

Université de Montréal

**Étude à haute résolution spatiale de la bulle
Wolf-Rayet NGC 2359 avec des données SITELLE et
GMOS**

par

Cyril Dumontier

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique

21 juin 2024

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

Étude à haute résolution spatiale de la bulle Wolf-Rayet NGC 2359 avec des données SITELLE et GMOS

présenté par

Cyril Dumontier

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Paul Charbonneau

(président-rapporteur)

Nicole St-Louis

(directeur de recherche)

Laurent Drissen

(codirecteur)

David Lafrenière

(membre du jury)

Résumé

Ce mémoire présente une étude spectroscopique de la nébuleuse Wolf-Rayet (WR) NGC 2359 à l'aide d'un ensemble de données recueillies avec le spectromètre imageur SITELLE et le spectromètre GMOS depuis 2018. Cette étude vise à approfondir nos connaissances sur cette nébuleuse ionisée par une étoile massive au stade final de sa vie, WR7, afin de localiser et de caractériser la section de la nébuleuse associée aux éjecta passés de l'étoile. L'analyse de l'ensemble de données permet d'identifier dans un premier temps les raies d'émission de plusieurs atomes à des états d'ionisation différents et dans un deuxième temps d'identifier les zones où ces raies sont les plus fortes à l'aide de la production de cartes de flux pour chacune d'entre elles. Deux structures sont associées au gaz ionisé de la nébuleuse. La première est en forme d'arc et est à la frontière à l'est de WR7 qui sépare le gaz ionisé du gaz atomique. La deuxième est une bulle filamenteuse qui a un état d'ionisation plus élevé que celui de l'arc par son flux très faible dans les raies d'émission d'atomes simplement ionisés, mais fort dans les raies d'atomes doublement ionisés. L'analyse cinématique vient ajouter des distinctions supplémentaires entre les deux structures. L'arc est immobile à 54 km s^{-1} qui est la vitesse radiale systémique du gaz attendue à sa distance galactocentrique. La bulle démontre plutôt des groupes de filaments qui s'approchent de l'observateur et d'autres qui s'en éloignent, donnant une expansion de $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. De plus, ces résultats confirment le contact dynamique entre le gaz ionisé en expansion et le gaz moléculaire de CO allant à des vitesses similaires à des positions similaires. Ensuite, certains rapports d'intensité de raies sensibles à la présence de poussière, à la température électronique ou à la densité électronique permettent de cartographier ces propriétés. La poussière causant un rougissement interstellaire est surtout distribuée à l'est et au sud de la nébuleuse. La densité électronique est maximale de 190 cm^{-3} et généralement inférieure à 100 cm^{-3} . En supposant une densité électronique constante de 100 cm^{-3} , la carte de la température électronique montre des valeurs entre 9 000 et 14 000 K.

Mots-clés : Bulle Wolf-Rayet — Étoiles massives — NGC 2359 — SITELLE — Nébuleuse

Abstract

This work presents a spectroscopic study of the Wolf-Rayet (WR) nebula NGC 2359 using a set of data collected with the SITELLE imaging spectrograph and the GMOS spectrograph since 2018. The study aims to deepen our understanding of this nebula ionized by a massive star in the final stage of its life, in order to determine which gas structure of the nebula is associated with the past ejecta of the star. The analysis of the data set first identified emission lines of several atoms in different ionization states, and then identified the areas where these lines are strongest by producing flux maps for each of the identified lines. Two structures are associated with the ionized gas of the nebula. The first is arc-shaped and is at the western boundary separating the ionized gas from the atomic gas. The second is a filamentary bubble with a higher ionization state than the arc due to its very weak flux in the emission lines of singly ionized atoms, but strong in the lines of doubly ionized atoms. The kinematic analysis adds further distinctions between the arc and the bubble. The arc is stationary at 54 km s^{-1} , which is the systemic radial velocity of the gas expected at its galactocentric distance. The bubble shows groups of filaments approaching and receding from the observer, demonstrating an expansion at 30 km s^{-1} . These results confirm the dynamic contact between the expanding ionized gas and the CO molecular gas moving at similar speeds in similar locations. Furthermore, some intensity ratios of lines sensitive to the presence of dust, electron temperature, and electron density allow for mapping these quantities. Dust causing interstellar reddening is mainly distributed to the east and south of the nebula. The electron density is maximally 190 cm^{-3} and generally below 100 cm^{-3} . Assuming a constant electron density of 100 cm^{-3} , an electron temperature map ranges between 9,000 K and 14,000 K.

Keywords: Wolf-Rayet Windblown Bubble — Ring Nebulae — Massive Stars — NGC 2359 — SITELLE

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Liste des tableaux	xiii
Table des figures	xv
Liste des sigles et des abréviations	xix
Remerciements	xxiii
Introduction	1
Chapitre 1. Concepts théoriques	3
1.1. L'évolution des étoiles massives	3
1.2. Le vent des étoiles massives	6
1.3. Structure et évolution d'une bulle	7
1.4. Les bulles d'étoiles massives	8
1.5. Transitions atomiques	10
1.6. Photoionisation et chocs	11
1.7. Cinématique et points de référence	12
Chapitre 2. La nébuleuse NGC 2359 et son étoile ionisante WR7	15
2.1. Gaz ionisé	15
2.2. Gaz atomique et moléculaire	19
2.3. Observations en rayons X	22
2.4. L'étoile WR7	24

Chapitre 3. Méthodologie	27
3.1. SITELLE.....	27
3.1.1. Observations, réduction et analyse des données SITELLE.....	28
3.1.2. Extraction et visualisation des données SITELLE.....	29
3.1.2.1. Note sur le <i>binning</i> de données.....	29
3.1.3. Alignement des cubes SITELLE.....	30
3.1.4. Calibration des vitesses obtenues avec SITELLE.....	31
3.2. GMOS.....	33
3.2.1. Observations, réduction et analyse des données GMOS.....	33
3.2.2. Soustraction du ciel des données GMOS.....	34
3.3. Calcul de T_e et n_e	34
Chapitre 4. An Observational Study of the WR Windblown Bubble in the NGC 2359 Nebula from SITELLE observations	37
4.1. Introduction.....	39
4.2. Observations and Data Reduction.....	41
4.2.1. SITELLE Datacubes.....	41
4.2.2. GMOS Spectrum.....	43
4.3. Data Analysis.....	45
4.3.1. General Morphology of NGC 2359 from SITELLE Data.....	45
4.3.2. Line fluxes from the Gemini GMOS spectrum.....	53
4.3.3. Reddening correction map.....	57
4.3.4. BPT diagram.....	59
4.3.5. Electron temperature and density from line ratios.....	60
4.3.5.1. The arc-shaped HII region around the bubble.....	62
4.3.5.2. Electron density and temperature of the bubble.....	64
4.3.6. Kinematics.....	66
4.3.6.1. Kinematics with SITELLE.....	66
4.3.6.2. Kinematics from GMOS data.....	73
4.4. Discussion.....	75
4.4.1. The Arc.....	75
4.4.2. The WR bubble.....	75

4.5. Conclusion.....	77
Acknowledgements.....	78
Data Availability	78
Appendix	79
Appendices.....	79
4.A.	79
Chapitre 5. Conclusion.....	83
Bibliographie.....	85
Annexe A. Compléments d’analyse.....	89
A.1. Cartes du flux de NGC 2359 dans plusieurs raies	89
A.2. L’âge de la bulle.....	89
A.3. Densité électronique de Esteban et al. (1990)	90
Annexe B.	91

Liste des tableaux

1.1	Paramètres du vent d'étoiles massives.....	6
2.1	Mesures de cinématique de NGC 2359 publiées dans la littérature.....	20
2.2	Paramètres de WR7.....	25
3.1	Paramètres des observations SITELLE de NGC 2359.....	28
4.1	SITELLE observations of NGC 2359.....	41
4.2	Line fluxes and radial velocities from our GMOS spectrum of a bright filament of the bubble in NGC 2359.....	55
A.3.1	Densités électroniques obtenues pour douze régions identifiées par Esteban et al. (1990).....	90

Table des figures

1.1	Exemple de diagramme HR montrant la position des différents stades évolutifs d'étoiles massives	3
1.2	Schéma évolutif des étoiles massive de Langer (2012)	5
1.3	Profils radiaux [$v(r)$, $\log \rho(r)$, $\log T(r)$] d'une bulle soufflée.	8
1.4	Bulles autour d'étoiles LBV et RSG	9
2.1	Fentes d'observations de NGC 2359 dans la littérature	17
2.2	Gaz moléculaire et atomique	23
2.3	Spectre de WR7	24
3.1	Optiques de SITELLE	27
3.2	Alignement des cubes	31
3.3	Calibration des vitesses de SN3	32
3.4	Soustraction du ciel des données GMOS	35
3.5	Diagnostics PYNEB de T_e et n_e	36
4.1	GMOS observations longslit position, dimensions and orientation over SITELLE's SN3 deep image of NGC 2359.	44
4.2	SITELLE spectrum of a region in NGC 2359 in 4 filters	46
4.3	SITELLE composite RGB image of NGC 2359.	47
4.4	[O III] λ 5007Å and [Ne III] λ 3869Å flux maps	48
4.5	[S II] λ 6717+6731Å and [N II] λ 6548+6584Å flux maps	48
4.6	[O III] λ 5007/H α map	49
4.7	SPIRE data contours on SITELLE maps and CPAPIR H $_2$ image	50
4.8	[Ar IV] λ 4711Å and [Ar IV] λ 4740 Å flux maps	51
4.9	[O III]/[O II] ratio map	52
4.10	GMOS Spectrum of NGC 2359	54

4.11	Fit to the GMOS spectrum	56
4.12	$cH\beta$ map and histogram	58
4.13	BPT diagram and associated map	59
4.14	[S II], [O II], [Ar IV] and [O III] ratio maps	61
4.15	T_e and n_e maps with [S II] ratio	62
4.16	T_e and n_e maps with [O II] ratio	63
4.17	T_e map [K] with a 20×20 binning and assuming $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$	64
4.18	SITELLE radial LSR velocity map of NGC 2359	66
4.19	Superposition of CO and HI maps on our radial LSR velocity map	67
4.20	Velocity dispersion (σ) map	68
4.21	Velocity dispersion contours on the Doppler image of NGC 2359	70
4.22	Modulus of the velocity gradient	71
4.23	Two-component velocity fits on SITELLE data	72
4.24	Velocity fits on red and blue filaments	73
4.25	Velocity from GMOS spectrum	74
4.26	The external border of the bubble and the proper motion of WR7	76
4.A.1	[O II] $\lambda 3726 \text{ \AA}$ and [O II] $\lambda 3729 \text{ \AA}$ flux maps	79
4.A.2	Error maps for Figure 4.15	79
4.A.3	Error maps for Figure 4.16	80
4.A.4	T_e and n_e using A14NEB	80
4.A.5	[O III] $\lambda 4363 \text{ \AA}$ flux map	81
B.0.1	Carte du flux de la raie [S II] 6731 \AA et sa carte d'incertitudes associées	91
B.0.2	Carte du flux de la raie [S II] 6717 \AA et sa carte d'incertitudes associées	91
B.0.3	Carte du flux de la raie He 1 6678 \AA et sa carte d'incertitudes associées	92
B.0.4	Carte du flux de la raie [N II] 6583 \AA et sa carte d'incertitudes associées	92
B.0.5	Carte du flux de la raie $H\alpha$ et sa carte d'incertitudes associées	93
B.0.6	Carte du flux de la raie [N II] 6548 \AA et sa carte d'incertitudes associées	93
B.0.7	Carte du flux de la raie [O III] 5007 \AA et sa carte d'incertitudes associées	94

B.0.8	Carte du flux de la raie [O III] 4959Å et sa carte d'incertitudes associées.	94
B.0.9	Carte du flux de la raie Hβ et sa carte d'incertitudes associées.	95
B.0.10	Cartes du flux des raies du doublet [Ar IV]4711, 4740Å à gauche et leur incertitudes respectives à droite.	95
B.0.11	Carte du flux de la raie [O III] 4363Å et sa carte d'incertitudes associées.	96
B.0.12	Carte du flux de la raie Hγ et sa carte d'incertitudes associées.	96
B.0.13	Carte du flux de la raie Hδ et sa carte d'incertitudes associées.	97
B.0.14	Carte du flux de la raie Hε + [Ne III] 3889Å et sa carte d'incertitudes associées.	97
B.0.15	Carte du flux de la raie H8 et sa carte d'incertitudes associées.	98
B.0.16	Carte du flux de la raie [Ne III] 3869Å et sa carte d'incertitudes associées.	98
B.0.17	Carte du flux de la raie H9 et sa carte d'incertitudes associées.	99
B.0.18	Carte du flux de la raie [O II] 3726Å et sa carte d'incertitudes associées.	99
B.0.19	Carte du flux de la raie [O II] 3729Å et sa carte d'incertitudes associées.	100

Liste des sigles et des abréviations

BPT	Baldwin, Phillips & Terlevich (1981)
CFHT	Télescope Canada-France-Hawaï
CIR	Régions d'interaction en corotation
CSM	Milieu ou médium circumstellaire
DEC	Déclinaison
DPO	Différence de parcours optique
HR	Hertzsprung-Russel
iFTS	Spectrographe imageur à transformée de Fourier
ISM	Milieu ou médium interstellaire
LBV	Variables bleues lumineuses

NAN	Not a Number
PN	Nébuleuse planétaire
RA	Ascension droite
RMHD	Magnéto-hydrodynamique radiative
RSG	Supergéante rouge
SMB	Sabbadin, Minello & Bianchini (1977)
SN	Supernova
SNR	Reste de Supernova
S/N	Signal sur bruit
UV	Ultraviolet
WR	Wolf-Rayet

*Mais quand je roule à vélo
La tête dans les étoiles et dans le vide
Le vent est doux, j'hallucine...
Je roule à vélo
La nuit est claire, le chemin désert
Je suis invincible,
Intouchable et immortel...
- Daniel Bélanger*

Remerciements

Merci à Prof. Nicole St-Louis pour le partage de son savoir et pour sa disponibilité malgré son poste d'excellente directrice du département de physique.

Merci à Prof. Laurent Drissen pour le partage de ses connaissances et de ses belles photos d'astro.

Merci à Marianne Ruest pour la super coopération et les discussions tout au long de la maîtrise.

Merci à Sophie Tremblay pour son efficacité quant à l'administration et la gestion de mon dossier étudiant.

Merci à Anne (Doux printemps), ma famille et mes amis pour le support moral, mes collègues et le club des étoiles massives pour le support académique.

Introduction

Les étoiles les plus massives terminent leur vie à la fin d'un stade évolutif qu'on nomme phase Wolf-Rayet (WR). Environ le quart des étoiles WR de notre Galaxie sont accompagnées d'une nébuleuse émettant de la lumière dans l'intervalle de longueur d'onde visible du spectre électromagnétique. Elles sont produites grâce à l'interaction entre le vent puissant de l'étoile et le milieu circumstellaire et à la radiation de l'étoile qui ionise et excite le gaz. Une partie de la matière formant la nébuleuse peut être composée des éjecta de l'étoile lors d'un stade évolutif passé. Ces éjecta proviennent vraisemblablement de la phase éruptive qui est soit une phase LBV (lumineuse bleu variable) ou RSG (supergéante rouge), selon la masse initiale de l'étoile. Ces étoiles sont encore mal comprises à cause de leur courte durée de vie et de leur rareté dans les amas stellaires (Vink 2022). La compréhension de cette phase évolutive est capitale, car le taux de perte de masse de l'étoile est le plus important lors de ce stade ($\sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) et c'est ce qui influence le plus son évolution subséquente selon les modèles évolutifs actuels. L'étude des nébuleuses WR offre donc, en principe, l'opportunité de scruter la composition chimique des couches externes de l'étoile lorsqu'elle était dans la phase LBV ou RSG, afin de retracer l'histoire de sa perte de masse. L'obtention de ces contraintes observationnelles permettrait aux modèles évolutifs d'étoiles massives d'être testés et améliorés.

Or, en pratique, il est souvent complexe d'isoler le gaz éjecté par l'étoile du gaz ambiant déjà présent à la naissance de l'étoile. La vitesse du vent de l'étoile WR est au moins d'un à deux ordres de grandeur supérieur à celui de l'étoile lors de sa phase LBV/RSG, donc on peut s'attendre à ce que les composantes gazeuses se mélangent. De plus, les images obtenues nous contraignent à visualiser l'objet en deux dimensions seulement. Il est alors important de recourir à plus d'un critère d'identification pour distinguer les différentes structures. Enfin, ces critères ne sont pas nécessairement les mêmes pour toutes les nébuleuses WR, donc une approche personnalisée est de mise.

Ce mémoire porte sur la nébuleuse NGC 2359 entourant l'étoile WR7 qui est une des trois premières nébuleuses WR observées par Johnson & Hogg (1965). Elle a été réobservée à maintes reprises à travers le spectre électromagnétique. Les dernières observations dans le domaine visible datent de 2017 et sont limitées à une infime partie de la nébuleuse. Avant la présente étude, la distinction entre le gaz interstellaire et le gaz éjecté par l'étoile dans son passé n'a pas été clairement identifiée. L'instrument SITELLE a été utilisé dans le présent ouvrage pour observer cette nébuleuse et nous a permis d'obtenir son spectre à chaque pixel du détecteur. Ce spectromètre imageur est un excellent outil d'analyse des nébuleuses WR, comme il l'a été démontré dans Sévigny et al. (2021). Suite à l'analyse morphologique et cinématique de l'ensemble de données de cet instrument, des observations additionnelles avec l'instrument GMOS ont été réalisées afin d'obtenir un spectre d'une précision supérieure à une position clé de la nébuleuse. L'ensemble total de nos observations nous a permis de séparer clairement le gaz en deux grandes composantes, la bulle et l'arc. Ces deux structures se distinguent notamment par leur comportement cinématique et par leur niveau d'excitation atomique. Les étapes à compléter avant de pouvoir contraindre le passé de l'étoile WR sont nombreuses. Après avoir localisé le gaz qui appartient vraisemblablement aux éjecta passés de l'étoile, il reste à déterminer sa température et densité électronique et finalement à déterminer ses abondances chimiques.

Le présent mémoire présente la théorie nécessaire à la compréhension du phénomène au Chapitre 1, l'étude bibliographique sur NGC 2359 et WR7 au Chapitre 2, la méthodologie employée au Chapitre 3, une ébauche d'article scientifique en anglais qui sera soumis à la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* au Chapitre 4 et une conclusion du projet au Chapitre 5.

Chapitre 1

Concepts théoriques

1.1. L'évolution des étoiles massives

Les étoiles massives ($M_i \geq 8M_\odot$) commencent leur vie sur la séquence principale en tant qu'étoiles de type spectral O et B. On les retrouve dans la partie supérieure gauche du diagramme Hertzsprung-Russel¹(HR). Elles (voir les positions possibles à la figure 1.1)

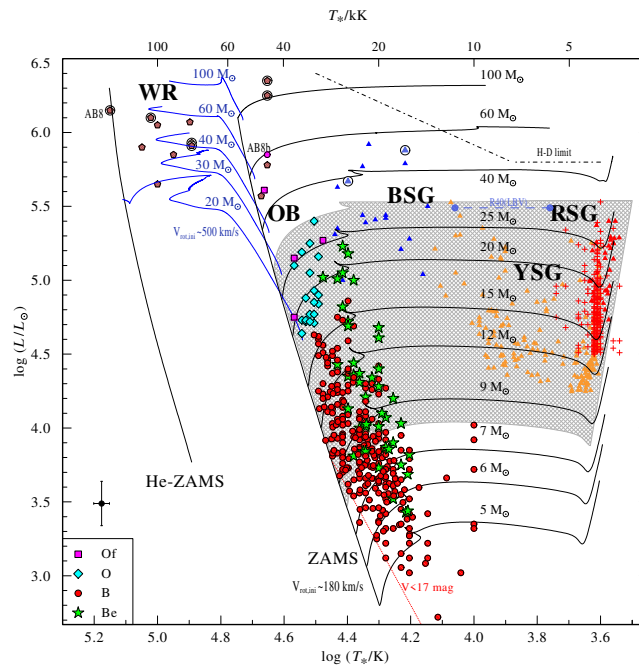


Figure 1.1. Exemple de diagramme HR montrant la position des différents stades évolutifs d'étoiles massives. Tiré de Ramachandran et al. (2019).

passent la majorité de leur vie (90%) à brûler de l'hydrogène, principalement par le cycle

¹Le diagramme HR est utilisé, entre autres, pour la classification des étoiles. La position d'une étoile sur le diagramme est déterminée à partir de sa température (abscisse) et de sa luminosité (ordonnée).

CNO (carbone, azote, oxygène). Lorsque l’hydrogène est épuisé dans le coeur, ce dernier se contracte et l’enveloppe prend de l’expansion ; l’étoile se dirige alors vers la droite du diagramme HR, devenant une étoile supergéante. Parmi l’ensemble des étoiles massives, les moins massives à la naissance ($8 M_{\odot} \lesssim M_i \lesssim 35 M_{\odot}$) passent par la phase supergéante rouge (RSG), tandis que les plus massives ($\gtrsim 35 M_{\odot}$) passent par la phase variable bleue lumineuse (LBV) (Langer 2012). Ce stade évolutif est d’assez courte durée ($< 10^5$ ans), mais n’est pas à négliger car la masse de l’étoile y change dramatiquement. Lors de cette phase, l’étoile éjecte la majorité de sa couche d’hydrogène et du fait même expose sa couche sous-jacente riche en hélium.

Lorsque l’hélium s’allume dans le coeur, celui-ci prend de l’expansion tout comme la couche au-dessus du coeur dans laquelle l’hydrogène brûle toujours. La température à la base de l’enveloppe d’hydrogène diminue, provoquant sa contraction et l’augmentation de sa température de surface. L’étoile fait donc demi-tour vers la gauche du diagramme, si elle n’a pas déjà explosé en supernova (SN) après la phase RSG, et arrive finalement à la phase Wolf-Rayet (WR). Cette phase sera la dernière pouvant être observée avant sa mort catastrophique en explosion SN. Les étoiles WR classiques sont donc au stade du brûlage de l’hélium en leur coeur. Cette phase compte pour environ 10% de la vie de l’étoile (Crowther 2007). Les WR sont caractérisées par des vents rapides et denses ($\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, $v_{\infty} \sim 2000 \text{ km s}^{-1}$) dus à leur luminosité et température élevées. Elles se distinguent observationnellement des autres étoiles par leurs larges raies d’hélium ionisé et neutre en émission.

Les sous-types spectraux WR sont déterminés selon les raies d’émissions spécifiques qui composent leur spectre. On les sépare en WN, WC et WO. Elles ont toutes des raies fortes d’hélium, par exemple la raie He II $\lambda 4686\text{\AA}$. Les WN émettent principalement également des raies d’azote, alors que les WC émettent surtout des raies de carbone et les WO des raies d’oxygène. Ces éléments sont tous des produits du cycle CNO et de la réaction triple- α , c’est-à-dire le brûlage de l’hydrogène et de l’hélium respectivement. Une précision supplémentaire est introduite par l’évaluation de l’intensité relative des raies spectrales. Par exemple, les sous-types WN sont classifiés selon les rapports des raies NIII-V et HeI-II, donnant WN2 à WN5, qu’on nomme les types précoces, et WN7 à WN9, les types tardifs. WN6 se situe à la frontière entre les types précoces et tardifs. Il est à noter qu’un indice plus élevé n’est pas relié à l’âge de l’étoile. Par exemple, une WN4 peut être plus « âgée » qu’une WN8. Des suffixes comme *h*, *ha* et *b* peuvent être ajoutés à l’indice du type spectral pour plus de précision. Les détails de la classification sont donnés au tableau 4a de Smith, Shara & Moffat (1996). Le suffixe *b* signifie que les raies d’émission sont particulièrement larges pour le type spectral, *h* est associé à la présence de raies d’émission d’hydrogène et *ha* spécifie que le spectre contient des raies d’émission et d’absorption d’hydrogène.

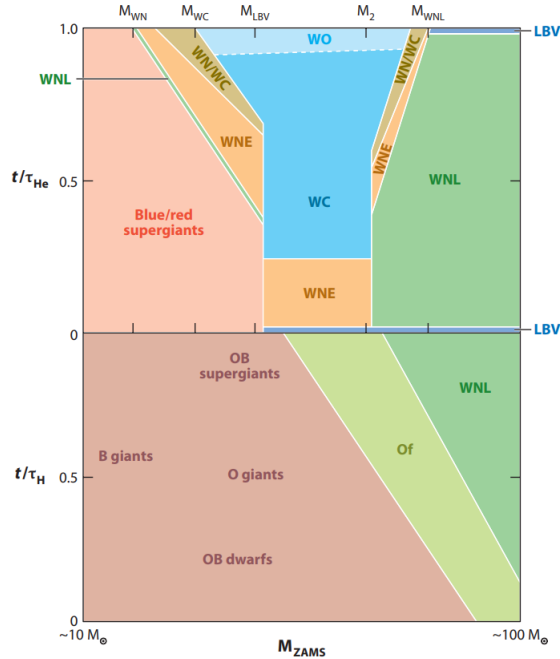


Figure 1.2. Schéma évolutif des étoiles massives à métallicité solaire. Le bas du diagramme représente la séquence principale, c'est-à-dire la période durant laquelle se produit le brûlage de l'hydrogène dans le coeur de l'étoile. Le haut du diagramme correspond à la période durant laquelle le brûlage de l'hélium s'effectue dans le coeur de l'étoile. Les types WNE et WNL sont respectivement les WN précoces (*Early*) et tardives (*Late*). Schéma de Langer (2012).

Classiquement, une étoile WR devrait grossièrement évoluer selon la séquence

$$\text{WN} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{WO}.$$

Ceci est dû aux réactions de nucléosynthèses dominantes pour les étoiles massives. D'abord le cycle CNO dont les produits sont apparents à la surface durant le stade WN et ensuite le brûlage de l'hélium dans le coeur de l'étoile, donc la réaction triple- α , dont les produits sont visibles à la surface des étoiles de type WC et WO (Crowther 2007).

À la fin de la vie de l'étoile, celle-ci explose en SN. Le type de SN dépend du parcours évolutif de l'étoile. Plus précisément, l'évolution dépend de la métallicité et de la masse initiale de l'étoile (ici on ne tient pas compte ni de sa rotation ni de son champ magnétique). La Figure 1.2 tirée de Langer (2012) représente cette évolution à métallicité solaire pour des masses initiales allant de 10 à 100 M_{\odot} . On y remarque que sous une masse initiale de $\sim 20M_{\odot}$, l'étoile ne parvient pas à devenir une WR et qu'il lui faut une masse initiale d'au moins $40M_{\odot}$ afin de passer par la phase LBV.

Tableau 1.1. Paramètres du vent d'étoiles massives à différents stades évolutifs. WRc correspond à Wolf-Rayet classique, BSG à supergéante bleue, YSG à supergéante jaune. Tableau adapté de Vink (2022).

Type	T_{eff} (kK)	M (M_{\odot})	v_{∞} (km s $^{-1}$)	\dot{M} (M_{\odot} an $^{-1}$)	Type de SN (spéculatif)
O	30–45	20–60	2000–3500	10^{-7} – 10^{-5}	–
WNh	35–50	80–300	1500–3000	10^{-4}	–
BSG	15–25	15–30	500–1500	10^{-7} – 10^{-5}	IIb/IIP-pec
YSG	5–10	10–25	50–200	10^{-6} – 10^{-4}	IIb
RSG	3–5	10–25	10–30	10^{-7} – 10^{-4}	IIP/III
LBV faible-L	10–15	15–25	100–200	10^{-5}	IIb
LBV forte-L	10–30	40–	200–500	10^{-4} – 10^{-3}	IIc
WRc	90–200	10–30	1500–6000	10^{-5} – 10^{-4}	Ic
He dépouillé*	50–80	1–5	1000	10^{-8}	Ib

* Le type He dépouillé provient de la traduction de *Stripped He* pour les WR en systèmes binaires s'étant fait arracher leur enveloppe d'hélium.

Les paramètres typiques du vent d'étoiles massives lors des différents stades évolutifs sont présentés au Tableau 1.1. Le type de SN le plus probable de se produire à la fin de ces stades y est aussi indiqué. Une courte description des différents types de SNs déclenchées par des étoiles massives est donnée dans Smith (2014).

Les étoiles massives produisent une grande quantité d'éléments lourds comme le fer et le nickel en fin de vie. La fusion d'éléments plus lourds est endothermique, et donc elle ne pourrait pas fournir assez d'énergie à l'étoile pour contrebalancer la force gravitationnelle. Ainsi, après l'épuisement du carburant, le coeur de l'étoile s'effondre, ce qui produit une explosion supernova et un objet compact. Les étoiles moins massives ($8M_{\odot} < M_i < 30M_{\odot}$) produisent une étoile à neutrons, tandis que les plus massives ($M_i > 30M_{\odot}$) produisent un trou noir (Sukhbold et al. 2016).

1.2. Le vent des étoiles massives

Le vent des étoiles massives et chaudes est entraîné par l'absorption de photons (et donc au transfert de quantité de mouvement) par des ions, à des longueurs d'onde correspondants à des raies spectrales. Ceci vient du fait que ce type d'étoile émet la plupart de son rayonnement dans le domaine ultraviolet (UV) et que la photosphère de ces étoiles a une composition chimique qui permet l'absorption d'une partie de ce rayonnement UV (Castor, Abbott & Klein 1975). Ceci permet donc de transférer une partie de la quantité de mouvement de la radiation du coeur de l'étoile au plasma constituant ses couches externes. Dans le cas où le plasma a une composante de vitesse parallèle au rayonnement (vers l'extérieur) et que le

module de cette vitesse augmente avec le rayon, le plasma absorbe la radiation du coeur de l'étoile à toutes les épaisseurs de l'enveloppe externe par effet Doppler lumineux. La vitesse radiale du vent des étoiles massives est alors souvent décrite par

$$v(r) \simeq v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta.$$

Il s'agit d'une relation nommée loi bêta où $\beta \simeq 0.8$, v_∞ est la vitesse terminale du vent et v_0 est la vitesse au rayon stellaire R_* . Cette théorie de Castor, Abbott & Klein (CAK) a été utilisée dans plusieurs ouvrages après sa publication. Or, cette approche analytique est moins utilisée depuis le développement des modèles numériques récents de vents stellaires (Vink 2022). Le modèle analytique a évolué vers un modèle Monte Carlo qui représente mieux les taux de perte de masse \dot{M} observés. Un bon modèle de vent est important, car celui-ci dicte la valeur que prennent \dot{M} et v_∞ . Ces paramètres influencent grandement l'évolution des étoiles massives.

1.3. Structure et évolution d'une bulle

Plusieurs phénomènes astrophysiques mènent à la formation de bulles interstellaires. Qu'elles soient soufflées par le vent d'une étoile massive, qu'elles soient des nébuleuses planétaires (PNs) ou qu'elles soient l'onde de choc d'une explosion SN, leurs structure et évolution présentent des similarités.

Le modèle le plus simple est celui d'une coquille sphérique qui grossit avec le temps grâce à la force d'une source quelconque. Ce modèle a été développé en premier par Castor, McCray & Weaver (1975). Dans Weaver et al. (1977), on y décrit la structure radiale de la bulle du centre vers l'extérieur ainsi :

- a) le vent supersonique,
- b) une région de vent stellaire choqué,
- c) une coquille de gaz interstellaire choqué et
- d) le gaz interstellaire ambiant.

Les équations de continuité y sont évaluées pour obtenir les relations de Rankine-Hugoniot qui déterminent les conditions physiques aux interfaces entre chacune des zones (Lamers & Cassinelli 1999, Osterbrock & Ferland 2006). Les profils radiaux de vitesse, de densité et de température de la bulle sont représentés à la Figure 1.3. On y remarque que la densité ρ augmente d'un facteur 4 à l'intersection des zones 1 et 2, que la vitesse diminue d'un facteur 4 et que la température augmente d'un très grand facteur qui dépend de la vitesse relative entre l'onde de choc et le milieu interstellaire (ISM). Les vitesses terminales typiques de vents permettent d'augmenter la température du gaz à $\sim 10^7$ K. La seconde onde de choc de la zone 3 et 5 est isotherme avec la température de l'ISM (zone 5) et dans le cas où sa

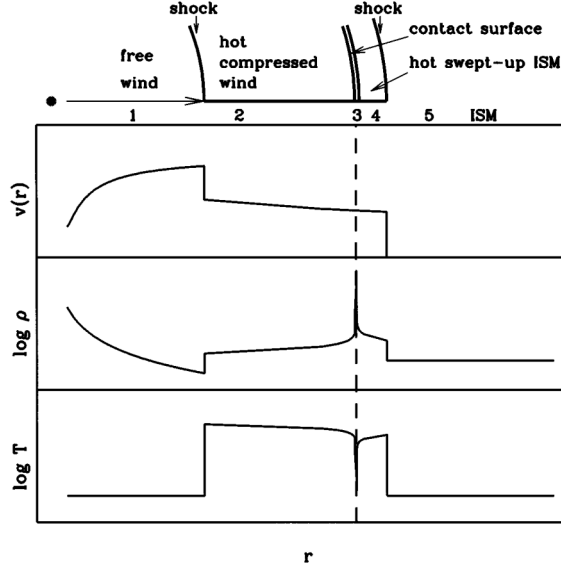


Figure 1.3. Profils de la vitesse $v(r)$, de la densité $\log \rho(r)$ et de la température $\log T(r)$ d'une bulle soufflée par un vent. Les zones 1, 2, 3, 4 et 5 correspondent aux zones a, b, c (3 et 4) et d mentionnées dans le texte. *Schéma 12.1 tiré de Lamers & Cassinelli (1999).*

vitesse (orientée en $-r$) est beaucoup plus grande que la vitesse du son du milieu ($M \gg 1$), la densité augmentera d'un facteur M^2 , où M est le nombre de Mach isotherme.

L'évolution de la bulle se déroule en trois phases. La première est l'expansion libre qui est de très courte durée (~ 100 ans), la seconde est l'expansion adiabatique plus longue mais quand-même de courte durée (< 1000 ans) et la troisième est la phase dite de charrue à neige (Lamers & Cassinelli 1999). Cette dernière est la plus longue, donc la plus probable d'être observée. L'appellation *charrue à neige* vient du fait que le gaz «relativement froid» s'accumule à l'avant du choc. D'autres pertes d'énergies sont considérées dans les modèles plus sophistiqués. On y considère les pertes par refroidissement radiatif et par les turbulences aux petites échelles. D'ailleurs, le refroidissement radiatif serait l'ingrédient clé qui influence les caractéristiques dimensionnelles de la coquille en expansion (Garcia-Segura et al. 1996).

1.4. Les bulles d'étoiles massives

Dès la formation du vent de l'étoile O, une cavité est formée dans l'ISM. La vitesse d'expansion de la cavité dépend de la force du vent stellaire et de la densité du milieu ambiant. À la phase suivante, une grande quantité de matière est éjectée par l'étoile RSG ou LBV. Avec un vent lent et dense, l'étoile remplit la cavité de matière d'origine purement stellaire et forme une nébuleuse circumstellaire. Des exemples de nébuleuses d'étoiles LBV ou RSG sont AG Carinae et Bételgeuse, représentées à la figure 1.4.

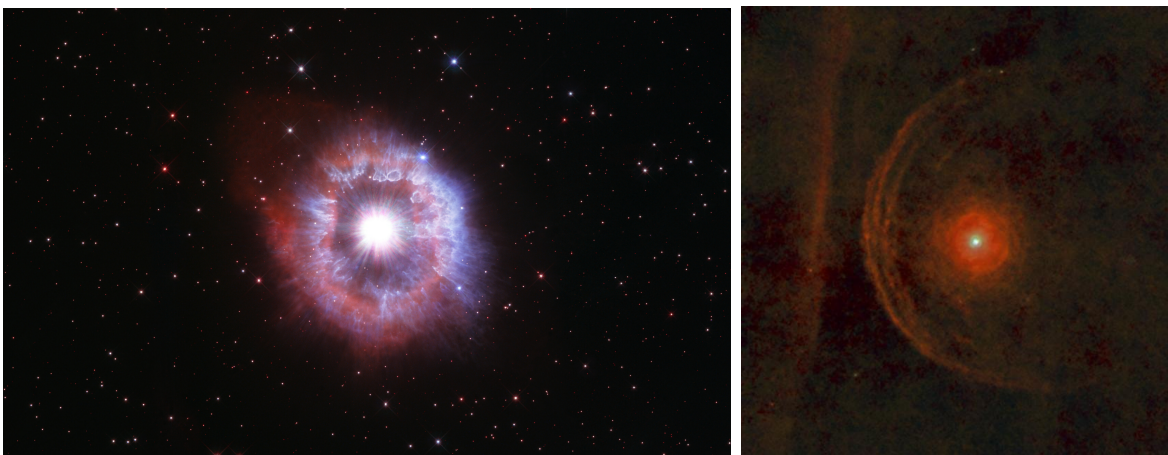


Figure 1.4. Exemples de bulles autour d'étoiles LBV et RSG. À *gauche* : Image Hubble de la bulle autour de AG Car, une étoile LBV. La dimension de l'image est de $2.4' \times 1.5'$. <https://esahubble.org/news/heic2105/>. À *droite* : Image Herschel de la bulle autour de Bételgeuse, une étoile RSG de la constellation d'Orion. Le champ de vue est de $20' \times 20'$. <https://www.jpl.nasa.gov/images/pia16680-betelgeuses-enigmatic-environment>

Ensuite, l'étoile passe à la phase WR. Elle ionise par son flux de photons UV le gaz éjecté à la phase précédente et celui à l'extérieur, et son vent souffle une bulle circumstellaire. Au fil du temps, la bulle se refroidit puis se dissipe dans l'ISM. Elle émet donc de moins en moins de lumière. On observe souvent les bulles autour des types jeunes (WN) d'étoiles WR (Chu & Lasker 1980), mais on en observe aussi autour d'étoiles WC (Drissen et al. 1991). Les statistiques de bulles WR ne sont pas encore très bien établies, à cause de la difficulté de détection et d'identification, notamment. On décrit souvent les bulles WR comme nébuleuses en anneau (*WR ring nebulae*). Ceci vient en partie de l'effet d'éclaircissement centre-bord² (inverse d'assombrissement centre-bord³), qui explique qu'une coquille gazeuse photoionisée est optiquement mince vis-à-vis son centre et graduellement optiquement épaisse plus on s'approche de la périphérie.

