



Mesure de la cinématique interne des galaxies en spectroscopie sans fente

Mehdi Outini

► To cite this version:

Mehdi Outini. Mesure de la cinématique interne des galaxies en spectroscopie sans fente. Astro-physique [astro-ph]. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSE1205 . tel-02409747

HAL Id: tel-02409747

<https://theses.hal.science/tel-02409747>

Submitted on 13 Dec 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° d'ordre NNT : xxx

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique
Discipline : Astrophysique

Soutenue publiquement le 18/10/2019, par :
Mehdi Outini

Mesure de la cinématique interne des galaxies en spectroscopie sans fente

Devant le jury composé de :

Mme GARILLI Bianca
M. ANTILOGUS Pierre
Mme EALET Anne
M. RICHARD Johan
Mme. ESCOFFIER Stéphanie
M. COPIN Yannick

Rapporteuse
Rapporteur
Président
Examineur
Examinatrice
Directeur de thèse

À Nana, Ernest et toute ma famille ...

Remerciements

Bon ... vient le passage tant attendu (ou pas) de la plupart des lecteurs qui s'attaqueront au feuilletage de ce manuscrit. Personnellement, j'ai toujours commencé par lire la partie des 'remerciements' d'une thèse (entre nous, tout le monde le fait mais personne ne le dit bon passons). À mon goût, cela permet d'avoir une idée du ton et de la personnalité de la personne qui l'a écrite.

Bon traite de bavardages et plus sérieusement, je souhaite avant tout remercier le jury de ma thèse. Je remercie avant tout la présidente du jury, Anne Ealet. Je remercie tout particulièrement les deux rapporteurs de ma thèse : Bianca Garilli et Pierre Antilogus, merci à vous pour vos commentaires et vos corrections pertinentes. Je remercie également Johan Richard pour ses commentaires. Stéphanie, merci encore, c'est toi qui m'a fait découvrir le monde de la recherche en cosmologie non loin des belles calanques de Marseille.

Maintenant, passons à l'encadrement... Un simple merci ne suffira évidemment pas, Yannick, pour te remercier de toutes les choses que tu m'as apprises aussi bien d'un point de vue scientifique que humain. La plupart des personnes ne s'en rendent peut être pas vraiment compte et il faut le dire : tu es un encadrant exceptionnel. Que ce soit pour des problèmes techniques de python, d'astrophysiques-cosmologie ou durant les périodes de 'rush', tu as toujours été présent et tes remarques étaient systématiquement pertinentes et pour cela je t'en remercie. La première fois que tu m'as montré le spectre d'une galaxie en spectroscopie sans fente, je me suis dit 'ça va être chaud'. Surtout quand l'effet auquel on voulait s'intéresser était une distorsion d'un tiers de pixel sur des images de 60 par 360, 'ça va être sympa' on s'est dit. Mais au final, comme tu me l'as si bien appris, faire de la science, ça passe avant tout par une compréhension profonde des données. Ainsi, si je devais résumer ma thèse en quelques mots cela donnerait quelque chose comme 'faire les choses proprement et exploiter au maximum la richesse des données disponibles'. Je finirai simplement par la phrase suivante : n'importe quel futur étudiant sera chanceux de t'avoir comme directeur de thèse.

Je remercie également l'ensemble des personnes avec qui j'ai travaillé durant ces trois années de 'dur' labeur. Je commence par mon co-bureau de 2 ans, j'ai nommé Mister Romain Graziani. Merci à toi, même si tu répondais que 50% du temps à mes questions pertinentes (5% de python et 95% de yoloo conneries). Merci à cette fameuse balle de kellogs qui nous aura bien fait décompressé de nos sessions de codages. Ah et you're welcome (ou pas) que je t'ai initié à cet oiseau doté d'une pistolet. Enfin, merci pour ta promotion de la pinte douce, c'est vrai des bars avec pizza auto-tuné + pinte le tout 11€, il n'y en a pas 50 !

Merci bien entendu à tout le reste de l'équipe, Martin pour ta bonne humeur et ta franchise (et pour les dizaines de thé différents). Merci également à Mickaël, Yung-Lo, Bogna, Hélène (pour m'avoir bien accueilli dans l'équipe), Daniel, Alexandra et sans oublier Gérard !

Je remercie également l'ensemble des potos thésards du midi, Clem, la paire Gaël et Hugues (et vos débats sans queue ni tête), Luis, Mathilde, Justine mais aussi Thibaud (dommage que tu sois parti bouder au 5ème la dernière année).

Maintenant, nous allons passer à la partie un peu moins formelle (oui cela l'était un peu trop à mon goût). Entre nous, nous ne sommes que de passage sur cette planète alors pourquoi, la plupart du temps, nous restreignons nous à communiquer dans cette bulle de conformisme sociale qui nous

brident à nous exprimer librement : 'si les portes de la perception étaient nettoyées, chaque chose apparaîtrait à l'homme telle qu'elle est, infinie'¹. Certains d'autres vous qui arriverons jusqu'ici se diront mais dans quel délire part-il ? Tout cela pour dire juste merci ? Vous votre prénom c'est François c'est juste et bien lui c'est pareil c'est Juste. Oui, au final on doit croiser quoi 2000, 10 000, 50 000 personnes dans notre vie ? Et sur ce nombre, combien d'entre elles ont réellement impacté votre façon de voir le monde ? Pas tant que cela à mon avis, et pour ces personnes indispensables à ce que je suis aujourd'hui, et bien il est nécessaire que je le dise, que je les remercie, tout simplement. Ce qui suit est pour ces personnes.

Bon du coup, je vais quand même en dire un peu plus au sujet de ma co-bureau de cette dernière année de thèse, je nomme bien sûre Clémentine #Crabby&FinalCountdown. C'est bête au final on a passé les deux premières années de nos thèses à se dire coucou mais sans plus. Si j'avais su que tu étais aussi barge haha mais quelle infamie ! On a peut être été co-bureau seulement quelques mois mais *god damn* on s'est très bien trouvé en tant que pote et on s'est mutuellement sauvé la peau de cette folie. Clairement, je n'aurai jamais pu m'en sortir avec ces nuits jusqu'à 5-6h du mat' à rédiger en express sous 30 degrés, sans nos *yoloo pizza friends*².

Je remercie également la bande de bras cassés de colo, j'ai nommé Thomas et Axel. Dire que vous allez être bientôt doc aussi mais où va le monde ?

Merci à mes amis du M2 : Sélim, Léonard, Monica et Farzad avec qui nous nous sommes arrachés les neurones à la bibliothèque mais aussi celebrate moult fois aux 'heures heureuses' du Subway à Gre.

Je vais enchaîner par ma fine bande de potos grenoblois, j'ai nommé Janon (que dire ? #BornInTheUSA/Femme d'argent/We will be heroes juste <3 !), Ève (on est chaaaaaaud haha : D #machina), Henri (#SuuuurfRock/Yesss papi ! Que ta joie de vivre continue à briller !), Maxime (#CityJapanesePop/Melee, ton calme n'a d'égal que ta folie sur le dancefloor), Antoine (tu incarnes le chill et le vagabondage, reste comme tu es et ne laisse pas le monde te changer !), Pierre (tu vogues sur la société d'une façon tellement originale et calme, cela m'a toujours inspiré) et Thibaud (#PoilEpaullesMisterGoodMood :p). Un petit mot pour toi Hugo N., on s'est un peu perdu de vue ces dernières années et c'est bien dommage mais tu restes une de mes plus belles rencontres de Grenoble (#Exactamente).

Les colloqs marseillais, nah je vous ai pas oubliés quand même ! Margaux et Victor alala mais sérieux comment est-ce que nous sommes tombés les uns sur les autres sérieux quoi ! Je vous kiffe tout simplement *damn* ! Margaux toi et ton énergie à toute épreuve et Victor pour ton humour débordant de sarcasme !

Je continue en remerciant mes potos Lyonnais avec qui j'ai pu chillé ces trois dernières années : mon ex-coloc Nicolas (déso pour les raptor-boost mais c'est gratuit :p), Nabil (le pro du nichage pour le vintage, encore merci pour cette sono de monstre !) et enfin Ben (pour nos conversations perchées dirons nous sur la physique, la typo, la société, le monde et tout ça quoi !).

Bon, vient le moment de retourner à la source, ma belle bande de potos nimois. Merci à vous tous pour tout ces moments passés et bien évidemment pour toutes les futures (déglingueries) qui nous attendent. Alors c'est tipart merci à Pedro, Nico, Shasha, Loulou & Popi (Miss charette), Tomi, Amandine et Albe (ouais je vous met ensemble :p), Auré (#Flav'), Marine et Meli (#Heineken/Tequila/CoeurDeLoup/FalafelBall), Quentin (un jour on la sauvera cette petite planète), Hugo,

1. William Blake, 1793.

2. 'Pizza ! We like Pizza !'

Jéjé, Lolo, Ambre, Thibaud, Margot et Fred.

Un merci tout particulier au Parrain, Andy. *Still alive and kicking, Tagay my friend!*

Merci à la 'belle' famille de s'être déplacée également : Ade (oui oui bientôt tu me verras à CF ne perds pas espoir :p), Christine (je te taquines mais c'est parce que je t'apprécie tu le sais bien!) et Kéké (nos ressemblances en goûts musicaux et cinématographiques m'étonnent toujours!). Merci aussi à toi Jacqueline pour tes encouragements.

Est maintenant venu le moment de remercier mes frères non pas de sang, mais de cœur dirons nous : Nicolas, Pierre, Shasha, Tomi et Loulou.

J'invoque le master des pyramides : Shasha. Comme tu me l'as si bien demandé il y a maintenant plus de 17 ans (ouais ça fait mal et c'est stylé de dire cela en même temps) : "Tu es fort en classe? Oui ça va". On s'en est pas mal sorti au final hehe.

Loulou, hormis quelques jeux de cartes tu restes pour moi the lord de la chill area. Ta beauté et notre amitié grandissent encore maintenant à chaque nouvelle lune et cela est juste beau.

Tomi, je dirai que c'est probablement cette fameuse nuit au fin fond des rues d'une ville du Sud-Ouest qui nous a rapproché. Au final j'ai fini par arrêter le chemise tee-shirt tu vois. Je suis vraiment juste heureux de te compter parmi mon cercle proche de potos aujourd'hui. Ta prestance en CDP n'a d'égal que ta bonne humeur quotidienne.

P, je n'ai que 6 mots à te dire 'P***** je suis content de te voir!'. Tu es mon ami de plus longue date avec qui j'ai sans nul doute partagé le plus de moments farfelus dirons nous. Depuis cette fameuse 6^{ème}A et cette historique porte de garage il s'en ait passer de ces choses. C'est marrant quand j'y pense, au risque de faire le vieux mais tout cela passe tellement vite. Je me dis qu'on aurait dû en profiter plus mais en même temps on ne s'est vraiment pas retenu :) (dd ddd). Je t'aime mon Pippin.

N, tu es celui qui me comprend le mieux. Comme tu l'as si bien dit : 'un chien ne peut réaliser ce voyage seul, mais peut être un loup peut ...'. Je ne sais vraiment plus quoi te déclarer de plus : tu es tout simplement ma tortue. La ville fantôme alala, il m'aurait fallu probablement 6 mois supplémentaires pour la trouver :p. Je t'aime fréro.

Je tiens finalement par remercier mes parents Gisèle et Salah. Il n'y avait pas de grande surprise c'est certain que je n'allais pas finir littéraire (comme le témoigne le massacre de la langue française présent dans ce manuscrit). Sérieusement, merci à vous d'être vous et de m'avoir soutenu pendant toutes ces années! Mes études sont officiellement finis c'était pas trop tôt hehe! Je vous aime! Promis?

Well, la sista Lisa, bon que dire, tu dois être l'une des rares personnes à qui je ne peux me cacher. Merci à toi, ta perspicacité et ton sens de l'observation n'ont d'égal que ton tempérament je dirais :p. Encore merci d'être venu et bon courage pour la suite je ne m'inquiète pas pour toi!³

J'ai également une pensée toute particulière pour ma famille marocaine. On ne se croise peut-être pas tout les mois mais votre générosité et votre bonté sont sans limite, je vous aime.

Pour (presque) finir, merci à la musique c'est en partie grâce à elle que j'ai pu parvenir à rédiger durant ces longues nuits au labo. *Special thanks to* la *Lofi* (Nujabes & Shing02), à la *Synthwave*, à la *Pop-Rock-80s* (Tears for Fears, The Police, NewOrder, Wham! ...) et à la musique électronique (Flavien, Atish, Red Axes, Victor Ruiz and co).

On garde généralement le meilleur pour la fin, c'est le moment où je dois écrire un truc du

3. Signe de you know what.

genre 'et merci tout particulièrement à ma compagne'. Ces passages sont généralement trop solennel. Amandine Evelyn Arnould, il n'y a rien que je puisse dire de plus que je ne t'ai déjà déclaré, tu es la personne avec qui j'ai le plus de complicité sur cette petite planète bleue : je t'aime tout simplement⁴. Merci à toi de supporter au quotidien mes conneries et moi, et de m'avoir soutenu psychologiquement pendant la rédaction. Avec toi c'est la belle vie, on est seul, on est libre et on traîne, sans soucis, sans problèmes, oui la belle vie. Je pourrai très certainement écrire un chapitre sur nos références et délires : *'I melt with you', My psychoo girl, La puissance Persifleur, Ruuuuuun, Oh yessssss!* J'en connais pas beaucoup qui écoute du *Dusty Kid* ou du *Soulwax* à 7h du mat' la vérité! Cela doit être un signe je me dis. J'ai vraiment hâte d'arpenter les routes d'Europe à vélo avec toi et comme un chanteur de Rock des années 80's l'a si bien dit *Don't you forget about me* <3.

Histoire de faire l'écolo relou, pensez à la planète si vous imprimez ce manuscrit. Oui, on est en 2019 *guys*, il s'agirait de grandir (*dixit* celui qui fait dépasser ces remerciements sur uniquement quelques lignes d'une page blanche alala).

4. C'est un peu *cheesy* quand même mais bon! (nop too soon :p).

Résumé

La spectroscopie sans fente a longtemps été considérée comme une technique compliquée de part ses effets d'auto- et d'inter-contamination. Toutefois, depuis l'ère des instruments du Télescope Spatial Hubble qui offrent un faible bruit de fond et une bonne résolution spatiale, cet outil est maintenant largement utilisé pour les sondages spatiaux astrophysiques et cosmologiques.

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés à l'application de cette technique pour l'étude individuelle de galaxies. Dans les sondages actuels, l'analyse de ces spectres s'effectue généralement à partir de méthodes inverses qui ne tiennent pas compte de l'effet d'auto-contamination qui mélange les propriétés morphologiques et spectrales de la galaxie. Les objectifs de cette thèse sont tout d'abord de prendre en compte cet effet de contamination qui dégrade la résolution spectrale effective en fonction de l'extension spatiale de la source, afin de mesurer plus précisément le redshift et autres propriétés spectrales intégrées. Nous explorons aussi la faisabilité de la mesure de quantités spatialement résolues telle que la cinématique interne des galaxies. Pour ce faire, nous avons construit un modèle complet de spectres qui peut être quantitativement comparé aux observations actuelles.

Ce modèle est par la suite testé sur des données sélectionnées des relevés GLASS et 3D-HST, pour estimer le redshift et les paramètres cinématiques (modélisant la courbe de rotation de la galaxie). Notre approche *forward* permet d'atténuer l'effet d'auto-contamination et donc d'améliorer la précision sur la mesure du redshift. Dans un sous-échantillon de galaxies spirales isolées et résolues, il est alors possible de contraindre assez significativement les paramètres cinématiques. Nous étudions également les systématiques liées aux hypothèses de notre modèle grâce à des simulations avec les données du relevé de spectroscopie à champ intégral MaNGA. Ces dernières tendent à montrer que la mesure de ces paramètres reste assez difficile pour la plupart des données récentes de spectroscopie sans fente. Toutefois, nous montrons l'amélioration significative de la précision sur la mesure du redshift avec notre approche *forward*.

Enfin, ces travaux montrent des applications prometteuses pour les futures grands relevés spectroscopiques tel que Euclid et WFIRST.

Abstract

Slitless spectroscopy has long been considered as a complicated and confused technique because of its self- and cross-confusion effects. However, since the era of the Hubble Space Telescope (HST) instruments which offer a low background and fine spatial resolution, slitless spectroscopy has become an adopted cosmological survey tool to study galaxy evolution from space.

Within this context, we investigate its application to single object studies. In recent surveys, the spectra analysis is usually done using backward extraction which mixes spatial and spectral properties and therefore does not take into account self-confusion effect. The goals of this PhD is firstly to include this effect which degrades the effective spectral resolution (which depends on the extent of the source), in order to make the redshift and other integrated spectral features measurements more accurate. We also explore the feasibility to measure spatially resolved quantities such as galaxy kinematics. We build a complete forward model to be quantitatively compared to actual slitless observations.

The model is tested on selected observations from 3D-HST and GLASS surveys, to estimate redshift and kinematic parameters (modeling the galaxy rotation curve) on several galaxies. Our forward approach allows to mitigate self-confusion effect, and therefore to increase the precision of redshift measurements. In a sub-sample of well-resolved spiral galaxies from HST surveys, it is possible to significantly constrain galaxy rotation curve parameters. We also study the systematics effects induced by the hypothesis of our model by building slitless simulations with the data of the integral field spectrograph survey MaNGA. These simulations suggest that the precise measurement of the kinematics parameters is difficult for most of the current slitless observations. Nevertheless, they point out that this forward model constrains significantly well the redshift.

Finally, this work is promising for future large slitless spectroscopic surveys such as Euclid.

Introduction générale

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de la cosmologie observationnelle *i.e.* l'étude de l'Univers dans son ensemble par le biais d'observations. Ces dernières années, les modèles théoriques et les observations ont convergé vers le modèle dit de *concordance* qui décrit un Univers en expansion accélérée dont la composition est dominée par deux composantes sombres : la matière noire et l'énergie sombre. Un des buts majeurs de la cosmologie moderne est de comprendre la nature et les propriétés de ces dernières. Afin de répondre à ces questions, il est possible d'effectuer des relevés photométriques et spectroscopiques de plusieurs millions d'objets afin de cartographier au mieux la distribution spatiale des galaxies. Pour réaliser de tels relevés, la technique de la spectroscopie sans fente (adoptée par les futures missions spatiales Euclid et WFIRST) est adéquate puisqu'elle permet de mesurer les spectres d'un grand nombre d'objets de façon simultanée. Toutefois, cette technique est entachée de problèmes de contamination qui peuvent rendre difficile la réduction des données et la mesure du décalage vers le rouge (*redshift*) des sources. Il est par conséquent important de modéliser précisément la spectroscopie sans fente afin de corriger d'une partie de ces effets de contamination. De plus nous verrons qu'une modélisation fine de cette technique de spectroscopie peut permettre dans certains cas d'accéder à la mesure de quantités résolues telle que la cinématique interne des galaxies. C'est dans ce cadre de modélisation que se situe cette thèse.

Dans un premier temps, nous présenterons le contexte scientifique de cette thèse en présentant le modèle standard de cosmologie, les sondes cosmologiques communément utilisées mais aussi une synthèse sur les courbes de rotation des galaxies et leurs utilisations pour étudier les relations d'échelles des galaxies. Nous exposerons aussi la future mission spatiale Euclid. Dans un second temps, nous discuterons des différentes techniques de spectroscopie en détaillant celle de la spectroscopie sans fente. Nous décrirons les principales méthodes d'extraction des spectres servant à mesurer le redshift. Enfin, nous présenterons un formalisme *forward* permettant de modéliser précisément les spectres de spectroscopie sans fente. Le troisième Chapitre sera dédié à la modélisation proprement dite des spectres bidimensionnels de spectroscopie sans fente en incluant la cinématique interne des galaxies. Nous étudierons également en détail les différentes systématiques liées à la mesure du champ de vitesse à partir de simulations à la résolution des instruments du *Hubble Space Telescope*. Le quatrième Chapitre sera consacré à l'application de ce modèle aux données des relevés GLASS et 3D-HST du HST. Cela permettra de mettre en évidence les avantages et les limites de notre modèle. Dans le Chapitre 5, nous utiliserons des simulations réalistes de spectroscopie sans fente à partir des données de spectroscopie à champ intégral du relevé SDSS-MaNGA. Ces dernières permettront de préciser la pertinence des mesures de la cinématique interne et du redshift avec notre modèle. Enfin, nous présenterons les différentes conclusions associées à ce travail de thèse et nous terminerons par discuter des perspectives en partie liées à la future mission spatiale Euclid.

Table des matières

1	Introduction et contexte scientifique	1
1.1	Un peu de cosmologie observationnelle	2
1.1.1	Modèle de concordance - Λ CDM	2
1.1.2	Sondes cosmologiques	5
1.1.3	Le champ de vitesse cosmologique	12
1.1.4	Mesure des distances	14
1.2	Introduction aux galaxies	15
1.2.1	Morphologie des galaxies	15
1.2.2	Courbes de rotation des galaxies	16
1.2.3	Relations d'échelles des galaxies	19
1.3	La mission Euclid	25
1.3.1	Les objectifs scientifiques	25
1.3.2	Les sondes cosmologiques	25
2	La spectroscopie	29
2.1	Les différentes techniques	29
2.1.1	La spectroscopie à fibres	29
2.1.2	La spectroscopie à champ intégral	30
2.1.3	D'autres techniques	33
2.2	Introduction à la spectroscopie sans fente	36
2.2.1	L'instrument	36
2.2.2	Les relevés passés et présents	37
2.2.3	Les instruments de la mission Euclid	40
2.3	Méthodes d'extraction et modélisation en spectroscopie sans fente	44
2.3.1	Méthodes classiques d'extraction	45
2.3.2	Modélisation de la spectroscopie sans fente	52
3	Modélisation de la spectroscopie sans fente	57
3.1	La cinématique en spectroscopie sans fente	58
3.1.1	Un exemple pédagogique	58
3.1.2	Échantillonnage cinématique	63
3.2	Modélisation de la galaxie	65
3.2.1	Hypothèses du modèle	65
3.2.2	Distribution du flux	68
3.2.3	Spectre intrinsèque	70

3.2.4	Champ de vitesse	71
3.3	Modèle instrumental et ajustement	76
3.3.1	Signature instrumentale	76
3.3.2	Modélisation <i>forward</i>	78
3.4	Premiers test sur des simulations	79
3.4.1	Simulation du grism G102	79
3.4.2	<i>Backward extraction</i>	80
3.4.3	Ajustement du modèle	80
3.4.4	Améliorations sur la mesure du redshift	85
3.4.5	Analyse statistique	85
3.4.6	Impact du rapport signal sur bruit	89
3.5	Études des erreurs systématiques	91
3.5.1	L'effet du <i>beam-smearing</i>	91
3.5.2	Erreurs systématiques sur le gradient de vitesse dues au PA de la galaxie	92
3.5.3	Rayon de transition versus rayon du disque	93
3.5.4	Paramétrisation de la courbe de rotation avec la fonction <i>multi-paramètres</i>	93
3.6	Conclusions	96
4	Applications sur les relevés HST	99
4.1	Les données des relevés 3D-HST et GLASS	100
4.1.1	Présentation des relevés	100
4.1.2	Sélection du sous-échantillon d'étude	104
4.1.3	Méthode d'ajustement	105
4.2	Analyse du relevé GLASS	106
4.2.1	Cinématique avec la raie $H\alpha$	107
4.2.2	Ajustement simultanée de différentes raies d'émission	108
4.2.3	Ajustement conjoint sur deux spectrogrammes d'une même source	112
4.3	Analyse du relevé 3D-HST	118
4.3.1	Cinématique avec la raie $H\alpha$	118
4.4	Discussions	122
4.4.1	Hypothèses du modèle	122
4.4.2	Conséquences sur la précision du redshift	126
4.4.3	La mesure de la cinématique interne	127
4.5	Conclusions	127
5	Simulations de spectroscopie sans fente avec le relevé MaNGA	131
5.1	Le sondage MaNGA	132
5.1.1	Présentation	132
5.1.2	Sous-échantillon d'étude	133
5.2	Projection des cubes de données	135
5.2.1	Les cubes de données MaNGA	135
5.2.2	Du 3D à la spectroscopie sans fente	136
5.3	Spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA	138
5.3.1	Contraintes sur la cinématique interne	139
5.3.2	Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift	146

5.4	Spectrogrammes simulés à la résolution du grism G102	148
5.4.1	Contraintes sur la cinématique interne	149
5.4.2	Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift	153
5.5	Limites du modèle et conclusions	155
6	Conclusions et Perspectives	159
6.1	Conclusions	159
6.1.1	Modélisation complète des données de spectroscopie sans fente	159
6.1.2	Amélioration de la précision sur la mesure du redshift	160
6.1.3	Mesure de la cinématique interne des galaxies	160
6.1.4	Erreurs systématiques et limitations du modèle	161
6.2	Perspectives	162
6.2.1	Vers un modèle <i>forward</i> global	162
6.2.2	La mission Euclid	163
6.2.3	Études des relations d'échelles en spectroscopie sans fente	167

Chapitre 1

Introduction et contexte scientifique

Sommaire

1.1 Un peu de cosmologie observationnelle	2
1.1.1 Modèle de concordance - Λ CDM	2
1.1.2 Sondes cosmologiques	5
1.1.3 Le champ de vitesse cosmologique	12
1.1.4 Mesure des distances	14
1.2 Introduction aux galaxies	15
1.2.1 Morphologie des galaxies	15
1.2.2 Courbes de rotation des galaxies	16
1.2.3 Relations d'échelles des galaxies	19
1.3 La mission Euclid	25
1.3.1 Les objectifs scientifiques	25
1.3.2 Les sondes cosmologiques	25

La cosmologie est la science qui étudie l'origine, la nature, la structure et l'évolution de l'Univers dans son ensemble. La nature extragalactique de notre Univers remonte tout d'abord à des observations de Slipher en 1917 qui observa pour la première fois le décalage vers le rouge d'autres galaxies. Ceci marque une profonde révolution dans la vision du monde, l'Univers ne se réduit pas uniquement à notre galaxie mais est rempli d'un gaz cosmique composé d'une myriade de galaxies. Quelques années plus tard, en combinant ses mesures avec celles de Slipher, Hubble observe l'expansion de l'Univers : les galaxies s'éloignent les unes des autres d'autant plus vite qu'elles sont loin, ce qui confirme les travaux de Georges Lemaître publiés deux ans auparavant.

De là, va naître le modèle standard de la cosmologie actuelle qui est le modèle de concordance : il s'agit du modèle théorique qui décrit au mieux les grandes étapes de l'évolution de l'Univers observable en accord avec l'ensemble des observations actuelles. Ce modèle stipule un Univers homogène et isotrope à grande échelle ("principe cosmologique") et en expansion. Notre Univers évoluerait ainsi sous l'action de la gravitation avec les lois de la Relativité Générale. Ce modèle devrait donc permettre de relier l'état originel de l'Univers (Big-Bang) et les grandes structures observables aujourd'hui. À noter, que l'ensemble des observations et des modèles développés en cosmologie est le fruit non seulement de travaux théoriques mais également du développement d'un grand nombre de relevés astronomiques (spatiaux et au sol).

Dans ce chapitre, nous décrirons plus en détail le modèle de concordance et présenterons l'ensemble des sondes cosmologique utilisés pour comparer les modèles théoriques aux observations. Par la suite nous introduirons les différentes distances qui existent en cosmologie. Enfin nous présenterons les galaxies dans leur ensemble avec leurs morphologies, les courbes de rotation et donnerons une liste non exhaustive des relations d'échelles utilisées en astrophysique et cosmologie.

1.1 Un peu de cosmologie observationnelle

1.1.1 Modèle de concordance - Λ CDM

Le modèle standard de cosmologie se base sur la théorie de la Relativité Générale d'Einstein : l'Univers est décrit par un fluide en expansion qui se refroidit avec le temps dans un système isolé. En 1916, Einstein propose une théorie géométrique de la gravitation où la géométrie locale de l'espace-temps dépend de la densité de matière-énergie. L'équation de champ d'Einstein permet ainsi de relier le contenu et son contenant :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R le scalaire de Ricci (représentant la courbure scalaire), $g_{\mu\nu}$ la métrique d'espace-temps, G la constante de gravitation, $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion, Λ la constante cosmologique et c la célérité de la lumière.

En cherchant des solutions qui décrivent l'Univers dans son ensemble, Einstein formula implicitement le *principe cosmologique* qui stipule que l'Univers est homogène et isotrope à grande échelle. On peut alors montrer que la métrique d'un tel Univers peut être décrite par la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) (Friedmann, 1922; Lemaître, 1933; Robertson, 1936; Walker, 1937) :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right). \quad (1.2)$$

où t est le temps propre et (r, θ, ϕ) sont les coordonnées sphériques de la partie spatiale de la métrique. Ces dernières sont des coordonnées *comobiles* i.e. qui ne dépendent pas de l'expansion. Le facteur d'échelle $a(t)$ sans dimension (normalisé à $a_0 = a(t = 0) = 1$) mesure la manière dont la distance entre deux objets varie avec le temps à cause de l'expansion de l'Univers et relie ainsi la distance comobile à la distance *physique*. Le paramètre $k = 0, \pm 1$ définit la courbure locale de l'Univers (plat, sphérique ou hyperbolique). Nous pouvons ainsi définir le taux d'expansion de l'Univers caractérisé par $H(t) \triangleq \dot{a}/a$ avec $H_0 \equiv H(t = 0)$, la constante de Hubble.

Nous allons maintenant appliquer les mêmes hypothèses d'homogénéité et d'isotropie au fluide énergétique remplissant l'Univers. Nous rappelons que le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$ s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) u_\mu u_\nu + pg_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

où ρ est la densité énergétique du fluide, p sa pression et u^μ, u^ν sont les quadri-vitesses du fluide avec la convention du tenseur métrique $g_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, +1, +1, +1)$. Avec le principe cosmolo-

gique, on montre alors que le tenseur énergie-impulsion s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

De plus, par conservation du mouvement, la divergence de ce tenseur est nulle ($T_{\mu\nu;\nu} = 0$). On en déduit l'équation de conservation de l'énergie dans le cas de la métrique FLRW :

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w) \quad (1.5)$$

où l'on a supposé que l'équation d'état pression-matière est celle d'un fluide parfait : $p = w\rho c^2$ où w est constant. On peut ainsi montrer que :

$$\rho \propto a(t)^{-3(1+w)} \quad (1.6)$$

Le contenu énergie-matière de l'Univers peut alors être décrit selon plusieurs termes suivant les valeurs de w :

- $w = 0, \rho \propto a^{-3}$: cas où l'énergie cinétique est négligeable par rapport à la densité du fluide : **matière non-relativiste**.
- $w = 1/3, \rho \propto a^{-4}$: cas de la limite dite ultra-relativiste ($v \approx c$) : **radiation**
- $w = -1, \rho_\Lambda = c^{\text{te}} (= \Lambda c^2/8\pi G)$: cas d'un fluide de pression négative : **constante cosmologique**.

En appliquant les équations d'Einstein à la métrique FLRW d'un Univers homogène de densité d'énergie ρ et de pression p , on peut alors dériver les deux équations de Friedmann-Lemaître :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.7)$$

$$\dot{H} + H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho c^2 + 3p) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1.8)$$

où Λ est la constante cosmologique. Ces équations décrivent l'évolution temporelle du facteur d'échelle en fonction du contenu de l'Univers.

En exprimant la densité énergétique totale de l'Univers comme la somme des différentes espèces mentionnées ci-dessus et après normalisation de la densité dite *critique* $\rho_c \triangleq 3c^2 H_0^2/8\pi G$, nous sommes en mesure de définir les composantes énergétiques de l'Univers, qui permettent de décrire la composition et la géométrie de l'Univers :

$$\Omega_X \triangleq \frac{\rho_X}{\rho_c} \quad (1.9)$$

On peut ainsi réécrire la première équation de Friedmann (1.7) sous la forme :

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 (\Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} + \Omega_k a^{-2} + \Omega_\Lambda) \quad (1.10)$$

où Ω_m est la densité de matière (comprenant matière baryonique et noire), Ω_r la densité de rayonnement, $\Omega_k \triangleq -kc^2/H_0^2$ la densité de courbure de l'Univers et Ω_Λ caractérise la constante cosmologique ou la densité à l'origine de l'accélération de l'expansion de l'Univers. L'ensemble de ses paramètres sont liés par construction par la relation : $\Omega_{\text{tot}} = 1 - \Omega_k = 1$ pour un Univers plat ($k = 0$). On notera qu'il suffit uniquement de quatre paramètres indépendants pour décrire l'évolution de l'expansion de l'Univers : $\Omega_r, \Omega_m, \Omega_\Lambda$ et H_0 (Ω_k étant contraint par les autres Ω_i). Les quantités Ω_i sont nommés paramètres cosmologiques. Du fait que ces densités (Ω_i) sont dégénérées avec la constante de Hubble, il est souvent plus précis de mesurer directement $\Omega_i h^2$ (où $h = H/100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$).

Le décalage vers le rouge

Une observable essentielle en cosmologie est ce qu'on appelle le décalage vers le rouge ou *redshift* qui est une conséquence directe de l'expansion de Hubble, déterminée par $a(t)$. Si un observateur actuel détecte la lumière émise par une source lointaine, il verra un redshift en longueur d'onde que l'on peut définir comme :

$$1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (1.11)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de la source lointaine et λ celle vu par l'observateur actuel. En cosmologie observationnelle, le redshift cosmologique que l'on note $\bar{z}$ est celui dû uniquement à l'expansion de l'Univers. Il peut être donc dérivé à partir du facteur d'échelle :

$$1 + \bar{z} = \frac{a_0}{a(t)} = \frac{1}{a(t)} \quad (1.12)$$

En plus de l'expansion de l'Univers, il existe une autre contribution qui vient rajouter un effet Doppler : la vitesse particulière des galaxies. Le redshift est alors en pratique mesuré dans le référentiel du CMB et peut se décomposer comme (Davis & Scrimgeour, 2014) :

$$(1 + z) = (1 + \bar{z}) \cdot (1 + z_p) \quad (1.13)$$

où $\bar{z}$ est défini dans l'équation (1.12) et z_p est le redshift causé par la vitesse particulière de l'objet par rapport à l'observateur.

Cette dernière relation traduit les deux composantes du décalage vers le rouge que sont l'expansion de l'Univers et la vitesse particulière de l'objet. En cosmologie, nous verrons dans la section 1.1.4 qu'il existe plusieurs manières de définir la distance d'un objet à un redshift z par rapport à un observateur à $z = 0$.

Une énergie noire dynamique

Il est à souligner qu'il est possible d'étudier l'évolution de l'équation d'état de l'énergie sombre

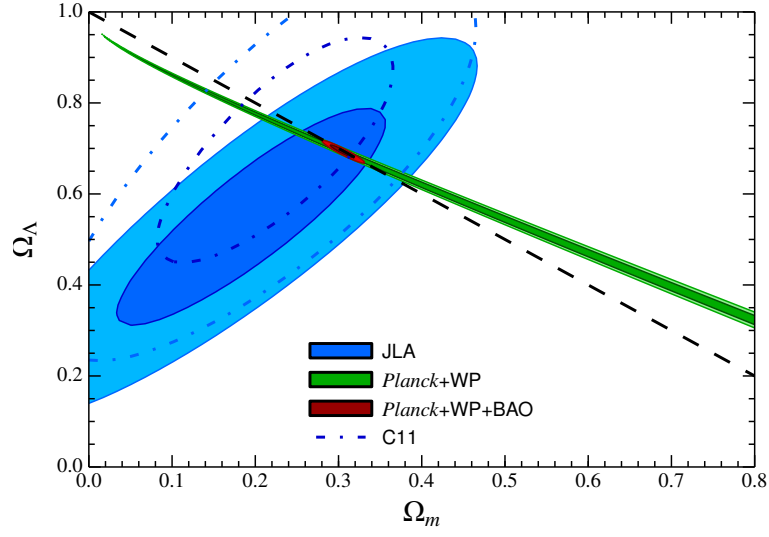


FIGURE 1.1: Contraintes sur les paramètres cosmologiques en combinant plusieurs mesures (que l'on détaillera par la suite) qui sont les Supernovae de type Ia (JLA), le fond diffus cosmologique (*Planck*+WP) et les oscillations acoustiques des baryons (BAO). Contraintes dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$. Figure de [Betoule et al. \(2014\)](#).

en la paramétrisant en fonction du facteur d'échelle adimensionné $a(t) = 1/(1+z)$:

$$w(a) = w_0 + w_a(1 - a) \quad (1.14)$$

Dans le cas d'un Univers avec l'énergie sombre sous forme de constante cosmologique, $w_a = 0$ et $w_0 = -1$. Cette paramétrisation permet ainsi de contraindre les déviations potentielles d'une énergie sombre qui pourrait être dynamique (w_a non nul).

Le modèle de concordance

Nous présentons dans les figures 1.1 et 1.2 les contraintes actuelles sur les paramètres cosmologiques qui démontrent la validité du modèle Λ CDM qui prédit que nous vivons dans un Univers plat composé de 68% d'énergie sombre, 26% de matière noire et de 6% de matière baryonique. Cependant, même si ce modèle de concordance est maintenant largement accepté et prédit des composants sombres (matière noire et énergie sombre), il ne précise ni leurs natures ni leurs propriétés. C'est pourquoi il existe de nombreuses extensions théoriques à ce modèle qui tentent d'expliquer la nature de celles-ci.

Afin de contraindre l'ensemble de ces paramètres cosmologiques, on utilise des observables (sondes cosmologiques) qui permettent de faire le lien entre les contraintes observationnelles et les modèles théoriques (Λ CDM ou des extensions).

1.1.2 Sondes cosmologiques

Nous allons présenter les principales sondes utilisées en cosmologie observationnelle que sont le fond diffus cosmologique (CMB), le cisaillement gravitationnel (WL), les oscillations acoustiques des baryons (BAO) et les supernovae de type Ia (SNIa). Nous évoquerons également d'autres sondes

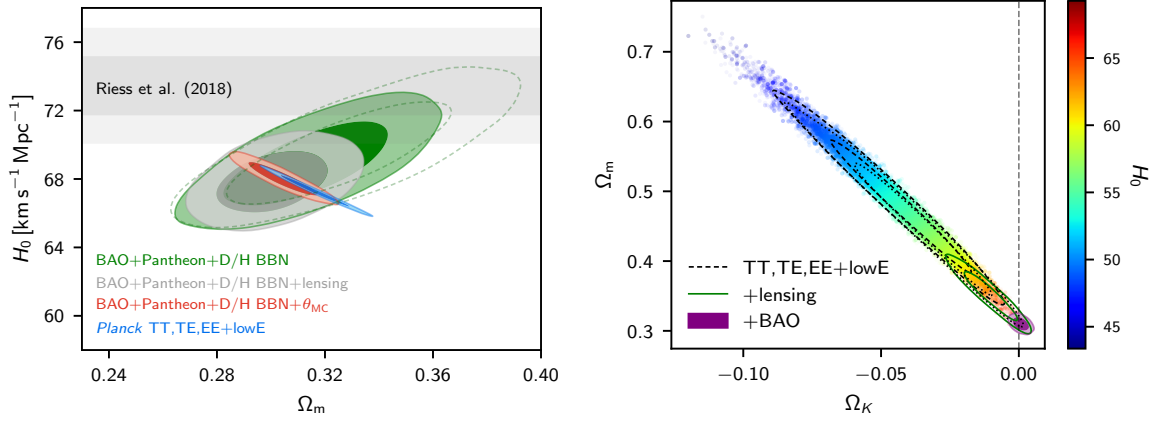


FIGURE 1.2: D'autres contraintes sur les paramètres cosmologiques avec des mesures similaires à celles énoncées dans la figure 1.1. *Gauche* : contrainte dans le plan (Ω_m, H_0) . *Droite* : contrainte dans le plan (Ω_k, Ω_m) . Figures de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#).

secondaires tel que les amas de galaxies ou encore l'effet Sachs-Wolfe intégré.

1.1.2.1 Fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique (*Cosmic Microwave Background*) est un rayonnement électromagnétique qui remplit tout l'espace et témoigne d'un état très jeune de celui-ci. Prédit dans le cadre de la théorie du Big Bang ([Alpher & Herman, 1948](#)), il a été finalement observé en 1964 par les radio-astronomes Arno Penzias and Robert Wilson. Ce rayonnement est une relique de l'Univers jeune puisqu'il s'agit du plus vieux rayonnement électromagnétique émis datant de l'époque de la *recombinaison*. Avant cette dernière, l'Univers était opaque : il était en expansion et encore beaucoup trop dense pour que les photons puissent se propager librement dans ce plasma de matière primordiale. Cependant, quand l'Univers était âgé 380 000 ans ($z \sim 1100$), le refroidissement adiabatique de l'Univers a conduit à une température d'environ 3000K. Cette basse température a alors permis la recombinaison des électrons avec leur noyaux ionisés pour former des atomes neutres. À partir de là, l'Univers devint transparent : les photons sont libres de se propager et forment le CMB. Aujourd'hui, à la température $T_0 = 2.725$ K due à l'expansion, le CMB possède des fluctuations en température $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ prouvant l'homogénéité relative de l'Univers primordial à $z \sim 1100$.

La mission Planck ([Tauber et al., 2010](#)) a effectué les mesures les plus récentes du fond diffus cosmologique. Les anciennes missions COBE et WMAP avaient déjà confirmé que le spectre du CMB était celui d'un corps noir quasi-parfait en mesurant les fluctuations de température du CMB sur tout le ciel. La figure 1.3 montre le spectre de puissance¹ des fluctuations de température du CMB.

D'autre part, le modèle Λ CDM permet de prédire la forme de ce spectre en fonction des paramètres cosmologiques permettant ainsi de contraindre ces derniers. Les derniers résultats de Planck ([Planck Collaboration et al., 2018](#)) permettent de nous informer sur les contraintes actuelles des paramètres cosmologiques. Nous donnons quelques unes de ces contraintes :

1. Le spectre de puissance $P(k)$ utilisé en cosmologie n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de la fonction de corrélation à deux points.

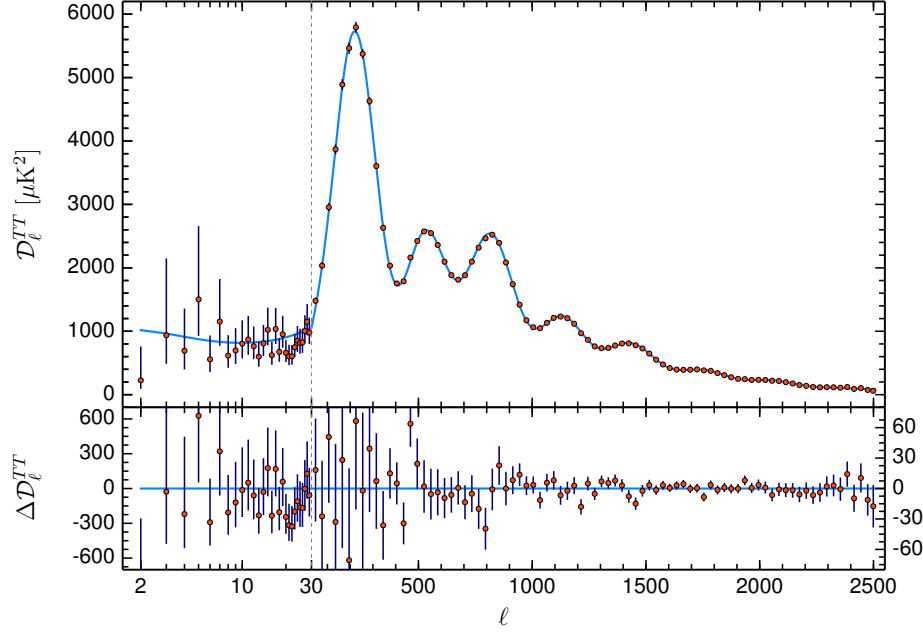


FIGURE 1.3: Spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique (mission Planck 2018). *Haut* : Les points rouges représentent les données et le meilleur ajustement issu du modèle théorique Λ CDM est tracé en bleu. *Bas* : Résidus calculés à partir du modèle ajusté dans la figure du haut. Les barres d'erreurs montrent les incertitudes à $\pm 1\sigma$. Figure de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#).

- ◇ $H_0 = 67.37 \pm 0.54 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
- ◇ $\Omega_\Lambda = 0.684 \pm 0.001$
- ◇ $\Omega_m = 0.315 \pm 0.001$
- ◇ $\Omega_k = 0.001 \pm 0.002$
- ◇ $\hat{\text{Âge}} = 13.801 \pm 0.024 \text{ Ga}$

1.1.2.2 Oscillations acoustiques des baryons

Avant l'époque de la recombinaison, l'Univers était encore un plasma chaud et dense composé principalement de photons, d'électrons non relativistes et de noyaux d'hydrogène et d'hélium non relativistes. Il se trouve que les surdensités initiales de matière générées par l'inflation se sont propagées dans ce plasma primordial grâce à l'impulsion des photons transmise aux électrons. Ces derniers ont ainsi entraîné les baryons et généré des ondes acoustiques baryoniques (BAO) se propageant à la vitesse du son ($c_s \sim 0.6c$). Lors de la recombinaison il y a 380 000 ans, les baryons se sont découplés du gaz de photons et la pression radiative n'est alors plus suffisante pour assurer la propagation de ces ondes acoustiques : la vitesse du son s'annule. Les ondes acoustiques de pression sont alors *gelées* et elles ont parcouru une certaine distance caractéristique nommée horizon sonore à la recombinaison. Cette distance des BAO n'est autre que la vitesse du son c_s multipliée par l'âge

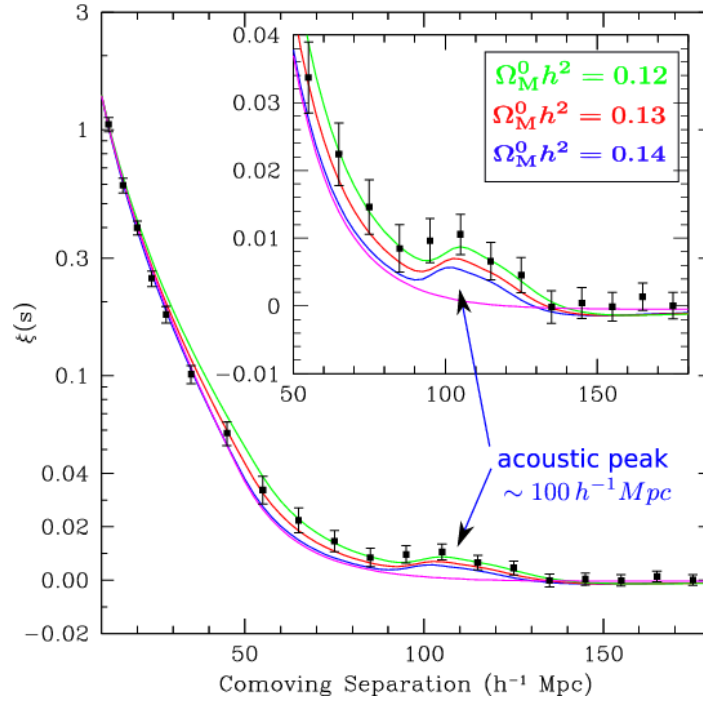


FIGURE 1.4: Fonction de corrélation à deux points des galaxies du relevé SDSS. Le pic à $\sim 105 \text{ Mpc } h^{-1}$ caractérise le pic des oscillations acoustiques baryoniques. Les différents modèles ΛCDM sont en vert, rouge et bleu. La ligne magenta représente un modèle sans constante cosmologique (CDM) qui ne s'ajuste pas aux données au niveau du pic BAO. Figure de Eisenstein et al. (2005).

de l'Univers à la période de recombinaison ($z \sim 1100$) et vaut environ 150 Mpc^2 (en coordonnées comobiles). Depuis cette période, ces surdensités de matière s'éloignant entre elles ont formé les premières structures sous la force de gravitation. On observe ainsi une surdensité de matière au niveau de l'ex-horizon sonore que l'on nomme généralement pic BAO. La position de ce pic constitue ainsi une échelle standard dont la mesure permet de déterminer la distance angulaire $D_A(z)$ et ainsi d'estimer le taux d'expansion de l'Univers.

Le relevé SDSS (York et al., 2000; Strauss et al., 2002) a pu fournir plus d'un million de redshifts $0 < z < 0.6$ et a permis la première mesure du pic BAO en 2005 (Eisenstein et al., 2005) (cf. figure 1.4) qui caractérise un excès de probabilité de trouver deux galaxies séparées par cette distance caractéristique en coordonnées comobiles.

1.1.2.3 Lentillage gravitationnel

En mesurant les corrélations de forme des galaxies, il est possible de déterminer avec une grande précision l'histoire de l'expansion et de la croissance des structures de l'Univers. Ceci est en effet possible puisque le potentiel gravitationnel de structures massives perturbe la trajectoire des photons émis par des galaxies lointaines : c'est comme si ces galaxies étaient vues à travers une pièce de verre dont l'indice de réfraction variait spatialement. Par conséquent, les images de galaxies

2. Cette distance caractéristique des BAO s'exprime comme $r_d = \int_{z_d}^{\infty} dz c_s(z)/H(z)$ où $z_d \sim 1100$ et $H(z)$ est le taux d'expansion de l'Univers.

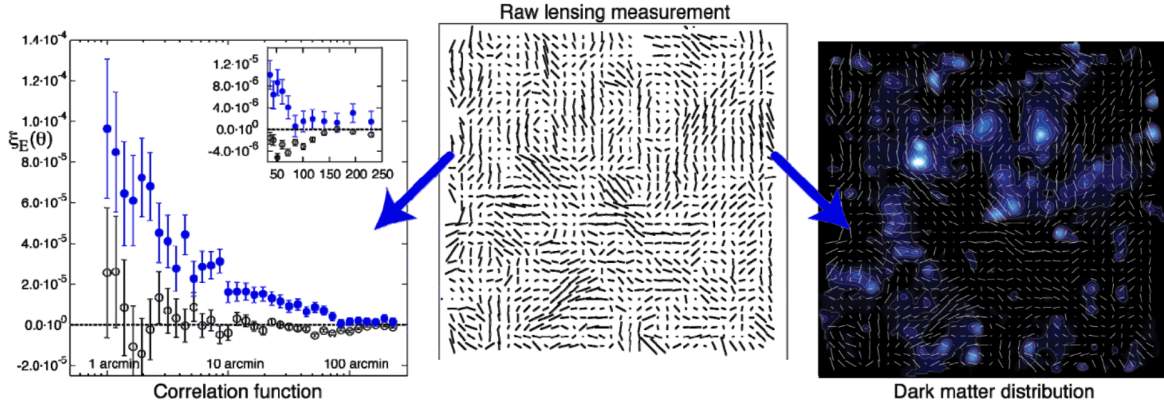


FIGURE 1.5: Mesure de la distribution de matière noire par la méthode de lentillage gravitationnel avec des données provenant de la mission HST (Massey et al., 2007).

paraissent légèrement distordues. L'amplitude de ces distorsions nous permet ainsi d'avoir une mesure directe du champ gravitationnel entre l'observateur et la source. Cette mesure peut être alors utilisée pour cartographier la distribution de matière noire et lumineuse (baryonique) de manière directe. Ce phénomène est nommé lentillage (ou cisaillement) gravitationnel (Laureijs et al., 2011). Pour parvenir à de telles mesures, il est nécessaire d'observer des groupes de galaxies avec des caméras de haute résolution (dans le visible) afin de mesurer leur ellipticité moyenne dans un champ et également à différentes époques *i.e.* à différents redshifts.

La figure 1.5 montre la reconstruction de la distribution de matière totale à partir d'observations de la mission du *Hubble Space Telescope* (HST) (Massey et al., 2007). Dans l'image du milieu, chaque trait représente les ellipticités moyennes d'environ 200 galaxies. La longueur de ces traits représente l'amplitude de l'effet de cisaillement et leurs orientations montrent l'axe principal de la distorsion. L'image de droite représente la distribution de matière le long de la ligne de vue obtenue en filtrant les structures circulaires de la distribution des ellipticités moyennes. Enfin, l'image de gauche montre la quantification statistique des amas de matière noire à différentes échelles via l'étude des corrélations entre l'effet de cisaillement le long de différentes lignes de vue (Fu et al., 2008).

1.1.2.4 Supernovae

En 1998, l'étude des supernovae de type Ia (SNIa) a mis en défaut le modèle de cosmologie de cette époque (modèle CDM) en démontrant pour la première fois l'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999). L'un des scénarios largement utilisé est que les SNIa sont issues de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche au sein d'un système binaire. Il se trouve que l'explosion d'une SNIa produit une courbe de luminosité tout à fait caractéristique qui en font d'excellentes chandelles standard pour mesurer des distances. Les SNIa forment ainsi des marqueurs de distance très précis en cosmologie. La figure 1.6 montre le diagramme de Hubble *i.e.* la relation liant le module de distance³ et le redshift pour 740 SNIa (Betoule et al., 2014). Dans cette étude, le diagramme de Hubble a été ajusté avec le modèle Λ CDM (dans le cas d'un Univers

3. Le module de distance μ représente une mesure de la distance et se définit à partir de la distance lumineuse D_L : $\mu = 5 \log (D_L / 10 \text{ pc})$ (plus de détails dans la section 1.1.4).

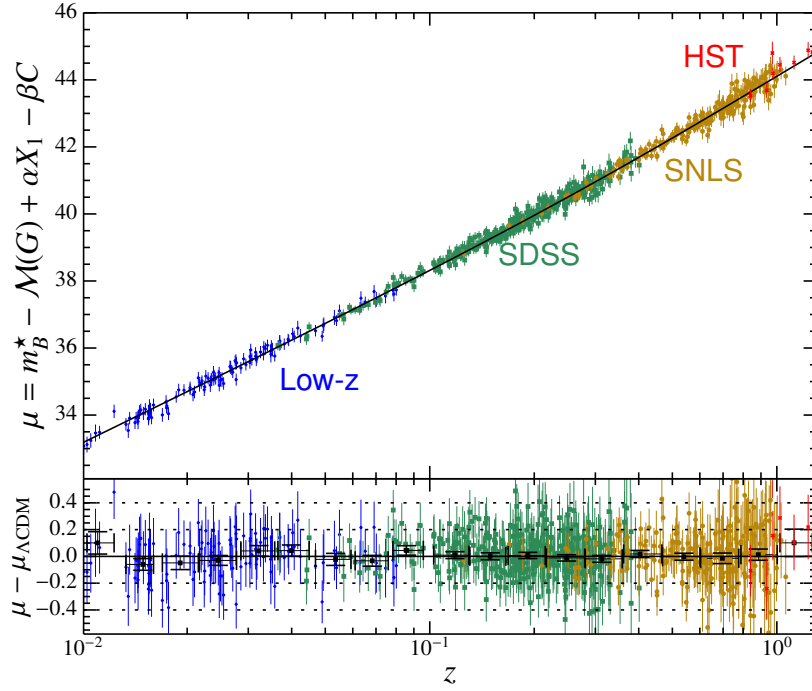


FIGURE 1.6: *Haut* : Diagramme de Hubble de 740 SNIa provenant de plusieurs relevés (SDSS, SNLS, HST). La courbe noire montre le modèle Λ CDM ajusté. *Bas* : Résidus entre les données et le modèle Λ CDM ajusté. Figure de [Betoule et al. \(2014\)](#).

plat; $\Omega_k = 0$), ce qui a permis de contraindre la densité énergétique de matière dans l'Univers $\Omega_m = 0.295 \pm 0.034$ (erreurs statistiques + systématiques).

1.1.2.5 Les distorsions dans l'espace des redshifts

Les distorsions dans l'espace des redshifts (RSD) apparaissent lorsque l'on étudie la distribution spatiale des galaxies en utilisant le redshift comme indicateur de distance. Cet effet est en réalité dû aux vitesses particulières des galaxies le long de la ligne de visée qui induisent un effet Doppler en plus du redshift cosmologique (mentionné dans la section 1.1.1). On peut noter deux effets à cette distorsion radiale : les *"Fingers of God"* et l'effet Kaiser. Les *"Fingers of God"* ([Jackson, 1972](#)) correspondent à l'élongation de la distribution des galaxies aux petites échelles (< 1.5 Mpc) avec un axe d'élongation qui pointe vers l'observateur. Ceci est lié aux mouvements aléatoires qui ont lieu au sein de groupes et d'amas virialisés de galaxies. L'effet Kaiser ([Kaiser, 1987](#)) correspond quant à lui à une distorsion induite par le mouvement cohérent des galaxies se dirigeant vers le centre de la structure (un amas par exemple). Contrairement aux *"Fingers of God"*, cette distorsion ne produit pas d'élongation mais un aplatissement apparent de la structure (*"pancakes of God"*). Cet effet est beaucoup plus faible que les *"Fingers of God"* et est facilement distinguable puisqu'il n'apparaît qu'aux grandes échelles. La mesure de ces distorsions (RSD) permet de sonder à la fois la formation des grandes structures et le comportement de la gravité à grande échelle.

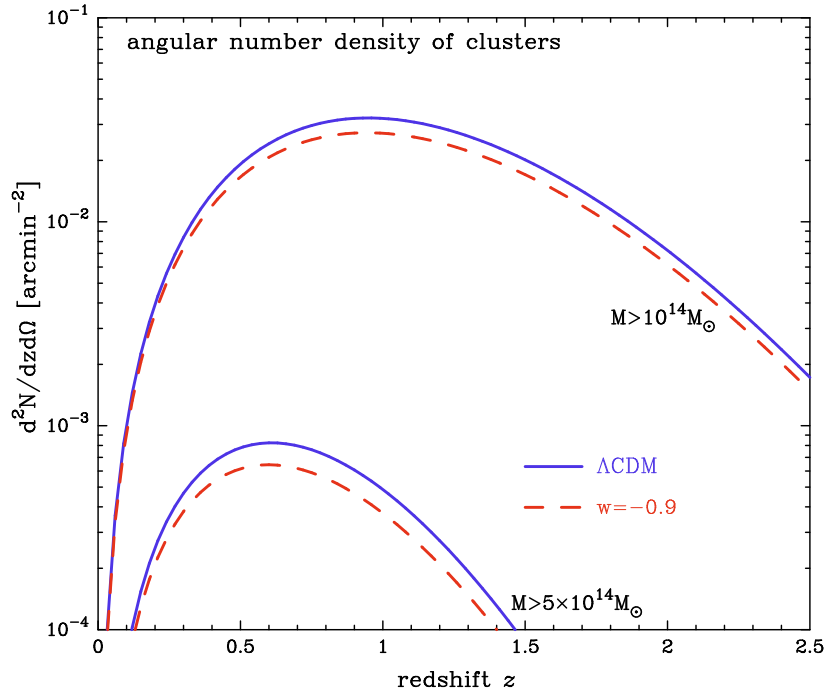


FIGURE 1.7: Nombre moyen angulaire de halos de matière noire avec une masse au dessus d'un certain seuil, par unité d'arcmin carré et par unité d'intervalle de redshift. La paire de courbes du haut et du bas sont pour des halos de masse $M/M_{\odot} \geq 10^{14}$ et 5×10^{14} respectivement. Figure de [Takada & Bridle \(2007\)](#).

1.1.2.6 D'autres sondes

Les amas de galaxies

Les amas de galaxies sont des structures contenant des galaxies, du gaz chaud et de la matière noire avec un ratio d'environ 1 : 10 : 100 ([Sarazin, 1986](#)). Ces sont les objets les plus grands liés par la gravité dans l'Univers et leur comptage a depuis longtemps été reconnu comme une excellente sonde cosmologique ([White et al., 1993](#); [Kitayama & Suto, 1997](#)). En effet, la formation de ces amas dépend de la compétition entre la gravité et l'énergie sombre. Le comptage de ces derniers en fonction du redshift permet ainsi d'obtenir une information à la fois sur la géométrie de l'Univers et sur le taux de croissance des structures, et donc de potentiellement contraindre l'équation d'état de l'énergie sombre ([Wang et al., 2004](#); [Marian & Bernstein, 2006](#)).

La Figure 1.7 montre l'évolution de la densité angulaire moyenne de halos de matière noire avec une masse au dessus d'un certain seuil en fonction du redshift. Nous remarquons qu'une augmentation de l'équation d'état de l'énergie noire de $w = -1$ (modèle Λ CDM) à $w = -0.9$ fait diminuer la densité moyenne (courbes en pointillées).

L'effet Sachs-Wolfe intégré

L'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW) est une anisotropie différente de la fluctuation en température du CMB que nous avons déjà évoqué. Cet effet se produit à cause de la variation dans le temps du

potentiel gravitationnel entre l’observateur et la surface de dernière diffusion des photons du CMB⁴ (Sachs & Wolfe, 1967). Cet effet en fait une sonde cosmologique à part entière puisqu’elle permet de relier le CMB ($z \sim 1100$) à la distribution de matière à faible redshift ($0 < z < 2$) par l’étude de corrélations croisées. Cette sonde est ainsi sensible à l’énergie sombre et la courbure de l’Univers.

1.1.3 Le champ de vitesse cosmologique

Par action de la gravité, la matière provoque le mouvement des galaxies. De ce fait, en étudiant le mouvement de la matière baryonique, il est possible de reconstruire la distribution de matière *totale* dans l’Univers. Les vitesses particulières des galaxies sont ainsi un traceur non biaisé de la matière et peuvent être utilisées comme sonde cosmologique pour tester le modèle Λ CDM par l’intermédiaire du taux d’expansion de l’Univers (H_0) et le taux de formation des structures ($f\sigma_8$).

La vitesse particulière radiale peut se dériver à partir de la relation liant le redshift z et le redshift cosmologique $\bar{z}$:

$$v_r = c \frac{z - \bar{z}}{1 + \bar{z}} \quad (1.15)$$

À faible redshift, on réécrit généralement cette expression sous la forme approchée :

$$v_r = cz - H_0 D_L \quad (1.16)$$

où D_L est la distance qui relie la luminosité d’un objet avec le flux reçu (on définira proprement cette notion par la suite dans la Section 1.1.4).

L’étude des vitesses particulières n’est cependant toujours pas compétitive par rapport aux autres sondes cosmologiques (CMB, BAO, SNIa ...). En effet, la mesure d’une vitesse particulière exige la mesure de deux quantités comme on peut le voir dans l’équation (1.16) : la mesure de la vitesse totale (caractérisée par le redshift et le terme cz) et la distance lumineuse de l’objet couplé au taux d’expansion de l’Univers (terme $H_0 D_L$). Cependant, dans les relevés les plus récents, la mesure des distances extragalactiques par les méthodes galactiques traditionnelles (relations de Tully-Fisher et de Faber-Jackson etc. que nous reverrons dans la section 1.2.3) reste encore imprécise avec des erreurs de l’ordre de 20% ce qui conduit à des analyses des vitesses particulières peu précises.

D’un point de vue théorique, on peut montrer que l’étude de corrélations des vitesses particulières permet de remonter au champ de vitesse cosmologique sous-jacent. Une des techniques est par exemple le filtre de Wiener (Zaroubi et al., 1995). Cette méthode a été utilisée dans le cadre des collaborations *CosmicFlows* (Tully et al., 2008; Courtois et al., 2011) et CLUES (Yepes et al., 2009; Gottloeber et al., 2010; Courtois & Tully, 2012; Sorce et al., 2016) dont les buts sont d’étudier la structure de l’Univers Local ($z \simeq 0$) grâce à l’étude des vitesses particulières des galaxies. Cependant, la méthode du filtre de Wiener ne tient pas complètement compte des erreurs sur les distances ce qui biaise totalement le champ de vitesse cosmologique reconstruit. De récentes études ont montré qu’il est nécessaire de construire un modèle plus complet s’appuyant sur un formalisme Bayésien afin de modéliser précisément les incertitudes sur les distances pour éviter tout biais systématique (e.g. Graziani et al., 2019). Ce dernier a pu reconstruire le champ de vitesse et de surdensité de l’Univers

4. La surface de dernière diffusion (*last scattering surface*) est la région où a été émis le rayonnement du CMB 380 000 ans après le Big Bang à $z \sim 1100$. Il s’agit donc de la région la plus éloignée de l’Univers observable.

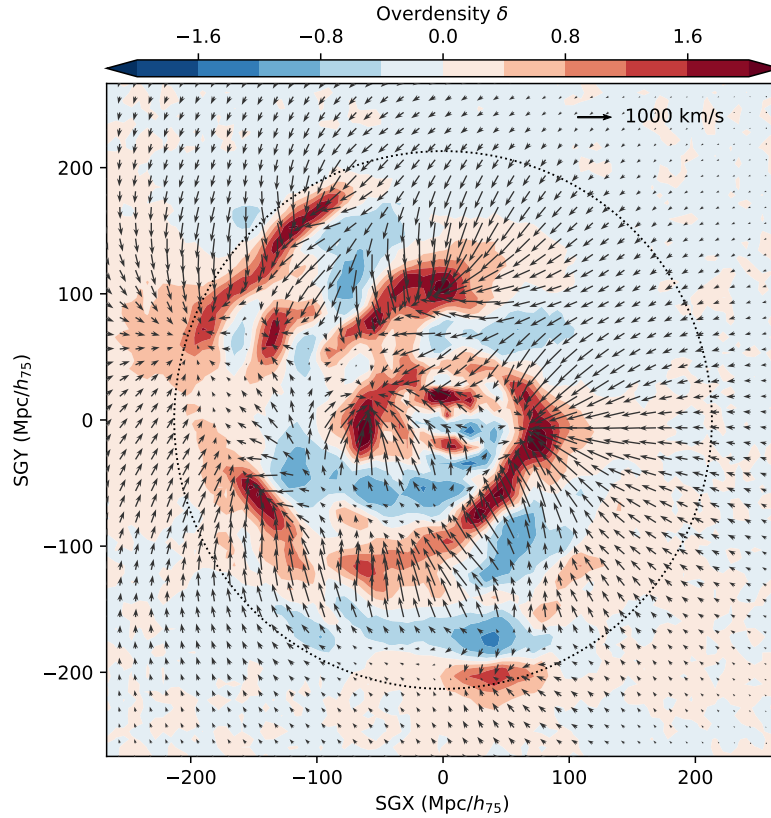


FIGURE 1.8: Tranche en $SGZ=0$ du champ de surdensité et de vitesse reconstruits avec les données *CosmicFlows3*. Le code couleur correspond au champ de surdensité et les flèches noires aux vitesses projetées dans le plan $SGZ = 0$. Le cercle centré en pointillé représente la limite des données à $z = 0.054$. Figure de [Graziani et al. \(2019\)](#).

Local à partir du catalogue *CosmicFlows-3*, générant ainsi la carte la plus précise et étendue calculée de nos jours (cf. figure 1.8).

Le développement actuel de telles méthodes promet un brillant avenir pour les vitesses particulières comme sonde cosmologique à part entière. On peut notamment citer [Koda et al. \(2014\)](#) qui discute des avantages de ces dernières comme sonde cosmologique en prévoyant une erreur sur la mesure du taux de croissance des structures de 5%. [Howlett et al. \(2017\)](#) quant à lui propose une méthode qui ajuste le spectre de puissance des vitesses particulières pour contraindre le taux de croissance à $f\sigma_8(z=0) = 0.505^{+0.089}_{-0.079}$ (avec un catalogue de seulement 2000 galaxies) en cohérence avec les prédictions de la Relativité Générale ($f\sigma_8 \approx 0.55$).

Nous pouvons également nous interroger sur l'application d'une telle reconstruction à plus grand redshift ($1 < z < 2$). Le problème serait alors d'obtenir une densité de points de mesures suffisants.

1.1.4 Mesure des distances

Dans toute la suite on va supposer un Univers plat ($k = 0$ i.e. $\Omega_k = 0$). Dans cette partie, nous décrivons l'ensemble des distances qui sont utilisées en cosmologie observationnelle.

Distance comobile

La distance comobile est la distance séparant deux objets sans considérer l'expansion de l'Univers. Pour des objets se déplaçant avec le flot de Hubble, cette distance est par définition constante au cours du temps. On peut ainsi exprimer cette distance comobile χ en fonction de la coordonnée comobile r [L] :

$$r = \begin{cases} \sin \chi & (k = 1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases} \quad (1.17)$$

Pour un trajet lumineux entre deux temps (t_e et t_0 correspondant respectivement à des redshifts z et $z_0 = 0$), on aura alors le long de cette géodésique radiale $d^2 s = 0$, $d^2 \theta = 0$ et $d^2 \phi = 0$ dans l'équation (1.2) ce qui permet de définir la distance comobile D_C :

$$D_C(z) \triangleq \chi(z) = \int_{t_e}^{t_0} \frac{c}{a(t')} dt' = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.18)$$

où E est défini comme :

$$E(z)^2 = H^2(z)/H_0^2 = (\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda) \quad (1.19)$$

Distance lumineuse

La distance lumineuse relie la luminosité d'un objet L et le flux reçu f par la relation :

$$f = \frac{L}{4\pi D_L^2} = \frac{L}{4\pi \chi(z)^2 (1+z)^2} \quad (1.20)$$

Du fait de la dilution énergétique et temporelle du flux avec l'expansion, on peut montrer que :

$$D_L(z) = (1+z) \chi(z) = \frac{(1+z)c}{H_0} \int_0^z \frac{dz'}{E(z')} \quad (1.21)$$

Module de distance

En pratique, le flux lumineux est généralement exprimé en terme de magnitude apparente : $m = -2.5 \log_{10} \frac{f}{f_0}$ où f_0 est un flux de référence. On peut alors relier la magnitude absolue (émise) d'un objet défini par : $M = -2.5 \log_{10} \frac{L}{L_0}$ avec la magnitude apparente (observée) et le module de distance μ :

$$m = \mu + M, \text{ avec } \mu = 5 \log_{10} \left(\frac{D_L}{10 \text{ pc}} \right) \quad (1.22)$$

Distance angulaire

La distance angulaire peut se définir sous l'approximation des petits angles comme le rapport

entre l'étendue physique d et la taille angulaire θ d'un objet :

$$D_A = \frac{d}{\theta} \quad (1.23)$$

On peut montrer que la distance angulaire va dépendre de la cosmologie et peut s'exprimer en fonction de la distance comobile χ :

$$D_A(z) = \frac{\chi(z)}{1+z} = \frac{D_L(z)}{(1+z)^2} \quad (1.24)$$

1.2 Introduction aux galaxies

Dans cette section, nous présentons quelques caractéristiques des galaxies (morphologies, courbes de rotation et relations d'échelles).

1.2.1 Morphologie des galaxies

Dans les années 20, Hubble a étudié 400 galaxies observées dans le visible. Il se rend compte que même si chaque galaxie possède une apparence et une forme qui lui est propre, des propriétés morphologiques communes en ressortent. Il catégorise alors ces galaxies en trois groupes majeurs que sont : les galaxies Elliptiques, les galaxies Spirales et les galaxies Irrégulières (cf. figure 1.9). Cette classification connaît un succès puisque d'autres grandeurs physiques des galaxies sont corrélées à ce type morphologique tel que la taille, la couleur, la luminosité, la masse et la cinématique (e.g. [Roberts & Haynes, 1994](#); [Bernardi et al., 2010](#); [van der Wel et al., 2014](#); [Erroz-Ferrer et al., 2016](#); [Kalinova et al., 2017](#); [Aquino-Ortíz et al., 2018](#)). Ainsi, en moyenne les galaxies elliptiques sont plutôt rouges avec des populations d'étoiles vieilles dont la dynamique est gouvernée par la dispersion des vitesses alors que les galaxies spirales sont plus bleues, constituées d'étoiles plus jeunes animées par un mouvement de rotation d'ensemble.

Avec en partie l'avènement du télescope spatial Hubble dans les années 90, l'observation des galaxies connaît un renouveau avec pour la première fois des relevés profonds du ciel. L'observation dans l'espace permet de s'affranchir des inconvénients de mesures liées à l'atmosphère et de résoudre spatialement les galaxies lointaines. Ces observations à grand redshift ont révélé non seulement que les galaxies irrégulières étaient moins massives en moyenne ([Ferguson et al., 2000](#)), mais également que leur population changeait significativement par rapport à $z = 0$. De nombreuses études (e.g. [Abraham et al., 1996](#); [Brinchmann et al., 1998](#); [van den Bergh, 2001](#); [Daddi et al., 2005](#)) incluant des champs profonds tel que le *Hubble Deep Field* (HDF) et le *Canada France Redshift Survey* ont montré que la densité spatiale comobile des galaxies elliptiques à $z \gtrsim 1.5$ était 2 à 3 fois plus faible qu'à $z = 0$. A l'opposé, une forte augmentation du nombre de galaxies irrégulières a été observée, surtout à faible magnitude ([Brinchmann & Ellis, 2000](#); [Franceschini et al., 2006](#)). [Abraham et al. \(1999\)](#) trouva plus de 40% de galaxies irrégulières dans le HDF (contre 3% dans l'Univers Local), et dans le *Hubble Ultra-Deep Field* (HUDF), [Elmegreen et al. \(2007\)](#) mesura seulement 31% de galaxies spirales et 13 % d'elliptiques à $z \sim 1$, les autres étant classifiées comme des sous-classes des irrégulières (cf. figure 1.10).

Concernant les galaxies spirales qui ont été observées à $z = 1$, elles sont assez similaires à leur

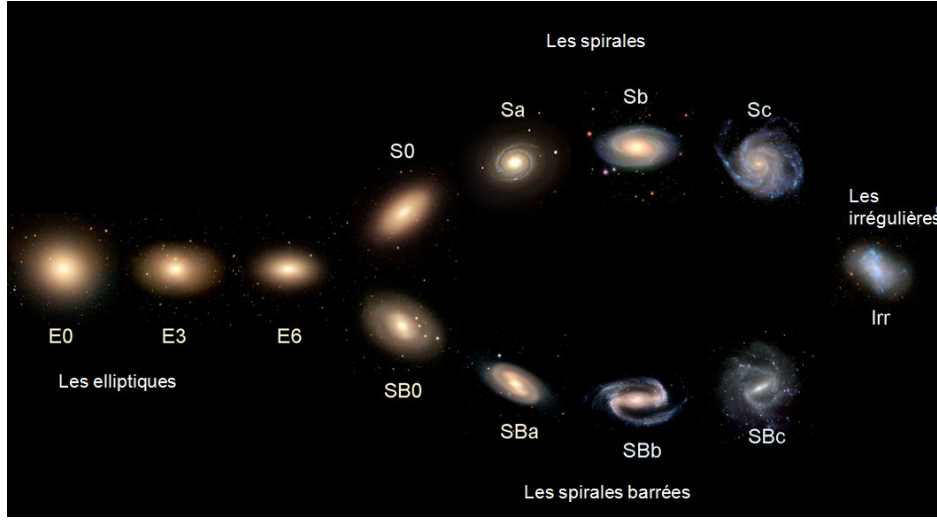


FIGURE 1.9: Classification de Hubble des galaxies. De *gauche* à *droite*, se trouvent les galaxies elliptiques (E), lenticulaires (S0), les spirales barrées (SB) et non barrées (S) et finalement les irrégulières (Irr). Le ratio du bulbe par rapport à l'ensemble de la galaxie (B/T) diminue de la *gauche* vers la *droite*.

homologues à $z = 0$. En particulier, à masse stellaire fixée, il a été montré que la taille moyenne des disques de ces galaxies évoluait très peu voire pas du tout (Lilly et al., 1998; Ravindranath et al., 2004; Barden et al., 2005; Trujillo & Pohlen, 2005). La taille de ces galaxies semble commencer à évoluer à partir de $z \gtrsim 1.5$, avec des galaxies deux fois plus petites environ à $z = 2$ (Ferguson et al., 2004; Tamm & Tenjes, 2006; Trujillo et al., 2006).

Au contraire, les galaxies elliptiques semblent être significativement plus petites et donc plus denses à $z = 1$. Trujillo et al. (2007) montra que les elliptiques massives à $z \sim 1.5$ sont 4 fois plus petites, tandis que van der Wel et al. (2008) trouva un facteur 2 entre les époques $z = 1$ et $z = 0$. Au redshift $z \sim 2$, van Dokkum et al. (2008) détermina que les galaxies à une masse stellaire de $1.7 \times 10^{11} M_{\odot}$ sont 5 fois plus petites qu'à $z = 0$. Des études plus récentes montrent que la taille relative des galaxies elliptiques dépend en réalité fortement de leur masse et de leur environnement (Huertas-Company et al., 2013; van der Wel et al., 2014). Les galaxies elliptiques massives ($\log(M_*/M_{\odot}) > 11.2$) évoluent en taille assez rapidement depuis $z \sim 1$ (gain d'un facteur $\sim 2 - 4$), tandis que les galaxies moins massives ($10.5 < \log(M_*/M_{\odot}) < 11$) ne montrent qu'une faible évolution ($\sim 20\%$ de gain en taille).

1.2.2 Courbes de rotation des galaxies

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les disques des galaxies spirales sont animés par un mouvement de rotation ce qui signifie que les étoiles et le gaz orbitent de manière quasi circulaire et en général les mouvements de dispersion sont négligeables comparée à la vitesse de rotation. Dans cette section, nous allons traiter des principales caractéristiques des courbes de rotation (RCs) des galaxies spirales qui sont une propriété fondamentale de ce type de galaxies et permettent de mieux comprendre leur nature.

La RC d'une galaxie est la vitesse de rotation des étoiles et du gaz au sein de celle-ci en fonction de la distance par rapport au centre galactique. La mesure de cette quantité a été et est encore l'un

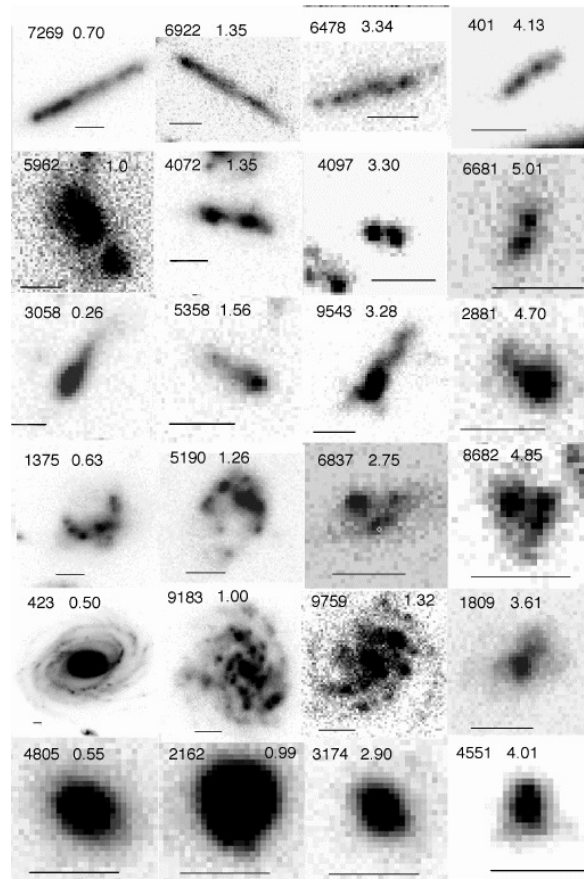


FIGURE 1.10: Évolution de la morphologie de galaxies observées dans le *Hubble Ultra-Deep Field*. Du haut vers le bas sont présentées différents types de galaxies. Les quatre premières lignes montrent de galaxies irrégulières tandis que les deux dernières rangées montrent respectivement des spirales et des elliptiques. Le redshift est indiqué en haut de chaque image et augmente de la gauche vers la droite. Figure de Elmegreen et al. (2007).

des meilleurs outils pour tracer la distribution de masse des galaxies. Même si la "masse manquante" fut originellement détectée dans les amas de galaxies par Zwicky (1933), l'étude des RCs des galaxies a fourni de fortes évidences pour l'existence de la matière noire. En effet, dès les premières études des RCs (Freeman, 1970; Rubin et al., 1980; Bosma, 1981; Persic & Salucci, 1988; Broeils, 1992), la forme non compatible avec la prédiction Képlérienne de la distribution de masse lumineuse (étoiles + gaz) de celles-ci montra déjà que la masse dynamique qui en dérivait était beaucoup trop importante comparée à la masse lumineuse. Au lieu d'observer une décroissance de la vitesse de rotation à grand rayon, un plateau de vitesse était systématiquement mis en évidence avec des vitesses atteignant au maximum $\approx 300 \text{ km s}^{-1}$. Cette inconsistance suggérait alors qu'une large fraction des galaxies était composée de matière noire. Il a été montré que la forme et l'amplitude de la RC sont étroitement reliées au potentiel gravitationnel de la galaxie et peuvent donc être utilisées pour obtenir des informations sur chacune des composantes de la galaxie (Noordermeer et al., 2007).

Tandis que le maximum de la vitesse de rotation est relié à la masse dynamique de la galaxie, la forme interne de la RC fournit des informations sur le gradient du potentiel. Pour des galaxies disques (spirales), la RC est généralement décrite par une partie linéaire croissante ($\sim$ du type

rotation solide) et une partie plateau (e.g. [Bosma, 1981](#); [Begeman, 1989](#); [Swaters et al., 2009](#)). Chez la plupart des galaxies, la contribution du disque peut ainsi suffire à expliquer les propriétés des RCs observées jusqu'à ~ 2 rayons caractéristiques du disque ([Kalnajs, 1983](#); [Palunas & Williams, 2000](#)). Pour des galaxies dominées par un bulbe, la RC présente cette fois une augmentation très rapide à faible rayon, souvent suivit par un léger déclin, et une partie plateau à plus grand rayon (e.g. [Casertano & van Gorkom, 1991](#); [Noordermeer et al., 2007](#)).

La relation entre les propriétés optiques des galaxies et leur RCs a été le fruit de nombreuses études au cours des dernières décennies (e.g. [Rubin et al., 1985](#); [Corradi & Capaccioli, 1990](#); [Persic & Salucci, 1991](#)). Un grand nombre d'auteurs ont notamment souligné que la forme du profil de luminosité des galaxies et de leur RCs étaient étroitement liées ([Kent, 1987](#); [Casertano & van Gorkom, 1991](#); [Broeils, 1992](#); [Sancisi, 2004](#); [Swaters et al., 2009](#)). Ceci montra ainsi la connexion étroite qui existe entre la densité de masse totale et lumineuse.

Pour mesurer la RC d'une galaxie, nous pouvons utiliser le décalage Doppler des raies d'émission du gaz de la galaxie ([Bertin & Lin, 1996](#)). Du fait que la galaxie est en rotation, un côté de celle-ci a tendance à s'approcher de l'observateur tandis que l'autre s'éloigne. Cela résulte en un changement de la longueur d'onde émise par la galaxie et il est possible d'en déduire directement la vitesse de rotation (moyennant la connaissance de l'inclinaison). De telles mesures ont été traditionnellement réalisées avec des observations dans le domaine radio, principalement en utilisant la raie d'émission de la transition hyperfine à 21 cm de l'atome d'hydrogène (raie nommée HI). Le fait de tracer cette raie HI a permis d'étudier la plupart du contenu du gaz de la galaxie, qui peut s'étendre bien au-delà de son rayon visible (ou optique⁵) ([Bosma, 1981](#); [Allen et al., 1978](#)), tandis que la distribution spatiale du HI est souvent faible voire absente dans les régions centrales de la galaxie. Cependant, les observations radio HI souffrent d'une faible résolution spatiale en comparaison avec les observations optiques. Les observations radio utilisant la raie CO ont également été utilisées pour tracer le gaz moléculaire. Aujourd'hui, les observations CO fournissent de meilleures résolutions angulaires et spectrales (de 1 à quelques km s^{-1}), mais dans des champs très restreints.

En comparaison, les observations des raies d'émission dans le visible ou proche infrarouge telle que la raie $H\alpha$, $[O III]$, $[N II]$ permettent d'avoir des données à des résolutions angulaires de l'ordre de la seconde d'arc. La raie $H\alpha$ est généralement la raie d'émission la plus brillante dans le visible et proche infrarouge due à sa forte abondance dans l'Univers. Au sein des galaxies spirales, cette raie retrace le gaz ionisé dans les régions HII autour d'étoiles jeunes et massives. Au cours du siècle dernier, la plupart des observations de cette raie se sont faites avec des spectrographes à fente longue (voir [Erroz-Ferrer et al. \(2015\)](#) pour une revue de ces études). Cependant, depuis les deux dernières décennies, la spectroscopie 3D regroupant les observations avec les IFU (*Integral Field Unit*) et les interféromètres Fabry-Perot (FP) ont permis de cartographier à de bien meilleures résolutions les champs de vitesse des galaxies. Les données notamment obtenues avec les IFU ont un énorme potentiel pour contraindre à la fois les propriétés morphologiques et cinématiques des galaxies. Comme l'illustre la figure 1.11, les données issues des IFU sont particulièrement efficaces pour contraindre la dynamique des disques des galaxies lorsque celles-ci sont combinées à des données profondes en photométrie et des spectres HI.

Ces deux traceurs (HI et $H\alpha$) restent en général assez complémentaires puisque les parties cen-

5. La rayon optique se définit comme l'isophote qui contient 83% du flux dans la bande photométrique I ; cela correspond en moyenne à $\approx 3.2r_d$ où r_d est la taille caractéristique du disque de la galaxie qui suit généralement un profil de luminosité exponentiel.

