

すざく衛星搭載 WAM の軟 X 線地食観測による
Crab Nebula の長期時間変動解析

広島大学 理学部 物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室
B086533 河野貴文

主査：深澤泰司 副査：嶋原 浩

平成 24 年 2 月 9 日

概要

超高エネルギー宇宙線は 1912 年に Victor Franz Hess らの気球実験によって発見されたが、その起源や加速過程については約 100 年経った今日でも未解明であり、物理学において解決すべき最も重要な問題の 1 つである。

GeV エネルギーまでの宇宙線の起源は、銀河系内の超新星残骸の衝撃波面だと言われており、軟 γ 線領域では synchrotron emission すると考えられている。超新星残骸の 1 つに Crab Nebula がある。この天体は、高い光度で安定している事から標準光源とされてきたが軟 γ 線領域で変動していることが近年分かってきた。まだ、その起源については解明されておらず、その放射機構解明には軟 γ 線領域での非熱的放射の情報が重要になる。

そこで今回観測に用いた装置が X 線天文衛星すざく搭載の広帯域全天モニタ (Wide-band All-sky Monitor; WAM) である。WAM は非常に広い視野 (2π str) と広いエネルギー帯域 (50 keV – 5 MeV) をもち、地食観測の手法を用いて明るい天体の長期連続観測が可能である。地食観測とは衛星の周回運動によって観測天体が地球に隠れる前後、及び現れる前後の検出器のカウント数の差から明るさを得る方法である。天体の座標と軌道上での衛星の位置から地食時刻を計算し、エネルギーチャンネル別に地食前後の光度曲線を切り出す。衛星の姿勢が一定の間の地食ステップを足し上げ、モデル関数でフィットすることでカウントレートを評価する。これをエネルギー順に並べてスペクトルを作り、入射角度に応じた WAM の応答関数を考慮して天体の明るさを求める。

本研究では、これまでのレスポンス補正関数に改良を加え、より適したレスポンス補正関数の作成を目指した。また、地色解析をより効率よく行う為に解析手法に改良を行い、膨大なデータの迅速な処理を目指した。これにより、2005 年 8 月から今日までの約 6 年半分のデータを効率よく扱えるようになった。また、Crab Nebula における数 100 keV 付近の広帯域スペクトルの長期時間変動について解析を行った。

目次

第1章	序論	8
1.1	高エネルギー宇宙線	8
1.1.1	宇宙線とは	8
1.1.2	宇宙線のエネルギー	9
1.1.3	宇宙線 100 年の謎	11
1.1.4	高エネルギー宇宙線の起源候補	11
	~ knee エネルギーの宇宙線の起源候補	11
	knee エネルギー以上の宇宙線の起源候補	11
	宇宙線の起源候補まとめ	16
1.1.5	宇宙に於ける粒子加速	16
	直接加速	16
	高速回転磁気天体での単極電磁誘導	17
	統計加速	17
	フェルミ 2 次加速	17
	フェルミ 2 次加速の概念	17
	フェルミ 2 次加速の理論計算	17
	フェルミ 2 次加速を現実に適用した時の問題点	19
	衝撃波について	19
	フェルミ 1 次加速	20
	フェルミ 1 次加速の概念	20
	フェルミ 1 次加速の理論計算	21
	フェルミ 1 次加速の仮定と現実、問題点	26
1.2	Crab Nebula	27
1.2.1	概要	27
1.2.2	最近の報告	28
	光度変動	29
	GeV γ -ray flares	29
1.3	Synchrotron Emission	34
1.4	本研究の目的	36
第2章	観測装置	37
2.1	X 線天文衛星すざく	37
2.2	広帯域全天モニタ WAM	38
2.3	MAXI、 <i>Fermi</i> /GBM、 <i>Swift</i> /BAT、 <i>RXTE</i> /ASM	40
第3章	地食観測の解析手法の確立	47
3.1	地食観測	47
3.1.1	地食観測の特徴	47
3.1.2	他衛星の地食観測による研究	48
3.2	解析データの概要	50
3.2.1	FITS 形式	50
3.2.2	解析に用いる衛星データ	51
3.3	解析方法	52
3.3.1	解析データの選別	52
	使用した観測データ	52

	入射角度による選別	52
3.3.2	ライトカーブの作成	53
3.3.3	地食ステップの抜き出し	53
3.3.4	1 観測の地食ステップの足し上げ	53
	地食ステップの選別	53
	明るい天体の地食の影響を調べる	54
	地食ステップの足し上げ	55
	エネルギーチャンネルのピンまとめ	55
3.3.5	地食ステップの定量化	55
	大気の影響を考慮した地食時刻の補正	56
	ライトカーブのピンまとめの最適化	59
	地食フィットの時間範囲の最適化	59
	地食ステップのフィッティング方法	59
3.3.6	応答関数の計算	62
3.3.7	WAM のスペクトルの作成	63
3.3.8	レスポンスの補正関数の改良と導入	63
	補正前の入射角度依存性	64
	レスポンスの補正関数の作成	66
3.3.9	レスポンス補正関数導入後の入射角度依存性	68
3.3.10	複数観測の地食ステップの足し上げ	69
	複数観測の地食ステップを足す	69
	レスポンスを足す	69
	複数観測に対する補正レスポンス関数	70
	複数観測足した後の地食ステップの定量化	70
3.3.11	複数観測足した後の WAM のスペクトルの作成	70
3.3.12	長期ライトカーブの作成	70
3.3.13	本研究での改良点	71
3.4	まとめ	72
第 4 章	解析結果の考察	73
4.1	解析結果	73
4.2	考察	76
4.3	まとめと今後	76

目次

1.1	銀河宇宙線の化学組成と太陽系組成。銀河宇宙線の化学組成 () と太陽系組成 ()。Si=10 で規格化してある。[2]	8
1.2	大気シャワー現象。高エネルギー宇宙線が大気中の原子核と衝突し、 π 中間子や μ 粒子等の 2 次宇宙線を生成している。[6]	9
1.3	宇宙線全粒子のエネルギースペクトル。約 $10^{15.5}eV$ と約 $10^{18.5}eV$ のスペクトルの折れ曲がりそれぞれ knee と ankle と呼ばれている。[2]	10
1.4	knee エネルギー程度に加速されるために必要な地場強度と天体スケールとの関係。縦軸は“ 地場強度 ”、横軸は“ 天体のスケール ”である。磁場が強くコンパクトな天体か、磁場が弱く大きなスケールの天体が knee 程度まで加速できると分る。[10]	12
1.5	天体磁気圏における粒子加速の大きさ。縦軸は“ 生成される加速粒子の最高エネルギー ”、横軸は“ $V \times B \times L$ ”横 (V,B,L は典型的なプラズマ速度、地場強度、天体のスケール)[11]	13
1.6	Chandra X 線観測衛星でみた SN1006。より青い部分が、より非熱的な硬 X 線が観測されている部分である。外縁部分が衝撃波面である。	14
1.7	可視光から X 線までの Crab Nebula の合成写真。外側の可視光部分は Hubble Space Telescope(以下 HST) で観測されており、内側の X 線部分は Chandra X 線観測衛星で観測されている。	15
1.8	RXJ1347 銀河団。RXJ1347 銀河団の HST による可視光画像 (左) と Chandra X 線観測衛星による X 線画像 (右)。どちらの図も一辺は 110 秒角で、約 600kpc に対応する。右図の白丸の中が $3 \times 10^8 K$ に対応する。[9]	16
1.9	星間雲に反射される粒子の概念図。星間雲は磁場に貫かれており、近づいた粒子は反射される。粒子はランダムに運動し、星間雲は正面衝突すると運動量が増加し、追突すると運動量が減少する。[13]	18
1.10	衝撃波の発生原理。左：単粒子系での発生原理。右：多粒子系での発生原理。	19
1.11	流体が衝撃波面を通過する時の様子。上流では超音速だが、衝撃波面を超え下流に行くと亜音速になる。上流 (超音速) での速度、圧力、密度をそれぞれ v_1, p_1, ρ_1 とし、下流 (亜音速) での速度、圧力、密度をそれぞれ v_2, p_2, ρ_2 とする。[13]	20
1.12	衝撃波面を行き来して加速される過程。宇宙線粒子は上流から突入してアルヴェーン波との衝突を繰り返す。宇宙線粒子が上流側で衝突した後に下流側に飛び込み衝突を起こして再び上流側に戻る。上流側での衝突は正面衝突 (エネルギー増加) で、下流での衝突は追突 (エネルギー減少) であるが、アルヴェーン波の速度は上流のほうが下流よりも速いために、上流と下流の間を一往復すると必ずエネルギーを得る。[3][4]	21
1.13	ニュートン 1 次元、衝撃波静止系。左側の壁 1 は速度 V_1 で右へ動き、右側の壁 2 は速度 V_2 で右へ動いている。その壁に運動量 $p = mv$ の粒子が完全弾性散乱する。この時、 $v_1 > v_2$ とする。	21
1.14	ニュートン 1 次元、実験室系。実験室静止系では、粒子は壁 1 に対して速度 $-v$ で衝突し速度 $v + 2v_1$ になり、そのままの速度で壁 2 に衝突し、速度 $-v - 2v_1 + 2v_2$ になる。この時の壁 1、壁 2 の速度はそれぞれ v_1, v_2 のままである。	22
1.15	ニュートン 1 次元、壁静止系。壁静止系では、粒子は壁 1 に対して速度 $-v - v_1$ で衝突し、速度 $v + v_1$ になり、速度 $v + 2v_1 - v_2$ で壁 2 に衝突し、速度 $-v - 2v_1 + v_2$ になる。	22
1.16	相対論的な場合に 1 回の弾性散乱で得られるエネルギー (実験室静止系)。壁に垂直な方向を x 軸、粒子の速度の x 軸方向成分を v_x 、壁 1 と壁 2 の速度をまとめて v_w とする。	23

1.17	相対論的な場合に1回の弾性散乱で得られるエネルギー(ローレンツ変換した後の実験室静止系)。ローレンツ変換し、さらにそれを逆ローレンツ変換した後の粒子の速度を v'' 、その x 軸方向成分を v''_x 、エネルギーを E'' とする。他方で、壁の速度は v_w のままである。	24
1.18	Crab のエネルギースペクトル分布 [16]	27
1.19	Crab の単純なモデル。Crab の X 線での最も単純なモデル。ulsar から jet が双方向に出ており、inner ring と torus がそれを囲んでいる。[17]	28
1.20	Crab Nebula の可視光による観測イメージ。HST と Chandra による Crab Nebula の可視イメージ。2010 年 9 月の flare が起きた後に観測された。[23]	28
1.21	INTEGRAL 衛星で観測した Crab のスペクトル [15]	29
1.22	複数の観測衛星/観測器での観測による Crab Nebula の長期ライトカーブ。RXTE/PCA (15–50 keV: black diamonds), Swift/BAT (top: 14–50 keV, bottom: 50–100 keV: red filled circles), Fermi/GBM (top: 15–50 keV, bottom: 50–100 keV: open blue squares), INTEGRAL/ISGRI (top: 20–50 keV, Bottom: 50–100 keV: green triangles), and INTEGRAL/JEM-X2 (10–25 keV). それぞれのデータはそのエネルギーでの "Crab 単位" で規格化してある。また、全てのエラーバーは統計エラーのみを示している。[18]	30
1.23	Fermi 衛星搭載 GBM での観測による Crab Nebula の長期ライトカーブ。1 ビンは 50 日で平均してある。上から順に 12-50keV, 50-100keV, 100-300keV, 300-500keV である。実線は変動の割合を求めたものである。[18]	30
1.24	AGILE の観測による 100MeV-5GeV のエネルギー帯域におけるライトカーブ。2007 年の 9 月 27 日-10 月 12 日までのライトカーブであり、1 ビン 1 日である。誤差は標準偏差である。点線と灰色の帯は Crab フラックスの平均であり、標準偏差を含んでいる。このライトカーブで示している flare は Oct.2007 のものである。[23]	31
1.25	Integral の観測による 100MeV 以上のエネルギー帯域におけるライトカーブ。Fermi 観測の最初の 35ヶ月間のライトカーブであり、1 ビンは 12 時間である。青い点線は 33ヶ月間の Nebula と Pulsar の合計のフラックスの平均を示している。青い破線は Nebula からの synchrotron の平均である。フラックスはログスケールで示してある。このライトカーブで示している flare は Feb.2009, Sep.2010, Apr.2011 のものである。[22]	32
1.26	AGILE の観測による 2010 年 9 月、2007 年 10 月の flare 時の Crab Nebula のスペクトル。黒点は安定状態の Crab Nebula の放射である。(A) 青点は 2010 年 9 月 19-21 日 (MJD 55458.5-55460.5) の 2 日間のデータの積分である。誤差は標準偏差である。赤と青の実曲線はそれぞれ異なる理論的モデルにおける、衝撃波における相対論的な電子/陽電子による衝動的加速の synchrotron emission のスペクトルモデルの 2 日間の平均である。点曲線は flare から 3 日経った後のスペクトルの進化を示してある。(B) 紫点は 2007 年 10 月 7-9 日 (MJD54380.5-54382.5) の 2 日間のデータである。誤差は標準偏差である。黒、青、赤の曲線は (A) と同じものを示し、2007 年の flare と比較してある。[23]	32
1.27	Fermi の観測による 2009 年 2 月、2010 年 10 月の flare 時の Crab Nebula のスペクトル。黒点は Fermi/LAT 観測の最初の 25ヶ月の平均のスペクトルである。赤点は 2009 年 1 月 26 日-2 月 11 日 (MJD 54857.73-54873.73) のスペクトルである。青点は 2010 年 9 月 18 日-9 月 22 日 (MJD 55457.73-55461.73) のスペクトルである。[21]	33
1.28	AGILE の観測による 2011 年 4 月の flare 時の Crab Nebula のスペクトル。赤点は 2011 年 4 月 15-16 日 (MJD 55666.4-55667.4) の 2 日間のデータの積分である。黒点は Nebula の平均のスペクトルを示している。赤曲線は flare の理論モデルを示している。[24]	33
1.29	synchrotron emission のモデル。磁場 B に電荷 q を持つ荷電粒子が進行方向を曲げられ、その加速度方向へ放射している。	34
1.30	放射スペクトル $F(\omega)$ [25]	35
1.31	非熱的多粒子系の synchrotron emission[25]	35
2.1	すざく衛星の概観	37

2.2	HXD の概観	38
2.3	すざく衛星における HXD の上面図	39
2.4	全天 X 線 γ 線観測装置の有効面積の比較	39
2.5	HXD-WAM のゲインヒストリ	41
2.6	ISS の全体の完成予想図 (CG)	41
2.7	ISS の日本実験棟「希望」	41
2.8	MAXI の概観	41
2.9	GSC の視野の概念 [36]	41
2.10	Fermi 衛星の全体図	42
2.11	<i>Fermi</i> /GBM の概観	42
2.12	<i>Fermi</i> /GBM の有効面積	43
2.13	Swift 衛星の全体図	43
2.14	<i>Swift</i> /BAT の概観	43
2.15	<i>Swift</i> /BAT の有効面積	43
2.16	<i>RXTE</i> /ASM の概観	44
2.17	<i>RXTE</i> /ASM の有効面積	44
3.1	地食によるカウントレート変化の概念図	47
3.2	CGRO 衛星の概観	48
3.3	<i>CGRO</i> /BATSE の概観	48
3.4	BATSE で観測された Crab Nebula のライトカーブ。20-2000keV のエネルギー領域で観測している。 [32]	49
3.5	BATSE で観測された TJD 8659-8672 の Crab Nebula のスペクトル [32]	49
3.6	BATSE で観測された TJD 8659-8672 の Crab Nebula と Cygnus X-1 のスペクトル [33]	49
3.7	FITS 形式のファイルの例	50
3.8	すざく衛星の観測データの配布までの過程	51
3.9	WAM の天頂角 θ と方位角 ϕ	53
3.10	Crab Nebula の PH 2 –11 ch の 1 つの地食ステップの例	54
3.11	Crab Nebula の PH 2 – 11 ch のライトカーブを 2 次関数でフィットした例。縦軸はカウントレート、横軸は時間 (秒) で、300 秒のときに地食時刻になるように表示されている。	55
3.12	Crab Nebula の PH 2 –11 ch の 1 観測の平均地食ステップの例。左図が地食 in、右図が地食 out を示す。横軸は時間で、500 秒で地食時刻となるように表示している。	56
3.13	衛星から見た天体の地球を横切る位置と大気の影響	57
3.14	フィッティングに用いた関数とパラメータ [29]	58
3.15	地食継続時間とタイムラグ。縦軸は予想地食時刻とフィッティング時刻のタイムラグ、横軸は地食 in から地食 out までの地食継続時間。	60
3.16	Crab の PH 2 – 11 ch の 1 観測平均の地食ステップのフィットの例	61
3.17	HXD のセンサー部を上から見たときの WAM のユニット番号 [31]	62
3.18	WAM の 1 観測で得られた Crab のスペクトル	63
3.19	補正レスポンス関数導入前の入射角度 θ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。	64
3.20	補正レスポンス関数導入前の入射角度 ϕ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。	65
3.21	ϕ 依存性のフィッティング	67
3.22	補正レスポンス関数導入後の入射角度 ϕ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。	68
3.23	Crab の PH 2 – 11 ch の地食 in のステップ。左図は 470 秒に揃えて 1 年内の 47 観測の地食ステップを並べた図で、右図はそれを足した後の図。	69

3.24	Crab の 1 年内の 47 観測を足した PH 2 – 11 ch の地食フィットの図	70
3.25	WAM の 1 年観測で得られた Crab のスペクトル	71
3.26	これまでのディレクトリー環境。層が深く乱雑になっている。	71
3.27	改善したディレクトリー環境。層が浅く整頓されている。	71
4.1	Crab Nebula の 1 観測積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100–500keV である。	73
4.2	Crab Nebula の 30 日積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100-300keV である。	73
4.3	Crab Nebula の 30 日積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 300-800keV である。	74
4.4	Crab Nebula の 30 日積分を年ごとにビンまとめた長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100-300keV である。	74
4.5	Crab Nebula の 30 日積分を年ごとにビンまとめた長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 300-800keV である。	75
4.6	Crab Nebula の 30 日積分したスペクトルインデックスの時間推移	75
4.7	全観測分を積分したスペクトル	76

表 目 次

1.1	日常的な大気と宇宙ガスの比較	20
1.2	Crab のスペクトルフィッティングパラメータ [15]	29
1.3	Crab GeV γ -ray flare のまとめ	31
2.1	WAM データの種類	40
2.2	2012 年 12 月 29 日時点での TH チャンネル、PH チャンネルのエネルギー領域の対応	40
2.3	現在の X 線全天観測装置の性能 (MAXI、 <i>Suzaku</i> /WAM、 <i>Fermi</i> /GBM、 <i>Swift</i> /BAT、 <i>RXTE</i> /ASM)	46
3.1	<i>CGRO</i> /BATSE の性能	48
3.2	判定試験用のフィッティングパラメータの初期値	54
3.3	地食時刻の補正と地食ステップの評価方法の最適化に用いたフィッティングパラメータの設定値	59
3.4	解析に用いるフィッティングパラメータの設定値	61
3.5	入射角度 ϕ 依存性のフィッティングパラメータの初期値	66
3.6	入射角度 ϕ 依存性のフィット結果	67

第1章 序論

はじめに宇宙線と Crab Nebula についての概説を行い、本研究の成果と目的を述べる。

1.1 高エネルギー宇宙線

1.1.1 宇宙線とは

宇宙線とは、宇宙を起源とする高エネルギー粒子のことである。厳密には、宇宙空間を直接飛び交っている粒子のことを「1次宇宙線」という。

宇宙線は高エネルギーの陽子、原子核、電子等のことであるが、広い意味では宇宙を飛びまわる高エネルギーの粒子の総称として使われ、電荷を持たない γ 線や、宇宙ニュートリノ等を含めることもある。本論文では、最初の定義である電荷を持った粒子を宇宙線とする。

荷電粒子は運動すると、磁場からローレンツ力を受け、磁場に沿って螺旋運動する。宇宙線も荷電粒子なので、宇宙空間の磁場中を直進できず螺旋運動し、地球に到達する。この為、一般には宇宙線の入射方向からその起源を知ることは出来ない。[7]

銀河宇宙線の主成分は陽子だが、その成分の90%が陽子、8%がヘリウム核、残りが鉄核に至るまでの原子核で構成されている。鉄核よりも重い元素も、鉄核のおよそ $1/1000 \sim 1/10000$ 程度ではあるが存在する。図 1.1 は $Z=2$ から $Z=30$ までの銀河宇宙線組成と太陽系組成を示している。銀河宇宙線にはウラン元素 ($Z = 92$) まで存在するが、アクチノイド元素はもとより、 $Z \geq 30$ の化学組成は未だ精度良く観測されていない。図 1.1 を見ると、銀河宇宙線組成の特徴として、太陽系組成に比べて以下の3つの特徴がある。[2]

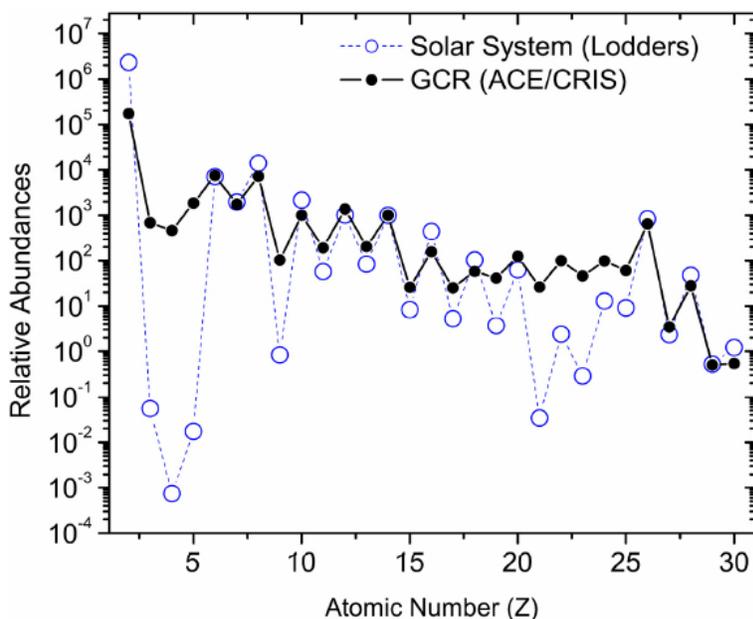


図 1.1: 銀河宇宙線の化学組成と太陽系組成。銀河宇宙線の化学組成 () と太陽系組成 ()。Si=10 で規格化してある。[2]

1. Li, Be, B 核, sub-Fe 核 ($Z = 21 \sim 25$) が圧倒的に多い。

2. 奇核が多い。

3.H, He 核に比べて重核が相対的に多い。

1と2は、その親核（Li, Be, B 核に対しては C, N, O 核、奇核に対しては偶核）の伝播中に星間物質との衝突により核破砕として生成され、地球周辺へと伝播されてくるためである。また、3の重核が相対的に多いのは、宇宙線の源域での組成や、加速機構に関係していると考えられている。[2]

また、この1次宇宙線が地球大気に降り注ぎ、地球大気を構成する窒素、酸素、アルゴン等の原子核と衝突して引き起こす大気シャワー（図 1.2）という現象が起こり、新たに生まれた陽子、中性子、 π 中間子、 μ 粒子、電子、 γ 線などの放射線を「2次宇宙線」という。地上に降り注いでいる宇宙線は全て2次宇宙線で、1次宇宙線がそのまま直接地上に降り注ぐことはない。2次宇宙線の成分は海洋表面からの高さによってかなり異なることがわかってるが、海洋表面付近では、ほとんど大部分が μ 粒子であるといつて良い。[4]

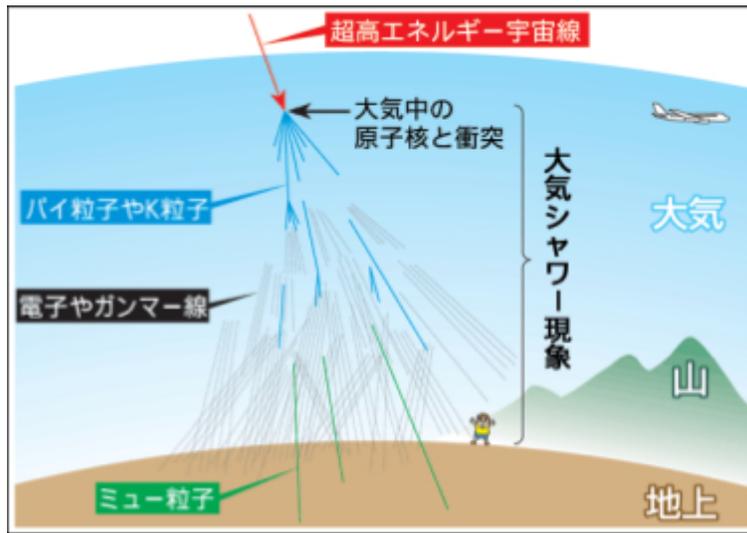


図 1.2: 大気シャワー現象。高エネルギー宇宙線が大気中の原子核と衝突し、 π 中間子や μ 粒子等の2次宇宙線を生成している。[6]

1.1.2 宇宙線のエネルギー

一次宇宙線のエネルギーは $10^7 eV \sim 10^{20} eV$ の非常に広い範囲に分布し、 $3 \times 10^8 eV$ あたりにエネルギーのピークがあると言われている。さまざまな衛星や気球実験により $10^7 eV \sim 10^{15} eV$ まで測定され、 $10^{13} eV \sim 10^{20} eV$ のエネルギー領域は、空気シャワーを高山や地上に設置した検知器で測定する。

太陽宇宙線は太陽表面での爆発である太陽 flare に由来するもので、そのエネルギー範囲は $1 \times 10^7 eV \sim 4 \times 10^7 eV$ の範囲である。よって、大まかには $4 \times 10^7 eV$ 以下のものは太陽宇宙線であり、 $10^8 eV$ を超えるものは銀河宇宙線であると言え、図 1.3 のような2つの折れ曲がりがある単純なべき関数的なエネルギースペクトルを持っている。1つ目の折れ曲がり（約 $10^{15.5} eV$ ）は knee と呼ばれ、2つ目の折れ曲がり（約 $10^{18.5} eV$ ）は ankle と呼ばれている。~ knee、knee ~ ankle、ankle ~ についてそれぞれのべきは、2.7、3.0、2.8 である。[4]

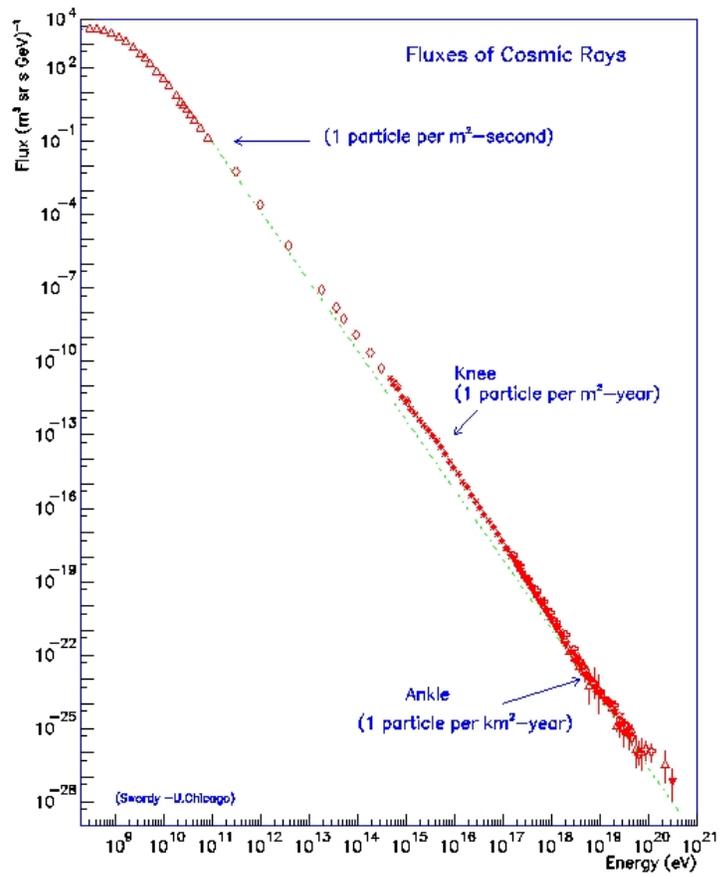


図 1.3: 宇宙線全粒子のエネルギースペクトル。約 $10^{15.5} eV$ と約 $10^{18.5} eV$ のスペクトルの折れ曲がりはそれぞれ knee と ankle と呼ばれている。[2]

1.1.3 宇宙線 100 年の謎

宇宙線の最大エネルギーは $10^{20}eV$ にも及ぶが、人工加速器で作り出せる最大エネルギーは約 $10^{17}eV$ ¹ である。つまり、宇宙線の最高エネルギーは、人類が作り出せるエネルギーの 1000 倍にもなる。

宇宙線は 1912 年に Victor Franz Hess らの気球実験によって発見されたが、その起源や加速過程については約 100 年経った今日でも謎に包まれており、物理学において解決すべき最も重要な問題の 1 つである。[4]

1.1.4 高エネルギー宇宙線の起源候補

この節では高エネルギー宇宙線を knee エネルギー以下のものと、それ以上のものに分けて考える。

~ knee エネルギーの宇宙線の起源候補

まず、knee 程度のエネルギーに加速するために必要な磁場の強さと天体のスケールを示した図を見る (Hillas ダイヤグラム 図 1.4)。図 1.4 から knee 程度のエネルギーに加速できる天体は、磁場が強くコンパクトな天体か、磁場が弱く大きなスケールの天体だと分る。それに該当する天体は、スケールが小さく地場が大きい方から順に、中性子星、GRB、白色矮星、活動銀河核、超新星残骸、銀河円盤、銀河ハロー、電波銀河ローブ、銀河団、銀河間物質である。

他方で、実際に観測された最高電子エネルギーと典型的なプラズマ速度、磁場強度、天体のスケールを示した図を見る (図 1.5)。図 1.5 から knee 程度のエネルギーが観測されたのは SN1006(図 1.6) や Crab Nebula(図 1.7) の超新星残骸であることが分かる。

これらの天体の衝撃波面では、非熱的な硬 X 線も観測されており、knee 程度までの加速は証明されている。[4]

超新星残骸とは超新星爆発の残留物のことだが、ここで超新星爆発のエネルギーで我々の銀河系に存在する全ての宇宙線を賄う事が出来そうか考えてみる。

銀河系の宇宙線のエネルギー密度は $0.3MeV/m^3$ であり、銀河円盤の半径： $15kpc$ 、銀河円盤の厚さ： $1.5kpc$ より、銀河円盤の体積は $10^{61}m^3$ である。ここから、銀河円盤に蓄えられている全エネルギーは $10^{55}erg$ と計算できる。一方、宇宙線の銀河円盤内での寿命は 10^7 年 ($3 \times 10^{14}s$) なので、宇宙線は $3 \times 10^{40}erg/s$ の割合で生成されなければならない。

他方で、一般的な超新星爆発のエネルギーは $10^{51}erg$ 程度だと言われているので、もし、その 3%程度のエネルギーが宇宙線の加速に使われているとすると、30 年に 1 度の頻度で超新星爆発が起こると銀河系内の宇宙線は賄える計算になる。

さらに、超新星残骸には原子番号の大きい核種が豊富に存在することも観測されており、これは図 1.1 の特徴と一致する。

これらの観測事実や計算から、knee エネルギー程度までの宇宙線を加速しているとして再有力視されているのは超新星残骸の衝撃波面である。[4]

knee エネルギー以上の宇宙線の起源候補

knee エネルギー以上の宇宙線の起源は銀河系外だと考えられている。なぜなら、我々の銀河には超高エネルギーまで加速可能な天体が知られていないためである。

宇宙線を $10^{20}eV$ まで加速しうる天体としては、銀河団、衝突銀河、活動銀河核のジェット、GRB(γ -Ray Burst) 等が考えられている。

銀河団とは大きいものでは 1000 個以上の銀河を含み、ダークマターも考慮すると、その典型的な質量は $10^{15}M_{\odot}$ もの巨大な系である [4]。その銀河団同士が衝突する際に重力エネルギーを解放し、それが宇宙線加速に使われるとすると、超高エネルギー宇宙線を生成しうると考えられる。

¹LHC 加速器で可能な最大エネルギー (2010 年) は、陽子-陽子衝突で、 $10^{13}eV$ であるが、静止物質に対する陽子エネルギーに換算すると、約 $10^{17}eV$ である。[4]

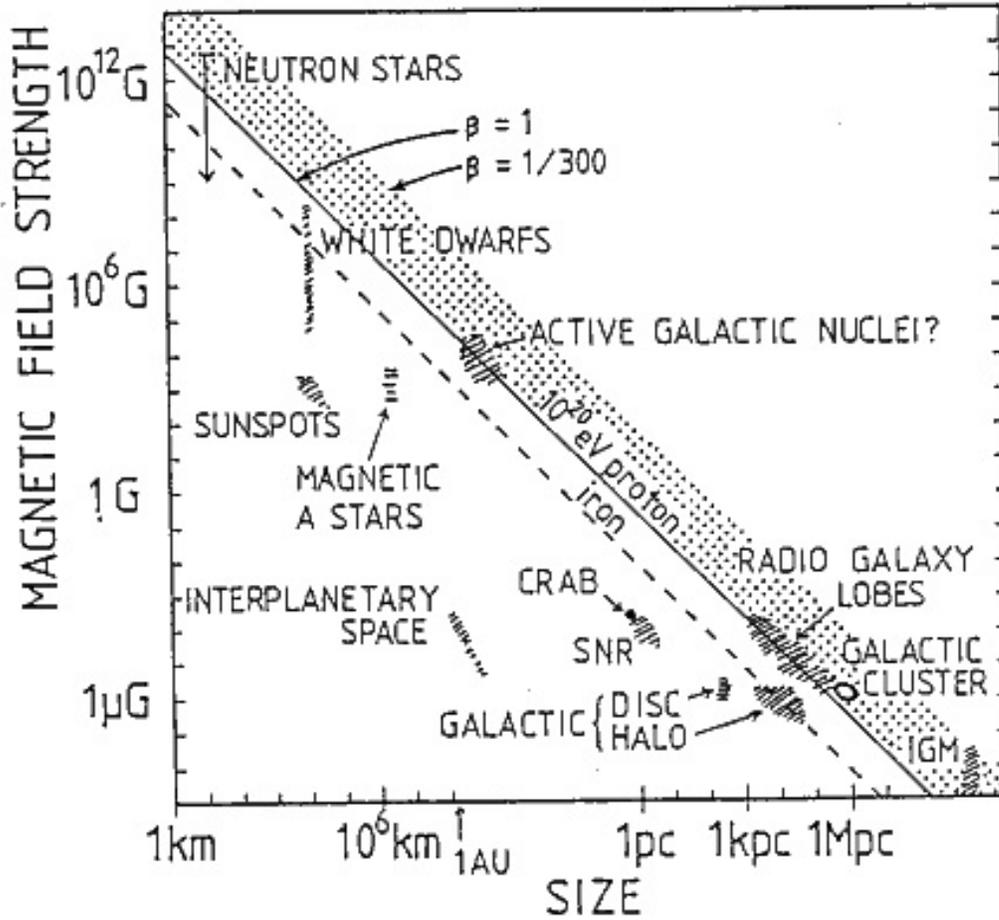


Figure 1. Size and magnetic field strength of possible sites of particle acceleration. Objects below the diagonal line cannot accelerate protons to 10^{20} eV.