Depuis les premières études de bulles WR dans les années 1960 (Johnson & Hogg 1965), 51 bulles WR ont été détectées dans notre Galaxie (Chu 2016) pour 227 WR galactiques connues (van der Hucht 2001). Il y a trois catégories de bulles WR selon Chu (1981) :

- les régions HII excitées par radiation (R) :
 - les régions HII amorphes (R_a)
 - les régions HII en forme de coquille (R_s)
- les éjecta stellaires (E) et

²*limb-brightening*

³*limb-darkening*

— les bulles soufflées par le vent de l'étoile (W (*wind*)).

Ces catégories peuvent être liées au stade évolutif de l'étoile WR. Par exemple, la nébuleuse est d'abord une région R_a excitée par la radiation de l'étoile de type WN7 ou WN8 avec un vent relativement faible. Par la suite, elle deviendrait de catégorie E si l'étoile éjecte sa couche de surface. Avec l'évolution subséquente de l'étoile vers un type plus précoce (WN4-WN6), la nébuleuse passera à la catégorie W. Le type de bulle devrait donc dépendre du type spectral de l'étoile WR. L'âge d'une bulle de type W peut être estimé en calculant le rapport entre le rayon de la bulle et sa vitesse d'expansion. On ajoute un facteur η qui prend une valeur de 0.5 dans le cas où on considère le modèle de charrue à neige dérivé de la loi de conservation de la quantité de mouvement, tandis qu'il prend une valeur de 0.6 dans le modèle charrue à neige dérivé de la loi de conservation de l'énergie⁴. La dérivation de ces modèles est décrite dans Lamers & Cassinelli (1999).

Les différentes morphologies des bulles sont la conséquence de plusieurs facteurs qui brisent les symétries. Il est possible qu'une bulle ait une vitesse d'expansion supérieure à celle du gaz éjecté lors de la phase précédente par exemple. Ceci a comme effet de produire un mélange entre les deux coquilles et l'apparition d'instabilités hydrodynamiques, notamment de type Rayleigh-Taylor ou Vishniac. Les bulles seraient sphériques dans le cas où elles seraient soufflées dans un milieu uniforme. Or, la distribution du milieu interstellaire n'est généralement pas uniforme. On peut donc s'attendre à des bulles non sphériques composées de filaments tordus. La vitesse d'une étoile en cavale⁵ par rapport à l'ISM peut aussi influencer la forme de la bulle (Green et al. 2019). Enfin, la rotation et l'anisotropie du vent de l'étoile, causée par la présence de régions d'interaction en corotation (CIR)⁶ par exemple, pourraient aussi empêcher la formation d'une bulle parfaitement sphérique.

1.5. Transitions atomiques

On peut analyser les phénomènes astrophysiques à de grandes distances, car on comprend la physique qui permet l'émission des photons que l'on détecte. Leur quantité et leur énergie dépend de la température et de la densité du milieu. Plus précisément, une nébuleuse est un plasma, alors l'état d'ionisation varie aussi pour chaque atome présent. Séparons la radiation d'une nébuleuse en deux catégories : l'émission par les raies de recombinaison et l'émission par les raies collisionnelles (interdites).

⁴Ces deux modèles ne supposent pas qu'une quantité physique n'est pas conservée. Seulement le formalisme utilisé pour les dériver est différent.

⁵*Runaway star*

⁶Voir par exemple Ignace, St-Louis & Proulx-Girardeau (2015) pour une définition.

Les raies de recombinaison sont émises par un atome ionisé qui subit une recombinaison et pour lequel un de ses électrons (son électron pour l'hydrogène) passe d'un niveau électronique supérieur à un niveau inférieur. Les raies de recombinaison sont dominantes, car le temps durant lequel on retrouve l'atome dans un état ionisé est beaucoup plus court que celui de l'atome non ionisé. Alors, s'il y a ionisation, l'électron est presque instantanément recombinaison à un niveau excité de l'atome. Ensuite, l'électron redescend à un niveau d'excitation inférieure et un photon sera émis (Osterbrock & Ferland 2006). Dans les régions HII, les raies de recombinaison sont surtout produites par l'hydrogène et l'hélium. Par exemple, on détecte aisément les raies de la série de Balmer : $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, etc.

Les raies collisionnelles portent aussi le nom de raies interdites. On les nomme ainsi car à densité gazeuse terrestre les transitions électroniques qui mènent à ces raies sont excessivement peu probables. Par contre, à faible densité comme dans les nébuleuses, ces transitions deviennent possibles, car les collisions entre les particules sont plus rares et les niveaux supérieurs peuvent demeurer peuplés. On identifie ces raies avec les crochets avant et après le symbole atomique. Par exemple, on détecte les raies [N II] $\lambda\lambda 6548+6583\text{\AA}$, [S II] $\lambda\lambda 6717+6731\text{\AA}$, [O III] ($\lambda 4363\text{\AA}$, $\lambda\lambda 4959\text{\AA}+5007\text{\AA}$), etc.

La physique derrière la production des raies atomiques est assez bien comprise et permet d'obtenir des paramètres physiques du gaz, tels la densité et la température électronique en calculant certains rapports de raies sensibles à ces paramètres. Ces méthodes sont décrites dans Osterbrock & Ferland (2006). On utilise le code PYNEB (Luridiana et al. 2015) pour estimer ces propriétés du gaz, car il contient toute la physique atomique requise. Les méthodes utilisées pour le calcul de ces paramètres sont décrites au chapitre 3.

1.6. Photoionisation et chocs

Le processus de photoionisation vient de l'ionisation des atomes du gaz par le flux ionisant d'une source, par exemple celui d'une étoile WR qui ionise le milieu interstellaire et produit une nébuleuse. Une autre façon d'ioniser le gaz est le passage d'une onde de choc qui le traverse à vitesse supersonique. Par exemple, l'explosion SN d'une étoile qui envoie une onde de choc dans le milieu circumstellaire (CSM) et qui l'ionise. Le vent des étoiles WR peut être si rapide qu'il devient supersonique et produit une onde de choc dans son environnement. Dans cette situation, il faut pouvoir démêler observationnellement le gaz ionisé de celui choqué dans une nébuleuse WR.

Des méthodes diagnostiques permettant de distinguer une région de photoionisation d'une région de chocs sont l'utilisation des diagrammes BPT (Baldwin, Phillips & Terlevich 1981) et SMB (Sabbadin, Minello & Bianchini 1977). La première a surtout été développée pour étudier les régions extragalactiques, pour identifier les galaxies formatrice d'étoile ou les

noyaux galactiques actifs (AGN). Le second type de diagramme est davantage pour les régions nébulaires galactiques, comme les restes de SN (dominés par les chocs), les régions HII (dominées par la photoionisation) et les PN. Or, ces méthodes ne sont pas parfaitement adaptées à tous les types d’objets et sont plus adaptées à des données non spatialement résolues. Alors, la meilleure façon de savoir si une région est dominée par les chocs ou la photoionisation serait de développer des modèles numériques de photoionisation et de chocs détaillés et de les comparer aux observations. Un exemple de code de photoionisation utilisé dans la littérature pour ce genre de modèle est CLOUDY (Ferland et al. 2017) et son implantation en langage PYTHON, PYCLOUDY utilisé par exemple pour modéliser la bulle WR NGC 6888 dans Reyes-Pérez et al. (2015). Un code qui considère les chocs est PION (Mackey et al. 2021) utilisé pour modéliser la *Bubble Nebula* dans Green et al. (2019). Bref, il n’existe pas encore de méthode observationnelle robuste générale qui puisse permettre l’identification des régions de photoionisation et de chocs.

1.7. Cinématique et points de référence

Afin de déterminer la vitesse du gaz observé, on fait appel au concept d’effet Doppler lumineux. Les longueurs d’onde au repos des raies d’émission sont bien connues. Pour un gaz optiquement mince immobile par rapport à l’observateur, le spectre recueilli est composé de raies gaussiennes alignées aux longueurs d’ondes au repos correspondant aux transitions atomiques du gaz observé. Comme le gaz de la nébuleuse étudiée est en mouvement, les différentes longueurs d’onde des transitions atomiques du gaz sont étirées ou compressées, les profils gaussiens des raies spectrales sont alors décalés vers le rouge ou le bleu. La largeur de la gaussienne, donnée par σ , est un indicateur de la dispersion des vitesses causée par le mélange thermique et aussi par les composantes de vitesses non résolues. Par exemple, le spectre d’une coquille gazeuse en expansion a deux composantes de vitesses radiales vis-à-vis son centre géométrique, car l’avant de la coquille s’approche de l’observateur et l’arrière s’en éloigne.

Pour trouver la vitesse du gaz, et similairement pour la dispersion des vitesses, on utilise la formule Doppler :

$$v_{\text{gaz}} = \frac{c (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{rep}})}{\lambda_{\text{rep}}}$$

où c est la vitesse de la lumière, λ_{obs} est la longueur d’onde observée et λ_{rep} est la longueur d’onde de la transition atomique au repos.

Il est à noter que l’on doit corriger cette vitesse pour tenir compte du mouvement de la Terre autour du Soleil, car à une position sur son orbite, elle s’approche de la nébuleuse et à l’opposée de l’orbite elle s’en éloigne. Dans le premier cas, les longueurs d’onde de la lumière provenant de la nébuleuse sont plus comprimées vers le bleu qu’en réalité. Il faut alors

soustraire la vitesse de la Terre pour obtenir le vrai spectre d'émission du gaz, et inversement dans le sens contraire. Cette vitesse corrigée se nomme la vitesse héliocentrique.

Un concept qui découle de ces dernières affirmations est celui de *local standard of rest*. Le référentiel du « standard local de repos » est utilisé pour tenir compte du mouvement du Soleil par rapport à la vitesse moyenne de la matière avoisinant le Soleil (Schönrich et al. 2010). Une correction similaire, mais dépendante de la distance héliocentrique de l'objet d'étude, est à appliquer pour calculer les vitesses dans ce référentiel.

Chapitre 2

La nébuleuse NGC 2359 et son étoile ionisante WR7

La nébuleuse NGC 2359¹, aussi dénommée Le casque de Thor, a d'abord été identifiée comme une région HII, c'est-à-dire une région de gaz ionisé par les étoiles qui l'habitent. Dans le cas présent, la source d'ionisation dominante est l'étoile WR7 (HD 56925). Les informations et caractéristiques de WR7 sont décrites à la section 2.4. Cette nébuleuse contient une bulle soufflée par le vent de l'étoile WR. Elle a été identifiée comme nébuleuse associée à une WR la première fois par Hubble (1922). Elle est classifiée de type W par Chu (1981). Plusieurs articles estiment que les filaments de la bulle proviendraient des éjecta de l'étoile dans la phase RSG ou LBV qui a précédé la phase WR. Toutefois, on y décrit souvent une structure en forme d'arc et une bulle, mais jamais de façon précise. Les filaments associés à la bulle et ceux à l'arc ne sont pas clairement identifiés.

2.1. Gaz ionisé

Des spectres visibles de NGC 2359 ont été obtenus par Johnson & Hogg (1965), Lozinskaya & Esipov (1971), Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978), Talent & Dufour (1979), Esteban et al. (1990) et par Esteban et al. (2017). Les premiers ont analysé un spectre extrait du nord de la bulle WR montrant les raies de [Ne III] λ 3868, [O III] λ 4959, 5007 et le doublet de [O II] λ 3726, 3729. Lozinskaya & Esipov (1971) ont mesuré le flux des raies [S II] λ 6731, 6717Å, [N II] λ 6583Å, H α , [O III] λ 5007, 4959Å et H β à travers une longue fente à trois positions différentes. Leurs dispositions et dimensions sont seulement indiquées qualitativement à la Figure 1 de leur article. Dans les quatre articles suivants, une large bande spectrale a été étudiée : de 3700 à 7400 Å dans Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978) ainsi que dans Talent & Dufour (1979), de 3200 à 7200 Å dans Esteban et al. (1990) avec une résolution de

¹Cataloguée aussi comme Sh 2-298 et RCW 5

3.7 Å et de 3700 à 10 000 Å dans Esteban et al. (2017). Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978) ont étudié 5 régions avec des fentes rectangulaires de $(RA, DEC) = (5.2'' \times 77.6'')$ ² et $(3.5'' \times 12.2'')$. Talent & Dufour (1979) ont étudié 3 régions de dimensions $(3.8'' \times 12.4'')$ ³ et Esteban et al. (1990) 12 régions composées à partir de fentes de dimensions $(2.8' \times 1'')$ ⁴. La position et les dimensions de certaines de ces fentes sont indiquées avec le plus de précision possible à la Figure 2.1. Cette figure démontre comment les précédentes observations spectroscopiques étaient limitées en couverture spatiale. Ceci n'a toutefois pas empêché les auteurs d'analyser et d'estimer certaines propriétés de la nébuleuses. Johnson & Hogg (1965) notent que NGC 2359 a un taux d'excitation supérieur à celui de la nébuleuse d'Orion et calculent une densité électronique de $n_e = 100_{-50}^{+200} \text{ cm}^{-3}$ à partir du rapport d'intensités des raies de [O II]. À partir de cette dernière et de leurs observations radio, ils estiment une masse de la nébuleuse de 22-44 M_\odot . Ce premier article sur les bulles WR remarque que ces objets ont des caractéristiques qui les différencient des autres nébuleuses tels les restes de supernovae et les nébuleuses planétaires, donc qu'elles doivent être classées dans une nouvelle catégorie de nébuleuses. Lozinskaya & Esipov (1971) ont pu observer la présence de deux structures gazeuses, une plus diffuse et une autre filamentaire. La différence entre les deux structures est remarquée par leur rapport de raies [O III]/H β . La structure diffuse a un rapport plus faible que celui de la structure filamentaire. Ils suggèrent aussi que la structure en coquille elliptique aurait été produite par la propagation d'une onde de choc. Ils jugent que leurs observations sont bien appuyées par la théorie, car on s'attend à détecter des raies d'émission d'hydrogène, de [N II], de [O III] et de [S II] vis-à-vis la couche externe d'une enveloppe en expansion, c'est-à-dire là où le gaz a refroidi de 10^5 K à 10^4 K . À partir de leurs détections ils déterminent une température de 12 000 K pour la structure filamentaire et 10 000 K pour la partie diffuse. Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978) calculent une température électronique à partir du rapport des raies de [O III] pour leurs régions S298 1 de 13 100 K et S298 2a de 12 900 K seulement, car ce sont les seules où ils ont pu mesurer la raie aurorale [O III] $\lambda 4363\text{Å}$. Pour les mêmes régions, ils calculent une densité électronique de $10^{2.4}$ et $10^{3.4} \text{ cm}^{-3}$ respectivement, à partir du rapport [O II]7325/3727. Ils obtiennent des abondances ioniques et totales, affichées dans leurs tableaux 4, 5 et 6. Ils adoptent une distance de 5 kpc entre le Soleil et la nébuleuse avec laquelle ils obtiennent une distance entre la nébuleuse et le centre de la galaxie de 13.9 kpc. Ils comparent l'abondance en azote attendue à cette distance du centre galactique et déterminent que NGC 2359 (S298) ne peut

²L'orientation des fentes par rapport à l'axe d'ascension droite n'est toutefois pas mentionnée. On suppose un angle de 0° comme montré à la Figure 2.1.

³*idem*

⁴La Figure 1a de Esteban et al. (1990) montre des fentes moins longues que 2.8'. Ils ont donc utilisé des sections de fentes, leurs longueurs de sections ne sont malheureusement pas mentionnées.

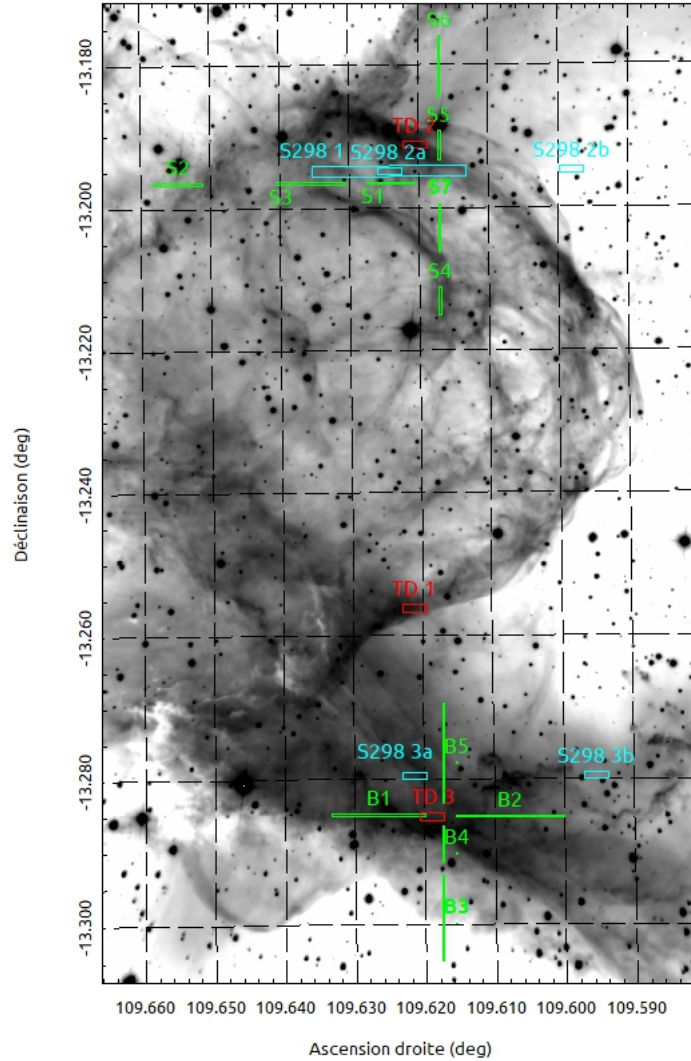


Figure 2.1. Quelques exemples de régions d’extractions de spectres dans la littérature. Celles de Esteban et al. (1990) (séries S et B) sont en vert, celles de Talent & Dufour (1979) (TD1, TD2 et TD3) en rouge et celles de Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978) (avec leur nomenclature S298 1, S298 2a, S298 2b, S298 3a et S298 3b) en cyan. L’image en arrière-plan est notre image profonde SITELLE du filtre SN3.

être associée aux autres régions HII, à cause de sa surabondance en azote qui se compare plutôt à celle observée dans les nébuleuses planétaires. Par contre, son abondance en oxygène ne représente pas celle des nébuleuses planétaires. Ils ne discutent pas davantage du comportement unique de NGC 2359, car ils jugent que leurs mesures n’ont pas une assez grande précision. Comme Talent & Dufour (1979) n’ont pu déterminer la température électronique de NGC 2359 à l’aide de leurs observations, ils adoptent la valeur de 13 000 K de Peimbert, Torres-Peimbert & Rayo (1978). Il obtiennent ensuite des densités électroniques de 400, 1800

et 800 cm^{-3} à partir du rapport de raies $[\text{S II}]6717/6731$ qu'ils ont déconvoluées, leur résolution spectrale étant trop faible pour bien résoudre le doublet. Encore une fois, NGC 2359 est considérée comme se distinguant de la population de régions HII, car elle montre un haut niveau d'excitation qui résulte des chocs causés par la coquille en expansion selon les auteurs. En effet, ils mentionnent que le rapport d'abondances N/H de NGC 2359 est d'environ 3 fois celui du milieu interstellaire à une distance de 13.9 kpc du centre galactique. Ils dérivent une masse de $15 M_{\odot}$ pour la nébuleuse en supposant une distance héliocentrique de 5 kpc et une densité de 1000 cm^{-3} . À partir de ce résultat, ils supposent que l'abondance en azote relative à l'hydrogène (N/H) de la coquille progénitrice aurait été 8 fois supérieure à celle de l'ISM. Similairement, la nébuleuse est riche en hélium avec He/H de 0.12 et 0.13 aux positions 2 et 3. Donc, la coquille contient assurément des produits du cycle CNO. Esteban et al. (1990) ont, quant à eux, obtenu des valeurs de T_e et n_e à partir du rapport des raies de $[\text{O III}]$ et du rapport des raies de $[\text{S II}]$ pour un plus grand nombre de régions. T_e varie entre 11 500 et 17 500 K, et n_e varie peu autour de 100 cm^{-3} sauf pour la région S3 avec $\log(n_e) = 2.8 \pm 0.1$ [cm^{-3}]. Ils détectent grâce à leurs données spatialement résolues que le facteur de correction de l'ionisation n'est pas uniforme au travers de la nébuleuse. De plus, l'abondance en hélium est en moyenne plus élevée que la prédiction pour cette distance galactocentrique, donc ils notent un enrichissement marginal en He. Le résultat le plus remarquable est l'abondance du Ne qui est 2 fois supérieure à la valeur attendue. La raison de cette surabondance est incomprise des auteurs, car ils s'attendaient plutôt à ce que le Ne soit produit à la phase WC et non à une phase WN tardive. Le facteur d'enrichissement du Ne est 6 fois supérieur à ceux du N et du He. Les observations spectroscopiques rapportées dans ces quatre articles décrivant les caractéristiques du gaz ionisé ont mené à plusieurs résultats généraux. Les auteurs sont tous d'avis que NGC 2359 se distingue des régions HII typiques. Cappa et al. (1999) ont obtenu des images en $\text{H}\alpha$ et en $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731\text{\AA}$ de NGC 2359. Ils remarquent que la bulle WR n'émet que faiblement en $[\text{S II}]$ et d'une manière plus diffuse. En adoptant un facteur de remplissage de 0.03, ils déterminent que la coquille a une température de $T_e = 12\,000 \text{ K}$ et une densité électronique de $n_e = 120 \text{ cm}^{-3}$. Ils estiment la masse du gaz ionisé dans la coquille à $70 M_{\odot}$. Ceci implique que les filaments seraient principalement du gaz interstellaire empilé et non de la matière éjectée de l'étoile.

Malov, Artyukh & Malofeev (1975) ont mesuré l'émission radio à 107 MHz. Ils en déterminent une densité électronique moyenne de 156 cm^{-3} et en adoptant un modèle d'évolution pour la bulle en déduisant un âge de 6×10^4 - 10^5 ans.

Les vitesses radiales du gaz ionisé de NGC 2359 mesurées dans la littérature sont répertoriées au tableau 2.1. Lozinskaya (1973), Pişmiş, Recillas-Cruz & Hasse (1977), Treffers & Chu (1982) et Goudis, Hippelein & Muench (1983) ont mesuré la cinématique de NGC 2359

par interférométrie Fabry-Perot. Lozinskaya (1973) avait une résolution spatiale de 10-20'' et une résolution cinématique de 20 km s⁻¹. Elle a obtenu 14 interférogrammes de la raie H α de NGC 2359. Pisçmisç, Recillas-Cruz & Hasse (1977) ont mesuré la vitesse radiale du gaz de la nébuleuse à 338 positions et ont ensuite combiné des groupes de points en régions caractéristiques. Treffers & Chu (1982) ont mesuré la vitesse en H α à 20 positions (16 positions avec faisceau de diamètre de 1' et 4 avec faisceau de diamètre de 2') et [O III] à 18 des 20 mêmes positions (15 positions avec faisceau de diamètre de 1' et 3 avec faisceau de diamètre de 2'). Goudis, Hippelein & Muench (1983) ont observé 22 régions de 40'' ou 60'' distribuées sur la nébuleuse.

La vitesse radiale moyenne donnée par Johnson & Hogg (1965) (voir tableau 2.1) a été calculée avec les raies d'émission détectées dans leur spectre. La cinématique de NGC 2359 a été réétudiée dans Goudis et al. (1994) à l'aide de spectres par fentes de dimensions (1.3', 0.4'') pour la première position et (1.3', 0.6'') pour les deux autres. Les positions exactes ne sont pas données, mais la première est centrée sur WR7, la troisième est au nord tangent à la bulle et la deuxième est entre les deux autres. Les fentes sont parallèles. Ils subdivisent leurs fentes en 120 parties égales pour une meilleure résolution spatiale.

L'analyse cinématique du gaz ionisé donne en général une vitesse systémique d'environ 55 km s⁻¹. La vitesse d'expansion de la bulle se trouve généralement entre 15 et 30 km s⁻¹.

2.2. Gaz atomique et moléculaire

Les observations du gaz moléculaire et atomique associées à NGC 2359 sont en général dans des transitions de ¹²CO, ¹³CO, de NH₃, de H₂ et dans les raies à 21 cm du HI. Leur distribution spatiale se résume aux régions montrées à la Figure 2.2. Dans Schneps et al. (1981), le gaz moléculaire est étudié à l'aide des raies de ¹²CO et de ¹³CO. On y détermine que la bulle ionisée filamenteuse interagit avec le gaz dense et neutre, et que cette interaction se produit à l'est de la bulle. St-Louis et al. (1998) ont étudié la distribution spatiale de l'hydrogène moléculaire H₂ et ont détecté la molécule dans un état excité à la frontière sud bordant la région en forme d'arc. Il y est indiqué que le processus d'excitation du gaz pourrait être causé autant par des chocs que par fluorescence. Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001), Rizzo, Martín-Pintado & Henkel (2001) et Rizzo, Martín-Pintado & Desmurs (2003), quant à eux se concentrent sur le gaz moléculaire dans les raies de CO et de NH₃. Les chercheurs trouvent que ces gaz sont distribués au sud-est de la coquille filamenteuse, mais que le CO à une vitesse de 37 km s⁻¹ se trouve à l'est de la coquille. Dans Cappa et al. (1999), le HI et le continuum radio (émis par le gaz ionisé) sont aussi étudiés. Des cartes de la raie de 21 cm à plusieurs vitesses sont présentées. Les plus remarquables sont les filaments à la vitesse systémique de 54 km s⁻¹ se trouvant au nord et au sud de l'arc vu dans les observations du

Tableau 2.1. Mesures de cinématique de NGC 2359 dans la littérature. L'ordre est chronologique et subdivisé en type de gaz observé pour la cinématique. Le premier type est le gaz ionisé et le second le gaz atomique ou moléculaire. Certains articles donnent leurs résultats selon la vitesse héliocentrique, on met alors l'indice \odot . Sinon, il s'agit de la vitesse LSR. On doit soustraire $\sim 17 \text{ km s}^{-1}$ pour convertir les vitesses héliocentriques en vitesses LSR. La colonne FWHM correspond à la largeur à mi-hauteur de la distribution de vitesses.

Source	v_r (km s^{-1})	FWHM (km s^{-1})	v_{exp} (km s^{-1})	Région
Johnson & Hogg (1965)	$72_{\odot} \pm 7$			Bulle nord
Lozinskaya (1973)	52 ± 5		33 ± 3	v_{sys}
	59 ± 2			Sud
	45 ± 25		55 ± 25	Coquille
MAM (1975) ⁵			20-40	Bulle
PR-CH (1977) ⁶	$71_{\odot} \pm 7.5$		15	v_{sys}
	$56_{\odot} \pm 8$			Filament 1
	$84_{\odot} \pm 5$			Filament 2
Treffers & Chu (1982)	52 ± 3		18	Bulle
	"	32		Côtés de bulle
	"	20		" ($\text{H}\alpha$)
	52	20-25		" ($[\text{O III}]$) Arc ($\text{H}\alpha$)
Goudis et al. (1994)	$70_{\odot} \pm 3$		26	v_{sys}

gaz ionisé (voir leur Figure 4). Ils concluent que le HI à la vitesse systémique est connecté au complexe ionisé. Quelques années plus tard, Cappa, Rubio & Goss (2001) produisent des courbes de niveaux de la concentration du CO à différentes vitesses. La distribution de ce dernier gaz est semblable à celle trouvée dans Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001). L'examen de ces cartes nous permet de conclure que la distribution du gaz moléculaire rapportée dans la littérature concorde avec les régions où nous détectons des nuages sombres qui bloquent l'émission visible de la nébuleuse (voir la Figure 4.3). Donc, surtout au sud-est et à l'est de la nébuleuse. Ceci concorde aussi avec l'émission en infrarouge lointain à 70-160 μm observée par Herschel PACS et à l'émission submillimétrique à 250-500 μm observée par Herschel SPIRE (voir panneau gauche de la Figure 4.7). En combinant l'information du gaz moléculaire, atomique et ionisé, on remarque un clair gradient d'ionisation allant de l'est et du sud-est de la nébuleuse là où la concentration de CO est forte vers l'étoile WR7, qui est entourée du gaz hautement ionisé tel le $[\text{O III}]$. La cinématique du gaz moléculaire et atomique a été étudiée à l'aide des observations radio de Schneps et al. (1981), Cappa et al. (1999), Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001), Cappa, Rubio & Goss (2001). Leurs résultats

Tableau 2.1. (*suite*). Les vitesses de Goudis, Hippelein & Muench (1983) sont calculées à partir de la raie de $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ sauf si « $[\text{N II}]$ » spécifié et leurs valeurs de vitesses d'expansion ont été rajoutées en prenant la différence des composantes extrêmes divisée par 2.

Source	v_r (km s^{-1})		FWHM (km s^{-1})			v_{exp} (km s^{-1})	Région	
Goudis et al. (1983)						30	Global	
	36 :	58	...	19			1 ($40''$)	
	28	54	22	23			2 ($40''$)	
		50	80	22	...		2 [N II]	
	23	52		22	24		3 ($60''$)	
	38 :	54	...	18			4 ($40''$)	
	28	56	83	20	23	20	27.5	5 ($60''$)
	28	54	78	20	21	20	25	6 ($40''$)
	38	54		...	20			7 ($40''$)
	28	56	78	20	20	19	25	8 ($40''$)
	58			19				8 [N II]
	22	45	77	22	23	21	27.5	9 ($60''$)
	32	58	(88)	21	20	...		10 ($60''$)
		58			23			10 [N II]
		52	70		26	22		11 ($40''$)
	23	52	85	20	25	22	31	12 ($40''$)
	28	56	76	22	20	...	24	13 ($40''$)
		55			19			13 [N II]
		52			23			14 ($40''$)
		53			22			14 [N II]
	45	58		17	17			15 ($60''$)
	39	52		18	17			16 ($60''$)
	42			22				17 ($60''$)
	43	55		18	20			18 ($40''$)
		54			20			18 [N II]
		48	61		19	16		19 ($60''$)
		48			20			19 [N II]
		48			15			20 ($40''$)
		49			15			20 [N II]
		55	(80)		17	...		21 ($40''$)
		55			18			21 [N II]
		48			18			22

Tableau 2.1. (*suite*). Les régions *lvc*, *ivc*, *hvc* sont respectivement les *low*, *intermediate*, *high velocity components* mentionnées dans Rizzo, Martín-Pintado & Desmurs (2003).

Source	v_r (km s ⁻¹)	FWHM (km s ⁻¹)	v_{exp} (km s ⁻¹)	Région
Schneeps et al. (1981)	54		15-30	v_{sys} (CO)
	37			Nuage est
	67			Nuage sud-est
Cappa et al. (1999)	54.6	49.5-57.2	6-7	Arc (HI)
	62.4 ± 1.3			Arc rouge (HI)
RM-PM (2001) ⁷	47	1.5-2.5	12-13	Bulle
	64 ± 12			v_{sys} (HI)
	35-38			Comp 1 CO
	50-58			Comp 2 CO
CRG (2001) ⁸	64-69	1.5-2.5		Comp 3 CO
	52.0-54.6	2.5-5.7		Arc (CO)
	37	0.9-2.0		Clump est (CO)
RM-PH (2001) ⁹	67	0.9-2.0		Clump sud-est (CO)
	53.1 ± 0.6			Arc sud
RM-PD (2003) ¹⁰	52-57			<i>lvc</i>
	48-52			<i>ivc</i>
	<48			<i>hvc</i>

sont présentés au tableau 2.1. Ici, les écarts entre les vitesses maximales et minimales sont d'environ 30 km s⁻¹. En général, trois composantes de vitesse sont observées, une à 37, une à 54 et une à 67 km s⁻¹. Toutefois, le gaz HI n'a pas de composante à 37 km s⁻¹.

2.3. Observations en rayons X

L'émission de rayons X de NGC 2359 a été observée et étudiée par Zhekov (2014) et Toalá, Guerrero, Chu & Gruendl (2015). Les observations ont été menées avec *XMM-Newton* EPIC. Les flux dans les bandes 0.3-1.1, 1.1-2.0 et 2.0-8.0 keV ont été obtenus. Leur meilleur ajustement aux données suppose deux composantes de température à 2×10^6 K et à 5.7×10^7 K pour l'intérieur extrêmement chaud de la bulle. La composante la plus chaude compte pour moins de 10% de l'émission totale. Ils concluent que leur valeur calculée de densité électronique de $n_e \lesssim 0.6 \text{ cm}^{-3}$ est due à un fort mélange entre l'intérieur de la bulle et la matière externe à la bulle. En effet, la théorie des bulles dans le cas parfaitement sphérique prévoit que l'intérieur d'une bulle en expansion adiabatique avec un vent stellaire de 1600 km s⁻¹ ait une température $> 10^7$ K. Ce gaz devrait ainsi produire des rayons X durs de basse luminosité. Or, ce faible signal serait complexe à observer avec les satellites à rayons X disponibles en

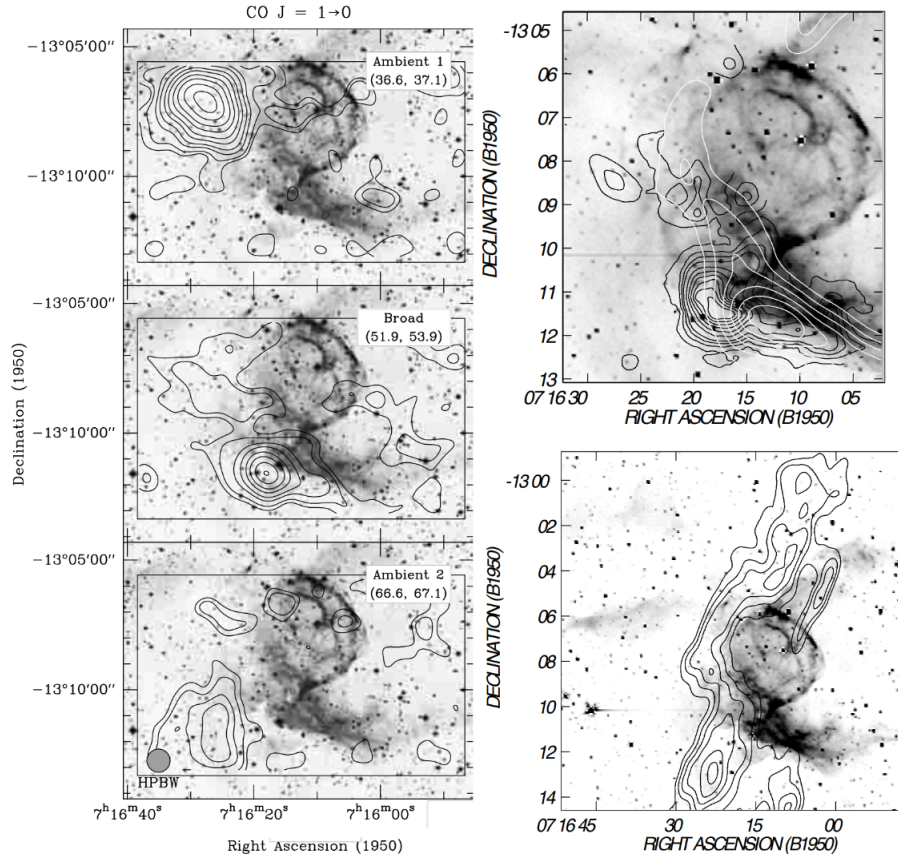


Figure 2.2. Observations combinées du gaz moléculaire CO et du gaz d’hydrogène atomique HI. *Image de gauche* : Les trois composantes de vitesses du gaz CO (dans la raie $J = 1 \rightarrow 0$) représentées par des courbes de niveaux sur une image optique en arrière-plan. Tirée de Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001) (Fig. 2 côté gauche). *Image du haut à droite* : Courbes de niveaux blanches représentant le gaz HI à la vitesse systémique et les courbes de niveaux noires représentant le gaz CO (dans la raie $J = 2 \rightarrow 1$) à la vitesse systémique sur l’image $H\alpha$ en arrière-plan. Tirée de Cappa et al. (2001) (Fig. 5). *Image du bas à droite* : Courbes de niveaux du gaz HI à 63 km s^{-1} et l’image $H\alpha$ en arrière-plan. Tirée de Cappa et al. (1999) (Fig. 6).

2015. Les auteurs n’ont donc pas osé soumettre une demande de temps d’observation pour essayer de détecter ce signal. Ils sont néanmoins confiants de leurs résultats, car les récents modèles 2D d’évolution de bulles prédisent des instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor et parfois de Vishniac (Garcia-Segura et al. 1996) dans l’écoulement entre la bulle et le milieu interstellaire qui causent le mélange entre l’intérieur et l’extérieur de la bulle. Ces processus sont donc une des sources de perte de chaleur de la bulle pouvant expliquer les basses températures observées.

