

令和6年度

修士論文

近赤外線観測装置 SWIMS の分光観測データのエラー推定と低金属量銀河に対する近赤外線診断図の信頼性評価

東京大学理学系研究科天文学専攻修士2年

35-236130 幸野友哉

2025年2月7日

## 概要

Recently, near infrared emission line diagnosis are proposed as a new approach to classify ionizing sources in galaxies. In this approach, we employ the difference of intensity ratios of emission lines depends on the type of ionizing sources (Star-forming, AGN or composite). In dusty environment, we can classify ionizing sources more accurately with near infrared diagram than with BPT diagram (Baldwin, Phillips & Terlevich, 1981), because near infrared emission lines are less affected by dust absorption compared to optical ones. Calabrò et al. (2023) proposed 4 new near infrared diagram. They constructed photoionization models of gas in galaxies ionized by AGN or star forming activity, and carried out diagnosis based on line intensity ratios of photoionization models. However, their results may be affected by depletion of elements whose line intensities are measured since they considered the only for depletion factor  $F_* = 0.5$ (Jenkins 2009). I examined the classification of metal-poor star-forming galaxies with photoionization models of metal-poor galaxies. Moreover, I analyzed SWIMS spectroscopic observation data for Extremely Metal-Poor Galaxy (EMPG) to discuss whether the diagram of Calabrò et al. (2023) are valid.

First, I examined the line intensity ratio of metal-poor galaxies on Calabrò et al. (2023)'s diagnosis with photoionization model of HII region constructed with Cloudy code(Gunasekera et al. 2023). I constructed models with typical value of  $\log U$  in local star-forming galaxies( $-2 \sim -4$ ) and value of  $F_*$  in metal-poor galaxies ( $F_* < 0.1$ ). I verified that the ratios of line intensities are larger than that of Calabrò et al. (2023)'s model. As a result, ionizing sources of some star-forming models are classified as composite in the original diagnosis of Calabrò et al. (2023), and no model is classified as AGN.

Next, I analyzed the observation data by SWIMS and extracted spectrum of the EMPGs. It is difficult to estimate spectrum error as standard deviation of photon counts in background region of 2D spectrum image because standard deviation is underestimated due to smoothing effect by sub-pixel shift during the data reduction process. To evaluate the effect of the smoothing, I performed the same data reduction process to white noise image and estimated correction factors. The corrected spectrum error matches well with the spectrum error that is estimated from photon noise of the background light and readout noise.

The emission lines of [SIII](9069, 9531 Å), HeI(1.083 $\mu$ m), Pa $\delta$ , Pa $\gamma$ , Pa $\beta$ , Pa $\alpha$  and Br $\gamma$  were detected from the EMPG observation data. I then made C1S3, one of the diagram proposed by Calabrò et al. (2023), with [SIII](9531 Å) and Pa $\beta$  line intensities, and upper limit of [CI] (9850 Å) line intensity. [SIII]/Pa $\beta$  in the EMPG samples are close to that of starburst samples in Calabrò et al. (2023), regardless of great difference in metallicity (about 10 times). I also discovered that Mrk116A, one of EMPG samples in this thesis, does not match photoionization model at  $F_* = 0.5$  (the other samples match models at  $F_* = 0.5$  and typical value of  $\log U$  among star-forming galaxies). On the other hand, it is revealed that Mrk116A matches models at  $F_* < 0.1$  and typical value of  $\log U$ . Therefore, Mrk116A should be metal-poor star-forming galaxy.

## 1 序論

銀河は恒星やガス、活動銀河核 (AGN) などの要素から構成されており、銀河の形成や進化にはこれらの要素の形成が深くかかわっている。そのため、銀河を構成する要素を観測し、その物理的性質を調べることは銀河形成の研究を行う上で重要な位置を占める。銀河の構成要素のうち、星形成活動および AGN は互いに密接にかかわっていることが示唆されている。銀河中心でスターバーストが収まった後に AGN の活動が始まった例が系統的に観測されている (Wild et al. 2010) ほか、AGN からのジェットによるフィードバックにより銀河規模で星形成活動が抑制されている可能性が指摘されている (Gabor et al. 2010)。銀河中のガスは、一部が星形成や AGN などの電離源からの放射によって電離し、水素の再結合線や重元素の様々な輝線を可視光および近赤外線波長域で放射している。これら輝線の強度比は電離源の種類や特性による影響を受けるため、電離源の判定に利用できる。電離源の種類が明らかになることで、銀河の観測スペクトルをモデルスペクトルと比較し、AGN と星形成活動の関係の物理的な理解につながる (Kewley et al. 2019)。そのため、銀河の電離源判定は銀河進化の研究において大きな関心を持たれている。

従来の電離源判定には、可視光輝線が用いられてきた。代表的なものに、BPT ダイアグラム (Baldwin, Phillips & Terlevich, 1981) がある。BPT ダイアグラムは、可視光の輝線強度比を利用して銀河の電離源を判断する診断図である。使用している輝線強度比の例としては、 $[\text{OIII}]5007 \text{ \AA}$  と  $\text{H}\beta$  や  $[\text{NII}]6583 \text{ \AA}$  と  $\text{H}\alpha$  などがある。また、 $[\text{OI}]6300 \text{ \AA}$  と  $\text{H}\alpha$  や  $[\text{OII}]3727 \text{ \AA}$  と  $[\text{OIII}]5007 \text{ \AA}$  など使用している輝線が異なる BPT ダイアグラムや、両方からの寄与があるコンポジット領域を定義した BPT ダイアグラムもある (LaMassa et al. 2019)。以降、本修士論文ではそれぞれの電離源を星形成、AGN、コンポジットと呼ぶ。

しかし、この BPT ダイアグラムは可視光輝線を利用するため、dusty な銀河では星形成領域や AGN を電離源とする可視光の輝線がダストによる減光を受け、判定が正しく行えない可能性がある。例えば、LaMassa et al. (2019) は XMM-Newton で検出した AGN ( $L_{2-10\text{keV}} > 10^{42} \text{ erg/s}$ ) の BPT ダイアグラムへのプロットを通して、電離源が誤って星形成であると判断されたものが 20% ほど存在することを指摘している。これはダスト減光によって AGN が可視光では隠されてしまっているためである。

この問題を解決するアプローチの一つとして、可視光の代わりに近赤外線輝線の強度比を用いた診断図が提案されている。近赤外線はダストによる減光の影響が弱いいため、輝線強度が大きく変化せず、より正確に電離源判定を行うことができるためである。

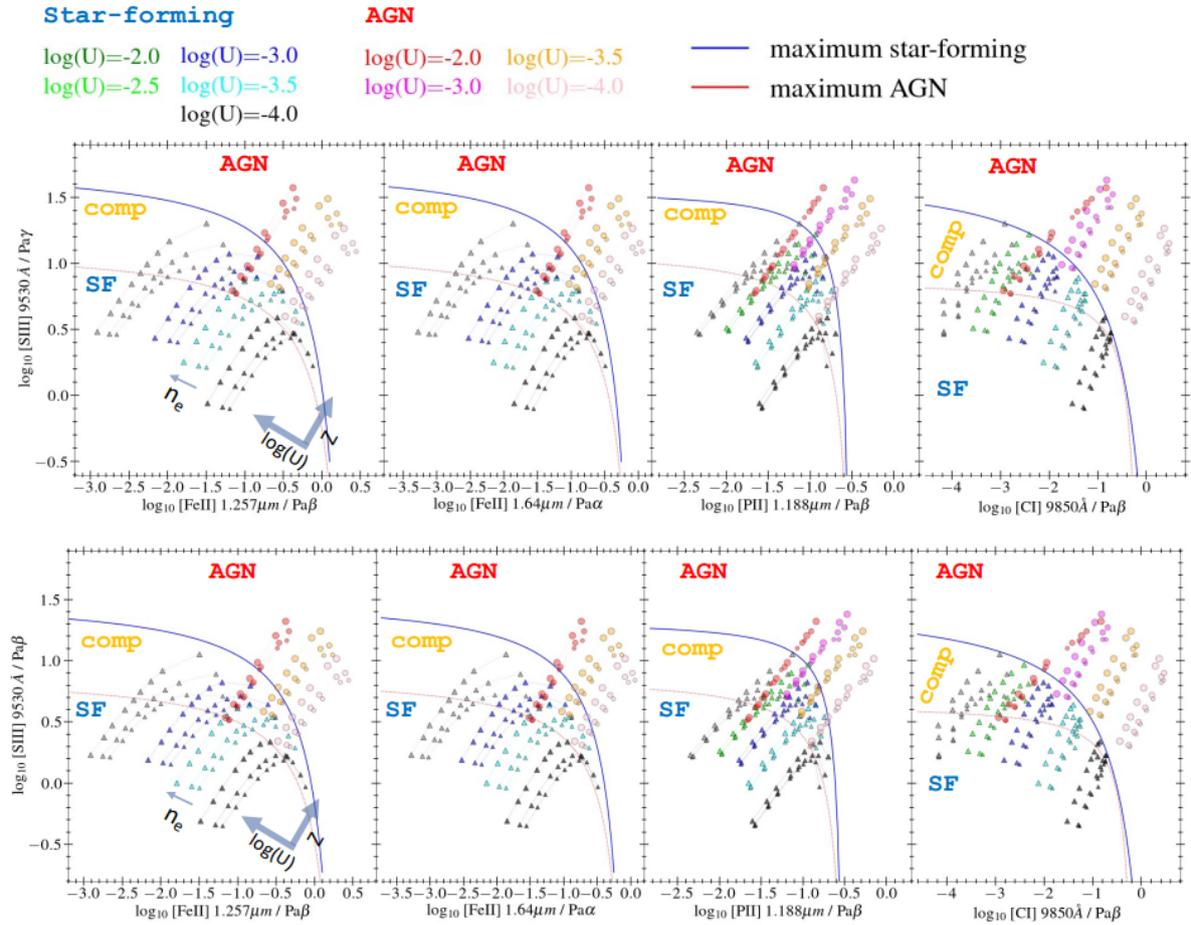


図 1: Calabrò et al. (2023) による近赤外線診断図。左から Fe2S3- $\beta$ 、Fe2S3- $\alpha$ 、P2S3、C1S3 であり、上列は縦軸に [SIII]/Pa $\gamma$ 、下列は [SIII]/Pa $\beta$  を使用している。各点は Cloudy コードで作成したモデルのデータ点で、三角が星形成モデルの、丸が AGN モデルのものである。各色は  $\log U$  の値で、同じ色の点は左下から右上にかけて金属量が  $0.1Z_{\odot}$  から  $2Z_{\odot}$  (星形成モデル) または  $0.3Z_{\odot}$  から  $3Z_{\odot}$  (AGN モデル) へと、右下から左上にかけて水素原子密度  $\log n_e$  が 2 から  $4(\text{cm}^{-3})$  へと変化する。青線と赤線は診断図を 3 領域に分割する線であり、星形成モデルおよび AGN モデルのデータ点をもとに決定している。

近赤外線による輝線比診断図はいくつか提案されている。Colina et al. (2015) の診断図は、[FeII](1.64 $\mu\text{m}$ )/Br $\gamma$  と  $H_2$ /Br $\gamma$  の輝線強度比を利用したものであり、Luminous infrared galaxy(LIRG) や星形成銀河のサンプルの空間分解された輝線強度比を測定し、星形成や AGN が電離源の銀河が診断図上で取りうる位置を経験的に求めたものである。Calabrò et al. (2023) では、電離源が星形成もしくは AGN である銀河のガスの光電離モデルを Cloudy コードと BPASS 星種族モデルを用いて作成し、電離源が星形成のときにとりうる輝線強度比の上限 (Maximum Star-forming line)、および AGN のときにとりうる輝線強度比の下限 (Maximum AGN line) を求めて、図 1 のように新たな診断図を作成している。この診断図は、縦軸に [SIII](9531 Å) と Pa $\gamma$ 、もしくは [SIII] と Pa $\beta$  の輝線比を利用しており、横軸には [FeII](1.257 $\mu\text{m}$ ) と Pa $\beta$ 、[FeII](1.64 $\mu\text{m}$ ) と Pa $\alpha$ 、[PII](1.188 $\mu\text{m}$ ) と Pa $\beta$ 、もしくは [CI](9850 Å) と Pa $\beta$  の輝線比が使われている。これらの診断図は横軸に使用している輝線から、それぞれ Fe2S3- $\beta$ 、Fe2S3- $\alpha$ 、P2S3、C1S3 と名付け

られている。これらの診断図はダスト減光の影響の抑制以外にも、使用している輝線のペアの波長が離れているため、 $R \sim 100 - 600$  程度の低い波長分解能でも判定ができるほか、Fe2S3 については [FeII] の輝線強度が銀河内の衝撃波によるダスト破壊に敏感であることから、衝撃波による電離への影響を光電離と区別することができるという利点がある。また、Calabrò et al. (2023) では近傍の星形成銀河や AGN のサンプルを用いた試験を行っており、ほとんどのサンプルで BPT ダイアグラムと同様の判定結果を示していることから、精度よく判定ができていると思われる。

Calabrò et al. (2023) の近赤外線診断図で利用している [FeII] や [PII] などの輝線は、対応する元素がダストに取り込まれてガス中での存在比が低下することで、輝線強度が低下する。Calabrò et al. (2023) はこれについて、ダストに取り込まれる元素の量 (欠乏量) を depletion factor ( $F_*$ , Jenkins 2009) が 0.5 のときの値 (表 1) であると仮定して、光電離モデルを構築している。 $F_*$  はある視線方向における欠乏の強さを経験的に表した無次元量の値である。Jenkins (2009) は、異なる種類の元素の欠乏量が線形関係を持つことに着目して、銀河系内の様々な視線方向における各元素のガス中の柱密度をもとに、欠乏量が最も少ない天体での  $F_*$  が 0、HD149795 での  $F_*$  が 1 となるように  $F_*$  を定義している。元素 X の欠乏量  $\delta(X)$  については式 (1) で定義され、欠乏量  $\delta(X)$  と  $F_*$  は式 (2) の関係を持つ。

$$\delta(X) = \log(X/H)_c - \log(X/H)_g \quad (1)$$

$$\delta(X) = B_X + A_X(F_* - z_X) \quad (2)$$

ただし、 $(X/H)_c$  は元素がすべてガスになっている場合の元素 X の存在比、 $(X/H)_g$  は銀河ガス中の元素の存在比である。パラメータ  $A_X, B_X, z_X$  は Jenkins (2009) が各元素ごとに求めており、その値は表 2 のとおりである。しかし、ガス中に取り込まれる元素の割合は、金属量とともに増加する傾向があることが確認されている (Roman-Duval et al. 2022)。そのため、低金属量銀河では欠乏量が低い傾向にあると考えられるため、低金属量銀河の  $F_*$  は Calabrò et al. (2023) が仮定した、 $F_* = 0.5$  を大きく下回る可能性がある。

本論文は、以下のような構成で記述する。2 章では低金属量銀河での  $F_*$  の典型的な値の計算と、Cloudy コードを利用した低金属量銀河の光電離モデルの構築を行う。このとき、depletion factor  $F_*$  を様々な値に変えて作成し、Calabrò et al. (2023) で仮定した  $F_* = 0.5$  のモデルと比較して欠乏量の低下による近赤外線診断図の判定結果への影響について考察する。3 章では、すばる望遠鏡に搭載されていた時の SWIMS (近赤外線二色同時多天体分光撮像装置) による近傍 Extremely Metal-Poor Galaxy (EMPG) の分光観測データの解析および誤差評価の手法の説明を行う。EMPG とは金属量が太陽の 1~10% である銀河であり、低金属量銀河のサンプルとして適していると考えられる。4 章で、EMPG サンプルの概要と各サンプルに対応する光電離モデルの構築について述べ、モデルと観測データの比較により  $F_*$  や  $\log U$  の制限を行う。

表 1: Calabrò et al. (2023) がモデル構築に使用した各元素の太陽の存在比および  $F_*=0.5$  の時の欠乏量  $\delta(X)$

元素 (X)	$12 + \log(X/H)$	$\delta(X)$
C	8.55	-0.2
N	7.97	0
O	8.87	-0.2
S	7.27	-0.2
Mg	7.58	-1.2
Si	7.55	-0.9
P	5.57	-0.5
Cl	5.27	0
Ti	4.93	-2.3
Mn	5.53	-1.2
Fe	7.51	-1.5
Zn	4.65	-0.35

表 2: Jenkins(2009) が決定した式 (2) のパラメータ。

元素	$A_X$	$B_X$	$z_X$
C	$-0.101 \pm 0.229$	$-0.193 \pm 0.060$	0.803
N	$-0.000 \pm 0.079$	$-0.109 \pm 0.111$	0.550
O	$-0.225 \pm 0.053$	$-0.145 \pm 0.051$	0.598
Mg	$-0.997 \pm 0.039$	$-0.800 \pm 0.022$	0.531
Si	$-1.136 \pm 0.062$	$-0.570 \pm 0.029$	0.305
P	$-0.945 \pm 0.051$	$-0.166 \pm 0.042$	0.488
Cl	$-1.242 \pm 0.129$	$-0.314 \pm 0.065$	0.609
Ti	$-2.048 \pm 0.062$	$-1.957 \pm 0.033$	0.430
Cr	$-1.447 \pm 0.064$	$-1.508 \pm 0.055$	0.470
Mn	$-0.857 \pm 0.041$	$-1.354 \pm 0.032$	0.520
Fe	$-1.285 \pm 0.044$	$-1.513 \pm 0.033$	0.437
Ni	$-1.490 \pm 0.062$	$-1.829 \pm 0.035$	0.599
Cu	$-0.710 \pm 0.088$	$-1.102 \pm 0.063$	0.711
Zn	$-0.610 \pm 0.066$	$-0.279 \pm 0.045$	0.555
Ge	$-0.615 \pm 0.083$	$-0.725 \pm 0.054$	0.690
Kr	$-0.166 \pm 0.103$	$-0.332 \pm 0.083$	0.684

## 2 低金属量銀河の輝線強度比

まず星形成銀河における  $\log U$ 、低金属量銀河における  $F_*$  の典型的な値の計算を行う。また、 $F_*$  の値を変えて光電離モデルを構築し  $F_*$  の変化に伴う輝線強度比の変動を調べる。

### 2.1 星形成銀河における $\log U$

近傍星形成銀河の  $\log U$  の値は、MaNGA Survey(Mingozzi et al. 2020) で測定された近傍星形成銀河の電離パラメータを使用した。MaNGA Survey のターゲットは、SDSS により観測された銀河のうち、 $z < 0.08$  の星形成銀河を抽出したものである。電離パラメータ  $q$  と  $\log U$  の定義はそれぞれ式 (3)、(4) より、式 (5) を利用して相互に変換することができる。なお、 $Q_{ion}$  は電離源からの水素の電離光子数、 $n_e$  は電子密度、 $c$  は光速、 $r$  はガスと電離源の距離である。

$$q = Q_{ion}/4\pi r^2 n_e \quad (3)$$

$$U = Q_{ion}/4\pi r^2 n_e c \quad (4)$$

$$\log q = \log(U/c) \sim \log U - 10.48 \quad (5)$$

Mingozzi et al.(2020) の MaNGA サーベイの電離パラメータは典型的には  $q = 6.5 \sim 7.5$ 、最大でも 8.5 である。よって、近傍星形成銀河の典型的な  $\log U$  はおよそ  $-3 \sim -4$  であり、最大でも  $-2$  程度である。

