ である。このグラフを見ると、 100MeV を下回る粒子のほとんどは地上には到達しないことがわかる。したがって、地上で観測できる太陽中性子は大気頂上で 100MeV 程度のエネルギーのものである。太陽-地球間でエネルギーの損失はないため、これは太陽表面で中性子が生成された時のエネルギーと同一である。

このような事情から、地上での観測地点は、大気頂上からの大気厚みが少ないことが重要な条件になる。大気厚みは、観測地点の高度と太陽の天頂角によって決まる。観測地点の標高が高ければ高いほど大気厚みは少なくなるため、観測に適している。したがって、観測地点はより標高の高い場所であることが望ましい。もう 1 つの条件として、太陽の天頂角が高いほど太陽を見込む方向の大気厚みは少なくなる (図 3.3)。

しかし、太陽フレアが観測装置の真上で起きるとは限らない。そこで、より長時間、太陽フレアを良い条件で観測できるように、さまざまな経度に観測装置を置くことが重要である。また、緯度が低いほど太陽高度が高い時間が長くなるため、緯度が低い場所の方が太陽中性子の観測には適している。

以上のような条件から、現在、我々のグループでは、世界各地の高山に太陽中性子望遠鏡を設置し、観測のための国際ネットワークを構築している。

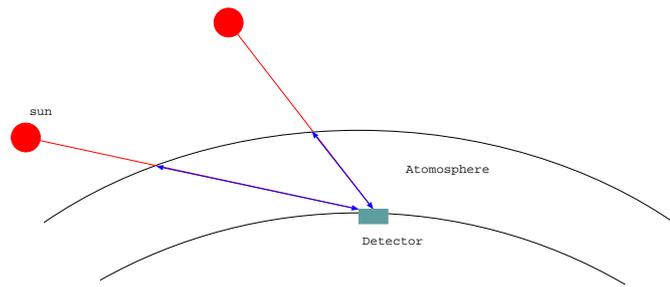


図 3.3: 太陽の天頂角による通過する大気厚みの違い。

3.2.1 ニュートロンモニター

ニュートロンモニターは二次宇宙線の核子成分を検出し、宇宙線の長期的な強度変動を記録するために開発された検出器である。Simpson らによってデザインされたニュートロンモニターは、1957–1959 年の International Geophysical Year の際に、宇宙線の時間変動を測定する検出器として採択されて世界中に設置された。このときは、GeV 以上の宇宙線の変動が観測目的であった。このときの型を IGY 型ニュートロンモニターと呼ぶ。その後、Carmichael によって、IGY 型よりも面積、計数率がともに高い NM64 型ニュートロンモニターも開発された。NM64 型ニュートロンモニターは 1964 年の International Quiet Sun Year に宇宙線の検出器として推奨されて世界中に設置された。図 3.4 に IGY 型と NM64 型のニュートロンモニターの構造図を示す。ニュートロンモニターの構造は IGY 型、NM64 型でほぼ同じであり、中心に BF_3 比例計数管が用いられ、その周りに、内側から減速剤、増殖剤、反射剤が取り囲んでいる。増殖剤には鉛が用いられており、減速剤と反射剤は IGY 型ではパラフィン ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) が、NM64 型ではポリエチレン ($(\text{CH}_2)_n$) が用いられている。

ニュートロンモニターの検出原理は次のようになっている。まず、大気中で生成された低エネルギー核子や環境放射線は反射剤によって除去される。高エネルギーの陽子や中性子は反射剤を通り抜けて増殖剤に達し、核相互作用によって増殖する。ここで発生した中性子は減速剤によって減速されて熱中性子になり、 BF_3 比例計数管によって次のような反応を起こして検出される。



この ${}^{10}\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$ 反応によって Li は 2 つの状態を取ることができる。直接基底状態になるのはわずか 6% で、残りの 94% は第一励起状態を取る。この反応の熱中性子断面積は 3840 barn である。ニュートロンモニターの検出効率は Hatton (1971)、最近では Clem & Dorman (2000) によって計算されている。

最近では、 BF_3 比例計数管の代わりに ${}^3\text{He}$ 比例計数管がニュートロンモニターに用いられている。 ${}^3\text{He}$ 比例計数管に入射した熱中性子は次のような反応によって検出される。

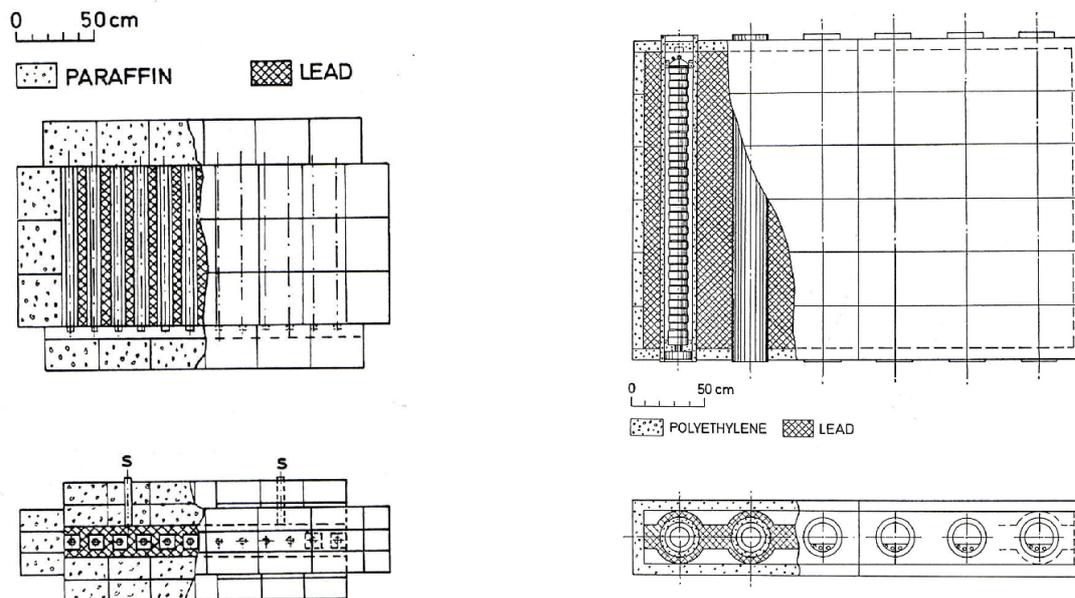


図 3.4: ニュートロンモニターの構造。左図が IGY 型、右図が NM64 型。



この ${}^3\text{He}(n,p)\text{H}$ 反応の熱中性子断面積は 5330barn であり、 ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)\text{Li}$ 反応よりも大きい。これは、 ${}^3\text{He}$ 比例計数管が、 BF_3 比例計数管よりも検出効率が高いことを意味している。 ${}^3\text{He}$ 比例計数管は BF_3 比例計数管に比べて直径が小さく、 $\phi=5\text{cm}$ 程度であるが、4atm という高圧で用いることにより検出効率を上げている。

以上のようにニュートロンモニターは中性子に対する検出効率が高い。また、構造が簡単なため大面積にやすく、安定して動作するために、すでに国際ネットワークが構築されている。

しかし、ニュートロンモニターは、入射中性子のエネルギーを測定することができない。また、その到来方向も測定できない。これは、中性子を減速・増殖させるというニュートロンモニターの測定原理に伴うものである。そのため、発生時間分布を仮定することで、TOF (Time Of Flight) 法を用いることでエネルギー分布を求めるしかない。TOF 法とその問題点については、3.3 で述べる。

3.2.2 太陽中性子望遠鏡

太陽中性子望遠鏡は我々のグループが開発した太陽中性子の検出に特化した検出器である。この装置では、地上に到来した太陽中性子のエネルギーと到来方向を測定することが可能である。

地点	経度	緯度	高度 [m] (air mass[g/cm^2])
Gornergrat (スイス)	7.8°E	46.0°N	3135 (690)
Aragats (アルメニア)	40.5°E	44.2°N	3200 (670)
Yangbajing (中国・チベット)	90.5°E	30.0°N	4300 (600)
Mt. Norikura (日本)	137.5°E	36.1°N	2770 (730)
Mauna Kea (アメリカ・ハワイ)	203.7°E	19.8°N	4200 (610)
Sierra Negra (メキシコ)	262.7°E	19.0°N	4580 (575)
Mt. Chacaltaya (ボリビア)	292.0°E	16.2°S	5250 (540)

表 3.1: 現在設置されている太陽中性子望遠鏡

現在、表 3.1 のように、世界 7 か所に設置され、24 時間体制で観測を行っている。これらの太陽中性子望遠鏡は、それぞれ装置の構造は違うが、基本的な構造は同一である。基本的には、以下の 3 つの要素で構成されている。

1. 荷電粒子、低エネルギー γ 線除去を行うアンチカウンター。
2. 中性子を陽子に変換して検出するターゲット部分。
3. 方向検出部分。

1. のアンチカウンターには、多くの装置で比例計数管 (PRC) が用いられている。また、アルメニア中性子望遠鏡とボリビア中性子望遠鏡ではプラスチックシンチレータが用いられている。ターゲット部分にあたるシンチレーションカウンターはバックグラウンドの荷電粒子も検出してしまうため、アンチカウンターと反同時計測 (アンチコインシデンス) の論理を組むことで、荷電粒子を除外する。

2. のターゲット部分はすべての装置でプラスチックシンチレータを用いている。中性子は、シンチレータ中の原子と核相互作用を起こし、反跳陽子をはじき出す。シンチレータは水素と炭素で構成されているため、 $n + p \rightarrow p + n$ または $n + C \rightarrow p + X$ の反応が起こっていることになる。その反跳陽子によってシンチレータが発光し、その発光で中性子を検出する。反跳陽子のエネルギーは入射中性子のエネルギーを反映しているため、陽子のエネルギーを測ることで、中性子のエネルギーがわかる。

3. の方向検出部分は、ボリビアの中性子望遠鏡のように存在しないものもある。また、現在は稼働していない乗鞍 1 号機のように、独立した装置ではなく、ターゲット部分の構造によって方向を絞る望遠鏡もある。基本的にはターゲット部の下に PRC などを組み合わせてあり、その論理積を取ることで方向を検出している。また、装置によっては PRC の間に木材などが入っており、通過層数によって反跳陽子のエネルギーを測ることもできる。

乗鞍 64 平米中性子望遠鏡 乗鞍 64 平米中性子望遠鏡は、1996 年 10 月に東京大学宇宙線研究所附属乗鞍観測所に設置された。この中性子望遠鏡は、太陽中性子望遠鏡の中で最大の面

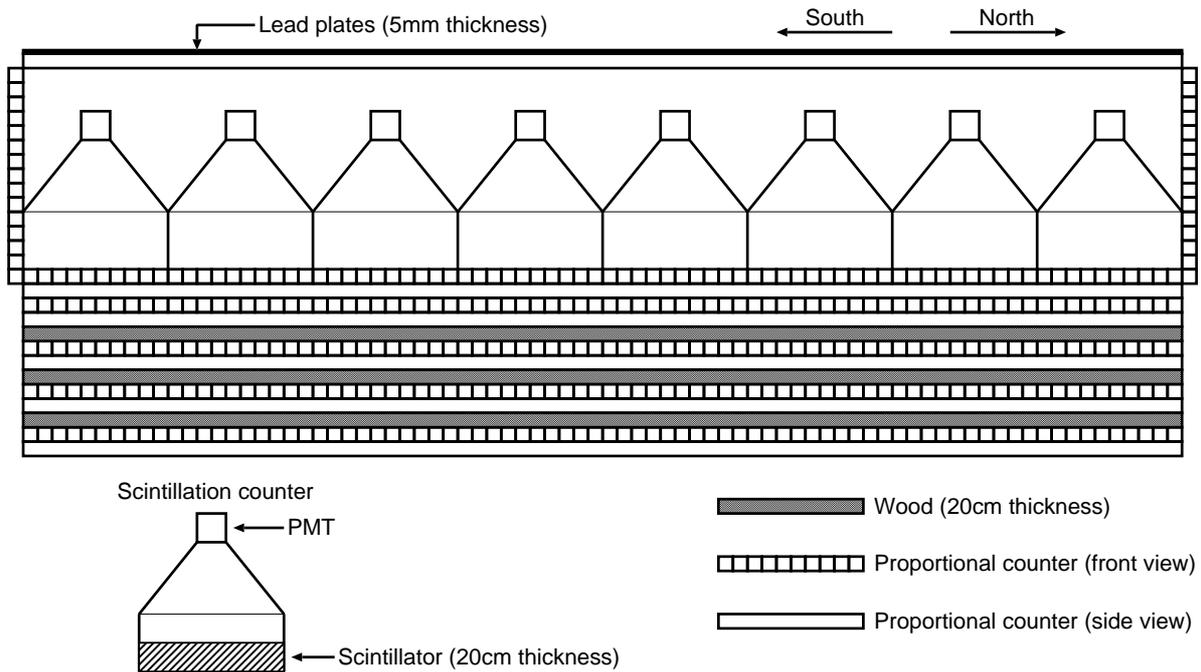


図 3.5: 乗鞍 64 平米望遠鏡の構造図

積を誇っており、エネルギー測定、方向測定部もついているなど、すべての機能が揃っているとよい。そこで、まず、典型的な太陽中性子望遠鏡について、乗鞍 64 平米望遠鏡で説明する。

乗鞍 64 平米望遠鏡の構造を図 3.5 に示す。ターゲット部分は $1m^2$ シンチレーションカウンター 64 台で構成されており、PRC によるアンチカウンターで上面と側面が囲ってある。上部 PRC の上には 5mm 厚の鉛が置かれており、この鉛によって γ 線を電子に変換してアンチカウンターで検出できるようにする。

シンチレーションカウンター内には 20cm 厚のシンチレータがあり、反跳によって陽子に変換される。シンチレーションカウンターでは、エネルギー閾値が $>40MeV$ 、 $>80MeV$ 、 $>120MeV$ 、 $>160MeV$ の 4 種類設定されており、それぞれのエネルギーごとのカウントをとることができる。また、シンチレーションカウンターの下部に 10 層の PRC が井桁状に組み合わせてある。このうちの上から 4 層を方向検出用に用いる。1 層目と 3 層目、2 層目と 4 層目の論理積によって、それぞれ 5 方向の方向を検出することが可能である (図 3.6)。この 5 方向は、角度としては、 0° 、 $\pm 18^\circ$ 、 $\pm 45^\circ$ に対応する。そして、1,3 層目と 2,4 層目を組み合わせて粒子の方向を 25 方向に分類してカウントすることができる。したがって、方向の検出が可能なのは PRC を 4 層以上通過したもののみということになる。

また、PRC の層のうち、下の 6 層の間には 2 層おきに減速材として木の層があり、通過層数によってエネルギーを測ることができる。エネルギーは、方向検出用 PRC 4 層を通過した場合で $>100MeV$ 、木材を 1 層通過すると $>350MeV$ 、木材 2 層通過で $>450MeV$ 、木材 3 層通過で $>550MeV$ である。

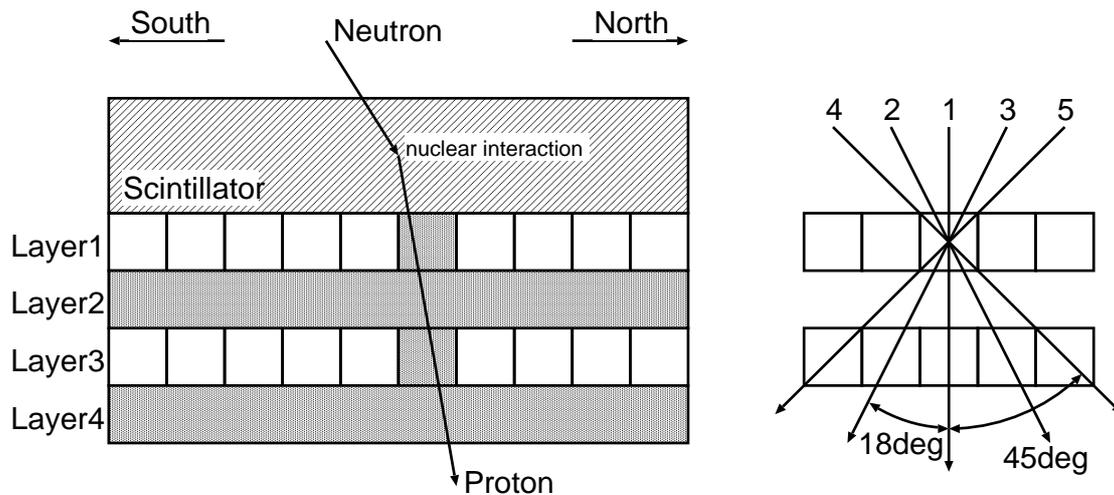


図 3.6: 乗鞍 64 平米望遠鏡の方向検出原理

以上が、乗鞍 64 平米望遠鏡の建造当時の性能である。しかし、2004 年度より東京大学宇宙線研究所附属乗鞍観測所は冬季期間は閉鎖されており、その間、電力の供給が途絶えることになった。そのため、太陽電池と風力発電での電力供給のみによる無人運転を行っている (Muraki ら, 2004; 山本, 2002; 立岩, 2004; 鎌田, 2006)。そのような事情から、消費電力を下げるために、上記の機能のうちいくつかは停止している。まず、無人運転化当初は、シンチレーションカウンターと上部アンチカウンターのみで稼働させた。つまり、側面のアンチカウンター用 PRC と、下部の PRC を停止したわけである。また、シンチレーションカウンターの閾値も、従来の 4 種類から 2 種類に減らした。その 2 種類とは、当初は $>21\text{MeV}$ と $>42\text{MeV}$ 、現在は $>21\text{MeV}$ と $>84\text{MeV}$ である。

その後、実際に無人運転を続ける中で、電力の供給量が確認できたため、低消費電力のものに交換した上で、一部の装置を再稼働させている。2005 年度には鎌田らによって側面のアンチカウンター用の PRC の入れ替えが行われ、再度稼働している。また、2006 年度には、下部 PRC のうち方向決定用の上部 4 層について、アンプ&ディスクリミネータ回路を低消費電力のものに交換し、FPGA を用いた新論理モジュールを作ることで、方向検出部分を復活させた。

チベット中性子望遠鏡 この論文では、チベットの太陽中性子望遠鏡を新型中性子望遠鏡 (SSNT) の比較対象として用いた。

チベットの太陽中性子望遠鏡を比較対象として用いた理由には、以下の 2 点がある。

- 高度・緯度が観測地点の中で中程度である
- 面積が、現在 SSNT で想定している 9m^2 と同一である

3.2 でも述べたように、太陽中性子の観測では、高度が高く、緯度が低い地点が望ましい。したがって、現行太陽中性子望遠鏡と性能を比較する際には、この 2 つの条件が中程度であ

るものと比較することが望ましい。

表 3.1 にもあるように、現在、我々の観測地点は、標高 2770m から 5250m の範囲に及ぶ。チベットの高度である 4300m は、7カ所のうちで3番目の高さである。また、緯度については、もっとも緯度が低いポリビア Chacaltaya で 16.2°S 、もっとも緯度が高いスイス Gornergrat で 46.0°N である。この中で、チベットの 30.0°N は7カ所中4番目である。つまり、チベット Yangbajing は、現在の観測地点の中でも、中程度の高度・緯度であるといえる。

また、6.2.1 で述べるような理由から、SSNT の底面積は 9m^2 程度の面積で計画されている。現在、チベットの Yangbajing に設置されている太陽中性子望遠鏡は 9m^2 のものであり、比較する対象として、もっとも適切である。したがって、この論文では、チベット中性子望遠鏡を SSNT の比較対象として用いた。

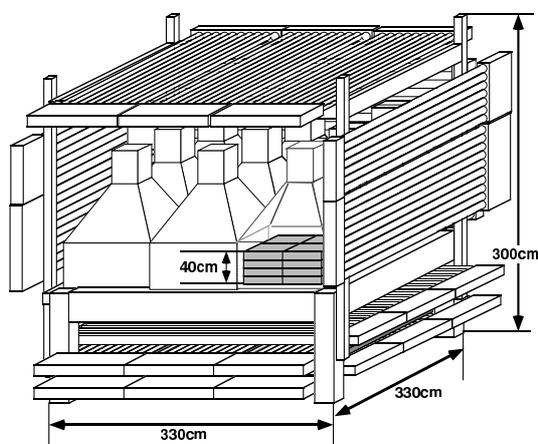


図 3.7: チベット中性子望遠鏡の構造図

チベット中性子望遠鏡は 1998 年 9 月に Yangbajing に建設された。ターゲット部は 1m^2 シンチレーションカウンターが 9 台で構成されている。シンチレータの厚みは 40cm あり、乗鞍 64 平米望遠鏡の倍の厚みがある。中性子が反跳する確率はターゲット部の体積によるので、面積あたりの検出効率は乗鞍 64 平米望遠鏡よりもいいことになる。このシンチレータに対し、 $>40\text{MeV}$ 、 $>80\text{MeV}$ 、 $>120\text{MeV}$ 、 $>160\text{MeV}$ の 4 つのエネルギー閾値が設けられている。上面と側面はほぼ完全に PRC によるアンチカウンターで覆われている。ただし、乗鞍 64 平米望遠鏡と違い、鉛はない。また、下部には方向検出用の PRC が 4 層あり、 9×9 の 81 方向にわけてカウントすることが可能である。

3.3 TOF 法

ニュートロンモニターでは中性子を熱中性子にして観測するため、中性子のエネルギーの測定は不可能である。また、太陽中性子望遠鏡では、各エネルギー閾値を越えた粒子の数を測ることで、積分でのエネルギー分布を観測することはできる。しかし、エネルギー分解能が粗く、十分な精度でスペクトルを決定することはできない。

そのため、エネルギースペクトルの決定には TOF(Time of Flight) 法を用いる。中性子には質量があるため、光速で飛ぶことはできない。したがって、飛行速度が遅い低エネルギーの中性子ほど、遅れて地球に到来することになる。その差を利用してエネルギーを求めるのが TOF 法である。

光に対する中性子到来時間の遅れを Δt と書くと、

$$\Delta t = \frac{R}{c\beta} - \frac{R}{c} \quad (3.3)$$

となる。ここで、 β は中性子の速度 v を光速 $c = 2.998 \times 10^8$ m/s で割ったもの、 R は太陽と地球の距離であり、 $1\text{AU} = 1.496 \times 10^{11}$ m である。

上の式を変形すると β は以下ようになる。

$$\beta = \frac{1}{c\Delta t/R + 1} \quad (3.4)$$

中性子の運動エネルギー E_n は以下のように計算できる。

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) M_n \quad (3.5)$$

M_n は中性子の質量エネルギーで 940MeV である。

もし、放出時刻が正確にわかっているならば、到達時間差 Δt とエネルギー E_n を 1 対 1 で対応させて求めることができる。したがって、以上のような方法で、 Δt の測定のみで E_n がわかる。実際には放出源での放出の時間分布を求める手段がないため、なんらかの時間分布を仮定してエネルギーを求めることになる。

3.4 過去の太陽中性子観測イベント

これまでに地上で観測された太陽中性子イベントを表にまとめると表 3.2 のようになる。以下では、これらの観測によってわかったことと、今後の解明が待たれる点について述べる。

3.4.1 エネルギースペクトル

2.4.1 で述べたように、イオン加速の機構が統計加速であれば、そのエネルギースペクトルはベッセル関数で表現され、もしショック加速であれば、べき法則で表現される。図 2.6 は、太陽フレアにおける統計加速とショック加速のそれぞれの中性子生成率を描いたものである。このうち、地上においてわれわれが観測できるのは 100MeV 以上の範囲である。そのため、どちらの加速であったとしても、高エネルギーになるに従ってスペクトルが落ちていく部分しか捉えることができない。図を見てもわかるように、この部分では、統計加速であってもべきに近い形で分布が落ちている。そのため、100MeV 以上のエネルギー範囲では統計加速とショック加速の違いはべき指数の差として現れ、ショック加速の方がよりべきはハードになる。

Date	GOES Xray Class	Flux(F_0) ($\times 10^{27}/\text{MeV}/\text{sr}$)	PowerLaw Index(α)	Place	Height (m)	Solar Angle (zenith)	Active region Location
19820603	X 8.0	26	4.0	Jungfrau-joch	3475	24.4	S09E72
19900524	X 9.3	43	2.9	Climax	3400	29.4	N36W76
19910322	X 9.4	0.6	2.7	Haleakala	3030	20.2	S26E28
19910604	X12	1.9	4.9	Norikura	2770	17.4	N30E70
20001124	X 2.3	0.4	4.2	Chacaltaya	5250	42.7	N22W07
20010825	X 5.3	0.2	3.1	Chacaltaya	5250	6.2	S17E34
20031028	X17.4	3.7	3.8	Tsumeb	1240	11.9	S16E08
20031102	X 8.3	0.3	7.0	Chacaltaya	5250	33.1	S14W56
20031104	X28	15	3.9	Haleakala	3030	53.3	S19W83
20050907	X17	5.6	3.8	Chacaltaya & Mexico	5250	17.5	S06E89

表 3.2: これまでに観測された太陽中性子イベント

そのような理由から、これまで観測された太陽中性子イベントではべきを仮定してエネルギースペクトルを求めてきた。べき関数の式は以下の通りになる。

$$F(E) = F_0 \times \left(\frac{E}{100\text{MeV}} \right)^{-\alpha} / \text{MeV}/\text{sr} \quad (3.6)$$

この式の自由度は、100MeVでのフラックスの強度に対応する F_0 と、べき指数 (Power Law Index) を表す α の2つであり、この2つの値を求めることがエネルギースペクトルを求めることに対応する。以下の文章中では、 α は Power Law Index、100MeVにおける強度 F_0 を Flux 強度と呼ぶ。

現在にまでに観測された太陽中性子イベントの一覧は表 3.2 のようになる。これまでの観測結果では、Power Law Index は、 $\alpha = 3-4$ 程度のものが多い。これは、ショック加速で加速されていることを示している (Watanabe, 2005)。また、Flux 強度は $F_0 = 4.3 \times 10^{28} / \text{MeV}/\text{sr}$ がこれまで観測された中で最高のものである。Flux 強度については、フレアの発生場所と関連づけて、次節でも述べる。

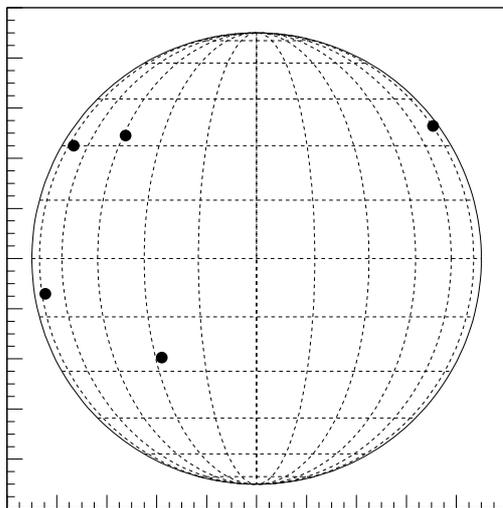
3.4.2 Limb フレアと Disk フレア

太陽フレアは Limb フレアと Disk フレアに分類される。フレアが観測者から見て、太陽の周縁部で起きるものを Limb フレア、それ以外の部分で起きるフレアを Disk フレアと呼ぶ。我々のグループでは、経度または緯度が 60 度以上のフレアを Limb フレア、それ以外のものを Disk フレアと分類している (Watanabe, 2005)。この定義では、高緯度のフレアも Limb フレアに分類する。しかし、フレアは磁場の強い黒点付近で発生し、黒点のほとんどは 30 度以

下の低緯度にあるため、高緯度でのフレアは滅多に起きない。実際に、第 23 太陽活動期に起きた 111 の X クラスフレアのうち、60 度以上の高緯度で起こったフレアは一例も存在しなかった。

経度だけで考えた場合、Limb フレアと Disk フレアの 2 種類のフレアに性質的な差異はない。ただ単に、観測者がいる地球から見て、フレアがどの位置で発生したかという違いだけである。したがって、発生する比率も両フレアで差異はない。ただし、経度の範囲が、Limb フレアは西経及び東経 60–90 度の 60 度であるのに対し、Disk フレアは西経 60 度–東経 60 度の 120 度であるため、高緯度 Limb フレアを無視すれば、発生比率もほぼこの通りに 1:2 になる。実際、第 23 太陽活動期に起こり、発生場所が特定できた 86 イベントの X クラスフレアのうち、Limb フレア 29 に対し Disk フレア 57 と、ほぼ 1:2 であり、経度幅の比率と同じであった。

Flare Position : Solar Cycle 21, 22



Flare Position : Solar Neutron Event

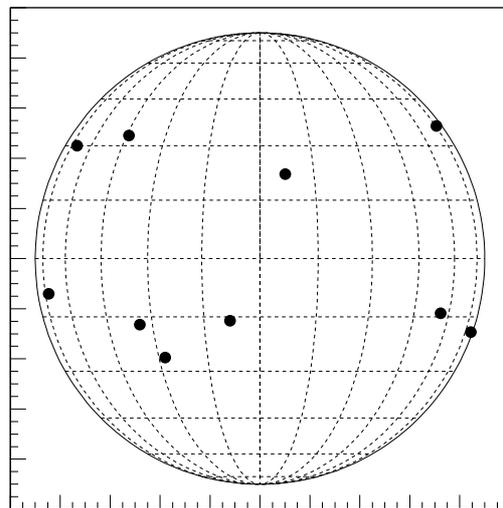


図 3.8: 太陽中性子イベントのフレア発生場所分布。左が 21,22 太陽活動期までのもの、右が 23 活動期を含めた現在まで地上で観測された中性子イベント。

第 21,22 活動期に観測された 5 回の太陽中性子イベントのうち、3 イベントが Limb フレアであり、残りの 2 イベントも比較的高緯度であった (図 3.8 左)。Limb フレアで中性子イベントが多く観測されるということは、太陽から接線方向に中性子が放出されていることを示している (図 3.9)。そのため、2.4.2 で述べたように、Hua & Lingenfelter (1987b) は接線方向に中性子が放出されるモデルを提示した。彼らのモンテカルロシミュレーションでは、中性子が水平に放出されるということは、イオンも水平に運動していることを示している。これは、イオンが磁場に巻き付くピッチ角が水平に近い部分、つまり、太陽大気の深い部分で生成する Thick Target モデルで生成されていることを示している。

その後、第 23 太陽活動期には新たに 5 イベントの太陽中性子イベントが観測された。5 イベントのうち、Limb フレアによるものが 1 例、Disk フレアによるものが 4 例であった。した

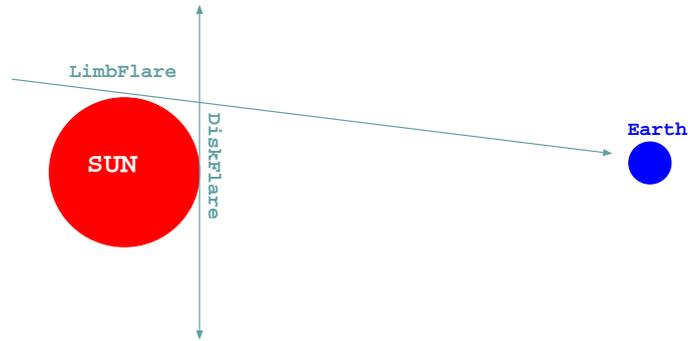


図 3.9: Limb、Disk それぞれのフレアで粒子が接線方向に放出された場合の方向

がって、これまでの全イベントでは、Limb フレアによるものが 4 例、Disk フレアによるものが 6 例となった。また、これまで観測されなかった経度の低い Disk フレアによる中性子イベントも観測されている。ボリビアの Chacaltaya で 2000 年 11 月 24 日に観測された N22W07 のフレアや、2003 年 10 月 28 日にナミビアの Tsumeb で観測された S16E08 のものがそれにあたる。

第 23 太陽活動期まで含めた中性子イベントでのフレア発生地点を図 3.8 の右側に示した。図を見ると、発生位置の経度方向の偏りはほとんど見られない。

こういった観測結果の状況から、現在までの観測では、Limb・Disk の区別と中性子イベントの発生間に相関はないと考えられている。

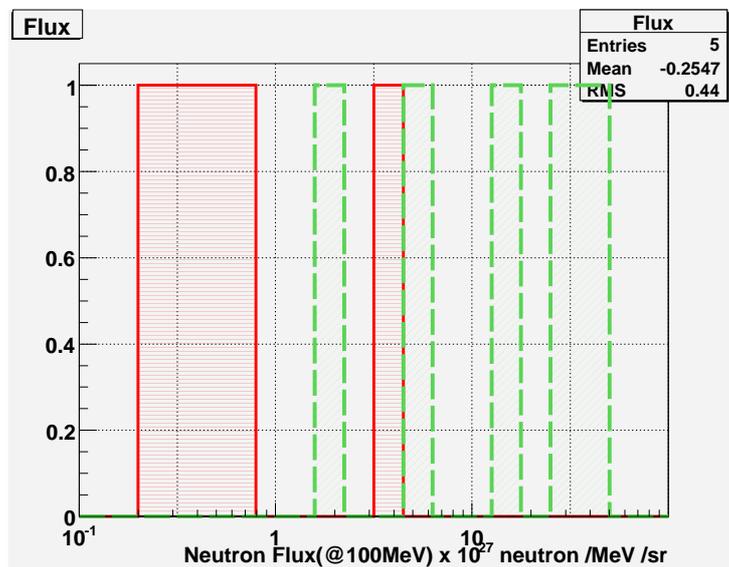


図 3.10: Limb フレアと Disk フレアそれぞれの Flux 強度分布。赤横線が Disk フレア、緑斜線が Limb フレア

その一方、Limb フレアと Disk フレアでそれぞれで起こった中性子イベントについて、Flux

強度の分布を描いてみる。図 3.10 がそれで、斜線が Limb フレア、横線が Disk フレアである。これを見ると、Disk フレアはもっとも強いものでも $3.7 \times 10^{27} \text{MeV/sr}$ であり、Limb フレアでこれを下回る強度のものは 1 例だけである。つまり、Limb フレアの方が明らかに Flux 強度が高い方に分布がよっている。しかし、結局のところ、中性子イベント自体の統計が足りていないので、はっきりしたことは言えない。

たとえば、標高がもっとも高く観測条件がきわめてよい Chacaltaya で観測されたイベントは、4 例のうち、3 例が Disk フレアであった。これらのイベントは、これまでに観測された中でもっとも中性子の放出量が少なく、すべて $1.0 \times 10^{27} \text{MeV/sr}$ を下回っている。この放出量であっても、観測条件のよい Chacaltaya の上に太陽があったから観測できたのだと考えられる。しかし、Chacaltaya 上空に太陽があったときに Disk フレアが起こったのは偶然である。もし、このフレアが Limb で起こっており、中性子が等方的に放出されていた場合、図 3.10 の分布の印象は相当変わってくる。

したがって、Limb・Disk 両フレアの区別と、中性子の発生量については、さらに統計を増やす必要がある。そのために検出率の高い新型の装置が必要となる。

3.4.3 太陽中性子イベントの時間分布の問題

1982年6月3日の太陽フレアイベント 1982年6月3日の太陽フレアでは、スイスの Jungfraujoch に設置された IGY 型のニュートロンモニターで初めて地上での観測がなされ、同時に SMM 衛星の GRS によっても中性子が観測された (Debrunner ら, 1983; Efimov ら, 1983; Chupp ら, 1983, 1987)。また、同時に γ 線が SMM 衛星の GRS で観測された。

このイベントでは、ニュートロンモニターでの観測において、瞬間的な放出では説明できないと思われる長時間にわたるカウント数の増加 (以下、「テール」と呼ぶ) が観測された。そのため、このイベントは瞬間的な加速と時間幅を持った加速の重ね合わせで解釈され、また、スペクトルは 2.4 乗のべきであると決定された。しかし、Shibata (1993) はこのようなテールは瞬間的な加速によるモデルでも説明できることを示した。それまでのシミュレーションでは 25MeV 以上のエネルギーでの弾性散乱を無視しているため、低エネルギー中性子の大気中での生存確率を過小評価していた。Shibata が弾性散乱を含めて行ったシミュレーションを使うことで、瞬間的な加速という、よりシンプルなモデルによってテールが説明できる。

このように、もっとも最初の観測である 1982 年のイベントでも、すでに時間分布が決定できないという問題が生じていた。

第 23 太陽期中性子イベント Watanabe (2005) は第 23 太陽期に観測された中性子イベントをに対して解析を行った。その中で、Watanabe は、 δ 関数的な瞬間的な時間分布 (δ モデル) と γ 線と同様の時間分布 (γ モデル) を用いてフィッティングし、どちらでもフィッティングが行えることを示した。したがって、この γ 線が電子起源であれば、イオンは電子と同じ時間分布で加速しているということになる。また、イオン起源の核 γ 線であれば、高エネルギーのイオンと低エネルギーのイオンが同時に加速していることを示している。

2005年9月7日の太陽フレアイベント 2005年の9月7日に起こったX17の太陽フレアにおいて、メキシコのニュートロンモニターと中性子望遠鏡、ボリビアのニュートロンモニターと中性子望遠鏡において、同時に太陽中性イベントが観測された。このイベントでは、中性子イベントの立ち上がり、電子起源のX線や γ 線の立ち上がりと一致した。このことは、イオンと電子が同時に加速を開始していることを伺わせる。

その一方、このイベントにおいても、中性子の時間分布にテールが観測された (Sako ら, 2006)。このテールに対して、X線や γ 線の時間分布を用いてフィッティングを試みたが、十分に説明できなかった。これに対しては2通りの解釈が成り立つ。1つは、発生時間が予想以上に延びているという解釈であり、もう1つは、1982年6月3日のイベントと同様、シミュレーションが地球大気中での低エネルギー中性子の生存率を過小評価している可能性である。

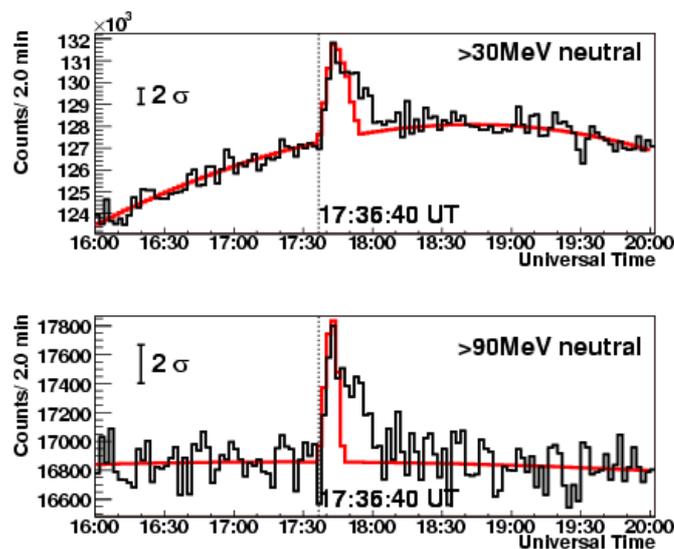


図 3.11: 2005 年 9 月 7 日の太陽中性子イベントでのメキシコ中性子望遠鏡のタイムプロファイル。上図が $>30\text{MeV}$ 、下図が $>90\text{MeV}$ 。フィッティングは瞬間的な加速を仮定したもの。

しかし、この問題は太陽中性子望遠鏡のエネルギー測定能力によって解決した。このイベントでは、中性子望遠鏡の複数のチャンネルでイベントが観測された。そのうち $>80\text{MeV}$ や $>90\text{MeV}$ のチャンネルでも中性子時間分布にテールが観測された。TOF 法の計算では、 90MeV の中性子は発生後約 11 分たって地球に到来する。したがって、もし中性子が瞬間的に生成されているならば、 $>90\text{MeV}$ のチャンネルでは発生 11 分後以降の中性子成分はカットされるはずである。にもかかわらず、 $>80\text{MeV}$ や $>90\text{MeV}$ のチャンネルでテールが観測されたことで、このテールはエネルギーの差ではなく発生時間分布の違いによるものであることが確認された。

つまり、イオンの方が電子よりも加速を継続している、もしくは、イオンの方が太陽大気中で長くトラップされていると考えられる。

これは、太陽中性子望遠鏡におけるエネルギー測定が大きな力を発揮した例である。

さらに、もし、エネルギー分解能が高い観測装置によって観測ができれば、具体的な時間分布を決めることも可能なはずである。

この章では、太陽中性子の観測に使われる検出器と、これまでの観測結果、そして観測結果から解明されたことと解明されていない内容について述べた。これらの点を解明するために、現在、新型太陽中性子望遠鏡の建造計画が進んでいる。次章では、その新型中性子望遠鏡の概要について述べる。

4 新型太陽中性子望遠鏡 (SSNT)