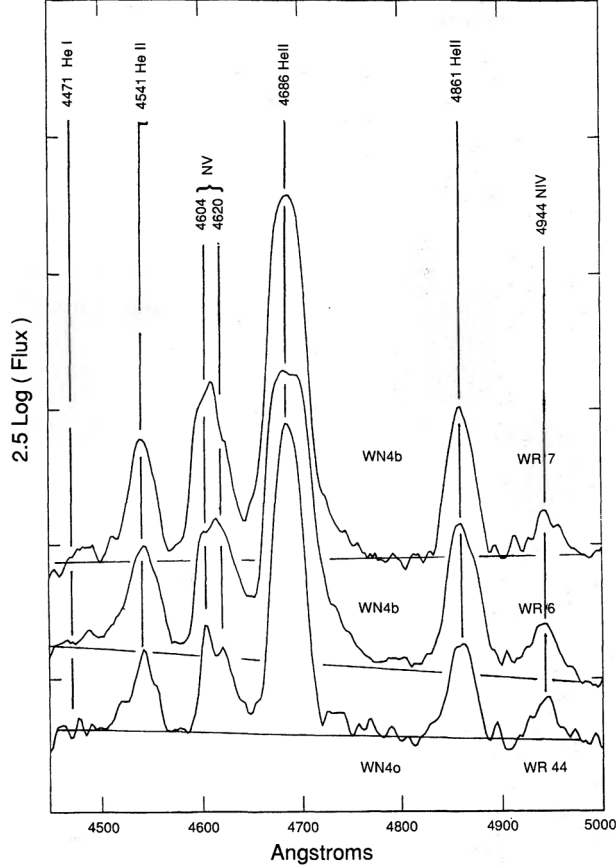


Figure 2.3. Spectre de WR7 dans le visible (courbe du haut). Figure 4 de Smith, Shara & Moffat (1996).

2.4. L'étoile WR7

WR7 (HD 56925) est de type $WN4b$ (depuis la classification de Smith, Shara & Moffat 1996) et située à $(07^{\text{h}}18^{\text{m}}29.13^{\text{s}}, -13^{\text{d}}13^{\text{m}}01.51^{\text{s}})$ (coordonnées ICRS J2000). Elle est donc une étoile WR de type précoce avec des raies de NIV et de NV d'intensités comparables et des raies de NIII soit faibles ou absentes (van der Hucht 2001). À la Figure 2.3 nous présentons un spectre de WR7 dans le visible. On y remarque la fameuse raie HeII $\lambda 4686\text{\AA}$ qui a un profil particulièrement large qui explique le *b* ajouté au type spectral. Les paramètres physiques de WR7 sont présentés au tableau 2.2. *Gaia* DR3 fournit une valeur de mouvement propre de $(\mu_{\alpha} \cos \delta, \mu_{\delta}) = (-3.51 \pm 0.02, 3.00 \pm 0.02) \text{ mas an}^{-1}$ pour WR7 (Bailer-Jones 2023).

L'analyse d'une potentielle variabilité photométrique de WR7 a été menée par Nazé, Rauw & Gosset (2021) et Toalá et al. (2022). Les premiers suggèrent que la variabilité pourrait être causée par des pulsations, mais ne peuvent confirmer cette hypothèse, car de nouveaux modèles de pulsations sont requis. Toalá et al. (2022) tentent d'apporter davantage de précision avec des observations spectrophotométriques. Ils détectent une variabilité dont

Tableau 2.2. Paramètres de WR7. Valeurs tirées de Hamann et al. (2019).

T_{eff} [kK]	112.2
v_{∞} [km s ⁻¹]	1600
M_* [M_{\odot}]	13
\dot{M} [M_{\odot} an ⁻¹]	$10^{-4.8}$
$\log L$ [L_{\odot}]	5.36
$\log R_*$ [R_{\odot}]	1.26

la période dominante est de 2.6433 ± 0.0005 jours. Ils concluent que les pulsations ne peuvent pas être la source dominante de la variabilité, car la période observée est nettement supérieure à celle attendue (de l'ordre de quelques minutes) selon un certain modèle (Grassitelli et al. 2016) de pulsations d'étoiles de masses comparables à celle de WR7. La variabilité observée serait plutôt due à un mélange de pulsations, de régions d'interaction en corotation (CIR) et de variabilité stochastique de basse fréquence.

Chapitre 3

Méthodologie

3.1. SITELLE

SITELLE (Spectromètre Imageur à Transformée de Fourier pour l'Etude en Long et en Large de raies d'Emission) est un spectromètre imageur à transformée de Fourier (iFITS). Il est imageur car il récolte deux images complètes du champ de vue sur deux détecteurs CCD de dimensions 2048×2064 pixels². Il est spectrographe, car il enregistre le spectre de la lumière à chaque pixel de l'image, produisant ainsi des cubes de données. L'instrument observe dans le domaine du visible à l'aide de plusieurs filtres : SN1, C1, SN2, C3, C2, SN3, C4 qui couvrent au total l'intervalle spectral 350-900 nm. La résolution spectrale d'un cube varie entre 1 et 10 000 selon le choix de l'observateur. L'instrument est basé au télescope Canada-France-Hawaï (CFHT). Dans cette configuration, il a un champ de vue de $11' \times 11'$, lui permettant un échantillonnage spatial de $0.32'' \text{ pixel}^{-1}$ et l'observation d'objets à des déclinaisons entre -38° et $+67^\circ$. L'aspect transformée de Fourier vient de son prin-

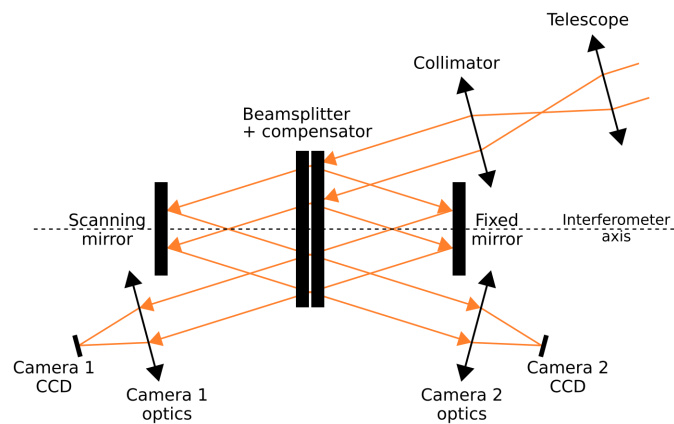


Figure 3.1. Composantes optiques parcourues par la lumière récoltée du CFHT dans l'instrument SITELLE. Tiré de Drissen et al. (2019).

cipe d’observation de base. Il contient un interféromètre de Michelson en son coeur, donc il détecte en premier lieu des interférogrammes. Ces derniers sont produits en faisant varier la différence de parcours optique (DPO) que prend la lumière en se propageant dans l’interféromètre pour interférer constructivement ou destructivement. Ce n’est qu’après les observations que les interférogrammes sont transformés en spectres en appliquant une transformée de Fourier numérique (FFT). Les composantes optiques du système sont affichées à la figure 3.1. Des descriptions supplémentaires du fonctionnement de l’instrument et de son prototype SpIOMM sont décrites dans Drissen et al. (2011), Grandmont et al. (2012), Drissen et al. (2019) et Martin et al. (2021).

3.1.1. Observations, réduction et analyse des données SITELLE

Les paramètres des observations SITELLE sont présentés au tableau 3.1. La réduction et l’analyse des données SITELLE est effectuée à l’aide d’ORB, le module PYTHON mère d’ORBS et d’ORCS, les sous-modules de réduction et d’analyse respectivement. Ces derniers communiquent entre eux dans un même environnement PYTHON contenant plusieurs bibliothèques supplémentaires d’analyse et de visualisation. ORB, ORBS et ORCS ont été développés par Thomas Martin¹ spécifiquement pour le traitement des données SITELLE (Martin, Prunet & Drissen 2016). Ils incluent des fonctions qui permettent d’ajuster des profils de raies à des raies spectrales pour produire des cartes du flux de plusieurs raies, ainsi que des cartes de vitesses radiales, de dispersion des vitesses, etc. L’ajustement des modèles aux données est réalisé par l’algorithme de minimisation du χ^2 de Levenberg-Marquardt (Levenberg 1944, Marquardt 1963). Comme l’instrument fonctionne à l’aide d’un interféromètre de Michel-

Tableau 3.1. Paramètres des observations SITELLE de NGC 2359

Filtres	SN1	SN2	SN3	C1
Date d’observation	24/06/2021	20/02/2020	01/12/2018	24/10/2022
Intervalle spectral [Å]	3626-3856	4820-5130	6470-6850	3890-4840
Nombre de pas	428	219	421	680
Temps d’exposition [s/pas]	25.0	30.0	18.0	16.4
Résolution spectrale R	2409	943	2374	1121

son, qu’il mesure des interférogrammes (en unités de DPO [cm]) et que ces derniers sont transformés en spectres (en unités de nombre d’onde [cm^{-1}]) en calculant leur transformée de Fourier, la fonction instrumentale est un sinus cardinal. En effet, comme les interférogrammes ne peuvent être détectés que dans un intervalle fini, i.e. une fonction boîte, la transformée de Fourier de l’interférogramme produit un sinus cardinal en présence de raies

¹<https://github.com/thomasorb>

spectrales (Martin, Prunet & Drissen 2016). Ces transformées sont appliquées aux données brutes à l'aide du module de réduction ORBS par des scientifiques basés au CFHT. De plus, à chaque pas optique, les deux images captées par les deux caméras de l'interféromètre doivent être corrigées pour le biais, la plage uniforme, les rayons cosmiques et la masse d'air, en plus d'être alignées.

3.1.2. Extraction et visualisation des données SITELLE

On extrait les données des cubes spectraux à l'aide de codes PYTHON. Une démarche générale, qui est un bon point de départ, est décrite dans la documentation de ORCS pour la production de cartes. On doit d'abord instancier un objet de classe `SpectralCube` pour manipuler le fichier du cube en format `.hdf5`. À partir de ce point, plusieurs possibilités sont offertes à l'utilisateur. Il est possible d'extraire le spectre intégré sur une sous-région du champ de vue. Cette région peut avoir une forme régulière, telle un cercle, une ellipse, un rectangle, etc ou une forme irrégulière. Cette dernière peut être définie à la main à l'aide du logiciel de visualisation SAOImage DS9² en sélectionnant la forme *polygon*. On peut ainsi ajuster une forme sur une image pour capturer presque n'importe quelle structure. Au départ, la carte du champ profond est produite à partir d'une commande et c'est cette image qu'on utilise pour construire les premières régions avec DS9. Ces régions servent aussi de masque pour effectuer des calculs sur certaines sections seulement. Par exemple, on effectue un ajustement aux données de l'axe spectral des pixels contenus dans une certaine région. Cet ajustement produit alors une carte par paramètre ajusté. Chacune des cartes contient des valeurs seulement à l'intérieur de la région donnée au départ. Les cartes sont enregistrées dans le format `.fits` (*flexible image transport system*) et on les visualise à l'aide du logiciel DS9 ou de la librairie MATPLOTLIB dans PYTHON. DS9 est utile pour la visualisation des cubes de données et des cartes, par son éventail de palettes de couleurs ainsi que ses paramètres de contraste et d'échelle, PYTHON avec le module `astropy` est utile pour appliquer des opérations mathématiques avec les cartes.

3.1.2.1. Note sur le *binning* de données.

Le *binning* en général est une technique de ré-échantillonnage des points de données qui permet d'augmenter le rapport signal-sur-bruit. On utilise cette technique sur les cartes produites pour augmenter le domaine où le rapport signal-sur-bruit est supérieur à un certain seuil. Ceci a le désavantage de diminuer la résolution spatiale. Par exemple, une carte de dimension 2064×2048 ré-échantillonnée en sous-groupes de 20×20 donne une carte de dimension 103×102 , où pour chaque sous-groupe la moyenne des points a été calculée.

²<https://sites.google.com/cfa.harvard.edu/saoimageds9/download>

3.1.3. Alignement des cubes SITELLE

Les rapports de raies provenant de cubes différents, par exemple $H\alpha/H\beta$, où les raies proviennent d'observations avec les filtres SN3 et SN2 respectivement, doivent être calculés à partir de cartes alignées. Comme les données sont recueillies à des moments différents, l'orientation de la nébuleuse dans le champ de vue de SITELLE est légèrement décalée d'un cube à l'autre. On utilise les cartes du continuum pour vérifier l'alignement des étoiles communes entre chacun des cubes.

Ici, les données du cube SN2 sont ajustées dans l'orientation du cube SN3. L'alignement se fait en deux étapes, que l'on doit effectuer simultanément : l'ajustement de l'échelle de taille et celui de translation. On utilise la méthode `scipy.ndimage` dans PYTHON, qui contient plusieurs sous-fonctions, dont celles de l'agrandissement et du décalage, nommées respectivement `scipy.ndimage.zoom()` et `scipy.ndimage.shift()`. Pour vérifier l'alignement, on fait appel à `imshow()` du module `matplotlib.pyplot` : une première fois avec les données du continuum du filtre SN3 (voir premier graphique de la figure 3.2), puis, dans la même image, avec les données du continuum du filtre SN2 (voir graphique du bas de la figure 3.2). Les données du cube SN2 sont affichées avec une échelle de couleurs inversée par rapport à l'échelle de couleurs des données de SN3. Cette inversion permet de discerner les étoiles d'un filtre par rapport à l'autre (voir les deux graphiques du haut de la figure 3.2). Au moment de les superposer, on ajoute un paramètre de transparence (`alpha`) entre 0 et 1 aux données de SN2, ce qui permet de voir la première carte à-travers la deuxième.

La méthode développée ici pour l'alignement n'est pas générale mais permet un bon ajustement du cube SN2 par rapport au cube SN3 de NGC 2359. Une méthode analogue a été utilisée pour aligner les cubes C1 et SN1 à SN3.

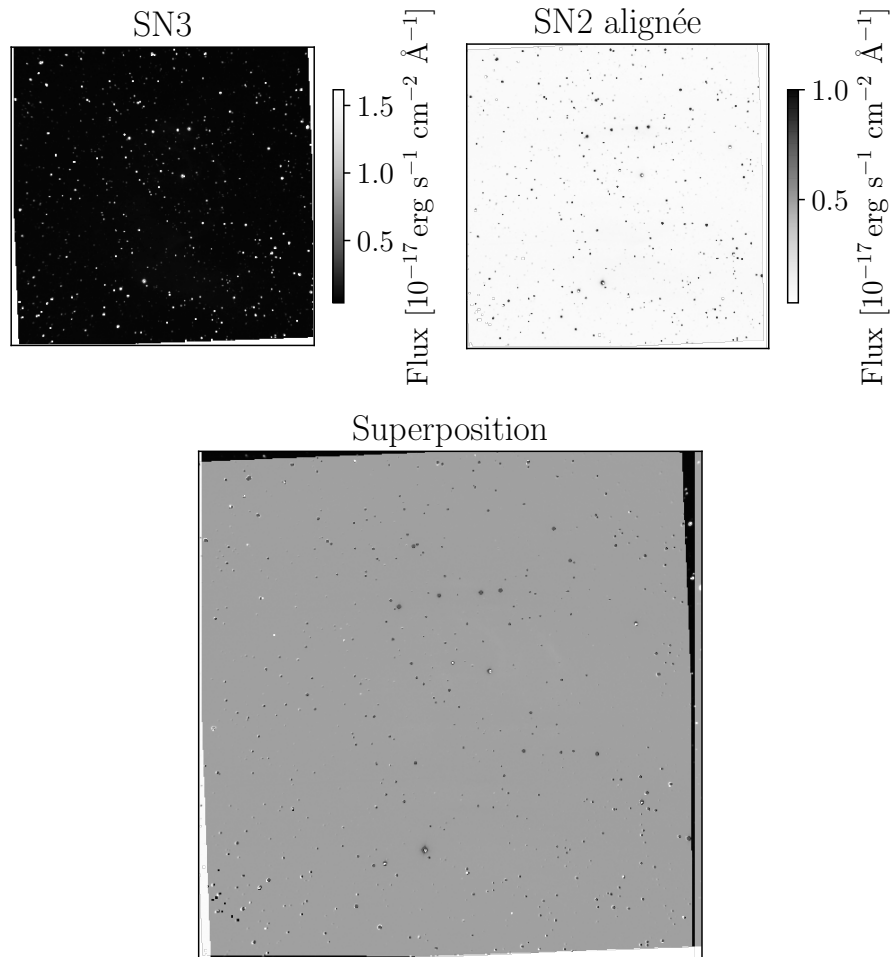


Figure 3.2. Représentation de la superposition des cartes du continuum. La carte de SN2 est alignée à l’orientation de SN3. On utilise une échelle de couleur inversée entre les deux cartes (images du haut). L’alignement est bon pour la région d’intérêt. On peut le voir en remarquant que les étoiles du centre de l’image sont presque entièrement grises (blanc additionné de noir). La région SE n’est pas parfaite : ceci est démontré par l’apparition de «croissants» blancs sur les étoiles se trouvant en bordure de l’image. Ce décalage est causé par un effet de distorsion près du bord de la carte. Cependant, ceci n’affecte pas la région d’intérêt de la nébuleuse.

3.1.4. Calibration des vitesses obtenues avec SITELLE

Comme NGC 2359 est très brillante et que son émission occupe tout le champ de vue de SITELLE, il n’est pas possible d’effectuer convenablement la calibration des vitesses avec les raies OH du ciel, car l’amplitude des raies nébulaires est supérieure de quelques ordres de grandeurs aux raies de OH sur presque la totalité du champ de vue. On utilise plutôt les données d’un objet observé le lendemain. Il s’agit des observations SN3 de NGC 2207 du 2

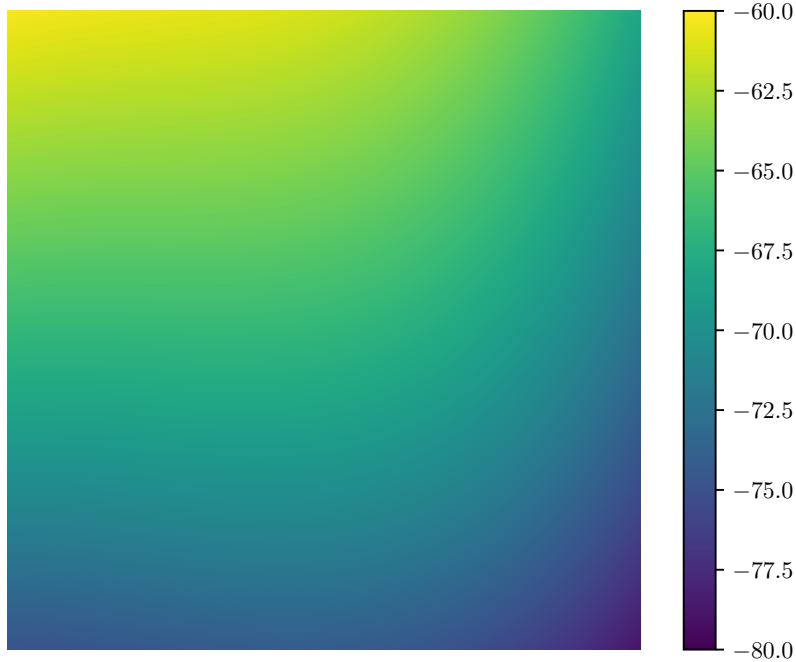


Figure 3.3. Calibration des vitesses radiales (en km s^{-1}) pour le champ de vue de SITELLE mesuré à partir du cube SN3 de NGC 2207 / IC 2163 pour le champ de vue de SITELLE lors du semestre d’observations ayant commencé le 1^{er} décembre 2018.

décembre 2018. L’objet occupe seulement le centre du champ de vue, alors les raies OH sont bien visibles autour. Comme cet objet a été observé lors de la même mission d’observation, sa calibration des vitesses peut être utilisée pour calibrer les vitesses du cube SN3 de NGC 2359. La méthode détaillée pour obtenir cette calibration est décrite dans la documentation de ORCS³. Pour ajuster le point zéro de la carte de calibration produite, on calcule premièrement la vitesse des raies OH du ciel dans les données de NGC 2359 dans une petite et rare région où elles sont détectées. Il s’agit d’une région où un nuage moléculaire bloque assez l’émission nébulaire, soit en ($\text{RA} = 109.69^\circ$, $\text{DEC} = -13.20^\circ$). On calcule ensuite la vitesse moyenne de la carte de calibration à l’intérieur de la même région. La différence entre ces deux vitesses est additionnée à la carte de calibration pour l’ajuster à celle de NGC 2359. En bref, cette méthode permet de corriger un gradient de vitesse sur l’image causé par l’ajustement de l’instrument sur l’optique du télescope. Ce gradient est représenté à la Figure 3.3.

³https://orcs.readthedocs.io/en/latest/script_example_wavelength_calibration.html

3.2. GMOS

Les spectrographes multi-objet de Gemini (GMOS) (un à l’Observatoire Gemini nord et l’autre à l’Observatoire Gemini sud) peuvent autant observer en mode imagerie qu’en mode spectroscopie. La description du système est détaillée dans Hook et al. (2004). L’instrument observe dans le domaine visible et a un champ de vue de $5.5' \times 5.5'$ et un échantillonnage spatial de $0.0807'' \text{ pixel}^{-1}$. Il utilise, depuis 2014, un détecteur CCD Hamamatsu à 12 amplificateurs (Gimeno et al. 2016). Plusieurs filtres à bande spectrale étroite ou large sont disponibles pour le mode imagerie. Le mode spectroscopique offre trois possibilités :

- Longue fente seule d’une longueur égale à la largeur de l’instrument soit de $5.5'$ et d’une largeur de $0.25''$, $0.5''$, $0.75''$, $1''$, $1.5''$, $2''$ ou $5''$,
- Multi-objet par l’application d’un masque contenant plusieurs fentes sur le détecteur,
- Unité à champ intégral (IFU) (champ de vue jusqu’à $7'' \times 5''$),

La troisième option est similaire à ce que peut faire SITELLE mais pour un champ de vue nettement inférieur. La résolution spectrale dépend de la taille de la fente et du choix de réseau dispersif. Plus la fente est mince, meilleure est la résolution. La liste des réseaux disponibles avec GMOS se trouve sur le site web donné en bas de page⁴. Ils sont tous efficaces sur des sous-sections différentes de l’intervalle visible de la lumière.

3.2.1. Observations, réduction et analyse des données GMOS

Les données GMOS recueillies pour la présente étude ont été obtenues dans le mode longue fente. Les observations ont été menées le 16 mars 2023. La fente était positionnée afin de contenir un filament brillant situé à la partie ouest de la bulle. Les coordonnées RA et DEC du centre de la fente utilisée de dimensions ($2'' \times 330''$) sont $RA = 7^{\text{h}}18^{\text{m}}24.20^{\text{s}}$, $DEC = -13^{\circ}12'22.41''$ (J2000). L’angle de la fente par rapport à l’axe d’ascension droite était de 215° . Le réseau dispersif B600 couvrant un intervalle spectral de 4141 à 7298 Å a été utilisé avec un échantillonnage spectral de 2 Å et une résolution de $R = 600$. Dix expositions de 500 s et trois de 55 s ont été obtenues. Malheureusement, les deux premières longues expositions sont inutilisables puisqu’aucune calibration du champ plat n’a été prise pour ces expositions et elles sont nécessaires pour une bonne réduction de données. De plus, le tramage (minces décalages selon les axes spatiaux et/ou selon l’axe spectral permettant de diminuer l’impact des mauvaises colonnes du détecteur) d’une exposition à l’autre n’a pas été appliqué (par erreur) lors des observations et un amplificateur était non fonctionnel. Donc, des sections de l’intervalle spectral sont inutilisables. Ces données ont été réduites à l’aide de la librairie DRAGONS (Labrie et al. 2023). Cette dernière fonctionne aussi dans un

⁴<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/components#Gratings>

environnement PYTHON. Une section de sa documentation⁵ est un exemple de réduction des données spectrales collectées à l'aide d'une longue fente, qu'on utilise comme point de départ pour notre propre réduction de données. Son application spécifique à l'ensemble de données de la présente étude est décrite à la section 4.2.2. Une partie importante de la calibration est néanmoins expliquée à la section suivante.

3.2.2. Soustraction du ciel des données GMOS

Lors de la réduction des données GMOS avec DRAGONS, on extrait deux sections de fente aux extrémités. On s'assure qu'aucune soustraction du ciel n'est effectuée par défaut au préalable. Une autre section de la fente permet d'extraire le spectre du filament d'intérêt. On utilise les deux premières sections pour la soustraction du ciel. La position et les dimensions de la fente sur la nébuleuse et la position et dimensions des sections d'extractions utilisées sont représentées à la figure 4.1.

La procédure de soustraction des raies du ciel consiste à prendre un spectre moyen à partir des spectres des extrémités, de le multiplier par une constante et de le soustraire au spectre du filament. La valeur de la constante est déterminée en minimisant l'écart-type des points du spectre corrigé associés à une signature spectrale se trouvant dans tous les spectres, c'est-à-dire les raies du ciel. La figure 3.4 montre les trois spectres extraits de la fente et le spectre corrigé. On remarque que les trois spectres de départ ont les mêmes raies entre 680 et 705 nm. Le premier est le seul des trois à montrer une raie à 707 nm. Il s'agit donc d'une raie nébulaire et elle correspond justement à la raie He I $\lambda 7065\text{\AA}$. Pour corriger le spectre, on trouve la constante de soustraction qui permet de minimiser l'écart-type en y entre 680 et 704 nm. On remarque que le spectre corrigé n'a pratiquement plus de raies du ciel et a toujours ses raies nébulaires.

3.3. Calcul de T_e et n_e

Dans Osterbrock & Ferland (2006) on mentionne que la température et la densité électronique du gaz, T_e et n_e , peuvent être estimées à l'aide de rapports de raies de recombinaison. Cependant, cette méthode est rarement utilisée dans la littérature et donc ne sera pas décrite ici. On utilisera plutôt le rapport de raies interdites sensibles à T_e et à n_e . Plusieurs diagnostics de température et de densité électronique sont implantés dans la librairie PYNEB. Ceux utilisés lors du présent travail sont illustrés à la figure 3.5. On y voit que le diagnostic avec les raies de [O III] devient de plus en plus dépendant de la densité électronique pour $\log(n_e) > 5$, ce qui est beaucoup plus élevé que les densités des nébuleuses. En général,

⁵https://dragons.readthedocs.io/projects/gmosls-drtutorial/en/v3.1.0/ex1_gmosls_dithered_cmdline.html

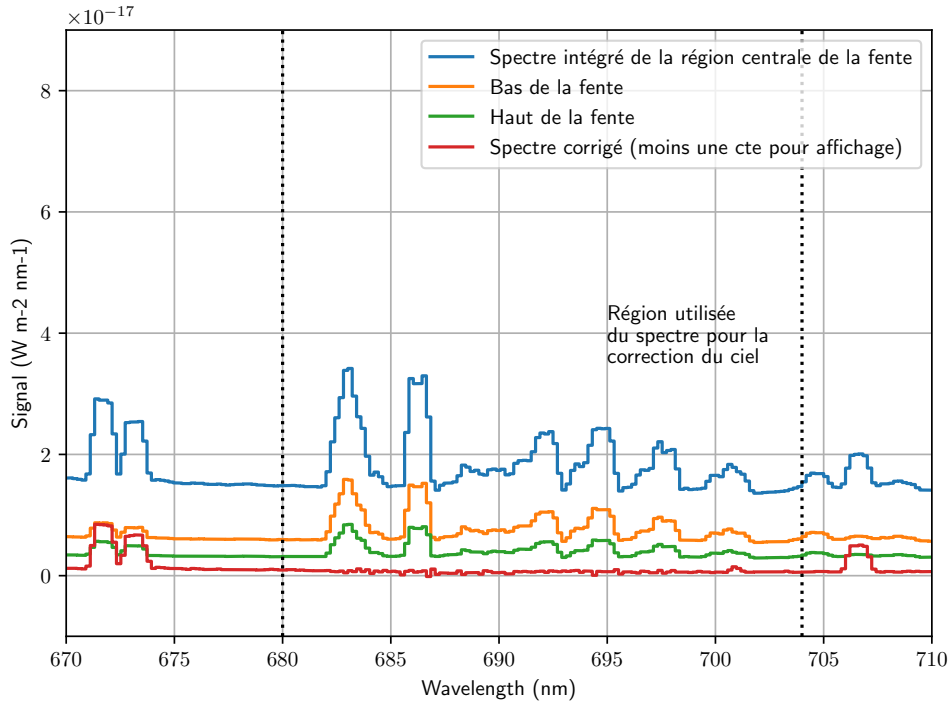


Figure 3.4. Méthode de soustraction du ciel des données GMOS. Un décalage en ordonnée est appliqué au spectre corrigé seulement pour aider à la visualisation. La section à l'intérieur des lignes verticales pointillées correspond à la région utilisée pour la correction du ciel.

ces deux paramètres doivent être déterminés de façon simultanée, avec la fonction `PYNEB diags.getCrossTemDen()` notamment, même si la corrélation est parfois faible. Les rapports de raies diagnostiques de la densité électronique impliquant les doublets de [S II], [O II], [Cl III] et [Ar IV] ont tous une faible dépendance de la température électronique et sont précis entre 100 et $100\,000\text{ cm}^{-3}$. Ceux du [S II] et [O II] sont plus précis pour les faibles densité et ceux du [Ar IV] et [Cl III] pour les plus hautes densités. On peut donc s'imaginer qu'il est difficile voire impossible de déterminer la densité d'un gaz hautement ionisé de densité inférieure à 100 cm^{-3} avec ces diagnostics seulement.

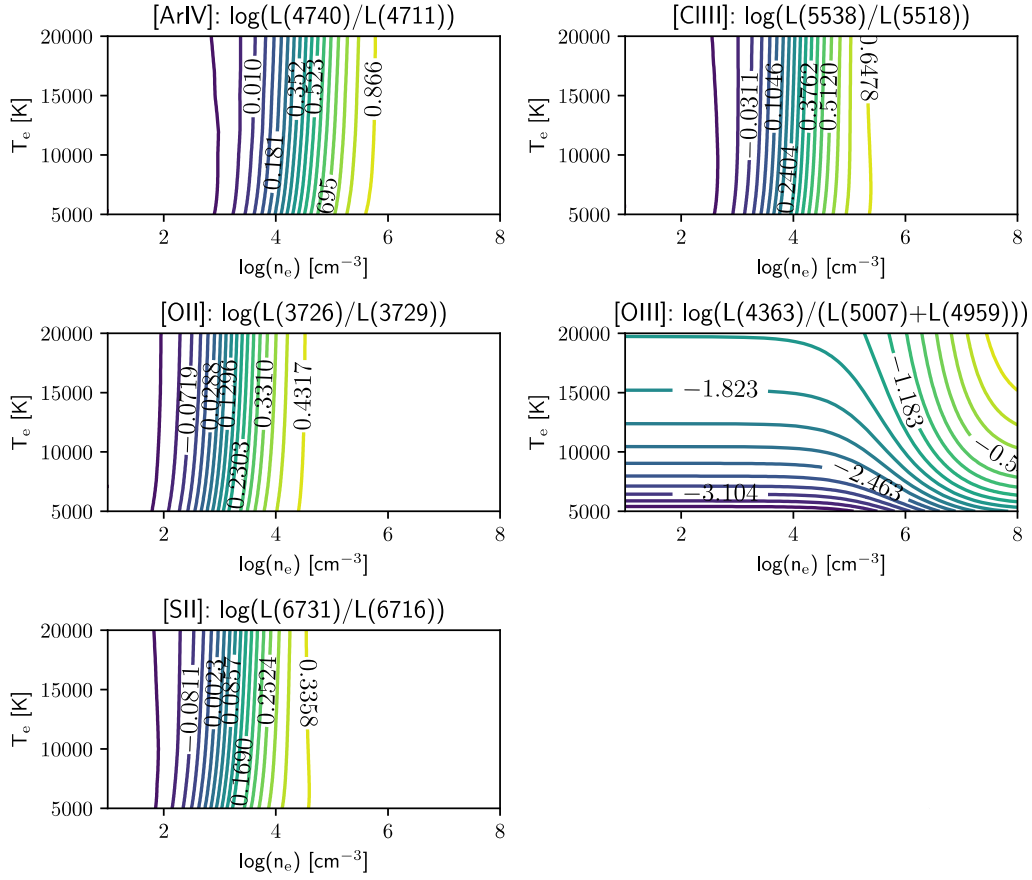


Figure 3.5. Diagnostics de température et de densité électronique à partir de rapports de raies interdites nébulaires. Les valeurs du logarithme du rapport de raies associées à l'échelle de couleur sont indiquées sur les courbes. Diagrammes produits à l'aide de la librairie PYNEB.

Chapitre 4

An Observational Study of the WR Windblown Bubble in the NGC 2359 Nebula from SITELLE observations

Cyril Dumontier¹, Nicole St-Louis¹, Laurent Drissen² et Christophe Morisset³

- (¹) Département de Physique, Université de Montréal, Campus MIL, 1375 Ave. Thérèse-Lavoie Roux, Montréal (QC), H2V0B3, Canada
- (²) Département de physique, de génie physique et d'optique, Université Laval, Québec (QC), G1V 0A6, Canada
- (³) Universidad Nacional Autónoma de México Instituto de Astronomía, Ciudad de México, Ciudad de México, MX

This article is to be submitted to *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.

Contributions de Cyril Dumontier :

J'ai effectué l'analyse des données SITELLE à l'aide de codes PYTHON inspirés de la documentation de la librairie ORCS et d'autres codes originaux. J'ai produit des cartes du flux des raies, de vitesse et de dispersions des vitesses des 4 cubes disponibles. J'ai réduit et analysé les données GMOS. J'ai calculé les paramètres nébulaires, tels la densité et température électronique et l'extinction interstellaire, à l'aide de la librairie PYNEB. J'ai interprété les résultats et j'ai rédigé le texte.

Nicole St-Louis et Laurent Drissen ont contribué en apportant des pistes d'analyse et d'interprétation des résultats lors de rencontres hebdomadaires. Ils ont aidé à la rédaction du texte.

Christophe Morisset a apporté des précisions dans l'interprétation du diagramme BPT. Il m'a guidé pour le calcul des températures et densités électroniques.

ABSTRACT. In this paper, we conduct an analysis utilizing observations from the SITELLE imaging spectrograph at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT) and the GMOS spectrograph at the Gemini-South telescope to study the Wolf-Rayet (WR) nebula NGC 2359. This dataset with high spatial resolution and coverage helped us shed more light on the discrepancy between two ionized gas structures and on their link with the atomic and molecular components observed in previous studies. The first ionized gas structure with an arc-like shape presents strong emission in first ionization state atoms collisional lines and has a mean LSR radial velocity of 54 km s^{-1} , as expected for this region of the Galaxy. The second component, which corresponds to the WR bubble, shows strong emission in second ionization state collisional lines, but very little emission in first ionization state collisional lines. We estimate its expansion velocity to $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. BPT and SMB diagrams for the entire nebula are inconclusive in regards to the excitation source of the gas (photoionized or shock excited) most likely due to the fact that the central WR star is very hot with $T_{\text{eff}} = 112 \text{ kK}$. The fact that most of the lines used in these diagnostic plots are from non-dominant lines, such as [N II] and [S II], renders these diagnostics unadapted to this highly ionized nebula. Assuming photoionization, we produce electron temperature and density maps from collisionally excited lines ratios that confirm results obtained in the literature.

Keywords: WR Windblown Bubble, Ring Nebulae, NGC 2359, SITELLE, HII region

4.1. Introduction

In spite of their short lives, massive stars have a significant impact on their surrounding interstellar medium (ISM). Their winds are dense ($\sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), with high terminal velocities ($v_{\infty} \sim 1000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$) and are structured on small and sometimes large scales. In all phases of their evolution, they inject a large amount of mass, momentum and energy into their surrounding medium, either through stable sustained winds during the H-burning and He-burning phases or through more eruptive outflows (e.g. Smith 2014). This ejected mass is both photoionized and excited by the flux from these hot stars and/or shocked by their strong wind.

The impact of the star on its surrounding ISM begins on the main sequence when the star is of O spectral type. At that stage, the wind has $\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $v_{\infty} \sim 1000 - 2000 \text{ km s}^{-1}$ and blows a cavity in the ISM. The next phase is thought to be more eruptive, either Red Supergiant (RSG) or Luminous Blue Variable (LBV), depending on the star's mass, with a slow and dense wind filling the cavity produced on the main sequence. Once the helium burning starts, the star enters the classical Wolf-Rayet (WR) phase. A stronger wind is then initiated ($\dot{M} \sim 10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and $v_{\infty} \sim 1000 - 3000 \text{ km s}^{-1}$) and blows a bubble into the previous ejecta, creating shocks that heat the gas inside the bubble to extremely high temperatures.

Therefore, the mass-loss history of massive stars can, in principle, be determined by studying the circumstellar medium (CSM) around WR stars. Indeed, in that evolutionary

phase, the mass-loss history of all previous phases is imprinted into the surrounding ISM. Not all WR stars are surrounded by a nebula. The most likely explanation is that after a certain time, the nebula dissipates and cools and therefore that the presence of a WR nebula visible in the optical is a sign of youth (Vink, Gräfener & Harries 2011). It is not a straightforward task to separate the different components of a WR nebula, hence having spatially resolved data of the entirety of the gas surrounding the star in different spectral lines is a big advantage when analyzing these objects (e.g. Sévigny et al. 2021).

The present study focuses on the WR windblown bubble of the NGC 2359 nebula. This nebula seems to consist of two distinct parts : an arc-shaped component open to the west and a filamentary ring or bubble embeded in the arc. Its ionization source, WR7, is of spectral type WN_4b and has a very high effective temperature of 112 kK (Smith, Shara & Moffat 1996).

Johnson & Hogg (1965) were the first to identify NGC 2359 as a WR nebula. Based on radio flux measurements at 1400 MHz, they estimated the mass of the inner ring to $44 M_{\odot}$.

Cappa et al. (1999) obtained VLA radio observations of NGC 2359 as well as narrow-band images in the visible to study the atomic and ionized components of the nebula. They estimated the mass of the ionized filamentary shell to $70 M_{\odot}$ with an electron density of 120 cm^{-3} . The atomic gas was found to interact with the lower part of the arc at the systemic velocity of the nebula, 54 km s^{-1} in the LSR frame (Schneps et al. 1981 ; Goudis, Hippelein & Muench 1983) and with the eastern edge of the shell at 63 km s^{-1} . Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001) and Cappa et al. (2001) studied the distribution and kinematics of the CO gas. Three distinct components were detected. The first at 54 km s^{-1} is located at the southeastern border of the arc-shaped nebula. The second at 37 km s^{-1} is located to the east of the ring shaped component and in contact with it. The last was detected at 67 km s^{-1} and the link of this component with NGC 2359 was not confirmed in either of these studies.

