

## Modélisation hyperspectrale

Ce chapitre est consacré l'étape de construction du cube intrinsèque de la galaxie hôte, que nous avons introduit dans le chapitre ??.

Nous présenterons dans un premier temps le relevé Pan-STARRS, les images photométriques qui serviront de base d'information pour notre modélisation hyperspectrale et les étapes de pré-traitement à appliquer.

Puis nous introduirons le SED Fitter CIGALE, qui sera utilisé pour obtenir une SED de la galaxie à l'échelle locale, la configuration implémentée et son application aux images photométriques.

Enfin, nous détaillerons la construction du cube intrinsèque, étape finale de la modélisation hyperspectrale de la galaxie.

## 5.1 Source photométrique

Notre cadre de recherche étant au sein de la collaboration ZTF, nous devons prévoir le fait que nous aurons des alertes d'évènements transitoire dans tout le ciel Nord, couverture de la caméra. Par ailleurs, le but d'**HYPERGAL** étant une modélisation de scène d'une observation de la SEDm, la source photométrique utilisée doit avoir a minima la même profondeur en magnitude. Enfin, la projection se faisant de l'espace photométrique vers l'espace des observables de la SEDm, il serait plus judicieux d'utiliser un relevé photométrique attestant d'un meilleur seeing, pour éviter de dégrader les données.

Le relevé Pan-STARRS1 du système Pan-STARRS — Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System - ([KAISER et al., 2002, 2010](#)) répond à tous ces critères. C'est d'ailleurs basé sur la première Data Release ce relevé astronomique que la procédure de calibration photométrique de ZTF est effectuée.

### 5.1.1 Relevé astronomique Pan-STARRS1

Le relevé Pan-STARRS1 ([CHAMBERS et al., 2016](#)) est une installation innovante d'imagerie astronomique à grand champ, développé à l'Institut d'astronomie de l'Université de Hawaï. Le relevé Pan-STARRS1 vient du nom du premier télescope du projet situé à l'Observatoire Haleakala, Pan-STARRS Telescope #1 ou encore PS1. L'optique de PS1 est décrit dans [HODAPP et al. \(2004a,b,c\)](#); [MORGAN et KAISER \(2008\)](#). Ce télescope possède un miroir primaire de 1m80 de diamètre avec une focale de 8m, et un miroir secondaire de 0.9m.

La caméra montée sur le télescope PS1 est la Gigapixel Camera #1 (GPC1) de 1.4 gigapixel, conçue au laboratoire Lincoln ([TONRY et al., 2006, 2008](#)) et offrant un champ de vue d'environ  $3.3^\circ$  de diamètre. Le plan focal de la caméra GPC1 est divisé en 60 appareils OTA CCID58 (Orthogonal Transfer Array; [TONRY et al. \(1997, 2008\)](#)), où chacun est composé d'un réseau de  $8 \times 8$  CCDs (cellules). Un unique OTA est composé de 64 cellules de  $590 \times 598$  pixels de  $10 \mu\text{m}$  de côté. Une illustration du plan focal de la caméra est présentée dans la Figure 5.1.

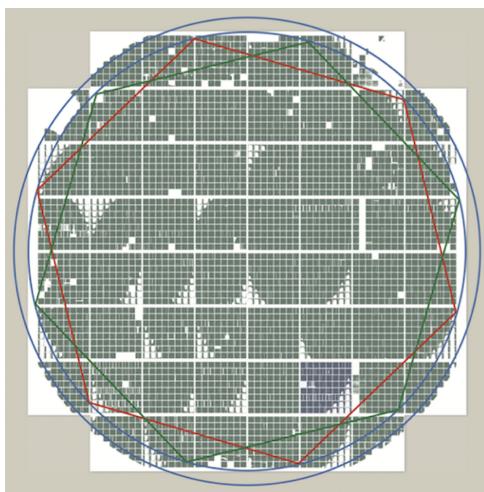


FIGURE 5.1 – Plan focal de la Gigapixel Camera (PS1) (figure de [CHAMBERS et al. \(2016\)](#)). Les cellules non fonctionnelles sont masquées et représentées en blanc dans la figure ci-dessus.

Une des missions de PS1 (à plus de 56% du temps alloué) est l'observation de tout le ciel Nord à une déclinaison  $\delta > 30^\circ$  : c'est le relevé  $3\pi$  Stéradian. Les observations sont

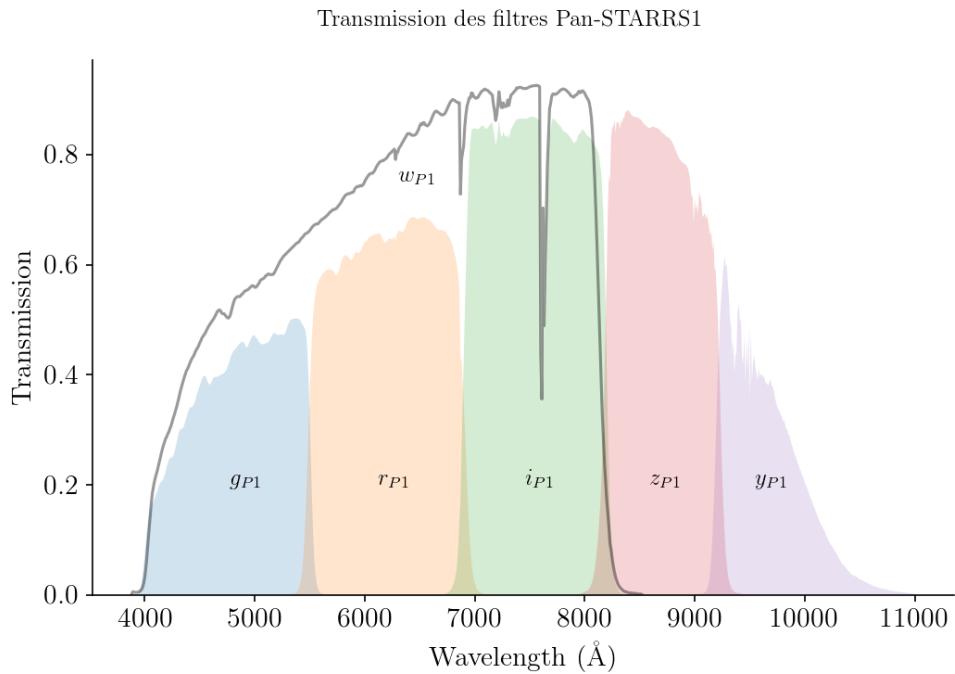


FIGURE 5.2 – Transmission des filtres *grizy* de Pan-STARRS1.

effectuées avec 5 filtres  $g_{P1}$ ,  $r_{P1}$ ,  $i_{P1}$ ,  $z_{P1}$  et  $y_{P1}$ . On notera l’existence d’un sixième filtre ( $w_{P1}$ ) qui englobe les filtres  $g, r, i$  mais qui est utilisé pour l’étude du système solaire et non le relevé  $3\pi$  Stéradian. Les informations de transmission de ces 6 filtres sont présentées dans la Figure 5.2.

