



HAL
open science

Observations cosmologiques avec un télescope grand champ spatial: Simulations pixels du spectromètre sans fente d'EUCLID

Julien Zoubian, Jean-Paul Kneib, Bruno Milliard

► **To cite this version:**

Julien Zoubian, Jean-Paul Kneib, Bruno Milliard. Observations cosmologiques avec un télescope grand champ spatial: Simulations pixels du spectromètre sans fente d'EUCLID. *Cosmologie et astrophysique extra-galactique* [astro-ph.CO]. Aix-Marseille Université, 2012. Français. NNT : . tel-00741580

HAL Id: tel-00741580

<https://theses.hal.science/tel-00741580>

Submitted on 14 Oct 2012

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.



UNIVERSITÉ DE PROVENCE
ÉCOLE DOCTORALE
PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

Présentée et soutenue par

Julien ZOUBIAN

Observations cosmologiques avec un télescope grand champ spatial

Simulations pixels du spectromètre sans fente d'EUCLID

Thèse dirigée par Jean-Paul KNEIB et Bruno MILLIARD

préparée au Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

soutenue le 21 mai 2012

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Thierry CONTINI	- CNRS (IRAP)
	Henri MCCracken	- CNAP (IAP)
<i>Directeurs :</i>	Jean-Paul KNEIB	- CNRS (LAM)
	Bruno MILLIARD	- CNRS (LAM)
<i>Président :</i>	Philippe AMRAM	- Université de Provence (LAM)
<i>Examineurs :</i>	Anne EALET	- CNRS (CPPM)
	Bianca GARILLI	- IASF - LAM
	Yannick MELLIER	- CNRS (IAP)



À Minh Weber

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Jean-Paul Kneib et Bruno Milliard qui m'ont fait confiance et qui m'ont accompagné tout au long de ces travaux. Merci également pour leur gentillesse, leur conseil, leur écoute et le temps qu'ils m'ont consacré.

Je remercie mes rapporteurs, Thierry Contini et Henri McCracken qui ont lu ce manuscrit et qui m'ont fait un retour à la fois très positif et très instructif pour la suite de mes travaux.

Merci à Eric qui m'a initié aux lentilles gravitationnelles, qui a contribué au développement du simulateur pixel et avec qui j'ai toujours beaucoup de plaisir à travailler.

Merci à Johan qui a été un excellent collègue de bureau, qui m'a initié au spectre de puissance des grandes structure, à la grimpe, et qui est toujours partant pour un mathé, une shisha ou un pastis.

Merci à Steph et Olivier, mes principaux collaborateurs sur le CMC, qui sont toujours heureux de partager leurs connaissances et leurs expériences dans une ambiance conviviale.

Je remercie également Anne Ealet qui a facilité mon introduction au sein de l'équipe simulation d'EUCLID et plus généralement au sein du consortium.

Merci à Romain pour partager sa passion de la guitare et ces flocons de neiges.

Je remercie tous les membres de l'équipe Cosmo du LAM pour toutes leurs compétences et leurs gentillesse, qui ont grandement facilité mon travail et qui m'ont permis d'apprendre très vite. C'est une équipe exceptionnelle !

Je remercie également Fred avec qui j'ai beaucoup de plaisir à discuter et qui est toujours heureux de me montrer ces manip qui me laisse rêveur.

Merci à Marie qui nous a organisé de nombreuses bringues au cours de ces quelques années. Merci au passage à Nico pour ses mojitos.

Je remercie globalement toutes les personnes du LAM qui m'ont accueilli chaleureusement dès mon premier jour et avec qui j'ai passé de très bons moments à la machine à café et dans les salles de réunions improvisées (escaliers, couloirs, parking). Merci également à Jean-Gab qui m'a autorisé à servir du champagne à mon buffet de thèse malgré les controverses actuelles au sujet de l'alcool au travail.

Merci à Seb qui est venu de Paris pour assister à ma soutenance et qui comme d'habitude a été de très bon conseil.

Merci à Marseille, pour son accueil, ses calanques, son soleil, ses cigales, sa mer, son accent, sa chaleur et son pastis. C'est vraiment un lieu idéal pour préparer une thèse.

Je remercie bien sûr ma famille, en particulier mes parents et mon frère, qui m'accompagnent et me soutiennent depuis plus d'années que quiconque. Spéciaux remerciements à Anne-Laure qui m'a énormément facilité la vie durant les derniers mois de thèse.

Merci enfin à toutes les personnes qui auront le courage de se plonger dans ce manuscrit.

Introduction

Au cours du siècle dernier, notre vision de l'Univers a énormément évolué et les observations accumulées jusqu'à aujourd'hui convergent vers le modèle cosmologique Λ CDM. Les études récentes du fond diffus cosmologique (Komatsu et al., 2011a), de la distribution des galaxies à grande échelle (Blake et al., 2011), des supernovæ de type Ia (Conley et al., 2011) et de la corrélation des déformations faibles de la forme des galaxies lointaines causées par l'effet lentille gravitationnel des grandes structures (Fu et al., 2008), indiquent que l'expansion de l'univers est accélérée. La solution la plus simple permettant d'expliquer cette accélération est une constante cosmologique. Interprétée comme un fluide homogène, non affectée par la distribution de la matière, la densité d'énergie causant l'accélération de l'expansion représente $\sim 70\%$ de la densité d'énergie totale de l'Univers. D'autres interprétations de l'accélération sont possibles, notamment un modèle de quintessence ou une énergie sombre ou encore une théorie alternative de la gravité qui divergerait de la relativité générale aux échelles cosmologiques mais les données actuelles ne permettent pas une analyse suffisamment fine pour différencier ces modèles. Une autre énigme de la cosmologie est la composante sombre de la matière qui représente $\sim 25\%$ de la densité d'énergie de l'Univers. Dans le modèle Λ CDM, cette matière sombre est supposée être dominée par une (au moins) particule hypothétique non-relativiste et non-baryonique qui n'a pas encore été directement détectée dans des expériences de laboratoire.

Nos connaissances restent assez partielles et ne permettent pas de comprendre de manière globale les processus de formation et d'évolution des galaxies ainsi que l'évolution de l'Univers et en particulier son expansion accélérée. L'évolution des technologies permet aujourd'hui de préparer des sondages cosmologiques répertoriant plusieurs milliards de galaxies sur une grande partie du ciel observable et de sonder un volume plus large et plus profond de l'univers. Ces sondages demandent cependant des outils performants et d'importants moyens pour les mettre en œuvre. Ils représentent les défis scientifiques et technologiques auxquels la communauté de l'astrophysique est confrontée de nos jours. Pour que ces sondages cosmologiques soient un succès scientifique et technologique, il est nécessaire de mener des études approfondies de sorte que les observables de l'astrophysique puissent être mesurées avec la précision nécessaire aux avancées scientifiques. Le manuscrit de thèse que je présente a été réalisé dans ce cadre et développé principalement au sein de la collaboration européenne EUCLID. La mission spatiale EUCLID a pour but la mesure des paramètres d'énergie noire et au delà, la compréhension de l'évolution de l'Univers. Le but de cette thèse est la mise en place d'une méthode de simulation pixel qui permet de prédire les performances de la mission et à termes d'optimiser le design du télescope et la stratégie d'observation.

Ce manuscrit s'articule en quatre parties. La première partie est une introduction à la cosmologie moderne et plus particulièrement aux sondes cosmologiques. La deuxième partie détaille le développement de simulations d'observables réalistes qui se basent sur nos connaissances les plus récentes de l'Univers : le sondage COSMOS. Le catalogue construit à partir du relevé photométrique COSMOS conserve la distribution 3D et les propriétés intrinsèques des galaxies. Dans la troisième partie

j'explique la mise en place d'un simulateur pixel qui permet de produire des observations similaires aux observations réelles. J'ai validé la fiabilité du processus en simulant un relevé existant et en comparant directement les résultats de la simulation aux observations. Dans la dernière partie, j'utilise ce simulateur pour estimer les performances du spectromètre sans fente d'EUCLID dans le but de budgétiser les tolérances d'une part sur la distribution d'énergie dans la PSF et d'autre part sur la qualité des détecteurs.

Table des matières

Introduction	1
I La cosmologie observationnelle	7
1 La cosmologie	15
1.1 Les équations de Friedmann	16
1.2 Les Distances	18
1.3 Distance et paramètres cosmologiques	19
2 Les sondes cosmologiques	23
2.1 Les céphéides	25
2.2 Le fond diffus cosmologique	26
2.3 Les supernovae type Ia	28
2.4 Les lentilles gravitationnelles	29
2.5 Le spectre de puissance des grandes structures	30
3 Les futurs grands relevés de galaxies	33
3.1 Introduction aux moyens d'observations	35
3.2 Introduction aux Galaxies	40
3.3 La mission spatiale EUCLID	46
II Simulation des observables	55
4 Le CMC version 1.0	61
4.1 Le catalogue de redshift photométrique	62
4.2 Le catalogue simulé	65
4.3 Les raies d'émission dans le CMC1.0	66
5 Calibration des raies d'émission	73
5.1 Modélisation des raies	74
5.2 [OII] et Ha	77
5.3 Les autres raies d'émission	84
5.4 Résumé des calibrations	87
6 Le CMC version 2.0	93
6.1 Construction des spectres	94
6.2 Calcul de la photométrie	95
6.3 Utilisations du CMC	98
6.4 Perspectives	104

III	Simulation des observations	107
7	Simulation des images	113
7.1	Modifications préliminaire des codes existants	116
7.2	Simulation du ciel	120
7.3	Simulation de l'optique	122
7.4	Simulation du détecteur	124
7.5	Résumé et perspectives	127
8	Validation des simulations	133
8.1	Le relevé WISP	134
8.2	Simulation	140
8.3	Extraction des spectres	145
8.4	Analyse et résultats	148
8.5	Résumé et perspectives	161
IV	Études des performances du spectromètre d'EUCLID	163
9	Études de performances en fonction de la PSF	169
9.1	Modélisation de l'instrument	170
9.2	Simulations des images	173
9.3	Extraction et réduction	176
9.4	Résultats	182
9.5	Résumé et perspectives	186
10	Études de performances en fonction des détecteurs	187
10.1	Simulations	188
10.2	Résultats avec des pixels identiques	189
10.3	Résultats avec des pixels réalistes	192
10.4	Résumé et perspectives	197
	Conclusion	199
	Bibliographie	205

Première partie

La cosmologie observationnelle

La cosmologie est l'étude de l'Univers comme un système et des lois qui gouvernent ce système dans sa globalité.

Cette notion date de l'antiquité. À cette époque la description du contenu de l'Univers était fortement limité par les moyens observationnels et les connaissances en mathématiques. Au IV^e siècle av. J.C., la cosmologie d'Aristote séparait l'univers en deux parties : le monde sublunaire, composé de la terre (au centre de l'univers), la lune (tournant autour de la terre) et des quatre éléments ; et le cosmos qui contient les corps célestes régis par des lois différentes. La cause des mouvements des astres était supposée divine dans ce modèle. Malgré ces hypothèses qui pourraient faire sourire aujourd'hui, ce modèle cosmologique a permis de mesurer les principales distances du système solaire avec une analyse purement géométrique. Aristote remarqua que l'ombre de la Terre sur la Lune lors des éclipses était circulaire, il en déduit que la Terre était sphérique. Plus tard, au III^e siècle av. J.C., Ératosthène mesura la circonférence de la Terre à environ 252 000 stades, ce qui donnerait une circonférence de 46 620 km avec les stades « classique » de l'époque. Les mesures actuelles donnent 40 075.02 km. Au III^e siècle av. J.C., Aristarque de Samos mesura la distance Terre - Lune à 80 rayons terrestres pour 60.2 en réalité. Au II^e siècle av. J.C., Hipparque estima la distance Terre - Soleil à 2490 rayons terrestres, ce qui est un ordre de grandeur en dessous des mesures actuelles. Quelque soit la précision de ces mesures, elles permettaient déjà à l'époque de réaliser que la taille du système solaire était gigantesque par rapport à celle de la Terre.

L'idée d'un système héliocentrique fut émise pour la première fois par Aristarque de Samos, mais peu reprise jusqu'à Copernic au XV^e siècle. Ce dernier créa un modèle mathématique expliquant le déplacement des astres dans le ciel. Dans ce modèle, la Terre ainsi que toutes les autres planètes tournent autour du Soleil, la Lune tourne autour de la Terre et la Terre tourne sur elle-même. Au XVI^e siècle, l'invention de la lunette permit d'améliorer nettement la précision de mesure du mouvement des astres et de découvrir de nouveaux objets tels que des étoiles et les lunes de Jupiter. Kepler affine le modèle Copernicien avec ses fameuses lois en supposant des orbites elliptiques. Malgré une description très précise des trajectoires et la modélisation de l'inertie par Galilée, il fallut attendre le XVII^e siècle et la théorie de la gravitation de Newton pour comprendre la cause du mouvement des astres : la gravité. À ce stade de l'histoire, l'univers reste restreint au système solaire. Au XVIII^e siècle, Thomas Wright exposa l'idée que le Soleil ne soit qu'une étoile parmi d'autres au sein d'une galaxie, mais les premiers modèles cosmologiques d'échelle galactique n'émergèrent qu'au XIX^e siècle.

Au XX^e siècle, l'échelle de l'univers augmente encore d'un cran avec la découverte en 1924 de l'existence de galaxies autres que la nôtre par Hubble. Einstein proposa le premier modèle cosmologique moderne en se basant sur sa théorie de la relativité générale. Son univers est homogène, fini et statique. Mais cette solution n'est pas la seule compatible avec la relativité générale. Friedmann et Lemaître proposèrent indépendamment un univers en expansion à partir d'une singularité initiale. Cette propriété dynamique de l'univers fut mise en évidence par Hubble en comparant la distance lumineuse et le décalage vers le rouge des céphéïdes. En 1935, Robertson

et Walker montrent qu'un univers homogène, isotrope, en expansion ou contraction est une solution exacte aux équations de la relativité générale. En 1948, Gamow prédit l'existence du fond diffus cosmologique comme conséquence des radiations primordiales dans un univers en expansion. Hoyle inventa le terme Big Bang pour dénigrer les théories d'univers en expansion. En 1964, Penzias et Wilson observèrent le fond diffus cosmologique et Robert Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll et D. T. Wilkinson l'interprètent comme la signature du Big Bang. Plus tard les résultats de la mission COBE et de l'expérience BOOMERanG confirmeront cette découverte.

Les deux problèmes majeurs ont émergé avec la cosmologie moderne : la présence d'une matière invisible, autour et entre les galaxies, et l'accélération de l'expansion de l'univers. Fritz Zwicky, en 1933, fut le premier à comparer la masse dynamique (estimation de la masse avec le théorème du viriel) et la masse lumineuse (estimation de la masse avec une relation masse - luminosité) d'un système lié de galaxies : l'amas de Coma. Il observa que la masse lumineuse était 160 fois plus petite que la masse dynamique. En d'autres termes, la masse de la matière lumineuse n'est pas suffisante pour expliquer l'équilibre de l'amas. Cet écart peut être interprété de deux façons, soit comme la présence d'une matière pesante n'émettant pas de lumière appelée matière noire, soit comme une modification du champ de gravitation. Les deux interprétations ne peuvent pas être départagées par les observations actuelles.

L'accélération de l'expansion de l'univers fût observé pour la première fois en 1998, par les équipes « High-z Supernova Search Team » (Riess et al., 1998) et « Supernova program » (Perlmutter et al., 1999), en étudiant la luminosité apparente des supernovæ de type Ia en fonction de leur distance. Cette accélération conduit à supposer l'existence d'une énergie de nature répulsive, l'énergie noire. Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt et Adam G. Riess ont reçu le prix Nobel 2011 pour cette découverte. La solution la plus simple pour interpréter l'accélération de l'expansion est d'introduire un fluide avec des propriétés particulières, notamment une pression négative, qui se comporterait comme une constante cosmologique. L'accélération de l'expansion pourrait également être expliqué par une modification de la gravité à grande échelle ou une violation du principe cosmologique.

Le modèle Λ CDM est le modèle le plus simple qui reproduit les observables que nous avons aujourd'hui. Il est basé sur la relativité générale et le principe cosmologique. Il suppose une expansion adiabatique, une énergie noire type constante cosmologique et une matière noire massive et lente dite froide. Les dernières mesures suggèrent un bilan énergétique de l'univers très sombre. Il serait constitué d'environ 4% de matière baryonique, 22% de matière noire et de 74% d'énergie noire comme l'illustre la Figure 1.

Le but de cette partie est d'introduire le contexte du travail réalisé dans cette thèse. Après un bref rappel de l'environnement théorique et du modèle standard, je décrirai les tests cosmologiques qui lient les observables au modèle. Ensuite je rappellerai les principaux moyens observationnels et les propriétés statistiques des galaxies pour conclure sur les futurs grands relevés dédiés à la cosmologies et en particulier la mission spatiale EUCLID.

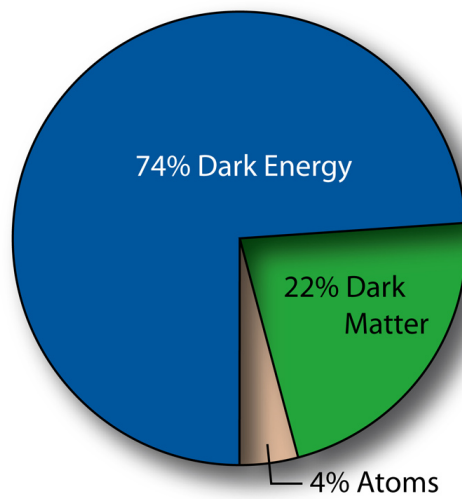


FIGURE 1 : *Estimation de la distribution masse - énergie dans l'univers : 4% de matière baryonique, 22% de matière noire et de 74% d'énergie noire.*
Source : <http://map.gsfc.nasa.gov/>

Table des matières

1	La cosmologie	15
1.1	Les équations de Friedmann	16
1.2	Les Distances	18
1.3	Distance et paramètres cosmologiques	19
2	Les sondes cosmologiques	23
2.1	Les céphéides	25
2.2	Le fond diffus cosmologique	26
2.3	Les supernovae type Ia	28
2.4	Les lentilles gravitationnelles	29
2.5	Le spectre de puissance des grandes structures	30
3	Les futurs grands relevés de galaxies	33
3.1	Introduction aux moyens d'observations	35
3.1.1	Le télescope	36
3.1.2	Les mesures	39
3.2	Introduction aux Galaxies	40
3.2.1	Classification	42
3.2.2	Fonction de luminosité	43
3.2.3	Relations d'échelle	44
3.2.4	Le taux de formation d'étoile	45
3.3	La mission spatiale EUCLID	46
3.3.1	La mission	46
3.3.2	Simulations « end to end »	51

CHAPITRE 1

La cosmologie

Io stimo più il trovar un vero, benché di cosa leggera, che 'l disputar lungamente delle massime questioni senza conseguir verità nessuna.

Galileo Galilei

J'estime plus important de découvrir une vérité, aussi petite soit cette découverte, que de discuter longuement de grandes questions sans atteindre aucune vérité.

1.1 Les équations de Friedmann

En 1905, Einstein formalisa la relativité Galiléenne et en postulant la vitesse de la lumière dans le vide comme une limite commune à tous les référentiels inertiels, il élaborait la théorie de la relativité restreinte (Einstein, 1905b,a). En généralisant le principe d'équivalence aux référentiels localement accélérés par le seul champ de gravitation, Einstein apporta une véritable révolution dans la notion de l'espace et du temps et proposa une théorie géométrique de la gravitation, la relativité générale (Einstein, 1916), où la géométrie locale de l'espace-temps s'adapte au champ gravitationnel. Autrement dit la courbure de l'espace-temps dépend de la densité de matière/énergie. Hilbert proposa un lagrangien pour décrire les lois qui régissent l'espace-temps. Ce lagrangien se réduit à la courbure scalaire reliée aux dérivées du tenseur de courbure de l'espace-temps. En appliquant le principe de moindre action à l'action qui en découle, il obtient les équations de la relativité générale qui régissent tous système interagissant gravitationnellement :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.1)$$

où $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci, R est le scalaire de Ricci représentant la courbure scalaire, $g_{\mu\nu}$ la métrique de l'espace-temps, Λ une constante appelée "constante cosmologique", G la constante de gravitation et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie-impulsion. Les équations de la relativité générale n'admettent en général pas de solution analytique. En cherchant des solutions décrivant l'univers dans son ensemble, Einstein formula implicitement le principe cosmologique mais il fut clairement énoncé par Edward Milne qu'au début des années 30 :

« Pour tout observateur comobile l'Univers est spatialement homogène et isotrope. »

Le principe cosmologique est consistant avec les observations actuelles, notamment avec l'isotropie quasi parfaite du fond diffus cosmologique. Il est valide aux échelles plus grandes que l'échelle typique des interactions gravitationnelles, Il est supposé valide aux échelles des grandes structures. La métrique de Robertson-Walker est une solution des équations d'Einstein satisfaisant le principe cosmologique :

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

où t est le temps propre et (r, θ, ϕ) sont les coordonnées polaires de la partie spatiale de la métrique. Le facteur d'échelle $R(t)$ est la taille relative de l'univers à un instant t par rapport à un autre instant. $R(t)$ est défini égal à 1 aujourd'hui. Le paramètre k détermine la géométrie spatiale de l'univers (plat si $k = 0$, sphérique fermé si $k = 1$ ou hyperbolique ouvert si $k = -1$). À partir du facteur d'échelle, on définit le taux d'expansion de l'Univers $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$. Le taux d'expansion aujourd'hui, c'est à dire la constante de Hubble, est $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al., 2001). Selon les dernières observations de 2008 du Fond Diffus Cosmologique (CMB) par la mission Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (Komatsu et al., 2011b), l'Univers serait plat, $-0.0133 < k < 0.0084$.

En injectant la métrique de Roberson-Walker dans les équations d'Einstein, on aboutit aux équations de Friedmann-Lemaître décrivant l'évolution globale de l'univers.

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{c^2}{3}\Lambda - \frac{c^2}{R^2}k, \quad (1.3)$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{c^2}{3}\Lambda, \quad (1.4)$$

La première équation relie le taux d'expansion $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$, la courbure spatiale k et le facteur d'échelle $R(t)$ à la densité d'énergie ρ . La deuxième équation exprime la dérivée seconde du facteur d'échelle et par conséquent l'évolution temporelle du taux d'expansion. Pour que l'expansion s'accélère, il faut que Λ soit positif et suffisamment grand, afin de s'opposer à l'attraction gravitationnelle.

La première équation de Friedmann est souvent exprimé sous une forme plus concise :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$$

$$\text{avec } \begin{cases} \Omega_m &= \frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_0 \\ \Omega_\Lambda &= \frac{c^2}{3H_0^2}\Lambda \\ \Omega_k &= -\frac{c^2}{H_0^2 R_0^2}k \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 2.775 \cdot 10^{11} h^2 \Omega_m M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \\ \Lambda &= 3.338 \cdot 10^{-7} h^2 \Omega_\Lambda \text{ Mpc}^{-2} \\ \rho_{crit} &= \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,87837 \cdot 10^{-29} h^2 g \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Ω_m , Ω_Λ et Ω_k sont appelés les paramètres de densité. Ces paramètres permettent de caractériser le contenu et l'évolution de l'Univers au cours du temps. On définit également la densité critique de l'univers, ρ_{crit} à laquelle l'univers est spatialement plat. On paramétrise souvent l'équation d'état de l'énergie noire qui relie sa densité ρ_X à sa pression $P_X = w_X \rho_X$ (Peebles et Ratra, 2003). Pour $w_X = -1$, la densité d'énergie noire est constante avec le temps. Si $w_X > -1$, la densité d'énergie noire et la densité de matière diminuent avec l'expansion de l'Univers. Si $w_X < -1$, alors la densité d'énergie noire augmente avec l'expansion de l'Univers. Dans le cadre du modèle Λ CDM, Ω_m se décompose en trois composantes : la composante de matière baryonique Ω_b , la composante de neutrino non relativiste Ω_ν et la composante de matière noire froide (non relativiste) Ω_c . Avant de discuter de la façon de mesurer ces paramètres il est nécessaire de rappeler les notions de distances utilisées en cosmologie.

1.2 Les Distances

En cosmologie il existe plusieurs définitions de distances correspondant à différents points de vue observationnels.

Le redshift

L'univers étant en expansion, toutes les galaxies lointaines s'éloignent les unes des autres, nous compris. Par conséquent la distribution d'énergie spectrale est étirée et décalée vers le rouge. Cet effet s'appelle « redshift ». Le redshift se note généralement z et il est défini tel que :

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_1}{\lambda_0} = \frac{R(t_1)}{R(t_0)} \quad (1.5)$$

λ_1 est la longueur d'onde observée et λ_0 est la longueur d'onde émise. Le redshift est facilement mesurable avec les raies spectrales des atomes dont les longueurs d'onde d'émission ou d'absorption ont été mesurées au repos en laboratoire. Comme le montre la deuxième partie de cette équation, le redshift est aussi égal au rapport des facteurs d'échelle aux époques d'émission t_1 et d'observation t_0 .

La distance comobile

La distance comobile est la distance séparant deux objets en faisant abstraction de l'expansion de l'univers, c'est-à-dire en utilisant une unité de longueur qui suit l'expansion de l'univers. Les photons se déplacent le long d'une géodésique et suivent donc la courbure de l'espace temps. Les déplacements transversaux à la géodésique étant nuls, la distance comobile χ s'exprime en fonction de la seule coordonnée comobile r tel que :

$$r = \begin{cases} \sin \chi & (k = 1) \\ \chi & (k = 0) \\ \sinh \chi & (k = -1) \end{cases} \quad (1.6)$$

Pour un trajet de la lumière entre les instants t_1 et t_0 ($ds = 0$), l'équation (1.2) devient :

$$\chi = \int_{t_1}^{t_0} \frac{c}{R(t)} dt \quad (1.7)$$

Cette quantité est la distance comobile à la galaxie lointaine aujourd'hui. La distance comobile converge vers une valeur limite à grand redshift appelée horizon, c'est à dire la limite de l'univers observable. Dans un univers plat, χ est aussi la distance euclidienne.

La distance lumineuse

Dans un univers en expansion, la luminosité des galaxies lointaines est beaucoup plus faible que dans un univers figé car la lumière se propage dans un volume croissant et le temps se dilate. La distance lumineuse, D_L , mesure le rapport entre le

flux observé f et la luminosité réelle de la galaxie L .

$$f = \frac{L}{4\pi D_L^2} \quad (1.8)$$

La distance lumineuse est liée à la distance comobile par le théorème de réciprocité, $D_L = (1+z)\chi$. La distance lumineuse est utilisée notamment pour mesurer les distances des chandelles standard telles que les supernovæ.

La distance angulaire

Les galaxies les plus lointaines apparaissent également plus petites. La distance angulaire mesure la distance à laquelle nous sommes d'une galaxie par rapport à sa taille sur le ciel. Dans l'approximation des petits angles, la distance angulaire D_A est le rapport de la taille actuelle d'une galaxie d en unité de longueur avec sa taille angulaire sur le ciel θ en radians :

$$D_A = \frac{d}{\theta} \quad (1.9)$$

Les galaxies les plus petites ont une distance angulaire généralement plus grande. Cependant, dans le cas du modèle Λ CDM, à partir de redshift 1.5, l'univers devient significativement plus petit et la taille angulaire d'une galaxie sur le ciel augmente en proportion. La distance angulaire est liée à la distance comobile par le théorème de réciprocité, $D_A = \chi/(1+z)$. Ces trois mesures de distances convergent à bas redshift vers la loi de Hubble.

$$D = \frac{c}{H_0} z \quad (1.10)$$

La Figure 1.1 compare les distances comobiles, angulaires et lumineuses en fonction du redshift dans le cas d'un univers de matière, $\Omega_m = 1.0$ et dans le cas d'un univers avec une constante cosmologique $\Omega_\Lambda = 0.73$ et $\Omega_m = 0.27$. À bas redshift, les trois mesures de distance convergent quelque soit la cosmologie. À plus grand redshift, la distance d'un objet à un redshift z est plus grande dans un univers avec une constante cosmologique. L'intervalle de redshift $[1, 2]$ est très intéressant pour contraindre Ω_Λ car la pente des relations entre distance et redshift change. Le graphique du volume comobile en fonction du redshift pour les deux cosmologies, à droite dans la figure, montre que en dessous de $z = 1$, la différence est faible entre le volume comobile d'un univers dominé par une constante cosmologique avec de la matière et le volume comobile d'un univers qui contient seulement de la matière. Les différences entre les deux cosmologies sont donc difficilement mesurable. À grand redshift, les courbes sont bien séparées mais quasiment parallèles, une systématique quelconque peut donc induire en erreur. Entre $z = 1$ et $z = 2$, les courbes n'ont pas la même pente et sont quand même nettement séparées.

1.3 Distance et paramètres cosmologiques

À partir des équations de Friedman, les distances peuvent être définies en fonction des paramètres cosmologiques Ω_m , Ω_Λ , Ω_k , H_0 et du redshift z .

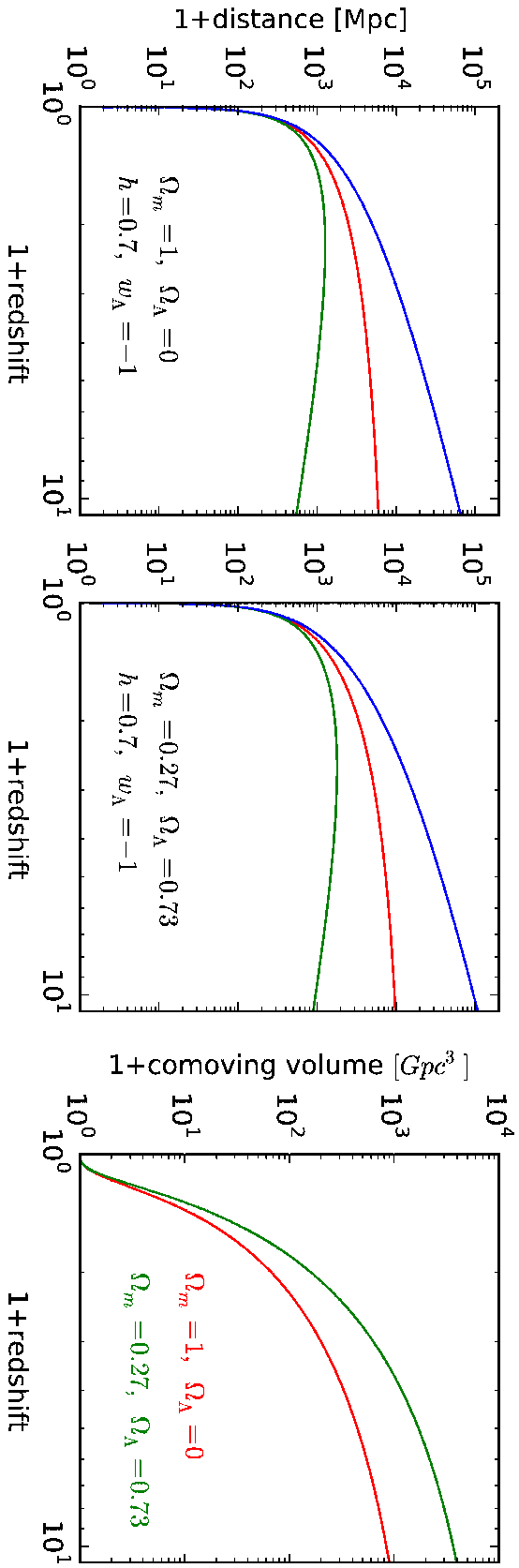


FIGURE 1.1 : Les distances en cosmologie en fonction du redshift, en rouge la distance comobile, en vert la distance angulaire, en bleu la distance lumineuse. La cosmologie utilisée à gauche est $H_0 = h \cdot 100 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, $\Omega_A = 0.0$, $\Omega_m = 1.0$, $\Omega_k = 0.0$ et $w_X = -1$, et au milieu $H_0 = h \cdot 100 = 70 \text{ km/s/Mpc}$, $\Omega_A = 0.73$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_k = 0.0$ et $w_X = -1$. La figure de droite compare les volumes comobiles dans les deux cosmologies. Figure réalisé avec le module python pyCosmo, Johan Comparat.

$$\text{Distance comobile} \quad \chi(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{du}{E(u)}$$

$$\text{Distance lumineuse} \quad D_L(z) = (1+z)\chi(z)$$

$$\text{Distance angulaire} \quad D_A(z) = \chi(z)/(1+z)$$

$$E(z) = \sqrt{\Omega_\Lambda X(z) + (1 - \Omega_0)(1+z)^2 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_r(1+z)^4}$$

$$X(z) = \exp \left[3 \int_0^z \frac{1+w_X}{1+u} du \right] \Big|_{w_X = \text{const.}} = (1+z)^{3(1+w_X)}$$

$H(z) = H_0 E(z)$ dépend du paramètre d'état de l'énergie noire w_X . La simplification de la dernière équation est valide seulement dans le cas où w_X ne dépend pas du redshift. La valeur de w_X détermine l'évolution de la densité d'énergie noire avec le facteur d'échelle :

$$\rho_X = \rho_{X0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3(w_X+1)}. \quad (1.11)$$

Les dernières mesures du fond diffus cosmologique par la mission WMAP de la NASA trouvent $w_X = -1.06^{+0.41}_{-0.42}$, c'est à dire une énergie noire qui aurait des propriétés très proches d'une constante cosmologique. Aujourd'hui w_X est généralement paramétrisé en fonction du redshift pour estimer l'évolution de l'énergie noire. (Peebles et Ratra, 2003). Depuis sa mise en évidence, l'énergie noire est devenue le centre de toutes les attentions, et a inspiré un grand nombre de projets observationnels, dont les potentiels respectifs sont évalués dans les rapports *ESA-ESO Working Group on Fundamental Cosmology* (Peacock et al., 2006) en Europe et *Dark Energy Task Force* (Albrecht et al., 2006) aux États Unis.

Dans le Figure 1.2, nous avons comparé l'évolution des paramètres cosmologiques en fonction du redshift pour différentes valeurs de w_X . Dans chacun des cas, l'évolution de l'abondance de la composante de matière est la même. L'abondance en énergie noire à un redshift donné dépend de l'équation d'état définie par w_X et donc change d'une cosmologie à l'autre. Ces variations sont compensées par la composante de courbure. Comme dans le cas des distances, on voit très bien que les différences entre les différentes cosmologies sont faibles à bas et haut redshift. Tous se passe entre redshift 1 et 2. C'est la raison pour laquelle les futurs projets dédiés à la cosmologie tel que EUCLID ou BigBOSS concentrent leurs efforts à ces redshift.

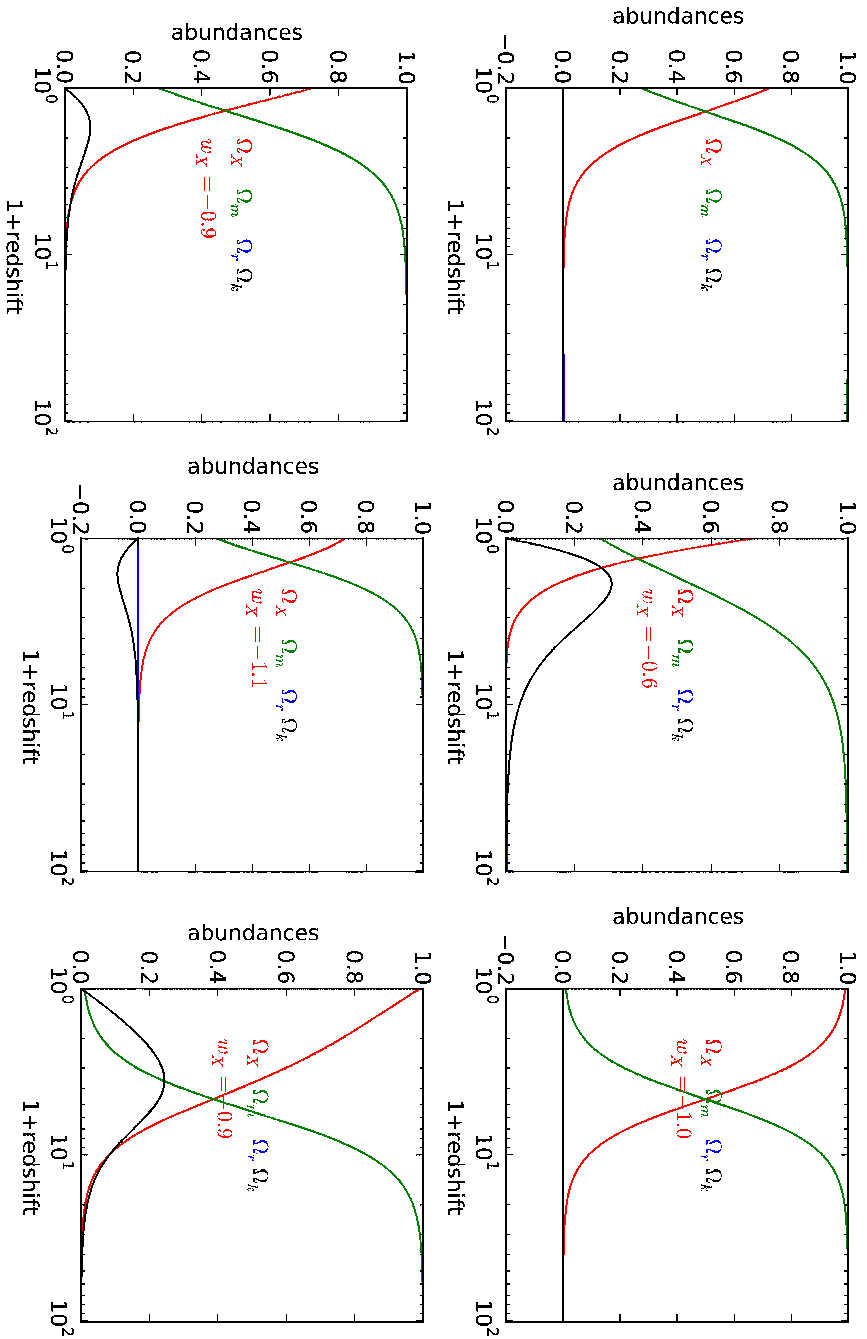


FIGURE 1.2 : Abondances des composantes cosmologiques de l'univers en fonction du redshift pour plusieurs cosmologies. Les figures à gauche et au milieu décrivent l'évolution des paramètres cosmologiques en fonction du redshift avec une cosmologie aujourd'hui, à $z = 0$: $\Omega_\Lambda = 0.73$ et $\Omega_m = 0.27$. La seule chose qui change entre ces quatre graphiques est la valeur de w_X , $w_X = -1$ en haut à gauche, $w_X = -0.6$ en haut au milieu, $w_X = -0.9$ en bas à gauche, $w_X = -1$ en bas au milieu. Les figures de droite sont deux cas avec une cosmologie à $z = 0$: $\Omega_\Lambda = 1.0$ et $\Omega_m = 0.0$ pour deux valeurs de $w_X = -1, -0.9$. Nous avons fixé la composante de radiation $\Omega_r = 0.0$.
 Figure réalisé avec le module python pyCosmo, Johan Comparat.

CHAPITRE 2

Les sondes cosmologiques

If the Universe is the answer, what is the question?

Leon Lederman

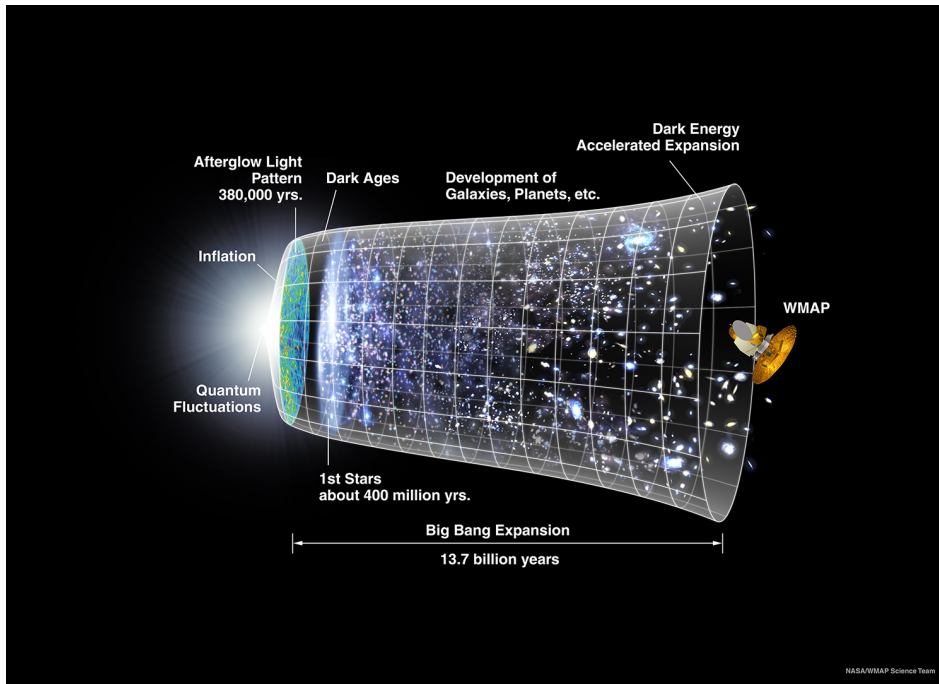


FIGURE 2.1 : *Illustration schématique du scénario du Big Bang décrit dans l'introduction du chapitre 2.*

Source : <http://map.gsfc.nasa.gov/>

L'expression « sondes cosmologiques » est couramment utilisée pour indiquer les observables de l'univers aux très grandes échelles visant à définir les propriétés géométriques et dynamiques globales. Les différents résultats de ces sondes ont conduit à la formulation du scénario du « Big Bang » et au modèle Λ CDM.

L'histoire de l'Univers dans le modèle du Big Bang s'illustre en général avec la Figure 2.1. L'expansion aurait commencé il y a environ 13.7 milliards d'années. Après $\sim 10^{-33}$ secondes, l'univers était homogène et isotrope et avait une densité d'énergie extrêmement élevée. Une phase d'expansion accélérée, appelée inflation primordiale, commença rapidement, suivit d'une phase de réchauffement pendant laquelle furent créées les particules de matières (noires) relativistes et non relativistes. Au travers de plusieurs phases transitoires, les premiers baryons et leptons se formèrent dans un plasma dense et chaud appelé plasma primordial. Environ 1 seconde après le temps initial du Big Bang, les premiers noyaux de deutérium, d'hélium, de lithium et béryllium sont créés. Cette étape est appelée la nucléosynthèse primordiale et dura environ trois minutes. À cette époque l'univers est encore extrêmement chaud et dense, tous les photons émis interagissent quasi immédiatement avec les électrons libres. L'univers est opaque. C'est seulement aux alentours de 380000 ans après le Big Bang, à $z = 1088$, que la température de l'univers est suffisamment basse (3000 K) pour permettre la recombinaison. Les électrons et les noyaux atomiques forment les premiers atomes neutres. C'est à ce moment qu'a lieu le découplage rayonnement-

matière. En d'autres termes, l'Univers devient transparent, les photons peuvent se propager librement jusqu'à nous. Ces premières images de l'univers sont le fond diffus cosmologique. Émis dans le domaine du visible-infrarouge, ce rayonnement est aujourd'hui observable principalement dans le domaine des micro-ondes, sa longueur d'onde ayant été décalée vers le rouge d'un facteur ≈ 1100 à cause de l'expansion de l'Univers. Il s'en suit une période dite des âges sombres. La formation des petites et grandes structures de matière noire commence à la suite des âges sombres, environ 1 milliard d'années après le Big Bang. Le gaz d'hydrogène et d'hélium se condense dans ces sur-densités pour former les premières étoiles. Il s'en suit la formation hiérarchique des grandes structures telles que les galaxies, dans un univers dominé par la matière. Après 13.7 milliards d'années d'évolution, l'Univers est globalement froid ($2.7K$) et peu dense ($4.5 \cdot 10^{-34} \text{ g/cm}^3$). La taille de l'Univers observable est de l'ordre de 10^{10} pc. Il est constitué d'une grande variété de structures allant des planètes (10^{-8} pc), des étoiles (10^{-6} pc), aux galaxies (10^4 pc), aux amas de galaxies (10^7 pc) et aux filaments cosmiques (10^8 pc).

Le modèle Λ CDM, appelé aussi modèle standard est un modèle représentant un univers homogène et isotrope, dont la courbure spatiale est nulle, et qui contient de la matière noire et de l'énergie noire en plus de la matière ordinaire. Ce modèle est, aujourd'hui, le modèle le plus simple qui reproduit les observables. Dans le modèle Λ CDM, l'énergie noire est représentée par un fluide de densité constante similaire à une constante cosmologique. Elle peut être interprétée comme une énergie du vide. Malheureusement pour l'instant, la densité de l'énergie n'est pas compatible avec la densité de l'énergie du vide prédite par les modèles de physique des particules. De plus l'énergie noire pourrait être une quantité dynamique. Dans le modèle Λ CDM, les particules de matière noire sont supposées être massives et non relativistes. Dans le scénario du Big Bang, la formation des grandes structures est dite « hiérarchique » c'est à dire que la matière ordinaire se regroupe dans les structures de matière noire pour former d'abord des galaxies puis des amas de galaxies et enfin des superamas.

Dans ce chapitre, je vais présenter les sondes qui ont conduit à la formulation du scénario du Big Bang et au modèle Λ CDM. Je commencerai par les céphéides qui furent utilisées par Hubble pour mesurer H_0 . J'introduirai ensuite le fond diffus cosmologique dont la découverte a confirmé le scénario du Big Bang et les supernovæ de type Ia qui permirent la première mesure de l'accélération de l'expansion. Je décrirai enfin les sondes basées sur l'effet lentille gravitationnelle et les sondes basées sur le spectre de puissance des grandes structures qui sont le fer de lance des futurs relevés dédiés à la cosmologie.

2.1 Les céphéides

Les céphéides sont des étoiles géantes jaunes variables, de 4 à 15 fois plus massives que le Soleil et de 100 à 30 000 fois plus lumineuses. Leur luminosité peut varier de 0.1 à 2 magnitudes selon une période bien définie, comprise entre 1 et 135 jours. La relation entre cette période et la luminosité est étalonnée et permet donc une mesure

indépendante de la distance lumineuse et du décalage vers le rouge. On peut alors tracer le diagramme d'Hubble et en déduire la constante de Hubble H_0 . Les céphéides sont devenues une référence pour mesurer les distances d'étoiles ou de galaxies de plus en plus éloignées dans l'Univers, mais cette méthode est limitée à la distance maximale à laquelle on peut observer une étoile située dans une galaxie, aujourd'hui $\sim 100 \text{ Mpc}$. Elle souffre de plus, comme toutes les chandelles standards, des erreurs dues à l'étalonnage qui peut introduire notamment des biais. Par exemple, dans les années 1950, Walter Baade découvrit que les céphéides proches utilisées comme étalon étaient d'un type différent de celles des galaxies proches. Les étoiles distantes étaient en fait plus lumineuses et les distances des amas globulaires et des galaxies proches ainsi que le diamètre de la Voie lactée furent soudainement doublés.

En 2001, le projet *Hubble Space Telescope Extragalactic Distances Scale Key Project* (Freedman et al., 2001) a obtenu la valeur de référence actuelle $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Cette valeur est en accord avec les mesures de lentilles gravitationnelles de quasars (Koopmans et al., 2003), l'observation de l'effet Sunyaev-Zel'dovich et d'amas de galaxies en X (Bonamente et al., 2006). Cependant, Vuissoz et al. (2008) ont mesuré $H_0 = 63_{-3}^{+7} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ avec des lentilles gravitationnelles de quasars et Sandage et al. (2006) ont trouvé $H_0 = 62.3 \pm 1.3(\text{stat}) \pm 5.0(\text{sys}) \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ avec les céphéides. Ces résultats sont probablement affectés par des erreurs systématiques qui pourraient être corrigées avec plus de données. (Koopmans et al., 2003; van Leeuwen et al., 2007).

2.2 Le fond diffus cosmologique

Le fond diffus cosmologique (CMB) est un rayonnement électromagnétique qui remplit uniformément l'Univers. Il a été prédit dans le cadre des scénarios du Big Bang par Ralph Alpher, Robert Herman et George Gamow en 1940, et observé pour la première fois par Arno Allan Penzias et Robert Woodrow Wilson en 1964. Selon la théorie du Big Bang, ce rayonnement provient de la recombinaison des électrons avec leurs noyaux ionisés, du fait du refroidissement adiabatique de l'Univers en expansion. L'étude des fluctuations du rayonnement nous informe donc sur les propriétés de la matière à cette époque c'est à dire il y a 380000 ans.

Le CMB prouve l'équilibre thermodynamique de l'Univers primordial, aujourd'hui à la température $T_0 = 2.725 \text{ K}$ à cause de l'expansion. Les observations du CMB ont montré que les fluctuations de la température étaient extrêmement faibles (Smoot et al., 1992), $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$, ce qui confirme l'homogénéité de l'univers primordiale. Deux célèbres missions spatiales ont mesuré le fond diffus cosmologique :

- le satellite de la NASA COBE (COsmic Background Explorer) (Boggess et al., 1992; Smoot et al., 1992),
- le satellite de la NASA WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) (Spergel et al., 2003).

Ces deux missions ont permis de confirmer que le spectre du CMB est un spectre quasi-parfait de corps noir et de mesurer les fluctuations de température du fond sur

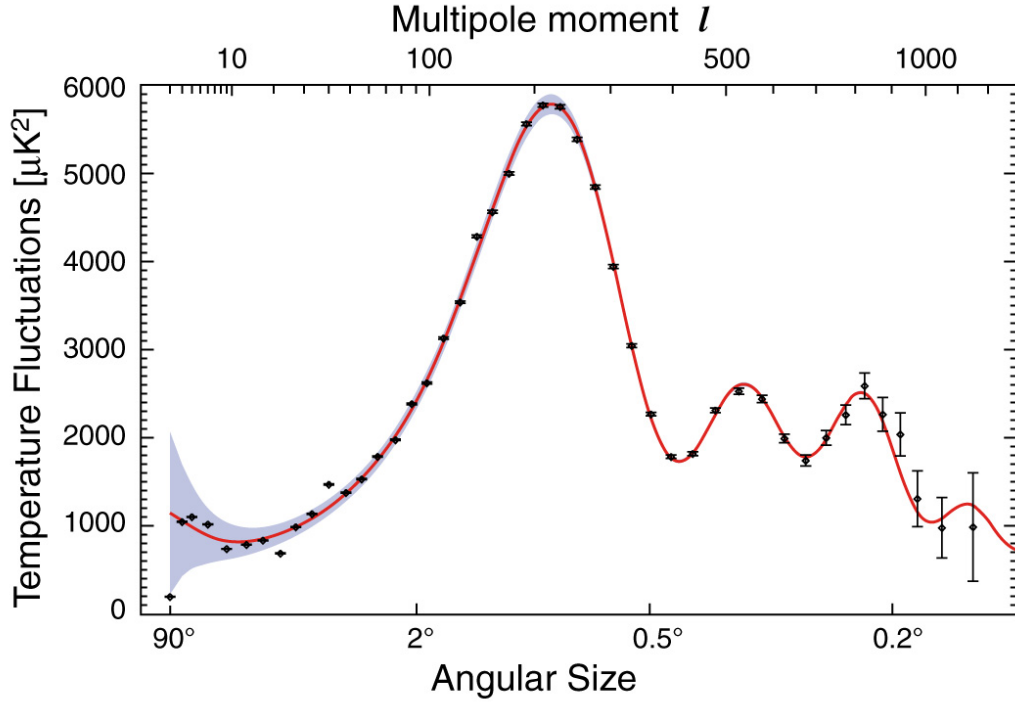


FIGURE 2.2 : Spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique en micro-ondes obtenu par la mission WMAP. La courbe est le meilleur ajustement du modèle Λ CDM aux données de WMAP 7 ans : $\Omega_\Lambda = 0.734 \pm 0.029$, $\Omega_m = 0.2689 \pm 0.0288$ et $\Omega_b = 0.0449 \pm 0.0028$. La bande grise représente la variance cosmique.

Larson et al. (2011)

tout le ciel. Elles ont confirmé l'isotropie de l'Univers et ont permis la confirmation du principe cosmologique. En outre, elles ont permis l'étude statistique (angulaire) des propriétés des fluctuations de température, et en particulier la fonction de corrélation à 2 points.

La Figure 2.2 montre le spectre de puissance des fluctuations de température du fond diffus cosmologique. La forme du spectre de puissance dépend des paramètres cosmologiques. La taille angulaire visible des fluctuations dépend de la géométrie de l'univers. Les rayons lumineux se propagent en suivant les géodésiques définis par la structure de l'espace-temps. Si l'univers est plat les angles sous lesquels nous voyons les fluctuations du CMB seront les mêmes que ceux sous lesquels ils ont été émis. Si l'univers est ouvert, les angles seront plus petits et inversement si l'univers est fermé. Cette modification des angles a donc pour effet de modifier la position des pics dans le spectre de puissance du CMB. On peut aussi contraindre le paramètre de densité de baryons Ω_b à travers l'amplitude des pics du CMB. Le rapport entre

la hauteur du premier et du deuxième pic informe quant à lui sur le rapport de la densité baryonique Ω_b et Ω_m (Hu et al., 2001).

Les derniers résultats de WMAP Komatsu et al. (2011a) donnent :

$$\begin{aligned}\Omega_k &= -0.08_{-0.093}^{+0.071} \\ \Omega_b &= 0.0449 \pm 0.0028 \\ \Omega_m &= 0.2689 \pm 0.0288 \\ \Omega_\Lambda &= 0.734 \pm 0.029\end{aligned}$$

2.3 Les supernovae type Ia

L'étude des supernovæ de type Ia (SNIa) est à l'origine de la première preuve que l'univers est en expansion accélérée (Riess et al., 1998). Les SNIa sont des étoiles binaires très proches situées de telle manière que la plus dense des deux accrète la matière de l'autre. La densité et la température autour de l'étoile plus dense augmentent jusqu'à produire des réactions de fusion du gaz accrété provoquant l'explosion. Les explosions des SNIa ont la particularité de produire une courbe de luminosité caractéristique utilisée pour mesurer leur distance lumineuse. La mesure du redshift z de la galaxie hôte permet d'établir la relation empirique $D_L = f(z)$. C'est le même principe que pour les céphéides mais les céphéides n'ont pas une luminosité suffisamment forte pour être détectées à des distances supérieures à la centaine de Mpc. En revanche les supernovæ peuvent libérer sur une courte durée une énergie équivalente à l'énergie émise par une ou plusieurs galaxies entières.

L'analyse est limitée par la calibration de la photométrie, les modèles qui sont empiriques et par les biais de sélection dans l'échantillon de SN proches. La cause de l'évolution du taux de SNIa en fonction du redshift est encore en discussion (dépendance au redshift et/ou au taux de formation d'étoile des galaxies hôtes). Enfin les échantillons peuvent être contaminés par d'autres type de SN et la mesure peut être faussée à cause de l'absorption sur la ligne de visée (Sullivan et al., 2006).

La Figure 2.3 montre le diagramme de Hubble, c'est à dire la relation entre la magnitude absolue et le redshift, pour une combinaison de plusieurs échantillons de SNIa. Conley et al. (2011) ont mesuré $w_X = -0.91_{-0.20}^{+0.16}(stat)_{-0.14}^{+0.07}(sys)$ à partir de cette compilation de données. Ces résultats sont en accord avec une constante cosmologique ($w_X = -1$).

2.4 Les lentilles gravitationnelles

Les rayons lumineux sont déviés lorsqu'ils se propagent au travers d'un champ gravitationnel non homogène. En 1919, l'étude de la déviation due au soleil par Eddington a été un argument de poids pour valider la relativité générale comme théorie de la gravitation. La théorie de la relativité prédit que n'importe quel objet massif peut dédoubler une seule et même source. L'observateur verrait alors deux images, inverses l'une de l'autre comme dans un miroir, fortement amplifiées et éventuellement aussi déformées. Franz Zwicky propose en 1937 d'utiliser l'amplification

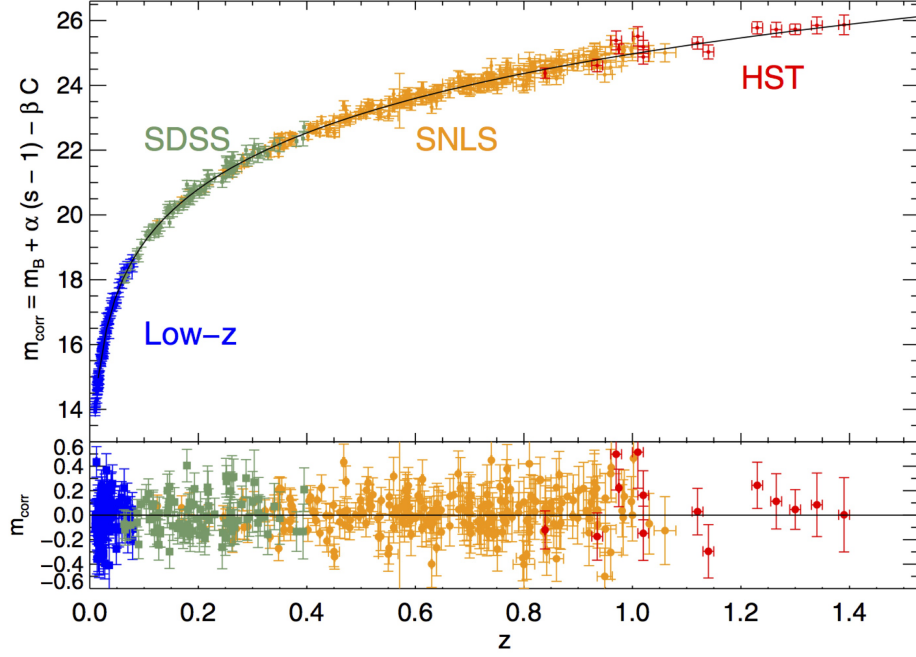


FIGURE 2.3 : *Diagramme de Hubble des SNIa issu de plusieurs échantillon de SNIa (Conley et al., 2011) (en haut). La courbe en noire est le meilleur modèle ajusté. En bas le courbe représente le résidu de ce modèle.*

induite par ce phénomène comme télescope gravitationnel pour détecter les galaxies lointaines et déterminer avec précision la masse de la lentille. Ce n'est qu'en 1979 que le premier exemple de lentille gravitationnelle fut observé (Walsh et al., 1979). Deux images du même quasar sont séparées de $6''$ à cause de la présence en avant plan d'une galaxie massive. À la fin des années 80, l'étude d'amas de galaxies a permis d'observer des arcs géants, c'est à dire l'image d'une galaxie lointaine distordue par le potentiel gravitationnel de l'amas (Lynds et Petrosian, 1986; Soucail et al., 1987). L'exploitation de la position et de la brillance de ces arcs et des images multiples permet la détermination précise de la distribution de masse dans les amas de galaxies (Kneib, 1993). En 1994, Bonnet et al. (1994) montrent que l'étude statistique des déformations faibles des galaxies d'arrière plan permet de cartographier la masse d'un amas de galaxies jusqu'à environ un mégaparsec de son centre. Le développement des moyens d'observation et de la théorie en ont fait aujourd'hui un outil puissant pour la cosmologie.

Dans le cas d'amas lentilles, dans le régime des fortes déformations, la position relative des images multiples dépend de la distribution de masse dans la lentille et des rapport de distances cosmologique entre l'observateur, la lentille et la source. L'étude de ces systèmes permet alors de contraindre simultanément la distribution de masse de la lentille et la cosmologie. Jullo et al. (2010) ont mesuré $\Omega_m = 0.25 \pm 0.05$ et $w_X = -0.97 \pm 0.07$ en utilisant les contraintes de l'amas de galaxies Abell 1689.

L'étude statistique des déformations faibles permet de mesurer la distribution

de la masse des grandes structures de l'Univers. L'information des lentilles gravitationnelles faibles concerne en effet la distribution de toute la matière, lumineuse et sombre. Avec un relevé à grande échelle, on peut estimer la fonction de corrélation ou le spectre de puissance de la matière. Avec les observations grand champ du CFHTLS, Fu et al. (2008) sont parvenus à estimer le spectre de puissance jusqu'à atteindre, pour la première fois, les échelles où le régime de croissance des structures est encore linéaire. En combinant leurs mesures avec les résultats de WMAP, ils ont mesuré $\Omega_m = 0.248 \pm 0.019$ et $\sigma_8 = 0.771 \pm 0.029$.

2.5 Le spectre de puissance des grandes structures

L'expansion de l'Univers et l'attraction gravitationnelle sont à l'origine des structures de l'univers. Depuis le découplage, le contraste entre les régions très denses et peu denses augmente. Le contraste, $\delta(r, t)$, à une position r et un temps t , mesure la différence relative entre la densité de matière à la position (r, t) et la densité moyenne $\bar{\rho}(t)$. Le contraste est défini par la relation suivante :

$$\delta(r, t) = \frac{\rho(r, t) - \bar{\rho}(t)}{\bar{\rho}(t)} \quad (2.1)$$

L'étude statistique des propriétés spatiales de $\delta(r, t)$ permet de comprendre la structure et la dynamique des grandes structures et éventuellement de contraindre les paramètres cosmologiques. Les observables sont le plus souvent des traceurs biaisés de la distribution de matière qui est composée principalement de matière noire, et il n'est pas possible de mesurer directement $\delta(r, t)$ sans ajouter des paramètres additionnels. Ce n'est pas le cas pour les observables basées sur l'effet lentille gravitationnelle qui sont directement sensibles à $\delta(r, t)$.

L'analyse statistique conduit le plus souvent à mesurer la fonction de corrélation à deux points de $\delta(r, t)$, $\xi(r, t)$ dans l'espace réel, ou le spectre de puissance $P(k, t)$ dans l'espace de Fourier. Comme dans le cas du CMB, le spectre de puissance de la matière contraint les paramètres cosmologiques. La position du maximum et la forme du pic principal dépendent de Ω_m et de la constante de Hubble réduite $h = H_0/100$. La position et l'amplitude relative des oscillations acoustiques des baryons (BAO) dépend du ratio Ω_b/Ω_m . Toutes ces propriétés correspondent aux pics acoustiques du spectre de puissance de CMB et sont issues des mêmes processus physiques. Les BAO dans le spectre de puissance correspondent à un pic dans la fonction de corrélation dans l'espace réel $\xi(r)$.

L'utilisation d'objets (galaxies, amas, ...) à différents intervalles de redshift permet d'étudier le spectre de puissance à différentes époques et, éventuellement, de mesurer son évolution au cours du temps. Cela est particulièrement intéressant aux grandes échelles, où le spectre de puissance est proportionnel au facteur de croissance linéaire $D_+(t)$ qui est une sonde directe des paramètres de densité, de l'équation d'état de l'énergie noire et de toute signature éventuelle des théories modifiées de gravité. Comme déjà mentionné, il est important de rappeler la dégénérescence

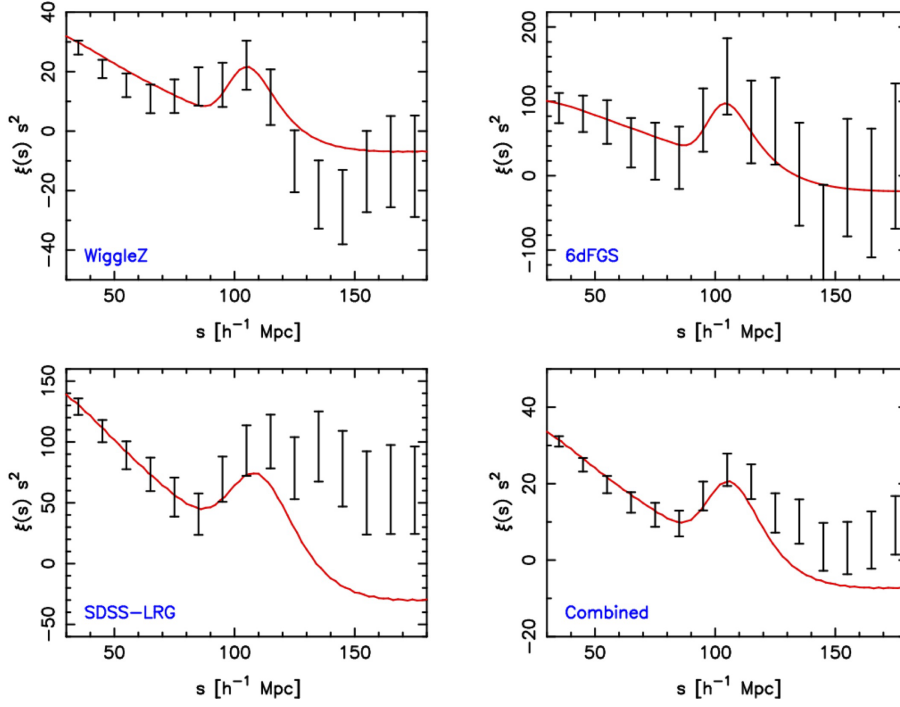


FIGURE 2.4 : Spectres de puissance de la matière : pic des BAO. Ces figures représentent la mesure du pic des BAO avec le relevé de galaxies WiggleZ, SDSS et 6dFGS (Blake et al., 2010).

due au biais, b , qui dépend de la nature des traceurs, de leur masse (ou luminosité), du redshift et de l'échelle. Finalement, étant donné que les traceurs sont observés dans l'espace des redshift, en fonction de la capacité spectroscopique des relevés, il faut aussi prendre en compte les distorsions induites sur le spectre de puissance par les vitesses particulières (c'est à dire non dues à l'expansion) des traceurs. En effet, les distorsions spatiales du redshift (RSD) peuvent être utilisées pour contraindre davantage certains paramètres cosmologiques, en particulier aux grandes échelles, où les RSD peuvent être exprimées analytiquement, $\beta = b^{-1}dD_+/dz$ qui est directement proportionnel au taux de croissance linéaire dD_+/dz et inversement proportionnel au biais b .

Le relevé de galaxies 2dF (2dFGRS) a permis de cartographier en trois dimension la distribution de galaxies à faible redshift $z \sim 0.05$ et aux petites échelles. Le spectre de puissance provenant de ce relevé a permis de mesurer $\Omega_m h = 0.20 \pm 0.03$, $\frac{\Omega_b}{\Omega_m} = 0.15 \pm 0.07$ (Percival et al., 2001). $\beta = 0.43 \pm 0.07$ (Peacock et al., 2001), $b = 1.04 \pm 0.11$ Verde et al. (2002) et $\Omega_m = 0.27 \pm 0.06$. Enfin, avec un catalogue de plus de 10000 galaxies couvrant 4 deg^2 à redshift $z \sim 0.77$ provenant du relevé VIMOS-VLT Deep Survey (VVDS), Guzzo et al. (2008) ont mesuré $\beta = 0.70 \pm 0.26$, ce qui montre que la croissance des structures est compatible avec un modèle ΛCDM .

Les premières mesures des BAO ont été obtenues par Eisenstein et al. (2005) avec le télescope dédié du SDSS (Sloan Digital Sky Survey). Le pic dans la fonction

de corrélation à deux points est détecté à $100h^{-1}Mpc$. En comparant la position du pic à $z \sim 0,35$ avec la position du pic du CMB à $z \sim 1088$, il est possible de contraindre la distance cosmologique entre ces deux époques et donc de contraindre d'autres paramètres cosmologiques tels que l'équation d'état de l'énergie noire. Ils ont trouvé $\Omega_m = 0,273 \pm 0,025 + 0,123(1 + w_X) + 0,137\Omega_k$. [Blake et al. \(2010\)](#) ont récemment combiné les mesures de BAO de WiggleZ ($z \sim 0.6$), SDSS ($z \sim 0.35$) et 6dFGS ($z \sim 0.05$), voir la Figure 2.4. Ils ont contraint les paramètres cosmologiques Ω_m et w_X avec des mesures des BAO seules, $\Omega_m = 0.23 \pm 0.06$ et $w_X = -1.6_{-0.7}^{+0.6}$, et en combinant les BAO avec les supernovæ de type Ia ([Amanullah et al., 2010](#)) et le CMB (à partir de WMAP), $\Omega_m = 0.284 \pm 0.016$ et $w_X = -1.026 \pm 0.081$.

CHAPITRE 3

Les futurs grands relevés de galaxies

*"I soon became convinced...
that all the theorizing would be empty brain exercise and therefore a waste of time
unless one first ascertained what the population of the universe really consists of."*

Fritz Zwicky

Pour aller plus loin dans la compréhension de notre univers, nous avons besoin de nouvelles observations qui nous permettront de contraindre les paramètres des divers modèles. Les futurs relevés, dont certains seront dédiés à la cosmologie, devront sonder la cosmologie entre redshift 1 et 2. Comme nous l'avons discuté dans la section 1.3, cette intervalle de redshift semble propice pour distinguer les différents modèles et détecter un éventuel écart par rapport au modèle Λ CDM. Divers sondages au sol sont en train d'être développés dans le but d'utiliser les différentes sondes cosmologiques.

Le sondage SDSS III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey (BOSS) permettra de cartographier la distribution spatiale des galaxies rouges et lumineuses (LRG) et des quasars. Le relevé a commencé en automne 2009 et devrait se terminer au printemps 2014 et couvrira une surface sur le ciel de $10\,000\text{ deg}^2$. Les observations permettront la mesure de 1.5 million de redshift jusqu'à $z = 0.7$ à partir des spectres des LRG. En utilisant l'échelle acoustique comme étalon, BOSS permettra de déterminer la distance angulaire avec une précision de 1% aux redshifts $z \sim 0.3$ et $z \sim 0.6$. Il permettra également de mesurer la distribution des raies d'absorption de 160 000 quasars entre $z = 2.2$ et $z = 3.0$, ce qui permettra la mesure de la distance angulaire avec une précision de 1.5% à $z \sim 2.5$. Il permettra également de mesurer le taux d'expansion $H(z)$ avec une précision 1 à 2% à ces redshifts.

Le sondage photométrique DES (2011-2016) couvrira 5000 deg^2 dans les bandes g,r,i,z au moyen d'une nouvelle caméra avec un champ de vue de 2.2 deg^2 sur le télescope de 4m CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) du NOAO (National Optical Astronomy Observatory). Ce sondage photométrique a été prévu pour fournir une grande précision sur les redshift dans un domaine de $0.2 < z < 1.3$. Le but de DES est d'extraire l'information cosmologique utile pour la mesure des paramètres d'énergie noire à travers plusieurs sondes :

- le comptage d'amas et leur distribution spatiale entre $0.1 < z < 1.3$,
- les spectres de puissance angulaire des galaxies dans différentes tranches de redshifts jusqu'à $z \sim 1.2$,
- les mesures de lentilles gravitationnelles faibles dans différentes tranches de redshifts jusqu'à $z \sim 1$,
- le diagramme de Hubble de 2000 supernovae Ia entre $0.3 < z < 0.8$.