### 2.2 低金属量銀河における $F_*$

低金属量銀河の depletion factor  $F_*$  の計算には、Hamanowicz et al. (2024) による  $Z \sim 0.1Z_\odot$  である METAL-Z 銀河サンプルを利用した。このサンプルは IC1613 と Sextans A の 2 つの銀河からなり、Hamanowicz et al. (2024) は METAL-Z 銀河サンプルから複数の O 型、B 型星を選んで紫外線で分光観測し、銀河のガス中に含まれる水素、鉄および硫黄の柱密度を測定し、柱密度同士の比から METAL-Z 銀河サンプルのガス中の鉄および硫黄の存在比を決定した。そして、ダスト中に取り込まれた元素も含めた存在比を、原始星の光球の存在比と等しいと仮定して、柱密度から求めたガス中の存在比との差分をとることで、各恒星への視線上での鉄および硫黄の欠乏量を推定している。

本研究では、このうち鉄の欠乏量の推定値をもとに、Jenkins (2009) による関係式 (式 (2)) とパラメータ (表 2) を利用して METAL-Z 銀河サンプルの  $F_*$  の計算を行った。なお、式 (2) とパラメータは銀河系内の天体を利用して求められたものであるが、METAL-Z 銀河サンプルと銀河系は鉄および硫黄の欠乏量が consistent な線形関係をもつ (Hamanowicz et al. 2024)。そのため、銀河系内で求められたパラメータをそのまま利用して、METAL-Z 銀河の  $F_*$  を求めた。鉄の欠乏量を利用する際の式 (2) のパラメータ  $A_{Fe}$ 、 $B_{Fe}$ 、 $z_{Fe}$ 、鉄の欠乏量の推定値  $\delta(\text{Fe})$  および  $F_*$  の値の範囲を、表 3 に示す。但し、METAL-Z 銀河サンプルの欠乏量の測定値は空間分解されているため、 $\delta(\text{Fe})$  および  $F_*$  の計算結果については最大値と最小値を示す。

表 3: METAL-Z 銀河における鉄の欠乏および  $F_*$  と、 $F_*$  の計算 (式 (2)) に用いるパラメータの値。

天体名	$\delta(\text{Fe})$	$A_{Fe}$	$B_{Fe}$	$z_{Fe}$	$F_*$
IC1613	$-0.67 \sim -1.05$	-1.285	-1.513	0.437	$-0.219 \sim 0.077$
Sextans A	$-0.16 \sim -0.72$	-1.285	-1.513	0.437	$-0.616 \sim -0.180$

よって、この結果 METAL-Z 銀河に対して得られる  $F_*$  の値は高々 0.08 程度である。本研究ではこの値を低金属量銀河における典型的な  $F_*$  の値として扱う。なお  $F_* = 0$  の値は Jenkins (2009) のサンプルのうち最も欠乏量が少ないものを基準としているため、 $F_* < 0$  という結果も非物理的ではない。

## 2.3 $F_*$ の減少に伴う輝線強度比の変動

### 2.3.1 Cloudy・BPASS によるモデル構築

欠乏量が減少する、すなわち  $F_*$  が減少することで輝線強度比が大きな影響を受けると考えられるため、Calabrò et al. (2023) と同様に HII 領域の光電離モデルを構築し輝線強度比への影響を確認する。HII 領域のモデルは、Cloudy コードを用いて構築する。Cloudy とは、様々な状態の星間物質からのスペクトルを計算する合成スペクトルコードである。今回使用した Cloudy のバージョンは C23.01(Gunasekera et al. 2023) である。HII 領域のモデルは、Calabrò et al. (2023) と同様、若い恒星の集団の周囲をガス殻が取り囲むような構造 (Closed Geometry) を採用する。恒星の集団のスペクトルのモデルは、BPASS モデル (v2.0, Stanway et al. (2016), Eldridge & Stanway (2016)) を使用し、初期質量関数は最大  $300M_\odot$  の Salpeter IMF(Salpeter 1955) として構築する。また星形成史は、 $10^8$  年にわたる継続的な星形成を仮定する。恒星の集団からガスへ入射する放射の強さは電離パラメータ  $\log U$  で定義する。 $\log U$  の値は  $-1$  から  $-4$  の間で 0.5 刻みで変化させる。ガス雲の水素原子の数密度  $n_e$  は  $10^2 \sim 10^4 \text{cm}^{-3}$  で変化させる。なお、電離パラメータおよび水素原子の数密度については Calabrò et al.(2023) による値に倣っている。ガス殻・恒星の金属量については、METAL-Z 銀河に近い値である  $0.1Z_\odot$  に定める。太陽の元素の存在比については表 5 の通りに設定する (Grevesse and Anders (1989), Grevesse and Noels(1993))。欠乏量については、 $F_*$  を用いて規定する。欠乏量の増大に伴い輝線強度は低下するため、今回はモデルの欠乏量の範囲を Calabrò et al.(2023) による値より低い範囲に限定し、 $F_*$  を 0 から 0.5 まで 0.1 刻みで変化させる。表 4 にパラメータについてまとめる。

表 4: Cloudy コードのパラメータ

SFH	IMF	$\log U$		
Constant, $10^8$ 年	Salpeter( $< 300M_\odot$ )	$-1, -1.5, -2, -2.5, -3, -3.5, -4$		
	$F_*$	Metallicity	$\log n_e$	Geometry
	0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5	$0.1Z_\odot$	2, 3, 4	Plane-parallel, closed

表 5: 本研究で利用する太陽の元素存在比 ( $12 + \log(X/H)$ , Grevesse and Anders (1989), Grevesse and Noels(1993))

元素 (X)	存在比	元素	存在比	元素	存在比
H	12.00	Na	6.31	Sc	3.20
He	11.00	Mg	7.58	Ti	5.04
Li	3.31	Al	6.47	V	4.02
Be	1.42	Si	7.55	Cr	5.68
B	2.88	P	5.57	Mn	5.53
C	8.55	S	7.21	Fe	7.51
N	7.97	Cl	5.27	Co	4.92
O	8.87	Ar	6.60	Ni	6.25
F	4.48	K	5.13	Cu	4.27
Ne	8.07	Ca	6.36	Zn	4.66

光電離モデルから計算した輝線強度をもとに、Calabrò et al. (2023) の診断図にプロットした結果を図 2 に示す。線でつながっている点は  $F_*$  が同じモデルで、一番右の点が  $\log U = -4$  の点であり、左に行くに従い  $\log U$  が 0.5 ずつ上昇する。また、 $\log n_e$  の変化による輝線強度比の変化が小さかったため、 $\log n_e = 3$  のモデルのみ示した。各診断図のデータ点から、 $\log U$  などほかのパラメータが同じ場合、 $F_*$  が低いほど輝線強度比が高くなることが確認できる。また、P2S3 診断図は  $F_* = 0$  のモデル点の一部が Maximum AGN line を超え、コンポジット領域にあることが確認できる。C1S3 でも非常に Maximum AGN line に近い位置に  $F_* = 0$  の点があるため、 $F_*$  を 0 未満にとることでコンポジットと判断されうる。しかしいずれのデータ点も Maximum Star-forming line よりは十分下にあるため、EMPG において  $F_*$  すなわち欠乏量が低いことで、電離源が星形成であるにもかかわらず診断図では AGN と判断される可能性はほとんどないといえる。

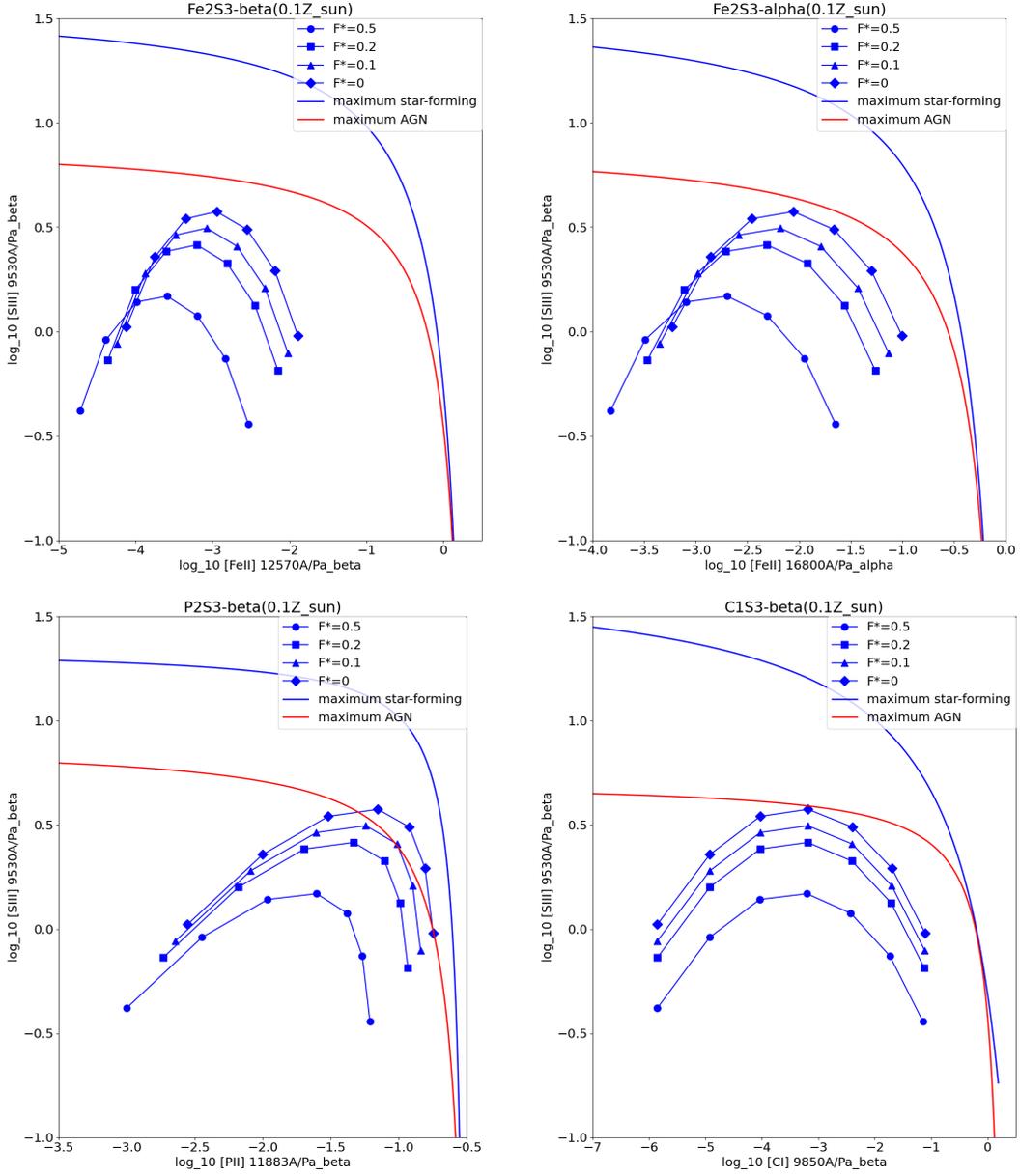


図 2: Calabrò et al. (2023) の診断図上に Cloudy で作成した光電離モデルのデータ点をプロットした結果。それぞれ Fe2S3- $\beta$ (上段左)、Fe2S3- $\alpha$ (上段右)、P2S3(下段左)、C1S3(下段右)である。Maximum Star-forming (AGN) line は Calabrò et al. (2023) と同じである。また、Cloudy コードによるモデルのデータ点は一番右の点から順に、 $\log U = -4, -3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1$  である。なお、 $\log n_e$  の変動に伴う輝線強度比の変化が小さかったため、 $\log n_e = 3$  の時の値を示した。パラメータについては表 4、元素の存在比は表 5 のとおりである。

### 2.3.2 Cloudy のバージョンの違いによる輝線強度の計算結果の変化

今回、HII 領域のモデルの作成にはバージョン C23.01 の Cloudy コードを利用した。しかし Calabrò et al. (2023) での診断図作成にはバージョン C17.01 の Cloudy コード (Ferland et al. 2017) を利用している。そのため、各バージョンで同じパラメータを入力してモデルを構築し、両者の輝線強度比の違いがあるかを調べる。

図 3 は、C17.01 モデルと C23.01 モデルを利用して計算したモデル銀河の輝線強度比をもとに診断図上にプロットしたものである。金属量は  $0.5Z_{\odot}$ 、 $F_*$  は 0.5、 $\log n_e$  は 3 で、その他のパラメータは表 4、図 2 と同様である。C17.01 によるモデルのデータ点は丸で、C23.01 によるものは星で示してある。各バージョンでの計算結果を比較すると、今回のモデルは大きくデータ点がずれている診断図がみられる。特に  $\text{Fe2S3-}\beta$  については差が大きく、 $[\text{FeII}]1.257\mu\text{m}$  については C23.01 での強度の計算結果が C17.01 の 10 分の 1 以下になっている。計算結果が違う理由については現在不明であるが、Calabrò et al.(2023) のスターバーストサンプルでの  $[\text{FeII}](1.257\mu\text{m})/\text{Pa}\beta$  と  $[\text{FeII}](1.64\mu\text{m})/\text{Pa}\alpha$  の輝線強度比が大きく変わらないことから、C17.01 の計算結果が信頼できると思われる。検証にはバージョンの違いによる値の変動が小さい  $\text{Fe2S3-}\alpha$  または C1S3 を使用するべきであり、さらに今回の銀河サンプル (4.1 章参照) は一部で  $\text{Pa}\alpha$  が検出できていないことから、C1S3 を利用する。

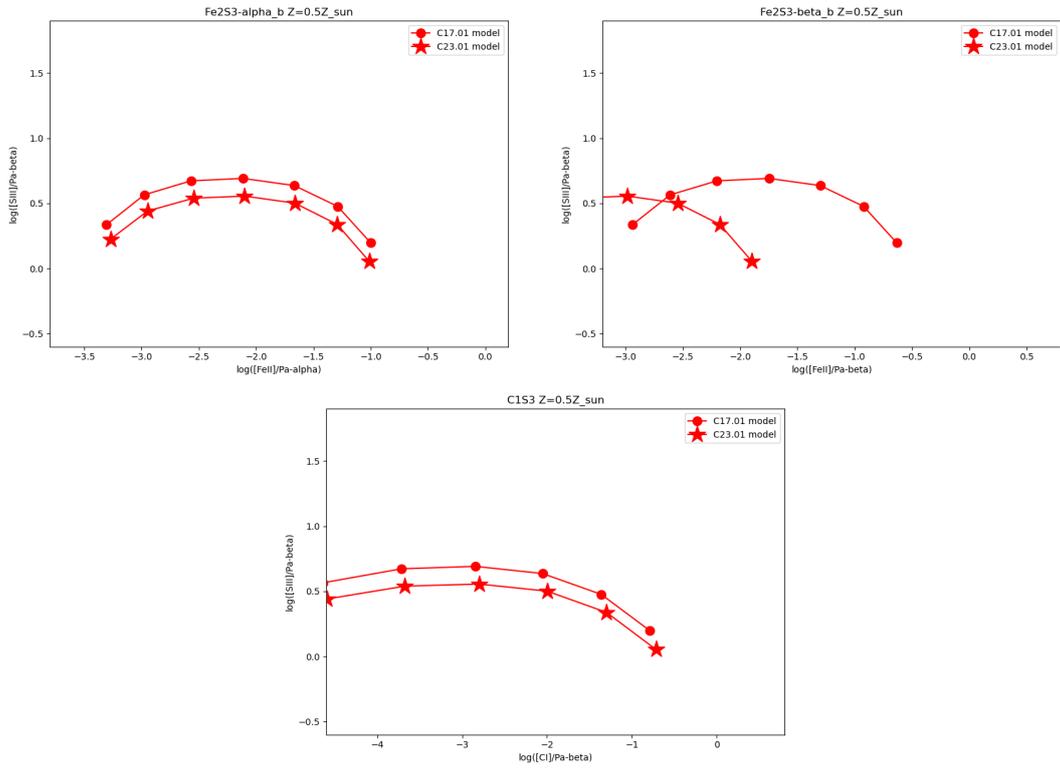


図3: Cloudy のバージョンによる輝線強度の計算結果の違い。左上は Fe2S3- $\alpha$ 、右上は Fe2S3- $\beta$ 、下は C1S3。パラメータは、金属量は  $0.5Z_{\odot}$ 、 $F_{*}$  は 0.5、 $\log n_e$  は 3 で、その他のパラメータは表 4 に倣っている。また、Cloudy コードによるモデルのデータ点は一番右の点から順に、 $\log U = -4, -3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1$  である。なお P2S3 については C17.01 モデルの計算に失敗したため掲載していない。

### 3 SWIMS の分光データ誤差評価手法

SWIMS で取得した EMPG の観測データの解析を行うにあたり、スペクトルの導出とその誤差の評価の手法について説明する。

#### 3.1 観測装置 SWIMS

SWIMS(Simultaneous-color Wide-field Infrared Multi-object Spectrograph) は、東京大学アタカマ天文台 (TAO)6.5m 赤外線望遠鏡のナスミス焦点に搭載される予定である、近赤外線多天体分光撮像装置である (図 4)。SWIMS はその大きな特徴として、およそ 9 分角という広い視野にわたって、 $0.9\sim 2.5\mu\text{m}$  までの近赤外線の幅広い波長域を、2つのカメラを使って同時に撮像・多天体分光を行うことができるという点があげられる。また望遠鏡がある TAO サイト (チリ・チャナトール山頂) は非常に乾燥しているため、図 5 のように近赤外線において連続的な大気の窓を得ることができ、例えば通常は大気中の水蒸気による吸収が強く地上観測が難しい Pa $\alpha$  輝線 ( $1.875\mu\text{m}$ ) などの観測が可能であるなどの強みを生かした科学的観測が計画されている。



