

GEO-Xミッションに向けた 磁気シース領域における X線発光の観測確率の見積もり

宇宙物理学研究室 4年

堀部 司

研究背景 磁気シース領域

太陽から常に放出される太陽風プラズマにより、
地球固有の双極子磁場が変形



地球磁気圏を形成

- バウショック

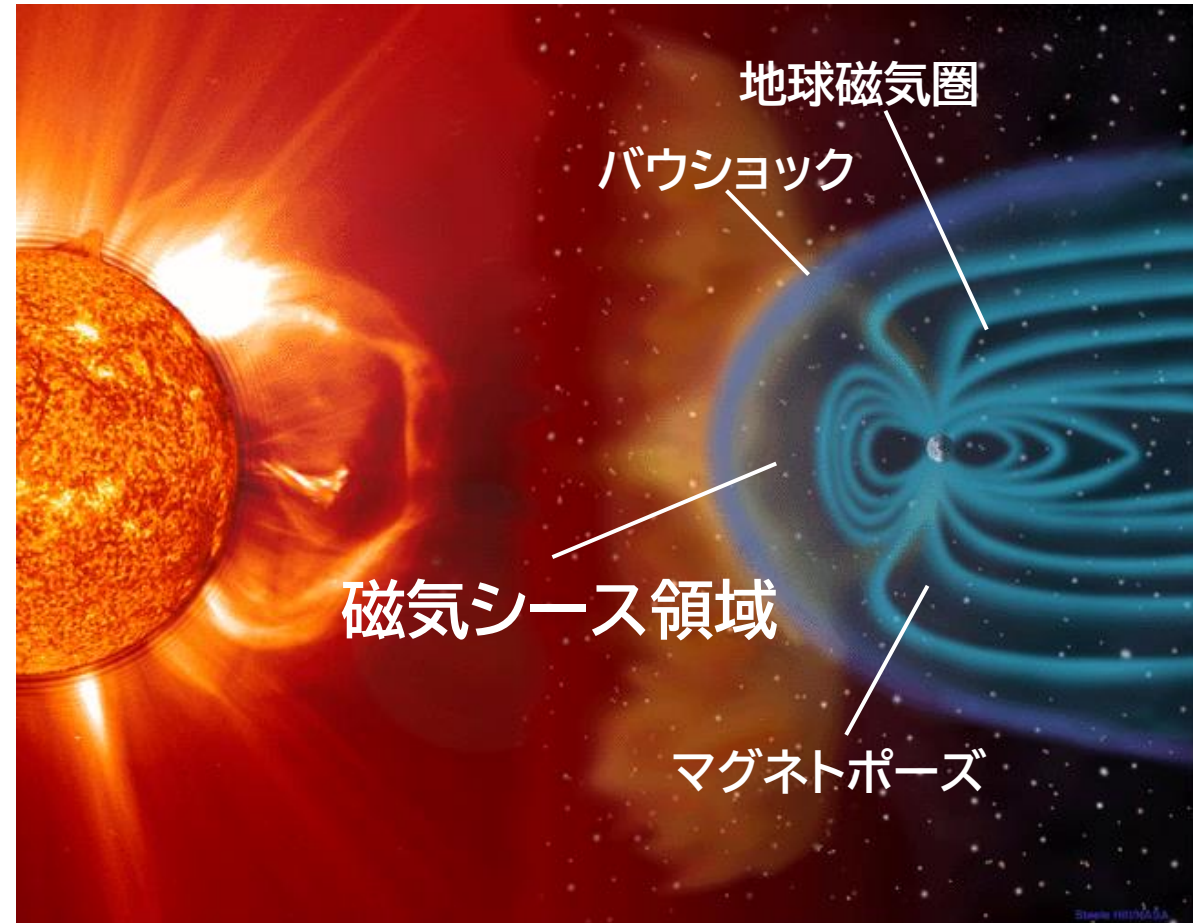
太陽風プラズマが、磁気圏の手前で減速することにより生じる衝撃波

- マグネットポーズ(磁気圏界面)

太陽風磁場と地球磁気圏の境界



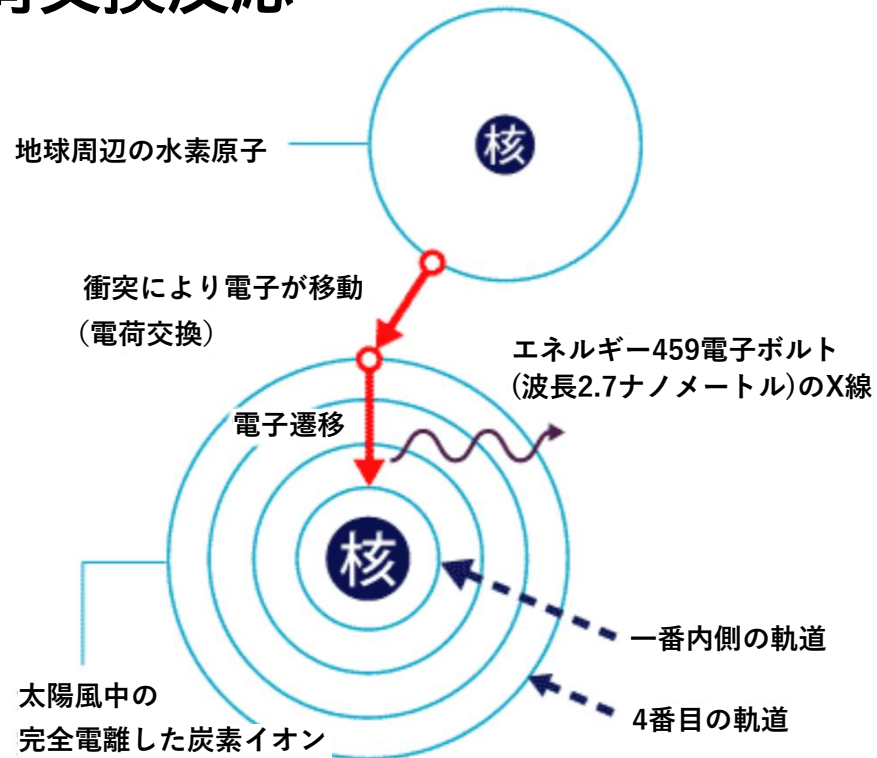
磁気シース領域には '衝撃波を通過' した高温・高密度プラズマの流れ



(NASA, SOHO-gallery)

研究背景 磁気シース領域での電荷交換反応

• 電荷交換反応



電荷交換反応の模式図 (Fujimoto 2007, JAXA)

太陽風中の重イオンと、地球周辺の水素原子との
電荷交換反応

⇓

SWCX
(Solar Wind Charge eXchange)

すざく衛星の観測により磁気シース領域での
SWCXの発生が明らかに (Fujimoto+2007)



SWCXによる軟X線発光を用いた磁気圏の撮像が可能に？

GEO-Xミッション

3/11

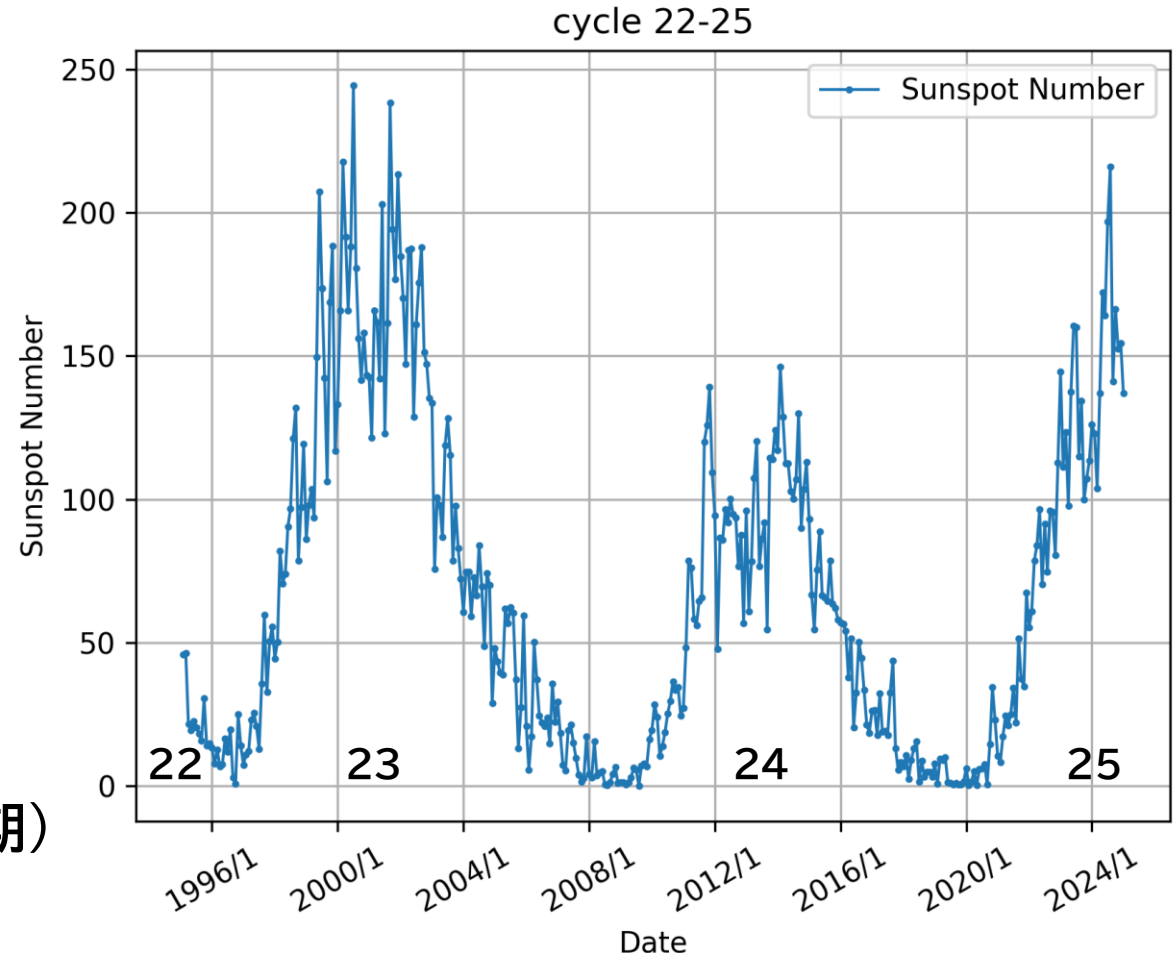
SWCXによるX線を磁気圏外から撮像し、
地球磁気圏を可視化する



従来の「その場観測」に対し、
広視野かつ磁気圏外からの観測により、
ダイナミックな変動の理解が可能に

- 打ち上げ予定時期: 2027年頃 (第25太陽活動下降期)
- 撮像する軌道の高度: 月付近 (~40 – 60 R_E)

※ R_E : 地球半径

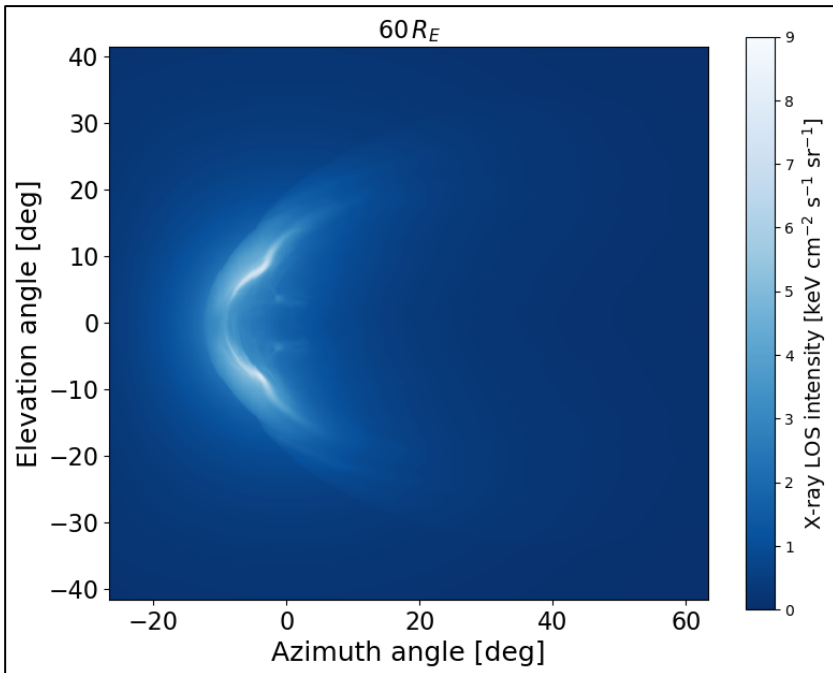


太陽活動周期(22期-25期)
(SIDC Sunspot Number

<https://www.sidc.be/SILSO/datafiles>)