Le projet BigBoss (Schlegel et al., 2011) propose une autre stratégie en se spécialisant sur deux sondes cosmologiques : la mesure du pic acoustique des baryons dans la distribution des galaxies à grande échelle ainsi que la mesure de la distorsion en redshift due aux vitesses particulières des galaxies. Le sondage spectroscopique permettra la mesure de 20 millions de redshifts de LRG jusqu'à $z = 1$ et de galaxies à raies d'émission (ELG) jusqu'à $z = 1.7$, ainsi que la distribution des raies d'absorption de 600 000 quasars entre $2.2 < z < 3.5$. Le relevé devrait durer 4 ans et couvrir une surface de 14000 deg^2 avec le télescope de 4m Mayall au Kitt Peak.

La mission EUCLID (Editorial Team et al., 2011, redbook) est un projet spatial de télescope dédié aux recherches sur l'énergie noire. Elle a remporté la sélection du programme de mission de classe M2 de l'ESA « Cosmic Vision ». Le satellite devrait être lancé en 2018, la mission durera 5 ans et couvrira 15000 deg^2 . La mission est

présentée plus en détail dans la section 3.3.

Alors que les projets DES, BigBOSS et EUCLID sont entièrement dédiés à mettre des contraintes plus fortes sur les modèles cosmologiques en utilisant des instruments préexistants, les sondages panSTARRS (Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System) (Magnier, 2007) et LSST (Large Synoptic Survey Telescope) (Ivezic et al., 2008) sont des projets qui prévoient la construction d'un ou plusieurs télescopes visant une multitude d'études astronomiques allant du système solaire jusqu'à la cosmologie. La construction de ces télescopes sont des défis d'un point de vue technologique. Le projet panSTARRS a déjà un télescope opérationnel depuis mai 2010 sur les quatre prévus initialement. Le deuxième télescope est en cours de construction, première lumière prévue début 2013. Malheureusement la faible qualité des données du premier télescope laisse planer un doute sur la fabrication des deux derniers. La construction du LSST devrait commencer en 2014, pour un début des opérations en 2020. On peut également mentionner le projet E-ELT (European Extremely Large Telescope) qui devrait être un télescope de 40m prévu pour 2025.

Le projet spatial JWST (James Webb Space Telescope) sera principalement dédié aux observations dans le domaine infrarouge de $0.6 \mu m$ à $27 \mu m$. Il sera équipé d'un miroir primaire de 6.5m, et de 4 instruments : NIRCam et NIRSpec (Near Infra-Red Camera et Spectrograph) une caméra et un spectrographe multi-objets dans le proche infrarouge, MIRI (Mid- Infrared Instrument) un instrument dans l'infrarouge ainsi qu'une caméra de guidage FGS (Fine Guidance Sensor) muni d'un filtre accordable, dont le domaine en longueur d'onde est modifiable. JWST a pour but d'explorer les débuts de l'univers avec l'allumage des premières étoiles et l'époque de réionisation à la fin des âges sombres. Il a aussi pour but d'explorer la formation et l'évolution des galaxies et ainsi comprendre comment le gaz, la matière noire, les étoiles évoluent au sein des galaxies. JWST étudiera aussi la formation des systèmes planétaires et les conditions d'apparition de la vie sur certaines planètes.

Le travail de cette thèse est centré sur la simulation des relevés spectroscopiques de galaxies, dans le cadre du projet EUCLID. Dans ce chapitre je vais introduire les notions de bases que j'utiliserai dans la suite pour modéliser les instruments et les galaxies puis je présenterai le projet EUCLID et le contexte dans lequel mon travail s'intègre.

3.1 Introduction aux moyens d'observations

En astronomie, les objets sont généralement inaccessibles. La sonde spatiale la plus éloignée de la Terre est aujourd'hui Voyager 1. Elle est sortie de l'héliosphère et se trouve actuellement à environ 18 milliard de kilomètres de la Terre. La sonde devrait encore émettre jusqu'en 2020 mais elle ne passera pas à proximité d'une autre étoile avant 40 000 ans après avoir parcouru plus de $2 \cdot 10^{13}$ kilomètres. La galaxie connue la plus proche, la galaxie naine du Grand Chien est à une distance de 25 000 années lumière, soit plus de $2 \cdot 10^{17}$ kilomètres. La seule information disponible

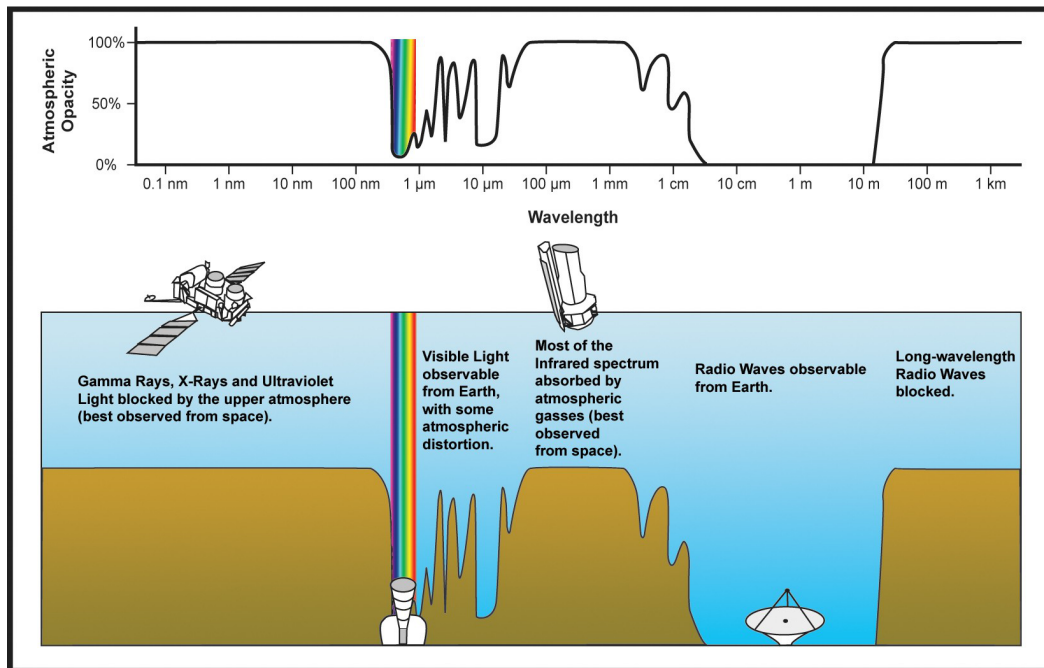


FIGURE 3.1 : *Illustration de l'opacité de l'atmosphère. Les rayons Gamma, X, ultraviolet et infrarouge sont absorbés par l'atmosphère. Dans le visible et le radio l'atmosphère est transparente.*
 Source : <http://www.nasa.gov/>

en général est le rayonnement électromagnétique bien que l'on utilise également les rayons cosmiques et les neutrinos. Les ondes gravitationnelles pourraient apporter un nouveau regard sur l'Univers mais elles n'ont encore jamais été détectés.

Le rayonnement électromagnétique est décrit à la fois d'un point de vue corpusculaire comme la propagation de photons, et à la fois de manière ondulatoire comme une onde électromagnétique. Les photons sont collectés à l'aide de télescopes. L'onde électromagnétique d'une source est caractérisée par sa distribution spectral en énergie (SED). On est aujourd'hui capable de mesurer cette distribution dans des gammes de longueur d'onde très larges, allant des fréquences radio aux rayons gamma. Comme l'illustre la Figure 3.1, les observations au sol sont limitées aux domaines du visible, très proche infrarouge (jusqu'à $1 \mu\text{m}$), et radio à cause de l'absorption de l'atmosphère terrestre. Pour observer le reste du spectre infrarouge, ultraviolet, rayon X et gamma, des télescopes sont montés dans des ballons ou dans des satellites.

3.1.1 Le télescope

Un télescope est un instrument optique qui collecte et focalise la lumière. La lumière est réfléchiée par le miroir primaire et amenée à une position focalisée, appelée

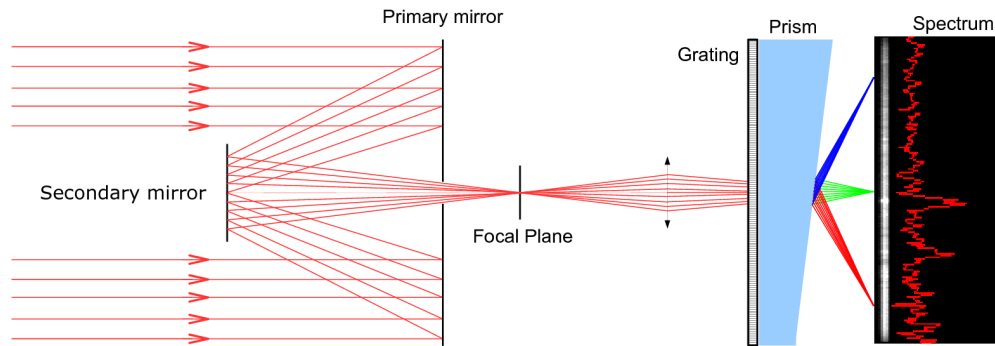


FIGURE 3.2 : Schéma de principe d'un télescope. La lumière est collectée à l'aide du miroir primaire puis renvoyée à l'intérieur du télescope par le miroir secondaire. Un système optique focalise, et dans cet exemple disperse, ensuite la lumière sur le détecteur.

foyer. Il existe plusieurs types de télescope, je n'entrerai pas dans les détails, je vais seulement rappeler ici les caractéristiques principales. La Figure 3.2 schématise le principe de fonctionnement. Après réflexion sur le miroir primaire la lumière converge en un point appelé foyer image. Le faisceau est renvoyé à l'intérieur du télescope via un miroir secondaire. Dans cet exemple il y a un deuxième plan focal, créé à l'aide d'une lentille, dans lequel j'ai mis un élément disperser (un prisme) et un détecteur. Le miroir secondaire provoque une obstruction et donc une perte de luminosité ainsi qu'une perte de contraste. L'élément déterminant dans les performances d'un télescope est clairement la taille du miroir primaire. Le nombre de photons collectés est proportionnel à la surface efficace du télescope, c'est à dire la surface du miroir primaire réduite de la tâche d'obstruction.

Une autre caractéristique importante d'un télescope est sa vitesse optique, appelée aussi ouverture, qui caractérise l'intensité de l'image au foyer. La vitesse optique est déterminée par le rapport de la distance focale et du diamètre du miroir primaire. Plus l'ouverture est grande plus l'image au foyer sera grande et moins elle sera lumineuse. Pour une focale fixée, plus le diamètre du miroir primaire est grand plus l'image sera lumineuse. Enfin la taille du miroir primaire limite aussi le pouvoir de résolution du télescope. En effet, la limite de diffraction théorique, θ en radian, à la longueur d'onde λ , est inversement proportionnel au diamètre du miroir primaire D :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (3.1)$$

Même avec des éléments optiques parfaits, il ne sera pas possible de discerner deux objets séparés sur le ciel de moins de θ . La limite de diffraction est proportionnelle aux longueurs d'ondes, θ sera d'autant plus grand que la longueur d'onde sera grande. La Figure 3.3 illustre cette dépendance en longueur d'onde, en comparant

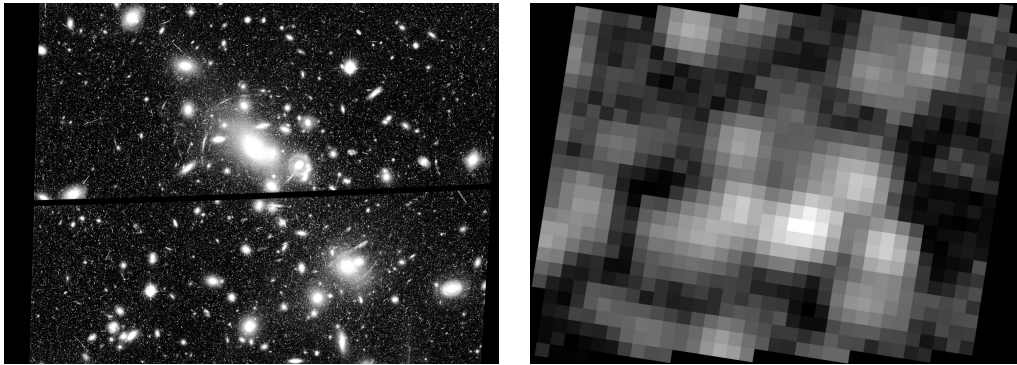


FIGURE 3.3 : *Illustration de la dépendance en longueur d'onde de la PSF. À gauche une mosaïque d'images de l'amas de galaxies Abell 2218, observé avec le télescope spatial Hubble (2.4m), dans le filtre I814 avec la caméra ACS. L'image est très bien résolue dans le visible, on distingue facilement plusieurs arcs gravitationnels. À droite l'image du même champ, observée cette fois avec le télescope spatial Herschel (3.5m), avec l'instrument SPIRE à 2.5 μm . L'image est extrêmement floue dans l'infrarouge.*

Source : projet HerMES et HeDaM (<http://hedam.oamp.fr/>)

des images des télescopes spatiaux Hubble Space Telescope (HST) et Herschel. Malgré une surface de collecte de photons inférieure à celle de Herschel, le pouvoir de résolution du HST est très nettement supérieur. Dans le cas parfait, la réponse à une source ponctuelle (PSF) sera une tâche d'Airi de largeur θ mais dans le cas réel, la PSF est en général beaucoup plus compliquée et plus grosse. Le miroir primaire du télescope devrait transformer un front d'onde plan en front d'onde sphérique, mais tous les éléments optiques introduisent des transformations non souhaitées. Le front d'onde résultant ne sera pas parfaitement sphérique et la PSF sera déformée. Ces écarts par rapport à la sphère recherchée s'appellent les aberrations. Les polynômes de Zernike permettent de décrire un front d'onde arbitraire par une combinaison linéaire de modes connus et indépendants, et sont souvent utilisés pour modéliser les déformations complexes des PSF. La Figure 3.4 illustre les différents types de PSF obtenues à partir des polynômes de Zernike. En plus d'être assez complexe, l'image de la PSF varie dans le champ, dépend de la température et évolue au cours du temps. Dans le cas des télescopes au sol, il faut également ajouter les perturbations dues à l'atmosphère, appelées communément « seeing ». Il est en général difficile d'obtenir un seeing en dessous de l'arcsec. Dans les conditions optimum le seeing peut descendre jusqu'à environ 0.25 secondes d'arc au VLT.

Pour résumer, pour les télescopes, la taille compte. Le plus gros instrument au sol est le VLT (ESO) au Chili, avec ses quatre télescopes, possédant chacun un miroir de 8.2 m. À noter que d'autres télescopes possèdent un miroir plus grand comme le Keck mais le VLT peut fonctionner en mode interféromètre et utiliser la surface de ces quatre miroirs en même temps. Dans l'espace, le Hubble Space Telescope observe

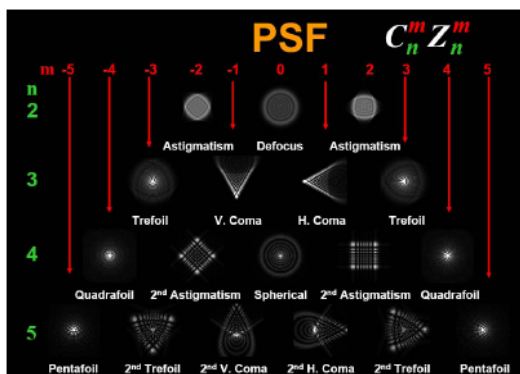


FIGURE 3.4 : *Illustration des effets des aberrations optiques sur la PSF. Le defocus est un défaut de mise au point. L'astigmatisme et la coma reflète les défauts de symétrie axiale. Le trefoil, quadrafoil, pentafoil sont des aberrations qui sont souvent symptomatiques des contraintes mécaniques sur les optiques, comme les points d'appui d'un miroir par exemple. Source : cour du Master IOL, Tests Optiques, Emmanuel Hugot.*

dans le domaine du visible avec un miroir primaire de 2.4 m et le télescope Herschel dans le domaine infrarouge avec miroir de 3.5 m. Dans les dix/vingt prochaines années les télescopes devraient atteindre des tailles de l'ordre de 40 m au sol, avec l'European - Extremely Large Telescope (E-ELT), et de 6.5 m dans l'espace avec le James Webb Space Telescope (JWST) (Gardner et al., 2006).

3.1.2 Les mesures

La photométrie

La photométrie utilise une image pour mesurer l'intensité lumineuse d'un objet dans une certaine bande de longueur d'onde. L'image d'un objet, en terme astronomique, est la distribution de l'énergie des photons reçue dans une certaine surface par unité de temps et par angle solide dans une certaine direction. On appelle cela plus simplement la distribution de la surface de brillance. Le flux est obtenu en intégrant cette distribution sur tout l'objet, et s'exprime en général en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le flux dans une bande de longueur d'onde $X = [\lambda_1, \lambda_2]$ est souvent évalué en magnitude apparente m_X :

$$m_X = -2.5 \log \left(\frac{f_X}{f_{X,0}} \right) \quad (3.2)$$

où f_X est la densité de flux en $\text{erg/s/cm}^2/\text{Hz}$. Dans ce manuscrit toutes les magnitudes seront exprimées dans le système AB, c'est à dire que $\log(f_{X,0}) = -48.60$ quelque soit la bande. De manière similaire, la magnitude absolue est définie à partir de la luminosité. En utilisant la distance lumineuse D_L , on peut relier la magnitude absolue M_X à la magnitude apparente m_X :

$$m - M = 5 \log(D_L) - 5 \quad (3.3)$$

En spectroscopie, un élément disperseur est utilisé pour décomposer la lumière de la SED d'un objet en fonction de la longueur d'onde. La grandeur mesurée est en général la densité de flux en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$. Dans les domaines de longueur d'onde proche de l'optique, les spectromètres utilisent un élément disperseur tel qu'un prisme et/ou un réseau pour décomposer la lumière en fonction de la longueur d'onde. La plupart des instruments spectroscopiques utilisent une fente pour masquer la lumière autre que celle émise par l'objet étudié. Au sol, on utilise soit de petites fentes sur une plaque, qui est ensuite placée au foyer de l'instrument, soit des fibres optiques. Ces instruments ne sont pas encore spatialisables, les satellites sont donc équipés, soit d'un spectromètre « classique » c'est à dire avec une seule fente (donc un seul objet étudié à la fois), soit d'un spectromètre dit sans fente qui prend en une pose le spectre de tout le champ de vue. Cette dernière technique implique un niveau de fond de ciel élevé et des problèmes de mélange des spectres d'objet voisin.

Que ce soit en photométrie ou en spectroscopie, le détecteur est l'élément final du processus de mesure. Il transforme l'information lumineuse en information numérique. Ce récepteur est composé d'un damier de pixels. Quand un pixel est éclairé, il transforme les photons en électrons. Un flux de photons est assimilable à un flux de particules arrivant sur le pixel. La probabilité de détecter le nombre de photons entrant sur le pixel suit une distribution de Poisson. Au bruit de photon il faut également ajouter entre autre :

- l'efficacité quantique (QE), la probabilité de transformer un photon en électron,
- le bruit de lecture (RN), les fluctuations du nombre d'électrons mesurés à cause du processus de lecture des pixels,
- le courant d'obscurité (DC), le courant électrique résiduel en l'absence d'éclairement lumineux du aux électrons excités par effets thermiques.

Pour améliorer leurs performances les détecteurs sont refroidis. Il existe plusieurs types de détecteurs, en général dans le domaine du visible, on utilise des pixels à base de Silicium (typiquement des Charge Transfert Device). Dans le domaine de l'infrarouge les pixels à base de HgCdTe (Mercure, Cadmium, Tellure) sont généralement plus performants.

La Figure 3.5 illustre ces mesures. On voit sur l'image photométrique la galaxie source. Sur les images spectroscopiques la lumière de la galaxie a été décomposée. L'extraction du signal de ces images permet de mesurer le spectre de la galaxie et d'étudier par exemple ses raies d'émission.

3.2 Introduction aux Galaxies

Thomas Wright suggérait en 1750 que les étoiles se rassemblent en forme de « pierre à meule ». Pour un observateur dans le plan de ce disque, la lumière émise par les étoiles apparaîtrait comme une bande blanche la « Voie Lactée ». L'idée que la « Voie Lactée » n'est pas la seule galaxie dans l'Univers fut émise par Emmanuel

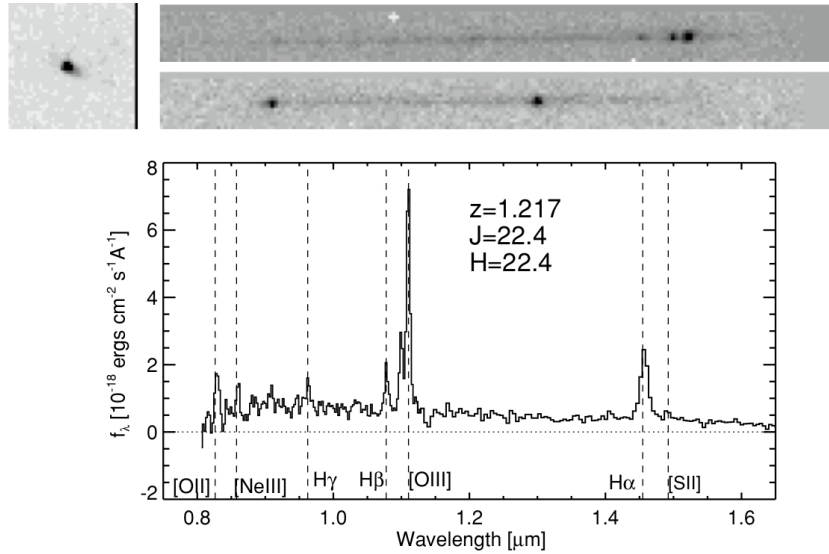


FIGURE 3.5 : *Illustration des mesures photométriques et spectroscopiques avec des images de HST/WFC3 Atek et al. (2010). En haut à gauche on voit la galaxie source sur l'image photométrique dans la bande F110W. Les deux images spectroscopiques en haut à droite ont été réalisées avec les grism G102 (haut) et G141 (bas). L'extraction du signal de ces deux images permet de reconstruire le spectre de la galaxie.*

Kant en 1755. Malgré les efforts de Charles Messier, qui releva de façon systématique toutes les nébuleuses qu'il observait et de William Hershell qui construisit des télescopes de plus en plus puissants pour tenter de résoudre ces nébuleuses ; il fallut attendre le XX^{ème} siècle pour démontrer cette hypothèse. En 1923, le télescope de 100 pouces du Mont Wilson (USA) avec des plaques photographiques placées au foyer permit à Edwin Hubble de résoudre des étoiles céphéides dans la nébuleuse d'Andromède. Il utilisa pour mesurer la distance à la nébuleuse un étalon découvert par Henrietta Swan Leavitt et basé sur les périodes de variation de ces étoiles. Hubble détermina que la distance d'Andromède était dix fois plus grande que la distance de l'objet le plus lointain connu dans la « Voie Lactée » et démontra la nature extragalactique de cette nébuleuse. Hubble mesura également la distance de plusieurs autres galaxies et montra que la distance des galaxies était proportionnelle à leur vitesse radiale mesurée à partir du décalage vers le rouge.

Je vais présenter quelques propriétés de base des galaxies utilisées plus tard dans ce manuscrit. Je commencerai par décrire une classification des galaxies puis j'introduirai les fonctions de luminosité. Je m'intéresserai enfin aux relations qui relient la luminosité au taux de formation d'étoiles et à la dispersion des vitesses.

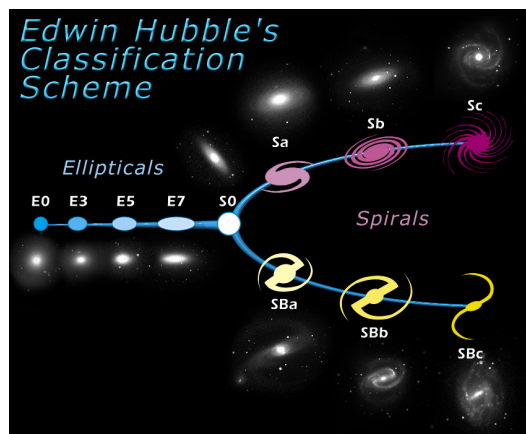


FIGURE 3.6 : *Classification de Hubble des galaxies locales. De gauche à droite : galaxies elliptiques E, lenticulaires S0, spirales normales (branche du haut) et barrées (branche du bas).*

Source : <http://www.nasa.gov/>

3.2.1 Classification

Il y a une grande variété de galaxies dans l'Univers, toutes sont uniques mais toutefois la plupart ont des formes similaires. Les galaxies locales sont habituellement classées en fonction de leur morphologie, selon un schéma établi Hubble (Hubble, 1926).

Cette classification définit des types morphologiques basés sur l'apparence optique des galaxies (Figure 3.6). Les galaxies sont divisées en deux grandes catégories, les galaxies elliptiques (E) et les galaxies spirales (S), elles-mêmes subdivisées en galaxies spirales barrées (SB) et non barrées.

Les galaxies elliptiques sont caractérisées par leur ellipticité $e = 1 - b/a$ où a et b sont respectivement les grand et petit axes de l'ellipse formée par la projection de la galaxie dans le plan du ciel. Elles sont notées E_n où $n = 10e$ avec n variant de 0 à 7. Contrairement aux elliptiques, les galaxies spirales se décomposent en sous structures formées d'un disque et d'un bulbe. Le disque peut présenter des bras spiraux qui se rattachent alors au bulbe. La classification divise les spirales en sous-classes Sa à Sc selon l'importance du bulbe par rapport au disque et à la résolution des bras spiraux. Les galaxies lenticulaires S0 assurent la transition entre les elliptiques et les spirales : elles possèdent un bulbe et un disque mais pas de bras spiraux.

Shapley et Paraskevopoulos (1940) ont étendu cette classification afin d'y inclure les galaxies irrégulières (Irr) qui ne correspondent à aucun des types définis. de Vaucouleurs (1959) a introduit les types intermédiaires Sd, Sm entre les Sc et les Irr.

Le profil de luminosité des galaxies est de plus en plus piqué au centre à mesure que l'on se déplace des galaxies elliptiques (profil typiquement en $R/4$) vers les spirales (profil exponentiel). De nombreuses propriétés physiques des galaxies sont

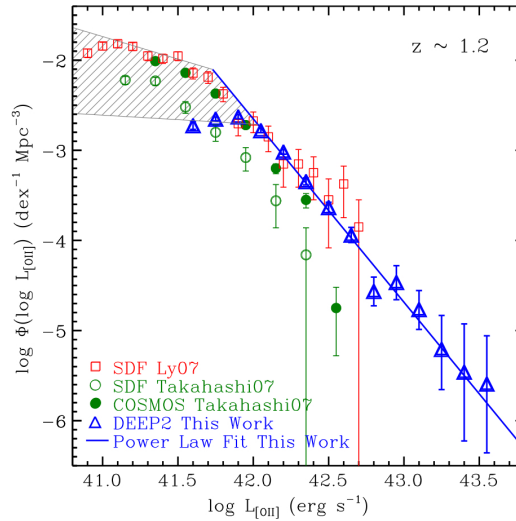


FIGURE 3.7 : Comparaison des fonction de luminosités de différents relevé à $z \sim 2$ DEEP2 (Zhu et al., 2009), SDF (Ly et al., 2007), SDF and COSMOS (Takahashi et al., 2007).

corrélées au type morphologique comme par exemple la métallicité, la masse stellaire ou encore la quantité de matière noire. La classification de Hubble est très largement utilisée car elle permet de réduire les principales propriétés physiques des galaxies à leurs propriétés morphologiques.

3.2.2 Fonction de luminosité

La fonction de luminosité est la distribution du nombre de galaxies par intervalle de luminosité en fonction de la luminosité. En générale les valeurs de la fonction de luminosité $\phi(L)dL$ à la luminosité L se déduit de l'ajustement d'une fonction de Schechter (1976) :

$$\phi(L)dL = \phi^* \left(\frac{L}{L^*} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{L}{L^*} \right) \frac{dL}{L^*} \quad (3.4)$$

où L correspond à la luminosité d'une galaxie et $\phi(L)dL$ au nombre de galaxies par Mpc^3 de luminosité comprise entre L et $L + dL$. Il y a trois paramètres à ajuster : α , ϕ^* et L^* . La pente de la queue de la fonction de luminosité est déterminée par α . L^* est la luminosité caractéristique, et ϕ^* correspond au nombre de galaxies par Mpc^3 de luminosité L^* .

Mesurer la fonction de luminosité est assez complexe en général puisqu'il faut déconvoluer les comptages de la fenêtre d'observation. En d'autre terme il faut estimer le nombre des galaxies qui ne sont pas présentent dans l'échantillon mesuré à cause des contraintes observationnelles.

Définir une luminosité caractéristique L^* est utile pour étudier des populations de galaxies de façon statistique et en déduire des informations moyennes sur un échantillon. La fonction de luminosité permet notamment de comparer différent re-

levés comme dans la 3.7. [Zhu et al. \(2009\)](#) comparent la fonction de luminosité [OII] qu'ils ont mesuré dans le relevé de galaxies DEEP2 avec des mesures similaires effectuées précédemment dans les relevés SDF et COSMOS ([Ly et al., 2007](#); [Takahashi et al., 2007](#)).

3.2.3 Relations d'échelle

Pour les galaxies spirales, [Tully et Fisher \(1977\)](#) ont introduit une relation appelée relation de Tully-Fisher qui relie la luminosité L à la dispersion des vitesses déduite de la largeur de la raie de l'hydrogène neutre à 21 cm Δv :

$$L \propto (\Delta v)^\alpha \quad (3.5)$$

La relation dépend légèrement du type de galaxies spirales considérées ainsi que de la bande spectrale dans laquelle on mesure la magnitude. Dans la littérature, on trouve des valeurs de α de l'ordre de 4.

Pour les galaxies elliptiques, une relation similaire a été proposé par [Faber et Jackson \(1976\)](#), reliant la luminosité L à la dispersion centrale de vitesse σ :

$$L \propto \sigma^\alpha \quad (3.6)$$

Comme pour la relation de Tully-fisher, on a $\alpha \simeq 4$, mais on trouve dans la littérature des valeurs allant de 2 à 5.

Les relations de Tully-Fisher et de Faber-Jackson expriment la relation entre la luminosité et un paramètre caractérisant la masse . L'exposant α intervenant dans ces relations ne correspond pas à une dynamique simple, surtout parce que la luminosité ne trace pas la masse simplement. Le cas $\alpha=4$ a une signification physique : il entraine un rapport masse sur luminosité constant.

L'évolution des relations d'échelle reste encore un sujet controversé. Un point commun à toute les études est que la dispersion de la relation est considérablement plus élevée à haut z (plusieurs magnitudes) que localement. Des mesures récentes en bande K, peu affectée par l'extinction ([Conselice et al., 2005](#)), ne montrent aucune évolution de la pente de la relation de Tully-Fisher jusqu'à $z \sim 1.2$ (Figure 3.8).

3.2.4 Le taux de formation d'étoile

Il existe de nombreux traceurs de formation stellaire [Kennicutt \(1998\)](#). Les plus communément utilisés relient le taux de formation d'étoile (SFR) à la luminosité dans une longueur d'onde. Ces relations dépendent beaucoup des modèles et des hypothèses notamment de la fonction de masse initiale (IMF), de la métallicité et de l'extinction interstellaire. La Figure 3.9 montre des observations de la galaxie NGC 7479 dans plusieurs bandes photométriques. Les photons visibles dans la bande H_α ont été émis lors de la recombinaison du gaz ionisé des étoiles de type O très massives et des étoiles de type B jeunes. H_α trace la formation d'étoile récente ($10^6 - 10^7$ ans). Dans les bandes UV, les photons ont été émis par les étoiles de type B plus vieilles. Le continue UV trace la formation d'étoile sur une échelle de temps plus

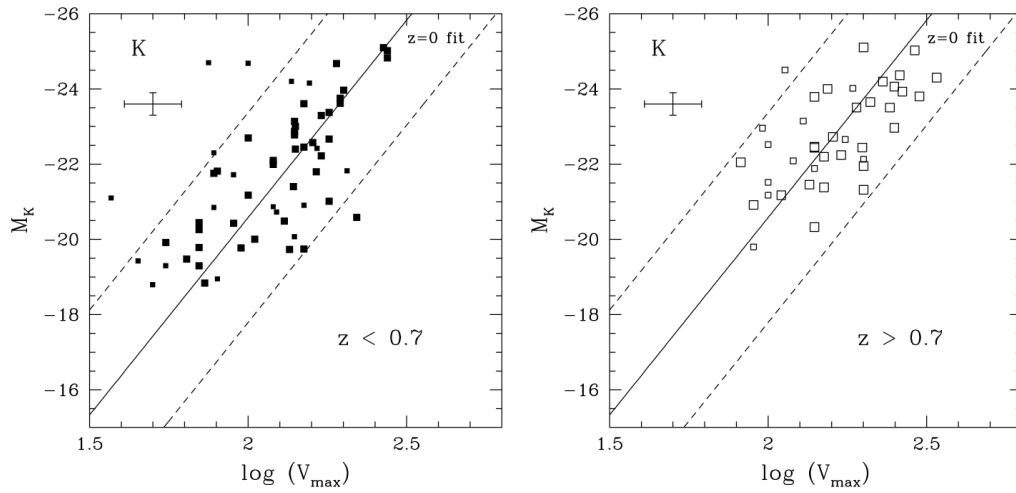


FIGURE 3.8 : Relation de Tully-Fisher en bande K *Conselice et al. (2005)* pour des galaxies à redshift $z < 0.7$ à gauche et $z > 0.7$ à droite. La ligne noire indique la relation locale déterminée par *Verheijen (2001)* et les lignes en pointillés indiquent la dispersion à $\pm 3\sigma$. Les symboles les plus petits ont une erreur inférieure à l'erreur moyenne (indiquée en haut à gauche) alors que les plus grands ont une erreur supérieure.

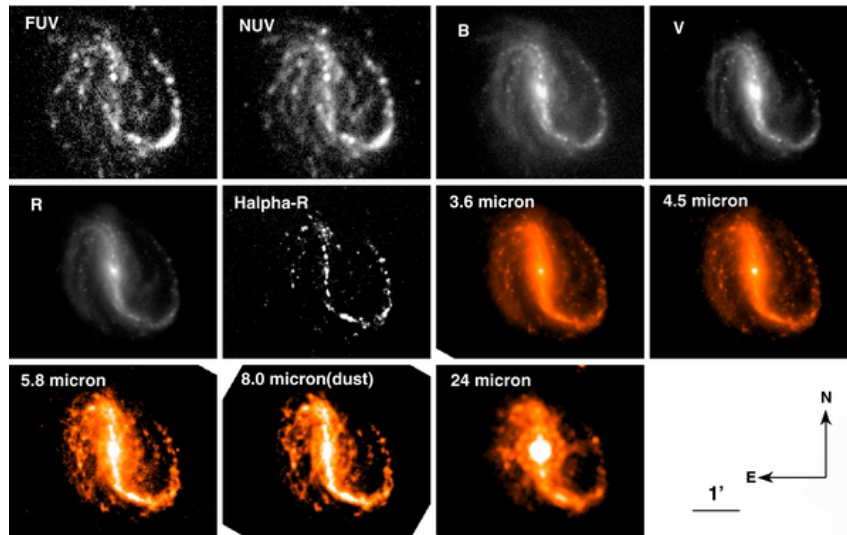


FIGURE 3.9 : Images de la galaxies NGC 7479. De gauche à droite et de haut en bas, ces image ont été observé avec les bandes FUV et NUV de *Galex*, B, V, R, H_α du télescope *Xinglong* (2.16 m), 3.6, 4.5, 5.8, 8.0, et 24 μm de *Spitzer*.

grande que H_α (10^8 ans). Dans les bandes IR, les photons proviennent de la même population d'étoile mais ont été cette fois absorbé puis ré-émis par la poussière.

Le domaine de longueur d'onde le plus utilisé pour mesurer le SFR est l'ultra-violet (UV), car les étoiles jeunes et massives rayonnent dans ce domaine, c'est la mesure la plus direct. La limitation majeure de l'utilisation de l'UV est l'incertitude sur la mesure de l'extinction. Un autre traceur très utilisé est la raie de recombinaison de l'hydrogène H_α . Le lien entre la raie H_α et le SFR se fait via la production des photons ionisant d'hydrogène. C'est une raie d'émission intense et située dans le rouge (6563Å), donc aisément observable depuis le sol (à bas redshift) et à priori moins sensible à l'extinction. L'observation de la raie H_α nécessite des mesures spectroscopiques suffisamment résolues pour la séparer de sa voisine [NII] ($\lambda 6584$) et sont donc coûteuses en temps de pose. La raie H_α est de plus émise dans des zones de formation stellaire plus denses et riches en poussières donc l'atténuation réelle est plus élevée que l'extinction interstellaire et pas toujours facile à estimer. Le taux de formation d'étoiles tracé par H_α est plus récent que celui tracé par l'UV. Les autres raies de Balmer sont également des traceurs du SFR mais sont moins intenses et avec des longueurs d'onde plus courtes, donc avec plus d'extinction. Pour les galaxies à plus haut redshift, il est également possible d'utiliser les raies d'oxygène. La raie [OII] ($\lambda 3727$) est souvent utilisée puisque généralement très intense. Néanmoins le lien avec le SFR est moins direct car l'intensité de la raie dépend aussi beaucoup du degré d'ionisation et de la composition chimique du gaz. L'émission [OII] est aussi fortement affectée par l'extinction. Enfin, le flux infrarouge lointain (FIR) est un excellent traceur de la luminosité UV et donc du SFR. Une grande partie du flux UV/optique est absorbée puis réémise par la poussière dans le FIR. L'avantage principal de cette estimateur est qu'il n'est pas affecté par l'extinction. L'inconvénient est qu'il faut déterminer la fraction des photons UV/optique qui ionisent le gaz.

Rosa-González et al. (2002) ont comparé ces différents traceurs pour identifier de possible systématique et étudier le rôle de la poussière. Leurs résultats sont résumés dans la Figure 3.10. Les méthodes classiques de mesure montrent que les estimateurs UV et [OII] ($\lambda 3727$) surestiment systématiquement le SFR par rapport au SFR calculé à partir du FIR. Ils ont montré que l'excès de SFR de ces traceurs provient principalement de la surestimation de l'extinction à cause des raies d'absorption de Balmer. Après correction de l'estimation de l'extinction, tous les traceurs de SFR sont en très bon accord.

3.3 La mission spatiale EUCLID

3.3.1 La mission

Les objectifs et le concept de la mission sont présentés en détail dans le Red Book (Editorial Team et al., 2011). EUCLID est une mission spatiale, financée par l'ESA, entièrement dédiée à la compréhension de l'accélération de l'expansion de l'Univers et de la nature de la matière noire. Pour rappel, 76% de la densité d'énergie est sous la forme d'énergie noire, qui est la cause de l'accélération de l'expansion

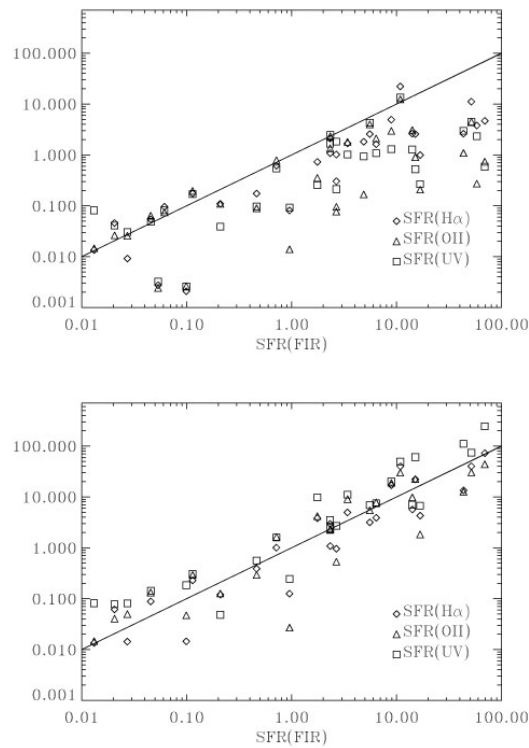


FIGURE 3.10 : *Comparison de différents estimateurs de SFR Rosa-González et al. (2002). En haut, les valeurs de SFR sont calculés avec les méthodes standards. En bas, les valeurs de SFR sont estimées en corrigeant l'extinction des raies d'absorption de Balmer.*

Parameter	γ	m_ν (eV)	f_{NL}	w_p	w_a
EUCLID Primary	0.010	0.027	5.5	0.015	0.150
EUCLID All	0.009	0.020	2.0	0.013	0.048
EUCLID+Planck	0.007	0.019	2.0	0.007	0.035
Current	0.200	0.580	100	0.100	1.500
Improvement Factor	30	30	50	>10	>50

TABLE 3.1 : *Résumé des objectifs d’EUCLID pour contraindre la cosmologie : EUCLID Primary : contraintes combinées de la tomographie avec les lentilles gravitationnelles et le spectre de puissance des grandes structures; EUCLID All : contraintes de sondes primaires combinées avec les contraintes des amas de galaxies et de l’effet Sachs-Wolfe; EUCLID+Planck : contraintes d’EUCLID combinées avec celles de Planck (sans le CMC lensing); Current : contraintes actuelles (Rapetti et al., 2009; Komatsu et al., 2011a; Suzuki et al., 2011); Improvement Factor : améliorations apportées par les futures contraintes d’EUCLID+Planck par rapport aux contraintes actuelles. Toutes les contraintes sont les prévisions des erreurs marginalisées sur tous les autres paramètres ($\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $\Omega_b = 0.0445$, $\sigma_8 = 0.8$, $n_s = 1.0$, $h = 0.7$).*

et 20% de la densité d’énergie de l’Univers est sous la forme de la matière noire. La nature de ces deux composantes noires est tout à fait inconnue et une possibilité pour expliquer ces observations est une remise en cause de la relativité générale. Les modèles plausibles existant ne peuvent être distingués de manière décisive qu’à l’aide de relevés astronomiques de haute précision couvrant une fraction importante du ciel. EUCLID utilisera les sondes cosmologiques pour enquêter sur la nature de l’énergie noire, de la matière noire et de la gravité. La mission va cartographier à grande échelle les structures de la distribution de galaxies jusqu’à redshift deux. La mission est optimisée pour deux sondes cosmologiques indépendantes : la tomographie de l’effet lentille gravitationnelle faible (WL) et les oscillations acoustiques des baryon (BAO). En outre, les relevés d’EUCLID fourniront des données pour plusieurs sondes cosmologiques complémentaires telles que les amas de galaxies, les distorsions spatiales du redshift et l’effet Sachs-Wolfe.

Pour comprendre la nature de l’énergie noire, son équation d’état doit être déterminée. EUCLID propose d’utiliser le WL et BAO pour mesurer les termes constants et variant dans le temps de l’équation d’état de l’énergie noire. Le modèle Λ CDM comme je l’ai présenté dans le chapitre 1 est décrit par un nombre réduit de paramètres, et l’énergie noire et la matière noire sont des composantes statiques. Les valeurs standards des paramètres sont $\Omega_m = 0.25$, $\Omega_\Lambda = 0.75$, $\Omega_b = 0.0445$, $\sigma_8 = 0.8$, $n_s = 1.0$, $h = 0.7$, la gravitation est décrite par la relativité générale, les conditions initiales de la croissance des structures sont gaussiennes et l’énergie noire est du type constante cosmologique ($w_X = -1$). Ce modèle peut être étendu pour per-

mettre une dépendance en temps des paramètres cosmologiques et pour tester la relativité générale et les conditions initiales. La table 3.1 résume les objectifs de la mission en terme de contraintes sur la cosmologie. Pour étudier l'évolution de l'équation d'état de l'énergie noire, w_X a été paramétré en fonction du facteur d'échelle tel que $w_X(R) = w_p + w_a(R_p - R)$. Le but d'EUCLID sera de mesurer les paramètres w_p et w_a avec une erreur à 1 sigma de $\Delta w_p \sim 0.015$ et $\Delta w_p \sim 0.150$. Pour tester la validité de la relativité générale, on peut mesurer le taux de croissance des structures paramétrées en fonction de $\Omega_m = f(z) = \Omega_m^\gamma$. La précision de mesure de γ que veut atteindre la mission EUCLID est à 1 sigma de $\Delta\gamma \sim 0.010$. EUCLID va aussi cartographier la distribution de matière noire avec une précision inégalée qui permettra l'étude des effets subtils produits par les neutrinos. L'objectif d'EUCLID sera d'estimer la masse des neutrinos m_ν avec une précision à 1 sigma meilleur que $0.03 eV$. De même, l'amplitude de l'effet des conditions initiales de la croissance des structures non gaussiennes, f_{NL} , peut être quantifier à partir du spectre de puissance des perturbations de la densité. Les relevés d'EUCLID permettront de mesurer les écarts à une distribution gaussienne des perturbations initiales avec une précision d'un ordre de grandeur meilleur que les contraintes actuelles.

Le WL nécessite une haute qualité d'image pour les mesures de forme des galaxies et de la photométrie dans le visible et l'infrarouge pour mesurer les redshifts photométriques des galaxies jusqu'à $z \geq 2$ à une précision de $dz/(1+z) < 0.05$. Le BAO nécessite des observations spectroscopiques dans le proche infrarouge pour mesurer les redshifts spectroscopiques des galaxies entre $0.7 \leq z \leq 2.0$ à une précision de $dz/(1+z) < 0.001$. Les deux sondes nécessitent un très haut degré de stabilité du système pour minimiser les effets systématiques et d'un relevé couvrant une partie importante du ciel extra-galactique. Une telle combinaison d'exigences ne peut être satisfaite à partir du sol et nécessite un télescope spatial avec un grand champ de vue. La table 3.2 résume les performances requises pour la mission EUCLID. EUCLID sera pourvu d'un télescope de 1.2 m de type Korsch conçu pour fournir un large champ de vu. Le télescope distribuera la lumière à deux instruments par l'intermédiaire d'un filtre dichroïque dans la pupille de sortie. La lumière réfléchi ira dans l'instrument visible (VIS) et la lumière transmise à partir du dichroïque alimentera l'instrument proche infrarouge (NISP) qui contient un spectromètre sans fente et un photomètre à trois bandes. Les deux instruments couvriront un grand champ de vue commun de $\sim 0.54 deg^2$. Le VIS sera équipé de 36 détecteurs CCD. Il mesurera les formes des galaxies avec une résolution meilleure que $0.2 arcsec$ avec des pixels de $0.1 arcsec$ sur le ciel dans la bande large RIZ. Le photomètre NISP contiendra trois bandes (Y, J, H), et sera équipé de 16 détecteurs HgCdTe avec des pixels de $0.3 arcsec$ sur le ciel. Le canal spectroscopique du NISP couvrira une gamme de longueur d'onde de $1.1 \mu m$ à $2.0 \mu m$ avec une résolution spectrale moyenne de $\lambda/\Delta\lambda \sim 250$. Le VIS et NISP fonctionneront en parallèle mais le NISP effectuera les mesures de spectroscopie et photométrie l'une après l'autre. EUCLID sera lancé en 2018 sur une fusée Soyouz ST-2.1B et atteindra son orbite au deuxième point de Lagrange du système Soleil-Terre après 30 jours. Il faudra 6 ans pour réaliser les relevés de la mission. Le sondage large couvrira $15000 deg^2$ du ciel extragalactique et

Wide survey area	15000 deg^2 (goal 20000 deg^2)	4 dither pointings
Deep survey area	40 deg^2	at least 2 patches of $> 10deg^2$ 2 mag deeper than wide survey
Telescope	1.2 m Korsch	3 mirror anastigmat, $f = 24.5 m$
VIS		
Field of View	$0.787 \times 0.709 deg^2$	
detector	36 arrays $4k \times 4k$ CCD	
Pixel size	0.1 $arcsec$	
Filter	RIZ (550 – 900 nm)	
Depth	24.5 mag	SNR=10 1 $arcsec$ extended source
NISP		
Field of View	$0.763 \times 0.722 deg^2$	
detector	16 arrays $2k \times 2k$ HgCdTe	
Pixel size	0.3 $arcsec$	
Filters	Y (920 – 1146 nm) J (1146 – 1372 nm) H (1372 – 2000 nm)	
Depth	24 mag	SNR=5, point source
Grims	1100 – 2000 nm	2 grisms, Spectral resolution 250
Sensitivity	$3 \times 10^{-16} erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	$SNR = 3.5$ unresolved line

TABLE 3.2 : *Résumé des performances instrumentales requises dans le RebBook pour la mission EUCLID*

sera complété par deux champs profonds de 20 deg^2 observés en plusieurs fois sur une base mensuelle. Pour le WL, EUCLID mesurera les formes de 30 galaxies résolues par arcmin^2 dans la bande large RIZ ($550 - 920 \text{ nm}$) jusqu'à une magnitude AB de 24.5 à $SNR > 10$. Les bandes NIR (Y, J, H) serviront à la mesure des redshifts photométriques et atteindront une profondeur en magnitude AB de 24 à $SNR = 5$. Toujours pour la mesure des redshifts photométriques, la photométrie sera complétée par les bandes visibles des relevés au sol de DES, KiDS, et Pan-STARRS. Pour mesurer le cisaillement à partir de l'ellipticité des galaxies, la PSF devra être reconstruite avec une erreur sur son ellipticité $\leq 2 \times 10^{-4}$ et sa taille devra varier de moins de 2×10^{-3} dans le champ de vu. Les BAO seront mesurées à partir du relevé spectroscopique. Le spectromètre sans fente permettra l'observation des galaxies à raies d'émission, principalement la raie H_α . La sensibilité devra permettre la détection de raies jusqu'à $3 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour des sources étendues de 1 arcsec à $SNR = 3.5$ à $1.6 \mu\text{m}$. Le relevé permettra ainsi de mesurer le redshift de 50 millions de galaxies avec une complétude supérieure à 45%. Le sondage profond sera de deux ordres de grandeur plus profond que le sondage large. Il sera utilisé pour l'étalonnage de la spectroscopie sans fente et des redshifts photométriques. La visite répétée des mêmes régions du ciel permettra également de contrôler la stabilité du satellite et des instruments.

3.3.2 Simulations « end to end »

Les simulations « end to end » ont pour but de déterminer ou d'optimiser les performances scientifiques d'une mission. Les simulations « end to end » reproduisent de nombreuses sources d'erreurs, allant des erreurs dues à la distribution des galaxies dans le ciel, aux erreurs induites par le traitement des données, en passant par les erreurs intrinsèques à l'instrument. Dans le cadre des études de phase A du projet EUCLID, des simulations « end to end » ont été effectuées pour démontrer la faisabilité de la mission (Editorial Team et al., 2011, redbook). Les simulations du VIS ont montré que la PSF peut être reconstruite à un niveau de précision élevée. Les variations spatio-temporelles de la PSF, qui sont critiques pour le WL, sont échantillonnées et modélisées avec une précision suffisante en utilisant plus de 1800 étoiles appropriées pour l'étalonnage, réparties sur chaque champ d'EUCLID. La détérioration de la PSF due à l'inefficacité de transfert de charge des CCD peut être corrigée en utilisant la méthode standard couramment appliquée aux images HST, à condition que le bruit de lecture des détecteurs d'EUCLID soit inférieur à 4.5 électrons. Dans l'ensemble, les résidus dans la modélisation de la PSF en terme de taille et d'ellipticité seront inférieurs aux performances requises durant toute la mission. En outre, l'efficacité du VIS garantit que le nombre de galaxies requises, c'est à dire $\sim 30 \text{ gal./arcmin}^2$ jusqu'à la magnitude limite (24.5), peut être obtenu en moins de 4000s. Des simulations similaires réalisées pour le NISP en mode imagerie montrent que les limites de détection des bandes (Y, J, H) remplissent les besoins de la mission (magnitude AB limite de 24.0 à $SNR = 5$) en moins de 6 minutes par filtre, tant que les critères requis sur la taille de la PSF sont respectés dans les trois

bandes. Le mode imagerie du NISP fournit des données dans les bandes (Y, J, H) pour 95% des sources VIS appropriées pour l'analyse WL.

Le mode spectroscopique du NISP est conçu pour mesurer les redshifts de plus de 50 millions de galaxies à une précision de $dz/(1+z) < 0.001$ jusqu'à $z = 2$. La mesure du redshift repose sur la détection des raies d'émission, principalement la raie H_α dans le proche infrarouge. Pour un flux dans une raie H_α donnée, la précision et l'exactitude des mesures dépend des paramètres instrumentaux du NISP (taille de la PSF, résolution, fond instrumental) et sur la stratégie d'observation adoptée pour réduire les limitations spécifiques à la spectroscopie sans fente, à savoir le mélange de spectres et un fond de ciel élevé. La vérification des performances doit démontrer (1) que la mesure du redshift n'est pas biaisée et qu'elle est suffisamment précise pour atteindre le flux limite requis de $3 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ et (2) que la densité de galaxies par intervalles de redshift est suffisante pour répondre aux objectifs scientifiques. La stratégie globale d'observation d'EUCLID en mode spectroscopique a été conçue pour optimiser tous ces aspects. Par sa nature même, la spectroscopie sans fente est affectée par la confusion résultant de la superposition des spectres des objets adjacents et le fond de ciel est élevé à cause de la lumière des spectres des sources faibles et non résolues, et à cause de la lumière zodiacale. Réduire la confusion produite par le chevauchement des spectres est la première préoccupation. À la profondeur des observations spectroscopiques d'EUCLID, tous les spectres sont au moins partiellement superposés avec une autre source. Dans ces conditions, la contamination est la principale cause d'erreurs dans la mesure de redshift. Pour surmonter cette difficulté, la stratégie d'observation spectroscopique implique d'abord la division de la couverture en longueur d'onde totale en deux observations séparées en utilisant deux grisms (bleu et rouge). La réduction de la bande de chacun des grisms permet (1) de réduire la taille des spectres et donc de réduire leur mélange et (2) de réduire le fond de ciel. De plus, chaque bande est observée en deux expositions indépendantes avec un sens de dispersion perpendiculaire. Dans chacune des orientations, les spectres sont autant mélangés mais ces mélanges sont différents et permettent de décontaminer en partie les spectres. Enfin, les observations en mode imagerie dans les bandes (Y, J, H) permettent une identification précise des différents ordres de dispersion des grism sur l'image spectroscopique.

Un pipeline de simulation de « end to end » a été développé pour vérifier que la stratégie d'observation et les performances de l'instrument permettent de répondre aux exigences des performances scientifiques. Ce pipeline se compose de trois composantes : 1) un catalogue de sources d'entrée imitant le champ COSMOS 2) un module de simulation d'images spectroscopiques 3) une analyse automatisée des spectres afin de mesurer le redshift des galaxies. Un ingrédient fondamental pour le réalisme de la simulation est la taille angulaire des galaxies. En spectroscopie sans fente cette taille définit la résolution effective du spectre et le niveau de confusion entre les spectres adjacents. Une dimension intrinsèque et réaliste des tailles angulaires a été ainsi attribué à chaque galaxie, soit en utilisant les mesures réalisées à partir des images du HST du champ COSMOS, soit en utilisant une relation taille - luminosité lorsque les images HST n'étaient pas disponibles. Des étoiles ont été

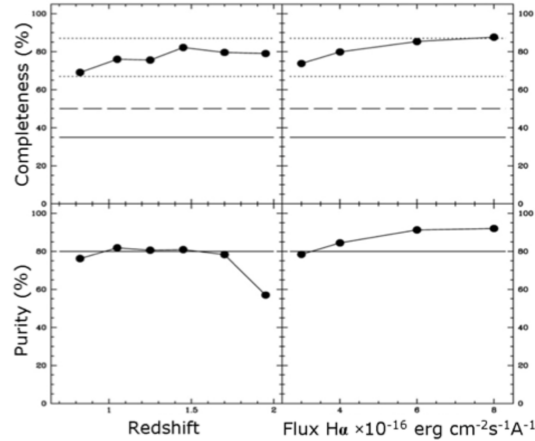


FIGURE 3.11 : Complétude et pureté de la mesure du redshift spectroscopique avec EUCLID en fonction du redshift et du flux dans la raie $H\alpha$. Les droites continues et pointillés larges indiquent respectivement les valeurs requises et les valeurs désirées. (Editorial Team et al., 2011, redbook)

ajouté au catalogue de galaxie, avec des densités de surface correspondant à des latitudes galactiques de 60° et 30° . Les spectres simulés sont générés en utilisant le logiciel aXeSIM sur la base des paramètres d'entrée instrumentales (PSF, courbe de transmission, etc). Le code permet également d'ajouter le fond de ciel de la lumière zodiacale. Une fois que l'image 2D du spectre a été simulé, l'extraction est réalisée par aXeSIM pour produire le spectre 1D. Le processus est répété pour les quatre observations spectroscopiques d'un même (2 grism $\times 2$ angles). Les spectres des grism rouge et bleu pour un même angle sont concaténés. Les deux spectres de chaque angles sont ensuite nettoyés et combinés.

La mesure du redshift a été réalisé sur chaque spectre de galaxie. Dans un premier les raies d'émission sont recherchées en aveugle dans le spectre. Toutes les raies d'émission trouvées sont utilisées ensuite pour ajuster un redshift. Si les raies ne permettent pas l'ajustement du redshift, la raie la plus forte est supposée être $H\alpha$. De même lorsque qu'une seule raie est détectée, le redshift est mesuré en supposant que c'est $H\alpha$. Les spectres sont enfin traités avec le code de mesure de redshift EZ (Garilli et al., 2010), qui attribue un indice de fiabilité à chaque mesure. Deux critères de qualité ont été estimés : (1) la complétude, la fraction des raies $H\alpha$ mesurées au dessus d'un flux limite donné et (2) la pureté, la fraction des spectres mesurés pour lesquels le redshift est correct. Les résultats obtenus avec la configuration instrumentale de référence et la stratégie d'observation sont présentés dans la Figure 3.11. La complétude et la pureté sont tracées en fonction du redshift et du flux dans la raie $H\alpha$. Ces résultats révèlent une complétude bien supérieure à la valeur requise. La pureté des mesures est compatible avec les valeur requise, à l'exception de l'intervalle de redshift le plus élevé. La technique d'extraction, la méthode de mesure du redshift et les évaluations de fiabilité utilisées sont basées sur les outils existants.

Les méthodes qui seront développées dans le cadre d'EUCLID seront optimisées et auront de meilleures performances.

Deuxième partie

Simulation des observables

Les futures missions d'énergie noire telles que la missions spatiale EUCLID sont en train de définir les concepts instrumentaux et les stratégies d'observation pour réaliser de grands relevés de galaxies. Les populations de galaxies tracent la croissance des structures de l'Univers. Ces structures nous renseignent sur la géométrie de l'espace-temps et donc sur les modèles cosmologiques que l'on cherche à contraindre. Pour atteindre la haute précision nécessaire au succès scientifique de ces futures missions, nous avons besoin d'évaluer les capacités des instruments et des stratégies d'observation. Ces simulations doivent être basées sur des catalogues de galaxies réalistes rendant compte de nos connaissances actuelles sur l'Univers observable. Dans cette partie, je vais développer une méthode de simulation introduite par [Jouvel et al. \(2009\)](#), qui consiste à reproduire les propriétés du sondage COSMOS, qui est un des sondages les plus complets à ce jour.

Le sondage Cosmic Evolution Survey (COSMOS) ([Scoville et al., 2007](#)) est un relevé profond de 2 deg^2 dans un champ équatorial avec lequel [Capak et al. \(2008\)](#) ont détecté plus de 2 millions d'objets jusqu'à des magnitudes $I_{AB} > 27$. COSMOS est issu d'une collaboration internationale de plus de 30 instituts d'astrophysique dont le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille. Il est basé sur un relevé photométrique profond réalisé par le Hubble Space Telescope (HST) avec l'instrument Advanced Camera for Surveys (ACS). Il est le plus grand sondage photométrique réalisé avec le HST et il a nécessité 640 orbites du satellite. La profondeur de l'imagerie HST a permis de mesurer la morphologie des galaxies directement à partir de leur image [Leauthaud et al. \(2007\)](#). Ce sondage a été également couvert dans plus de 50 bandes photométriques allant du domaine radio aux rayons X avec de grands télescopes au sol et dans l'espace. Un suivi spectroscopique a été réalisé dans les champs COSMOS. Avec le projet zCOSMOS, [Lilly et al. \(2010\)](#) ont mesuré les spectres de 30 000 galaxies sélectionnées en bande optique, 20 000 galaxies brillantes jusqu'à $i_{med}^+ < 22.5$ et 10 000 galaxies profondes jusqu'à $i_{med}^+ < 24$. De plus un échantillon sélectionné dans l'infrarouge, MIPS, a été observé avec l'instrument DEIMOS ([Kartaltepe et al., 2009](#)). Plus récemment, les champs COSMOS a été observé dans l'infrarouge avec le télescope Herschel et partiellement dans le proche infrarouge avec la caméra WFC3 dans le filtre F140W et dans le mode spectroscopie sans fente avec le grism G141 ([Schawinski et al., 2011](#)).

Dans un premier temps je reviendrai sur le sondage COSMOS et son imitation, le COSMOS Mock Catalog (CMC) puis présenterai les améliorations que j'ai apporté dans la cadre des simulations de relevés spectroscopiques de galaxies à raies d'émission.

Table des matières

4	Le CMC version 1.0	61
4.1	Le catalogue de redshift photométrique	62
4.2	Le catalogue simulé	65
4.3	Les raies d'émission dans le CMC1.0	66
5	Calibration des raies d'émission	73
5.1	Modélisation des raies	74
5.2	[OII] et Ha	77
5.3	Les autres raies d'émission	84
5.4	Résumé des calibrations	87
6	Le CMC version 2.0	93
6.1	Construction des spectres	94
6.2	Calcul de la photométrie	95
6.3	Utilisations du CMC	98
6.4	Perspectives	104

CHAPITRE 4

Le CMC version 1.0

*Equipped with his five senses,
man explores the universe around him
and calls the adventure Science."*

Edwin Powell Hubble

4.1 Le catalogue de redshift photométrique

Les redshifts photométriques reposent sur la mesure du continuum du spectre et la détection de larges caractéristiques spectrales. Ces larges caractéristiques incluent les fortes raies d'émission et les "breaks" ou "bumps" des SED. Les trois principaux break sont le break de Balmer à 3700 \AA , le break D4000 à $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ et le break de Lyman à $\lambda = 912 \text{ \AA}$. Il y a principalement deux sortes de méthodes utilisées pour mesurer les redshift photométrique : la technique des réseaux de neurones (Collister et Lahav, 2004; Vanzella et al., 2004; Abdalla et al., 2008) et les méthodes d'ajustement de modèle (Benítez, 2000; Bolzonella et al., 2000; Ilbert et al., 2006). Ces deux méthodes ont besoin d'un échantillon de redshifts spectroscopiques. Les réseaux de neurones apprennent la relation liant la photométrie au redshift en s'entraînant sur cet échantillon. Pour la méthode de l'ajustement des modèles, l'échantillon spectroscopique est utilisé pour calibrer la librairie de modèles à ajuster pour estimer le redshift. Dans les deux cas cette étape est la plus critique et permet aussi d'assurer la robustesse de l'estimation du redshift photométrique. Il est essentiel que l'échantillon de calibration ou d'entraînement soit représentatif des populations de galaxies pour lesquelles on veut déterminer un redshift. Pour calculer le redshift, les réseaux de neurones utilisent une fonction complexe apprise à partir de l'échantillon de galaxie d'entraînement alors que la méthode d'ajustement de modèle utilise la librairie calibrée avec une procédure de minimisation de fonction. Le catalogue de redshift photométrique utilisé dans ce manuscrit est celui de Ilbert et al. (2009) qui ont utilisé le code de redshift photométrique LePhare basé sur la méthode de l'ajustement de modèle.

La dernière version du catalogue de redshift photométrique du sondage COSMOS a été réalisé par (Ilbert et al., 2009, 2010) à partir de 31 bandes photométriques sur l'ensemble de la surface de COSMOS, de l'ultraviolet (UV) avec les données du télescope spatial Galaxy evolution Explorer (GALEX), jusqu'au proche infrarouge (NIR) du télescope spatial Spitzer. Toutes ces données ont été combiné par Capak et al. (2008) et la photométrie a été mesuré avec SExtractor (Bertin et Arnouts, 1996). Les magnitudes ont été corrigé de l'extinction de notre galaxie individuellement en utilisant les cartes de poussières de Schlegel et al. (1998). Les zones où la photométrie est mauvaise, principalement à cause des halos étendus des étoiles brillantes, ont été masqué. Le catalogue couvre au final une surface de 1.73 deg^2 et contient respectivement 126071, 293627 et 607617 sources à $i^+ < 24$, $i^+ < 25$ et $i^+ < 26$.

Ilbert et al. (2009) ont utilisé une bibliothèque de modèles de SED pour les galaxies composée de neuf modèles de Polletta et al. (2007) pour les galaxies elliptiques et les spirales, et douze modèles de Bruzual et Charlot (2003) pour les galaxies star burst (voir Figure 4.1). Même dans le cas de la mesure du redshift photométrique, les raies d'émission ne sont pas négligeables. Une raie d'émission peu modifier la couleur d'une galaxie de 0.4 magnitudes. Pour estimer le flux dans les raies d'émission, Ilbert et al. (2009) se sont basés sur les lois de Kennicutt (1998), reliant d'une part le SFR à la luminosité UV et d'autre part le SFR à la luminosité H_α . En supposant que

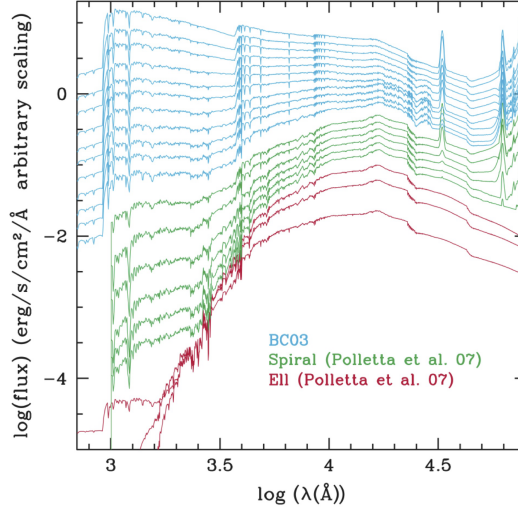


FIGURE 4.1 : Modèles de SED utilisé par *Ilbert et al. (2009)* pour ajuster les redshifts photométriques. Les courbes bleues sont les modèles de galaxies star burst de *Bruzual et Charlot (2003)*. Les courbes vertes et rouges sont respectivement les modèles de galaxies spirales et elliptiques de *Polletta et al. (2007)*.

ces SFR sont égaux, c'est à dire que les estimateurs tracent les mêmes populations d'étoiles, la magnitude absolue UV corrigée de l'extinction, M_{UV} est reliée au flux intrinsèque H_α , F_{H_α} en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$:

$$\log(F_{H_\alpha}) = -0.4(M_{UV} + D_L(z)) + 10.81 \quad (4.1)$$

Les flux intrinsèques des autres raies d'émission, Ly_α , [OII], [OIII] et H_β sont estimés en supposant les rapport de raies constant : $\frac{H_\alpha}{[\text{OII}]} = 1.77$, $\frac{H_\alpha}{H_\beta} = 2.86$, $\frac{[\text{OIII}]}{[\text{OII}]} = 0.36$, $\frac{Ly_\alpha}{[\text{OIII}]} = 2$, (*Moustakas et al., 2006; Mouhcine et al., 2005; Kennicutt, 1998*).

La lumière émise par une galaxie sans prendre en compte l'extinction par sa poussière est alors la somme du modèle de SED et ces raies d'émission. L'extinction est modélisée avec les lois *Prevot et al. (1984)* et *Calzetti et al. (2000)*. Ces relations relient la magnitude observée et la magnitude du modèle avec l'excès de couleur $E(B-V)$. Le modèle d'extinction est un paramètre libre de l'ajustement. Les valeurs de $E(B-V)$ explorées ont été limité à l'intervalle $[0.0, 0.5]$ et ont été échantillonné par pas de 0.05. L'extinction est supposée la même dans le continu et dans les raies.

Finalement le redshift est estimé avec une méthode de minimisation bayésienne de χ^2 . Le redshift est alors la valeur z qui minimise cette fonction :

$$\chi_{gal}^2(z, T, A) = \sum_{f=1}^{N_f} \left(\frac{F_{obs}^f - A \cdot F_{pred}^f(z, T) \cdot 10^{-0.4s_f}}{\sigma_{obs}^f} \right)^2 \quad (4.2)$$

F_{obs}^f est le flux observé dans la bande f et σ_{obs}^f l'erreur associé. $F_{pred}^f(z, T)$ est le flux prédit par le modèle T au redshift z . À noter que l'excès de couleur $E(B-V)$,

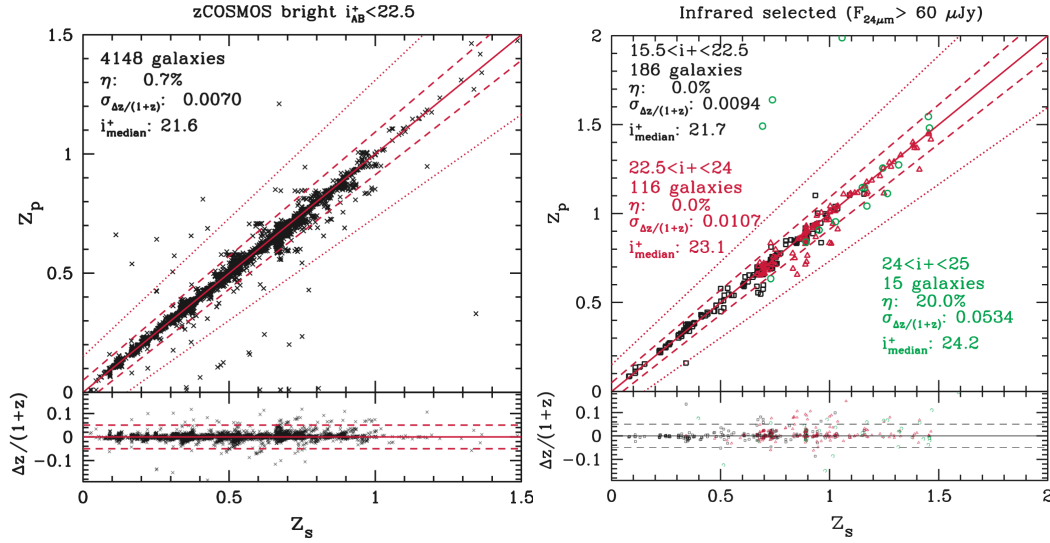


FIGURE 4.2 : Comparaison des redshifts photométriques avec les redshifts spectroscopiques (Ilbert et al., 2009). À gauche les points sont les galaxies observées dans le relevé zCOSMOS et à droite dans le relevé MIPS.

les raies d'émission et l'opacité du milieu intergalactique sont pris en compte dans le modèle. Les valeurs de χ_{gal}^2 sont estimés sur une grille en z de pas 0.01 et la distribution de probabilité du redshift est dérivé par interpolation parabolique.

