

電子飛跡検出型コンプトンカメラによる偏光観測実験

岸本哲朗

2014/01/28

概要

天文学において、スペクトル、イメージ及び光度曲線の情報については調べられているものの偏光についてはほとんど観測は行われていない。偏光は磁場の存在する天体でのシンクロトロン放射や、Compton 散乱によって γ 線の電場磁場がある方向にそろうことによって発生し、例えばシンクロトロン放射による偏光を観測できた場合観測領域の磁場の向きや存在が推定可能である。しかしながら、宇宙からやってくる光の偏光の情報を用いれば例えば GRB のジェット構造や、BH の周りの重力構造、高エネルギー加速天体の放射領域の磁場構造といった今までは得られなかった知見がえられる可能性があるため、高精度の偏光情報が得られる検出器が待ち望まれている。ETCC(Electron Tracking Compton Camera) は Compton 散乱を用いた検出器で sub-MeV/MeV 領域をターゲットとする。過去の Compton カメラとの違いは電子の飛跡の情報を利用することであり、これによって Compton 散乱を完全に再構成することができる。Compton 散乱には偏光に対して異方性があるのでこれは偏光測定が原理的には可能であることを意味する。ただし、これまでの Compton カメラでは電子の情報を用いないため雑音除去が困難であり感度が悪く、偏光観測に適しているとは言えない。ETCC は広視野かつ低雑音のイメージング検出器であり、近年の感度向上によって、全店での多数の天体の好感度偏光観測の可能性が出てきた。近年、感度の向上に伴い ETCC による偏光のイメージングが現実味を帯びてきたため、本稿では ETCC の偏光観測性能を確認すべく実験をした。Ba¹³³ 線源からの γ 線をパラフィンで散乱させることで偏光をつくりだしそれを検出する。その結果、検出器の性能を示す指標の一つである Q 値は [値] となった。シミュレーションからこの実験で釣られる光の偏光度はおよそ 42% であり、これからモジュレーションファクターは [値] となり、偏光が検出できることがわかった。

目次

1 X線、 γ 線の発生および偏光の発生過程

1.1 γ 線の発生

1.1.1 原子核からのライン放射

MeV γ 線に特徴的な放射として原子核の核子間の結合の準位間の遷移によるものがある。これら準位間のエネルギー差は典型的には MeV 程度であり、準位間の遷移は MeV γ 線の放射や吸収として観測される。過程としては励起核の基底状態への遷移によるものや、元素合成の現場で生じる不安定同位体の崩壊に伴うものが存在し、これらは超新星爆発による元素合成過程を知る貴重な情報源となる。また、 ^{56}Ni から ^{56}Co 、 ^{56}Fe への崩壊によって超新星爆発直後の光度曲線がよく説明される。また、実際に作られるスペクトルはドップラーシフトによって幅を持ったものになる。観測されるライン放射の例を以下の表 1 に示す。

表 1 原子核の逆励起や放射性同位体からの放射 [?, ?, ?]

過程		エネルギー [MeV]
逆励起	$^{12}\text{C}^*$	4.438
	$^{14}\text{N}^*$	2.313, 5.105
	$^{16}\text{O}^*$	2.741, 6.129, 6.917, 7.117
	$^{26}\text{Mg}^*$	1.809
	$^{56}\text{Fe}^*$	0.847, 1.238, 1.811
放射性同位体	^{56}Ni (6.10 d)	0.158, 0.270, 0.480, 0.759, 0.812
	^{56}Co (77.2 d)	0.847, 1.238, 2.598
	^{57}Co (271.7 d)	0.122, 0.136
	^{44}Ti (63 y)	1.157
	^{26}Al (7.4×10^5 y)	1.809
	^{60}Fe (1.5×10^6 y)	1.173, 1.333
中性子捕獲	$n + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + \gamma$	2.223

1.1.2 π^0 崩壊

π 中間子は高エネルギー粒子同士の衝突などによって生じるボソンの一種で宇宙においては高エネルギー宇宙線陽子と星間ガス中の原子核との衝突などによって生じる。主な生成過程としては

a 、 b を自然数として以下のものがあげられる。

$$p + p \longrightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (2)$$

π 中間子のうち電荷を持たない π^0 粒子は約 $135 \text{ MeV}/c^2$ の質量を持ち、寿命は $9 \times 10^{-17} \text{ sec}$ である。主な崩壊モードでは、2つの光子へと崩壊し質量の半分である約 70 MeV 付近にピークを持ったスペクトルをつくる。生成された π^0 がどのような運動量を持つかは親粒子である陽子の運動量に依存するため、 π^0 が崩壊によって作るスペクトルは陽子スペクトルを反映する。

1.1.3 制動放射

基本的な放射過程として制動放射がある。宇宙に存在する電離ガスでは自由電子とイオンが激しく熱運動している。この状況のように電子が原子核に近づくと、原子核の電場によって加速度を受け、電磁波を放射する。この制動放射のスペクトルは電子の運動エネルギー付近まで平坦に続き、それ以上のエネルギーでは急激に減少する。温度 T の熱平衡にある電離気体での単位体積あたり単位周波数あたりの放射エネルギーは以下ようになる。

1.1.4 シンクロトロン放射

磁場中を電荷が走るときに受けるローレンツ力によって起きる放射がシンクロトロン放射であり、パルサーやブラックホールなど様々な天体で観測される。電荷の質量を m 、電荷を q 、磁場の強さを B 、磁場に垂直な平面上からの電荷の運動の角度を α とすると、単位周波数あたりの放射パワーは

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 B \sin \alpha}{mc^2} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \quad (3)$$

となる。ただし、 $\omega_c = \frac{3\gamma^2 q B \sin \alpha}{2mc}$ 、 $F(x) = x \int_0^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi$ 。 $K_{5/3}$ は修正ベッセル関数。これに粒子数の分布として指数 p の power-law、 $N(E) \propto E^{-p}$ を仮定すると、スペクトルは $P(\omega) \sim \omega^{-(p-1)/2}$ となる。

1.1.5 逆コンプトン散乱

電子により光が散乱される過程がコンプトン散乱であるが、逆に光が高エネルギーの電子によって散乱されエネルギーを受け取り、より高いエネルギーの光子となる過程が逆コンプトン散乱である。電子のローレンツファクターを γ としたとき、元の光子のエネルギーを E とすれば散乱後の光子の平均エネルギー E' は γ^2 倍されたものになる。これを式で書くと v を電子の速度として以下ようになる。

$$E' = \frac{4}{3} \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 E \quad (4)$$

例えば $\gamma \sim 1000$ の時には可視領域にあった光子は MeV 領域に来ることになる。この過程は光子の密度が高くまた、高エネルギーの電子が存在するような環境において重要になってくる。

1.2 偏光

電磁波がある方向を向いて進むときにその電場及び磁場の方位角の分布がランダムでなくある方向に偏っている光を偏光という。電場ベクトルが時間で方向を変えず同じ向きであり続けるときを直線偏光しているといい、電場ベクトルが進行方向に垂直な平面で時間変化によって円や楕円を描く場合を円偏光、楕円偏光しているという。この偏光の度合を偏光度といい直線偏光について以下のようにかける。

$$\Pi = \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel} + P_{\perp}} \quad (5)$$

電場の向きの分布を考えた時に、一番光子数の多い方向に平行な向きに電場が向いている光子の強度を P_{\parallel} 垂直な向きに向いている光子の強度を P_{\perp} とする。 Π は 0 から 1 の間をとり、1 の時が完全偏光、0 の時が無偏光である。以下、偏光の発生源となる過程についてのべていく。

1.2.1 シンクロトロン放射による偏光

磁場中を荷電粒子が運動するとき、ローレンツ力によって加速度を受け電荷は磁場に巻き付いた運動をする。この時に発生する放射をシンクロトロン放射という。その単位立体角あたり単位周波数あたりの放射パワーは磁場に平行な成分と垂直な成分に分けると以下のように書ける。

$$P_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} \{F(x) + G(x)\} \quad (6)$$

$$P_{\perp}(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B \sin \alpha}{4\pi mc^2} \{F(x) - G(x)\} \quad (7)$$

ここで q は電荷、 B は磁場の強さ、 α は磁場に垂直な平面に対する電子の速度ベクトルの角度、 m は粒子の質量、 c は光速である。 $x = \omega/\omega_c$ ($\omega_c = \frac{3\gamma^2 q B \sin \alpha}{2mc}$)。 γ はローレンツ因子 $F(x) \equiv x \int_0^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi$ 、 $G(x) \equiv x K_{\frac{2}{3}}(x)$ 。 $K_{5/3}$ 、 $K_{2/3}$ は修正ベッセル関数である。

これから偏光度 Π は

$$\Pi = \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel} + P_{\perp}} = \frac{G(x)}{F(x)} \quad (8)$$

となる。これを用いて電子の分布について $N(E) \sim E^{-p}$ という power law を仮定すると

$$\Pi = \frac{\int_x^{\infty} G(x) x^{(p-1)/2} dx}{\int_x^{\infty} F(x) x^{(p-1)/2} dx} = \frac{p+1}{p+7/3} \quad (9)$$

となる。この偏光度は最大で 77 % にもなるためシンクロトロン放射は偏光過程として極めて重要である。また、典型的な値として $p \sim 2$ をとると $\Pi = 69\%$ となる。

1.2.2 Thomson 散乱による偏光

Thomson 散乱によって起こる偏光について説明する。Thomson 散乱は光子のエネルギーが十分低い場合に起こる電子による弾性散乱である。電磁波がある方向に偏光しているときに電子に

図1 無偏光の電磁波の散乱における角度と方向の定義

よって散乱されるとき微分散乱断面積は散乱方向と偏光方向の間の角度を Θ として、

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}} = r_0^2 \theta^2 \Theta \quad (10)$$

r_0 は古典電子半径である。これから偏光していない光に対する断面積を算出するためには以下のようにすればよい。図??のように入射光の進行方向を \vec{k} として、これに対し \vec{n} の方向に散乱されるとする。この二本のベクトルに対し垂直な方向 \vec{e}_1 に平行な電場を持つ電磁波に対しては \vec{n} 方向への散乱断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\pi/2) = r_0^2 \quad (11)$$

また \vec{e}_1 、 \vec{n} の両方に垂直な方向 \vec{e} に平行な電場を持つ電磁波に対しては \vec{n} 方向への散乱断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Theta) = r_0^2 \sin^2 \Theta \quad (12)$$

直行する2種類の100%偏光光を足し合わせれば無偏光の光となるため、無偏光に対する断面積はこれらを平均すればよいことになる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{unpol}}(\Theta) = r_0^2/2(1 + \sin^2 \Theta) \quad (13)$$

また、 \vec{n} に垂直な平面上では $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\pi/2)$ 、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Theta)$ がそれぞれ最大、最小の断面積となるため無偏光の光が \vec{n} に散乱されるとき偏光度は次のようになる。

$$\Pi = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Pi/2) - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Pi/2) + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pol}}(\Theta)} = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (14)$$

θ は散乱角で $\theta = \pi/2 - \Theta$ である。

1.2.3 Compton 散乱による偏光

Compton 散乱によっても偏光は生じる。これは散乱された γ 線の偏光ベクトルの向きが一様でなくなるためである。この場合、元の光子が偏光しているか否かで偏光度は変わってくる。まず、Compton 散乱の前後の光子のエネルギーをそれぞれ E_0 、 E' 、散乱角を θ として、

$$\epsilon = \frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + (E_0/m_e c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (15)$$

となる。偏光していない場合、その微分散乱断面積は散乱角を θ として、Klein-Nishina の式を方位角で平均したものになり以下のようにかける。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 (\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta) \quad (16)$$

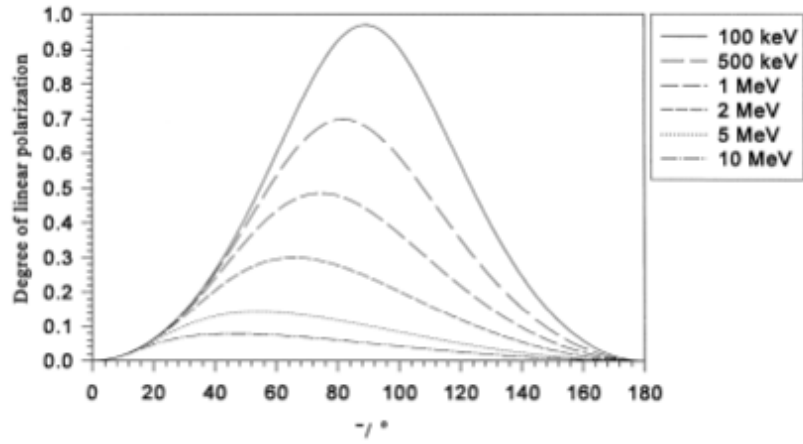


図2 Compton 散乱の偏光度 [?]

したがって、入射光子を正面から見る視点では各方位への散乱確率は同じなので偏光していないが、ある散乱角から見た時にはあるその電場ベクトルの向きは分布を持ったものになり、偏光度は

$$\Pi = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta} \quad (17)$$

とかける。偏光している場合、その微分散乱断面積は散乱角を θ 、散乱の方位角を偏光の向きから計ってを ϕ とすると以下のように変わってくる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 \epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \quad (18)$$

この場合は入射光子正面から見た場合でも偏光した γ 線が観測できる。また、観測される γ 線は元の偏光ベクトルに依存したものになる。偏光度は以下のようにかける。

$$\Pi = 2 \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi}{\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin \theta \cos \phi} \quad (19)$$

これを図 1.2.3 に示す。

2 偏光で見える宇宙

2.1 パルサー

中性子星は質量が \sim 程度以下の星が超新星爆発した後に残る天体であり、自身の質量を中性子の縮退圧で支えている星である。この中性子星が非常に高速で回転している天体をパルサーと呼ぶ。パルサーの光は非常に短い周期のパルスとして観測として観測される。 $\sim 10^{12}$ G 程度の強い磁場を持ち、質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ 、半径 ~ 10 km の高速で自転する中性子星であると考えられている。磁気圏の構造は図??のようになっているとされるが、その放射がどのような機構で生まれるかはよくわかっていない。現在のところ有力なモデルとして outer gap モデル、polar cap モデル、slot gap モデルと呼ばれるものがあり、これらはその放射領域、放射の生成過程が違い、磁場の向き、放射の向きによって偏光方向が変わるため、図??に見られるようにそれぞれのモデルで観測される偏光は違ってくる。

2.2 Crab Nebula

Crab Nebula は SN 1054 によってできた SNR で、その中心に Crab pulsar が存在している。非常に明るくよく観測されている天体であり、電波領域から γ 線領域まで幅広くスペクトルがあることが知られている。スペクトルは Crab pulsar の強い磁場によるシンクロトロン放射、逆 Compton 散乱によるものとされている。偏光による観測も行われており、可視光と X 線ではその偏光角が一致することから、同じ放射機構によるものが考えられるが、 γ 線による観測では異なった偏光角が観測されており、観測が待たれる。

2.3 Galactic Black hole

ブラックホールはある程度以上の質量 ($\sim 30M_{\odot}$) の星が超新星爆発した後にできるとされる高密度の星である。相対論によりシュヴァルツシルト半径以内からの光はでてこれないため直接観測することはできない。そのため、伴星からの質量降着によりできる降着円盤や周りの物質からの放射がブラックホールを観測する手段となる。観測されているブラックホール候補天体の中で代表的なものとして Cyg X-1 がある。このようなブラックホールは Soft state と Hard State の二状態間で変化することが知られている。図 3 は二状態でのスペクトルである。Soft state では円盤の黒体放射や熱い相対論的なプラズマによる Compton 散乱を考えるのが一般的であり、降着円盤が視線方向を向いていれば、強い偏光が観測されることが期待できる。また Hard state においてもコンプトン散乱による光子を考えるが Soft state に比べプラズマの温度が低いので、高エネルギーの光子を作るためには何度もコンプトン散乱をしなければならない。このまめ、元のもとの光子の偏光情報は失われてしまい結果としてプラズマからの放射としては偏光しない光がでる。ただし、この放射が円盤で反射されて見える成分を考えると Soft state よりも低いものの、いくらか偏光

した成分が観測されるはずである。hard X-ray を jet 由来だとするモデルもあるがこれらのモデルでは偏光度は小さい。実際に偏光度とその変化を観測すれば、放射の起源がジェットなのか円盤なのか調べることができる。近年の観測では INTEGRAL/IBIS により、偏光が検出されており、250keV -400keV では 20% を上限とした弱い偏光が、400keV-2000keV では $67 \pm 30 \%$ の高い偏光が検出されている。[?]

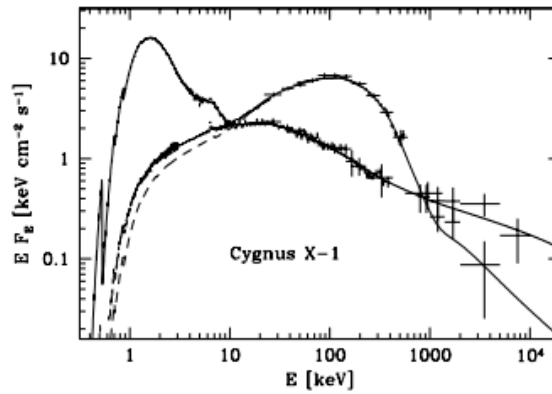


図3 Cyg X-1 のスペクトル [?]

