X線天文衛星「すざく」搭載広帯域全天モ ニターを用いた硬X線太陽フレアの観測

埼玉大学大学院理工学研究科物理機能専攻 田代·寺田研究室 修士2年 守上浩市

2009年

目 次

Т	序請	Ā	3
	1.1	太陽の魅力	3
	1.2	太陽物理と太陽フレア	3
	1.3	本研究の目的	4
2	太	湯フレア	6
	2.1	太陽フレアの舞台...........................	6
		2.1.1 太陽の構造	6
		2.1.2 黒点と活動周期	8
	2.2	太陽フレアとそのメカニズム	12
		 2.2.1 磁気リコネクション	14
		2.2.2 「ようこう」の見たフレア	15
		2.2.3 増田フレア	16
		2.2.4 太陽フレアの問題点	18
	2.3	太陽フレアにともなう硬 X 線放射	18
		2.3.1 熱的線放と非熱的放射	20
		2.3.2 硬 X 線放射の観測	22
3	観浿	川機器	28
3	観 測 3.1	 機器 硬 X 線検出器 HXD	28 28
3	観測 3.1 3.2	 機器 硬 X 線検出器 HXD	28 28 29
3	観測 3.1 3.2 3.3	 機器 硬 X 線検出器 HXD	 28 28 29 30
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4	 機器 硬 X 線検出器 HXD 広帯域全天モニター WAM HXD のデータ WAM のデータ	 28 28 29 30 31
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA	 	 28 28 29 30 31 32
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1	 	 28 29 30 31 32 32
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2	 ク解析の流れ	 28 28 29 30 31 32 32 32 32
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2	 · 機器 硬 X 線検出器 HXD 広帯域全天モニター WAM HXD のデータ HXD のデータ WAM のデータ M による太陽フレアの観測と解析結果 データ解析の流れ AN によう kite (All and and and and and and and and and and	 28 28 29 30 31 32 32 32 34
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 W 4.1 4.2	 ク解析の流れ	 28 28 29 30 31 32 32 32 34 37
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2		 28 28 29 30 31 32 32 34 37 38
3	観測 3.1 3.2 3.3 3.4 W 4.1 4.2 4.3		 28 28 29 30 31 32 32 34 37 38 39
3 4 5	 観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2 4.3 議論 	 ・ ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ● ●	 28 28 29 30 31 32 32 34 37 38 39 47
3 4 5	 観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2 4.3 議訴 5.1 	調機器 : 硬 X 線検出器 HXD : 広帯域全天モニター WAM : HXD のデータ : WAM のデータ : WAM のデータ : AM による太陽フレアの観測と解析結果 : データ解析の流れ : スペクトル解析 : 4.2.1 51 日周期バックグラウンド 4.2.2 補正 arf ギーシャントセレクション : 解析結果 : パラメータの相関 :	 28 28 29 30 31 32 32 32 34 37 38 39 47 47
3 4	 観測 3.1 3.2 3.3 3.4 WA 4.1 4.2 4.3 議訴 5.1 5.2 	 <!--</th--><th> 28 28 29 30 31 32 32 32 34 37 38 39 47 47 49 </th>	 28 28 29 30 31 32 32 32 34 37 38 39 47 47 49

1 序論

1.1 太陽の魅力

人類は古代より、生命を育む太陽を他の天空に耀く星とは異なる"特別な 星"として認識してきた。太陽光は植物に光合成を促し食物連鎖の底辺を支 え、毎日規則正しく東から昇り西へ沈むことで生命に生活のリズムを与える。 太陽がなければ、植物が死滅しそれを食べる草食動物、さらにそれを食べる 肉食動物も死滅する。人類も例外ではない。太陽は地球上の生命にとって必 要不可欠な特別な存在なのである。一方でこの"特別な星"太陽は、17世紀 ニュートンの古典力学から始まった近代物理学の目覚ましい発展と観測によ り、現在では宇宙に最も"ありふれた星"、すなわち恒星の一つに過ぎない ことが知られている。

さて、太陽は宇宙で最も"ありふれた星"であるが、一観測対象として研 究する意味は極めて大きい。とにかく太陽は我々住む地球に圧倒的に近い。 その距離、地球から約1億5000万km(0.000016光年)。太陽の次に近い恒 星(ケンタウルス座アルファ星)が4.22光年であるのと比べてもきわめて近 い。その近さのおかげで、太陽はフレアやジェットなど恒星、原始星、活動 銀河核など宇宙のあらゆる天体で見られる現象を、空間、時間的に分解して 詳細に観察することができる唯一の天体といえる。いいかえれば、太陽を研 究することにより確立された天体現象の理解は、宇宙の他の天体の現象にも 応用できる(図1)。そして、太陽風や太陽フレアなど太陽で起きた現象が、 地球の磁気圏や周辺環境に様々な影響を与えることで我々の生活にも密接に 関わってくる。すなわち、

- プラズマ物理の実験場
- 天体物理学の基礎
- 太陽活動による地球環境への影響

などから見て太陽は研究対象として魅力に富んでいる。

1.2 太陽物理と太陽フレア

太陽物理でとりあつかう現象は、フレアやプロミネンスなどの爆発現象、 黒点に代表される磁気的活動(ダイナモ)、地球圏まで影響を及ぼす太陽風 やコロナ質量放出(CME)、また太陽での粒子加速など広く多岐に及んでい るが、その中でも太陽フレアはダイナモと並び太陽物理の花形といわれてい る。そもそも太陽フレアとはどのような現象か? 太陽フレアは太陽大気で の爆発現象であり、太陽系内で起こる最も高エネルギーな現象である。太陽 フレアのエネルギー源は中心部で行われる核融合反応と、自転によるプラズ



図 1: 星、降着円盤におけるコ ロナ・フレア現象とそれに関す る磁気流体現象 (Tajima and Shibata, 1997)

図 2: フレアモデル (Shibata, 1995)

マの運動である。これを光球面の上空にあるプラズマに輸送するのが磁場で あり、磁力線がつなぎ変わる「磁気リコネクション」により、莫大な磁場エ ネルギーが短時間に解放される。そのエネルギーは大きなフレアの場合、地 球上の全消費エネルギー10万年分に相当する。この磁場エネルギーの解放 は、粒子を加速させたりコロナプラズマを加熱する。この時、星間空間には プラズモイドと呼ばれる熱いプラズマの塊が放出される。また、加速された 粒子によって電波からガンマ線までの広帯域に電磁波が放射される。このよ うに太陽フレアは多くの太陽物理と結び付いている。(図 2)

1.3 本研究の目的

本研究では、「すざく」衛星に搭載された、広帯域全天モニター (Wideband All-sky Monitor, HXD-WAM) による太陽フレアの観測の手法と、優れた硬 X線感度をいかし、スペクトル変動の解析について述べている。2005 年に打 ち上げられた X 線観測衛星「すざく」に搭載された HXD-WAM は、広く 50 keV から 5 MeV の硬 X 線帯域をカバーする。これまで、この帯域の観測に おいての太陽観測衛星には、1981 年打ち上げの日本で初の太陽衛星「ひのと り」、90 年代から 2000 年初頭にかけて大活躍した「ようこう」衛星と、そし て「ようこう」が天寿を全うした 2002 年に打ち上げられた RHESSI 衛星が ある。WAM はこれら 3 衛星のような撮像機能をもたないが、広い有効面積 (800cm²@100keV) を活かし、幅広い規模の太陽フレアの検出が可能である。 実際に WAM は、2009 年 1 月現在、GOES クラス(§2.2 参照)で X から B クラスで108個もの太陽フレアを検出している。

WAMによる天体観測を行なう上では、バックグラウンドが重要となる。 特に、太陽フレアのように長時間にわたって活動する現象の場合、宇宙線な どによるバックグラウンドの推定が死活的に重要である。そこで本研究では、 まず「すざく」衛星の軌道が、約51日で地磁気に対して同位相となることを 利用して、"51日周期バックグラウンド"の振舞を調べ、その再現性を見積っ た。これを用いて、WAMで検出した太陽フレアのスペクトル解析を行ない、 太陽フレアのパラメータ(位置、継続時間、GOES クラス、明るさ、ベキ) の相関をまとめた。特に明るく高エネルギーまで受かっていながら、信号が 飽和(パイルアップ)していない絶好のイベントであった、2006年12月6 日に発生した X6.5の太陽フレアについては、硬 X 線スペクトルをべき関数 でフィッティングを行い、1 秒毎のスペクトル変動を調べた。

2 太陽フレア

2.1 太陽フレアの舞台

太陽フレアはどのような環境で起こっているのか? フレアの舞台となる 太陽大気を中心に太陽の構造を見ていく。

2.1.1 太陽の構造

太陽は図3のように、中心核・輻射層・対流層・光球・彩層・遷移層・コ ロナからなる。



図 3: 太陽の構造(科学技術振興機構 太陽図鑑より)