目的

X線発光を求める手法例:
MHDシミュレーション



CME (太陽表面での爆発現象)発生時の
発光マップ (60 R_E から観測)

(百瀬 修士論文, 2025)

	メリット	デメリット
MHDシミュレーション	3次元での計算が可能	長期的な発光の変動の予測は数値計算が困難
当研究	長期間のデータの解析が可能	3次元での精度の良い計算ができない



単純で経験的なバウショック/マグネトポーズモデルと、
X線発光モデルを用い、長期間 (太陽活動周期) の太陽風データを
解析し、観測時のX線発光強度の観測確率を見積もる

手法

① $U_{p1}, n_{p1}, T_{p1}, B_1$
 (ACE探査機観測データ
<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>)

衝撃波上流と下流の関係式
Rankine-Hugoniotの式

ACE

② U_{p2}, n_{p2}, T_{p2}

③ バウショック直下でのX線発光強度を計算

• **X線発光モデル** (Cravens, Snowden, 2001)

$$P_{SWCX} = \alpha n_H n_{p2} \sqrt{U_{p2}^2 + 3kT_{p2}/m_p} \quad (\text{eV cm}^{-3} \text{ s}^{-1})$$

$\alpha \approx 6 \times 10^{-16} \text{ (eV cm}^2\text{)}$: 粒子間の衝突を考慮した係数
 (Schwadron and Cravens, 2001)

$n_H \text{ [}/\text{cm}^3\text{]}$: 中性水素密度 → 球対称モデル (Hodges, 1994)

$$n_H(r) = n_{H0} \left(\frac{10R_E}{r}\right)^3 \text{ (cm}^{-3}\text{)}, \quad n_{H0} = 25 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

GEO-X

$$I_{SWCX} = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{sight}} \alpha n_H(r) n_{p2} \sqrt{U_{p2}^2 + 3kT_{p2}/m_p} ds$$

(keV cm⁻² str⁻¹ s⁻¹)

バウショック

④ 磁気シース領域の決定
 $f_{BS}(M_{A1})$ (Merka+2005)

$f_{MP}(B_{z1}, D_{p1})$ (Shue+1998)

マグネトポーズ

⑤ 視線上での積分

仮定

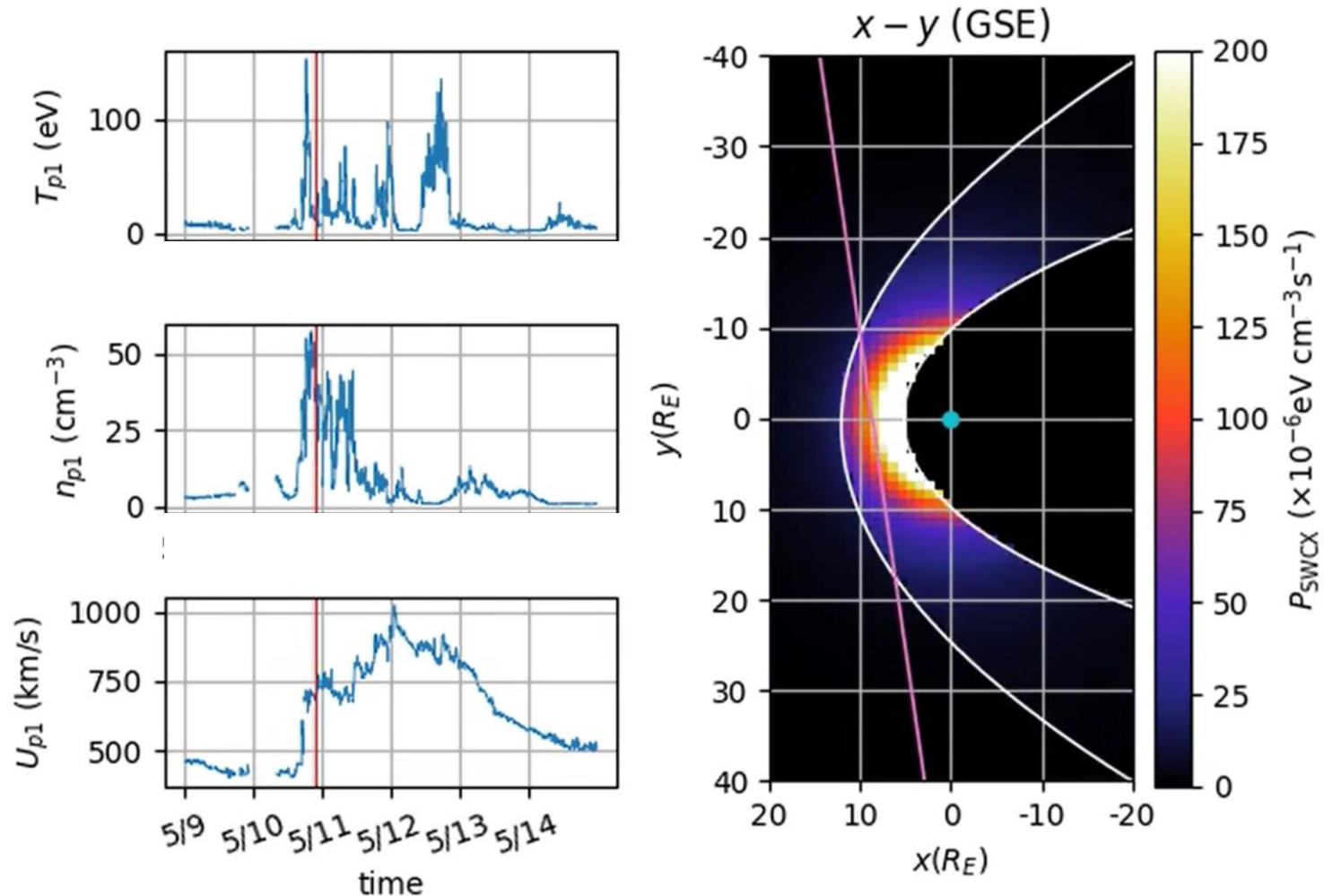
- バウショック直下での下流パラメータ (速度, 数密度, 温度) が磁気シース領域で一様
- X線発光は磁気シース領域でのみ起こる

地球



解析例 太陽フレア時の発光マップ

2024/5/10 21:20



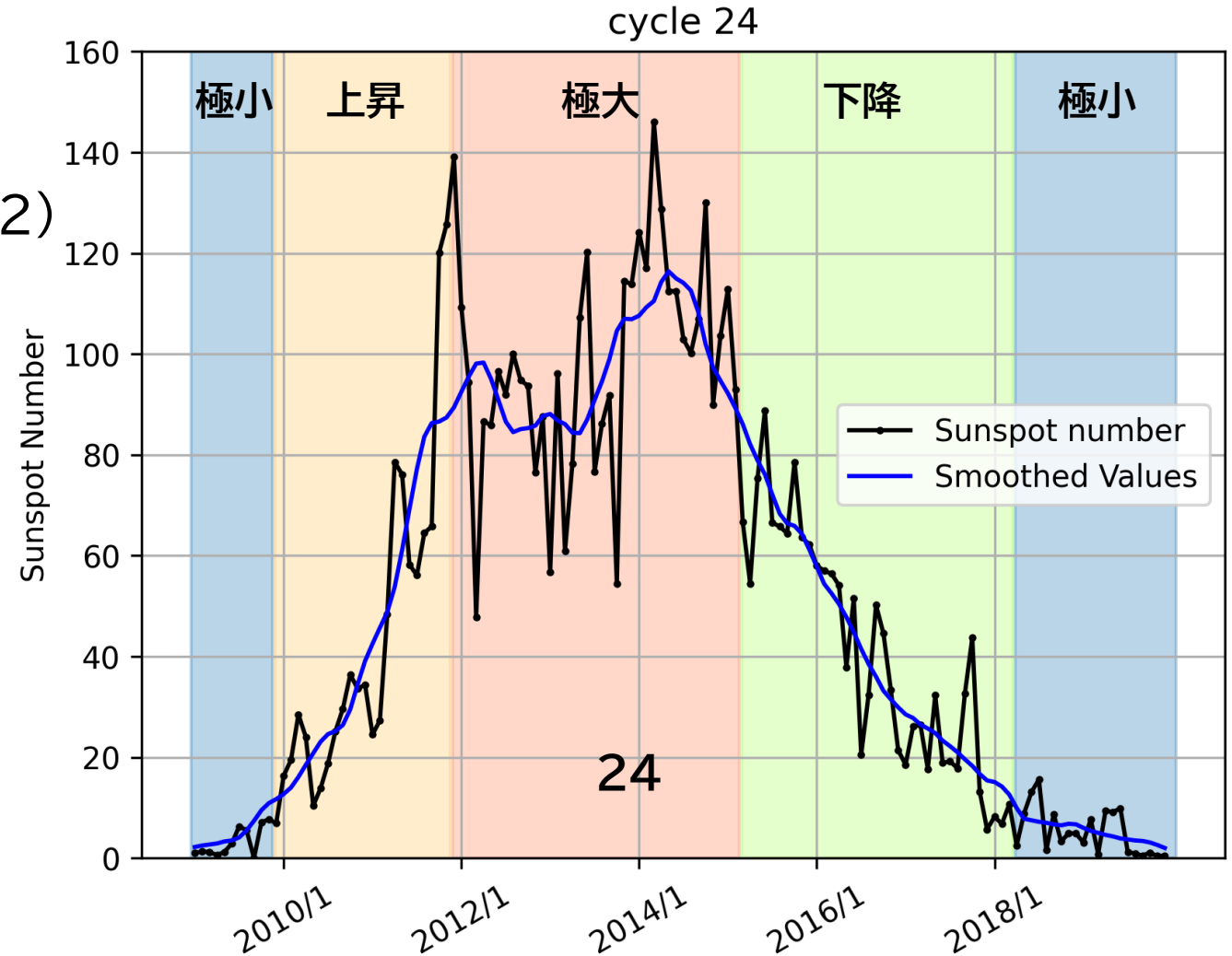
2024年5月に連続的に発生した太陽フレアを例に解析

結果 第24太陽活動期

• 観測期間

第24太陽活動期 (2008/12 - 2019/12)