Pan-STARRS1 utilise le système de magnitude “AB” ([OKE et GUNN, 1983](#)) décrit en détail pour le relevé SDSS ([YORK et al., 2000](#)) par [FUKUGITA et al. \(1996\)](#).

Dans ce système, une magnitude monochromatique AB est défini comme le logarithme de la densité spectrale de flux, tel que :

$$m_{AB}(\nu) = -2.5 \log_{10}(f_\nu [\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}]) - 48.60 \quad (5.1)$$

$$m_{AB}(\nu) \approx -2.5 \log_{10}\left(\frac{f_\nu [\text{Jy}]}{3631\text{Jy}}\right) \quad (5.2)$$

Avec  $1\text{Jy} = 10^{-23}\text{erg. sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ .

La magnitude AB d’une bande passante est alors définie telle que :

$$m_{AB} \approx -2.5 \log_{10} \left( \frac{\int f_\nu(h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu}{\int 3631\text{Jy}(h\nu)^{-1} A(\nu) d\nu} \right) \quad (5.3)$$

Où  $A(\nu)$  est la fonction de réponse du filtre considéré. Le système photométrique de PS1 est détaillé dans [TONRY et al. \(2012\)](#).

Nous présentons dans la Table 5.1 quelques caractéristiques des filtres *grizy* de PS1, ainsi que du relevé  $3\pi$  Stéradian.

TABLE 5.1 – Caractéristiques des filtres *grizy* de PAN-STARRS1 et du relevé 3π Stéradian.

Filtres	$\lambda_{pivot}$ (Å)	# Expositions	mag à $5\sigma$ (exposition unique)	mag à $5\sigma$ (expositions empilées)	Median seeing (")	Mode seeing (")
$g_{P1}$	4849.11	60528	22.0	23.3	1.47	1.31
$r_{P1}$	6201.20	70918	21.8	23.2	1.31	1.15
$i_{P1}$	7534.96	104414	21.5	23.1	1.19	1.05
$z_{P1}$	8674.20	67604	20.9	22.3	1.14	1.00
$y_{P1}$	9627.79	70982	19.7	21.4	1.09	0.95

**Notes.** La longueur d'onde pivot  $\lambda_{pivot}$  est déterminée avec la transmission  $T(\lambda)$  tel que  $\lambda_{pivot} = \sqrt{\frac{\int T(\lambda)d\lambda}{\int T(\lambda)d\lambda/\lambda^2}}$

### 5.1.2 Utilisation des images PS1

Bien entendu nous n'utilisons pas les images brutes acquises par PS1, mais celles ayant été traitées avec différentes étapes de corrections, qui constituera in fine la 1<sup>re</sup> Data Release de PS1.

Ces étapes de traitement d'image sont détaillées dans [WATERS et al. \(2020\)](#).

La section 3 de [WATERS et al. \(2020\)](#) décrit la partie corrective des images :

- ◊ **Soustraction du bias et du dark** pour prendre en compte le bruit de lecture et le bruit thermique en fonction du temps d'exposition.
- ◊ **Cartographie du bruit** (qui n'est pas forcément uniforme, mais peut présenter un gradient).
- ◊ **Division du flat** pour corriger les effets de vignettage. Les flats sont pris avec une exposition du ciel à l'aube ou au crépuscule.
- ◊ **Correction d'effets de franges** dans les images. Ces structures d'interférences sont notamment visibles vers l'infrarouge, où les longueurs d'ondes sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur du détecteur.
- ◊ **Application d'un masque statique** pour les pixels du détecteur défectueux ou ayant une réponse très faible dans toutes les expositions, et un **masque dynamique** qui va varier pour chaque observation.
- ◊ **Correction d'effet de persistance**, dû à la saturation d'un pixel. Ce phénomène créé une trainée verticale partant du centre de la source de forte luminosité.
- ◊ **Correction des non-linéarités**, les pixels de la GPC1 n'ayant pas une réponse uniformément linéaire en fonction du niveau de flux. Ce phénomène est d'autant plus prononcé aux bords du détecteur et à bas flux.
- ◊ **Correction de motifs** notamment horizontaux dus à des effets de diaphonies entre deux lignes de pixels adjacentes.
- ◊ **Modélisation et soustraction du fond du ciel**, une fois que toutes les corrections précédentes ont été appliquées.

L'étape suivante de traitement des images, décrite dans la section 5 de [WATERS et al. \(2020\)](#), est une transformation géométrique, passant de l'espace du plan focal en un système de pixels cohérent vis à vis d'une localisation donnée du ciel. Cette transformation permet alors d'effectuer des opérations de combinaisons d'images superposants une partie commune du ciel. Dans ce nouveau système d'agencement, les pixels ont alors une taille de  $0''.25$  de côté.

La section 6 de [WATERS et al. \(2020\)](#) traite justement de la procédure d'empilement d'images, permettant ainsi un meilleur ratio signal sur bruit (SNR) dans les zones du ciel communes à plusieurs expositions. Cet empilement est effectué de sorte que toutes les images aient un point zero de  $ZP = 25,0$  mag, et un airmass de  $\chi = 1$ . Ce sont ces images traitées et empilées que nous utiliserons pour la modélisation hyperspectrale des galaxies hôtes.

Nous utilisons pour cela le serveur libre d'accès aux images PS1<sup>1</sup>, permettant d'effectuer une requête d'images centrées sur une position du ciel arbitraire (RA, DEC), et de côté arbitraire X pixels, sachant que chaque pixel est de forme carré de  $0''.25$  de côté. Les images peuvent être récupérées dans chacun des 5 filtres  $g_{P1}$ ,  $r_{P1}$ ,  $i_{P1}$ ,  $z_{P1}$  et/ou  $y_{P1}$ , avec un flux par pixel exprimé en unité de coups. Nous montrons dans la Figure 5.3 une image de  $140 \times 140$  pixels ( $= 35'' \times 35''$ ) centrée sur la position de détection par ZTF de ZTF18accrorf.

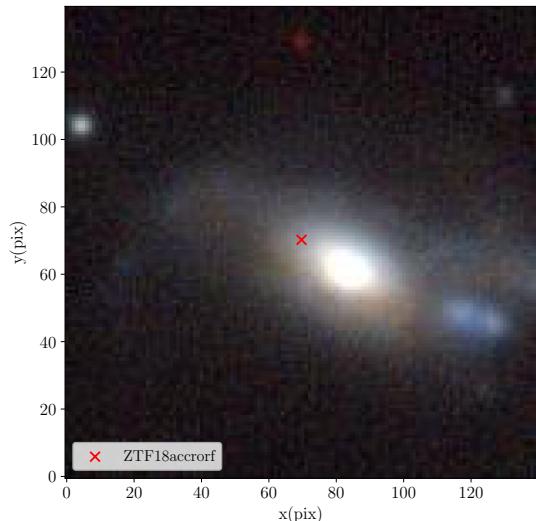


FIGURE 5.3 – Image RGB construite à partir des bandes  $g_{P1}$ ,  $r_{P1}$  et  $z_{P1}$  des images PS1. L'image fait  $35''$  de côté et est centrée sur la position de détection de ZTF18accrorf par ZTF, à  $(\text{RA}, \text{DEC}) = (17.1692^\circ, 20.0799^\circ)$

## 5.2 Cigale et SEDfitting

Ayant à présent accès aux images photométriques contenant le champ de vue de l'IFU de la SEDm, nous pouvons passer à l'étape suivante de notre raisonnement, à savoir la modélisation hyperspectrale. Pour cela, nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il nous faut un outil permettant d'interpoler une SED à partir des données photométriques : un SED Fitter.