En plus du χ_{gal}^2 , Ilbert et al. (2009) ont estimé de la même manière, pour tous les objets du catalogue, un χ_{star}^2 en utilisant des modèles de SED d'étoiles (Chabrier et al., 2000). Dans la cas où le χ_{star}^2 minimum est plus petit que le χ_{gal}^2 minimum, l'objet est marqué comme étant une étoile. Cette classification est en très bon accord avec la classification morphologique de Leauthaud et al. (2007). Pour $i^+ < 24$, 84% de sources ponctuelles, identifiées comme des étoiles, ont un χ_{star}^2 minimum inférieur au χ_{gal}^2 minimum.

Enfin les sources ponctuelles X, détectées dans les données de XMM-COSMOS (Brusa et al., 2007), ont été marqué comme étant des galaxies avec un noyau actif (AGN). La mesure du redshift des AGN demande un traitement spécifique qui a été réalisé par Salvato et al. (2009).

La précision des redshifts photométriques des galaxies est basée sur une comparaison avec les sondages spectroscopiques de zCOSMOS et MIPS (voir Figure 4.2). Le redshift photométrique atteint la précision de $\sigma_{(z_{phot}-z_{spec})/(1+z_{spec})} = 0.008$ à $i_{AB}^+ < 22.5$ avec un taux de redshift catastrophiques ($(z_{phot} - z_{spec})/(1 + z_{spec}) > 0.15$) en dessous de 1%. À plus faible magnitude et pour $z < 1.5$, la précision estimée est $\sigma_{(z_{phot}-z_{spec})/(1+z_{spec})} = 0.011$ pour $22.5 < i_{AB}^+ < 24$ et $\sigma_{(z_{phot}-z_{spec})/(1+z_{spec})} = 0.053$ pour $24 < i_{AB}^+ < 25$. Enfin pour les galaxies à plus haut redshift, $1.5 < z < 3$ et $i_{AB}^+ \sim 24$, la précision est dégradée à $\sigma_{(z_{phot}-z_{spec})/(1+z_{spec})} = 0.04$ avec 10% de catastrophiques.

En plus du redshift, Ilbert et al. (2010) ont dérivé la masse stellaire à partir de

la luminosité en utilisant des modèles synthétiques de population stellaire [Bell et al. \(2003\)](#); [Fontana et al. \(2004\)](#). En fixant le redshift au redshift photométrique, ils ont ajusté des modèles SED générés par le code de [Bruzual et Charlot \(2003\)](#). Les SED ont été construites en supposant une fonction de masse initiale de [Chabrier \(2003\)](#) et un taux de formation d'étoiles décroissant exponentiellement avec le temps. Les modèles de SED ont été calculés pour 51 âges différents entre 0.1 et 14.5 milliard d'années, pour 10 valeurs d'excès de couleur entre 0 et 0.5, et pour deux valeurs de métallicité $Z = 0.02, 0.008 Z_{\odot}$. Par rapport aux SED optimisées pour ajuster le redshift, cette librairie décrit une plus grande variété de galaxies. L'ajustement du redshift n'est pas possible avec une telle librairie, le problème serait complètement dégénéré. En revanche on peut utiliser la même méthode que pour les redshifts photométriques, mais cette fois en fixant le redshift, pour ajuster ces modèles et dériver du meilleur ajustement des propriétés de la physique de la galaxie. [Ilbert et al. \(2010\)](#) l'ont fait en incluant de plus les données IRAC à $24 \mu\text{m}$, ils ont dérivé la masse stellaire et le taux de formation d'étoiles de chaque galaxie.

4.2 Le catalogue simulé

Pour évaluer les capacités des instruments et des stratégies d'observation nous avons besoin de catalogues de galaxies réalistes et représentatifs des connaissances actuelles sur l'Univers observable. [Jouvel et al. \(2009\)](#) ont utilisé les propriétés du sondage COSMOS pour réaliser un tel catalogue. Le principe est de convertir les propriétés observées de chaque galaxie du champ COSMOS, en des propriétés simulées. Ces propriétés pourront ensuite être utilisées pour simuler différents instruments, existant pour préparer des observations, ou des instruments en cour de développement pour optimiser les designs par exemple.

[Jouvel et al. \(2009\)](#) ont développé une méthode pour estimer la magnitude apparente qu'aurait une galaxie du champ COSMOS observée avec un instrument quelconque. Le catalogue COSMOS associe à chaque galaxie un redshift photométrique, une SED, une loi d'extinction et des estimations du flux des raies d'émission. La première étape pour simuler les magnitudes apparentes est de reconstruire le spectre de chacune des galaxies et de l'intégrer à travers les courbes de transmissions des filtres de l'instrument. Les magnitudes apparentes théoriques sont calculées à partir de ce spectre. On estime ensuite les erreurs de mesure dues au fond de ciel, au courant d'obscurité, au bruit de poisson et au bruit de lecture. Les magnitudes théoriques sont enfin bruitées avec une distribution de probabilité gaussienne avec une dispersion égale à l'erreur. Les magnitudes simulées sont calculées pour toutes les galaxies du relevé COSMOS et on génère ainsi un catalogue imitant le sondage, le COSMOS Mock Catalog version 1 (CMC1.0).

Le mélange des populations de galaxies est par construction représentatif d'un sondage réel de galaxies. Toutes les propriétés mesurées des galaxies du champ COSMOS tel que le rayon effectif calculé sur les images ACS par [Leauthaud et al. \(2007\)](#), la luminosité en UV, le SFR, la morphologie, les masses stellaires et la cor-

relation des positions, sont propagées dans la simulation. Le catalogue simulé est cependant limité au domaine de magnitude où les données COSMOS sont relativement complètes à savoir $i_{AB}^+ \sim 26.2$ pour une détection à 5σ , voir [Capak et al. \(2008\)](#). [Jouvel et al. \(2009\)](#) ont restreint leur catalogue simulé à une aire carrée centrale de 1.38 deg^2 , pleinement couverte par l'imagerie HST/ACS. L'aire effective en prenant en compte les zones masquées est de 1.24 deg^2 avec un total de 538000 galaxies simulées jusqu'à $I_{AB} = 26$ avec une densité de 120 gal/arcmin^2 . Les étoiles et les sources de rayons X ont été supprimé du catalogue.

4.3 Les raies d'émission dans le CMC1.0

Dans le cadre des simulations spectroscopiques pour les futurs grands relevés de galaxies à raies d'émission (ELG), les estimations des raies d'émission pour chacune des galaxies sont très utiles pour prédire la taille et la profondeur du sondage. Ces estimations de flux sont basées sur de nombreuses hypothèses et donc avant de les utiliser, nous avons comparé le flux des raies d'émission prédit avec la photométrie par [Ilbert et al. \(2009\)](#) et propagé dans le CMC1.0, avec le flux des raies mesurées dans les données zCOSMOS.

Les données spectroscopiques de zCOSMOS ont été réduite avec le logiciel Platéfit [Tremonti et al. \(2004\)](#); [Lamareille et al. \(2006\)](#). Pour comparer les flux des raies observées et simulées, nous avons restreint notre étude aux spectres avec une mesure du redshift fiable, et des raies d'émission détectées de façon significative. Nous avons donc sélectionné les galaxies avec un redshift $0.0 < z \leq 1.4$ et avec un décalage de la calibration en longueur d'onde entre -6 et 4 \AA . Nous avons également utilisé seulement les raies d'émission en dehors des raies du ciel à 2σ , avec un ajustement de la raie et du continu et avec une « signficance » plus grande que 1.15 (voir [Lamareille et al. \(2006\)](#)). Les flux des raies ont été corrigé de la taille de la fente du spectroscopie et, pour les raies de Balmer, nous avons vérifié en plus que la largeur équivalente de la raie d'absorption était négligeable par rapport au erreurs de mesure du flux de la raie. Nous avons ensuite identifié les objets correspondant aux spectres de zCOSMOS dans le catalogue photométrique à partir de leurs positions dans le ciel. Nous avons utilisé l'algorithme de Sky match de TOPCAT avec un rayon de 0.5 arcmin^2 . Pour ne pas avoir d'effets dus à une mauvaise correspondance ou aux erreurs sur les redshifts photométriques, nous avons également restreint notre étude aux galaxies avec des redshifts photométriques et spectroscopiques en bon accord, c'est à dire tel que $z_{phot} - z_{spec} < 0.01$.

Dans la Figure 4.3, nous comparons les flux des raies dans les cas de H_α et [OII] ($\lambda 3727$). Étant donnée les hypothèses derrière les estimations du flux des raies d'émission dans le catalogue photométrique, la corrélation avec les mesures spectroscopiques est remarquable. Cependant, les flux simulés surestiment de façon systématique les flux observés et cette systématique augmente quand le flux diminue. L'écart entre le flux simulé et le flux observé est typiquement de 0.2 dex , avec une pente de 0.7 pour les deux raies.

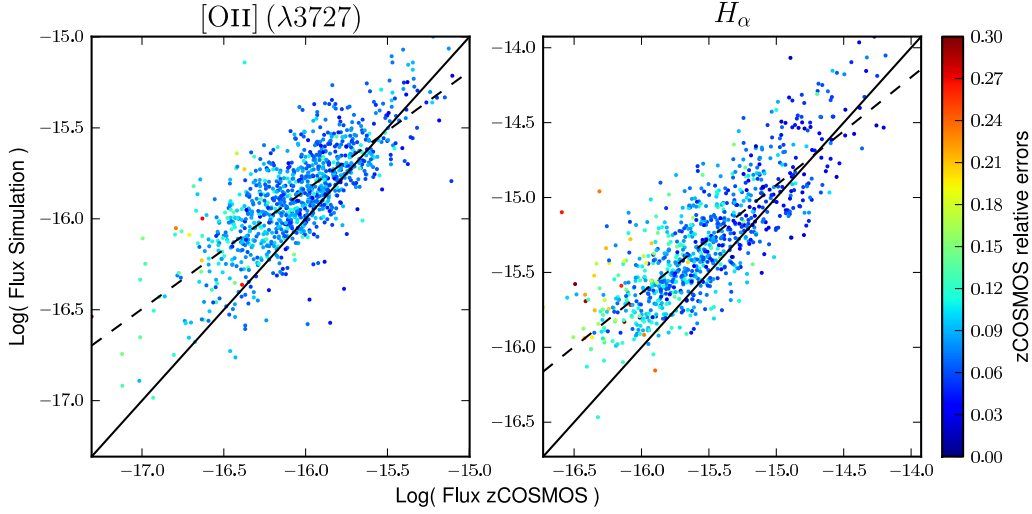


FIGURE 4.3 : *log du flux simulé des raies d'émission en fonction du log du flux observé dans zCOSMOS, pour H_{α} à droite et $[OII] (\lambda 3727)$ à gauche. La couleur correspond à l'erreur sur la mesure dans zCOSMOS. La droite en pointillé est une réduction linéaire des flux simulés en fonction des flux observés.*

Les deux sources d'incertitude dominantes sont la magnitude absolue UV corrigée de l'extinction et l'atténuation dans les régions stellaires. La magnitude absolue UV a été estimée par « correction k », ce qui peut induire des erreurs systématiques. La correction k est calculée à partir du modèle de SED qui s'ajuste le mieux aux données mais la partie de la SED qui nous intéresse n'est généralement pas directement observé (Oke et Sandage, 1968). Pour réduire cette incertitude, la magnitude absolue à la longueur d'onde λ peut être dérivée de la magnitude apparente la plus proche à $\lambda \cdot (1 + z)$ (Ilbert et al., 2005, 2010). Avec cette méthode, les magnitudes absolue dépendent moins de la SED et correspondent plus aux observations. Par la suite, lorsque nous parlerons de magnitude absolue nous utiliserons cette dernière estimation sauf précision contraire.

Bien sûr, cela ne résout pas le problème de l'estimation de l'extinction du continu UV qui reste la source principale d'erreur. Cette erreur se propage directement dans les estimations de SFR basées sur les magnitudes UV. Nous avons comparé le SFR calculé à partir de la magnitude absolue UV corrigée de l'extinction du continu, SFR_{NUV} , (Ilbert et al. (2009) avec la loi de Kennicutt (1998)) avec le SFR estimé à partir de l'ajustement de SED, SFR_{SED} , (Ilbert et al., 2010). Le SFR_{SED} est plus fiable car il prend compte les données à plusieurs longueur d'onde, notamment les flux dans l'infrarouge qui proviennent du flux UV absorbé puis réémis par la poussière de la galaxie. La Figure 4.4 montre que ces deux estimations sont en accord mais avec une dispersion de l'ordre d'une magnitude. Le continu UV des galaxies elliptiques n'est pas très bien compris aujourd'hui. Une fraction assez élevée de ce

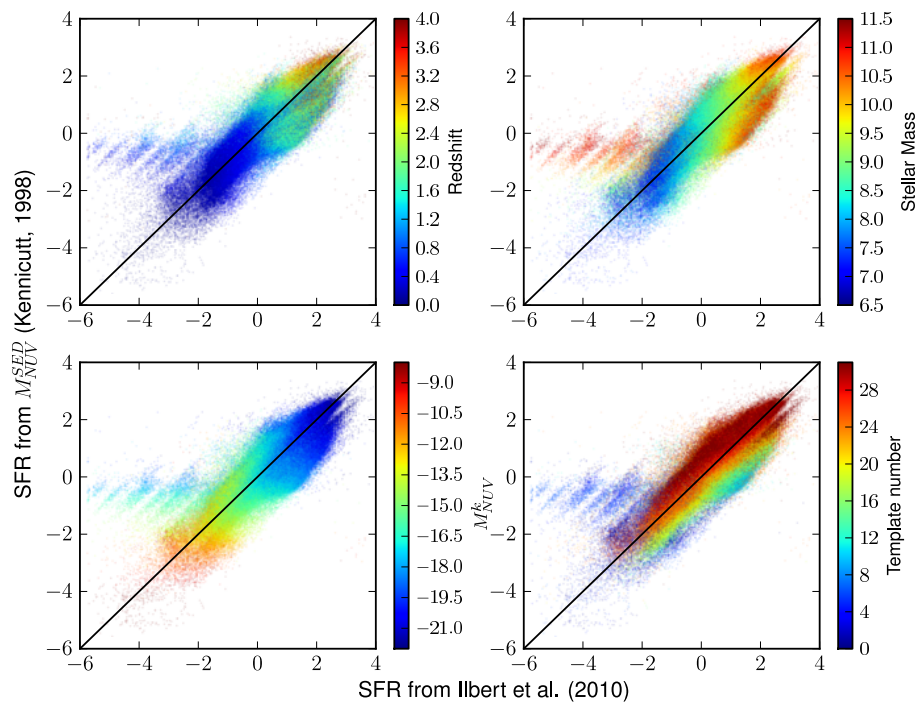


FIGURE 4.4 : *Comparaison du SFR estimé à partir de l'ajustement de SED (Ilbert et al., 2010) et du SFR estimé avec la loi de Kennicutt (1998) et la magnitude absolue NUV corrigée de l'extinction. La couleur des points est une échelle de redshift (en haut à gauche), de masse stellaire (en haut à droite), de la magnitude absolue NUV calculée par correction k et corrigée de l'extinction (en bas à gauche), et du numéro du template de SED (1 à 8 Elliptique, 9 à 20 Spirale, 20 à 31 Star Burst) (en bas à droite)*

flux pourrait venir d'étoiles évoluées de faible masse et donc la magnitude absolue UV ne serait pas dans ce cas un bon traceur du SFR. Il n'est pas surprenant que les SFR_{NUV} et SFR_{SED} ne correspondent pas. Pour les galaxies spirales, le SFR_{NUV} sous-estime de façon systématique le SFR et inversement pour les galaxies star burst le SFR_{NUV} surestime le SFR . Les biais de mesure de SFR sont sûrement le résultat de biais dans l'estimation de l'extinction de la poussière.

Les biais d'estimation de SFR_{NUV} ne sont pas les seules sources d'erreurs. Même en admettant que le SFR_{NUV} est un bon estimateur et que la magnitude absolue UV corrigée de l'extinction trace bien le même SFR que les raies d'émission, le flux estimé est le flux intrinsèque de la raie, c'est à dire le flux total émis sans prendre en compte l'atténuation. Pour remonter au flux observé, il faut donc appliquer l'atténuation des régions stellaires. [Jouvel et al. \(2009\)](#) ont supposé que cette atténuation était égale à l'extinction dans le continu. On s'attend en fait à ce que les raies d'émission soient plus atténuées ([Calzetti, 2001](#)). La relation entre l'extinction dans le continu et l'atténuation des régions stellaires n'est pas simple. Dans des cas de galaxies avec un taux de formation d'étoiles très élevé et peu de poussière, le relation pourrait être un simple facteur multiplicatif de l'ordre de 0.4. Dans tous les autres cas la relation est beaucoup plus complexe et dépend de la métallicité, du taux de ionisation du gaz, de la masse stellaire, la distribution de la poussière et sûrement d'autres caractéristiques de la galaxie. De plus, la plupart de ces caractéristiques sont corrélées et donc le problème est extrêmement dégénéré.

[Argence et Lamareille \(2009\)](#) ont déjà comparé des estimations de flux similaires avec les données de Sloan Digital Sky Survey (SDSS) et ils ont obtenu des résultats équivalents en utilisant les lois de [Kennicutt \(1998\)](#). Ils ont estimé le SFR, ainsi que la métallicité, à partir des données spectroscopiques de SDSS et d'une méthode robuste ([Charlot et Longhetti, 2001](#); [Brinchmann et al., 2004](#); [Tremonti et al., 2004](#)). Ils ont ensuite comparé leur SFR de référence à d'autres estimateurs utilisés lorsque moins de données sont disponibles et notamment la méthode qui consiste à utiliser les calibrations de [Kennicutt \(1998\)](#) en corrigeant les raies d'émission de l'atténuation à partir de l'extinction de la SED et d'un rapport d'extinction du gaz sur l'atténuation des étoiles. Ils observent également une pente de l'ordre de ~ 0.7 entre les deux estimateurs de SFR en utilisant un rapport atténuation gaz/étoiles de 0.44 ([Calzetti et al., 2000](#)) et une pente de ~ 0.9 avec un rapport de 0.3 (valeur moyenne observée dans SDSS). Leur travail explore également d'autres façons de mesurer le SFR à partir des raies d'émission en fonction des données accessibles. Dans le cas des données photométriques de COSMOS, trois de leurs propositions peuvent être adaptées pour améliorer les estimations de flux dans les raies H_α H_β et [OII]. La première solution est basée sur une recalibration des relation entre SFR et raies d'émission avec une lois de puissance en corrigeant l'extinction du continu d'un facteur 0.3 (valeur moyenne dans SDSS) pour estimer l'atténuation dans les raies ([Argence et Lamareille, 2009](#), section 3.3.2). La seconde solution contourne le problème de l'estimation de l'atténuation en calibrant la lois de puissance directement avec les flux observés ([Argence et Lamareille, 2009](#), section 4.2.1). La dernière solution est dérivée de la seconde en corrigeant le SFR en fonction de la métallicité

(Argence et Lamareille, 2009, section 4.2.3).

Nous avons testé ces solutions sur les données COSMOS pour les raies d'émission H_α et [OII] ($\lambda 3727$). Le SFR utilisé comme référence pour calculer les flux des raies est l'estimation de Ilbert et al. (2010). Pour la calibration dépendante de la métallicité, nous avons calculé $x = 12 + \log(O/H)$ à partir de la relation masse, SFR, métallicité de Mannucci et al. (2010).

Pour H_α dans le meilleur des cas, les calibrations Argence et Lamareille (2009, section 3.3.2) et Argence et Lamareille (2009, section 4.2.1) corrigent l'offset de la relation, $\sim 0.01 dex$ au lieu de $\sim 0.2 dex$ dans le CMC1.0. Cela dit, il reste toujours une pente et on voit sur la Figure 4.5 que la relation suggère une dépendance en redshift. Ce travail n'a absolument pas pour but de discuter de la dépendance en redshift des estimateurs de SFR. Nos mesures ne sont clairement pas assez précises pour faire une estimation scientifique d'une telle dépendance. Nous cherchons seulement à reproduire des observables dans un catalogue simulé. Nos contraintes sur H_α sont réduites aux bas redshifts, $0.0 < z < 0.5$ et nous voulons extrapoler ces relations pour toutes les galaxies du CMC en assurant leur validité au moins jusqu'à des redshifts de 3. Cette dépendance en redshift n'est donc pas raisonnable surtout qu'elle est de plus corrélée à la masse stellaire, au type de galaxies et à l'extinction du continu.

Pour [OII], les résultats ne sont pas meilleurs. On voit dans la Figure 4.6 que la calibration qui réduit le mieux l'offset à $\sim -0.08 dex$ est la calibration direct flux observé / SFR (Argence et Lamareille, 2009, section 4.2.1). Comme pour H_α , toutes les calibrations suggèrent une dépendance en redshift. La dépendance en masse stellaire est plus marquée, on peut facilement identifier deux ou trois populations non corrélées au redshift pour les quatre calibrations. Comme on l'a discuté précédemment, cette dépendance n'est pas surprenante. La calibration corrigée de la métallicité corrige en partie la dépendance en masse stellaire, pour les masses stellaires inférieures à $10^{10.4} M_\odot$.

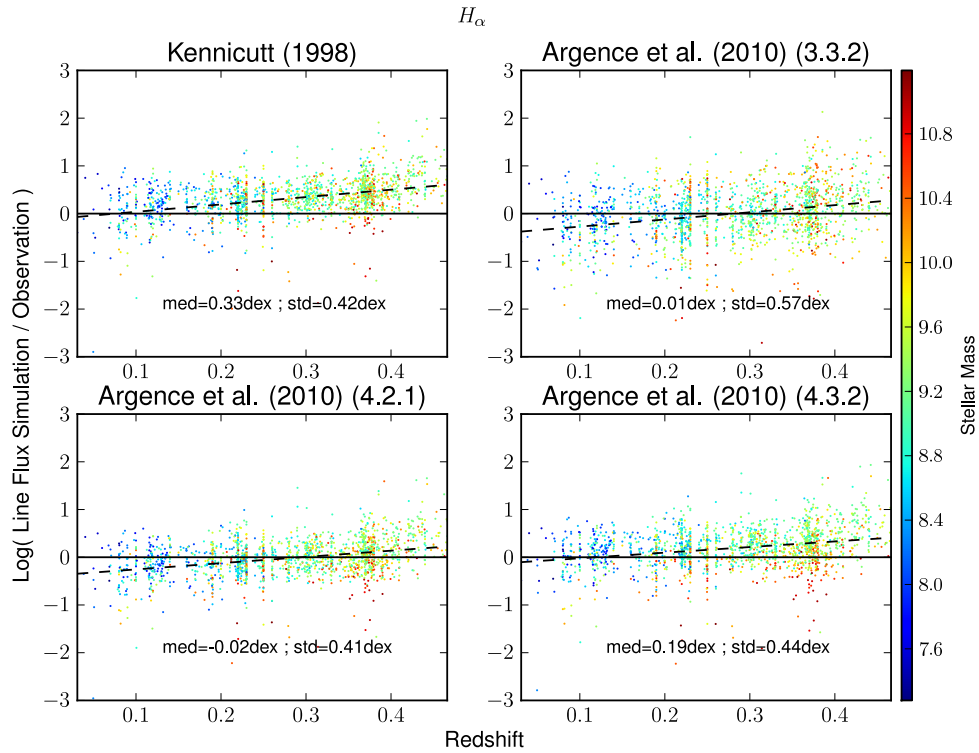


FIGURE 4.5 : *log* du rapport des flux simulés des raies d'émission H_α sur les flux observés dans zCOSMOS en fonction du redshift. En haut à gauche, les flux simulés sont calculés avec la relation de *Kennicutt (1998)* en corrigeant l'atténuation du gaz d'un facteur 0.3. En haut à droite, les flux simulés sont calculés avec la relation de *Argence et Lamareille (2009, section 3.3.2)*. En bas à gauche, les flux simulés sont calculés avec la relation de *Argence et Lamareille (2009, section 4.2.1)*. En bas à droite, les flux simulés sont calculés avec la relation de *Argence et Lamareille (2009, section 4.2.3)*. L'échelle de couleur correspond à la masse stellaire. La droite en pointillé est une réduction linéaire.

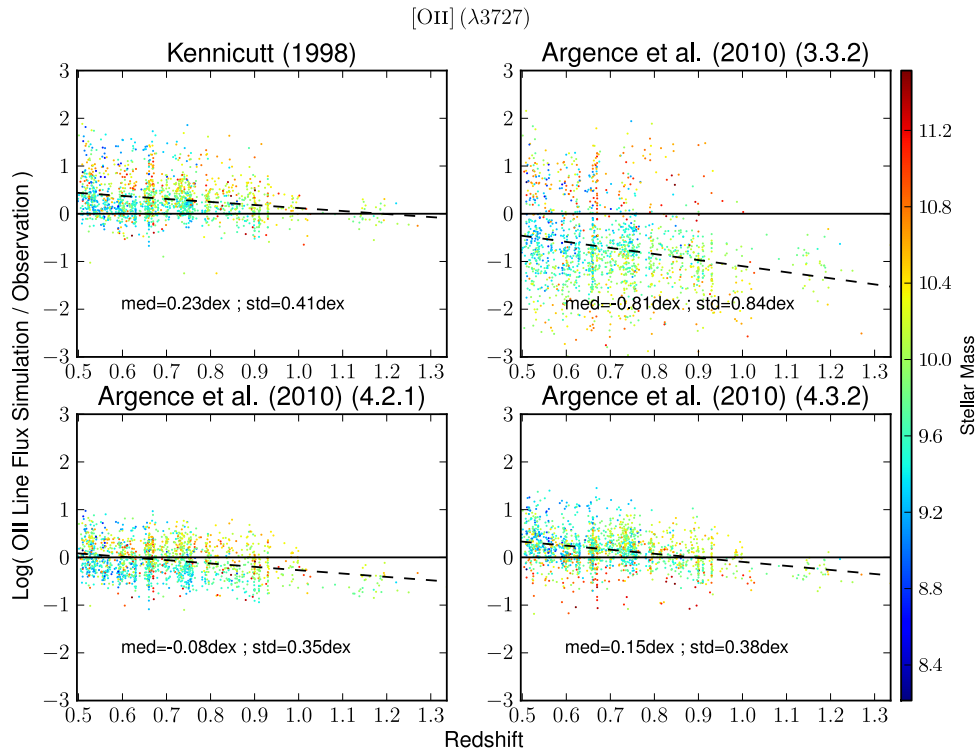


FIGURE 4.6 : *log du rapport des flux simulés des raies d'émission [OII] ($\lambda 3727$) sur les flux observés dans zCOSMOS en fonction du redshift. En haut à gauche, les flux simulés sont calculés avec la relation de Kennicutt (1998). En haut à droite, les flux simulés sont calculés avec la relation de Argence et Lamareille (2009, section 3.3.2). En bas à gauche, les flux simulés sont calculés avec la relation de Argence et Lamareille (2009, section 4.2.1). En bas à droite, les flux simulés sont calculés avec la relation de Argence et Lamareille (2009, section 4.2.3). L'échelle de couleur correspond à la masse stellaire. La droite en pointillé est une réduction linéaire.*

Calibration des raies d'émission

*Ce qu'on sait, savoir qu'on le sait ;
ce qu'on ne sait pas, savoir qu'on ne le sait pas ;
c'est savoir véritablement.*

Confucius

Après avoir comparé les prédictions du CMC1.0 aux données spectroscopiques zCOSMOS, nous avons conclu que les calibrations de SFR classique étaient difficilement utilisables à cause du manque d'information sur la physique des galaxies dont le CMC reproduit les propriétés spectrales. Nous nous proposons donc de calibrer de nouvelles relations dans le but de corriger les biais dans les caractéristiques spectrales que nous déduisons du SFR, principalement les flux des raies d'émission. Prédire ces flux à partir de données photométriques est un challenge, le problème est extrêmement dégénéré et les incertitudes sont très élevées. Dans ce chapitre je vais présenter une méthode de calibration du SFR qui permet de reproduire des distributions de raies d'émission réalistes. Dans un premier temps, je définirai les modèles qui permettent de décrire la luminosité des raies d'émission. Ces modèles peuvent avoir beaucoup de paramètres libres pour prendre en compte des corrections liées à la physique des galaxies. Le problème en est d'autant plus dégénéré et nous verrons que l'ajustement sur zCOSMOS n'est pas suffisant pour calibrer des relations fiables et extrapolables à tous le CMC. J'ajouterai des contraintes à partir des fonctions de luminosité de [OII] et H_α observées (Zhu et al., 2009; Geach et al., 2010) et des rapports de raies observés dans zCOSMOS (Lilly et al., 2010) et VVDS (Le Fèvre et al., 2005). Dans la section 5.4 j'ai résumé les résultats des calibrations.

5.1 Modélisation des raies

Je cherche à prédire les flux des raies d'émission des galaxies à partir de leur propriétés photométriques à travers le SFR. De nombreux travaux dans les dix dernières années ont permis l'étude du SFR et de ces différents traceurs (Steidel et al., 1999; Hopkins et Beacom, 2006; Zhu et al., 2009; Gilbank et al., 2010). En général ces traceurs mesurent l'énergie de la galaxie qui provient des étoiles jeunes, de façon direct avec les flux UV ou indirect avec les luminosités des raies d'émission. Tous les estimateurs ont des systématiques qui peuvent biaiser la mesure du SFR et dans notre cas les flux des raies d'émission simulés. L'effet qui domine les incertitudes dans le domaine UV/optique est l'extinction du gaz de la galaxie hôte. L'extinction du gaz de la galaxie atténue le flux du continu UV ou la luminosité des raies d'émission et biaise la relation avec le SFR (Kennicutt, 1998; Kewley et al., 2004, 2005). De plus l'extinction du gaz est corrélée à d'autres propriétés physiques de la galaxie comme sa luminosité (Wang et Heckman, 1996), sa masse stellaire (Brinchmann et al., 2004; Noeske et al., 2007a; Elbaz et al., 2007; Gilbank et al., 2010) mais aussi sa formation stellaire passée (Noeske et al., 2007b). Cette extinction peut être estimée et corrigée grâce à la pente du continu UV/optique (Calzetti et al., 1994; Kong et al., 2004) ou l'étude du décrement de Balmer (H_α/H_β) (Calzetti, 2001). Ces diagnostics sont évidemment extrêmement limité dans le cas des données photométriques des COSMOS. Les relations de (Calzetti et al., 2000) permettent d'estimer l'extinction du continu mais avec peu de précision, de l'ordre d'une magnitude pour le flux UV restframe. L'atténuation des raies d'émission n'est estimable qu'en la reliant à l'extinction du continu, ce qui est encore plus incertain. Même en admettant

que les flux peuvent être corrigés de l’extinction, d’autres incertitudes limitent la précision des relations entre le SFR et les raies d’émission. Par exemple la luminosité des raies d’émission [OII] et [OIII] dépend des abondances des éléments chimiques et de l’état d’excitation du gaz (Kewley et Dopita, 2002; Moustakas et al., 2006). Il faut donc formuler un modèle capable de décrire la luminosité d’une raie d’émission en prenant en compte l’influence des autres propriétés des galaxies.

Le catalogue photométrique de COSMOS (Ilbert et al., 2009, 2010) contient 1 482 993 sources identifiées comme étant des galaxies. Pour chacune de ces galaxies j’ai un redshift, une SED théorique et une loi d’extinction. Ilbert et al. (2010) ont également estimé les magnitudes absolues dans plusieurs bandes par correction k et les masses stellaires et les SFR basés sur l’ajustement de SED plus exhaustives que celles qui optimisent le fit du redshift. En considérant les données disponibles, j’ai construit des modèles de raies d’émission en deux parties : une première composante qui relie la luminosité de la raie au SFR et une seconde qui corrige les systématiques dues aux propriétés physiques des galaxies.

Dans un premier temps je cherche à relier la luminosité d’une raie à son SFR. La mesure de SFR la plus fiable des données photométriques de COSMOS est celle basée sur l’ajustement de SED. Cela dit ce qui nous intéresse est surtout le flux des raies simulées, plutôt que la valeur du SFR qu’elles tracent. On peut donc également utiliser un SFR estimé à partir de la magnitude absolue NUV corrigé de l’extinction et relier directement la luminosité de la raie à la luminosité UV. Bien que l’incertitude sur la magnitude absolue UV est élevée, les systématiques dues à l’extinction affectent aussi les raies et peuvent se compenser dans une relation de cette forme. En revanche les raies d’émission sont plus éteintes que le continu et la relation avec l’extinction du continu n’est pas évidente. Statistiquement cette relation pourrait être une relation linéaire mais les valeurs mesurées varient en fonction des populations de galaxies (Calzetti, 2001; Argence et Lamareille, 2009). Argence et Lamareille (2009) ont montré notamment qu’il est plus fiable, en terme de systématique de calibrer le SFR avec une loi de puissance des raies d’émission observées, plutôt qu’avec une relation linéaire des raies d’émission corrigées d’une atténuation estimée à partir de l’extinction du continu.

J’ai construit plusieurs bases de modèles de luminosité de raies d’émission, basées sur le SFR, la luminosité UV, en corrigeant ou pas l’atténuation :

- Modèle de luminosité corrigée de l’atténuation comme une fonction linéaire de la luminosité NUV corrigée de l’extinction.

$$(L_{line}^{NUV})_{cor} = (L_{NUV}^{zphot})_{cor} + b_{line}^{NUV} \quad (5.1)$$

$(L_{NUV}^{zphot})_{cor}$ est la luminosité NUV calculée par correction k et corrigée de l’extinction. $(L_{line}^{NUV})_{cor}$ est la luminosité de la raie à ajuster corrigée de l’extinction. Cette base de modèle a un seul paramètre libre : b_{line}^{NUV} . Ce modèle est la combinaison de deux des lois de Kennicutt (1998). Il est la calibration la plus direct, mais il faut calculer la luminosité observée en corrigeant l’atténuation de la raie qui est estimée à partir de l’extinction du continu à défaut

de mieux. Bien que dans notre cas l'incertitude sur l'extinction soit grande il est possible que certaines systématiques dues à l'extinction se compensent entre la luminosité de la raie et celle du continu UV.

- Modèle de luminosité observée comme une fonction linéaire de la luminosité NUV corrigée de l'extinction.

$$L_{line}^{NUV} = \left(L_{NUV}^{zphot}\right)_{cor} + b_{line}^{NUV} \quad (5.2)$$

$\left(L_{NUV}^{zphot}\right)_{cor}$ est la luminosité NUV calculée par correction k et corrigée de l'extinction. L_{line}^{NUV} est la luminosité atténuée de la raie à ajuster. Cette base de modèle a un seul paramètre libre : b_{line}^{NUV} . Ce modèle estime directement la luminosité observée, il peut s'avérer intéressant pour les raies d'émission peu éteinte comme H_α , par contre dans le cas contraire il faudra surement ajouter une correction à postériori.

- Modèle de luminosité observée comme une fonction de puissance de la luminosité NUV corrigée de l'extinction.

$$L_{line}^{NUV} = a_{line}^{NUV} \cdot \left(L_{NUV}^{zphot}\right)_{cor} + b_{line}^{NUV} \quad (5.3)$$

$\left(L_{NUV}^{zphot}\right)_{cor}$ est la luminosité NUV calculée par correction k et corrigée de l'extinction. L_{line}^{NUV} est la luminosité atténuée de la raie à ajuster. Cette base de modèle a deux paramètres libres : a_{line}^{NUV} et b_{line}^{NUV} . Cette base de modèle a la même motivation que la précédente mais on a ajouté un degré de liberté pour prendre en compte la non linéarité de la relation entre l'atténuation des raies et l'extinction du continu.

- Modèle de luminosité corrigée de l'extinction comme une fonction linéaire du SFR mesuré par ajustement de SED.

$$\left(L_{line}^{SFR}\right)_{cor} = SFR_{SED}^{zphot} + b_{line}^{SFR} \quad (5.4)$$

Dans cette relation j'ai utilisé le SFR estimé dans [Ilbert et al. \(2010\)](#) : $SFR_{SED}^{zphot} \cdot \left(L_{line}^{SFR}\right)_{cor}$ est la luminosité corrigée de l'atténuation de la raie à ajuster. Cette base de modèle a un paramètre libre : b_{line}^{SFR} . Cette mesure de SFR est la moins sensible aux systématiques dues à l'extinction et à la physique de la galaxie. Il faut calculer la luminosité observée en corrigeant l'atténuation de la raie qui est estimée à partir de l'extinction du continu.

- Modèle de luminosité observée comme une fonction de puissance du SFR mesuré par ajustement de SED.

$$L_{line}^{SFR} = a_{line}^{SFR} \cdot SFR_{SED}^{zphot} + b_{line}^{SFR} \quad (5.5)$$

SFR_{SED}^{zphot} est SFR estimé par ajustement de SED. L_{line}^{SFR} est la luminosité de la raie à ajuster. Cette base de modèle a deux paramètres libres : a_{line}^{SFR} et b_{line}^{SFR} . Ce modèle est similaire au précédent mais il estime directement la luminosité

observée. Cette base de modèle a la même motivation que la précédente mais on a ajouté un degré de liberté pour prendre en compte la non linéarité de la relation entre l'atténuation des raies et l'extinction du continu.

La seconde composante du modèle sera ajoutée à chacune des bases pour corriger les effets de l'atténuation et de la physique de la galaxie hôte. Les corrections ont la forme d'une lois de puissance :

$$cor_{line}^{par} = \sum_{par} a_{line}^{par} \cdot par + b_{line}^{par} \quad (5.6)$$

Les paramètres physiques des galaxies *par* peuvent être une des propriétés mesurées dans le catalogue photométrique COSMOS :

- Le type de galaxie
- L'extinction
- La magnitude absolue B corrigée de l'extinction qui est un traceur de la métallicité (Moustakas et al., 2006)
- Le redshift
- La masse stellaire
- Le SFR mesuré par ajustement de SED dans le cas des modèles basés sur la magnitude NUV
- La magnitude absolue NUV dans le cas des modèles basés sur le SFR mesuré par ajustement de SED

Pour chacun des paramètres physiques on a deux paramètres libres : a_{line}^{par} et b_{line}^{par} .

Pour chacune des raies, la combinaison des différentes bases de modèle et des corrections possibles génèrent plus de 40 modèles que j'ai tous ajusté sur les données spectroscopiques de zCOSMOS en minimisant ce χ^2 :

$$\chi_{zCOSMOS}^2 = \frac{1}{N} \sum_i \frac{(L_i^{sim} - L_i^{obs})^2}{\sigma(L_i^{obs})^2} \quad (5.7)$$

L_i^{sim} est la luminosité atténuée de la galaxie i et calculée avec le modèle. L_i^{obs} est la luminosité observé dans zCOSMOS pour cette galaxie. $\sigma(L_i^{obs})$ est l'erreur sur la mesure de L_i^{obs} . N est le facteur de réduction qui permet la comparaison des χ^2 des différents modèles. Dans la section suivante je vais analyser les résultats de ces ajustements avec dans un premier temps les raies d'émission les plus puissantes : [OII] et H_α .

5.2 [OII] et Ha

Pour commencer, j'ai concentré mon étude sur les deux raies généralement les plus puissantes [OII] et H_α . Le meilleur χ^2 obtenu pour [OII] est le résultat de l'ajustement d'une base de modèle de luminosité atténuée fonction linéaire de la luminosité NUV corrigée de l'extinction (Équation (5.2)). Les corrections ajoutées à cette base sont fonction de la masse stellaire, du SFR, de la luminosité B et du redshift. Dans le cas de H_α , le χ^2 est minimisé avec la même base (Équation (5.2))

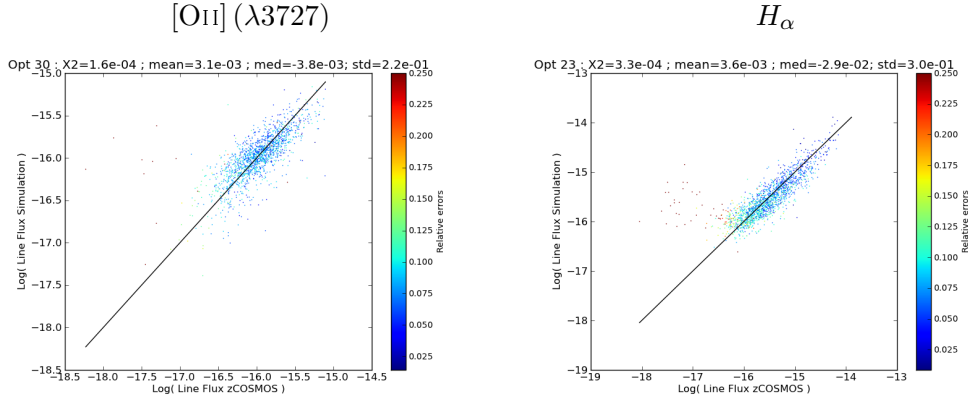


FIGURE 5.1 : *log des flux simulés de la calibration avec le meilleur χ^2 , pour [OII] ($\lambda 3727$) à gauche et H_α à droite.*

et des corrections fonction de SFR et du redshift. Dans la Figure 5.1 j'ai comparé les flux prédits par les modèles aux flux observés dans zCOSMOS, pour H_α et [OII]. La corrélation est en très bon accord avec les erreurs sur la mesure des flux dans zCOSMOS. La relation ne semble pas présenter de pente ou d'offset et a une dispersion relativement faible, $0.2dex$ pour [OII] et $0.3dex$ pour H_α . Cependant, la dépendance en redshift de ces deux modèles est plutôt inquiétante puisque les données de zCOSMOS ne couvrent qu'un intervalle restreint de longueur d'onde et donc en redshift. Les contraintes des modèles ne sont effectives seulement pour des redshifts entre $0.5 < z < 1.3$ pour [OII], et $0.0 < z < 0.5$ pour H_α . Comme discuté précédemment, je veux extrapoler ces calibrations à toutes les galaxies du catalogue photométrique du relevé COSMOS et les mesures ne sont pas suffisamment précises pour différencier une évolution des relations avec le redshift et une évolution des populations de galaxies. Bien que les résultats des Figures 4.5 et 4.6 suggéraient déjà une évolution en redshift, l'extrapolation de ces modèles à tout le catalogue COSMOS reste risquée. Il faut ajouter que la majorité des galaxies du relevé zCOSMOS sont brillantes en bande i , ce qui pourrait biaiser la calibration.

Pour vérifier la validité des modèles sur un plus grand intervalle de redshift, j'ai comparé les distributions des raies d'émission prédites par ces calibrations appliquées sur le CMC entier avec des distributions observées. Pour [OII] j'ai utilisé comme référence les fonctions de luminosité mesurée dans DEEP2 (Zhu et al., 2009). Le sondage DEEP2 est un relevé spectroscopique haute résolution de ~ 14000 galaxies à raies d'émission [OII] avec des redshifts $0.45 < z < 1.75$. Dans la Figure 5.2, j'ai comparé les fonctions de luminosité prédites par la calibration de [OII] à différents redshifts avec les fonctions de luminosité mesurées dans DEEP2. Les divergences à faible luminosité sont dues aux limites observationnelles de DEEP2, mais il est clair que la calibration sous-estime fortement le nombre de galaxies émettrices en [OII]. Non seulement la calibration n'est pas en accord avec les observations de DEEP2 mais en plus les prédictions du CMC1.0 que je cherche à améliorer, basées sur un

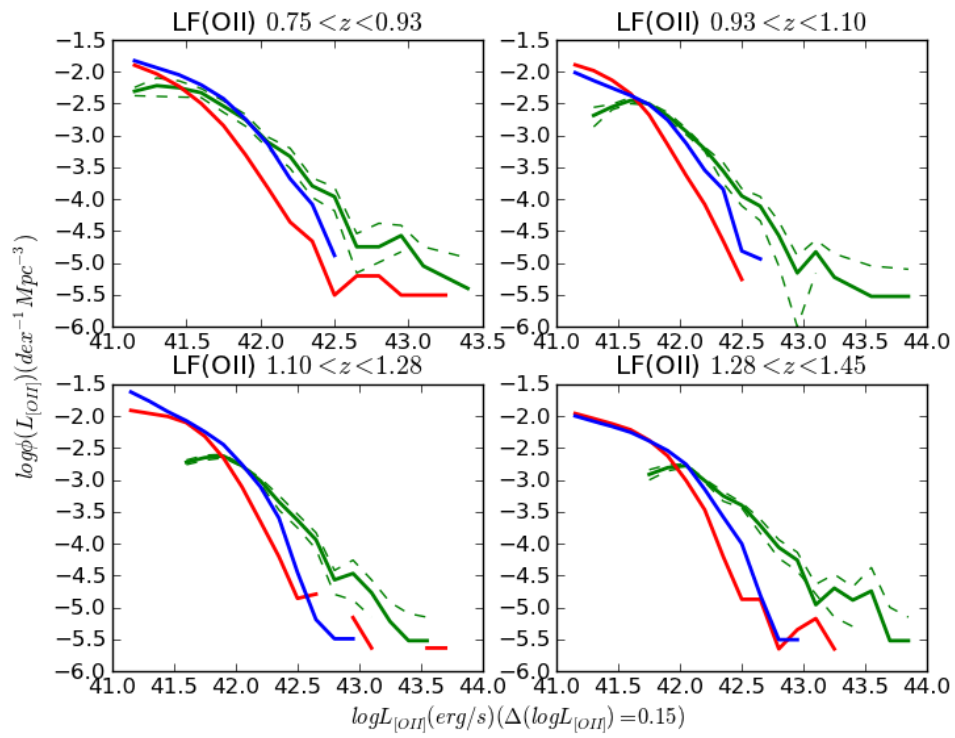


FIGURE 5.2 : *Fonction de luminosité [OII] ($\lambda 3727$) dans quatre intervalles de redshift, en vert DEEP2, en bleu CMC1.0 et en rouge le modèle avec le meilleur χ^2 .*

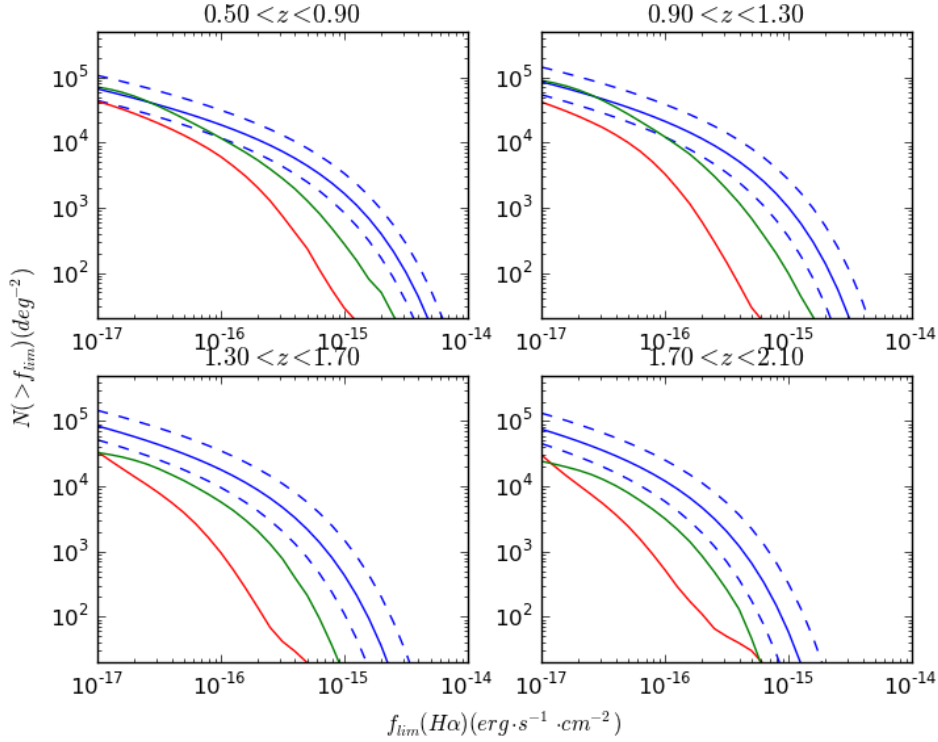


FIGURE 5.3 : *Comptage en flux de H_α dans quatre intervalles de redshift, en bleu DEEP2, en vert CMC1.0 et en rouge le modèle avec le meilleur χ^2 .*

modèle beaucoup plus simple sont plus proches des observations. Le problème empire avec le redshift.

Pour H_α , j'ai utilisé comme référence les modèles de comptage ajustés par Geach et al. (2010) et constaté le même problème. Ces modèles empiriques ont été ajusté à partir de fonctions de luminosité H_α issues de plusieurs relevés à $z \sim 0$ (Gallego et al., 1995), $z \sim 0.2$ (Shioya et al., 2008), $z \sim 1$ (Yan et al., 1999) et $z \sim 2$ (Geach et al., 2008). Dans la Figure 5.3, j'ai comparé les comptages prédis par la calibration appliquée à tous le CMC avec les résultats de Geach et al. (2010) et les comptages des flux prédis par le CMC1.0. Les conclusions sont les mêmes que pour [OII], la calibration sous-estime fortement le nombre d'émetteurs H_α .

Le sondage zCOSMOS n'est pas assez représentatif des galaxies aux redshifts qui nous intéressent et donc le modèle minimisant le χ^2 ne l'est pas non plus. Pour garantir l'amélioration des prédictions par rapport au CMC1.0, j'ai donc décidé d'ajouter les fonctions de luminosité observée comme contraintes supplémentaires. J'ai déjà ajusté les paramètres de chacun des modèles définis dans la section 5.1 avec les données zCOSMOS. Pour chacun de ces modèles, j'ai conservé les paramètres qui minimisent le $\chi^2_{zCOSMOS}$. J'ai ensuite calculé les fonctions de luminosités prédis par tous ces modèles, avec les paramètres qui reproduisent le mieux les données

zCOSMOS, et je les ai comparé avec les observations de DEEP2 pour [OII] et les modèles de Geach et al. (2010) pour H_α . Dans chacun des cas, nous avons refait les Figures 5.2 et 5.3. J'ai choisi la calibration qui permet le meilleur compromis entre l'ajustement aux données de zCOSMOS et la reproduction des observations.

Les Figures 5.4 et 5.5 comparent les nouvelles calibrations finalement choisies avec les mêmes observations que précédemment. La calibration choisie pour [OII] a été ajustée à partir d'un modèle de luminosité atténuée basé sur une loi de puissance de la luminosité NUV corrigé de l'extinction, avec des corrections supplémentaires dépendant de la masse stellaire et de l'extinction du continu. Cette fois, cette relation ne dépend pas du redshift et reproduit très bien les fonctions de luminosité (voir Figure 5.4). La version précédente du CMC sousestimait les nombres de galaxies avec une raie [OII] très lumineuse. Cet écart avait tendance à empirer avec le redshift. La courbe des observations de DEEP2 chute à faible luminosité à cause des limites instrumentales. Pour H_α , la calibration choisie a été ajustée à partir d'un modèle de luminosité atténuée basé sur fonction linéaire de la luminosité NUV corrigée de l'extinction sans correction supplémentaire. La simplicité de cette calibration est en accord avec le fait que la raie H_α est relativement peu éteinte. Cette fois encore, la relation ne dépend pas non plus du redshift.

Dans la section 5.4 où j'ai résumé les résultats de toutes les calibrations, la Figure 5.9 compare les flux prédits dans le CMC et observés dans zCOSMOS. En comparant pour les raies [OII] et H_α à la Figure 5.1, on remarque que les nouvelles calibrations sont plus dispersées et la corrélation semble moins bonne. La dispersion est de $\sim 0.3 dex$ pour [OII] et de $\sim 0.5 dex$ pour H_α et les relations présentent une légère pente dépendante du flux. Le problème est vraiment très dégénéré, nous avons choisi le meilleur compromis sachant que le but est principalement de reproduire des distributions de raies d'émission réalistes. Ces calibrations ne sont pas utilisables pour l'instant pour faire de la science sur les galaxies. Le but premier de cette étude est seulement d'améliorer le réalisme des distributions de raies d'émission prédites par le CMC.

5.3 Les autres raies d'émission

Pour les autres raies, H_β , H_δ , H_γ , [OIII] ($\lambda\lambda 4959, 5007$), [NII] ($\lambda 6584$) et [SII] ($\lambda\lambda 6716, 6731$), j'ai utilisé une technique de calibration similaire. Les raies ont été modélisées avec les mêmes relations décrites dans la section 5.1. Pour chacun de ces modèles, j'ai ajusté les paramètres libres et conservé les valeurs minimisant le χ^2 . Le problème est autant dégénéré que dans le cas de [OII] et H_α , peut être même plus puisque ces raies sont généralement plus faibles et donc l'erreur relative sur la mesure dans zCOSMOS est plus grande. J'ai donc également ajouté une contrainte supplémentaire à l'ajustement des flux simulés sur les flux observés dans zCOSMOS, basée sur les rapports de raies observées dans les relevés zCOSMOS et VVDS. Pour chaque modèle j'ai calculé plusieurs rapports de raies sur l'ensemble du CMC avec les valeurs minimisant le χ^2 et comparé ces rapports de raie avec les observations.

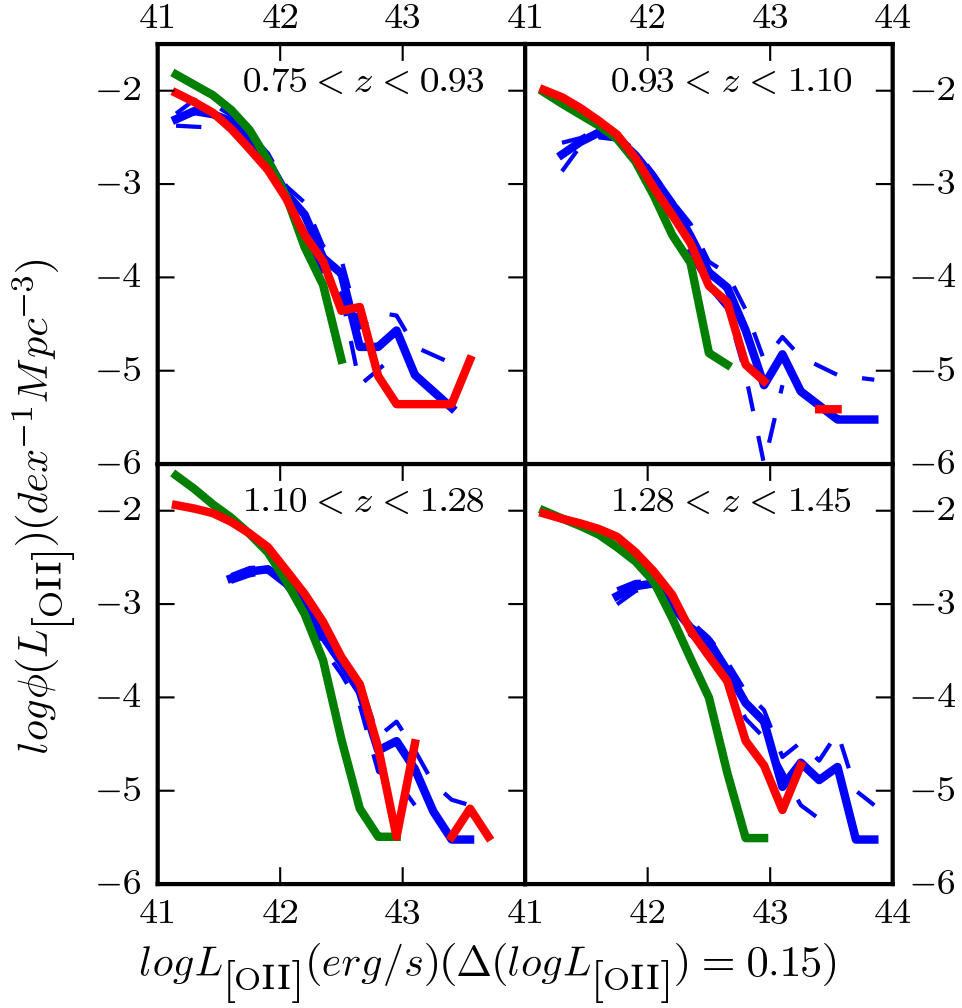


FIGURE 5.4 : *Fonction de luminosité des raies d'émission [OII] pour quatre intervalles de redshift entre $z = 0.75$ et $z = 1.45$. La courbe bleu représente les observations du sondage DEEP2 [Zhu et al. \(2009\)](#), la courbe bleu en pointillé est l'erreur statistique associée. La courbe verte est la prédiction issue du CMC1.0 [Jouvel et al. \(2009\)](#). La courbe rouge est la prédiction de la meilleur calibration.*

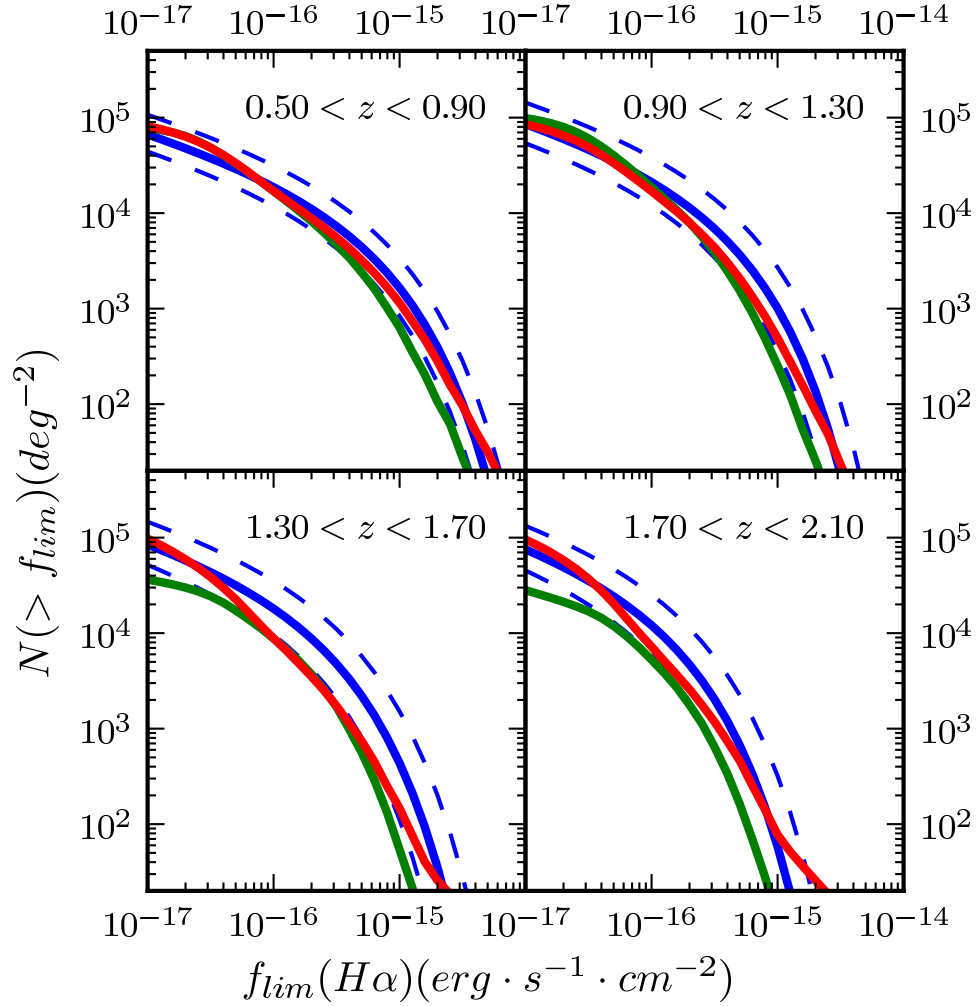


FIGURE 5.5 : *Comptage des galaxies à raies d'émission $H\alpha$ en fonction du flux limite dans quatre intervalles de redshift entre $z = 0.5$ et $z = 2.1$. La courbe bleu est le modèle de Geach et al. (2010), avec les erreurs statistique en pointillé. La courbe verte est la prédiction de CMC1.0 (Jouvel et al., 2009). La courbe rouge est la prédiction de la nouvelle calibration.*

J'ai choisi les calibrations qui permettent le meilleur compromis entre l'ajustement aux flux de zCOSMOS et la reproduction des rapports de raies observée dans zCOSMOS et VVDS. Les résultats des calibrations sont présentés dans la section 5.4. Je vais ici discuter des rapports de raies que j'ai choisi.

Les rapports de raies de Balmer sont en théorie constants et les variations des ratios sont dues en grande partie à l'atténuation des raies. Ces rapports sont très bien reproduits par le CMC en utilisant les nouvelles calibrations. Dans la Figure 5.6, on voit que les valeurs moyennes de la distribution des ratios observés sont très proches de la simulation. La distribution de la simulation est en général plus étroite que celle observée. Si on regarde le ratio $\frac{H_\beta}{H_\alpha}$ par exemple, le pic de la distribution de la simulation a la même valeur que les observations mais la simulation ne prédit pas de ratio supérieur à 0.35 alors que des ratios jusqu'à 0.7 sont observés dans VVDS et zCOSMOS. Normalement, le rapport $\frac{H_\beta}{H_\alpha}$ observé ne peut pas être supérieur à la valeur théorique qui est 0.3 car H_α ne est moins atténué que H_β . Les valeurs $\frac{H_\beta}{H_\alpha} > 0.35$ sont certainement dus à la forte incertitude sur H_β . Le rapport de raies $\frac{H_\beta}{[\text{OII}](\lambda 3727)}$ dans le Figure 5.7 suggère que l'on a tendance à sous-estimer la raie H_β . Il est assez difficile de trancher car l'incertitude sur les raies de Balmer est assez élevée à cause de la raie d'absorption du même nom et à la même longueur d'onde, à part pour H_α ou la raie d'absorption est en général complètement négligeable.

J'ai prêté attention à reproduire correctement les rapports des raies interdites et plus particulièrement les valeurs des ratios des doublets $[\text{OIII}]$ (Figure 5.7) et $[\text{SII}]$ (Figure 5.8). Les raies de ces doublets sont suffisamment proches pour considérer qu'elles ont subi une atténuation similaire et donc leurs ratios sont principalement déterminés par la physique de la galaxie, la valeur de ces ratios étant fortement corrélée à la métallicité et la ionisation du gaz.

Les ratios $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{[\text{OII}](\lambda 3727)}$ et $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{H_\alpha}$ illustrent bien le genre de compromis que nous avons du faire. En comparant les distributions simulées et celles observées dans zCOSMOS, on remarque que le ratio $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{[\text{OII}](\lambda 3727)}$ a tendance à être un peu sousestimé et inversement le ratio $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{H_\alpha}$ a tendance à être surestimé. Pour tous les modèles essayés, j'ai eu ce problème, si le ratio $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{H_\alpha}$ est bon, celui de $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{[\text{OII}](\lambda 3727)}$ est trop petit et inversement. Finalement j'ai choisi le modèle qui permet de réduire au maximum l'écart entre les valeurs médianes des distributions simulées et observées pour les deux ratios. Le problème pourrait venir de $[\text{OII}]$ et H_α mais pour le confirmer il faudrait comparer leur ratio avec des observations, ce qui n'est pas possible avec zCOSMOS et VVDS, la plage en longueur d'onde de l'instrument ne permettant pas d'observer simultanément $[\text{OII}]$ et H_α .

Pour finir je commenterai juste l'histogramme des ratios $\frac{[\text{NII}](\lambda 6584)}{H_\alpha}$ (Figure 5.8). La distribution de zCOSMOS n'est pas en accord avec celle du VVDS. J'ai choisi de reproduire la distribution de zCOSMOS car la séparation des raies H_α et $[\text{NII}](\lambda 6584)$ y est plus précise que celle dans VVDS, zCOSMOS ayant une résolution supérieure.

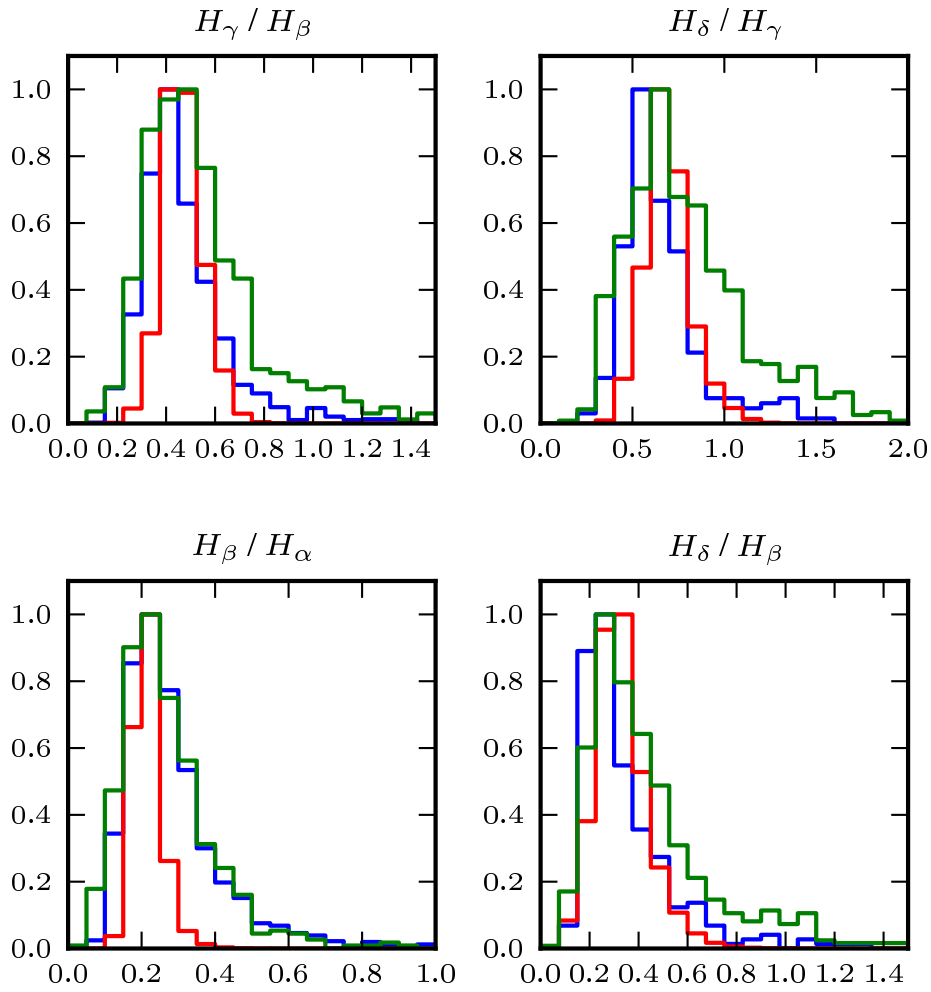


FIGURE 5.6 : Histogrammes des rapports de raies : $\frac{H_\beta}{H_\alpha}$ (en bas à gauche), $\frac{H_\delta}{H_\beta}$ (en bas à droite), $\frac{H_\gamma}{H_\beta}$ (en haut à gauche) et $\frac{H_\delta}{H_\gamma}$ (en haut à droite). La courbe bleu est la distribution observée dans zCOSMOS. La courbe verte est la distribution observée dans VVDS. La courbe rouge est la distribution simulée du CMC avec les nouvelles calibrations.

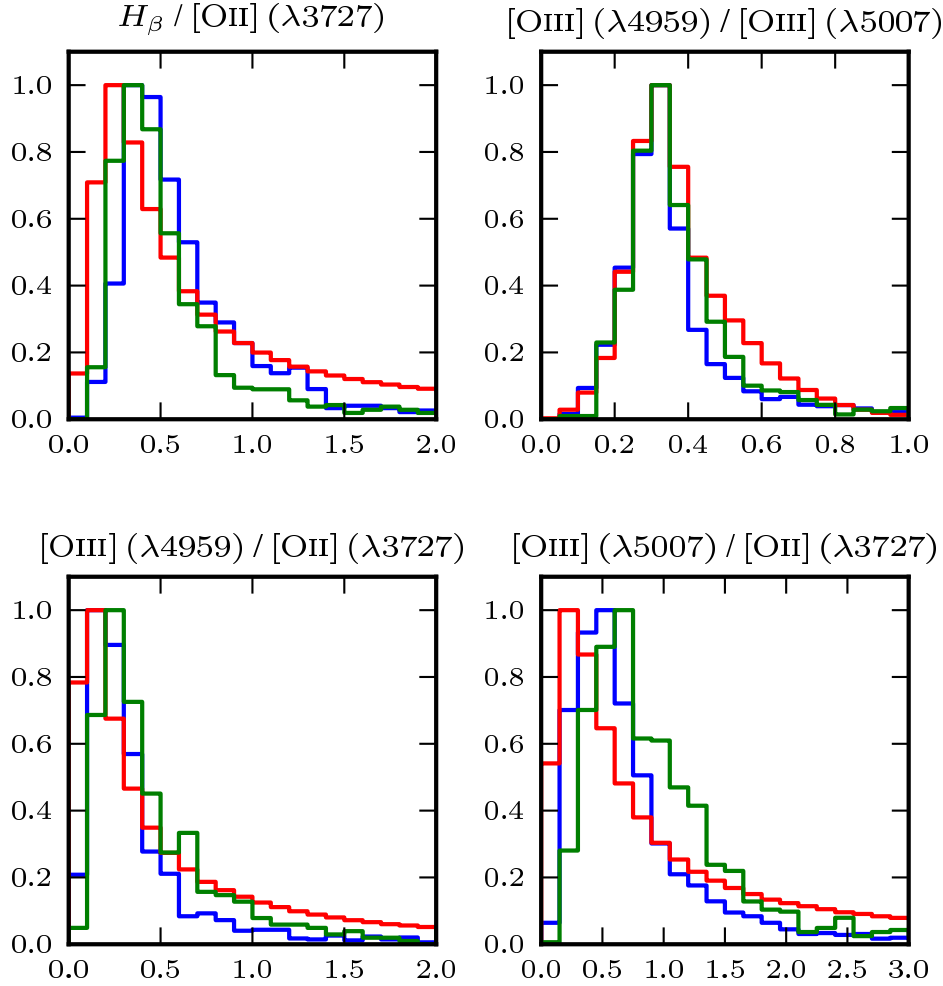


FIGURE 5.7 : Histogrammes des rapports de raies : $\frac{H_{\beta}}{[\text{OII}] (\lambda 3727)}$ (en haut à gauche), $\frac{[\text{OIII}] (\lambda 4959)}{[\text{OIII}] (\lambda 5007)}$ (en haut à droite), $\frac{[\text{OIII}] (\lambda 4959)}{[\text{OII}] (\lambda 3727)}$ (en bas à gauche) et $\frac{[\text{OIII}] (\lambda 5007)}{[\text{OII}] (\lambda 3727)}$ (en bas à droite). La courbe bleu est la distribution observée dans zCOSMOS. La courbe verte est la distribution observée dans VVDS. La courbe rouge est la distribution simulée du CMC avec les nouvelles calibrations.