前章で述べた現行の中性子望遠鏡の性能にはまだ不十分な点がある。その点を解決するために、新型中性子望遠鏡の建造計画が進んでいる。新型中性子望遠鏡は、Super Solar Neutron Telescope を略して、SSNT と呼ばれている。SSNT は、アンチカウンターとターゲット部、方向検出部を一体化し、さらに、粒子の軌跡から様々な情報を得る。この SSNT を作ることによって、現在の中性子望遠鏡の性能をさらに向上させ、これまでの観測ではわからなかったことを知ることが可能である。

SSNT の長所の 1 つは、その粒子弁別の能力にある。そのため、その基本的な手法と粒子弁別に用いたニューラルネットについてもこの章で述べる。

また、これ以降の章で現在の中性子望遠鏡と比較するために用いたシミュレーションについても、この章で一括して述べる。

4.1 現在の太陽中性子望遠鏡の不足点

現在の中性子望遠鏡において不十分な点として、以下のようなことが挙げられる。

- 粒子弁別が不十分である。
- エネルギー測定精度が不十分である。
- 入射粒子の方向決定に不確定性を伴う。
- 方向決定可能チャンネルの検出効率が低い。

以下に、それぞれについて詳細に述べる。

粒子弁別の能力 現行太陽中性子望遠鏡は、周囲を PRC で覆って、アンチカウンターとして用いて粒子弁別を行っている。しかし、PRC の場合、内部の高電圧のかかりかたによっては、感度が弱い部分がある可能性がある。さらに、チベット中性子望遠鏡のように円筒形の PRC を使用している場合には、PRC の間に隙間が生じたり、粒子の通過距離が短く感度が低くなる場合もある。したがって、アンチ漏れが生じるのは不可避である。

また、アンチカウンターでの弁別では、非荷電粒子である γ 線は除外できない。装置によっては鉛で覆い、 γ 線を電子に変換して除外するが、すべてを変換できるとは限らない。また、電子が鉛によって制動輻射を起こし、逆に γ 線に変換されてしまう場合もある。

表 4.1 は、4.5.3 で述べるシミュレーションで求めたチベット中性子望遠鏡が捉えるバックグラウンド成分である。本来除去されているべき μ 粒子がかなりの割合で含まれており、また γ 線も大量に残っていることがわかる。

粒子名	Counts/Sec
μ 粒子	494.5
中性子	500.1
γ 線	745.9
電子	98.2
合計	1838.6

表 4.1: チベット中性子望遠鏡が捉えるバックグラウンド粒子

エネルギー測定精度 現在の太陽中性子望遠鏡では、シンチレータの発光量、または、方向検出 PRC の通過層数でエネルギーを測定している。しかし、現在の太陽中性子望遠鏡ではそれぞれのエネルギーチャンネルのカウント数を測っているだけである。たとえば、チベット Yangbajing 中性子望遠鏡の場合、シンチレータの発光量で 4 チャンネル、PRC の 4 層で 4 チャンネルで、あわせて 8 チャンネルのカウント数を数えているだけである。これまでの太陽中性子イベントの例では、実際に太陽中性子によるカウント数の増大が捉えられるのは数チャンネル程度である。

そのため、現在の太陽中性子望遠鏡のエネルギー測定能力では、エネルギー損失だけからエネルギースペクトルを求めることは困難である。そこで、これまでは TOF 法を用いたエネルギースペクトルを行ってきた。しかし、3.4.3 でも述べたように、TOF 法では時間分布が求まらないという問題がある。

方向決定の不確定性 現在の太陽中性子望遠鏡では、下部の方向検出用 PRC で方向検出を行っている。しかし、シンチレータ中で中性子が反跳陽子に変換される際に π 中間子などの他の荷電粒子が生じる場合がある。その場合、2 方向にヒットしてしまい、方向が不確実になる。

また、現在の中性子望遠鏡では、乗鞍 64 平米望遠鏡で 25 方向、チベット中性子望遠鏡で 81 方向の方向別のカウントをとれるだけであり、天頂角、方位角を直に使っての解析は難しい。

方向決定チャンネルの検出効率の低さ 現在の太陽中性子望遠鏡では、方向を検出するためには、PRC を 4 層通過する必要がある。そのため、方向決定するため要するエネルギー閾値が高く、ターゲット部のシンチレーションカウンターに比べて、方向決定チャンネルによる検出効率が悪い。

4.2 新型中性子望遠鏡の概略

4.1 で述べたような要求から、以下のような特長を持った検出器での太陽中性子の観測が望まれる。

- 十分な粒子弁別能力を有し、中性子と他の粒子を確実に弁別できる。

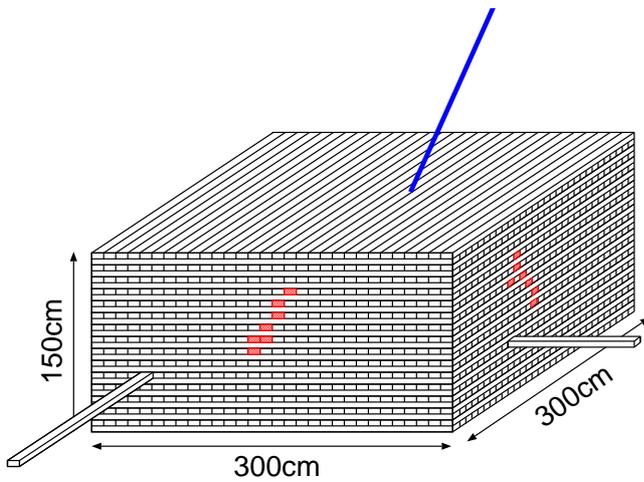


図 4.1: 新型太陽中性子望遠鏡

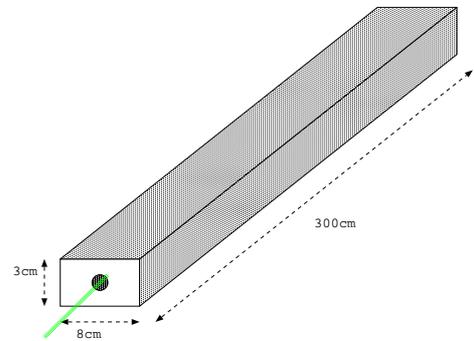


図 4.2: シンチレータバー

- 高いエネルギー分解能を持ち、エネルギー損失から中性子スペクトルを決定できる。
- 一義的に粒子の方向の決定が可能である。
- 低いエネルギーの反跳陽子に対しても方向の決定が可能である。

エネルギーを測定するためには、エネルギーの情報が失われてしまう熱中性子を使うのではなく、現行の中性子望遠鏡と同様に反跳を利用する必要がある。また、粒子弁別を効率よく行うためには、アンチカウンターが、ターゲット部分をより確実に覆っていることが望ましい。さらに、軌跡を確実にトラッキングできれば、より詳細な粒子弁別が可能にある。そこで、入射中性子を陽子に変換するターゲット部分と、方向測定部分、そして、荷電粒子を除去するアンチカウンター部分を一体化させた新型中性子望遠鏡が考案されている。新型中性子望遠鏡は、中性子が反跳陽子に変換された時点からの方向の検出が可能で、アンチ効率・粒子弁別効率が高いことが想定できる。

まず、本検出器の構造を簡単に説明する。検出器は図 4.1 のような構造になっている。

検出器はプラスチックシンチレータのバーで構成されている。バー 1 本の大きさは、本論文の 6.2 で考察した結果、 $8\text{cm} \times 3\text{cm} \times 288\text{cm}$ (Width \times Height \times Length) とした。各シンチレータは塗装が施されており、発光が他のシンチレータに光が入らないようにしてある。また、シンチレータの中心には波長変換ファイバが通してある (図 4.2)。波長変換ファイバを使うことで、シンチレータの発光を、発光位置に依存しにくい強度のまま外に導くことができ、同時に、PMT の検出効率に合った波長に変換することができる。このシンチレータを 1 層ごとに向きが直角になるように積み重ねて、図 4.1 のような装置にする。各シンチレータから発光は、波長変換ファイバを通してマルチアノード PMT で読み出すことが可能である。この発光をつなぎ合わせることで、荷電粒子の飛跡を 1 イベントごとに記録することができる。この軌跡を解析することで、反跳陽子の角度と、飛跡の長さ、装置中のエネルギー損失

を求めることが可能になる。図中では描かれていないが、発光を読みとるために周囲は暗箱で覆われており、また、 γ 線を除去するために鉛で覆う。

4.3 新型中性子望遠鏡の特長

新型中性子望遠鏡の特長としては、粒子弁別の能力のよさがある。そこで、粒子弁別が完全にできたと仮定し、現行の中性子望遠鏡からどの程度性能が上がるのかを概算してみた。粒子弁別による性能の差を評価するための値として、本論文では Quality Factor を用いた。Quality Factor は以下のように定義される。

$$\text{QualityFactor} = \frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Noise}}} \quad (4.1)$$

単純な S/N 比で評価する場合と比べた Quality Factor の利点は2つある。

1つには、Signal の絶対量が評価に加わることである。S/N 比の場合、Signal を大量に削っても、Noise がそれ以上に削れれば、値が上がる場合もある。しかし、Quality Factor は Signal の絶対値も重要になるため、Signal の絶対量も評価したい場合には Quality Factor が有利である。

もう1つの利点は、太陽中性子イベントの検出効率に直結することがあげられる。なぜならば、太陽中性子イベントを検出する際には Signal が Noise のゆらぎに対して十分優位である必要がある。つまり、イベントに対する検出効率は $\text{Signal}/(\text{Noise のゆらぎ})$ に比例する。このとき、Noise がポアソン分布に従ってゆらぐとすると、Noise のゆらぎは $\sqrt{\text{Noise}}$ になる。したがって、検出効率は $\text{Signal}/\sqrt{\text{Noise}}$ に比例し、これは Quality Factor と同じ表現である。そのため、Quality Factor はイベント検出効率の目安となるのである。実際には観測時間分布上で十分な超過が必要であるため、検出効率はフレア中性子の時間分布にもよる。しかし、同じ Power Law Index であれば時間分布の形はほぼ同じなので、同じフレアを仮定した場合のイベント検出効率を比較する目安としては十分である。以下、Quality Factor を表中などでは Q Factor と略す場合もある。

そこで、この Quality Factor を使って SSNT の性能を概算した。まず、現在、中性子望遠鏡のバックグラウンドになっている粒子の比率は、表 4.1 の通りである。表を見ると、バックグラウンドの 1/3 は中性子である。これは、目的とするフレア中性子と同じ粒子であるため、粒子弁別によって弁別することはほぼ不可能である。そこで、完全に粒子弁別が行えたと仮定しても、バックグラウンドは 1/3 残ると考えられる。その場合、Noise が 1/3 になるため、Quality Factor は $\sqrt{3}$ 倍となる。

また、SSNT では、アンチカウンターとターゲット部、方向検出部が一体化しているため、従来型中性子望遠鏡よりもターゲット部の体積が多くなっている。プラスチックシンチレータの Nuclear Collision Length は 58.5cm である (Particle Data Book, 2006)。したがって、40cm 厚シンチレータを用いている現行のチベット望遠鏡の場合、中性子は $1 - \exp(-40/58.5) = 50\%$ の確率で衝突を起こすことになる。SSNT の場合、1.5m 程度の高さを考えているため、同様の計算から、92%の確率で衝突することになる。厚みが増すと、フレア中性子だけでなくバツ

クグラウンドの中性子の検出効率も上がる。したがって、シグナル、バックグラウンドともに約2倍になることになり、Quality Factor でいうと、 $2/\sqrt{2} = \sqrt{2}$ 倍となる。

この2つの条件から、SSNTのイベント検出能力はチベット中性子望遠鏡の $\sqrt{6} = 2.45$ 倍程度になることが推測できる。

また、粒子弁別による性能向上の他に、方向、エネルギーなどの物理量がこれまで以上に正確に測定できるというメリットがある。現在の中性子望遠鏡ではエネルギー閾値を超えたカウント数を取るのみである。しかし、新型中性子望遠鏡では各イベントの軌跡上の各点のエネルギー損失を測ることができるため、より詳細なエネルギーがわかる。このエネルギー損失分布を用いて、太陽中性子の発生時のエネルギースペクトルを復元することができる。方向検出については、これまでのPRCによる方向検出部分に比べて、シンチレータによる方向検出部は薄くなっているため、エネルギーが低くても方向の検出ができる。また、これまでのように方向ごとのカウントではなく、1イベントごとに方向を検出することが可能になる。

本論文ではこれらの特長を最大限に引き出すように設計し、それを評価することを目的とする

4.4 粒子弁別

ここでは、SSNTの粒子弁別に用いる基礎原理を示す。まずは、陽子の軌跡と他の粒子の軌跡の大きな違いであり、粒子弁別に用いることができると考えられるBragg曲線について述べる。また、計測された多数の物理量から総合的に粒子弁別を行うために用いるニューラルネットについて述べる。

4.4.1 Bragg 曲線

Bragg曲線とは、荷電粒子の飛跡の長さを横軸に、縦軸に比エネルギー損失を取ったグラフで、シンチレータ内の場合、各地点での荷電粒子の発光を表すと考えてもよい(KNOLL放射線計測ハンドブック, 1991)。陽子や α 線のようなハドロンの場合、質量が重く、同じエネルギーであっても電離損失は大きい。また、飛跡の終わり近くになると、電子をピックアップして電荷が減るため急激にエネルギー損失が下がる。このような挙動から、ハドロンは停止寸前に多くのエネルギーを損失するという特徴がある。図4.3はハドロンである α 線のBraggカーブである。

それに対して、低エネルギーの μ 粒子の電離損失は、運動エネルギーに関わらずほぼ一定で、約 $2\text{MeV/g}\cdot\text{cm}^2$ の値を示す。また、電子と γ 線は、電子対生成と制動輻射を繰り返すカスケードシャワーによって電離損失するため、電離損失は幅をもって起こる。そのため、 μ 粒子、電子、 γ 線では、一カ所で多くのエネルギーを損失するような現象は起きない。図4.4は、以下のBethe-Blochの式から計算した、プラスチックシンチレータ中での 100MeV の μ 粒子と陽子の電離損失である。

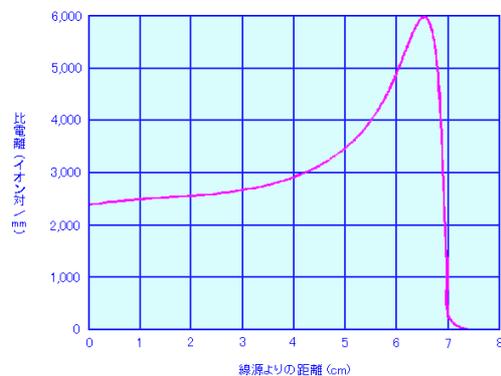


図2 Po-212 (RaC')からの α 線によるBragg曲線(空气中)

【出典】江藤秀雄ほか：放射線の防護、丸善(1982年12月)、p58

図 4.3: ハドロンの Bragg 曲線 (α 線)

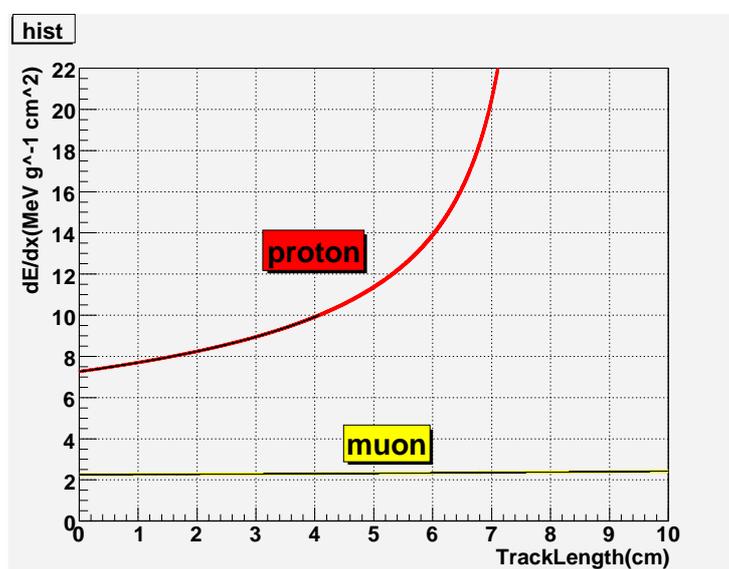


図 4.4: Bethe-Bloch の式による 100MeV 粒子のエネルギー損失の理論線。横軸はシンチレータ入射後の軌跡長

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \log \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \right) \quad (4.2)$$

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{M} \times \frac{m_e^2}{M^2}}$$

N_A : アボガドロ数 6.02×10^{23}

r_e : 古典電子半径 2.82×10^{-13} (cm)

m_e : 電子質量 0.511(MeV)

c : 光速 3.0×10^{10} (cm/s)

β : 光速に対する粒子の速度 $\beta = v/c$

γ : ローレンツ因子 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

z : 粒子の比電荷

M : 粒子の質量 (MeV)

A : 物質の原子量。組成式 C₉H₁₀ より、 $1 \times \frac{9}{19} + 12 \times \frac{10}{19} = 6.21$

Z : 物質の原子番号。A と同様に $1 \times \frac{9}{19} + 6 \times \frac{10}{19} = 3.37$

I : 物質のイオン化ポテンシャル 64.7(eV)(ICRU , 1984 より)

この式には陽子による電子ピックアップの効果が入っていないため、最後はエネルギー損失が発散するような形になっている。しかし、実際にはピックアップの効果があるために停止寸前のエネルギー損失は急速に落ちる。このグラフで、陽子のエネルギー損失は約入射後 7.7cm 付近で無限大に発散しており、この場所で停止することになる。たとえ、ピックアップの効果があったとしても、同程度の距離で停止すると思われる。つまり、最後の数 cm 以下の範囲で非常に大きなエネルギー損失を起こすことがわかる。

この特徴は、従来の中性子望遠鏡では捉えることができなかった。しかし、SSNT ではバーゴとの発光量をみることで、軌跡中のエネルギー損失の変化を捉えることができる。そのため、SSNT における粒子弁別に有効に用いられると考えられる。

4.4.2 ニューラルネット

SSNT からは様々な物理量が導かれる。SSNT ではこれらの変数を駆使して、粒子弁別を行うことができる。

しかし、利用できる変数が多いために、粒子弁別において、どの変数をどう用いればいいのかの決定が難しい。もし、2変数のみで、なおかつ、弁別したい中性子と他の粒子が変数平面上で分離していた場合、1本、または複数本の直線を引くことで粒子弁別が行える(図 4.5)。しかし、現実には図 4.5 のように完全に分離していることはあり得ないため、より多くの変数を総合的に判断して粒子弁別を行うことが望ましい。

そこで、SSNT から導き出される様々な変数を用いて粒子弁別をするためにニューラルネットを用いる。ニューラルネットとは、人間の神経回路網を模したソフトウェアのアルゴリズム

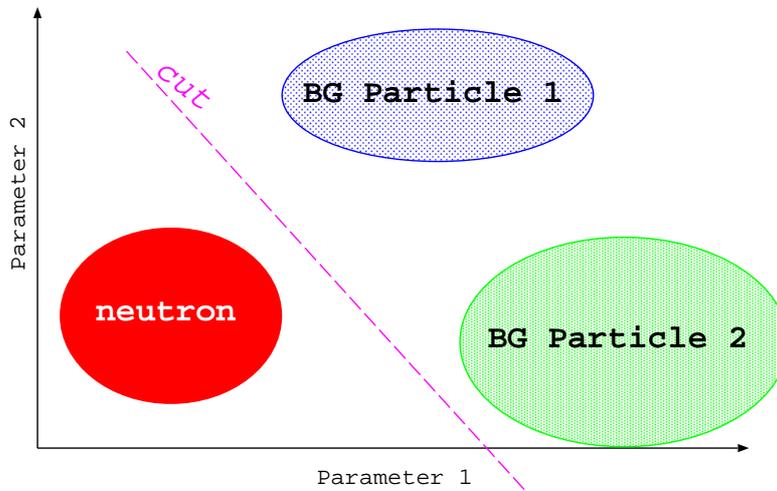


図 4.5: 2パラメータの場合の粒子弁別

である。その起源は、1943年のMcCulloch & Pitts (1943)によるニューロンモデルの提案までさかのぼる。その後、Hebb (1949)によって、Hebbの学習則と呼ばれる学習則が提案され、1958年にはもっともシンプルなニューラルネットの形態であるパーセプトロンが、Rosenblatt (1958)によって提案された。しかし、Minsky & Papert (1969)によって、パーセプトロンの分離能力の限界が指摘され、ニューラルネットの研究は一時下火となった。その後、Rumelhartら (1986)が誤差逆伝搬学習法を発表したことによって、パーセプトロンの限界はうち破られ、現在に至るまでのニューラルネットの基礎となっている。

今回の粒子弁別には、この誤差逆伝搬型のパーセプトロンを用いた。ニューラルネットは入力を受けて出力を返す「ニューロン」と、出力を次のニューロンに渡す「シナプス」から構成されている。誤差逆伝搬パーセプトロンは入力層、中間層、そして出力層の3つのニューロンの層からなっている。入力層にはそれぞれのイベントから得たパラメータを入力し、その出力を中間層に渡す。中間層は、数層ある場合もあり、中間層の最後の層の出力を最後の1つのニューロン(出力層)が受け、回答を返す。このとき、各ニューロンの出力は、0から1の範囲の値になっており、最終的な出力も0から1の間で返される。

このニューラルネットに対し、正解のわかっているパラメータを入力し、出力を正解と比較して、各シナプスごとに持っている重みを変化させることで、最適な解を出せるようにシナプスの重みを調整していく。

より詳細に述べると、まず、各ニューロンでの入力と出力はシグモイド関数によって表現される。ニューロンが1層に $n+1$ 個ある場合、 k 層目の出力から $k+1$ 層目 j 番目のニューロンの出力を導く式は、以下ようになる。

$$(\text{input})_j^{k+1} = \sum_{i=1}^{n+1} w_{i,j}^{k,k+1} \cdot (\text{output})_i^k \quad (4.3)$$

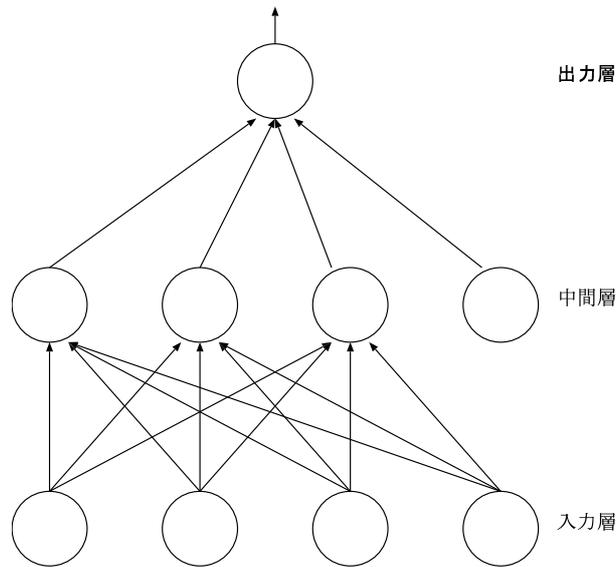


図 4.6: ニューラルネット

$$(\text{output})_j^{k+1} = f((\text{input})_j^{k+1}) = \frac{1}{1 \exp(-\epsilon \cdot (\text{input})_j^{k+1})} \quad (4.4)$$

ここで、 $w_{i,j}^{k,k+1}$ は k 層目の i 番目のニューロンと $k+1$ 層目の j 番目のニューロンをつなぐシナプスの「重み」である。式 (4.4) の $f(x)$ はシグモイド関数と呼ばれ、この関数によって出力を決める。パーセプトロンではステップ関数を用いていたが、逆伝搬法では微分可能なシグモイド関数を用いる (図 4.7)。なお、 ϵ はシグモイド関数の傾きを決める変数である。また、シグモイド関数自体の閾値は 0 で固定される。代わりに、常に 1 を出力するニューロンを $n+1$ 番目に配置することで、そのニューロンからの重みによって閾値を表現する。図 4.6 の中間層の 1 番右端のニューロンがそれに当たる。

このようなニューロンとシナプスを図のように 3 層以上に組み合わせることで、ニューラルネットが構成される。このニューラルネットにパラメータを入力することで、出力層のニューロンから最終的な出力が出てくる。学習させる際には、答えがわかっている入力を入れ、出力と正しい解との差から最急降下法によって重み w を変化させて、最適な w に近づけて行く。最急降下法の具体的な式は以下ようになる。

$$\Delta w_{i,j}^{k,k+1} = \eta \delta_j^{k+1} (\text{output})_i^k \quad (4.5)$$

このとき、 δ_j^k は、 k 層目が出力層の場合

$$\delta_j^k = ((\text{correct answer}) - (\text{output})_j^k) \frac{\partial f((\text{input})_j^k)}{\partial (\text{input})_j^k} \quad (4.6)$$

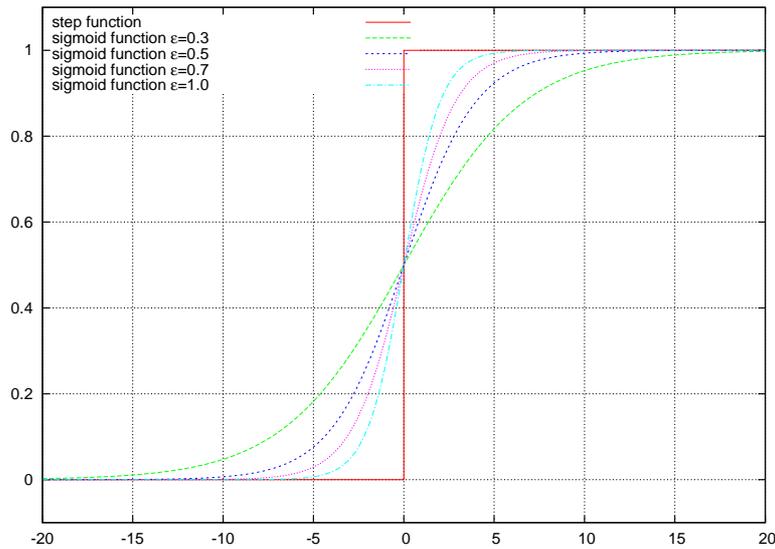


図 4.7: ステップ関数とシグモイド関数

k+1 層目が中間層の場合

$$\delta_j^k = \frac{\partial f((\text{input})_j^k)}{\partial (\text{input})_j^k} \sum_{i=1}^n (\delta_i^{k+1} w_i^{k,k+1}) \quad (4.7)$$

として求められる。

実際には、徐々に収束していくため、なんらかの収束条件を設定してそれを満たすか、学習回数が上限に達することで、学習をうち切る。

図 4.8 は、今回、実際にニューラルネットを実行した例である。教師信号を何度も与えることで、2 種類の粒子に対して返す答えが分かれ、弁別できることがわかる。

今回は、自分でニューラルネットのプログラムを組んで利用した。入力したパラメータなど詳しい使用方法については次章以降で述べる。

4.5 シミュレーション

ここでは、本論文で用いたシミュレーションの方法について述べる。

シミュレーションは、以下の 3 種類のシミュレーションを行う必要がある。

- 宇宙線の大気中での相互作用によるバックグラウンド二次粒子の生成。
- 太陽中性子の大気中での減衰。
- 両粒子の装置中での相互作用。

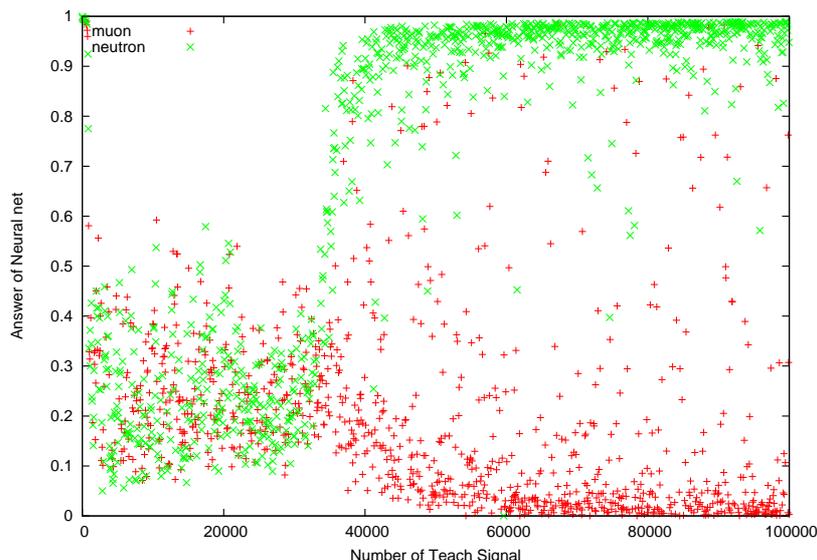


図 4.8: ニューラルネットを実行した例。横軸は与えた教師信号の数、縦軸はニューラルネットが返した答え。赤が μ 粒子、緑が中性子で、この 2 粒子を弁別している。

この 3 種類について、それぞれ別々のシミュレーションコードを用いた。

宇宙線のバックグラウンドのデータは、共同研究者の Tsuchiya が行ったシミュレーションの結果を使用した。このシミュレーションでは、10GeV–100TeV の範囲の一次宇宙線が、天頂角 60 度以内で大気頂上に入射した条件を想定して計算されている。シミュレーションコードは COSMOS を用いている。このシミュレーションによって、設定した標高での 2 次粒子の粒子ごとのエネルギー、角度分布を求める。

SciBar 以外のシミュレーションでは太陽中性子のシミュレーションも行った。

太陽中性子のシミュレーションは、2.4.3 で述べた Shibata モデルに則った Shibata Program を用いた。Shibata Program は中性子の大气中の減衰に特化したシミュレーションプログラムである。同プログラムは 1700MeV までの中性子の反応を計算する。前述のように、その精度は、大阪大学 RCNP での実験によって、確認されている。

以上の 2 つのコードを用いて生成した粒子を、装置に入射させた。装置に入射した際の反応のシミュレーションは GEANT3 を用いた。GEANT3 では様々なコードが使用できるが、今回は、CALOR インターフェースを用いており、ハドロンの相互作用モデルとして FLUKA を使っている。

4.5.1 SciBar のシミュレーション

5 章で述べるように、今回、SSNT と同型の SciBar という装置で予備実験としてバックグラウンド宇宙線の観測を行った。SciBar はつくば市の高エネルギー加速器研究機構 (標高 30m 程度) 内の半地下に設置されているが、今回は、地上高度 (標高 0m) のシミュレーション結果

を用いた。

その条件で求めたバックグラウンドに対する SciBar の出力を GEANT3 を用いて計算した。その中で、今回のシミュレーションに入れた条件は表 4.2 の通りである。波長変換ファイ

波長変換ファイバ減衰	350cm
バー間のギャップ	なし
クロストーク	4%
クエンチング	$1/(1+0.0066 dE/dx)$

表 4.2: SciBar 装置シミュレーションに入れた条件

バ中の減衰は SciBar グループの測定結果から 350cm を用いた。また、バー間のギャップに関しては、視認では確認できなかったため、入れていない。実際には $<1\text{mm}$ 程度では存在すると思われるが、入れてのシミュレーションでも大きな差はなかったために入れないこととした。クロストークは SciBar グループの測定では 4% のことであり、漏れを考慮して発光したチャンネルに対して 80%、上下左右のチャンネルのうち同じ PMT のものに対して 4% を出力した。クエンチングとは、エネルギー損失が大きくなると発光が鈍る現象であり、表中の式を dE にかけて再現してある。パラメータである 0.0066 は、アントラセンでの値を利用した (Brooks, 1956)。

粒子名	$\text{min}^{-1} \text{cm}^{-2}$
μ 粒子	0.932
γ 線	1.895
電子	0.435
中性子	0.219
陽子	0.011

表 4.3: 地上高度における BG の構成 ($\geq 1\text{MeV}$)

地上高度でのバックグラウンド粒子の種類と組成は表 4.3 の通りである。今回は、この中から、割合の大きい 4 つの粒子 μ 粒子、 γ 線、電子、中性子を、表の通りの比率で入射させた。また、そのスペクトルは図 4.9 のようになっている。

シミュレーション結果のエネルギー損失は、単位長あたりのエネルギー損失の最頻値を用いて、シミュレーションと実験のエネルギー損失の絶対値を合わせた。

4.5.2 SSNT のシミュレーション

本論文では、SSNT の評価を行うためにシミュレーションを行った。結果については、第 6 章以降に述べる。3.2.2 で述べたように、今回の SSNT のシミュレーションではチベット中性子望遠鏡と比較する。そこで、チベットの高度 (4300m) を仮定してシミュレーションを行った。

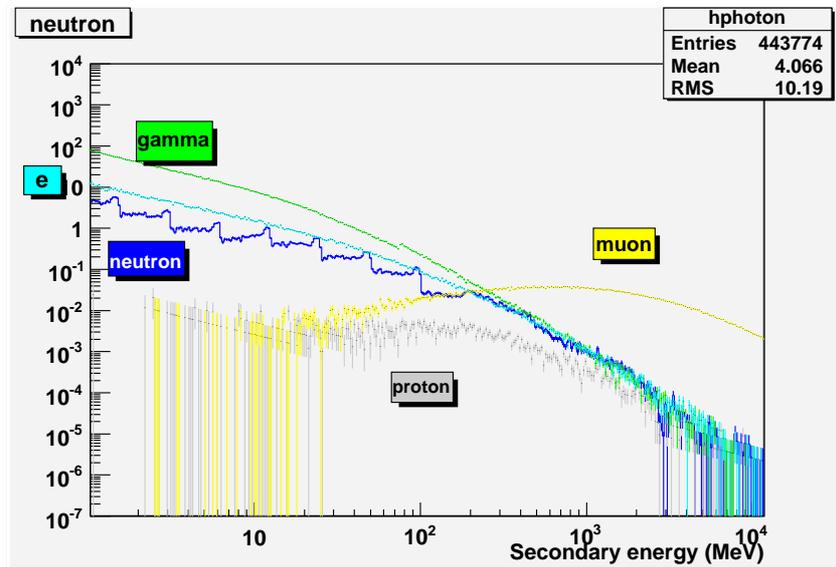


図 4.9: 地上高度における BG 粒子のエネルギースペクトル

粒子名	$min^{-1} cm^{-2}$
γ 線	17.709
中性子	3.814
電子	3.239
μ 粒子	1.967
陽子	0.359

表 4.4: Tibet 高度における BG の構成 ($\geq 1MeV$)

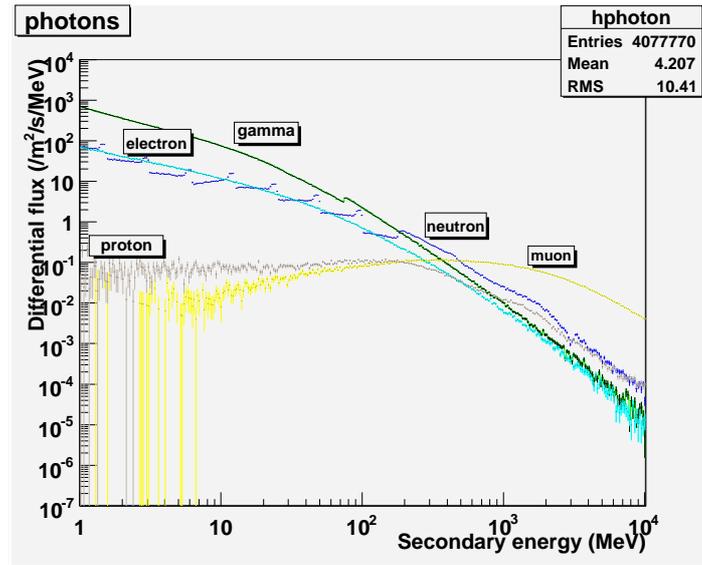


図 4.10: Tibet 高度における BG 粒子のエネルギースペクトル

チベットの高度を仮定した場合、検出器に降り注いでくるバックグラウンドの粒子は表 4.4 のような比率である。また、そのエネルギースペクトルは図 4.10 のようになっている。このうち、 μ 粒子と陽子については、割合が少ないことに加え、確実にアンチ層にヒットすることがシミュレーションで確認されている(平野, 2003)。したがって、割合の多い 3 粒子を用いて、シミュレーションを行った。

また、太陽中性子のシミュレーションには Shibata Program を用いた。3.4.1 で述べたように、これまでに観測された太陽中性子イベントでの太陽における中性子フラックスはべきのスペクトルを仮定して解析がされている。SSNT の性能を評価するためには、そのパラメータに当たる Power Law Index と Flux 強度の典型的なものをサンプルとして用いる必要がある。現在までに観測されている太陽中性子イベントは表 3.2 のようになっている。今回は、この中からほぼ中心値に当たる Power Law Index $\alpha=3.9$ を用いた。また、Flux 強度については、特に観測条件がよい Chacaltaya で観測されたものを除いた場合の中心値付近の $F_0 = 1.0 \times 10^{28}/\text{MeV}/\text{sr}$ をサンプルとして用いることとした。そのエネルギースペクトルの中性子を、太陽と地球の間での崩壊を考慮した上で、Shibata Program を用いて大気中の減衰を計算した。また、太陽の天頂角は、典型的な値として 30° を用いた。

以上のシミュレーションの結果に対し、Geant3 を用いて、装置の反応を計算した。

シミュレーションに入れた条件は、表 4.5 の通りである。波長変換ファイバの減衰は我々の測定結果から 300cm とした。また、クエンチングは SciBar と同様にした。クロストークは、PMT とファイバの接合部、ならびに PMT 内が多いと考え、SciBar と同様に設定した。

波長変換ファイバ減衰	300cm
外装	バーの外側 10cm に鉛。
バー間のギャップ	なし
クロストーク	4%
クエンチング	$1/(1+0.0066 dE/dx)$

表 4.5: SSNT シミュレーションに入れた条件

4.5.3 チベット中性子望遠鏡のシミュレーション

3.2.2 で述べたように、今回の SSNT のシミュレーションではチベット太陽中性子望遠鏡を比較に用いた。そこで、この節では、チベット太陽中性子望遠鏡に対するシミュレーションについて述べる。

シミュレーションは、SSNT と同様に、COSMOS と Shibata Program で大気中の相互作用を計算し、GEANT3 で装置中の反応を計算した。

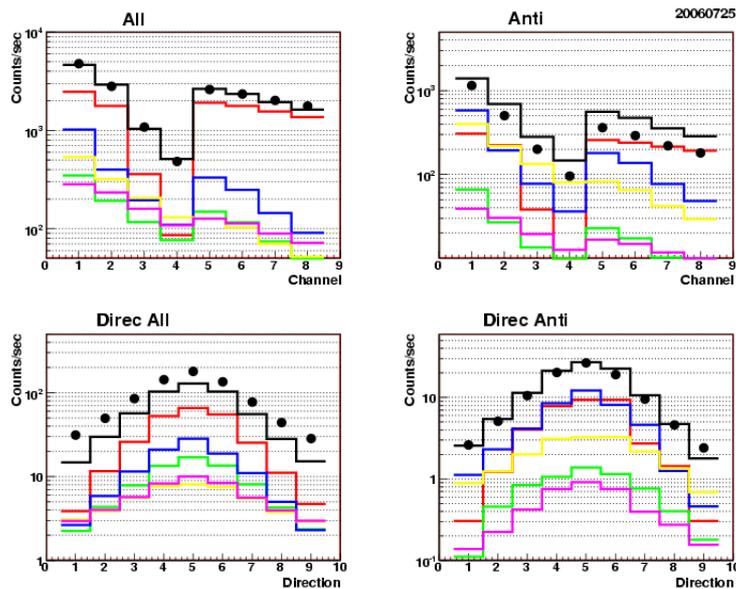


図 4.11: チベット望遠鏡におけるバックグラウンドのシミュレーションとカウント数の比較。黒丸が実測値で、黒線が全二次粒子の合計。

バックグラウンドの実データとの比較 図 4.11 は、チベット中性子望遠鏡の実際のバックグラウンドのカウント数の比較である。それぞれの段で、左側がすべてのカウント数、右側がアンチカウンターにヒットしたものを除外したものである。上の 2 つのグラフの横軸は各チャンネルに対応する。左側 4 つはシンチレータの閾値にチャンネルよるもので、左から順

に $>40\text{MeV}$ 、 $>80\text{MeV}$ 、 $>120\text{MeV}$ 、 $>160\text{MeV}$ のそれぞれのカウント数である。右側の4つは下部の PRC の通過層数によるチャンネルもので、左から1層、2層、3層、4層通過したものである。下の2つのグラフは方向に対応する9チャンネルのカウント数である。