1. <https://ps1images.stsci.edu/cgi-bin/ps1cutouts>

### 5.2.1 Présentation de Cigale

**CIGALE**, pour Code Investigating GALaxy Emission, est un modéliseur de SED basé sur une approche Bayesienne et écrit initialement en **FORTRAN** par [NOLL et al. \(2009\)](#); [BURGARELLA et al. \(2005\)](#). Le code a ensuite été étendu avec de nombreux modules supplémentaires et entièrement réadapté en **PYTHON** par [BOQUIEN et al. \(2019\)](#).

L'idée générale est la construction dans un premier temps du modèle de population stellaire, puis d'ajouter les effets d'absorption par la poussière et les émissions nébulaires. Enfin, par conservation d'énergie, l'énergie absorbée par la poussière dans à basses longueurs d'onde est réémise dans l'infrarouge.

La méthode de modélisation est basée sur un calcul progressif via l'utilisation d'une succession de modules, chacun correspondant à une unique composante ou processus physique. Pour chaque module, un set de paramètres est fixé par l'utilisateur. Le code va ainsi explorer la totalité des combinaisons possibles entre tous les modules et leur liberté via ces paramètres, où chaque combinaison résultera en un modèle différent de SED.

La séquence de détermination d'un modèle se fait par les calculs suivants (section 3 de [BOQUIEN et al. \(2019\)](#)) :

- 1) Histoire de la formation stellaire (SFH) de la galaxie.
- 2) Spectre stellaire à partir de la SFH et du modèle de population stellaire choisi par l'utilisateur.
- 3) Emission nébulaire (continuum et raies d'émission).
- 4) Atténuation des émissions stellaires et nébulaires suivant la loi d'atténuation utilisée (également fixée par l'utilisateur), puis calcul de la luminosité absorbée par la poussière.
- 5) En se basant sur le principe d'équilibre énergétique, calcul de l'émission par la poussière dans l'infrarouge moyen et lointain (énergie réémise à partir de celle absorbée aux courtes longueurs d'onde - étape précédente).
- 6) Emission d'un noyau actif.
- 7) Décalage vers le rouge des modèles suivant le redshift, et calcul de l'absorption du milieu inter-galactique. Le redshift peut être soit arbitrairement fixé par l'utilisateur, soit 0 (la distance est alors fixée à 10pc), ou -1 et CIGALE tente alors de le fitter photométriquement.

Nous ne détaillerons pas ici la technicité de la méthode Bayesienne ni la description de chacun des modules que propose CIGALE tant ils sont nombreux. Nous nous focaliserons donc sur l'utilisation que nous faisons de ce modéliseur de SED et son application sur les images photométriques de PS1.

### 5.2.2 Préparation des images photométriques

Avant de se lancer, quelques étapes de traitement sur nos images PS1 sont nécessaires, CIGALE ayant besoin de données d'entrées sous un format spécifique.

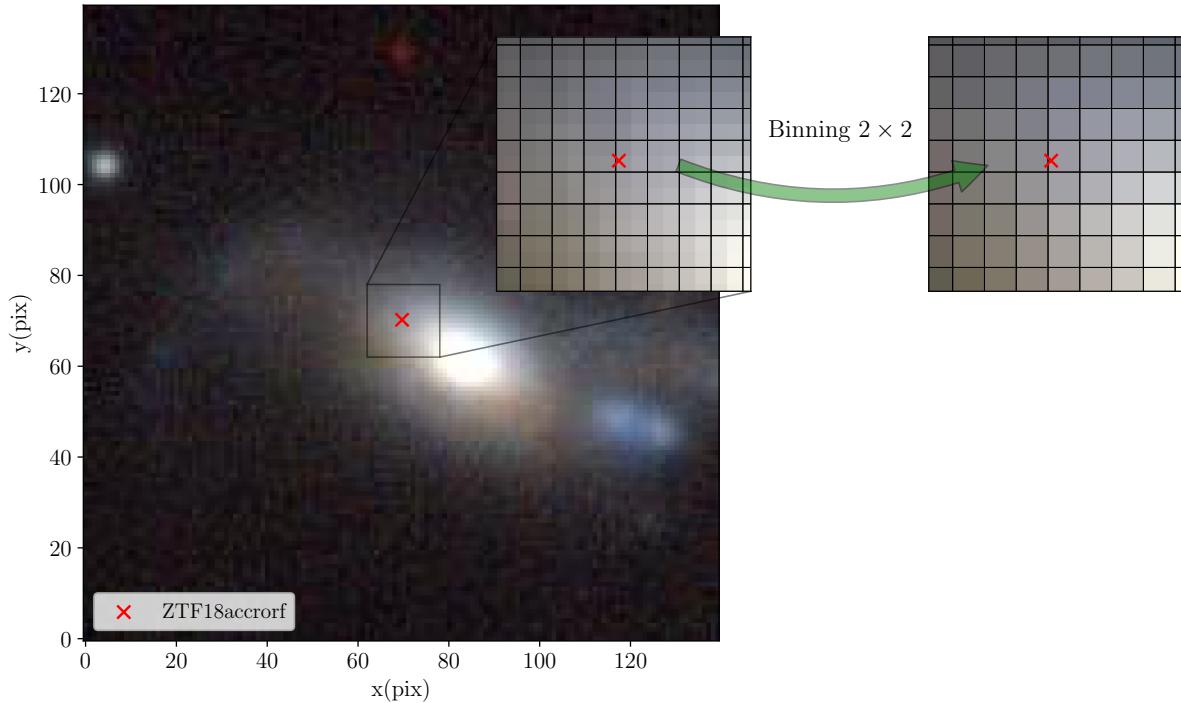


FIGURE 5.4 – Illustration du binning  $2 \times 2$  sur l'image de la Figure 5.3

Notre premier réflexe a été de vérifier que l'on utilise pas des données sur-échantillonées spatialement. En effet, nous rappelons qu'à la fin de ce processus de modélisation hyperspectrale nous serons en possession d'un cube avec un SED propre à chaque spaxel, et ce dans le même échantillonnage spatial que les images photométriques utilisées. Le but étant par la suite de projeter ce cube dans l'espace de la SEDm, nous avons tout intérêt à s'assurer que nous ne perdrons pas d'information lors de la projection (sous-échantillonnage), mais également à l'inverse que nous n'appliquons pas CIGALE sur des données relativement sur-échantillonées.