中心核、輻射層、対流層

太陽中心核は核融合によって物質からエネルギーを取り出しているほとんど唯一の領域で、約0.2太陽半径の領域を占める。2500億気圧、密度が1.56×10⁵kg/m³(およそ水の150倍)、温度は1500万Kに達し、核融合反応で水素がヘリウムに変換されている。秒当たりでは約3.6×10³⁸個の陽子がヘリウム原子核に変化しており、これによって1秒間に430万トンの質量

が3.8×10²⁶ Jのエネルギーに変換されている。このエネルギーの大部分は ガンマ線に変わり、一部がニュートリノに変わる。ガンマ線は周囲のプラズ マと相互作用しながら次第に幅広いエネルギー帯の電磁波に変換され、数十 万年かけて太陽表面にまで達し、宇宙空間に放出される。ここで、光の形で エネルギーを運ぶ層を輻射層、プラズマの対流でエネルギーを運ぶ層を対流 層と呼ぶ。対流層の外側は太陽大気とも呼ばれ、その温度や密度の特徴から、 図4のような光球、彩層、遷移層、コロナの4つの領域に分けられている。



図 4: 太陽大気の温度と密度構造

光球

光球より内側は光や電波などの電磁波で見ることができない。一方、光球 より外側の太陽大気は電波から可視光線、ガンマ線に至る様々な波長の電磁 波で観測可能である。このことから光球を太陽の表面とし、太陽半径を中心 から光球までの距離として定義している。また、光球は中心核から送られて きたエネルギーの一部を光に変換している領域で、その厚さは約400kmにな る(太陽半径の1/1500)。太陽表面のスペクトルは約6,000Kの黒体放射に近 く、内部からの輻射を惑星間空間に放出するため上空ほどガスの温度は低く なっている。光球直下まで対流によるエネルギー輸送が有効であるため、光球 面には粒状斑(大きさ500 – 1000km)と呼ばれるガスの運動が見られ、1kG を超える強い磁場が50 – 100km 程度に局在する微細磁束管で形成され、輝 点として観測される。強い磁場の領域が集まると活動領域が形成され、また 磁束管が大きくまとまると黒点が生まれる。黒点は強い磁場ためエネルギー 輸送が阻害され、周囲よりも温度が低くなり(4500K 程度)黒く見える。

彩層

彩層は、光球の外側の厚さ数千~10000km の領域のことを言い、温度は 4700~5800Kと光球よりやや低い。皆既日食時などに Hα線で赤く輝いて見 えることからこの名が付いた。しばしば、コロナ中に彩層温度で浮かぶガス 塊であるプロミネンス(紅炎)が出現する。コロナ中の磁場構造で支えられ、 静穏なものは1週間~1ヵ月ほどにわたって安定に存在する。

遷移層

彩層とコロナの間にある短い層(100km 程度)で、温度が2桁ほども一気 に変化する領域。一部コロナからのエネルギーが熱伝導を介して彩層へと逆 流している。

コロナ

遷移層のさらに上の温度が100万度以上で密度の薄い外層大気をコロナという。彩層の上空にまで大気を加熱するエネルギーの注入があると、プラズマは、低密度であるため輻射効率は低く、100万度以上の希薄で高温な「コロナ」が太陽半径の数倍以上まで広がっている。コロナでは輻射損失だけでなく、熱伝導や太陽風による運動エネルギー消費によって、注入されたエネルギーを消散させている。これらの定常的なエネルギー散逸に加え、コロナの中では、太陽フレアやX線ジェットなど、さまざまなスケールで突発的なエネルギーの解放現象が頻繁に起きている。これらの突発現象では、数億度にいたるプラズマ加熱や、光速度近くまでの粒子加速など、プラズマのダイナミックな運動が頻発していることが分かってきている。

しかし、コロナを100万度以上に加熱するメカニズムの詳細は太陽物理学 の大きな謎のひとつとなっている。有力な仮説としては現在二つあり、ひと つは光球で生じた電磁流体波が外層大気中に伝播し散逸するとするもの(波 動説)であり、もうひとつは小規模なフレアが頻発して、コロナを加熱する に足るエネルギーを供給するとするもの(ナノフレア説)である。最近、太 陽観測衛星「ひので」による観測から、低層(光球・彩層)においても微細 構造のダイナミックな振舞があることが分かった。そのひとつは波動説を支 持するコロナ中での電磁流体波(アルフェン波)の検出がなされたことであ る。しかし同時に、この低層大気においてもフレアにともなう物理過程(磁 気リコネクション)が観測された。すなわち、まだ波動説、ナノフレア説ど ちらか、またはその両方の寄与によるものなのかは判断できない。

2.1.2 黒点と活動周期

太陽フレアは黒点近くで発生する。太陽を構成するプラズマは、赤道付近 で高緯度の領域よりも早く自転している。回転と対流によって作られた磁気 ループは、レーリーテイラー不安定性によって光球面上に浮上する。この時 の光球面の切り口が黒点となる。黒点は太陽の自転とともに東から西へ移動 し、寿命は長いもので1ヶ月ほどである。



図 5: 磁力線の浮上のイメージ (M.Dikpati and P.A.Gilman, 2007)

この太陽黒点は、約11年の周期で増減するという性質を持つ。次の図は、 上から、黒点相対数、Cクラス以上のフレアの年間発生数、フレアが発生した緯度の分布を示す。



図 6: 黒点数とフレア発生数と緯度分布の推移(NOAA,米国海洋大気庁)

一段目のグラフを見ると、黒点数が 10~11 年ごとに増えたり減ったりし ていることが分かる。二段めのフレアの年間発生数を見ると、黒点数の変化 にほぼ一致して、フレアの数も大きく増減しているのが分かる。少ない年は 100 回以下に対し、多い年は 3000 回前後も発生している。太陽活動周期で最 も活動的で、黒点の数の最も多い時期を「極大期」、黒点の数の最も少ない 静かな時期を「極小期」と呼ぶ。新しい太陽周期が始まる時、黒点群は南北 それぞれ緯度 30 度付近に出現する。太陽周期が進むにつれ、黒点の出現場所 は次第に低緯度へ移動する。活動が最も盛んな頃は緯度 15 度付近に発生し、 最後は5 度付近に発生するようになって、ひとつの太陽周期が終わる。

次の図は、最近のの黒点相対数の変化と今後の予想される変化である。2007 年で、もうこれ以上下がらないところにまで下がっている(極小期)。太陽活 動の周期には1755年から始まった周期を第1周期とする通し番号が付けら れており、2008年1月から第24周期に入っている。



図 7: 今後の黒点数の変化予想 (NOAA)

新しい太陽周期が始まると、もうひとつの変化が見られる。それは、太陽 の磁場分布の切り替わりである。黒点など、太陽面に強い磁場構造が現れる とき、一般的には N 極と S 極が横に並んで現れる。

磁場の写真(図8)はSOHOによる磁場のイメージで、N極は白く、S極 は黒く示されている。この色の順番は、ひとつの太陽周期の間は決まってい て、第23期では東から、北半球では[黒白]、南半球では[白黒]の順番に並ん でいた。この磁場の順番が、太陽周期ごとに南北両半球でそれぞれ逆向きに 切り替わるの。黒点の増減の周期とともに、太陽の磁場の極性も、[白黒]↑ [黒白]↑[白黒]↑[黒白]・・・と22年周期で切り替わっている。この周期は、 太陽のダイナモ機構と深く関係していると考えられている。新しい太陽周期 が始まると2年目くらいから太陽黒点とフレア数が大きく増加することから、 太陽が活発になるのは2009年からと思われる。そして2011~13年あたりで 極大期になるだろう。



図 8: 黒点の写真/SOHO (2001.4.3 同日観測歴代2位のX17フレア起きる)

2.2 太陽フレアとそのメカニズム

前節で太陽フレアの起こる舞台背景を見てきた。この節では、フレアの現 象とメカニズムについての理解を、歴史を追いながら見ていく。

フレアとはコロナにおける超高温(数千万度)プラズマ生成をともなう爆 発現象である。フレアに似た爆発現象でプロミネンスの噴出があるが、プロ ミネンス本体は1万度程度の低温プラズマであり超高温のフレアとは異なる 現象である。数千万度のプラズマからは大量のX線が放射されるので、フレ ア本体を解明するにはX線観測が不可欠である。1990年代に活躍した、「よ うこう」や2006年打ち上げられた「ひので」といった太陽観測衛星によって、 フレアには様々なエネルギーや空間スケールがあることが分かってきた。

12

フレア現象	サイズ	時間スケール	エネルギー
	$(10^4 \mathrm{km})$	(sec)	(erg)
マイクロフレア	0.5 - 4	60 - 600	$10^{26} - 10^{29}$
インパルシブフレア	1 - 10	$60 - 3 \times 10^3$	$10^{29} - 10^{32}$
LED フレア	10 - 40	$3 \times 10^3 - 10^5$	$10^{30} - 10^{32}$
巨大アーケード	3 - 100	$10^4-\ 2\times 10^5$	$10^{29} - 10^{32}$