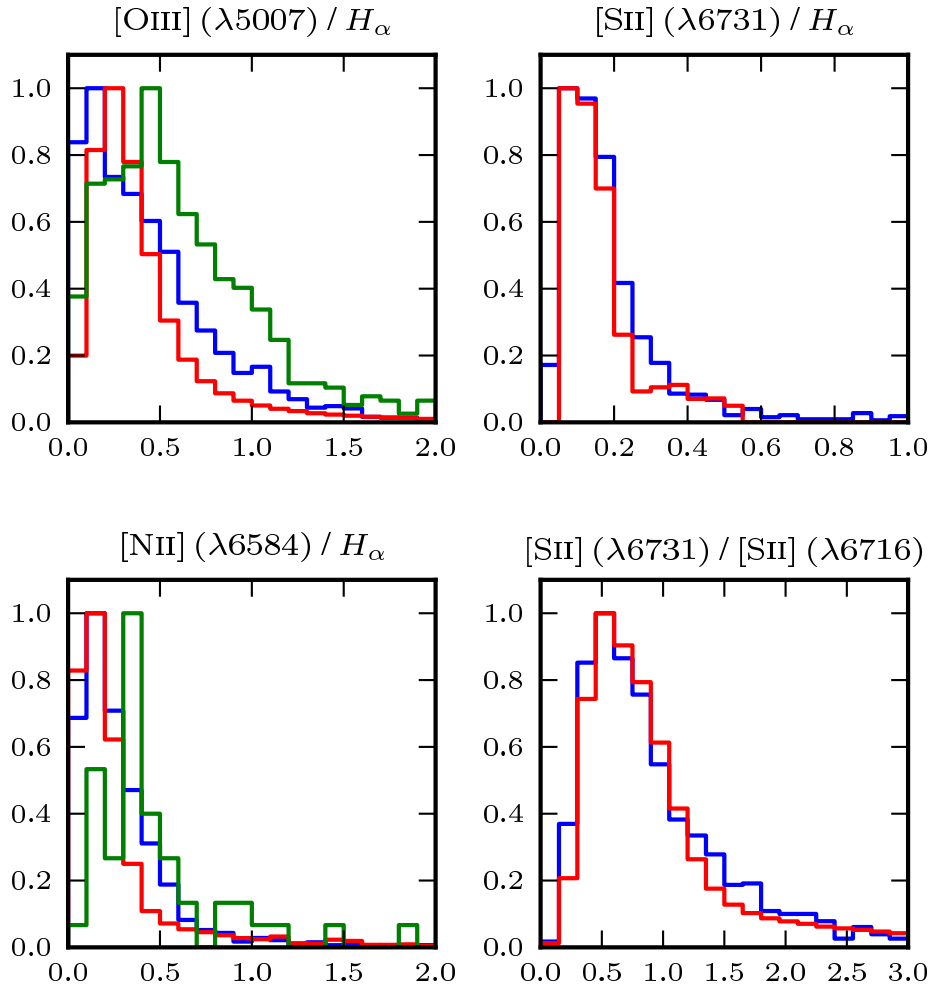


FIGURE 5.8 : Histogrammes des rapports de raies : $\frac{[\text{OIII}](\lambda 5007)}{H_\alpha}$ (en haut à gauche), $\frac{[\text{SII}](\lambda 6731)}{H_\alpha}$ (en haut à droite), $\frac{[\text{NII}](\lambda 6584)}{H_\alpha}$ (en bas à gauche) et $\frac{[\text{SII}](\lambda 6731)}{[\text{SII}](\lambda 6716)}$ (en bas à droite). La courbe bleu est la distribution observée dans zCOSMOS. La courbe verte est la distribution observée dans VVDS. La courbe rouge est la distribution simulée du CMC avec les nouvelles calibrations.

5.4 Résumé des calibrations

La Table 5.1 et la Figure 5.9 résument les résultats des calibrations. Je rappelle que ces calibrations ne sont pas utilisables aujourd'hui comme résultats scientifiques. Leur seul but pour l'instant est de reproduire au mieux les propriétés spectrales des galaxies. But atteint, puisque j'ai choisi des calibrations en accord avec les fonctions de luminosité observées (Zhu et al., 2009; Geach et al., 2010) pour [OII] et H_α , et les autres raies reproduisent de façon raisonnable et réaliste les rapports de raies observées dans zCOSMOS et VVDS.

Ces calibrations sont sûrement vouées à évoluer avec l'arrivée de nouvelles données dans le champs COSMOS. Des données spectroscopiques réalisées avec HST/WFC3 et les grims G102 et G141 sont en cours d'analyse. La spectroscopie sans fente limite la précision sur la mesure de raies d'émission à cause du fond de ciel élevé. Le fond de ciel « classique » est déjà plus élevé qu'en spectroscopie à fente puisque il est intégré dans toute la bande du spectromètre. Il faut de plus ajouter un fond de ciel typique à la spectroscopie sans fente qui provient du mélange des spectres du champ. Ce type de spectroscopie est donc limité aux galaxies brillantes et aux raies d'émission intenses comme [OII] et H_α . Cela dit, l'instrument HST/WFC3 couvre des longueurs d'onde de 8000Å à 17000Å en combinant les grisms G102 et G141, ce qui apportera des contraintes sur les émetteurs H_α à des redshifts de 0.3 à 1.6.

Le champs COSMOS a également été couvert dans l'infrarouge lointain avec le télescope spatial Herschel. Les données FIR ouvrent une nouvelle fenêtre sur COSMOS et permettent d'estimer précisément le flux NUV d'une galaxie absorbé et réémis en FIR par le gaz. Combinées aux données UV, elles pourraient permettre de mesurer avec précision l'extinction du gaz et le SFR des galaxies qui ont une contrepartie dans les deux domaines de longueur d'onde (Flores et al., 1999; Buat et al., 1999; Hirashita et al., 2003). Combinées de plus aux données HST/WFC3 dans le proche infrarouge (NIR), en particulier aux émetteurs H_α , ces mesure donneraient une autre dimension aux calibrations. La levée, au moins en partie, des dégénérescences dues à l'extinction du gaz, à la métallicité et au SFR devrait permettre de gagner un ordre de grandeur sur la précision des calibrations. Dans ces conditions, il sera possible d'utiliser les données et les calibrations pour tracer l'histoire de la formation stellaire et contraindre les modèles. L'étendu du relevé COSMOS permettra de plus de mener des études dans un conteste cosmologique. En particulier, une approche statistique pourrait apporter des éléments de réponses à la question primordiale et non résolue : quand et comment les galaxies ont formés des étoiles? (Tinsley et Danly, 1980; Madau et al., 1996)

Line	Number	a_{line}^{NUV}	a_{line}^{SFR}	a_{line}^{mod}	a_{line}^{Mstar}	a_{line}^{MB}	a_{line}^{ext}	b_{line}	$\chi_{zCOSMOS}^2$	std
[OII]	1622	1.5225	0.0	0.0	-0.13824	0.0	-0.80454	-0.55621	2.30128	0.25964
H_{α}	1668	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.59606	7.52664	0.45530
[OIII] ($\lambda 5007$)	3133	0.0	0.26670	0.0	0.19392	0.0	0.0	-1.4756	7.9209	0.47949
[OIII] ($\lambda 4959$)	2482	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.18733	0.0	-3.4150	7.1592	0.46214
H_{β}	2903	0.0	0.0	0.0	0.0	-0.038305	0.019695	0.010196	5.1845	0.39040
H_{δ}	170	0.0	0.0	0.0	-0.11174	0.0	0.0	2.02749	8.1718	0.49674
H_{γ}	983	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.022750	5.0826	0.39289
[NII] ($\lambda 6584$)	1184	0.0	0.047851	0.0	0.0	-0.39423	0.0	32.3130	5.1734	0.38418
[SII] ($\lambda 6731$)	1165	0.0	0.0	0.036549	0.0	0.0	0.0	0.0072947	5.5389	0.39885
[SII] ($\lambda 6716$)	1390	0.0	0.21946	0.0	0.0	0.0	0.0	0.75319	7.4054	0.46152

TABLE 5.1 : Résumé des calibrations des raies d'émission ajusté sur zCOSMOS.

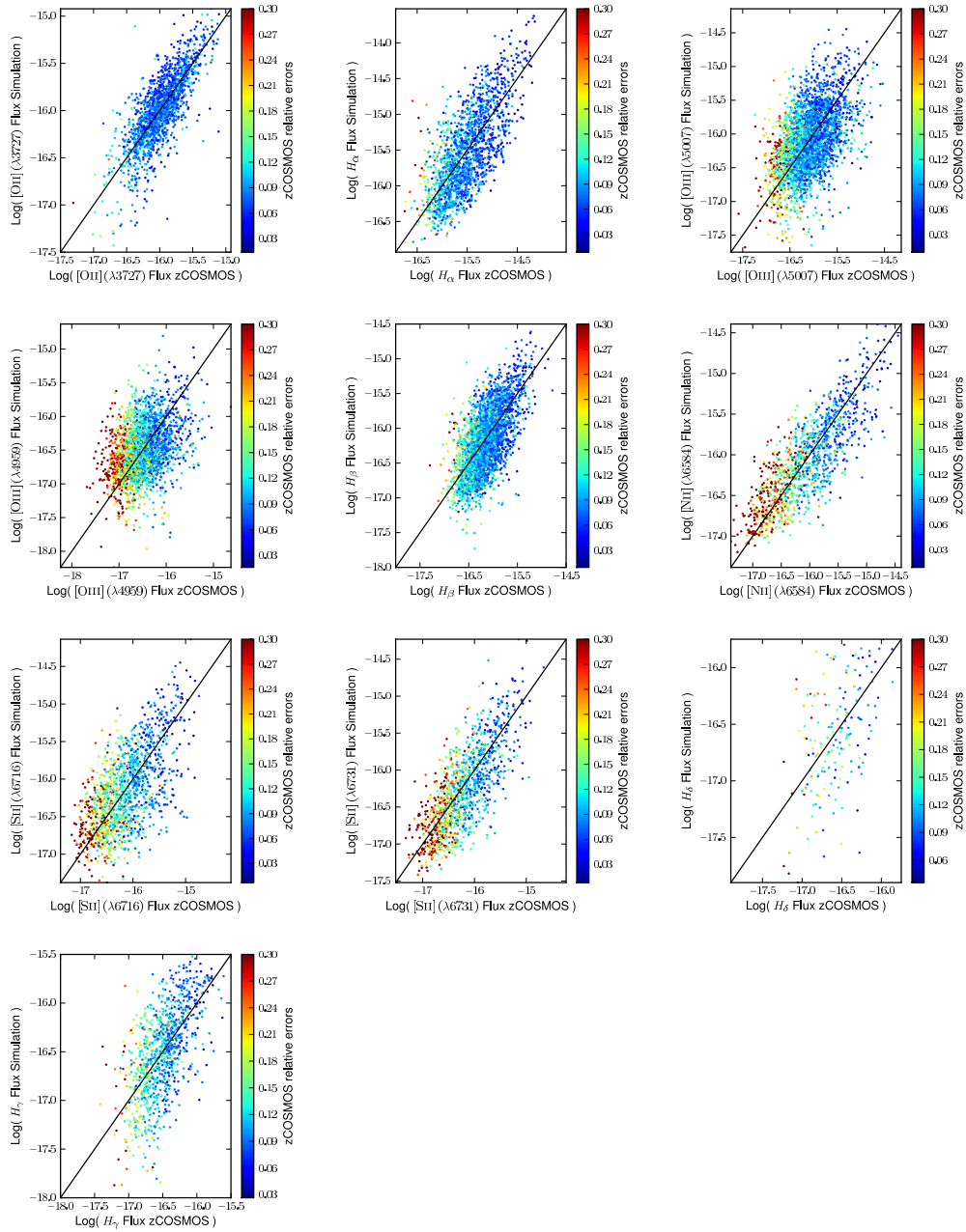


FIGURE 5.9 : *Résumé des calibrations. Pour chacune des calibrations j'ai tracé le log du flux simulé en fonction du log du flux observé dans zCOSMOS.*

CHAPITRE 6
Le CMC version 2.0

A scientist can discover a new star, but he cannot make one. He would have to ask an engineer to do that.

Gordon L. Glegg

Le principe du catalogue simulé est de convertir les propriétés observées de chaque galaxie du champ COSMOS en des propriétés simulées qui peuvent ensuite être utilisées avec différentes configurations d'instruments. J'ai utilisé la même méthode que Jouvel et al. (2009) pour construire notre catalogue en y incluant les dernières mesures de redshifts photométriques et les nouvelles relation calibrées dans le chapitre précédent pour estimer le flux dans les raies d'émission. En résumé, le catalogue COSMOS associe à chaque galaxie un redshift photométrique et une SED qui s'ajuste le mieux aux magnitudes du catalogue COSMOS. La première étape est de générer les spectres théoriques à partir des SED et des raies d'émission. Pour estimer les données photométriques nous intégrons ensuite les SED à travers les courbes de transmission des filtres de l'instrument que l'on cherche à simuler pour produire des magnitudes théoriques. Nous appliquons des erreurs aléatoires sur les magnitudes théoriques. Ces erreurs sont basées sur l'estimation du rapport signal sur bruit en fonction de la magnitude dans chaque filtre. On rappelle que toutes les propriétés mesurées des galaxies du champs COSMOS (voir la section 4.1) sont donc associées aux galaxies simulées. Nous avons ajouté en plus des galaxies, les AGN et les étoiles identifiées dans le catalogue photométrique COSMOS.

Cette approche présente deux avantages principaux. Le mélange des populations de galaxies est par construction représentatif d'un sondage réel de galaxies. Les quantités additionnelles mesurées pour les galaxies COSMOS telle que la taille des galaxies, la luminosité en UV, la morphologie, les masses stellaires, et la corrélation des positions peuvent être facilement propagées dans le catalogue simulé. Le catalogue simulé COSMOS est cependant limité au domaine de magnitude où l'imagerie COSMOS est complète,

Le COSMOS Mock Catalog version 2.0 (CMC2.0) contient environ 1 400 000 galaxies, 2000 AGN et 15 000 étoiles. Il couvre une surface de 1.72 deg^2 une fois les étoiles brillantes masquées. Une version publique du catalogue, restreinte à la surface de COSMOS couverte par ACS, est disponible en ligne :

<http://lamwww.oamp.fr/cosmowiki/RealisticSpectroPhotCat>

6.1 Construction des spectres

Pour chaque galaxie du catalogue photométrique, nous avons calculé les spectres simulés. Le continu a été construit avec le modèle de SED et la loi d'extinction donnant le meilleur ajustement du redshift photométrique. Le flux des raies d'émission a été estimé avec les lois calibrée sur zCOSMOS dans le chapitre 5. J'ai ajouté les raies d'émission au continu en distribuant le flux dans une gaussienne. J'ai estimé la largeur gaussienne avec une relation de Tully-Fisher dépendante de la masse stellaire calibrée sur les données de DEEP2 (Kassin et al., 2007). Pour le doublet [OII], j'ai estimé le rapport des raies en supposant que le rapport de [OII] ($\lambda\lambda 3729, 3726$) est égal au rapport de [SII] ($\lambda\lambda 6716, 6731$), comme le suggère les résultats de Wang et al. (2004).

Pour les étoiles, [Ilbert et al. \(2009\)](#) ont ajusté sur chaque objet du catalogue photométrique des modèles d'étoiles ([Chabrier et al., 2000](#); [Bixler et al., 1991](#)). Ils ont déterminé la nature des objets en comparant les meilleures χ^2 obtenus avec les modèles d'étoiles et ceux obtenus avec les modèles de galaxies. Leur classification est en bon accord avec la classification morphologique ([Leauthaud et al., 2007](#)) pour la partie de COSMOS couverte par HST/ACS. Dans le cas où le meilleur χ^2 des modèles d'étoiles est plus petit que le meilleur χ^2 des modèles de galaxies, j'ai supposé que l'objet est une étoile et nous avons utilisé le modèle pour construire le spectre. J'ai également supposé que les étoiles sont à redshift $z = 0$, qu'elles n'ont pas d'extinction et nous n'avons pas rajouté de raies d'émission au modèle.

Les galaxies à noyaux actifs (AGN) ont été identifiées par leur émission ponctuelle en rayons X ([Brusa et al., 2007](#)). Leur redshift a été mesuré en utilisant des modèles de SED spécialement optimisés pour s'ajuster au noyaux actifs et à leur galaxie hôte ([Salvato et al., 2009](#)), mais sans appliquer aucune correction pour la variabilité des données photométriques. J'ai construit les spectres AGN en utilisant le modèle de SED avec le meilleur ajustement. Aucune raie d'émission n'est ajoutée et je n'ai pas appliqué d'extinction, mais les modèles d'AGN contiennent déjà les raies larges typiques ainsi que de l'extinction.

Pour le calcul à proprement dit des spectres, j'ai calculé le flux dans les spectres en $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \text{Å}^{-1}$ avec un échantillonnage variable. Les raies d'émission sont suréchantillonnées par rapport au continu ce qui permet de réduire fortement la taille des spectres. Le calcul des spectres prend typiquement 24h de temps processeur pour 1 000 000 d'objets du catalogue avec un échantillonnage de 2Å dans le continu et de 0.1Å dans les raies d'émission. Les spectres sont stockés dans un fichiers « fits ». Dans ce fichier chaque « hdu » correspond à un spectre et contient une table à deux colonnes, la longueur d'onde en Å et le flux en $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \text{Å}^{-1}$. La taille typique de ce fichier pour 1 000 000 d'objets du catalogue avec un échantillonnage de 2Å dans le continu et de 0.1Å dans les raies d'émission est de $25Go$. La Figure 6.1 montre plusieurs exemples des spectres théoriques ainsi obtenus. Dans le spectre des galaxies elliptiques et spirales, le break de 4000Å est nettement visible. Le spectre de la galaxie spirale contient également des raies, les trois plus visibles dans l'exemple de la figure étant $[OIII]$, H_α et $[SII]$. Dans les spectres de galaxie starburst, les raies d'émission sont beaucoup plus lumineuses. Les raies $[OII]$, H_β , $[OIII]$, H_α et $[SII]$ se distinguent très nettement. Dans l'exemple au milieu, à droite de la figure, les autres raies de Balmer, H_γ et H_δ , sont également visibles. Le spectre d'AGN est reconnaissable par la largeur et la luminosité élevées de la raie H_α .

6.2 Calcule de la photométrie

Pour estimer les données photométriques, nous intégrons dans un premier temps les spectres théoriques au travers des courbes de transmission des instruments et des filtres à simuler pour produire les magnitudes théoriques pour l'ensemble du catalogue. Nous appliquons ensuite des erreurs aléatoires sur les magnitudes théoriques

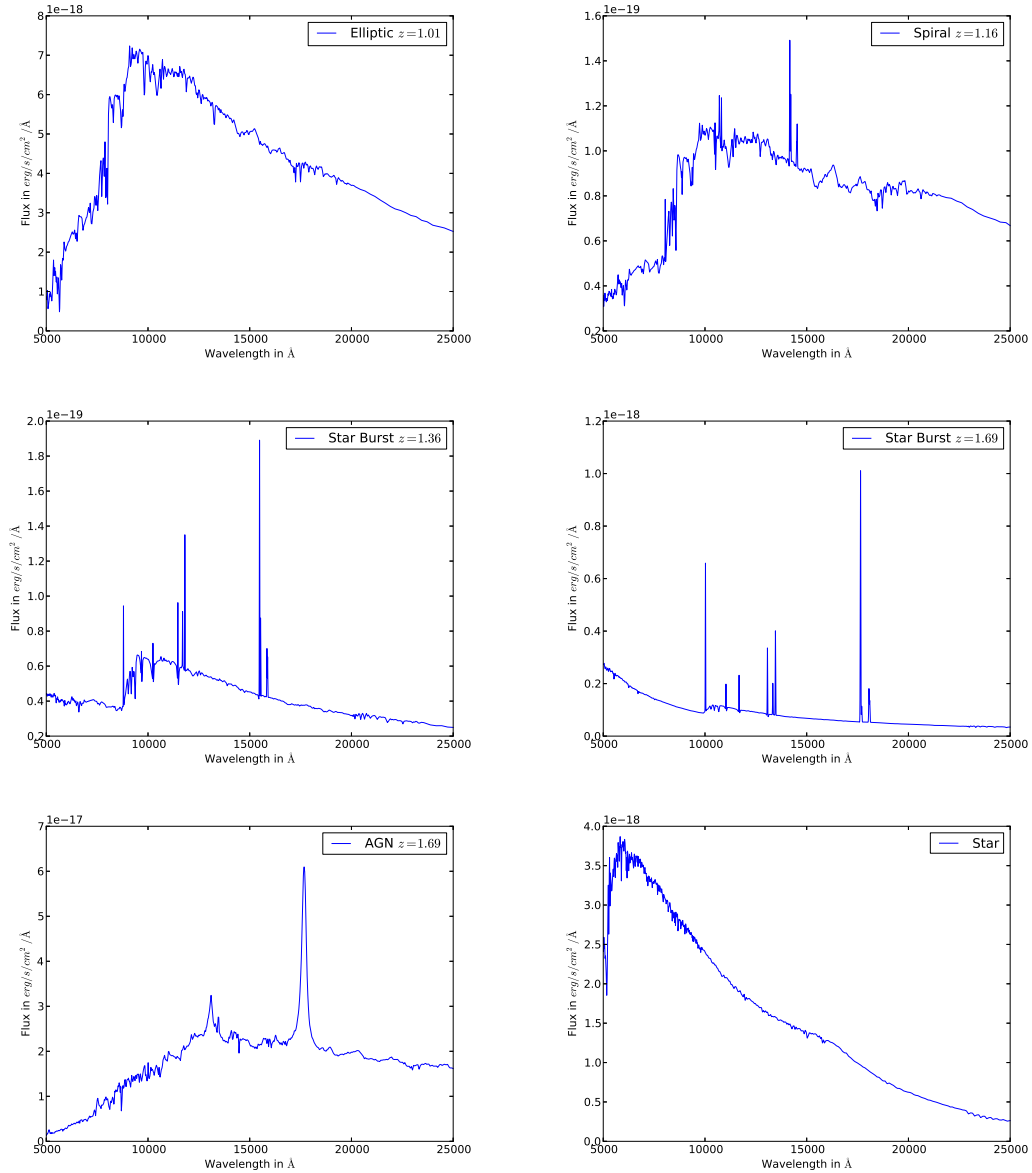


FIGURE 6.1 : *Spectre de sources du CMC, flux en $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$ en fonction de la longueur d'onde en \AA . Les spectres simulés sont une galaxie elliptique à $z = 1.01$ (en haut à gauche), une galaxie spirale à $z = 1.16$ (en haut à droite), deux galaxies starburst à $z = 1.36$ et à $z = 1.69$ (au milieu), une galaxie à noyau actif à $z = 1.69$ (en bas à gauche) et une étoile (en bas à droite).*

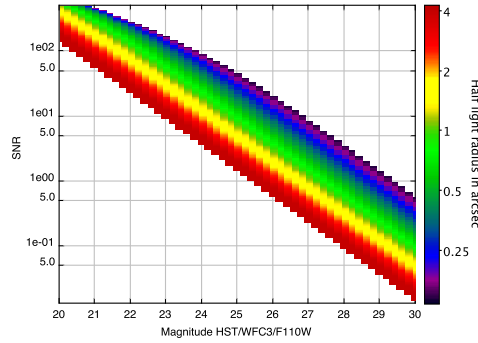


FIGURE 6.2 : *Estimation du rapport signal sur bruit pour des données photométriques observées avec le télescope HST dans le filtre F110W pour un temps de pose de 900s. Les points représentent le SNR en fonction de la magnitude. Les estimations sont échantillonnées à 0.2 en magnitude et à 0.02 arcsec en taille des galaxies. La couleur représente la taille de l'objet en arcsec.*

pour calculer les magnitudes observées. Ces erreurs sont basées sur l'estimation du rapport signal sur bruit en fonction de la magnitude dans chaque filtre (Jouvel et al., 2011).

Pour chacune des galaxies du catalogue et dans chaque bande, nous déterminons une erreur photométrique qui dépend de la taille de la galaxie considérée ainsi que de son flux dans la bande. Puisque les instruments qui nous servent à capter les photons sont électroniques, le signal photométrique est physiquement stocké sous forme d'électrons. Nous avons exprimé les formules en terme de nombre d'électrons, proportionnel au nombre de photons au travers du facteur de gain des détecteurs. On définit e_{signal} , le nombre d'électrons venant du flux de la galaxie. Une partie du bruit est due à la statistique de poisson de la distribution de photons et est défini comme $\sqrt{e_{signal}}$. Une autre partie provient des sources astrophysiques tels que la lumière zodiacale et plus généralement le fond de ciel, e_{sky} . Une autre source de bruit provient de la radiation thermique des détecteurs qui produit un « dark current », e_{dark} . La lecture des détecteurs est aussi une source de bruit que l'on appelle le « read-out noise », e_{RN} . Nous définissons donc le rapport signal sur bruit (SNR) comme :

$$SNR = \frac{e_{signal}}{\sqrt{e_{signal} + e_{sky} + e_{dark} + e_{RN}}} \quad (6.1)$$

e_{sky} peut être paramétré avec la formulation analytique de Aldering; Leinert et al. (1998) Nous utilisons un profil exponentiel pour mesurer la fraction de flux de la galaxie prise en compte dans l'estimation du SNR. Pour plus de détail, se référer au papier de Jouvel et al. (2011).

Les Figures 6.2 et 6.3 montrent des exemples pour illustrer le calcul du SNR et des magnitudes observées. La Figure 6.2 est le résultat de l'estimation du SNR pour des données photométriques observées avec le télescope HST dans le filtre

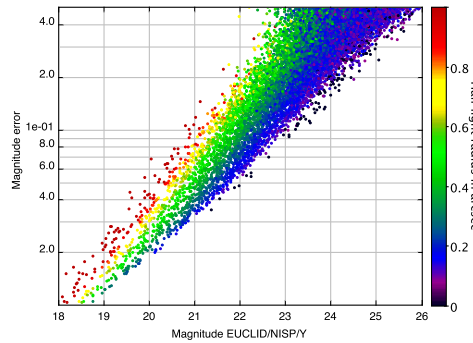


FIGURE 6.3 : *Erreur en fonction de la magnitude pour des données simulées dans la bande Y du télescope EUCLID pour un temps de pose de $4 \times 90s$. Les points représentent la magnitude en fonction de l'erreur sur la magnitude pour chaque galaxies du CMC. La couleur représente la taille de l'objet en arcsec.*

F110W avec un temps d'intégration de 900s. Nous avons utilisé les paramètres de l'instrument donnés par le Space Telescope Science Institute (STSCI) et nous avons estimé le fond de ciel à partir du modèle de Aldering. Nous calculons l'erreur sur la magnitude apparente pour chacune des galaxies du CMC à partir de ces courbes par interpolation à l'aide de Splins. Nous avons bruité les magnitudes apparentes théoriques avec une distribution de probabilité gaussienne, de valeur moyenne la magnitude théorique et de dispersion l'erreur sur cette magnitude. La Figure 6.3 est un exemple de simulation de magnitudes observées du futur instrument proche infrarouge d'EUCLID dans la bande Y avec un temps d'intégration de $4 \times 90s$. La composante aléatoire des magnitudes permet de bien reproduire les distributions de relevés réels. Dans cette exemple les magnitudes moins brillantes que 22 sont trop bruitées pour être utilisable. Nous avons également vérifié que nos estimations de SNR étaient en accord avec le calculateur de temps d'exposition (ETC) du STSCI pour les simulations de HST/WFC3 et en accord avec les performances prédites pour EUCLID dans le redbook (Editorial Team et al., 2011).

6.3 Utilisations du CMC

Dans la suite de ce manuscrit nous allons utiliser le CMC2.0 comme entrée de simulations pixel dans le but d'estimer les performances instrumentales du futur relevé spectroscopique du télescope spatial EUCLID mais cette utilisation du CMC est loin d'être la seule à ce jour. Dans cette section, je vais présenter un exemple d'utilisation du CMC dans le cadre du projet EUCLID mais les utilisations du CMC sont nombreuses.

- J'ai fourni une simulation de la photométrie pour les relevés larges et profonds d'EUCLID, incluant la photométrie de Pan-Starrs et du LSST. Cette

simulation est utilisée pour estimer les performances des mesures de redshifts photométriques.

- J’ai également fourni un catalogue de spectre de galaxies et une simulation de la photométrie du relevé DES qui est utilisé pour étudier les performances des mesures de redshifts photométriques.
- Dans le cadre des travaux de **Comparat, Kneib, Escoffier, Zoubian et al., (soumis)**, nous avons utilisé le CMC pour simuler les performances d’un relevé de galaxies à raies d’émission avec le spectromètre de SDSS.
- Je suis entrain de préparer un catalogue d’AGN pour répondre aux besoin de la mission eROSITA, une mission spatiale qui va réaliser un relevé dans le domaine des rayons X. Le CMC devra permettre d’étudier les besoins du suivit au sol pour la mesure des redshifts photométriques dans le cadre du relevé d’AGN.
- J’ai aussi fourni un catalogue de spectre au Mazin Lab pour étudier les performances pour des applications astrophysiques d’un spectromètre basé sur la caméra MKID, un détecteur à résonance magnétique.

Le travail que je vais vous présenter ici est une étude analytique de la stratégie d’observation de la spectroscopie d’EUCLID basée sur les flux des raies d’émission estimé par le CMC. Comparé aux simulations pixels que je vais développer dans la partie suivante, ce type d’étude analytique est une approximation, mais elle présente l’avantage d’être beaucoup plus rapide.

Pour la plupart des relevés (COSMOS, CFHT-LS, RCS2), la correction de l’absorption galactique et la lumière zodiacale n’est pas difficile. Ces relevés couvrent des surfaces relativement petites et sont généralement situés aux hautes latitudes galactiques. [Jouvel et al. \(2011\)](#) ont déjà montré que pour un grand relevé photométrique de l’espace, l’évolution de la lumière zodiacale et l’absorption de notre galaxie devaient être pris en compte dans l’optimisation de la stratégie d’observation. En général, le nombre total de galaxies croît plus vite en augmentant la surface d’un relevé plutôt qu’en augmentant la profondeur. Les futurs relevés cosmologiques devraient donc couvrir à priori la plus grande surface possible si on admet au premier ordre que les contraintes sur la cosmologie augmentent proportionnellement au nombre de galaxies. Cela dit, l’impact de l’absorption galactique et de la variation lumière zodiacale doivent être pris en compte dans la stratégie du relevé ou la qualité des observations risque d’être sévèrement dégradée conduisant à la dégradation des contraintes sur la cosmologie. Pour quantifier l’impact de l’augmentation de la lumière zodiacale et de l’absorption galactique dans le cas du relevé spectroscopique d’EUCLID, j’ai développé un simulateur analytique basé sur le CMC et les travaux de [Jouvel et al. \(2009, 2011\)](#). Ce simulateur permet de calculer approximativement le nombre de galaxies avec un redshift mesurable pour un spectromètre sans fente en supposant une mesure du redshift basée sur les raies d’émission, principalement H_α aux longueurs d’ondes d’EUCLID. Cette approche est totalement analytique et bien moins réaliste que les simulations que je vais présenter dans la suite mais elle a l’avantage de produire un résultat en quelques minutes. Cette approche est valide dans l’hypothèse que le bruit principal est le fond de ciel, c’est à dire que les effets de

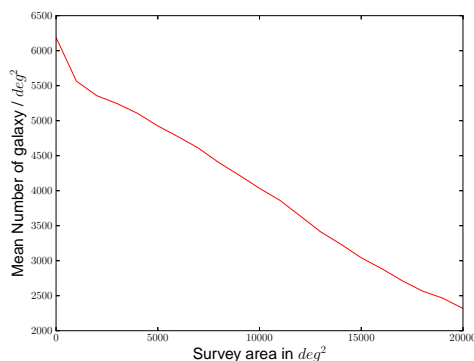


FIGURE 6.4 : *Effet de la variation du fond de ciel et de l'absorption galactique sur un relevé du ciel complet. La figure montre le nombre de galaxies par unité de surface du ciel en fonction de la surface déjà couverte par le relevé, en supposant une stratégie qui commence par les zones les plus favorables du ciel.*

mélanges des spectres de la spectroscopie sans fente, des imperfections de l'optique et des détecteurs sont négligeables.

Les simulations du fond de ciel et de l'absorption de notre galaxie sont issues de [Jouvel et al. \(2011\)](#). Le fond de ciel simulé est la lumière zodiacale, le modèle utilisé sera présenté dans la suite (voir la section 7.2 et [Aldering](#)). L'évolution de la lumière zodiacale en fonction de la latitude écliptique provient de [Leinert et al. \(1998\)](#). Les valeurs d'absorption galactique ont été estimées à partir de la carte de la poussière de notre galaxie de [Schlegel et al. \(1998\)](#). J'ai calculé le signal sur bruit de chacune des raies du CMC en utilisant le code développé par [Jouvel et al. \(2009\)](#). Le modèle d'instrument utilisé est antérieur au redbook ([Editorial Team et al., 2011](#)) et légèrement différent. J'ai simulé un relevé en spectroscopie sans fente avec une surface collectrice de 10178.6 cm^2 , deux grisms couvrant des longueurs d'onde de $0.9 \mu\text{m}$ à $2.0 \mu\text{m}$, une efficacité totale entre 0.3 et 0.4, un bruit de lecture de $7 e^-/\text{pixel}$, un courant d'obscurité de $0.1 e^-/\text{s}/\text{pixel}$, des pixels de 0.3 arcsec , une PSF gaussienne avec $\sigma = 0.25 \text{ arcsec}$ et deux poses de 400.0 s avec chacun des grisms. J'ai estimé la possibilité de mesurer le redshift avec les mêmes critères que [Jouvel et al. \(2009\)](#), c'est à dire qu'un spectre doit avoir au moins une raie avec $SNR > 5$ ou plusieurs raies avec $SNR > 3$. J'ai de plus appliqué un taux de réussite en fonction du flux dans la raie issue des simulations « end to end » réalisées dans le cadre du redbook ([Editorial Team et al., 2011](#)) par Bianca Garilli et Paolo Franzetti.

La stratégie simulée est un pavage parfait du ciel, sans chevauchement, en commençant par les parties du ciel les plus favorables aux observations en conservant un temps de pose constant de 400s sur tout le relevé. La qualité du ciel, et le signal sur bruit des raies d'émission se dégradent donc au fur et à mesure que la surface du ciel couverte augmente. Les performances du relevé ont été estimées avec un échantillon-

nage de 1000 deg^2 . La Figure 6.4 montre le nombre moyen de galaxies prédit par cette simulation analytique en fonction de la surface déjà couverte. Ainsi en prenant en compte les variations de la lumière zodiacale et de l'absorption galactique, après avoir relevé 15000 deg^2 la densité moyenne des galaxies diminue d'un facteur ~ 2 et après avoir relevé 20000 deg^2 la densité moyenne des galaxies diminue d'un facteur ~ 3 . Dans le cas où on néglige les variations de la lumière zodiacale et l'absorption de notre galaxie, la simulation d'un relevé de 20000 deg^2 prédit un nombre total de galaxies avec un redshift de $120 \cdot 10^6$. En prenant en compte l'évolution de la lumière zodiacale et l'absorption galactique, la simulation du même relevé prédit seulement $80 \cdot 10^6$ galaxies avec un redshift. De plus ces simulations ne prennent pas en compte les étoiles de notre galaxie qui peuvent détériorer sévèrement les performances de comptage. Au fur et à mesure que les pointés du télescope s'approchent du centre de la galaxie, la densité d'étoiles brillantes augmente et donc le nombre de galaxies perdues à causes des effets de mélange des spectres, de saturation et de rémanence augmente aussi. Cette dégradation devient non négligeable typiquement à partir de 15000 deg^2 .

Une stratégie d'observation alternative pour résoudre ce problème serait d'augmenter le temps de pose au fur et à mesure que la qualité du ciel se dégrade de façon à conserver la même sensibilité sur tout le relevé. Un sondage à profondeur constante simplifierait de plus la déconvolution de la fenêtre d'observation nécessaire au calcul du spectre de puissance. Pour un même temps de mission, en commençant par les parties du ciel les plus favorables avec un temps de pose de $400s$, le relevé couvrirait alors un peu plus de 13000 deg^2 et cumulerait $80 \cdot 10^6$ galaxies avec un redshift. Au premier ordre, en supposant que les contraintes sur la cosmologie sont proportionnelles au nombre de galaxies du relevé, ces simulations analytiques montrent qu'une stratégie imposant la même sensibilité sur tout le sondage est équivalente à une stratégie à temps de pose constant couvrant une plus grande surface.

Pour discriminer ces deux stratégies, j'ai comparé deux observables très liées à la précision de mesure des BAO. La première est la densité de galaxies par unité de volume comobile qui permet de vérifier que le signal BAO sera suffisamment échantillonné pour mesurer les fluctuations. La seconde est le volume efficace qui permet de vérifier que le volume sondé est suffisamment grand pour mesurer le spectre de puissance des galaxies à l'échelle des BAO.

La densité limite en dessous de laquelle le signal BAO est noyé dans le bruit est $\rho_{gal} \sim 0.0003(h/Mpc)^3$ entre redshift 1 et 2. Dans la Figure 6.5, j'ai tracé la densité de galaxies en fonction du redshift pour un temps de pose de $400s$, dans plusieurs cas correspondant à une certaine quantité de surface couverte, en supposant une stratégie qui commence par les zones les plus favorables du ciel et un modèle cosmologique Λ CDM ($\Omega_\lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_k = 0.0$). Dans le cas d'une stratégie d'observation à temps de pose fixé, telle que celle actuellement prévue pour EUCLID, la distribution des galaxies se dégrade au fur et à mesure que la surface du relevé augmente et le redshift limite, jusqu'au quel le signal BAO est mesurable, diminue. D'après les simulations analytiques, au début du relevé le signal BAO est détectable jusqu'à un redshift 2.0. La distribution des galaxies se dégrade au fur

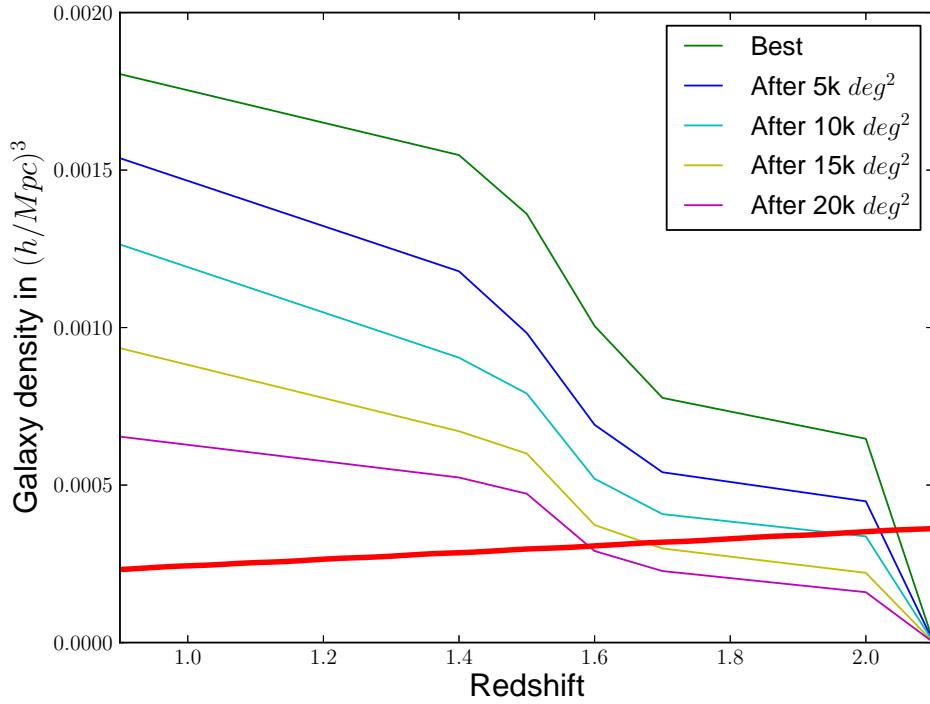


FIGURE 6.5 : *Densité de galaxies en fonction du redshift pour un temps de pose de 400s en prenant en compte l'évolution du fond de ciel et de l'absorption galactique. En supposant une stratégie qui commence par les zones les plus favorables du ciel, les différentes courbes montrent la densité de galaxies au début du relevé (en vert), après 5000 deg² (en bleu), après 10000 deg² (en cyan), après 15000 deg² (en jaune) et après 20000 deg² (en magenta). La courbe rouge pleine est la densité limite en dessous de laquelle le signal BAO est noyé dans le bruit défini tel que $P(k = 0.15 h/Mpc^3) > 2 \times ShotNoise$.*

Cosmologie : $\Omega_\lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_k = 0.0$.

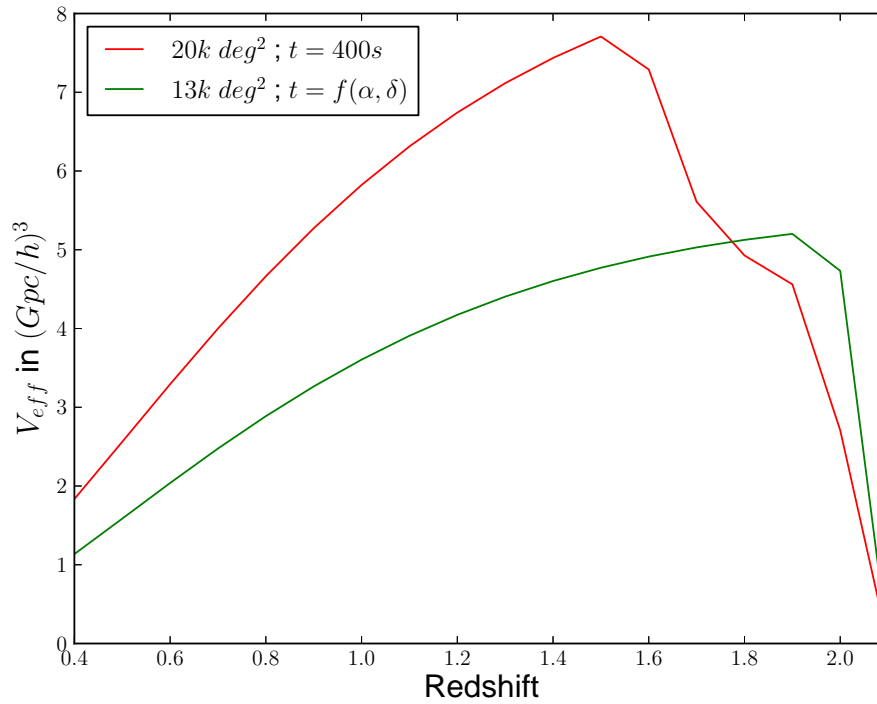


FIGURE 6.6 : *Volume efficace des sondages par intervalle de redshift pour deux stratégies : une stratégie à temps de pose constant de 400s couvrant une surface de 20000 deg² (en rouge) et une stratégie à sensibilité constante, avec un temps de pause qui augmente au cours du relevé pour compenser la dégradation du ciel, couvrant une surface de 13000 deg² (en vert).*

Cosmologie : $\Omega_\lambda = 0.7$, $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_k = 0.0$.

et à mesure que la surface du relevé augmente mais la densité des galaxies reste suffisante pour mesurer le BAO à $z \sim 2$ jusqu'à 10000 deg^2 couverts. Ensuite la distribution des galaxies ne permet de détecter le signal que jusqu'à redshift 1.7 après 15000 deg^2 couvert et à la fin du sondage, après 20000 deg^2 le redshift limite de détection est seulement 1.6. Dans le cas d'une stratégie conservant une sensibilité constante en augmentant le temps de pose au cour du sondage au fur et à mesure que le ciel se dégrade et en limitant en contrepartie la surface couverte à 13000 deg^2 , la distribution des galaxies sera la même dans tout le relevé et permettra donc la détection du signal BAO jusqu'à redshift 2.0. La figure Figure 6.6 montre que la stratégie à temps de pose constant permet de sonder un volume plus grand, au total $\sim 90 \text{ Gpc}^3$. Le volume par intervalle de redshift chute après $z = 1.5$ pour atteindre $\sim 2 \text{ Gpc}^3$ dans l'intervalle à $z = 2$, ce qui est encore suffisant pour calculer le spectre de puissance aux échelles des BAO. La stratégie à sensibilité constante sonde un volume total plus petit, $\sim 65 \text{ Gpc}^3$ mais dans l'intervalle à $z = 2$, le volume efficace est de $\sim 5 \text{ Gpc}^3$, soit plus de deux fois plus grand que dans le cas de la stratégie à temps de pose constant.

En résumé, jusqu'à un redshift 1.5 les observations sont dans un régime où l'augmentation de la surface augmente systématiquement le volume efficace, et donc les contraintes sur la cosmologie. Au delà, la densité de source diminue à cause de la dégradation de la qualité du ciel et le volume efficace chute si cette dégradation n'est pas compensée par un temps de pause plus long. Les résultats des simulations ci dessus montrent que l'effet est non négligeable sans être catastrophique. Cela dit, je le répète, ces simulations négligent deux sources majeures de bruit, le mélange des spectres et les étoiles proches et brillantes pour les basses latitudes galactiques. Des simulations pixels, comme celles qui seront développées dans la suite, sont en cours d'étude pour quantifier l'effet de ces bruits. Ces travaux sont entrain d'être finalisé et devraient rapidement faire l'objet d'une publication, **Zoubian et al., (en préparation)**.

6.4 Perspectives

Les évolutions prévues à court terme sont principalement liées aux récentes observations dans le champs COSMOS et aux améliorations des modèles de spectres, notamment des raies d'émission (voir section 5.4). La méthode va être appliquée à d'autres relevés pour créer un catalogue de mock plus vaste et moins sensible à la variance cosmique. Un relevé intéressant pour sa taille et la qualité de sa photométrie est le CFHTLS (Coupon et al., 2009). Avec 2300 heures de temps de télescope sur 5 ans, le relevé CFHTLS-Wide couvre 170 deg^2 avec la caméra MegaCam (champ de vu de 1 deg^2 et 340 Megapixels) dans les bandes (u*, g', r', i', z') jusqu'à $i' < 24.5$. La version finale des données (T0007) devrait être disponible prochainement. La limite d'utilisation de ce relevé sera la profondeur des données, 2 magnitudes en dessous de COSMOS et surtout l'absence de données proches infrarouges. Sans données proches infrarouges les SED ajustées lors de la mesure des redshifts photométriques,

ne sont pas contraintes en masse stellaire. Non seulement cela dégrade la qualité des redshifts photométriques mais en plus cela limite beaucoup l'extrapolation des propriétés spectrales. Une partie de ce champ, 24 deg^2 a été observé dans l'infrarouge (SWIRE (Arnouts et al., 2007), Spitzer), dans le proche infrarouge (UKIDSS (Lawrence et al., 2007), CFHT/WIRCAM) et en X (XMM-LSS (Pierre et al., 2004), XMM-Newton), et est entrain d'être couvert avec le spectromètre VIMOS dans le cadre du projet VIPERS (Granett et al., 2012). Ces 24 deg^2 sont donc couvert jusqu'à $J < 23.4$ et $K < 22.9$, déjà 30 000 spectres ont été observé et il devrait y en avoir au total 100 000 à $0.6 < z < 1.2$ d'ici un an. La quantité des données disponibles sur ces 24 deg^2 en fait un très bon relevé pour la fabrication d'un catalogue de mock 14 fois plus grand que celui de COSMOS.

Troisième partie

Simulation des observations

Le but de la simulation des observations est d'estimer les performances d'un projet, de les valider et à terme d'optimiser un concept d'instrument, une stratégie d'observation d'un relevé ou encore les méthodes de mesures des paramètres physiques recherchés. Il existe plusieurs niveaux de simulation. La simulation analytique, type ETC comme celle que j'ai utilisé dans le chapitre précédent (section 6.3), est la simulation la plus simple, la plus rapide en terme de temps de développement et de temps de calcul, mais aussi la plus approximative. Pour prendre en compte des effets plus fins, il est en générale nécessaire d'utiliser une simulation « pixel », c'est à dire une simulation qui va produire des images semblables à celles produites par l'instrument réel. L'analyse de ces images permet ensuite d'estimer les performances à différents niveaux du processus de mesure, directement sur l'image, après extraction des données ou encore après réduction. Le raffinement de chacune de ces étapes dépend de l'objectif des simulations qui peut aller de l'estimation de la sensibilité, à l'estimation de la précision de la mesure scientifique finale.

Dans cette thèse, j'ai développé des outils de simulation et d'analyse de données qui permettent de réaliser des simulations dans le cadre du relevé spectroscopique de la mission spatiale EUCLID qui s'intègrent aujourd'hui dans OU-SIM. L'objectif premier des outils est de pouvoir produire des simulations à différents niveaux de raffinement, de façon à pouvoir les utiliser pour différentes applications, allant des estimations de performances instrumentales à la démonstration de faisabilité de la mission, en passant par la budgétisation des caractéristiques de chaque élément de l'instrument, l'étude du plan de calibration et le test des méthodes de traitement et de réduction des données. La modularité est donc au centre des préoccupations des développements que j'ai réalisés. Le simulateur pixel est actuellement séparé en trois blocs indépendants, la simulation du ciel observé, la simulation des effets de l'optique de l'instrument et la simulation des détecteurs. L'analyse de données a été réalisé avec les outils existant développés à l'origine pour le télescope HST. Ces outils permettent d'extraire les spectres des images. La mesure du redshift étant un problème extrêmement complexe, j'ai utilisé une approche plus instrumentale pour estimer les performances scientifiques, basées sur des mesures de signal sur bruit. J'ai validé la méthode en simulant un relevé existant (Atek et al., 2010, WISP) et en comparant les performances prédites par la simulation aux performances réelle du relevé.

Table des matières

7	Simulation des images	113
7.1	Modifications préliminaire des codes existants	116
7.2	Simulation du ciel	120
7.3	Simulation de l'optique	122
7.3.1	Base du code de simulation	122
7.3.2	Amélioration du modèle de PSF	123
7.4	Simulation du détecteur	124
7.4.1	Base du code de simulation	124
7.4.2	Amélioration des bruits détecteurs	126
7.5	Résumé et perspectives	127
8	Validation des simulations	133
8.1	Le relevé WISP	134
8.2	Simulation	140
8.3	Extraction des spectres	145
8.4	Analyse et résultats	148
8.4.1	Réduction des spectres	148
8.4.2	Simulation de la détection des raies d'émission	154
8.4.3	Comparaison de la simulation aux observations	155
8.5	Résumé et perspectives	161

CHAPITRE 7

Simulation des images

*A theory is something nobody believes, except the person who made it.
An experiment is something everybody believes, except the person who made it.*

Albert Einstein

Nous avons développé un outil de simulation d'images de spectroscopie sans fente. Ce travail s'intègre dans le cadre des études des performances instrumentales pour le projet EUCLID. Notre simulateur répond aux besoins de l'équipe de caractérisation et de calibration de l'instrument NISP, c'est à dire d'estimer l'impact des performances d'un ou plusieurs éléments de l'instrument sur les performances scientifiques. À terme, ce logiciel servira également à étudier les méthodes de calibration, d'extraction et de réduction des données. Les éléments de l'instrument ont été séparé en deux parties, un simulateur des éléments optiques et un simulateur de détecteurs. La partie optique contient principalement le télescope, l'optique de focalisation et un élément disperser. La partie détecteur contient toute l'électronique de mesure.

Les performances de ces différents éléments ont un impact sur les performances scientifiques mais le lien entre les deux n'est pas simple. Le problème est trop complexe pour être exploré avec un ETC classique qui peut difficilement reproduire par exemple les mélanges de spectres ou les variations des performances des pixels sur un même détecteur. D'un autre côté nous voulons également un simulateur modulable qui nous permet de modifier indépendamment un ou plusieurs éléments de l'instrument, et comprendre facilement l'impact sur les futurs résultats scientifiques. En d'autres termes, nous ne voulons pas non plus d'un « machine à gaz » qui demande un mois d'expertise pour être modifié et d'autant de temps pour calculer un résultat.

L'aspect simple et modulable de cet outil, tout en produisant des résultats réaliste a été central dans notre réflexion. Pour l'aspect réaliste nous utilisons un simulateur pixel qui produit des images similaires aux images que devraient générer les vraies observations. Ces images seront ensuite traitées comme de vraies données. Pour l'aspect modulable nous avons séparé la simulation de ces images en trois étapes successives : la simulation du ciel, la simulation de l'optique de l'instrument et la simulation des détecteurs. La Figure 7.1 résume le processus de simulation d'image. Dans un premier temps, nous simulons le ciel (encadré bleu dans la figure) qui est composé de sources (galaxies, AGNs et étoiles) provenant du CMC2.0 (voir chapitre 6), et d'un fond de ciel qui est la lumière du ciel provenant d'objets autres que les sources. À ce niveau les sources sont parfaitement déterminées par leurs positions, leurs formes et leurs spectres. On connaît complètement le cube de données. Nous dégradons ce ciel parfait en simulant les effets de l'optique (encadré vert dans la figure). Pour l'instant nos modèles de l'optique de l'instrument sont simples et se résument à : une l'efficacité totale, une PSF et une fonction de dispersion qui projette le cube de données dans le plan du détecteur. Les effets optiques simulés sont illustrés par le schéma à droite de la Figure 7.1 (encadré en vert). La PSF réduit le pouvoir de résolution du télescope et l'image d'une galaxie est flou. L'élément disperser, ici un grism, décompose la lumière de cette galaxie en fonction de la longueur d'onde. À ce niveau on obtient l'image que l'on verrait à travers un oculaire parfait placé à la place du détecteur. Comme on peut le voir dans l'encadré en vert à gauche de la figure, dans le cas de la spectroscopie sans fente, cette image est déjà complexe, principalement à cause du mélange des spectres. Nous simulons enfin la partie détecteur qui transforme les photons collectés pendant le temps de pose en électrons puis en signal numérique que l'on stock sous forme d'image. Cette

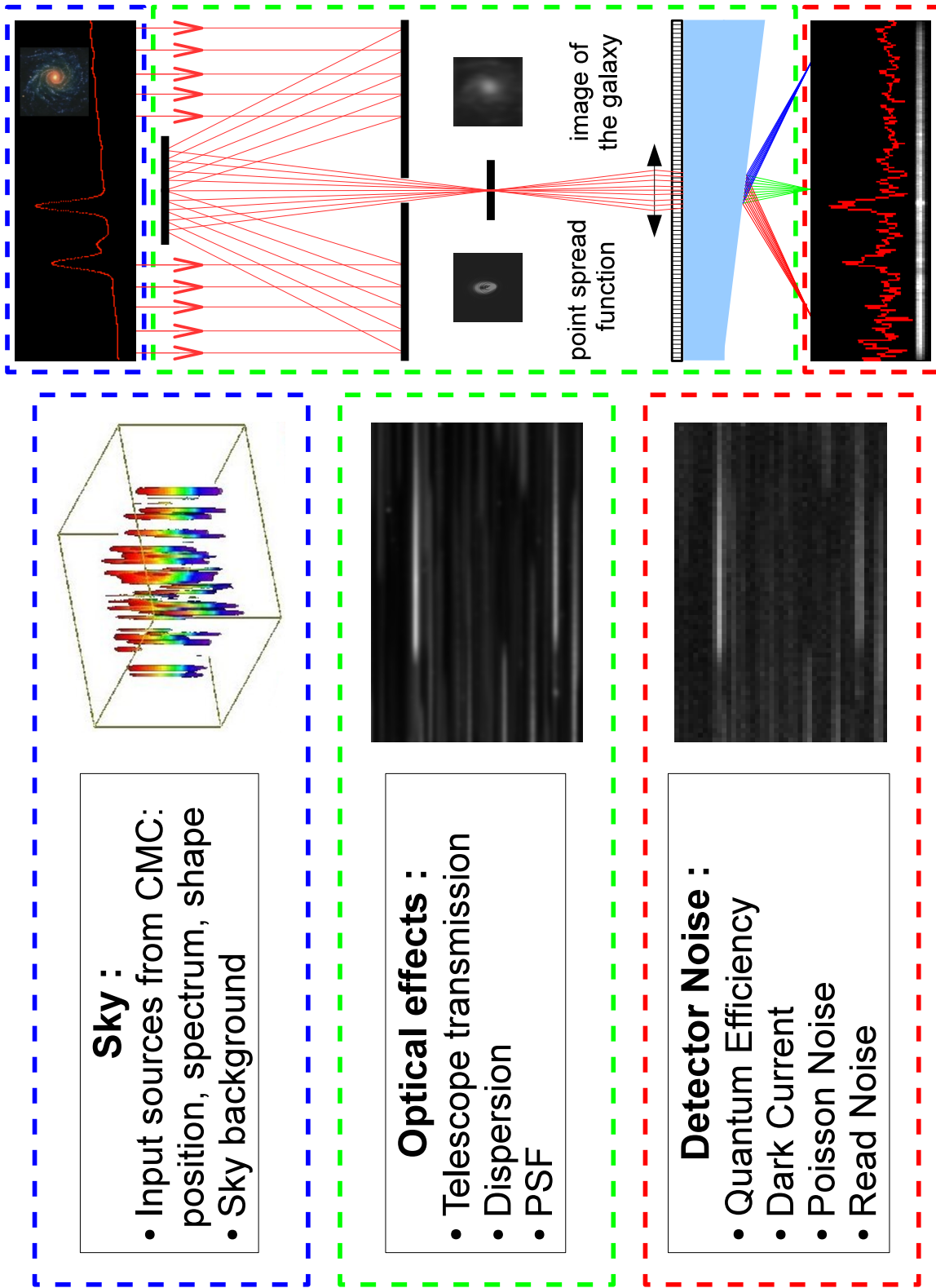


FIGURE 7.1 : Diagramme du principe de la simulation. La partie gauche du diagramme décrit les effets simulés. Les simulations du ciel, (encadré en bleu), de l'optique (encadré en vert) et des détecteurs (encadré en rouge) sont des bloc indépendants. La partie à droite est un schéma illustrant le contenu instrumental de chacune des boîtes (même code couleur).

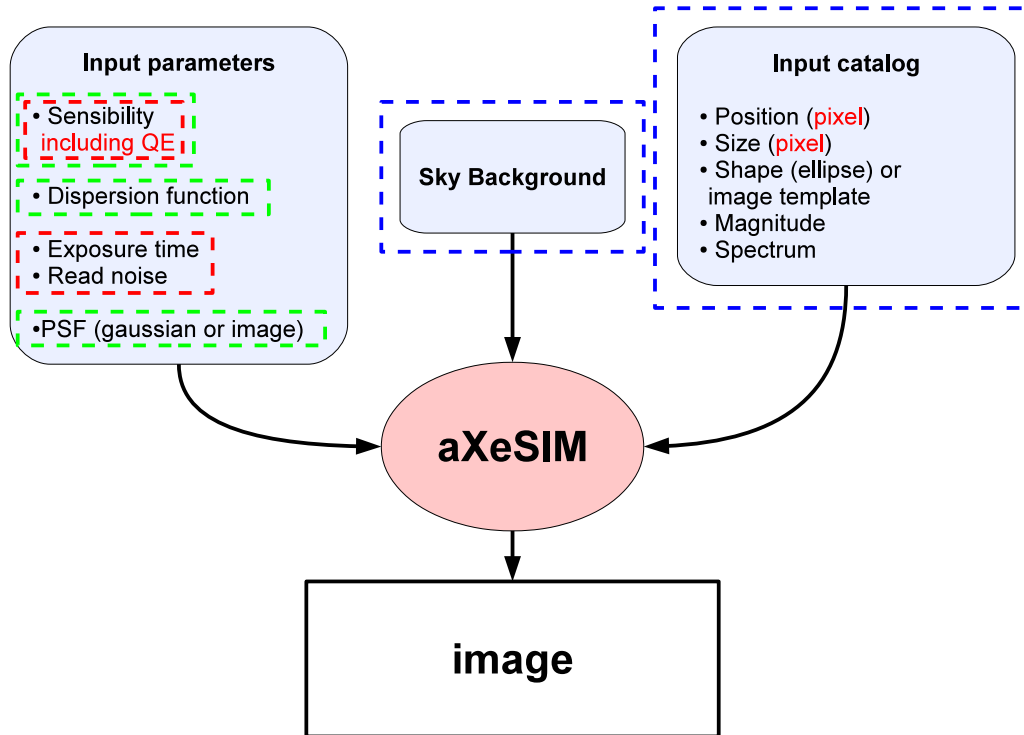


FIGURE 7.2 : *Diagramme du fonctionnement d'AXESIM. Les encadrés pointillés relient les différentes entrées du logiciel aux boîtes définies dans la Figure 7.1, en bleu le ciel, en vert l'optique et en rouge le détecteur. Dans AXESIM, la simulation des effets optiques et des effets des détecteurs sont mélangées.*

dernière étape échantillonne l'image du télescope à cause de la pixelisation et dégrade le signal à cause des bruits du détecteur. L'image finalement obtenue doit être représentative du résultat d'une observation réelle.

Pour la simulation des sources du ciel nous utilisons le CMC2.0 et le code fortran COSMOSSNAP. Les parties simulations de l'optique et du détecteur utilisent plusieurs codes python et C provenant du logiciel AXE/AXESIM (Kümmel et al., 2007, 2009). Le tout est automatisé à l'aide de scripts python développés en collaboration avec Éric Jullo (PSF), Gérard Smadja et Florent Marmole (détecteurs). Une version de cet outil est entrain d'être préparée et documentée, et devrait être distribué (au moins dans OU-SIM) sous la forme d'un module python au mois d'avril.

7.1 Modifications préliminaire des codes existants

Le Space Telescope European Coordinating Facility (ST-ECF) a développé un logiciel pour simuler des images observées en spectroscopie sans fente avec le Hubble

Space Telescope (HST) : AXESIM (Kümmel et al., 2007). Le code d'AXESIM a été élaboré à partir de AXE, un logiciel dédié à l'extraction des données HST en spectroscopie sans fente. La Figure 7.2 schématise le fonctionnement de AXESIM. À partir d'un catalogue de galaxies, d'une image de fond de ciel, et des paramètres de l'instrument, ce logiciel calcule l'image que l'on s'attendrait à observer. Ce logiciel est très complet mais il ne peut pas répondre en l'état à tous nos besoins.

Limitation 1 : cas de définition de la PSF à partir d'un modèle paramétré

Il est intéressant de définir la PSF avec un modèle paramétré dans le cadre des études préliminaires d'un projet. Cela permet d'étudier l'influence sur les performances en explorant un espace de paramètres réduit. Dans AXESIM, le modèle de PSF est limité à une gaussienne. Cette gaussienne est convoluée avec la forme des sources définies simplement par une ellipse. On peut donc étudier l'influence de la taille de la PSF et de la taille des sources. Par contre on ne peut pas faire varier la distribution de l'énergie dans la PSF.

Limitation 2 : cas de définition de la forme des sources à partir d'une image

Pour simuler différentes distributions d'énergie, on peut utiliser une image de la source qui décrit la forme intrinsèque de la source convoluée avec la PSF. Cette solution permet d'utiliser des PSF très réalistes comme les images de PSF produites par des outils optiques très élaborés tel que Zeemax. Par contre, dans le cadre d'une étude de performance en amont d'un projet cela complexifie fortement le problème. L'instrument n'étant pas complètement défini, il est difficile d'utiliser les résultats type Zeemax et le nombre de paramètres libres à explorer pour une étude ou une optimisation de concept d'instrument est gigantesque. Le nombre élevé de paramètre nuit grandement à la compréhension et à l'interprétation de simulations. De plus, comme l'image à fournir à AXESIM est la convolution de la PSF et de la forme de la source, il faut fournir une image pour chaque source. Pour des simulation de ciel réaliste, 10000 sources sont simulées dans chaque image et cette méthode de simulations nécessite donc de produire une quantité supplémentaire conséquente de données simulées.

Limitation 3 : dépendance de la PSF en longueur d'onde

Dans AXESIM la PSF ne dépend pas de la longueur d'onde. Dans le cas d'une modélisation de la PSF avec une gaussienne, on pourrait ajouter une dépendance en longueur d'onde en modifiant raisonnablement le code en C d'AXESIM et sans trop augmenter le temps de calcul d'une image. Dans le cas d'une PSF sous forme d'images à différentes longueurs d'ondes, soit un cube de PSF, le code nécessiterait une refonte plus profonde et la question de développer un nouvel outil devra être étudiée avant de se lancer dans de telles modifications.

Limitation 4 : coordonnées des sources

Dans AXESIM les positions et les formes des sources sont définies en pixel et sont donc déjà projetées sur le détecteur. Les valeurs en pixel sont des flottants, donc dans la plupart des cas cela ne pose aucun problème. En revanche toute modification de la géométrie des détecteurs, comme la taille des pixels sur le ciel par exemple, implique de recalculer les effets de l'optique de l'instrument. Donc de la même manière, une étude d'exploration ou d'optimisation de paramètres comme la taille des pixels, prend un temps considérablement plus long que dans le cas où la simulation de l'optique est complètement séparée de la simulation des détecteurs. De plus AXESIM ne permet pas de simuler les effets optiques de déformation du ciel projeté sur le détecteur.

Limitation 5 : réponse et bruits du détecteur

Dans AXESIM la réponse et les bruits du détecteur sont la même pour tous les pixels. Il n'est pas possible de simuler des pixels différents et on ne peut donc pas étudier la calibration des détecteurs et les effets du au flatfield. À noter qu'on ne peut pas non plus simuler le courant d'obscurité, qui doit être injecté dans le fond de ciel, ce qui est mathématiquement correct mais ne rentre pas dans notre cahier des charges. De plus, la réponse des pixels est linéaire et on ne peut pas non plus simuler les effets de saturation ou de rémanence. Tous les pixels sont également indépendants et on ne peut donc pas simuler les effets de transferts de charge inter-pixel. Enfin, les pixels sont parfaits et on ne peut donc pas non plus simuler les effets de variations de sensibilité intra-pixel.

Dans la Figure 7.2 on a encadré en pointillés les différents blocs de simulation que nous voulons mettre en place. Le code couleur est le même que dans la Figure 7.1 en bleu le ciel, en vert l'optique et en rouge le détecteur. Le ciel est déjà bien séparé du reste au détail près que les positions des sources sont définies en pixel. En revanche le modèle d'instrument contient à la fois l'optique et les détecteurs. On peut noter aussi que l'intégration dans IRAF rend plus complexe la réalisation de modifications.

La première chose que j'ai fait à donc été de restructurer le programme pour séparer la simulation du ciel, de l'optique et des détecteurs. La Figure 7.3 illustre l'organisation du logiciel. Le code couleur est toujours le même, en bleu le ciel, en vert l'optique et en rouge le détecteur. Chacun des blocs est décrit dans la suite.

Cette structure facilite l'implémentation de nouvelles fonctionnalités et permet dans les cas où l'on ne modifie que les paramètres du bloc détecteur de réduire de façon conséquente les temps de calcul puisqu'il n'est pas nécessaire de resimuler la partie optique. À noter que notre code n'utilise à aucun moment IRAF.

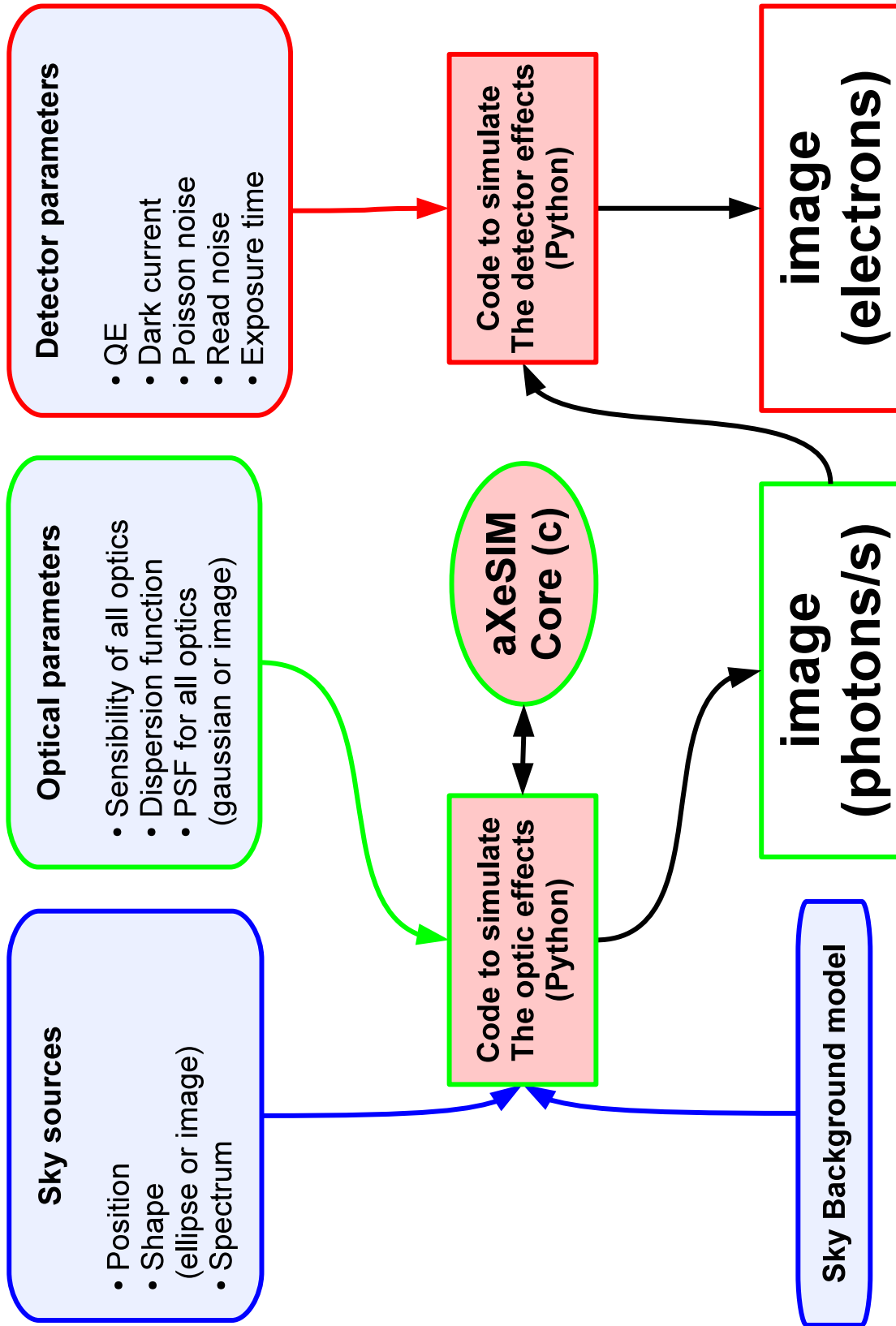


FIGURE 7.3 : Diagramme du fonctionnement du programme modifié en vue de l'implémentation de nouvelles fonctionnalités. Chaque partie de la simulation, le ciel (encadré en bleu), l'optique (encadré en vert) et le détecteur (encadré en rouge) est réalisée par un code indépendant.