図 4: すばる望遠鏡設置時の SWIMS の画像。

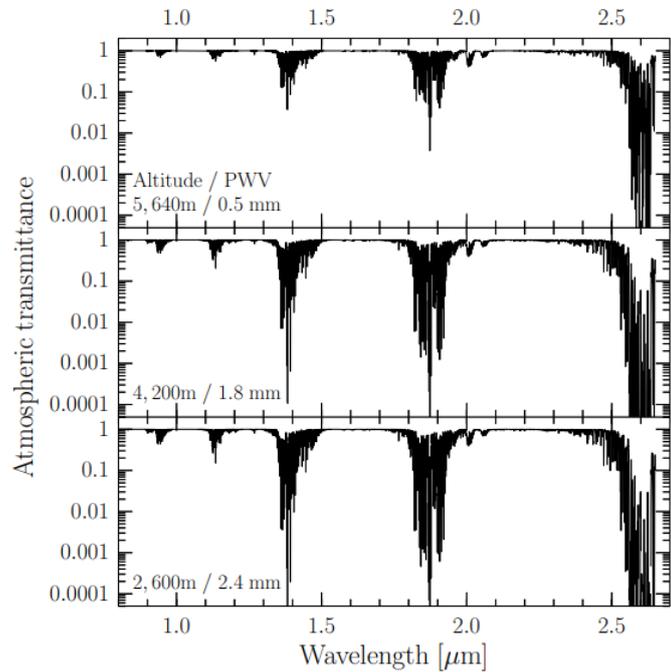


図 5: 大気透過モデルを用いて計算した、TAO サイト (上)、マウナケア (中) およびパラナル (下) における近赤外線の大気透過率。図中に書かれているのは各地の高度および可降水量 (PWV)。(R ~ 50000, Konishi et al. 2015)

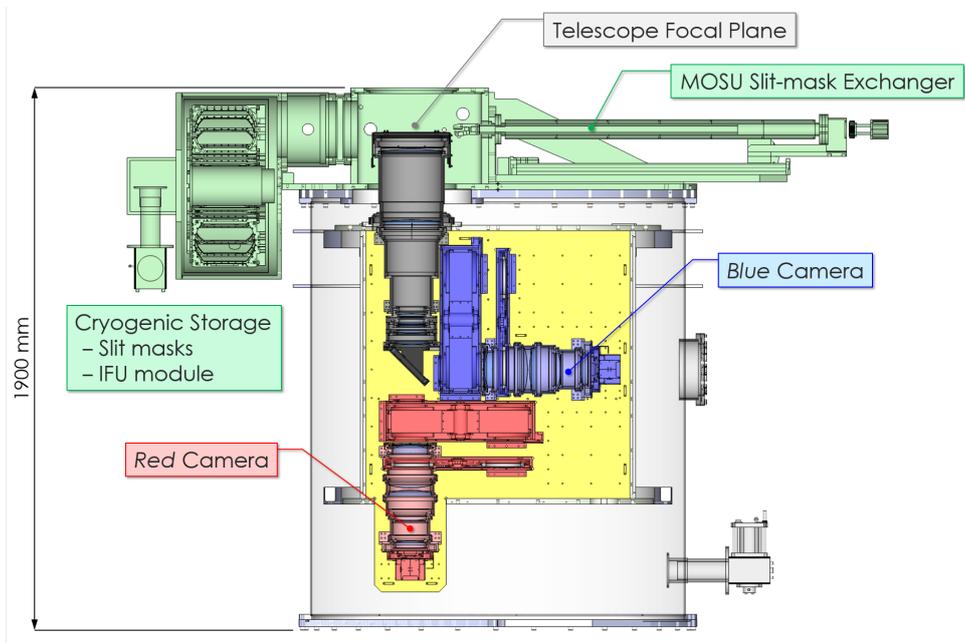


図 6: SWIMS の内部構造図 (Konishi et al. 2018)

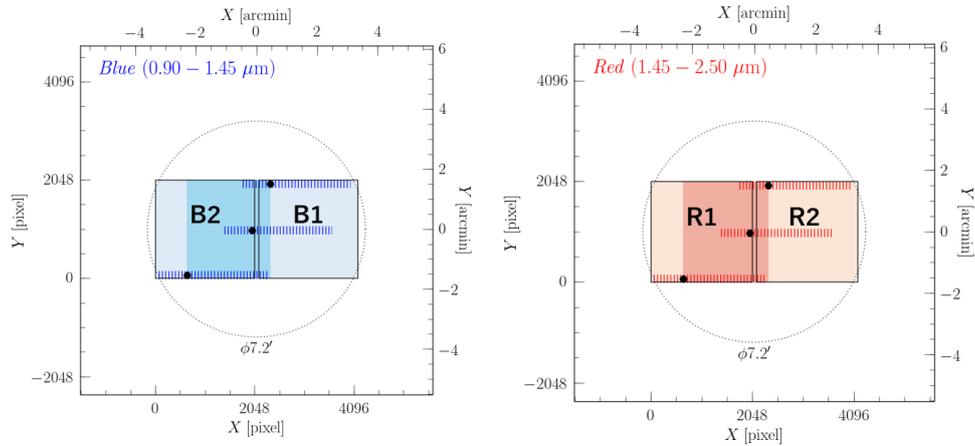


図7: すばる望遠鏡における SWIMS の検出器配置と、各検出器の名称。

図6は、SWIMS 内部の構造図である。SWIMS は光学系内の平行光線部分にダイクロイックミラーを設置しており、これによって  $0.9\text{-}1.4\mu\text{m}$  をカバーする blue arm と  $1.5\text{-}2.5\mu\text{m}$  をカバーする red arm に光線を分離している。これによって、 $0.9\text{-}2.5\mu\text{m}$  の波長域にわたるスペクトルを1度の観測で取得することができる。検出器は図7のように、各 arm に HAWAII-2RG(H2RG) 検出器を2枚ずつ搭載しており、将来的には各 arm とも4枚ずつ搭載される計画である。以降、これらの検出器を B2、B1、R1、R2 検出器とよぶ。

SWIMS は2018年から2023年にかけて、ハワイ・マウナケア山にあるすばる望遠鏡に設置され、様々な観測を行った。本研究で使用する EMPG のデータは、この期間に観測されたものである。すばる望遠鏡設置時の SWIMS の仕様について、表6に示す。

表6: すばる望遠鏡設置時の SWIMS の仕様値 (分光観測時)

観測波長	$0.9\text{-}1.45\mu\text{m}$ (blue arm), $1.45\text{-}2.5\mu\text{m}$ (red arm)
各 arm の H2RG 数	2枚
pixel scale(arcsec/pix)	0.095
分光視野	$2.8' \times 3.3'$
波長分解能	R $\sim$ 900-1400(blue arm), 700-1200(red arm) w/ $0''.5$ slit
分光感度	J=21.1, H=20.7, Ks=20.9

### 3.2 データ解析の方法

すばる望遠鏡における SWIMS の分光観測データは、1 回の露光当たり各 arm から 2 枚ずつ、計 4 枚の画像からなる (図 8)。これらの生データに画像処理を行い、各天体のスペクトルを抽出する。画像処理は SWIMS 分光観測データ解析パイプライン (v1.0) を利用したほか、Python(バージョン 3.12.3) と pyraf(バージョン 2.2.1)、NOIRLab IRAF(バージョン 2.18, Tody 1986, Tody 1993, Fitzpatrick et al. 2024) を使用した。

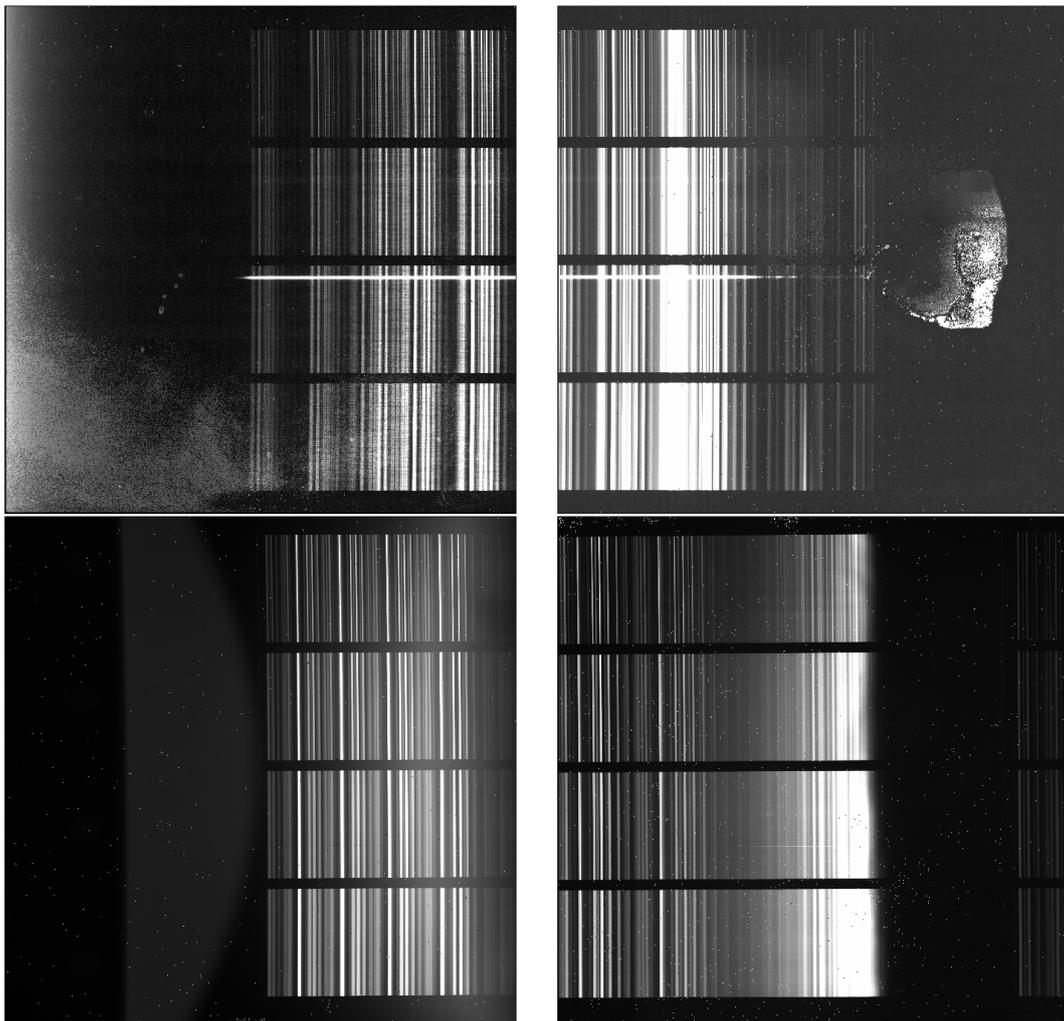


図 8: SWIMS の検出器により取得した 51A(天体情報については表 9 参照) の生画像。それぞれ B2 検出器 (左上)、B1 検出器 (右上)、R1 検出器 (左下)、R2 検出器 (右下) から取得した。

### 3.2.1 ターゲットのスペクトル抽出

ターゲット天体のスペクトルの抽出は、図 16 のような二次元スペクトルの作成、図 19 のような一次元スペクトルの作成の 2 段階からなる。

#### ■二次元スペクトルの作成

1. フラット処理 図 8 のような、検出器から得られたそのままの画像を生画像とよぶ。まず、各検出器のピクセル間には感度差の補正を行う。その際には光源により照らされたドームの壁面を撮影することで得られる、均一光源からの画像 (ドームフラット、図 9) を利用する。ドームフラットは、光源を切った状態でドームの壁面を撮影した画像と、光源で照らされたドームの壁面の画像の差分をとることで作成する。このドームフラットで天体の画像を割ることでピクセル間の感度差を補正する。

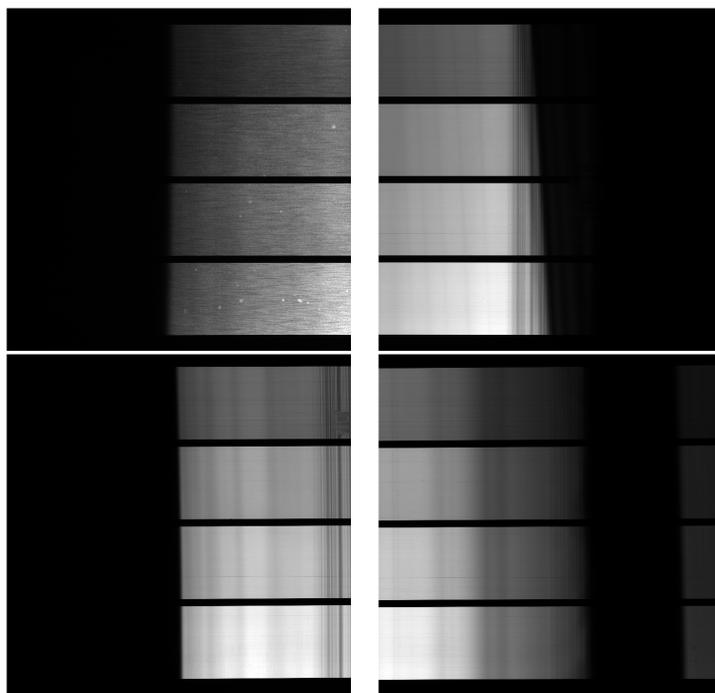


図 9: 各検出器のフラット画像の一例。

2. バッドピクセル補正 バッドピクセルは、検出器に入射した光子数とカウント値、すなわち生成された電子数が線形相関をもたないピクセルである。バッドピクセルは入射光子数にかかわらず常にカウント値が高いホットピクセルと、逆にカウント値が低いデッドピクセルからなる。SWIMS は、ダーク画像 (検出器に光が入射しないようにして撮影した画像) を用いてホットピクセルを、ドームフラット画像作成時に使用した光源で照らされたドームの壁面の画像を用いてデッドピクセルを特定することで、バッドピクセルの位置を示すバッドピクセルマスクを作成している。バッドピクセルの補正には IRAF のタスクの一つである fixpix を利用しており、周囲のピクセルから内挿することで補正を行い、図 10 のような画像を得ている。フラット処理とバッドピクセル補正をまとめて一次処理とよぶ。

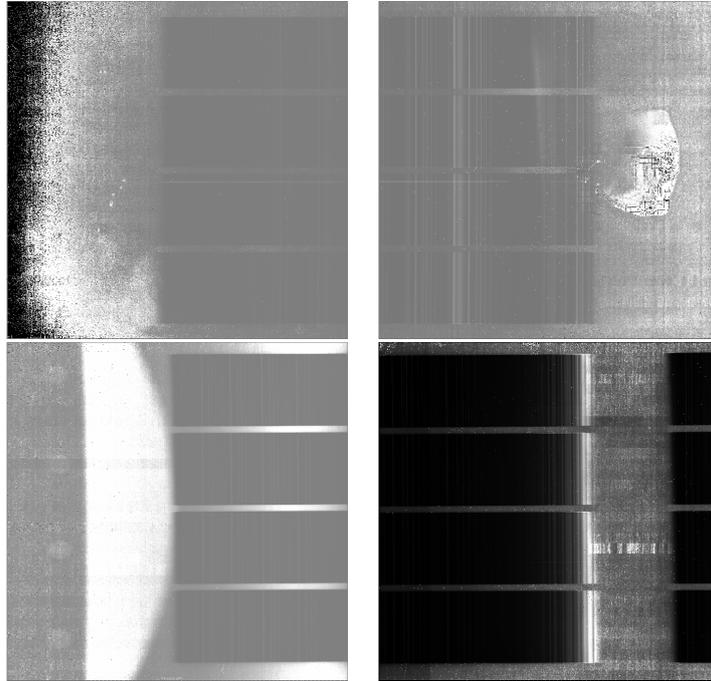


図 10: 図 8 の画像に対し、フラット補正とバッドピクセル補正を行った後の画像。

3. **波長較正** 波長較正とは、波長方向のピクセルそれぞれに映る光の波長を求める作業である。本研究では、OH 夜光を用いた波長較正を行う。OH 夜光は、高度およそ 90km の大気上層部にある OH 基が紫外線などを受けて励起され、振動回転遷移を起こすことで発生する輝線である。近赤外線領域では図 11 のように非常に強い OH 夜光が背景光としてみられるが、これらは波長が一定の輝線であるため、これを基準に波長較正を行うことができる。

波長較正を行うにあたり、まず背景光のスペクトルを得る必要がある。はじめに、各 arm の検出器からの画像は 2 枚ずつ存在するため、これらを 1 枚の画像に統合する。続いて統合された画像を回転させ、スリット方向を画像のピクセル座標の軸と平行に合わせる (図 12)。以上の作業を行った後、スペクトル領域の切り出しを行う。SWIMS のロングスリット分光では 4 本のスリットがあるスリットマスクを利用しているため、天体を導入したスリットからのスペクトルが映る領域を抽出する必要がある。今回は図 12 の赤線で示された領域に天体スペクトルが存在するため、この領域を切り出し、図 13 のような画像を作成する。これにより、天体由来のシグナルと背景光が映った二次元スペクトルが得られる。波長較正を行うため、この二次元スペクトルの空間方向の各ピクセルについて、高い値を持つピクセルを除外して平均値をとることで、天体のシグナルの影響を排除した背景光のスペクトルを得ることができる。OH 夜光の波長は既知であるため、これを波長方向のピクセルと対応させることで、波長方向の各ピクセルにおける波長を求めることができる。

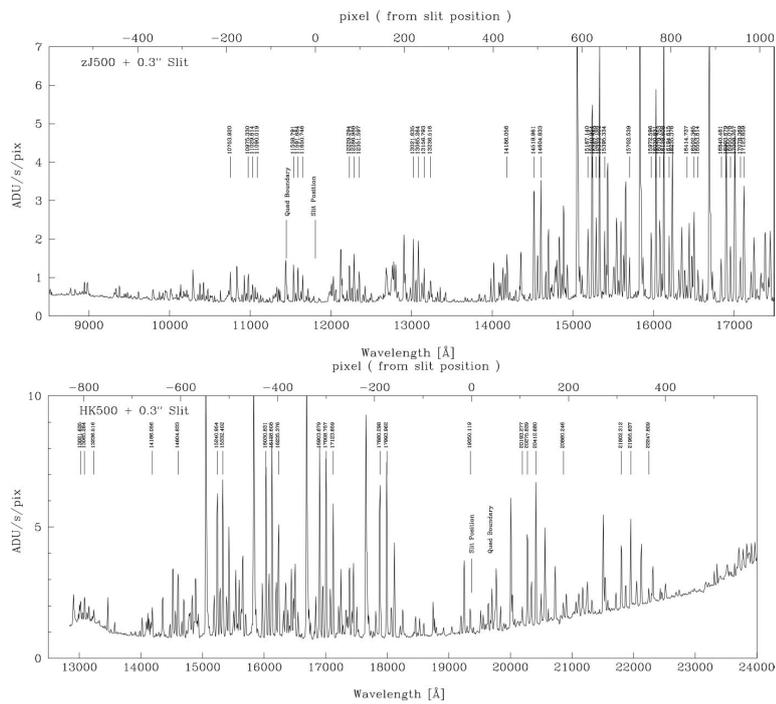


図 11: OH 夜光のスペクトルと波長 (Tanaka 2016)