図 1.4: knee エネルギー程度に加速されるために必要な地場強度と天体スケールの関係。縦軸は“地場強度”、横軸は“天体のスケール”である。磁場が強くコンパクトな天体か、磁場が弱く大きなスケールの天体が knee 程度まで加速できると分る。[10]

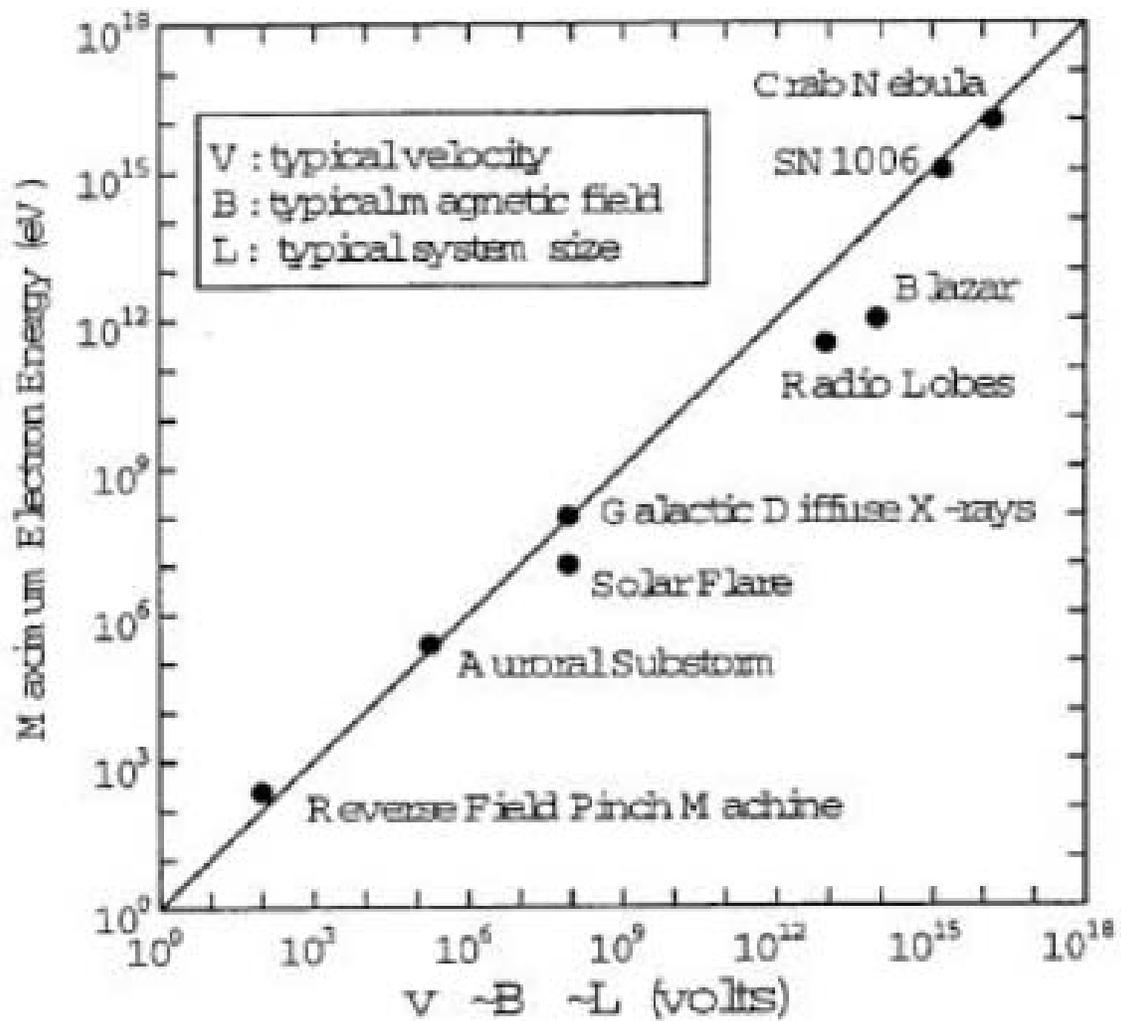


図 1.5: 天体磁気圏における粒子加速の大きさ。縦軸は“生成される加速粒子の最高エネルギー”、横軸は“ $V \times B \times L$ ”横 (V, B, L は典型的なプラズマ速度、地場強度、天体のスケール)[11]

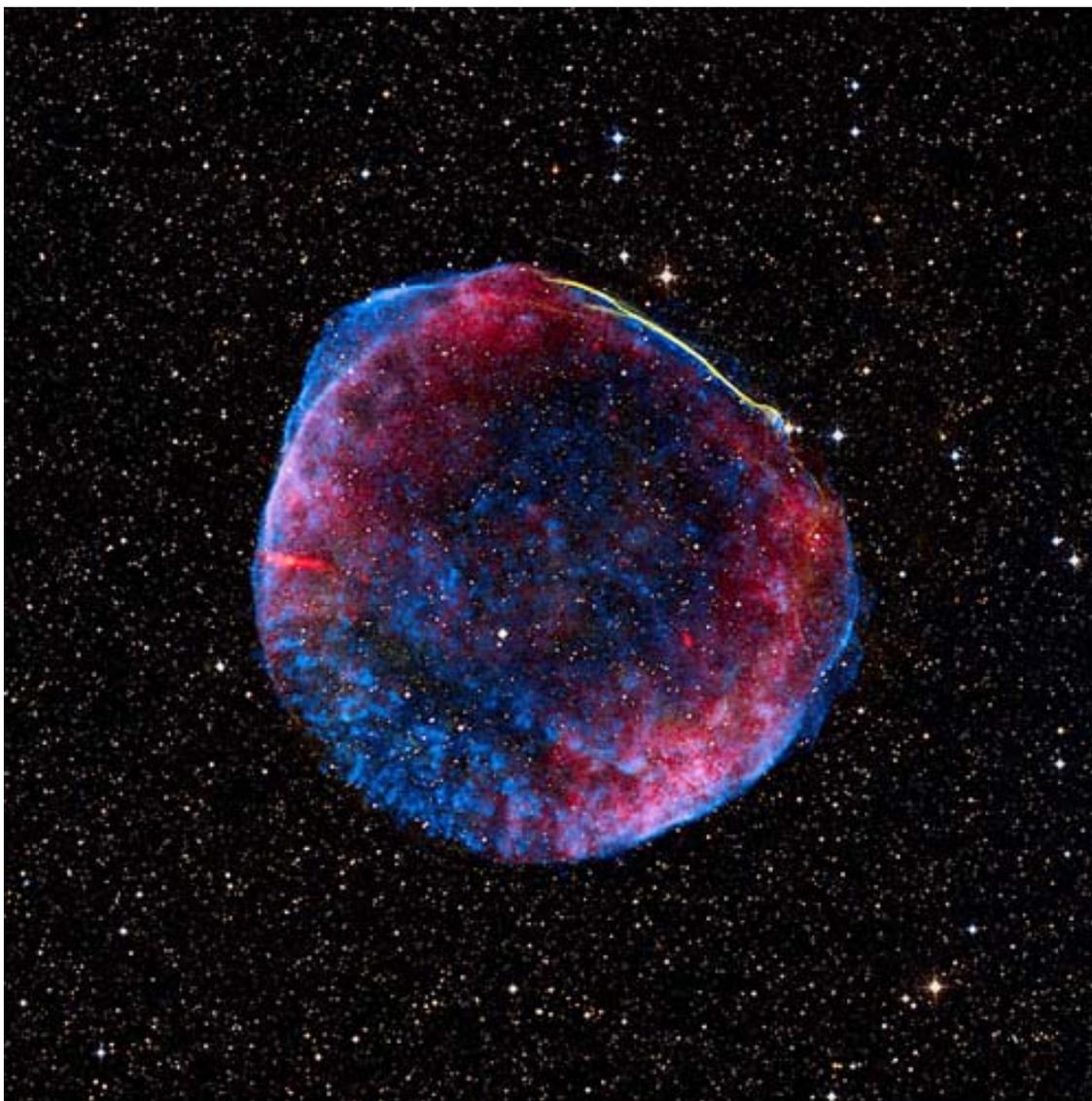


図 1.6: Chandra X 線観測衛星でみた SN1006。より青い部分が、より非熱的な硬 X 線が観測されている部分である。外縁部分が衝撃波面である。

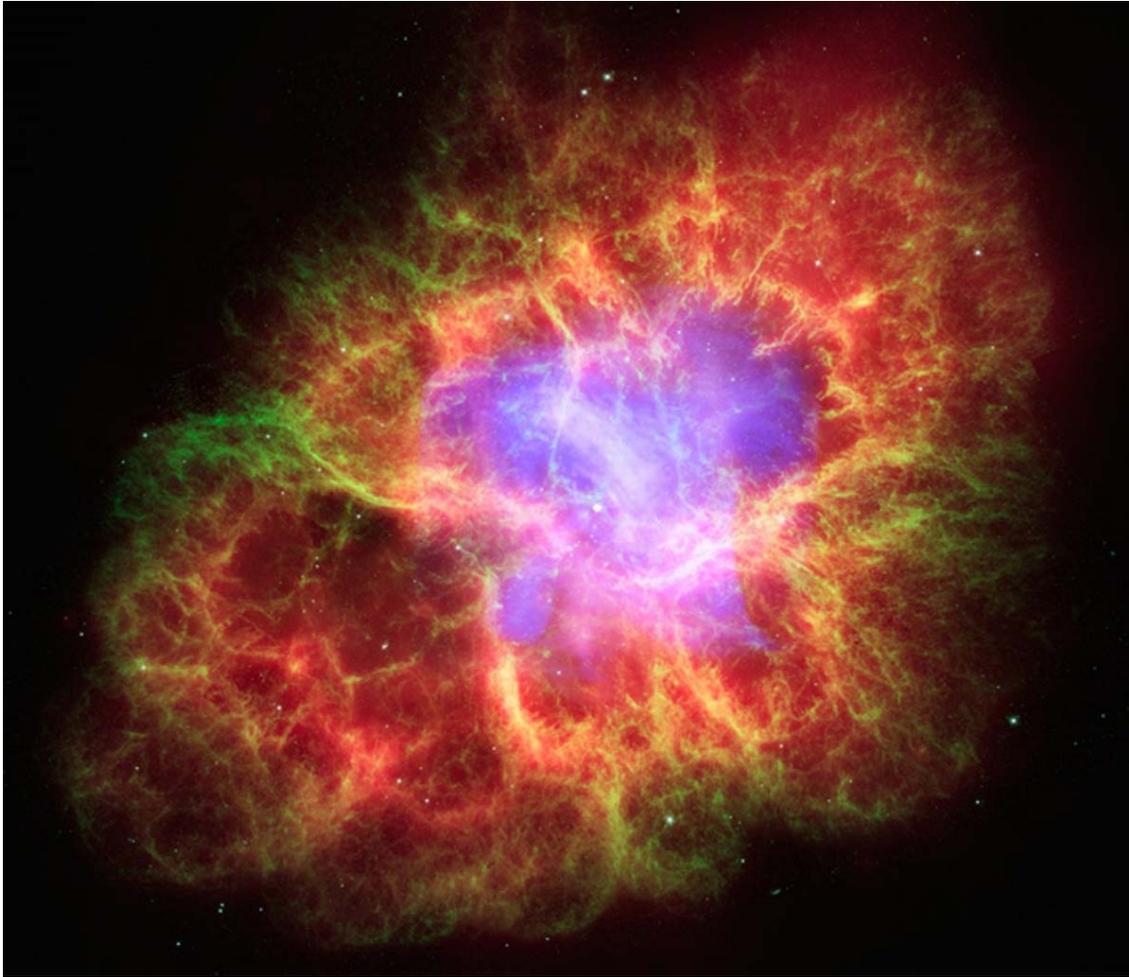


図 1.7: 可視光から X 線までの Crab Nebula の合成写真。外側の可視光部分は Hubble Space Telescope(以下 HST) で観測されており、内側の X 線部分は Chandra X 線観測衛星で観測されている。

実際に銀河団同士が衝突していると考えられている銀河団 RXJ1347 では $3 \times 10^8 K$ という高温のガスが存在することが確認されている (図 1.8)。

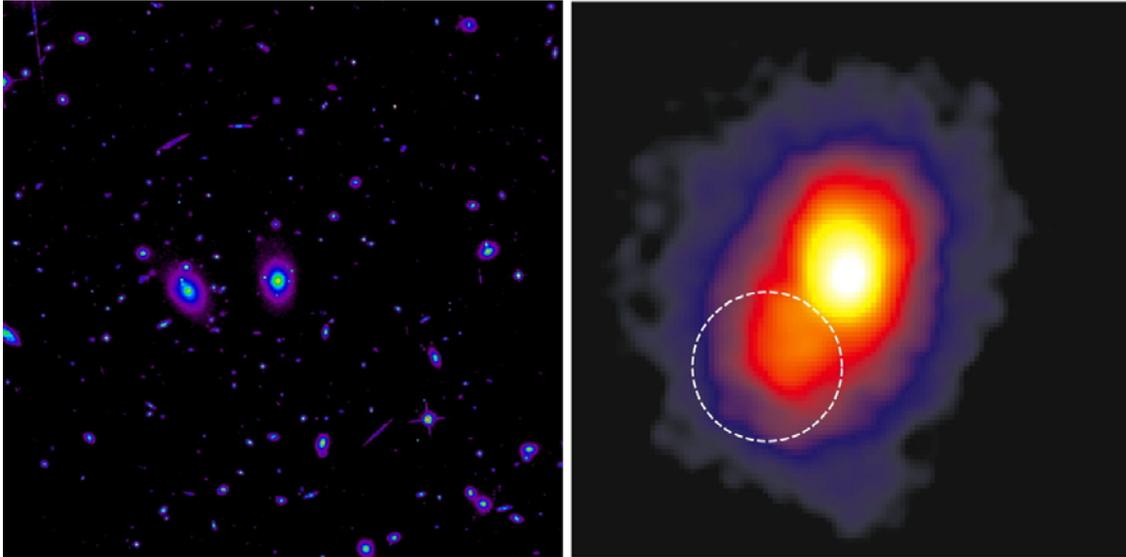


図 1.8: RXJ1347 銀河団。RXJ1347 銀河団の HST による可視光画像 (左) と Chandra X 線観測衛星による X 線画像 (右)。どちらの図も一辺は 110 秒角で、約 600kpc に対応する。右図の白丸の中が $3 \times 10^8 K$ に対応する。[9]

活動銀河核のジェットや GRB は空間スケールや加速可能時間は小さいが、衝撃波の速度、磁場強度が銀河系に存在する天体を凌駕する。

活動銀河核のジェットは、クェーサー、電波銀河等に見られ、光速に近い速度であることが知られている。これが衝撃波を作れば、効率の良い加速が可能となり、宇宙線を超高エネルギーにまで加速が可能だと考えられている。[4]

GRB とは突然、天球のある 1 点から 0.01 秒 ~ 300 秒の間に膨大な量 (10^{52}erg/s 、cf. 銀河： 10^{44}erg/s 、太陽： 10^{33}erg/s) の γ 線を降らせる突発的天体現象である [12]。GRB にはまだ謎が多く詳細には分かっていないが、このエネルギーが宇宙線加速に使われているとすれば、超高エネルギー宇宙線の生成が可能だと考えられている。[4]

宇宙線の起源候補まとめ

ここで、簡単に宇宙線起源候補についてまとめる。

~ knee エネルギーの宇宙線：超新星残骸の衝撃波面 (銀河系内)

knee エネルギー以上の宇宙線：銀河団衝突、活動銀河核のジェット、GRB(銀河系外)

1.1.5 宇宙に於ける粒子加速

現在唱えられている加速過程には大まかに分けて、直接加速と統計加速がある。この節ではそのそれぞれについて見ていく。

直接加速

直接加速とは、電場方向に粒子が運動することにより、短時間で高エネルギーまで加速される過程のことである。この加速過程には“磁気リコネクション”、“静電ダブルレイヤー”、“高速回転磁気天体での単極電磁誘導”、“衝撃波での波乗り加速”等の多数がある。これらの過程は、粒子を短時間で加速出来るメカニズムとしては有力視されているが、次に示す統計加速の前段階

の過程として位置づけられてきた。本研究では統計加速を主に考えているので、直接加速の詳細な説明は割愛するが、本研究に関連のある高速回転磁気天体での単極電磁誘導について述べる。

高速回転磁気天体での単極電磁誘導 若いパルサーは、 $10^{12}G$ 程度の磁場を持ち、数百分の1秒～数分の1秒の周期で高速自転している。この自転により、電子、陽電子が対生成され、パルサーの周囲の空間をプラズマとして満たす。これをパルサー磁気圏と呼ぶ。パルサーの表面近くでは磁気圏は星と共回転している。パルサーからの距離に比例して回転速度が上昇し、やがて光速近くに達すると共回転が破れ、磁気圏の外へとパルサー風として吹き出す。理論的モデルによると、このパルサー風は相対論的な風で、ローレンツ因子は $10^6 \sim 10^7$ に達していると考えられている。したがって、風の中の個々の電子、陽電子は $10^{11}eV \sim 10^{12}eV$ 程度のエネルギーを持つ。ここまでの過程が、高速回転磁気天体での単極電磁誘導である。

さらに、パルサー風はやがて周りの星間物質と衝突する。そこには衝撃波が形成され、この衝撃波で以下に示す統計加速により電子・陽電子の一部は最大 $10^{14}eV \sim 10^{15}eV$ 程度まで加速されると考えられている。そうした電子・陽電子は、パルサーの周りを取り囲んで広がり“パルサー星雲”として観測される。本研究で扱う Crab Nebula(図 1.7) も、パルサーの作るパルサー星雲である。[8]

統計加速

統計加速とは、荷電粒子の一部がある確率で徐々に加速される過程のことである。この過程では、すべての粒子がこの加速仮定をどこまでも受け続けられるわけではなく、ごく一部の粒子のみが高エネルギー粒子に加速される。

統計加速には 1949 年に Enrico Fermi が提案したフェルミ 2 次加速と、1970 年代末にその機構を発展させたフェルミ 1 次加速の 2 つがある。この過程が有力視される理由は、図 1.3 で示した宇宙線べき指数スペクトルの構成の易さのためである。[3][4]

フェルミ 2 次加速

フェルミ 2 次加速の概念 宇宙プラズマは構造が非常に非一様で密度の高い領域が存在し、星間雲と呼ばれる。星間雲は周囲よりも磁場が強く、 $10km/s$ 程度の速度で運動している。

この時、星間雲より速い速度の荷電粒子が星間雲に近づくと、粒子は磁場によって反射される。星間雲が運動していなければ完全弾性衝突とみなせて、粒子の運動量は変わらない。しかし、星間雲が運動しており、正面衝突すれば運動量は増加し、追突すれば運動量は減少する。図 1.9

衝突の頻度は星間雲と粒子の速度の差に比例するので、正面衝突の方が僅かだが高頻度になり、粒子の平均運動量は時間に比例して増加する事になる。[13]

フェルミ 2 次加速の理論計算 ここから、フェルミ 2 次加速がべき型スペクトルを表すまでを式を追って見ていく。

ここでは、ニュートン力学の枠組みで 1 次元で考える。

星間雲の速度を v_c 、荷電粒子の速度を v 、運動量を $p = mv$ 、エネルギーを E とし、 $v_c \ll c$, $v_c \ll v$ とする。

1 回の衝突での運動量増加分を Δp とすると

$$\Delta p = 2 \frac{v_c}{c^2} E = 2 \frac{v_c}{v} p$$

となる。

平均衝突時間を t_{av} とすると、正面衝突と追突の起こる頻度はそれぞれ $\frac{1+v_c}{t_{av}}$, $\frac{1-v_c}{t_{av}}$ となるので、運動量の増加率は、 $v \rightarrow c$ とすると

$$\frac{dp}{dt} = 2 \frac{v_c}{c} \frac{1}{t_{av}} \frac{2v_c}{c} p = 4 \left(\frac{v_c}{c} \right)^2 \frac{1}{t_{av}} p^2$$

²ここで、粒子の加速の効率は $\frac{\text{星間雲の速度}}{\text{光速}}$ の 2 乗に比例している。この為、この加速過程はフェルミ 2 次加速と呼ば

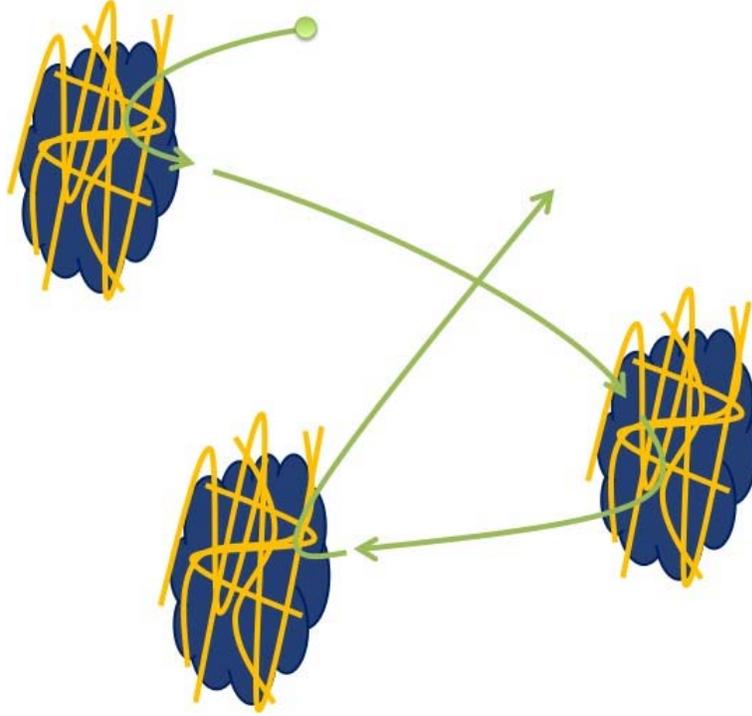


図 1.9: 星間雲に反射される粒子の概念図。星間雲は磁場に貫かれており、近づいた粒子は反射される。粒子はランダムに運動し、星間雲は正面衝突すると運動量が増加し、追突すると運動量が減少する。[13]

となる。上の方程式の初期値を $p = p_0$ とすると

$$p = p_0 \exp\left(\frac{t}{t_{ac}}\right) \quad (1.1)$$

一方、粒子の加速時間を t_{ac} とすると

$$t_{ac} = \frac{1}{4} \left(\frac{c}{v_c}\right)^2 t_{av}$$

となる。粒子の運動量は時間と共に指数関数的に増加していくが分かる。

全ての粒子がこの過程をどこまでも受け続けられるわけではないので、簡単に平均損失時間 t_{loss} を考える。すると、時刻 $t = 0$ に注入された粒子は時刻 t まで加速されて、時刻 t に損失する確率 P_{loss} は

$$P_{loss} = \exp\left(-\frac{t}{t_{loss}}\right) \quad (1.2)$$

となる。ここから、長時間に亘り加速される粒子は指数関数的に少なくなる事が分かる。

(1.1), (1.2) から荷電粒子の運動量スペクトルは

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dp} &\propto \left| \frac{dP_{loss}}{dt} \right| \frac{dt}{dp} \\ &\propto \exp\left(-\frac{t}{t_{ac}} - \frac{t}{t_{loss}}\right) \\ &\propto p^{-(1+\frac{t_{ac}}{t_{loss}})} \end{aligned}$$

となり、ベキ型スペクトルが得られる。

これが、フェルミ加速の根幹を示しており、注入された粒子の指数関数的に小さな部分が、指数関数的に大きなエネルギーにまで加速されている事を示している。[13]

フェルミ 2 次加速を現実に適用した時の問題点 ここまでに得られた結果に現実に適用する為に、典型的なパラメタを与える。

$v_c = 10^6 \text{ cm/s}$, $t_{av} = 10^9 \text{ s}$ 程度なので、加速時間は $t_{ac} = 10^{18} \text{ s}$ (cf. 宇宙年齢 : 137 億年 $\sim 4 \times 10^{17} \text{ s}$) にも及び、現実的にはフェルミ 2 次加速は殆ど効かない事になる。§ 1.1.4 から宇宙線の寿命は $t_{ac} = 3 \times 10^{14} \text{ s}$ なので、加速時間もそれと同等の長さでなければならない。

もし、フェルミ 2 次加速が効くとすれば、超新星残骸内部等の局在した場所に限られるだろう。[13]

また、ベキ $1 + \frac{t_{ac}}{t_{loss}}$ が一定になるとは限らないが観測からは 2 程度であり、これもうまく説明できない。

衝撃波について フェルミ 1 次加速を考える前に、その機構で舞台となる、衝撃波について見ていく。

衝撃波とは、超音速で移動する物体の周りに発生し、超音速の流れが流体中に引き起こす圧力、密度、速度の不連続面のことである (図 1.10)[13]。

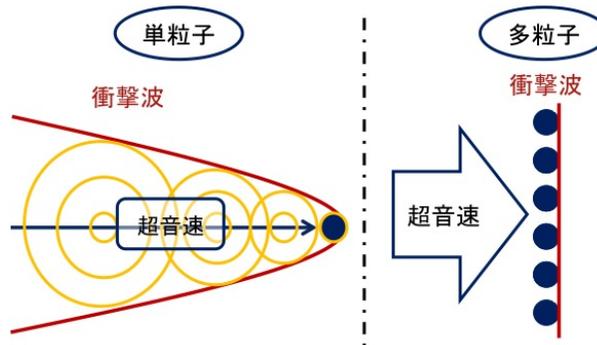


図 1.10: 衝撃波の発生原理。左：単粒子系での発生原理。右：多粒子系での発生原理。

ここからは、衝撃波の厚さを無限小と近似し、1次元の平面衝突波を考え、流体の流れと磁場は衝撃波面に垂直とする (平行衝撃波)。

流体は上流側から超音速で流れ込み、衝撃波面を通過した後は亜音速の流れとなる (図 1.11)。衝撃波面を越えると、超音速 \rightarrow 亜音速で、差分の運動エネルギーは熱エネルギーに転化される (散逸機構を持つ)。衝撃波は上流側のマクロナ運動エネルギーをごく薄い衝撃波面内で散逸し、熱運動のエネルギーに変換している。

一般に、流体中の情報は音波によって伝えられるが、下流の音速は上流の流れの速度に比べ小さいので、下流側の情報は上流側には伝わらない。

マッハ数とは流体の速さ U をその流体を伝わる音速 c_s で割った数 $M = \frac{U}{c_s}$ である。また、圧縮率 r は $r = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ と定義する。ランキン-ユゴニオの関係式³からマッハ数無限大の極限では圧縮率 $r = 4$ となることが知られている。[13]

³ランキン-ユゴニオの関係式:質量、運動量、エネルギーの連続の式であり、無衝突衝撃波でも成立する。[13]

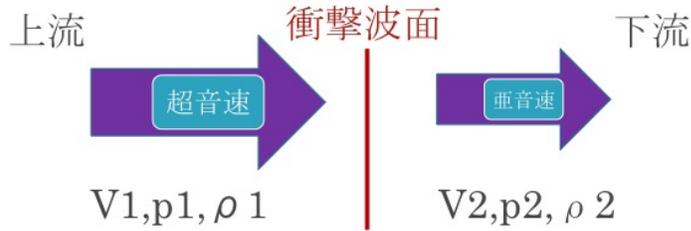


図 1.11: 流体が衝撃波面を通過する時の様子。上流では超音速だが、衝撃波面を超え下流に行くと亜音速になる。上流 (超音速) での速度、圧力、密度をそれぞれ v_1, p_1, ρ_1 とし、下流 (亜音速) での速度、圧力、密度をそれぞれ v_2, p_2, ρ_2 とする。[13]

宇宙プラズマの多くは、非常に希薄で電離度が高く、粒子同士の衝突の頻度が小さい(クーロン衝突が効かない)ため、無衝突プラズマと呼ばれる。衝撃波の生成には、粒子間衝突の存在が必要のも思われるが、実際に太陽風などの無衝突プラズマ中にも存在が確認されている。また、プラズマで音波に対応する波動はアルヴェーン波⁴と呼ばれる。[13]

流体力学での衝撃波は、散逸過程として粒子同士の衝突によるエントロピー生成が基礎だが、無衝突プラズマでは電場や磁場の乱れが粒子間衝突の代わりに果たし、マクロな流れのエネルギーを粒子のランダムな運動エネルギーに変換している。このとき、粒子間衝突はほとんど起こらないので、粒子の分布関数はマクスウェル分布を取るとは限らない。すなわち、平均よりもはるかに大きな運動量を持った非熱的粒子の存在を許す非平衡分布が実現されるため、衝撃波の下流にある粒子の一部も上流に戻ることが可能になる。そのことによって、粒子加速が可能になる。[13]

ここで一旦、一般的な大気と宇宙ガスとを比較してまとめる (表 1.3)。

表 1.1: 日常的な大気と宇宙ガスの比較

	日常的な大気	宇宙ガス
音速	340m/s	10km/s
波の種類	縦波	横波
衝撃波の厚み	0.2 μ m	a few pc
散逸の担い手	頻繁な分子間衝突によるエントロピーの生成	電場や磁場の乱れ
下流 上流	一般にない	起こりうる
分布関数	マクスウェル分布	任意

フェルミ 1 次加速

フェルミ 1 次加速の概念 次に衝撃波面を行き来し、加速されるまでの過程を見ていく (図 1.12)

ここでは、衝撃波静止系で考える。宇宙線粒子は上流から突入してアルヴェーン波との衝突を繰り返す。宇宙線粒子が上流側で衝突した後、下流側に飛び込み、そこで衝突を起こして再び上流側に戻るとする。上流側での衝突は正面衝突、下流での衝突は追突であり、エネルギーの増加、減少が起こる。アルヴェーン波の速度は上流のほうが下流よりも速いため、増加するエネルギーの方が減少するエネルギーよりも必ず大きくなる。よって上流と下流の間を一往復すると、必ずエネルギーを得る。実際には大部分の粒子は背景プラズマの流れに乗って下流方向へ流されエネルギーを得ることはなく、ごく一部の粒子だけが衝撃波の上流と下流を何度かの往復して加速される。[3][4]