7.2 Simulation du ciel

La simulation du ciel est réalisé en amont du logiciel de façon indépendante. Les sources du ciel proviennent du CMC (voir la partie II). Chaque source est définie par ses coordonnées projetées sur le ciel (α, δ) et les paramètres d'une ellipse (a, b, θ) pour décrire la forme ou une image de la source et un spectre. Le fond de ciel est injecté séparément des sources dans la simulation sous la forme d'une valeur constante ou d'une image.

Dans cette section nous nous sommes concentré sur la modélisation du fond de ciel. Dans le cas d'EUCLID la lumière zodiacale est la composante dominante du fond de ciel et nous nous mettrons dans l'approximation que c'est la seule. En revanche dans le cas du HST par exemple, il faut ajouter les contributions au fond de ciel de la lumière diffusée par la Terre et reflétée par la Lune.

Modèle de lumière zodiacale

Dans le cadre du projet SNAP, Aldering a créé un modèle de fond de ciel basé sur la lumière zodiacale observée au pôle écliptique nord. Le projet SNAP avait une stratégie d'observation similaire à celle d'EUCLID pour le relevé large. Elle consiste, pour EUCLID, à réaliser un champs de 15000 à 20000 deg^2 en commençant par les hautes latitudes écliptiques, c'est à dire le pôle écliptique nord, là où la lumière zodiacale est la plus faible. Les observation de SNAP était prévues dans un régime limité par le fond de ciel comme pour EUCLID. La simulation du fond de ciel est primordiale dans ce régime puisque qu'à l'ordre zéro, c'est à dire en négligeant les effets de l'optique, des détecteurs et des mélanges de spectres pour la spectroscopie sans fente, le rapport signal sur bruit à temps de pose fixé devrait être proportionnel au niveau de fond de ciel.

La lumière zodiacale est la lumière du soleil reflétée par la poussière de notre système solaire. Aux grandes latitudes écliptiques, elle est le fond de ciel dominant aux longueurs d'onde couvertes par EUCLID. Le second contributeur au fond de ciel sera les étoiles et les galaxies très brillantes qui peuvent augmenter le niveau de fond de ciel à cause de la lumière diffusée dans le télescope, mais à priori cet effet devrait être complètement négligeable devant la lumière zodiacale. Le fond de ciel est donc simplifié à la lumière zodiacale. Cette hypothèse n'est pas applicable dans le cas du HST. EUCLID opérera au second point de Langrange dans l'ombre de la Terre avec une orbite parallèle à celle de la Terre. Le HST en revanche est en orbite autour de la Terre et les contributions de la lumière diffusée par la Terre et reflétée par la Lune sont non négligeables pour au moins 2/3 des observations.

En compilant plusieurs observations du pôle écliptique nord, Aldering a ajusté plusieurs modèles. Le modèle qui reproduit le mieux le spectre de la lumière zodiacale $zodi(\lambda)$ exprimée en $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1} \cdot arcsec^{-2}$ est une loi de puissance coupée à faibles longueurs d'onde :

$$\begin{aligned} zodi(\lambda) &= 10^{-17.755}, \text{ pour } 0.4 < \lambda < 0.6 \mu m \text{ et} \\ zodi(\lambda) &= 10^{-17.755-0.730(\lambda-0.61\mu m)}, \text{ pour } 0.61 < \lambda < 2.2 \mu m \end{aligned} \quad (7.1)$$

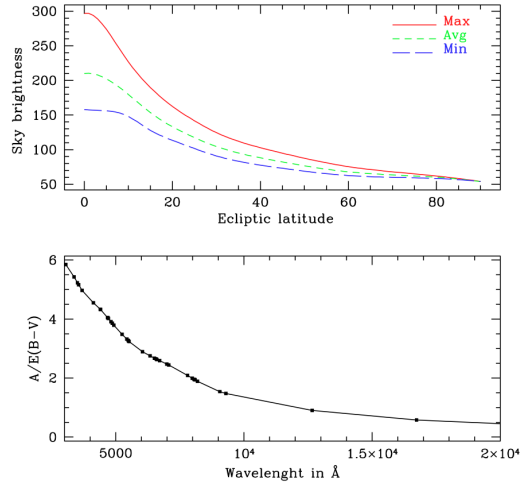


FIGURE 7.4 : Niveau de fond de ciel de lumière zodiacale en fonction de la latitude éclipique pour un angle de vue par rapport au soleil compris entre 70° et 100° (Leinert et al., 1998, 2002) (en haut) et absorption galactique en fonction de la longueur d’onde (Schlegel et al., 1998). Source Jouvel et al. (2011).

Dans le cas d’observation avec un spectromètre sans fente, on peut considérer au premier ordre que chaque point du ciel émet le même fond de lumière zodiacale. Dans cette approximation le fond de ciel est donc constant sur toute l’image et égale à l’intégrale du spectre de lumière zodiacale vu au travers de l’instrument.

Évolution du fond de ciel

Pour un grand relevé type EUCLID le flux de fond de ciel estimé avec le modèle d’Aldering correspond aux observations les plus favorables, avec une lumière zodiacale faible, à hautes latitudes éclipiques. À plus basses latitudes, le niveau fond de ciel sera plus élevé. La Figure 7.4, en haut, montre la brillance du ciel en fonction de la latitude éclipique. Les observations à une latitude éclipique de 45° auront un fond de ciel deux fois plus brillant que les observations perpendiculaires au plan éclipique. Aux latitudes encore plus basses, la brillance du fond de ciel augmente plus vite. En plus du problème du niveau de fond de ciel il faut également considérer l’absorption de notre galaxie. Au fur et à mesure que la taille du relevé va augmenter, les pointés devront s’approcher de plus en plus du plan galactique. La Figure 7.4, en bas, montre le spectre d’absorption de notre galaxie en fonction de la longueur d’onde définie telle que :

$$trans(\alpha, \delta) = 10^{0.4A_\lambda(\alpha, \delta)} \quad (7.2)$$

Cette absorption n’est clairement pas négligeable dans le cas d’un relevé de plus de 10000 deg^2 comme le montre l’étude analytique menée dans la partie précédente (voir section 6.3).

De plus les étoiles de notre galaxie peuvent détériorer sévèrement les performances de comptages. Au fur et à mesure que les pointés du télescope s'approchent du centre de la galaxie, la densité d'étoiles brillantes augmente et le nombre de galaxies perdues à cause des effets de mélange des spectres, de saturation et de rémanence augmente aussi. Cette dégradation devient non négligeable typiquement à partir de 15000 deg^2 .

7.3 Simulation de l'optique

7.3.1 Base du code de simulation

L'optique comprend le télescope et l'instrument, de la collecte de photons jusqu'au plan du détecteur. On pourrait imaginer des modèles complexes simulant séparément les différents éléments du chemin optique mais dans ce travail nous sommes limités à une description globale du télescope et de l'instrument. La simulation de la partie optique de l'instrument est réalisée par un code indépendant de la simulation du ciel et des détecteurs. Ce code prend en entrée le ciel simulé et produit une image en photon/s. La partie optique de l'instrument est paramétrée avec

- une PSF définie soit par un modèle (pour l'instant seulement une gaussienne) soit par une image,
- une description de l'extension du spectre dans le plan focal du détecteur,
- une relation de calibration en longueur d'onde,
- une courbe de sensibilité qui définit le nombre de photons reçus par unité de flux et par unité de surface en fonction de la longueur d'onde.

Les entrées / sorties sont gérées par un code en python. L'image est calculée avec le code C de AXESIM.

Chaque galaxie est décrite par une position sur le ciel, une forme et un spectre. La projection du cube simulé du ciel dans le plan focal est réalisée par la procédure SIMDISPIM qui calcule l'image de chacune des galaxies du catalogue d'entrée. Dans un premier temps, la source, définie par un point sur le ciel (α, δ) et une forme (a, b, θ) , est projetée sur le détecteur. La projection du ciel sur le détecteur n'inclut pas pour l'instant de déformation quelconque. La forme de la source $S(X, Y)$ est ensuite convoluée avec la PSF de l'instrument, $I(X, Y) = S(X, Y) \otimes PSF(X, Y)$. La fonction de projection est définie à l'aide de l'extension du spectre dans le plan focal du détecteur qu'on appellera la trace, et de la calibration en longueur d'onde qu'on appellera la relation de dispersion. La trace est définie avec les coordonnées projetées dans le plan du détecteur d'un point (X, Y) de l'image $I(X, Y)$, un point de départ $(X_0, Y_0) = f(X, Y)$, la taille du spectre, L_0 , et une la relation décrivant la courbe suivie par le spectre :

$$\Delta Y = P_X(\Delta X) = \sum_i a_i X^i \quad (7.3)$$

où ΔY est la variation en pixel dans la direction Y , ΔX est la variation en pixel dans la direction X , et P_X est un polynôme défini par les paramètres a_i . La relation de

dispersion est définie en fonction de la coordonnée (X_T) sur la trace $\Delta Y = P_X(\Delta X)$ et permet de calculer la longueur d'onde correspondant :

$$\lambda(X_T) = P_{X_T}(\Delta X_T) = \sum_i t_i X_T^i \quad (7.4)$$

De même que P_X , P_{X_T} est un polynôme défini par les paramètres t_i . En appliquant la sensibilité de l'instrument sur le spectre d'un point de la source SIMDISPIM calcule le nombre de photons éclairant chacun des points (X_T). SIMDISPIM calcule le spectre d'un point de la source à partir du spectre total pondéré par la distribution d'énergie de l'image $I(X, Y)$. SIMDISPIM applique ce calcul à tous les points de l'image $I(X, Y)$. Pour des raisons de calcul numérique, ces points ne sont pas des points au sens mathématique. Ils ont une extension mais suffisamment petite pour éviter les effets de bord lors de la pixelisation à l'échantillonnage du détecteur (10 fois plus échantillonné). Les projections de chacune des galaxies et le fond de ciel sont ensuite sommées, pixelisées et stockées dans une image FITS avec le même échantillonnage que le détecteur. Pour plus de détails sur la procédure SIMDISPIM, voir le manuel du logiciel AXE/AXESIM (Kümmel et al., 2007, 2009).

Cette partie de la simulation est la plus consommatrice de temps processeur. Le temps de calcul d'une image dans une configuration type EUCLID nécessite 30 minutes sur 1 processeur. Dans l'absolu la pixelisation devrait être appliquée seulement dans le module détecteur, décrit dans la section suivante mais échantillonner à ce niveau nous évite d'avoir à développer de nouveaux codes. La sortie du module est donc une image pixelisée au même échantillonnage que le détecteur. Chaque pixel de l'image contient le nombre de photons par seconde éclairant le pixel correspondant du détecteur.

7.3.2 Amélioration du modèle de PSF

Dans le cadre des simulations pour EUCLID, nous devons étudier l'influence de la PSF sur les performances de l'instrument. L'impact de la PSF sur les performances dépend bien sûr de la taille de la PSF mais aussi de sa distribution d'énergie. Pour simplifier le problème nous avons réduit les paramètres de la PSF à deux variables, le rayon du contour qui encercle 50% de l'énergie $EE50$ et le rayon du contour qui encercle 80% de l'énergie $EE80$. Il n'est pas possible de faire varier le rapport $EE50/EE80$ avec une simple gaussienne. Nous voulons explorer l'espace des paramètres $EE50$ et $EE80$, il ne serait pas raisonnable en terme de temps de calcul et de taille des simulations d'utiliser des images pour la PSF car dans le cas de simulations basées sur des images avec AXESIM, les images représentent la convolution de la forme de la source et de la PSF, il faudrait donc définir une image pour chaque source. Nous avons donc modifié le code de la simulation de l'optique pour simuler des PSF décrites dans le plan du détecteur (X, Y) par deux gaussiennes pondérées de variances σ_1^2 et σ_2^2 . Le profil normalisé de la PSF s'exprime alors en fonction de

$\rho = \sqrt{X^2 + Y^2}$ sous la forme :

$$PSF(\rho) = \frac{ce^{-\frac{\rho^2}{2\sigma_1^2}}}{2\pi\sigma_1^2} + \frac{(1-c)e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma_2^2}}}{2\pi\sigma_2^2} \quad (7.5)$$

σ_1 et σ_2 permettent de définir la taille des gaussiennes et $c \leq 1$ permet de pondérer l'influence de chacune des gaussiennes. L'énergie encerclé dans un rayon ρ est :

$$EE(\rho) = c \left(1 - e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma_1^2}} \right) + (1-c) \left(1 - e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma_2^2}} \right) \quad (7.6)$$

Ce modèle de PSF est très intéressant car il permet de décrire une grande variété de distribution d'énergie avec seulement trois paramètres σ_1 , σ_2 et c .

Avec Éric Jullo, nous avons fait évoluer le code de simulation de PSF à simple gaussienne vers une double gaussienne. Le diagramme de la Figure 7.5 montre le fonctionnement du code de simulation avec une PSF modélisée par une double gaussienne. Comme dans le diagramme de la Figure 7.3, le processus de simulation est séparé en trois blocs, le ciel, l'optique, et les détecteur. Les modifications pour la PSF ne concernent que le bloc de simulation de l'optique. Nous avons simplement modifié le code python pour qu'il fasse deux appels au noyau d'AXESIM. Le premier appel calcule une image avec une PSF gaussienne de taille σ_1 . Le second appel calcule une image avec une PSF gaussienne de taille σ_2 . Le code python somme ensuite les deux images en pondérant la première d'un facteur c et la seconde d'un facteur $1 - c$. L'image finale a une PSF double gaussienne (σ_1, σ_2, c).

7.4 Simulation du détecteur

7.4.1 Base du code de simulation

La simulation de la partie détecteur de l'instrument est également réalisée par un code indépendant des autres blocs. Ce code prend en entrée une image en photon/s et produit une image en électron. Le détecteur est paramétré par une efficacité quantique, un courant d'obscurité et un bruit de lecture (qui sont pour l'instant constant). Le code est entièrement en python. Nous avons injecté le temps de pose seulement à ce niveau de la simulation ainsi nous pourrions modifier ce temps sans resimuler la partie optique.

La simulation des effets du détecteur (en rouge dans les diagrammes) est réalisé par un code en python. L'entrée est une image du ciel en *photons/s*.

Cette image est dans un premier temps convertie en nombre de photons en la multipliant par le temps d'exposition. À cause de leur nature quantique, le nombre exact de photons ne peut pas être connu. La quantité de photons détectable dans un pixel présente des fluctuations statistiques, appelées bruit de poisson ou encore « shot noise ». Le nombre de photons détectables \bar{n} est limité par la probabilité $p(n)$ de détecter n photons. L'aspect aléatoire de la lumière peut être modélisé par une

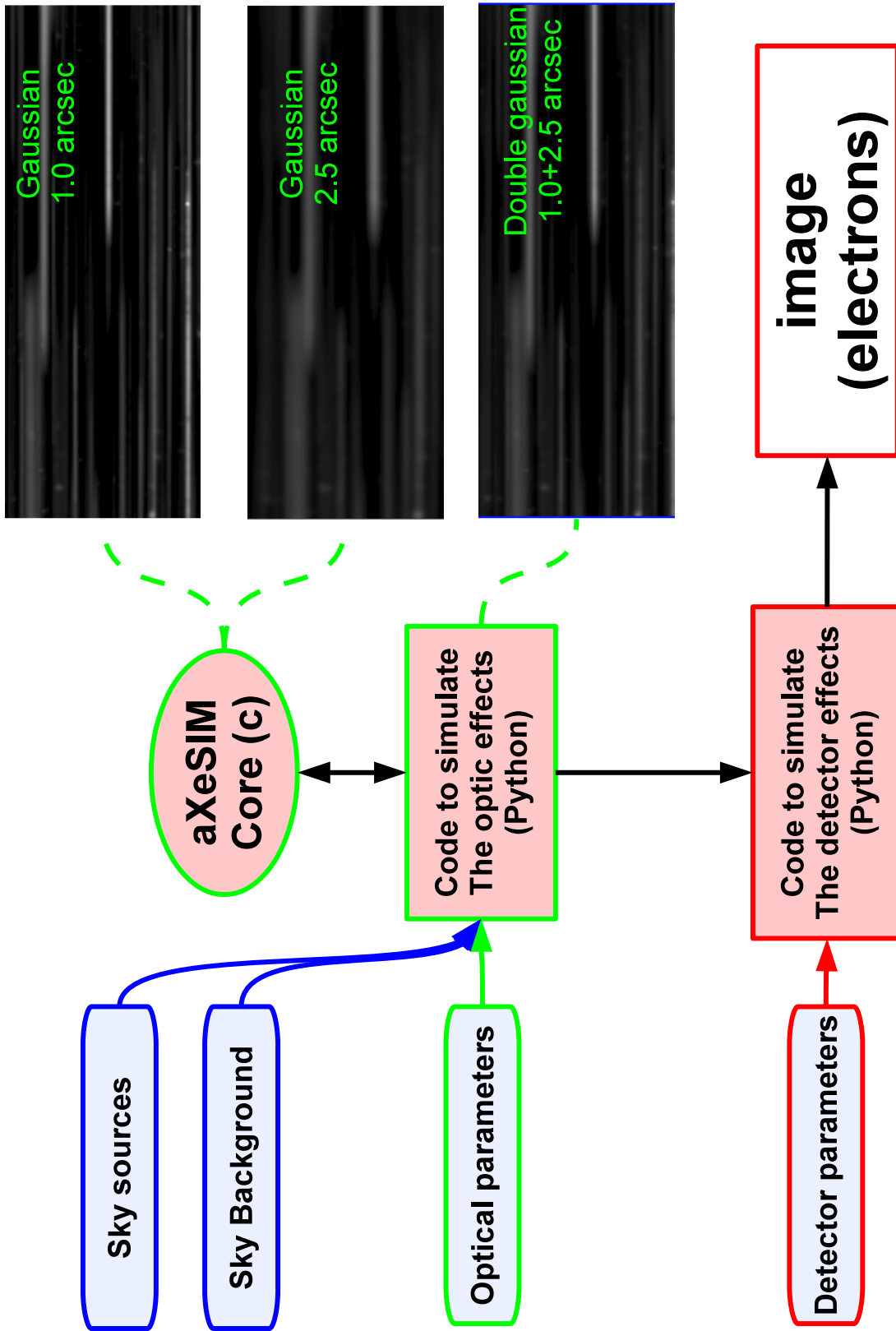


FIGURE 7.5 : Illustration de la simulation de PSF double gaussienne. Les deux composantes simples gaussiennes de la PSF double gaussienne sont simulées séparément et produisent deux images avec une PSF simple gaussienne. L'image avec une PSF double gaussienne est calculé en sommant les deux images avec une pondération adéquate pour reproduire la distribution d'énergie voulue en terme de EE50 et EE80. Ce diagramme montre également que les modifications réalisées sur la simulation de l'optique sont complètement indépendantes de la simulation du ciel et des effets du détecteur.

distribution de Poisson, $p(n)$ s'écrit alors :

$$p(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!} \quad (7.7)$$

Calculer \bar{n} n'est pas trivial. Dans notre code, le tirage de Poisson est réalisé avec le module SCIPY. Pour calculer le nombre d'électrons produits $(n_{e^-})_{signal}$ par l'interaction de \bar{n} photons détectables, il faut prendre en compte l'efficacité quantique du détecteur qui est le ratio η entre le nombre de photons détectables et le nombre d'électrons produits. Finalement le nombre d'électrons produits $(n_{e^-})_{signal}$ et l'erreur due aux fluctuations quantiques σ_{signal} sont définis tel que :

$$(n_{e^-})_{signal} = \sum_0^{+\infty} \eta n p(n) \quad (7.8)$$

$$\sigma_{signal} = \sqrt{(n_{e^-})_{signal}} \quad (7.9)$$

Pour calculer le nombre d'électrons mesurés, il faut également ajouter au signal les électrons de bruit provenant du détecteur et de l'électronique de mesure. Une partie de ce bruit provient du courant d'obscurité, c'est à dire de la réponse du détecteur en l'absence de tout signal. Le courant d'obscurité est du à la génération aléatoire d'électrons qui s'accumulent dans des trous au niveau des jonctions semi-conductrice du dispositif et qui sont ensuite lus indifféremment des électrons du signal. Le courant d'obscurité est également régie par une lois de Poisson. Le nombre d'électrons $(n_{e^-})_{DC}$ du au courant d'obscurité est un paramètre d'entrée du détecteur et l'erreur qu'il induit est $\sigma_{DC} = \sqrt{(n_{e^-})_{DC}}$. Le second bruit que nous simulons est le bruit de lecture. Les parties conductrices du détecteur et de l'électronique de mesure génèrent des électrons par effets thermiques. Ces électrons créent une tension qui se décharge lors du processus de lecture induisant un courant supplémentaire. Le nombre d'électrons dus au bruit de lecture suit cette fois une distribution de probabilité gaussienne de valeur moyenne zéro. L'écart type de cette distribution σ_{RN} est un paramètre d'entré du détecteur. Le courant d'obscurité et le bruit de lecture sont également ajoutés dans l'image à l'aide du module SCIPY.

L'image finalement créée est en électron et le bruit associé à chaque pixel est :

$$\sigma_{pixel} = \sqrt{(n_{e^-})_{signal} + (n_{e^-})_{DC} + \sigma_{RN}^2} \quad (7.10)$$

7.4.2 Amélioration des bruits détecteurs

Jusqu'à maintenant les propriétés des détecteurs étaient constantes c'est à dire que nous utilisions les valeurs médianes du détecteur d'efficacité quantique, de courant d'obscurité et de bruit de lecture. Dans un cas plus réaliste, l'efficacité et les bruits sont différents pour chaque pixel. Pour étudier les méthodes de calibration de la réponse des détecteurs, il est évident qu'il faut prendre en compte cet effet mais ce n'est pas la seule motivation. Dans le cas d'étude sur les images d'observations, les

effets des détecteurs sont corrigé avec un « dark » pour corriger le courant d'obscurité et un « flat field » pour corriger la réponse des pixels. Même avec une correction parfaite un pixel avec de moins bonnes propriétés aura une erreur relative plus élevée donc sera plus sujet aux fluctuations. Par exemple, pour 100 photons en entrée d'un pixel, avec une efficacité quantique de 0.8, le nombre d'électrons détectés le plus probable sera 80 et le bruit de poisson sera d'environ $9 e^-$, soit des fluctuations de l'ordre de 10%. Toujours avec 100 photons en entrée d'un pixel, mais cette fois avec une efficacité quantique de 0.5, le nombre d'électrons détectés le plus probable sera 50 et le bruit de poisson sera d'environ $7 e^-$, soit des fluctuations de l'ordre de 15%. Le « flat field » de ces deux pixels corrigera les différences de réponse et ainsi on pourra comparer les deux valeurs mais le pixel avec une efficacité quantique de 0.5 sera toujours plus sujet aux fluctuations que celui avec une efficacité quantique de 0.8.

Le code python a été modifié pour permettre une réponse et des bruits différents pour chaque pixel. Ces développements ont été réalisés avec Gérard Smadja et Florent Marmole. Comme pour les modifications pour la PSF, la modularité du code a énormément facilité les modifications. Nous avons simplement remplacé les valeurs médianes des propriétés du détecteur par des images contenant les valeurs d'efficacité quantique, de courant d'obscurité et de bruit de lecture pour chaque pixel. Le calcul du nombre d'électrons mesurés est le même que précédemment mais les valeurs de η , $(n_{e^-})_{DC}$ et σ_{RN} sont définies pour chaque pixel. Le diagramme de la Figure 7.6 décrit le processus de simulation. Le code couleur est toujours le même, le ciel en bleu, l'optique en vert, et les détecteurs en rouge. Les modifications pour les détecteurs ne concernent que le bloc rouge. L'entrée du code de simulation du détecteur est une image en *photon/s* (la sortie du code de simulation de l'optique). Les paramètres d'entrée pour l'efficacité quantique, de courant d'obscurité et de bruit de lecture, sont des cartes avec une valeur pour chaque pixel. Pour chaque pixel, nous calculons le nombre d'électrons mesurés en utilisant les propriétés définies dans les cartes pour ce pixel. L'image en sortie est en électron, la réponse et les bruits des pixels sont différents pour chaque pixel.

7.5 Résumé et perspectives

Nous avons mis en place un logiciel de simulation modulable et complet. La modularité du code nous a permis de faire facilement plusieurs améliorations. Nous avons amélioré le code de simulation de l'optique en y incluant un modèle de PSF double gaussienne qui permet de reproduire un panel très large de distribution de l'énergie dans la PSF. Nous avons amélioré le code de simulation du détecteur en définissant séparément la réponse et les bruits de chaque pixel. Ce logiciel va être utilisé dans la suite pour simuler des images du futur télescope spatial EUCLID dans le but d'estimer l'influence de plusieurs paramètres instrumentaux sur les performances de mesure. Le logiciel est entrain d'être mis en forme et documenté en vue d'une distribution (au moins dans OU-SIM) et un système de gestion de version

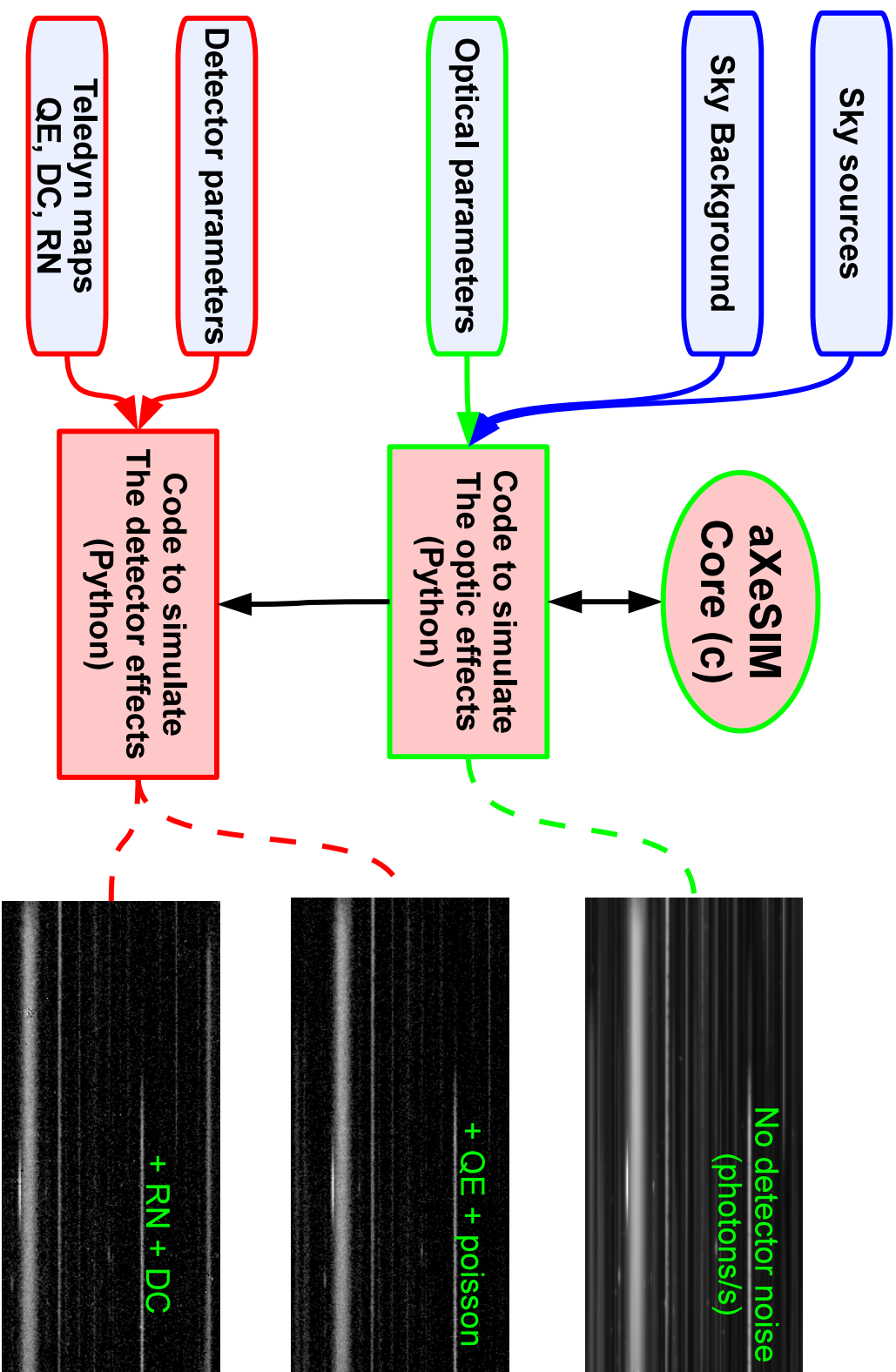


FIGURE 7.6 : Illustration de la simulation des bruits détecteurs. Les bruits détecteurs sont définis indépendamment pour chaque pixel, sous la forme de cartes de QE, DC et RN. Ce diagramme montre également que les modifications de la simulation des détecteurs sont indépendantes de la simulation du ciel et de l'optique de l'instrument et du télescope.

et de distribution sera mis en avril 2012. Le but est d'évoluer vers un développement collaboratif et une distribution au moins dans la communauté EUCLID.

Les évolutions à court terme (1 an) du logiciel seront dédiées aux besoins des études de performances d'EUCLID. Pour la partie optique, les développements seront centrés sur les variations de la PSF en fonction de la longueur d'onde et de la position dans le champ. Ces modifications nécessiteront des modifications du noyau c d'AXESIM plus conséquentes que celles réalisées jusqu'à présent. Cela dit, l'étude préliminaire de ces modifications montre que le travail à faire en terme de code à développer reste inférieur à celui que demanderait le développement d'un nouveau code. La simulation de l'optique restera donc encore basée sur le noyau c d'AXESIM. Pour la partie détecteur, nous allons étudier l'opérabilité c'est à dire les critères pour définir les pixels inutilisables et les effets sur la mesure en terme de nombre et de regroupement des pixels inopérables. Les développements nécessaires en termes de code pour les études d'opérabilité sont presque déjà tous faits.

Les développements à plus long terme (3 ans) devront répondre aux besoins des études sur la calibration et du développement des pipelines de traitement des données. La Figure 7.7 illustre les améliorations en cours d'étude.

Améliorations 1 : Intégration dans le pipeline d'EUCLID

Le logiciel devra s'intégrer dans le pipeline d'EUCLID ce qui veut dire que 1) les entrées / sorties devront être compatibles avec le modèle de données du pipeline 2) le logiciel devra s'interfacer avec le reste du pipeline. Les modèles de données et les interfaces du pipeline d'EUCLID devraient être définis cette année par l'équipe système. Nous interagissons avec ces derniers pour adapter au mieux le modèle de données à nos besoins et nous permettez de décrire les entrées / sorties de façon exhaustive. Une fois les modèles de données définis, nous n'aurons plus de contrainte pour choisir les interfaces qui permettront de monitorer les différents codes du pipeline. Le logiciel de simulation devra être mis en place en amont de la chaîne de développement car il servira à définir les méthodes de calibration, à faire le lien entre les équipes qui vont construire l'instrument et les équipes qui vont traiter les données. Les simulations serviront aussi d'entrées aux équipes d'extraction et de réductions des données pour développer, tester et comprendre leur pipeline. L'intégration de notre logiciel aux futurs systèmes de développement et de production du pipeline d'EUCLID devrait servir aussi de test pilote.

Améliorations 2 : Séparation du télescope et du spectro

Les équipes qui travaillent sur le relevé photométrique ont également développé des logiciels de simulation. Pour réduire au maximum les développements multiples, nous étudions les parties qui pourront être développées conjointement entre les codes de simulation photométrique et spectroscopique. La simulation des détecteurs sera clairement commune et cela ne demandera pas d'investissement supplémentaire puisque que nous l'avons déjà rendu indépendante. La simulation du ciel devrait également être facilement commune à la condition que nos modèles de données soient

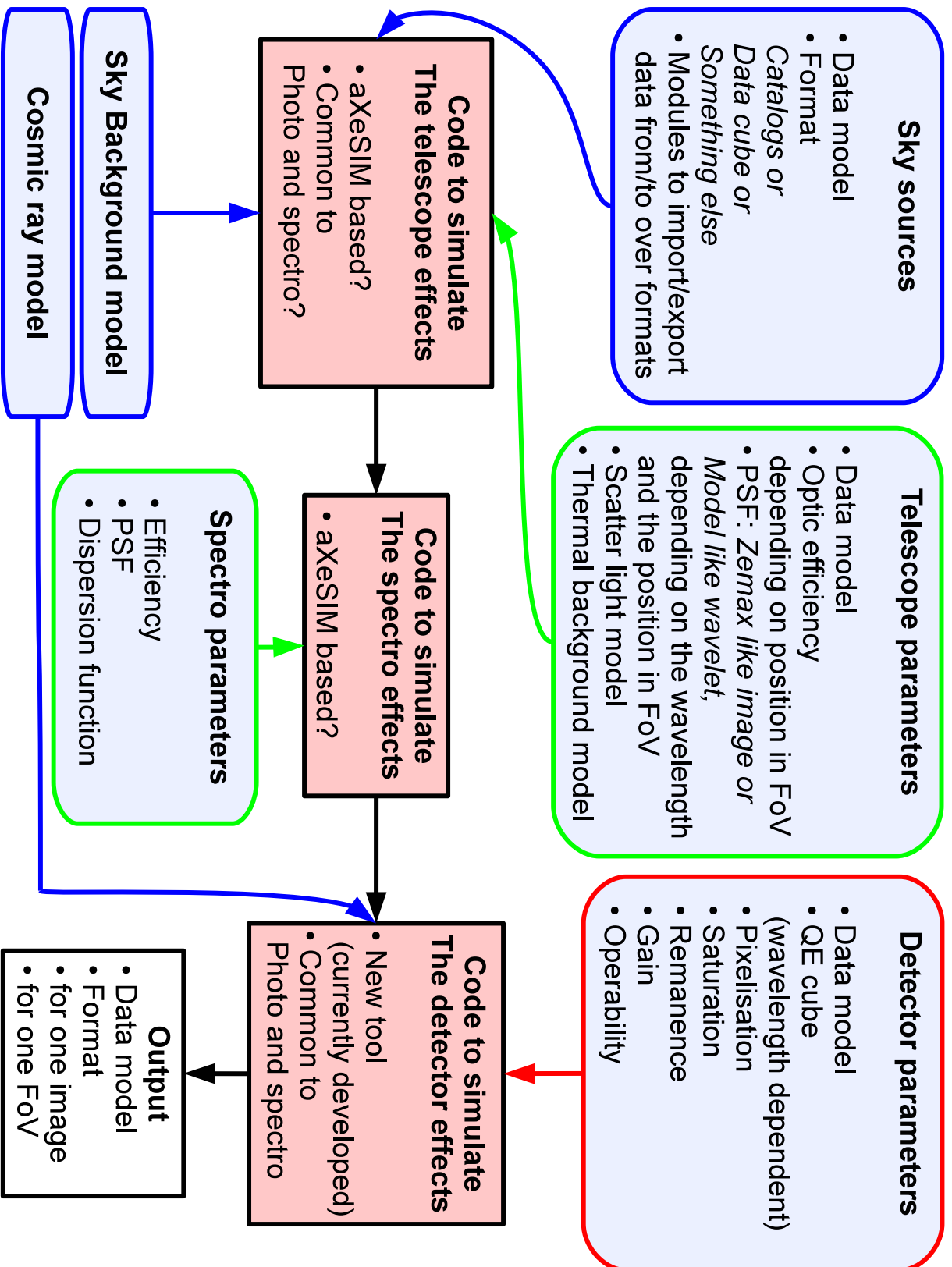


FIGURE 7.7 : Diagramme des évolutions prévues du code de simulation pixel. Le logiciel devra évoluer de façon à s'intégrer dans le pipeline d'EUCLID à différents niveaux. Il devra à la fois répondre aux besoins des études de performances et du développement des méthodes de calibration mais le simulateur devra également fournir des images à OUSIR et/ou OUSPE, pour tester les codes de traitement des images, d'extraction et de réduction des spectres. La modélisation de l'instrument et des entrées/sorties devra être commune à tous les niveaux du pipeline et respecter le modèle de données en cours de définition.

compatibles, se qui sera le cas une fois qu'ils auront été définis par l'équipe système. Pour la simulation de l'optique, on pourrait maximiser les codes communs en divisant l'instrument en deux parties : le télescope et le spectromètre. La simulation du télescope pourrait également être commune entre les codes de simulation photométrique et spectroscopique.

Améliorations 3 : Remplacer les paramètres de l'optique et du détecteur par des données de calibration

Une fois que la construction d'EUCLID aura commencé, les paramètres définissant les propriétés des différents éléments de l'instrument vont prendre la forme de données de calibration, c'est dire des paramètres dépendant de la longueur et de la position dans le champ de vue, et étant déterminés avec une certaine précision. Le logiciel de simulation devra être adapté pour utiliser ces paramètres, soit sous forme de cube de calibrations, soit sous forme de modèle plus complexe.

Améliorations 4 : Les autres sources de bruits

Les modèles de bruit existant devront être améliorés. Le fond de ciel devra dépendre du pointé du télescope et les positions et la forme des sources devront être altérées avec les erreurs dues à la détection et la précision de l'astrométrie. De nouveaux modèles de bruit devront également être développés pour simuler les rayons cosmiques, le bruit de fond provenant du télescope et les bruits détecteurs non linéaire comme la saturation des pixels ou les effets de rémanence.

Validation des simulations

The very powerful and the very stupid have one thing in common. Instead of altering their views to fit the facts, they alter the facts to fit their views... which can be very uncomfortable if you happen to be one of the facts that needs altering.

Dr Who

Dans ce chapitre, je vais utiliser le simulateur pixel que nous avons développé pour simuler un relevé existant, le but étant de comparer les résultats de la simulation et les résultats réels afin de valider les simulations. Estimer la validité des simulations de spectroscopie sans fente est complexe car les phénomènes reproduits et affectant les performances dépendent à la fois de la façon de modéliser l'instrument et à la fois de la distribution des galaxies dans le ciel. La simulation d'un ciel trop dense par exemple, surestimera la contamination par mélange des spectres et inversement. En d'autres termes pour s'assurer que les simulations sont représentatives, elles doivent reproduire à la fois la sensibilisé et à la fois la distribution de galaxies du relevé réel.

J'ai choisi WISP (Malkan, 2008, WFC3 Infrared Spectroscopic Parallel survey) comme relevé de référence. J'ai utilisé les résultats partiels publiés sur les galaxies à raie d'émission (Atek et al., 2010). Le relevé WISP est particulièrement intéressant car il présente plusieurs similarités avec le relevé d'EUCLID dont nous voulons étudier les performances. C'est un relevé de galaxies en spectroscopie sans fente de l'espace avec le télescope HST et la caméra proche infrarouge WFC3. La spectroscopie à été réalisé à l'aide de deux grisms à une sensibilité en moyenne de $4 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. La taille du relevé WISP est seulement de 63 arcmin^2 et la comparaison aux simulations sera donc limitée par la variance de la distribution des galaxies.

J'ai utilisé comme simulation des sources du ciel le CMC2.0 (voir chapitre 6). Les images des observations ont été simulé avec le simulateur pixel présenté dans le chapitre précédent. Pour chaque image, j'ai estimé le fond de ciel de l'observation en utilisant l'ETC du STScI prenant en compte la lumière zodiacale, la lumière diffusée par la Terre et la lumière reflétée par la Lune en fonction du pointé et de la date de l'observation. J'ai ensuite extrait les spectres des images de la même façon que Atek et al. (2010) et j'ai mesuré le SNR dans les raies d'émission des galaxies. J'ai enfin validé les simulations en comparant d'une part la sensibilité prédite à la sensibilité observée en fonction du flux dans les raie H_α et d'autre part en comparant la distribution en redshift des galaxies à raies d'émission détectées provenant des simulations et des observations.

8.1 Le relevé WISP

Le relevé WISP (Malkan, 2008, WFC3 Infrared Spectroscopic Parallel survey) utilise la spectroscopie sans fente du HST/WFC3 pour mesurer l'évolution de la formation des étoiles dans les galaxies à $0.3 < z < 6$. Ce relevé a été réalisé en parallèle avec des observations utilisant d'autres instruments à bord du HST : HST/COS et HST/STIS. L'utilisation des grisms de WFC3 s'est avérée efficace pour la mesure du redshift des galaxies à raies d'émission. Le relevé a utilisé 250 orbites du cycle 17. Il a couvert 90 champs indépendants à haute latitude galactique, en spectroscopie avec les grisms G102 ($\lambda = 0.8 - 1.17 \mu\text{m}$, $R \sim 210$) et G141 ($\lambda = 1.11 - 1.67 \mu\text{m}$, $R \sim 130$). et en photométrie dans les filtres J et H ($F110W$ et $F140W$ respective-

ment). [Atek et al. \(2010\)](#) ont publié les premiers résultats des observations de 19 de ces champs, couvrant environ 63 arcmin^2 . Pour des temps d'exposition typiques ($\sim 6400s$ en *G102* et $\sim 2700s$ en *G141*), il détectent les raies d'émission à 5σ jusqu'à des flux de $4 \times 10^{-17} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les profondeurs typiques de la photométrie sont à 5σ 26.3 et 26.1 mag. (AB) dans *F110W* et *F140W* respectivement. Dans leur publication ils présentent 229 galaxies entre redshift $0.3 < z < 3$, identifiées à partir de 328 raies d'émission avec un rapport signal sur bruit plus grand que 5.

La stratégie d'observation de ce relevé est très proche de celle prévue avec EUCLID. Elle est basée sur la spectroscopie sans fente avec deux grisms à des longueurs d'ondes et à une profondeur similaire. J'ai utilisé ce relevé pour valider nos simulations autant en termes de réalisme de la distribution des galaxies du CMC qu'en termes de réalisme de la simulation des effets de l'instrument. La méthode est simple et consiste à simuler un relevé équivalant aux 19 champs de [Atek et al. \(2010\)](#) et de comparer les performances obtenues à celles du vrai relevé, en termes de sensibilité et de comptage de galaxie. À partir des archives MAST (Multimission Archive at Space Telescope science institute), j'ai reconstitué les 193 pointés qui ont permis d'observer les 19 champs de WISP. Pour chaque pointé j'ai estimé le niveau de fond de ciel avec l'ETC du STScI. Cette estimation du fond de ciel prend en compte la lumière zodiacale (dépend des coordonnées et du jour de l'observation) et la brillance de la Terre (normalisé aux valeurs moyennes). Le tableau 8.1 résume les observations, le filtre ou le grism utilisé, le temps de pose et l'estimation du fond de ciel. Avant de présenter les résultats, je vais détailler les processus de simulation, d'extraction et de mesure.

RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
16.646	15.146	F110W	277.938	1.774
16.646	15.146	F110W	252.937	1.774
16.646	15.146	F110W	352.940	1.774
16.646	15.146	F140W	252.937	1.400
16.646	15.146	F140W	252.937	1.400
16.647	15.148	G102	1102.936	1.348
16.647	15.148	G102	2505.872	1.348
16.647	15.148	G102	2105.871	1.348
16.647	15.148	G141	1202.936	2.182
16.647	15.148	G141	1405.860	2.182
16.661	15.138	F110W	352.940	2.584
16.661	15.138	F110W	202.9360	2.636
16.661	15.138	F140W	227.9370	1.961
16.661	15.138	F140W	277.9380	1.961
16.661	15.141	G102	1002.935	1.730

Suite page suivante ...

<i>Suite de la page précédente</i>				
RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
16.661	15.141	G102	2005.871	1.696
16.661	15.141	G141	1505.869	2.807
16.661	15.141	G141	902.935	2.807
27.570	13.068	F110W	202.936	2.253
27.570	13.068	F110W	202.936	2.253
27.570	13.068	F110W	202.936	2.253
27.570	13.068	F140W	202.936	1.678
27.570	13.068	F140W	202.936	1.678
27.570	13.068	F140W	252.937	1.678
27.570	13.068	F140W	202.936	1.678
27.572	13.070	G102	1202.936	1.484
27.572	13.070	G102	1202.936	1.484
27.572	13.070	G102	1202.936	1.484
27.572	13.070	G141	1202.936	2.405
27.572	13.070	G141	1202.936	2.405
27.572	13.070	G141	1405.869	2.405
27.572	13.070	G141	1202.936	2.405
33.408	12.914	F110W	202.936	4.590
33.408	12.914	F110W	152.935	4.590
33.408	12.914	F110W	202.936	4.590
33.408	12.914	F140W	202.936	3.402
33.408	12.914	F140W	127.935	3.402
33.408	12.914	F140W	202.936	3.402
33.409	12.916	G102	1202.936	2.980
33.409	12.916	G102	1202.936	2.980
33.409	12.916	G102	1002.935	2.980
33.409	12.916	G141	1002.935	4.853
33.409	12.916	G141	1202.936	4.853
33.409	12.916	G141	1202.936	4.853
38.725	-4.110	F110W	202.936	2.832
38.725	-4.110	F110W	327.939	2.832
38.725	-4.110	F110W	327.939	2.832
38.725	-4.110	F110W	327.939	2.832
38.725	-4.110	F140W	177.936	2.105
38.725	-4.110	F140W	302.938	2.105
38.726	-4.108	G102	2505.872	1.855
38.726	-4.108	G102	1202.936	1.855
38.726	-4.108	G102	2505.872	1.855

Suite page suivante . . .

<i>Suite de la page précédente</i>				
RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
38.726	-4.108	G102	2505.872	1.855
38.726	-4.108	G141	1202.936	3.012
38.726	-4.108	G141	1605.870	3.012
38.727	-4.112	F110W	252.937	2.678
38.727	-4.112	F110W	352.935	2.678
38.727	-4.112	F110W	227.937	2.678
38.727	-4.112	F110W	252.937	2.678
38.727	-4.112	F140W	277.938	1.991
38.727	-4.112	F140W	302.938	1.991
38.728	-4.110	G102	2005.871	1.756
38.728	-4.110	G102	902.935	1.756
38.728	-4.110	G102	2005.871	1.756
38.728	-4.110	G102	2005.871	1.756
38.728	-4.110	G141	902.935	2.851
38.728	-4.110	G141	1605.870	2.851
38.736	-4.117	F110W	177.936	1.935
38.736	-4.117	F110W	327.939	1.935
38.736	-4.117	F110W	327.939	1.935
38.736	-4.117	F140W	202.936	1.443
38.736	-4.117	F140W	277.938	1.443
38.737	-4.115	G102	2505.872	1.281
38.737	-4.115	G102	1202.936	1.281
38.737	-4.115	G102	2505.872	1.281
38.737	-4.115	G141	1202.936	2.073
38.737	-4.115	G141	1605.870	2.073
133.186	3.151	F140W	252.937	1.433
133.187	3.153	G141	1805.870	2.058
141.283	48.951	G102	1302.936	1.050
141.283	48.951	G102	2605.873	1.050
141.283	48.951	G141	1202.936	1.696
141.283	48.951	G141	1005.868	1.696
141.285	48.953	F110W	402.936	1.575
141.285	48.953	F110W	227.937	1.575
141.285	48.953	F140W	227.937	1.178
141.285	48.953	F140W	177.936	1.178
141.978	60.452	F140W	352.935	1.001
141.982	60.450	G141	2005.871	1.444
145.815	5.458	F140W	202.936	1.590

Suite page suivante . . .

<i>Suite de la page précédente</i>				
RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
145.815	5.458	F140W	227.937	1.590
145.815	5.458	F140W	252.937	1.590
145.817	5.460	G141	1002.935	2.280
145.817	5.460	G141	1505.869	2.280
145.817	5.460	G141	1605.870	2.280
165.572	10.907	G102	1202.936	1.387
165.572	10.907	G102	2505.872	1.387
165.572	10.907	G141	1202.936	2.246
165.572	10.907	G141	802.935	2.246
165.575	10.908	F110W	352.940	2.101
165.575	10.908	F110W	202.936	2.101
165.575	10.908	F140W	202.936	1.565
165.575	10.908	F140W	252.937	1.565
182.355	45.722	G102	2305.872	0.899
182.355	45.722	G102	1202.936	0.899
182.355	45.722	G102	2405.872	0.899
182.355	45.722	G102	2305.872	0.899
182.355	45.722	G141	1102.936	1.448
182.355	45.722	G141	1905.870	1.448
182.358	45.723	F110W	202.936	1.339
182.358	45.723	F110W	352.940	1.339
182.358	45.723	F110W	402.936	1.339
182.358	45.723	F110W	352.940	1.339
182.358	45.723	F140W	252.937	1.003
182.358	45.723	F140W	352.935	1.003
187.322	10.733	G102	1002.935	1.307
187.322	10.733	G102	1605.870	1.307
187.322	10.733	G102	902.935	1.307
187.322	10.733	G141	802.935	2.115
187.322	10.733	G141	1105.868	2.115
187.322	10.733	G141	1205.868	2.115
187.322	10.733	G141	802.935	2.115
187.324	10.735	F110W	152.935	1.976
187.324	10.735	F110W	227.937	1.976
187.324	10.735	F110W	152.935	1.976
187.324	10.735	F140W	177.936	1.473
187.324	10.735	F140W	202.936	1.473
187.324	10.735	F140W	177.936	1.473

Suite page suivante ...

<i>Suite de la page précédente</i>				
RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
187.325	10.735	F140W	202.936	1.473
187.435	7.806	G102	1202.936	1.448
187.435	7.806	G102	2205.871	1.448
187.435	7.806	G102	1202.936	1.448
187.435	7.806	G141	1505.869	2.346
187.435	7.806	G141	1102.936	2.346
187.435	7.806	G141	1102.936	2.346
187.437	7.807	F110W	202.936	2.217
187.437	7.807	F110W	352.940	2.217
187.437	7.807	F110W	202.936	2.217
187.437	7.807	F140W	202.936	1.636
187.437	7.807	F140W	277.938	1.636
187.437	7.807	F140W	202.936	1.636
212.421	26.370	G102	1405.869	1.061
212.421	26.370	G102	1405.869	1.061
212.421	26.370	G102	1405.869	1.061
212.421	26.370	G102	1805.870	1.061
212.421	26.370	G102	2405.872	1.061
212.421	26.370	G141	1405.869	1.714
212.421	26.370	G141	1405.869	1.714
212.423	26.373	F110W	352.940	1.592
212.423	26.373	F110W	352.940	1.592
212.423	26.373	F110W	302.938	1.592
212.423	26.373	F110W	452.936	1.592
212.423	26.373	F110W	352.940	1.592
212.423	26.373	F140W	277.938	1.191
212.423	26.373	F140W	277.938	1.191
212.427	26.366	G102	2405.872	1.038
212.427	26.366	G102	1102.936	1.038
212.427	26.366	G102	2405.872	1.038
212.427	26.366	G102	2405.872	1.038
212.427	26.366	G141	1202.936	1.675
212.427	26.366	G141	1405.869	1.675
212.429	26.367	F110W	452.936	1.555
212.429	26.367	F110W	452.936	1.555
212.429	26.367	F110W	452.936	1.555
212.429	26.367	F110W	252.937	1.555
212.429	26.367	F140W	252.937	1.163

Suite page suivante . . .

<i>Suite de la page précédente</i>				
RA (J2000)	Dec (J2000)	Filt/Grism	Exp. in s	Mean bck in e^-/s
212.429	26.367	F140W	277.938	1.163
216.775	57.893	G102	2105.871	0.828
216.775	57.893	G102	1605.870	0.828
216.775	57.893	G102	2105.871	0.828
216.775	57.893	G102	2105.871	0.828
216.775	57.893	G141	1505.869	1.332
216.775	57.893	G141	1505.869	1.332
216.775	57.893	G141	1605.870	1.332
216.778	57.860	G102	2205.871	0.839
216.778	57.860	G102	2205.871	0.839
216.778	57.860	G102	1102.936	0.839
216.778	57.860	G141	1102.936	1.349
216.778	57.860	G141	2205.871	1.349
216.778	57.860	G141	2205.871	1.349
216.779	57.893	F110W	277.938	1.228
216.779	57.893	F110W	277.938	1.228
216.779	57.893	F110W	277.938	1.228
216.779	57.893	F110W	277.938	1.228
216.779	57.893	F140W	277.938	0.922
216.779	57.893	F140W	277.938	0.922
216.779	57.893	F140W	277.938	0.922
216.782	57.860	F110W	402.936	1.244
216.782	57.860	F110W	402.936	1.244
216.782	57.860	F110W	227.937	1.244
216.782	57.860	F140W	227.937	0.934
216.782	57.860	F140W	402.936	0.934
216.782	57.860	F140W	402.936	0.934

TABLE 8.1 : *Les observations champs du relevé WISP.*

8.2 Simulation

Les champs WISP sont approximativement aléatoires à cause de la nature parallèle du relevé. Pour simuler les sources du ciel j'ai donc tiré aléatoirement des champs dans le CMC de la manière suivante. J'ai dans un premier temps tiré aléatoirement 500 champs de $200 \times 200 \text{ arcmin}^2$, c'est à dire environ la taille du champs de vue de HST/WFC3. La surface totale des 500 champs est $\sim 1.5 \text{ deg}^2$, une surface comparable à celle de COSMOS/ACS. L'histogramme de la Figure 8.1 montre le nombre de sources par arcmin^2 (des galaxie principalement, des AGN et des étoiles) de chacun des 500 champs. La densité moyenne de sources par champ est 244 arcmin^{-2} , la densité médiane est 246 arcmin^{-2} et la dispersion est 24 arcmin^{-2} . La distribution n'est pas symétrique. Il y a une queue de champs peu dense qui est due aux

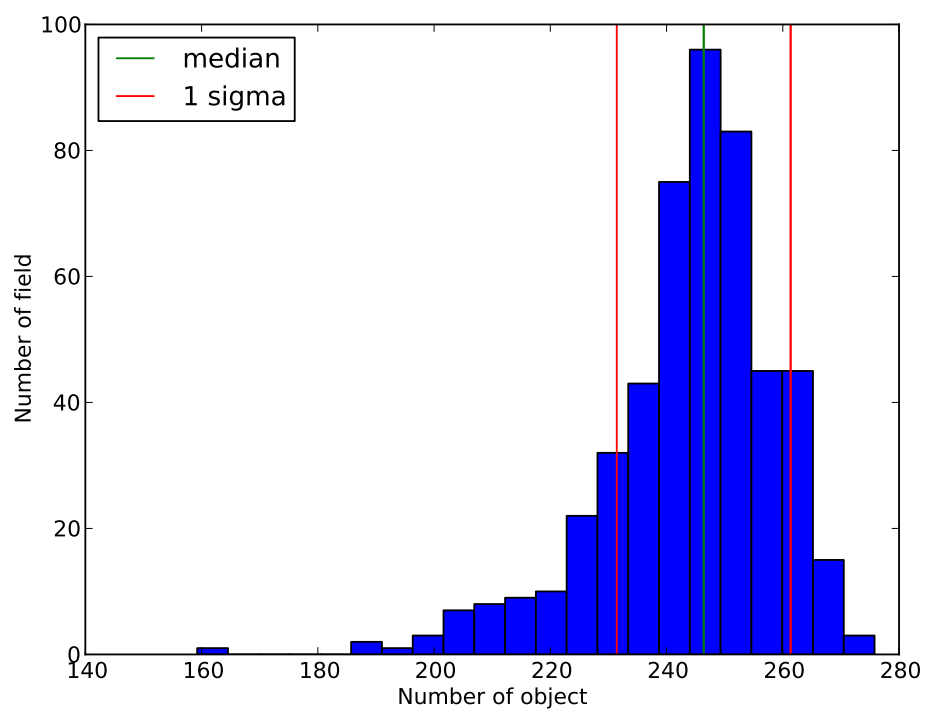


FIGURE 8.1 : *Histogramme du nombre de sources par arcmin² pour un champ de 200 × 200 arcmin² dans le CMC. La ligne verte est la médiane et les lignes rouges sont l'intervalle à ±σ.*

ra_0	dec_0	ra_1	dec_1	$n/arcmin^2$
149.7289	2.76599	149.7830	2.82015	240.85
149.8926	1.89879	149.9468	1.95296	234.88
150.3337	2.41067	150.3879	2.46483	236.59
150.4792	2.44129	150.5334	2.49545	255.24
149.6590	2.41979	149.7132	2.47396	236.30
149.9251	2.36956	149.9793	2.42373	257.51
150.4825	2.78906	150.5366	2.84323	256.18
150.4314	2.05418	150.4856	2.10834	241.70
150.2692	1.80884	150.3234	1.86301	251.73
150.5854	2.72426	150.6396	2.77842	257.70
149.6289	2.33738	149.6830	2.39155	251.17
149.6646	2.17596	149.7187	2.23012	256.94
150.6048	2.32014	150.6590	2.37431	242.93
150.2965	2.62179	150.3506	2.67595	249.08
150.3816	2.10044	150.4357	2.15460	250.50
150.2801	2.03556	150.3343	2.08972	256.56
149.8848	2.66241	149.9390	2.71658	254.57
149.9207	2.05742	149.9748	2.11158	250.31
150.4968	2.06461	150.5510	2.11878	249.46

TABLE 8.2 : *Choix des 19 champs du CMC utilisés pour simuler WISP.*

parties du catalogue photométrique COSMOS masquées à cause des étoiles proches et brillantes dans le champ. Il y a aussi un surplus de champs plus denses que la moyenne, mais en accord avec la dispersion (ce n'est pas une queue) qui provient des structures présentes dans COSMOS. J'ai choisi les 19 champs simulant les sources de WISP en les tirant aléatoirement dans les champs avec une densité de source comprise dans l'intervalle autour de la valeur médiane de largeur égale à la dispersion, soit $246 \pm 12 \text{ arcmin}^{-2}$. La coupure des champs avec une densité de sources inférieure à 234 arcmin^{-2} permet d'éviter les zones masquées du relevé COSMOS. La coupure des champs avec une densité de sources supérieure à 258 arcmin^{-2} supprime les zones avec des surdensités. La coupure supérieure est discutable puisque ces surdensité sont liées aux structures dans la distribution des galaxies et non pas à un phénomène observationnel. Je les ai enlevé quand même car COSMOS est clairement dominé par la variance cosmique et ces structures ne sont pas représentatives du reste du ciel. De plus, ajouter une dizaine de sources dans le champ ne changera pas de façon significative nos résultats. La table 8.2 résume les 19 champs choisis pour simuler les sources du ciel. Le calcul des sources du ciel de chacun des champs WISP nécessite environ 20 minutes et utilise $250Mo$ d'espace disque avec des spectres échantillonnés à 1\AA .

La simulation pixel d'images photométriques n'est pas le but de ce travail. J'ai utilisé le CMC pour calculer les magnitudes théoriques des galaxies, des étoiles et des AGN, dans les bandes de F110W et F140W. Pour estimer la magnitude dans

Collecting area	4.5 m^2
Array	$1k \times 1k$
Wavelength range	$800 - 1700 \text{ nm}$
Pixel size	$18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$
Pixel scale	$0.13 \text{ arcsec}/\text{pix}$
Quantum Efficiency	77% @ 1000 nm ; 79% @ 1400 nm
Dark Count	$0.048 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pixel}$
Readout Noise	$20 \text{ e}^-/\text{pixel}$
F110W	Pivot : 1153.4 nm ; Width : 443.0 nm
F140W	Pivot : 1392.3 nm ; Width : 384.0 nm
G102	Useful range : 800 – 1150 nm ; resolution : 24.0 nm
G141	Useful range : 1075 – 1700 nm ; resolution : 46.5 nm

TABLE 8.3 : *Propriétés du HST/WFC3/IR, des filtres F110W et F140W et des grisms G102 et G141.*

les filtres F110W et F140W, j’ai utilisé les transmissions distribuées par le STScI. J’ai attribué un bruit photométrique dans chaque bande en fonction de la taille de la galaxie, de son flux, du fond de ciel et des bruits détecteurs. L’estimation du fond de ciel vient de l’ETC du STScI. Les valeurs de fond de ciel et les temps de poses utilisés pour la simulation des observations photométriques de WISP sont détaillés dans la table 8.1. Les bruits détecteurs sont également les valeurs données par le STScI et sont résumés dans la table 8.3. J’ai estimé le rapport signal sur bruit pour chaque galaxie et j’ai bruité les magnitudes théoriques selon les erreurs pour simuler les propriétés photométriques des galaxies observées. Pour plus de détails sur le calcul de l’erreur, voir la section 6.2 et [Jouvel et al. \(2011\)](#).

Les images de spectroscopie sans fente avec les grims G102 et G141 ont été simulé avec le logiciel de simulation pixel que nous avons développé (voir le chapitre 7). Les sources du ciel proviennent des 19 champs sélectionnés dans le CMC. Le fond de ciel simulé est constant dans l’image, j’ai utilisé les valeurs estimées avec l’ETC du STScI (cf table 8.1). Toutes les données de calibration utilisées dans la simulation sont celles fournis par le STScI : les fichiers de calibration en sensibilité et en longueur d’onde, les fichiers de configuration pour la PSF, la relation de dispersion, et le bruit de lecture [Kuntschner et al. \(2011\)](#). La PSF a été modélisé avec une simple gaussienne. Les pixels simulés sont tous identiques mais j’ai masqué les pixels morts de la caméra WFC3/IR. Les simulations sont identiques à celles faites avec le logiciel AXESIM ([Kümmel et al., 2007](#)). Les propriétés de l’instrument sont résumés dans la table 8.3. La Figure 8.2 est un exemple du type d’images produites. Les simulations reproduisent les différents ordres de dispersion et les pixels morts, en particulier les zones « Death Star » et « Wagon Wheel » (respectivement en rouge et en vert dans les images de la figure).

Au total pour simuler les observations des 19 champs WISP, j’ai calculé 97 images, 52 avec le grism G102 et 45 avec G141. Le temps de calcul d’une image est

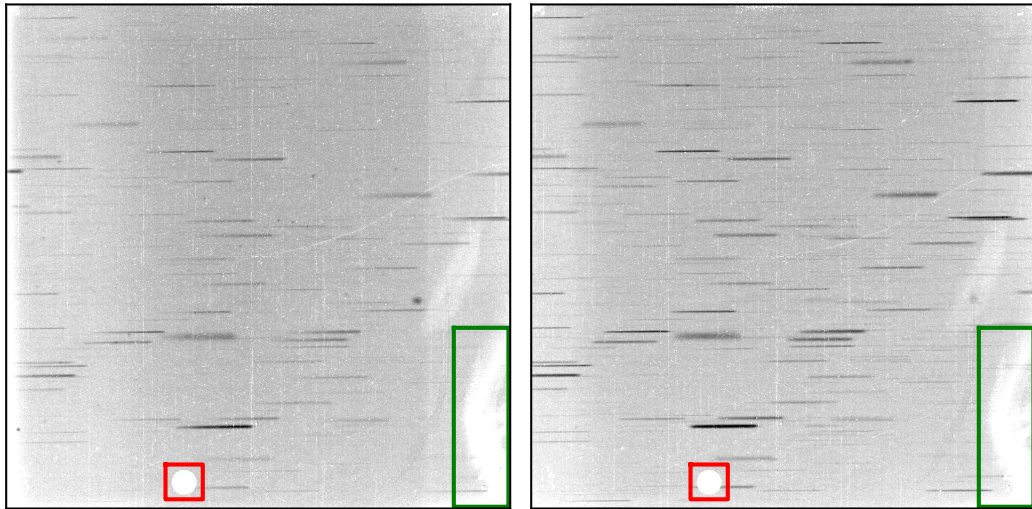


FIGURE 8.2 : *Exemple de simulation d'images en spectroscopie sans fente avec le HST/WFC3/IR. Les deux images sont des simulations du même champ, l'image de gauche observée avec le grism G102 et l'image de droite avec le grism G141. Le niveau de fond de ciel de ces images est $0.83 e^-/sec/pix$ pour le grism G102 et $1.32e^-/sec/pix$ avec G141. Ces images reproduisent aussi certains défauts des détecteurs. La région encadrée en rouge est une zone de pixels mort, appelée « The Death Star ». La région encadrée en vert est une zone de pixels peu sensibles appelée « The Wagon Wheel ».*

de 10 minutes avec un processeur. Chaque image utilise 20Mo d'espace disque.

8.3 Extraction des spectres

J'ai extrait les spectres dans les images simulées de manière similaire à celle utilisée par [Atek et al. \(2010\)](#) pour extraire les spectres des vraies observations. J'ai commencé par soustraire le fond de ciel. L'erreur due à la soustraction du fond est très faible devant la variance induite par le fond de ciel (de l'ordre de 1%). J'ai soustrait le ciel simulé et j'ai négligé l'erreur due à l'ajustement du niveau de fond de ciel. De même la réponse de tous pixels opérables (non mort) est identique dans les images simulées. J'ai donc également négligé l'erreur due au flat field.

Le processus de réduction des images de spectroscopie sans fente a besoin dans un premier temps d'un catalogue de sources photométriques pour trouver les positions des spectres 2D. J'ai utilisé la simulation de la photométrie comme catalogue d'entrée. Pour chaque galaxie j'ai déjà calculé les magnitudes apparentes et le rapport signal sur bruit dans les bandes F110W et F140W. J'ai de plus simulé le processus de détection en estimant la probabilité de détection en fonction du rapport signal sur bruit. Pour qu'une source soit identifiable dans les fluctuations d'un fond, son intensité doit être plus grande qu'une certaine valeur. Dans le cas de photons, la probabilité de détection d'une source, p_{phot} , peut être reliée au rapport signal sur bruit Σ par la relation :

$$p_{phot} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\alpha-\Sigma}^{\infty} e^{\left(\frac{-x^2}{2}\right)} dx \quad (8.1)$$

Le paramètre α est la valeur du rapport signal sur bruit pour lequel un objet a une probabilité de détection de 0.5. Les hautes valeurs de α permettent d'éliminer les fausses détections, mais certaines sources ne seront pas détectées. Au contraire, une valeur de α faible donne plus d'exhaustivité mais une pureté inférieure. Les valeurs raisonnables de α se situent entre 3 et 4. J'ai choisi $\alpha = 3.5$. J'ai appliqué cette probabilité de détection aux sources du catalogue photométrique simulé. J'ai de plus réduit le catalogue aux sources avec un rapport signal sur bruit plus grand que 3.5 comme dans [Atek et al. \(2010\)](#). L'utilisation de toutes les sources d'entrées de la simulation n'aurait pas beaucoup influencé les résultats. Normalement la photométrie est plus profonde que la spectroscopie et l'extraction des données spectroscopiques ne devrait pas être gênée par la profondeur de la photométrie. Cela dit, le processus d'extraction est assez long, environ 30 minutes pour une image, et les produits de l'extraction utilisent beaucoup d'espace disque, par exemple les tables de pixels extraits de 1000 sources sur une image utilisent typiquement 300Mo d'espace disque. La simulation de la détection et la coupure en rapport signal sur bruit de la photométrie permet non seulement d'augmenter le réalisme de la simulation mais aussi de réduire le nombre de sources à extraire et par conséquent de réduire le temps de calcul et l'espace disque nécessaire à l'extraction.

L'extraction à proprement dite a été réalisée avec AXE ([Kümmel et al., 2009](#)) qui est le logiciel utilisé pour extraire les vraies observations en spectroscopie sans fente

du HST, notamment celles du relevé WISP. J'ai extrait les spectres de chaque image grism en utilisant les mêmes paramètres que [Atek et al. \(2010\)](#).

- La hauteur de la fenêtre d'extraction est trois fois la taille de la source,
- La hauteur de la fenêtre d'estimation du fond local est quatre fois la taille de la source,
- L'extraction a été réalisé perpendiculairement à la trace sans optimisation liée à la forme de la source (cette méthode est conseillé dans le cas de sources peu ou pas résolues).
- Le modèle de contamination utilisé est le modèle d'émission gaussien qui utilise la position et la magnitude de sources pour estimer la contribution des sources voisine dans chaque pixel de la table d'extraction.

Pour plus de détails, voir le manuel d'utilisation d'AXE. Le résultat de cette procédure est une table de pixels extraits et calibrés en longueur d'onde, c'est à dire un spectre 2D, pour chaque source. Ces tables sont stockés dans un fichier fits. L'extraction des sources d'une image nécessite environ 30 minutes et le fichier utilise $\sim 300Mo$ d'espace disque.

Ensuite, pour chaque champ, j'ai combiné les spectres 2D de chaque source dans chacune des expositions avec AXEDRIZZLE. AXEDRIZZLE est une procédure incluse dans AXE pour recombinaison les spectres 2D de plusieurs observations de mêmes sources avec MULTIDRIZZLE. AXEDRIZZLE tourne et aligne les spectres 2D d'une source de façon à ce qu'ils soient dans le même référentiel en longueur d'onde. MULTIDRIZZLE est ensuite utilisé pour projeter les images des différents spectres 2D d'une source sur une nouvelle grille de pixels. L'image combinée des spectres 2D est ensuite utilisée pour calculer le spectre 1D de la source. De même que pour l'extraction j'ai utilisé les mêmes paramètres de combinaison des spectres 2D et d'extraction du spectre 1D que dans [Atek et al. \(2010\)](#).

- La hauteur du spectre 2D combiné est deux fois la taille de la source.
- L'extraction du spectre 1D est faite de manière optimum c'est à dire en déconvoluant de la PSF et de la forme de la source.
- La sensibilité est ajustée pour réduire les effets de bord dans le spectre 1D calibré en flux.