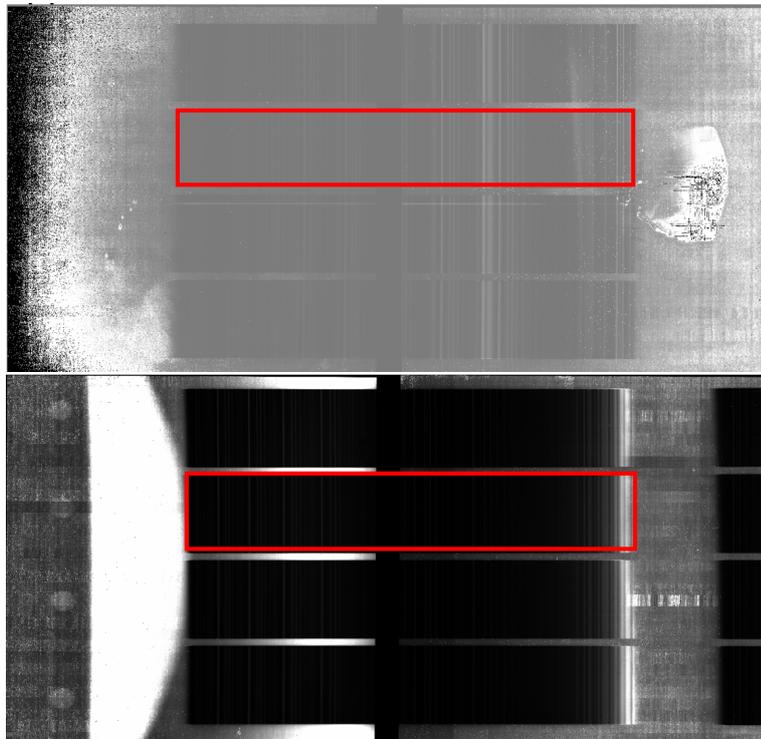


図 12: 画像のモザイクと回転を行った後の画像。上は B arm, 下は R arm の画像。赤枠内は天体のスペクトルがある領域で、この領域を図 13 のように切り出す。

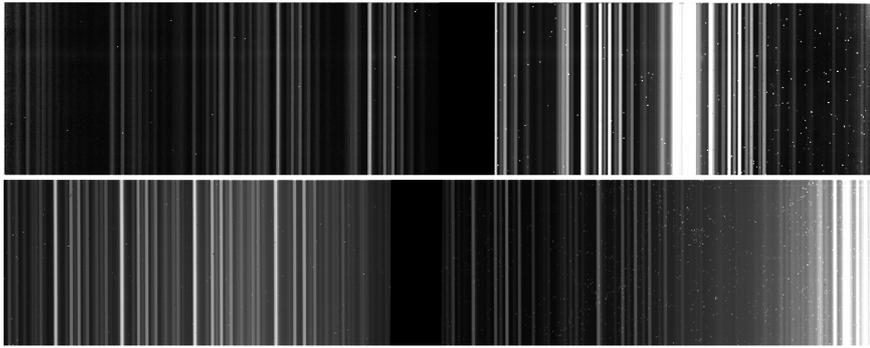


図 13: 図 12 からスペクトル領域を切り出した画像。上は B arm( $0.9 - 1.4\mu\text{m}$ ), 下は R arm( $1.4 - 2.5\mu\text{m}$ ) の画像。

4. 二次元スペクトル作成 最後に背景光の影響を排除し、天体のシグナルのみが映った二次元スペクトルを求める。図 13 のように、観測スペクトルには強い背景光が映っており天体のシグナルは微弱であるため、背景光による影響を取り除く必要がある。今回の観測では、スリット内で天体の位置を空間方向にある程度ずらして取得した、同じ天体を分光観測したデータを用意する (図 14)。天体のシグナルは画像内で位置がずれているが、背景光については位置が変わらないことから、この画像の差分をとることで図 15 のように背景光を差し引いたスペクトルを得ることができる。この状態では背景光の影響を完全に排除できていないため、背景領域を利用して IRAF の background タスクを使い、残留している背景光を補正する。最後に各画像間で天体のシグナルが映っている部分が一致するように画像を平行移動し、その平均値をとることで図 16 のような二次元スペクトルを得られる。

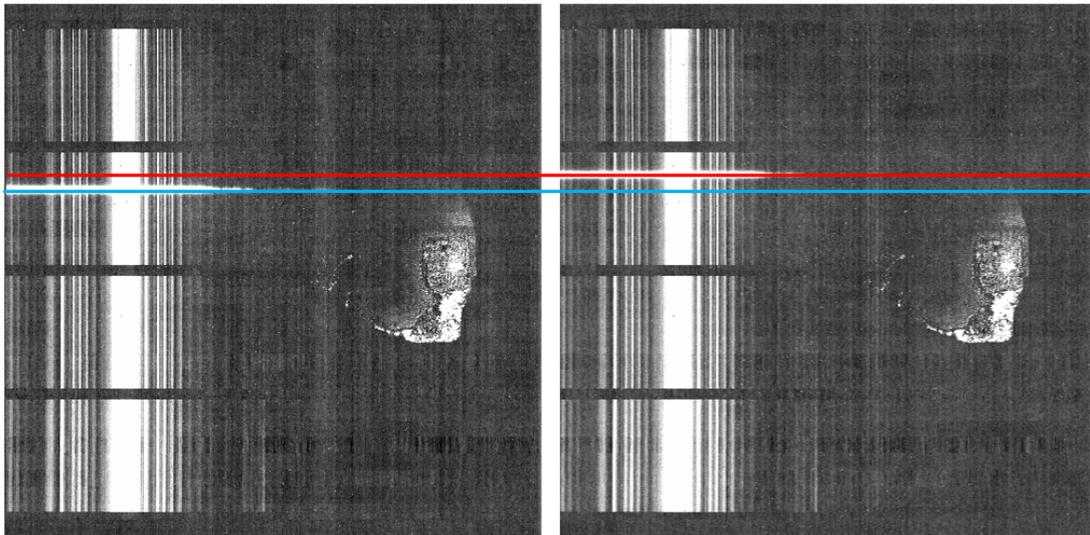


図 14: スリット上で、天体の位置をずらしてとったデータの例 (撮影した天体は分光標準星 HIP59861)。左の画像は青線上、右は赤線上に天体が映っており、差し引くことで図 15 のように背景光を消去できる。

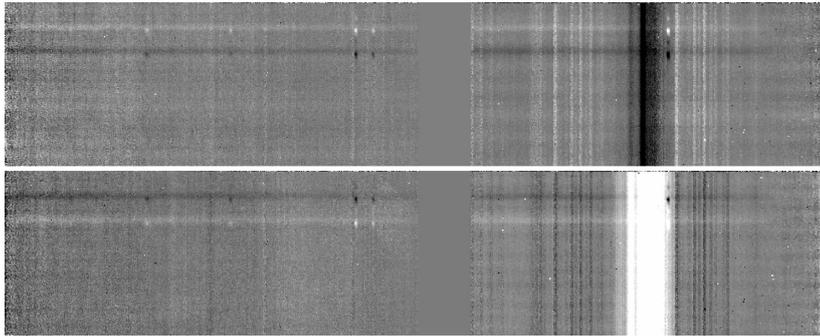


図 15: 天体の位置をずらして撮影した画像との間の差分画像。図 13 と比較して背景光が目立たなくなっている。

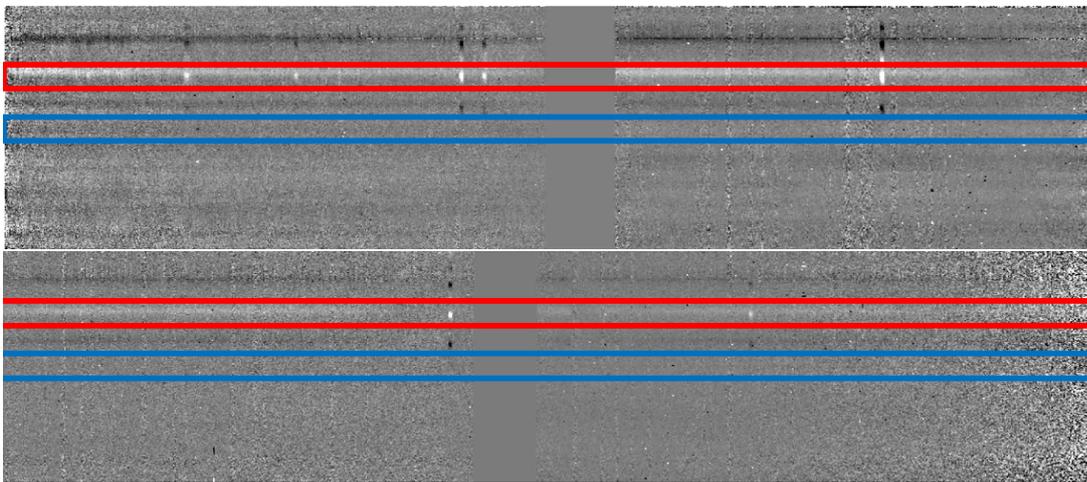


図 16: 図 8 の画像を処理して求めた二次元スペクトル。上側は B arm の、下側は R arm のもの。赤枠は一次元スペクトルの作成に使用する領域 (3.2.1 章)、青枠はスペクトルの誤差推定に使用する背景領域 (3.3 章) をそれぞれ示す。

### ■一次元スペクトルの作成

まず、図 16 赤枠内の二次元スペクトルが映る領域を IRAF の `apall` タスクを使って切り出し、空間方向に積分して 1 次元の `fits` 画像に変換する。この `fits` 画像に `wspectext` タスクを適用することで、各ピクセルの波長とカウント値、すなわち一次元スペクトルを得ることができる (図 17)。

続いて、スペクトルのカウント値をフラックスに変換するためフラックス較正を行う。まず分光標準星の観測データから、同様の手順で一次元スペクトルを作成する。また分光標準星のモデルスペクトルを、Castelli & Kurucz (2004) の恒星大気モデルを利用して作成する (図 18)。分光標準星の観測スペクトルとモデルのスペクトルとの間で比をとり、ターゲット天体の観測スペクトルとかけあわせることで、スペクトルをカウント値からフラックスに変換することができる。以上の手順により、図 19 のような一次元スペクトルを得ることができる。

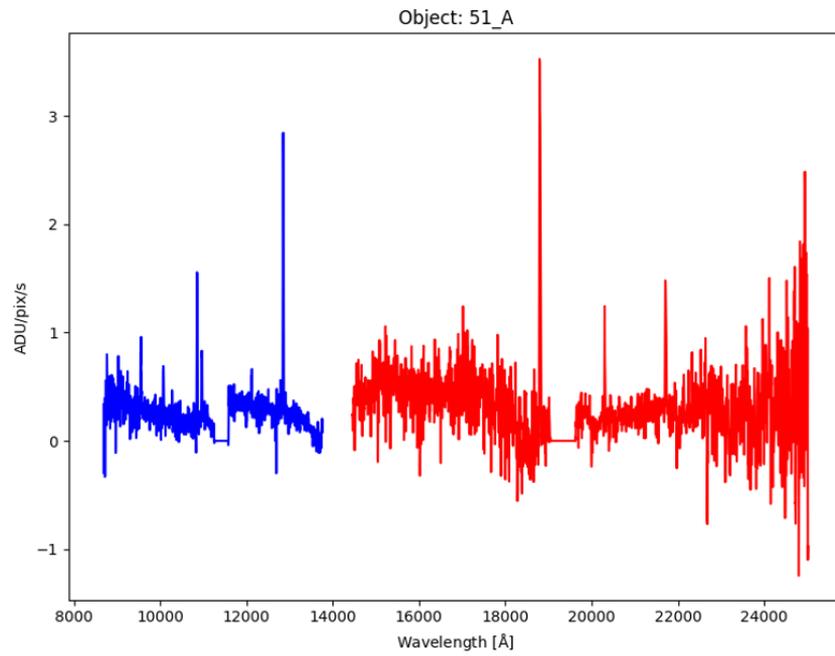


図 17: 二次元スペクトル (図 16 赤枠) から切り出した直後の一次元スペクトル。青は B arm、赤は R arm におけるスペクトルである。

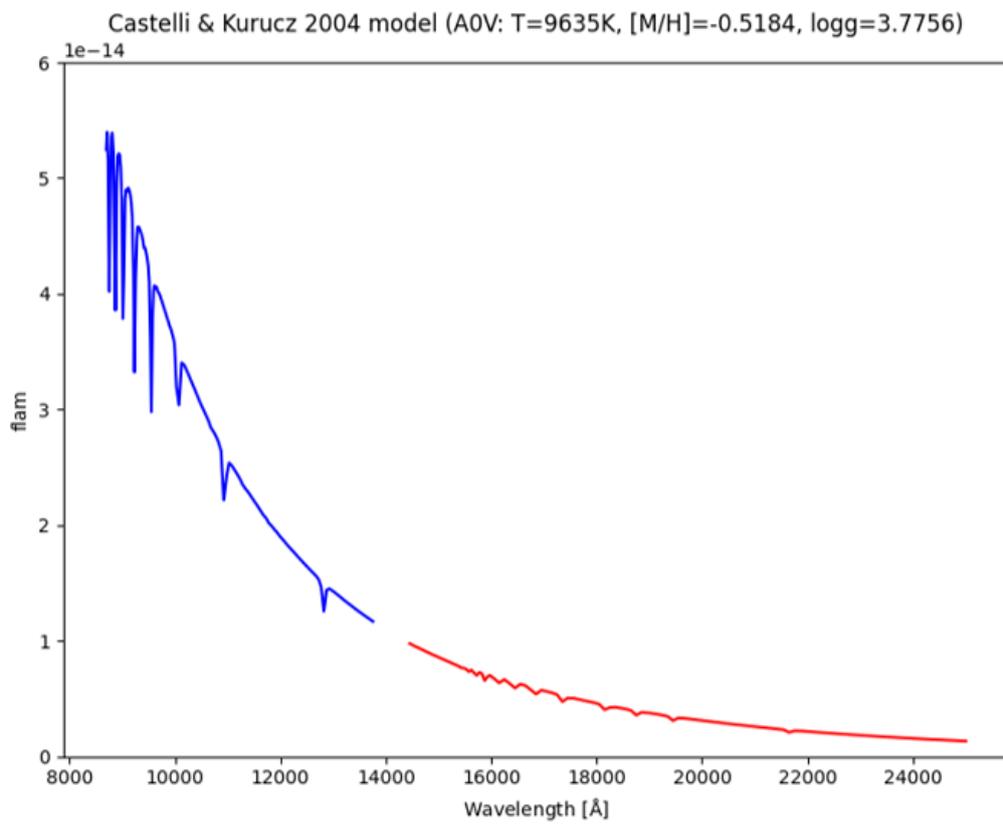
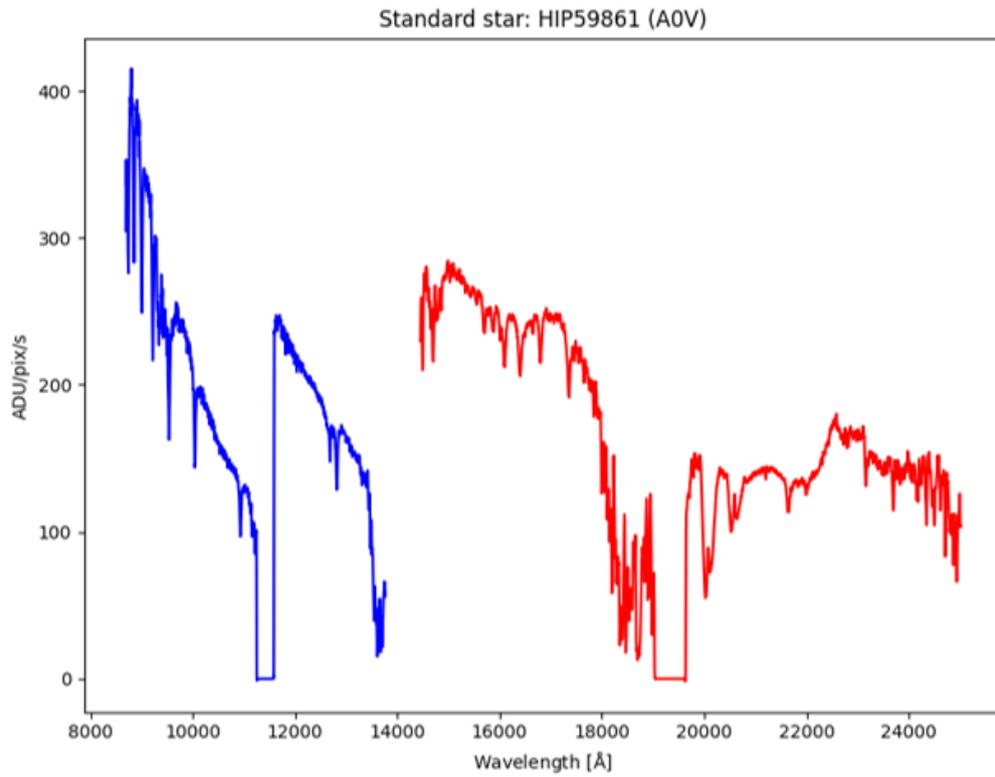


図 18: 標準星の観測スペクトル (上) およびモデルスペクトル (下)。

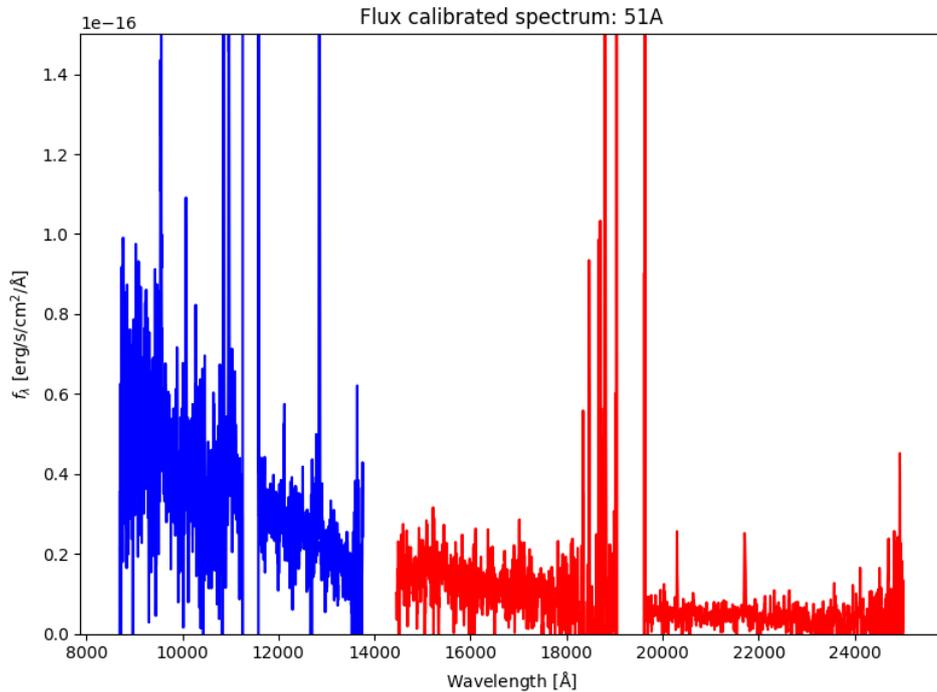


図 19: 図 16 の二次元スペクトルから計算した一次元スペクトル。フラックス較正は完了している。

### 3.3 スペクトルの誤差推定

観測したスペクトルには、様々な要因による誤差が含まれる。代表的なものは、

- 天体のシグナル由来の光子によるフォトンノイズ
- 背景光のシグナル由来の光子によるフォトンノイズ
- 検出器の読み出しノイズ
- 暗電流

などが存在する。フォトンノイズとは、単位時間あたりに検出器が受け取る光子数のばらつきである。

#### 3.3.1 推定手法の候補

スペクトルの誤差を評価するため、今回は以下の 2 つの方法を用いて同じ観測データに対して個別に誤差を推定し、両者を比較する。

##### ■直接推定法

直接推定法は、二次元スペクトルで天体のシグナルが映っていない背景領域 (図 16 青枠内の領域) を利用して誤差を推定する方法であると定義する。直接推定法では、二次元スペクトルから背景領域を切り出し、各波長方向のピクセルごとにカウント値の標準偏差をとることで誤差を推定する。