表 1: 様々なフレア現象(柴田)

太陽フレアのエネルギー源は、黒点付近の太陽大気に蓄えられた磁気エネ ルギーが転化したものである。フレアのエネルギーのほとんどは太陽から流 れ出す大量のプラズマ流(CME)の運動エネルギーとなり、その1/10ほど が可視光として放射される。また1/100ほどが、X線、紫外線、太陽宇宙線 となり、わずかに10⁻⁸ほどが電波として放出される。また、太陽フレアの規 模はアメリカの気象衛星 GOESによる分類が一般に用いられている。GOES の帯域(約1~10 keV)で、X線のピーク強度が10⁻⁶~10⁻⁵W/m²である ものを C クラス、10⁻⁵~10⁻⁴W/m²を M クラス、10⁻⁴~10⁻³W/m²を X クラスとしている。各クラスは10等分されていて。C クラス以下は B、A と なり、X クラス以上は二桁の X クラスで表される。(過去最大は X28)



図 9: 2003 年 11 月 4 日に起きた観測史上最大の X28 フレア/TRACE

太陽フレアが"磁気エネルギーの爆発的解放"によって起きるということは 20世紀半ばには理解されていた。しかし、磁気エネルギーをどのようにプラ ズマの熱エネルギーや運動エネルギーに変換するかが問題であった。フレア が起こるコロナ周辺の高温プラズマでは、電気伝導度はきわめて高く、一度 流れた電流はなかなか消えない。フレア領域における平均電流がジュール熱 で散逸すると仮定すると 300 万年かかる。この電流散逸時間(300 万年)と フレアの時間スケール(数分-1時間)の差を解決するために提案されたメ カニズムが、"磁気リコネクション"である。

2.2.1 磁気リコネクション

磁気リコネクションとは何なのか?磁気リコネクションとは磁力線がつな ぎかわる現象である。太陽コロナのように電気伝導度が高いプラズマ中では、 磁力線は通常プラズマに凍結している。すなわち、磁力線はプラズマと一体 となって動き、そのトポロジーを変えづらい。しかし、図11のように互いに 反平行な磁力線同士が接近すると、その部分に局所的な拡散が生じて、磁場 の凍結原理が破れる。



図 10: 磁気リコネクションの概念図(ISAS ニュース,2000.6,No.231)

すると、元は一本であった磁力線が切れて、別の磁力線とつなぎかわる。 磁力線はゴムひものような性質を持ち、つなぎかえの結果、磁力線にトラッ プされたプラズマが加速されてジェットを形成する。周囲の磁力線は磁気圧 に従って、この磁力線とプラズマの消失を補うようにその領域に集中し、連 続してつなぎかえが起こる。このようにして、効率的に磁気エネルギーがプ ラズマの運動エネルギーに変換され、最終的には熱エネルギーに変換される。

太陽フレアのリコネクション説は Parker らによってすでに 40 年以上前か ら提唱されていたが、リコネクションの観測的証拠というのは非常に少なかっ た。そのため、リコネクション理論の基礎になっている電磁流体力学の創設 者であるノーベル賞学者 Alfven を含め、多くの反論があった。



21-FEB-1992 Flare SXT Image Filter : AL1

図 11: 軟X線 (1 keV 程度) で見た LED フレアの時間変化 (Tsuneta.S, 1992) 時間とともにカスプ型ループは次第に大きくなる。図の 100"は約 72000km に対応。

リコネクション説の決定的な証拠は、1991年に打ち上げられた、日英米共 同プロジェクトの太陽 X 線衛星「ようこう」によって得られた。図 12は 1992 年 2 月 21 日の太陽の東のリムで発生したフレアの軟 X 線(1keV 程度)画像 である。これを見ると非常にはっきりとしたカスプ型(先がとがった形)が 見られる。カスプのとがっている所は、リコネクションがまさに起こりつつ ある所(またはその付近)に対応すると考えられる。この軟 X 線画像は連続 して撮られているため時間変化も分かる。これもリコネクション説が予言す るように、カスプの形は時間とともに見かけ上大きくなっている。またカス プの外側ほど温度が高いことも分かり(Tsuneta.S et al. 1992)、これも磁 気リコネクション理論の予言する通りであった。ここで注意しておくと、こ のようなフレアのモデルは 30 年以上前に Carmichael, Sturrock, Hirayama, Kopp and Pneuman らによって発展させられてきた。そのためこのモデルは 先駆者の頭文字をとって CSHKP モデルと呼ばれている。(図 13)

このフレアは数時間以上続き、Long Duration Event (LDE) フレアと呼ばれる種類のフレアである。この種のフレアは、大抵きれいなカスプ型を示し、温度分布も上の例と同じような傾向を示す。よって、少なくともこの種のLDE フレアに関しては、リコネクション説はほぼ間違いないことが判明した。ところが、フレアにはもっと短命のインパルシブフレアと呼ばれる種類があり、発生頻度はこちらの方がLDE フレアよりも圧倒的に多い。そのインパルシブフレアではカスプが見られないのである。インパルシブフレアを



図 12: フレアの CSHKP モデル(柴田、小杉より)

軟 X 線で見ると、単にループが光って見えるだけである。このようなフレア は 30 年前のスカイラブ時代から知られており、シンプル・ループフレアまた は、ループフレアと呼ばれていた。

2.2.3 増田フレア

1993年に、当時東大大学院生であった、増田氏がインパルシブフレアが 磁気リコネクションによって起こっている証拠を得た。それが図14である。 図14は、太陽の縁で発生したインパルシブフレアの軟X線と硬X線画像で ある。注目すべきは、軟X線ではただのループにしか見えないが、硬X線 (30keV程度)ではループ上空に明るい領域があることである。硬X線は高 エネルギー電子がイオンに衝突するとき制動放射で放射される。よって、硬 X線を見れば高エネルギー電子が見える。この高エネルギー電子は、フレア のエネルギー解放の最初期に近い情報を持っていると考えられる。



図 13: 増田フレア/「ようこう」半円状にみえるのが軟 X 線で撮像したもの で、その上に硬 X 線で観測した図を等高線で重ね合わせてある

図14をもう一度よく見ると、軟X線ループの足元の位置に対応するところに2つの硬X線源がある。この2つの硬X線源はループトップ付近からやってきた高エネルギー電子が光球面を「爆撃」することによって光っていることが判明した。そして、もう1つの硬X線源はループの中ではなく上空にある。このことは、エネルギー解放がループの中ではなくて、ループの上空で起きていることを意味する。これでこの種のインパルシブフレアでもLDEフレアと同種の磁気リコネクションが起きている可能性が有力となった。その後、ループの上空での高温プラズマ(プラズモイド)噴出の発見によりリコネクション説の正当性があらためて認識された(図15)。



図 14: プラズモイドの噴出/「ようこう」

2.2.4 太陽フレアの問題点

「ようこう」によってフレアのリコネクション説はほぼ確立されたが、ま だフレアの全容が解明されたわけではない。

以下の問題が現在未解決である。

フレアによる高エネルギー粒子の加速機構。

加速モデルとしては、直流電場モデル(Benka and Holman 1994)、統 計加速(Miller 1996)、衝撃波加速(Tsuneta and Naito 1998)など、 様々なモデルが考えられているが、決定打はない。

リコネクションのエネルギー蓄積過程とトリガー

エネルギー蓄積過程は、太陽表面の乱流で作られた複雑な磁場がコロナ にエネルギーを与え蓄積するモデル(Kusano 1995 など)が考えられて いるが、完全な解決には至っていない。トリガーモデルは、Emerging flux モデル (Chen,Shibata 2000)、Canceling flux モデル (Linker 2003)、 Tether cutting モデル Moore 2001) ほか、とさまざまなモデルが存在 する。

第1章でも述べたが、太陽フレアや太陽コロナによく似た現象は宇宙のいたるところで観測されていることからもこれらを解明することは重要である。

2.3 太陽フレアにともなう硬 X 線放射

太陽フレアは、電波からガンマ線まであらゆる波長域で観測されている。 図 16 は様々な波長で観測されたフレアのライトカーブである。マイクロ波 や極紫外線(EUV)、硬 X 線(30keV 以上)では、フレア開始直後の短時間 に急激な放射強度の増減がみられ、その後なだらかに変化している。前者を インパルシブ相、後者をグラデュアル相と呼ぶ。軟 X 線(10keV 以下)の放 射強度は硬 X 線と比べゆっくり時間変化し、硬 X 線のピークの後軟 X 線の ピークがきている。