La description de la SEDm dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#), nous indique que le diamètre projeté des micro-lentilles dans le MLA est de l'ordre de  $0''.75$ . Les pixels des images PS1 étant carrés, et les spaxels du MLA étant hexagonaux, il s'agit surtout d'estimer leur taille effective si nous avions un agencement de spaxels de même forme. Les spécificités de l'IFU dans [BLAGORODNOVA et al. \(2018\)](#) nous indiquent un agencement du MLA de  $45 \times 52$  spaxels couvrant un champ de vue total de  $28 \times 28''$ . Ces informations nous indique que si le MLA était constitué de spaxels carrés, ceux-ci auraient un côté de l'ordre de  $0''.57$ . Nous verrons ultérieurement qu'en comparant plusieurs acquisitions de la SEDm ayant plusieurs sources dans le champ de vue, avec les images photométriques de PS1 sur la même localisation du ciel, que cette valeur est correcte à l'ordre du %.

Les pixels des images PS1 étant de  $0''.25$  de côté, nous avons procédé à un regroupement  $2 \times 2$  des pixels des images, comme illustré dans la Figure 5.4. Le flux du nouveau pixel est ainsi simplement la somme des flux des 4 pixels dont il est issu, tout comme l'erreur associée.

Par ailleurs, le flux (et l'erreur associée) des images étant en unité de coups, il nous faut les convertir en unité physique. Nous savons de [TONRY et al. \(2012\)](#) que le point zéro

de toutes les bandes est de 25 mag dans le système de magnitude AB.

Sachant la définition de la magnitude AB (Eq 5.1), et que  $f_\nu = \frac{\lambda^2 c}{f_\lambda}$  nous pouvons aisément passer des unités de coups en unité de flux physique avec un facteur multiplicatif :

$$\begin{aligned} f_\nu [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}] &= 10^{-(m_{AB}+48.6)/2.5} \\ \iff f_\lambda [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}] &= 10^{-(m_{AB}+48.6)/2.5} \frac{c}{\lambda^2} \\ \implies f_\lambda [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}] &= N_c \times 10^{-(m_{AB,0}+48.6)/2.5} \frac{c}{\lambda^2} \end{aligned}$$

Avec  $N_c$  le flux en unité de coups,  $\lambda$  la longueur d'onde pivot de la bande utilisée et  $m_{AB,0}$  le point zéro commun aux 5 bandes de PS1. CIGALE requiert un flux en unité de mJy, avec  $1\text{Jy} = 10^{-23}\text{erg.sec}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ , nous convertissons donc les flux dans cette unité.

Par ailleurs, afin d'éviter d'appliquer le SED Fitter sur une zone sans galaxie (aka fond du ciel), nous effectuons une coupure dans les pixels où la SED sera modélisée en ne considérant que ceux où le ratio signal sur bruit (SNR) est supérieur à 3 dans les 5 bandes. Une illustration de cette coupure est montrée dans la Figure 5.5.

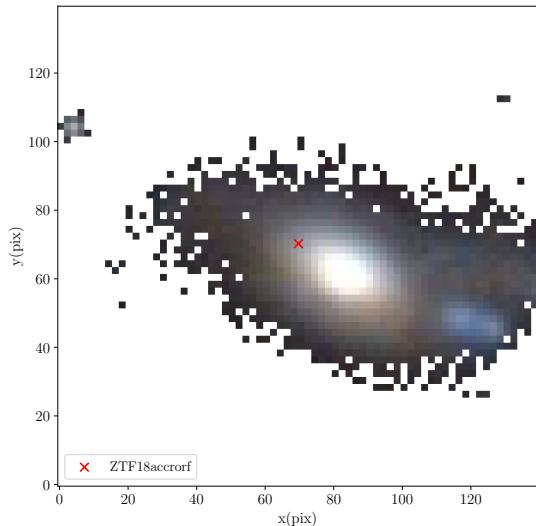


FIGURE 5.5 – Illustration de la coupure  $\text{SNR} > 3$  dans toutes les bandes PS1 avec l'image de la Figure 5.3, après binning  $2 \times 2$ .

Enfin, à partir des informations de chaque image (flux et erreurs) nous créons un tableau que CIGALE pourra lire. Ce dernier contient une colonne *ID*, une colonne *redshift*, et une colonne pour chaque filtre et erreur associée (par exemple *ps1\_g* et *ps1\_g\_err* pour le flux d'un pixel dans la bande *gP1* et l'erreur associée). Le redshift est habituellement obtenue à partir de la base de données spectrales de SDSS. Si aucun redshift spectroscopique n'est disponible, nous utilisons un redshift photométrique, ou un redshift spectrale obtenu à partir d'une première extraction de spectre de la supernova étudiée. Nous montrons un exemple de tableau d'entrée qui sera lu par CIGALE dans la Table 5.2.

La géométrie et la position spatiale de chaque pixels sont alors mis en mémoire vis à vis de leur identifiant, et les pixels non sélectionnés par la coupure en SNR se verront attribués un spectre nulle lors de la construction du cube intrinsèque.

TABLE 5.2 – Exemple de tableau d’entrée pour CIGALE

id	redshift	ps1_g	ps1_g_err	ps1_r	ps1_r_err	...	ps1_y	ps1_y_err
52	0.042	0.000698	0.000052	0.001043	0.000070	...	0.001230	0.000373
120	0.042	0.000586	0.000051	0.000901	0.000068	...	0.001214	0.000346
121	0.042	0.001735	0.000058	0.002405	0.000072	...	0.002118	0.000350
122	0.042	0.001982	0.000059	0.003414	0.000075	...	0.003940	0.000389
123	0.042	0.001114	0.000055	0.001932	0.000071	...	0.001633	0.000398
:	:	:	:	:	:	⋮	⋮	⋮

**Notes.** Chaque ligne (id) correspond à un pixel. Le redshift est le même pour tous les pixels car on considère qu’ils appartiennent tous au même objet. L’Unité des flux est en mJy.

### 5.2.3 Configuration de CIGALE

Nous utilisons dans le pipeline **HYPERCAL** la version 2020 de CIGALE . Trois étapes sont nécessaires pour faire tourner le code : l’initialisation, la génération du fichier de configuration et enfin le lancement du fit. Ces étapes nécessitent la modification manuelle de fichiers *.ini*, nous avons donc créé dans **HYPERCAL** une méthode d’automatisation de ces processus.

L’initialisation a pour but de fixer le fichier de données a utiliser (Table 5.2), le nombre de coeur sur la machine a utiliser et surtout les modules a partir desquels la grille de modèles sera calculée. Détaillons à présent les différentes composantes qui constitueront les ingrédients de notre modéliseur de SED.

