HAL
open science

Étude de l'impact de l'environnement galactique sur la standardisation des Supernovae de Type Ia

Martin Briday

To cite this version:

Martin Briday. Étude de l'impact de l'environnement galactique sur la standardisation des Supernovae de Type Ia. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSE1198 . tel-03621515

HAL Id: tel-03621515

https://theses.hal.science/tel-03621515v1

Submitted on 28 Mar 2022

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

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

N° d'ordre NNT : 2021LYSE1198

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de
l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED52
École Doctorale de Physique et Astrophysique

Soutenue publiquement le 15/10/2021, par :
Martin Briday

Étude de l'impact de l'environnement galactique sur la standardisation des Supernovae de Type Ia

---

Devant le jury composé de :

M. PERRIES Stéphane	Président
Mme. COMBET Céline	Rapporteur
M. ROSNET Phillipe	Rapporteur
Mme. HARDIN Delphine	Examinatrice
Mme. TAO Charling	Examinatrice
M. COPIN Yannick	Directeur de thèse
M. RIGAULT Mickael	Co-directeur de thèse

Remerciements

J'ai découvert, un jour, alors que je lisais la thèse d'un de mes prédécesseurs, que je n'étais pas le seul à commencer par lire les remerciements, lorsqu'il y en a au début d'un écrit, quel qu'il soit. Et cela m'a fait prendre conscience qu'il est probablement naturel de vouloir cerner la personnalité de la personne qui a écrit les lignes que nous allons lire. On se demande qui est l'auteur, pourquoi a-t-il fait ça, dans quelles conditions, avec quel entourage, etc. Qu'en pensez-vous ? Mais je m'égare...

Je souhaite commencer par remercier tout particulièrement Mickael, mon (co-)directeur de thèse, sans qui je n'en serais littéralement pas là aujourd'hui. Je me rappellerai à jamais de ce premier mail que j'ai reçu de ta part, après mon dernier cours de Cosmologie observationnelle le Mercredi 8 Novembre 2017, me proposant de discuter de ton offre de stage, avec ouverture sur thèse, financée par la bourse européenne ERC que tu venais tout juste d'obtenir. Mes parents en sont témoins, j'ai été extrêmement déboussolé ce jour-là, et je ne savais pas comment réagir, car la seule base en cosmologie que je possédais à cette période était uniquement composée des 18 heures de cours optionnelles proposées par le cursus de physique subatomique que je suivais en Master 2 (M2). Mais je suis curieux et un passionné d'astronomie amateur. Et après t'avoir rencontré, après m'avoir vendu du rêve avec le projet que tu me proposais, et surtout, après m'avoir fais comprendre que j'avais les capacités pour me lancer dans cette aventure tant que j'en aurais la volonté, j'ai su que c'était ma voie, que je devais absolument partir là-dessus, sur ce sujet, et par-dessus tout à tes côtés. Donc merci. Merci de m'avoir choisi, merci pour ces trois années (et demi) incroyables que j'ai pu vivre avec toi. Merci pour les voyages spectaculaires (en France et à l'étranger, j'ai même eu l'occasion d'aller en Terre Sainte), les rencontres ; merci pour toutes les connaissances que tu m'as transmises en cosmologie, mais aussi en programmation ; merci pour ton soutien en toutes circonstances (dans les réussites comme dans les difficultés) ; merci pour ton dynamisme contagieux ; merci pour tout. Il n'y a pas vraiment de mots pour exprimer toute la gratitude que j'ai pour toi.

La deuxième personne sans qui cette thèse n'aurait pas été possible, c'est Yannick. Mais à nouveau, un simple merci ne pourrait suffire. Yannick a été mon enseignant en M2 pour le cours de Cosmologie observationnelle et mon directeur de thèse officiel, Mickael ne possédant pas encore l'habilitation à diriger des recherches. Notez que je ne m'en plains pas, Yannick est probablement l'un des meilleurs directeurs de thèse imaginables, car son expérience dans le domaine est indéniable et son intérêt pour tout ce qui le concerne est profond, ce qui nous donne droit à des questions et remarques particulièrement constructives de sa part (même si ça peut faire mal parfois, parce qu'il saura toujours où creuser pour trouver ce qui est instable, ou mal compris, ou faux, ...). Quoi qu'il en soit, je suis entré dans le monde de la cosmologie grâce à toi, Yannick, et je sais que ce ne sera pas l'avis de tous tes étudiants, mais j'ai beaucoup apprécié ta pédagogie. Merci pour tous

tes conseils, pour ton soutien, ton expertise, et j'en passe. Merci aussi pour ton partage de tes péripéties d'enseignant (notamment les examens écrits et oraux de ce même cours que j'ai pu suivre).

Enfin, la troisième personne essentielle à l'existence même de cette thèse, c'est Romain. Si vous continuez de lire ce mémoire, vous découvrirez que mon travail repose un modèle statistique... que je ne saurais même pas juger comme étant avancé ou non, car il repose sur un concept simple en soi, avec peu de paramètres (si je le compare avec d'autres modèles que j'ai pu avoir sous les yeux), mais complexe à interpréter, et depuis son origine, beaucoup d'encre, de mines de crayons et de craies ont été dépensés. À nouveau, mes connaissances en statistiques étaient proches du zéro il y a trois ans, et sans toi Romain, je ne serais pas allé bien loin. Donc merci infiniment à toi aussi pour ton aide précieuse et tes connaissances, pour ton enthousiasme sans borne, et ton humour (mais il paraît que je ne suis pas très objectif sur ce dernier point).

Ensuite, je souhaite remercier mes rapporteurs, Céline et Philippe, qui auront pris la peine de lire en détails ce mémoire (probablement les seuls avec Yannick et Mickael), ainsi que les autres membres de mon jury : Charling, Delphine et Stéphane.

Je remercie très chaleureusement mon voisin de bureau, Young-Lo, pour tous les instants de partage que nous avons eu ensemble, et notamment au sujet du thé. Étant moi-même un fétichiste de cette boisson, j'ai été ravi de pouvoir partager mes découvertes avec toi et encore plus ravi de pouvoir être initié au thé coréen (la poire coréenne, c'est de la tuerie). Personnellement, je pense que mon parlé anglais a largement progressé grâce à nos discussions diverses et variées, et je t'en serais éternellement reconnaissant. Je te remercie aussi pour toute l'aide que tu m'as apportée dans mon travail. Bon courage pour ton nouvel emploi !

Je remercie également les autres doctorants de cosmologie : Mehdi (le prédécesseur dont je faisais référence un peu plus haut), Nora, Jérémy, Aurélien, avec qui j'ai pu passer du bon temps à discuter de tout et de rien, du niveau de leurs étudiants en ACE, etc., bref, de partager des moments de détente dans cette tâche ardue qu'est la thèse. Merci aussi aux post-doctorants : Alexandra, Oliver (thanks for the smooth conversations) et Mat (Mat, I can't be more grateful for your kind words, and I know I'm not the only one, so, may you ever remain the same). Enfin, merci aussi à toute l'équipe de cosmologie : Hélène, Daniel, Gérard, Bogna, Noam, Marie, Nicolas, Simon ; et aux stagiaires que j'ai croisé : Estelle (bon courage pour ta thèse), Prune, Joshua, Valentin et ceux que j'ai manqués.

Je tiens aussi à remercier les collègues de Clermont-Ferrand : Florian et Mélissa, Philippe, Philippe (oui je sais, il y en a bien deux), Manu, Anais, et tous ceux que j'oublie.

Enfin, je remercie tous ceux que j'ai rencontré ces dernières années sur le campus et au labo, les autres doctorants : Pierre-Henri, Aurélien, Aurélien (ici aussi), Greg, Quentin, Lysandra, Corentin, Lucas, Shahram, Amélie, Adélaïde, Lucrezia, et tous les autres ; Antonio mon parrain de thèse, Corinne et Sylvie nos deux super marraine à tous (je pense, sans exagérer, qu'aucune thèse à l'IP2I ne peut se passer dans de bonnes conditions s'il manque une seule de ces deux grandes personnes, tant leur prévenance pour chacun est précieuse), Viola (la gentillesse incarnée), Karim et Romain, Florence, Sandra, Anne, etc. Et merci Adrien, Boris, Florentin, et tous les potos de Master.

D'un point de vue plus personnel, je souhaite évidemment remercier tout particulièrement mes parents, qui m'ont aidé à prendre cette décision qui devait m'occuper pour les

trois années qui viennent de se terminer. Je les remercie pour leur soutien, et de m'avoir hébergé tout ce temps. Je remercie tout particulièrement ma maman qui a dû supporter les hauts et les bas de ces derniers mois, et merci pour ta cuisine. Merci aussi à mon frère et ma soeur pour toutes les occasions de partager tout ce qui nous est arrivé pendant cette période. Merci à mes grands-parents pour leur soutien sans faille : merci Papy, merci Mamie, merci Grand-Mère. Merci à Marraine, Parrain, Lulu, et tous les membres de ma famille.

Je remercie Quentin et nos séances de « jogging du Dimanche », nos soirées film et les pizz'Alex (les meilleurs pizzas du monde) ; merci à Tanguy et nos descentes chez Momie manga (une bonne partie de mon salaire y est passée, mais sans regret), et ces derniers mois je reconnais que nos parties de Rocket League avec Anisset m'ont permis de décompresser un peu (beaucoup) ; merci à Victor et à la fière équipe JdR (Fabien, Guillaume et Stan), j'ai hâte de pouvoir réincarner nos personnages et de pouvoir nous péter le bide avec des pizzas Jordan Tomas (les meilleurs pizzas du monde... oui oui je sais, mais je suis incapable de choisir... comment ? ! on me dit dans l'oreillette qu'il faut varier mon alimentation ? pourquoi faire... ?). Merci aussi à mes amis de l'ECAM, la dream team : Loïc, Loïc (et encore là), François et Alex (quand je pense qu'ils commencent à investir, pour certains, alors que je finis tout juste mes études). Merci aussi à Vincent, mon tuteur à la fin de mon cursus ingé, qui m'a encadré avec le plus grand soin, et même après la fin du PFE chez Areva. Et merci à mes amies de l'ensemble de violoncelle, Marie-Pierre, Maud, Laetitia et Cindé (quand est-ce qu'on rejoue ?)

Je remercie aussi Marine, que j'ai eu la chance d'accompagner pendant ses années de lycée et qui m'a permis de m'évader du monde de la science « dure » pour quelques heures par semaine. Cela m'a permis de souffler (et ce fut nécessaire), d'avoir un regard un peu plus naïf sur mon propre travail, et si en plus j'ai pu t'aider ne serait-ce qu'un peu dans tes études, alors on se sera rendu service mutuellement, et c'est bien.

Enfin, je tiens à remercier l'équipe nazairienne pour leur accueil chaleureux : Maxime et Méganne, Alexis et Aude, Edern et Nana, et ceux que je rencontrerai plus tard à la Baleine déshydratée ou même dans mon nouveau chez moi. Une nouvelle page qui se crée...

D'un point de vue spirituel, je souhaite remercier les abbés de Saint Just, qui m'ont apporté plus que je ne saurais le dire ces dernières années. Donc un immense merci à vous Messieurs les abbés Meissonnier, Rabany, Bonnin, Lion, Giard, Sow, Vatter. Je n'aurais aussi pas pu tenir le coup sans le choeur de Saint Just, au milieu duquel j'ai pu chanter et rencontrer des personnes formidables (Isabelle, Kévin, Bruno, ... je ne peux tous vous nommer ici, mais vous êtes tous présents dans mes pensées).

Pour finir, je tiens à remercier Celui qui m'a guidé jusqu'ici, qui m'a inspiré, qui m'a soutenu dans les épreuves, qui m'a permis de tout donner, qui m'a accueilli chaque fois que j'en avais besoin et sans qui je ne peux rien. Merci Seigneur !

Résumé

Les Supernovae de Type Ia (SNe Ia) sont des chandelles standardisables qui nous permettent de mesurer le taux d'expansion récent de l'Univers. Cependant, leur nature exacte reste encore inconnue. À cause des incertitudes dans la physique du progéniteur de ces objets, des effets astrophysiques peuvent biaiser les mesures cosmologiques s'ils ne sont pas pris en compte correctement.

Au cours des dernières décennies, nous avons pu observer des corrélations entre les propriétés des SNe Ia et celles de leur galaxie hôte. Cependant, la manière de prendre en compte correctement ces effets astrophysiques reste incertaine. Actuellement, la dépendance de la luminosité intrinsèque des SNe Ia avec l'environnement de leur galaxie hôte est employée pour standardiser la luminosité des SNe Ia, communément caractérisée par une fonction de marche (ou de Heaviside). Cette forme fonctionnelle suppose, de manière implicite, l'existence de deux populations de SNe Ia. Dans la littérature, plusieurs indicateurs environnementaux ont été présentés, donnant des normalisations de la fonction de marche différentes, parfois incompatibles.

Dans ce contexte, cette thèse propose de comparer les différentes méthodes d'analyse de l'environnement galactique des SNe Ia par le développement d'un modèle statistique de deux populations de SNe Ia. Ce modèle est basé sur la capacité des différents traceurs pour distinguer les deux populations. Nous montrons que le taux de formation stellaire spécifique, mesuré localement autour des SNe Ia au moyen des raies Hα (lsSFR), et la masse stellaire globale sont de meilleurs traceurs que, par exemple, la morphologie des galaxies hôtes.

Nous montrons que les variations dans la précision de ces traceurs permettent d'éclaircir les différents résultats de l'écart de magnitude des SNe Ia obtenus dans la littérature. En l'occurrence, utiliser le lsSFR ou la masse stellaire globale pour identifier les deux populations permet d'expliquer l'ensemble des autres observations, bien que le lsSFR soit favorisé.

Étant donné que le lsSFR est fortement lié à l'âge de l'environnement stellaire, nos résultats favorisent une distinction des SNe Ia par l'âge de leur progéniteur (« prompt » et « tardif »). Dans tous les cas, il existe deux populations de SNe Ia qui diffèrent en magnitude standardisée par au moins $0{,}121 \pm 0{,}010$ mag.

Abstract

Type Ia Supernovae (SNe Ia) are standardizable candles that allow to measure the recent expansion rate of the Universe. However, their true nature remains unknown. Consequently, due to uncertainties in progenitor physics, potential astrophysical dependencies may bias cosmological measurements if not properly accounted for.

Last decades studies have shown several relations between SNe Ia properties and those of their host galaxy. Yet, the correct way to account for astrophysical effects remains uncertain. Presently, the dependency of the intrinsic luminosity of SNe Ia with their host-galaxy environment is used to standardize SNe Ia luminosity and is commonly parameterized as a step function. This functional form implicitly assumes two-populations of SNe Ia. In the literature, multiple environmental indicators have been considered, finding different, sometimes incompatible, step function normalisation.

Within this context, this PhD propose to compare these environmental analysis methods in light of a two-populations model, based on their ability to distinguish the two populations. We show that local Hα-based specific star formation rate (lsSFR) and global stellar mass are better tracers than, for instance, host galaxy morphology.

We show that these tracer accuracy variations can explain the discrepancy between the observed SNe Ia magnitude offsets found in the literature. Using lsSFR or global mass to distinguish the two populations can explain all other observations, though lsSFR is favoured.

As lsSFR is strongly connected to age, our results favour a prompt and delayed population model. In any case, there exists two populations that differ in standardized magnitude by at least $0{,}121 \pm 0{,}010$ mag.

Introduction générale

L'Univers est vaste, si vaste qu'on peut tout à fait le croire infini. Cependant, la notion d'infini, qui ne fait ni chaud ni froid à un mathématicien, reste très peu appréciée des physiciens, car elle est inobservable. Et pour pallier à cet inconvénient, nous avons empiriquement délimité l'Univers à ce que nous pouvons observer de celui-ci. Cet Univers « observable » représente donc une sphère, dont nous sommes le centre (car nous sommes l'observateur) et qui s'étend jusqu'aux limites de ce que nous pouvons effectivement observer.

Dans ce contexte, nous constatons par exemple que notre Univers est au minimum âgé d'environ 13,8 milliards d'années (avec la théorie du Big Bang), mais aussi qu'en plus d'être vaste, il le devient de plus en plus, et de plus en plus vite. Les résultats des précédentes études convergent vers ce que l'on appelle aujourd'hui le « modèle de concordance », qui prend en compte cette expansion accélérée de l'Univers et dont la composition énergétique serait dominée par deux composantes sombres : la matière sombre (en anglais, *dark mater*) et l'énergie sombre (*dark energy*).

Cette thèse s'inscrit dans le domaine de la Cosmologie Observationnelle, dont l'un des objectifs majeurs est de comprendre la nature et les propriétés de ces deux composantes. Une méthode pour étudier l'énergie sombre, principale cause supposée de l'accélération de l'expansion de l'Univers, consiste en la mesure de distances dans l'Univers. Pour cela, nous employons des « chandelles standards », qui correspondent à des objets dont nous connaissons *a priori* les propriétés, et dont les variations nous permettent de mesurer des distances.

Les Supernovae de Type Ia (SNe Ia) peuvent être qualifiées de chandelles standards (en l'occurrence, il s'agit plutôt de chandelles « standardisables », comme nous le verrons plus loin dans cette thèse). C'est en utilisant cet outil que nous avons pu mettre en évidence pour la première fois l'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999), ce qui a conduit à l'obtention du pris Nobel de physique en 2011. Cependant, nous ne connaissons pas encore exactement la nature exacte ces objets. Par ailleurs, il a été observé qu'il existe des corrélations entre la luminosité observée des SNe Ia et les propriétés de leur environnement galactique. Mais la manière de prendre en compte ces effets reste aujourd'hui incertaine, du fait des différents résultats trouvés par différentes équipes. Bien comprendre ces corrélations devient donc un élément crucial pour chercher a extraire les mesures des paramètres cosmologiques les plus fiables et les plus précis possibles lors de l'emploie des SNe Ia.

Cette thèse a pour objectif de proposer une méthode permettant d'expliquer l'origine des différents résultats présents dans la littérature. Nous avons basé notre étude sur le fait que, au vu des observations actuelles, nous pouvons supposer qu'il existe deux populations de SNe Ia distinctes. Nous allons montrer au moyen d'un modèle statistique, que les différentes corrélations ne seraient en fait que des traceurs plus ou moins fiables

de ces deux populations. Nous sommes conscients que ce travail ne prend pas en compte l'ensemble des facteurs influant sur l'observation des SNe Ia. Cependant, avec notre méthode, relativement simple mais robuste, nous sommes capables d'expliquer d'où provient la variété de résultats trouvés par les précédentes études.

Dans la première partie de cette thèse, nous allons poser les bases du contexte scientifique dans lequel ce travail s'inscrit. Nous allons pour cela commencer par donner les notions cosmologiques définissant notre Univers. Puis nous définirons les Supernovae de Type Ia et nous verrons comment les utiliser pour en extraire les paramètres cosmologiques. Enfin nous étudierons les différents effets astrophysiques ayant un impact potentiel sur les SNe Ia.

La deuxième partie détaillera à proprement parler l'étude des corrélations entre la luminosité des Supernovae de Type Ia et les propriétés de leur environnement. C'est dans cette partie que nous présenterons notre modèle statistique à deux populations de SNe Ia, que nous appliquerons ensuite aux observations que nous possédons, en finissant par tester sa robustesse par diverses variations.

La troisième et dernière partie de cette thèse présentera quelques études préliminaires menées sur notre modèle et sur les mesures photométriques. Nous présenterons aussi certaines ouvertures possibles vis-à-vis de ce travail et les conséquences que ce dernier possède sur les études cosmologiques.

Table des matières

I Introduction et contexte scientifique **17**

1 Notions cosmologiques **19**
1.1 Quantités fondamentales 20
1.1.1 Coordonnées comobiles 20
1.1.2 Constante de Hubble 20
1.1.3 Décalage vers le rouge 21
1.2 Cosmologie homogène et isotrope et modèle ΛCDM 23
1.2.1 Relativité générale 23
1.2.2 Univers homogène et isotrope 24
1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître 26
1.2.4 Modèle ΛCDM 28
1.3 Âges et distances cosmologiques 28
1.3.1 Temps de vol et âge de l'Univers 28
1.3.2 Distances cosmologiques 30

2 Les Supernovae de Type Ia **33**
2.1 Description des Supernovae de Type Ia 34
2.1.1 Physique de l'explosion 34
2.1.2 Chandelles standards 35
2.2 Standardisation des Supernovae de Type Ia 38
2.2.1 Courbes de lumière 38
2.2.2 Modèle `SALT2.4` 41
2.3 Supernovae de Type Ia et cosmologie 44
2.3.1 Diagramme de Hubble 44
2.3.2 Tensions du modèle cosmologique 46

3 Dépendances astrophysiques des SNe Ia **51**
3.1 Les galaxies hôtes des SNe Ia 52
3.1.1 Propriétés des galaxies 52
3.1.2 Évolution des propriétés des courbes de lumière des SNe Ia 55
3.2 Impact de l'environnement sur les SNe Ia 59
3.2.1 Âge du progéniteur des SNe Ia 61
3.2.2 Biais astrophysiques et standardisation des SNe Ia 62

II Étude de la corrélation entre la luminosité des SNe Ia et les propriétés de leur environnement 67

4 Modèle à deux populations de SNe Ia 69
4.1 Modèle statistique . . . 70
4.1.1 Illustration sur données simulées . . . 70
4.1.2 Développement mathématique de la fonction de probabilité du modèle 78
4.2 Algorithme . . . 81
4.2.1 Maximisation de la fonction de probabilité . . . 81
4.2.2 Implémentation dans PYTHON . . . 83
4.3 Validation et tests . . . 85
4.3.1 Création d'une simulation . . . 85
4.3.2 Validation du modèle . . . 87
4.3.3 Discussion des choix de l'algorithme . . . 90

5 Création de l'échantillon de données 95
5.1 Échantillon de SNe Ia . . . 96
5.1.1 The Nearby Supernova factory . . . 96
5.1.2 Description de l'échantillon de SNe Ia . . . 98
5.2 Mesures de l'environnement des SNe Ia . . . 98
5.2.1 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique . . . 99
5.2.2 Couleur de l'environnement stellaire . . . 102
5.2.3 Masse stellaire . . . 108
5.2.4 Taux de formation stellaire spécifique photométrique . . . 109
5.2.5 Morphologie des galaxies hôtes . . . 110

6 Contamination des traceurs par rapport au lsSFR spectroscopique 111
6.1 Application du modèle à deux populations . . . 112
6.1.1 Description des traceurs . . . 112
6.1.2 Corrélation entre le lsSFR spectroscopique et les traceurs de comparaison . . . 113
6.2 Mesure de la *marche de magnitude* . . . 116
6.2.1 Estimation gaussienne sur les résidus de Hubble . . . 117
6.2.2 Troisième paramètre de standardisation . . . 121
6.3 Corrélation entre step et contamination . . . 123

7 Discussion et Conclusions générales 127
7.1 Paramètres de standardisation . . . 128
7.2 Changement de référence . . . 128
7.3 Dispersion dans le modèle à deux populations de SNe Ia . . . 132
7.4 Conclusions générales . . . 135

III Études préliminaires et perspectives 139

8 Études préliminaires 141
8.1 Contamination du traceur de référence . . . 142

8.1.1 Paramètre libre de l'algorithme 142
8.1.2 Estimation à partir des résidus de Hubble 143
8.2 Ajustement de la distribution spectrale d'énergie 148
8.2.1 Configuration de LEPHARE 149
8.2.2 PROSPECTOR 151

9 Perspectives et applications 157
9.1 Futurs grands relevés de SNe Ia 158
9.1.1 Zwicky Transient Facility 158
9.1.2 Observatoire Vera C. Rubin 158
9.1.3 Perspectives pour une plus grande statistique sans données spectroscopiques 162
9.1.4 Évolution de la répartition des SNe Ia dans les deux populations . . 164
9.2 Traceurs locaux et globaux 164
9.3 Conséquences pour la cosmologie 168

Conclusions 171

Première partie

Introduction et contexte scientifique

Chapitre 1

Notions cosmologiques

Nous commençons, dans ce premier Chapitre, par introduire les notions cosmologiques qui définissent le cadre scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse. Cela permettra au lecteur de comprendre les grandeurs et la terminologie employées et d'approcher les enjeux que soutiennent cette étude.

La cosmologie est la science qui étudie l'Univers dans son ensemble, à savoir son origine, sa composition, sa structure, son évolution dans le temps, etc. Les analyses menées sur l'ensemble des observations dont nous disposons aujourd'hui, les *sondes cosmologiques*, convergent vers ce que l'on appelle « le modèle de concordance ». Il s'agit d'un modèle théorique, nommé ΛCDM (c'est-à-dire incluant de la matière sombre froide avec la prise en compte d'une constante cosmologique Λ), reposant sur deux piliers : l'universalité des lois de la physique et certaines hypothèses fondatrices. Notamment, ce modèle prend en compte le modèle standard des particules, la relativité générale, la mise en évidence d'une phase d'expansion accélérée, et stipule que notre Univers est homogène et isotrope aux grandes échelles (« principe cosmologique »).

Ce Chapitre est inspiré du cours de Yannick Copin [1]. Dans la Section 1.1, nous donnerons les quantités fondamentales qui interviennent dans la cosmologie observationnelle. Puis nous détaillerons dans la Section 1.2 le « principe cosmologique », supposant un Univers homogène et isotrope, et le modèle ΛCDM qui en découle, Enfin, nous parlerons d'âges et de distances cosmologiques dans la Section 1.3.

Sommaire

1.1 Quantités fondamentales 20
- 1.1.1 Coordonnées comobiles 20
- 1.1.2 Constante de Hubble 20
- 1.1.3 Décalage vers le rouge 21

1.2 Cosmologie homogène et isotrope et modèle ΛCDM 23
- 1.2.1 Relativité générale 23
- 1.2.2 Univers homogène et isotrope 24
- 1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître 26
- 1.2.4 Modèle ΛCDM 28

1.3 Âges et distances cosmologiques 28
- 1.3.1 Temps de vol et âge de l'Univers 28
- 1.3.2 Distances cosmologiques 30

1. https://perso.ip2i.in2p3.fr/ycopin/enseignements.html

1.1 Quantités fondamentales

1.1.1 Coordonnées comobiles

En cosmologie, nous pouvons observer que les objets composant l'Univers (galaxies, amas de galaxies, ...) ont tendance à s'éloigner les uns des autres à grande échelle. Cependant, il ne s'agit pas simplement d'un mouvement de ces objets dans l'espace, mais d'une dynamique de l'espace lui-même qui a tendance à *gonfler*, à s'expandre. Cet effet ne s'observe pas à petite échelle (par exemple à l'intérieur d'une galaxie), car dans ce cas, la gravité domine.

La mise en évidence de l'expansion de l'Univers est attribuée à Edwin Hubble en 1929 (Hubble 1929). Nous pouvons cependant créditer la première observation de ce phénomène à Vesto Slipher par sa découverte du décalage vers le rouge de la lumière émise par les galaxies en 1912 (Slipher 1913), puis prédit et mesuré par Georges Lemaître à la fin des années 1920 (Lemaître 1927), avec l'observation d'une corrélation quasiment linéaire entre le décalage vers le rouge et la distance des galaxies. En effet, l'observation de l'expansion se traduit par une augmentation de la longueur d'onde de la lumière émise par les objets étudiés, ce qui a pour conséquence de la *décaler* vers le rouge (en anglais, *redshift*, voir Section 1.1.3).

Cette expansion de l'Univers induit une augmentation systématique des distances avec le temps. Ainsi, la distance $r(t)$ entre l'observateur et n'importe quel objet céleste (à distance cosmologique) croît en fonction du temps. Nous modélisons cette dépendance en introduisant une échelle caractéristique, $a(t)$, appelée « facteur d'échelle », qui évolue proportionnellement avec $r(t)$ tel que :

$$\chi \triangleq \frac{r(t)}{a(t)} \tag{1.1}$$

où χ représente la distance comobile (le symbole $\triangleq$ signifie « égale par définition »). Cette dernière est une grandeur constante (entre deux objets localement fixes, c'est-à-dire sans vitesse particulière) et adimensionnée.

Utiliser les coordonnées comobiles nous permet de nous affranchir du temps et de l'expansion de l'Univers. Cela revient à dire que l'espace en coordonnées comobiles est, en moyenne, statique. Ainsi, deux objets qui voient leur distance propre (r) augmenter avec le temps, garde une distance comobile (χ) constante. Par conséquent, l'expansion de l'Univers possède, actuellement, un facteur d'échelle croissant avec le temps.

1.1.2 Constante de Hubble

Nous introduisons le *paramètre* de Hubble H, qui évolue en fonction du temps, en utilisant le facteur d'échelle a, tel que :

$$H(t) \triangleq \frac{1}{a}\frac{da}{dt} = \frac{\dot{a}}{a} \tag{1.2}$$

Exprimé généralement en $[\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}]$ [2], il correspond au taux d'expansion de l'Univers. Sa valeur actuelle, correspondant à la *constante* de Hubble, est exprimée par :

$$H_0 \triangleq H(t_0) = \left.\frac{\dot{a}}{a}\right|_{t=t_0} \tag{1.3}$$

avec l'indice $_0$ ne correspondant pas à la valeur initiale, mais bien à la valeur actuelle. Ainsi, t_0 correspond à l'âge actuel de l'Univers, et est donc différent de zéro (voir Section 1.3.1).

En comparant la vitesse apparente des galaxies (v) avec leur distance propre (r), Hubble a remarqué qu'il existe une relation linéaire entre les deux. Cette relation, énoncée en 1929 et à l'origine appelée *loi de Hubble* (Hubble 1929), a été prédite deux ans auparavant par Lemaître (Lemaître 1927). De ce fait, il est dorénavant recommandé de l'appeler *loi de Hubble-Lemaître*. Cette loi énonce que les galaxies s'éloignent les unes des autres à une vitesse proportionnelle à leur distance, et elle s'exprime par :

$$v = H_0 r \tag{1.4}$$

Cependant, nous avons pu observer que le décalage vers le rouge (z, voir Section 1.1.3) de la lumière émise par les galaxies (qui permet de calculer leur vitesse v) n'est en fait pas dû à un mouvement des galaxies dans un espace fixe (induisant l'effet Doppler), mais à un étirement de l'espace lui-même (provoquant l'étirement de la longueur d'onde des photons), créant ainsi l'augmentation de la distance entre les objets célestes. Par conséquent, la relation entre la vitesse des galaxies et leur décalage vers le rouge dépend du modèle cosmologique adopté. Ainsi, cette loi ne fonctionne que pour de faibles valeurs de la vitesse, et/ou pour de faibles valeurs de distances (correspondant à $z \ll 1$), sur lesquelles l'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999) n'aura que peu ou pas d'influence.

De plus, nous appelons « vitesse particulière » la composante de vitesse propre aux objets cosmologiques qui dévie de la loi de Hubble. Par exemple, les galaxies situées dans un groupe de galaxies vont subir une attraction gravitationnelle forte, induisant des vitesses différentes de celles attendues par la loi de Hubble.

1.1.3 Décalage vers le rouge

Le décalage vers le rouge (*redshift* en anglais), conventionnellement noté z, correspond à une augmentation de la longueur d'onde de la lumière émise par un objet [3]. Il s'agit d'une grandeur mesurable, définie par le ratio entre la longueur d'onde observée et la celle à l'émission de la lumière générée par un objet, exprimée par :

$$z \triangleq \frac{\lambda_o - \lambda_e}{\lambda_e} \iff 1 + z = \frac{\lambda_o}{\lambda_e} \tag{1.5}$$

où λ_o correspond à la longueur d'onde observée, tandis que λ_e représente la longueur d'onde à l'émission, connue *a priori* (par exemple, dans le vide, $\lambda_{\mathrm{Ly}\alpha} = 121{,}6\,\mathrm{nm}$, $\lambda_{\mathrm{H}\alpha} = 656{,}5\,\mathrm{nm}$).

2. 1 Mpc (mégaparsec) = 10^6 pc (parsec) = $3{,}262 \times 10^6$ années-lumières = $3{,}086 \times 10^{22}$ m.

3. Dans le cadre du spectre visible, cela correspond à un « décalage » vers le rouge de la longueur d'onde. Notons que le décalage vers le rouge correspond à des valeurs positives de z. Au contraire, nous appelons décalage vers le bleu les valeurs négatives.

En astronomie, cette grandeur est remarquable, car le décalage s'applique à l'identique sur l'ensemble du spectre. Cela signifie qu'il s'agit de la conséquence d'un seul phénomène « global », et non de phénomènes localisés à l'échelle atomique.

Dans le cadre de la cosmologie et de l'étude des objets astronomiques, les trois principales causes de ce décalage vers le rouge sont :

— le mouvement relatif des objets astronomiques, induisant un effet Doppler (lié à la relativité restreinte) ;
— la lumière traversant des champs de gravité non homogènes (décalge d'Einstein, lié à la relativité générale) ;
— le décalage vers le rouge cosmologique, dû à l'expansion de l'Univers.

Effet Doppler

Lorsque une source de lumière s'éloigne de l'observateur, cela induit un décalage vers le rouge. Cela s'explique par l'effet Doppler (Doppler et Studnica 1842), auquel s'ajoute les effets relativistes dus aux vitesses proches de la célérité de la lumière (c) [4], résultant en un « effet Doppler relativiste » (Sher 1968). Dans ce contexte, le décalage vers le rouge, z_v, s'exprime, pour les objets se déplaçant dans la direction radiale (c'est-à-dire dans la ligne de visée), par :

$$1 + z_v = \gamma \left(1 + \frac{v_\parallel}{c}\right) \underset{v \ll c}{\approx} 1 + \frac{v_\parallel}{c} \tag{1.6}$$

avec $v_\parallel$ la vitesse radiale relative entre l'objet observé et l'observateur ; et γ correspondant au facteur de Lorentz : $\gamma \triangleq (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Typiquement, pour des objets se déplaçant à des vitesses $v \sim 300\,\mathrm{km\,s^{-1}}$, nous observons un décalage vers le rouge $z_v \sim 10^{-3}$.

Décalage d'Einstein

Le décalage vers le rouge gravitationnel, aussi appelé décalage d'Einstein (Eddington 1926), est un effet prédit par les équations de la relativité générale. Il s'agit d'un phénomène pour lequel la lumière est affectée par le champ de gravitation (non homogène) dans lequel elle se déplace. Ainsi, un photon sortant un puits gravitationnel semble perdre de l'énergie, ce qui a pour conséquence de diminuer sa fréquence, et donc d'augmenter sa longueur d'onde, résultant en un décalage vers le rouge.

En employant la métrique de Schwarzschild (Schwarzschild 1916), nous pouvons définir théoriquement le décalage vers le rouge induit par cet effet, z_g, pour un photon traversant un champ gravitationnel créé par une masse à symétrie sphérique, non chargée électriquement, statique (sans rotation), et en admettant la constante cosmologique nulle, par :

$$1 + z_g = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{rc^2}}} \underset{r \gg r_s}{\approx} 1 + \frac{GM}{rc^2} \tag{1.7}$$

où G est la constante gravitationnelle ; M est la masse de l'objet générant le champ gravitationnel ; c est la célérité de la lumière ; et r est la distance entre l'objet massif et le photon à l'émission ; $r_s \triangleq 2GM/c^2$ correspond au rayon de Schwarzschild. Typiquement,

4. Les objets allant à des vitesses proches de celle de la lumière subissent la dilatation du temps exprimée dans la relativité restreinte.

Table 1.1 – Ordres de grandeur pour des valeurs de décalages vers le rouge, jointes à la distance et au temps de vol correspondants dans le cadre du modèle ΛCDM (voir Section 1.2.4), et la désignation associée.

z	distance	temps de vol	désignation
$< 10^{-2}$	43 Mpc	140 Mans	univers local
$\sim 0{,}1$	420 Mpc	1,3 Gans	univers proche
~ 1	3,3 Gpc	7,7 Gans	univers lointain
11,1	9,7 Gpc	13 Gans	valeur record (galaxie GN-z11)
~ 1100	13,7 Gpc	$t_0 - 380\,000$ ans	fond diffus cosmologique

à la surface du Soleil, $z_g \approx GM_\odot/(R_\odot c^2) = 2{,}1 \times 10^{-6}$; pour un amas de galaxie, $z_g \simeq 3 \times 10^{-5}$.

Décalage vers le rouge cosmologique

Comme nous l'avons exposé en Section 1.1.1, la découverte de l'expansion de l'Univers est intrinsèquement liée à l'observation du décalage vers le rouge des objets astronomiques. En effet, en prenant en compte la relativité générale, l'augmentation de la longueur d'onde des photons dans l'Univers peut être interprétée comme une expansion de l'espace dans lequel se déplace la lumière. Ainsi, la longueur d'onde (λ) des photons se propageant dans l'Univers varie comme le facteur d'échelle ($a(t)$).

Entre une source et un observateur comobiles, le décalage vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers s'exprime par (à partir de l'équation (1.5)) :

$$1 + z \triangleq \frac{\lambda_o}{\lambda_e} \equiv \frac{a(t_o)}{a(t_e)} \left(= \frac{a_0}{a(t)} \text{ pour un observateur actuel} \right) \tag{1.8}$$

avec t_o le temps d'observation et t_e celui d'émission de la lumière ; a_0 le facteur d'échelle actuelle et $a(t)$ le facteur d'échelle à l'époque de l'émission de la lumière. Le décalage vers le rouge cosmologique permet donc d'estimer indirectement le « temps de vol » de la lumière depuis son émission jusqu'à son observation, ainsi que des distances dans l'Univers (voir Section 1.3). Nous présentons quelques ordres de grandeur, dans le cadre du modèle ΛCDM (voir Section 1.2.4), dans la Table 1.1.

1.2 Cosmologie homogène et isotrope et modèle ΛCDM

1.2.1 Relativité générale

La théorie de la relativité générale (Einstein 1915a,b) décrit comment l'espace-temps de l'Univers est déformé par son contenu énergétique, exprimé par l'équation de champ d'Einstein (Einstein 1915c) :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \tag{1.9}$$

dans laquelle :

— $R_{\mu\nu}$ est le tenseur de Ricci (caractérisant la déformation de l'espace-temps) ;
— $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ correspond à la courbure scalaire ;
— $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique ;
— $T_{\mu\nu}$ est le tenseur énergie-impulsion ;
— G est la constante gravitationnelle ($G = 6{,}6743 \times 10^{-11}\,\mathrm{m^3\,kg^{-1}\,s^{-2}}$) ;
— c est la célérité de la lumière ($c = 2{,}997\,924\,58 \times 10^8\,\mathrm{m\,s^{-1}}$) ;
— Λ est la constante cosmologique.

Nous définissons le tenseur de courbure de l'espace-temps d'Einstein par :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \tag{1.10}$$

où $G_{\mu\nu}$ est un tenseur d'ordre 2 définis mathématiquement, avec une signification physique (c'est-à-dire possédant des dérivées secondes de la métrique et une divergence nulle), et s'annulant en espace euclidien (permettant de retrouver la physique de Newton dans les limites de faibles vitesses par rapport à celle de la lumière et de champ gravitationnels faibles).

Nous définissons aussi la constante d'Einstein par :

$$\kappa = \frac{8\pi G}{c^4} \tag{1.11}$$

Dans ce contexte, et en admettant une constante cosmologique nulle ($\Lambda = 0$), l'équation (1.9) devient :

$$G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \tag{1.12}$$

Ainsi écrite, cette équation met en relation la géométrie de l'espace-temps avec son contenu énergétique.

Enfin, nous pouvons introduire la constante cosmologique (Λ) d'un côté ou de l'autre de l'équation (1.12) :

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} \iff G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} \tag{1.13}$$

Dans la partie gauche, cela peut s'interpréter comme étant une modification de la structure fondamentale des lois de la gravitation ; dans la partie droite, comme étant une nouvelle source de champ gravitationnel. Initialement introduite par Einstein pour compenser la gravité et permettre une solution statique, elle a été retirée après la découverte de la récession des galaxies et de l'expansion de l'Univers, et réintroduite comme terme source après la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers (voir Section 2.3.1 ; Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999), pouvant correspondre à une énergie du vide, aussi appelée « énergie sombre » (*dark energy*).

1.2.2 Univers homogène et isotrope

Afin de pouvoir caractériser l'Univers dans son ensemble et étudier sa structure, des hypothèses simplificatrices s'imposent. En prenant en compte l'ensemble des observations, la supposition la plus répandue est celle du « principe cosmologique », qui stipule que l'Univers doit être homogène et isotrope à grande échelle. Le principe d'homogénéité signifie que tous les observateurs sont équivalents, quelle que soit leur position dans l'Univers ;

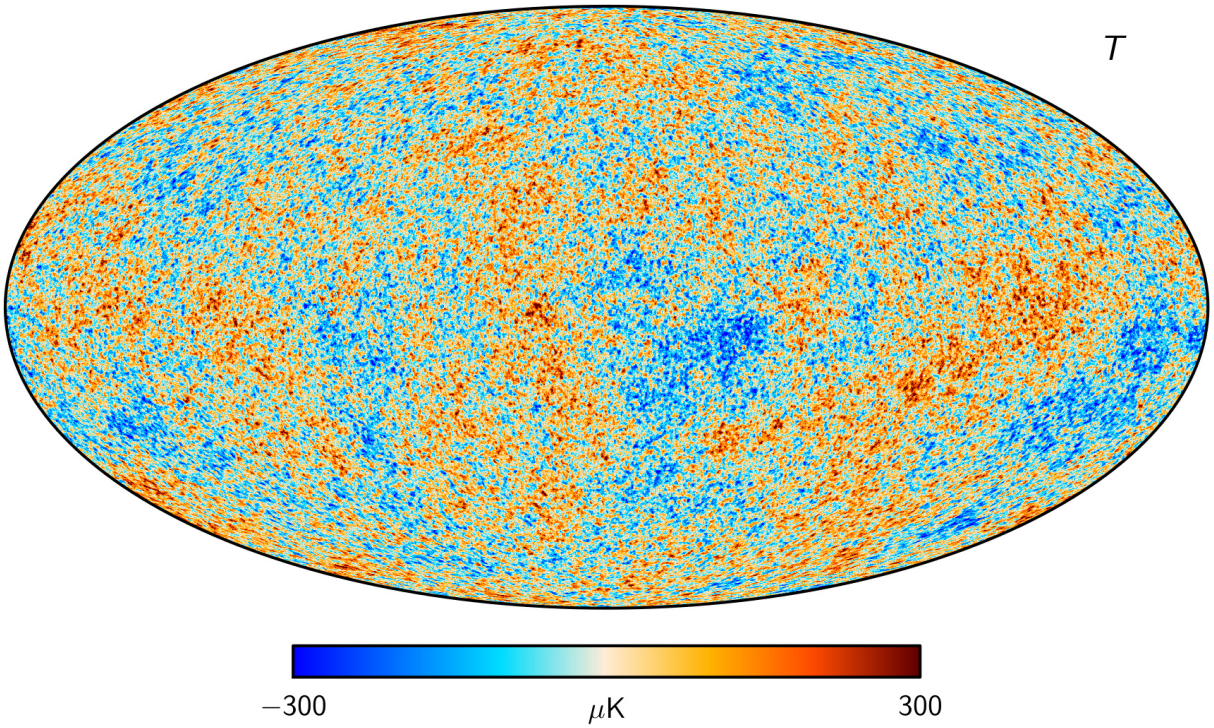

Figure 1.1 – Carte des anisotropies de température du fond diffus cosmologique (CMB). Figure basée sur Planck Collaboration et al. (2020b) en utilisant la méthode SMICA.

celui d'isotropie signifie que les observations sont identiques quelle qu'en soit la direction. Cette hypothèse est fortement soutenue par l'observation de l'homogénéité quasi-parfaite (de l'ordre de 10^{-4} K) du fond diffus cosmologique [5] (voir Figure 1.1).

Dans ce contexte, la métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW ; Friedmann 1922 ; Lemaître 1933 ; Robertson 1936 ; Walker 1937) est la solution la plus générale des équations de la relativité générale. L'hypothèse « homogène et isotrope » du principe cosmologique permet de se placer dans les coordonnées sphériques comobiles (r,θ,ϕ). Dans ces conditions, la métrique de FLRW, pour un élément de longueur d'espace-temps $\mathrm{d}s$, s'exprime par :

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - a^2(t)\left(\frac{\mathrm{d}r^2}{1-kr^2} + r^2\big(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\phi^2\big)\right) \tag{1.14}$$

où t est le temps cosmique propre ; $a(t)$ est le facteur d'échelle (normalisé à $a_0 = a(t = t_0) = 1$) ; et k est le signe de la courbure spatiale : une courbure négative ($k = -1$) correspond à une géométrie ouverte/hyperbolique ; une courbure nulle ($k = 0$) à une géométrie plate/euclidienne ; une courbure positive ($k = +1$) à une géométrie fermée/sphérique.

En appliquant les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie du principe cosmologique au fluide énergétique emplissant l'Univers, et en se plaçant dans la convention du tenseur métrique $g_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(-1\ ;+1\ ;+1\ ;+1)$, nous pouvons montrer que le tenseur énergie-

5. En anglais, *Cosmic Microwave Background* (CMB). Il s'agit du rayonnement électromagnétique le plus ancien possiblement observable, estimé à environ 380 000 ans après le Big Bang.

impulsion s'écrit :

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p \end{pmatrix} \tag{1.15}$$

avec ρ étant la masse volumique du fluide et p étant sa pression.

1.2.3 Équations de Friedmann-Lemaître

En se plaçant dans la métrique de FLRW, nous pouvons dériver les deux équations de Friedmann-Lemaître (Friedmann 1922) à partir de l'équation de champ d'Einstein :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.16}$$

$$\dot{H} + H^2 = \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3c^2}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.17}$$

où a est le facteur d'échelle ; G est la constante gravitationnelle ; c est la célérité de la lumière ; k est le signe de courbure de la courbure spatiale ; ρ et p sont la densité énergétique et la pression du fluide constituant l'Univers ; et Λ est la constante cosmologique. Ces équations donnent l'évolution temporelle du facteur d'échelle en fonction du contenu de l'Univers.