について4つのフェーズに分け計算

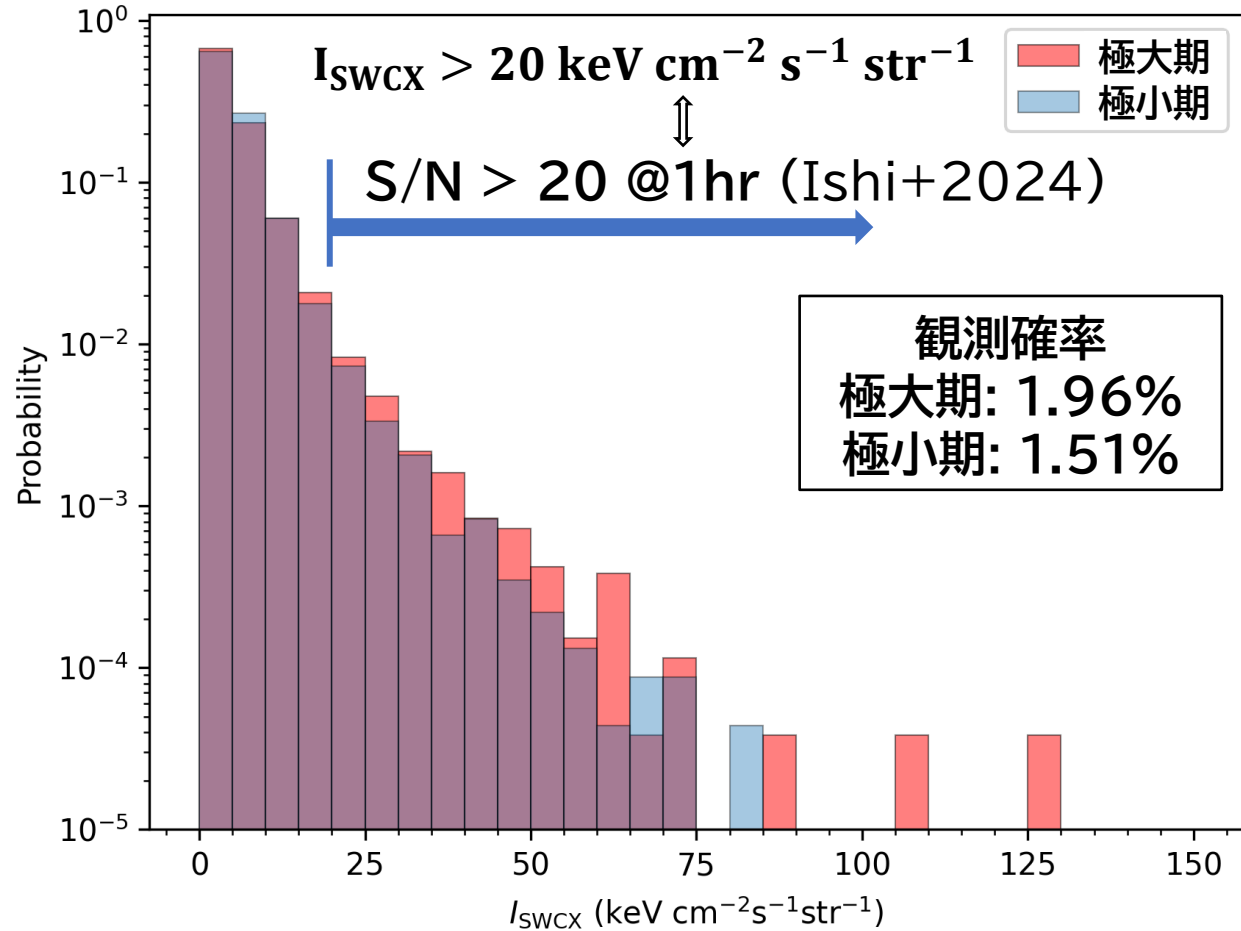


第24活動期の黒点数の変化

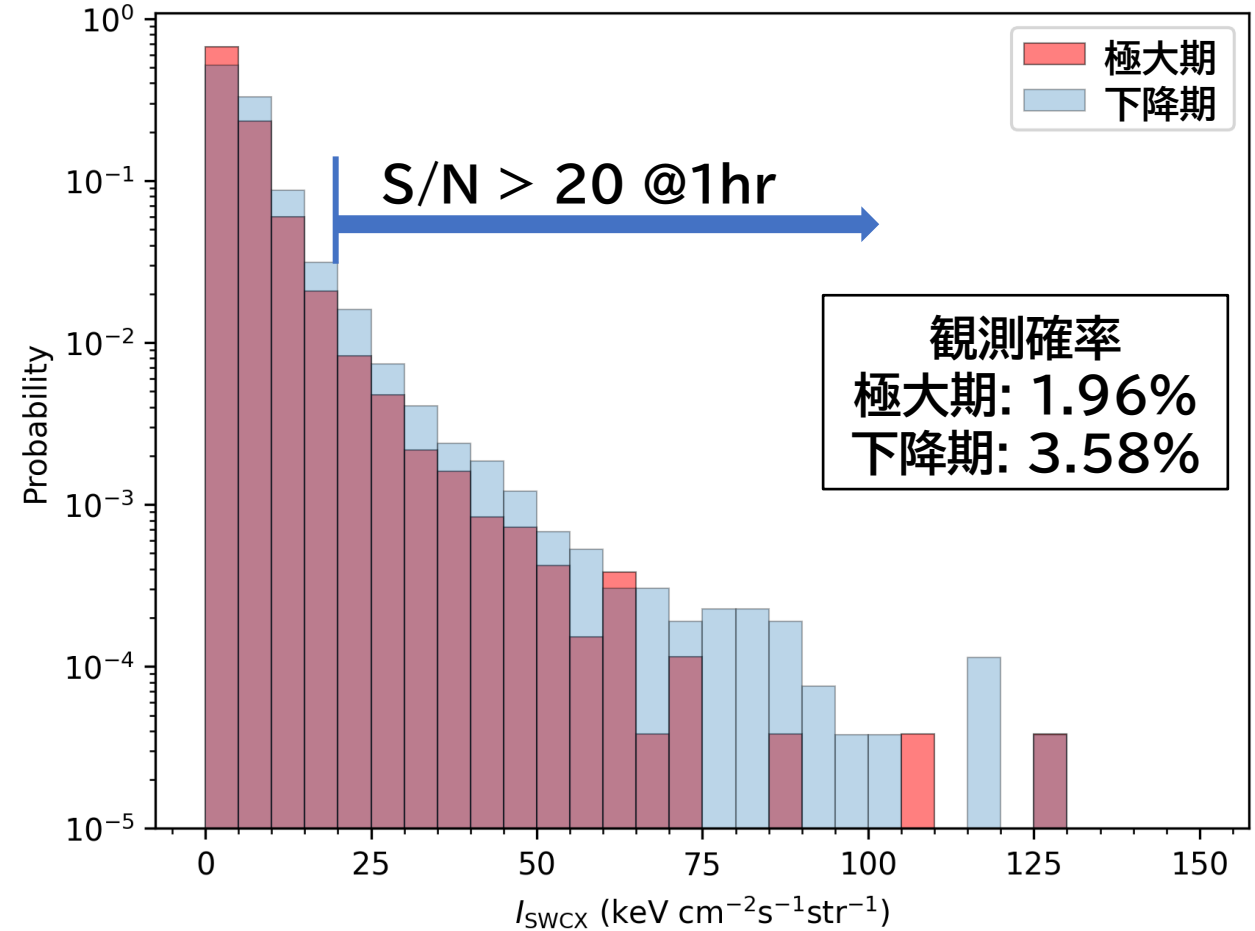
(SIDC Sunspot Number

<https://www.sidc.be/SILSO/datafiles>)

結果 極大期との比較



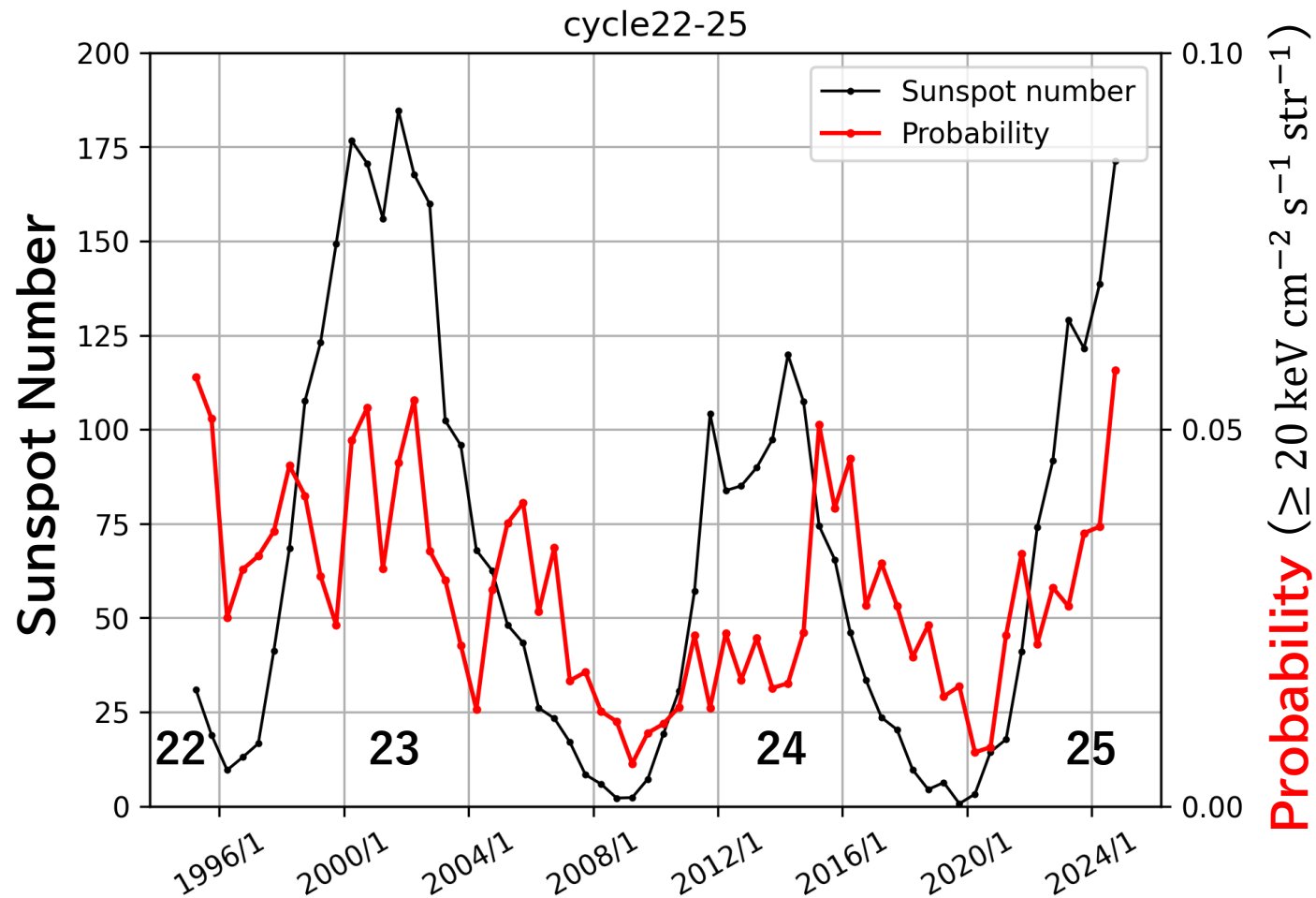
極大期と極小期の比較



極大期と下降期の比較

下降期の観測確率が最も高い

結果 観測確率の推移 (第22-25期)