背景領域は本来天体からのシグナルなどが映らない領域であるため、ここのカウント値の標準偏差を利用することで、誤差の要因が不明であったとしても、直接的に誤差を求めることができるという利点がある。しかし、3.2章で述べた画像処理には画像の平行移動や回転移動のプロセスが含まれているため、スムージング効果(3.3.2章)により背景領域の標準偏差が過小評価されてしまう。

### ■ノイズ足し上げ法

ノイズ足し上げ法では、3.3章で述べた要因によるノイズを個別に計算し、最後に足し上げることで誤差を推定する。本研究では、式(6)に示したように、天体及びバックグラウンド光子のフォトンノイズ及び検出器の読み出しノイズが誤差の要因であるとした。

$$\sigma_P = \sqrt{\text{Sig} \cdot t + 2[\text{Bkg} \cdot t + (n_{pix} \cdot \text{Ron}^2)/n_{read}]} \quad (6)$$

表 7: 各検出器の読み出しエラー (2021年4月30日測定、読み出し回数1回)

検出器	B2	B1	R1	R2
読み出しエラー ( $e^-$ rms)	27.8	23.2	23.9	22.7

なお、 $\sigma_P$  はノイズ足し上げ法で求めた誤差 ( $e^-$  rms)、Sig は天体からの光に由来する電子数、Bkg は背景光に由来する電子数、 $n_{pix}$  はアパーチャーの幅 (pix)、t は積分時間、 $n_{read}$  は読み出し回数、Ron は1ピクセル当たりの読み出しノイズ(表7の値を使用)である。本観測では8回のマルチサンプリングを行っているため、読み出しノイズを  $1/2\sqrt{2}$  倍(すなわち、 $n_{read} = 8$ )にして計算している。

ノイズ足し上げ法は、スムージング効果による誤差の過小評価の心配がないものの、直接推定法と違いあらかじめ誤差の要因を決めて計算しているため、要因不明の誤差が存在する可能性が排除できないという欠点がある。

### 3.3.2 誤差推定の流れ

図20は、同じ観測スペクトル(図19)の直接推定法で求めた誤差およびノイズ足し上げ法で求めた誤差である。この2つの誤差は値が大きく異なっており、おおよそ1:2の比率となっている。

直接推定法による誤差とノイズ足し上げ法による誤差が一致しないのは、スムージング効果が原因であると考えられる。背景領域の取得に用いる二次元スペクトルは、画像処理の過程で画像の平行移動や回転移動に伴うサブピクセルシフトを経ている。サブピクセルシフトとは、画像の1ピクセル未満の移動を行った際、移動後のピクセルが移動前のピクセルの境界をまたぐことである。この場合、移動後のピクセルのカウント値は移動前のピクセルのカウント値から内挿して決定しているため、各ピクセルのカウント値の標準偏差が過小評価されてしまう。これをスムージング効果といい、誤差の過小評価につながるため、これを補正する必要がある。

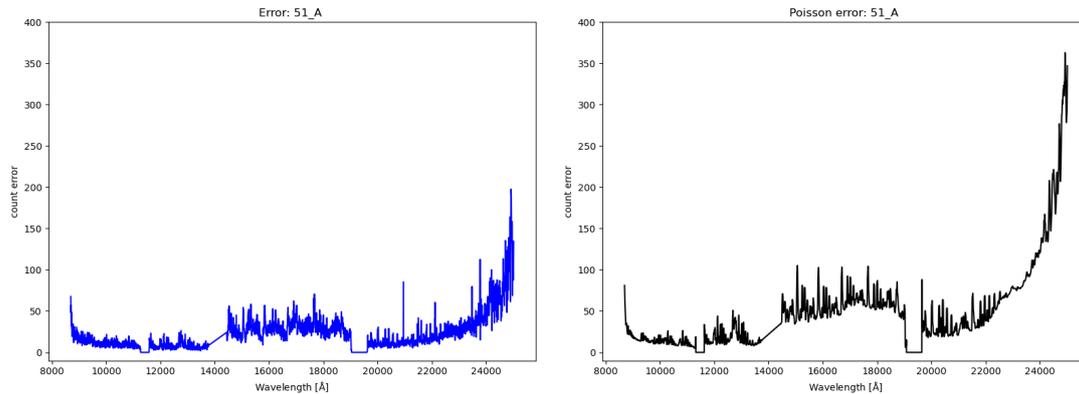


図 20: 同じスペクトルに対して計算した、直接推定法 (左) およびノイズ足し上げ法 (右) で求めたスペクトルの誤差。

### ■スムージング効果の補正

本研究では、スムージング効果を補正する項をシミュレーションにより求める。シミュレーションは、以下の手順で行う。

1. **ダミーデータの作成** SWIMS の H2RG 検出器で取得できる画像サイズと同じ  $2048 \times 2048$  ピクセルのホワイトノイズ画像を 4 枚生成する。カウント値は平均 0、標準偏差  $\sigma_1$  の正規分布に従うようにする。
2. **画像処理** ターゲット天体の観測スペクトルと同様、生成した画像を 3.2.1 章の手順で処理して一次元スペクトルを作成する。ただし、フラット補正とバッドピクセル補正、およびフラックス較正は省略し、波長較正についてはターゲット天体の波長較正結果をそのまま利用する。
3. **補正項の決定** 直接推定法による誤差推定と同様に画像のカウント値の標準偏差  $\sigma_2$  を取得する。元のカウント値の標準偏差  $\sigma_1$  が既知であるため、画像処理中のスムージング効果によって標準偏差がどれほど過小評価されたかを示す補正項を  $\sigma_1$  と  $\sigma_2$  の比をとることで得ることができる。

図 21 は 51A のスペクトルの誤差を求めるときに上記のシミュレーションを 100 回行い、それぞれで計算した補正項の平均をとった値のプロットである。今回は各天体に対して同様の手順で補正項を求め、スムージング効果を補正する。

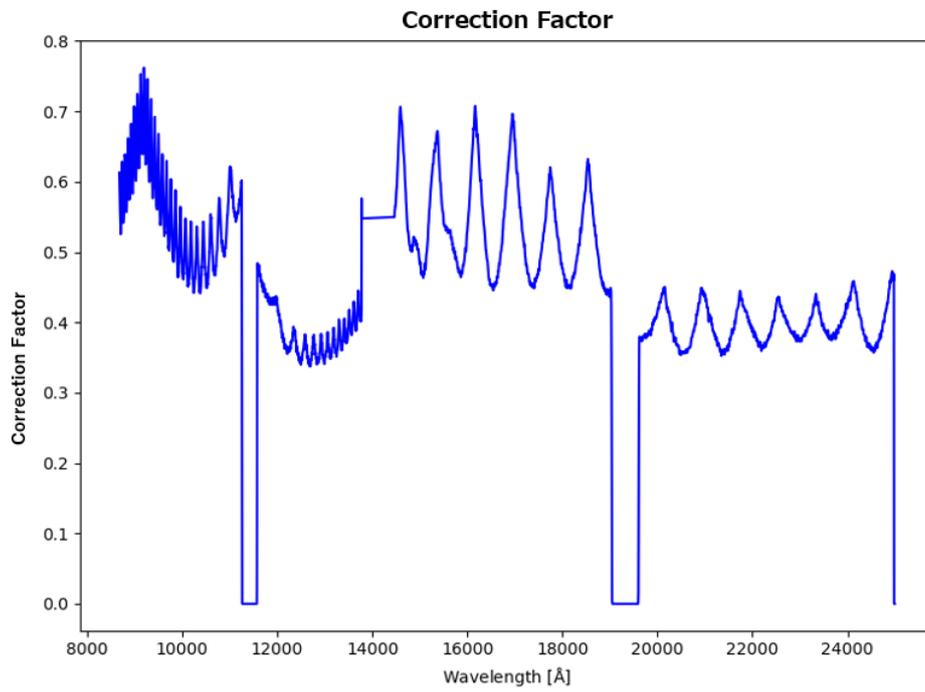


図 21: 51A のスペクトルにおけるスムージング効果の補正項の計算結果

### ■直接推定法による誤差へのスムージング効果補正項の適用

図 22 左は、スムージング効果補正前の直接推定法による誤差である。前述の手順で求めたスムージング効果の補正項で直接推定法による誤差を割ることで、図 22 右のようにスムージング効果を補正した誤差を推定できる。

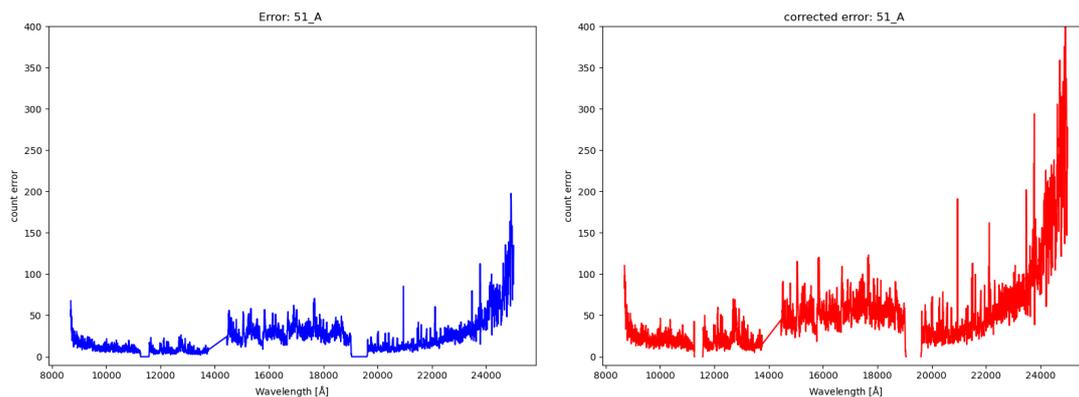


図 22: スムージング効果の補正前の直接推定法による誤差 (左) と補正後の直接推定法による誤差 (右)

### 3.3.3 直接推定法とノイズ足し上げ法による誤差の比較

前述のように、同じ観測スペクトルに対して 2 通りの方法で誤差を推定することができた。この両者を比較することで、推定した誤差が妥当かどうかを判断するとともに、誤差の要因についても考察する。

図 24, 25 は、今回の観測スペクトル (各天体の詳細およびスペクトルについては 4.1 章参照) それぞれの、スムージング効果補正を行った直接推定法 (左) とノイズ足し上げ法 (中央) によるスペクトルの誤差の推定値、および直接推定法による誤差をノイズ足し上げ法による誤差で割った比 (右) である。また、図中に各検出器が対応する波長範囲についても示した。表 8 に、各検出器における直接推定法とノイズ足し上げ法による誤差の比の平均を観測天体ごとに示す。B1、R1 および R2 検出器は、ほぼすべての波長領域で結果がほぼ一致している。51A および ID36 には一部誤差が異なる部分があるが、これは図 23 のように背景光が比較的強く残留しているため、直接推定法では誤差が高く評価されることが原因であると考えられる。B2 検出器でのスペクトルはいずれの天体も誤差が一致していないが、これらはパーシステンスによる影響であると考えられる。パーシステンスとは、ピクセル内でトラップされてリセット後も残存してしまう電荷であり、画像上に残光として表れる。B2 検出器は engineering grade であり、さらにこの検出器のみ  $1.7\mu\text{m}$  のカットオフであるためパーシステンスが非常に多いチップである。そのため、B2 検出器での誤差の不一致はパーシステンスが原因であるといえる。

以上より、今回の観測天体のスペクトルの誤差は夜光のフォトンノイズと読み出しノイズ、およびパーシステンスで説明できる。パーシステンスによる誤差の推定をノイズ足し上げ法で行うのは困難であるため、以降の解析では直接推定法による誤差推定を行う。

表 8: 各検出器における直接推定法、ノイズ足し上げ法それぞれで求めた誤差の比の平均値 (図 24、25 右列の平均値) を、各天体のスペクトルに対して計算した結果。

天体名	検出器名			
	B2	B1	R1	R2
51A	1.484	1.182	0.959	1.007
23A	1.501	0.917	0.966	0.931
ID28	1.309	0.951	0.871	0.902
ID36	1.493	1.173	1.352	1.160

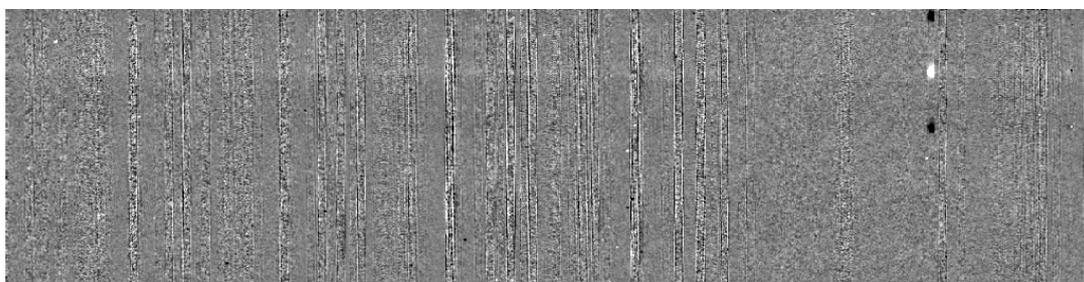


図 23: ID36 の R1 検出器における二次元スペクトル。特に画像左側に残留夜光による模様が残っている。

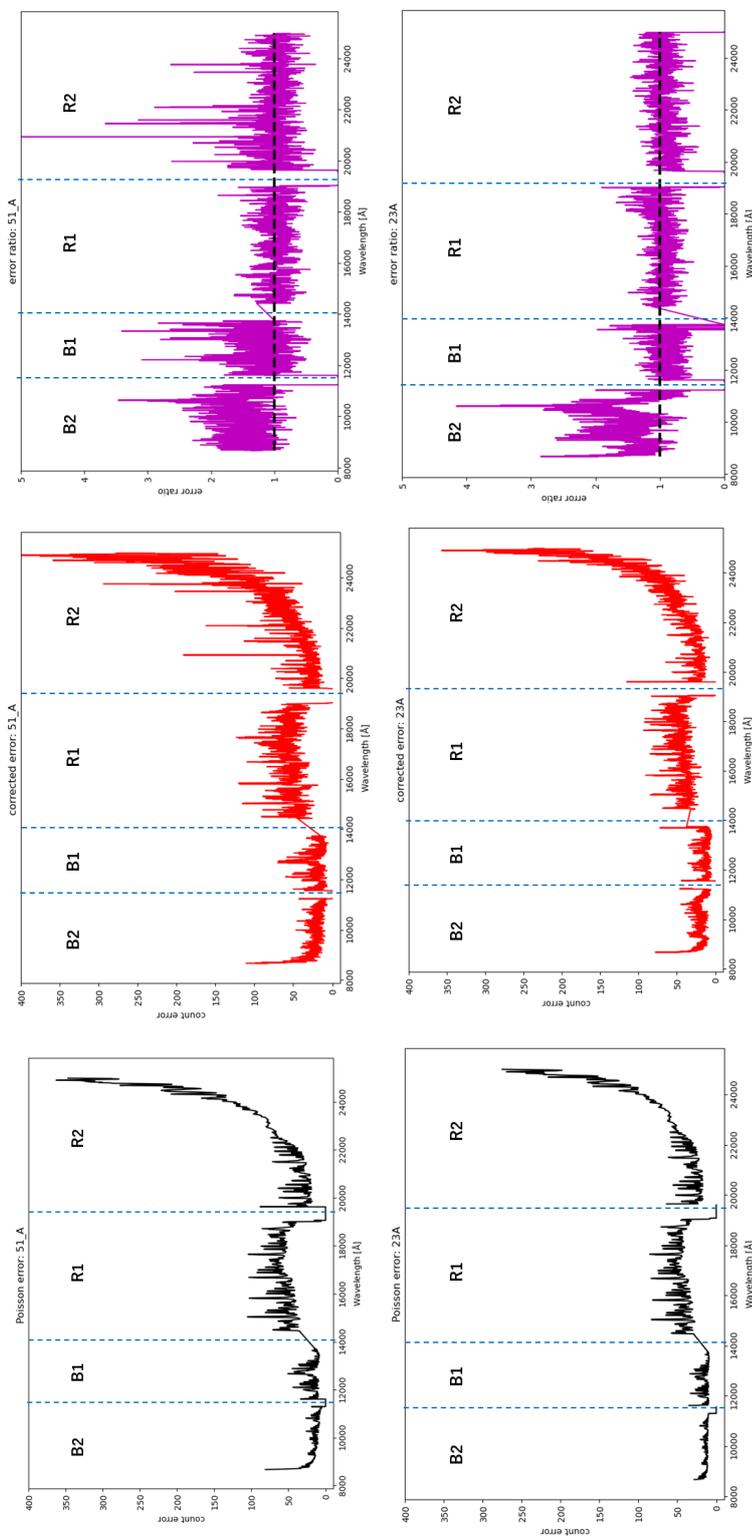


図 24: 各天体について、ノイズ足し上げ法による誤差 (左)、スムージング効果補正を行った直接推定法による誤差 (中央) と、直接推定法による誤差をノイズ足し上げ法による誤差で割り比をとったもの (右)。天体は上から、51A、23A で、右列のグラフの点線は比が 1 の時のグラフ上での位置を示す。