#### 5.2.3.1 Histoire de formation stellaire

Le premier module va définir le modèle d’histoire de formation stellaire (SFH) et ainsi le taux de formation stellaire (SFR) au cours du temps. La SFH décrit le processus de formation des étoiles au sein de la galaxie, qui va dépendre du temps et de l’espace, et peut se produire de façon brutale (burst), progressive, voire les deux combinés. Nous avons choisi d’utiliser le module **sfhdelayed** proposé par CIGALE , où la modélisation est de la forme suivante :

$$SFR(t) \propto \frac{t}{\tau^2} \times \exp(-t/\tau) \text{ pour } 0 \leq t \leq t_0 \quad (5.4)$$

Avec  $t_0$  l’âge de commencement de la formation stellaire, et  $\tau$  le moment où la SFR atteind son maximum. Cette forme permet une évolution lisse dans le temps, avec une croissance quasi-linéaire de la SFR jusqu’à un pic de taux de formation, suivant d’une lente décroissance quand  $t > \tau$ . Pour plus de flexibilité et prendre en compte un possible sursaut de formation stellaire, ce module permet également de rajouter une composante de burst exponentiel tardif, représentant un dernier évènement de fort taux de formation stellaire (MALEK et al., 2018). Ainsi, la forme fonctionnelle de la SFR est :

$$SFR(t) = SFR(t)_{delayed} + SFR(t)_{burst} \quad (5.5)$$

Où  $SFR(t)_{delayed}$  est la composante de l’équation 5.4, et  $SFR(t)_{burst} \propto e^{-(t-t_{burst})/\tau_{burst}}$  quand  $t > t_{burst}$ , 0 sinon. L’amplitude de ce *burst* est fixée par le paramètre  $f_{burst}$ , qui est

défini comme le ratio entre la masse d'étoiles formées durant cet événement et la masse totale d'étoile. Les paramètres utilisés ( $\tau$ ,  $\tau_{burst}$ ,  $t_0$ ,  $t_{burst}$  et  $f_{burst}$ ) sont présentés dans la Table 5.3.

### 5.2.3.2 Population stellaire

Le second module décrit la population stellaire à laquelle la SFH va être appliquée, ce qui va permettre le calcul de la composante stellaire du spectre de la SED. Nous utilisons dans **HYPERGAL** la librairie de populations stellaires simple **bco3** (ou **GALAXEV**) de **BRUZUAL** et **CHARLOT** (2003), avec la fonction initiale de masse de **CHABRIER** (2003). Cette librairie de population est disponible avec un large intervalle de paramètres de métallicité, allant de 0.0001 à 0.05, et fournit une résolution de l'ordre de 3Å sur l'intervalle de longueur d'onde [3200 – 9500]Å (et une plus faible résolution au-delà).

### 5.2.3.3 Émission nébulaire

Une part importante de lumière émise par les étoiles les plus massives (dans le continuum Lyman) a pour effet de ioniser le gaz présent au sein de la galaxie. Ce phénomène engendre à son tour une émission énergétique non négligeable sous la forme de continuum et de raies. La librairie utilisée par CIGALE pour modéliser l'émission nébulaire est basée sur [INOUE \(2011\)](#), et générée avec CLOUDY 13.01 ([FERLAND et al., 2013](#)). La modélisation qui en découle fixe les intensités relatives de 124 raies d'émissions dans la région  $H_{II}$ , et est paramétrisée par la métallicité  $Z$  (identique à celui utilisé pour la population stellaire) et un paramètre d'ionisation  $U$  sans dimension. Ce paramètre est défini tel que  $\log(U) \equiv \log(n_\gamma/n_H)$  où  $n_\gamma$  est la densité numérique de photon responsable de l'ionisation d'hydrogène et  $n_H$  la densité numérique d'hydrogène.

L'émission nébulaire ayant une forte contribution dans l'optique, nous explorons une large gamme de paramètres de métallicités  $Z$  et de paramètres d'ionisation  $U$ , décrite dans la Table 5.3.

### 5.2.3.4 Loi d'atténuation

La poussière contenue dans la galaxie吸吮 les radiations à courte longueur d'onde, notamment de l'ultraviolet au proche infrarouge, et cette énergie est ensuite ré-émise dans l'infrarouge moyen et lointain. Considérant le fait que HYPERGAL est conçu pour des objets jusqu'à un redshift de  $z \approx 0.1 - 0.15$ , et que nous utilisons des images photométriques entre environ 4000 et 10000Å, l'effet de l'atténuation par la poussière ne doit surtout pas être négligé.

Nous adoptons le modèle développé par [CHARLOT et FALL \(2000\)](#), à travers le module `dustatt_modified_CF00` (CF00) de `CIGALE`. L'idée de ce modèle est de considérer 2 populations d'étoiles : les étoiles jeunes ( $< 10^7$  années) qui résident encore dans le nuage qui lui a donné naissance (*birth cloud*; BC), et les étoiles vieilles ( $> 10^7$  années) qui elles sont considérées comme appartenant au milieu interstellaire (ISM). L'atténuation est donc traitée différemment, dans le premier cas la contribution du nuage et du milieu interstellaire sont pris en compte, dans le second cas seul le milieu interstellaire. Une loi de puissance est utilisée dans les 2 cas, normalisée par l'atténuation dans la bande V ( $\lambda_V = 0.5 \mu\text{m}$ ) :

$$A_{\lambda}^{BC} = A_V^{BC} \left( \frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{BC}}$$

$$A_{\lambda}^{ISM} = A_V^{ISM} \left( \frac{\lambda}{\lambda_V} \right)^{n_{ISM}}$$

Et le ratio entre l'atténuation dans la bande V des étoiles jeunes et des étoiles vieilles est paramétré par :

$$\mu = \frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$$

Où  $\mu$  est un paramètre libre pour plus de flexibilité et une meilleure estimation des raies d'émission H <sub>$\alpha$</sub>  ([BATTISTI et al., 2016](#); [BUAT et al., 2018](#); [MALEK et al., 2018](#); [CHEVALLARD et al., 2019](#)). Nous choisissons de fixer la pente de la loi de puissance pour l'atténuation du milieu interstellaire à  $n_{ISM} = -0.7$  en suivant [CHARLOT et FALL \(2000\)](#). Cependant nous fixons l'autre pente (contribution du nuage) à  $n_{BC} = -1.3$  pour prendre en compte les effets d'absorption des grains dans l'optique similairement à ceux présents dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan ([LO FARO et al., 2017](#); [WILD et al., 2007](#); [DA CUNHA et al., 2008](#); [BATTISTI et al., 2019](#)).

### 5.2.3.5 Émission de la poussière

La poussière ré-émet l'énergie absorbée entre l'UV et le proche IR dans le moyen et lointain IR. Cette contribution n'a donc que peu d'impact dans notre cas d'utilisation, étant donné que l'on étudie des galaxies proches ( $z < 0.15$ ) avec des bandes photométriques définies sur un intervalle de longueur d'onde  $\lambda \lesssim 10000\text{\AA}$ . Nous utilisons donc par défaut le module le plus simple décrivant cette contribution, `dale2014` ([DALE et al., 2014](#)). La paramétrisation est de la forme  $dM_d(U) \propto U^{-\alpha} dU$ , entièrement défini par l'exposant  $\alpha$ , avec  $M_d$  la masse de poussière chauffée par le champ radiatif et  $U$  l'intensité énergétique d'exposition.

### 5.2.3.6 Noyau galactique actif

Nous n'incluons pas de noyau galactique actif (AGN) dans notre paramétrisation de CIGALE .

## 5.2.4 Utilisation

La configuration que nous proposons dans la Table 5.3 nécessite le calcul d'une grille de 181440 modèles. Sachant que notre but n'est pas de dériver de paramètres physiques (voir [BOQUIEN et al. \(2019\)](#) pour la liste exhaustive), mais de seulement modéliser le SED pour chaque quintet de pixel, nous gagnons un temps de calcul non négligeable. Avec une machine de 20 coeur, le SED fitting dure environ 3 minutes.