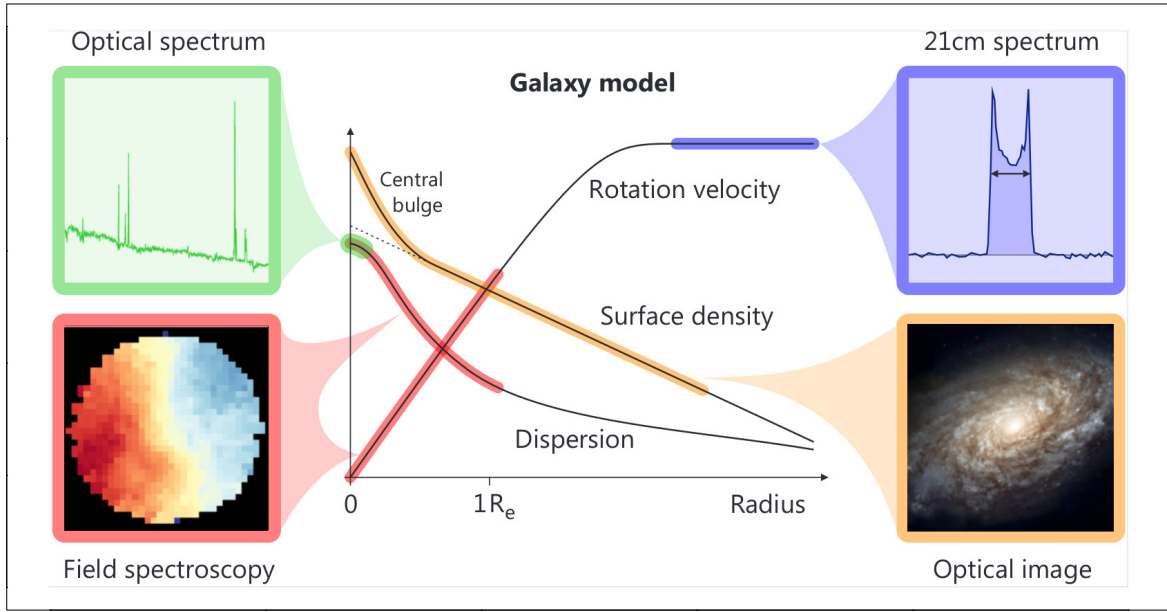


FIGURE 1.11: Illustration des différentes parties de la courbe de rotation (*rouge*), de la dispersion des vitesses (*rouge*), du profil de luminosité d'un bulbe et d'un disque étendu (*jaune*) pour une galaxie massive typique. Cette figure nous montre comment la combinaison de données à différentes longueurs d'onde permet de contraindre de façon optimale la dynamique et la morphologie des galaxies. Figure de [Taranu et al. \(2017\)](#).

trales sont bien observées avec le gaz $H\alpha$ (ou $[O III]$) tandis que le HI sonde plutôt les parties externes de la galaxie. De nombreuses études combinent ainsi les mesures de raies $H\alpha$ et HI pour obtenir des RCs couvrant plusieurs rayons caractéristiques de la galaxie ([Lelli et al., 2013](#); [Martinsson et al., 2013](#)).

La forme des RCs des galaxies spirales montre que la vitesse de rotation totale d'une galaxie se décompose selon la vitesse de rotation de chacune de ses composants ([Martinsson et al., 2013](#); [Erroz-Ferrer et al., 2016](#); [Korsaga et al., 2018](#)). On peut alors écrire d'une manière générale :

$$v_{\text{rot}} = \sqrt{v_{\text{disque}}^2 + v_{\text{bulbe}}^2 + v_{\text{halo}}^2} \quad (1.25)$$

où v_{disque} , v_{bulbe} et v_{halo} sont respectivement les vitesses de rotation circulaire du disque, du bulbe et du halo de matière noire. Nous faisons remarquer que les deux premiers termes (disque + éventuellement le bulbe) sont les termes prédominants à faible rayon (jusqu'au rayon optique) et qu'ils suffisent à décrire les courbes de rotations observées dans l'optique (ou proche infrarouge) tandis que le terme de halo domine à plus grand rayon mais nécessite des observations radio HI.

1.2.3 Relations d'échelles des galaxies

Les relations d'échelle sont un outil idéal pour étudier la structure, la formation et l'évolution des galaxies. Ces dernières décrivent des tendances statistiques entre les propriétés fondamentales des galaxies telles que la taille, la masse, la luminosité, la vitesse de rotation etc. Dans cette section, nous présentons une liste non exhaustive de ces relations.

Relation de Tully-Fisher

La relation de Tully-Fisher (TFR) est sans nul doute la relation d'échelle la plus utilisée pour l'étude des galaxies spirales. En effet, cette relation, mise en évidence par [Tully & Fisher \(1977\)](#), a montré une étroite corrélation entre la luminosité L d'une galaxie spirale et le maximum de sa vitesse de rotation $v_{\max}$ grâce à l'observation de galaxies de l'Univers Local. De telles mesures ont été obtenues en utilisant la largeur des profils radio HI. Cette relation peut être dérivée à partir du théorème du Viriel en considérant un rapport masse-luminosité et une brillance de surface chez les galaxies spirales constants. On peut alors montrer que :

$$L \propto v_{\max}^{\alpha}, \quad \alpha \lesssim 4 \quad (1.26)$$

où L est la luminosité de la galaxie et $v_{\max}$ le maximum de sa vitesse de rotation. Depuis les années 70, de nombreuses mesures ont confirmé cette corrélation (e.g. [Cresci et al., 2009](#); [Übler et al., 2017](#); [Pelliccia et al., 2017](#); [Aquino-Ortiz et al., 2018](#); [Tiley et al., 2019](#))

La luminosité de la galaxie est en réalité directement reliée à la masse stellaire tandis que la largeur de la raie HI, comme nous l'avons vu précédemment, est un indicateur de la vitesse maximale de rotation. La TFR avec la masse stellaire utilisée comme variable (versus $v_{\max}$) se traduit par une dispersion de l'ordre de 0.08 dex ([Pizagno et al., 2007](#)). Tandis qu'en utilisant la masse baryonique⁶, la relation de Tully-Fisher baryonique (BTFR) a une dispersion de 0.03 dex ([Lelli et al., 2016a](#)). Il est devenu ainsi clair que la BTFR fournit une meilleure représentation de la relation de Tully-Fisher. Il existe cependant encore de nombreuses différences pour la définition de la vitesse de rotation circulaire. De nombreux auteurs choisissent la définition en fonction des données d'étude. Cela complique fortement la comparaison entre les TFR à $z = 0$ et à plus grand redshift ([Turner et al., 2017](#)). Il faut souligner que c'est l'extension spatiale du traceur de la cinématique qui joue un rôle fondamental. Tandis que les observations de gaz ionisé ($H\alpha$) sondent la partie interne des RCs (disque stellaire) mais n'atteignent pas toujours la partie plateau des RCs, les observations radio (HI) peuvent sonder la cinématique jusqu'à des grand rayons puisque le disque en HI est généralement plus étendu que le disque stellaire. Cependant, les observations du gaz permettent d'étudier la cinématique des galaxies jusqu'à $z \sim 3 - 4$ alors que les observations HI sont limitées à $z \approx 0$. Par la suite, nous énumérons les différentes définitions que l'on peut trouver dans la littérature, pour estimer le maximum de la vitesse de rotation :

- **À partir de la raie HI;**

- (i) La largeur de raie W_{P20} mesurée à 20% du pic du flux du profil de la raie HI. C'est la définition classiquement utilisée par [Tully & Fisher \(1977\)](#). La vitesse de rotation maximum atteint dans le disque observé en HI correspond alors à $W_{P20}/2$ après correction de l'inclinaison de la galaxie.
- (ii) La largeur de raie W_{M50} mesurée à la moyenne du flux du profil HI (plus de détails dans [Springob et al. \(2005\)](#)). Cette définition, en principe, est moins dépendante de la distribution du profil HI que celle de W_{P20} car c'est la moyenne du profil qui est considérée et non la valeur maximum du profil.

- **À partir de $V(r_0)$;**

6. La masse baryonique totale de la galaxie M_b s'écrit $M_b = M_{\star} + M_g$ où $M_{\star}$ et M_g représentent respectivement la masse stellaire et la masse du gaz de la galaxie.

- (i) La vitesse circulaire $V_{2.2}$ mesurée à un rayon $2.2r_d$ où r_d est classiquement la taille caractéristique du profil exponentiel de luminosité du disque de la galaxie. Cette définition est motivée par le fait qu'un disque fin auto-gravitant avec un profil purement exponentiel atteint le maximum de sa vitesse de rotation à environ $2.2r_d$ (Freeman, 1970). Nous reviendrons sur ce modèle de disque dans la section 3.2.4. Nous soulignons que cette définition a souvent été utilisée dans la littérature pour des observations en $H\alpha$ (e.g. Courteau, 1997; Courteau & Rix, 1999; Reyes et al., 2011).
- (ii) La vitesse circulaire V
 - **À partir du plateau de vitesse**
 - (i) La vitesse circulaire $V_{\max}$ mesurée au maximum de la courbe de rotation. Cette définition plus réaliste tient compte du fait que les disques des galaxies ne sont pas tous exponentiels et généralise ainsi la définition de $V_{2.2}$. Il arrive souvent que $V_{\max}$ soit supérieur à $V_{2.2}$. Cette définition dépend uniquement de la forme de la RC et peut être donc être imprécise pour des RCs dont la vitesse augmente encore au delà des observations.
 - (ii) La moyenne de la vitesse circulaire le long du plateau de vitesse V_f . Cette définition dépend également de la forme de la RC et a l'avantage de tenir compte du plateau de vitesse mais requiert par conséquent des observations assez profondes pour pouvoir sonder cette région (Lelli et al., 2016a).

Une étude récente de Lelli et al. (2019) a étudié l'impact de cette définition sur la BTFR grâce aux courbes de rotation HI et $H\alpha$ d'environ 150 galaxies spirales de l'Univers Local provenant de la base de données *Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curve* (SPARC) (Lelli et al., 2016b). Nous présentons dans la figure 1.12 la BTFR pour chacune de ces définitions de vitesse. Cette analyse a montré que la BTFR la moins dispersée était celle avec V_f comme estimateur du maximum de la vitesse de rotation.

La TFR comme indicateur de distances

En combinant les équations (1.22) et (1.26), il est alors possible de relier directement la magnitude absolue avec le maximum de la vitesse de rotation pour les galaxies spirales. De plus, la magnitude absolue est équivalente à la luminosité totale qui est elle-même proportionnelle à la masse visible (baryonique) de la galaxie. C'est pourquoi la relation de Tully-Fisher (ou même BTFR) est un excellent indicateur de distances pour les galaxies spirales. C'est en cela que réside tout l'intérêt de cette relation d'échelle : à partir de mesures cinématiques, il est possible d'estimer la distance de ces galaxies (e.g. Giovanelli et al., 1997).

Relation de Faber-Jackson et plan fondamental

Une relation similaire à la TFR est la relation de Faber-Jackson (FJR) qui corrèle la luminosité (ou magnitude absolue) avec la dispersion des vitesses σ des étoiles centrales des galaxies elliptiques (Faber & Jackson, 1976) :

$$L \propto \sigma^\alpha \quad (1.27)$$

où α est une constante (≈ 4).

Au sein de ces galaxies, il existe une relation moins dispersée que la FJR sous la forme du Plan Fondamental (FP) qui ajoute la dimension "taille" : $\sigma \propto L^a R^b$ (Djorgovski & Davis, 1987; Dressler et al., 1987; Bender et al., 1992). La meilleure relation ajustée donne $a \approx 0.8$, $b \approx -0.8$ avec une

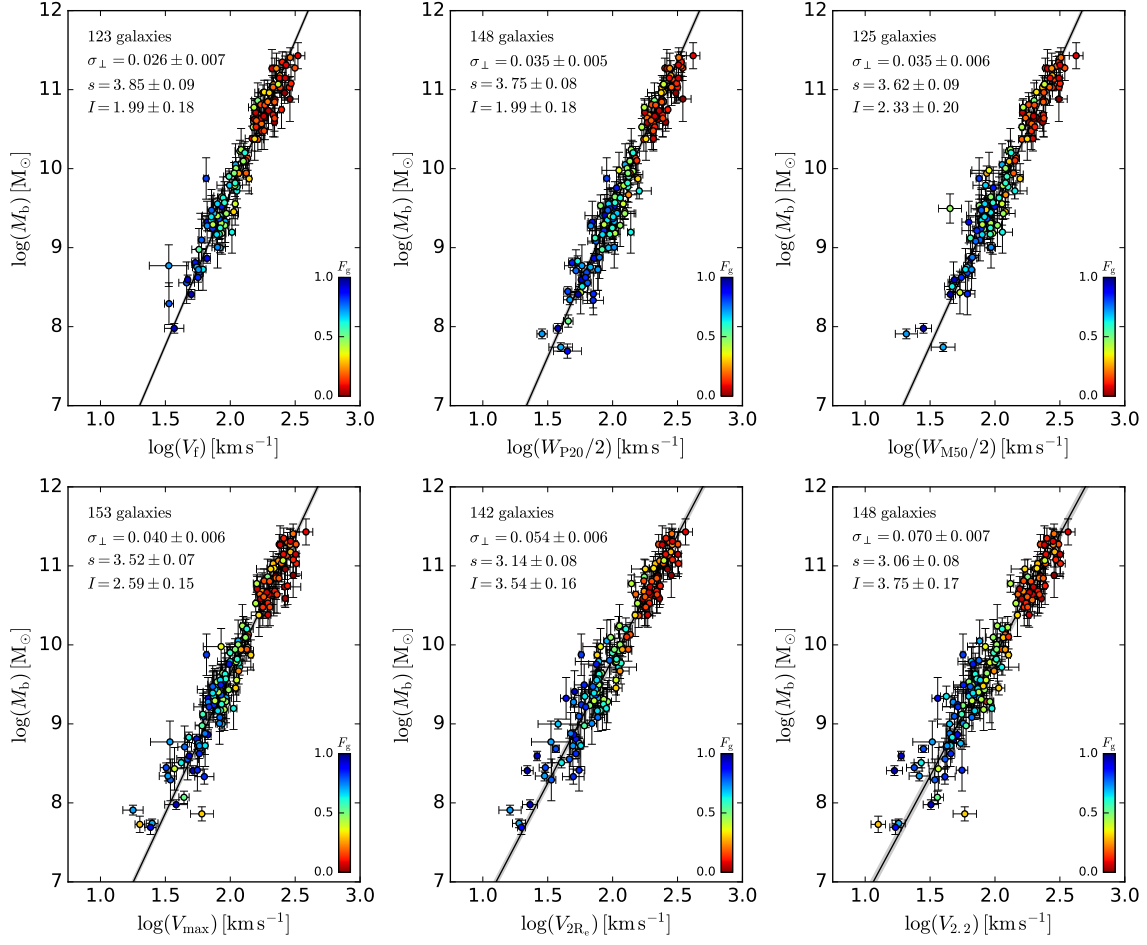


FIGURE 1.12: Relation de Tully-Fisher Baryonique pour différents estimateur du maximum de la vitesse de rotation des galaxies. La ligne noire montre l’ajustement linéaire aux données. Les points colorés sont codés par la fraction de gaz $F_g = M_g/M_b$. Figure de [Lelli et al. \(2019\)](#).

dispersion d’environ 0.09 dex en R ([Cappellari et al., 2013](#)). La FJR n’est donc rien d’autre que la projection du FP dans l’espace (luminosité, vitesse) ([Desmond & Wechsler, 2017](#)).

Extension de la relation de Tully-Fisher et Faber-Jackson

Nous savons que le potentiel gravitationnel des galaxies, tracé par leur cinématique interne, permet de remonter à la mesure de la masse dynamique. Ainsi, si les galaxies spirales et elliptiques étaient complètement dominées par leur vitesse de rotation et de dispersion respectivement, les relations de TF et FJ devraient fournir des éléments sur la connexion entre les galaxies et leur contenu en matière noire. Cependant, des études récentes ont montré que les effets d’environnement, les propriétés structurales ou encore les processus physiques internes de galaxies spirales peuvent perturber leur cinématique provoquant des mouvements non circulaires qui sous(-sur) estiment la mesure de la vitesse de rotation circulaire ([Valenzuela et al., 2007](#); [Randriamampandry et al., 2015](#); [Holmes et al., 2015](#)). De même, les galaxies elliptiques dominées par la dispersion de vitesse, présentent des traces de rotation ([de Lorenzi et al., 2006](#); [Emsellem et al., 2007, 2011](#); [Cappellari et al., 2011a](#); [Rong et al., 2018](#)). Par conséquent, des mouvements non circulaires au sein des

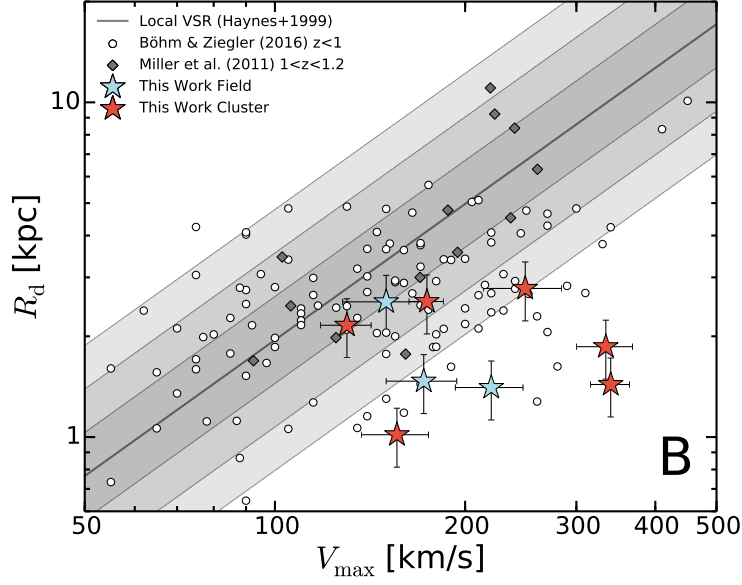


FIGURE 1.13: VSR regroupant plusieurs échantillons de galaxies. Les *traits grisés* représentent les régions à 1σ , 2σ et 3σ pour la VSR locale ($z \simeq 0$) de Haynes et al. (1999). Les autres échantillons sont composés de 124 galaxies à $z = 1$ (Böhm & Ziegler, 2016) en *points blancs* et de 13 galaxies à $1 < z < 1.3$ (Miller et al., 2011) en *carrés gris*. Enfin, les *étoiles bleues et rouges* représentent une dizaine de galaxies à $1 < z < 1.2$. Figure de Pérez-Martínez et al. (2017).

galaxies spirales et de rotation pour les elliptiques peuvent générer des biais dans l'estimation du potentiel gravitationnel des galaxies et donc fausser les relations d'échelles correspondantes.

C'est pourquoi Weiner et al. (2006) introduit un nouveau paramètre cinématique qui combine à la fois la rotation et la dispersion des vitesses pour étudier les galaxies à grand redshift. Ce paramètre se définit comme :

$$S_K^2 = K v_{\text{rot}}^2 + \sigma^2 \quad (1.28)$$

où v_{rot} est la vitesse de rotation, σ est la dispersion des vitesses et K est une constante qui dépendrait de l'état dynamique, l'environnement et l'histoire de la formation des galaxies. De récentes analyses (e.g. Cortese et al., 2014), ont montré que la relation d'échelle entre la masse stellaire et $S_{0.5}$ ($K = 0.5$) avait moins de dispersion en comparaison avec les relations de TF et FJ et ont ainsi montré que la cinématique interne était plus complexe même pour les galaxies de l'Univers Local (Aquino-Ortiz et al., 2018).

Relation Vitesse-Taille

Des études ont montré que la vitesse de rotation, en plus d'être reliée à la luminosité (ou masse baryonique), est également corrélée avec la taille caractéristique du disque de la galaxie r_d (e.g. Mao et al., 1998). On parle alors de relation *size-velocity* (VSR). La distribution des galaxies spirales dans l'espace (vitesse, luminosité, taille) est ainsi similaire au plan fondamental pour les galaxies elliptiques. Nous présentons dans la figure 1.13 une VSR récente de Pérez-Martínez et al. (2017) qui a utilisé des observations H α de spectroscopie à fente longue pour dériver les RCs.

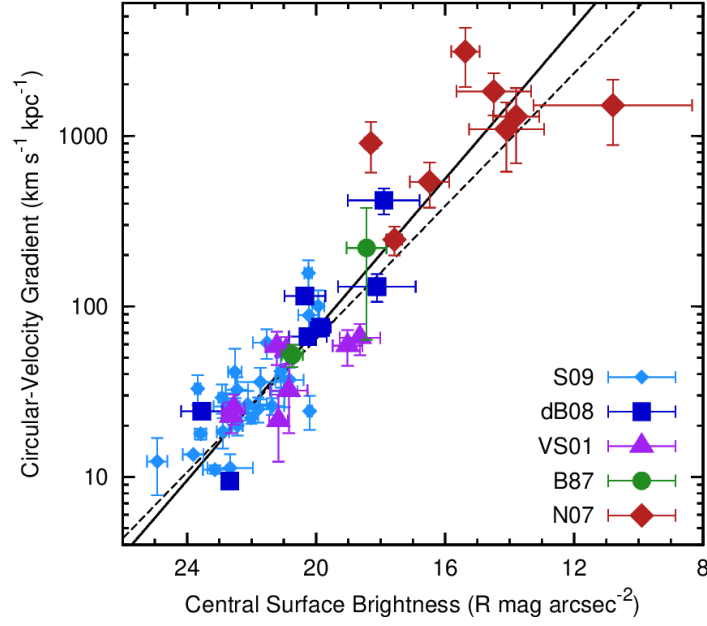


FIGURE 1.14: Relation entre le gradient interne de RCs et la brillance de surface centrale. La ligne noire *en continu* et *en pointillé* montre l’ajustement linéaire aux données pour le total des galaxies (~ 50) et respectivement pour les 4 premiers échantillons. Les galaxies sont codées par leur référence pour les RCs. Figure de Lelli et al. (2013).

Gradient interne de la courbe de rotation

Comme nous l’avons mentionné dans les paragraphes précédents, les propriétés des galaxies (telles que le profil de luminosité) sont étroitement liées à la forme de leur RCs. En particulier, de Blok & McGaugh (1996); Tully & Verheijen (1997) ont comparé les propriétés de deux galaxies de type disque qui avaient la même position sur la TFR mais avec des brillances de surface différentes (densité de luminosité). Ils ont ainsi mis en évidence que les galaxies avec une brillance de surface élevée avaient des RCs très pentues. Par conséquent pour un maximum de vitesse de rotation donné (ou une luminosité totale), une distribution exponentielle de luminosité avec une taille caractéristique plus faible correspond à un potentiel plus pentu. De nombreuses études se sont donc intéressées à la mesure du gradient ($\equiv$ pente interne) des RCs (notée $d_R V(0)$) et ont montré sa corrélation avec la brillance de surface μ_0 (e.g. Garrido et al., 2005; Lelli et al., 2013; Erroz-Ferrer et al., 2016). Dans la figure 1.14, nous montrons la relation d’échelle liant le gradient des RCs et la brillance surfacique centrale par une étude de Lelli et al. (2013) qui a compilé cinq échantillons différents de galaxies avec des RCs de haute qualité (observations HI). Cette étude a ainsi montré la relation suivante liant $d_R V(0)$ et μ_0 :

$$\log d_R V(0) = (-0.22 \pm 0.02)\mu_0 + (6.28 \pm 0.40) \quad (1.29)$$

où cette étroite corrélation reste valide sur 2 ordres de magnitudes en $d_R V(0)$ et 4 ordres de magnitude en μ_0 .

1.3 La mission Euclid

Euclid est une mission spatiale, dirigée par l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Elle a pour but de comprendre l'accélération de l'expansion de l'Univers et la nature de la matière noire. Le lancement du satellite Euclid est prévu pour 2022. Après avoir atteint son orbite au point de Lagrange L2, il commencera son relevé de galaxies de $15\,000\text{ deg}^2$ qui durera plus de 6 ans. Par la suite, nous détaillerons les objectifs scientifiques, les sondes cosmologiques utilisées, les instruments et les relevés de la mission Euclid.

1.3.1 Les objectifs scientifiques

La mission Euclid aura pour objectif de répondre aux questions fondamentales suivantes (Laureijs et al., 2011) :

- (i) Est-ce que l'énergie sombre est simplement une constante cosmologique, ou est-ce un champ qui évolue dynamiquement avec l'expansion de l'Univers ?
- (ii) Est-ce que l'accélération de l'expansion serait en réalité une manifestation d'une divergence de la Relativité Générale aux grandes échelles, ou un échec des hypothèses cosmologiques sur l'homogénéité et l'isotropie de l'Univers ?
- (iii) Qu'est-ce que la matière noire ? Quelle est l'échelle de la masse absolue du neutrino et quel est le nombre d'espèces relativistes dans l'Univers ?
- (iv) Quel est le spectre de puissance des fluctuations primordiales, qui a conduit à la formation des grandes structures, et sont-elles décrites par une distribution Gaussienne ?

Pour réussir à répondre à ces questions, les objectifs sont donc entre autres de mesurer avec une grande précision les paramètres w_0 et w_a avec une erreur à 1σ de $\Delta w_0 \approx 0.015$ et $\Delta w_a \approx 0.150$. La mission devra également tester la validité de la Relativité Générale à grande échelle. Pour cela, on utilise le facteur de croissance γ (ou sa quantité dérivée $f(z)$ le taux de croissance) qui quantifie l'efficacité avec laquelle les structures se construisent dans l'Univers en fonction du redshift. Ce taux de croissance se décrit bien à l'aide d'une fonction paramétrique simple : $f(z) = \Omega_m^\gamma$. Toute détection avec $\gamma \neq 0.55$ indiquerait alors une déviation de la Relativité générale. C'est pour cela que γ devra être mesuré avec une précision à 1σ de $\Delta\gamma \approx 0.010$.

La mission Euclid va ainsi effectuer un relevé sans précédent avec plus de 30 millions de spectres et 1.5 milliard d'images de galaxies sur $15\,000\text{ deg}^2$ du ciel pour des objets à des redshifts : $0.9 < z < 1.8$. Il est ainsi indispensable d'utiliser la technique de spectroscopie sans fente pour la mesure de ces spectres, afin de répondre aux besoins scientifiques.

1.3.2 Les sondes cosmologiques

Les effets de la gravité et de l'énergie sombre seront détectés grâce à leur signature sur le taux d'expansion de l'Univers et la croissance des grandes structures à partir des sondes de lentillage gravitationnel (WL), d'oscillations acoustiques des baryons (BAO) et de distorsions dans l'espace des redshifts (RSD). Le WL est une sonde quasi directe de la matière noire combinant les distances angulaires (sensible au taux d'expansion) et le contraste de densité massique (sensible à la fois à la gravité et au taux de croissance des structures). Les BAOs sont une sonde directe permettant de relier la distance angulaire au redshift et ainsi de mesurer le taux d'expansion de l'Univers ;

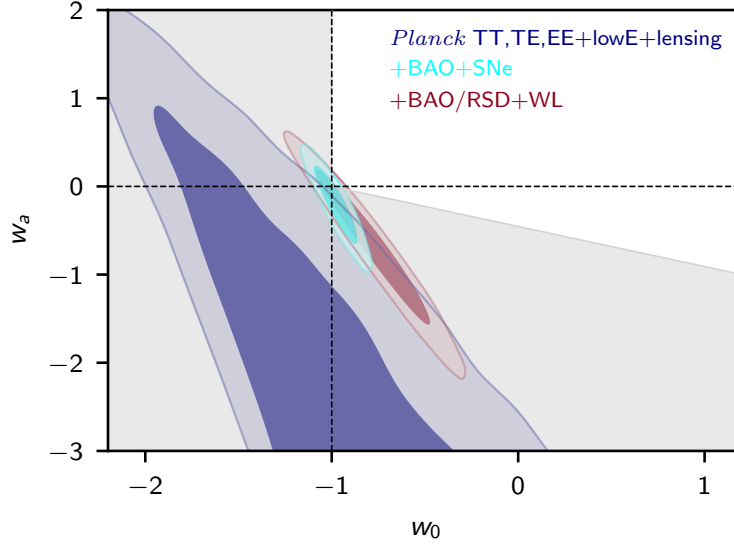


FIGURE 1.15: Combinaisons de plusieurs sondes (CMB, WL, BAO, RSD, SNe) dans l'espace des paramètres (w_0, w_a) pour contraindre l'équation d'état de l'énergie sombre. Figure de [Planck Collaboration et al. \(2018\)](#).

tandis que la mesure des RSD permet de sonder le taux de croissance des structures et la gravité. La combinaison de ces trois sondes primaires (WL, BAO et RSD) et leur complémentarité permettront de quantifier au mieux les propriétés des composantes noires de l'Univers (cf. figure 1.15).

De plus, la mission Euclid obtiendra de façon indépendante des données sondant les amas de galaxies et l'effet Sachs-Wolfe intégré (ISW). Ceci permettra de vérifier les résultats obtenus avec les sondes primaires et de contrôler les effets systématiques. Nous résumons les performances attendues pour l'ensemble des sondes de la mission dans le tableau 1.1.

TABLE 1.1: Performances attendues pour la mission spatiale Euclid ([Laureijs et al., 2011](#)).

Paramètre cosmologique / FoM	Δw_0	Δw_a	$\Delta \gamma$	FoM
Euclid Primary (BAO+WL+RSD)	0.015	0.150	0.01	430
Euclid All (Primary+Amas+ISW)	0.013	0.048	0.009	1540
Euclid + Planck	0.007	0.035	0.007	4020
Actuel	0.100	1.500	0.200	~ 10
Facteur d'amélioration	>10	>50	30	>300

Lentillage gravitationnel

Le lentillage gravitationnel nécessite une imagerie de haute qualité afin de mesurer les corrélations de forme des galaxies à la fois dans le visible et l'infrarouge. De plus, il requiert une mesure du redshift pour chaque galaxie observée afin de pouvoir effectuer une cartographie 3D de la distribution de matière noire. Par conséquent, la mission Euclid fournira une mesure de forme pour chaque

galaxie dans le champ d'observation de $15\,000\text{ deg}^2$ dans la large bande de redshift : $0 < z < 1.2$ avec une précision de 5% sur les redshifts photométriques : $\sigma_z/(1+z) < 0.05$.

Oscillations acoustiques des baryons

Afin d'observer les oscillations acoustiques des baryons, une mesure du redshift photométrique ne suffit plus. En effet, la précision requise sur le redshift doit être au moins de 0.1% (Wang et al., 2010). Ainsi, avec des mesures précises de redshifts spectroscopiques, il est possible de dériver des contraintes précises sur les paramètres cosmologiques à partir d'une mesure du signal BAO. Il est à noter que ce signal du regroupement des galaxies augmente fortement avec la densité de galaxies observées. Dans le but d'avoir une figure de mérite $\text{FoM} \sim 1/(\Delta w_0 \times \Delta w_a) > 400$, Euclid va devoir mesurer le redshift spectroscopique d'au moins 30 millions de galaxies sur $15\,000\text{ deg}^2$, ce qui est équivalent à mesurer au moins 2000 galaxies/deg² à des redshifts : $0.9 < z < 1.8$ et avec une précision $\sigma_z/(1+z) < 0.001$.

Chapitre 2

La spectroscopie

Sommaire

2.1 Les différentes techniques	29
2.1.1 La spectroscopie à fibres	29
2.1.2 La spectroscopie à champ intégral	30
2.1.3 D'autres techniques	33
2.2 Introduction à la spectroscopie sans fente	36
2.2.1 L'instrument	36
2.2.2 Les relevés passés et présents	37
2.2.3 Les instruments de la mission Euclid	40
2.3 Méthodes d'extraction et modélisation en spectroscopie sans fente	44
2.3.1 Méthodes classiques d'extraction	45
2.3.2 Modélisation de la spectroscopie sans fente	52

Les relevés de spectroscopie jouent un rôle fondamental dans la compréhension de la formation et de l'évolution des galaxies en cosmologie. Ces multiples relevés ont été effectués avec divers types d'instruments. Dans ce chapitre, nous mentionnerons les techniques classiques utilisées en spectroscopie et détaillerons les différents relevés et observations qui ont été réalisés avec ces instruments. Nous insisterons sur la spectroscopie à fibres et à champ intégral tout en mentionnant la spectroscopie à fente longue et l'interférométrie de Fabry-Pérot. Par la suite, nous introduirons la spectroscopie sans fente : son principe et les relevés passés, actuels et futurs. En particulier, nous présenterons la future mission spatiale Euclid. Enfin, nous présenterons les méthodes classiques utilisées en spectroscopie sans fente pour réduire les données et extraire le redshift et nous introduirons un nouveau formalisme permettant de modéliser des spectres en spectroscopie sans fente dans l'espace de Fourier.

2.1 Les différentes techniques

2.1.1 La spectroscopie à fibres

Les spectrographes (multi-objets) à fibres sont généralement utilisés pour mesurer le redshift et des propriétés intégrées sur des objets pré-sélectionnés en amont. Au cours des deux dernières

décennies, le développement de ces instruments a permis de générer de nombreux relevés extragalactiques qui ont grandement amélioré la compréhension du contenu et de l'évolution de l'Univers. Ces relevés incluent notamment le *2-degree Field Galaxy Redshift Survey* (2dF, Colless et al. (2001)), le *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al. (2000); Eisenstein et al. (2001); Abazajian et al. (2009); Dawson et al. (2016)), le *6-degree Field Galaxy Redshift Survey* (6dF, Jones et al. (2004, 2009)), le *Galaxy and Mass Assembly Survey* (GAMA, Driver et al. (2011); Hopkins et al. (2013); Liske et al. (2015)), le *WiggleZ Dark Energy Survey* (Drinkwater et al., 2010), le *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS, Dawson et al. (2013); Reid et al. (2016)), et le *Taipan galaxy survey* (TAIPAN, da Cunha et al. (2017)) et le *Dark Energy Spectroscopic Instrument* (DESI, (Collaboration, 2016)) dont les observations débiteront en 2019 et 2020 respectivement. Nous soulignons que cette liste n'est pas exhaustive et qu'elle mentionne les principaux sondages cosmologiques.

Avec des catalogues de plusieurs centaines de milliers de spectres, ces relevés ont pu recenser de nombreuses propriétés sur les galaxies proches ($z \lesssim 0.6$) mais aussi révéler comment le taux de formation stellaire, la métallicité, les populations d'étoiles et la morphologie variaient avec l'environnement, la masse et le redshift (Gómez et al., 2003; Brinchmann et al., 2004; Kauffmann et al., 2003, 2004; Blanton & Moustakas, 2009; Baldry et al., 2012; Liske et al., 2015; Lange et al., 2016; Moffett et al., 2016). Ils ont également permis de cartographier avec une précision sans précédent les distributions de matière baryonique et noire dans l'Univers Local (e.g. Beutler et al., 2011; Blake et al., 2011; Anderson et al., 2012; Alam et al., 2017). Nous présentons par exemple dans la figure 2.1 la comparaison de différentes mesures et de prédictions pour le relevé Taipan du taux de croissance des structures $f\sigma_8$ en fonction du redshift. Cela montre que des mesures précises à bas redshift telles qu'avec Taipan permettront de confirmer ou de contredire des modèles théoriques de la gravité.

Enfin, il est à noter que ces programmes d'observation (dans l'optique) ont permis de créer de conséquents catalogues de données publiques qui bénéficient à l'ensemble de la communauté astrophysique.

Cependant, ces relevés spectroscopiques à fibres souffrent de nombreux inconvénients. Le pouvoir statistique de ces relevés vient au prix de traiter les galaxies comme des points sources : les parties centrales de la galaxie sont intégrées, ainsi les structures internes bi-dimensionnelles ne peuvent être précisément mesurées. À chaque objet correspond une fibre et un spectre intégré. De plus les objets doivent être sélectionnés et ciblés *a priori* ce qui génère des biais de sélection dans les catalogues. Enfin, l'ouverture des fibres correspond à des tailles physiques de galaxies et dépend donc du redshift.

2.1.2 La spectroscopie à champ intégral

Alternativement, avec l'avancement de la technologie, des techniques ont été développées donnant naissance à *l'imagerie spectroscopique* permettant de couvrir simultanément des informations spatiales et spectrales. De là, naissent les spectrographes à champ intégral (*Integral-Field Spectrographs* ou IFS) qui sont idéaux pour étudier des objets résolus sur toute leur étendue spatiale, mais nécessitent toutefois le pointage explicite de ceux-ci. Au cours des dernières années, le développement fructueux de relevés d'IFS (doté d'un pouvoir de résolution $\mathcal{R} \equiv \lambda/\Delta\lambda \gtrsim 1500$) non limités par des fibres uniques couvrant uniquement la partie centrale des galaxies, ont permis de fournir des propriétés spectroscopiques résolues de galaxies pour des grands champs de vue. On peut notamment citer le relevé SAURON (de Zeeuw et al., 2002) qui a cartographié le gaz, les populations d'étoiles et la cinématique de 72 galaxies proches ($z \leq 0.01$) de type précoce. Il y a également

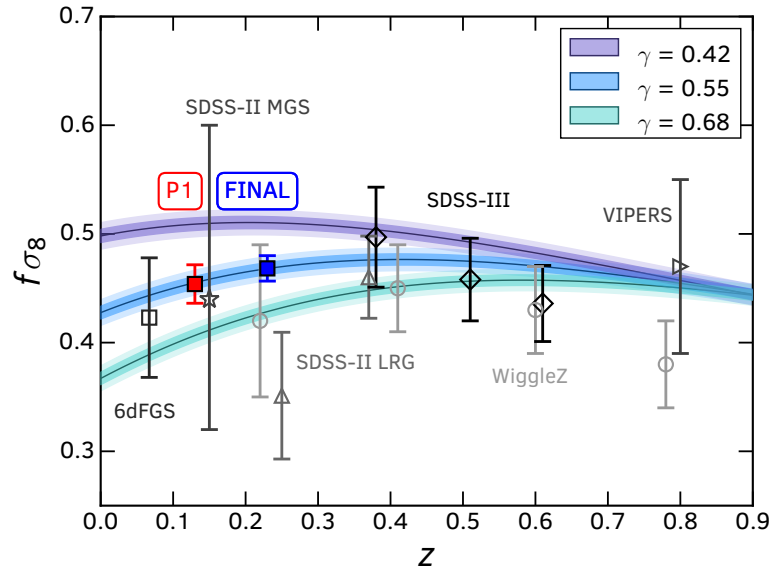


FIGURE 2.1: Comparaison de plusieurs mesures et prédictions pour la mesure de $f\sigma_8$ en fonction du redshift pour différents relevés de galaxies. Les carrés colorés montrent les prédictions de la phase 1 (rouge) et final (bleu) de Taipan. Les autres points et leur barres d'erreurs sont des mesures déjà existantes des relevés 6dFGS, SDSS-III BOSS-DR12, SDSS-II MGS, SDSS-II LRG et WiggleZ. Les bandes de couleurs indiquent le taux de croissance obtenu avec différentes théories de la gravitation. La valeur $\gamma = 0.55$ étant très proche de celle prédite à partir de la Relativité Générale pour le modèle Λ CDM. Figure de [da Cunha et al. \(2017\)](#).

eu le relevé ATLAS^{3D} ([Cappellari et al., 2011b](#)) comptant 260 galaxies de type précoce. Ces deux relevés ont par exemple permis d'introduire un nouveau schéma de classification cinématique ([Emmellem et al., 2007, 2011](#)). Le relevé CALIFA ([Sánchez et al., 2012](#)) inclut quant à lui des galaxies à la fois précoces et tardives et totalise un sondage de 600 galaxies. Des relevés plus larges, encore en cours, ont fait leur apparition tels que SAMI ([Croom et al., 2012](#)), observant un total de 3400 galaxies, et MaNGA ([Bundy et al., 2015](#)) qui observera un total de 10 000 galaxies (cf. tableau 2.1). Nous détaillerons plus longuement ce dernier relevé et ses données dans le Chapitre 5. Nous faisons remarquer que l'ensemble de ces relevés observent des objets à des redshifts relativement faibles (en comparaison avec les relevés à fibres qui couvrent des redshifts jusqu'à $z \sim 3.5$).

L'ensemble de ces relevés de l'Univers Local joue un rôle majeur dans la compréhension de la nature des galaxies. Les seules différences entre ces relevés apparaissent d'un point de vue technique (résolution, taille, sélection de l'échantillon). Généralement, tout relevé tente de sélectionner un échantillon le plus représentatif possible de la population des galaxies à bas redshift. En pratique les critères de sélection diffèrent d'un relevé à l'autre. Dans le cas de MaNGA et SAMI, le critère principal est de couvrir le plus de masse de galaxies possible. Le critère de sélection du relevé CALIFA est quant à lui basé sur la taille optique des objets *i.e.* le diamètre D_{25} ce qui garantit que toutes les galaxies sont observées dans leur partie optique. Atlas^{3D} a adopté un critère de sélection différent pour répondre à leur question scientifique principale qui est de comprendre la formation des bulbes et des galaxies de type précoce. Ce relevé a ainsi observé de tels objets jusqu'à ~ 42 Mpc formant l'échantillon d'étude à plus bas redshift comparé aux relevés précédents. Le tableau 2.1 nous permet

TABLE 2.1: Comparaison entre des relevés de IFS (Bundy et al., 2015).

Relevé	MaNGA	SAMI	CALIFA	Atlas ^{3D}
Taille des catalogues	10,000	3,400	600	260
Sélection	$M > 10^9 M_\odot$	$M > 10^{8.2} M_\odot$	$45'' < D_{25} < 80''$ (1)	$M \gtrsim 10^{9.8} M_\odot$
Redshift	0.01–0.15	0.004–0.095	0.005–0.03	$z \lesssim 0.01$
Couverture radiale	$1.5\text{--}2.5 r_e$ (1/3)	$1\text{--}2 r_e$	$> 2.5 r_e$	$< 1 r_e$
S/N à $1 r_e$ (2)	15–30	10–30	~ 30	15
Couverture spectrale (Å)	3600–10300	3700–7350	3700–7500	4800–5380
Résolution (km s ⁻¹)	50–80 km/s	75–28 km/s	85–150 km/s	105 km/s
Taille d'un Spaxel	$2.0''$	$1.6''$	$2.7''$	$1''$
Nombre de Spaxel / objet	$< 5 \times 127$ (3)	3×61	3×331	1431
Taille du télescope	2.5m	3.5m	3.5m	4.2m

(1) La grandeur D_{25} est reliée à la donnée de SDSS "isoA-r" qui correspond au diamètre du grand axe de l'isophote mesurée dans la bande r à une magnitude $AB = 25$ mag arcsec⁻².

(2) Ratio signal sur bruit par spaxel dans la bande r .

(3) Pour le relevé MaNGA, il y a 17 galaxies qui sont observées en simultanée avec un nombre de fibres différents : 5 sont observées avec 127 fibres (5x127), 2x91, 4x61, 4x37 et 2x19

de comparer ces différents relevés. Tandis que Atlas^{3D} fournit le relevé avec le meilleur échantillonnage spatial pour chaque galaxie, sa couverture spectrale est limitée mais également son champ de vue comparé à la taille des galaxies observables.

Pour MaNGA, le nombre de galaxies observées est le principal avantage puisque ce relevé sera en mesure de fournir une moyenne des propriétés caractéristiques pour chaque type de galaxie avec la meilleure signification statistique. L'inconvénient majeur de ce relevé est que l'ensemble de l'observation des galaxies ne se fera pas avec le même nombre de fibres et par conséquent l'échantillonnage spatial sera différent d'une observation à l'autre.

Dans le cas de SAMI, l'avantage réside en la couverture la plus large des masses des galaxies combinée à la meilleure résolution spectrale dans le domaine du "rouge" ($\lambda \gtrsim 6000$ Å). L'inconvénient est que la grande couverture en redshift implique un échantillonnage spatial différent pour les galaxies observées.

Finalement, dans le cas de CALIFA, ce dernier fournit la plus grande couverture spatiale comparé à la taille des galaxies. Cependant, l'échantillon reste assez limité en taille comparé à SAMI ou MaNGA. Au final, c'est la conjonction de ces relevés qui permet de mieux comprendre la nature et les propriétés des galaxies de l'Univers Local.

Nous présentons par exemple dans la Figure 2.2, une galaxie observée avec le relevé MaNGA. La haute résolution de cet instrument permet entre autre de contraindre précisément la cinématique interne des galaxies proches mais aussi d'en mesurer les propriétés morphologiques et spectrales (Bundy et al. (2015)).

Contrairement à l'ensemble de ces spectrographes qui sont intrinsèquement forcés de cibler les objets, des IFS dit *panoramiques* peuvent être utilisés pour conduire des relevés non-ciblés. On peut citer par exemple l'instrument MUSE (Bacon et al., 2010) : un puissant IFS monté sur le *Very Large Telescope* (VLT). MUSE a entre autres, pu sonder l'évolution de la cinématique du gaz des galaxies à faible masse ($M_\star \leq 10^{10} M_\odot$) jusqu'à $z = 1.4$ sur le *Hubble Deep Field South* (HDFS) (Contini et al.,

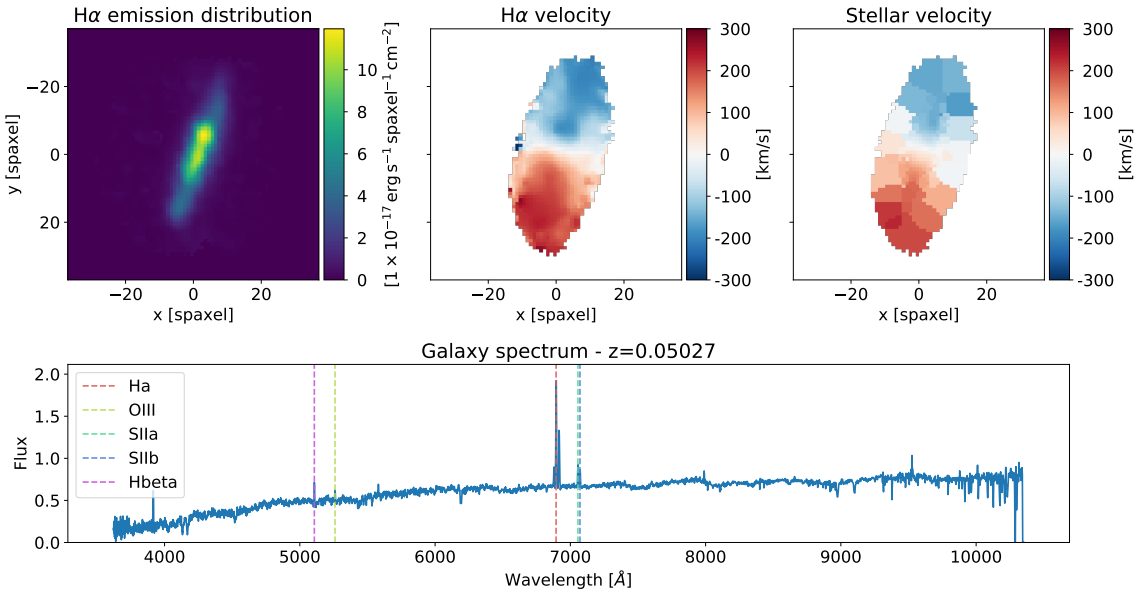


FIGURE 2.2: Galaxie '8944-12702' observée à $z = 0.05027$ avec le relevé MaNGA. *Haut droite* : distribution spatiale du gaz $H\alpha$ ($6564 \text{ \AA}$). Carte des champs de vitesse du gaz $H\alpha$ (*Haut milieu*) et stellaire (*Haut droite*). *Bas* : Spectre de la galaxie mesuré sur le spaxel centré en (0,0) où les principales raies d'émission sont tracées en pointillé. Le flux du spectre est exprimé en $10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ spaxel}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

2016).

Globalement, malgré leur habilité à résoudre précisément la cinématique et la morphologie des galaxies, les relevés de spectroscopie 3D (IFS) restent limités du fait de la sélection des objets, de l'observation de faibles portions du ciel et d'importantes contraintes de temps et coûts d'observation pour acquérir des échantillons représentatifs.

2.1.3 D'autres techniques

D'autres instruments ont bien évidemment contribué à étudier la nature et l'évolution des galaxies tels que les spectrographes à fente longue et les interféromètres Fabry-Pérot (FP).

Spectroscopie à fente

Nous avons déjà évoqué cette technique bien connue dans le chapitre précédent, qui consiste à utiliser une fente (orientée dans l'idéal le long de l'axe principal de la galaxie) et à disperser la lumière avec un prisme ou autre élément dispersif. C'est ainsi la taille de la fente qui détermine la résolution spectrale. Cette technique est efficace pour mesurer les RCs des galaxies en utilisant la raie $H\alpha$ et un grand nombre de ces dernières sont disponibles dans la littérature (e.g. Mathewson et al., 1992) avec 965 RCs, Mathewson & Ford (1996) avec 1051 RCs, Courteau (1997) avec 304 RCs et Dale et al. (1997, 1998, 1999) avec 522 RCs. Cependant, cette technique permet d'obtenir uniquement de l'information unidimensionnelle et donc ne peut pas résoudre spatialement le champ de vitesse bi-dimensionnel de la galaxie. En général, la taille de la fente est adaptée au *seeing* équi-

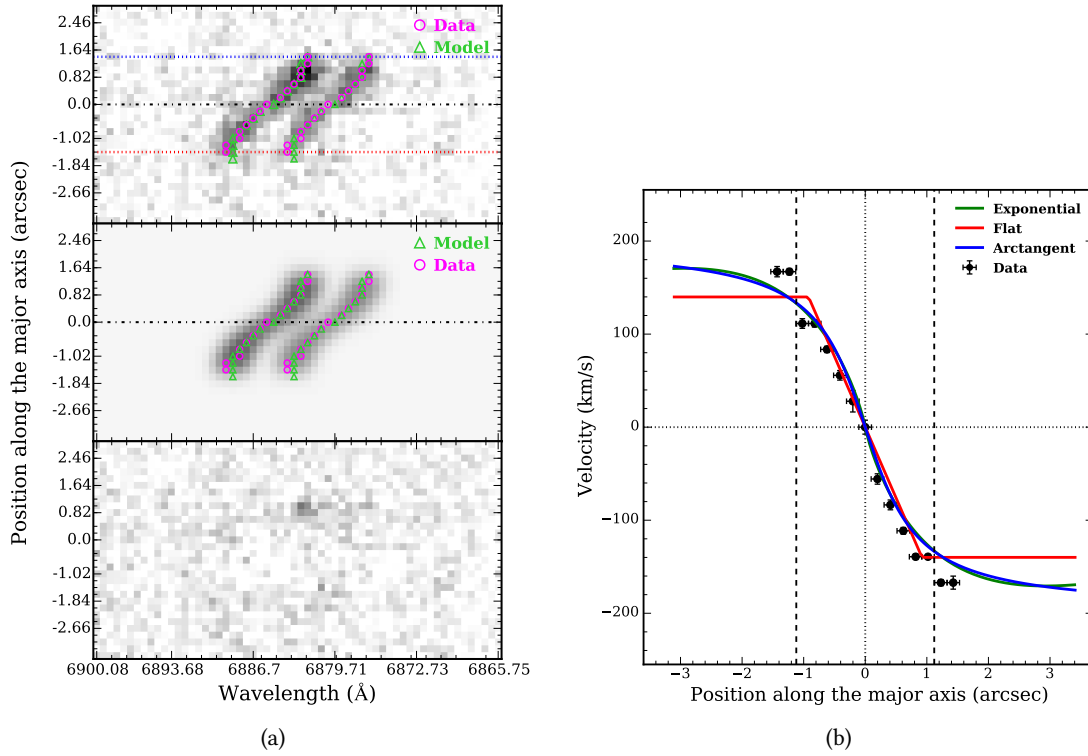


FIGURE 2.3: Observation d’une galaxie émettrice d’un doublet [O II] à $z \sim 0.9$ en spectroscopie à fente longue avec l’instrument VIMOS-HR avec un pouvoir de résolution $\mathcal{R}=2500$ (équivalent à une résolution spectrale $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ à $z = 0.9$) et de fente d’épaisseur $1''$. (a) du haut vers le bas : spectre 2D observé centré sur le doublet [O II] dont le continuum a été soustrait, meilleur modèle ajusté en simulant les raies d’émissions et la courbe de rotation de la galaxie et carte des résidus suivant la même échelle que les données. (b) courbe de rotation à haute résolution ajustée avec différents modèles. Les deux barres verticales en *pointillé* indiquent la position du rayon $r_{2.2}$ auquel la vitesse de rotation est mesurée. Figure de Pelliccia et al. (2017).

valent à la largeur à mi-hauteur de la fonction d’étalement du point (*Point Spread Function* - PSF) atmosphérique qui témoigne de la turbulence atmosphérique.

Le développement des spectrographes à fentes multiples tel que le VLT-VIMOS (Le Fèvre et al., 2003) a offert la capacité de mesurer la cinématique d’un grand nombre de galaxies à bas et grand redshift sur des champs de vue importants ($4 \times 7' \times 8'$). Nous présentons dans la figure 2.3 une observation d’une galaxie réalisée avec l’instrument VIMOS-HR et l’ajustement de sa courbe de rotation (Pelliccia et al., 2017).

Cette étude montre l’efficacité de la spectroscopie multi-fente pour sonder des champs profonds. Même si la spectroscopie 3D permet d’obtenir des cartes 2D très précises des champs de vitesses des galaxies, la spectroscopie multi-fente reste un bon compromis complémentaire pour observer la cinématique des galaxies au sein de grands champs cosmologiques. VIMOS permet par exemple d’observer 120 galaxies par exposition dans un champ large de $4 \times 7' \times 8'$, bien plus grand que les champs de vue de KMOS (Wisnioski et al., 2015) ($2' \times 2'$) ou MUSE ($1' \times 1'$).

NGC 2748

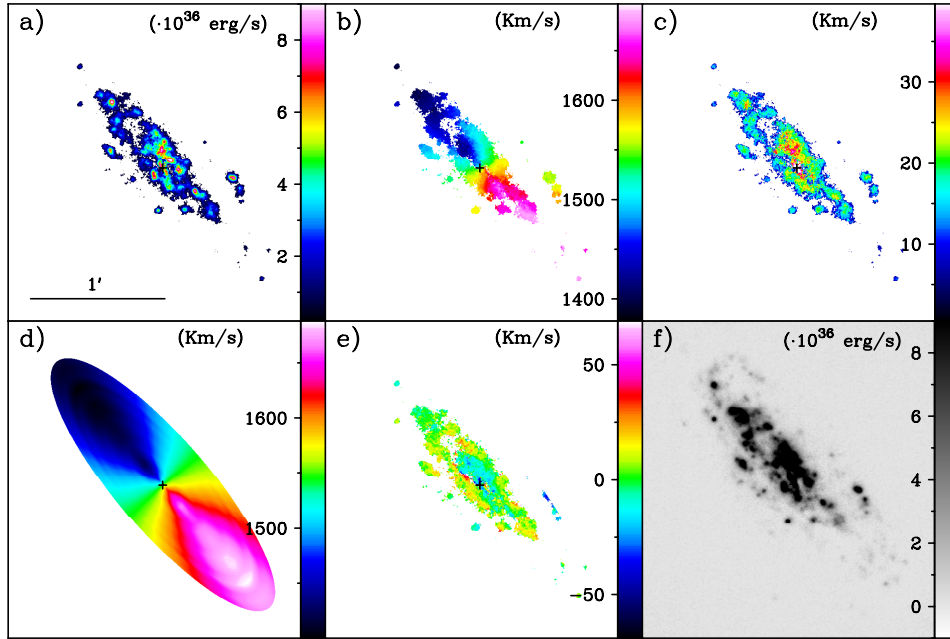


FIGURE 2.4: Résultats obtenues à partir de l'analyse de cube de données Fabry-Pérot de la galaxie NGC 2748 observée avec l'instrument GH α FaS. (a) Carte du flux H α , (b) carte du champ de vitesses, (c) carte de la dispersion des vitesses, (d) modèle du champ de vitesse, (e) mouvements non circulaires de la galaxie, (f) image en bande étroite autour du H α . Figure de [Erroz-Ferrer et al. \(2015\)](#).

Interféromètre Fabry-Pérot

Contrairement à la spectroscopie à fente longue, la technique de l'interférométrie Fabry-Pérot permet d'obtenir des mesures de vitesse sur toute l'étendue spatiale de la galaxie et donc fournir la carte 2D complète du champ de vitesse. Les observations de la raie H α avec cette technique ont été utilisées depuis 40 ans ([Tully, 1974](#); [de Vaucouleurs & Pence, 1980](#)), et ont permis de mesurer les champs de vitesse de galaxies proches et de créer des RCs à haut signal sur bruit pour des galaxies spirales. Cependant, il n'existe pas de grand échantillon de champ de vitesse 2D dans le domaine de l'optique avec la technique de FP. Le plus important relevé est le *Gassendi H α survey of SPirals* (GHASP, [Garrido et al. \(2002\)](#); [Epinat et al. \(2008\)](#)) qui consiste en un catalogue de 203 galaxies spirales et irrégulières. Bien que cette méthode d'observation soit idéale pour détecter les petites structures au sein des champs de vitesse des galaxies grâce à la résolution spatiale et spectrale qu'elle offre, elle est très coûteuse en temps d'observation (environ 2h comparé à 10 minutes pour la spectroscopie à fente). De plus, l'observation et la réduction des données restent très compliquées.

Sur la figure 2.4, nous présentons la reconstruction du champ de vitesse et de la dispersion des vitesses à partir de données Fabry-Pérot de l'instrument GH α FaS ([Hernandez et al., 2008](#)). Grâce à la très bonne résolution de l'instrument ($\sim 15 \text{ km s}^{-1}$), il est possible de cartographier les structures du champ de vitesse mais également les mouvements non circulaires de la galaxie.

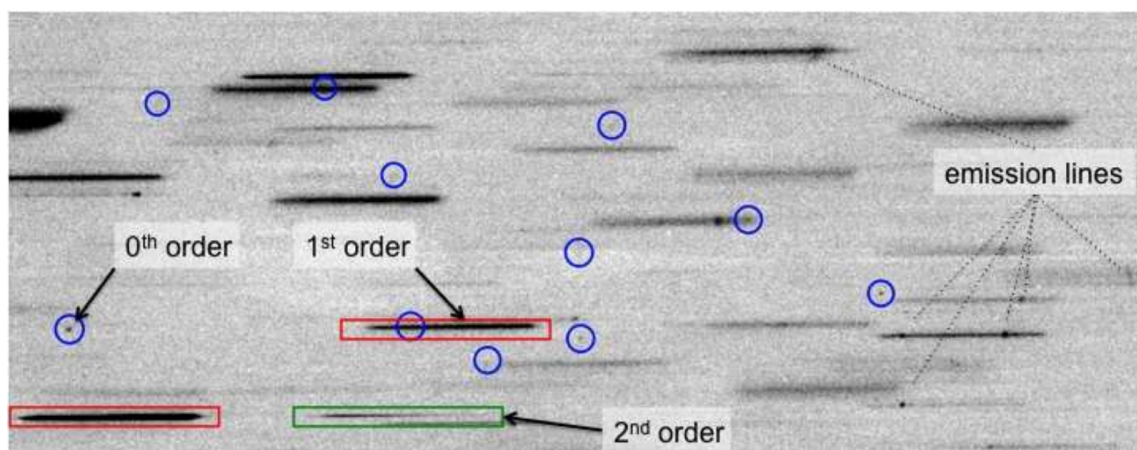


FIGURE 2.5: Un exemple de champ de galaxies dispersées par le grism G141 du relevé WISP. Les rectangles rouges et verts indiquent les premiers et seconds ordres de spectres dispersés. Les cercles bleus marquent la position des ordres zéros, reflétant dans certains cas de la contamination sur d'autres spectres. Il est à noter que l'ordre zéro est similaire à l'image de la galaxie en photométrie. Quelques raies d'émission sont également indiquées et se visualisent comme des "blobs" sur les spectres dispersés. Figure de [Atek et al. \(2010\)](#).

2.2 Introduction à la spectroscopie sans fente

2.2.1 L'instrument

La spectroscopie sans fente est une technique utilisée en astronomie qui utilise un élément à pouvoir dispersif dans un faisceau pour produire une image dispersée du ciel. Étant donné que la spectroscopie sans fente se passe d'une ouverture pour limiter l'extension spatiale de la lumière incidente, le spectre bi-dimensionnel observé peut être pensé comme une convolution entre la distribution spatiale de l'objet et son spectre (nous reviendrons sur la reconstruction de ce spectre dispersé plus précisément dans la section 2.3). La position des objets dans le ciel ainsi que leurs tailles et formes, définissent alors des *fentes virtuels* le long de la direction de dispersion et contrôlent la résolution spectrale en analogie avec la spectroscopie à fente longue ou multi-fente. L'élément disperseur peut être un prisme ou un grism qui est la combinaison d'un réseau et d'un prisme. En pratique, nous faisons remarquer que la plupart des spectrographes sans fente privilégient l'utilisation d'un grism. Dans ce cas, l'ordre zéro ainsi que tous les ordres (négatifs et positifs) sont alors présents à plus ou moins forte intensité. Selon la conception du grism, l'ordre zéro ainsi que les ordres supérieurs ont une transmission plus faible que l'ordre principal (usuellement l'ordre 1 nommé '+1'). Enfin, puisque tous les objets du champ de vue sont dispersés, les spectres observés peuvent se superposer entre objets et entre ordres de dispersion. Dans tout la suite de cette thèse, nous nommerons par *spectrogramme* le spectre dispersé d'un objet en spectroscopie sans fente.

Avantages

- ✓ Facilité de la conception instrumentale : il suffit de placer un élément dispersif (prisme ou grism) à la place d'un filtre au sein d'un imageur.

- ✓ Un important champ de vue et une très forte capacité au multiplexage (cf. figure 2.5) générant des catalogues conséquents de l'ordre de 100 000 (avec des champs de vue allant jusqu'à $\sim 600 \text{ arcmin}^2$) pour les relevés récents et supérieurs à 15 millions d'objets pour les futurs relevés.
- ✓ Contrairement aux relevés utilisant des fentes ou des fibres, l'absence de fente permet d'obtenir des relevés à flux limité avec une grande précision spectro-photométrique sans perte de flux.
- ✓ Simplicité des observations : cette technique ne se préoccupe pas de toutes les contraintes de prévisions observationnelles ou encore des planifications pour le ciblage d'objets (tels que des masques pour les spectrographes à fente, le placement des fibres etc.). Il y a par conséquent moins (ou pas du tout) de biais de sélection.
- ✓ Le faible bruit de fond pour les instruments dans l'espace rend la spectroscopie sans fente compétitive avec des installations au sol de spectroscopie à fente.

Inconvénients

- ✗ L'absence d'un échantillonnage spatial indépendant avant la dispersion spectrale implique deux problèmes majeurs de contamination. *L'inter-contamination* : le signal d'un spectre est potentiellement pollué par la superposition des spectrogrammes d'objets voisins (mais également avec les spectres d'ordres supérieurs, cf figure 2.5). *L'auto-contamination* : la résolution spectrale effective est directement reliée à la taille et à la forme de l'objet résolu dans la direction de dispersion (cf. figure 2.6) et la lumière émise d'une partie d'une source peut contaminer celle émise d'une autre région de cette même source suivant la direction de dispersion (cf. figure 2.7). Ces deux effets peuvent donc rendre très difficile la réduction des données et dégradent directement la précision sur la mesure du redshift.
- ✗ Les spectrographes sans fente au sol souffrent de la dispersion du fond du ciel qui pollue grandement les données et dégradent le signal-sur-bruit (SNR).
- ✗ Les raies d'absorption sont très rarement détectées (du fait d'un SNR trop faible et de l'auto-contamination) et les indicateurs des raies d'émission dans l'optique sont non résolus (par exemple $[\text{O II}]\lambda\lambda 3727, 3729, \text{H}\alpha + [\text{N II}]$).

Dans la figure 2.6, nous présentons l'observation d'une galaxie du relevé GLASS (Schmidt et al., 2014; Treu et al., 2015). Dans le spectrogramme, nous pouvons observer les tâches centrales qui représentent les raies $\text{H}\alpha + [\text{S II}]$. Nous pouvons noter que la taille de celles-ci est directement reliée à l'extension spatiale de la galaxie. Enfin, nous remarquons que la largeur des raies du spectre 1D reconstruit est également corrélée avec la taille de la galaxie : c'est l'effet d'auto-contamination en spectroscopie sans fente.

2.2.2 Les relevés passés et présents

La spectroscopie sans fente est une technique déjà assez vieille. En effet, celle-ci a été développée il y a plus de 120 ans, pour détecter des cibles à faible émission, à l'Observatoire de Lick avec le *Slitless Quartz Spectrograph* installé sur le Télescope Crossley (Palmer, 1903). Cette technique fut après cela affinée afin de relever les vitesses radiales de nébuleuses extra-galactiques (Mayall, 1936).

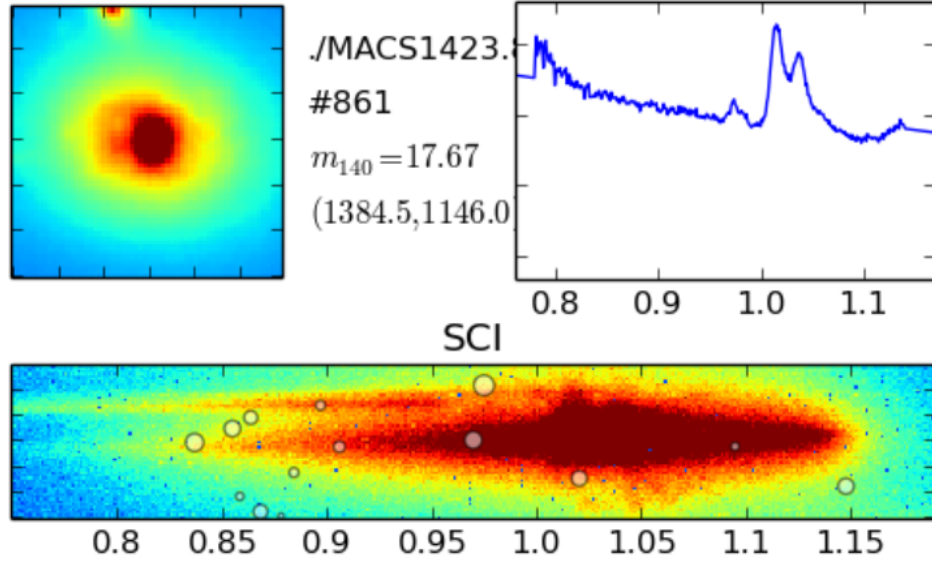


FIGURE 2.6: Observation d’une galaxie à un redshift $z = 0.545$ en spectroscopie sans fente au sein du relevé GLASS. *Haut gauche* : photométrie de la galaxie prise avec l’instrument WFC3. *Haut droite* : estimation du spectre 1D de la galaxie. *Bas* : spectrogramme observé avec le grism G102. Nous soulignons que la taille de la galaxie est dégénérée avec la forme des grands blobs à la position des raies d’émission $H\alpha$ et $[S II]$ dans le spectrogramme. L’échelle de longueur d’onde est en μm . Figure prise du relevé GLASS (Schmidt et al., 2014; Treu et al., 2015).

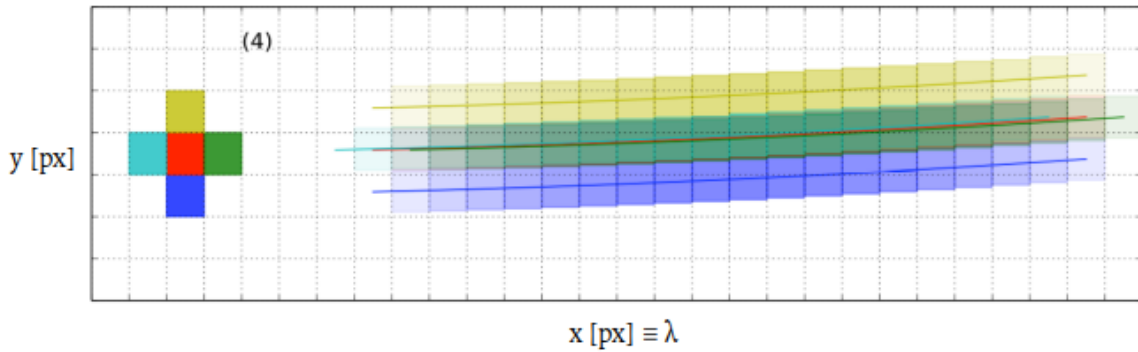


FIGURE 2.7: Illustration mettant en évidence l’auto-contamination en spectroscopie sans fente. L’axe horizontal indique la direction de dispersion (correspondant à une dimension spectro-spatiale) tandis que l’axe vertical correspond à une dimension spatiale. Si un objet possède des variations dans la distribution spatiale de son flux (*gauche*, équivalent à l’image en photométrie large-bande de la figure 2.6), le spectrogramme résultant (*droite*) mélange celles-ci avec l’information spectrale dans la direction de dispersion. Figure de <https://jwst-docs.stsci.edu/methods-and-roadmaps/jwst-slitless-spectroscopy>.

Ces relevés permettaient de mesurer des raies d'émissions à basse résolution spectroscopique dans l'ultraviolet (UV) et l'optique ($\lambda < 5000 \text{ \AA}$). De nombreux autres relevés ont été effectués au cours des décennies (e.g. [Markarian, 1967](#); [Smith, 1975](#); [MacAlpine et al., 1977](#); [Wasilewski, 1983](#)), aidant à cataloguer des quasars et des galaxies à raies d'émission. Ils ont également permis la recherche d'étoiles jeunes et leur rôle dans la formation de la Voie Lactée ([Dahm, 2005](#)).

Il est à noter que les relevés à grism sont significativement plus robustes et fiables que les relevés de redshift photométriques (e.g. [Schmidt et al., 1986](#)). De plus, en comparaison avec la spectroscopie à fente ou fibres, la spectroscopie sans fente ne souffrant pas de perte de lumière et n'ayant pas de limitation spatiale, elle est plus efficace pour collecter la lumière. Cependant, aussi efficaces que ces relevés soient, pour parvenir à observer des objets à grand redshift, à faible luminosité ou émettant plusieurs raies d'émission, afin de tenter d'extraire d'autres informations astrophysiques que le redshift, ces relevés restent très limités au sol. En effet, à des longueurs d'ondes plus importantes ($\lambda > 8000 \text{ \AA}$), la luminosité du ciel avec ses raies d'émission combinée aux limitations de l'absorption de l'atmosphère, restreint grandement ces relevés.

C'est avec l'avènement des observations spatiales et l'installation de nouveaux instruments sur HST que les relevés de spectroscopie sans fente ont connu une renaissance ces deux dernières décennies. L'étude dans l'espace avec HST a permis de s'affranchir de toutes les limitations liées aux observations au sol. Ce renouveau a démarré avec les instruments *Space Telescope Imaging Spectrograph* (STIS) ([Kimble et al., 1998](#)) et *Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer* (NICMOS) ([Thompson et al., 1998](#)) qui ont permis pour la première fois d'observer des spectrogrammes bi-dimensionnels en spectroscopie sans fente dans l'ultraviolet et l'optique (STIS) et l'infrarouge (NICMOS) avec des relevés tels que [Gardner et al. \(1998\)](#) et [McCarthy et al. \(1999\)](#). Il s'en est suivi l'instrument *Advanced Camera for Surveys* (ACS) ([Sirrianni et al., 2005](#)). Ce dernier a offert la possibilité d'étendre les observations avec des relevés à grism parallèles aux observations primaires de HST tel que APPLS ([Pasquali et al., 2003](#)), GRAPES ([Pirzkal et al., 2004](#)), PEARS ([Pirzkal et al., 2009](#)), 3D-HST ([Momcheva et al., 2016](#)) et GLASS ([Treu et al., 2015](#)). Enfin, avec l'addition du *Wide Field Camera 3* (WFC3) et sa couverture spectrale allant de 2000 à 17500Å (avec 3 grisms), les observations avec ce dernier sont devenues la pierre angulaire dans la production de données pour les grands relevés. Les principaux sont le *WFC3 Infrared Spectroscopic Parallel Survey* (WISPS) ([Atek et al., 2010](#)), 3D-HST ([Brammer et al., 2012](#)), le *Grism-Lens Amplified Survey from Space* (GLASS) ([Schmidt et al., 2014](#)) et le *Faint Infrared Grism Survey* (FIGS) ([Pirzkal et al., 2017](#)). Nous présentons dans le tableau 2.2 un résumé des propriétés des différents instruments et relevés cités précédemment mais également pour les futurs relevés.

Les observations sous plusieurs angles

L'observation d'un même objet en spectroscopie sans fente sous différents angles de dispersion possède de nombreux avantages. Premièrement, comme l'illustre la figure 2.8, nous remarquons que la dispersion des spectres de plusieurs objets voisins sous différents angles permet de lever des dégénérescences et ainsi d'aider aux méthodes de décontamination. Comme le montre encore cette figure, si le spectrographe dispersait uniquement suivant un angle α et un angle $\alpha + 180$, les spectrogrammes étant toujours superposés, il n'y a pas de grand gain pour aider à la décontamination. C'est généralement en dispersant à des angles orthogonaux ($\alpha + 90$) que cette méthode devient la plus intéressante pour lever la dégénérescence entre spectres.

Enfin, il faut tout d'abord noter que les propriétés intrinsèques de la galaxie sont les mêmes

TABLE 2.2: Propriétés des instruments des relevés passés, présents et à venir en spectroscopie sans fente (liste non exhaustive).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
GPS ^a -HST	NICMOS(IR)-G141	11000–19000	0.20	80	100	33
APPLES ^b -HST	ACS-G800L	5500–10500	0.05	38.5	105	1000
GRAPES ^c -HST	ACS-G800L	5500–10500	0.05	38.5	105	5000
PEARS ^d -HST	ACS-G800L	5500–10500	0.05	38.5	105	10 000
HST	WFC3(UVIS ^e)-G280	1900–5500	0.13	13	140	-
3DHST ^f -HST	WFC3(IR)-G141	10000–17500	0.13	46.5	150	100 000
GLASS ^g -HST	WFC3(IR)-G102	7500–11500	0.13	24.5	195	2000 (x2 angles)
FIGS ^h -HST	WFC3(IR)-G102	7500–11500	0.13	24.5	195	2000(x5 angles)
JWST ⁱ	NIRISS (2021)	6000–23000	0.065	10	725	-
EUCLID ^j	NISP-R (2022)	12500–18500	0.30	13	595	30 000 000 (*)
WFIRST ^k	GRS (2028)	10000–19500	0.11	11	670	18 000 000 (*)

(1) Relevé et télescope, (2) instrument et grism, (3) couverture spectrale (en Å), (4) résolution spatiale (en arcsec px⁻¹), (5) FWHM de l'élément de résolution $\Delta\lambda$ (en Å), (6) pouvoir de résolution spectral $\mathcal{R} \equiv \lambda/\Delta\lambda$, (7) nombre de galaxies observées, (*) nombre de galaxies prévues.

(^a) HST Grism Parallel survey [Thompson et al. \(1998\)](#), (^b) [Pasquali et al. \(2003\)](#), (^c) [Pirzkal et al. \(2004\)](#), (^d) [Straughn et al. \(2008\)](#); [Pirzkal et al. \(2009\)](#), (^e) [Kuntschner et al. \(2010\)](#), (^f) [Brammer et al. \(2012\)](#); [Momcheva et al. \(2016\)](#), (^g) [Schmidt et al. \(2014\)](#); [Treu et al. \(2015\)](#), (^h) [Pirzkal et al. \(2017\)](#), (ⁱ) [Doyon et al. \(2012\)](#), (^j) [Grupp et al. \(2012\)](#), (^k) [Spergel et al. \(2015\)](#).

quelle que soit la direction de dispersion. Nous verrons (cf. Chapitre 4) qu'il est extrêmement intéressant de considérer chacun de ses spectres dans leur ensemble et non pas individuellement comme les pipelines d'analyse standard le font. Nous montrerons que cette approche permet d'améliorer la précision sur la mesure de paramètres globaux de la galaxie tels que le redshift.

TABLE 2.3: Résumé des caractéristiques instrumentales de l'instrument VIS ([Laureijs et al., 2011](#)).

Instrument VIS	
Champ de vue	$0.787 \times 0.709 \text{ deg}^2$
Détecteurs	36 CCD 4000×4000 pixels
Résolution spatiale	$0.1''$
Bande passante	5500–9000Å
Magnitude limite	$m_{AB} = 24.5$ (source de $1''$ avec SNR=10)

2.2.3 Les instruments de la mission Euclid

VIS

Dans le but d'étudier le lentillage gravitationnel, il est nécessaire de mesurer la modification de la forme des galaxies due au potentiel gravitationnel. Pour y parvenir, Euclid aura à son bord l'*Instrument Imageur Visible* (VIS), un imageur dans le visible pour assurer la photométrie de haute

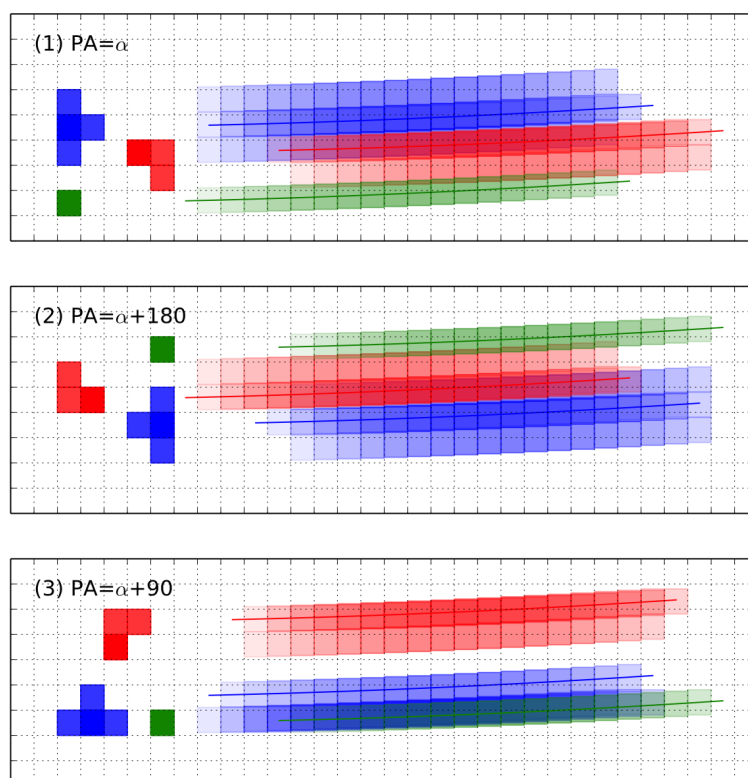


FIGURE 2.8: Exemple de dispersion suivant plusieurs directions de dispersion pour améliorer la décontamination. Sur l'image du *haut*, les spectrogrammes se superposent. En tournant le disperseur avec un angle de 180° (*milieu*), la contamination est toujours présente mais différente. Tandis qu'en dispersant selon une direction orthogonale (*bas*), le spectrogramme est partiellement décontaminé. Figure de <https://jwst-docs.stsci.edu/methods-and-roadmaps/jwst-slitless-spectroscopy>.

qualité. Cet imageur aura un champ de vue de 0.7 deg^2 soit environ 100 fois plus que celui de HST (cf. tableau 2.3).

NISP

Le *Near Infrared Spectrometer and Photometer* (NISP) est un spectro-photomètre visant à observer des galaxies essentiellement dans la gamme de redshift $0.9 < z < 1.8$. En plus de mesurer des redshifts en spectroscopie sans fente, la partie photométrique contribuera à la mesure des redshifts photométriques pour les galaxies observées avec l'instrument VIS. Cet instrument comprend ainsi à la fois un imageur dans l'infrarouge proche (NISP-P) et un spectrographe sans fente (NISP-S). Comme on peut le voir sur la figure 2.9, une première roue à filtre (NI-FWA) accueillera les différents filtres optiques qui serviront aux observations en mode photométrique dans les bandes Y, J et H dont les courbes de transmission sont présentées. Les mesures en spectroscopie seront réalisées grâce à une seconde roue à grisms (NI-GWA) : trois positions pour les grisms rouges avec différentes directions de dispersions et une position pour le grism bleu. Enfin, nous présentons les caractéristiques du NISP dans le tableau 2.4.

Étant donné les problèmes de contamination intrinsèque à la technique de spectroscopie sans fente, pour mesurer un tel nombre de galaxies, il sera nécessaire d'obtenir des observations du même

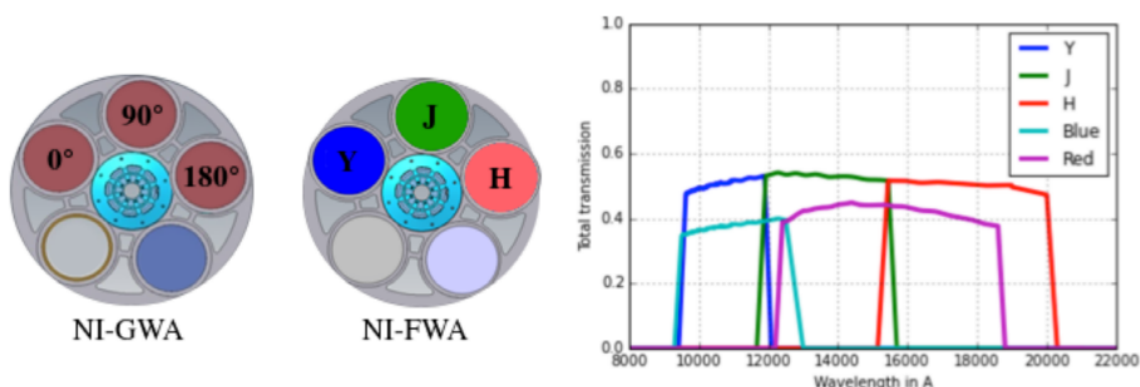


FIGURE 2.9: *Gauche* : Roues à grism (NI-GWA) et à filtre (NI-FWA) et leur différentes positions. *Droite* : Loi de transmission des filtres de l'instrument NISP-P (Y, J et H) et des grisms de l'instrument NISP-S.

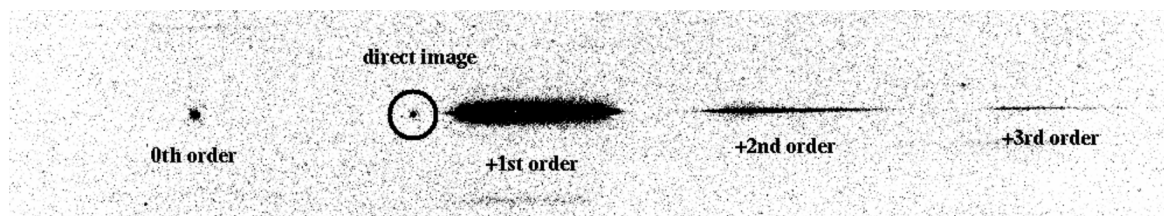


FIGURE 2.10: Observation d'une étoile standard (GD153) avec le grism G141 (à l'ordre 0, +1, +2 et +3) et avec le filtre F140W de l'instrument WFC3 (*cercle*) dont l'image a été superposée pour illustrer les différentes positions. Figure de [Kuntschner et al. \(2010\)](#).

champ sous différents angles de dispersion (0° , $+90^\circ$ et $+180^\circ$), d'où l'utilisation de trois grisms rouges au sein de NISP. De plus, la contamination peut être diminuée en découpant la couverture spectrale totale pour un même champ à l'aide de filtres : cela permettrait d'avoir des spectres moins longs (dans la direction de dispersion) tout en gardant un SNR presque constant autour des régions des raies d'émission ([Laureijs et al., 2011](#)).

Enfin, en plus de compléter les mesures des redshifts photométriques de l'instrument VIS, les images obtenues dans le proche infrarouge par le NISP-P pourront fournir la position des objets dans le champ et être alors utilisés pour la calibration en longueur d'onde (cf. figure 2.10). De plus, ces images donneront la taille et l'orientation des objets ce qui est nécessaire pour extraire le spectre unidimensionnel (*méthodes inverses* prévues la réduction des données du NISP, plus de détails dans la section 2.3.1).

Les relevés de la mission Euclid

Il faudra au moins 6 ans pour que la mission Euclid puisse réaliser ses différents relevés : le WIDE et le DEEP. Le relevé WIDE couvrira plus de $15\,000\text{ deg}^2$ du ciel en évitant systématiquement le plan de l'écliptique et le plan galactique, sources de fond du ciel trop important dans le visible et l'infrarouge et où la densité d'étoiles impacterait le relevé. Il sera complété par trois champs DEEP (un de 20 deg^2 et deux de 10 deg^2) qui seront observés à multiples reprises tous les mois.

TABLE 2.4: Résumé des caractéristiques instrumentales de l'instrument NISP (Laureijs et al., 2011).

Instrument NISP	
Champ de vue	$0.763 \times 0.722 \text{ deg}^2$
Détecteur	16 HgCdTe 2000×2000 pixels
Résolution spatiale	$0.3''$
Filtres photométriques	Y (9200–11460Å) J (11460–13720Å) H (13720–20000Å)
Magnitude limite photométrique	$m_{AB} = 24$ (source ponctuelle de SNR=5)
Grisms	1 bleu (9200–12500Å) 3 rouges (12500–18500Å) à des orientations différentes
Échantillonnage spectral	13 Å
Pouvoir de résolution ($\lambda/\Delta\lambda$)	380 pour une source de 0.5 arcsec
Limite de détection spectroscopique	$2 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (raie non résolue SNR=3.5)

Le relevé WIDE

En ce qui concerne le lentillage gravitationnel, Euclid mesurera la morphométrie de 30 galaxies/arcmin² dans une bande large du visible (R,I et Z : 5500–9200Å) jusqu'à une magnitude $AB_{\text{VIS}} = 24.5$ à $\text{SNR} > 10$. Les bandes photométriques du NISP-P (Y, J et H) serviront quant à elles à observer dans l'infrarouge jusqu'à une magnitude $AB_{Y,J,H} = 24$ à $\text{SNR} > 5$. Cependant, pour atteindre la précision demandée sur les redshifts photométriques pour le WL ($\sigma_z/(1+z) < 0.05$), ces observations devront être nécessairement complétées par d'autres relevés photométriques dans le visible au sol tels que : DES, KiDS, Pan-STARR, CFIS et LSST (Collaboration, 2005; de Jong et al., 2013; Kaiser et al., 2002; Iбата et al., 2017; Collaboration, 2012).