En combinant les deux équations de Friedmann-Lemaître, nous obtenons l'équation de conservation d'énergie dans la métrique de FLRW :

$$\dot{\rho} = -3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1 + w) \tag{1.18}$$

dans laquelle nous supposons l'équation d'état d'un fluide parfait : $w \triangleq p/\rho$. Pour une équation d'état constante ($w =$ constante), nous pouvons montrer que :

$$\rho(t) \propto a(t)^{-3(1+w)} \tag{1.19}$$

L'équation de conservation de l'énergie s'applique à l'ensemble des différents fluides constitutifs de l'Univers. Ainsi, :

- pour $w = 0$ ($p = 0$), $\rho_M \propto a^{-3}$: dans ce cas, l'énergie cinétique est négligeable devant la densité du fluide, correspondant à de la matière non-relativiste ;
- pour $w = 1/3$, $\rho_R \propto a^{-4}$: il s'agit de la limite ultra-relativiste ($v \approx c$), associée aux radiations (photons ou neutrinos), que l'on peut interpréter comme un fluide se diluant comme de la matière non-relativiste ($\propto a^{-3}$) et subissant un étirement de la longueur d'onde avec le facteur d'échelle ($\propto a^{-1}$, voir Section 1.1.3) ;
- pour $w = -1$, $\rho_\Lambda =$ constante $\propto a^0$: il s'agit d'un fluide de pression négative dont la densité d'énergie ne se dilue pas avec le facteur d'échelle $a(t)$, associé ici avec la constante cosmologique Λ.

Ensuite, nous pouvons aussi décomposer la densité énergétique ρ de l'équation (1.16) en une composante de radiation ρ_R, associée aux éléments ultra-relativistes (photons et neutrinos), et une composante de matière ρ_M, correspondant aux éléments non-relativistes (baryons et matière noire). La première équation de Friedmann-Lemaître devient :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\rho_R + \frac{8\pi G}{3c^2}\rho_M - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \tag{1.20}$$

En normalisant les deux composantes actuelles de la densité énergétique ($\rho_R(t_0)$ et $\rho_M(t_0)$) par la densité critique[6] actuelle ($\rho_c(t_0) = (3c^2H_0^2)/(8\pi G)$), l'équation (1.20) devient :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2\left[\frac{\rho_R(t_0)}{\rho_c(t_0)}\frac{\rho_R}{\rho_R(t_0)} + \frac{\rho_M(t_0)}{\rho_c(t_0)}\frac{\rho_M}{\rho_M(t_0)} - \frac{kc^2}{a_0^2H_0^2}\frac{a_0^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}\right] \tag{1.21}$$

Enfin, en prenant en compte la discussion sur l'équation de conservation d'énergie et son application sur les fluides constitutifs de l'Univers, nous pouvons réexprimer la première équation de Friedmann-Lemaître en fonction du facteur d'échelle :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2\left[\Omega_R\left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_M\left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_k\left(\frac{a_0}{a}\right)^2 + \Omega_\Lambda\right] \tag{1.22}$$

et en fonction du décalage vers le rouge (en utilisant l'équation (1.8)) :

$$H^2 \triangleq \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2\left[\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\right] \tag{1.23}$$

avec :

$$\begin{aligned}
\Omega_X \triangleq \frac{\rho_X(t_0)}{\rho_c(t_0)} &= \frac{8\pi G}{3c^2H_0^2}\rho_X(t_0) \quad \text{pour } X = \{R\,;M\} \\
\Omega_k &= -\frac{kc^2}{a_0^2H_0^2} \\
\Omega_\Lambda &= \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}
\end{aligned}$$

où les densités réduites Ω_i (aussi notés $\{\Omega\}$) sont des paramètres adimensionnés (aussi appelés paramètres cosmologiques). Notons que tous ces paramètres sont reliés par construction, car pour $t = t_0$, $H = H_0$ et $a = a_0$, nous obtenons $\Omega_T = \sum_{\{i\neq k\}}\Omega_i = 1 - \Omega_k$.

Ainsi, sous l'hypothèse homogène et isotrope du principe cosmologique, l'équation (1.23) (décrivant l'évolution de l'Univers) est entièrement définie par trois paramètres cosmologiques (Ω_R, Ω_M et Ω_Λ, contraignant ainsi Ω_k) et la constante de Hubble H_0. Enfin, les densités réduites étant dégénérées avec la constante de Hubble, il est généralement plus précis de mesurer $\Omega_i h^2$ (avec $h = H_0/100\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$).

6. La densité critique correspond, en cosmologie, à la densité énergétique associée à un Univers plat (ou Euclidien) à grande échelle.

1.2.4 Modèle ΛCDM

Les études menées sur l'ensemble des sondes cosmologiques dont nous disposons aujourd'hui (le fond diffus cosmologique, les oscillations acoustiques des baryons, les Supernovae de Type Ia, etc.) convergent vers un même modèle : le « modèle de concordance » (comme illustré en Figures 1.2 et 1.3). Il s'agit d'un modèle cosmologique théorique de matière noire (c'est-à-dire interagissant très peu avec la matière ordinaire et le rayonnement électro-magnétique) froide (c'est-à-dire se déplaçant lentement par rapport à la vitesse de la lumière) et une constante cosmologique Λ. Ce modèle, aussi appelé ΛCDM (*Lambda Cold Dark Matter*), est actuellement le paradigme de la cosmologie, car c'est le modèle le plus simple qui rend compte des propriétés globales du cosmos :

— l'existence et la structure du fond diffus cosmologique (voir Figure 1.1) ;
— la structure à grande échelle de la distribution des galaxies ;
— la composition de l'Univers et l'abondance des éléments légers (hydrogène, hélium et lithium) ;
— l'expansion accélérée de l'Univers.

Nous l'avons dit plus tôt, le modèle ΛCDM repose sur l'universalité des lois de la physique (notamment la relativité générale, le modèle standard des particules, etc.) et sur des hypothèses fondatrices (comme le principe cosmologique, Univers plat/euclidien, etc.).

Il est intégralement décrit par six paramètres libres et indépendants (au choix), tandis que les paramètres supplémentaires sont : soit fixés *a priori* par des valeurs pré-supposées (par exemple $\Omega_T = 1$, impliquant $\Omega_k = 0$; $w = -1$; etc.) ou contraintes par des observations non-cosmologiques ; soit dérivés à partir du choix des six paramètres fondamentaux. Notons que ce modèle peut être étendu en laissant libres des paramètres initialement fixés.

Les derniers résultats d'ajustement des paramètres du modèle ΛCDM sur les observations ont été présentés par la collaboration Planck (Planck Collaboration et al. 2020a), et stipulent que notre Univers est, actuellement, composé de $\sim 70\%$ d'énergie sombre et de $\sim 30\%$ de matière.

Le modèle ΛCDM, actuellement employé dans la plupart des études cosmologiques, possède un fort pouvoir prédictif, décrit avec précision l'ensemble des observations, et contient peu d'anomalies. Cependant, certaines composantes théoriques restent difficilement explicables. En l'occurrence, l'origine physique de la matière sombre et de l'énergie sombre (composantes énergétiques principales de ce modèle) demeurent inconnues.

De plus, nous sommes actuellement en présence d'une tension sur la mesure de la constante de Hubble, entre son estimation indirecte (par la combinaison des différentes sondes cosmologiques et du modèle ΛCDM) et son estimation directe (par des outils de mesures de distances, telles que les Supernovae de Type Ia). Nous présentons cette « tension de Hubble » plus en détails en Section 2.3.2.

1.3 Âges et distances cosmologiques

1.3.1 Temps de vol et âge de l'Univers

Pour un objet possédant un décalage vers le rouge donné z, le « temps de vol » (*lookback time*) correspond au temps mis par les photons émis pour parvenir jusqu'à l'observateur

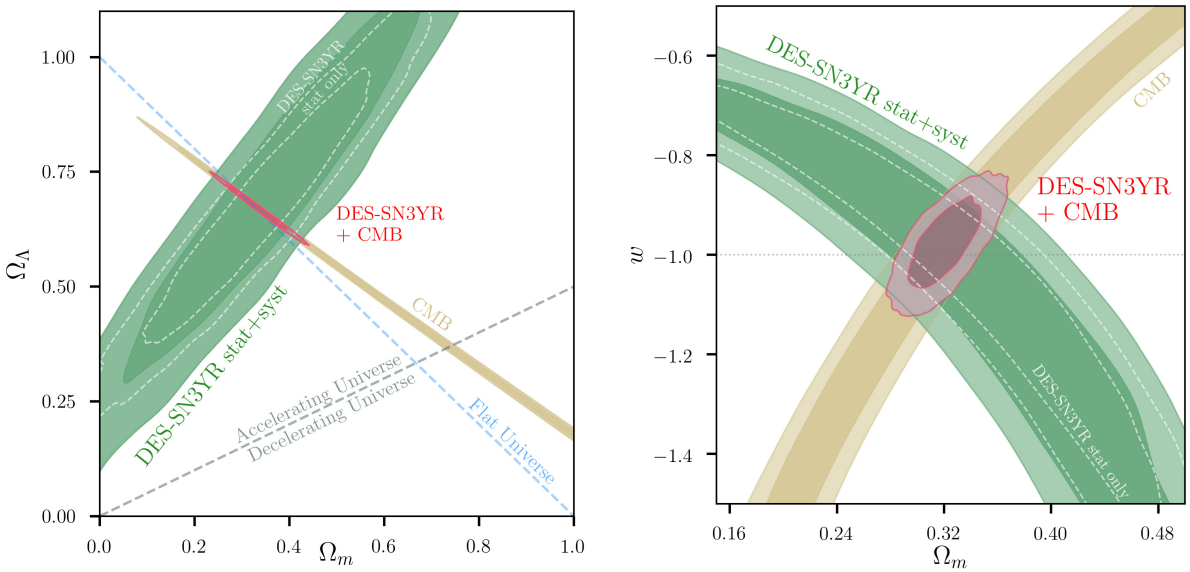

FIGURE 1.2 – Contraintes sur les paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM par la combinaison des Supernovae de Type Ia (en vert, échantillon DES-SN3YR incluant les erreurs statistiques et systématiques) et le fond diffus cosmologiques (CMB, en jaune, données provenant de Planck 2016). Les deux graphiques montrent les régions de confiance à 1σ et 2σ dans les espaces $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ (*à gauche*) et (Ω_M, w) (*à droite*). Les contours rouges correspondent à la combinaison des deux sondes. Figures de Abbott et al. (2019).

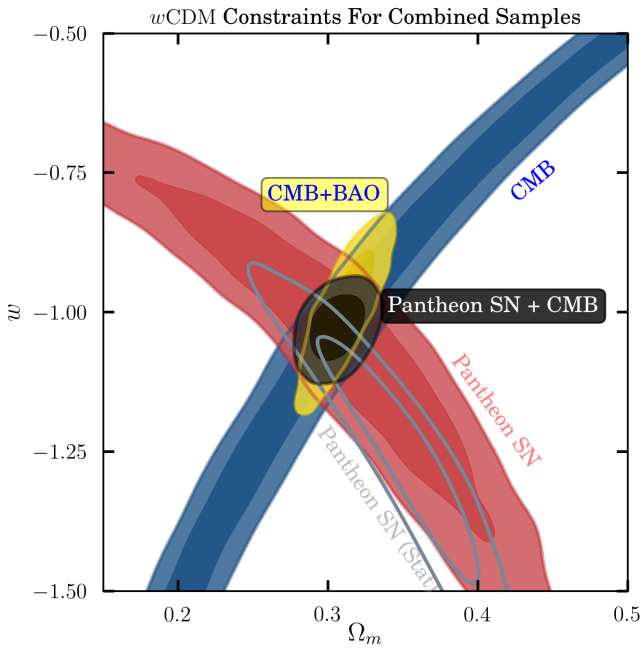

FIGURE 1.3 – Similaire au graphique de droite dans la Figure 1.2. Les données de Supernovae de Type Ia proviennent de l'échantillon Pantheon (en rouge) ; les données du fond diffus cosmologique (CMB) sont fournies par la collaboration Planck 2016 (en bleu). Les contours jaunes combinent le CMB et les oscillations acoustiques des baryons (BAO, données de SDSS DR7) ; les contours noirs combinent le CMB et les SNe. Figure de Scolnic et al. (2018).

situé en $z_0 = 0$. En utilisant l'équation (1.2) du paramètre de Hubble et la relation (1.8) entre le décalage vers le rouge cosmologique et le facteur d'échelle, nous exprimons le temps de vol par :

$$\begin{aligned} t(z) &= \int_0^{t(z)} \mathrm{d}t' = \int_0^{a(z)} \frac{\mathrm{d}a'}{\dot{a}'} = \int_0^{a(z)} \frac{\mathrm{d}a'}{a' H(a')} = \int_0^{z} \frac{\mathrm{d}z'}{(1+z')H(z')} \\ &= \frac{1}{H_0} \int_0^{z} \frac{\mathrm{d}z'}{(1+z')E(z')} \end{aligned} \tag{1.24}$$

où $E(z')$ est déduit de l'équation (1.23) :

$$E(z) \triangleq \frac{H(z)}{H_0} = \left[\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\right]^{1/2} \tag{1.25}$$

Ainsi, l'estimation du temps de vol actuel dépend fortement de la composition énergétique de l'Univers (caractérisée par les paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$), *via* l'historique de son expansion, et donc du modèle cosmologique employé. Nous donnons quelques ordres de grandeur dans le cadre du modèle ΛCDM dans la Table 1.1).

Nous pouvons estimer l'âge actuel de l'Univers en prenant un décalage vers le rouge infini :

$$t_0 = \frac{1}{H_0} \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}z'}{(1+z')E(z')} \tag{1.26}$$

estimé, dans le modèle ΛCDM, à $t_0 = 13{,}797 \pm 0{,}023$ Gans (Planck Collaboration et al. 2020a).

1.3.2 Distances cosmologiques

En cosmologie, il existe de multiples façons de définir la distance entre un objet, possédant un décalage vers le rouge donné z, et l'observateur situé en $z_0 = 0$.

Parallaxe

L'une des premières méthodes utilisées pour mesurer des distances dans l'espace est l'emploi de la parallaxe, qui correspond à l'apparente différence de position d'un objet à travers deux lignes de vue différentes. Ce phénomène est causé par le mouvement relatif entre l'observateur et l'objet observé. À cause de la perspective, les objets proches présentent une parallaxe plus large que des objets lointains. Ainsi, l'observation de la parallaxe, qui est une mesure d'angle, permet d'obtenir géométriquement une mesure de distance.

En astronomie, il existe plusieurs définitions de la parallaxe (diurne, lunaire, solaire, etc.). Actuellement, la plus utilisée (pour les objets hors du système solaire) est la parallaxe stellaire (aussi appelée annuelle ou héliocentrique). La parallaxe stellaire d'une étoile correspond à l'angle sous lequel nous observerions le demi-grand axe de l'orbite de la Terre depuis cette étoile.

Nous définissons l'ellipse parallactique par la trajectoire que semble décrire une étoile au cours de l'année par rapport au fond stellaire (c'est-à-dire par rapport aux étoiles qui apparaissent immobiles, et donc supposées infiniment lointaines). La parallaxe p est mesurée par la moitié de l'angle maximal θ de cette ellipse dans le ciel ($p = \theta/2$).

Par simple trigonométrie, nous définissons la distance d de l'étoile par rapport au Soleil à partir du triangle formé par l'étoile, le Soleil et la Terre :

$$\tan(p) = \frac{r_{TS}}{d} \tag{1.27}$$

avec r_{TS} étant la distance Terre-Soleil, aujourd'hui bien définie et mesurée précisément par l'unité astronomique ($1\,\mathrm{au} \approx 150 \times 10^6\,\mathrm{km}$) ; la parallaxe stellaire p est exprimée en arcsecondes d'angle ([arcsec]), tandis que la distance est exprimée en parsecs ([pc], défini comme la distance correspondant à une parallaxe stellaire de 1 arcsec) [7].

Enfin, du fais de la géométrie extrêmement fine formée par ces objets, nous pouvons appliquer l'approximation trigonométrique :

$$d \approx \frac{1}{p} \tag{1.28}$$

Cette méthode de mesure de distance n'est adaptée que pour des objets proches à partir d'instruments possédant une précision de mesure d'angle suffisamment fine. La caméra *Wide Field Camera 3* (WFC3, installée sur le télescope spatial Hubble ; Riess et al. 2014) et la mission *Gaia* (controllée par l'agence *European Space Agency* ; Gaia Collaboration et al. 2018) atteignent toutes deux des précisions de mesure d'angles de parallaxe stellaire entre 20 et 40 µarcsec, permettant des mesures de distances fiables jusqu'à $\sim 3000\,\mathrm{pc}$.

Cependant, la parallaxe stellaire permet de calibrer les mesures de distance faites à partir des chandelles standards (voir Section 2.1.2).

Distances comobiles

Nous avons introduit la distance comobile χ en Section 1.1.1. Nous pouvons déduire, de l'équation 1.1, la distance comobile radiale (c'est-à-dire le long de la ligne de vue) d'un objet par rapport à un observateur actuel en fonction du décalage vers le rouge :

$$d_C(z) = r_0(z) \triangleq a_0\chi(z) \tag{1.29}$$

En se plaçant dans un Univers euclidien/plat ($k = 0$), nous pouvons montrer que l'expression (1.14) de la métrique de FLRW devient :

$$\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - a^2(t)\left(\mathrm{d}\chi^2 + \chi^2\left(\mathrm{d}\theta^2 + \sin^2\theta\mathrm{d}\phi^2\right)\right) \tag{1.30}$$

Dans ce contexte, lors de la propagation d'un photon, $\mathrm{d}s^2 = 0 = c^2\mathrm{d}t^2 - a^2\mathrm{d}\chi^2$, donc $\mathrm{d}\chi = c\,\mathrm{d}t/a(t)$. En appliquant le même raisonnement que pour l'expression du temps de vol (voir Section 1.3.1), nous obtenons :

$$\chi(z) = \int_{t(z)}^{t_0} \mathrm{d}\chi' = \int_{t(z)}^{t_0} \frac{c\,\mathrm{d}t'}{a(t')} = c\int_{a(t)}^{a_0} \frac{\mathrm{d}a'}{a'\dot{a}'} = \frac{c}{a_0}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{H(z')} = \frac{c}{a_0H_0}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{E(z')} \tag{1.31}$$

avec $E(z')$ définis par l'équation (1.25).

Par conséquent, la distance comobile radiale s'exprime par :

$$d_C(z) = \frac{c}{H_0}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{E(z')} \tag{1.32}$$

7. Voir note 2, page 21

Distance de luminosité

La distance de luminosité (d_L) relie la luminosité (L) émise par un objet avec le flux (f) reçu par l'observateur :

$$f = \frac{L}{4\pi {d_L}^2} \tag{1.33}$$

De plus, du fait de la dilution énergétique et temporelle du flux avec l'expansion, nous pouvons relier la distance de luminosité avec la distance comobile transverse par :

$$d_L(z) = (1+z)d_M(z) = \frac{c(1+z)}{H_0}\int_0^z \frac{\mathrm{d}z'}{E(z')} \tag{1.34}$$

où $d_M(z)$ s'interprète ici comme le rayon de la sphère centrée sur la source et passant par l'observateur ; et $(1+z)$ provient des dilutions temporelle et énergétique du flux avec l'expansion.

Module de distance

En astrophysique, les flux et les luminosités sont exprimés en échelles logarithmiques, correspondant à des magnitudes. La magnitude apparente m d'un objet, générant un flux f, est exprimée avec la loi de Pogson (Pogson 1856) par :

$$m - m_0 = -2{,}5\log_{10}\left(\frac{f}{f_0}\right) = -2{,}5\log_{10}\left(\frac{L}{L_0}\frac{{d_{L0}}^2}{{d_L}^2}\right) \tag{1.35}$$

où m_0 est la magnitude apparente, connue par définition, d'un objet de référence de flux f_0, utilisé comme « point-zéro ».

De plus, nous définissons la magnitude absolue d'un objet, M, comme étant celle que nous devrions mesurer si l'objet était situé à $d_{L0} = 10\,\mathrm{pc}$ de l'observateur, pouvant ainsi être associé à la luminosité intrinsèque de l'objet.

Finalement, le module de distance μ est défini par la différence entre la magnitude apparente m (observée) d'un objet et sa magnitude absolue M (émise) :

$$\mu \triangleq m - M = -2{,}5\log_{10}\left(\frac{10^2}{{d_L}^2}\right) = 5\log_{10}\left(\frac{d_L}{10\,\mathrm{pc}}\right) \tag{1.36}$$

où la distance de luminosité d_L est exprimée en [pc].

Comme nous l'avons montré dans l'équation (1.34), la distance de luminosité (d_L) contient l'information sur l'ensemble des paramètres cosmologiques ($\{\Omega\}$). Cependant, en cosmologie, mesurer des distances est complexe, dû à un nombre varié d'effets astrophysiques à prendre en compte. Le module de distance permet de mesurer la distance de luminosité d'un objet, à condition d'en connaître la magnitude absolue. Un tel objet, dont la magnitude absolue est connue *a priori*, est qualifiée de « chandelle standard » (voir Section 2.1.2). Les Supernovae de Type Ia font partie de ce type d'objets.

Chapitre 2

Les Supernovae de Type Ia

Une « Supernova » (SN) correspond à l'explosion particulièrement puissante et lumineuse d'une étoile en fin de vie. Au maximum de luminosité de l'explosion, une seule SN peut générer autant de lumière qu'une galaxie entière. La luminosité s'affaiblit ensuite entre plusieurs jours et plusieurs mois.

Historiquement, les Supernovae (SNe) ont été classées en deux types : les types I, ne possédant pas de raies d'hydrogène dans leur spectre ; et les types II qui, au contraire, en possèdent (Minkowski 1941). Par la suite, l'amélioration des mesures a permis d'affiner cette classification par la mise en évidence de sous-classes (Elias et al. 1985). Parmi les SNe de Type I, nous distinguons les types Ia (prononcé « 1 a ») par la présence de raies de silicium dans leur spectre, tandis que les types Ib et Ic n'en possèdent pas.

Cependant, cette classification est assez éloignée du phénomène physique provoquant l'explosion en SN (da Silva 1993). Filippenko (1988) montre que nous pouvons distinguer les Supernovae de Type Ia (SNe Ia) des autres, en proposant deux catégories : respectivement, les SNe thermonucléaires et les SNe à effondrement gravitationnel du coeur.

Dans ce Chapitre, nous présentons plus en détails les SNe Ia, qui sont l'objet d'étude principal de cette thèse. Dans la Section 2.1, nous décrivons les caractéristiques de cet objet singulier. Ensuite, nous développons l'emploi des SNe Ia par leur standardisation dans la Section 2.2, puis leur application pour la cosmologie dans la Section 2.3.

Sommaire

2.1 Description des Supernovae de Type Ia 34
2.1.1 Physique de l'explosion 34
2.1.2 Chandelles standards 35
2.2 Standardisation des Supernovae de Type Ia 38
2.2.1 Courbes de lumière 38
2.2.2 Modèle `SALT2.4` 41
2.3 Supernovae de Type Ia et cosmologie 44
2.3.1 Diagramme de Hubble 44
2.3.2 Tensions du modèle cosmologique 46

2.1 Description des Supernovae de Type Ia

L'origine de l'explosion en Supernova (SN) de tous les types autres que les Ia est bien connue : il s'agit de l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive ($> 8\,\mathrm{M}_\odot$) en fin de vie (voir par exemple Heger et al. 2003). La classification est ensuite déterminée par les éléments présents dans leur spectre.

En revanche, le processus de production des Supernovae de Type Ia (SNe Ia) reste actuellement problématique, avec de nombreuses théories proposées au cours des dernières décennies, sans réussir à rendre compte parfaitement de toutes les observations. Malgré l'incertitude sur leur origine, les SNe Ia possèdent des propriétés particulièrement uniformes. Cela permet de les employer comme chandelles standards pour mesurer des distances dans l'Univers.

2.1.1 Physique de l'explosion

Bien que le mécanisme exact de la production des SNe Ia soit encore mal compris, la majorité des modèles fait intervenir une étoile de type « naine blanche carbone-oxygène ». Il s'agit de la phase de fin de vie attendue pour la grande majorité des étoiles. [1]

Lorsqu'une étoile de la séquence principale (Hertzsprung 1911 ; Russell 1914) a fusionné l'ensemble des éléments légers qui composent son coeur, et après avoir évolué en géante rouge, si sa masse n'est pas suffisante (typiquement $< 3 - 4\,\mathrm{M}_\odot$) pour générer la température nécessaire à la fusion du carbone ($\sim 10^9\,\mathrm{K}$), une masse inerte composée de carbone et d'oxygène va se créer en son centre.

Après avoir expulsé ses couches externes (générant une nébuleuse planétaire), ne reste plus que le coeur, nommé naine blanche (ou naine dégénérée). Ne générant plus de réactions de fusion, l'intégrité d'un tel objet céleste est uniquement assurée par l'équilibre entre l'effondrement gravitationnel et la pression interne (en l'occurrence, la pression de dégénérescence des électrons). Cela a pour conséquence de diminuer sa taille, et donc d'augmenter considérablement sa densité. [2]

Enfin, la physique régissant la pression de dégénérescence impose une masse maximale pour une naine blanche sans rotation de $\sim 1{,}44\,\mathrm{M}_\odot$, appelée « la limite de Chandrasekhar » (Chandrasekhar 1939). Au-delà de cette masse critique, la pression interne ne permet plus de compenser la gravitation, et l'étoile s'effondre et génère des instabilités thermonucléaires. Lors de ce processus, celle-ci atteint une température suffisante pour amorcer la fusion du carbone et de l'oxygène. Cette fusion n'étant pas régulée par la dilatation de l'étoile, il se produit alors une réaction en chaîne, ce qui a pour conséquence une explosion thermonucléaire. L'étoile est totalement désintégrée dans l'explosion.

Malgré un accord général sur ce modèle de base, il reste principalement deux aspects actuellement encore incompris : (1) le processus d'amorce (phase d'accrétion) permettant à la naine blanche de gagner en masse et de se rapprocher de la limite de Chandrasekhar ; et (2) le déroulement de l'explosion elle-même (pendant laquelle des éléments lourds se forment). Plusieurs scénarios théoriques ont été proposés, dont les deux principalement acceptés sont :

1. Nous estimons qu'environ 97% des étoiles deviendront des naines blanches, incluant notre Soleil ; voir par exemple Fontaine et al. 2001 ; Althaus et al. 2010.

2. Typiquement, le volume d'une naine blanche est comparable à celui de la Terre, pour une masse équivalente à celle du Soleil.

Progéniteurs simplement dégénérés : (*single degenerate* ; Whelan et Iben 1973 ; Nomoto 1982) Ce modèle se place dans un système binaire d'étoiles, dans lequel l'une des deux évolue en naine blanche, puis accrète de la matière provenant de la seconde étoile. En approchant la limite de Chandrasekhar, la naine blanche finit par exploser en SN Ia.

Progéniteurs doublement dégénérés : (*double degenerate* ; Webbink 1984 ; Iben et Tutukov 1984) Ce modèle suppose la fusion de deux naines blanches, dont la masse totale dépasse (au minimum) la limite de Chandrasekhar. Cela permet l'accessibilité à une large gamme de masses pour déclencher le phénomène de SNe Ia (en théorie jusqu'à 2,9 $M_\odot$).

Bien que le modèle simplement dégénéré soit généralement reconnu comme étant le plus plausible, l'observation d'un manque d'hydrogène et d'hélium dans le spectre des SNe Ia reste inexpliquée (Livio 2000 ; Mattila et al. 2005 ; Leonard 2007 ; Kotak 2008), tandis que la voie doublement dégénérée permet de la justifier. À l'inverse, même si plusieurs SNe Ia ont été observées avec des masses éjectées supérieures à la limite de Chandrasekhar, lesquelles pourraient recourir au modèle doublement dégénéré (Howell et al. 2006 ; Hicken et al. 2007 ; Scalzo et al. 2010 ; Silverman et al. 2011), cela va à l'encontre de l'homogénéité de luminosité observée des SNe Ia, suggérant une quantité initiale de matière relativement stable.

Finalement, aucune des théories présentées n'est capable d'expliquer l'ensemble des observations (Hayden et al. 2010). Malgré ces incertitudes sur le processus de production des SNe Ia, nous constatons en pratique une remarquable homogénéité de leur pic de luminosité, probablement due à la composition typique et la masse critique fixe pour lesquelles les naines blanches explosent en SNe Ia. Ce constat nous permet d'employer ces objets comme chandelles standards (Colgate 1979).

2.1.2 Chandelles standards

Comme nous l'avons développé dans la Section 1.3, une « chandelle standard » est un objet céleste dont la luminosité est connue *a priori*. A l'échelle logarithmique, cela signifie que nous connaissons sa magnitude absolue (M). En la comparant avec le flux observé (c'est-à-dire la magnitude apparente m), nous pouvons en déduire la distance entre l'objet et l'observateur par :

$$\mu \triangleq m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d_L}{10} \right) \tag{2.1}$$

où d_L est la distance de luminosité, exprimée en [pc]. En astronomie, il est courant d'utiliser le module de distance (μ, exprimé en magnitude) pour présenter des distances.

Plusieurs objets célestes peuvent être utilisés comme chandelles standards. Dans le domaine optique, les plus couramment employées sont les céphéides et les SNe Ia.

Les céphéides

Les céphéides sont des étoiles jaunes, géantes ou supergéantes ($\sim 4 - 20\,M_\odot$) et très lumineuses (jusqu'à 100 000 fois plus que notre Soleil) (Turner 1996, 2010). De plus, ces astres présentent des pulsations radiales régulières, provoquant une variabilité périodique

de leur diamètre et de leur température, et donc de leur luminosité (dont l'amplitude atteint jusqu'à $\sim 2\,\mathrm{mag}$) sur une période de quelques jours à quelques semaines.

Historiquement, la découverte de la relation période-luminosité est attribuée à Henrietta Swan Leavitt (Leavitt 1908 ; Leavitt et Pickering 1912). Cette relation est aujourd'hui bien établie par la proportionnalité directe entre la magnitude absolue M dans une bande donnée X (M_X) et la période de pulsation P (exprimée en jours) des céphéides :

$$\langle M_X \rangle = a \log_{10} P + b \tag{2.2}$$

où la magnitude absolue moyenne $\langle M_X \rangle$ et les deux coefficients doivent être déterminés par des mesures de distances indépendantes.

Après avoir calibré cette relation, nous pouvons ensuite comparer la magnitude absolue obtenue par cette relation avec la magnitude apparente mesurée d'une céphéide donnée pour en déduire sa distance en utilisant l'équation 2.1.

La relation période-luminosité présente un grand nombre de calibrations différentes, en commençant par celle de Hertzsprung (1913). Plus récemment, une calibration basée sur la mesure précise de la parallaxe stellaire (voir Section 1.3), par l'emploi du télescope spatial Hubble, de dix céphéides proches a été établie par Benedict et al. (2007), avec :

$$\langle M_V \rangle = (-2{,}43 \pm 0{,}12)(\log_{10} P - 1) - (4{,}05 \pm 0{,}02) \tag{2.3}$$

avec la bande V correspondant à la lumière visible (voir Figure 2.1).

La relation période-luminosité des céphéides reste actuellement le principal outil pour mesurer la distance des galaxies proches. Cela est dû à plusieurs avantages que possèdent les céphéides : ce sont des étoiles relativement jeunes, parmi les plus brillantes, et qui sont présentes en abondance dans les galaxies spirales. Cependant, elles souffrent de plusieurs inconvénients, à commencer par l'incertitude sur la calibration de la relation période-luminosité : étant de jeunes étoiles, elles se situent dans des zones riches en poussières, dont l'impact est complexe à corriger ; l'influence de la métallicité des céphéides n'a pas encore été clairement établie ; etc (Efstathiou 2020). De plus, la précision nécessaire pour observer individuellement les céphéides limite l'emploi de cette chandelle standard aux galaxies relativement proches (jusqu'à $\sim 30\,\mathrm{Mpc}$). Pour plus de détails sur les avantages et inconvénients des céphéides, voir la Section 3 de Freedman et al. (2001).

Les Supernovae de Type Ia

En se basant sur les courbes de lumière des SNe Ia (voir Section 2.2.1), nous constatons une grande homogénéité dans l'évolution de leur luminosité, et en particulier dans leur pic de luminosité, ce qui nous a amené à les utiliser comme indicateurs de distance.

Les SNe Ia sont des chandelles standards « secondaires ». En effet, contrairement aux céphéides que nous pouvons observer directement dans notre galaxie, ce qui nous permet de les calibrer à partir de mesures de distance indépendantes fiables (telle que la parallaxe stellaire), nous n'avons détecté des SNe Ia que dans d'autres galaxies que la Voie Lactée [3]. Afin de calibrer leur luminosité, nous avons donc besoin d'un estimateur de distance extra-galactique : d'autres types de chandelles standards.

3. Nous estimons actuellement que la plus récente explosion en SNe Ia dans notre galaxie a eu lieu à la fin du XIXe siècle (Chakraborti et al. 2016).

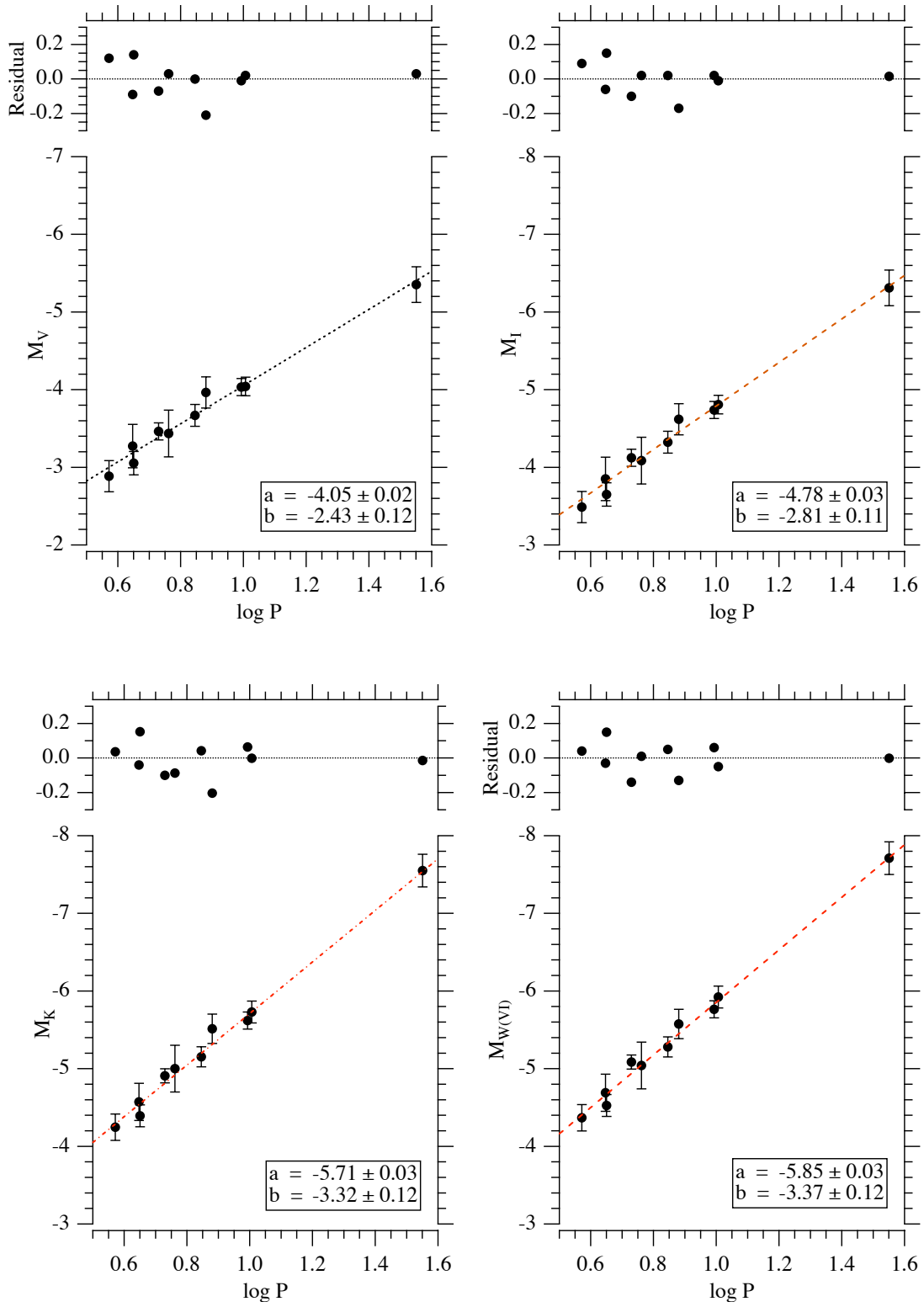

FIGURE 2.1 – Relation période-luminosité dans les bandes V, I, K et $W_{VI} = \langle V\rangle - 2{,}45\big(\langle V\rangle - \langle I\rangle\big)$ (magnitude Wesenheit, voir Madore 1976) pour 10 céphéides de la Voie Lactée, à partir de mesures de la parallaxe stellaire faites par le télescope spatial Hubble. La relation est de la forme $\langle M_X\rangle = a + b\,(\log_{10} P - 1)$, avec les coefficients a et b indiqués dans le graphique associé à chaque bande X. Figure de Benedict et al. (2007).

Par exemple, nous pouvons employer les céphéides situées dans des galaxies ayant contenu une SN Ia pour calibrer la distance de ces dernières. Saha et al. (1999) trouve une valeur moyenne de la magnitude absolue maximale dans la bande V, avec un échantillon de 8 SNe Ia présentant ces conditions, de :

$$\langle M_V \rangle = -19{,}48 \pm 0{,}07 \tag{2.4}$$

avec une dispersion estimée à $\sigma_{M_V} \lesssim 0{,}5\,\mathrm{mag}$ (Hamuy et al. 1995).

Les SNe Ia sont donc naturellement de bons indicateurs de distances, et leur grande luminosité ($\sim 5 \times 10^9$ fois plus que le Soleil, parfois même supérieure à celle de leur galaxie hôte) nous permet de mesurer des distances cosmologiques : la plus proche, SN2011fe, s'est située à moins de 7 Mpc (Pereira et al. 2013), tandis que les plus lointaines dépassent $z = 1{,}7$, soit $\sim 3\,\mathrm{Gpc}$ (Rubin et al. 2013 ; Jones et al. 2013).

Enfin, en étudiant les propriétés de leurs courbes de lumière, nous sommes capables de réduire la dispersion de leur luminosité intrinsèque, et par conséquent, d'augmenter la précision sur l'estimation des distances par l'emploi de cette chandelle standard.

2.2 Standardisation des Supernovae de Type Ia

En réalité, il n'existe pas de chandelles parfaitement standards, mais seulement des chandelles « standardisables », dont les variabilités lumineuses sont plus ou moins importantes et plus ou moins faciles à corriger. Dans le cas des SNe Ia, leur luminosité maximale est corrélée à leur évolution temporelle et à leur couleur, déterminées à partir de leurs courbes de lumière.

2.2.1 Courbes de lumière

La structure spectrale et la luminosité des SNe Ia évoluent au cours du temps. Nous définissons une « courbe de lumière » par l'évolution de la magnitude, mesurée dans une bande photométrique donnée, en fonction du temps. Ces courbes de lumière possèdent une forme très similaire pour chacune des SNe Ia.

En pratique, nous observons une rapide augmentation de la luminosité de l'explosion (correspondant à une diminution de la magnitude de l'ordre de $\sim 3 - 6\,\mathrm{mag}$, principalement en fonction de la bande étudiée) sur une quinzaine de jours, jusqu'à atteindre son maximum (nous définissons la phase 0 par la date à laquelle la luminosité est maximale dans la bande B). La luminosité commence ensuite par décroître rapidement sur quelques jours (phase dominée par la désintégration $^{56}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Co}$), puis plus lentement durant quelques dizaines de jours (dû à la désintégration $^{56}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{56}\mathrm{Fe}$). Un second maximum (correspondant à l'élément $\mathrm{Fe_{III}}$) peut être observé dans les parties rouges du spectre trois semaines après le maximum de luminosité (Hillebrandt et Niemeyer 2000).

Dans la Figure 2.2, nous illustrons l'évolution temporelle de la structure spectrale de la SN Ia SN2011fe (aussi nommée PTFkly11) entre 15 jours avant et 100 jours après la phase 0 (Pereira et al. 2013). Cette série spectrophotométrique met en évidence la variabilité de la composition chimique de cet évènement.

Nous présentons ensuite les courbes de lumière pour la même SN Ia dans la Figure 2.3, synthétisées dans les bandes $UBRVI$ par la collaboration SNfactory (voir Section 5.1.1).

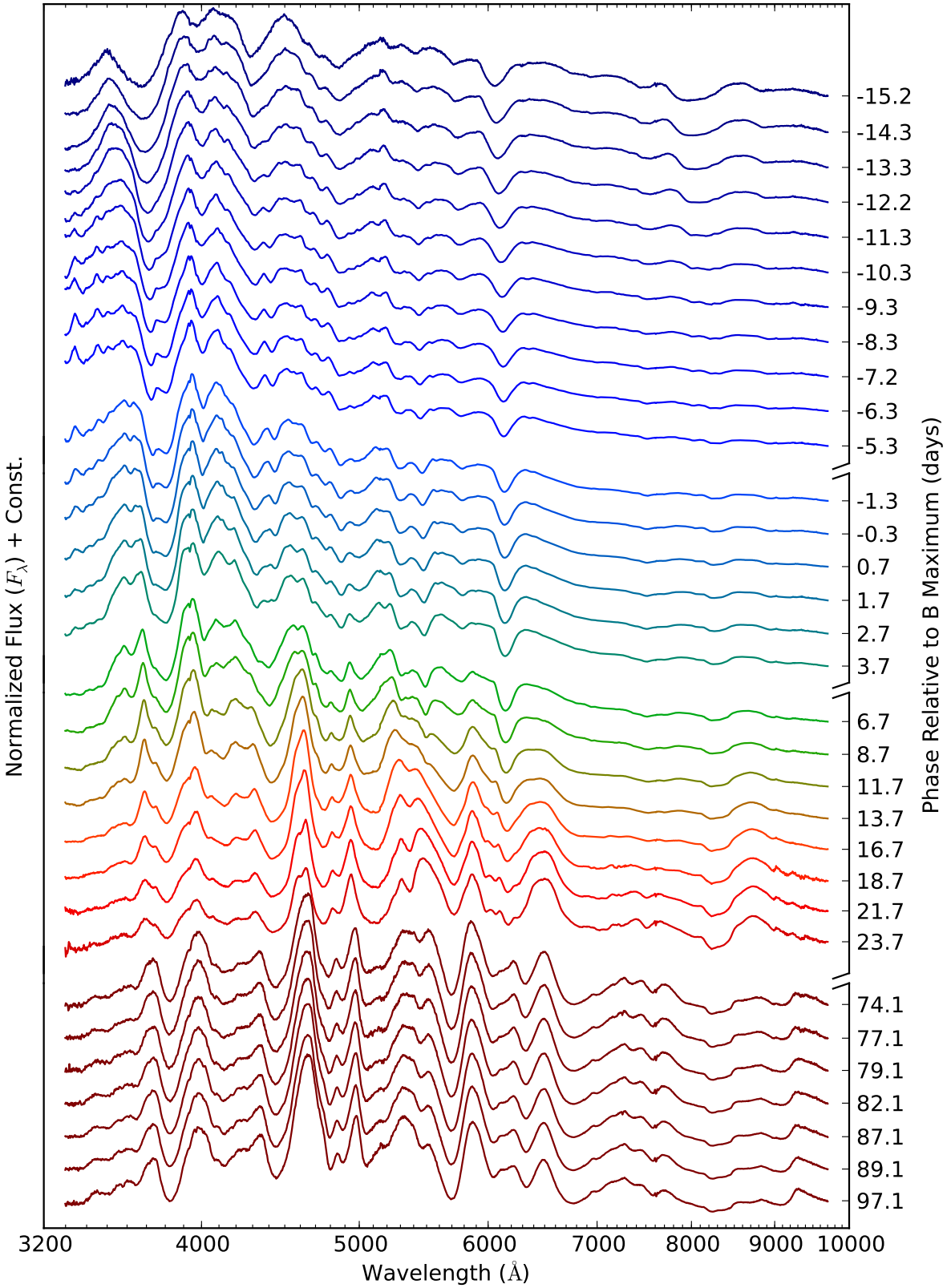

FIGURE 2.2 – Série temporelle spectrophotométrique de la SN Ia SN2011fe (aussi nommée PTF11kly) entre −15 et 100 jours, relativement à la phase 0 (date du maximum de magnitude dans la bande B), réalisée par la collaboration SNfactory (voir Section 5.1.1). Figure de Pereira et al. (2013).

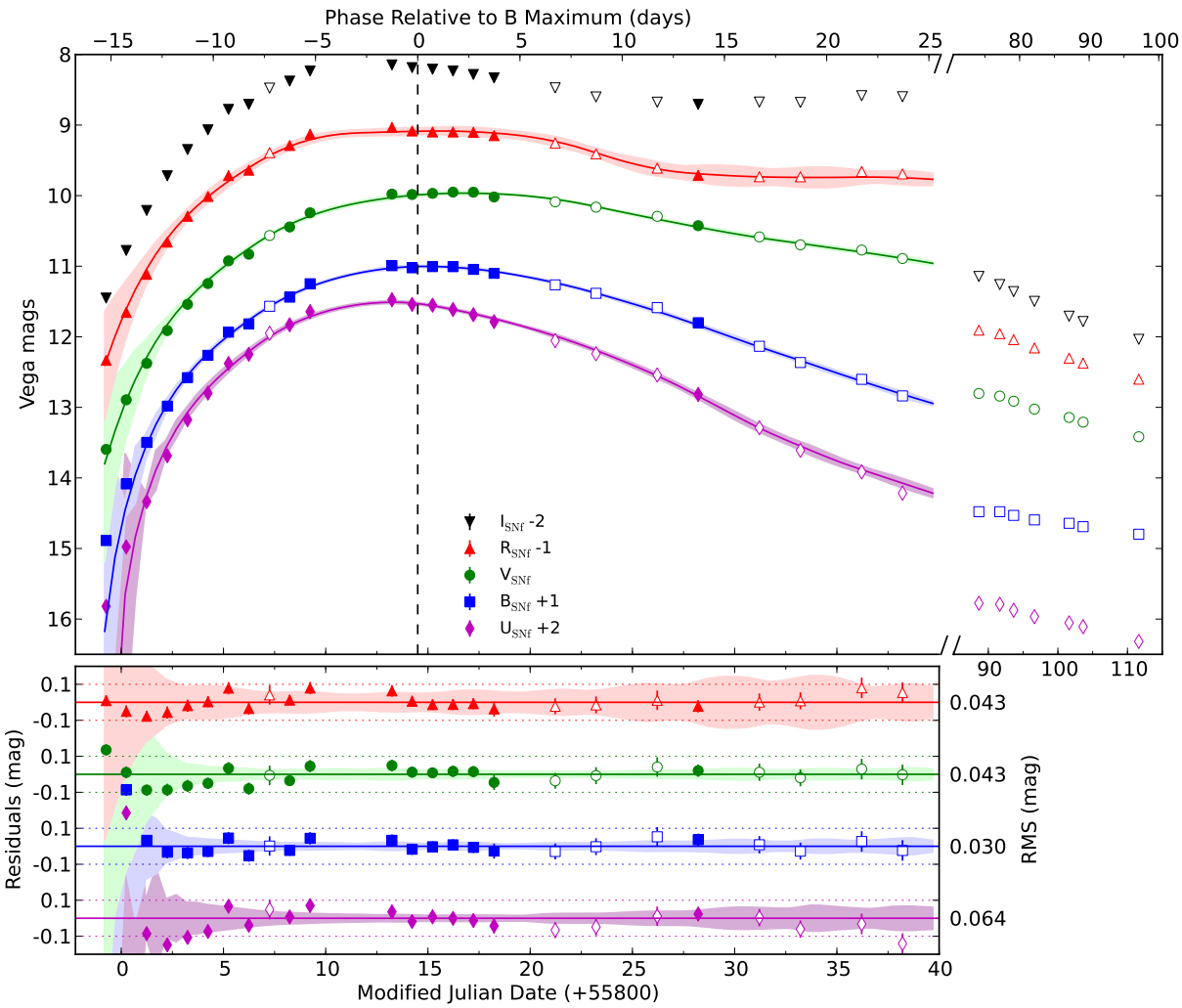

FIGURE 2.3 – Courbes de lumière de SN2011fe synthétisées par SNfactory (voir Section 5.1.1) dans les bandes $UBVRI$ (comme indiqué dans la légende). Les marqueurs pleins indiquent les nuits de qualité photométrique, à l'inverse des marqueurs vides. Les courbes correspondent à un ajustement du modèle `SALT2.2` (voir Section 2.2.2) dans les bandes $UBVR$. Les résidus entre le modèle et les observations sont exposés dans le graphique du bas. Les zones transparentes représentent les incertitudes sur le modèle. Figure de Pereira et al. (2013).