TABLE 5.3 – Paramètres d’entrées pour chaque module de CIGALE utilisé.

Paramètre	Symbole	Intervalle
<b>Histoire de formation stellaire (SFH)</b>		
<i>e-folding time</i> population stellaire principale	$\tau_{main}$ (Myr)	1000, 3000, 5000
<i>e-folding time</i> population stellaire tardive	$\tau_{burst}$ (Myr)	10000
Âge population stellaire principale	$age_{main}$ (Myr)	1000, 2000, 4000, 8000, 10000, 12000
Âge du burst	$age_{burst}$ (Myr)	10, 40, 70
Fraction massique de la population de burst	$f_{burst}$	0, 0.001, 0.01, 0.1, 0.2
<b>Population stellaire</b>		
Modèles de population stellaire <a href="#">BRUZUAL et CHARLOT (2003)</a>		
Fonction initiale de masse	IMF	<a href="#">CHABRIER (2003)</a>
Metallicité	$Z$	0.0001, 0.0004, 0.004, 0.008, 0.02, 0.05
<b>Émission nébulaire</b>		
Paramètre d’ionisation	$\log(U)$	-4, -3, -2, -1
<b>Atténuation de la poussière</b>		
Basé sur ( <a href="#">CHARLOT et FALL, 2000</a> ) et <a href="#">BUAT et al. (2018)</a>		
Atténuation milieu interstellaire dans la bande V	$A_V^{ISM}$	0, 0.3, 0.7, 1, 1.3, 1.7, 2
$\frac{A_V^{ISM}}{A_V^{ISM} + A_V^{BC}}$	$\mu$	0.1, 0.3, 0.7, 1
Pente loi de puissance BC	$n_{BC}$	-1.3
Pente loi de puissance ISM	$n_{BC}$	-0.7
<b>Émission de la poussière</b>		
Librairie de <a href="#">DALE et al. (2014)</a>		
Exposant $\alpha$	$\alpha$	1

**Notes.** Chaque *e-folding time* correspond au temps caractéristique des 2 exponentielles décroissantes de l’équation 5.5.

Avant de construire le cube intrinsèque, nous récupérons l’information spatiale propre à chaque pixel, devenu nos nouveaux spaxels, afin de réarranger le même agencement que l’image dans la Figure 5.5.

La Figure 5.6 montre deux exemples de SED fintées par CIGALE , l’un à l’intérieur du bulbe galactique, l’autre à l’extérieur.

L’obtention de la SED permet également de déterminer le flux intégré spectralement sur les bandes photométriques d’entrée, et ainsi d’estimer la robustesse de la modélisation et la présence éventuelle de structures dans les résidus. Nous montrons par exemple dans la Figure 5.7 la distribution du pull vis à vis de chaque bande de PS1, ainsi que le RMSE spectral en les considérant toutes.

Le pull est défini comme la déviation entre le modèle et les données, pondérée par l’erreur sur ces dernières, tel que :

$$p = \frac{y - \tilde{y}}{\sigma} \quad (5.6)$$

Avec  $\tilde{y}$  la prédiction du modèle,  $y$  la donnée et  $\sigma$  l’erreur sur  $y$ . Le RMSE (ou erreur quadratique moyenne), est défini tel que :

$$RMSE = \sqrt{\left( \frac{1}{N_\lambda} \sum_{\lambda} \left( \frac{y_{\lambda} - \tilde{y}_{\lambda}}{y_{\lambda}} \right)^2 \right)} \quad (5.7)$$

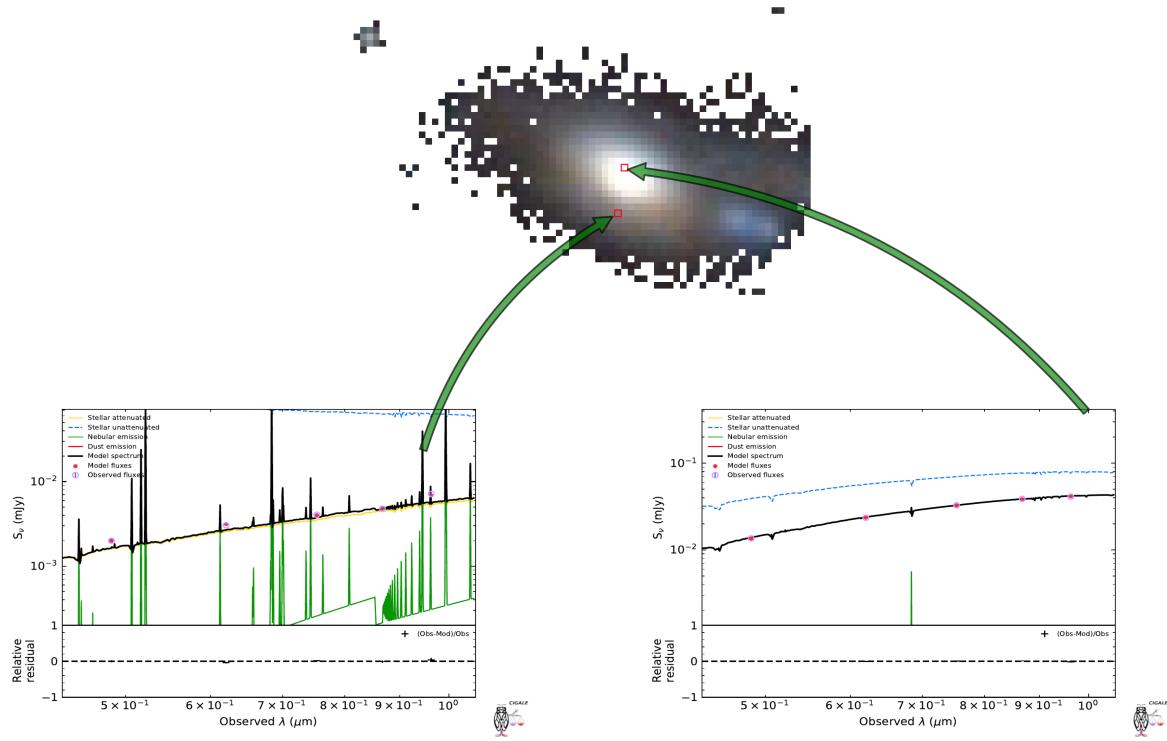


FIGURE 5.6 – Exemples de SED fittés pour deux pixels. *À gauche* un pixel à l’extérieur du bulbe de la galaxie, *à droite* un pixel à l’intérieur. Les différentes composantes de la SED totale sont indiquées dans les figures de sortie de CIGALE .

Avec la même définition des paramètres que pour le pull et  $N_\lambda$  étant le nombre de données spectrales (5 dans notre cas). On notera la normalisation par  $y_\lambda$ , afin d’avoir une quantité plus facilement interprétable.

Nous obtenons dans ce cas de figure une distribution sans structure apparente du pull et du RMS, avec une précision de l’ordre de 2 – 3% dans une majorité de la galaxie. On notera une déviation non négligeable sur les bords de la galaxie où la coupure SNR > 3 n’est peut-être pas assez élevée et laisse passer quelques zones du ciel.