High resolution spectroscopic studies of NGC 2359 in the visible wavelength range were carried out by, for example, Esteban et al. (1990) and Esteban et al. (2017) with slits positioned on prominent filaments of the ring-shaped and arc-shaped components of the nebula. Strong emission lines of $H\alpha$, $H\beta$, $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$ and $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6583 \text{ \AA}$ were detected as well as fainter lines of $[\text{O III}]\lambda 4363 \text{ \AA}$, $[\text{N II}]\lambda 5755 \text{ \AA}$, $[\text{Cl III}]\lambda\lambda 5518, 5538 \text{ \AA}$ and $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716, 6731 \text{ \AA}$. From line ratios, these authors estimated the reddening correction coefficient ($0.7 \leq cH\beta \leq 1.45$), electronic density ($n_e \sim 100 \text{ cm}^{-3}$) and temperature ($T_e \sim 11000 \text{ K}$) in these regions. However, all these studies lack spatial coverage, to the detriment of a morphological interpretation.

In this paper, we present a spatially resolved spectroscopic study of the entire NGC 2359 nebula. The WR windblown bubble is studied in detail using images with a high spatial

sampling covering a wide field-of-view (FOV) of $11' \times 11'$ encompassing the major parts of the nebula. In Section 4.2, we present our observations and describe our data reduction procedure. Section 4.3 contains the core of our analysis from which we determine the physical parameters of the nebula and the gas kinematics. We discuss our results and conclude in Section 4.4.

4.2. Observations and Data Reduction

The main observations used in this study were obtained with SITELLE, an imaging Fourier transform spectrograph installed at the Canada-France-Hawaii telescope (CFHT) (Drissen et al. 2019). We also secured supplementary GMOS data using the Gemini South telescope (Gimeno et al. 2016) to obtain the flux of very faint lines not detected in our SITELLE data, but crucial to determine key physical parameters of the nebula. We provide details of these datasets in the next two sub-sections.

4.2.1. SITELLE Datacubes

SITELLE records two complementary interferograms with two e2v CCDs (2048×2064 pixels), that are Fourier transformed to produce a datacube of spectra for a field of view of 11×11 arcmin² giving a spatial sampling of $0.32''$ pixel⁻¹. The series of SITELLE observations that we secured consists of four datacubes obtained from December 2018 to October 2022. Table 4.1 lists the filters used, the dates of the observations, the spectral range covered by each filter, the number of steps chosen for each cube, the exposure time per step and the resulting spectral resolution, R .

Tableau 4.1. SITELLE observations of NGC 2359

Filters	SN1	SN2	SN3	C1
Observation date	06/24/2021	02/20/2020	12/01/2018	10/24/2022
Spectral range [Å]	3626-3856	4820-5130	6470-6850	3890-4840
Number of steps	428	219	421	680
Exposure [s/step]	25.0	30.0	18.0	16.4
Spectral resolution R	2409	943	2374	1121

Our SITELLE data were reduced by the instrument scientists at CFHT with ORBS¹, the reduction pipeline specifically tailored to SITELLE datacubes and developed by Martin, Prunet & Drissen (2016). The instrument records two images per interferometer optical path step to produce the interferograms. Within the reduction routine, they are bias, flat-field, cosmic ray, and airmass corrected as well as aligned. After these corrections are applied, the

¹<https://github.com/thomasorb/orbs>

interferograms, in units of optical path difference [cm], are Fourier transformed to produce spectra in units of wavenumber [cm^{-1}], for which the instrumental line function is a sinc function (for more details, see Martin, Prunet & Drissen 2016). Wavelength calibrations were carried out using a He-Ne laser datacube obtained at least once per observing run. Finally, the datacubes were flux calibrated with a spectrophotometric standard star cube obtained each semester and the absolute flux calibration is achieved with a set of standard stars.

To carry out the analysis of our SITELLE datacubes, we used the ORB and ORCS modules (Martin, Drissen & Prunet 2021). The analysis pipeline includes a fitting algorithm for these spectra to obtain, at each pixel of the image for a given spectral line ;

the amplitude ;

the velocity ;

the velocity dispersion or broadening σ^2 .

The choice of line profile depends on the S/N ratio, the spectral resolution and the intrinsic gas velocity. If the S/N ratio is low, the sidelobes of the sinc function are lost in the noise, making the Gaussian function an appropriate choice. If the S/N ratio is high enough as to render the side lobes visible, we select either a sinc or a sincgauss function. In that case, the spectral resolution determines the function to be privileged. At low resolution, the broadening is lost in the instrumental FWHM, that is determined by the spectral resolution, in which case we would select the sinc function. Inversely, at a high spectral resolution, the broadening is larger than the instrumental FWHM, and in that case the sincgauss model is the best choice to fit the data.

It is also possible to fit the lines from spatially integrated regions of the image defined by the user. This is done to retrieve global information over a broad region and has the advantage of increasing the S/N ratio. These regions are either `.reg` files (*region* files constructed using the SAOImage DS9 software) or PYTHON strings using the DS9 *region* logic and they can have any shape the user requires ³. A datacube usually contains multiple spectral lines. It is possible to fit each of these lines for each of the 4 million pixels of SITELLE’s field of view (FOV) and recover a map for each of the parameters mentioned above as well as the integrated flux. For exemple, our SN3 filter contains the H α line, two [N II] lines, two [S II] lines and the He I $\lambda 6678\text{\AA}$ line. If we fit a sinc function to each of the lines and force them to share the same velocity, six different amplitudes and one velocity will be fitted. This can be done in a reasonable amount of time thanks to the parallelization of ORB and ORCS codes. The more parameters there are to fit, the more computation time is required. For instance,

²Only when fitting a *sincgauss* profile, which consists of a sinc function convolved with a Gaussian profile of parameter σ , or just a *Gaussian* profile of parameter σ .

³See more details at https://pyregion.readthedocs.io/en/latest/getting_started.html.

if we fit the aforementioned lines with a sincgauss model and allow them to all have different velocities and broadening parameters σ , 18 parameters will be fitted (6 amplitudes + 6 velocities + 6 sigmas). The algorithm also outputs the BIC (Bayesian Information Criterion) of the fit to determine if a model with numerous parameters is a better representation of the data than a model with fewer parameters. This criterion helps to decide if the user is overfitting the data or not.

We used the SN3 datacube for our kinematical study because of its higher spectral resolution and S/N ratio. Although the spectral resolution of the SN1 cube is slightly higher, only [O II] are detected in the arc component and not in the WR bubble component. Hence, the bubble’s kinematics cannot be studied using data from this filter (see Section 4.3.1). It is also more common to study the kinematics using the data from the SN3 filter, because it contains numerous OH sky lines, which are ideal for an accurate velocity calibration. In the case of NGC 2359’s data however, the nebular emission is very strong over the whole FOV, thus flooding the OH sky lines signal. Luckily, a SN3 datacube of a galaxy was acquired the day after our observations were taken. Since they were both obtained during the same observing run, their velocity calibration should be similar. This SN3 datacube of the day after is well suited for the velocity calibration, because the galaxy, which is also much fainter, does not cover the whole FOV. We thus used the OH sky map from the galaxy’s SN3 cube to determine the velocity correction across the FOV (which yields a gradient of ~ 20 km/s). The zero-point was anchored using the OH lines in an integrated region of NGC 2359 with minimal nebular emission.

4.2.2. GMOS Spectrum

In order to determine the flux of very faint spectral lines and to determine key parameters of the gas in the WR bubble part of the nebula, such as the electron temperature (T_e) and density (n_e), we obtained GMOS observations with the Gemini South telescope on March 16th 2023 for one bright filament located in the western part of the bubble. The RA and DEC coordinates of the center of the ($2'' \times 330''$) GMOS longslit that we used are RA = $7^{\text{h}}18^{\text{m}}24.20^{\text{s}}$, DEC = $-13^{\circ}12'22.41''$ (J2000). The angle of the slit with respect to the right ascension axis was set to 215° . This slit is shown as a green rectangle in Figure 4.1 superposed on our SITELLE deep frame image from the SN3 cube. The B600 grating covering a spectral range between 4141 and 7298 Å was used with a spectral sampling of 2 Å. Ten exposures of 500 s each and three of 55 s were obtained. The first two longer exposures were unusable because no associated flat field image was obtained before the science observations and they are required in our case for an accurate data reduction. Unfortunately, a dither was not

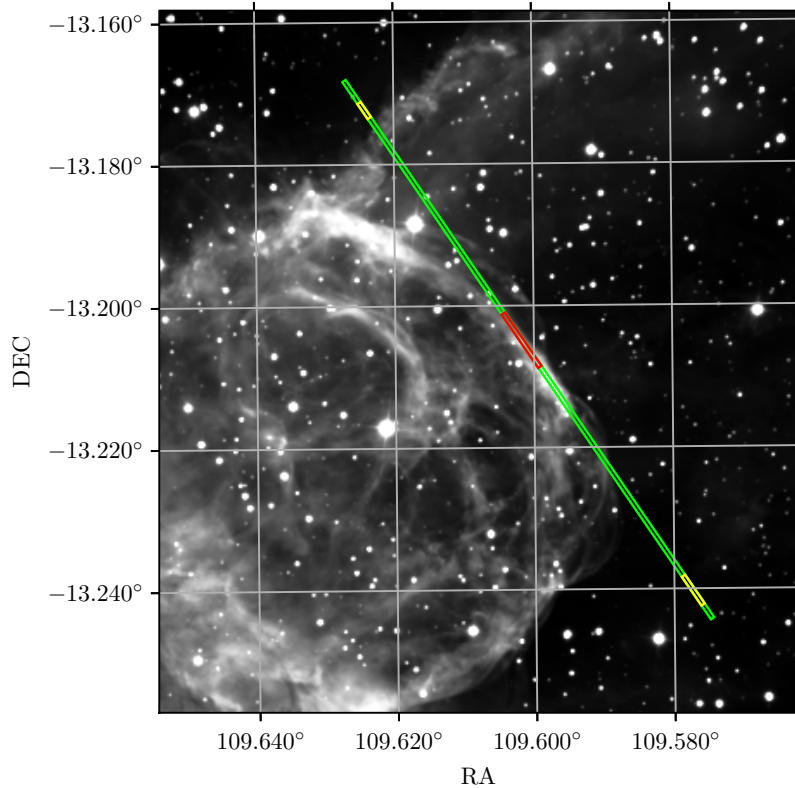


Figure 4.1. Position and orientation of the GMOS longslit shown in green superposed on the deep frame from the SITELLE SN3 filter. The section used for the science analysis is shown in red. The sections used for sky subtraction are shown in yellow.

applied (by mistake) during the observations and an amplifier was also not working, so part of the spectral range was unusable.

The GMOS data reduction was carried-out using the DRAGONS version 3.1.0 software (Labrie et al. 2023). We extracted the spectrum of the filament from the middle part of the longslit (see red rectangle in Figure 4.1). This section of the slit was used even though it does not include the brightest part of the filament because further down the slit, a bad column affected directly the [Cl III] 5538 Å line that we needed for our analysis. The section we chose was therefore the best to maximize the S/N ratio for this dataset. We used the default longslit `reduce` reduction recipe from DRAGONS. However, we chose to bypass the cosmic-ray flagging⁴ and sky correction⁵ steps on the CCD image. We also used the median⁶ of the stack, rather than the mean, and we bypassed the sky correction for the aperture

⁴`p.flagCosmicRays()`

⁵`p.skyCorrectFromSlit()`

⁶`stackFrames:operation=median`

spectrum extraction⁷. We modified the longslit `reduce` recipe because the default procedure added too many bad columns to the spectrum for our scientific needs. We then performed our own sky correction. We extracted spectra on the two extremities of the slit (see yellow sections in Figure 4.1) and subtracted them from the science spectrum. The exact method consisted in locating a region of the spectrum that includes many sky lines in both the science spectrum and the sky spectra. We then averaged both sky section spectra, multiplied the result by a scaling factor and subtracted it from the science spectrum. The scaling factor was determined by minimizing iteratively the scatter in the corrected spectrum in a section of the wavelength range where only sky lines are present. This method enables us to remove sky lines and retains only nebular lines. The sky-corrected spectrum that we used for our science analysis is presented in the next section (Figure 4.10). We used tools from the `ASTROPY`⁸ library to fit the continuum and thus remove the base level. Each spectral line was fitted independently with a simple Gaussian line profile to determine their flux.

4.3. Data Analysis

In this section, we present the analysis of our SITELLE and GMOS observations. We first present the general characteristics of NGC 2359 that can be obtained from our line maps and other observations from the literature. We then discuss the gas kinematics from our $H\alpha$ data and GMOS spectrum. Finally, we present our reddening correction determination, diagnostic diagrams, the electronic density and temperature maps.

4.3.1. General Morphology of NGC 2359 from SITELLE Data

In order to give an overview of all nebular lines available to us for this study, an integrated spectrum of a region including a section of the southern part of the bubble as well as a part of the arc is presented in Figure 4.2. All lines that we were able to fit over the entire FOV of SITELLE for NGC 2359 are labelled on the top of the plot. The spectra extracted from different filters are displayed with different colours. Emission-line maps were produced for all these lines.

NGC 2359's morphology is well known to present a very strong ionization gradient from east-to-west, which is emphasized by our emission-line maps. To illustrate this, we present in Figure 4.3 a composite red-green-blue image from five emission-line maps : $[S\ II]\lambda 6731 + 6717$ Å in red, $H\alpha$ in green and $[O\ III]\lambda 5007 + 4959$ Å in blue.

While $H\alpha$ is seen across all parts of the nebula, the higher ionization lines of $[O\ III]$ dominate in the bubble section. The lines of low ionization states such as $[S\ II]$, $[N\ II]$ and

⁷[extractSpectra:subtract_sky=False](#)

⁸<https://www.astropy.org/>

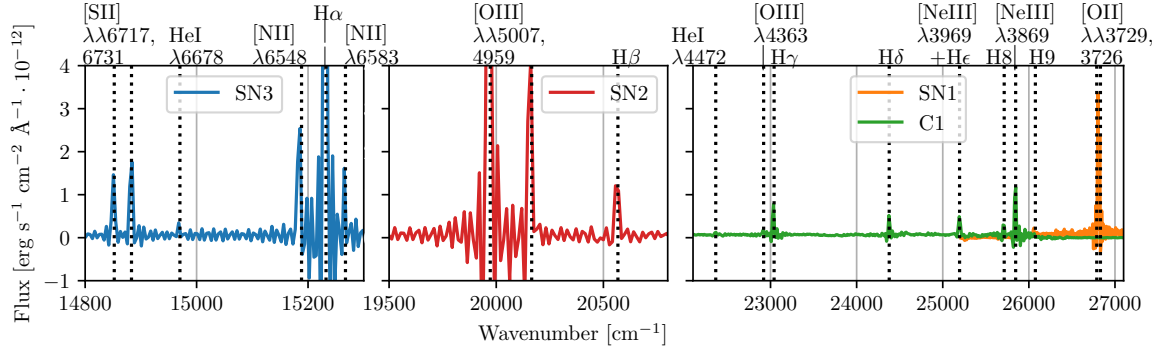


Figure 4.2. SITELE integrated spectrum of a region including a section of the southern part of the bubble and a section of the arc. The detected lines are identified at the top of the plot and the spectrum obtained with each different filter is plotted using different colours.

[O II] are strong in the arc, but barely detected in the bubble. Only a very faint structure is seen to overlap with the bubble just north of WR7 and we believe that it is either in front of or behind it. The emission from the arc is typical of HII regions, but the bubble is clearly more highly ionized. This contrast between these two components is further illustrated in Figures 4.4 and 4.5. In the former, strong emission in [O III] and [Ne III] from the bubble is seen, while in the latter only faint and diffuse emission towards the bubble is visible. From these Figures, it is clear that the more spherical, filamentary part of the nebula immediately surrounding the hot WR star is in an extremely high ionization state, while the arc-shaped component, although adjacent to the plane of the sky, is in a lower ionization state. The arc emits a mixture of lines mainly from the first ionization state. A proxy for the hardness of the radiation field is the [O III] λ 5007Å/H α ratio. The map of this line ratio is presented in Figure 4.6. We would usually use the [O III] λ 5007Å/H β ratio map, but our H β map contains interferometric fringes that are even more contrasted in a ratio map. This Figure shows that high values of the ratio are found in the outer edges of the bubble component of the nebula. It also indicates that stronger H α emission is detected from the arc.

We can also compare the ionized gas distribution with the location of the neutral and molecular gas. The arc component visible in ionized gas defines the boundary with the molecular gas published in the literature. Cappa et al. (1999) found that the HI gas is located between the ionized arc and the molecular gas, as observed by Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001) and located further to the east. The spatial distribution of the molecular gas with respect to the ionized gas, as traced by the associated hot dust is shown in the left panel of Figure 4.7, where we superpose the intensity contours of the sub-millimetric emission at 250 μ m from infrared dust clouds observed with the SPIRE instrument (Griffin et al. 2010) on board the Herschel space telescope from the Hi-GAL survey (see Zahorecz

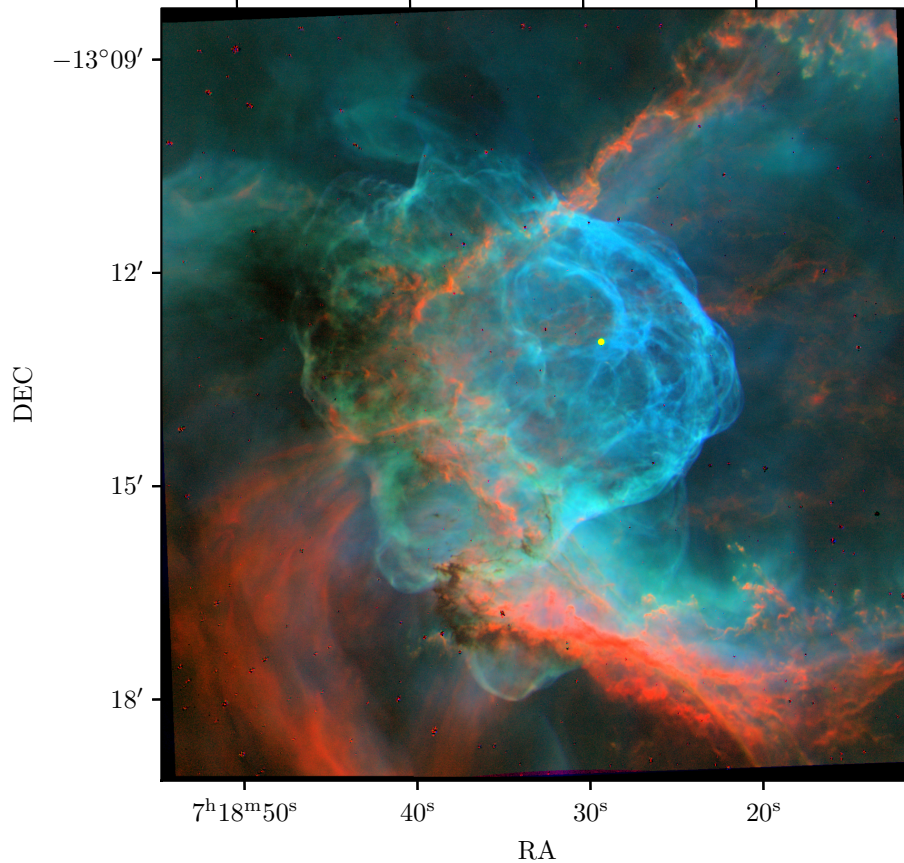


Figure 4.3. Three-colour image of the NGC 2359 nebula from our SITELLE data. The red component is the flux of the $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717+6731 \text{ \AA}$ lines, the green component is the flux of $\text{H}\alpha$ and the blue component is the flux of the $[\text{O III}]\lambda\lambda 5007+4959 \text{ \AA}$ doublet. The position of WR7 is marked by a yellow filled circle.

et al. 2016), onto a combined SITELLE image with $\text{H}\alpha$ in blue and $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717+6731 \text{ \AA}$ in red.

Finally, we display in the right-hand panel of Figure 4.7 an image from the Canadian Astronomical Data Center (CADC) of H_2 1-0 S(1) emission towards NGC 2359, obtained with the CPAPIR camera at the Observatoire du Mont-Mégantic (OMM) on March 25th 2018. The emission from molecular hydrogen heated by the UV photons from the WR star clearly defines the border of the molecular cloud.

The combination of all these data underlines a clear gradient from the south-east to the west, from cold molecular gas, to excited molecular hydrogen, to atomic hydrogen and finally from low to high ionization gas when approaching the WR star. The radiation from WR7 is too hot for the bubble to contain considerable singly ionized atoms emission. Instead, the gas is ionized to the second and even third ionization states.

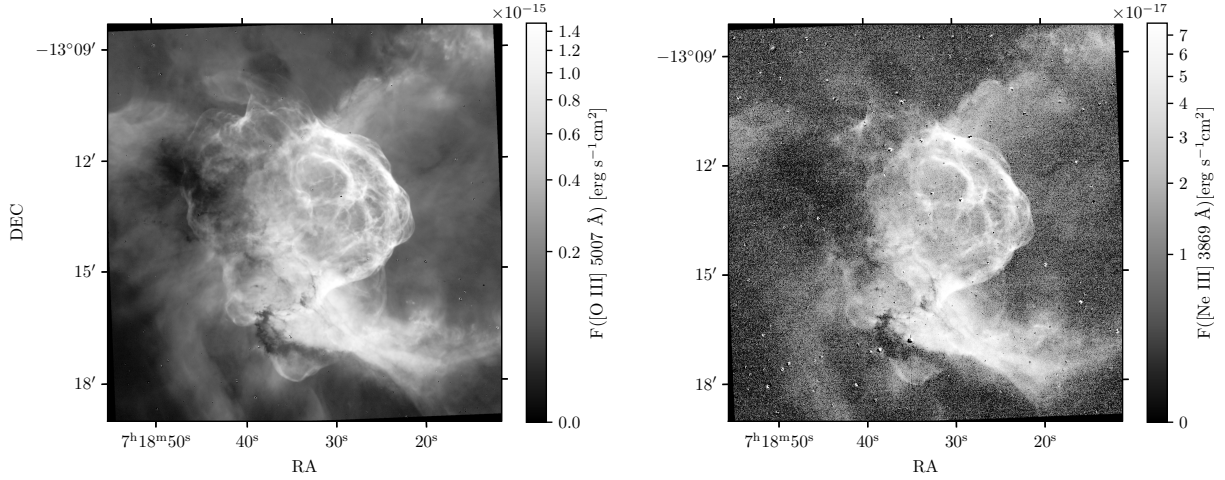


Figure 4.4. Emission-line maps of two atoms in the second ionization state. On the left panel, we show the $[\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}$ flux map and on the right the $[\text{Ne III}]\lambda 3869\text{\AA}$ flux map.

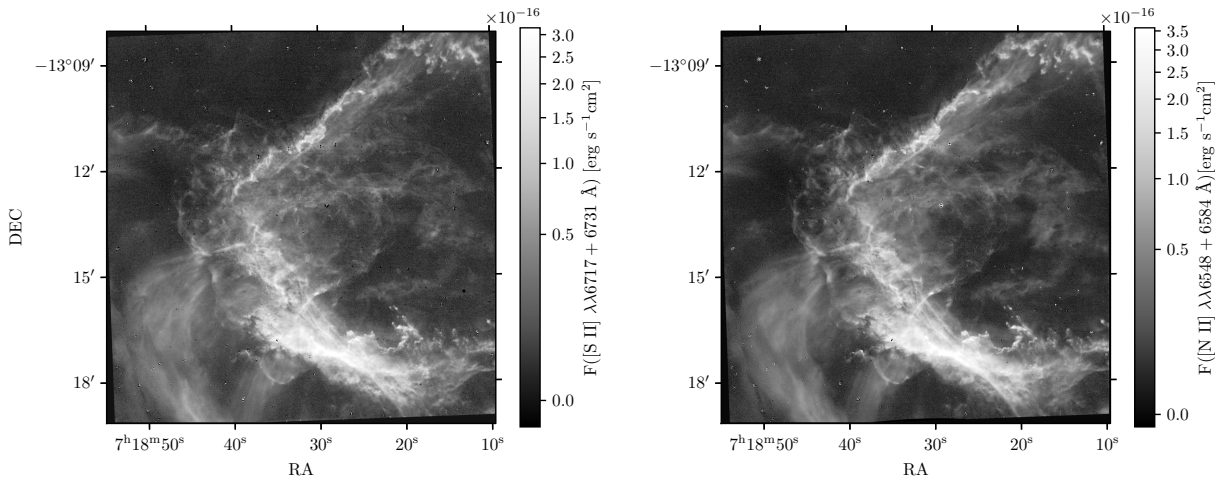


Figure 4.5. Emission-line maps of two atoms in the first ionization state. On the left panel, we show the $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717+6731\text{\AA}$ flux map and on the right the $[\text{N II}]\lambda\lambda 6548+6584\text{\AA}$ flux map.

The SITELE data also reveal the presence of much fainter lines. In Figure 4.8, flux maps of the faint $[\text{Ar IV}]\lambda\lambda 4711, 4740\text{\AA}$ lines are shown. Although very faint, emission at the locations of the brightest filaments of the bubble in the west and north of the WR star and on the northern and western edges of the bubble can still be perceived. These lines are important as they are sensitive to the electron density. The $[\text{Ar IV}]$ doublet ratio map is discussed in Section 4.3.5.

Finally, we can also investigate the level of ionization of NGC 2359 using the $[\text{O III}]/[\text{O II}]$ ratio map that we present in Figure 4.9. This image illustrates that the ratio of $[\text{O III}]/[\text{O II}]$

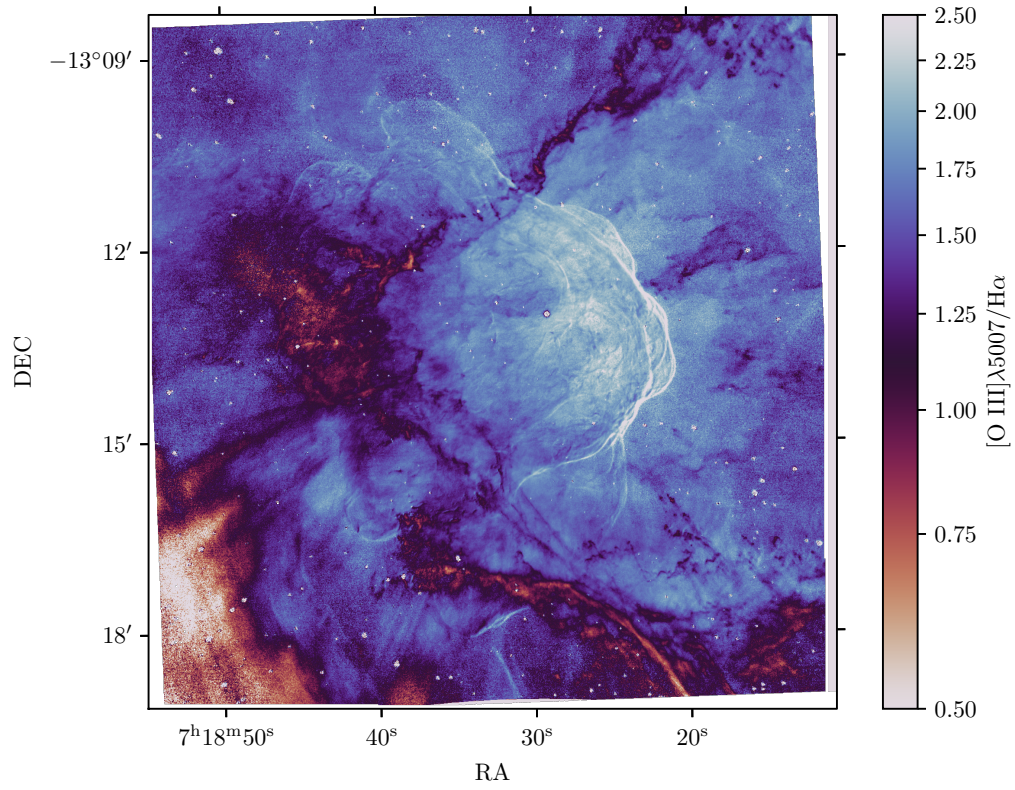


Figure 4.6. [O III]λ5007/Hα ratio map.

is about 7 times stronger in the bubble than in the arc.

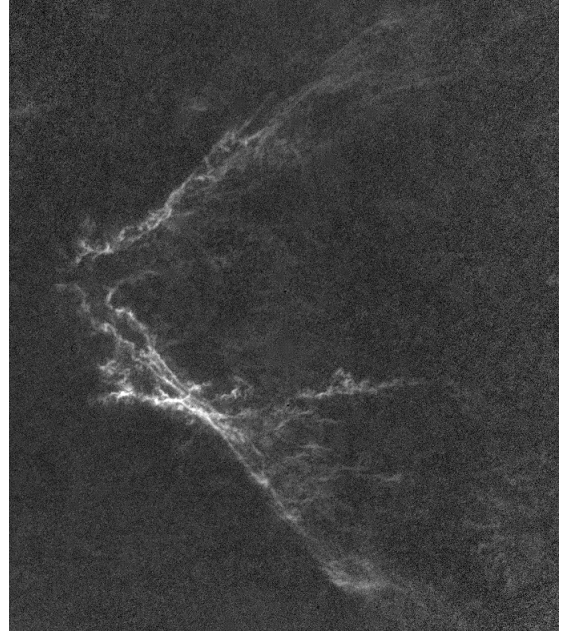
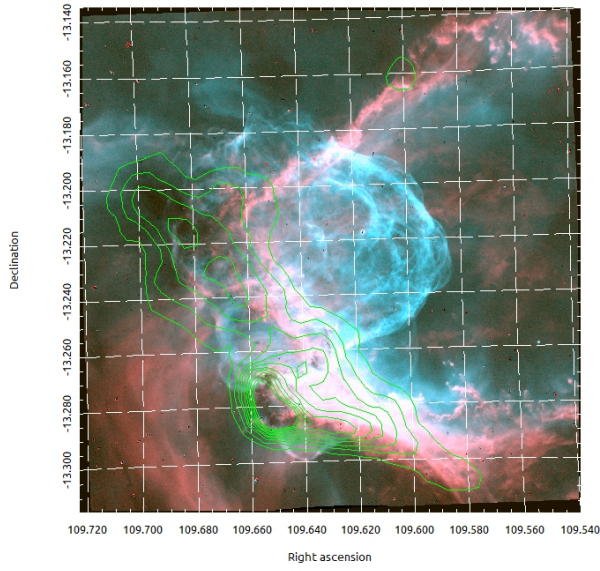


Figure 4.7. *Left panel* : Contour levels (green) of sub-millimeter emission data ($250 \mu\text{m}$ filter) from *Herschel*-SPIRE (Griffin et al. 2010 ; Zahorecz et al. 2016) on the SITELE maps of $\text{H}\alpha$ (blue) and $[\text{S II}]$ (red) emission. Both axes are in degrees. *Right panel* : H_2 image of NGC 2359 from the CPAPIR instrument at the OMM. The angular scale of this image is of $18' \times 22'$.

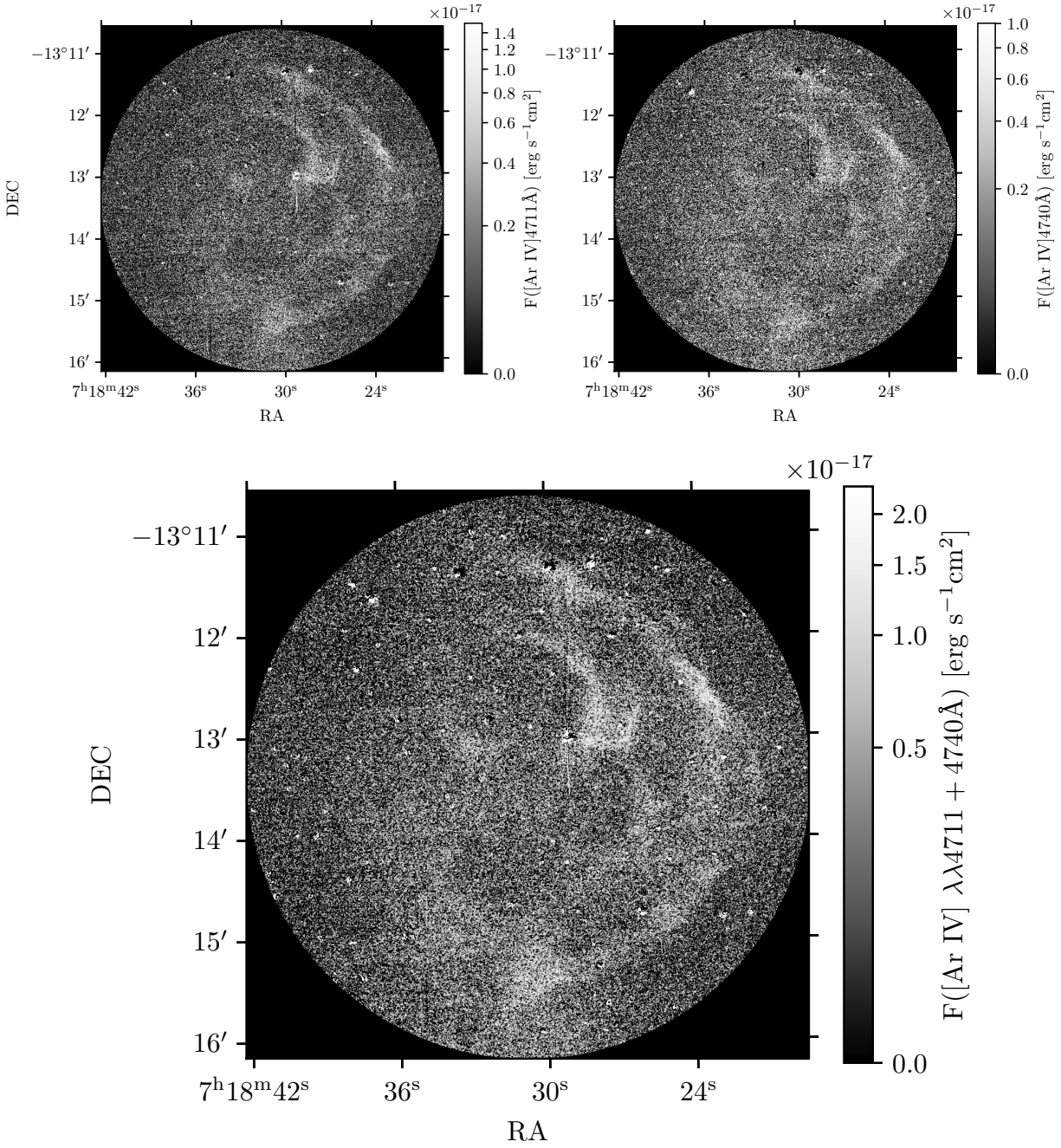


Figure 4.8. *Top left* : [Ar IV] $\lambda 4711$ Å flux map. *Top right* : [Ar IV] $\lambda 4740$ Å flux map. *Bottom* : Sum of [Ar IV] $\lambda\lambda 4711+4740$ Å maps. These lines are from the C1 SITELLE datacube.

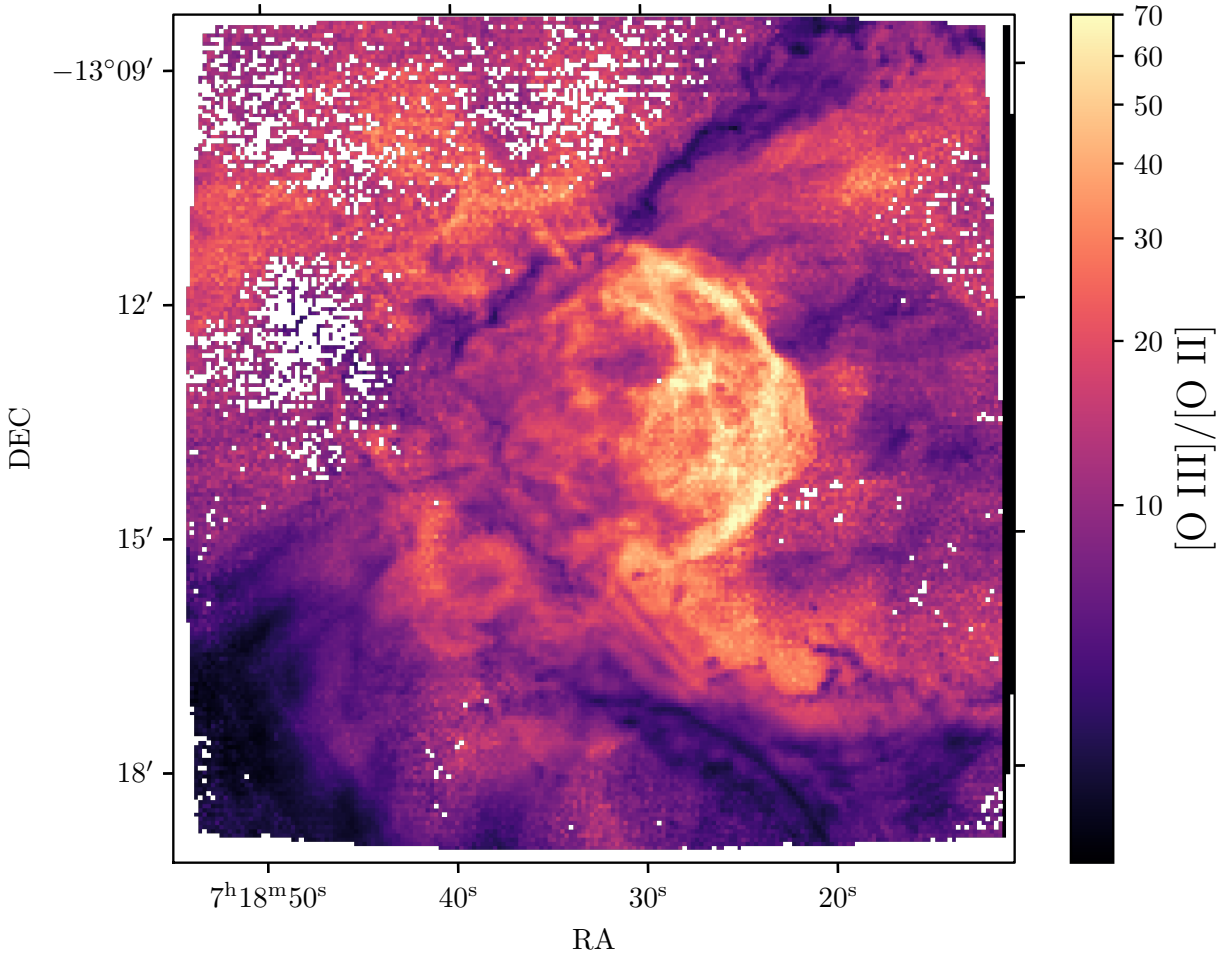


Figure 4.9. Map of the ratio of $([\text{O III}]\lambda\lambda 4959+5007 \text{ \AA})/([\text{O II}]\lambda\lambda 3726+3729 \text{ \AA})$. The spatial sampling of this image is of $3.2'' \text{ pixel}^{-1}$ because of binning. Pixels with S/N ratio < 6 are displayed in white (nan value).