Pour plus de détails, voir le manuel d'utilisation d'AXE. Le résultat de cette procédure est un spectre 1D pour chaque sources. Ces spectres sont stockés dans un fichier fits. La recombinaison des spectre 2D et le calcul des spectres 1D nécessite en moyenne 30 minutes pour chaque champ WISP. Le fichier contenant les spectres 2D recombinaison utilise $\sim 300Mo$ d'espace disque et le fichier contenant les spectres 1D $\sim 35Mo$.

La Figure 8.3 illustre le processus d'extraction et de combinaison. Sur la simulation pixel de la photométrie dans la bande F140W, j'ai sélectionné deux sources voisines. Sur la simulation pixel de la spectroscopie, les spectres de ces sources se mélangent. Les spectres extraits d'une seule observation sont contaminés par des sources voisines. Le spectre de la source verte est notamment contaminé par les raies d'émission de la source rouge. La combinaison de deux observations permet dans ce cas de décontaminer les spectres. À noter que ce cas est assez favorable car

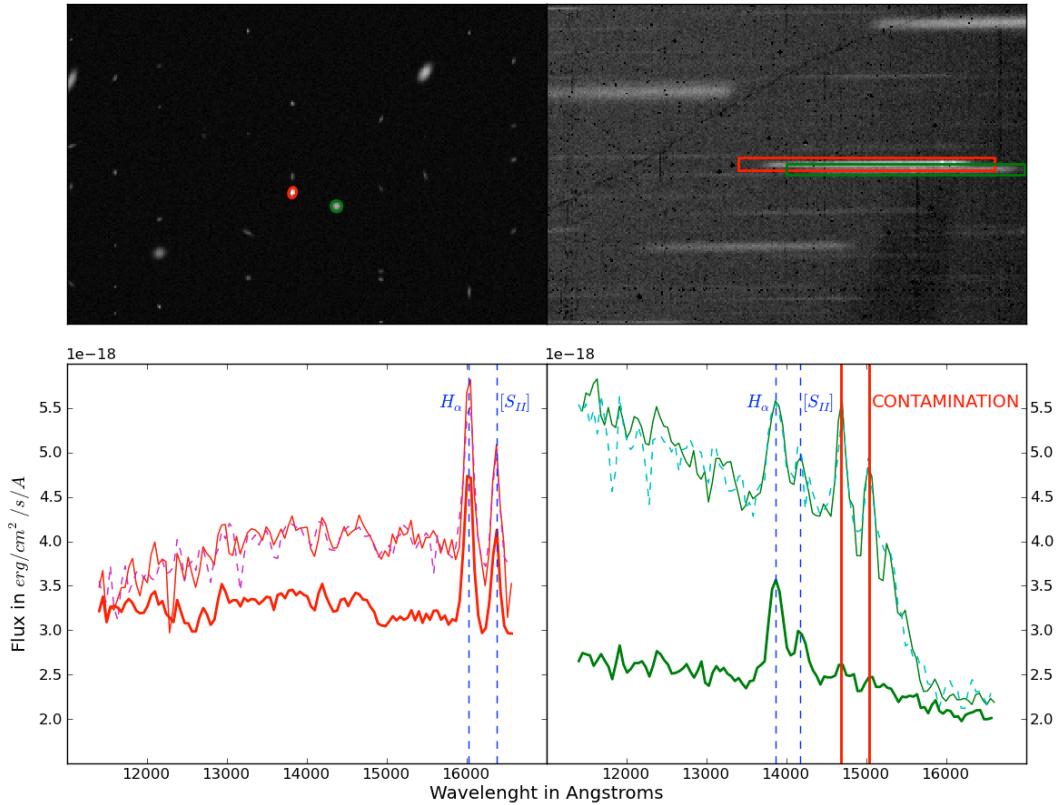


FIGURE 8.3 : *Illustration de la combinaison de deux images avec MULTIDRIZZLE. En haut à gauche, l'image est une simulation pixel d'une observation en photométrie dans la bande F140W. En haut à droite, l'image est une simulation pixel d'une observation en spectroscopie avec le grism G141. Les spectres encadrés en rouge et en vert sont les spectres des sources voisines encerclées avec les mêmes couleurs dans la première image.*

En bas à gauche, le graphique montre le spectre extrait de la source rouge dans différents cas. La courbe rouge et fine est le spectre extrait à partir de l'image en haut à droite. La courbe magenta et pointillée est le spectre extrait à partir d'une autre simulation du même champ. La courbe rouge et épaisse est le spectre extrait à partir de la combinaison des deux observations.

En bas à droite, le graphique montre la même chose pour la source verte. Les spectres, en vert fin et cyan pointillé sont extraits d'une seule observation. La courbe verte et épaisse est le spectre extrait à partir de la combinaison de deux observations. La combinaison des observations a permis de décontaminer le spectre vert des contributions du spectre rouge.

les spectres ne se chevauchent pas complètement et les sources ont des flux comparables. Dans des cas moins favorables, il est plus difficile de décontaminer les spectres et il est nécessaire d'utiliser plus d'observations avec des angles différents.

Au total, la simulation et l'extraction du relevé WISP nécessite environ 120 heures de calcul sur un processeur et plus de 100Go d'espace disque. Le code à proprement dit n'est pas parallélisé mais le traitement de chaque champ est indépendant et le temps de calcul se réduit à ~ 6 heures sur 19 processeurs. En supprimant les produits intermédiaires de AXE et AXEDRIZZLE, l'espace disque utilisé par les produits de simulation et d'extraction est réduit à $\sim 50Go$.

8.4 Analyse et résultats

8.4.1 Réduction des spectres

Je vais dans la suite comparer les résultats de la simulation aux résultats observés dans le relevé WISP. La stratégie d'observation de WISP est clairement dédié aux galaxies à raies d'émission. La spectroscopie sans fente a un niveau de fond de ciel très élevé et une faible résolution. L'analyse du continu est très difficile et réservée aux galaxies brillantes ($Mag_H < 22.0$). Atek et al. (2010) montre un exemple de l'ajustement d'une SED sur le continu d'une galaxie où le break de Balmer ainsi que deux raies d'absorption de Balmer sont identifiables. Le reste de l'analyse de la publication est dédié aux raies d'émission. J'ai réduit l'analyse et la comparaison simulation et observation aux raies d'émission des galaxies. Le processus de réduction des données décrit ici traite seulement les raies d'émission, aucune analyse des continus n'a été faite. Le but de ce travail n'est pas non plus de développer un pipeline complet. J'ai de plus simplifié le problème de la mesure des raies d'émission en utilisant les données d'entrée de la simulation pour connaître à priori la position des raies dans les spectres ainsi que leur flux. L'analyse est réduite à la mesure du signal des raies d'émission dans les spectres en électron, c'est à dire non calibrés en flux.

L'analyse du spectre de chacune des sources se décompose en deux étapes. Dans un premier temps je soustrais le continu pour obtenir un spectre de raies. Ce que j'appelle continu ici est tout ce que contient le spectre à part les raies d'émission de la source. Cela comprend le continu de la source mais aussi toutes les contributions extérieures principalement dues aux mélanges des spectres. Tous ces calculs sont automatisés à l'aide de scripts python. Les fonctions d'ajustement et de convolution sont basées sur les bibliothèques NUMPY et SCIPY.

Soustraction du continu

Dans un premier temps les raies sont masquées. La position des raies est déterminée à priori à partir des données de la simulation de la source. Le spectre masqué des raies est en suite lissé en le convoluant avec une fenêtre de Hanning de largeur 50 éléments de résolution. Plusieurs formes de fenêtres ont été testé, notamment une fenêtre plate, et les fenêtres de Hamming, de Bartlett et de Blackman. La fenêtre

de Hanning est le meilleur compromis entre stabilité et temps de calcul du lissage. Le spectre lissé est ensuite soustrait au spectre d'origine. Le résultat est un spectre ne contenant plus que les raies d'émission et les fluctuations du bruit. Je calcule enfin un spectre de la variance du signal à partir de l'amplitude des fluctuations en ajustant un polynôme sur le spectre des fluctuations au carré.

Mesure du signal dans les raies d'émission

Le signal dans les raies est mesuré en ajustant un modèle de gaussienne. Le spectre de raies est trop faiblement résolu pour réaliser cet ajustement directement. Dans un premier temps, j'ajuste donc une Spline sur le spectre de raies. L'implémentation des Splines dans SCIPY permet de pondérer l'ajustement. Les poids utilisés sont définis comme l'inverse de l'écart type et sont calculés à partir du spectre de variance. La pondération de l'ajustement de la Spline permet de lisser les fluctuations du bruit et de reproduire fidèlement les raies. J'utilise ensuite cette spline pour rééchantillonner le spectre de raies. J'ajuste enfin un modèle de raies de forme gaussienne avec la méthode des moindres carrés. Dans le modèle de raies de forme gaussienne, chacune des raies est décrites avec une gaussienne donc trois paramètres : la longueur d'onde moyenne, l'écart type et l'amplitude. Pour faciliter l'ajustement, la longueur d'onde moyenne à priori est la longueur d'onde effective de la raie. J'essaie d'ajuster toutes les raies, même celle non résolues comme le doublet [OII] ou [NII] ($\lambda 6584$) qui se confond avec H_α .

Les Figures 8.4, 8.5, 8.6 et 8.7 montrent quatre illustrations de la procédure de réduction des spectres. La Figure 8.4 est un cas sans problème. Les raies d'émission de la galaxie source sont fortes et se distinguent nettement du continu même dans le spectre observé. Les raies H_α et [NII] ($\lambda 6584$) sont complètement mélangées dans le spectre observé. Il n'est pas possible de les séparer. Même remarque pour le doublet [SII]. Le continu de la galaxie est noyé dans le bruit.

La Figure 8.5 est également un cas sans problème pour la procédure de réduction des spectres. Les raies de la galaxie sont un peu visibles mais en dessous de la limite de détection. Le modèle de raie a été ajusté. Ces raies seront facilement exclues de l'analyse avec un critère de sélection sur le rapport signal sur bruit à 3 par exemple.

La Figure 8.6 est encore un cas sans problème pour la procédure de réduction des spectres. Les raies d'émission de la source sont noyées dans le bruit et seront exclues de l'analyse. Ce spectre est contaminé par une raie d'émission provenant d'une source voisine qui n'a pas été supprimé par AXEDRIZZLE. Comme la procédure de réduction connaît à priori la position des raies, l'analyse ne sera pas affectée par cette contamination. Dans le cas d'un traitement plus réaliste, cette raie d'émission d'une source voisine pourrait donner une fausse détection et produire un redshift catastrophique. L'inspection partielle des spectres observés dans la simulation montre que la fraction de spectres contaminés par des raies d'émission de sources voisines est de l'ordre de quelques pour cent. Par rapport aux autres sources d'erreurs comme la variance de la distribution des galaxies, cela ne gênera pas la comparaison des résultats entre les simulations et les observations du relevé WISP.

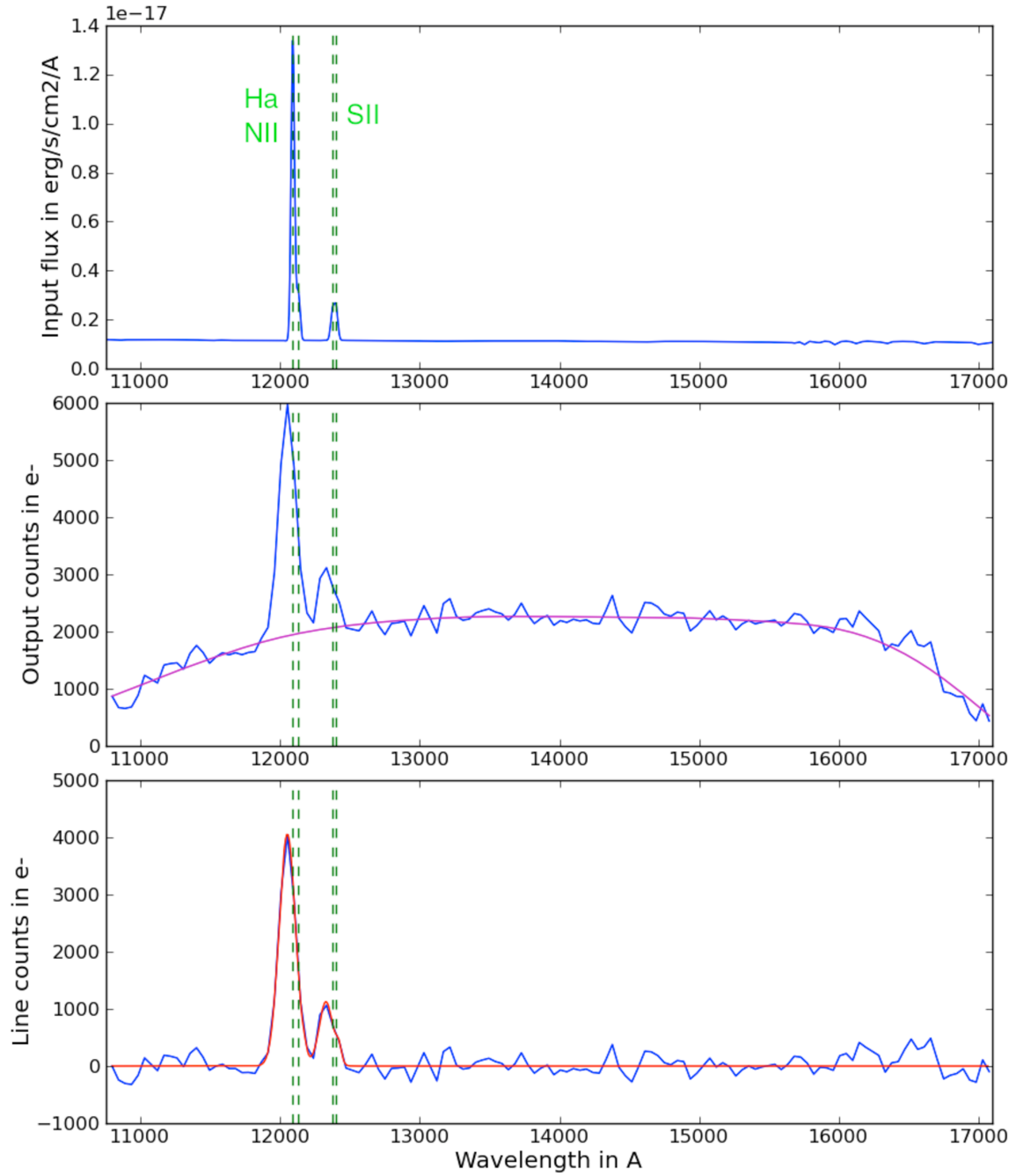


FIGURE 8.4 : *Illustration de la mesure des raies d'émission : cas d'une galaxie à raies d'émission très lumineuse à redshift $z = 0.84$, $SNR_{H\alpha} = 31.9$.*

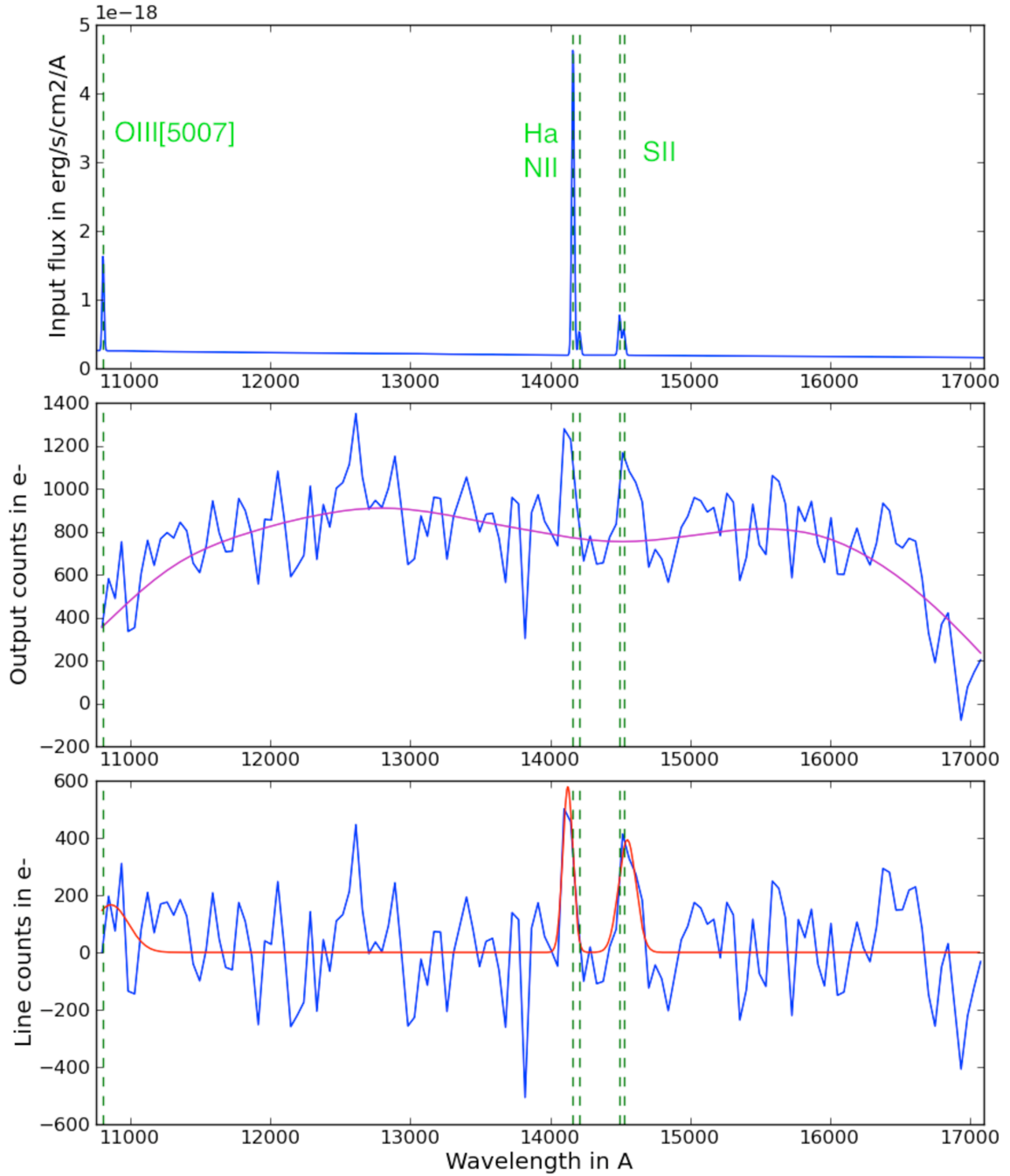


FIGURE 8.5 : Illustration de la mesure des raies d'émission : cas d'une galaxie à raies d'émission peu lumineuse à redshift $z = 1.16$, $SNR_{H\alpha} = 2.1$.

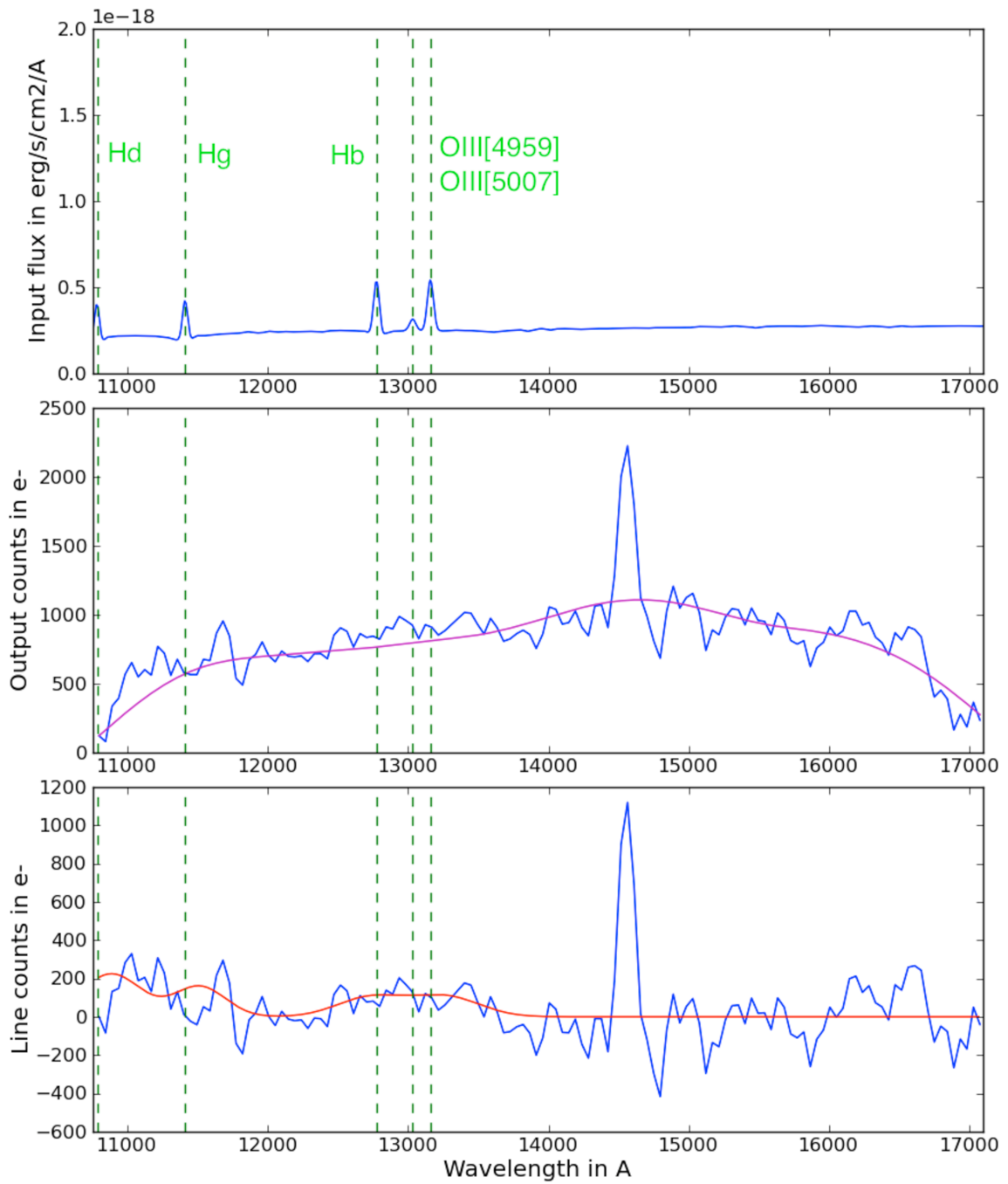


FIGURE 8.6 : *Illustration de la mesure des raies d'émission. cas d'une galaxie à redshift $z = 1.63$ sans raie d'émission détectée, le spectre est contaminé par la raie d'émission d'une source voisine.*

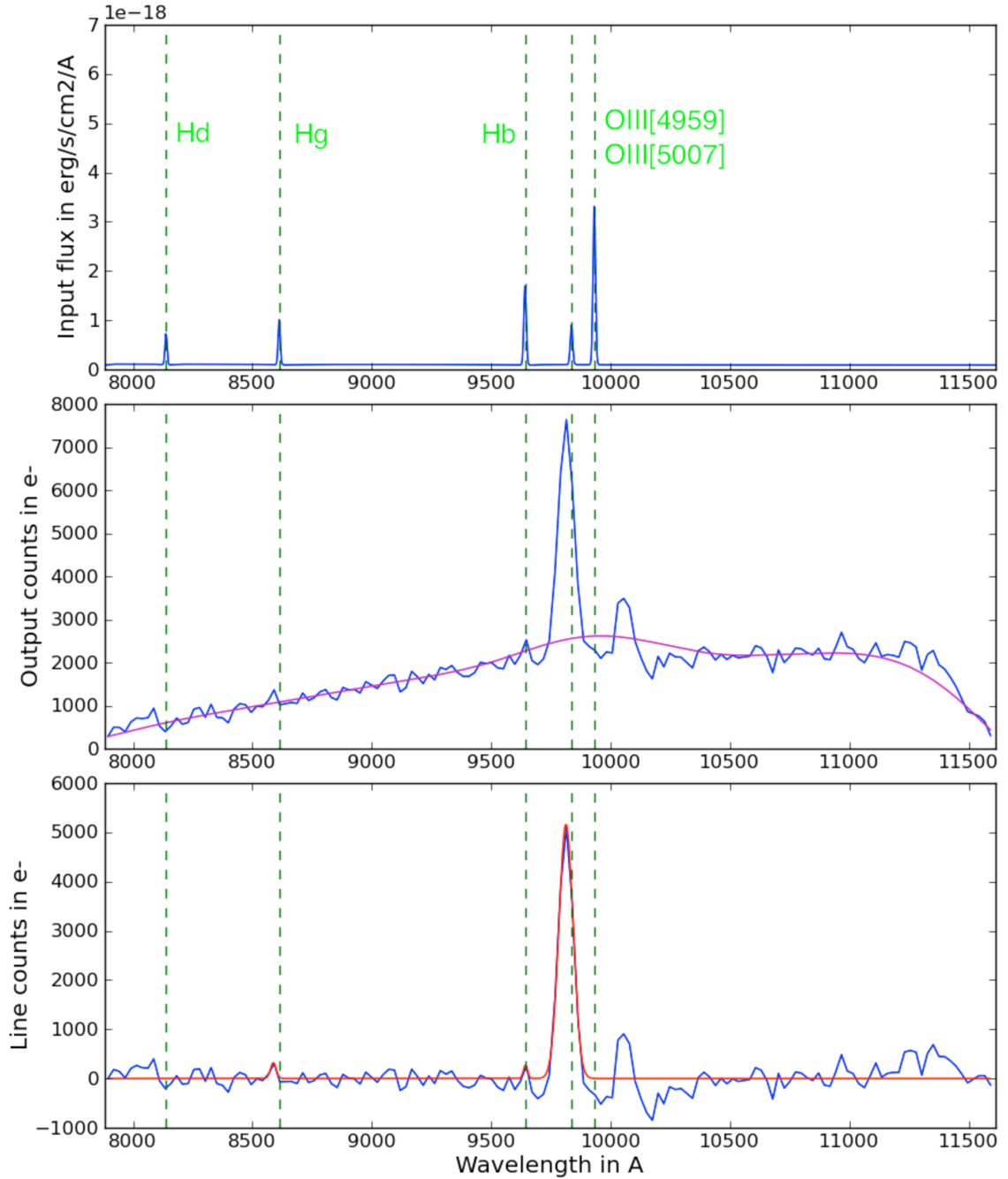


FIGURE 8.7 : Illustration de la mesure des raies d'émission. cas d'une galaxie à redshift $z = 0.98$ avec une fausse détection d'une raie d'émission, le spectre est contaminé par la raie d'émission d'une source voisine.

La Figure 8.7 est un cas avec des raies d'émission d'une source voisine qui contamine le spectre. Cette fois une des raies contaminantes se trouve à la même position qu'une des raies appartenant effectivement à la source du spectre. Dans cette configuration, la procédure de réduction des spectres mesure la raie contaminante comme une des raies de la source. Cela produira dans l'analyse une fausse détection. L'inspection partielle des spectres observés dans la simulation montre que la fraction de spectres contaminés par des raies d'émission de sources voisines dans une configuration qui produit une fausse détection est de l'ordre de quelques pour mille. Étant donné la faible probabilité de ces fausses détections, je n'ai fait aucun traitement pour les enlever.

8.4.2 Simulation de la détection des raies d'émission

La détection de raies d'émission est un problème complexe et difficile à implémenter. Le critère principale dans la détection est le rapport signal sur bruit. Dans le cas d'une extraction optimum du signal d'un spectre 2D, le signal et la variance des pixels p_λ à une longueur d'onde λ sont pondérés par le profil normalisé de la source P_p . Horne (1986) a montré que le signal S_λ^{opt} et la variance V_λ^{opt} du spectre 1D pouvaient se calculer de façon non biaisée en fonction du signal S_p et de la variance V_p des pixels dans le spectre 2D :

$$S_\lambda^{opt} = \frac{\sum_{p_\lambda} P_p S_p / V_p}{\sum_{p_\lambda} P_p^2 / V_p} \quad (8.2)$$

$$V_\lambda^{opt} = \frac{1}{\sum_{p_\lambda} P_p^2 / V_p} \quad (8.3)$$

Dans le cas où les pixels sont indépendants, ce qui est vrai pour une image d'une seule observation simulée, c'est à dire sans combinaison de plusieurs observations du même champ, la variance d'un pixel est la somme quadratique des bruits de poisson du signal $\text{sqrt}(S_p)$, du fond ciel $\text{sqrt}(B_p)$ et courant d'obscurité $\text{sqrt}(D_p)$, et du bruit de lecture R_p :

$$V_p = S_p + B_p + D_p + R_p^2 \quad (8.4)$$

La combinaison de plusieurs observations du même champ induit un bruit supplémentaire dû à la corrélation entre les pixels de l'image combinée. Basiquement, l'implémentation MULTIDRIZZLE de l'algorithme DRIZZLE rééchantillonne les différentes observations d'un même champ sur une grille commune de pixels virtuels. Deux pixels virtuels voisins peuvent recevoir chacun une contribution d'un même pixel réel et ces pixels ne sont alors plus indépendants. Le ratio R entre le bruit d'un pixel virtuel de l'image combinée, en prenant en compte le bruit de corrélation entre les pixels $\text{sqrt}(V_c)$, et le bruit de ce même pixel sans corrélation entre les pixels $\text{sqrt}(V_s)$, dépend des paramètres de MULTIDRIZZLE, de la géométrie et de l'orientation de différentes observations. R est défini plus grand ou égal à 1, c'est à

dire que $V_c > V_s$. R varie dans l'image et ne peut être calculé analytiquement que sous certaines approximations (voir le guide de référence de MULTIDRIZZLE pour les images HST : MULTIDRIZZLE Handbook v3.0). D'après les résultats de l'extraction des simulations, les valeurs typiques de R , dans le cas des observations WISP, sont comprises entre 2 et 4. Cet effet n'est clairement pas négligeable. L'estimation de R est complexe et sujette à discussion (voir la note de parution de la version 2.3 de AXE). Entre la version de AXE 2.2, utilisée pour réduire les données WISP, et 2.3, la dernière version disponible, il y a un facteur 6 dans les estimations d'erreurs des spectres extraits avec AXEDRIZZLE. Pour éviter les problèmes d'estimation de l'erreur de corrélation des pixels dans les spectres extraits avec AXEDRIZZLE, j'ai estimé la variance à partir des fluctuations du bruit dans les spectres 1D plutôt que d'utiliser l'estimation de l'erreur de AXEDRIZZLE.

J'ai estimé ensuite le rapport signal sur bruit de chacune des raies de chacune des sources SNR en déconvoluant du profil de la raie P_λ :

$$SNR = \frac{1}{\sum_\lambda \frac{P_\lambda^2}{V_\lambda^{opt}}} \times \frac{\sum_\lambda \frac{S_\lambda^{opt}}{V_\lambda^{opt}}}{\sqrt{\frac{V_\lambda^{opt}}{\sum_\lambda P_\lambda^2}}} \quad (8.5)$$

Pour simuler le processus de détection j'ai estimé la probabilité de détection d'une raie d'émission l de la même manière que la détection de sources photométriques en appliquant la probabilité p_l (Gratton et Osmer, 1987) :

$$p_l = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\alpha-SNR}^{\infty} e^{\left(\frac{-x^2}{2}\right)} dx \quad (8.6)$$

Toujours comme dans le cas de la simulation de détection de source photométriques, j'ai choisi $\alpha = 3.5$. Une simple sélection en rapport signal sur bruit donne une bonne approximation des raies détectables par exemple en sélectionnant les raies avec $SNR > 5$. De même les raies avec un $SNR < 2$ ne seront probablement pas détectées. Mais à la limite de détection, $SNR \sim 3$, l'utilisation de cette probabilité permet de reproduire plus fidèlement les détections. Ces raies avec un faible rapport signal sur bruit, mais quand même détectées sont utilisées dans Atek et al. (2010) pour confirmer un redshift lorsqu'une seule raie avec $SNR > 5$ a été détecté.

8.4.3 Comparaison de la simulation aux observations

Hakim Atek m'a donné le catalogue de galaxies issu des 19 champs du relevé WISP publié en 2010. Ce catalogue est plus récent que celui utilisé dans la publication, il y a quelques différences mineures. Le catalogue contient pour chaque galaxie les magnitudes dans les bandes F110W et F140W, le redshift mesuré et les paramètres des raies ajustées, c'est à dire pour ce qui nous intéresse le nom de la raie et le flux mesuré. Le catalogue contient seulement les raies avec $SNR > 5$ mais des raies jusqu'à $SNR > 2$ ont été utilisé pour confirmer les redshifts. J'ai dans un premier temps comparé la distribution des flux mesurés dans les observations à la

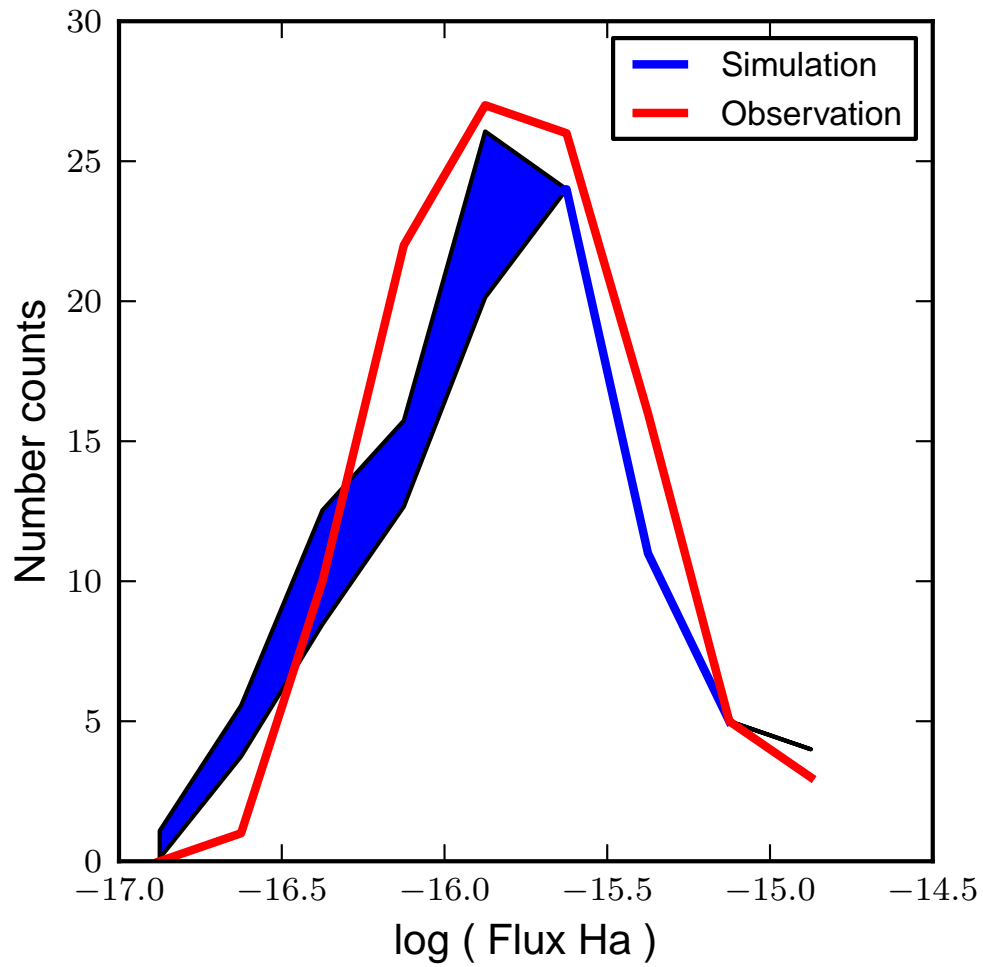


FIGURE 8.8 : *Distributions des flux des raies d'émission H_{α} avec $SNR > 5$ observées dans WISP (en rouge) et dans la simulation (en bleu). La largeur de la courbe bleu correspond à l'écart type dans les comptages obtenus en tirant 20 fois la probabilité de détection (Équation (8.6)).*

distribution des flux dans les raies détectées dans la simulation. Je n'ai pas mesuré le flux des raies, les flux de la simulation sont les flux d'entrée de la simulation. Dans la Figure 8.8, je compare les distributions des flux des raies H_α détectées avec un $SNR > 5$ dans les observations, en rouge, et dans la simulation, en bleu. Je me suis concentré sur la raie H_α pour ce plot car je n'ai pas encore estimé les erreurs dues à la variance de la distribution des galaxies et les autres raies d'émission détectées sont en nombre trop faible pour pouvoir faire une comparaison sans ces barres d'erreurs. Pour estimer l'erreur sur les comptages due au processus de détection dans la simulation, j'ai fait plusieurs tirages de la probabilité de l'Équation (8.6). La courbe de la simulation est centrée sur la valeur moyenne de ces différents tirages et la largeur de la courbe correspond à l'écart type. La première chose à noter est que la simulation reproduit très bien les observations, que ce soit en termes de sensibilité de l'instrument ou en termes de nombre de raies prédites. Les erreurs de la simulation montrent également que la probabilité de détection influe principalement sur les raies à la limite de détection. Cela dit ces erreurs sont loin d'être celles qui dominent la simulation.

À cause de la taille réduite des 19 champs du relevé WISP, 63 arcmin^2 , l'erreur qui domine est la variance de la distribution des galaxies. Pour estimer l'erreur due à la variance, j'ai simulé 19 autres relevés WISP soit 20 en comptant la première. J'ai utilisé exactement la méthode pour calculer chacune des 20 simulations :

1. Tirage aléatoire de 19 champs dans le CMC
2. Simulation des 97 images du relevé
3. Extraction des spectres 2D, recombinaison et calcul du spectre 1D
4. Réduction des spectres
5. Mesure du SNR dans les raies et simulation de la détection

Au total, ces 20 simulations ont nécessité 2400 heures de temps processeur et $2To$ d'espace disque.

La Figure 8.9 montre la même chose que la Figure 8.8, c'est à dire les distributions des flux des raies H_α détectées avec $SNR > 5$ dans les observations, en rouge, et dans la simulation, en bleu. La courbe bleu est centrée sur les comptages obtenus en moyennant les 20 simulations et cette fois la largeur de la courbe correspond à l'écart type du à la variance de la distribution des galaxies. Comme je le disais précédemment, les erreurs de la simulation sont nettement dominées par la variance de la distribution des galaxies. Ce résultat montre toujours un très bon accord entre les simulations et les observations. En termes de nombre de raies d'émission H_α , la simulation prédit en moyenne un nombre plus faible de détection que celui observé dans WISP. Cela dit les résultats de WISP sont dans les erreurs de la simulation, ils correspondent à un cas assez favorable pour le comptage. En termes de sensibilité, l'accord est très bon, les simulations prédisent une sensibilité moyenne de $4 \pm 1 \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Pour les raies détectées avec un très grand flux, $\log(\text{flux}) < -16.5$, la simulation a tendance à surestimer le nombre de raies H_α . Cela vient de la distribution de probabilité qui coupe la distribution de façon lisse alors que dans un processus de détection réel, la coupure est plus brutale.

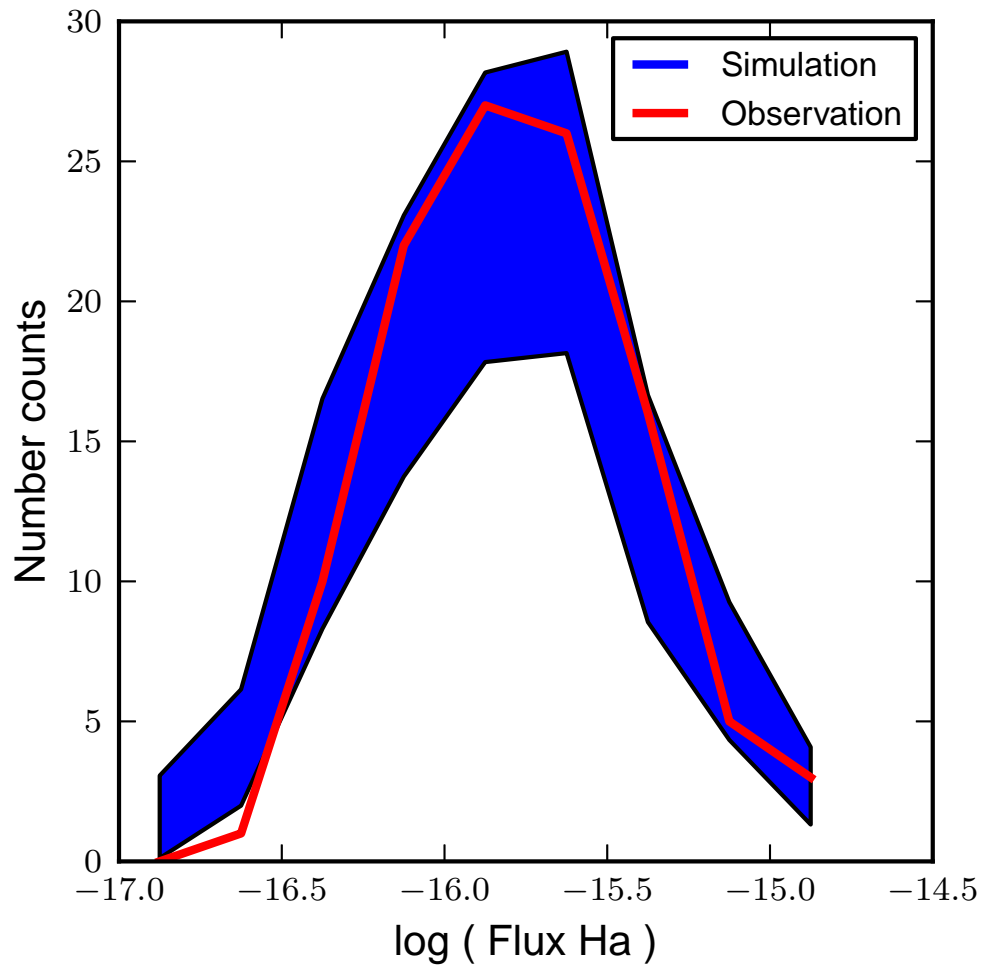


FIGURE 8.9 : *Distribution des flux des raies d'émission H_{α} avec $SNR > 5$ observées dans WISP (en rouge) et dans les simulations. La largeur de la courbe bleu correspond à l'écart type dans les comptages obtenus en simulant 20 fois les 19 champs du relevé WISP.*

Line Name	Observations Atek et al. (2010)	Simulations mean value (std)
H_α	110	118.69 (13.25)
[OIII]	63	73.17 (10.11)
[SII]	29	36.87 (7.37)
H_β	16	28.34 (6.02)
[OII]	18	20.12 (4.95)

TABLE 8.4 : *Comptage des raies d'émission détectées avec $SNR > 5$ dans WISP. Les nombres de raies de la simulation et l'écart type ont été calculé avec 20 simulations.*

Pour les autres raies j'ai simplement résumé dans le table 8.4 les résultats du comptage des raies avec $SNR > 5$. Là encore l'accord est bon mais la simulation a tendance à surestimer le nombre total des raies. Pour les raies H_α , [OIII], [SII] et [OII], le nombre de raie est surévalué mais la valeur basse à 1σ est en accord avec les nombres détectés dans WISP. Cet excès dans le Figure 8.9 vient de la queue de la distribution de la simulation pour les raies détectées avec $SNR > 5$ et $\log(flux) < -16.5$. Ces dernières ne sont pas détectées dans la simulation et ajoutent une systématique de l'ordre de quelques pourcents en plus dans le nombre total de raies. Dans le cas de H_β , l'excès dans la simulation est plus marqué, à 2σ , ce qui reste correct étant donné la quantité d'hypothèse derrière la simulation que ce soit dans le CMC ou dans le simulateur pixel. Cela dit, étant donné que cet effet n'est visible que pour les raies H_β , cela suggère tout de même que les sources du CMC contiennent un nombre trop élevé d'émetteurs H_β ou que les émetteurs H_β sont trop brillants.

J'ai également comparé les distributions en redshift observés et simulés. Pour déterminer s'il est possible de déterminer le redshift d'une galaxie, j'ai utilisé des critères de sélection similaires à ceux appliqués dans Atek et al. (2010). Si au moins une raie avec $SNR > 5$ et une raie avec $SNR > 2$ sont détectées dans le spectre je suppose que je peux mesurer le redshift. Si le spectre contient une seule raie avec $SNR > 5$ et aucune autre avec $SNR > 2$, je suppose que je peux mesurer le redshift si la raie est H_α . La Figure 8.10 montre le nombre de galaxies à raies d'émission en fonction du redshift dans les observations (courbe rouge) et dans la simulation (courbe bleu). La courbe bleu est centrée sur les comptages obtenus en moyennant les 20 simulations et la largeur de la courbe correspond à l'écart type du à la variance de la distribution des galaxies. Les deux sont en bon accord. Les deux distributions des observations et des simulations sont assez bruitées à cause de la taille réduite du relevé, pour les observations et de la taille réduite du CMC pour les simulations. Pour la simulation, la distribution des galaxies reproduit les structures de la distribution des galaxies du CMC, notamment le creux à redshift 1.0.

De même que pour les flux, je n'ai pas mesuré le redshift des galaxies de la simulation. J'ai seulement appliqué les critères pour sélectionner l'échantillon de

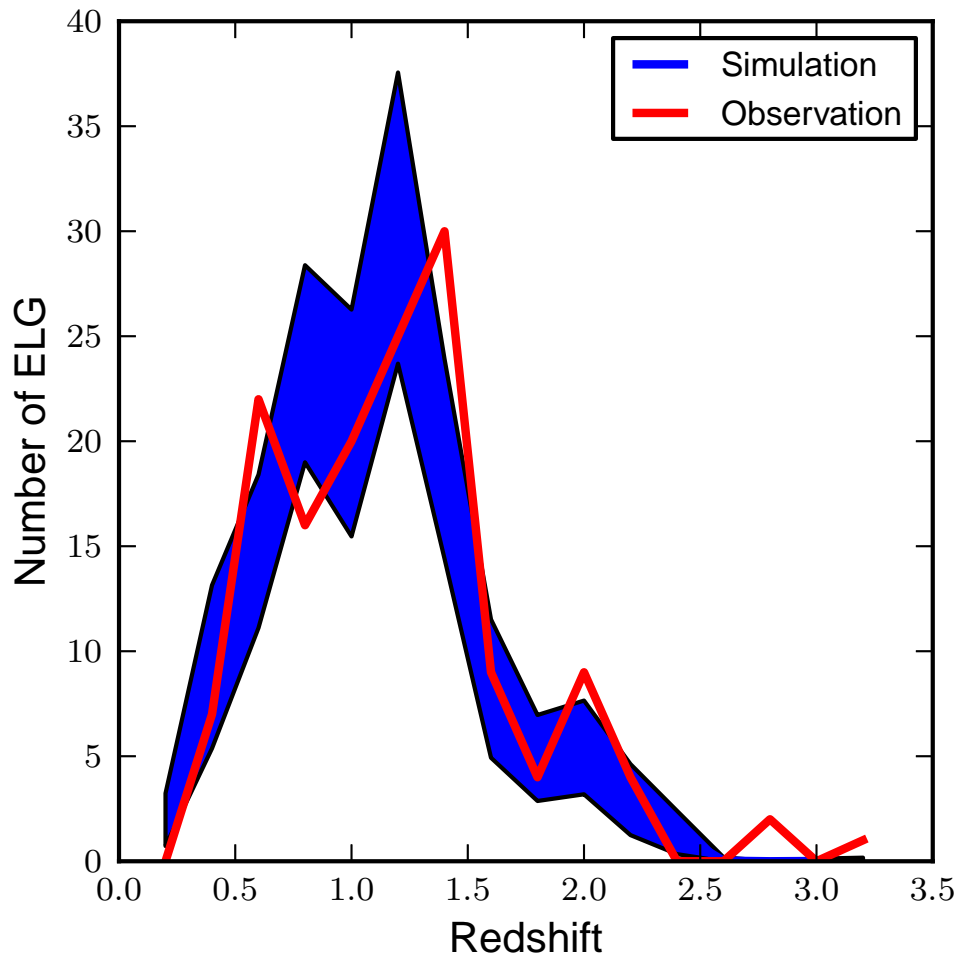


FIGURE 8.10 : *Distribution des galaxies à raies d'émission en fonction du redshift pour le relevé WISP, observées (en rouge) et simulées (en bleu). La largeur de la courbe bleu correspond à l'écart type dans les comptages obtenus en simulant 20 fois les 19 champs du relevé WISP.*

galaxie avec un redshift et utilisé le redshift d'entrée de la simulation pour tracer la distribution. Je n'ai pas de fausse mesure de redshift. Je ne prend pas par exemple en compte les galaxies avec une seule raie avec $SNR > 5$ et aucune avec $SNR > 2$ qui ne correspond pas H_α . Ces galaxies produisent des redshifts catastrophiques qui biaisent la distribution en redshift. Les simulations prédisent le nombre de ces galaxies avec une seule raie avec $SNR > 5$: $26 \pm 6 H_\alpha$, $5 \pm 2 [OII]$, $0 \pm 1 [OIII] (\lambda 5007)$. Les contaminants émetteurs $[OII]$ peuvent souvent être identifiés avec des sélections en couleur dans les bandes photométriques visibles *gri* par exemple. Les émetteurs $[OIII] (\lambda 5007)$ peuvent également être identifiés avec des sélections en couleur mais il sera difficile de les différencier des émetteurs $[OII]$. Une partie de ces contaminants peut être une fausse détection comme dans le cas de la Figure 8.7 (voir 8.4.1). Que se soit dans le cadre des simulations ou dans le cadre des observations, il est possible de développer une procédure qui identifie les raies présentes dans plusieurs spectres. Il ne sera pas évident de déterminer à quelles sources appartiennent ces raies sans ajouter de données ou d'a priori. Elles pourraient au moins être marquées comme une fausse détection potentielle et être incluses dans l'analyse que sous certaines conditions, pour être utilisées comme confirmation par exemple. Les observations du relevé WISP ont toutes été réalisées avec la même orientation. L'observation des champs avec des orientations différentes permet de changer les contaminants d'une image à l'autre et ainsi de réduire les dégénérescences de la décontamination.

8.5 Résumé et perspectives

Dans ce chapitre j'ai montré que la simulation reproduisait la sensibilité et la distribution des galaxies de 19 champs du relevé WISP. Les procédures que j'ai mis en place permettent de reproduire les sélections faites par le processus de détection des raies. Ces procédures sont toutefois beaucoup plus simples qu'un pipeline complet. Bien que ces traitements ne soient applicables que dans le cas d'une simulation, ils sont beaucoup plus économes en temps processeur qu'un pipeline complet. Cela dit même en utilisant les entrées de la simulation, l'analyse des spectres issus de la spectroscopie sans fente est très complexe. Dans le futur relevé d'EUCLID, le traitement des observations devra être totalement automatique et l'extraction et l'analyse des spectres demandera beaucoup d'investissement aussi bien en termes de développement de programme qu'en termes de ressources pour les utiliser.

Dans la suite je vais utiliser la même méthode de simulation pour estimer les performances du spectromètre sans fente d'EUCLID mais mon travail sur le relevé WISP n'est pas fini. La simulation peut également être utilisée pour estimer les erreurs de mesure du relevé WISP. Je vais par exemple mesurer le flux des raies détectées dans les spectres de la simulation et en comparant avec les flux simulés, je pourrai estimer la précision des mesures dans des cas complexes, comme les cas des raies résolues qui se mélangent. Dans le cas H_α et $[NII] (\lambda 6584)$, je pourrai également propager cette erreur dans l'estimation du taux de formation d'étoiles. De façon similaire, je pourrai calculer l'erreur sur la mesure du redshift et étudier

plus en détail l'effet des fausses détections de raies sur la distribution des galaxies. Ces travaux sont entrain d'être finalisés et devraient rapidement faire l'objet d'une publication, **Zoubian et al., (en préparation)**.

Quatrième partie

Études des performances du
spectromètre d'EUCLID

La mission EUCLID ([Editorial Team et al., 2011](#), redbook) est une mission dédiée aux recherches sur l'énergie noire. Elle a remporté la sélection du programme de mission de classe M2 de l'ESA « Cosmic Vision ». Le satellite devrait être lancé en 2018, la mission devrait durer 5 ans et couvrir au moins 15000 deg^2 et jusqu'à 20000 deg^2 . Le télescope possédera un miroir primaire de 1.2m de diamètre, 4 filtres dont 1 filtre optique couvrant un domaine en longueur d'onde de 550 à 920 nm et 3 filtres proche-infrarouge (NIR) : Y[920,1146] nm, J[1146,1372] nm, et H[1372,1600] nm. Le relevé optique devrait atteindre une profondeur de 24.5 magnitudes pour des galaxies à $S/N \geq 10$ en supposant une PSF de 0.23 arcsec sur une caméra visible (CCD) avec des pixels de 0.1 arcsec. Ce design est clairement inspiré d'une stratégie de lentille gravitationnelle avec une petite taille de pixel sous-échantillonnant la PSF de l'instrument pour être capable de mesurer la forme des galaxies. Les filtres NIR atteindront une profondeur de 24 magnitudes pour un $S/N \geq 5$ sur une caméra infrarouge (HgTeCd) dont les pixels feront 0.3 arcsec. Les filtres NIR serviront principalement à mesurer des redshifts photométriques nécessaires pour la mesure des fonctions de corrélation du cisaillement dans différentes tranches de redshift. Un spectrographe sans fente sera aussi monté sur le canal proche infrarouge avec une résolution de l'ordre de $R \sim 250$ (avec un élément de résolution de 2 pixels) dans un domaine en longueur d'onde de 1 à $2 \mu\text{m}$. Le flux limite sera de $3 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ avec une mesure du continuum pour des galaxies jusqu'à $H \sim 19.5$ magnitudes. Cet instrument servira à mesurer le pic acoustique des baryons. Il aura aussi pour fonction de calibrer les redshifts photométriques. Pour plus de détails sur la mission et ses objectifs voir la section 3.3 et le redbook ([Editorial Team et al., 2011](#)).

Le simulateur pixel (voir chapitre 7) a été utilisé pour étudier les performances du spectromètre sans fente d'EUCLID. Ce travail a été réalisé avec l'équipe simulation et calibration d'EUCLID de Marseille et particulièrement avec Anne Ealet (CPPM), Éric Jullo (LAM), Jean-Paul Kneib (LAM), Florent Marmole (CPPM/LAM), Bruno Milliard (LAM), Éric Prieto (LAM) et Gérard Smadja (INPL). Dans un premier temps, je vais décrire le modèle d'instrument que nous avons développé pour le simulateur. Dans un second temps, ce modèle sera ensuite utilisé pour simuler des images du spectromètre sans fente d'EUCLID et étudier les performances de l'instrument. Nous avons pour l'instant mené à bien deux études. La première a été d'étudier l'influence de la taille et de la distribution d'énergie de la PSF sur les performances, dans le cadre d'une note pour le consortium EUCLID ([Jullo, Ealet, Zoubian, 2011, EUCL-CPP-NPS-TN-00208](#)). La seconde est une étude similaire mais cette fois nous avons exploré les performances des détecteurs, également dans le cadre d'une note pour le consortium EUCLID ([Smadja, Ealet, Marmole, Zoubian, en préparation](#)). Dans les deux études, nous avons simulé une cinquantaine de cas. Cet échantillonnage de l'espace des paramètres est suffisant pour nous permettre ensuite d'interpoler les performances pour des valeurs non simulées. En d'autres termes nous sommes capables de prédire les performances pour n'importe quelle valeur des paramètres étudiés sans avoir à refaire de simulation.

Table des matières

9	Études de performances en fonction de la PSF	169
9.1	Modélisation de l'instrument	170
9.2	Simulations des images	173
9.3	Extraction et réduction	176
9.4	Résultats	182
9.5	Résumé et perspectives	186
10	Études de performances en fonction des détecteurs	187
10.1	Simulations	188
10.2	Résultats avec des pixels identiques	189
10.3	Résultats avec des pixels réalistes	192
10.4	Résumé et perspectives	197

Études de performances en fonction de la PSF

*I have tried to improve telescopes and practiced continually to see with them.
These instruments have play'd me so many tricks that I have at last found them
out in many of their humours.*

Sir William Herschel

Dans cette section, je vais présenter le travail que nous avons réalisé pour contraindre la taille et la distribution d'énergie de la PSF d'EUCLID. Nous avons réduit la description de la distribution d'énergie dans la PSF à deux paramètres $EE50$, le rayon du cercle qui contient 50% de l'énergie, et $EE80$, le rayon du cercle qui contient 80% de l'énergie. Cette paramétrisation est volontairement simple pour nous permettre d'explorer les différents cas de PSF avec un nombre raisonnable de simulations.

Je commencerai par décrire la méthode utilisée pour simuler les PSF avec différentes valeurs de $EE50$ et $EE80$ et pour produire les images. La méthode utilisée ensuite pour traiter les images et réduire les données est très similaire aux simulations du relevé WISP (sections 8.4.1 et 8.4.2). Je reviendrai rapidement dessus. Je montrerai enfin les résultats obtenus.

Dans toutes les simulations de cette section, les seuls paramètres qui varient sont les paramètres de la PSF. Les autres paramètres de l'instrument ont les valeurs nominales définies dans la section 9.1. Les pixels sont tous identiques et leurs caractéristiques sont les valeurs moyennes du détecteur. Je n'ai pas simulé de pixels morts. Pour chaque cas de PSF étudiée, nous avons simulé 5 champs pour ne pas être limité par la statistique.

9.1 Modélisation de l'instrument

Dans cette section je vais décrire les entrées de la simulation, c'est à dire le ciel et le modèle d'instrument. Les sources du ciel proviennent du CMC (voir 6) et le fond de ciel est estimé à partir du modèle de lumière zodiacale de Aldering (Équation (7.1)). Ce modèle d'instrument que nous avons créé est une base que nous allons modifier ensuite pour estimer l'impact de certains paramètres instrumentaux liés à la PSF et aux détecteurs sur les performances. Les valeurs des paramètres du modèle de base proviennent de la dernière revue de définition des besoins instrumentaux (Delta-IPRR).

Le ciel

Les sources du ciel sont des galaxies, des AGN et des étoiles provenant du CMC. Nous choisissons le champ en le tirant aléatoirement de la même façon que pour les simulations du relevé WISP (voir 8.2). Toujours comme dans les simulations WISP, la photométrie est simulée avec le code COSMOSSNAP en même temps que les sources. Pour chaque source j'ai calculé le rapport signal sur bruit dans chaque bande (Y, J, H) et j'ai tiré au hasard la magnitude observée en accord avec la magnitude théorique et l'erreur prédite sur la mesure. Le fond de ciel que nous avons ajouté est constant dans le champ.

Les parties bleues et rouges du spectre voient un ciel assez différent. Les galaxies qui auront une raie H_α dans la partie rouge du spectre sont à un redshift plus élevé et seront donc en moyenne moins lumineuses et moins nombreuses que les galaxies avec H_α dans la partie bleue du spectre. De plus, la lumière zodiacale est plus intense

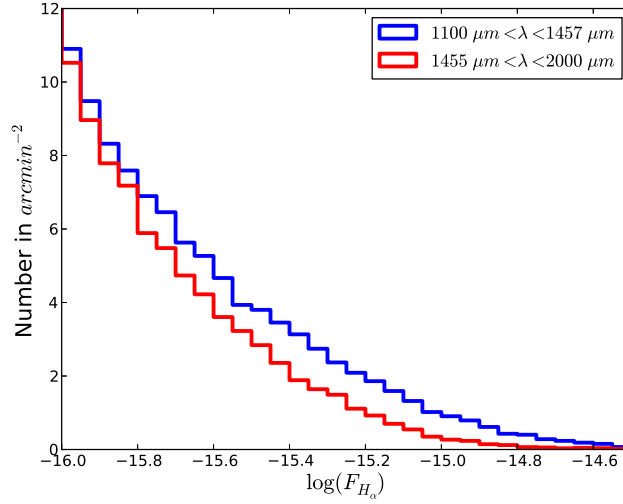


FIGURE 9.1 : *Distribution des flux H_α dans le CMC pour les bandes bleue et rouge du spectromètre d'EUCLID.*

dans la partie bleue du spectre. Ces deux propriétés du ciel favorisent un concept d'instrument avec un spectre bleu petit, pour réduire le niveau de fond de ciel et un spectre rouge grand, pour augmenter le nombre de galaxies avec une raie H_α dans l'intervalle en longueur d'onde. Dans le modèle d'instrument que nous allons décrire dans la suite, le grism couvre la bande en longueur d'onde $1100 \mu m < \lambda < 1457 \mu m$ et le grism rouge $1455 \mu m < \lambda < 2000 \mu m$, la partie rouge du spectre est plus grande que la partie bleue. Dans cette configuration, les niveaux du fond de ciel à l'entrée du télescope sont équivalents pour les grisms bleus et rouges, $1.0 \text{ photon/s/pixel}$ pour le grism bleu et $0.99 \text{ photon/s/pixel}$ pour le grism rouge. La Figure 9.1 compare les distributions des flux dans les raies H_α des galaxies du CMC. À la sensibilité typique attendu c'est à dire $3.0 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ soit ~ -15.5 en log, le rapport entre le nombre de galaxies avec une raie H_α dans le spectre rouge et leur nombre dans le spectre bleu est 0.7.

Modèle de l'optique

Le modèle de l'optique de l'instrument paramétrise l'effet de tous les éléments optiques, du miroir primaire du télescope jusqu'au plan des détecteurs. Dans la Figure 9.2, nous avons tracé en fonction de la longueur l'efficacité totale de l'optique de l'instrument à gauche et la sensibilité à droite. L'efficacité totale a été interpolée et suréchantillonnée à partir des points noirs. Nous avons de plus ajouté des « ailes » pour éviter des effets de bords dans les calculs de la simulation. La largeur des « ailes » est de 20 \AA . La sensibilité $s(\lambda)$ a été calculé à partir de cette efficacité $t(\lambda)$ pour une surface collectrice $A = 10066 \text{ cm}^2$:

$$s(\lambda) = t(\lambda) \times \frac{A \cdot \lambda}{c \cdot h} \quad (9.1)$$

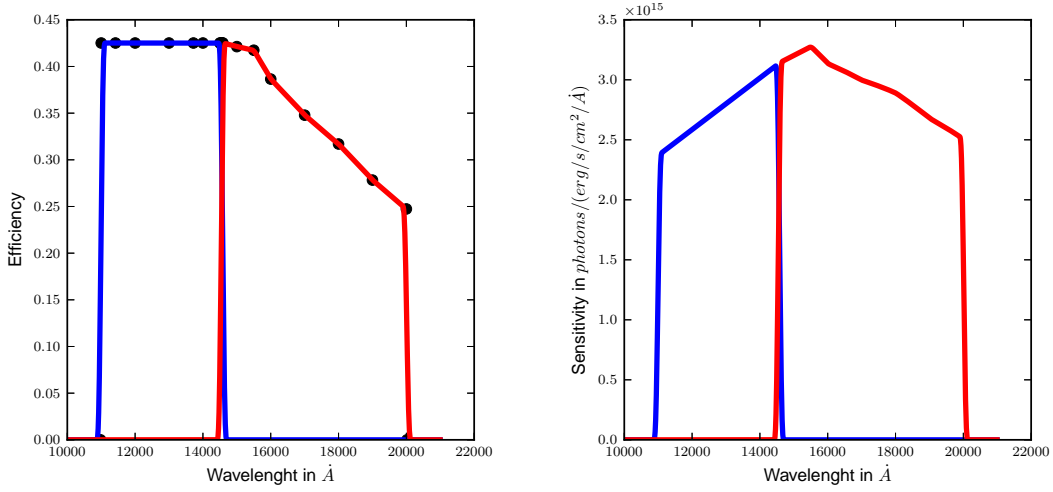


FIGURE 9.2 : *Transmission (à gauche) et sensibilité (à droite) de l'optique (téléscope et spectro) d'EUCLID NISP en fonction de la longueur d'onde. À gauche, les points noirs sont les points fournis par l'équipe EUCLID du Service Optique du LAM. Les courbes bleues et rouges sont les efficacités interpolées de chacun des grisms. À droite, les courbes bleues et rouges sont les sensibilités correspondantes.*

où λ est la longueur d'onde, $h = 6.6260693 \cdot 10^{-27}$ erg est la constante de Plank et $c = 2.99792458 \cdot 10^{10}$ cm/s est la vitesse de la lumière.

Bien que les effets des détecteurs soit simulés séparément, les propriétés de dispersion du spectromètre sont définies dans le plan du détecteur avec un système de coordonnées en pixel. La taille d'un pixel est de $18 \mu m$ et de 0.3 arcsec projeté sur le ciel. La dispersion est définie constante et égale à $9.8 \text{ \AA}/pixel$. Les paramètres de la trace et de la relation de dispersion, dans le modèle d'AXE (décrit dans la section 7.3.1), sont définis tels que :

$$\begin{aligned} \text{Grism bleu : } \quad X_0 &= -195.0 \\ Y_0 &= 0.0 \\ L_0 &= 392 \text{ pixels} \\ \Delta Y &= 0 \\ \lambda(X_T) &= 10870.0 + 9.8 \cdot X_T \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Grism rouge : } \quad X_0 &= -291.0 \\ Y_0 &= 0.0 \\ L_0 &= 584 \text{ pixels} \\ \Delta Y &= 0 \\ \lambda(X_T) &= 14420.0 + 9.8 \cdot X_T \end{aligned}$$

La PSF est supposée constante en longueur d'onde. Les valeurs de base de la PSF sont, en termes d'énergie encerclée, pour le grism bleu $EE50 = 0.18$ arcsec, $EE80 =$

Collecting area	1.0 m^2
Array	$2k \times 2k$
Wavelength range	$900 - 2000 \text{ nm}$
Pixel size	$18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$
Pixel scale	$0.3 \text{ arcsec}/\text{pix}$
Quantum Efficiency	75% (constant)
Dark Count	$0.1 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pixel}$
Readout Noise	$6 \text{ e}^-/\text{pixel}$
Y	$920 - 1146 \text{ nm}$
J	$1146 - 1372 \text{ nm}$
H	$1372 - 1600 \text{ nm}$
Gblue	Useful range : $1100 - 1457 \text{ nm}$; resolution : 9.8 nm
Gred	Useful range : $1455 - 2000 \text{ nm}$; resolution : 9.8 nm

TABLE 9.1 : Propriétés de EUCLID/NISP, des filtres Y, J, H et des grisms bleus et rouges.

0.45 arcsec et pour le grism rouge $EE50 = 0.22 \text{ arcsec}$, $EE80 = 0.57 \text{ arcsec}$. Dans notre modèle de PSF double gaussienne (voir section 7.3.2), les paramètres qui reproduisent ces distributions d'énergie sont $\sigma_1 = 0.1234 \text{ arcsec}$, $\sigma_2 = 0.6643 \text{ arcsec}$, $c = 0.7496$ pour le grism bleu et $\sigma_1 = 0.1505 \text{ arcsec}$, $\sigma_2 = 0.8403 \text{ arcsec}$, $c = 0.7490$ pour le grism rouge.

Nous avons également ajouté un bruit thermique simplement défini comme 10% de la lumière zodiacale dans le plan du détecteur, donc une fois altéré de l'efficacité de l'optique. Le bruit thermique dans le grism bleu est $0.055 \text{ photon}/\text{s}/\text{pixel}$ dans le grism rouge $0.044 \text{ photon}/\text{s}/\text{pixel}$. De la même façon nous avons également ajouté un bruit de dispersion aussi égale à 10% de la lumière zodiacale dans le plan du détecteur.

Modèle de détecteur

Les détecteurs sont définis comme un tableau de 2040×2040 pixels. Les pixels sont carrés et ont une taille de $18 \times 18 \mu\text{m}^2$ soit $0.3 \times 0.3 \text{ arcsec}^2$ projeté sur le ciel. L'efficacité quantique moyenne des pixels du détecteur est 0.75. Les valeurs moyennes des bruits sont de $0.1 \text{ e}^-/\text{s}/\text{pixel}$ pour le courant d'obscurité et de $6\text{e}^-/\text{pixel}$ pour le bruit de lecture. Enfin le temps de pose est de 560s .

Dans toutes les simulations qui vont suivre, nous avons de plus supposé une calibration parfaite. La table 9.1 résume les valeurs nominales du modèle d'instrument. Sauf mention contraire, ces valeurs seront celles utilisées dans les simulations.

9.2 Simulations des images

Dans le simulateur pixel, la PSF est modélisé par une double gaussienne (section 7.3.2). Une double gaussienne peut reproduire n'importe quelle valeur de $EE50$

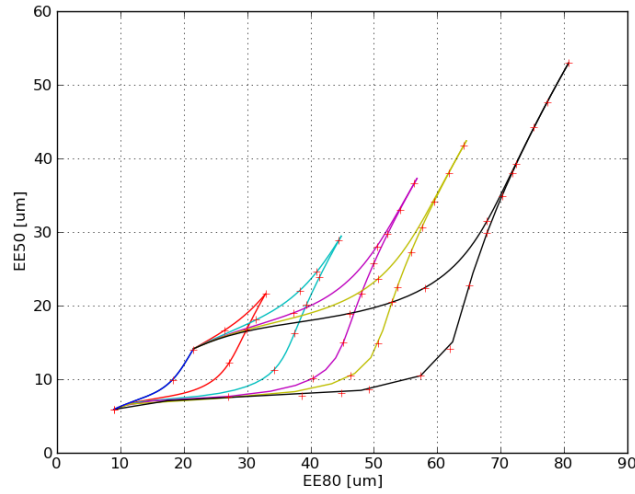


FIGURE 9.3 : $EE50$ et $EE80$ (en μm) produits à partir de (σ_1, σ_2, c) Les points reliés par une des courbe peuvent être calculés à partir d'un ensemble de seulement deux valeurs.

et $EE80$ mais la fonction qui transforme les paramètres de la double gaussienne (σ_1, σ_2, c) en valeur $(EE50, EE80)$ est surjective, c'est à dire qu'une valeur de $(EE50, EE80)$ peut être décrite par plusieurs combinaison de (σ_1, σ_2, c) . Nous avons utilisé cette propriété pour réduire le nombre d'images à calculer. Pour rappel, le simulateur pixel produit une PSF double gaussienne en combinant deux images du même champ avec une PSF simple gaussienne. Ainsi en choisissant les valeurs de (σ_1, σ_2) dans le même ensemble, nous pouvons limiter le nombre d'images à calculer. La Figure 9.3 illustre ce principe. Les distributions d'énergie dans le plan $(EE50, EE80)$ reliées par une même courbe peuvent être simulées à partir de seulement deux images avec une PSF simple gaussienne. Nous avons donc réduit les valeurs de σ_1 et σ_2 à l'ensemble $\Sigma_\sigma = [5.0, 12.0, 18.3, 25.0, 31.7, 36.0, 45.0] \mu m$. Nous avons simulé dans un premier temps les images avec une PSF simple gaussienne pour chacune des valeurs de Σ_σ . Les différentes combinaisons de $(\sigma_1, \sigma_2) \in [\Sigma_\sigma, \Sigma_\sigma]$ avec le paramètre c , nous a permis ensuite de produire 52 images avec une distribution d'énergie $(EE50, EE80)$ différente. Les valeurs des $(EE50, EE80)$ explorées avec les simulations et les (σ_1, σ_2, c) correspondant sont résumés dans la table 9.2.