⁴磁場中の電離ガスに伝播する最も特徴的な波動をアルヴェーン波と呼び、その波動が伝わる速度をアルヴェーン速度と言う。空気中の音波に対応するもので、この速度を超えると超音速となる。この波は、背景磁場に横方向の磁場の変化が復元力となって伝わる横波である。アルヴェーン速度 v は $v = \frac{B}{\sqrt{\rho\mu}}$ (ρ : 流体の質量密度、 μ : 透磁率) で定義される。[13]

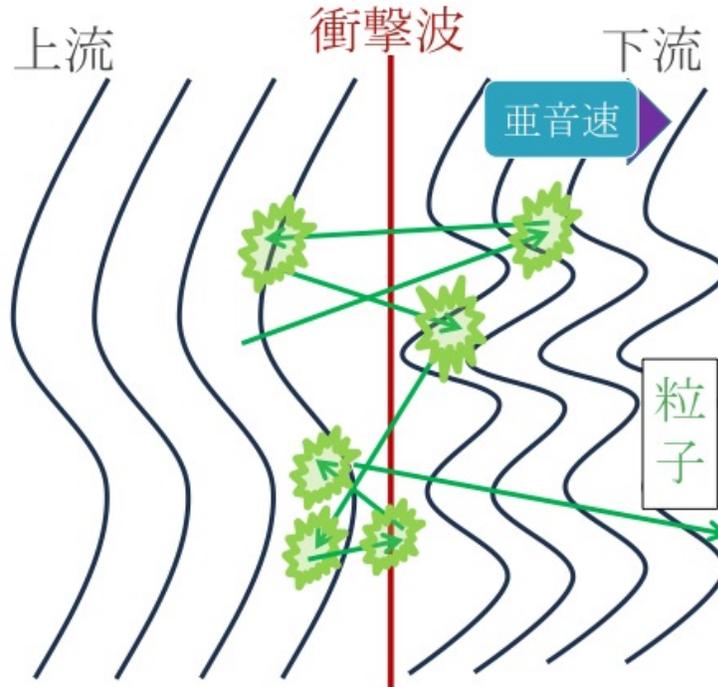


図 1.12: 衝撃波面を行き来して加速される過程。宇宙線粒子は上流から突入してアルヴェーン波との衝突を繰り返す。宇宙線粒子が上流側で衝突した後に下流側に飛び込み衝突を起こして再び上流側に戻る。上流側での衝突は正面衝突(エネルギー増加)で、下流での衝突は追突(エネルギー減少)であるが、アルヴェーン波の速度は上流のほうが下流よりも速いため、上流と下流の間を一往復すると必ずエネルギーを得る。[3][4]

フェルミ 1 次加速の理論計算 ここから、べきが得られるまでを式を追って見ていく。

まず、ニュートン力学の枠組みで 1 次元で考え、上流と下流の流体をそれぞれ壁と見なす (図 1.13)。

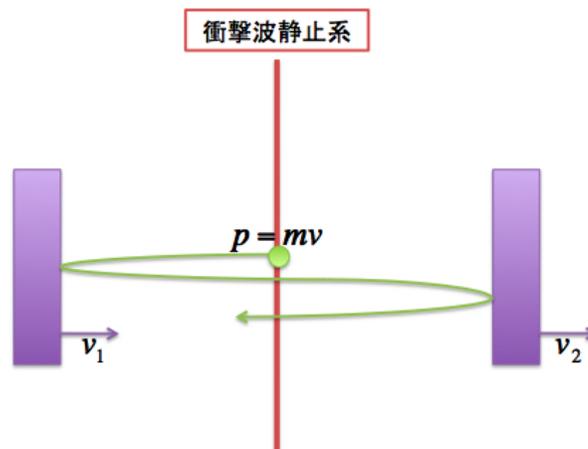


図 1.13: ニュートン 1 次元、衝撃波静止系。左側の壁 1 は速度 V_1 で右へ動き、右側の壁 1 は速度 V_2 で右へ動いている。その壁に運動量 $p = mv$ の粒子が完全弾性散乱する。この時、 $v_1 > v_2$ とする。

2 枚の壁を壁 1、壁 2 とし、そのそれぞれ速度 v_1, v_2 で動いており、その間を速度 v の粒子が運

動しているとする。粒子はまず、壁1と正面衝突し、次に壁2に追突する。この時の散乱は完全弾性散乱とし、 $v_1 > v_2$ とする。

これを実験室系で見る(図1.14)と、壁1に衝突する時、粒子は速度 $-v$ で運動している。壁1と衝突した後は速度 $v + 2v_1$ になる。この速度で壁2に衝突した後の粒子は速度 $-v - 2v_1 + 2v_2$ になる。

実験室系

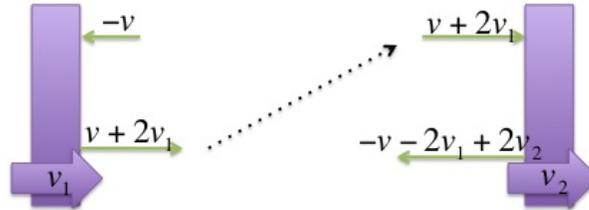


図 1.14: ニュートン 1 次元、実験室系。実験室静止系では、粒子は壁 1 に対して速度 $-v$ で衝突し速度 $v + 2v_1$ になり、そのままの速度で壁 2 に衝突し、速度 $-v - 2v_1 + 2v_2$ になる。この時の壁 1、壁 2 の速度はそれぞれ v_1, v_2 のままである。

これを壁静止系(図 1.15)で見ると、壁 1 に衝突する時、粒子は速度 $-v - v_1$ で運動しているので、壁 1 と衝突した後は速度 $v + v_1$ となる。壁 2 に対しては粒子は速度 $v + 2v_1 - v_2$ で運動しているので、衝突した後は速度 $-v - 2v_1 + v_2$ となる。

壁静止系

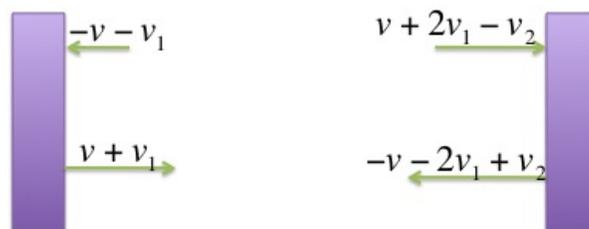


図 1.15: ニュートン 1 次元、壁静止系。壁静止系では、粒子は壁 1 に対して速度 $-v - v_1$ で衝突し、速度 $v + v_1$ になり、速度 $v + 2v_1 - v_2$ で壁 2 に衝突し、速度 $-v - 2v_1 + v_2$ になる。

ここで、衝突前の運動量 p と衝突後の運動量 p'' の比を取る

$$\frac{p''}{p} = \frac{mv''}{mv} = \frac{v + 2v_1 - 2v_2v}{v} = 1 + 2\frac{v_1 - v_2}{v}$$

Δp を運動量増加分とすると

$$\Delta p = p'' - p$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{p''}{p} - 1 = 2\frac{v_1 - v_2}{v}$$

$v_1 > v_2$ より、 $p'' > p$, $\Delta p > 0$,
 $v \rightarrow c$ とすると、

$$\frac{\Delta p}{p} \simeq 2 \frac{v_1 - v_2}{c}$$

次に、相対論的な場合に 1 回の弾性散乱で粒子の得るエネルギーを考える。

(1) 実験室系

壁に対して垂直な方向を x 軸とし、粒子の速度で x 軸方向の成分を v_x とする。また、壁 1、壁 2 の速度をまとめて v_w とする (図 1.16)。

x 軸方向の運動量 p_x は $p_x = \gamma m v_x$ ($\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}}$) となる。

また、この時のエネルギーは $E = \gamma m c^2$ である。

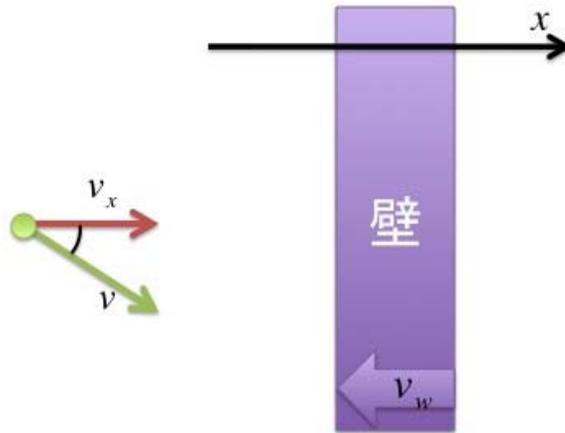


図 1.16: 相対論的な場合に 1 回の弾性散乱で得られるエネルギー (実験室静止系)。壁に垂直な方向を x 軸、粒子の速度の x 軸方向成分を v_x 、壁 1 と壁 2 の速度をまとめて v_w とする。

(2) 壁静止系

壁静止系では $v_w = 0$ である。

ここで、運動量とエネルギーをそれぞれローレンツ変換する。

$$p'_x = \gamma_w (p_x + \frac{v_w}{c^2} E)$$

$$E' = \gamma_w (E + v_w p_x), \quad \left(\gamma_w = \frac{1}{1 - (\frac{v_w}{c})^2} \right)$$

弾性散乱を考えているので、散乱後の運動量とエネルギーはそれぞれ

$$p'_x \rightarrow -p'_x$$

$$E' \rightarrow E'$$

となる。

(3) 再び実験室系

ここで、ローレンツ逆変換を行う。

$$E'' = \gamma_w (E' - v_w (-p'_x))$$

$$= \gamma_w^2 (E + v_w p'_x) + \gamma_w^2 v_w (p_x + \frac{v_w}{c^2} E)$$

$$= r m c^2 \gamma_w^2 (1 + 2 \frac{v_w}{c} \frac{v_x}{c} + (\frac{v_w}{c})^2)$$

$$= E \gamma_w^2 (1 + 2 \frac{v_w}{c} \frac{v_x}{c} + (\frac{v_w}{c})^2)$$

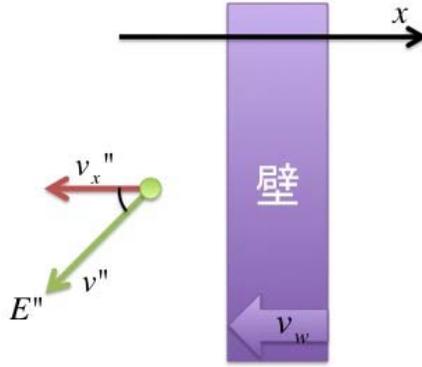


図 1.17: 相対論的な場合に 1 回の弾性散乱で得られるエネルギー (ローレンツ変換した後の実験室静止系)。ローレンツ変換し、さらにそれを逆ローレンツ変換した後の粒子の速度を v'' 、その x 軸方向成分を v_x'' 、エネルギーを E'' とする。他方で、壁の速度は v_w のままである。

簡単に $v_w \ll c$, $\gamma_w \approx 1$ の時

$$E'' \approx E \left(1 + 2 \frac{v_w v_x}{c^2} \right)$$

$$i.e. \frac{\Delta E}{E} = \frac{E'' - E}{E} = 2 \frac{v_w v_x}{c^2} \approx 2 \frac{v_w}{c} \cos\theta$$

超相対論的極限を取ると

$$E \approx cp$$

$$\therefore \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{v_w}{c} \cos\theta$$

上流 → 下流 → 上流 → と 1 往復する時

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 2 \frac{v_1 - v_2}{c} \cos\theta$$

粒子の速度分布が等方的であるとき

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{2}{3}$$

なので

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \quad ^5$$

⁵ここで、粒子の加速の効率は $\frac{\text{流体の相対速度}}{\text{光速}}$ の 1 乗に比例している。この為、この加速過程はフェルミ 1 次加速と呼ばれている。

この過程を l 回繰り返すと

$$\begin{aligned}
 l = 1 \quad \frac{E_1}{E} &= 1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \\
 l = 2 \quad \frac{E_2}{E_1} &= 1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \\
 \text{i.e. } E_2 &= \left(1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}\right)^2 E \\
 \therefore \frac{E_l}{E_0} &= \left(1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}\right)^l \tag{1.3}
 \end{aligned}$$

ここから、散乱される粒子について考える。

上流に行った粒子は必ず下流に戻るが、下流に行った粒子の大半はそのまま下流に流される（わずかしが上流に戻されない）。

そこで、下方遠方に消失する確率 P_{loss} を考える。

$$\begin{aligned}
 P_{loss} &= \frac{\text{下流遠方 } (x \rightarrow \infty) \text{ での粒子数フラックス}}{\text{衝撃波面に上流から流れ込む粒子数フラックス}} \\
 &= \frac{n_0 v_2}{\left(\frac{\int n_0 c \cos\theta d\Omega}{\int d\Omega}\right)} \\
 &= \frac{n_0 v_2}{\left(\frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} d\theta n_0 c \cos\theta \sin\theta}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\theta \sin\theta}\right)} \\
 \therefore P_{loss} &= \frac{4v_2}{c}
 \end{aligned}$$

l 回衝撃波面を往復する確率 S_l は

$$\begin{aligned}
 S_l &= (1 - P_{loss})^l \\
 &= \left(1 - \frac{4v_2}{c}\right)^l \tag{1.4}
 \end{aligned}$$

である。

(1.3) と (1.4) の対数をとって辺々を割る。

$$\begin{aligned}
 \frac{\ln \frac{E_l}{E_0}}{\ln S_l} &= \frac{l \ln \left(1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}\right)}{l \ln \left(1 - \frac{4v_2}{c}\right)} \\
 &\approx \frac{\frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c}}{-\frac{4v_2}{c}} \quad (\because \ln(1+x) \approx x) \\
 &= -\frac{v_1 - v_2}{3v_2} \\
 \text{i.e. } \ln S_l &= -\frac{3v_2}{v_1 - v_2} \ln \left(\frac{E_l}{E_0}\right) \\
 \therefore S_l &= \left(\frac{E_l}{E_0}\right)^{-\frac{3v_2}{v_1 - v_2}} \tag{1.4}
 \end{aligned}$$

S_l の定義より

$$\begin{aligned}
S_l &= \frac{\int_{E_l}^{\infty} N(E) dE}{\int_{E_0}^{\infty} N(E) dE} \\
&= \frac{\int_{E_l}^{\infty} N(E) dE}{N_0}
\end{aligned} \tag{1.5}$$

(1.4) と (1.5) より

$$\int_{E_l}^{\infty} N(E') dE' = N_0 \left(\frac{E_l}{E_0} \right)^{\frac{-3v_2}{v_1 - v_2}}$$

$E_l \rightarrow E$ とし、両辺を E で微分

$$\begin{aligned}
-N(E) &= N_0 \left(-\frac{3v_2}{v_1 - v_2} \right) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\left(\frac{3v_2}{v_1 - v_2} + 1 \right)} \\
\therefore N(E) &\propto E^{-P} \\
P &= \frac{3v_2}{v_1 - v_2} + 1 \\
&= \frac{v_1 + 2v_2}{v_1 - v_2} \\
&= \frac{v_1}{v_2} + 2 \\
&= \frac{v_1}{v_2} - 1
\end{aligned}$$

マッハ数無限の極大では

$$\begin{aligned}
r &= \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = 4 \\
\therefore P &= \frac{r + 2}{r - 1} \\
&= 2
\end{aligned}$$

であるから

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

となり、ここまででの計算で宇宙線のべきは E^{-2} となる。

他方で、エネルギーの高い粒子ほど早く銀河系外に逃げ出す効果として $E^{-0.6} \sim E^{-0.7}$ が考えられ、knee 以下のスペクトル $E^{-2.7}$ を加速源のスペクトルに戻すと $E^{-2.0} \sim E^{-2.1}$ を得る。よって、宇宙線のべきをよく表していると言える。[4]

フェルミ 1 次加速の仮定と現実、問題点 ここまでに仮定は 4 点ある。

仮定 1.1 次元平面衝撃波

仮定 2. 衝撃波の厚さは無限小

仮定 3. 磁場は衝撃波面に垂直 (並行衝撃波)

仮定 4. 陽子と電子の加速は同程度

これらを仮定しているが、それぞれについて以下のような問題が考えられる。

仮定 1 に対して：超新星残骸 (次ぎの節で触れる加速源の候補である) の衝撃波は球面になっている。

仮定 2 に対して：実際の衝撃波は数 pc の厚さを持つ。

仮定 3 に対して：衝撃波面に磁場が垂直な場合は理想的な場合であり、一般には斜めを向いている。磁場が斜めを向いている場合には流れの方向と磁場の方向が一致しないので、プラズマは

電場を持っていることになる。そのため、流体の電場以外にプラズマ中のマクロな電場を加速に利用することが可能になることが期待される。

仮定4に対して：観測的には、電子も陽子も加速されていることは明らかだが、理論的には十分理解されているとは言い難い。また、衝撃波の厚さは上流の流れの速度に対応する陽子のジャイロ半径程度とみなされているので、電子のジャイロ半径がこれより大きくなれば陽子と電子の加速には大きな差はないと考えられるが、問題は電子をどのようにしてそこまで加速できるか、という事である。それ以下のエネルギーでは、電子のジャイロ半径は衝撃波の厚さよりも小さいので、電子は衝撃波面を無限小の厚さの不連続面ではなく、ゆっくりと変動する速度場として感じることになる。このような場合に電子が衝撃波加速を受けるのかどうかは自明ではない。 [13]

さらに、フェルミ加速には以下の2つの問題点がある。

問題点 1. べき型スペクトルは良く説明できるが、その絶対値を与えない。

問題点 2. 衝撃波面を行きき出来るほどのエネルギーを持った粒子の注入問題。

これらの問題は未だに解決しておらず、物理学において解決すべき最も重要な問題の1つである。

他方で、これらの仮定や問題があるにも関わらず、フェルミ加速が宇宙線のべきを良く再現出来ている事は注目すべきである。

1.2 Crab Nebula

この章では観測天体である Crab Nebula と最近の報告の概説を行う。

1.2.1 概要

Crab Nebula は中心に Crab Pulsar をもつ超新星残骸であり、地球から約 2kpc の距離にある。また、超新星自体は 1054 年に出現したことが中国や日本の文献に記録されており、SN1054 とも呼ばれる。Crab Nebula は未だに膨張し続けており、現在は地上から可視光で 5 分角 (約 3pc) の大きさに広がっている。

Pulsar とは超新星爆発で形成される超高密度の中性子星で、強い磁場をもって高速で自転しているために周期的に電磁波を発している天体である。Crab Pulsar は半径 10km で、磁場は約 $10^{12}G$ であり、星本体を数千 km の磁気圏が覆っている。また、周期は 33ms で、スピンドウン光度 L_s は $L_s \approx 5 \times 10^{38} \text{erg/s}$ である。

Crab Pulsar の強力な磁場と早い自転の為に、電子、陽電子がパルサー風として吹き出しており、ローレンツ因子は 10^6 にもなるとされている。このパルサー風は、Crab Pulsar から $10^{12} \sim 10^{13} \text{km}$ 離れていて周囲と圧力が釣り合うところで、準静的な末端衝撃波を形成する。その衝撃波面を舞台にして、粒子加速 (cf. §1.1.5) が起こり、電子、陽電子が高エネルギーに加速され、星間雲中の mG 程度の磁場と相互作用する事で synchrotron emission を引き起こす。この synchrotron emission によって、図 1.18 の 1GeV 以下の X 線、 γ 線のスペクトルがよく説明でき、それ以上は inverse Compton scattering でよく説明できる。 [20]

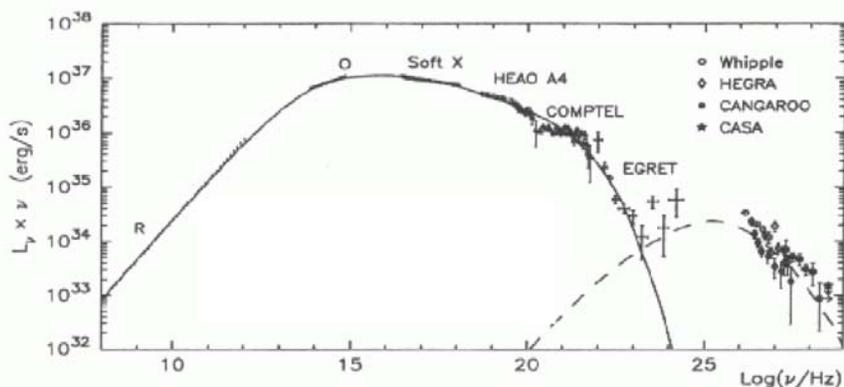


図 1.18: Crab のエネルギースペクトル分布 [16]

また、高エネルギーまで加速されなかった電子、陽電子は、高温プラズマとしてパルサーの周りを取り囲むパルサー星雲として観測され、可視光で星雲全体を照らしている。

図 1.7 からパルサーの周辺を電子雲が取り巻き、双極流が出ている事が X 線で分かり、その周囲を高温のプラズマがプラズマが取り囲んで星雲をなしている事が可視光で分かる。

Crab Nebula は X 線では安定して非常に明るく、エネルギースペクトルの形が単純であるため、X 線、 γ 線の観測装置の較正に頻繁に使われる。また、明るさの指標として Crab という単位もあり、 $1 \text{ Crab} = \sim 2 \times 10^{-8} \text{ erg/s/cm}^2$ である。

Crab の X 線での最も単純なモデルでは、Crab Pulsar から jet が双方向に出ており、inner ring (末端衝撃波) があり、その周囲を torus が囲んでいる。図 1.19

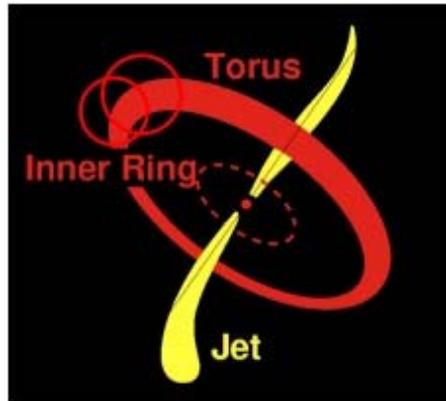


図 1.19: Crab の単純なモデル。Crab の X 線での最も単純なモデル。ulsar から jet が双方向に出ており、inner ring と torus がそれを囲んでいる。[17]

さらに、Crab Nebula には他にも "wisp", "knot", "anvil" といった構造がある事も知られている。

図 1.20

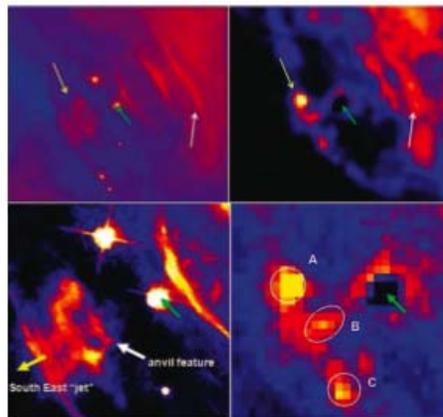


図 1.20: Crab Nebula の可視光による観測イメージ。HST と Chandra による Crab Nebula の可視イメージ。2010 年 9 月の flare が起きた後に観測された。[23]

2002 年に打ち上げられたヨーロッパの X 線、 γ 線天文衛星 INTEGRAL により観測された Crab のスペクトルを図 1.21 に示す [15]。Crab のスペクトルは単純な power law で表せる。また様々な X 線、 γ 線検出器における Crab のスペクトルフィッティングパラメータの最適値を表 1.2 にまとめた。[1]

1.2.2 最近の報告

「Crab Nebula の光度は安定している」と言うことはこれまでの常識であった。しかし、近年、Crab Nebula は 100keV 以下では数%のオーダーで変動しているという報告や、 γ 線で flare を起

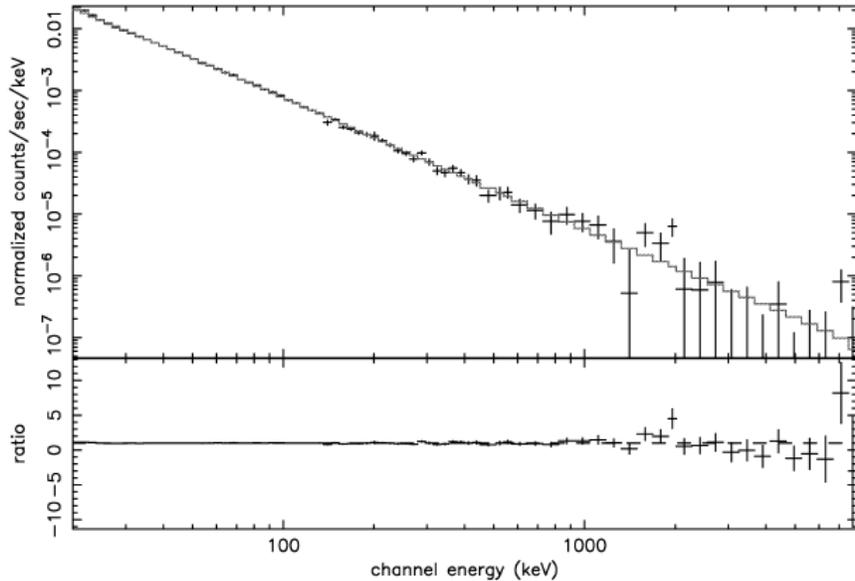


図 1.21: INTEGRAL 衛星で観測した Crab のスペクトル [15]

表 1.2: Crab のスペクトルフィッティングパラメータ [15]

検出器	Photon Index	50 – 100 keV flux (count/cm ² /s)
OSO-8	2.00 ± 0.06	6.41 × 10 ⁻²
GRIS	2.15 ± 0.03	4.52 × 10 ⁻²
CGRO/OSSE	2.19 ± 0.03	5.68 × 10 ⁻²
CGRO/BATSE	2.20 ± 0.01	6.83 × 10 ⁻²
SAX/PDS	2.13 ± 0.01	4.92 × 10 ⁻²
INTEGRAL/SPI	2.17 ± 0.01	(7.08 ± 0.03) × 10 ⁻²
Suzaku	2.11 ± 0.01	6.60 × 10 ⁻²

こしているという報告がある。

光度変動

図 1.22 をのように、Crab Nebula は X 線で変動しており、100keV 以下では、最大で 7%程度の変動が伺える。図 1.23 から Crab Nebula の変動が分かり、Aug.2008-Jul.2010 の間に 12-50 keV では (5.4 ± 0.4)%の減光、50-100 keV では (6.6 ± 1.0)%の減光、12-50 keV では (12 ± 2)%の減光、12-50 keV では (39 ± 12)%の減光、が伺える。[18]

図 1.22、図 1.23 の横軸は MJD(Modified Julian Date) で、1858 年 11 月 17 日 0 時からの経過日数を表す。ユリウス日 (Julian Days) と 2400000.5 の差 (MJD = JD - 2400000.5) である。

GeV γ -ray flares

Crab の flare は GeV γ 線で 2007 年中旬から現在までに 4 回確認されている。それぞれの flare があった日付は Oct.2007, Feb.2009, Sep.2010, Apr.2011 であり、だいたい 1 年に 1 回の割合で flare を起こしていることになる。

これらの flare はどれも synchrotron emission と inverse Compton scattering の谷間にあたる 1GeV 程度のエネルギー領域で起こっている。また、継続時間は 2 日程度 ~ 2 週間程度で、増光は factor 2 ~ 6 程度である。[20][21][22][23][24]

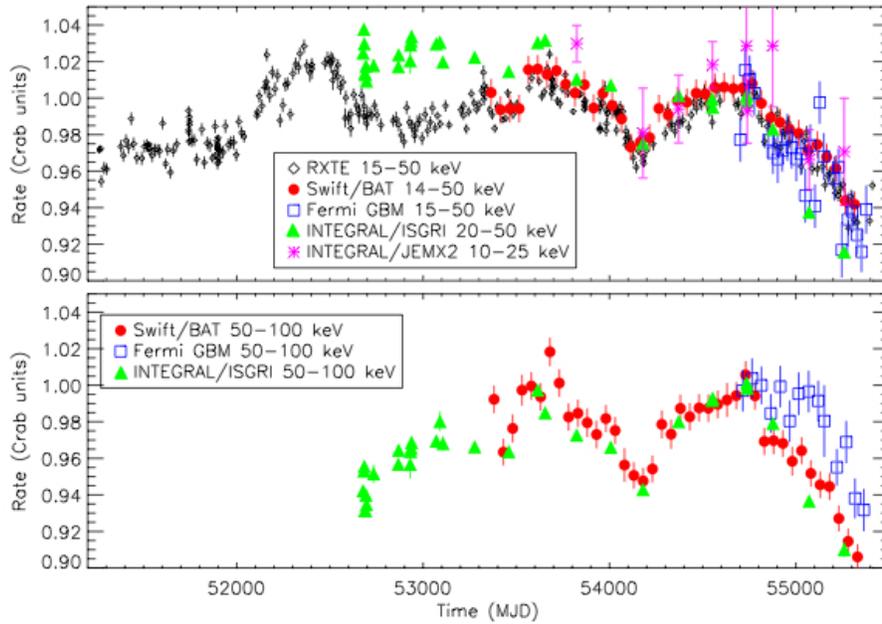


図 1.22: 複数の観測衛星 / 観測器での観測による Crab Nebula の長期ライトカーブ。RXTE/PCA (15–50 keV: black diamonds), Swift/BAT (top: 14–50 keV, bottom: 50–100 keV: red filled circles), Fermi/GBM (top: 15–50 keV, bottom: 50–100 keV: open blue squares), INTEGRAL/ISGRI (top: 20–50 keV, Bottom: 50–100 keV: green triangles), and INTEGRAL/JEMX2 (10–25 keV). それぞれのデータはそのエネルギーでの”Crab 単位”で規格化してある。また、全てのエラーバーは統計エラーのみを示している。[18]

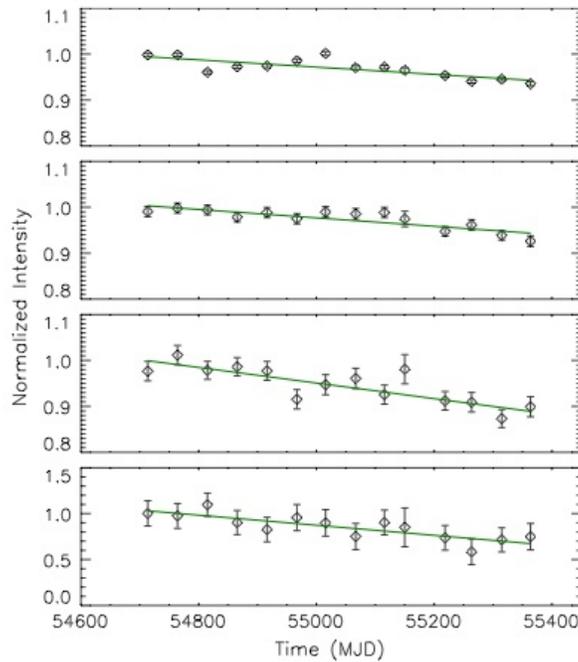


図 1.23: Fermi 衛星搭載 GBM での観測による Crab Nebula の長期ライトカーブ。1 ビンは 50 日で平均してある。上から順に 12-50keV, 50-100keV, 100-300keV, 300-500keV である。実線は変動の割合を求めたものである。[18]

これらの flare は 2009 年を除き⁶ AGILE 観測衛星が発見し、Fermi 観測衛星等が confirm している。また、近赤外線から X 線において Swift/BAT, INTEGRAL, Swift-XRT, RXTE-PCA, MAXI / GSC, Chandra, HST, NIR 等の多数の観測衛星 / 観測機器が同時 / 追観測したが、特に対応 flare は見つかっていない。[19]

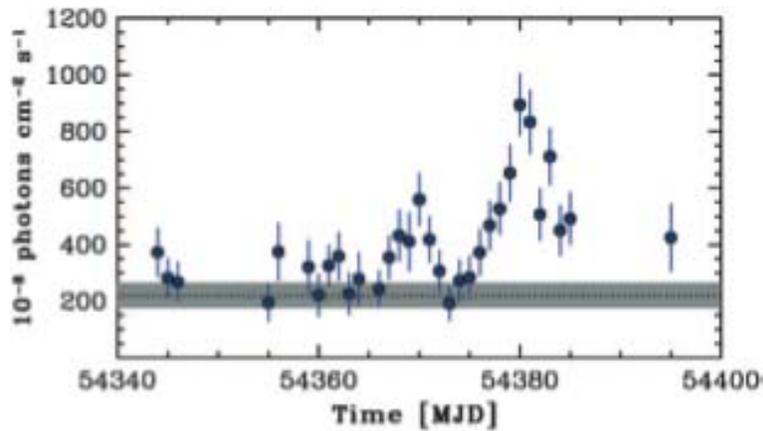


図 1.24: AGILE の観測による 100MeV-5GeV のエネルギー帯域におけるライトカーブ。2007 年の 9 月 27 日-10 月 12 日までのライトカーブであり、1 ビン 1 日である。誤差は標準偏差である。点線と灰色の帯は Crab フラックスの平均であり、標準偏差を含んでいる。このライトカーブで示している flare は Oct.2007 のものである。[23]