図 15: 太陽フレアで放出される様々な波長の電磁波のライトカーブ (Kane 1974) 19

以下では本研究のテーマである、太陽フレアによる"硬X線放射"のメカ ニズムとこれまでの研究に焦点をあてる。

2.3.1 熱的線放と非熱的放射

太陽フレアの硬 X 線の放射過程には大きく熱的制動放射と非熱的制動放射の2つがある。

熱的制動放射

熱的制動放射は、高温プラズマ中で熱運動している電子がイオンと制動放 射することで放射される。観測的に熱的制動放射は、磁気ループに沿った構 造として見られる。これは、フレアのエネルギー解放の際に発生した熱が、 熱伝導により磁力線に沿って彩層に伝わり、加熱された彩層上部の高温高密 なプラズマ(1000万度)が上昇しループを満たす(彩層蒸発)ためである。 Maxwell 分布から、温度 T の電子の分布関数を

$$N(E) = \frac{2n_e E^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\pi}(k_{\rm B}T)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_{\rm B}T}\right) \qquad (\text{electrons/cm}^3/\text{erg})$$
(1)

と仮定する。高温プラズマが体Vを占めているとき、放射は

$$I_{\rm thermal}(\varepsilon) = a_{\rm thermal} \frac{1}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_{\rm B} {\rm T}}\right) \qquad ({\rm photons/s/erg}) \quad (2)$$

$$a_{\rm thermal} = \left(\frac{8}{\pi m_e k_{\rm B} T^{\frac{1}{2}}}\right)^{\frac{1}{2}} \kappa_{\rm BH} Z^2 V E M \tag{3}$$

となる。ここで、 $VEM = n_e^2 V$ はエミッションメジャー、 n_e は電子密度、 $k_{\rm B}$ T はボルツマン定数である。

非熱的制動放射

非熱的制動放射は、Maxwell 分布もたない高エネルギーの電子ビームが周 囲のイオンとクーロン衝突して制動放射で放出される。また非熱的制動放射 に関しては、電子ビームの突入するターゲットのイオンの密度により"厚い 標的(thick-target)モデル"と"薄い標的(thin-target)モデル"の2つの モデルが考えられている。(Brown 1971)

両者のモデルの違いは電子のエネルギーの失い方にある。前者は、非常に 密度の高いプラズマにぶつかり、瞬間的に全電子がエネルギーを失うモデル で、磁気ループの足元付近の彩層上部での硬X線放射モデルとして使われる。 また後者は、比較的密度の小さなプラズマ中を通過する際に、硬 X 線を放射 してエネルギーを失うモデルで、コロナ中での硬 X 線放射モデルとして使わ れる。フレアループの頂上と足元にあたる、ループトップとフットポイント では密度が大きく違うため、加速電子はほとんどの場合 thick-target モデル によってエネルギーを失う。(*N*_{Chromosphere}/*N*_{Corona}~ 3×(10² – 10³)

加速された電子が thick-target モデルで放射するか、thin-target モデルで 放射するかによって、生成される硬 X 線のスペクトルは異なってくる。ター ゲットに突入する直前の電子ビームのスペクトルを

$$F(E_0) = AE_0^{-\delta} \qquad (\text{electrons/s/keV/cm}^2) \qquad (4)$$

と仮定する。

thick-target モデルで放射が起こった場合、観測されるスペクトルは、

$$I_{\rm thick}(\varepsilon) = a_{\rm thick} \varepsilon^{-\gamma} \qquad ({\rm photons/s/keV/cm}^2) \qquad (5)$$

$$a_{thick} = \frac{SA\kappa_{\rm BH}Z^2}{4\pi R^2 K} \cdot \frac{B(\delta - 2, \frac{1}{2})}{(\delta - 2)(\delta - 1)}$$
(6)

$$\gamma = \delta - 1 \tag{7}$$

となる。ここで、Sはフレアの面積、 $\kappa_{BH} = \frac{8\alpha}{3}r_0^2m_ec^2 = 7.9 \times 10^{-25} \text{cm}^2 \text{keV}$ ($\alpha = e^2/\hbar c$: 微細構造定数、 $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$: 古典電子半径)、Z: 標的となるイオンの原子量、 $K = 2\pi e^4 \ln \Lambda (\ln \Lambda : \rho - \mu \nu 対数)$ 、R = 1天文単位 で、B(p,q)はベータ関数である。硬 X 線のスペクトルは電子のスペクトルよりもべきが小さくなる。($\gamma < \delta$)

thin-target モデルで放射が起こった場合、観測されるスペクトルは、

$$I_{\rm thin}(\varepsilon) = a_{\rm thin} \varepsilon^{-\gamma}$$
 (photons/s/keV/cm²) (8)

$$a_{\rm thick} = \frac{A\kappa_{\rm BH}Z^2S\Delta N}{4\pi R^2} \cdot \frac{B(\delta, \frac{1}{2})}{\delta} \tag{9}$$

$$\gamma = \delta + \frac{1}{2} \tag{10}$$

となる。ここで、 ΔN は観測されたソースの柱密度である。硬 X 線のスペ クトルは電子のスペクトルよりもべきが大きくなる。($\gamma > \delta$) 両モデルとも、入射する電子のスペクトルがべき型ならターゲットから放 射する硬 X 線のスペクトルもべき型になる。また、thick-target モデルを仮 定した場合は、thin-target モデルを仮定した場合よりも得られるスペクト ルのべきはハード(小さく)になるのが分かる。このように、どちらかのモ デルを仮定することで、入射電子のスペクトルを推定することができる。

2.3.2 硬 X 線放射の観測

粒子加速のメカニズムの解明に迫る有力な武器のひとつが硬 X 線観測である。太陽フレアの X 線からガンマ線にかけての典型的なスペクトルを図 17 に示す。



図 16: フレアの典型的なエネルギースペクトル (Lin 2003)

数十keV以上が硬X線(加速電子からの制動放射)であり、そのスペクト ルは通常、べき指数が-3から-6程度のべき型分布に従うことが多いこと がわかっている。これまでの太陽フレアにおける電子加速についての観測か らの要請は、おおよそ以下の表2にまとめられる。

最高エネルギー	数 -10 MeV
スペクトル	べきが-3から-6 程度のべき型
加速粒子数	$10^{33} - 10^{35}$ 個
加速のタイムスケール	1 秒以下(100 keV 以下 、数秒(100 keV 以上)
硬X線源	ループの両足元に集中。ただしコロナ中にも弱いソースあり

表 2: Tsuneta and Naito, 1998

硬 X 線観測の最近の成果では、RHESSI 衛星による、初めてのガンマ線撮 像観測である(Hurford 2003)。2.2 MeV の中性子捕獲ラインでの撮像観測 の結果、イオンの降着を示すガンマ線と、電子の降着を示す硬 X 線の位置に 有意なずれがみられるフレアが複数報告されている。これは、イオンと電子 の加速領域の違いを反映していると考えられる。

一方、硬X線のエネルギースペクトルに関して以下のような問題がある。

低エネルギーカット オフ

前節で見てきたように、硬X線スペクトルから加速電子の情報を得るためには、2つのモデル(thick or thin)のどちらかを仮定しなければならなかった。しかし、いずれのモデルでも加速電子の個数、総エネルギーを計算する際には、べき型スペクトルの低エネルギー側の限界エネルギー(低エネルギーカットオフ)を決める必要がある。この低エネルギーカットオフには通常、20-25keVという値が用いられるが、低エネルギーカットオフがもっと高い(30keV以上)可能性も議論されている。フレアのスペクトルのべきは大きいため、この低エネルギーカットオフが少し高くなるだけで、加速電子の個数や総エネルギー量も急激に小さくなる。そのため、フレアのエネルギー 解放時の、熱エネルギーと非熱的エネルギーへのエネルギー分配の問題や加速粒子数問題にとって、べき型スペクトルの低エネルギーカットオフの決定は重要である。

高エネルギーブレイクアップ

これは硬 X 線スペクトルで 200keV 付近でブレイクアップ (べきがフラットになる) というもので巨大なフレアでしばしば見られた (Dennis 1988)。

これを説明するものとして、(1)異なるサイトで加速されることで2つの 異なる電子分布を生成。(2)トラップと直接降下モデル(3)第2次加速(4) 300keV以上で効いてくる電子-電子制動放射(Kontar 2007)がある。(2) はエネルギー依存したクーロン衝突によって、低エネルギー電子が失われるた めに磁場にトラップされた電子のスペクトルは hardになる(Trottet, Vimer 1984)というものである。この場合、トラップされた電子による電波放射はこ の hardningを反映している。一方で直接降下した電子による硬X線スペクト ルはまだ元の注入スペクトルを保つ(soft)。これは電波(ループトップ)と硬 X線(ループフット)の同時観測から求まったそれぞのべきが、硬X線より 電波の方が hard であるという観測結果を支持する(Silva 1998)。(3):示唆 される第1加速はDC電場加速で電子を100 - 200keVまで加速する(Dulk 1992)。そして第2次加速で考えられるのは波-粒子加速(Wiglee 1991)ま たはショック加速である。このような2段階の加速は高エネルギー電子と低 エネルギー電子の間で放射の遅れが期待され、これまで観測から遅れが見つ