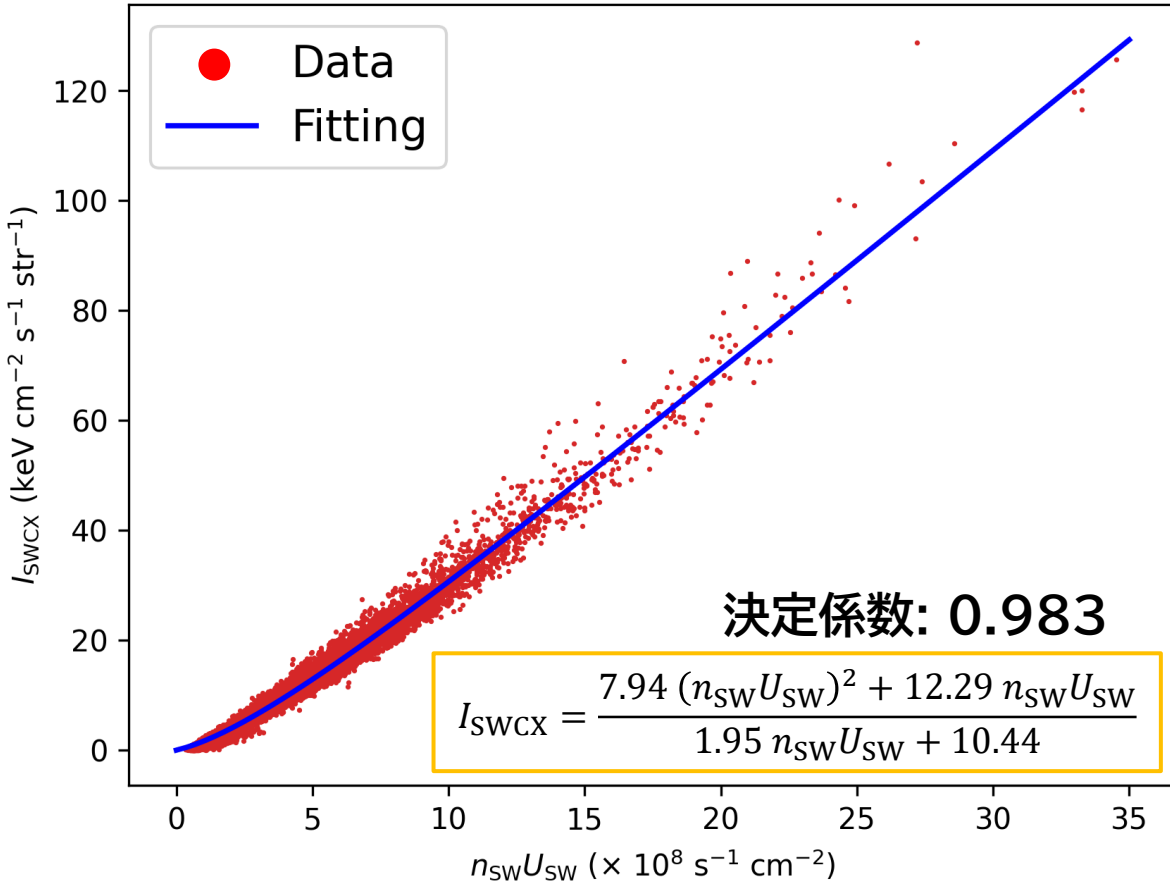


第22-25太陽活動期における、6ヶ月ごとの観測確率の推移

下降期にも十分に観測確率がある傾向が見込める

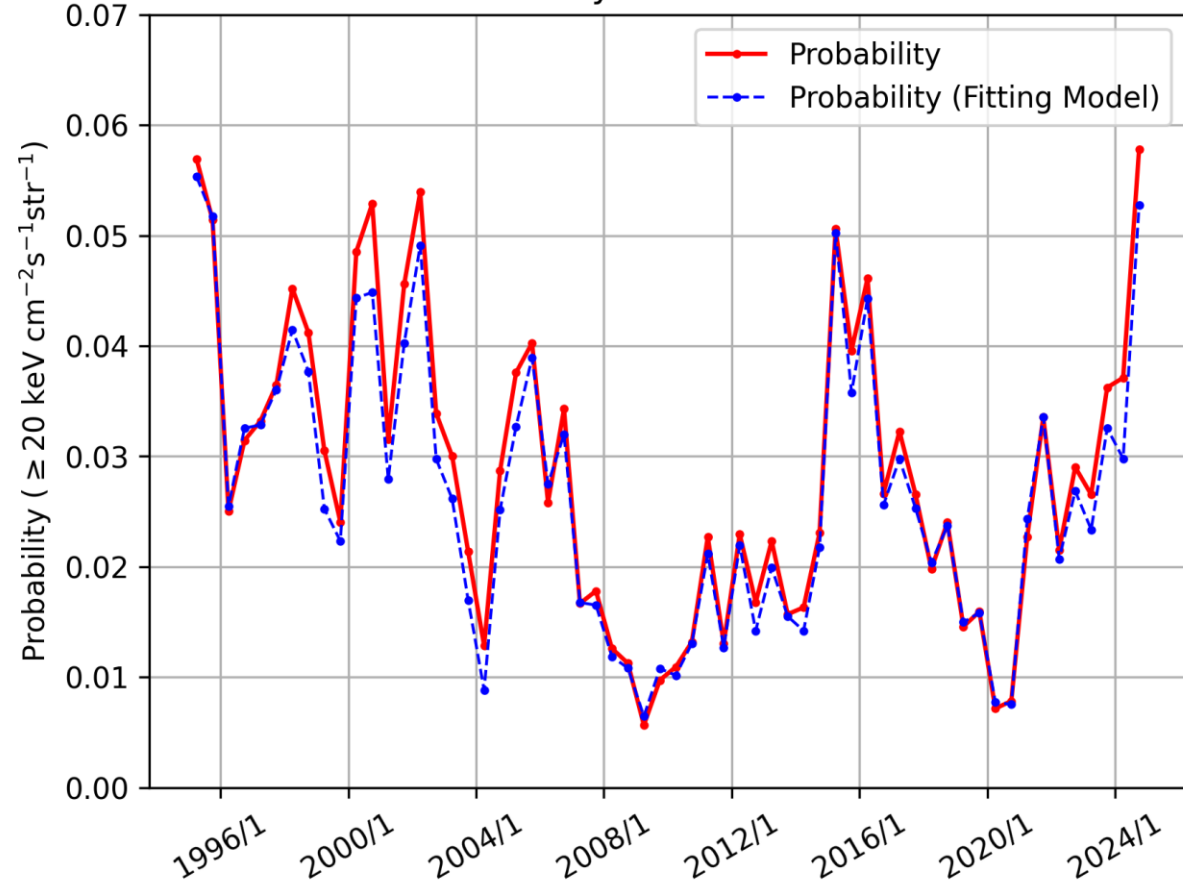
結果 回帰モデル

cycle 24



適用
⇒

cycle22-25



運動量密度 $n_{SW}U_{SW}$ と視線積分X線強度 I_{SWCX} の散布図

観測確率の推移

上流の密度と速度がどちらも大きい場合 ⇒ CME時の観測確率が高い
下降期ではCME発生頻度が高い (Reyes+2021) ⇒ 下降期で観測確率が高くなる要因

まとめ

- 第24太陽活動期中での観測確率は極大期で 1.96%, 下降期で 3.58%と見積もった
- 観測確率の推移から, 下降期において数%の観測確率がある傾向が見られ, GEO-Xの運用時期である第25太陽活動下降期でも十分な観測確率が見込める
- 視線積分したX線強度 I_{SWCX} と, 上流の運動量密度 $n_{\text{SW}}U_{\text{SW}}$ には相関があり次の関数でフィッティングを行った

$$I_{\text{SWCX}} = \frac{7.94 (n_{\text{SW}}U_{\text{SW}})^2 + 12.29 n_{\text{SW}}U_{\text{SW}}}{1.95 n_{\text{SW}}U_{\text{SW}} + 10.44}$$

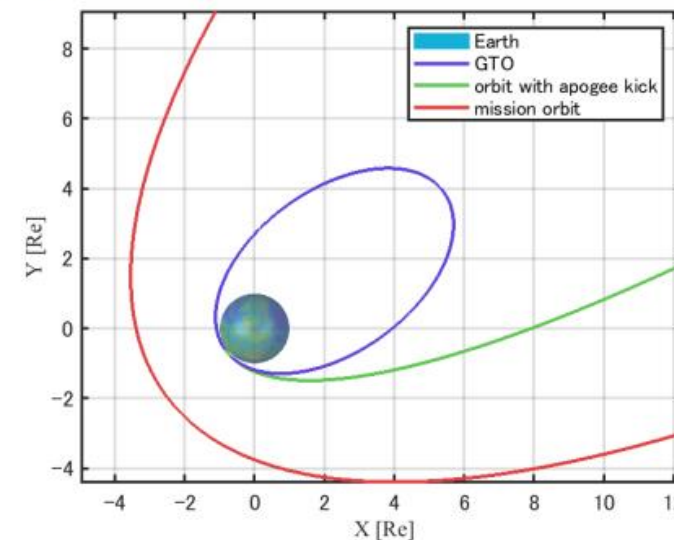
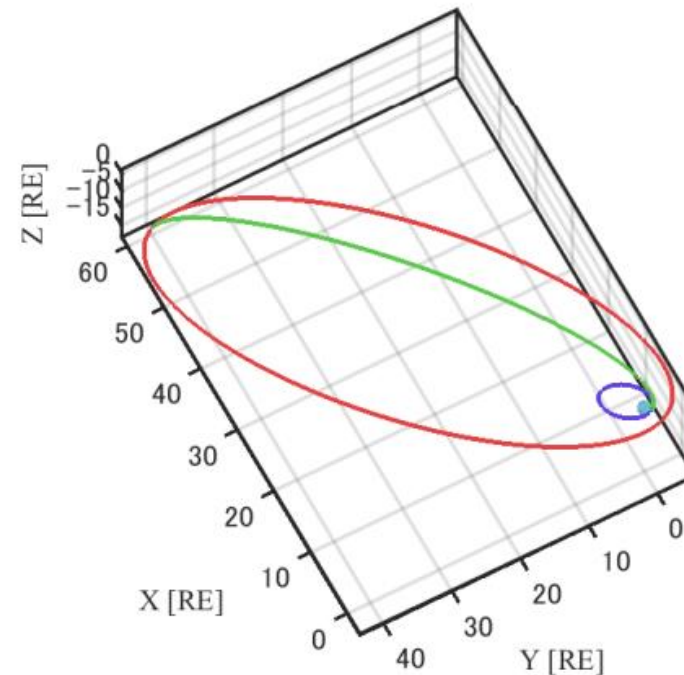
- 下降期ではCMEの発生頻度が高く, 上流の運動量密度が大きくなることで発光強度も大きくなり, 観測確率が高くなると考えられる

GEO-Xの情報

- 2027年頃 (第25太陽活動下降期)に打ち上げ予定
- 月付近の高度($\sim 40 - 60R_E$)から撮像
- 低緯度軌道 \rightarrow 昼側磁気圏を(地球-太陽)に対し横から撮像

超小型X線撮像分光装置	性能
エネルギーバンド	0.3 – 2 keV
視野	$5^\circ \times 5^\circ$ ($5 R_E$)
角度分解能	10 arcmin ($0.2 R_E$)
時間分解能	10分 – 1時間
エネルギー分解能	120 eV (FWHM) at 0.6 keV

(Ezoe+2023)



GEO-X の軌道

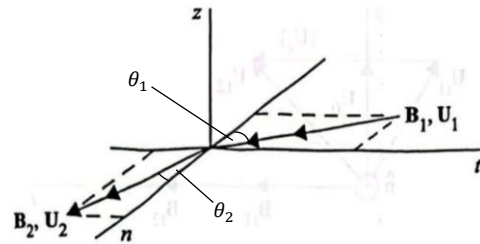
Rankine-Hugoniotの式について 1

- 座標系の取り方(de Hoffmann-Teller frame)
 $\mathbf{B} \parallel \mathbf{U}$ となるように座標系を選ぶ

- 衝撃波面内において, 磁場 \mathbf{B}_t (衝撃波面成分)に垂直な速度成分を打ち消すように座標変換
- \mathbf{B} と \mathbf{U} が同一平面内にあるので, $\mathbf{B} \parallel \mathbf{U}$ となるように衝撃波面に平行な方向に座標変換

※座標系の速度が光速を超える場合にはとることができない

以上より, 変換した後の物理量 A_{HT} が得られる



de Hoffmann-Teller 座標系



- de Hoffman-Teller系でのジャンプ条件
質量保存則

$$\{\rho_m U_{n, HT}\} = 0$$

運動量保存則(法線成分)

$$\left\{ \rho_m U_{n, HT}^2 + P + \frac{B_{t, HT}^2}{8\pi} - \frac{B_{n, HT}^2}{8\pi} \right\} = 0$$