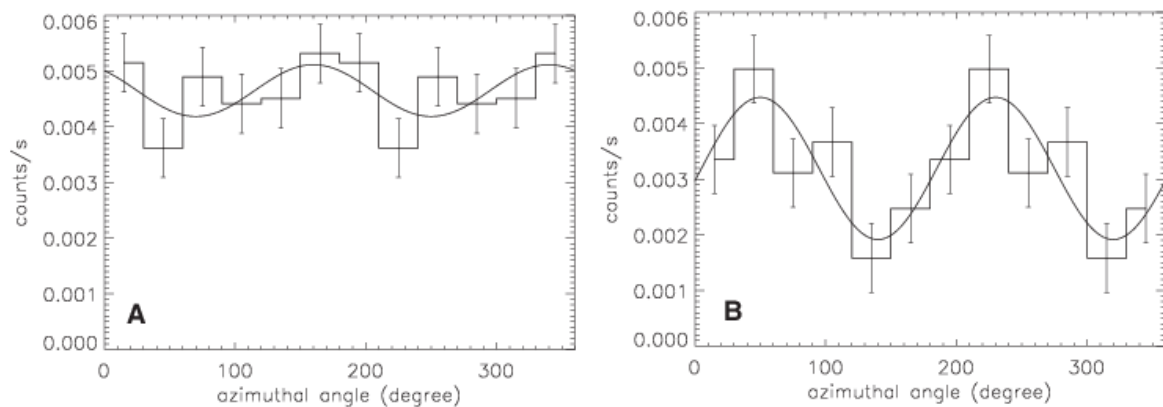


図4 Cyg X-1 の散乱角分布 [?]. A は 250 keV ~ 400 keV、B は 400 keV ~ 2000 keV。

2.4 Active Galactic Nuclei (AGN)

銀河には中心の異様に明るいものが存在し、それらは活動銀河核 (AGN) と呼ばれる。これらは観測から $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ の質量をもつ超巨大なブラックホールではないかと言われている。AGN のスペクトルは図 5 のようなシンクロトロン放射とその光子による逆 Compton 散乱でよく説明される。電波での観測から AGN では中心角で強く絞られたジェットが観測されており AGN の一つ

の特徴となっている。しかし、このジェットが観測されない AGN も存在し。これらを統一的に説明するために考案されたのが図 6 のような描像である。中心の巨大ブラックホールの周りに円盤が存在しそのさらに終焉にトーラスが形成されている。円盤に垂直な方向にジェットが出ている。ジェットが観測される時には開口部が観測者の方向を向いており、ジェットが観測されないときには開口部が観測者の方向を向いていないということである。このジェットの形成過程は放射機構についてはよく理解されていない。そのため、偏光が観測されればジェットの磁場構造などを理解する上で非常に重要な手がかりとなる。

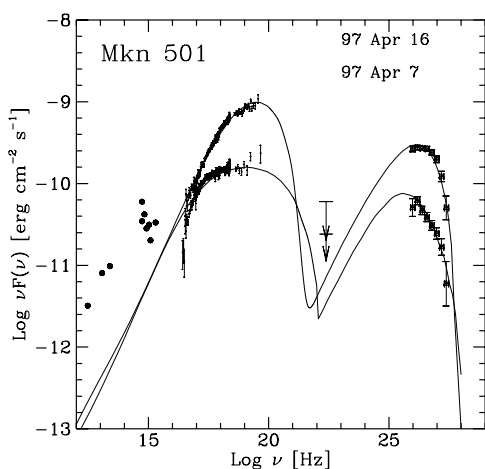


図 5 AGN のスペクトル

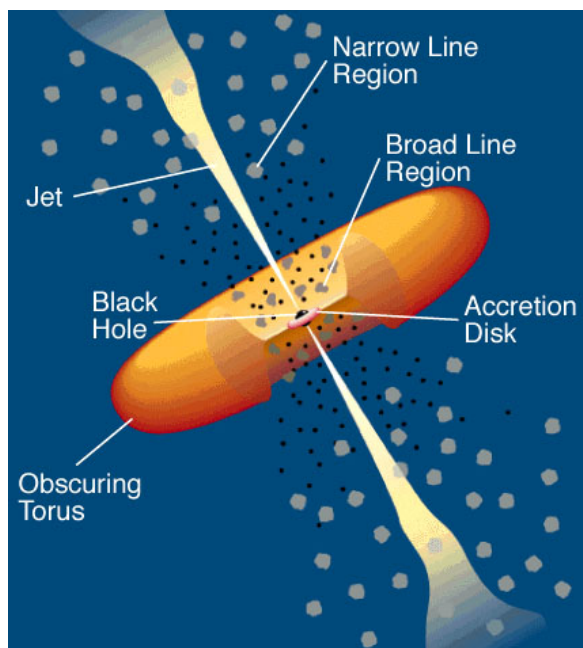


図 6 AGN のモデル

2.5 Gamma Ray Burst(GRB)

γ 線バーストは1970年代に核実験監視衛星 Vela によって発見された γ 線による宇宙最大の爆発的な放射である。図 2.5 に見るように数ミリ秒程度の短い時間変動をしており、それが数十秒計継続する。到来方向は天球上に一様に分布している。放射はプロンプト放射と残光に分かれることが知られており、鉄の吸収線の観測と合わせて残光の光学観測により宇宙論遠方から来ていることがわかっている。また、残光の観測位置から超新星爆発と結びついているのではないかという話もある。GRBの放射機構を説明するためのモデルとして標準的なのは fireball モデルである。図 ?? に概要を示す。Fireball モデルでは何らかの放射源からジェットが生まれジェット中を衝撃波が衝突合体を繰り返すことにより放射が生まれるとされる。この時に衝撃波に磁場が形成され電子がシンクロトロン放射すると考えるとその放射は偏光しているはずでこれが観測できれば放射

機構にスペクトル以外からも制限がつけられる。観測領域の磁場がそろっていれば高い偏光度になり、ランダムに近ければ余り偏光しない光になる。また、偏光度の時間変化があれば違う方向の磁場を持った放射領域が複数あることが考えられる。近年の観測では GAP によるものがあり、GRB100826A のプロンプト放射から $27 \pm 11\%$ の偏光度を検出しており、持続時間の中に偏光角の変動を報告している。図 2.5

図 7 fireball モデルの模式図

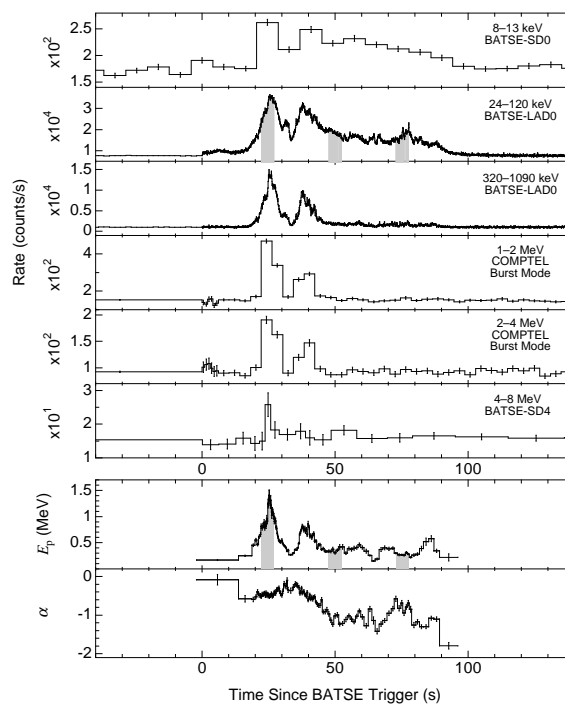


図 8 GRB の光度曲線

図9 GAPによるGRB100826Aの光度曲線

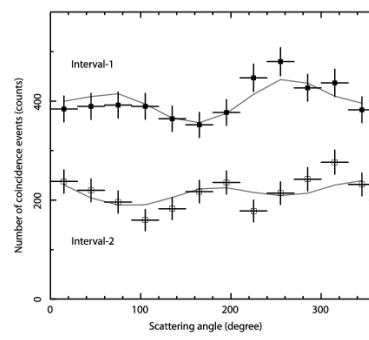


図10 偏光角の変動

3 sub-MeV/MeV 光子および電子と物質の相互作用

荷電粒子を観測するときには、荷電粒子が物質中を走るときに物質を電離し軌跡を作る。光子の場合、光子と物質が相互作用してできた二次粒子による電離であるため、光子を検出ことを考える場合、光子と物質がどのように相互作用して二次粒子ができるのかということ、及び生成された二次粒子がどのように物質中で相互作用するかということを考える必要がある。

3.1 光子と物質の相互作用

光子と物質の相互作用は主として三つある、光電効果、Compton 散乱、電子対生成である。光子のエネルギーによって、支配的な相互作用は変わるが、sub-MeV/MeV 領域で考慮すべきなのは主にコンプトン散乱であとはわずかにであるが光電効果である。エネルギーによる断面積の違いを図??に示す。

3.1.1 光電効果

およそ 100keV 以下という低エネルギー帯で支配的なのが光電効果である。光電効果では光子が物質の電子殻の電子にそのエネルギーを全て付与し、エネルギーを付与された電子が弾き飛ばされる。このとき光子のエネルギーを E_p 、束縛エネルギーを E_b とすると電子のエネルギー K_e は以下のようにかける。

$$K_e = E_p - E_b \quad (20)$$

この過程は光子のエネルギーの大きさによって物質中のどの電子殻の電子と作用するかが大きくかわり、たとえば E_p が K 殻の束縛エネルギーより大きい場合、K 殻との反応断面積が最も大きくなる。この時の断面積を σ として次のように書くことができる。

$$\sigma = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_0^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_p}\right)^{7/2} \propto Z^5 E_p^{-7/2} \quad (21)$$

r_0 は古典電子半径である。 E_p が K 殻の束縛エネルギーと K 殻の束縛エネルギーの間にあるときは L 殻電子と反応する確率が高くなり、さらに下がると M 殻と反応しやすくなるという具合になるため、断面積は図??のようにいくつかのエッジを持ったものになる。電子が弾き飛ばされた後の電子殻には空いた準位ができるため、より高いエネルギーを持つ準位から電子が落ちてくることになる。これにより特性 X が放出され、この特性 X 線もまた検出器と相互作用する。特性 X 線の代わりに同量のエネルギーを持った電子が放出されることがあり、これを Auger 電子と呼ぶ。

3.1.2 Compton 散乱

100 keV から 10 MeV にかけては Compton 散乱が支配的になる。Compton 散乱は光子と電子による弾性散乱である。光子と電子が衝突すると光子はエネルギーの一部を電子に付与し、残りのエネルギーを持った光子として散乱される。光子が最初に持っているエネルギーを E_p 、散乱後の

エネルギーを E'_p 、散乱角を θ として以下の関係がある。

$$E'_p = \frac{E_p}{1 + \frac{E_p}{m_e c^2} \cos \theta} \quad (22)$$

反跳電子のエネルギー K_e は

$$K_e = E'_p - E_p = \frac{\frac{E_p}{m_e c^2} \cos \theta}{1 + \frac{E_p}{m_e c^2} \cos \theta} E_p \quad (23)$$

である。原子番号 Z を持つ原子との散乱の微分散乱断面積は以下のようになる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)(1 + k(1 - \cos \theta))} \right) \quad (24)$$

特徴としては Z に比例し、エネルギーが高くなるほど前方散乱が強くなることである。エネルギーごとに断面積を描いたのが図 11 である。

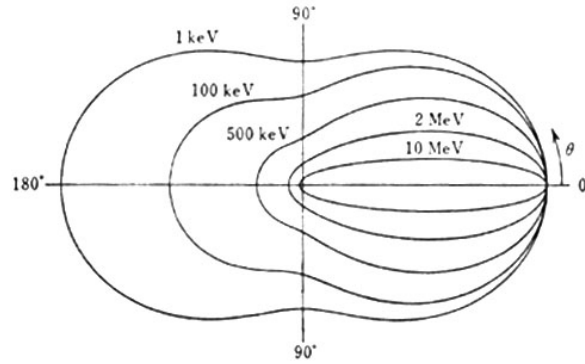


図 11 エネルギー毎の Compton 散乱断面積

3.2 電子と物質の相互作用

3.2.1 Coulomb 散乱

電子と物質の相互作用の一つとして Coulomb 散乱がある。これは電子が質量が重く電荷も原子核の Coulomb 力によって散乱を受ける現象である。物質を通過するときにはこの Coulomb 散乱が複数回おこる。電荷 z_1 を持つ荷電粒子が厚さ x の電荷 z_2 の原子によって構成される物質を通過するときの散乱角 θ の二乗平均は

$$\langle \theta^2 \rangle = \int \theta^2 P(\theta) d\theta \quad (25)$$

$P(\theta)$ は散乱確率で Rutherford の公式から、

$$P(\theta) d\theta = \frac{N_2 z_1^2 Z_2^2 r_0^2 x}{4(p/m_e c)^2 \beta^2} \frac{2\pi \sin \theta}{\sin^4(\theta/2)} d\theta \quad (26)$$

4 Electron-Tracking Compton Camera

4.1 Compton Imaging

当研究室では現在 Compton 散乱を利用した検出器として Electron-Tracking Compton Camera(ETCC) の開発を進めている。Compton 散乱は subMeV/MeV 領域において最も優位な相互作用でイベントごとに散乱ガンマ線、反跳電子それぞれのエネルギー、散乱方向及び反跳方向を決定できればもとの光子の到来方向とエネルギーを再構成可能で、また、コリメーターを利用する必要がなく広い視野を一度に撮像可能である。Compton 散乱を再構成し γ 線の到来方向を得る方法を Compton Imaging と呼んでいる。

4.1.1 Classical Compton Imaging

Compton 散乱を利用した従来の検出器として 1990 年代に米国で打ち上げられた γ 線観測衛星 CGRO 搭載の COMPTEL がある。COMPTEL の方法では入射光子を一度だけ Compton 散乱をさせることにより光子を検出する。そのために図 4.1.1 のように原子番号 Z の違う二つの検出器を配置する。Compton 散乱のと光電効果の Z 依存性の違いを利用し、前段の Z の低い検出器では入射ガンマ線を主に Compton 散乱させ光電効果を抑え反跳電子を吸収し、その散乱点とエネルギーを検出する。後段の Z の高い検出器では散乱ガンマ線を Compton 散乱を抑え光電吸収させ、そのエネルギーと吸収点を求める。入射光子のエネルギーを E 、散乱ガンマ線のエネルギーを E_g 、反跳電子のエネルギーを K_e とすると、散乱角 θ は以下のようにかける。

$$E = E_g + K_e \quad (27)$$

$$\cos \theta = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_g + K_e} \right) \quad (28)$$

また、散乱点と吸収点の位置から光子の散乱ベクトルを求めることができる。これらからは光子の到来方向は電子の方向が不足しているため図 4.1.1 のように円環状にしか制限することが出来ない。この方法による場合、光子の到来方向は円環を重ねて決定するため、完全に決定するためには最低 3 つのイベントが必要になる。また、円環を重ねると偽のイベントをつくることもあり注意が必要である。この手法では再構成するのに必要な物理量が不足しているため雑音を除去するのは困難であるが COMPTEL では 2 つの検出器の time of flight を用い雑音の除去を行っていた。しかし十分な S/N 比を確保することはできず、視野も制限されていた。

4.1.2 Multiple Compton Imaging

Compton Imaging において S/N 比を高めるための一つの方法は図 4.1.2 のように検出器をさらに重ねることである。従来の方法では一段目の検出器で Compton 散乱した光子が二段目で光電吸収することを期待するわけだが、二段目で Compton 散乱を起こして γ 線が吸収されなかったイベントとは区別できずこれはバックグラウンドとなってしまう。検出器を重ねて層を増やした

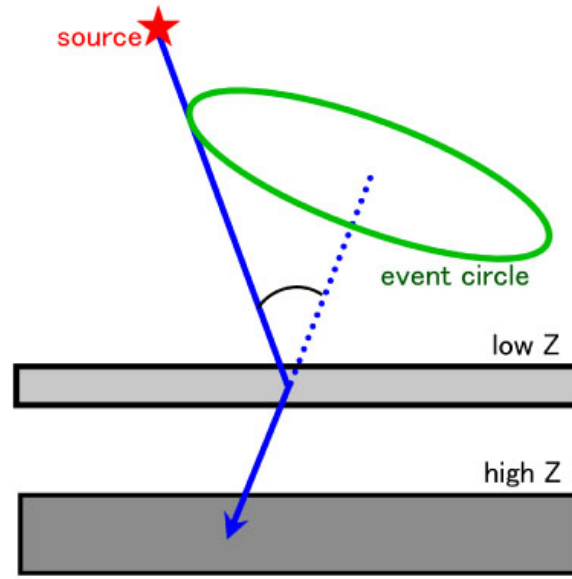


図 12 Compton Imaging における光子の再構成した到来方向

ときにはこのことが原因でバックグラウンドとなるところを減らすことができる。検出器としては、CdTe や Si strip といった位置検出可能な薄い検出器をかさねたものとなっている。入射 γ 線のエネルギーを E_g 、 E_1 、 E_2 、 E_3 をそれぞれ 1 回目、2 回目、3 回目のエネルギー損失、 θ_1 、 θ_2 を 1 回目、2 回目の散乱角とすると次のように決定できる。