Enfin les oscillations baryoniques acoustiques seront reconstruites à partir des mesures de redshifts spectroscopiques grâce à l'instrument NISP-S. Étant donné la gamme spectrale des grisms, la raie d'émission $H\alpha$ sera la principale cible spectrale pour la détermination du redshift. Afin de mesurer plus de 30 millions de galaxies sur $15\,000 \text{ deg}^2$, Euclid mesurera plus de 2000 sources $H\alpha/\text{deg}^2$. Il est donc nécessaire de savoir quel doit être la sensibilité ou le flux minimal de la raie $H\alpha$ des galaxies observées avec cette condition sur la densité. La condition sur le signal sur bruit ($\text{SNR} > 3.5$) donne des garanties sur la détection correcte d'une galaxie. Pour cela, des modèles empiriques ont été étudiés permettant de faire des prédictions sur les fonctions de luminosité $H\alpha$ dans les gammes de redshift observées. Les modèles utilisés sont ceux de la figure 2.11 (Pozzetti et al., 2016) dont plus précisément le modèle 2. Étant donné ce dernier, la fonction de luminosité dans la gamme de redshift $0.9 < z < 1.8$ et la densité minimale de galaxies nécessaire, le seuil de détection est alors estimé à $F_{H\alpha} > 2 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Le relevé DEEP

Le relevé DEEP sera quant à lui de deux magnitudes plus profond que le relevé WIDE. Combiné à une taille de 40 deg^2 , cela donnera une opportunité unique de détecter des galaxies à grand SFR, à très grand redshift ($z > 7$), de mesurer l'ensemble de la fonction de luminosité $H\alpha$ et permettre

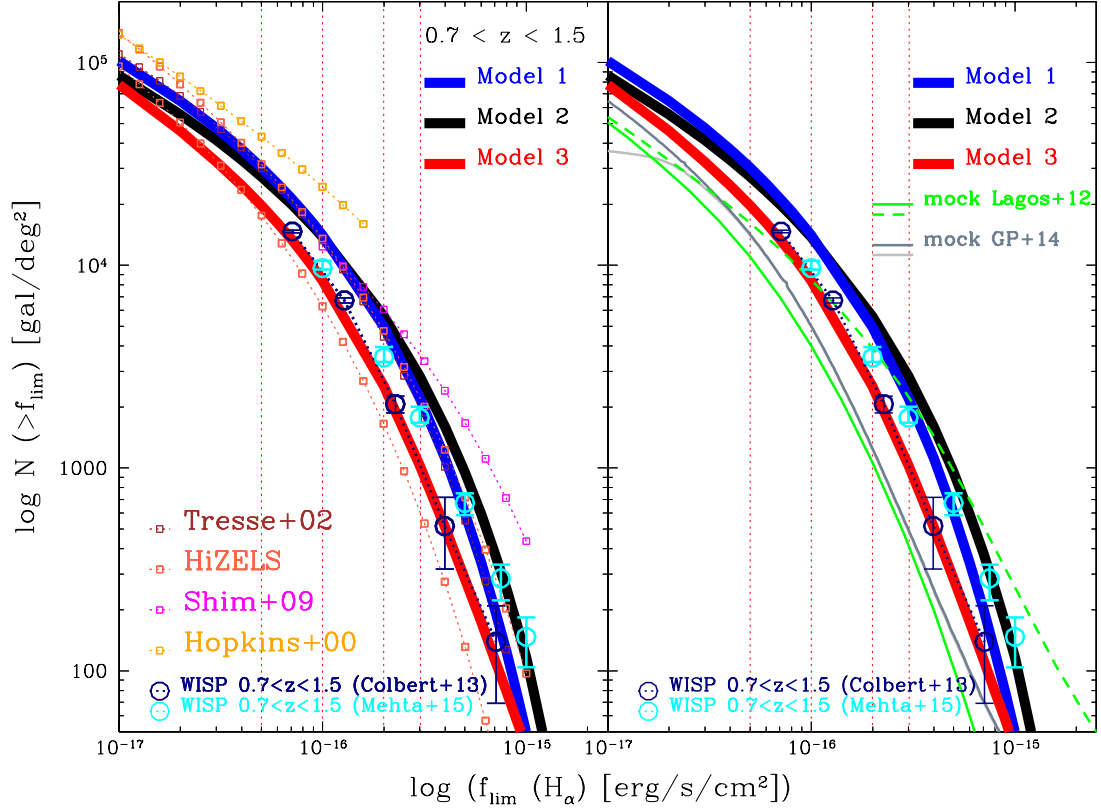


FIGURE 2.11: Densité angulaire de galaxies émettant la raie $H\alpha$ observables dans la gamme de redshift $0.7 < z < 1.5$ (couverture du relevé WISP) en fonction du seuil de sensibilité. Figure de Pozzetti et al. (2016).

de tracer les galaxies et leur halos de matière noire à $z \sim 2$. De plus, ce relevé sera utilisé pour étalonner les redshift photométriques et la spectroscopie sans fente. L'observation répétée de ce relevé permettra également de contrôler la stabilité des instruments et du satellite. Enfin, le modèle de Pozzetti et al. (2016) prédit cette fois un seuil de détection $F_{H\alpha} > 0.5 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans la gamme de redshift $0.4 < z < 1.8$ pour une densité de galaxies observables entre 32 000 et 48 000/deg².

2.3 Méthodes d'extraction et modélisation en spectroscopie sans fente

Comme nous l'avons mentionné dans les sections précédentes, outre sa grande habilité au multiplexage et la taille de ses relevés, la spectroscopie sans fente génère des données qui sont très compliquées à interpréter. Dans cette section, nous allons tout d'abord nous intéresser aux différentes techniques utilisées pour la réduction de données et principalement pour l'extraction de paramètres astrophysiques tels que le redshift. Enfin, nous présenterons une nouvelle méthode pour modéliser les spectrogrammes en spectroscopie sans fente.

TABLE 2.5: Résumé des relevés de la mission Euclid (Laureijs et al., 2011).

Relevé				
Relevé	taille du relevé	couverture z	limite de détection	densité
WIDE	15 000 deg ²	$0.9 < z < 1.8$	2×10^{-16} erg cm ⁻² s ⁻¹	~ 2000 H α /deg ²
DEEP	40 deg ²	$0.4 < z < 1.8$	0.5×10^{-16} erg cm ⁻² s ⁻¹	$\sim 32000 - 48000$ H α /deg ²

2.3.1 Méthodes classiques d'extraction

Les approches traditionnelles en spectroscopie sans fente ont historiquement consisté à extraire le spectre unidimensionnel des galaxies à partir de leur spectrogramme bidimensionnel et enfin d'y mesurer le redshift.

2.3.1.1 Le logiciel aXe

Dans les années 2000, à la suite de nombreuses tentatives en utilisant des routines de réductions publiques (tels que IRAF, IDL et MIDAS) pour extraire les données de spectroscopie sans fente, il fut décidé de développer un code dédié à cette extraction. Ces routines classiques étaient principalement utilisées et efficaces pour des données de spectroscopie à fente. Le manque de solutions pour les problèmes reliés à la spectroscopie sans fente tels que les problèmes de contamination et l'important nombre de spectres a poussé à développer le logiciel *aXe* (Kümmel et al., 2009). Ce dernier a été développé à l'origine pour l'instrument ACS (Pasquali et al., 2006) et a été utilisé avec succès sur les données de NICMOS (Freudling et al., 2008). Il a également été appliqué sur l'instrument WFC3 avec les relevés WISP, GLASS et 3D-HST.

Ce logiciel permet de repérer, modéliser et extraire les différents spectrogrammes au sein d'une image d'un champ dispersé. Tout d'abord, il est à souligner qu'en spectroscopie sans fente, la position du spectrogramme sur le détecteur est définie par la position de l'objet au sein du champ de vue et par la loi de dispersion. Par conséquent, si l'on souhaite déterminer l'échelle précise en longueur d'onde le long du spectrogramme, la position de l'objet doit être connue à l'avance en tant que référence pour l'image dispersée. Avec des instruments utilisant des grisms, l'ordre 0 pourrait être utilisé en tant que référence pour la calibration en longueur d'onde. Cependant, des distorsions optiques peuvent disperser légèrement l'ordre 0 ce qui peut rendre la calibration moins précise. C'est pourquoi, pour chaque image dispersée, une image directe en photométrie est systématiquement réalisée. Les coordonnées dans l'image directe servent alors d'origine pour décrire les coordonnées dans l'image dispersée. Il est à noter que *aXe* utilise une modélisation empirique de la trace spectrale.

Dans la figure 2.12, nous présentons l'exemple d'un modèle utilisant *aXe* (*fluxcube*) qui simule les spectrogrammes observés avec le grism G141. Cela est réalisé grâce à l'observation de ces mêmes galaxies en photométrie avec le filtre F140W de l'instrument WFC3 et avec la connaissance de la calibration du grism G141. Les principales composantes visibles au sein de l'image dispersée (*panneau b*) sont les ordres 1 (qui possèdent la plus grande sensibilité par rapport aux autres ordres de dispersion). Les objets compacts dans les spectrogrammes observés et modélisés sont les ordres 0. La carte des résidus (*panneau d*) montre que le modèle est assez représentatif des données. Nous

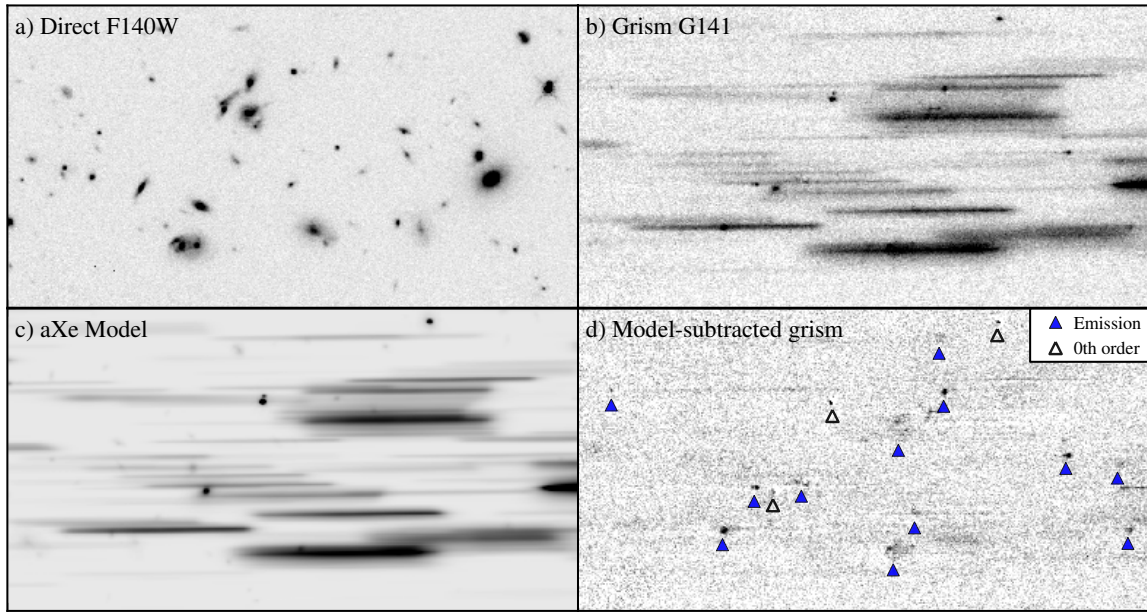


FIGURE 2.12: Modèle de spectrogrammes simulant des observations avec le grism G141. *Panneau a* : observations d'un champ en photométrie avec le filtre F140W de l'instrument WFC3. *Panneau b* : spectrogrammes obtenus avec le grism G141. *Panneau c* : modèle des spectrogrammes avec le logiciel aXe qui dans ce cas ne modélise pas les raies d'émission. Ce modèle aXe dit de *fluxcube* modélise le profil spatial et l'intensité des spectres à l'ordre 1 grâce aux données de l'image directe prise avec le F140W mais aussi avec les images prises avec les filtres F125W et F160W de CANDELS. *Panneau d* : carte des résidus entre le modèle aXe et les observations avec le grism. Les formes compactes visibles sont des raies d'émission et des spectres à l'ordre 0. Figure de [Brammer et al. \(2012\)](#).

faisons remarquer que dans ce cas, il n'y a eu aucun ajustement pour optimiser le modèle et le faible niveau des résidus montre la fiabilité du logiciel aXe à modéliser ces spectrogrammes.

Concernant l'extraction des spectrogrammes 2D, aXe utilise la technique *aXedrizzle* ([Kuemmel et al., 2005](#)) qui se base sur la méthode du logiciel *drizzle* ([Fruchter & Hook, 2002](#); [Koekemoer et al., 2003](#)). Celle-ci est une procédure qui permet de recombinaison les spectrogrammes de plusieurs observations d'une même source. *aXedrizzle* tourne et aligne les spectrogrammes d'une source de sorte qu'ils soient dans le même référentiel de longueur d'onde. De plus, aXe permet d'estimer et de soustraire la contamination sur un spectrogramme donné grâce à la simulation de tous les spectres des autres objets dans le champ. Enfin, à partir du spectrogramme combiné, le logiciel aXe extrait le spectre 1D de la galaxie en utilisant la technique d'extraction optimale historiquement introduite par [Horne \(1986\)](#); [Robertson \(1986\)](#) (cf. figure 2.13). Cette méthode permet de produire des spectres à haut signal-sur-bruit en attribuant des poids importants aux pixels avec le plus de flux. Elle nécessite également un profil d'extraction 1D qui est généralement obtenu à partir de l'image de la galaxie en photométrie. Cette approche se base sur celle de la "*méthode inverse*" : à partir des données (spectrogrammes), des statistiques (somme, intégrale) sont réalisées pour extraire une estimation du spectre 1D et enfin d'y mesurer le redshift.

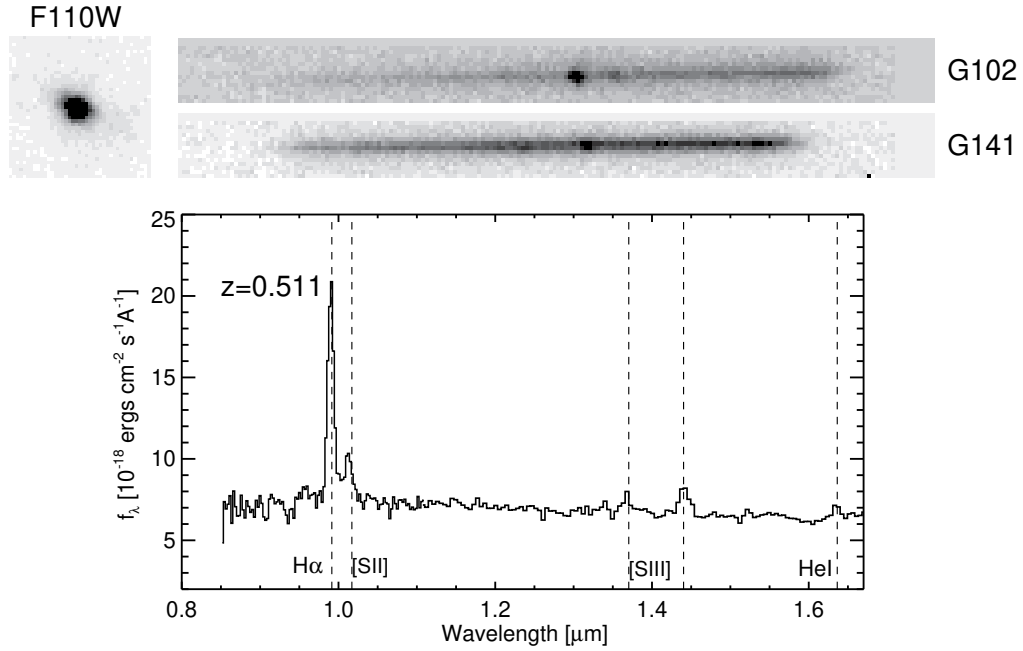


FIGURE 2.13: Observation d'une galaxie à un redshift $z = 0.511$ en spectroscopie sans fente au sein du relevé WISP dont les données ont été réduites avec le logiciel aXe. *Gauche* : photométrie de la galaxie avec le filtre F110W de l'instrument WFC3. *Milieu haut* : spectrogrammes obtenus avec les grisms G102 et G141. *Bas* : spectre 1D estimé (avec aXe) avec les raies d'émission principales représentées en *pointillé*. Le *blob* principal au milieu du spectrogramme observé avec le grism G102 ($7500 < \lambda < 11500 \text{ \AA}$, cf. tableau 2.2) représente la raie $H\alpha$ tandis que la raie $[S\text{ III}]$ est vue dans le spectrogramme observé avec le grism G141 ($10000 < \lambda < 17500 \text{ \AA}$). Figure de Atek et al. (2010).

2.3.1.2 Les limites du logiciel aXe

Les méthodes classiques utilisées en spectroscopie sans fente ont en majorité tendance à utiliser des méthodes similaires au logiciel aXe, ce qui pose de nombreux problèmes pour les *sources résolues* :

- ✗ Le spectre 1D est estimé à partir d'une intégration suivant la direction transverse de dispersion. De ce fait, la résolution effective obtenue est dépendante de la morphologie/taille de la galaxie et la précision sur la mesure du redshift en est dégradée (cf. figure 2.13).
- ✗ Les spectrogrammes obtenus avec plusieurs angles de dispersion (ou les spectre 1D dérivés) pour un même objet sont moyennés pour gagner en SNR mais cela dégrade également la précision sur la mesure du redshift.
- ✗ Les effets d'auto-contamination ne sont pas pris en compte.
- ✗ Il est difficile de contrôler des systématiques.

Nous soulignons que c'est pourtant une approche similaire qui sera appliquée sur les données de la future mission Euclid. Cela se justifie par le fait que les sources seront majoritairement non résolues.

Illustration des défauts de aXe

Sur la figure 2.14, nous avons modélisé les spectrogrammes d’une même galaxie sous deux angles de dispersion orthogonaux avec la résolution du grism G102 de l’instrument WFC3. Le spectre de la galaxie est simplement composé d’un continuum, d’une raie en émission $H\alpha$ et d’une fonction de transmission qui apodise le signal. Le spectre intrinsèque (modulo la fonction de transmission) de la galaxie est représenté en *bleu* et nous avons estimé le spectre 1D dans chacun des spectrogrammes en utilisant une méthode de sommation classiquement utilisée dans aXe. Nous mettons ainsi en évidence que cette méthode *inverse* permet d’obtenir le bon redshift mais la résolution spectrale est dépendante de l’angle de position de la galaxie. Même en réfléchissant à des méthodes plus complexes qui tenteraient de sommer le spectrogramme le long de l’axe principal de la galaxie déterminé par l’angle de position, celles-ci ne fonctionneraient pas pour des angles proches de 90° . Globalement, ce type d’extraction n’est pas idéal puisqu’elle mélange des informations spectrales et spatiales : il y a une dégénérescence entre ces dimensions en spectroscopie sans fente. De ce fait, la résolution spectrale effective dépend de la taille de la source et la précision sur le redshift est dégradée.

2.3.1.3 Améliorations

En raison de la basse résolution spectrale des grisms des instruments du HST (G141, G102 etc.), le contenu spectral est parfois insuffisant pour déterminer de façon robuste le redshift pour l’ensemble des observations. Du fait que la bande passante des grisms soit fixée, la couverture spectrale dans le référentiel au repos est plus petite à plus grand redshift. Par conséquent, il n’y a généralement qu’une seule raie d’émission prépondérante par spectrogramme observé : une raie $H\alpha$ sera observée avec le grism G141 tandis que la raie $[O\ III]$ pour le même objet sera vue avec le grism G102. C’est pour cela que la mesure des redshifts pour le relevé 3D-HST combine à la fois des informations provenant des spectres mais aussi des informations des catalogues photométriques (multi-bandes) et ajuste ces deux composants simultanément. La précision des redshifts photométriques étant de l’ordre de $\sim 5\%$, ces derniers servent à enlever les ambiguïtés potentielles pour l’identification des raies d’émission.

Plus précisément, [Brammer et al. \(2012\)](#) utilise les spectres 1D extraits à partir du logiciel aXe et les redshifts photométriques mesurés avec le code EASY ([Brammer et al., 2008](#)) utilisant des *templates* (modèles) et la photométrie dans différentes bandes pour mesurer conjointement le redshift. [Momcheva et al. \(2016\)](#) utilise une méthode similaire qui consiste à ajuster simultanément les redshifts photométriques (avec une version modifiée du code EAZY) et les spectrogrammes 2D (obtenus avec une méthode similaire à aXe) au lieu des spectres 1D. Cette étude a permis de mesurer en moyenne les redshifts avec une précision $\sigma_z/(1+z) \approx 0.003$.

[Straughn et al. \(2008\)](#); [Pirzkal et al. \(2013\)](#) ont appliqué avec succès une méthode combinant les données du grism G800L de l’instrument ACS qui a observé les spectrogrammes sous deux angles de dispersion différents. Cette méthode, testée sur les données du relevé PEARS, a permis d’améliorer l’identification des galaxies à grand SFR présentant d’importantes raies d’émission (*i.e.* $H\alpha$, $[O\ III]$ et $[O\ II]$) dans la gamme $0 < z < 1.5$. Nous illustrons leur méthode sur la figure 2.15 : à partir de l’intersection des relations de dispersion de chacun des spectrogrammes ils estiment la position de la raie d’émission commune à l’erreur de résolution du grism G800L près (qui est fixée à $40\ \text{\AA}$ $\sim 1\text{px}$ dans leur étude). Nous faisons remarquer que traditionnellement de telles identifications de galaxies (à grand SFR) sont faites grâce à des relevés utilisant des filtres photométriques. Cependant

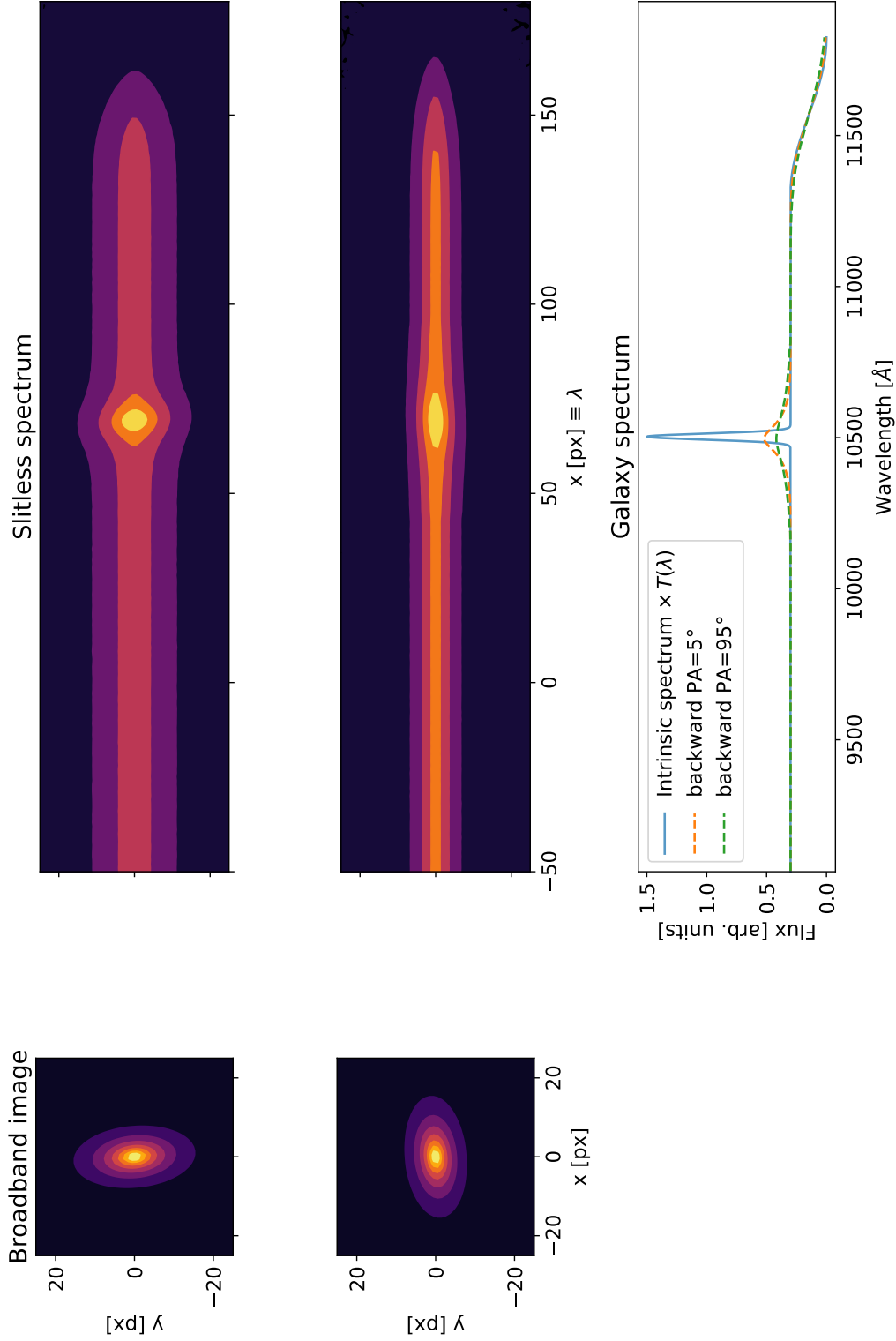


FIGURE 2.14: Simulation simpliste d'une galaxie avec les caractéristiques du relevé GLASS avec le grism G102. *Panneau à gauche* : profil de la galaxie en photométrie large bande avec un angle de position relatif de 5° (*haut*) et 95° (*bas*). Ce dernier est défini comme l'angle entre l'axe principal de la galaxie et la direction transverse de dispersion. *Milieu haut* : spectrogrammes obtenus sous deux angles de dispersions orthogonaux. *Milieu bas* : spectre intrinsèque de la galaxie multiplié par la fonction de transmission $T(\lambda)$ (*bleu*) et les spectres en *pointillé* sont obtenues en utilisant la méthode de sommation transverse.

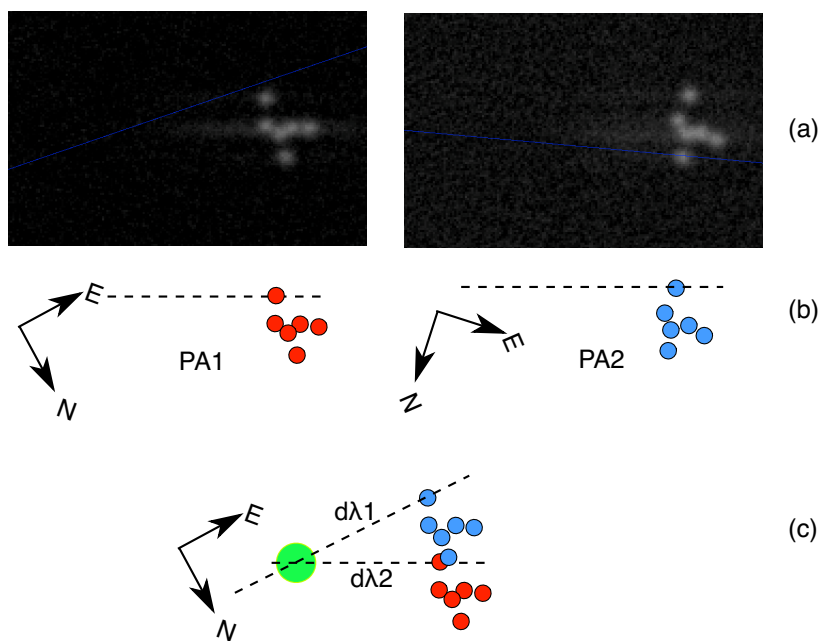


FIGURE 2.15: Illustration de la méthode utilisée pour détecter les raies d'émission des données du relevé PEARS. (a) raie d'émission observée sous deux angles de dispersions différents (PA1 à gauche et PA2 à droite). (b) dans les deux cas, la direction de dispersion est approximativement horizontale. (c) une fois que les relations de dispersions sont projetées sur les coordonnées du ciel, elles se rencontrent en une position unique (cercle vert). La longueur d'onde de la raie d'émission est alors calculée pour chacune des relations de dispersions et ces dernières doivent être en accord à l'erreur de résolution du grism G800L près. Figure de [Straughn et al. \(2008\)](#).

de tels relevés sont généralement assez limités en terme de couverture en redshift contrairement aux relevés de spectroscopie sans fente. [Pirzkal et al. \(2018\)](#) a approfondi cette étude à des redshifts plus importants ($1.5 < z < 2.5$) grâce aux données du relevé FIGS ([Pirzkal et al., 2017](#)) observant avec le grism G102 sous cinq angles de dispersion différents.

La méthode LINEAR de [Ryan et al. \(2018\)](#) propose un modèle alternatif afin d'extraire les spectres 1D à partir de l'ensemble des observations des spectrogrammes 2D. Cette méthode repose sur la minimisation d'une fonction de vraisemblance (χ^2) dont les données sont les spectrogrammes 2D et le modèle est une combinaison linéaire des spectres 1D multipliée par un opérateur matriciel qui tient compte de la distribution du flux des objets, de leur spectrogramme, des effets instrumentaux etc. En testant cet algorithme sur des données du HUDF, ils ont montré que LINEAR permettait tout d'abord de résoudre certaines raies d'émission tel que le complexe $[\text{O III}] + \text{H}\beta$ qui sont habituellement non résolues en utilisant les méthodes traditionnelles d'extraction. Ce résultat fut obtenu du fait que les spectrogrammes ont été observés sous plusieurs angles de dispersion et que le signal du spectre 1D final a un meilleur SNR ($\sim 20\text{-}30\%$ mieux en moyenne). Cette méthode permet d'obtenir une meilleure résolution spectrale et un plus grand SNR du fait que LINEAR modélise chaque spectrogramme simultanément, contrairement à aXe qui les combine de façon *ad-hoc*. Enfin, LINEAR réduit grandement la contamination des objets même dans des groupes de galaxies qui interagissent entre elles.

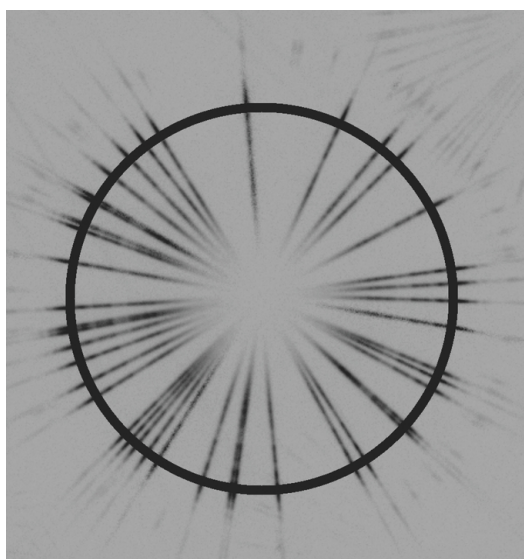


FIGURE 2.16: Image obtenue grâce à la combinaison de 40 spectrogrammes d'une même galaxie observée sous différents angles de dispersion du relevé *GALEX*. Tous les spectres convergent vers la position de la galaxie qui n'est pas montrée ici. Pour ces spectres à l'ordre 1, une longueur d'onde donnée correspond donc à un anneau du cercle. Ce type d'observation est ainsi très efficace pour détecter des galaxies avec des raies d'émission sans continuum (et qui ne seraient donc pas visibles en photométrie large bande). Figure de [Barger et al. \(2012\)](#).

Enfin, [Barger et al. \(2012\)](#) propose une méthode basée sur les données dans le proche ultraviolet ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$) du relevé *Galaxy Evolution Explorer* (*GALEX*; [Martin et al., 2005](#)). Leur méthode non paramétrique combine les données de nombreux spectrogrammes à différents angles de dispersion (> 10) et permet de détecter des raies d'émission où le continuum est très faible. Cette approche fournit ainsi la possibilité de détecter des galaxies dont la photométrie large bande est très faible. Cette étude a pu également construire un échantillon de galaxies émettant du $\text{Ly}\alpha$ à flux limité. Ils ont testé cette méthode sur le *Chandra Deep Field South Field* et ont obtenu une complétude de 80% au dessus d'un flux en $\text{Ly}\alpha$ de $1 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La spectroscopie sans fente s'avère ainsi très efficace pour construire des catalogues complets à flux limité sous réserve d'observer avec un grand nombre d'orientation différentes. Nous présentons dans la figure 2.16 la combinaison de 40 spectrogrammes d'une même galaxie obtenus avec le relevé *GALEX*.

Même si d'autres méthodes sont plus évoluées telles que celles utilisées par les relevés *PEARS* et *FIGS* qui combinent des observations sous différents angles de dispersion et *LINEAR* qui corrige des effets de contamination, ces dernières restent limitées pour la mesure précise du redshift ou d'autres paramètres astrophysiques. En effet, ces méthodes ne tiennent pas compte d'autres effets plus subtils tels que la différence entre la distribution du flux des raies d'émission ($\text{H}\alpha$) et celle observée en photométrie large bande (*continuum*). Elles ne modélisent pas non plus des quantités spatiales de la galaxie telles que sa cinématique interne ou ses gradients de métallicité qui peuvent également dégrader la précision sur la mesure du redshift.

2.3.2 Modélisation de la spectroscopie sans fente

Dans cette partie, nous allons définir des concepts et propriétés de l'imagerie en général et la spectroscopie sans fente puis nous verrons comment modéliser rigoureusement un spectrogramme à partir d'un ensemble de paramètres.

2.3.2.1 Flux observable et intrinsèque

Le contenu astrophysique d'une source est caractérisé par sa distribution intrinsèque du flux spectro-spatial $C(\mathbf{r}, \lambda)$.

On dit que la source est *séparable* si l'on peut écrire la distribution du flux spectro-spatial en deux fonctions spatiale et spectrale indépendantes :

$$C(\mathbf{r}, \lambda) = F(\mathbf{r}) \times S(\lambda) \quad (2.1)$$

Par exemple, la distribution du flux d'une étoile à la position $\mathbf{r}_0$ s'écrira : $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \times S(\lambda)$, tandis qu'une galaxie émettant uniquement une raie infiniment fine λ_0 aura une distribution du flux qui vaudra : $F(\mathbf{r}) \times \delta(\lambda - \lambda_0)$.

Il est à souligner qu'un dispositif instrumental (stationnaire) est caractérisé par sa Fonction de Réponse Impulsionnelle (IRF) spectro-spatiale $P(\mathbf{r}, \lambda)$ (PSF, dans le domaine spatial) et *Line Spread Funtion* (LSF, dans le domaine spectral). Cette grandeur permet de retracer les coordonnées intrinsèques par rapport à celles observées (*i.e.* astrométrie) et est généralement définie par rapport à une position de référence spatiale et spectrale $(\mathbf{r}_0, \lambda_0)$. Nous allons par la suite supposer que P est indépendant de cette position de référence. La distribution du flux observable $O(\mathbf{r}, \lambda)$ peut alors s'écrire :

$$O(\mathbf{r}, \lambda) = C(\mathbf{r}, \lambda) \otimes P(\mathbf{r}, \lambda) \quad (2.2)$$

où la convolution se fait selon les dimensions spatiales et spectrales. Nous faisons remarquer qu'en pratique les données observées sont une projection du cube $O(\mathbf{r}, \lambda)$ (sauf pour le cas des IFS).

Il est à noter que la IRF peut se décomposer en deux parties distinctes :

$$P(\mathbf{r}, \lambda) = P_0(\mathbf{r}, \lambda) \otimes P_\Delta(\mathbf{r}, \lambda) \quad (2.3)$$

où P_0 est une composante de forme qui dégrade la résolution (spatiale ou spectrale) sans modifier la position de la source ou la longueur d'onde d'une raie d'émission – et P_Δ est une composante de "décalage" qui translate la position observée (par rapport à la position attendue) en fonction de la position ou de la longueur d'onde. Dans le domaine spatial, cette composante peut décrire des distorsions astrométriques ou des comportements dispersifs où la position attendue est fonction de la longueur d'onde (la réfraction atmosphérique ou l'imagerie dispersée par exemple).

Nous allons détailler par la suite comment sont obtenues les images en photométrie et en spectroscopie sans fente à partir du flux intrinsèque observé $O(\mathbf{r}, \lambda)$ et quelle est la IRF associée dans chacun de ces cas.

2.3.2.2 Imagerie classique

L'image $I(\mathbf{r})$ d'une source se définit comme l'intégrale du flux intrinsèque observé O le long du domaine spectral :

$$I(\mathbf{r}) = \int_{\lambda} d\lambda O(\mathbf{r}, \lambda) \quad (2.4)$$

Un imageur n'a en principe aucun élément dispersif, donc la IRF peut s'approximer par une composante de forme (PSF) :

$$P(\mathbf{r}, \lambda) = P_0(\mathbf{r}, \lambda) = \text{PSF} \quad \text{et} \quad P_{\Delta}(\mathbf{r}, \lambda) \approx \delta(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

Nous faisons remarquer que dans le cas d'aberrations chromatiques ou de réfractions atmosphériques, la composante P_{Δ} est moins triviale.

Si l'on fait l'hypothèse d'une IRF très peu chromatique et d'une source séparable, l'image obtenue peut alors s'exprimer comme :

$$I(\mathbf{r}) \approx (\bar{C} \otimes \bar{P}_0)(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

où $\bar{C}$ et $\bar{P}$ sont le flux intrinsèque et la IRF intégrés le long du domaine spectral.

2.3.2.3 Spectroscopie sans fente

Dans le cas de la spectroscopie sans fente, l'imageur d'origine inclut cette fois un élément dispersif (par exemple un grism) et la IRF aura pour terme dominant une composante de décalage :

$$P(\mathbf{r}, \lambda) = P_0(\mathbf{r} - \mathbf{\Delta}(\lambda)) \quad (2.7)$$

où $\mathbf{\Delta}(\lambda)$ est la loi de dispersion ($= \Delta_x(\lambda) \mathbf{e}_x + \Delta_y(\lambda) \mathbf{e}_y$) qui relate le décalage suivant les axes x et y sur le détecteur en fonction de la longueur d'onde. Généralement, la loi de dispersion est orientée suivant un axe principal du détecteur (axe x si l'on disperse vers la droite).

De même qu'en photométrie classique, l'image dispersée observée sur le détecteur (*spectrogramme*) s'écrit comme l'intégrale du flux intrinsèque de la source convolué par la IRF le long du domaine en longueur d'onde :

$$\begin{aligned} I_{\Delta}(\mathbf{r}) &= \int_{\lambda} d\lambda (C \otimes P)(\mathbf{r}, \lambda) \\ &= \int_{\lambda} d\lambda (C \otimes P_0)(\mathbf{r} - \mathbf{\Delta}(\lambda), \lambda) \end{aligned} \quad (2.8)$$

où P_0 est la composante de forme de la IRF (PSF). Du fait que cette expression est assez complexe dans l'espace réel, nous considérons sa transformée de Fourier dans le domaine spatial :

$$\begin{aligned} \hat{I}_{\Delta}(\mathbf{k}) &= \iint_{x,y} dx dy e^{-i2\pi \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} I_{\Delta}(\mathbf{r}) \\ &= \int_{\lambda} d\lambda \hat{C}(\mathbf{k}, \lambda) \hat{P}_0(\mathbf{k}, \lambda) e^{-i2\pi \mathbf{k} \cdot \mathbf{\Delta}(\lambda)} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Il est à noter que cette expression est plus simple à calculer : pour obtenir le spectrogramme il suffit maintenant d'évaluer la transformée de Fourier du flux intrinsèque $\hat{C}$ et de la PSF $\hat{P}_0$ et d'intégrer le long du domaine spectral en tenant compte de la loi de dispersion. De plus, si l'on suppose la source séparable : $\hat{C}(\mathbf{k}, \lambda) = \hat{F}(\mathbf{k}) S(\lambda)$ et que la PSF P_0 est très peu chromatique, nous montrons finalement que :

$$\hat{I}_\Delta(\mathbf{k}) = \hat{F}(\mathbf{k}) \hat{P}_0(\mathbf{k}) \int_\lambda d\lambda S(\lambda) e^{-i2\pi\mathbf{k} \cdot \Delta(\lambda)} \quad (2.10)$$

Nous faisons remarquer que le terme intégral est similaire à la transformée de Fourier du spectre intrinsèque de la source.

2.3.2.4 Modélisation de la spectroscopie sans fente

Nous pouvons aborder la résolution de l'équation (2.10) selon deux approches :

Backward extraction

Cette méthode pourrait permettre d'estimer, pour une source séparable, le spectre intrinsèque $S(\lambda)$ de n'importe quelle observation d'un spectrogramme $I(\mathbf{r})$, en supposant connue la distribution spatiale du flux $F(\mathbf{r})$ (à partir de l'image de la source en photométrie par exemple) et la loi de dispersion $\Delta(\lambda)$ (connue à partir de calibrations instrumentales indépendantes). Cette dernière nécessite cependant une étape de déconvolution toujours délicate.

Forward modeling

Cette approche consiste à modéliser directement le spectrogramme observé $I(\mathbf{r})$ à partir de sa transformée de Fourier $\hat{I}(\mathbf{k})$ calculée grâce à un modèle de dispersion $\Delta(\lambda)$ et d'un cube de données intrinsèque $C(\mathbf{r}, \lambda)$ (éventuellement décomposable en une distribution spatiale du flux et un spectre intrinsèque pour une source séparable) qui vont dépendre explicitement de paramètres. Le spectre dispersé simulé peut alors être utilisé dans une approche *forward* c'est à dire qu'on va être en mesure d'ajuster ce modèle par rapport aux observations pour contraindre au mieux ces paramètres. L'objectif peut être de tirer des informations scientifiques, tel que l'estimation du cube intrinsèque de la source C en supposant le modèle de dispersion Δ , ou des propriétés de calibration pour estimer le modèle de dispersion Δ en supposant connues cette fois les caractéristiques physiques de la source (en choisissant une étoile de référence par exemple).

Nous illustrons sur la figure 2.17 les deux types d'approches possibles : la méthode *forward* et le problème inverse (*backward extraction*). L'avantage de la méthode *forward* est qu'elle permet de contraindre au mieux un modèle dépendant de paramètres en ajustant ces derniers directement dans l'espace des observations. C'est ainsi le moyen le plus efficace si l'on souhaite attribuer des paramètres à des observations sous réserve que ces dernières puissent suffisamment les contraindre. Cependant, une telle approche est dépendante du modèle utilisé. À l'opposé, l'approche inverse consiste à extraire directement des paramètres à partir des observations, souvent en réalisant des statistiques (sommations, intégrales, déconvolutions etc.). Nous avons vu qu'une telle approche n'est pas adaptée en spectroscopie sans fente (méthodes d'extractions avec aXe) puisqu'il y a une dégénérescence entre les informations spatiales et spectrales.

Dans la suite de cette thèse, le but va être tout d'abord de corriger des effets d'auto-contamination ce qui permettra de mesurer plus précisément les redshifts en spectroscopie sans fente, mais également d'étudier la possibilité de mesurer des quantités spatiales résolues tel que le champ de vitesse

interne des galaxies. C'est donc l'approche *forward* qui sera privilégiée : en supposant connue la loi de dispersion, nous allons simuler les cubes de données intrinsèques des galaxies et les ajuster dans l'espace des observations.

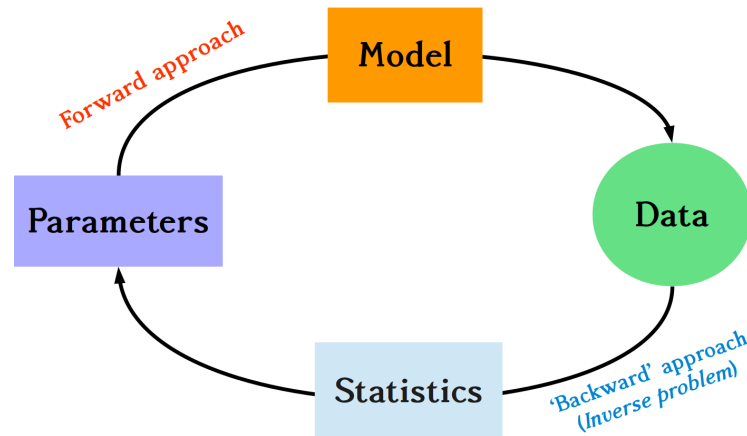


FIGURE 2.17: Schéma des approches *forward* et méthodes inverses.

Chapitre 3

Modélisation de la spectroscopie sans fente

Sommaire

3.1	La cinématique en spectroscopie sans fente	58
3.1.1	Un exemple pédagogique	58
3.1.2	Échantillonnage cinématique	63
3.2	Modélisation de la galaxie	65
3.2.1	Hypothèses du modèle	65
3.2.2	Distribution du flux	68
3.2.3	Spectre intrinsèque	70
3.2.4	Champ de vitesse	71
3.3	Modèle instrumental et ajustement	76
3.3.1	Signature instrumentale	76
3.3.2	Modélisation <i>forward</i>	78
3.4	Premiers test sur des simulations	79
3.4.1	Simulation du grism G102	79
3.4.2	<i>Backward extraction</i>	80
3.4.3	Ajustement du modèle	80
3.4.4	Améliorations sur la mesure du redshift	85
3.4.5	Analyse statistique	85
3.4.6	Impact du rapport signal sur bruit	89
3.5	Études des erreurs systématiques	91
3.5.1	L'effet du <i>beam-smearing</i>	91
3.5.2	Erreurs systématiques sur le gradient de vitesse dues au PA de la galaxie	92
3.5.3	Rayon de transition versus rayon du disque	93
3.5.4	Paramétrisation de la courbe de rotation avec la fonction <i>multi-paramètres</i>	93
3.6	Conclusions	96

Dans ce chapitre, nous commencerons par s’interroger sur la signature de la cinématique interne des galaxies sur leurs spectrogrammes en spectroscopie sans fente. Comme nous l’avons souligné à la fin du Chapitre 2, il est nécessaire de construire un modèle prédictif, pour le comparer directement aux observations dans une approche *forward*, afin de contraindre précisément les paramètres physiques de la galaxie (redshift, raies d’émissions, continuum, courbe de rotation etc.). Nous verrons qu’une telle modélisation *forward* permet d’intégrer les effets d’auto-confusion qui dégradent la résolution spectrale en spectroscopie sans fente. Ce modèle se basera sur une modélisation de la galaxie *i.e.* sa distribution en flux, son spectre intrinsèque, sa cinématique interne mais également sur une signature de l’instrument. Par la suite, nous testerons ce modèle en construisant des spectrogrammes simulés avec l’instrument du relevé GLASS : le grism G102. Enfin, nous étudierons les différents effets qui peuvent impacter la mesure des paramètres de ce modèle tels que la compétition entre la taille de la galaxie et le rayon caractéristique de la cinématique interne, le niveau de SNR, l’impact de l’angle de position de la galaxie, le choix de la paramétrisation de la cinématique interne etc.

3.1 La cinématique en spectroscopie sans fente

Dans cette section, nous allons illustrer quelle est la signature de la cinématique de la galaxie sur son spectrogramme. La vitesse interne de la galaxie induit un décalage Doppler (en plus du redshift cosmologique), résultant en un faible décalage de la longueur d’onde observée en fonction de la position. La cinématique de la galaxie déforme ainsi la forme générale du spectrogramme.

Nous allons montrer qu’il est possible de générer le spectrogramme 2D en spectroscopie sans fente $I(x, y)$ grâce à deux quantités clefs. La première est le cube de la distribution spectro-spatiale du flux de la galaxie $C(\mathbf{r}, \lambda)$ qui contient l’ensemble des informations observables – le profil spatial, le spectre intrinsèque, le champ de vitesse interne (et pouvant inclure la transmission instrumentale et la PSF) etc. La seconde est la loi de dispersion 2D $D(\lambda)$ du spectrographe, relatant la longueur d’onde à la position (x, y) sur le détecteur. Nous donnerons d’avantage de détails sur comment le spectrogramme 2D est construit dans la section 3.2.

3.1.1 Un exemple pédagogique

Afin d’illustrer l’effet de la cinématique résolue en spectroscopie sans fente, nous construisons une simulation pédagogique imitant l’observation d’une galaxie composée d’un disque émettant du $H\alpha$ à $z \sim 0.9$ avec les caractéristiques suivantes :

- ◇ un profil de densité d’un disque fin exponentiel avec une inclinaison de 60° , un angle de position relatif PA perpendiculaire à la direction de dispersion (de 0°) et une taille caractéristique du disque $r_d = 6$ px ;
- ◇ un spectre intrinsèque uniforme composé d’un continuum et d’un complexe de raies d’émission $H\alpha + [N\text{ II}]$ à un redshift $z = 0.9$;
- ◇ une courbe de rotation avec une vitesse du plateau typique $v \rightarrow v_0 = 300 \text{ km s}^{-1}$ au delà d’un rayon de transition $r_0 = 10$ px (plus de détails section 3.2.4).

Pour des raisons de démonstration, l’instrument simulé est un spectrographe sans fente mais avec un échantillonnage spectral très poussé de $D = 2.5 \text{ \AA px}^{-1}$ (irréaliste), plus de dix fois plus dispersé que les instruments en spectroscopie sans fente actuels.

Les spectrogrammes simulés (avec et sans la cinématique interne de la galaxie) sont présentés sur la figure 3.1. Dans les deux cas, on peut distinguer le complexe de raies d'émission $H\alpha + [N II]$ du continuum. Lorsque le champ de vitesse n'est pas modélisé (*panneau du haut*), les raies d'émission dans le spectrogramme ont une forme similaire à la distribution spatiale du flux de la galaxie. Dans le cas contraire, lorsque la cinématique interne de la galaxie est incluse dans le modèle (*panneau du bas*), le décalage Doppler créé par le champ de vitesse altère de façon significative la forme des raies d'émission au sein du spectrogramme. On peut noter que la signature de la cinématique sur les spectrogrammes en spectroscopie sans fente est assez similaire à celle observée traditionnellement en spectroscopie à fente longue.

De cette illustration, nous pouvons déjà souligner deux leçons importantes qui nous serviront pour le reste de ce manuscrit. Nous allons discuter de l'influence de la taille du disque par rapport au rayon de transition de la courbe de rotation sur la signature cinématique au sein du spectrogramme. Enfin, nous allons discuter de la dégénérescence qui existe entre l'angle de position relatif de la galaxie et le gradient de vitesse de la courbe de rotation.

3.1.1.1 Taille du disque versus rayon de transition de la courbe de rotation

Dans ce modèle particulier, la taille du disque de la galaxie r_d a été choisi environ deux fois plus faible que le rayon de transition de la courbe de rotation r_0 . Nous présentons sur la figure 3.2 la courbe de rotation et le profil de densité de ce modèle. Nous pouvons noter que le profil de densité tend rapidement vers zéro pour des rayons plus grand que r_d et que la courbe de rotation reste dans son régime interne linéaire pour des rayons plus petits que r_0 . Ainsi, puisque $r_0 \approx 2 r_d$, il n'y aura que la partie centrale de rotation solide ($v(r) \propto r$) du champ de vitesse qui aura une signature observationnelle claire dans le spectrogramme.

Nous pouvons également confirmer cette observation sur la figure 3.1 : la région du plateau de vitesse (représentée par les parties horizontales des courbes de rotation en *pointillés rouges* dans le panneau *bas à droite*) est trop éloignée de l'étendue du disque exponentiel pour que le plateau ait un impact significatif sur la forme du spectrogramme.

À l'inverse, le maximum du champ de vitesse v_0 ne peut être contraint précisément que lorsque $r_d \gtrsim r_0$. Nous étudierons plus spécifiquement les contraintes sur v_0 dans la section 3.4.

3.1.1.2 Dégénérescence entre le PA relatif et le gradient de vitesse

Deuxièmement, il se trouve que l'angle de position *relatif* (PA), défini comme l'angle entre la projection de l'axe principal de la galaxie et la direction transverse de dispersion, joue un rôle critique dans la signature de la cinématique. Dans la région centrale de la galaxie, où la cinématique est dominée par la rotation solide, nous pouvons approximer le PA effectif observé au sein du spectrogramme (PA_{eff}) à partir du PA relatif et du *gradient central de vitesse* (CVG) $w_0 (\equiv v_0/r_0)$ en négligeant les effets d'ellipticité (cf. figure 3.3) :

$$\tan PA_{\text{eff}} \simeq \tan PA + \frac{sw_0}{R_{kin}} \sqrt{1 + \tan^2 PA} \quad (3.1)$$

où s est l'échantillonnage spatial de l'instrument (en arcsec px⁻¹), w_0 est exprimé en km s⁻¹ arcsec⁻¹, et l'échantillonnage cinématique R_{kin} (en km s⁻¹ px⁻¹) est défini à la section suivante dans l'équation (3.2).

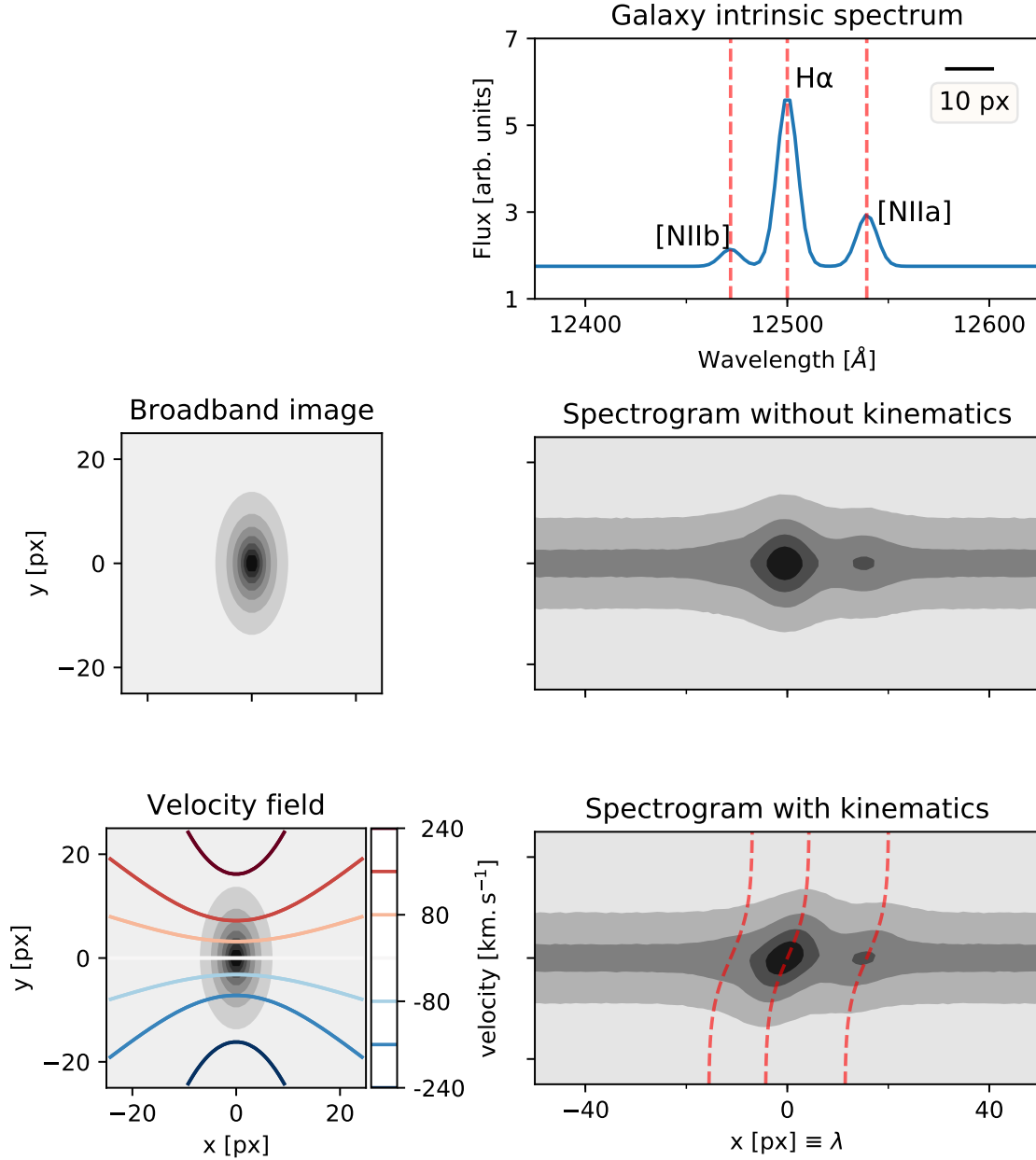


FIGURE 3.1: Simulation pédagogique d'un spectrogramme d'une galaxie typique composée d'un disque émettant du gaz H α à $z \sim 0.9$ et observé avec un spectrographe sans fente du type HST mais avec un pouvoir de résolution exagéré $\mathcal{R} \sim 2500$ (nous indiquons l'échelle spectrale dans le spectre). *Panneau en haut à droite* : spectre intrinsèque de la galaxie. Les profils de densité sont les panneaux *tout à gauche*. *Haut* : sans inclure les effets cinématiques dans le modèle; *bas* : la signature du champ de vitesse interne de la galaxie est clairement visible comme une distorsion du spectrogramme. Les *courbes rouges en pointillés* correspondent à la courbe de rotation de la galaxie à chaque position des raies d'émission et tracent le distorsion au sein du spectrogramme.

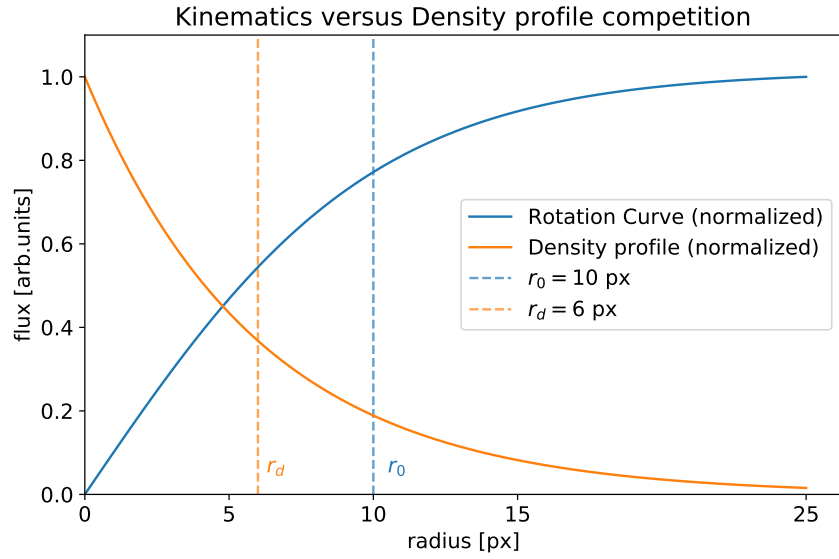


FIGURE 3.2: Évolution de la courbe de rotation (*bleu*) et du profil de densité (*orange*) de la galaxie simulée. Les deux courbes ont été normalisés par rapport à leur maximum. Dans ce cas où $r_0 > r_d$, nous remarquons qu'il n'y a que la partie interne (rotation solide) de la RC qui sera "visible" au sein du spectrogramme puisque au delà de $r \gtrsim r_d$, le profil de densité du disque s'écrase et décroît rapidement vers zéro.

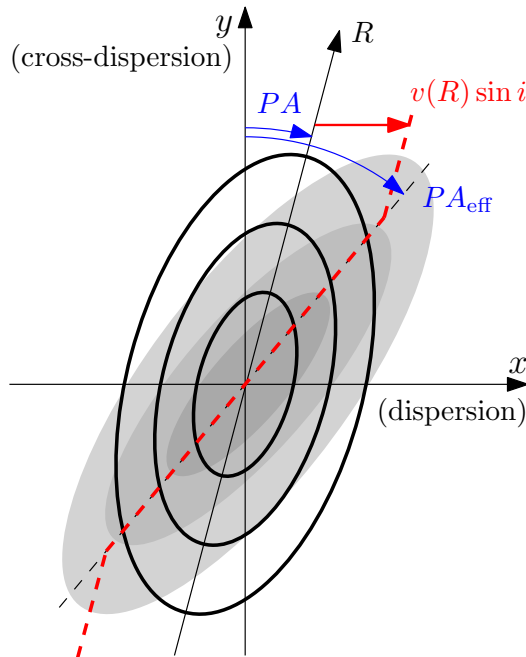


FIGURE 3.3: Schéma de la forme d'une galaxie en photométrie large bande (*contours ouverts*) et du spectrogramme de celle-ci, émettant une raie d'émission infiniment fine (*contours gris*), qui est distordue par la courbe de vitesse intrinsèque (*courbe rouge pointillée*). Les axes x (resp. y) représentent les directions (resp. directions transverses) de dispersion, PA est l'angle de position intrinsèque défini comme l'angle entre l'axe principal de l'image large bande de la galaxie et la direction transverse de dispersion, et PA_{eff} est l'angle de position apparent du spectrogramme.

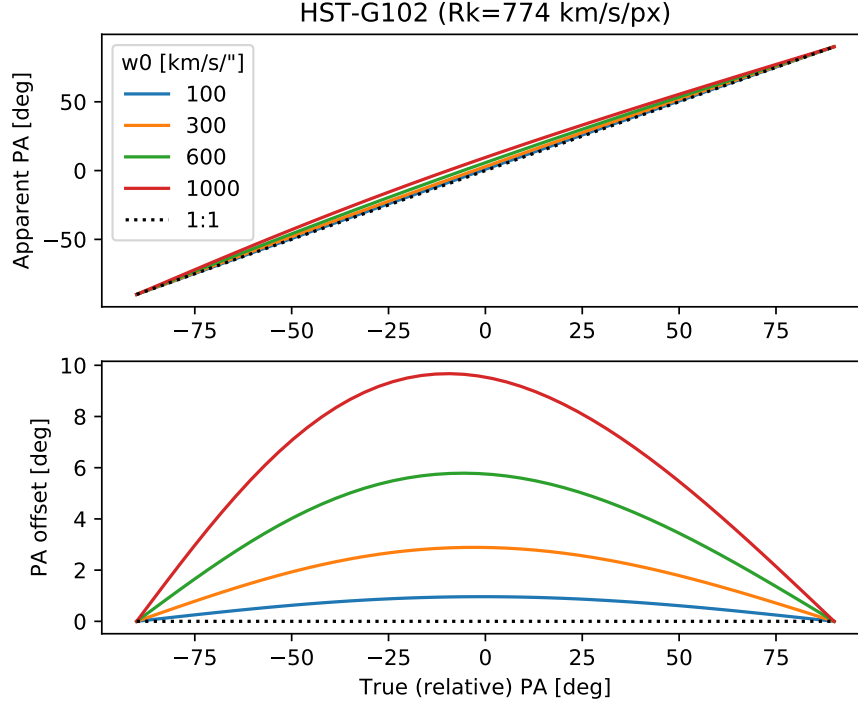


FIGURE 3.4: *Haut* : évolution du PA effectif en fonction du PA relatif de la galaxie pour plusieurs valeurs du CVG $w_0 = \{100, 300, 600 \text{ et } 1000\} \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, un échantillonnage cinématique fixé à $\sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ (résolution du grism G102) et une résolution spatiale $s = 0.13 \text{ arcsec px}^{-1}$ (WFC3/HST). *Bas* : variation du décalage entre le PA effectif et le PA relatif en fonction du PA relatif.

Nous présentons dans la figure 3.4 l'évolution du PA effectif en fonction du PA relatif pour plusieurs valeurs de CVG w_0 et un échantillonnage cinématique fixé à $\sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ (valeur typique du meilleur instrument récent). Comme prévu, plus le CVG est important plus le PA effectif est décalé au sein du spectrogramme. Nous notons qu'en négligeant les effets d'ellipticité, le décalage du PA est maximum lorsque le PA relatif de la galaxie est de l'ordre de $-10^\circ < PA < 0^\circ$ (*i.e.* suivant la direction transverse de dispersion). Ainsi, le cas le plus favorable pour distinguer l'effet de la cinématique dans le spectrogramme correspond à $PA \approx 0^\circ$. Dans le cadre de ce modèle, ce décalage est minimal quand le PA relatif de la galaxie est suivant la direction de dispersion ($PA \approx \pm 90^\circ$) : ce qui est logique puisque dans ce cas la cinématique va induire une distorsion dans la direction de dispersion qui est la direction de l'axe principal de la galaxie. Dans ce dernier cas, la cinématique a donc une autre signature que la rotation du PA.

Le PA relatif et le CVG w_0 de la galaxie sont par conséquent très corrélés : ces deux paramètres ont la même forme dans le spectrogramme et ne peuvent donc pas être mesurés indépendamment juste à partir de ce dernier. Si nous reprenons les figures 3.1 et 3.3, les spectrogrammes prenant en compte la cinématique de la galaxie peuvent être très bien obtenus avec la même galaxie à un PA relatif de $\sim 30^\circ$ et sans champ de vitesse. C'est pour cela, que la direction de l'axe principal de la galaxie (PA) doit être mesuré et fixé *a priori* à partir d'observations photométriques externes.

Globalement, les paramètres modélisant la cinématique sont dégénérés avec la distribution spectro-spatiale du flux de la galaxie à cause des effets de confusion propres à la spectroscopie sans fente. C'est ainsi le but principal de cette analyse : mesurer ces paramètres en utilisant une modélisation précise des spectrogrammes.

3.1.2 Échantillonnage cinématique

Dans cette section, nous allons quantifier l'impact de la cinématique résolue sur les spectres en spectroscopie sans fente. Pour ce faire, nous introduisons un paramètre que nous nommons *l'échantillonnage cinématique* R_{kin} qui se définit comme la résolution de la vitesse le long de la ligne de visée en $\text{km s}^{-1} \text{px}^{-1}$:

$$R_{kin} = \frac{D c}{\lambda_o} \quad (3.2)$$

où D est l'échantillonnage spectral (en $\text{\AA px}^{-1}$), $\lambda_o (= (1+z)\lambda_e)$ est la longueur d'onde observée (où z est le redshift cosmologique) et λ_e la longueur d'onde dans le référentiel au repos. Comme nous le définissons en $\text{km s}^{-1} \text{px}^{-1}$, des faibles valeurs de R_{kin} correspondent à une haute sensibilité à la cinématique interne de la galaxie. Nous présentons dans le tableau 3.1 les différentes caractéristiques instrumentales de quelques relevés de spectroscopie sans fente passés, actuels et à venir en précisant notamment l'échantillonnage cinématique. Ce paramètre nous permet ainsi de caractériser pour une vitesse maximale de rotation donnée, quel sera le décalage en pixel induit au niveau de la position des raies d'émission dans le spectrogramme. Du fait que le décalage Doppler induit par le champ de vitesse est plus important à grand redshift (d'un facteur $(1+z)$), l'échantillonnage cinématique est meilleur (*i.e.* plus faible) à grand z et d'autant que l'instrument disperse plus (*i.e.* D plus petit).

Nous présentons dans la figure 3.5, différents échantillonnages cinématiques pour des sources $\text{H}\alpha$ pour les instruments du HST (G141 et G102), Euclid (NISP-B et NISP-R) et JWST (NIRISS). Par exemple, si l'on considère une source $\text{H}\alpha$ à $z = 1$ animée d'une vitesse de rotation $v_0 = 300 \text{ km s}^{-1}$, nous pouvons nous attendre à visualiser un décalage d'un *tiers de pixel* de part et d'autre de la raie $\text{H}\alpha$ dans le spectrogramme si ce dernier est observé avec le grism G141 du HST ($R_{kin} \approx 1000 \text{ km s}^{-1} \text{px}^{-1}$). Toutefois, on note qu'avec les relevés futurs, l'observation de la même galaxie avec le grism NISP-R résultera en un décalage cinématique plus prononcé qui sera d'environ *1 pixel* de part et d'autre de la raie $\text{H}\alpha$.

Nous donnons également l'évolution de la résolution spatiale (en kpc px^{-1}) pour les même instruments dans la figure 3.6. Pour une galaxie avec une taille caractéristique de 15 kpc, on note qu'elle ne sera résolue que sur quelques pixels avec la future mission Euclid ($s = 0.3 \text{ arcsec px}^{-1}$) contrairement avec l'instrument du JWST ($s = 0.065 \text{ arcsec px}^{-1}$) avec lequel les galaxies seront mieux résolues spatialement. Toutefois, nous soulignons que ce dernier ne sera pas un relevé.

De plus, pour une raie d'émission observée (λ_0), il est possible de relier la dispersion du grism D avec le pouvoir de résolution $\mathcal{R} \equiv \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ¹ (présenté dans la tableau 3.1) :

$$\mathcal{R} \approx \frac{\lambda_o}{2D} \quad (3.3)$$

1. Dans cette étude, nous supposons que les spectrogrammes sont échantillonnés avec un facteur de Nyquist égal à 2.

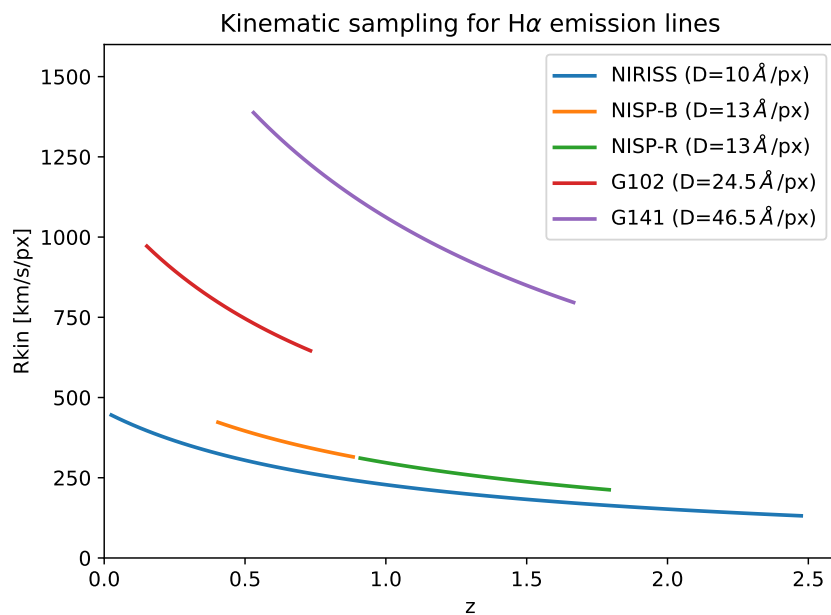


FIGURE 3.5: Évolution de l'échantillonnage cinématique en fonction du redshift pour des sources H α observées avec différents instruments.

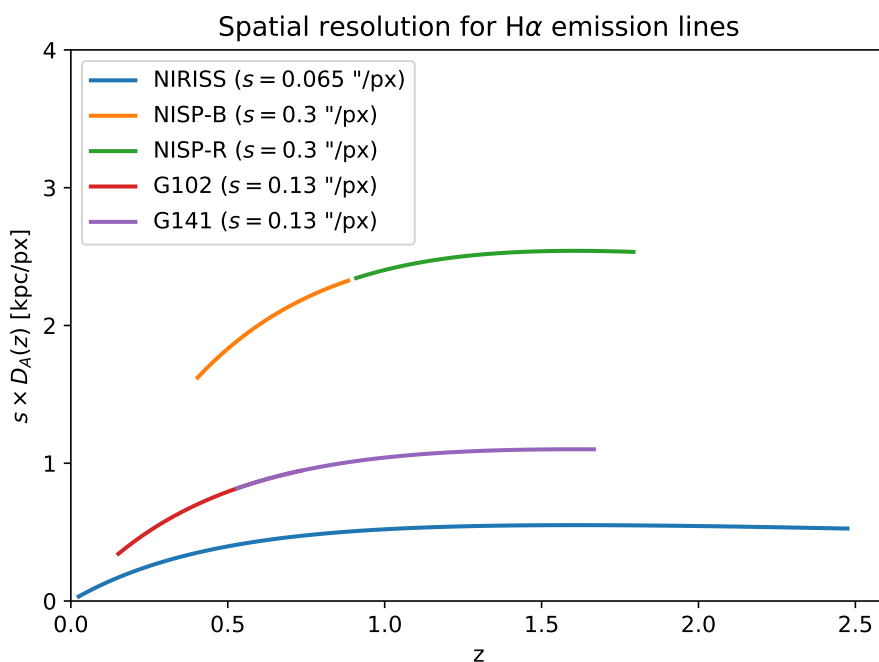


FIGURE 3.6: Variation de l'échantillonnage spatial exprimé en kpc px^{-1} en fonction du redshift pour des sources H α observées les instruments de la figure 3.5.

Nous pouvons ainsi en déduire la relation entre l'échantillonnage cinématique R_{kin} et le pouvoir de résolution $\mathcal{R}$:

$$R_{kin} \sim \frac{c}{2(1+z)\mathcal{R}} \quad (3.4)$$

Nous soulignons que les relevés actuels du HST possèdent au mieux un échantillonnage cinématique $\gtrsim 700 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$, ce qui se révèle sans doute insuffisant pour mesurer précisément les paramètres cinématiques pour une large fraction des données existantes. En effet, dans la figure 3.7 nous présentons des spectrogrammes simulés (avec et sans cinématique) avec la résolution du grism G141 ($D=46.5 \text{ Å px}^{-1}$). Nous notons que l'effet de la cinématique interne est beaucoup moins prononcée au niveau des raies d'émission de la galaxie que sur les simulations de la figure 3.1 (où $D=2.5 \text{ Å px}^{-1}$).

Comme mentionné, les futures relevés atteindront, quant à eux, un échantillonnage cinématique $R_{kin} \sim 250 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$, et seront par conséquent beaucoup mieux adaptés pour des analyses cinématiques détaillées.

Dans le but de contraindre au mieux la cinématique interne des galaxies à partir de leur spectrogrammes, nous allons maintenant décrire notre modèle prédictif qui va être construit de manière assez réaliste pour pouvoir être comparé aux données existantes dans une approche *forward*. Nous rappelons que ce modèle va dépendre d'une modélisation de la galaxie (section 3.2) – incluant sa distribution en flux, son spectre intrinsèque et sa cinématique interne mais aussi d'une modélisation de la signature de l'instrument (section 3.3) – permettant une simulation complète du spectrogramme bidimensionnel de la galaxie.

3.2 Modélisation de la galaxie

3.2.1 Hypothèses du modèle

Tout d'abord, il est à noter que les observations de spectroscopie sans fente visent principalement des galaxies spirales de type tardif (disques) émettant du $H\alpha$ ou $[O III]$ à grand redshift ($0.5 < z < 2$). De plus, étant donnés la résolution spatiale et l'échantillonnage cinématique limités (cf. tableau 3.1), les observations ne peuvent pas pour l'instant contraindre des modèles trop complexes. On rappelle que l'un des avantages de l'approche *forward* est sa flexibilité qui permet de complexifier ou simplifier le modèle inhérent si nécessaire. Les hypothèses qui seront faites dans ce modèle pourront ainsi être remplacées par d'autres plus ou moins contraignantes selon la qualité et la richesse des données.

Concernant la modélisation du spectrogramme, nous utiliserons deux hypothèses majeures. La première est l'approximation physique du disque fin, froid (*i.e.* sans dispersion de vitesse) et axisymétrique. Cette approximation reste raisonnable pour des galaxies spirales qui ne présentent pas de structures complexes non axisymétriques telle que des bras spiraux, des barres ou autres.

Il en résulte que la distribution du flux de la galaxie, son spectre et son champ de vitesse ne dépendent que du rayon interne R . Nous illustrons une modélisation du disque infiniment fin pour une galaxie dans la figure 3.8. Le rayon interne R et l'angle azimutal θ sont les coordonnées dans le plan du disque et nous définissons l'inclinaison i à partir du rapport entre le demi-petit axe b et le demi-grand axe a de la galaxie dans le plan du ciel : $\cos i = b/a$. Ainsi une galaxie vue de face aura une inclinaison nulle tandis qu'une galaxie vue par la tranche aura une inclinaison proche de 90° .

TABLE 3.1: Identique au tableau 2.2 avec cette fois les valeurs de l'échantillonnage cinématique pour les sondages de spectroscopie sans fente passés, récents et futures. L'échantillonnage cinématique (équation (3.2)) est donné aux limites des bandes spectrales pour des sources H α et le pouvoir de résolution $\mathcal{R}$ (équation (3.3)) est estimé au milieu de la bande spectrale. Les relevés GLASS et FIGS ont observé avec deux et cinq angles de dispersion respectivement.

Sondage	Instrument-Grism	Couverture spectrale (Å)	$[z_{\min}, z_{\max}]$ pour des sources H α	Résolution spatiale (arcsec px ⁻¹)	D (Å px ⁻¹)	$\mathcal{R}$	R_{kin} (km s ⁻¹ px ⁻¹)	# galaxies
GPS-HST	NICMOS(IR)-G141	11000–19000	0.67–1.89	0.20	80	100	1260–2180	33
APPLES-HST	ACS-G800L	5500–10500	0–0.60	0.05	38.5	105	1100–2100	1000
GRAPEs-HST	ACS-G800L	5500–10500	0–0.60	0.05	38.5	105	1100–2100	5000
PEARS-HST	ACS-G800L	5500–10500	0–0.60	0.05	38.5	105	1100–2100	10 000
HST	WFC3(UVIS)-G280	1900–5500	–	0.13	13	140	710–2050	–
3DHST-HST	WFC3(IR)-G141	10000–17500	0.52–1.67	0.13	46.5	150	800–1400	100 000
GLASS-HST	WFC3(IR)-G102	7500–11500	0.14–0.75	0.13	24.5	195	640–980	2000 (x2 angles)
FIGS-HST	WFC3(IR)-G102	7500–11500	0.14–0.75	0.13	24.5	195	640–980	2000 (x5 angles)
JWST	NIRISS (2021)	6000–23000	0–2.50	0.065	10	725	130–500	–
EUCLID	NISP-R (2022)	12500–18500	0.90–1.81	0.30	13	595	210–310	30 000 000
EUCLID	NISP-B (2022)	9200–12500	0.40–0.90	0.30	13	415	310–425	–
WFIRST	GRS (2028)	10000–19500	0.52–1.97	0.11	11	670	170–330	18 000 000

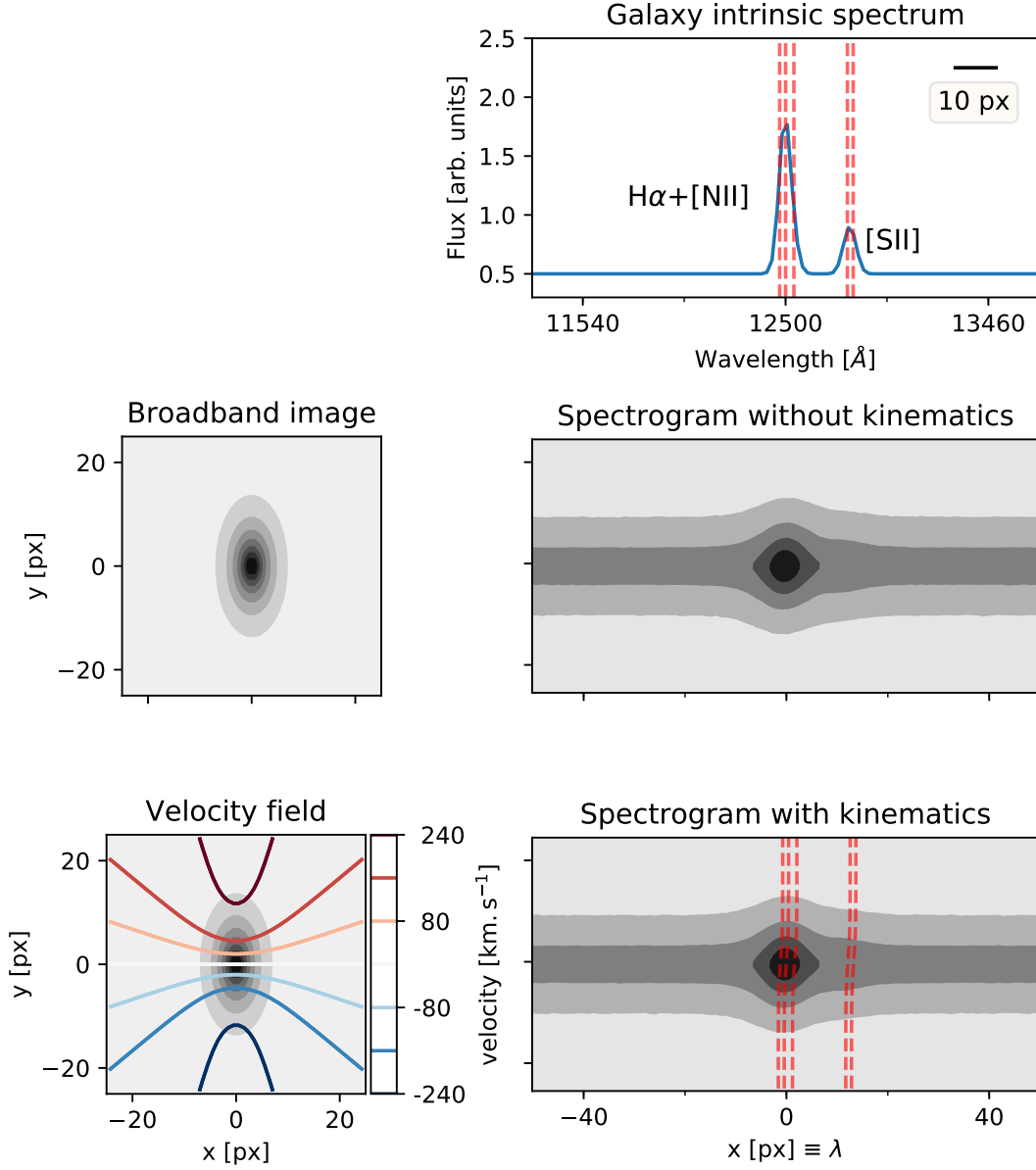


FIGURE 3.7: Identique à la figure 3.1 (aussi centrée sur la raie $\text{H}\alpha \pm 40$ px dans les spectrogrammes) mais avec une résolution plus réaliste similaire à celle du grism G141 de HST avec un pouvoir de résolution $\mathcal{R} \sim 150$. Du fait que l'échantillonnage spectral est moins bon, les raies d'émission $\text{H}\alpha$ et [N II] ne sont plus résolues. Cette fois ci, le décalage induit par le champ de vitesse de la galaxie est beaucoup moins important sur les raies d'émission du spectrogramme. De ce fait, la courbe de rotation apparaît presque horizontale et il devient difficile de distinguer les deux régimes de celle-ci.

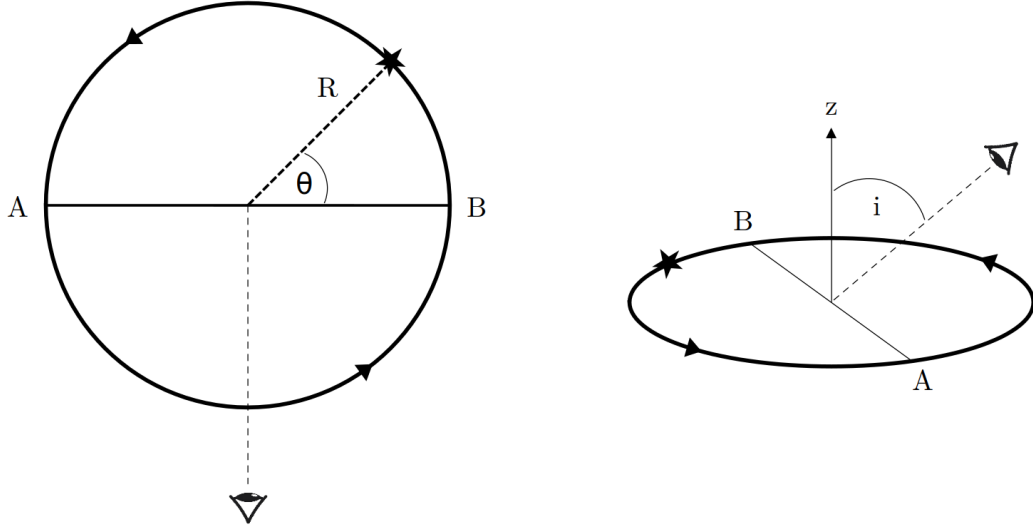


FIGURE 3.8: Illustration d'une galaxie modélisée par un disque infiniment fin. *Gauche* : disque en rotation vue du dessus. L'angle azimutal θ et le rayon interne R dans le plan du disque donnent ici la position d'une étoile. L'observateur dans ce schéma regarde en étant au dessus du disque, perpendiculaire au diamètre AB. *Droite* : la ligne de visée de l'observateur fait un angle i (inclinaison) avec l'axe de rotation (z) du disque.

La seconde est l'hypothèse dite "d'uniformité" selon laquelle le spectre dans le référentiel au repos de la galaxie est supposé uniforme sur toute son extension spatiale. Le spectre de la galaxie est seulement modulé par le décalage Doppler induit par la cinématique interne. C'est pourquoi, le cube de données de la galaxie $C(\mathbf{r}, \lambda)$ – comprenant deux dimensions spatiales et une spectrale – peut être facilement reconstruit à partir de la distribution spatiale du flux normalisée $F(\mathbf{r})$, le spectre intrinsèque décalé à cause du redshift cosmologique $S(\lambda)$ et le champ de vitesse de la galaxie le long de ligne de vue $v(\mathbf{r})$:

$$C(\mathbf{r}, \lambda) = F(\mathbf{r}) \cdot S\left(\frac{\lambda}{1 + v(\mathbf{r})/c}\right). \quad (3.5)$$

3.2.2 Distribution du flux

Comme nous l'avons souligné dans le Chapitre 2, la spectroscopie sans fente est « tirillée » par des effets d'auto-contamination mélangeant les propriétés spatiales et spectrales d'une source. Une composante clef de notre modèle est ainsi la description précise de la distribution du flux interne $F(\mathbf{r})$ de la galaxie résolue aux longueurs d'onde considérées.

Sous l'hypothèse d'un disque fin et axisymétrique, la morphologie de la galaxie est entièrement caractérisée par son inclinaison, son angle de position et son profil radial de flux. Un tel modèle est utilisé pour estimer $F(\mathbf{r})$ pour des simulations (section 3.4). Dans ce cas, nous simulerons la distribution en flux de la galaxie par un modèle de Sersic (Sersic, 1968) :

$$F(\mathbf{r}) = I_e \exp \left\{ -b_n \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right\} \quad (3.6)$$

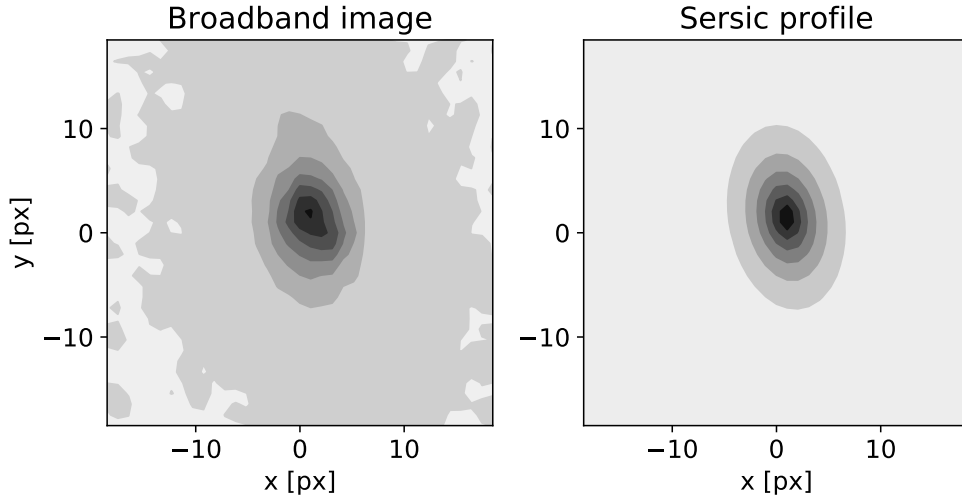


FIGURE 3.9: *Gauche* : Image obtenue à partir de la photométrie large bande de la galaxie 19843 du champ AEGIS du relevé 3D-HST. *Droite* : Ajustement de l'image large bande par un profil de Sersic qui donne $i = 51^\circ$, $PA = 10^\circ$, $r_d = 9$ px, $n = 0.9$ (profil quasi exponentiel) et $(x_0, y_0) = (0.9$ px, 1.4 px).

où I_e est l'intensité au rayon effectif² r_e qui encercle la moitié du flux total et la constante b_n est définie telle que $\Gamma(2n) = 2\gamma(b_n, 2n)$ (avec Γ la fonction gamma et γ la fonction gamma incomplète).