2.2.2 Modèle SALT2.4

Dans le but de réduire la dispersion sur la calibration de la luminosité des SNe Ia, la magnitude absolue maximale dans la bande B, $M_B^{\max}$, est traditionnellement « standardisée » empiriquement à partir des propriétés de leurs courbes de lumières.

Phillips (1993) a montré qu'il existe une corrélation entre la magnitude absolue maximale des SNe Ia dans les bandes BVI et la vitesse de diminution de la luminosité dans la bande B dans les 15 jours qui suivent la phase 0 ($\Delta m_{15}(B)$), illustrée dans la Figure 2.4. Cette « relation de Phillips » montre que les SNe Ia possèdant une évolution plus lente sont intrinsèquement plus lumineuses (en anglais, « *slower-brighter* »).

De plus, Hamuy et al. (1996b) a montré une dépendance intrinsèque entre la magnitude absolue maximale dans la bande B et la couleur $B - V$ (différence entre les magnitudes B et V à la phase 0) : les SNe Ia les plus bleus sont les plus lumineuses (en anglais, « *bluer-brighter* »), comme illustré dans la Figure 2.5 (voir aussi Tripp 1998).

Actuellement, l'estimation des distances par les SNe Ia est donc basée sur l'observation empirique de la grande homogénéité de l'évolution de leur luminosité, et dont les variabilités restantes sont relativement bien prises en compte à travers deux paramètres dérivés des courbes de lumière :

- $\boldsymbol{x_1}$: (en anglais, *stretch*) décrivant l'étirement temporelle des courbes de lumière, correspondant à un temps caractéristique d'évolution de la luminosité ;
- $\boldsymbol{c}$: (en anglais, *color*) correspondant à un décalage de couleur par rapport à la valeur moyenne obtenue sur un échantillon de SNe Ia, toutes deux mesurées à la phase 0 (par exemple $c = (B - V)^{\max} - \langle B - V \rangle$).

Il existe plusieurs solutions de modélisation des courbes de lumière pour estimer les paramètres propres aux SNe Ia, dont les plus récentes sont SALT2 (Guy et al. 2007), MLCS2k2 (Jha et al. 2007), SNEMO (Saunders et al. 2018) et SUGAR (Léget et al. 2020). Ces modèles diffèrent principalement par leur approche de la couleur et de la dispersion intrinsèque observées sur les SNe Ia (notamment par les variables employées lors de l'ajustement de la modélisation). Notons que les corrections apportées par tous ces modèles sont empiriques, dû au fait que nous ne savons pas exactement comment sont produites les SNe Ia.

Dans cette thèse, nous employons la version v2.4 de SALT2 (SALT2.4 ; Betoule et al. 2014), étant donné qu'il s'agit de la modélisation la plus couramment utilisée dans les analyses SNe Ia. Ce modèle décrit l'évolution au premier ordre de la distribution spectrale d'énergie (SED) des SNe Ia au cours du temps. Ainsi, à une phase p et une longueur d'onde λ, la densité de flux pour une SN donnée est exprimée par :

$$f_{\mathrm{SN}}(p,\lambda) = x_0 \times \big(M_0(p,\lambda) + x_1 M_1(p,\lambda)\big) \times \exp\big(c \times C_L(\lambda)\big) \tag{2.5}$$

où x_0 est un facteur de normalisation ; $M_0(p,\lambda)$ est la séquence spectrale moyenne, tandis que $M_1(p,\lambda)$ est la déviation au premier ordre autour de la séquence moyenne ; $C_L(\lambda)$ est une loi de couleur entraînée à partir d'un échantillon de données photométriques et spectroscopiques pour des SNe Ia identifiées spectroscopiquement [4]. Pour résumer, $M_0(p,\lambda)$, $M_1(p,\lambda)$ et $C_L(\lambda)$ sont des propriétés globales du modèle, tandis que x_0, x_1 et c sont

4. Les versions de SALT2 se différencient par l'échantillon d'entraînement utilisé : v2.2 décrite dans Guy et al. (2010) ; v2.4 décrite dans Betoule et al. (2014).

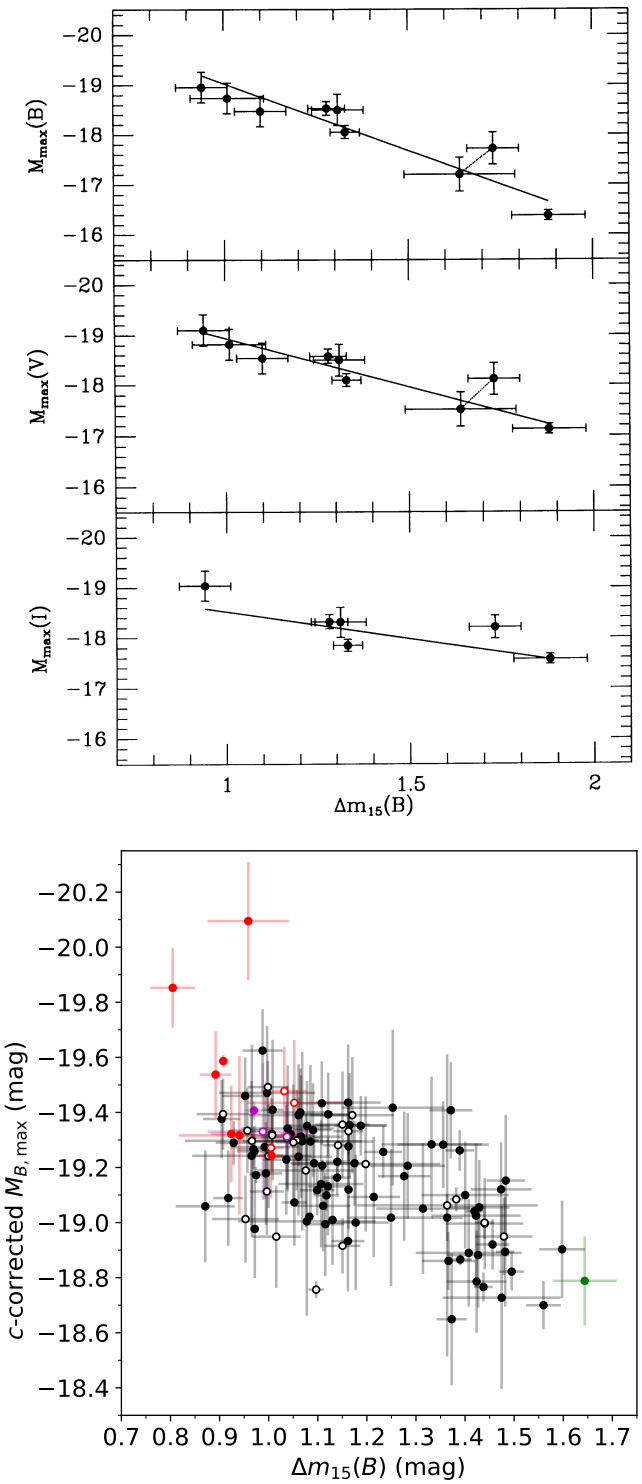

FIGURE 2.4 – Relation de Phillips entre la magnitude absolue maximale ($M_{\max}$) et la diminution en magnitude dans la bande B dans les 15 jours suivant le maximum ($\Delta m_{15}(B)$) : *en haut*, pour 9 SNe Ia dans les bandes BVI (Figure de Phillips 1993), la droite noire correspondant à l'ajustement de la relation dans chaque bande ; *en bas* pour 121 SNe Ia provenant de ZTF dans la bande B (Figure de Yao et al. 2019), la couleur des marqueurs représentant des sous-classes de SNe Ia avec des lignes d'émission particulières dans leur spectre : rouge et magenta pour les SNe Ia sur-lumineuses, vert pour les sous-lumineuses.

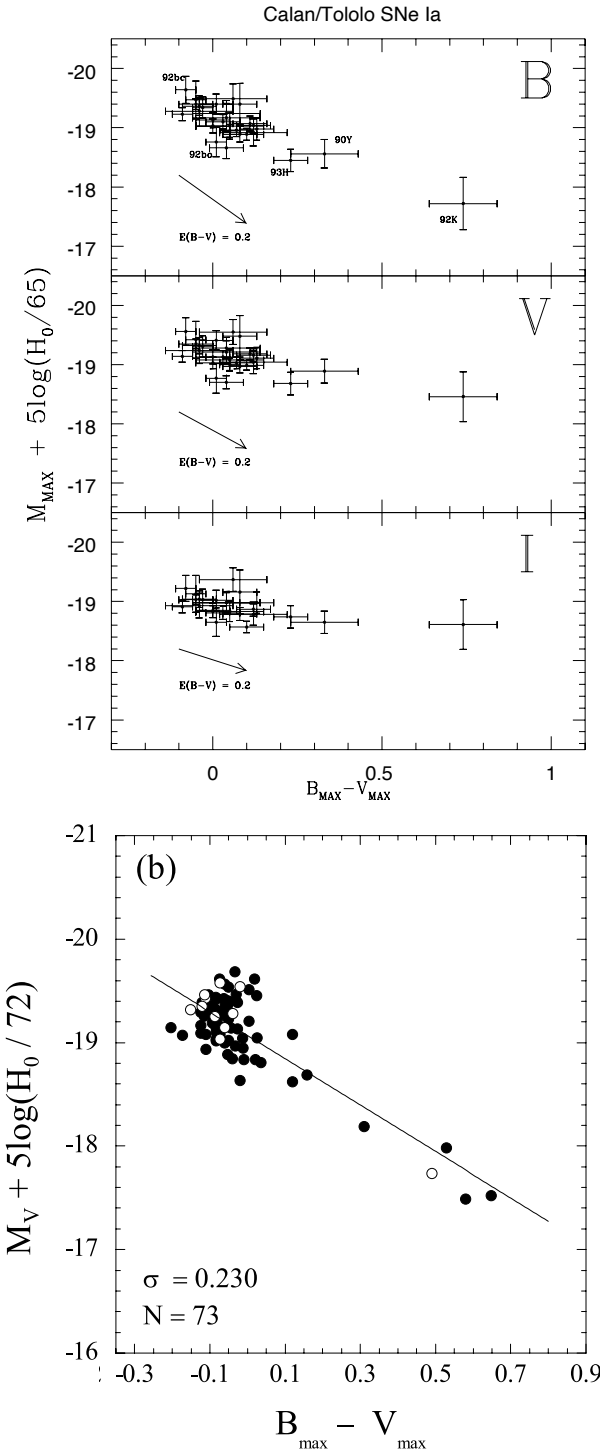

FIGURE 2.5 – Relation entre la magnitude absolue maximale la couleur $B-V$ mesurées à la phase 0. *En haut*, magnitudes mesurées dans les bandes BVI pour 29 SNe Ia (Figure de Hamuy et al. 1996b). En comparaison sont indiqués les vecteurs de « rougissement galactique » (dû à la poussière sur la ligne de visée, aussi nommé « extinction galactique »), correspondant à un excès de couleur entre la mesure et le modèle de $E(B-V) = 0{,}2$, avec pour pentes 4,1 dans la bande B, 3,1 dans la bande V et 1,85 dans la bande I. *En bas*, magnitudes mesurées dans la bande B pour 73 SNe Ia (Figure de Wang et al. 2006), la ligne noire correspondant au meilleur ajustement.

propres à chaque SN Ia. Un ajustement du modèle `SALT2.2` est illustré sur les courbes de lumière de la Figure 2.3.

Enfin, une telle modélisation nous permet de standardiser la magnitude absolue maximale dans la bande B des SNe Ia par :

$$M_B^{\max} = M_B^0 - \alpha x_1 + \beta c \tag{2.6}$$

où α (coefficient de l'étirement temporel), β (coefficient de couleur) et M_B^0 (moyenne de la magnitude absolue maximale dans la bande B) sont ajustés simultanément sur l'ensemble de l'échantillon de SNe Ia étudié. Nous montrons l'impact de ce modèle sur notre échantillon de SNe Ia dans la Section 6.2.1.

Après standardisation, la dispersion sur $M_B^{\max}$ est réduite à $\sigma_{M_B^{\max}} \approx 0{,}15\,\mathrm{mag}$. Par la suite, plusieurs études proposent d'ajouter un paramètre supplémentaire, dans le but de réduire encore cette dispersion (notamment par la dépendance de la luminosité des SNe Ia avec leur environnement galactique, comme présenté en Section 3.2.2, et appliqué sur notre échantillon en Section 6.2.2).

2.3 Supernovae de Type Ia et cosmologie

Malgré notre manque de connaissances sur la nature exacte de ces objets, les SNe Ia sont de puissants indicateurs de distance et représentent actuellement une sonde cosmologique clé pour l'étude de la cosmologie, dans le contexte des relevés de nouvelle génération (Scolnic et al. 2019).

2.3.1 Diagramme de Hubble

En considérant les SNe Ia comme étant des chandelles standards (standardisables pour être exact), nous sommes capables d'obtenir leur module de distance en mesurant leur magnitude apparente à partir de l'équation (2.1) :

$$\mu_B \triangleq m_B^{\max} - M_B^{\max} = m_B^{\max} - (M_B^0 - \alpha x_1 + \beta c) \tag{2.7}$$

où $m_B^{\max}$ est la magnitude apparente mesurée au maximum de luminosité dans la bande B ; $M_B^{\max} = M_B^0 - \alpha x_1 + \beta c$ correspond à la magnitude absolue standardisée comme définie dans la Section 2.2.2.

Nous définissons le diagramme de Hubble par la relation entre le module de distance (assimilable aux distances dans l'Univers) et le décalage vers le rouge (assimilable au temps cosmique). Dans la Figure 2.6, nous montrons en exemple le diagramme de Hubble issu de l'échantillon de 740 SNe Ia provenant de la collaboration *Joint Light-curve Analysis* (JLA ; Betoule et al. 2014).

En se basant sur les équations (1.34) et (1.36) (voir Section 1.3.2), nous pouvons montrer que le module de distance peut s'exprimer par :

$$\mu \triangleq m - M = 5\log_{10}(d_L) - 5 = 5\log_{10}\Big(f\big(z,\{\Omega\}\big)\Big) - \log_{10}(H_0) - 5 \tag{2.8}$$

avec

$$f\big(z,\{\Omega\}\big) = c(1+z)\int_0^z \big(\Omega_R(1+z)^4 + \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_k(1+z)^2 + \Omega_\Lambda\big)^{-1/2}\mathrm{d}z' \tag{2.9}$$

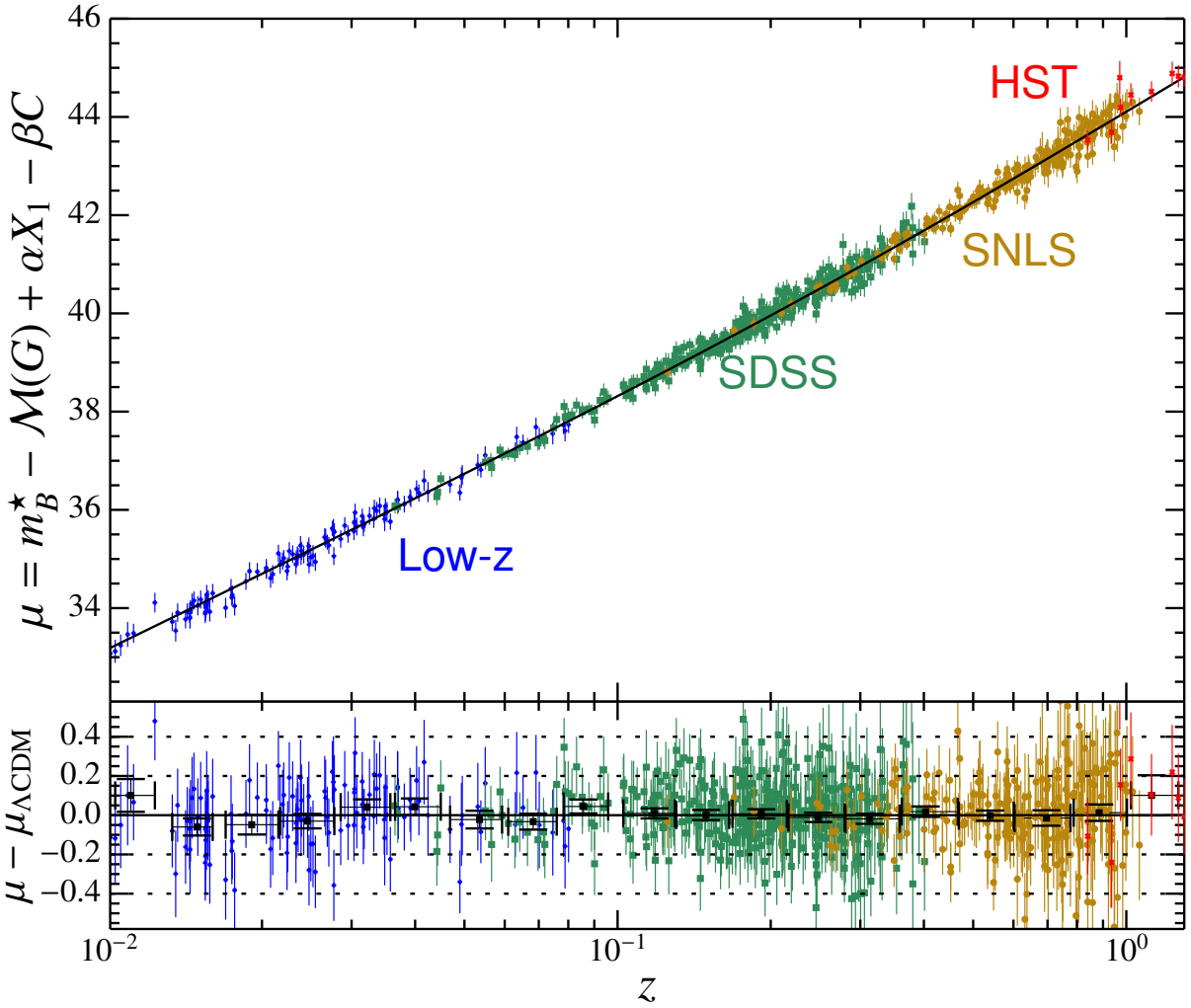

FIGURE 2.6 – Diagramme de Hubble établis pour l'échantillon de 740 SNe Ia provenant de la collaboration *Joint Light-curve Analysis* (JLA ; Betoule et al. 2014). La couleur des points indique le catalogue d'origine, comme indiqué dans le graphique du haut. La courbe noire correspond au meilleur ajustement de la relation entre le module de distance et le décalage vers le rouge dans le modèle cosmologique ΛCDM (voir Section 1.2.4) en fixant $H_0 = 70\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, résultant en $\Omega_M = 0{,}295 \pm 0{,}034$. Le graphique du bas montre les résidus de Hubble (c'est-à-dire la différence entre les mesures et le modèle). Les points noirs correspondent aux résidus estimés pour des intervalles logarithmiques de décalage vers le rouge de taille $\Delta z/z \sim 0{,}24$. Figure de Betoule et al. (2014).

Ainsi, pour les SNe Ia à bas décalage vers le rouge ($z \ll 1$), nous pouvons faire l'approximation $f\big(z,\{\Omega\}\big) \approx cz$ (rappelons que dans le modèle ΛCDM, $\Omega_k = 0$ et la somme des autres paramètres cosmologiques est égale à 1). Cette approximation signifie que les SNe Ia suffisamment proches ne dépendent pas de la cosmologie (autre que la constante de Hubble H_0). De telles SNe Ia sont dites « dans le flot de Hubble » [5]. Cela nous permet de calibrer la luminosité des SNe Ia avec la constante de Hubble. La calibration est réalisée au moyen de mesures de distances indépendantes (c'est-à-dire par d'autres chandelles standards).

En marginalisant H_0, nous sommes ensuite capables de contraindre les paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ du modèle ΛCDM en employant les SNe Ia à plus haut décalage vers le rouge.

Par conséquent, le diagramme de Hubble nous permet d'interpréter l'histoire de l'expansion de l'Univers et d'en supposer l'évolution future (comme illustré dans la Figure 2.7). En l'occurrence, l'utilisation des SNe Ia a permis explicitement de mettre en évidence que nous sommes entrés dans une phase d'accélération de l'expansion de l'Univers (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999), ce qui a conduit au prix Nobel de 2011.

En ajustant le modèle ΛCDM (voir Section 1.2.4) par les mesures de distances dérivées des SNe Ia, la majorité des études trouve des résultats similaires avec ceux obtenus par l'utilisation d'autres sondes cosmologiques, à savoir : un Univers composé à $\sim 70\%$ d'énergie sombre et $\sim 30\%$ de masse (voir par exemple Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999 ; Betoule et al. 2014 ; Scolnic et al. 2018 ; Abbott et al. 2019). Nous illustrons trois ajustements différents dans la Figure 2.8.

2.3.2 Tensions du modèle cosmologique

Il existe aujourd'hui un nombre important de mesures indépendantes de la constante de Hubble par les différentes sondes cosmologiques. Dans l'ensemble, ces mesures sont proches les unes des autres, mais néanmoins incompatibles dans certains cas, en particulier entre mesures directes (par les SNe Ia) et indirectes (par exemple avec le fond diffus cosmologique). Ces différences, qui restent à ce jour inexpliquées, sont communément appelées la « tension de Hubble ».

Nous avons exposé, en Section 1.2.4, qu'en combinant plusieurs sondes cosmologiques, nous sommes capables d'obtenir une estimation indirecte des paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM. Les plus récentes études donnent une valeur de $H_0 = 67{,}35 \pm 0{,}54\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (Planck Collaboration et al. 2020a).

En parallèle, les SNe Ia nous permettent de mesurer directement la constante de Hubble. Étant donné que ces objets sont des chandelles standards secondaires, il est cependant nécessaire de calibrer leur luminosité auparavant (voir Section 2.1.2). En employant de nouveau les céphéides pour calibrer les SNe Ia (actuellement la méthode la plus communément utilisée et la plus précise), la mesure de H_0 a vu sa précision augmenter au cours des deux dernières décennies, jusqu'à atteindre la valeur de $H_0 = 73{,}2 \pm 1{,}3\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (Riess et al. 2021). Ainsi, nous constatons un écart significatif entre les deux types de

5. Les SNe Ia dans « le flot de Hubble » correspondent à celles suffisamment proches pour ne pas dépendre des paramètres cosmologiques $\{\Omega\}$ ($z \ll 1$), et suffisamment éloignées pour que leurs vitesses particulières (c'est-à-dire la composante de vitesse qui dévie de la loi de Hubble) soient négligeables par rapport à celle induite par l'expansion de l'Univers ($z > 0{,}01$).

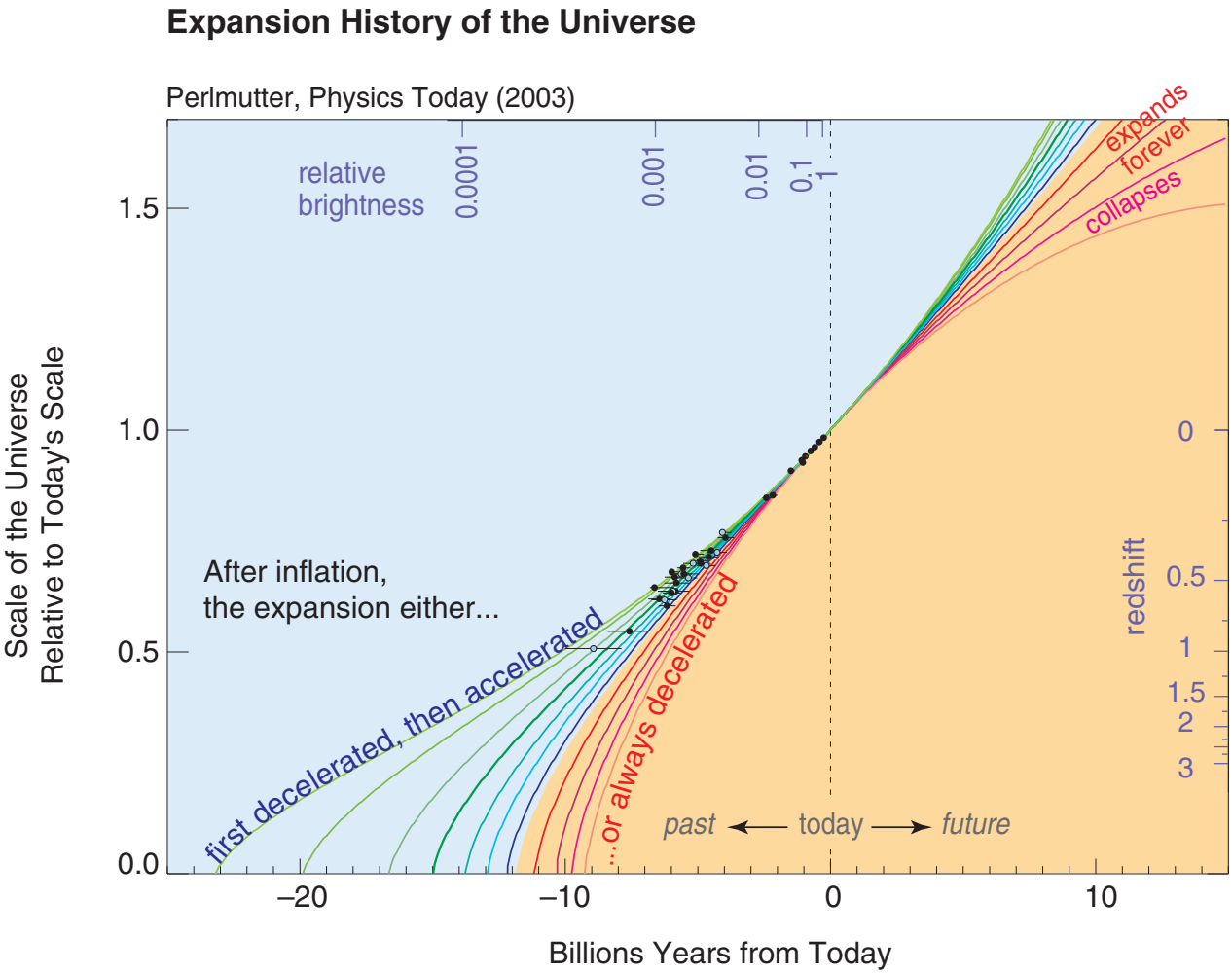

FIGURE 2.7 – Histoire de l'expansion cosmique par la relation entre la taille de l'Univers relativement à celle actuelle (correspondant au facteur d'échelle a, voir Section 1.1.1) et le temps relatif à aujourd'hui exprimé en milliards d'années. L'échelle correspondante en décalage vers le rouge est indiquée à droite (*redshift*). La ligne grise verticale en pointillés représente la date actuelle, le passé est à gauche et le futur à droite. Les points noirs correspondent aux données des SNe Ia de l'échantillon de Perlmutter et al. (1999). Les courbes décrivent les modèles cosmologiques éventuels. En partant de la plus haute (en vert clair), celles dans la zone bleu admettent une densité d'énergie du vide, échelonnée entre 0,95 (la plus haute) et 0,4 fois la densité critique ρ_c (comme définis en Section 1.2.3), permettant une accélération de l'expansion de l'Univers. La transition entre les deux zones correspond à la densité critique. Les courbes dans la zone orange imposent systématiquement une décélération de l'expansion de l'Univers, due à une plus grande densité de masse, échelonnée entre 0,8 et 1,4 fois ρ_c. En théorie, les deux dernières courbes permettent un effondrement de l'Univers. Figure de Perlmutter (2003).

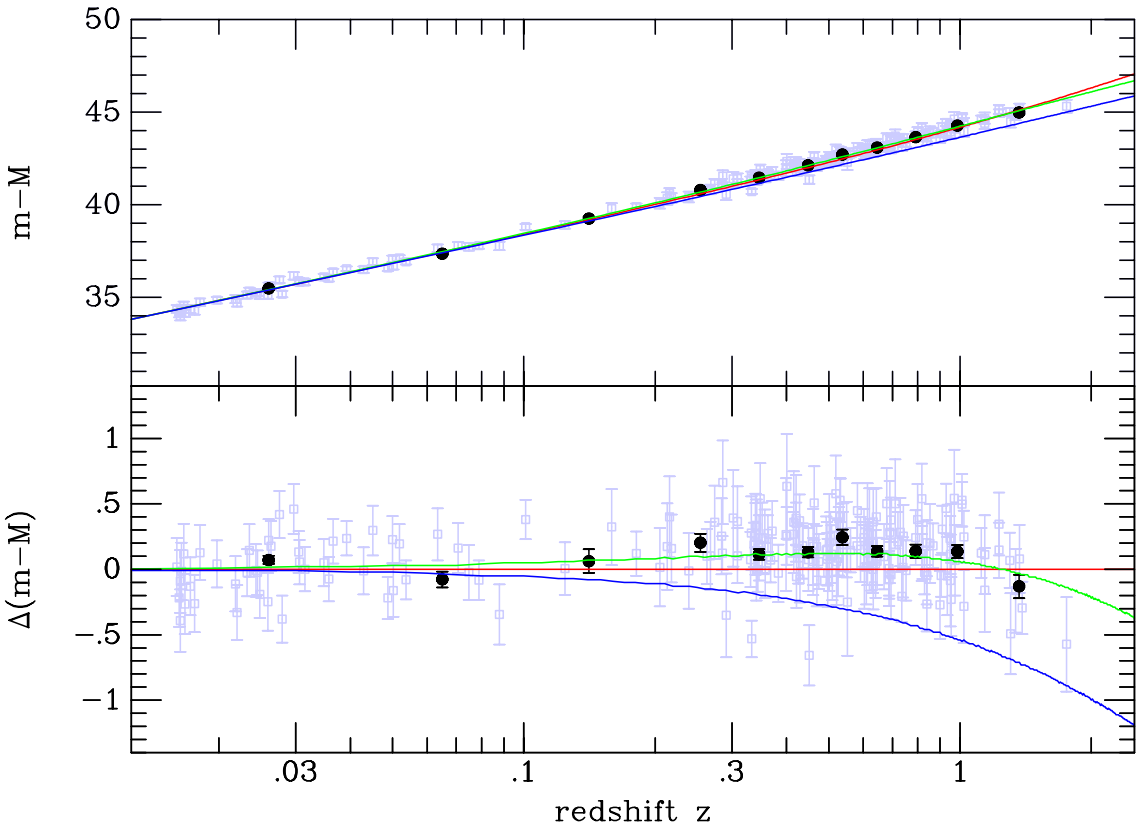

FIGURE 2.8 – Diagramme de Hubble établis pour l'échantillon de 192 SNe Ia provenant de la compilation décrite dans Davis et al. (2007). Les marqueurs bleus transparents représentent les SNe Ia individuelles, tandis que les marqueurs noirs correspondent aux données rassemblées dans des intervalles $n\Delta z = 6$, avec n étant le nombre de points dans l'intervalle et Δz étant la taille en décalage vers le rouge de l'intervalle. La courbe rouge représente un Univers vide ($\Omega_M = \Omega_\Lambda = 0$) ; la courbe bleu est pour un modèle « Einstein-de Sitter » (c'est-à-dire un Univers de matière ; $\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$) ; la courbe verte correspond au modèle ΛCDM (voir Section 1.2.4 ; $\Omega_M = 0{,}3$, $\Omega_\Lambda = 0{,}7$). Le diagramme du bas montre les résidus de Hubble relatifs au modèle d'Univers vide. Figure de Leibundgut (2008).

mesures de H_0 à hauteur de $4{,}2\sigma$.

Cependant, les céphéides ne sont pas les seules chandelles standards que nous pouvons employer pour calibrer la luminosité des SNe Ia. Nous illustrons l'impact du choix de la méthode de calibration avec plusieurs résultats obtenus sur la mesure de H_0 dans la Figure 2.9. Nous constatons, par la variété des résultats, que la dérivation des paramètres cosmologiques dépend de la calibration des SNe Ia

Cette Figure met aussi en évidence la tension de Hubble entre les mesures directes et indirectes, bien que l'emploi de la chandelle standard du « sommet de la branche des géantes rouges » (*Tip of the Red Giant Branch*, TRGB) semble réduire l'écart entre les valeurs, la méthode exacte pour calibrer les SNe Ia reste actuellement incertaine.

Le débat pour essayer de résoudre cette tension est ouvert. Cet écart est-il réel, et donc sommes-nous face à la mise en évidence d'une nouvelle physique ? (Knox et Millea 2020) Est-ce notre manque de connaissances sur les SNe Ia et sur le processus de leur production qui nous conduit vers des erreurs dans leur utilisation comme chandelles standards ? [6]

Cette thèse s'inscrit tout particulièrement dans cette problématique et les enjeux qui en découlent (notamment sur l'interprétation de l'énergie sombre).

6. Di Valentino et al. (2021) présente une discussion détaillée au sujet de la tension de Hubble.

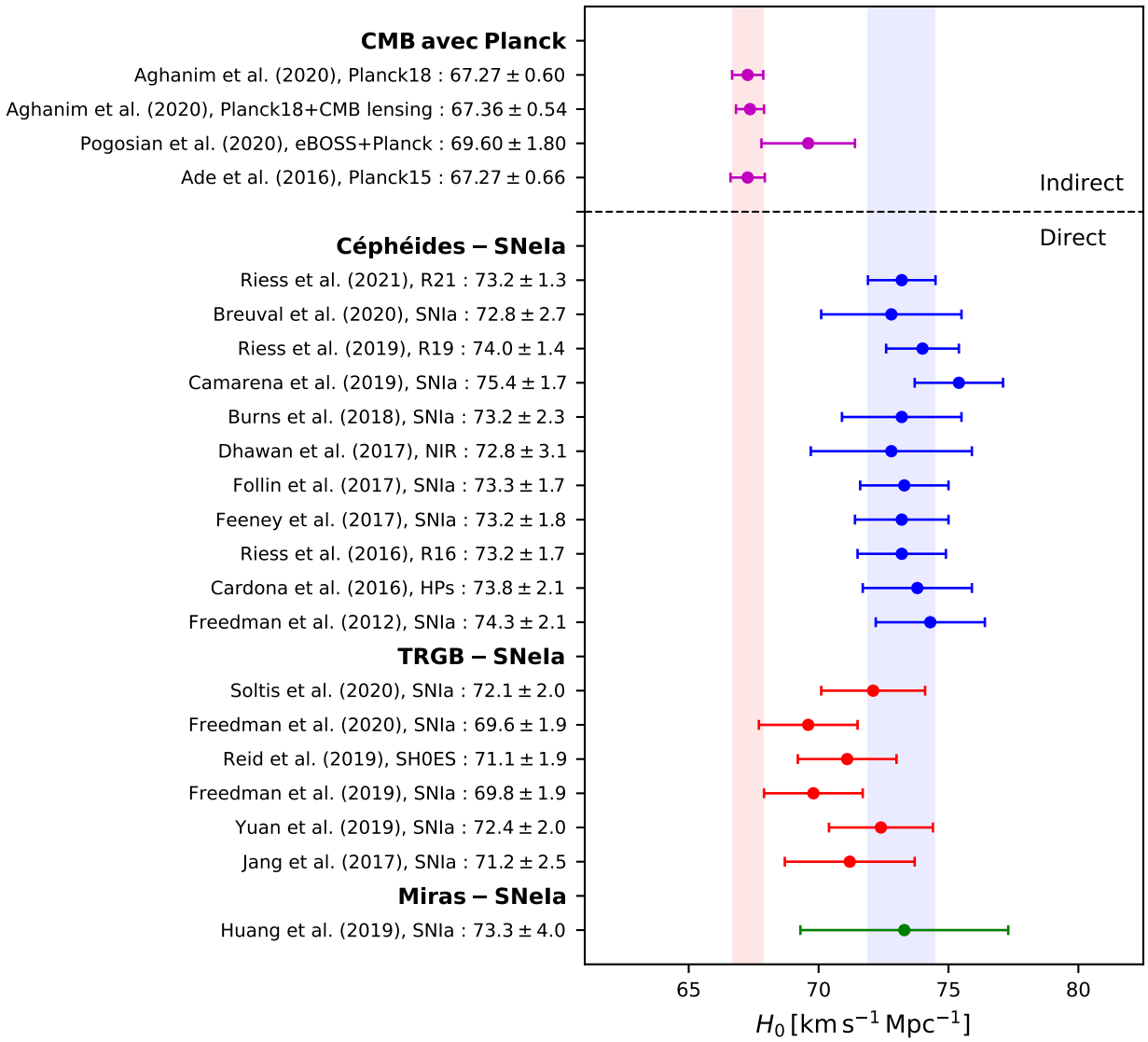

FIGURE 2.9 – Comparaison entre les mesures de H_0 et leur incertitude à 1σ réalisées avec différentes méthodes. Au-dessus de la droite horizontale en pointillés se trouvent les mesures indirectes de la collaboration Planck. En-dessous sont exposées les mesures directes par les SNe Ia, calibrées avec trois types de chandelles standards différents : les céphéides, le sommet de la branche des géantes rouges (*Tip of the Red Giant Branch*, TRGB) et les étoiles variables de type Mira. La zone rouge transparente correspond à la valeur de $H_0 = 67{,}27 \pm 0{,}60\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ donnée par Planck Collaboration et al. (2020a) dans le cadre du modèle ΛCDM ; la zone bleue correspond à la valeur de $H_0 = 73{,}2 \pm 1{,}3\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ donnée par Riess et al. (2021). Compilation des résultats par Di Valentino et al. (2021).

Chapitre 3

Dépendances astrophysiques des SNe Ia

Les SNe Ia jouent un rôle important en cosmologie, puisqu'elles représentent aujourd'hui l'outil le plus sensible pour analyser l'histoire de l'expansion de l'Univers (avec des détections jusqu'à $z \approx 2$). En les utilisant comme chandelles standardisables, nous sommes capables de sonder l'Univers proche ($z < 0{,}3$), et d'en mesurer le taux d'expansion. En l'occurrence, les SNe Ia correspondent à la dernière étape dans la constitution d'une échelle de distances extra-galactiques, permettant d'en déduire une mesure directe de la constante de Hubble (H_0 ; voir par exemple Freedman et al. 2001 ; Riess et al. 2009).

En calibrant les SNe Ia par la relation periode-luminosité des céphéides, nous constatons une valeur de H_0 plus élevée, à hauteur de $4{,}4\sigma$ (Reid et al. 2019 ; Riess et al. 2021), que celle attendue par la dérivation indirecte en se basant sur le modèle ΛCDM (Planck Collaboration et al. 2020a). Cependant, en remplaçant les céphéides par l'utilisation de la pointe de la branche des géantes rouges (*Tip of the Red Giant Branch*, TRGB) dans la calibration des SNe Ia, cette tension est réduite par une mesure directe de H_0 compatible avec celle indirecte (Freedman et al. 2019).

Ces éléments suggèrent un manque de rectitude concernant l'utilisation des SNe Ia, puisque les mesures dérivées de ces objets dépendent de la méthode de calibration. De fait, dans le but de réduire la dispersion systématique des mesures de distance des SNe Ia, plusieurs études ont montré des corrélations entre l'environnement des SNe Ia et leur luminosité avant et/ou après standardisation.

Dans ce Chapitre, nous exposons plusieurs effets astrophysiques ayant un impact potentiel sur les mesures cosmologiques dérivées des SNe Ia. Nous commençons par présenter l'évolution des propriétés des courbes de lumière avec les galaxies hôtes des SNe Ia en Section 3.1. Puis nous montrons comment les études précédentes prennent en compte les effets astrophysiques environnementaux sur les SNe Ia en Section 3.2.

Sommaire

3.1 Les galaxies hôtes des SNe Ia 52
3.1.1 Propriétés des galaxies 52
3.1.2 Évolution des propriétés des courbes de lumière des SNe Ia 55
3.2 Impact de l'environnement sur les SNe Ia 59
3.2.1 Âge du progéniteur des SNe Ia 61
3.2.2 Biais astrophysiques et standardisation des SNe Ia 62

3.1 Les galaxies hôtes des SNe Ia

Les SNe Ia correspondent à la fin de vie d'étoiles généralement contenues dans une galaxie hôte. Contrairement à tous les autres types de SNe, les types Ia ne semblent favoriser aucun environnement en particulier. Elles peuvent donc être observées dans tous les types de galaxie (spirales, elliptiques, etc. ; par exemple voir Pruzhinskaya et al. 2020) et tous les types d'environnement (taux de formation stellaire, métallicité, masse stellaire, etc. ; par exemple voir Childress et al. 2013a).

Nous exposons dans cette Section plusieurs propriétés des galaxies qui nous permettront d'étudier quantitativement l'environnement des SNe Ia. Nous montrons ensuite comment évoluent les propriétés des courbes de lumière (étirement temporel et couleur) en fonction de celles des galaxies hôtes.

3.1.1 Propriétés des galaxies

Les galaxies sont un assemblage d'étoiles, de rémanents d'étoiles (nébuleuses, etc.), de gaz interstellaires, et de poussières, liés entre eux par la gravité. En théorie, la majorité des galaxies possèdent un trou noir supermassif en leur centre (par exemple voir Kormendy et Ho 2013. Nous estimons que les galaxies peuvent être composées de 10^8 à 10^{14} étoiles, avec des diamètres allant de 1 000 à 100 000 pc.

L'étude des galaxies représente un sujet actif de la recherche en astrophysique et en cosmologie. Par exemple, l'étude de la vitesse de rotation des galaxies, incompatible avec la prédiction képlérienne (voir par exemple Freeman 1970 ; Rubin et Ford 1970 ; Corbelli et Salucci 2000), a permis de mettre en évidence la présence d'une masse « manquante », aujourd'hui communément appelée « matière sombre » (en anglais, *dark matter*).

Depuis le Big Bang (et plus précisément, depuis que la formation des galaxies est possible), les galaxies ont beaucoup évolué, avec de nombreuses différences dans leur forme, leur composition, leur âge, etc. En l'occurrence, bien qu'il soit possible de les regrouper en classes par l'observation de certaines de leurs propriétés, toutes les galaxies sont uniques et possèdent des caractéristiques qui leurs sont propres.

En pratique, nous constatons que toutes les propriétés globales [1] utilisées pour décrire les galaxies (telles que la luminosité, la couleur, la taille, la structure, le taux de formation stellaire, l'âge, la métallicité, etc.) sont corrélées entre elles (voir par exemple Minkowski 1962 ; Faber et Jackson 1976 ; Tully et Fisher 1977 ; Sandage et Visvanathan 1978 ; Dressler 1980 ; Djorgovski et Davis 1987 ; Dressler et al. 1987 ; Strateva et al. 2001).

Morphologie

La classification de la morphologie des galaxies est basée sur leur apparence visuelle. Elle a d'abord été établie par Hubble (1926), nommée la « séquence de Hubble » (illustrée en Figure 3.1), puis étendue et enrichie par de Vaucouleurs (1959). Cette classification permet de distinguer les galaxies principalement en trois catégories :

— **Elliptique** : ces galaxies apparaissent comme des ellipses dans le ciel, avec une luminosité diffuse, lisse et sans structure. Elles sont classées de E0 à E7 par leur

1. Le caractère « global » des propriétés se réfère à l'intégralité d'une galaxie étudiée.

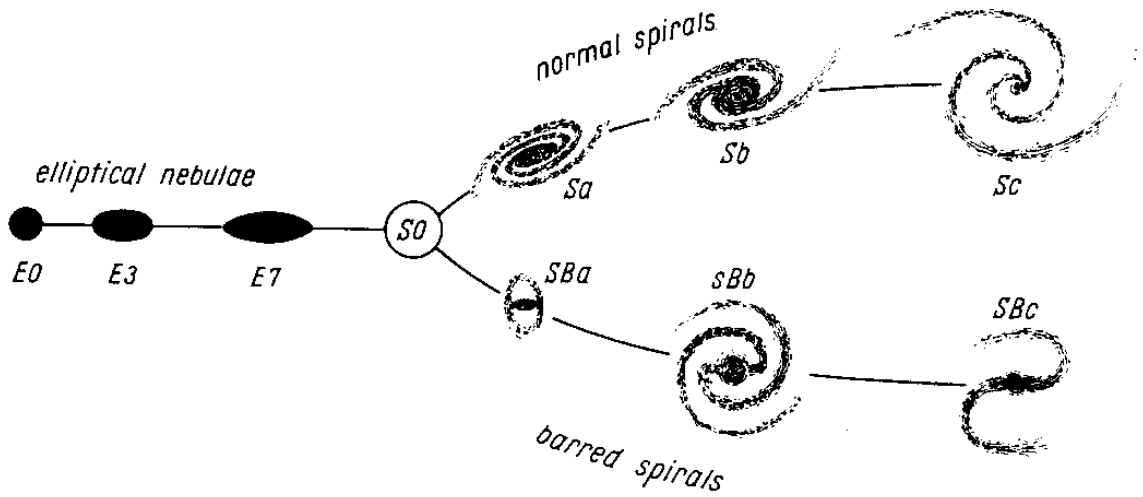

FIGURE 3.1 – Classification des galaxies proposée par Hubble. De *gauche à droite*, les galaxies sont elliptiques (classées de E0 à E7), lenticulaires (S0), et spirales avec les barrées dans la branche du *bas* (classées de SBa à SBc) et les non-barrées *en haut* (classées de Sa à Sc). Figure de Hubble (1936).

degré d'ellipticité dans le ciel (respectivement de circulaires à très allongées). L'indice associé au degré d'ellipticité est déterminé à partir du ratio entre le demi-grand axe (a) et le demi-petit axe (b) par $10 \times (1 - b/a)$.