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \theta_2}}}{2} \quad (29)$$

$$\cos \theta_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (30)$$

$$\cos \theta_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (31)$$

これから、一部のエネルギーが検出器に落とされなくても入射ガンマ線のエネルギーを制限することができる。しかし、依然として入射 γ 線の方向を決定するためには光子が三つ必要であり感度が下がってしまう。また COMPTEL の方法と同様に電子の方向は測定できず γ 線の線の到来方向は円環でしか決まらない。

4.1.3 Electron-Tracking Compton Imaging

Multiple Compton Imaging によって、エネルギー情報の精度向上を達成することができるが、到来方向の決定精度向上を狙ったのが Electron-Tracking Compton Imaging である。Electron-Tracking Compton Imaging ではこれまで測定できなかった電子の散乱方向を測定することで、event circle としてしか再構成されなかったものを円弧上の領域に制限することができるため、到

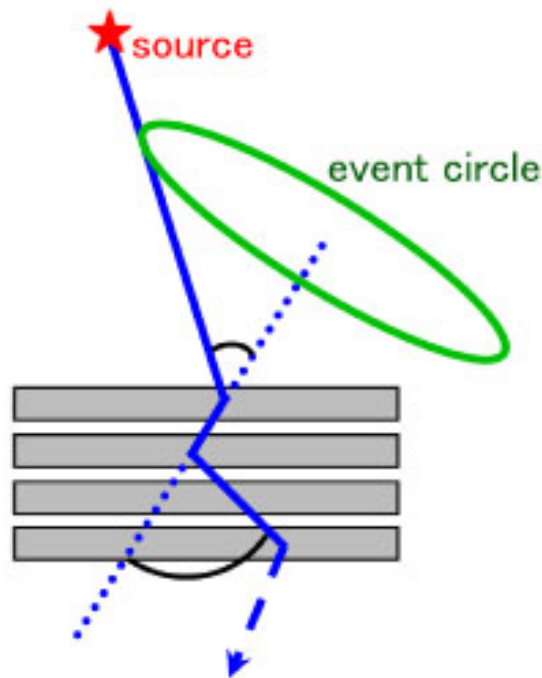


図 13 Multiple Compton Imaging の模式図

来方向の決定精度は大きく向上する。また、これまでにはできなかった方法で雑音を除去することができる。 γ 線の散乱方向と電子の散乱方向、この二つの間の角度 α (図??参照)は実測値から算出することができるが、Compton散乱を仮定して運動学により解くこともできる。イベントが例えば、Compton散乱したものでなかったときにはこの二種類の方法で求めた角度 α は乖離してしまうが、逆に言えばこの二種類の角度がある誤差に収まっていることを仮定することでCompton散乱したものでない事象を落とすことができる。次にこの電子の飛跡を用いたCompton Imagingを利用した検出器 Electron-Tracking Compton Camera(ETCC)について詳細を説明する。

4.2 Electron-Tracking Compton Camera(ETCC)

4.2.1 原理

Electron-Tracking Compton Imagingは以下の情報を取得する。散乱 γ 線の散乱方向とエネルギー、反跳電子の反跳方向とエネルギーである。これらから入射 γ 線の到来方向を決定する。図??のように散乱 γ 線、反跳電子のエネルギーをそれぞれ E_γ 、 K_e とし、散乱 γ 線の散乱方向の単位ベクトル、反跳電子の反跳方向の単位ベクトルをそれぞれ \vec{g} 、 \vec{e} とする。 γ 線の散乱角を θ 、反跳電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} 、 \vec{e} の角度を α とする。入射 γ 線のエネルギー E_0 、到来方向の単位ベクトル

\vec{s} は以下のように書くことができる。

$$E_0 = E_\gamma + K_e \quad (32)$$

$$\vec{s} = \left(\cos \theta - \frac{\sin \theta}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \theta}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (33)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \quad (34)$$

散乱角 θ 、については以下の関係式がある。

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \quad (35)$$

散乱方向と反跳方向の単位ベクトル間の角度 α については幾何学的に求めると

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \quad (36)$$

これは運動学的に求めることもできて

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e^2}} \quad (37)$$

となる。 α 角には入射光子のエネルギーにより決定される最小値が存在し、 $k = \frac{E_0}{m_e c^2}$ 以下のようにあらわされる。

$$\cos \theta = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+1)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad (38)$$

これを図にすると図??になる。この α_{geo} 、 α_{kin} は独立に求められるパラメータであり、

$$\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}} \quad (39)$$

という条件を付けることで、検出器内で Compton 散乱を起こし、完全にエネルギーを吸収できた事象のみを選ぶことができる。

Electron-Traking Compton Imaging では入射方向の決定精度は 2 つのパラメータにより記述される。一つは散乱角の決定精度である、Angular Resolution Measure(ARM) であり、

$$\Delta \theta_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{g} \cdot \vec{e}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma}\right) \quad (40)$$

と定義される。もう一つは散乱平面の決定精度である Scatter Plane Division(SPD) であり、

$$\Delta \nu_{\text{SPD}} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \cdot \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right) \quad (41)$$

と定義される。 \vec{s} は真の入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向である。

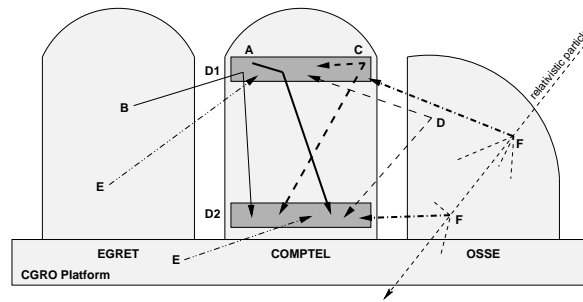


図 14 COMPTEL における雑音

4.2.2 バックグラウンド除去

MeV γ 線領域にはさまざまな雑音が存在する。COMPTEL では図 4.2.2 に示すような雑音が存在した。それぞれの過程をいかに列挙する。

- A 内部からの単発 γ 線: 検出器内部での中性子捕獲や放射性同位体 (例えば ^{40}K) の崩壊により生成された単発の γ 線が前段検出器で Compton 散乱し、散乱 γ 線が後段検出器で吸収された。
 - B 外部からの単発 γ 線: 他の検出器や衛星筐体での中性子捕獲や放射性同位体の崩壊、散乱により生成された単発の γ 線が前段検出器で Compton 散乱し、散乱 γ 線が後段検出器で吸収された。
 - C 内部からの複数 γ 線: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n;n',\dots)^{27}\text{Al}$ といった、複数の γ 線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々の γ 線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - D 外部からの複数 γ 線: 他の検出器や衛星筐体において複数の γ 線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々の γ 線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
 - E 偶然同時係数: 偶然、独立な 2 つの相互作用から生じた 2 つの γ 線が、別々に前段・後段の検出器に入射した。
 - F 宇宙線由来の事象: 衛星に入ってきた宇宙線は様々な場所で相互作用を起こし、いくつもの γ 線を生成する。これらの γ 線が前段・後段の検出器に入射した。
- 他の過程: 他の雑音として、中性子、電子及び大気ガンマ線が観測された。

COMPTEL ではこれらの雑音を前段の検出器と後段の検出器で検出される時間の差 time of flight (TOF) を用いて排除した。図 4.2.2 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。この分布にはピークが 2 つと連続成分が存在する。このうち求める事象は前段の検出器で先に相互作用して後段の検出器に入るような forward peak の事象であり、これは TOF 分布を用いれば後段の検出器で先に相互作用して、前段の検出器に入るような backward peak の事象と容易に区別可能である。ただし、図を見ればわかるように TOF 分布で forward peak を取ってくるだけでは D、

E、F のような連続成分を取り除くことはできない。また、A、B の事象は Compton Imaging で求める過程と同じことが起きるため排除できず、C の過程のうち前段で起きたものは求める TOF に近いものになってしまうためやはり排除できない。このため、TOF 分布を用いた場合でも最終的にはほとんどが雑音に占められることになる。

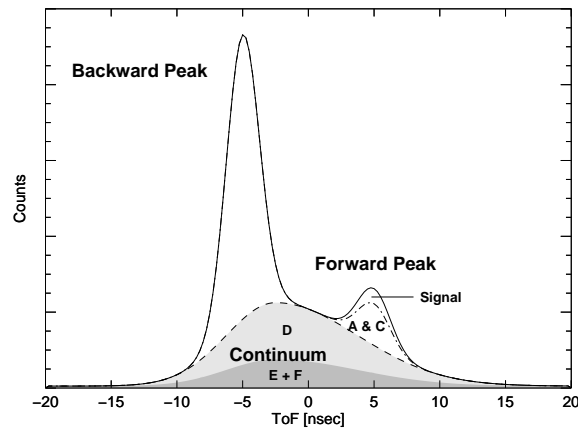


図 15 COMPTEL の TOF シミュレーション

Electron-Tracking Compton Imaging ではこの問題は電子の飛跡を利用することによるさまざまな雑音除去方法により改善される。方法の一つは先にも述べた α 角によるカットであり、これにより正しく再構成出来ない Compton 散乱事象は落とすことができる。もう一つの方法は検出器内に入る荷電粒子の単位長さあたりのエネルギー損失によるカットである。これはエネルギー損失率が荷電粒子の電荷量やエネルギーに依存し、飛跡の終点付近で最大になることを利用しており、エネルギー損失量と飛跡の長さからエネルギー損失率 dE/dX を求めることにより、宇宙線や中性子散乱による陽子など電子以外の粒子の飛跡を排除すること及び電子がそのエネルギーを検出器内に落としきらず高エネルギーで TPC を突き抜け不完全に再構成される事象を排除することが可能である。これは電子の飛跡の情報を利用しなければ不可能なことであり、強力な雑音除去手段である。

これに加えて電子飛跡を利用することにより到来方向を一意に決定可能であり、従来のイメージング方法と比べて、点像を見た時にその広がりを小さくすることが可能なためより高い S/N 比を実現可能である。

4.2.3 ドップラー広がり

これまで Compton 散乱として完全に静止した電子と光子の相互作用のみを考えてきた。しかし、実際には電子は原子核や分子軌道のポテンシャルにとらわれながら運動しており、そのため、観測される Compton 散乱には次に挙げるような違いがある。

散乱断面積 低エネルギーの光子に対する断面積のわずかな増加。これは特に 100keV 以下でみら

れる。

散乱角分布 Klein-Nishina の式から求められる分布と比較しときの前方散乱、後方散乱のわずかな増加。

散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギー 光子はある運動量を持った電子によって散乱されるため、単一のエネルギーの線源からの光子が同じ角度に散乱されたとしても、散乱ガンマ線のエネルギーの値は一定にならずある広がりを持つ。

Compton Imaging においては γ 線の散乱角は散乱 γ 線及び反跳電子のエネルギーから算出するため、散乱 γ 線のエネルギーが広がりをもつということは散乱角もまた広がりをもつということである。これは散乱角の決定精度である ARM にはドップラー広がりの影響が大きいことを意味する。

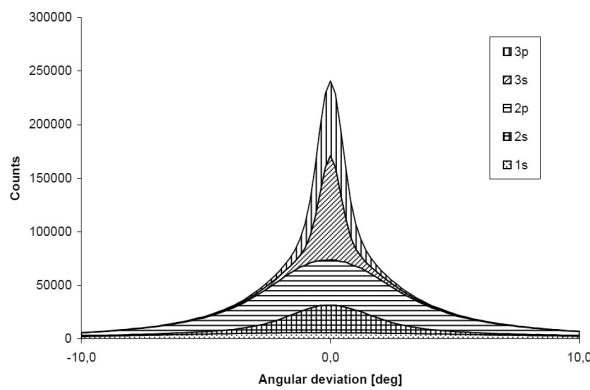


図 16 電子のエネルギー準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [?]

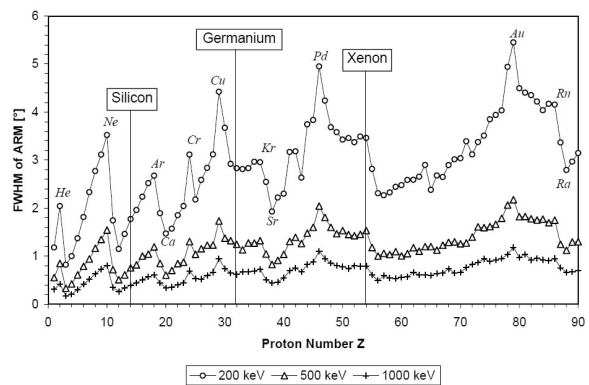


図 17 ARM の Z 依存性 [?]

ドップラー広がりには光子を散乱する電子の運動に依存するため、どういう電子軌道の電子によって散乱されたかによって散乱 γ 線のエネルギーの広がりには変化する。図 16 に示したのはドップラー広がりによる ARM の広がりである。エネルギーの小さい軌道の電子によるドップラー広がりには小さく、ARM のゆらぎも小さいことがわかる。ARM の原子番号 Z に対する依存性を図??に示す。これから、ドップラー広がりへの影響は Z が大きくなるほど大きくなるということもわかる。図 18 からわかるようにドップラー広がりへの影響は入射光子のエネルギーが高いほど、言い換えると入射光子のエネルギーに対して電子のエネルギーが小さいほど影響が小さくなる。

4.3 多重散乱

Electron-Tracking Compton Imaging では γ 線の到来方向を一意に決定可能である。これは散乱 γ 線の散乱方向と反跳電子の反跳方向から散乱平面が決定可能だからである散乱 γ 線の散乱方向の決定精度は Compton 散乱点及び散乱 γ 線の吸収点の決定精度、そして検出器間の距離によって決まる。一方電子の反跳方向を決定するときには多重散乱の効果が一番に効いてくる。これは電

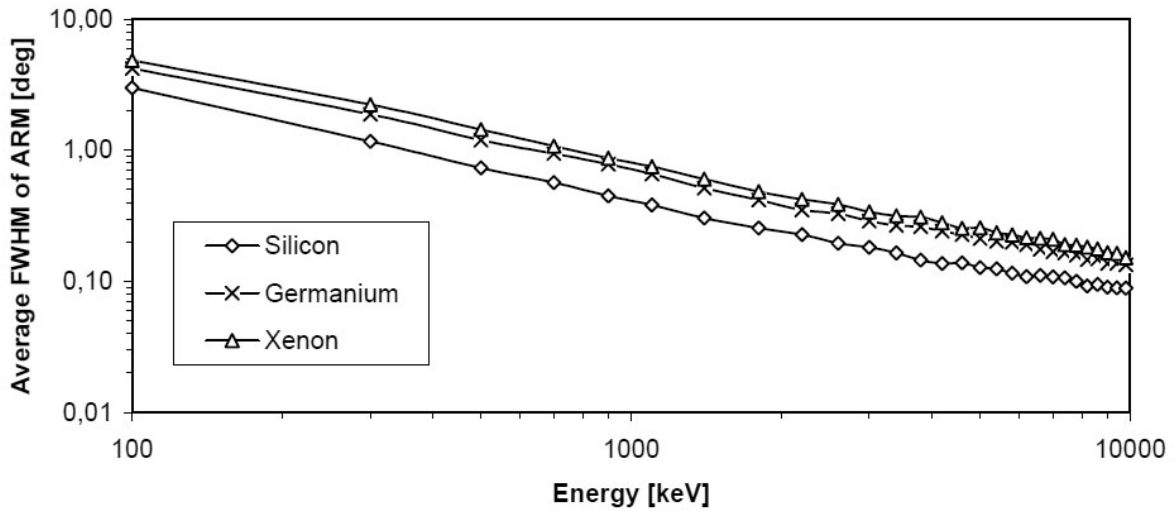


図 18 ドブラー広りのエネルギー依存性 [?]