運動量保存則(接成分)

$$\left\{ \rho_m U_{n, HT} \mathbf{U}_{t, HT} - B_{n, HT} \frac{\mathbf{B}_{t, HT}}{4\pi} \right\} = 0$$

エネルギー保存則

$$\left\{ \left(\frac{1}{2} \rho_m U_{HT}^2 + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{B_{HT}^2}{4\pi} \right) U_{n, HT} - (\mathbf{U}_{HT} \cdot \mathbf{B}_{HT}) \frac{B_{n, HT}}{4\pi} \right\} = 0$$

誘導方程式

$$\{ \mathbf{U}_{n, HT} \times \mathbf{B}_{t, HT} + \mathbf{U}_{t, HT} \times \mathbf{B}_{n, HT} \} = 0$$

HT系での関係

$$\mathbf{U}_{n, HT} \times \mathbf{B}_{t, HT} + \mathbf{U}_{t, HT} \times \mathbf{B}_{n, HT} = 0$$

磁場のガウスの法則

$$\{B_n\} = 0$$

※中括弧の意味

$$\{\text{式}A\} = (\text{上流での}A\text{の値}) - (\text{下流での}A\text{の値})$$

Rankine-Hugoniotの式について 2

未知数は下流パラメータ($U_{n2}, U_{t2}, \rho_{m2}, p_2, B_{n2}, B_{t2}$)の6つに対し, 方程式は7つなので未知数 "shock strength (圧縮率)" を追加する

$$r = \rho_{m2}/\rho_{m1}$$



ジャンプ条件から次の式が得られる

Rankine-Hugoniotの式

- $\frac{B_{n2}}{B_{n1}} = 1$
- $\frac{B_{t2}}{B_{t1}} = \frac{M_{An1}^2 - \cos^2 \theta_1}{M_{An1}^2 - r \cos^2 \theta_1} r$
- $\frac{U_{n2}}{U_{n1}} = \frac{\rho_{m1}}{\rho_{m2}} \left(= \frac{1}{r} \right)$
- $\frac{U_{t2}}{U_{t1}} = \frac{M_{An1}^2 - \cos^2 \theta_1}{M_{An1}^2 - r \cos^2 \theta_1}$
- $\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{r-1}{r} \frac{2M_{An1}^2}{\beta_1} \left[1 - \frac{r[(r+1)M_{An1}^2 - 2r \cos^2 \theta_1]}{2(M_{An1}^2 - r \cos^2 \theta_1)^2} \sin^2 \theta_1 \right]$

※上流の無次元量

$$M_{An1}^2 = \frac{U_{n1}^2}{V_{A1}^2} = \frac{U_{n1}^2}{B_1^2/4\pi\rho_{m1}} \quad : \text{Alfven-Mach数}$$

$$\beta_1 = \frac{p_1}{B_1^2/8\pi} = \frac{2V_{S1}^2}{\gamma V_{A1}^2} \quad : \text{プラズマベータ}$$

未知数 r に関する3次方程式

$$(M_{An1}^2 - r \cos^2 \theta_1)^2 [(r + 1 - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - \gamma\beta_1 r] - r \sin^2 \theta_1 M_{An1}^2 [(2r - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - r(r + 1 - \gamma(r - 1))\cos^2 \theta_1] = 0$$



まとめると…

上流パラメータ (観測データ)



未知数 r に関する3次方程式を数値計算



Rankine-Hugoniotの式から下流パラメータ

Rankine-Hugoniotの式の厳密解 1

Rankine-Hugoniotの式に付随する3次方程式

$$(M_{An1}^2 - r \cos^2 \theta_1)^2 [(r + 1 - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - \gamma\beta_1 r] - r \sin^2 \theta_1 M_{An1}^2 [(2r - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - r(r + 1 - \gamma(r - 1))\cos^2 \theta_1] = 0$$

は $\theta_1 = 0^\circ$ と $\theta_1 \rightarrow 90^\circ$ の時、簡単に解ける



• Parallel shock ($\theta_1 = 0$)

$$(M_{An1}^2 - r)^2 [(r + 1 - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - \gamma\beta_1 r] = 0$$

$$\Rightarrow r = M_{An1}^2, \quad r = \frac{(1 + \gamma)M_{An1}^2}{(1 - \gamma)M_{An1}^2 - \gamma\beta_1}$$

→ 中間波解(存在するかは不明)と圧縮波解
磁場に依存しない二つ目の解は $M_{An1}^2 \rightarrow \infty$ で

$$r \rightarrow \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \equiv r_m (= 4 \text{ : 単原子分子 } \gamma = 5/3)$$

即ち $r_m < r$ の解はない。

• Perpendicular shock ($\theta_1 \rightarrow \pi/2$)

$$(M_{An1}^2)^2 [(r + 1 - \gamma(r - 1))M_{An1}^2 - \gamma\beta_1 r] - r M_{An1}^2 [(2r - \gamma(r - 1))M_{An1}^2] = 0$$

$$\Rightarrow r = \frac{-[(\gamma - 1)U_{n1}^2 + 2V_{S1}^2 + \gamma V_{A1}^2] + \sqrt{[(\gamma - 1)U_{n1}^2 + 2V_{S1}^2 + \gamma V_{A1}^2]^2 + 4(2 - \gamma)(1 + \gamma)V_{A1}^2 U_{n1}^2}}{2(2 - \gamma)V_{A1}^2}$$

→ 音速とAlfven速度に依存(プラズマと磁場の両方が圧縮)

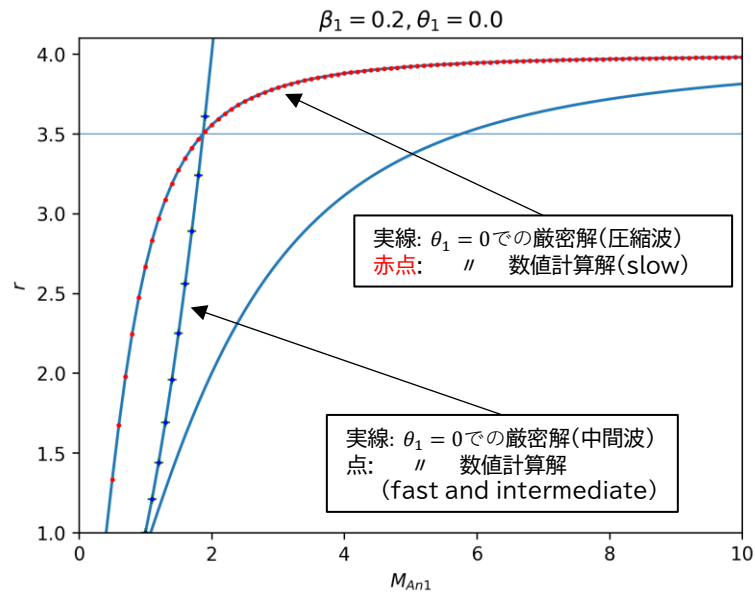
また, $r \rightarrow 1$ の極限を考えると3次方程式は

$$(M_{An1}^2 - \cos^2 \theta_1) [2M_{An1}^2 - (\gamma\beta_1 + 2)M_{An1}^2 + \gamma\beta_1 \cos^2 \theta_1] = 0$$

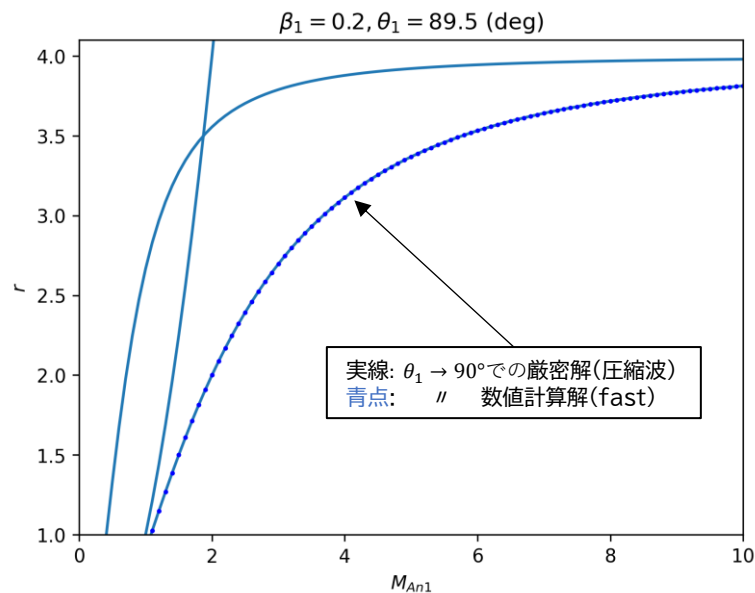
となり, 磁気流体波動の各modeの速度が得られる

Rankine-Hugoniotの式の厳密解 2

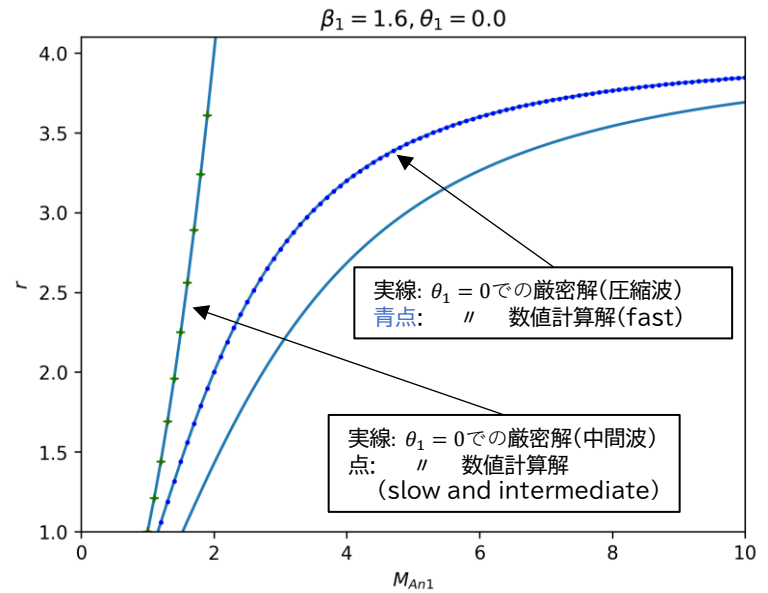
磁場優勢の場合



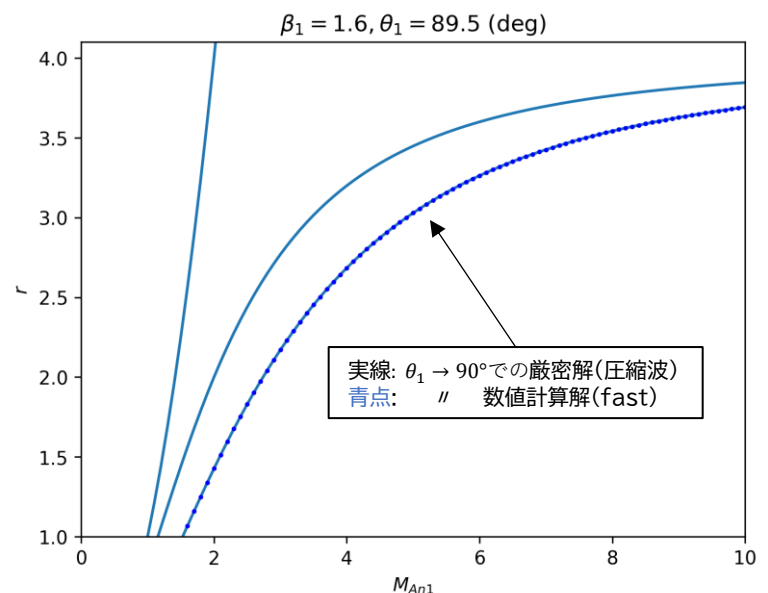
$\theta_1 \rightarrow 90^\circ$



ガス圧優勢の場合
※実際には, $\theta_1 = 0$ の時
中間波が存在するためには
条件がある?