Toutefois, nous avons vu au Chapitre 1 que le type morphologique des galaxies à haut redshift est très varié. Même si notre modèle sera appliqué majoritairement sur des galaxies présentant une structure axisymétrique s'apparentant à des disques, nous décidons d'estimer la distribution du flux de la galaxie directement à partir des images en photométrie large bande $B(\mathbf{r})$ qui sont systématiquement fournies avec les spectrogrammes des galaxies. Cela permettra de tenir compte des légères déviations éventuelles au modèle du disque fin axisymétrique pour les galaxies observées sur lesquelles notre modèle sera appliqué. Ce choix de modélisation est également motivé par des considérations de calibrations en longueur d'onde. En effet, l'image large bande sert en principe de référence afin de calculer la loi de dispersion des spectrogrammes aux différents ordres. Cette relation de dispersion dépend donc de la position de la galaxie dans son image large bande et dans une moindre mesure de sa morphologie.

Nous présentons l'ajustement de la photométrie large bande d'une galaxie du relevé 3D-HST par un profil de Sersic dans la figure 3.9. Nous contraignons ici la position de la galaxie (x_0, y_0) , la taille effective du disque r_e ($\sim 1.7r_d$ ici), l'inclinaison i , le PA relatif et l'indice de Sersic n . Globalement, le profil ajusté reproduit bien la forme général de la distribution du flux $B(\mathbf{r})$ même si des sous-structures de cette dernière peuvent être compliquées à modéliser à partir de profils purement axisymétriques.

Nous faisons remarquer que notre modèle sera majoritairement contraint par les régions des raies d'émission du spectrogramme puisque c'est à ces endroits que la signature de la cinématique sera la plus visible. Notre modèle sera essentiellement appliqué aux relevés de spectroscopie sans

2. Le rayon effectif r_e est relié au rayon caractéristique r_d pour une galaxie modélisée par un disque exponentiel par la relation : $r_e = 1.678r_d$.

fente de 3D-HST et GLASS qui utilisent les grisms G141 et G102 dans le domaine infrarouge couvrant les longueurs d'onde allant de 7500 à 17 500 Å (nous donnerons plus de détails sur ces relevés dans le Chapitre 4). Pour une source donnée, l'image large bande fournie avec le spectrogramme est obtenue en intégrant le flux reçu de la galaxie avec le filtre F140W de l'instrument WFC3 couvrant le domaine de l'infrarouge ($12\,000\text{ Å} < \lambda < 16\,000\text{ Å}$). Par conséquent, l'image large bande n'est rien d'autre qu'une observation directe de la distribution du flux au sein du *continuum* de la galaxie et non spécifiquement de la distribution du flux des raies d'émission ($\text{H}\alpha$ ou $[\text{O III}]$).

Pour des galaxies à grand redshift ($z \gtrsim 1$), des études ont montré que le profil spatial de la raie d'émission $\text{H}\alpha$ est quasi similaire sinon plus étendu en moyenne que le profil spatial du continuum (Nelson et al., 2012). Pour tenir compte de cette différence dans notre modèle, nous faisons le choix de simuler la distribution du flux de la galaxie $F(\mathbf{r})$ comme une loi puissance de la distribution du flux de l'image large bande $B(\mathbf{r})$:

$$F(\mathbf{r}) = B^\eta(\mathbf{r}), \quad (3.7)$$

où l'indice de la distribution du flux $\eta < 1$ correspond à une distribution plus diffuse que celle dans le continuum. Ce modèle permet ainsi de prendre en compte au 1^{er} ordre des distributions du flux $\text{H}\alpha$ qui seraient plus ou moins étendues que celles du continuum. Cependant, nous faisons remarquer que cette modélisation suggère implicitement une morphologie similaire pour ces deux distributions.

Nous discuterons dans le Chapitre 4 et 5 les impacts de ce choix de modélisation et en particulier du fait que la distribution du flux de la galaxie n'est pas nécessairement la même dans le continuum et dans les raies d'émission.

3.2.3 Spectre intrinsèque

Comme discuté dans la section 3.1, nous nous attendons à ce que l'impact de la cinématique de la galaxie sur son spectrogramme soit significatif uniquement pour des fortes raies en émission. Nous cherchons donc des galaxies qui émettent principalement le complexe $\text{H}\alpha + [\text{N II}]\lambda\lambda 6548, 6584 + [\text{S II}]\lambda\lambda 6718, 6732$ (pour un redshift $0.15 < z < 1.7$), ou le doublet $[\text{O III}]\lambda\lambda 4959, 5007$ (pour $0.5 < z < 2.5$).

Nous sommes maintenant en mesure de modéliser le spectre intrinsèque de la galaxie comme une somme de gaussiennes individuelles qui viennent s'ajouter à un continuum :

$$S(\lambda) = \sum_{\text{line } i} \frac{A_i}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\lambda - (1+z)\lambda_i)^2}{2\sigma^2}\right) + \mathcal{C}(\lambda) \quad (3.8)$$

où A_i et λ_i sont respectivement l'amplitude et la longueur d'onde dans le référentiel au repos pour chaque raie d'émission i , σ est la largeur des raies supposée constante et la même pour toutes les raies, et $\mathcal{C}(\lambda)$ un continuum *ad hoc*. Pour les doublets de raie en émission, nous supposons un rapport constant entre les différentes amplitudes :

$$\begin{aligned} A_{[\text{N II}]\lambda 6584} / A_{[\text{N II}]\lambda 6548} &= 3 \\ A_{[\text{S II}]\lambda 6718} / A_{[\text{S II}]\lambda 6732} &= 1 \\ A_{[\text{O III}]\lambda 5008} / A_{[\text{O III}]\lambda 4960} &= 3 \end{aligned}$$

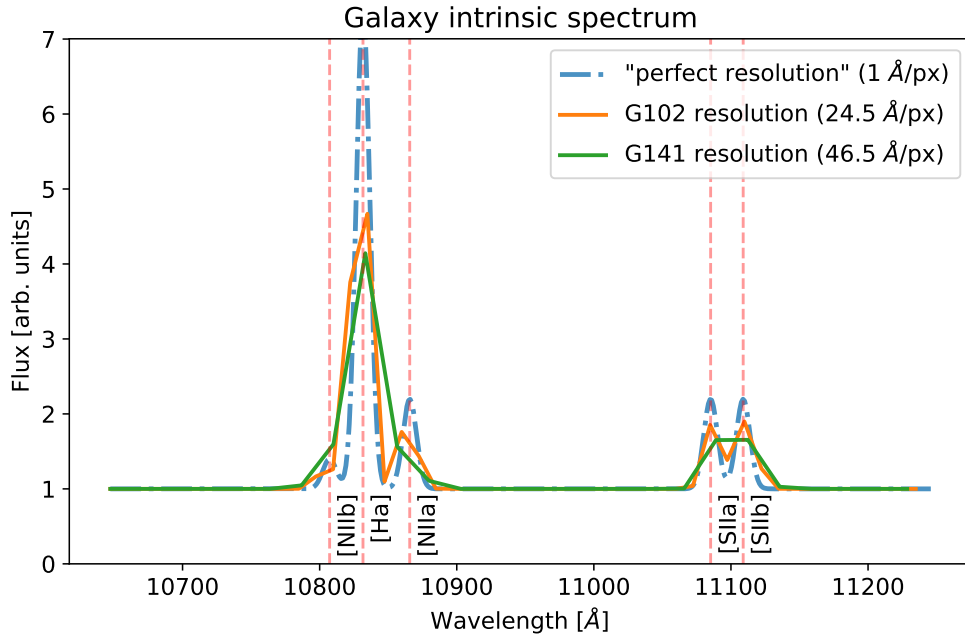


FIGURE 3.10: Simulation d'un complexe de raies d'émission $H\alpha + [N II] + [S II]$ avec un continuum constant pour une galaxie à $z = 0.65$. Les caractéristiques sont les suivantes : $A_{H\alpha} = 80$ a.u., $A_{[N II]} = 20$ a.u., $A_{[S II]} = 30$ a.u., $\sigma = 5$ Å et $C_0 = 1$ a.u.. Le spectre intrinsèque observé avec une résolution exagérée (~ 1 Å/px) est tracé en *bleu* et l'observation à la résolution du grism G102 (resp. G141) est représenté en *orange* (resp. *vert*).

Nous verrons que l'ajustement du spectrogramme sera effectué sur une région très limitée autour des raies d'émission modélisées, et que la transmission instrumentale est supposée connue (cf. section 3.3). Par conséquent le continuum sera simplement modélisé par une constante C_0 .

Au final, nous n'avons besoin que de quelques paramètres pour décrire et modéliser le spectre intrinsèque de la galaxie qui sont par exemple pour une galaxie émettrice d'un complexe $H\alpha + [N II] + [S II]$: le redshift effectif z , les amplitudes des raies $A_{H\alpha}$, $A_{[N II]\lambda 6584}$ et $A_{[S II]\lambda 6718}$, la dispersion effective σ et le continuum constant C_0 . Nous présentons dans la figure 3.10 une simulation du spectre d'une telle source à un redshift $z = 0.65$ et nous montrons son observation à la résolution des grisms G102 et G141. On note que la résolution spectrale limitée de ces grisms restreint leurs capacités à résoudre les doublets $[N II]$ et $[S II]$, même pour un spectre intrinsèque avec une largeur de raie "assez fine".

3.2.4 Champ de vitesse

Dans cette section, nous allons présenter comment le champ de vitesse de la galaxie $v(r)$ est modélisé. La modélisation physique des courbes de rotation des galaxies (RC par la suite) n'est pas simple puisqu'elle nécessite une description complète des contributions du disque, du bulbe et du halo de matière noire à la dynamique de la galaxie. De plus, chacune de ces contributions doit être contrainte précisément par des observations morphologiques et/ou spectroscopiques (Courteau, 1997). De tels modèles ont été proposés ces dernière décennies, en commençant par la formulation

Keplerienne de [Brandt \(1960\)](#) jusqu'à la fameuse *Universal Rotation Curve* (URC) ([Persic et al., 1996](#)) pour des galaxies disques en tenant compte à la fois des composantes de matière lumineuse et noire. Sous l'hypothèse de l'approximation du disque axisymétrique fin et froid, de nombreuses études ont adopté une approche analytique pour reproduire au mieux la forme globale de la RC intrinsèque de la galaxie $v_{\text{rot}}(r)$. Nous allons détailler quelques modèles les plus utilisés dans la littérature et discuterons de leur avantages et inconvénients. Nous débuterons par présenter deux modèles : le disque de Freeman et la URC qui ont une motivation physique. Enfin, nous listerons d'autres modèles très répandus, nécessitant un faible nombre de paramètres libres mais qui ne se fondent sur aucune base physique.

3.2.4.1 Modèles de courbes de rotation

Disque de Freeman

Dans ce paragraphe, nous allons considérer un disque infiniment fin et froid, caractérisé par une densité surfacique massique (ou lumineuse) $\mu(r)$ (où r est la coordonnée radiale dans le plan du disque). En résolvant l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.9)$$

où $\Phi(r)$ est le potentiel gravitationnel et est relié à la vitesse circulaire de rotation par :

$$v_{\text{rot}}^2(r) = r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_{z=0} \quad (3.10)$$

[Freeman \(1970\)](#) a calculé la vitesse circulaire exacte pour un disque dans le cas particulier d'un profil de masse exponentielle ($\mu(r) = \mu_0 \exp(-r/r_d)$) où μ_0 est la densité surfacique centrale et r_d est la taille caractéristique du disque) :

$$v_{\text{rot}}(r) = \frac{r}{r_d} \sqrt{\pi G \mu_0 r_d (I_0 K_0 - I_1 K_1)} \quad (3.11)$$

où G est la constante de gravitation et I_n, K_n sont les fonctions de Bessel modifiées de première et seconde espèces respectivement évaluées en $0.5 r/r_d$. Il est à noter que la vitesse de rotation atteint alors son maximum à un rayon de transition $r_0 \sim 2.2 r_d$ et vaut :

$$v(r_0) = v_0 \sim 0.88 \sqrt{\pi G \mu_0 r_d} \quad (3.12)$$

Cependant, cette modélisation n'est pas réaliste car elle ne prend pas compte du halo de matière noire et donc ne recouvre pas la partie plateau de la RC.

Courbe de Rotation Universelle

Le modèle de URC introduit par [Persic & Salucci \(1991\)](#); [Persic et al. \(1996\)](#) a l'avantage de prendre en compte les contributions du disque et du halo de matière noire. En modélisant un disque fin et un halo comme une sphère isotherme, ils montrent que la RC peut alors se modéliser en fonction

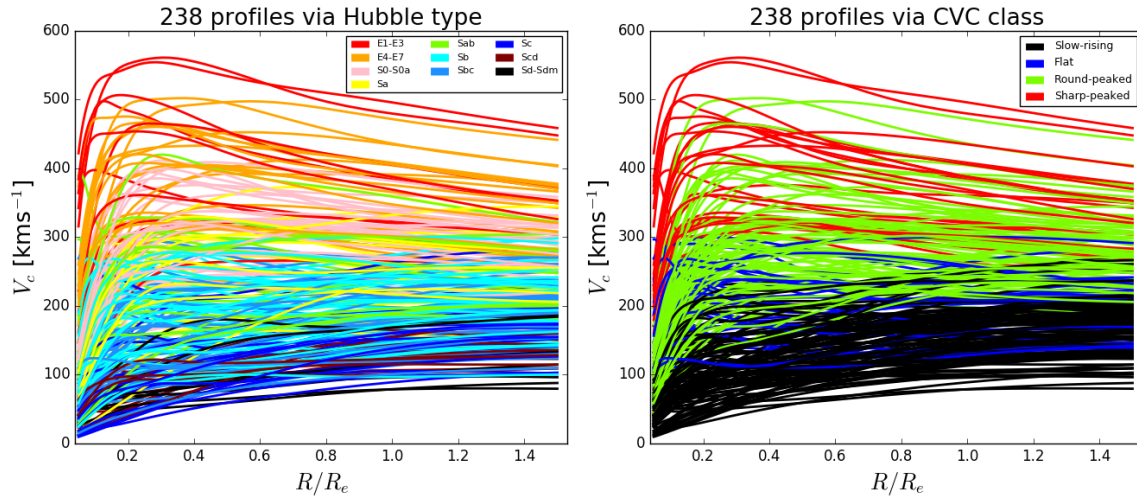


FIGURE 3.11: Illustration des formes de 238 RCs mesurées avec l'IFS CALIFA codées par type morphologique (*gauche*) et par classe de vitesse et gradient (*droite*). Ces dernières sont tracées en fonction du rayon effectif $r_e \sim 1.7r_d$ pour un disque exponentiel. Figure de [Kalinova et al. \(2017\)](#).

de la luminosité et du rayon de la galaxie :

$$v_{\text{rot}}(x) = v(3.2r_d) \left[\left(0.72 + 0.44 \log \frac{L}{L_*} \right) \frac{1.97x^{1.22}}{(x^2 + 0.78^2)^{1.43}} + 1.6 e^{-0.4(L/L_*)} \frac{x^2}{x^2 + 1.5^2 (\frac{L}{L_*})^{0.4}} \right]^{1/2} \quad (3.13)$$

avec $x = r/(3.2r_d)$. Cependant, même si cette paramétrisation est un modèle physique des RCs, de nombreuses études (e.g. [Tully & Verheijen, 1997](#); [Courteau, 1997](#)) ont montré que la URC n'était pas capable de reproduire systématiquement les parties internes et externes des RCs.

Contrairement à ces modélisations, nous présentons par la suite des fonctions analytiques sans motivation physique et sans *a priori* sur la distribution du profil du disque, mais qui décrivent convenablement la forme des RCs observées. Nous illustrons par exemple dans la figure 3.11, la forme de 238 RCs obtenues avec les observations du relevé CALIFA et qui sont regroupées selon diverses catégories selon leurs valeurs du gradient interne et du maximum de la vitesse de rotation et de leurs types morphologiques. On note que la plupart des RCs atteignent le plateau de vitesse au maximum à $0.5 r_e$ et qu'en moyenne $r_0/r_e \lesssim 0.3$ où r_e est le rayon effectif de la galaxie et r_0 le rayon de transition de la RC qui délimite la partie interne du plateau de vitesse. Nous soulignons également que les galaxies de type tardif (disques, spirales) ont un rayon de transition $r_0 \sim 0.4r_e$ ($\approx 0.7r_d$ pour des disques exponentiels). Toutefois, ces galaxies sont à un redshift assez proche ($z \lesssim 0.03$).

Dans toute la suite nous noterons v_0 la vitesse maximale de la RC de la galaxie.

Modèle plat

Le modèle plat consiste en une fonction linéaire par morceaux décrivant une RC avec une tran-

sition brute à un rayon de transition r_0 et qui est constante pour de plus grand rayons :

$$v_{\text{rot}}(r) = \begin{cases} v_0 \times (r/r_0) & \text{si } r < r_0 \\ v_0 & \text{si } r > r_0 \end{cases} \quad (3.14)$$

Modèle arctangente

Ce modèle a très souvent été utilisé dans des études de la relation de Tully-Fisher mais aussi pour classifier des galaxies (Courteau, 1997; Stott et al., 2016; Pelliccia et al., 2017) et est donné par :

$$v_{\text{rot}}(r) = \frac{2}{\pi} v_0 \arctan \left(\frac{r}{r_0} \right) \quad (3.15)$$

L'avantage de cette paramétrisation est qu'elle augmente doucement jusqu'à atteindre v_0 après quelques r_0 . De plus elle reproduit la forme des RCs assez bien avec le plus faible nombre de paramètres libres. Cependant, ce modèle ne convient pas à l'ensemble des RCs observés car il ne tient pas compte de possibles transitions abruptes autour du rayon de transition. Enfin, il modélise également assez mal les RCs avec un gradient interne élevé puisque la pente interne de ce modèle vaut : $w_0 \equiv 2v_0/(\pi r_0)$.

Modèle tangente hyperbolique

Dans cette analyse, nous avons choisi une paramétrisation similaire à la fonction *arctan* en choisissant une fonction *tangente hyperbolique*. Ce choix est motivé par le fait que le plateau de vitesse est rarement visible sur des observations en spectroscopie sans fente. Ce nouveau modèle, possédant un gradient interne plus important que la fonction *arctan*, atteindra plus rapidement le plateau de vitesse et modélisera mieux des RCs avec des gradients plus élevés.

$$v_{\text{rot}}(r) = v_0 \tanh \left(\frac{r}{r_0} \right) \quad (3.16)$$

$$= v_0 \tanh \left(\frac{w_0 r}{v_0} \right) \approx \begin{cases} w_0 r & r \ll r_0 \quad (\text{rotation solide}) \\ v_0 & r \gg r_0 \quad (\text{plateau}) \end{cases} \quad (3.17)$$

En pratique nous utiliserons l'expression (3.17), car le gradient central de la RC $w_0 = v_0/r_0$ est le terme dominant à faible rayon. De plus cette paramétrisation engendre moins de dégénérescence entre les paramètres cinématiques. Nous reviendrons par la suite sur l'impact de modéliser la RC avec w_0 au lieu de r_0 (et notamment sur la corrélation avec v_0) dans la section 3.5.4.

Fonction multi-paramètres

Il existe également une paramétrisation plus élaborée utilisée dans la littérature : la *Multi-Parameter function* décrit dans Courteau (1997) et utilisée dans de nombreuses études (e.g. Böhm et al., 2004; Garrido et al., 2005; Varidel et al., 2019) :

$$v_{\text{rot}}(r) = \frac{v_0 r}{(r^a + (v_0/w_0)^a)^{1/a}} \approx \begin{cases} w_0 r & r \ll r_0 \quad (\text{rotation solide}) \\ v_0 & r \gg r_0 \quad (\text{plateau}) \end{cases} \quad (3.18)$$

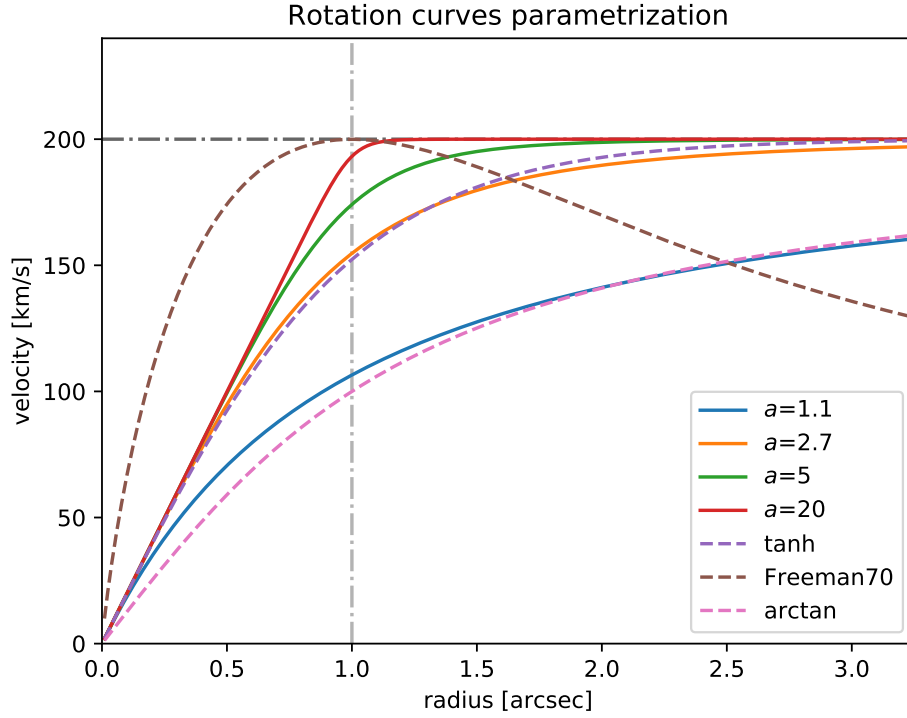


FIGURE 3.12: Différentes paramétrisations pour modéliser la courbe de rotation d'une galaxie avec $v_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$ et $r_0 = 1''$. Les courbes en *traits pleins* représentent le modèle multi-paramètres avec différentes valeurs de a et les courbes en *pointillées* représentent le modèle du disque de Freeman, arctangente et tangente hyperbolique.

où le paramètre a gouverne le degré de courbure au niveau du rayon de transition et $w_0 = v_0/r_0$ est le gradient de vitesse. Nous faisons remarquer que cette paramétrisation en loi de puissance permet de reproduire les deux principaux régimes de la RC (la rotation solide et le plateau de vitesse). De plus ce modèle permet de retrouver la paramétrisation en *arctan* avec $a \sim 1.1$, en *tanh* avec $a \sim 2.7$ mais également le modèle plat en faisant tendre a vers de grandes valeurs $a \gtrsim 20$.

Nous résumons dans la figure 3.12 l'ensemble des modèles énoncés précédemment pour une galaxie avec un maximum de vitesse $v_0 = 200 \text{ km s}^{-1}$ et un rayon de transition $r_0 = 1''$.

3.2.4.2 Champ de vitesse observé

Nous allons maintenant introduire deux systèmes de coordonnées : le premier (x, y) (cartésien) est celui du plan dans le ciel et nous allons dénoter les coordonnées polaires dans ce système par (r, ϕ) . Le second système est celui dans le plan de la galaxie et on notera (x', y') les coordonnées cartésiennes et (R, θ) les coordonnées polaires. De manière générale, le disque de la galaxie est animé de mouvements circulaires v_{rot} , de potentiels mouvements radiaux v_{rad} et d'éventuels mouvements verticaux perpendiculaires au plan du disque v_z . Le champ de vitesse observé le long de la ligne de vue $v(x, y)$ est ainsi donné par (e.g. Begeman, 1989) :

$$v(\mathbf{r}) = v(x, y) = cz + v_{\text{rot}}(R) \cos \theta \sin i + v_{\text{rad}}(R) \sin \theta \sin i + v_z(R) \cos i \quad (3.19)$$

Dans l'approximation du disque fin, en négligeant les termes de mouvements radiaux et verticaux, le champ de vitesse observé le long de la ligne de vue peut alors s'écrire :

$$v(\mathbf{r}) = cz + v_{\text{rot}}(R) \cos \theta \sin i \quad (3.20)$$

où cz est la vitesse systémique (vitesse d'éloignement), $v_{\text{rot}}(R)$ est la courbe de rotation, i l'inclinaison de la galaxie et θ l'angle azimutal dans le plan de la galaxie :

$$R \cos i \sin \theta = -(x - x_0) \cos(PA) - (y - y_0) \sin(PA) \quad (3.21)$$

$$R \cos \theta = -(x - x_0) \sin(PA) + (y - y_0) \cos(PA) \quad (3.22)$$

où PA est l'angle de position relatif et (x_0, y_0) les coordonnées cartésiennes du centre de la galaxie dans le plan du ciel.

De nombreuses études ont dénoté une différence entre les angles de position morphologiques et cinématiques qui peut être importante ($\Delta PA > 30^\circ$) (e.g. [Contini et al., 2016](#); [Harrison et al., 2017](#)). Ces derniers ont montré qu'un tel non-alignement peut être dû à des faibles/fortes inclinaisons, des systèmes dominés par la dispersion des vitesses ou encore des sous structures complexes, tel que des barres centrales ou des bras spiraux. Cependant dans cette étude, du fait que la galaxie est modélisée comme un disque infiniment fin et froid en rotation pure, nous supposons que les angles de position morphologique et cinématique sont les mêmes.

Comme mentionné dans la section 3.1.1, le PA relatif est fortement dégénéré avec le CVG w_0 . Par conséquent, il est crucial de le contraindre à partir de données photométriques. Pour y parvenir, nous estimons les angles PA et i à partir d'un ajustement avec un modèle de Sersic sur l'image large bande utilisée pour simuler la distribution spatiale du flux de la galaxie. Nous soulignons que nous ajusterons la vitesse de rotation projetée $v_{\text{rot}}(R) \sin i$ afin de limiter les erreurs liées à la dé-projection de l'inclinaison de la galaxie. Au final, i n'est pas nécessaire dans l'ajustement du spectrogramme, mais il le devient si l'on souhaite dé-projeter la vitesse de rotation pour des analyses *a posteriori* et obtenir v_{rot} .

3.3 Modèle instrumental et ajustement

Comme mentionné dans la section 3.2, le second ingrédient nécessaire à la modélisation du spectrogramme en spectroscopie sans fente est la loi de dispersion $D(\lambda)$ du spectrographe ainsi que la courbe de transmission instrumentale $\mathcal{T}(\lambda)$.

3.3.1 Signature instrumentale

3.3.1.1 Loi de dispersion

La loi de dispersion $D(\lambda)$ correspond au décalage (x, y) sur le détecteur (par rapport à une position de référence (x_0, y_0)) en fonction de la longueur d'onde. C'est avant tout une quantité instrumentale qui est obtenue à partir de procédures de calibration dédiées (e.g. [Kuntschner et al., 2009a,b](#)).

Même si l'approche *forward* introduite dans la Chapitre 2 serait un moyen approprié de calibrer

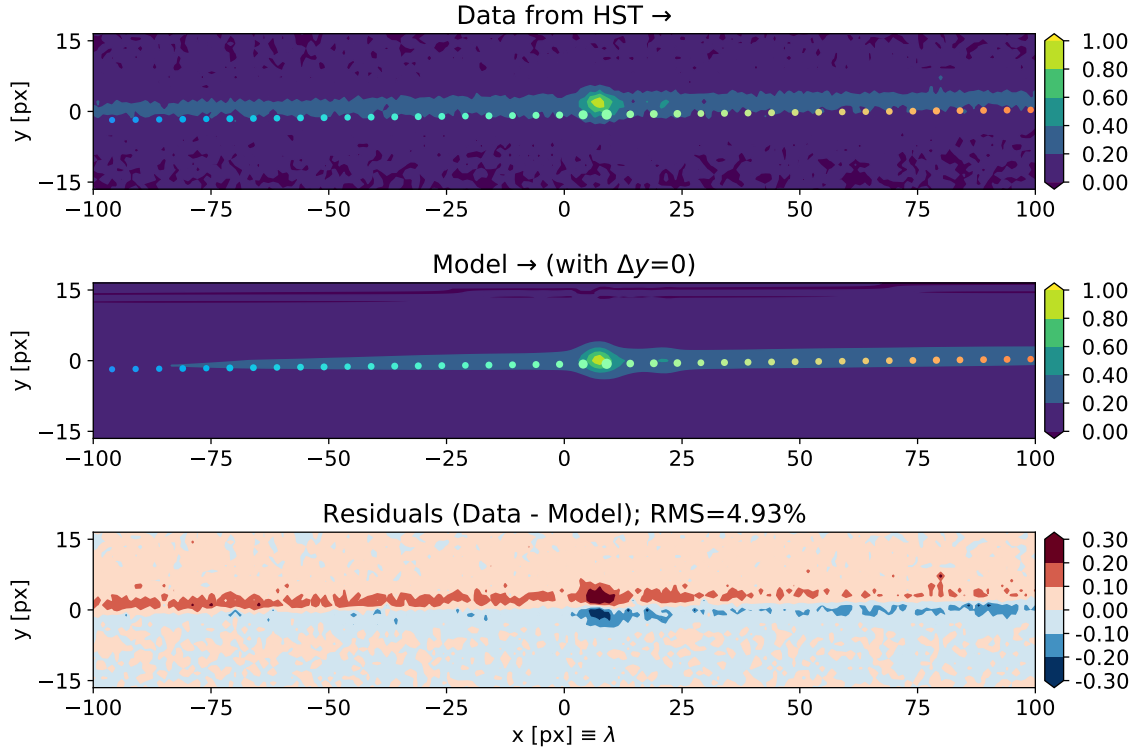


FIGURE 3.13: Mise en évidence de l’erreur d’alignement de la loi de dispersion sur des données du relevé 3D-HST. La loi de dispersion dérivée de la solution WCS est représentée en *pointillée*. *Haut* : spectrogramme de la galaxie 28994 du champ AEGIS. *Milieu* : modèle simple (pas de cinématique ni de correction de la solution de dispersion : Δy est fixé à 0). *Bas* : carte des résidus qui présente une structure dipolaire due au décalage $\Delta y \approx 1.5$ px entre les données et la loi de dispersion.

la loi de dispersion, nous comptons dans cette analyse sur la solution WCS³ qui a été calculée et fournie pour chaque galaxie grâce aux pipelines de réduction des données des relevés HST.

Étant donnée la précision requise de notre modèle, nous soulignons que nous avons repéré des incohérences dans de nombreux spectrogrammes sous la forme d’un décalage de l’ordre du pixel dans la direction transverse de dispersion, dû à une légère erreur d’alignement entre l’image en photométrie large bande et l’image dispersée à l’ordre 1. Nous illustrons cette erreur sur la figure 3.13 : il y a un décalage $\Delta y \approx 1.5$ px entre la solution de dispersion dérivée de la réduction de données de 3D-HST (montrée en *pointillée*) et la loi de dispersion effective des données (caractérisé par la trace spectrale du spectrogramme). Le modèle ajusté ici reste simple car il ne tient pas compte de la cinématique, de l’indice de la distribution du flux η et ne corrige pas la solution de dispersion. Nous présentons également la carte des résidus qui de ce fait présente une structure bipolaire très marquée. Un tel modèle manque de précision et ne permet donc pas de contraindre des effets subtils à une échelle inférieure au pixel tels que la cinématique interne de la galaxie. Pour corriger de cet effet, nous introduisons donc un paramètre de nuisance Δy (en px) qui permettra d’obtenir des résidus plus homogènes pouvant aider à contraindre la cinématique de galaxies.

3. *World Coordinates System* : transformations pour passer des coordonnées du ciel à la position des pixels d’une image.

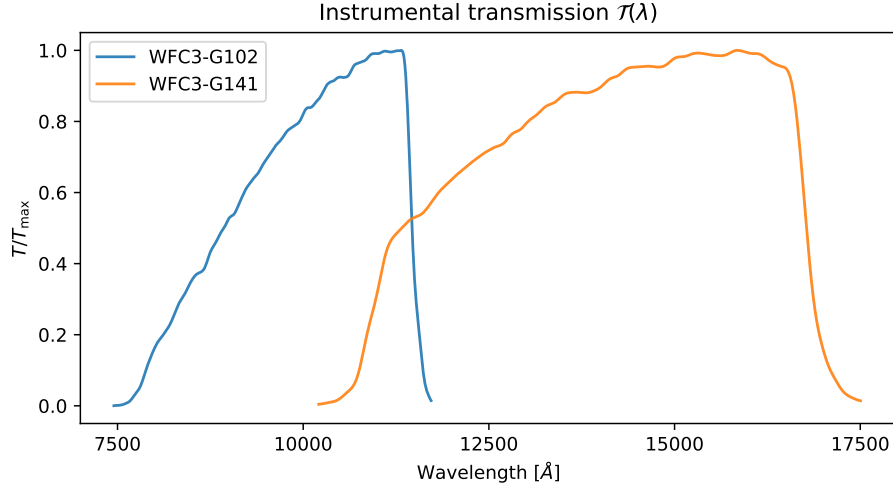


FIGURE 3.14: Évolution de la réponse des instruments WFC3-G102 et WFC3-G141 en fonction de la longueur d'onde. Les deux lois de transmission ont été normalisées dans cette figure.

Nous soulignons toutefois que même si la solution de dispersion n'est pas corrigée par le paramètre Δy , il est toujours possible de mesurer le redshift de la galaxie puisque la position longitudinale de la raie $H\alpha$ n'est pas significativement affectée.

Enfin, une erreur similaire de calibration le long de la direction de dispersion est corrigée au premier ordre par l'ajustement du redshift *effectif* de la galaxie dans notre procédure. Ainsi un tel décalage n'affectera pas la mesure de la cinématique qui est une mesure relative par rapport à la position des raies d'émission dans le spectrogramme.

3.3.1.2 Transmission instrumentale

La transmission $\mathcal{T}(\lambda)$ donne l'évolution de la réponse de l'instrument en fonction de la longueur d'onde et est obtenue à partir de calibrations spécifiques du flux (Kuntschner et al., 2011). Dans notre modèle, nous incluons simplement la transmission fournie par les observations au cube de données de la galaxie $C(x, y, \lambda)$ dont la construction est détaillée dans la section 3.2. Nous présentons les courbes de transmission des grisms G102 (relevé GLASS) et G141 (relevé 3D-HST et GLASS) dans la figure 3.14. Nous notons que ces dernières atteignent leur maximum pour des longueurs d'onde à la limite supérieure de leur bande spectrale. Ces fonctions vont ainsi moduler l'amplitude du spectrogramme en fonction de la longueur d'onde. Par conséquent, des raies d'émissions proches de 7500 Å (resp. 10 000 Å) pour le grism G102 (resp. pour le grism G141) ne seront presque pas visibles dans le spectrogramme et il sera donc délicat de mesurer le redshift, la cinématique et autres grandeurs astrophysiques pour de tels objets.

3.3.2 Modélisation *forward*

3.3.2.1 Reconstruction du spectrogramme

Une fois que le cube de données de la galaxie $C(\mathbf{r}, \lambda)$ et la loi de dispersion $D(\lambda)$ sont calculés, nous utilisons le formalisme *forward* introduit dans la Chapitre 2 pour construire le spectrogramme

(cf. équation (2.9)) :

$$I(\mathbf{r}) = \text{TF}^{-1} \left(\int_{\lambda} d\lambda \hat{C}(\mathbf{k}, \lambda) \hat{P}_0(\mathbf{k}, \lambda) e^{-i2\pi\mathbf{k}\cdot\mathbf{D}(\lambda)} \right) \quad (3.23)$$

où TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse.

Puisque les quantités $C(\mathbf{r}, \lambda)$ et $\mathbf{D}(\lambda)$ dépendent d'un ensemble de paramètres $\mathbf{p}$ (qui ont été mentionnés dans les sections précédentes), nous sommes finalement en mesure de simuler un spectrogramme pour le comparer aux observations dans une approche *forward*.

3.3.2.2 Minimisation du χ^2

Pour un spectrogramme observé D_{ij} avec une variance estimée σ_{ij}^2 , nous pouvons construire un modèle de spectrogramme $I_{ij}(\mathbf{p})$ et contraindre les paramètres libres $\mathbf{p}$ en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2(\mathbf{p}) = \sum_{\text{px } ij} \left(\frac{D_{ij} - I_{ij}(\mathbf{p})}{\sigma_{ij}} \right)^2 \quad (3.24)$$

Nous faisons l'usage de l'algorithme MINUIT2 (James & Roos, 1975) via l'interface PYTHON iminuit⁴. C'est une méthode de minimisation de fonction de χ^2 (ou vraisemblance) très robuste qui permet notamment d'estimer les erreurs à partir de la matrice de covariance des paramètres. Comme nous l'avons vu, il n'y a que les zones des raies d'émission du spectrogramme qui sont significativement distordues par la cinématique de la galaxie. Puisque les dispersions des grisms G102 et G141 sont de l'ordre de 24 Å et 46 Å et que la taille maximale des images en large bande (égale aussi à la taille dans la direction transverse de dispersion des spectrogrammes) est de 60 px, l'ajustement sera effectué sur une région limitée de 40 × 60 pixels autour des raies d'émission d'intérêt. Cela correspond alors à 5.2'' × 700 Å (resp. 1400 Å) pour des galaxies observées avec le grism G102 (resp. G141). La taille verticale de ces régions de 40 px est suffisante car à la résolution spatiale du WFC3 de 0.13 arcsec px⁻¹, les galaxies sont étendues au maximum sur 10 à 15 pixels (cf. figure 3.9). Enfin, dans le cas de l'ajustement du complexe H α + [N II]+ [S II], qui est le cas où l'étendue spectrale des raies d'émission est la plus grande, au maximum pour des redshifts de $z \sim 0.75$ (resp. $z \sim 1.66$) pour le grism G102 (resp. G141), l'écart entre la raie H α et [S II] sera de 300 Å (resp. 500 Å) pour le G102 (resp. G141). Ce choix de taille des régions d'ajustements sera donc suffisant pour contraindre l'ensemble du complexe H α + [N II]+ [S II] ou du doublet [O III] au sein des spectrogrammes.

3.4 Premiers test sur des simulations

3.4.1 Simulation du grism G102

Dans cette section, nous allons présenter des simulations visant à imiter des observations faites par le relevé GLASS qui a utilisé l'instrument WFC3 du HST avec le grism G102 (cf. tableau 3.1. Nous choisissons de présenter un cas assez "favorable" dans lequel la taille caractéristique du disque r_d est similaire au rayon de transition de la RC r_0 . Nous simulons tout d'abord le spectrogramme avec les propriétés suivantes (cf. figure 3.15) :

4. <https://github.com/iminuit/iminuit>

distribution du flux : un profil exponentiel axisymétrique avec une taille caractéristique $r_d = 0.6'' \sim 5$ px, une inclinaison $i = 60^\circ$, un angle de position relatif $PA = 0^\circ$ et un indice de distribution du flux $\eta = 1$;

spectre intrinsèque : 5 raies d'émission pour simuler le complexe $H\alpha + [N\text{ II}] + [S\text{ II}]$ (avec $A_{H\alpha}=80$, $A_{[N\text{ II}]}=20$ et $A_{[S\text{ II}]}=30$ unités arbitraires), couvrant le domaine du grism G102 de 7500 à 11 500 Å, à $z = 0.6$ avec une largeur de raie constante $\sigma=25$ Å et un continuum constant $C_0=0.5$ unités arbitraires;

champ de vitesse : une courbe de rotation (avec le modèle *tangente hyperbolique*) avec $v_0 \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = 420 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ correspondant à un rayon de transition $r_0 = 0.6'' = r_d$;

modèle instrumental : dispersion linéaire $D(\lambda)$ alignée avec l'axe x (horizontal) et une transmission instrumentale simplifiée (apodisation).

Enfin une composante de bruit gaussien constant a été ajoutée afin de simuler les observations des relevés de HST. Ce bruit est caractérisé par le rapport signal sur bruit maximum (*PSNR*) d'environ 40 ce qui correspond à des données de bonne qualité du HST. Le maximum du SNR est généralement localisé au niveau des raies d'émission où le flux du spectrogramme est maximum mais peut aussi être situé dans des zones où d'éventuelles régions de contamination n'ont pas été corrigées.

Nous présentons dans la figure 3.15 la simulation de l'image large bande, du champ de vitesse, du spectre intrinsèque (modulo la courbe de transmission) et le spectrogramme simulé avec cinématique à la résolution du grism G102 avec un *PSNR* égal à 40. Par la suite, nous allons ajuster ce dernier avec un modèle sans et avec cinématique afin d'étudier l'impact de celle-ci sur un spectrogramme à la résolution du grism G102. Les sections suivantes sont dédiées à la comparaison entre les approches standards *backward* du type aXe et notre modèle *forward*.

3.4.2 Backward extraction

Pour simuler une approche inverse, nous avons extrait le spectre 1D de la galaxie à partir d'une sommation optimale (Robertson, 1986; Horne, 1986) du spectrogramme simulé en utilisant le profil intégré de la galaxie dans la direction transverse de dispersion. Par la suite, nous avons ajusté le spectre 1D extrait afin d'estimer le redshift et les autres paramètres spectraux (largeur et intensité des raies, et le continuum). Nous présentons dans la figure 3.18 le spectre extrait et son ajustement ainsi que le spectre obtenu avec l'approche *forward* (qui est détaillée dans la section suivante) avec le modèle incluant la cinématique. Nous résumons également dans le tableau 3.2 les paramètres spectraux ajustés ainsi que leurs incertitudes statistiques pour les deux approches.

3.4.3 Ajustement du modèle

L'ajustement *forward* sans et avec cinématique est présenté dans la figure 3.16. Nous montrons la carte des résidus sans (resp. avec) cinématique dans le panneau *bas à gauche* (resp. *bas à droite*). Le χ^2 minimal calculé sur une région rectangulaire de 40×60 px autour des raies $H\alpha$ et $[S\text{ II}]$ vaut 2565 pour $40 \times 60 - 8 = 2392$ degrés de liberté (DoF) pour le modèle sans cinématique. Nous soulignons la structure quadri-polaire présente dans la carte des résidus sans cinématique (au niveau de la raie $H\alpha$) témoignant de la cinématique interne de la galaxie qui n'est pas modélisée. Lorsque nous ajoutons les deux paramètres du champ de vitesse ($v_0 \sin i$ et $w_0 \sin i$), l'ajustement

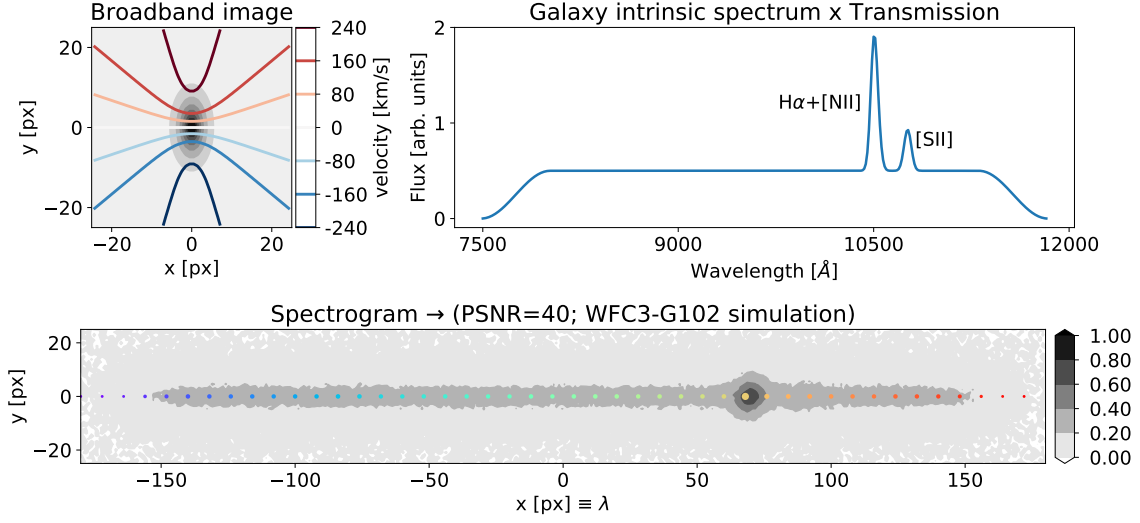


FIGURE 3.15: Modèle de galaxie pour construire un spectrogramme test fiduciel. *Haut gauche* : Distribution spatiale du flux $F(x, y)$, et le champ de vitesse $v(x, y)$ avec $v_0 \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = 420 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. *Haut droite* : Spectre intrinsèque de la galaxie $S(\lambda) \times \mathcal{T}(\lambda)$ en incluant une transmission instrumentale (apodisation). *Bas* : spectrogramme simulé à la résolution de l'instrument WFC3-G102, en tenant compte du champ de vitesse de la galaxie, et dispersé vers la droite avec une loi de dispersion linéaire (représentée en *pointillée*) et avec un maximum de SNR égal à 40 au niveau des raies $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ (blob principal).

avec cinématique aboutit à un χ^2 minimal de 2380 pour un DoF de $40 \times 60 - 10 = 2390$. Dans le but de quantifier cette baisse importante dans le $\Delta\chi^2 = -185$ en ajoutant seulement deux paramètres dans le modèle, nous calculons la p -value de cette différence de chi2 pour la différence de DoF correspondante ($\Delta\text{DoF} = 2$). Cette p -value quantifie la probabilité que cette détection de la cinématique soit due au hasard *i.e.* elle correspond à la probabilité d'obtenir un $\Delta\chi^2$ plus mauvais statistiquement (donc supérieur à -185) avec $\Delta\text{DoF} = 2$. On peut donc écrire que la p -value vaut : $P(\Delta\chi^2 > \Delta\chi_0^2) = \int_{\Delta\chi_0^2}^{+\infty} f(u, k) du$ où $f(u, k)$ est la densité de probabilité du χ^2 et s'écrit $f(u, k) = \frac{1}{2^{k/2}\Gamma(k/2)} u^{k/2-1} \exp(-u/2)$ où $\Delta\chi_0^2 = -185$ et $k = \Delta\text{DoF} = 2$. Nous en déduisons alors une p -value d'environ $\sim 10^{-40}$. Cela signifie qu'il y a une chance sur 10^{40} que la mesure de la cinématique avec ce modèle soit due au hasard. Nous exprimons généralement la détection de la cinématique en utilisant le z -score⁵ qui correspond ici à une détection très significative de la cinématique à 13.3σ .

Nous faisons remarquer que d'autres critères existent afin de quantifier statistiquement si un modèle avec un ensemble de paramètres libres donné est mieux avec plus de paramètres pour expliquer les données. En pratique, plus le modèle a de paramètres libres (décorrélés), plus faible le χ^2 sera, cependant en ajoutant trop de paramètres il se peut que les données soient sur-ajustées. Afin de résoudre de tels problèmes, des outils ont été mis en place tel que le *Bayesian information criterion*⁶ (BIC , Schwarz, 1978) qui possède un terme de pénalité quand au nombre de paramètres

5. Typiquement, une baisse dans le χ^2 de 30 avec l'ajout de deux paramètres, correspond à une p -value $\sim 3 \times 10^{-7}$ qui est équivalente à une détection à 5σ ($=z$ -score).

6. Historiquement, c'est le *Akaike information criterion* (AIC) qui a été introduit en 1973 mais ce dernier pénalise uniquement le nombre de paramètres et pas la taille de l'échantillon contrairement au BIC .

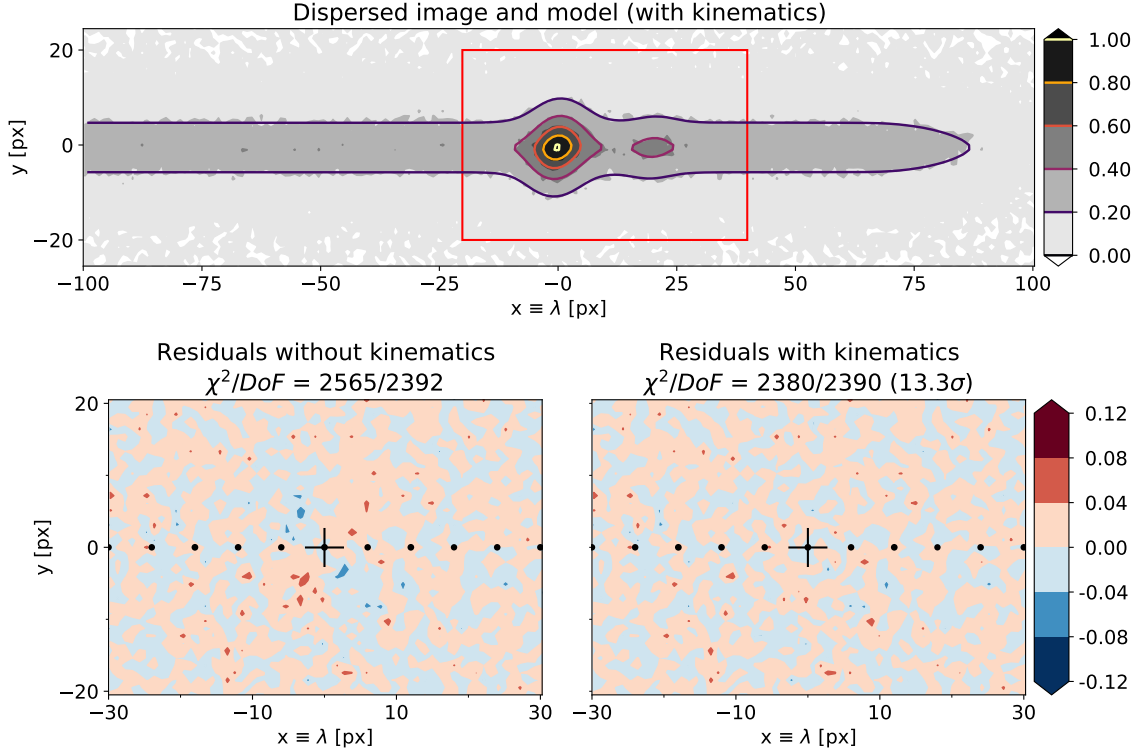


FIGURE 3.16: *Haut* : spectrogramme 2D simulé avec cinématique et normalisé par rapport à son maximum (gris) et le modèle avec cinématique (contours) ajusté sur la région en rouge (rectangle) autour des raies $H\alpha$ + $[N II]$ et $[S II]$. *Bas gauche* : carte des résidus avec le modèle sans cinématique présentant une structure quadri-polaire visible à la position de la raie $H\alpha$. *Bas droit* : carte des résidus avec le modèle incluant la cinématique. La croix représente la position et le PA de la galaxie à la position de la raie $H\alpha$. Les pointillés noirs représentent la loi de dispersion. La baisse dans la valeur du χ^2 avec l'ajout de deux paramètres dans le modèle correspond à une détection de la cinématique à 13.3σ .

du modèle et la taille des données. Le BIC peut se définir comme : $BIC = \chi^2 + k \ln(n)$, où k est le nombre de paramètres libres et n est le nombre de points d'observation. Dans notre cas, la différence $\Delta\chi^2 = -185$ correspond à une différence de BIC : $\Delta BIC \approx -170$ ce qui correspond à une très forte détection de la cinématique (en pratique une baisse $\Delta BIC < -20$ indique déjà un "meilleur" modèle).

Au final, la structure quadri-polaire au niveau de la raie $H\alpha$ disparaît naturellement dans la carte des résidus avec la cinématique présente dans le modèle. Les résidus sont alors homogènes et ne présentent plus de structures cohérentes. L'ajustement fiduciel avec cinématique donne les valeurs suivantes avec les erreurs (statistiques) associées (cf. tableau 3.2) :

$$\begin{aligned} v_0 \sin i &= (236 \pm 34) \text{ km s}^{-1} \\ w_0 \sin i &= (470 \pm 75) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1} \\ z &= 0.59992 \pm 0.00024 \end{aligned}$$

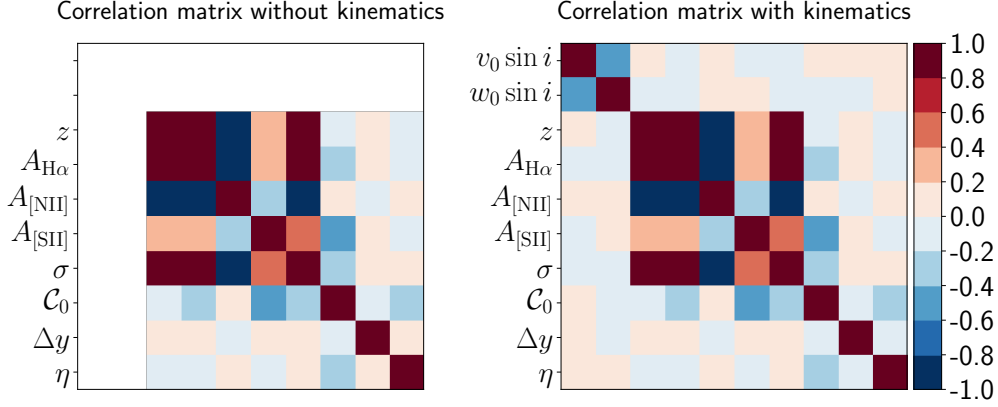


FIGURE 3.17: Matrices de corrélation obtenues pour les ajustements sans (*gauche*) et avec (*droite*) cinématique pour le modèle fiduciel. Nous notons que les paramètres cinématiques sont légèrement anti-corrélés ($\rho \sim -0.5$).

Nous remarquons que l'ensemble des paramètres ajustés sont bien compris à 1σ (erreurs statistiques) des valeurs d'entrée de la simulation.

Nous présentons aussi les matrices de corrélation (cf. figure 3.17) pour l'ajustement avec et sans cinématique. Nous pouvons noter que les paramètres cinématiques $v_0 \sin i$ and $w_0 \sin i$ sont légèrement anti-corrélés, mais sont très peu corrélés avec le reste des paramètres du modèle. Nous mettons alors en évidence un résultat important à retenir ici : dans le cadre du modèle utilisé ici, aucun des autres paramètres modélisant la galaxie (redshift, intensités et largeur des raies, continuum, indice de la distribution spatiale du flux) ou l'instrument ne peut imiter la signature de la cinématique dans le spectrogramme. Ce résultat motive ainsi notre étude à mesurer la cinématique dans les données de spectroscopie sans fente.

Comparaison des méthodes pour l'estimation du spectre

Nous remarquons que globalement, la méthode *forward* contraint beaucoup mieux les paramètres du modèle contrairement à l'approche inverse. En effet, avec cette dernière le redshift est à 2σ de la valeur originale et la largeur des raies est contrainte à une valeur presque deux fois trop grande : $\sigma = (44.1 \pm 8.0) \text{ \AA}$. Ceci est naturellement dû à la nature de cette approche qui ne tient pas compte des effets d'auto-contamination et la résolution spectrale effective dépend alors de la taille de la galaxie. Par conséquent, la mesure *backward* ne distingue pas la raie $H\alpha$ du doublet $[N II]$ et l'intensité de ce dernier est presque compatible avec zéro. De plus, nous notons que la raie $[S II]$ est également mal contrainte : $A_{[S II]} = 14.2 \pm 8.7 \text{ [a.u.]}$.

Nous faisons remarquer que cette configuration où le PA relatif de la galaxie vaut 0° est "optimale" pour une approche *backward*. Dans ce cas, la sommation optimale génère une estimation du spectre presque similaire (cf. figure 3.18) au spectre intrinsèque de la galaxie avec une largeur de raie seulement biaisée d'un facteur deux. Si le PA relatif de la galaxie avait été plus orienté vers la direction transverse de dispersion ($PA \gtrsim 70^\circ$), la méthode de sommation optimale aurait généré un spectre avec une largeur de raie beaucoup plus importante (cf. la simulation dans la figure 2.14) et la précision sur le redshift en aurait été encore plus dégradée.

TABLE 3.2: Ajustement du redshift et des paramètres spectraux pour la galaxie de la simulation fiducielle ($PA=0^\circ$) observée avec le grism G102 ($R_{kin}=685 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) avec une extraction inverse et notre modèle *forward* (sans et avec cinématique). Les incertitudes présentées ici sont purement statistiques. Le plateau de vitesse $v_0 \sin i$ est en km s^{-1} et le CVG $w_0 \sin i$ en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$.

Approche	Simulation	Méthodes inverses	<i>Forward</i> (sans cinématique)	<i>Forward</i> (cinématique)
z	0.6	0.59953 ± 0.00115	0.59972 ± 0.00030	0.59992 ± 0.00024
$v_0 \sin i$	250			236 ± 34
$w_0 \sin i$	420			470 ± 75
$A_{H\alpha}$ [a.u.]	80	75.3 ± 17.6	68.6 ± 9.8	79.3 ± 9.2
$A_{[N II]}$ [a.u.]	20	19.9 ± 18.6	31.5 ± 9.5	19.3 ± 9.0
$A_{[S II]}$ [a.u.]	30	14.2 ± 11.1	29.8 ± 1.5	29.6 ± 1.4
σ [Å]	25	44.2 ± 8.7	23.7 ± 1.9	24.5 ± 1.7
C_0 [a.u.]	0.5	0.5035 ± 0.0266	0.4990 ± 0.0026	0.5008 ± 0.0026

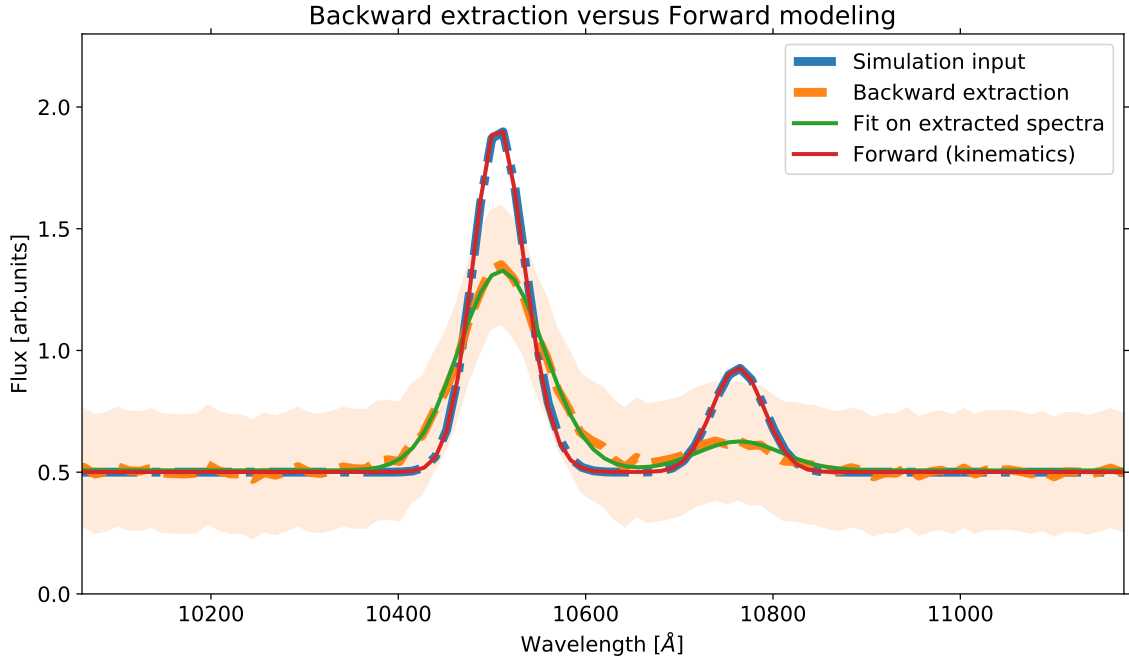


FIGURE 3.18: Comparaison entre les méthodes d'extraction standards (*backward*) et notre approche *forward* pour l'extraction du spectre de la galaxie ($H\alpha+[N II]+[S II]$) de la simulation. Le spectre intrinsèque fiduciel est tracé en *bleu pointillé*. Le spectre en *orange pointillé* est obtenu par la méthode de sommation optimale dans la direction transverse à la dispersion du spectrogramme et l'ajustement de celui-ci est indiqué en *vert*. Le spectre *rouge* correspond au résultat de l'ajustement obtenue avec la méthode *forward*. Nous notons que nous retrouvons bien le spectre d'entrée de la simulation avec la méthode *forward* tandis que la méthode inverse génère un spectre dont la largeur des raies est dégradée par la taille de la galaxie.

3.4.4 Améliorations sur la mesure du redshift

Dans cette simulation, du fait que la largeur des raies a été choisie à la résolution nominale du grism G102 ($\sim 25 \text{ \AA}$), le spectre intrinsèque de la galaxie possède des raies "assez larges" et par conséquent la raie $H\alpha$ et le doublet $[\text{N II}]$ ne sont pas résolus (cf. figure 3.15). Ceci explique par exemple la forte anti-corrélation entre l'intensité des raies $H\alpha$ et $[\text{N II}]$ présentes dans la figure 3.17 pour les ajustements *forward*. Pour cette raison l'ajustement avec cinématique n'ajoute pas significativement de précision supplémentaire sur la mesure du redshift : $\sigma_z = 0.00030$ avec le modèle sans cinématique et $\sigma_z = 0.00024$ avec le modèle incluant la cinématique (dans cette réalisation spécifique du bruit) (cf. tableau 3.2).

Nous soulignons aussi que les intensités des raies $H\alpha$ et $[\text{N II}]$ ne sont pas exactement mesurées à 1σ avec le modèle *forward* sans cinématique. Cela montre, dans cette configuration, que l'ajout de la cinématique dans le modèle permet de dissocier et contraindre l'amplitude de chacune des raies au sein du complexe $H\alpha + [\text{N II}]$ (plus de discussions dans la section 3.4.5.2). Ici, il faut déjà retenir qu'avec ou sans cinématique l'approche *forward* permet de contraindre le redshift à des précisions statistiques de l'ordre de 2×10^{-4} , ce qui est déjà plus précis d'un ordre de grandeur que les méthodes de réduction standards en spectroscopie sans fente grâce à la prise en compte de l'effet d'auto-contamination.

3.4.5 Analyse statistique

Maintenant que nous avons testé notre modèle, il est important d'en étudier sa fiabilité à estimer les paramètres ainsi que les incertitudes associées. Pour tester la distribution des paramètres, nous allons ajuster ces derniers sur 500 réalisations différentes d'un bruit gaussien avec un PSNR égal à 40 et dans la même configuration que le modèle fiduciel. Nous présentons sur la figure 3.19 les distributions marginalisées (sur l'ensemble de ces réalisations) des paramètres cinématiques $v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$ et du redshift z . Nous remarquons bien que les distributions marginalisées sont en accord avec les paramètres d'entrée de la simulation. De plus, comme nous l'avions déjà remarqué dans le cas particulier de la réalisation du bruit fiduciel, les paramètres cinématiques sont légèrement anti-corrélés et très peu corrélés avec le redshift.

3.4.5.1 Distributions du *pull*

Dans le but d'étudier précisément les biais potentiels de l'ajustement par rapport à la simulation initiale, nous introduisons des outils statistiques qui permettent de les quantifier. Nous définissons ainsi les résidus normalisés p (aussi nommés *pull*) pour un paramètre θ_i de la manière suivante :

$$p_{ij} = \frac{\theta_{ij}^{\text{fit}} - \theta_i^{\text{true}}}{\sigma_{ij}^{\text{fit}}} \quad (3.25)$$

où θ_i^{true} est le paramètre d'entrée de la simulation, et θ_{ij}^{fit} et σ_{ij}^{fit} sont respectivement le paramètre et son incertitude ajustés par le modèle pour la réalisation j . Cette quantité correspond ainsi à l'écart entre l'ajustement d'un paramètre par rapport à sa valeur de la simulation initiale, en normalisant par l'incertitude de l'ajustement. En théorie, le fait que le *pull* soit distribué selon la loi normale unitaire est une mesure de la justesse de l'ajustement. En effet, cela signifie qu'en moyenne les

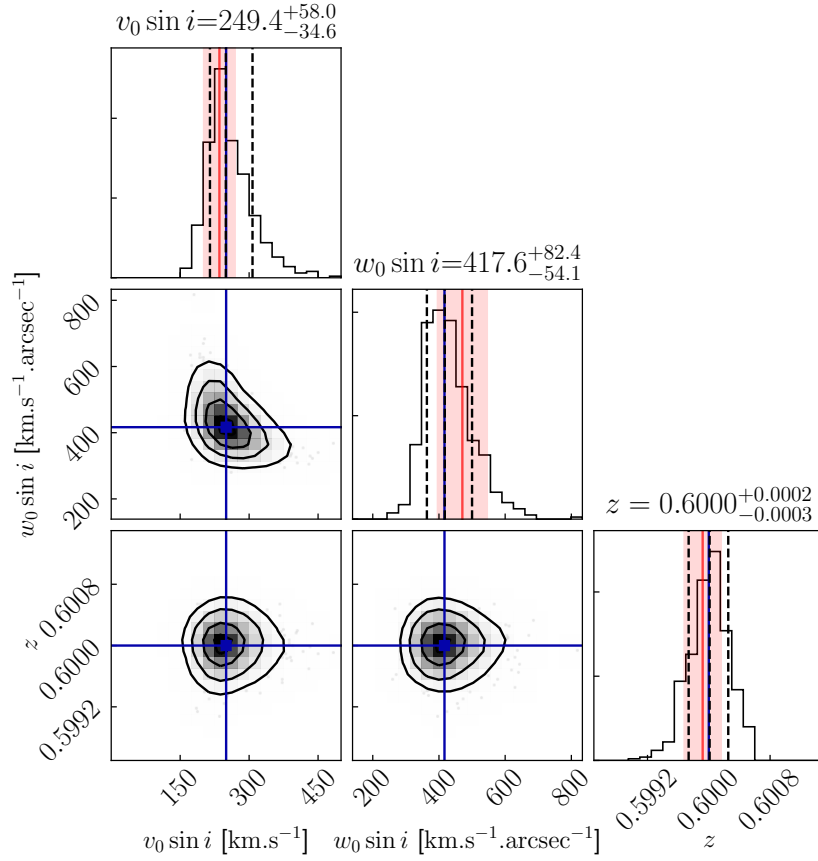


FIGURE 3.19: Distributions marginalisées des paramètres cinématiques $v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$ et du redshift z pour 500 réalisations d'un bruit gaussien avec un SNR maximum de 40. Les *lignes bleues* montrent les valeurs d'entrée de la simulation, les *lignes en pointillées* représentent les 16^{ème}, 50^{ème} et 84^{ème} centiles de la distribution postérieure. Les *lignes rouges* (resp. *régions rouges*) indiquent le résultat de l'ajustement (resp. les erreurs à $\pm 1\sigma$) obtenues à partir de la réalisation fiducielle du bruit.

paramètres ajustés coïncident avec les valeurs d'entrée de la simulation (visible du fait que la distribution des résidus normalisés est centrée en zéro), et que les déviations à cette moyenne sont bien modélisées par les incertitudes de l'ajustement (caractérisées par la largeur de la distribution).

Dans la figure 3.20 nous présentons l'histogramme des résidus normalisés pour l'ensemble des réalisations pour les paramètres cinématiques et le redshift. Nous notons que les distributions des résidus du maximum de la RC $v_0 \sin i$, du CVG $w_0 \sin i$ et du redshift sont très similaires à la loi gaussienne centrée et unitaire (courbe *noire en pointillée*). En effet pour chaque paramètre, nous présentons la moyenne μ et la déviation standard σ des résidus normalisés et nous trouvons des moyennes très proches de zéro et des déviations standards proches de 1. Les distributions du *pull* ne semblent ainsi pas indiquer de trace de biais systématiques quant à l'estimation des paramètres cinématiques et du redshift et de leurs incertitudes.

3.4.5.2 Dégénérescences entre les paramètres

Modélisation avec r_0

Nous allons nous intéresser ici à l'impact de modéliser la courbe de rotation non pas avec le

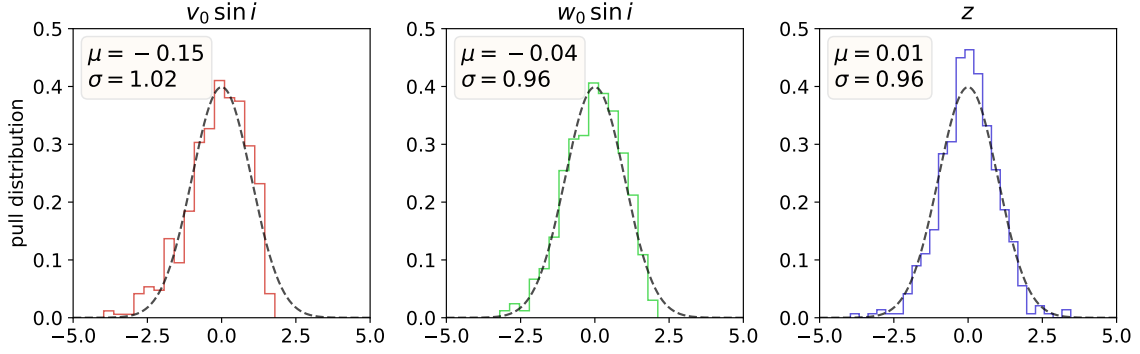


FIGURE 3.20: Histogramme des résidus normalisés pour l'ensemble des 500 réalisations du bruit gaussien (PSNR=40) pour le modèle fiduciel pour $v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$ et le redshift z . La courbe *noire en pointillée* représente la distribution normale unitaire $\mathcal{N}(0, 1)$.

gradient de vitesse w_0 mais avec le rayon de transition r_0 . Nous gardons la même configuration que le modèle fiduciel avec un modèle *tangente hyperbolique* mais cette fois la RC est modélisée de la manière suivante : $v_{\text{rot}}(r) = v_0 \tanh(r/r_0)$ (avec $r_0 = 0.6''$). Le but ici est de mettre en évidence les corrélations que cela génère entre les paramètres cinématiques.

Dans la figure 3.21 nous présentons la matrice de corrélation du modèle avec cinématique pour la paramétrisation avec r_0 de la RC avec la réalisation fiduciel du bruit. Comme nous l'avons prévu, le rayon de transition r_0 est fortement dégénéré avec le plateau de vitesse $v_0 \sin i$ en comparaison avec le CVG $w_0 \sin i$ (cf. figure 3.17).

Afin de confirmer ce résultat, nous avons ajusté le modèle avec la RC paramétrée par r_0 sur 500 réalisations d'un bruit gaussien (PSNR=40) et nous présentons les distributions marginalisées sur ces réalisations dans la figure 3.22. Ces dernières nous permettent ainsi de vérifier l'étroite corrélation qu'il existe entre r_0 et $v_0 \sin i$ ($\rho = 0.93$) et motivent notre choix de modéliser la RC avec le gradient de vitesse $w_0 \sin i$.

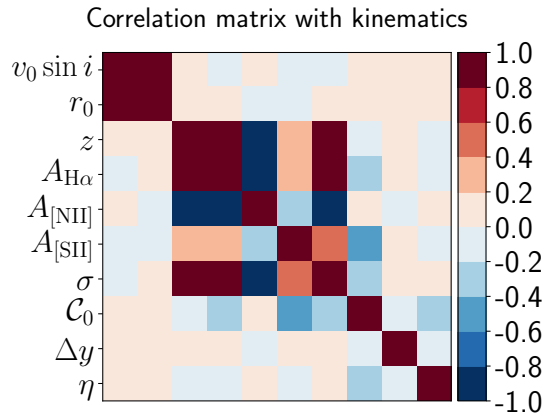


FIGURE 3.21: Matrice de corrélations obtenues pour les ajustements du modèle fiduciel en modélisant la RC avec (v_0, r_0) . On note l'importante corrélation entre le rayon de transition r_0 et le plateau de vitesse $v_0 \sin i$.

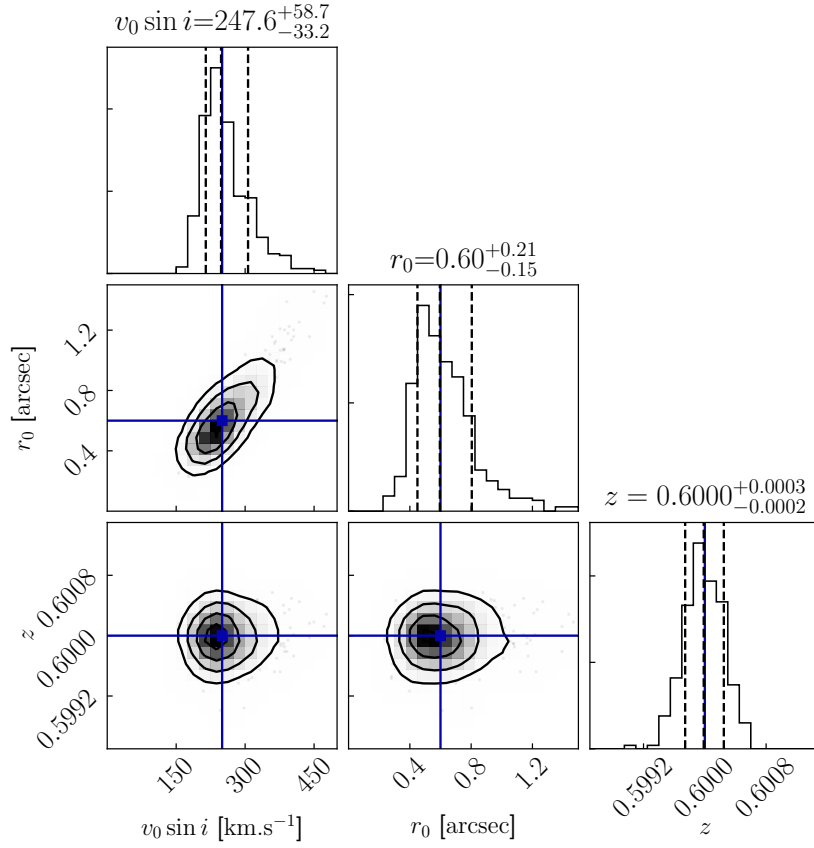


FIGURE 3.22: Identique à la figure 3.19 avec une paramétrisation avec r_0 pour la courbe de rotation. On peut noter la forte corrélation entre le rayon de transition et le maximum de la vitesse de rotation ($\rho \sim 0.9$).

Matrices de corrélation

Comme mentionné, du fait que nous avons choisi une largeur de raie assez importante ($\sigma=25$ Å), les paramètres spectraux (redshift, intensités et largeur des raies) sont dégénérés entre eux comme le montre le "bloc de corrélation" entre ces derniers dans la figure 3.17. Toutefois, nous avons vu que l'ajout de la cinématique dans le modèle permet de mieux contraindre les raies d'émission de la simulation fiducielle même si les corrélations entre les paramètres spectraux restent importantes.

En théorie, nous souhaitons un modèle avec des paramètres les moins corrélés possibles *i.e.* que la matrice de corrélation soit la plus diagonale possible. Cela signifie alors que chaque paramètre est essentiel au modèle. Nous avons vu que les paramètres cinématiques sont très peu corrélés avec les autres paramètres du modèle et que le choix de modélisation avec le CVG w_0 induit une faible anti-corrélation avec v_0 . Cela indique que cette modélisation de la cinématique tend presque à diagonaliser la partie supérieure de la matrice de corrélation. Dans l'application de notre modèle *forward* aux données des relevés HST dans le Chapitre 4, l'évolution de la matrice de corrélation entre les modèles sans et avec cinématique permettra donc d'indiquer si l'ajout de v_0 et w_0 enlève des dégénérescences entre les autres paramètres.

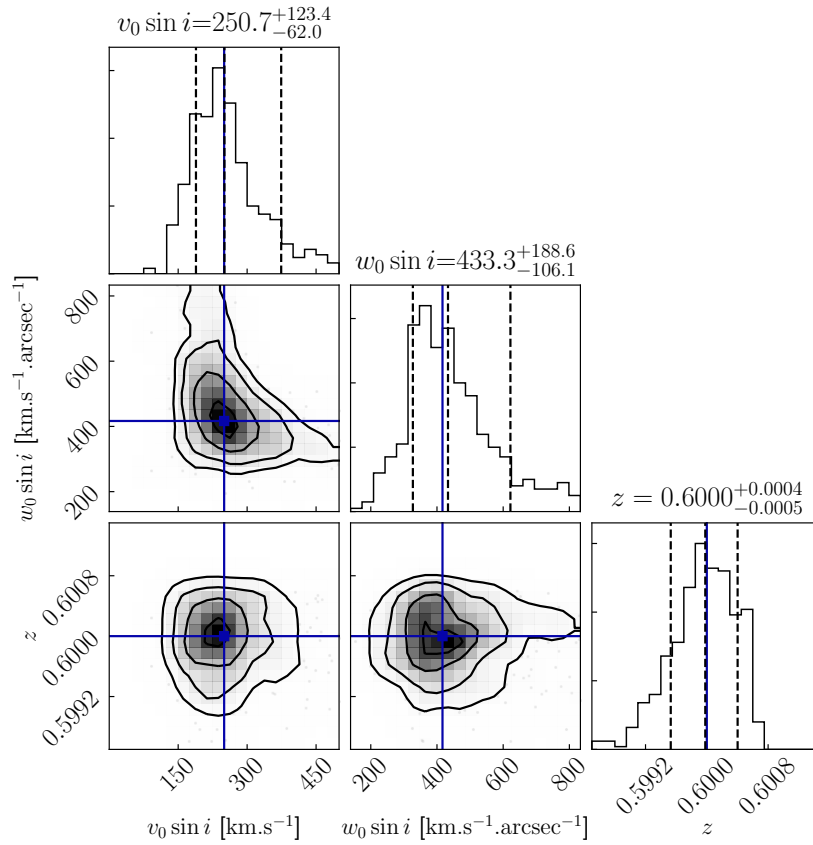


FIGURE 3.23: Identique à la figure 3.19 avec un rapport de signal sur bruit maximum égale à 20. Nous notons que les distributions sont naturellement plus étalées.

3.4.6 Impact du rapport signal sur bruit

3.4.6.1 Corrélations entre les paramètres à un SNR de 20

L'un des facteurs qui va impacter la mesure des paramètres cinématiques est bien sûr le SNR. Pour étudier son effet, nous avons considéré dans un premier temps le même modèle décrit dans la section précédente, mais avec un PSNR deux fois plus faible (égal à 20). Nous avons ainsi ajusté 500 réalisations de ce bruit gaussien et nous présentons les distributions marginalisées des paramètres $v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$ et z dans la figure 3.23. Comme attendu, ces distributions marginalisées sont plus étalées en comparaison avec les distributions obtenues avec un PSNR de 40. On note aussi que le maximum de la vitesse de rotation et le CVG sont légèrement anti-corrélés et très peu corrélés avec le redshift. Toutefois, nous remarquons qu'il n'y pas de trace de biais systématiques significatifs à un PSNR de 20.

3.4.6.2 Impact sur la mesure du redshift et des paramètres cinématiques

Afin d'étudier plus précisément quel est l'impact du SNR sur la précision de la mesure du redshift et des paramètres cinématiques, nous avons également utilisé le même modèle pour construire des données simulées à différents PSNR (variant de 5 jusqu'à 50). Nous avons par la suite ajusté 200 réalisations d'un bruit gaussien et nous présentons dans la figure 3.24 la moyenne et la déviation

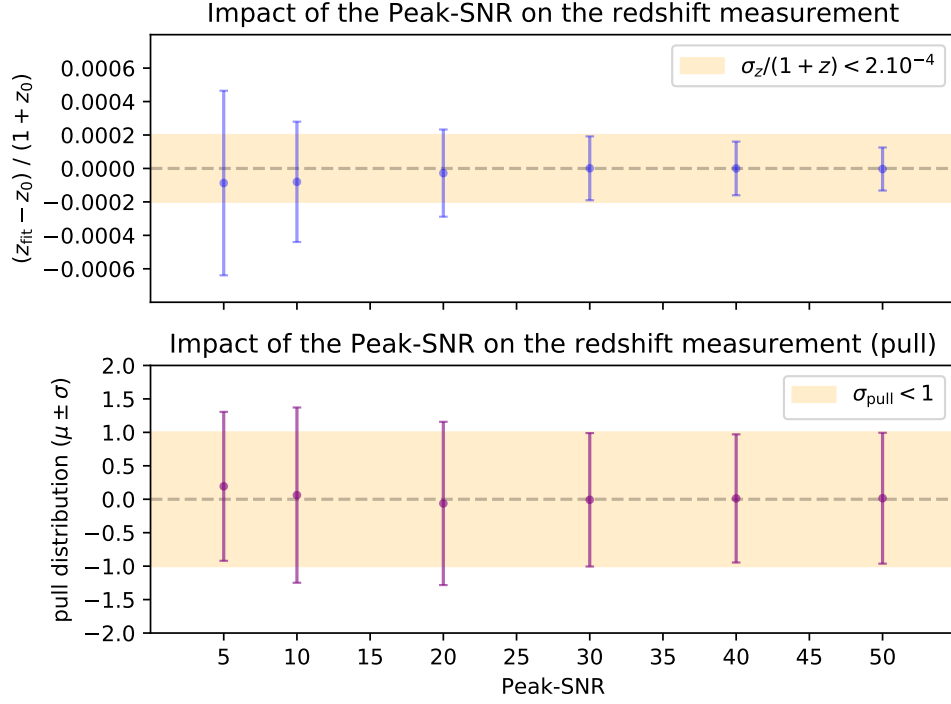


FIGURE 3.24: Moyennes et écarts types ($\mu \pm \sigma$) des distributions des résidus $(z_{\text{fit}} - z_0)/(1 + z_0)$ (*haut*) et des résidus normalisés (*bas*) pour le paramètre du redshift pour l'ensemble des 200 réalisations d'un bruit gaussien du modèle fiduciel ($z = 0.6$) à différentes valeurs du PSNR. Les barres d'erreurs tracées sont uniquement statistiques.

standard des résidus des redshifts ajustés par rapport à la valeur fiducielle $z_0 = 0.6$ pour ces réalisations à différents PSNR. Nous faisons remarquer que nous pourrions présenter l'impact du SNR à différents redshifts, mais il se trouve que l'incertitude statistique $\sigma_z/(1 + z)$ n'évolue pas significativement avec celui-ci.

La dispersion obtenue nous permet d'estimer la précision *statistique* sur la mesure du redshift : à bas SNR (PSNR=5), $\sigma_z/(1 + z) \sim 4.5 \times 10^{-4}$, tandis qu'à plus grand SNR (PSNR $\gtrsim 20$), on observe que ces erreurs diminuent naturellement pour converger à une valeur $\sigma_z/(1 + z) \lesssim 2 \times 10^{-4}$ qui restent d'un ordre de grandeur plus faible que les incertitudes totales (stats+syst) mesurées par les sondages HST.

Nous exposons également dans cette figure la moyenne et la déviation standard des résidus normalisés (*pull*) pour le redshift. On peut noter qu'à bas SNR (<10), la déviation standard du pull est légèrement supérieur à 1 ce qui suggère que les erreurs correspondantes sont légèrement sous-estimées. En revanche, à SNR plus important (>20), on remarque que les erreurs sont bien estimés ($\sigma \sim 1$). Enfin, la moyenne du pull est proche de zéro dans toute la gamme du SNR ce qui laisse indiquer qu'il n'y a pas de trace de biais systématiques quant à l'estimation du redshift.

De plus, nous présentons dans la figure 3.25, la moyenne et la déviation standard des distributions des résidus des paramètres cinématiques pour l'ensemble des 200 réalisations d'un bruit gaussien. Nous pouvons remarquer que les barres d'erreurs deviennent de plus en plus importantes à mesure que la valeur du SNR baisse. On note que les paramètres cinématiques deviennent difficiles

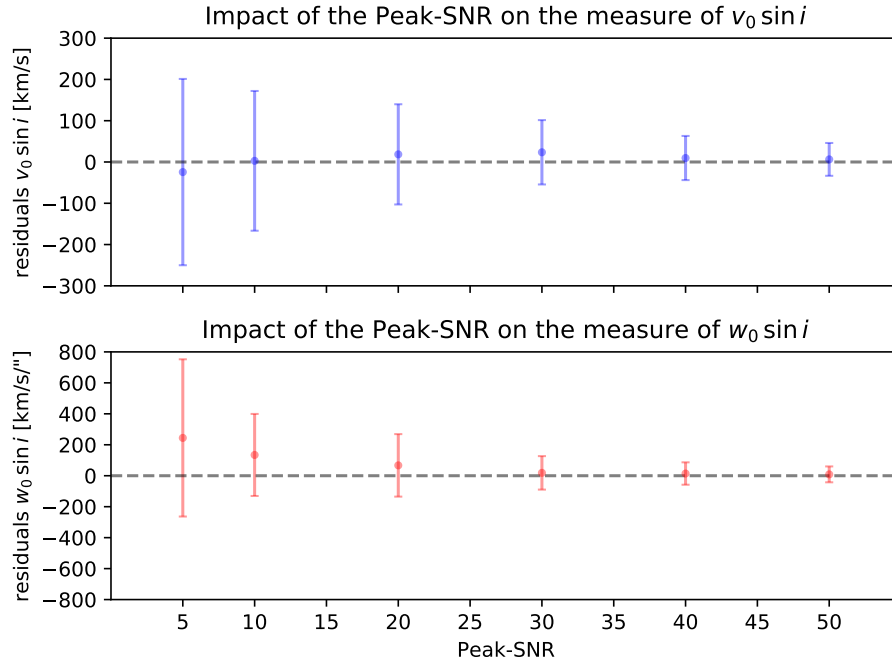


FIGURE 3.25: Moyenne et écart type des distributions des résidus du plateau (*haut*) et du gradient de vitesse (*bas*) pour l'ensemble des 200 réalisations d'un bruit gaussien du modèle fiduciel en fonction du PSNR. Les erreurs représentées sont seulement statistiques.