子が検出器中を走るとき、散乱体の密度が高かったり、飛跡の長さが長かったりすると電子が多重散乱されもとの反跳方向の情報を失ってしまうからである。これは最終的に SPD の決定精度の原理限界は電子の多重散乱によって決まるということの意味する。

モリエール理論によれば、散乱角の不定性は小さい角度においてはほぼガウス分布となる。[?] 散乱角は電子が距離 x 走る時以下のように近似される。

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (42)$$

βc は電子の速度、 p は運動量、 X_0 は吸収体の radiation length である。この式から散乱角を係船すると図 19、図??のようになる。

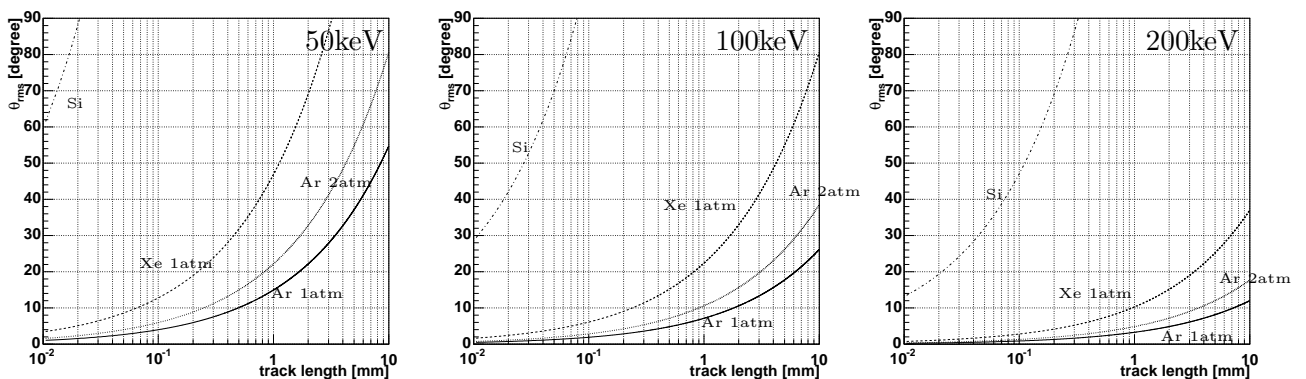


図 19 異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)

これを見ると検出器の radiation length によっていることがわかる。そのため、ゆらぎを小さく

するためには radiation length がおおきいほうが望ましく、その意味で電子の飛跡をとらえるためには個体よりも気体の方が向いていることがわかる。

4.4 Electron-Tracking Compton Camera の構成

MeV 領域において、これまで偏光観測はほとんど行われてこなかった。それはバックグラウンドの除去能力が足りていないことによる感度不足に起因する。つまり、偏光観測にはある程度の統計が必要であるにもかかわらず必要な統計が確保できないということである。subMeV/MeV γ 線領域においてもっとも感度が高い検出器が COMPTEL であることを考慮すると、十分な偏光観測を行うためには COMPTEL よりも感度の良い検出器を作らねばならない。このため新しい検出器の開発においては COMPTEL の 10 倍の感度を目標とする。

この感度を達成するために新しい Compton Imaging の方法である Electron-Tracking Compton Imaging を用いる。これには入射光子を散乱させその反跳電子の飛跡をとらえる飛跡検出器と散乱光子を吸収する吸収体が必要になる。これらの検出器に必要な性能について述べていく。散乱体でありかつ反跳電子の飛跡とエネルギーを検出する飛跡検出器には Compton 散乱の再構成精度のことを考慮すると反跳方向を精度よく決定できることが必要になる。このためには多重散乱の影響を抑える必要があり、この点で散乱体は固体より気体のほうが望ましい。単位体積当たりの断面積は密度の関係上、固体の場合よりも小さくなってしまいが気体の利点である大型化が容易な点を生かし、散乱体の体積を大きくとることによってこの問題は解決される。

Compton 散乱ではあらゆる方向に散乱があるので、吸収体は散乱体を覆ってしまえるほどの立体角、表面積を確保しなければならない。また、散乱 γ 線のエネルギーは数 100 keV から数 MeV にわたるので、これを吸収できる大きな原子番号が必要である。吸収体のエネルギー分解能と位置分解能によって散乱 γ 線の ARM に強く影響するが ARM は根本的にはドップラー広がり原理限界が決まるがドップラー広がりによる影響は 1 度程度に過ぎず実際には吸収体のエネルギー分解能で決まってしまう。そのため、吸収体のエネルギー分解能は高いことが望まれる。

以上のことを考慮して我々は、飛跡検出器として後述する μ TPC と吸収体としてシンチレータアレイを選択し、これらを構成要素とする Electron-Tracking Compton Camera(ETCC)を開発する。

ETCC において必要なのはできるだけ精度よく反跳電子の飛跡をとらえることである。電子が反跳して物質中を走るとき、散乱を苦理解して元の反跳方向の情報を失ってしまうことがある。このため、電子の反跳方向を正確にとらえるには電子が散乱する回数が少ない時期の飛跡を得る必要があり、それには高い位置分解能を持った検出器が必要である。この条件を満たすような検出器として μ TPC を我々は開発しており、その基礎の構成要素 μ PIC および GEM である。

4.4.1 μ PIC

μ PIC は微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の一種である。構造としては図 20 のような比例計数管を輪切りにして並べたようなものになっており、基盤はポリイミド、電極は

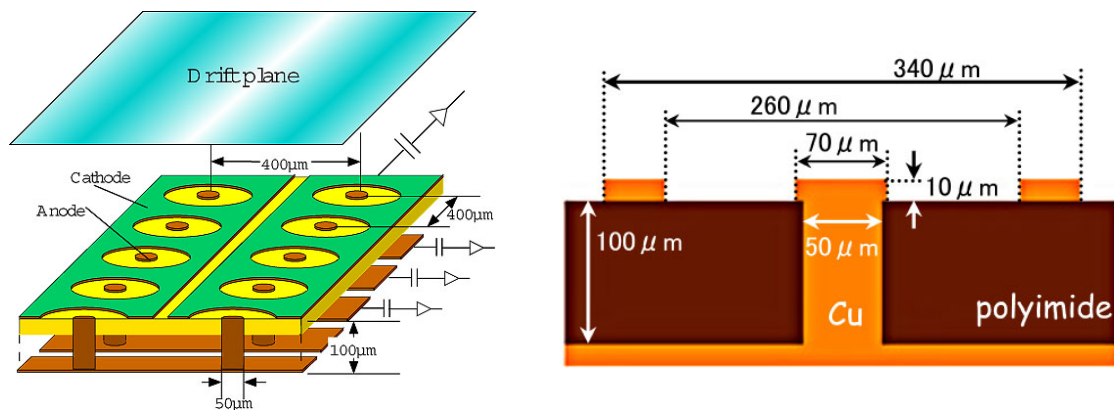


図 20 μ -PIC の構造

銅にニッケルをめっきしたものから成っている。各ピクセルの間隔は $400\mu\text{m}$ 間隔であり、アノードとカソードが直行する方向にストリップとなっており。このため高い 2 次元位置分解能を持っている。また、電極構造をピクセル型にしたことによって、放電による電極破壊は起きないようにしており、 μPIC だけで高いガス増幅率を長時間安定に得ることが可能である。 μPIC 単体では $\sim 2 \times 10^4$ という高いガス増幅率が達成されており、ガス増幅率を 6000 程度にしたときには、約 1000 時間安定動作することが確認されている。加えて、なだれ増幅が起きるのはアノードのごく近傍のみに限られ、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても耐えられるようになっている。

4.4.2 GEM

Minimum Ionization Particle (MIP) が 1 atm の Ar ガス中を走ることを考える。エネルギー損失は $2.54 \text{keV}/\text{cm}$ であり、Ar の W 値は 26.4eV なので $400 \mu\text{m}$ 走った時に 3 個から 4 個の電離電子を作る。この MIP の飛跡を捉えるには、この微小な数の電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP をとらえることを考えると 2×10^4 以上のガス利得が必要であるが、 μPIC 単体での安定したガス利得は 6×10^3 である。従って、補助増幅器が必要となる。我々はこの補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [?] を使用している。

GEM は、ポリイミドや液体ポリマー (Liquid Crystal Polymer) の両面に Cu の電極をつけたものである。図 21 がその写真である。GEM には多数小孔が開いており、両面の電極に異なる電圧をかけた時に大きな電場が小孔に生じる。電子がこの穴に入ると、この電場によってガス増幅されることになる。フォイルは $50\mu\text{m}$ の厚さで低 Z の物質で構成されている。両電極感距離が非常に小さいため、単体では高い利得を得ることができず、典型的に 100 程度の利得が得られる。厚み、つまり電極間距離を増やせば最大利得はあげられるが同じ利得を得るのにより高い電圧を必要としてしまう。

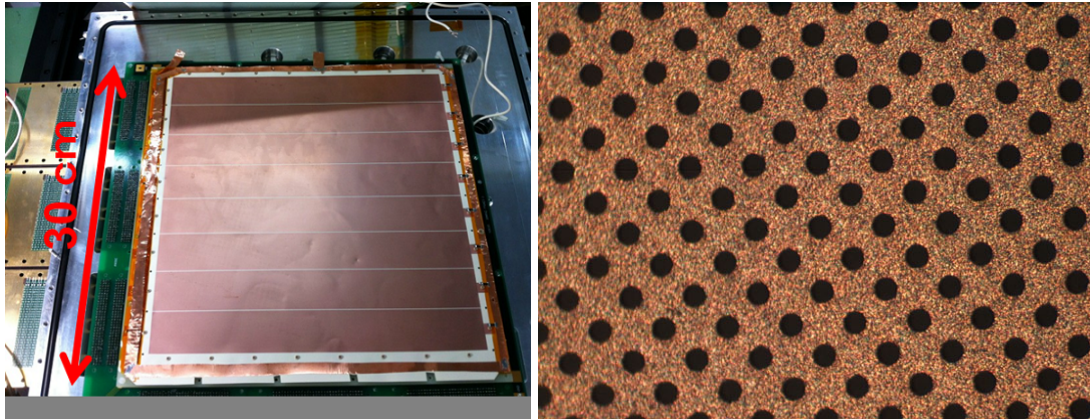


図 21 GEM の顕微鏡写真。穴の直径は $70 \mu\text{m}$ 、間隔は $140 \mu\text{m}$ 。

4.4.3 μ -TPC

荷電粒子がガス中を走り抜ける時、その飛跡に沿って電子雲が形成される。ガスに緩やかな電場をかけるとこの電子雲は一定の速度で検出器へと移動する。電子が検出器に到着する時刻は、電離された位置から検出器までの距離と対応しているため、別途トリガー用検出器を設けておき、トリガーがかかった時刻から実際に信号が得られるまでの時間を測定すると、電離された位置から検出器までの距離を測ることができる。この電子雲を 2 次元情報が得られる検出器を用いて測定すれば、結果荷電粒子の 3 次元飛跡を測定できる。このようなシステムを Time Projection Chamber (TPC) と呼ぶ。

我々は、GEM を前段増幅器、 μ PIC を読み出しに使った TPC を開発していてこれを μ TPC と呼び、飛跡検出器として利用している。模式図を図 22 に示す。GEM、 μ PIC はそれぞれ、約 10 及び数 1000 のガスゲインで動作させていて、全体で 2×10^4 以上のゲインを安定に得ることができている。図 23 に宇宙線ミュオンが μ TPC に水平に入射した時に得られた飛跡の例を示す。この宇宙線ミュオン粒子の飛跡から、 μ TPC の 3 次元的な空間分解能は $\sim 500 \mu\text{m}$ 程度と求められるので ETCC に利用する飛跡検出器として、十分な性能を持っていることがわかる。

4.4.4 散乱 γ 線吸収体

飛跡検出器で散乱 γ 線を捉えるための吸収体には、大面積を覆うことが可能なこと、高い γ 線阻止能を持つこと、適切な空間分解能、時間分解能及びエネルギー分解能を持つことが要求される。ETCC のシステムにおいてはエネルギー帯域、エネルギー分解能、角度分解能を左右するため非常に重要である。大面積と高い位置分解能を実現するために小さいピクセルサイズのシンチレータを並べたシンチレータアレイを使うことになる。

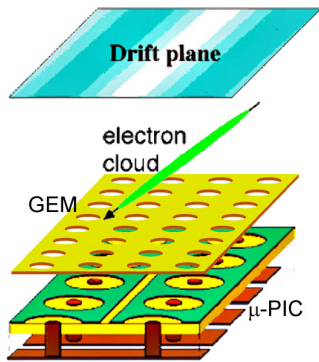


図 22 μ PIC と GEM を組み合わせた模式図

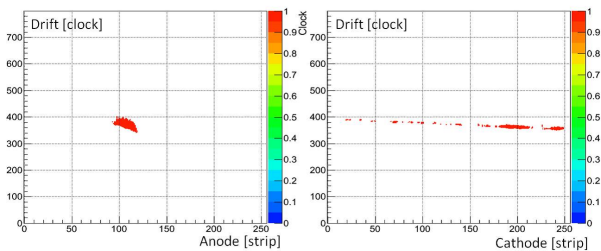


図 23 μ TPC による宇宙線ミュー粒子の飛跡

4.5 SMILE 実験

我々は COMPTEL よりも一桁高い感度の MeV γ 線検出器を目標に ETCC を開発してきた。衛星に搭載する為の準備段階として地上での実証実験の傍らで Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) という気球実験を進めてきた。実験はいくつかの段階にわかれている。一つ目の段階として、ETCC の γ 線検出器としての能力の実証実験として気球高度における大気・宇宙線 γ 線を行った。二つ目の段階として、ETCC の γ 線イメージング能力の検証をかに星雲や Cyg X-1 の観測により行う予定である。(SMILE-II) これらの段階の後、ETCC による MeV γ 線天体の観測を長時間気球や衛星搭載により行っていく予定である。ここでは、SMILE-I の結果と SMILE-II の結果について述べる。

4.5.1 SMILE-I の結果

宇宙線を含む、多量の雑音が存在する中でのガンマ線検出を実証すべく、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を測定するために、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した (図 24、25)。気球実験では、観測時間が限られ、 γ 線を効率よく検出する必要がある。そこで、角度分解能が少し悪くなるが Xe ガスを使用し、体積を $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$ とした。また、各側面に $10 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ 、底面に $15 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO シンチレータを配置した。これにより、 10^{-4} 程度の検出効率と 3 sr の視野が得られた。

SMILE-I は 2006 年 9 月 1 に三陸大気球観測所から放球され、高度 32~35 km において 4 時間の水平浮遊を含む、7 時間のフライトに成功した。この実験で、全天から 2×10^5 事象を測定し、その中から 2×10^3 個の γ 線事象が再構成でき、その内の 420 個は水平浮遊中の 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。また、再構成された事象数と残留大気圧の関係から、宇宙拡散 γ 線と大気 γ 線のフラックスを求めた (図 26、27)。この結果は過去の気球・衛星観測と誤差の範囲で一致している。これらの結果により、ETCC が γ 線選択と強力な雑音除去能力を持ち、連続的なスペクトルに対して良い感度

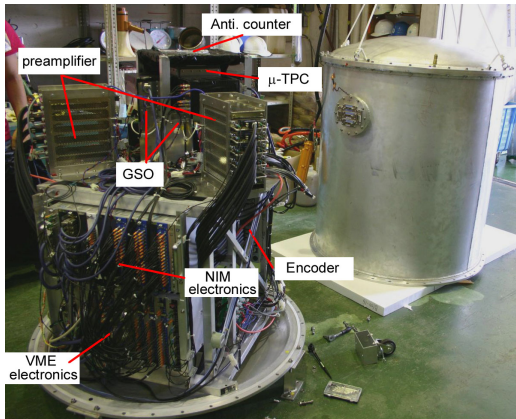


図 24 SMILE-I の検出器

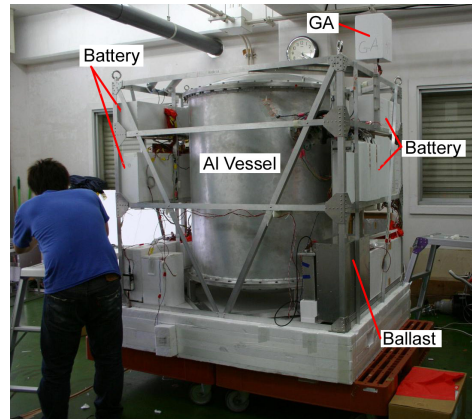


図 25 SMILE-I のゴンドラ

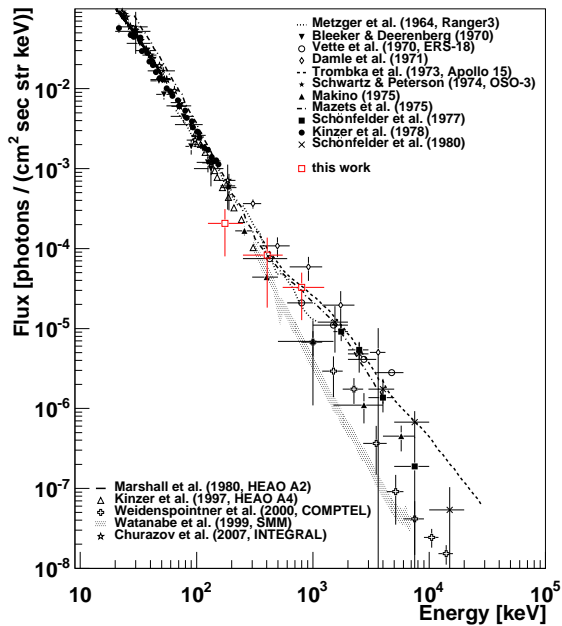


図 26 宇宙拡散ガンマ線のスペクトル

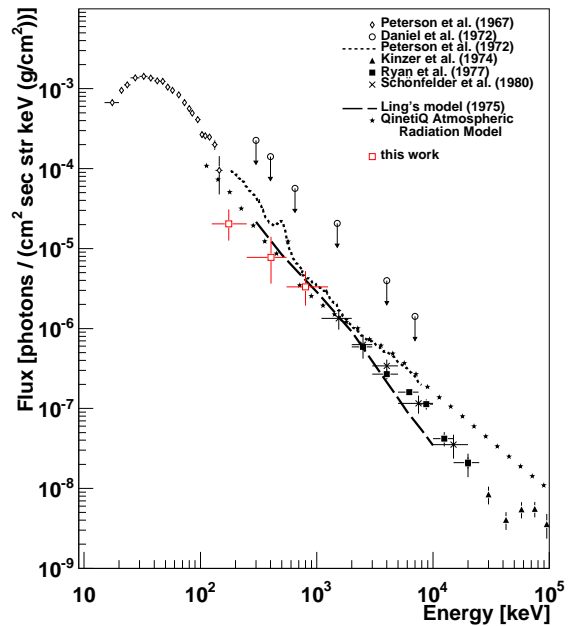


図 27 大気ガンマ線のスペクトル

を持つため、MeV γ 線天文学を発展させ得る事が実証された。

4.5.2 SMILE-II への要請

SMILE-I の結果により、ETCC が宇宙環境においても高い雑音除去性能を維持し、 γ 線を有意に観測可能な事が実証された。次の段階では、subMeV領域における非常に明るい天体の一つであるかに星雲の有意な観測を目標とする。この観測で実際にかに星雲が測定できれば、ガス飛跡検出器を用いた ETCC が MeV γ 線天体の観測に使用できるかどうかを実証することが可能となり、以