ここで、観測された 4 つの flare について簡単に比較してまとめる。

表 1.3: Crab GeV γ -ray flare のまとめ

date	discovery	duration	増光 (factor)
Oct.2007	AGILE	約 2 週間	3
Feb.2009	Fermi	約 16 日	4
Sep.2010	AGILE	約 4 日	6
Apr.2011	AGILE	~2 日	2~3

この flare に伴い Pulsar 成分に有意な変化がない為に、flare は Nebula 起源だと考えられている。[19]

⁶この時、AGILE 観測衛星は Crab から離れた空を観測していた。この flare を発見したのは Fermi 観測衛星である。[21]

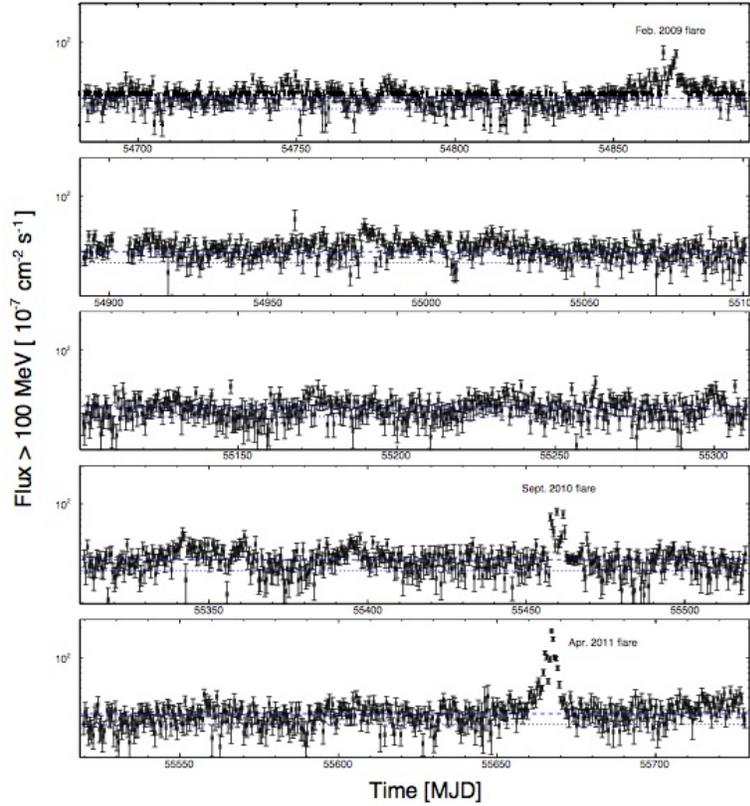


図 1.25: Integral の観測による 100MeV 以上のエネルギー帯域におけるライトカーブ。Fermi 観測の最初の 35ヶ月間のライトカーブであり、1 ビンは 12 時間である。青い点線は 33ヶ月間の Nebula と Pulsar の合計のフラックスの平均を示している。青い破線は Nebula からの synchrotron の平均である。フラックスはログスケールで示してある。このライトカーブで示している flare は Feb.2009,Sept.2010,Apr.2011 のものである。[22]

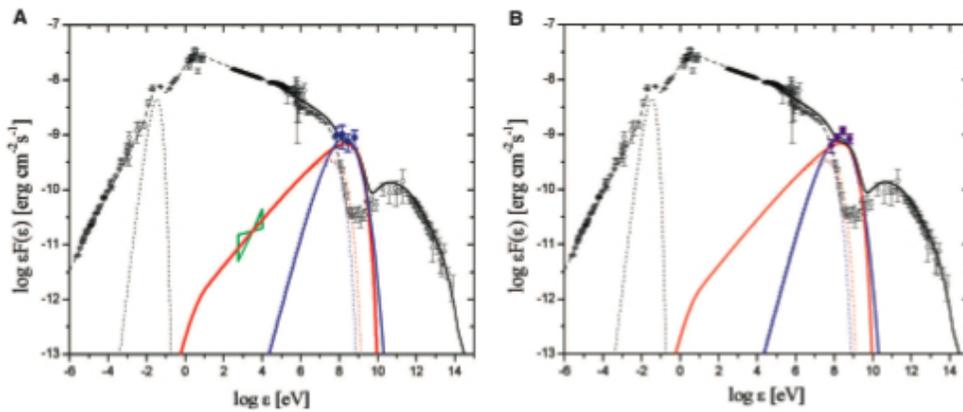


図 1.26: AGILE の観測による 2010 年 9 月、2007 年 10 月の flare 時の Crab Nebula のスペクトル。黒点は安定状態の Crab Nebula の放射である。(A) 青点は 2010 年 9 月 19-21 日 (MJD 55458.5-55460.5) の 2 日間のデータの積分である。誤差は標準偏差である。赤と青の実曲線はそれぞれ異なる理論的モデルにおける、衝撃波における相対論的な電子 / 陽電子による衝動的加速の synchrotrone emission のスペクトルモデルの 2 日間の平均である。点曲線は flare から 3 日経った後のスペクトルの進化を示している。(B) 紫点は 2007 年 10 月 7-9 日 (MJD54380.5-54382.5) の 2 日間のデータである。誤差は標準偏差である。黒、青、赤の曲線は (A) と同じものを示し、2007 年の flare と比較している。[23]

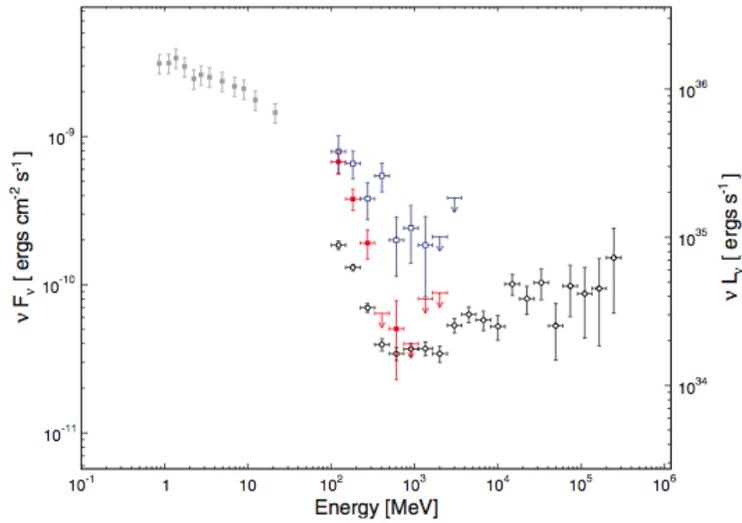


図 1.27: Fermi の観測による 2009 年 2 月、2010 年 10 月の flare 時の Crab Neula のスペクトル。黒点は Fermi/LAT 観測の最初の 25ヶ月の平均のスペクトルである。赤点は 2009 年 1 月 26 日-2 月 11 日 (MJD 54857.73-54873.73) のスペクトルである。青点は 2010 年 9 月 18 日-9 月 22 日 (MJD 55457.73-55461.73) のスペクトルである。[21]

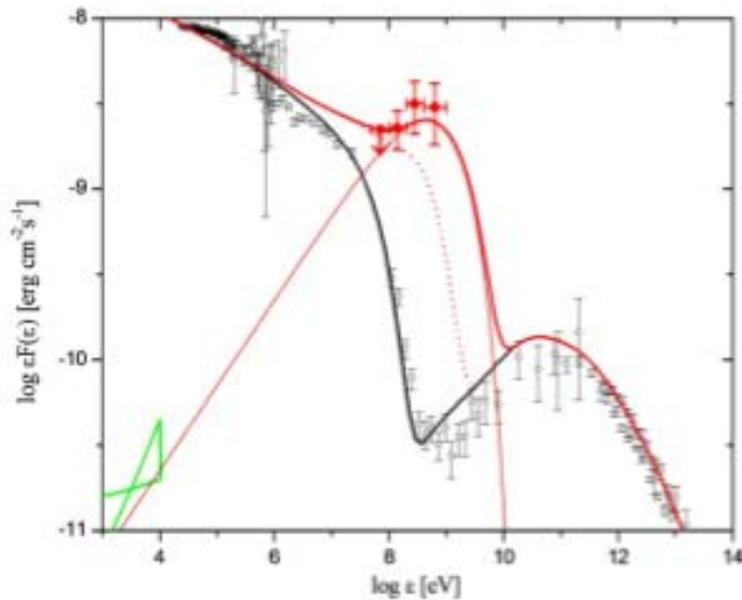


図 1.28: AGILE の観測による 2011 年 4 月の flare 時の Crab Neula のスペクトル。赤点は 2011 年 4 月 15-16 日 (MJD 55666.4-55667.4) の 2 日間のデータの積分である。黒点は Nebula の平均のスペクトルを示している。赤曲線は flare の理論モデルを示している。[24]

1.3 Synchrotron Emission

この節では Crab Nebula の放射機構としても知られている synchrotron emission について述べる。[25][26]

synchrotron emission とは、荷電粒子が磁場によるローレンツ力により進行方向を曲げられ、この加速度によって放射を行うことである。図 1.29

synchrotron emission の放射角度は、相対論的光行差により放射は粒子の進行方向に強く収束される。磁場に向きがあるため、磁場に垂直な方向 (軌道面内) に直線偏光する。よって、偏光を観測する事によって、磁場の向きを推定する事が出来る。

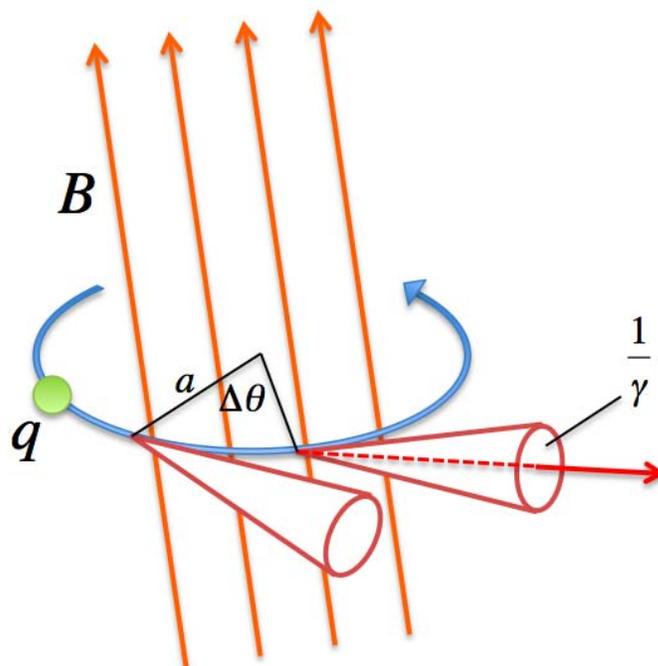


図 1.29: synchrotron emission のモデル。磁場 B に電荷 q を持つ荷電粒子が進行方向を曲げられ、その加速度方向へ放射している。

磁場 B に巻き付く電荷 q の粒子のジャイロ運動の角速度 ω_B は、非相対論的 ($\gamma \sim 1, \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$) な場合は、

$$\omega_B = \frac{qB}{m}$$

であり、軌道半径 a や速度に依らない。

相対論的 ($\gamma \gg 1$) な場合は、

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc}$$

である。

放射強度は双極子モーメント d の 2 階微分から

$$\begin{aligned} P &= \frac{2d''}{3c} \\ &= \frac{2q^2v^2\omega^2}{3c^2} \\ &= \frac{2r_0c\beta^2\gamma^2B^2}{3} \end{aligned}$$

である。但し、3 つ目の式は相対論的な場合であり、 $\beta = v/c, r_0 = q/mc^2$ である。

これは速度 $v(\gamma, \beta)$ の1個の電子の放射強度である。相対論的な場合には電子の系では当方的な放射であっても、観測者の系に移ると、進行方向に集中するビーミング効果⁷が起きる。よって、この synchrotron emission も前方に集中して、その開き角は $1/\gamma$ になる。図 1.29
 その特徴的な周波数 ω_c は、

$$\omega_c = \frac{3}{4\pi} \gamma^2 \frac{eB}{m} \text{ [Hz]} \quad (1.6)$$

で与えられる。

他方で、観測される synchrotron emission の放射スペクトルは

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}q^3 B}{8\pi\epsilon_0 cm} F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$$

である。ここで、 $\frac{\omega}{\omega_c} = \xi$ とすると、 $F(\xi)$ は

$$F(\xi) = \xi \int_{\xi}^{\infty} K_{\frac{5}{3}}(\xi) d\xi$$

であり、この $K_{\frac{5}{3}}(\xi)$ は Modified Bessel function と呼ばれる関数である。

また、 $F(\omega)$ は図 1.30 の様になっており、 $\omega/\omega_c > 1$ では急激に小さくなる。

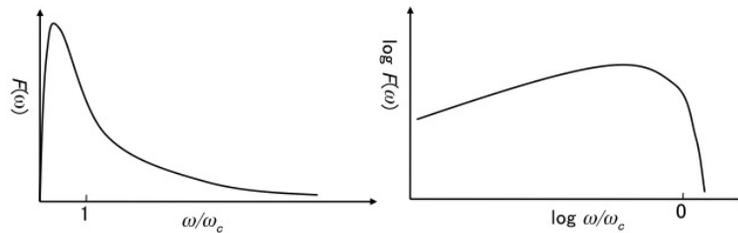


図 1.30: 放射スペクトル $F(\omega)$ [25]

また、 ω_c を臨界周波数と呼ぶ。この周波数付近で放射強度はピークとなり、高いエネルギーの粒子ほど、高い周波数の放射を出す。

非熱的多粒子系の synchrotron emission の場合だと、図 1.31 の様に、様々なエネルギー分布の粒子による synchrotron emission の重ね合わせを観測する事になる。また、高エネルギー粒子が多いければ、高周波数まで放射が続き、フラットなスペクトルになる事も分かる。

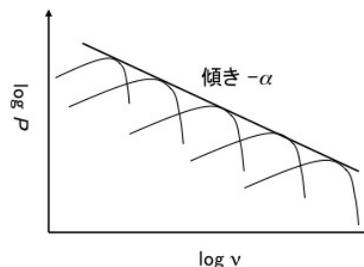


図 1.31: 非熱的多粒子系の synchrotron emission[25]

放射粒子のエネルギー分布がべき関数の場合は、放射スペクトルもべき関数になる。また、放射強度の周波数依存の係数はスペクトル指数と呼ばれ、スペクトル指数を観測すれば、エネルギー指数がわかる。

⁷ビーミング効果とは、相対論的な荷電粒子からの放射は、荷電粒子静止系では当方的であっても、観測者から見ると図 1.29 のように放射の広がり角 $1/\gamma$ を与える効果である。

ここから、現実的なパラメータを与えて、どのような放射が起こるか考える。
典型的には、星間空間には $(1 - 10) \times 10^{-6} G$ 程度の磁場が存在する。(1.6) から放射帯域 $h\nu$ は

$$h\nu \sim 3 \left(\frac{B}{10^{-6} G} \right) \left(\frac{E_{cr}}{10^{14} eV} \right) [keV]$$

と与えられる。

よって、 $10^9 eV (GeV)$ 程度まで加速された電子は電波帯域で、knee エネルギー ($10^{15.5} eV$) 程度まで加速された電子は軟 γ 線帯域で、synchrotron emission する。[4]

1.4 本研究の目的

Suzaku/WAM の地食観測の研究は、過去に以下のようなものがある。Astro-E2 とは打ち上げ前のすざく衛星の名前である。[1]

- 山田芳徳 2003 年度 卒業論文
「Astro-E2 衛星搭載硬 X 線検出器による全方位観測の感度の推定」
- 平澤歩 2004 年度 卒業論文
「Astro-E2 衛星搭載 WAM を用いた全天硬 X 線観測における天体位置決定の研究」
- 浅野哲也 2006 年度 修士論文
「すざく衛星搭載軟 γ 線観測装置 WAM による地食観測データ解析システムの立ち上げ」
- 吉良知恵 2008 年度 修士論文
「すざく衛星搭載 WAM の軟ガンマ線地食観測によるブラックホール連星の長期時間変動解析」

山田卒論では WAM での地食観測の感度が推定され、全天モニターが可能であることがシミュレーションを通して実証された。平澤卒論では地食時刻から検出した天体の位置を決定する、リコンストラクションのプログラムが作成された。浅野修論は、すざく衛星が打ち上がり観測データが実際に得られるようになってからの研究であり、これによって WAM による地食解析のシステムが立ち上げられた。

浅野修論の段階では、かに星雲による較正で WAM0 面に入射角度 60° 以内のときフラックス決定精度が約 30% であることが分かり、Cygnus X-1, Cen A, GRO J1655-40, GRS 1915+105, IGR J16195-4945 について検出が確認された。ただし、この段階では系統誤差の評価がされておらず、明るい天体である Crab, Cyg X-1 以外の検出は不確定であった。

吉良修論の段階では、ブラックホール連星の更に正確で詳細な情報を得るために WAM での地食観測の解析システムの構築を引き続いて行い、改良を重ねてほぼ完成へと導いた。これによりブラックホール連星の研究において WAM の地食解析を実用レベルまで引き上げ、軟 γ 線領域で長期連続観測することを可能にした。具体的には、浅野修論の段階で確実に検出できた天体が Crab と Cyg X-1 の 2 天体であったのに対し、検出限界の評価を行った上で、さらに 10 天体を検出し、定量的評価が与えられる解析システムを構築した。

本研究の目的は、“標準光源”とされており、宇宙線加速の現場として注目されているが、近年 fluctuation や flare が報告されている Crab Nebula を WAM により長期連続観測し、地食解析を行うことで新たな物理描像に迫る事である。

本研究では、地食観測をより効率よく行う為にこれまでの解析手法に改良を行い、膨大なデータの迅速な処理を目指した。これにより、2005 年 8 月から今日までの約 6 年半分のデータを効率よく扱えるようになった。具体的には、これまで乱雑で層が深い解析ディレクトリー環境を整頓し、より平坦なディレクトリー環境にした。軟 γ 線領域は粒子加速についての詳細な描像を探るために非常に重要な領域である。現在この領域で長期連続観測が可能なのは WAM による地食観測だけであるため、非常に重要な情報であり、これから新たな物理描像が得られることが期待される。

第2章 観測装置

2.1 X線天文衛星すざく

日本で5番目のX線天文衛星すざく(第23号科学衛星 Astro-EII)は日本国内の大学、諸機関、米国航空宇宙局(NASA)などの協力で開発が進められ、2005年7月10日に内之浦宇宙空間観測所(Uchinoura Space Center; USC)からM-Vロケット6号機で打ち上げられた。2000年2月10日にM-Vロケット4号機により打ち上げられ、第一段ロケットの不調により軌道投入に失敗したAstro-Eの2号機である。日本の科学衛星としては大型で、直径2.1 m、軌道上で鏡筒進展後の全長6.5 m、太陽電池パネルの幅が5.4 mで、重量は1700 kgである。

すざく衛星では、太陽電池パネルが太陽と 30° 以内の方向になるよう姿勢を三軸制御する。観測機器は太陽電池パネルの軸に垂直方向を向くので、観測範囲は太陽から $60^\circ - 120^\circ$ となる。

高度570 km、軌道傾斜角 31° の略円軌道をとる、周期96分で1日に約15回地球を周回し観測を行っている。Chandra、XMM-NewtonなどのX線天文衛星は、天体が地球の影に隠れる時間を最小限にして連続観測時間を長くするため、地球から離れる時間が多い長楕円軌道を採用している。しかし一方で、この軌道では検出器が宇宙線や荷電粒子により損傷を受けやすく、バックグラウンドの時間変動が大きい。すざく衛星は低周回軌道をとることで、バックグラウンドの時間変動を小さく抑えている。

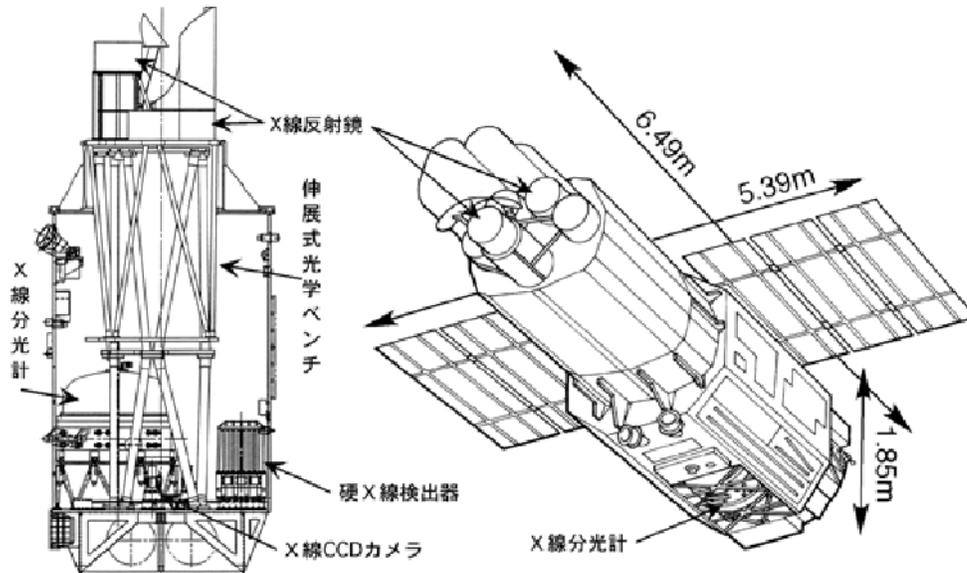


図 2.1: すざく衛星の概観

すざく衛星は観測機器として5つの軟X線反射望遠鏡(X-ray Telescope; XRT)と1つの硬X線検出器(Hard X-ray Detector; HXD)を搭載している。XRTは口径40 cm、焦点距離4.5 - 4.75 mで、伸展長1.4 mの伸展式光学台(extensible optical bench; EOB)に取り付けられている。過去のあすか衛星搭載X線望遠鏡に比べ有効面積・結像性能が倍近く向上しており、10 keV付近のX線で世界最大級の感度を示す。5つのXRTのうち4つにはX線撮像分光器(X-ray Imaging Spectrometer; XIS)、残る1つには高精度X線分光装置(X-ray Spectrometer; XRS)が設置されている。XISは0.2 - 12 keVのX線を観測するCCDカメラであり、4台あわせると有効面積は世界最大級となる。XRSは従来のX線検出器より波長分解能を1桁向上するように計画された

が、2005年8月8日に装置冷却のための液体ヘリウムが消失し、観測不能となっている。HXDはGSOシンチレータとPIN型フォトダイオードを用いた半導体検出器を組み合わせたものである。これらを筒状に伸びた井戸型BGOシンチレータの底に配置することで雑音 γ 線を低減し、10–700 keVの硬X線から軟 γ 線の領域を高感度観測する。

すざく衛星はこのように広い観測帯域、低バックグラウンド、世界最高水準の感度を実現し、宇宙の構造形成やブラックホール直近領域の探査等で順調に成果をあげている。

2.2 広帯域全天モニタ WAM

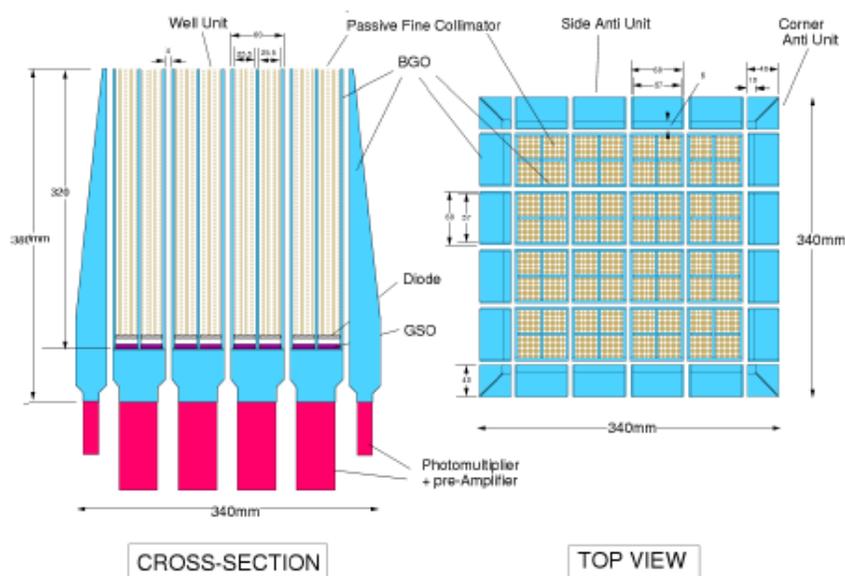


図 2.2: HXD の概観

すざく衛星搭載 HXD の主検出器は中央部に配置された 16 ユニットの Well 検出器であり、図 2.2 のような井戸型複眼フォスウィッチ (Phosphor Sandwich; phoswich) 構造を持つ。フォスウィッチ構造とは BGO シンチレータと GSO シンチレータを組み合わせた構造で、井戸型の BGO は GSO に対して反同時計数を取り、バックグラウンドイベントを除去している。またフォスウィッチ構造のユニットを複数並べた複眼配置をとることで、狭視野のまま大面積を確保し、隣り合うユニット間での反同時計数を用いてバックグラウンドを低減している。HXD では更に Well 検出器の 4 面を Anti 検出器で取り囲み、それらとの反同時計数を用いて主検出器における超低バックグラウンドを実現している。

この主検出器のアクティブシールドである Anti 検出器はコリメータがなく、全方向からの放射線を受ける。そのため Anti 検出器ではバックグラウンドが非常に高いが、常にほぼ全天をモニタでき、広帯域全天モニタ (Wide-band All-sky Monitor; WAM) として機能する。したがって主検出器のバックグラウンドを除去するとともに、 γ 線バースト (Gamma-ray burst; GRB) や太陽フレア、突発的光度変化を示すトランジェント天体の長期連続観測が可能である。

WAM は分厚い BGO シンチレータと光電子増倍管 (Hamamatsu R3998-01MOD) から成る検出器で、非常に広い視野 (2π str) と広いエネルギー帯域 (50 – 5000 keV) をもち、幾何学的面積は 1 面につき 800 cm^2 である。阻止能の高い BGO をシンチレータに用いることで、図 2.4 に示すように、1 MeV 付近で CGRO 衛星搭載 BATSE を凌ぐ非常に大きな有効面積を実現している。WAM の各面を WAM0、WAM1、WAM2、WAM3 と呼ぶ。WAM0 面は衛星の最も外側に位置し、太陽電池パネルと平行であることから常に太陽方向を向いている。逆に WAM2 面が衛星の最も内側に位置する。四隅のコーナー型ユニットを除く各面 4 つのサイド型ユニットが放射線を検出し、それらの信号は 1 つにまとめられて読み出される。

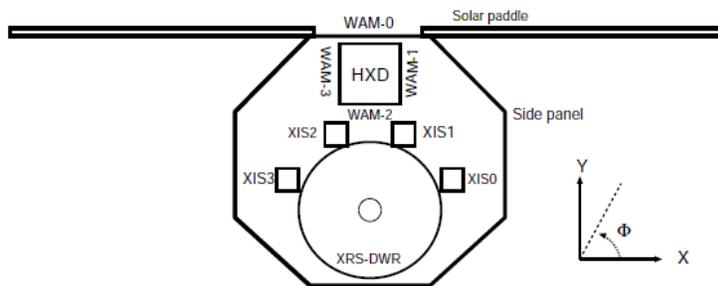


図 2.3: すざく衛星における HXD の上面図

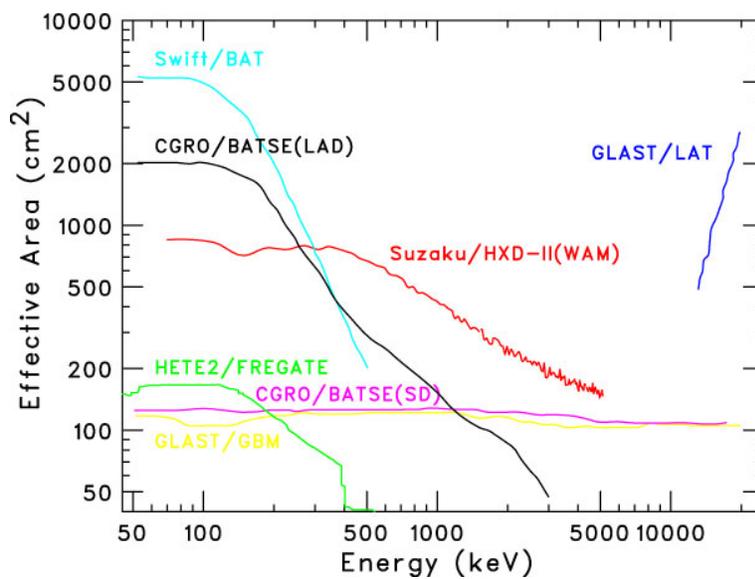


図 2.4: 全天 X 線 γ 線観測装置の有効面積の比較

すざく衛星は1日5回の日本上空通過時に USC の地上局と約 10 分通信し、地上に観測データを送る。WAM のデータは表 2.1 に示すように 2 種類あり、トランジェントデータ (Transient data; TRN データ) と γ 線バーストデータ (Gamma-ray burst data; GRB データ) である。TRN データはトランジェント天体をモニタするために常時取得され、55 のエネルギーチャンネルをもつパルスハイトデータ (Pulse Hight data; PH データ) が 1 秒ごとに出力される。一方 GRB データは GRB の検出情報を詳細に記録するためのデータで、衛星上での GRB トリガー前 16 秒、トリガー後 112 秒の計 128 秒間取得される。1/32 秒の時間分解能で、エネルギーチャンネル 4 つのタイムヒストリデータ (Time History data; TH データ) と PH データから成る。TH データと PH データにおける 2012 年 12 月 29 日のチャンネルとエネルギーの対応を表 2.2 に示す。

表 2.1: WAM データの種類

	目的	時間範囲	エネルギーチャンネル	時間分解能
GRB	GRB の検出	128 秒間 (トリガー前 16 秒とトリガー後 112 秒)	4 ch	1/32 秒
			55 ch	1 秒
TRN	バックグラウンドと突発現象のモニタ	常時	55 ch	1 秒

表 2.2: 2012 年 12 月 29 日時点での TH チャンネル、PH チャンネルのエネルギー領域の対応

エネルギー範囲	TH チャンネル	PH チャンネル
36 – 140 keV	TH0	1, 2
140 – 350 keV	TH1	3 – 6
350 – 770 keV	TH2	7 – 14
770 – 7600 keV	TH3	15 – 54

WAM は衛星構造物に囲まれているため、天体からの γ 線検出の応答関数 (レスポンス) が入射角度依存性を持ち、非常に複雑である。HXD-II チームでは WAM のレスポンス再現のため、打ち上げ前の較正 (キャリブレーション) の結果と GEANT4 シミュレーションとの比較で衛星全体の Mass Model を構築しており、打ち上げ後もキャリブレーションを進めているが、現状では 100 keV 以下で 50 % 以上、100 keV 以上で 10 – 40 % の吸収による不定性が存在する。

またエネルギー較正のため、1 日 1 回各ユニットを一つずつスキャン (unit scan) する。南大西洋磁気異常帯 (South Atlantic Anomaly; SAA) 通過後に放射化した周囲の衛星構造物からの 511 keV 電子陽電子対消滅線を用いて、ゲインのモニタを行っている。図 2.5 は WAM3 面の 4 つのユニットのゲインヒストリである。どのユニットもすざく衛星の打ち上げから徐々に減少しており、これは光電子増倍管の経年劣化によるものと考えられている。ゲインの変更操作は現在のところ 2006 年 6 月 16 日と 2007 年 4 月 17 日の 2 回実施されている。

実際に解析するときにはこのゲインヒストリを考慮して行う。また、コーナーユニットなど他と比べて外れているところは、解析には使用していない

2.3 MAXI、*Fermi*/GBM、*Swift*/BAT、*RXTE*/ASM

近年の X 線全天観測装置にはすざく衛星搭載 WAM 以外にも、国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟「きぼう」搭載の全天 X 線監視装置 (Monitor of All-sky X-ray image; MAXI)、*Fermi* 衛星搭載の GRB モニター (Gamma-ray Burst Monitor; GBM)、*Swift* 衛星搭載バースト速報望遠鏡 (Burst Alert Telescope; BAT) や *RXTE* 衛星 (Rossi X-ray Timing Explorer) 搭載の全天モニタ (All Sky Monitor; ASM) がある。