— **Spirale** : celles-ci consistent en un disque stellaire en rotation avec un bulbe central formé par une concentration d'étoiles, et présentent une structure de bras spiraux. Les galaxies spirales non-barrées (notées S) voient leur bras s'étendre directement depuis le bulbe, tandis que les barrées (notées SB) possèdent un bulbe étiré en forme de barre, aux bouts de laquelle partent les bras. Dans les deux cas, elles sont classées entre a, b ou c le ratio des surfaces du bulbe et du disque.

— **Particulière** : cette catégorie regroupe toutes les exceptions observées, dont les caractéristiques ne correspondent spécifiquement ni aux elliptiques, ni aux spirales. Par exemple, nous pouvons y trouver les galaxies lenticulaires (transition entre les deux premières catégories), annulaires (étoiles rassemblées en anneau autour du bulbe), irrégulières (souvent associées aux galaxies en interaction), etc.

Nous illustrons un exemple de galaxies de chaque catégorie dans la Figure 3.2 avec des images provenant du télescope spatial Hubble.

Couleur

La couleur d'un environnement stellaire est généralement estimée par la différence de magnitude mesurée dans deux bandes photométriques différentes (par exemple $B - V$, $u - r$, etc.).

Pour que ces grandeurs soient comparables entre elles, il est nécessaire de corriger les modifications causées par la distance de l'objet, et par conséquent son décalage vers le rouge. Pour cela, nous transposons les mesures de flux dans le référentiel au repos (*restframe*), c'est-à-dire comme si nous les mesurions à un décalage vers le rouge $z = 0$. De telles corrections sont appelées « corrections K ».

FIGURE 3.2 – Exemples de galaxies dans la séquence de Hubble. De *gauche à droite*, une galaxie elliptique (IC 2006), une galaxie spirale (M101), et une galaxie particulière, interaction de deux galaxies lenticulaires (NGC 4676). Images provenant du télescope spatial Hubble.

Un élément supplémentaire est la prise en compte du rougissement dû à l'extinction de l'atmosphère.

Nous présentons un traitement complet des mesures photométriques sur notre échantillon dans la Section 5.2.2.

Masse stellaire

La masse stellaire (exprimée en $M_\odot$, correspondant à une unité de masse solaire) est généralement estimée à partir de l'ajustement des paramètres physiques (incluant, en plus de la masse stellaire, le taux de formation stellaire, l'âge, la métallicité, l'extinction, etc.) constituant la modélisation des populations stellaires (en anglais *stellar population synthesis*, SPS ; Tinsley et Gunn 1976 ; Tinsley 1978 ; Bruzual A. 1983).

Cette technique consiste à générer des populations stellaires à partir de modèles d'évolution stellaire (tels que BC03 proposé par Bruzual et Charlot 2003 et PEGASE.3 par Fioc et Rocca-Volmerange 2019) en supposant une fonction de masse stellaire initiale (*stellar initial mass function*, IMF) et une paramétrisation de l'histoire de la formation stellaire (*star formation history*, SFH). Ces modèles décrivent l'évolution spectrale des populations stellaires en fonction de leur âge et de leur métallicité.

Ces populations stellaires (et leurs paramètres) sont ensuite ajustées sur les observations dans le but d'obtenir la meilleure concordance. Il s'agit de comparer les distributions spectrales d'énergie (*spectral energy distribution*, SED) générées pour ces populations avec la SED de la galaxie étudiée (voir par exemple Walcher et al. 2011 ; nous montrons un exemple d'ajustement de la SED sur notre échantillon en Section 5.2.2).

Nous présentons dans la Section 5.2.3 une méthode alternative par l'emploi de la relation de Taylor (Taylor et al. 2011). Celle-ci permet d'estimer la masse stellaire à partir du flux mesuré dans deux bandes photométriques spécifiques (g et i).

Enfin, nous pouvons montrer que la masse stellaire des galaxies permet une prédiction remarquablement précise des autres paramètres globaux (voir par exemple Shen et al. 2003 ; Kauffmann et al. 2003 ; Tremonti et al. 2004 ; Blanton et al. 2005 ; Baldry et al. 2006 ; Gallazzi et al. 2006 ; Peng et al. 2010 ; Taylor et al. 2011 ; Gallazzi et al. 2021). Cela suggère que la masse stellaire est une information centrale dans la formation et l'évolution des galaxies.

Taux de formation stellaire

Comme pour la masse stellaire, le taux de formation stellaire (*star formation rate*, SFR ; exprimé en $M_\odot$ an^{-1}) peut être estimé à partir de la modélisation de SPS par l'ajustement de la SED. Nous présentons aussi dans la Section 5.2.1 une méthode alternative avec la relation de calibration de Calzetti (2013).

Le SFR, et plus précisément le SFR spécifique (*specific star formation rate*, sSFR = SFR par unité de masse stellaire ; exprimé en an^{-1}) représente une estimation de la fraction de jeunes étoiles au sein d'une galaxie (Calzetti 2013).

Pour résumer, les galaxies elliptiques sont généralement plus massives ($M_* \geq 10^{10,5}\,M_\odot$, M_* étant la masse stellaire totale de la galaxie), constituées de vieilles étoiles et n'en formant plus ou peu de nouvelles, et sont globalement plus rouges ; tandis que les galaxies spirales sont généralement plus légères ($M_* \leq 10^{10,5}\,M_\odot$), plus bleues et forment encore des étoiles (voir par exemple Pérez et al. 2013). Nous illustrons ces corrélations dans les Figure 3.3, 3.4 et 3.5.

3.1.2 Évolution des propriétés des courbes de lumière des SNe Ia

Actuellement, les paramètres les plus couramment utilisés pour caractériser les courbes de lumière des SNe Ia sont l'étirement temporel (x_1) et la couleur (c), tous deux contenus dans le modèle `SALT2` (voir Section 2.2.2). Il a été montré que ces paramètres, définis de manière empirique, sont corrélés avec les propriétés environnementales des galaxies hôtes des SNe Ia. Cependant, dû à notre manque de connaissance sur la nature exacte des SNe Ia, l'origine de ces relations reste incertaine.

Étirement temporel : x_1

Les premières études de l'impact de l'environnement des galaxies hôtes sur les propriétés des SNe Ia ont rapidement montré une corrélation entre la vitesse d'évolution de la luminosité des SNe Ia et la morphologie des galaxies hôtes : les SNe Ia situées dans des galaxies elliptiques ont tendance à évoluer plus rapidement que celles situées dans des galaxies spirales (Filippenko 1989 ; Hamuy et al. 1996a, 2000 ; Riess et al. 1999 ; Sullivan et al. 2003). Cette corrélation a ensuite été observée avec le paramètre d'étirement temporel (x_1) du modèle `SALT2` (Henne et al. 2017 ; Kim et al. 2019 ; Pruzhinskaya et al. 2020), comme illustré dans le graphique du haut de la Figure 3.6.

Nous pouvons aussi montrer que les SNe Ia évoluant rapidement (faibles valeurs de x_1) ont tendance à se situer dans des galaxies plus massives que celles évoluant lentement (hautes valeurs de x_1) (Neill et al. 2009 ; Howell et al. 2009 ; Sullivan et al. 2010 ; Rigault et al. 2013 ; Pan et al. 2014).

Enfin, nous pouvons encore observer la même corrélation avec le taux de formation stellaire : les SNe Ia évoluant rapidement ont tendance à se situer dans des galaxies passive, et inversement (Sullivan et al. 2010 ; Lampeitl et al. 2010 ; Konishi et al. 2011 ; Pan et al. 2014 ; Nicolas et al. 2021).

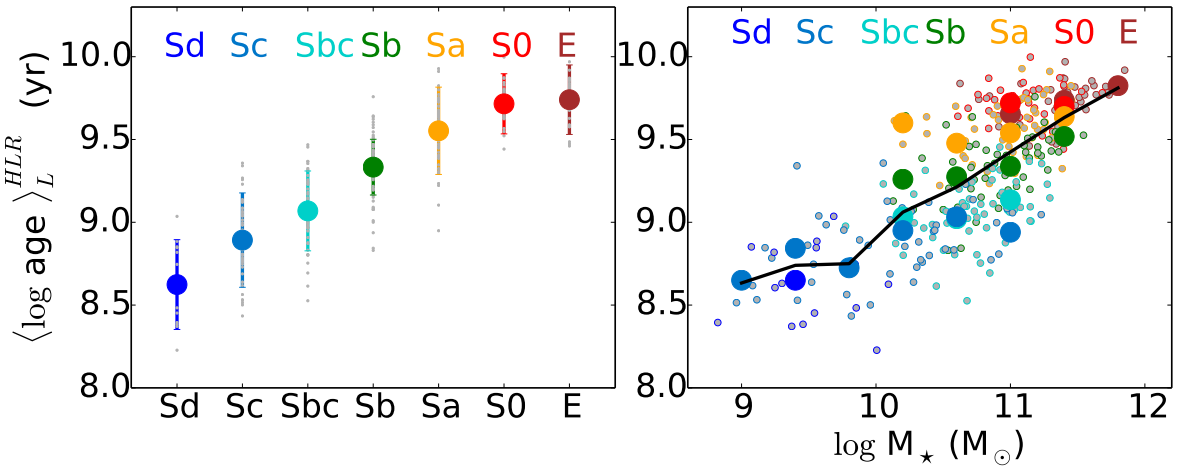

FIGURE 3.3 – Distribution de l'âge moyen des populations stellaires ($\langle \log \text{age} \rangle$) en fonction du type de morphologie dans la séquence de Hubble (*à gauche*) et de la masse stellaire ($\log M_*(M_\odot)$, M_* étant la masse stellaire totale de la galaxie, *à droite*), mesurés pour 300 galaxies du catalogue CALIFA. *À gauche*, les marqueurs représentent la moyenne dans chaque type avec sa dispersion. *À droite*, les marqueurs sont estimés dans des intervalles de masse stellaire de 0,4 dex ; leur couleur indique le type de galaxies. La courbe noire représente la moyenne de l'âge (sans distinction de morphologie) dans les mêmes intervalles de masse stellaire. Figure de González Delgado et al. (2015).

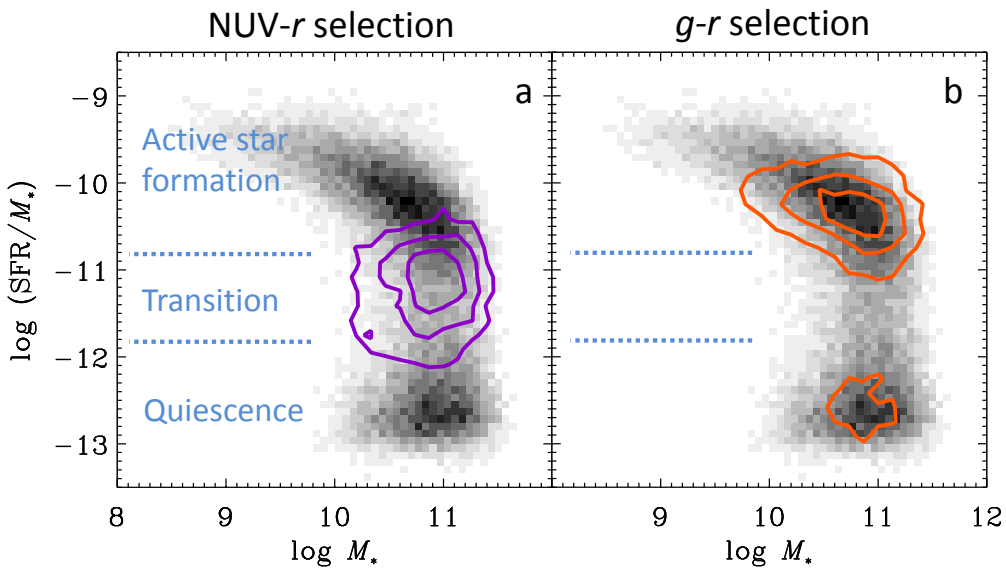

FIGURE 3.4 – Distribution du taux de formation stellaire spécifique (sSFR, $\log(SFR/M_*)$) en fonction de la masse stellaire ($\log(M_*)$, M_* étant la masse stellaire totale de la galaxie) pour 50 000 galaxies provenant des catalogues combinés SDSS et GALEX. Les contours indiquent où se situent les galaxies sélectionnées par des valeurs intermédiaires de couleurs NUV$-r$ (*à gauche*) et $g-r$ (*à droite*). Le graphique de gauche indique la phase associée au sSFR : $\log(\text{sSFR}) > -10{,}8$ pour une phase active de formation stellaire, $-11{,}8 < \log(\text{sSFR}) < -10{,}8$ pour une phase de transition, et $\log(\text{sSFR}) < -11{,}8$ pour la phase passive. Figure de Salim (2014).

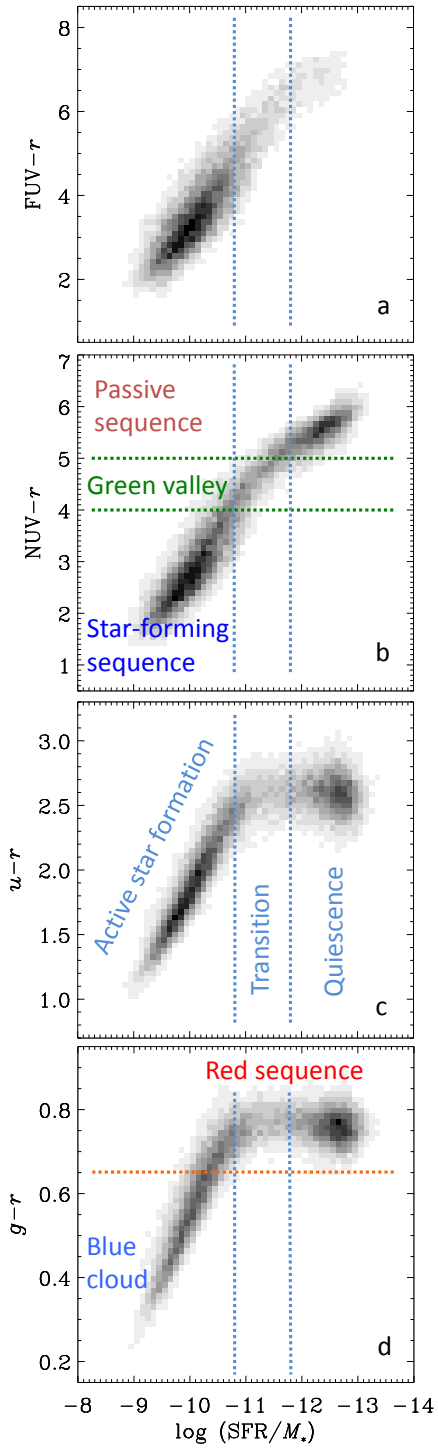

FIGURE 3.5 – Distribution des couleurs FUV $-r$, NUV $-r$, $u-r$ et $g-r$ en fonction du taux de formation stellaire spécifique (sSFR, $\log(SFR/M_*)$, M_* étant la masse stellaire totale de la galaxie) mesurés pour 50 000 galaxies provenant des catalogues combinés SDSS et GALEX. Les lignes verticales bleues en pointillés indiquent la phase associée au sSFR : log(sSFR) $> -10{,}8$ pour une phase active de formation stellaire, $-11{,}8 <$ log(sSFR) $< -10{,}8$ pour une phase de transition, et log(sSFR) $< -11{,}8$ pour la phase passive. Les valeurs hautes de couleurs sont assimilées à une couleur rouge, tandis que les valeurs basses correspondent à une couleur bleu. Figure de Salim (2014).

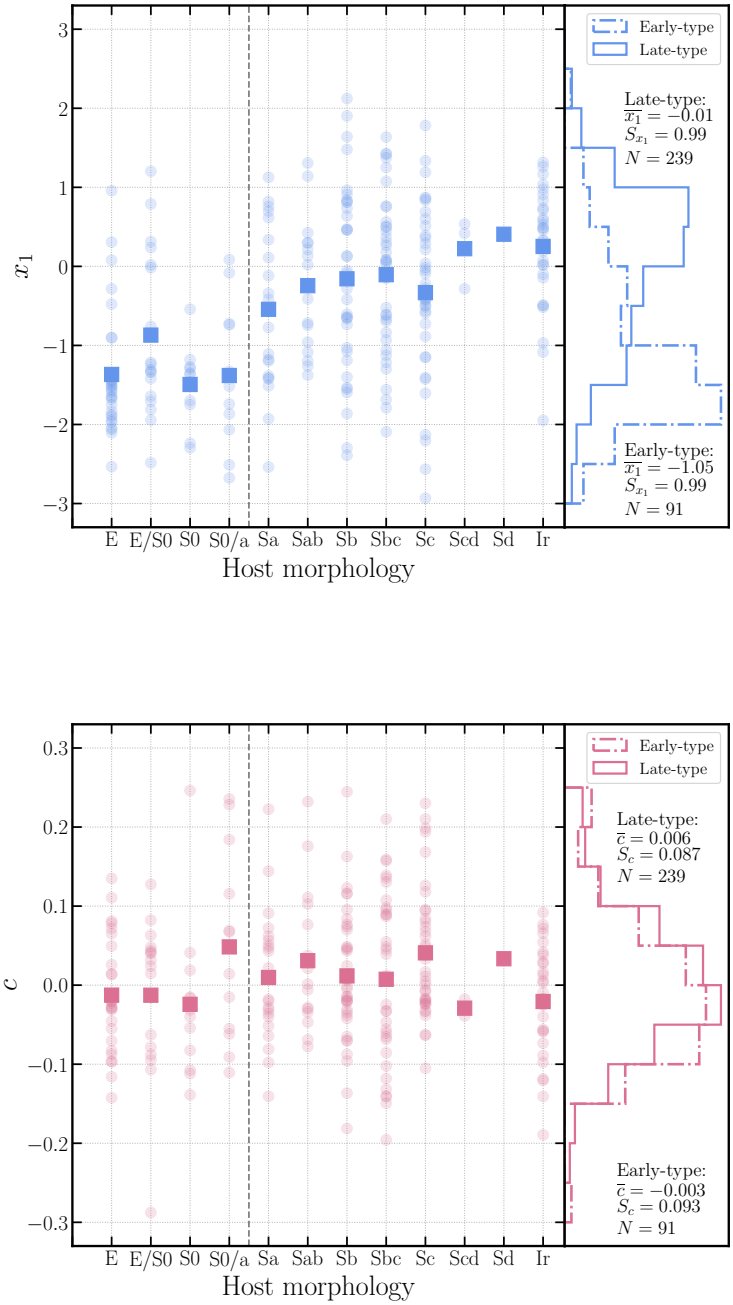

FIGURE 3.6 – Distribution des paramètres x_1 (*en haut*) et c (*en bas*), modélisés par `SALT2`, en fonction du type de morphologie des galaxies hôtes dans la séquence de Hubble, estimés pour 330 SNe Ia provenant du catalogue PANTHEON. Les marqueurs ronds transparents représentent les SNe Ia individuelles, tandis que les carrés correspondent à la moyenne associée à chaque morphologie. La ligne grise verticale en pointillés représente la limite entre galaxies de type « précoce » (*early-type*, correspondant aux elliptiques) et celles de type « tardive » (*late-type*, pour les spirales). Les histogrammes sur la droite de chaque graphique représente la distribution normalisée des SNe Ia de chaque coté de la limite. Figure de Pruzhinskaya et al. (2020).

Ces deux dernières corrélations sont illustrées dans les deux graphiques du haut de la Figure 3.7.

Du fait des corrélations entre les différentes propriétés globales des galaxies (comme exposées en Section 3.1.1), toutes ces corrélations ne sont pas indépendantes. Cependant, l'origine de ces corrélations reste actuellement inconnue. En effet, nous ne possédons actuellement aucune observation directe du progéniteur des SNe Ia, et il est difficile d'imaginer un facteur extrinsèque à ce progéniteur capable d'influencer la vitesse d'évolution de l'explosion de l'étoile.

Couleur : c

Contrairement à l'étirement temporel, la couleur (c) observée des SNe Ia peut être impactée par un grand nombre de facteurs, tels que la température de la supernova (propriété intrinsèque) ou l'extinction induite par la poussière sur la ligne de visée (propriété extrinsèque).

Nous pouvons donc attendre une corrélation entre la couleur des SNe Ia et celle de leur environnement galactique ou des propriétés reliées. Par exemple, dans ce contexte, les SNe Ia avec de hautes valeurs de c favoriseraient les galaxies avec de la poussière, et par conséquent un taux de formation stellaire élevé (Charlot et Fall 2000).

En pratique, aucune corrélation significative n'a encore été mise en évidence par rapport à la morphologie, la masse ou le taux de formation stellaire des galaxies hôtes (Neill et al. 2009 ; Sullivan et al. 2010 ; Gupta et al. 2011 ; Childress et al. 2013b). Comme illustré dans les Figures 3.6 et 3.7, les SNe Ia de différentes couleurs ne semblent favoriser aucun environnement en particulier.

Cependant, Childress et al. (2013b) montrent que les SNe Ia avec des valeurs élevées de couleur ($c > 0$) ont tendance à se situer dans des galaxies avec une métallicité élevée. Cela peut s'expliquer aussi bien : (1) comme un facteur extrinsèque de la composition des gaz sur la ligne de visée, que (2) comme un indice intrinsèque sur la métallicité du progéniteur.

3.2 Impact de l'environnement sur les SNe Ia

La tension de Hubble observée entre les mesures directes (en employant diverses méthode) et indirectes données dans la littérature (voir Section 2.3.2) peuvent nous amener à nous interroger sur la nature et l'origine des erreurs systématiques ayant un impact sur les mesures de distances dérivées des SNe Ia en général, et plus particulièrement sur la mesure directe de la constante de Hubble (H_0).

Par exemple, en étudiant les effets astrophysiques que pourraient avoir l'environnement des SNe Ia sur leur luminosité, Rigault et al. (2015) montrent qu'un biais astrophysique non pris en compte jusqu'à présent (ou seulement partiellement), affectant la dérivation de la magnitude absolue des SNe Ia, pourrait expliquer cette tension au moins en partie.

En effet, les SNe Ia utilisées pour la calibration par les céphéides sont différentes de l'ensemble de celles dans le flot de Hubble ($z > 0{,}01$), puisque leur galaxie hôte contient des céphéides, mettant en évidence la présence de formation d'étoiles (les céphéides étant elles-mêmes de jeunes étoiles, voir Section 2.1.2). Cela conduit à un effet de sélection dans l'échantillon de calibration des SNe Ia.

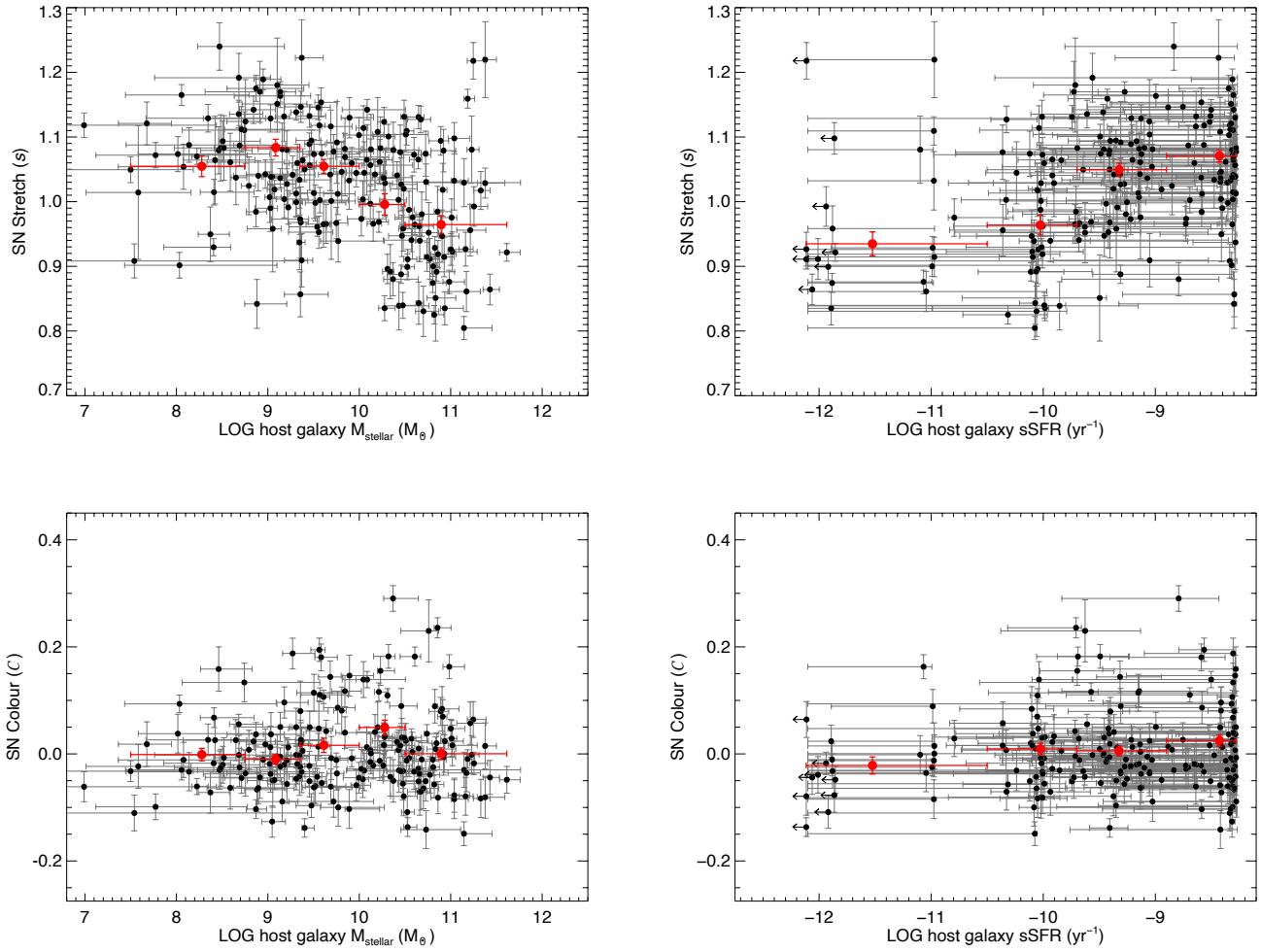

FIGURE 3.7 – Distribution des paramètres x_1 (ici noté s, *en haut*) et c (ici noté C, *en bas*), modélisés par `SALT2`, en fonction de la masse stellaire (*à gauche*) et du taux de formation stellaire spécifique (sSFR, *à droite*) des galaxies hôtes, estimés pour 195 SNe Ia provenant du catalogue SNLS. Les marqueurs noirs représentent les SNe Ia individuelles, tandis que les rouges correspondent à la moyenne pondérée estimée dans des intervalles fixés de masse stellaire et de sSFR. Figure de Sullivan et al. (2010).

Par conséquent, Rigault et al. (2020) soutiennent que les SNe Ia situées dans des environnements jeunes sont moins lumineuses que celles situées dans des environnements plus âgés ($\sim$ 0,16 mag), affectant la dérivation de H_0 en réduisant l'écart entre les mesures directe et indirecte ($\sim 1\sigma$). Cependant, en reproduisant la fonction de sélection due aux céphéides sur l'échantillon dans le flot de Hubble, Riess et al. (2019) ne trouvent aucune variation sur leur mesure de H_0, concluant qu'ils ne sont pas affectés par cet effet astrophysique (voir aussi Jones et al. 2015).

Après plus d'une décennie à étudier l'impact de l'environnement sur les mesures dérivées des SNe Ia, nous constatons que l'origine et l'amplitude, voire l'existence, du ou des biais astrophysiques est sujet à débat.

3.2.1 Âge du progéniteur des SNe Ia

L'étude de l'âge du progéniteur des SNe Ia correspond à l'étude du temps séparant la formation de l'étoile progéniteur et son explosion en supernova (*evolutionary delay time*), et plus précisément aux prédictions théoriques de taux de SNe Ia en fonction de ce temps d'évolution (*delay time distribution*, DTD). La durée de vie d'une étoile étant fortement liée à sa masse initiale (plus une étoile est massive, plus sa durée de vie sera courte), nous pouvons montrer que les différents modèles d'explosion des SNe Ia (voir Section 2.1.1) permettent la prédiction de plusieurs DTD (Belczynski et al. 2005).

Un grand nombre de méthodes de mesure de la DTD, plus ou moins sophistiquées, ont été proposées au cours des deux dernières décennies (par exemple, voir Maoz et Mannucci 2012 ou Heringer et al. 2019 pour une compilation de ces méthodes). Une approche observationnelle, communément utilisée, emploie l'estimation du taux de SNe Ia ($R_{\rm Ia}(t)$, exprimé par galaxie, par unité de masse solaire et/ou par unité de luminosité solaire dans une bande donnée, en fonction du temps cosmique t). Ce dernier correspond, par définition, à la convolution entre l'histoire de la formation stellaire galactique ($S(t)$, c'est-à-dire le taux de formation stellaire par unité de volume comobile) et la DTD ($D(t)$) (Maoz et Badenes 2010 ; Maoz et Mannucci 2012), exprimé par :

$$R_{\rm Ia}(t) = \int_0^t S(t-\tau)D(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{3.1}$$

L'estimation du taux de SNe Ia est traditionnellement basée sur l'utilisation du « temps de contrôle » des galaxies (Zwicky 1942 ; van den Bergh 1991 ; Cappellaro et al. 1993, 1997), définis par l'intervalle de temps pendant lequel une supernova d'un type donné aurait été suffisamment lumineuse pour être découverte durant l'observation d'une galaxie [2]. Basiquement, le taux de SNe Ia est calculé par le ratio entre le nombre de SNe Ia détectées et la somme des temps de contrôle de l'échantillon de galaxies étudiées (Leaman et al. 2011).

Plusieurs études ont montré l'existence d'une dépendance de ce taux (et par conséquent de la DTD) avec les propriétés des galaxies hôtes, à commencer par la morphologie et la couleur (Mannucci et al. 2005, 2006), puis avec le taux de formation stellaire (Sullivan et al. 2006 ; Li et al. 2011 ; Smith et al. 2012 ; Wiseman et al. 2021). Ces corrélations suggèrent la présence de deux populations de SNe Ia :

2. En d'autres termes, l'idée sous-jacente est qu'il est impossible de détecter une supernova dont le signal est trop faible, ou localisée dans une galaxie que nous n'observons pas, dû au fait que les SNe sont des phénomènes transitoires éphémères.

— **prompte** : associée à de jeunes étoiles ($\sim 100-500$ Mans), avec des taux de SNe Ia proportionnels au taux de formation stellaire (population dont l'existence a aussi été spécifiquement montrée par Aubourg et al. 2008) ;
— **tardive** : correspondant à des populations stellaires vieilles (> 1 Gans) et avec des taux de SNe Ia proportionnels à la masse stellaire des galaxies hôtes.

Cette distinction a été formalisée par Scannapieco et Bildsten (2005), nommé « A+B », et permet d'exprimer le taux de SNe Ia par :

$$R_{\mathrm{Ia}} = A \times M_* + B \times \mathrm{SFR} \tag{3.2}$$

avec M_* étant la masse stellaire totale de la galaxie hôte ; SFR étant le taux de formation actuel de la galaxie ; et A et B sont des coefficients constants sans dimension, fixés par les observations [3] : A est le taux de SNe Ia par unité de masse stellaire associé à la composante vieille, et B est le taux de SNe Ia par unité de taux de formation stellaire associé à la composante jeune.

3.2.2 Biais astrophysiques et standardisation des SNe Ia

Bien que l'étude des taux de SNe Ia en fonction de leur environnement suggère effectivement l'existence de deux populations de SNe Ia, la première mise en évidence significative d'un biais astrophysique dans l'utilisation de celles-ci comme indicateurs de distance a été l'observation d'une dépendance de la masse stellaire des galaxies hôtes sur la luminosité standardisée des SNe Ia (par exemple Kelly et al. 2010 ; Sullivan et al. 2010 ; Lampeitl et al. 2010 ; Gupta et al. 2011 ; Childress et al. 2013b ; Betoule et al. 2014 ; Uddin et al. 2017 ; Ponder et al. 2020). Cette corrélation indique que les SNe Ia sont en moyenne plus lumineuses (après standardisation, $\sim 0{,}1$ mag) lorsqu'elles se situent dans les galaxies les plus massives ($M_* > 10^{10}\,\mathrm{M}_\odot$).

La majorité des études précédentes montre que cette corrélation est simplement et relativement bien représentée par un ajustement avec une fonction de « marche » (ou fonction de Heaviside) dans le plan des résidus de Hubble (différence entre les modules de distance mesurés et modélisés, voir les Figures de la Section 2.3) en fonction de la masse stellaire des galaxies hôtes, comme illustré dans la Figure 3.8 (voir par exemple Childress et al. 2013b).

Cette relation est communément appelée « marche de masse » (en anglais, *mass step*), et de manière général, nous utilisons les termes de « marche de magnitude » pour décrire la différence de moyennes des magnitudes standardisées définie à partir d'un traceur environnemental (comme la masse stellaire) et une valeur de coupure.

La *marche de masse* est actuellement utilisée comme un paramètre supplémentaire de standardisation de la luminosité des SNe Ia dans de nombreuses études cosmologiques récentes (par exemple Sullivan et al. 2010 ; Betoule et al. 2014 ; Scolnic et al. 2018), y compris pour la mesure directe de la constante de Hubble H_0 (Riess et al. 2016, 2021).

Cependant, l'origine physique de cette corrélation reste actuellement incomprise, et par conséquent, la correcte prise en compte d'un tel effet astrophysique est incertaine. Remarquons que l'utilisation d'une fonction de marche repose sur l'hypothèse qu'il existe deux populations de SNe Ia.

3. Avec un échantillon de 21 SNe Ia, Scannapieco et Bildsten 2005 donnent $A = 4{,}4^{+1{,}6}_{-1{,}4} \times 10^{-2}$ et $B = 2{,}6 \pm 1{,}1$

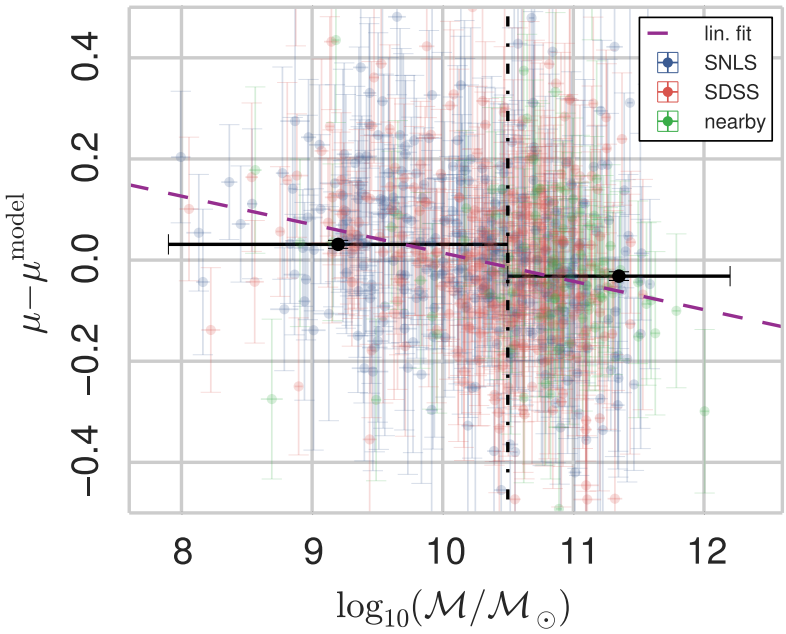

FIGURE 3.8 – Corrélation entre les résidus de Hubble ($\mu - \mu^{\mathrm{model}}$, obtenus en admettant une métrique FLRW et en fixant $H_0 = 70\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$) et la masse stellaire des galaxies hôtes ($\log_{10}(M/M_\odot)$), mesurés pour 666 SNe Ia provenant de la compilation des catalogues SNLS (points bleus), SDSS (points rouges) et de sondages à faibles décalages vers le rouge (points verts). Les marqueurs noirs représentent la moyenne pondérée des valeurs de chaque côté de la ligne verticale noire en pointillés (correspondant à la médiane des valeurs de masse stellaire située à $\log_{10}(M/M_\odot) = 10{,}5$), avec un écart entre les deux de $0{,}070 \pm 0{,}013$ mag ($5{,}5\sigma$). La ligne violette en pointillés représente l'ajustement linéaire des données. Figure de Roman et al. (2018).

Par la suite, en s'appuyant sur le fait que les propriétés des galaxies sont corrélées entre elles (voir Section 3.1.1), plusieurs équipes ont mené des études similaires en utilisant d'autres traceurs environnementaux que la masse stellaire globale. La question s'est aussi posée sur l'intérêt d'étudier cet effet astrophysique en observant l'environnement stellaire proche des SNe Ia.

Cependant, malgré le fait que nous observons effectivement une corrélation significative pour la plupart des échantillons de SNe Ia entre leur luminosité standardisée et les propriétés de leur environnement, l'amplitude de la *marche de magnitude* diffère suivant les études, et certaines valeurs semblent parfois incompatibles. Nous compilons les résultats récents dans la Figure 3.9.

Comme exposé par Jones et al. (2018), cette variété de résultats, utilisant différents traceurs environnementaux, à différentes échelles d'étude, provoque une confusion sur la manière de prendre en compte ce biais astrophysique (si tant est qu'il existe, car certaines valeurs sont compatibles avec 0, comme indiqué dans la Figure 3.9). Cette incertitude se propage dans l'utilisation des SNe Ia pour les études cosmologiques, et notamment dans la dérivation de la constante de Hubble (H_0), comme nous le verrons dans la Section 9.3.

Plusieurs solutions ont été proposées pour essayer de comprendre ce biais astrophysiques. Par exemple, Brout et Scolnic (2021) montrent qu'employer des courbes variables d'extinction de la poussière (affectant la couleur observée des SNe Ia) permet de justifier les corrélations avec les propriétés des galaxies hôtes. Cependant, ce constat est mis à

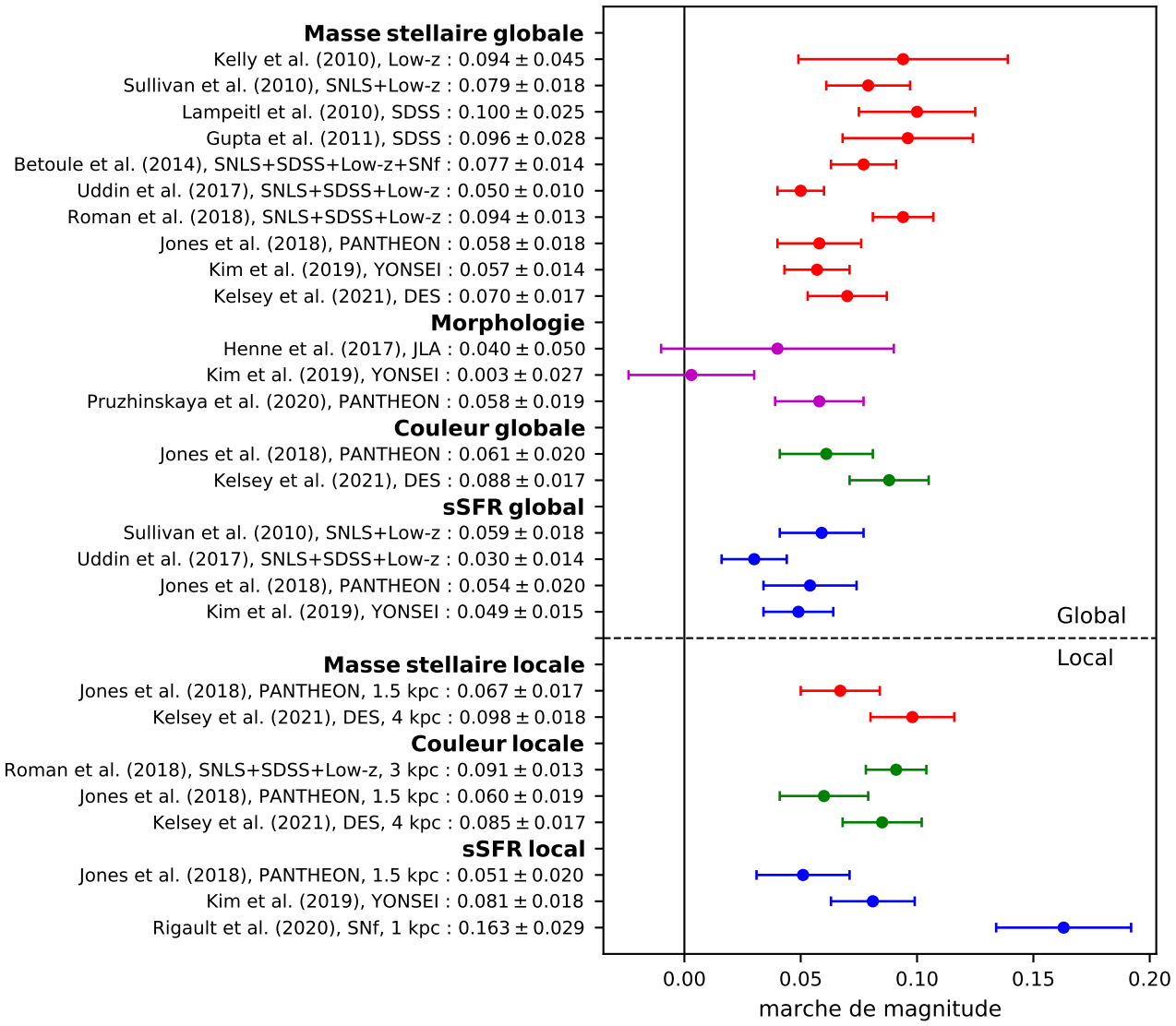

FIGURE 3.9 – Compilation des récentes estimations de la *marche de magnitude* (différence de moyennes des magnitudes standardisées entre les deux populations de SNe Ia) et leur incertitude, obtenues sur différents échantillons de SNe Ia et en utilisant différents indicateurs environnementaux pour tracer la corrélation entre la luminosité des SNe Ia et les propriétés de leur environnement. La ligne noire en pointillés distingue les études globales (*en haut*, c'est-à-dire de toute la galaxie hôte) de celles locales (*en bas*, avec le rayon d'étude autour de la position des SNe Ia indiqué quand disponible).

mal en n'observant aucune dépendance en longueur d'onde de la *marche de masse* (conséquence attendue due à la poussière) (Uddin et al. 2020 ; Ponder et al. 2020). Par ailleurs, Boone et al. (2021a) montrent qu'il est possible de réduire significativement l'amplitude de la *marche de masse* en employant une méthode alternative de paramétrisation des courbes de lumière (en utilisant les spectres des SNe Ia à leur maximum de luminosité).

L'objectif de cette thèse est donc, en premier lieu, d'apporter de la clarté dans ce contexte. Pour cela, nous proposons une nouvelle approche en comparant les différents indicateurs environnementaux proposés dans la littérature et en étudiant à quel point ceux-ci sont capables (ou non) de tracer une propriété donnée de l'environnement des SNe Ia, ainsi que leur impact sur le biais astrophysique à prendre en compte dans la standardisation des SNe Ia.

Deuxième partie

Étude de la corrélation entre la luminosité des SNe Ia et les propriétés de leur environnement

Chapitre 4

Modèle à deux populations de SNe Ia

Nous l'avons vu plus tôt (cf. Section 3.2.2), de nombreuses études, précédemment réalisées, caractérisent l'impact de l'environnement galactique sur les SNe Ia par une fonction de « marche ». De fait, cela revient à distinguer deux populations de SNe Ia, définies par un indicateur de l'environnement et une valeur de seuil dans ce traceur, et présentant une différence de magnitude entre ce deux populations. C'est ce que nous appelons la « marche de magnitude » (*magnitude step* en anglais).

Cette approche a pour origine la première observation de ces dépendances environnementales avec la « marche de masse » (*mass step* en anglais, faisant intervenir la masse stellaire de la galaxie hôte des SNe Ia comme indicateur environnemental). Elle a été conservée dans les études qui ont suivies, tout en faisant varier le traceur environnemental. Cependant, nous observons différentes mesures de la *marche de magnitude*, en fonction du traceur utilisé. Dans ce chapitre, nous allons développer un modèle statistique qui permettra d'expliquer ce constat.

Dans la Section 4.1, nous présentons ce modèle par deux approches différentes : la première sert d'illustration par l'utilisation de données simulées ; la deuxième présente la dérivation mathématique du modèle. La Section 4.2 présente la méthode algorithmique utilisée pour estimer les paramètres libres définis dans le modèle statistique. Enfin, nous présentons dans la Section 4.3 la validation du modèle et de son algorithme par des tests sur simulations.

Sommaire

4.1 Modèle statistique 70
4.1.1 Illustration sur données simulées 70
4.1.2 Développement mathématique de la fonction de probabilité du modèle 78
4.2 Algorithme 81
4.2.1 Maximisation de la fonction de probabilité 81
4.2.2 Implémentation dans PYTHON 83
4.3 Validation et tests 85
4.3.1 Création d'une simulation 85
4.3.2 Validation du modèle 87
4.3.3 Discussion des choix de l'algorithme 90

4.1 Modèle statistique

L'utilisation d'une fonction de « marche » dans l'étude des dépendances astrophysiques des SNe Ia découle de deux suppositions :

— il existe effectivement deux populations de SNe Ia, qui diffèrent en moyenne pour une propriété, disons q,

— un indicateur t est capable de tracer ces deux catégories, avec plus ou moins de précision et de fiabilité.

Par conséquent, l'amplitude de la mesure de la *marche de magnitude* dépend de la propriété intrinsèque aux SNe Ia q, et de la qualité du traceur t dans la distinction des deux populations de SNe Ia.

4.1.1 Illustration sur données simulées

Admettons qu'il existe deux populations de SNe Ia, disons a et b, possédant toutes les deux une distribution gaussienne de la quantité q, disons $\mathcal{N}(\mu_a\,;\sigma_a)$ et $\mathcal{N}(\mu_b\,;\sigma_b)$ respectivement, et qui diffèrent en moyenne par $\gamma_0 = \mu_a - \mu_b$. Cette différence correspond à l'amplitude de ce que nous appelons : la *vraie marche*.