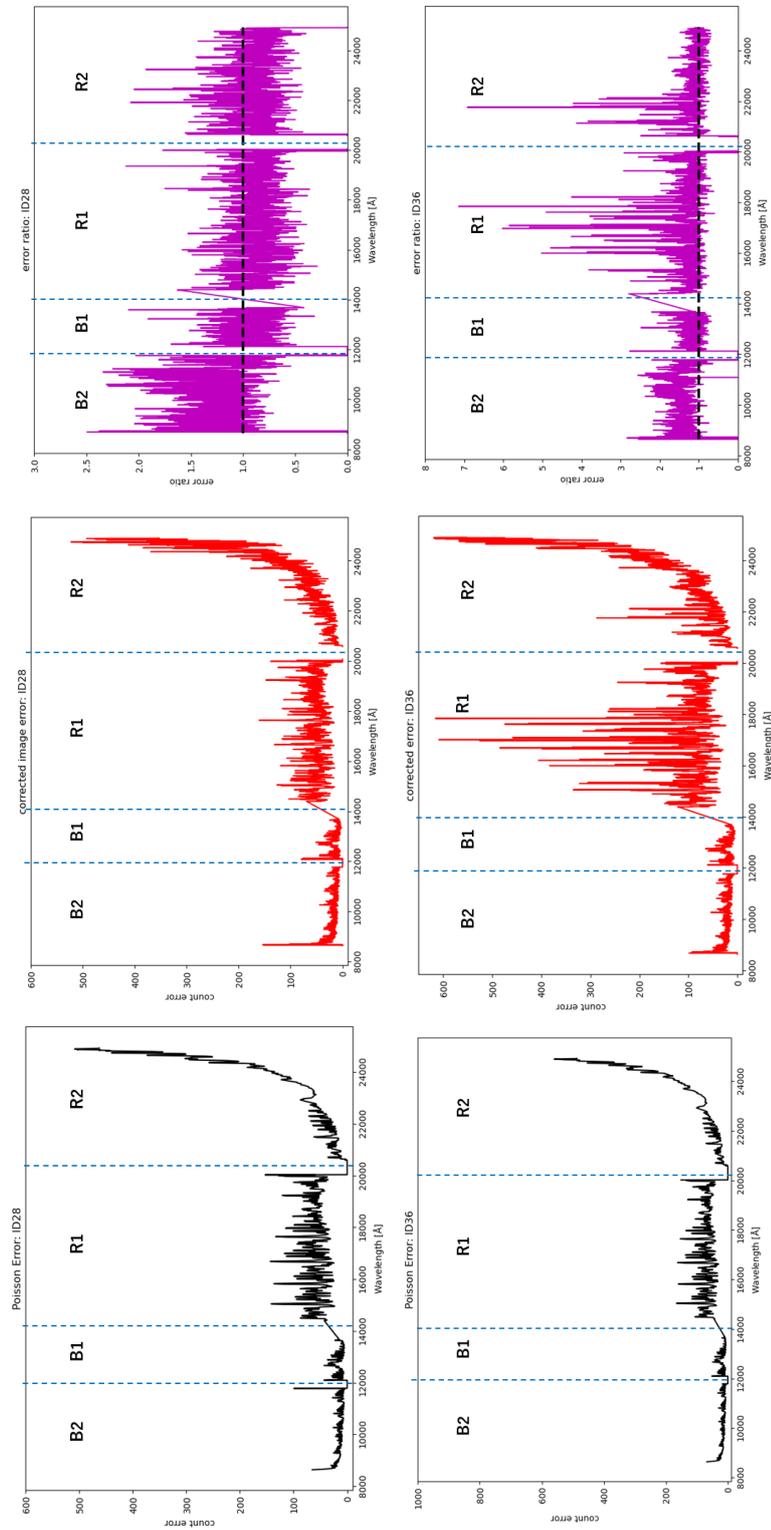


図 25: 図 24 と同様の図。天体は上が ID28、下が ID36。

## 4 EMPG の分光観測

ここでは、3章での手法で EMPG サンプルの分光データを解析して輝線強度を求める。さらに、EMPG サンプルそれぞれに対応するモデルを 2.3.1 章と同様の流れで作成する。

### 4.1 ターゲットおよび観測データ

本研究で利用する EMPG の分光観測データは、Extremely Metal-Poor Representatives Explored by the Subaru Survey 3D (EMPRESS 3D; PI M. Ouchi) により取得されたデータである。EMPRESS 3D はビッグバン元素合成で作られるヘリウムの存在比を推定することを目指すプロジェクトで、すばる望遠鏡の超広視野主焦点カメラ Hyper Suprime-Cam(HSC) の画像データから機械学習により低金属量の銀河である EMPG を抽出し、可視光や赤外線分光観測を行うことでヘリウムの存在比を測定している。EMPRESS 3D では [OII]、[OIII] 輝線と  $H\beta$  輝線の強度比を利用した酸素と水素の存在比  $\log[O/H] + 12$  が 7.69 以下である銀河を EMPG と定義している (太陽の  $\log[O/H] + 12$  は 8.69, Berg et al. 2022)。

EMPRESS 3D で抽出された EMPG のうちいくつかは SWIMS を用いた近赤外線分光観測が実施されている。本研究では、このデータのうちロングスリット分光による観測データであり、Calabrò et al.(2023) の診断図に使用している [SIII](9531 Å) を検出した天体を解析し、Calabrò et al. (2023) の診断図の検証に使用する。表 9 に観測天体のカタログデータおよび観測日や観測時間を示す。また、3章の手法で決定した各天体のスペクトルおよびその誤差と、検出した輝線を図 26~29 に示す。

表 9: 観測天体の諸元

ID	天体名	観測日 (HST)	積分時間 (s)	読み出し回数	$\log[\text{O}/\text{H}]+12$	金属量 ( $Z_{\odot}$ ) <sup>a</sup>	Redshift	Stellar mass( $\log(M/M_{\odot})$ )
51A	Mrk116A	2021/5/28	1200	8	$6.98 \pm 0.2^b$	0.0195	0.00242 <sup>c</sup>	7.1 <sup>b</sup>
23A	SDSS J111934.36+513012.1	2021/5/28	1200	8	$7.57 \pm 0.2^b$	0.076	0.00446 <sup>c</sup>	6.4 <sup>b</sup>
ID28	EQ J2302+0049	2022/11/25	2400	8	$7.62 \pm 0.2^d$	0.0851	0.03312 <sup>e</sup>	7.22 <sup>d</sup>
ID36	SDSS J211558.32-173445.0	2022/11/25	1200	8	$7.68 \pm 0.2^f$	0.0977	0.02296 <sup>g</sup>	6.6 <sup>f</sup>

<sup>a</sup>  $\log[\text{O}/\text{H}]+12$  から計算した値。

<sup>b</sup> Mingozi et al. (2022)

<sup>c</sup> Alam et al. (2015)

<sup>d</sup> Xu et al. (2024)

<sup>e</sup> Ahn et al. (2012)

<sup>f</sup> Isobe et al. (2023)

<sup>g</sup> Kojima et al.(2020)

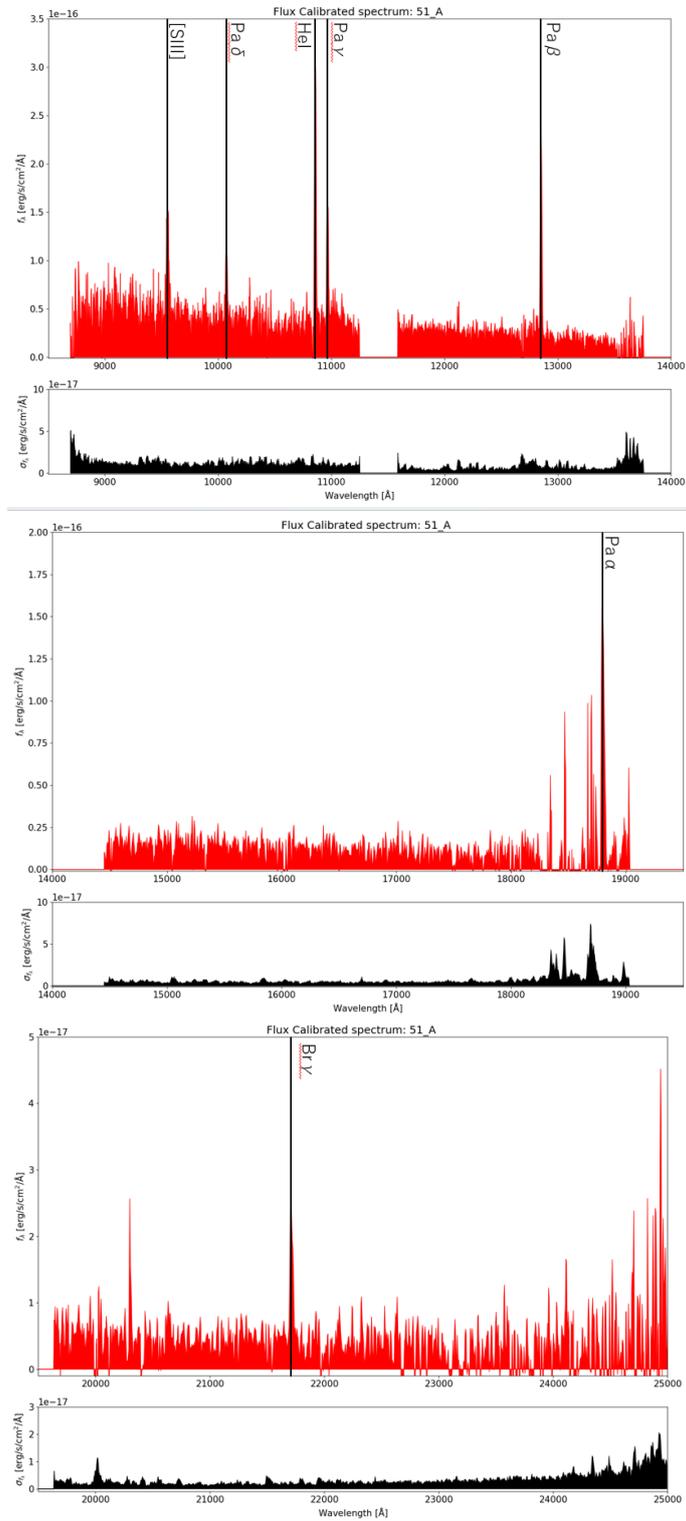


図 26: 51A のスペクトル (赤) と誤差 (黒)。波長範囲は上から順に、0.9-1.4 $\mu$ m、1.4-1.9 $\mu$ m、1.9-2.5 $\mu$ m。検出した輝線の種類も図中に示す。

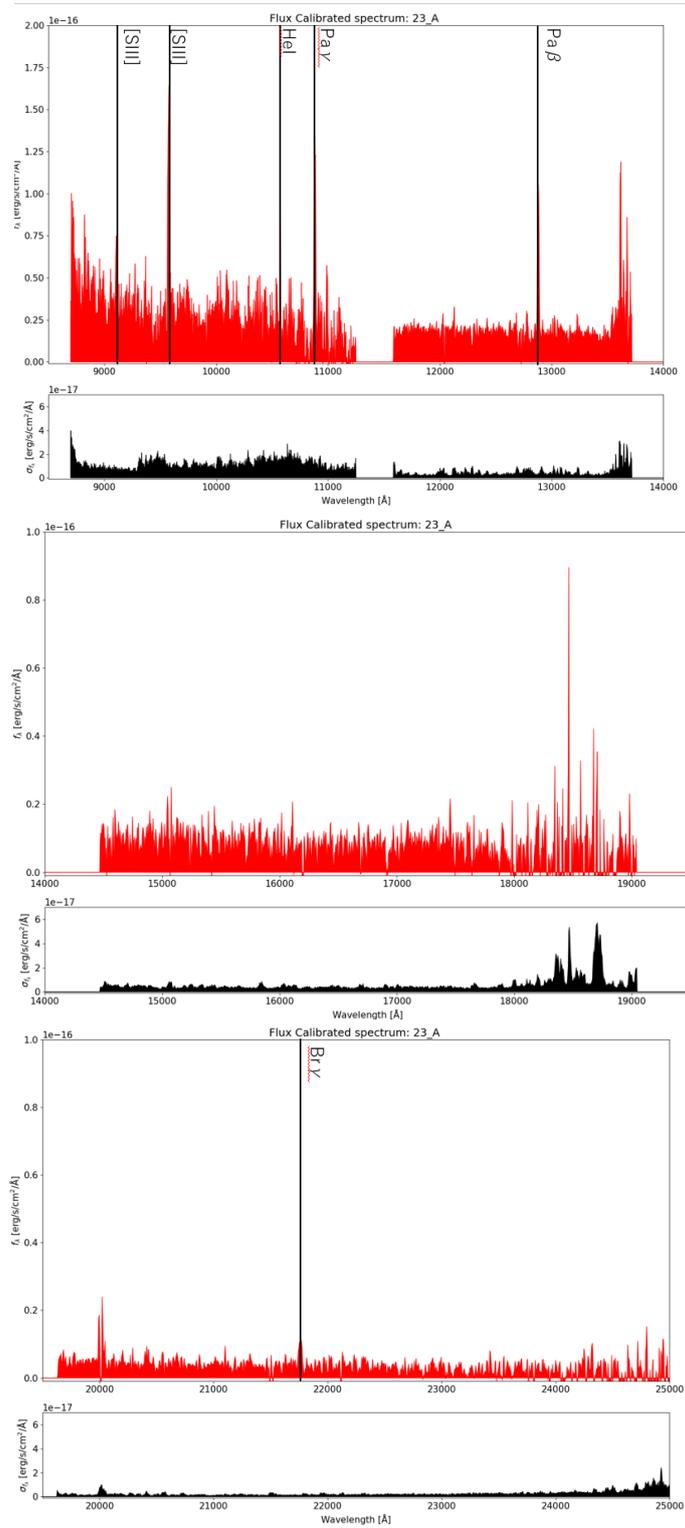


図 27: 23A のスペクトルと誤差。波長範囲は図 26 と同様である。

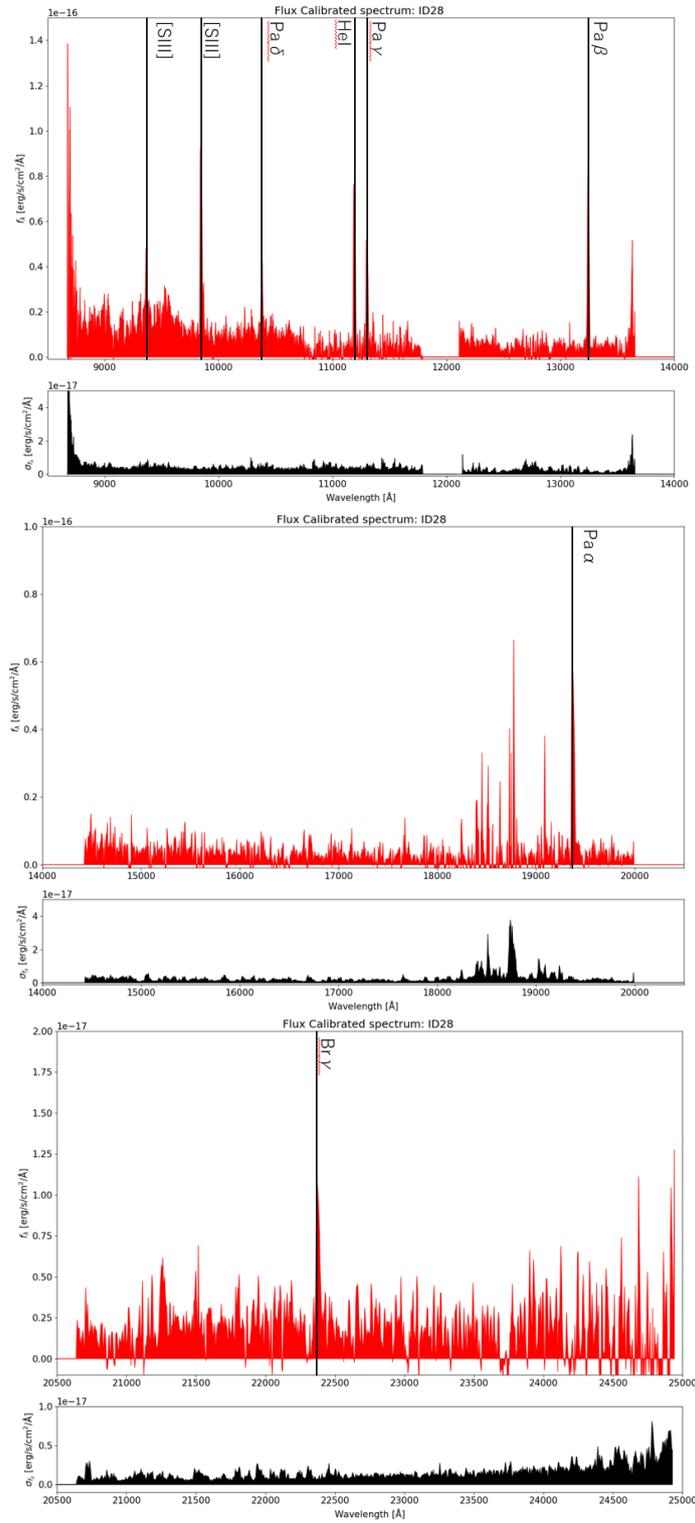


図 28: ID28 のスペクトルと誤差。波長範囲は上から順に、0.9-1.4 $\mu$ m、1.4-2.0 $\mu$ m、2.0-2.5 $\mu$ m。

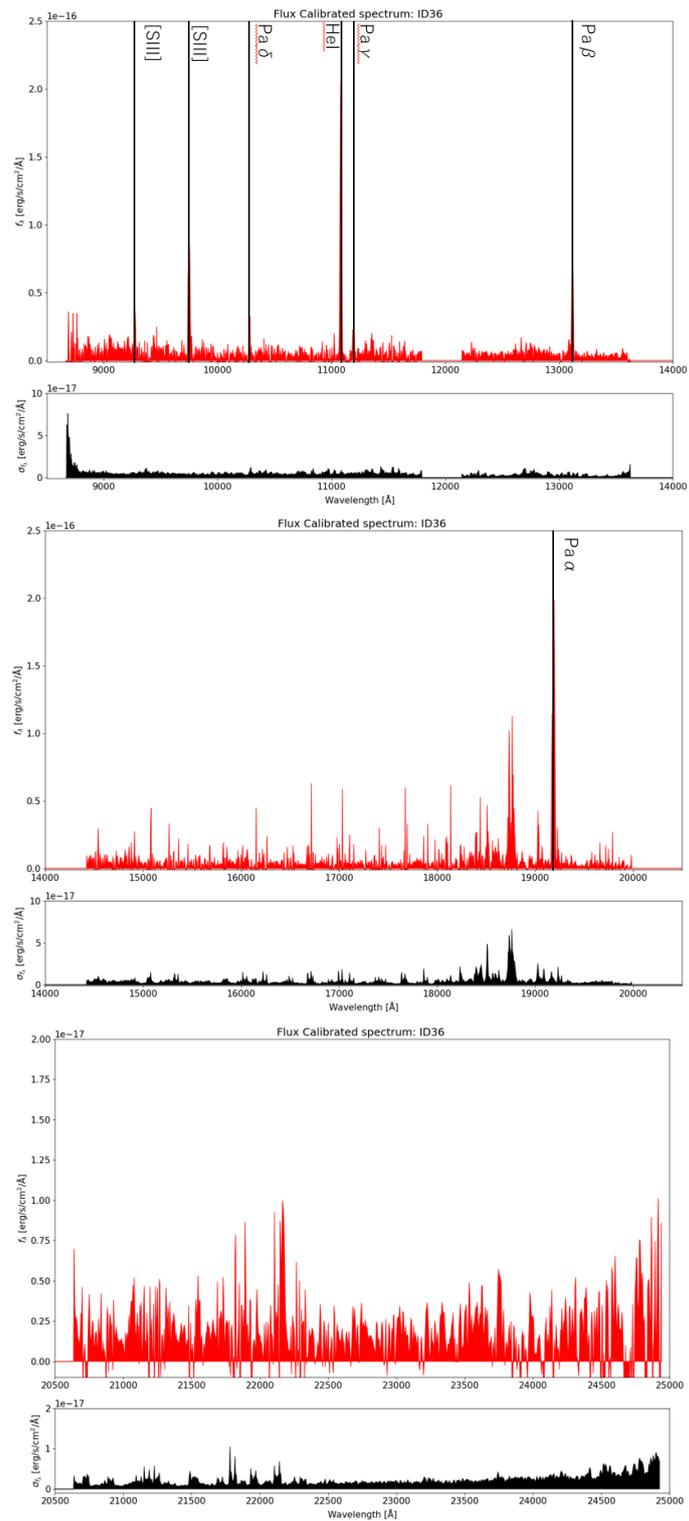


図 29: ID36 のスペクトルと誤差。波長範囲は図 28 と同様である。

## 4.2 輝線強度と誤差の決定

### ■輝線強度測定

観測スペクトルには輝線成分のほかに連続光成分が含まれている。そのため、式 (7) で輝線プロファイルのフィッティングを行い、中心波長  $\lambda_c$  と線幅  $\sigma$  および連続光成分を求める。

$$f(\lambda) = a\lambda + b + Ae^{(\lambda-\lambda_c)^2/2\sigma^2} \quad (7)$$

ただし、 $a$ 、 $b$ 、 $A$  は定数、 $\lambda$  は波長、 $f$  はフラックスである。なおフィッティングする波長範囲が輝線中心から  $\pm 100 \text{ \AA}$  (B arm 上の輝線) または  $\pm 200 \text{ \AA}$  (R arm 上の輝線) と狭いので、連続光成分は一次関数でフィットする。