線が表 4.10 にある粒子をすべて足したシミュレーションの結果で、1番上の黒い線がすべての合計である。黒い丸が実際のカウント数をとっている。

チャンネルによっては2倍未満のずれがあるものの、オーダーでは一致していることがわかる。

中性子に対する有効面積 中性子望遠鏡の性能の評価として、まず、中性子に対する各エネルギーでの有効面積を求めた。チベット太陽中性子望遠鏡はシンチレータの発光に対して、4つの閾値が設定されている。このうち、もっとも太陽中性子を検出しやすいエネルギー閾値 40MeV のチャンネルでアンチ PRC にヒットしなかったものの結果を見た。

中性子望遠鏡を含む一定の面積に対して、各エネルギーの粒子を10000個ずつ垂直に入射させた。そのうちヒットした粒子の割合に、入射させた面積をかけたものを有効面積とした。

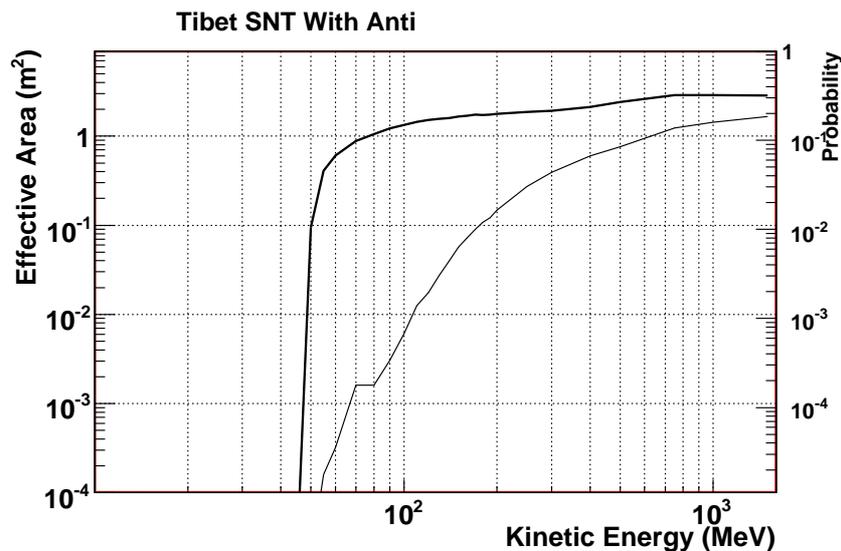


図 4.12: チベット中性子望遠鏡の有効面積 (閾値 40MeV ANTI あり)。太線がシンチレータのみにヒットする有効面積で、細線はそのうち PRC4層以上ヒットする有効面積

図 4.12 がその結果である。上の太線がシンチレータのみの有効面積で、下の細線は、そのうち方向検出用 PRC で4層以上のヒットがあったものである。方向の検出が可能なのは方向検出用 PRC で4層以上ヒットした場合のみである。グラフを見ると、4層通過する頻度は低く、 100MeV では $1/100$ 以下、 1000MeV でも $1/2$ 程度しか方向が検出できないことがわかる。

このように、現行の太陽中性子望遠鏡では方向検出の際の検出効率が低く、特に低エネルギーではほとんど方向の決定ができない。

タイムプロファイル シミュレーションの結果から、実際にフレアが起こった場合に観測されるタイムプロファイルを描いた。4.5.2 で述べたように、フレアのサンプルとしては Power Law Index $\alpha = 3.9$ 、Flux 強度 $F_0 = 1.0 \times 10^{28}/\text{MeV}/\text{sr}$ の中性子イベントが太陽天頂角 30° で起こった場合を仮定した。バックグラウンドは、SSNT の際に用いた γ 線、中性子、電子の他に、アンチ漏れがあるために μ 粒子を用いた。

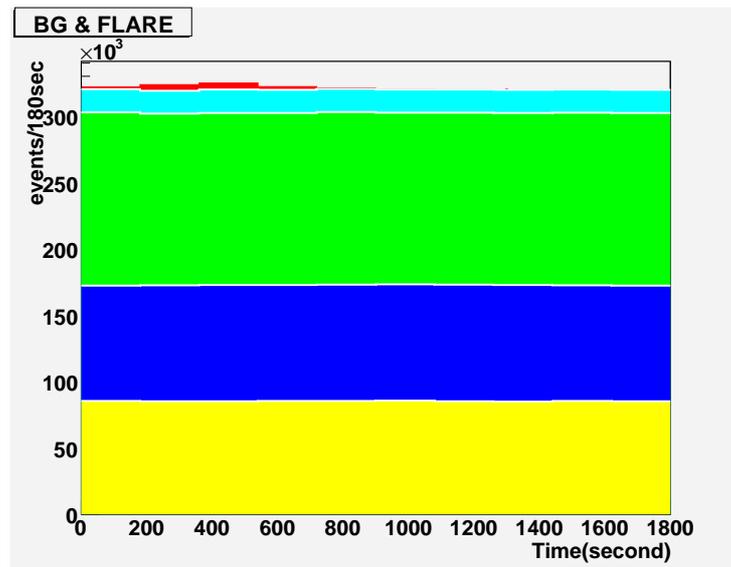


図 4.13: チベット中性子望遠鏡での太陽中性子タイムプロファイル(閾値 40MeV ANTI あり)。下から順番に、 μ 粒子 (黄色)、バックグラウンド中性子 (青色)、 γ 線 (黄緑色)、電子 (水色)、フレア中性子 (赤色)

図 4.13 がシミュレーション結果のタイムプロファイルである。フレアで発生した電磁波が地球まで到来した時刻を原点として、3 分間のカウント値を描いてある。赤が太陽フレア中性子による中性子で、バックグラウンドは下から順番に、 μ 粒子、バックグラウンド中性子、 γ 線、電子となっている。

バックグラウンドの平均が 319968 カウント/3 分であり、フレアの最大値が 324870 カウント/3 分である。したがって、信頼度は、 $1\sigma = \sqrt{BG}$ として、 $(324870 - 319968)/\sqrt{319968} = 8.66\sigma$ となる。

TOF 法 このタイムプロファイルを用いて、TOF 法からエネルギースペクトルを求めることができる。

TOF 法の概念については 3.3 で述べた。今回は、中性子の生成が瞬間的に起こったと仮定して、TOF 法でエネルギースペクトルを確定する。しかし、実際には大気の減衰と装置の検出能力も考慮に入れる必要があるため、タイムプロファイルから直にエネルギースペクトルを逆算することはできない。そこで、スペクトルを仮定してもっとも一致するものを求める方法が現在用いられている。今回は、Power Law Index $\alpha = 2.2-7.0$ の範囲で、各エネルギー

スペクトルを仮定して、同様にシミュレーションを行った。そして、その結果を用いて、実際の観測データに対するフィッティングを行い、もっとも一致するものを探した。今回は、実際の観測データはないため、乱数の種を変えてフレアのシミュレーションを行い、模擬データとした。

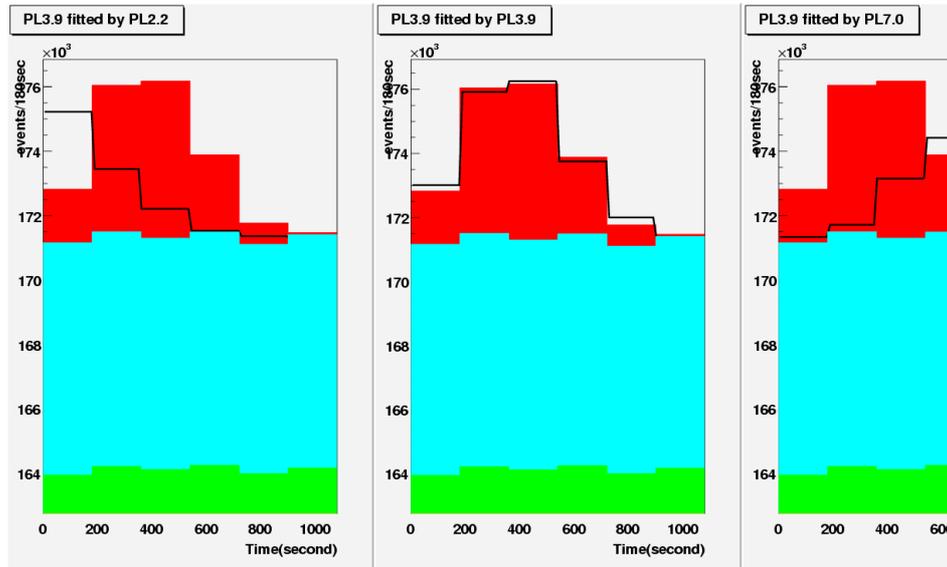


図 4.14: チベット太陽中性子望遠鏡での TOF フィット。左から、Power Law Index 2.2 , 3.9 , 7.0 の場合

実際にタイムプロファイルにフィットした例が図 4.14 である。後ろの塗りつぶされている部分が観測の模擬データで、黒い線がそれに対するフィッティングである。フィッティングは、模擬データのバックグラウンドの平均に対して、フィッティング用シミュレーション結果を足して行った。フィッティングに用いた Power Law Index は、左から順に、2.2、3.9、7.0 である。実際には 1800 秒間、3 分値 10 個でフィッティングを行ったが、ここでは太陽中性子が含まれる前半の 5 個のみを示した。

Power Law Index は 3.9 が正しいので、真ん中のヒストグラムでは統計誤差の範囲でフィッティングは一致している。それに対して、Power Law Index が小さいほど高エネルギーの成分が多くなるため、早く地球へと到達する成分が増える。そのため、Power Law Index が小さい 2.2 では時間が早い側に分布がよっている。逆に、Power Law Index が 7.0 と大きい場合では、遅く到来する粒子が多い。

このようなフィッティングを、 $\alpha = 2.2 - 7.0$ の範囲で、30 通りの Power Law Index で行い、それぞれのフィッティングの χ^2 を取ったのが図 4.15 である。このグラフを見ると、正しい Power Law Index である $\alpha = 3.9$ で χ^2 は最小を取っている。

$\Delta\chi^2$ が、1 となる点を誤差と定義する。図 4.15 中の破線がその値である。各点の間は直線と近似した結果、 $\alpha = 3.9^{+0.10}_{-0.11}$ となる。また、各 Power Law Index でフィッティングした際の Flux 強度から、Flux 強度は $F_0 = 9.6^{+0.7}_{-0.9} \times 10^{27}$ と求まる。ここでは、あくまでも太陽中性子

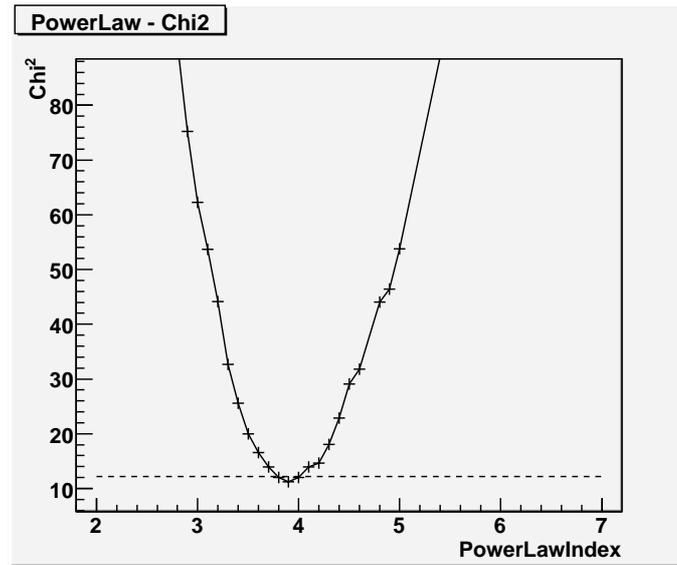


図 4.15: Power Law Index を変えてフィットした結果の χ^2

が瞬間的に放出されたと仮定している。

以上がチベット中性子望遠鏡でのシミュレーションとそれを用いた評価である。

この章では SSNT の概要と目的、そして、今回の論文に使ったシミュレーションについて述べた。また、従来型の望遠鏡の例として、チベット中性子望遠鏡での TOF 法を行い、エネルギースペクトルとその誤差を求めた。次章ではそのシミュレーションの信頼度を確かめ、解析手法を確立する目的で行った SciBar での予備実験について述べる。

5 SciBar における予備実験

我々は、2005年6月に、K2K 実験で用いられていた SciBar 検出器を用いて、SSNT の予備実験を行った。SciBar は、SSNT とほぼ同様の構造を持つ検出器である。この SciBar を用いて、大気宇宙線の観測をすることで、シミュレーションの信頼性の確認と、粒子弁別を含めた解析手法の確定を行った。

5.1 実験の目的

我々は、SciBar 検出器を用いて、SSNT の予備実験を行った。予備実験の目的は以下の2つである。

1. バックグラウンド宇宙線のシミュレーションの信頼度の確認。
2. 粒子弁別を含めた解析手法の確立。

シミュレーションの詳細は 4.5 で述べた。このシミュレーションが単なる机上の空論ではないことを、SSNT の設計を行うに当たって確かめる必要がある。そのため、SciBar で得た実験データと我々が行うシミュレーションの結果を比較することで、SSNT の設計と評価に十分な信頼度があるかを確認し、信頼度を高める。また、実際のデータでどのように解析を行ったらいいかを SciBar のデータを扱うことで考察する必要がある。以上の2点の目的から、SciBar での予備実験を行った。

5.2 SciBar の概要

K2K 実験は、加速器によるニュートリノビームを用いてニュートリノ振動を検証するための実験である。KEK(高エネルギー加速器研究機構)の 12GeV シンクロトロンで加速された陽子を用いてニュートリノを生成する。そのニュートリノを 250km 先のスーパーカミオカンデで検出し、その間でのニュートリノ振動を測定するのが目的である。実験は、1999年6月に開始され、2004年に終了した(Ahn ら, 2006)。

SciBar はその K2K 実験において使用された前置検出器で、2003年10月に導入された。図 5.1 がその外観である。実際には周囲を暗箱で覆って光が入らないようにしてある。構造は SSNT と同様で、シンチレータのバーによって構成され、その発光を波長変換ファイバで導き、マルチアノード PMT によって読み出す。マルチアノード PMT は上部と側面にあり、その平面に射影された軌跡を見ることになる。大きさは SSNT で検討されてきたものと同様だが、チャンネル数は 14336 チャンネルと 10 倍近い。また、SSNT は天頂方向からの粒子を測る向きに設置するのに対し、水平方向からくるニュートリノビームを観測する SciBar は、SSNT を起き上がらせた向きになっている。

表 5.1 に SciBar の諸元をまとめた。

SciBar は、つくば市の高エネルギー加速器研究機構(KEK)の半地下に設置されていた装置で、K2K 実験において前置検出器として使われていた。その後、K2K 実験の終了に伴い、

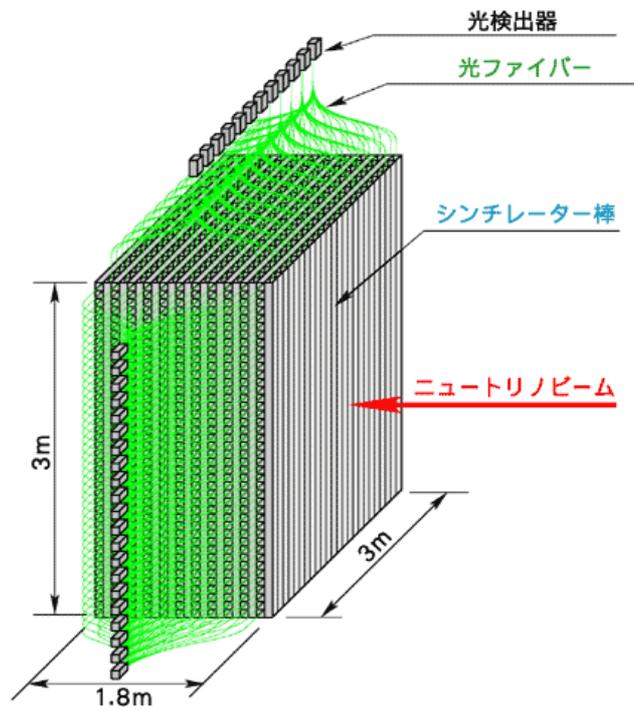


図 5.1: SciBar 検出器

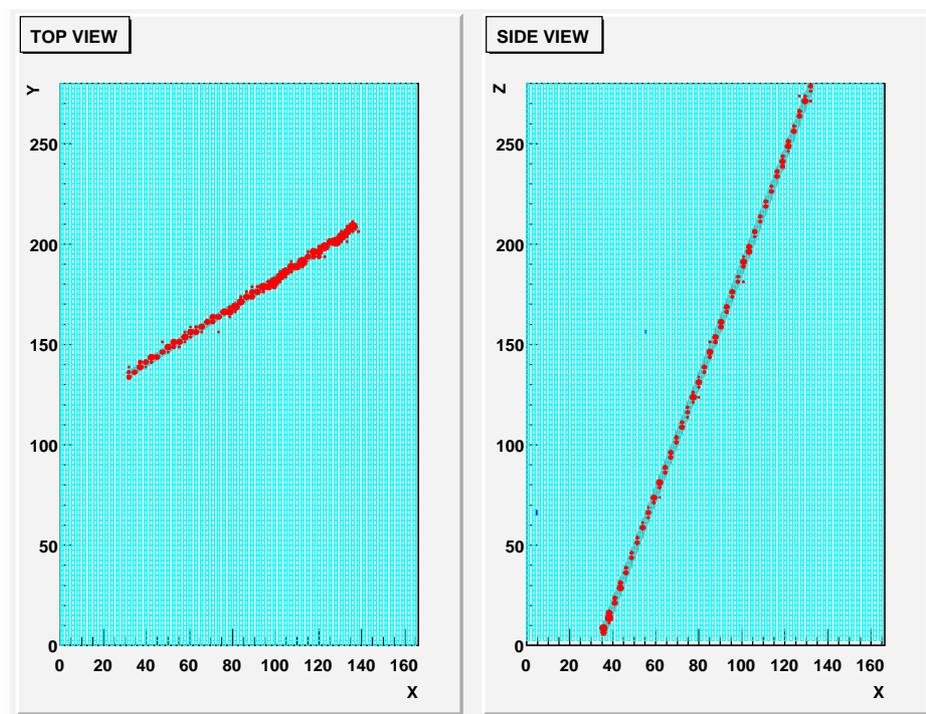


図 5.2: SciBar で得たイベント図。 μ 粒子と思われる。左図が TOP VIEW、右図が SIDE VIEW。

K2K SciBar は、使われなくなり、その時期に我々が予備実験として宇宙線のデータを取得させていただいた。その後、SciBar は、2005 年 11 月に解体され、アメリカへ移送された。2006 年 9 月からは、フェルミ国立加速器研究所で行われる SciBooNE 実験に使用するための再建設が行われている。

項目	
サイズ (高さ × 幅 × 奥行き)	$2.9 \times 2.9 \times 1.7\text{m}^3$
バーのサイズ (高さ × 幅 × 奥行き)	$1.3 \times 2.5 \times 300\text{cm}^3$
Layer	128
Strip	112
チャンネル数	14848
PMT	H8804(64ch) × 224 本
Dynamic Range	0.1 - 30MeV

表 5.1: SciBar 検出器の諸元 (Nitta ら, 2004 より抜粋)

5.3 実験の内容

予備実験は 2005 年の 6 月 20 日から 23 日の間に行い、バックグラウンド宇宙線のデータを取得した。データ取得のシステムは K2K グループが使用していたものをそのまま使用した。図 5.2 が SciBar で実際に得た粒子の軌跡である。左側が TOP VIEW で、右側が SIDE VIEW である。TOP VIEW と SIDE VIEW で、図の横軸は共通で、ともにニュートリノビームの進行方向にあたる (以下、X 方向と呼ぶ)。縦軸は、ニュートリノビームに対して直角な方向に当たり、TOP VIEW では、水平方向 (Y 方向と呼ぶ) になり、SIDE VIEW では鉛直方向 (Z 方向と呼ぶ) に当たる。また、以下では、各 VIEW の X 方向のバーの 1 層を Layer、Y、Z 方向のバー 1 本を Strip と呼ぶ。赤い丸が発光したチャンネルを示し、その面積がエネルギー損失を示している。図に示したイベントは μ 粒子と思われる粒子が、上から下へ抜けていった様子を示している。

トリガー条件 K2K SciBar のトリガー条件は図 5.3 の図のように、各 VIEW 112 ブロック、両 VIEW で 224 ブロックのトリガーブロックを用いて構成する。図中で四角で囲まれているのがトリガーに使用できるブロックである。1つのブロックは 8 層の Layer と 4 つの Strip で構成されている。図を見るとわかるように、すべての部分をトリガーに使用することはできず、Layer 8 層おきにトリガーに使用できる部分とそうでない部分が並んでいる。

SciBar では、トリガー条件は FPGA(Field Programable Gate Array) と呼ばれる LSI によって設定することが可能である。FPGA では VHDL という言語を用いて、好きなロジックをプログラミングすることができる。

そこで、今回は、本来使われていたニュートリノビーム用のトリガーではなく、太陽中性子観測を想定した、宇宙線観測用のトリガー条件を設定した。

宇宙線は上部から入ってくるので、上下方向の通過層数をトリガー条件として用いる。SIDE VIEW のブロックのうち、同じ高さにある4ブロックを1つの層と見なした。その層で n 層連続して通過し、なおかつ次で述べるアンチブロックにヒットしなかった場合をトリガー条件とした。図 5.3 の上図がアンチロジックを設定しなかった場合の3層通過の例である。通過層数 n は、2、3、4の3通りである。

アンチロジックは次の3種類である。

1. アンチなし (図 5.3 上図)

SIDE VIEW のすべてのトリガーブロックを通過層数を数えるために用いた。

TOP VIEW のトリガーブロックは条件に用いていない。

2. トップアンチ (図 5.3 中図)

SIDE VIEW のトリガーブロックのうち、上部に当たる4ブロックをアンチブロックとして用い、残りを通過層数を数えるために用いた。上部の面積のうち約半分がアンチブロックで覆われたことになる。

TOP VIEW のトリガーブロックは条件に用いていない。

3. 全面アンチ (図 5.3 下図)

SIDE VIEW のトリガーブロックのうち、上部と側面に当たる部分をアンチブロックに用い、残りを通過層数を数えるために用いた。SIDE VIEW の112ブロックのうち、58ブロックをアンチブロックとして使用し、残りの54ブロックを通過層数を数えるのに用いたことになる。

TOP VIEW では、側面に当たる部分をアンチブロックとし、残りは条件には組み込まなかった。TOP VIEW 112ブロックのうち、60ブロックをアンチブロックとして用いたことになる。

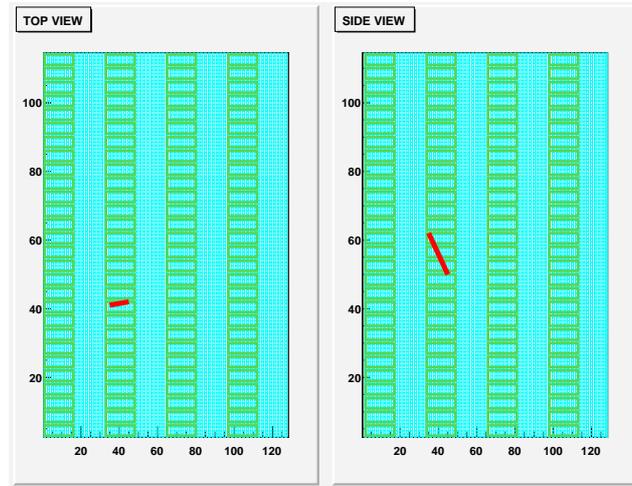
アンチロジック3条件、通過層数3種類の組み合わせで、9種類のトリガー条件を設定した。入射した粒子がトリガー条件を満たすと、各バーでの発光量が記録される。また、同時に、TDCによって、各ブロックでの発光のタイミングが記録される。しかし、SSNTではTDCを用いる予定はないため、今回の解析にはTDCは用いていない。

今回解析に用いたのは上記のデータだけであるが、5.5.1では、他に様々なトリガー条件を出力し、トリガーレートを比較した。

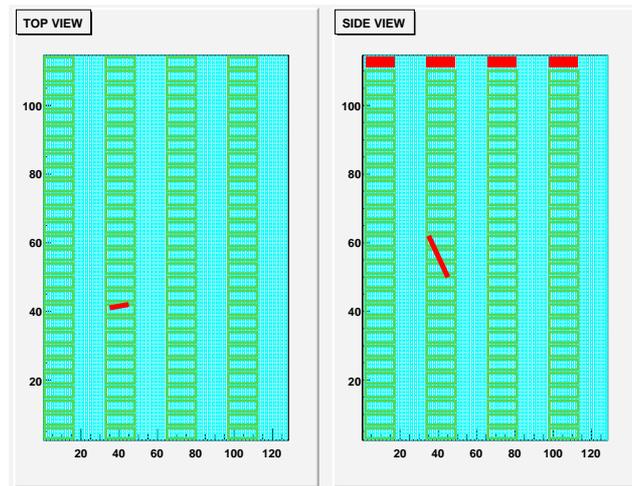
5.4 SciBar のデータ解析

SciBar のデータ解析方法は、SciBar グループが独自に確立させている。しかし、今回は、SSNT のデータ解析の方法を確定させるために、私が自分で確立した解析手法を用いた。それは以下の通りである。

アンチなし



トップアンチ



全面アンチ

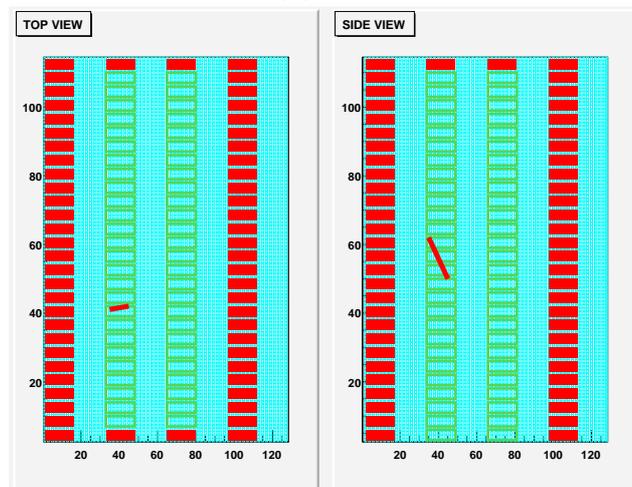


図 5.3: SciBar のトリガーロジック (3層通過の例)。上図で緑枠で囲まれた部分がトリガーに使用できるブロック。SIDE VIEW で3層連続通過することをトリガー条件とし、赤色着色部分をアンチブロックとした。

ノイズ除去 SciBar のデータでは、0.1MeV 相当以上の発光をしたバーをヒットとして取っているが、軌跡と関係のないノイズによるアクシデンタルヒットが現れる場合がある。これをシグナルと見なしてしまうと、軌跡のフィッティングに問題が生じ、エネルギー損失をはじめとするほぼすべてのデータに影響を与えてしまう。そこで、SciBar のデータからノイズを除去するためにクラスタリングによるノイズ除去を用いた。もし、アクシデンタルヒットであれば、軌跡の一部とは違い、周囲に関連するヒットはないはずである。対して、軌跡の一部であれば、周辺にも連続する形でヒットが存在するはずである。

今回は、あるヒットの周囲2周のチャンネル、つまり、 $5 \times 5 - 1 = 24$ 個のチャンネルの中に、3つ以上ヒットがない場合を、アクシデンタルヒットと見なして、データとして扱わないこととした。Layer 1層は1.3cm、Strip 1つは2.5cm であるが、Layer は各 VIEW が1層おきに配置されているため、長さで考えると、横軸方向 13.0cm \times 縦軸方向 12.5cm で、ほぼ正方形の範囲となる。この条件については、実際にイベント図を描くことで、軌跡に関連したヒットを除外してしまうことがないことが確認した。

以下、ここでノイズと見なしたものはすべての解析で使用はしていない。また、ノイズ除去の結果、どちらかの VIEW のヒット数が2を下回った場合、その VIEW ではフィッティングができなくなるため、そのイベント自体も使わないこととした。

フィッティング 軌跡を定義するために、各 VIEW で、ヒットに対して直線フィッティングを行った。フィッティングは最小 χ^2 法を用いた。また、各ヒットのエネルギー損失の逆数に係数をかけたものを、各点に対して誤差として与えることで、発光量の多いヒットを重視するようにした。その際の係数は、フィッティングを目で確認しながら、適当なものを選んだ。直線に対してフィットするために $y = ax + b$ でフィッティングしてもいいが、 y と x が対称でなくなるという問題がある。そこで、 $ax + by = c$ 、つまり、 $y = (-ax + c)/b$ に対してフィットした。

角度の導出 前節でフィッティングを行い、各 VIEW 上での直線にフィッティングができた。TOP VIEW で求めたパラメータを a_t, b_t, c_t 、SIDE VIEW で求めたパラメータを a_s, b_s, c_s とする。TOP VIEW のフィッティングから、方位角 ϕ が求まる。

$$\phi = \text{Tan}^{-1}\left(-\frac{a_t}{b_t}\right) \quad (5.1)$$

なお、 Tan^{-1} を用いた場合、 ϕ は 180° の範囲でしか求まらないが、 360° の範囲で求めたい。そこで、粒子が上から入射したと仮定し、SIDE VIEW での傾きを用いて、正負の符号を付けた。

また、両方の VIEW のフィッティングから、各 VIEW に対する軌跡の角度が求まる。

$$\begin{aligned} \theta_t &= \text{Tan}^{-1}\left(\frac{\sqrt{(b_t b_s)^2 + (a_t b_s)^2}}{-a_s b_t}\right) \\ \theta_s &= \text{Tan}^{-1}\left(\frac{\sqrt{(b_t b_s)^2 + (a_s b_t)^2}}{-a_t b_s}\right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

このうち、TOP VIEW に対する角度 θ_t が天頂角となる。SIDE VIEW に対する角度 θ_s も次の軌跡長の決定で用いる場合があるため求めた。

軌跡長の決定 前々節のフィッティングの結果と前節で求めた角度を用いて、軌跡長を決定する。

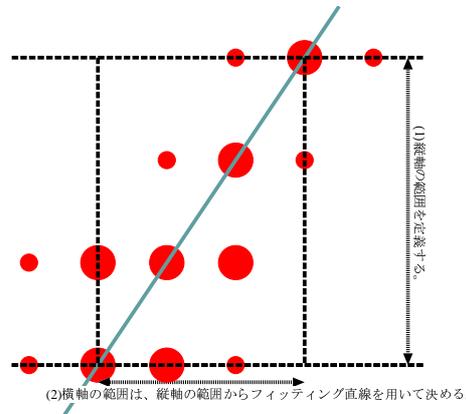


図 5.4: SciBar での軌跡と始点・終点の決定 (傾きが 1 以上の場合)

まず、軌跡の始点と終点に当たる 2 点を定義する必要がある。単純に縦軸、横軸の最大値を用いた場合、クロストークやシャワーによる広がりの影響を受ける。また、2 点がフィッティングした直線上に乗らない可能性もある。そこで、以下のような方法で始点と終点に当たる点を定義した。各 VIEW で、フィッティングによって求めた傾き $\frac{a}{b}$ が 1 以上の場合、VIEW 平面で上から下に抜けたと見なし、縦軸の最大と最小を軌跡の始点と終点と見なす。そして、フィッティング直線を用いて、横軸上での始点と終点の位置を決める。その 2 点の距離を取ることによって、各 VIEW 上での軌跡の長さが決まる (図 5.4)。傾きが 1 未満の場合は、縦軸ではなく、横軸の最大最小を用いて始点と終点を求める。

各 VIEW で求めた軌跡長は必ずしも整合性があるとは限らない。そこで、今回は、平面上での軌跡がより長い側を優先的に使って空間上の軌跡長を求めた。このうち、長い方の軌跡に対して、VIEW 平面と軌跡の角度の正弦で割ることで、空間上の軌跡長を求める。たとえば、TOP VIEW 上の軌跡長 $TrackLength_t$ の方が長かった場合、以下のように求めた。

$$TrackLength = \left| \frac{TrackLength_t}{\sin \theta_t} \right| \quad (5.3)$$

ただし、もし、軌跡長が装置全体の対角線よりも長くなった場合は θ が正しく求まっていないなどの事情が考えられるため、逆の VIEW の軌跡長を用いた結果を採用した。

エネルギー損失の決定 SciBar をはじめとするシンチレータを用いた装置の場合、エネルギー損失は発光量として取り出される。それを、PMT で光電子に変換、増幅して電荷を観測することでデータになる。従って、エネルギー損失を決定する際には観測で得られた数値を変換する必要があり、その変換式を求めるためには較正の作業が必要になる。SciBar グループから受け取ったデータは、宇宙線を用いた較正を経て、エネルギー損失に変換がなされていた。

粒子の装置中でのエネルギー損失は、単純には、すべてのバーでの発光量をエネルギー損失に変換して足せば求まる。しかし、このエネルギー損失では、発光点から PMT までの間の波長変換ファイバの減衰が含まれてしまっている。逆の VIEW での軌跡から、発光点までの距離はわかるので、減衰を逆算してもとの発光量に戻すことができる。我々のグループの測定では波長変換ファイバの減衰長は 300cm であり、また、SciBar グループの実験では 350cm という結果が出ている (森田, 2003)。減衰長をバーの長さと同じ 300cm だとすると、もっとも PMT に遠い場所での発光は、もっとも近い場所での発光に比べて、 $1/e=36.7\%$ に減衰してしまうことになる。

その減衰をキャンセルするために、逆 VIEW での軌跡から減衰を計算した。両 VIEW に共通な軸である x 軸を使い、各ヒットについて逆側 VIEW のフィッティング直線から、PMT から軌跡までの距離を求めた。また、フィッティングのずれなどから距離が装置の外に出た場合は、装置の真ん中で発光したものとした。

具体的に式にすると以下ようになる。各バーを i で表し、1 本でのエネルギー損失を dE_i と表した。TOP VIEW では縦軸の原点側に PMT があるのに対して、SIDE VIEW では縦軸の最大側に PMT があるため、式の表現が TOP VIEW と SIDE VIEW で異なっている。

$$dE = \sum_i^{\text{topview hit}} dE_i \cdot \exp\left(\frac{-x_i \cdot a_s + c_s}{b_s} \cdot \frac{1}{350}\right) + \sum_i^{\text{sideview hit}} dE_i \cdot \exp\left(\left(300 - \frac{-x_i \cdot a_t + c_t}{b_t}\right) \cdot \frac{1}{350}\right) \quad (5.4)$$

また、軌跡長で割ることで単位長あたりのエネルギー損失を求めた。単位長あたりのエネルギー損失は、ここでは MeV/cm を単位とした。

非対称性 4.4.1 で述べたように、反跳陽子のようなハドロンの軌跡には、粒子が停止する寸前に発光量が増すという特徴がある。これは、粒子の質量が重いことと、停止寸前に電子をピックアップすることが原因である。そのため、そのような軌跡を特徴づけるような量を定義することによって、陽子と他の粒子の区別を行いたいという観点から、「非対称性」という量を定義した。非対称性は次の 3 つを定義し、各 VIEW ごとに求めた。それぞれ一長一短があるため、ニューラルネットなどではすべてを利用するようにした。なお、ここでいう「エネルギー損失」とは前節のように WLS の減衰を考慮したエネルギー損失である。

- 非対称性 1

ヒットした点の重心を取る。その際に、エネルギー損失を考慮した重心とエネルギー損失を考慮しない重心の 2 種類を求め、その間の距離を取る。距離を軌跡長で割ったものを非対称性 1 とした。各 VIEW のヒット数を n として、式で表すと以下ようになる。

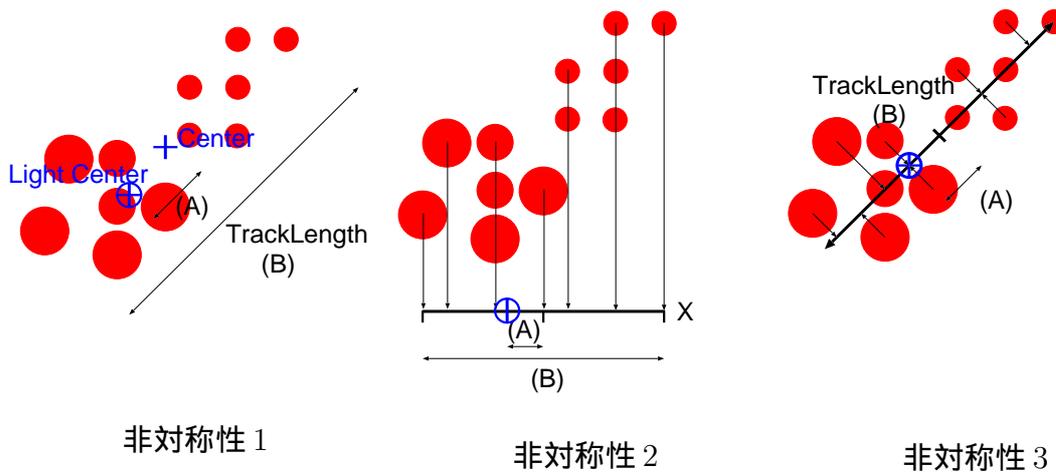


図 5.5: 非対称性 3 種類の定義。⊕ はエネルギー損失を考慮した重心 (2 と 3 では射影した直線上で重心を取った)。それぞれで、A/B を非対称性として定義した。

$$asym_1 = \left| \frac{\sum_i^n dE_i \cdot \vec{x}_i}{\sum_i^n dE_i} - \frac{\sum_i^n \vec{x}_i}{n} \right| / (\text{TrackLength}) \quad (5.5)$$

ここで、 dE_i は各点でのエネルギー損失、 \vec{x} は各点の座標である。

この定義は、軌跡長決定の善し悪しに影響を受けるという問題があり、またクロストークの影響も大きい。さらには、シャワーを起こした場合に、明るさが分散するため、軌跡に沿った非対称性を表しているとは言い難い。

- 非対称性 2

横軸上でのエネルギー損失の重心を求める。重心と横軸の最大値と最小値の中心までの距離を、横軸での (最大-最小) で割って規格化する。

式で表すと以下ようになる。

$$asym_2 = \left| \frac{\sum_i^n dE_i \cdot x}{\sum_i^n dE_i} - \frac{x_{min} + x_{max}}{2} \right| / (x_{max} - x_{min}) \quad (5.6)$$

x は横軸上の値、 x_{max} 、 x_{min} は x の最大値と最小値である。軌跡に沿って分解しているわけではないため、必ずしも正確な値が出るとは限らない。ただし、フィッティングの影響を受けにくいという利点がある。

- 非対称性 3

各ヒットをフィット直線上に射影し、エネルギー損失の重心を求める。重心から軌跡の中心までの距離を、軌跡長で割る。非対称性 2 を横軸ではなくフィット直線上で行った。正確にフィッティングされていれば、もっとも非対称性を顕著に表すと考えられる。しかし、フィッティングの影響が大きい。

5.5 SciBar におけるデータとシミュレーションの比較

5.5.1 トリガーレートによる比較

5.3 で述べたのと同様のトリガー条件でシミュレーションを設定し、シミュレーションを行った。その結果と実験値の比較をトリガーレートによって行った。ただし、実験値には、アクシデンタルヒットなど物理的に意味のないトリガーも含まれてしまう。そこで、クラスタリングによるノイズ除去をした上で、軌跡をとれないイベントを除去した一次解析の結果で比較した。カウントは表 5.2 のようになった。観測値は 1 分値を 5 回測って、平均を取ったものである。この表では、シミュレーションと実験のカウント数の差と、カウント数の差の実験に対する比率で比較をした。

比率を見て比較すると、3 層連続通過と 4 層連続通過については差が $\pm 30\%$ 程度に収まっており、一致していると見なしてよい。特に、トップアンチでは $\pm 10\%$ 程度であり、非常によい一致がみられる。

比で見たときに、もっとも大きくずれているのが 2 層連続通過の全面アンチである。このトリガー条件では、シミュレーションに対して実験値が多くなっている。しかし、カウント数の差で見るとそれほど差はない。したがって、一次解析で除外されない成分が一定量あり、それが宇宙線の数が増えたことによって割合として増えたのではないかと考えられる。具体的にはアクシデンタルヒットや低エネルギーの宇宙線以外の環境放射線が候補となる。3 層通過や 4 層通過の全面アンチでのずれについても同じ考察が成り立つ。

次節以降で解析した 3 層連続通過の全面アンチでのニューラルネット弁別後の分布図のうち、軌跡長や単位長当たりエネルギー損失で、この成分だと思われる分布が見えている。それについては 5.6.2 で述べる。いずれにせよ、もっともずれているところで 2 倍のずれであり、他については $\pm 30\%$ 以内と非常によく一致していることがわかった。また、上で述べたようなエネルギーの低い成分であれば、後述する SSNT のトリガー条件は満たさないため、SSNT のシミュレーションに対する影響は小さいと考えられる。