4.3.2. Line fluxes from the Gemini GMOS spectrum

The goal of obtaining the GMOS observations was to determine the bubble's electron density and temperature. We present these results in Section 4.3.5.2. Here, we present the characteristics of the nebula determined from the GMOS spectrum shown in Figure 4.10. This spectrum was obtained by extracting only a section of the longslit that includes a bright filament in the western edge of the bubble (see red rectangle in Figure 4.1). For more clarity, we divided the entire wavelength range in three separate panels. All detected lines are identified at the top of each plot. To estimate the fluxes of all lines, the continuum was fitted using PYTHON's `specutils`⁹ library (Earl et al. 2023), and subtracted it from the spectrum. Then, Gaussian line profiles were fitted independently to each emission-line using rest wavelengths from the NIST atomic database. Emission-line fluxes and LSR velocities obtained from the spectrum are presented in Table 4.2 and an exemple of a fit is shown in Figure 4.11.

In addition to the lines detected in our SITELLE data, the GMOS spectrum also shows clear [Cl III] $\lambda\lambda$ 5518, 5538 Å lines that can be used to estimate the electron density. The GMOS data also allowed us to confirm for the first time the presence of third ionization state atoms in the bubble component of NGC 2359, as we were able to detect lines of [Ar IV] with a S/N ratio > 15. Esteban et al. (2017) observed [Ar IV] λ 4711 Å in the middle and lowest part of the arc, but they did not observe the bubble component directly. We believe that the [S II] and [N II] lines present in the spectrum come mainly from the horizontal "jet" passing in front of or behind the bubble seen in Figure 4.5, and less from the bubble. Since we proposed from the SITELLE emission-line maps that the bubble is better represented by the emission of lines of second ionization state and above, we will not consider the [S II] lines as an electron diagnostic for the bubble.

⁹Following the procedure described in <https://specutils.readthedocs.io/en/stable/fitting.html#continuum-fitting>.

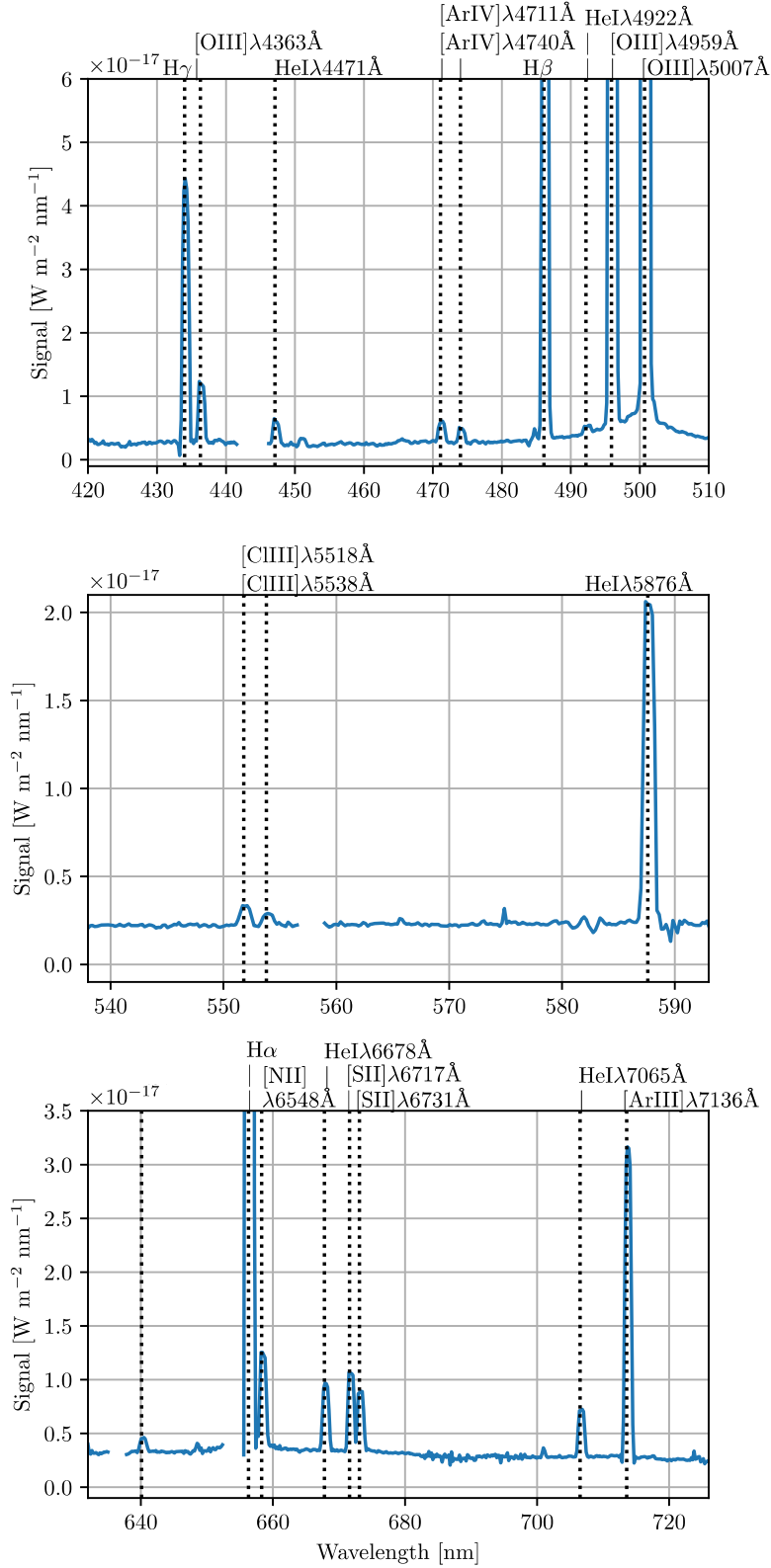


Figure 4.10. Spectrum obtained with GMOS at Gemini South of the middle part of the slit, as shown in Figure 4.1.

Tableau 4.2. Line fluxes and radial velocities from our GMOS spectrum of a bright filament of the bubble in NGC 2359.

Line [Å]	Flux [10^{-18} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$]	v_r (LSR) [km s $^{-1}$]
H γ 4340	43.8 ± 1.0	52.0 ± 7
[O III] 4363	9.9 ± 0.3	58.0 ± 9
He I 4471	4.18 ± 0.14	44.0 ± 10
4511 \pm 4	0.99 ± 0.10	-
[Ar IV] 4711	3.78 ± 0.15	69.0 ± 11
[Ar IV] 4740	2.31 ± 0.15	56.0 ± 15
H β 4861	117 ± 6	61.0 ± 13
He I 4922	1.26 ± 0.10	93.0 ± 24
[O III] 4959	444 ± 9	60.0 ± 5
[O III] 5007	1370 ± 30	58.0 ± 6
[Cl III] 5518	1.29 ± 0.05	64.0 ± 9
[Cl III] 5538	0.79 ± 0.05	76.0 ± 15
He I 5876	20.4 ± 0.5	48.0 ± 5
6403.6 \pm 1.9	1.52 ± 0.06	-
H α 6563	555 ± 12	60.0 ± 4
[N II] 6583	10.4 ± 0.2	51.0 ± 5
He I 6678	6.86 ± 0.17	62.0 ± 5
[S II] 6716	8.4 ± 0.3	70.0 ± 7
[S II] 6731	6.33 ± 0.19	65.0 ± 6
He I 7065	4.99 ± 0.14	59.0 ± 6
[Ar III] 7136	31.7 ± 0.8	60.0 ± 5

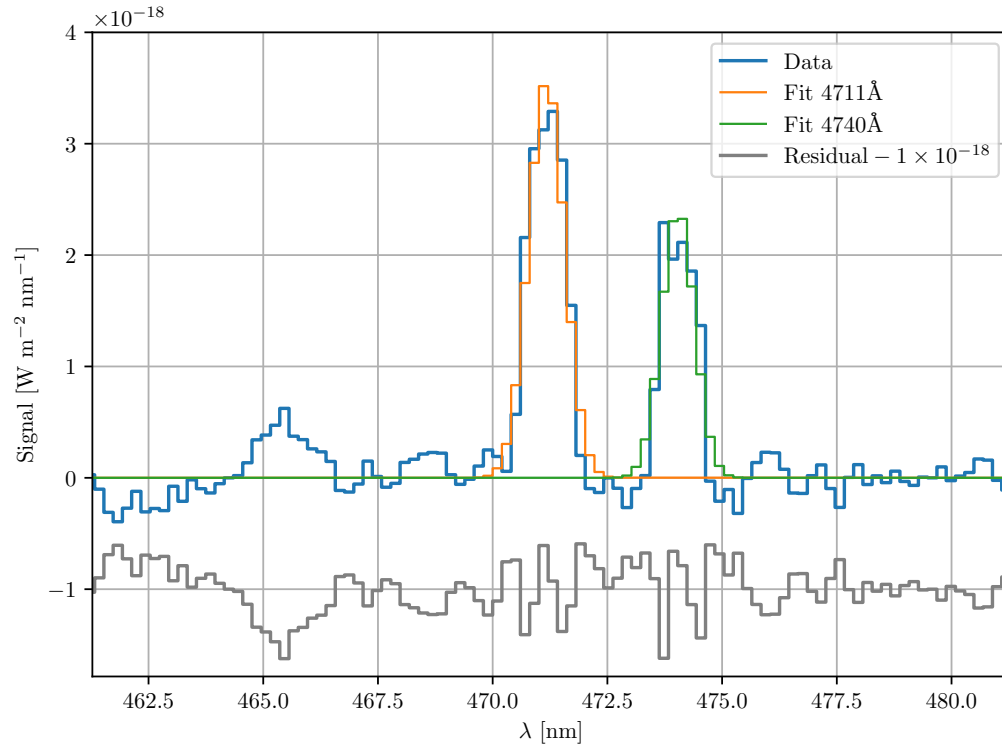


Figure 4.11. Exemple of a fit of Gaussian profiles to the [ArIV] $\lambda\lambda$ 4711, 4740 Å doublet from the GMOS spectrum.

4.3.3. Reddening correction map

The reddening correction coefficient map, $cH\beta$, was made using the `pyneb.RedCorr` PYTHON *class*¹⁰. This type of *object* takes into argument a ratio of the observed $H\alpha/H\beta$ ratio over the theoretical $H\alpha/H\beta$ ratio. The theoretical ratio was obtained from the HI recombination atom data in PYNEB using guesses of T_e and n_e both determined simultaneously from our $[O\ III] 4363/(4959+5007)$ (a T_e sensitive ratio without reddening correction) line ratio for SITELLE and GMOS and $[S\ II] 6731/6717$ (n_e sensitive ratio) line ratios for SITELLE data and with the $[Ar\ IV] 4740/4711$ (n_e sensitive ratio) and $[Cl\ III] 5538/5518$ (n_e sensitive ratio) ratios for the GMOS data. We adopted the extinction law from Cardelli, Clayton & Mathis (1989) (CCM89), often used in the literature, to finish setting up our `RedCorr` *object*. Finally, we used the `.CHbeta` *method* of this `RedCorr` *object* to produce a $cH\beta$ map for SITELLE's FOV. The errors on $cH\beta$ are calculated in a similar way as described in Section 4.3.5 and propagating the errors of $H\alpha$ and $H\beta$ maps.

The reddening correction coefficient map, $cH\beta$, together with the associated errors map are presented in the top panels of Figure 4.12. The behaviour of $cH\beta$ in Figure 4.12 is in agreement with the distribution of the molecular gas and dust found in the literature. The extinction is higher on the eastern and south-eastern parts of the nebula. A histogram, of $cH\beta$ values is presented in the bottom panel of Figure 4.12. The median value is 0.9 ± 0.5 , which agrees well with values found in the literature (e.g. Esteban et al. 1990). The $H\beta$ emission map contains interferometric fringes that we were unable to remove and that can be clearly seen in the $cH\beta$ map. However, they do not affect the global interpretation of the extinction map.

The reddening coefficient obtained with the GMOS spectrum is 0.75 ± 0.08 . The $cH\beta$ map from SITELLE data yields a value of 0.9 ± 0.3 in the same region. These quantities are in agreement with each other within the errors.

¹⁰Note that we use, via the words in italic, lingo from PYTHON object oriented programming.

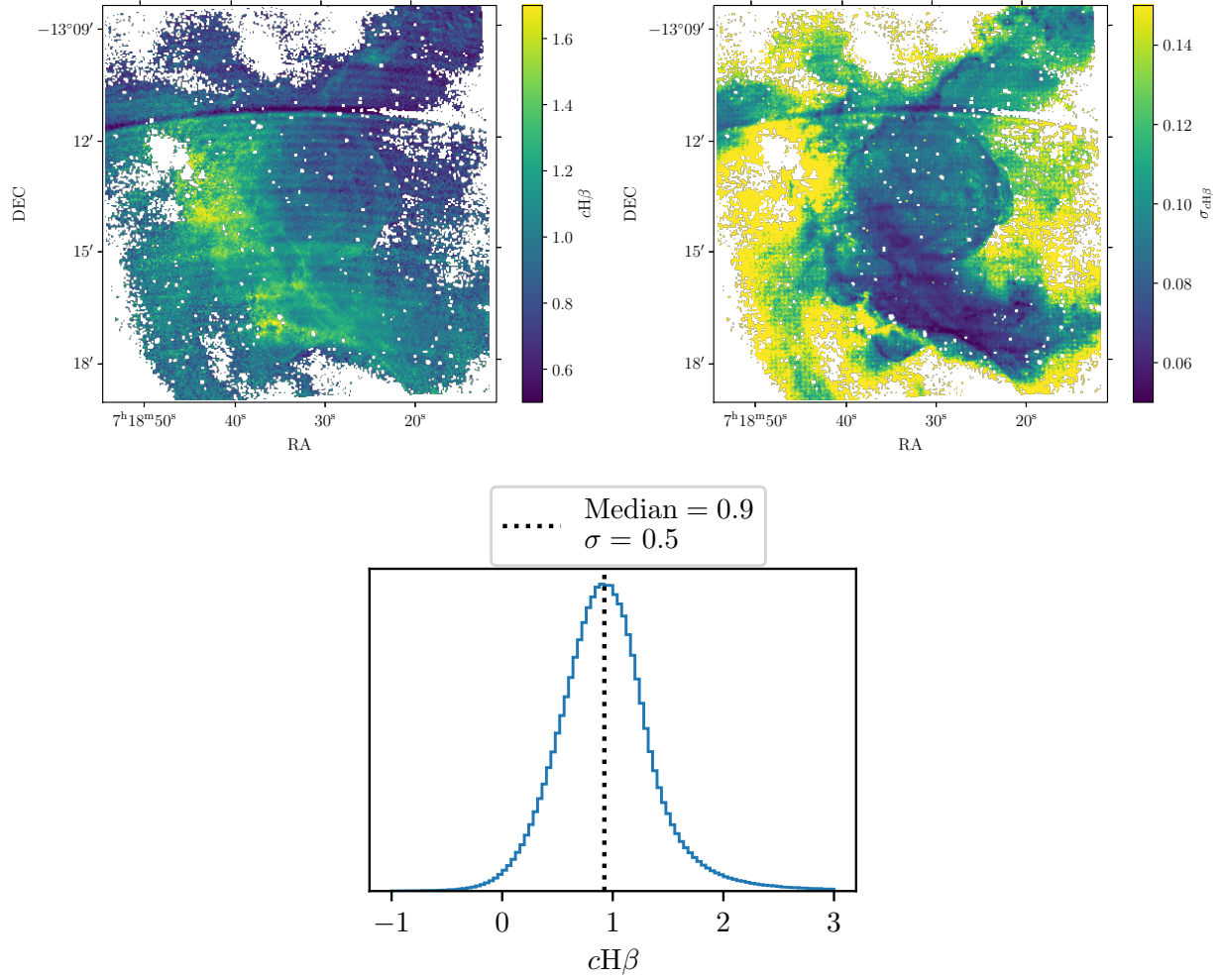


Figure 4.12. *Upper left panel* : Reddening coefficient map, $cH\beta$, with a spatial sampling of $0.96'' \text{pixel}^{-1}$. *Upper right panel* : Map of errors on $cH\beta$. *Lower panel* : Histogram of $cH\beta$ values from the top-left panel.

4.3.4. BPT diagram

BPT diagrams, introduced by Baldwin, Phillips & Terlevich (1981), plot the $\log([\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ ratio as a function of the $\log([\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\alpha)$ ratio. Theoretical predictions from photoionization models have been calculated for this type of diagram and applied originally to external galaxies as a whole (e.g. Kewley et al. 2001, Kauffmann et al. 2003). These models help to characterize a galaxy or a subset of it as dominated by star formation (photoionization from UV radiation) or shock-excited such as for active galactic nuclei (AGN), Seyfert galaxies or low-ionization nuclear emission regions (LINERS). These models are applicable in cases of spatially integrated regions.

We display the positions in the BPT diagram of 6×6 binned pixels inside regions of the nebula in Figure 4.13. In other words, all the points in the diagram on the left panel are

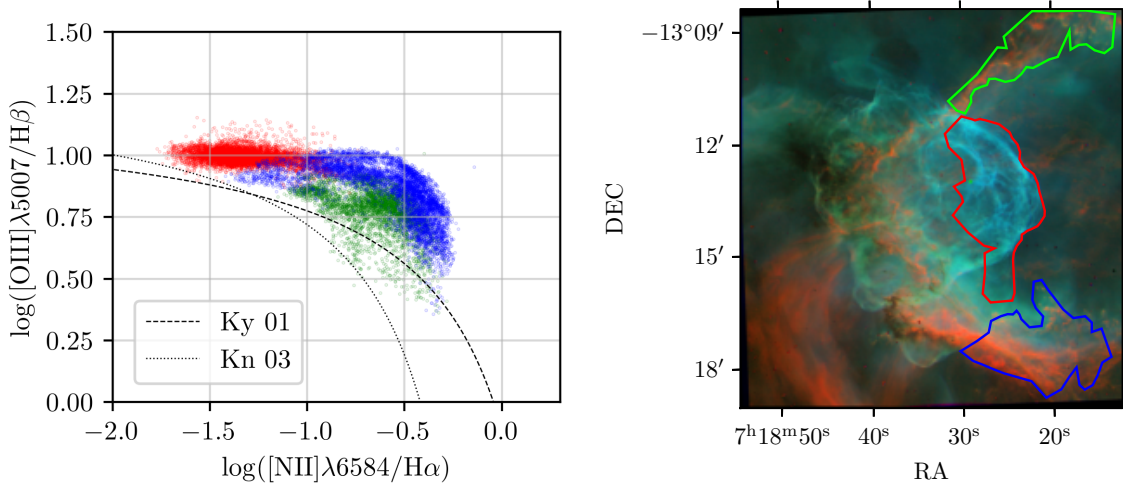


Figure 4.13. BPT diagram on the left panel for zones of NGC 2359 identified on the right panel. Ky 01 dashed curve stands for Kewley et al. (2001) and Kn 03 dotted curve stands for Kauffmann et al. (2003). These lines serve as guides in the BPT diagram and are not used to diagnose the nebula.

obtained from flux maps with a spatial binning of 6×6 and a S/N ratio > 5 . To remove the fringes present in the $\text{H}\beta$ map, we computed a $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ ratio map, to which we applied a 10×10 spatial binning. We then applied a convolution of a 1×6 (x std $\times y$ std¹¹) elliptical gaussian kernel to the ratio map to retain only the global trends and consequently removing the fringes. Finally, we divided the $\text{H}\alpha$ map by this convoluted $\text{H}\alpha/\text{H}\beta$ ratio map. We then selected three regions of the nebula to illustrate in the BPT diagram. The top and bottom

¹¹standard deviation

regions (respectively the green¹² and blue regions) contain mostly emission from the arc and the middle region (in red) contains mostly emission from the bubble. The assigned colour for the points in the BPT diagram is to associate them to their respective region in the image. We added the curves from Kewley et al. (2001) and Kauffmann et al. (2003) as visual guides in the BPT diagram. They are not used to diagnose any characteristics of NGC 2359 because its ionization source is too hot compared to the ones used to define the curves.

4.3.5. Electron temperature and density from line ratios

The electron temperature and density in photoionized nebulae are usually determined using a T_e sensitive ratio, either the ratio of the flux of [O III] lines

$$r_{[\text{O III}]} = \frac{f([\text{O III}]\lambda 4363\text{\AA})}{f([\text{O III}]\lambda 5007\text{\AA}) + f([\text{O III}]\lambda 4959\text{\AA})},$$

where [O III] $\lambda 4363\text{\AA}$ is one of the auroral lines, or the ratio of the flux of [N II] lines

$$r_{[\text{N II}]} = \frac{f([\text{N II}]\lambda 5755\text{\AA})}{f([\text{N II}]\lambda 6583\text{\AA}) + f([\text{N II}]\lambda 6548\text{\AA})},$$

where [N II] $\lambda 5755\text{\AA}$ is another auroral line and a n_e sensitive ratio, either the ratio of the flux of [S II] lines

$$r_{[\text{S II}]} = \frac{f([\text{S II}]\lambda 6731\text{\AA})}{f([\text{S II}]\lambda 6717\text{\AA})},$$

or of the flux of [O II] lines

$$r_{[\text{O II}]} = \frac{f([\text{O II}]\lambda 3726\text{\AA})}{f([\text{O II}]\lambda 3729\text{\AA})}.$$

These are the usual line ratios used for T_e and n_e determinations. In our case, as the [S II] and [O II] electron density diagnostics probe mostly the arc around and passing in front of the bubble component of NGC 2359, other n_e diagnostics, which we think are more appropriate for the more highly ionized bubble component in the visible range, are

$$r_{[\text{Cl III}]} = \frac{f([\text{Cl III}]\lambda 5538\text{\AA})}{f([\text{Cl III}]\lambda 5518\text{\AA})}$$

and

$$r_{[\text{Ar IV}]} = \frac{f([\text{Ar IV}]\lambda 4740\text{\AA})}{f([\text{Ar IV}]\lambda 4711\text{\AA})}.$$

We computed the above line ratios using the SITELLE maps and present them in Figure 4.14. The two upper panels and the lower left panel are the n_e -sensitive ratios for [S II], [O II] and [Ar IV]. We observe from the first two that the structures of the bubble are not visible, because of its very faint emission in these lines. The third ratio has higher values where the

¹²Note that we used two different shades of green because the clear green comes out badly in the BPT diagram and the dark green comes out badly in the image.

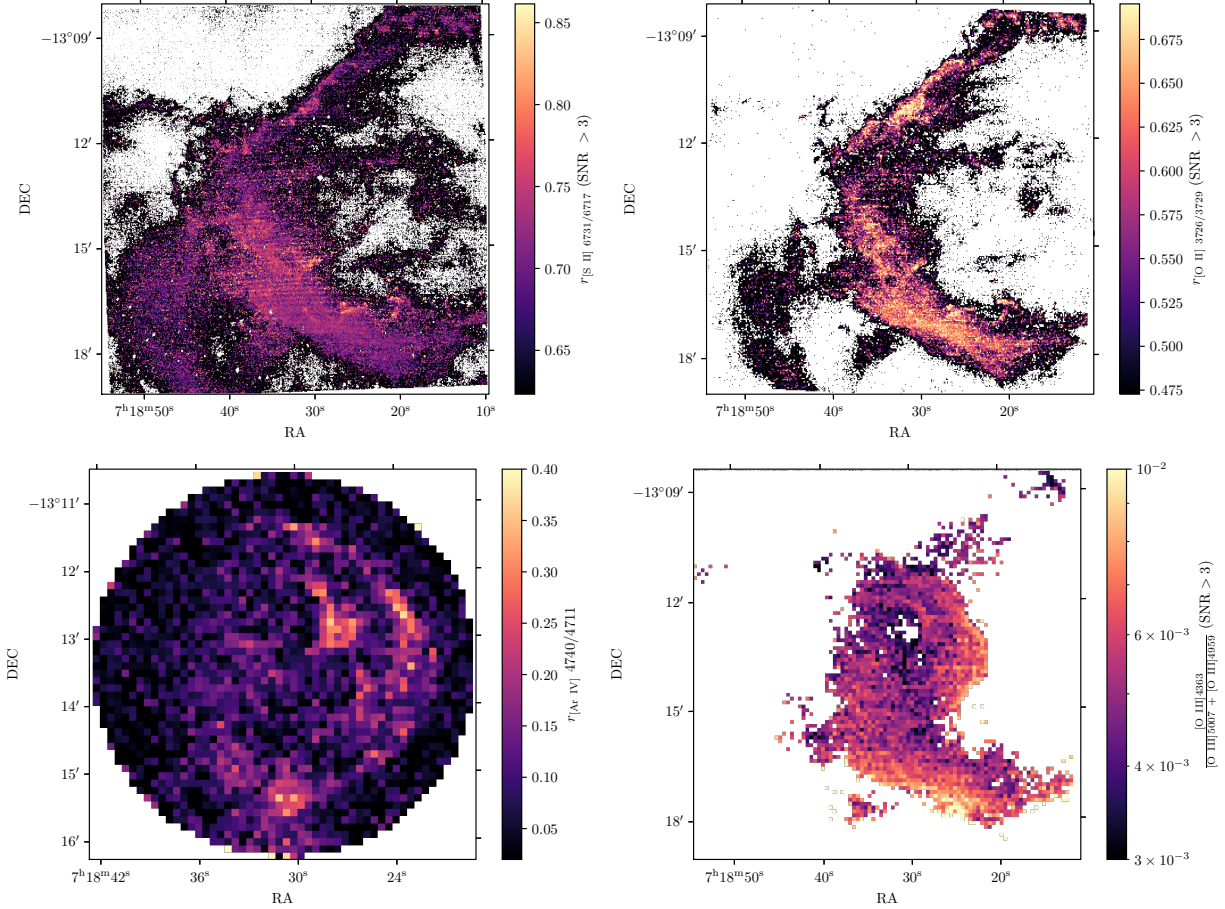


Figure 4.14. *Upper left* : [S II]6731/6717 ratio map with a 4×4 spatial binning and S/N ratio > 3 . *Upper right* : [O II]3726/3729 ratio map with a 6×6 binning and S/N ratio > 3 . *Lower left* : [Ar IV]4740 ratio map focused on the bubble with a 20×20 binning. *Lower right* : [O III]4363/(4959,5007) ratio map with a 20×20 binning and S/N ratio > 3 .

bright filaments of the bubble are located. The lower right panel is the T_e sensitive ratio for [O III] lines. Because of the faintness of the [O III] $\lambda 4363$ Å auroral line (see Figure 4.A.5), a high binning of 20×20 was required to increase the S/N ratio on a greater area. We are still able to retrieve the global trends of fluctuations from this map with this binning.

The physical parameters of the nebula were estimated from these maps using PYNEB (Luridiana, Morisset & Shaw 2015), a PYTHON package dedicated to the analysis of nebular emission lines. It includes all of the atomic data necessary to reproduce recombination, forbidden and auroral lines for a given electronic temperature T_e and a particular density n_e . Maps of both these quantities were produced simultaneously using the `diags.getCrossTemDen` function, which takes a T_e -sensitive line ratio and a n_e -sensitive line ratio as arguments. Both of these ratios can be 2D arrays or maps (see for example Figure 4.14) with the same (x, y) shape. The function then returns both T_e and n_e estimates, each with the same (x, y)

shape. To calculate T_e and n_e for large arrays ($x \cdot y \gtrsim 10\,000$), it is best to use the `use_ANN` argument that increases the computing speed by using an artificial neural network, made possible by the AI4NEB library¹³ (Morisset 2022, García-Rojas et al. 2022).

In the following sub-sections, we present our investigation of the electron temperature and density of NGC 2359 based on these ratios, under the assumption that the nebula is photoionized.

4.3.5.1. The arc-shaped HII region around the bubble.

The resulting T_e and n_e maps from the [O III] and [S II] line ratios diagnostics are presented in Figures 4.15. T_e is highest to the south-eastern edge of the arc with values

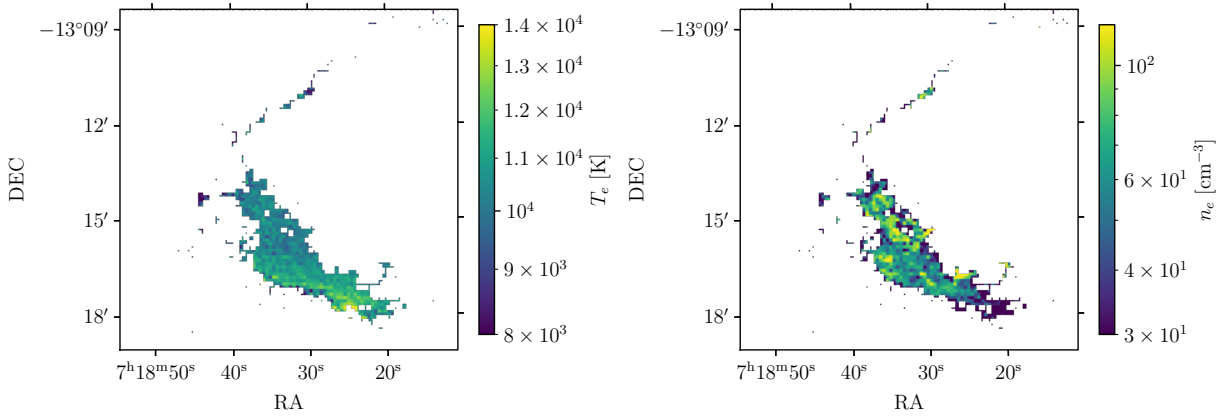


Figure 4.15. Electron temperature map on the left and electron density map on the right from the PYNEB `diags.getCrossTemDen` function. Here, we used the $r_{[\text{O III}]}$ T_e -sensitive ratio and the $r_{[\text{S II}]}$ n_e -sensitive ratio. Due to the binning, the spatial sampling in these maps is $6.4''\text{pixel}^{-1}$. The corresponding error maps are shown in Figure 4.A.2.

approaching $\sim 14\,000$ K. n_e is $< 100\text{ cm}^{-3}$ in most parts of the arc and reaching values up to $190 \pm 40\text{ cm}^{-3}$ near ($7^{\text{h}}18^{\text{m}}30^{\text{s}}$, $-13^{\circ}15'$) for example. The structure of the density map agrees with the [S II], [N II] and [O II] strongest emissions. Note that these maps display NAN values (white pixels), when the [O III] or the [S II] ratios have values outside of the informative domain, i.e. outside of 0–0.12 for the [O III] ratio or outside of 0.67–2.22 for the [S II] ratio. These limits technically depend on T_e and n_e , i.e. the limits for $r_{[\text{S II}]}$ depend on $r_{[\text{O III}]}$. For example, with $r_{[\text{O III}]} = 0.007$, the PYNEB function mentioned above gives n_e results for $0.690 \leq r_{[\text{S II}]} \leq 2.207693$, and with $r_{[\text{O III}]} = 0.0007$ it gives n_e results for $0.688 \leq r_{[\text{S II}]} \leq 2.207693$. When a ratio is outside the allowed range (determined by the PYNEB `getCrossTemDen` function), a NAN is assigned to both T_e and n_e . It is usually agreed that this diagnostic is not accurate for $n_e < 100\text{ cm}^{-3}$ and only yields an upper limit in

¹³<https://github.com/Morisset/AI4neb>

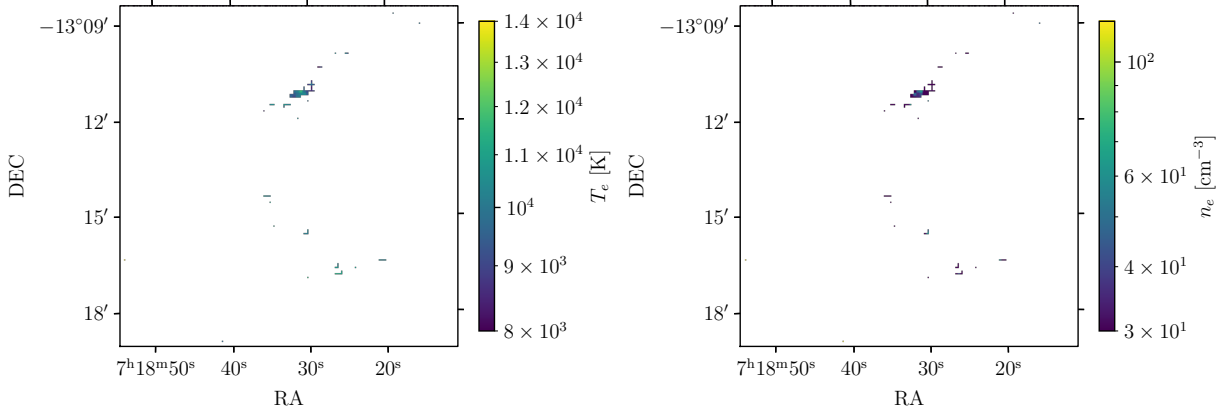


Figure 4.16. Electron temperature map on the left and electron density map on the right from the `PYNEB diags.getCrossTemDen` function. We used the $r_{[\text{O III}]}$ T_e -sensitive ratio and the $r_{[\text{O II}]}$ n_e -sensitive ratio. Because of data binning, the spatial sampling in these figures is $6.4'' \text{ pixel}^{-1}$. The corresponding error maps are shown in Figure 4.A.3.

this situation, but the code can still output values below 100. The weighted mean electron temperature and density obtained from these T_e and n_e maps are $10\,700 \pm 400 \text{ K}$ and $< 100 \text{ cm}^{-3}$ ($70 \pm 30 \text{ cm}^{-3}$).

We applied the same methodology but instead using the $[\text{O II}]$ n_e -sensitive ratio instead of the $[\text{S II}]$ ratio. The T_e and n_e maps for this case are shown in Figure 4.16. Since most values of the $[\text{O II}]$ ratio map are below the allowed minimum to determine the electron density, the resulting T_e and n_e contain a much larger number of NAN values than in the $[\text{S II}]$ case. The same behavior happens with the $[\text{Ar IV}]$ ratio that is very often below the expected ratio for very low density. The reason why these ratios fall outside the allowed range remains unexplained.

Our T_e and n_e results from $[\text{O III}]$ and $[\text{S II}]$ lines agree with most values determined by Esteban et al. (1990), but are less accurate. The only exception is their determination of $n_e = 10^{2.8} \text{ cm}^{-3}$ for their region S3. Our data only yield an upper limit at 100 cm^{-3} for this region of the bubble, in agreement with the rest of the nebula.

The T_e and n_e maps were also made using the `use_ANN = True` argument, that uses the `AI4NEB` library mentioned above, with the `diags.getCrossTemDen` function and are shown in Figure 4.A.4. The results are similar to the maps with `use_ANN = False` (4.15) except for the peripheral pixels that somehow have underestimated uncertainties. The computation time is however much shorter. Because of data binning of 20×20 , this step was optional.

Our method to compute the errors on T_e and n_e is as follows :

Let $f(r_{T_e}, r_{n_e})$ be the `PYNEB diags.getCrossTemDen` function, where r_{T_e} and r_{n_e} are the T_e and n_e -sensitive ratios, respectively. Then the errors (σ) on the resulting T_e and n_e are

given by

$$\sigma_{T_e}, \sigma_{n_e} = \frac{1}{2} \left(f(r_{T_e} + \sigma_{r_{T_e}}, r_{n_e} + \sigma_{r_{n_e}}) - f(r_{T_e} - \sigma_{r_{T_e}}, r_{n_e} - \sigma_{r_{n_e}}) \right),$$

where $\sigma_{r_{T_e}}$ and $\sigma_{r_{n_e}}$ are the error maps from the ratios maps r_{T_e} and r_{n_e} respectively. This yields similar results to calling the function multiple times with ratio values sampled from a Gaussian random sample with $\mu =$ the ratio, and $\sigma =$ the error on ratio.

We can estimate the electron density and temperature of the jet associated to the arc structure passing in front of or behind the bubble with the [S II] flux in the GMOS data. The ratio has a value of 0.75 ± 0.17 . This yields an electron density of 100_{-100}^{+400} .