à contraindre précisément pour des spectrogrammes à bas SNR ($\lesssim 10$). Nous soulignons également un biais quant à la mesure du gradient de vitesse à très faible SNR. Cela suggère ainsi que la mesure précise du champ de vitesse interne de la galaxie en spectroscopie sans fente n'est envisageable que pour des données avec un SNR suffisamment important ($\text{SNR} \gtrsim 20$).

Au final, pour ce cas fiduciel à la résolution du G102, nous avons montré qu'en utilisant une approche *forward*, nous sommes en mesure de contraindre le redshift avec une précision statistique $\sigma_z/(1+z) \sim 4 \times 10^{-4}$ à bas SNR ($\lesssim 10$) et jusqu'à $\sigma_z/(1+z) \lesssim 2 \times 10^{-4}$ à plus haut SNR ($\gtrsim 20$).

3.5 Études des erreurs systématiques

Dans cette section, nous allons étudier les différents effets qui peuvent impacter la mesure et la précision des paramètres cinématiques et du redshift.

3.5.1 L'effet du *beam-smearing*

Dans notre modèle, lorsque nous construisons le spectrogramme à partir du cube de données $C(\mathbf{r}, \lambda)$ de la galaxie et de la loi de dispersion $D(\lambda)$ dans l'équation (3.23), nous soulignons que le terme de PSF P_0 n'est pas présent car on suppose que ce dernier est déjà intégré au sein de l'image large bande de la galaxie. Nous n'avons pas pris en compte l'effet du *beam smearing* qui dégrade la résolution cinématique à cause de la limitation de la résolution spatiale. En toute rigueur, il faudrait construire un modèle de cube avec une résolution spatiale infiniment fine avant d'appliquer la PSF. Dans notre cas, nous avons construit le modèle de cube à partir d'un modèle de flux déjà convolué

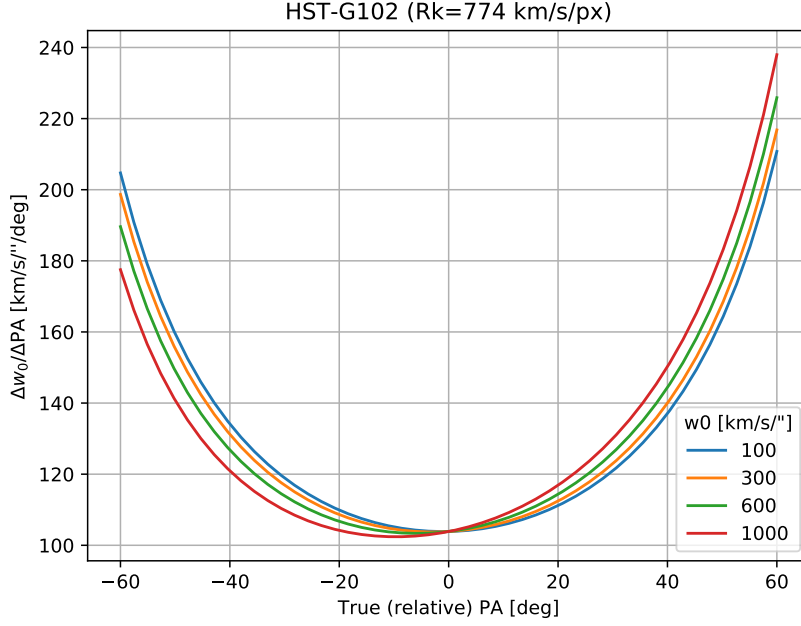


FIGURE 3.26: Fraction de l’erreur systématique sur w_0 par degré d’erreur sur le PA relatif de la galaxie pour un échantillonnage cinématique fixé à $774 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ (résolution du grism G102) et plusieurs valeurs de CVG w_0 (mêmes caractéristiques que la figure 3.4).

par la PSF (cf. équation (3.5)). Un tel choix de modélisation aura par conséquent une influence sur les valeurs des gradients de vitesse mesurées par cette méthode.

3.5.2 Erreurs systématiques sur le gradient de vitesse dues au PA de la galaxie

Dans la mesure où le PA relatif et le CVG w_0 sont dégénérés, ils induisent une distorsion similaire des raies d’émission dans le spectrogramme. En différenciant l’équation (3.1) à un PA effectif constant, nous pouvons estimer l’erreur systématique Δw_0 associée à une erreur sur le PA relatif de la galaxie :

$$\frac{\Delta w_0}{\Delta PA} = \frac{R_{kin}/s + w_0 \sin PA}{\cos PA}. \quad (3.26)$$

où on rappelle que s est la résolution spatiale de l’instrument. La figure 3.26 montre l’évolution du rapport $\Delta w_0/\Delta PA$ en fonction du PA relatif de la galaxie pour plusieurs valeurs de CVG w_0 et un échantillonnage cinématique fixé à $774 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ ($\sim$ la résolution du grism G102). Nous notons que l’erreur systématique sur le CVG est minimale pour des galaxies dont le PA relatif est proche de la direction transverse de dispersion. Nous verrons en pratique que l’erreur typique sur le PA relatif des galaxies (mesurée à partir des données photométriques des relevés du HST) est de l’ordre de 0.5° ce qui correspond à une erreur systématique sur le CVG de $\Delta w_0 \sim 70 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ dans le cas où $w_0 = 600 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ par exemple (courbe verte). Nous faisons remarquer que même si statistiquement, le CVG semble être le mieux contraint dans les données de spectroscopie sans fente, les erreurs systématiques par rapport au PA relatif sont relativement importantes.

3.5.3 Rayon de transition versus rayon du disque

Comme mentionné au début de chapitre, il existe une compétition entre le rayon de transition de la RC r_0 et la taille caractéristique du disque de la galaxie r_d . Pour étudier en détail cet effet, nous avons également construit des simulations avec les mêmes attributs que la simulation fiducielle mais avec les caractéristiques morpho-cinématiques suivantes : $r_d/r_0 = \{0.5, 2\}$ avec la taille de la galaxie fixée à $r_d = 0.6''$ et $v_0 \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$. Nous présentons les distributions marginalisées sur 500 réalisations d'un bruit gaussien (à un PSNR=40) dans les figures 3.27 et 3.28.

Si nous nous plaçons dans le cas favorable où $r_0 = 1/2r_d$, le plateau de vitesse de la courbe de rotation est atteint à l'intérieur de l'extension photométrique de la galaxie et par conséquent, la valeur du plateau de vitesse $v_0 \sin i$ est bien contrainte (cf. figure 3.27). Dans le cas moins favorable où $r_0 = 2r_d$, le rayon de transition de la RC se situe en dehors de l'étendue du disque de la galaxie. De ce fait, le plateau de vitesse de la RC $v_0 \sin i$ affecte moins significativement les raies d'émission du spectrogramme et sera donc moins bien estimé (cf. figure 3.28). Cependant, étant donné que la partie interne du champ de vitesse (*i.e.* la rotation solide) est toujours au sein de l'extension du disque, le CVG $w_0 \sin i$ reste bien contraint dans les deux cas. De plus, on note que l'impact sur la mesure du redshift est marginal.

Globalement, nous soulignons que le CVG w_0 est statistiquement bien contraint au sein des spectrogrammes même si le SNR est faible ou si la courbe de rotation atteint son maximum en dehors de l'extension photométrique de la galaxie. Contrairement au maximum de la RC v_0 qui nécessite des observations en spectroscopie sans fente profondes ($r \gtrsim r_0$) pour sonder la partie asymptotique de la RC.

3.5.4 Paramétrisation de la courbe de rotation avec la fonction *multi-paramètres*

Dans cette section, nous allons nous intéresser aux systématiques liés à l'ajustement du spectrogramme en modélisant la courbe de rotation avec la fonction *tangente hyperbolique* ($\tanh$ par la suite). Pour ce faire, nous avons construit 500 spectrogrammes avec la fonction *multi-paramètres* avec des réalisations d'un bruit gaussien (à PSNR=40). Nous avons choisi de simuler ces spectrogrammes avec $v_0 \sin i = 250 \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = 420 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, un degré de transition $a = 5$ et les mêmes caractéristiques morphologiques et spectrales que la simulation fiducielle ($r_d = r_0 = 0.6''$). Ce choix représente une RC avec la même gradient interne w_0 , le même plateau de vitesse mais une transition plus abrupte qu'avec la fonction $\tanh$ (cf. figure 3.12).

Nous présentons dans la figure 3.29 les résidus normalisés obtenus en ajustant le spectrogramme avec la fonction $\tanh$. Nous remarquons que les distributions des résidus normalisés de $v_0 \sin i$ et $w_0 \sin i$ présentent des écarts par rapport à la loi gaussienne unitaire ce qui indique des biais. En effet, les moyennes (resp. les déviations standards) des *pull* sont plus grandes que zéro (resp. sont légèrement inférieures à 1). Cela signifie que le CVG $w_0 \sin i$ est en moyenne surestimé à 0.78σ et que les incertitudes correspondantes sont légèrement surestimés (car $\sigma=0.83$). Concernant le plateau de vitesse $v_0 \sin i$, il est en moyenne légèrement surestimé ($\mu=0.35$) et ses incertitudes le sont également ($\sigma=0.88$).

Nous retrouvons ces biais dans la figure 3.30, où nous avons représenté les RCs ajustées (avec le modèle $\tanh$) pour les 500 réalisations du spectrogramme (simulées avec le modèle *multi-paramètres*). En effet, nous constatons que pour reproduire la forme de la RC simulée (*courbe bleue*) avec une transition assez abrupte ($a = 5$), l'ajustement avec la fonction $\tanh$ a tendance à surestimer en

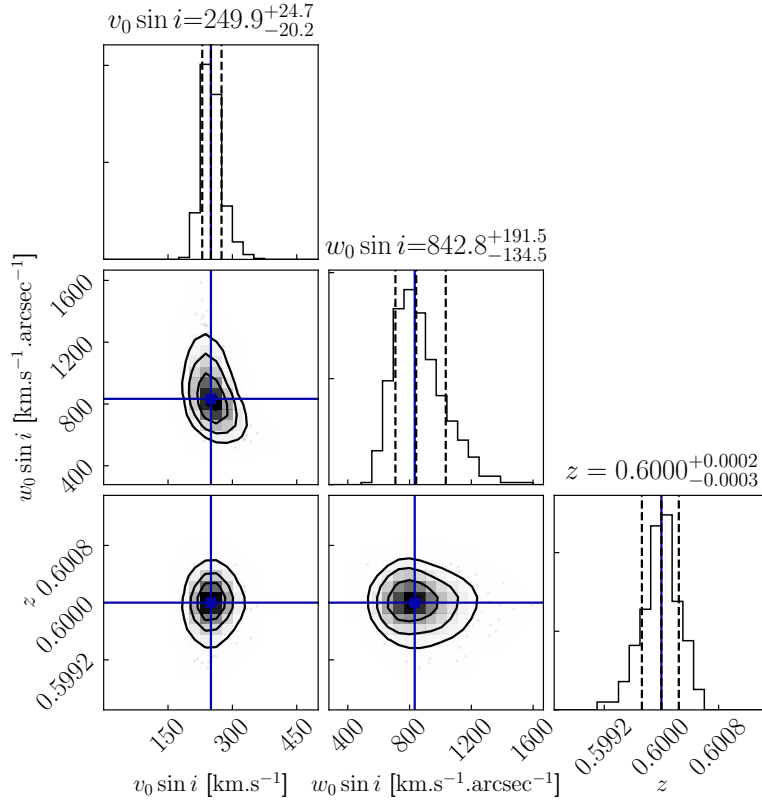


FIGURE 3.27: Identique à la figure 3.19 pour une simulation plus favorable avec un rayon de transition de la RC deux fois plus faible que l'extension du disque de la galaxie : $r_0 = 1/2 r_d$. Par conséquent, le plateau de vitesse est atteint au sein du disque, v_0 est bien contraint, et la dégénérescence entre v_0 et w_0 atténuée.

moyenne à la fois le CVG w_0 et le plateau de vitesse (*courbes rouges*).

Nous pouvons ainsi estimer dans le cas de cette simulation avec la fonction *multi-paramètres*, les erreurs systématiques liées à la mesure des paramètres cinématiques en ajustant le modèle de RC avec la fonction *tanh*. Concernant le CVG, ce dernier est en moyenne estimé à $480 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, ce qui correspond à une surestimation systématique (en moyenne) de $\Delta w_0 \sin i \sim 70 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, *i.e.* de 15%. Le plateau de vitesse $v_0 \sin i$ est quant à lui, surestimé systématiquement en moyenne de $\Delta v_0 \sin i \sim 25 \text{ km s}^{-1}$ ce qui correspond à une surestimation de 10%.

Enfin les résidus normalisés du redshift, des autres paramètres spectraux et de l'indice de la distribution du flux ne présentent pas de déviations notables par rapport à la loi normale unitaire. Les distributions des *pull* de ces paramètres n'indiquent donc pas de traces de biais systématiques lié à l'ajustement de la RC avec le modèle *tanh*.

Remarque sur les erreurs systématiques de v_0 et w_0

Nous soulignons que la fonction *multi-paramètres* permet avec seulement trois paramètres de simuler précisément la forme des RCs observées à condition que les données puissent contraindre une telle modélisation. En effet, nous avons tenté d'ajuster les 500 spectrogrammes simulés ici avec la fonction *multi-paramètres*. Cependant, puisque le degré de transition a est dégénéré avec v_0 et w_0 , a est pauvrement contraint (cf. figure 3.31) et en moyenne $a/\Delta a \sim 1$. Cela indique que les

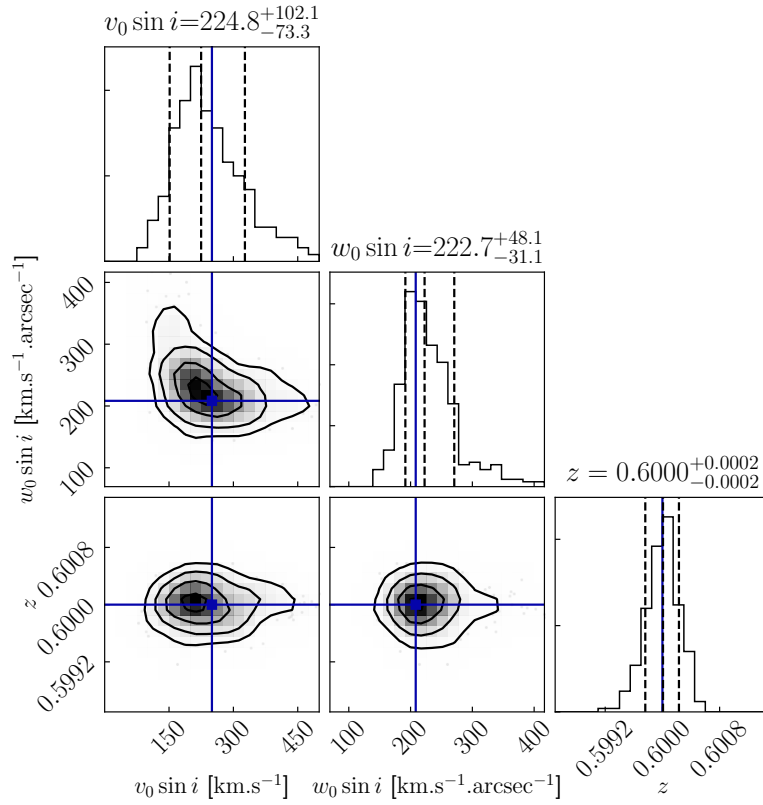


FIGURE 3.28: Identique à la figure 3.19 pour une simulation avec un cas moins favorable où le maximum de la RC est atteint à l'extérieur du disque de la galaxie : $r_0 = 2 r_d$. Dans ce cas, le maximum de la vitesse de rotation $v_0 \sin i$ est moins bien contraint, le CVG w_0 reste bien mesuré et il y a peu d'impact sur la contrainte du redshift z .

données de spectroscopie sans fente ne sont pas assez contraignantes.

À l'inverse, Varidel et al. (2019) a été en mesure d'utiliser cette paramétrisation afin de mesurer à une haute précision la cinématique interne de 20 galaxies proches en utilisant des données de haute qualité provenant du spectrographe à champ intégral SAMI.

Afin d'étudier plus précisément les systématiques liés à la mesure de la cinématique interne des galaxies avec notre modèle *tanh*, il faudrait connaître la distribution réaliste des v_0 , w_0 et a (fonction *multi-paramètres*) pour des galaxies spirales à un redshift donné. Puis, il faudrait simuler des spectrogrammes à partir de ces distributions et enfin ajuster ces derniers avec notre modèle *tanh*. Nous pourrions par exemple dans un premier temps, utiliser les valeurs ajustées des 20 RCs de Varidel et al. (2019).

Nous soulignons ici que bien que le CVG w_0 soit statistiquement le plus "facile" à contraindre en spectroscopie sans fente, c'est le paramètre qui semble affecté par le plus d'effets systématiques (PA relatif, *beam smearing*, paramétrisation de la RC). Quand au maximum de la RC v_0 , il est intrinsèquement plus compliqué à mesurer statistiquement car son estimation précise requiert des observations profondes ($r \gtrsim r_0$) ce qui n'est généralement pas le cas en spectroscopie sans fente. Sa mesure reste toutefois moins entachée de systématiques.

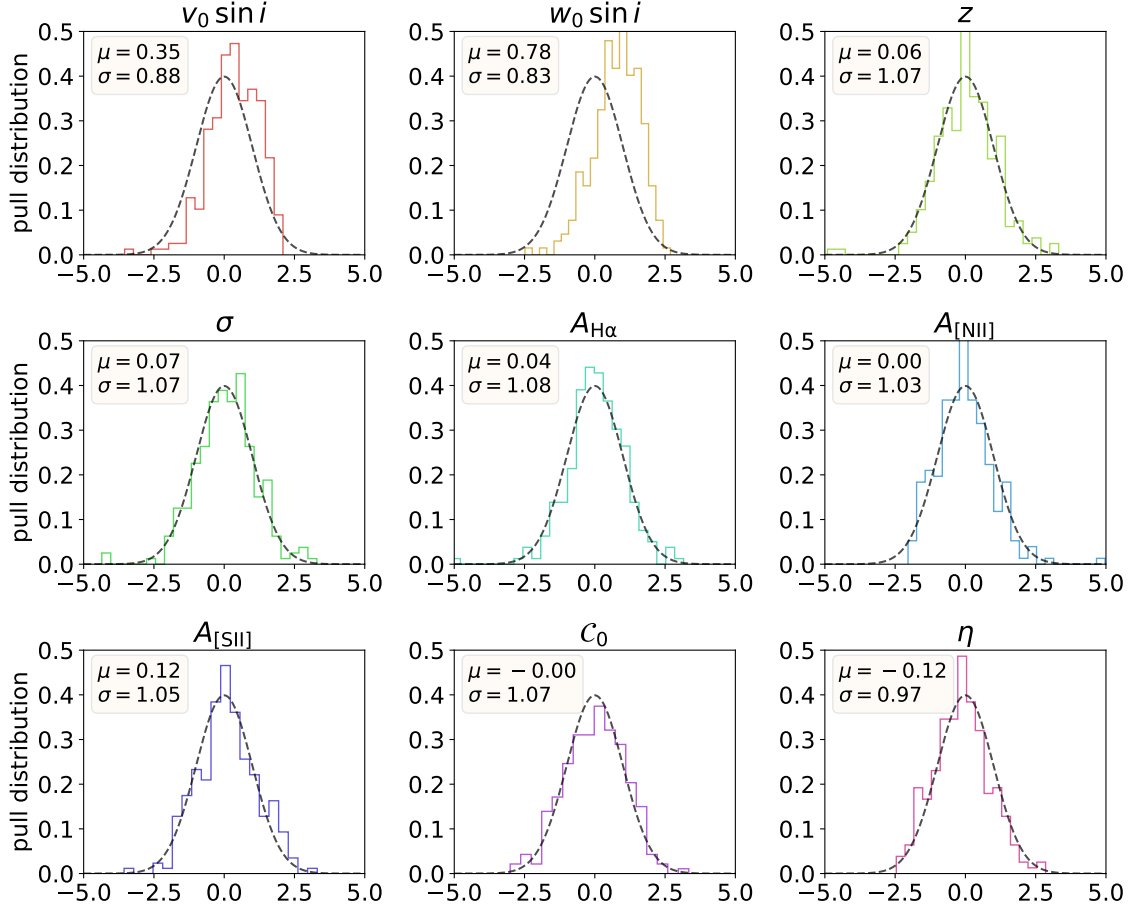


FIGURE 3.29: Histogramme des résidus normalisés pour l’ensemble des 500 réalisations du bruit gaussien (PSNR=40) dont la cinématique est générée avec la fonction *multi-paramètres* et ajustée avec la fonction *tangente hyperbolique*, pour les paramètres cinématiques, le redshift, les autres paramètres spectraux et l’indice de la distribution du flux η . Nous rappelons que la courbe *noire en pointillée* représente la distribution normale unitaire $\mathcal{N}(0, 1)$.

3.6 Conclusions

Les données de spectroscopie sans fente sont intrinsèquement polluées par l’effet d’auto-contamination qui dégrade la résolution spectrale effective selon la taille de la galaxie. De ce fait, il est nécessaire d’adopter une approche *forward* afin de modéliser ces effets, mais également dans le but de contraindre précisément le redshift et d’autres effets plus subtils tels que la cinématique interne des galaxies. La cinématique en spectroscopie sans fente a pour effet de distordre le spectrogramme au niveau des raies d’émission. L’amplitude de cette distorsion dépend principalement de la dispersion de l’instrument et de la vitesse de rotation maximale de la galaxie (cf. section 3.1).

Nous avons testé notre modèle sur des simulations à la résolution de l’instrument WFC3-G102 du relevé GLASS-HST. Cela a permis de mettre en évidence que l’approche *forward* fournit une précision statistique du redshift de l’ordre de 1×10^{-4} contrairement aux méthodes inverses traditionnelles qui estiment le redshift à une précision $> 3 \times 10^{-3}$ (en incluant les systématiques). Enfin,

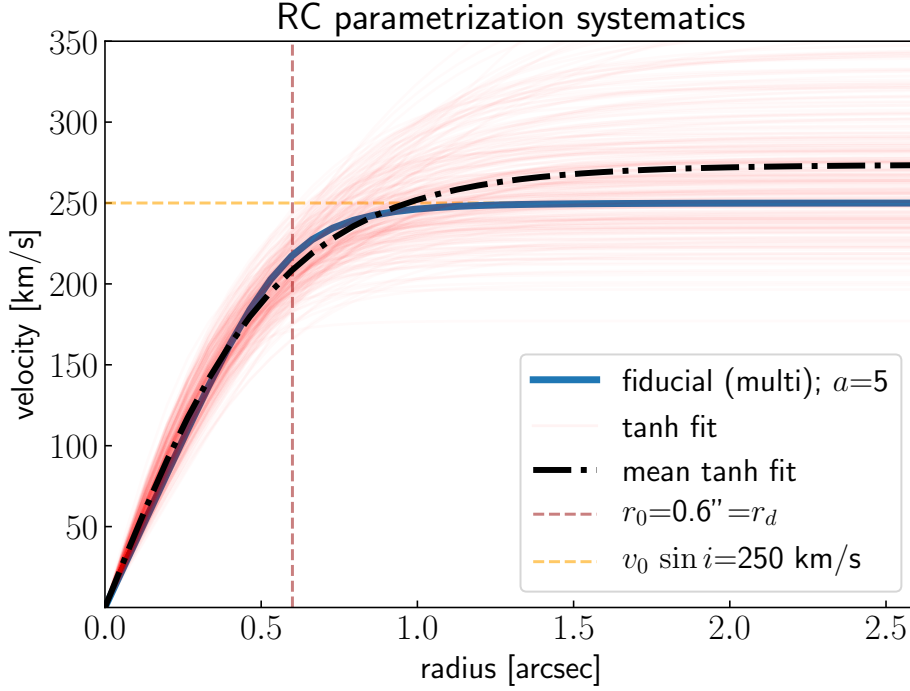


FIGURE 3.30: Représentation des 500 RCs ajustées avec la fonction $\tanh$ (en rouges) dans le but de mesurer la RC des réalisations du spectrogramme simulé avec la fonction $multi$ -paramètres (bleu). Nous présentons également la moyenne de toutes les RCs ajustées (pointillés en noir). Nous notons qu'en moyenne le gradient de vitesse w_0 et le plateau de vitesse v_0 sont surestimés.

nous avons étudié quelques effets pouvant altérer la mesure des paramètres cinématiques et du redshift tel que l'influence du PA relatif de la galaxie, le niveau de signal-sur-bruit, la compétition entre la taille du disque r_d et le rayon de transition de la courbe de rotation r_0 et enfin la paramétrisation de la courbe de rotation (cf. section 3.4 et 3.5).

Concernant l'estimation des paramètres cinématiques, la mesure précise du plateau de vitesse v_0 en spectroscopie sans fente nécessite des données profondes au-delà du rayon de transition de la RC ($r \gtrsim r_0$) tandis que le gradient de vitesse est statistiquement bien contraint. Toutefois ce dernier est entaché de biais systématiques ce qui complique sa mesure précise, contrairement au maximum de la vitesse de rotation dont l'estimation présente moins de biais systématiques (cf. section 3.5.4).

Nous avons ainsi construit un modèle *forward* assez représentatif pour qu'il puisse être comparé à de vraies observations. Celui-ci nous semble assez pertinent puisque la résolution spatiale et spectrale limitée des instruments du HST fait que les données ne peuvent contraindre des modèles trop élaborés. Nous prévoyons par conséquent de grandes chances de succès concernant les mesures des propriétés spectrales des galaxies (redshift, raie d'émission, continuum) et une amélioration importante sur la précision statistique du redshift. Toutefois, du fait des différentes simulations, des erreurs systématiques sur le CVG w_0 et de l'échantillonnage cinématique limité des grisms G141 et G102 ($R_{kin} \gtrsim 700 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$), nous ne nous attendons pas à contraindre la cinématique pour l'ensemble des galaxies des catalogues de GLASS et 3D-HST, mais pour un sous-échantillon de galaxies spirales résolues et isolées.

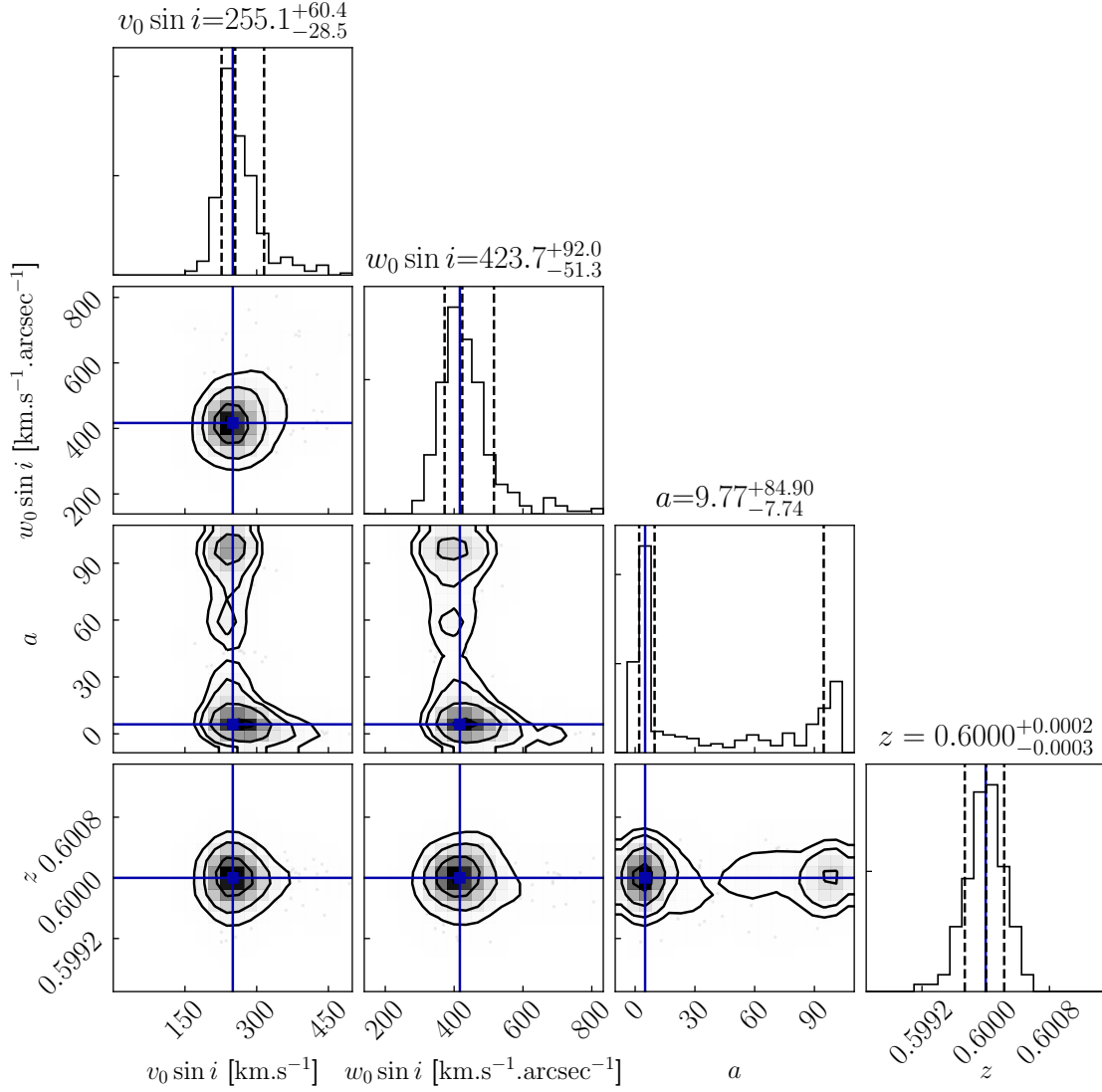


FIGURE 3.31: Identique à la figure 3.19 avec un modèle fiduciel construit avec la fonction *multi-paramètres* ($a = 5$). On note que même si le CVG w_0 et le plateau de vitesse v_0 sont relativement bien contraint, le degré de transition de la RC a n'est pas du tout bien estimé. De plus, du fait que ce dernier est dégénéré avec v_0 et w_0 , nous avons dû limiter ses valeurs possibles ($0 < a < 100$) durant l'ajustement. On remarque qu'il n'y a toutefois pas de biais sur l'estimation du redshift.

Chapitre 4

Applications sur les relevés HST

Sommaire

4.1 Les données des relevés 3D-HST et GLASS	100
4.1.1 Présentation des relevés	100
4.1.2 Sélection du sous-échantillon d'étude	104
4.1.3 Méthode d'ajustement	105
4.2 Analyse du relevé GLASS	106
4.2.1 Cinématique avec la raie $H\alpha$	107
4.2.2 Ajustement simultanée de différentes raies d'émission	108
4.2.3 Ajustement conjoint sur deux spectrogrammes d'une même source	112
4.3 Analyse du relevé 3D-HST	118
4.3.1 Cinématique avec la raie $H\alpha$	118
4.4 Discussions	122
4.4.1 Hypothèses du modèle	122
4.4.2 Conséquences sur la précision du redshift	126
4.4.3 La mesure de la cinématique interne	127
4.5 Conclusions	127

Ce chapitre est dédié à l'application de notre modèle *forward* détaillé dans le Chapitre 3 sur les observations des relevés GLASS et 3D-HST de la mission HST. Comme nous l'avons souligné précédemment, notre approche permet de construire un modèle prédictif de spectrogramme qui va être comparé aux données de ces relevés afin de tenter de mesurer la cinématique interne des galaxies. Nous commencerons par présenter ces deux relevés et les critères de sélection que nous avons appliqué pour obtenir notre échantillon d'étude. Nous détaillerons les résultats de l'ajustement sur les spectrogrammes. Par la suite, nous présenterons des extensions de notre modèle *forward* en ajustant simultanément plusieurs raies d'émission au sein d'un même spectrogramme ou encore en ajustant conjointement les spectrogrammes observés sous des angles de dispersion différents pour une même galaxie. Enfin, nous présenterons des cas particuliers qui révèlent les limites de notre modèle, nous discuterons des systématiques liées à notre modélisation, du gain sur la précision de la mesure du redshift grâce à l'approche *forward* et de la mesure de cinématique en général en spectroscopie sans fente.

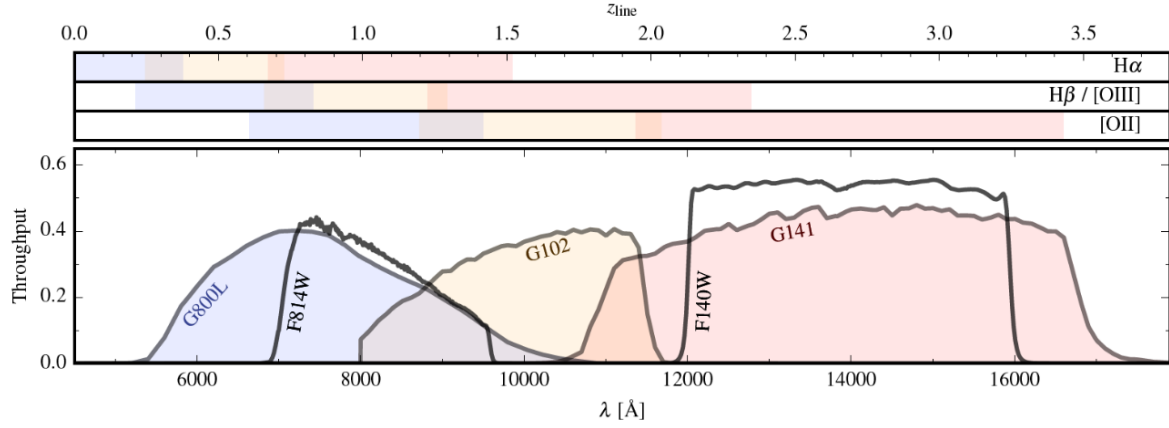


FIGURE 4.1: Courbes de transmission des grisms G141, G102 et G800L et des filtres photométriques WFC3/F140W and ACS/F814W (utilisés pour l'image de référence pour la calibration en longueur d'onde). Les bandes colorées indiquent la répartition des redshifts selon la raie d'émission de la galaxie. Figure de [Brammer et al. \(2012\)](#).

4.1 Les données des relevés 3D-HST et GLASS

4.1.1 Présentation des relevés

4.1.1.1 GLASS

Le relevé GLASS est un programme du HST de 140 orbites qui mesure des spectrogrammes à partir de grism sur le champ de dix amas de galaxies massifs à des redshifts $0.14 < z < 0.75$, pour des sources $H\alpha$ ([Schmidt et al., 2014](#); [Treu et al., 2015](#)). Ce relevé a pour but d'étudier la dépendance de l'environnement sur l'évolution des galaxies, mais aussi d'étudier l'accrétion du gaz et de la formation stellaire en traçant spatialement les gradients de métallicité dans les galaxies. Pour cela, ce relevé utilise l'instrument WFC3 en couvrant le domaine spectral allant de 7500 à 17 500 Å en utilisant à la fois le grism G141 (que nous détaillerons dans la section 4.1.1.2) et le grism G102 (cf. figure 4.1) afin d'observer la partie centrale des amas. Des observations parallèles en utilisant l'instrument ACS et le G800L sont également réalisées. Contrairement au relevé 3D-HST, les spectrogrammes du relevé GLASS sont observés sous deux angles de dispersion presque orthogonaux ($(90 \pm 10)^\circ$) pour réduire l'inter-contamination. Cela résulte en un catalogue de 1272 redshifts à une magnitude $M_{AB} \leq 26$ ¹ (et 1060 redshifts à $M_{AB} \leq 24$). Le grism G102 du WFC3 couvre le domaine spectral de 7500 à 11 500 Å avec une dispersion de 24.5 Å px^{-1} résultant en un pouvoir spectral $\mathcal{R} \sim 195$ dans les spectres à l'ordre 1. Nous soulignons que dans les spectrogrammes la dispersion effective est deux fois plus grande (12.25 Å px^{-1}) car ces derniers ont été rééchantillonnés. La réduction des données de ce relevé a utilisé les algorithmes du relevé 3D-HST ([Brammer et al., 2012](#)) et la mesure du redshift a été faite par un ajustement conjoint sur le spectrogramme 2D et les redshifts photométriques ([Momcheva et al., 2016](#)).

Nous présentons dans la figure 4.2, les résultats typiques fournis par le relevé GLASS. L'image large bande est obtenue grâce au filtre F140W de l'instrument WFC3 qui couvre les bandes J et

1. Les magnitudes M_{AB} (utilisés dans GLASS) et JH_{IR} (mentionnées dans 3D-HST) sont équivalentes : il s'agit de magnitudes calculées dans les bandes photométriques de l'infrarouge avec le filtre F140W.

H (cf. figure 4.1), et le grism G102 fournit le spectrogramme à l'ordre 1. La réduction des données permet de fournir le modèle de contamination de celui-ci mais également le modèle utilisé pour mesurer le redshift et la carte des résidus. Cette dernière met en évidence que le modèle construit par ce relevé n'est pas suffisant pour expliquer les données de part la structure présente à la position de la raie $H\alpha$. Nous pouvons aussi noter un effet de "dipôle" due à une loi de dispersion erronée d'un pixel environ dans la direction transverse de dispersion. Nous verrons que le paramètre de nuisance Δy introduit dans la section 3.3 nous permettra de prendre en compte cette erreur sur la loi de dispersion.

4.1.1.2 3D-HST

Le relevé 3D-HST est un programme de 248 orbites du télescope HST. Ce relevé a permis de mesurer des spectrogrammes grâce au grism G141 de l'instrument WFC3 dans quatre des cinq champs profonds extragalactiques du relevé CANDELS (Grogin et al., 2011; Koekemoer et al., 2011) : EGS/AEGIS, COSMOS, UKIDSS-UDS, GOODS-South entre 2010 et 2012 (Brammer et al., 2012). Le relevé a également ajouté les observations du cinquième champ de CANDELS : le GOODS-North à partir des données du relevé AGHAST. Le relevé 3D-HST a été conçu afin d'étudier la formation des galaxies à $1 < z < 3.5$ tels que les processus qui régulent la formation des étoiles dans les galaxies massives, le rôle de l'environnement dans les populations de galaxies ou encore résoudre spatialement et spectralement la croissance des disques et des bulbes. Pour répondre à ces questions, 3D-HST couvre au total plus de 625 arcmin² de champs extragalactiques qui ont été largement étudiés par le passé et aideront à l'interprétation des données photométriques et spectroscopiques du relevé 3D-HST. Ce dernier constitue ainsi le plus grand relevé de spectroscopie sans fente disponible aujourd'hui résultant en un catalogue de plus de 95 684 redshifts à une magnitude $JH_{IR} \leq 26$ ² et 22 548 redshifts avec $JH_{IR} \leq 24$ et une détection du continuum. Le grism G141 du WFC3 est l'élément dispersif principal du relevé 3D-HST. Ce grism couvre le domaine spectral allant de 10 000 à 17500 Å (cf. tableau 3.1) avec une dispersion moyenne de 46.5 Å px⁻¹ équivalent à un pouvoir de résolution $\mathcal{R} \sim 150$ dans le premier ordre dispersé. Nous soulignons que dans les spectrogrammes, la dispersion effective est deux fois plus grande (23 Å px⁻¹) car ces derniers ont également été rééchantillonnés. Ce relevé a aussi observé avec un mode parallèle avec le grism G800L de l'instrument ACS couvrant les longueurs d'onde de 5500 à 10500 Å. Dans la figure 4.1 sont illustrées les courbes de transmission des grisms G141 et G800L mais également celles des filtres photométriques F140W et F814W des instruments WFC3 et ACS. Nous pouvons remarquer que le grism G141 permet de mesurer des raies $H\alpha$ pour des objets à $0.7 < z < 1.5$ et des raies [O III] à $1.2 < z < 2.3$. La spectroscopie parallèle du grism G800L permet ainsi d'étendre la sensibilité de la raie $H\alpha$ du relevé à $z = 0$. Plus de détails à propos de ce relevé, des stratégies d'observation et de la réduction des données sont décrits dans van Dokkum et al. (2011); Skelton et al. (2014); Momcheva et al. (2016).

Nous présentons dans la figure 4.3, les résultats fournis par le relevé 3D-HST pour une galaxie du champ AEGIS. Nous pouvons également noter que la carte des résidus montre une structure à la position de la raie $H\alpha$ témoignant d'un modèle non suffisant pour expliquer précisément les données observées.

2. Les magnitudes M_{AB} (utilisés dans GLASS) et JH_{IR} (mentionnées dans 3D-HST) sont équivalentes : il s'agit de magnitudes calculés dans les bandes photométriques de l'infrarouge (F140W).

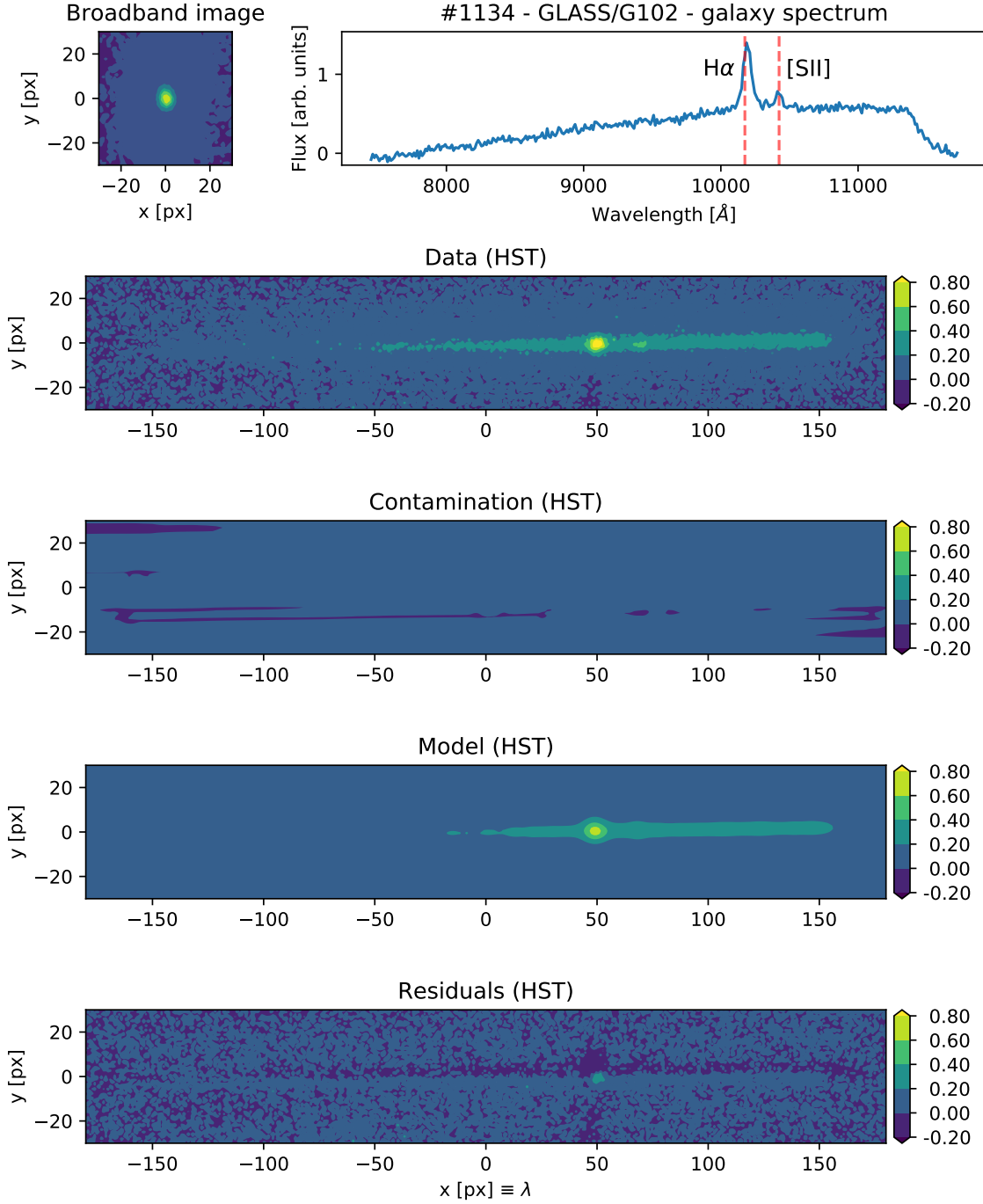


FIGURE 4.2: Galaxie 1134 de l'amas MACS1423 du sondage GLASS observée avec le grism G102. *Haut gauche* : photométrie large bande prise avec le filtre F140W de l'instrument WFC3. *Haut droite* : spectre 1D de la galaxie extrait par sommation optimale du spectrogramme 2D. La raie principale est la raie $H\alpha$ et la raie secondaire représente le doublet [S II]. *De haut en bas* : spectrogramme (décontaminé) de la galaxie, modèle de contamination, modèle 2D du spectrogramme et carte des résidus (données—modèle). L'ensemble des quatre figures mentionnées précédemment est normalisée par rapport à la valeur maximale du spectrogramme de la galaxie.

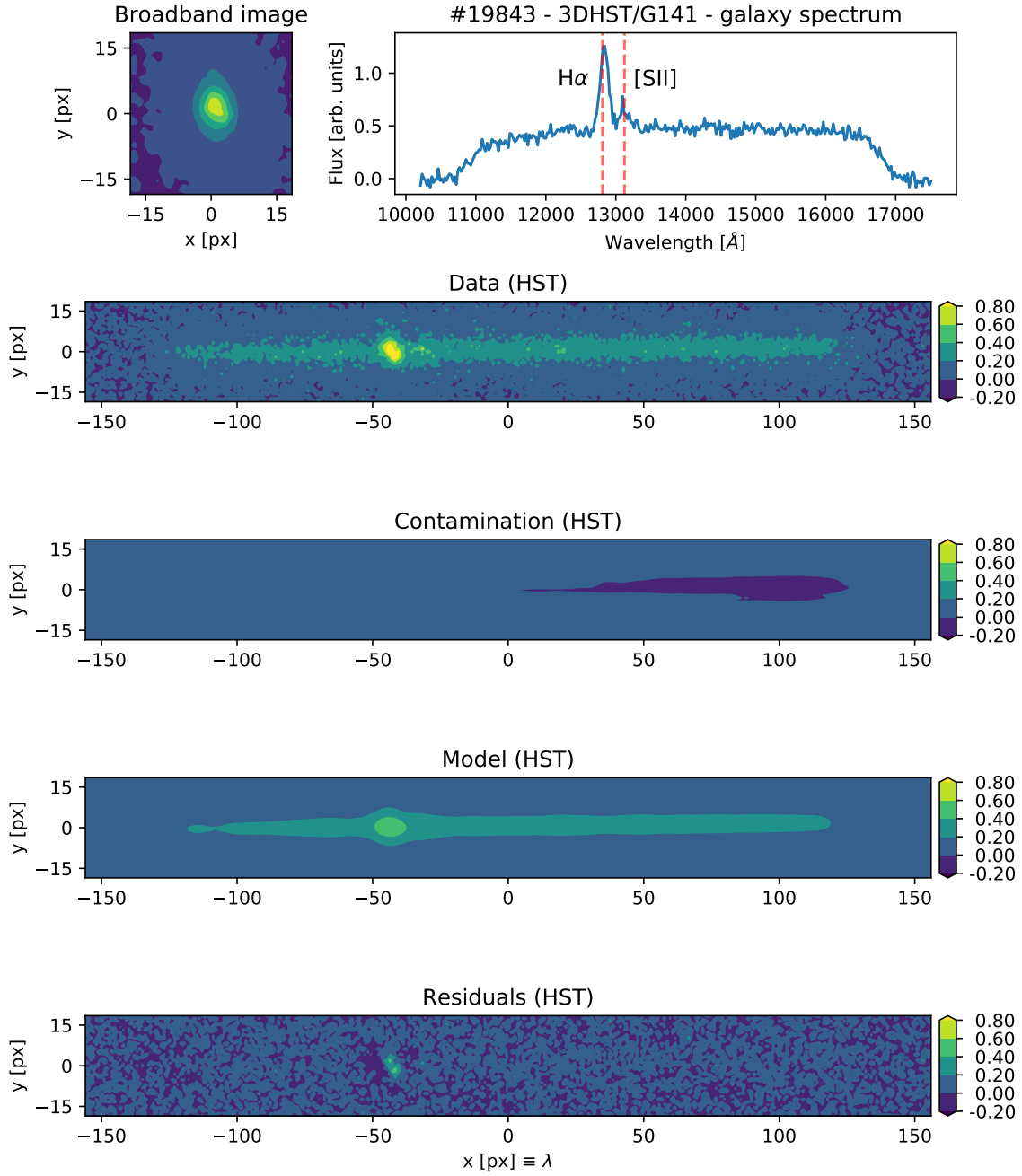


FIGURE 4.3: Identique à la figure 4.2 pour la galaxie 19843 du champ extragalactique AEGIS du relevé 3D-HST.

Au final, nous soulignons la complémentarité des relevés 3D-HST et GLASS qui permettent de sonder des galaxies émettrices de la raie $H\alpha$ (resp. $[O III]$) dans les larges gammes de redshift : $0.15 < z < 1.7$ (resp. $0.5 < z < 2.5$, cf. figure 4.1).

4.1.2 Sélection du sous-échantillon d'étude

Comme nous l'avons mentionné dans le Chapitre 3, nous nous attendons à une signature de la cinématique des galaxies relativement faible dans les spectrogrammes des relevés de HST du fait d'un échantillonnage cinématique limité ($R_{kin} \gtrsim 700 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$). Par conséquent, nous ne nous attendons pas à pouvoir mesurer la cinématique interne pour tous les objets de ces sondages. Nous avons donc appliqué certains critères de sélection sur les catalogues de GLASS³ et 3D-HST⁴ afin d'obtenir les galaxies les plus prometteuses. Les critères sont les suivants :

- raie $H\alpha$: $0.14 < z < 0.75$ (avec le G102) et $0.52 < z < 1.66$ (G141)
- raie $[O III]$: $0.50 < z < 1.30$ (G102) et $0.99 < z < 2.50$ (G141)
- $M_{AB} < 22$ ($\equiv M_{F140W}$)
- $r_e > 0.6'' \sim 5 \text{ px}$ (résolution spatiale du WFC3 de $0.13 \text{ arcsec px}^{-1}$)
- $20^\circ < i < 80^\circ$
- $F_{line} > 25 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et $F_{line}/\sigma(F_{line}) > 15$ (seulement 3D-HST)
- $Q > 3$ (seulement GLASS)

Les deux premiers critères permettent de sélectionner les galaxies qui émettent la raie $H\alpha$ ou $[O III]$ et que celles-ci tombent dans la gamme spectrale des grisms G102 et G141. Les conditions sur la magnitude et la taille permettent d'avoir des objets résolus spatialement et assez brillants. Cela permettra d'estimer précisément le PA relatif de ceux-ci sur leurs images en large bande dont nous rappelons que sa mesure est essentielle afin de contraindre la cinématique interne des galaxies. La coupure sur l'inclinaison ($20^\circ < i < 80^\circ$) est réalisée afin d'obtenir des objets modérément inclinés : les galaxies vues de face ($i = 0^\circ$) n'ont pas de champ de vitesse apparent et il devient donc difficile de le mesurer précisément tandis que les galaxies vues de coupe sont généralement assez mal modélisées par un disque fin et froid en rotation. Après quoi, les critères sur l'intensité de la raie et de son erreur sont choisis pour obtenir des raies d'émission discernables du continuum et avec un important niveau de détection pour les sources du catalogue du sondage 3D-HST. Enfin, du fait que les intensités des raies n'ont pas été fournies par le relevé GLASS, l'équivalent des coupures faites sur les galaxies de 3D-HST est donné par la condition $Q > 3$. En effet, ce *facteur de qualité* Q permet de sélectionner des objets avec des redshifts spectroscopiques fiables du relevé GLASS : $Q > 3$ signifie que soit une raie d'émission importante a été significativement détectée ou alors que plusieurs raies d'émission ont été mesurées avec un grand SNR.

Nous présentons dans les figures 4.4 et 4.5 les distributions des paramètres de sélection pour les catalogues complets des relevés 3D-HST et GLASS ainsi que celles après avoir effectué les critères de sélection pour des sources $H\alpha$ et $[O III]$. Pour le relevé 3D-HST : sur les 33 500 galaxies $H\alpha$ et $[O III]$ pré-sélectionnés avec $M_{AB} < 26$, nous avons obtenu 229 sources $H\alpha$ et 28 sources $[O III]$. Concernant le relevé GLASS, sur les 800 sources $H\alpha$ et $[O III]$ (avec $M_{AB} < 26$), les critères ci-dessus ont pré-sélectionné 79 galaxies émettrices de $H\alpha$ et 50 sources $[O III]$. Nous soulignons que

3. <https://archive.stsci.edu/prepds/glass/>

4. <https://3dhst.research.yale.edu/Data.php>

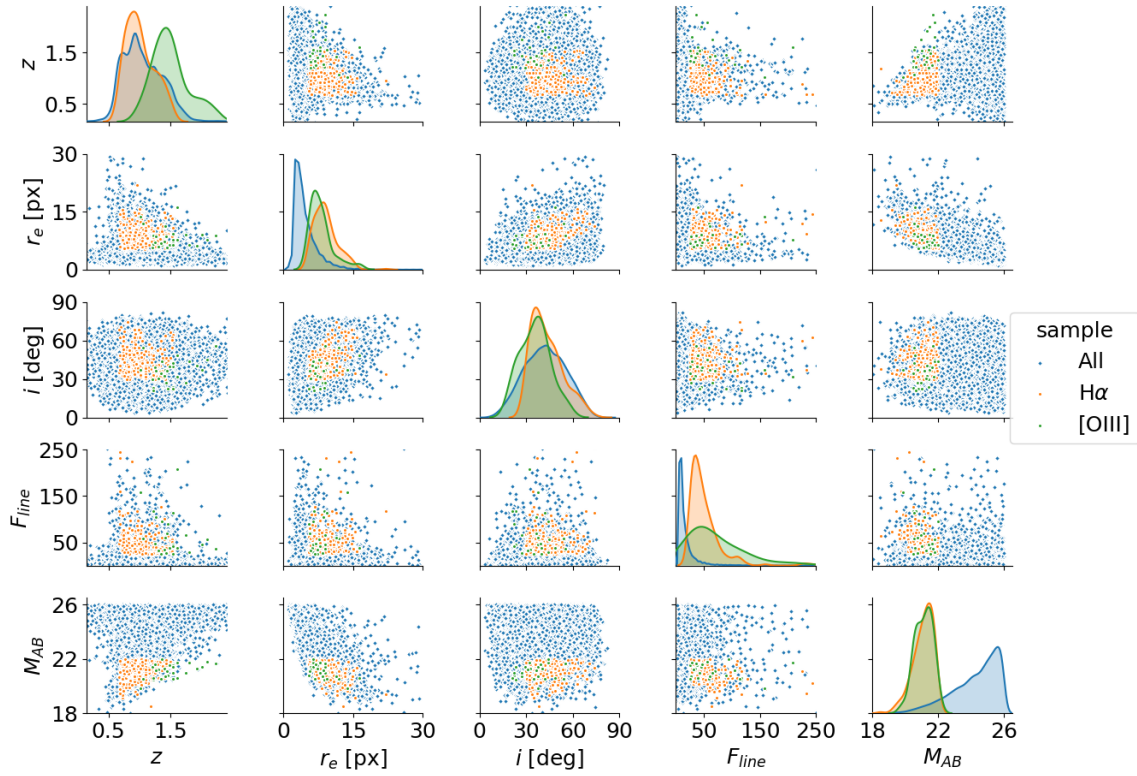


FIGURE 4.4: Distributions des paramètres de sélection sur le catalogue complet du relevé de 3D-HST (*bleu*). Nous présentons les distributions des sous-échantillons des sources $H\alpha$ (*orange*) et $[O III]$ (*vert*) pour lesquelles la cinématique est susceptible d'être mesurée. L'intégrale de chaque distribution est normalisée par rapport à 1.

ce sont principalement les coupures sur l'intensité des raies et leurs largeurs (pour 3D-HST) et sur le facteur de qualité (pour GLASS) qui réduisent le plus l'échantillon de galaxies. Dans une moindre mesure, ce sont enfin les coupures sur la magnitude et la taille qui diminuent la taille de l'échantillon.

À cela s'ajoute une inspection visuelle des spectrogrammes 2D pour toutes les galaxies de notre échantillon sélectionné. Cela permet de trouver et d'écarter les spectres contaminés, les potentielles raies d'émission non détectées et autres problèmes liés aux données. Enfin, nous avons également examiné les images en photométrie large bande afin de retirer de notre sélection les galaxies présentant des distributions spatiales du flux trop asymétriques, les objets en cours de fusion ou encore les galaxies avec des structures complexes qui ne peuvent être prise en compte par la géométrie de notre modèle.

Au final, ce processus de sélection nous fournit 87 galaxies (57 sources $H\alpha$, 11 $[O III]$ et 19 présentant à la fois une raie $H\alpha$ et $[O III]$) pour le relevé 3D-HST et 28 galaxies (24 $H\alpha$, 2 $[O III]$ et 2 $H\alpha+[O III]$) concernant le relevé GLASS.

4.1.3 Méthode d'ajustement

Afin de sonder la cinématique à partir des spectrogrammes, nous avons adopté la procédure suivante :

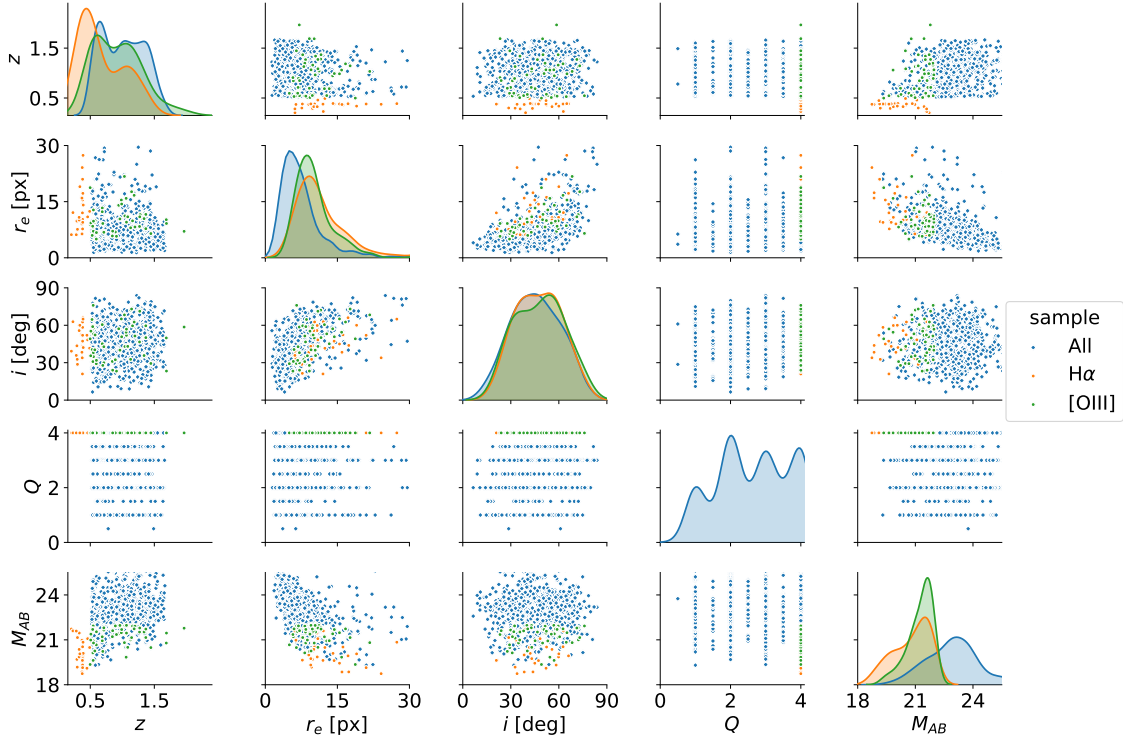


FIGURE 4.5: Identique à la figure 4.4 pour le relevé GLASS.

1. L'angle de position relatif de la galaxie est estimé à partir d'un ajustement de Sersic sur l'image large bande (obtenue avec le filtre F140W de l'instrument WFC3 pour les relevés GLASS et 3D-HST), et est fixé pour la suite. Un ajustement du spectre 1D estimé par sommation optimale du spectrogramme 2D est aussi réalisé afin d'avoir une estimation des paramètres spectraux.
2. Un ajustement du spectrogramme avec un modèle sans cinématique est réalisé afin de fournir une estimation des paramètres spectraux et de nuisance (tel que le décalage de la loi de dispersion suivant la direction transverse de dispersion Δy).
3. L'ajustement final en incluant la cinématique interne de la galaxie est alors appliqué en utilisant les estimations précédentes comme conditions initiales. Du fait de potentielles corrélations entre les paramètres cinématiques et les autres paramètres, l'ensemble des paramètres est libre durant cet ajustement.
4. Enfin, nous calculons la p -value à partir du χ^2 du meilleur ajustement pour le modèle sans et avec cinématique afin de quantifier l'amélioration de l'ajustement en ajoutant deux paramètres cinématiques (v_0 , w_0). Finalement, la p -value est convertie en un z -score de la détection de la cinématique, qui est exprimée en σ (cf. section 3.4.3).

4.2 Analyse du relevé GLASS

Nous rappelons que le relevé GLASS a observé en utilisant le grism G141 ($R_{kin} \sim 1020 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) mais aussi le grism G102 ($R_{kin} \sim 770 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$).

4.2.1 Cinématique avec la raie $H\alpha$

L'ajustement de notre modèle consiste à minimiser la fonction χ^2 (défini par l'équation (3.24)) qui est calculée sur une région rectangulaire de 40×60 pixels autour de la raie d'émission d'intérêt ($H\alpha$ ici). Nous présentons ici un ajustement en particulier pour illustrer une détection forte de la cinématique interne de la galaxie #1134 du relevé GLASS observée avec le G102. Cette galaxie a un complexe d'émission $H\alpha + [N II] + [S II]$, une taille du disque $r_d = 0''.47 = 3.6$ px. Les ajustements sans et avec cinématique sont présentés dans la figure 4.6. Nous pouvons noter que la carte des résidus sans cinématique présente une structure cohérente au niveau de la position de la raie $H\alpha$, qui disparaît presque entièrement dans la carte des résidus avec cinématique; ce qui laisse penser que la structure résiduelle était bien une signature du champ de vitesse de la galaxie. Les paramètres cinématiques ajustés et leurs erreurs statistiques sont les suivantes : $v_0 \sin i = (205 \pm 28) \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = (242 \pm 28) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ correspondant à un rayon de transition $r_0 = 0''.84 = 6.5 \text{ px} \simeq 1.75 r_d$. L'amélioration du χ^2 entre les deux modèles (sans et avec cinématique) correspond à une détection à 12.7σ ($p\text{-value} \sim 5 \times 10^{-37}$) de la signature de la cinématique.

Nous soulignons que l'ajustement sans cinématique fournit une contrainte statistique sur le redshift de $z = 0.55237 \pm 0.00016$ qui en rajoutant la cinématique dans le modèle s'améliore pour atteindre une précision de l'ordre de 10^{-5} : $z = 0.55201 \pm 0.00002$. Nous résumons les résultats obtenus sur les paramètres principaux du modèle dans le tableau 4.1. L'incertitude totale (compre-nant les erreurs statistiques et systématiques) sur les redshifts mesurés avec les sondages GLASS et 3D-HST est en moyenne $\sigma_z \approx 0.003(1 + z)$ (Momcheva et al., 2016). En comparaison, notre approche *forward* (sans ou avec) cinématique permet d'avoir une précision (*statistique* seulement) sur le redshift à un ordre de grandeur supplémentaire (10^{-4}). Nous pouvons aussi noter que l'ajout de la cinématique dans le modèle permet de mieux contraindre non seulement le redshift mais les autres paramètres spectraux. Par exemple, l'intensité du doublet $[N II]$ est mieux mesurée. Nous retrouvons également ce résultat dans la figure 4.7 où sont présentées les matrices de corrélation pour le modèle sans et avec cinématique. En effet, nous notons que l'inclusion de la cinématique dans le modèle permet de lever les dégénérescences qui existent entre les amplitudes des raies $H\alpha$ et $[N II]$. De plus, nous pouvons remarquer la corrélation entre le CVG w_0 et la largeur des raies σ qui traduit l'effet du *beam smearing* mentionné dans le Chapitre 3. Enfin, on peut noter une corrélation entre le paramètre corrigeant la loi de dispersion Δy et le redshift z pour ce spectrogramme. Nous soulignons qu'une approche *forward* pour la calibration en longueur d'onde pourrait améliorer voir même corriger le paramètre de nuisance Δy . De plus, une telle approche pourrait permettre d'obtenir une erreur systématique sur le redshift du même ordre de grandeur que l'incertitude statistique obtenue ici.

Dans la figure 4.8, nous présentons la reconstruction du spectre de la galaxie pour les modèles sans et avec cinématique et la comparons à l'approche traditionnelle d'extraction inverse. Nous illustrons ainsi la prise en compte de l'effet d'auto-contamination avec notre modèle *forward* : la résolution spectrale effective ne dépend plus de l'extension spatiale de l'objet, même en l'absence de la modélisation de la cinématique. Notre modèle permet de résoudre partiellement (voir totalement avec le modèle incluant la cinématique) les raies $H\alpha + [N II]$ ainsi que le doublet $[S II]$. Comme nous l'avons vu, la cinématique permet d'enlever les dégénérescences entre les paramètres spectraux du modèle.

Dans les sections suivantes, nous allons présenter quelques cas illustrant des extensions possibles du modèle tels que l'ajustement simultané de plusieurs régions de raies d'émission sur un

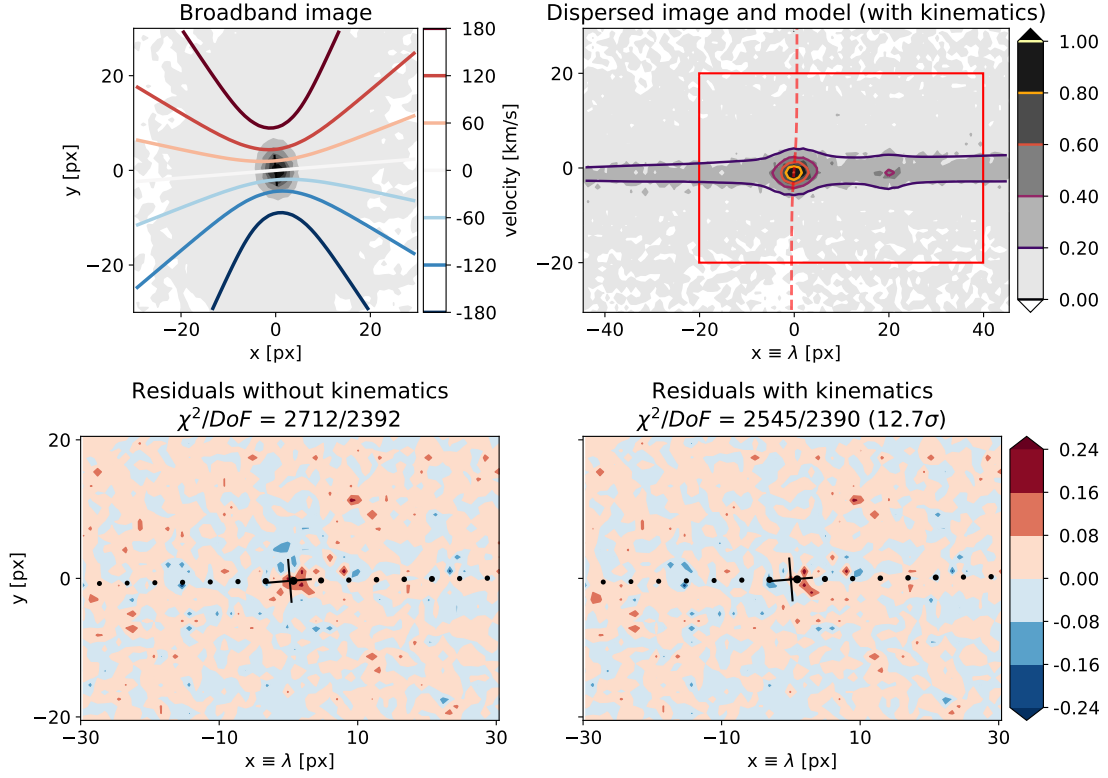


FIGURE 4.6: *Haut à gauche* : champ de vitesse ajusté $v(\mathbf{r})$ (contours) superposé à l'image F140W $B(\mathbf{r})$ (gris) de la galaxie #1134 du relevé GLASS. *Haut à droite* : spectrogramme observé (gris) et modèle ajusté (contours, normalisé par rapport à la valeur maximale des données), centrés sur le complexe de raies d'émission $H\alpha + [N II] + [S II]$. Les *lignes rouges pointillées* représentent la courbe de rotation ajustée à la position de la raie $H\alpha$. Étant donné que l'échantillonnage cinématique vaut $R_{kin} \sim 700 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$, le décalage induit par la cinématique n'est que de $\sim \pm 0.5 \text{ px}$ dans ce cas. *Bas à gauche* : carte des résidus pour le modèle sans cinématique. *Bas à droite* : carte des résidus pour le modèle avec cinématique. La *croix noire* représente le PA relatif de la galaxie à la position de la raie $H\alpha$ et les *points noirs* la trace spectrale. La baisse dans le χ^2 correspond à une détection significative à 12.7σ de la signature cinématique interne de la galaxie.

même spectrogramme et l'ajustement conjoint de deux spectrogrammes d'une même galaxie obtenus sous différents angles de dispersion.

4.2.2 Ajustement simultanée de différentes raies d'émission

Dans le cas où plusieurs raies d'émission telles que $H\alpha$ et $[O III]$ sont détectées dans le spectrogramme, nous pouvons appliquer un ajustement conjoint sur les régions des raies d'émission en minimisant le χ^2 total défini comme : $\chi^2 = \chi^2(H\alpha) + \chi^2([O III])$ où chaque contribution est calculée sur sa région respective. Chacune de ses composantes partage les mêmes paramètres intrinsèques de la galaxie (redshift, $v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$, intensités et largeur des raies etc.), avec l'exception du niveau du continuum C_0 et du décalage le long de la direction de dispersion transverse Δy qui peuvent être différents. Ce choix d'incorporer deux paramètres $\Delta y([O III])$ et $\Delta y(H\alpha)$ différents

TABLE 4.1: Comparaison entre la mesure du redshift du relevé GLASS et notre approche *forward* (sans et avec cinématique) pour la galaxie #1134 observée avec le grism G102. Les incertitudes présentées ici sont purement statistiques, à l'exception de la précision sur le redshift mesuré par GLASS où $\sigma_z \approx 0.003(1+z)$ (stat.+syst.) (Momcheva et al., 2016). Nous faisons remarquer que le sondage GLASS ne fournit pas les intensités et la largeur des raies d'émission.

Galaxie #1134 Grism 102 PA relatif = $(4.6 \pm 0.4)^\circ$ $R_{kin}=700 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$	GLASS	<i>Forward</i> (sans cin.)	<i>Forward</i> (cin.)
z	0.55000 ± 0.00465	0.55237 ± 0.00016	0.55201 ± 0.00002
$z\text{-score}$ (1)			12.7
$v_0 \sin i$ (2)	–	–	205 ± 28
$w_0 \sin i$ (3)	–	–	242 ± 28
$\Delta(w_0 \sin i)$ (4)	–	–	40
$A_{H\alpha}$ [a.u.]	–	67.6 ± 4.7	55.9 ± 2.8
$A_{[NII]}$ [a.u.]	–	9.4 ± 5.0	15.4 ± 2.3
$A_{[SII]}$ [a.u.]	–	28.1 ± 2.4	27.1 ± 2.4
σ [Å]	–	9.7 ± 1.8	2.9 ± 0.1
η	–	1.09 ± 0.04	1.02 ± 0.02

(1) Niveau de détection de la cinématique interne de la galaxie (en σ); (2) maximum de la vitesse de rotation en km s^{-1} ; (3) gradient central de vitesse en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$; (4) erreur systématique sur le CVG w_0 due au PA relatif (cf. équation (3.26)) et en tenant compte de l'inclinaison i .

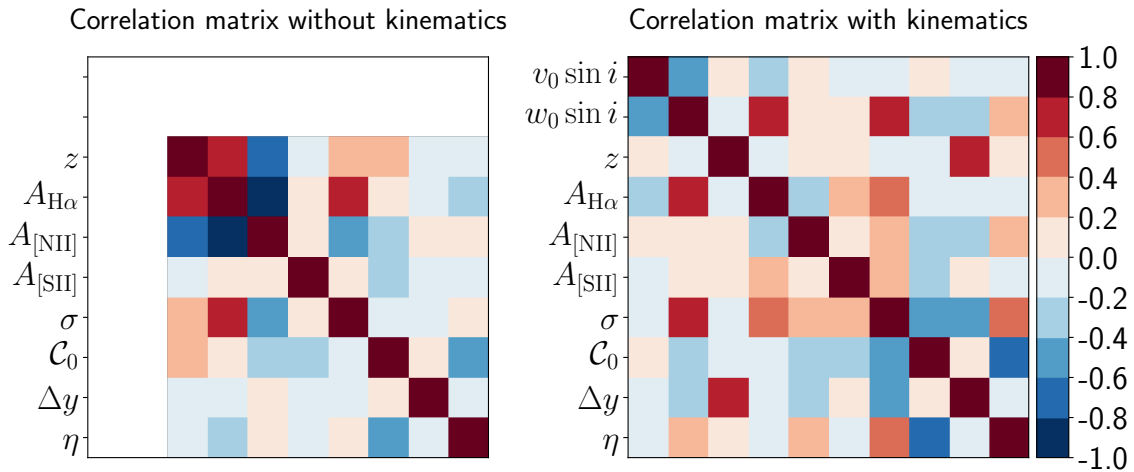


FIGURE 4.7: Matrices de corrélations pour les modèles sans (*gauche*) et avec cinématique (*droite*) pour la galaxie 1134 du relevé GLASS.

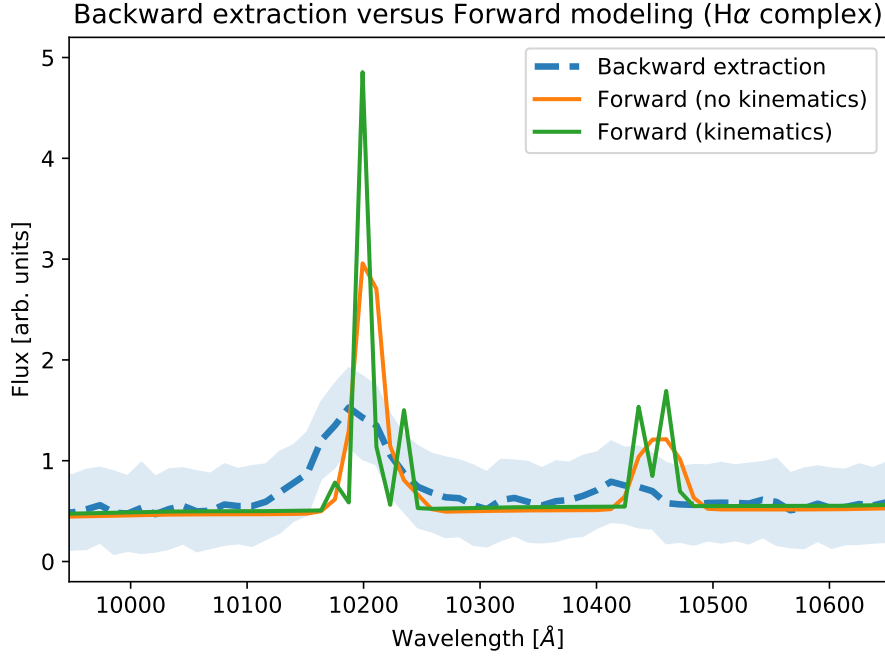


FIGURE 4.8: Comparaison de l'extraction inverse et du modèle *forward* pour estimer le spectre 1D de la galaxie 1134 du relevé GLASS. Nous présentons une extraction *backward* (bleu), et les spectres 1D reconstruits à partir de notre approche *forward* avec un modèle sans cinématique (orange) et avec cinématique (vert). On note que notre modèle permet de résoudre partiellement le complexe $H\alpha + [N\text{ II}] + [S\text{ II}]$ avec le modèle sans cinématique et entièrement en incluant la cinématique.

est justifié par le fait que la correction de la loi de dispersion avec la même constante sur l'ensemble du spectrogramme n'est pas suffisante dans certains cas pour corriger à la fois la région de la raie $[O\text{ III}]$ et $H\alpha$. Nous allons voir que l'ajustement conjoint sur ces deux régions permet de contraindre encore mieux les paramètres intrinsèques de la galaxie.

Nous présentons l'exemple de cette approche sur la galaxie #451 du relevé GLASS. Nous présentons l'ajustement conjoint des raies $H\alpha$ et $[O\text{ III}]$ sans et avec cinématique dans la figure 4.9. Nous pouvons déjà souligner que l'ajout de la cinématique dans les deux régions d'émission permet d'obtenir des structures des résidus plus homogènes. Cette baisse de $5089 - 4909 = 180$ du χ^2 total en ajoutant les deux paramètres cinématiques correspond ainsi à une détection significative de la cinématique à 13.2σ .

Nous faisons toutefois remarquer que les résidus de la raie $[O\text{ III}]$ avec l'ajout de la cinématique ne sont pas aussi homogènes que ceux de la raie $H\alpha$. Cela est probablement due au fait que nous avons supposé ici que l'indice de la distribution du flux η était le même pour les raies $H\alpha$ et $[O\text{ III}]$. Cependant, nous ne savons pas *a priori* si cela est vérifié : les distributions spatiales du $[O\text{ III}]$ et du $H\alpha$ ne sont pas nécessairement les mêmes. Cela suggère dans ce cas, que la distribution du continuum (qui semble relativement bien modéliser la distribution du $H\alpha$) modélise moins bien la distribution du $[O\text{ III}]$.

Afin de quantifier le gain en terme de contrainte statistique sur les paramètres du modèle avec cet ajustement conjoint, nous avons comparé celui-ci par rapport à l'ajustement individuel de la

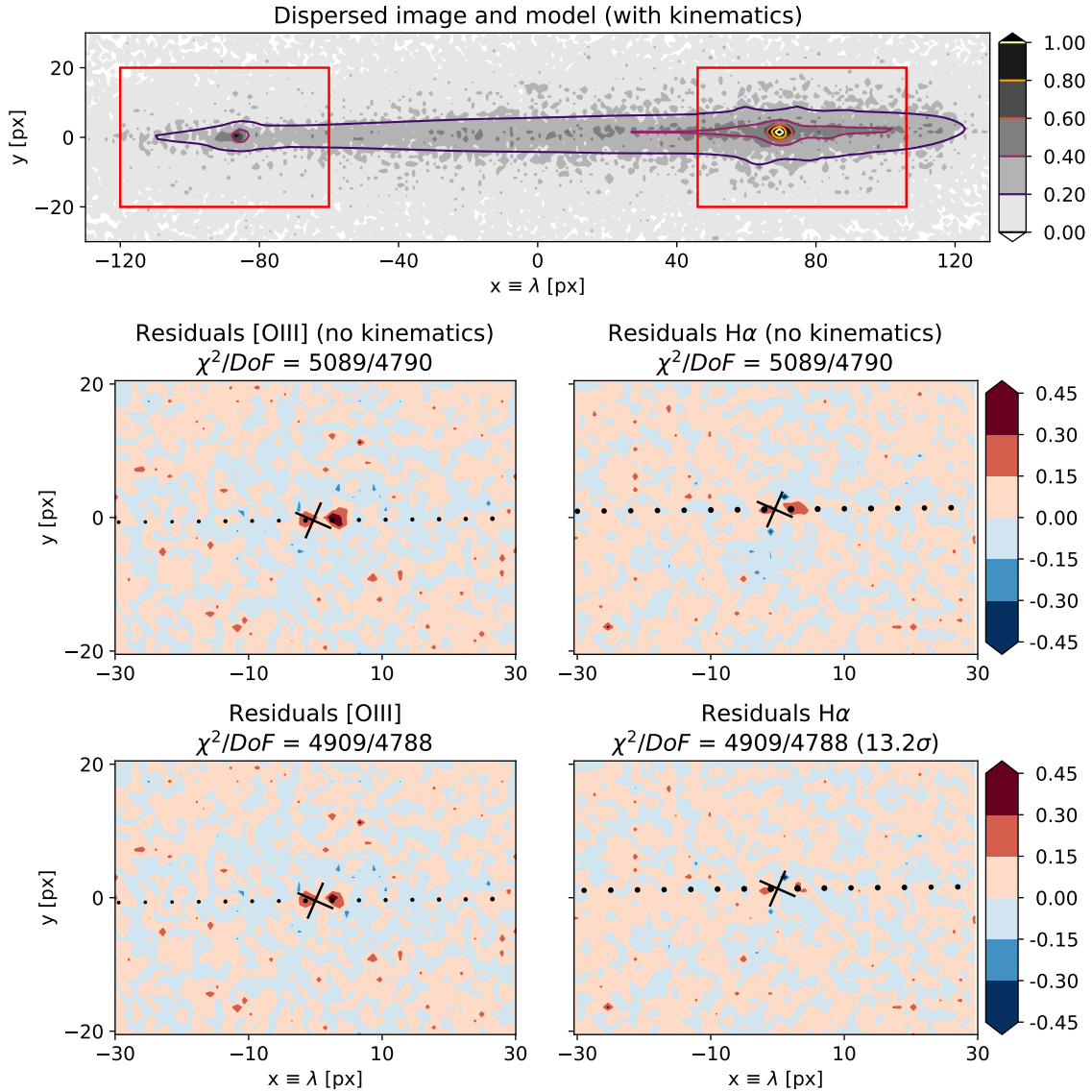


FIGURE 4.9: *Haut* : spectrogramme (gris) de la galaxie #451 de l'amas MACS2129 du relevé GLASS observé avec le grism G141 pour laquelle le complexe H α et le doublet [O III] ont été ajustés simultanément. *Milieu* : Carte des résidus pour le modèle sans cinématique centré sur le doublet [O III] (*gauche*) et le complexe H α + [N II]+ [S II] (*droite*). *Bas* : Carte des résidus pour le modèle avec cinématique. La baisse dans le χ^2 total correspond à une détection conjointe significative à 13.2 σ de la cinématique de la galaxie.

raie OIII (sans cinématique) et de la raie H α (avec et sans cinématique). Nous résumons dans le tableau 4.2 les différents ajustements ([O III] seule, H α seule et H α + [O III]) avec et sans cinématique. Nous pouvons déjà souligner que l'ajout de la région du doublet [O III] permet d'avoir une meilleure détection de la cinématique et une légère amélioration sur la précision sur le redshift. Cet ajustement conjoint permet par exemple de résoudre l'amplitude du doublet [N II] et fournit globalement de meilleures contraintes statistiques sur tous les paramètres du modèle (tels que l'amélioration sur

la mesure de l'intensité du doublet [O III]). Nous notons que l'approche *forward* sans cinématique en combinant les régions H α et [O III] permet d'avoir une précision (*statistique*) sur le redshift environ deux fois meilleure que les ajustements individuels (sans cinématique) sur chaque raie. Quant au modèle *forward* avec cinématique, il permet de contraindre statistiquement le redshift à une précision de $\sigma_z = 5 \times 10^{-5}$ (en combinant les régions H α + [O III]) en comparaison aux erreurs (*stat.+syst.*) mesurées par le relevé GLASS qui fournit $\sigma_z = 7.8 \times 10^{-3}$.

Au final, l'ajustement conjoint *forward* (avec ou sans cinématique) fournit de meilleures précisions sur les paramètres du modèle puisque la galaxie possède la majorité de ces propriétés intrinsèques identiques dans les régions de ces raies d'émission.

4.2.3 Ajustement conjoint sur deux spectrogrammes d'une même source

4.2.3.1 Ajustements individuels sur les paires de spectrogrammes

On rappelle que chaque galaxie du relevé GLASS a été observée sous deux angles de dispersion différents, ce qui résulte en la donnée de deux spectrogrammes par objet. Ainsi, nous pouvons d'abord, pour une même galaxie, ajuster ses deux spectrogrammes de façon indépendante. Cela permettra d'avoir une estimation des erreurs systématiques liées à l'observation sous deux angles de dispersion.

Après avoir ajusté les 24 sources H α et les 2 galaxies émettant du [O III], nous avons obtenu 5 galaxies H α et 2 galaxies [O III] pour lesquelles l'ajustement avec cinématique a convergé avec des paramètres cinématiques relativement contraints. Nous faisons remarquer que l'ajustement avec cinématique ne converge pas systématiquement pour diverses raisons : à cause d'importantes corrélations entre les paramètres du modèle ou encore car que le minimiseur utilisé (MINUIT2) n'est parfois pas en mesure de calculer la matrice de covariance et donc de dériver les erreurs associées.

Nous présentons les contraintes sur les paramètres cinématiques et le redshift dans la figure 4.10 pour les deux angles de dispersion par source. La dispersion au sein de la distribution des paramètres cinématiques donnent ainsi une indication sur l'erreur systématique liée à l'observation sous deux directions.

Par la suite, nous allons nous intéresser à une galaxie dont les paramètres cinématiques sont compatibles et dont les ajustements présentent une importante détection de la cinématique dans les deux directions de dispersion. Nous allons ainsi nous concentrer sur la galaxie #399 qui est une source [O III] et dont la détection de la cinématique a été mesurée respectivement à 14.7σ et 21.6σ pour chaque direction de dispersion. Nous présenterons alors l'ajustement conjoint sur les deux spectrogrammes pour cette galaxie afin de mieux estimer les paramètres du modèle et leurs erreurs.