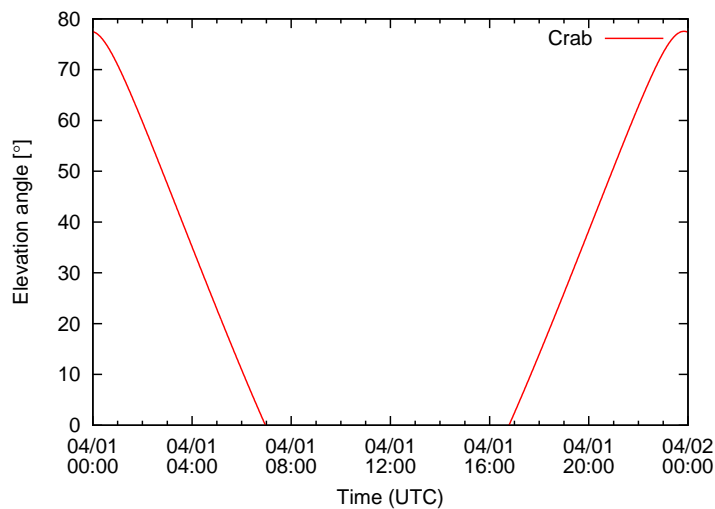


図 28 Ft.Sumner におけるかに星雲の仰角時間変化

後の科学観測へ向かうことができる。

かに星雲は、北半球の中緯度で天頂付近を通る為、日本やアメリカなどが観測に有利である。しかし、日本で気球実験を行う場合かに星雲が天頂付近にある時間帯に実験区域を旅客飛行機が通るため、現状の日本ではかに星雲の観測はできない。したがってアメリカ Ft.Sumner からの放球を想定している。この場合、高度 40 km (残留大気圧 2.9 g/cm²、Cut Off Rigidity 3.7 GV) で約 1 日のフライトが可能となる。図 28 に Ft.Sumner でのかに星雲の仰角時間変化を示す。これにより、天頂角 30° 以内でかに星雲を観測できるのは 4 時間となる。よって 4 時間で 5 σ 以上の有意度でかに星雲を検出することを目標に、SMILE-II 用 ETCC の設計を行う。

この観測条件を満たすためには図 29 の赤斜線の領域まで検出感度を上げる必要がある。これを実現するには有効面積が 0.5 cm² 以上、角度分解能が 10 度以上でなければならない。ETCC の理想的な検出効率はおおよそ 10^{-3~4} であるので、Compton 散乱の標的となるガス飛跡検出器には 10³ cm² 程度の幾何面積が求められる。よって、1 辺 30 cm ほどのガス飛跡検出器が必要である。

一方、シンチレータはガス飛跡検出器を取り囲まねばならない。これまでのシミュレーションの検討から、ガス飛跡検出器の底面だけでなく側面にもシンチレータを配置することが有用であると

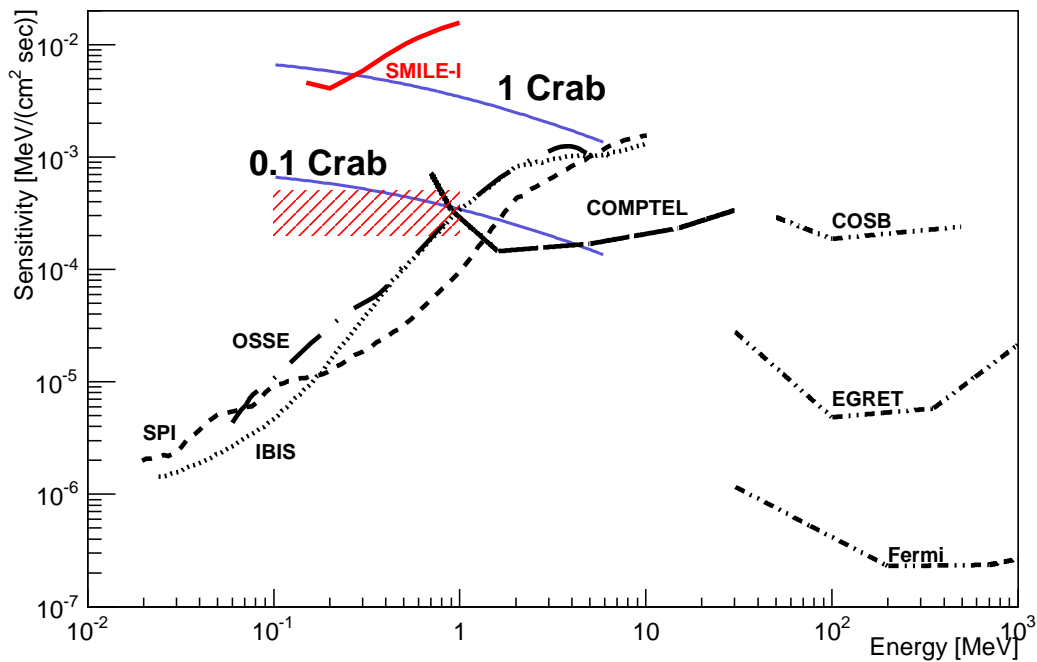


図 29 感度曲線

判明している。そこで、底面、側面にそれぞれ $(30 \times 30)\text{cm}^2$ 、 $(15 \times 30)\text{cm}^2$ 程度を配置する。このような ETCC(図 30) を SMILE-II では開発していく必要がある。

4.5.3 SMILE-II ETCC 用ガス飛跡検出器

前述より、ガス飛跡検出器は幾何面積が 10^3 cm^2 程度必要である。一方で、ガス飛跡検出器には高い空間分解能とエネルギー分解能も求められる。このような飛跡検出器として $(30\text{cm})^2$ の $\mu\text{-PIC}$ を用いた $(30\text{cm})^3$ の TPC を開発してきた。

図 31 はガス飛跡検出器のエネルギー較正で得られた ^{133}Ba のスペクトルである。ガスとしては $\text{Ar} + \text{CF}_4 + \text{iso-C}_4\text{H}_{10} (95:3:2)$ の 1 気圧を用いた場合、図から、エネルギー分解能は 31 keV において 21 % (FWHM) となる。

図 32 にガス飛跡検出器に使用した 30 cm 角 μPIC の位置毎に見たガス増幅率の一例を示す。これから、 $(30\text{cm})^2$ という大きな面積で比較的一様な増幅率が得られていることが分かる。一方で、 $(30\text{cm})^3$ ガス飛跡検出器からは、アナログ波形だけでなく、各 strip 毎にしきい値を設定し、それを越えたときにデジタル信号も出力される (図 33)。このデジタル信号をすべて保存することで、図 34 のような飛跡情報が得られる。この飛跡の最も離れている両端の距離の、荷電粒子が落としたエネルギーとの相関をとると、図 35 のようになる。これにより測定に有効な TPC 内で静止する電子と、検出器を飛び出してしまう雑音となる電子、また中性子による反跳陽子、宇宙線ミュー

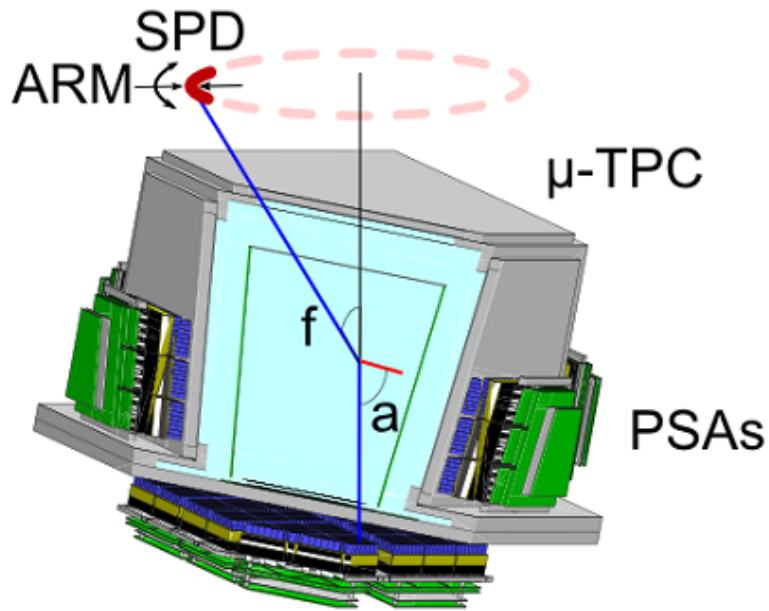


図 30 SMILE-II 用 ETCC

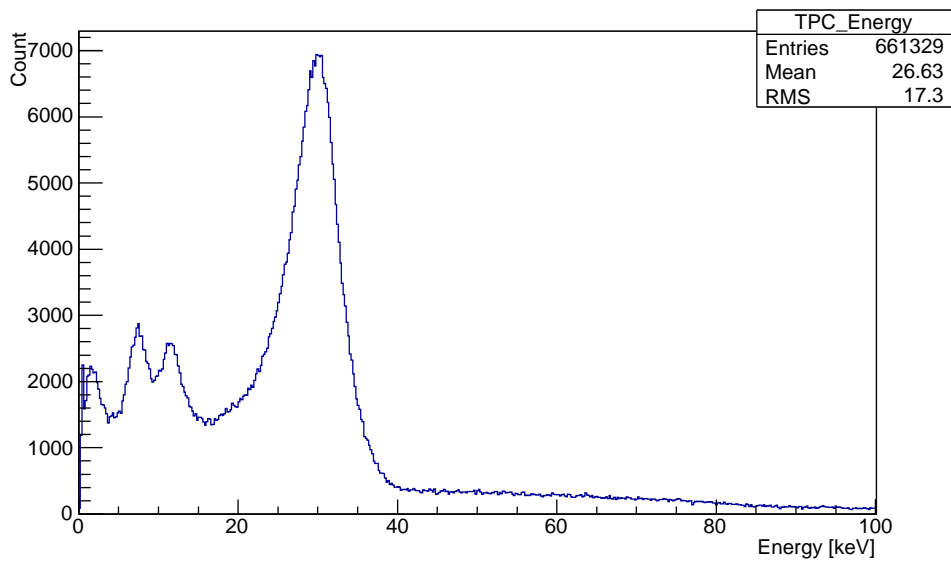


図 31 TPC のみのエネルギー較正の例

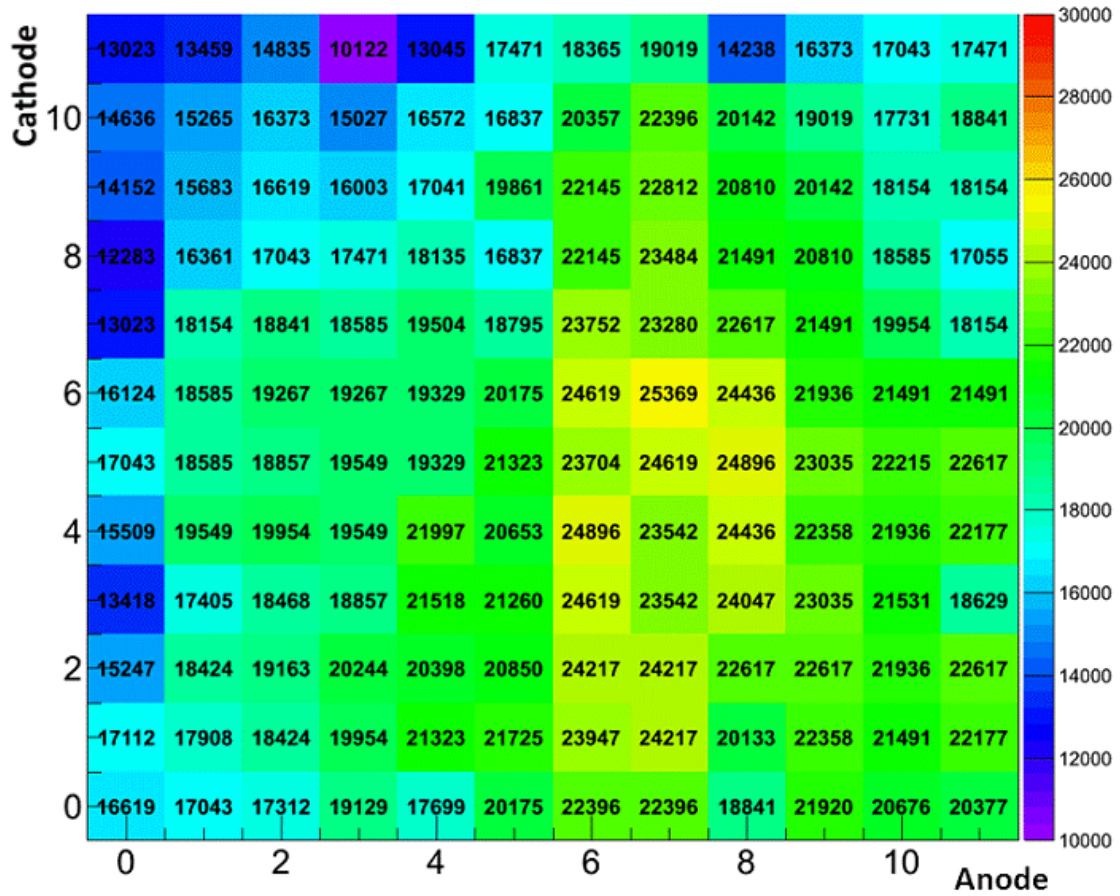


図 32 30 cm 角 μ -PIC のガス増幅率

オンといった Compton 散乱による電子以外の粒子をを分離でき、大半の雑音事象がこのカットのみで排除できる。これは天体放射の大半を占める連続スペクトルの γ 線に対して初めて雑音除去が可能になったことを示しており、ETCC によって初めて実現した雑音除去法である。