4.3.5.2. Electron density and temperature of the bubble.

We can obtain a rough estimate of the electron temperature in the bubble simply by using the [O III] line ratio and assuming a constant electron density of 100 cm^{-3} since this ratio is very weakly dependent on n_e . The resulting map is shown in Figure 4.17. Even though

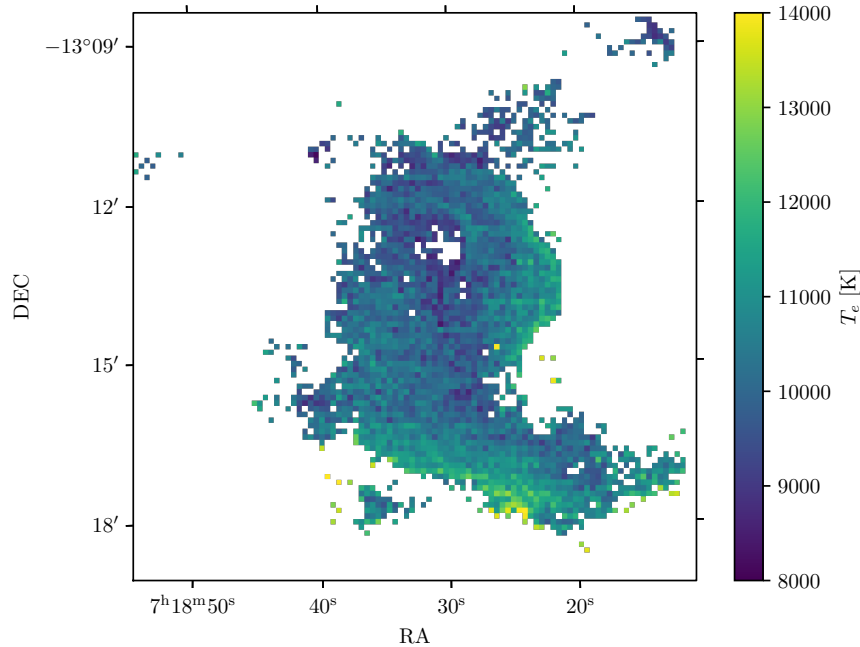


Figure 4.17. T_e map [K] with a 20×20 binning and assuming $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$.

a stringent binning was required, we can still see some trends. The bubble appears hotter towards its outer western edge with temperatures ranging from 11 000 to 13 000 K.

As shown in Table 4.2, we were able to detect the four n_e -sensitive lines, i.e. the [Cl III] and [Ar IV] doublets, in our GMOS data. The ratios resulting from the measured line fluxes are : $r_{[\text{O III}]} = 0.0073 \pm 0.0018$ (corrected for extinction), $r_{[\text{Cl III}]} = 0.61 \pm 0.05$ and $r_{[\text{Ar IV}]} = 0.63 \pm 0.05$. Unfortunately, these combinations of values only inform us that the

electron density is low, $n_e < 100 \text{ cm}^{-3}$, and that the temperature is $T_e > 10\,000 \text{ K}$. If we assume $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$, we obtain $T_e = 11000 \pm 1000 \text{ K}$.

4.3.6. Kinematics

4.3.6.1. Kinematics with SITELLE.

The Local Standard of Rest (LSR) radial velocity map fitted from the $H\alpha$, $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548, 6584\text{\AA}$, $[\text{SII}]\lambda\lambda 6717, 6731\text{\AA}$, and $\text{HeI}\lambda 6678\text{\AA}$ lines in the SN3 filter is shown in Figure 4.18. The map is centred on the systemic velocity of the gas in this region of the Galaxy, 54 km

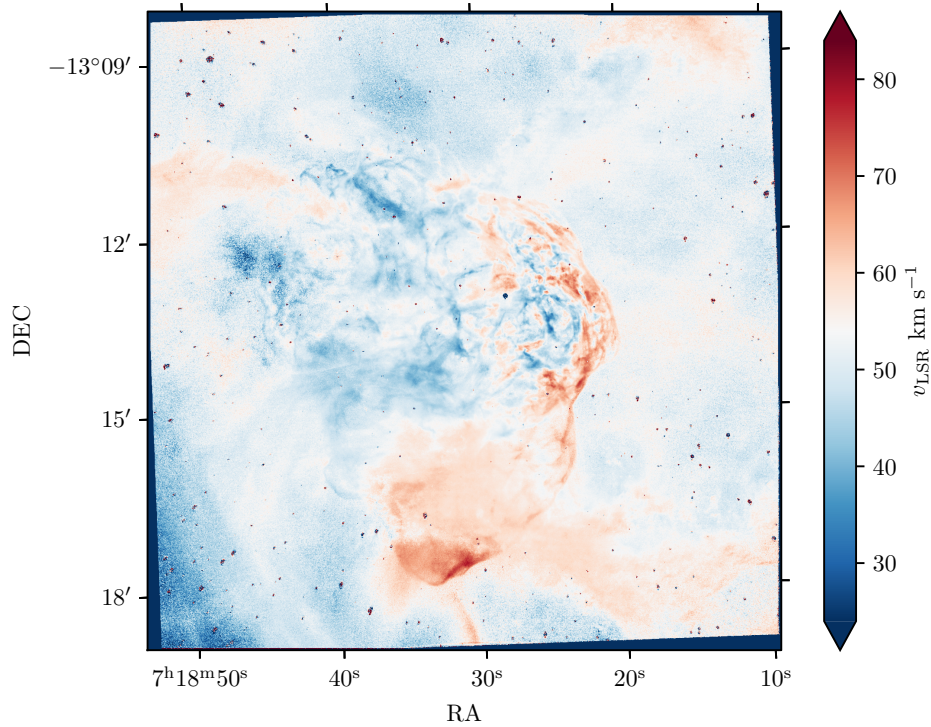


Figure 4.18. LSR velocity map of NGC 2359. The colorbar is centred on the systemic LSR velocity of $\sim 54\text{ km s}^{-1}$. This map has a spatial sampling of $0.32''\text{pixel}^{-1}$ (no binning).

s^{-1} , and displayed with a blue to red colormap to show the redshifted and blueshifted parts of the nebula. This map clearly shows that the velocity extrema come from the bubble while the arc has velocities close to the mean value. Also, the western part of the bubble is moving away from us while the eastern part, that extends beyond the arc, moves towards us.

These kinematics of the ionised gas can be linked to the kinematics of the molecular and atomic gas in NGC 2359. The velocity of the gas in the eastern part of the bubble, which is highly blueshifted, is consistent with the velocity of the molecular gas to the east of the bubble at 37 km s^{-1} , as traced by the emission of the CO gas (Rizzo, Martín-Pintado & Mangum 2001; Cappa, Rubio & Goss 2001). To illustrate this, we present in the left panel of Figure 4.19 a map showing intensity contours of the CO emission at 37 km s^{-1} from

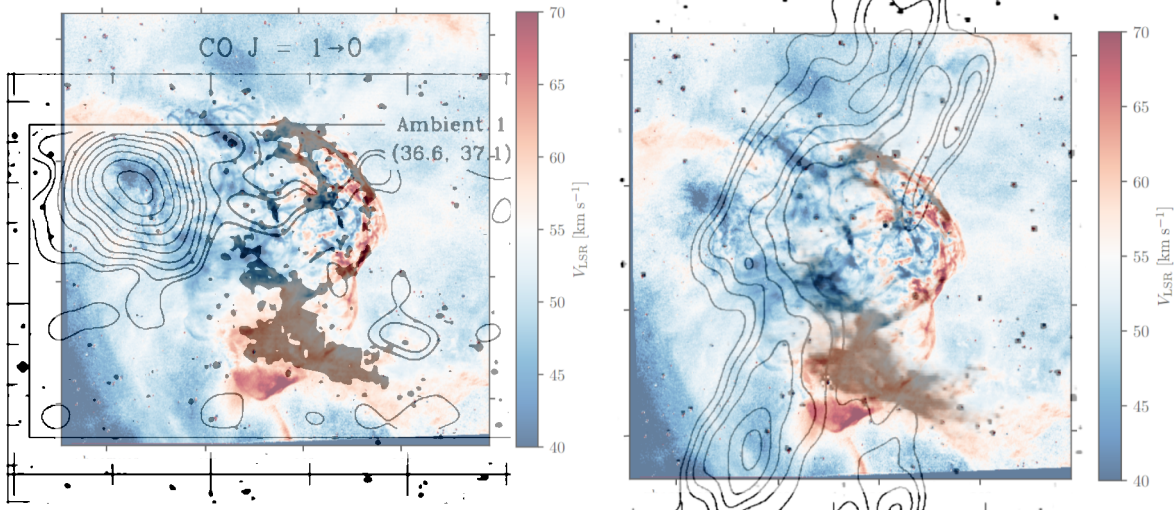


Figure 4.19. *Left panel* : Superposition of the first panel of Fig. 2 of Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001) representing the CO gas at 37 km s^{-1} on our LSR radial velocity map from Figure 4.18. *Right panel* : Contours from the HI emission at 63 km s^{-1} from Cappa et al. (1999) (their Fig. 6) layered on top of the LSR radial velocity map from Figure 4.18.

Rizzo, Martín-Pintado & Mangum (2001) superposed on our H α LSR radial velocity map¹⁴. This figure combination clearly shows that the center of the CO component at 37 km s^{-1} is immediately adjacent to the blueshifted ionized gas component at similar velocities.

The distribution of the molecular gas traced by the CO and the atomic HI gas (Rizzo, Martín-Pintado & Mangum 2001; Cappa et al. 1999; Cappa, Rubio & Goss 2001) at the systemic velocity of 54 km s^{-1} closely follows the structure of the southern dark cloud adjacent to the ionized arc. Infrared emission detected by SPIRE, most likely from heated dust clouds, is also seen in this location, as illustrated by the green contours in the left panel of Figure 4.7. The ionized gas close to this location is also at the systemic velocity of 54 km s^{-1} .

In addition to the molecular gas at 37 km s^{-1} and 54 km s^{-1} , there is also a component detected at 67 km s^{-1} (Rizzo, Martín-Pintado & Mangum 2001; Cappa, Rubio & Goss 2001). Atomic gas was also detected at a velocity of 63 km s^{-1} (Cappa et al. 1999). In the right panel of Figure 4.19, we superpose their HI emission at this velocity (their Fig. 6) on our H α LSR radial velocity map. This atomic gas is not clearly aligned with the redshifted components of the ionized gas at similar velocities but instead seems to roughly follow the structure of the arc, closely bordering the contours of the bubble component to the east. One explanation could be that the redshifted HI gas is located behind the blueshifted gas at 37 km s^{-1} and the gas at the systemic velocity of 54 km s^{-1} . The light from the ionized

¹⁴We were unfortunately unable to find their data from February 2000 in the NRAO archive.

redshifted component in the east could be blocked by the molecular and atomic gas at the systemic velocity and at 37 km s^{-1} . The 67 km s^{-1} CO component is located in a similar position as the 63 km s^{-1} HI maximum in the south, but a little more concentrated to the east (Fig. 7 from Cappa, Rubio & Goss 2001).

To study the expansion velocity of the bubble as a whole, we display the SITELLE velocity dispersion, or σ , map in Figure 4.20. It was generated by fitting a sincgauss line profile to

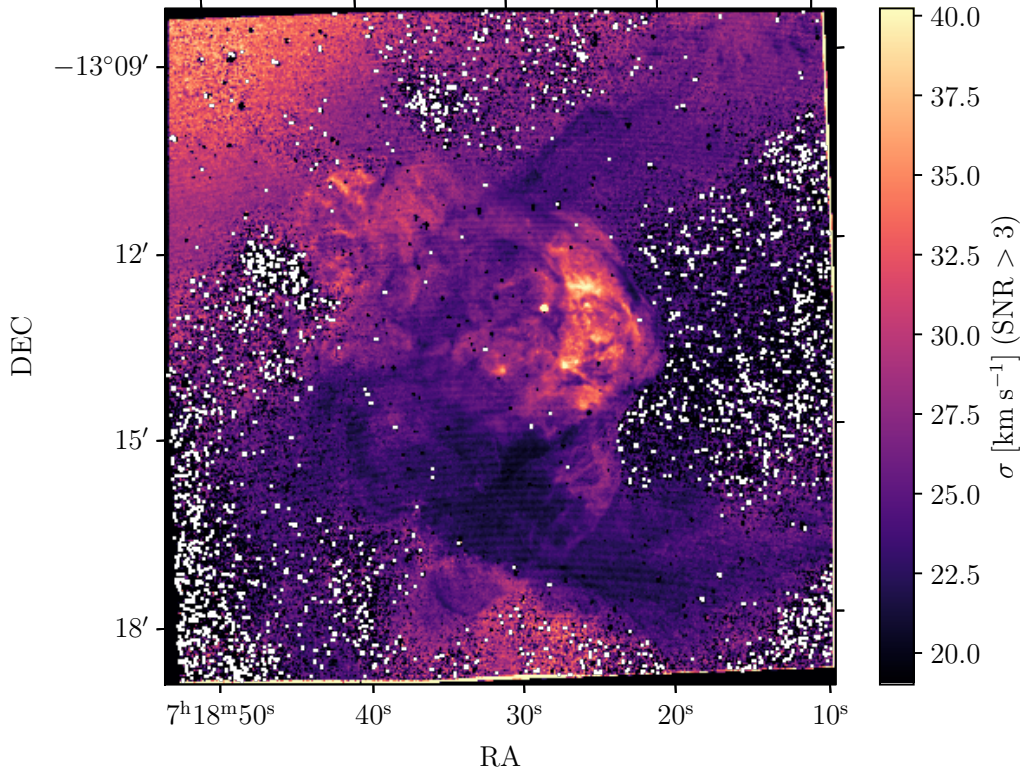


Figure 4.20. Velocity dispersion (σ) map for the H α line. A binning of 2×2 pixels has been applied to the data to increase the S/N ratio, the non-white pixels ($\neq \text{nan}$) all have a S/N ratio > 3 . The spatial sampling is $0.65'' \text{ pixel}^{-1}$.

the H α line for each pixel, with σ corresponding to the line broadening (see Martin et al. (2016) for more details). The various contributions to the line broadening include thermal gas motions and all other velocity components projected to the line-of-sight, such as the velocity dispersion caused by the expansion of the bubble. For a simple and isolated expanding shell, the velocity dispersion should in principle be higher towards the center of an expanding bubble, and lower towards its edges. Since we used the H α line, if an hydrogen cloud in the line-of-sight in front of the bubble absorbs or emits in this line, the velocity dispersion could be affected. Thus, the velocity dispersion measured can represent more than just the expansion of the bubble. In Figure 4.20, it can be seen that the velocity dispersion in the

bubble is highest to the west of WR7 reaching values of $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$. This is consistent with the results of Goudis et al. (1994) who found that the $\text{H}\alpha$ profiles of the bubble component of NGC 2359 were split into two distinct components to the west of the WR star, but not to the east (see their Figure 3). From these profiles, they estimate an expansion velocity of 26 km s^{-1} . Another zone with high velocity dispersion is to the east of the arc component at approximately ($7^{\text{h}}18^{\text{m}}40^{\text{s}}$, $-13^{\circ}11'$). This corresponds to one of the most blueshifted parts of the bubble as seen in Figure 4.18. This is a clear sign that the WR bubble extends to the north-east of the arc component. The positions where we detect the highest σ values are also consistent with other kinematical studies where multi-component velocities were found (e.g. Goudis, Hippelein & Muench 1983). The lowest values of the velocity dispersion are detected in the arc, as can be clearly seen by the dark regions in Figure 4.20.

In the bottom panel of Figure 4.21, we display the contour levels of the velocity dispersion map on top of the Doppler image, which is constructed from the redshifted and blueshifted frames (shown in the top two panels), adjacent to the image corresponding to the peak of the $\text{H}\alpha$ line. The Doppler image therefore shows in blue the gas coming towards the observer and in red the gas moving in the opposite direction. Inside the magenta contours, where the velocity dispersion is higher than 35 km s^{-1} , a combination of various filaments moving in opposite directions at considerable velocities can clearly be seen (see for example the biggest magenta contour line). When different filaments with opposite velocities are superposed in the line-of-sight, the velocity dispersion is high, as expected. The top panels of Figure 4.21, when compared side-by-side, highlight different filaments of the bubble. When color-coded and superposed, they illustrate the presence of expanding gas. If a filament is strong in both components it appears white in the Doppler image.

To highlight the difference in velocity between the filaments and the gas between them, we constructed a velocity gradient image. We show the modulus of this velocity gradient ($\sqrt{(\partial v/\partial x)^2 + (\partial v/\partial y)^2}$, where x and y are the image dimensions) in Figure 4.22 with a focus on the most visible part of the bubble around the WR star. This image contains striking details and seems to share similarities with the σ map in Figure 4.20. The borders of bright yellow filaments in this map clearly appear as high velocity dispersion regions.

As a first method to estimate the expansion velocity of the bubble, we carried-out two-component velocity fits to selected regions for which the velocity dispersion is highest. The results are displayed in Figure 4.23. In the two left panels, superposed on our SN3 deep image and our velocity dispersion map, the selected regions are shown by green contours. We note that the structures with the highest velocity dispersion do not coincide with the single bright filaments. The two-component sinc profiles fits for each region are displayed in the right-hand panels by blue and red solid lines, together with the observed integrated

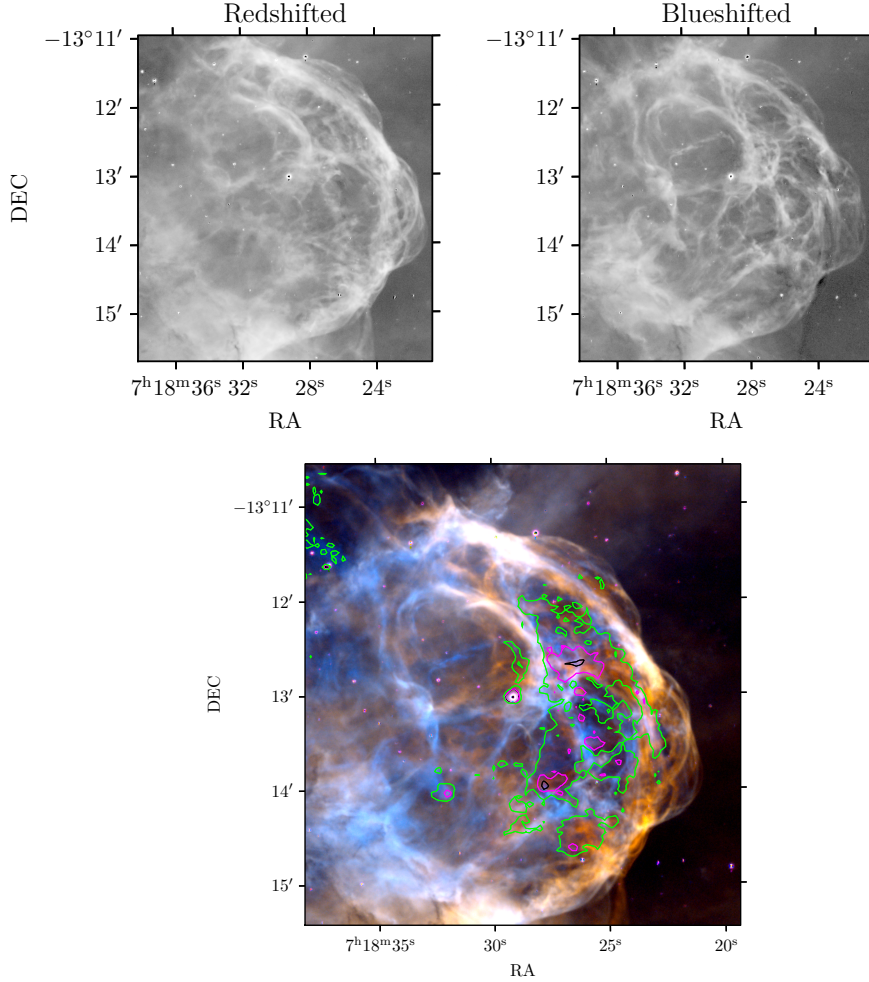


Figure 4.21. *Top panels* : Redshifted and blueshifted frames ($\pm 82 \text{ km s}^{-1}$) adjacent to the frame corresponding to the peak of the $\text{H}\alpha$ line from the SN3 cube and centred on the most visible part of the bubble. *Bottom panel* : Velocity dispersion contours superposed on the Doppler image of NGC 2359 consisting of the redshifted and blueshifted $\text{H}\alpha$ frames displayed in the top panels respectively coded in red and blue and the frame corresponding to the $\text{H}\alpha$ line in green. The [green, magenta and black] contours represent $\sigma = [30, 35, 40] \text{ km s}^{-1}$ respectively.

mean spectrum in black and the residuals of the fit in dark grey. We then use the difference between the two fitted velocities divided by 2 to estimate the local expansion velocity in three distinct regions. All of the errors are strictly from the line-profile fits. Region 1 in the top-right panel yields an expansion velocity of $35.9 \pm 1.4 \text{ km s}^{-1}$, region 2 in the middle-right panel gives $40.3 \pm 1.2 \text{ km s}^{-1}$ and region 3 in the bottom-right panel gives $35.4 \pm 2.1 \text{ km s}^{-1}$.

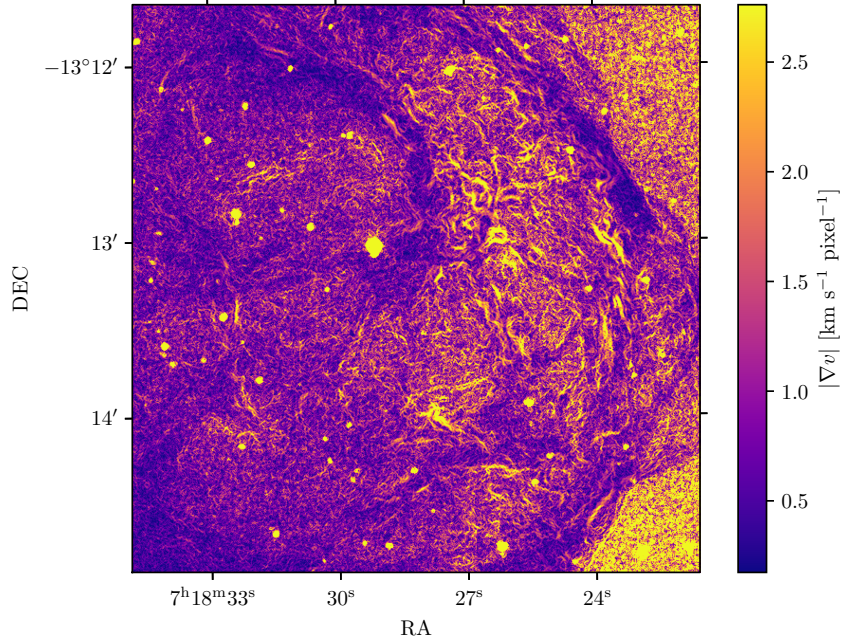


Figure 4.22. Map of the modulus of the radial velocity gradient in the bubble around the WR star.

As a second method of estimating the expansion velocity of the bubble component in NGC 2359, we performed sincgauss line-profile fits on the most redshifted and most blueshifted filaments. We compare the velocities of two filaments moving in opposite directions in Figure 4.24. The selected regions are shown in the left-side panels by green contours. The one-component fit to the integrated flux in each region is presented in the right-side panels. Compared to the two-component fits presented in Figure 4.23, the integrated profiles are narrower in these filaments. We then assume that the difference between each velocity v in the legends of the right-side panels of Figure 4.24 is twice the expansion velocity. The resulting expansion velocity is of $22.93 \pm 0.16 \text{ km s}^{-1}$. Since we selected filaments that are located in two different regions of the bubble, this expansion velocity represents more a mean for the entire bubble than a local expansion. In view of the spectral resolution of our SITELLE data ($\sim 125 \text{ km s}^{-1}$), these two expansion velocity estimates are not significantly different. We therefore conclude that the bubble component of NGC 2359 is expanding at $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$.

We compare our estimate of the expansion velocity with that of Goudis, Hippelein & Muench (1983) from Fabry-Perot observations of the $[\text{O III}]\lambda 5007 \text{ \AA}$ and $[\text{N II}]\lambda 6583 \text{ \AA}$ lines. They also find an expansion velocity of $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. In a later paper (Goudis et al. 1994), they confirm this result using high spectral and spatial resolution slit observations at three selected positions. Their $\text{H}\alpha$ profiles yield an expansion velocity of 26 km s^{-1} . Therefore, our

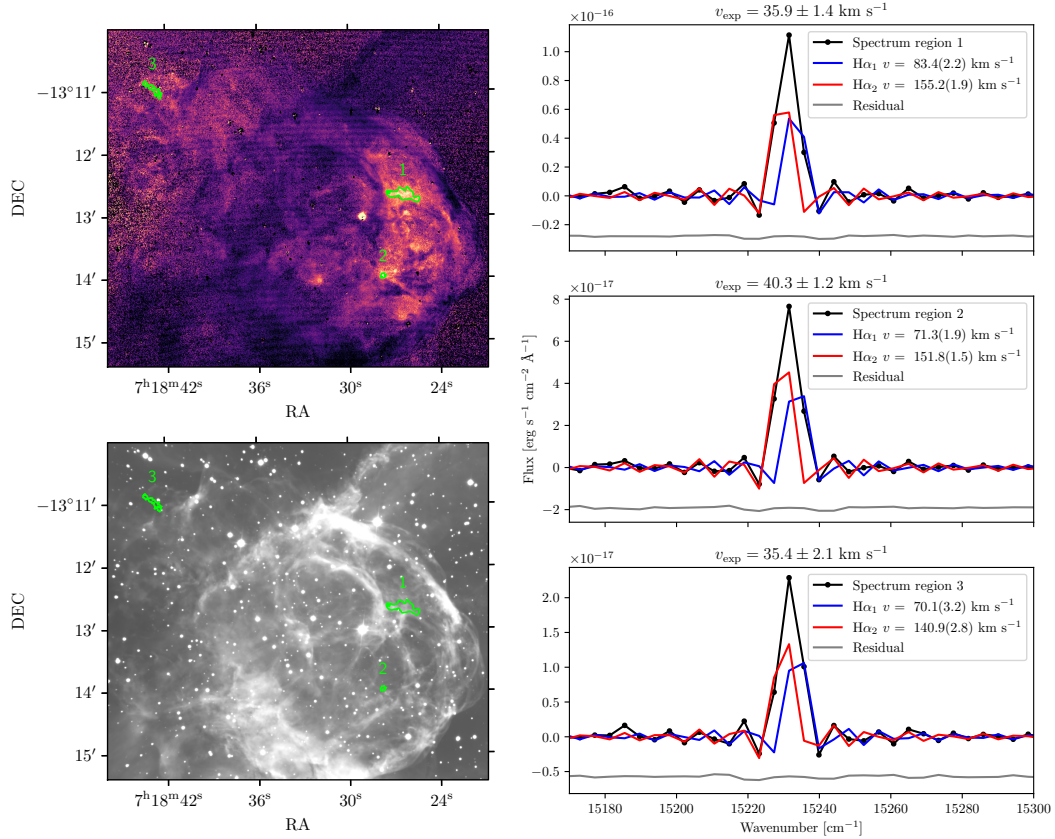


Figure 4.23. Two-component velocity fits to the H α line in three regions with a high velocity dispersion. The panels on the left show the position and shape of each region where the spectrum was extracted. The top-left panel displays the velocity dispersion map and the bottom-left panel the SN3 deep image. The panels on the right show the two individual fitted H α profiles with their respective velocities indicated in the top-right corner of the plot. The red line is the redshifted component and the blue line is the blueshifted component. The black line is the observed mean flux for each region. Background subtraction was applied to each fit. The same background was used for all of them. The horizontal axis is in wavenumber, hence the redshifted component is to the left. The [N II] $\lambda\lambda$ 6548, 6583 \AA (15272, 15191 cm^{-1}) lines were also fitted, but are not shown on the graphs to avoid confusion. However, they are taken into account in the residuals shown with a dark grey line and with a vertical offset for clarity.

estimated expansion velocity agrees well with the literature. However, our SITELLE data do not support the interpretation of Goudis, Hippelein & Muench (1983) who conclude that the bright filaments are stationary at the systemic velocity and that it is a faint tenuous component of gas that is expanding between the filaments. Our data show that both the bright filaments and the gas between them are expanding at $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$.

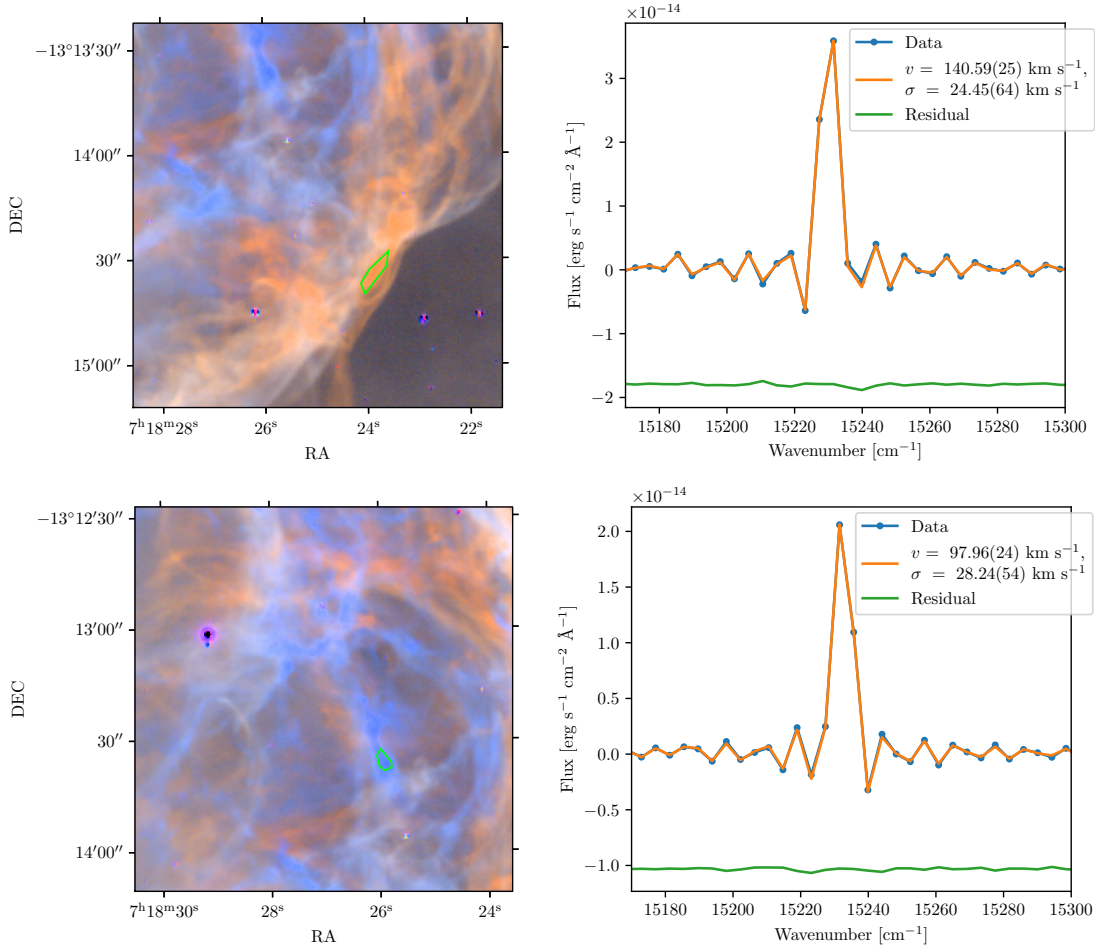


Figure 4.24. Fits on small integrated regions representing red and blue filaments. Singauss profiles were used for the fits to obtain, as well as the velocity (non-calibrated values here only), the velocity dispersion (σ) for these filaments. No background subtraction was applied to this data. The panels on the left show the position and shape of the fitted region by a green contour, and the background image is a Doppler image made from the frames contained in the H α line. We show in red the redshifted frame, in green the middle frame and in blue the blueshifted frame of the line.

4.3.6.2. Kinematics from GMOS data.

To study the kinematics using the spectral lines detected in the GMOS spectrum, we first performed a fit to the sky lines from the lower section of the slit in the wavelength range 675-706 nm. The wavelength of the sky lines were taken from the atlas of Osterbrock et al. (1996). We then computed the barycentric radial velocity correction and the LSR correction with an adopted distance of $d = 4.2$ kpc determined by Rate & Crowther (2020) using the *Gaia* DR2 parallax of WR7. The velocities of each line as well as their weighted mean are plotted in Figure 4.25. We computed the weighted mean velocity using the SITELLE velocity

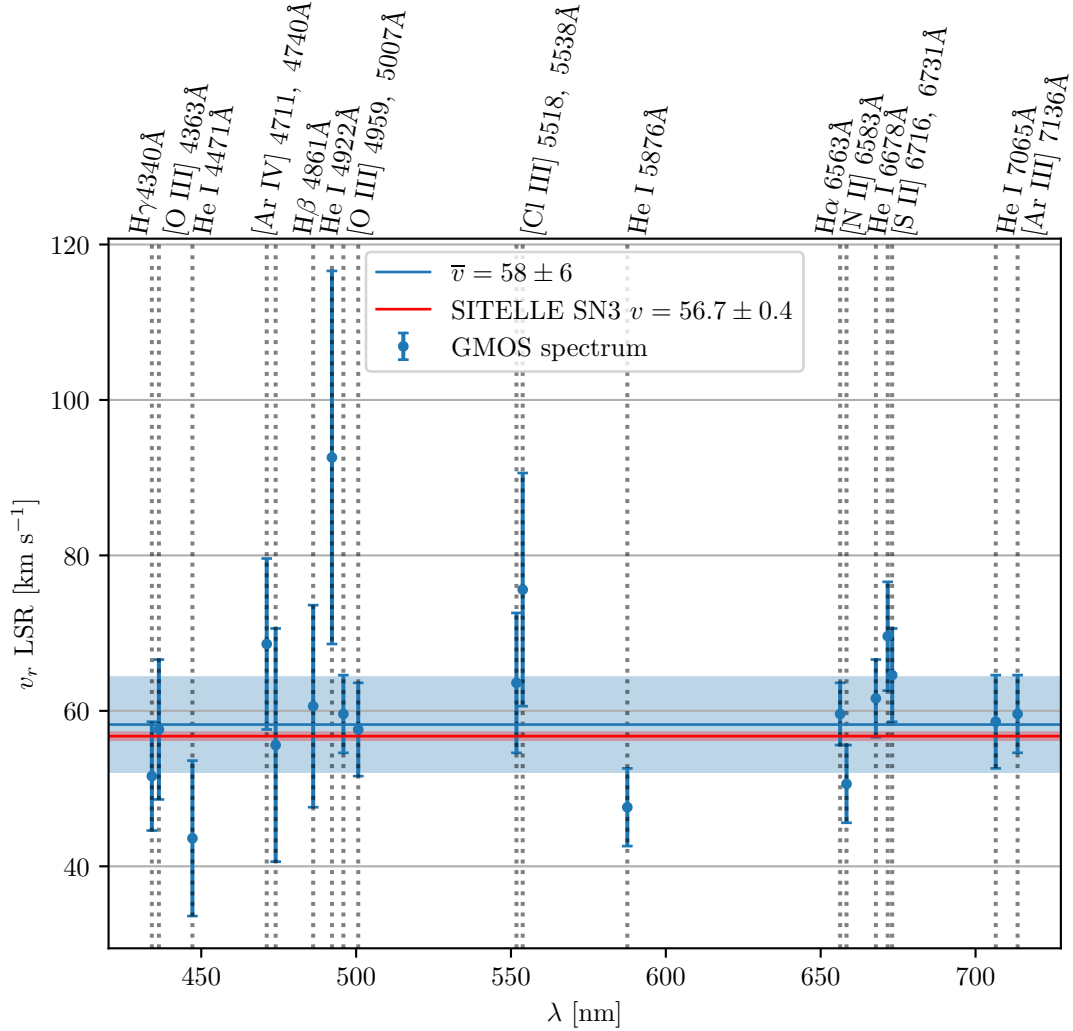


Figure 4.25. Radial velocities in the LSR frame for each fitted lines of the GMOS spectrum. A distance to WR7 of 4.2 kpc is adopted (Rate & Crowther 2020). The red line and shaded area is the LSR radial velocity and velocity error of the filament observed with GMOS obtained from our SITELLE data. The blue line and shaded area are respectively the weighted mean and standard deviation from the fitted velocities in the GMOS spectrum (blue dots).

and velocity error maps values inside the region of the filament indicated by the red rectangle in Figure 4.1 and found $v = 56.7 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1}$. The mean value and error are displayed in Figure 4.25 by a red line and shaded area. The velocities measured from GMOS nebular lines have a somewhat large scatter, but their weighted mean of $58 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ is consistent with our SITELLE measurement within the errors. The large discrepancy of the He I $\lambda 4922\text{\AA}$ line, for example, is caused by the broad base (instrumental in nature) of the [O III] $\lambda 5007\text{\AA}$ line that adds uncertainty to the fit.

4.4. Discussion

We first discuss the striking difference between the arc and bubble components of NGC 2359. Our emission-line maps have highlighted the clear ionization difference between the arc, that emits mainly in first ionization state atoms ([N II], [S II], [O II] lines), and the bubble, that emits mainly in second ionization states and above ([O III], [Ne III], [Ar III], [Ar IV] lines).

4.4.1. The Arc

We also believe that the arc is located partially in front of the bubble because it is seen to block light from the southern and eastern parts of it (see Figures 4.3). The arc is clearly connected to the atomic and molecular gas. First, the H₂ 1-0 S(1) (see Figure 4.7) from heated molecular hydrogen gas closely follows the arc general structure. Second, the arc's southern edge shows dark clouds, very likely composed of molecular material, that perfectly follow its small scale structures (see Figure 4.3). Its velocity is around 54 km s⁻¹, which is compatible with the expected velocity of the gas in this region of the Galaxy, and its velocity dispersion is lower than that of the bubble. All this evidence points to the arc simply being the western edge of the neighboring molecular cloud. A thin layer of the H₂ molecular cloud is heated by the strong UV radiation field of the WR star and then dissociated into atomic hydrogen and finally photoionized.