La simulation d'une image avec une PSF simple gaussienne nécessite 30 minutes sur un processeur, soit 3h30 pour les 7 images. Le calcul des 52 combinaisons pour produire les simulations avec PSF double gaussienne nécessite 30min en tout. Les 52 images utilisent un espace disque de 3Go. Nous avons réalisé ces 52 simulations de distribution d'énergie pour 5 champs différents pour augmenter la statistique de nos résultats.

$EE50 \mu m$	$EE80 \mu m$	$\sigma_1 \mu m$	$\sigma_2 \mu m$	c
21.58	32.88	5.0	18.3	0.000
52.97	80.73	5.0	45.0	0.000
14.04	21.47	5.0	12.0	0.009
28.87	44.49	5.0	25.0	0.026
36.61	56.37	5.0	31.6	0.024
41.75	64.17	5.0	36.0	0.020
24.60	40.99	12.0	25.0	0.235
22.05	38.30	12.0	25.0	0.361
28.06	50.48	12.0	31.6	0.287
16.65	26.44	12.0	18.3	0.578
9.93	18.23	5.0	12.0	0.368
16.79	29.94	5.0	18.3	0.241
39.26	72.40	12.0	45.0	0.270
33.05	54.12	5.0	31.6	0.138
18.07	31.42	12.0	25.0	0.603
23.92	41.44	5.0	25.0	0.210
38.05	61.83	5.0	36.0	0.126
23.68	50.70	12.0	36.0	0.461
31.44	67.82	12.0	45.0	0.377
12.21	27.15	5.0	18.3	0.401
18.99	37.24	12.0	31.6	0.610
20.10	39.36	5.0	25.0	0.309
29.73	52.16	5.0	31.6	0.223
47.64	77.33	5.0	45.0	0.124
34.09	59.47	5.0	36.0	0.217
16.23	37.47	5.0	25.0	0.385
22.43	58.04	12.0	45.0	0.541
25.75	50.00	5.0	31.6	0.304
44.20	75.26	5.0	45.0	0.190
30.68	57.58	5.0	36.0	0.281
20.46	52.85	12.0	45.0	0.601
21.64	48.01	5.0	31.6	0.368
11.25	34.21	5.0	25.0	0.490
27.24	55.83	5.0	36.0	0.334
18.93	46.16	12.0	45.0	0.662
14.98	45.18	5.0	31.6	0.446
38.04	71.82	5.0	45.0	0.285
<i>Suite page suivante ...</i>				

<i>Suite de la page précédente</i>				
<i>EE50 μm</i>	<i>EE80 μm</i>	<i>$\sigma_1 \mu m$</i>	<i>$\sigma_2 \mu m$</i>	<i>c</i>
22.48	53.67	5.0	36.0	0.392
34.86	70.19	5.0	45.0	0.325
14.86	50.66	5.0	36.0	0.462
10.08	40.32	5.0	31.6	0.550
29.85	67.84	5.0	45.0	0.377
10.44	46.30	5.0	36.0	0.543
22.79	65.04	5.0	45.0	0.432
14.16	61.97	5.0	45.0	0.484
7.66	27.07	5.0	31.6	0.712
10.45	57.31	5.0	45.0	0.550
8.64	49.19	5.0	45.0	0.636
8.17	44.81	5.0	45.0	0.671
7.73	38.66	5.0	45.0	0.711
5.89	8.97	5.0	31.6	1.000

TABLE 9.2 : Distributions d'énergie des simulations PSF.

9.3 Extraction et réduction

J'ai extrait et réduit les spectres des images de façon similaire aux simulations du relevé WISP (sections 8.4.1 et 8.4.2). Ici, je n'ai simulé qu'une seule exposition donc il n'y a pas de combinaison d'images avec AXEDRIZZLE. Pour réduire le temps d'extraction le catalogue des sources à extraire a été restreint aux sources avec un flux dans H_α plus grand que $0.5 \cdot 10^{-17} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ et aux sources avec une magnitude $J < 22.0$ pour le grism bleu ou $H < 22.0$ pour le grism rouge. L'extraction a été réalisé avec AXE (Kümmel et al., 2009). J'ai utilisé les mêmes paramètres d'extraction que dans les simulations du relevé WISP.

- La hauteur de la fenêtre d'extraction est trois fois la taille de la source,
- La hauteur de la fenêtre d'estimation du fond local est quatre fois la taille de la source,
- L'extraction a été réalisé perpendiculairement à la trace sans optimisation liée à la forme de la source (cette méthode est conseillé dans le cas de sources peu ou pas résolues).
- Le modèle de contamination utilisé est le modèle d'émission gaussien qui utilise la position et la magnitude de sources pour estimer la contribution des sources voisines dans chaque pixel de la table d'extraction.

Les spectres 1D ont été calculé en combinant en longueur d'onde les pixels du spectre 2D. Le logiciel AXE ne permet pas d'optimiser le calcul du spectre 1D avec un profil double gaussienne. Le but des simulations étant d'estimer les performances de l'instrument, il est nécessaire que le signal sur bruit que je vais estimer dans la suite soit le plus près possible de l'optimum. Nous ne voulons pas estimer les performances de l'outil d'extraction, idéalement nous devrions même nous passer des

étapes d'extraction et de réduction qui induisent dans tous les cas des biais dans la mesure. Dans cette étude nous avons utilisé la même méthode de traitement que celle développée pour les simulations WISP pour fournir des résultats le plus rapidement possible et ainsi répondre aux attentes de l'IPRR dans les délais. À termes, les estimateurs pour les performances de l'instrument devront être indépendants des processus de traitement des images.

Dans les simulations décrites ici, j'ai donc calculé le spectre 1D de façon optimum, en utilisant un profil gaussien ajusté de façon à reproduire au mieux le profil de la double gaussienne. Ce profil simple gaussienne a un écart type $\sigma = c\sigma_1 + (c-1)\sigma_2$. L'utilisation de ce profil induit un biais dans la mesure du signal et du bruit. Pour étudier ce biais en fonction des différents paramètres de la double gaussienne, j'ai utilisé une approche analytique. L'énergie encerclée par une double gaussienne, $EE_{\sigma_1\sigma_2c}(r)$, dans un rayon r , a été défini dans la section 7.3.2, équation 7.6. L'énergie encerclée par une simple gaussienne d'écart type σ , $EE_{\sigma}(r)$, se définit de la même façon avec $\sigma_1 = \sigma$ et $c = 1$. Le rapport signal sur bruit sous le profil à un rayon r , $snr(r, \sigma_1, \sigma_2, c)$, peut être exprimé en fonction de l'énergie encerclée, EE , et du bruit $b\pi r^2$:

$$snr(r, \sigma_1, \sigma_2, c) = \frac{EE(r, \sigma_1, \sigma_2, c)}{\sqrt{EE(r, \sigma_1, \sigma_2, c) + b\pi r^2}} \quad (9.2)$$

Le bruit, $b\pi r^2$, est défini proportionnel à la surface sur laquelle $snr(r, \sigma_1, \sigma_2, c)$ est calculé, et peut décrire de manière générique les bruits du fond de ciel et les bruits détecteurs. L'analyse, basée sur cette expression du rapport signal sur bruit, ne prend pas en compte la pixelisation. Pour l'instant, cette étude ne nous a pas permis d'estimer de façon quantitative le biais dans la mesure de rapport signal sur bruit produit par l'utilisation d'un profil simple gaussienne pour optimiser l'extraction. L'analyse quantitative, en revanche, nous a permis de déterminer que l'écart entre les profils simple et double gaussienne dépend du rapport σ_1/σ_2 , de la pondération c et de la fraction de bruit par rapport au signal.

Les figures 9.4, 9.5 et 9.6 comparent les énergies encerclées dans un rayon r dans des doubles gaussiennes (σ_1, σ_2, c) et des simples gaussiennes $(\sigma = c\sigma_1 + (c-1)\sigma_2)$. Les valeurs des paramètres de chaque figure ont été exploré en fonction du ratio σ_1/σ_2 et de la pondération c . Chaque figure correspond à un cas de bruit différent, la Figure 9.4 montre un cas de bruit faible par rapport au signal, $b\pi \sim signal/30$, la Figure 9.5 montre un cas de bruit typique à la limite de détection en spectroscopie sans fente, $b\pi \sim signal/3$ et la Figure 9.6 montre un cas de bruit élevé, $b\pi \sim signal/0.3$. Dans les cas $c \rightarrow 0$ et $c \rightarrow 1$, la double gaussienne tend vers une simple gaussienne avec respectivement $\sigma \rightarrow \sigma_2$ et $\sigma \rightarrow \sigma_1$ et l'extraction optimum dans un profil simple gaussienne est une très bonne approximation. À σ_1/σ_2 fixé, l'écart entre la distribution d'énergie dans la double gaussienne et dans la simple gaussienne est maximal pour $c = 0.5$. À c fixé, l'écart est d'autant plus grand que σ_1/σ_2 est petit.

J'ai également comparé dans les mêmes figures, le rapport signal sur bruit, $snr(r)$, dans les cas simple et double gaussienne. Les courbes de $snr(r)$ (en pointillées dans les figures 9.4, 9.5 et 9.6) sont intéressantes car elles permettent de quantifier la partie efficace du signal distribué dans le profil simple ou double gaussienne. Pour

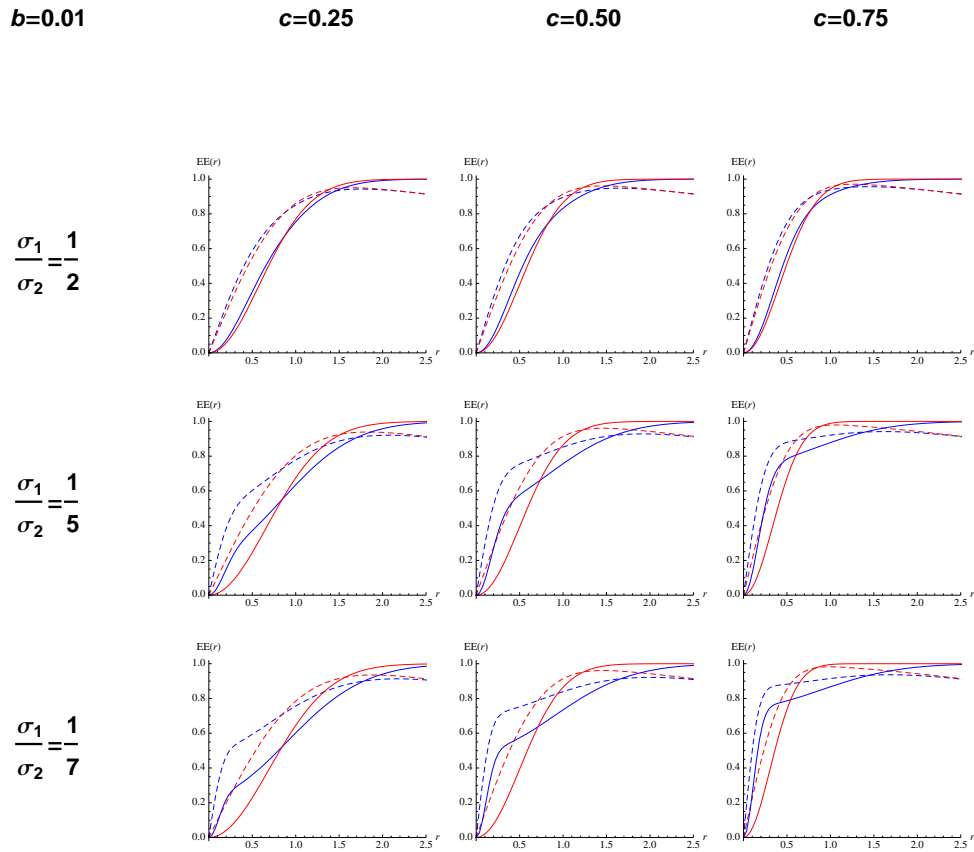


FIGURE 9.4 : Énergie encerclée en fonction du rayon dans différents cas. Dans chacun des graphiques, la courbe bleue pleine est l'énergie encerclée par la double gaussienne avec les paramètres (σ_1, σ_2, c) et la courbe rouge pleine est l'énergie encerclée par la simple gaussienne d'écart type $\sigma = c\sigma_1 + (c - 1)\sigma_2$. Les courbes pointillées sont le rapport signal sur bruit calculé dans une fenêtre circulaire de rayon r , pour un bruit faible $b\pi \sim \text{signal}/30$, en bleues pour la double gaussienne et en rouges pour la simple gaussienne.

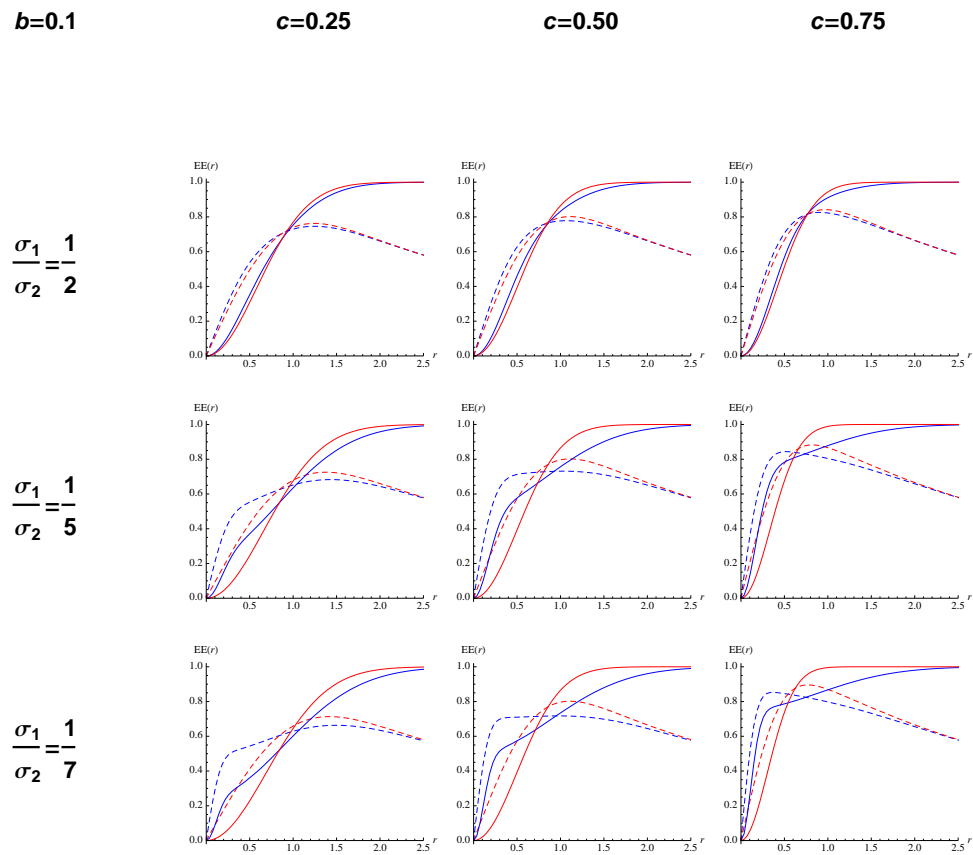


FIGURE 9.5 : Énergie encerclée en fonction du rayon dans différents cas. Idem que dans la Figure 9.4 mais avec un bruit typique $b\pi \sim \text{signal}/3$.

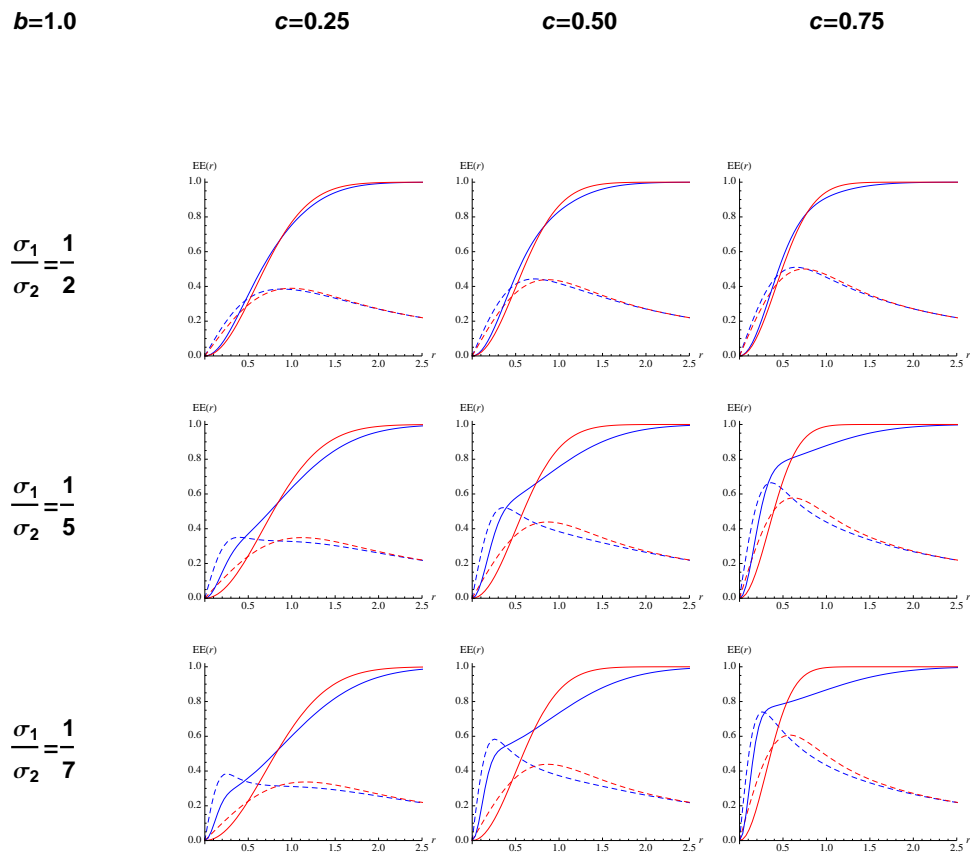


FIGURE 9.6 : Énergie encerclée en fonction du rayon dans différents cas. Idem que dans la Figure 9.4 mais avec un bruit élevé $b\pi \sim \text{signal}/0.3$.

un bruit nul, $snr(r)$ a une valeur maximum de 1 à l'infini. Pour un bruit non nul, $snr(r)$ a une valeur maximum, snr_{max} , strictement inférieure à 1 pour une valeur finie de $r = r_{max}$. La valeur de snr_{max} dépend de b et la valeur de r_{max} dépend de b , σ_1 , σ_2 et c . Sans optimisation de l'extraction, pour $r < r_{max}$, augmenter la taille de la fenêtre, augmente suffisamment le signal mesuré par rapport au bruit pour augmenter la valeur du rapport signal sur bruit. Pour $r > r_{max}$, la quantité de signal supplémentaire n'est pas suffisante pour compenser l'augmentation du bruit extrait et le rapport signal sur bruit diminue avec l'augmentation de la taille de la fenêtre. Dans le cas de la double gaussienne, $snr(r)$ présente deux variations de pentes qui correspondent aux maximum des deux composantes simples gaussiennes σ_1 et σ_2 . La prédominance de l'une ou de l'autre de ces « bosses » permet de séparer le cas double gaussienne en deux régimes.

1. Dans un régime de fond faible, le maximum de la composante simple gaussienne avec l'écart type le plus grand est dominant et correspond à la valeur de r_{max} .
2. Dans un régime de fond fort, c'est le maximum de la composante simple gaussienne avec l'écart type le plus petit qui est dominant et qui correspond à la valeur de r_{max} .

Dans le régime de fond faible, la valeur de $r_{max} = (r_{max})_{\sigma_1\sigma_2c}$ de la double gaussienne est en général proche de la valeur de $r_{max} = (r_{max})_{\sigma}$ de la simple gaussienne avec $\sigma = c\sigma_1 + (c-1)\sigma_2$. Dans le régime de fond fort, la valeur de r_{max} est plus petite que celle de la simple gaussienne. En pondérant le signal et le bruit d'une double gaussienne avec une simple gaussienne, les poids des valeurs de $r < (r_{max})_{\sigma_1\sigma_2c}$ risquent d'être sous-estimés et les poids pour $r > (r_{max})_{\sigma_1\sigma_2c}$ risquent d'être surestimés. En d'autres termes, l'extraction optimum avec un profil simple gaussienne sous-estime d'autant plus le rapport signal sur bruit optimal que le bruit est grand. En revanche, dans la majorité des cas, la valeur de snr_{max} est très proche pour les profils simples ou doubles gaussiennes et on s'attend donc à ce que le biais reste suffisamment faible pour que notre approximation soit valide. Les cas où les valeurs de snr_{max} et r_{max} diffèrent beaucoup entre les profils simples et doubles gaussiennes, sont des cas avec des valeurs très élevées de bruit par rapport au signal, et donc à priori des cas qui seront exclus de l'analyse par les critères de sélection en rapport signal sur bruit. Une étude est en cours pour quantifier le biais induit par l'optimisation de l'extraction avec une simple gaussienne et pour développer des estimateurs non biaisés.

Les spectres 1D ont ensuite été réduit exactement de la même façon que dans les simulations du relevé WISP. Pour plus de détails, voir la section 8.4.1. De même, la simulation de la détection a été réalisé comme dans les simulations WISP, voir la section 8.4.2. Dans la suite, nous avons restreint l'étude aux raies d'émission H_{α} .

L'extraction et la réduction de chacune des images nécessite 2h de calcul sur un processeur. Chacun des fichiers contenant les spectres 2D extraits utilise 900Mo d'espace disque et les fichiers contenant les spectres 1D 100Mo. Au total pour 1 champ, la simulation des 52 cas de PSF pour chacun des deux grisms a duré en cumulé sur un processeur 360h et utilise 100Go d'espace disque. Nous avons simulé

Case	$EE50 \mu m$	$EE80 \mu m$	Sensibility $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	$N(SNR > 3)$
Average Gblue	10.8	27.0	$3.15 \cdot 10^{-16}$	223
Worst Gblue	18.0	33.0	$3.45 \cdot 10^{-16}$	187
Worst+10% Gblue	19.8	36.6	$3.58 \cdot 10^{-16}$	175
Average Gred	13.2	34.2	$2.57 \cdot 10^{-16}$	107
Worst Gred	19.2	37.8	$2.65 \cdot 10^{-16}$	92
Worst+10% Gred	21.0	41.4	$2.70 \cdot 10^{-16}$	87

TABLE 9.3 : Résultats pour trois cas de PSF issues de l'IPRR : la PSF moyenne, $PSF_{Average}$, la pire PSF, PSF_{Worst} et la pire PSF +10%, $PSF_{Worst+10\%}$.

dans chaque cas cinq champs pour avoir suffisamment de statistiques et réduire la variance de la distribution des galaxies.

9.4 Résultats

Dans l'étude qui suit nous nous sommes limités à l'étude des raies d'émission H_α en excluant de plus les cas où il n'est pas possible de séparer H_α et $[NII]$ ($\lambda 6584$). Pour estimer les performances de l'instrument nous avons utilisé deux diagnostics, la sensibilité à $SNR = 3$ et le nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$. Le premier est un critère très proche de l'instrument. Dans le cas de la spectroscopie sans fente la sensibilité dépend aussi de la distribution des galaxies à cause du mélange des spectres mais dans une moindre mesure que le nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$. Le second diagnostic comme je le disais est directement relié à la distribution des galaxies et est donc un critère plus proche de la science.

Les figures 9.7 et 9.8 montrent les sensibilités et les comptages prédits par les simulations pour les deux grisms. D'après mes estimations, Le grism bleu est à la limite de la sensibilité requise, $3.0 \cdot 10^{-16} erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$, principalement à cause du fond de ciel qui est plus élevé que dans le grism rouge. Les pertes en nombre de galaxies, par rapport au cas avec la plus petite PSF, sont plus grandes pour le grism rouge. En moyenne le nombre de galaxies dans le grism rouge est deux fois plus petit que le nombre de galaxies dans le grism bleu. Cela est du, d'une part à la distribution des galaxies du ciel, le nombre de raies H_α en entrée du télescope est plus petit d'un facteur 0.7 dans le grism rouge (voir Figure 9.1), et d'autre part à l'efficacité de l'optique qui chute de 60% entre $1500 \mu m$ et $2000 \mu m$ (voir Figure 9.2). À partir de ces points dans le plan ($EE50, EE80$), nous avons ajusté deux polynômes 2D : $p_{sens}(EE50, EE80) = Sensitivity(SNR = 3)$ et $p_N(EE50, EE80) = N(SNR > 3)$. Ces polynômes vont nous permettre d'interpoler la sensibilité et le nombre de galaxies pour n'importe quelle valeur de ($EE50, EE80$).

Pour quantifier l'évolution des performances en fonction des paramètres de la PSF, nous avons concentré notre analyse sur seulement trois points (en gris dans les Figures 9.7 et 9.8). Les trois points choisis proviennent de la revue de performances

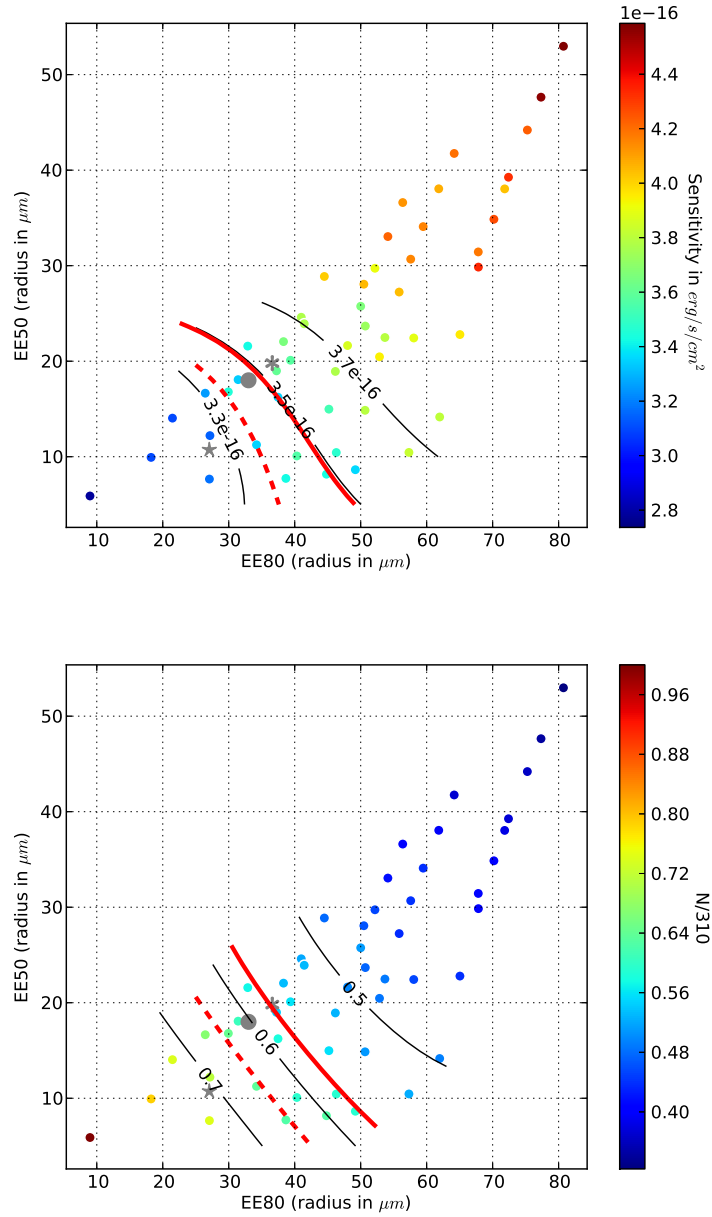


FIGURE 9.7 : Performances dans le plan ($EE50, EE80$) pour le grism bleu. Les valeurs de PSF de l'IPRR pour le grism bleu ont été reporté dans le plan ($EE50, EE80$), l'étoile grise est $PSF_{Average}$, le point gris est PSF_{Worst} et le flocon de neige gris est PSF_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $PSF_{Average}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie $H\alpha$ à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxies avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $PSF_{Average}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

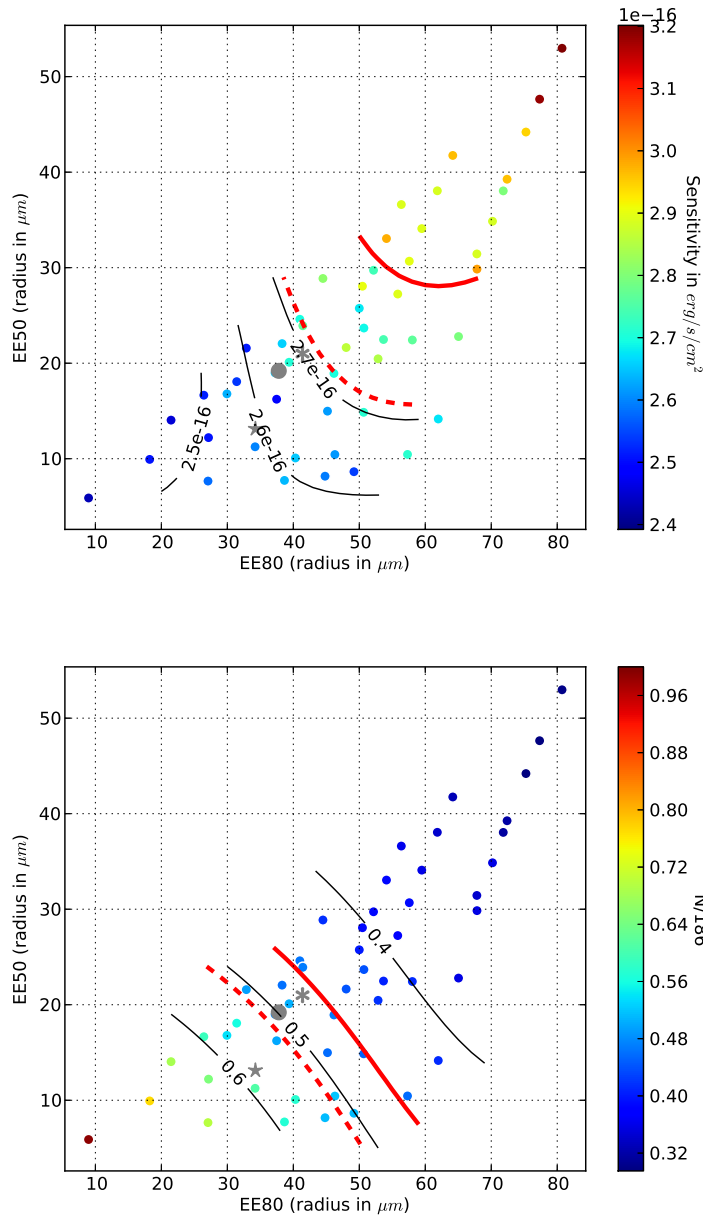


FIGURE 9.8 : Performances dans le plan ($EE50, EE80$) pour le grism rouge. Les valeurs de PSF de l'IPRR pour le grism rouge ont été reporté dans le plan ($EE50, EE80$), l'étoile grise est la $PSF_{Average}$, le point gris est PSF_{Worst} et le flocon de neige gris est PSF_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $PSF_{Average}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxies avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $PSF_{Average}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

de l'instrument du mois de janvier (IPRR) et sont les PSF attendues : la PSF moyenne, $PSF_{Average}$, la pire PSF, PSF_{Worst} et la pire PSF +10%, $PSF_{Worst+10\%}$. $PSF_{Average}$ est la PSF attendue sur la majorité du champ de vue et PSF_{Worst} est la PSF attendue dans les parties défavorables du champ de vue, comme par exemple les bords. Les valeurs ($EE50, EE80$) de ces PSF ainsi que les valeurs de sensibilité et le nombre de raies extrapolées avec les polynômes 2D p_{sens} et p_N sont résumées dans la table 9.3. Pour le grism bleu par rapport au cas $PSF_{Average}$, la dégradation de sensibilité est de 9% dans le cas PSF_{Worst} et de 14% dans le cas $PSF_{Worst+10\%}$. Il en résulte une dégradation du nombre de galaxies avec une raie H_α de 16% dans le cas PSF_{Worst} et de 21% dans le cas $PSF_{Worst+10\%}$. Pour le grism rouge toujours par rapport au cas $PSF_{Average}$, la dégradation en sensibilité est plus faible, de 3% dans le cas PSF_{Worst} et de 5% dans le cas $PSF_{Worst+10\%}$. En revanche, la dégradation relative du nombre de raies est comparable au cas du grism bleu, avec 14% de perte dans le cas PSF_{Worst} et de 19% dans le cas $PSF_{Worst+10\%}$. Les pertes relatives du nombre de galaxies dues à la dégradation de la PSF sont similaires dans les deux grisms. La sensibilité du grism bleu est beaucoup plus sensible à ces dégradations que le grism rouge.

À cause des systématiques dans le traitement des images, il est difficile de définir un critère de performance absolue. En revanche, un critère simple, en relatif permet d'ores et déjà de fixer l'ordre de grandeur de la tolérance acceptable autour des paramètres $EE50$ et $EE80$. Par exemple, une tolérance de dégradation des performances de 10% du nombre de galaxies par rapport au cas $PSF_{Average}$, permet de définir une « boîte » dans le plan ($EE50, EE80$), en dehors de laquelle une PSF n'est pas acceptable. Ce critère appliqué sur les résultats de simulations donne la boîte définie telle que :

$$\begin{array}{c} (EE50)_{blue} < 20 \\ \& \\ (EE80)_{blue} < 40 \\ \& \\ (EE80)_{blue} < -1.15 (EE50)_{blue} + 48.08 \end{array}$$

De la même façon j'ai également défini une boîte dans le plan ($EE50, EE80$) pour le grism rouge :

$$\begin{array}{c} (EE50)_{red} < 25 \\ \& \\ (EE80)_{red} < 50 \\ \& \\ (EE80)_{red} < -1.39 (EE50)_{red} + 59.72 \end{array}$$

Les valeurs actuelles des cas PSF_{Worst} et $PSF_{Worst+10\%}$ sont en dehors de la tolérance définie par ces boîtes.

9.5 Résumé et perspectives

Dans le cas du grism bleu, la marge de manœuvre pour respecter la sensibilité requise, $3.0 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour un $SNR > 3$, est extrêmement faible, pour ne pas dire inexistante. Le cas $PSF_{Average}$ dépasse déjà cette limite. Les prédictions de la simulation sont dans le budget de l'IPRR qui prévoit de tolérer une sensibilité 20% supérieure, c'est à dire $3.6 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ mais il est inquiétant, dans le cas du grism bleu, de déjà atteindre la limite maximum des performances requises. Bien que les résultats de ces simulations soient en partie biaisé à cause du processus de réduction des données (voir section 9.3), les observations simulées sont dans un cas de fond de ciel favorable qui se dégradera au cour du relevé, comme je l'ai discuté dans la section 6.3, sans compter le fait que nous avons fait de nombreuses hypothèses simplificatrices dans les processus d'extraction et de réduction, notamment nous avons utilisé une calibration de l'optique parfaite. Ces travaux ont fait l'objet d'une note pour le consortium EUCLID, « NISP spectroscopy PSF/EEs studies », E. Jullo, A. Ealet, J. Zoubian.

La méthode utilisée pour réduire les données et en déduire les performances de l'instrument est directement héritée des travaux réalisés pour valider les simulations avec le relevé WISP (voir chapitre 8). Malheureusement, cette méthode s'est avérée difficile à utiliser pour caractériser les performances d'EUCLID. L'extraction et la réduction des données induisent des biais dans l'estimation du rapport signal sur bruit, qui se propagent dans les estimateurs de performances. Dans les simulations du relevé WISP, ce problème n'existe pas puisque les outils utilisés pour le traitement des simulations sont les mêmes que ceux utilisés sur le vrai relevé. Dans le cas des études de performances d'EUCLID, nous cherchons à prédire la sensibilité de l'instrument de façon absolue et indépendamment des processus d'extraction et de réduction des données. Les travaux en cours sont donc principalement le développement de nouveaux estimateurs non biaisés. La piste explorée pour l'instant est l'estimateur le plus direct, c'est à dire le rapport signal sur bruit d'une raie d'émission, mesuré directement dans l'image simulée, sans réaliser d'extraction.

Les prochains travaux liés à la PSF seront dédiés à la variation de la PSF en fonction de la longueur d'onde et de la position dans le champ. Nous étudierons également l'impact de l'ajout de plusieurs ordres de dispersion des grisms dans la simulation. À plus long termes, nous allons développer de nouveaux modèles de PSF plus réalistes et plus complexes, qui pourraient être basés sur des wavelets par exemple. Ces nouveaux modèles n'auront pas seulement pour but la simulation mais serviront aussi de modèle pour la calibration de la PSF. Plus globalement dans l'étude de l'impact des effets de l'optique, nous allons également ajouter des erreurs à la calibration de la simulation. Une partie de ces erreurs viendra de la photométrie et de la définition des sources, en d'autres termes nous allons bruitez les positions et les formes des sources. L'autre partie viendra de la définition des spectres 2D dans l'image c'est à dire que nous allons aussi bruitez la calibration en X, Y, λ . Le but sera de définir les contraintes sur la précision de la calibration. Le simulateur devra donc s'intégrer dans les processus de calibrations, au sol et en vol.

Études de performances en fonction des détecteurs

*An electron is no more (and no less) hypothetical than a star.
Nowadays we count electrons one by one in a Geiger counter,
as we count the stars one by one on a photographic plate.*

Sir Arthur Stanley Eddington

Dans ce chapitre, je présente les travaux que nous avons réalisés sur les détecteurs. L'étude a porté sur deux aspects des performances des détecteurs. La première est l'étude de la dégradation des performances de l'instrument à cause des valeurs médianes de réponse et de bruit du détecteur. La seconde est la dégradation des performances à cause de la variation des réponses et des bruits des pixels du détecteur. Pour simplifier l'analyse, nous sommes concentrés sur l'efficacité quantique, QE , et le bruit de lecture, RN . Dans toute les simulations qui vont suivre le courant d'obscurité, DC , sera constant et égal à $0.1 e^-/s/pixel$.

Pour séparer les problèmes, nous avons dans un premier temps exploré l'espace des paramètres $[QE, Noise]$ en considérant tous les pixels du détecteur identiques. Dans un second temps, nous avons simulé un détecteur avec une réponse différente par pixels en utilisant des cartes d'efficacité quantique et de de bruit, voir 7.4.2.

Dans toute les simulations de cette section, les seuls paramètres qui varient sont les paramètres du détecteur QE et RN . Les autres paramètres de l'instrument ont les valeurs nominales définies dans la section 9.1. Il n'y a pas de pixels morts. Pour chaque cas, nous avons simulé 5 champs pour ne pas être limité par la statistique.

10.1 Simulations

Le code de simulation de l'optique étant indépendant de la simulation des détecteurs, pour chaque champs nous n'avons eu besoin de simuler l'optique qu'une seule fois. Nous avons ensuite simulé les effets des détecteurs sur les performances pour plusieurs combinaisons de QE et RN . L'espace des paramètres exploré est $\Sigma_{(QE,Noise)} = \Sigma_{QE} \times \Sigma_{Noise}$ avec $\Sigma_{QE} = [0.5, 0.6, 0.7, 0.75, 0.8, 0.9, 1.0]$ et $\Sigma_{Noise} = [8.0, 9.0, 10.0, 12.0, 14.0, 16.0, 18.0]$. $Noise$ est le bruit détecteur du au DC et au RN et est défini tel que $(Noise)^2 = DC + RN^2$. Nous avons simulé, dans un premier temps, des détecteurs avec des pixels tous identiques (section 10.2).

Dans un second temps, pour les simulations de détecteurs avec des pixels différents (section 10.3), nous avons utilisé des cartes de QE et RN provenant de mesures réalisées sur de vrais détecteurs de Teledyne. Ces mesures ne sont pas publiques et les illustrer m'obligerait à restreindre l'accès à ce document. L'étude a pour l'instant été menée sur un seul des détecteurs. Les cartes permettent d'associer à chaque pixel une valeur différente de QE et de RN . Pour reproduire les valeurs médianes de $[QE, Noise]$ que nous voulons simuler, les distributions de QE et de RN des pixels ont été mis à l'échelle à la valeur médiane voulue pour chaque simulation.

Nous avons aussi « flatfieldé » les images de façon à pouvoir les traiter ensuite comme les images des simulations précédentes. Le flatfield homogénéise la réponse des pixels du détecteur mais les fluctuations dues au variations de QE et RN sont toujours dans les images. Nous n'avons pas simulé de pixel mort. Dans le cas des simulations avec les cartes de QE et de RN , nous avons coupé les queues de distribution des valeurs très faibles de QE et des valeurs très hautes de RN , et attribué à leurs pixels les valeurs médianes de QE et de RN . Ces queues de distributions feront l'objet d'une étude spécifique dans un futur proche pour déterminer les critères

Case	QE	Noise in e^-	Sensibility $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	$N(SNR > 3)$
Best Gblue	0.85	8.5	$3.07 \cdot 10^{-16}$	218
Required Gblue	0.75	9.5	$3.27 \cdot 10^{-16}$	197
Worst Gblue	0.65	10.5	$3.54 \cdot 10^{-16}$	193
Best Gred	0.85	8.5	$2.51 \cdot 10^{-16}$	104
Required Gred	0.75	9.5	$2.63 \cdot 10^{-16}$	90
Worst Gred	0.65	10.5	$2.78 \cdot 10^{-16}$	87

TABLE 10.1 : Résultats pour trois cas de détecteurs issues de l'IPRR et des performances des 4 détecteurs de Teledyne : DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst} .

d'opérabilité des pixels et quantifier l'impact sur les performances de la distribution de pixels inopérables. L'extraction, la réduction et l'analyse des spectres a été réalisé de la même façon que pour les simulations PSF (voir 9.3).

Pour chaque champ, la simulation de l'optique prend 30 minutes sur un processeur. Le calcul des 49 images pour les différents cas de détecteurs dure 30min en tout. Les données générées par la simulation utilisent 3Go d'espace disque.

10.2 Résultats avec des pixels identiques

Dans cette section je présente les résultats des simulations de détecteurs avec des pixels identiques. Le but est de mesurer l'effet des valeurs médianes de $[QE, Noise]$ sur les performances de l'instrument. L'analyse est la même que celle menée pour les PSF (section 9.4) et est basée sur deux diagnostics de performance : la sensibilité à $SNR = 3$, un critère plus proche de l'instrument, et le nombre de galaxies avec un $SNR > 3$, un critère plus proche de la science.

Les Figures 10.1 et 10.2 montrent les sensibilités et les comptages prédits par les simulations pour les deux grisms. Globalement nous constatons les mêmes tendances que dans les simulations PSF. Le grism bleu est à la limite de la sensibilité requise c'est à dire $3.0 \cdot 10^{-16} erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$. Les pertes par rapport au cas avec la $QE = 1.0$ et $Noise = 8e^-$, sont plus grande pour le grism rouge. À partir de ces points dans le plan $(QE, Noise)$, nous avons ajusté deux polynômes 2D : $p_{sens}(QE, Noise) = Sensitivity$ et $p_N(QE, Noise) = N(SNR > 3)$. Ces polynômes vont nous permettre d'interpoler la sensibilité et le nombre de galaxies pour n'importe quelle valeur de $(QE, Noise)$.

Pour quantifier l'évolution des performances en fonction des paramètres du détecteur, nous nous sommes concentrés sur seulement trois points (en gris dans les Figures 10.1 et 10.2). Nous avons choisi trois cas par rapport aux performances des 4 détecteurs de Teledyne et aux performances requises dans l'IPRR. Le cas DET_{Best} avec $QE = 0.85$ et $Noise = 8.5$ correspond au valeurs médianes typiques des quatre détecteurs de Teledyne pour lesquels nous avons des mesures de QE et de RN . Le cas $DET_{Required}$ avec $QE = 0.75$ et $Noise = 9.5$ correspond au valeurs médianes

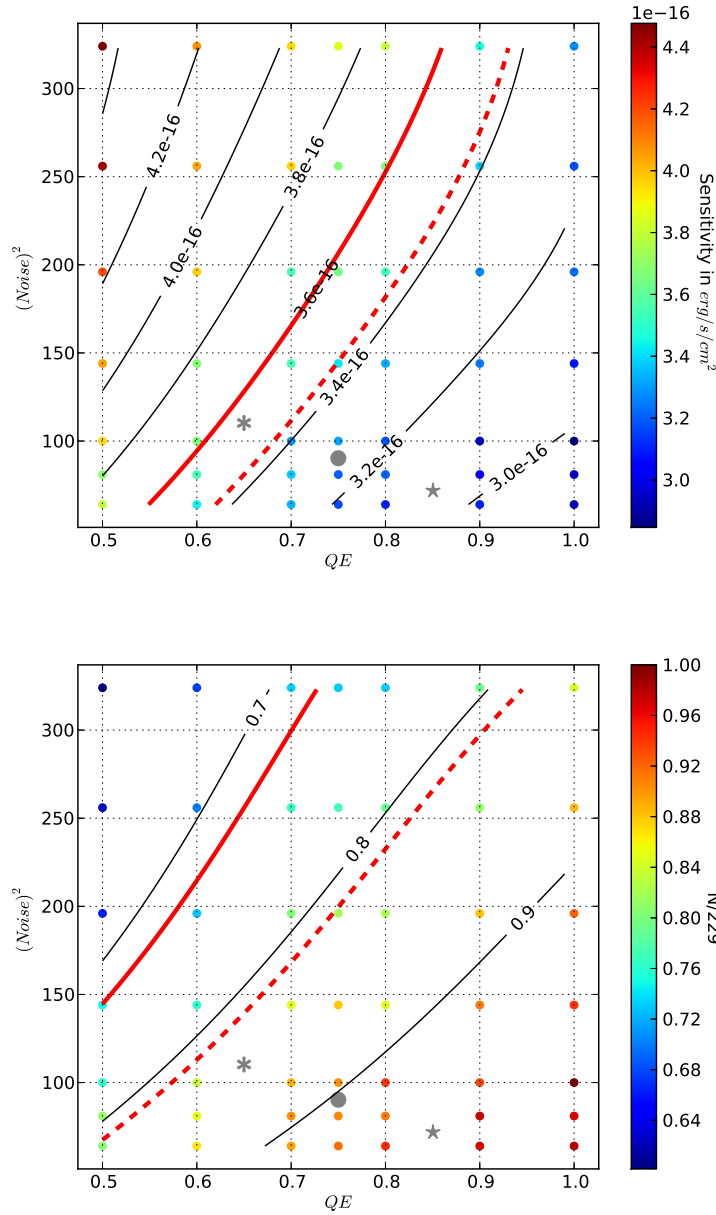


FIGURE 10.1 : Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism bleu. Les valeurs issues des performances des détecteurs de Teledyne et aux besoins de l'IPRR ont été reporté dans le plan, l'étoile grise est DET_{Best} , le point gris est $DET_{Required}$ et le flocon de neige gris est DET_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $DET_{Required}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxies avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $DET_{Required}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

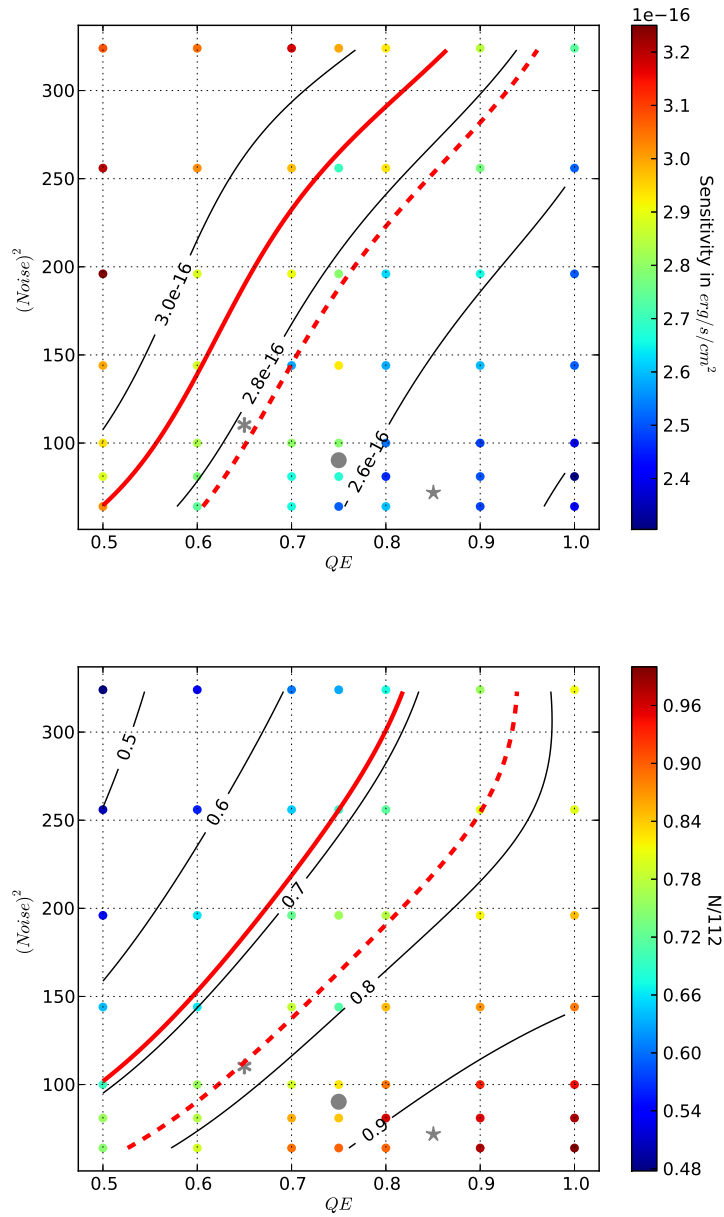


FIGURE 10.2 : Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism rouge. Les valeurs issues des performances des détecteurs de Teledyne et aux besoins de l'IPRR ont été reporté dans le plan, l'étoile grise est DET_{Best} , le point gris est $DET_{Required}$ et le flocon de neige gris est DET_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $DET_{Required}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxies avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $DET_{Required}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

requis. Le cas DET_{Worst} avec $QE = 0.65$ et $Noise = 10.5$ est une dégradation du cas $DET_{Required}$ dans les budgets de l'IPRR. Les valeurs de sensibilité et le nombre de raies extrapolées avec les polynômes 2D p_{sens} et p_N pour ces trois points et pour chacun des grisms sont résumées dans la table 10.1. Pour le grism bleu, relativement au cas DET_{Best} , la dégradation de la sensibilité est de 6% dans le cas $DET_{Required}$ et de 15% dans le cas DET_{Worst} . Il en résulte une dégradation du nombre de galaxies avec une raie H_α , de 10% dans le cas $DET_{Required}$ et de 12% dans le cas DET_{Worst} . Pour le grism rouge, toujours par rapport au cas DET_{Best} , la dégradation de la sensibilité est de 5% dans le cas $DET_{Required}$ et de 10% dans le cas DET_{Worst} . La dégradation du nombre de raies est de 13% dans le cas $DET_{Required}$ et de 16% dans le cas DET_{Worst} . Les pertes relatives moyennes dues à la dégradation du détecteur sont similaires dans les deux grisms. Comme dans les simulations PSF, le grism rouge est plus sensible au nombre de galaxies alors que le grism bleu est plus sensible à la sensibilité. La marge de manœuvre pour le grism bleu est extrêmement faible pour respecter la sensibilité requise qui est $3.0 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une exposition à $SNR > 3$. Les prédictions de la simulation sont dans le budget de l'IPRR qui prévoit de tolérer une sensibilité 20% supérieure, c'est à dire $3.6 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, mais il ne faut pas oublier que nous avons simulé des observations favorables et que ces performances seront dégradées au cours du relevé.

10.3 Résultats avec des pixels réalistes

Dans cette section je présente les résultats des simulations de détecteurs avec une distribution réaliste de pixels. Notre analyse est toujours la même, basée sur sensibilité à $SNR > 3$ et le nombre de galaxies avec un $SNR > 3$.

Les 10.3 et 10.4 montrent les sensibilités et les comptages prédits par les simulations pour les deux grisms. Les résultats sont très similaires aux résultats des simulations avec des pixels identiques. La dégradation due aux fluctuations des caractéristiques des pixels est petite devant la dégradation due à la valeur médiane sur tout le détecteur de ces caractéristiques. Les résultats sont plus bruités que dans le cas avec pixel identique, en particulier pour le grism rouge où le nombre de galaxie est en moyenne deux fois plus petit. Les variations de réponse des pixels créent des fluctuations supplémentaires qui mettent à mal les procédures de fit que nous utilisons. Nous sommes à la limite, et peut être même en dessous, de la statistique nécessaire pour quantifier les effets de variation de réponse et de bruit des pixels par rapport au cas avec des pixels identiques. Nous avons ajusté deux polynôme 2D pour interpoler la sensibilité et le nombre de galaxie pour n'importe quelle valeur de $(QE, Noise)$.

Comme dans les simulations précédentes nous nous sommes focalisés sur les trois DET_{Best} avec $QE = 0.85$ et $Noise = 8.5$, $DET_{Required}$ avec $QE = 0.75$ et $Noise = 9.5$ et DET_{Worst} avec $QE = 0.65$ et $Noise = 10.5$. Les valeurs de sensibilité et le nombre de raies pour ces trois points sont résumées dans la table 10.2.

Pour le grism bleu, relativement au cas DET_{Best} , la dégradation de la sensibilité

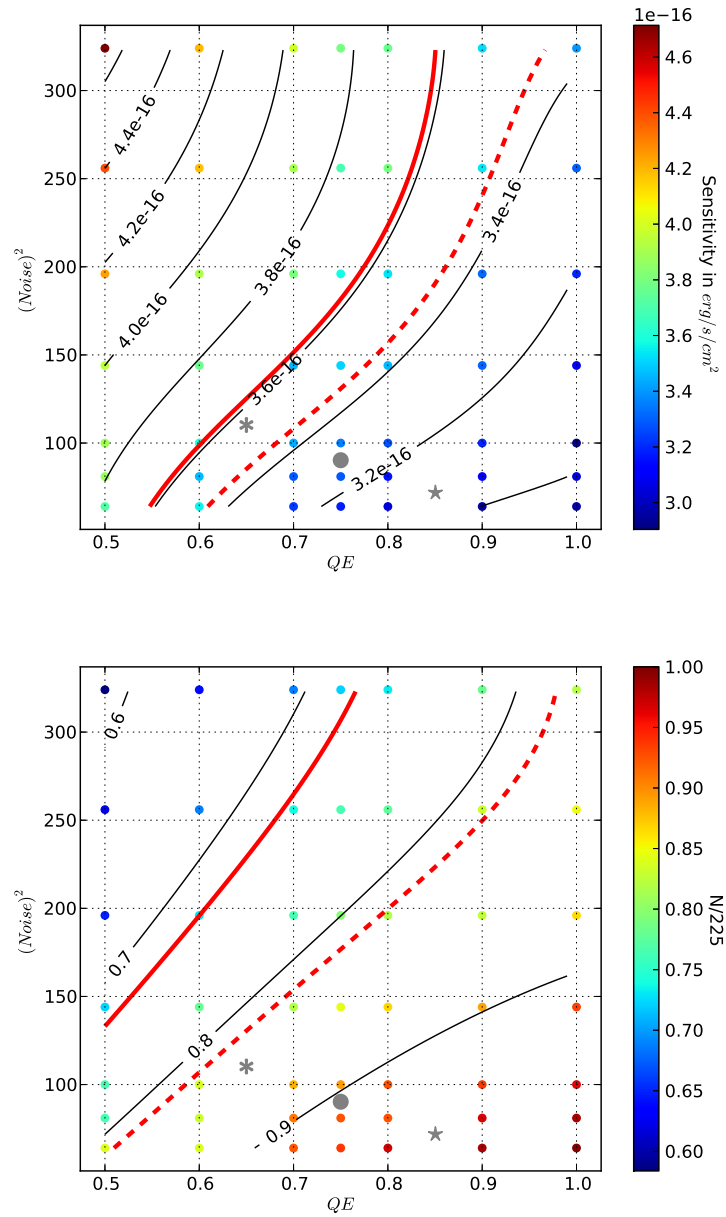


FIGURE 10.3 : Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism rouge et une distribution réaliste de propriétés des pixels. Les valeurs issues des performances des détecteurs de Teledyne et aux besoins de l'IPRR ont été reporté dans le plan, l'étoile grise est DET_{Best} , le point gris est $DET_{Required}$ et le flocon de neige gris est DET_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $DET_{Required}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie $H\alpha$ à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxies avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $DET_{Required}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

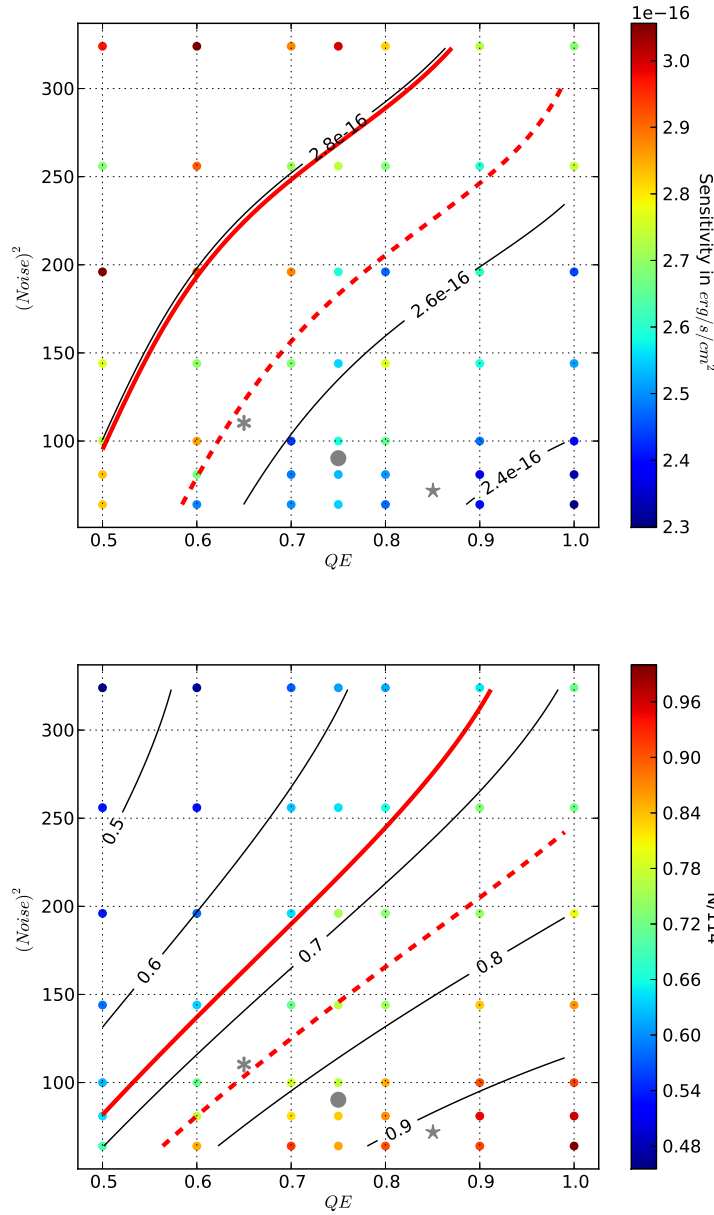


FIGURE 10.4 : Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism rouge et une distribution réaliste de propriétés des pixels. Les valeurs issues des performances des détecteurs de Teledyne et aux besoins de l'IPRR ont été reporté dans le plan, l'étoile grise est DET_{Best} , le point gris est $DET_{Required}$ et le flocon de neige gris est DET_{Worst} . En haut les performances sont exprimées en terme de sensibilité à $SNR = 3$. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations de la sensibilité par rapport au cas $DET_{Required}$, de 5% (courbe pointillée) et de 10% (courbe pleine). En bas les performances sont exprimées en fraction du nombre de galaxies avec une raie H_α à $SNR > 3$ par rapport au nombre de galaxie avec la PSF la plus petite. Les contours rouges sont les limites pour des dégradations des comptages par rapport au cas $DET_{Required}$, de 10% (courbe pointillée) et de 20% (courbe pleine).

Case	QE	Noise in e^-	Sensibility $erg \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$	$N(SNR > 3)$
Best Gblue	0.85	8.5	$3.07 \cdot 10^{-16}$	217
Required Gblue	0.75	9.5	$3.29 \cdot 10^{-16}$	196
Worst Gblue	0.65	10.5	$3.56 \cdot 10^{-16}$	189
Best Gred	0.85	8.5	$2.43 \cdot 10^{-16}$	104
Required Gred	0.75	9.5	$2.54 \cdot 10^{-16}$	88
Worst Gred	0.65	10.5	$2.65 \cdot 10^{-16}$	85

TABLE 10.2 : Résultats pour trois cas de détecteurs issues de l'IPRR et des performances des 4 détecteurs de Teledyne : DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst} .

Case	QE	Noise in e^-	$N_{real}/N_{constant}$
Best Gblue	0.85	8.5	0.99
Required Gblue	0.75	9.5	0.98
Worst Gblue	0.65	10.5	0.97
Best Gred	0.85	8.5	0.98
Required Gred	0.75	9.5	0.97
Worst Gred	0.65	10.5	0.95

TABLE 10.3 : Résultats des comparaisons direct des performances des détecteurs « réel » au détecteurs avec des pixels identiques, dans les cas DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst} .

est de 7% dans le cas $DET_{Required}$ et de 16% dans le cas DET_{Worst} . La dégradation du nombre de raies est de 10% dans le cas $DET_{Required}$ et de 13% dans le cas DET_{Worst} . Par rapport aux simulations de détecteurs avec des pixels identiques, les pertes relatives sont environ 1% supérieures. Cela dit les simulations ne sont pas suffisamment précises pour mesurer un effet de cet ordre de grandeur. Pour le grism rouge, le bruit autour des points qui nous intéressent, DET_{Best} , $DET_{Required}$ et DET_{Worst} , rend difficile l'utilisation du polynôme ajusté sur la sensibilité dans le plan (QE , $Noise$). Les valeurs extrapolées pour la sensibilité sont même fausses puisque les sensibilités prédites sont meilleures que dans le cas avec des pixels identiques alors que les comptages sont plus mauvais. Le critère de performance basé sur le nombre de galaxies avec un raie H_α avec $SNR > 3$ est plus stable dans ce cas. La dégradation du nombre de raies par rapport au cas DET_{Best} , est de 15% dans le cas $DET_{Required}$ et de 18% dans le cas DET_{Worst} . Les pertes relatives en nombre de galaxies sont plus importante dans le cas du grism rouge. Par rapport aux simulations de détecteurs avec des pixels identiques, les pertes relatives sont environ 2% supérieures. De même que pour le grism bleu les simulations ne sont pas suffisamment précises pour mesurer un effet de cette ordre de grandeur. L'effet des fluctuations de QE et $Noise$ est faible et peu significatif dans ces résultats.

Pour mesurer les différences entre les simulations détecteur « réel » et pixels

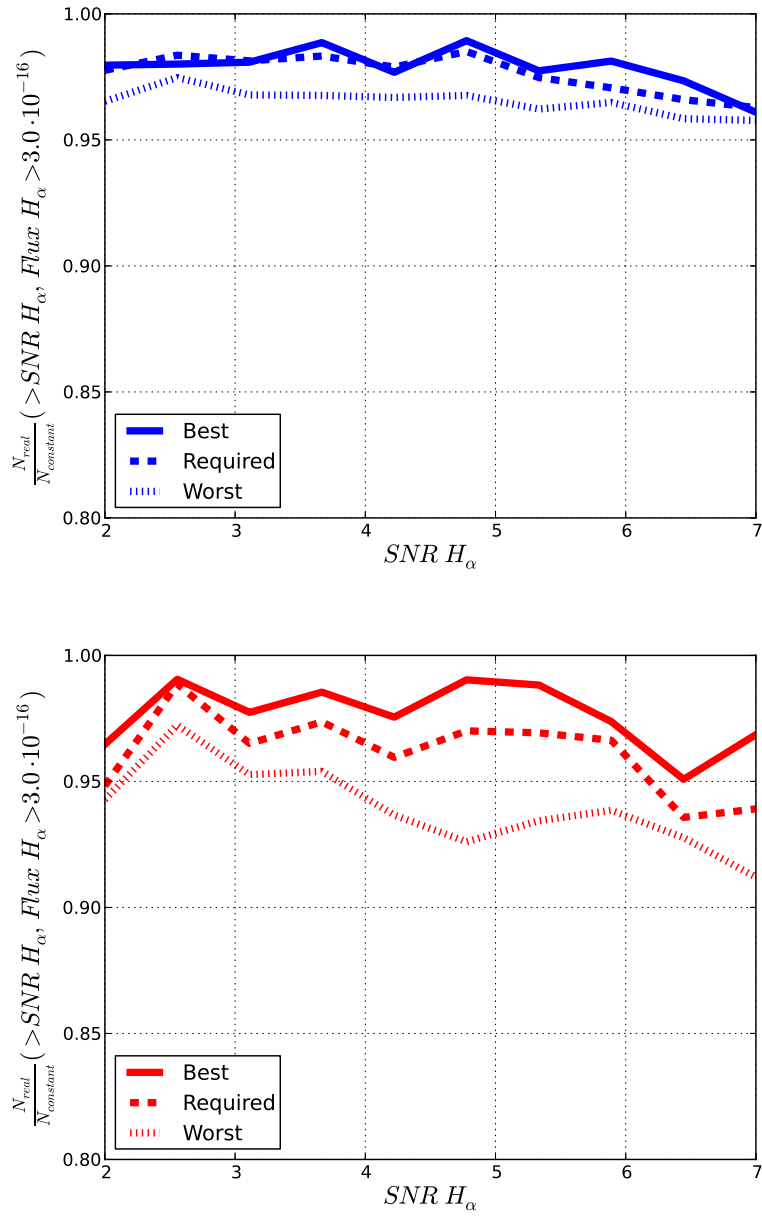


FIGURE 10.5 : Comparaison des pertes dues à la variation des réponses et des bruits des pixels, dans les cas détecteur DET_{Best} , DET_{Required} et DET_{Worst} , en fonction du SNR limite. en haut et en bleu pour le grism bleu, en bas et en rouge pour le grism rouge.

identiques, j'ai calculé le rapport entre les comptages dans les deux cas dans le plan $(QE, Noise)$. L'effet que je cherche à quantifier est vraiment à la limite statistique des effets mesurables. J'ai ajusté un polynôme 2D dans le plan pour lisser les fluctuations. Les valeurs prédites pour les cas DET_{Best} , $DET_{Required}$ et DET_{Worst} , sont dans la table 10.3. Comme attendu, l'effet est assez fin de l'ordre de 1%. La dégradation est plus marquée pour les faibles valeurs de QE et les valeurs élevées de $Noise$. Les pertes dues aux fluctuations des caractéristiques des pixels, sont plus importantes pour les détecteurs avec des performances médianes plus mauvaises. La dégradation est plus marquée pour le grism rouge car celui-ci est moins sujet au bruit du ciel. Les fluctuations additionnelles dues aux variations des propriétés des pixels sont relativement plus élevées pour le grism rouge par rapport aux fluctuations du bruit de poisson du fond de ciel. La Figure 10.5 montre la comparaison relative des comptages en fonction du SNR. L'effet ne dépend pas du SNR.

De même que pour les PSF, ces simulations nous permettent de définir la tolérance sur les caractéristiques des détecteurs. Pour l'instant nous avons seulement déterminé les contraintes sur les valeurs médianes de QE et $Noise$ avec $DC = 0.1 e^-/s/pixel$. Une tolérance de dégradation des performances de 10% du nombre de galaxie par rapport au cas $DET_{Required}$, permet de définir une « boîte » dans le plan $(QE, Noise)$, en dehors de laquelle les caractéristiques médianes d'un détecteur ne sont pas acceptables. Ce critère appliqué sur les résultats de simulations se résume par :

$$\begin{array}{c} QE > 0.6 \\ \& \\ (Noise)^2 < 250 \\ \& \\ (Noise)^2 < 500QE + 250 \end{array}$$

Les valeurs actuelles du cas DET_{Worst} sont en dehors de la tolérance définie par cette boîte. Nous ne pouvons pas pour l'instant contraindre l'amplitude des fluctuations des caractéristiques des pixels. Pour cela, nous allons dans un futur proche mener une analyse similaire sans négliger les queues des distributions de QE et $Noise$ et ainsi quantifier l'effets des pixels inopérables.

10.4 Résumé et perspectives

Dans le cas du grism bleu la marge de manœuvre autour des valeurs requises est encore extrêmement faible pour obtenir une sensibilité de $3.0 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour une exposition à $SNR > 3$. Les prédictions de la simulation sont dans le budget de l'IPRR qui prévoit de tolérer une sensibilité 20% supérieure, c'est à dire $3.6 \cdot 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, mais comme je l'ai déjà expliqué pour les simulations PSF, il est inquiétant de déjà atteindre la limite maximum des performances requises. Les détériorations induites par les variations de réponse et de bruit des pixels sont très faibles et difficilement mesurables avec ces simulations. Nous avons quand même

pu montrer que ces dégradations étaient deux fois plus grandes dans le cas du grism rouge par rapport au grism bleu. Nous avons également remarqué que le nombre de galaxies perdues à cause de cet effet est d'autant plus grand que les valeurs de QE sont faibles et les valeurs de *Noise* sont élevées.

Les perspectives à court terme de ce travail sont les études des queues de distributions des propriétés des pixels. Certains pixels des détecteurs ont des valeurs de QE très faibles, voire nulles et de RN très élevées. Ces pixels sont en général masqués et considérés comme « mort » ou « chaud » dans le processus d'analyse des images. À partir des cartes des caractéristiques des pixels des détecteurs de Teledyne, nous allons simuler les queues de distribution réelles. Dans un premier temps, nous réaliserons une analyse sans masquer les pixels morts et les pixels chauds. Dans un second temps, nous chercherons les critères d'opérabilité, qui déterminent si un pixel sera masqué durant l'analyse, de façon à optimiser le nombre de galaxies à raie d'émission détectées.

À plus long terme, nous simulerons également d'autres sources de bruits des détecteurs notamment la saturation, la rémanence et les rayons cosmiques. Le simulateur devra également s'intégrer dans les processus de calibrations des détecteurs, au sol et en vol.