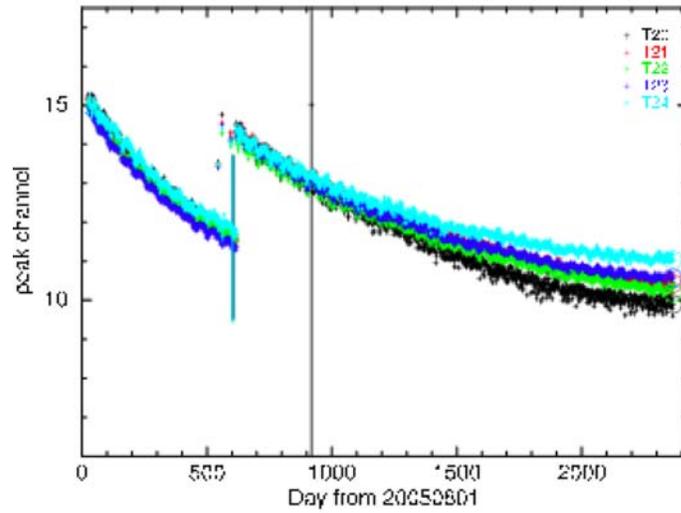


図 2.5: HXD-WAM のゲイン履歴



図 2.6: ISS の全体の完成予想図 (CG)



図 2.7: ISS の日本実験棟「希望」

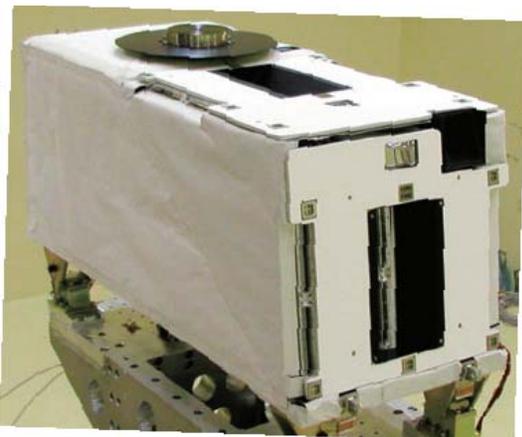


図 2.8: MAXI の概観

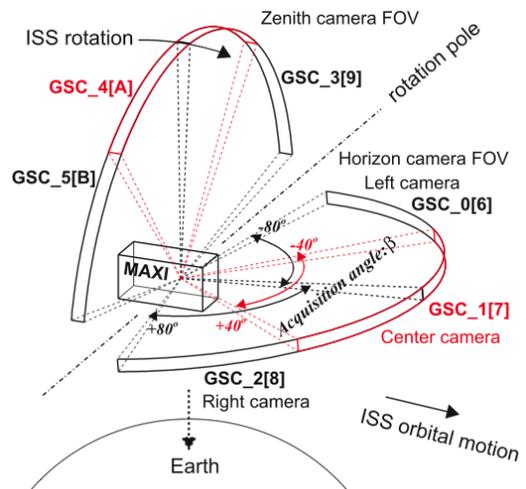


図 2.9: GSC の視野の概念 [36]

MAXIは2009年7月16日にSpace Shuttle Endeavourによって打ち上げられ、7月27日にISSに到着した観測器である。MAXIにはGSC(Gas Slit Camera)とSSC(Solid-state Slit Camera)の2つの検出器が搭載されている。Slit Cameraの利点としては、アパーチャーマスクからのノイズがないという点が上げられるが、不利な点としては、限られたスリット状の視野が上げられる。ISSの全体の完成予想図(CG)図を2.6、ISSの日本実験棟「希望」を2.7、MAXIの概観を2.8、GSCの視野の概念を2.9に示す。

MAXIは宇宙航空研究開発機構(JAXA)、理化学研究所、大阪大学、東京工業大学、青山学院大学、日本大学、京都大学等の協力の元に開発された。

主検出器であるGSCは2-30keVに感度があり、視野が $160\text{deg} \times 3\text{deg} \times 2\text{sets}$ と広く、1観測(~92分)で全天の90~98%を走査する。また、12枚のPSPC(Position Sensitive Proportional Counters)から成り、有効面積は 5350cm^2 である。

SSCは0.5-12keVに感度があり、視野は $90\text{deg} \times 3\text{deg} \times 2\text{sets}$ であり、1観測で全天の~70%を走査する。また、32このX-ray CCDからなり、有効面積は 200cm^2 である。SSCはGSCよりも小さな有効面積しかもっていないが、代わりに軟X線帯域で高いエネルギー分解能を持つ。[34][35]



図 2.10: Fermi 衛星の全体図



図 2.11: Fermi/GBM の概観

Fermi衛星は2008年6月11日にKennedy宇宙センターで打ち上げられた宇宙 γ 線衛星であり、LAT(Large Area Telescope)とGBM(Gamma-ray Burst Monitor)の2つの検出器が搭載されている。Fermi衛星の全体図を図2.10、GBMの概観を図2.11に示す。Fermi衛星はアメリカ、日本、イタリア、フランス、スウェーデン等の国際協力の下に開発された。

主検出器であるLATは広い視野とエネルギー帯(~20MeV)で全天 γ 線スキャンを行っており、1991年~2000年に活躍していたEGRET検出器の性能を大幅に上回っている。GBMは図2.12のように8keV-40MeVに感度があり、視野が~9srと大変広いため、硬X線-軟 γ 線の全天観測に用いられる。12個のNaI検出器と2個のBGO検出器からなり、NaI検出器の各有効面積は100keVでは 123cm^2 で、BGO検出器の各有効面積は0.15-2MeVで~ 120cm^2 である。

Swift衛星は2004年11月24日に打ち上げられたGRB観測専用衛星であり、X線望遠鏡(X-ray Telescope; XRT)、UV可視光望遠鏡(Ultra-Violet/Optical Telescope; UVOT)とともにBATが搭載されている。Swift衛星の全体図を図2.13、BATの概観を図2.14に示す。BATは図2.15のように15keV-150keVに感度があり、視野は全天の6分の1である。また、検出器の1m上方に $5 \times 5 \times 1\text{mm}^3$ の鉛タイルを敷き詰めたコーディドマスクを備えている。この影を撮像することで光子の到来方向を決定し、分光観測を行う。

RXTE衛星は1995年12月30日に打ち上げられ2011年12月まで活躍していた衛星で、ASMの他にPCA(Proportional Counter Array)、HEXTE(High Energy X-ray Timing Experiment)を

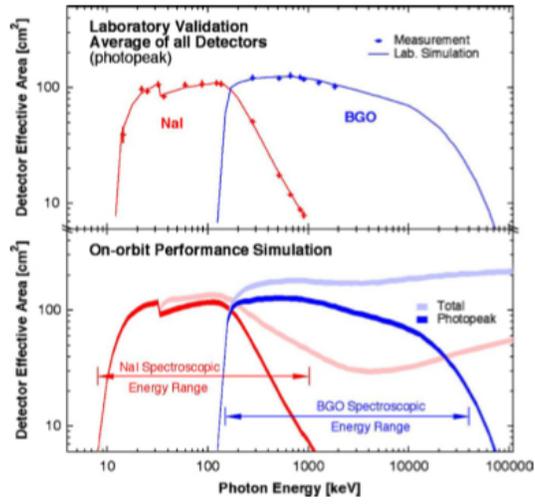


図 2.12: *Fermi*/GBM の有効面積

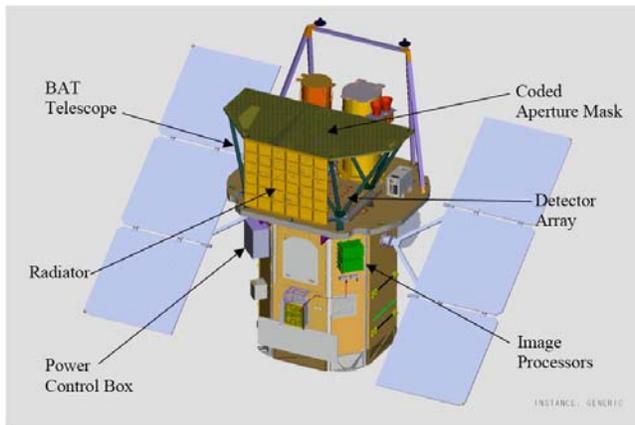


図 2.13: Swift 衛星の全体図

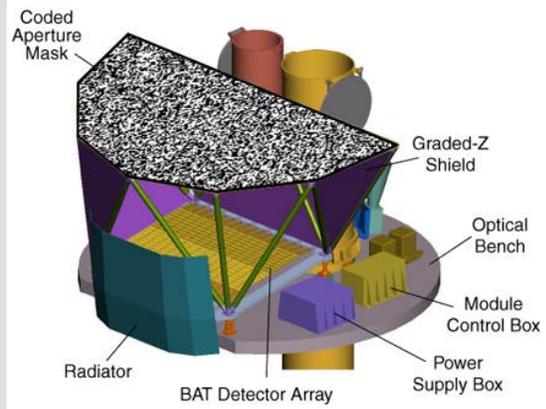


図 2.14: *Swift*/BAT の概観

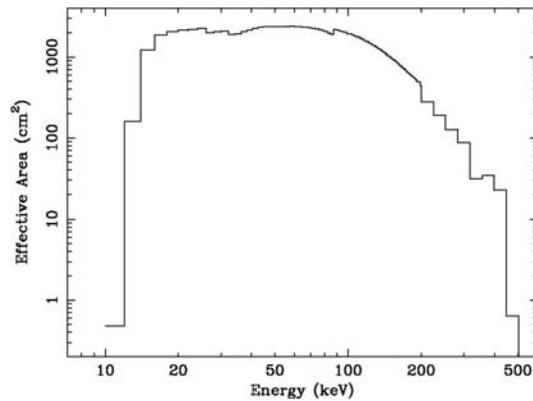


図 2.15: *Swift*/BAT の有効面積

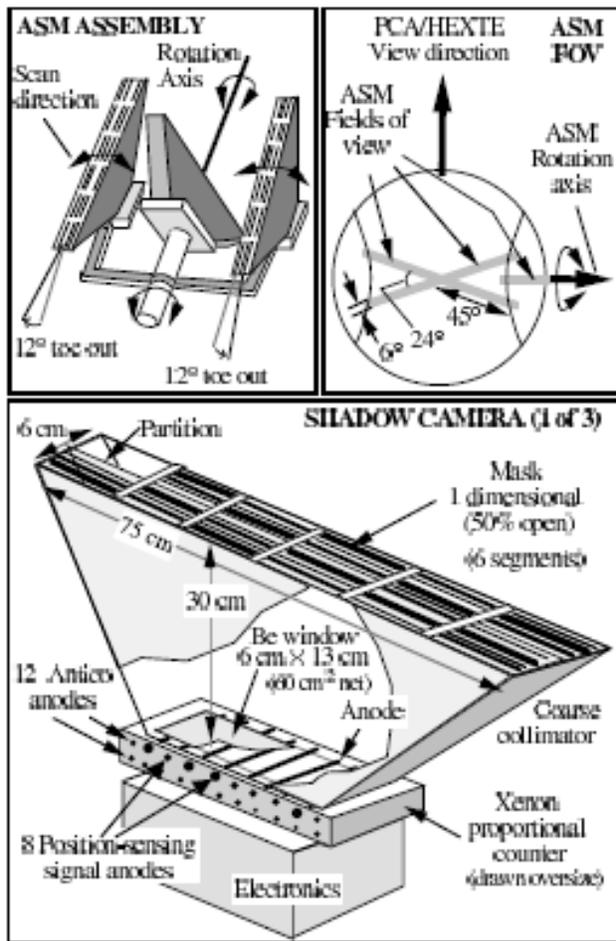


図 2.16: *RXTE*/ASM の概観

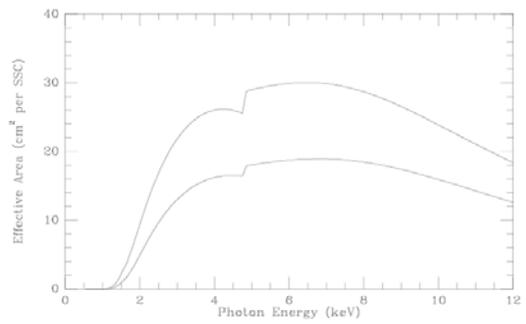


図 2.17: *RXTE*/ASM の有効面積

搭載している。一つの天体をほぼ毎日観測できるため、X線トランジェント天体の長期変動を観測するのに適している。特にASMは突発現象やX線天体の長期変動のモニタのための検出器で、1.5keV-12 keVのエネルギー帯において90分で全天の80%をスキャンする。ASMは1次元位置検出型比例係数管であるSSC(Scanning Shadow Detector)3つから成る。図2.16はASMの概観であり、図2.17に有効面積である。有効面積は単一のSSCについての値であり、上の曲線がSSCの視野の中心に入射する場合、下の曲線がコリメータの長軸に沿って30°で入射する場合に対応する。

表2.3にこれらのX線全天観測装置の性能をまとめた。

表 2.3: 現在の X 線全天観測装置の性能 (MAXI, *Suzaku*/WAM, *Fermi*/GBM, *Swift*/BAT, *RXTE*/ASM)

	<i>Suzaku</i> /WAM	MAXI	<i>Fermi</i> /GBM
検出器タイプ	BGO	PSPC(GSC) X-ray CCD(SSC)	NaI BGO
エネルギー領域	50 keV – 5 MeV	2 – 30keV 0.5 – 12keV	8 keV – 1MeV ~150keV – ~40MeV
有効面積	800 cm ² (for one face)	5350cm ² 200cm ²	~123cm ² (for each) ~120cm ² (for each)
角度分解能	3°	0.1 deg	< 15 deg
視野	2 π str	160 deg \times 3 deg \times 2 sets	~9 str
稼働期間	2005 –	2009 –	2008 –
	<i>Swift</i> /BAT	<i>RXTE</i> /ASM	
検出器タイプ	CdZnTe	キセノン比例計数管	
エネルギー領域	15 keV – 150 keV	1.5 – 12 keV	
有効面積	5200 cm ²	90 cm ² (3 detectors)	
角度分解能	4'	0.2°	
視野	2.0 str	6° \times 90°	
稼働期間	2004 –	1995 – 2011	

第3章 地食観測の解析手法の確立

ここでは地食解析の特徴と手順、本研究で行った改善点を述べる。

3.1 地食観測

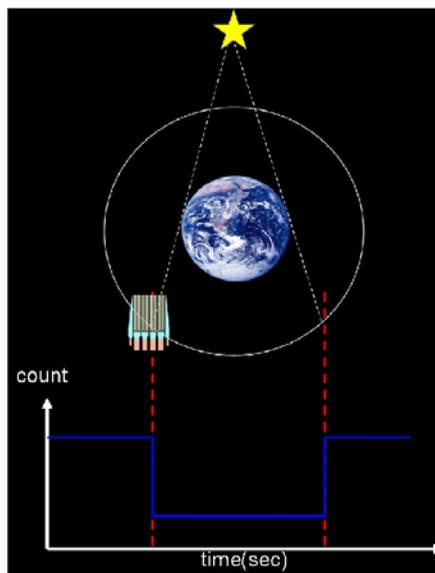


図 3.1: 地食によるカウントレート変化の概念図

食とは天体が別の天体の運動により隠される天文現象である。天体の影に隠れる食と区別して、手前の天体が大きく遠い方の天体を覆い隠す現象は特に掩蔽 (えんぺい; occultation) と呼ばれ、衛星から見て天体が地球に隠されることを地食 (earth occultation) と呼ぶ。地食観測とは、図 3.1 衛星の周回運動によって天体が地球に隠れる (地食 in) 前後、及び現れる (地食 out) 前後の全天からのカウントレートの差から地食した天体の明るさを測定する手法である。

3.1.1 地食観測の特徴

衛星の位置と観測する天体の座標から地食時刻が計算できる。観測に使用する検出器は、地食によるカウントレートの段差 (地食ステップ) を適切に評価できるように時間分解能が優れていることと、全天を見渡せる視野の広さが求められる。地食観測では、視野が大きい検出器を用いるために光度曲線 (ライトカーブ) のバックグラウンドの変動が激しくなる。観測天体はこの変動の中でも地食ステップが検出できるような明るい天体に限られる。しかし連続的に長期間観測できることから、突発的光度変化を示すトランジェント天体のモニタができ、銀河系内のブラックホール連星などの長期観測に適している。地食観測による時間分解能は衛星の周期程度となり、WAM では約 96 分である。

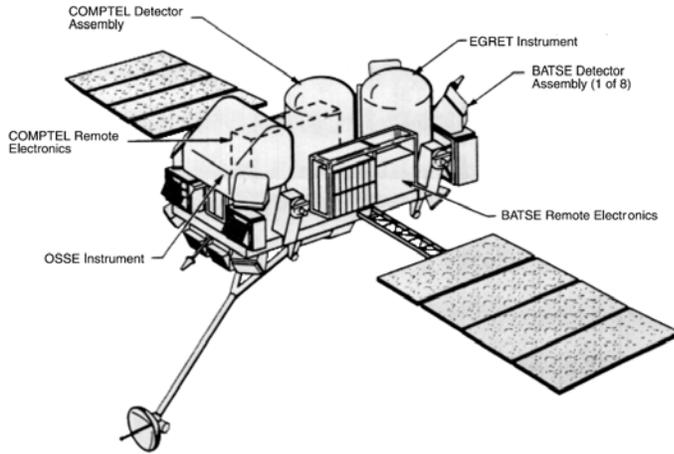


図 3.2: CGRO 衛星の概観

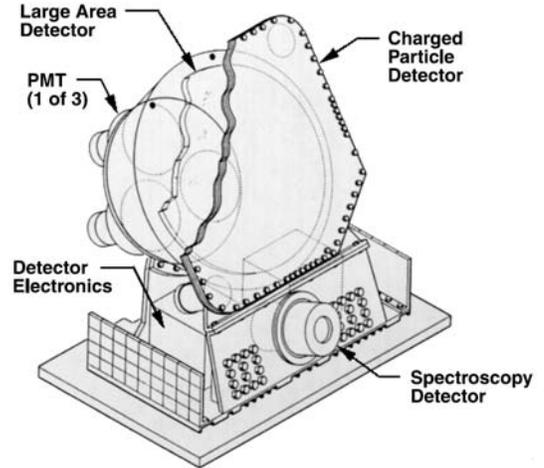


図 3.3: CGRO/BATSE の概観

3.1.2 他衛星の地食観測による研究

過去に CGRO 衛星 (The Compton Gamma-Ray Observatory) の全天観測モニタ BATSE(The Burst And Transient Source Experiment) が地食観測において大きな成果を挙げている。CGRO 衛星は 1991 年から 2000 年まで稼働した γ 線天文衛星で (図 3.2)、BATSE は LAD (large area detector) と SD (spectroscopy detector) で構成され、衛星の隅に計 8 つ搭載されている (図 3.3)。表 3.1 に BATSE の性能を示す。

表 3.1: CGRO/BATSE の性能

	LAD	SD
エネルギー領域	20 keV – 1 MeV	10 keV – 20 MeV
エネルギー分解能	20 %	
有効面積	2025 cm ² @ 100 keV (1/8)	– 600 cm ² (8/8)
視野	4 π str(8/8)	
時間分解能	2.048 sec	2.048 sec

BATSE は地食観測の方法を用い、同時に 60 以上の軟 γ 線源を長期観測した。図 3.4 BATSE の地食観測による 20-2000keV の Crab Nebula のライトカーブを示す。図 3.4 から Flux は 10% 内で安定していることが分かる。横軸は TJD(Truncated Julian Days) で、紀元前 4713 年 1 月 1 日正午 (世界標準時) からの経過日数を表すユリウス日 (Julian Days) と 2440000.5(TJD = JD - 2440000.5) の差である。

図 3.5 は TJD 8659-8672 の Crab Nebula のスペクトルであり、図 3.6 は TJD 8800-9200 の Crab Nebula と Cygnus-X1 のスペクトルの比較である。図 3.5、図 3.6 から Crab Nebula のスペクトルはハードであることが分かる。

Fermi/GBM(cf. § 2.3) も地食観測を行っており、Crab Nebula の変動を報告している (図 1.22、図 1.23)。この地食観測の方法は BATSE のものを適用している。

GBM は 2 種類の data を取得しており、それぞれ CTIME と CSPEC と呼ばれる。CTIME は 0.256s の時間分解能と 8channel のスペクトル分解能を持っており、CSPEC は 4.096s の時間分解能と 128channel のスペクトル分解能を持っている。GBM の地食観測にはこの両方の data が用いられた。

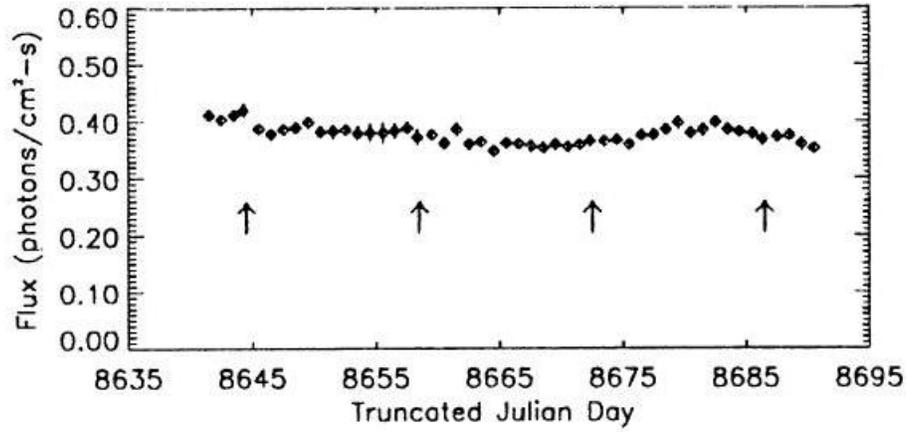


図 3.4: BATSE で観測された Crab Nebula のライトカーブ。20-2000keV のエネルギー領域で観測している。 [32]

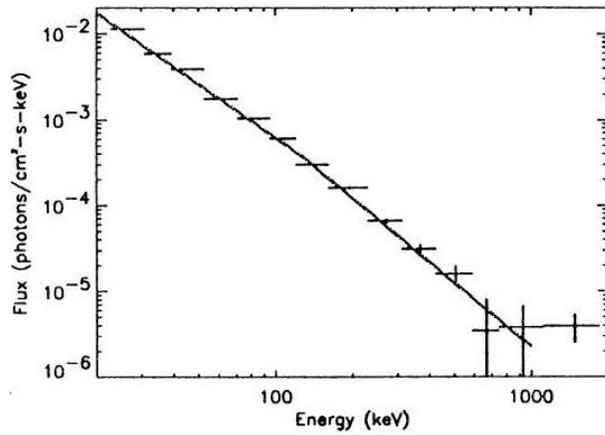


図 3.5: BATSE で観測された TJD 8659-8672 の Crab Nebula のスペクトル [32]

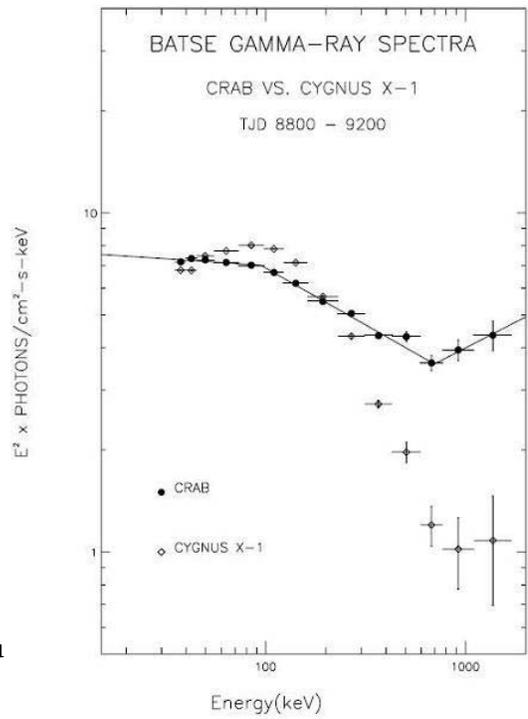


図 3.6: BATSE で観測された TJD 8659-8672 の Crab Nebula と Cygnus X-1 のスペクトル [33]

3.2 解析データの概要

3.2.1 FITS 形式

すざく衛星の観測データは天文業界のデータ形式の世界標準規格である FITS(Flexible Imaging Transport System) 形式に変換され、保存される。これは ISAS/JAXA の DARTS や共同研究機関の NASA/GSFC の HEASARC グループにより管理される。FITS 形式はバイナリ形式で行列として値が詰められたテーブル部とヘッダ部からなるファイルであり、ヘッダにはテキスト形式で各列の意味やファイルの属性などが記述されている。図 3.7 に FITS 形式のファイルを開覧した画面を示す。ヘッダとテーブルを一番上の window の "HXD_HK" から拡張して示している。ヘッダとテーブルの組合せが 1 つのファイル中で連り、テーブル部の "TIME" や "YYYYMMDD" が列の名称で、縦に 1, 2, 3.. と行がある。ヘッダ部には各列の説明として "TIME / Packet edit time" などがあり、キーワードとして "NAXIS2" などが示されている [28]。

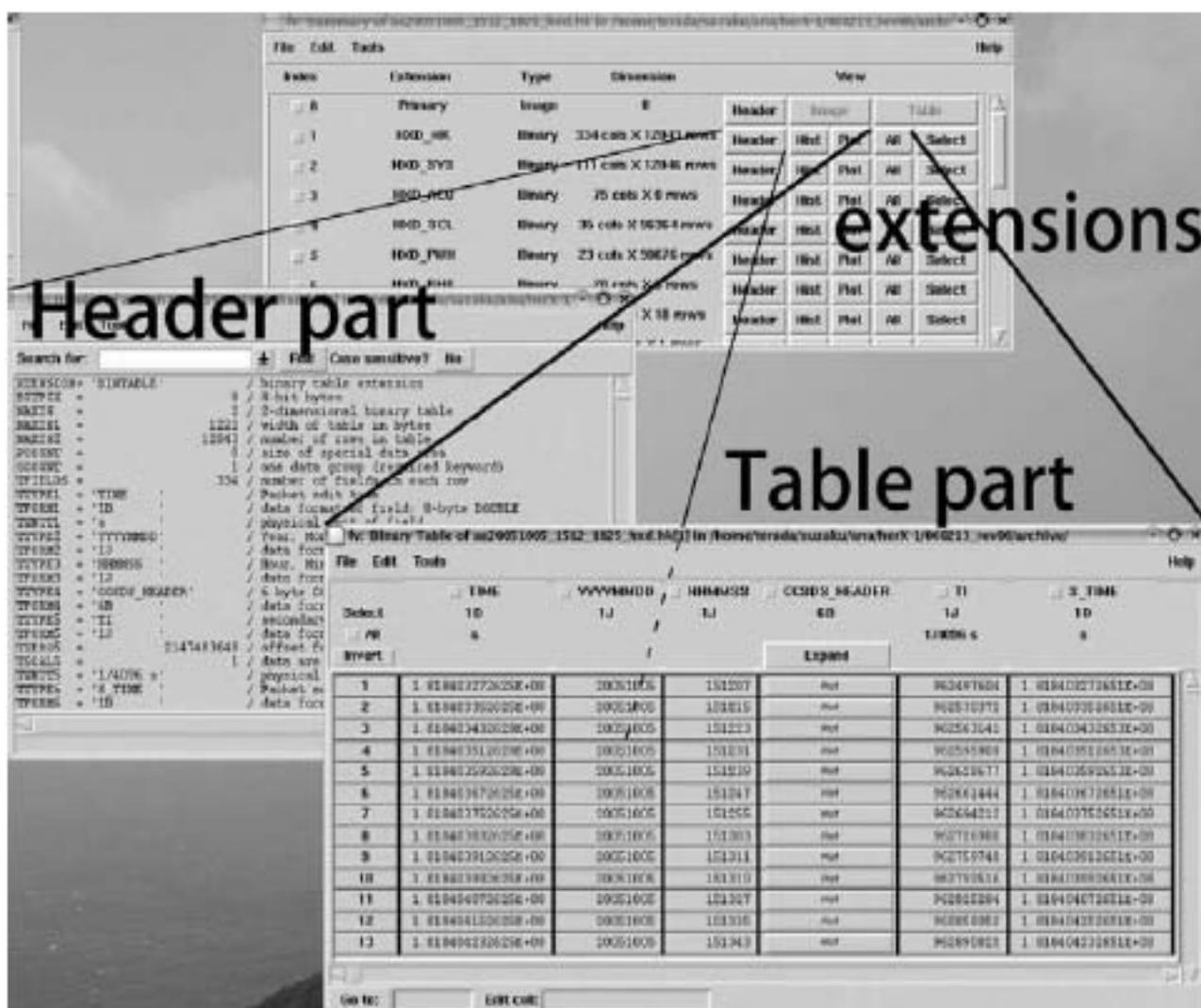


図 3.7: FITS 形式のファイルの例

3.2.2 解析に用いる衛星データ

衛星からの出力データは5種類あり、検出器の観測データ (Observation data)、衛星の状態を記したデータ (House Keeping Data)、衛星の姿勢データ (Attitude data)、軌道データ (Orbital data)、時刻データ (Timedata) であり、更に解析では検出器の caldb(calibration database) と呼ばれる較正情報が必要である。これらは検出器チームから FITS 形式で供給される。caldb は ISAS/JAXA 又は GSFC のすざくのウェブページから得られる。

図 3.8 に観測データから配布データが作成されるまでの過程を示した。USC で取得されたデータは SIRIUS というデータベースに格納され、mkrpt で RPT(Row packet Telemetry data) という非公開の生データファイルに変換され、同時に姿勢データ、軌道データ、時刻データも生成される。これが mk***1stfits というツールで FITS 化し、可読性のある FFF(First FITS File) が生成される。更に *Suzaku* ftools というツールを用いて、これに光子到来時刻、イベントの種別、天空間での座標などの較正情報を付加し、SFF(Second FITS File) となる。FFF では較正情報の列は空欄となっている。供給される観測データには複数の種類があり、衛星から出力される全データを含むものは all event(Second FITS File; SFF) と呼ばれる [28]。本論文では SFF の WAM データを使用し、解析手順の中でデータ選別を行っている。

解析では HEAsoft というすざく衛星のデータ解析に必要なソフトウェアをまとめた公開パッケージの ver 6.2 を用いた。

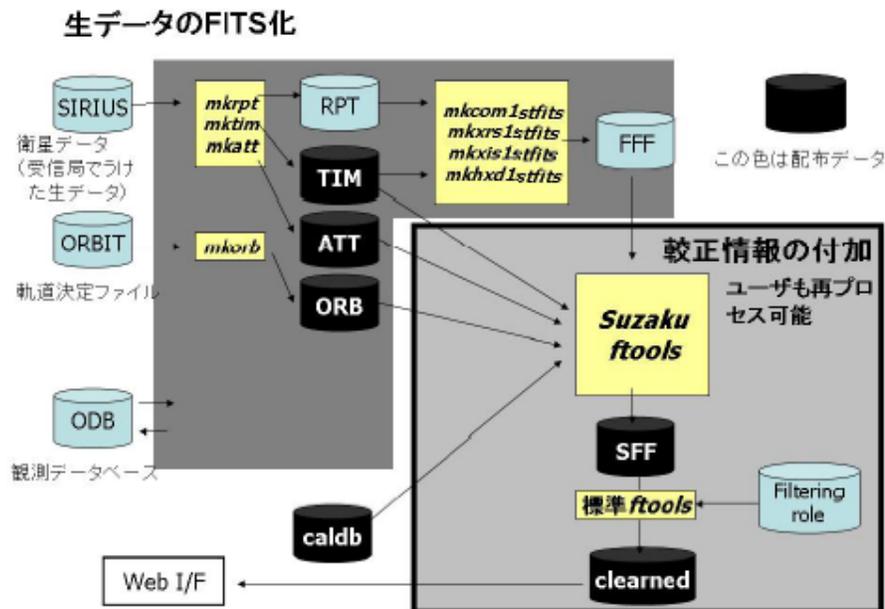


図 3.8: すざく衛星の観測データの配布までの過程

3.3 解析方法

WAMの地食観測は[29]により解析システムが立ち上げられ、[1]によってWAMでの地食観測の解析システムの構築を引き続いて行い、改良を重ねてほぼ完成へと導き、軟 γ 線領域で長期連続観測することを可能にした。本研究ではこの解析システムの地食観測をより効率よく行う為にこの解析手法に改良を行い、膨大なデータの迅速な処理を目指した。さらに、補正レスポンス関数を改良し、150keV以下の低エネルギー側の補正を目指した。

ここではその具体的な解析方法を追って述べ、最後にディテクトリーの改良点を示す。

3.3.1 解析データの選別

使用した観測データ

WAMの観測データは、観測日から1年間HXD-WAMチームのみが扱え、1年後に一般公開される。今回私はHXD-WAMチームに所属することで、最新の観測データまで取り扱えるようになった。すざく衛星は2005年7月10日に打ち上げられ、WAMのファーストライトは2005年8月19日で、運用当初は検出器の較正などが行われた。ここではWAMが安定した運用状態に入った2005年8月26日から2012年12月31日までの観測データを用いた。解析に用いたデータは、1秒ごとに取得され、55のエネルギーチャンネルをもつTRNデータである。すざくの主検出部が1天体の観測を行うごとに1つのWAMのデータファイルがある。