Nous pouvons estimer le RMS spatial global à partir du RMS spectral de chaque pixel, tel que

$$\text{RMS}_{\text{spatial}} = \sqrt{\left( \frac{1}{N_p} \sum_p (\text{RMS}_p^2) \right)} \quad (5.8)$$

En considérant les 90 premiers percentiles en RMS des pixels, nous obtenons avec les résultats montrés dans la Figure 5.7 que le  $\text{RMS}_{\text{spatial}} = 2.9\%$ .

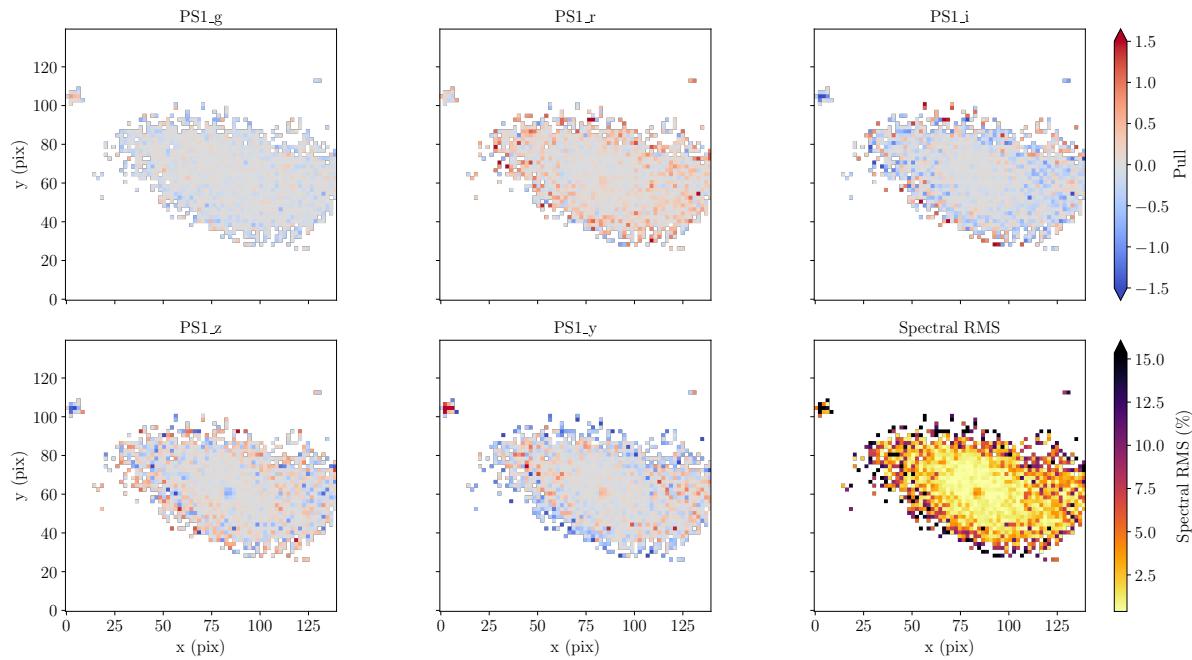


FIGURE 5.7 – Cartographie du pull pour chaque bande PS1 et du RMS spectral en sortie de CIGALE

## 5.3 Construction du cube intrinsèque

### 5.3.1 Échantillonage des spectres dans l'espace SEDm

Chaque pixel étant traité indépendamment par CIGALE , leur échantillonnage spectral de sortie n'est pas homogène, et nécessite donc d'être uniformisé à notre cas d'utilisation, à savoir l'échantillonnage spectral de la SEDm.

Les cubes de la SEDm sont construits numériquement avec les modules `PYIFU`<sup>1</sup> et `PYSEDM`, écrits en `PYTHON`, et sont composés de 220 tranches spectrales étendues de 3700Å à 9300Å soit un échantillonnage spectrale d'environ 25.57Å.

Comme nous l'illustrent dans la Figure ??, l'échantillonnage spectral des SED de sortie de CIGALE est inférieur à 5Å, mais n'est pas uniforme.

### 5.3.2 Construction du cube

1. <https://github.com/MickaelRigault/pyifu>

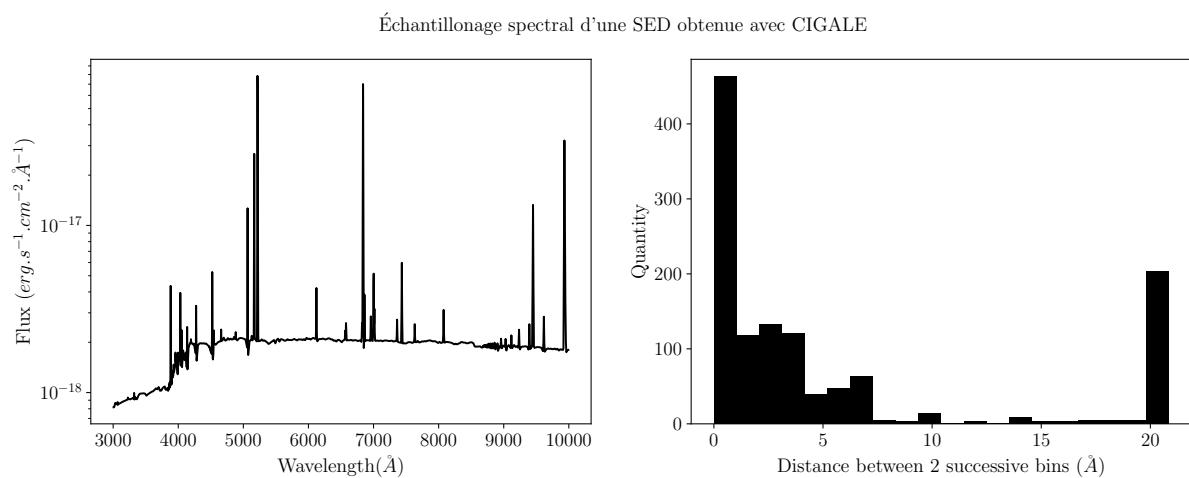


FIGURE 5.8 – Échantillonage spectral d'une SED obtenue avec CIGALE . À gauche la SED entre 3000 et 10000 $\text{\AA}$ , et à droite l'histogramme de la taille d'échantillonage de cette SED.