5.5.2 物理量の分布による比較

今回は、トリガー条件の中で、3 層通過全面アンチのみを解析に用いた。以降で載せる分布図はすべてそのトリガー条件でのものである。

図 5.9–5.12 で、シミュレーションのデータと実際に取ったデータのパラメータ分布を比較した。各図で赤実線が実験値であり、灰色の分布図がシミュレーションの合計、その他の線

	2層連続通過 アンチなし	3層連続通過 アンチなし	4層連続通過 アンチなし
μ 粒子	77424.1	71446.2	57375.6
中性子	1143.2	653.1	371.7
γ 線	8931.3	5364.7	2768.1
電子	6874.9	4636.1	2666.1
シミュレーション 合計	94373.6	82100.0	63181.5
実験	70106.8	63488.3	56295.9
シミュレーション-実験	+ 24266.7	+ 18611.7	+ 6885.6
シミュレーション-実験 (%)	+ 34.6	+ 29.3	+ 12.2

	2層連続通過 トップアンチ	3層連続通過 トップアンチ	4層連続通過 トップアンチ
μ 粒子	54675.8	50390.1	40131.6
中性子	1004.8	571.1	305.7
γ 線	7961.3	4780.6	2427.2
電子	4763.4	3275.9	1893.4
シミュレーション 合計	68405.2	59017.8	44757.9
実験	61211.4	53495.3	45449.7
シミュレーション-実験	+ 7193.8	+ 5522.5	- 691.8
シミュレーション-実験 (%)	+ 11.8	+ 10.3	- 1.5

	2層連続通過 全面アンチ	3層連続通過 全面アンチ	4層連続通過 全面アンチ
μ 粒子	4187.4	3731.8	3443.6
中性子	229.7	93.7	42.0
γ 線	2263.4	1283.1	613.8
電子	431.1	228.8	125.2
シミュレーション 合計	7111.7	5337.5	4224.6
実験	12975.0	7008.9	4878.9
シミュレーション-実験	- 5863.3	- 1671.5	- 654.3
シミュレーション-実験 (%)	- 45.2	- 23.8	- 13.4

表 5.2: SciBar のトリガーレート (初期解析後)。左列から、連続2層通過、連続3層通過、連続4層通過。上の段から、アンチなし、トップアンチ、全面アンチの順番になっている。各表中では、粒子別のシミュレーション結果、その合計、観測値 (5回の平均)、シミュレーション値と観測値の差、その差の観測値に対する比率 (%) の順。すべて1分値である。

はシミュレーションの内訳で、黄色が μ 粒子、青が中性子、緑が γ 線と電子である。

各図の上図が弁別前のデータであり、ここで述べる。また、下図の弁別後のデータについては、5.6.3 で詳しく述べる。

- 図 5.7: 総エネルギー損失

分布を見ると、100MeV 前後のエネルギー損失が低い部分で合っていない。この部分は低エネルギーの γ 線と電子が多い部分であり、その2つを過剰評価している可能性がある。たとえば、SciBar の設置場所は半地下であり、屋根や周囲の装置によって低エネルギーの γ 線や電子が遮蔽されている可能性も考えられる。

また、700MeV 以上の高い部分でもずれている。ここに違いが現れる1つの可能性としては、 μ 粒子の2本入射の可能性がある。正確には、2本入射があるのは μ 粒子に限らないが、入射する比率としては圧倒的に μ 粒子が多く、イベント図を描いたときにも、 μ 粒子の2本入射が多く見られた。しかし、2本入射の起こる比率がわからないため、このシミュレーションの分布図には入れていない。そのため、2本入射は分布がずれる要因になりうる。もし、2本入射がトリガーイベントとなった場合、通常の μ 粒子の2本分のエネルギー損失が起こるため、エネルギーは高い値を取る。

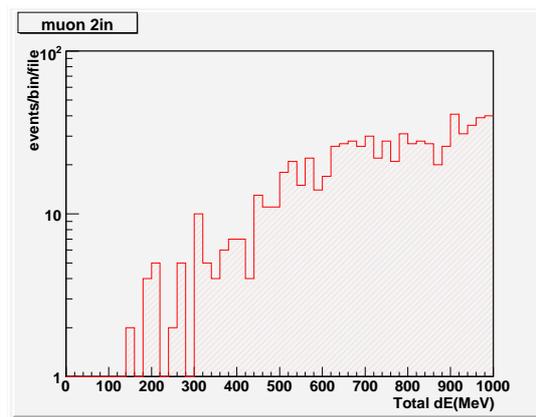


図 5.6: μ 粒子 2 本入射の総エネルギー損失

μ 粒子のシミュレーション結果を2イベント重ねることで2本入射の模擬データを1000イベント作り、総エネルギー損失の分布をとったものが図 5.6 である。実験とシミュレーションの差の部分と分布が一致しているように見える。もし、これが合っていると仮定すると、数100イベント/分程度のオーダーになる。これは、次で述べるニューラルネットの μ 粒子2本入射除去で除外されたカウント数とオーダーでは一致する。

- 図 5.8: 軌跡長

μ 粒子は 2 MeV/cm でほぼ一定の電離損失を持つため、もし、すべての粒子が μ 粒子であれば、軌跡長 (cm) は総エネルギー損失 (MeV) の 1/2 の数字でほぼ同じ分布を描くと

考えられる。そのため、軌跡長でも、総エネルギー損失と同様に軌跡の長い部分と短い部分でずれが見られる。これは、エネルギー損失と同じく、 γ 線・電子の過小評価と2本入射で説明できる。ただし、2本入射については、エネルギー損失のように単純に2倍にはならない。

また、軌跡の場合は、離れた場所でのアクシデンタルヒットが長い軌跡として誤って捉えられる可能性もある。そのため、総エネルギー損失よりも値が大きい部分に分布が延びている。

- 図 5.9: 単位長あたりのエネルギー損失

分布は非常によく合っている。 μ 粒子は最小電離のみでエネルギー損失を起こすため、2MeV/cmにピークを持ち、SciBarではこれを用いて較正が行われている。そこで、今回もこれを用いてエネルギーの絶対値を合わせた。

粒子ごとに比較すると、質量の重い中性子は、他の粒子に比べて高いエネルギー損失を持っているため、高い値で分布を持つことがわかる。2本入射による影響がほとんど見られないが、これは、エネルギー損失、軌跡長両方が影響を受けてうち消し合ったと考えられる。

- 図 5.10: 最大発光チャンネルエネルギー損失

分布は非常によく合っている。 $<5\text{MeV}$ の低い部分でシミュレーションが実験より多いが、これは γ 線や電子が多い部分なので、他の分布同様、その2粒子の過剰評価によるものと思われる。

また、中性子とその他の粒子ではっきり差が出ている。この特徴は粒子弁別に役立つと思われる。

- 図 5.11: ヒット数

今回描いた分布の中で、もっとも合っていないのがヒット数である。ヒット数はクロストークやゲインのばらつきの影響を大きく受けるためにシミュレーションと実験を合わせるのが難しい。

しかし、その中でも、軌跡長と同じように値の高い部分での差は出ている。

- 図 5.12: 連続通過 Strip 数

通過層数の多い部分、特に全 Strip を通過したものでは実験が多少多くなっている。これは、 μ 粒子の2本入射だと考えられる。

アクシデンタルヒットによるトリガーは、非常に小さな値を取ると考えられるが、この分布図でははっきりとは現れていない。

- 図 5.13: 非対称性

3通りの定義した非対称性では、どの分布でも値が低い部分では非常によく一致し、高い部分では実験がシミュレーションよりも多い。特に、非対称性2でもっとも超過が大きく、ついで非対称性3で超過が大きい。

アクシデンタルヒットの場合、少ないヒットが広い範囲に分散するため、非対称性2と3は大きくなると考えられる。また、さまざまな要因によるアクシデンタルヒットの明るさが一定であるとは思えないので、非対称性1も大きくなる。

また、 μ 粒子の2本入射の場合、軌跡の形はいびつになる。そのため、非対称性2と3では非対称性が大きくなることが期待される。それに対して、どのヒットも同じ明るさであるため、非対称性1は大きくなる。

以上のようなアクシデンタルヒットと2本入射の特徴をふまえて分布を見ると、非対称性2と3で超過が多いことが説明はつく。

また、粒子別の分布を見ると、3種類の粒子で分布が異なっており、それぞれの特徴を表していることがわかる。

以上のように、粒子弁別を行う前の様々な値の粒子分布はシミュレーションと実験で一致しており、一致していない部分についても、 μ 粒子の2本入射やアクシデンタルヒットで説明が可能である。

実験の結果では、バックグラウンド宇宙線全体の数が分かるだけで、その比率はわからない。しかし、様々な物理量の分布が一致しているということは、数だけではなく、その中の粒子の比率もシミュレーションが正しいことを示している。

また、この解析の中で、 μ 粒子の2本入射の影響が小さくないこともわかった。ただし、これは地上高度での話であり、太陽中性子望遠鏡の設置されるような高度では、他の粒子の2本入射を考慮に入れる必要がある。実際の建設時にはそれを考慮に入れた設計も必要だと考えられる。

5.6 SciBar データでの粒子弁別

4.4.2で述べたように、SSNTの粒子弁別では、ニューラルネットを用いる。ここでは、SSNTの粒子弁別手法の確定を目的として、SciBarのデータに対してニューラルネットによる弁別を行った。しかし、ニューラルネットでの弁別は内部がブラックボックス化するという問題点があり何をやっているのかがわかりにくい。そのため、ニューラルネットのカットだけでは、シミュレーションの信頼度確認というもう1つの目的を果たせるとは言い難い。そこで、これまで考えられてきたシンプルなカットであるラインカットも同時に行って、シミュレーションと実験の比較をした。また、ラインカットとニューラルネットとの比較によってニューラルネットの弁別効率を確認した。

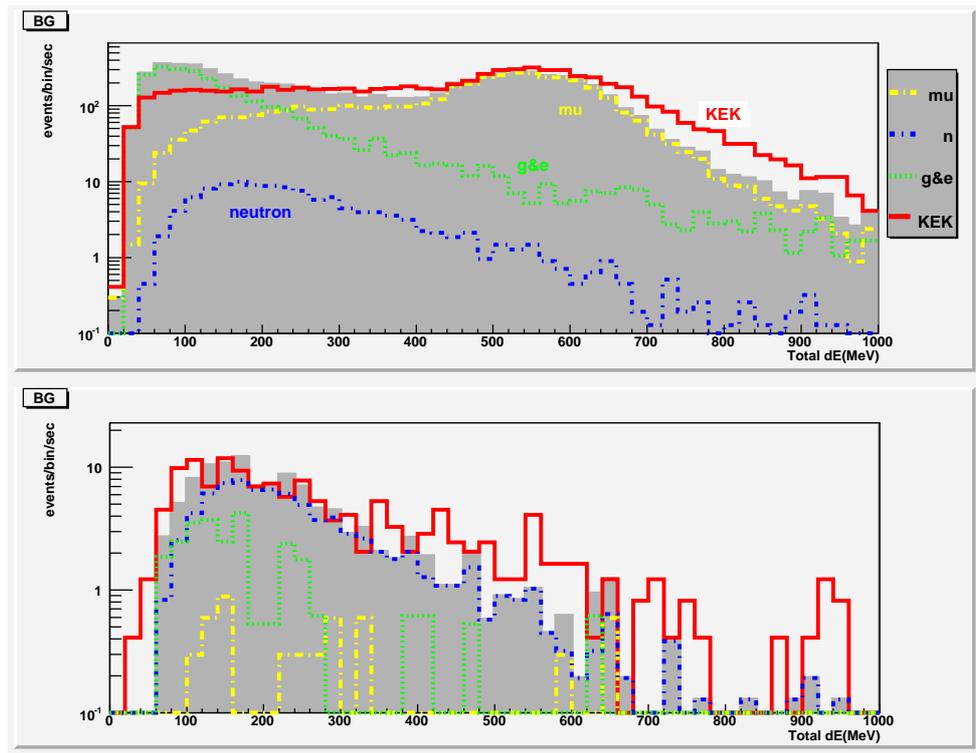


図 5.7: 総エネルギー損失

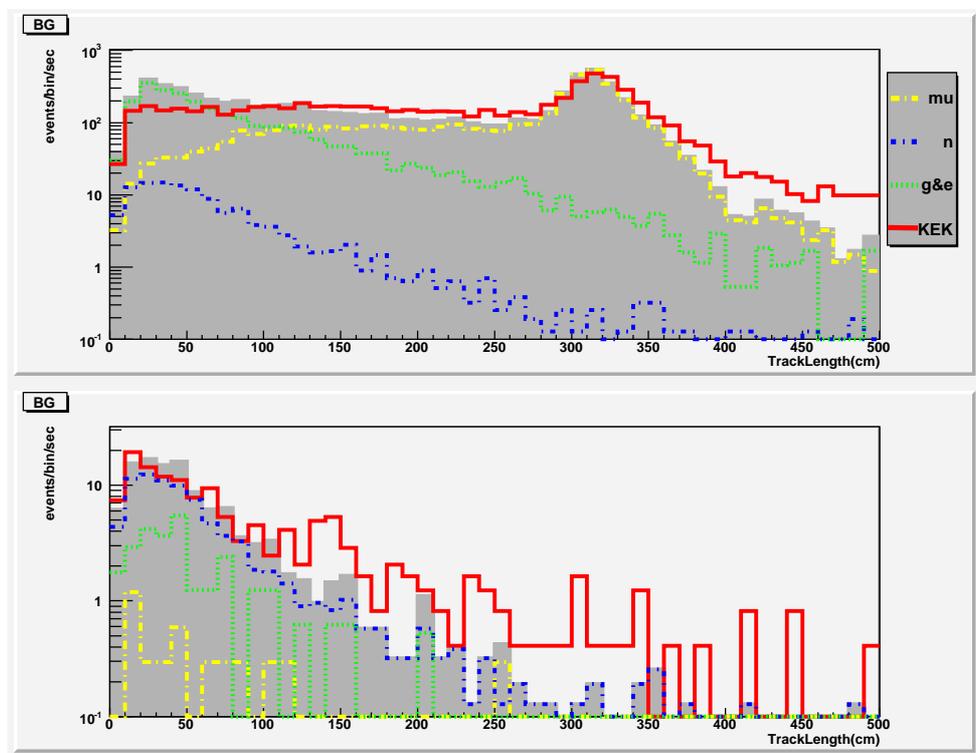


図 5.8: TrackLength

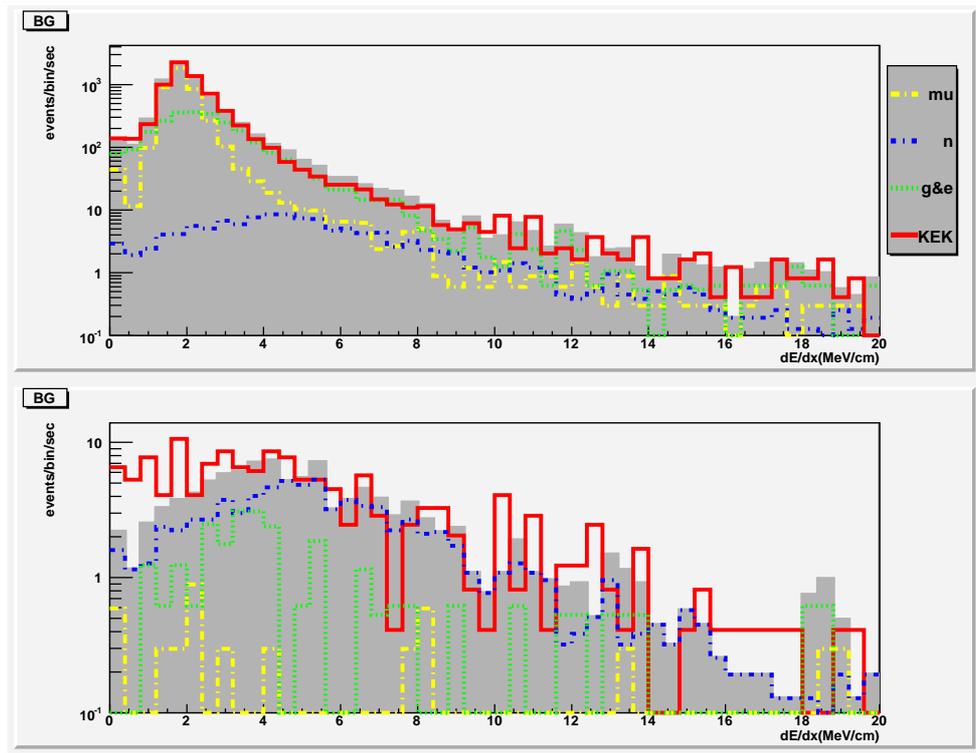


図 5.9: 単位長あたりのエネルギー損失

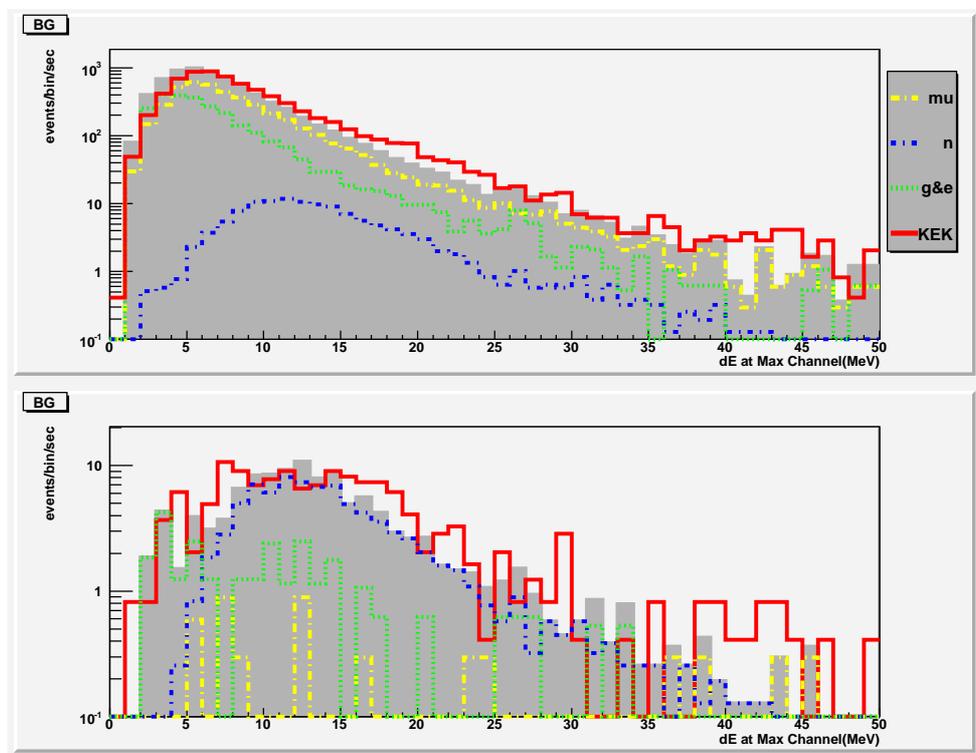


図 5.10: 最大発光チャンネルエネルギー損失

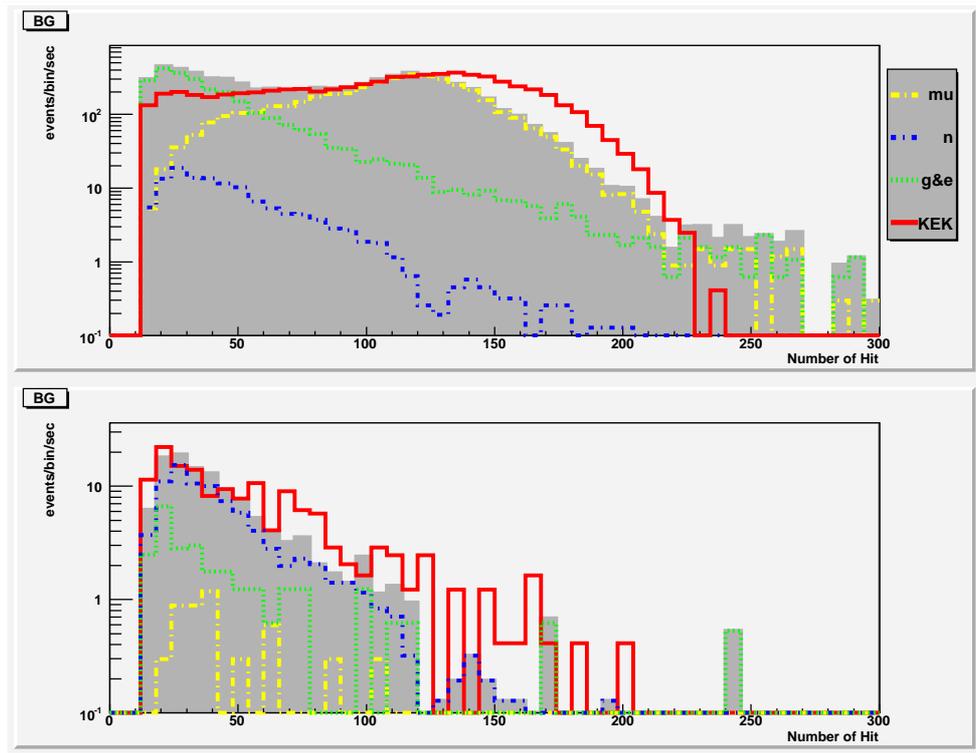


図 5.11: ヒット数

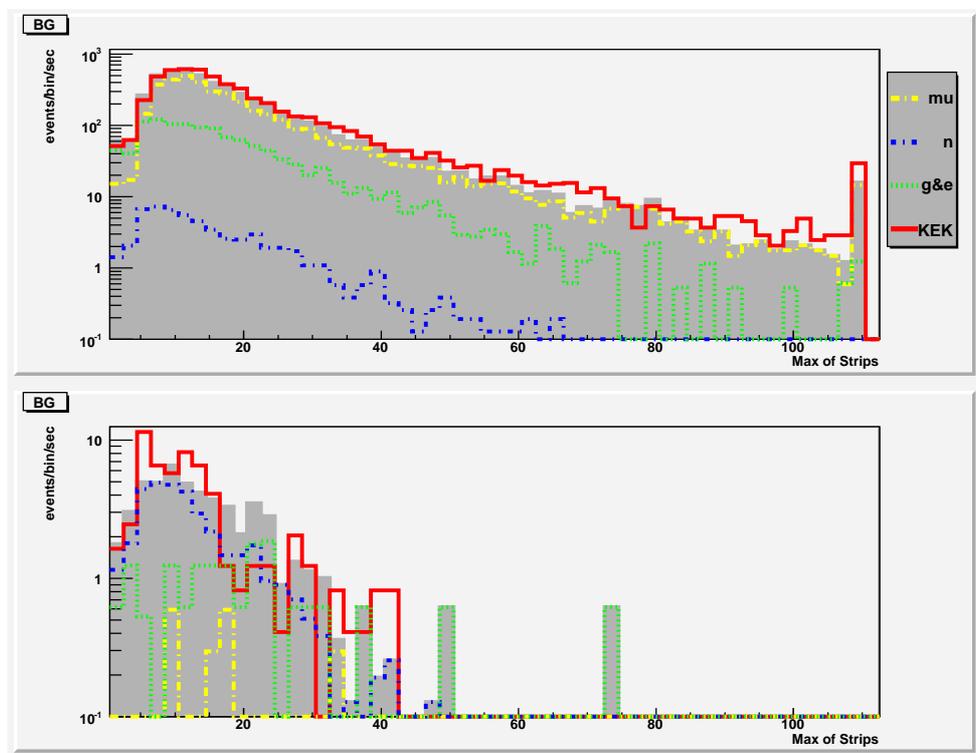


図 5.12: 連続通過 Strip 数

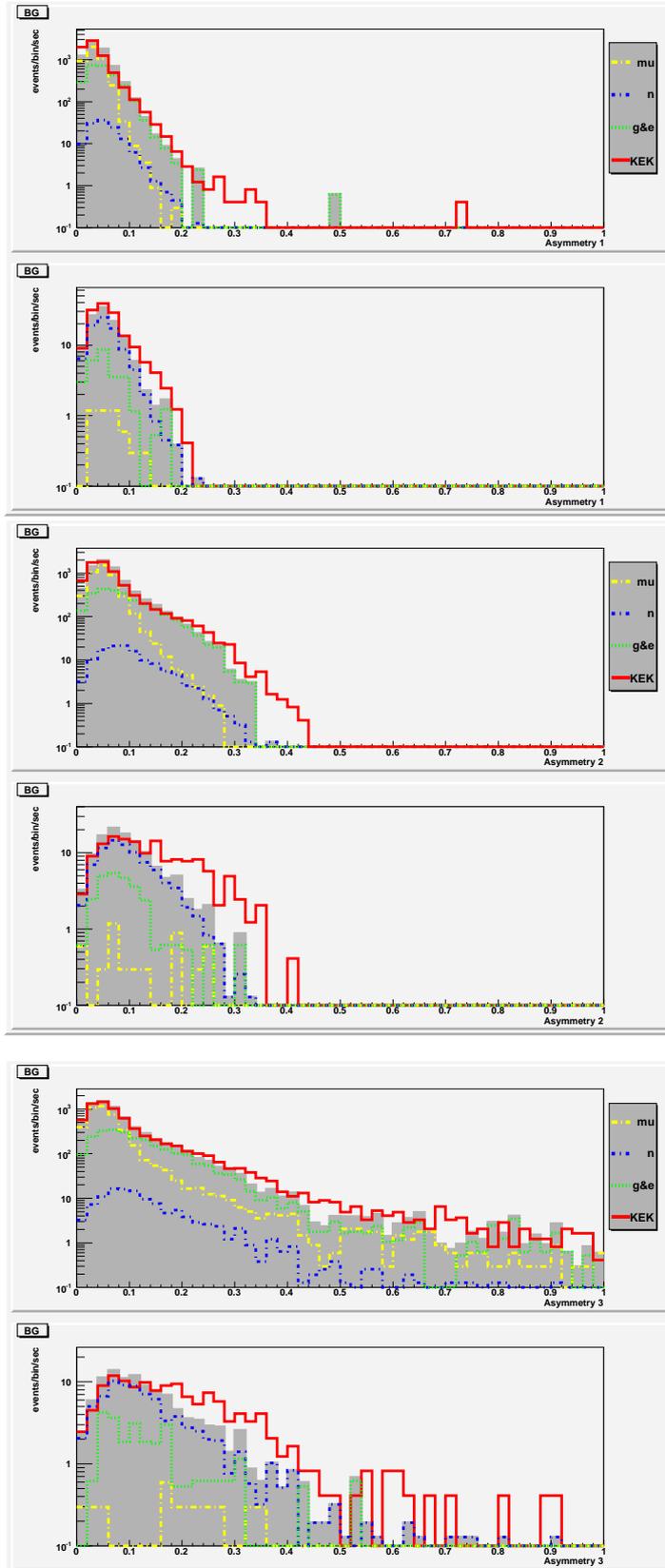


図 5.13: 非対称性。上から 1,2,3
74

5.6.1 ラインカット

SciBar での予備実験の目的の1つとして、解析手法、特に粒子弁別の手法の確立がある。そこで、 μ 粒子、 γ 線、電子、中性子の4種類のバックグラウンドから中性子を弁別できるかどうかを試した。4.4.2で述べたように、もし、粒子がパラメータ平面上で分離されていれば、単純に1本の直線を引くカットで粒子弁別ができる。ここでは、その方法を用いて、カットを行った。

今回は、粒子の特徴をよく表している2つの量として、軌跡長とエネルギー損失を用いた。 μ 粒子は軌跡が長いものも多く、短いものでもエネルギーの損失は軌跡長に比して少ない。また、 γ 線や電子は、軌跡が短く、またエネルギー損失が低い。バックグラウンドの2粒子にはこのような特徴があるため、軌跡が短く単位長あたりのエネルギー損失が大きい反跳陽子とは、軌跡長とエネルギー損失を用いることで分離できるはずである。

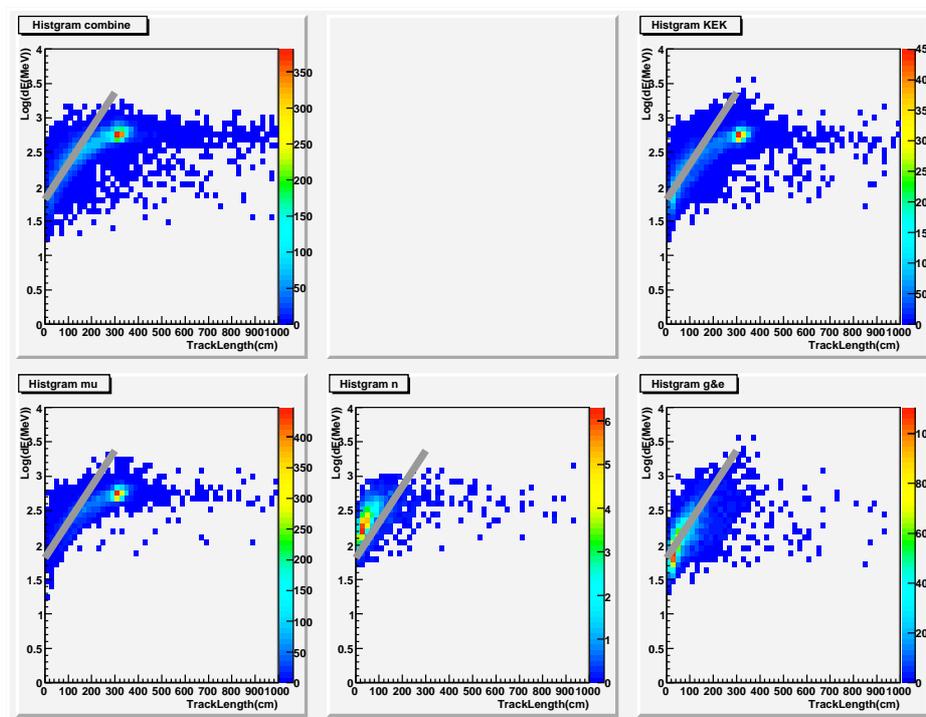


図 5.14: 軌跡長- $\text{Log}(dE)$ グラフを用いたラインカット。下段はシミュレーションの結果で、左が μ 粒子、中央が中性子、右が γ 線と電子。上段左は実験結果、右が下段3つのモンテカルロシミュレーションを足し合わせたもの。

図 5.14 は、軌跡長を横軸に、エネルギー損失のログを縦軸にプロットしたものである。 μ 粒子がもっとも特徴的な分布を持っており、軌跡が長く、それに比べてエネルギー損失が少ない部分に固まっていることがわかる。また、 γ 線と電子は中性子に近い分布を持つものの、エネルギーは比較的低い。実験結果(上段左)は、これらのシミュレーションの結果を重ね合わせたもの(上段右)とよく一致している。

以上のような粒子の差を用いて、図 5.14 中にあるような線を引き、線より上にあるものを中性子として弁別することとした。

実際にラインカットで粒子弁別を行い、評価をした。評価は Quality Factor で行った。今回は、中性子の弁別が目的のため、以下のような形になる。

$$\text{QualityFactor} = \frac{N_n}{\sqrt{N_{\mu,\gamma,e}}} \quad (5.7)$$

ここで、 N_n は中性子のカウント数、 $N_{\mu,\gamma,e}$ は、 μ 粒子、 γ 線、電子のカウント数の合計である。

この Quality Factor を用いて、大気中性子を最大にする方法を検討した。

表 5.3 は、ラインカットを用いて弁別した結果を表にしたものである。弁別前のシミュレーションの合計が実験に合うようにして数を合わせるようにしてある。実験の結果でわかるのはすべてのバックグラウンドの合計カウント数のみである。その中で、粒子組成がシミュレーションと一致しているかは、弁別結果を比較することで推測ができる。この結果を見ると、カット後の合計が実験 1248.1 に対しシミュレーション 1407.9 とある程度一致している。ここからも、シミュレーションが実際の粒子割合と観測結果を再現していることがわかる。

また、中性子が 2 割ほどしか減っていないに対し、 μ 粒子は 9 割が、 γ 線と電子も 6 割程度が落とせており、弁別として有効に働いたことがわかる。Quality Factor による評価でも 2 倍程度の値になっている。

	実験	シミュレーション					Q Factor
		MC all	μ 粒子	中性子	γ 線	電子	
before cut	7008.9	7008.9	4292.8	125.7	1772.8	817.7	1.51
line cut	1248.1	1407.9	389.0	102.5	595.7	320.7	2.84

表 5.3: ラインカットによる弁別 (Counts/min)。5 分間の観測値を用いて数字を合わせた。

今回は、このラインカットをニューラルネットと比較する対象として用いる。

5.6.2 ニューラルネットによる弁別

4.4.2 で述べたニューラルネットを用いて、粒子弁別のテストを行った。

一般に、ニューラルネットは 2 つのものを弁別するのが得意である。しかし、今回は、4 種類の中から 1 つを抽出する必要がある。これに対する解決法として、以下の 2 つの方法が考えられる。

1. 中性子と中性子以外の粒子との 2 分をする (「単一カット」と呼ぶ)。
2. 弁別がしやすいと考えられる順に、1 つずつカットしていく (「複数カット」と呼ぶ)。

2. の「複数カット」について説明する。中性子と弁別したい 3 つの粒子のうち、 μ 粒子は軌跡が長い特徴的な軌跡があるため、非常に弁別がしやすい。それに対して、 γ 線や電子は軌

跡の長さがほぼ同一であり、エネルギー損失も μ 粒子ほど差があるわけではないので、弁別しにくい。そのため、まず μ 粒子をカットし、続いて、 γ 線と電子をカットし...という形で順番にカットしていく方法である。

また、それぞれのニューラルネットを教育する際の教師信号の割合も重要になる。

1. シミュレーションで求めた実際の粒子数の比率に合わせて教師信号を与える (「BG 比率法」と呼ぶ)
2. カットしたい粒子と残したい粒子を 1:1 で与える (「1:1 法」と呼ぶ)。

ニューラルネットは教師信号での正解率を高める方向に学習をしていくと考えられるため、最終的にバックグラウンドを弁別するためには、1. の「BG 比率法」が理想的だと考えられる。しかし、バックグラウンドの比率にあわせると、抽出したい粒子である中性子の割合が低いため、学習の効率が悪くなり、収束するのに時間がかかってしまう。そういう意味では、2. の「1:1 法」では収束が早くなるというメリットがある。

以上の2点がニューラルネットを利用する際に注意すべき点である。この2点について、同じデータセットに対して実際に弁別を行って、弁別効率と学習時間を Quality Factor で評価した。

	BG 比率法		1:1 法	
	Q Factor	学習時間	Q Factor	学習時間
単一カット	13.75	数日	8.28	数十分
複数カット	-	数日 × カット数	14.68	数十分 × カット数

表 5.4: 4つの方法とそれぞれの Quality Factor と学習時間

BG 比率法を用いると、収束にきわめて時間がかかる。それを考えると、BG 比率法で複数カットをするのは現実的ではない。また、プログラム中の論理で収束を見極めるのは難しいことから、学習をしている数日間の間、人間が常に確認をする必要がある。したがって、収束時間と効率の兼ねあいを考え、1:1 法で複数カットを用いることとした。

実際に行ったのは、以下の4段階である。

1. μ 粒子をカット。
2. γ 線と電子をカット。
3. μ 粒子の2本同時入射をカット。
4. 中性子を抽出する。

以上のカットは、弁別しやすいと思われる順番に並べた。

もっとも軌跡が特徴的な μ 粒子をまずカットする。次に γ 線と電子をカットする。 γ 線と電子は、装置中で互いに変換し合うので、ニューラルネットを教育する際は同時にカットさ

せた。さらに、装置中でシャワーを起こした中性子イベントと混同しやすい μ 粒子の2本入射のカットを行った。2本入射のデータは通常の μ 粒子のイベントを2つ重ねて描いた。ただし、2本入射は実データには存在するが、シミュレーションには入れていないため、Quality Factor の計算には用いていない。

また、弁別用のパラメータとして、以下のものを用いた。

- dE 総エネルギー損失

5.4 で述べた方法で求めた。軌跡が長い μ 粒子では、大きな値が出る。また、 γ 線や電子とも差が出る。

- 軌跡長

5.4 で述べた方法で求めた。ラインカットでも用いたように、 μ 粒子は特徴的な長い軌跡を描くので、弁別の有効なパラメータになるはずである。

- dE/dx 単位長さあたりエネルギー損失

軌跡全体のエネルギー損失を軌跡長で割ったもの。反跳陽子は質量が重いため、値が大きくなるはずである。

- 1チャンネルあたりエネルギー損失

軌跡全体のエネルギー損失をヒットチャンネル数で割ったもの。反跳陽子は質量が重い
ため、値が大きくなるはずである。dE/dxと違い、軌跡長決定の影響を受けずにデータから直接導かれる。

- 最大発光チャンネルでのエネルギー損失

もっともエネルギー損失が大きかったチャンネルでのエネルギー損失。反跳陽子のようなハドロンは停止寸前に大きなエネルギーを失うため、大きなエネルギー損失を示す1チャンネルがあるはずである。

- 天頂角

5.4 で述べた方法で求めた。

- 方位角

5.4 で述べた方法で求めた。荷電粒子の場合、上部のアンチブロック以外の部分から入ってきているため、異方性が出る可能性がある。

- ヒット数

TOP VIEW と SIDE VIEW を合計したヒット数。 μ 粒子は軌跡が長いために値が大きくなるはずである。軌跡長に比べて、解析での差が出にくい量である。その一方、クロストークやチャンネルごとの閾値の違いなどの影響を受けるため、シミュレーションと実験が食い違う可能性が高い。

- 縦軸の最大値・最小値 ×2

TOP VIEW では y 軸方向、SIDE VIEW では z 軸方向とそれぞれ別であるため、最大最小あわせて2組をパラメータとした。SIDE VIEW では粒子の上下の軌跡の長さに対応するため、重要な量になる。

- 横軸の最大値・最小値

横軸はともに x 軸で共通であるため、両 VIEW を通しての最大または最小の値を1組だけパラメータとした。粒子の X 軸方向の広がりを表す。

- 通過 Layer 数

ヒットがあった Layer の数。Layer は両 VIEW で共通なので2つの数字を合計した。粒子の X 軸方向の広がりを表す。

- 最大連続通過 Layer 数

連続して通過した Layer の数。Layer は両 VIEW で共通なので両方を通っているものを連続していると見なした。通過 Layer 数と著しくずれた場合、2本入射やアクシデンタルヒットの可能性が高くなる。

- 通過 Strip 数 ×2

各 VIEW での通過 Strip 数。粒子の Y 方向、または Z 方向 (鉛直方向) の広がりを表す。

- SIDE VIEW 連続通過 Strip 数

SIDE VIEW での連続通過 Strip 数。粒子は上方から入射してくると考え、SIDE VIEW のみを用いた。通過 strip 数と著しく異なる場合、2本入射の可能性が高くなる。

- 非対称性 1 ×2

5.4 で述べた方法で求めた。TOP VIEW と SIDE VIEW それぞれ入れたため、2つパラメータとした。反跳陽子などのハドロンでは非対称性が大きくなるはずである。

- 非対称性 2 ×2

5.4 で述べた方法で求めた。TOP VIEW と SIDE VIEW それぞれ入れたため、2つパラメータとした。反跳陽子などのハドロンでは非対称性が大きくなるはずである。

- 非対称性 3 ×2

5.4 で述べた方法で求めた。TOP VIEW と SIDE VIEW それぞれを使ったため、2つをパラメータとした。反跳陽子などのハドロンでは非対称性が大きくなるはずである。

- フィッティングエラー ×2

TOP VIEW と SIDE VIEW それぞれのフィッティングでの誤差。フィッティングした際の誤差。フィッティング誤差が大きい場合、軌跡は単純な直線ではないため、シャワーが起こっている場合が多い。

このままニューラルネットに入れると、たとえば、軌跡長は1-500(cm)程度の数字を、単位長あたりのエネルギー損失は1-20(MeV/cm)程度の数字を入れることになる。このように、それぞれのパラメータの値が極端に違っている場合、ニューラルネットに入れた際に加重が変わってしまう。そこで、それぞれ、(平均値/0.5)で割り、平均が0.5になるように統一してニューラルネットに入力した。

以上のようなパラメータを用いて弁別した結果は表 5.5 のようになった。

	実験	シミュレーション					Q Factor
		MC all	μ 粒子	中性子	γ 線	電子	
before cut	7008.9	7008.9	4292.8	125.7	1772.8	817.7	1.51
neural: μ 粒子 cut	1877.1	2400.4	407.7	116.0	1339.5	537.2	2.43
neural: γ 線 & 電子 cut	351.8	232.3	29.7	107.6	56.4	38.6	9.64
neural: μ 粒子 2 本 cut	276.4	225.5	25.2	107.1	55.2	38.1	9.84
neural:neutron select	145.4	117.1	4.7	84.6	22.9	4.8	14.86
(比較用)line cut	1248.1	1407.9	389.0	102.5	595.7	320.7	2.84