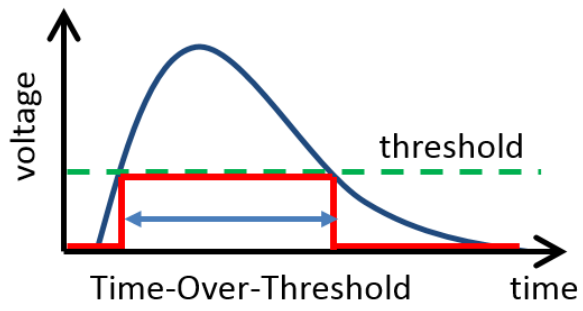


図 33 しきい値とデジタル信号

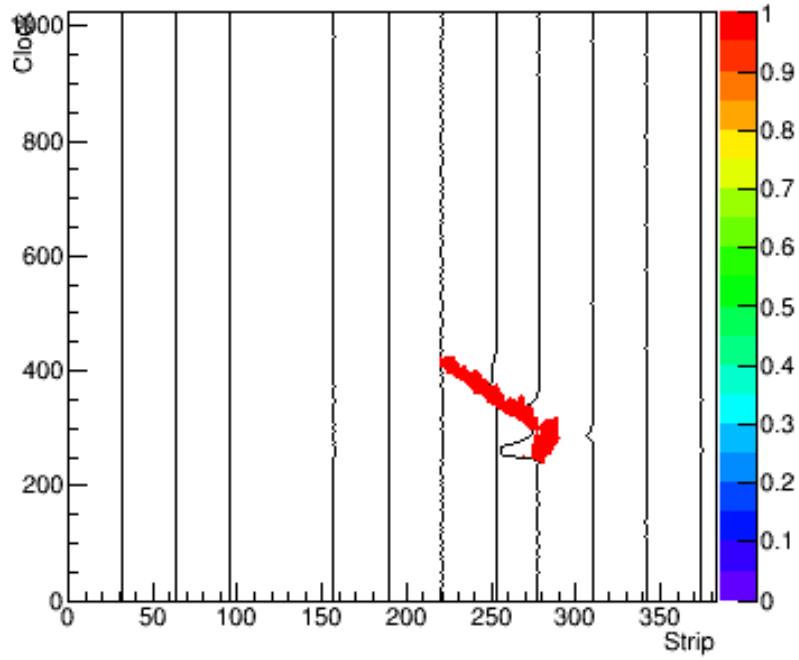


図 34 電子の飛跡

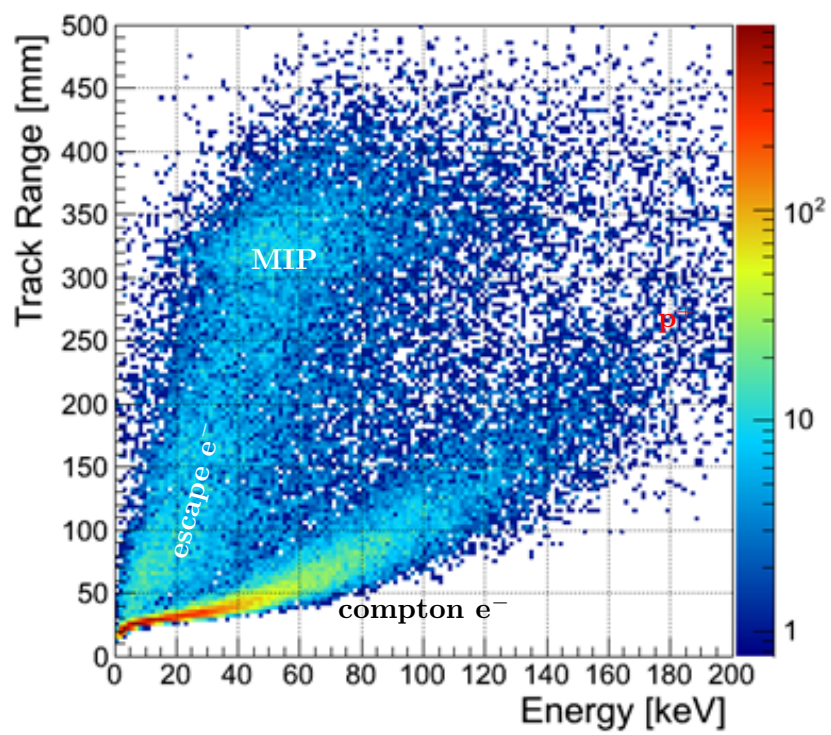


図 35 荷電粒子のエネルギー損失とその飛跡長の関係

5 ETCC の偏光観測性能の実証

これまでに subMeV/MeV 領域においては、高精度な偏光観測の行える検出器が提供されているとはいえない。これは MeV γ 線領域においてはバックグラウンドが多いのに対し、雑音除去が十分に行われているとは言えないからである。しかし、ETCC は強力な雑音除去能力を有していることがこれまでの実験から明らかであり天体を偏光観測できることが期待される。本節ではシミュレーションと実験により ETCC の偏光観測性能を測る。一般に偏光検出器で観測が可能な偏光度の下限 (Minimum Detectable Polarization) は次のように書くことができる。

$$\text{MDP}[\%] = \frac{429}{A\eta SM} \sqrt{\frac{A\eta S + B}{T}} \quad (43)$$

M はモジュレーションファクター (Modulation Factor) とよばれる検出器の性能を示す検出器固有の係数であり 0 から 1 の値をとる。これについては後述する。A は検出器の有効面積 [cm^2]、S は信号の面積当たりの係数率 [$\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$]、B は雑音の計数率 [cm^{-1}]、 η は検出効率、T は観測時間 [sec] である。これから、雑音が卓越するような測定では偏光に対する検出器の感度は雑音の計数率でおおまかには決まってしまう。このため偏光観測を行ううえで、高い精度を出すためにはなるべくを除去することが大事であり、この意味において ETCC で偏光が観測できれば ETCC は従来より高い偏光観測性能を持つことになる。それを示すために我々は実験室において、SMILE-II で使用する実機を用いて、弱線源による偏光 γ 線の観測実験を行い、ETCC で偏光観測が行えることを実証する。

5.1 Compton polarimetry

実験の説明に入る前に ETCC でどのように偏光を観測できるのかその原理を説明する。ETCC で偏光を観測するためには Compton 散乱の偏光に対する異方性を利用する。エネルギー E をもつ光子が E' の光子となって微笑立体角 $d\Omega$ に散乱される、図 5.1 のようなセットアップを考える。偏光した γ 線の偏光角に対して、コンプトン散乱の断面積から散乱 γ 線は次のような表式になる [??]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{4} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 + 4 \cos \Theta \right) \quad (44)$$

ここで、 $\epsilon = E'/E = 1/(1 + r(1 - \cos \theta))$ 、 $r = E/m_e c^2$ である。また r_0 を古典電子半径とする。 θ は散乱角。

もとの γ 線の偏光の向きを調べるうえで、散乱 γ 線の電場の向きは必要ないので、この断面積を散乱 γ 線の電場ベクトルで平均すると [??]、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \eta \right) \quad (45)$$

η は入射 γ 線の電場ベクトルに対する、散乱 γ 線の方位角である。偏光ベクトルに垂直な方向の散乱がもっとも多く、平行な方向の散乱がもっとも少ないことがわかる。偏光観測における検出器の

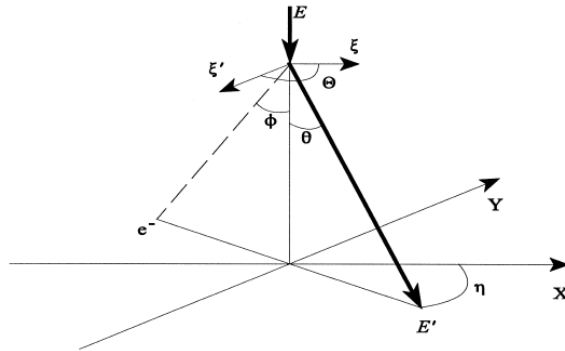


図 36 入射光子、散乱光子と角度

性能を示す指標の一つとして Q 値が存在する。以下のように定義する。

$$Q = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (46)$$

I_{max} 、 I_{min} は入射 γ 線に垂直な平面で各方向への散乱の計数率を見た時のそれぞれ最大の計数率と最小の計数率である。模式的には図 37 のようになる。先の微分断面積において、方位角依存性

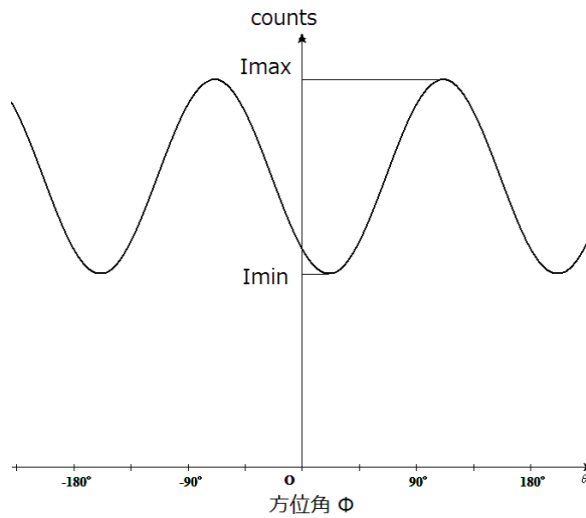


図 37 モジュレーションカーブと Q 値

にのみ注目すると、各方向への散乱の計数率は次のようにも書くことができる。

$$I(\eta) = P_1 * (\cos(2(\eta - P_2)) + 1/P_3) \quad (47)$$

P_1, P_2, P_3 がパラメータである。 P_1, P_3 は正であるとする。これから Q 値を求めると先の式から

$$Q = \frac{P_1(1/P_3 + 1) - P_1(1/P_3 - 1)}{P_1(1/P_3 + 1) + P_1(1/P_3 - 1)} = P_3 \quad (48)$$

となる。この式を実際に観測データから作った散乱の方位角分布にフィッティングしてパラメータを決定できれば Q 値を求めることができる。偏光度を求めるためには偏光度 100 % での Q 値、 Q_{100} を先に求めておいて、測定によって求めた Q 値を割ればよい。偏光度を Π として

$$\Pi = \frac{Q}{Q_{100}} \quad (49)$$

である。この Q_{100} はモジュレーションファクター M と一致しており、この式は次のようにも書ける。

$$\Pi = \frac{Q}{M} \quad (50)$$

5.2 天体からの偏光を観測するシミュレーション

ETCC の偏光観測性能を見積もるため、まず天体からの偏光を図れるかシミュレーションを行う。これは天体からの光を平行光として扱い ETCC に入射させるシミュレーションである。セットアップは Geant4 を用いて以下のようにになっている。

バージョン Geant4 10.0 Patch-01

Physical Model G4LivermorePolarizedComptonModel

ジオメトリ SMILE-II のようなフライトモデルを模した者。(30cm)³ TPC + 108 個のシンチアレイ
ガス Ar90%+CH₄10%、1atm

モジュレーションファクターは 100% 偏光、および無偏光の平行光を天頂から入射させることによって求められる。天頂から 210keV の 100% 偏光及び無偏光の平行光を入射させた時の散乱 γ 線の散乱角、方位角の分布を図 5.2 に示す。これから以下の手順でモジュレーションカーブを作成する。散乱 γ 線の方位角の分布であるモジュレーションカーブを作るためには以下の手順を行う。それぞれのデータについて散乱 γ 線の散乱角と方位角の 2 次元マップを方位角に射影したものをつくる。ただしこの時に、散乱角の小さい事象は取り除く。これは偏光を検出する上で偏光度が大きくても小さくても変化のない事象は雑音となるためである。具体的には散乱角を θ として $\cos \theta < 0.7$ を要求する。この散乱角の分布を利用しモジュレーションカーブを作る。検出器の幾何構造により各散乱方位にたいする検出率は一樣ではないためこれを補正する必要がある。無偏光の光は各方位への散乱確率は一樣であるためこの場合の応答が検出器の各方位への散乱の検出率を反映したものとなっている。そのため、各方位での検出率の一樣性を補正するには無偏光に対する応答で割ってやれば良い。これを実行したのが図 5.2 である。このモジュレーションカーブに $I(\eta) = P_1 * (\cos(2(\eta - P_2)) + 1/P_3)$ でフィッティングを行った結果、 $Q = 0.64 \pm 0.015$ となった。上で行ったシミュレーションとは少し条件が違っているがガスを CF₄40%+Ar54%+C₂H₆6%、

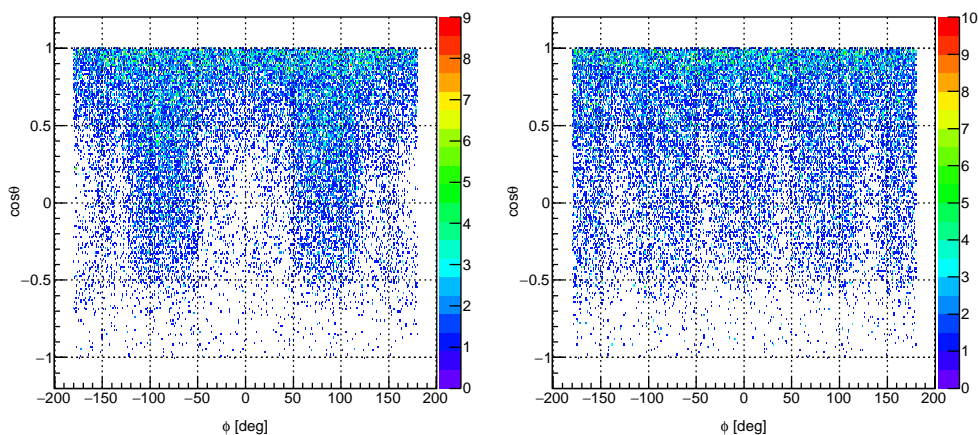


図 38 散乱角と方位角の分布。左は 100% 偏光、右は無偏光

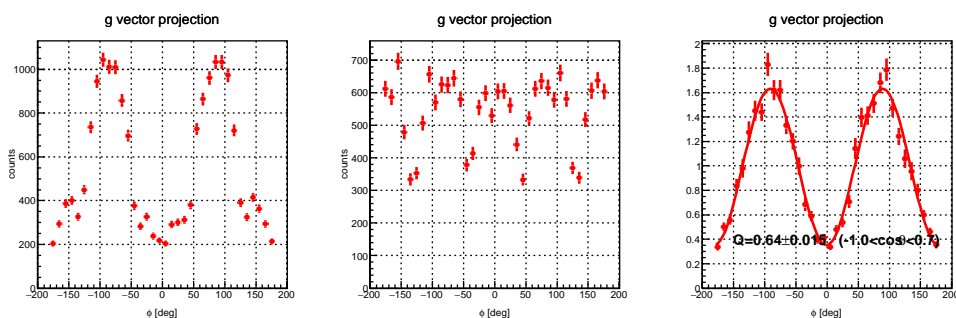


図 39 左は 100% 偏光、中央は無偏光、右は livetime で規格化の後に割った図。

1atm にした状態でのシミュレーションも行っており、入射させる光子のエネルギーと入射角を変えてモジュレーションファクターのエネルギー依存性と角度依存性を調べている。これを図 5.2、5.2 に示す。

SMILE-II では気球実験により Crab や Cyg X-1 の観測を行う予定だが、これが観測できるかは MDP を計算すればよい。気球高度での雑音および、Crab、Cyg X-1 の信号強度を示すのが図 5.2 であり、ETCC の検出効率を図?? に示した。これらから MDP を計算すると 10 時間の観測で ETCC の有効面積を 5cm^2 とすると、Crab(150-950 keV) で 31%、Cyg X-1(150-950 keV) で 47% となった。

5.3 偏光観測実験

上に示したシミュレーションから偏光を観測可能だということがわかった。そこで、実際に ETCC で偏光を観測できるか実験する。偏光実験は多量の光子を必要とするため一般に放射光により行われるが、ETCC は雑音除去に優れるため、その能力を示すため弱い RI 密封線源を利用して偏光観測に挑戦した。今まで Compton 散乱優位な領域において弱 RI 線源による 100keV 以上

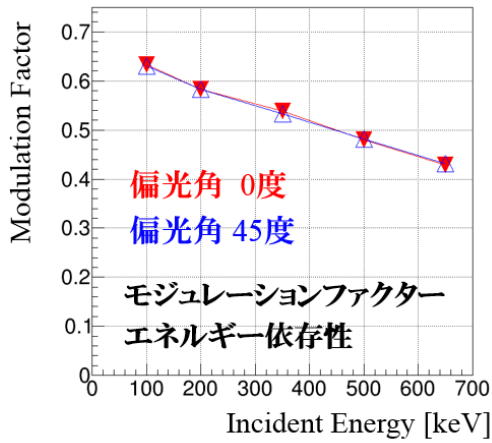


図 40 モジュレーションファクターのエネルギー依存性

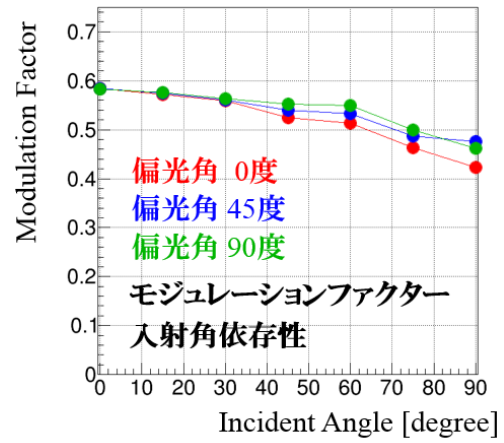


図 41 モジュレーションファクターの角度依存性

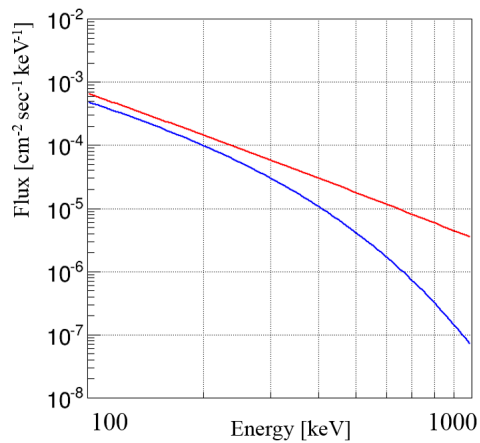
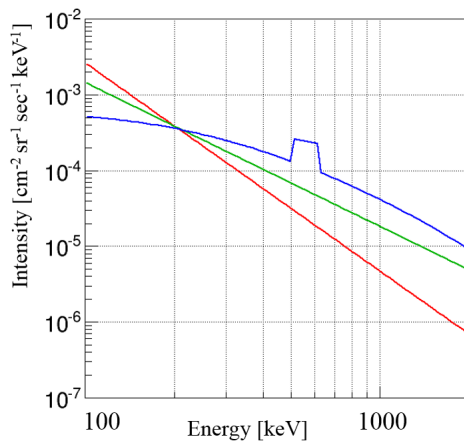