4.4.2. The WR bubble

The bubble component of NGC 2359 is likely the result of the interaction of the wind of WR7 in its current phase with material ejected in a previous evolutionary stage. We estimate its expansion velocity to ~ 30 km s⁻¹, which agrees well with previous estimates from the literature. In Figure 4.18 and 4.20, the bubble component can be clearly distinguished from the rest of the nebula and displays an aspherical shape. Its velocity dispersion is higher than that of the arc because it is composed of expanding gas. We trace in Figure 4.26, which is a reproduction of Figure 4.3, a contour of the 2D projection in the line-of-sight of what we believe represents the outer edges of the WR bubble (dashed green contour). To define this contour, we took into account the bluest components in Figure 4.3, the velocity structure of the gas, its velocity dispersion and the [O III]/H α map (see Section 4.3.6 Figures 4.18 and 4.20 and Section 4.3.1 Figure 4.6). From Figure 4.26, it can be seen that WR7 is not located at the center of the visible filamentary bubble and that the expansion is not spherically symmetric. The bubble seems more extended in the north-south direction than in the east-west direction, perhaps because of the presence of the molecular gas to the east of

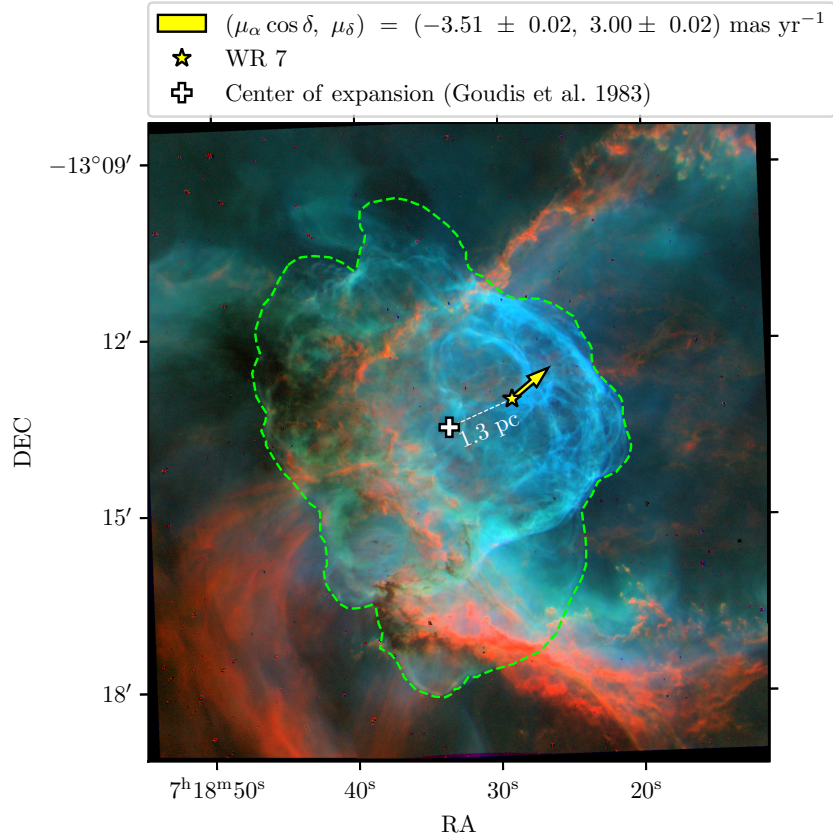


Figure 4.26. Green dashed contour highlighting the outer limits of the 2D projection of the bubble in our line-of-sight. The position of WR7 is shown with a yellow star, its proper motion vector is also displayed with a yellow arrow and the vector components are displayed in the legend above the image. The background is the same image as in Figure 4.3. One arcminute in this image corresponds to ~ 1.3 pc.

the star. Interestingly, Goudis, Hippelein & Muench (1983), using their kinematical results, have determined the location of the center of expansion at a position to the east of the WR star, very close to the center of our adopted limits. We display this expansion center with a white cross in Figure 4.26. Using the heliocentric distance of WR7 of 4.2 kpc published by Rate & Crowther (2020), we estimate that the bubble has a mean radius of 3.7 ± 0.8 pc and that the distance between WR7 and the center of expansion of the bubble is of ~ 1.3 pc. Adopting an expansion velocity of $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ yields an age of $\sim 1.2 \times 10^5$ years for the bubble of NGC 2359, which is of the same order of magnitude as the estimated lifetime of a visible WR bubble of $\sim 3 \times 10^5$ yr (van Marle et al. 2005). Adopting again the heliocentric distance and using the *Gaia DR3* proper motion of $(\mu_\alpha \cos \delta, \mu_\delta) = (-3.51 \pm 0.02, 3.00 \pm 0.02) \text{ mas yr}^{-1}$ for WR7 yields a tangential velocity of $\sim 90 \text{ km s}^{-1}$. We estimate that in order to move from this center of expansion to its current position, the star would have taken

$\sim 14\,000$ yr. Since the expansion timescale we obtain should be considered an upper limit and the travel time of the star between the center of expansion and its current position is likely an upper limit (as the star would be less affected than the bubble by the drag of the interstellar gas), these two numbers are not inconsistent.

Furthermore, clear signs of Rayleigh-Taylor instabilities can be seen at the extremities of the arc (e.g. RA = $7^{\text{h}}18^{\text{m}}20^{\text{s}}$ and $-13^{\circ}17' < \text{DEC} < -13^{\circ}16'$) where the [O III] emission is diffuse and the [S II] emission is structured. These "fingers" seem to be pointing towards the WR star, as expected if caused by the action of the radiation field of this very hot star on the edge of the molecular cloud. The WR bubble is located inside the arc cavity, that was very likely sculpted by the action of the wind and the radiation field of this very massive star in its previous evolutionary phases.

4.5. Conclusion

The excellent spatial resolution of the SITELE data enabled us to better distinguish the arc and bubble components of the ionized gas in the NGC 2359 nebula. The emission-line maps we obtained showed very low emission from singly ionized atoms to the west of WR 7, in the bubble component. The bright filaments of the bubble that clearly appear in $\text{H}\alpha$ and [O III] are not visible in the lines of [N II], [S II] and [O II]. The kinematical study we performed with the SN3 cube confirmed the dynamical link between the ionized gas complex and the atomic HI and molecular CO gases previously observed (Schneps et al. 1981, Cappa et al. 1999, Rizzo, Martín-Pintado & Mangum 2001, Rizzo, Martín-Pintado & Henkel 2001, Cappa, Rubio & Goss 2001, Rizzo, Martín-Pintado & Desmurs 2003). Our kinematical analysis agrees with the expansion velocity of $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ of the windblown bubble previously obtained (Goudis, Hippelein & Muench 1983) and our determination of the outer edges of the bubble match very well the estimated center of expansion of the bubble. The study of the ionization mechanism of the nebula was not conclusive. We were unable to determine, using classical diagnostic diagrams, whether the nebula is photoionized or ionized by shocks. Assuming the nebula to be photoionized, we estimated the electron density and temperature from emission line ratios. We can globally confirm the values of T_e and n_e determined in the literature. This WR nebula with an ionizing/exciting source of 112 kK will need a particular attention to determine its dominant ionization mechanism, its electron density and temperature and finally its elemental abundances with accuracy with the help of numerical models.

Acknowledgements

The observations were obtained with SITELLE, a joint project of Université Laval, ABB, Université de Montréal and the CFHT, with support from the Canada Foundation for Innovation, the National Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) and the Fonds de Recherche du Québec - Nature et Technologies (FRQNT). The authors wish to recognize and acknowledge the very significant cultural role that the summit of Mauna Kea has always had within the indigenous Hawaiian community. We are most grateful to have the opportunity to conduct observations from this mountain. NSL and LD are grateful to NSERC and FRQNT for financial support.

Based on observations obtained at the international Gemini Observatory, a program of NSF NOIRLab, which is managed by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under a cooperative agreement with the U.S. National Science Foundation on behalf of the Gemini Observatory partnership : the U.S. National Science Foundation (United States), National Research Council (Canada), Agencia Nacional de Investigación y Desarrollo (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación (Argentina), Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações (Brazil), and Korea Astronomy and Space Science Institute (Republic of Korea).

Based on observations obtained at the Observatoire du Mont-Mégantic with the CPAPIR instrument, financed by the Université de Montréal, the Université Laval, the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Fonds québécois de la recherche sur la Nature et les technologies (FQRNT) and the Canada Economic Development program.

Data Availability

Maps extracted from these cubes and presented in this article will be shared on reasonable request to the corresponding author.

CPAPIR data were acquired through the canadian data center (CADC). Herschel SPIRE data were acquired through the european space agency's (ESA) herschel science archive.

Appendix

4.A.

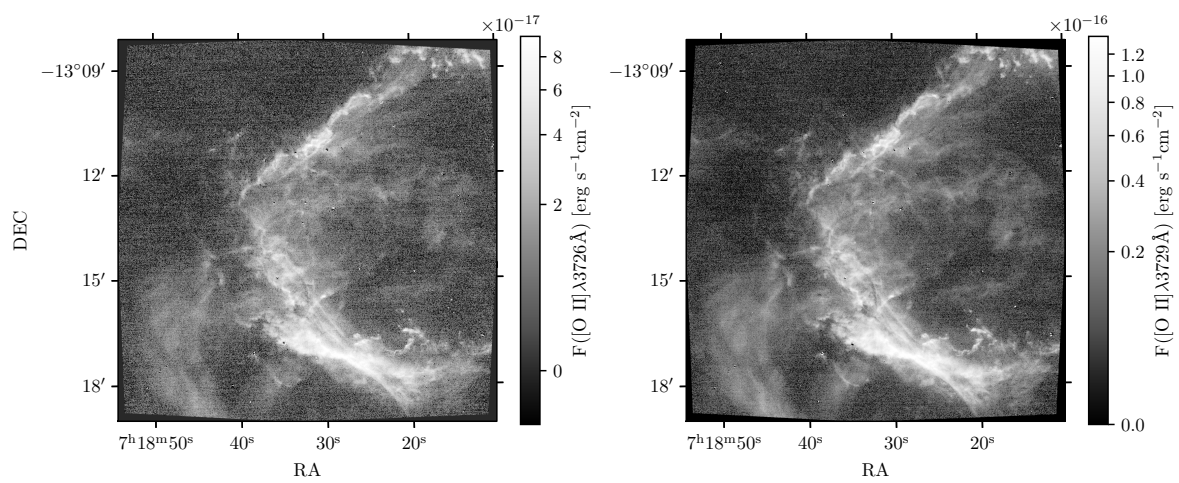


Figure 4.A.1. [O II] $\lambda 3726 \text{ \AA}$ and [O II] $\lambda 3729 \text{ \AA}$ flux maps.

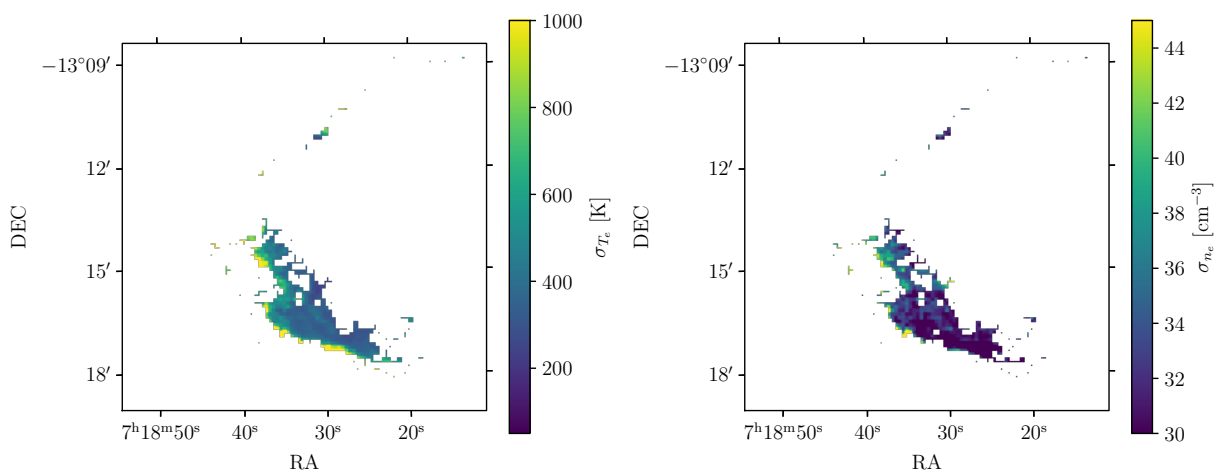


Figure 4.A.2. Error maps for Figure 4.15

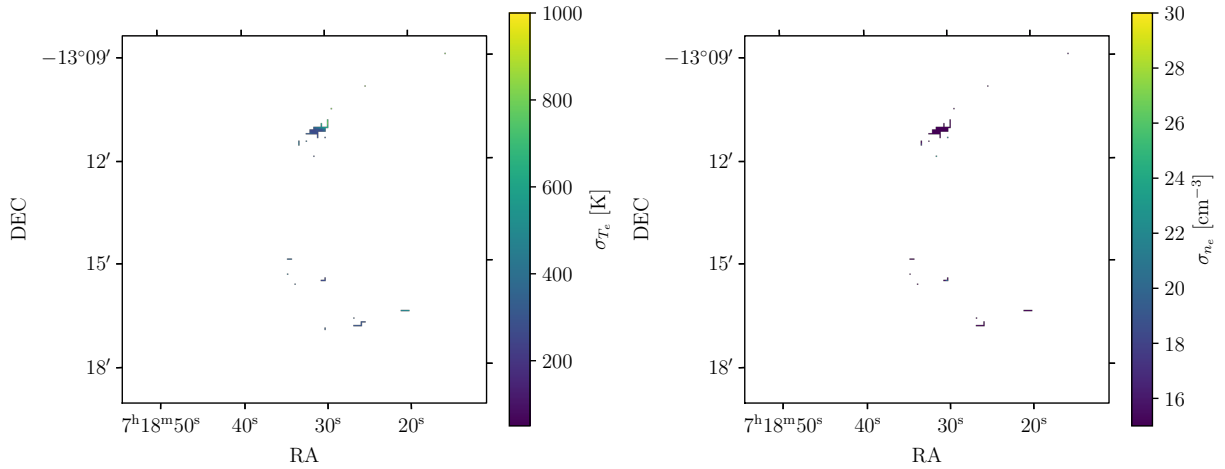


Figure 4.A.3. Error maps for Figure 4.16

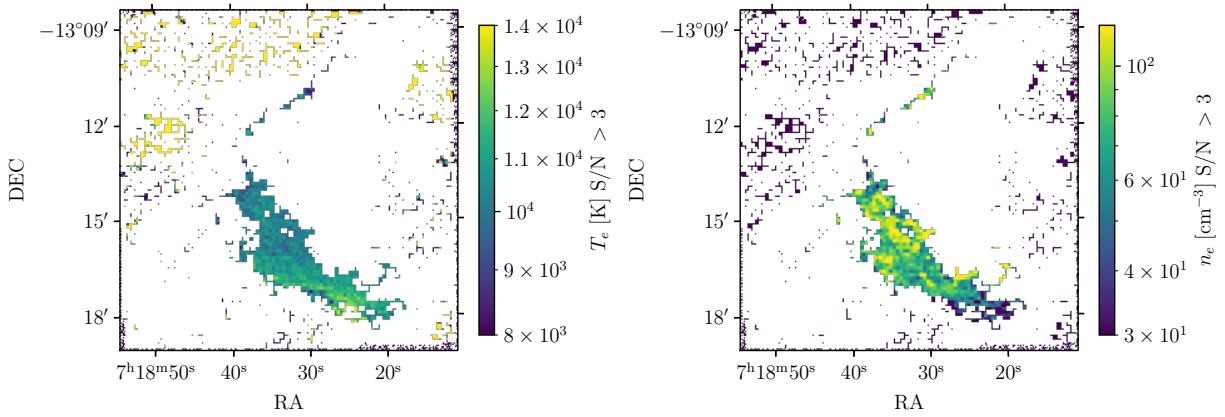


Figure 4.A.4. T_e and n_e maps from the ratios of [O III] and [S II] using the `use_ANN = True` argument of the PYNEB function `diags.getCrossTemDen`.

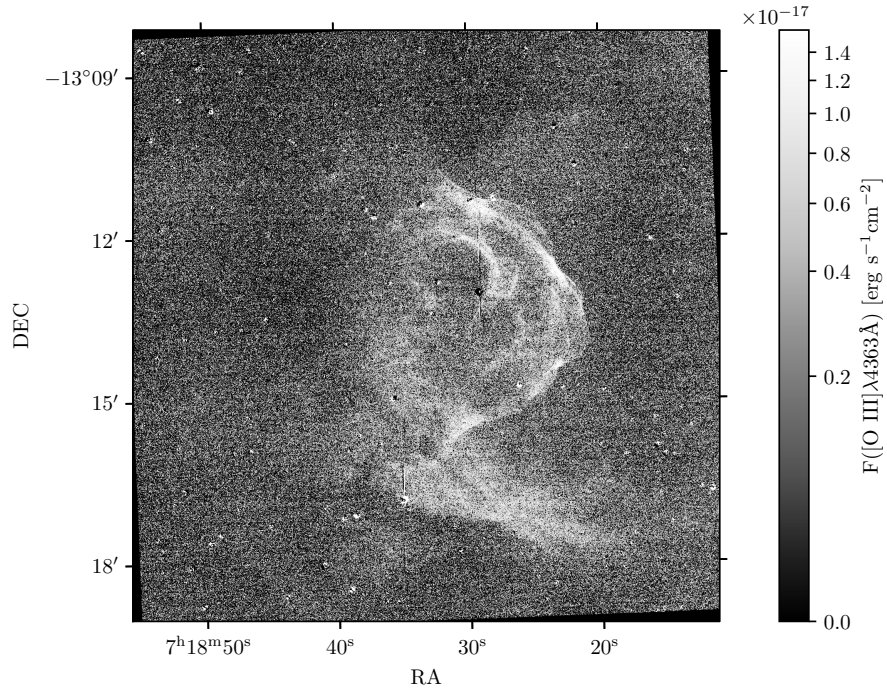


Figure 4.A.5. [O III] λ 4363 Å auroral line flux map.

Chapitre 5

Conclusion

Ce mémoire met à jour nos connaissances sur la nébuleuse Wolf-Rayet NGC 2359 en étudiant la littérature précédemment publiée et en apportant des informations supplémentaires, grâce à l'analyse de données récemment recueillies. Plusieurs aspects de la nébuleuse ont pu être analysés. Les données recueillies par SITELLE offrent une grande qualité d'image et de couverture spatiale pour cet objet et permet d'établir une distinction claire entre deux grandes structures de gaz ionisé qui composent la nébuleuse : un arc qui a une forte émission dans les raies d'atomes simplement ionisés, soient le [N II], le [S II] et le [O II], et une bulle qui a une forte émission plutôt dans les raies d'atomes doublement ionisés, tels le [O III] et le [Ne III]. D'un point de vue cinématique, de façon générale, l'arc se déplace à la vitesse systémique ($v_{\text{LSR}} = 54 \text{ km s}^{-1}$) attendue pour le gaz dans cette région de la Galaxie par rapport au Soleil, tandis que la bulle a des composantes allant à $\pm \sim 15 \text{ km s}^{-1}$ par rapport à la vitesse systémique démontrant son expansion à $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$. Ces composantes en expansion sont en contact dynamique avec le gaz d'hydrogène atomique HI et le gaz moléculaire (tracé par l'émission du CO) qui ont déjà été observés à des vitesses et positions similaires. En effet, les différentes cartes associées à la cinématique, soient la carte de vitesses et la carte de dispersion des vitesses rendent visibles certaines parties de la bulle, habituellement cachées par l'arc dans les cartes de flux. Cela confirme que la bulle n'est pas une coquille sphérique. Les données supplémentaires de GMOS confirment la présence de raies d'Ar IV vis-à-vis la bulle. Toutefois, elles indiquent seulement que la densité électronique de la bulle est inférieure à 100 cm^{-3} . Les rapports de raies en [Cl III] et [Ar IV] sont nettement inférieurs aux rapports de raies théoriques minimums pour une raison qui demeure inconnue. Peut-être que les incertitudes sont légèrement sous-estimées, car nos rapports de raies sont moins d'un ordre de grandeur sous la valeur minimale. Le rapport des raies visibles de [O III] permet de déterminer que la nébuleuse a une température électronique se situant entre 10 000 et 14 000 K sans différence majeures entre la bulle et l'arc. Ces avancées nous permettent d'associé de

le gaz de la bulle aux éjecta passés de l'étoile. Il est encore trop tôt pour déterminer si la phase éruptive ayant créée cette bulle était LBV ou RSG.

Plusieurs outils ont été utilisés pour analyser et visualiser les données. Les outils sélectionnés l'ont été en fonction du type de données manipulées. Comme les données SITELLE génèrent plusieurs images, le logiciel SAOImage DS9 est un outil très pratique pour les visualiser. Ce dernier permet d'extraire beaucoup d'information des cartes de plusieurs façons différentes. La programmation en langage PYTHON offre encore plus de libertés pour effectuer des opérations complexes sur les cartes. Les bibliothèques PYTHON ORB et ORCS ont été spécifiquement conçues pour l'analyse des cubes de données SITELLE. Elles ont été d'une très grande utilité grâce à leur temps de calcul optimal. La bibliothèque PYNEB développée par Christophe Morisset est une mine d'or d'information théorique sur les propriétés spectroscopiques des éléments chimiques et son application sur des données réelles se fait très aisément.

Cette recherche m'a fait réaliser que l'extraction d'information seulement à partir d'observables astrophysiques a ses limites. Chaque phénomène étudié est unique. Arrivé à un certain point dans l'analyse des données, les modèles théoriques généraux n'arrivent plus à expliquer nos observations. Par exemple, le mécanisme d'ionisation en fonction dans les différentes zones de NGC 2359 ne peut pas être déterminé à l'aide des diagrammes diagnostics BPT et SMB. Ces derniers ont été développés pour des situations génériques applicables dans la plupart des cas, mais non adaptés à NGC 2359. Lorsque confronté à un cas où les méthodes déductives ne sont plus adaptées, il devient nécessaire de construire un modèle avec le moins de suppositions possibles, mais conçu pour un cas particulier, par exemple un modèle radiatif sur mesure de NGC 2359 pour déterminer le processus d'ionisation dominant dans chacune de ses parties. Ce modèle permettrait aussi d'établir le facteur de correction de l'ionisation, nécessaire à la détermination des abondances chimiques du gaz. Ces dernières pourront ultimement être reliées aux modèles évolutifs d'étoiles massives pour contraindre certains paramètres, surtout pour les phases éruptives RSG et LBV moins bien comprises. C'est suite à la réalisation de ce modèle et à sa comparaison aux observations que le projet atteindra le niveau de complexité du doctorat.

Bibliographie

- Bailer-Jones C. A. L., 2023, *AJ*, 166, 269
- Baldwin J. A., Phillips M. M., Terlevich R., 1981, *PASP*, 93, 5
- Cappa C. E., Goss W. M., Niemela V. S., Ostrov P. G., 1999, *AJ*, 118, 948
- Cappa C. E., Rubio M., Goss W. M., 2001, *AJ*, 121, 2664
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Castor J., McCray R., Weaver R., 1975, *ApJ*, 200, L107
- Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chu Y.-H., 1981, *ApJ*, 249, 195
- Chu Y.-H., 2016, *Journal of Physics : Conference Series*, 728, 032007
- Chu Y.-H., Lasker B. M., 1980, *PASP*, 92, 730
- Crowther P. A., 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Drissen L., Bernier A.-P., Robert C., Robert 2011, in Carignan C., Combes F., Freeman K. C., eds, *Tracing the Ancestry of Galaxies Vol. 277, SpIOMM and SITELLE : Wide-field Imaging FTS for the Study of Galaxy Evolution*. pp 104–107
- Drissen L., Martin T., Rousseau-Nepton L., Robert C., Martin R. P., Baril M., Prunet S., Joncas G., Thibault S., Brousseau D., Mandar J., Grandmont F., Yee H., Simard L., 2019, *MNRAS*, 485, 3930
- Drissen L., Shara M. M., Moffat A. F. J., 1991, *AJ*, 101, 1659
- Dwarkadas V. V., 2023, *Galaxies*, 11, 78
- Earl N., Tollerud E., O’Steen R., brechmos Kerzendorf W., Busko I., shaileshahuja D’Avella D., Robitaille T., Lim P. L., Ginsburg A., Homeier D., Sipócz B., Averbukh J., Tocknell J., Cherinka B., Ogaz S., Geda R., Davies J., Conroy K., Günther H. M., Barbary K., Foster J., Droettboom M., Tuong Nguyen D., Bray E. M., Casey A., Teuben P., Crawford S., Ferguson H., , 2023, *astropy/specutils : v1.12.0*
- Esteban C., Fang X., García-Rojas J., Toribio San Cipriano L., 2017, *MNRAS*, 471, 987
- Esteban C., Vilchez J. M., Manchado A., Edmunds M. G., 1990, *A&A*, 227, 515
- Ferland G. J., Chatzikos M., Guzmán F., Lykins M. L., van Hoof P. A. M., Williams R. J. R., Abel N. P., Badnell N. R., Keenan F. P., Porter R. L., Stancil P. C., 2017, *Rev. Mexicana*

- Astron. Astrofis., 53, 385
- García-Rojas J., Morisset C., Jones D., Wesson R., Boffin H. M. J., Monteiro H., Corradi R. L. M., Rodríguez-Gil P., 2022, MNRAS, 510, 5444
- García-Segura G., Langer N., Mac Low M. M., 1996, A&A, 316, 133
- García-Segura G., Mac Low M. M., Langer N., 1996, A&A, 305, 229
- Gimeno G., Roth K., Chiboucas K., Hibon P., Boucher L., White J., Rippha M., Labrie K., Turner J., Hanna K., Lazo M., Pérez G., Rogers R., Rojas R., Placco V., Murowinski R., 2016, in Evans C. J., Simard L., Takami H., eds, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI Vol. 9908 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, On-sky commissioning of Hamamatsu CCDs in GMOS-S. p. 99082S
- Goudis C., Hippelein H., Muench G., 1983, A&A, 117, 127
- Goudis C. D., Christopoulou P. E., Meaburn J., Dyson J. E., 1994, A&A, 285, 631
- Grandmont F., Drissen L., Mandar J., Thibault S., Baril M., 2012, in McLean I. S., Ramsay S. K., Takami H., eds, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV Vol. 8446 of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Final design of SITELE : a wide-field imaging Fourier transform spectrometer for the Canada-France-Hawaii Telescope. p. 84460U
- Grassitelli L., Chené A. N., Sanyal D., Langer N., St-Louis N., Bestenlehner J. M., Fossati L., 2016, A&A, 590, A12
- Green S., Mackey J., Haworth T. J., Gvaramadze V. V., Duffy P., 2019, A&A, 625, A4
- Griffin M. J., Abergel A., Abreu A., Ade P. A. R., André P., Augeres J. L., Babbedge T., Bae Y., Baillie T., Baluteau J. P., Barlow M. J., Bendo G., Benielli D., Bock J. J., Bonhomme P., Brisbin D., Brockley-Blatt C., Caldwell M., Cara C., Castro-Rodriguez N., Cerulli R., Chaniel P., Chen S., Clark E., Clements D. L., Clerc L., Coker J., Communal D., Conversi L., Cox P., Crumb D., Cunningham C., Daly F., Davis G. R., de Antoni P., Delderfield J., Devin N., di Giorgio A., Didschuns I., Dohlen K., Donati M., 2010, A&A, 518, L3
- Hamann W. R., Gräfener G., Liermann A., Hainich R., Sander A. A. C., Shenar T., Ramachandran V., Todt H., Oskinova L. M., 2019, A&A, 625, A57
- Hook I. M., Jørgensen I., Allington-Smith J. R., Davies R. L., Metcalfe N., Murowinski R. G., Crampton D., 2004, PASP, 116, 425
- Hubble E. P., 1922, ApJ, 56, 162
- Ignace R., St-Louis N., Proulx-Giraldeau F., 2015, A&A, 575, A129
- Johnson H. M., Hogg D. E., 1965, ApJ, 142, 1033

- Kauffmann G., Heckman T. M., Tremonti C., Brinchmann J., Charlot S., White S. D. M., Ridgway S. E., Brinkmann J., Fukugita M., Hall P. B., Ivezić Ž., Richards G. T., Schneider D. P., 2003, MNRAS, 346, 1055
- Kewley L. J., Dopita M. A., Sutherland R. S., Heisler C. A., Trevena J., 2001, ApJ, 556, 121
- Labrie K., Simpson C., Cardenes R., Turner J., Soraisam M., Quint B., Oberdorf O., Placco V. M., Berke D., Smirnova O., Conseil S., Vacca W. D., Thomas-Osip J., 2023, Research Notes of the American Astronomical Society, 7, 214
- Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1999, Introduction to Stellar Winds
- Langer N., 2012, ARA&A, 50, 107
- Levenberg K., 1944, Quarterly of Applied Mathematics, 2, 164
- Lozinskaya T. A., 1973, Soviet Ast., 17, 317
- Lozinskaya T. A., Esipov V. F., 1971, Soviet Ast., 15, 353
- Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, A&A, 573, A42
- Mackey J., Green S., Moutzouri M., Haworth T. J., Kavanagh R. D., Zargaryan D., Celeste M., 2021, MNRAS, 504, 983
- Malov I. F., Artyukh V. S., Malofeev V. M., 1975, Astrophysics, 11, 408
- Marquardt D. W., 1963, Journal of The Society for Industrial and Applied Mathematics, 11, 431
- Martin T., Drissen L., Prunet S., 2021, MNRAS, 505, 5514
- Martin T. B., Prunet S., Drissen L., 2016, MNRAS, 463, 4223
- McCall M. L., 1984, MNRAS, 208, 253
- Morisset C., 2022, in SciOps 2022 : Artificial Intelligence for Science and Operations in Astronomy (SCIOPS). Proceedings of the ESA/ESO SCOPS Workshop held 16-20 May Machine learning methods applied to interstellar medium studies. p. 12
- Nazé Y., Rauw G., Gosset E., 2021, MNRAS, 502, 5038
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Osterbrock D. E., Fulbright J. P., Martel A. R., Keane M. J., Trager S. C., Basri G., 1996, PASP, 108, 277
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J. F., 1978, ApJ, 220, 516
- Pişmişç P., Recillas-Cruz E., Hasse I., 1977, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 2, 209
- Ramachandran V., Hamann W. R., Oskinova L. M., Gallagher J. S., Hainich R., Shenar T., Sander A. A. C., Todt H., Fulmer L., 2019, A&A, 625, A104
- Rate G., Crowther P. A., 2020, MNRAS, 493, 1512
- Reyes-Pérez J., Morisset C., Peña M., Mesa-Delgado A., 2015, MNRAS, 452, 1764
- Rizzo J. R., Martín-Pintado J., Desmurs J. F., 2003, A&A, 411, 465

Rizzo J. R., Martín-Pintado J., Henkel C., 2001, *ApJ*, 553, L181
Rizzo J. R., Martín-Pintado J., Mangum J. G., 2001, *A&A*, 366, 146
Sabbadin F., Minello S., Bianchini A., 1977, *A&A*, 60, 147
Schneps M. H., Haschick A. D., Wright E. L., Barrett A. H., 1981, *ApJ*, 243, 184
Schönrich R., Binney J., Dehnen W., 2010, *MNRAS*, 403, 1829
Smith L. F., Shara M. M., Moffat A. F. J., 1996, *MNRAS*, 281, 163
Smith N., 2014, *ARA&A*, 52, 487
St-Louis N., Doyon R., Chagnon F., Nadeau D., 1998, *AJ*, 115, 2475
Sukhbold T., Ertl T., Woosley S. E., Brown J. M., Janka H. T., 2016, *ApJ*, 821, 38
Sévigny M., St-Louis N., Drissen L., Martin T., 2021, *MNRAS*, 501, 5350
Talent D. L., Dufour R. J., 1979, *ApJ*, 233, 888
Toalá J. A., Bowman D. M., Van Reeth T., Todt H., Dsilva K., Shenar T., Koenigsberger G., Estrada-Dorado S., Oskinova L. M., Hamann W. R., 2022, *MNRAS*, 514, 2269
Toalá J. A., Guerrero M. A., Chu Y. H., Gruendl R. A., 2015, *MNRAS*, 446, 1083
Treffers R. R., Chu Y. H., 1982, *ApJ*, 254, 569
van der Hucht K. A., 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135
van Marle A. J., Langer N., García-Segura G., 2005, *A&A*, 444, 837
Vink J. S., 2022, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 60, 203
Vink J. S., Gräfener G., Harries T. J., 2011, *A&A*, 536, L10
Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, *ApJ*, 218, 377
Zahorecz S., Jimenez-Serra I., Wang K., Testi L., Tóth L. V., Molinari S., 2016, *A&A*, 591, A105
Zhekov S. A., 2014, *MNRAS*, 443, 12

Annexe A

Compléments d'analyse

A.1. Cartes du flux de NGC 2359 dans plusieurs raies

Toutes les cartes de flux produites à l'aide de ORCS pour toutes les raies de la figure 4.2 sont affichées à l'annexe B. Elles sont affichées en ordre décroissant de longueur d'onde. Elles peuvent être groupées en deux catégories : les raies représentant l'arc seulement, et les raies représentant l'arc et la bulle. Les raies dans la première catégorie sont celles de [S II], [N II] et [O II]. Toutes les autres sont dans l'autre catégorie. Ces cartes ne sont pas corrigées pour l'extinction.

A.2. L'âge de la bulle

L'âge de la bulle peut être estimé par la méthode vue plus tôt tirée de Chu (1981) en calculant r/v_{exp} . On a besoin de la distance de WR 7 qui est de $4.23_{-0.74}^{+1.08}$ kpc (Rate & Crowther 2020). On mesure le rayon de la bulle à partir des données SITELLE. On choisit deux régions circulaires, une qui correspond à la taille maximale et l'autre à la taille minimale que la bulle pourrait avoir. Ceci permet de prendre en compte les parties potentiellement cachées de la bulle par le gaz moléculaire. On mesure un rayon angulaire de $180 \pm 40''$. Pour obtenir le rayon en kilomètres, on applique la formule :

$$\frac{r}{2d} = \tan(\theta/2),$$

où r est la longueur de ce qu'on veut mesurer sur un objet à une distance d , et θ est la taille angulaire de r . On trouve $r = 4.2 \pm 1.1$ pc. On adopte une vitesse d'expansion de 22.5 ± 7.5 km s⁻¹ (entre 15 et 30 km s⁻¹). On trouve un âge de $160\,000_{-30\,000}^{+40\,000}$ ans. Cette valeur donne une limite supérieure, car un facteur η peut être appliqué à ce ratio dépendamment du modèle de la phase charrue à neige choisi.

Si on considère le modèle qui « conserve » la quantité de mouvement¹, $\eta = 0.5$ et l'âge serait de $80\,000_{-15\,000}^{+20\,000}$ ans. Avec un modèle qui « conserve » l'énergie², $\eta = 0.6$ et l'âge serait de $96\,000_{-18\,000}^{+24\,000}$ ans. L'étude sur les bulles ne s'entend toujours pas sur le modèle à privilégier. Certains observateurs et modélisateurs comme Treffers & Chu (1982) et Dwarkadas (2023) respectivement sont d'avis que les bulles WR respectent davantage une évolution décrite par le modèle qui conserve la quantité de mouvement.

A.3. Densité électronique de Esteban et al. (1990)

Nous avons calculé la densité électronique des douze régions de Esteban et al. (1990) avec la même méthode (McCall 1984) et à l'aide de nos données SITELLE. Les résultats sont affichés au tableau A.3.1. Nos résultats sont semblables à ceux du tableau 3.1 de Esteban et al. (1990) sauf pour la région S3. Nous ne pouvons pas confirmer leur résultat de $\log_{10}(n_e) = 2.8 \pm 0.1 \text{ cm}^{-3}$ où nous trouvons plutôt une borne supérieure à 100 cm^{-3} .

Région	$\log_{10}(n_e) [\text{cm}^{-3}]$
S1	< 2
S2	< 2 (1.8 ± 0.7)
S3	< 2
S4	< 2
S5	< 2
S6	< 2
S7	< 2
B1	2.06 ± 0.11
B2	2.0 ± 0.2
B3	< 2 (1.9 ± 0.2)
B4	2.01 ± 0.10
B5	2.0 ± 0.3

Tableau A.3.1. Densités électroniques obtenues pour douze régions identifiées par Esteban et al. (1990).

Nous avons les mêmes conclusions de façon générale. Nous pensons aussi que leurs régions de la série S ne peuvent pas représenter la bulle WR, car comme montré plus tôt le [S II] n'est pas un diagnostic adéquat de la bulle.

¹Les quantités physiques sont toujours conservées, ici il s'agit juste d'un modèle dérivé à partir des lois de conservation de la quantité de mouvement.

²*idem* avec un modèle dérivé à partir des lois de conservation de l'énergie.

Annexe B

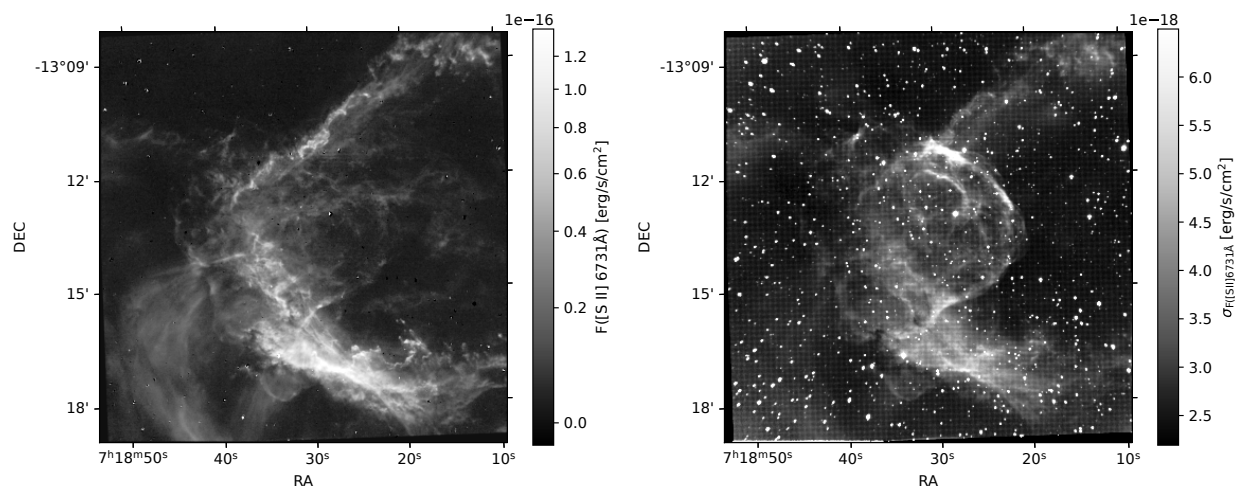


Figure B.0.1. Carte du flux de la raie [S II] 6731Å et sa carte d'incertitudes associées.