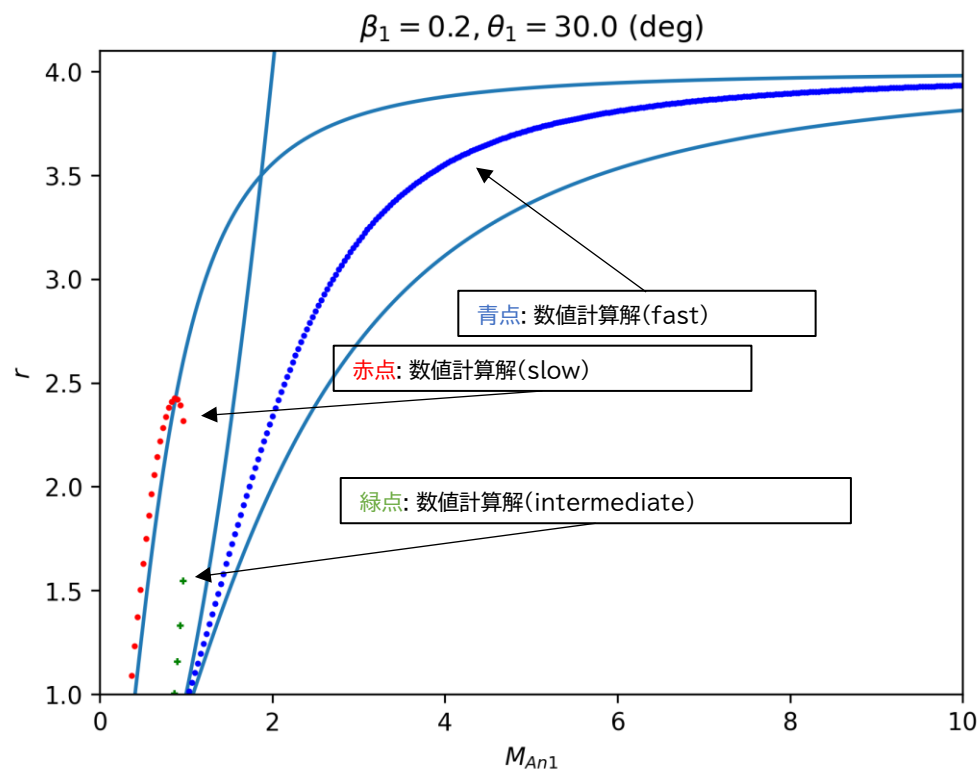


$\theta_1 \rightarrow 90^\circ$

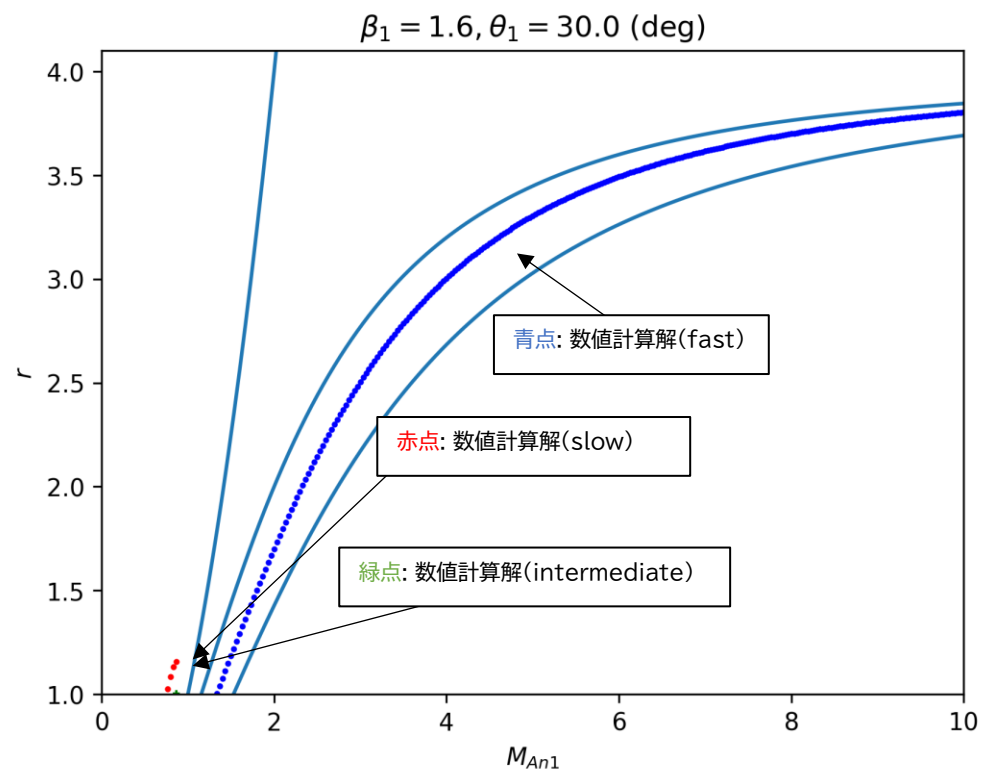


Rankine-Hugoniotの式の数値計算解

磁場優勢の場合



ガス圧優勢の場合



衝突に関する係数 α

$$\alpha = \sum_s f_s \sum_q f_{sq} \sigma_{sq} \sum_j f_{sqj} \Delta E_{sqj}$$

- f_s : 太陽風中の重イオンの種類 s の割合
 f_{sq} : s が電荷状態 q にある確率
 σ_{sq} : 重イオンと中性水素の相対速度に応じた s の電荷状態 q での断面積
 f_{sqj} : s が電荷状態 $q-1$ に遷移する確率
 ΔE_{sqj} : 遷移するときのエネルギー差

E (eV)	Ion	Transition	200 km s ⁻¹	400 km s ⁻¹	600 km s ⁻¹	800 km s ⁻¹	1000 km s ⁻¹
299.0	C V	z	8.7	12	16	18	20
304.4	C V	x, y	0.65	1.0	1.5	1.7	1.8
307.9	C V	w	1.8	3.0	4.1	4.8	5.2
354.5	C V	1s3p-1s ²	0.55	0.71	0.81	1.0	1.3
367.5	C V	1s4p-1s ²	0.70	0.66	0.76	0.74	0.72
367.5	C VI	2p-1s	15	26	30	33	34
378.9	C V	1s5p-1s ²	0.00	0.02	0.05	0.04	0.04
419.8	N VI	z	13	23	28	29	29
426.3	N VI	x, y	2.7	4.3	5.3	5.7	6.0
430.7	N VI	w	3.8	6.0	7.4	8.1	8.5
435.5	C VI	3p-1s	1.6	4.0	4.7	4.7	4.8
459.4	C VI	4p-1s	2.9	5.9	7.0	6.4	6.0
471.4	C VI	5p-1s	0.55	1.0	1.3	0.85	0.54
497.9	N VI	1s3p-1s ²	0.43	0.99	1.3	1.3	1.3
500.3	N VII	2p-1s	40	45	44	42	42
523.0	N VI	1s4p-1s ²	0.81	1.6	1.9	1.8	1.7
534.1	N VI	1s5p-1s ²	0.14	0.31	0.33	0.21	0.14
561.1	O VII	z	37	34	33	32	31
568.6	O VII	x, y	10	10	10	9.9	9.7
574.0	O VII	w	9.9	11	11	11	10
592.9	N VII	3p-1s	6.3	4.9	4.8	4.5	4.3
625.3	N VII	4p-1s	2.9	2.9	3.7	4.3	4.6
640.4	N VII	5p-1s	11	5.2	3.7	2.7	2.2
650.2	N VII	6p-1s	0.00	0.21	0.13	0.09	0.08
653.5	O VIII	2p-1s	27	40	48	51	53
665.6	O VII	1s3p-1s ²	1.7	1.3	1.3	1.2	1.2
697.8	O VII	1s4p-1s ²	0.81	0.79	1.0	1.2	1.3
712.8	O VII	1s5p-1s ²	2.8	1.3	0.92	0.68	0.54
722.7	O VII	1s6p-1s ²	0.00	0.06	0.04	0.02	0.02
774.6	O VIII	3p-1s	2.6	4.7	5.6	5.3	5.0
817.0	O VIII	4p-1s	1.0	1.6	2.0	2.2	2.3
836.5	O VIII	5p-1s	2.4	4.0	4.6	4.1	3.7
849.1	O VIII	6p-1s	1.6	1.6	1.5	1.1	0.67

太陽風中の重イオンと中性水素との衝突断面積 (Bodewits+2007)

経験モデルの詳細

バウショックモデル (Merka+2005)

上流の M_{A1} をパラメータとして次の二次曲線(面)で描かれる

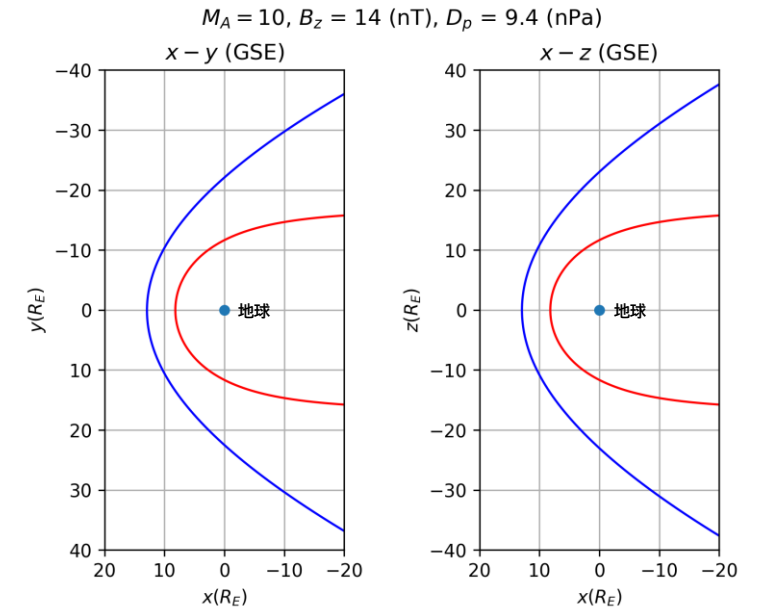
$$F(x, y, z) = a_1x^2 + a_2y^2 + a_3z^2 + 2a_4xy + 2a_5yz + 2a_6xz + 2a_7x + 2a_8y + 2a_9z + a_{10} = 0$$

$$a_i = b_{i,1} + b_{i,2}M_{A1} \quad (i = 1, 3, 4, 8)$$

$$a_j = b_{j,1} + b_{j,2}M_{A1} + \frac{b_{j,3}}{(M_{A1}-1)^2} \quad (j = 7, 10)$$

$M_{A1} = U_{p1}/V_{A1}$: Alfven-Mach数

$V_{A1} = B_1/\sqrt{4\pi\rho_{m1}}$: Alfven速度



典型的な値を代入した図

マグネトポーズモデル (Shue+1998)

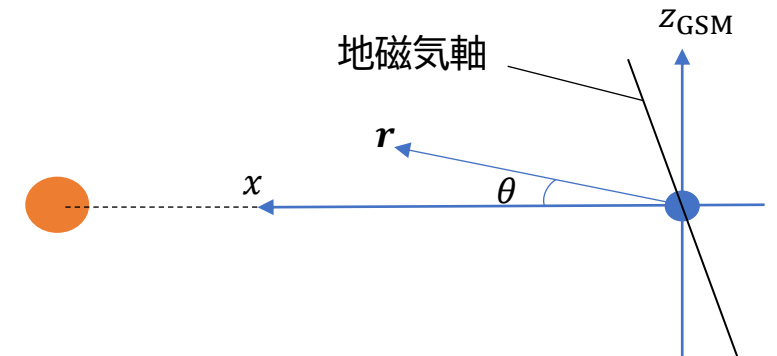
上流の B_z (nT), D_p (nPa)をパラメータとして次の曲線(面)で描かれる

$$r = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha, \quad r_0 = \{a_1 + a_2 \tanh[a_3(B_{z1} + a_4)]\} (D_{p1})^{-\frac{1}{a_5}}$$

$$\alpha = (a_6 + a_7 B_z)[1 + a_8 \ln(D_{p1})]$$

B_{z1} (nT) : 太陽風磁場のz成分(GSM座標系)