図 42 左図は雑音のシミュレーション。赤が大気 γ 線 (Costa+1984)、緑が Extra galactic diffuse(Kinzer+1997)、青は Geant4 による Intrinsic 成分のシミュレーション、Intrinsic の突起は陽電子による 511keV。右図は信号強度で赤が Crab(Jourdain+2009)、青が (Philips+1996)

での偏光実験はほとんど行われていない。

5.3.1 実験セットアップ

偏光を観測できることが確実に確認できるようにするために、実験のセットアップは以下の条件を満たす必要があると考える。

1. できるだけ統計が多いこと。
2. 検出器に入る光の偏光度ができるだけ高いこと。

これは偏光の測定には統計がかなり必要であり、また偏光角の変化が観測できれば偏光が観測できることをはっきりさせやすいからである。そのため図 5.3.1 のようなセットアップを考えた。

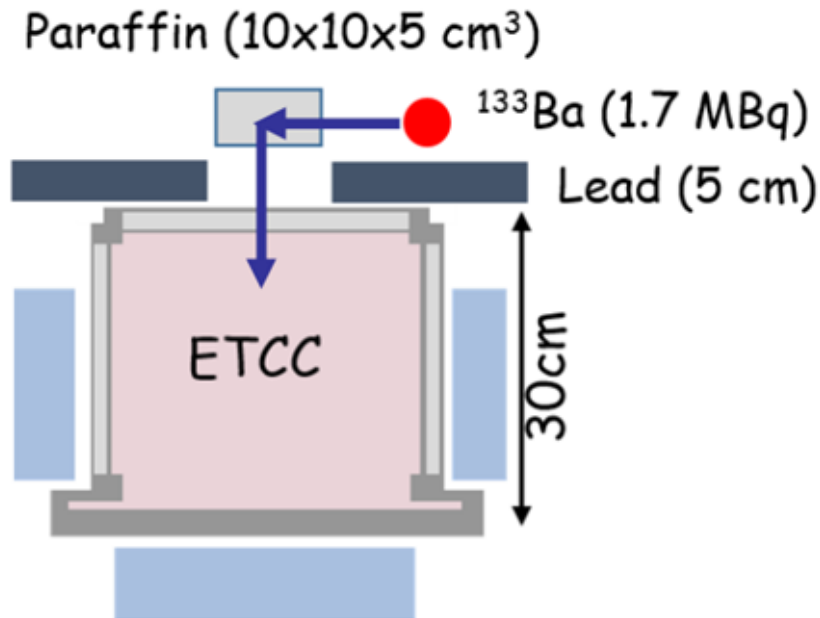


図 43 セットアップの模式図

まず、検出器の正面にパラフィンの直方体を設置する。これは C 及び H でできた個体で Z が最も小さい物質であり、多数の γ 線が Compton 散乱される事が期待されることや使用が容易であることから選んだ。これに検出器からみて垂直な同じ平面上に ^{133}Ba 線源を設置。強さは 1.7MBq である。パラフィンの検出器に向いている面を開口部として残し、それ以外は鉛で遮蔽する。こうすることによってパラフィンで何らかの相互作用をした成分以外を落とすことができる。パラフィン自体は検出器を見込む立体角が大きくなるようにできるだけ近くである、検出器上面から 5 cm の位置に厚さ 5 cm、縦横 10 cm 四方の物を設置した。また、パラフィンと線源の間の距離は 13.5 cm になるようにした。パラフィンの中心位置は検出器中心から 3 cm 下方にずれている。これはコンプトン散乱においてもっとも偏光度が高い 90 度散乱が割合として多くなるようにできるだけ線源とパラフィンの距離を離れた結果である。線源の位置は図 44、45 に見えるように偏光角が 90 度違うような二つの位置をとった。バックグラウンドの測定も必要となるがこれは、それぞれのセットアップにてパラフィンを取り去った状態で測定をした。

5.4 実験データの解析

以上のセットアップで取得したデータの一覧を表 2 に示す。データは六種類あり、それぞれパラフィンの設置の有無、線源の位置が違っている。データはなるべくガス状態が近くなるようにパラフィンの有無が交互になるようにした。

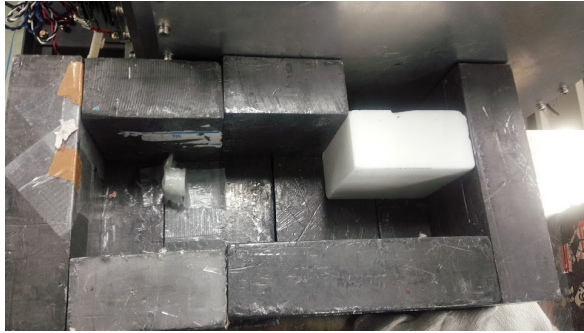


図 44 線源を横に配置したセットアップ



図 45 線源を縦に配置したセットアップ

図 46 角度の違う 2 のセットアップの写真。

データ名	測定開始時	測定終了時	livetime[sec]	セットアップ	パラフィンの有無
20140502	2014/05/02 15:28:13	2014/05/05 11:59:53	218630.5	横	有
20140509	2014/05/09 18:45:02	2014/05/12 19:55:09	235387.9	横	無
20140514	2014/05/14 19:44:02	2014/05/16 20:16:33	155319.3	横	有
20140516	2014/05/16 20:54:28	2014/05/19 12:33:56	205297.7	横	無
20140520	2014/05/20 15:10:41	2014/05/23 13:06:39	222988.5	縦	有
20140523	2014/05/23 15:33:59	2014/05/26 13:31:44	223695.0	縦	無

表 2 取得データ一覧

これらのデータから偏光観測における検出器の性能の指標である Q 値を算出することが解析における目的とする。そのためにまず雑音の除去を行い、それからモジュレーションカーブを作成し Q 値を算出する。それぞれの手順を順に説明していく。検出器内でコンプトン散乱したイベントのみを取り出すためにデータに以下のカットを行う。

イベントが再構成可能かどうかの判定

このカットは事象が再構成可能かどうかのカットで力学的に求めた。 γ 線の散乱角、電子の反跳角、 α 角、及び幾何学的に求めた α 角がそれぞれ 200 度以内になっているというカットになっている。散乱角、反跳角、 α 角のエネルギーに対する分布を図 47 に示す。

fiducial volume カット

散乱点がガス中の有感体積の中にないような事象はエネルギーを正しく再構成できないため

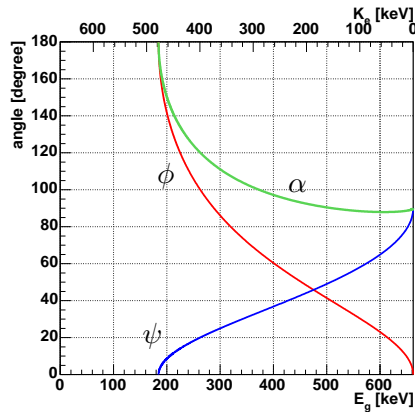


図 47 ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662 \text{ keV}$)

雑音となる。そのため、底面の TPC で見て 10 ストリップ分つまり外側 8mm の幅の中に散乱点のある事象は捨てている。

検出器上面から入射してきたかのカット

検出器後方からやってきたイベントを除くためのカットで、再構成した入射ベクトルの検出器の軸に対する角度がいくらかを見ることによって実現している。

de/dx カット

これは電離損失率 de/dx によるカットである。Sauli によれば電子の Ar 中での電離損失と飛跡の長さの関係は

$$\text{Range}[mm] = 0.71/1.74e - 4 * (K_e[keV]/1000)^{1.72} \quad (51)$$

となる。これを用いてイベントに次の条件を課している。

$$\text{Range} < 0.71/1.74e - 4 * (K_e/1000)^{1.72-0.22} + 35 \quad (52)$$

$$\text{Range} > 0.71/1.74e - 4 * (K_e/1000)^{1.72+0.22} + 22 \quad (53)$$

この条件により電子以外の粒子による軌跡やエネルギーを落としきらなかった電子を除去することが可能である。20140502 のデータに対してこれを行っているのが図??である。

エネルギーによるカット

エネルギーによるカットで散乱光子と反跳電子のエネルギーの和として算出した入射光子のエネルギーに対するカットである。先ほども述べたとおり総エネルギーが 320keV の事象のみ利用した。20140502 と 20140509 のスペクトルからエネルギーは 320keV

再構成イメージによるカット

γ 線の到来方向を再構成し、その分布をある平面に描くとイメージを書くことができる。このイメージによって領域を区切ってパラフィンから来た事象以外を落とすことができる。今回はパラフィンの表面つまり TPC 上面から 5cm の平面で再構成イメージを描きパラフィンの中心から半径 40cm の円で区切った。

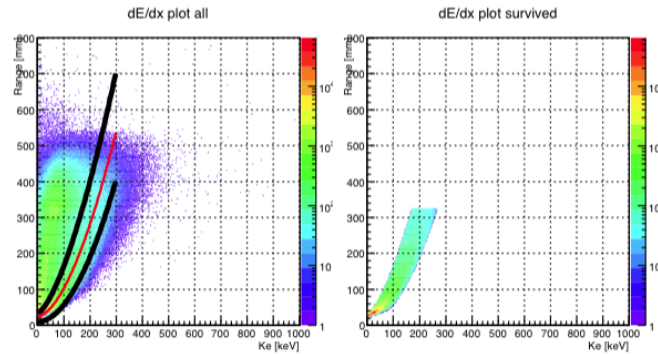


図 48 電離損失によるカットの図。縦軸が飛跡の長さで横軸が TPC で吸収したエネルギー

以上の 6 つのカットをかける。

データは以下の組み合わせで解析することにする。

1. 2014/05/02 と 2014/05/09
2. 2014/05/10 と 2014/05/14
3. 2014/05/20 と 2014/05/23

^{133}Ba から出る 356 keV がパラフィンで Compton 散乱したときの散乱角 θ に対する散乱 γ 線のエネルギーを図??に示しておく。

$$E' = \left(\frac{1}{356} + \frac{1}{1 - \cos \theta} \right)^{-1} \quad (54)$$

これをみると散乱角およそ 30 度からおよそ 150 度の範囲では散乱 γ 線のエネルギーは約 150 keV から 320 keV の範囲であり、一番強い 90 度散乱の時には 210 keV であることがわかる。次に各データでのスペクトルを図??、図??、図??に示す。これをみると、エネルギーは 210 keV 付近にゆるやかなピークを作っており、奇妙な結果にはなっていない。エネルギーのカットではスペクトル上で 320 keV 以下の部分を利用することにする。

次にバックグラウンド除去前の散乱 γ 線のベクトルマップを図??、??、??に示しておく。

軸は図??のように設定した。 μPIC 面に対して垂直な軸を Z 軸、鉛直下向きを X 軸、残りの軸が Y 軸である。散乱角 θ は散乱ベクトルの Z 軸に対する角度、方位角 ϕ は XY 平面に射影したときので X 軸から Y 軸に向かう角度である。

5.5 バックグラウンドの除去

バックグラウンドの除去でデータがどのように変化していくか見ていく。図??は 20140502 のデータのカット履歴である。カット後の散乱角と方位角の分布を図??に示す。これを見ると方位角が-90 度の分布が 90 度の分布より多いことがわかる。これは ETCC からみておよそ 90 度方向

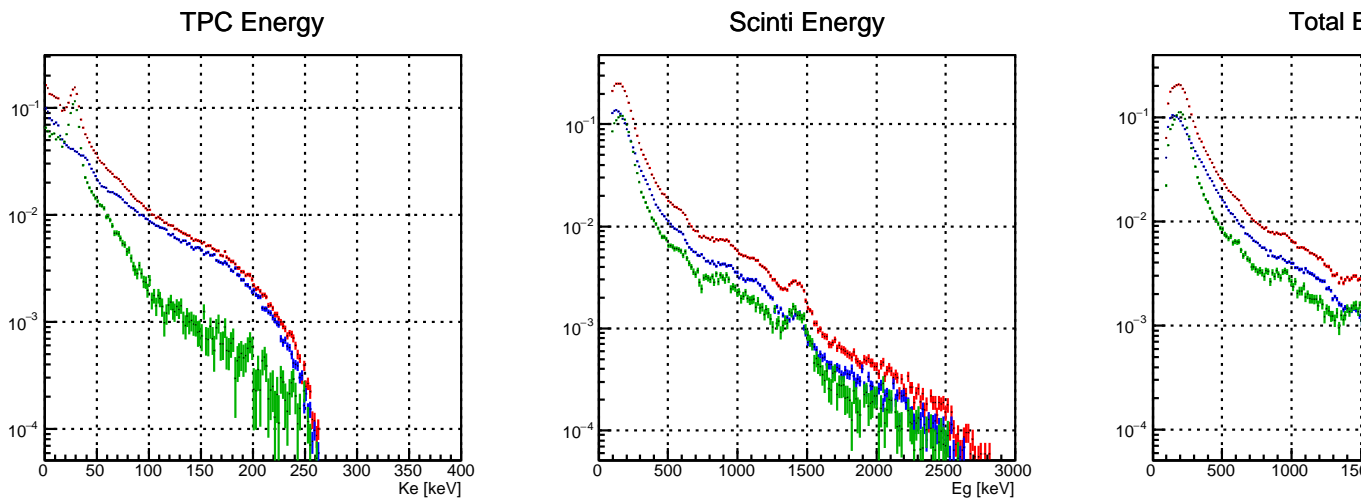


図 49 20140502 及び 20140509 の livetime で規格化したスペクトル。左は TPC で吸収したエネルギーつまり電子のエネルギーで、中央はシンチレーターで吸収したエネルギー、右は合計のエネルギー。赤は 20140502、青は 20140509、緑はその差分