4.2.3.2 Illustration de l'extraction *backward* sur la galaxie #399

Nous présentons ici l'approche traditionnelle (*backward*) dans ce cas où deux spectrogrammes ont été observés pour une même source. La méthode inverse consiste dans ce cas à extraire le spectre 1D de chaque spectrogramme par une sommation optimale dans la direction transverse de dispersion et de moyenner ceux-ci pour avoir une estimation du spectre 1D de la galaxie. Enfin le redshift et les autres quantités spectrales sont ajustés sur ce spectre *moyenné*. Les résultats de cet ajustement sont données dans le tableau 4.3. Nous présentons dans la figure 4.11, la comparaison entre une telle reconstruction et notre approche *forward* (pour le modèle avec cinématique). Nous remarquons que

TABLE 4.2: Amélioration des contraintes sur les paramètres du modèle entre les ajustements individuels de la raie [O III] et H α et l’ajustement conjoint des raies H α et [O III] pour la galaxie #451 du relevé GLASS, observée avec le G141 ($R_{kin}=910 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$). Cette dernière a un PA relatif de $(154.1 \pm 0.9)^\circ$. Les incertitudes présentées ici sont uniquement statistiques (sauf pour le redshift mesuré par GLASS qui contient aussi les erreurs systématiques).

Galaxie #451	GLASS	[O III] (sans cin.)	H α (sans cin.)	H α (cin.)	H α + [O III] (sans cin.)	H α + [O III] (cin.)
z	1.36750 ± 0.00712	1.36151 ± 0.00075	1.36291 ± 0.00078	1.36410 ± 0.00006	1.36266 ± 0.00047	1.36415 ± 0.00005
$z\text{-score}$ (1)	-	-	-	10	-	13.2
$v_0 \sin i$ (2)	-	-	-	350 ± 34	-	360 ± 25
$w_0 \sin i$ (3)	-	-	-	317 ± 33	-	350 ± 31
$\Delta(w_0 \sin i)$ (4)	-	-	-	125	-	125
$A_{H\alpha}$ [u.a.]	-	-	54.8 ± 11.4	48.6 ± 5.2	52.2 ± 9.2	45.9 ± 4.5
$A_{[O III]}$ [u.a.]	-	73.0 ± 25.4	-	-	49.2 ± 5.5	43.5 ± 3.0
$A_{[N II]}$ [u.a.]	-	-	2.1 ± 55.1	1.0 ± 5.8	7.2 ± 10.4	6.8 ± 4.3
$A_{[S II]}$ [u.a.]	-	-	8.9 ± 3.7	8.6 ± 4.1	3.3 ± 0.9	3.4 ± 0.9
σ [u.a.]	-	5.7 ± 1.2	9.2 ± 2.9	5.8 ± 0.3	9.6 ± 1.9	5.7 ± 0.2
η	-	1.03 ± 0.02	1.03 ± 0.01	0.97 ± 0.01	1.03 ± 0.01	0.98 ± 0.01

(1) Niveau de détection de la cinématique interne de la galaxie (en σ); (2) maximum de la vitesse de rotation en km s^{-1} ; (3) gradient central de vitesse en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$; (4) erreur systématique sur le CVG w_0 due au PA relatif (cf. équation (3.26)) et en tenant compte de l’inclinaison i .

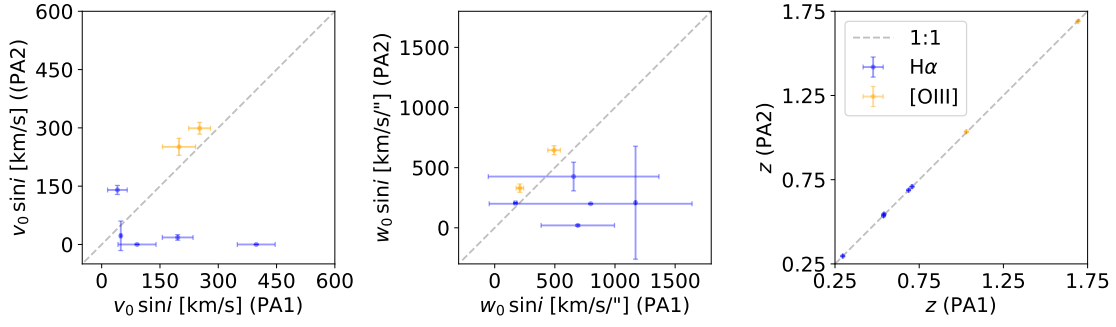


FIGURE 4.10: Contraintes sur les paramètres cinématiques ($v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$) et le redshift z . Celles-ci ont été obtenues avec les ajustements individuels du modèle avec cinématique sur les deux spectrogrammes de chaque galaxie de notre sous-échantillon du relevé GLASS. Les contraintes sur les sources H α (resp. [O III]) sont en *bleu* (resp. *orange*). Les erreurs présentées ici sont uniquement statistiques.

la raie principale du doublet [O III] est différente dans chacun des spectres extraits individuellement (nous y reviendrons par la suite). De plus, tous les spectres extraits de cette manière présentent une raie d'émission large du fait que cette approche ne tient pas compte de la taille de galaxie. Enfin, l'ajustement du spectre *backward* final contraint le redshift à $z = 1.69088 \pm 0.00124$ et la largeur des raies à une valeur de $\sigma = (43.4 \pm 6.2) \text{ \AA}$ (cf. tableau 4.3).

4.2.3.3 Ajustement conjoint *forward*

De la même manière que pour les observations de plusieurs raies d'émission au sein d'un spectrogramme, nous pouvons appliquer un ajustement conjoint sur les deux spectrogrammes (avec des directions de dispersion perpendiculaires) pour des mêmes sources du relevé GLASS. L'ensemble des paramètres du modèle décrivant les propriétés intrinsèques sont les mêmes à l'exception du paramètre Δy qui est *a priori* différent dans chaque spectrogramme.

Nous soulignons que nous avons observé des incohérences dans la loi de dispersion entre les deux spectrogrammes suivant la composante longitudinale. Cela génère alors un décalage pouvant aller jusqu'à $\sim 15 \text{ \AA}$ qui se traduit par une estimation du redshift différente pour chaque spectrogramme rendant de ce fait la mesure simultanée de la cinématique interne impossible. Nous avons donc corrigé cette erreur de calibration, en introduisant un autre paramètre de nuisance qui est le décalage de la solution en longueur d'onde Δx (en $\text{\AA}$) telle que la longueur d'onde ajustée d'une raie d'émission soit la même dans chaque spectrogramme :

$$\lambda_{\pm} = (1 + z)\lambda_e \pm \Delta x/2 \quad (4.1)$$

où $\lambda_{\pm}$ est la longueur d'onde donnée par la loi de dispersion de chaque spectrogramme, z est le redshift conjoint *effectif* ajusté et λ_e est la longueur d'onde dans le référentiel au repos.

Nous sommes maintenant en mesure de construire un modèle décrivant les deux spectrogrammes d'une même galaxie observée avec le relevé GLASS et d'ajuster simultanément ce modèle en minimisant le χ^2 conjoint défini par : $\chi^2 = \chi^2(PA_1) + \chi^2(PA_2)$, où chaque $\chi^2(PA_i)$ est la fonction décrite par l'équation (3.24) calculée pour chaque spectrogramme.

TABLE 4.3: Identiques au tableau 4.1 en comparant ici les ajustements basés sur une extraction inverse et notre modèle *forward* conjoint (sans et avec cinématique) pour la galaxie #399 du relevé GLASS observée avec le grism G141 ($R_{kin}=1000 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$). Les incertitudes présentées ici sont seulement statistiques. La vitesse de rotation v_0 (resp. le CVG w_0) est exprimée en km s^{-1} (resp. en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$).

Galaxie #399	<i>Backward extraction</i>	<i>Forward</i> x 2 PA (sans cin.)	<i>Forward</i> x 2 PA (cin.)
PA= 52.2 ± 0.4 [degrés]			
z	1.69088 ± 0.00124	1.69413 ± 0.00025	1.69419 ± 0.00006
$z\text{-score}$	–	–	25.5σ
$v_0 \sin i$	–	–	287 ± 15
$w_0 \sin i$	–	–	605 ± 32
$\Delta(w_0 \sin i)$	–	–	125
$A_{[\text{O III}]} [\text{a.u.}]$	81.6 ± 9.9	100.8 ± 1.6	96.9 ± 1.5
$\sigma [\text{\AA}]$	43.4 ± 6.2	9.9 ± 0.5	6.4 ± 0.1
η	–	1.086 ± 0.005	1.048 ± 0.005

Nous illustrons cet ajustement conjoint sur la galaxie #399 de l’amas MACS0717 du relevé GLASS, présentant un doublet d’émission [O III] et mesurée avec une taille caractéristique du disque $r_d = 0.44'' \approx 3.5 \text{ px}$. Cela a permis de fournir une meilleure détection de la cinématique interne de la galaxie à un niveau de 25.5σ . Pour comparaison, nous rappelons que l’ajustement individuel des spectrogrammes pour chaque direction a donné une détection de la cinématique respectivement à 14.7σ et 21.6σ . Nous présentons dans la figure 4.12 la carte des résidus sans et avec cinématique dans chaque spectrogramme pour cet ajustement conjoint. Nous notons que dans le premier spectrogramme (*image du haut*), la structure importante visible dans la carte des résidus est due à une décontamination incomplète. Toutefois, du fait que cette pollution du signal est située à l’extérieur de l’étendue spatiale de la galaxie, elle n’affecte pas le modèle ajusté et augmente simplement la valeur du χ^2 final.

L’ajustement simultané donne les résultats suivant pour les paramètres cinématiques : $v_0 \sin i = (287 \pm 15) \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = (605 \pm 32) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ correspondant à un rayon de transition $r_0 = 0.47'' \simeq r_d$. Au final, nous déterminons un redshift effectif $z = 1.69419 \pm 0.00006$ en tenant compte du décalage dans la direction de dispersion $\Delta x = (-1.01 \pm 0.03) \text{ px}$. Il y a ainsi un décalage d’environ 1 px entre les solutions de dispersion. Il est donc cruciale d’incorporer ce paramètre de nuisance dans notre modèle afin de contraindre des effets à une échelle inférieure au pixel.

Ce décalage explique la différence notable entre les deux spectres obtenus avec l’extraction *backward*. Un tel effet n’as pas été considéré dans cette approche inverse, parce que ces effets (sous-pixels) sont difficilement observables avec cette méthode. À l’opposé, nous soulignons que notre approche *forward* (avec ou sans cinématique) permet de mieux contraindre le redshift : $z = 1.69413 \pm 0.0006$ (resp. 1.69419 ± 0.00025) pour le modèle avec (resp. sans) cinématique. Enfin, notre approche permet de contraindre la largeur des raies à $\sigma = (5.7 \pm 0.3) \text{\AA}$ (resp. $(9.9 \pm 0.5) \text{\AA}$) avec la cinématique (resp. sans). Nous confirmons ainsi d’une part que l’approche *forward* permet de corriger des effets d’auto-contamination : la résolution spectrale effective ne dépend plus de la taille de la galaxie (cf. figure 4.11). D’autre part, l’ajustement conjoint sur les deux spectrogrammes permet d’améliorer les contraintes sur l’ensemble des paramètres dont les paramètres cinématiques

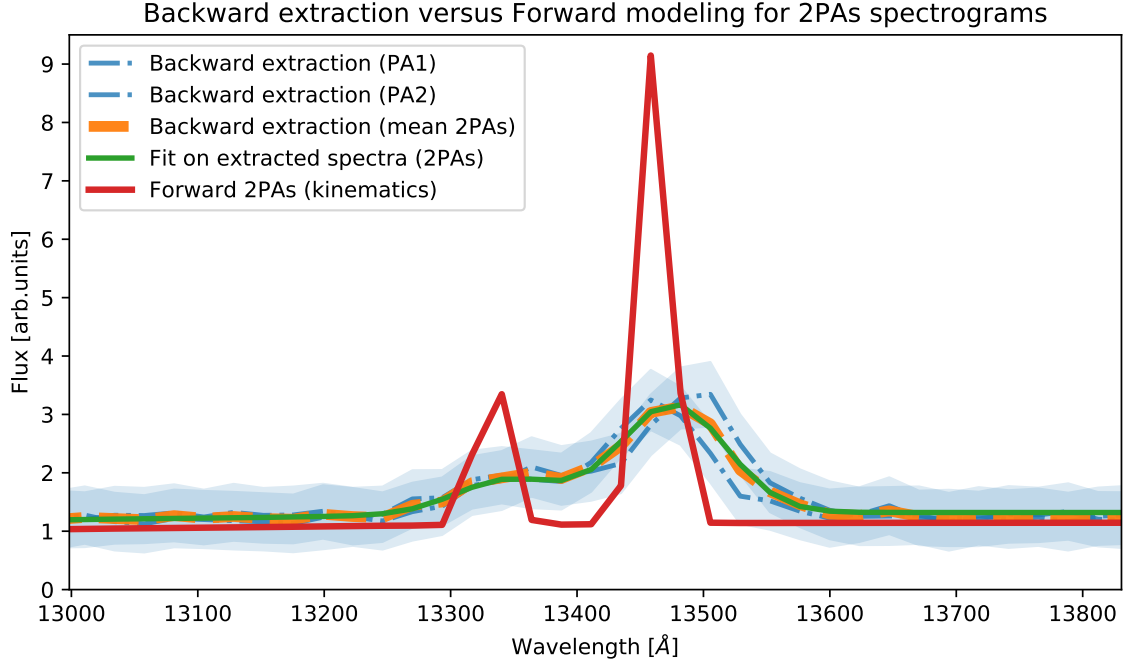


FIGURE 4.11: Comparaison de la reconstruction du spectre de la galaxie #399 (doublet [O III]) du relevé GLASS avec l'approche *forward* (avec cinématique) et une méthode inverse (*backward*). Du fait que cette galaxie est observée sous deux angles de dispersion différents, afin de simuler une approche inverse, nous avons extrait le spectre par une sommation optimale pour chaque spectrogramme (courbes *bleues pointillés* avec leurs erreurs). Enfin nous avons *moyenné* ces deux derniers afin d'obtenir une estimation du spectre de la galaxie (*orange pointillé*) dont l'ajustement est présenté en *vert*. Le spectre intrinsèque déterminé par notre approche *forward* est représenté en *rouge* pour le modèle avec cinématique. On note que les spectres extraits pour chaque PA dans l'approche inverse sont décalés à cause de l'erreur de calibration dans la direction de dispersion entre les deux spectrogrammes.

et le redshift. Globalement, nous notons aussi que l'approche *forward* (même sans cinématique) permet, grâce à l'ajustement simultanée des données sous 2 angles de dispersion, d'atteindre des précisions statistiques nettement meilleures qu'avec une approche inverse. En effet, une méthode inverse mélange les propriétés spectrales et spatiales (en intégrant les spectrogrammes et en moyennant ces spectres 1D intégrés) et dégrade la précision sur la mesure du redshift.

Enfin, nous présentons les matrices de corrélations pour l'ajustement conjoint (sans et avec cinématique) dans la figure 4.13. On note l'anti-corrélation entre z et Δx (de part leurs définitions dans l'équation (4.1)) pour les deux modèles. De plus, nous pouvons remarquer que l'ajout de la cinématique dans le modèle permet de lever la forte corrélation entre le redshift et la largeur des raies d'émission. Enfin, les paramètres cinématiques sont légèrement corrélés avec les autres paramètres ce qui souligne qu'il y a un gain à modéliser la cinématique pour ces données.

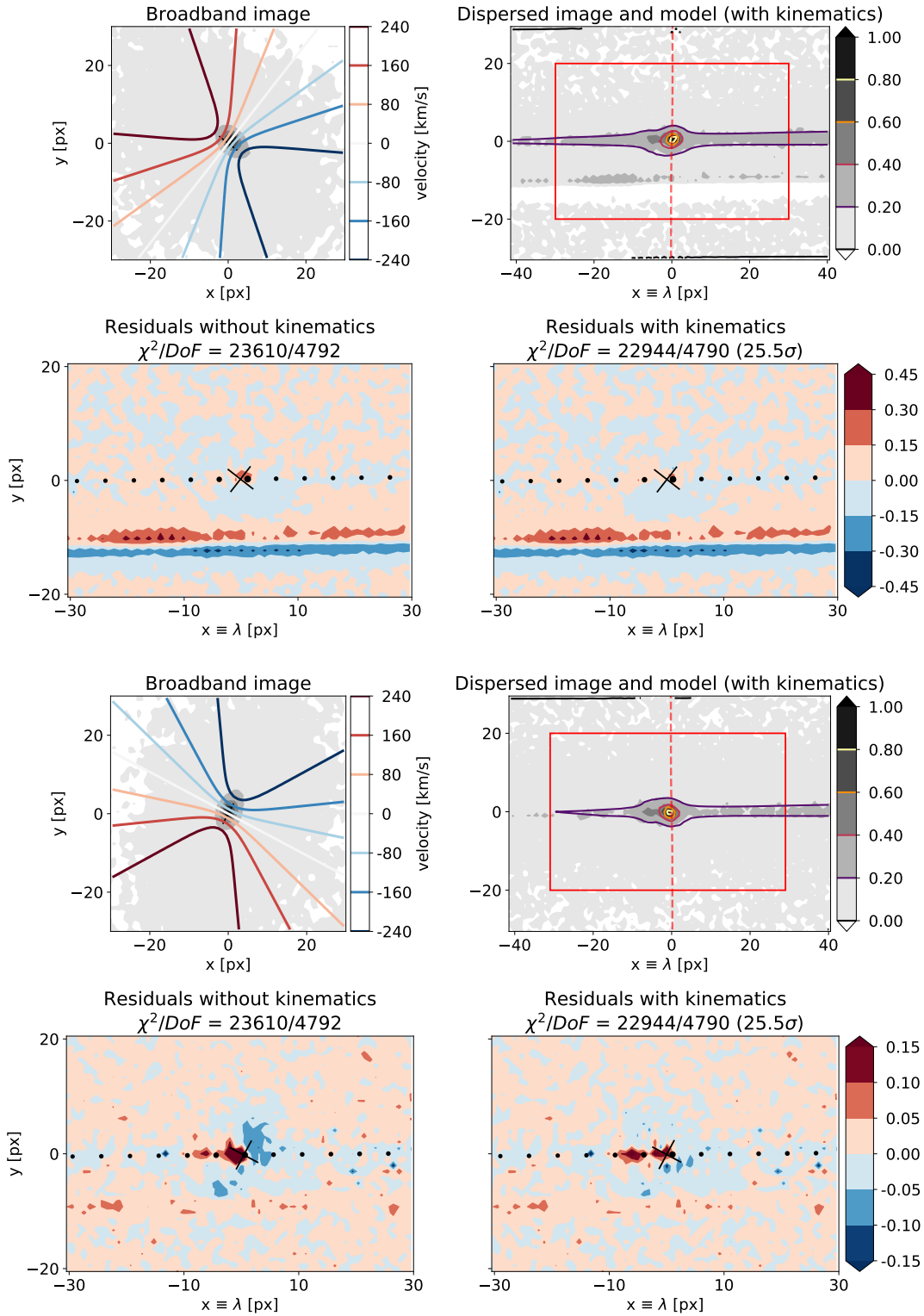


FIGURE 4.12: Identique à la figure 4.6 pour l’ajustement conjoint sur la région du doublet [O III] de la galaxie #399 du sondage GLASS observée avec le G141 avec un PA relatif de 52° (*haut*) et 152° (*bas*). On note dans la région inférieure de la carte des résidus du premier spectrogramme, une structure importante qui résulte d’une décontamination incomplète. Cela n’affecte pas l’ajustement conjoint mais ajoute juste une valeur constante à la valeur du χ^2 final. La baisse dans le χ^2 total correspond à une détection conjointe très significative à 25.5σ de la cinématique.

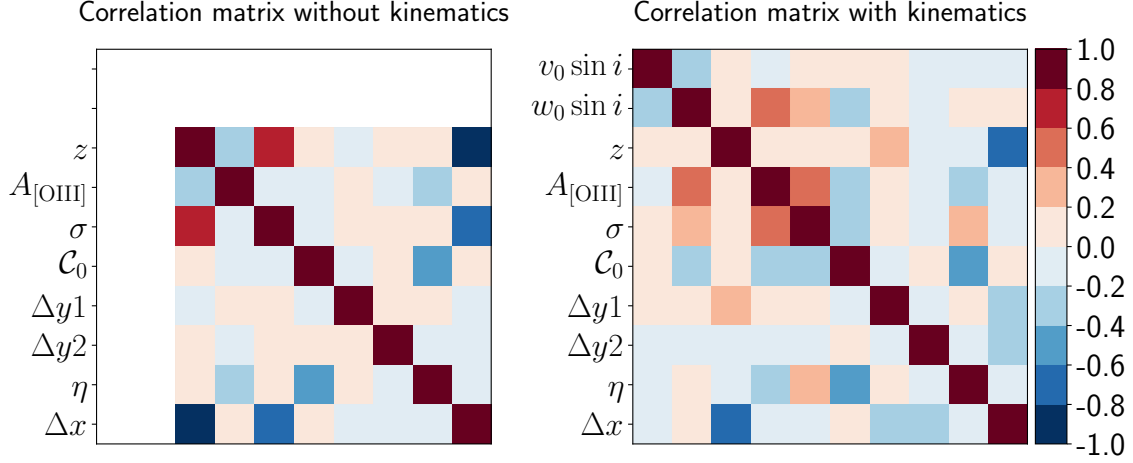


FIGURE 4.13: Identique à la figure 4.7 pour la galaxie 399 du relevé GLASS.

4.3 Analyse du relevé 3D-HST

Dans cette partie, nous allons présenter les différents résultats obtenus en appliquant notre modèle *forward* sur les données du relevé 3D-HST.

4.3.1 Cinématique avec la raie $H\alpha$

Présentation d'un cas particulier

Nous présentons une galaxie parmi les 57 sources $H\alpha$ de notre sous-échantillon (la galaxie #19843), afin d'illustrer une détection de la cinématique interne avec le relevé 3D-HST. Cette galaxie possède un important complexe d'émission $H\alpha + [N II] + [S II]$ et une taille caractéristique du disque $r_d = 0.50'' \approx 4 \text{ px}$. Les ajustements sans et avec cinématique sont présentés dans la figure 4.14. Nous pouvons noter que la carte des résidus sans cinématique présente une structure cohérente au niveau de la position de la raie $H\alpha$, qui disparaît en partie dans la carte des résidus avec cinématique. L'ajustement avec cinématique donne les valeurs suivantes pour les paramètres cinématiques et leurs erreurs statistiques (cf. tableau 4.4) : $v_0 \sin i = (330 \pm 41) \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = (970 \pm 271) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, ce qui correspond à un rayon de transition de la RC : $r_0 = 0.34'' \simeq 0.7 r_d$. L'amélioration du χ^2 entre les deux modèles (sans et avec cinématique) correspond à une détection à 6.2σ de la signature de la cinématique. Puisque, l'échantillonnage cinématique $R_{kin} = 1100 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$, la cinématique a un impact modéré sur la distorsion du spectrogramme. Dans ce cas, la détection de la cinématique reste marginalement significative. Toutefois, ces ajustements donnent pour le modèle avec (resp. sans) cinématique des précisions statistiques sur le redshift de $\Delta z = 1.3 \times 10^{-4}$ (resp. 1.6×10^{-4}). L'approche *forward*, corrigeant des effets d'auto-contamination, permet ainsi d'obtenir des redshifts à une précision statistique de l'ordre de 1×10^{-4} . Nous comparons les résultats obtenus par notre modèle (sans et avec) cinématique par rapport aux paramètres spectraux données par le sondage 3D-HST dans la table 4.4. Nous pouvons noter que la galaxie n'est pas centrée dans l'image large bande fournie par 3D-HST, probablement dû à une erreur de calibration. Afin de corriger cet écart d'environ 1 pixel, notre modèle ajuste alors un redshift *effectif*.

Nous présentons les matrices de corrélation obtenues pour l'ajustement avec et sans cinéma-

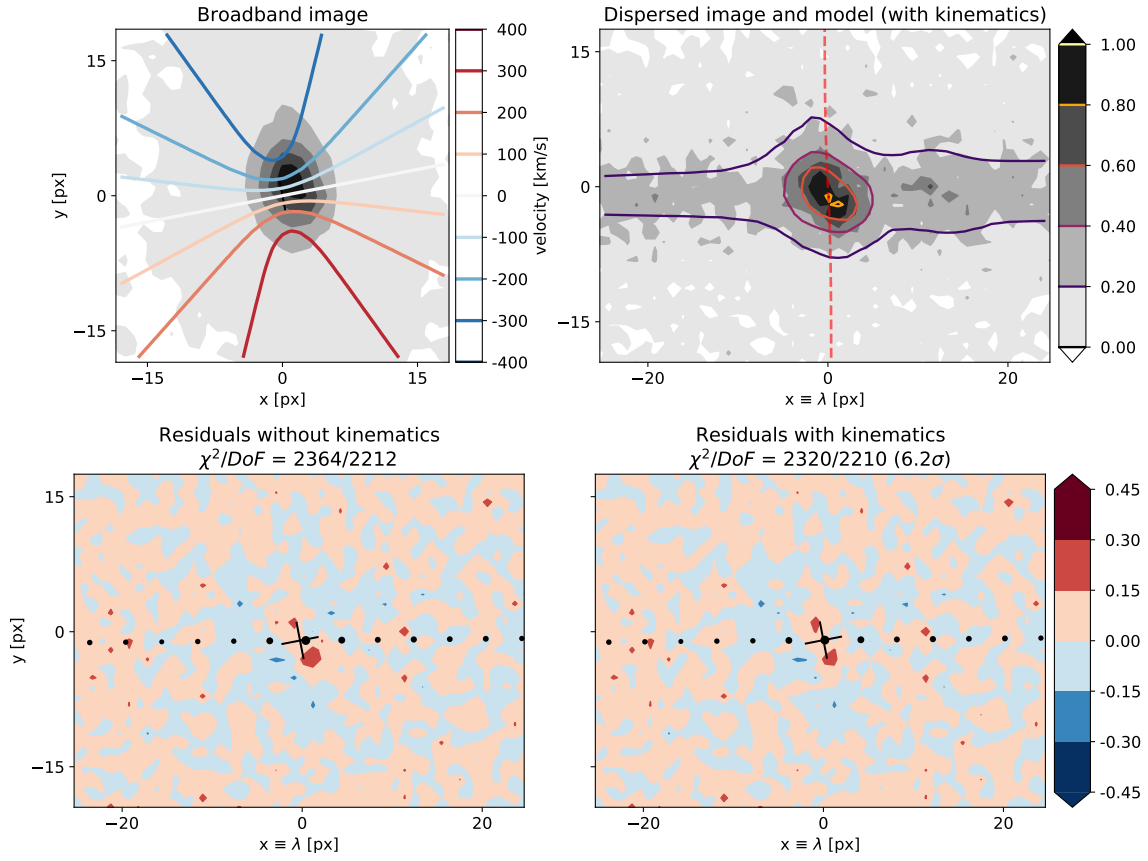


FIGURE 4.14: Identique à la figure 4.6 pour la galaxie #19843 du champ AEGIS du relevé 3D-HST observée avec le grism G141. Étant donné que l'échantillonnage cinématique n'est pas favorable, le décalage induit par la cinématique n'est que de $\sim \pm 0.3$ px dans ce cas. La baisse dans le χ^2 correspond à une détection de la cinématique à 6.2σ .

TABLE 4.4: Identique au tableau 4.1 pour la galaxie #19843 du sondage 3D-HST. Nous faisons remarquer que le sondage 3D-HST fournit les intensités des raies d'émission.

Galaxie #19843 Grism 141 PA relatif = $(10.4 \pm 0.7)^\circ$ $R_{kin} = 1100 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$	3D-HST	Forward (sans cin.)	Forward (cin.)
z	0.95130 ± 0.00585	0.95459 ± 0.00016	0.95544 ± 0.00013
$z\text{-score}$			6.2
$v_0 \sin i \text{ [km s}^{-1}\text{]}$	—	—	330 ± 41
$w_0 \sin i \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	—	—	970 ± 271
$\Delta(w_0 \sin i) \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	—	—	110
$A_{H\alpha} \text{ [a.u.]}$	52.8	17.0 ± 5.0	50.7 ± 1.3
$A_{[NII]} \text{ [a.u.]}$	—	25.2 ± 2.5	0.0 ± 1.0
$A_{[SII]} \text{ [a.u.]}$	8.7	7.2 ± 2.5	18.2 ± 2.0
$\sigma \text{ [\AA]}$	—	9.7 ± 1.8	9.5 ± 0.5
η	—	1.09 ± 0.04	1.01 ± 0.02

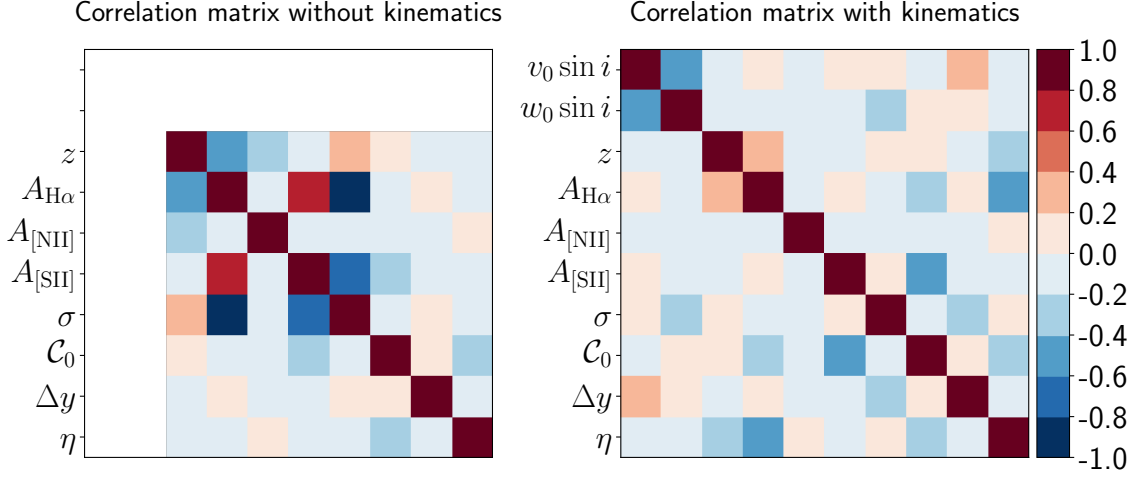


FIGURE 4.15: Matrices de corrélations pour les modèles sans (*gauche*) et avec cinématique (*droite*) pour la galaxie 19843 du relevé 3D-HST. On note que l’ajout des paramètres cinématiques permet de presque diagonaliser la matrice de corrélation *i.e.* d’enlever les dégénérescences entre les paramètres spectraux.

tique dans la figure 4.15. Nous remarquons que $v_0 \sin i$ et $w_0 \sin i$ sont très peu corrélés avec le reste des paramètres du modèle. Enfin, nous soulignons que l’ajout de la cinématique dans le modèle permet de lever des fortes corrélations entre les paramètres spectraux (notamment entre les amplitudes $H\alpha$, $[S\ II]$ et la largeur des raies σ) et aident à diagonaliser en partie la matrice de corrélation. En effet, nous notons que le modèle *forward* sans cinématique ne résout pas le complexe $H\alpha+[N\ II]$. Tandis qu’en ajoutant les paramètres cinématiques, le modèle contraint l’intensité du doublet $[N\ II]$ à zéro. Même si la détection de la cinématique n’est pas statistiquement très significative, l’observation des corrélations entre les paramètres du modèle suggère que l’ajout de la cinématique apporte un vrai gain.

4.3.1.1 Application aux données de 3D-HST

Après avoir réalisé l’ajustement (sans et avec cinématique) sur les 57 sources $H\alpha$ de notre échantillon du relevé 3D-HST, nous avons obtenu 43 galaxies pour lesquelles l’ajustement sans cinématique a convergé. Enfin, nous avons eu 27 galaxies pour lesquelles l’ajustement avec cinématique a convergé, avec une détection significative de la cinématique (*i.e.* avec un $z\text{-score} \gtrsim 5\sigma$) pour 8 d’entre elles.

Nous présentons dans la figure 4.16 la distribution de quelques paramètres spectraux (z , F_{line} et σ), de l’indice de la distribution du flux η et du paramètre de nuisance Δy pour les 43 galaxies $H\alpha$ dont l’ajustement était avec le modèle sans cinématique. Nous pouvons déjà noter que la plupart des largeurs de raies ajustées sont assez faibles (en moyenne $\sigma \sim 15\ \text{\AA}$) en comparaison avec les mesures de 3D-HST (où $\sigma \gtrsim 40\ \text{\AA}$), ce qui indique une prise en compte des effets d’auto-contamination. Nous remarquons également que le paramètre de nuisance Δy corrigeant la loi de dispersion dans la direction transverse prend des valeurs entre -0.5 et 2.5 pixels. Du fait de la résolution cinématique des grisms G102 et G141 (cf. tableau 3.1), l’effet du champ de vitesse sur les spectrogrammes

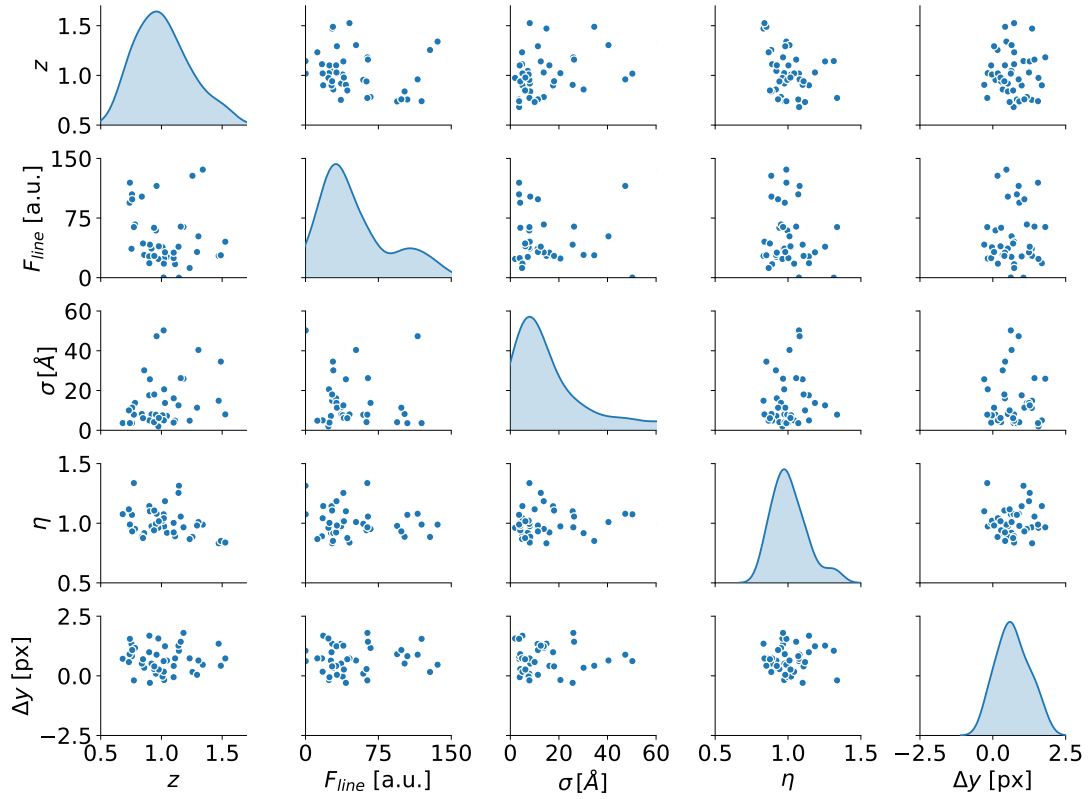


FIGURE 4.16: Distributions de quelques paramètres spectraux et de nuisance ajustés avec le modèle sans cinématique pour 43 sources H α sélectionnés du relevé 3D-HST.

est de l'ordre de ± 0.5 px au maximum. Par conséquent, la précision sur la loi de dispersion se révèle indispensable pour la mesure d'effets à une échelle inférieure au pixel telle que la cinématique. Enfin l'indice de distribution η est compatible avec 1 sur cet échantillon suggérant une taille similaire entre la distribution du flux H α et celle du continuum. Dans la figure 4.17 sont présentés les paramètres cinématiques ajustés ($v_0 \sin i$, $w_0 \sin i$) ainsi que leurs niveaux de détection statistiques ($\theta_i / \Delta \theta_i$). Comme nous l'avons étudié dans le Chapitre 3, l'estimation du plateau de vitesse ($v_0 \sin i$) en spectroscopie sans fente s'avère difficile. En effet, nous ne présentons ici que les valeurs de $v_0 \sin i$ "raisonnables" et relativement bien contraintes statistiquement (*i.e.* $v_0 / \Delta v_0 > 3$). Nous présenterons plus précisément dans la section 4.4.1 un cas pathologique où le paramètre $v_0 \sin i$ "est trop important" physiquement, avec pourtant une forte détection de la cinématique. Cela suggère alors que notre modèle est soit incomplet, soit que des effets systématiques ne sont pas pris en compte (distribution du H α différent de celle du continuum par exemple).

Concernant le gradient de vitesse $w_0 \sin i$, celui ci est mieux contraint statistiquement que la maximum de la vitesse de rotation comme attendu des simulations. Nous soulignons que le CVG était contraint pour un peu plus de galaxies (~ 12 sources H α). Toutefois, pour ces objets la vitesse maximale de rotation était contrainte à des valeurs trop importantes, suggérant ainsi que seule la partie interne de la courbe de rotation était mesurable.

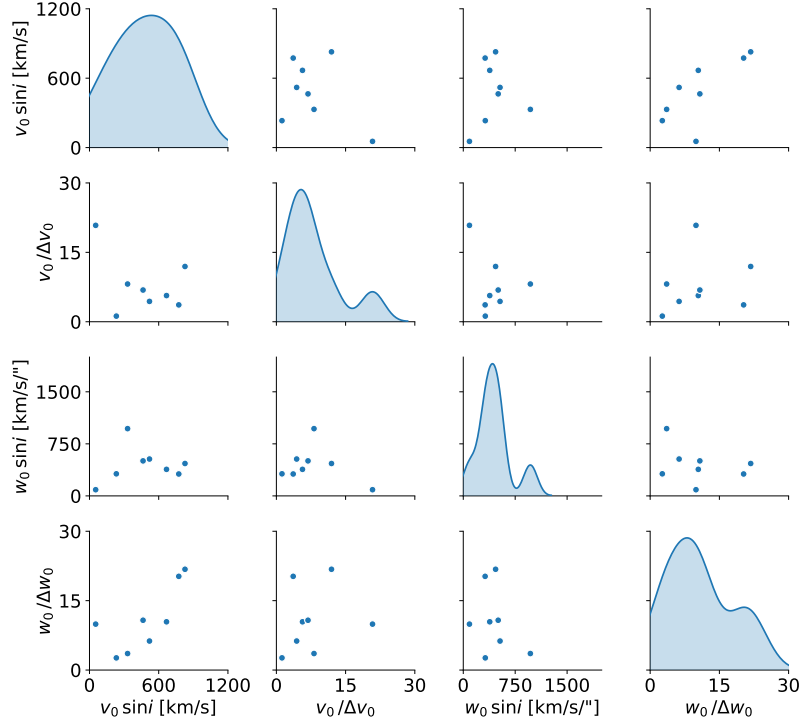


FIGURE 4.17: Distributions des paramètres cinématiques et de leurs niveaux de détection statistiques pour 8 sources H α de notre échantillon du relevé 3D-HST (pour lesquelles la cinématique a été détecté à un niveau d'au moins 5σ).

4.4 Discussions

4.4.1 Hypothèses du modèle

Dans cette partie, nous allons discuter des hypothèses clefs de notre approche.

Disque fin axisymétrique et sans dispersion de vitesse

Sous l'hypothèse d'un disque fin, froid et axisymétrique, nous rappelons que les angles de position morphologiques et cinématiques sont supposés être égaux. Il se peut toutefois que ces derniers soient différents dans des cas où les objets ont des fortes/faibles inclinaisons, des sous-structures morphologiques complexes telles que des barres centrales, des bras spiraux ou dans des systèmes dominés par la dispersion. Toutefois, grâce à nos critères de sélection, nous n'avons pas tenté d'ajuster la cinématique interne sur de tels objets.

Concernant la mesure du gradient central de vitesse w_0 qui est fortement corrélé à l'axe cinématique (cf. équation (3.1)), nous soulignons que notre méthode est particulièrement sensible à la présence de structures asymétriques, tels que des barres ou autres composantes distinctes cinématiquement (*KDC*), qui sont incompatibles avec l'approximation du disque fin et froid. La méthode présentée ici est par conséquent mieux adaptée pour des galaxies spirales de type tardive isolées et dominées par la rotation circulaire.

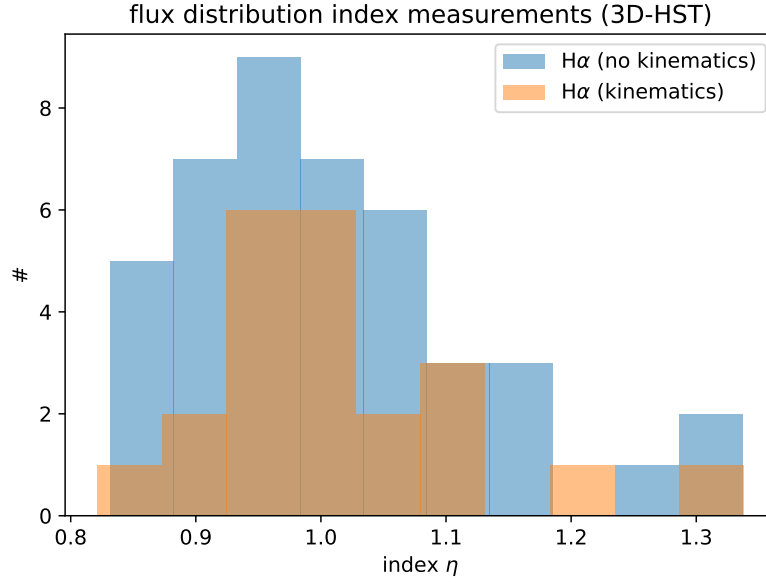


FIGURE 4.18: Histogrammes des indices de la distribution du flux η des 43 (resp. 27) sources H α du relevé 3D-HST dont l’ajustement sans (resp. avec) cinématique a convergé.

Hypothèse d’uniformité

La seconde hypothèse forte de notre modèle a plus une motivation technique du fait qu’elle aide à construire le cube 3D de données de la galaxie, en supposant que le spectre de la galaxie dans le référentiel au repos est uniforme sur toute son étendue spatiale. Cette supposition est acceptable pour des sources homogènes mais devient moins valide pour des galaxies présentant des KDC ou des régions de formation stellaires. Nelson et al. (2012) ont étudié un échantillon de 57 galaxies du sondage 3D-HST et a comparé les distributions spatiales du continuum et du H α pour des galaxies à grand redshift ($z \sim 1$). Ils ont montré que les cartes H α avaient tendance à avoir une répartition similaire du flux aux cartes du continuum obtenues dans la bande photométrique R , sinon plus étendues et moins homogènes. En comparant ces distributions, cette étude a montré que $\langle r_e(\text{H}\alpha)/r_e(R) \rangle = 1.3 \pm 0.1$ (où r_e est la taille effective de la galaxie). Toutefois, cette différence n’a pas été confirmée par des observations d’IFS pour des galaxies à $z \sim 2$ (Förster Schreiber et al., 2011).

Nous présentons dans la figure 4.18 la répartition des indices de distribution du flux η pour les sources H α sélectionnées du relevé 3D-HST. Nous notons en moyenne que $\eta \sim 1 \pm 0.1$. Cela suggère ainsi que les distributions du flux de la galaxie dans le continuum et du H α sont raisonnablement similaires.

Globalement, ces deux hypothèses principales sont justifiées pour des grosses et brillantes galaxies qui sont isolées et de type tardif. Par ailleurs, étant donné les instruments disponibles, possédant des résolutions spatiales et des échantillonnages cinématiques limités, les observations de spectroscopie sans fente ne peuvent contraindre précisément que des modèles assez simplistes (courbes de rotation, âge ou des gradients de métallicité, etc.).

Néanmoins, nous avons constaté des cas *pathologiques* telle que la galaxie #33680 du relevé 3D-HST qui peuvent mettre en défaut les hypothèses de notre modèle.

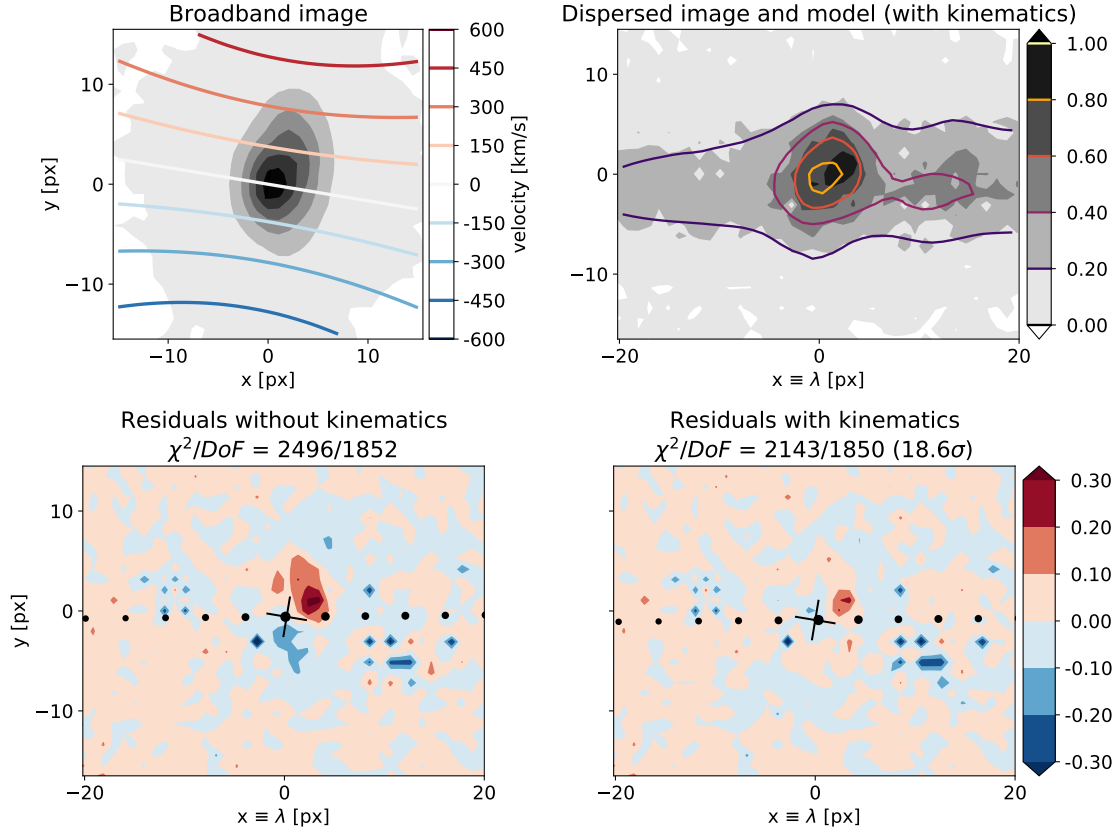


FIGURE 4.19: Identique à la figure 4.6 pour la galaxie #33680 du champ AEGIS du relevé 3D-HST. La baisse dans le χ^2 correspond à une détection significative à 18.6σ de la cinématique interne de la galaxie. Nous notons ici que le champ de vitesse $v(\mathbf{r}) \sin i$ ajusté possède des valeurs un peu trop importantes atteignant $\sim 450 \text{ km s}^{-1}$ dans l'étendue spatiale de la galaxie.

Cas pathologique

Nous allons nous intéresser ici à une des galaxies dont l'ajustement de la cinématique est significatif mais fournit toutefois des valeurs peu réalistes (*outliers*) avec une vitesse maximale de rotation de l'ordre de $\sim 700 \text{ km s}^{-1}$. En effet, nous savons *a priori* que de telles valeurs ne sont pas acceptables *physiquement* du fait des nombreuses études sur les courbes de rotation qui ont montré que la vitesse de rotation était au maximum de l'ordre de 300 km s^{-1} (cf. section 1.2.2 et figure 3.11 par exemple). Nous nous concentrons ainsi sur une source H α du relevé 3D-HST : la galaxie 33680 du champ extragalactique AEGIS dont nous présentons l'ajustement sans et avec cinématique dans la figure 4.19. La détection significative de la cinématique à 18.6σ ($\Delta\chi^2 \sim 350$) donne les contraintes suivantes sur les paramètres cinématiques et le redshift : $v_0 \sin i = (774 \pm 212) \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = (315 \pm 16) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, et $z = 0.75835 \pm 0.00004$.

Nous pouvons remarquer une structure très discernable dans le résidu avec le modèle sans cinématique, qui disparaît presque entièrement dans la carte des résidus avec cinématique. Toutefois en regardant de près les contours ajustés avec le modèle incluant la cinématique (*en haut à droite*), nous pouvons voir que ce dernier ne se superpose pas entièrement aux données (contrairement aux exemples d'ajustement présentés précédemment). Cette différence n'est rien autre que le *blob*

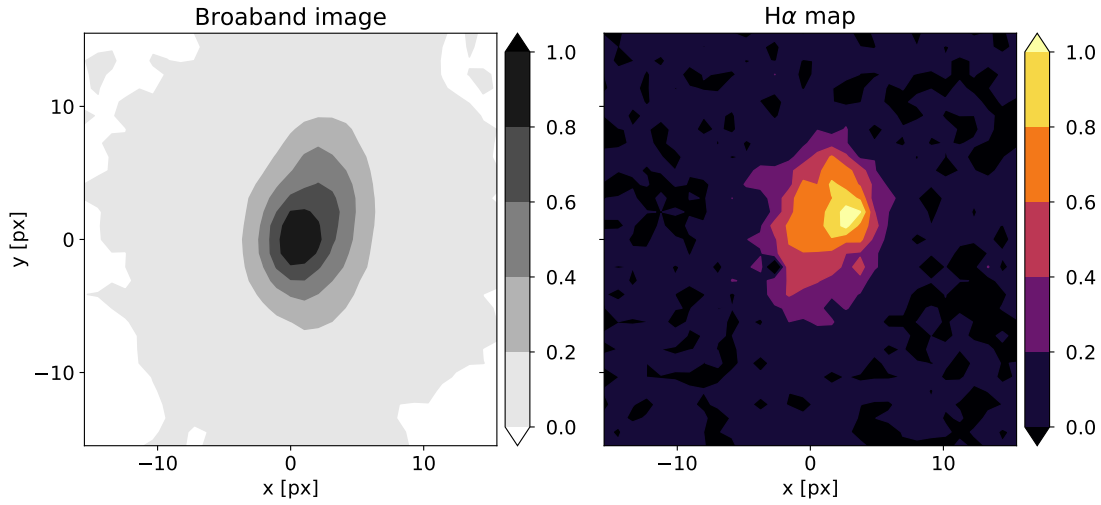


FIGURE 4.20: Comparaison entre les distributions spatiales du flux de la galaxie dans le continuum (*gauche*) et du $H\alpha$ (*droite*). Nous notons que ces dernières sont différentes mettant en évidence les limites de notre modèle qui suppose une distribution spatiale similaire pour celles-ci.

rouge situé à quelques pixels en haut à droite de la croix noire (représentant la position de la raie $H\alpha$) dans les résidus sans et avec cinématique.

Cet effet systématique pourrait provenir du fait que la distribution du continuum n'est pas exactement celle de la distribution du $H\alpha$. Pour étudier cela, nous avons soustrait le continuum ainsi que les raies d'émission $[N II]$ (dont l'intensité a été mesurée à 0 pour cette galaxie) et $[S II]$ au spectrogramme de la galaxie. Cela nous a permis d'avoir une estimation de la distribution spatiale de la raie $H\alpha$, *modulo* la distorsion du champ de vitesse de la galaxie. Nous rappelons toutefois que l'amplitude de la distorsion due à la cinématique est de l'ordre de ± 0.5 px au maximum. La carte reconstruite est donc très proche de la distribution intrinsèque du $H\alpha$. Nous présentons cette distribution dans la figure 4.20. Nous avons ainsi dans ce cas mis en évidence les limites de notre modèle : la distribution dans le continuum n'est pas ici celle du $H\alpha$. Nous soulignons que nous retrouvons le *blob* présent dans les résidus au sein de la distribution du $H\alpha$. Une idée peut être alors d'utiliser cette carte $H\alpha$ pour notre modèle et d'itérer l'ajustement avec celle-ci afin de mesurer précisément le redshift et les paramètres spectraux. Nous faisons remarquer qu'une telle approche itérative ne fonctionnerait pas pour mesurer la cinématique car le champ de vitesse est déjà inclus dans la carte $H\alpha$ estimée. Nous n'avons ainsi pas d'autres choix que d'utiliser la distribution du flux dans le continuum si l'on souhaite mesurer les paramètres cinématiques.

De tels objets dont la distribution du $H\alpha$ est sensiblement différente de celle du continuum biaisent ainsi la mesure de la cinématique interne. Parmi ces cas particuliers, nous soulignons que même si la mesure de la cinématique de la galaxie devient compliquée, la mesure du redshift n'en est pas sensiblement affectée.

Nous rappelons ici que nous nous sommes intéressés uniquement à une quantité résolue qui peut affecter la précision sur la mesure du redshift en spectroscopie sans fente. De fait, le modèle peut être évidemment complexifié et modéliser également des effets de couleurs, de gradients internes etc. Cependant, du fait de la qualité moyenne des données de spectroscopie sans fente des sondages du HST, ces dernières ne peuvent contraindre des modèles trop élaborés.

4.4.2 Conséquences sur la précision du redshift

Comme nous l'avons souligné, l'effet d'auto-contamination en spectroscopie sans fente a généralement tendance à plus dégrader la précision sur la mesure des redshifts, en comparaison à d'autres observations spectroscopiques traditionnelles. Toutefois, le modèle *forward* présenté dans cette thèse permet d'atténuer significativement cet effet : la résolution spectrale effective ne dépend plus de l'extension spatiale de l'objet, même en l'absence de la modélisation de la cinématique comme l'illustre par exemple les figures 4.8 et 4.11. Comme nous l'avons vu, la prise en compte de la cinématique de la galaxie permet d'enlever les dégénérescences entre les paramètres spectraux du modèle.

Dans les différents tableaux 4.1, 4.2, 4.3 et 4.4 résumant les ajustements des quelques galaxies présentées en détail dans ce Chapitre, nous pouvons comparer les erreurs obtenues sur le redshift avec notre approche *forward* et les incertitudes totales estimées par les analyses des relevés 3D-HST et GLASS (incluant les systématiques). Nous rappelons que les erreurs estimées par notre méthode sont seulement statistiques du fait que nous n'avons pas accès aux calibrations des relevés du HST. Nous présentons dans la figure 4.21 les incertitudes statistiques sur la mesure du redshift pour 27 sources H α du relevé 3D-HST pour lesquels les modèles *forward* sans et avec cinématique ont convergé. Nous notons qu'en moyenne l'ajustement sans cinématique fournit une précision $\sigma_z \sim 2 \times 10^{-4}(1+z)$ et que l'ajout de la cinématique permet globalement d'augmenter la précision et d'atteindre $\sigma_z \sim 8 \times 10^{-5}(1+z)$. Nous soulignons que pour 5 galaxies parmi les 27 sources H α , l'ajustement sans cinématique fournit une précision sur le redshift légèrement meilleure sans l'inclusion de la cinématique, suggérant que ces données ne sont pas assez contraignantes pour des modèles plus complexes. De plus, nous montrons dans la figure 4.22, les résidus entre les redshifts ajustés par notre modèle (sans et avec cinématique) et ceux mesurés par le relevé 3D-HST, pour les 27 mêmes sources H α . Nous pouvons noter que les redshifts ajustés par notre modèle sont en moyenne surestimés par rapport aux redshifts de 3D-HST ($|z_{\text{forward}} - z_{\text{3D-HST}}| \sim 2 \times 10^{-3}$). Cela est dû au fait que nous ajustons le redshift *effectif* de la galaxie qui d'une part, tient compte des erreurs de calibration dans la direction longitudinale lorsque la galaxie n'est pas centrée dans l'image en large bande (cf. figure 4.14 avec la galaxie #19843). D'autre part, le redshift *effectif* prend aussi en compte les erreurs dans la solution de dispersion dans la direction transverse à cause de potentielles corrélations avec le paramètre Δy . De plus, nous faisons remarquer que les résidus ne tiennent pas compte ici des incertitudes totales sur le redshift mesurées avec les sondages du HST. Ces erreurs n'ont pas été représentées car elles sont beaucoup plus importantes que les erreurs statistiques présentées ici. Enfin, on visualise également l'amélioration en moyenne de la précision sur le redshift en ajoutant la cinématique dans notre modèle.

Même si nous ne présentons ici que les incertitudes statistiques, nous mettons en avant que notre modèle *forward* permet de fournir une précision sur le redshift de l'ordre $\sim 10^{-4}$ ou moins. Nous supposons qu'en utilisant une méthode *forward* similaire pour réduire les données de spectroscopie sans fente, il serait possible d'avoir un gain similaire sur la précision de la calibration instrumentale dont notamment sur la solution de dispersion. Cela permettrait alors d'avoir des erreurs systématiques qui seraient du même ordre de grandeur. En définitive, nous nous attendons à ce qu'une analyse *forward* systématique des observations en spectroscopie sans fente puisse permettre un gain significatif sur la précision du redshift.

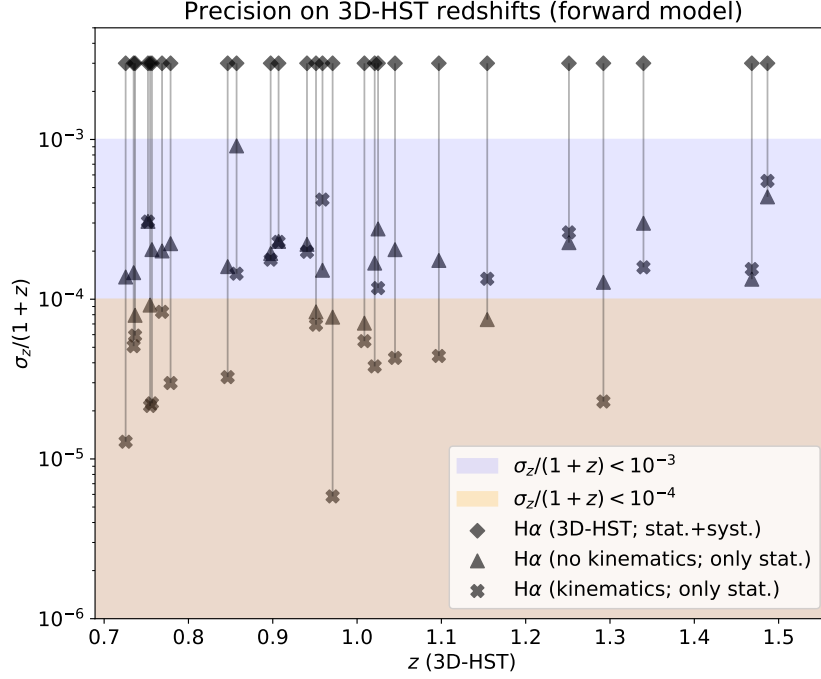


FIGURE 4.21: Comparaison entre la mesure des erreurs (*statistiques*) sur le redshift $\sigma_z/(1+z)$ à partir de l’approche *forward* sans et avec cinématique, et les incertitudes (*stat.+syst.*) données par le relevé 3D-HST, pour 27 sources H α . On peut noter que les incertitudes statistiques (même sans inclure la cinématique) sont environ de l’ordre de 2×10^{-4} . Enfin l’ajout de la cinématique dans le modèle permet en moyenne d’améliorer cette précision.

4.4.3 La mesure de la cinématique interne

Bien que le CVG w_0 soit dégénéré avec le supposé angle cinématique (PA relatif), il est raisonnablement statistiquement contraint par la forme bidimensionnelle interne des raies d’émission dans le spectrogramme. D’un autre côté, la vitesse du plateau de vitesse v_0 reste difficile à mesurer, du fait que les observations des sondages disponibles ne vont pas assez loin pour sonder les régions au-delà du rayon de transition de la RC, où l’aplatissement de cette dernière apparaîtrait. Toutefois la mesure de v_0 n’est pas trop entachée d’effets systématiques contrairement à l’estimation précise du CVG w_0 qui souffre de nombreuses erreurs systématiques à cause PA relatif de la galaxie, de la paramétrisation de la RC et du *beam smearing*.

Enfin, nous rappelons du fait des échantillonnages cinématiques limités des instruments récents ($R_{kin} > 650 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$), ces derniers ne privilégient pas la mesure précise de la signature de la cinématique interne qui induit des distorsions à l’échelle en dessous du pixel dans les spectrogrammes.

4.5 Conclusions

Dans ce Chapitre, nous avons appliqué notre modèle *forward* aux données des relevés GLASS et 3D-HST et nous présentons les premières détections de la cinématique interne de galaxies à partir de données de spectroscopie sans fente.

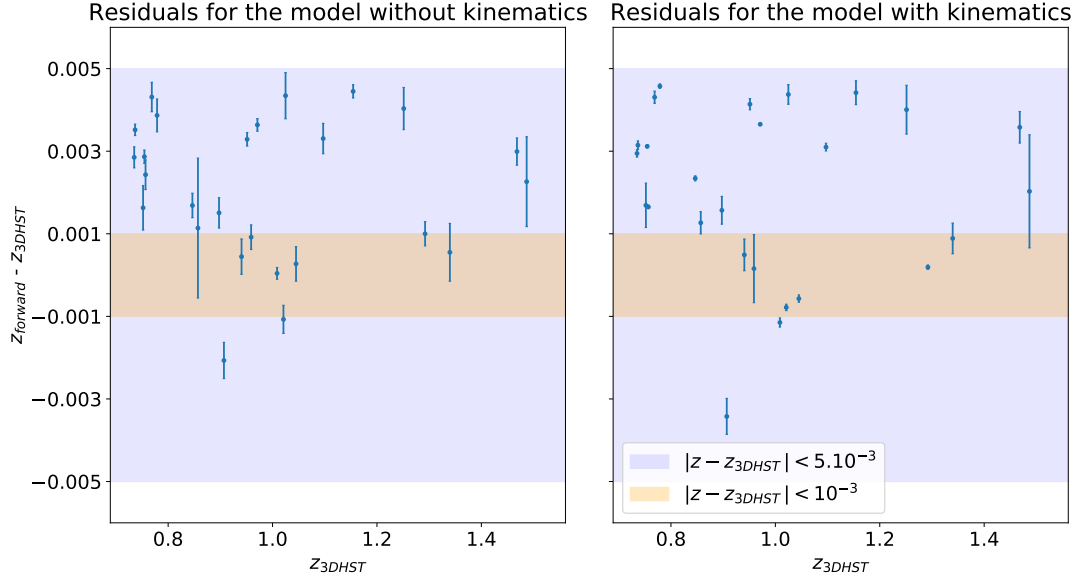


FIGURE 4.22: Résidus entre les redshifts donnés par 3D-HST et ceux ajustés avec notre modèle *forward* sans (gauche) et avec (droite) cinématique, pour les mêmes sources que la figure 4.21. Ici, les résidus ne tiennent pas compte des erreurs statistiques et systématiques des redshifts de 3D-HST car elles sont d'un (voir deux) ordres de grandeurs plus importantes que les erreurs statistiques données par notre modèle. La bande *bleu* (resp. *orange*) représente une différence relative des redshifts inférieure à 0.005 (resp. 0.001).

Nous notons que notre modèle permet naturellement de prendre en compte les effets d'auto-contamination : la résolution spectrale effective ne dépend plus explicitement de la forme et de l'étendue spatiale de l'objet. Nous avons vu que cela permet de mesurer des redshifts à une meilleure précision statistique jusqu'à $\sigma_z/(1+z) \sim 2 \times 10^{-4}$ avec le modèle sans cinématique et encore mieux en incluant la cinématique. En effet, l'ajout de cette dernière dans le modèle peut permettre d'enlever des dégénérescences entre les paramètres spectraux et ainsi d'aider à mieux résoudre les raies d'émission par exemple.

Nous faisons remarquer que nous avons observé des incohérences dans la loi de dispersion des spectrogrammes des relevés GLASS et 3D-HST. De telles erreurs de calibration dans la direction de dispersion ont induit une erreur systématique sur la détermination du redshift effectif, mais n'ont pas affecté la mesure de la cinématique. Nous soulignons qu'une modélisation *forward* des méthodes de calibration permettrait alors de corriger ces erreurs dans la solution de dispersion, et d'obtenir également des incertitudes systématiques sur le redshift du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques estimées par notre modèle.

Nous avons montré la grande flexibilité de notre modèle qui peut être contraint conjointement sur plusieurs régions de raies d'émission et sur plusieurs spectrogrammes observés sous plusieurs directions de dispersion. Cela permet ainsi d'avoir de meilleures contraintes statistiques sur le redshift, les autres paramètres spectraux et également sur les paramètres cinématiques.

Nous rappelons que l'échantillonnage cinématique détermine l'amplitude de la distorsion dans le spectrogramme, ce paramètre est donc crucial pour contraindre précisément le gradient interne et le plateau de vitesse. Or les instruments actuels ont un échantillonnage cinématique assez limité

($R_{kin} > 650 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$). De plus, les observations de spectroscopie sans fente doivent être assez profondes pour pouvoir sonder les régions au delà de l'extension du disque de la galaxie, afin d'atteindre le régime asymptotique de la courbe de rotation. C'est en partie pour ces raisons que notre modèle n'a permis de mesurer la cinématique interne que pour un sous-échantillon de galaxies spirales résolues et isolées.

Enfin, nous avons mis en évidence un cas particulier dans lequel la distribution de la raie $H\alpha$ est différente de celle du continuum, mettant ainsi en défaut les hypothèses de notre modèle. Il est donc nécessaire de construire des simulations plus précises dans le but d'étudier la validité de ces hypothèses. Dans le Chapitre 5, nous utiliserons des cubes de données de haute résolution du relevé MaNGA-SDSS dont la cinématique des galaxies est précisément contrainte. Ces données nous permettront ainsi de construire des simulations de spectroscopie sans fente plus réalistes et qui seront mises à la résolution de l'instrument NISP-S de la mission Euclid.

Chapitre 5

Simulations de spectroscopie sans fente avec le relevé MaNGA

Sommaire

5.1 Le sondage MaNGA	132
5.1.1 Présentation	132
5.1.2 Sous-échantillon d'étude	133
5.2 Projection des cubes de données	135
5.2.1 Les cubes de données MaNGA	135
5.2.2 Du 3D à la spectroscopie sans fente	136
5.3 Spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA	138
5.3.1 Contraintes sur la cinématique interne	139
5.3.2 Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift	146
5.4 Spectrogrammes simulés à la résolution du grism G102	148
5.4.1 Contraintes sur la cinématique interne	149
5.4.2 Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift	153
5.5 Limites du modèle et conclusions	155

Dans ce Chapitre, nous allons utiliser les données du relevé de l'IFS MaNGA, afin de construire des simulations réalistes de spectroscopie sans fente. Dans un premier temps, nous présenterons le relevé MaNGA, ses données et les critères de sélection que nous avons appliqué pour obtenir notre sous-échantillon d'étude. Par la suite, nous détaillerons comment à partir de ces cubes de données nous avons construit des spectrogrammes à la résolution de MaNGA. Nous explorerons parmi quelques unes de ces simulations, la pertinence de nos estimations de la cinématique interne en spectroscopie sans fente qui est déjà mesurée par le relevé MaNGA. Cela nous permettra déjà de tester notre méthode *forward* quant à son efficacité à contraindre la cinématique interne des galaxies en spectroscopie sans fente. De plus, nous présenterons des simulations à la résolution du grism G102 de façon à vérifier également la reconstruction du champ de vitesse pour des galaxies observées avec les instruments du HST. Cela nous permettra d'étudier les systématiques liées à une mesure du champ de vitesse et les limites de notre modèle. Des simulations à la résolution du NISP-S de la future mission spatiale Euclid seront présentées dans les Perspectives (cf. Chapitre 6.2).

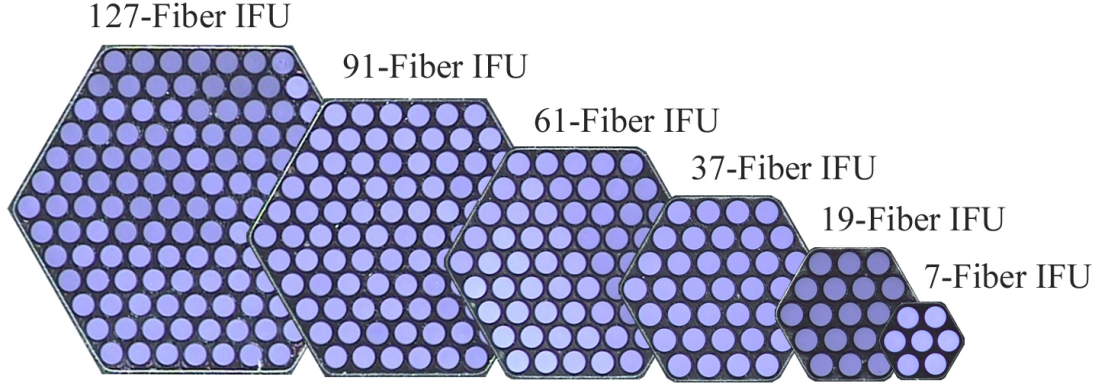


FIGURE 5.1: Images des IFUs du relevé MaNGA. L'ensemble des 7 fibres à droite est conçu pour la calibration en flux. Le "pavage" hexagonal est extrêmement régulier avec une taille de fibre d'environ $2''$. Au total, il y a 17 IFUs dont 5 avec 127 fibres (5×127), 2×91 , 4×61 , 4×37 et 2×19 (et 12×7 fibres pour la calibration). Figure de [Bundy et al. \(2015\)](#).

5.1 Le sondage MaNGA

5.1.1 Présentation

Comme introduit dans le Chapitre 2, MaNGA (*Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory*) est un sondage faisant partie des données du SDSS-IV ([Blanton et al., 2017](#)). Il va permettre de fournir des données spectroscopiques spatialement résolues d'IFS pour un échantillon représentatif de 10 000 galaxies proches entre 2014 et 2020 avec $\mathcal{M}_* \gtrsim 10^9 \mathcal{M}_\odot$ et $0.01 < z < 0.15$ ([Wake et al., 2017](#)) (cf. tableau 2.1). L'instrument du relevé MaNGA opère sur le télescope de 2.5m du SDSS ([Gunn et al., 2006](#)). Il consiste en un ensemble de *integral field units* (IFUs) chacun composé d'un nombre de fibres différents (cf. figure 5.1) afin d'observer jusqu'à 17 galaxies simultanément. De plus, sont présents des petits ensembles de fibres respectivement utilisés pour la calibration en flux et la soustraction du ciel ([Drory et al., 2015](#); [Law et al., 2015](#); [Yan et al., 2016a](#)). Ces fibres alimentent les spectrographes de BOSS ([Dawson et al., 2013](#)) couvrant ainsi le domaine en longueur d'onde de 3600 Å à 10 300 Å avec un pouvoir de résolution $\mathcal{R} \sim 2000$ ([Smee et al., 2013](#)). MaNGA permet en trois heures environ de temps d'intégration, d'atteindre le SNR requis pour observer les galaxies jusqu'à $1.5 r_e$ (pour 2/3 de l'échantillon) et $2.5 r_e$ (pour 1/3 de l'échantillon) ([Yan et al., 2016b](#)). Contrairement aux précédents relevés de SDSS qui mesuraient le spectre seulement au centre des galaxies sélectionnées, MaNGA permet ainsi d'extraire des quantités spatialement résolues sur l'ensemble de la galaxie. Ce relevé a pour but de répondre aux questions suivantes :

1. Comment les disques des galaxies grandissent aujourd'hui et quelle est la source du gaz qui assure cette croissance ?
2. Quels sont les rôles relatifs de l'accrétion d'étoiles et des fusions importantes par rapport à la croissance des bulbes et des galaxies elliptiques ?
3. Comment la masse et le moment angulaire sont distribués suivant les composantes de la galaxie ?

La force du sondage MaNGA réside avant tout dans son avantage statistique. En effet celui-ci ob-

servera 10 000 galaxies ce qui constituera un échantillon sondant diverses catégories de galaxies et d'environnement. De plus, chacun de ces objets sera résolu spatialement et ses distributions bidimensionnelles de la composition du gaz, des étoiles et de sa cinématique seront connues.

La réduction des données de MaNGA, qui inclut aussi la reconstruction des cubes 3D de données ($C(\mathbf{r}, \lambda)$), est réalisée de façon automatique avec le *Data Reduction Pipeline* (DRP) de MaNGA qui est public¹. Des informations sur la dernière version du DRP sont fournies dans Law et al. (2016) qui décrit la réduction des données pour leur 15^{ème} publication des données (DR15). De par la complexité et la richesse de ces données résolues spatialement, SDSS-IV a développé un projet de *Data Analysis Pipeline* (DAP) pour MaNGA. Ce dernier a permis ainsi aux scientifiques d'utiliser plus facilement les différentes quantités dérivées des cubes de données de MaNGA qui sont disponibles sur le site de SDSS². Une vue d'ensemble de ce pipeline d'analyse est décrite dans Westfall et al. (2019). Nous présentons l'exemple des données dérivées du DAP de MaNGA pour l'observation d'une galaxie dans la figure 5.2. Nous pouvons souligner la bonne résolution spectrale qui permet de cartographier précisément la cinématique interne des étoiles et la distribution du flux de la raie $H\alpha$. MaNGA fournit également, grâce à l'utilisation d'un grand nombre de fibres, la mesure précise du spectre de la galaxie dans différentes régions de la galaxie.

L'accès aux données avec Marvin

Dans le but d'utiliser les quantités dérivées par le DAP du sondage MaNGA, nous avons utilisé l'outil Marvin³ (Cherinka et al., 2018). Ce dernier a été conçu afin de faciliter l'accès aux données de MaNGA, et est optimisé pour surmonter les complications liées à la recherche, l'accès et la visualisation du catalogue de données de MaNGA. Nous soulignons que nous avons utilisé ce dernier afin d'accéder aux cubes de données MaNGA. Nous avons ainsi accès à l'ensemble des quantités résolues de la galaxie telle que la distribution du flux des différentes raies d'émission ($H\alpha$, $[O III]$, $[S II]$, $[N II]$ etc.), la distribution de la largeur des raies σ , la carte du champ de vitesse du gaz (V_{gaz}) et des étoiles (V_*) etc. Nous notons que la distribution du flux de la galaxie au sein du continuum n'est pas donnée par Marvin et nous l'estimons nous-mêmes à partir de la distribution spectro-spatiale de la galaxie (cf. section 5.2). Enfin, cet outil nous permet d'évaluer la qualité des quantités résolues en fournissant des masques qui permettent de ne pas considérer certains spaxels. Cela peut être dû à diverses raisons qui peuvent être : une mauvaise couverture d'un spaxel, la pollution d'une étoile, l'ajustement sur un spaxel qui n'a pas convergé etc. On peut par exemple observer de tels spaxels *en gris en haut à gauche* dans la figure 5.2. Ainsi, ces derniers ne doivent pas être utilisés pour des mesures astrophysiques.

5.1.2 Sous-échantillon d'étude

On rappelle que le but de ce Chapitre va être de valider la méthode de la mesure de la cinématique interne avec notre modèle *forward*. Pour cela nous utilisons les données de MaNGA afin de construire des simulations à la résolution MaNGA dans un premier temps puis à la résolution du grism G102. Dans cette analyse, nous n'allons pas chercher à faire une étude exhaustive sur tous les objets du relevé MaNGA. Nous allons nous intéresser uniquement à un faible sous-échantillon de galaxies avec lesquelles nous allons tester la reconstruction du champ de vitesse avec notre modèle

1. <https://github.com/sdss/mangadap>

2. https://www.sdss.org/dr15/data_access

3. <https://www.sdss.org/dr15/manga/marvin/>

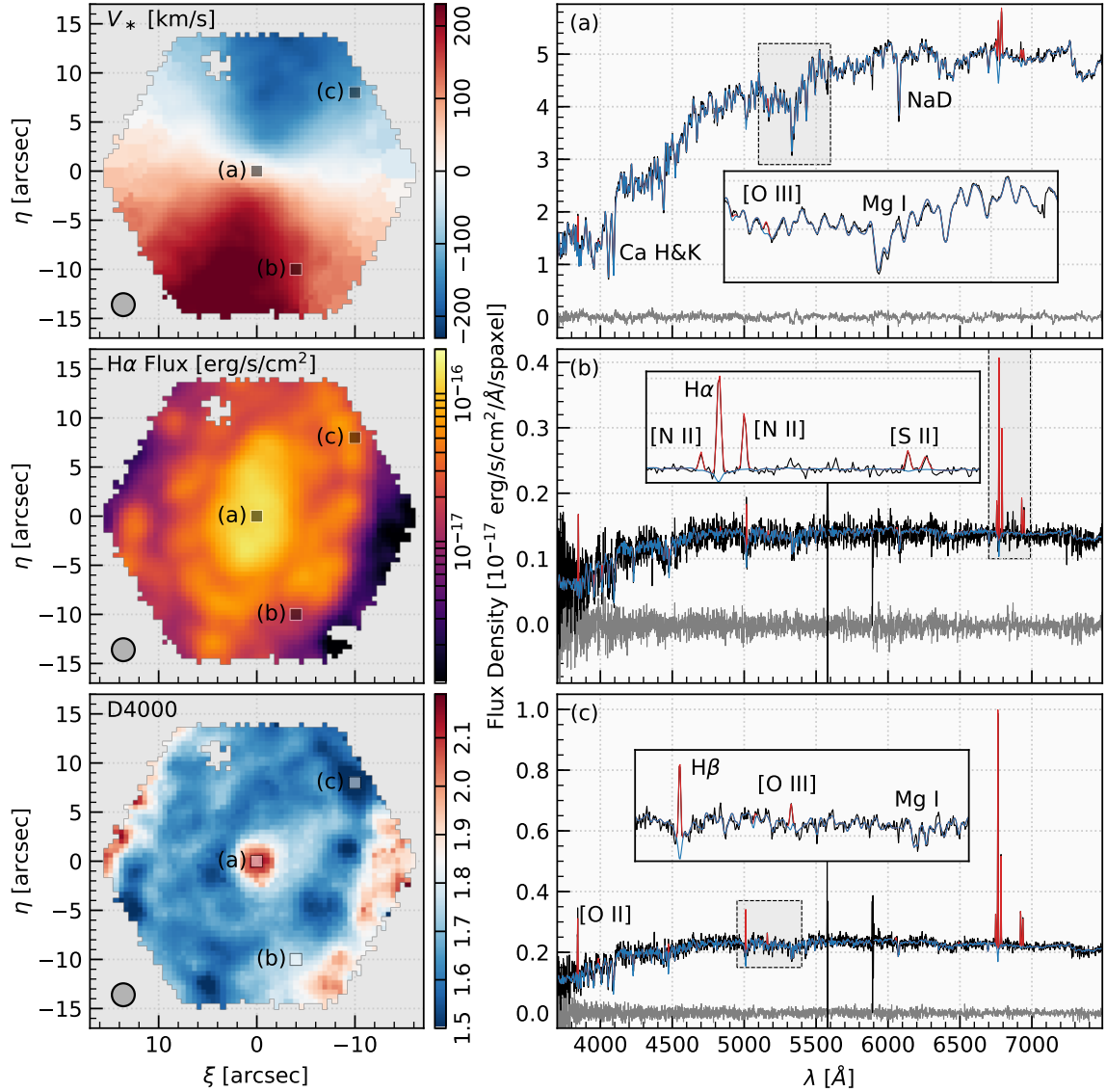


FIGURE 5.2: Exemple de données fournit par le pipeline d'analyse de données (DAP) de MaNGA pour l'observation de l'objet 8138-12704. Les colonnes de gauches montrent les cartes des quantités obtenues par le DAP. *De haut en bas* : carte du champ de vitesse stellaire V_* , la carte H α , l'indice spectral D4000. La résolution spatiale pour les observations avec MaNGA ($\sim 2''$) est représentée par le cercle gris dans le coin en bas à gauche de chaque panneau. 3 spaxels sont montrés aux positions (a), (b) et (c) avec leurs spectres respectifs dans les *panneaux à droite*. Chacun de ses panneaux montre le spectre observé par MaNGA (*en noir*), le modèle du continuum uniquement (*en bleu*), et le meilleur ajustement (continuum + raies d'émission) *en rouge*. Les résidus entre les données (*en noire*) et le modèle (*rouge*) sont tracés en *en gris*. Les panneaux internes montrent une vue plus détaillée de la qualité de l'ajustement dans les régions entourées par les *rectangles en pointillés noirs*. Figure de [Aguado et al. \(2019\)](#).

forward décrit dans le Chapitre 3. Cela nous permettra ainsi de tester la validité et les limites de notre modèle.

De la même manière que dans le Chapitre 4, nous allons appliquer des critères de sélection sur le catalogue du sondage MaNGA afin d'obtenir notre sous-échantillon d'étude. Puisque nous avons accès aux paramètres morphologiques, spectraux mais aussi cinématiques des galaxies du relevé MaNGA, nous avons choisi d'appliquer les critères suivants sur l'ensemble du catalogue MaNGA :

- source $H\alpha$: $0.01 < z < 0.15$ (couverture complète de MaNGA)
- $r_e > 3''$ (résolution spatiale *effective* de MaNGA $\sim 0.5 \text{ arcsec px}^{-1}$)
- $20^\circ < i < 80^\circ$
- $F(H\alpha) > 1000 \times 10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et $2 \text{ \AA} < \sigma(1r_e) < 50 \text{ \AA}$
- $v(H\alpha) \sin i > 150 \text{ km s}^{-1}$

où $F(H\alpha)$ est le flux total de la raie $H\alpha$ intégré sur le champ de vue de MaNGA et $\sigma(1r_e)$ est la moyenne de l'équivalent de la largeur de raie de la carte $H\alpha$ intégré sur $1r_e$. Nous avons également choisit de sélectionner uniquement des galaxies avec une vitesse de rotation maximale $v(H\alpha) \sin i \sim v_0 \sin i$ supérieure à 150 km s^{-1} . Cette condition devrait impliquer une distorsion relativement prononcée dans les spectrogrammes et ainsi permettre une détection significative de la cinématique interne.

Nous présentons dans la figure 5.3 les distributions des paramètres de sélection pour le catalogue complet du sondage MaNGA ainsi que celles obtenues après avoir effectué les critères de sélection pour des sources $H\alpha$. Sur les 4600 sources du catalogue total, nous avons ainsi pré-sélectionné un peu plus d'une centaine d'objets.

De même que pour les spectrogrammes des relevés du HST, nous avons effectué une inspection visuelle sur les données. Cela permet de repérer et d'écarter les données avec des spaxels de mauvaise qualité, et autres problèmes liés aux données. Enfin, nous avons également examiné les images simulant la photométrie large bande afin de retirer de notre sélection les galaxies présentant des distributions spatiales du flux non axisymétriques ou présentant des structures plus complexes que notre modèle ne pourrait prendre en compte. Même si nous avons accès à la distribution du flux du $H\alpha$, nous faisons comme si nous ne la connaissions pas comme pour les observations des relevés de spectroscopie sans fente classiques. Ainsi, nous examinons uniquement la distribution du flux du continuum. Au final, ce processus de sélection nous fournit environ 25 galaxies dont nous présentons un exemple dans la figure 5.4. Nous notons qu'en moyenne, l'inclinaison des galaxies de notre sous-échantillon vaut $i \sim 70^\circ$, avec une taille caractéristique $r_e \sim 8''$, un redshift $z \sim 0.05$ et une vitesse maximale de rotation $v(H\alpha) \sin i \sim 190 \text{ km s}^{-1}$.