入射角度による選別

すざく衛星は姿勢制御 (maneuver; マヌーバ) することで主検出器 XIS, HXD によって観測する方向を変更して観測を行う。一定姿勢を保っている期間は数時間から数日で、この間を1観測と呼ぶ。WAMは主に主検出器の向く方向と垂直方向をモニターしているため、衛星がマヌーバすると、天体からの光子のWAMへの入射角度が変わる。入射角度が変わると、衛星の構造体による吸収の影響が変化し、検出器が異なる応答を示す。そこでまず天体の座標と衛星の姿勢情報からWAMへの入射角度を調べる。

天体の座標は赤経 (right ascension; RA)、赤緯 (declination; Dec) で表す。地球の赤道を天球へ投影した方向を天の赤道といい、赤緯を 0° とする。この赤緯線に対して垂直な方向が赤経で、春分の日の太陽方向を赤経の 0° とする。Crab Nebulaの赤経は83.6360、赤緯は22.0145である。

衛星の姿勢はオイラー角で表示する。オイラー角とは、ある座標系の空間中の姿勢を基準座標系からの座標軸まわりの回転操作により表したもので、様々な定義が存在するが、日本の科学衛星では"xyz"オイラー角が用いられる。赤道座標上でx軸が春分点、z軸が北極を向いた座標系(x, y, z)を考え、これをz軸まわりに正の方向へ角度 ϕ 回転した座標系を(x', y', z')とする。次にこれをy'軸まわりに角度 θ 回転して座標系(x'', y'', z'')とし、さらにこれをz''軸まわりに角度 ψ 回転し、新座標系(x''', y''', z''')を形成する。この新座標系への変換を与える(ϕ, θ, ψ)をオイラー角と呼ぶ。各観測のオイラー角は観測データのヘッダに記されている"MEAN_EA1", "MEAN_EA2", "MEAN_EA3"の値を用いた。このオイラー角から、各WAM面への天体の入射角度を観測ごとに計算する。先行研究[29]により各WAMへの入射角度 60° 以下で天体のflux (erg/cm²/sec)の不定性が30%以内であることが示されているため、ここでは各面への入射角度 50° 以下の観測データを選んだ。

入射角度は極座標形式で2成分に分解して表示することもあり、赤経赤緯とオイラー角から計算する。図3.9にWAMを基準とした天頂角 θ と方位角 ϕ の定義を示す。WAM0面正面が(θ, ϕ)=($90^\circ, 90^\circ$)、WAM1面正面が(θ, ϕ)=($90^\circ, 0^\circ$)、WAM2面正面が(θ, ϕ)=($90^\circ, 270^\circ$)、OBWAM3面正面が(θ, ϕ)=($90^\circ, 180^\circ$)である。

解析に用いたのはWAM0, 1, 3面で入射角度のよいデータである。WAMはすざく衛星の中に搭載されており衛星の構造物越しに観測を行うため、内部に位置するほど吸収や散乱の影響が大きくなる。WAM2面は図2.3に示したように最も衛星の内部に存在し真正面(入射角度 0° 付近)に大きな障害物がある。よって、fluxの不定性が大きいため、WAM2面のデータは入射角度 30° 以上 50° 以下を較正にのみ使い、最終的な解析には用いていない。

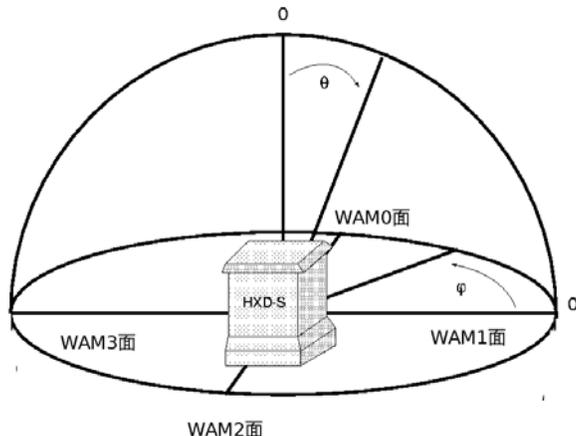


図 3.9: WAM の天頂角 θ と方位角 ϕ

3.3.2 ライトカーブの作成

閏秒の情報の入ったファイル”leapsec.fits”を考慮し、*Suzaku* FTOOL の hxdmkwamlc によって TRN の観測データから各 PH チャンネルのライトカーブを 1 観測ごとに生成する。50 – 1000 keV に対応する PH 1 – 27 ch についてライトカーブを作った。また、高エネルギー側は統計を上げるために 12 – 13, 14 – 15, 16 – 17, 18 – 19, 20 – 23, 24 – 27 ch とまとめ、全体の大まかな振舞を見るため 2 – 11 ch でまとめたライトカーブも作成した。

3.3.3 地食ステップの抜き出し

すざく衛星の軌道周期は 96 分であり、地食ステップでカウントレートが完全に変化するには 30 – 70 秒、地食 in から地食 out の間の地食継続時間は長くて約 35 分である。このため 1 観測のライトカーブ全体から地食時刻周辺を切り出した方がデータを扱いやすい。ここでは天体の座標と各観測の時間範囲を指定して、天体の地食 in と地食 out の両方の時刻を調べ、ライトカーブから地食ステップ周辺時間を切り出す。

地食時刻は天体の赤経赤緯と軌道データ、その観測のオイラー角から atFunction ライブラリを使用して計算し、地食 in/out の区別と地食時刻を記した一覧表を作る。軌道データは数週間ごとに更新されており、ここでは最新のものをを用いた。atFunction ライブラリは衛星で天体観測を行うときの様々な状況を計算するプログラムであり、日本の X 線天文衛星の運用とデータ解析のために開発され、現在も改良が続けられている。X 線観測データ解析ソフトウェアパッケージの一部として NASA/GSFC で管理・配布されている。

この地食時刻一覧表を参照し、1 観測全体のライトカーブから地食 in/out 前後 500 秒間の 1000 秒間を切り出す。図 3.10 に切り出した Crab Nebula の PH 2 – 11 ch の 1 つの地食 in/out のステップの例を示した。

3.3.4 1 観測の地食ステップの足し上げ

統計を良くするために一定姿勢である 1 観測分の地食ステップを足し合わせ、その地食数で割ることで平均の地食ステップを求める。

地食ステップの選別

地食ステップを足す前に、その地食ステップが解析に用いることができるかを判定し、選別する。これはバックグラウンドの変動が大きいときやバーストの検出中、SAA やユニットスキャン

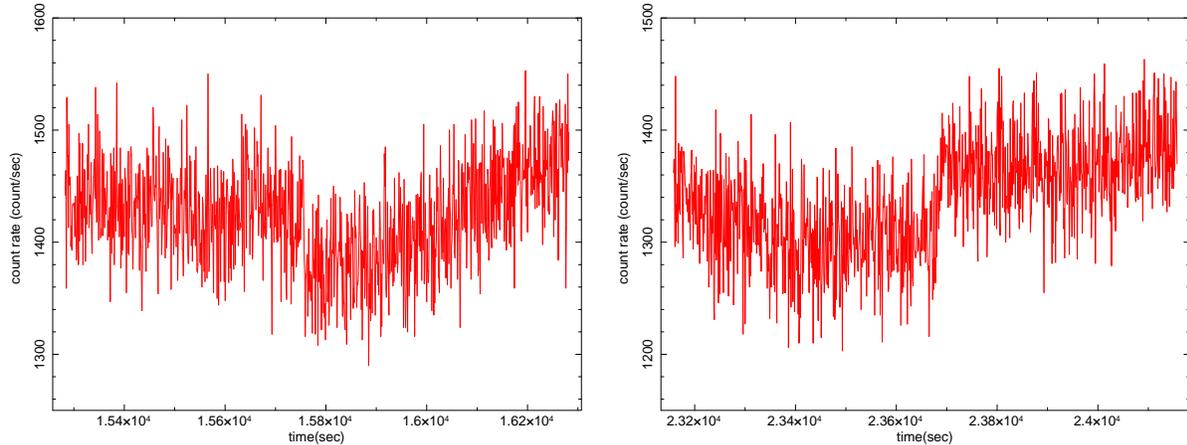


図 3.10: Crab Nebula の PH 2 – 11 ch の 1 つの地食ステップの例
左図が地食 in、右図が地食 out を示す。

中のライトカーブが解析データに紛れ込んでいると、的確に地食ステップの大きさを評価できないからである。これらを取り除くために、本論文では 5 つの判定条件を設けている。

1 つ目は切り出した 1000 秒のデータのデータ数が 1000 個であることで、1000 個に満たないものや 1006 個以上のものはデータの抜けや不正なデータが入っていると判断する。2 つ目はデータ中にカウントレートが 0 になるものがないことで、0 になるものは SAA で観測が行われていないデータとして排除する。3 つ目はバックグラウンドの変動が大きいときやバーストなどが含まれていないことで、カウントレートの分散が 20% 以下になっているかを調べる。4 つ目はユニットスキャンなどでライトカーブが急激に変化し、大きなステップを作っていないことで、隣り合うカウントレートの差が統計誤差の 10 倍以上になっているものを排除する。5 つ目は地食ステップを含むライトカーブをモデル関数でフィットしたとき、 χ^2 が 1.3 以下であることである。

このときモデル関数は

$$f(x) = a_0x^5 + a_1x^4 + a_2x^3 + a_3x^2 + a_4x + a_5$$

で、各パラメータの初期値は表 3.2 に示す通りであり、2 次関数でフィッティングを行い、その χ^2 を判定の指標とした。

表 3.2: 判定試験用のフィッティングパラメータの初期値

パラメータ	初期値
a_0	0 (固定)
a_1	0 (固定)
a_2	0 (固定)
a_3	0
a_4	10
a_5	100

図 3.11 に Crab Nebula の PH 2 – 11 ch の 1 つの地食 out のライトカーブを上記モデル関数でフィットした例を示す。Crab Nebula の地食 out によるステップが $t \simeq 340$ 秒にみられるが、バックグラウンドに比べて小さいので χ^2 に大きな影響を与えない。

明るい天体の地食の影響を調べる

明るい天体と地食時刻が接近して地食ステップの評価に影響を与えていないか確認する。具体的には本研究の解析エネルギー範囲では Crab Nebula と同程度に明るい天体 Cygnus X-1 と地食時

WAM Ic Fit

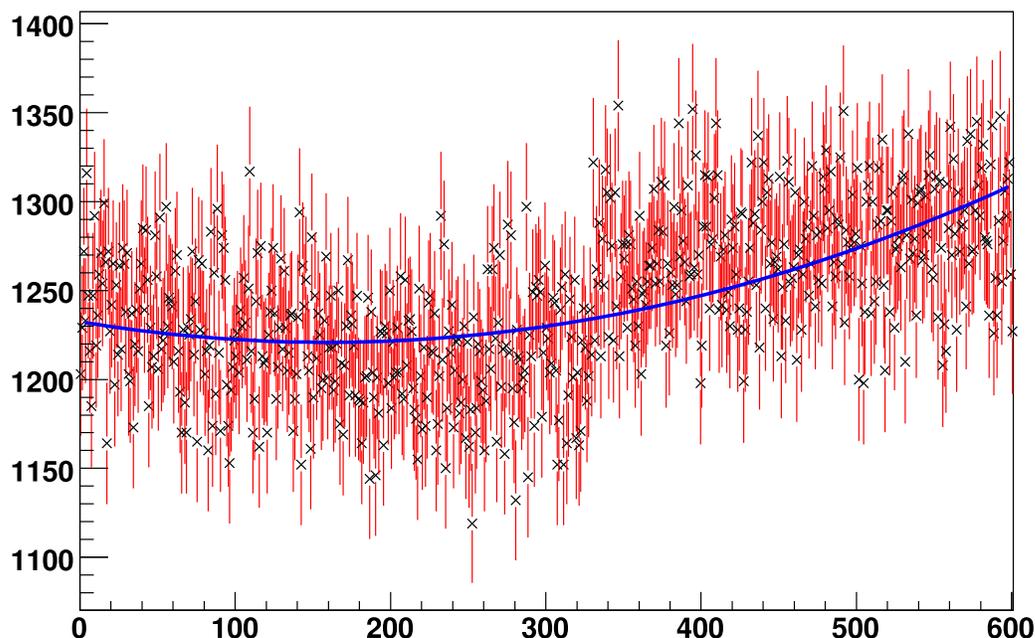


図 3.11: Crab Nebula の PH 2 – 11 ch のライトカーブを 2 次関数でフィットした例。縦軸はカウントレート、横軸は時間 (秒) で、300 秒のときに地食時刻になるように表示されている。

刻が接近していないか調べた。

Cygnus X-1 が同じ WAM 面で入射角度 90° 以下である観測は、地食時刻一覧から、Crab との地食時刻のずれ T_{1-2} を算出する。両天体について平均地食継続時間を計算し、式 (3.1) から大気の影響による地食時刻のずれを求め、 T_{lag1}, T_{lag2} とする。これらが $T_{1-2} \leq 2(T_{lag1} + T_{lag2})$ のとき、地食時刻が接近し過ぎて暗い天体の地食ステップの評価に影響を与えると、以降の解析データから排除する。

地食ステップの足し上げ

足しあわせてよいと判定された 1 観測内の地食ステップを地食時刻の 300 秒前後のみ地食 in、地食 out 別々に足し合わせ、地食数で平均する。図 3.12 に Crab Nebula の PH 2 – 11 ch における 1 観測平均地食ステップの例を示す。こうして足し上げたデータを用いて 1 観測での天体の地食ステップを求める。

エネルギーチャンネルのビンまとめ

この段階では更に、高エネルギー側で統計をよくするためにエネルギーチャンネルのビンまとめも行う。PH 6 – 10 ch, 11 – 15 ch, 16 – 19 ch をまとめ、同様に 1 観測内の地食ステップの平均化を行う。

3.3.5 地食ステップの定量化

まず、エネルギーチャンネルごとに足し合わせた後のライトカーブについて、大気の影響を考慮する。その為に、まず補正前の地食 in の時刻を 500 秒目、地食 out の時刻を 1500 秒目になるように地食 in の前後 500 秒のデータを 1 – 1000 番目、地食 out の前後 500 秒のデータを 1001 – 2000 番目に入れたヒストグラムを作り、これをモデル関数でフィットし、地食ステップを定量的に評価する。

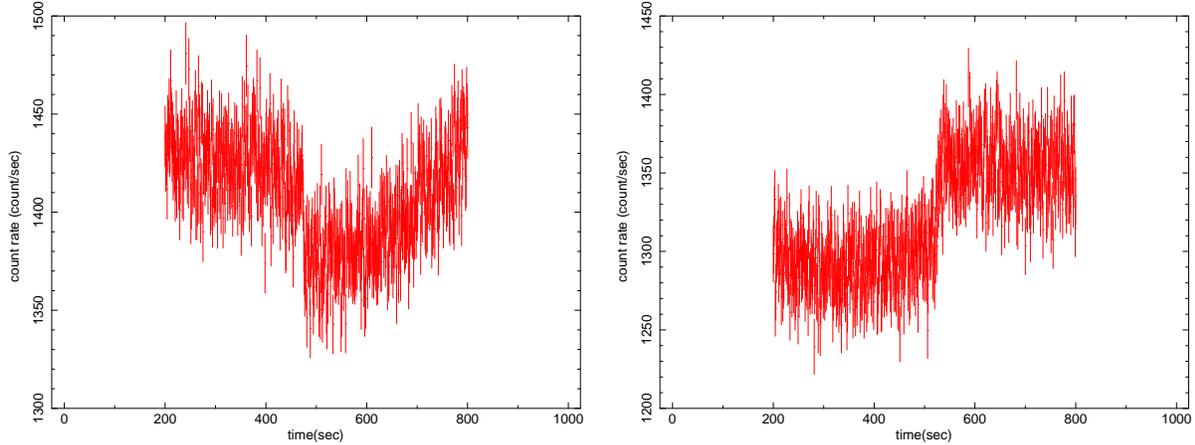


図 3.12: Crab Nebula の PH 2 – 11 ch の 1 観測の平均地食ステップの例。左図が地食 in、右図が地食 out を示す。横軸は時間で、500 秒で地食時刻となるように表示している。

大気の影響を考慮した地食時刻の補正

ここで [1] によって確立した大気の影響を考慮した地食時刻の補正について述べる。

atFunction ライブラリでは地球の地表面における半径をもとに地食時刻を計算する。しかし天体由来の光子が地球大気を横切るときに吸収を受けるため、atFunction ライブラリから計算された地食時刻より早めに地食 in が始まり、計算された地食時刻より遅れて地食 out が終わる。

また図 3.13 に示すように、衛星から見て、天体が地球を横切る位置により横切る大気の厚みと長さが変わる。図中の下側の天体のように地球の直径を横断するとき、衛星から見て大地に対して垂直に横切り、横切る大気の厚みと長さが最小となって、大気の吸収の影響が最も小さくなる。逆に図中の上側の天体のように地球を短距離で横断する場合は、衛星から見て地球に対して浅い角度で横切り、横切る大気の厚みと長さが大きくなり、それに比例して大気の吸収の影響が大きくなると考えられる。

[1] に従い、PH 2 – 11 ch について、地食時刻 t_{in}, t_{out} をフリーパラメータとしてモデル関数でフィットし、フィットで得られた実際の地食時刻と atFunction ライブラリから計算された地食時刻のずれ (タイムラグ) を求めた。

先行研究 [29] に従い、フィットに使用したモデル関数 f は 16 個のパラメータをもつ 2 つの 5 次多項式で、図 3.14 に示すような関数である。バックグラウンドを表す 5 次関数の係数を地食 in について a_0, a_1, \dots, a_5 、地食 out について $a_{10}, a_{11}, \dots, a_{15}$ とする。地食 in の時刻を t_{in} 、地食 out の時刻を t_{out} とし、ステップの大きさを c 、地食ステップの継続時間の半分を t_{lag} とし、地食 in、地食 out を同時にフィットする。

地食 in (i): $x \leq t_{in} - t_{lag}$ の場合

$$f(x) = a_0x^5 + a_1x^4 + a_2x^3 + a_3x^2 + a_4x + a_5 + c$$

地食 in (ii): $x \geq t_{in} + t_{lag}$ の場合

$$f(x) = a_0x^5 + a_1x^4 + a_2x^3 + a_3x^2 + a_4x + a_5$$

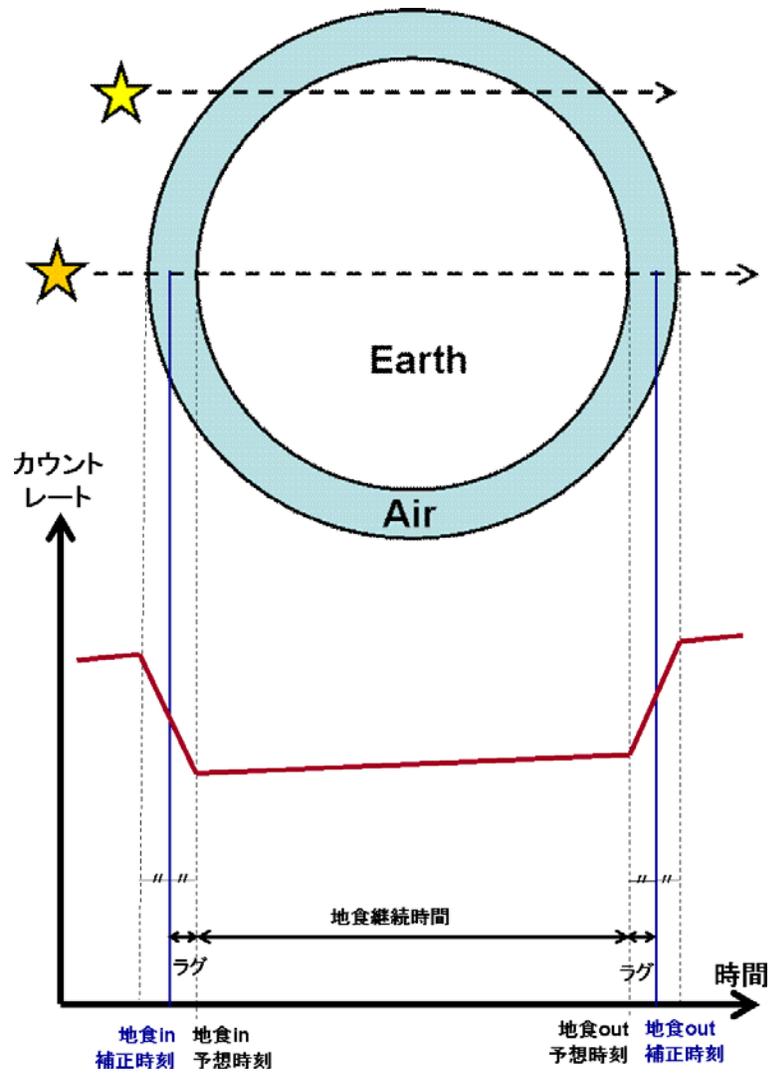


図 3.13: 衛星から見た天体の地球を横切る位置と大気の影響

地食 in (iii): $t_{in} - t_{lag} < x < t_{in} + t_{lag}$ の場合

$$\begin{aligned} x_1 &= t_{in} - t_{lag} \\ x_2 &= t_{in} + t_{lag} \\ y_1 &= f(x_1) \\ y_2 &= f(x_2) \\ f(x) &= \frac{y_1 - y_2}{2t_{lag}}(x_1 - x) + y_1 \end{aligned}$$

地食 out (i): $x \leq t_{out} - t_{lag}$ の場合

$$f(x) = a_{10}x^5 + a_{11}x^4 + a_{12}x^3 + a_{13}x^2 + a_{14}x + a_{15}$$

地食 out (ii): $x \leq t_{out} + t_{lag}$ の場合

$$f(x) = a_{10}x^5 + a_{11}x^4 + a_{12}x^3 + a_{13}x^2 + a_{14}x + a_{15} + c$$

地食 out (iii): $t_{out} - t_{lag} < x < t_{out} + t_{lag}$ の場合

$$\begin{aligned} x_1 &= t_{out} - t_{lag} \\ x_2 &= t_{out} + t_{lag} \\ y_1 &= f(x_1) \\ y_2 &= f(x_2) \\ f(x) &= \frac{y_1 - y_2}{2t_{lag}}(x_1 - x) + y_1 \end{aligned}$$

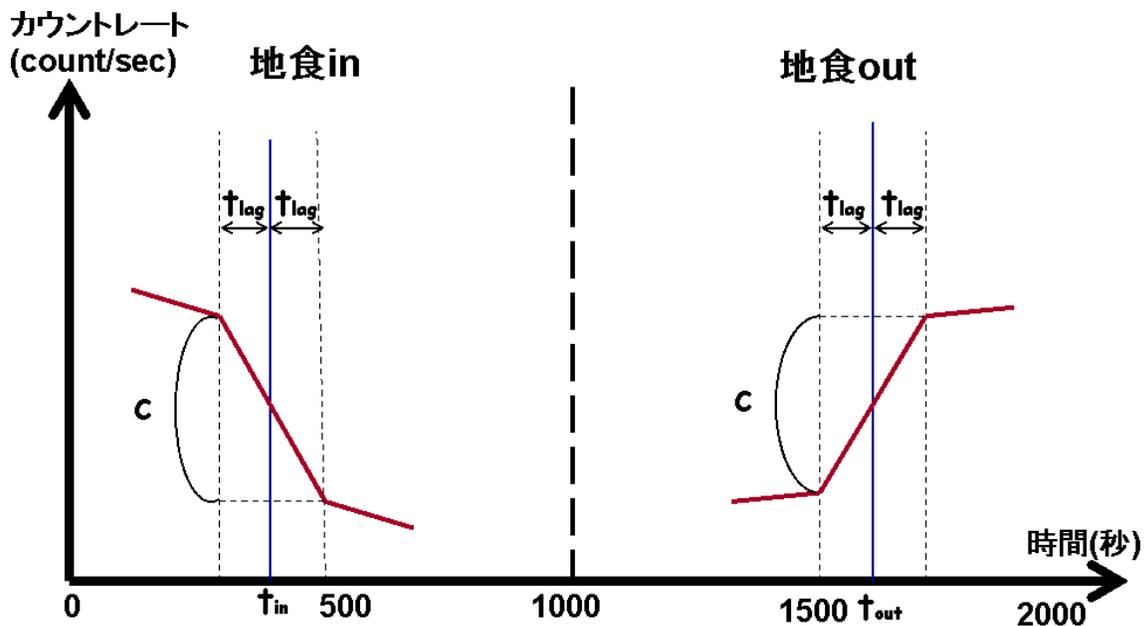


図 3.14: フィッティングに用いた関数とパラメータ [29]

ここで用いたフィッティングパラメータの設定値は表 3.3 に示す通りである。

フィッティングの結果得られた t_{in} 、 t_{out} を実際の地食時刻とみなし、atFunction による地食 in、地食 out の予想時刻とのタイムラグを求める。横軸に t_{in} から t_{out} までの地食継続時間の 1 観測平

表 3.3: 地食時刻の補正と地食ステップの評価方法の最適化に用いたフィッティングパラメータの設定値

PH 2 - 11 ch			PH 2 - 11 ch 以外のチャンネル		
パラメータ	初期値	可変範囲	パラメータ	初期値	可変範囲
a_0	0 (固定)		a_0	0 (固定)	
a_1	0 (固定)		a_1	0 (固定)	
a_2	0 (固定)		a_2	PH 2 - 11 ch の a_2	
a_3	1		a_3	PH 2 - 11 ch の a_3	
a_4	10		a_4	PH 2 - 11 ch の a_4	
a_5	100		a_5	PH 2 - 11 ch の a_5	
c	0		c	PH 2 - 11 ch の c	0 - 500
t_{in}	450	400 - 500	t_{in}	PH 2 - 11 ch の t_{in} (固定)	
t_{out}	1550	1500 - 1600	t_{out}	PH 2 - 11 ch の t_{out} (固定)	
t_{lag}	0 (固定)		t_{lag}	PH 2 - 11 ch の t_{lag}	
a_{10}	0 (固定)		a_{10}	0 (固定)	
a_{11}	0 (固定)		a_{11}	0 (固定)	
a_{12}	0 (固定)		a_{12}	PH 2 - 11 ch の a_{12}	
a_{13}	1		a_{13}	PH 2 - 11 ch の a_{13}	
a_{14}	10		a_{14}	PH 2 - 11 ch の a_{14}	
a_{15}	100		a_{15}	PH 2 - 11 ch の a_{15}	

均 (T_{oc})、縦軸にタイムラグ (T_{lag}) をとると、図 3.15 のような直線関係が表れることが分かっている。これは通過する地球の距離が長い方が大気の吸収が少ないということを意味する。図中で直線関係に関係なく全面にばらついていない点は適切な地食フィットが行えていないデータである。本研究では [1] で求めた次式を用いて予想地食時刻を補正する。

$$T_{lag} = -0.042 T_{oc} + 115[s] \quad (3.1)$$

ライトカーブのピンまとめの最適化

ピンまとめなしのライトカーブでは 1 ピンあたりの統計誤差が非常に大きくなる [29] ので、適切なピンまとめを行い 1 ピンあたりの統計を上げるとともに、バックグラウンドの振動の影響が小さくなる方法をとる。

6 ピン以上になると値は一定になるが、地食ステップが崩れることが分かっているので 1 ピン 1 秒であるライトカーブを 4 ピンまとめし、1 ピン 4 秒のライトカーブにした上で地食ステップの評価を行う。[1]

地食フィットの時間範囲の最適化

フィッティング範囲は、地球大気の吸収の影響で地食 in が早く、地食 out が遅くなるため、実際には地食時刻に対して前後非対称のフィッティング範囲となっている。地食時刻に対して前後非対称であると長い方の領域でバックグラウンドの影響を受けやすくなるため、補正時刻に対して前後対称にフィッティング範囲を切り出す。また、フィッティングに用いる時間範囲は 220 秒間である。[1]

地食ステップのフィッティング方法

はじめにエネルギーチャンネルごとに足し合わせた後のライトカーブを補正前の地食 in の時刻を 500 秒目、地食 out の時刻を 1500 秒目になるように地食 in の前後 500 秒のデータを 1 - 1000 番目、地食 out の前後 500 秒のデータを 1001 - 2000 番目に入れたライトカーブを作る。このと

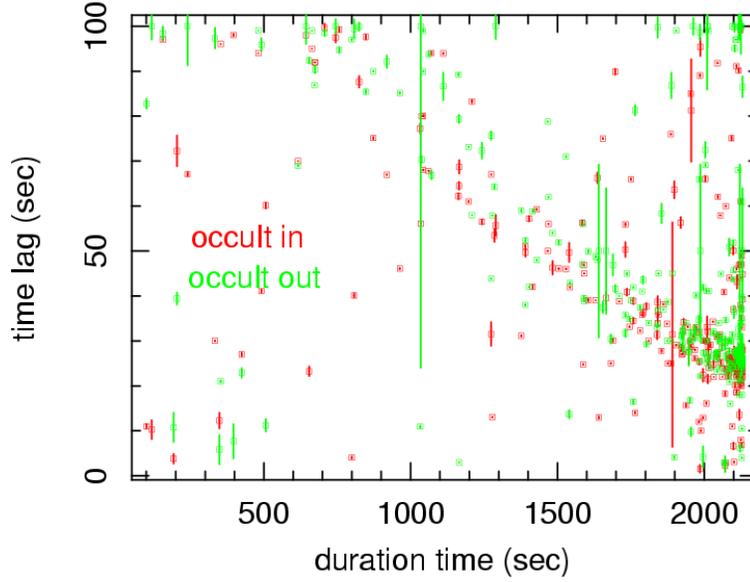


図 3.15: 地食継続時間とタイムラグ。縦軸は予想地食時刻とフィッティング時刻のタイムラグ、横軸は地食 in から地食 out までの地食継続時間。

きに地食ステップの形を崩さないように、地食 in 前後、地食 out 前後の 4 つの領域に分けて 4 ビンまとめる。

地食ステップのフィットはエネルギーチャンネルごとに行うが、まず PH 2 – 11 ch についてフィットを行い、得られたパラメータを他チャンネルのフィットでの初期値に設定する。観測ごとに地食時刻の一覧表を参照し、地食 in から地食 out までの平均地食継続時間を計算する。平均地食継続時間から (3.1) 式で予想される地食時刻のタイムラグ T_{lag} を求めて地食時刻を補正する。地食 in の時刻を表すパラメータ t_{in} の初期値を $500 - T_{lag}$ 、可変範囲はその ± 5 とし、地食 out の時刻は $2000 - t_{in}$ とする。大気の吸収によって地食ステップが斜めに变化する効果はパラメータ t_{lag} により表される。モデル関数は 3 次多項式で、 t_{in} の前後 220 秒間と $2000 - t_{in}$ の前後 220 秒間について同時にフィットを行う。地食 in の場合、モデル関数は以下ようになる。

(i): $x \leq t_{in}$ の場合

$$f(x) = a_0x^5 + a_1x^4 + a_2x^3 + a_3x^2 + a_4x + a_5 + c$$

(ii): $x \geq t_{in}$ の場合

$$f(x) = a_0x^5 + a_1x^4 + a_2x^3 + a_3x^2 + a_4x + a_5$$

PH 2 – 11 ch 以外のチャンネルは PH 2 – 11 ch のフィッティング結果を踏まえ、 $a_2, a_3, a_4, a_5, c, a_{12}, a_{13}, a_{14}, a_{15}$ の初期値として代入する。 t_{in} は 2 – 11 ch のフィッティング結果の値に、 $t_{lag} = 0$ に固定し、2 次多項式でフィットを行う。

表 3.4 にパラメータの初期値についてまとめた。

このようにしてモデル関数でフィットしたときの c の値を、そのエネルギーでの観測天体のカウントレートとして評価する。図 3.16 に地食ステップのフィットの例を示す。

表 3.4: 解析に用いるフィッティングパラメータの設定値
PH 2 – 11 ch 以外のチャンネル

PH 2 – 11 ch			PH 2 – 11 ch 以外のチャンネル		
パラメータ	初期値	可変範囲	パラメータ	初期値	可変範囲
a_0	0 (固定)		a_0	0 (固定)	
a_1	0 (固定)		a_1	0 (固定)	
c	0		a_2	0 (固定)	
t_{in}	$500 - T_{lag}$	$500 - T_{lag} \pm 5$	a_3	PH 2 – 11 ch の a_3	
t_{lag}	0 (固定)		a_4	PH 2 – 11 ch の a_4	
a_{10}	0 (固定)		a_5	PH 2 – 11 ch の a_5	
a_{11}	0 (固定)		c	PH 2 – 11 ch の c	0 – 500
			t_{in}	PH 2 – 11 ch の t_{in} (固定)	
			t_{lag}	0 (固定)	
			a_{10}	0 (固定)	
			a_{11}	0 (固定)	
			a_{12}	0 (固定)	
			a_{13}	PH 2 – 11 ch の a_{13}	
			a_{14}	PH 2 – 11 ch の a_{14}	
			a_{15}	PH 2 – 11 ch の a_{15}	