表 5.5: ニューラルネットによる弁別 (counts/min)

上から順に、カットをかける前、ニューラルネットの1つ目である μ 粒子カットをかけた結果、そこにさらに γ 線と電子に対するカットをかけた結果、さらに μ 粒子2本入射カットをかけた結果、中性子抽出をした結果、そして最後の行が比較用のラインカットという順番になっている。各列は、2列目が実験結果に対してカットをかけた結果、3列目がシミュレーションに対してカットをかけた合計で、4-7列目がその内訳、8列目がシミュレーション結果から求めたQuality Factorである。

まず、よく似た数字が出ているラインカットと μ 粒子除去を比較する。中性子と μ 粒子だけを比較した場合、ニューラルネットでの μ 粒子除去とラインカットほぼ同等である。これは、軌跡長と総エネルギー損失という2つのパラメータでの平面上で、中性子と μ 粒子がほぼ分離していることに対応する。つまり、 μ 粒子と中性子の弁別についてはラインカットでもニューラルネットと同等の弁別ができており、ニューラルネットの必要性は薄いと言える。

それに対して、それよりも先のカットでは、パラメータ平面上ではっきりと分離していないためか、ニューラルネットの方が遙かに弁別効率はよくなっている。また、本来、 γ 線と電子を除去するだけのはずのカットで μ 粒子が減っているのも特徴的である。 μ 粒子除去では中性子と重なっていたため、除去するべきではないとニューラルネットが判断した部分が、 γ 線除去の際には除去されたのかもしれない。

図 5.15 は、ラインカットをした際に用いたのと同じ軌跡長-Log(dE)の分布図である。図中にラインカットで用いた線を入れてある。この分布図を見ると、弁別後の結果でも実験値(上段左)とシミュレーションの重ね合わせ(上段右)がよく一致していることがわかる。また、中性子の分布(下段中央)を見ると、ラインカットでは落とされていたような軌跡の長い中性子の成分も残っていることがわかる。これは、ラインカットと違い、多数のパラメータで弁

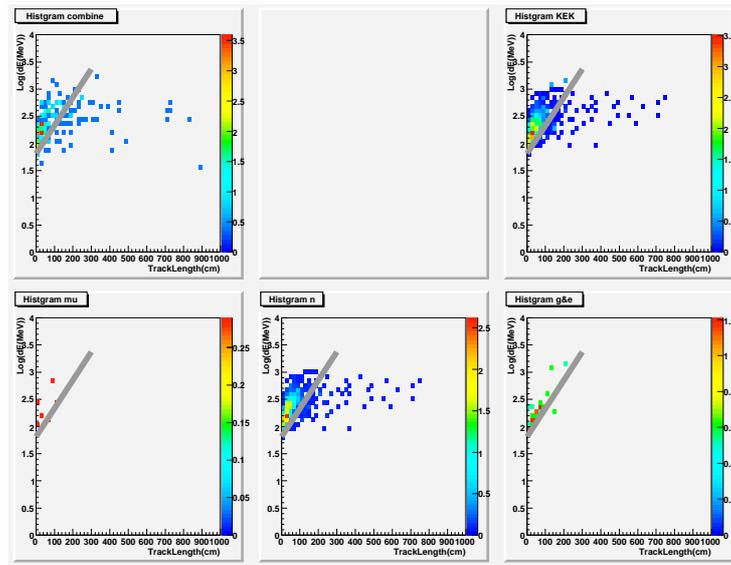


図 5.15: ニューラルネットによる弁別後の軌跡長- $\text{Log}(dE)$ ヒストグラム。下段がシミュレーションの結果で、左が μ 粒子、中央が中性子、右が γ 線と電子。上段左は実験結果、右が下段3つのモンテカルロシミュレーションを足し合わせたもの。

別した成果である。1次元ヒストグラムを用いてのより詳細な解析は次の節で行う。

弁別全体を通してみると、ニューラルネットカットを4つすべてかけた場合の Quality Factor は14.86で、ラインカットの2.84に比べると、5倍ほどよく、非常に効率よく粒子弁別が行えることがわかる。また、ニューラルネットでのカット後のカウント数は、実験145.4に対し、シミュレーション117.1と、ある程度的一致を見ている。これは、バックグラウンド粒子の割合やエネルギーなどの物理量の分布がシミュレーションとバックグラウンドで一致していることを示している。

5.6.3 ニューラルネット後の分布の比較

図5.9–5.12の下図が弁別後の図である。ここでは、ニューラルネット後の分布の比較について述べる。もし、シミュレーションの粒子の割合が正しく、かつ、弁別が正しく行われていれば、弁別後も、弁別前と同様に分布が一致するはずである。

- 図 5.7: 総エネルギー損失

弁別前の分布図では、高い部分の差は μ 粒子の2本入射によるものではないかと述べた。 μ 粒子の2本入射は、ニューラルネットによって除外をするため、もし、その推測が正しければニューラルネットによって除外されているはずである。弁別後の分布図を見ると、絶対値としては相当量減っている。したがって、弁別前の分布図での推測は正しかったと考えられる。

またエネルギー損失の値が低い部分にも分布が残っている。アクシデンタルヒットはエネルギーが発光量が少なく、ニューラルネットの弁別で考慮されていないために弁別後も残ると考えら得る。したがって、この部分は、トリガーレートの比較で述べたアクシデンタルヒットによるものとも考えられる。

- 図 5.8: 軌跡長

弁別後の分布を見ると、 μ 粒子の 2 本入射が多かったと思われる $>350\text{cm}$ の部分では実験とシミュレーションの差は相当減っている。

それとは別に、 $100\text{--}350\text{cm}$ で、実験値に一定の超過が出ている。弁別前の分布でも述べたように、軌跡長の場合はアクシデンタルヒットによるイベントが値の高い部分に出る可能性がある。アクシデンタルヒットは、(1) ランダムに起きるため、軌跡長分布は一定に近くなる、(2) ニューラルネットで弁別対象としていないため、弁別後も残る可能性が高い、という 2 条件を満たすと考えられる。この $100\text{--}350\text{cm}$ の超過成分は、(1) 100cm 以上でほぼ一定で、(2) 弁別前にはっきり見られなかったものが弁別後には残っているためその条件を満たしている。従って、弁別後のこの部分の超過はアクシデンタルヒットによるものだと考えられる。

その一方、軌跡長の短い部分では一致している。

- 図 5.9: 単位長あたりのエネルギー損失

弁別後の分布を見ると、 2 MeV/cm より低い範囲で実験値が多いことがわかる。この超過は弁別前の分布では明確には見られなかった。アクシデンタルヒットでのイベントでは、ほとんど数点のみで軌跡と見なさるため、単位長あたりのエネルギーに直すと非常に低い場所に分布すると考えられる。また、弁別前には顕著に見えずに、弁別後に残るといった特徴もある。したがって、アクシデンタルヒットによるものだと考えられる。

- 図 5.10: 最大発光チャンネルエネルギー損失

弁別後の分布もよく合っているが、 $40\text{--}45\text{MeV}$ 付近で実験の方が多。この部分は弁別前の分布でも見えているが、弁別前の部分を見る限りは、シミュレーションの統計が足りていないように見える。もしくは、2 本入射の軌跡があるバーで交わった場合にこういった値が出るのかもしれない。

- 図 5.11: ヒット数

ヒット数は、弁別前で述べたように実験とシミュレーションがあまり合わない。弁別後についても、同様にずれがある。ただし、ずれが大きかった部分はニューラルネットで削られたため、弁別前ほどの顕著な差は見られない。

- 図 5.12: 連続通過 Strip 数

弁別前も合っていたが、弁別後でも非常によく合っている。また、アクシデンタルヒットの場合は通過層数はほとんどないはずで、3 Strip 通過の部分にそれに対応するピークが見られる。

- 図 5.13: 非対称性

弁別前の分布図で考察したように、非対称性 1 の高い部分の超過はアクシデンタルヒットに由来し、2 と 3 はアクシデンタルヒットと 2 本入射の双方に由来すると考えられる。アクシデンタルヒットの方が 2 本入射よりも弁別後に残るといった特徴があるはずである。それをふまえて分布図を見ると、非対称性 1 では弁別前の超過の相当量が残っており、非対称性 2 と 3 では分布の形が変わる程度には超過が減っている。したがって、弁別前の考察は正しかったと思われる。

以上で見たように、様々な物理量の分布は粒子弁別後でも非常によく合っている。

粒子弁別後の分布がシミュレーションと実験で等しくなるということは、シミュレーションに信頼がおけることが確認できると同時に、ニューラルネットによる弁別で、実験結果から正しく中性子を選び出せているということの確認となる。

5.6.4 SciBar 予備実験の結果

SciBar での予備実験から、実際に SSNT 型の装置によって宇宙線の軌跡の測定ができることが解った。また、バックグラウンドのシミュレーションが、カウントレートや様々な量の分布の両方で実験結果とよく一致していることが確認できた。そのため、このシミュレーションが信頼できるものとして SSNT の設計を進めることができる。さらに、ラインカット、ニューラルネットカットともに粒子の弁別が可能で、実験結果に対しても正しい解析ができていることが解った。

次章では、この予備実験の結果を生かし、同様のシミュレーションと粒子弁別を用いて、SSNT のデザインをする。

6 SSNT の設計と解析

我々は、現在、現行の中性子望遠鏡を置き換える観測装置として新型の中性子望遠鏡、SSNTの建造を計画中である。

この章ではSSNTの設計と解析手法の確定について述べる。

6.1 SSNT での観測手法

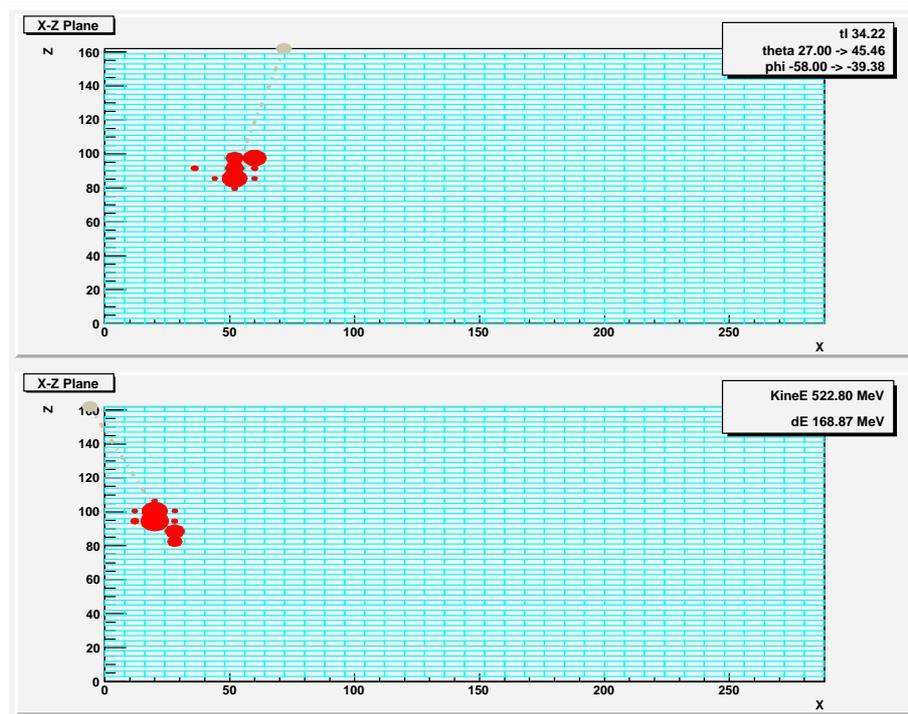


図 6.1: SSNT のイベント図の例。フレア中性子を入射させたシミュレーション。点線が入射させた粒子の方向。赤が SSNT のバーの発光を示す。

SSNT では、図 6.1 のように、イベントの軌跡がそのまま取ることができる。そのメリットを生かして、どのような目的で、どのような形でデータを取るのかを、この節で述べる。

6.1.1 SSNT の観測概念

SSNT 設計の目標は、大きく以下の 2 点がある。

1. バックグラウンドとフレア中性子を効率よく弁別し、これまでバックグラウンドのゆらぎに埋もれていた太陽中性子イベントを多数検出する。

2. フレア中性子イベントにおいて、これまでより多彩な物理量を測定し、イオン加速の物理の理解につなげる。

2. のようにより多くの情報を収集するためには、軌跡を定義できることが望ましい。軌跡を定義することによって、到来方向を定義でき、また、軌跡の長さや単位長あたりのエネルギー損失を求めることができる。

しかし、軌跡を定義するためには4層以上を通過したイベントである必要がある。SSNTでは、従来型の中性子望遠鏡に比べて、方向決定に必要なエネルギー閾値は低い。それでも、4層通過を条件とすることで観測できるエネルギーの下限は上がってしまう。そのことを有効面積によって確認した。

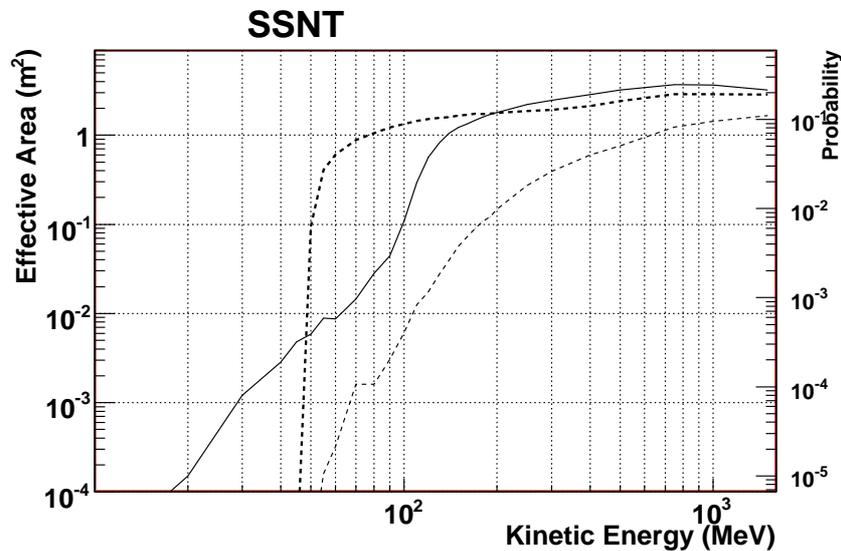


図 6.2: SSNT の4層通過の場合の有効面積。破線は比較用のチベット中性子望遠鏡で、太線がシンチレータのみ、細線が方向検出可能なもの。

図 6.2 は、4.5.3 でチベット中性子望遠鏡に対して行ったのと同じように、各エネルギーでの有効面積を求めたグラフである。実線は、方向を取るために必要な4層通過を条件とした場合の有効面積である。破線は、チベット中性子望遠鏡のもの(図 4.12)を比較用に描いた。太い破線がシンチレータのみ、細い破線が方向検出可能なものである。

SSNT とチベット中性子望遠鏡双方の方向検出可能チャンネルを比較すると、全エネルギー範囲で SSNT の方が検出効率がよく、また、SSNT では低いエネルギーまで方向検出が可能であることがわかる。一方、チベット太陽中性子望遠鏡のシンチレータのみの有効面積と比較すると、200MeV まではほぼ同等であるものの、それ以下では大幅に有効面積が落ちる。

この結果から、4層通過での有効面積は200MeV 以下ではチベット中性子望遠鏡のシンチレータよりも悪いことがわかる。したがって、もし、4層通過をトリガー条件にすると、低エネルギーでの感度がチベット中性子望遠鏡よりも劣ってしまうということになる。

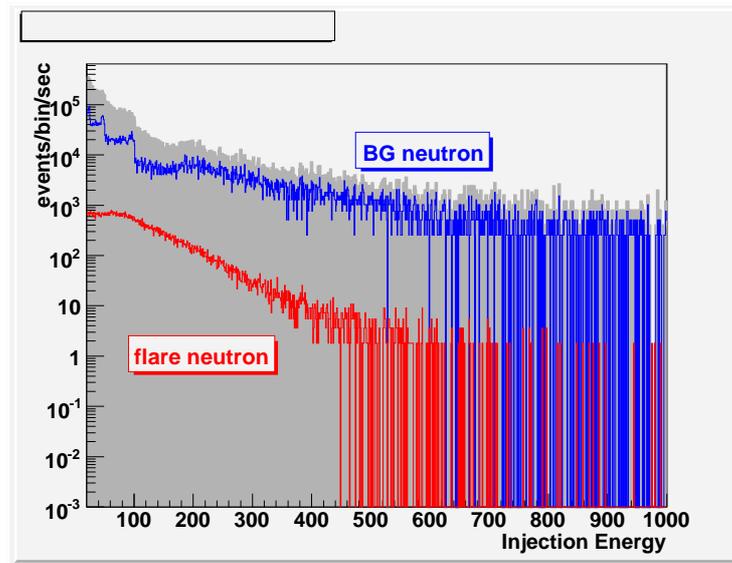


図 6.3: BG 中性子とフレア中性子の装置入射エネルギースペクトル (SSNT1 ヒット以上)。背面の灰色は BG の合計

図 6.3 は、フレア中性子とバックグラウンド中性子の装置入射エネルギーの分布である。4 層通過を条件にした場合に排除される低エネルギー成分では、弁別が事実上不可能なバックグラウンド中性子に対するフレア中性子の割合が大きくなる。したがって、低エネルギー成分を検出することはバックグラウンドを減らしてイベントを効率よく検出するためには重要である。

従って、SSNT では、4 層通過以外のトリガー条件を設定し、軌跡を定義せずに得られる情報は、すべての粒子について得る。それは、以下のような情報である。

- 総エネルギー損失
- ヒット数
- 縦軸・横軸の最大値
- 通過 Layer 数
- 通過 Strip 数
- 非対称性 1
- 最大発光バーのエネルギー損失

その一方、軌跡を定義することで得られる情報は、トリガーで取った情報からオフラインで方向を定義できるもののみを抜き出して得ることになる。それは、以下のような情報にな

る。このうち、到来方向については、フレア中性子とバックグラウンド中性子で差が現れる量であるため、重要である。

- 単位長あたりエネルギー損失
- 軌跡長
- 到来方向 (天頂角・方位角)
- 非対称性 2、非対称性 3
- 直線フィット誤差

以上の2つの解析手法を使うことを前提として、SSNTのトリガー条件と設計を確定させ、評価を行った。

6.1.2 トリガー条件

もともと、我々のグループでは、軌跡を定義できる4層以上通過をトリガー条件とすることを考えていた。しかし、前節で述べたように、それではエネルギー閾値が高くなってしまい、従来型中性子望遠鏡に対するSSNTのメリットが薄れてしまう。そこで、この節では、低エネルギーの中性子も条件を満たすトリガー条件を考えたい。

また、トリガー条件にバックグラウンド粒子が多く引っかかった場合、観測装置の電気回路の能力を越えてしまう可能性がある。したがって、SSNTの構造を生かした形で、できるだけバックグラウンド粒子を除去できるトリガー条件を考える必要がある。

まず、 μ 粒子などの荷電粒子を除去するためにアンチ層を用いる。SSNTでは、一番上の層と一番外側のバーをアンチ層として用いる。この効率については平野 (2003) ですでに述べられている。

しかし、アンチ層を用いた除去だけでは、電子に変換されなかった γ 線や、逆に鉛で電子が変換された γ 線などのバックグラウンドは除去できない。さらにサイドのアンチ層の隙間を通ったなどの理由でアンチ層にヒットしなかった荷電粒子も除去できない。そこで、4.4.1で述べたようなBragg曲線の特徴を用いて、トリガー条件を構成した。ハドロンの場合は、他の粒子と違い、停止寸前に大きなエネルギーを損失する。したがって、中性子や陽子の入射では極端に大きな発光をするバーが最低1本存在し、他の粒子ではそのようなバーは存在しないはずである。

そのような発想から、イベント内で、もっとも明るく発光したバーのエネルギー損失の分布を粒子別にとったのが図6.4である。フレア中性子、バックグラウンド中性子ではある程度高いエネルギーまで分布がのびている。それに対して、バックグラウンドの γ 線、電子、 μ 粒子はエネルギーが低い部分で分布が下がっている。このヒストグラムを用いて、最もQuality Factorが大きくなるようにバーあたりの閾値を決めた。このとき、他のシミュレーションと違い、上で述べた電子、中性子、 γ 線の他に、 μ 粒子も含めて閾値を決めた。閾値は6.2.3で検討する設計の厚みごとに求めた。

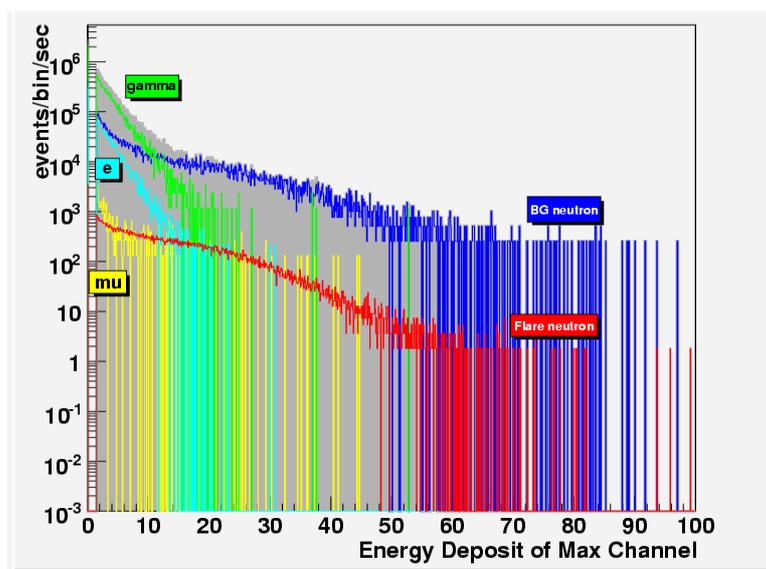


図 6.4: 最大損失バーの損失 (幅 8cm 厚み 3cm の SSNT。1 ヒット以上)

厚み (cm)	最大発光 閾値 (MeV)
2	8.0
3	8.7
4	8.7

表 6.1: 最大発光バーのエネルギー損失のトリガー閾値

結果は表 6.1 のようになった。この表を見ると、厚みに関わらず、適切な最大発光バーエネルギー閾値はほぼ一定であることがわかる。図 6.4 から見積もったように、陽子が停止寸前に大きなエネルギー損失を起こすのは、最大でも数 cm 程度である。従って、厚みとその長さよりも長いために、最後の損失のほぼすべてが 1 本のバー中で起こり、同程度の閾値になったと考えられる。逆に言えば、このトリガー条件を用いるには、Bragg 曲線の最後の発光がすべて収まるこの程度の厚みが適切ということになる。

この閾値を用いて、以下の 2 つをトリガー条件とした。

1. アンチ層にヒットしない。
2. 最大発光バーの発光量が一定の閾値を越える。

このようなトリガー条件を実現するためには、マルチアノード PMT に対し、フロントエンドボードを取り付け、1 バーごとにディスクリミネーターをつけることになる。そして、フロントエンドボード中で、それらの論理和をとって、トリガー生成用の回路に送る。トリガー生成回路でも論理和を取ることで、トリガーが生成できる。

6.1.3 SSNT の解析

SSNT の解析においても、SciBar と同様の手段で行った。

ただし、SSNT のトリガー条件では全イベントで軌跡を定義できるとは限らない。そこで、軌跡を定義できるものについては、SciBar と同様の解析を行い、軌跡がとれないものについては、総エネルギー損失など軌跡を定義しなくても求められる量だけを求めた。

また、ヒット数が3ヒットを下回ると、クラスタリングでのノイズ除去によってすべてのヒットがノイズと判断されてしまう。そのため、今回はシミュレーションでアクシデンタルヒットはないので、クラスタリングによるノイズ除去は行っていない。実際の装置では、ノイズ除去の前にヒット数の確認をし、軌跡を定義できるかを判定し、その後、クラスタリングノイズ除去をした上で、再度軌跡が定義できるかを判定するという手順になる。

6.2 SSNT の設計の確定

この節ではSSNT の設計について検討した。ここで検討したのは、具体的には装置の底面積、鉛の厚み、バー1本あたりの幅と厚みである。

6.2.1 底面積

4.3でのQuality Factorの説明中で述べたように、イベント検出能力は $\text{Signal}/(\text{Noiseのゆらぎ}) \approx \text{Signal}/\sqrt{\text{Noise}}$ に比例する。たとえば、SSNTの底面積が4倍になった場合、シグナルのイベント数は4倍になり、同時にNoiseにあたるバックグラウンドのイベント数も4倍になる。このとき、バックグラウンドのゆらぎは $\sqrt{4} = 2$ 倍となるので、シグナルとバックグラウンドのゆらぎの比は $4/\sqrt{4} = 2$ 倍となる。したがって、面積を4倍にすると、イベントの検出能力は2倍になる。このように、面積の平方根に比例してイベントの検出能力も上がるため、面積は広ければ広いほどいいということになり、最適な値は求められない。

しかし、底面積を広くすると、発光した位置からPMTまでの距離が長くなり、より弱くなった光を読み出す必要が生じる。したがって、面積は、波長変換ファイバ内での減衰によって制限を受ける。我々の測定では波長変換ファイバの減衰長は300cmであり、また、SciBarグループの実験では350cmという結果が出ている(森田, 2003)。そのため、波長変換ファイバの長さは最長でも300-350cm程度が適切だと考えられ、SSNTの面積についても300cm × 300cm程度が適切と考えられる。

もちろん、波長変換ファイバの両端から発光を読み出すような形で装置を組み立てることにより、減衰長の2倍程度までのサイズのSSNTを作成することも可能である。

しかし、単純に面積を増やした場合のイベント検出能力は、上で計算したように、面積の平方根に比例すると考えられる。そのため、そのような形のSSNTに対しても、本論文で検討した 9m^2 SSNTから能力の類推は可能である。

6.2.2 鉛の厚み

アンチ層を用いて除外できるのは、荷電粒子のみであり、具体的には μ 粒子、陽子、電子などである。SSNTは、アンチ層がターゲット部分と一体化しており、またシンチレータの方がPRCよりも密に設置できるため、アンチ層での除去効率は従来型よりも高くなる(平野, 2003)。

一方、 γ 線については、現行の中性子望遠鏡では、周囲を鉛で覆い、電子対生成によって電子に変換してアンチ層にヒットさせて除外している。新型中性子望遠鏡でも、鉛で覆うことで、粒子弁別の効率が上がると考えられるため、鉛で覆う。しかし、鉛の厚みによっては、電子が制動輻射を起こしてしまい、 γ 線を増やすという結果になる場合もある。また、あまりに厚すぎると、シグナルの太陽中性子を減らしてしまうという結果になる場合もある。

そこで、最適な厚みを以下の手順で求めた。40MeVをヒットの条件としたのはバーの大きさの決定を次節で行ったため、バーのサイズに関わらない条件で比較したかったからである。

1. 鉛を0.1–2.0cmの間で1mmおきに各厚みに設定し、鉛でSSNTの全面を覆う。
鉛の位置はSSNTのシンチレータから20cm外側を覆うように設定した。
アンチ層は、上面3cm、側面は8cmとし、アンチ層全体で1.5MeVを閾値に設定した。
2. それぞれのSSNTに対して、チベット高度でのバックグラウンドに合わせた比率で、電子と γ 線と太陽中性子を入射させる。
3. アンチ層にヒットせず、シンチレータで40MeV以上のデポジットがあったヒット数を比較し、最適な鉛の厚さを考察した。40MeVを条件としたのは、次節で考察する設計の影響を受けないようにするためである。

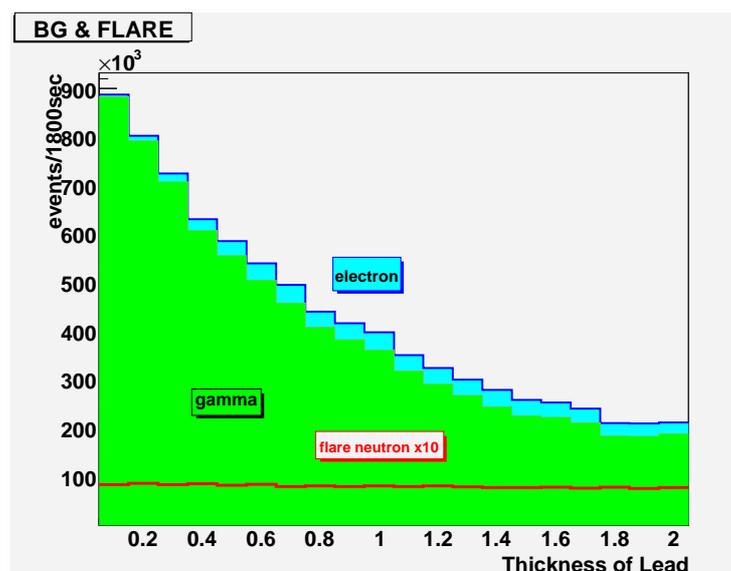


図 6.5: 鉛の厚さによる各粒子のヒット数。

結果は図 6.5 のようになった。縦軸は電磁波到達後 10 分間の観測数である。同一グラフ上に描くために、中性子は 10 倍にしてある。実際には、イベント持続時間は、Power Law Index 3.9 の場合、半値全幅で 6 分程度であるため、ピーク時の割合はもっと多くなる。この結果を見ると、鉛による中性子の減衰はほぼ考慮する必要がなく、また、電子の γ 変換も、 γ 線の減少に比べて、ほとんど問題にならないことが解った。この結果から、バックグラウンドの減衰が安定する 1.2cm を鉛の厚さと設定した。

6.2.3 バーの幅と厚み

バー 1 本あたりの幅と厚みは、軌跡を定義して解析する場合には、その解像度に相当する。したがって、1 本あたりが占める面積が小さければ小さいほど、チャンネル数は増え、解析で得られる情報は多くなる。たとえば、SciBar では 1 本当たり $2.5\text{cm} \times 1.3\text{cm}$ であった。ニュートリノの検出を目的としていた SciBar と違い、太陽中性子観測では 1 つ 1 つのイベントをそれほど詳細に見る必要はない。SSNT の場合では、粒子弁別と方向決定に必要な十分な解像度が得られればよいと考えられる。また、電気回路系の数は、チャンネル数に比例して増えるため、チャンネル数は、コストに直結する。したがって、必要以上にチャンネル数を多くする必要はない。

そこで、今回は、チャンネル数は 2000 チャンネル程度になるように固定し、また、底面積も 6.2.1 の考察から固定した。その条件で、幅、厚み、そして装置高を変更して 1 ユニットあたりの最適な幅と厚みを求めた。

このとき、中性子から反跳陽子への変換は確率的に決まるため、ターゲット部分の体積が大きいほど変換効率はよく、検出能力は上がる。今回は底面積を固定しているため、装置高が変換効率に効くことになる。さらに、バックグラウンドの荷電粒子では装置高を増すことによる影響は小さいため、装置高を増すことで相対的にバックグラウンドが減ると考えられる。しかし、チャンネル数と底面積を固定して装置高を増やそうとすると、解像度が下がり、軌跡を定義した場合の粒子弁別の効率は落ちる。以上のように、単純な検出数には装置高が、軌跡から粒子弁別を行う場合は解像度が重要になると予想できる。

さらに、4 層通過するエネルギー 閾値は、1 層あたりの厚みが薄い方が低くなるため、フレア中性子には好都合であると考えられる。従って、1 ユニットのサイズについては、幅を増して厚みを減らした方が、軌跡を定義する場合は効率がよいと考えられる。それに対して、幅に対する厚みの比率があまりにも小さくなると、角度の分解能が悪くなるという不利点がある。

以上の条件をまとめると以下のようなになる。

- 中性子の変換効率を上げるには装置高が重要。
- 軌跡を得ることを考えると、1 層あたりの厚みが小さい方がよい。
- ユニットあたりの幅:厚みの比が大きいと、角度決定に影響がある。

番号	幅 (cm)	厚み (cm)	装置高 (cm)	チャンネル数 (列数 × 層数 = 全体)
1	3	2	40	$96 \times 20 = 1920$
2	3	3	60	$96 \times 20 = 1920$
3	3	4	80	$96 \times 20 = 1920$
4	4	2	54	$72 \times 27 = 1944$
5	4	3	81	$72 \times 27 = 1944$
6	4	4	108	$72 \times 27 = 1944$
7	6	2	80	$48 \times 40 = 1920$
8	6	3	120	$48 \times 40 = 1920$
9	6	4	160	$48 \times 40 = 1920$
10	8	2	108	$36 \times 54 = 1944$
11	8	3	162	$36 \times 54 = 1944$
12	8	4	216	$36 \times 54 = 1944$
13	9	2	120	$32 \times 60 = 1920$
14	9	3	180	$32 \times 60 = 1920$
15	9	4	240	$32 \times 60 = 1920$

表 6.2: 比較した SSNT の設計

この3つの条件を考慮に入れて、効率よくイベントを検出でき、方向も十分に出せる設計を考えた。

イベント検出能力 試した設計は、表 6.2 の通りである。幅は3-9cm の5通り、厚みは、2,3,4cm の3通りを設定し、全部で15通りを用意した。底面積は $288\text{cm} \times 288\text{cm}$ で固定しており、チャンネル数は1920 または1944 になるように設定してある。

各バーの DAQ 閾値は厚みに比例するように、厚み (cm) の半分の数字 (MeV) をヒットの閾値とした。また、トリガー条件である最大発光チャンネル 閾値は、6.1.2 で求めた値を用いた。

これらの設計について、すべてのイベントと、軌跡をとれるイベントの両方について、あとで述べるようなニューラルネットで、 γ 線・電子と中性子を弁別し、Quality Factor で評価したのが図 6.6 である。

横軸は各設計で表 6.2 と同じ順番で、幅、厚みの順で変化させてある。チャンネル数を固定したため、1ユニットの面積が装置高に反比例する。上のグラフが全トリガーイベント、下が軌跡の定義できるイベントである。それぞれについて、ニューラルネットによる弁別をした結果の Quality Factor である。

図 6.6 を見ると、全トリガーイベントは1ユニットのサイズが大きくなり、装置の高さが高くなるほど検出効率がよくなるのがわかる。ただし、ユニットの幅が9cm の付近になると、上昇の具合が鈍り始めており、8cm と大差はなくなっている。また、ほぼ装置高が同じであ

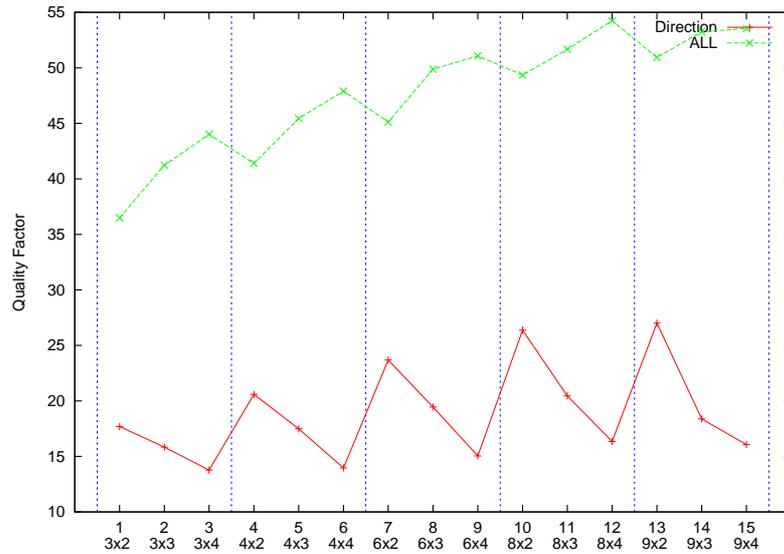


図 6.6: 各設計における全トリガーイベント (上) と方向定義可能イベント (下) の Quality Factor。横軸は設計の番号に 1 ユニットの幅 x 厚み (cm) を併記した。

る 6cm × 4cm (装置高 160cm) と 8cm × 3cm (装置高 162cm) や、6cm × 3cm (装置高 120cm) と 9cm × 2cm (装置高 120cm) などを比較すると、わずかではあるが、1 ユニットの厚みが薄い方が Quality Factor が高く、装置高の次には 1 ユニット厚が影響することがわかる。

一方、軌跡のとれるイベントだけで見た場合は、全イベントほどは装置高の顕著な影響は見られない。それに対して 1 ユニット厚の影響が大きく、厚みが薄いほど Quality Factor はよくなっている。

角度決定能力 太陽中性子望遠鏡の大きな特長は角度決定能力を持っていることであり、新型中性子望遠鏡である SSNT では、その能力は大きく向上する。角度を測定する目的は、他の方法では原理的に分離できずに残るバックグラウンドの中性子を減らすことである。また、中性子が確実に太陽から来ているという傍証にもなる。

従って、SSNT の設計では角度決定能力という方向からの検討も必要になる。前節で検討したいくつかの設定のうち、効率がよく、比較的現実的であると思われる、幅 6cm と幅 8cm の 6 種類について、フレア中性子を入射させ、装置への入射角と解析から導かれた方向とのずれを取った。図 6.7 は、その結果を余弦で表現したものである。このヒストグラムでは、中性子の入射方向と解析で得た方向の差の余弦を取っている。この分布が 1 の側によっているものほど、角度決定能力が高いということになる。ヒストグラムを見ると、もっとも幅と厚みの比が大きい 8cm × 2cm (青点線) ではかなり悪く、また、6cm × 2cm (紫破線) もあまりよくないことが見て取れる。その一方、他の設計については大差がないことがわかる。

この結果と前節の検出効率の結果を比較した結果、図中では赤の太線で描かれている幅 8cm 厚み 3cm を 1 ユニットとすることで、SSNT の設計を確定させた。

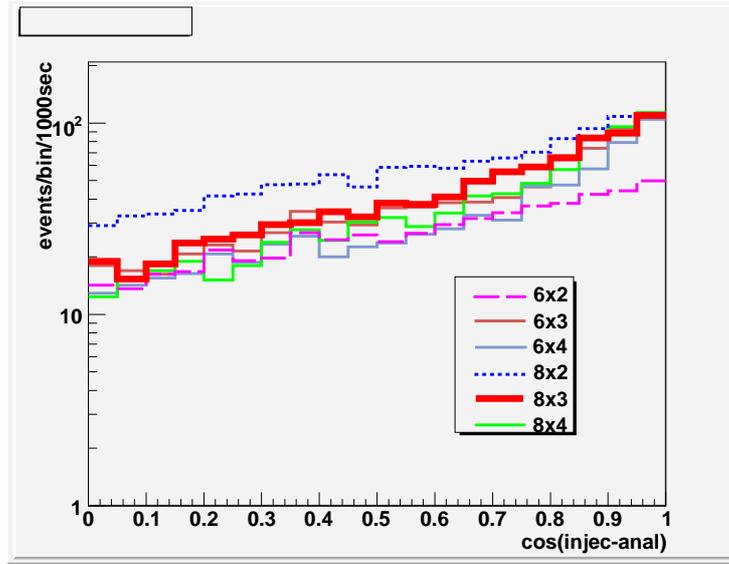


図 6.7: フレア中性子における入射角度と解析角度の間の余弦。

6.3 SSNT での粒子弁別

6.3.1 ラインカット

SciBar でのラインカットについては、5.6.1 で述べたが、SSNT でも、同様に図 6.8 のような形を書き、ラインカットを行った。ただし、大半のイベントでは軌跡長がとれないため、今回は方向をとれるイベントのみで行った。

	フレア中性子	BG all	BG 電子	BG 中性子	BG γ 線	Q Factor
before cut	1.3×10^4	6.1×10^5	2.0×10^4	3.6×10^5	2.3×10^5	17.0
line cut	6.0×10^3	1.1×10^5	4.2×10^2	9.7×10^4	1.3×10^4	18.0

表 6.3: ラインカットによる弁別 (電磁波到達後 10 分間)

ここでの Quality Factor は、フレア中性子の弁別が目的のため、以下のような形になる。

$$\text{QualityFactor} = \frac{N_{\text{flare n}}}{\sqrt{N_{\text{BG n},\gamma,e}}} \quad (6.1)$$

ここで、 $N_{\text{flare n}}$ はフレア中性子のカウント数、 $N_{\text{BG n},\gamma,e}$ は、バックグラウンド中性子、 γ 線、電子のカウント数の合計である。

表 6.3 の結果を見ると、中性子は半分に減った程度なのに比べ、 γ 線や電子は 1/10 になり、SSNT でも確かに弁別ができていることがわかる。

その一方、Quality Factor で評価すると、17.0 から 18.0 とわずかに上がったただけである。これは、1 つには、特徴的な軌跡を持つ μ 粒子がアンチによってカットできるために考慮され