コンプトン散乱の効果

「ようこう」の画像から明らかなように、磁気リコネクションで加速され た電子は、磁力線に沿ってループフットめがけて降下し、電子の運動方向に 偏った光子の放射を行うため、実際の観測では光球またはより深部にてコン プトン散乱された光子を観測していると考えられる。その結果、観測される スペクトルは従来予測されていたものに比べてずっとべきがソフトになるは ずである。コンプトン散乱を考慮したシミュレーションで、太陽の縁で起き たフレアほど硬X線のスペクトルのべきがハードになるということも報告さ れている。(Kotoku 2007)

スペクトルのべきの時間変動

これまでフレア中のスペクトル変動が多く報告されている。これらの変動 のふるまいは大きく2つに分けることができる。1つ目は、フレアの始まり はスペクトルが soft で明るさの上昇とともに hard になっていき、そして明 るさのピークを過ぎた後 soft になっていく、いわゆる soft-hard-soft (SHS) のふるまい。2つ目は、 明るさのピークを過ぎ暗くなっていく間も hard に なりつづけていく、soft-hard-harder (SHH) である。またこの両方のふるま いが見られるフレアも報告されている (Saladanha 2007)。これらのふるま いは何らかの加速機構やエネルギー消失機構の情報を反映しているはずだが、 まだよくわかっていない。ここで SHS と SHH について現在考えられている モデルと観測的特徴を述べておく。

・soft-hard-soft (SHS) のシナリオ

太陽フレアにおけるスペクトル変動は昔から知られており、SHS(Benz 1977;Brown, Loran 1985)や SHH(Frost and Dennis 1971;Cliver 1986)の ふるまいをするフレアが報告されている。その中で、SHSのふるまいをする フレアのほとんどはインアルシブフレアであった。多くのピークをもつフレア の場合は一つ一つは SHSを示す。SHSのふるまいが電子の加速メカニズムに よるなら、各々のピークはエネルギー解放の断片(Energy Release Fragment, ERF)と解釈できる。また、フレア初期からピークにかけてとピークの後そ れぞれで、光子スペクトルのべきと明るさに指数関数的な関係があることも 報告されている(Grigis, Buser, Benz 2003)。以下 SHH のふるまいを説明す るモデルを示す。

SHS モデルその1 (Zharkova, Grodovskyy 2006)

リコネクションによって磁力線に注入された電子はフットポイントに降下 する。このとき直接降下する電子ビームによって自己誘導電場が生じる(図 17)。特に100keV以下の低エネルギー電子はこの自己誘導電場に強く影響さ れ、高エネルギー電子(自己誘導電場の影響を受けない)に比べより多くの エネルギーをコロナプラズマの衝突で失う。

このモデルを SHS のふるまいに当てはめると、フレア初期ではフラックス (明るさ)が小さく(自己誘導電場が弱く)、ほとんど自己誘導電場に影響され ずに電子は直接降下する。フレアピークに近づくと、電子ビームが強くなる とともにより強い自己誘導電場が生じ、この影響で低エネルギー電子は直接 降下するときよりも多くのエネルギーを失うことになる。その結果、光子ス ペクトルの低エネルギー側が減少し相対的に hard になる (harder)。ピーク 後は自己誘導電場が弱まっていき低エネルギー側の傾きが回復する (softer)。



図 17: モデルのイメージ (Zharkova, Grodovskyy 2006)

SHS モデルその 2 (Grigis 2006)

もう一つの SHS モデルとしては統計加速がある。統計加速とは、リコネク ションアウトフローなどで生じた乱流波が粒子にエネルギーを与えるという 加速メカニズムのことである。このモデルの重要なパラメータとして"加速 強度(*l*_{ACC})"と乱流領域からの"離脱時間(τ)"がある。"加速強度"は乱 流波のエネルギー密度に依存し、長い"離脱時間"は粒子が磁気ループに長 くトラップされていることに相当する(磁気トラップについては付録で)。電 子のスペクトルは、統計加速の第1近似で *τ×l*_{ACC} に依存する。 このモデルでの SHS のふるまいを図 18 で示す。



図 18: 異なる *τ×l*_{ACC} での電子分布 (Grigis 2006)

フレア初期に熱的分布(Maxwell分布)であった電子はピークに向けて次 第に"加速強度"が大きくなり、磁力線にトラップされている間に加速され 非熱的分布に近づいていく(harder)。ピークを過ぎると"加速強度"が小さ くなっていき電子は磁力線のトラップから離脱し熱的分布に戻っていく。

・soft-hard-harder (SHH) のシナリオ

SHH のふるまいを示すフレアはインパルシブフレアよりも長時間でグラ デュアルなフレアで多く見つかっている。SHS のふるまいに比べて SHH の ふるまいを示すフレアの数は少ない (SIlva 1998)。

リコネクションで磁力線に沿ってジェットが流出し蓄積された磁場のエネル ギーが解放し、その結果ループトップ周辺の磁力線が衰退する。そこに電流 シートから逃れた電子がトラップされ、ベータトロン(Brown, Hoyng 1975) または slow ショック間でのフェルミ加速(Somov, Kosugi 1997)を受ける。 効率的加速はベータトロンによるエネルギーゲインと衝突によるエネルギーロ スとトラップ離脱のトレードオフで決まる。SHH のふるまいは長時間の磁気 トラップによるものと考えられている。その他、SHH のふるまいを示すフレ アと星間空間で観測される高エネルギー陽子(Solar Energetic Particle,SEP) 生成の間に密接な関係があることが示唆されている(kiplinger, 1995)。



図 19: 左: リコネクションサイトの様々な加速を表した標準モデル (Cargill 2001) 右: 磁力線の豪退 (collapsing) のイメージ (Karlicky, Kosugi 2004)

電子注入のピッチ角分布(箕島 D 論)

フレアループへの電子注入のピッチ角分布が電子分布の発展に影響を与える。 電子分布の発展は、電子注入のピッチ角分布で isotropic、pancake、beamlike の3タイプにわけられる。isotropic と pancake (大きいピッチ角:isotropic は pancake と beamlike の中間)で注入された電子のほとんどは磁気ループにト ラップされ、のちロスコーン(トラップからの離脱)して彩層へ降下する。 beamlike (小さいピッチ角)の場合、ほぼトラップされずに直接降下する。ま た、トラップからの離脱時間は、高エネルギー電子の方が低エネルギー電子 に比べ長い。低エネルギー電子の場合トラップからの離脱時間がおよそ1秒 と短いため、低エネルギー(200keV以下)での電子分布のふるまいは注入電 子フラックスの変動に依存する。高エネルギー電子はループに長時間とどま り(大きなピッチ角の場合エネルギーロスはほぼない)、その結果時間と共に 硬 X 線スペクトルが hard になる。



図 20:3つの電子注入のピッチ角分布による非熱的放射スペクトルのべきの 時間変動(シミュレーション)赤:低エネルギー硬 X 線(100keV 以下)、青: 高エネルギー硬 X 線(100keV 以上)、緑:電波(箕島 D 論)

3 観測機器

3.1 硬 X 線検出器 HXD

「すざく」衛星搭載のHXD(Hard X-ray Detector)は、10keV~700keV と非常に広いエネルギー帯域をカバーする。光電吸収体としての結晶は、ガ ドリウム・シリケート(GSO)結晶を用い、その周囲を覆うようにシールド用 結晶として、ビスマスジャーマネイト(BGO)結晶を用いている。このシー ルド用結晶がGSOと同時に光った時の信号は、バックグラウンドと判定する ことで、見ている天体からのX線と視野外からのX線やコンプトン散乱した X線、さらには、宇宙線などの荷電粒子を区別することができる。このよう な方法を反同時計数法といい、今のBGO結晶のようなシールド結晶は、鉛 などの単なる遮蔽物による受動的なシールドに対して、アクティブシールド と呼ぶ。さらに、HXDの主検出部では、BGOで作った深いシールドの井戸 の底にGSOを配置し、1つの光電子増倍管(PMT)で読み出している。波 形弁別法という方法を用いて、この2種類の結晶からの信号を区別している。 このような検出器をフォスイッチカウンタという。また、HXDには、GSO

これは、GSO だけでは低エネルギーの X 線 (10keV~40keV) に対するエ ネルギー分解能が悪く、信号の検出がしにくいため、PIN 型半導体を GSO の 前に配置することでより幅広いエネルギーの X 線を観測するためのものであ



図 21: HXD-WAM の概略図。左が横から見た断面で、右が上から見たもの

る。さらに、天体によるバックグラウンドを減らすために、井戸の中にファ インコリメータ(FC)という視準器を使って、視野を0.5度四方に絞る工夫 をしている。このような井戸型の検出器を4×4の16本並べ、その周囲に20 本のシールド結晶を並べ、ユニット間でもお互いに反同時計測を行うことで、 さらなる低バックグラウンド化をはかっている。(図21)このような構造は 複眼構造と呼ばれ、これにより有効面積を増やしつつ、不感時間を増やさな いようにしている。このような徹底したバックグラウンドの除去により、こ のX線領域において世界最高の感度を達成している。