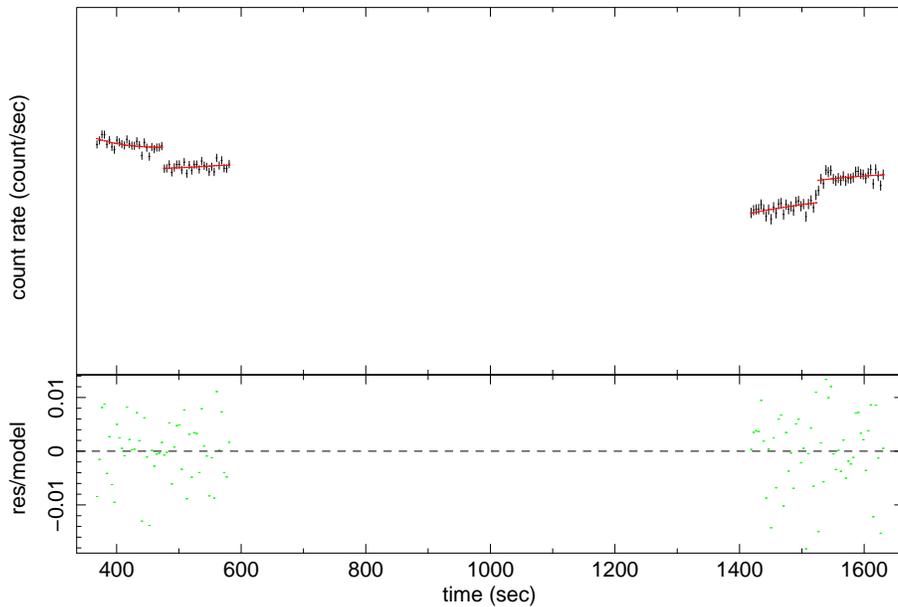


図 3.16: Crab の PH 2 – 11 ch の 1 観測平均の地食ステップのフィットの例

3.3.6 応答関数の計算

応答関数は検出器の各入射エネルギーにおける波高値の確率分布である `rmf`(response matrix file) と有効面積 `arf`(angular response file) を掛け合わせた行列である。一般的に、これらは独立に作成されて解析に導入する際に掛け合わされるが、WAM では `arf` と `rmf` が一緒になっており、(response; `rsp`) と呼ばれている。このレスポンスはシミュレーションにより、 γ 線の角度依存性を補正しているはずだが、実際に観測してみると角度依存性が見える。その為、さらなる角度補正をするためにレスポンス補正関数を導入する。

また、主検出器の観測計画に沿って衛星の姿勢が変わると WAM への入射角度が変化するので、レスポンスは 1 観測ごとに作成した。WAM のレスポンスの構築の詳細は [30] に述べられている。

ここで、上記のシミュレーションについて簡単に述べる。まずシミュレーションによりあらゆるエネルギーの単色 γ 線を Suzaku Mass Model に入射させて得られたスペクトルと、地上試験や軌道上での実測パラメータを考慮し、波高値確率分布 `rmf` を得る。地上試験の実測パラメータは光量の入射位置依存性やエネルギー分解能、エネルギー依存性、ゲインなどで、ASCII 形式の `caldb` に記されている。軌道上での実測により、ゲインヒストリから `caldb` を変更し、低温での光量の増加をエネルギー分解能として取り込む。

入射した γ 線のうち検出器で全エネルギーを落としたものの割合を検出効率と呼び、これは検出器の形状、入射角度、位置、エネルギーに依存する。ここでは `rmf` を求めた各エネルギーについて検出効率をシミュレーションにより求め、これに検出器の幾何学的面積をかけて有効面積 `arf` を評価する。

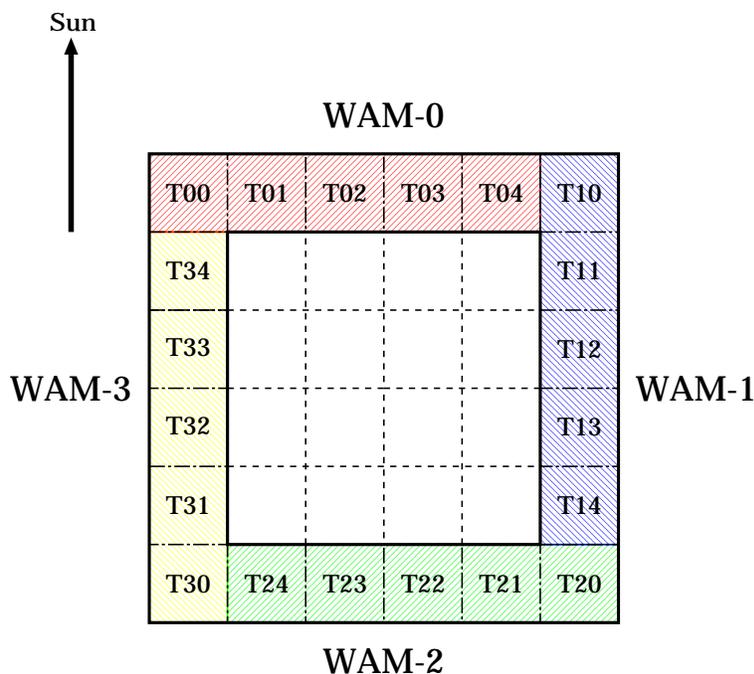


図 3.17: HXD のセンサー部を上から見たときの WAM のユニット番号 [31]

`rmf` と `arf` を掛け合わせ、ASCII で記述された `rsp table` をユニットごとに作る。WAM のユニットは図 3.17 に示すように番号付けされており、

$$\left(\begin{array}{c|cccc} E_0 & R_{00} & R_{01} & \dots & R_{054} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ E_n & R_{n0} & R_{n1} & \dots & R_{n54} \end{array} \right)$$

という形式の `T01.dat`, `T02.dat`, ... という名称のテキストファイルを出力する。1 列目の E_n は入射エネルギーで、0 keV - 20 MeV の範囲で約 300 行ある。2 列目から 56 列目はそのエネルギーの光子を入射したときの各チャンネルの `rmf` と `arf` をかけた値 R_{nch} であり、今回はレスポンスの

作成時間を短縮するため、X線連星の地食解析を行うために必要な0–1200 keVまでだけ値を計算し、それ以上のエネルギーでは0を詰めた。この各ユニットのレスポンスを各WAM面ごとに足し、FITS形式に変換する。

3.3.7 WAMのスペクトルの作成

各エネルギーチャンネルの地食ステップのフィットの結果から、Crab Nebulaのエネルギースペクトルを作成する。具体的には、地食ステップの大きさ c の値をPHチャンネル順に並べ、解析していないPHチャンネルについては0を詰める。テキストファイルからFITS形式に変換し、PHチャンネルを§3.3.4末尾で述べたようにビンまとめする。

スペクトルフィットではツールにXSPEC version 11を用い、pegpwrlw(power law, pegged normalization)というモデルを使った。このモデルは以下のように定義されている [37]。

$$A(E) = KE^{-\alpha}$$

ここで

par1 = α power law の photon index(無次元量)
 par2 固定エネルギー範囲の下側
 par3 固定エネルギー範囲の上側
 norm par2 – par3 の範囲でのフラックス (10^{-12} erg/cm²/sec)

であり、par1 = 2.1, par2 = 100, par3 = 500 と固定してフィッティングを行い、得られたnormの値をフラックスとした。

図 3.18 に WAM の 1 観測で得られた Crab のスペクトルを示す。

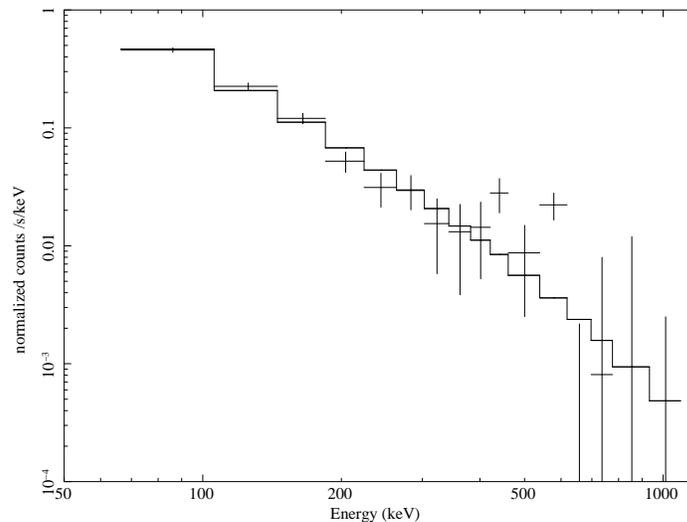


図 3.18: WAM の 1 観測で得られた Crab のスペクトル

3.3.8 レスポンスの補正関数の改良と導入

[1] によってレスポンス補正関数は導入されているが、本研究ではそれを改良した。具体的には、[1] ではCrab Nebulaは標準光源であり、光度変動はないと考えていた。その為、Crab Nebulaの光度が一定であるという仮定の元に、他の天体の観測データを校正する目的でレスポンス補正関数を作成していた。近年ではCrab Nebulaの光度変動が報告されているが、今までのレスポンス補正関数ではCrab Nebulaの変動をとらえる事は出来ない。よって、Crab Nebulaが光度変動しているとしても、それに対応出来る関数を作成した。

補正前の入射角度依存性

WAMの入射角度の表示にはWAM各面の法線方向とのなす角、図3.9に示すような極座標形式の θ, ϕ がある。WAMは図2.3のように衛星内で配置されており、衛星の構造物越しに観測を行う。衛星の構造物は方向によって異なるため、構造物による吸収の影響は入射角度によって違う。ここでは[1]によって確立した方法に改良を加え、2005年8月26日から2012年12月31日までのCrabのNebulaデータを解析することでWAMのレスポンスにおける入射角度依存性を調べ、特に強い依存性を示すことが分かっている ϕ 方向についてレスポンス補正関数を作り、解析に導入した。

具体的には、まず、Crab Nebulaのスペクトルはpower lawであると仮定し、WAMで特に感度の良い150keV - 500keVのデータをフィットする。そして、そのべきが低エネルギー側に伸びているとして、実際のデータの補正を行った。

まずCrab Nebulaの1観測のスペクトルをnormalizationをフリーにし150 - 500keVの範囲でpegpwr1wでフィットする。次にPH 1, 2, 3, 4, 5, 6 chの実際のデータ、即ち地食ステップの大きさ c の値をベストフィットモデルの各チャンネルのモデルの値で割った値を縦軸に取った。データがモデルによく合っていればこの値は1に近づく。

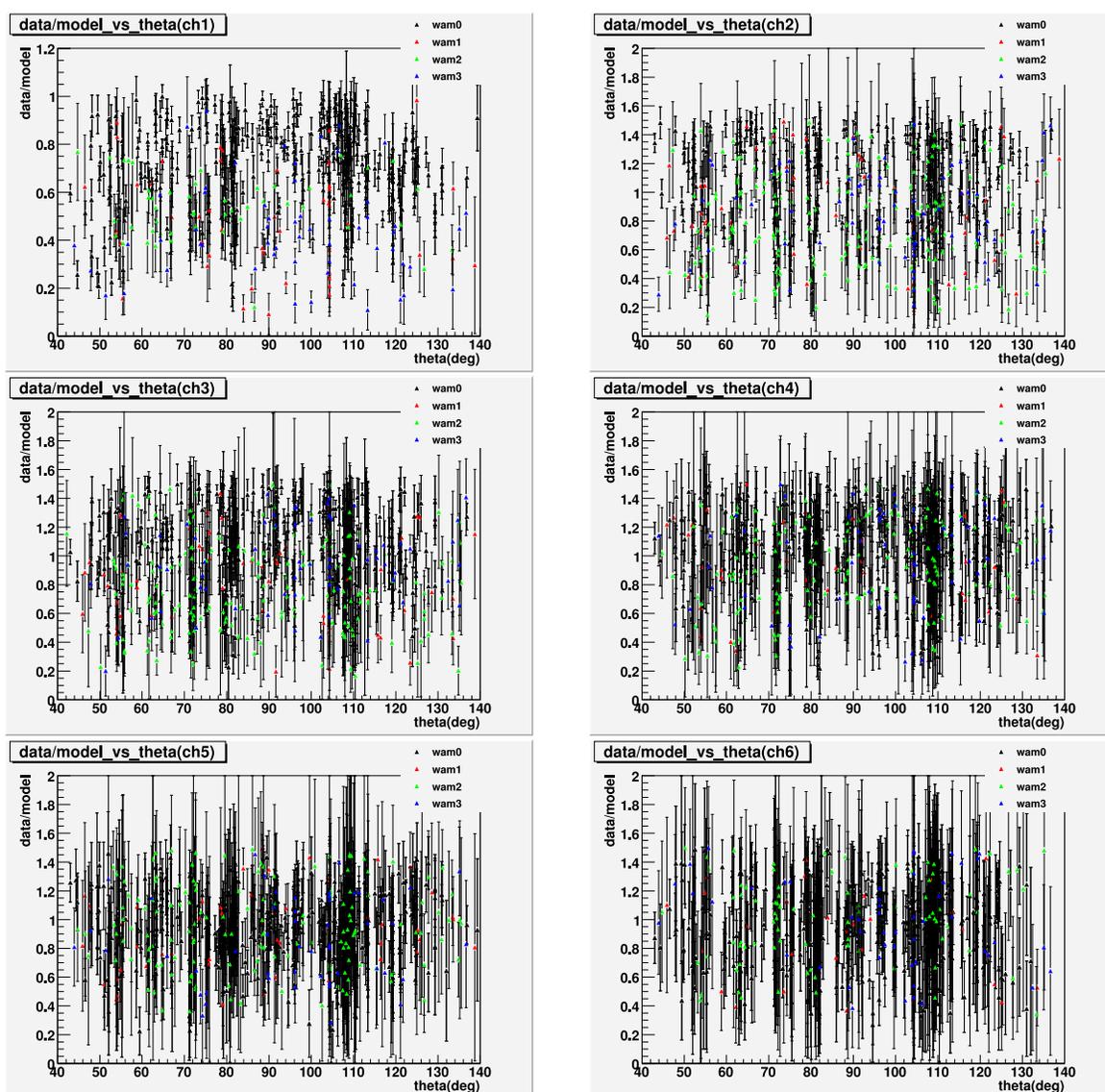


図 3.19: 補正レスポンス関数導入前の入射角度 θ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。

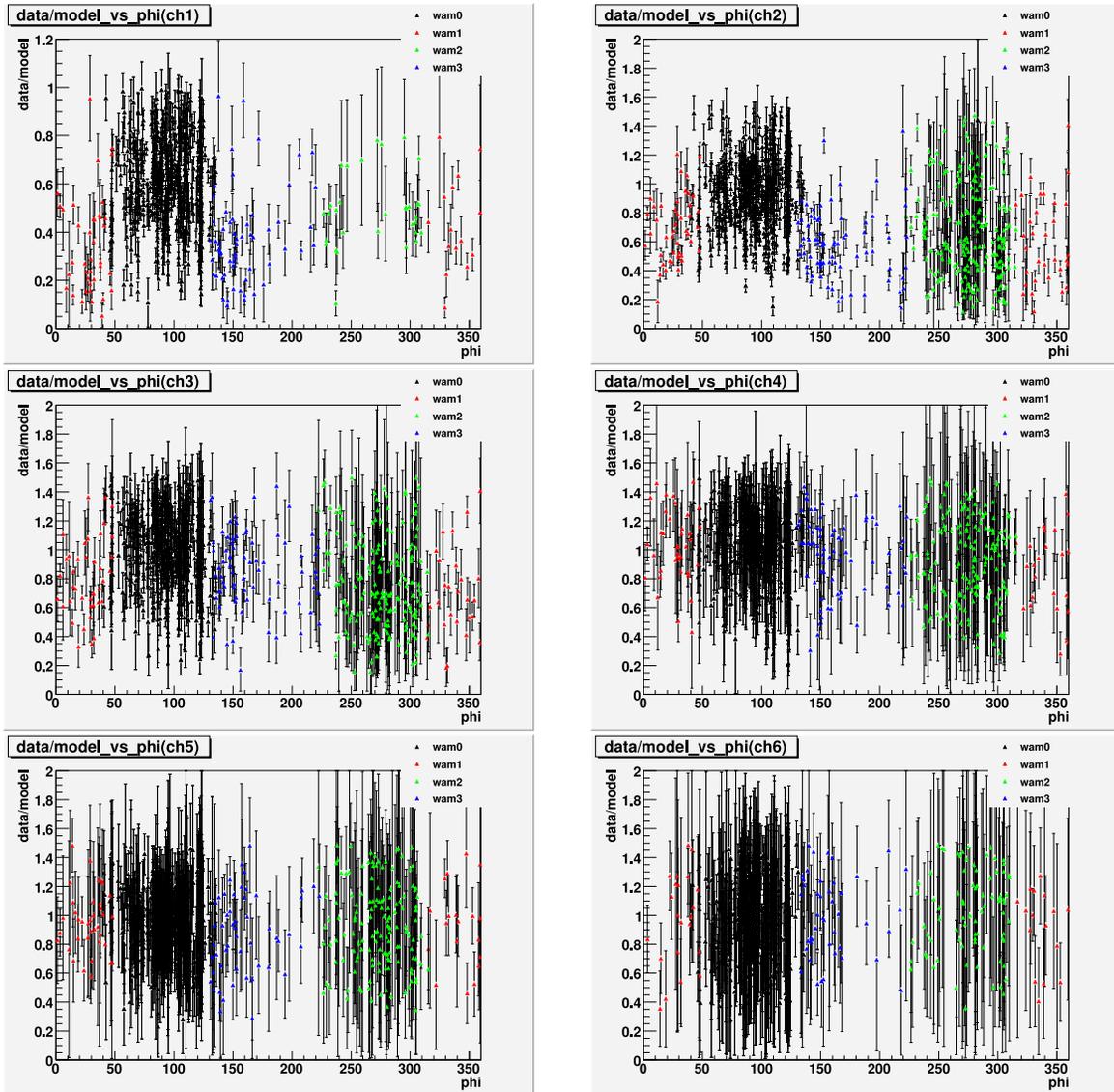


図 3.20: 補正レスポンス関数導入前の入射角度 ϕ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。

図 3.19 に入射角度 θ 依存性、図 3.20 に入射角度 ϕ 依存性を示す。 ϕ は § 3.3.1 に述べたように、通常 ϕ は WAM1 面の正面から WAM0 面方向に回して $0 - 360^\circ$ とする。また θ も通常は真正面が 90° となるように HXD の天頂方向から回して $0 - 180^\circ$ とする。

θ 依存性の図 3.19 からは、 θ 依存性は殆どない事が分かる。

ϕ 依存性の図 3.20 では θ 依存性に比べて非常に強い依存性が見られ、WAM0, WAM2 面でのカウントが高く、WAM1, WAM3 面で小さくなるのが、 ϕ の値にしたがって連続的に変化していることが分かる。 ϕ 依存性も低エネルギー側のチャンネルほど依存性が顕著であり、PH 5 ch までは構造がはっきりしている。

レスポンスの補正関数の作成

2.1 で述べたように、Suzaku Mass Model が不完全であるなどの理由で現在の WAM のレスポンスには不定性が残る。特に 150 keV 以下の低エネルギー側で衛星の構造体による吸収などが想定以上に大きいため検出効率を過大評価した状態になっており、これが 4.2.1 のように入射角度 θ, ϕ 依存性を示す。このためこれまで WAM の解析では 150 keV 以下は用いられていない。しかし、広帯域スペクトルの変動を調べるためには、0.5 – 30keV の MAXI、8 – 数 100keV の *Fermi*/GBM、15 – 50 keV の *Swift*/BAT、との接続が重要な情報になる。そこで本研究では [1] のに改良を加えレスポンス補正関数を求め、解析に導入した。

一般的に arf (ancillary response file) とは、検出器の検出効率と、望遠鏡の光学系による応答を反映した有効面積のエネルギー依存性を記したファイルであり、次元行列で表される。ここではレスポンスの ϕ 依存性を適当な数学関数で表し、任意の ϕ に対してエネルギー別の補正係数を求め、arf と同じ形式で格納する。これを FITS 形式に変換し、レスポンス補正関数としてレスポンスとともに解析に用いる。 θ 依存性は弱いので [1] と同様に本研究でも補正しない。

まずレスポンスの入射角度 ϕ 依存性をモデル関数でフィットし、依存性を定量的に求める。図 3.20 の Crab の 1 観測積分のデータで、依存性がはっきり表れている PH 1, 2, 3, 4, 5 ch についてフィッティングを行った。

データ/モデルが 1 ch は $\phi \leq 180$ で 1 以下で統計誤差がデータより小さい点、 $\phi > 180$ で 0.8 以下で統計誤差の三倍がデータより小さい点、2, 3, 4, 5 ch は 1.5 以下で統計誤差がデータより小さい点をフィットに用いた。

モデル関数は領域によって振幅が異なる 2 つの 2 次の sin 関数を用い、係数を $\phi > 180$ で a_0, a_1, a_2 、 $\phi \leq 180$ で a_3, a_1, a_2 とし、初期値は表 3.5 に示す通りである。

(i): $\phi > 180$ の場合

$$f(\phi) = a_0 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{360} a_1 \phi \right) + a_2$$

(ii): $\phi \leq 180$ の場合

$$f(\phi) = a_3 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{360} a_1 \phi \right) + a_2$$

表 3.5: 入射角度 ϕ 依存性のフィッティングパラメータの初期値

パラメータ	初期値
a_0	0.1
a_1	1.0(固定)
a_2	0.1
a_3	0.5

図 3.21 のようにフィッティングを行い、得られた最適値を表 3.6 に示した。

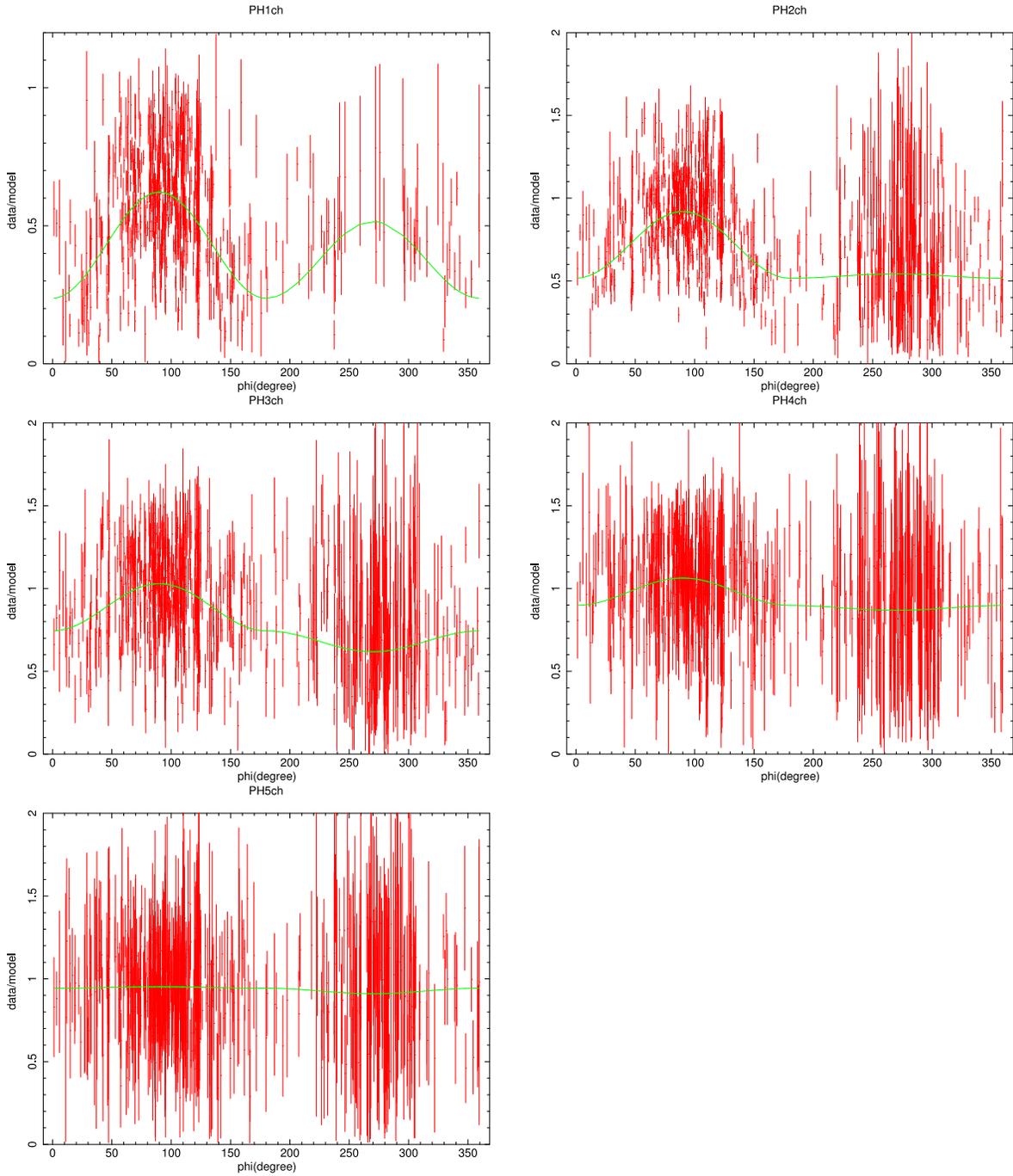


図 3.21: ϕ 依存性のフィッティング

表 3.6: 入射角度 ϕ 依存性のフィット結果

PH チャンネル	a_0	a_1	a_2	a_3
1 ch	0.278	1.00	0.238	0.384
2 ch	0.0265	1.00	0.517	0.402
3 ch	-0.126	1.00	0.745	0.285
4 ch	-0.0297	1.00	0.899	0.165
5 ch	-0.0332	1.00	0.943	0.00862

このフィット結果から各観測の入射角度 ϕ における仮レスポンス補正関数を作る。6 – 54 ch には 5 ch の値を用い、レスポンスと同じエネルギービンに対して補正係数を詰めてレスポンス補正関数を作った。これを用いて Crab の 1 観測のスペクトルを、150keV 以下に相当する 1 – 3ch を無視して pegpwlw でフィットする。

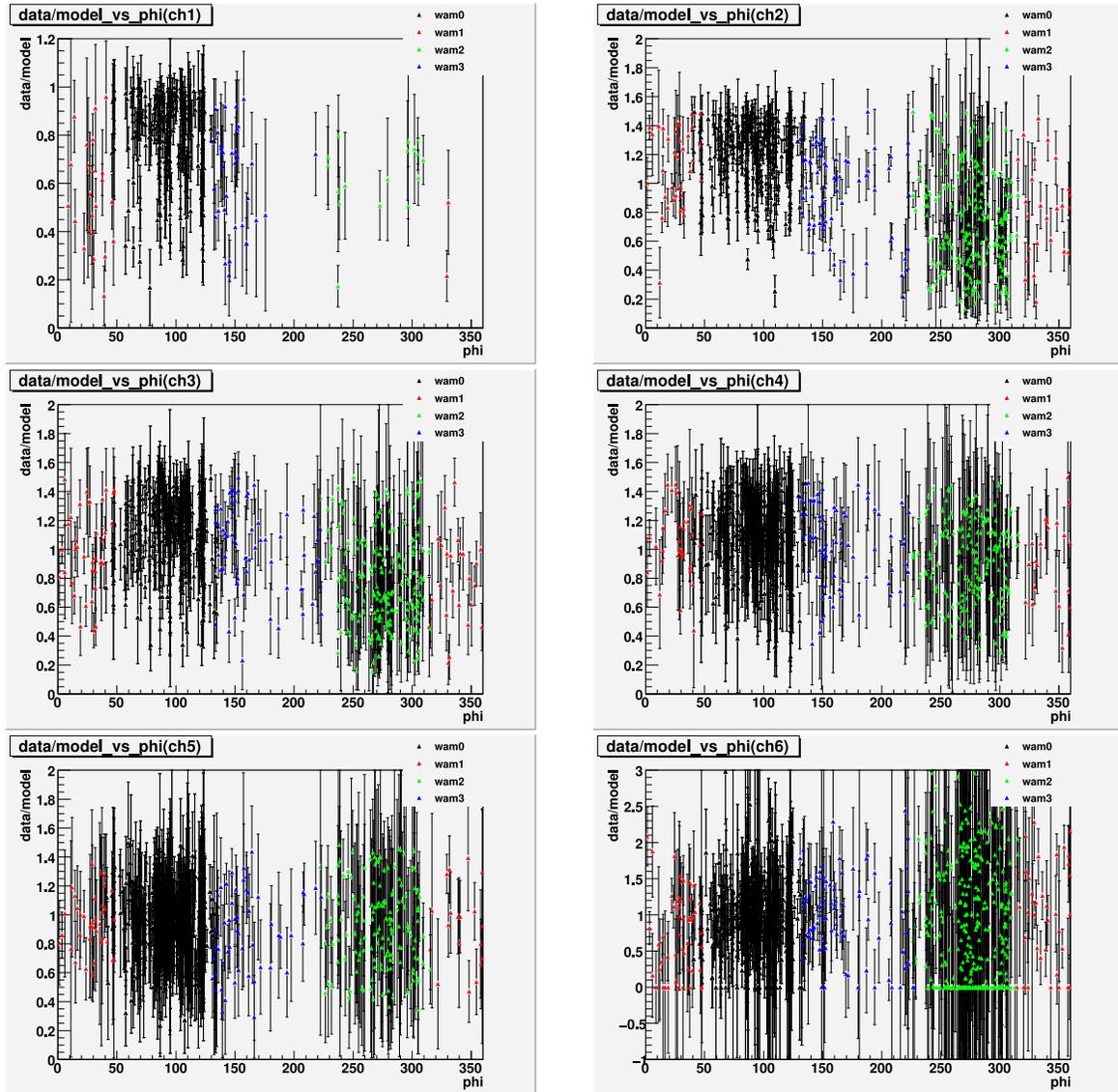


図 3.22: 補正レスポンス導入後の入射角度 ϕ 依存性。縦軸は各エネルギーチャンネルのデータ c とベストフィットモデルの値の比。黒:WAM0, 赤:WAM1, 緑:WAM2, 青:WAM3 を示す。

3.3.9 レスポンス補正関数導入後の入射角度依存性

ここではレスポンス補正関数を取り入れた後の入射角度依存性について調べ、レスポンス補正関数の効果を検証した。

レスポンス補正関数導入後の入射角度 ϕ 依存性を図 3.22 に示す。大きな問題であった ϕ 依存性は、図 3.20 と比較して図 3.22 では大きな改善が見られる。よって、このレスポンス補正関数を用いて今後は解析を進める。

3.3.10 複数観測の地食ステップの足し上げ

高エネルギー側では数時間から数日程度の 1 観測の積分では統計が足りず、有意なスペクトルやライトカーブが得られない。そこで、1 観測内の地食ステップを足すだけでなく複数観測の地食ステップも足し上げ、地食ステップのフィットを行い、フラックスを求めることで、高エネルギー側もモニター出来る。観測が変わると天体からの光子の入射角度が変化するため、検出器の応答が変わる。従ってレスポンスの足し上げも行った。以下にこの手順を示す。

複数観測の地食ステップを足す

Cygnus X-1 と地食時刻が接近していないことに加え、さらに足すときの条件は 2 つ設けた。1 つ目は各観測での地食ステップのフィッティングで、 $\chi^2/dof < 1.1$ であるという条件であり、何らかの理由で地食ステップが正しく評価できない観測データを除去する。2 つ目は 1 観測内の平均地食継続時間が $T_{oc} > 1200$ 秒であることである。 $T_{oc} \leq 1200$ 秒のときは地球の縁で地食を起こすことに対応し、そのような場合は大気の影響が大きく地食ステップが斜めになり、足し上げてても地食ステップの大きさを適切に評価できないので除去する。

各観測の地食ステップは、その平均地食継続時間によって異なる予想地食時刻からのずれ T_{lag} をもち、そのままライトカーブを並べると地食ステップの時間位置がずれ、足し合わせたときにお互いの地食ステップの形を崩してしまう。そこで地食ステップを足し上げるときには大気の影響による地食時刻のずれ T_{lag} を考慮し、補正地食時刻で揃えて足し合わせる。足し合わせは地食 in、地食 out 別々に行い、それぞれ補正後の地食時刻が同じ時刻になるようにして 200 – 800 秒の範囲を足し合わせる。その際複数観測足した後の地食ステップが大気の影響を受ける時間が最小であるときのタイムラグ $T_{lag} = 30$ を持つようにし、地食 in では足し合わせた後のステップが 470 秒に、地食 out ではステップが 530 秒になるようにした。図 3.23 に地食 in の補正時刻を 470 に揃えて地食ステップを並べた例と足し合わせた例を示す。