続いて、観測スペクトルを積分して輝線強度を決定する。 $\lambda_c$  から  $\pm 3\sigma$  の範囲でフラックスの観測値を積分し、連続光成分を差し引いて輝線強度を決定する。

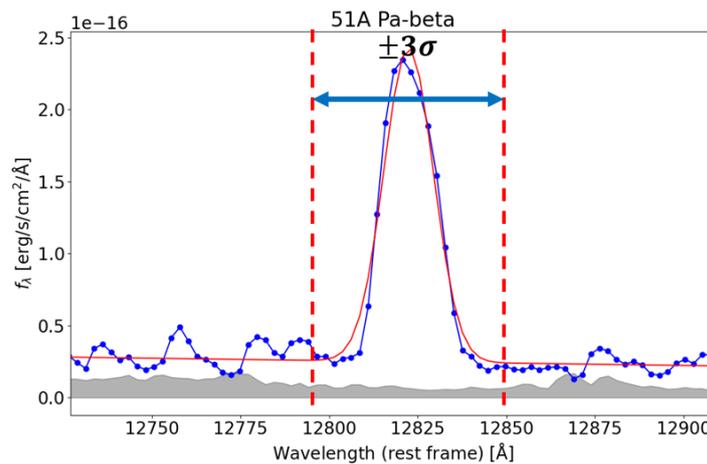


図 30: 輝線強度計算の例。青はフラックスの観測値、赤がフィッティング結果、グレーが誤差を示す。積分範囲は、式 (7) の  $\lambda_c$  を中心に  $\pm 3\sigma$  の範囲である。

### ■輝線強度の誤差推定

輝線強度の誤差  $\sigma_I$  については、3.3 章で各ピクセルでのフラックスの誤差  $\sigma_f(\lambda_{pix})$  が直接推定法により計算できているため、それを誤差伝搬の要領で足しあわせる。具体的には、以下の式 (8) を用いる。

$$\sigma_I = \sqrt{\sum_{\lambda_c - 3\sigma < \lambda_{pix} < \lambda_c + 3\sigma} S_{pix} \cdot \sigma_f^2(\lambda_{pix})} \quad (8)$$

ただし、 $S_{pix}$  は 1 ピクセル当たりの波長幅 (Blue arm では  $2.4 \text{ \AA}$ 、Red arm では  $4.57 \text{ \AA}$ )、 $\lambda_{pix}$  は各ピクセルにおける波長を表す。

#### ■輝線強度の測定結果

得られた輝線強度を表 10 に示す。また、各輝線のスペクトルについては付録 A に示す。

表 10: 本観測で検出した輝線のフラックス ( $\times 10^{-15} \text{erg/s} \cdot \text{cm}^2$ )

ID	[SII]	[SIII]	Pa $\delta$	HeI	Pa $\gamma$	Pa $\beta$	Pa $\alpha$	Br $\gamma$
51A	9069 Å (非検出)	9531 Å 2.754 $\pm$ 0.545	10 049 Å 1.480 $\pm$ 0.272 (非検出)	10 830 Å 4.744 $\pm$ 0.276	10 938 Å 2.071 $\pm$ 0.368	12 818 Å 3.685 $\pm$ 0.184	18 750 Å 4.476 $\pm$ 0.254	21 655 Å 0.5972 $\pm$ 0.0667
23A	0.6249 $\pm$ 0.1754	2.304 $\pm$ 0.264	(非検出)	2.063 $\pm$ 0.313	0.5183 $\pm$ 0.1612	1.515 $\pm$ 0.088	(非検出)	0.2018 $\pm$ 0.0608
ID28	0.5690 $\pm$ 0.1712	1.572 $\pm$ 0.090	0.4776 $\pm$ 0.1056	1.262 $\pm$ 0.101	0.8631 $\pm$ 0.1208	1.423 $\pm$ 0.058	1.775 $\pm$ 0.095	0.2515 $\pm$ 0.0280
ID36	0.3984 $\pm$ 0.1085	1.648 $\pm$ 0.108	0.3888 $\pm$ 0.1558	3.484 $\pm$ 0.144	0.4459 $\pm$ 0.1523	1.160 $\pm$ 0.083	5.219 $\pm$ 0.215	(非検出)

### ■輝線強度の上限推定

Calabrò et al. (2023) の診断図に使用されている輝線のうち、検出できていない輝線についてはスペクトルの誤差の推定値を用いて、輝線強度比の上限を推定した。計算には式 (8) を用いた。このとき、中心波長は天体の赤方偏移のカタログ値から推定した値を、輝線幅と積分範囲は同じ天体でほかに検出した輝線のうち、一番近い輝線の線幅を用いた。表 11 は、以上のようにして求められた輝線強度の上限である。

表 11: 輝線強度の上限 ( $\times 10^{-16} \text{erg/s} \cdot \text{cm}^2$ )

ID	[FeII] 12 570 Å	[FeII] 16 400 Å	[PII] 11 880 Å	[CI] 9850 Å
51A	2.48	2.47	1.40	3.30
23A	9.30	7.03	8.71	10.4
ID28	0.430	0.800	0.872	1.06
ID36	0.690	0.454	0.926	1.21

### 4.3 EMPG サンプルの光電離モデルの作成

今回のターゲット銀河に対応する HII 領域のモデルを、Cloudy コードを用いて構築する。パラメータについては 2.3.1 章と同様、 $\log U$  は  $-1$  から  $-4$  まで  $0.5$  刻み、 $F_*$  は  $0$  から  $0.5$  まで  $0.1$  刻みとするが、ガス殻・恒星の金属量については各銀河とも EMPRESS 3D による値に合わせて設定する。なお BPASS モデルの金属量は下限が  $0.05 Z_\odot$  であるため、EMPRESS 3D による値がこれを下回る 51A については恒星の金属量を  $0.05 Z_\odot$  に設定する。また、金属量 ( $12 + \log(O/H)$ ) については測定方法による不定性 (Berg et al. 2022) が  $0.1 \sim 0.2 \text{dex}$  程度生じるため、モデル銀河の輝線強度比にも不定性が生じることに注意する。

### 4.4 C1S3 診断図

Calabrò et al. (2023) の C1S3 診断図上に各天体の輝線強度 (4.2 章) と Cloudy コードによるモデルの輝線強度 (4.3 章) をプロットしたものを図 31 に示す。なお、Cloudy コードによるモデルのデータ点について、水素原子の数密度の変化による輝線強度比の変動がごく小さかったため、 $\log n_e = 3$  の時の値のみを示した。また、モデルのデータ点と観測データの比較により、各銀河の取りうる  $\log U$  と  $F_*$  の範囲を図 32 のように制限することができる。

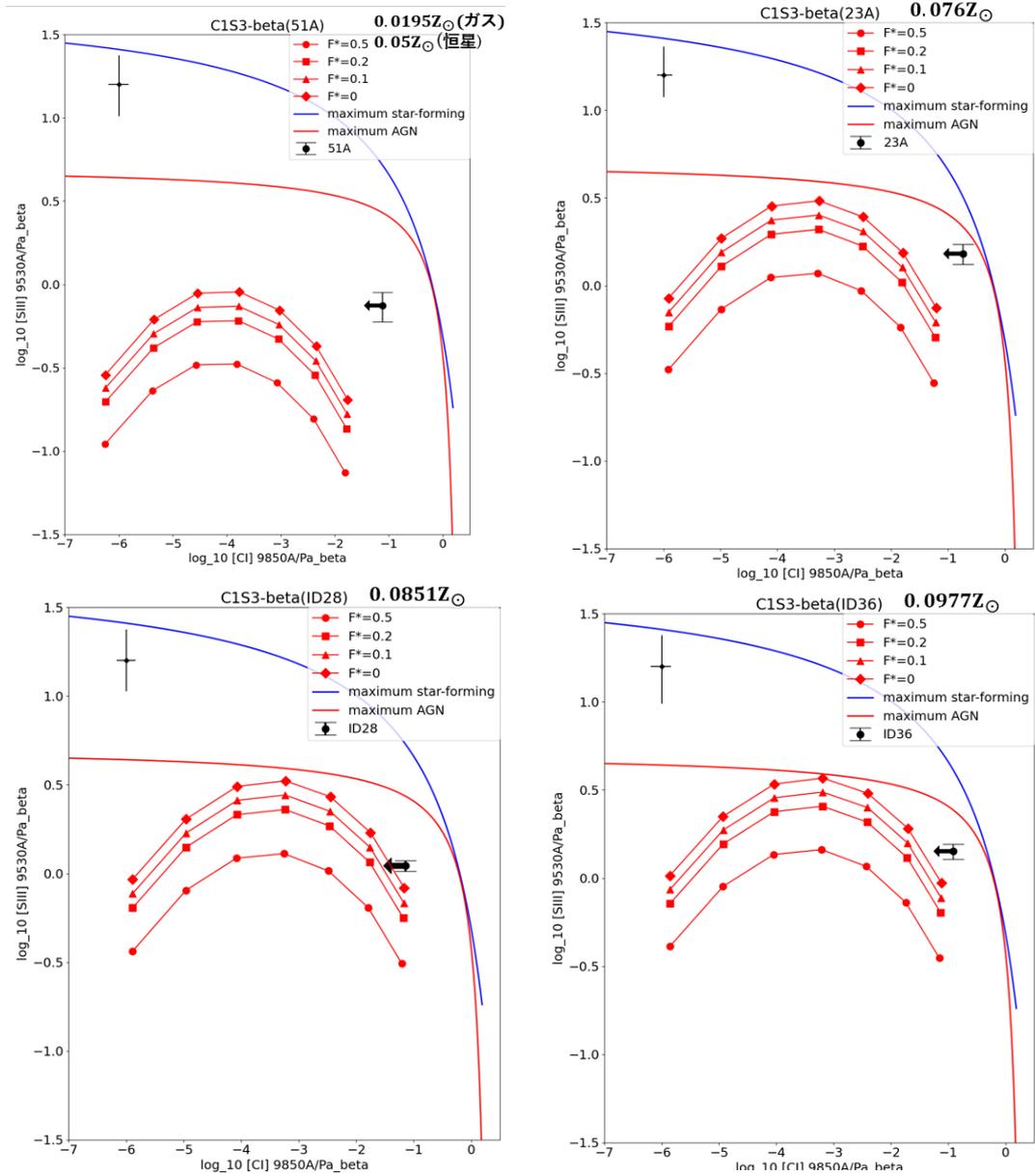


図 31: Calabrò et al. (2023) の診断図上に各天体の輝線強度の観測値 (黒) とモデルのデータ点 (赤) をプロットした結果。Maximum Star-forming (AGN) line は Calabrò et al. (2023) と同じである。また、Cloudy コードによるモデルのデータ点は一番右の点から順に、 $\log U = -4, -3.5, -3, -2.5, -2, -1.5, -1$  である。各天体の光電離モデル作成時に利用した金属量は、図の右上に示した。なお、図の左上に示す十字は金属量の測定値の不定性によるモデルの輝線強度比の不定性である。

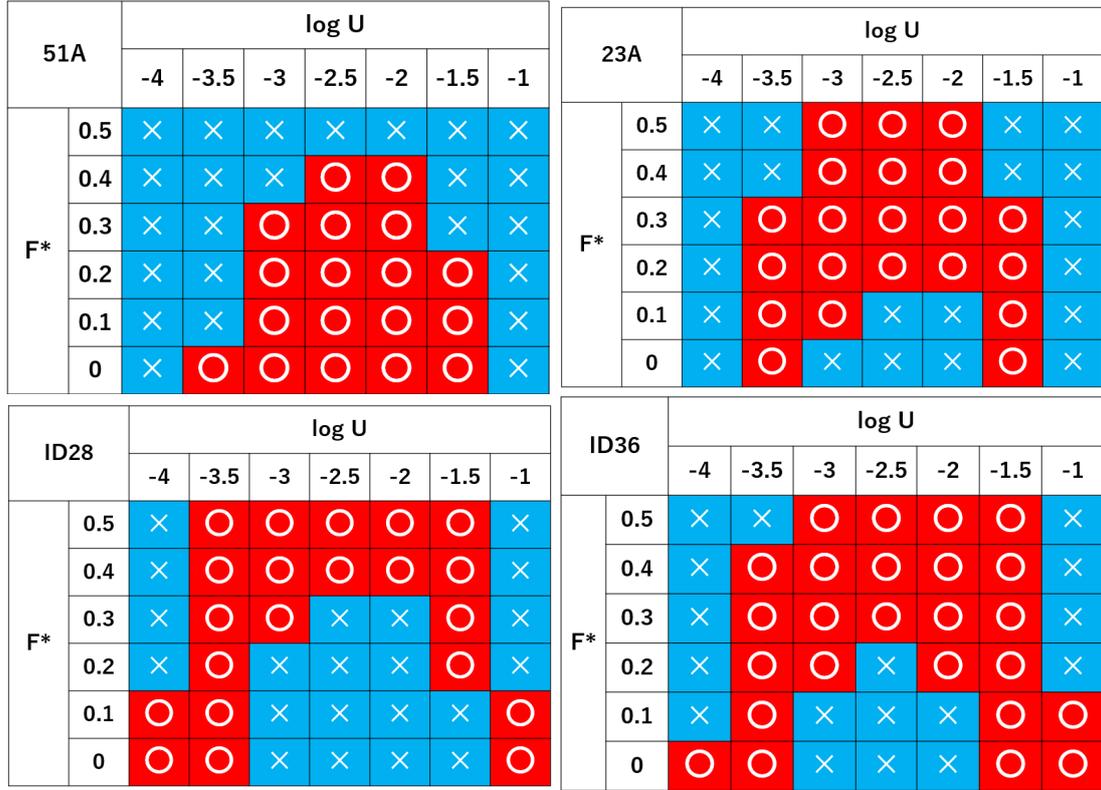


図 32: C1S3 による、各天体の  $\log U$  および  $F_*$  の制限範囲。

ここで、Calabrò et al.(2023) による銀河サンプルに注目する。Calabrò et al. (2023) は C1S3 の診断図に  $z < 1$  である銀河サンプルをプロットしてテストを行っている。これらのサンプルの一部 (Riffel et al. (2019) によるスターバーストサンプル) については、EMPRESS 3D と同じく  $12 + \log O/H$  を求める方法で金属量が判明しており、およそ  $0.8 \sim 1.6Z_{\odot}$  である (Relaño et al. 2007, Beck et al. 2007, Gusev et al. 2016)。このサンプルと本研究の EMPG サンプルとを比較すると、これらのサンプルの  $[SIII]/Pa\beta$  の輝線強度比は、本研究の EMPG サンプルの輝線強度比と近い値を持つことがわかる。しかし、EMPG サンプルの金属量は  $0.1Z_{\odot}$  とはるかに低い。輝線強度は、欠乏量が低下するほど上昇するため、今回の EMPG サンプルの欠乏量は Calabrò et al. (2023) のサンプルの欠乏量と比べ低いといえる。また、本研究の EMPG サンプルについて、観測データとモデルのデータ点を比較して求めた  $F_*$  と  $\log U$  の制限を図 32 に示す。赤がモデルと観測データが誤差範囲内で合致する値、水色が合致しない値の組み合わせである。これによると、23A、ID28、ID36 では  $F_* = 0.5$ 、 $F_* \sim 0.1$  のモデルいずれでも合致するモデルが存在する。なお  $\log U$  の値の範囲については  $F_*$  の値によって少し変動し、 $F_* = 0.5$  のときに  $\log U = -2 \sim -3$ 、 $F_* \sim 0.1$  のときに  $\log U \sim -3.5$  もしくは  $-1.5$  である。一方、51A については  $F_* = 0.5$  では合致するモデルが存在しない。一方、 $F_* \sim 0.1$  では  $\log U = -3.5 \sim -1.5$  と広い範囲で一致する。よって、近赤外線観測とモデルの比較により、ある程度欠乏量や電離パラメータの範囲を絞り込むことができた。中でも 51A については  $F_*$  が低い、つまり欠乏量が低い星形成銀河であるといえる。