3.2 広帯域全天モニター WAM

HXD のシールドカウンタは、一本当たり 38cm、4kg もの巨大な BGO シン チレータである。HXD では、これを 20 本並べた 4 面で構成し、あらゆる方向 からくる天体の放射や荷電粒子を受けることができる。そのため、HXD のシー ルドカウンタは、全天モニターとして使用することができる。我々はこのシー ルドカウンタの全天モニター機能を、WAM と呼んでいる。WAM は幅広いエ ネルギー帯域(50keV~5MeV)と巨大な有効面積(各面 100keV@800cm²) そして 2 π の広い視野を持つのが特徴である。



図 22: WAM と他衛星の有効面積

図 22 のように WAM 感度は、過去の NaI/CsI シンチレータの検出器 (CGRO 衛星の BATSE など)や、現在稼働中の Swift 衛星 BAT や Fermi 衛星 GRM (BGO 結晶)に比べても遜色なく、特に 500keV~5MeV では世 界最高感度を誇る。全天モニターの観測対象となる天体は、太陽フレアや明 るい X 線源、ガンマ線バーストなど、突発的に明るくなる天体である。

3.3 HXD のデータ

HXD は、主検出部である井戸型フォスイッチカウンタ(WEL)、WAM とこれらを納める筐体およびバイアス電圧を発生する高圧電源を合わせた HXD-S (Sensor)のほか、HXD-AD (Analog Electronics)、HXD-DE (Di gital Electronics)、HXD-PSU (Power Supply Unit) —および、HXD-PIN (Peripheral Interface Module)の5つの部分から構成される。HXDのシス テム構成を図 23 に示す。

図 23: HXD のシステム構成

HXD-Sの Anti カウンタで検出したフォトンのアナログ信号パルスは、まず HXD-AE に送られる。HXD の信号処理回路(HXD-AE)は、常時電源部(ACU)と井戸型フォスイッチカウンタ専用部(WPU)と WAM 専用(TPU)

の3パートに分割されている。WAM の信号は TPU で処理され、また ACU では温度、電圧などのハウスキーピング情報が生成され、HXD-DE に送られ る。HXD-DE には CPU が搭載されており、AE から受け取ったデータをソ フトウェア処理し、衛星全体のデータストレージである DP で送信する。ま た、地上から送られた HXD 宛のコマンドも一部のハードウェア制御コマン ドを除き、DE でいったん受信され、デコードされる。これはのコマンドの 識別によって、必要に応じて HXD-AE に転送される。

3.4 WAM のデータ

WAM の信号処理部 (TPU) では、センサー部の高圧電源やプリアンプへ の電源供給と、センサーからの信号を処理し AD 変換する事の 2 つの機能が ある。全天モニター装置 WAM としての信号処理は、WAM からの信号を積 算し、ヒストグラム化してエネルギースペクトルを出力している。WAM か ら出力されるデータは、2種類ある(表3)。ヒストグラムは、50keV~2MeV までのエネルギー領域を、64ch ADC をもちいてエネルギースペクトルを取 得しており、地上に降ろせるデータ容量の関係で、54ch にビンまとめされて いる。さらに、ADC オーバーフロービットを積極的に利用し、合計 5MeV までの領域を 55ch のヒストグラムにしている。このヒストグラムは、WAM 4 面に対し独立に、0.5 秒毎に j 常時生成している(TRN モード)。一方、 エネルギーのビン数を 4band に落とすかわりに、時間分解能を 1/64 秒にあ げたヒストグラムを生成することもできる(Burst モード)。ただし、この 高時間分解能データを常時取得し、すべて地上に降ろすことは通信帯域の制 限から難しいので、軌道上で、このライトカーブをモニターし、ポアソン分 布に対し、有意な変動が見られた時間帯(最長 64 秒間)だけをメモリー上に 保存し、地上に降ろしている。

モード	エネルギー ch	時間分解能	カバーする時間	目的
BST	BST 4ch		64s(8s before	GRB
	55ch	1s (PH)	112s after)	
				monitor for
TRN	$55\mathrm{ch}$	1s (PH)	every 1 s	background and
				transient phenomena

表 3: WAM データの特性(TRN データと BST データ)

4 WAMによる太陽フレアの観測と解析結果

4.1 データ解析の流れ

「すざく」衛星のすべての観測データは、FITS (Flexible Image TransportSystem)型式に変換され、保存される。FITS 型式は、様々な項目についての値が入ったテーブルと、その内容を記述したヘッダからなる。その後、保存された FITS ファイルに各種補正や時刻付けがなされ、ユーザーに配布される。最初に、衛星の生データを FITS 化しただけのものを First FITS File (FFF)と呼び、較正情報を付加したものを Second FITS File (SFF)と呼ぶ。両者は同じフォーマットである。SFF から先は、衛星によらない一般解析ツール (ftools)で解析が可能である。今回、スペクトル解析には xspec ver11.3.4 を使用した。

4.2 スペクトル解析

入射X線の(E)は、検出器から出力される波高値である PHA (PulseHeight Analyzer)と対応付けられているが、PHA のままでは、検出器のゲインや ADC の非線型性等といった個性がそのまま見えるので、こうした情報を補 正し、個性をなくしたものが PI と呼ばれる。PI と E の関係は、必ずしも 1:1 対応ではなく、有限のエネルギー分解能でなまされ、また、低い PI 側に 構造がでたりする。この E と PI の関係を記述したファイル(行列)をレス ポンスファイルという。スペクトル解析に必要なものは以下である。

- 観測された PI ファイル
- バックグラウンド PI ファイル
- レスポンスファイル

実際の検出器では、PIファイルに、レスポンス行列の逆行列をかけて、天体の放射スペクトルにもどす事は原理的に不可能なので、物理的に意味のある放射モデルを仮定し、その放射モデルにレスポンス関数を掛け合わせてできる PI 分布と、実際に観測された PI 分布とを比較することで、天体の放射スペクトルを推定する。

本研究では WAM で検出された、太陽フレアにおける非熱的制動放射成分 である硬 X 線のスペクトルを、熱的成分や核ガンマ線の影響を受けていない 100 - 400keV のエネルギーの帯域(図 24)をべき関数でフィッティングを 行った。今回の解析の鍵となるバックグラウンドについては 4.2.1 で、レス ポンスについては 4.2.2 で、イベントセレクションについては 4.2.3 であつ かう。



図 24: CGRO/OSSE で得られた太陽フレアのスペクトル (Murphy, 1997 よ り一部改変)。エネルギーレンジは 100keV から 1GeV。緑の枠が WAM のカ バーするエネルギー帯域で解析に用いた帯域 (100 - 400keV) を黄色で示し てある。

4.2.1 51 日周期バックグラウンド

軌道上でのバックグラウンドを考える場合、WAMのエネルギー帯域では 大きく分けて3つある。

- ガンマ線によるバックグラウンド
- 荷電粒子によるバックグラウンド
- 検出器自体の放射化によるバックグラウンド

この中で、特に荷電粒子によるバックグラウンドと検出器自体の放射化に よるバックグラウンドが重要となる。荷電粒子によるバックグラウンドは、地 球磁場によるシールド能力(Charged particle Cut Off Rigidity, COR)に強 く影響される。COR の低い場所では、比較的低エネルギーの荷電粒子であっ ても地球磁場を貫いて衛星に降り注ぐためバックグラウンドが大きくなる。



図 25: COR のマップ (www.seutest.comから)

一方、検出器自体の放射化は、、陽子などの宇宙線が検出器を構成する物質 と核反応を起こし放射性同位体が生成され、この放射性同位体が崩壊するとき に放射するガンマ線がバックグラウンドとなる。この現象は、衛星が大量の荷 電粒子がトラップされている南大西洋地磁気異常帯 (South AtlanticAnomaly, SAA)を通過することで起こる。図 26 に WAM の 1 日のライトカーブを示した。



図 26: WAM の1日のライトカーブ(上から WAM0,1,2,3 面。データでカ ウントが0となっているところは SAA 通過中(SAA 通過中は検出器を荷電 粒子から守るため高圧電源を切っている)。前半は COR の変動に、後半は SAA 通過による放射化に伴いバックグラウンドが大きく変動している。)

図 26 を見てみると、COR の変動と SAA 通過による放射化に伴いバック グラウンドが大きく変動している。このため WAM の解析ではバックグラウ ンド変動に注意しなければならない。特に、太陽フレアのような長時間にわ たって活動する現象のバックグラウンドの見積りは難しい。そこで今回は、 「すざく」衛星の軌道が約 51 日で地磁気に対して同位相となることを利用し た "51 日周期バックグラウンド"を解析に用いた。