Admettons maintenant que nous avons accès à un traceur continu t capable de distinguer ces deux populations, mais avec une précision imparfaite, dans le sens où le traceur peut se *tromper* dans sa classification. En termes de classification statistique binaire, cela revient à dire que ce traceur possède une *sensibilité* et une *spécificité* imparfaites. La classification d'un traceur continu est basée sur une valeur de seuil, disons t_{cut}, de telle sorte que les SNe sont classifiées comme appartenant à a ou b si elles possèdent, respectivement, des valeurs de t au-dessus ou en-dessous de ce seuil.

En supposant que ce traceur fournit des mesures parfaites (sans erreur), nous pouvons nous attendre à observer de mauvaises classifications, dues à son imprécision *intrinsèque*. En pratique, cela signifie que certaines SNe Ia de la catégorie a pourront posséder des valeurs de t en-dessous de t_{cut}, et inversement, des SNe de la catégorie b avec des valeurs de t au-dessus de t_{cut}.

La Figure 4.1 illustre ce principe avec des données simulées pour trois traceurs de précision différente : parfaite, moyenne et nulle. En l'occurrence, plus la précision du traceur diminue, plus le nombre de SNe de la catégorie a (marqueurs bleus) mais classifiées b par le traceur (dans la partie gauche des graphiques) augmente ; le même constat est fait pour le nombre de SNe de la catégorie b (marqueurs oranges) mais classifiées a (dans la partie gauche des graphiques).

Cette figure présente aussi l'impact de la précision du traceur sur l'estimation de la distribution des valeurs q prises par les SNe Ia de chaque côté de la valeur de seuil, et par conséquent, comment la *marche* dérivée de chaque traceur peut potentiellement être sous-estimée. À cause des mauvaises classifications du traceur, la distribution de q dans chaque population a et b s'élargit et leur moyenne se rapprochent, ce qui a pour conséquence de réduire l'amplitude de la *marche* mesurée pour ce traceur, comparée à la *vraie marche*.

Notations et définitions

Plaçons-nous dans l'approximation des grands nombres. Nous notons N le nombre de cibles. L'indice $_x$ indique la catégorie *vraie* des cibles (avec $x = \{a\,;b\}$), tandis que

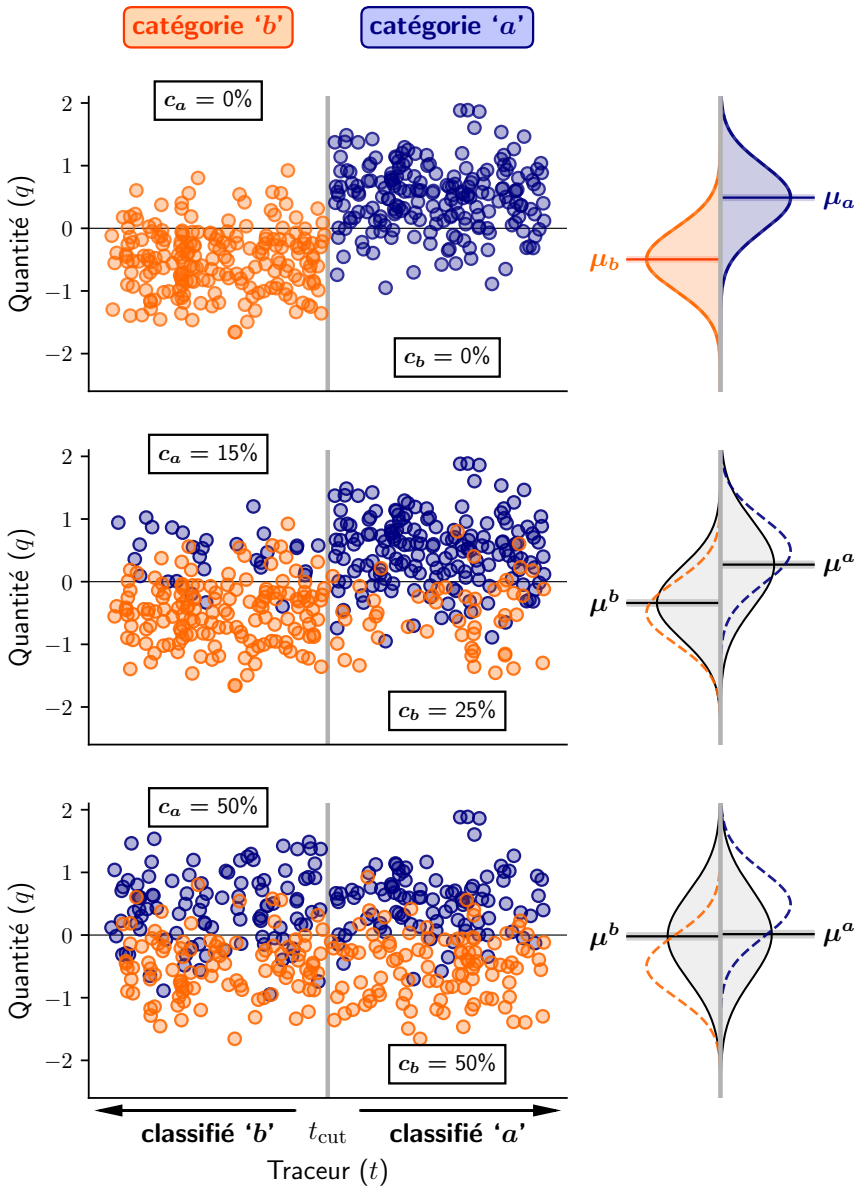

FIGURE 4.1 – Les trois graphiques de *gauche* présentent, pour 400 données simulées (200 de la catégorie a en bleu et 200 de la catégorie b en orange), les valeurs d'une quantité arbitraire q en fonction des valeurs du traceur des deux populations t pour trois précisions différentes : parfaite (*haut*), moyenne (*milieu*) et nulle (*bas*). Les données sont distribuées uniformément pour les valeurs de t, et suivant deux lois normales pour les valeurs de q : $\mathcal{N}(\mu_a = 0{,}5\,;\sigma_a = 0{,}5)$ pour a et $\mathcal{N}(\mu_b = -0{,}5\,;\sigma_b = 0{,}5)$ pour b. Les cibles sont classifiées comme étant a ou b si les valeurs prisent par t_i sont respectivement au-dessus ou en-dessous de la valeur de seuil t_{cut}, représentée par la ligne grise verticale. La contamination du traceur est manuellement créée en déplaçant une fraction des points bleus (indiquée par c_a) à gauche de t_{cut} et une fraction des points oranges (indiquée par c_b) à droite de t_{cut}. Leur graphique associé à *droite* montre, en ligne pleine, la distribution des valeurs de q, estimée de chaque coté de t_{cut}. Les distributions du traceur parfait ($c_a = c_b = 0\%$) sont indiquées en ligne pointillées colorées. Cela permet d'illustrer l'impact de la précision du traceur sur l'amplitude de la *marche*, estimée par la différence des moyennes des valeurs q de chaque côté de t_{cut} (μ^a et μ^b, représentés par un trait horizontal de chaque côté ; dans le cas du traceur parfait : $\mu^a = \mu_a$ et $\mu^b = \mu_b$).

l'exposant ^{x} correspond à la *classification* faite par un traceur t. Dans ce contexte, N_a^b indique le nombre cible appartenant à la catégorie a mais classifiées comme étant b par le traceur. De manière similaire, $N_b = N_b^b + N_b^a$ représente le nombre de cibles qui sont *intrinsèquement* de catégorie b, tandis que $N^b = N_a^b + N_b^b$ est le nombre de cibles classifiées par t comme étant b.

On appelle *contamination*, notée c, la fraction de cibles pour lesquelles la classification venant du traceur diffère de la véritable catégorisation. Nous pouvons ainsi la définir par deux approches différentes :

— la fraction de cibles vraiment a mais classifiées comme étant b, représentée par $c_a \equiv N_a^b/N_a$; et son complémentaire $c_b \equiv N_b^a/N_b$;

— ou la fraction de cibles classifiées comme étant a alors qu'en réalité elles sont de catégorie b, représentée par $c^a \equiv N_b^a/N^a$; et son complémentaire $c^b \equiv N_a^b/N^b$.

Remarquons que ces deux approches sont reliées car $c^a = N_b/N^a\, c_b$ et $c^b = N_a/N^b\, c_a$. De plus, notons que $(1 - c_x) \equiv N_x^x/N_x$ et $(1 - c^x) \equiv N_x^x/N^x$ en remplaçant x aussi bien par a que b. [1]

La probabilité p^a pour une cible i ayant une valeur t_i du traceur t d'être observée au-dessus de la valeur de seuil t_{cut}, et donc classifiée comme étant a, est définie par la somme de : (1) la probabilité que cette cible soit vraiment de catégorie a et observée comme tel, avec (2) la probabilité que cette cible soit en réalité de catégorie b mais observée a malgré cela :

$$\begin{aligned} p^a \equiv \frac{N^a}{N} &= \frac{N_a^a}{N} + \frac{N_b^a}{N} \\ &= (1 - c_a) \times \frac{N_a}{N} + c_b \times \frac{N_b}{N} \\ &= (1 - c_a) \times p_a + c_b \times (1 - p_a) \end{aligned} \tag{4.1}$$

avec $p_a \equiv N_a/N$ et où $p_b \equiv N_b/N = 1 - N_a/N \equiv 1 - p_a$. De manière similaire :

$$p^b = c_a \times p_a + (1 - c_b) \times (1 - p_a) \tag{4.2}$$

Comme nous l'avons mentionné plus tôt, μ_a et μ_b correspondent aux valeurs moyennes de la quantité q pour les *vraies* populations a et b respectivement (représentées dans la Figure 4.1 par les traits horizontaux respectivement de couleur bleu et orange dans le graphique en haut à droite). D'autre part, μ^a et μ^b correspondent aux valeurs moyennes de cette même quantité q pour les classifications a et b par le traceur t (traits horizontaux dans les deux autres graphiques de droite de la Figure 4.1). En conséquence, l'amplitude de la *marche* observée par le traceur, $\gamma = \mu^a - \mu^b$, est reliée à la *marche* intrinsèque, $\gamma_0 = \mu_a - \mu_b$, par :

$$\begin{aligned} \gamma &= \left((1 - c^a)\, \mu_a + c^a \mu_b\right) - \left(c^b \mu_a + \left(1 - c^b\right) \mu_b\right) \\ &= \gamma_0 \times \left[1 - \left(c^a + c^b\right)\right]. \end{aligned} \tag{4.3}$$

1. En faisant le lien avec la terminologie de classification statistique binaire, si nous considérons la catégorie a comme étant la condition *positive* et la catégorie b comme étant la condition *négative*, alors N_a^a correspond au nombre de vrai positifs, N_b^b au nombre de vrai négatifs, N_b^a au nombre de faux positifs et N_a^b au nombre de faux négatifs. Enfin, c_a correspond au taux de faux négatifs et c_b au taux de faux positifs.

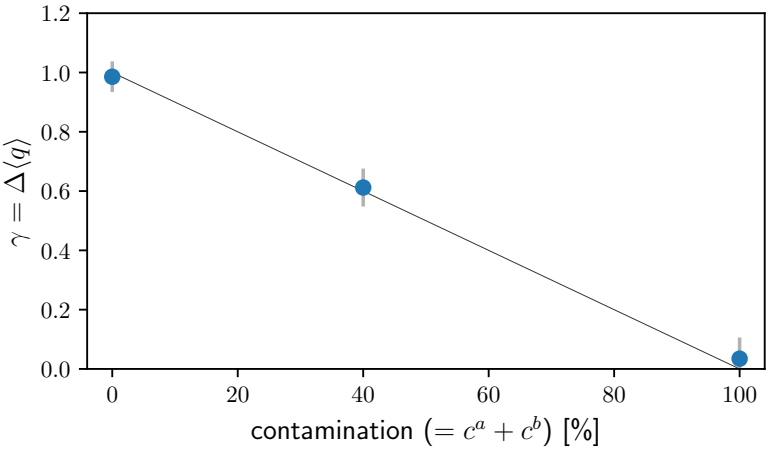

FIGURE 4.2 – Évolution de la *marche* observée γ en fonction de la contamination du traceur c. Les trois points présentés dans ce graphique correspondent aux trois précisions (parfaite, moyenne et nulle) du traceur t présentées dans la Figure 4.1 pour les mêmes données simulées. La *marche* γ est estimée par la différence des moyennes μ^a et μ^b des valeurs q de chaque côté de t_{cut} et la contamination est calculée par $c = c^a + c^b$ (la notation est détaillée dans la Section 4.1.1). Les barres d'erreur correspondent aux erreurs standards des mesures de la *marche*. La ligne grise montre la prévision exprimée par l'équation (4.3), sachant que les données simulées sont basées sur $\gamma_0 = 1$.

Finalement, nous définissons la contamination (totale) d'un traceur par $c \equiv c^a + c^b$. L'équation (4.3) est illustrée dans la Figure 4.2 par la ligne grise. Notons que les points (mesures de la *marche* γ en fonction de la contamination c) suivent effectivement la tendance prédite.

Le traceur de référence

En réalité, il est peu probable d'avoir un accès direct à l'information des *vraies* populations. Une alternative est donc de se reposer sur un traceur dit de *référence*, auquel vont être comparés tous les autres. En notant avec un exposant ^{ref} les paramètres du traceur de référence t^{ref}, sa contamination propre s'exprime donc par $c^{\text{ref}} = c_a^{\text{ref}} + c_b^{\text{ref}}$. La corrélation entre n'importe quel traceur par rapport à t^{ref} nous permet d'estimer la contamination de ce traceur de *comparaison*.

La Figure 4.3 présente la corrélation qui existe entre un traceur de référence parfait (donc $c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$) et les trois précisions du traceur présentées dans la Figure 4.1 pour les mêmes données simulées. Dans le cas de mesures parfaites (sans erreurs de mesure), la contamination d'un traceur est simplement définie par les fractions de cibles mal classifiées (points localisés dans les quadrants « faux a » et « faux b » comme indiqués sur la figure).

De plus, la corrélation entre un traceur quelconque et un traceur de référence parfait nous permet d'illustrer visuellement à quoi correspondent les notations introduites jusqu'ici, résumées dans la Figure 4.4.

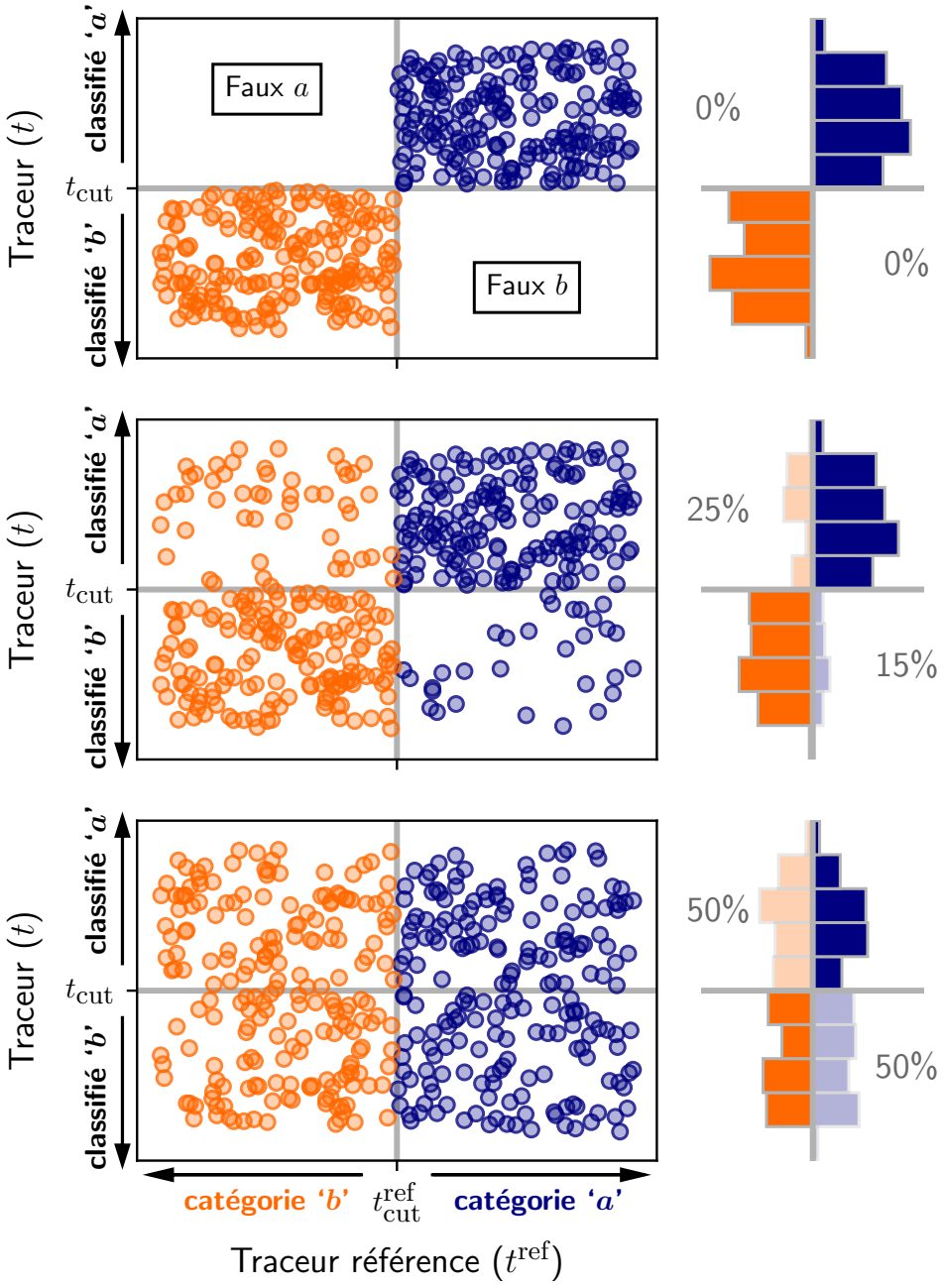

FIGURE 4.3 – Corrélation entre un traceur de référence parfait ($c_a^{\mathrm{ref}} = c_b^{\mathrm{ref}} = 0$) avec les trois précisions (parfaite en *haut*, moyenne au *milieu* et nulle en *bas*) du traceur t présentées dans la Figure 4.1 pour les mêmes données simulées. Les données pour le traceur t^{ref} sont tirées arbitrairement suivant une distribution uniforme. La couleur des points indique la vraie catégorie des cibles comme associées dans la Figure 4.1 : bleu pour a et orange pour b. La ligne grise horizontale correspond à la valeur de seuil t_{cut} du traceur t, et celle verticale à $t_{\mathrm{cut}}^{\mathrm{ref}}$. Les histogrammes à *droite* de chaque graphique montrent la distribution des données dans chaque quadrant, délimité par les valeurs de seuil de t et de t^{ref} en gardant le même code couleur. Les barres transparentes correspondent aux cibles mal classifiées : « faux a » en orange et « faux b » en bleu. Les valeurs des fractions de cibles dans ces quadrants correspondent aux paramètres de contamination c_b et c_a respectivement (voir Section 4.1.1).

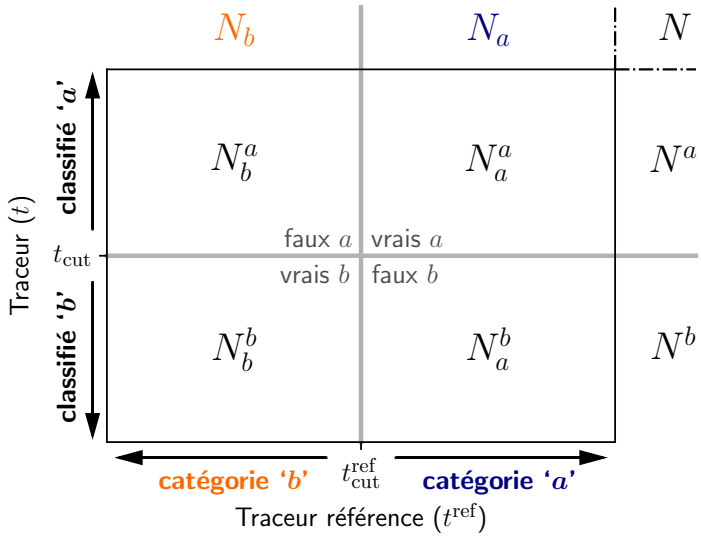

FIGURE 4.4 – Illustration de la corrélation entre un traceur quelconque t et un traceur de référence $t^{\rm ref}$ parfait ($c_a^{\rm ref} = c_b^{\rm ref} = 0$), résumant l'ensemble des notations introduites dans la Section 4.1.1. La ligne grise horizontale correspond à la valeur de seuil $t_{\rm cut}$ du traceur t, et celle verticale à $t_{\rm cut}^{\rm ref}$.

Prendre en compte les erreurs de mesure

Nous n'avons considéré jusqu'à présent que des traceurs dont la mesure est parfaite. En pratique, ce n'est pas le cas, les traceurs continus sont mesurés avec des incertitudes. Par conséquent, nous ne pouvons pas simplement estimer les paramètres de contamination c_a et c_b (ou c^a et c^b) en mesurant les fractions de cibles dans les quadrants faux a et faux b. En effet, à cause des erreurs de mesure, une cible peut être aléatoirement mal classifiée par sa mesure alors que sa valeur intrinsèque la place dans la bonne catégorie. Ce phénomène induit une contamination supplémentaire.

Notons f_i la probabilité que la mesure $t_i \pm \delta t_i$ (avec δt_i étant l'erreur de mesure) soit inférieure à la valeur de seuil $t_{\rm cut}$ (et ainsi classifiée b). Cette probabilité s'exprime (pour des erreurs *normalement* distribuées) par :

$$f_i = \mathcal{P}\left(t_i < t_{\rm cut}\right) = \int_{-\infty}^{t_{\rm cut}} \mathcal{P}\left(\hat{t}_i \mid t_i\right)\, \mathrm{d}\hat{t}_i = \int_{-\infty}^{t_{\rm cut}} \mathcal{N}(\hat{t}_i\,; t_i, \delta t_i)\, \mathrm{d}\hat{t}_i \tag{4.4}$$

avec $\hat{t}_i$ étant la valeur intrinsèque de la mesure. Ainsi, par définition, $N^b \equiv \sum f_i$ et $N^a \equiv \sum(1 - f_i)$; et de manière similaire, $N_a^b = \sum_{i\in a} f_i$ et $N_b^a = \sum_{i\in b}(1 - f_i)$.

Par conséquent, même dans le cas d'un traceur parfait (pour lequel nous attendons $c_a = c_b = c^a = c^b = 0$), la définition précédente de l'estimation des paramètres de contamination $c^a = N_b^a/N^a$ et $c^b = N_a^b/N^b$ peut mener à des résultats non-nuls, dus aux incertitudes, et ainsi biaiser l'estimation de la contamination *intrinsèque* du traceur ; ce phénomène est illustré dans la Figure 4.5.

Pour résumer, nous allons estimer les paramètres de contamination c^a et c^b par les fractions d'éléments intrinsèquement mal classifiés, et donc non causées par les erreurs de mesure. Pour cela, nous devons définir leur fonction de probabilité et la comparer aux observations.

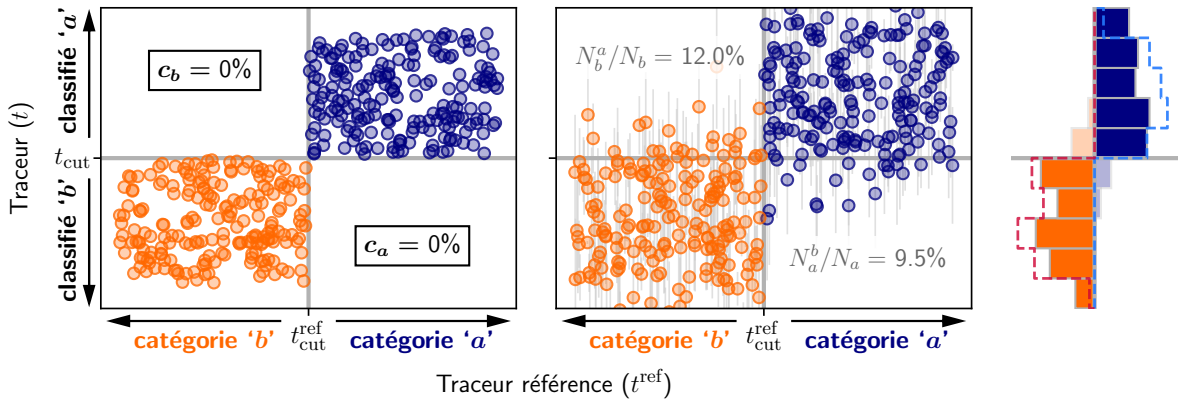

FIGURE 4.5 – Corrélation entre un traceur quelconque parfait t ($c_a = c_b = 0$) et un traceur de référence $t^{\rm ref}$ parfait ($c_a^{\rm ref} = c_b^{\rm ref} = 0$). Les données du graphique de *gauche* sont les mêmes que dans celui du haut de la Figure 4.3. Le graphique du *milieu* ajoute aux données des erreurs de mesure pour le traceur t. Après avoir tiré aléatoirement une erreur par une loi uniforme entre 0 et 0,5 pour chaque mesure (voir Section 4.3.1), les valeurs de t sont tirées aléatoirement à nouveau par des lois normales centrées sur les valeurs intrinsèques (données du graphique de gauche) et de déviation standard les erreurs associées à chaque cible. Les incertitudes induisent une contamination, correspondant aux cibles mal classifiées dans le contexte d'un traceur supposé parfait (voir Section 4.1.1). Les fractions de ces cibles sont indiquées dans les quadrants correspondants. L'histogramme à *droite* montre les distributions dans chaque quadrants du graphique du milieu (avec des barres transparentes pour les mauvaises classifications). Les traits pointillés correspondent aux distributions sans erreurs de mesure.

Fonction de probabilité pour estimer la contamination d'un traceur

Afin d'obtenir la contamination d'un traceur ($c = c^a + c^b$; voir équation (4.3)), nous devons d'abord exprimer la fonction de probabilité des paramètres de contamination intrinsèque c_a et c_b.

Pour la suite, nous supposons que : (1) connaître $\hat{t}_i$ est nécessaire et suffisant pour obtenir t_i, de telle sorte que $\mathcal{P}\left(t_i \mid \hat{t}_i, \theta\right) = \mathcal{P}\left(t_i \mid \hat{t}_i\right)$ où θ comprend tous les autres paramètres libres ; et (2) $\mathcal{P}(\hat{t}_i)$ est relativement constante dans l'intervalle défini par les erreurs de mesure, en sorte que $\mathcal{P}(\hat{t}_i \mid t_i) \propto \mathcal{P}(t_i \mid \hat{t}_i)\,\mathcal{P}(\hat{t}_i) \propto \mathcal{P}(t_i \mid \hat{t}_i)$ (cela signifie que nous supposons proportionnelles la probabilité d'observer une valeur de traceur pour une cible donnée en sachant la valeur intrinsèque avec celle de déterminer la valeur intrinsèque en sachant la valeur observée).

Dans ce contexte, la probabilité pour une cible i d'être observée au-dessus de la valeur de seuil $t_{\rm cut}$ combine maintenant : (1) la probabilité que i soit effectivement classifiée comme étant a par le traceur t, et (2) la probabilité que la mesure t_i soit observée au-dessus de $t_{\rm cut}$ en prenant en compte les erreurs de mesure. Cela s'exprime par :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(t_i, \hat{t}_i > t_{\rm cut} \mid c_a, c_b, p_a) &= \int_{t_{\rm cut}}^{+\infty} \mathcal{P}(t_i, \hat{t}_i \mid c_a, c_b, p_a)\,\mathrm{d}\hat{t}_i \\ &= \int_{t_{\rm cut}}^{+\infty} \mathcal{P}\left(t_i \mid \hat{t}_i, c_a, c_b, p_a\right)\,\mathcal{P}\left(\hat{t}_i \mid c_a, c_b, p_a\right)\,\mathrm{d}\hat{t}_i\end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
&= \int_{t_{\text{cut}}}^{+\infty} \mathcal{P}\left(t_i \mid \hat{t}_i\right) \mathcal{P}\left(\hat{t}_i \mid c_a, c_b, p_a\right) \, \mathrm{d}\hat{t}_i \\
&\propto \int_{t_{\text{cut}}}^{+\infty} \mathcal{P}\left(\hat{t}_i \mid t_i\right) \mathcal{P}\left(\hat{t}_i \mid c_a, c_b, p_a\right) \, \mathrm{d}\hat{t}_i \\
&= \mathcal{P}\left(t_i > t_{\text{cut}}\right) \times p^a \\
&= (1 - f_i) \times p^a
\end{aligned} \tag{4.5}
$$

et $\mathcal{P}\left(t_i, \hat{t}_i < t_{\text{cut}} \mid c_a, c_b, p_a\right) = p^b \times f_i$; avec p^a exprimé par l'équation (4.1), $p^b = 1 - p^a$, et f_i exprimé par l'équation (4.4).

In fine, en utilisant les équations (4.1) et (4.2), nous obtenons :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{P}(t_i \mid c_a, c_b, p_a) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(t_i, \hat{t}_i \mid c_a, c_b, p_a) \, \mathrm{d}\hat{t}_i \\
&= \mathcal{P}\left(t_i, \hat{t}_i > t_{\text{cut}} \mid c_a, c_b, p_a\right) + \mathcal{P}\left(t_i, \hat{t}_i < t_{\text{cut}} \mid c_a, c_b, p_a\right) \\
&= p^a \times (1 - f_i) + p^b \times f_i \\
&= p_a \times \Big((1 - c_a) \times (1 - f_i) + c_a \times f_i\Big) \\
&\quad + (1 - p_a) \times \Big(c_b \times (1 - f_i) + (1 - c_b) \times f_i\Big)
\end{aligned} \tag{4.6}
$$

ce qui peut être compris comme $\mathcal{P}\left(i \in a, t_i \mid c_a, p_a\right) + \mathcal{P}\left(i \in b, t_i \mid c_b, p_a\right)$.

En réalité, nous l'avons dit, nous n'avons pas directement accès à l'information réelle des populations a et b. La contamination ne peut donc pas être directement déterminée par rapport à la vérité, mais seulement par l'utilisation d'un traceur de référence t^{ref}, pouvant lui-même être imprécis. Ainsi, p_a et p_b $(1 - p_a)$, qui ne peuvent plus être estimés directement, peuvent être déduit de t^{ref} par :

$$
\begin{aligned}
p_a &\equiv \mathcal{P}\left(i \in a, t_i^{\text{ref}} \mid c_a^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\right) \\
&= p_a^{\text{ref}} \times \left((1 - c_a^{\text{ref}}) \times (1 - f_i^{\text{ref}}) + c_a^{\text{ref}} \times f_i^{\text{ref}}\right)
\end{aligned} \tag{4.7}
$$

et

$$
\begin{aligned}
p_b &\equiv \mathcal{P}\left(i \in b, t_i^{\text{ref}} \mid c_b^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\right) \\
&= (1 - p_a^{\text{ref}}) \times \left(c_b^{\text{ref}} \times (1 - f_i^{\text{ref}}) + (1 - c_b^{\text{ref}}) \times f_i^{\text{ref}}\right)
\end{aligned} \tag{4.8}
$$

où p_a^{ref}, la fraction de cibles appartenant réellement à la catégorie a, doit être supposée *a priori* étant donné que le traceur de référence peut être bruité.

Par conséquent, l'équation (4.6) devient :

$$
\begin{aligned}
&\mathcal{P}\left(t_i, t_i^{\text{ref}} \mid c_a, c_b, c_a^{\text{ref}}, c_b^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\right) = \\
&\qquad p_a^{\text{ref}} \Big((1 - c_a^{\text{ref}})(1 - f_i^{\text{ref}}) + c_a^{\text{ref}} f_i^{\text{ref}}\Big)\Big((1 - c_a)(1 - f_i) + c_a f_i\Big) \\
&\qquad + (1 - p_a^{\text{ref}})\Big((1 - c_b^{\text{ref}}) f_i^{\text{ref}} + c_b^{\text{ref}}(1 - f_i^{\text{ref}})\Big)\Big((1 - c_b) f_i + c_b (1 - f_i)\Big)
\end{aligned} \tag{4.9}
$$

Cette équation est générale et prend en compte la contamination éventuelle du traceur de référence. Dans un premier temps, nous allons admettre que t^{ref} est un traceur parfait,

signifiant que $c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$. Nous discutons de cette supposition dans la Section 8.1. L'équation (4.9) peut ainsi se réduire à :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}\left(t_i, t_i^{\text{ref}} \mid c_a, c_b, p_a^{\text{ref}}\right) = p_a^{\text{ref}}\,(1 - f_i^{\text{ref}})\Big((1 - c_a)(1 - f_i) + c_a\, f_i\Big) \\ + (1 - p_a^{\text{ref}})\, f_i^{\text{ref}}\Big((1 - c_b)\, f_i + c_b\,(1 - f_i)\Big)\end{aligned} \tag{4.10}$$

Nous estimons les paramètres de contaminations c_a et c_b du traceur t, par rapport au traceur de référence t^{ref}, en maximisant la fonction de probabilité de notre modèle :

$$\mathcal{L}(c_a, c_b, p_a^{\text{ref}} \mid \{t_i\}, \{t_i^{\text{ref}}\}) \propto \prod_i \mathcal{P}\left(t_i, t_i^{\text{ref}} \mid c_a, c_b, p_a^{\text{ref}}\right) \tag{4.11}$$

Finalement, comme détaillé par l'équation (4.3), et en prenant en compte les erreurs de mesure, la contamination du traceur t s'exprime par :

$$\begin{aligned} c &= c^a + c^b \\ &= \frac{N_b}{N^a} c_b + \frac{N_a}{N^b} c_a \\ &= \frac{(1 - p_a^{\text{ref}})N}{\sum(1 - f_i)} c_b + \frac{p_a^{\text{ref}} N}{\sum f_i} c_a \end{aligned} \tag{4.12}$$

4.1.2 Développement mathématique de la fonction de probabilité du modèle

Nous présentons ici un développement purement mathématique de la fonction de probabilité du modèle statistique à deux populations de SNe Ia. N'étant contraint par aucune approximation au préalable, nous obtenons ainsi un développement généralisé de la fonction présentée par l'équation (4.11).

Posons $k = \{a\,;b\}$, une variable discrète décrivant les deux populations de SNe Ia, et admettons que t est un traceur continu de ces deux populations. Par définition, si t est un traceur parfait, la distinction entre les deux catégories peut être totalement déterminée par la valeur intrinsèque prise par t pour une SN Ia cible i, disons $\hat{t}_i$, et par une valeur de seuil, disons t_{cut}. Cela introduit la fonction de « marche » (ou de Heaviside) qui s'exprime, dans le cas parfait, par :

$$\mathcal{P}_T\left(\hat{t}_i \mid k_i\right) = \begin{cases} \mathcal{U}(t_{\text{cut}}, t_{\text{max}}) & \text{si } k_i = a \\ \mathcal{U}(t_{\text{min}}, t_{\text{cut}}) & \text{si } k_i = b \end{cases} \tag{4.13}$$

avec $\mathcal{U}$ représentant une distribution uniforme, et $(t_{\text{min}}, t_{\text{max}})$ correspondant à des limites du traceur t. Ces limites n'ont aucune influence sur la probabilité elle-même, l'objectif étant simplement d'encadrer l'ensemble des valeurs pouvant être prises par $\hat{t}_i$. Pour simplifier la normalisation de cette probabilité, nous définissons ces limites de telle sorte qu'elles soient symétriques par rapport t_{cut}, c'est-à-dire $t_{\text{cut}} - t_{\text{min}} = t_{\text{max}} - t_{\text{cut}}$.

En réalité, nous étudions des traceurs imparfaits de ces deux populations. Il est donc possible de trouver $\hat{t}_i < t_{\text{cut}}$ bien que $k_i = a$; et inversement $\hat{t}_i > t_{\text{cut}}$ tandis que $k_i = b$. Cela s'explique par l'introduction d'un paramètre de *contamination* pour chacune des

deux populations, c_a et c_b, pouvant varier entre 0 et 1 et définis par la fraction de mesures erronées de k par t. Statistiquement, la contamination s'introduit par une combinaison des distributions uniformes :

$$\mathcal{P}_T\left(\hat{t}_i \mid k_i, c_a, c_b\right) = \begin{cases} (1-c_a)\,\mathcal{U}(t_{\text{cut}}, t_{\max}) + c_a\,\mathcal{U}(t_{\min}, t_{\text{cut}}) & \text{si } k_i = a \\ (1-c_b)\,\mathcal{U}(t_{\min}, t_{\text{cut}}) + c_b\,\mathcal{U}(t_{\text{cut}}, t_{\max}) & \text{si } k_i = b \end{cases} \tag{4.14}$$

En pratique, les valeurs de $\hat{t}_i$ sont mesurées avec des incertitudes. Ainsi, les cas de mauvaise classification observés par le traceur peuvent être causées par ces erreurs de mesures, en plus de la contamination intrinsèque. La probabilité conditionnelle de la mesure t_i avec une erreur δt_i normalement distribuée s'exprime par :

$$\mathcal{P}_M\left(t_i \mid \hat{t}_i\right) = \mathcal{N}(t_i\,;\hat{t}_i, \delta t_i) \tag{4.15}$$

avec $\mathcal{N}$ représentant une distribution normale standard.

Nous introduisons enfin un *prior* sur k comme étant la probabilité d'appartenir à la population a ou b :

$$\mathcal{P}_K\left(k_i \mid p_a\right) = \begin{cases} p_a & \text{si } k_i = a \\ 1-p_a & \text{si } k_i = b \end{cases} \tag{4.16}$$

avec p_a correspondant à la fraction de SNe Ia appartenant réellement à la population a dans l'échantillon.

En combinant ensemble ces probabilités, la fonction de probabilité du modèle est définie par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}\left(c_a, c_b, p_a \mid \{t_i\}\right) &= \prod_i \sum_{k_i=a,b} \int \mathcal{P}_M\left(t_i \mid \hat{t}_i\right) \mathcal{P}_T\left(\hat{t}_i \mid k_i, c_a, c_b\right) \mathcal{P}_K\left(k_i \mid p_a\right) \mathrm{d}\hat{t}_i \\ &= \prod_i \sum_{k_i=a,b} \mathcal{P}_M \otimes \mathcal{P}_T\left(t_i \mid k_i, c_a, c_b\right) \mathcal{P}_K\left(k_i \mid p_a\right) \end{aligned} \tag{4.17}$$

Étant donné que $\mathcal{P}_T$ est exprimée uniquement au moyen de distributions uniformes, le produit de convolution $\mathcal{P}_M \otimes \mathcal{P}_T$ peut explicitement être exprimé par :

$$\mathcal{P}_M \otimes \mathcal{P}_T(t_i \mid k_i, c_a, c_b) = \begin{cases} \left(1-c_a\right)\left(1-F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i)\right) + c_a\,F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i) & \text{si } k_i = a \\ \left(1-c_b\right)F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i) + c_b\left(1-F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i)\right) & \text{si } k_i = b \end{cases} \tag{4.18}$$

avec $F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i)$ correspondant à la fonction de distribution cumulée (CDF) de la distribution gaussienne de moyenne t_i et de déviation standard δt_i. Remarquons que pour introduire la CDF, nous admettons que $t_{\min} \ll t_i \ll t_{\max}$, ce qui est valable car les limites $(t_{\min}, t_{\max})$ peuvent être choisies arbitrairement. Pour la suite, nous simplifions la notation de cette CDF par $F_T(t_{\text{cut}}\,; t_i, \delta t_i) = f_i$. Ainsi, le produit de convolution devient :

$$\mathcal{P}_M \otimes \mathcal{P}_T\left(t_i \mid k_i, c_a, c_b\right) = \begin{cases} \left(1-c_a\right)\left(1-f_i\right) + c_a\,f_i & \text{si } k_i = a \\ \left(1-c_b\right)f_i + c_b\left(1-f_i\right) & \text{si } k_i = b \end{cases} \tag{4.19}$$

Finalement, la fonction de probabilité du modèle s'exprime par :

$$\mathcal{L}\left(c_a, c_b, p_a \mid \{t_i\}\right) = \prod_i \Bigg[p_a \Big(\big(1 - c_a\big)\big(1 - f_i\big) + c_a\, f_i \Big) + \Big(1 - p_a\Big)\Big(\big(1 - c_b\big)\, f_i + c_b \left(1 - f_i\right) \Big) \Bigg] \tag{4.20}$$

ce qui peut être compris comme le produit, pour toutes les cibles i, des probabilités $\mathcal{P}_I\left(i \in a, t_i \mid c_a, p_a\right) + \mathcal{P}_I\left(i \in bt_i \mid c_b, p_a\right)$.

L'équation (4.20) modélise la corrélation entre le traceur t et la variable discrète k. En réalité, nous n'avons pas directement accès à l'information k. La fonction de vraisemblance ne peut donc pas être directement déterminée à partir de la vérité, mais uniquement à partir d'un traceur dit de *référence*, pouvant lui-même être contaminé, auquel nous comparons un traceur de *comparaison*. Dans ce contexte, $\mathcal{P}_K\left(k_i \mid p_a\right)$, à laquelle nous n'avons plus accès directement, est déduite du traceur de référence par :

$$\begin{aligned}
&\mathcal{P}_K\big(k_i, t_i^{\text{ref}} \mid c_a^{\text{ref}}, c_b^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\big) \\
&\quad = \begin{cases} \mathcal{P}_I\left(i \in a, t_i^{\text{ref}} \mid c_a^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\right) & \text{si } k_i = a \\ \mathcal{P}_I\left(i \in b, t_i^{\text{ref}} \mid c_b^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}}\right) & \text{si } k_i = b \end{cases} \\
&\quad = \begin{cases} p_a^{\text{ref}} \Big(\big(1 - c_a^{\text{ref}}\big)\, \big(1 - f_i^{\text{ref}}\big) + c_a^{\text{ref}}\, f_i^{\text{ref}} \Big) & \text{si } k_i = a \\ \Big(1 - p_a^{\text{ref}}\Big)\Big(\big(1 - c_b^{\text{ref}}\big)\, f_i^{\text{ref}} + c_b^{\text{ref}} \left(1 - f_i^{\text{ref}}\right) \Big) & \text{si } k_i = b \end{cases}
\end{aligned} \tag{4.21}$$

où p_a^{ref}, la fraction de cibles appartenant réellement à la catégorie a, doit être supposée *a priori*, étant donné que le traceur de référence peut être bruité.

Par conséquent, l'équation (4.20) devient :

$$\begin{aligned}
&\mathcal{L}\left(c_a, c_b, c_a^{\text{ref}}, c_b^{\text{ref}}, p_a^{\text{ref}} \mid \{t_i\}, \{t_i^{\text{ref}}\}\right) = \\
&\quad \prod_i \Bigg[p_a^{\text{ref}} \times \Big(\big(1 - c_a\big)\big(1 - f_i\big) + c_a\, f_i \Big) \times \Big(\big(1 - c_a^{\text{ref}}\big)\big(1 - f_i^{\text{ref}}\big) + c_a^{\text{ref}}\, f_i^{\text{ref}} \Big) \\
&\quad + \Big(1 - p_a^{\text{ref}}\Big) \times \Big(\big(1 - c_b\big)\, f_i + c_b \left(1 - f_i\right) \Big) \times \Big(\big(1 - c_b^{\text{ref}}\big)\, f_i^{\text{ref}} + c_b^{\text{ref}} \left(1 - f_i^{\text{ref}}\right) \Big) \Bigg]
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Dans un premier temps, nous supposons que le traceur de référence est un traceur parfait, c'est-à-dire $c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$. Cependant, comme cela reste un indicateur mesuré, il peut donc être bruité par des erreurs de mesure. La fonction de probabilité de notre modèle se réduit donc à :

$$\mathcal{L}\left(c_a, c_b, p_a^{\text{ref}} \mid \{t_i\}, \{t_i^{\text{ref}}\}\right) = \prod_i \Bigg[p_a^{\text{ref}} \big(1 - f_i^{\text{ref}}\big) \Big(\big(1 - c_a\big)\big(1 - f_i\big) + c_a\, f_i \Big) + \big(1 - p_a^{\text{ref}}\big)\, f_i^{\text{ref}} \Big(\big(1 - c_b\big)\, f_i + c_b \left(1 - f_i\right) \Big) \Bigg] \tag{4.23}$$

Cela permet de valider l'équation (4.11), présentée dans la Section 4.1.1. Nous pouvons donc estimer les paramètres de contamination c_a et c_b d'un traceur t par rapport à un traceur de référence t^{ref} en maximisant la fonction de probabilité exprimée par l'équation (4.23), pour finir par estimer la contamination c de t par l'équation (4.12).

4.2 Algorithme

Nous présentons dans cette Section la méthode adoptée pour remplir l'objectif énoncé dans la Section précédente, à savoir estimer la contamination d'un traceur par rapport à un traceur de référence.

4.2.1 Maximisation de la fonction de probabilité

Comme décrit dans la Section 4.1.1, nous définissons la contamination d'un traceur par $c = c^a + c^b$, c'est-à-dire la somme de deux paramètres de contamination propres à chacune des deux populations a et b. Pour évaluer ces deux paramètres, l'équation (4.12) nous amène d'abord à devoir estimer les deux paramètres de contamination intrinsèque c_a et c_b. Cela est possible en maximisant la fonction de probabilité établie dans la Section 4.1.2. Pour rappel, dans un premier temps, nous admettons que le traceur de référence est parfait, soit $c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$. Nous allons donc commencer par utiliser l'équation (4.23), réduite aux deux paramètres libres c_a et c_b, plutôt que l'équation généralisée (4.22) (l'utilisation de cette dernière est discutée dans la Section 8.1).

Afin de maximiser la fonction de probabilité de notre modèle statistique, nous avons choisi d'utiliser une méthode de Monte Carlo par chaînes de Markov (en anglais *Markov Chain Monte Carlo*, MCMC). Les méthodes MCMC ont pour but d'échantillonner un modèle à partir de distributions de probabilité.

L'objectif général des méthodes Monte Carlo est de générer aléatoirement m échantillons de n paramètres – $\{\theta_i^j\}_{i\in[0;n],j\in[0;m]}$ – à partir de la fonction de vraisemblance de ces paramètres :

$$\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D}) \propto \mathcal{P}(\boldsymbol{\theta}^j)\mathcal{P}(\boldsymbol{D} \mid \boldsymbol{\theta}^j) \tag{4.24}$$

avec $\boldsymbol{\theta}^j$ représentant le vecteur de paramètres du j-ième échantillon, $\boldsymbol{D}$ le vecteur de données, $\mathcal{P}(\boldsymbol{\theta}^j)$ le *prior* sur les paramètres et $\mathcal{P}(\boldsymbol{D} \mid \boldsymbol{\theta}^j)$ la densité de probabilité *a posteriori*. Nous pouvons ensuite estimer la moyenne et la variance des paramètres à partir des échantillons générés par l'algorithme.