Conclusion

Durant ma thèse j'ai mis en place un outil complet de simulation pixel de spectroscopie sans fente pour la prédiction des performances d'un relevé de galaxie à raie d'émission de l'espace.

Dans un premier temps, j'ai travaillé sur la simulation des sources du ciel en améliorant le catalogue simulé du champ COSMOS, le CMC. En comparant les flux dans les raies d'émission prédits dans le CMC aux flux réels des raies mesurés en spectroscopie dans le relevé zCOSMOS, j'ai montré que cette approche surestimait les flux des raies des galaxies simulées. Pour améliorer la prédiction des flux des raies d'émission du CMC, j'ai développé des modèles de luminosité des raies prenant en compte d'autres paramètres que la magnitude absolue NUV et l'extinction, et utilisant notamment les dernière estimations de taux de formation d'étoiles et de masse stellaire des galaxies de COSMOS, issue d'une analyse incluant les données IRAC à $24 \mu m$. J'ai ajusté les paramètres de ces modèles en utilisant comme contraintes les flux des raies observées dans zCOSMOS, les fonctions de luminosités observées pour [OII] et H_α et les rapports de raies observés dans zCOSMOS et VVDS pour les autres raies. Ces calibrations et les SED ajustées avec les redshifts photométriques permettent de construire un spectre simulé pour chacune des galaxies du relevé COSMOS. La combinaison des spectres théoriques calculés avec les propriétés mesurées dans COSMOS, par exemple la position et la forme des galaxies, font du CMC l'outil idéal pour simuler les sources d'un relevé en spectroscopie sans fente. À l'aide d'une simulation analytique du relevé spectroscopique large d'EUCLID, j'ai étudié la stratégie d'observation en prenant en compte l'évolution du fond de ciel et de l'absorption de notre galaxie. J'ai en particulier comparé deux stratégies, la première à temps de pose constant sur un relevé de 20000 deg^2 , la seconde à sensibilité constante sur un relevé de seulement 13000 deg^2 . L'analyse des résultats montre que la stratégie à temps de pose fixé, bien qu'elle sonde un plus grand volume de l'univers, risque de limiter en redshift l'analyse de la cosmologie. La stratégie à sensibilité constante assure en revanche d'atteindre l'objectif de la mission à redshift 2.0 et sera moins sujette au bruit du à la lumière des étoiles brillantes de notre galaxie, que j'ai négligé dans cette analyse.

La seconde partie de mon travail a été de développer un outil de simulation d'image spectroscopique sans fente. En partant du logiciel aXeSIM, développé pour le télescope spatial Hubble, j'ai créé un logiciel s'adaptant aux besoin des études de performances de la mission EUCLID. J'ai restructuré le code d'aXeSIM afin d'augmenter sa modularité et de pouvoir implémenter deux nouvelles fonctionnalités :

- **Simulation de PSF double gaussienne**

Ce module appelle aXeSIM deux fois et génère deux images avec deux PSF simple gaussienne différentes. Les deux images sont ensuite sommées avec une pondération de façon à reproduire la distribution d'énergie voulue.

- **Simulation de détecteur avec des pixels différents**

Ce module permet d'attribuer des caractéristiques différentes à chaque pixel. Les simulations peuvent alors produire des distributions de caractéristiques de pixels très variées voir même d'utiliser directement la distribution des pixels d'un détecteur réel.

En utilisant comme simulation du ciel les sources du CMC et le simulateur pixel, j'ai simulé les observations du relevé WISP. J'ai ensuite extrait les spectres des images simulées de la même façon que dans le relevé réel. J'ai réduit les données des simulations en mesurant le rapport signal sur bruit dans chacune des raies d'émission et en simulant leur détection. En comparant la distribution des flux des raies d'émission H_α détectées dans la simulation à la distribution des flux observés, j'ai montré la validité des simulations en terme de sensibilité. En comparant de même les distributions en redshift des galaxies à raies d'émission, j'ai validé le réalisme des comptages des simulations.

J'ai enfin étudié les performances d'EUCLID en fonction de la PSF et des bruits des détecteurs. À partir d'un modèle du télescope et du spectromètre d'EUCLID, basé sur les dernières spécifications de l'IPRR, j'ai simulé des images des deux grisms que j'ai ensuite traité de la même façon que les simulations du relevé WISP. J'ai utilisé deux critères pour comparer les performances : la sensibilité et le nombre de galaxies détectées. Que ce soit dans les simulations PSF ou dans les simulations détecteurs, j'ai échantillonné l'espace des paramètres instrumentaux de façon à limiter le nombre de simulations et le temps de calcul. Les valeurs des points de l'espace des paramètres non simulés peuvent ensuite être extrapolées sans avoir à refaire des simulations. La PSF a été modélisée avec une double gaussienne ce qui m'a permis d'explorer les performances en fonction de la taille de la PSF et de sa distribution d'énergie. Les simulations détecteurs ont été réalisées en deux temps. Dans un premier temps, j'ai simulé des détecteurs avec des pixels identiques en faisant varier les valeurs d'efficacité quantique et de bruit de lecture. Dans un second temps, j'ai effectué des simulations avec une distribution de caractéristique des pixels issue de mesures sur un détecteur réel de Teledyn. Les résultats de ces simulations ont montré que le grism bleu est à la limite de sensibilité requise ce qui est inquiétant puisque les observations ont été simulées dans un cas favorable du relevé. L'analyse des données des simulations a de plus permis de définir les limites des paramètres $EE50$ et $EE80$ avec les simulations PSF, et QE et $Noise$ avec les simulations détecteurs, assurant une perte en nombre de galaxies inférieure à 10%. Ces études ont montré également que le processus de traitement des simulations hérité des simulations de validation avec le relevé WISP, ne se prête pas bien à l'estimation des performances. Notamment, les estimations de sensibilité sont en partie biaisées à cause du processus d'extraction optimum des spectres. La piste explorée dans les travaux en cours pour définir un estimateur le moins biaisé possible, se dirige vers une estimation du rapport signal sur bruit d'une raie d'émission, mesuré directement dans l'image simulée, sans réaliser d'extraction. La connaissance à priori de tous les paramètres de la simulation, nous permettra de calculer le rapport signal sur bruit optimum et non dégradé par les processus de réduction des données. Ces travaux d'estimations des performances d'EUCLID s'intègrent déjà dans OU-SIM et seront utilisés à d'autres fins, en particulier pour définir la précision nécessaire aux calibrations de l'optique et des détecteurs.

Toujours dans le cadre OU-SIM, des travaux ont été commencés en collaboration avec OU-SIR (réduction de données), OU-SPE (mesure des redshifts spectroscopiques).

piques) et d'autres membres de la communauté EUCLID. Comme le simulateur pixel est modulable, il peut être utilisé pour étudier d'autres aspects de la mission. Une étude de la stratégie d'observation, basée sur des simulations pixels et prenant en compte l'évolution du fond de ciel et de l'absorption galactique est en cours. Comme pour les simulations instruments, nous allons explorer un espace des paramètres réduit, puis extrapoler les performances de comptages pour une stratégie d'observation donnée. De même que dans le cas des simulations analytiques, nous pourrions calculer à partir de la distributions des redshifts, la densité de galaxie par unité de volume comobile et le volume efficace du relevé. Ces observables physiques peuvent ensuite être reliées au rapport signal sur bruit du spectre de puissance et nous pourrions ainsi estimer la précision des contraintes sur la cosmologie. Ces résultats seront utilisés pour optimiser la stratégie d'observation.

Je suis également impliqué en parallèle dans le développement de deux nouveaux outils. Le premier est un ETC générique développé au LAM : ETC42. Le but de cette outil est de fournir un environnement de simulation simple, orienté utilisateur, et rapide, il devrait typiquement être utilisable en ligne. Je suis en particulier investi dans la partie spectroscopie sans fente pour implémenter une méthode d'estimation du bruit prenant en compte les mélanges des spectres, en utilisant comme fond de ciel des images issues de mes simulations pixels. Je travail enfin sur des méthodes d'analyses tomographiques des images de spectroscopie sans d'EUCLID. Ce projet est également conduit au LAM et hérite des développements réalisé dans le cadre du projet spatial GALEX. Deux méthodes sont actuellement explorées. La première consiste à reconstruire le cube de données de façon à maximiser l'information recueillie dans les images. La seconde consiste à modéliser le cube de données et à optimiser ses paramètres de façon à reproduire les images observées. Ce type d'analyse est très prometteur car il permet d'utiliser en même temps toutes les contraintes observationnelles photométriques ou spectroscopiques. Mon travail dans ce projet est d'une part, de participer au développement des codes qui permettent de projeter le cube de donnée de façon à reproduire les observations, et d'autres part, à fournir des simulations pour tester et optimiser les algorithmes de reconstruction.

Bibliographie

- F. B. Abdalla, M. Banerji, O. Lahav et V. Rashkov. A Comparison of Six Photometric Redshift Methods Applied to 1.5 Million Luminous Red Galaxies. *ArXiv e-prints*, décembre 2008.
- A. Albrecht, G. Bernstein, R. Cahn, W. L. Freedman, J. Hewitt, W. Hu, J. Huth, M. Kamionkowski, E. W. Kolb, L. Knox, J. C. Mather, S. Staggs et N. B. Suntzeff. Report of the Dark Energy Task Force. *ArXiv Astrophysics e-prints*, septembre 2006.
- G Aldering. SNAP Sky Background at the North Ecliptic Pole. *LBNL report - 51157*.
- R. Amanullah, C. Lidman, D. Rubin, G. Aldering, P. Astier, K. Barbary, M. S. Burns, A. Conley, K. S. Dawson, S. E. Deustua, M. Doi, S. Fabbro, L. Faccioli, H. K. Fakhouri, G. Folatelli, A. S. Fruchter, H. Furusawa, G. Garavini, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, I. Hook, D. A. Howell, N. Kashikawa, A. G. Kim, R. A. Knop, M. Kowalski, E. Linder, J. Meyers, T. Morokuma, S. Nobili, J. Nordin, P. E. Nugent, L. Östman, R. Pain, N. Panagia, S. Perlmutter, J. Raux, P. Ruiz-Lapuente, A. L. Spadafora, M. Strovink, N. Suzuki, L. Wang, W. M. Wood-Vasey, N. Yasuda et T. Supernova Cosmology Project. Spectra and Hubble Space Telescope Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation. *ApJ*, 716:712–738, juin 2010.
- B. Argence et F. Lamareille. Emission-lines calibrations of the star formation rate from the Sloan Digital Sky Survey. *A&A*, 495:759–773, mars 2009.
- S. Arnouts, C. J. Walcher, O. Le Fèvre, G. Zamorani, O. Ilbert, V. Le Brun, L. Pozzetti, S. Bardelli, L. Tresse, E. Zucca, S. Charlot, F. Lamareille, H. J. McCracken, M. Bolzonella, A. Iovino, C. Lonsdale, M. Polletta, J. Surace, D. Bottini, B. Garilli, D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodeggio, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, A. Cappi, P. Ciliegi, T. Contini, S. de la Torre, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, B. Marano, C. Marinoni, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, R. Pellò, A. Pollo, M. Radovich, S. Temporalin et D. Vergani. The SWIRE-VVDS-CFHTLS surveys : stellar mass assembly over the last 10 Gyr. Evidence for a major build up of the red sequence between $z = 2$ and $z = 1$. *A&A*, 476:137–150, décembre 2007.
- H. Atek, M. Malkan, P. McCarthy, H. I. Teplitz, C. Scarlata, B. Siana, A. Henry, J. W. Colbert, N. R. Ross, C. Bridge, A. J. Bunker, A. Dressler, R. A. E. Fosbury, C. Martin et H. Shim. The WFC3 Infrared Spectroscopic Parallel (WISP) Survey. *ApJ*, 723:104–115, novembre 2010.
- E. F. Bell, D. H. McIntosh, N. Katz et M. D. Weinberg. The Optical and Near-Infrared Properties of Galaxies. I. Luminosity and Stellar Mass Functions. *ApJS*, 149:289–312, décembre 2003.
- N. Benítez. Bayesian Photometric Redshift Estimation. *ApJ*, 536:571–583, juin 2000.
- E. Bertin et S. Arnouts. SExtractor : Software for source extraction. *A&AS*, 117:393–404, juin 1996.

- J. V. Bixler, S. Bowyer et M. Laget. A high galactic latitude survey of far-ultraviolet excess objects. *A&A*, 250:370–388, octobre 1991.
- C. Blake, S. Brough, M. Colless, W. Couch, S. Croom, T. Davis, M. J. Drinkwater, K. Forster, K. Glazebrook, B. Jelliffe, R. J. Jurek, I.-H. Li, B. Madore, C. Martin, K. Pimblet, G. B. Poole, M. Pracy, R. Sharp, E. Wisnioski, D. Woods et T. Wyder. The WiggleZ Dark Energy Survey : the selection function and $z = 0.6$ galaxy power spectrum. *MNRAS*, 406:803–821, août 2010.
- C. Blake, T. Davis, G. B. Poole, D. Parkinson, S. Brough, M. Colless, C. Contreras, W. Couch, S. Croom, M. J. Drinkwater, K. Forster, D. Gilbank, M. Gladders, K. Glazebrook, B. Jelliffe, R. J. Jurek, I.-H. Li, B. Madore, D. C. Martin, K. Pimblet, M. Pracy, R. Sharp, E. Wisnioski, D. Woods, T. K. Wyder et H. K. C. Yee. The WiggleZ Dark Energy Survey : testing the cosmological model with baryon acoustic oscillations at $z = 0.6$. *MNRAS*, 415:2892–2909, août 2011.
- N. W. Boggess, J. C. Mather, R. Weiss, C. L. Bennett, E. S. Cheng, E. Dwek, S. Gulkis, M. G. Hauser, M. A. Janssen, T. Kelsall, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. A. Shafer, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, D. T. Wilkinson et E. L. Wright. The COBE mission - Its design and performance two years after launch. *ApJ*, 397:420–429, octobre 1992.
- M. Bolzonella, J.-M. Miralles et R. Pelló. Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures. *A&A*, 363:476–492, novembre 2000.
- M. Bonamente, M. K. Joy, S. J. LaRoque, J. E. Carlstrom, E. D. Reese et K. S. Dawson. Determination of the Cosmic Distance Scale from Sunyaev-Zel'dovich Effect and Chandra X-Ray Measurements of High-Redshift Galaxy Clusters. *ApJ*, 647:25–54, août 2006.
- H. Bonnet, Y. Mellier et B. Fort. First detection of a gravitational weak shear at the periphery of CL 0024+1654. *Astrophysical Journal*, 427:L83–L86, juin 1994.
- J. Brinchmann, S. Charlot, S. D. M. White, C. Tremonti, G. Kauffmann, T. Heckman et J. Brinkmann. The physical properties of star-forming galaxies in the low-redshift Universe. *MNRAS*, 351:1151–1179, juillet 2004.
- M. Brusa, G. Zamorani, A. Comastri, G. Hasinger, N. Cappelluti, F. Civano, A. Finoguenov, V. Mainieri, M. Salvato, C. Vignali, M. Elvis, F. Fiore, R. Gilli, C. D. Impey, S. J. Lilly, M. Mignoli, J. Silverman, J. Trump, C. M. Urry, R. Bender, P. Capak, J. P. Huchra, J. P. Kneib, A. Koekemoer, A. Leauthaud, I. Lehmann, R. Massey, I. Matute, P. J. McCarthy, H. J. McCracken, J. Rhodes, N. Z. Scoville, Y. Taniguchi et D. Thompson. The XMM-Newton Wide-Field Survey in the COSMOS Field. III. Optical Identification and Multiwavelength Properties of a Large Sample of X-Ray-Selected Sources. *ApJS*, 172:353–367, septembre 2007.
- G. Bruzual et S. Charlot. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. *MNRAS*, 344:1000–1028, octobre 2003.
- V. Buat, J. Donas, B. Milliard et C. Xu. Far infrared and Ultraviolet emissions of individual galaxies at $z=0$: selection effects on the estimate of the dust extinction. *A&A*, 352:371–382, décembre 1999.

- D. Calzetti. The Dust Opacity of Star-forming Galaxies. *PASP*, 113:1449–1485, décembre 2001.
- D. Calzetti, L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef et T. Storchi-Bergmann. The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies. *ApJ*, 533:682–695, avril 2000.
- D. Calzetti, A. L. Kinney et T. Storchi-Bergmann. Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies : The ultraviolet and optical extinction law. *ApJ*, 429:582–601, juillet 1994.
- P. Capak, H. Aussel, M. Ajiki, H. J. McCracken, B. Mobasher, N. Scoville, P. Shopbell, Y. Taniguchi, D. Thompson, S. Tribiano, S. Sasaki, A. W. Blain, M. Brusa, C. Carilli, A. Comastri, C. M. Carollo, P. Cassata, J. Colbert, R. S. Ellis, M. Elvis, M. Giavalisco, W. Green, L. Guzzo, G. Hasinger, O. Ilbert, C. Impey, K. Jahnke, J. Kartaltepe, J.-P. Kneib, J. Koda, A. Koekemoer, Y. Komiyama, A. Leauthaud, O. Lefevre, S. Lilly, C. Liu, R. Massey, S. Miyazaki, T. Murayama, T. Nagao, J. A. Peacock, A. Pickles, C. Porciani, A. Renzini, J. Rhodes, M. Rich, M. Salvato, D. B. Sanders, C. Scarlata, D. Schiminovich, E. Schinnerer, M. Scodreggio, K. Sheth, Y. Shioya, L. A. M. Tasca, J. E. Taylor, L. Yan et G. Zamorani. COSMOS Multi-Wavelength Photometry Catalog (Capak+, 2007). *VizieR Online Data Catalog*, 2284:0–+, mars 2008.
- G. Chabrier. Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function. *PASP*, 115:763–795, juillet 2003.
- G. Chabrier, I. Baraffe, F. Allard et P. Hauschildt. Evolutionary Models for Very Low-Mass Stars and Brown Dwarfs with Dusty Atmospheres. *ApJ*, 542:464–472, octobre 2000.
- S. Charlot et M. Longhetti. Nebular emission from star-forming galaxies. *MNRAS*, 323:887–903, mai 2001.
- A. A. Collister et O. Lahav. ANNz : Estimating Photometric Redshifts Using Artificial Neural Networks. *PASP*, 116:345–351, avril 2004.
- A. Conley, J. Guy, M. Sullivan, N. Regnault, P. Astier, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, D. Hardin, I. M. Hook, D. A. Howell, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. M. Perrett, C. J. Pritchet, J. Rich, V. Ruhlmann-Kleider, D. Balam, S. Baumont, R. S. Ellis, S. Fabbro, H. K. Fakhouri, N. Fourmanoit, S. González-Gaitán, M. L. Graham, M. J. Hudson, E. Hsiao, T. Kronborg, C. Lidman, A. M. Mourao, J. D. Neill, S. Perlmutter, P. Ripoche, N. Suzuki et E. S. Walker. Supernova Constraints and Systematic Uncertainties from the First Three Years of the Supernova Legacy Survey. *ApJS*, 192:1–+, janvier 2011.
- C. J. Conselice, J. A. Blackburne et C. Papovich. The Luminosity, Stellar Mass, and Number Density Evolution of Field Galaxies of Known Morphology from $z = 0.5$ to 3. *ApJ*, 620:564–583, février 2005.
- J. Coupon, O. Ilbert, M. Kilbinger, H. J. McCracken, Y. Mellier, S. Arnouts, E. Bertin, P. Hudelot, M. Schultheis, O. Le Fèvre, V. Le Brun, L. Guzzo, S. Bardelli, E. Zucca, M. Bolzonella, B. Garilli, G. Zamorani, A. Zanichelli, L. Tresse et

- H. Aussel. Photometric redshifts for the CFHTLS T0004 deep and wide fields. *A&A*, 500:981–998, juin 2009.
- G. de Vaucouleurs. Classification and Morphology of External Galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:275–+, 1959.
- Editorial Team, R. Laureijs, J. Amiaux, S. Arduini, J. . Auguères, J. Brinchmann, R. Cole, M. Cropper, C. Dabin, L. Duvet, A. Ealet, B. Garilli, P. Gondoin, L. Guzzo, J. Hoar, H. Hoekstra, R. Holmes, T. Kitching, T. Maciaszek, Y. Mellier, F. Pasian, W. Percival, J. Rhodes, G. Saavedra Criado, M. Sauvage, R. Scaramella, L. Valenziano et S. Warren. Euclid Definition Study Report. *ArXiv e-prints*, octobre 2011.
- A. Einstein. Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig? *Annalen der Physik*, 323:639–641, 1905a.
- A. Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322:132–148, 1905b.
- A. Einstein. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. *Annalen der Physik*, 354:769–822, 1916.
- D. J. Eisenstein, I. Zehavi, D. W. Hogg, R. Scoccimarro, M. R. Blanton, R. C. Nichol, R. Scranton, H.-J. Seo, M. Tegmark, Z. Zheng, S. F. Anderson, J. Annis, N. Bahcall, J. Brinkmann, S. Burles, F. J. Castander, A. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Fukugita, J. A. Frieman, K. Glazebrook, J. E. Gunn, J. S. Hendry, G. Hennessy, Z. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, H. Lin, Y.-S. Loh, R. H. Lupton, B. Margon, T. A. McKay, A. Meiksin, J. A. Munn, A. Pope, M. W. Richmond, D. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, C. Stoughton, M. A. Strauss, M. SubbaRao, A. S. Szalay, I. Szapudi, D. L. Tucker, B. Yanny et D. G. York. Detection of the Baryon Acoustic Peak in the Large-Scale Correlation Function of SDSS Luminous Red Galaxies. *ApJ*, 633:560–574, novembre 2005.
- D. Elbaz, E. Daddi, D. Le Borgne, M. Dickinson, D. M. Alexander, R.-R. Chary, J.-L. Starck, W. N. Brandt, M. Kitzbichler, E. MacDonald, M. Nonino, P. Popesso, D. Stern et E. Vanzella. The reversal of the star formation-density relation in the distant universe. *A&A*, 468:33–48, juin 2007.
- S. M. Faber et R. E. Jackson. Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *ApJ*, 204:668–683, mars 1976.
- H. Flores, F. Hammer, T. X. Thuan, C. Césarsky, F. X. Desert, A. Omont, S. J. Lilly, S. Eales, D. Crampton et O. Le Fèvre. 15 Micron Infrared Space Observatory Observations of the 1415+52 Canada-France Redshift Survey Field : The Cosmic Star Formation Rate as Derived from Deep Ultraviolet, Optical, Mid-Infrared, and Radio Photometry. *ApJ*, 517:148–167, mai 1999.
- A. Fontana, L. Pozzetti, I. Donnarumma, A. Renzini, A. Cimatti, G. Zamorani, N. Menci, E. Daddi, E. Giallongo, M. Mignoli, C. Perna, S. Salimbeni, P. Saracco, T. Broadhurst, S. Cristiani, S. D’Odorico et R. Gilmozzi. The K20 survey. VI. The distribution of the stellar masses in galaxies up to $z \simeq 2$. *A&A*, 424:23–42, septembre 2004.

- W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, R. C. Kennicutt, Jr., H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri et P. B. Stetson. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553: 47–72, mai 2001.
- L. Fu, E. Semboloni, H. Hoekstra, M. Kilbinger, L. van Waerbeke, I. Tereno, Y. Mellier, C. Heymans, J. Coupon, K. Benabed, J. Benjamin, E. Bertin, O. Doré, M. J. Hudson, O. Ilbert, R. Maoli, C. Marmo, H. J. McCracken et B. Ménard. Very weak lensing in the CFHTLS wide : cosmology from cosmic shear in the linear regime. *A&A*, 479:9–25, février 2008.
- J. Gallego, J. Zamorano, A. Aragon-Salamanca et M. Rego. The Current Star Formation Rate of the Local Universe. *ApJ*, 455:L1+, décembre 1995.
- J. P. Gardner, J. C. Mather, M. Clampin, R. Doyon, M. A. Greenhouse, H. B. Hammel, J. B. Hutchings, P. Jakobsen, S. J. Lilly, K. S. Long, J. I. Lunine, M. J. McCaughrean, M. Mountain, J. Nella, G. H. Rieke, M. J. Rieke, H.-W. Rix, E. P. Smith, G. Sonneborn, M. Stiavelli, H. S. Stockman, R. A. Windhorst et G. S. Wright. The James Webb Space Telescope. *Space Sci. Rev.*, 123:485–606, avril 2006.
- B. Garilli, M. Fumana, P. Franzetti, L. Paioro, M. Scodreggio, O. Le Fèvre, S. Paltani et R. Scaramella. EZ : A Tool For Automatic Redshift Measurement. *PASP*, 122:827–838, juillet 2010.
- J. E. Geach, A. Cimatti, W. Percival, Y. Wang, L. Guzzo, G. Zamorani, P. Rosati, L. Pozzetti, A. Orsi, C. M. Baugh, C. G. Lacey, B. Garilli, P. Franzetti, J. R. Walsh et M. Kümmel. Empirical H α emitter count predictions for dark energy surveys. *MNRAS*, 402:1330–1338, février 2010.
- J. E. Geach, I. Smail, P. N. Best, J. Kurk, M. Casali, R. J. Ivison et K. Coppin. HiZELS : a high-redshift survey of H α emitters - I. The cosmic star formation rate and clustering at $z = 2.23$. *MNRAS*, 388:1473–1486, août 2008.
- D. G. Gilbank, I. K. Baldry, M. L. Balogh, K. Glazebrook et R. G. Bower. The local star formation rate density : assessing calibrations using [OII], H and UV luminosities. *MNRAS*, 405:2594–2614, juillet 2010.
- B. R. Granett, L. Guzzo, J. Coupon, S. Arnouts, P. Hudelot, O. Ilbert, H. J. McCracken, Y. Mellier, C. Adami, J. Bel, M. Bolzonella, D. Bottini, A. Cappi, O. Cucciati, S. de la Torre, P. Franzetti, A. Fritz, B. Garilli, A. Iovino, J. Krywult, V. Le Brun, O. Le Fevre, D. Maccagni, K. Malek, F. Marulli, B. Meneux, L. Paioro, M. Polletta, A. Pollo, M. Scodreggio, H. Schlegelhauser, L. Tasca, R. Tojeiro, D. Vergani et A. Zanichelli. The power spectrum from the angular distribution of galaxies in the CFHTLS-Wide fields at redshift ~ 0.7 . *MNRAS*, 421:251–261, mars 2012.
- R. G. Gratton et P. S. Osmer. The Detection Probability for Emission Line Objects in Slitless Spectrum Surveys. *PASP*, 99:899, août 1987.
- L. Guzzo, M. Pierleoni, B. Meneux, E. Branchini, O. Le Fèvre, C. Marinoni, B. Garilli, J. Blaizot, G. De Lucia, A. Pollo, H. J. McCracken, D. Bottini, V. Le Brun,

- D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, L. Tresse, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, S. Arnouts, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Bongiorno, A. Cappi, S. Charlot, P. Ciliegi, T. Contini, O. Cucciati, S. de la Torre, K. Dolag, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, O. Ilbert, A. Iovino, F. Lamareille, B. Marano, A. Mazure, P. Memeo, R. Merighi, L. Moscardini, S. Paltani, R. Pellò, E. Perez-Montero, L. Pozzetti, M. Radovich, D. Vergani, G. Zamorani et E. Zucca. A test of the nature of cosmic acceleration using galaxy redshift distortions. *Nature*, 451:541–544, janvier 2008.
- H. Hirashita, V. Buat et A. K. Inoue. Star formation rate in galaxies from UV, IR, and H α estimators. *A&A*, 410:83–100, octobre 2003.
- A. M. Hopkins et J. F. Beacom. On the Normalization of the Cosmic Star Formation History. *ApJ*, 651:142–154, novembre 2006.
- K. Horne. An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy. *PASP*, 98:609–617, juin 1986.
- W. Hu, M. Fukugita, M. Zaldarriaga et M. Tegmark. Cosmic Microwave Background Observables and Their Cosmological Implications. *ApJ*, 549:669–680, mars 2001.
- E. P. Hubble. Extragalactic nebulae. *ApJ*, 64:321–369, décembre 1926.
- O. Ilbert, S. Arnouts, H. J. McCracken, M. Bolzonella, E. Bertin, O. Le Fèvre, Y. Mellier, G. Zamorani, R. Pellò, A. Iovino, L. Tresse, V. Le Brun, D. Bottini, B. Garilli, D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, S. Bardelli, A. Cappi, S. Charlot, P. Ciliegi, T. Contini, O. Cucciati, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, B. Marano, C. Marinoni, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, A. Pollo, L. Pozzetti, M. Radovich, E. Zucca, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, S. de La Torre, L. Gregorini, F. Lamareille, G. Mathez, P. Merluzzi, V. Ripepi, D. Rizzo et D. Vergani. Accurate photometric redshifts for the CFHT legacy survey calibrated using the VIMOS VLT deep survey. *A&A*, 457:841–856, octobre 2006.
- O. Ilbert, P. Capak, M. Salvato, H. Aussel, H. J. McCracken, D. B. Sanders, N. Scoville, J. Kartaltepe, S. Arnouts, E. Le Floc’h, B. Mobasher, Y. Taniguchi, F. Lamareille, A. Leauthaud, S. Sasaki, D. Thompson, M. Zamojski, G. Zamorani, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Bongiorno, M. Brusa, K. I. Caputi, C. M. Carollo, T. Contini, R. Cook, G. Coppa, O. Cucciati, S. de la Torre, L. de Ravel, P. Franzetti, B. Garilli, G. Hasinger, A. Iovino, P. Kampczyk, J.-P. Kneib, C. Knobel, K. Kovac, J. F. Le Borgne, V. Le Brun, O. L. Fèvre, S. Lilly, D. Looper, C. Maier, V. Mainieri, Y. Mellier, M. Mignoli, T. Murayama, R. Pellò, Y. Peng, E. Pérez-Montero, A. Renzini, E. Ricciardelli, D. Schiminovich, M. Scodreggio, Y. Shioya, J. Silverman, J. Surace, M. Tanaka, L. Tasca, L. Tresse, D. Vergani et E. Zucca. Cosmos Photometric Redshifts with 30-Bands for 2 *deg*². *ApJ*, 690:1236–1249, janvier 2009.
- O. Ilbert, M. Salvato, E. Le Floc’h, H. Aussel, P. Capak, H. J. McCracken, B. Mobasher, J. Kartaltepe, N. Scoville, D. B. Sanders, S. Arnouts, K. Bundy, P. Cassata,

- J.-P. Kneib, A. Koekemoer, O. Le Fèvre, S. Lilly, J. Surace, Y. Taniguchi, L. Tasca, D. Thompson, L. Tresse, M. Zamojski, G. Zamorani et E. Zucca. Galaxy Stellar Mass Assembly Between $0.2 < z < 2$ from the S-COSMOS Survey. *ApJ*, 709: 644–663, février 2010.
- O. Ilbert, L. Tresse, E. Zucca, S. Bardelli, S. Arnouts, G. Zamorani, L. Pozzetti, D. Bottini, B. Garilli, V. Le Brun, O. Le Fèvre, D. Maccagni, J.-P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, G. Vettolani, A. Zanichelli, C. Adami, M. Arnaboldi, M. Bolzonella, A. Cappi, S. Charlot, T. Contini, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, A. Iovino, H. J. McCracken, B. Marano, C. Marinoni, G. Mathez, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, R. Pello, A. Pollo, M. Radovich, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, P. Ciliegi, F. Lamareille, Y. Mellier, P. Merluzzi, V. Rippepi et D. Rizzo. The VIMOS-VLT deep survey. Evolution of the galaxy luminosity function up to $z = 2$ in first epoch data. *A&A*, 439:863–876, septembre 2005.
- Z. Ivezić, T. Axelrod, W. N. Brandt, D. L. Burke, C. F. Claver, A. Connolly, K. H. Cook, P. Gee, D. K. Gilmore, S. H. Jacoby, R. L. Jones, S. M. Kahn, J. P. Kantor, V. v. Krabbandam, R. H. Lupton, D. G. Monet, P. A. Pinto, A. Saha, T. L. Schalk, D. P. Schneider, M. A. Strauss, C. W. Stubbs, D. Sweeney, A. Szalay, J. J. Thaler et J. A. Tyson. Large Synoptic Survey Telescope : From Science Drivers To Reference Design. *Serbian Astronomical Journal*, 176:1–13, juin 2008.
- S. Jouvel, J.-P. Kneib, G. Bernstein, O. Ilbert, P. Jelinsky, B. Milliard, A. Ealet, C. Schimd, T. Dahlen et S. Arnouts. Designing future dark energy space missions. II. Photometric redshift of space weak lensing optimized surveys. *A&A*, 532:A25+, août 2011.
- S. Jouvel, J.-P. Kneib, O. Ilbert, G. Bernstein, S. Arnouts, T. Dahlen, A. Ealet, B. Milliard, H. Aussel, P. Capak, A. Koekemoer, V. Le Brun, H. McCracken, M. Salvato et N. Scoville. Designing future dark energy space missions. I. Building realistic galaxy spectro-photometric catalogs and their first applications. *A&A*, 504:359–371, septembre 2009.
- E. Jullo, P. Natarajan, J.-P. Kneib, A. D’Aloisio, M. Limousin, J. Richard et C. Schimd. Cosmological Constraints from Strong Gravitational Lensing in Clusters of Galaxies. *Science*, 329:924–927, août 2010.
- J. S. Kartaltepe, D. B. Sanders et COSMOS Team. Spectroscopic Survey of COSMOS (U)LIRGs. Dans *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 2144 de *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, pages 406.01–+, mai 2009.
- S. A. Kassin, B. J. Weiner, S. M. Faber, D. C. Koo, J. M. Lotz, J. Diemand, J. J. Harker, K. Bundy, A. J. Metevier, A. C. Phillips, M. C. Cooper, D. J. Croton, N. Konidaris, K. G. Noeske et C. N. A. Willmer. The Stellar Mass Tully-Fisher Relation to $z = 1.2$ from AEGIS. *ApJ*, 660:L35–L38, mai 2007.
- R. C. Kennicutt, Jr. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *ARA&A*, 36:189–232, 1998.

- L. J. Kewley et M. A. Dopita. Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies. *ApJS*, 142:35–52, septembre 2002.
- L. J. Kewley, M. J. Geller et R. A. Jansen. [O II] as a Star Formation Rate Indicator. *AJ*, 127:2002–2030, avril 2004.
- L. J. Kewley, M. J. Geller et R. A. Jansen. Emission Line Diagnostics of Star Formation : Nearby and at High Redshift. Dans C. C. Popescu & R. J. Tuffs, éditeur, *The Spectral Energy Distributions of Gas-Rich Galaxies : Confronting Models with Data*, volume 761 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 59–68, avril 2005.
- J.-P. Kneib. *Arcs multiples et arcrlets comme diagnostic de la distribution de matière dans les amas de galaxies*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, 1993.
- E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192:18, février 2011a.
- E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, B. Gold, G. Hinshaw, N. Jarosik, D. Larson, M. R. Nolta, L. Page, D. N. Spergel, M. Halpern, R. S. Hill, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *ApJS*, 192:18–+, février 2011b.
- X. Kong, S. Charlot, J. Brinchmann et S. M. Fall. Star formation history and dust content of galaxies drawn from ultraviolet surveys. *MNRAS*, 349:769–778, avril 2004.
- L. V. E. Koopmans, T. Treu, C. D. Fassnacht, R. D. Blandford et G. Surpi. The Hubble Constant from the Gravitational Lens B1608+656. *ApJ*, 599:70–85, décembre 2003.
- M. Kümmel, H. Kuntschner et J. Walsh. Simulating Slitless Spectroscopic Images with aXeSIM. *Space Telescope European Coordinating Facility Newsletter*, 43:8–+, décembre 2007.
- M. Kümmel, J. R. Walsh, N. Pirzkal, H. Kuntschner et A. Pasquali. The Slitless Spectroscopy Data Extraction Software. *PASP*, 121:59–72, janvier 2009.
- H. Kuntschner, M. Kümmel, J. R. Walsh et H. Bushouse. Revised Flux Calibration of the WFC3 G102 and G141 grisms. Rapport technique, janvier 2011.
- F. Lamareille, T. Contini, J.-F. Le Borgne, J. Brinchmann, S. Charlot et J. Richard. Spectrophotometric properties of galaxies at intermediate redshifts ($z \sim 0.2-1.0$). I. Sample description, photometric properties and spectral measurements. *A&A*, 448:893–906, mars 2006.

- D. Larson, J. Dunkley, G. Hinshaw, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, B. Gold, M. Halpern, R. S. Hill, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, N. Odegard, L. Page, K. M. Smith, D. N. Spergel, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Power Spectra and WMAP-derived Parameters. *ApJS*, 192:16, février 2011.
- A. Lawrence, S. J. Warren, O. Almaini, A. C. Edge, N. C. Hambly, R. F. Jameson, P. Lucas, M. Casali, A. Adamson, S. Dye, J. P. Emerson, S. Foucaud, P. Hewett, P. Hirst, S. T. Hodgkin, M. J. Irwin, N. Lodieu, R. G. McMahon, C. Simpson, I. Smail, D. Mortlock et M. Folger. The UKIRT Infrared Deep Sky Survey (UKIDSS). *MNRAS*, 379:1599–1617, août 2007.
- O. Le Fèvre, G. Vettolani, B. Garilli, L. Tresse, D. Bottini, V. Le Brun, D. Maccagni, J. P. Picat, R. Scaramella, M. Scodreggio, A. Zanichelli, C. Adami, M. Arnaboldi, S. Arnouts, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Cappi, S. Charlot, P. Ciliegi, T. Contini, S. Foucaud, P. Franzetti, I. Gavignaud, L. Guzzo, O. Ilbert, A. Iovino, H. J. McCracken, B. Marano, C. Marinoni, G. Mathez, A. Mazure, B. Meneux, R. Merighi, S. Paltani, R. Pellò, A. Pollo, L. Pozzetti, M. Radovich, G. Zamorani, E. Zucca, M. Bondi, A. Bongiorno, G. Busarello, F. Lamareille, Y. Mellier, P. Merluzzi, V. Ripepi et D. Rizzo. The VIMOS VLT deep survey. First epoch VVDS-deep survey : 11 564 spectra with $17.5 < I_{AB} < 24$, and the redshift distribution over $0 < z < 5$. *A&A*, 439:845–862, septembre 2005.
- A. Leauthaud, R. Massey, J.-P. Kneib, J. Rhodes, D. E. Johnston, P. Capak, C. Heymans, R. S. Ellis, A. M. Koekemoer, O. Le Fèvre, Y. Mellier, A. Réfrégier, A. C. Robin, N. Scoville, L. Tasca, J. E. Taylor et L. Van Waerbeke. Weak Gravitational Lensing with COSMOS : Galaxy Selection and Shape Measurements. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172:219–238, septembre 2007.
- C. Leinert, P. Ábrahám, J. Acosta-Pulido, D. Lemke et R. Siebenmorgen. Mid-infrared spectrum of the zodiacal light observed with ISOPHOT. *A&A*, 393:1073–1079, octobre 2002.
- C. Leinert, S. Bowyer, L. K. Haikala, M. S. Hanner, M. G. Hauser, A.-C. Levasseur-Regourd, I. Mann, K. Mattila, W. T. Reach, W. Schlosser, H. J. Staude, G. N. Toller, J. L. Weiland, J. L. Weinberg et A. N. Witt. The 1997 reference of diffuse night sky brightness. *A&AS*, 127:1–99, janvier 1998.
- S. J. Lilly, V. Le Brun, C. Maier, V. Mainieri, M. Mignoli, M. Scodreggio, G. Zamorani, M. Carollo, T. Contini, J.-P. Kneib, O. Le Fèvre, A. Renzini, S. Bardelli, M. Bolzonella, A. Bongiorno, K. Caputi, G. Coppa, O. Cucciati, S. de la Torre, L. de Ravel, P. Franzetti, B. Garilli, A. Iovino, P. Kampczyk, K. Kovac, C. Knobel, F. Lamareille, J.-F. Le Borgne, R. Pello, Y. Peng, E. Perez-Montero, E. Ricciardelli, J. D. Silverman, M. Tanaka, L. Tasca, L. Tresse, D. Vergani, E. Zucca, O. Ilbert, M. Salvato, P. Oesch, U. Abbas, D. Bottini, P. Capak, A. Cappi, P. Cassata, A. Cimatti, M. Elvis, M. Fumana, L. Guzzo, G. Hasinger, A. Koekemoer, A. Leauthaud, D. Maccagni, C. Marinoni, H. McCracken, P. Memeo, B. Meneux, C. Porciani, L. Pozzetti, D. Sanders, R. Scaramella, C. Scarlata, N. Scoville, P. Shopbell

- et Y. Taniguchi. The zCOSMOS 10k-bright spectroscopic sample (Lilly+, 2009). *VizieR Online Data Catalog*, 218:40218–+, février 2010.
- C. Ly, M. A. Malkan, N. Kashikawa, K. Shimasaku, M. Doi, T. Nagao, M. Iye, T. Kodama, T. Morokuma et K. Motohara. The Luminosity Function and Star Formation Rate between Redshifts of 0.07 and 1.47 for Narrowband Emitters in the Subaru Deep Field. *ApJ*, 657:738–759, mars 2007.
- R. Lynds et V. Petrosian. Giant Luminous Arcs in Galaxy Clusters. Dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 18 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 1014–+, septembre 1986.
- P. Madau, H. C. Ferguson, M. E. Dickinson, M. Giavalisco, C. C. Steidel et A. Fruchter. High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field : colour selection and star formation history to $z \sim 4$. *MNRAS*, 283:1388–1404, décembre 1996.
- E. Magnier. Calibration of the Pan-STARRS 3π Survey. Dans C. Sterken, éditeur, *The Future of Photometric, Spectrophotometric and Polarimetric Standardization*, volume 364 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 153–+, avril 2007.
- M. Malkan. Infrared Survey of Star Formation Across Cosmic Time. Dans *HST Proposal*, page 11696, juillet 2008.
- F. Mannucci, G. Cresci, R. Maiolino, A. Marconi et A. Gnerucci. A fundamental relation between mass, star formation rate and metallicity in local and high-redshift galaxies. *MNRAS*, 408:2115–2127, novembre 2010.
- M. Mouhcine, I. Lewis, B. Jones, F. Lamareille, S. J. Maddox et T. Contini. The $[\text{OII}]\lambda 3727/\text{H}\alpha$ ratio of emission-line galaxies in the 2dF Galaxy Redshift Survey. *MNRAS*, 362:1143–1156, octobre 2005.
- J. Moustakas, R. C. Kennicutt, Jr. et C. A. Tremonti. Optical Star Formation Rate Indicators. *ApJ*, 642:775–796, mai 2006.
- K. G. Noeske, S. M. Faber, B. J. Weiner, D. C. Koo, J. R. Primack, A. Dekel, C. Papovich, C. J. Conselice, E. Le Floch, G. H. Rieke, A. L. Coil, J. M. Lotz, R. S. Somerville et K. Bundy. Star Formation in AEGIS Field Galaxies since $z=1.1$: Staged Galaxy Formation and a Model of Mass-dependent Gas Exhaustion. *ApJ*, 660:L47–L50, mai 2007a.
- K. G. Noeske, B. J. Weiner, S. M. Faber, C. Papovich, D. C. Koo, R. S. Somerville, K. Bundy, C. J. Conselice, J. A. Newman, D. Schiminovich, E. Le Floch, A. L. Coil, G. H. Rieke, J. M. Lotz, J. R. Primack, P. Barmby, M. C. Cooper, M. Davis, R. S. Ellis, G. G. Fazio, P. Guhathakurta, J. Huang, S. A. Kassin, D. C. Martin, A. C. Phillips, R. M. Rich, T. A. Small, C. N. A. Willmer et G. Wilson. Star Formation in AEGIS Field Galaxies since $z=1.1$: The Dominance of Gradually Declining Star Formation, and the Main Sequence of Star-forming Galaxies. *ApJ*, 660:L43–L46, mai 2007b.
- J. B. Oke et A. Sandage. Energy Distributions, K Corrections, and the Stebbins-Whitford Effect for Giant Elliptical Galaxies. *ApJ*, 154:21–+, octobre 1968.

- J. A. Peacock, S. Cole, P. Norberg, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. D. Cannon, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, K. Deeley, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, W. J. Percival, B. A. Peterson, I. Price, W. Sutherland et K. Taylor. A measurement of the cosmological mass density from clustering in the 2dF Galaxy Redshift Survey. *Nature*, 410:169–173, mars 2001.
- J. A. Peacock, P. Schneider, G. Efstathiou, J. R. Ellis, B. Leibundgut, S. J. Lilly et Y. Mellier. ESA-ESO Working Group on "Fundamental Cosmology". Rapport technique, octobre 2006.
- P. J. Peebles et B. Ratra. The cosmological constant and dark energy. *Reviews of Modern Physics*, 75:559–606, avril 2003.
- W. J. Percival, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, S. Cole, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, S. Moody, P. Norberg, J. A. Peacock, B. A. Peterson, W. Sutherland et K. Taylor. The 2dF Galaxy Redshift Survey : the power spectrum and the matter content of the Universe. *MNRAS*, 327:1297–1306, novembre 2001.
- S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch et The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517:565–586, juin 1999.
- M. Pierre, I. Valtchanov, B. Altieri, S. Andreon, M. Bolzonella, M. Bremer, L. Disseau, S. Dos Santos, P. Gandhi, C. Jean, F. Pacaud, A. Read, A. Refregier, J. Willis, C. Adami, D. Alloin, M. Birkinshaw, L. Chiappetti, A. Cohen, A. Detal, P.-A. Duc, E. Gosset, J. Hjorth, L. Jones, O. Le Fèvre, C. Lonsdale, D. Maccagni, A. Mazure, B. McBreen, H. McCracken, Y. Mellier, T. Ponman, H. Quintana, H. Rottgering, A. Smette, J. Surdej, J.-L. Starck, L. Vigroux et S. White. The XMM-LSS survey. Survey design and first results. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 9:11, septembre 2004.
- M. Polletta, M. Tajer, L. Maraschi, G. Trinchieri, C. J. Lonsdale, L. Chiappetti, S. Andreon, M. Pierre, O. Le Fèvre, G. Zamorani, D. Maccagni, O. Garcet, J. Surdej, A. Franceschini, D. Alloin, D. L. Shupe, J. A. Surace, F. Fang, M. Rowan-Robinson, H. E. Smith et L. Tresse. Spectral Energy Distributions of Hard X-Ray Selected Active Galactic Nuclei in the XMM-Newton Medium Deep Survey. *ApJ*, 663:81–102, juillet 2007.
- M. L. Prevot, J. Lequeux, L. Prevot, E. Maurice et B. Rocca-Volmerange. The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud. *A&A*, 132:389–392, mars 1984.

- D. Rapetti, S. W. Allen, A. Mantz et H. Ebeling. Constraints on modified gravity from the observed X-ray luminosity function of galaxy clusters. *MNRAS*, 400: 699–704, décembre 2009.
- A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff et J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116:1009–1038, septembre 1998.
- D. Rosa-González, E. Terlevich et R. Terlevich. An empirical calibration of star formation rate estimators. *MNRAS*, 332:283–295, mai 2002.
- M. Salvato, G. Hasinger, O. Ilbert, G. Zamorani, M. Brusa, N. Z. Scoville, A. Rau, P. Capak, S. Arnouts, H. Aussel, M. Bolzonella, A. Buongiorno, N. Cappelluti, K. Caputi, F. Civano, R. Cook, M. Elvis, R. Gilli, K. Jahnke, J. S. Kartaltepe, C. D. Impey, F. Lamareille, E. Le Floc'h, S. Lilly, V. Mainieri, P. McCarthy, H. McCracken, M. Mignoli, B. Mobasher, T. Murayama, S. Sasaki, D. B. Sanders, D. Schiminovich, Y. Shioya, P. Shopbell, J. Silverman, V. Smolčić, J. Surace, Y. Taniguchi, D. Thompson, J. R. Trump, M. Urry et M. Zamojski. Photometric Redshift and Classification for the XMM-COSMOS Sources. *ApJ*, 690:1250–1263, janvier 2009.
- A. Sandage, G. A. Tammann, A. Saha, B. Reindl, F. D. Macchetto et N. Panagia. The Hubble Constant : A Summary of the Hubble Space Telescope Program for the Luminosity Calibration of Type Ia Supernovae by Means of Cepheids. *ApJ*, 653:843–860, décembre 2006.
- K. Schawinski, M. Urry, E. Treister, B. Simmons, P. Natarajan et E. Glikman. Evidence for Three Accreting Black Holes in a Galaxy at $z \sim 1.35$: A Snapshot of Recently Formed Black Hole Seeds ? *ApJ*, 743:L37, décembre 2011.
- P. Schechter. An analytic expression for the luminosity function for galaxies. *ApJ*, 203:297–306, janvier 1976.
- D. Schlegel, F. Abdalla, T. Abraham, C. Ahn, C. Allende Prieto, J. Annis, E. Aubourg, M. Azzaro, S. B. C. Baltay, C. Baugh, C. Bebek, S. Becerril, M. Blanton, A. Bolton, B. Bromley, R. Cahn, P. . Carton, J. L. Cervantes-Cota, Y. Chu, M. Cortes, K. Dawson, A. Dey, M. Dickinson, H. T. Diehl, P. Doel, A. Ealet, J. Edelman, D. Eppelle, S. Escoffier, A. Evrard, L. Faccioli, C. Frenk, M. Geha, D. Gerdes, P. Gondolo, A. Gonzalez-Arroyo, B. Grossan, T. Heckman, H. Heetderks, S. Ho, K. Honscheid, D. Huterer, O. Ilbert, I. Ivans, P. Jelinsky, Y. Jing, D. Joyce, R. Kennedy, S. Kent, D. Kieda, A. Kim, C. Kim, J. . Kneib, X. Kong, A. Kosowsky, K. Krishnan, O. Lahav, M. Lampton, S. LeBohec, V. Le Brun, M. Levi, C. Li, M. Liang, H. Lim, W. Lin, E. Linder, W. Lorenzon, A. de la Macorra, C. Magneville, R. Malina, C. Marinoni, V. Martinez, S. Majewski, T. Matheson, R. McCloskey, P. McDonald, T. McKay, J. McMahon, B. Menard, J. Miralda-Escude, M. Modjaz, A. Montero-Dorta, I. Morales, N. Mostek, J. Newman, R. Nichol, P. Nugent, K. Olsen, N. Padmanabhan, N. Palanque-Delabrouille, I. Park,

- J. Peacock, W. Percival, S. Perlmutter, C. Peroux, P. Petitjean, F. Prada, E. Prieto, J. Prochaska, K. Reil, C. Rockosi, N. Roe, E. Rollinde, A. Roodman, N. Ross, G. Rudnick, V. Ruhlmann-Kleider, J. Sanchez, D. Sawyer, C. Schimd, M. Schubnell, R. Scoccimaro, U. Seljak, H. Seo, E. Sheldon, M. Sholl, R. Shulte-Ladbeck, A. Slosar, D. S. Smith, G. Smoot, W. Springer, A. Stril, A. S. Szalay, C. Tao, G. Tarle, E. Taylor, A. Tilquin, J. Tinker, F. Valdes, J. Wang, T. Wang, B. A. Weaver, D. Weinberg, M. White, M. Wood-Vasey, J. Yang, X. Y. C. Yeche, N. Zakamska, A. Zentner, C. Zhai et P. Zhang. The BigBOSS Experiment. *ArXiv e-prints*, juin 2011.
- D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner et M. Davis. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *ApJ*, 500:525–+, juin 1998.
- N. Scoville, R. G. Abraham, H. Aussel, J. E. Barnes, A. Benson, A. W. Blain, D. Calzetti, A. Comastri, P. Capak, C. Carilli, J. E. Carlstrom, C. M. Carollo, J. Colbert, E. Daddi, R. S. Ellis, M. Elvis, S. P. Ewald, M. Fall, A. Franceschini, M. Giavalisco, W. Green, R. E. Griffiths, L. Guzzo, G. Hasinger, C. Impey, J.-P. Kneib, J. Koda, A. Koekemoer, O. Lefevre, S. Lilly, C. T. Liu, H. J. McCracken, R. Massey, Y. Mellier, S. Miyazaki, B. Mobasher, J. Mould, C. Norman, A. Refregier, A. Renzini, J. Rhodes, M. Rich, D. B. Sanders, D. Schiminovich, E. Schinnerer, M. Scodreggio, K. Sheth, P. L. Shopbell, Y. Taniguchi, N. D. Tyson, C. M. Urry, L. Van Waerbeke, P. Vettolani, S. D. M. White et L. Yan. COSMOS : Hubble Space Telescope Observations. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172: 38–45, septembre 2007.
- H. Shapley et J. S. Paraskevopoulos. Galactic and Extragalactic Studies, III. Photographs of Thirty Southern Nebulae and Clusters. *Proceedings of the National Academy of Science*, 26:31–36, janvier 1940.
- Y. Shioya, Y. Taniguchi, S. S. Sasaki, T. Nagao, T. Murayama, M. I. Takahashi, M. Ajiki, Y. Ideue, S. Mihara, A. Nakajima, N. Z. Scoville, B. Mobasher, H. Aussel, M. Giavalisco, L. Guzzo, G. Hasinger, C. Impey, O. Le Fèvre, S. Lilly, A. Renzini, M. Rich, D. B. Sanders, E. Schinnerer, P. Shopbell, A. Leauthaud, J.-P. Kneib, J. Rhodes et R. Massey. The H α Luminosity Function and Star Formation Rate at $z \sim 0.24$ in the COSMOS 2 Square Degree Field. *ApJS*, 175:128–137, mars 2008.
- G. F. Smoot, C. L. Bennett, A. Kogut, E. L. Wright, J. Aymon, N. W. Boggess, E. S. Cheng, G. de Amici, S. Gulkis, M. G. Hauser, G. Hinshaw, P. D. Jackson, M. Janssen, E. Kaita, T. Kelsall, P. Keegstra, C. Lineweaver, K. Loewenstein, P. Lubin, J. Mather, S. S. Meyer, S. H. Moseley, T. Murdock, L. Rokke, R. F. Silverberg, L. Tenorio, R. Weiss et D. T. Wilkinson. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *ApJ*, 396:L1–L5, septembre 1992.
- G. Soucaïl, Y. Mellier, B. Fort, G. Mathez et M. Cailloux. Discovery of the first gravitational Einstein ring - The luminous arc in Abell 370. *The Messenger*, 50: 5–+, décembre 1987.
- D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R. Nolta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page,

- G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack et E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters. *ApJS*, 148:175–194, septembre 2003.
- C. C. Steidel, K. L. Adelberger, M. Giavalisco, M. Dickinson et M. Pettini. Lyman-Break Galaxies at $z > \sim 4$ and the Evolution of the Ultraviolet Luminosity Density at High Redshift. *ApJ*, 519:1–17, juillet 1999.
- M. Sullivan, D. Le Borgne, C. J. Pritchett, A. Hodsman, J. D. Neill, D. A. Howell, R. G. Carlberg, P. Astier, E. Aubourg, D. Balam, S. Basa, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, J. Guy, I. Hook, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. Perrett, N. Regnault, J. Rich, R. Taillet, S. Baumont, J. Bronder, R. S. Ellis, M. Filiol, V. Lusser, S. Perlmutter, P. Ripoche et C. Tao. Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies. *ApJ*, 648:868–883, septembre 2006.
- N. Suzuki, G. Aldering, R. Amanullah, K. Barbary, L. Barrientos, M. Brodwin, N. Connolly, K. Dawson, S. Deustua, A. Dey, M. Doi, M. Donahue, P. Eisenhardt, E. Ellingson, L. Faccioli, V. Fadeyev, H. Fakhouri, A. Fruchter, D. Gilbank, M. Gladders, G. Goldhaber, A. Gonzalez, A. Goobar, A. Gude, J. Hennawi, H. Hoekstra, E. Hsiao, X. Huang, B. Jannuzi, J. M. Jee, B. Koester, M. Kowalski, C. Lidman, E. V. Linder, L. Lubin, J. Meyers, T. Morokuma, S. Perlmutter, M. Postman, J. Rhodes, P. Rosati, P. Ripoche, D. Rubin, E. Rykoff, D. J. Schlegel, A. L. Spadafora, S. A. Stanford, D. Stern, N. Yasuda et S. Cosmology Project. Cosmology from the HST Cluster Supernova Survey. Dans *American Astronomical Society Meeting Abstracts 217*, volume 43 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 249.09, janvier 2011.
- M. I. Takahashi, Y. Shioya, Y. Taniguchi, T. Murayama, M. Ajiki, S. S. Sasaki, O. Koizumi, T. Nagao, N. Z. Scoville, B. Mobasher, H. Aussel, P. Capak, C. Carilli, R. S. Ellis, B. Garilli, M. Giavalisco, L. Guzzo, G. Hasinger, C. Impey, M. G. Kitzbichler, A. Koekemoer, O. Le Fèvre, S. J. Lilly, D. Maccagni, A. Renzini, M. Rich, D. B. Sanders, E. Schinnerer, M. Scodreggio, P. Shopbell, V. Smolčić, S. Tribiano, Y. Ideue et S. Mihara. The [O II] $\lambda 3727$ Luminosity Function and Star Formation Rate at $z \sim 1.2$ in the COSMOS 2 Square Degree Field and the Subaru Deep Field. *ApJS*, 172:456–467, septembre 2007.
- B. M. Tinsley et L. Danly. On the density of star formation in the universe. *ApJ*, 242:435–442, décembre 1980.
- C. A. Tremonti, T. M. Heckman, G. Kauffmann, J. Brinchmann, S. Charlot, S. D. M. White, M. Seibert, E. W. Peng, D. J. Schlegel, A. Uomoto, M. Fukugita et J. Brinkmann. The Origin of the Mass-Metallicity Relation : Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. *ApJ*, 613:898–913, octobre 2004.
- R. B. Tully et J. R. Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *A&A*, 54:661–673, février 1977.

- F. van Leeuwen, M. W. Feast, P. A. Whitelock et C. D. Laney. Cepheid parallaxes and the Hubble constant. *MNRAS*, 379:723–737, août 2007.
- E. Vanzella, S. Cristiani, A. Fontana, M. Nonino, S. Arnouts, E. Giallongo, A. Grazian, G. Fasano, P. Popesso, P. Saracco et S. Zaggia. Photometric redshifts with the Multilayer Perceptron Neural Network : Application to the HDF-S and SDSS. *A&A*, 423:761–776, août 2004.
- L. Verde, A. F. Heavens, W. J. Percival, S. Matarrese, C. M. Baugh, J. Bland-Hawthorn, T. Bridges, R. Cannon, S. Cole, M. Colless, C. Collins, W. Couch, G. Dalton, R. De Propris, S. P. Driver, G. Efstathiou, R. S. Ellis, C. S. Frenk, K. Glazebrook, C. Jackson, O. Lahav, I. Lewis, S. Lumsden, S. Maddox, D. Madgwick, P. Norberg, J. A. Peacock, B. A. Peterson, W. Sutherland et K. Taylor. The 2dF Galaxy Redshift Survey : the bias of galaxies and the density of the Universe. *MNRAS*, 335:432–440, septembre 2002.
- M. A. W. Verheijen. The Ursa Major Cluster of Galaxies. V. H I Rotation Curve Shapes and the Tully-Fisher Relations. *ApJ*, 563:694–715, décembre 2001.
- C. Vuissoz, F. Courbin, D. Sluse, G. Meylan, V. Chantry, E. Eulaers, C. Morgan, M. E. Eyler, C. S. Kochanek, J. Coles, P. Saha, P. Magain et E. E. Falco. COSMOGRAIL : the COSmological MONitoring of GRAVItational Lenses. VII. Time delays and the Hubble constant from WFI J2033-4723. *A&A*, 488:481–490, septembre 2008.
- D. Walsh, R. F. Carswell et R. J. Weymann. 0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens. *Nature*, 279:381–384, mai 1979.
- B. Wang et T. M. Heckman. Internal Absorption and the Luminosity of Disk Galaxies. *ApJ*, 457:645, février 1996.
- W. Wang, X.-W. Liu, Y. Zhang et M. J. Barlow. A reexamination of electron density diagnostics for ionized gaseous nebulae. *A&A*, 427:873–886, décembre 2004.
- L. Yan, P. J. McCarthy, W. Freudling, H. I. Teplitz, E. M. Malumuth, R. J. Weymann et M. A. Malkan. The H α Luminosity Function and Global Star Formation Rate from Redshifts of 1-2. *ApJ*, 519:L47–L50, juillet 1999.
- G. Zhu, J. Moustakas et M. R. Blanton. The [O II] λ 3727 Luminosity Function at $z \sim 1$. *ApJ*, 701:86–93, août 2009.

Table des figures

1	Distribution masse - énergie dans l'univers	11
1.1	Les distances en cosmologie	20
1.2	Abondances des composantes cosmologiques de l'univers en fonction du redshift	22
2.1	Le Big Bang	24
2.2	Spectre de puissance du CMB	27
2.3	Diagramme de Hubble des SNIa	29
2.4	Spectres de puissance de la matière	32
3.1	L'opacité de l'atmosphère	36
3.2	Schéma de principe d'un télescope	37
3.3	PSF : HST VS Herschel	38
3.4	Les aberrations	39
3.5	Les instruments	41
3.6	Classification de Hubble des galaxies locales	42
3.7	Fonction de luminosité	43
3.8	Relations d'échelles	44
3.9	Les traceurs de SFR	45
3.10	Taux de formation d'étoile	47
3.11	Complétude et pureté de la mesure du redshift spectroscopique avec EUCLID	53
4.1	Modèles de SED	63
4.2	Précision des redshifts photométriques	64
4.3	Le Flux des raie d'émission dans le CMC version 1.0	67
4.4	SFR SED VS SFR NUV	68
4.5	Calibration H_α de Argence et Lamareille (2009)	70
4.6	Calibration $[OII](\lambda 3727)$ de Argence et Lamareille (2009)	71
5.1	Calibration de $[OII](\lambda 3727)$ et H_α : meilleur χ^2	78
5.2	LF de $[OII](\lambda 3727)$: meilleur χ^2	79
5.3	LF de H_α : meilleur χ^2	80
5.4	LF de $[OII]$: meilleur calibration	82
5.5	Comptage H_α	83
5.6	Rapports de raies : raies de Balmer	85
5.7	Rapports de raies : partie bleu du spectre	86
5.8	Rapports de raies : partie rouge du spectre	88
5.9	Résumé des calibrations	90
6.1	Spectre du CMC	96

6.2	Calcul du SNR dans la bande HST/WFC3/F110W	97
6.3	Calcul de la magnitude dans la bande EUCLID/NISP/Y	98
6.4	Effet de la variation du fond de ciel et de l'absorption galactique sur un relevé du ciel complet	100
6.5	Densité de galaxies en fonction du redshift	102
6.6	Volume efficace des sondages par intervalle de redshift	103
7.1	Diagramme du principe de la simulation	115
7.2	Diagramme du fonctionnement d'AXESIM	116
7.3	Diagramme du fonctionnement du programme modifié	119
7.4	Fond de ciel et absorption galactique	121
7.5	Illustration de la simulation de PSF double gaussienne	125
7.6	Illustration de la simulation des bruits détecteurs	128
7.7	Diagramme des évolutions prévues du code de simulation pixel	130
8.1	Histogramme du nombre de sources par $arcmin^2$ pour un champ de $200 \times 200 arcmin^2$ dans le CMC	141
8.2	Exemple de simulation d'images en spectroscopie sans fente avec le HST/WFC3/IR	144
8.3	Illustration de la combinaison de deux images avec MULTIDRIZZLE	147
8.4	Illustration de la mesure des raies d'émission 1/4	150
8.5	Illustration de la mesure des raies d'émission 2/4	151
8.6	Illustration de la mesure des raies d'émission 3/4	152
8.7	Illustration de la mesure des raies d'émission 4/4	153
8.8	Distributions des flux des raies d'émission dans WISP et dans la si- mulation	156
8.9	Distribution des flux des raies d'émission dans WISP et dans 20 si- mulations	158
8.10	Distribution des galaxies en fonction du redshift	160
9.1	Distribution des flux H_α dans le CMC pour les bandes bleu et rouge du spectro d'EUCLID	171
9.2	Transmission et sensibilité de l'optique d'EUCLID	172
9.3	$EE50$ et $EE80$ produits à partir de (σ_1, σ_2, c)	174
9.4	Énergie encerclée en fonction du rayon 1/3	178
9.5	Énergie encerclée en fonction du rayon 2/3	179
9.6	Énergie encerclée en fonction du rayon 3/3	180
9.7	Performances dans le plan $(EE50, EE80)$ pour le grism bleu	183
9.8	Performances dans le plan $(EE50, EE80)$ pour le grism rouge	184
10.1	Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism bleu	190
10.2	Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism rouge	191
10.3	Performances dans le plan $(QE, Noise)$ pour le grism bleu et une distribution réaliste de propriétés des pixels	193

10.4 Performances dans le plan ($QE, Noise$) pour le grism rouge et une distribution réaliste de propriétés des pixels	194
10.5 Comparaison des pertes dues à la variation des réponses et des bruits des pixels	196

Liste des tableaux

3.1	Résumé des objectifs d'EUCLID pour contraindre la cosmologie . . .	48
3.2	Résumé des performances instrumentales requises dans le RebBook pour la mission EUCLID	49
5.1	Résumé des calibrations des raies d'émission ajusté sur zCOSMOS . .	89
8.1	Les observations champs du relevé WISP	140
8.2	Choix des 19 champs du CMC utilisés pour simuler WISP	142
8.3	Propriétés du HST/WFC3/IR	143
8.4	Comptage des raies d'émission détectées dans WISP et dans la simulation	159
9.1	Propriétés de EUCLID/NISP, des filtres Y, J, H et des grisms bleus et rouges.	173
9.2	Distributions d'énergie des simulations PSF.	176
9.3	Résultats pour trois cas de PSF issues de l'IPRR : la PSF moyenne, $PSF_{Average}$, la pire PSF, PSF_{Worst} et la pire PSF +10%, $PSF_{Worst+10\%}$	182
10.1	Résultats pour trois cas de détecteurs issues de l'IPRR et des performances des 4 détecteurs de Teledyne : DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst}	189
10.2	Résultats pour trois cas de détecteurs issues de l'IPRR et des performances des 4 détecteurs de Teledyne : DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst}	195
10.3	Résultats des comparaisons direct des performances des détecteurs « réel » au détecteurs avec des pixels identiques, dans les cas DET_{Best} , $DET_{Required}$, et DET_{Worst}	195

Les observations des supernovae, du fond diffus cosmologique, et plus récemment la mesure des oscillations acoustiques des baryons et des effets de lentilles gravitationnelles faibles, favorisent le modèle cosmologique Λ CDM pour lequel l'expansion de l'Univers est actuellement en accélération. Ce modèle fait appel à deux composants insaisissables, la matière sombre et l'énergie sombre. Deux approches semblent particulièrement prometteuses pour sonder à la fois la géométrie de l'Univers et la croissance des structures de matière noire, l'analyse des distorsions faibles des galaxies lointaines par cisaillement gravitationnel et l'étude des oscillations acoustiques des baryons. Ces deux méthodes demandent de très grands relevés du ciel, de plusieurs milliers de degrés carrés, en imagerie et en spectroscopie.

Dans le contexte du relevé spectroscopique de la mission spatiale EUCLID, dédiée à l'étude des composantes sombres de l'univers, j'ai réalisé des simulations pixels permettant l'analyse des performances instrumentales. La méthode proposée peut se résumer en trois étapes. La première étape est de simuler les observables, c'est à dire principalement les sources du ciel. Pour cela j'ai développé une nouvelle méthode, adapté à la spectroscopie, qui permet d'imiter un relevé existant, en s'assurant que la distribution des propriétés spectrales des galaxies soit représentative des observations actuelles, en particulier la distribution des raies d'émission. La seconde étape est de simuler l'instrument et de produire des images équivalentes aux images réelles attendues. En me basant sur le simulateur pixel du HST, j'ai développé un nouvel outil permettant de simuler les images en spectroscopie sans fente d'EUCLID. Le nouveau simulateur a la particularité de pouvoir simuler des PSF avec une distribution d'énergie variée et des détecteurs dont chaque pixel est différent. La dernière étape est l'estimation des performances de l'instrument. Encore en me basant sur les outils existant, j'ai mis en place un pipeline de traitement des images et de mesure de performances.

Mes résultats principaux ont été :

1. de valider la méthode en simulant un relevé de galaxies existant, le relevé WISP,
2. de déterminer les tolérances sur la distribution d'énergie de la PSF du spectromètre sans fente d'EUCLID,
3. de déterminer les tolérances sur les propriétés de détecteurs proche infrarouge d'EUCLID.

Mots clés : Etudes et Exploration de l'Univers, Cosmologie Observationnelle, Instrumentation Spatiale, Simulation Pixel, Traitement d'Image, Catalogues de Mock

The observations of the supernovae, the cosmic microwave background, and more recently the measurement of baryon acoustic oscillations and the weak lensing effects, converge to a *LambdaCDM* model, with an accelerating expansion of the today Universe. This model need two dark components to fit the observations, the dark matter and the dark energy. Two approaches seem particularly promising to measure both geometry of the Universe and growth of dark matter structures, the analysis of the weak distortions of distant galaxies by gravitational lensing and the study of the baryon acoustic oscillations. Both methods required a very large sky surveys of several thousand square degrees.

In the context of the spectroscopic survey of the space mission EUCLID, dedicated to the study of the dark side of the universe, I developed a pixel simulation tool for analyzing instrumental performances. The proposed method can be summarized in three steps. The first step is to simulate the observables, ie mainly the sources of the sky. I work up a new method, adapted for spectroscopic simulations, which allows to mock an existing survey of galaxies in ensuring that the distribution of the spectral properties of galaxies are representative of current observations, in particular the distribution of the emission lines. The second step is to simulate the instrument and produce images which are equivalent to the expected real images. Based on the pixel simulator of the HST, I developed a new tool to compute the images of the spectroscopic channel of EUCLID. The new simulator have the particularity to be able to simulate PSF with various energy distributions and detectors which have different pixels. The last step is the estimation of the performances of the instrument. Based on existing tools, I set up a pipeline of image processing and performances measurement.

My main results were :

1. to validate the method by simulating an existing survey of galaxies, the WISP survey,
2. to determine the tolerances on the energy distribution of the PSF for the slitless spectrometer of EUCLID,
3. to determine the tolerances on the properties of near-infrared detectors of EUCLID.

Keywords : Study and exploration of the Universe, Observational Cosmology, Space Instrumentation, Pixel Simulation, Image Processing, Mock Catalogs