## Bibliographie

- BATTISTI A. J., CALZETTI D. et CHARY R. R. 2016, « Characterizing Dust Attenuation in Local Star-forming Galaxies : UV and Optical Reddening », *The Astrophysical Journal*, 818, 13 ↑ Section 5.2.3.4
- BATTISTI A. J., DA CUNHA E., GRASHA K. et al. 2019, « MAGPHYS+photo-z : Constraining the Physical Properties of Galaxies with Unknown Redshifts », *The Astrophysical Journal*, 882, 61 ↑ Section 5.2.3.4
- BLAGORODNOVA N., NEILL J. D., WALTERS R. et al. 2018, « The SED Machine : A Robotic Spectrograph for Fast Transient Classification », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130, 035003 ↑ Section 5.2.2
- BOQUIEN M., BURGARELLA D., ROEHLLY Y. et al. 2019, « CIGALE : a python Code Investigating GALaxy Emission », *Astronomy and Astrophysics*, 622, A103 ↑ Section 5.2.1, ↑ Section 5.2.4
- BRUZUAL G. et CHARLOT S. 2003, « Stellar population synthesis at the resolution of 2003 », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 344, 1000 ↑ Section 5.2.3.2, ↑ Section 5.3
- BUAT V., BOQUIEN M., MALEK K. et al. 2018, « Dust attenuation and H $\alpha$  emission in a sample of galaxies observed with Herschel at  $0.6 < z < 1.6$  », *Astronomy and Astrophysics*, 619, A135 ↑ Section 5.2.3.4, ↑ Section 5.3
- BURGARELLA D., BUAT V. et IGLESIAS-PÁRAMO J. 2005, « Star formation and dust attenuation properties in galaxies from a statistical ultraviolet-to-far-infrared analysis », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360, 1413 ↑ Section 5.2.1
- CHABRIER G. 2003, « Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763 ↑ Section 5.2.3.2, ↑ Section 5.3
- CHAMBERS K. C., MAGNIER E. A., METCALFE N. et al. 2016, « The Pan-STARRS1 Surveys », *arXiv e-prints*, arXiv:1612.05560 ↑ Section 5.1.1, ↑ Section 5.1
- CHARLOT S. et FALL S. M. 2000, « A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies », *The Astrophysical Journal*, 539, 718 ↑ Section 5.2.3.4, ↑ Section 5.2.3.4, ↑ Section 5.3
- CHEVALLARD J., CURTIS-LAKE E., CHARLOT S. et al. 2019, « Simulating and interpreting deep observations in the Hubble Ultra Deep Field with the JWST/NIRSpec low-resolution ‘prism’ », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 2621 ↑ Section 5.2.3.4
- DA CUNHA E., CHARLOT S. et ELBAZ D. 2008, « A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 388, 1595 ↑ Section 5.2.3.4

- DALE D. A., HELOU G., MAGDIS G. E. et al. 2014, « A Two-parameter Model for the Infrared/Submillimeter/Radio Spectral Energy Distributions of Galaxies and Active Galactic Nuclei », *The Astrophysical Journal*, **784**, 83 [↑ Section 5.2.3.5](#), [↑ Section 5.3](#)
- FERLAND G. J., PORTER R. L., VAN HOOF P. A. M. et al. 2013, « The 2013 Release of Cloudy », *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, **49**, 137 [↑ Section 5.2.3.3](#)
- FUKUGITA M., ICHIKAWA T., GUNN J. E. et al. 1996, « The Sloan Digital Sky Survey Photometric System », *The Astronomical Journal*, **111**, 1748 [↑ Section 5.1.1](#)
- HODAPP K. W., KAISER N., AUSSSEL H. et al. 2004a, « Design of the Pan-STARRS telescopes », *Astronomische Nachrichten*, **325**, 636 [↑ Section 5.1.1](#)
- HODAPP K. W., LAUX U., SIEGMUND W. A. et KAISER N. 2004b, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5249, *Optical Design and Engineering*, ed. L. Mazuray, P. J. Rogers, & R. Wartmann, **165–174** [↑ Section 5.1.1](#)
- HODAPP K. W., SIEGMUND W. A., KAISER N. et al. 2004c, « Optical design of the Pan-STARRS telescopes », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 5489, *Ground-based Telescopes*, ed. J. Oschmann, Jacobus M., **667–678** [↑ Section 5.1.1](#)
- INOUE A. K. 2011, « Rest-frame ultraviolet-to-optical spectral characteristics of extremely metal-poor and metal-free galaxies », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **415**, 2920 [↑ Section 5.2.3.3](#)
- KAISER N., AUSSSEL H., BURKE B. E. et al. 2002, « Pan-STARRS : A Large Synoptic Survey Telescope Array », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 4836, *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, **154–164** [↑ Section 5.1](#)
- KAISER N., BURGETT W., CHAMBERS K. et al. 2010, « The Pan-STARRS wide-field optical/NIR imaging survey », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7733, *Ground-based and Airborne Telescopes III*, ed. L. M. Stepp, R. Gilmozzi, & H. J. Hall, **77330E** [↑ Section 5.1](#)
- LO FARO B., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2017, « Characterizing the UV-to-NIR shape of the dust attenuation curve of IR luminous galaxies up to  $z \sim 2$  », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **472**, 1372 [↑ Section 5.2.3.4](#)
- MALEK K., BUAT V., ROEHLLY Y. et al. 2018, « HELP : modelling the spectral energy distributions of Herschel detected galaxies in the ELAIS N1 field », *Astronomy and Astrophysics*, **620**, A50 [↑ Section 5.2.3.1](#), [↑ Section 5.2.3.4](#)
- MORGAN J. S. et KAISER N. 2008, « Alignment of the Pan-STARRS PS1 prototype telescope optics », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7012, *Ground-based and Airborne Telescopes II*, ed. L. M. Stepp & R. Gilmozzi, **70121K** [↑ Section 5.1.1](#)

- NOLL S., BURGARELLA D., GIOVANNOLI E. et al. 2009, « Analysis of galaxy spectral energy distributions from far-UV to far-IR with CIGALE : studying a SINGS test sample », *Astronomy and Astrophysics*, 507, 1793 ↑ Section 5.2.1
- OKE J. B. et GUNN J. E. 1983, « Secondary standard stars for absolute spectrophotometry », *The Astrophysical Journal*, 266, 713 ↑ Section 5.1.1
- TONRY J., BURKE B. E. et SCHECHTER P. L. 1997, « The Orthogonal Transfer CCD », *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109, 1154 ↑ Section 5.1.1
- TONRY J., ONAKA P., LUPPINO G. et ISANI S. 2006, « The Pan-STARRS Gigapixel Camera », dans The Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference, E47 ↑ Section 5.1.1
- TONRY J. L., BURKE B. E., ISANI S., ONAKA P. M. et COOPER M. J. 2008, « Results from the Pan-STARRS Orthogonal Transfer Array (OTA) », dans Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 7021, *High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III*, ed. D. A. Dorn & A. D. Holland, 702105 ↑ Section 5.1.1
- TONRY J. L., STUBBS C. W., LYKKE K. R. et al. 2012, « The Pan-STARRS1 Photometric System », *The Astrophysical Journal*, 750, 99 ↑ Section 5.1.1, ↑ Section 5.2.2
- WATERS C. Z., MAGNIER E. A., PRICE P. A. et al. 2020, « Pan-STARRS Pixel Processing : Detrending, Warping, Stacking », *The Astrophysical Journal, Supplement*, 251, 4 ↑ Section 5.1.2, ↑ Section 5.1.2
- WILD V., KAUFFMANN G., HECKMAN T. et al. 2007, « Bursty stellar populations and obscured active galactic nuclei in galaxy bulges », *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 381, 543 ↑ Section 5.2.3.4
- YORK D. G., ADELMAN J., ANDERSON, JOHN E. J. et al. 2000, « The Sloan Digital Sky Survey : Technical Summary », *The Astronomical Journal*, 120, 1579 ↑ Section 5.1.1