Une chaîne de Markov, associée aux procédures Monte Carlo, est une méthode systématique de génération aléatoire des échantillons, où chaque étape de tirage des paramètres dépend de l'étape précédente de manière probabiliste, créant ainsi des dépendances entre les échantillons. Une chaîne est aussi communément appelée « marcheur aléatoire ».

Dans le cadre de la maximisation d'une fonction de vraisemblance, l'idée générale d'une méthode MCMC suit le processus suivant :

1. initialisation des paramètres $\{\theta_i^0\}_{i\in[0;n]}$, correspondant à la création manuelle (par l'utilisateur) du premier échantillon ;
2. le j-ième échantillon des paramètres $\{\theta_i^j\}_{i\in[0;n]}$ est généré aléatoirement de telle sorte que la valeur prise par la fonction de vraisemblance pour l'échantillon j soit supérieure à celle en $j-1$, soit $\mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D}) > \mathcal{L}(\boldsymbol{\theta}^{j-1} \mid \boldsymbol{D})$;
3. et ainsi de suite jusqu'à l'obtention de $j = m$ échantillons.

En admettant que l'algorithme soit capable de converger et que m soit suffisamment grand, la chaîne de Markov va ainsi explorer l'espace des paramètres jusqu'à trouver un équilibre autour de la valeur maximale possiblement atteignable par la fonction de vraisemblance. Les méthodes MCMC étant dérivées des procédures Monte Carlo, nous

pouvons finalement extraire les *posteriors* des paramètres du modèle par la moyenne et la variance des échantillons.

Les méthodes MCMC sont très sensibles aux valeurs initiales que nous donnons aux paramètres. Pour pouvoir converger, l'algorithme aura généralement besoin d'une phase « d'échauffement » (en anglais *warm-up* ou *burn-in*). Lors de cette phase, le marcheur aléatoire va explorer grossièrement l'espace des paramètres afin de réduire son champ de recherche, puis explorer plus finement la zone ainsi définie. Pour extraire des *posteriors* cohérents, il est d'usage de ne pas prendre en compte les échantillons d'échauffement.

Notons aussi que le pas de recherche [2] du marcheur aléatoire a une importance cruciale. En effet, si le pas est trop grand, soit l'algorithme n'arrivera pas à converger (car il n'arrivera pas à se stabiliser autour des « bonnes » valeurs des paramètres), soit les *posteriors* extraits des échantillons seront incohérents (avec probablement des variances excessivement grandes). À l'inverse, si le pas est trop petit, l'algorithme ne progressera que très lentement. Il aura donc besoin d'un nombre excessif d'échantillons pour pouvoir converger, ce qui n'est optimal ni en temps de calcul, ni en espace mémoire occupée. Un phénomène de maximum local [3] peut aussi apparaître avec un pas trop petit.

Enfin il peut être intéressant d'exécuter l'algorithme MCMC pour plusieurs chaînes. La génération des échantillons étant aléatoire, le marcheur prendra un chemin différent pour chaque nouvelle chaîne. Par conséquent, l'espace des paramètres sera plus précisément et plus exhaustivement exploré.

Il existe aujourd'hui un grand nombre d'algorithmes basés sur les méthodes MCMC, qui diffèrent principalement par leur manière de construire les chaînes de Markov. Chaque algorithme a été développé dans le but de répondre le plus efficacement possible à des applications spécifiques. La méthode retenue pour ce travail est proposée par Goodman et Weare (2010, GW10 ci-après). Il s'agit de la méthode MCMC implémentée dans `EMCEE`, le paquet `PYTHON` que nous avons choisie d'employer pour remplir notre objectif (voir Section 4.2.2).

L'algorithme proposé par GW10, officiellement nommé « *stretch move* », introduit des dépendances supplémentaires dans la génération des échantillons par des relations inter-chaînes explorant l'espace des paramètres simultanément. Pour l marcheurs aléatoires, m échantillons de n paramètres, le processus de cette méthode MCMC devient :

1. initialisation des paramètres $\{{}^k\theta_i^0\}_{i\in[0;n],k\in[0;l]}$, correspondant à la création manuelle (par l'utilisateur) des l premiers échantillons (ces échantillons originaux peuvent être, ou non, identiques pour toutes les chaînes k) ;
2. le j-ième échantillon des paramètres $\{{}^k\theta_i^j\}_{i\in[0;n]}$ du k-ième marcheur est généré aléatoirement de telle sorte que la valeur prise par la fonction de vraisemblance pour cet échantillon j et ce marcheur k soit supérieure à celle en l'échantillon $j-1$ pour un autre marcheur arbitraire k', soit $\mathcal{L}({}^k\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D}) > \mathcal{L}({}^{k'}\boldsymbol{\theta}^{j-1} \mid \boldsymbol{D})$;
3. l'étape (2.) est répétée pour l'ensemble des l chaînes,
4. et ainsi de suite jusqu'à $j = m$ échantillons pour chacune des $k = l$ chaînes.

2. Le pas de recherche correspond à l'écart entre les valeurs des paramètres de deux échantillons consécutifs.

3. Un maximum local apparaît lorsque l'algorithme MCMC se stabilise autour d'une valeur qui n'est pas le vrai maximum de la fonction de vraisemblance pour tout l'espace des paramètres.

Cet algorithme atteint la stabilisation des marcheurs beaucoup plus rapidement qu'un MCMC classique [4]. Il présente aussi l'avantage de faire progresser simultanément plusieurs marcheurs.

Enfin, il est possible de parallèliser l'algorithme *stretch move* en séparant l'ensemble des marcheurs en deux sous-ensemble, disons ${}^{(0)}S = \{{}^k\theta_i^j\}_{i\in[0;n],j\in[0;m],k\in[0;l/2]}$ et ${}^{(1)}S = \{{}^k\theta_i^j\}_{i\in[0;n],j\in[0;m],k\in[l/2+1;l]}$. Dans ce contexte, les étapes (2.) et (3.) de la procédure sont redéfinies ainsi :

1. *idem* ;
2. les j-ièmes échantillons des paramètres $\{{}^k\theta_i^j\}_{i\in[0;n],k\in[0;l/2]}$ des marcheurs du sous-ensemble ${}^{(0)}S$ sont générés aléatoirement simultanément de telle sorte que les valeurs prises par la fonction de vraisemblance pour ces échantillons soient supérieures à celles obtenues pour des échantillons $j-1$ provenant arbitrairement de chaînes du sous-ensemble ${}^{(1)}S$, soit $\mathcal{L}({}^{(0)}\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D}) > \mathcal{L}({}^{(1)}\boldsymbol{\theta}^{j-1} \mid \boldsymbol{D})$;
3. ensuite, les j-ièmes échantillons des paramètres $\{{}^k\theta_i^j\}_{i\in[0;n],k\in[l/2+1;l]}$ des marcheurs du sous-ensemble ${}^{(1)}S$ sont générés aléatoirement simultanément de telle sorte que les valeurs prises par la fonction de vraisemblance pour ces échantillons soient supérieures à celles obtenues pour des échantillons j provenant arbitrairement de chaînes du sous-ensemble ${}^{(0)}S$, soit $\mathcal{L}({}^{(1)}\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D}) > \mathcal{L}({}^{(0)}\boldsymbol{\theta}^j \mid \boldsymbol{D})$;
4. et ainsi de suite jusqu'à $j = m$ échantillons pour chacune des $k = l$ chaînes.

Notons que l'étape (2.) utilise les échantillons $j-1$ du sous-ensemble ${}^{(1)}S$, tandis que l'étape (3.) se base sur les échantillons j du sous-ensemble ${}^{(0)}S$, nouvellement créés par l'étape (2.). Cette méthode possède des performances similaires à l'algorithme *stretch move* de base, en terme de rapidité de convergence, mais devient plus puissant et rapide d'exécution par sa parallèlisation.

4.2.2 Implémentation dans PYTHON

La programmation de cet algorithme a été réalisée dans le langage PYTHON. Nous utilisons les librairies standard de traitement de données : NUMPY, SCIPY, PANDAS et MATPLOTLIB. Pour maximiser notre fonction de probabilité, nous avons choisi d'utiliser le paquet EMCEE (Foreman-Mackey et al. 2013) [5], qui propose une implémentation, dans le même langage, de la méthode MCMC d'échantillonage proposée par Goodman et Weare (2010) (voir Section 4.2.1). Nous avons développé un paquet PYTHON permettant de créer facilement un échantillonneur avec tous les outils de EMCEE, publiquement disponible [6].

L'instanciation de l'échantillonneur du modèle statistique par EMCEE est réalisée par la classe `EnsembleSampler`. La création d'un objet de cette classe ne nécessite que trois arguments :

`nwalkers` : le nombre de chaînes/marcheurs désiré ;

`ndim` : la dimension de l'espace des paramètres (qui correspond au nombre de paramètres libres) ;

4. L'algorithme MCMC le plus commun est Metropolis-Hastings (Metropolis et al. 1953 ; Hastings 1970)
5. https://emcee.readthedocs.io
6. https://github.com/MickaelRigault/mcsample

`log_prob_fn` : le logarithme naturel de la fonction de probabilité *a posteriori* étant donné un échantillon de paramètres.

Notons que `EMCEE` impose un nombre minimum de chaînes, égal à deux fois la dimension de l'espace des paramètres (soit `nwalkers` $\geqslant 2 \times$ `ndim`).

Dans le cas d'un seul traceur dont nous devons estimer la contamination par rapport à un traceur de référence, notre espace des paramètres se limite dans un premier temps à deux paramètres : c_a et c_b (voir Section 4.1 ; dans le cas le plus général, la dimension de l'espace des paramètres est égale à quatre en ajoutant les paramètres de contamination du traceur de référence c_a^{ref} et c_b^{ref}, voir Section 8.1). Nous avons choisi de prendre le nombre minimal de chaînes autorisé par `EMCEE`, correspondant à quatre marcheurs.

Appliqué à la maximisation d'une fonction de vraisemblance, la fonction de probabilité que nous donnons à `EnsembleSampler` est composée de : (1) la fonction de vraisemblance étudiée, et (2) les éventuels *priors* à imposer aux paramètres. Notre fonction de vraisemblance est définie par l'équation (4.23). Quant aux *priors*, nous savons que nos paramètres de contamination varient entre 0 et 1. Cela revient à imposer une distribution de probabilité uniforme à c_a et c_b :

$$\mathcal{P}\left(c_x\right) = \begin{cases} 1 & \text{si } c_x \in [0\,;1] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{pour } x = \{a\,;b\} \tag{4.25}$$

ce choix étant justifié par le fait que nous donnons à `EnsembleSampler` le logarithme naturel des fonctions de probabilité. Ainsi :

$$\log\big(\mathcal{P}\left(c_x\right)\big) = \begin{cases} 0 & \text{si } c_x \in [0\,;1] \\ -\infty & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{pour } x = \{a\,;b\} \tag{4.26}$$

ce qui ne permet la convergence de l'algorithme qu'aux valeurs acceptées par c_a et c_b.

La fonction donnée à `EnsembleSampler` est donc définie par :

$$\texttt{log_prob_fn} = \mathcal{L}\big(c_a, c_b, \mid t_i, \delta t_i, t_{\text{cut}}, t_i^{\text{ref}}, \delta t_i^{\text{ref}}, t_{\text{cut}}^{\text{ref}}\big) + \log\big(\mathcal{P}\left(c_a\right)\big) + \log\big(\mathcal{P}\left(c_b\right)\big) \tag{4.27}$$

Une fois l'instance de l'échantillonneur créée, nous pouvons lancer le processus MCMC par la méthode `sample`. Cette fonction nécessite de donner le ou les échantillons initiaux : `initial_state`. Le nombre d'échantillons à fournir est égal au nombre de chaînes configuré, chaque échantillon contenant les valeurs initiales à donner aux paramètres libres de la fonction de vraisemblance. Dans notre cas, nous donnons systématiquement 0,5 comme valeur initiale pour les deux paramètres c_a et c_b pour toutes les chaînes [7]

Un argument important de la méthode `sample` est le nombre d'échantillons à générer par le MCMC : `iterations` [8]. Nous avons choisi d'exécuter une phase de *warm-up* de 1000 étapes (qui ne seront pas conservées pour estimer les *posteriors* de nos paramètres), suivie d'un échantillonnage de 5000 étapes.

7. `EMCEE` (v.3.0.2) ne converge pas lorsque nous donnons exactement les mêmes valeurs initiales à toutes les chaînes (étant donné les dépendances inter-chaînes, voir Section 4.2.1). Nous appliquons donc un facteur tiré aléatoirement de la distribution normale $\mathcal{N}(1\,;0{,}01)$ à chacune des valeurs initiales.

8. Ce paramètre est optionnel (v.3.0.2), mais par défaut configuré à 1, ce qui n'a que peu d'intérêt.

Enfin, comme présenté plus tôt (voir Section 3.2), nous disposons de plusieurs traceurs environnementaux. Dans le but d'optimiser la vitesse d'exécution de notre algorithme, nous avons décidé d'exécuter cette procédure simultanément pour l'ensemble des traceurs dont nous disposons. Par conséquent, les nombres de paramètres et de chaînes sont multipliés par le nombre de traceurs, la fonction donnée à `EnsembleSampler` est la somme des `log_prob_fn` (définie par l'équation (4.27)) obtenues pour chaque traceur indépendamment (notons `log_prob_fn`(t)), et l'échantillon initial contiendra systématiquement 0,5 pour tous les paramètres c_a et c_b pour toutes les chaînes et tous les traceurs. Les nombres d'étapes restent inchangés, c'est-à-dire que tous les paramètres seront échauffés sur 1000 étapes, puis échantillonnés sur 5000 étapes. Nous discutons de l'ensemble de ces choix dans la Section 4.3.3.

Pour résumer (notons N_t le nombre de traceurs) :

— `ndim` : $2 \times N_t$
— `nwalkers` : $2 \times$ `ndim`
— `log_prob_fn` : $\sum_t$ `log_prob_fn`(t)
— `initial_state` : $\underbrace{[0{,}5\,;\cdots;0{,}5]}_{\texttt{ndim}\text{ fois}}$
— `iterations` : 1000 (échauffement) + 5000 (échantillonnage)

Pour extraire le *posterior* des paramètres c_a et c_b pour chacun des traceurs, nous récupérons les valeurs contenant 16%, 50% et 84% des échantillons de l'ensemble des marcheurs (correspondant à la médiane et l'écart à 1σ), respectivement p_{16}, p_{50} et p_{84} propres à chaque paramètre. Cela nous permet d'obtenir une estimation des paramètres du traceur t tel que :

$$c_x^t = p_{50}{}^{+(p_{84}-p_{50})}_{-(p_{50}-p_{16})} \quad \text{pour } x = \{a\,;b\} \tag{4.28}$$

Enfin, la contamination des traceurs est obtenue avec l'équation (4.12).

4.3 Validation et tests

Dans cette section, nous procédons à la validation du modèle statistique présenté dans la Section 4.1 et de son algorithme développé dans la Section précédente. En complément, nous discutons des choix effectués pour l'échantillonnage de nos paramètres en testant de l'impact des différents arguments de l'algorithme.

4.3.1 Création d'une simulation

Afin de pouvoir valider notre modèle statistique, nous avons développé une simulation générant aléatoirement deux populations a et b de N cibles quelconques $\{i\}_{i\in[0;N]}$, dont les proportions sont fixées par p_a ($N_a = p_a N$ et $N_b = (1-p_a)N$), et qui diffèrent en moyenne d'une quantité q par la valeur γ_0. Nous commençons par générer les $\{q_i\}_{i\in[0;N]}$ par :

— une loi de distribution normale centrée sur $\gamma_0/2$ et d'écart-type σ_0 pour les N_a cibles de la population a : $\mathcal{N}(\gamma_0/2\,;\sigma_0)$,
— une loi de distribution normale centrée sur $-\gamma_0/2$ et d'écart-type σ_0 pour les N_b cibles de la population b : $\mathcal{N}(-\gamma_0/2\,;\sigma_0)$.

Table 4.1 – Valeur des paramètres comme définis dans la Section 4.3.1 pour une simulation avec un traceur de référence et quatre traceurs de comparaison différemment contaminés.

					$N_t = 4$									
N	p_a	γ_0	σ_0	t_{lim}	c_a^1	c_b^1	c_a^2	c_b^2	c_a^3	c_b^3	c_a^4	c_b^4	δt_{min}	δt_{max}
400	0,5	1	0,5	1	0	0	0,15	0,25	0,4	0	0,5	0,5	0	0,3

Ensuite, nous générons les données du traceur de référence $\{t_i^{\text{ref}}\}_{i\in[0;N]}$, qui définit la *vraie* classification des cibles, par une loi de distribution uniforme symétrique ; bornée par $-t_{\text{lim}}$ et 0 pour la population b : $\mathcal{U}(-t_{\text{lim}}\,;0)$; et par 0 et t_{lim} pour la population a : $\mathcal{U}(0\,;t_{\text{lim}})$. La valeur de seuil $t_{\text{cut}}^{\text{ref}}$ est donc naturellement située à 0. Nous discutons de l'impact de la distribution des données dans la Section 4.3.3.

Enfin nous générons les données des N_t traceurs de comparaison $\{t_i^j\}_{i\in[0;N],j\in[0;N_t]}$ en commençant par les tirer aléatoirement des mêmes distributions que pour le traceur de référence. Puis nous générons de la contamination pour ces traceurs à partir de leurs paramètres de contamination propres, $\{c_a^j\}_{j\in[0;N_t]}$ et $\{c_b^j\}_{j\in[0;N_t]}$, en inversant le signe des t_i^j d'une sélection aléatoire de cibles de la population a (de proportion $c_a^j N_a$) ; de même pour les cibles de la population b (de proportion $c_b^j N_b$) ; et ce pour chacun des traceurs de comparaison. Notons que la valeur prise par t_i^j est moins importante que sa probabilité f_i (voir Section 4.1) d'être en dessous de la valeur de seuil t_{cut}^j, systématiquement égale à 0. En d'autres termes, le choix des fonctions de distribution des données ne possède pas d'impact significatif sur nos résultats (voir Section 4.3.3).

Pour simuler les erreurs de mesure, nous générons aléatoirement des incertitudes pour chaque cible et chaque traceur (y compris le traceur de référence) $\{\delta t_i^j\}_{i\in[0;N],j\in\{\text{ref};[0;N_t]\}}$ par une loi uniforme, bornée par δt_{min}^j et δt_{max}^j, propre à chaque traceur j (à nouveau, le choix arbitraire de cette distribution est sans influence significative sur les résultats, voir Section 4.3.3). Puis nous générons à nouveau les données des différents traceurs en tirant aléatoirement chaque donnée i par une loi normale centrée sur t_i^j définis précédemment et d'écart-type δt_i^j : $\mathcal{N}(t_i^j\,;\delta t_i^j)$.

Pour tester notre modèle, nous avons choisi de simuler un traceur de référence avec quatre traceurs de comparaison. Les valeurs données aux paramètres de simulation sont présentées dans la Table 4.1 (t_{lim}, δt_{min} et δt_{max} identiques pour l'ensemble des traceurs). Nous avons choisi les valeurs de contaminations afin d'explorer différents cas possibles : un traceur parfait, un traceur avec des contaminations non nulles et non symétriques, un traceur distinguant parfaitement une population et très contaminé pour l'autre, et un dernier incapable de distinguer les deux population.

Les données générées sont illustrées dans la Figures 4.6, où nous présentons la corrélation qui existe entre le traceur de référence et les quatre traceurs de comparaison dans les cas de mesures parfaites et bruitées. Cette figure met en évidence l'impact des erreurs de mesure sur la classification des cibles (voir Section 4.1.1). Cela est particulièrement visible avec la corrélation entre le traceur de référence, que nous avons configuré comme étant parfait ($c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$), et le traceur de comparaison parfait ($c_a^0 = c_b^0 = 0$) : certaines cibles sont mal classifiées du fait des incertitudes de mesure (dans le graphique de mesures bruitées le plus haut, points situés dans les quadrants « faux a » et « faux b », tandis que

celui de gauche n'en admet aucun).

4.3.2 Validation du modèle

Pour valider notre modèle statistique, l'objectif est de retrouver, par notre algorithme, les valeurs des paramètres de contamination c_a et c_b, configurées dans la Table 4.1 pour générer la simulation, pour l'ensemble des traceurs de comparaison par rapport au traceur de référence.

Les données simulées que nous donnons à notre algorithme sont composées, pour chacun des traceurs, dans un premier temps, des mesures parfaites (c'est-à-dire sans erreurs de mesure), puis des mesures bruitées, associées à leur incertitude. La valeur de seuil, qui sert à distinguer les deux populations, est systématiquement fixée à 0 par le processus de génération des données, voir Section 4.3.1). Enfin, dans un premier temps, nous fixons à 0 dans l'algorithme la contamination du traceur de référence (nous discutons de ce dernier point en Section 8.1.

Nous exécutons l'algorithme, d'abord pour les mesures parfaites, puis avec les mesures bruitées, en suivant la configuration présentée en Section 4.2.2. Comme exposé dans la Section 4.1, nous devons supposer une valeur pour le paramètre p_a^{ref}. Nous commençons par fixer $p_a^{\text{ref}} = 50\%$ (en supposant qu'aucune population n'est favorisée par rapport à l'autre), et nous discutons de ce choix dans la Section 4.3.3.

Le résultat de l'échantillonnage des paramètres de contamination pour chacun des traceurs est présenté dans la Figure 4.7. Nous observons dans celle-ci que l'algorithme a convergé, car les chaînes fluctuent autour de leur valeur finale [9]. Cela induit une distribution gaussienne [10] des échantillons des paramètres (représentée par l'histogramme à droite de chaque chaîne).

Les *posteriors* sont résumés dans la Table 4.2, obtenus en suivant la procédure donnée par l'équation (4.28) pour les paramètres de contamination de l'ensemble des traceurs de comparaison. Nous rappelons dans ce tableaux les valeurs initiales ayant servies à la configuration de la simulation et représentant l'objectif à atteindre pour valider le modèle. Nous présentons ensuite les résultats de l'algorithme pour les mesures parfaites et les mesures bruitées.

Remarquons que les valeurs estimées par l'algorithme sont très proches des valeurs initiales attendues dans les deux cas (mesures parfaites et bruitées). Nous pouvons aussi le constater visuellement dans la Figure 4.7 avec les valeurs initiales contenues dans l'écart à un sigma autour de la médiane des échantillons (représentées par les traits pointillés noirs ou blancs à l'intérieur des zones transparentes respectivement oranges ou bleus, superposées aux histogrammes) [11].

Nous avons choisi les traceurs de comparaison de telle sorte que nous explorions plusieurs cas possibles afin de tester la robustesse de notre l'algorithme. Cela nous permet de considérer notre modèle statistique et son algorithme d'échantillonnage valides.

9. Par application de notre algorithme sur quatre traceurs, nous obtenons un échantillonnage de $2 \times 4 \times 2 \times 5000 = 80000$ itérations (voir Section 4.2.2).

10. Les paramètres de contamination ne pouvant varier qu'entre 0 et 1, ceux qui tendent vers ces limites possèdent une distribution plus proche d'une loi log-normale.

11. Nous remarquons que le fait d'estimer les *posteriors* par la médiane et les percentiles à 16% et 84% des chaînes provoque une sur-évaluation de la médiane dans les cas de contaminations nulles, causée par les valeurs limites de la contamination (entre 0 et 1).

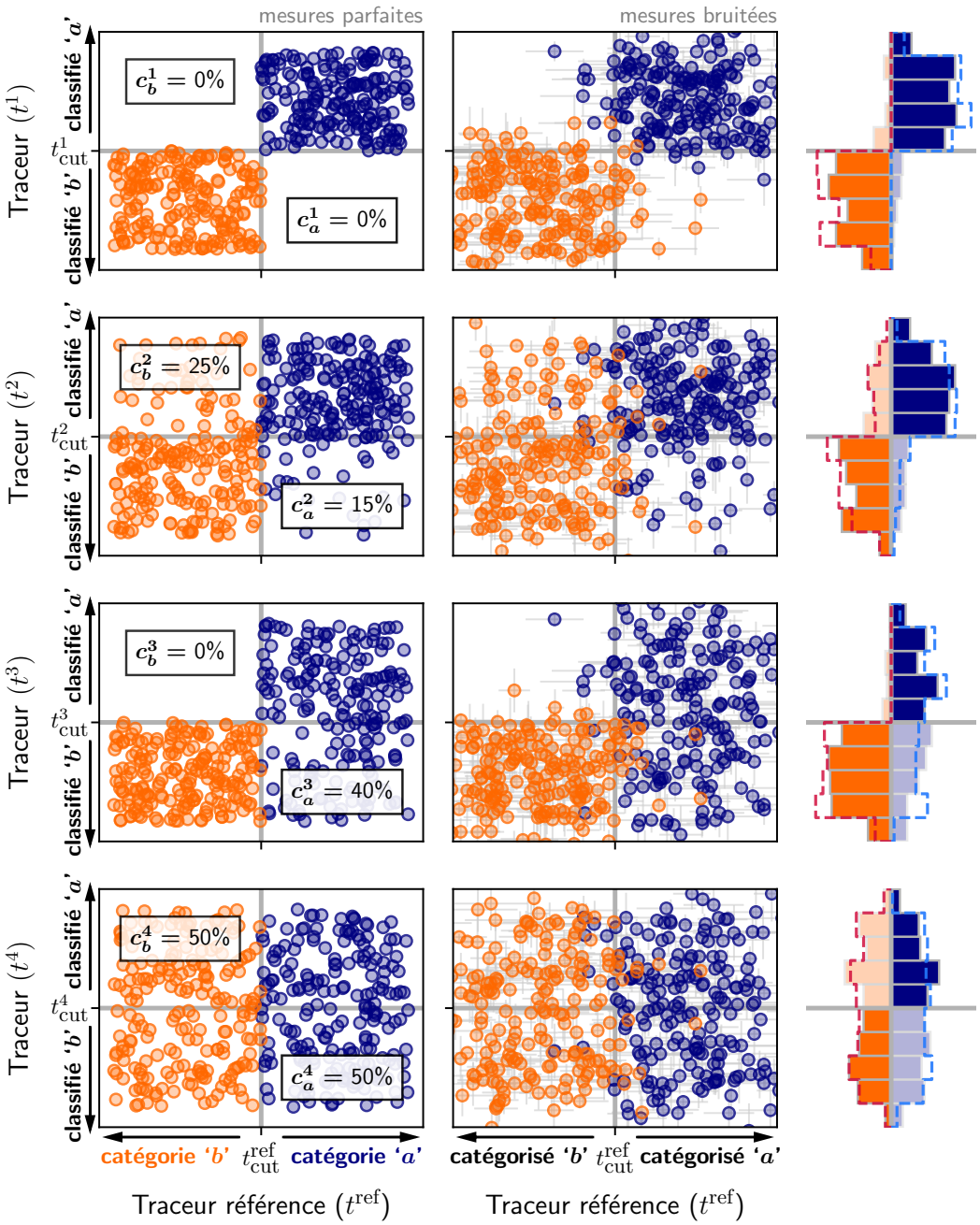

FIGURE 4.6 – Corrélation entre un traceur de référence parfait ($c_a^{\text{ref}} = c_b^{\text{ref}} = 0$) et quatre traceurs de comparaison pour des données simulées. La génération des données est présentée en Section 4.3.1. Dans chaque rangée, le graphique de *gauche* présente la corrélation pour des mesures parfaites (sans erreurs de mesure). Les valeurs des paramètres de contamination c_a^j et c_b^j, associés au traceur t^j, sont précisées dans les quadrants correspondants. La couleur des points indique la vraie catégorie des cibles : bleus pour la population a, orange pour la population b. La ligne grise verticale correspond à la valeur de seuil du traceur de référence, $t_{\text{cut}}^{\text{ref}}$, tandis que celle horizontale représente la valeur de seuil du traceur correspondant, t_{cut}^j. Le graphique du *milieu*, similaire à celui de gauche, présente la corrélation pour des mesures bruitées (avec erreurs de mesure). L'histogramme à *droite* présente la distribution des données bruitées dans chaque quadrant délimité par les valeurs de seuil. Les traits pointillés montrent les distributions dans le cas de mesures parfaites.

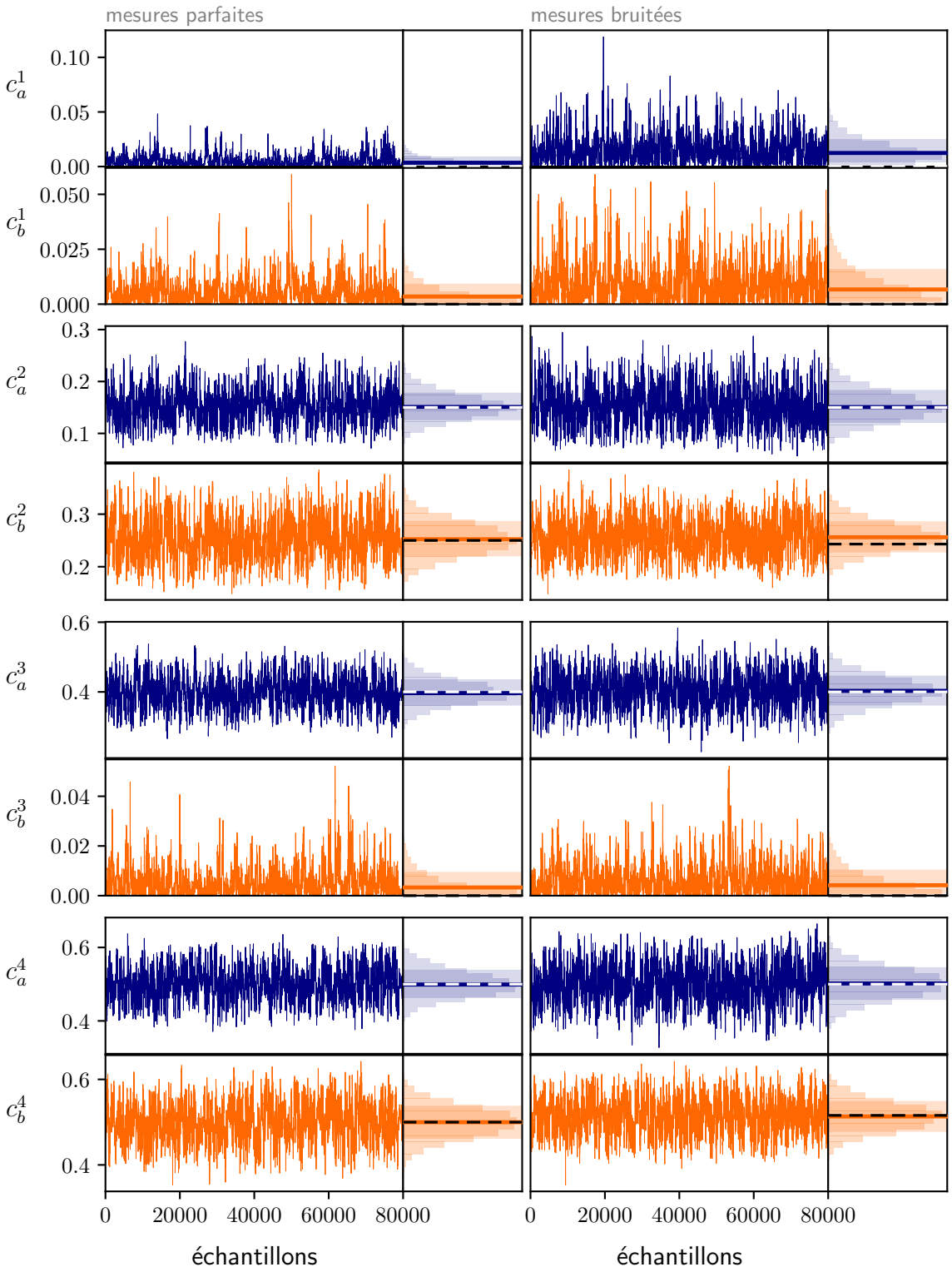

FIGURE 4.7 – Échantillonage des paramètres de contamination des quatre traceurs simulés (voir Section 4.3.1), obtenu par l'algorithme présenté en Section 4.2 étant données les mesures parfaites (colonne de *gauche*) et bruitées (colonne de *droite*). L'histogramme à droite de chaque chaîne présente la distribution des échantillons. Le trait plein entouré d'une zone transparente correspond à la médiane de la chaîne avec son écart à un sigma, tandis que le trait pointillé représente la valeur initiale de la simulation (voir Table 4.2).

Table 4.2 – Valeurs des paramètres de contamination c_a et c_b, en pourcents, propres à chacun des quatre traceurs simulés : (1) à l'initialisation de la simulation (voir Section 4.3.1) ; (2) estimées par l'algorithme (voir Section 4.2) étant données les mesures parfaites ; (3) estimées par l'algorithme étant données les mesures bruitées.

paramètres	c_a^1	c_b^1	c_a^2	c_b^2	c_a^3	c_b^3	c_a^4	c_b^4
simulation	0,0	0,0	15,0	25,0	40,0	0,0	50,0	50,0
mesures parfaites	$0{,}4^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	$0{,}4^{+0{,}7}_{-0{,}3}$	$15{,}1^{+2{,}7}_{-2{,}4}$	$25{,}1^{+2{,}7}_{-2{,}8}$	$40{,}0^{+3{,}6}_{-3{,}4}$	$0{,}3^{+0{,}7}_{-0{,}3}$	$50{,}2^{+3{,}5}_{-3{,}7}$	$50{,}0^{+3{,}4}_{-3{,}6}$
mesures bruitées	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$15{,}0^{+2{,}8}_{-2{,}8}$	$26{,}7^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-4{,}1}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}8}$	$50{,}1^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$

4.3.3 Discussion des choix de l'algorithme

Nous discutons dans cette Section de l'impact des différents choix faits lors du développement de l'algorithme (voir Section 4.2.2). Pour cela, nous allons faire varier les paramètres concernés et appliquer l'algorithme sur les données simulées, générées en Section 4.3.1.

Les *posteriors* des paramètres de contamination pour chacun des traceurs sont résumés dans la Table 4.3 pour les différentes configurations présentées ci-dessous.

`nwalkers`

Nous avons choisi de limiter le nombre chaînes au minimum imposé par `EMCEE` ($2 \times$ `ndim`). Dans le cas de quatre traceurs de comparaison, la dimension de l'espace des paramètres est égale à 8. Le nombre de chaînes minimum correspond au double de ce nombre, soit 16. Pour tester l'influence de ce paramètre, nous avons choisi d'exécuter l'algorithme pour 80 et 8000 chaînes, et de comparer les résultats avec la configuration initiale.

Nous jouons aussi sur le paramètre `iterations` afin de conserver le même nombre d'échantillons final que pour la validation du modèle, soit 80000 (voir Figure 4.7). Ainsi, le nombre d'étape d'échantillonnage sera de 80000/`nwalkers`, soit 1000 et 10. Enfin, nous conservons le même nombre d'étapes d'échauffement que pour la validation, soit 1000, afin de limiter les changements éventuels dans les résultats uniquement au nombre de chaînes.

Nous remarquons dans la Table 4.3 qu'il n'y a aucune différence significative dans ces résultats (médiane et écart à un sigma similaires, voire identiques, entre les différentes configurations). Cependant, le nombre d'étapes d'échauffements n'étant pas modifié, le temps de calcul augmente avec le nombre de marcheurs (pour 8000 chaînes, soit 500 fois plus que le nombre minimum, l'algorithme prend ~ 80 fois plus de temps pour s'exécuter).

Afin d'optimiser le temps de calcul, sans observer de différences dans les résultats, nous conservons donc un nombre de chaînes minimum ($2 \times$ `ndim`).

`initial_state`

Nous avons choisi de donner à l'algorithme 0,5 comme valeur initiale pour tous les paramètres de contamination, quel que soit le traceur [12]. Cela correspond à la valeur centrale dans l'intervalle de définition de ces paramètres.

12. Voir note 7 (page 84).

Table 4.3 – Estimation des paramètres de contamination c_a et c_b (en pourcents) pour l'ensemble des traceurs de comparaison générés par simulation comme décrit en Section 4.3.1. Nous exécutons notre algorithme pour plusieurs configurations présentées en Section 4.3.3 sur les mesures bruitées des données simulées. La Table rappelle les valeurs données à l'initialisation de la simulation, puis présente les résultats obtenus en faisant varier certains paramètres de l'algorithme : `nwalkers`, `initial_state`, `iterations` et la distribution des données intrinsèques de l'échantillon.

paramètres	c_a^1	c_b^1	c_a^2	c_b^2	c_a^3	c_b^3	c_a^4	c_b^4
simulation	0,0	0,0	15,0	25,0	40,0	0,0	50,0	50,0
`nwalkers` =								
16	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$15{,}0^{+2{,}8}_{-2{,}8}$	$26{,}7^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-4{,}1}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}8}$	$50{,}1^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
80	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}4}_{-0{,}8}$	$14{,}8^{+3{,}1}_{-2{,}7}$	$27{,}2^{+3{,}8}_{-3{,}7}$	$40{,}6^{+3{,}8}_{-4{,}1}$	$0{,}9^{+1{,}2}_{-0{,}7}$	$50{,}0^{+3{,}9}_{-4{,}0}$	$49{,}8^{+4{,}2}_{-4{,}1}$
8000	$1{,}4^{+1{,}4}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}4}_{-0{,}7}$	$14{,}9^{+3{,}0}_{-2{,}8}$	$27{,}0^{+3{,}9}_{-3{,}6}$	$40{,}5^{+3{,}9}_{-3{,}8}$	$0{,}9^{+1{,}2}_{-0{,}7}$	$49{,}9^{+4{,}1}_{-3{,}9}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
`initial_state` =								
$[\underbrace{0{,}5\,;\cdots;0{,}5}_{\texttt{ndim}\text{ fois}}]$	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$15{,}0^{+2{,}8}_{-2{,}8}$	$26{,}7^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-4{,}1}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}8}$	$50{,}1^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
$[\underbrace{0{,}0001\,;\cdots;0{,}0001}_{\texttt{ndim}\text{ fois}}]$	$1{,}4^{+1{,}5}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}4}_{-0{,}7}$	$14{,}9^{+3{,}1}_{-2{,}8}$	$26{,}8^{+4{,}2}_{-3{,}7}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-3{,}9}$	$0{,}9^{+1{,}3}_{-0{,}6}$	$50{,}2^{+4{,}1}_{-4{,}0}$	$50{,}0^{+3{,}9}_{-4{,}1}$
$\mathcal{U}(0\,;1\,;\texttt{ndim})$	$1{,}5^{+1{,}9}_{-1{,}0}$	$1{,}1^{+1{,}9}_{-0{,}8}$	$14{,}8^{+3{,}4}_{-2{,}9}$	$27{,}6^{+5{,}3}_{-3{,}9}$	$39{,}3^{+4{,}6}_{-8{,}1}$	$1{,}2^{+1{,}9}_{-0{,}9}$	$49{,}3^{+4{,}2}_{-5{,}0}$	$49{,}8^{+3{,}9}_{-4{,}3}$
$\mathcal{U}(0\,;1\,;(\texttt{nwalkers}\,;\texttt{ndim}))$	$1{,}3^{+1{,}2}_{-0{,}8}$	$1{,}0^{+1{,}4}_{-0{,}7}$	$14{,}8^{+3{,}1}_{-2{,}8}$	$26{,}9^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}7}_{-3{,}6}$	$0{,}9^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$50{,}2^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}9^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
`iterations` =								
$1000 + 5000$	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$15{,}0^{+2{,}8}_{-2{,}8}$	$26{,}7^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-4{,}1}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}8}$	$50{,}1^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
$0 + 2000$	$2{,}0^{+6{,}1}_{-1{,}2}$	$1{,}4^{+3{,}0}_{-1{,}1}$	$16{,}2^{+14{,}9}_{-3{,}5}$	$27{,}3^{+5{,}1}_{-4{,}4}$	$40{,}3^{+6{,}0}_{-4{,}4}$	$1{,}4^{+5{,}0}_{-1{,}1}$	$51{,}3^{+10{,}8}_{-4{,}3}$	$51{,}9^{+7{,}8}_{-5{,}2}$
$500 + 2000$	$1{,}5^{+3{,}0}_{-1{,}0}$	$1{,}9^{+14{,}9}_{-1{,}5}$	$16{,}7^{+7{,}1}_{-3{,}8}$	$28{,}2^{+8{,}3}_{-4{,}3}$	$40{,}7^{+4{,}8}_{-4{,}7}$	$1{,}8^{+4{,}3}_{-1{,}4}$	$50{,}8^{+5{,}7}_{-4{,}9}$	$51{,}3^{+12{,}1}_{-4{,}9}$
$1000 + 1$	$4{,}9^{+2{,}4}_{-1{,}9}$	$4{,}9^{+2{,}3}_{-2{,}4}$	$25{,}5^{+1{,}8}_{-3{,}8}$	$30{,}0^{+3{,}4}_{-5{,}1}$	$29{,}8^{+2{,}0}_{-3{,}4}$	$5{,}4^{+2{,}0}_{-3{,}6}$	$41{,}4^{+3{,}6}_{-2{,}1}$	$22{,}1^{+2{,}4}_{-1{,}3}$
$1000 + 2500$	$1{,}6^{+2{,}1}_{-1{,}0}$	$1{,}3^{+2{,}7}_{-0{,}9}$	$14{,}7^{+3{,}1}_{-2{,}8}$	$27{,}8^{+4{,}7}_{-3{,}9}$	$40{,}7^{+4{,}4}_{-3{,}8}$	$1{,}1^{+1{,}5}_{-0{,}8}$	$50{,}0^{+4{,}4}_{-4{,}2}$	$51{,}9^{+5{,}7}_{-4{,}8}$
Distribution des données :								
$2 \times$ Uniformes	$1{,}4^{+1{,}3}_{-0{,}9}$	$1{,}0^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$15{,}0^{+2{,}8}_{-2{,}8}$	$26{,}7^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$40{,}6^{+3{,}9}_{-4{,}1}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}8}$	$50{,}1^{+4{,}0}_{-4{,}2}$	$49{,}8^{+4{,}0}_{-4{,}0}$
$2 \times$ Gaussiennes	$0{,}7^{+1{,}0}_{-0{,}5}$	$1{,}1^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$16{,}7^{+3{,}3}_{-3{,}0}$	$27{,}7^{+3{,}7}_{-3{,}7}$	$40{,}5^{+4{,}3}_{-3{,}9}$	$0{,}7^{+1{,}0}_{-0{,}5}$	$48{,}3^{+4{,}1}_{-3{,}9}$	$47{,}7^{+3{,}7}_{-3{,}9}$

Nous pouvons tester l'influence de ce paramètre en changeant les valeurs de l'état initial. Ainsi, nous exécutons l'algorithme pour trois configurations différentes en donnant à `initial_state` : (1) un vecteur contenant 0,0001 pour chaque paramètre de contamination afin de tester une valeur limite [13] ; (2) un vecteur de `ndim` valeurs tirées aléatoirement par une loi uniforme entre 0 et 1 : $\mathcal{U}(0\,;1\,;\texttt{ndim})$; (3) une matrice `nwalkers` $\times$ `ndim` de valeurs aléatoires (même loi uniforme) afin de donner des valeurs initiales différentes entre les chaînes : $\mathcal{U}(0\,;1\,;(\texttt{nwalkers}\,;\texttt{ndim}))$.

A partir des résultats obtenus (voir Table 4.3), nous n'observons pas d'impact significatif sur les *posteriors*. Cependant, en répétant l'opération plusieurs fois, nous remarquons, pour les deux premières configurations alternatives, que l'algorithme ne réussit pas toujours à converger, ou présente un maximum local [14] pour l'un ou plusieurs des paramètres, ce qui a pour conséquence de fausser l'estimation de ces paramètres (par exemple, l'estimation de c_a^3 pour `initial_state` $=\mathcal{U}(0\,;1\,;\texttt{ndim})$ présente un écart inférieur à un sigma deux fois plus élevé que la valeur obtenue dans toutes les autres configurations, signe de la présence d'un maximum local).

Afin de limiter les risques dans l'estimation des paramètres de contamination, et ne reconnaissant aucun intérêt majeur pour la troisième configuration, nous conservons donc celle donnée en Section 4.2.2 (vecteur contenant 0,5 pour tous les paramètres libres).

`iterations`

Ensuite, nous pouvons tester l'impact du nombre d'échantillons qui vont être générés par l'algorithme. Ce nombre possède deux attributs : l'échauffement et l'échantillonnage.

Nous commençons par exécuter l'algorithme pour plusieurs nombres d'étapes d'échauffement : 0 (c'est-à-dire sans échauffement) et 500, en appliquant dans les deux cas un même nombre d'étapes d'échantillonnage : 2000 (cela nous permet d'obtenir des *posteriors* cohérents, tout en observant quantitativement les éventuelles différences).

Nous observons, dans le cas sans échauffements, la présence systématique de maximums locaux dans les marcheurs obtenus, ce qui a pour conséquences de déplacer légèrement la médiane et d'augmenter l'écart à un sigma (voir Table 4.3). Après plusieurs exécutions, nous remarquons que, même avec un échauffement de 500 étapes, certains maximums sont aléatoirement présents dans plusieurs occurrences.

Pour limiter les risques de présence de ces maximums locaux, nous avons choisi d'appliquer un nombre d'étapes d'échauffement de 1000.

Puis nous testons le nombre d'étapes d'échantillonnage : 1 et 2500. La première configuration nous montre un cas extrême : les *posteriors*, fortement sous-échantillonnés, sont totalement aberrants. Nous ne remarquons pas de différences significatives entre les résultats pour 2500 et 5000 étapes d'échantillonnage (voir Table 4.3), mis à part une légère diminution de l'écart à un sigma avec l'augmentation de ce nombre.

In fine, nous choisissons d'échantillonner sur 5000 étapes pour obtenir une estimation des paramètres plus fiable, sans observer de perte de temps de calcul importante.

13. La valeur 0 étant exclu par le prior définis par l'équation (4.25).

14. Voir note 3 (page 82). En pratique, un maximum local est mis en évidence par la présence d'un deuxième mode dans la distribution des échantillons d'une chaîne, généralement avec une amplitude plus faible que pour le mode principal.

Distribution des données

Dans la Section 4.3.1, nous avons choisi de générer les données de notre échantillon de validation par deux lois uniformes (de chaque côté de la valeur de seuil). Nous pouvons étudier l'impact de ce choix en testant d'autres lois de génération aléatoire de données.