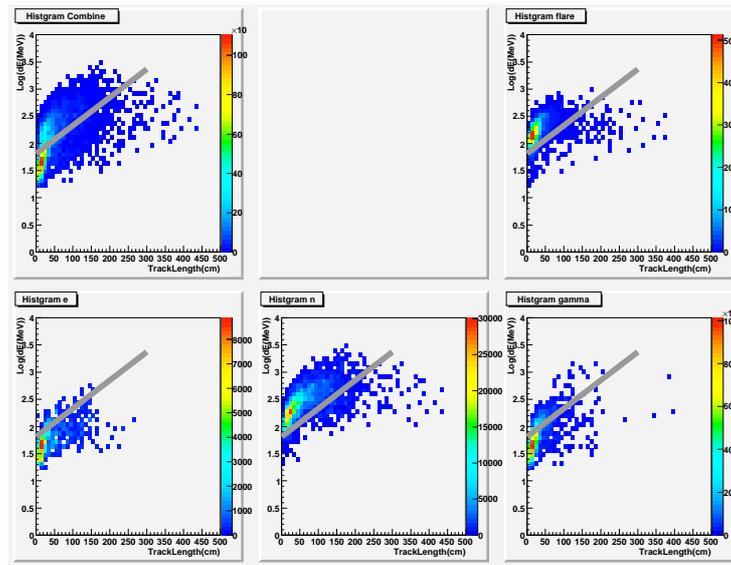


図 6.8: 軌跡長-Log(dE) グラフでのラインカット

ていないからである。さらに、もともとのトリガー条件で効率よく中性子のみが取り出せていたことが大きい。

6.3.2 ニューラルネットカット

SSNT でも、ニューラルネットを学習させ、粒子弁別を行った。SciBar との違いは 2 点ある。1 つは、高度の違いとアンチ層での除去効率の高さから、 μ 粒子が入っていない。さらに、弁別して取り出したいのはバックグラウンドの中性子ではなく、フレアの中性子である。そこで、(1) バックグラウンドのうち、電子・ γ 線の電磁成分を除去する。(2) 残ったバックグラウンド中性子、フレア中性子からフレア中性子のみを抽出する。という 2 段階でニューラルネットカットを行った。

トリガーイベント全体のカットに使用したパラメータは以下の通りである。

SciBar と同様のものについては説明は割愛する。

- dE 総エネルギー損失
- バー 1 本あたりエネルギー損失
- 最大発光バーのエネルギー損失
- ヒット数
- 縦軸の最大値・最小値
縦軸はともに z 軸で共通であるため、両 VIEW を通しての最大または最小の値を 1 組だけパラメータとした。

- 横軸の最大値・最小値 ×2
VIEW 1 では x 軸方向、VIEW 2 では y 軸方向とそれぞれ別方向であるため、最大最小あわせて 2 組をパラメータとした。
- 通過 Layer 数
Layer は両 VIEW で共通なので 2 つの数字を合計した。
- 最大連続通過 Layer 数
- 通過 Strip 数 ×2
- 非対称性 1 ×2

また、軌跡が定義できる場合については、それとは別に、以下のパラメータを使用した弁別も行った。ほとんどは SciBar と同様であるが、SSNT ではフレア中性子とバックグラウンド中性子を弁別する必要があるため $\cos \theta_{sun}$ が新しく入っている。

- 軌跡長
- dE/dx 長さあたりエネルギー損失
- 天頂角
- 方位角
- 非対称性 2 ×2
- 非対称性 3 ×2
- フィッティングエラー ×2
- $\cos \theta_{sun}$

解析から求めた粒子の到来方向と太陽方向との間の角度の余弦。

バックグラウンドは均等な方向から来ていると考えられるのに対し、フレア中性子は太陽の方向から来ていると考えられる。

そのため、特に、2 段階目のバックグラウンド中性子とフレア中性子の弁別に有効であると考えられる。

以上のような条件でニューラルネットカットを行った結果が表 6.4 である。

上半分が全イベントに対するニューラルネットの結果であり、下半分が方向をとれるイベントに限ったニューラルネットの結果である。方向をとれるイベントについては、比較用にラインカットも書いてある。

全イベントについてみると、ニューラルネットで γ 線と電子を除外した後では、Quality Factor は上昇している。しかし、そのあとに太陽中性子だけを取り出そうとすると、Quality Factor は逆に下がってしまう。これは、ニューラルネットが回答の正解率を上げる方向に学

		フレア中性子	BG all	BG 電子	BG 中性子	BG γ 線	Q Factor
ALL	before cut	5.4×10^4	1.2×10^6	3.5×10^4	8.8×10^5	3.2×10^5	48.5
	γ 線 & e cut	4.5×10^4	7.7×10^5	6.9×10^3	7.3×10^5	3.8×10^4	51.7
	flare n select	3.7×10^4	5.6×10^5	2.4×10^3	5.5×10^5	1.4×10^4	49.0
4LAY	before cut	1.3×10^4	6.1×10^5	2.0×10^4	3.6×10^5	2.3×10^5	17.0
	γ 線 & e cut	1.2×10^4	3.5×10^5	1.3×10^3	3.2×10^5	2.2×10^4	20.5
	flare n select	1.0×10^4	2.4×10^5	0.0×10^0	2.4×10^5	2.5×10^3	21.4
	line cut	6.0×10^3	1.1×10^5	4.2×10^2	9.7×10^4	1.3×10^4	18.0

表 6.4: ニューラルネットによる弁別 (電磁波到達後 10 分間)

習していくため、S/N 比は上がっても、Quality Factor が上がるとは限らないためである。実際、S/N 比で考えると、フレア中性子の抽出をする前が 0.058 に対し、抽出した後が 0.066 と確かに上昇している。しかし、これは Quality Factor を上げることにはつながらず、従って、イベントの検出効率を上げることにはならない。そもそも、方向を考慮に入れていない全イベントでのニューラルネットでは、原理的にフレア中性子とバックグラウンド中性子の弁別は不可能なはずである。

トリガー条件に誤ってヒットする中性子以外の粒子はエネルギーが高いものが多く、バックグラウンド中性子もフレア中性子よりエネルギーが高い。そのため、4層通過イベントはもともとバックグラウンドが多い。したがって、ニューラルネットカットの意味が大きくなる。

6.3.3 ニューラルネット弁別結果のヒストグラム

図 6.10–6.14 にニューラルネットで弁別をした際のヒストグラムを示した。各ヒストグラムで、上図がカット前、中図がフレアとバックグラウンドの両中性子を抽出したもの、下図がその中からフレア中性子のみを抽出したものである。以下で各ヒストグラムを比較し、ニューラルネットがどのように作用したかを推測する。

はじめに、全トリガーイベントから得られる情報について述べる。

- 図 6.10: 総エネルギー損失

総エネルギー損失は、粒子の入射エネルギーを反映して、べきに近い分布を持っている。図 6.3 で述べたように、バックグラウンド中性子と $\alpha = 3.9$ のフレア中性子では、フレア中性子の方がべきがソフトである。その影響がエネルギー損失にも反映されている。また、 γ 線と電子もバックグラウンド中性子と同じような分布を描いている。

上図と中図の間では γ 線と電子の除去が行われており、事実電磁成分は大幅に減っている。その一方、中性子自体の分布はほとんど変わっていない。従って、電子と γ 線を除く際には、総エネルギー損失はほとんど作用していないと思われる。

下図になると、 $>550\text{MeV}$ の高エネルギーイベントがほとんど消えてしまっている。

これは、同じ中性子の中からフレア中性子を取り出すためにはエネルギーの違いしか利用することができないことによると思われる。

- 図 6.11: 最大発光バーでのエネルギー損失

トリガー条件に用いたものである。前に述べたように、ハドロンの場合は、明るいバーが1本存在するはずである。弁別前の分布でも、明確にその差が出ている。

中性子の分布を見比べると、ニューラルネットの第1段階第2段階ともにエネルギー損失が10MeV以下の分布が変化している。6.1.2で閾値の最適化を行ったが、ニューラルネットはそれよりも高い閾値を取ろうとしているように見える。これは、トリガー条件単独での最適値とニューラルネットで他の要素と組み合わせた場合の最適値が食い違っているためだと考えられる。

- 図 6.12: ヒット数

弁別前の分布を見ると、中性子同士のヒット数分布はエネルギー損失とほぼ同様の分布を持っていることがわかる。

上図と中図の間では、 γ 線と電子のみが減っているはずであるが、ヒット数が多い中性子が誤って弁別されている。

中図と下図の間ではさらに大きな変化が起こっている。ヒット数60を閾値として、それよりも値が高いものははっきりと除外されている。おそらく、フレア中性子のシミュレーションをした際にこれ以上のヒットをした粒子がなかったためにすべて除外してしまったものと思われる。

- 図 6.13: 連続通過層数

設計で確定したSSNTの層数は54層であり、アンチ層があるため、連続通過層数は53層が最大となる。弁別前の分布を見ると、バックグラウンド中性子ではわずかながら、全層通過したイベントも生じている。それに対してフレア中性子は、エネルギーが低いため、通過層数が少ない。

連続通過層数で特徴的なのは、中性子に比べて、 γ 線や電子の弁別前の分布が高い範囲まで延びている。そのため、 γ 線カットに有効に用いることができるとニューラルネットは判断したのかもしれない。もしそうだとすれば、図 6.12のヒット数分布で、ヒット数の多い中性子が誤って除外されていたのは、連続通過数でカットした結果という推測もできる。

- 図 6.14: 時間分布

時間分布は、カットに入れるパラメータとしては用いていない。また、バックグラウンドは時間によらず一定であるため、ここでは描いていない。バックグラウンドも含めた時間分布の詳細は次章で述べる。

この図では、タイムプロファイルは山形を描いているが、もし、Power Law Index が、より小さかった場合、高エネルギーの中性子が増えるために時間の早い側にピークが生じる。

すでに述べたように、総エネルギー損失は、バックグラウンド中性子とフレア中性子を弁別する際に用いられている。しかし、タイムプロファイルには目に見えるほどの分布の変化は現れていない。

ここからは方向を定義できるイベントに限って測定可能な値について述べる。

- 図 6.15: 軌跡長

軌跡長では連続通過層数とは違い、 γ 線や電子に比べて、中性子の方が分布が延びている。これは、1回反跳を起こした中性子が、さらに反跳を起こしたため、離れた2点でヒットするイベントがあるためだと考えられる。

そのためもあって、軌跡長の分布では明確なカットはされていない。

- 図 6.16: 単位長あたりエネルギー損失

単位長あたりのエネルギー損失ではニューラルネットによって中性子の分布はほとんど変わっていない。つまり、ほとんど弁別には用いられていない。弁別前の分布を見ると、電子や γ 線と中性子は明らかに分布が違う。しかし、除去したい電子や γ 線が多い電離損失の低い部分では中性子も多いため、弁別には使いにくいと考えられる。また、単位長あたりのエネルギー損失は、粒子別の差が大きくなるため、同じ中性子であるフレアとバックグラウンドの中性子の区別には使いにくいのもかもしれない。

- 図 6.17: 検出方向と太陽方向のなす角度の余弦

SSNTの角度分解能については次章で詳しく述べるため、ここではニューラルネットでの影響についてのみ述べる。解析の結果出た角度のピークは、本来、太陽方向にピークを持つはずである。しかし、この分布図では $\cos \theta_{sun}=0.8-0.9$ のピンでピークを持っている。このピークは天頂角方向にあたる。SSNTでは、装置の構造上、短い軌跡では天頂角0度や天頂角53度が出やすいため、ここにピークが存在すると考えられる(図 6.9)。また、バックグラウンドは、天頂角方向からもっとも粒子が到来するというのも相まって、やはり、同じ場所にピークを持つ。このような理由もあって、ニューラルネットでのカットで用いられたようには見えない。

ただし、今回は天頂角 30° に太陽があると仮定したため、もっと天頂角が低い場合には、有効に働く可能性もある。

各ヒストグラムで上図と中図を比較すると、中性子の分布は、フレア、バックグラウンドともに元の形をよく残していることがわかる。それに対して、中図と下図を比較すると、フレア中性子とバックグラウンド中性子を強引にカットするために、分布の形がかなり変わっていることがわかる。たとえば、エネルギー損失の分布である図 6.10 の場合、500MeV 以上

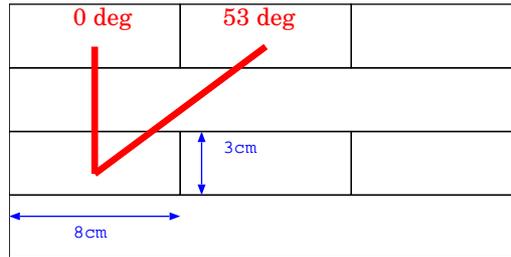


図 6.9: 軌跡が短すぎる場合、各 VIEW での角度は 0 度と 53 度の間をとれない。

の高エネルギーの成分がかなり削られている。実際にカット後のデータを用いる場合、こういった点にも留意しなくてはならない。

また、前節で述べたように、フレア中性子の抽出では Quality Factor は上がらない。

これ以降では、その 2 つの理由から、ニューラルネットによるカットは 1 度目の γ 線と電子の除去のみを用いた。

この章では、SSNT の観測方法と、トリガー条件を確定させた。また、その観測方法で効率がいい設計という観点から設計を確定させ、粒子弁別を試みた。次の章では、これらの結果を用いて、この SSNT の性能を評価する。

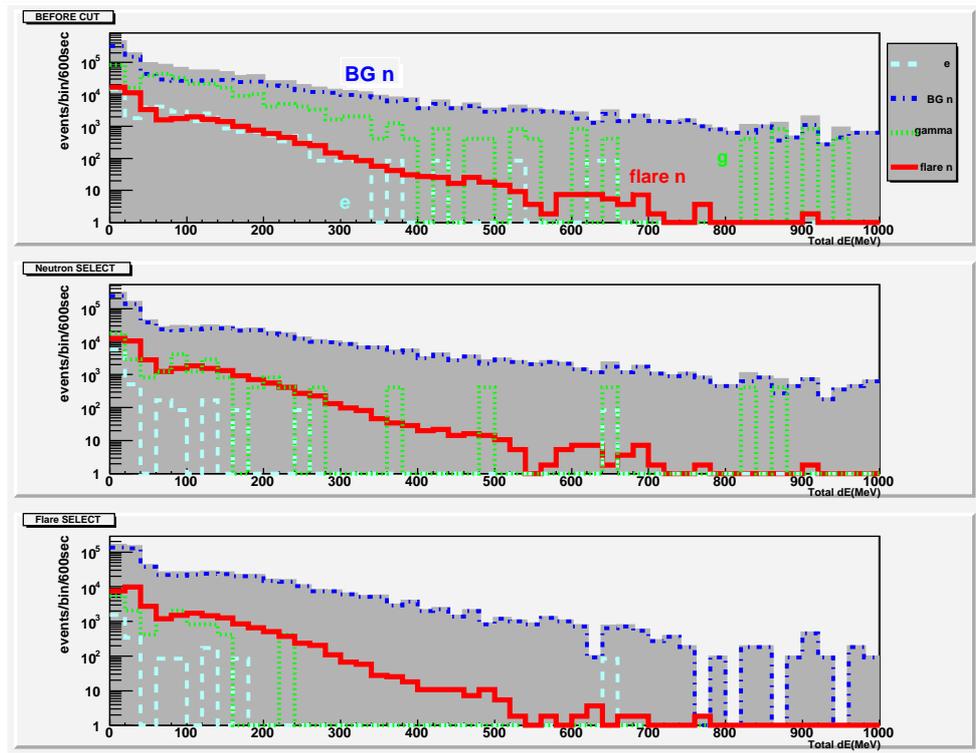


図 6.10: 総エネルギー損失

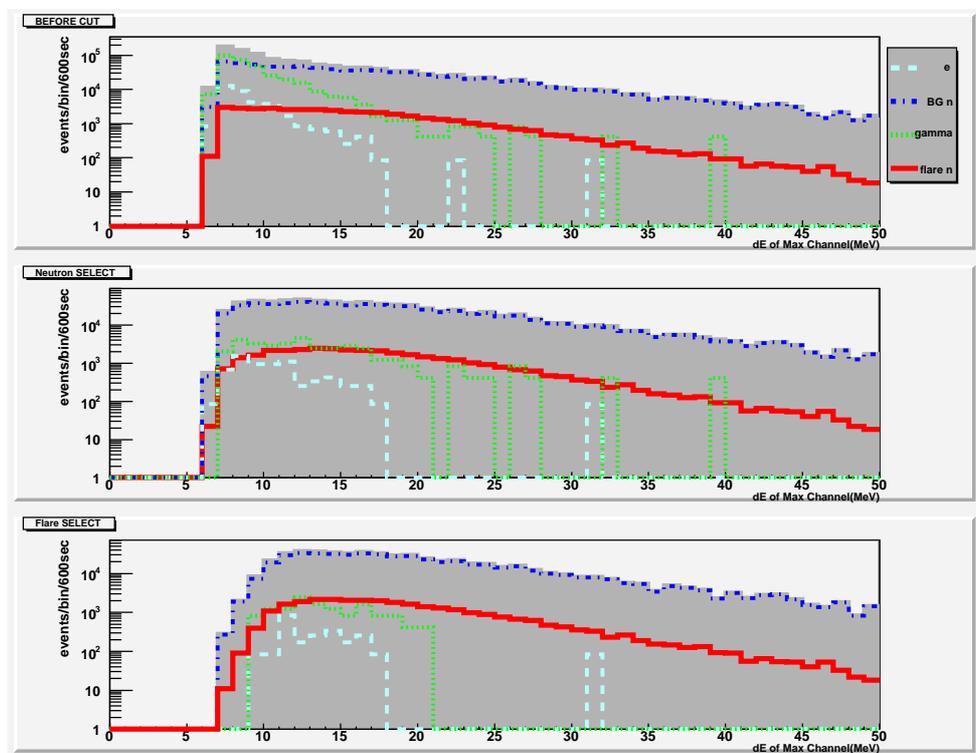


図 6.11: 最大発光バーでのエネルギー損失

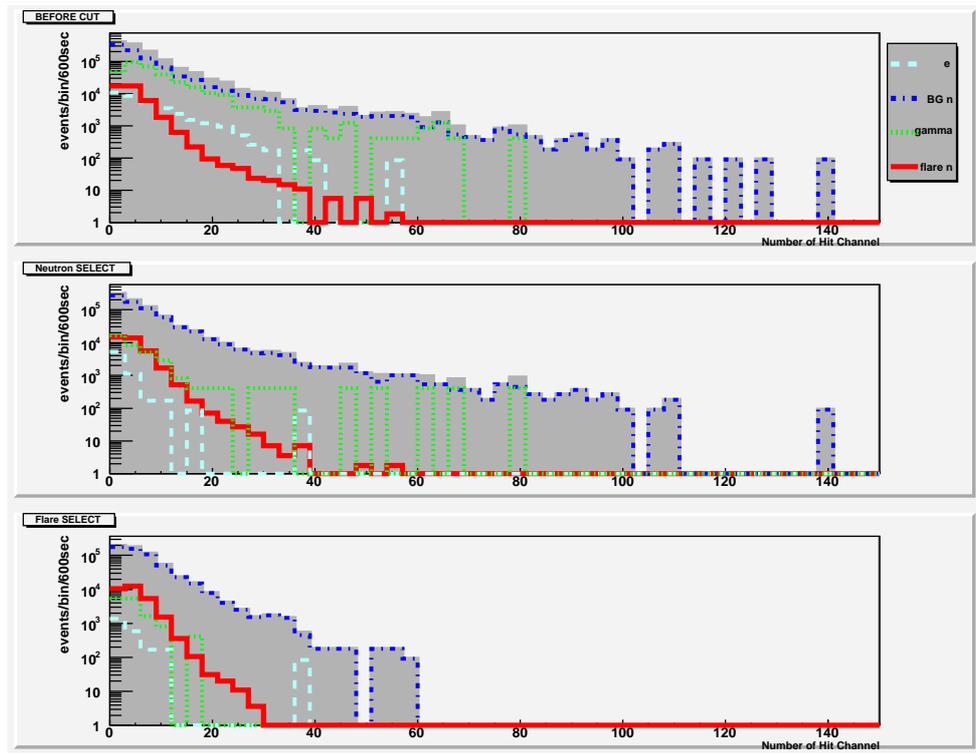


図 6.12: ヒット数

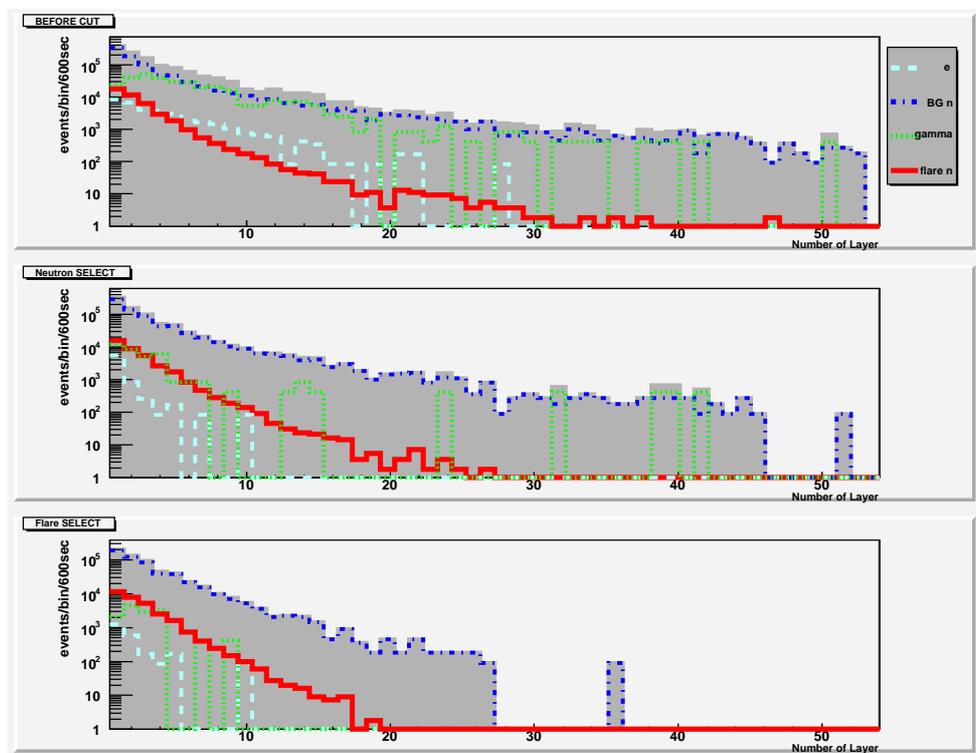


図 6.13: 連続通過層数

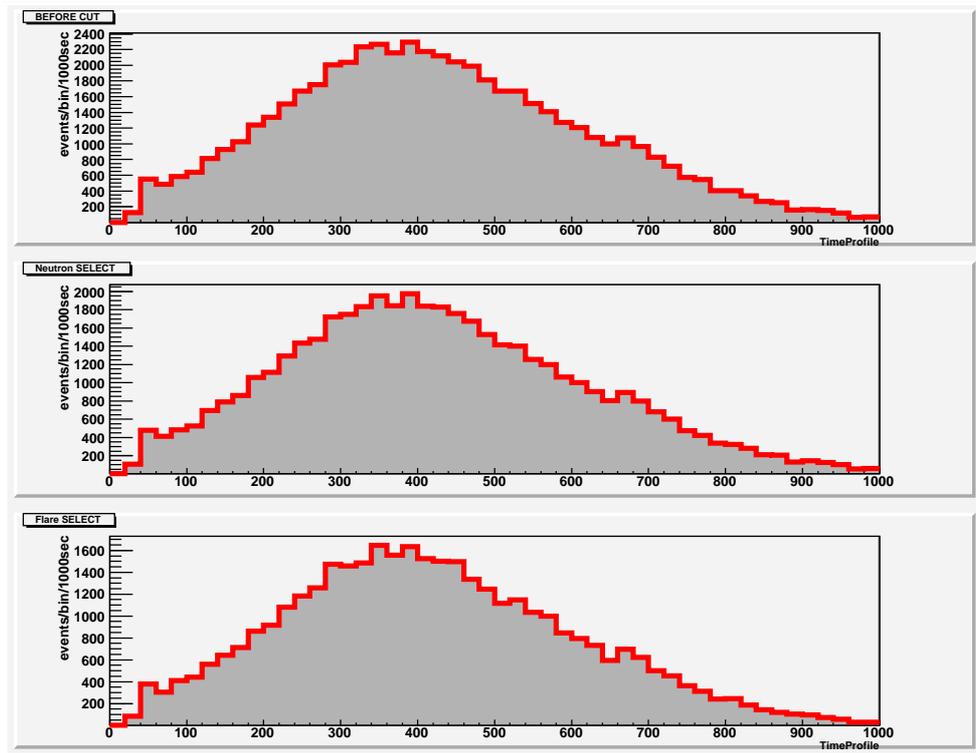


図 6.14: タイムプロファイル(フレア中性子のみ)

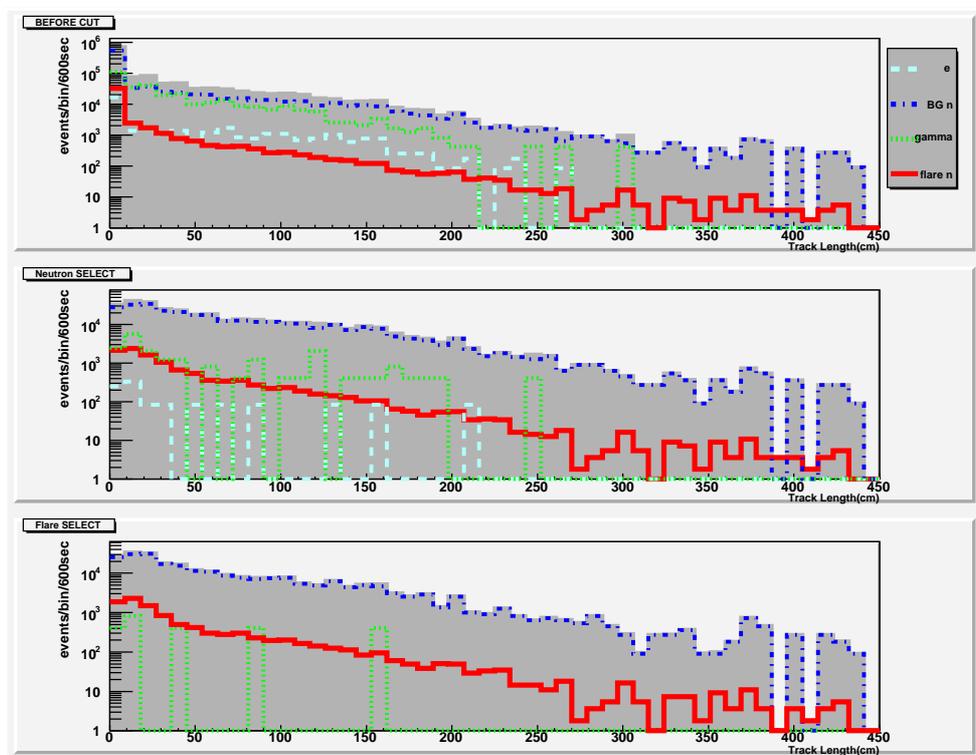


図 6.15: 軌跡長

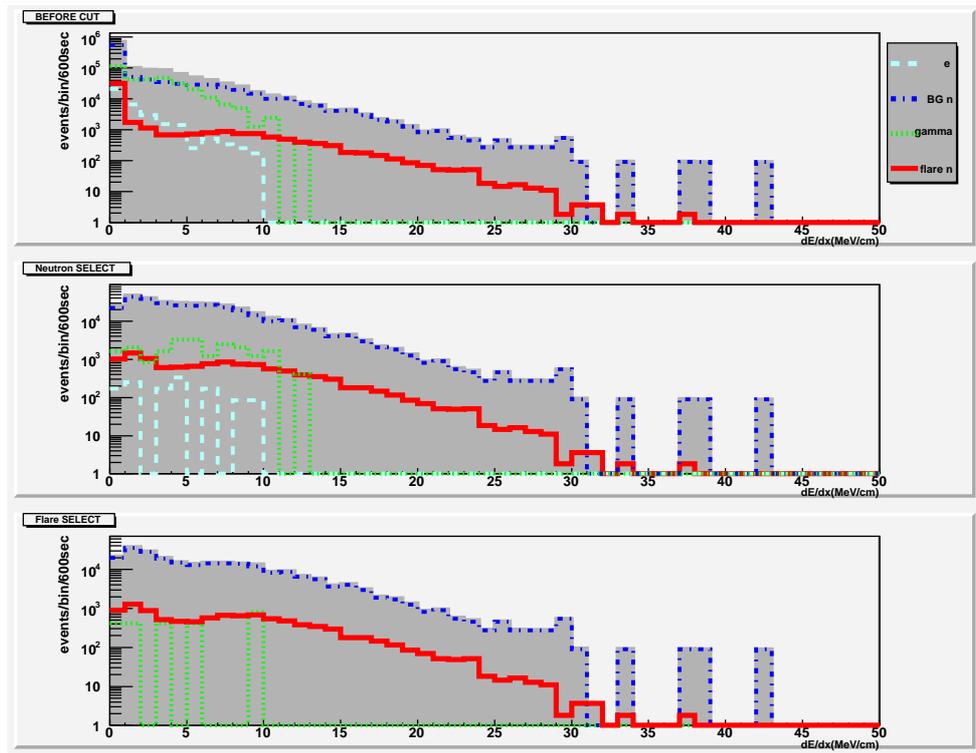


図 6.16: 単位長当たりエネルギー損失

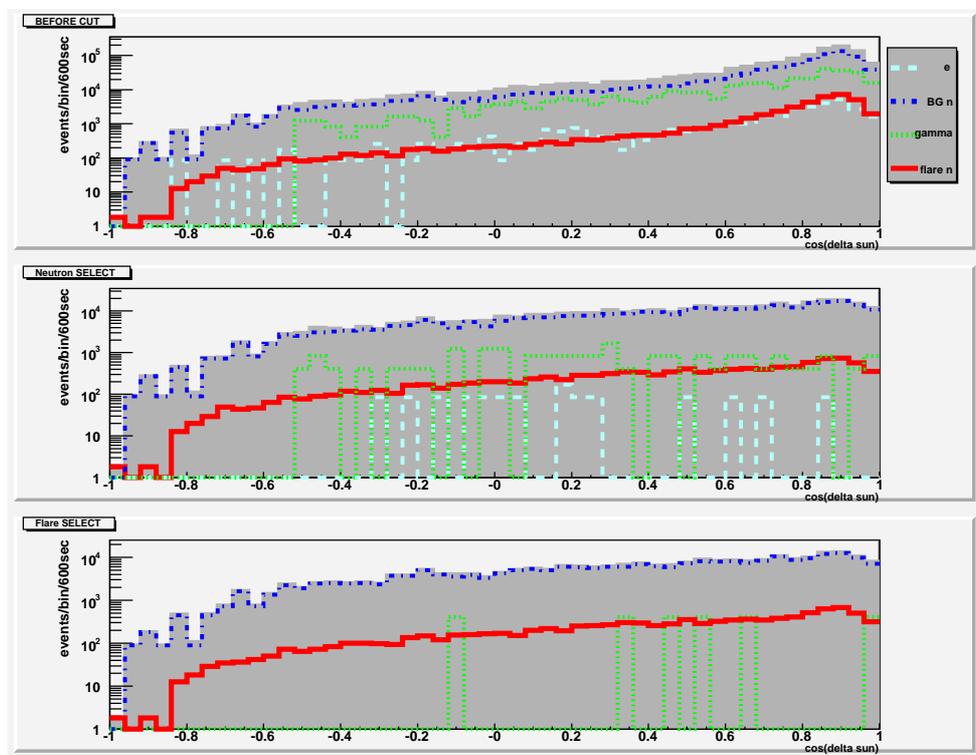


図 6.17: 検出方向と太陽方向間の余弦

7 SSNTの評価

前章で、SSNTの設計と解析手法を確定させた。

この章では、設計を確定させたSSNTの性能をいくつかの側面から評価する。3.2.2で述べた理由から、評価の比較対象として、チベット中性子望遠鏡を用いた。まず、もっとも基本的な中性子の検出能力の差を見るために有効面積を求めた。そして、バックグラウンドも加味したイベント検出能力を調べた。つづいて、中性子望遠鏡の特長の1つである方向決定能力について考察をした。さらに、SSNTを使うことで、どの程度の数のイベントを観測できるかの見積もりを行った。また、SSNTのエネルギー測定能力を用いて、エネルギースペクトルと中性子発生の時間分布を決定できることを示した。

7.1 有効面積

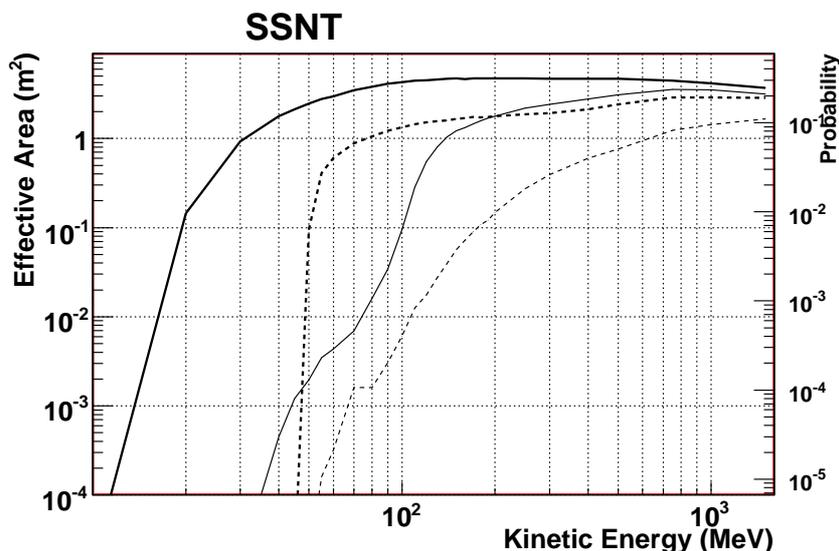


図 7.1: SSNT の中性子に対する有効面積。太線がトリガーのみ、細線はそのうち 4 層以上を通過したもの。破線は比較用のチベット中性子望遠鏡の有効面積。

図 7.1 は、SSNT の中性子に対する有効面積である。前章で設定したトリガー条件を用いたものを太線でプロットし、そのうち 4 層以上を通過したものを細線でプロットした。比較のために破線でチベット中性子望遠鏡の結果を描いてある。

このグラフを見ると、すべてのエネルギー範囲において、方向を検出しない有効面積はチベットを上回っている。

また、方向を検出できる有効面積で比較すると、200MeV 以上では SSNT の能力は高く、チベットの方向検出不可能なチャンネルとほぼ同等の能力がある。方向検出可能チャンネル同士で比較すると、100-200MeV では約 10 倍、エネルギーが高くなると差は縮まるが、それで

も 1000MeV で約 2 倍あり、圧倒的に中性子の検出能力は高い。

さらに、チベット中性子望遠鏡よりも低いエネルギーの粒子でも方向がとれることがわかる。

なお、有効面積は中性子の検出効率のみに対する評価であり、実際にはバックグラウンドをいかに除外できるかも含めて、中性子望遠鏡の能力は決まる。それについては次節で述べる。

7.2 イベント検出能力

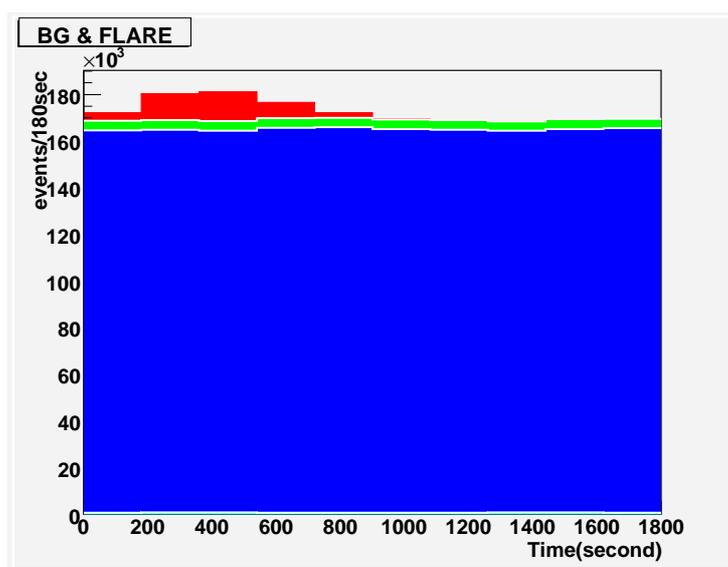


図 7.2: SSNT での太陽中性子タイムプロファイル。下から、電子 (水色)、バックグラウンド中性子 (青)、 γ 線 (緑)、フレア中性子 (赤)。

図 7.2 は、Power Law Index $\alpha = 3.9$ 、Flux 強度 $F_0 = 1.0 \times 10^{28}$ を仮定したシミュレーションでの SSNT で観測されるタイムプロファイルである。フレアで発生した電磁波が地球まで到来する時刻を原点として、3 分間のカウント値を描いてある。赤が太陽フレア中性子による中性子で、バックグラウンドは下から順番に、電子 (水色)、バックグラウンド中性子 (青色)、 γ 線 (黄緑色) となっているが、電子はほとんどがカットされて時間分布上では見えない。

バックグラウンドの平均が 169200 カウント/3 分であり、フレアの最大値が 181209 カウント/3 分である。従って、信頼度は、 $1\sigma = \sqrt{BG}$ として、 $(181209 - 169200) / \sqrt{169200} = 30.5\sigma$ となる。

これは、チベット中性子望遠鏡に同じフレア中性子が入射した場合の 3.5 倍程度の値となり、相当のイベント検出効率の向上が見込める。この数字は、4.3 で概算した 2.45 倍よりも大きくなっている。これは、概算に用いた要素のほかに、エネルギー閾値の低下によって太陽中性子の割合が増えたことによると考えられる。

具体的なイベント検出効率の向上については、7.4 で、イベント数の見積もりとして計算する。

7.3 到来方向分解能

ここでは、SSNTの到来方向分解性能について述べる。装置に入射した太陽中性子は、まず、反跳によって陽子に変換される。さらに、その変換された陽子の軌跡に対するフィッティングによって方向を決定する。このとき、反跳陽子は元の中性子の運動量ベクトルをある程度保持するが、方向が厳密に一致するわけではない。

また、フィッティングの際にも様々な誤差が入り込む余地がある。6.3.3でも述べたが、軌跡が短すぎ、片方のVIEWで2層しか通過していない場合、0度と53度の間の角度はとれない(図 6.9を参照)。実際には逆のVIEWも含めて角度を決定するため、軌跡次第ではその間の天頂角も検出できる。しかし、そのような形での角度決定の不確実性は常に存在する。

つまり、角度決定には(1)入射中性子と反跳陽子の方向の差と(2)反跳陽子に対する角度解析の差の2点が影響してくる。そこで、この節では、SSNTの到来方向決定精度の評価を行い、どちらがより影響があるのかを確認した。

到来方向決定精度を確認するために、100MeV、200MeV、300MeV、400MeV、500MeVの5通りの単一のエネルギーの中性子を天頂角 30° から装置に入射させるシミュレーションを行った。また、Power Law Index $\alpha = 3.9$ でのシミュレーションも行って、6通りのヒストグラムを描いた。

入射した粒子は、まず、反跳によって方向が変わる。そこで、入射した中性子と反跳した陽子の間の角度差の分布を描いたのが図 7.3である。縦軸は単位立体角あたりの分布に直してある。1回反跳を起こした中性子が、さらに反跳して複数の反跳陽子が生じる場合もあるため、もっとも長い軌跡をもった陽子の角度を求めた。ここでの反跳陽子の角度はシミュレーションの出力をそのまま用いたため、前述したような解析時の誤差が入る余地はない。

ガウス関数などでフィットすることが難しかったために、イベントが68%が入る範囲を分解能の典型的な値とした。それぞれのグラフから読みとった値は表 7.1にまとめる。

ヒストグラムを見ると、反跳陽子の角度は、エネルギーが高くなるほど中性子の角度を保存する。ただし、試した中でもっともエネルギーの高い500MeVの中性子でも 19° 程度のずれが生じる。

次に、反跳陽子の角度をどれだけ正確に求められるかが問題になる。そこで、同じシミュレーションでの反跳陽子の軌跡と解析から導かれた角度結果の差の分布を求めた。図 7.4がその結果である。100MeV、200MeVの低エネルギーではある程度の広がりを持っている。その一方、300MeV以上では、非常に小さな誤差で反跳陽子の方向を決定できていることがわかる。これは、エネルギーが高くなることで、反跳陽子のエネルギーも高くなり、陽子の軌跡長が長くなることによると思われる。