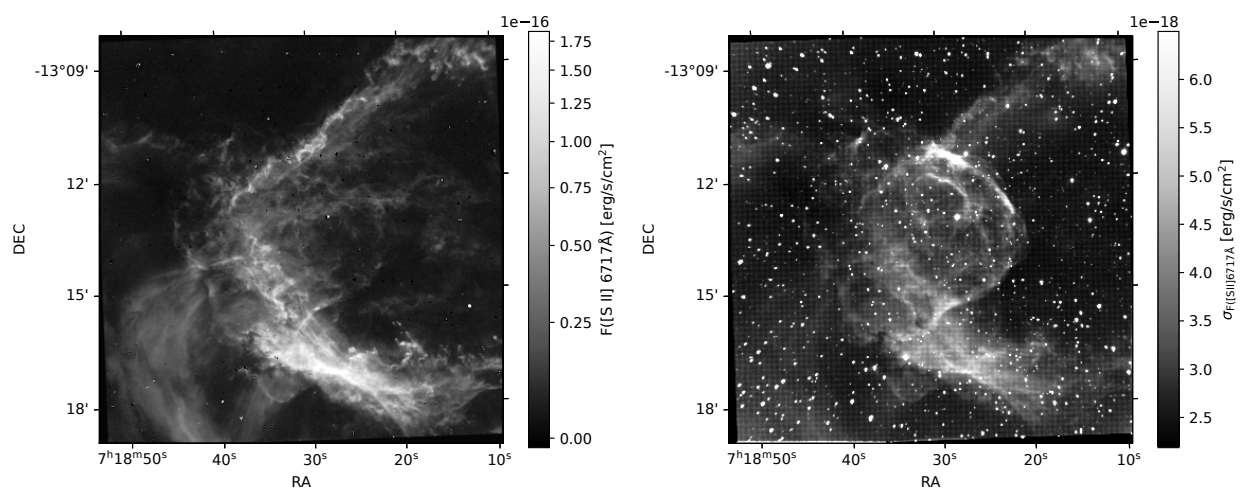


Figure B.0.2. Carte du flux de la raie [S II] 6717Å et sa carte d'incertitudes associées.

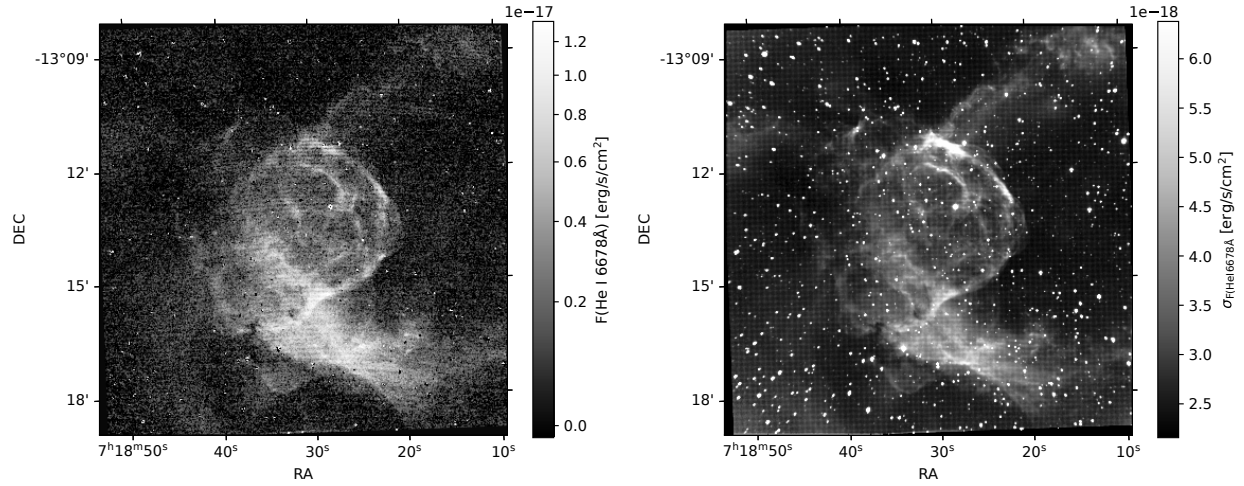


Figure B.0.3. Carte du flux de la raie He I 6678Å et sa carte d'incertitudes associées.

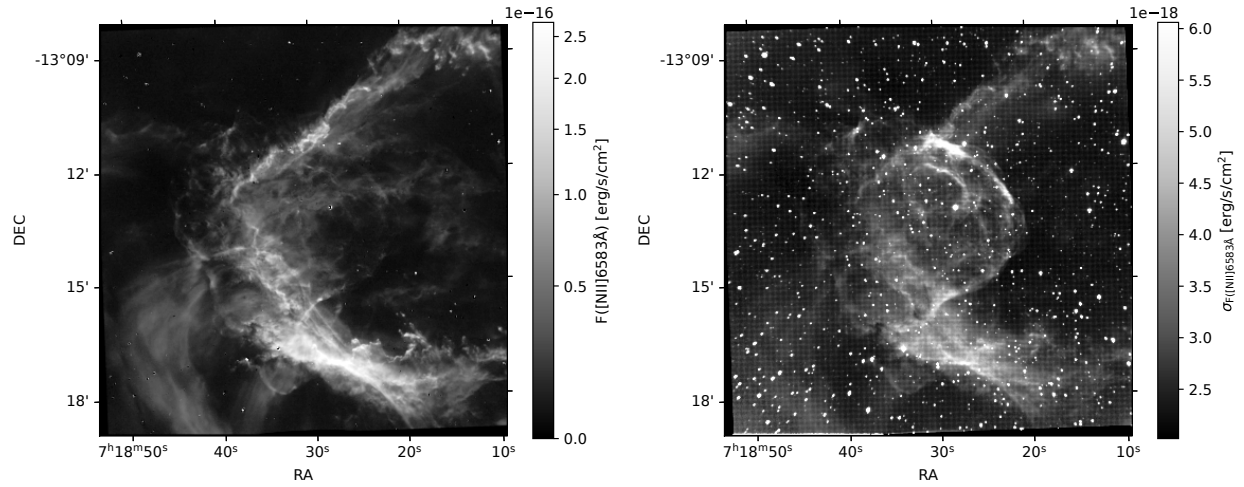


Figure B.0.4. Carte du flux de la raie [N II] 6583Å et sa carte d'incertitudes associées.

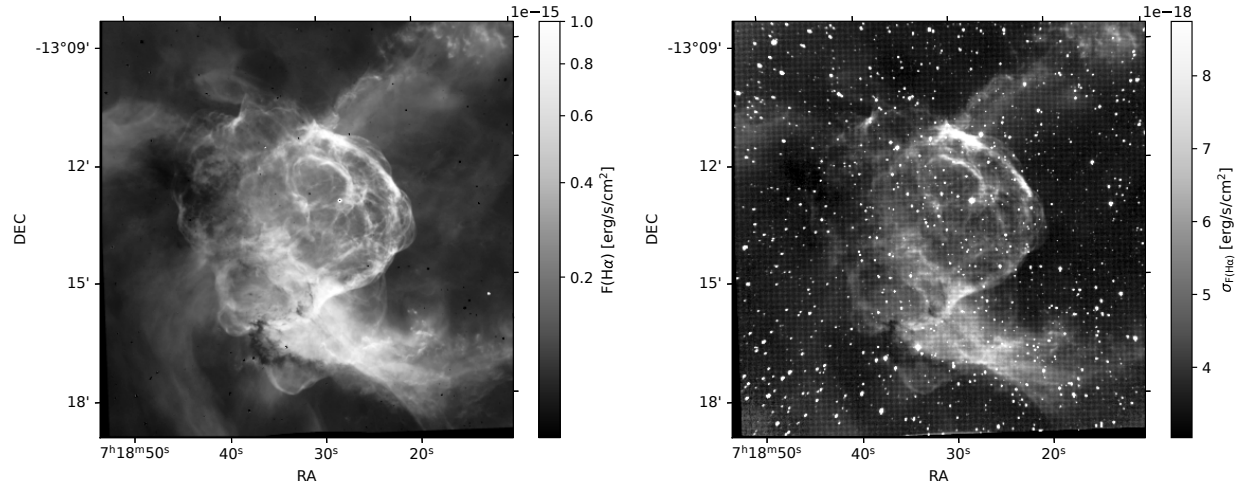


Figure B.0.5. Carte du flux de la raie H α et sa carte d'incertitudes associées.

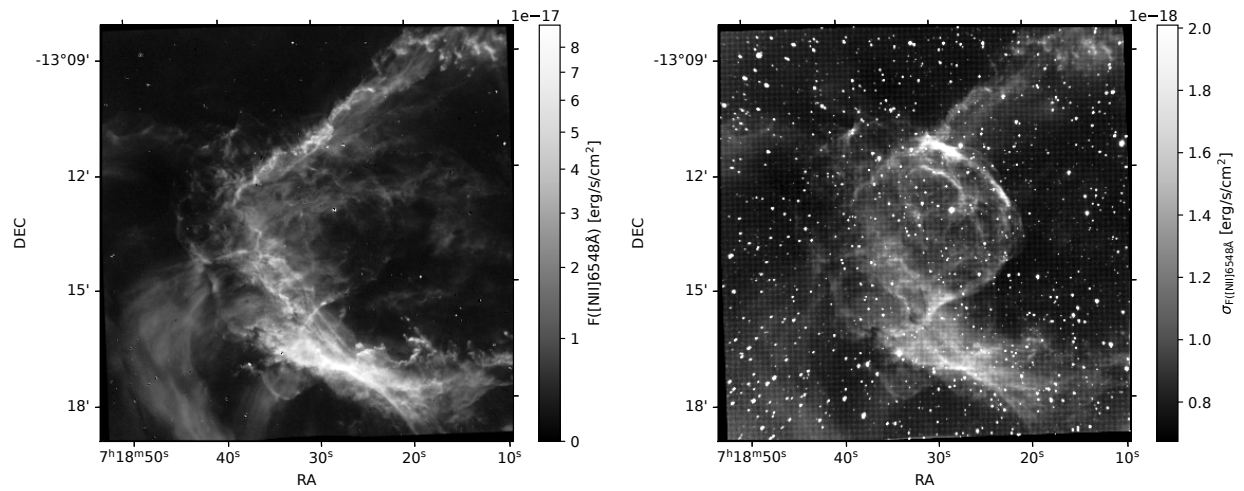


Figure B.0.6. Carte du flux de la raie [N II] 6548Å et sa carte d'incertitudes associées.

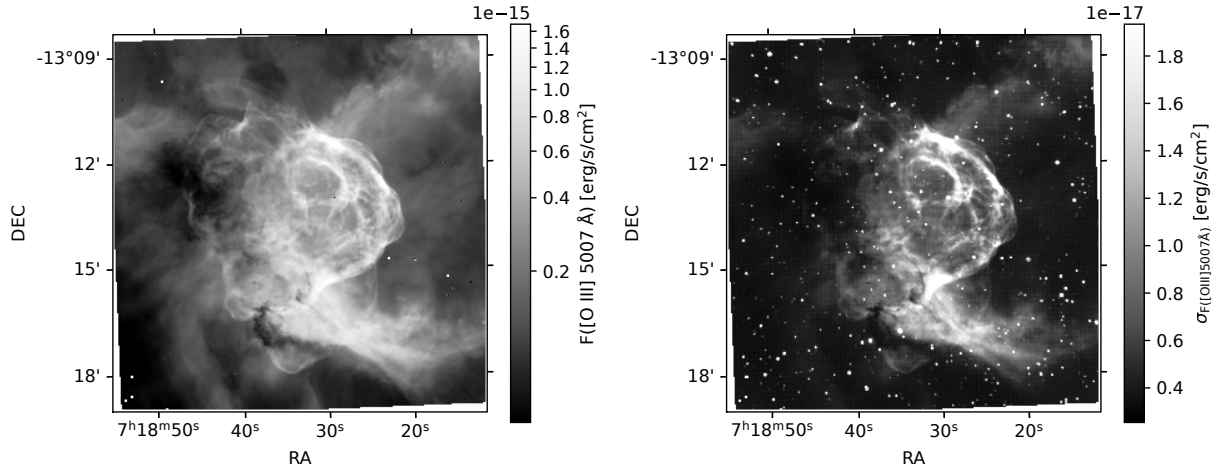


Figure B.0.7. Carte du flux de la raie [O III] 5007Å et sa carte d'incertitudes associées.

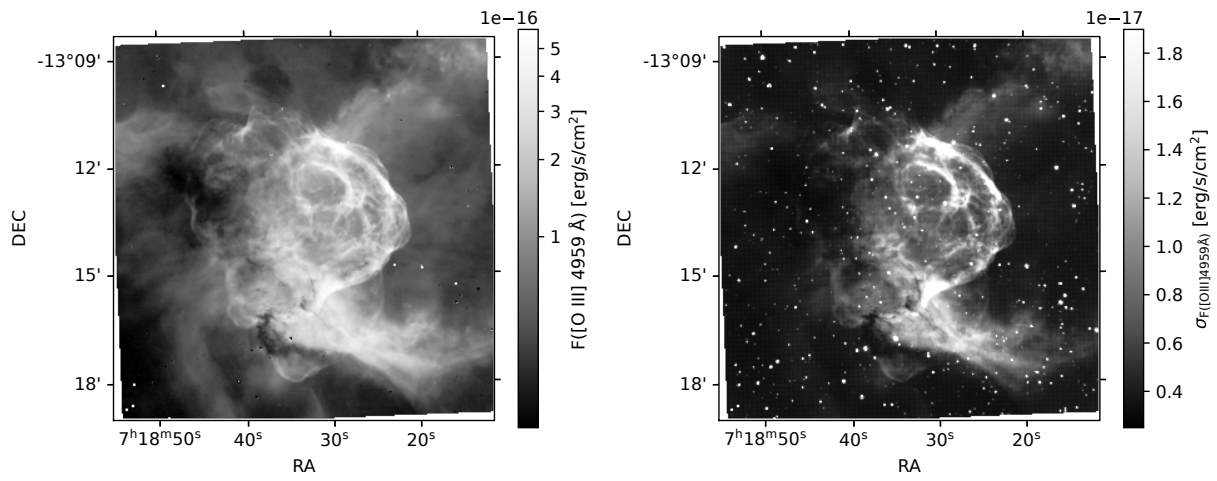


Figure B.0.8. Carte du flux de la raie [O III] 4959Å et sa carte d'incertitudes associées.

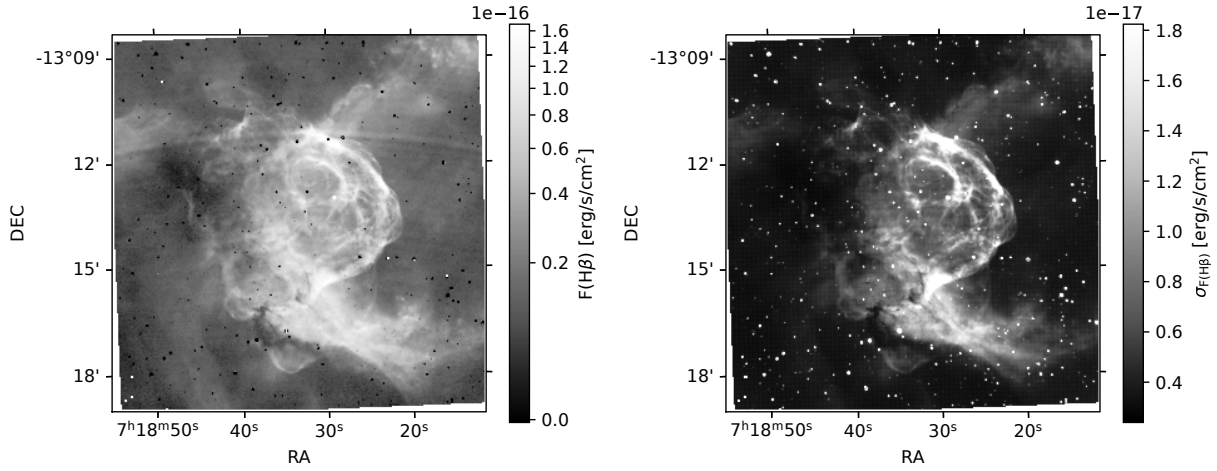


Figure B.0.9. Carte du flux de la raie $H\beta$ et sa carte d'incertitudes associées.

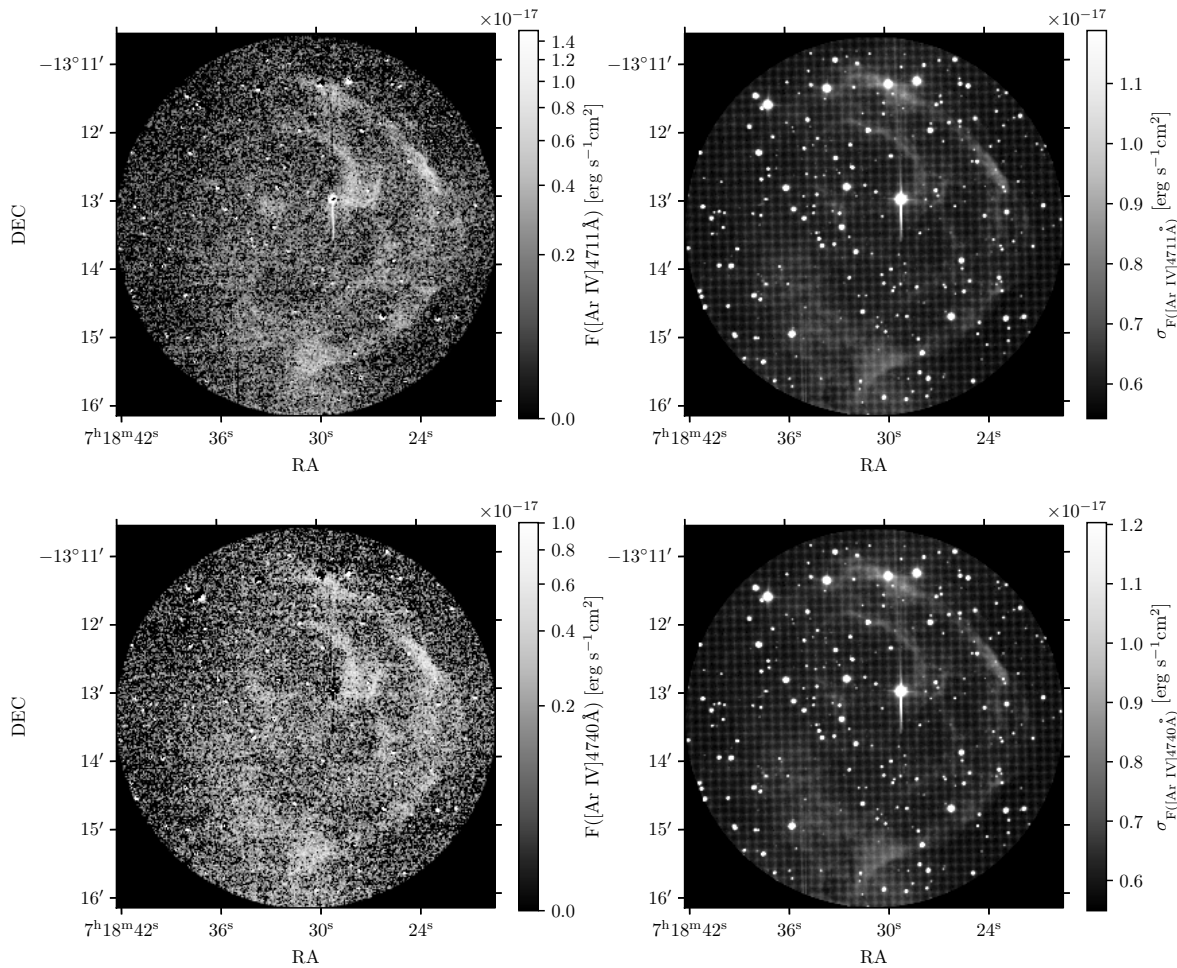


Figure B.0.10. Cartes du flux des raies du doublet $[\text{Ar IV}]4711, 4740\text{\AA}$ à gauche et leur incertitudes respectives à droite.

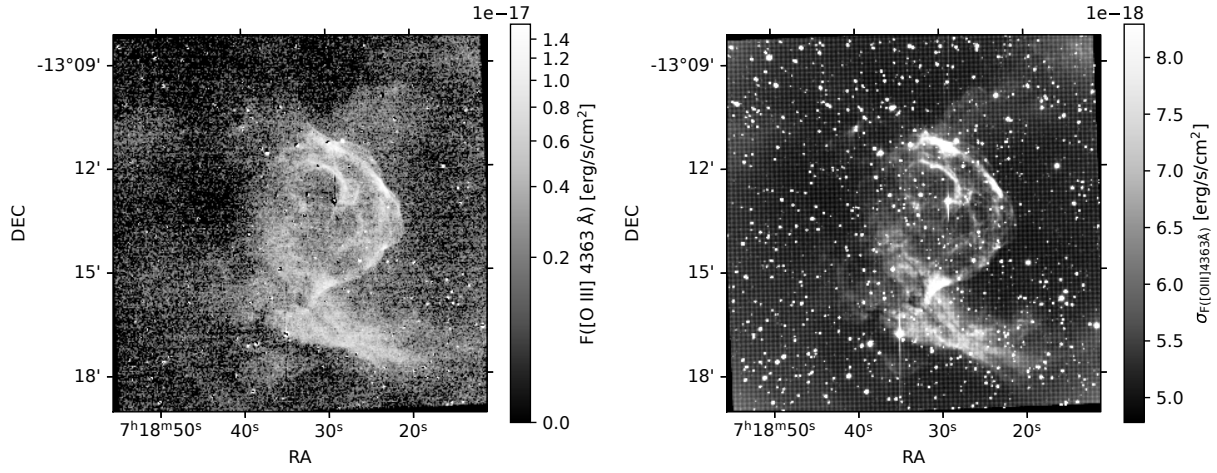


Figure B.0.11. Carte du flux de la raie [O III] 4363Å et sa carte d'incertitudes associées.

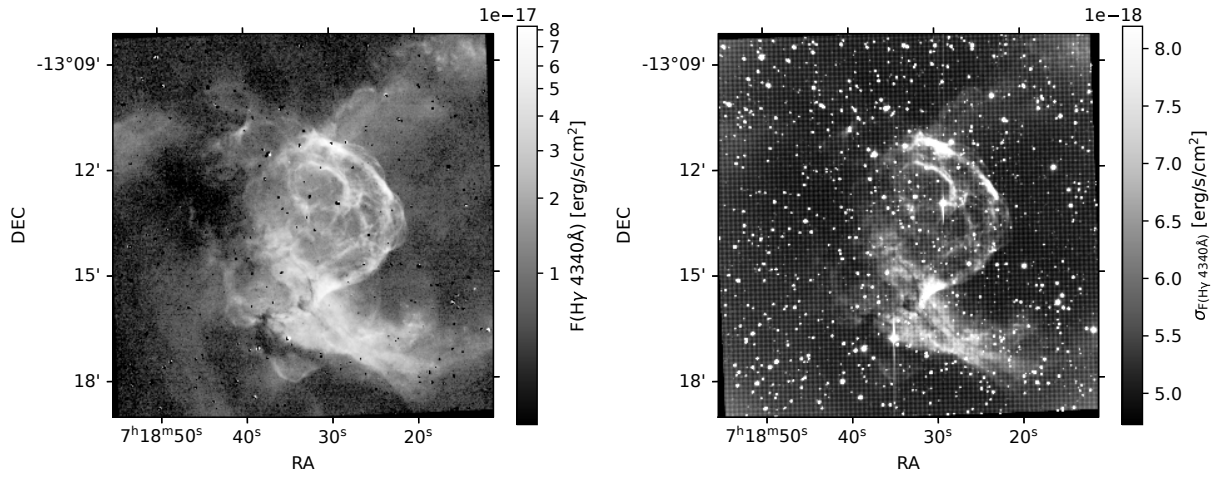


Figure B.0.12. Carte du flux de la raie H γ et sa carte d'incertitudes associées.

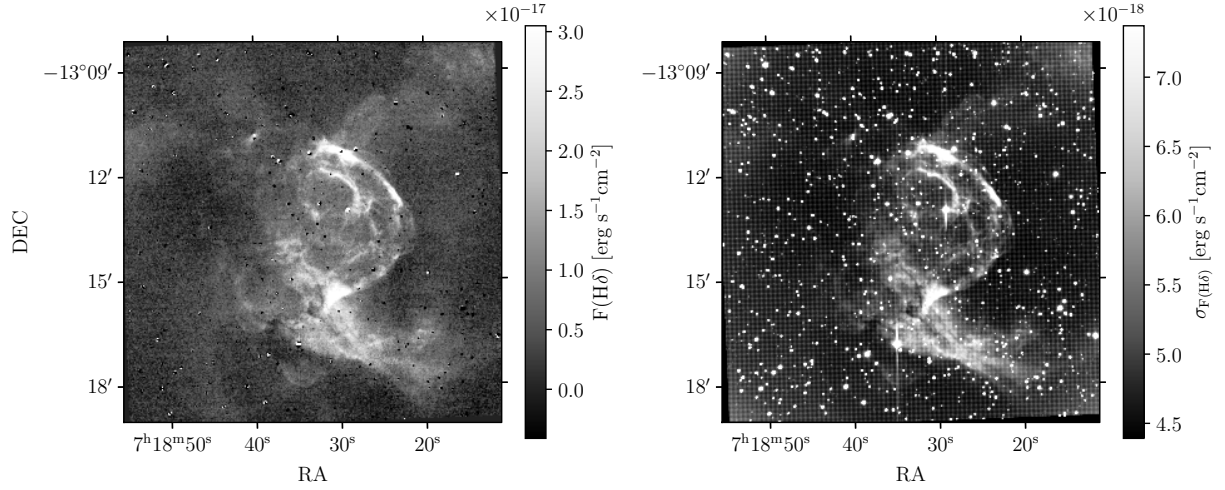


Figure B.0.13. Carte du flux de la raie H δ et sa carte d'incertitudes associées.

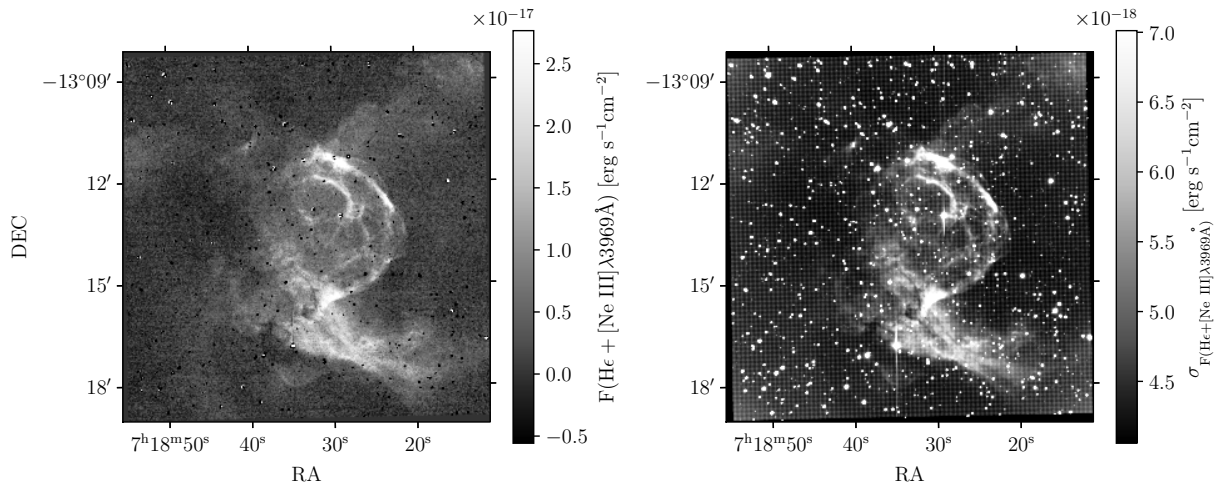


Figure B.0.14. Carte du flux de la raie He + [Ne III] 3889Å et sa carte d'incertitudes associées.

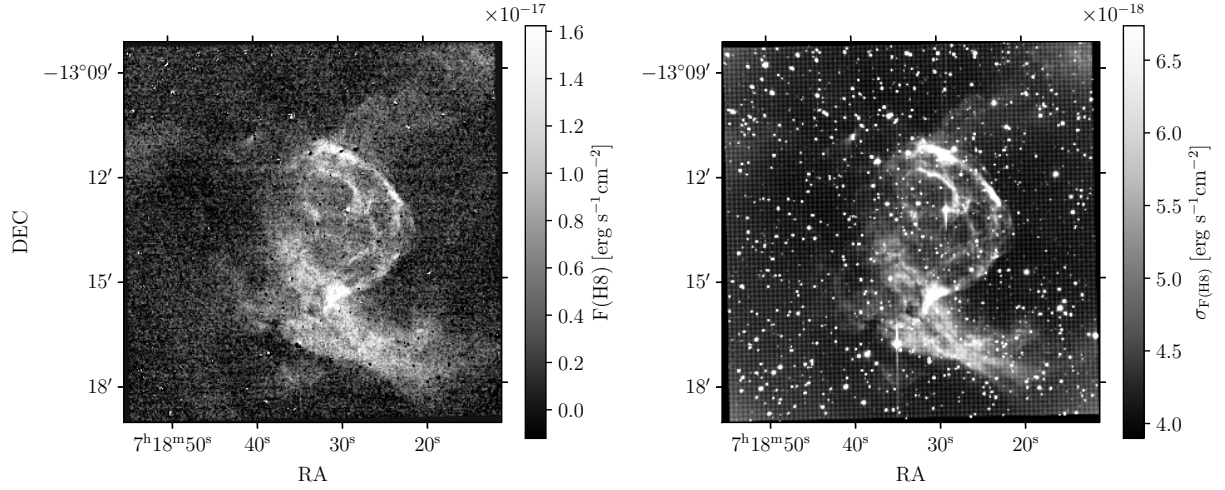


Figure B.0.15. Carte du flux de la raie H8 et sa carte d'incertitudes associées.

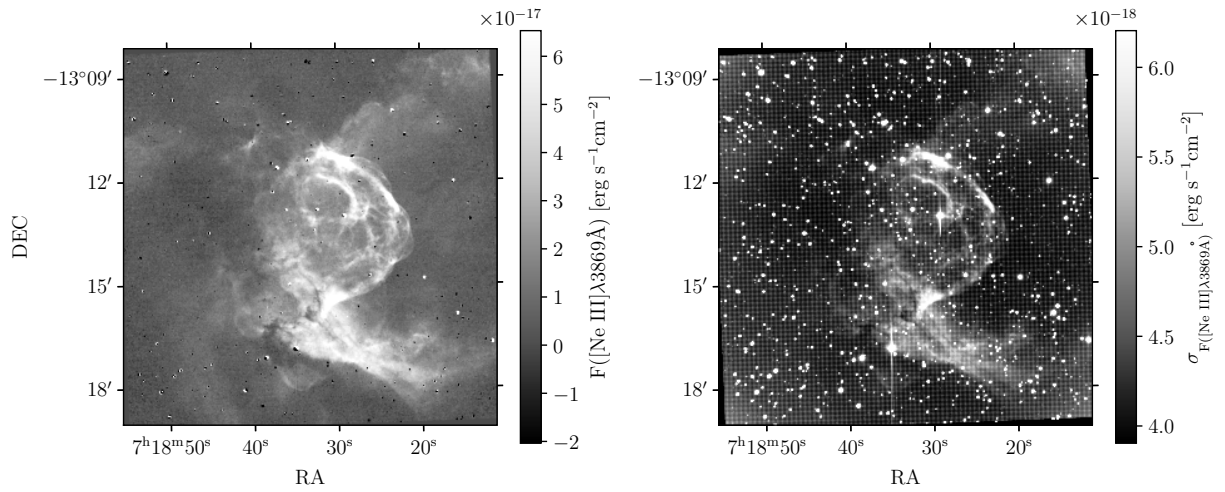


Figure B.0.16. Carte du flux de la raie [Ne III] 3869Å et sa carte d'incertitudes associées.

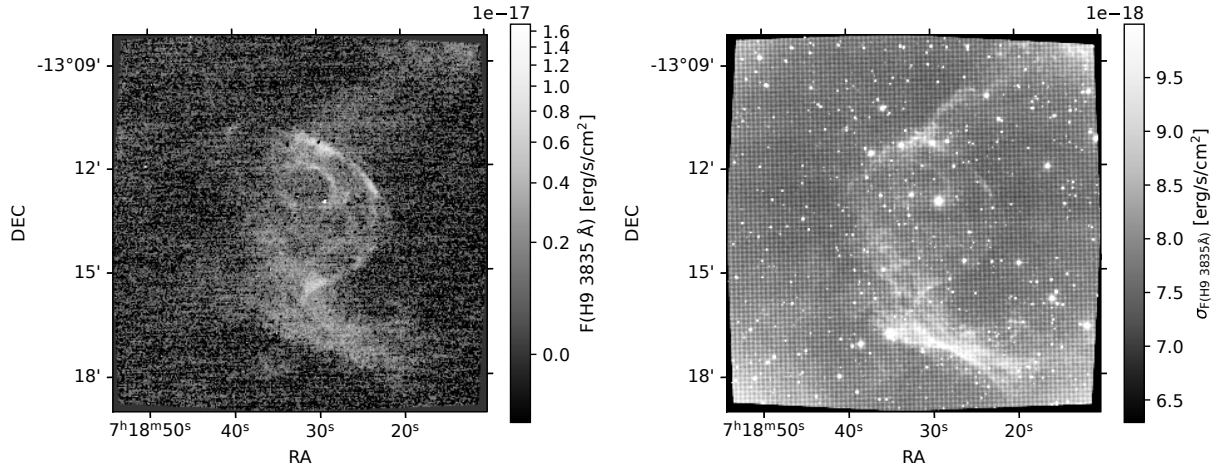


Figure B.0.17. Carte du flux de la raie H9 et sa carte d'incertitudes associées.

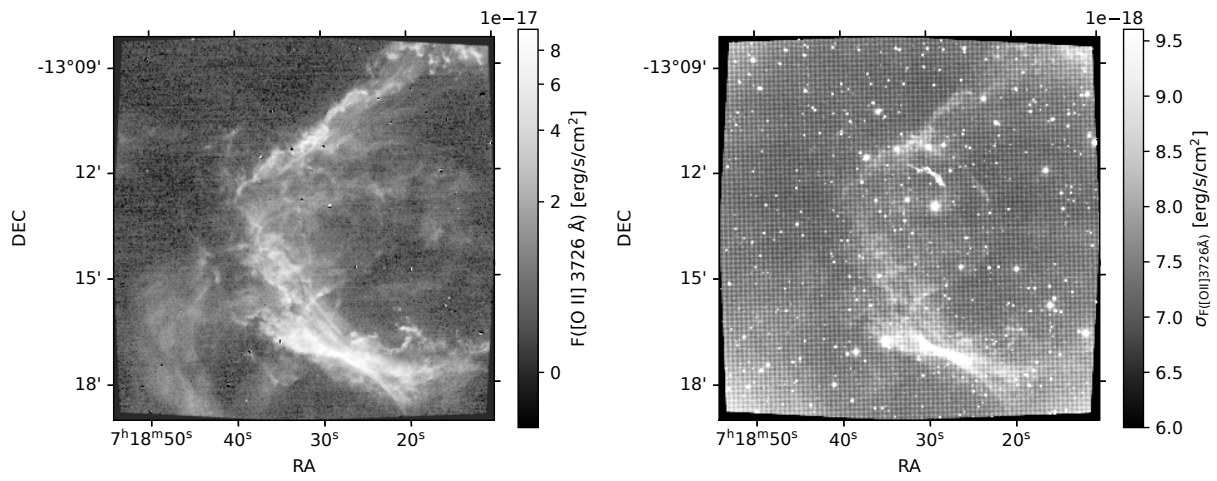


Figure B.0.18. Carte du flux de la raie [O II] 3726Å et sa carte d'incertitudes associées.

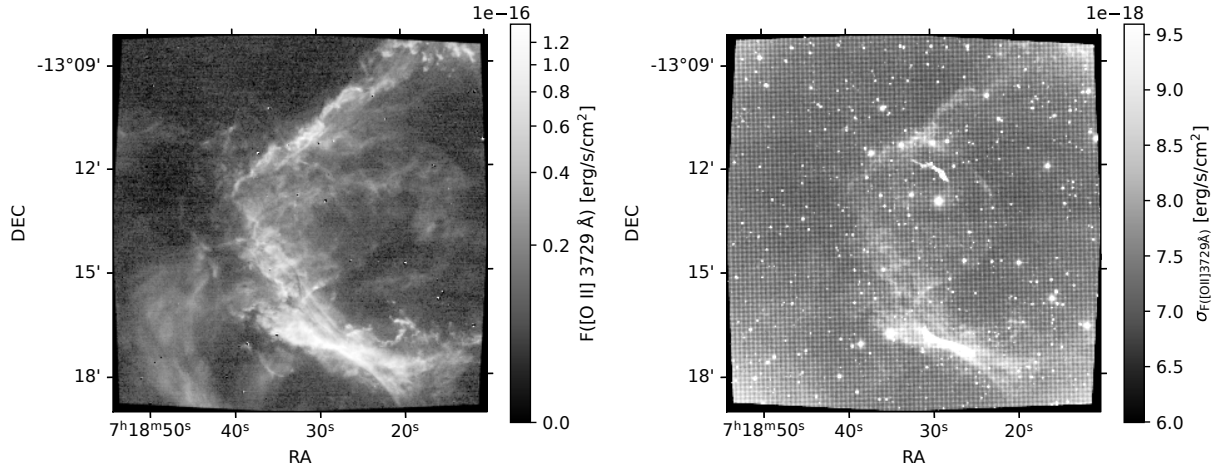


Figure B.0.19. Carte du flux de la raie [O II] 3729Å et sa carte d'incertitudes associées.