Dans la Table 4.3, nous reportons les résultats obtenus avec les deux lois uniformes (méthode de base), puis en utilisant deux lois gaussiennes avec une fonction de densité exprimée par :

$$f(x\,;\mu_-,\sigma_-,\mu_+,\sigma_+) = 0{,}5 \times \mathcal{N}(x\,;\mu_-,\sigma_-) + 0{,}5 \times \mathcal{N}(x\,;\mu_+,\sigma_+) \tag{4.29}$$

avec $(\mu_-\,;\sigma_-) = (-0{,}5\,;0{,}2)$ et $(\mu_+\,;\sigma_+) = (0{,}5\,;0{,}2)$.

Après plusieurs tests sur l'impact des valeurs de $(\mu_-\,;\sigma_-)$ et $(\mu_+\,;\sigma_+)$, et en testant avec d'autres lois de distribution, nous observons que les résultats ne dépendent pas de la distribution des données intrinsèques de l'échantillon.

De manière similaire, en appliquant différentes lois de distribution pour le tirage des erreurs de mesure, nous observons à nouveau que les résultats ne dépendent pas du choix réalisé.

Ces constats sont justifiés par le fait que notre algorithme reconstruit les contaminations des distributions intrinsèques des données (libérées des erreurs de mesure), réduisant le problème à une distinction binaire par rapport à la valeur de seuil [15].

Fraction de la population a

Comme exposé dans la Section 4.1, nous devons supposer *a priori* une valeur de la fraction de cibles appartenant à la population a. Dans cette étude, nous fixons $p_a^{\text{ref}} = 50\%$ dans notre algorithme (voir Section 6.1). Ce choix suggère qu'aucune population n'est favorisée.

Nous pouvons tester l'influence de ce choix en faisant varier la fraction de cibles appartenant réellement à la population a dans notre simulation (correspondant au paramètre p_a dans la Table 4.1). Pour cela, nous reproduisons la procédure de création de l'échantillon de validation (voir Section 4.3.1), en faisant varier le paramètre $p_a \in [0{,}05\,;0{,}95]$, tout en conservant les mêmes paramètres de traceurs de comparaison.

Nous appliquons ensuite notre modèle sur les différents échantillons ainsi générés en fixant systématiquement $p_a^{\text{ref}} = 50\%$ dans notre algorithme. Nous illustrons l'impact de la fraction naturelle p_a sur l'estimation des paramètres de contamination dans la Figure 4.8.

À partir de ces tests, nous observons qualitativement que la dérivation des paramètres de contamination c_a et c_b n'est pas affectée par le choix de fixer, dans notre algorithme, $p_a^{\text{ref}} = 50\%$ (biais $< 1\sigma$), tant que la vraie fraction de cibles appartenant dans la nature à la population a reste comprise entre 25% et 75%.

15. En d'autres termes, l'information utilisée est l'appartenance d'une mesure à l'une ou l'autre population, non la position de cette mesure par rapport à la valeur de seuil.

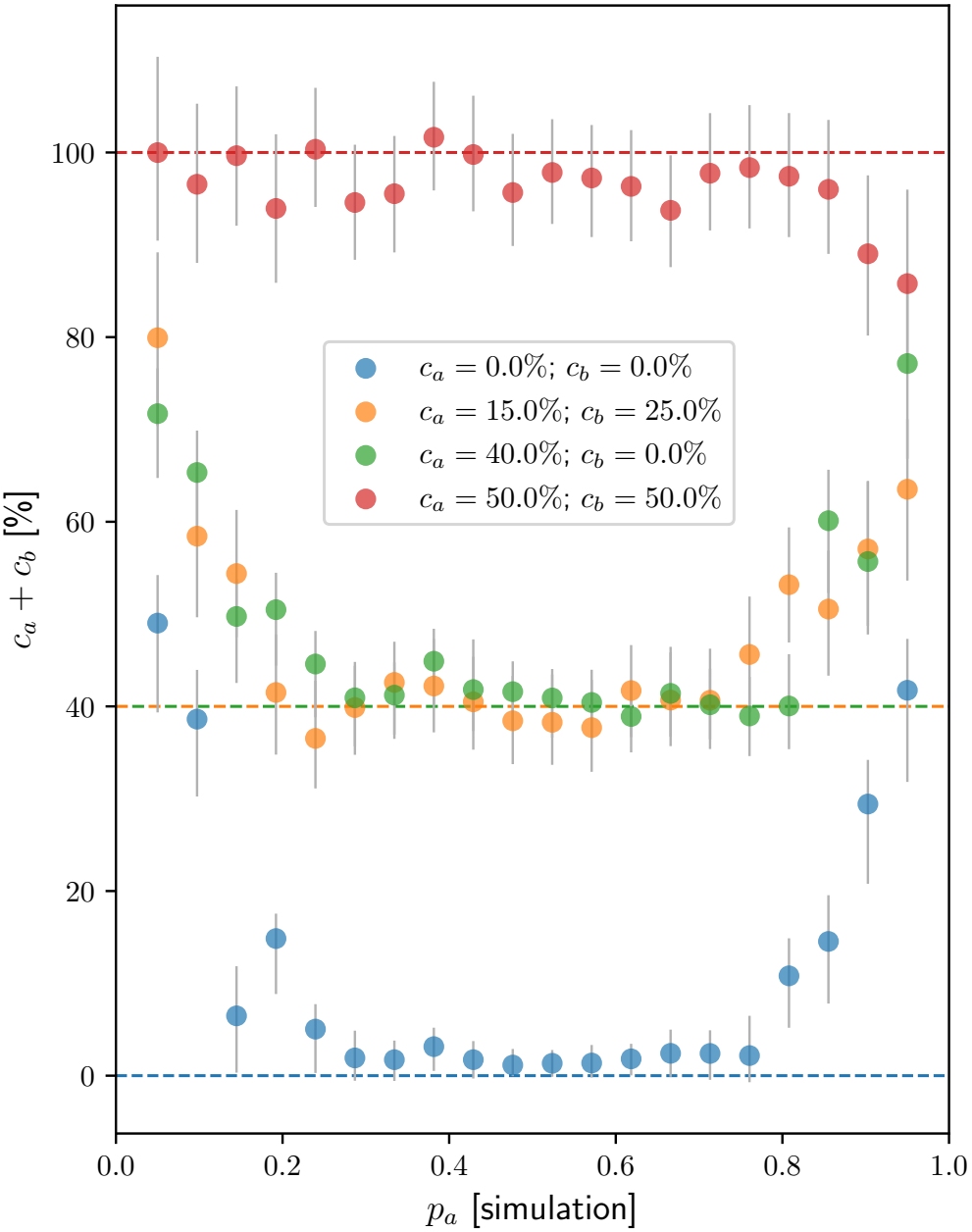

FIGURE 4.8 – Corrélation entre la somme des paramètres de contamination c_a et c_b (et leur incertitude) estimés par notre algorithme (en fixant $p_a^{\text{ref}} = 50\%$) et la fraction de cibles appartenant réellement à la population a dans la simulation (valeurs du paramètre p_a données à la simulation pour générer les données intrinsèques, voir Section 4.3.3). La couleur des marqueurs indiquent le traceur de comparaison (comme indiqué dans la légende). Les lignes horizontales correspondent aux valeurs de contamination données à la simulation.

Chapitre 5

Création de l'échantillon de données

Dans cette thèse, nous étudions les relations entre les propriétés des Supernovae de Type Ia et celles de leur environnement galactique. Nous travaillons pour cela sur un échantillon de SNe Ia provenant de la collaboration *The Nearby Supernova factory* (SNfactory). Les traceurs environnementaux seront, quant à eux, mesurés à partir de données provenant des catalogues *The Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) et *Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System* (Pan-STARRS1 ou PS1) pour la photométrie ; et de SNfactory pour la spectroscopie.

Nous présentons dans ce chapitre la composition de notre échantillon d'étude, en commençant par décrire les propriétés des SNe Ia de SNfactory en Section 5.1. Puis nous présentons les données relatives aux traceurs de l'environnement et les méthodes de mesures employées pour ceux-ci dans la Section 5.2.

Sommaire

5.1 Échantillon de SNe Ia 96
- 5.1.1 The Nearby Supernova factory 96
- 5.1.2 Description de l'échantillon de SNe Ia 98

5.2 Mesures de l'environnement des SNe Ia 98
- 5.2.1 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique 99
- 5.2.2 Couleur de l'environnement stellaire 102
- 5.2.3 Masse stellaire 108
- 5.2.4 Taux de formation stellaire spécifique photométrique 109
- 5.2.5 Morphologie des galaxies hôtes 110

5.1 Échantillon de SNe Ia

Nous décrivons dans cette Section l'échantillon de 110 SNe Ia sur lesquelles nous travaillons dans cette thèse. Les cibles proviennent de la collaboration internationale *The Nearby Supernova factory*.

5.1.1 The Nearby Supernova factory

La collaboration *The Nearby Supernova factory* (SNfactory ; Aldering et al. 2002) a été fondée en 2001 après la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers (Riess et al. 1998 ; Perlmutter et al. 1999), avec pour objectif d'analyser en détail les SNe Ia proches. Ce groupe est initialement composé de membres américains (LBNL, Berkeley, Californie ; Yale University, New Hampshire) et français (LPNHE, Paris ; CRAL et IPNL, Lyon), enrichis depuis 2010 de membres allemands (Bonn Universität, Bonn ; Max Plank für Astrophysik, Garching) et chinois (Tsinghua university, Pékin).

Les SNe Ia étudiées par SNfactory ont plusieurs origines :

— 2005–2008 : le sondage Palomar-QUEST (Baltay et al. 2007 ; Andrews et al. 2008 ; Djorgovski et al. 2008), partie intégrante de la collaboration SNfactory, utilisait la caméra QUEST de 112 capteurs CCD avec un champ de vue de 9,4 $\deg^2$, montée sur le télescope de 1,2 m de l'Observatoire de Palomar (Californie, États-Unis) ;

— Depuis 2010 : un accord de coopération avec *Palomar Transient Factory*[1] (PTF ; Law et al. 2009 ; Rau et al. 2009 ; Grillmair et al. 2010) a permis de suivre, sous conditions, les SNe Ia découvertes par ce sondage ;

— Depuis 2012 : le sondage *La Silla-QUEST Variablity Survey*[2] (LSQ ; Hadjiyska et al. 2012), issu de la mise à jour et du déménagement de la caméra QUEST sur le télescope Schmidt de 1 m de l'observatoire de La Silla (Chili), a rejoint la collaboration SNfactory ;

— enfin, les SNe Ia « publiques » d'origines diverses.

SNfactory a adopté une méthodologie de recherche des Supernovae « non ciblée ». Cela consiste à balayer le ciel de manière systématique à la recherche de ces objets à la fréquence rare (typiquement de l'ordre d'une SN, tout type confondu, par siècle par galaxie)[3]. Cette méthode a aussi été employée par les sondages à grands décalage vers le rouge (z, *redshifts*) comme *The Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), *SuperNova Legacy Survey* (SNLS) et récemment *The Dark Energy Survey* (DES).

La première observation spectroscopique d'un objet est généralement suffisante pour déterminer sa nature exacte, contrairement au « typage » photométrique qui nécessite des mesures dans plusieurs bandes dans une gamme de longueurs d'onde suffisamment étendu pour pouvoir obtenir un résultat exploitable[4]. Pour certains cas, le typage des

1. `https://www.ptf.caltech.edu/`
2. `https://hep.yale.edu/research/la-silla-quest-variablity-survey`
3. La méthode opposée, « ciblée », consiste à concentrer la recherche sur les amas de galaxies connus. En effet, un grand nombre de galaxies dans le champ de vue augmente la probabilité d'observer des SNe. Cependant, cela introduit un biais de sélection environnemental, car ces groupes de galaxies présentent peu de formation stellaire. Cela induit un environnement âgé, pas nécessairement représentatif globalement dans l'Univers. Cette stratégie a notamment été adoptée par la collaboration CfA (Hicken et al. 2009).
4. Le « typage » par la photométrie est en général moins fiable que la spectroscopie car nous ne mesurons pas directement les éléments constitutifs de l'objet observé. Cependant, les mesures photo-

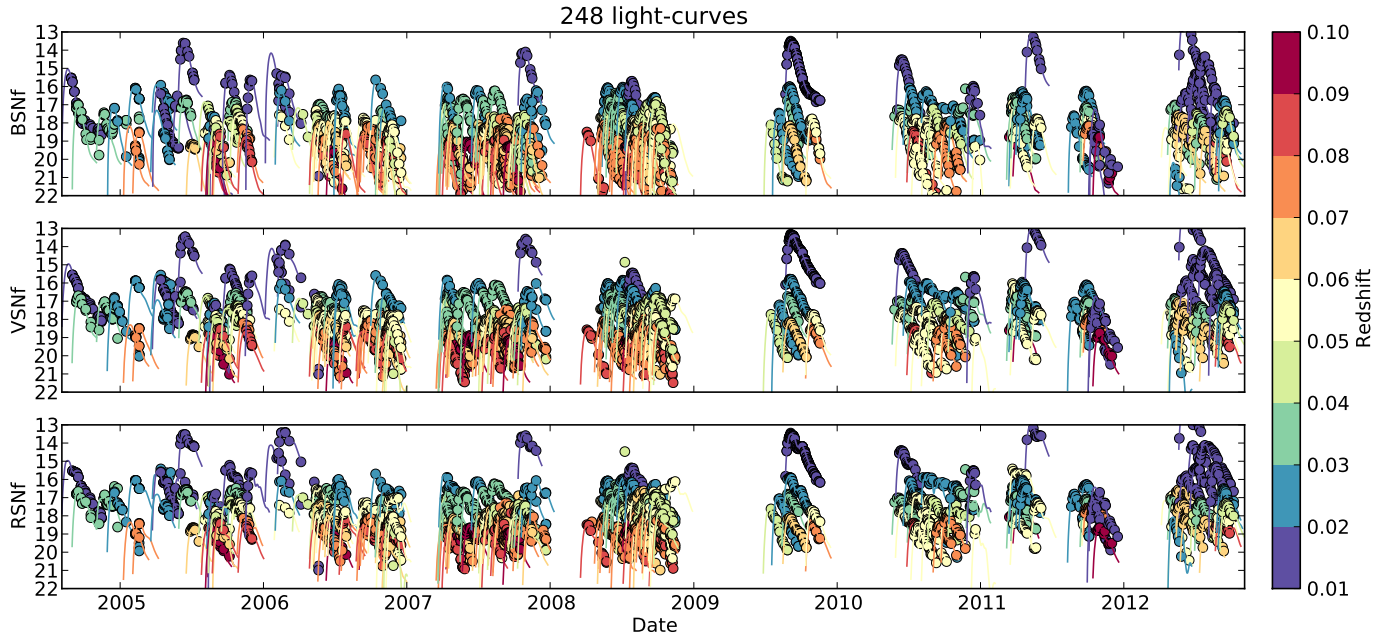

FIGURE 5.1 – Courbes de lumières (magnitude mesurée en fonction du temps) de 248 SNe Ia observées par SNfactory synthétisées dans les trois filtres B, V et R (respectivement de *haut* en *bas*). Les points correspondent aux mesures photométriques tandis que les courbes représentent les ajustements `SALT2`. Figure de Copin (2013).

objets étudiés par SNfactory a déjà été effectué par une autre équipe pour les SNe Ia publiques (*Astronomer's telegram* – Atel – et *Central Bureau for Astronomical Telegrams* – BAT).

Si un objet est classifié comme étant une SN Ia, le choix de le suivre ou non est basé sur plusieurs critères. Comme nous l'avons vu en Section 2.2.2, pour obtenir une observation de supernova de qualité, il est préférable de disposer d'un nombre suffisant de points de mesures, dont au moins un proche du maximum de luminosité, et si possible avant. La collaboration favorise donc les SNe Ia détectées avant ce maximum et dont la position dans le ciel permettra leur suivi sur plusieurs dizaines de jours. Ce dernier critère rejette notamment les SNe dont l'observation sera rendue impossible par la présence future de la Lune, ou par une position à venir trop près de l'horizon. De plus, la collaboration favorise les SNe Ia dans une gamme de décalage vers le rouge de $0.01 < z < 0.1$.

Depuis 2004 et jusqu'en 2013, SNfactory a suivi plus de 271 SNe Ia (avec au moins 5 époques différentes), a observé 645 SNe Ia au moins une fois et a classifié spectroscopiquement 1364 objets dont plus de 1000 Supernovae (tous types confondus) (Copin 2013). Nous présentons dans la Figure 5.1 une compilation de courbes de lumières synthétisées par SNfactory dans les trois filtres B, V et R.

métriques sont plus facilement accessibles que celles spectroscopiques, qui demandent plus de moyens observationnels (Möller et de Boissière 2020)

5.1.2 Description de l'échantillon de SNe Ia

Chaque SN Ia suivie par SNfactory dispose généralement de $\sim$ 13 spectres mesurés à des époques différentes de l'évolution de ces objets, dont le premier est obtenu en moyenne trois jours avant le maximum de luminosité. Des mesures supplémentaires sont effectuées un an après l'explosion, comme « références finales », afin de pouvoir soustraire la luminosité émise par l'environnement stellaire de la galaxie hôte.

L'identification de la galaxie hôte des SNe est généralement réalisée au moyen de la méthode *Directional Light Radius* (DLR ; Sullivan et al. 2006 ; Gupta et al. 2016). Pour résumer, un candidat hôte est défini par la galaxie la plus proche de la SN ciblée à partir de sa distance elliptique effective, obtenue en employant le paquet `SEP` [5] [6] (Barbary 2016). Si la SN est située à moins de 3 fois le rayon elliptique de la galaxie, et si leur décalage vers le rouge coïncident, alors le candidat est associé à la supernova comme hôte. Les associations de la majorité des SNe Ia de SNfactory avec leur hôte sont indiquées dans Childress et al. (2013b), les candidats provenant du catalogue SDSS (DR9, Ahn et al. 2012).

Sur les 271 SNe observées et suivies par SNfactory, 198 possèdent des données spectrophotométriques suffisantes pour leurs courbes de lumière et sont associées à une galaxie hôte avec un décalage vers le rouge mesuré par spectroscopie. Ensuite, nous nous limitons à une gamme de décalages vers le rouge de $0{,}02 < z < 0{,}08$. Cela est nécessaire pour nous permettre de mesurer certaines propriétés de l'environnement local autour des SNe (notamment les flux des raies Hα, voir Section 5.2.1). Les critères de qualité d'ajustement de courbes de lumière suggérés par Guy et al. (2010) sont pris en compte.

Nous rejetons les cas pour lesquels les images des galaxies hôtes dans les bandes photométriques g et i (nécessaires pour l'estimation de la masse stellaire, voir Section 5.2.3) sont contaminées par la luminosité des SNe Ia.

De plus, les SNe Ia considérées comme étant trop particulières sont exclues, car estimées comme étant non représentatives dans l'étude des effets environnementaux sur les SNe Ia « normales ».

Enfin, nous rejetons les SNe Ia pour lesquelles nous n'avons pas accès à l'ensemble des images SDSS et PS1 requises (voir Sections 5.2.2 et 5.2.4) ou aux rayons contenant 50% et 90% du flux Petrosian (nécessaires pour la classification de la morphologie des galaxies hôtes, voir Section 5.2.5).

Cela réduit l'échantillon de SNe Ia à 110 cibles pour lesquelles nous allons pouvoir mesurer l'ensemble des traceurs environnementaux (l'ensemble des critères des sélection et leur impact sur l'échantillon sont résumé dans la Table 5.1). Nous présentons la distribution des paramètres de décalage vers le rouge (z), d'étirement temporel (x_1) et de couleur (c), mesurés sur notre échantillon, dans la Figure 5.2.

5.2 Mesures de l'environnement des SNe Ia

Nous présentons dans cette Section les méthodes qui nous permettent de quantifier les propriétés galactiques exposées en Section 3.1.1. À partir de ces mesures, nous obtenons des traceurs environnementaux identiques ou similaires à ceux présentés dans la

5. `https://sep.readthedocs.io`
6. Le paquet `SEP` correspond à l'implémentation de `Sextractor` (Bertin et Arnouts 1996) dans `PYTHON`.

Table 5.1 – Critères de sélection de notre échantillon de SNe Ia provenant de SNfactory (voir Section 5.1.1).

Critère de sélection	Nb de SNe Ia
SNfactory	271
données spectro-photo + hôte	198/271
$0{,}02 < z < 0{,}08$	160/198
flux g et i (hôtes)	147/160
SNe Ia « normales »	141/147
images SDSS + PS1 et rayons Petrosian	110/141
Total	**110**

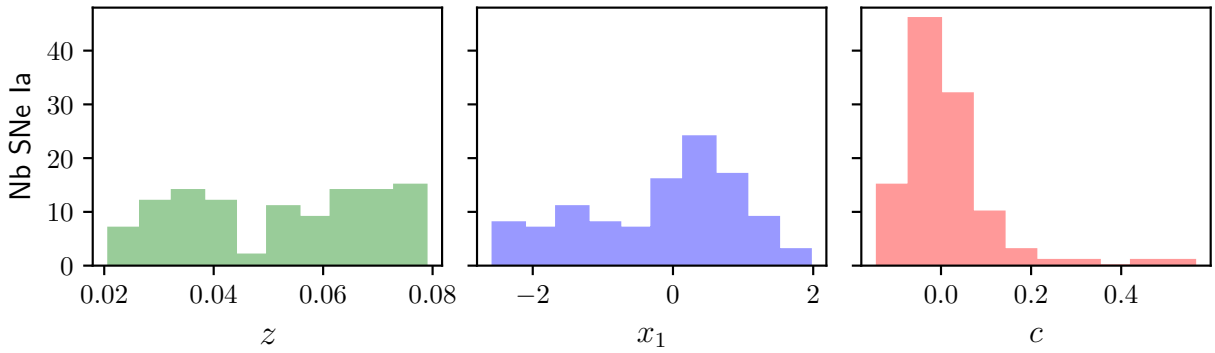

Figure 5.2 – Distribution des paramètres de décalage vers le rouge (z, *à gauche*), d'étirement temporel (x_1, *au milieu*) et de couleur (c, *à droite*), mesurés sur notre échantillon de 110 SNe Ia provenant de SNfactory.

Section 3.2.2. Ces indicateurs sont purement galactiques et indépendants des SNe Ia.

5.2.1 Taux de formation stellaire spécifique spectroscopique

En plus d'observer des SNe Ia, SNfactory est la première collaboration à faire des mesures spectroscopiques de l'environnement immédiat des SNe, au moyen du spectrographe à champ intégral *SuperNova Integral Field Spectrograph* (SNIFS ; Lantz et al. 2004). SNIFS est installé au sommet du mont Mauna Kea, sur le télescope de 2,2 mètres de l'Université de Hawaï (Hawaï, États-Unis). Cet instrument permet d'acquérir des données 3D de l'environnement : un « cube » est constitué de deux dimensions spatiales (x, y) et d'une dimension spectral (λ). Le champ de vue de SNIFS est de $6{,}4'' \times 6{,}4''$, divisé en une grille de 15×15 « spaxel » (*spatial picture element*).

Le spectrographe, à double canal $B - R$, couvre simultanément les plages de longueurs d'ondes de $3200 - 5200$ Å et $5100 - 10\,000$ Å avec une résolution de largeur à mi-hauteur (*full width at half maximum*, FWHM) de 6,6 Å et 7,5 Å respectivement.

La réduction des données des cubes (x, y, λ) est résumée dans Aldering et al. (2006)

et mise à jour par Scalzo et al. (2010). Un aperçu de la calibration des flux est développé par Pereira et al. (2013), basée sur l'extinction atmosphérique dérivée par Buton et al. (2013).

L'extraction du spectre local de l'environnement galactique des SNe Ia de notre échantillon est développée dans Rigault et al. (2013) et résumée dans Rigault et al. (2020). Dans un premier temps, à partir des spectres de références finaux (voir Section 5.1.2), le spectre du ciel est modélisé et soustrait aux cubes en l'admettant uniforme dans le champ de vue de SNIFS. Ensuite, le spectre de l'environnement est extrait dans un rayon de 1 kpc projeté autour de la position des SNe Ia.

Comme nous l'avons présenté en Section 3.1.1, nous pouvons estimer le taux de formation stellaire (*stellar formation rate*, SFR) à partir des paramètres physiques constituant les synthèses de populations stellaires (SPS) en ajustant la distribution spectrale d'énergie (SED) sur le spectre de l'environnement mesuré.

Cependant, nous utilisons dans cette étude une méthode alternative, plus adaptée dans notre contexte, comprenant une analyse locale de l'environnement galactique.

La calibration des indicateurs du SFR a été intensivement étudiée au cours des dernières décennies (voir par exemple la revue détaillée de Kennicutt et Evans 2012). Entre autres, les raies d'émission Hα sont l'un des indicateurs traditionnellement les plus utilisés (Kennicutt 1998).

Les étoiles massives ($> 20\,\mathrm{M}_\odot$) sont capables de générer des quantités importantes de photons ultra-violets à haute énergie, qui vont ioniser les gaz environnants. Les cascades de recombinaison de l'hydrogène ainsi ionisé produisent des raies d'émission, notamment dans la série de Balmer avec les raies d'émission Hα (dans le vide, $\lambda_{\mathrm{H}\alpha} = 656{,}5\,\mathrm{nm}$). De plus, les étoiles massives ont une durée de vie courte, et leur capacité à produire un flux de photons ionisants décroît très rapidement (typiquement deux ordres de grandeur en $\sim 10\,\mathrm{Mans}$). Ainsi, la présence de gaz d'hydrogène ionisé est un indicateur d'étoiles jeunes ($< 100\,\mathrm{Mans}$), et donc de formation d'étoiles (Calzetti 2013).

La méthodologie pour mesurer la luminosité des raies d'émission Hα des spectres a d'abord employée une version personnalisée de *University of Lyon Spectroscopic analysis Software*[7] (`ULySS` ; Koleva et al. 2008, 2009). Cet outil permet de prendre en compte les raies d'absorption générées par les populations stellaires (notamment sous les raies d'émission Hα). Nous illustrons un exemple d'application de `ULySS` sur un spectre issu de SNIFS dans la Figure 5.3. Puis, dans le but d'obtenir la distribution complète des *posteriors* des paramètres ajustés pour modéliser les spectres mesurés, la méthode a évolué vers un ajustement MCMC[8] en utilisant le paquet `EMCEE` (v.2.1.0 ; Foreman-Mackey et al. 2013)[9]. Tous les détails liés à l'ajustement sont donnés dans Rigault et al. (2020).

La luminosité des raies d'émission Hα ($L(\mathrm{H}\alpha)$), obtenue après la modélisation du spectre, est ensuite convertie en taux de formation stellaire, en utilisant la relation de calibration de Calzetti (Calzetti 2013), par :

$$\mathrm{SFR}(\mathrm{H}\alpha) = 5{,}45.10^{-42} \times L(\mathrm{H}\alpha)[\mathrm{erg\,s^{-1}}] \tag{5.1}$$

Cette équation combine la relation entre la luminosité des raies d'émission Hα et le taux de photons ionisés (Osterbrock et Ferland 2006) avec la relation entre les taux de

7. `http://ulyss.univ-lyon1.fr`
8. Pour plus de détails sur les méthodes MCMC, voir Section 4.2.1
9. `https://emcee.readthedocs.io`

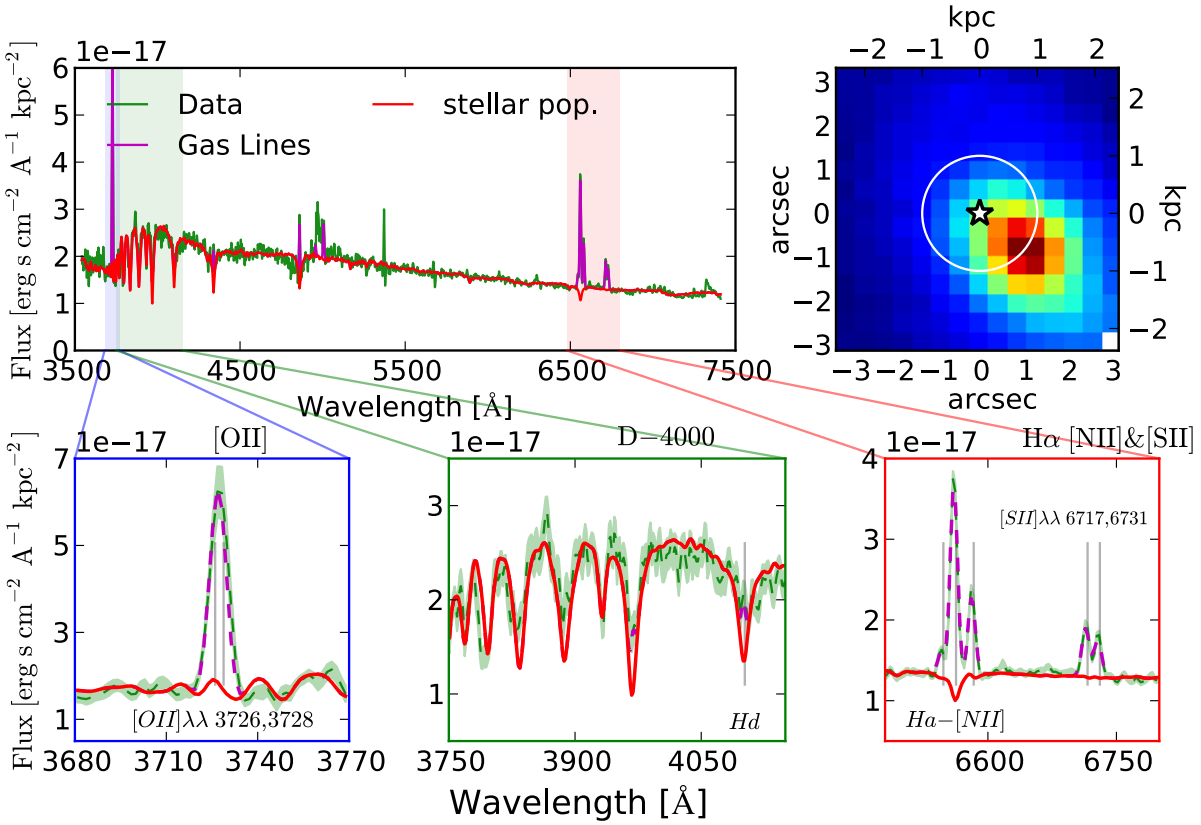

FIGURE 5.3 – *En haut à gauche* : moyenne des spectres mesurés à l'intérieur du rayon projeté de 1 kpc autour de la position de la SN Ia nommée SNF20060512-001 pour 21 cubes acquis par SNIFS (ligne verte). L'ajustement réalisé par `ULySS` de ce spectre est représenté par la somme des contributions du continuum stellaire (ligne rouge) et des raies d'émission du gaz (ligne magenta). *En bas* : les trois graphiques correspondent aux zooms sur les régions spectrales, respectivement *de gauche à droite*, des raies [O_{II}] ($\lambda\lambda = 3726, 3728$ Å), des structures stellaires autour de 4000 Å et des complexes Hα [N_{II}] ($\lambda\lambda = 6548, 6584$ Å) + [S_{II}] ($\lambda\lambda = 6716, 6731$ Å). *En haut à droite* : image reconstruite d'un cube de référence final, avec la position de la SN Ia représentée par l'étoile blanche, et le cercle blanc correspondant au rayon de 1 kpc projeté autour de celle-ci. La couleur illustre la luminosité surfacique des raies Hα. Figure de Rigault et al. (2013).

formation stellaire et de photons ionisés dans le cadre d'une fonction de masse initiale de Kroupa (Kroupa 2001).

En convertissant la distribution complète du *posterior* de flux Hα, nous obtenons ainsi un échantillonnage du SFR de l'environnement dans un rayon projeté de 1 kpc autour de la position des SNe Ia.

Enfin, le taux de formation stellaire spécifique (sSFR) est obtenu par le ratio entre le SFR et la masse stellaire contenu dans le même rayon d'étude autour de la position des SNe Ia (la mesure de la masse stellaire est détaillée dans la Section 5.2.3). Ainsi, le sSFR peut être assimilé à la fraction de jeunes étoiles dans un rayon d'étude donné de l'environnement galactique.

Nous utilisons les estimations du sSFR local (1 kpc, lsSFR) dérivées des mesures spectroscopique faites par Rigault et al. (2020). Dans la suite, nous appelons ce traceur le « lsSFR spectroscopique » (ou lsSFR-spec).

5.2.2 Couleur de l'environnement stellaire

La couleur de l'environnement stellaire est généralement tracée par le ratio entre les flux mesurés dans deux bandes photométriques différentes (correspondant à une différence de magnitude, voir Section 3.2.2). Ces flux doivent systématiquement être rapportés au référentiel au repos de manière à être comparables entre eux.

Mesures photométriques

Pour extraire les traceurs photométriques, nous utilisons les images calibrées provenant du sondage *Sloan Digital Sky Survey*[10] (SDSS-DR12 ; Alam et al. 2015).

La collaboration SDSS met à disposition publiquement des cartes de l'Univers, avec des images dans cinq couleurs optiques pour un tiers du ciel, et des spectres pour plus de trois millions d'objets astronomiques. SDSS a commencé ses observations du ciel en 2000. Ses opérations ont évolué à travers plusieurs phases : SDSS-I (2000 - 2005), SDSS-II (2005 - 2008), SDSS-III (2008 - 2014), SDSS-IV (2014 - 2020) et SDSS-V (2020 - auj.).

SDSS utilise un télescope grand angle de 2,5 m situé à l'observatoire d'Apache Point (Nouveau-Mexique, États-Unis). L'imagerie est effectuée au moyen de 30 capteurs CCD, possédant chacun une résolution de 2048×2048 pixels (totalisant environ 120 mégapixels). SDSS utilise cinq filtres optiques, nommés u, g, r, i et z, localisés autour des longueurs d'onde effectives 3608, 4672, 6141, 7457 et 8922 Å respectivement.

Les données prises par SDSS sont entièrement publiques. Nous accédons aux images par le service d'archives en ligne fourni par la collaboration[11], en indiquant simplement les coordonnées de nos SNe Ia cibles. Ces images sont largement utilisées dans les études astrophysiques ; elles ont subi un étalonnage homogène et le ciel a été soustrait. Les fichiers sont de type `.fits` (*Flexible Image Transport System*, FITS), téléchargés sous forme compressée. Les images sont ensuite importées dans `PYTHON` en utilisant le paquet `ASTROPY`[12]. Un exemple de ces fichiers est illustré par la Figure 5.4.

Pour mesurer les flux émis par l'environnement local des SNe Ia et leur incertitude, nous utilisons la méthode `sum_circle` du paquet `SEP`[13] (Barbary 2016). Afin de pouvoir comparer nos estimations de la *marche de magnitude* avec celles des études précédentes, nous mesurons les flux dans des rayons d'ouverture circulaires projetés de $X = \{1\ ;\ 1{,}5\ ;\ 3\}$ kpc. Ces rayons sont convertis, en utilisant les fonctions de `ASTROPY`, d'abord en arcsecondes en fonction du décalage vers le rouge des cibles et des paramètres cosmologiques choisis[14], puis en pixels à partir des informations *World Coordinate System* (WCS) propres à chaque image.

Enfin, les mesures obtenues en [counts], f_c, sont converties en [erg s^{-1} Å^{-1} cm^{-2}], f_λ, pour chaque bande SDSS *ugriz* par l'équation suivante[15] :

$$f_\lambda = f_c \times \frac{10^{-0{,}4\times(2{,}406+m_{\mathrm{AB0}})}}{\lambda_{\mathrm{eff}}} \tag{5.2}$$

10. `https://www.sdss.org/`
11. `https://dr12.sdss.org/fields`
12. `https://www.astropy.org/`
13. `https://sep.readthedocs.io` v1.10
14. Dans le module `ASTROPY.COSMOLOGY`, nous choisissons d'employer le modèle cosmologique `Planck15` (Planck Collaboration et al. 2016).
15. `https://www.sdss.org/dr12/algorithms/fluxcal/`

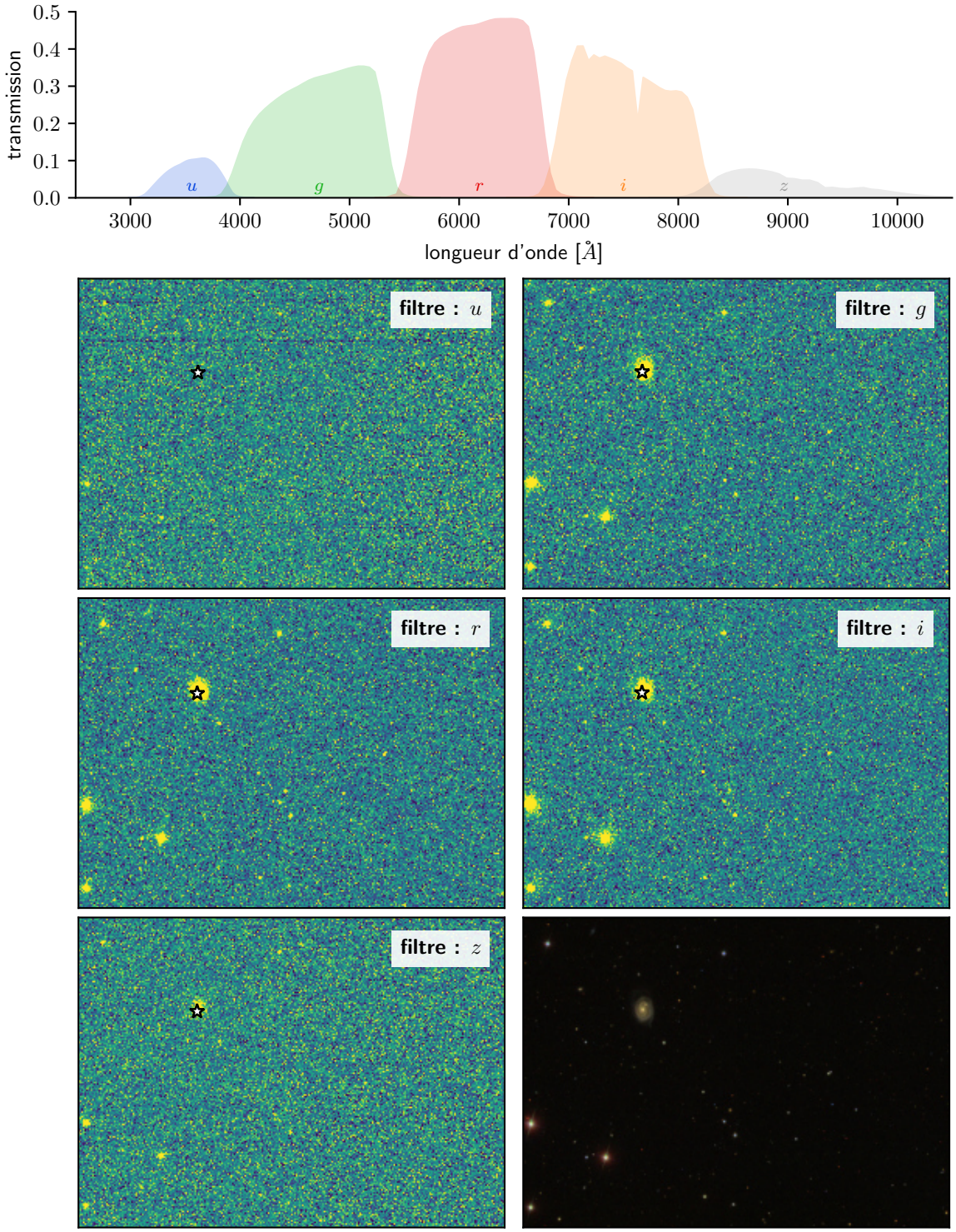

FIGURE 5.4 – Images provenant de SDSS pour une SN Ia quelconque (SN2006ob, $z = 0{,}0582$, représentée par le marqueur en forme d'étoile) dans les cinq filtres proposés u, g, r, i et z (comme indiqué sur chaque image). La dernière image (*en bas à droite*) correspond à la combinaison RGB des filtres i, r, g. Le graphique *en haut* montre la bande de transmission associée à chaque filtre *ugriz*.

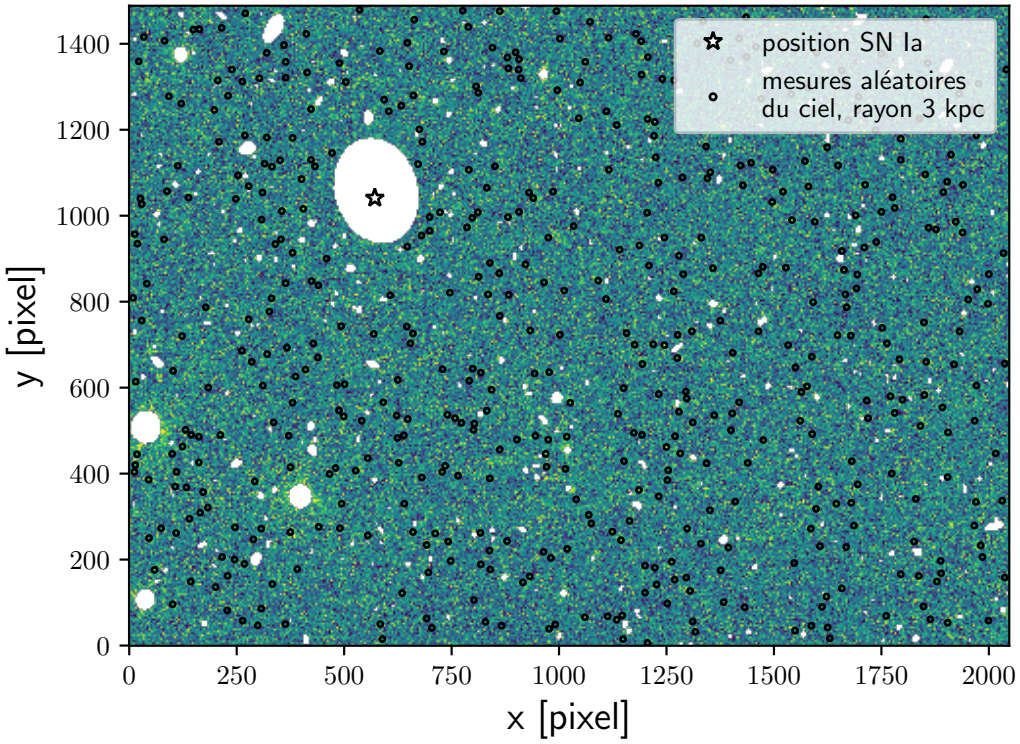

FIGURE 5.5 – Image provenant de SDSS dans le filtre g après soustraction des sources détectées par SEP pour la même SN Ia que pour la Figure 5.4 (représentée par le marqueur en forme d'étoile). Les zones blanches montrent la soustraction des sources détectées par SEP. Les cercles noirs correspondent à 500 mesures du ciel dans un rayon projeté de 3 kpc à des positions aléatoires du fond de l'image (c'est-à-dire hors sources).

avec m_{AB0}, correspondant au point zéro des magnitudes AB, égale à 22,5 mag pour les bandes gri, à 22,46 mag pour la bande u et à 22,52 mag pour la bande z ; et λ_{eff} étant la longueur d'onde effective des filtres. Cette relation est basée sur la calibration réalisée par Padmanabhan et al. (2008).

Afin de tester la précision de la soustraction du fond provenant du ciel dans ces images, nous mesurons le flux émis par le fond dans chaque image. Pour cela, nous réalisons 500 mesures indépendantes à des positions aléatoires ne contenant aucune source détectée en masquant les pixels capturés par la méthode `extract` du paquet SEP. Nous montrons un exemple pour une image et une cible quelconque dans la Figure 5.5.

Théoriquement, l'histogramme des niveaux du bruit de fond normalisé, calculé par le ratio entre les mesures de flux et les incertitudes de celles-ci, doit correspondre à une distribution normale standard $\mathcal{N}(0,1)$ (cela correspond, en anglais, à une « *pull distribution* »). Cependant, nous observons régulièrement que la moyenne de cette distribution est légèrement supérieure à 0, correspondant à une correction du fond imprécise ; et une dispersion plus large que l'unité, signifiant une incertitude de niveau du fond sous-évaluée. Nous présentons dans la Figure 5.6 un exemple de cette observation dans les cinq filtres pour une cible quelconque.

Par conséquent, nous apportons une correction sur chacune de nos mesures photométriques locales : (1) en soustrayant la médiane des distributions du fond que nous mesurons dans chaque image et chaque rayon d'ouverture étudié ; et (2) en ajustant l'incertitude des

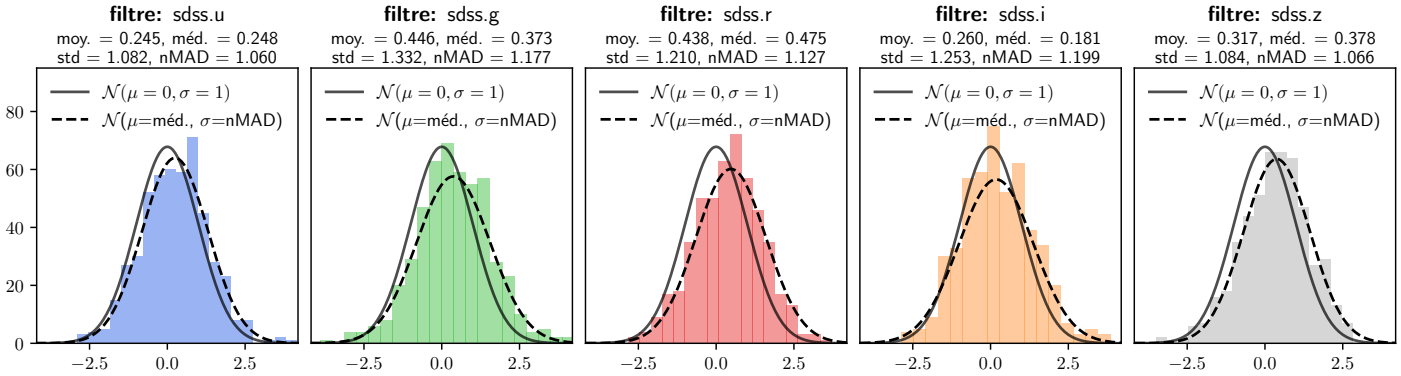

FIGURE 5.6 – Distribution des niveaux du bruit de fond normalisé provenant de 500 mesures aléatoires du ciel dans les images SDSS des filtres *ugriz* pour la même SN Ia que pour la Figure 5.4. Au-dessus de chaque graphique sont indiqués la moyenne, la médiane, l'écart-type et la déviation normalisée absolue de la médiane (nMAD) de la distribution associée. La courbe en trait plein représente une distribution normale standard centrée en 0 et d'écart-type 1, tandis que celle en trait pointillé correspond à une distribution centrée sur la médiane du bruit de fond et d'écart-type égale au nMAD.

mesures par la déviation normalisée absolue de la médiane (*normalized median absolute deviation*, nMAD) des niveaux du fond.