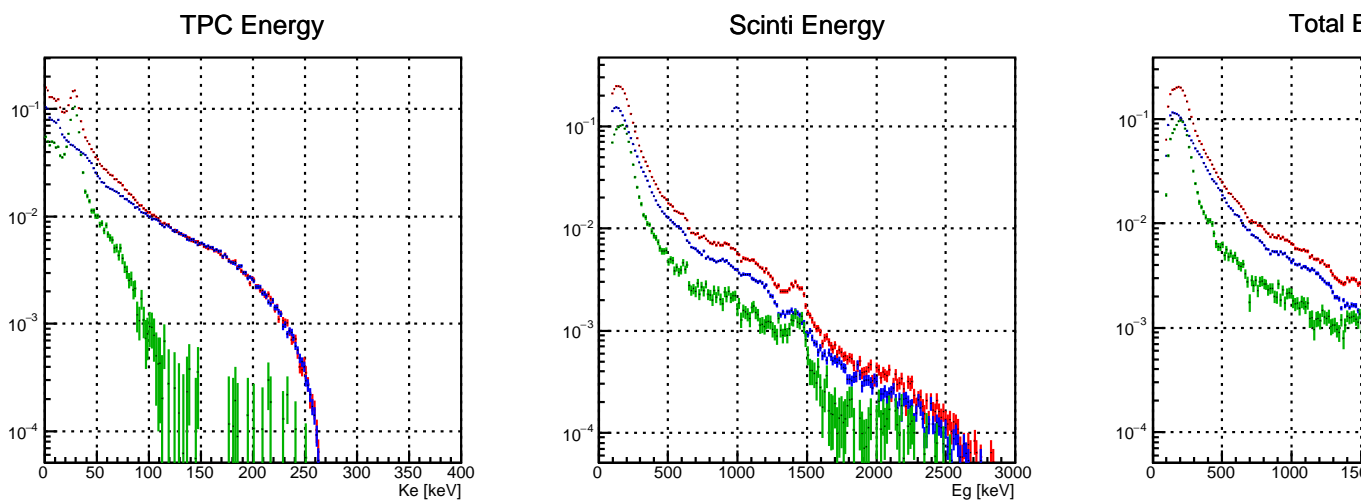


図 50 20140514 と 20140516 のデータのスペクトル。赤が 20140514、青は 20140516、緑は差分

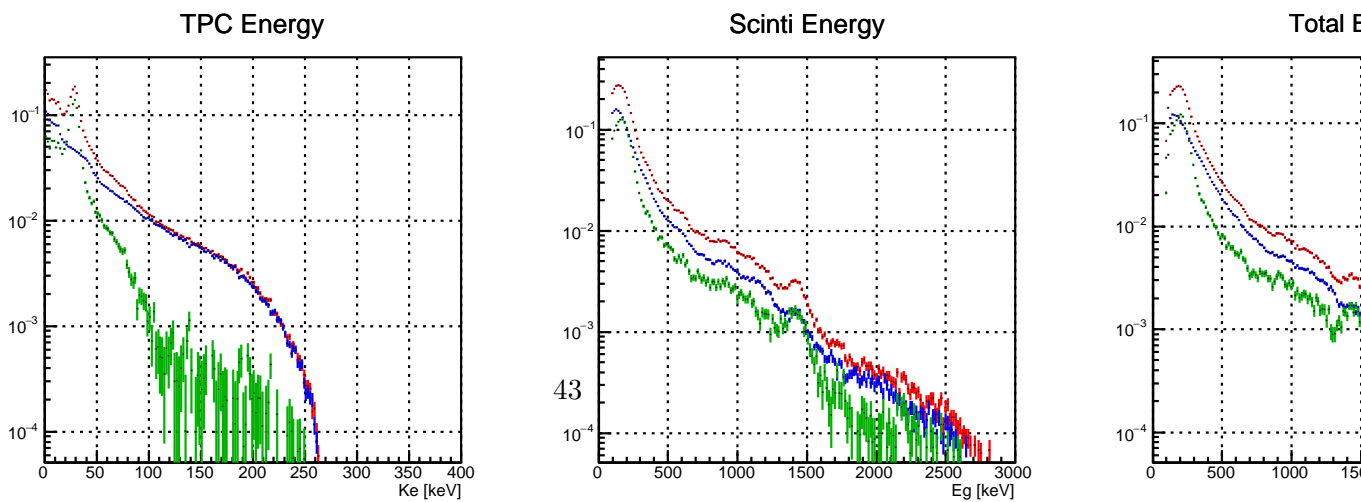


図 51 20140520 と 20140523 のデータのスペクトル。赤が 20140520、青は 20140523、緑は差分

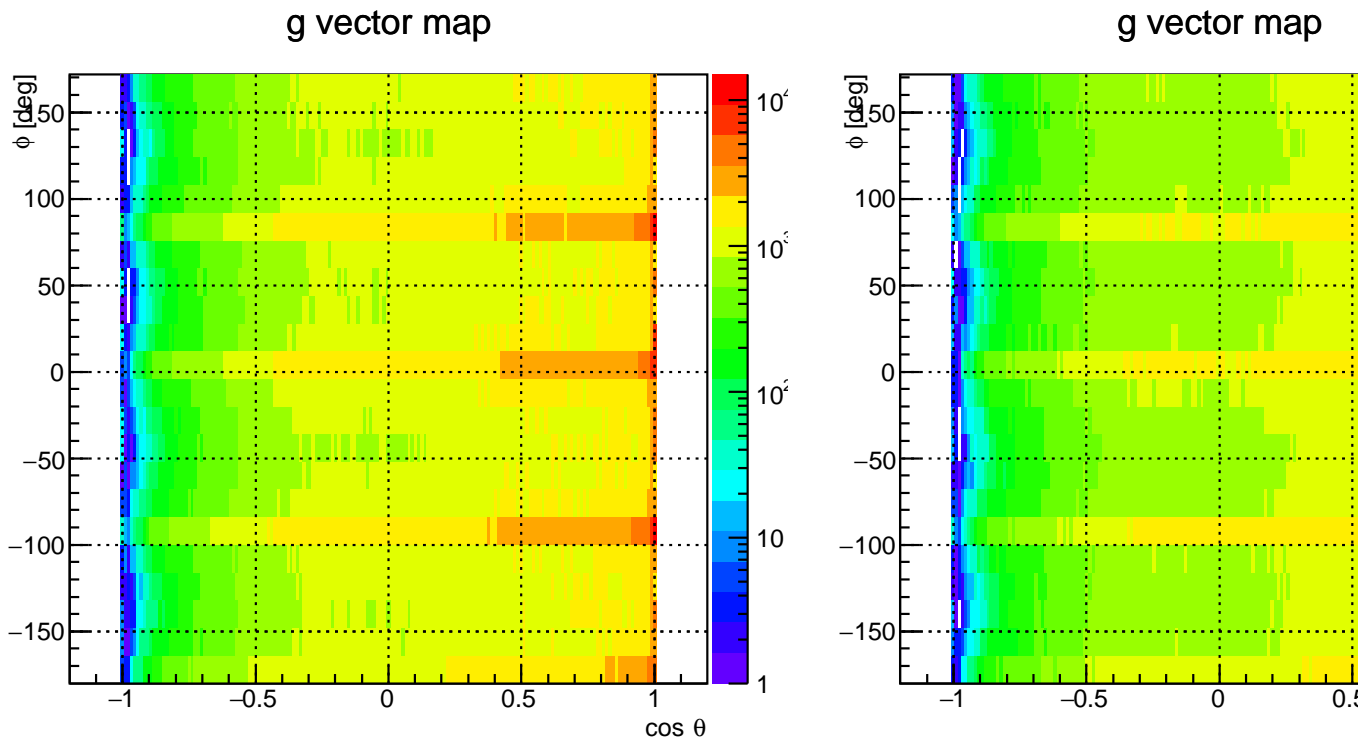


図 52 20140502 と 20140509 での散乱角と方位角の分布

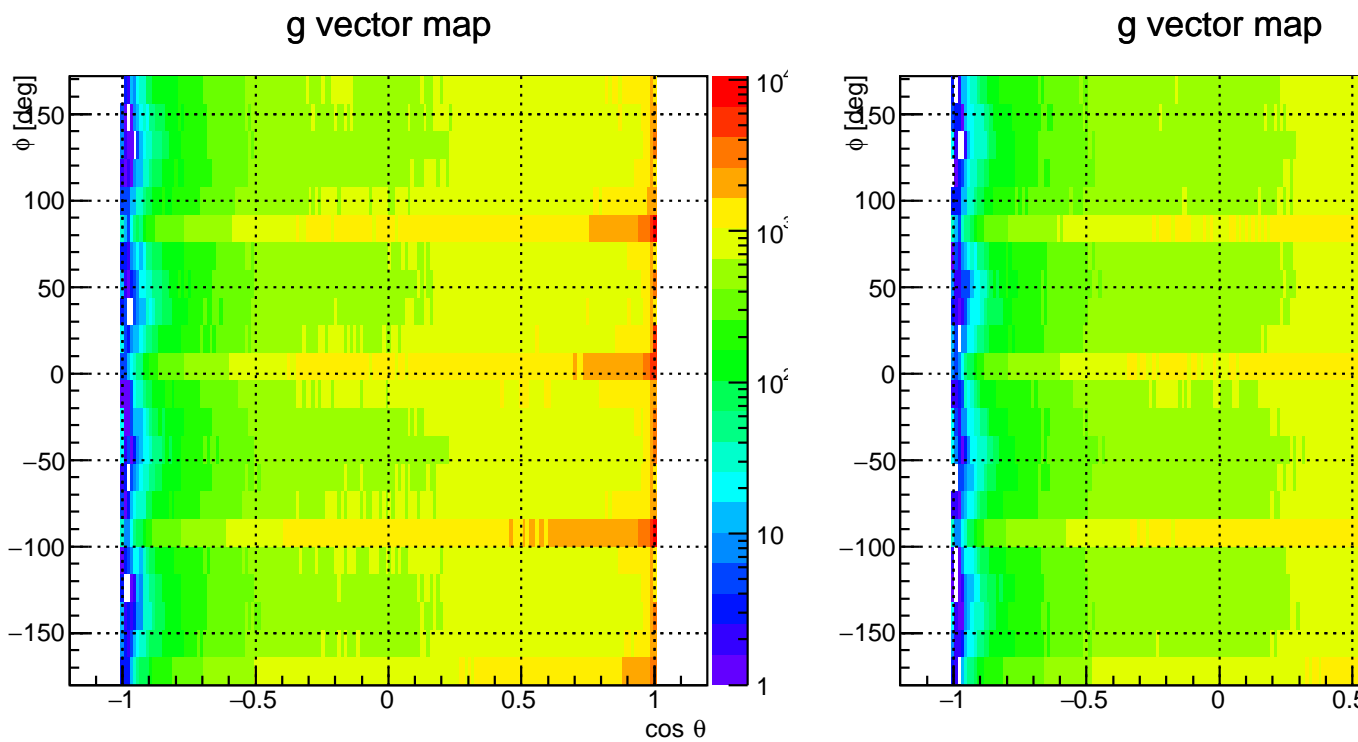
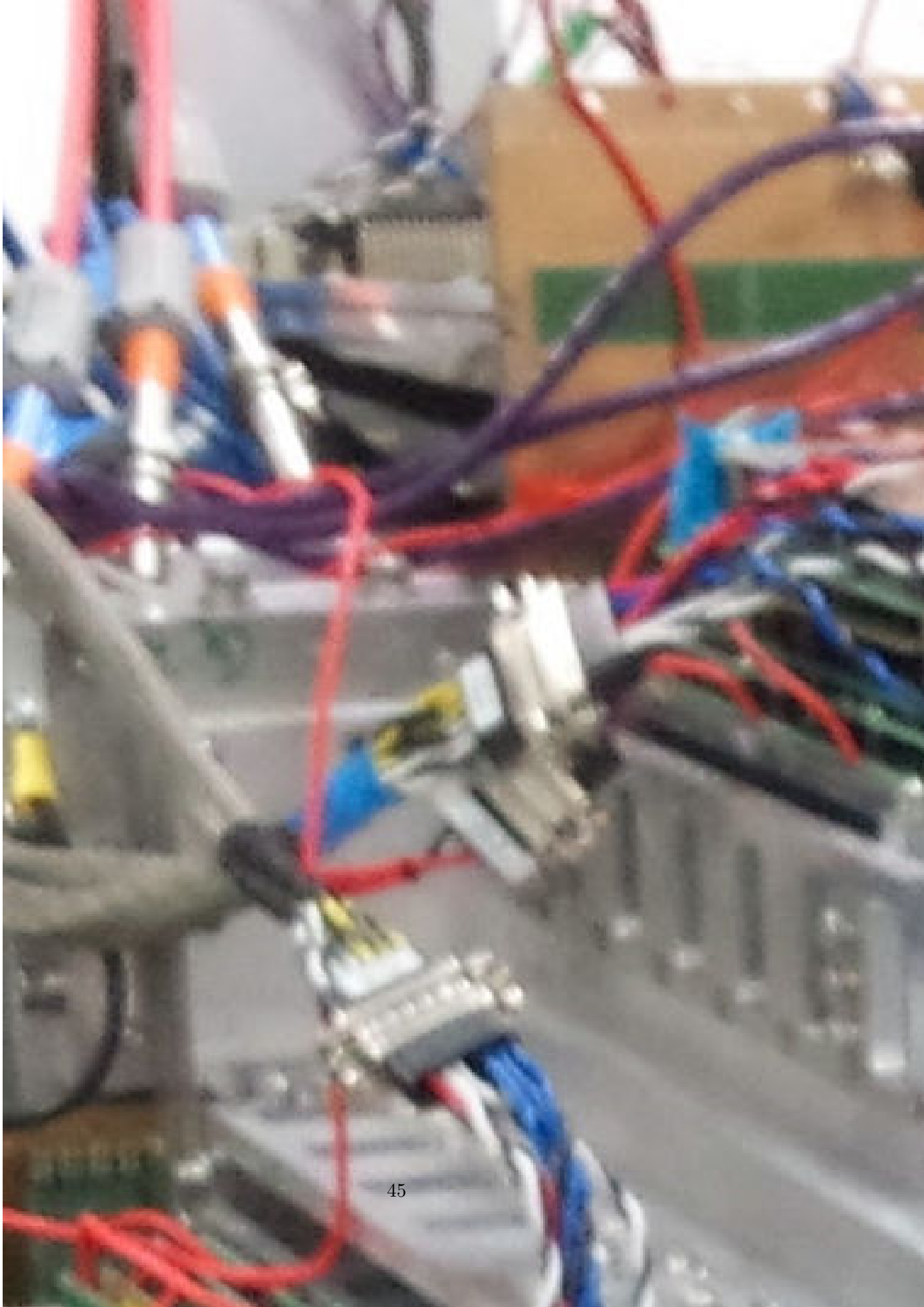


図 53 20140514 と 20140516 での散乱角と方位角の分布





から光子がパラフィンに入るため、Compton 散乱の成分のうち前方散乱の成分が見えていると考えられる。この前方散乱の成分がより強く見えているのであれば、パラフィンのない時のデータにはこのような傾向はないのでパラフィンで散乱した γ 線が見えていると考えられ、バックグラウンドは正常に除去されていることがわかる。事象数から S/N 比を求めると、

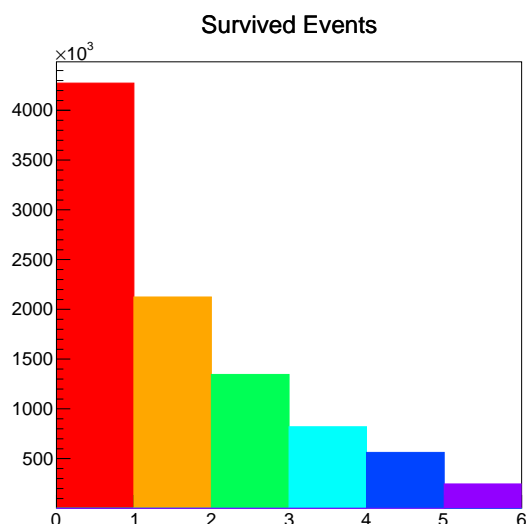


図 56 20140502 のデータのカット履歴

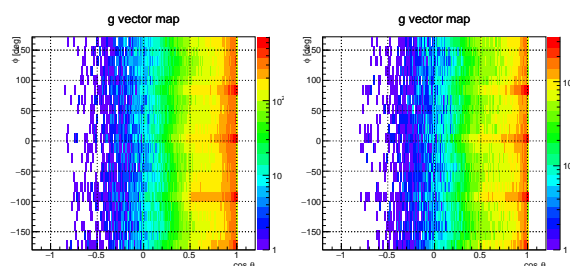


図 57 20140502、20140509 のカット後の散乱角と方位角の分布

5.6 Q 値の算出

雑音の除去が終了したので Q 値の算出のためモジュレーションカーブを作成する。まずパラフィンの有るときのデータからパラフィンのない時のデータを引き算する。こうすることにより、パラフィンで散乱した成分のみを取り除くことができる。この分布は検出器のアクセプタンスによりゆがんでしまっているので、モジュレーションカーブとして使用するためにはアクセプタンスの補正をする必要がある。今回の場合はそれぞれのセットアップでパラフィンのない時のデータをアクセプタンスとして使用する。このため、先ほど作った差分の角度分布をパラフィンのない時の角度分布で割り算する。こうして得られた分布がモジュレーションカーブとなる。それぞれのデータ

のベクトルマップから作成したモジュレーションカーブが図??である。これから Q 値は各データで表??のように求められた。

データ名	Q 値
20140502-20140509	0.11 ± 0.012
20140514-20140516	0.13 ± 0.016
20140520-20140523	0.15 ± 0.012

表 3 各データでのカットごとの Q 値

5.7 シミュレーションによる偏光度の算出

実験から求めた Q 値を理解するためには今回のセットアップでのおよその偏光度がわかっていないと無意味である。そのため Geant4 によるシミュレーションから偏光度を算出したうえでモジュレーションファクターを求めることになる。

まず、今回のセットアップで検出器に入る散乱光に対する検出器の Q 値を算出する。

セットアップは実験と共通にするべく検出器前面にパラフィンを設置し、13.5cm 離れたところから 356keV の γ 線をパラフィンに入射させる。また、このセットアップでのアクセプタンスを算出するため、パラフィンで散乱された光を無偏光に戻し、無偏光として検出器に入射させた場合の分布もシミュレーションする。これらの分布を方位角で射影した角度分布が図??である。これからモジュレーションカーブを作り、Q 値を算出するためにフィッティングしたのが図??。これから Q 値は 0.27 ± 0.014 と求められる。モジュレーションファクターの値が 0.64 ± 0.015 であったので、このセットアップでの偏光度は $42 \pm 2.4\%$ と求められる

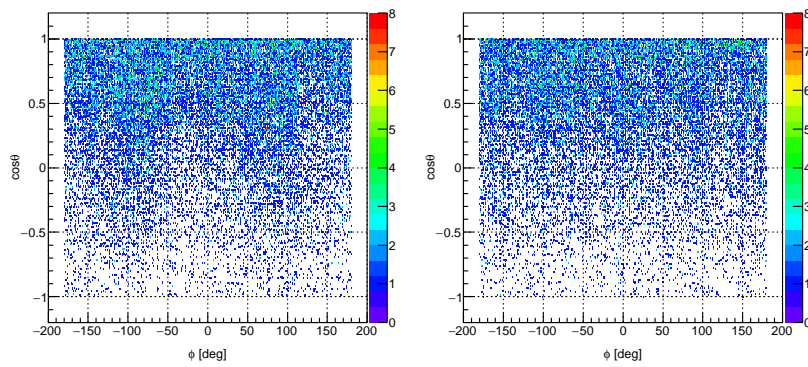


図 58 実験セットアップでの散乱角方位角の分布。左が偏光時、右が無偏光。

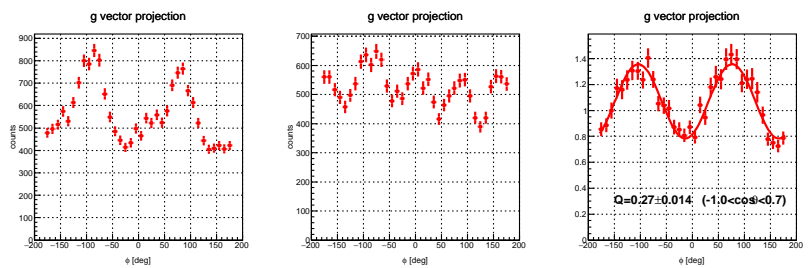


図 59 方位角分布、モジュレーションカーブ。左が偏光時、中央が無偏光。

6 まとめ