実際に、反跳陽子の軌跡長と反跳陽子方向決定精度の相関を取って確認をした。この軌跡長もシミュレーションの出力を用いた正確な値である。軌跡の長さが長くなるほど反跳陽子角度の決定精度はよくなり、30cmを越えると、ほぼ正確に角度が求まっていることがわかる(図 7.5)。

そして、反跳と解析の2つの要素が合わさった結果である中性子入射方向と解析結果の差が図 7.6である。

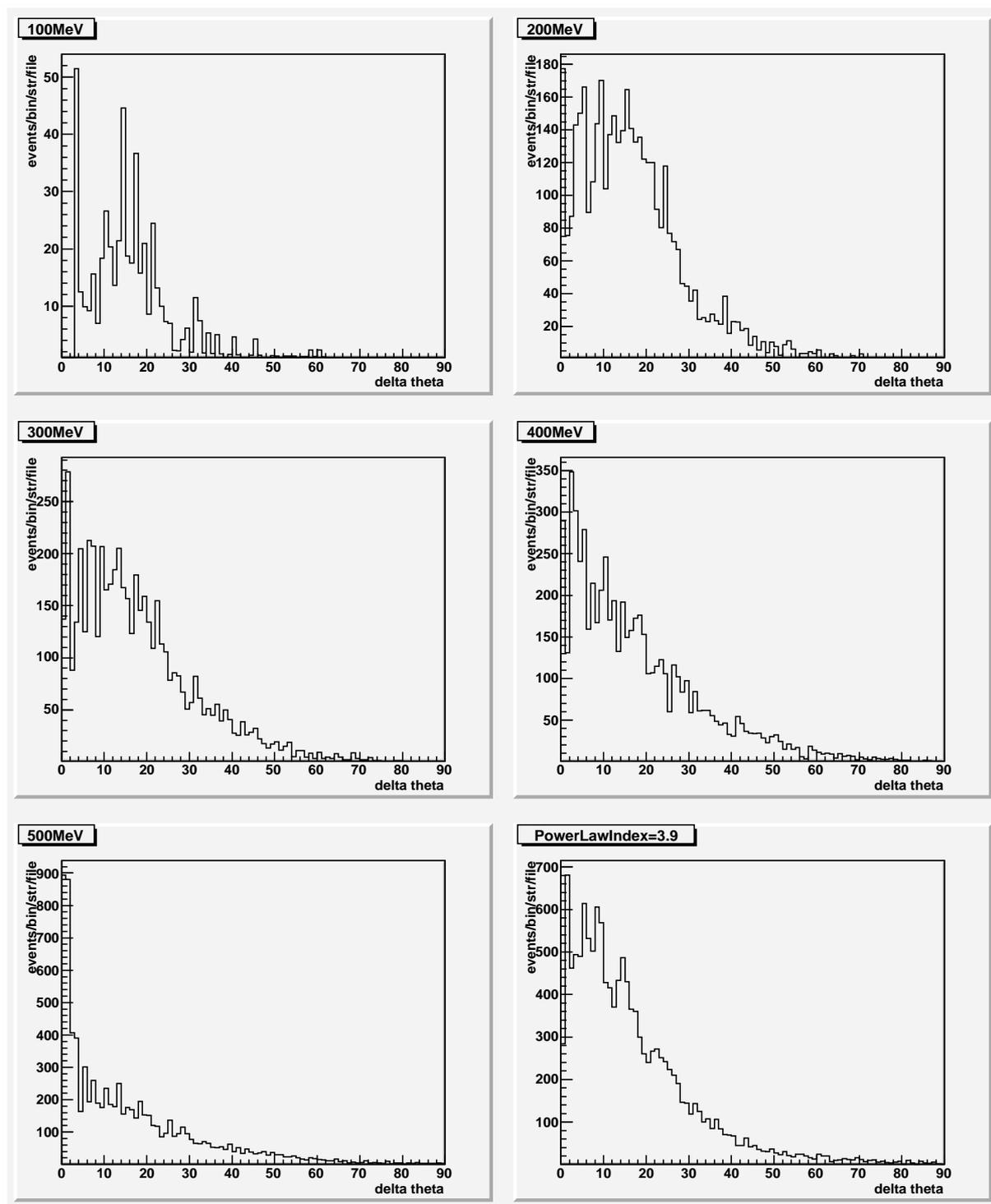


図 7.3: 入射中性子と反跳陽子の角度差。

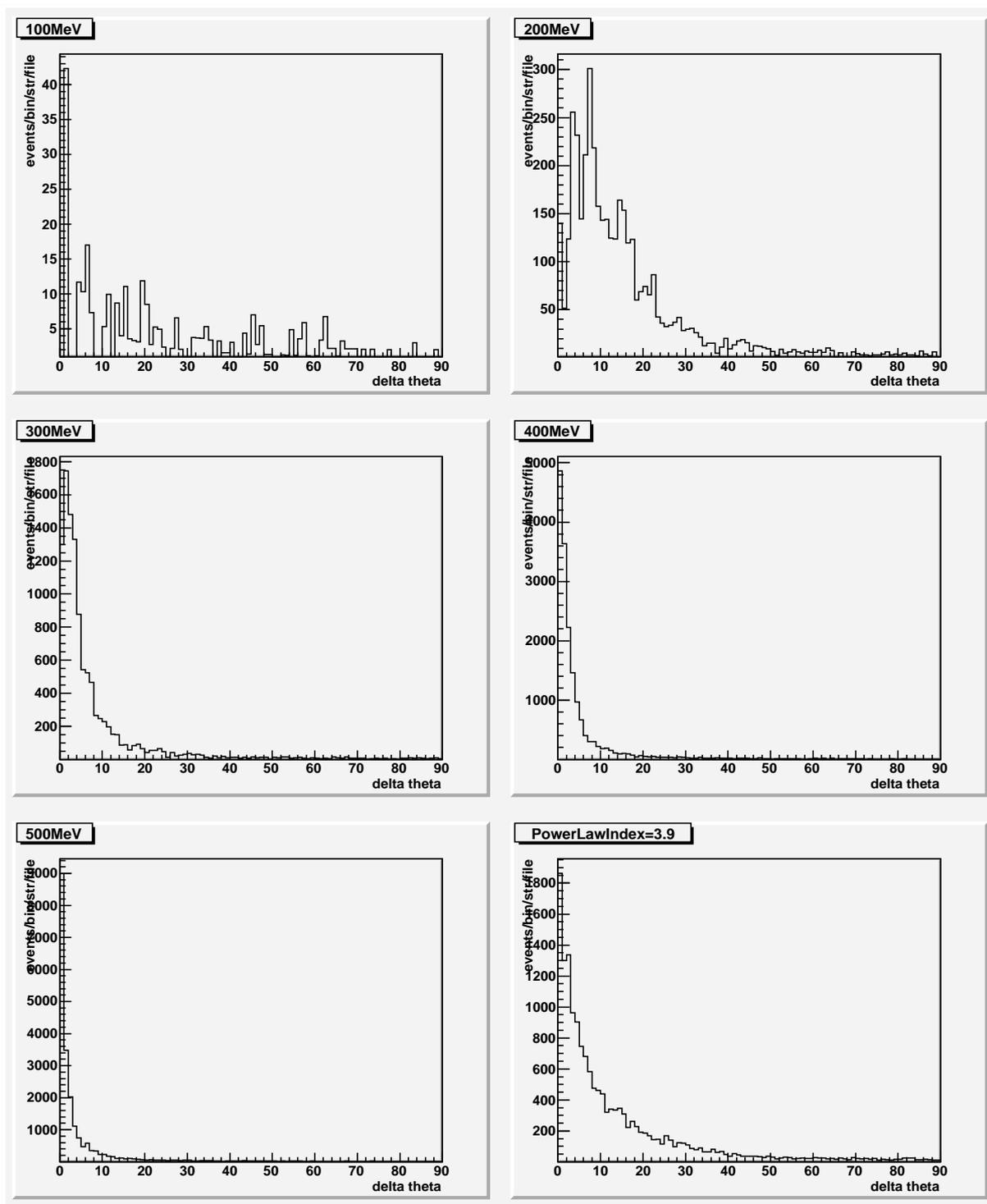


図 7.4: 反跳陽子の角度決定での角度差。

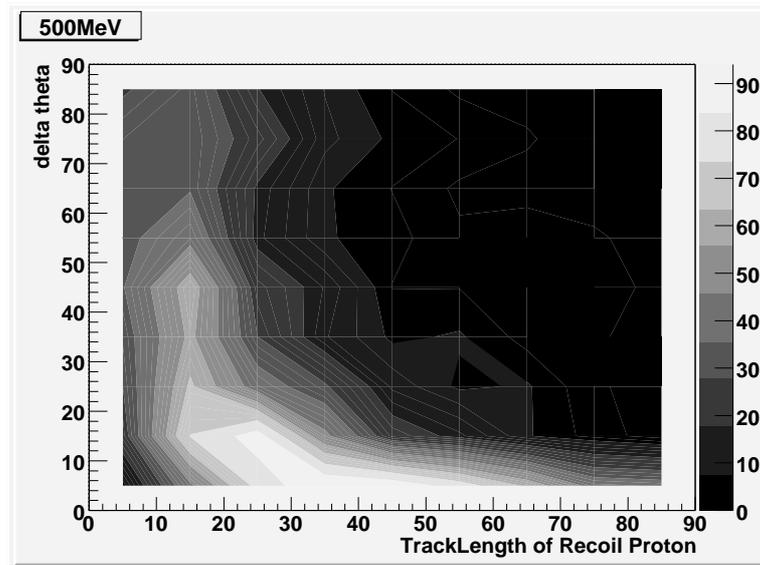


図 7.5: 反跳陽子の軌跡長と反跳陽子方向決定精度 (500MeV)。

これが、SSNT 全体としての方向決定精度となる。この結果を見ると、ほぼすべてのエネルギーで 30^{circ} 程度の方向決定精度があることが解る。この結果を見ると、SSNT は、100MeV 以下の中性子に対しては、ほとんど方向決定精度を持たない。また、200MeV の中性子では、それ以上のエネルギーを持つ中性子に比べて、方向決定精度は落ちるものの、 32^{circ} 程度の方向決定精度はある。300MeV–500MeV の中性子に対しては、エネルギーに関わらず 30^{circ} 前後の方向決定精度を持っている。さらに、Power Law Index $\alpha = 3.9$ のフレアを想定した場合、 32^{circ} の方向決定精度がある。つまり、300MeV 以上の中性子に対するのとほとんど同等の方向決定精度があることになる。100MeV 以下の方向分解能のない成分があるにも関わらずこうなったのは、100MeV 以下の中性子では4層以上通過するイベントがほとんどないことが、有効に働いたと考えられる。

入射エネルギー	反跳	解析	全体
100MeV	19^{circ}	37^{circ}	56^{circ}
200MeV	20^{circ}	16^{circ}	32^{circ}
300MeV	21^{circ}	6^{circ}	29^{circ}
400MeV	21^{circ}	3^{circ}	29^{circ}
500MeV	19^{circ}	2^{circ}	31^{circ}
$\alpha=3.9$	19^{circ}	13^{circ}	29^{circ}

表 7.1: 各エネルギーでの到来方向決定精度

表 7.1 に、以上のグラフでの方向決定精度をまとめた。表を見ると、100MeV 程度の低エネルギーでは、反跳陽子の軌跡が短いことによる解析精度の低さが影響している。つまり、

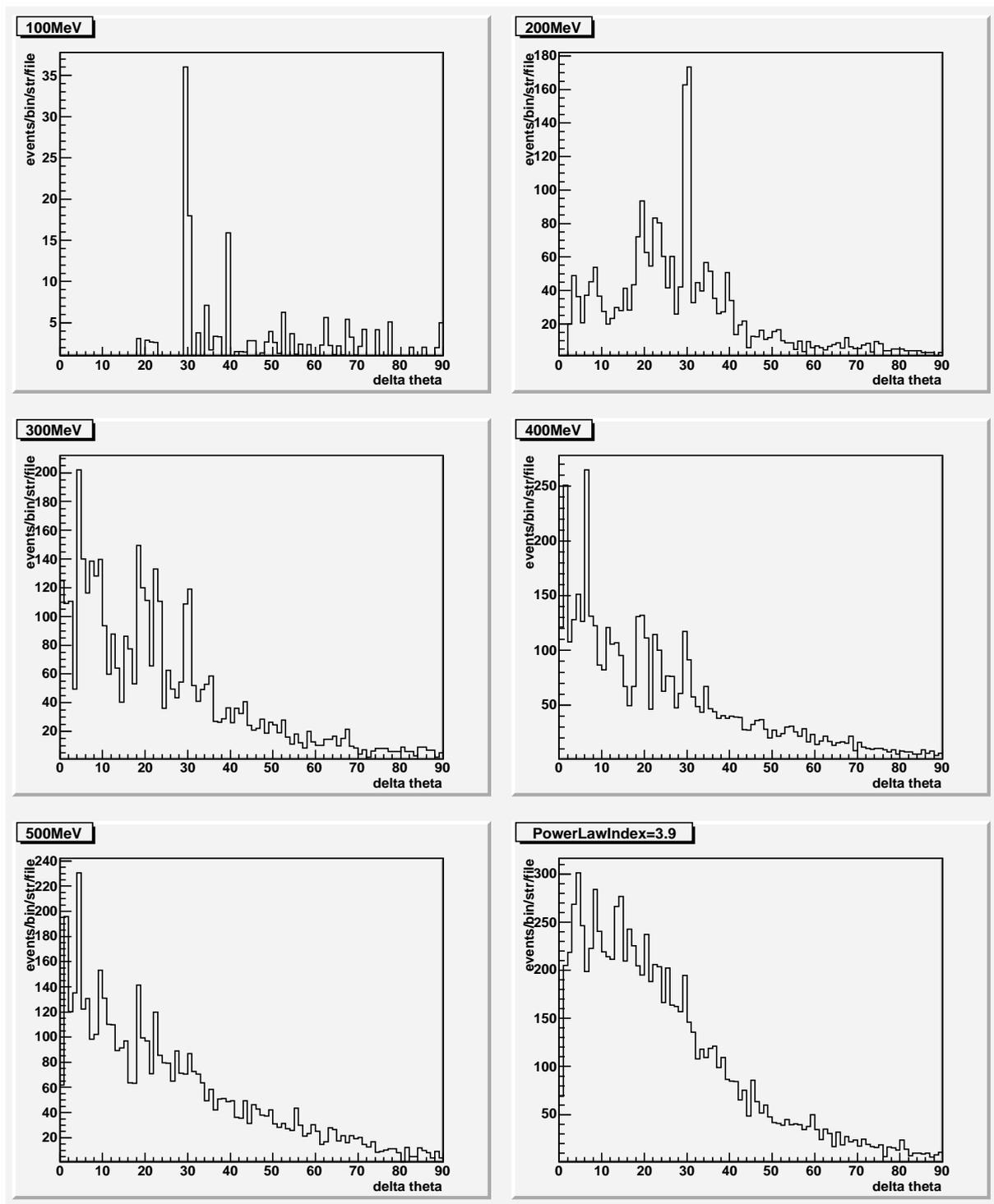


図 7.6: 入射中性子と解析結果の角度差。

100MeV 以下のエネルギー範囲では、SSNT の設計変更によって角度決定精度が上がる可能性がある。しかし、100MeV 程度のエネルギーの中性子は、大気中での角度の変化も大きい。図 7.7 にその変化を書いた。ここでの入射エネルギーは大気頂上でのエネルギーであり、ここまで述べてきた装置入射時のエネルギーとは同列には扱えないが、それでも、100MeV ではほとんど方向の情報が残っていないことがわかる。一方、300MeV 以上の中性子に対する方向決定精度は反跳陽子の角度によって決まっている。反跳陽子の角度は、SSNT の設計には関係しない量であり、SSNT の設計を変更してもこのエネルギー範囲での角度決定精度はほとんど上がらない。

以上の考察から、SSNT は、地上での中性子観測においては最大限の角度分解能を持っていると言える。

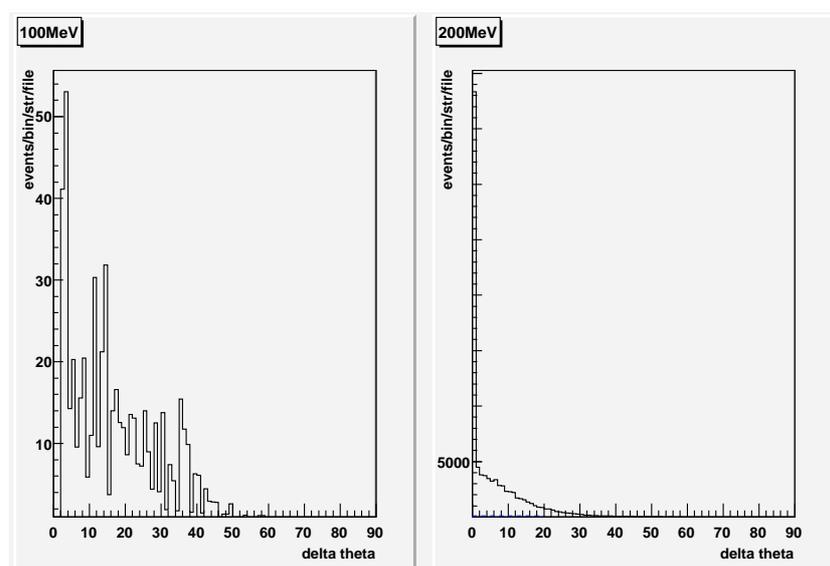


図 7.7: 中性子の大気頂上から検出器入射での角度の変化。左が 100MeV、右が 200MeV(ともに大気頂上でのエネルギー)。

つづいて、実際に太陽中性子イベントを観測する際のバックグラウンドを含めた角度の決定を評価する。図 7.8 は、天頂角 30° 、方位角 -41° に太陽があったときに Power Law Index $\alpha=2.4$ のフレアが起こった場合の検出方向の分布である。今回は、他のシミュレーションで用いた Power Law Index $\alpha=3.9$ ではなく、高エネルギー成分が多く、より到来方向を保存している Power Law Index の低いフレアを用いた。左上がすべての粒子の合計で、右上がフレア中性子、下段がバックグラウンドで、左から、電子、中性子、 γ 線であり、それぞれ、横軸に方位角、縦軸に天頂角を取り、単位立体角あたりの粒子数を描いてある。それぞれ、赤い円の中心が太陽の方向に当たる。

バックグラウンドの 3 粒子には、天頂角依存はあるが、方位角依存は存在しないはずである。それに対して、フレア中性子は方位角にも依存している。そのため、右上のフレア中子のみのはistogramでは円の付近の分布が強くなっている。天頂角 $50^\circ-60^\circ$ の分布が強く

なっているのは装置の構造によるものと思われる。

実際に観測できるのはバックグラウンドと重ね合わせた左上の図になり、この図でも異方性が見えている。これによって、中性子が確実に太陽の方角から来ていることが示せる。

ただし、今回、この異方性をういた単純なカットでは、イベントの信頼度を上げることはできなかった。しかし、十分に異方性が出た場合、それを用いて、イベント自体の信頼度を上げることも可能である。また、期待される異方性とマッチングすることで、信頼度を上げる方法はあるはずであり、これは今後の課題である。

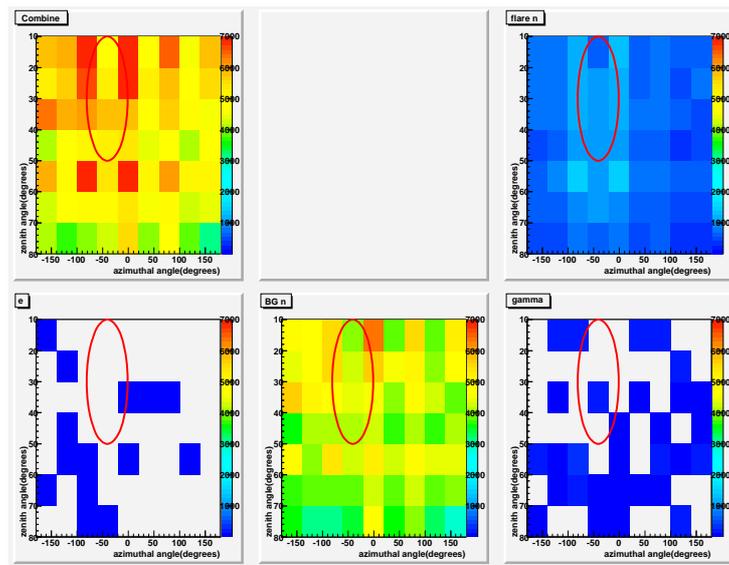


図 7.8: Power Law Index $\alpha=2.4$ の太陽中性子イベントでの方向検出。円の中心が太陽方向。上段左がすべての合計、上段右がフレア中性子のみ、下段は、左から電子、バックグラウンド中性子、 γ 線。

7.4 観測可能イベント数の見積もり

ここでは、太陽中性子イベント発生状況を仮定して、中性子イベントの検出数を見積もりたい。しかし、太陽中性子イベントは、まだ十分な観測数が得られているとは言い難く、まだその傾向もつかめていない。そこで、今回は、現在の観測結果に矛盾しないと思われる以下のような仮定を用いて、観測可能イベント数を見積もった。

1. Xクラスのすべての太陽フレアにおいて、中性子が放出されている。
2. 中性子 Flux 強度は、フレアの X 線の放出量に比例する。
ただし、その比例係数は Limb フレアと Disk フレアで差異がある。
3. 中性子スペクトルはべきであり、その Power Law Index は、これまでに観測されたイベントの平均と標準偏差に則ったガウス分布を持つ。

このような仮定のもと、3分値によるタイムプロファイル上で、 5σ の超過が得られた場合を「イベントの検出」と定義した。

この条件から、以下の手順で観測可能なイベントの数を見積もった。

1. 中性子 Flux 強度がフレアの X 線の放出量に比例すると仮定し、その比例係数を求める。
このとき、Limb フレアと Disk フレアは別々に比例係数を求める。
2. Power Law Index と天頂角を何通りかに設定し、SSNT のシミュレーションを行い、それぞれで検出可能な中性子 Flux 強度を求める。
3. 1 で求めた比例係数を用いて、2. の縦軸を検出可能中性子 Flux から、検出可能 X 線強度に書き換える。
4. それぞれの X 線クラスについて、Power Law Index が検出可能な範囲である割合を求める。
5. 第 23 太陽活動期の X 線クラス別のフレア発生回数をヒストグラムにして、3. で求めた、X 線クラスごとの検出可能割合をかけ、全 X 線クラスについて積分する。
6. それぞれについて、太陽が各天頂角にある割合と、フレアの発生場所が Limb もしくは Disk にある割合をかけ、合計する。

ただし、シミュレーションを行う回数には限界があるので、天頂角については、10 度、30 度、50 度、70 度の 4 カ所について検出能力を求め、その ± 10 度については同一とした。

以下に、それぞれについて詳細に述べる。なお、提示したグラフは SSNT の全トリガーイベントを用いた場合のものであるが、後で述べるように、方向決定可能イベントのみの場合、および、比較用のチベット中性子望遠鏡についても同様の見積もりを行った。

1. X 線クラス - 中性子 Flux 強度相関 Watanabe (2005) によれば、X クラス以上のフレアでは X 線クラスと太陽中性子イベントの有無には明確な相関はなく、はっきりとした閾値もない。しかし、これには、観測装置の設置地点など、様々なバイアスが入り、現在までのイベントの数も少ないため、確実に言えることではないと考えた。また、同論文では、これまでに観測された太陽中性子イベントでの X 線クラスと中性子 Flux 強度の相関係数として 0.46 を導き、いくらかの相関があるとも述べている。

図 7.9 は、表 3.2 にある、現在までに観測された太陽中性子イベントをプロットしたものである。横軸にその太陽フレアの X 線クラスを取り、縦軸に観測された太陽中性子の Flux 強度を示してある。プロット中では Limb フレアと Disk フレアを区別し、それぞれ別の直線でフィッティングしてある。これを見ると、Disk フレアでは、明確に強い相関が見て取れる。一方、Limb フレアでは相関は弱く、かつ、X 線クラスに対して Flux 強度が高い傾向があるように見える。相関係数を取ると、Disk フレアで 0.89、Limb フレアでは -0.40 となった。

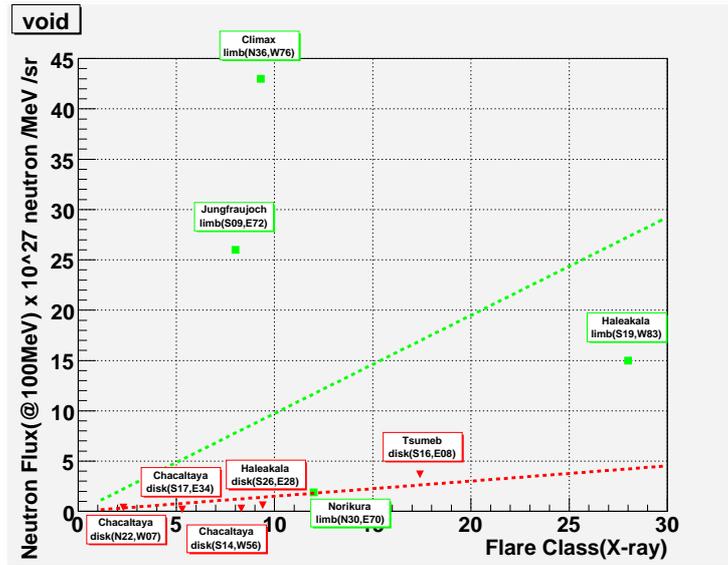


図 7.9: X 線クラスと中性子 Flux 強度の相関。赤い が Disk フレア、緑の が Limb フレア。

そこで、今回は、仮に、Limb フレアと Disk フレアでは別個の比例係数で比例していると仮定した。X 線放出量が 0、つまりフレアが起こっていないときには中性子も放出されていないと考えられるので、原点を通る直線を仮定した。

その直線に対し、最小 χ 自乗法を用いてフィッティングを行い、比例係数として、Disk フレアで 0.15、Limb フレアでは 0.84 を得た。

この比例係数の仮定に関しては、他に、(1) 相関係数の高い Disk フレアのみを用いたものと、(2) すべてのイベントに対して、フィッティングを行ったもの という 2 つの仮定でも計算を行った。

2. Power Law Index - 検出可能 Flux 強度 4.5.2 で述べたようなシミュレーションを、4 種類の天頂角と Power Law Index $\alpha = 2.2-7.0$ の範囲で、合計 100 通りについて行った。

そのシミュレーションを用いて、それぞれの観測カウント数の時間分布を描いた。その時間分布に対し、バックグラウンドの 180 秒値での平均 (N_{AVG}) を取り、 $\sqrt{N_{AVG}}$ を 1σ と定義した。太陽中性子の時間分布が最大になる時間での値を取り、その強度が 5σ となるような Flux 強度を求めた。

その結果のグラフが図 7.10 である。横軸に Power Law Index を取り、縦軸に 5σ 得るために必要な Flux 強度を描いた。このグラフを今後の計算に用いるためには、適当な関数でフィッティングする必要がある。フィッティングには、ガウス分布の最高点から一定に移行する以下のような関数を用いた。式中では、イベントを 5σ 検出可能な Flux 強度を $F_0 = F_{5\sigma}$ 、Power Law Index を α としてある。フィッティングパラメータは、 h 、 m 、 s の 3 つであり、ガウス分布の高さ、平均、標準偏差に対応する。このフィッティングでは、Flux 強度が h より強い場合は、Power Law Index に関わらず検出できるという解釈になる。

$$(F_{5\sigma}) = \begin{cases} h \times \exp\left(-\frac{(\alpha - m)^2}{2s^2}\right) & (\alpha < m) \\ h & (\alpha \geq m) \end{cases} \quad (7.1)$$

Power Law Index が小さいほど、エネルギーが高い粒子が多いことになるため、検出効率が上がり、また、時間分布がシャープになって、イベント自体の検出効率は上がる。各曲線より上側の範囲がその天頂角に太陽がある際に検出可能な中性子スペクトルである。

また、実際に観測されたイベントに角度を併記してプロットしてある。実際のイベントと比較すると、Chacaltaya で観測された3イベント以外は、同一角度の曲線より上にあり、Chacaltaya のニュートロンモニター以外のすべての装置よりもチベット高度のSSNTの性能はいいことがわかる。Chacaltaya は、高度5250mと現在の観測地点の中でもっとも標高が高い場所に位置し、条件がきわめてよい。また、観測装置であるニュートロンモニターの面積が $12m^2$ と広いこともこの性能の良さに効いている。

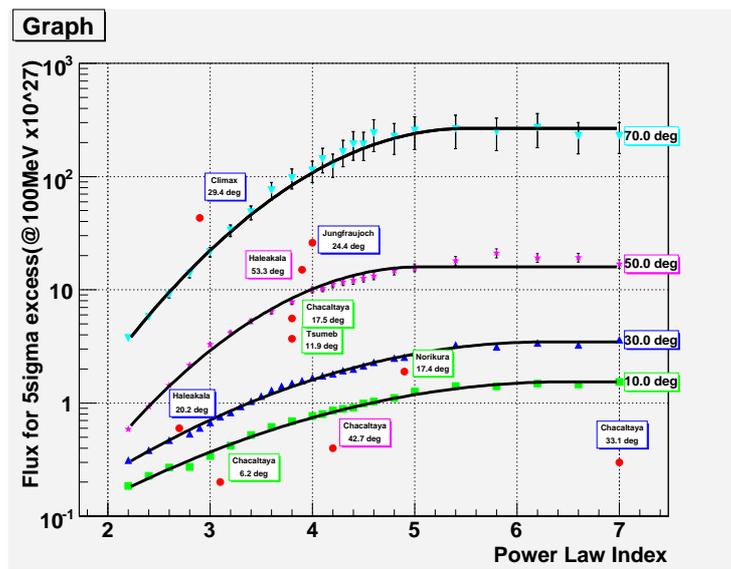


図 7.10: 各天頂角、各 Power Law Index での検出可能 Flux 強度

3. Power Law Index - 検出可能 X 線クラス 1. の比例関係を用いて、2. で求めた図 7.10 を書き直したのが図 7.11 である。縦軸が中性子 Flux 強度ではなく、X 線クラスに書き直されている。Disk フレアと Limb フレアで比例関係が違うことを仮定したため、左側の軸は Disk フレア、右側の軸を Limb フレアで描いてある。

この図でも、Chacaltaya 以外のどの観測装置よりも SSNT の性能が上回っていることがわかる。

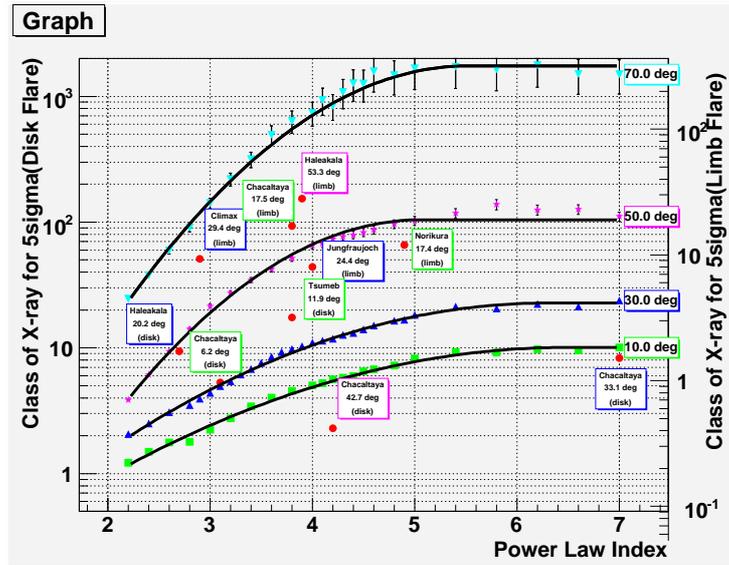


図 7.11: 各天頂角、Power Law Index での検出可能 X 線クラス。左軸が Disk フレアの場合、右軸が Limb フレアの場合。過去のイベントはそれぞれのフレアの種類に合わせた軸でプロットしてある

4. X 線クラス - 検出割合 3. のグラフを用いて、ある強度のフレアが起こった場合に、中性子イベントが検出可能な Power Law Index である割合を求める。フレア強度と図 7.11 が交わった点での X 軸の値が、中性子イベントを検出できる最大の Power Law Index である。したがって、Power Law Index がこの閾値よりも下である割合を求めればよい。

仮定で述べたように、Power Law Index の分布は、表 3.2 に示したこれまでの観測イベントの平均と標準偏差に則ったガウス分布を仮定したため、以下のような分布となる。

この分布は無限小から無限大の積分が 1 となるように規格化されている。したがって、この分布を、無限小から Power Law Index の閾値まで積分したものが、検出できる割合となる。

$$dN/d\alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\alpha - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.2)$$

$$\mu = 4.03$$

$$\sigma = 1.231124$$

その結果を書いたものが図 7.12 である。

5. X 線クラスヒストグラム - イベント数 まず、前回の活動期である第 23 太陽活動期に起こった X クラス以上のフレアの強度分布を書く。

これに図 7.12 をかけあわせると、図 7.13 になる。背景のヒストグラムが第 23 太陽活動期に起こったフレアの分布であり、曲線がそれに図 7.13 をかけた値である。ヒストグラムを階

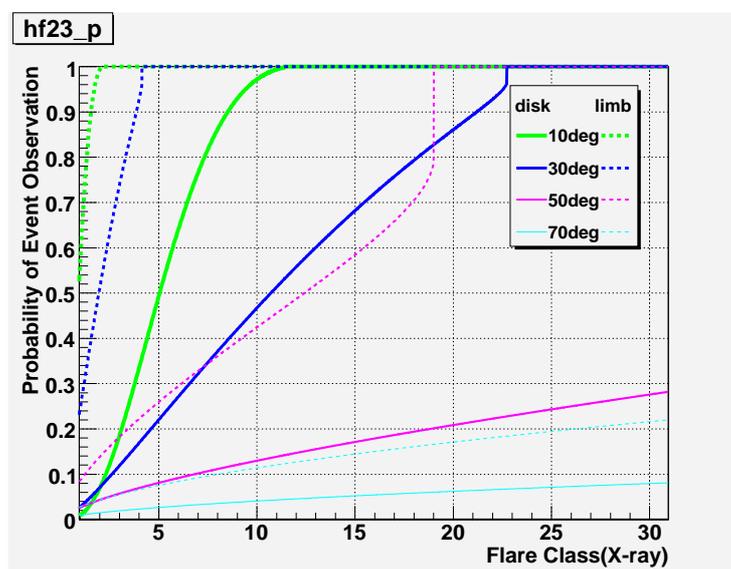


図 7.12: 各フレア強度での検出可能割合

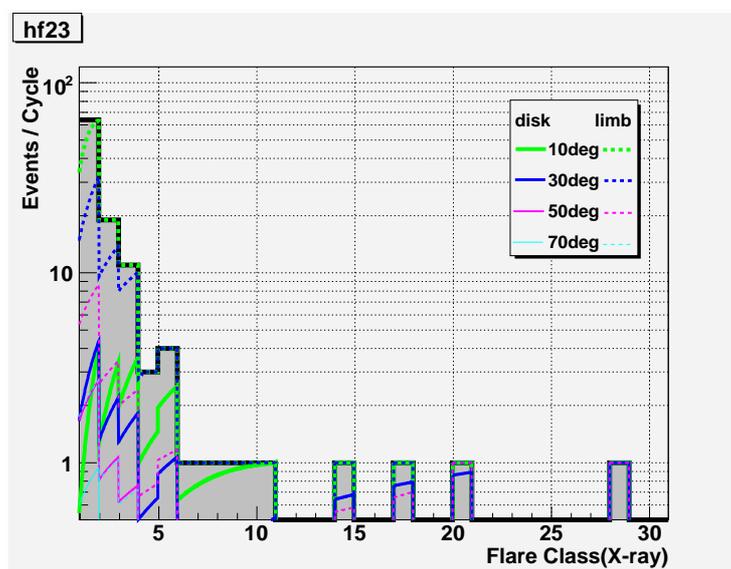


図 7.13: 第 23 太陽活動期の強度別フレア発生分布と、中性子イベント見積もり数

段関数として用い、それに検出割合をかけたものにある。これを積分することで、各天頂角の Limb または Disk フレアごとの 1 活動期あたりの中性子イベント数が出る。

ただし、積分した結果は、太陽が常にその天頂角にあり、Limb または Disk でのみフレアが起こった場合の値であり、実際の値ではない。

6. 合計 5. で求めた数字に、Limb または Disk でフレアが起こる割合と、各天頂角に太陽がある割合をかける。

フレアが Limb または Disk で起きる割合は、簡単のため、経度の範囲に比例する形で 1/3 と 2/3 とした。3.4.2 でも述べたように、第 23 太陽活動期の X クラスフレアはほぼその比率で起こっている。

太陽が、ある天頂角に存在するときの時角 t は以下の式で求められる。時角とは、地方恒星時から目的の天体の赤経を引いたものである。今回は時間の割合を求めるのが目的であり、厳密な時刻は必要ないことから、時角を使って割合を求めた。

$$\cos t = \frac{\sin h - \sin \delta \cdot \sin \Psi}{\cos \Psi \cdot \cos \delta} \quad (7.3)$$

ここで、 h は太陽高度で、 90° から天頂角を引いたものになる。 δ は太陽赤緯であり、計算で近似的にも求めることもできるが、今回は 2004 年のデータをそのまま用いた。 Ψ は北緯であり、チベットの Yangbajing の北緯 30° を用いた。この式を用いて、1 日ごとに天頂角が各範囲にある割合を計算し、1 年分を合計した。

計算の結果は表 7.2 の通りである。緯度が低くなれば、より高い天頂角に太陽がいる割合が高くなるため、より検出イベント数も上がる。

天頂角	$10^\circ \pm 10^\circ$	$30^\circ \pm 10^\circ$	$50^\circ \pm 10^\circ$	$70^\circ \pm 10^\circ$
割合	3.5 %	9.2 %	16.2 %	14.4 %

表 7.2: 各天頂角に太陽がいる時間割合 (北緯 30°)

このような計算の結果、SSNT での検出数の見積もりは、1 太陽活動期あたり 6.5 イベントとなった。同様にして、SSNT で軌跡をとれるイベントが 5σ 以上の超過を見せるイベントは 3.7 イベントと見積もった。また、既存のチベット中性子望遠鏡に対しては 2.1 イベントと見積もった。

Limb フレアと Disk フレアを区別せずにフィッティングをした場合、11.0 イベント、方向がとれるのが 6.4、チベット中性子望遠鏡では 3.6 となった。これは、これまでの観測例から導かれる上限と考えられる。

また、相関係数の低い Limb フレアを除いて Disk フレアのみの比例係数で計算した場合、SSNT で 3.3 イベント、うち方向がとれるのが 1.7 イベント、チベット中性子望遠鏡では 1.0 イベントとなった。今回の仮定の中では、これが下限の値になると考えられる。

チベット中性子望遠鏡は 1998 年 9 月から観測を開始している。第 23 太陽活動期は 2000 年に極大を迎えたため、第 23 太陽活動期の極大期をほぼ通して観測できたことになる。チベッ

ト中性子望遠鏡では、その期間のうち、1998年11月28日と2001年9月24日のフレアにおいて、 4σ と信頼度は低いものの、イベントらしきものを検出している。従って、このイベントの見積もりは、それほどはずれてはいないと考えてもいい。

同様の計算をSSNTをもっとも条件のいいボリビア Chacaltaya 山 (標高 5250m) に設置した場合についても行った。それも含めてまとめたのが表 7.3 である。チベットとボリビアは地球のほぼ反対側にあるため、ボリビアとチベットの二カ所にSSNTを設置できれば、1太陽周期あたり、18.8 イベントの検出が見込めることになる。

	比例係数		
	Disk/Limb 別	区別なし	Disk のみ
SSNT (チベット)	6.5	11.0	3.3
従来型中性子望遠鏡 (チベット)	2.1	3.6	1.0
SSNT (ボリビア)	12.3	21.3	6.6

表 7.3: SSNT 検出見積もり数

7.5 SSNT を用いたエネルギースペクトルと時間分布の決定

3.3 で述べたように、現在の太陽中性子望遠鏡における太陽中性子のスペクトルは、主に観測数の時間分布を用いた TOF 法によって求められている。SSNT においても、TOF 法でのエネルギー決定は可能である。SSNT では、イベント検出効率がよくなっているために精度も上がる。