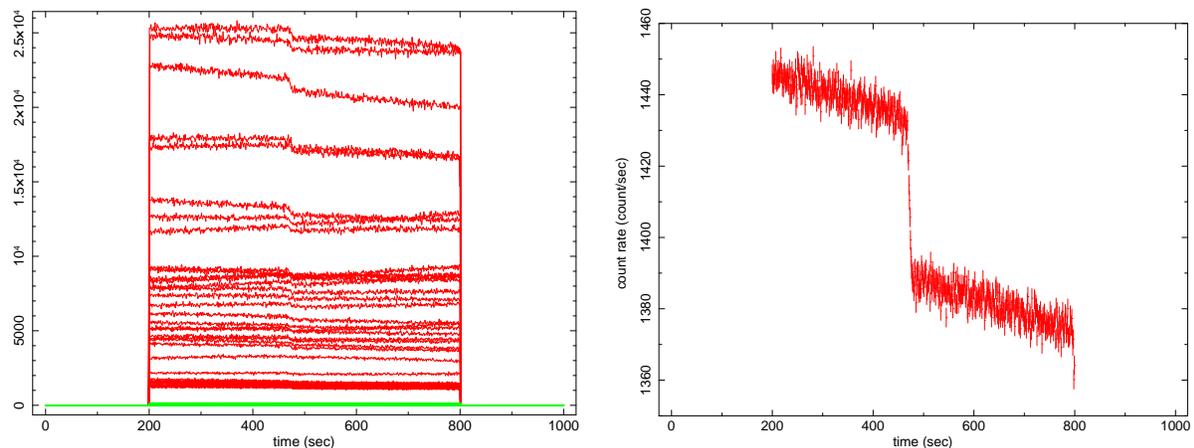


図 3.23: Crab の PH 2 – 11 ch の地食 in のステップ。左図は 470 秒に揃えて 1 年内の 47 観測の地食ステップを並べた図で、右図はそれを足した後の図。

レスポンスを足す

FTOOL には有効面積を表した 1 次元ベクトルの arf を足し合わせる addarf や検出器の応答を表す 2 次元ベクトルの rmf を足し合わせる addrmf が存在するが、本研究では各観測につき一つあるレスポンスファイルを一度に大量に足し合わせるため、これらは使えない。ここではレスポンスを FITS 化する前の ASCII 形式の rsp table を足し合わせる。rsp table は WAM のユニットごとに存在するので、まずユニットごとに足した地食の数でそれぞれ重み付けして平均をとる。足し合わせた rsp table を FITS 化して WAM 各面のレスポンスを作る。

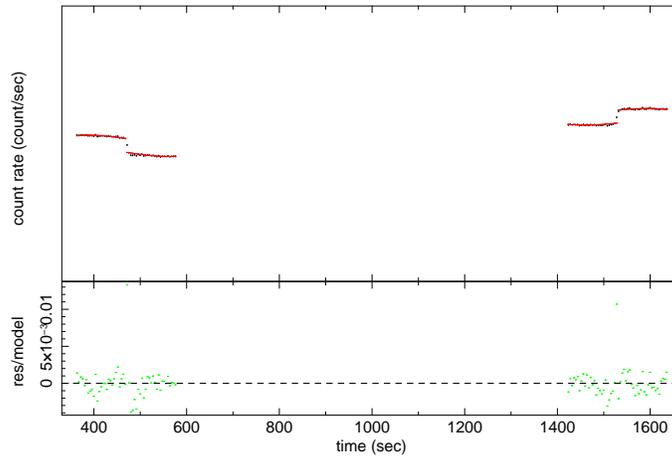


図 3.24: Crab の 1 年内の 47 観測を足した PH 2 – 11 ch の地食フィットの図

複数観測に対する補正レスポンス関数

レスポンス補正関数は入射角度 ϕ に従って観測ごとに作成し、地食ステップとレスポンスを複数観測足すときには、この補正レスポンス関数も足された地食の数で重みづけして足し合わせて用いる。

複数観測足した後の地食ステップの定量化

複数観測足した後も 1 観測平均の地食ステップと同様にモデル関数でフィットを行い、地食ステップの大きさの評価を行う。

地食ステップを複数観測足すとき、各観測の補正後の地食時刻を $T_{lag} = 30$ の場合の位置 (地食 in:470 秒、地食 out:1530 秒) に揃えて足しているの、複数観測足した後の地食ステップは全て $T_{lag} = 30$ であると考え、1 観測平均の地食ステップと同様のモデル関数でフィッティングするが、複数観測足した後の地食ステップのフィットでは、全てのエネルギーチャンネルで $t_{in} = 470$ に固定し、その他のパラメータは 1 観測平均の地食ステップを足すときと同様に設定する。図 3.24 に複数観測足した後の地食ステップのフィットの例を示す。

3.3.11 複数観測足した後の WAM のスペクトルの作成

1 観測分のスペクトルの作成と同様に、複数観測分たした後のデータでもスペクトルを作成する。ただし、1 観測のスペクトルでは系統誤差は統計誤差に対して十分小さいとして無視していたが、複数観測したときは、統計誤差が小さくなるため、系統誤差の考慮が必要になる。先行研究で WAM0 面では 10% 程度の系統誤差があるとされているので、ここからは系統誤差を各 ch に対して 10% を加える。図 3.25 に WAM の 1 年観測で得られた Crab のスペクトルを示す。

3.3.12 長期ライトカーブの作成

1 観測、あるいは複数観測足した後のスペクトルをフィットして得られたフラックスから長期ライトカーブを作る。このとき、フィットする条件は § 3.3.7 と同様に `pegpwlw` というモデルを使用した。ただし、複数観測足した後の長期ライトカーブでは、固定エネルギーの範囲の下限を 100keV、上限を 500keV としてフィットし、`norm` を得る際に用いたエネルギー範囲を 100-300keV、300-800keV とした。

1 観測ごとのフラックスから長期ライトカーブを作る際も、複数観測の地食ステップを足すときと同じ条件を設けた。地食ステップのフィッティングで、 $\chi^2/dof < 1.1$ であることと、1 観測内の平均地食継続時間 $T_{oc} > 1200$ であることである。複数観測足した後、つまり 1 観測より長い積分時間で 1 点をプロットする場合にはこの 2 つめの条件は足し上げるときに既に考慮されている。

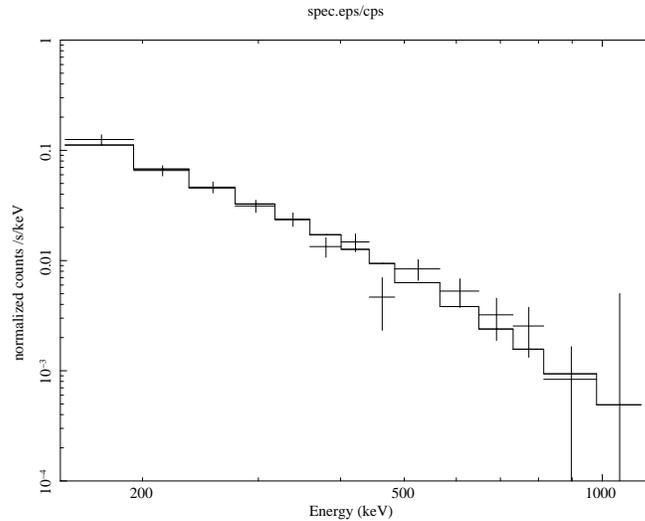


図 3.25: WAM の 1 年観測で得られた Crab のスペクトル

また、1 観測分のライトカーブの誤差は統計誤差のみで、複数観測分のライトカーブの誤差は統計誤差と系統誤差 10% である。

3.3.13 本研究での改良点

これまでの段階で WAM の地食観測はほぼ完成している。しかし、この観測で扱うデータは膨大で、これまでの解析環境では大量の解析時間を強いられる。そこで、本研究ではその解析手法に更なる改良を加え、より効率よく解析できる環境の作成を目指した。

具体的には、これまで乱雑で層が深い解析ディレクトリー環境を整頓し、より平坦なディレクトリー環境にした。主に解析する環境の改善では、これまでは 1 観測辺り複雑な 6 層構造で 34 個のディレクトリーがあったものを、本研究からは 1 観測辺り単純な 3 層構造で 22 個に改善した (図 3.26、3.27)。他の解析環境でも、1 観測辺り 7 層構造で 26 個のディレクトリーがあったものを、本研究からは 1 観測辺り 3 層構造で 3 個に改善した。ディレクトリー構造を単純化 / 平坦化し、解析に使う CPU の負担を減らすことに成功した。

これらの作業環境改善により、解析時間の大幅な短縮に成功にした。

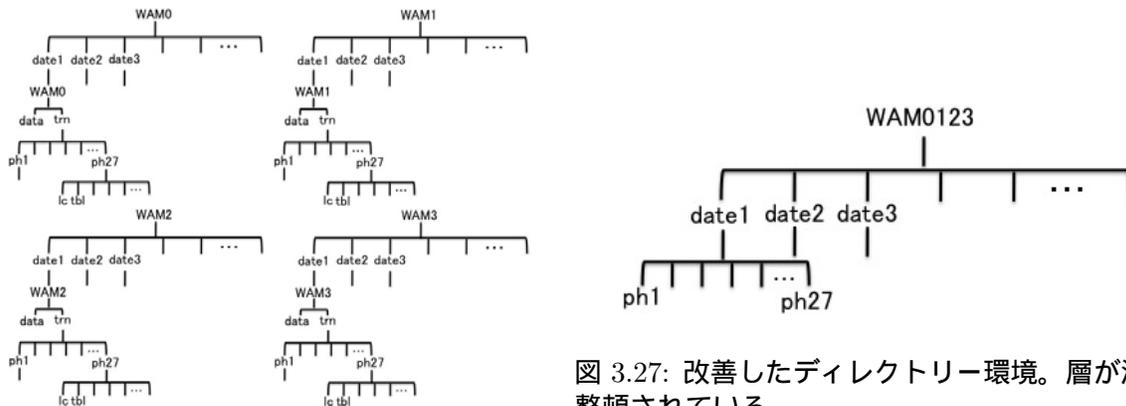


図 3.27: 改善したディレクトリー環境。層が浅く整頓されている。

図 3.26: これまでのディレクトリー環境。層が深く乱雑になっている。

3.4 まとめ

先行研究でほぼ完成している WAM 地食解析で Crab Nebula を約 6 年半に亘り解析した。不完全であったレスポンス補正関数に改良を加え、より適したレスポンス補正関数の作成を目指した。また、解析環境の大幅な改良を加え、膨大な量のデータの迅速な取扱を可能にした。

第4章 解析結果の考察

これまでの段階でほぼ完成している WAM の地食解析の方法に、改良を加えた本研究の解析手法を用いて Crab Nebula の解析を行った。それにより、1bin1 観測積分の長期ライトカーブ、1bin30 日積分の長期ライトカーブ、1bin30 日積分を年ごとに平均した長期ライトカーブ、スペクトルインデックスの時間変動、全観測分を積分したスペクトル、を作成した。この時の年平均はエラーで重み付け平均してある。

4.1 解析結果

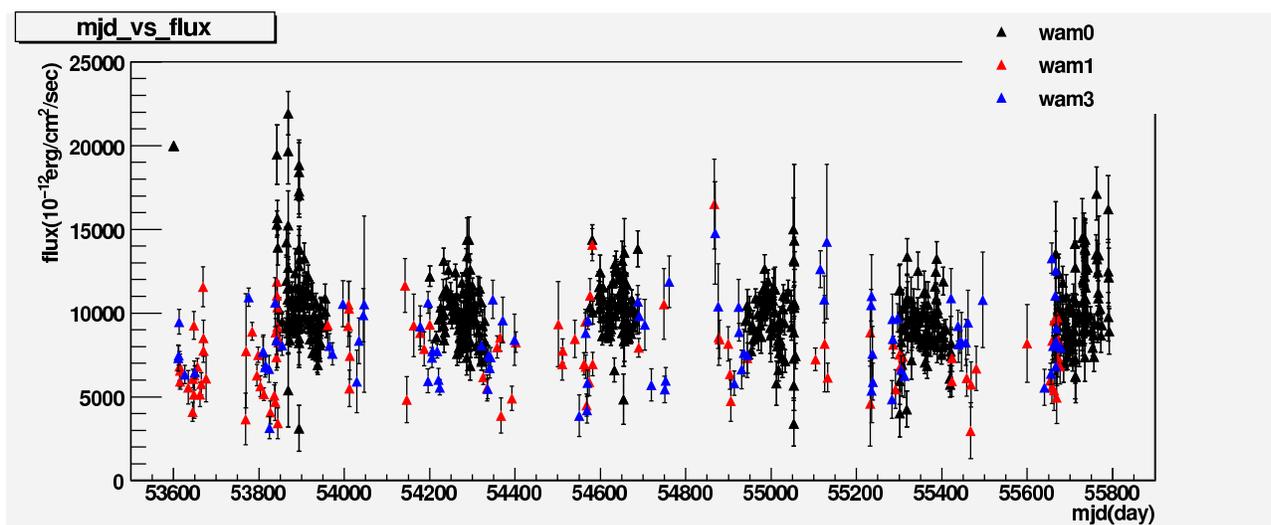


図 4.1: Crab Nebula の 1 観測積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100–500keV である。

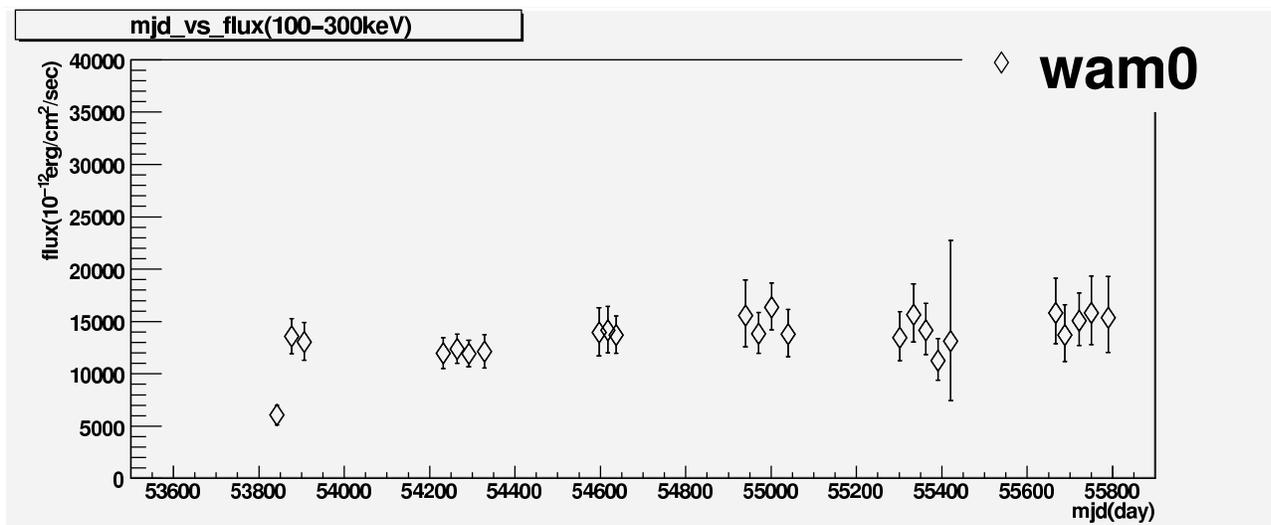


図 4.2: Crab Nebula の 30 日積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100–300keV である。

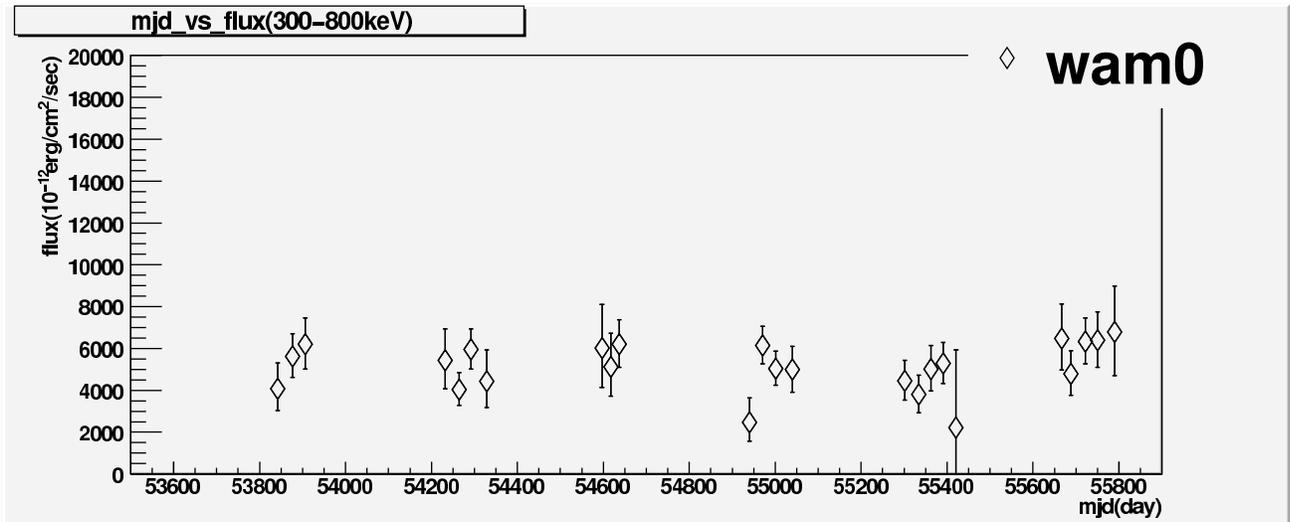


図 4.3: Crab Nebula の 30 日積分の長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 300-800keV である。

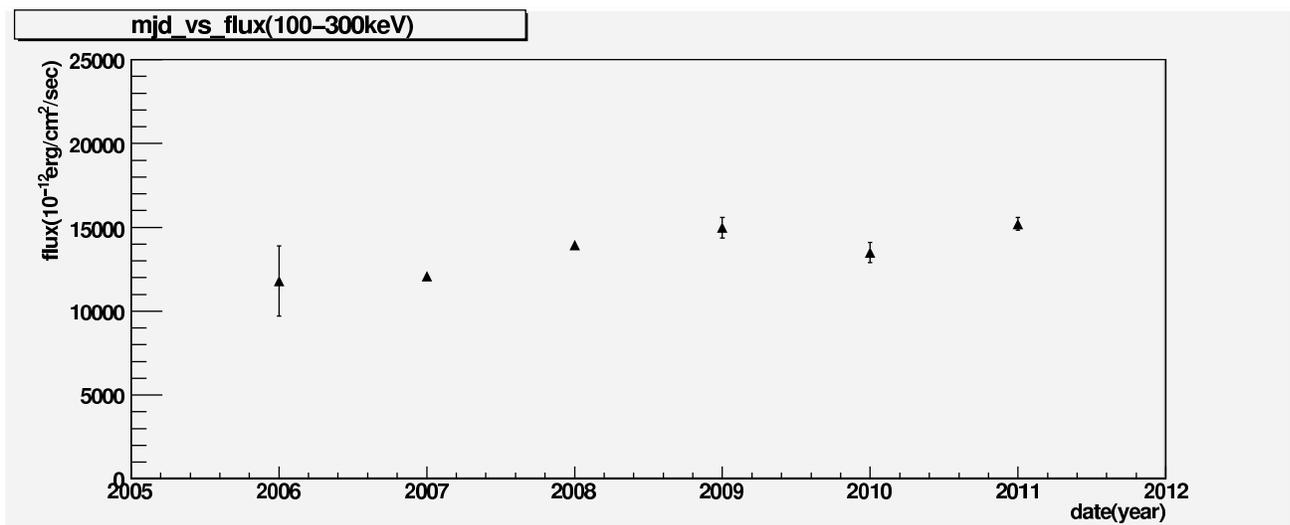


図 4.4: Crab Nebula の 30 日積分を年ごとにビンまとめた長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 100-300keV である。

図 4.1 に 1bin1 観測積分のライトカーブを示す。図 4.2、図 4.3 に 1bin30 日積分のライトカーブを示す。ただし、1bin30 日積分したライトカーブは WAM の中で最も統計の良い WAM0 面のみを示している。図 4.4、図 4.5 に 1bin30 日積分を年ごとにビンまとめたライトカーブを示す。

図 4.1 では大きな不定性があるが、図 4.2、図 4.3、図 4.4、図 4.5 では不定性がかなり改善しており数%の精度で変動を追跡できている。また、それらの図からは図 1.23 にある 100-300keV で 12%、300-500keV で 39%のような大きな減光は見えていない。

他方で、スペクトルインデックスの推移を図 4.6 に示す。これらの図から、スペクトルインデックスにも大きな変動がない事が分かる。

図 4.7 に全観測分を積分したスペクトルを示す。この図から、Crab Nebula は単純な Power law である事が分かる。また、pegpwlw モデルでエネルギー範囲の下限を 100keV、上限を 500keV でフィットし得られたフラックスは $1.7^{+0.19}_{-0.18} \times 10^{-8} \text{ erg/s/cm}^2$ であり、INTEGRAL 衛星の観測結果の 1.6 倍である。また、スペクトルインデックスは 2.80 ± 0.17 であり、INTEGRAL 衛星の観測結果の 1.29 倍である。

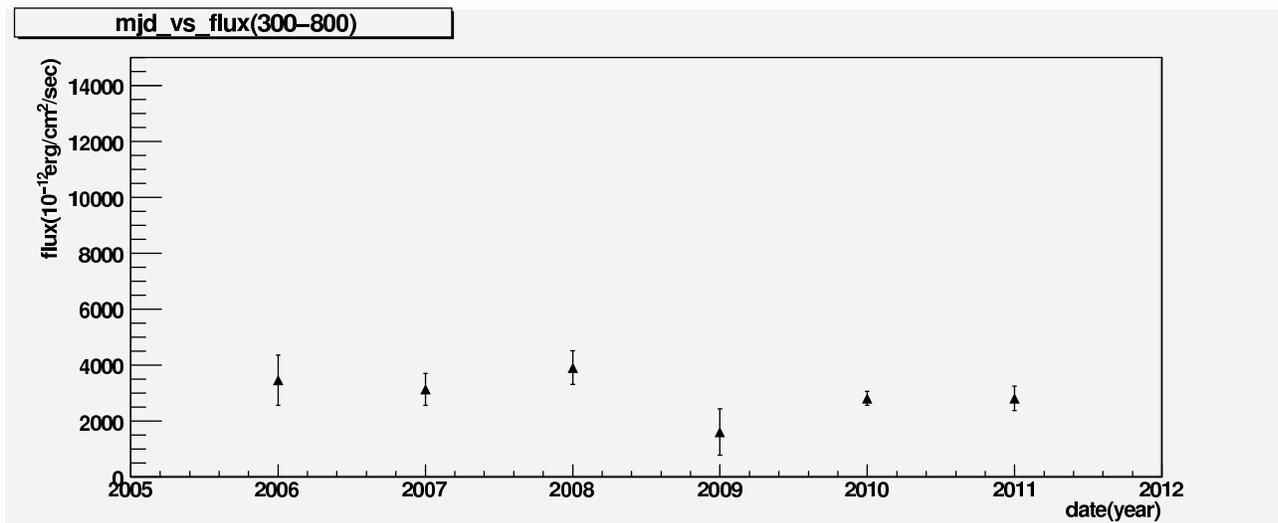


図 4.5: Crab Nebula の 30 日積分を年ごとにビンまとめた長期ライトカーブ。エネルギー範囲は 300-800keV である。

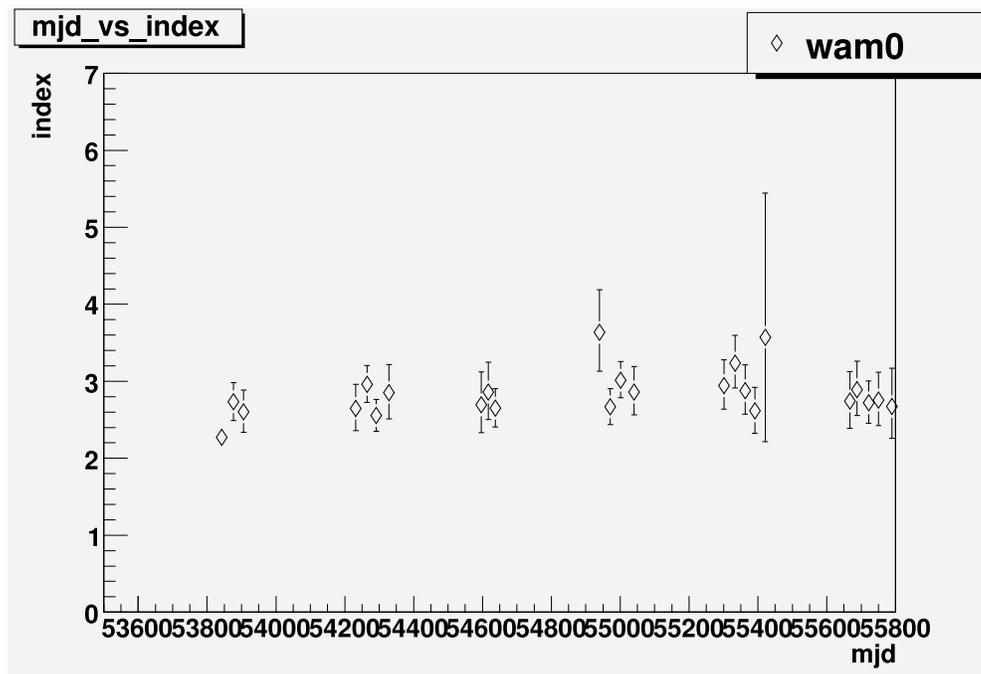


図 4.6: Crab Nebula の 30 日積分したスペクトルインデックスの時間推移

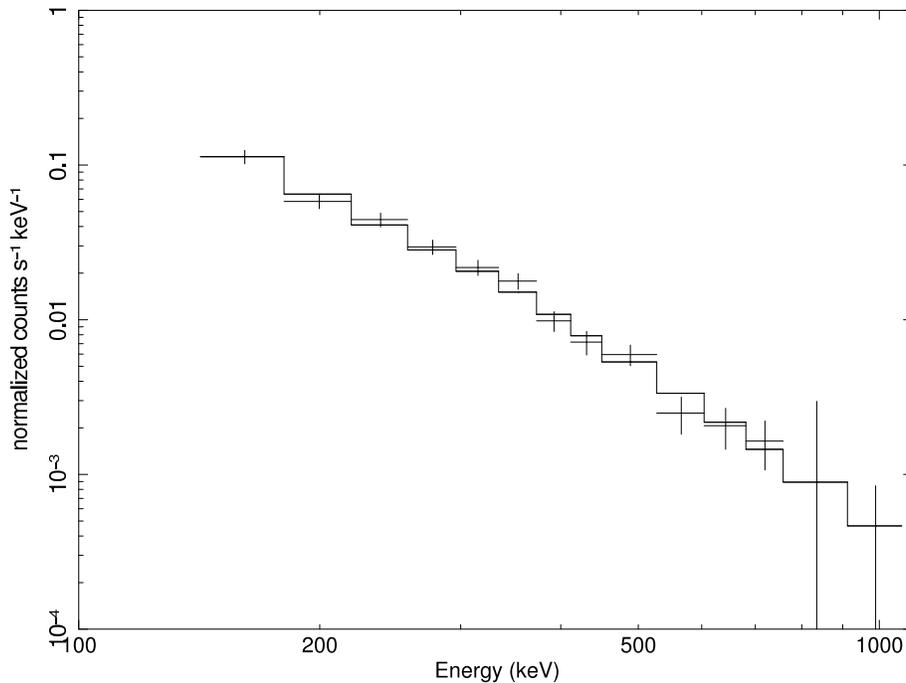


図 4.7: 全観測分を積分したスペクトル

4.2 考察

Crab Nebula の光度変動は、100-300keV では最大で 20%程度見る事ができ、300-800keV では最大で 10%程度見る事ができるが、図 1.23 にあるような 40%もの大きな変動は無い事が分かる。さらに、この光度変動に伴うスペクトルインデックスの推移は確認されなかった。他方で、100-300keV では増光する傾向にあるが、300-800keV では光度は殆ど一定である。

INTEGRAL の観測結果と今回の観測結果を比較すると、今回の解析結果の方がフラックスもスペクトルインデックスも大きく出ている。これはレスポンス/レスポンス補正関数がまだ不十分であると考えた。

4.3 まとめと今後

本研究では WAM による地食解析システムを引き継ぎ、より改良を加えた。

不十分であったレスポンス補正関数をより適したものに改良した。また、乱雑で層が深かったディレクトリー環境を単純化/平坦化し、解析時間の大幅な短縮に成功した。

この WAM 地食解析システムによって Crab Nebula を 2005 年 8 月から 2011 年までの 6 年半に亘り、50-1000keV のエネルギー範囲で解析した。これにより、Crab Nebula が先行研究にあるような大きな光度変動は無い事が分かった。

今後は今のレスポンス/レスポンス補正関数をさらに向上させ、さらに精度の良い解析を行う事を目指す。また、解析天体を Crab Nebula だけに留めず、他の天体も WAM 地食解析システムを用いて解析を行う。

謝辞

研究をご指導していただいた深澤先生には大変感謝しています。右も左も分からないような状態から、1つ1つ丁寧に教えていただき、ありがとうございました。簡単な質問にも嫌な顔をせずに答えていただけだったので、気兼ねなく質問する事が出来ました。大野先生にも研究を進めるにあたってたくさん指導をしていただき、ありがとうございました。出張中にも関わらず、解析の補助をしていただいた事には大変感謝しています。花畑さんには一番近い位置で教えていただきました。基礎の基礎から教えていただいた事には大変感謝しています。将来は花畑さんのように後輩を指導出来るようになりたいです。

研究室の皆様には、楽しい時間を頂きました。一緒に食事をしたり、話たり、研究の合間の息抜きは本当に楽しいものでした。皆様、ありがとうございました。

関連図書

- [1] 吉良 千恵 修士論文 (広島大学) 2008
- [2] 小平 聡 銀河宇宙線中の超重核成分観測のための高性能固体飛跡検出器の開発 (早稲田大学) 2007
- [3] 福井 康雄・大西 利和・中井 直正・犬塚 修一郎・水野 亮・舞原 俊憲 星間物質と星形成 シリーズ現代の天文学 第6巻 日本評論社 2007
- [4] 小山勝二・嶺重慎 ブラックホールと高エネルギー現象 シリーズ現代の天文学 第8巻 日本評論社 2007
- [5] 犬竹 正明 プラズマ衝撃波の基礎物理 (東北大学) 2006
- [6] 水野 恒史 (広島大学) (講演) 2009
- [7] 乗鞍 岳 における ミューオン強度の精密測定 <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/common/muon/top.html>
- [8] 天体粒子加速研究の発展と現状 <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/hea/aboutHEA/intro1.html>
- [9] 「すざく」50 億光年のかなたに宇宙で最もホットなガスを確認 <http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/flash/2008/1028/>
- [10] Hillas et.al 1984ARA&A, 22, 425H
- [11] Makishima, Aatron. Nachr 1999
- [12] 上原 岳士 卒業論文 (広島大学) 2006
- [13] 高原 文郎 地球と宇宙の物理 4 天体高エネルギー現象 2002
- [14] Caballero-Garcia et al. 2008, astro-ph/0812.1346v1, Proc. of the 7th INTEGRAL Workshop
- [15] P. Sizun et al. 2004, astro-ph/0406052, Proc. of the 5th INTEGRAL Workshop
- [16] Aharonian et al. 1998nspt.conf, 439A
- [17] 森 浩二 (Pennsylvania State University) (講演)
- [18] Colleen A. et al. 2011, APJ, 727, L40
- [19] M.Morii et al, 2011, PASJ, 63, S821-S825
- [20] B.Schwarzschild, et al 2011, Physics Today Vol.64 No.3
- [21] A.A.Abdo, et al. 2011, Science 331, 739
- [22] R.Buehler, et al 2011, ArXiv e-prints, 1112.1979
- [23] M.Tavani, et al 2011, Science, 331, 736
- [24] E.Striani, et al 2011, Apj, 741, L5

- [25] 宇宙における電磁波の放射 <http://www.sci.yamaguchi-u.ac.jp/phy/astro/RadioAstro-1.ppt>
- [26] 國枝 秀世 宇宙における非熱的プラズマ
- [27] J.C. Ling et al. 2002APS..APRN17091L
- [28] 「すざく」ヘルプデスク 「すざく」ファーストステップガイド第 3.02 版
- [29] 浅野哲也 修士論文 (広島大学) 2007
- [30] 大野雅功 修士論文 (広島大学) 2003
- [31] 高橋拓也 修士論文 (広島大学) 2006
- [32] W.S.Paciesas et al, 1993, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 97, 253-255
- [33] J.C.Ling Wm.A.Aheation 2003, Apj, 598, 334-348
- [34] S.Ueno et al, 2009essu.confE, 11U
- [35] T.Mihara et al, 2011, PASJ, 63, S623-S634
- [36] M.Sugizaki et al, 2011, PASJ, 63, S635-S644
- [37] Xspec An X-Ray Spectral Fitting Package User's Guide for version 12.3.0Ctj