フレア当日と 51 日前後は軌道が同位相なためバックグラウンドがほぼ同 ーとなると子想される。(図 27) ただし 51 日間でゲインが変動するため、当 日から 51 日前後で WAM のゲイン変動が直線的であるという仮定のもと、 フレア当日のゲインを (51 日前のゲイン +51 日後のゲイン)/2 で表し "51 日周期バックグラウンド "を作成している(詳細は鈴木修論 2008)。

今回用いたものは鈴木修論から以下の点を改善している。

- 50日周期から51日周期へ(CORの相互相関が50日より51日の方 がよい)
- "51日周期バックグラウンド"作成の自動化



図 27: フレア当日と 51 日周期バックグラウンドのライトカーブ

以下に今回解析した 18 イベントのうち、"51 日周期バックグラウンド"が 使用できた(*)12 イベントの"51 日周期バックグラウンド"の見積りを 表にまとめた。(スペクトル比の図は付録に示す。)

日付	時刻 (UT)	GOES クラス	スペクトル比
2007年06月03日	02時11分04秒	M7.0	$-4 \sim 2.5\%$
2007年06年02日	10時31分51秒	M1.0	-1.5~3%
2007年06年01日	14時50分12秒	M2.8	$-3.5 \sim 3.5\%$
2006年12年14日	22時20時38秒	X1.5	$-2.5 \sim 4.5\%$
2006年12年06日	19時15分36秒	X6.5	-4~4%
2006年12年06日	08時16分20秒	M6.0	$-2\sim 5\%$
2006年12年05日	02時02分19秒	C2.2	$-2.5 \sim 2.5\%$
2006年11年05日	12時23分34秒	C3.7	$-2 \sim 3.5\%$
2006年08年28日	11時04分05秒	C1.8	$-4 \sim 6\%$
2006年07年06日	08時23分59秒	M2.5	$-4 \sim 4.5\%$
2006年04年30日	01時53分13秒	C5.4	$-3.5 \sim 2.5\%$
2006年04年06日	05時31分46秒	M1.4	-3~4%

(*)「すざく」が打ち上げられたのが 2005 年 7 月であるため、2005 年 9 月の太陽フレアについては 51 日前のデータが存在せず"51 日周期バック グラウンド "が使用できない。また、2005 年 11 月 14 日のフレアについて は 2006 年と 2005 年で COR の計算テーブルが異なるため 51 日前後の COR の相関をとることができない。そこで今回 2005 年に起きたフレアの解析につ いては、フレア前後の他のイベントが発生していない領域をバックグラウン ドとして用いた。

4.2.2 補正 arf

現状の WAM レスポンスは、衛星構体の吸収などが予想以上に大きいた め、低エネルギーで検出効率が大きく見積られており、それが角度依存性を 持っているということがわかっている。多くの太陽フレアはエネルギー ch で 7,8ch (350keV ほど)までしか検出されておらず(7,8ch 以上の明るいイベ ントはパイルアップイベントを除けば4つ)、解析には低エネルギー側の ch が重要となる。そこで今回、広島大学の吉良らが開発した(**)"補正 arf "を加えて解析を行った。図28 は arf を入れない場合と arf を入れた場合の WAM の有効面積の比較である。

(**) WAM の地食解析で、よく知られているカニ星雲の明るさの角度 依存性を入れた仮 arf (有効面積)を作成し、これを用いてのスペクトル解析 からカニ星雲のライトカーブを作成する。このライトカーブの WAM 各面の 平均からのズレを arf に盛りこむことで、角度依存性を持つ低エネルギー側 の有効面積 (arf)を補正する。(詳細は広島大学吉良修論 2009) 地食解析と は、衛星の周回運動によって天体が地球に隠れる前後・現れる前後のカウン トレートの差から明るさを得る方法である。



図 28: 補正 arf を入れた場合(赤)と入れない場合(白)の有効面積の比較

4.2.3 イベントセレクション

スペクトル解析をするにあたり、次の条件でイベントを選出した。

- バックグラウンドを引いたスペクトルが 4ch 以下の検出イベントは 除く
- パイルアップしているイベントは除く
- イベント中に SAA が入るものは除く

1 つ目は、補正 arf を用いても 1,2ch の振舞がフィッティングに大きく影響 を与えるため、1,2ch を使用しなかったためである(フィッティングするべき 関数のパラメータが 2 つ (べき、normalization)であることから解析には 5ch 以上が必要)。2 つ目は、パイルアップすると全てのエネルギー帯域が汚 染されるが現状ではその見積りができないためである。3 つ目は、フレアの 一部のみの解析になってしまい、イベント全体の明るさや時間が見積もれな いためである。

以上、条件を満たしたのは 108 イベント中 18 イベントであった。今回は 1 パルスを 1 イベントとして扱い、18 イベント 33 パルスについてべき関数 でフィッティングを行った。また 2006 年 12 月 6 日に起きた X6.5 フレアは、 18 イベントの中でも特に明るく高エネルギーまで受かっていながら、パイル アップしていない絶好のイベントであった(図 29)。このイベントについて は別途 WAM の感度を活かした 1 秒毎のスペクトル解析で、イベント全体を 通してのべきと明るさの変動を追った。



図 29: X6.5 フレアのライトカーブ。上から TH0(50 - 110keV),TH1(110 - 240keV),TH2(240 - 520keV),TH3(520 - 5000keV),TH012(50 - 520keV)バンドである。

4.3 解析結果

18 イベントの解析結果とパラメータの相関 18 イベント 33 パルスについての解析結果を次のページの表にまとめた。

日付	時刻 (UT)	GOES クラス	位置	継続時間	べき (誤差-,+)	明るさ [10 ⁻ 8erg/cm ² /s](誤差-,+)	${ m Re}\chi^2$
2007年06月03日	02時11分04秒	M7.0	S08E70	60	6.29	8.97	6.97
2007年06年02日	10時31分51秒	M1.0	S04E74	200	4.95(0.20, 0.21)	1.93(0.14,0.14)	1.09
2007年06年01日	14時50分12秒	M2.8	S08E89	300	3.81(0.25, 0.27)	$1.35(0.12\ 0.12)$	1.41
2006年12年14日	22時20時38秒	X1.5	S06W46	200	3.84	11.11	4.79
				150	3.81(0.08, 0.08)	11.48(0.20, 0.20)	1.96
				450	3.90	20.17	11.14
				500	3.33	10.81	7.10
2006年12年06日	19時15分36秒	X6.5	S06E57	300	3.07	90.39	117.57
				250	3.12	53.71	53.60
				300	3.10	44.24	68.48
				350	3.21	79.56	112.34
				500	2.90	39.64	118.13
2006年12年06日	08時16分20秒	M6.0	S02E65	300	3.66	72.53	10.36
				500	3.04(0.17, 0.17)	22.62(0.09, 0.09)	1.05
				600	3.80	38.71	3.54
2006年12年05日	02時02分19秒	C2.2	S04E72	30	5.89(0.96, 1.36)	2.16(0.52, 0.4)	0.48
2006年11年05日	12時23分34秒	C3.7	S06W13	200	4.42(0.36, 0.40)	1.91(0.17, 0.16)	≤ 0.35
2006年08年28日	11時04分05秒	C1.8	S04W23	10	2.90(0.16, 0.16)	249.59(11.43, 11.32)	0.94
				5	$2.85(0.37,\!0.36)$	166.06(16.91, 16.47)	0.04
2006年07年06日	08時23分59秒	M2.5	S09W35	150	2.66	9.39	6.47
2006年04年30日	01時53分13秒	C5.4	N15E75	40	4.32	14.70	2.32
				40	3.93(0.12, 0.13)	11.38(0.41, 0.41)	0.92
				60	3.77	6.86	3.34
				100	3.45	7.93	3.37
2006年04年06日	05時31分46秒	M1.4	S08W54	50	3.37	2.95	5.85

日付	時刻 (UT)	GOES クラス	位置	継続時間	べき (誤差-,+)	明るさ [10 ⁻ 8erg/cm ² /s](誤差-,+)	${ m Re}\chi^2$
2005年11年14日	14時20分20秒	M3.9	S07E58	30	4.84	10.48	2.53
				60	3.76	11.70	9.11
				20	3.32	5.51	2.51
2005年09年16日	19時29分39秒	M3.5	S13W31	200	5.55	3.59	5.10
2005年09年12日	19時39分35秒	C3.2	S11E25	50	4.95	1.97	3.06
2005年09年12日	19時35分11秒	C3.2	S11E25	20	4.43(0.22, 0.23)	3.60(0.33, 0.33)	0.90
2005年09年11日	07時08分01秒	C4.4	S10E36	20	5.00	2.82	2.09
2005年09年10日	22時37分14秒	X2.1	S09E52	250	3.18	19.82	7.98

次に、表のパラメータ(太陽面の位置、GOES クラス、継続時間、べき、 明るさ、 $\text{Re}\chi^2$)を用いてそれぞれ相関をとった。(ここでは相関がありそう なものを選んで載せた。)