しかし、3.4.3 でも述べたように TOF 法には時間とエネルギーが縮退するという問題がある。

たとえば、Power Law Index $\alpha=3.1$ の中性子イベントで、中性子の発生時間に 10 分間の広がりがあり、発生時刻に 2 分の遅れがある場合を仮定してみる。このような発生時刻の遅れと発生時間の広がりがあった場合、瞬間的時間分布を仮定すると、地球へ到来するまでにより時間がかかっているように見えるため、低エネルギー中性子が多いと解釈され、実際よりも Power Law Index が大きいと誤認してしまう。実際にフィッティングをしてみても、より Power Law Index が大きいシミュレーションの方が合っているように見える (図 7.14)。この発生時間分布のタイムプロファイルに対して TOF 法を用いた場合、 $\alpha = 4.1^{+0.01}_{-0.07}$ という結果が出る (図 7.15)。つまり、これまでにタイムプロファイルのみから求めた Power Law Index が 4.0 程度だったイベントが、実際には Power Law Index が小さく、時間分布を持ったイベントだった可能性もある。

しかし、SSNT ではエネルギー損失も同時に測定し、それを用いることで、時間分布とエネルギースペクトルを同時に決定できるため、その問題を解決できる。もちろん、エネルギー損失分布のみから発生時のエネルギースペクトルを求めることも可能である。しかし、カウント数の時間分布も、発生時間分布の影響を受けているとはいえ、エネルギースペクトルの情報を持っているため、その二つの分布をもっともよく説明する時間分布とエネルギースペ

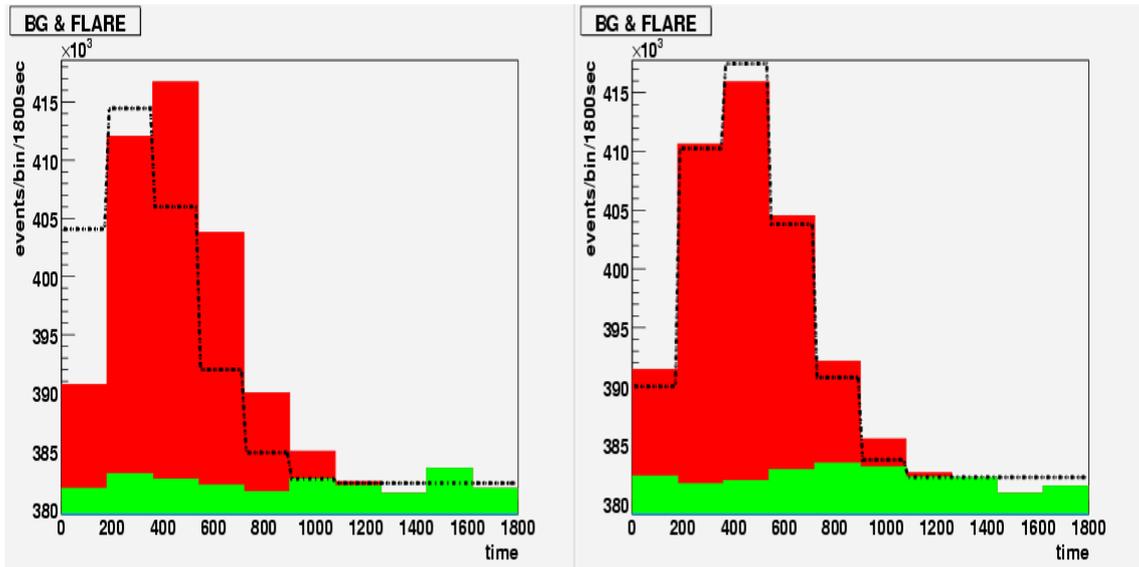


図 7.14: 600 秒の広がりと 120 秒の遅れを持たせたデータに対する、瞬間放出を仮定したフィッティング。左が正しい $\alpha=3.1$ 、右がもっとも一致した $\alpha=4.1$ 。

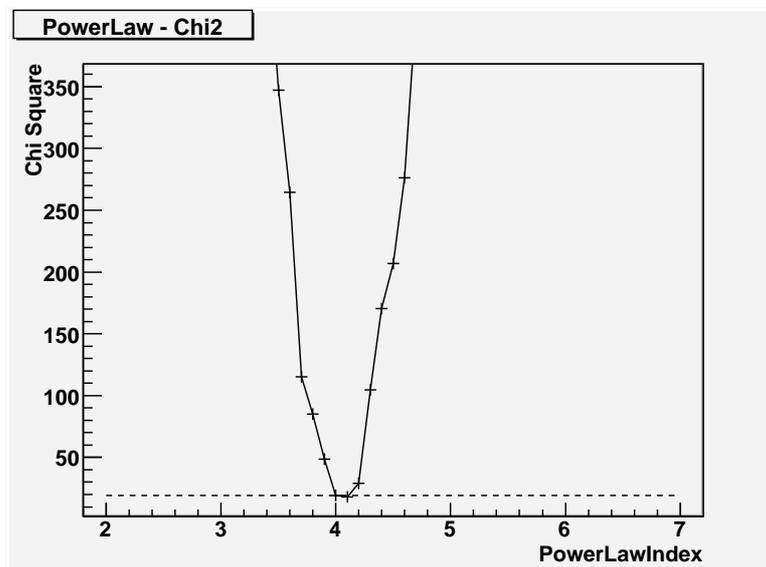


図 7.15: 600 秒の広がりと 120 秒の遅れを持たせた模擬データに対し、TOF 法でエネルギーを求めようとした結果の χ^2 。正しい Power Law Index は 3.1。

クトルを求めるのが望ましい。その二つの物理量、エネルギー損失と時間分布を使って二次元ヒストグラムを描くと、図 7.16 のようになる。手前の軸に到来時間分布、奥行き方向の軸にエネルギー損失を描き、縦軸にイベント数を描いてある。

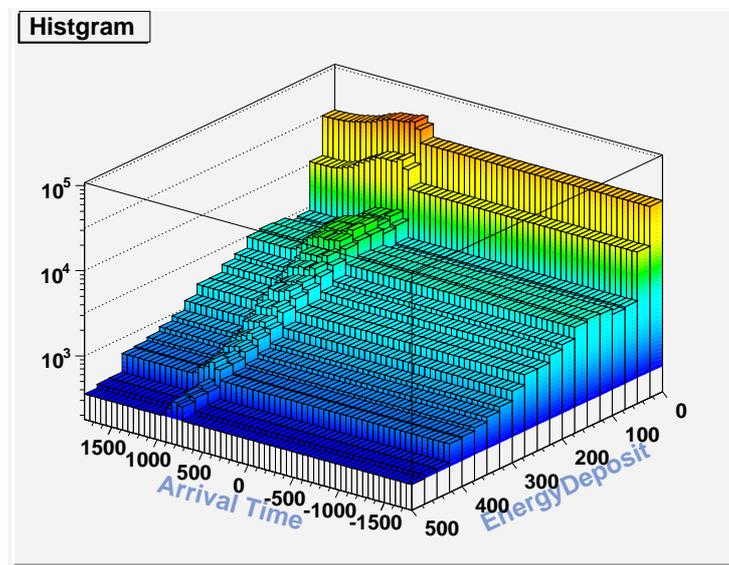


図 7.16: 時間分布とエネルギー損失分布から描いた二次元ヒストグラム。太陽中性子による成分を 100 倍に強調して描いてある。

この二次元分布は、発生時間分布と発生時の中性子エネルギー分布の二つの情報を持っている。具体的には以下のような形で情報が含まれている。

- 発生開始時刻 → 到来時間分布の起点
- 発生時刻の幅 → 到来時間分布の形
- Power Law Index → 到来時間分布の形、エネルギー損失分布の形
- Flux 強度 → 中性子成分のイベント数の絶対値

従来は、イベント数の時間分布のみしか測れていなかった。そのため、発生時刻の幅も時間分布の形に影響することを無視して、エネルギースペクトルのみを求めていた。それに対し、エネルギー損失分布を同時に測り、二次元ヒストグラムを用いることで、時間分布の影響も考慮したエネルギースペクトルを求めることができる。

ただし、ここで注意をしなければいけないのは、このエネルギー損失分布はニューラルネットによって弁別されたものであり、ニューラルネットに入れた教師信号のエネルギー分布の影響を強く受けていることである。そのため、図 7.17 で示したように、実際に観測で得たデータとシミュレーションのデータの双方に同じニューラルネット弁別をかけて比較する必要がある。

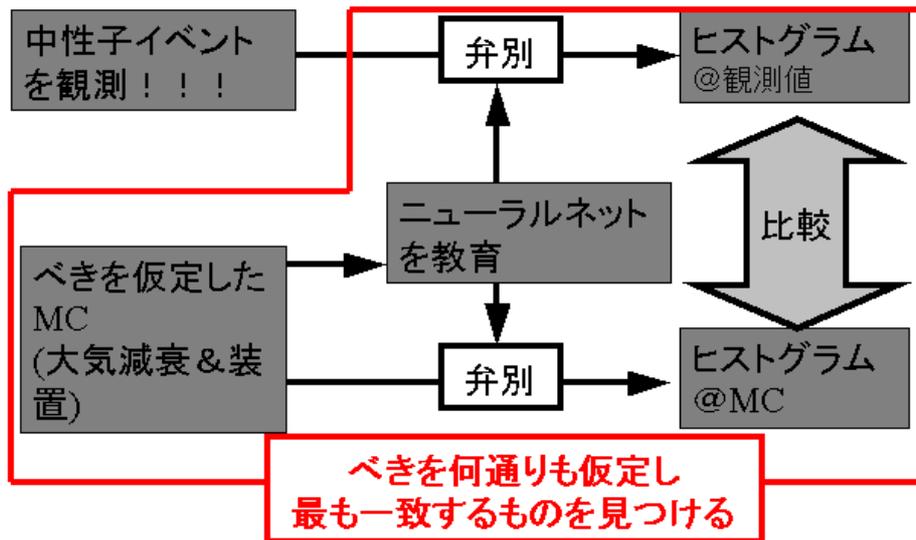


図 7.17: Power Law Index を求める手順

今回は、TOF 法の際に用いたのと同様に、乱数の種を変えたシミュレーションを観測値の模擬データとして用いた。その模擬データによって、図 7.16 のような二次元ヒストグラムを描き、シミュレーションデータでフィッティングを行った。フィッティングのパラメータは以下の 4 つである。このうち、発生時刻の幅と Power Law Index を変化させ、その中で最小の χ^2 をとる発生開始時刻と Flux 強度を求めた。

- 発生時刻の幅 (50 秒刻みで、0–1000 の範囲)
- 発生開始時刻 (各時間幅、各 Power Law Index で最小の点)
- Power Law Index (0.1 刻みで、2.2–7.0 の範囲)
- Flux 強度 (各時間幅、各 Power Law Index で最小の点)

4 変数のうち、比較的重要なと考えられる時間幅と Power Law Index での $\Delta\chi^2$ 分布を描いたのが図 7.18 である。他の 2 変数はもっとも χ^2 が最小ものを取っている。この結果では、Power Law Index $\alpha = 3.1^{+0.02}_{-0.01}$ 、Flux 強度 $F_0 = 10.4^{+0.11}_{-0.11}$ 、時間分布の広がり $350^{+1.72}_{-12.4}$ 秒、発生時刻差 $119.1^{+0.96}_{-0.96}$ 秒と求まった。誤差はそれぞれの値の間を直線で近似して $\Delta\chi^2$ が 1 となる点を誤差とした。

時間分布の広がりについては、50 秒刻みでフィッティングしたためもあって、正しい値との差が大きい。他はほぼ正しい数字が出ている。特に、カウント数の時間分布のみでは正確な値が出せなかった Power Law Index が正しく求まっているのは重要である。また、これまで求めることが不可能だった時間分布についてもある程度の精度で求まっている。

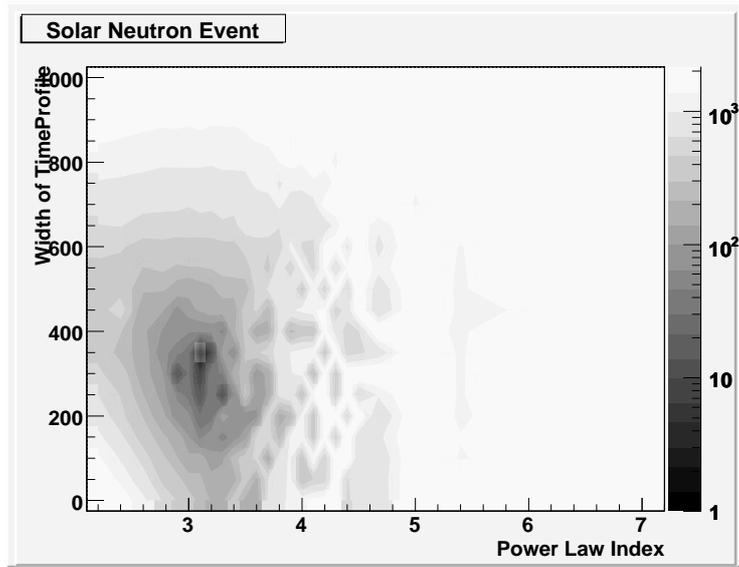


図 7.18: カウント数-エネルギー損失の二次元ヒストグラムに対してフィットを行った結果の $\Delta\chi^2$

この章では、SSNT の評価として、SSNT で観測が可能なイベント数の見積もりを行った。また、SSNT での解析からこれまで求めることが不可能だった時間分布を求めることが可能になることを示した。

次章ではまとめと今後への展望を述べる。

8 まとめ

我々のグループでは、太陽フレアによるイオン加速を研究するために太陽中性子を観測している。しかし、現在の観測装置である太陽中性子望遠鏡には、いくつか不十分な点がある。

そこで、新型の太陽中性子観測装置である SSNT の建設を計画している。SSNT はシンチレータのバーのみで構成されており、これまで別々の装置だったアンチカウンター部分、ターゲット部分、方向測定部分がすべて一体化している。

その SSNT の性能を評価するために、同型の SciBar 検出器を用いてシミュレーションの信頼度の確認する予備実験を行った。予備実験の結果では、カウントレートの値、さまざまな物理量の分布の両方において、非常によい一致が見られ、シミュレーションの信頼度を確認することができた。また、ニューラルネットを用いた弁別によって正しく中性子が弁別されていることを確認した。

続いて、バックグラウンドを効率よく除去することが可能なように、陽子の Bragg 曲線の特徴を用い、最大発光チャンネルでの発光量を $>8\text{MeV}$ とするトリガー条件を決定した。そのトリガー条件とニューラルネットを用いて、粒子弁別効率がよく、方向の検出ができることを条件として SSNT の設計を確定させた。その SSNT においても粒子弁別を行い、効率よく中性子だけを取り出すことができることを確認した。

また、チベットに設置した場合を仮定し、いくつかの条件について、性能の評価を行った。まず、各エネルギーの中性子に対する有効面積を求め、従来型中性子望遠鏡の数倍の有効面積を持つことを示した。特に、方向検出チャンネルについては、 200MeV で 10 倍、それより高いエネルギーでも数倍の有効面積を持ち、低いエネルギーに対しても方向検出が行えることを確認した。続いて、観測カウント値の時間分布上でイベント検出能力を確認し、同じ太陽中性子イベントが従来型の 3.5 倍の超過として見えることを示した。さらに、エネルギーごとの到来方向の検出精度の確認を行い、 $>300\text{MeV}$ では最大限の方向検出能力を持っていることを確認した。さらに、実際に観測可能な太陽中性子イベントの数を見積もり、1 太陽活動期に 6.4 イベントと見積もった。これは、現在の太陽中性子望遠鏡に対する見積もりの 3 倍である。この数字は、太陽中性子望遠鏡が設置されている中で中程度の条件であるチベットで評価した結果である。また、よりよい条件のボリビア Chacaltaya 山への設置を仮定して計算したところ、1 太陽活動期に 12.3 イベントと見積もった。これらの結果から、チベットとボリビアの 2 カ所に SSNT を設置した場合、18.7 イベントの観測が期待できる。さらに、観測時間分布に頼らないエネルギースペクトル決定が可能であることを示した。その結果を用いることによって、これまでまったくわからなかった太陽中性子の発生時間分布を求められることを示した。

今後の課題として、装置を作ることが重要である。また、装置の建設地点が決まれば、その場所に即したシミュレーションと評価が必要になる。今回は、装置自体の性能を現在の太陽中性子望遠鏡と比較するという目的のためにチベットへの設置を仮定したが、より観測に適した地点に設置すれば、さらなるイベントの観測が可能であると同時に、よりバックグラ

ウンドの影響を受けないデータが得られ、さまざまな観測量の誤差も減る。

次の第 24 太陽活動期の極大期は 2010 年頃に始まると予測されている。第 24 太陽活動期は、第 23 太陽活動期に比べ、黒点数で 30–50%ほど太陽活動が盛んになると言われている (Dikpati ら, 2006)。それまでには宇宙空間での中性子観測を目的とした観測装置である FIBM 検出器が ISS に搭載されている予定である。SSNT を建設すれば、宇宙と地球でほぼ同型の装置によって、幅広いエネルギー範囲での観測が可能になる。

この装置の設置によって、次期太陽活動期ではさらなる太陽中性子イベントの観測と究明が進むことが期待される。

9 謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々のご指導とご協力を賜りました。この場を借りて、深く感謝いたします。

本研究テーマを与えて下さり、ご指導していただいた伊藤好孝先生、村木綏先生に深く感謝いたします。松原豊先生には、実際の実験・観測の場で様々なことを教えていただきました。谷隆志先生には本論文の執筆に当たり、すべての面において、数多くの助言をいただきました。増田公明先生、住貴宏先生からは多岐に渡るご指導をいただきました。

実験のために SciBar を使わせていただいた K2K SciBar グループの皆様にあらためて感謝をいたします。京都大学の中家剛先生、横山将志先生、大阪大学の田窪洋介さんには我々のために多くの時間を割いていただきました。

名古屋大学太陽地球環境研究所東山第3部門の大学院生の方々にも数多くの協力をいただきました。毛受弘彰さん、神谷浩紀さんには幅広い分野で数々のご指導をいただきました。小池貴さん、中村俊作さん、永治健太郎さん、松本秀紀さん、本村真敏さんとは、さまざまな議論を通して互いの研究を深め合うことができました。奥村卓大さん、北澤恭平さん、田中隆之さん、福井暁彦さん、間瀬剛さん、渡邊泰典さんには乗鞍 64 平米中性子望遠鏡の方向検出 PRC 復活などの様々な作業において協力していただきました。特に、毛受さん、小池さん、永治さん、松本さんには SciBar 予備実験でのシフト観測でもご協力をいただきました。また、4年生のみなさまにも作業に協力していただきました。

皆様のご協力により本研究が遂行できましたことを、この場を借りて御礼申し上げます。ありがとうございました。

最後に、私事ではありますが、私生活・学費など様々な面において研究生生活を援助してくれた両親に感謝します。

参考文献

- The K2K collaboration, M. H. Ahn et al, hep-ex/0606032, Phys. Rev. D 74, 072003, 2006.
- Allen , C.W., 1963,Astrophysical Quantities, Athlon Press, London, 161.
- Averett, E. H., 1981 in L. E. Cran and J. H. Thomas(eds.), The Physics of Sunspots, AURA, Sacramento Peak Obs., 235.
- Biermann, V. L., et al., 1951, Z.Naturforschch., 6a, 47.
- Bird, D.J., et al., 1993, Phys. Rev.Lett., 71,3401
- Carrington, R.C., 1859, MNRAS, 20, 13.
- F. D. Brooks, Progr. Nucl. Phys 5(1956) 284.
- Chupp, E.L., et al., 1982, ApJ, 263, L95
- Chupp, E.L., et al., 1983, 18th Inter. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), 10, 334.
- Chupp, E.L., et al., 1987, ApJ, 318, 913.
- Chupp, E. L., 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 359.
- Clem, J. M., & Dorman, L. I., 2000, Space Sci. Rev., 93, 335.
- Debrunner, H., et al., 1983, 18th Inter. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), 4, 75
- Debrunner, H., et al., 1989, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A278, 573.
- Debrunner, H, et al., 1993, ApJ, 409, 822.
- Debrunner, H, et al., 1997, ApJ, 479, 997.
- Dikpati, M., et al., 2006, Geophys. Res. Lett., 33, L05102
- Efimov, Y.E., et al., 1983, 18th Inter. Cosmic Ray Conf. (Bangalore), 10, 276
- Hatton, C. J., 1971, The neutron monitor, in Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, vol.10.
- D.O.Hebb: The organization of behavior, John Wiley, 1949.
- Hua, X-M., & Lingenfelter, R. R., 1987a, Solar Phys., 107, 351.
- Hua, X-M., & Lingenfelter, R. R., 1987b, ApJ, 323, 779

Imaida, I., et al. 1999, Nucl. Inst. Meth., A421, 99.

Kane, S. R., et al., 1995, ApJ, 446, L47

Koi, T., et al., 2001, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A469,63.

Lingenfelter, R.E., et al., 1965a, J,Geophys. Res., 70, 4077.

Lingenfelter, R.E., et al., 1965a, J,Geophys. Res., 70, 4087.

Masuda, S., et al., 1994, Nature, 371,495.

McCulloch, W. S., and Pitts, W. H., 1943, Bullet. Math. Biographics, 5, 115-113, 1943.

Minsky, M. L., and Papert, S. A., 1969, MIT Press.

Muraki, Y., et al., 1992, ApJ, 301, 701.

Muraki, Y., et al., 2004, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res., A530 367-378

Murphy, R. J., et al., 1987, ApJ, 63, 721.

K. Nitta et al, K2K SciBar group, hep-ex/0406023 , Nucl. Instrum. Meth.A535 (2004) 147-151.

Pyle, K.R., & Simpson, J.A., 1991, 22nd Inter. Cosmic Ray Conf(Dublin), 3, 53.

Rosenblatt, R.,1958, Psychological Review, 65, 386-408.

Rumelhart, D.E., et al., 1986, MIT Press, 318-362, 1986.

Sako, T., et al., 2006, ApJ. 651L., 69S

Shea, M.A., et al., 1991, Geophys. Res. Letters, 18, 1655.

Shibata, S., 1993, Ph.D.thesis. Faculty of Science, Nagoya Univ., Nagoya, Japa

Shibata, S., 1994, J. Geophys. Res., 99, A4, 6651.

Shibata, S., 2001, Nucl. Inst. Meth., A463, 316.

Struminsky, A., et al., 1994, ApJ, 429, 400.

Takeda, M., et al., 1999, ApJ, 522, 225.

Takeda, M., et al., 2003 Astroparticle Phys., 19, 447.

Tsuneta, S., et al., 1997, ApJ, 478, 787

- Tsuneta. S., & Naito, T., 1998, ApJ, 495, L67.
- Watanabe, K., 2005, Ph.D.thesis. Faculty of Science, Nagoya Univ., Nagoya, Japa
- 今井田伊佐宗, 1998, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 39, 4.
- 大野修平, 2001, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 42, 5
- 鎌田領樹, 2006, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 47, 5
- 立岩信明, 2004, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 45, 5
- 平野直樹, 2003, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 44, 15
- 山本大介, 2002, 修士論文, 名大宇宙線研究室記事, 43, 7
- 森田太智, 2003, 京都大学ニュートリノグループ 修士論文
(http://www.hep.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/morita_mt.pdf)
- COSMOS <http://eweb.n.kanagawa-u.ac.jp/~kasahara/ResearchHome.cosmosHome/>
- ICRU Report 37, 1984, Report 37 of the ICRU, Washington, DC ,1984.
(<http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab2.html>)
- Particle Data Group, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, vol.33
- Knoll, G.F., 木村逸郎 1991, 放射線計測ハンドブック 第2版 日刊工業新聞社
- 吉富康成, 2002, シリーズ 非線形科学入門 ニューラルネットワーク

A ニュートロンモニターとの比較

独立本稿では、SSNT は現行太陽中性子望遠鏡の発展型であるという視点から、SSNT と現行太陽中性子望遠鏡の比較を行った。しかし、これまでの太陽中性子イベントはニュートロンモニターによって多くの観測が行われている。したがって、ここではSSNT とニュートロンモニターの比較を行う。

3.2.1 でも述べたように、ニュートロンモニターの検出効率は Hatton (1971)、最近では Clem & Dorman (2000) によって計算されている。また、我々のグループでは、加速器実験によって彼らの検出効率を検証した (Shibata, 2001)。

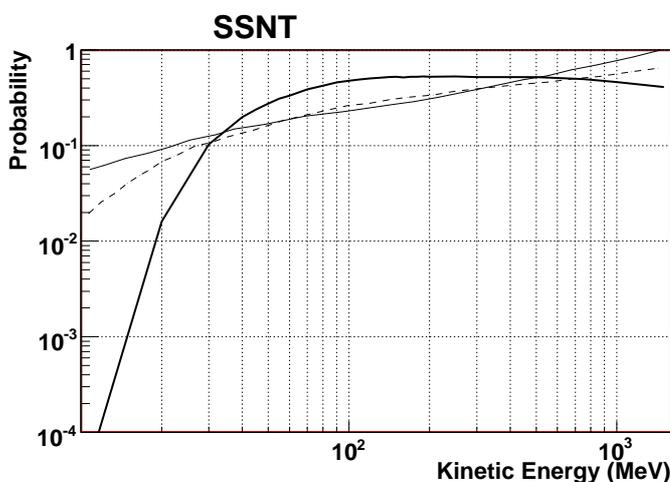


図 A.1: SSNT とニュートロンモニターの検出効率。太線が SSNT、実線が Hatton、破線が Clem によるニュートロンモニターの結果。

Hatton と Clem&Dorman の結果と SSNT のシミュレーション結果を同時に描いたのが図 A.1 である。この図を見ると、35–500MeV 付近では SSNT の方が検出効率がよく、他の部分ではニュートロンモニターの方が検出効率がよいことがわかる。この傾向は、Hatton、Clem 両者で共通である。ニュートロンモニターは中性子を減速して熱中性子にすることで検出するため、低エネルギーに対しても感度が強い。それに対し、中性子望遠鏡では中性子が陽子を反跳させ、なおかつ反跳陽子が十分なエネルギーを持つ必要があるため、低エネルギーに対する検出能力は低くなる。高エネルギーについては、SSNT の場合、アンチ層にヒットする場合が出てくるために検出効率は低くなる。それに対し、ニュートロンモニターの場合、多重ヒットが生じる場合があるために、高エネルギー側が高くなる。

イベントが検出可能であるためには、太陽中性子の時間分布でのピークが高くなる必要がある。そのため、Power Law Index が中程度のイベントの場合、SSNT が検出効率が高い 100MeV 前後の部分をもっとも効いてくる。対して、Power Law Index が小さい場合、高エネルギー側が時間分布のピークになるため、ニュートロンモニターの高エネルギー側の検出効率の高さが、検出に直に効いてくる。

この検出効率を用いて、ポリピアに設置された $12m^2$ ニュートロンモニターの検出可能中性子イベントを描いたものが図 A.2 である。破線で SSNT の結果を提示した。このグラフでは、Shibata Program の出力に対し、検出効率をかけたものを太陽中性子のヒット数としてある。実際のポリピアニュートロンモニターの観測値より、 $1008 \text{ count}/3\text{min}$ をバックグラウンドのゆらぎとした。ゆらぎは、多重ヒットがあるために \sqrt{BG} より大きな値になっている。このゆらぎに対して 5σ の超過が見られた場合を検出と定義した。ニュートロンモニターは、 $12m^2$ と SSNT の $9m^2$ に対して広いが、それでも SSNT の方がニュートロンモニターに対して優位であることがわかる。

また、高エネルギーの成分が多くなる Power Law Index が小さい中性子イベントでは SSNT よりもニュートロンモニターの方がイベントを検出しやすいことがわかる。

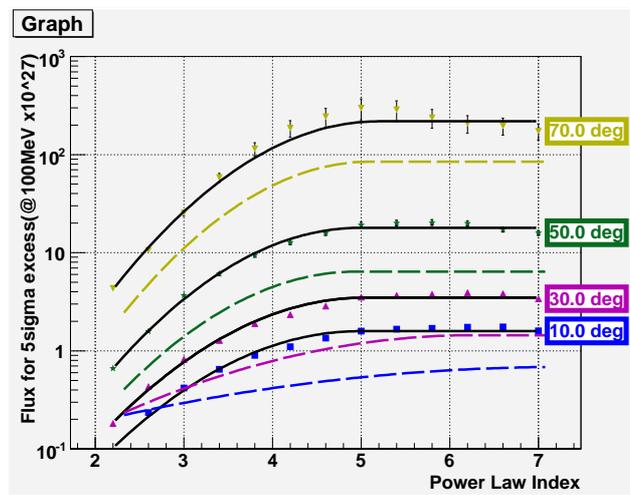


図 A.2: ポリピアニュートロンモニターのイベント検出能力。Clem&Dorman の結果を用いた。破線は同高度に設置した SSNT。

このグラフを用いて、SSNT の場合と同様にニュートロンモニターによるイベント数の見積もりを行った結果、Limb フレア、Disk フレア別に比例係数を求めた場合で 7.3 イベント/周期、区別せずに比例係数を求めた場合、11.6 イベント/周期、Disk フレアのみで比例係数を求めた場合で、4.1 イベント/周期となった。また、Hatton の計算結果を用いた場合、それぞれ、7.4 イベント/周期、12.0 イベント/周期、4.1 イベント/周期となり、Clem&Dorman の結果とそれほどの差は生じなかった。また、同高度に設置した場合の SSNT の結果は、本編中の 7.4 で述べたように、12.3 イベント/周期、21.3 イベント/周期、6.6 イベント/周期であるため、SSNT はニュートロンモニターに比べてもイベント検出能力が上がる事がわかる。

B 見積もりに対する評価

この論文中では、一定の仮定の下で、SSNT が一太陽周期に観測できる中性子イベント数を、チベットに設置した場合で6.5 イベント、ポリビア Chacaltaya に設置した場合で12.3 イベントと見積もった。また、同様の仮定と計算によって、チベット中性子望遠鏡では、2.1 イベントと見積もった。さらに、Appendix A では、ポリビアニュートロンモニターでの見積もりを7.3 イベントと見積もった。

このうち、後2者の結果は、第23太陽活動期に実際に観測を行った装置である。この結果は第23太陽活動期に起こった110個のXクラス太陽フレアの強度分布を用いている。そのため、この見積もり結果と実際のイベント観測数を比較することで、見積もりの妥当性を確認することができる。他の装置も含めて比較した結果が以下の表である。ニュートロンモニターのイベント数見積もりは、Clem&Dormanの結果を用いた。

表中の観測イベント数は、Xクラスフレア数を用いて一周あたり直してある。たとえば、第23太陽活動期の110イベントのXクラスフレアのうち、のチベットに中性子望遠鏡が設置された98年10月以降のものは97イベントであるため、チベット中性子望遠鏡に対しては、97/110で割ってある。

装置	観測数	比例係数の仮定別の見積もり結果		
		Disk フレア/Limb フレアで別	区別なし	Disk のみ
チベット中性子望遠鏡	$0 / \frac{97}{110} = 0$	2.1	3.6	1.0
ポリビア NM	$3 / \frac{76}{110} = 4.3$	7.3	11.6	4.1
チベット NM	$0 / \frac{97}{110} = 0$	4.9	7.7	2.8
乗鞍 NM	$2 / 1.5 = 1.3$	1.9	3.1	1.1

表 B.1: 現在設置されている観測装置の実際の観測数と見積もり。

この結果を見ると、比例係数の三種類の仮定のうち、どの仮定も実際のイベント観測数とあっていないことがわかる。

その理由の一つとして、フレアの起こった数が110回と少ないことが考えられる。つまり、たまたま観測地の上空で起これば、観測イベント数は多くなるし、起きなければ少なくなる。そこで、実際に起こったフレアの際の太陽天頂角を求め、その角度とそのX線クラスに対して、中性子イベントとして検出可能な割合を検出した。

図 B.1 は、第23太陽活動期にポリビアニュートロンモニター上空で起こったフレアの天頂角とX線クラスをプロットしたものである。各角度、各Power Law Indexでの最低検出可能中性子フラックスは求められている(図 A.2)。また、本論文では、中性子フラックスとX線クラスには相関があると仮定した。そのため、たとえば、Power Law Index $\alpha=4.03$ での検出可能最低X線クラスは図中の線のように描くことが可能である。今回の仮定では、Power Law Indexは平均4.03のガウス分布に従うとしたため、この線が50%の割合で検出可能な線となる。

このような形で、各フレアでの中性子イベント検出可能割合を求めることが可能である。各装置について、それを合計した結果が表 B.2 のようになる。

装置	観測数	比例係数の仮定別の見積もり結果		
		Disk フレア/Limb フレアで別	区別なし	Disk のみ
チベット中性子望遠鏡	$0 / \frac{97}{110} = 0$	1.3	2.2	0.7
ポリビア NM	$3 / \frac{76}{110} = 4.3$	9.1	17.7	5.8
チベット NM	$0 / \frac{97}{110} = 0$	2.9	5.0	1.8
乗鞍 NM	$0 / 1 = 0$	1.7	2.1	0.7

表 B.2: 現在設置されている観測装置の実際の観測数と太陽天頂角を考慮した見積もり。乗鞍 NM での中性子イベント観測は第 22 太陽活動期のものなので、ここでは 0 としてある

平均のみで計算した表 B.1 と比較すると、ポリビアでは値が大きくなっており、チベット・乗鞍では小さくなっている。ここから、第 23 太陽活動期においては、ポリビアは期待値よりも観測条件がよかったことがわかる。それに対して、乗鞍、チベットは平均よりも悪かったことが伺える。

この表だけを見た場合、Disk のみの比例係数をすべてのフレアに対して適用した場合が実際の観測イベント数に近い。しかし、特にチベットニュートロンモニターについて、十分に観測されたイベント数を説明できているとは言い難い。また、3 例の太陽中性子強度 $F_0=1.0 \times 10^{28}$ を越える太陽中性子イベントを無視してしまうことになる。

そこで、仮定を変更して同様の見積もりを行った。7.4 で述べたように、論文の本文では以下の 3 つの仮定を用いてイベント数を見積もった。

1. X クラスのすべての太陽フレアにおいて、中性子が放出されている。
2. 中性子 Flux 強度は、フレアの X 線の放出量に比例する。
比例係数については、Disk フレアと Limb フレアで別、区別なし、Disk のみの比例係数の 3 種類を用いた。
3. 中性子スペクトルはべきであり、その Power Law Index は、これまでに観測されたイベントの平均と標準偏差に則ったガウス分布を持つ。

このうち、仮定 1 を変更すると見積もりが非常に難しくなる。また、仮定 2 については、比例係数はすでに 3 種類が設定してあり、比例していること自体を否定すると Flux 強度に対する指標がなくなってしまう。したがって、変更が可能なのは仮定 3 の Power Law Index の分布のみである。

そこで、Power Law Index について、以下の三つの分布を仮定して、実際の太陽天頂角分布に対する見積もり数を求めた。

- ① 分布はこれまでと同様にガウス分布を用いるが、唯一突出している $\alpha=7.0$ を除いて平均と標準偏差を求める。

② これまでに観測されたイベントから $\alpha=7.0$ を除いた、最小値 2.7–最大値 4.9 の範囲に均等に分布していると仮定した。

③ これまでに観測されたイベント通りの分布を用いる。

これらの分布を描いたのが図 B.2 である。本文で用いたガウス分布では、 $\alpha=7.0$ の寄与によって、分散が大きくなり、Power Law Index が小さいところまで分布が延びていることがわかる。

以上の三つの仮定を用いて、フレア時の太陽天頂角分布から第 23 太陽活動期の中性子イベント数の期待値を求めたのが表である。全体に、B.2 よりも値が小さくなっている。これは、本文中で用いたガウス分布では、Power Law Index 分布が小さいところまで延びていることに対応する。

装置	観測数	比例係数仮定別の見積もり結果			
		Disk フレア/Limb フレアで別	区別なし	Disk のみ	
チベット中性子望遠鏡	$0 / \frac{97}{110} = 0$	①	0.2	0.5	0.0
		②	0.0	0.0	0.0
		③	0.0	0.1	0.0
ポリピア NM	$3 / \frac{76}{110} = 4.3$	①	8.2	18.0	4.0
		②	6.9	17.2	2.9
		③	7.6	18.5	4.1
チベット NM	$0 / \frac{97}{110} = 0$	①	1.2	3.4	0.4
		②	0.7	2.5	0.0
		③	1.0	3.4	0.0
乗鞍 NM	$0 / 1 = 0$	①	0.8	0.8	0.1
		②	0.5	0.4	0.0
		③	0.9	0.6	0.0

表 B.3: 現在設置されている観測装置の実際の観測数と見積もり。Power Law Index 分布は、① $\alpha=7.0$ を除いたガウス分布、② 矩形分布、③ 観測イベントの分布。

この表で、実際の観測数と比較的一致しているのは、以下の 3 パターンである。

- Disk/Limb 別々の比例係数 – ② 矩形分布
- Disk フレアの比例係数 – ① $\alpha=7.0$ を除いたガウス分布
- Disk フレアの比例係数 – ③ 実際のイベント強度分布

このうち、後ろの 2 つの組み合わせが非常によく一致している。

以上で比較した結果をまとめると、以下のように言える。

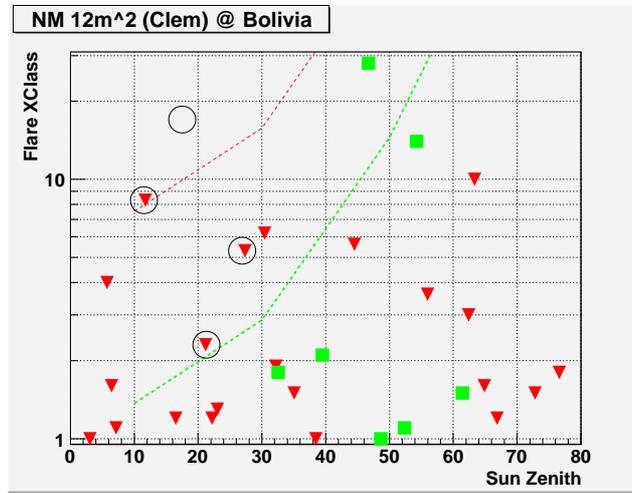


図 B.1: ボリビアニュートロンモニター上空で起こった太陽フレアの天頂角分布。 が Disk フレア が Limb フレア。 $\alpha=4.03$ で検出できる線。上が Disk フレア、下が Limb フレア。

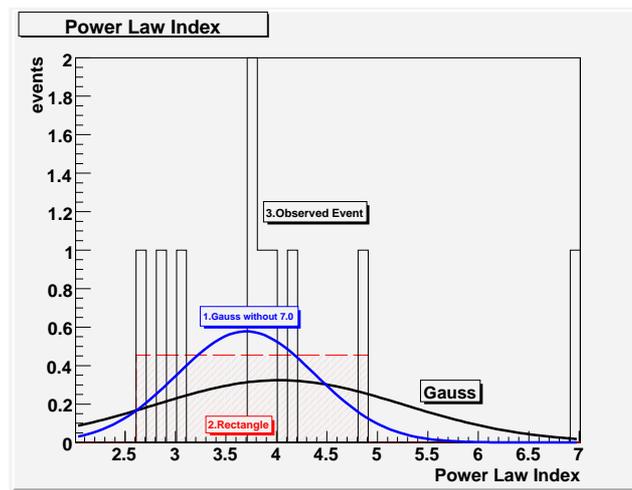


図 B.2: 今回の見積りに用いた Power Law Index の分布三種類

- フレアの X 線クラスと中性子 Flux 強度が比例すると仮定した場合、全中性子イベントが一つの比例係数で比例していると思えば、イベント検出数の見積もりは実際の検出数よりも著しく大きくなる。
- Disk フレアのみの比例係数を全体に適用した場合、多くの種類の Power Law Index 分布で、実際のイベント検出数の説明が可能である。
しかし、この仮定は、Flux 強度 $F_0=1.0 \times 10^{28}$ を越えるイベントが 3 例あることを無視してしまっている。
- Disk フレアと Limb フレアで別個の比例係数で比例していると考えた場合、Power Law Index 分布の仮定によっては、現在のイベント検出数を説明することができる。
- いずれの場合でも、Power Law Index の分布については、 $\alpha=7.0$ とされた 1 イベントを、除外、ないしは特殊なイベントだと考えた方がイベント検出数の説明が付きやすい。

なお、この 3 つの仮定を用いて、新たに SSNT での観測可能中性子イベント数を見積もると表 B.4 のようになる。

	Disk/Limb 別-②矩形	Disk のみ-①ガウス	Disk のみ-③実際
SSNT(チベット)	4.8	1.9	1.7
SSNT(ボリビア)	10.6	5.2	4.8

表 B.4: SSNT 検出見積もり数

以上のように、仮定するモデルによって結果が異なるということは、逆に言えば、観測によってモデルを制限できるということである。これまでの装置では数イベントの期待値だったのが、SSNT によって 10 イベント以上の期待値にすることで、より詳細にモデルの判定ができるということになる。