5.2 Projection des cubes de données

5.2.1 Les cubes de données MaNGA

Les cubes de données du relevé MaNGA $C(x, y, \lambda)$ de notre sous-échantillon font en moyenne une taille de $\sim 60 \times 60 \times 4563$ pixels. Il est à noter que la taille des spaxels sur ces données est de $0.5'' \times 0.5''$ et est donc significativement plus petite que la taille des fibres ($2''$) et que la largeur à mi-hauteur de la PSF ($2.5''$). Ce sur-échantillonnage du cube conduit par conséquent à des covariances entre les pixels. De ce fait une galaxie à $z \sim 0.05$ avec une taille $r_e = 8''$ ($\equiv r_d = 5''$) sera

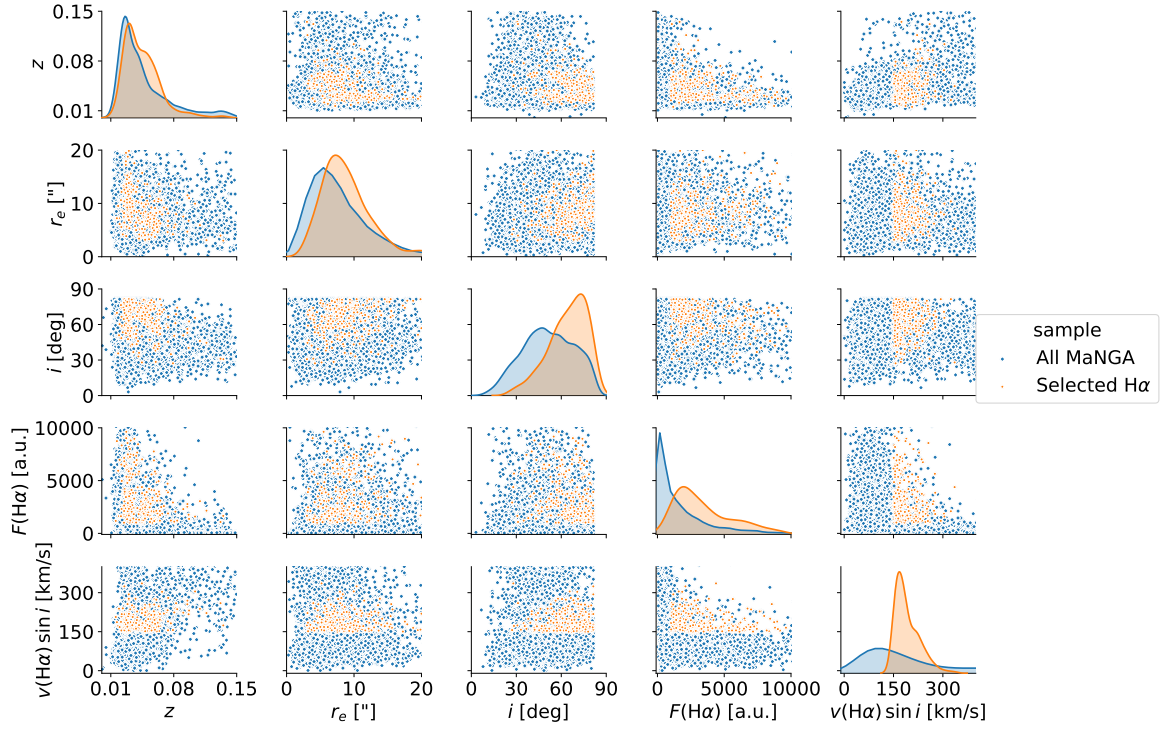


FIGURE 5.3: Distributions des paramètres de sélection pour le catalogue complet du relevé de MaNGA (bleu) et pour le sous-échantillon obtenue des sources $H\alpha$ (orange). L'intégrale de chaque distribution est normalisée par rapport à 1. Données pris du catalogue DR15 (Aguado et al., 2019).

résolue sur un grand nombre de pixels (en comparaison aux données photométriques des relevés du HST). Nous pourrions ainsi rebinner les cubes de données d'un facteur 2 ou 4 afin d'avoir une résolution spatiale effective plus "réaliste". Nous soulignons cependant qu'il serait compliqué de rebinner rigoureusement les quantités résolues dérivées de MaNGA telles que la carte du champ de vitesse du gaz, de la distribution du $H\alpha$ etc. De plus, nous rappelons que dans cette analyse nous nous intéressons uniquement à la mesure de la cinématique interne de la galaxie. De fait, c'est la résolution spectrale dans la direction de dispersion qui est décisive pour cette mesure et non la résolution spatiale pour peu que la galaxie soit suffisamment résolue sur quelques pixels. Par conséquent, dans un premier temps, nous n'allons pas modifier la résolution spatiale des cubes de données de MaNGA même pour des simulations à la résolution de l'instrument WFC3-G102 ou du NISP-S (Euclid) dont nous rappelons que les résolutions spatiales valent respectivement $0.13 \text{ arcsec px}^{-1}$ et $0.3 \text{ arcsec px}^{-1}$.

Concernant, la résolution spectrale, les cubes font 4563 pixels couvrant des longueurs d'onde comprises entre $3600 \text{ \AA}$ et $10\,300 \text{ \AA}$ et correspondant donc à une dispersion effective d'environ $1.5 \text{ \AA px}^{-1}$.

5.2.2 Du 3D à la spectroscopie sans fente

D'une manière similaire aux Chapitres 3 et 4, nous allons utiliser l'équation (3.23) afin de disperser le cube spectro-spatial de la galaxie (donnée par MaNGA) et la loi de dispersion associée. Pour simplifier, nous construisons une loi de dispersion linéaire à la résolution de $1.5 \text{ \AA px}^{-1}$ sur toute

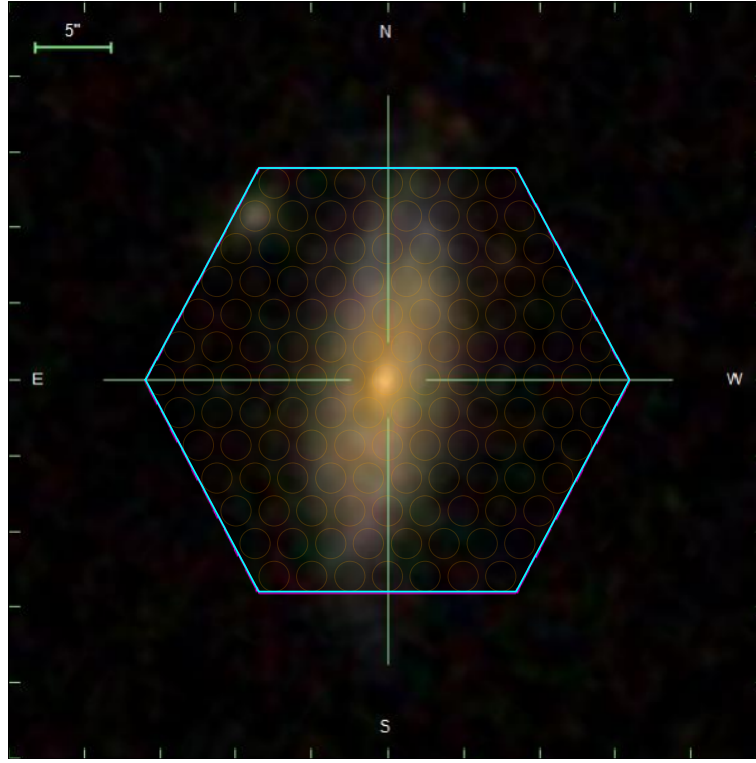


FIGURE 5.4: Image composite dans les bandes *gri* de SDSS (4000Å-8000Å) de la galaxie 8439-12704 du relevé MaNGA avec la taille nominale de l'IFU tracée en *cyan* et les positions des différentes fibres représentées en *orange*. Figure obtenue avec Marvin.

la bande spectrale et selon la direction longitudinale. Puisque le cube fait une taille de 4563 pixels dans la direction spectrale, nous choisissons de tronquer ce dernier afin d'obtenir une dimension spectrale de la taille typique des spectrogrammes des relevés de HST qui est d'environ 300 px. De plus, le cube tronqué est centré sur la raie $H\alpha$ de la galaxie.

Enfin, étant donné que la distribution du flux de la galaxie au sein du continuum n'est pas fournie par le DAP de MaNGA, nous l'estimons à partir de la médiane suivant la dimension spectrale du cube spectro-spatial de la galaxie. Nous sommes maintenant en mesure de disperser le cube de données avec la solution de dispersion imitant la dispersion des données MaNGA afin d'obtenir un spectrogramme à la résolution de MaNGA. Nous ajoutons finalement un bruit gaussien avec un SNR maximum de 50 représentatif de spectrogramme de haute qualité des relevés du HST. Nous présentons une telle simulation pour la galaxie #8439-12704 dans la figure 5.5. On note que nous avons ajouté une apodisation du spectre de la galaxie ainsi que du spectrogramme afin d'imiter une potentielle transmission instrumentale. Cela permet d'obtenir des simulations assez réalistes de spectroscopie sans fente. Nous pouvons remarquer les blobs principaux au centre du spectrogramme représentant la raie $H\alpha$ et le doublet $[N II]$ qui sont fortement distordus à cause du champ de vitesse interne de la galaxie. Cette distorsion est particulièrement importante et visible au sein du spectrogramme simulé grâce à la très bonne résolution spectrale de 1.5 Å px^{-1} correspondant à un échantillonnage cinématique $R_{kin} \sim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$. On note toutefois que cette distorsion n'est pas parfaitement axisymétrique ce qui peut signifier que la distribution du $H\alpha$ présente des asymétries qui ne sont pas visibles dans le continuum. Nous reviendrons sur la différence entre la

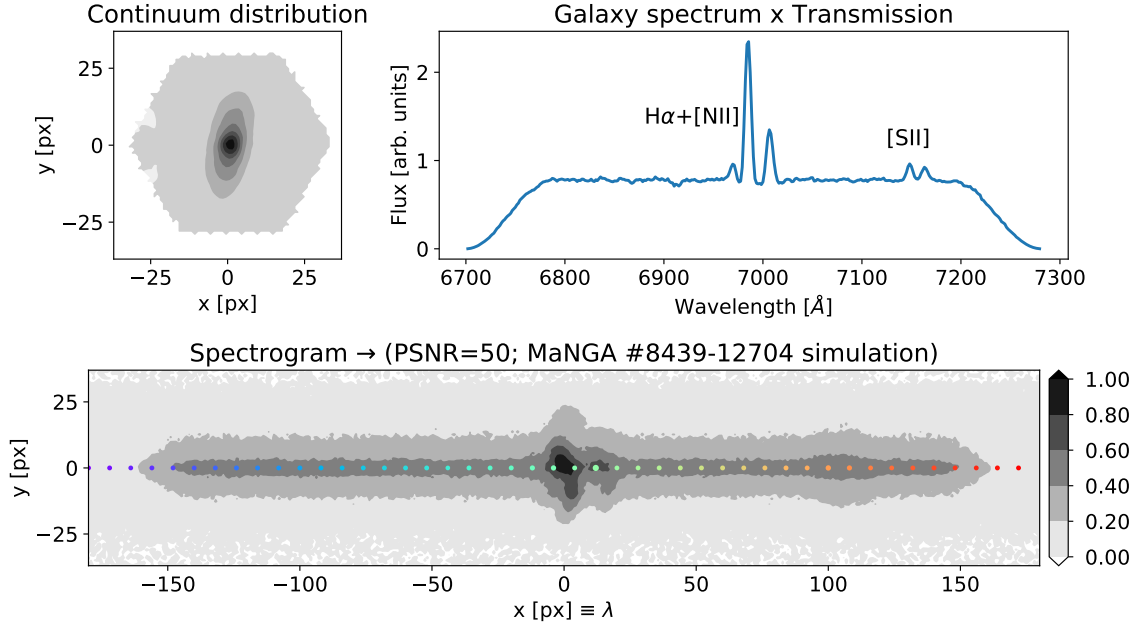


FIGURE 5.5: Simulation de spectroscopie sans fente à partir du cube de données de la galaxie #8439-12704 du relevé MaNGA. *Haut à gauche* : estimation de la distribution du flux au sein du continuum. *Haut à droite* : spectre de la galaxie observé par MaNGA (multiplié par une fonction apodisée simulée qui joue le rôle de transmission instrumentale). *Bas* : spectrogramme simulé centré sur la raie $H\alpha$, construit avec une loi de dispersion linéaire longitudinale (*pointillés*) et un bruit gaussien à un PSNR=50.

distribution du flux au sein du continuum et du $H\alpha$ dans les sections 5.3 et 5.4. Enfin, on peut aussi remarquer que le complexe $H\alpha+[N II]$ est totalement résolu dans le spectre de la galaxie.

Nous soulignons le fait que le DAP de MaNGA nous donne accès aux paramètres morphologiques de chaque galaxie. En effet, pour chaque objet un ajustement de Sersic a été effectué ce qui nous fournit l'inclinaison, le PA relatif, la taille effective r_e et l'indice de Sersic n associé. Nous rappelons que l'indice de Sersic pour des disques exponentiels est égal à 1 et que dans ce cas $r_e = 1.678 r_d$. Puisque ces ajustements sont de très bonne qualité, nous allons systématiquement utiliser le PA donné par MaNGA pour ajuster les paramètres cinématiques $v_0 \sin i$ et $w_0 \sin i$ dans les spectrogrammes.

5.3 Spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA

Dans cette section, nous allons nous intéresser dans un premier temps à l'ajustement des spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA afin d'étudier la fiabilité de notre modèle *forward* à contraindre la cinématique interne des galaxies et les limites de ce dernier. Par la suite, nous présenterons des simulations à la résolution du grism G102 utilisé dans le relevé GLASS de HST et quelques ajustements de ces spectrogrammes. Nous soulignons que cette analyse reste exploratoire et que nous ne faisons pas une étude exhaustive sur l'ensemble du sous-échantillon sélectionné de MaNGA. Nous allons nous concentrer uniquement sur certains cas afin d'illustrer la pertinence

mais aussi les limites de notre modèle. Nous rappelons ici que l'échantillonnage spatial pour ces simulations vaut $0.5 \text{ arcsec px}^{-1}$.

5.3.1 Contraintes sur la cinématique interne

5.3.1.1 Mesure des paramètres cinématiques avec la carte des vitesses de MaNGA

Il se trouve que le DAP de MaNGA ne donne aucune contrainte sur le gradient de vitesse w_0 . Par conséquent, pour chaque galaxie nous ajustons celui-ci et le plateau de vitesse avec notre modèle *tanh* (cf. section 3.2.4) sur la carte du champ de vitesse du $H\alpha$ de MaNGA. Cet ajustement fournit alors les mesures suivantes sur les paramètres cinématiques : $v_0 \sin i = 190 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ (ce qui est équivalent à un rayon de transition de la RC $r_0 = 3.8'' = r_d$). Cela nous permettra de comparer les valeurs contraintes avec notre approche *forward* par rapport à ces valeurs dérivées des cartes de vitesse de MaNGA (cf. figure 5.7).

5.3.1.2 Ajustement du spectrogramme avec la distribution du continuum

Nous présentons un cas particulier avec la simulation du spectrogramme de la galaxie #8439-12702 de MaNGA (cf. figure 5.4) afin d'illustrer un ajustement de la cinématique interne de cette galaxie en spectroscopie sans fente. Cette galaxie a un redshift $z = 0.06404$, un rayon effectif $r_e = 6.2''$, un indice de Sersic $n = 1.1$ ($r_d \approx 3.7''$), un angle de position relatif $PA = 170.4^\circ$ et une inclinaison $i = 71^\circ$.

Les ajustements des spectrogrammes simulés pour le modèle sans et avec cinématique sont présentés dans la figure 5.6 et nous résumons les paramètres ajustés avec leurs erreurs statistiques dans le tableau 5.1. Comme mentionné, puisque la résolution cinématique est très importante ($R_{kin} \sim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$), l'effet de la cinématique est significativement prononcé au niveau des raies d'émission dans le spectrogramme. Nous pouvons noter que la carte des résidus sans cinématique présente une structure cohérente au niveau de la position de la raie $H\alpha$, qui s'atténue en partie dans la carte des résidus avec cinématique ; ce qui suggère que la structure résiduelle était bien en partie une signature du champ de vitesse de la galaxie.

Les paramètres cinématiques ajustés et leurs erreurs statistiques sont les suivants : $v_0 \sin i = (209 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$, $w_0 \sin i = (61 \pm 2) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ correspondant à un rayon de transition $r_0 = 3.4'' \simeq r_d$. La baisse du χ^2 entre les deux modèles (sans et avec cinématique) correspond ainsi à une détection très significative de la signature de la cinématique.

Dans la figure 5.7, nous montrons l'ajustement que nous avons effectué afin de mesurer les paramètres cinématiques sur la carte de vitesse du $H\alpha$ de MaNGA (cf. section 5.3.1.1) ainsi que le champ de vitesse que notre modèle *forward* a contraint sur le spectrogramme simulé. De plus, nous présentons dans la figure 5.8 les distributions du continuum, du $H\alpha$ (MaNGA), et celle du $H\alpha$ calculée à partir de l'ajustement de notre modèle (cf. section 5.3.1.3).

On peut déjà noter que la distribution du $H\alpha$ de MaNGA est plus diffuse que celle du continuum comme l'indiquent les valeurs ajustées de l'indice de la distribution du flux pour le modèle sans et avec cinématique utilisant le flux du continuum pour simuler la galaxie : $\eta \sim 0.9$. La carte du $H\alpha$ de MaNGA présente une structure globalement axisymétrique avec toutefois la présence de bras spiraux légèrement asymétriques surtout dans la partie inférieure. C'est donc potentiellement ce bras spiral inférieur qui est particulièrement visible au sein des cartes de résidus sans et avec cinématique dans la figure 5.6.

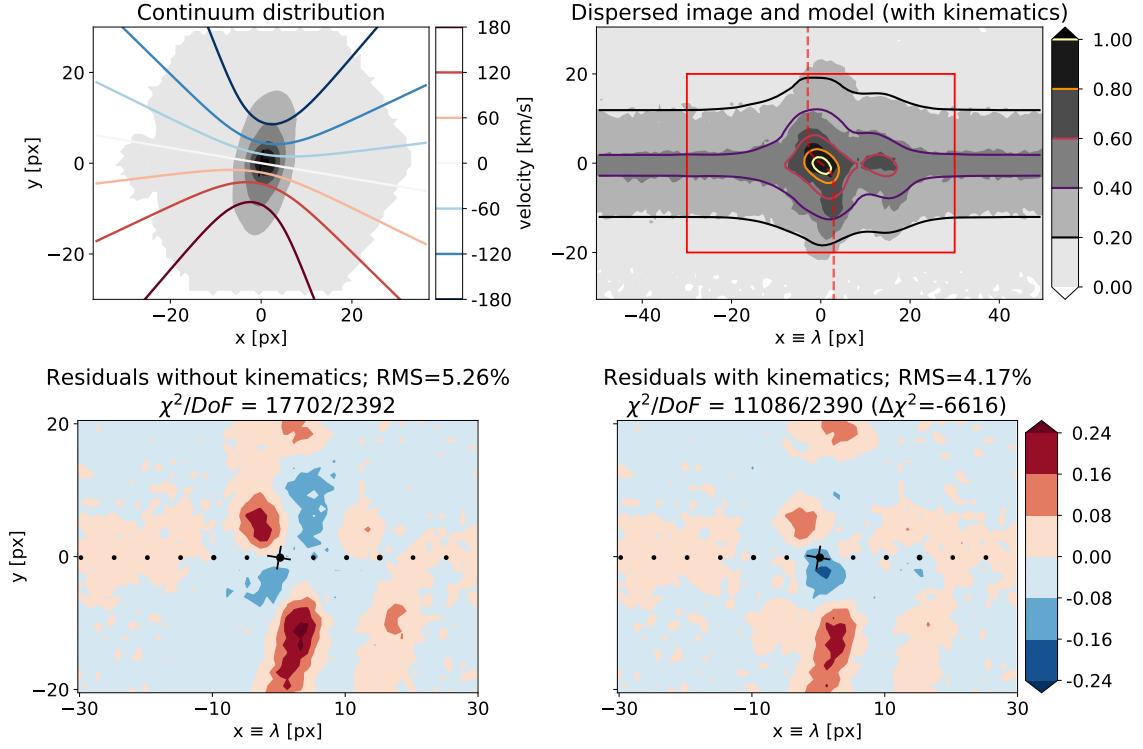


FIGURE 5.6: *Haut à gauche* : champ de vitesse ajusté $v(\mathbf{r})$ (contours) superposé à l'estimation de la distribution du flux au sein du continuum (gris) de la galaxie #8439-12704 du relevé MaNGA. *Haut à droite* : spectrogramme simulé (gris) à partir du cube de données de la galaxie. Étant donné que l'échantillonnage cinématique de MaNGA ($R_{kin} \sim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) est beaucoup mieux que celui des instruments du HST, le décalage induit par la cinématique est d'environ $\pm 3.5 \text{ px}$ de part et d'autre de la raie $\text{H}\alpha$.

On rappelle que c'est la partie centrale des raies d'émission qui est principalement distordue par la cinématique. De plus, le plateau de vitesse est atteint dans la partie centrale de la raie $\text{H}\alpha$ et la distribution du $\text{H}\alpha$ est globalement presque axisymétrique et similaire à la carte du continuum dans sa partie centrale. Ainsi, même avec la présence de ce bras spiral inférieur, notre modèle *forward* qui utilise la distribution du flux au sein du continuum permet d'obtenir une estimation assez "juste" du champ de vitesse. En effet, la valeur du plateau de vitesse $v_0 \sin i$ est seulement surestimé de 10%, tandis que le gradient central de vitesse $w_0 \sin i$ est quant à lui surestimé de 20 % (cf. tableau 5.1).

Au final, le bras spiral inférieure ici ne biaise que légèrement la mesure des paramètres cinématiques. Enfin, nous pouvons noter que la reconstruction du champ de vitesse (projeté) obtenue avec notre modèle est assez représentative de la vitesse du gaz mesurée par le relevé MaNGA (cf. figure 5.7).

Concernant la mesure du redshift, nous pouvons noter que notre modèle utilisant la distribution du continuum (sans ou avec cinématique) contraint très précisément le redshift. En effet, l'ajustement sans (resp. avec) cinématique contraint le redshift à $z = 0.064059 \pm 0.000007$ (resp. 0.064052 ± 0.000006); ce qui correspond à des mesures à 2σ au maximum de la valeur de MaNGA qui le mesure à $z = 0.06404$.

TABLE 5.1: Comparaison entre les ajustements (sans et avec cinématique) des spectrogrammes simulés de la galaxie #8439-12704 à la résolution de MaNGA en utilisant la distribution du continuum et celle du H α pour modéliser la distribution du flux de la galaxie. Le PA relatif de la galaxie est de $(170.4 \pm 0.5)^\circ$, l'inclinaison $i = 71.9^\circ$, la taille effective $r_e = 6.2''$ (avec $\eta = 1.1$) et l'échantillonnage cinématique est de $65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$. Les incertitudes présentées ici sont seulement statistiques.

Galaxie #8439-12704	MaNGA	flux continuum (sans cin.)	flux continuum (avec cin.)	flux H α (sans cin.)	flux H α (avec cin.)
z	0.06404	0.064059 $\pm$ 0.000007	0.064052 $\pm$ 0.000006	0.064197 $\pm$ 0.000006	0.064089 $\pm$ 0.000005
$\Delta\chi^2$ (1)	-	-	-6616	-	-7942
$v_0 \sin i$ (2)	189	-	210 $\pm$ 4	-	187 $\pm$ 3
$w_0 \sin i$ (3)	50	-	62 $\pm$ 1	-	57 $\pm$ 2
$\Delta(w_0 \sin i)$ (4)	-	-	1.4	-	1.4
$A_{\text{H}\alpha} [10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	-	3346 $\pm$ 19	3303 $\pm$ 17	3276 $\pm$ 17	3235 $\pm$ 15
$A_{[\text{N II}]} [10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	-	1522 $\pm$ 23	1570 $\pm$ 21	1557 $\pm$ 21	1600 $\pm$ 19
$\sigma [\text{\AA}]$	-	3.35 $\pm$ 0.08	1.69 $\pm$ 0.09	3.36 $\pm$ 0.07	1.33 $\pm$ 0.08
η	-	0.9125 $\pm$ 0.0026	0.9111 $\pm$ 0.0024	1	1

(1) Niveau de détection de la cinématique interne de la galaxie en terme de différence des χ^2 entre le modèle avec et sans cinématique; (2) maximum de la vitesse de rotation en km s^{-1} ; (3) gradient central de vitesse en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$; (4) erreur systématique sur le CVG w_0 due au PA relatif en $\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ (cf. équation (3.26)) en tenant compte de l'inclinaison i .

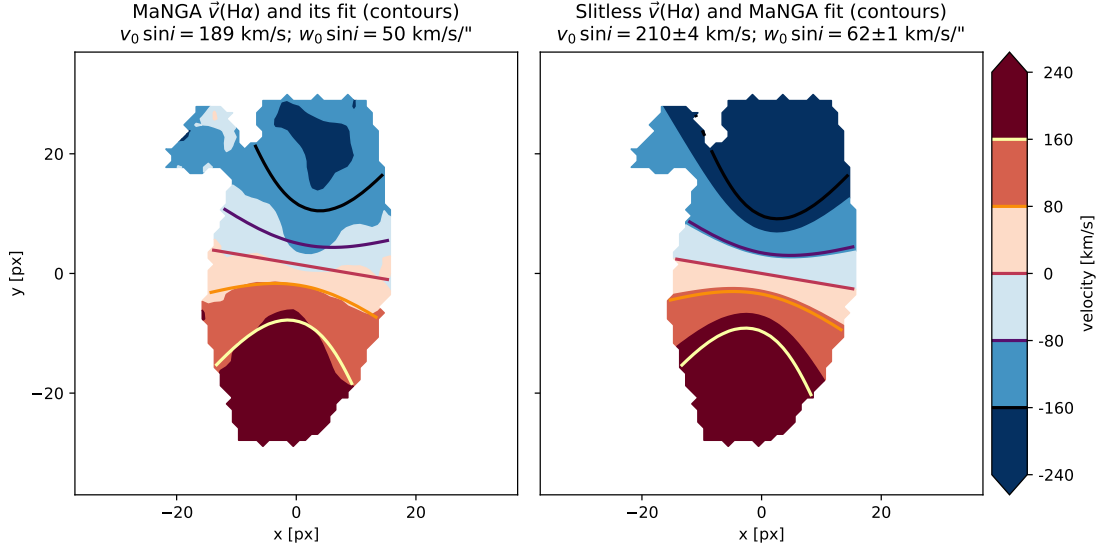


FIGURE 5.7: *Gauche* : carte des vitesses le long de la ligne de visée du gaz ($v(\text{H}\alpha) \sin i$) dérivée par MaNGA que nous avons tracé uniquement sur le masque de spaxels recommandé par le DAP. Les *contours* représentent l’ajustement du champ de vitesse (avec $v_0 \sin i$ et $w_0 \sin i$) sur la carte de vitesse du gaz de MaNGA. *Droite* : champ de vitesse ajusté ($v(r) \sin i$) par notre modèle *forward* (qui a utilisé la distribution du continuum pour modéliser la galaxie) et tracé sur le même masque de pixels à titre de comparaison et les mêmes *contours* montrant l’ajustement préliminaire des paramètres cinématiques. On peut noter que la structure globale du champ de vitesse ajusté sur le spectrogramme correspond à la cinématique du gaz ; toutefois notre modèle surestime de 10% le plateau de vitesse et de 20% le gradient centrale de vitesse.

5.3.1.3 Ajustement du spectrogramme avec la distribution du $\text{H}\alpha$

Afin d’étudier les systématiques liées à la modélisation de la galaxie avec sa distribution au sein du continuum au lieu du $\text{H}\alpha$, nous avons ajusté le spectrogramme simulé de la galaxie #8439-12704 en utilisant la carte du $\text{H}\alpha$. Nous présentons les paramètres ajustés ainsi que leurs incertitudes statistiques dans le tableau 5.1.

Comme nous l’avons vu dans le Chapitre 4, nous pouvons soustraire le $[\text{N II}]$ et le continuum contraints par le modèle *forward* avec cinématique au spectrogramme de la galaxie. Cela nous permet d’obtenir une estimation de la carte du $\text{H}\alpha$ au sein du spectrogramme. Nous notons que nous utilisons le modèle avec cinématique puisque les paramètres spectraux sont généralement mieux contraints que pour le modèle sans cinématique. Nous montrons la distribution de cette carte dans la figure 5.8. On peut souligner que cette distribution est assez similaire à la carte du $\text{H}\alpha$ de MaNGA avec toutefois la présence de la distorsion induite par la cinématique interne de la galaxie, qui est significativement marquée du fait de l’échantillonnage cinématique de ces simulations. De plus, nous pouvons remarquer que cette carte est aussi dégradée par la dispersion spectrale le long de la direction de dispersion.

Concernant les paramètres cinématiques ajustés avec le modèle utilisant le flux du $\text{H}\alpha$ de MaNGA, on peut noter que le plateau de vitesse est convenablement contraint à 1σ , tandis que le gradient central de vitesse est dans ce cas surestimé de 15% par rapport aux valeurs de la carte des vitesses du

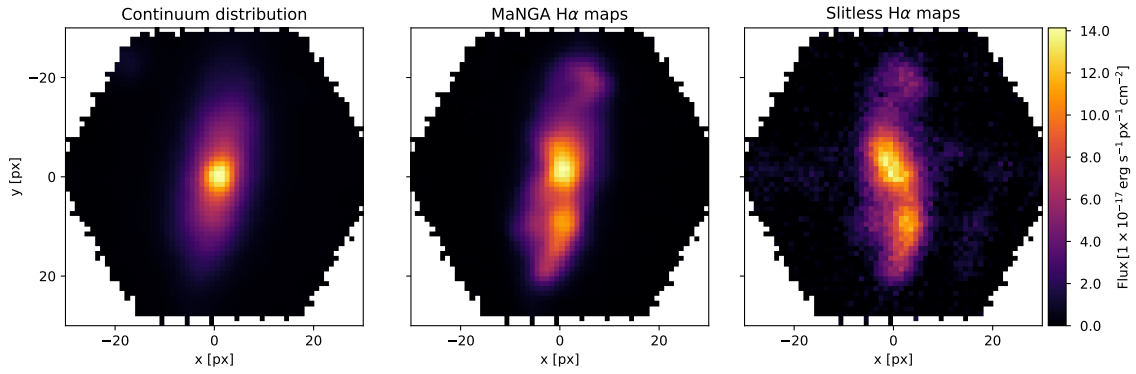


FIGURE 5.8: Estimation de la distribution du flux au sein du continuum de la galaxie #8439-12704 du relevé MaNGA (*gauche*), répartition du flux du $H\alpha$ générée par leur pipeline d’analyse de données (DAP) (*milieu*) et carte du $H\alpha$ estimée à partir de l’ajustement avec le continuum (*droite*). Nous soulignons que cette dernière contient encore la distorsion induite par le champ de vitesse.

$H\alpha$ de MaNGA. Nous soulignons que l’ajustement du spectrogramme simulé nous permet d’avoir une estimation primaire de l’erreur systématique liée à l’utilisation de la distribution du continuum dans notre approche *forward* par rapport à la modélisation utilisant le $H\alpha$. Pour cette galaxie, nous pouvons en déduire une surestimation d’environ 23 km s^{-1} du plateau de vitesse ($\sim 12\%$) et de $5 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ du CVG ($\sim 8\%$) lorsque notre modèle utilise la distribution du continuum au lieu du $H\alpha$.

Nous ne notons ainsi pas de biais systématiques significatifs pour l’estimation des paramètres cinématiques entre ces deux modèles (continuum et $H\alpha$) dans le cas de cette galaxie.

5.3.1.4 Une autre reconstruction du champ de vitesse avec la distribution du continuum

Nous présentons un autre cas d’une galaxie (#8944-12072) dont la distribution du spatiale du $H\alpha$ est similaire à celle du continuum et ne présente pas de structures trop asymétriques. Cette dernière a un redshift $z = 0.05028$ et l’ajustement du modèle *tanh* sur la carte des vitesses du $H\alpha$ de MaNGA nous donne les valeurs du plateau de vitesse et du CVG de celle-ci : $v_0 \sin i = 198 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = 76 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$.

Nous illustrons les ajustements avec le modèle utilisant le continuum, et la reconstruction du champ de vitesse à partir de la simulation du spectrogramme de cette galaxie dans les figures 5.9 et 5.10.

Ces ajustements avec le modèle utilisant le continuum sans et avec cinématique, correspondent à une baisse dans le χ^2 de 6880 attestant d’une détection très significative de la cinématique interne de la galaxie. On note que les résidus sont moins structurés grâce à l’apport de la cinématique. Les contraintes sur les paramètres cinématiques avec leurs erreurs statistiques sont les suivantes : $v_0 \sin i = (208 \pm 2) \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = (55 \pm 1) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. On peut ainsi en déduire que notre modèle surestime le plateau de vitesse de 5% et sous-estime le gradient central de vitesse de 25% pour cette galaxie.

Concernant la mesure du redshift, le modèle sans (resp. avec) cinématique contraint ce dernier à une valeur de $z = 0.05048 \pm 0.00001$ (resp. $z = 0.05052 \pm 0.00001$). On remarque ainsi une très légère surestimation du redshift d’environ 2×10^{-4} qui correspond à une erreur de 0.3% i.e. une

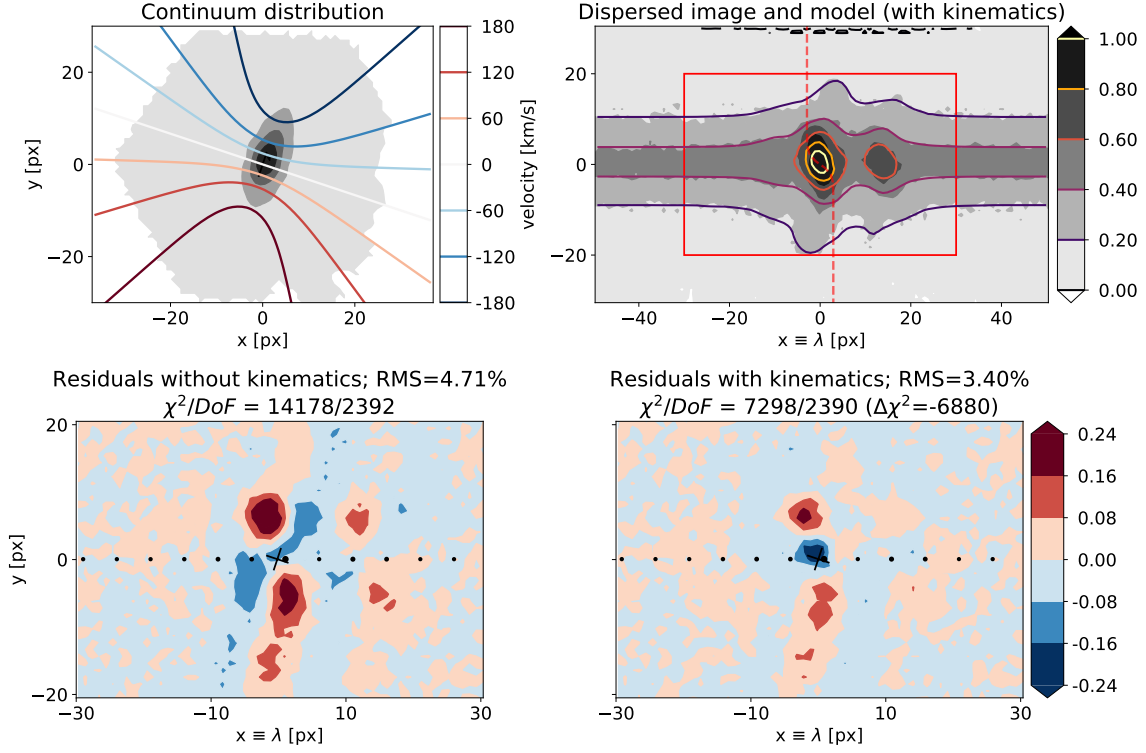


FIGURE 5.9: Similaire à la figure 5.6 pour la galaxie #8944-12702. La baisse dans le χ^2 est d'environ 6800 ce qui correspond à une détection très significative de la cinématique dans ce cas également.

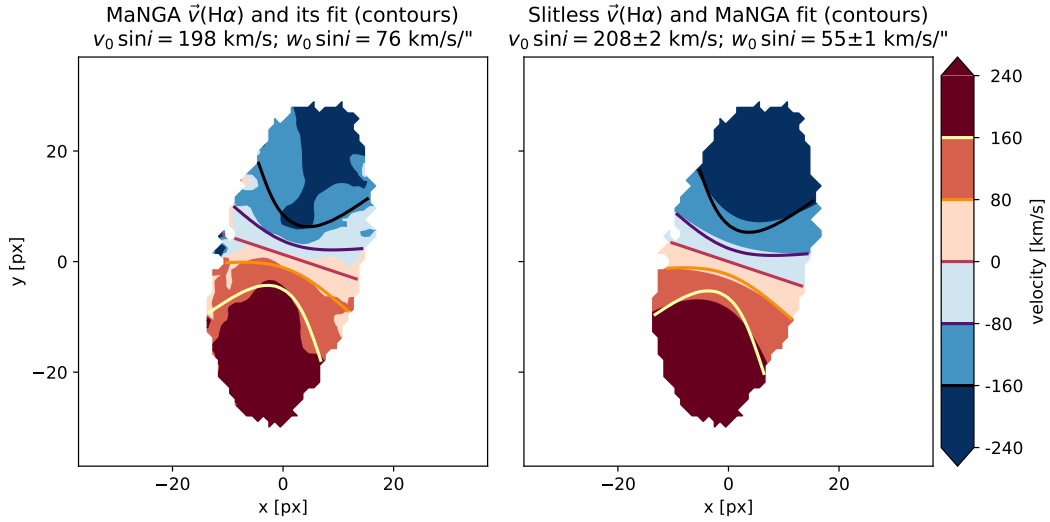


FIGURE 5.10: Similaire à la figure 5.7 pour la galaxie #8944-12702. Même si notre modèle *forward* utilisant la distribution du continuum reproduit globalement le champ de vitesse observé par MaNGA, le maximum de la vitesse de rotation est surestimé de 5% tandis que le gradient central de vitesse est sous-estimé de 25%.

différence d'environ 2.5×10^{-4} .

Globalement, les quelques simulations de spectrogrammes de galaxies spirales de MaNGA avec des distributions du continuum axisymétriques, des cartes du $H\alpha$ assez similaires et ne présentant pas trop de structures non symétriques dans la partie centrale, suggèrent que notre modèle *forward* est en mesure de contraindre la cinématique interne. Toutefois, nous avons mis en évidence que le plateau de vitesse tend à être surestimé (de 5 à 20 %) et le gradient de vitesse peut être sur- ou sous-estimé d'environ 20 à 25%. Enfin, pour ces simulations nous ne notons pas de biais systématiques trop importants ($< 2.5 \times 10^{-4}$ au maximum) liés à l'utilisation du continuum pour mesurer le redshift à partir du spectrogramme simulé (plus de discussions dans la section 5.3.2).

5.3.1.5 Distribution centrale du $H\alpha$ asymétrique

Les données de spectroscopie sans fente se résument à la donnée de l'image en large bande (continuum) et du spectrogramme de la galaxie. Nous n'avons *a priori* aucune information sur la distribution du flux du $H\alpha$ qui peut être relativement différente de celle du continuum (cf. Chapitre 4). Dans cette partie nous allons illustrer une galaxie qui présente des asymétries dans la partie centrale de sa carte $H\alpha$. Cela nous permettra d'étudier les systématiques que cela génère sur l'estimation de la cinématique interne avec notre modèle qui utilise le continuum.

Nous présentons l'ajustement des spectrogrammes simulés de la galaxie #8464-12702 dans la figure 5.11. Cette galaxie a un redshift $z = 0.05359$, une vitesse maximale de rotation $v_0 \sin i = 247 \text{ km s}^{-1}$ et un CVG $w_0 \sin i = 60 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$.

Nous résumons les principales caractéristiques de la galaxie ainsi que les résultats de l'ajustement sans et avec cinématique dans le tableau 5.2. Encore une fois, grâce à la très bonne résolution cinématique ($R_{kin} \sim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$), l'effet de la cinématique est très prononcé à la position des raies d'émission dans le spectrogramme. Notre modèle *forward* permet de mesurer la cinématique avec une détection très significative et le champ de vitesse ajusté est tracé dans la figure 5.12 avec celui mesuré par MaNGA. On peut noter que la carte des résidus pour le modèle avec cinématique est plus homogène que celle pour le modèle sans cinématique. Toutefois le blob *bleu* et *rouge* au sein des résidus peut être un indicateur d'une différence entre la distribution du $H\alpha$ et celle du continuum.

Pour vérifier cela, nous présentons dans la figure 5.13 ces deux distributions ainsi que la carte du $H\alpha$ estimé à partir de notre modèle avec cinématique. On remarque que la carte $H\alpha$ estimée à partir du spectrogramme est assez similaire à celle mesurée par MaNGA modulo la distorsion de la cinématique interne et la dégradation due à la dispersion spectrale le long de la direction de dispersion.

On peut ainsi noter que la carte $H\alpha$ de MaNGA et celle que nous avons estimée présentent une structure compacte dans la partie inférieure gauche et peu de flux dans la partie centrale. Une telle distribution spatiale est ainsi assez mal approximée par un disque fin axisymétrique en rotation. Les structures (*bleu* et *rouge*) au sein des résidus indiquent donc bien que la carte du continuum ne peut modéliser précisément cette structure asymétrique du $H\alpha$. Par conséquent, notre modèle *forward* ajuste un champ de vitesse biaisant les contraintes sur les paramètres cinématiques. Nous mesurons en effet un maximum de vitesse de rotation $v_0 \sin i = (191 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$ et un gradient de vitesse $w_0 = (114 \pm 4) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ en utilisant la distribution du continuum. Pour cette galaxie, le plateau de vitesse est donc sous-estimé d'environ 25% et le CVG est fortement biaisé avec une surestimation de 90%. Néanmoins, le modèle sans (resp. avec) cinématique contraint le redshift

à une valeur de $z = 0.05360 \pm 0.00002$ (resp. $z = 0.05359 \pm 0.00002$). Même pour une distribution asymétrique du $H\alpha$, on souligne qu'il n'y a donc apparemment pas de biais systématique pour la mesure du redshift avec notre modèle *forward* qui utilise le flux du continuum (axisymétrique) pour simuler le spectrogramme. Enfin, on peut remarquer que l'ajout de la cinématique permet de bien mieux contraindre les paramètres spectraux du modèle.

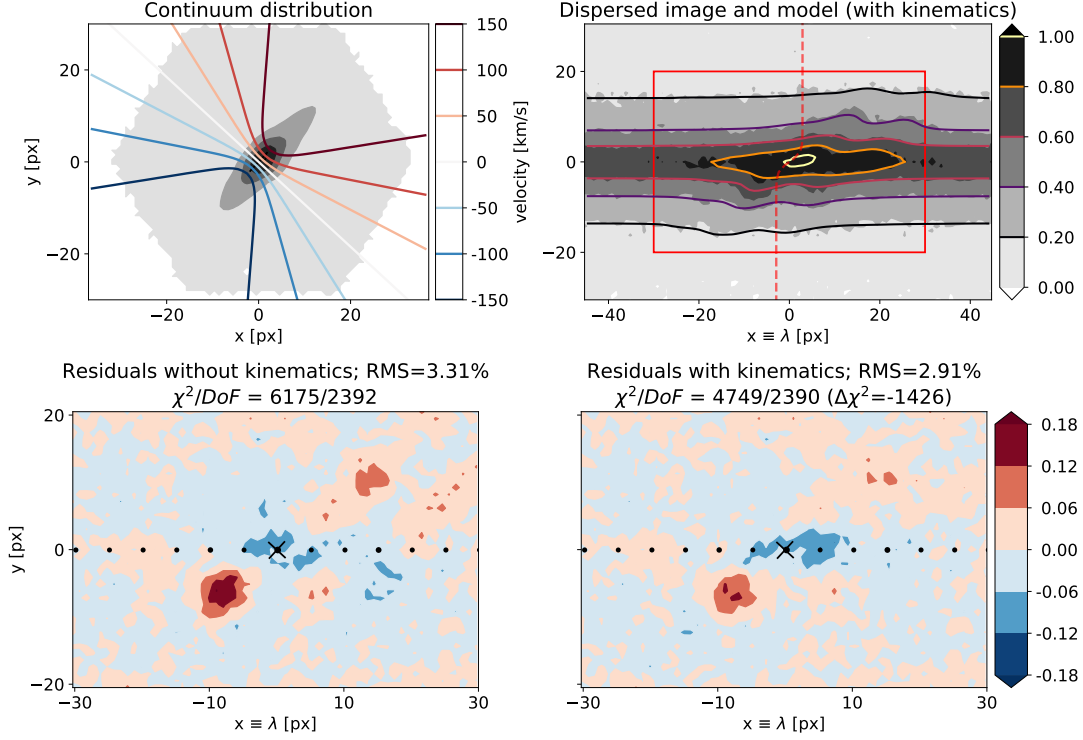


FIGURE 5.11: Similaire à la figure 5.6 pour la galaxie #8464-12702. La baisse dans le χ^2 est d'environ 1400 ce qui correspond à une détection très significative de la cinématique.

5.3.1.6 Erreurs systématiques sur le gradient central de vitesse

Nous rappelons que les spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA ont un échantillonnage cinématique d'environ $65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$. Par conséquent, l'erreur systématique sur le gradient de vitesse liée au PA relatif de la galaxie est relativement faible ($\lesssim 10 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$) (cf. équation (3.26) et les tableaux 5.1 et 5.2). Ainsi, les erreurs systématiques sur les paramètres cinématiques pour ces spectrogrammes de MaNGA sont dominées par l'utilisation de la distribution du continuum au lieu de la carte du $H\alpha$.

5.3.2 Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift

Comme mentionné dans le Chapitre 4, l'un des principaux avantages de notre approche *forward* est l'amélioration de la précision de la mesure du redshift. Nous présentons dans la figure 5.14 la différence entre les redshifts fournis par le relevé MaNGA et ceux que notre modèle a contraint pour le modèle sans cinématique pour les 25 galaxies de notre sous-échantillon de MaNGA. Nous notons que l'on observe une déviation standard (ou RMS) de $\sim 2 \times 10^{-4}$ pour les résidus entre les

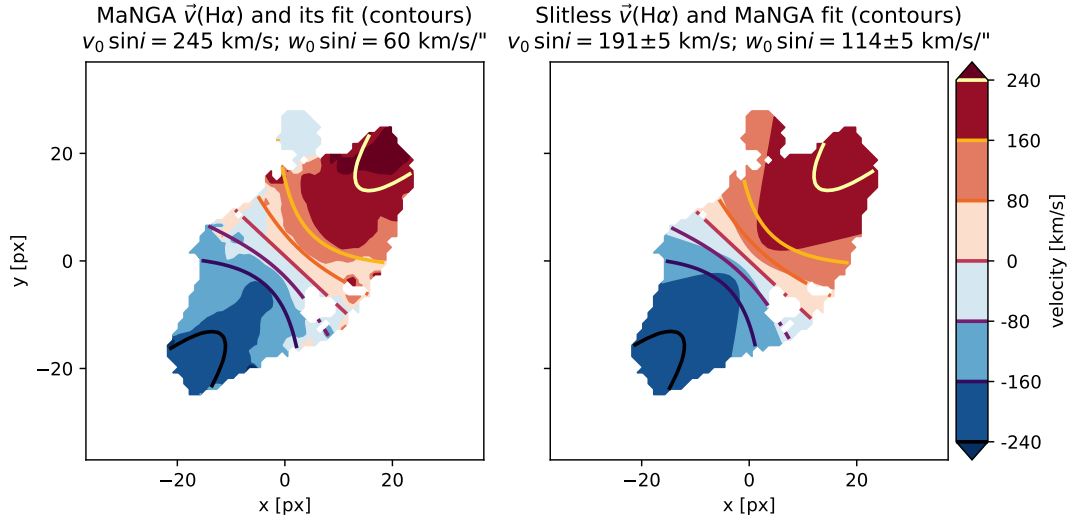


FIGURE 5.12: Similaire à la figure 5.7 pour la galaxie #8464-12702. On peut noter que le champ de vitesse ajusté par notre modèle à partir du spectrogramme est biaisé. En effet, le plateau de vitesse est sous-estimé d'environ 25% tandis que le gradient central de vitesse est surestimé de 90%.

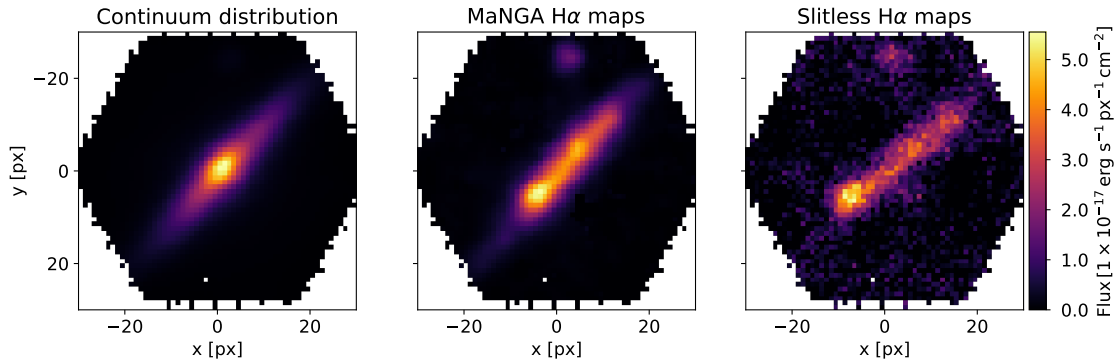


FIGURE 5.13: Similaire à la figure 5.8 pour la galaxie #8464-12702. On peut noter que les cartes $H\alpha$ sont asymétriques et que celle dérivée du spectrogramme simulé présente la distorsion induite par le champ de vitesse. Encore une fois on peut remarquer que la carte du $H\alpha$ estimé avec le modèle *forward* est dégradée par la dispersion spectrale le long de la direction de dispersion.

redshifts mesurés par MaNGA et par notre modèle. Nous soulignons que n'avons pas accès aux erreurs de mesure du sondage MaNGA (supposés "vrais"), et les seules incertitudes présentées sont statistiques. Globalement, même si cette étude reste préliminaire, nous pouvons en conclure que le biais systématique sur la mesure du redshift liée à l'utilisation du continuum est de l'ordre de 2×10^{-4} pour les 25 galaxies issues de notre sous-échantillon du catalogue de MaNGA. Nous soulignons toutefois que ces erreurs systématiques (plus les erreurs statistiques qui sont d'un ordre de grandeur plus petites) issues de notre modèle *forward* (sans cinématique) restent assez faibles en comparaison avec les erreurs totales obtenues par les mesures actuelles ($\sigma_z/(1+z) \sim 3 \times 10^{-3}$). Bien entendu dans ce cas, la résolution des simulations de MaNGA est 10 fois meilleure en comparaison aux résolutions des instruments récents.

TABLE 5.2: Comparaison entre les ajustements (sans et avec cinématique) des spectrogrammes simulés de la galaxie #8464-12702 à la résolution de MaNGA ($R_{kin}=65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) en utilisant la distribution du continuum pour modéliser la distribution du flux de la galaxie. Les propriétés de cette galaxies sont les suivantes : le PA relatif vaut $(-42.7 \pm 0.5)^\circ$, $i = 78.2^\circ$ et $r_e=7.0''$ ($n=1.7$). Les incertitudes présentées ici sont seulement statistiques. La légende est identique à celle du tableau 5.1.

Galaxie #8464-12702	MaNGA	flux continuum (sans cin.)	flux continuum (avec cin.)
z	0.05359	0.05360 ± 0.00002	0.05359 ± 0.00002
$\Delta\chi^2$	–	–	-1426
$v_0 \sin i$	245	–	191 ± 5
$w_0 \sin i$	60	–	114 ± 4
$\Delta(w_0 \sin i)$	–	–	2.6
$A_{H\alpha} [10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	–	800 ± 12	843 ± 10
$A_{[N II]} [10^{-17} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$	–	714 ± 16	727 ± 15
$\sigma [\text{\AA}]$	–	5.29 ± 0.18	1.14 ± 0.09
η	–	0.9554 ± 0.0016	0.9580 ± 0.0016

De plus, pour ces 25 galaxies, on rappelle que la distribution du continuum est relativement axisymétrique et peut s’approximer par un disque fin en rotation. Même si les distributions du $H\alpha$ peuvent parfois présenter des sous-structures asymétriques, on ne note pas de biais systématiques trop importants pour le modèle *forward* utilisant le continuum.

5.4 Spectrogrammes simulés à la résolution du grism G102

Dans cette section, nous allons nous intéresser de la même manière, à l’ajustement de quelques spectrogrammes simulés du relevé MaNGA mais cette fois à la résolution du grism G102 utilisé dans le relevé GLASS. Pour réaliser des simulations assez réalistes du relevé GLASS, nous avons dispersé les cubes de MaNGA à une résolution cinématique $R_{kin} \sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$. Étant donné qu’entre $z = 0.05$ et $z \sim 0.4$ (milieu de la bande spectrale du G102), les galaxies n’ont pas significativement évolué en type et en taille (van der Wel et al., 2014), on va supposer que les galaxies de MaNGA sont les mêmes que celles pour nos simulations de spectrogrammes du G102.

De plus nous construisons une loi de dispersion linéaire longitudinale avec une dispersion de $\sim 20 \text{ \AA px}^{-1}$ afin de simuler la résolution du grism G102. Nous sommes alors en mesure de disperser le cube de données de la galaxie afin d’obtenir un spectrogramme simulant l’observation d’une galaxie de MaNGA avec la résolution cinématique du grism G102. Nous soulignons que nous avons aussi apodisé le signal et ajouté un bruit gaussien avec un PSNR de 50 afin d’avoir des simulations réalistes. Nous avons tronqué le spectrogramme afin d’obtenir une taille d’environ 200 px dans la direction spectrale et nous l’avons centré par rapport au complexe $H\alpha + [N II]$ (cf. figure 5.15).

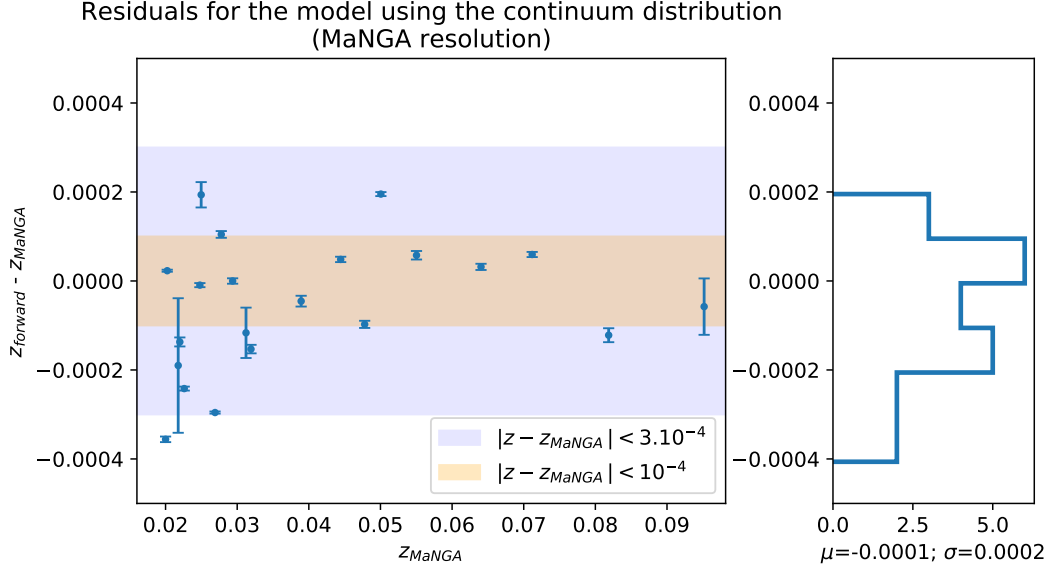


FIGURE 5.14: Résidus entre les redshifts mesurés par MaNGA et ceux ajustés par notre modèle *forward* (sans cinématique) utilisant la distribution du continuum pour l'ensemble des 25 galaxies du sous-échantillon de MaNGA que nous avons sélectionné. Les erreurs présentées ici sont celles dérivées avec notre modèle et sont seulement statistiques. On note que la déviation standard est seulement de 2×10^{-4} entre les redshifts de MaNGA et ceux mesurés par notre modèle. Cela montre qu'il n'y a pas de fort biais systématique quant à la mesure du redshift avec notre modèle utilisant le continuum pour des simulations à la résolution de MaNGA.

5.4.1 Contraintes sur la cinématique interne

5.4.1.1 Cas de la galaxie #8439-12704

Nous présentons une telle simulation pour la galaxie #8439-12704 du relevé MaNGA (déjà étudiée dans la section 5.3) dans la figure 5.15. On note déjà que la distorsion induite par la cinématique interne de la galaxie est beaucoup moins marquée au niveau de la raie $H\alpha$ dans le spectrogramme à cause de l'échantillonnage cinématique qui vaut $R_{kin} \sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$.

Nous illustrons l'ajustement du spectrogramme simulé de la galaxie #8439-12704, les cartes des résidus pour le modèle sans et avec cinématique dans la figure 5.16 et le champ de vitesse ajusté par notre modèle dans la figure 5.17. Nous résumons les résultats de l'ajustement dans le tableau 5.3.

L'ajout des paramètres cinématiques dans le modèle permet de détecter le champ de vitesse à un niveau significatif. Les paramètres cinématiques ajustés ainsi que leurs incertitudes statistiques sont donnés par : $v_0 \sin i = (263 \pm 59) \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = (64 \pm 14) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. On note que le maximum de la vitesse de rotation est surestimé d'environ 40% et contraint à 2σ de la valeur de MaNGA qui, nous le rappelons est estimée à 189 km s^{-1} . Quand au CVG, ce dernier est aussi surestimé de 28% et mais il est mesuré à 1σ de la valeur de MaNGA qui vaut $50 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$.

Pour l'ajustement des spectrogrammes à la résolution du G102, les surestimations plus importantes du plateau et du gradient de vitesse doivent donc être probablement dues au fait que la résolution cinématique est beaucoup moins bonne que pour les simulations à la résolution de MaNGA. Enfin, nous soulignons que les structures dans les résidus (sans et avec cinématique) représentent

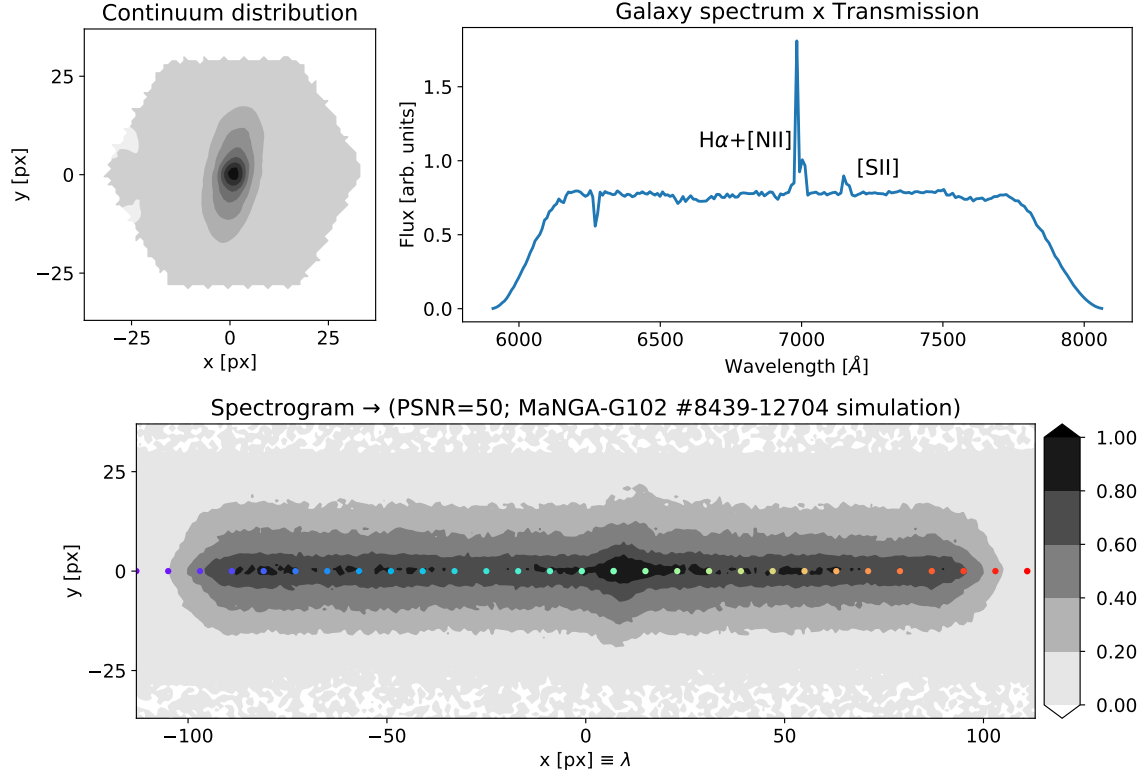


FIGURE 5.15: Simulation de spectroscopie sans fente à partir du cube de données de la galaxie #8439-12704 du relevé MaNGA à la résolution du grism G102. *Haut à gauche* : estimation de la distribution du flux au sein du continuum. On note que la distorsion au sein du spectrogramme est beaucoup moins significative que dans la figure 5.5 puisque l'échantillonnage cinématique est radicalement moins bon dans cette simulation ($R_{kin} \sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$).

(de la même manière que dans la figure 5.6) le bras spiral inférieur de la carte du $H\alpha$.

Ainsi, cela tend à indiquer que ces biais supplémentaires sur les paramètres cinématiques proviennent d'un plus mauvais échantillonnage cinématique. À l'inverse, si la distribution du $H\alpha$ présentait une structure significativement différente dans sa partie centrale, le modèle aurait ajusté un champ de vitesse qui aurait été encore plus biaisé par cette différence de morphologie (cf. section 5.4.1.2).

Enfin nous présentons dans la figure 5.18 la carte du $H\alpha$ obtenue à partir du spectrogramme simulé et de notre modèle avec cinématique. Cette distribution du $H\alpha$ est aussi distordue par le champ de vitesse de la galaxie mais l'effet de la cinématique est beaucoup moins marqué que dans le cas de la simulation à la résolution MaNGA car l'échantillonnage cinématique est beaucoup moins significatif ici. Entre autre, puisque la distorsion due au champ de vitesse n'est que de l'ordre de $\sim \pm 0.4 \text{ px}$, le bras spiral inférieur de la carte $H\alpha$ estimée est moins "décalé" que dans la carte obtenue à la résolution de MaNGA. Ainsi, la morphologie de la carte du $H\alpha$ estimée à la résolution du G102 est plus réaliste que celle à la résolution de MaNGA qui est plus affectée par l'effet de la cinématique interne. Elle reste toutefois davantage dégradée comparé à l'estimation de celle-ci à la résolution de MaNGA à cause de la dispersion spectrale dans la direction de dispersion.

Il est à noter qu'à la résolution spectrale du G102, la carte $H\alpha$ obtenue à partir du spectrogramme

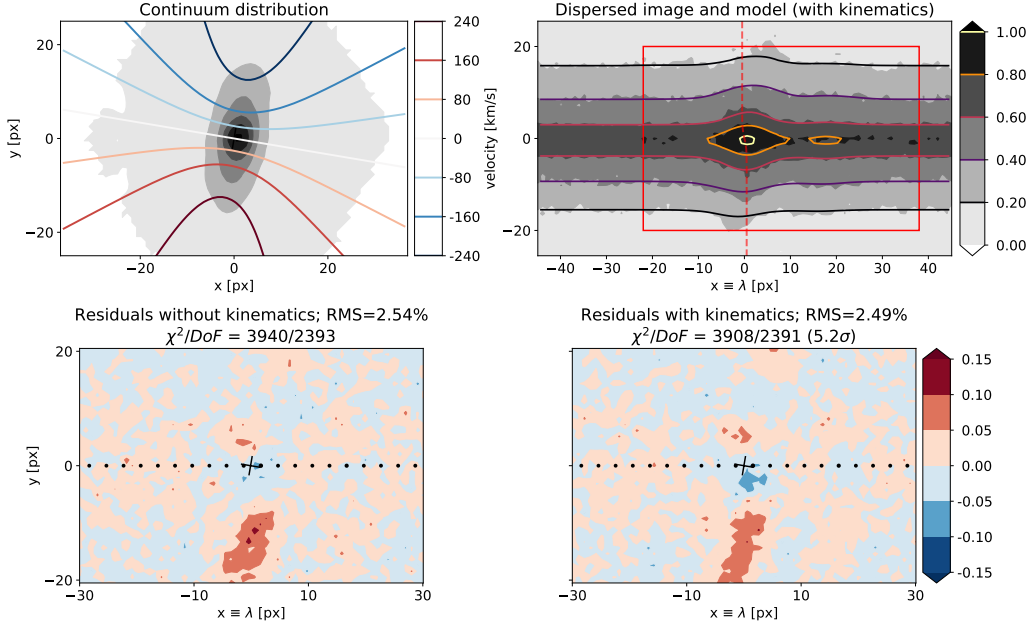


FIGURE 5.16: Similaire à la figure 5.6 pour la galaxie #8439-12704 simulée à la résolution du grism G102. La baisse dans le χ^2 correspond à une détection à 5.2σ de la cinématique interne. On note que la distorsion de la cinématique induit uniquement un décalage de $\sim \pm 0.4$ px (résolution cinématique du G102) à la position de la raie $H\alpha$.

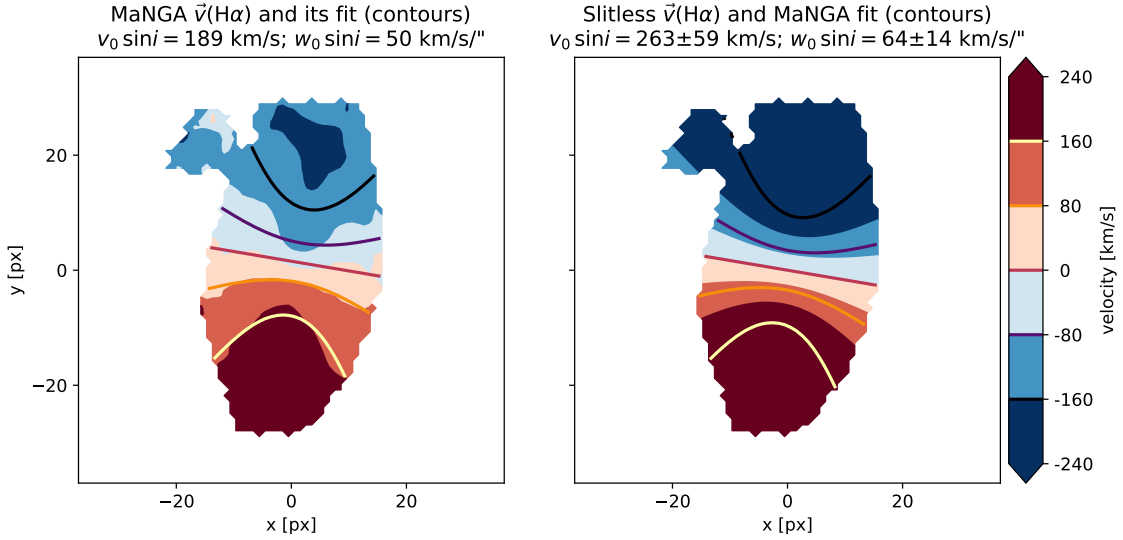


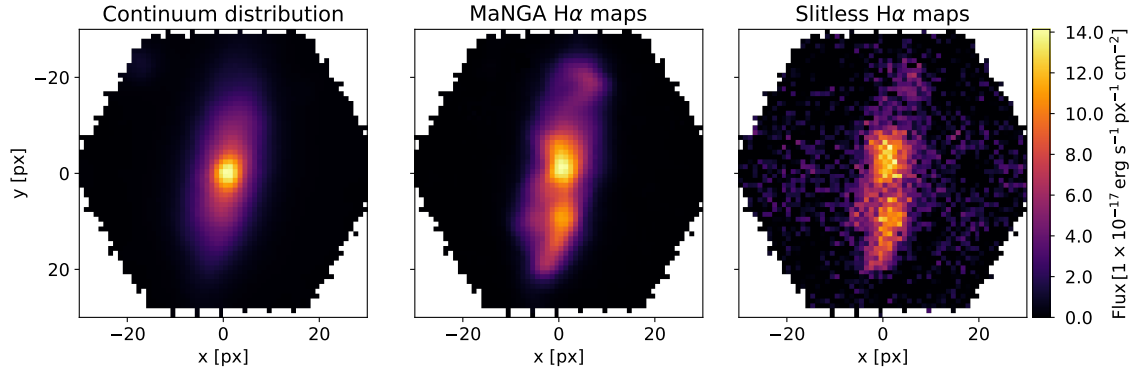
FIGURE 5.17: Similaire à la figure 5.10 pour la galaxie #8439-12704 simulé à la résolution du G102. On note que notre modèle *forward* surestime le maximum de la vitesse de rotation de la galaxie de 40% et le gradient de vitesse de 28%.

est en fait la carte du complexe $H\alpha + [N II]$.

Au final c'est la différence entre les parties centrales ($r \lesssim r_d$) du continuum et de la carte du $H\alpha$ estimée à partir du spectrogramme qui est un des points déterminants quant à la mesure des para-

TABLE 5.3: Identique au tableau 5.2 pour la galaxie #8439-12704 simulée à la résolution du G102.

Galaxie #8439-12704 PA relatif = $(170.4 \pm 0.5)^\circ$ $R_{kin}=800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$	"G102"	flux continuum (sans cin.)	flux continuum (avec cin.)
z	0.06404	0.06422 ± 0.00040	0.06438 ± 0.00036
$\Delta\chi^2$	–	–	–32
$v_0 \sin i \text{ [km s}^{-1}\text{]}$	190	–	263 ± 59
$w_0 \sin i \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	64	–	64 ± 14
$\Delta(w_0 \sin i) \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	–	–	15

FIGURE 5.18: Identique à la figure 5.8 où le spectrogramme a été simulé à la résolution du G102. On peut noter que la carte $H\alpha$ dérivé du spectrogramme est beaucoup moins distordue par la cinématique de la galaxie #8439-12704.

mètres cinématiques avec notre modèle *forward*. Ici, ces deux distributions sont assez semblables et c'est principalement l'échantillonnage cinématique qui biaise la mesure de la cinématique.

Concernant la mesure du redshift, les ajustements sans (resp. avec) cinématique fournissent les contraintes suivantes : $z = 0.06422 \pm 0.00040$ (resp. $z = 0.06438 \pm 0.00036$) en comparaison avec la valeur du spectrogramme simulé qui vaut $z = 0.06404$. On note encore une fois, que le modèle *forward* (avec ou sans cinématique) utilisant le continuum contraint relativement bien le redshift à la résolution du G102 (plus de discussions en section 5.4.2).

5.4.1.2 Cas pathologique

Dans cette section, nous allons nous intéresser à un cas particulier : la simulation du spectrogramme de la galaxie #8141-12701 de MaNGA à la résolution du G102. L'ajustement de la cinématique sur la carte des vitesses du $H\alpha$ de MaNGA nous permet de contraindre les paramètres cinématiques pour cette galaxie : $v_0 \sin i = 235 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 = 16 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$.

Cette simulation nous permettra d'illustrer une configuration spécifique dans laquelle la distribution du $H\alpha$ est totalement différente de celle du continuum.

Nous présentons les ajustements avec le modèle sans et avec cinématique du spectrogramme simulé dans la figure 5.19, ainsi que la différence entre le champ de vitesse mesuré par MaNGA et celui ajusté par notre modèle dans la figure 5.20. La cinématique de la galaxie est mesurée à

un niveau de détection élevé. Nous résumons les propriétés de la galaxie ainsi que les résultats de l'ajustement dans le tableau 5.4.

On peut déjà noter les structures assez particulières dans les cartes des résidus sans et avec cinématique. Ces dernières sont en réalité due à la distribution spécifique du $H\alpha$ qui est globalement asymétrique présentant un blob central et des sous-structures autour de ce dernier. En effet, nous illustrons la distribution du $H\alpha$ mesurée par MaNGA et celle estimée à partir du spectrogramme dans la figure 5.21. On souligne que le modèle nous permet d'obtenir une carte du $H\alpha$ assez représentative de celle mesurée par MaNGA. En effet, la distorsion induite par la cinématique sur la carte $H\alpha$ estimée est assez faible étant donnée la résolution cinématique. Toutefois, cette carte $H\alpha$ est davantage dégradée à cause de la dispersion spectrale dans la direction de dispersion. Dans ce cas, on se doute que le continuum distordu par le champ de vitesse ne sera pas en mesure de simuler de telles structures asymétriques.

On remarque ainsi que l'ajout de la cinématique dans le modèle permet de corriger uniquement le blob central dans le résidu sans cinématique. Cela explique pourquoi le champ de vitesse ajusté est seulement localisé dans la partie centrale de la galaxie car le modèle avec cinématique tente de prendre en compte la différence entre la distribution du $H\alpha$ et celle du continuum. Par conséquent, le champ de vitesse ajusté est totalement biaisé.

En effet, les contraintes sur les paramètres cinématiques et leurs erreurs statistiques sont les suivantes : $v_0 \sin i = (399 \pm 34) \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = (404 \pm 48) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. De plus, nous soulignons que le champ de vitesse ajusté est orienté suivant un axe cinématique opposé à celui de la galaxie. Ainsi la mesure des paramètres cinématiques est fautive.

Cela dénote que le champ de vitesse estimé par notre modèle *forward* est totalement biaisé par la distribution complexe du $H\alpha$. Dans une telle configuration où la distribution du $H\alpha$ présente des sous-structures complexes et asymétriques, notre modèle qui utilise la distribution du continuum comme estimation de la carte $H\alpha$ est dans l'incapacité de contraindre précisément la cinématique interne de la galaxie.

Toutefois, on note que les modèles respectivement sans et avec cinématique contraignent le redshift à $z = 0.03167 \pm 0.00014$ et $z = 0.03150 \pm 0.00011$. Même dans ce cas où la morphologie de la distribution du $H\alpha$ est significativement asymétrique, nous remarquons que le redshift est contraint avec une erreur systématique de $\sim 4 \times 10^{-4}$ pour cette galaxie. Cela suggère, comme nous l'avons remarqué pour les spectrogrammes simulés à la résolution de MaNGA, que notre modèle *forward* utilisant le continuum est en mesure d'obtenir des erreurs globales (stats+syst) sur la mesure du redshift de l'ordre de $\sim 5 \times 10^{-4}$, même pour des galaxies donc la carte du $H\alpha$ est très complexe et ne se modélise pas par un disque fin axisymétrique en rotation.

5.4.2 Impact de l'utilisation du continuum sur la mesure du redshift

Comme mentionné précédemment, notre approche *forward* permet d'améliorer la précision de la mesure du redshift. Nous présentons dans la figure 5.22 la différence entre les redshifts des spectrogrammes simulés à la résolution cinématique du grism G102 et ceux que notre modèle a contraint pour le modèle sans cinématique pour les 25 galaxies de notre sous-échantillon de MaNGA.

Nous pouvons noter le RMS de ces résidus qui est d'environ 7×10^{-4} . On observe aussi une dégradation (*i.e.* une augmentation) de cette erreur systématique due à la plus mauvaise dispersion spectrale du G102 en comparaison avec les simulations à la résolution de MaNGA (où le RMS $\sim 2 \times 10^{-4}$). Nous soulignons que n'avons pas accès aux erreurs de mesure du sondage MaNGA, et

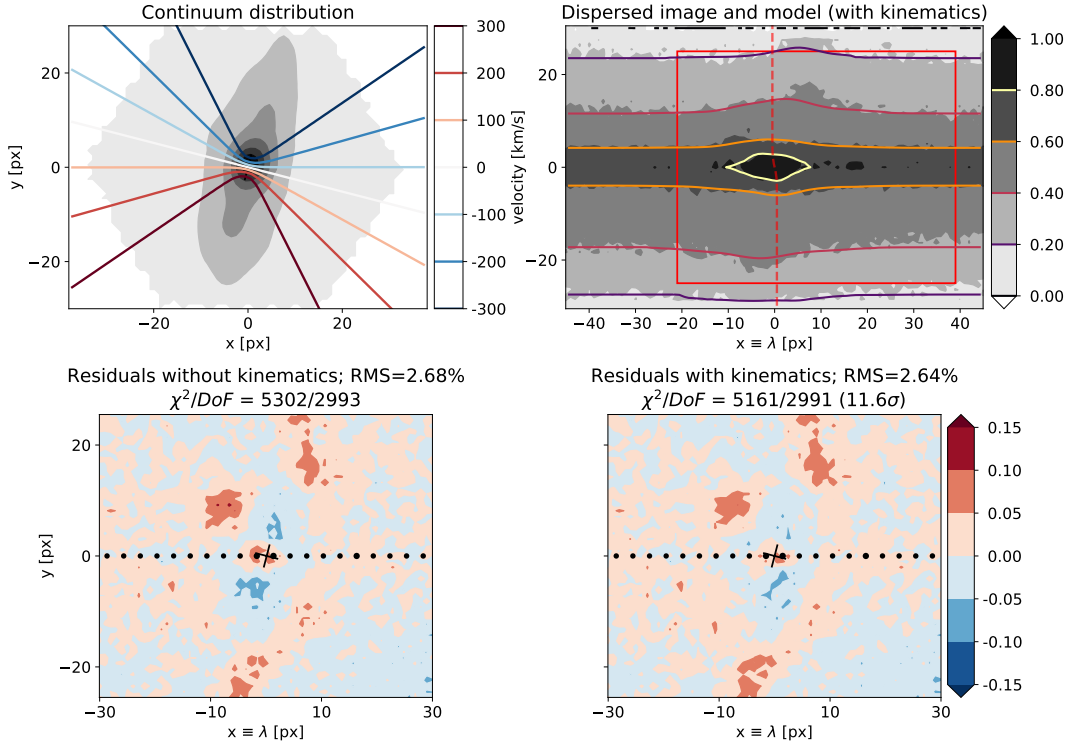


FIGURE 5.19: Similaire à la figure 5.16 pour la galaxie #8141-12701 simulée à la résolution du grism G102. La baisse dans le χ^2 est d'environ 150 ce qui correspond à une détection significative de la cinématique interne.

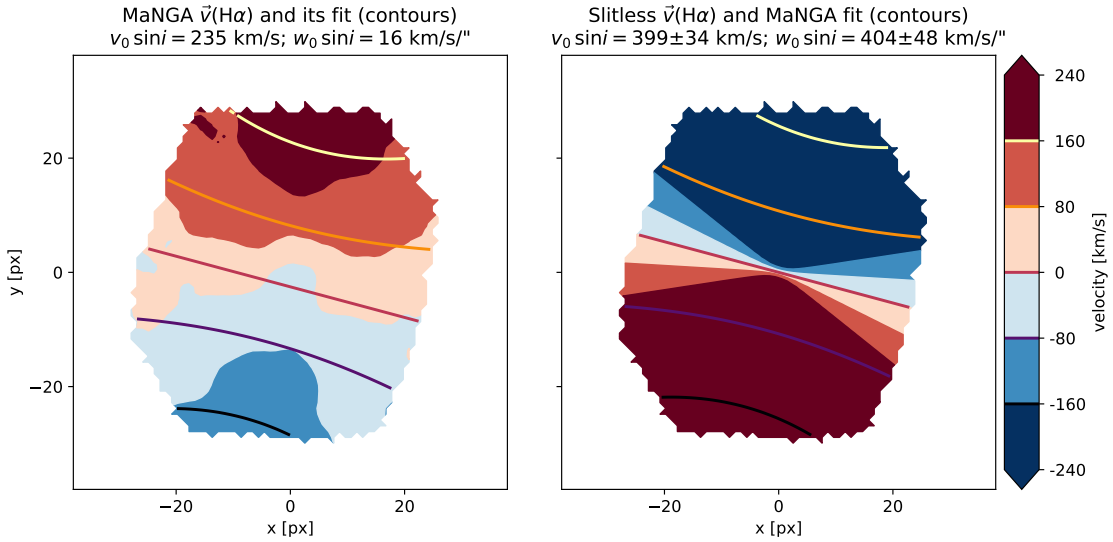


FIGURE 5.20: Identique à la figure 5.7 pour la galaxie #8141-12701 simulée à la résolution du G102. On note que le champ de vitesse ajusté est totalement biaisé du fait que la distribution du $\text{H}\alpha$ présente des structures complexes asymétriques. Les paramètres cinématiques sont fortement biaisés et l'axe cinématique est inversé.

TABLE 5.4: Identique au tableau 5.2 pour la galaxie #8141-12701 simulée à la résolution du G102 ($R_{kin}=800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$). Les caractéristiques de la galaxie sont les suivantes : l'inclinaison $i=69.7^\circ$, le PA relatif est égal à $(-14.5 \pm 0.5)^\circ$ et $r_e=11.1''$ ($n=1.2$).

Galaxie #8141-12701	"G102"	flux continuum (sans cin.)	flux continuum (avec cin.)
z	0.03123	0.03167 ± 0.00014	0.03150 ± 0.00011
$\Delta\chi^2$	—	—	-141
$v_0 \sin i \text{ [km s}^{-1}\text{]}$	235	—	399 ± 34
$w_0 \sin i \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	16	—	404 ± 48
$\Delta(w_0 \sin i) \text{ [km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}\text{]}$	—	—	16

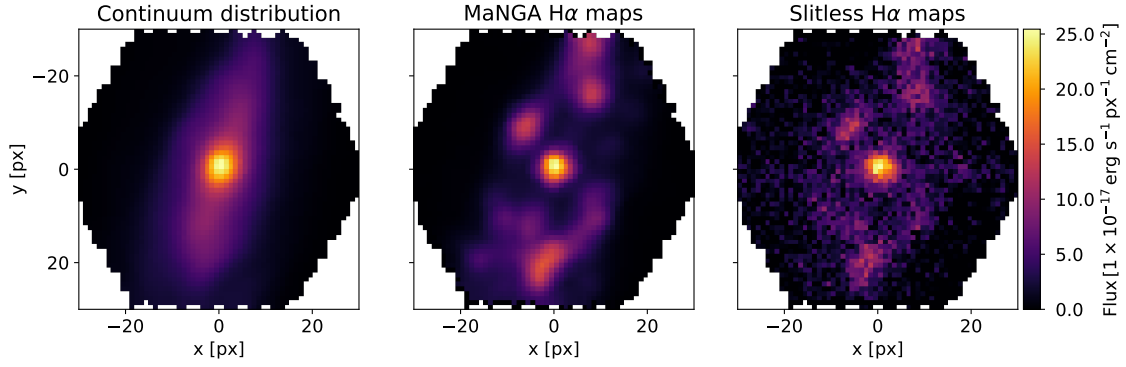


FIGURE 5.21: Identique à la figure 5.21 à la résolution du G102. On note que la distorsion de la cinématique sur la carte $H\alpha$ estimée du spectrogramme est assez faible et que cette distribution est dégradée par la dispersion spectrale dans la direction de dispersion.

les seules incertitudes présentées sont statistiques. Pour ces simulations, notre modèle a mesuré ces erreurs en moyenne à $\sigma_z/(1+z) \sim 2 \times 10^{-4}$. Globalement, même si cette analyse est préliminaire, on en déduit que le biais systématique sur la mesure du redshift lié à l'utilisation du continuum est de l'ordre de 7×10^{-4} pour ce sous-échantillon du catalogue de MaNGA simulé à la résolution du G102. Ainsi, notre modèle utilisant le continuum (sans cinématique) contraint le redshift avec une incertitude globale (stat.+syst.) de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 7 \times 10^{-4}$.

Nous soulignons que ces dernières restent assez faibles en comparaison avec les erreurs globales des relevés de HST qui sont de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 3 \times 10^{-3}$. De plus, parmi ces 25 galaxies, même si la distribution du continuum est relativement axisymétrique et peut s'approximer par un disque fin en rotation, les distributions du $H\alpha$ peuvent présenter des sous-structures asymétriques. Par conséquent, on a tendance à remarquer que la morphologie du $H\alpha$ importe moins pour la mesure du redshift avec notre modèle utilisant le continuum que pour la contrainte des paramètres cinématiques.

5.5 Limites du modèle et conclusions

Les cubes de données du relevé MaNGA nous ont permis de simuler des spectrogrammes à la résolution de MaNGA et du grism G102. Dans le but d'ajuster la cinématique interne à partir des spectrogrammes, nous avons utilisé une estimation de la distribution du flux de la galaxie au sein

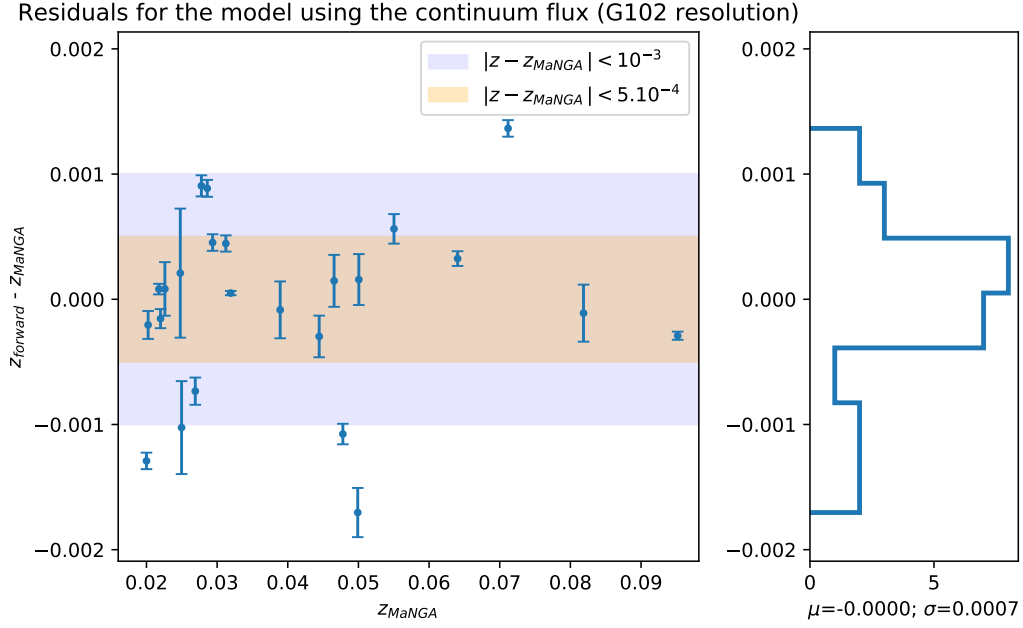


FIGURE 5.22: Résidus entre les redshifts simulés et ceux ajustés par notre modèle *forward* (sans cinématique) utilisant la distribution du continuum pour l'ensemble des 25 galaxies du sous-échantillon de MaNGA que nous avons simulé à la résolution cinématique du G102. Les erreurs présentées ici sont celles dérivées avec notre modèle et sont seulement statistiques. On note une déviation standard d'environ 7×10^{-4} entre les redshifts des spectrogrammes simulés et ceux ajustés par notre modèle.

du continuum. L'ajustement de la cinématique à partir de ces simulations de quelques galaxies à la résolution de MaNGA ($R_{kin} \sim 65 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) et du grism G102 ($R_{kin} \sim 800 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) nous ont permis de tirer différentes conclusions préliminaires.

Tout d'abord, nous avons pu tester la validation de notre méthode de reconstruction du champ de vitesse dans des spectrogrammes à la résolution de MaNGA dans le cas de galaxies spirales. Dans le cas où les distributions du continuum et du $H\alpha$ étaient axisymétriques et similaires, notre modèle *forward* contraint relativement bien les paramètres cinématiques. Toutefois, nous avons mis en évidence que le maximum de la vitesse de rotation avait tendance à être surestimé de 5 à 20%. Quant au gradient central de vitesse, ces simulations nous ont montré qu'il peut être biaisé en étant sous- ou surestimé d'environ 20%.