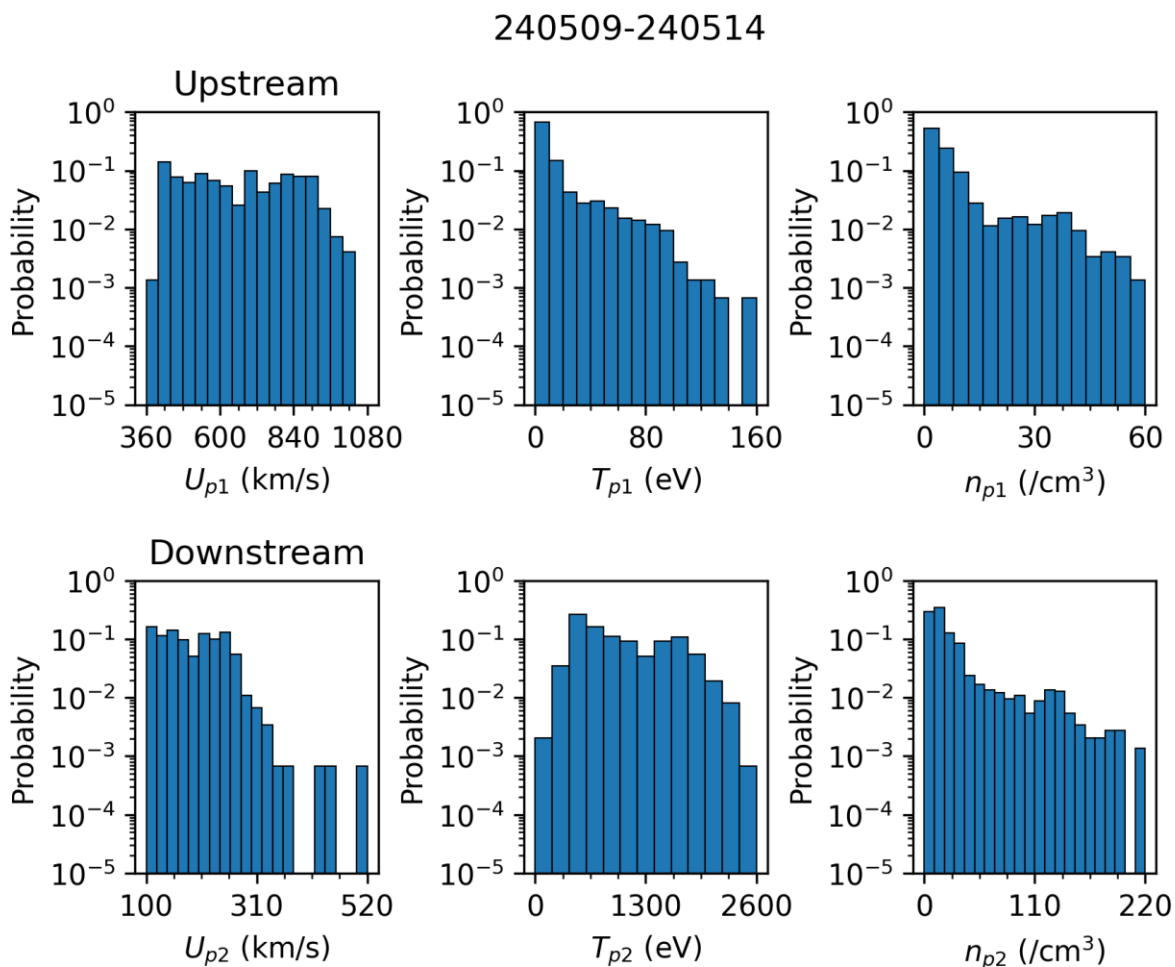
D_{p1} (nPa): 太陽風の動圧



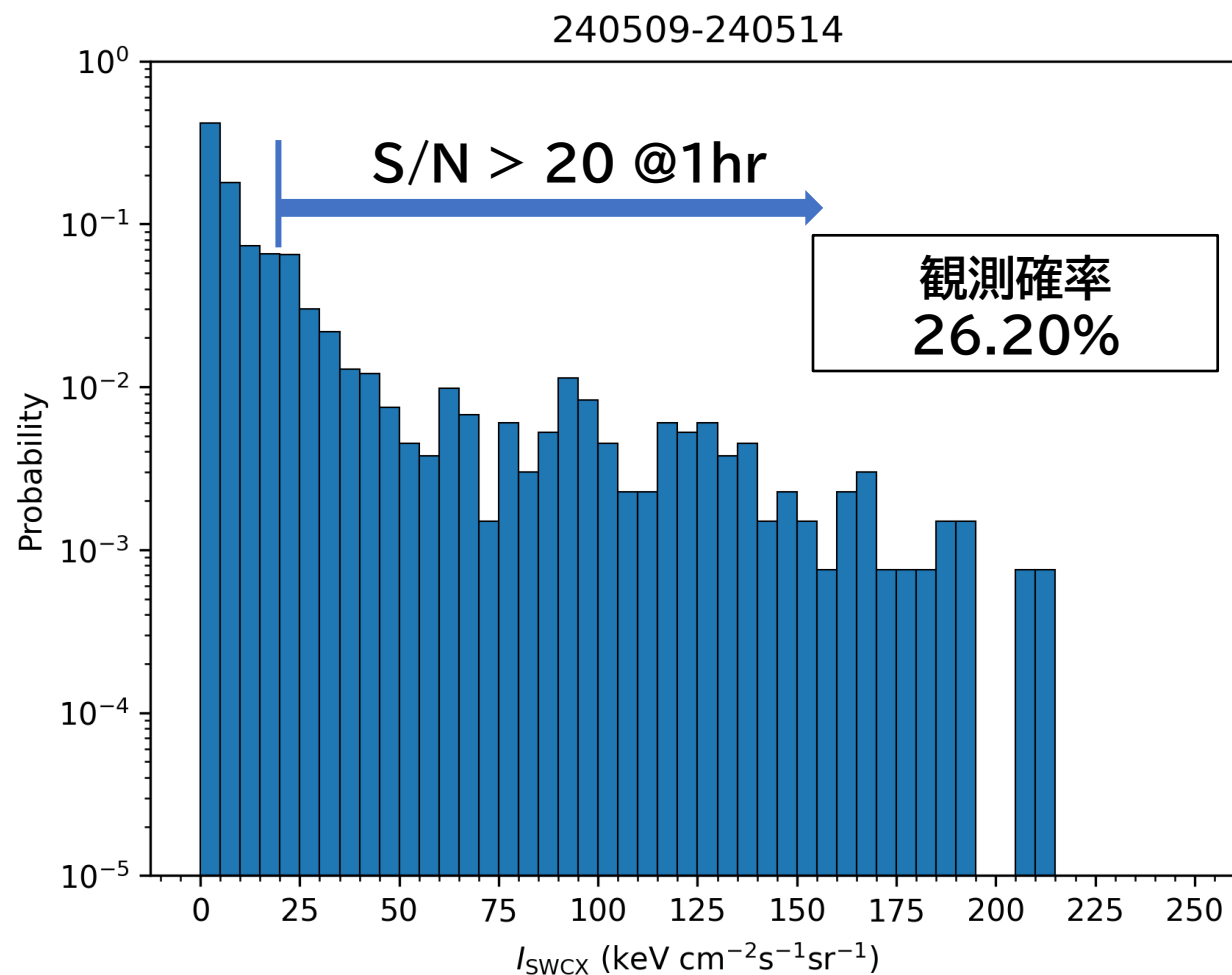
GSM座標系 (x - z 平面)

太陽フレア時の解析例

- 2024年5月に連続的に発生した太陽フレアを例に解析



上流(上段)/下流(下段)パラメータの頻度分布



視線積分X線強度の頻度分布

太陽活動期の位相の定義

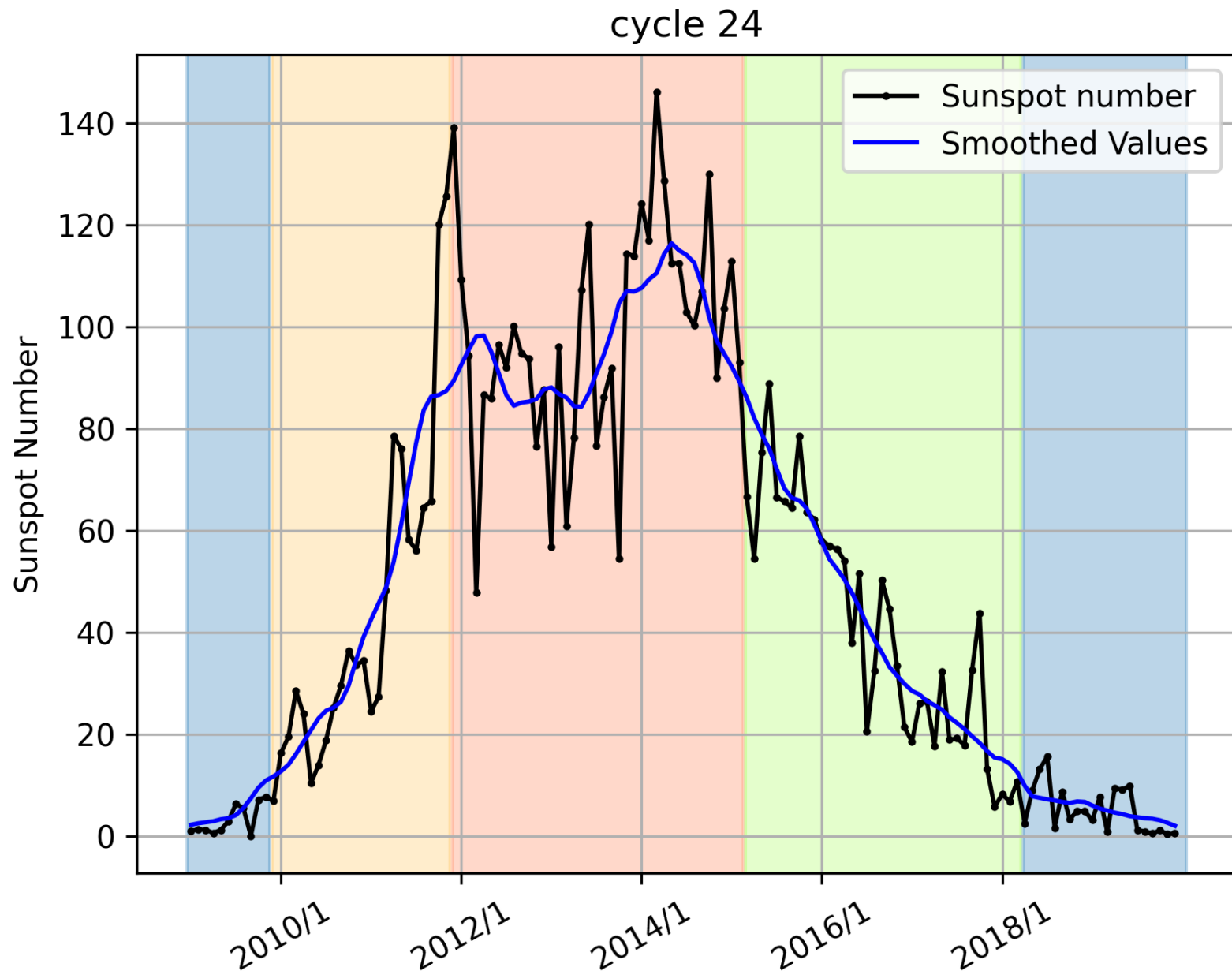
Monthly Smoothed Valuesの
平均値 μ と標準偏差 σ より

$$\mu \pm \sigma$$

i.e

$$11.45 \leq N_{\text{sunspot}} \leq 87.58$$

となる期間を上昇期, 下降期と定義
(2013, Hynonen)