図 30: 明るさとべきの相関。縦軸は明るさ(10⁻8erg/cm²/s)、横軸はべき



図 31: べきと GOES クラスの相関。縦軸はべき、横軸は GOES クラス



図 32: 明るさと GOES クラスの相関。縦軸は GOES クラス、横軸は明るさ $(10^{-8}\rm{erg/cm^{2}/s})$



図 33: 明るさと継続時間の相関。縦軸は明るさ(10⁻8erg/cm²/s)、横軸は 継続時間



図 34: 継続時間と GOES クラスの相関。縦軸は GOES クラス、横軸は継続時間(秒)



図 35: $\operatorname{Re}\chi^2$ と継続時間の相関。縦軸はモデルの Reduced χ^2 、横軸は継続時間(秒)



図 36: $\operatorname{Re}\chi^2$ と GOES クラスの相関。縦軸は GOES クラス、横軸はモデルの Reduced χ^2

2006年12月6日に起きたX6.5フレア

図 37 は 2006 年 12 月 6 日に起きた X6.5 フレアの 1 秒毎のスペクトル解析 結果である。1 段目は 2-16ch (50 - 520keV)のバックグラウンドを引いた ライトカーブ、2 段目と 3 段目はそれぞれべきと明るさの時間変化である。



図 37: X6.5 フレアのべきと明るさの変動

図 37 から、5 つの断続的に起こったフレアにおいて、特に1つ目の山で スペクトルの顕著かつ単調な硬化(SHH)が見られた(べきが4から2に変 化)。また、パルスごとの解析ではべき型関数でフィットできなかったが、1 秒解析ではスペクトルはべき関数でよく表せた(Reχ²≤2)。

5.1 パラメータの相関

"GOES クラス vs 明るさ"と"継続時間 vs 明るさ"と"継続時間 vsGOES クラス"

まず"明るさ vsGOES クラス"の相関(図 32)から軟 X 線(GOES)が 明るいほど硬 X 線(WAM)も明るくなっているのが分かる(GOES クラス \propto 明るさ)。また、2006 年 8 月 28 日の C1.8 フレア(2パルス)を除き、継 続時間が長いほど明るい(GOES、WAM 両方)傾向が見られた(図 33)。こ れは"規模と継続時間"の相関で、フレアの規模が大きいほど明るいことを 示す。



図 38: "明るさ vsGOES クラス "をべき関数 $(f(x) = A * x^{-\alpha})$ でフィッティング

"べき vs 明るさ"と"べき vsGOES クラス"

明るい (軟 X 線 (GOES) と硬 X 線 (WAM) 共に) フレアほどべきが hard な傾向が見られる (図 30,31)。また Grigis (2003) らによって 1 つのフレア ピークにおいて"べきと明るさ"の間に $\gamma = A \cdot F_{35}^{-\alpha}(\alpha = 0.08 - 0.23)$ (F_{35} は 35keV のフラックス)の関係が示唆されているが、今回は規模の異なる複 数のフレア (フラックスは 100 - 300keV) でべき型の相関を得た (図 39、 $\alpha = 2.38 - 6.31$ と α 値はコンシステントではない)。



図 39: "べき vs 明るさ "の相関をべき関数 ($f(x) = A * x^{-\alpha}$) でフィッティング

" $Re\chi^2$ vs 継続時間 " と " $Re\chi^2$ vsGOES クラス "

継続時間が長いほど硬X線スペクトルがべき型関数でフィットできないという結果を得た(図35)。まず考えられるのは、フレアの硬X線スペクトルはべき・明るさともに時間変化するため、1パルス解析ではこの変化を積分して見てしまうため、継続時間が長いほどスペクトルが変動でなまされべき型からずることである。また、エネルギーブレイクアップ問題(§2.3.2)もあるかもしれない。規模が大きい(∝継続時間が長い)フレアでスペクトルがブイレイクアップするなら、図36の相関が説明される。今後、折れ曲がりのあるべき関数(brokenpower-law)でフレアを再解析する必要があるかもしれない。

太陽面位置 vs?

今回、位置とその他パラメータで有意な相関は見られなかった。



図 40: 2006 年 12 月 6 日 X6.5 フレアのべきと明るさの変動

このフレアは全体で大きく5つのパルスからなり、特に1つ目のパルスで は大きくべきが変動している(べきが4から2に変化)。べきの時間変動ス ケールから約100-300秒にわたって加速され、フレアループに電子が注入 され続けていることを示す。またべきの変動は、5つともパルス全体を通し ての hardingが見られ、SHH のふるまいであった。これはループに注入され た電子の長時間にわたる磁気トラップを反映していると思われる(§2.3.2)。

次に明るさの変動を見ると、5つのパルスとも穏やかな変化をしている。こ れまでの研究から、電子のループ伝搬とライトカーブのふるまいの関係とし て、電子が小さなピッチ角でループトップに注入された場合、彩層に直接降 下し time of flight (TOF)遅延依存で急速に変動する硬X線パルスを生み、 大きなピッチ角の場合は磁気ミラー効果でループにトラップされ、のち彩層 に降下するときトラップ時間に依存した緩やかに変動するパルスを生むとさ れる (Ashwanden)。このことから、明るさの緩やかなふるまいがループト ラップによるものと推測される。

最後に、今回解析した C1.8 から X6.5 クラスの様々な規模のフレアを用い て、規模とスペクトル変動の関係調べた。これを行うにあたり、2006 年 12 月 6 日の X6.5 のフレア以外で比較的明るかった 12 イベントについてハード ネス (100 - 200keV/50 - 100keV) をとった。以下に 12 イベントのハード ネスを示す(上段が 2 - 16ch のライトカーブ、下段が 100 - 200keV バンド と 50 - 100keV バンドのハードネス)。



図 41: 2005 年 9 月 10 日 22 時 37 分 14 秒 (X2.1)



図 42: 2005 年 9 月 11 日 07 時 08 分 01 秒 (C4.4)



図 43: 2005 年 9 月 12 日 19 時 35 分 11 秒 (C3.2)



図 44: 2005 年 9 月 12 日 19 時 39 分 35 秒 (C3.2)



図 45: 2005 年 9 月 16 日 19 時 29 分 39 秒 (M3.5)



図 46: 2005 年 11 月 14 日 14 時 20 分 20 秒 (M3.9)



図 47: 2006 年 04 年 06 日 05 時 31 分 46 秒 (M1.4)



図 48: 2006 年 04 年 30 日 01 時 53 分 13 秒 (C5.4)



図 49: 2006 年 08 年 28 日 11 時 04 分 05 秒 (C1.8)



図 50: 2006 年 12 年 06 日 08 時 16 分 20 秒 (M6.0)



図 51: 2006 年 12 年 06 日 08 時 16 分 20 秒 (M6.0)



図 52: 2006 年 12 年 06 日 08 時 16 分 20 秒 (M6.0)



図 53: 2006 年 12 年 14 日 22 時 20 時 38 秒 (X1.5)



図 54: 2006 年 12 年 14 日 22 時 20 時 38 秒 (X1.5)



図 55: 2007 年 06 年 02 日 10 時 31 分 51 秒 (M1.0)

日付	時刻 (UT)	GOES クラス	スペクトル変動	継続時間(秒)	パルス
070602	10時31分51秒	M1.0	flat	200	single
061214	22時20時38秒	X1.5	SHH	1500	multiple
061206	19時15分36秒	X6.5	SHH	1500	multiple
061206	08時16分20秒	M6.0	$SHS \rightarrow flat$	1500	multiple
060828	11時04分05秒	C1.8	$\mathrm{flat}{\rightarrow}\mathrm{SHH}$	15	duble
060430	01時53分13秒	C5.4	SHH	250	multiple
060406	05時31分46秒	M1.4	SHS	50	single
051114	14時20分20秒	M3.9	SHS	120	muitiple
050916	19時29分39秒	M3.5	flat	200	single
050912	19時39分35秒	C3.2	flat	50	single
050912	19時35分11秒	C3.2	flat	20	single
050911	07時08分01秒	C4.4	SHH	20	single
050910	22時37分14秒	X2.1	SHH	250	single

2006年12月6日のX6.5のイベントと、ハードネスをとった12イベント 計13イベントのうちSHSのふるまいを示したものは3イベント、SHHの ふるまいをしたイベントは6イベント、パルスを通して有意な変化が見られ ないものが4イベントであった。このうちSHSパターンの3イベントで規 模との関係は特になかった。SHHパターンの6イベントについては13イベ ントの中で継続時間が長く、GOESクラスが大きく、マルチパルスのイベン トであった。これはSIIva(1998)のSHHパターンのフレアはグラデュアル でハードな長時間イベントで見られるという報告を支持する。しかし、SHH イベント(6/13:46%)、SHSイベント(3/13:23%)でSIIva(1998)らと発 生頻度が異なった(SIIva(1998)らが44パルスを解析した結果、SHH32%, SHS68%)。今後はイベント数を増やして見ていく必要がある。

5.3 まとめ