Toutefois, les simulations des mêmes objets (avec des distributions du $H\alpha$ et du continuum axisymétriques et similaires) à une plus mauvaise résolution (avec le grism G102), ont montré que l'estimation des paramètres cinématiques pouvait être biaisée d'environ 40%. De plus, à cette résolution les erreurs systématiques sur le CVG w_0 à cause du PA relatif de la galaxie deviennent relativement significatives (cf. tableau 5.3 et 5.4). Tout ceci indique que l'échantillonnage cinématique est une des quantités cruciales quant à la contrainte des paramètres cinématiques en spectroscopie sans fente.

Néanmoins, on souligne que la déviation standard entre les redshifts mesurés des spectrogrammes simulés (G102) et ceux ajustés par notre modèle (sans cinématique) est de l'ordre de $\sim 7 \times 10^{-4}$. Cela suggère que l'utilisation de la distribution du continuum dans notre modèle ne

biaise pas fortement la mesure du redshift. Ainsi, même si la distribution du $H\alpha$ présente des asymétries et est parfois différente du continuum, notre modèle parvient à mesurer précisément le redshift à $\sim 7 \times 10^{-4}$ près. Enfin, la précision statistique sur les mesures du redshift était en moyenne de 2×10^{-4} avec le modèle sans cinématique utilisant le continuum suggérant donc une erreur globale sur z de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 7 \times 10^{-4}$. Nous faisons remarquer que les simulations de ce Chapitre ont été effectuées à un haut SNR (50). Toutefois, l'étude de l'impact du SNR sur la mesure du redshift (cf. section 3.4.6) tend à indiquer que même à bas SNR (<10), l'incertitude statistique associée est de l'ordre de $\sim 4.5 \times 10^{-4}$. Ainsi cela résulterait en une erreur totale sur z de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 8 \times 10^{-4}$.

Par conséquent, de telles précisions sont ainsi au moins deux à trois fois meilleures que celles obtenues par la réduction des données des relevés actuels où $\sigma_z/(1+z) \sim 3 \times 10^{-3}$.

Dans un second temps, nous avons étudié des cas plus compliqués pour lesquels la distribution du $H\alpha$ présentait des structures plus complexes et asymétriques alors que la distribution du continuum était axisymétrique. Pour de telles galaxies, les simulations ont montré que notre modèle *forward* tend à ajuster un champ de vitesse interne *effectif* qui va tenter de prendre en compte la différence entre les morphologies des distributions du $H\alpha$ et du continuum. Cela biaise alors la mesure de la cinématique interne de la galaxie d'autant plus que les résidus pour le modèle sans cinématique sont prononcés. Le cas de la galaxie #8141-12701 met vraiment en défaut la mesure de la cinématique avec notre modèle *forward*. En effet, celle-ci présente une distribution du continuum qui peut s'approcher par un disque fin axisymétrique en rotation tandis que la distribution du $H\alpha$ ne respecte pas cette symétrie. Néanmoins, même pour ce cas pathologique, notre modèle utilisant le continuum contraint le redshift avec une erreur systématique d'environ 4×10^{-4} .

On note toutefois que si la distribution du $H\alpha$ présente une partie centrale axisymétrique et que les structures asymétriques sont présentes dans des régions à plus grand rayon ($r > r_d$), le champ de vitesse ajusté ne sera pas fortement biaisé. En effet, puisque le profil de luminosité de la galaxie tend vers zéro dans les parties à grand rayon, c'est essentiellement la partie centrale des raies d'émission qui permet au modèle de contraindre la cinématique de la galaxie. Ainsi, ces morphologies complexes ne seront pas "visibles" et modélisables par notre approche *forward* et la mesure de la vitesse de rotation n'en sera pas significativement biaisée. Au final, c'est vraiment l'échantillonnage cinématique qui contrôle la possibilité de contraindre précisément les paramètres cinématiques.

Nous rappelons que l'indice de la distribution du flux η nous permet de tenir compte de différences potentielles entre les distributions du $H\alpha$ et du continuum. Cependant, ce paramètre permet uniquement de modifier l'extension spatiale de la distribution du continuum si la carte du $H\alpha$ est plus ou moins étendue, mais ne peut modéliser des structures internes présentant des morphologies plus complexes et/ou asymétriques.

Comme mentionné dans le Chapitre 4, il est possible d'estimer la distribution du $H\alpha$ à partir de l'ajustement de notre modèle sur des données de spectroscopie sans fente. Toutefois, la carte $H\alpha$ obtenue est intrinsèquement distordue par le champ de vitesse. On souligne quand même que cette distorsion reste assez faible ($\lesssim 0.5$ px) à la résolution du G102. Ainsi toutes les études morphologiques des cartes $H\alpha$ restent essentiellement valables.

Si l'on s'intéresse à la distribution intrinsèque du $H\alpha$, il est néanmoins très difficile *a priori* de la dériver indépendamment de la cinématique avec le spectrogramme d'une galaxie observé avec seulement une direction de dispersion. Il faudrait par exemple utiliser plusieurs observations de la

même galaxie avec différents angles de dispersion et contraindre ces spectrogrammes pour tenter d'obtenir la carte intrinsèque du $H\alpha$.

Nous faisons remarquer que tout ceci reste très préliminaire et il faudrait par exemple faire une analyse exhaustive sur la totalité du catalogue de MaNGA. Cela permettrait d'étudier plus précisément les systématiques reliées à la mesure de la cinématique interne des galaxies à partir de la donnée de leurs spectrogrammes simulés. Nous pourrions ainsi quantifier le pourcentage de galaxies spirales pour lesquelles notre modèle utilisant la distribution du continuum serait en mesure de contraindre précisément le plateau de vitesse. Nous serions aussi capable d'étudier le cas échéant quelles sont les morphologies typiques des distributions du $H\alpha$ qui mettent en défaut la mesure des paramètres cinématiques. Nous pourrions également simuler la dispersion des spectrogrammes dans plusieurs directions, et ajuster indépendamment ou simultanément ceux-ci. Cela permettrait d'étudier les systématiques sur les paramètres cinématiques et le redshift de notre modèle liées à l'observation de spectrogrammes sous différentes directions de dispersion.

Nous aurions alors une idée de la faisabilité d'étudier des relations d'échelles telle que la relation de Tully-Fisher à partir des données de spectroscopie sans fente pour les futurs relevés tel que Euclid. Néanmoins, il faudrait également tenir compte de l'évolution des lois d'échelles avec le redshift car les galaxies évoluent en taille et en morphologie en fonction du redshift.

Chapitre 6

Conclusions et Perspectives

6.1 Conclusions

6.1.1 Modélisation complète des données de spectroscopie sans fente

La spectroscopie sans fente est devenue une technique largement utilisée dans les relevés spectroscopiques. En effet, le grand champ de vue, la forte capacité au multiplexage, la facilité de la conception instrumentale et l'absence de fente et le faible bruit de fond pour les instruments spatiaux permettent aux relevés utilisant cette technique d'obtenir des catalogues conséquents avec une grande précision spectro-photométrique. Néanmoins, la spectroscopie sans fente souffre de nombreux inconvénients qui sont principalement des effets de contamination. L'inter-contamination due à la superposition potentielle des spectrogrammes d'objets voisins et l'auto-contamination : la résolution spectrale effective est reliée à l'étendue spatiale de l'objet résolu.

Dans cette thèse, nous avons choisi de nous concentrer sur la prise en compte de l'effet d'auto-contamination. Afin de contraindre au mieux le redshift, nous avons construit un modèle prédictif réaliste des spectrogrammes qui peut ainsi être comparé aux données des relevés actuels dans une approche *forward*. Cette approche permet également de mesurer d'autres quantités résolues pouvant dégrader la précision sur le redshift tels que la cinématique interne de la galaxie.

On note que même si nous nous sommes uniquement focalisés sur l'effet d'auto-contamination, on rappelle qu'un modèle *forward* constitue de fait une méthode idéale de décontamination. En effet, il serait alors possible de modéliser tous les ordres de dispersion pour les ajuster simultanément et les soustraire.

Dans notre étude, ce modèle s'appuie essentiellement sur deux hypothèses (cf. Chapitre 3) : l'approximation d'un disque fin, froid et axisymétrique en rotation qui reste valable pour des galaxies spirales ne présentant pas de structures complexes asymétriques. La seconde a plus une motivation technique car elle suppose la séparabilité du cube de données de la galaxie *i.e.* que le spectre intrinsèque (dans le référentiel au repos) soit le même en tout point de la galaxie.

À l'inverse des approches traditionnelles de méthode inverses qui effectuent des statistiques sur les spectrogrammes et ne tiennent généralement pas compte de l'effet d'auto-contamination, l'approche *forward* nécessite une compréhension profonde de la partie physique mais aussi instrumentale des données (cf. équation (3.23)).

Nous soulignons que ce choix de modélisation permet une grande flexibilité comme nous l'avons montré dans le Chapitre 4. Nous sommes en mesure de contraindre conjointement notre modèle

sur plusieurs régions d'émission, sur plusieurs spectrogrammes observés sous différents angles de dispersion. Il est possible d'ajuster simultanément notre modèle pour plusieurs observations de la même galaxie avec différents grisms. Comme noté ci-dessus, nous pourrions même le contraindre sur plusieurs ordres (on rappelle par exemple que le second ordre est deux fois plus dispersé). Nous pouvons également envisager d'autres extensions, par exemple en utilisant des images à haute résolution ou en $H\alpha$. Enfin, notre modèle a l'avantage de pouvoir être complexifié si besoin pour peu que les données puissent contraindre les paramètres de celui-ci.

6.1.2 Amélioration de la précision sur la mesure du redshift

La mesure précise du redshift à partir des spectrogrammes est essentielle pour les futures relevés de spectroscopie sans fente. La future mission Euclid nécessite par exemple une mesure du redshift avec une incertitude $\sigma_z/(1+z) < 1 \times 10^{-3}$ (pour la sonde des BAO).

Un des avantages de notre modèle est qu'il tient naturellement compte de l'effet d'auto-contamination et donc la résolution spectrale effective ne dépend plus de l'extension spatiale de la source même en l'absence de la modélisation de la cinématique interne de la galaxie. Des simulations à la résolution du G102 ont suggéré que l'erreur statistique sur la mesure du redshift est de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \lesssim 4 \times 10^{-4}$ à bas SNR (<10) et $\sigma_z/(1+z) \lesssim 2 \times 10^{-4}$ à SNR plus important (>20) (cf. Chapitre 3).

De plus, l'application de notre approche *forward* (même sans modéliser la cinématique) sur des sous-échantillons de galaxies résolues des sondages GLASS et 3D-HST a montré qu'en moyenne la précision *statistique* sur la mesure du redshift était de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 2 \times 10^{-4}$ (cf. Chapitre 4). On rappelle que n'avons pas accès aux détails de la calibration des relevés de HST pour estimer les erreurs systématiques liées à la calibration.

Enfin, nous avons remarqué que le fait d'inclure la cinématique dans le modèle permettait de potentiellement enlever des dégénérescences entre les paramètres spectraux et fournissait donc en moyenne une meilleure précision statistique sur le redshift. En comparaison, les méthodes actuelles de réduction de données en spectroscopie sans fente obtiennent des précisions globales (incluant les erreurs systématiques) d'un ordre de grandeur supérieur, de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 3 \times 10^{-3}$.

6.1.3 Mesure de la cinématique interne des galaxies

C'est essentiellement de potentielles applications à des études de relations d'échelles telle que la relation de Tully-Fisher (qui lie la vitesse de rotation à la distance des galaxies spirales) qui nous ont motivé à estimer la cinématique interne à partir de données de spectroscopie sans fente.

Pour ce faire, l'approche *forward* est nécessaire car des méthodes inverses ne peuvent tenir compte de tels effets sous-pixels. Nous avons simulé la courbe de rotation de la galaxie grâce à deux paramètres : le gradient central et le plateau de vitesse (cf. Chapitre 3). Le modèle a alors été appliqué à des observations de galaxies spirales de type tardif afin de tester la faisabilité de la mesure de la cinématique.

Nous parvenons à contraindre le champ de vitesse interne pour un sous-échantillon à partir des données des relevés GLASS et 3D-HST du HST. Toutefois, étant donné que les observations en spectroscopie sans fente ne sont généralement pas assez profondes, la mesure du plateau de vitesse reste assez difficile en général. Toutefois, il a été montré qu'il est possible d'étudier la relation de Tully-Fisher avec l'estimateur $v(1.3r_e)$ ($= v(2.2r_d)$ pour un disque exponentiel) (Lelli et al., 2019).

De telles mesures pourraient alors être possibles en spectroscopie sans fente. De plus, même si le gradient de vitesse reste statistiquement le paramètre cinématique le plus facile à contraindre, il est entaché de nombreuses erreurs systématiques (PA relatif, modélisation de la courbe de rotation, *beam smearing*) (cf. Chapitre 3). Globalement, la mesure de la cinématique interne est possible mais seulement pour un sous-échantillon de galaxies spirales isolées de type tardif.

6.1.4 Erreurs systématiques et limitations du modèle

En travaillant avec les données des relevés du HST, nous avons observé des erreurs systématiques dans la solution de dispersion dans la direction transverse mais aussi dans la direction longitudinale entre des spectrogrammes observés sous différentes directions de dispersion pour une même source. Puisque ces erreurs de calibration sont de l'ordre du pixel, nous avons dû en tenir compte aussi bien pour mesurer des effets sous-pixels telle que la cinématique mais aussi pour contraindre plus précisément le redshift et les autres paramètres spectraux (intensités et largeur des raies, continuum etc.).

Les observations de spectroscopie sans fente fournissent uniquement le spectrogramme et l'image de la galaxie en photométrie large-bande. Ainsi, pour ajuster la cinématique interne mais aussi le redshift, nous utilisons la distribution du continuum pour estimer la distribution du flux de la galaxie dans notre modèle *forward*. Toutefois, comme nous l'avons vu dans les Chapitres 4 et 5, la distribution du gaz $H\alpha$ peut être parfois différente du continuum, et peut présenter des sous-structures asymétriques et complexes. Les simulations de spectrogramme à partir des données de spectroscopie à champ intégral du relevé MaNGA nous ont permis de tirer quelques conclusions préliminaires quant à cette différence. En effet, l'ajustement de ces spectrogrammes simulés nous a appris que même si la distribution du $H\alpha$ pouvait s'apparenter à un disque fin axisymétrique en rotation, les paramètres cinématiques pouvaient être biaisés (d'environ 20% au maximum à la résolution de MaNGA et jusqu'à 40% pour certains cas à la résolution du G102). Des tests sur certains cas suggèrent que ces erreurs systématiques dû à l'utilisation du continuum peuvent devenir alors beaucoup plus significatives lorsque la carte du $H\alpha$ présente des morphologies centrales asymétriques. De plus, nous avons pu mettre en évidence que l'échantillonnage cinématique contrôle l'efficacité de notre modèle à contraindre précisément les paramètres cinématiques. Cependant, ce dernier reste assez limité pour les observations actuelles. Toutes ces raisons font qu'en moyenne, il est difficile de contraindre précisément la cinématique interne pour un grand nombre de galaxies dans les sondages de spectroscopie sans fente récents. Aussi, de part une résolution spectrale limitée, ces observations ne peuvent contraindre des modèles trop complexes. De plus, de tels modèles seraient difficilement contraignables et ne régleraient pas la systématique liée à l'utilisation du continuum au lieu du $H\alpha$.

Néanmoins, les simulations de MaNGA nous ont permis d'entrevoir le fait que même si des galaxies présentent une morphologie du $H\alpha$ très complexe et non axisymétrique, notre approche *forward* permet de mesurer relativement précisément le redshift. En moyenne, notre modèle utilisant le continuum même sans cinématique permet de contraindre le redshift avec une erreur systématique d'environ 7×10^{-4} (cf. Chapitre 5). Cela couplée à des erreurs statistiques de l'ordre de 2×10^{-4} (cf. Chapitre 4 et 5) fournit des erreurs totales de l'ordre de 7×10^{-4} pour la précision sur la mesure du redshift.

Enfin, nous mentionnons que tous les effets systématiques qui ont été mis en évidence avec notre approche *forward* (par exemple la distribution du $H\alpha$ vs. celle du continuum) "existent" également

avec une approche inverse (*backward*), mais sont moins faciles à mettre en évidence. Un modèle *forward* expose clairement les lacunes du modèle, qui sont moins explicites avec une approche *backward* : c'est un avantage majeur de l'approche *forward* utilisée dans cette thèse.

6.2 Perspectives

Ce Chapitre est l'occasion de proposer des applications et des évolutions possibles des travaux de cette thèse. Les différentes questions qui suivent naturellement la démarche présentée dans ce manuscrit sont tout d'abord de construire un modèle *forward* complet aussi bien pour la modélisation de la galaxie que pour la calibration (cf. section 6.2.1). Nous discuterons aussi de quelques extensions éventuelles du modèle. Dans la section 6.2.2, nous présenterons des applications de notre modèle *forward* pour la future mission spatiale Euclid. Enfin, dans la section 6.2.3, nous donnerons des perspectives quant à l'étude des relations d'échelles pour les galaxies à partir de données de spectroscopie sans fente.

6.2.1 Vers un modèle *forward* global

Nous avons souligné les légères incohérences dans la loi de dispersion des spectrogrammes des relevés GLASS et 3D-HST. Ces erreurs de calibration dans la direction de dispersion induisent ainsi une erreur systématique sur la détermination du redshift effectif de la galaxie (mais n'affecte toutefois pas la mesure de la cinématique). Comme discuté à la fin du Chapitre 2, notre approche a deux applications majeures. Premièrement, nous pouvons extraire des informations astrophysiques telle que l'estimation du cube intrinsèque d'une source en supposant connu le modèle de dispersion $D(\lambda)$ (comme nous l'avons fait dans cette thèse). À l'opposé, nous pouvons aussi obtenir des propriétés de calibration pour estimer le modèle de dispersion $D(\lambda)$ en supposant alors connue les caractéristiques physiques de la source (ce qui est le cas pour des étoiles de référence). Par conséquent, une modélisation *forward* des méthodes de calibration serait en mesure de réduire ces erreurs systématiques que nous avons observées. Cela combiné avec notre modèle décrit dans le Chapitre 3, permettrait ainsi d'obtenir des résultats optimaux avec des incertitudes systématiques sur le redshift du même ordre de grandeur que les erreurs statistiques ($\sim 2 \times 10^{-4}$). On pourrait donc s'attendre à une erreur globale sur le redshift de l'ordre de $\sigma_z/(1+z) \sim 8 \times 10^{-4}$ pour le G102 (en incluant les systématiques liées à l'utilisation du continuum).

On rappelle que le relevé GLASS a observé des spectrogrammes avec le G102 et le G141 pour deux directions de dispersion orthogonales. Il serait par exemple possible de compléter le modèle en ajustant simultanément au moins deux des quatre spectrogrammes disponibles pour une même source. Pour une gamme réduite de redshift, il serait aussi envisageable d'ajuster le modèle conjointement sur les quatre spectrogrammes dont la raie [O III] tomberait dans le domaine du G102 et la raie H α serait observée avec le G141.

De plus, une fois que les données du relevé FIGS-HST¹ seront rendues publiques, notre modèle pourrait ajuster simultanément les 5 spectrogrammes observés avec le G102 par source. Cela permettrait d'étudier l'impact du nombre d'observations à différents angles de dispersion sur la

1. Nous mentionnons que nous avons contacté les auteurs pour un accès direct aux données, mais que nous n'avons pas eu de retour.

mesure du redshift et des paramètres cinématiques; mais aussi sur les erreurs systématiques liées à ces différentes observations.

Enfin, dans cette thèse nous nous sommes particulièrement intéressé à la mesure de la cinématique interne des galaxies en spectroscopie sans fente, mais il est tout à fait possible de tenter de mesurer d'autres quantités résolues telles que des gradients de métallicité avec une approche *forward* également (e.g. Carton et al., 2017). Néanmoins, nous soulignons que la résolution cinématique et spatiale des données de spectroscopie sans fente actuelles fait qu'en général, ces dernières ne peuvent contraindre des modèles trop complexes. C'est pour cela, que nous n'avons pas simulé la cinématique interne avec un modèle trop élaboré. Toutefois, pour des futures sondages avec une meilleure résolution spectrale et des observations avec différentes directions de dispersion, il serait intéressant de tester si nous sommes en mesure d'estimer la carte du $H\alpha$ intrinsèque par exemple.

6.2.2 La mission Euclid

On rappelle que la mission Euclid aura pour but de mesurer 30M de redshifts ($0.9 < z < 1.8$ pour des sources $H\alpha$) sur un champ de $15\,000\text{ deg}^2$ (relevé WIDE) grâce à l'instrument NISP-S avec une dispersion de 13 Å px^{-1} (cf. Chapitre 2). La précision requise sur ces redshifts spectroscopiques est de $\sigma_z/(1+z) < 0.001$. L'une des deux sondes cosmologiques primaires de Euclid que sont les BAO nécessitent en effet des précisions sur le redshift d'au moins 1×10^{-3} . Ainsi, toute amélioration de la mesure du redshift est une priorité.

Impact d'un modèle *forward* sur les contraintes cosmologiques

Étant donné que la dispersion du spectrographe sans fente de Euclid est respectivement deux (resp. quatre) fois meilleure que celle du G102 (resp. G141), on peut s'attendre à une incertitude globale sur la mesure du redshift au moins de $\sigma_z/(1+z) \lesssim 5 \times 10^{-4}$ pour notre modèle *forward* (même sans considérer la mesure de la cinématique). Nous pouvons alors s'interroger sur l'impact d'une telle précision sur le redshift sur les contraintes des paramètres cosmologiques où de façon équivalente sur la figure de mérite ($\text{FoM} \sim (\Delta w_0 \times \Delta w_a)^{-1}$) pour la future mission Euclid.

Pour ce faire, nous utilisons les analyses réalisées dans Wang et al. (2010) qui prédisent l'évolution de la FoM d'un relevé de spectroscopie sans fente à flux $H\alpha$ limité couvrant $20\,000\text{ deg}^2$ *i.e.* du type Euclid. Cette étude fournit une relation empirique de l'évolution de la FoM en fonction de la précision sur le redshift $\sigma_z/(1+z)$ (valable pour des précisions entre 5×10^{-4} et 5×10^{-3}) que nous extrapolons dans la figure 6.1. Pour un relevé comme Euclid avec un taux de succès de la mesure du redshift $e = 0.5$ (Laureijs et al., 2011), nous soulignons que la mesure du redshift avec une erreur à 5×10^{-4} au lieu de 1×10^{-3} (*i.e.* deux fois plus précise) permet d'avoir une FoM d'environ 15% plus importante. En effet la mesure plus précise des redshifts impactera directement les BAO qui seront mieux contraintes et cela permettrait donc d'obtenir de meilleures contraintes sur les paramètres cosmologiques grâce à notre modèle *forward* (sans même modéliser la cinématique).

On peut également quantifier cette amélioration dans la FoM en terme de couverture. En effet, cette même étude a montré que la FoM est proportionnelle au volume (ou taille) du relevé. Par conséquent, une précision sur la mesure du redshift deux fois meilleure correspondrait effectivement à l'observation de 2200 deg^2 en plus des $15\,000\text{ deg}^2$ de Euclid.

Performances des grisms

Étant donné que la dispersion des grisms rouge et bleu du NISP-S est de 13 Å px^{-1} , la distorsion

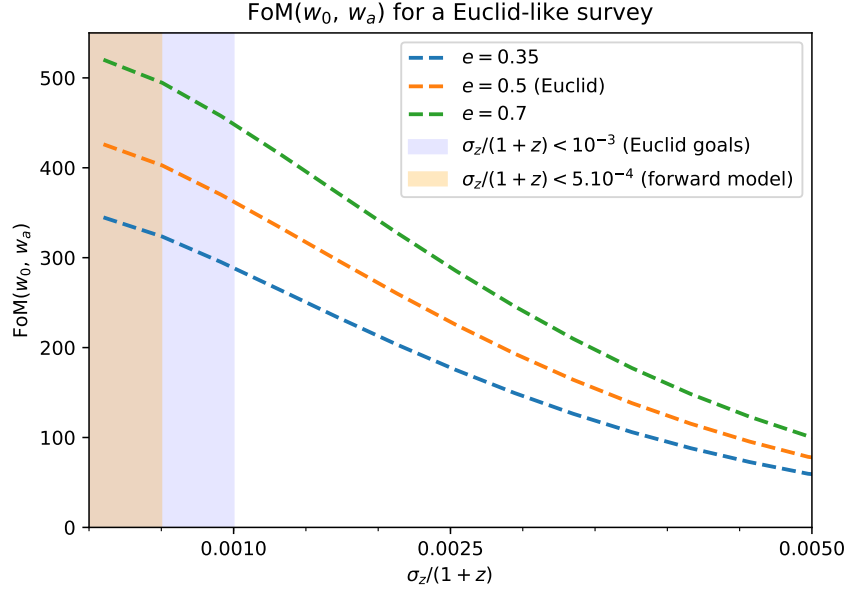


FIGURE 6.1: Prévisions de la figure de mérite (FoM) pour les paramètres cosmologiques (w_0 , w_a) pour un relevé de galaxie en spectroscopie sans fente en fonction de la précision sur la mesure du redshift (Wang et al., 2010). Ces simulations ont été faites avec un seuil de détection de la raie $H\alpha$ fixé à $4 \times 10^{-16} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, un redshift entre $0.5 < z < 2.1$, une taille de relevé de $20\,000 \text{ deg}^2$ et un taux de succès de la mesure du redshift $e = 0.35, 0.5$ (Euclid), 0.7 . La FoM inclut les priors de la mission Planck et est marginalisée sur les contraintes du paramètre de croissance des structures.

des raies d'émission au sein des spectrogrammes sera plus prononcée ($R_{kin} \sim 250 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ pour le grism rouge et $360 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ pour le grism bleu). En effet, comme le montre la figure 6.2, on note que le PA effectif dans le spectrogramme est plus important que pour les instruments du HST, avec un décalage pouvant aller jusqu'à 50° entre le PA relatif et effectif. Dans le pipeline de réduction des données spectroscopiques de Euclid, il est prévu d'intégrer les spectrogrammes suivant la direction du PA photométrique de la galaxie pour tenter de limiter l'effet d'auto-contamination. Toutefois, comme le montre cette figure, une telle approche ne va pas complètement résoudre ce problème d'auto-contamination, avec une résolution effective qui dépendra aussi de la vitesse (et donc de la masse) de la galaxie.

Dans la figure 6.3, nous présentons les erreurs systématiques sur le gradient central de vitesse w_0 liées au PA relatif. On note qu'elles sont moins importantes en comparaison avec le G102 et le G141 du HST. Elles sont au maximum de l'ordre de $\Delta w_0 \sim 20 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ (en supposant que le PA est mesuré avec une erreur d'environ 0.5°).

Nous rappelons que le NISP-S permettra de fournir quatre spectrogrammes par galaxie du relevé WIDE pour trois angles de dispersion ($0, 90$ et 180° pour la voie rouge uniquement). Il serait possible de réaliser une étude en complétude en $H\alpha$ à flux limité. En effet, l'observation sous différents angles de dispersion permettra de déterminer la position de potentielles sources pour lesquelles seul le blob $H\alpha$ de leurs spectrogrammes serait visible. Une telle approche sera alors en mesure de détecter toutes les sources pour lesquelles le continuum est trop faible et qui ne seraient donc pas visibles en photométrie avec l'imageur VIS. Nous faisons remarquer qu'une telle étude de complétude peut

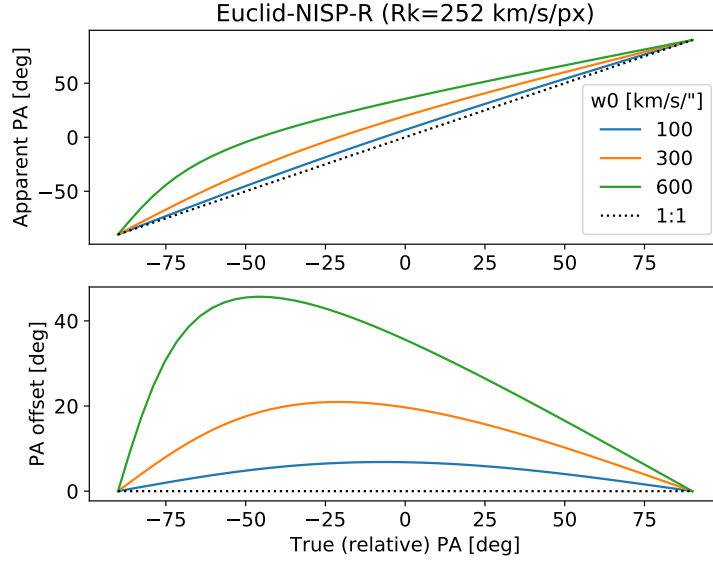


FIGURE 6.2: Similaire à la figure 3.4 pour le grism rouge de l’instrument NISP de la mission Euclid avec un échantillonnage cinématique fixé à $252 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ et des valeurs du CVG $w_0=100, 300$ et $600 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. On rappelle que la résolution spatiale du NISP est de $0.3 \text{ arcsec px}^{-1}$.

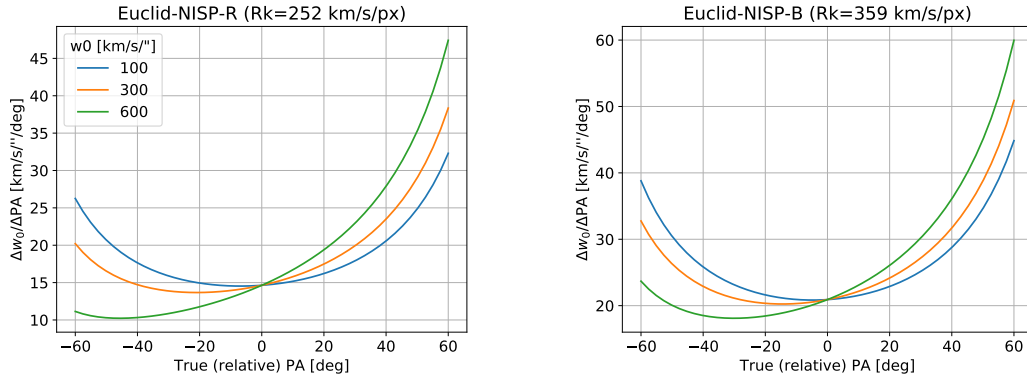


FIGURE 6.3: Similaire à la figure 3.26 respectivement pour le grism rouge (resp. bleu) de l’instrument NISP de la mission Euclid avec un échantillonnage cinématique fixé à $252 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$ (resp. $359 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) et des valeurs du CVG $w_0=100, 300$ et $600 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. On rappelle que la résolution spatiale du NISP est de $0.3 \text{ arcsec px}^{-1}$.

être faite pour des objets $\text{Ly}\alpha$ couvrant alors des redshifts plus importants.

Simulations à la résolution du NISP-S avec les données de MaNGA

Nous illustrons ici quelques simulations de spectrogrammes de galaxies de MaNGA à la résolution du grism rouge du NISP-S et projetées à $z = 1.35$ (correspondant au milieu de la bande spectrale du grism rouge pour les sources $\text{H}\alpha$). Nous présentons l’ajustement du spectrogramme simulé de la galaxie #8439-12704 (étudiée dans le Chapitre 5) pour le modèle utilisant la distribution du continuum sans et avec cinématique dans la figure 6.4. On note déjà que la distor-

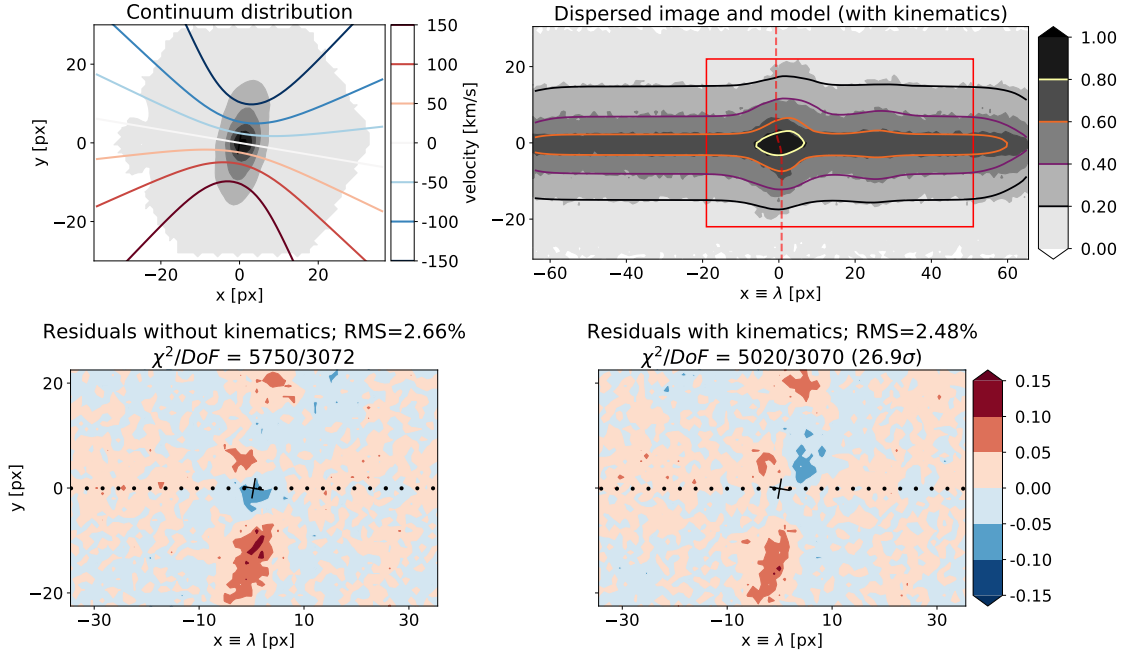


FIGURE 6.4: Similaire à la figure 5.15 pour la galaxie #8439-12704 dont le spectrogramme est simulé à la résolution du grism rouge (NISP-R) de Euclid. Étant donné que l'échantillonnage cinématique du NISP-R ($R_{kin} \sim 250 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$) est meilleur que celui des instruments du HST, le décalage induit par la cinématique est $\sim \pm 1 \text{ px}$. La baisse dans le χ^2 correspond à une détection très significative à 27σ de la cinématique interne de la galaxie.

sion du spectrogramme au niveau de la raie $\text{H}\alpha$ est visible grâce à l'échantillonnage cinématique $R_{kin} \sim 250 \text{ km s}^{-1} \text{ px}^{-1}$. La cinématique est alors détectée à un niveau élevé à 27σ . Les paramètres cinématiques sont ainsi statistiquement bien contraints : $v_0 \sin i = (181 \pm 5) \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = (43 \pm 2) \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, en comparaison avec les valeurs de MaNGA qui sont $v_0 \sin i = 189 \text{ km s}^{-1}$ et $w_0 \sin i = 50 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$. Par conséquent, le plateau de vitesse est seulement sous-estimé de 5%. Quant au gradient de vitesse, il est sous-estimé de 15%. Toutefois, nous soulignons qu'il faudrait prendre en compte l'effet du *beam smearing*.

Nous résumons les champs de vitesse ajustés avec le modèle utilisant la distribution du continuum pour cette galaxie dans la figure 6.5 ; pour les spectrogrammes simulés à différentes résolutions (NISP-R et le G102). On peut alors souligner la dégradation de la reconstruction du champ de vitesse au fur et à mesure que la résolution spectrale D devient moins bonne.

Nous ne notons toutefois pas de biais systématique trop important pour la mesure du redshift. En effet, pour cette galaxie le redshift est contraint à $z = 1.35024 \pm 0.00053$ pour le modèle sans cinématique.

Le meilleur échantillonnage cinématique du NISP-S tend à suggérer que la mesure de la cinématique interne des galaxies sera plus facile à mesurer avec notre modèle *forward*. Toutefois, nous soulignons que ces simulations préliminaires ont été faites en supposant que les galaxies à $z \sim 0.05$ et $z \sim 1.35$ étaient les mêmes ce qui n'est pas le cas. Nous savons qu'aux redshifts mesurés par le NISP-S ($0.9 < z < 1.8$), il y a moins de galaxies spirales en proportion et que ces dernières ont une taille physique deux fois plus petites (en moyenne à $z = 1.35$: $r_e \sim 0.55''$ pour les galaxies

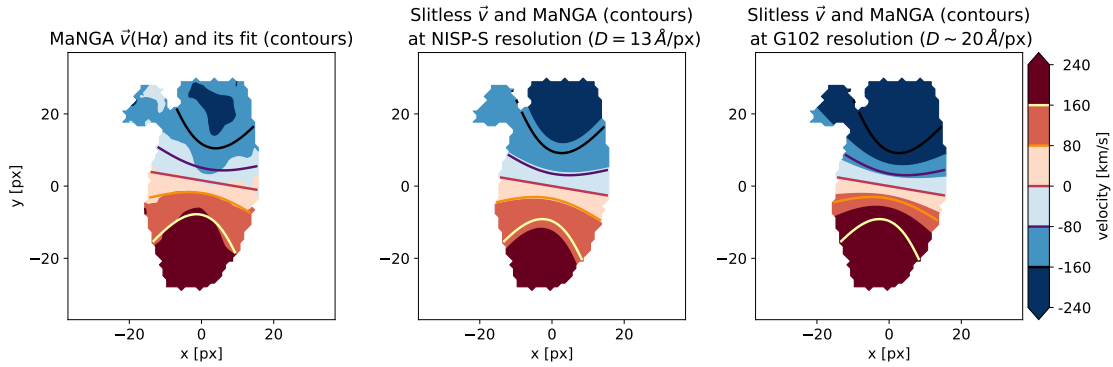


FIGURE 6.5: *Gauche* : champ de vitesse de la galaxie #8439-12704 mesuré par MaNGA. Les deux autres images montrent le champ de vitesse ajusté ($v(r) \sin i$) à partir du spectrogramme simulé à la résolution du NISP-R de Euclid (*milieu*) et à la résolution du G102 de GLASS (*droite*). Pour chaque image, les contours correspondent à l'ajustement de la cinématique sur la carte de vitesse du gaz dérivée de MaNGA.

de type tardif; [van der Wel et al. \(2014\)](#)). De plus la résolution spatiale du NISP est de $0.3'' \text{ px}^{-1}$, donc la plupart des galaxies seront étendues sur quelques pixels au maximum. Néanmoins, pour les galaxies suffisamment résolues, la distorsion du spectrogramme induite par le champ de vitesse sera significative grâce à l'échantillonnage cinématique important du NISP-S. Ainsi, notre modèle devrait être en mesure de contraindre les paramètres cinématiques pour ce sous-ensemble restreint d'objets qui reste difficile à estimer sans des simulations plus poussées. Enfin, puisque ces dernières seront étendues seulement sur quelques pixels, la différence entre le continuum et le $\text{H}\alpha$ devrait être "moins significative" en terme de résidus. Par conséquent, on peut s'attendre à des erreurs systématiques encore plus faibles pour la mesure du redshift avec le modèle sans cinématique utilisant le continuum.

6.2.3 Études des relations d'échelles en spectroscopie sans fente

Distributions des paramètres morpho-cinématiques des galaxies

Nous avons supposé que pour un sous-échantillon de galaxies spirales résolues et isolées, la mesure du maximum de la vitesse de rotation est envisageable (modulo un contrôle des biais systématiques). La question qui demeure est comment estimer quantitativement la taille et les caractéristiques de ce sous-échantillon *a priori*? Pour combien de galaxies parmi les 30M qui seront observées avec Euclid, notre modèle *forward* serait-il capable de mesurer le champ de vitesse de la galaxie?

On pourrait par exemple commencer par considérer l'ensemble des 5000 (et 10 000 en 2020) cubes de données du catalogue de MaNGA et de construire leurs spectrogrammes simulés et projetés à des redshifts $0.9 < z < 1.8$ à la résolution spectrale du NISP-R de la mission Euclid. Cela nous donnerait une estimation du nombre de galaxies pour lesquelles notre modèle est en mesure de contraindre les paramètres cinématiques v_0 et w_0 . Cette étude nous indiquerait aussi quels sont les biais sur l'estimation du champ de vitesse en fonction de l'échantillonnage cinématique, de la différence entre le $\text{H}\alpha$ et le continuum, de l'intensité de la raie $\text{H}\alpha$, du PA relatif, de l'inclinaison, de la taille de la galaxie etc.

Toutefois, comme nous l'avons mentionné, les galaxies à $z \gtrsim 1$ sont différentes en type et

en taille que celles de l'Univers Local du catalogue MaNGA. De plus, nous avons appliqué des critères de sélection assez "forts" pour obtenir nos sous-échantillons pour lesquels notre modèle est susceptible de mesurer la cinématique interne. Il serait donc intéressant de savoir quelle serait la taille équivalente de notre sous-échantillon des relevés du HST pour la future missions Euclid ? Il faudrait par exemple avoir accès à des simulations d'Univers qui tiennent compte à la fois des propriétés morphologiques, spectrales mais aussi cinématiques des galaxies.

Une perspective possible serait alors d'utiliser le catalogue simulé *Flagship*² (?) développé au sein du consortium Euclid. Ce dernier fournit des informations morphologiques, spectrales mais aussi la masse des Halos de matière noire simulés pour un total d'environ 3 milliards d'objets. De nombreuses études ont étudié la relation entre la masse du Halo et le maximum de la vitesse de rotation. Par exemple, [Katz et al. \(2019\)](#) a quantifié la corrélation entre ces deux grandeurs grâce à l'étude de 120 galaxies de type tardif de l'Univers Local :

$$\log \left(\frac{M_{DM}}{M_{\odot}} \right) = (2.439 \pm 0.196) \log \left(\frac{v_{\max}}{138 \text{ km s}^{-1}} \right) + (11.552 \pm 0.108) \quad (6.1)$$

Il serait alors envisageable dans un premier temps d'utiliser cette relation afin d'estimer le plateau de vitesse des galaxies simulées du catalogue *Flagship*. Nous aurions alors une idée de la distribution des $v_0 \sin i$ en fonction du redshift et des paramètres morphologiques et spectraux. En appliquant des critères de sélection comme pour les données des relevés de HST, nous pourrions donc avoir une estimation du nombre de galaxies pour lesquelles la courbe de rotation serait mesurable en spectroscopie sans fente.

Étude de la relation de Tully-Fisher

Nous rappelons qu'en plus du relevé WIDE de 30M de galaxies, Euclid observera dans le champ DEEP qui fournira des observations de spectroscopie sans fente beaucoup plus profondes. Celui-ci sera observé des dizaines de fois tous les mois ($3 \times \sim 40$ fois avec le grism rouge et 40 fois avec le grism bleu). Ainsi, pour chacune des ~ 1.5 M de galaxies de ce relevé, il y aura environ 4×40 spectrogrammes observés sous différentes directions de dispersion et pour les deux grisms rouge et bleu. Ces données plus profondes couplées à un échantillonnage cinématique relativement meilleur et des catalogues plus importants que ceux d'aujourd'hui seront ainsi beaucoup plus adaptés à la mesure de la cinématique avec notre modèle *forward*. Avec ce relevé, il sera sans doute possible d'étudier les relations d'échelles des galaxies spirales telle que la relation de Tully-Fisher grâce à des estimateurs du maximum de la vitesse de rotation tel que $v(1.3r_e)$ qui n'exigent pas des observations sur tout le plateau. Il serait aussi envisageable de classifier à la fois la morphologie et la cinématique des galaxies telles que les études des IFS mais avec l'avantage statistique des relevés de spectroscopie sans fente et la couverture importante en redshift associée.

Le gradient de vitesse w_0 comme estimateur de distance ?

Il est à noter que la brillance de surface μ_0 est indépendante de la distance de la galaxie. De plus, le gradient de vitesse w_0 peut s'écrire en fonction de la distance angulaire D_A :

$$w_0 [\text{km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}] = w_0 [\text{km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}] / D_A(z) \quad (6.2)$$

2. <https://cosmohub.pic.es/home>

De plus, on rappelle que de nombreuses études ont confirmé l'étroite corrélation entre le CVG w_0 et la brillance de surface μ_0 (cf. équation (1.29) et figure 1.14). Ainsi, à partir de la mesure du gradient de vitesse w_0 en $\text{km s}^{-1} \text{arcsec}^{-1}$ grâce à notre modèle *forward* et de la connaissance de la brillance de surface qui permettrait d'estimer précisément w_0 en $\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$, nous pourrions obtenir une estimation de la distance angulaire des galaxies. D'une manière similaire aux relations de Tully-Fisher et de Faber-Jackson qui utilisent des propriétés cinématiques des galaxies pour estimer des distances, la mesure du gradient interne des RCs en spectroscopie sans fente pourrait également être utilisée dans ce but.

Nous rappelons toutefois que nous avons vu que la mesure du gradient de vitesse en spectroscopie sans fente est entachée de nombreuses erreurs systématiques. Afin de réduire ces dernières, la mesure de celui-ci devra donc par exemple être obtenue à partir de l'ajustement conjoint de plusieurs spectrogrammes observés sous différentes directions de dispersion. De telles mesures à partir du relevé WIDE et surtout du relevé DEEP de la mission Euclid devraient permettre de contraindre assez précisément le CVG. On pourrait alors explorer si de tels ajustements pourraient potentiellement faire en sorte que la relation (6.2) couplée à l'équation (1.29) devienne compétitive avec d'autres indicateurs de distance.

Bibliographie

- Abazajian, K.N. et al. (2009). *The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **182(2)**, 543.
- Abraham, R.G. et al. (1996). *The Morphologies of Distant Galaxies. II. Classifications from the Hubble Space Telescope Medium Deep Survey. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **107**, 1.
- (1999). *The star formation history of the Hubble sequence : spatially resolved colour distributions of intermediate-redshift galaxies in the Hubble Deep Field. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **303(4)**, 641.
- Aguado, D.S. et al. (2019). *The Fifteenth Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys : First Release of MaNGA-derived Quantities, Data Visualization Tools, and Stellar Library. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **240(2)**, 23.
- Alam, S. et al. (2017). *The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : cosmological analysis of the DR12 galaxy sample. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **470(3)**, 2617.
- Allen, R.J. et al. (1978). *The spiral galaxy M101. III. Integral properties of several companion galaxies obtained from neutral hydrogen measurements. Astronomy and Astrophysics*, **64**, 359.
- Alpher, R.A. & Herman, R.C. (1948). *On the Relative Abundance of the Elements. Phys. Rev.*, **74**, 1737.
- Anderson, L. et al. (2012). *The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : baryon acoustic oscillations in the Data Release 9 spectroscopic galaxy sample. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **427(4)**, 3435.
- Aquino-Ortíz, E. et al. (2018). *Kinematic scaling relations of CALIFA galaxies : A dynamical mass proxy for galaxies across the Hubble sequence. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **479(2)**, 2133.
- Atek, H. et al. (2010). *The WFC3 Infrared Spectroscopic Parallel (WISP) Survey. The Astrophysical Journal*, **723(1)**, 104.
- Bacon, R. et al. (2010). *The MUSE second-generation VLT instrument. Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy III*, **7735**, 773508.
- Baldry, I.K. et al. (2012). *Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : the galaxy stellar mass function at $z < 0.06$. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **421(1)**, 621.

- Barden, M. et al. (2005). *GEMS : The Surface Brightness and Surface Mass Density Evolution of Disk Galaxies*. *The Astrophysical Journal*, **635**(2), 959.
- Barger, A.J., Cowie, L.L. & Wold, I.G.B. (2012). *A Flux-limited Sample of $z \sim 1$ Ly Emitting Galaxies in the Chandra Deep Field South*. *The Astrophysical Journal*, **749**(2), 106.
- Begeman, K.G. (1989). *HI rotation curves of spiral galaxies. I - NGC 3198*. *Astronomy and Astrophysics*, **223**, 47.
- Bender, R., Burstein, D. & Faber, S.M. (1992). *Dynamically Hot Galaxies. I. Structural Properties*. *The Astrophysical Journal*, **399**, 462.
- Bernardi, M. et al. (2010). *Galaxy luminosities, stellar masses, sizes, velocity dispersions as a function of morphological type*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **404**(4), 2087.
- Bertin, G. & Lin, C.C. (1996). *Spiral structure in galaxies a density wave theory. Spiral structure in galaxies a density wave theory*, p. ISBN0262023962.
- Betoule, M. et al. (2014). *Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples*. *Astronomy and Astrophysics*, **568**, A22.
- Beutler, F. et al. (2011). *The 6dF Galaxy Survey : baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **416**(4), 3017.
- Blake, C. et al. (2011). *The WiggleZ Dark Energy Survey : mapping the distance-redshift relation with baryon acoustic oscillations*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **418**(3), 1707.
- Blanton, M.R. & Moustakas, J. (2009). *Physical Properties and Environments of Nearby Galaxies*. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **47**(1), 159.
- Blanton, M.R. et al. (2017). *Sloan Digital Sky Survey IV : Mapping the Milky Way, Nearby Galaxies, and the Distant Universe*. *The Astronomical Journal*, **154**(1), 28.
- Bosma, A. (1981). *21-cm line studies of spiral galaxies. I. Observations of the galaxies NGC 5033, 3198, 5055, 2841, and 7331*. *The Astronomical Journal*, **86**, 1791.
- Brammer, G.B., van Dokkum, P.G. & Coppi, P. (2008). *EAZY : A Fast, Public Photometric Redshift Code*. *The Astrophysical Journal*, **686**(2), 1503.
- Brammer, G.B. et al. (2012). *3D-HST : A Wide-field Grism Spectroscopic Survey with the Hubble Space Telescope*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **200**, 13.
- Brandt, J.C. (1960). *On the Distribution Of mass in Galaxies. I. The Large-Scale Structure of Ordinary Spirals with Applications to M 31*. *The Astrophysical Journal*, **131**, 293.
- Brinchmann, J. & Ellis, R.S. (2000). *The Mass Assembly and Star Formation Characteristics of Field Galaxies of Known Morphology*. *The Astrophysical Journal*, **536**(2), L77.
- Brinchmann, J. et al. (1998). *Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. I. Morphological Properties*. *The Astrophysical Journal*, **499**(1), 112.

- (2004). *The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **351**(4), 1151.
- Broeils, A.H. (1992). *The mass distribution of the dwarf spiral NGC 1560*. *Astronomy and Astrophysics*, **256**, 19.
- Bundy, K. et al. (2015). *Overview of the SDSS-IV MaNGA Survey : Mapping nearby Galaxies at Apache Point Observatory*. *The Astrophysical Journal*, **798**, 7.
- Böhm, A. & Ziegler, B.L. (2016). *Disk galaxy scaling relations at intermediate redshifts. I. The Tully-Fisher and velocity-size relations*. *Astronomy and Astrophysics*, **592**, A64.
- Böhm, A. et al. (2004). *The Tully-Fisher relation at intermediate redshift*. *Astronomy and Astrophysics*, **420**, 97.
- Cappellari, M. et al. (2011a). *The ATLAS^{3D} project - VII. A new look at the morphology of nearby galaxies : the kinematic morphology-density relation*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **416**(3), 1680.
- (2011b). *The ATLAS3D project - I. A volume-limited sample of 260 nearby early-type galaxies : science goals and selection criteria*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **413**, 813.
- (2013). *The ATLAS^{3D} project - XV. Benchmark for early-type galaxies scaling relations from 260 dynamical models : mass-to-light ratio, dark matter, Fundamental Plane and Mass Plane*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **432**(3), 1709.
- Carton, D. et al. (2017). *Inferring gas-phase metallicity gradients of galaxies at the seeing limit : a forward modelling approach*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **468**(2), 2140.
- Casertano, S. & van Gorkom, J.H. (1991). *Declining Rotation Curves : The End of a Conspiracy?* *The Astronomical Journal*, **101**, 1231.
- Cherinka, B. et al. (2018). *Marvin : A Toolkit for Streamlined Access and Visualization of the SDSS-IV MaNGA Data Set*. *arXiv e-prints*, p. arXiv :1812.03833.
- Collaboration, D.E.S.I. (2016). *The DESI Experiment Part I : Science, Targeting, and Survey Design*. *arXiv e-prints*, p. arXiv :1611.00036.
- Collaboration, L.D.E.S. (2012). *Large Synoptic Survey Telescope : Dark Energy Science Collaboration*. *arXiv e-prints*, p. arXiv :1211.0310.
- Collaboration, T.D.E.S. (2005). *The Dark Energy Survey*. *arXiv e-prints*, p. astro-ph/0510346.
- Colless, M. et al. (2001). *The 2dF Galaxy Redshift Survey : spectra and redshifts*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **328**(4), 1039.
- Contini, T. et al. (2016). *Deep MUSE observations in the HDFs. Morpho-kinematics of distant star-forming galaxies down to $10^{8.5} M_{\odot}$* . *Astronomy and Astrophysics*, **591**, A49.
- Corradi, R.L.M. & Capaccioli, M. (1990). *Does the dark component influence the shape of the inner rotation curves of spiral galaxies?* *Astronomy and Astrophysics*, **237**, 36.

- Cortese, L. et al. (2014). *The SAMI Galaxy Survey : Toward a Unified Dynamical Scaling Relation for Galaxies of All Types*. *The Astrophysical Journal*, **795**(2), L37.
- Courteau, S. (1997). *Optical Rotation Curves and Linewidths for Tully-Fisher Applications*. *The Astronomical Journal*, **114**, 2402.
- Courteau, S. & Rix, H.W. (1999). *Maximal Disks and the Tully-Fisher Relation*. *The Astrophysical Journal*, **513**(2), 561.
- Courtois, H.M. & Tully, R.B. (2012). *Cosmic Flows surveys and CLUES simulations*. *Astronomische Nachrichten*, **333**, 436.
- Courtois, H.M. et al. (2011). *Cosmic Flows : Green Bank Telescope and Parkes HI observations*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **414**, 2005.
- Cresci, G. et al. (2009). *The SINS Survey : Modeling the Dynamics of $z \sim 2$ Galaxies and the High- z Tully-Fisher Relation*. *The Astrophysical Journal*, **697**, 115.
- Croom, S.M. et al. (2012). *The Sydney-AAO Multi-object Integral field spectrograph*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **421**, 872.
- da Cunha, E. et al. (2017). *The Taipan Galaxy Survey : Scientific Goals and Observing Strategy*. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, **34**, e047.
- Daddi, E. et al. (2005). *Passively Evolving Early-Type Galaxies at $1.4 < z < 2.5$ in the Hubble Ultra Deep Field*. *The Astrophysical Journal*, **626**(2), 680.
- Dahm, S.E. (2005). *The Young Cluster NGC 2362*. *The Astronomical Journal*, **130**(4), 1805.
- Dale, D.A. et al. (1997). *Seeking the Local Convergence Depth. I. Tully-Fisher Observations of the Clusters A168, A397, A569, A1139, A1228, and A1983*. *The Astronomical Journal*, **114**, 455.
- (1998). *Seeking the Local Convergence Depth. II. Tully-Fisher Observations of the Clusters A114, A119, A194, A2295, A2457, A2806, A3193, A3381, and A3744*. *The Astronomical Journal*, **115**(2), 418.
- (1999). *Seeking the Local Convergence Depth. IV. Tully-Fisher Observations of 35 Abell Clusters*. *The Astronomical Journal*, **118**(4), 1468.
- Davis, T.M. & Scrimgeour, M.I. (2014). *Deriving accurate peculiar velocities (even at high redshift)*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **442**(2), 1117.
- Dawson, K.S. et al. (2013). *The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III*. *The Astronomical Journal*, **145**(1), 10.
- (2016). *The SDSS-IV Extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Overview and Early Data*. *The Astronomical Journal*, **151**(2), 44.
- de Blok, W.J.G. & McGaugh, S.S. (1996). *Does Low Surface Brightness Mean Low Density?* *The Astrophysical Journal*, **469**, L89.

- de Jong, J.T.A. et al. (2013). *The Kilo-Degree Survey. Experimental Astronomy*, **35**(1-2), 25.
- de Lorenzi, F., Debattista, V.P. & Gerhard, O.E. (2006). *Dynamics of Rotating Elliptical Galaxies. Planetary Nebulae Beyond the Milky Way*, p. 311.
- de Vaucouleurs, G. & Pence, W.D. (1980). *Velocity fields in late-type galaxies from Halpha Fabry-Perot interferometry. I. Instrumentation and data reduction. The Astrophysical Journal*, **242**, 18.
- de Zeeuw, P.T. et al. (2002). *The SAURON project - II. Sample and early results. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **329**, 513.
- Desmond, H. & Wechsler, R.H. (2017). *The Faber-Jackson relation and Fundamental Plane from halo abundance matching. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **465**(1), 820.
- Djorgovski, S. & Davis, M. (1987). *Fundamental Properties of Elliptical Galaxies. The Astrophysical Journal*, **313**, 59.
- Doyon, R. et al. (2012). *The JWST Fine Guidance Sensor (FGS) and Near-Infrared Imager and Slitless Spectrograph (NIRISS). t. 8442, p. 84422R.*
- Dressler, A. et al. (1987). *Spectroscopy and Photometry of Elliptical Galaxies. I. New Distance Estimator. The Astrophysical Journal*, **313**, 42.
- Drinkwater, M.J. et al. (2010). *The WiggleZ Dark Energy Survey : survey design and first data release. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **401**(3), 1429.
- Driver, S.P. et al. (2011). *Galaxy and Mass Assembly (GAMA) : survey diagnostics and core data release. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **413**(2), 971.
- Drory, N. et al. (2015). *The MaNGA Integral Field Unit Fiber Feed System for the Sloan 2.5 m Telescope. The Astronomical Journal*, **149**(2), 77.
- Eisenstein, D.J. et al. (2001). *Spectroscopic Target Selection for the Sloan Digital Sky Survey : The Luminous Red Galaxy Sample. The Astronomical Journal*, **122**(5), 2267.
- (2005). *Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. The Astrophysical Journal*, **633**(2), 560.
- Elmegreen, D.M. et al. (2007). *Resolved Galaxies in the Hubble Ultra Deep Field : Star Formation in Disks at High Redshift. The Astrophysical Journal*, **658**(2), 763.
- Emsellem, E. et al. (2007). *The SAURON project - IX. A kinematic classification for early-type galaxies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **379**(2), 401.
- (2011). *The ATLAS^{3D} project - III. A census of the stellar angular momentum within the effective radius of early-type galaxies : unveiling the distribution of fast and slow rotators. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **414**(2), 888.
- Epinat, B. et al. (2008). *GHASP : an H kinematic survey of spiral and irregular galaxies - VI. New H data cubes for 108 galaxies. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **388**(2), 500.

- Erroz-Ferrer, S. et al. (2015). *H kinematics of S⁴G spiral galaxies - II. Data description and non-circular motions. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **451**(1), 1004.*
- (2016). *H kinematics of S4G spiral galaxies - III. Inner rotation curves. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **458**, 1199.*
- Faber, S.M. & Jackson, R.E. (1976). *Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. The Astrophysical Journal, **204**, 668.*
- Ferguson, H.C., Dickinson, M. & Williams, R. (2000). *The Hubble Deep Fields. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, **38**, 667.*
- Ferguson, H.C. et al. (2004). *The Size Evolution of High-Redshift Galaxies. The Astrophysical Journal, **600**(2), L107.*
- Franceschini, A. et al. (2006). *Cosmic evolution of the galaxy's mass and luminosity functions by morphological type from multi-wavelength data in the CDF-South. Astronomy and Astrophysics, **453**(2), 397.*
- Freeman, K.C. (1970). *On the Disks of Spiral and S0 Galaxies. The Astrophysical Journal, **160**, 811.*
- Freudling, W. et al. (2008). *The Hubble Legacy Archive NICMOS grism data. Astronomy and Astrophysics, **490**(3), 1165.*
- Friedmann, A. (1922). *Über die Krümmung des Raumes. Zeitschrift für Physik, **10**, 377.*
- Fruchter, A.S. & Hook, R.N. (2002). *Drizzle : A Method for the Linear Reconstruction of Undersampled Images. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, **114**, 144.*
- Fu, L. et al. (2008). *Very weak lensing in the CFHTLS wide : cosmology from cosmic shear in the linear regime. Astronomy and Astrophysics, **479**(1), 9.*
- Förster Schreiber, N.M. et al. (2011). *Constraints on the Assembly and Dynamics of Galaxies. I. Detailed Rest-frame Optical Morphologies on Kiloparsec Scale of $z \sim 2$ Star-forming Galaxies. The Astrophysical Journal, **731**, 65.*
- Gardner, J.P. et al. (1998). *The STIS Parallel Survey : Introduction and First Results. The Astrophysical Journal Letters, **492**, L99.*
- Garrido, O. et al. (2002). *GHASP : An H kinematic survey of spiral and irregular galaxies. I. Velocity fields and rotation curves of 23 galaxies. Astronomy and Astrophysics, **387**, 821.*
- (2005). *GHASP : an H kinematic survey of spiral and irregular galaxies - IV. 44 new velocity fields. Extension, shape and asymmetry of H rotation curves. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, **362**(1), 127.*
- Giovanelli, R. et al. (1997). *The I Band Tully-Fisher Relation for Cluster Galaxies : a Template Relation, its Scatter and Bias Corrections. The Astronomical Journal, **113**, 53.*
- Gottloeber, S., Hoffman, Y. & Yepes, G. (2010). *Constrained Local UniversE Simulations (CLUES). arXiv e-prints, **1005**, arXiv :1005.2687.*

- Graziani, R. et al. (2019). *The peculiar velocity field up to $z = 0.05$ by forward-modeling Cosmicflows-3 data*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, p. 130.
- Grogin, N.A. et al. (2011). *CANDELS : The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **197(2)**, 35.
- Grupp, F. et al. (2012). *The optical baseline concept of the NISP near infrared spectrometer and photometer on board of the ESA/EUCLID satellite*. *Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, **8442**, 84420X.
- Gunn, J.E. et al. (2006). *The 2.5 m Telescope of the Sloan Digital Sky Survey*. *The Astronomical Journal*, **131(4)**, 2332.
- Gómez, P.L. et al. (2003). *Galaxy Star Formation as a Function of Environment in the Early Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*. *The Astrophysical Journal*, **584(1)**, 210.
- Harrison, C.M. et al. (2017). *The KMOS Redshift One Spectroscopic Survey (KROSS) : rotational velocities and angular momentum of $z = 0.9$ galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **467(2)**, 1965.
- Haynes, M.P. et al. (1999). *The I-Band Tully-Fisher Relation for SC Galaxies : 21 Centimeter H I Line Data*. *The Astronomical Journal*, **117(5)**, 2039.
- Hernandez, O. et al. (2008). *GHFaS : Galaxy H Fabry-Perot System for the William Herschel Telescope*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **120(868)**, 665.
- Holmes, L. et al. (2015). *The incidence of bar-like kinematic flows in CALIFA galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **451(4)**, 4397.
- Hopkins, A.M. et al. (2013). *Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : spectroscopic analysis*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **430(3)**, 2047.
- Horne, K. (1986). *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **98**, 609.
- Howlett, C. et al. (2017). *2MTF - VI. Measuring the velocity power spectrum*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **471**, 3135.
- Huertas-Company, M. et al. (2013). *The evolution of the mass-size relation for early-type galaxies from $z = 1$ to the present : dependence on environment, mass range and detailed morphology*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **428(2)**, 1715.
- Ibata, R.A. et al. (2017). *The Canada-France Imaging Survey : First Results from the u-Band Component*. *The Astrophysical Journal*, **848(2)**, 128.
- Jackson, J.C. (1972). *A critique of Rees's theory of primordial gravitational radiation*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **156**, 1P.
- James, F. & Roos, M. (1975). *Minuit - a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations*. *Computer Physics Communications*, **10(6)**, 343.

- Jones, D.H. et al. (2004). *The 6dF Galaxy Survey : samples, observational techniques and the first data release*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **355**(3), 747.
- (2009). *The 6dF Galaxy Survey : final redshift release (DR3) and southern large-scale structures*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **399**(2), 683.
- Kaiser, N. (1987). *Clustering in real space and in redshift space*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **227**, 1.
- Kaiser, N. et al. (2002). *Pan-STARRS : A Large Synoptic Survey Telescope Array*. *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, **4836**, 154.
- Kalinova, V. et al. (2017). *Towards a new classification of galaxies : principal component analysis of CALIFA circular velocity curves*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **469**(3), 2539.
- Kalnajs, A.J. (1983). *Theory of spiral structure*. *Internal Kinematics and Dynamics of Galaxies*, **100**, 109.
- Katz, H. et al. (2019). *The tight empirical relation between dark matter halo mass and flat rotation velocity for late-type galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **483**(1), L98.
- Kauffmann, G. et al. (2003). *Stellar masses and star formation histories for $10 < \text{SFR} > 5$ galaxies from the Sloan Digital Sky Survey*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **341**(1), 33.
- (2004). *The environmental dependence of the relations between stellar mass, structure, star formation and nuclear activity in galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **353**(3), 713.
- Kent, S.M. (1987). *Dark Matter in Spiral Galaxies. II. Galaxies with HI Rotation Curves*. *The Astronomical Journal*, **93**, 816.
- Kimble, R.A. et al. (1998). *The On-Orbit Performance of the Space Telescope Imaging Spectrograph*. *The Astrophysical Journal*, **492**(2), L83.
- Kitayama, T. & Suto, Y. (1997). *Constraints on the Fluctuation Amplitude and Density Parameter from X-Ray Cluster Number Counts*. *The Astrophysical Journal*, **490**(2), 557.
- Koda, J. et al. (2014). *Are peculiar velocity surveys competitive as a cosmological probe?* *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **445**(4), 4267.
- Koekemoer, A.M. et al. (2003). *MultiDrizzle : An Integrated Pyraf Script for Registering, Cleaning and Combining Images*. *HST Calibration Workshop : Hubble after the Installation of the ACS and the NICMOS Cooling System*, p. 337.
- (2011). *CANDELS : The Cosmic Assembly Near-infrared Deep Extragalactic Legacy Survey—The Hubble Space Telescope Observations, Imaging Data Products, and Mosaics*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **197**(2), 36.
- Korsaga, M. et al. (2018). *GHASP : an H kinematical survey of spiral galaxies - XI. Distribution of luminous and dark matter in spiral and irregular nearby galaxies using WISE photometry*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **478**(1), 50.

- Kuempel, M.W. et al. (2005). *aXedrizzle - Spectral 2D Resampling using Drizzle*. *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, **347**, 138.
- Kuntschner, H. et al. (2009a). *WFC3 SMOV proposal 11552 : Calibration of the G102 grism*. *Space Telescope WFC Instrument Science Report*, p. 18.
- (2009b). *WFC3 SMOV proposal 11552 : Calibration of the G141 grism*. *Space Telescope WFC Instrument Science Report*, p. 17.
- (2010). *HST/WFC3 in-orbit grism performance*. *Space Telescopes and Instrumentation 2010 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave*, **7731**, 77313A.
- (2011). *Revised Flux Calibration of the WFC3 G102 and G141 grisms*. *Space Telescope WFC Instrument Science Report*, p. 5.
- Kümmel, M. et al. (2009). *The Slitless Spectroscopy Data Extraction Software aXe*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **121(875)**, 59.
- Lange, R. et al. (2016). *Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : M_{star} - R_e relations of $z = 0$ bulges, discs and spheroids*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **462(2)**, 1470.
- Laureijs, R. et al. (2011). *Euclid Definition Study Report*. p. arXiv :1110.3193.
- Law, D.R. et al. (2015). *OBSERVING STRATEGY FOR THE SDSS-IV/MaNGA IFU GALAXY SURVEY*. *The Astronomical Journal*, **150(1)**, 19.
- (2016). *The Data Reduction Pipeline for the SDSS-IV MaNGA IFU Galaxy Survey*. *The Astronomical Journal*, **152(4)**, 83.
- Le Fèvre, O. et al. (2003). *Commissioning and performances of the VLT-VIMOS instrument*. t. 4841, p. 1670–1681.
- Lelli, F., Fraternali, F. & Verheijen, M. (2013). *A scaling relation for disc galaxies : circular-velocity gradient versus central surface brightness*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **433**, L30.
- Lelli, F., McGaugh, S.S. & Schombert, J.M. (2016a). *The Small Scatter of the Baryonic Tully-Fisher Relation*. *The Astrophysical Journal*, **816(1)**, L14.
- (2016b). *SPARC : Mass Models for 175 Disk Galaxies with Spitzer Photometry and Accurate Rotation Curves*. *The Astronomical Journal*, **152(6)**, 157.
- Lelli, F. et al. (2019). *The baryonic Tully-Fisher relation for different velocity definitions and implications for galaxy angular momentum*. *arXiv e-prints*, **1901**, arXiv :1901.05966.
- Lemaître, G. (1933). *L'Univers en expansion*. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, **53**.
- Lilly, S. et al. (1998). *Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. II. Structural Parameters and the Evolution of disk Galaxies to $z \sim 1$* . *The Astrophysical Journal*, **500(1)**, 75.

- Liske, J. et al. (2015). *Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : end of survey report and data release 2. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **452(2)**, 2087.
- MacAlpine, G.M., Smith, S.B. & Lewis, D.W. (1977). *Curtis Schmidt - thin prism survey for extragalactic emission-line objects. University of Michigan List I. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **34**, 95.
- Mao, S., Mo, H.J. & White, S.D.M. (1998). *The evolution of galactic discs. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **297(3)**, L71.
- Marian, L. & Bernstein, G.M. (2006). *Dark energy constraints from lensing-detected galaxy clusters. Physical Review D*, **73(12)**, 123525.
- Markarian, B.E. (1967). *Galaxies with an ultraviolet continuum. Astrofizika*, **3**, 55.
- Martin, D.C. et al. (2005). *The Galaxy Evolution Explorer : A Space Ultraviolet Survey Mission. The Astrophysical Journal*, **619(1)**, L1.
- Martinsson, T.P.K. et al. (2013). *The DiskMass Survey. VII. The distribution of luminous and dark matter in spiral galaxies. Astronomy and Astrophysics*, **557**, A131.
- Massey, R. et al. (2007). *COSMOS : Three-dimensional Weak Lensing and the Growth of Structure. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **172(1)**, 239.
- Mathewson, D.S. & Ford, V.L. (1996). *Parameters of 2447 Southern Spiral Galaxies for Use in the Tully-Fisher Relation. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **107**, 97.
- Mathewson, D.S., Ford, V.L. & Buchhorn, M. (1992). *A Southern Sky Survey of the Peculiar Velocities of 1355 Spiral Galaxies. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **81**, 413.
- Mayall, N.U. (1936). *A Low-Dispersion UV Glass Spectrograph for the Crossley Reflector. Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **48(281)**, 14.
- McCarthy, P.J. et al. (1999). *Emission-Line Galaxies from the NICMOS/Hubble Space Telescope Grism Parallel Survey. The Astrophysical Journal*, **520(2)**, 548.
- Miller, S.H. et al. (2011). *The Assembly History of Disk Galaxies. I. The Tully-Fisher Relation to $z \sim 1.3$ from Deep Exposures with DEIMOS. The Astrophysical Journal*, **741(2)**, 115.
- Moffett, A.J. et al. (2016). *Galaxy and Mass Assembly (GAMA) : the stellar mass budget of galaxy spheroids and discs. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **462(4)**, 4336.
- Momcheva, I.G. et al. (2016). *The 3D-HST Survey : Hubble Space Telescope WFC3/G141 Grism Spectra, Redshifts, and Emission Line Measurements for $\sim 100,000$ Galaxies. The Astrophysical Journal Supplement Series*, **225**, 27.
- Nelson, E.J. et al. (2012). *Spatially Resolved H Maps and Sizes of 57 Strongly Star-forming Galaxies at $z \sim 1$ from 3D-HST : Evidence for Rapid Inside-out Assembly of Disk Galaxies. The Astrophysical Journal Letters*, **747**, L28.

- Noordermeer, E. et al. (2007). *The mass distribution in early-type disc galaxies : declining rotation curves and correlations with optical properties*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **376**(4), 1513.
- Palmer, H.K. (1903). *An application of the Crossley reflector of the Lick Observatory to the study of very faint spectra*. *The Astrophysical Journal*, **18**, 218.
- Palunas, P. & Williams, T.B. (2000). *Maximum Disk Mass Models for Spiral Galaxies*. *The Astronomical Journal*, **120**(6), 2884.
- Pasquali, A. et al. (2003). *APPLES : A Parallel Slitless Imaging Survey for ACS*. *Astronomy, Cosmology and Fundamental Physics*, p. 471.
- (2006). *Slitless Grism Spectroscopy with the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **118**(840), 270.
- Pelliccia, D. et al. (2017). *HR-COSMOS : Kinematics of star-forming galaxies at z 0.9*. *Astronomy and Astrophysics*, **599**, A25.
- Perlmutter, S. et al. (1999). *Measurements of and from 42 High-Redshift Supernovae*. *The Astrophysical Journal*, **517**(2), 565.
- Persic, M. & Salucci, P. (1988). *Dark and visible matter in spiral galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **234**, 131.
- (1991). *The Universal Galaxy Rotation Curve*. *The Astrophysical Journal*, **368**, 60.
- Persic, M., Salucci, P. & Stel, F. (1996). *The universal rotation curve of spiral galaxies - I. The dark matter connection*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **281**(1), 27.
- Pirzkal, N. et al. (2004). *GRAPES, Grism Spectroscopy of the Hubble Ultra Deep Field : Description and Data Reduction*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **154**(2), 501.
- (2009). *Spectrophotometrically Identified Stars in the PEARS-N and PEARS-S Fields*. *The Astrophysical Journal*, **695**(2), 1591.
- (2013). *Emission-line Galaxies from the Hubble Space Telescope Probing Evolution and Reionization Spectroscopically (PEARS) Grism Survey. II. The Complete Sample*. *The Astrophysical Journal*, **772**, 48.
- (2017). *FIGS—Faint Infrared Grism Survey : Description and Data Reduction*. *The Astrophysical Journal*, **846**(1), 84.
- (2018). *A Two-Dimensional Spectroscopic Study of Emission Line Galaxies in the Faint Infrared Grism Survey (FIGS) I : Detection Method and Catalog*. *ArXiv e-prints*, **1806**, arXiv :1806.01787.
- Pizagno, J. et al. (2007). *The Tully-Fisher Relation and its Residuals for a Broadly Selected Sample of Galaxies*. *The Astronomical Journal*, **134**(3), 945.
- Planck Collaboration et al. (2018). *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*. *arXiv e-prints*, **1807**, arXiv :1807.06209.

- Pozzetti, L. et al. (2016). *Modelling the number density of H emitters for future spectroscopic near-IR space missions*. *Astronomy and Astrophysics*, **590**, A3.
- Pérez-Martínez, J.M. et al. (2017). *Galaxy kinematics in the XMMU J2235-2557 cluster field at z 1.4*. *Astronomy and Astrophysics*, **605**, A127.
- Randriamampandry, T.H. et al. (2015). *Estimating non-circular motions in barred galaxies using numerical N -body simulations*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **454**(4), 3743.
- Ravindranath, S. et al. (2004). *The Evolution of Disk Galaxies in the GOODS-South Field : Number Densities and Size Distribution*. *The Astrophysical Journal*, **604**(1), L9.
- Reid, B. et al. (2016). *SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey Data Release 12 : galaxy target selection and large-scale structure catalogues*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **455**(2), 1553.
- Reyes, R. et al. (2011). *Calibrated Tully-Fisher relations for improved estimates of disc rotation velocities*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **417**(3), 2347.
- Riess, A.G. et al. (1998). *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. *The Astronomical Journal*, **116**(3), 1009.
- Roberts, M.S. & Haynes, M.P. (1994). *Physical Parameters along the Hubble Sequence*. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **32**, 115.
- Robertson, H.P. (1936). *Kinematics and World-Structure III*. *The Astrophysical Journal*, **83**, 257.
- Robertson, J.G. (1986). *Optical extraction of single-object spectra from observations with two-dimensional detectors*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **98**, 1220.
- Rong, Y. et al. (2018). *SDSS-IV MaNGA : a distinct mass distribution explored in slow-rotating early-type galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **477**(1), 230.
- Rubin, V.C., Ford, W.K. & Thonnard, N. (1980). *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 ($R=4\text{kpc}$) to UGC 2885 ($R=122\text{kpc}$)*. *The Astrophysical Journal*, **238**, 471.
- Rubin, V.C. et al. (1985). *Rotation velocities of 16 SA galaxies and a comparison of Sa, SB and SC rotation properties*. *The Astrophysical Journal*, **289**, 81.
- Ryan, Jr., R.E., Casertano, S. & Pirzkal, N. (2018). *LINEAR : A Novel Algorithm for Reconstructing Slitless Spectroscopy from HST/WFC3*. *ArXiv e-prints*, **1801**, arXiv :1801.03936.
- Sachs, R.K. & Wolfe, A.M. (1967). *Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background*. *The Astrophysical Journal*, **147**, 73.
- Sancisi, R. (2004). *The visible matter – dark matter coupling*. *Dark Matter in Galaxies*, **220**, 233.
- Sarazin, C.L. (1986). *X-ray emission from clusters of galaxies*. *Reviews of Modern Physics*, **58**(1), 1.
- Schmidt, K.B. et al. (2014). *Through the Looking GLASS : HST Spectroscopy of Faint Galaxies Lensed by the Frontier Fields Cluster MACSJ0717.5+3745*. *The Astrophysical Journal Letters*, **782**, L36.

- Schmidt, M., Schneider, D.P. & Gunn, J.E. (1986). *Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift. I. A Deep PFUEI Survey*. *The Astrophysical Journal*, **306**, 411.
- Schwarz, G. (1978). *Estimating the Dimension of a Model*. *Annals of Statistics*, **6**(2), 461.
- Sersic, J.L. (1968). *Atlas de Galaxias Australes*. Cordoba.
- Sirianni, M. et al. (2005). *The Photometric Performance and Calibration of the Hubble Space Telescope Advanced Camera for Surveys*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **117**(836), 1049.
- Skelton, R.E. et al. (2014). *3D-HST WFC3-selected Photometric Catalogs in the Five CANDELS/3D-HST Fields : Photometry, Photometric Redshifts, and Stellar Masses*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **214**(2), 24.
- Smee, S.A. et al. (2013). *The Multi-object, Fiber-fed Spectrographs for the Sloan Digital Sky Survey and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey*. *The Astronomical Journal*, **146**(2), 32.
- Smith, M.G. (1975). *Emission-line galaxies and quasars in the southern hemisphere. I. Description and applications of an objective-prism survey*. *The Astrophysical Journal*, **202**, 591.
- Sorce, J.G. et al. (2016). *Cosmicflows Constrained Local UniversE Simulations*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **455**, 2078.
- Spergel, D. et al. (2015). *Wide-Field InfrarRed Survey Telescope-Astrophysics Focused Telescope Assets WFIRST-AFTA 2015 Report*. *arXiv e-prints*, p. arXiv :1503.03757.
- Springob, C.M. et al. (2005). *A Digital Archive of H I 21 Centimeter Line Spectra of Optically Targeted Galaxies*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **160**(1), 149.
- Stott, J.P. et al. (2016). *The KMOS Redshift One Spectroscopic Survey (KROSS) : dynamical properties, gas and dark matter fractions of typical $z \sim 1$ star-forming galaxies*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **457**(2), 1888.
- Straughn, A.N. et al. (2008). *Emission-Line Galaxies from the Pears Hubble Ultra Deep Field : a 2d Detection Method and First Results*. *The Astronomical Journal*, **135**(4), 1624.
- Strauss, M.A. et al. (2002). *Spectroscopic Target Selection in the Sloan Digital Sky Survey : The Main Galaxy Sample*. *The Astronomical Journal*, **124**, 1810.
- Swaters, R.A. et al. (2009). *The rotation curves shapes of late-type dwarf galaxies*. *Astronomy and Astrophysics*, **493**(3), 871.
- Sánchez, S.F. et al. (2012). *CALIFA, the Calar Alto Legacy Integral Field Area survey. I. Survey presentation*. *Astronomy and Astrophysics*, **538**, A8.
- Takada, M. & Bridle, S. (2007). *Probing dark energy with cluster counts and cosmic shear power spectra : including the full covariance*. *New Journal of Physics*, **9**(12), 446.
- Tamm, A. & Tenjes, P. (2006). *Surface photometry and structure of high redshift disk galaxies in the HDF-S NICMOS field*. *Astronomy and Astrophysics*, **449**(1), 67.

- Taranu, D.S. et al. (2017). *Self-consistent Bulge/Disk/Halo Galaxy Dynamical Modeling Using Integral Field Kinematics*. *The Astrophysical Journal*, **850**(1), 70.
- Tauber, J.A. et al. (2010). *Planck pre-launch status : The Planck mission*. *Astronomy and Astrophysics*, **520**, A1.
- Thompson, R.I. et al. (1998). *Initial On-Orbit Performance of NICMOS*. *The Astrophysical Journal*, **492**(2), L95.
- Tiley, A.L. et al. (2016). *The KMOS Redshift One Spectroscopic Survey (KROSS) : the Tully-Fisher relation at $z \sim 1$* . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **460**(1), 103.
- (2019). *KROSS-SAMI : a direct IFS comparison of the Tully-Fisher relation across 8 Gyr since $z \sim 1$* . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **482**(2), 2166.
- Treu, T. et al. (2015). *The Grism Lens-Amplified Survey from Space (GLASS). I. Survey Overview and First Data Release*. *The Astrophysical Journal*, **812**(2), 114.
- Trujillo, I. & Pohlen, M. (2005). *Stellar Disk Truncations at High z : Probing Inside-Out Galaxy Formation*. *The Astrophysical Journal*, **630**(1), L17.
- Trujillo, I. et al. (2006). *Extremely compact massive galaxies at $z \sim 1.4$* . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **373**(1), L36.
- (2007). *Strong size evolution of the most massive galaxies since $z \sim 2$* . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **382**(1), 109.
- Tully, R.B. (1974). *The Kinematics and Dynamics of M51. 1. the Observations*. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **27**, 415.
- Tully, R.B. & Fisher, J.R. (1977). *A new method of determining distances to galaxies*. *Astronomy and Astrophysics*, **54**, 661.
- Tully, R.B. & Verheijen, M.A.W. (1997). *The Ursa Major Cluster of Galaxies. II. Bimodality of the Distribution of Central Surface Brightnesses*. *The Astrophysical Journal*, **484**(1), 145.
- Tully, R.B. et al. (2008). *Our Peculiar Motion Away from the Local Void*. *The Astrophysical Journal*, **676**(1), 184.
- Turner, O.J. et al. (2017). *The KMOS Deep Survey (KDS) II : The evolution of the stellar-mass Tully-Fisher relation since $z \sim 4$* . *arXiv e-prints*, p. arXiv :1711.03604.
- Valenzuela, O. et al. (2007). *Is There Evidence for Flat Cores in the Halos of Dwarf Galaxies ? The Case of NGC 3109 and NGC 6822*. *The Astrophysical Journal*, **657**(2), 773.
- van den Bergh, S. (2001). *The Evolution of Galaxy Morphology for Galaxies in the Canada-France Redshift Survey*. *The Astronomical Journal*, **122**(2), 621.
- van der Wel, A. et al. (2008). *Recent Structural Evolution of Early-Type Galaxies : Size Growth from $z \sim 1$ to $z = 0$* . *The Astrophysical Journal*, **688**(1), 48.

- (2014). *3D-HST+CANDELS : The Evolution of the Galaxy Size-Mass Distribution since $z = 3$* . *The Astrophysical Journal*, **788**(1), 28.
- van Dokkum, P.G. et al. (2008). *Confirmation of the Remarkable Compactness of Massive Quiescent Galaxies at $z \sim 2.3$: Early-Type Galaxies Did not Form in a Simple Monolithic Collapse*. *The Astrophysical Journal*, **677**(1), L5.
- (2011). *First Results from the 3D-HST Survey : The Striking Diversity of Massive Galaxies at $z > 1$* . *The Astrophysical Journal Letters*, **743**, L15.
- Varidel, M.R. et al. (2019). *The SAMI Galaxy Survey : Bayesian inference for gas disc kinematics using a hierarchical Gaussian mixture model*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **485**, 4024.
- Wake, D.A. et al. (2017). *The SDSS-IV MaNGA Sample : Design, Optimization, and Usage Considerations*. *The Astronomical Journal*, **154**(3), 86.
- Walker, A.G. (1937). *On Milne's Theory of World-Structure*. *Proceedings of the London Mathematical Society, (Series 2) volume 42*, p. 90-127, **42**, 90.
- Wang, S. et al. (2004). *Constraining the evolution of dark energy with a combination of galaxy cluster observables*. *Physical Review D*, **70**(12), 123008.
- Wang, Y. et al. (2010). *Designing a space-based galaxy redshift survey to probe dark energy*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **409**(2), 737.
- Wasilewski, A.J. (1983). *The space density and spectroscopic properties of a new sample of emission-line galaxies*. *The Astrophysical Journal*, **272**, 68.
- Weiner, B.J. et al. (2006). *A Survey of Galaxy Kinematics to $z \sim 1$ in the TKRS/GOODS-N Field. I. Rotation and Dispersion Properties*. *The Astrophysical Journal*, **653**(2), 1027.
- Westfall, K.B. et al. (2019). *The Data Analysis Pipeline for the SDSS-IV MaNGA IFU Galaxy Survey : Overview*. *arXiv e-prints*, p. arXiv :1901.00856.
- White, S.D.M., Efstathiou, G. & Frenk, C.S. (1993). *The amplitude of mass fluctuations in the universe*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **262**(4), 1023.
- Wisnioski, E. et al. (2015). *The KMOS3D Survey : Design, First Results, and the Evolution of Galaxy Kinematics from $0.7 \leq z \leq 2.7$* . *The Astrophysical Journal*, **799**, 209.
- Yan, R. et al. (2016a). *SDSS-IV MaNGA IFS Galaxy Survey—Survey Design, Execution, and Initial Data Quality*. *The Astronomical Journal*, **152**(6), 197.
- (2016b). *SDSS-IV/MaNGA : Spectrophotometric Calibration Technique*. *The Astronomical Journal*, **151**(1), 8.
- Yepes, G. et al. (2009). *The CLUES project : Constrained Local UniversE Simulations*. t. 1178, p. 64–75.
- York, D.G. et al. (2000). *The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary*. *The Astronomical Journal*, **120**, 1579.

- Zaroubi, S. et al. (1995). *Wiener Reconstruction of the Large-Scale Structure*. *The Astrophysical Journal*, **449**, 446.
- Zwicky, F. (1933). *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. *Helvetica Physica Acta*, **6**, 110.
- Übler, H. et al. (2017). *The Evolution of the Tully-Fisher Relation between $z = 2.3$ and $z = 0.9$ with KMOS-3D*. *The Astrophysical Journal*, **842(2)**, 121.