## 5 まとめ

本研究では、低金属量銀河における Calabrò et al. (2023) の近赤外線診断図による判定結果への影響を調べることを目的に、まず欠乏の度合いを示す  $F_*$  (Jenkins 2009) の値を低金属量銀河である METAL-Z 銀河サンプル (Hamanowicz et al. 2024) に対して求め、さらに  $F_*$  の値の変化に伴い Calabrò et al. (2023) の診断図での輝線強度比がどう変化するかを Cloudy コード (C23.01, Gunasekera et al. 2023) を用いて HII 領域の光電離モデルを構築することで調べた。その結果、METAL-Z 銀河では  $F_*$  が 0.1 未満と Calabrò et al. (2023) の想定値である  $F_* = 0.5$  を大きく下回っており、また  $F_* < 0.1$  の場合輝線強度比が Calabrò et al. (2023) の仮定したモデルを大きく上回ることが分かった。続いて、SWIMS による EMPG の分光観測データを解析して輝線強度比を計算し、さらに各 EMPG サンプルに対応する HII 領域の光電離モデルを構築して輝線強度比を計算し、Calabrò et al. (2023) の近赤外線診断図へとプロットを行った。ここで、今回のサンプルの観測データとモデルのデータ点との比較を行うと、Calabrò et al. (2023) の仮定した値である  $F_* = 0.5$  のモデルでは、51A について説明することが難しいということが分かった。一方で、METAL-Z 銀河の値である  $F_* < 0.1$  のモデルでは、51A も含めたすべてのサンプルについて電離源が星形成である銀河として説明することができることがわかった。

今回の SWIMS による観測データは [CI] など一部の輝線が検出されず、輝線強度の上限を使用した。[CI] などの輝線強度の決定により  $\log U$  や  $F_*$  へのより厳しい制限のほか、輝線強度が縮退しているため現状制限がかけられない水素原子密度にも制限をかけられる可能性があるが、現状では難しい。そのため、追加の低金属量な星形成銀河のサンプルを作成し、本研究と同様のデータ解析を行ってモデルとの比較を行いつつ、[CI] など Calabrò et al. (2023) のプロットに使用する輝線が検出できる銀河を探索する。また、欠乏量の変動が Calabrò et al. (2023) の診断図の判定結果へ与える影響については、AGN が電離源の場合の光電離モデルの作成のほか、様々な金属量の銀河に対して今回の方法と同様に  $F_*$  や  $\log U$  の制限を行い、紫外線観測による欠乏量の測定値から導出した  $F_*$  や可視光観測による  $\log U$  の測定値との比較を行うことで、統計的に検証を行っていきたい。

## 謝辞

指導教員の本原顕太郎教授、データを提供してくださった大内正巳教授および EMPRESS 3D チームの皆様、SWIMS 分光データ解析パイプラインの作成者でありデータ解析でお世話になった櫛引洸佑様および SWIMS チームの皆様など、本研究でお世話になった方々に感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] Antonello Calabrò, Laura Pentericci et al. , 2023, A&A 679, A80, doi:10.1051/0004-6361/202347190
- [2] Edward B. Jenkins, 2009, ApJ, 700, 1299, doi:10.1088/0004-637X/700/2/1299
- [3] Lisa J. Kewley, David C. Nicholls & Ralph S. Sutherland, 2019, Annu. Rev. Astron. Astrophys 57:511–70, doi:10.1146/annurev-astro-081817-051832
- [4] Vivienne Wild, Timothy Heckman & Stéphane Charlot, 2010. MNRAS 405:933–47
- [5] Jared M. Gabor, Romeel Davè et al. 2010. MNRAS 407:749–71
- [6] John E. Baldwin, Mark M. Phillips & Roberto Terlevich, 1981, PASP, 93, 5. doi:10.1086/130766
- [7] Stephanie M. LaMassa, Antonis Georgakakis et al. , 2019, ApJ 876:50, doi: 10.3847/1538-4357/ab108b
- [8] Masahiro Konishi, Kentaro Motohara et al. , 2015, PASJ 67(1), 4(1-15), doi:10.1093/pasj/psu148
- [9] Doug Tody, 1986, 1986SPIE0627, doi:10.1117/12.968154
- [10] Doug Tody, 1993, ASP Conference Series, Vol.52
- [11] Michael Fitzpatrick, Vinicius Placco et al. , 2024, doi:10.48550/arXiv.2401.01982
- [12] Matilde Mingozzi, Bethan L. James et al. , 2022, ApJ 939 110, doi:10.3847/1538-4357/ac952c
- [13] Yi Xu, Masami Ouchi et al. , 2024, ApJ 976 142, doi:10.3847/1538-4357/ad82dd
- [14] Yuki Isobe, Masami Ouchi et al. , 2023, ApJ 951 102, doi:10.3847/1538-4357/accc87
- [15] Takashi Kojima, Masami Ouchi et al. , 2020, ApJ 898 142, doi:10.3847/1538-4357/aba047
- [16] Danielle A. Berg, Bethan L. James et al. , 2022, ApJS 261 31, doi:10.3847/1538-4365/ac6c03
- [17] Chamani M. Gunasekera, Peter A. M. van Hoof et al. , 2023, Res. Notes AAS 7 246, doi:10.3847/2515-5172/ad0e75
- [18] Jan J. Eldridge & Elizabeth R. Stanway, 2016, MNRAS 462 3302–3313, doi:10.1093/mnras/stw1772
- [19] Elizabeth R. Stanway, Jan J. Eldridge & George D. Becker, 2016, MNRAS 456, 485–499, doi:10.1093/mnras/stv2661
- [20] Edward Anders & Nicolas Grevesse, 1989, Geochimica et Cosmochimica Acta 51 1 197-214, doi:10.1016/0016-7037(89)90286-X
- [21] Nicolas Grevesse & Alfred F Noels, 1993 Phys. Scr. 1993 133, doi:10.1088/0031-8949/1993/T47/021
- [22] Gary. J. Ferland, Marios Chatzikos et al. , 2017, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 53, 385. doi:10.48550/arXiv.1705.10877
- [23] M. Mingozzi et al. , 2020, A&A 636, A42, doi:10.1051/0004-6361/201937203
- [24] Aleksandra Hamanowicz, Kirill Tchernyshyov et al. , 2024, ApJ 966 80
- [25] Fiorella Castelli & Robert L. Kurucz, 2004, IAU Symp. 210 A20, doi:10.48550/arXiv.astro-ph/0405087
- [26] Ichi Tanaka, 2016, [https://subarutelescope.org/Observing/Instruments/MOIRCS/spec\\_skyspectra.html](https://subarutelescope.org/Observing/Instruments/MOIRCS/spec_skyspectra.html)
- [27] Edwin E. Salpeter, 1955, ApJ 121 161, doi:10.1086/145971
- [28] Julia Roman-Duval, Edward B. Jenkins et al., 2022, Astro-ph 935:105, doi:10.8550/arXiv.2206.03639
- [29] Sara C. Beck, Jean L. Turner et al., 2007, AsJ 134:1237–1244

- [30] Mónica Relaño, Ute Lisenfeld et al., 2007, *ApJ* 667 L141
- [31] Alexander Gusev, Firouz Sakhibov et al., 2007, *A&A* 29 3 293-304
- [32] Riffel, Rogério, Rodríguez-Ardila et al., 2019, *MNRAS*, 486, 3228. doi:10.1093/mnras/stz1077
- [33] Masahiro Konishi, Kentaro Motohara et al., 2018, *SPIE* 2018
- [34] Shadab Alam, Franco D. Albareti et al., 2015, *ApJS* 219 12
- [35] Christopher P. Ahn, Rachael Alexandroff et al., 2012, *ApJS* 203 21

## 付録 A 検出した輝線のスペクトル

今回検出した各輝線のスペクトルを表 12~15 に示す。

表 12: 51A で検出した輝線の一覧。青は各ピクセルでのフラックスの観測値、赤は式 (7) を用いて観測値をフィッティングした結果、灰色はスペクトルの誤差、空欄は非検出だった輝線である。

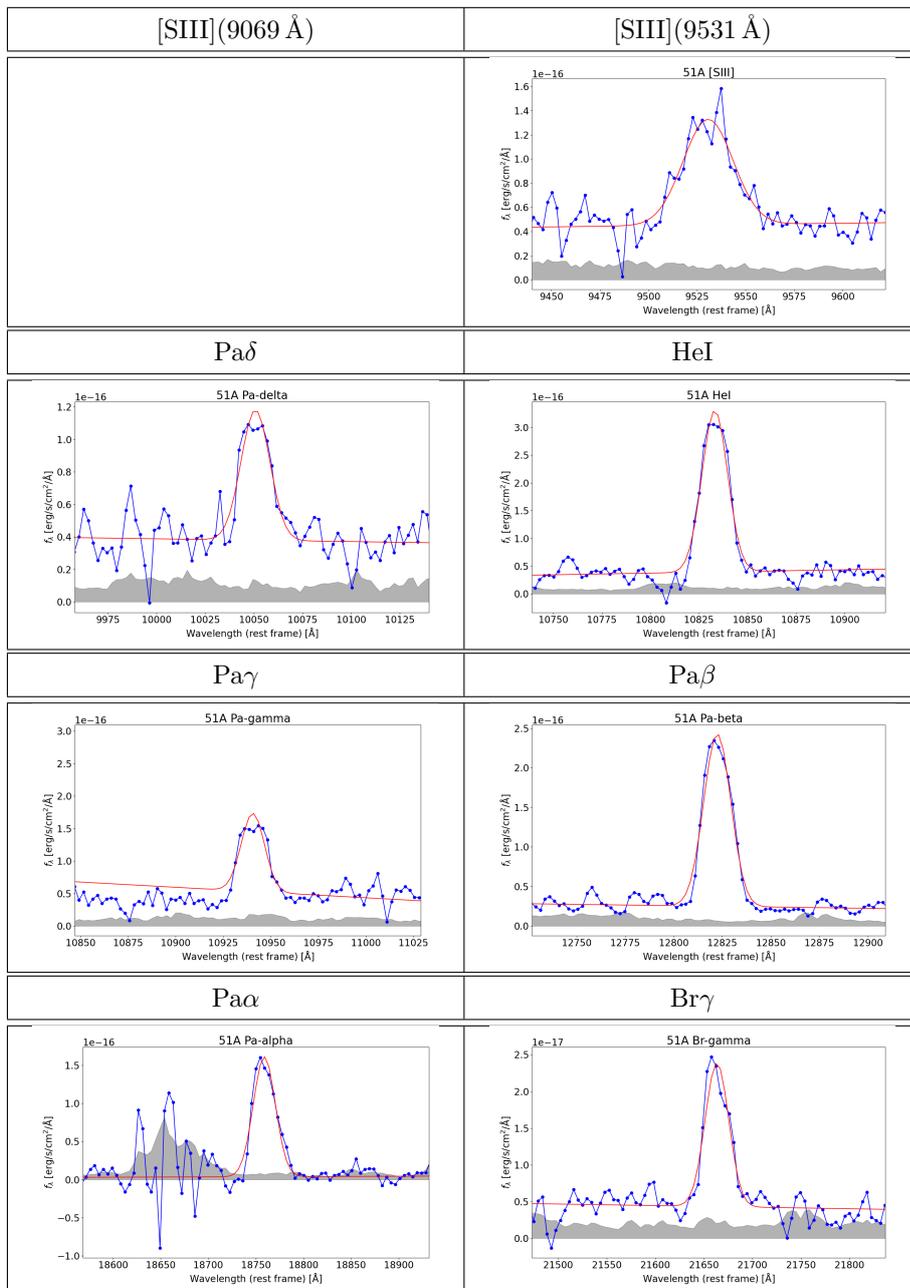


表 13: 23A で検出した輝線の一覧。図の意味については表 12 に準ずる

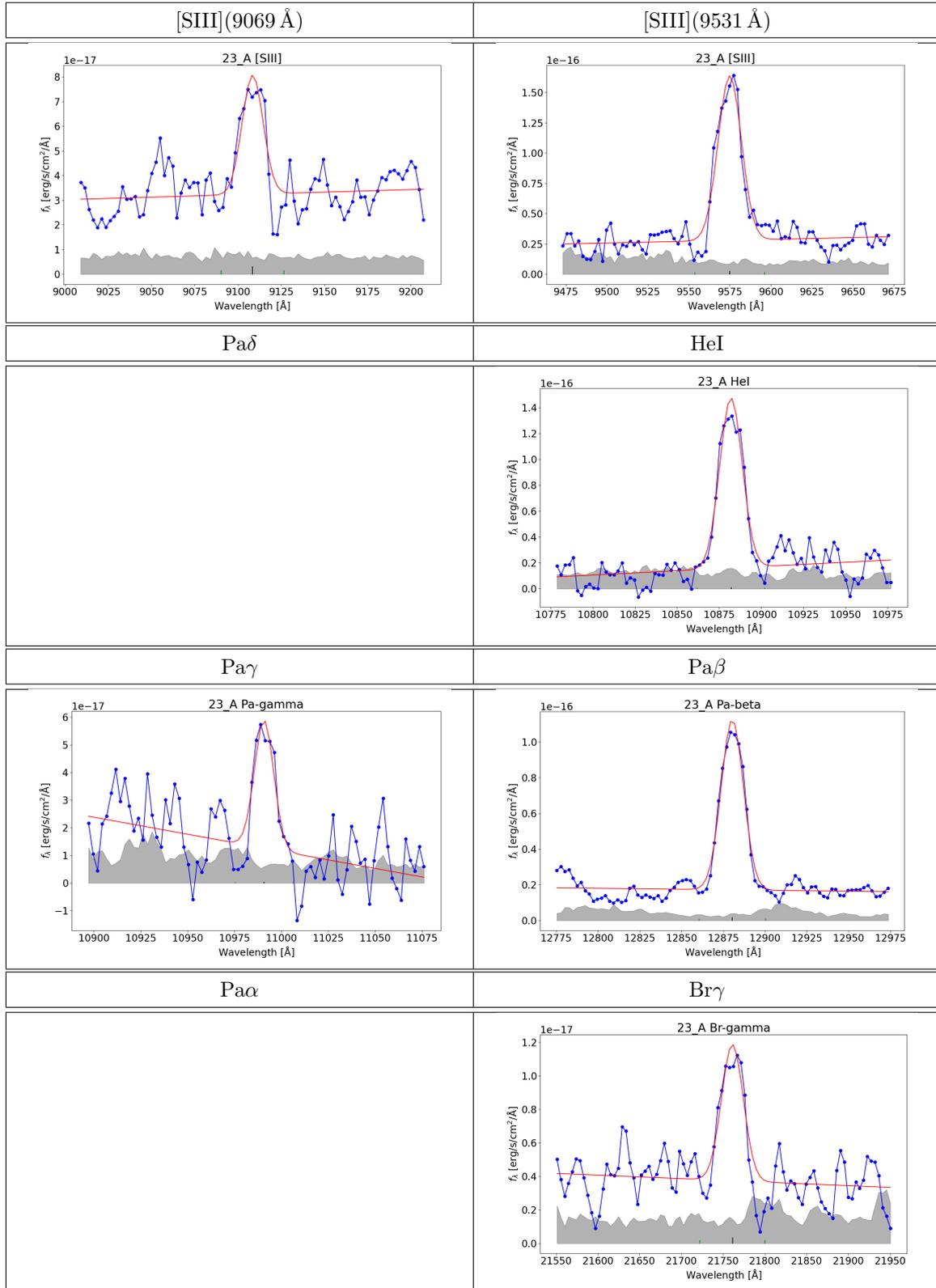


表 14: ID28 で検出した輝線の一覧。図の意味については表 12 に準ずる

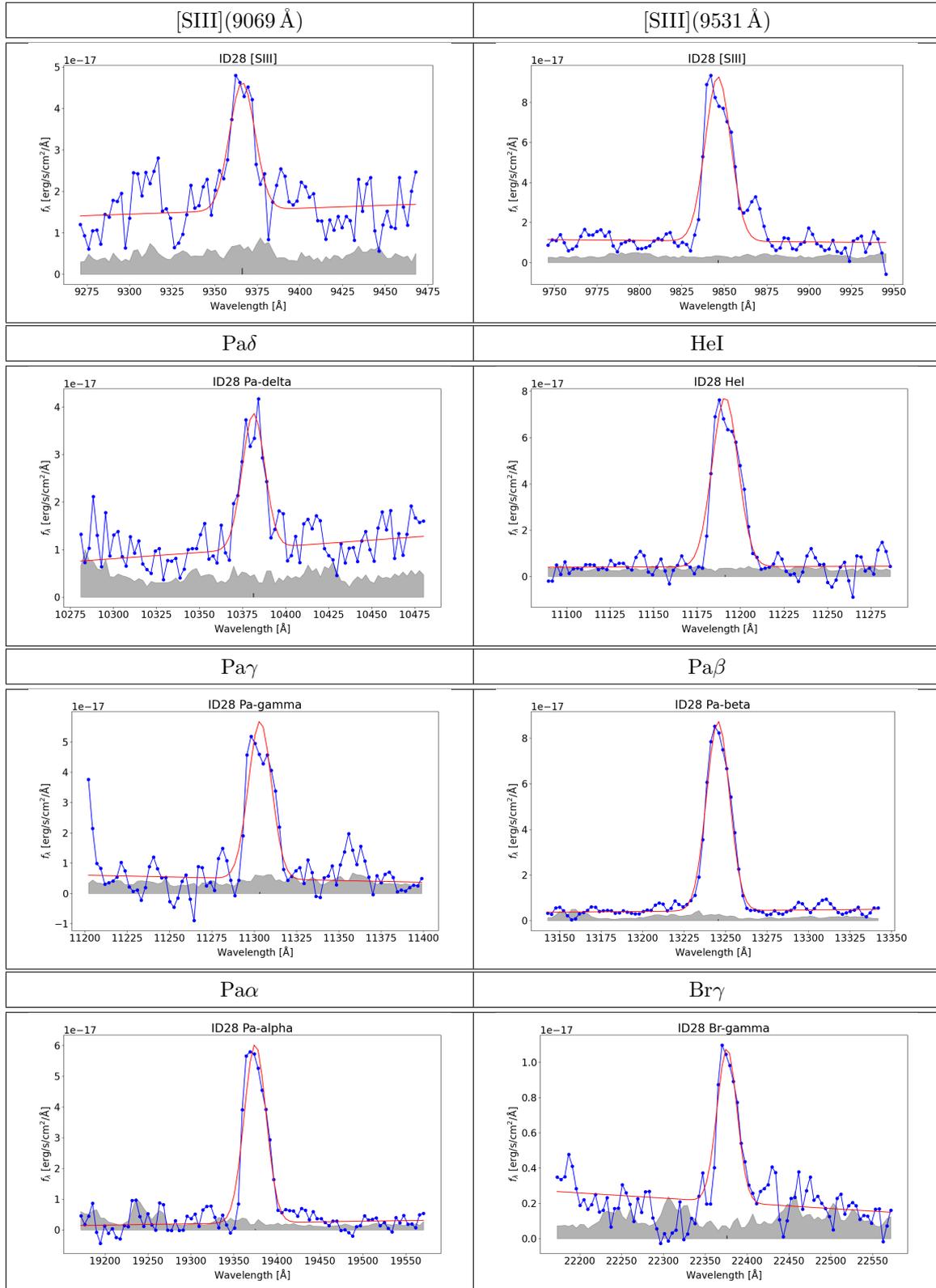


表 15: ID36 で検出した輝線の一覧。図の意味については表 12 に準ずる