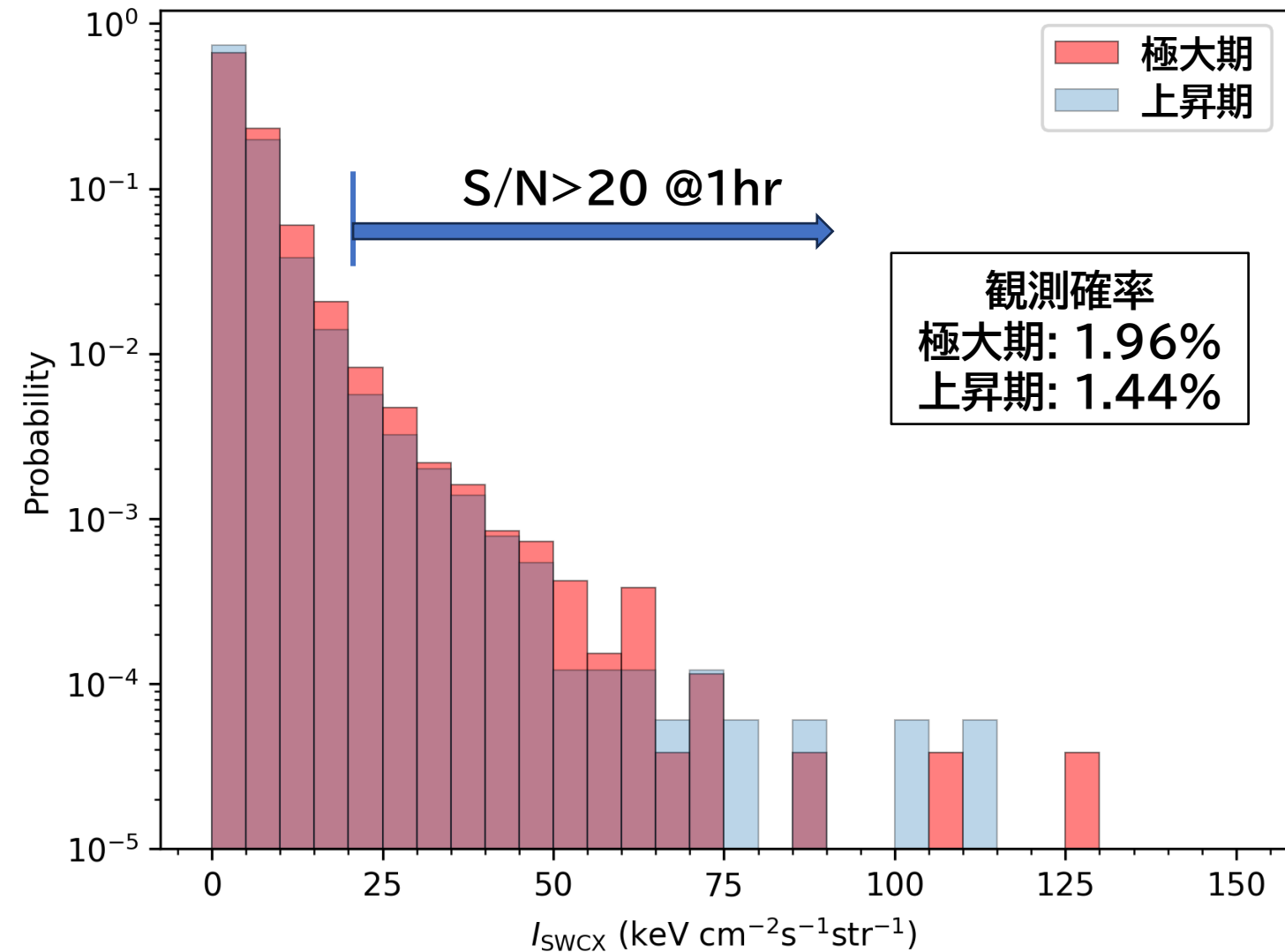


極大期と上昇期の比較

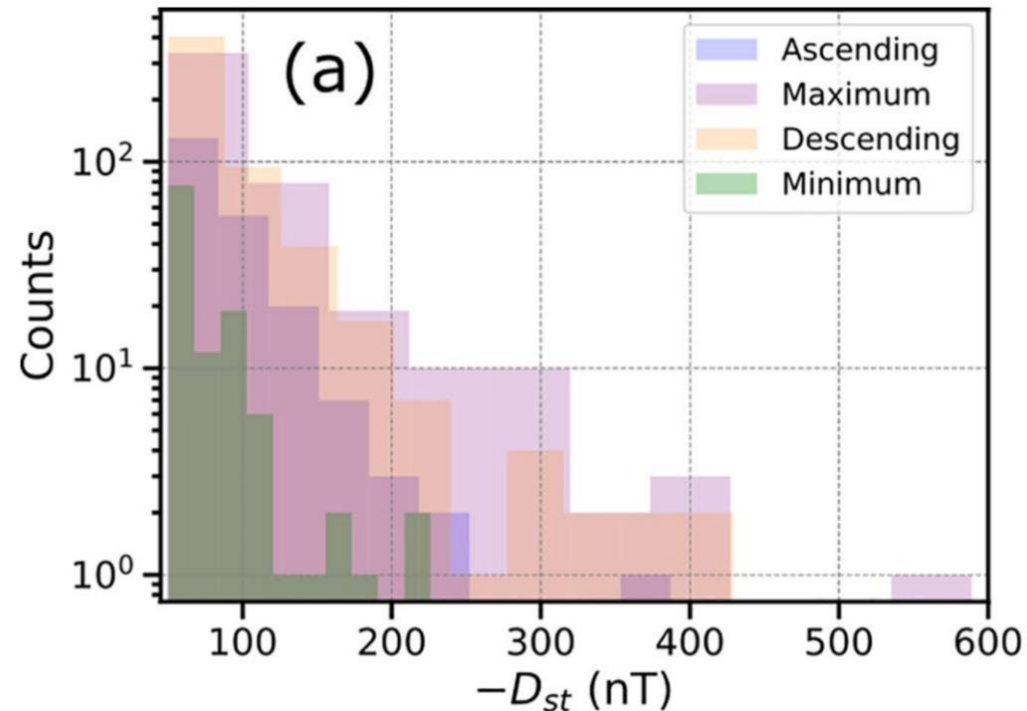
観測確率

(発光強度が $20 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1}$ 以上である観測データ数)

(フェーズ中の観測データ数: 日数 \times 24時間)



極大期と上昇期の比較



各フェーズにおける磁気嵐の活動度を表す量のヒストグラム (Reyes+2021)

線形回帰モデル

上流パラメータ

n_{SW}, U_{SW}, T_{SW}

計算A

Rankine-Hugoniot

下流パラメータ

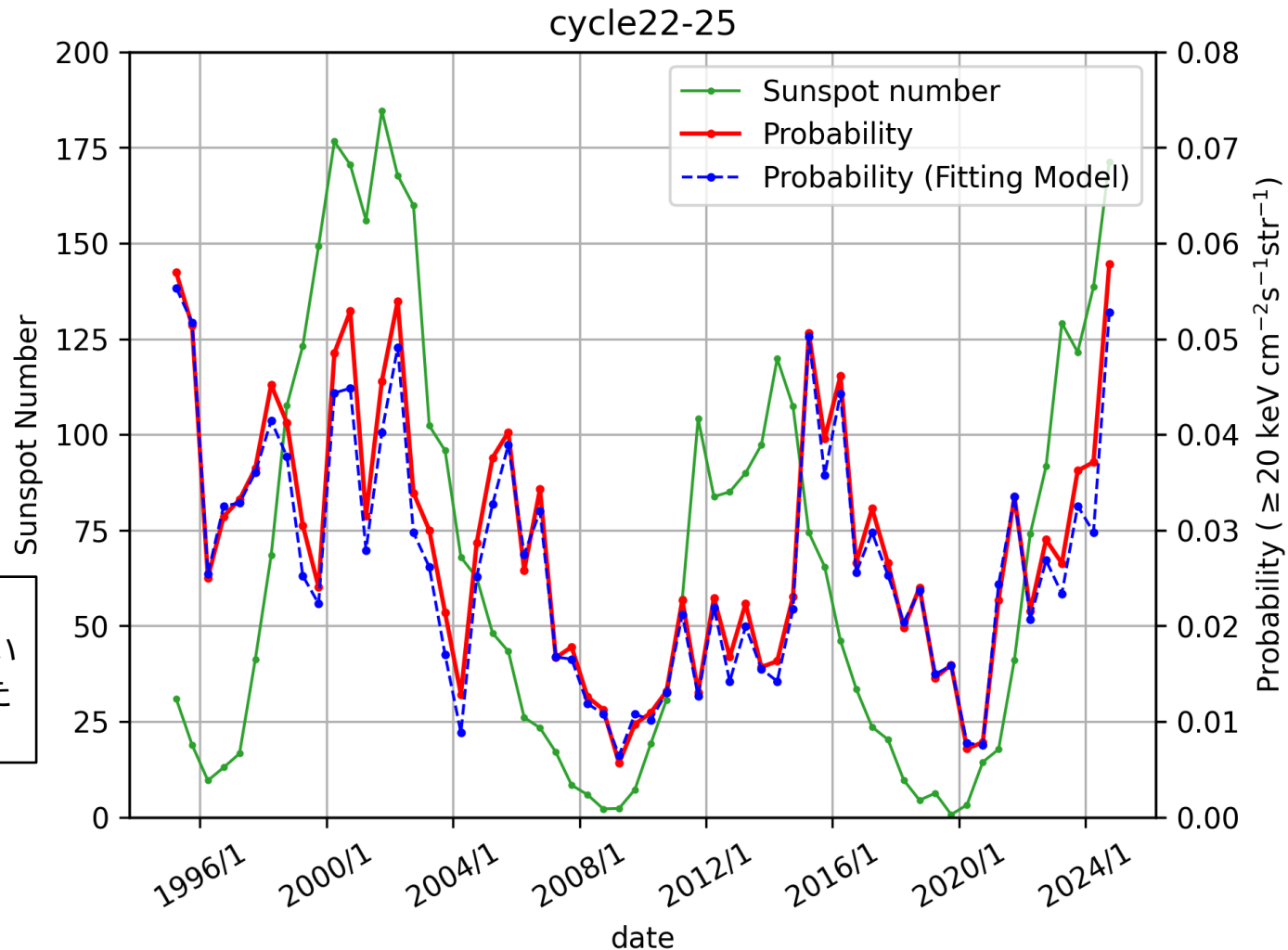
n_{p2}, U_{p2}, T_{p2}

X線発光モデル, 視線積分

発光強度 I_{SWCX}

計算B

計算Aで得られた I_{SWCX} を
あたかも観測値のように扱い
上流パラメータを変数とした
フィッティング関数を作成



決定係数の定義

$$1 - \frac{\sum_i (I_{obs}^i - I_{fit}^i)^2}{\sum_j (I_{obs}^j - \overline{I_{obs}})^2}$$

取り入れた仮定

1. 太陽風上流パラメータを得る

- 上流パラメータはバウショック直上(太陽直下点)での値とする

2. Rankine-Hugoniotの式から下流パラメータを得る

- 平面衝撃波, 定常流れ等の仮定
- HT系に変換する際に系が光速を超えてしまう場合はスキップ

3. X線発光モデルで下流直下でのX線強度を求める

- 衝突断面積のパラメータ α は速度に依存しない

4. バウショックモデル, マグネトポーズモデルから磁気シース領域を決定する

- マグネトポーズの先端がバウショックの先端と交差する場合, スキップ

5. 磁気シース領域で視線積分する

- 下流直下のパラメータは磁気シース領域で一様
- 磁気シース領域以外ではX線発光が起きない