Par ailleurs, la collaboration SDSS a réalisé des études approfondies sur la luminosité émise globalement par les galaxies (par exemple en prenant en compte les objets qui se chevauchent, en anglais *deblending overlapping objects*). Ainsi, pour obtenir les mesures photométriques globales, nous les récupérons directement depuis le catalogue de SDSS, les galaxies hôtes des SNe Ia ayant été identifiées plus tôt (voir Section 5.1.2).

Enfin, l'ensemble des mesures photométriques (aussi bien locales que globales) sont corrigées de l'absorption de poussière de la Voie Lactée en utilisant la librairie `EXTINCTION` [16]. Nous employons pour cela la loi de couleur [17] de Fitzpatrick (1999) avec $R_V = 3{,}1$ et la carte d'extinction de Schlegel et al. (1998).

Distribution spectrale d'énergie et corrections K

Afin de pouvoir comparer les propriétés environnementales dérivées des mesures photométriques de galaxies situées à différents décalages vers le rouge (*redshift*, z), leurs flux lumineux doivent être corrigés de l'effet causé par le décalage vers le rouge, pour les rapporter à un référentiel commun, nommé le « référentiel de repos » (en anglais, *rest-frame*, correspondant à $z = 0$). Ces corrections sont communément appelées « corrections K » [18] (Oke et Sandage 1968 ; Kinney et al. 1996 ; Hogg et al. 2002).

Nous pouvons obtenir ces corrections en ajustant la distribution spectrale d'énergie

16. `http://extinction.readthedocs.io/`

17. Nous appelons une « loi de couleur » (ou « loi d'extinction ») la caractérisation en longueur d'onde des effets de l'extinction interstellaire (due, par exemple, à l'absorption ou la dispersion de la lumière par la poussière interstellaire). Cette loi est souvent caractérisée par le paramètre $R_V = A(V)/E(B-V)$, correspondant au ratio entre l'extinction totale dans la bande V et l'excès de couleur $B - V$.

18. Il s'agit de modéliser le spectre de l'objet étudié, et d'estimer ce que nous aurions dû mesurer sans décalage vers le rouge.

(SED) des environnements galactiques étudiés (Blanton et Roweis 2007). Il s'agit de la relation entre la densité de flux et la longueur d'onde. Cela correspond ainsi à une reconstruction du spectre émis par un objet à partir des mesures photométriques observées à travers la bande-passante des filtres utilisés.

Dans le but de reproduire les observations faites dans Jones et al. (2018), nous avons choisi de réaliser l'ajustement de la SED en utilisant LEPHARE [19] (Arnouts et al. 1999 ; Ilbert et al. 2006 ; Arnouts et Ilbert 2011), dont nous avons développé une implémentation dans PYTHON par le paquet PYLEPHARE, disponible publiquement [20].

L'initialisation de LEPHARE commence par la création de modèles de spectres en fonction de paramètres physiques contenus dans un fichier de configuration. Nous résumons ici les paramètres que nous utilisons :

— librairie de galaxies : nous utilisons les modèles de Bruzual et Charlot (2003) (BC03) ;
— poussière cosmique : nous employons 41 valeurs d'extinction $E(B-V)$ comprises entre 0 et 1 (par pas de 0,01 entre 0 et 0,2, puis 0,03 entre 0,2 et 0,5, et enfin 0,05 entre 0,5 et 1), et nous utilisons la loi de couleur de Fitzpatrick (1999) (nativement implémentée dans LEPHARE à partir du programme hyper-z avec $R_V = 3{,}1$; Bolzonella et al. 2000) ;
— décalage vers le rouge : nous employons une échelle de décalage vers le rouge de 0 à 0,1, découpée par pas de $\Delta z = 0{,}002$ (pour rappel, la gamme de notre échantillon de SNe Ia est $0{,}02 < z < 0{,}08$, voir Section 5.1.2) ;
— cosmologie : nous définissons les paramètres cosmologiques du modèle ΛCDM comme dans Blanton et Roweis (2007) par $H_0 = 70\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, $\Omega_m = 0{,}3$ et $\Omega_\Lambda = 0{,}7$;
— raies d'émissions : nous prenons en compte la contribution des lignes d'émission (Kennicutt 1998).

Une fois l'initialisation terminée, nous exécutons l'ajustement de la SED sur nos mesures photométriques dans les cinq filtres *ugriz* pour chaque rayon d'étude. La configuration de LEPHARE nous permet d'imposer des *priors* sur certains paramètres libres de l'ajustement. Nous avons choisi de fixer les limites de la masse stellaire entre 10^6 et $10^{13}\,\mathrm{M_\odot}$; et celles de la magnitude absolue dans la bande r entre -10 et -26 mag. Nous fixons le paramètre de décalage vers le rouge par celui des galaxies hôtes. De plus, nous prenons en compte les seuils d'erreur suggérés pour SDSS : 0,05, 0,02, 0,02, 0,02 et 0,03 respectivement pour les filtres *ugriz* (par exemple, voir kcorrect.org et Childress et al. 2013a).

Notons que LEPHARE ne fournit aucune incertitude sur l'ajustement de la SED. Ainsi, dans le but d'en obtenir une estimation, nous réalisons un échantillonnage Monte Carlo [21] (MC) de chacun des paramètres ajustés et des spectres SED. Pour chaque mesure de flux (dans les cinq filtres *ugriz* et tous les rayons d'études), nous tirons aléatoirement 500 réalisations en admettant que les bandes sont indépendantes et que l'incertitude de mesure des flux est distribuée par une loi normale. Nous exécutons ensuite l'ajustement SED pour ces 500 réalisations. Nous montrons un exemple de SED dans la Figure 5.7 pour une SN Ia quelconque.

19. https://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html ; v2.2
20. https://github.com/MartinBriday/pylephare
21. Pour plus de détails sur les méthodes MC, voir Section 4.2.1

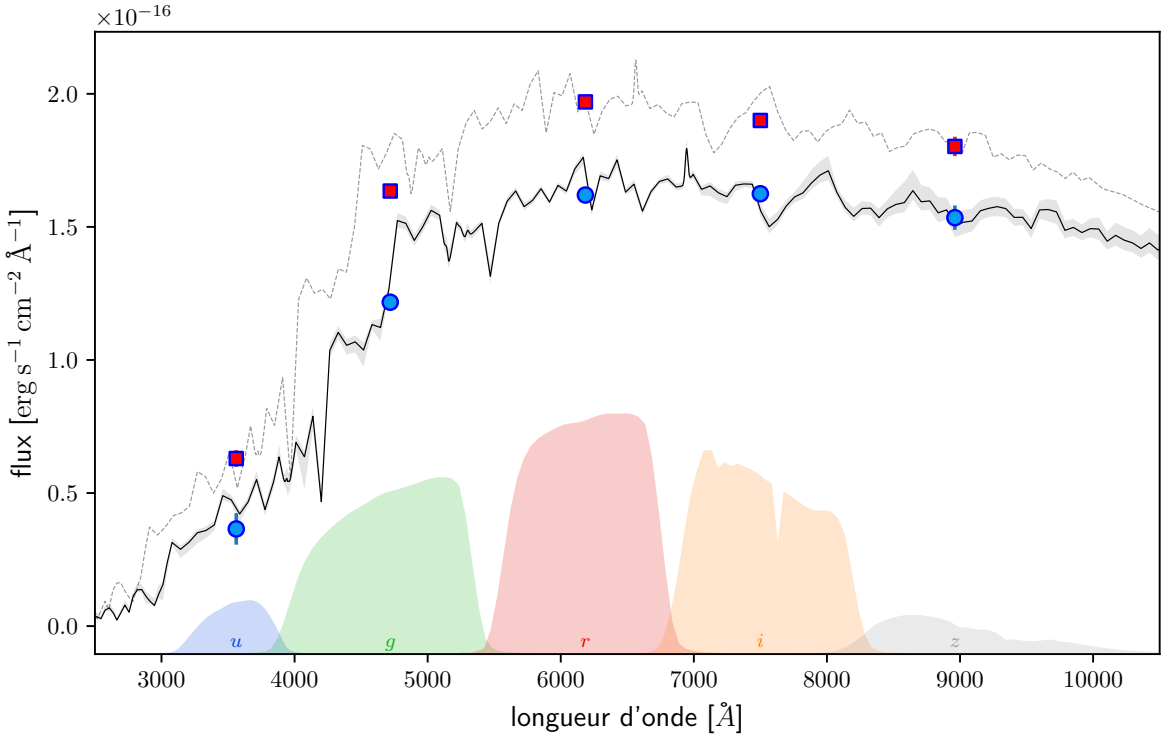

FIGURE 5.7 – Spectre SED (flux en fonction de la longueur d'onde) ajusté par LEPHARE à partir des mesures photométriques dans les filtres SDSS *ugriz* dans un rayon projeté de 3 kpc autour de la position de la même SN Ia que pour la Figure 5.4. Les marqueurs ronds bleus représentent les mesures avec leur erreur, la courbe noire correspondant à la SED ajustée sur ces mesures avec son incertitude estimée par échantillonnage Monte Carlo (voir Section 5.2.2). La courbe en trait pointillé correspond à la moyenne des spectres échantillonnés décalés dans le référentiel de repos (comme détaillé dans la Section 5.2.2). Les marqueurs carrés rouges représentent la moyenne des mesures photométriques K corrigées avec leur écart-type pour incertitudes, calculées à partir de ces spectres décalés et des courbes de transmission associées à chaque filtre SDSS *ugriz* (représentées par les zones de couleur respectivement bleu, verte, rouge, orange et grise).

Nous estimons ensuite les *posteriors* par la médiane des « meilleurs » paramètres physiques ajustés (dans les résultats de l'ajustement SED par `LEPHARE`, il s'agit des paramètres associés au plus petit χ^2, dont le nom comporte le suffixe `_BEST`) ; les percentiles à 16% et 84% établissent les erreurs correspondantes.

Les corrections K sont obtenues en décalant les spectres SED ajustées, $\mathrm{f}_{\mathrm{SED}}(\lambda_{\mathrm{SED}})$, dans le référentiel de repos en fonction du décalage vers le rouge, z, des galaxies hôtes correspondantes :

$$\lambda_{\text{r-f}} = \frac{\lambda_{\mathrm{SED}}}{1+z} \tag{5.3}$$

et

$$\mathrm{f}_{\text{r-f}} = \mathrm{f}_{\mathrm{SED}} \times (1+z)^3 \tag{5.4}$$

avec $\mathrm{f}_{\text{r-f}}(\lambda_{\text{r-f}})$ correspondant au spectre dans le référentiel de repos. Nous illustrons ce changement de référentiel dans la Figure 5.7 (par la courbe en trait pointillé).

Enfin, en intégrant le flux de ces spectres par la loi de transmission associée à chaque filtre *ugriz* pour les 500 réalisations, nous obtenons les mesures photométriques K corrigées par la médiane, et leur incertitude par les percentiles à 16% et 84%.

Mesure de la couleur

Finalement, la couleur de l'environnement stellaire des SNe Ia est estimée à partir des magnitudes K corrigées provenant de différentes bandes photométriques.

À partir des résultats exposés par Salim (2014), nous remarquons une forte corrélation entre le sSFR et quatre couleurs différentes : FUV $- r$, NUV $- r$, $u - r$ et $g - r$ (voir Figure 3.5, p.57). Cependant, les couleurs FUV$-r$ et NUV$-r$ imposent l'utilisation d'un troisième catalogue pour extraire les données photométriques dans les bandes FUV et NUV (par exemple GALEX). Cela a pour conséquence de réduire la taille de l'échantillon de SNe Ia (images non accessible pour certaines d'entre elles). Ensuite, les couleurs $u - r$ et $g - r$ obtiennent des résultats similaires après application de notre algorithme. Dans ce contexte, nous avons choisi d'étudier la couleur $u - r$ (la préférence de $u - r$ par rapport à $g - r$ est arbitraire).

La couleur $u - r$ est calculée par la différence entre les médianes des magnitudes dans les filtres u et r, tandis que l'incertitude sur ce traceur est calculée par la somme quadratique des erreurs de ces mêmes magnitudes.

5.2.3 Masse stellaire

Comme pour le taux de formation stellaire, nous avons exposé en Section 3.1.1 que nous pouvons estimer la masse stellaire comme étant un paramètre physique des SPS en ajustant la SED sur les données mesurées (spectroscopiques et/ou photométriques) de l'environnement galactique.

En s'appuyant sur des mesures de masses stellaires, estimées par ajustement de la SED en employant la librairie de Bruzual et Charlot (2003), une fonction exponentiel décroissante de l'histoire de la formation stellaire, la fonction de masse initiale de Chabrier (2003) et la courbe d'extinction de Calzetti et al. (2000), sur un échantillon de galaxies provenant du sondage *Galaxy And Mass Assembly* (GAMA), Taylor et al. (2011) montrent

que la couleur (transposée dans le référentiel au repos) est un très bon estimateur de la masse stellaire.

Ainsi, cette relation empirique convertit les magnitudes K corrigées dans les filtres g et i en masse stellaire par :

$$\log(M_*/M_\odot) = 1{,}15 + 0{,}70\,(g - i) - 0{,}40\,M_i \tag{5.5}$$

avec M_i étant la magnitude absolue dans le système AB et dans le filtre i. D'après Taylor et al. (2011), cette relation produit une estimation non biaisée de la masse stellaire avec une précision de 0,1 dex.

De manière similaire à Jones et al. (2018) et Rigault et al. (2020), nous appliquons cette équation, pour l'ensemble des rayons d'études, sur l'échantillonnage Monte Carlo des mesures photométriques K corrigées produit dans la Section 5.2.2. Nous estimons ensuite les *posteriors* de la masse stellaire par la médiane des distributions ainsi obtenues ; leurs incertitudes sont évaluées par les percentiles à 16% et 84%.

Nous ajoutons à l'incertitude de nos mesures de la masse stellaire un bruit gaussien aléatoire de 0,1 dex, en quadrature, pour prendre en compte la dispersion due à l'équation (5.5) obtenue par Taylor et al. (2011) pour l'échantillon GAMA. Cette dispersion domine l'ensemble des erreurs dans la mesure de la masse stellaire, en particulier les mesures globales. [22]

Dans la suite, nous nous référons à la masse stellaire locale par la « masse local » (ou lmass) et à la masse stellaire globale par la « masse globale » (ou gmass).

5.2.4 Taux de formation stellaire spécifique photométrique

Comme présenté dans la Section 5.2.1, l'échantillon de SNe Ia provenant de SNfactory est présentement le seul à disposer de mesures spectrométriques de l'environnement local des SNe, nécessaires à la mesure du taux de formation stellaire spécifique (sSFR). Cependant, une alternative est d'estimer le sSFR à partir de mesures photométriques par l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie (SED). Cette méthode est utilisée par Jones et al. (2018). Afin de comparer nos résultats respectifs, nous reproduisons l'ajustement de la SED en suivant leur procédure.

Nous employons donc à nouveau `LePHARE` d'une manière similaire à celle décrite en Section 5.2.2. Les différences sont : (1) le fichier de configuration appliqué à l'ajustement ; et (2) les mesures photométriques utilisées.

Pour le premier point, nous employons exactement le même fichier de configuration [23] que Jones et al. (2018). Certains paramètres de ce fichier diffèrent des nôtres :

— librairie de galaxies : les modèles proviennent de `PEGASE.2` (Fioc et Rocca-Volmerange 1997, 1999) ;
— poussière cosmique : les valeurs d'extinction $E(B - V)$ sont comprises entre 0 et 0,4 par pas de 0,1, et la loi de couleur utilisée est celle de Allen (1976) (extraite du programme hyper-z avec $R_V = 3{,}1$; Bolzonella et al. 2000) ;
— décalage vers le rouge : la gamme de décalage vers le rouge s'étend 0 à 0,9 par pas de $\Delta z = 0{,}01$;

22. Se référer à Smith et al. (2020) pour une discussion au sujet de la cohérence des estimateurs de la masse stellaire dans le contexte des analyses d'hôtes des SNe.

23. Obtenu par communication privée avec D. Jones.

— cosmologie : les paramètres cosmologiques sont identiques ($H_0 = 70\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$, $\Omega_m = 0{,}3$ et $\Omega_\Lambda = 0{,}7$) ;
— raies d'émissions : la contribution des lignes d'émission (Kennicutt 1998) est aussi prise en compte.

Les mesures photométriques utilisées sont faites dans les filtres u de SDSS et *grizy* de *The Panoramic Survey Telescope And Rapid Response System* (PanSTARRS DR1 ou PS1 ; Chambers et al. 2016). Les images calibrées sont téléchargées par le service d'archive fournit par PS1 [24]. Nous appliquons ensuite la même procédure de mesures photométriques que pour SDSS (voir Section 5.2.2).

Nous estimons les *posteriors* du sSFR (et leurs incertitudes) par la médiane (et les percentiles à 16% et 84%) des paramètres `SSFR_BEST` individuels provenant des réalisations Monte Carlo. Enfin, ces mesures sont divisées par la surface d'étude (définie par les rayons d'ouverture circulaire projetés étudiés). Dans la suite, nous appelons ce traceur le « lsSFR photométrique » (ou lsSFR-phot).

5.2.5 Morphologie des galaxies hôtes

Il existe plusieurs méthodes de classification de la morphologie des galaxies. La méthode la plus adaptée à notre analyse est l'utilisation de « l'index de concentration » [25] (*i.c.i.* ; Shimasaku et al. 2001 ; Strateva et al. 2001).

L'*i.c.i.* est un traceur continu, calculé par le ratio entre les rayons contenant 50% et 90% du flux Petrosian [26] émit par les galaxies dans le filtre r.

Cet indicateur permet basiquement de distinguer deux catégories de morphologies de galaxies :
— les « précoces » : ce sont des galaxies créées tôt dans l'histoire de l'Univers, généralement de forme elliptique (rassemblant les types E0 à E7 et S0 dans la séquence de Hubble ; Hubble 1926 ; Hubble 1936), typiquement possédant un $i.c.i. \sim 0{,}3$;
— les « tardives » : à l'inverse, créées beaucoup plus récemment, principalement de forme spirale (types Sa, Sb, Sc, etc.), avec $i.c.i. \sim 0{,}45$.

En nous basant sur Kauffmann et al. (2003) et Choi et al. (2010), nous définissons la valeur de seuil de ce traceur à $i.c.i._{\mathrm{cut}} = 1/2{,}7 = 0{,}37$, distinguant ainsi entre les types de galaxies précoces et tardives. Nous observons qu'utiliser des valeurs légèrement inférieures (par exemple 0,35 suggérée par Banerji et al. (2010)) ou supérieures n'impacte que marginalement nos résultats.

24. `https://outerspace.stsci.edu/display/PANSTARRS/PS1+Image+Cutout+Service`
25. `https://www.sdss.org/dr12/algorithms/classify/`
26. Le flux Petrosian (Petrosian 1976) correspond au flux mesuré à l'intérieur du rayon Petrosian, R_P, défini par $I(R_P) = \eta\, I_a(R_P)$, où $I(R_P)$ est l'intensité lumineuse locale d'un objet dans le rayon R_P tandis que $I_a(R_P)$ en est l'intensité moyenne. La collaboration SDSS a adopté la convention $\eta = 0{,}2$ (Blanton et al. 2001 ; Yasuda et al. 2001). Voir `https://www.sdss.org/dr12/algorithms/magnitudes/#mag_petro`.

Chapitre 6

Contamination des traceurs par rapport au lsSFR spectroscopique

Comme nous l'avons fais remarquer dans le développement du modèle statistique des deux populations de SNe Ia (voir Section 4.1), nous ne disposons pas directement de l'information permettant de classifier exactement ces deux catégories. Par conséquent, nous devons choisir un traceur qui servira de référence dans la définition des deux populations, en prenant en compte qu'il peut lui aussi être contaminé par rapport à la vraie classification.

Dans un premier temps, nous avons choisi d'utiliser le lsSFR spectroscopique (voir Section 5.2.1) comme traceur de *référence*. Nous comparons donc celui-ci avec les autres traceurs environnementaux, pour ainsi déterminer la contamination de chacun de ces traceurs de *comparaison*.

Nous mesurons indépendamment la *marche de magnitude* associée à chaque traceur pour notre échantillon de SNe Ia provenant de SNfactory (voir Section 5.1). Cela nous permet ensuite d'observer l'impact de la contamination des traceurs sur la mesure de la *marche*.

Dans la Section 6.1, nous appliquons notre modèle statistique à deux populations de SNe Ia sur les traceurs environnementaux mesurés dans notre échantillon. Nous présentons dans la Section 6.2 deux approches différentes pour mesurer la *marche de magnitude*. Enfin, nous présentons en Section 6.3 la corrélation entre les mesures de la *marche de magnitude* et la contamination des traceurs environnementaux.

Sommaire

6.1 Application du modèle à deux populations 112
  6.1.1 Description des traceurs 112
  6.1.2 Corrélation entre le lsSFR spectroscopique et les traceurs de comparaison 113
6.2 Mesure de la *marche de magnitude* 116
  6.2.1 Estimation gaussienne sur les résidus de Hubble 117
  6.2.2 Troisième paramètre de standardisation 121
6.3 Corrélation entre step et contamination 123

6.1 Application du modèle à deux populations

Dans un premier temps, nous avons choisi d'utiliser le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence, en nous basant sur les prédictions de notre modèle statistique à deux populations de SNe Ia (voir Section 4.1) et sur les études précédentes de la mesure de la *marche de magnitude* avec différents traceurs environnementaux, étant donné que Rigault et al. (2020) présente la plus grande valeur de la *marche* par l'utilisation de ce traceur (voir Section 3.2).

De plus, le sSFR est couramment utilisé pour tracer l'âge d'un environnement stellaire (Yoshikawa et al. 2010 ; Labbé et al. 2013 ; Casado et al. 2015 ; Karman et al. 2017). En utilisant le lsSFR comme traceur de référence, nous supposons donc que les deux populations de SNe Ia sont définies par l'âge des étoiles proches de ces objets, et donc, *a fortiori*, par l'âge de leur progéniteur.

La validité de ce choix sera testée dans un second temps (voir Section 7.2).

6.1.1 Description des traceurs

Tout d'abord, en suivant la majorité des études sur l'environnement hôte des SNe Ia qui sépare leur échantillon par la médiane des mesures des traceurs, nous choisissons de fixer $p_a^{\mathrm{ref}} = 50\%$ dans notre modèle statistique [1]. Cette hypothèse indique qu'aucune catégorie n'est favorisée par rapport à l'autre en général dans l'Univers. Ce constat est conforté par les analyses de taux de SNe Ia (Mannucci et al. 2006 ; Rodney et al. 2014 ; Wiseman et al. 2020). De plus, dans la Section 4.3.3, nous avons montré par des simulations que ce choix n'affecte pas la dérivation des paramètres de contamination c_a et c_b des traceurs tant que la fraction de SNe Ia appartenant à la population a réellement présente dans l'Univers est comprise entre 25% et 75%.

Dans une première approche, nous supposons le lsSFR spectroscopique [2] comme étant un traceur de référence parfait. Cela signifie que cette quantité permet de distinguer exactement les deux populations. Dans notre algorithme, cela revient donc à considérer la contamination intrinsèque de ce traceur par rapport à la vérité comme étant nulle : $c^a_{\mathrm{lsSFR-spec}} = c^b_{\mathrm{lsSFR-spec}} = 0$ (nous discutons de cette hypothèse dans la Section 8.1).

En nous appuyant sur Rigault et al. (2020), nous fixons dans notre algorithme la valeur de seuil du lsSFR à log(lsSFR-spec) $= -10{,}82$ dex, en classifiant les SNe Ia dans la population a pour des valeurs supérieures. Cette valeur correspond à la médiane de ce traceur pour l'échantillon de SNfactory. Étant données les incertitudes de mesure, chaque SN Ia a donc une probabilité $p(young)$ d'être observée dans la catégorie a (notation utilisée dans Rigault et al. (2020), correspondant à $1 - f_i^{\mathrm{ref}}$ dans notre modèle). Comme présenté dans la Section 4.1, les éventuelles mauvaises classifications par ce traceur (par rapport à la « vérité ») sont pour le moment entièrement dues aux erreurs de mesures, étant donnée notre hypothèse sur sa contamination intrinsèque ($c^a_{\mathrm{lsSFR-spec}} = c^b_{\mathrm{lsSFR-spec}} = 0$).

Chaque traceur de comparaison possède sa propre valeur de seuil pour classifier une SN Ia comme appartenant aux populations a ou b. Nous appliquons dans notre algorithme la valeur typiquement utilisée dans la littérature lorsqu'elle est disponible, la médiane des

1. Pour plus de détails sur la notation des paramètres du modèle statistique, voir Section 4.1.
2. Pour plus de détails sur la notation des traceurs, voir Section 5.2.

mesures du traceur associé dans le cas contraire (ce qui est aussi l'hypothèse communément employée dans la littérature).

La « marche de masse » (*mass step*, voir Section 3.2.2), associée au traceur de masse stellaire globale (c'est-à-dire de toute la galaxie hôte des SNe Ia), est généralement mesurée en utilisant la valeur de seuil $\log(M_*/M_\odot)_{\rm cut} = 10\,\mathrm{dex}$ (voir par exemple Kelly et al. 2010 ; Sullivan et al. 2010 ; Betoule et al. 2014 ; Scolnic et al. 2018). Nous conservons cette valeur dans notre analyse. Notons qu'environ 60% des SNe Ia de notre échantillon possède une masse stellaire de leur galaxie hôte supérieure à $10^{10} M_\odot$ (en accord avec, par exemple, Roman et al. 2018). Étant donné que nous fixons la fraction intrinsèque de SNe Ia dans chaque populations par $p_a^{\rm ref} = 50\%$, cela signifie que nous nous attendons à $c^a_{\rm gmass} \neq c^b_{\rm gmass}$.

Concernant la masse stellaire locale, afin de pouvoir comparer nos résultats avec Jones et al. (2018), nous appliquons un rayon d'ouverture circulaire projeté de 1,5 kpc pour mesurer ce traceur (voir Section 5.2.3). De plus, Jones et al. (2018) et Rigault et al. (2020) utilisent la médiane de leur échantillon comme valeur de seuil. Nous appliquons la même hypothèse pour notre échantillon. Nous trouvons une valeur de $\log(M_*/M_\odot)_{\rm cut} = 8{,}37\,\mathrm{dex}$.

En nous basant sur Roman et al. (2018), nous mesurons la couleur $u - r$ de l'environnement des SNe Ia dans un rayon circulaire projeté de 3 kpc (voir Section 5.2.2). La valeur de seuil de ce traceur est fixée par la médiane, mesurée dans notre échantillon à $u - r = 1{,}74\,\mathrm{mag}$.

De même, en suivant Jones et al. (2018), nous mesurons le lsSFR photométrique dans un rayon circulaire projeté de 1,5 kpc (voir Section 5.2.4), avec une valeur de seuil fixée par la médiane, mesurée dans notre échantillon à $\log(\text{lsSFR-phot}) = -10{,}32\,\mathrm{dex}$.

Enfin, comme présenté dans la Section 5.2.5, nous utilisons la valeur $i.c.i. = 0{,}37$ comme valeur de seuil du traceur de morphologie des galaxies hôtes des SNe Ia.

L'ensemble des traceurs environnementaux dont nous disposons sont donc : le lsSFR spectroscopique (1 kpc), la masse globale, la masse locale (1,5 kpc), la couleur $u - r$ locale (3 kpc), la morphologie des galaxies hôtes et le lsSFR photométrique (1,5 kpc). Nous illustrons la distribution des mesures et les corrélations entre ces traceurs dans la Figure 6.1

6.1.2 Corrélation entre le lsSFR spectroscopique et les traceurs de comparaison

Nous appliquons ensuite sur nos données l'algorithme développé en Section 4.2.2 dans le but de maximiser la fonction de probabilité définie par l'équation (4.23) pour l'ensemble des traceurs de comparaison. Cet algorithme, basé sur un échantillonnage MCMC de notre modèle statistique par l'utilisation de `EMCEE`, réalise un ajustement des paramètres de contamination c_a et c_b propres à chaque traceur. Cela nous permet ensuite d'estimer les *posteriors* des paramètres c^a et c^b (et donc de la contamination des traceurs avec l'équation (4.12)) par la médiane des distributions ainsi obtenues, et l'incertitude à un sigma par les percentiles à 16% et 84% (comme illustré, dans le cadre des données simulées, en Figure 4.7, p.89). Les résultats obtenus dans ce contexte sont résumés dans la Table 6.1.

Nous présentons dans la Figure 6.2 la corrélation entre le lsSFR spectroscopique et les traceurs de comparaison.

Tout d'abord, notons que certains traceurs présentent une corrélation négative avec le lsSFR spectroscopique (c'est le cas pour les masses stellaires et la couleur $u - r$). Cela a pour conséquence de modifier l'interprétation des bonnes et mauvaises classifications.

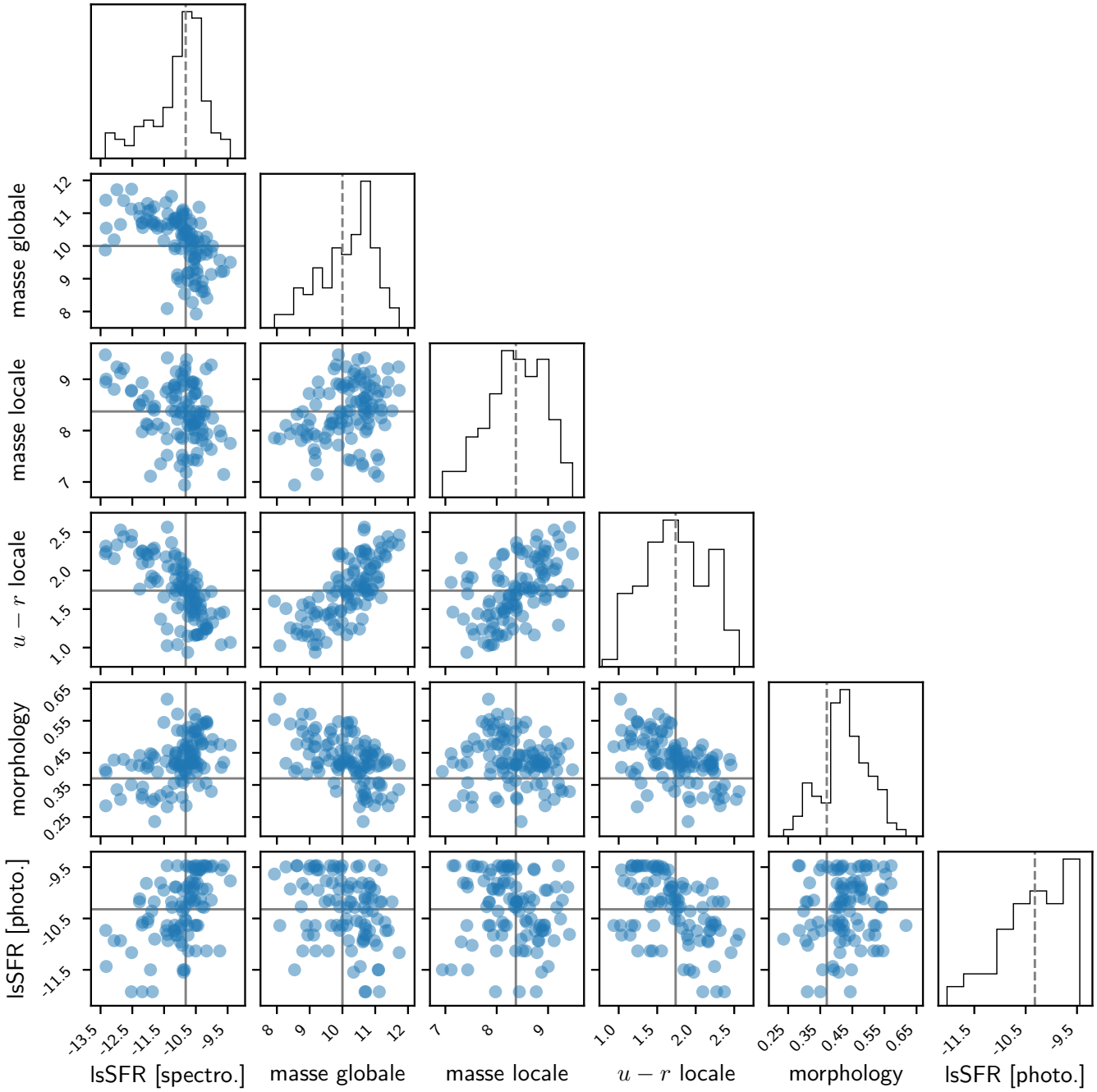

FIGURE 6.1 – Distribution des mesures des différents traceurs présentés en Section 6.1.1 (de type *corner plot*). Les histogrammes présentent la distribution pour chaque traceur individuel (comme indiqué en bas de chaque colonne). Les autres graphiques présentent la corrélation entre les différents couples de traceurs. Les lignes grises correspondent aux valeurs de seuil associées à chaque traceur. Nous discutons du comportement spécifique au lsSFR-photo (borné par une limite supérieure) en Section 8.2.

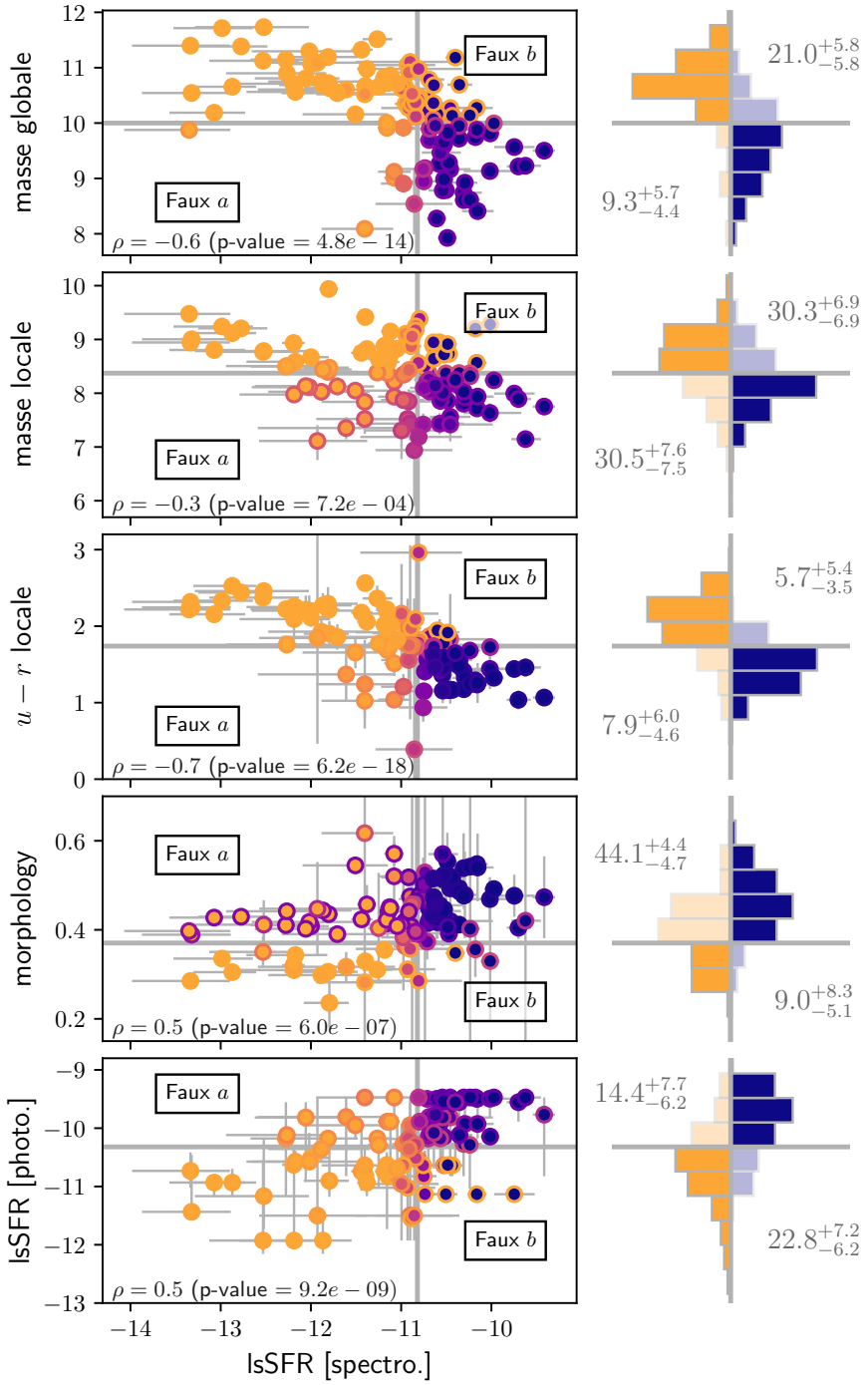

FIGURE 6.2 – Corrélation entre le lsSFR spectroscopique et les traceurs de comparaison présentés en Section 6.1.1, mesurés sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). La ligne grise verticale représente la valeur de seuil du lsSFR spectroscopique, tandis que celles horizontales correspondent à la valeur de seuil du traceur de comparaison associé à chaque graphique. La couleur du centre des marqueurs montre la probabilité des SNe Ia d'être observées dans la population a (bleu) ou b (orange) par le lsSFR spectroscopique, tandis que la couleur de la bordure des marqueurs montre la même probabilité par le traceur de comparaison associé. Le coefficient de Spearman (ρ) est affiché en bas de chaque graphique. L'histogramme à droite de chaque graphique représente la distribution des données dans chaque quadrant. L'estimation des *posteriors* des paramètres c^a et c^b est affichée en pourcentage dans chaque quadrant correspondant.

Table 6.1 – Valeurs des paramètres de contamination c^a et c^b, en pourcents, propres à chaque traceur présenté en Section 6.1.1. Les *posteriors* sont estimés, après exécution de l'algorithme développé en Section 4.2.2, par la médiane des distributions obtenues par l'échantillonnage MCMC ; leurs incertitudes à un sigma par les percentiles à 16% et 84%.

	c^a	c^b
lsSFR [spectro.]	0,0	0,0
masse globale	$9{,}3^{+5{,}7}_{-4{,}4}$	$21{,}0^{+5{,}8}_{-5{,}8}$
masse locale	$30{,}5^{+7{,}6}_{-7{,}5}$	$30{,}3^{+6{,}9}_{-6{,}9}$
$u-r$ locale	$7{,}9^{+6{,}0}_{-4{,}6}$	$5{,}7^{+5{,}4}_{-3{,}5}$
morphology	$44{,}1^{+4{,}4}_{-4{,}7}$	$9{,}0^{+8{,}3}_{-5{,}1}$
lsSFR [photo.]	$14{,}4^{+7{,}7}_{-6{,}2}$	$22{,}8^{+7{,}2}_{-6{,}2}$

Nous illustrons cet effet en indiquant les quadrants de mauvaises classifications dans la Figure 6.2 (faux a et faux b, à comparer avec la Figure 4.3).

Ainsi, à partir de la Figure 6.2, nous pouvons observer que les SNe Ia situées dans un environnement d'étoiles vieilles (valeurs de lsSFR spectroscopique en-dessous de la valeur de seuil) ont tendance à se trouver dans des environnements stellaires « lourds », ou de couleur rouge, ou encore dans des galaxies de type « précoce » (*early-type*, associées aux formes elliptiques). À l'inverse, celles situées dans un environnement d'étoiles plus jeunes ont tendance à se localiser dans des environnements stellaires « légers », ou de couleur bleu ou dans des galaxies de type « tardive » (*late-type*, associées aux formes spirales). Cela rejoint le constat que nous avons exposé avec les propriétés globales des galaxies en Section 3.1.1.

Nous remarquons que les traceurs de comparaison corrèlent plus ou moins bien avec le traceur de référence. En nous basant sur le coefficient de Spearman (ρ ; Spearman 1904) [3], le traceur possédant la plus forte corrélation est la couleur $u-r$ ($|\rho| = 0{,}71$), suivie de près par la masse globale ($|\rho| = 0{,}64$). La morphologie des galaxies hôtes et la masse locale montrent quant à elles de faibles corrélations (respectivement $|\rho| = 0{,}45$ et $0{,}32$).

Les proportions de mauvaises classifications, représentées par les *posteriors* des paramètres c^a et c^b estimés par notre algorithme, sont cohérentes avec les coefficients de Spearman : de faibles valeurs du coefficient de Spearman sont associées à de plus grandes fractions de SNe Ia mal classifiées.

6.2 Mesure de la *marche de magnitude*

La dérivation des paramètres cosmologiques par les SNe Ia est faite à partir de leur luminosité standardisée (voir Section 2.3). Les déviations systématiques par rapport à un modèle cosmologique, communément appelées les « résidus de Hubble », nous permettent

3. Le coefficient de Spearman permet d'obtenir une estimation de la qualité de corrélation entre deux variables en évaluant à quel point la relation entre ces deux variables peut être décrite par une fonction monotone. Il peut varier de +1 (absolument croissante) à −1 (absolument décroissante).

de découvrir les effets non pris en compte dans le procédé de standardisation des SNe Ia.

La méthode de standardisation la plus couramment utilisée est l'emploi du modèle `SALT2`, basé sur une combinaison linéaire de l'étirement temporel (*stretch*, x_1) et de la couleur (*color*, c) de la courbe de lumière des SNe Ia (voir Section 2.2.2. Les récentes études incluent la *marche de masse* comme étant un troisième paramètre de standardisation, ainsi que des relations non-linéaires dans l'étirement temporel et/ou la couleur (Rubin et al. 2015 ; Scolnic et Kessler 2016).

Dans cette Section, nous présentons deux approches nous permettant de mesurer la *marche de magnitude* entre deux populations de SNe Ia observées par l'utilisation de différents traceurs environnementaux. La première méthode mesure la différence entre deux modes ajustés sur les résidus de Hubble après standardisation des magnitudes des SNe Ia. La deuxième méthode inclut directement la *marche de magnitude* comme un paramètre de standardisation.

6.2.1 Estimation gaussienne sur les résidus de Hubble

Les SNe Ia de notre échantillon sont standardisées en utilisant la version `v2.4` de `SALT2` (`SALT2.4` ; Betoule et al. 2014). Nous adoptons l'équation de standardisation du module de distance (μ, voir Section 2.3.1), exprimée par :

$$\mu \equiv m_B^{\max} - M_B^0 + \alpha x_1 - \beta c \tag{6.1}$$

avec $m_B^{\max}$ étant la magnitude apparente mesurée au maximum de luminosité dans la bande B ; α étant le coefficient d'étirement temporel ; β étant le coefficient de couleur ; et M_B^0 la magnitude absolue moyenne des SNe Ia au maximum de leur luminosité dans la bande B.

En tirant profit de cette relation, nous pouvons ensuite en déduire les résidus de Hubble en minimisant l'écart entre l'équation (6.1) et le diagramme de Hubble établis pour un modèle cosmologique prédéfinis. Les paramètres de standardisation et les résidus de Hubble sont estimés au moyen de la minimisation du χ^2 exprimé par :

$$\chi^2 = \boldsymbol{\Delta\mu}^T \boldsymbol{V}^{-1} \boldsymbol{\Delta\mu} \tag{6.2}$$

où $\boldsymbol{V}$ représente la matrice de covariance des paramètres de l'équation (6.1) ; $\boldsymbol{\Delta\mu}$ correspond au vecteur de résidus de Hubble associés aux SNe Ia et définis par l'écart entre les modules de distance théoriques et observés :

$$\Delta\mu_i \equiv \mu_{\text{modèle}}(z_i) - \mu_i \tag{6.3}$$

avec $\mu_{\text{modèle}}(z_i)$ représentant le module de distance obtenu dans le diagramme de Hubble par le modèle cosmologique choisi et le décalage vers le rouge de la cible i (z_i), et μ_i correspondant au module de distance standardisé de la cible i (son incertitude est inclue dans la matrice de covariance de l'équation (6.2)).

Comme nous l'avons vu dans la Section 1.3.2, le module de distance théorique peut s'exprimer en fonction du décalage vers le rouge par :

$$\mu_{\text{modèle}}(z_i) = 5\log_{10}\left(\frac{d_L(z_i)}{10\,\text{pc}}\right) \tag{6.4}$$

$$d_L(z_i) = \frac{c}{H_0}(1+z_i)\int_0^{z_i} \frac{\mathrm{d}z'}{\sqrt{\Omega_R(1+z')^4 + \Omega_M(1+z')^3 + \Omega_k(1+z')^2 + \Omega_\Lambda}} \tag{6.5}$$

Par l'implémentation dans `PYTHON` de la standardisation des SNe Ia et l'estimation des résidus de Hubble, nous avons choisi d'employer le modèle cosmologique `Planck15` du module `ASTROPY.COSMOLOGY`[4] (Planck Collaboration et al. 2016), couramment employé dans la littérature, dans lequel les paramètres cosmologiques nous concernant sont :

$$\begin{aligned} H_0 &= 67{,}74\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}} \\ \Omega_R &= 5{,}389\,10^{-5} \\ \Omega_M &= 0{,}3075 \\ \Omega_k &= 0 \\ \Omega_\Lambda &= 0{,}6910 \end{aligned}$$

La minimisation de l'équation (6.2) (dont les paramètres libres sont M_B^0, α, β et σ_{int}) est réalisée au moyen du paquet `IMINUIT`[5]. Les covariances entre $m_B^{\max}$, x_1 et c (mesurées par SNfactory) sont prises en compte. Nous montrons l'impact de la standardisation des SNe Ia sur le diagramme de Hubble dans la Figure 6.3, représenté par la diminution de l'amplitude des résidus de Hubble. Nous illustrons dans la Figure 6.4 la corrélation entre les résidus de Hubble ainsi estimés ($\Delta\mu$) et l'ensemble des traceurs décris en Section 6.1.1.

Ensuite, dans le but de mesurer la *marche de magnitude*, nous ajustons un modèle combinant deux distributions gaussiennes, propres aux populations a et b, sur les résidus de Hubble pour chaque traceur t. Pour rester cohérent avec la notation introduite en Section 4.1.1, nous notons $(\mu^{a,t}, \sigma^{a,t})$ et $(\mu^{b,t}, \sigma^{b,t})$ les couples de paramètres associés aux deux populations et à chaque traceur. Chaque cible i a une probabilité f_i^t d'être observée dans la catégorie b par le traceur t (et $1-f_i^t$ pour la catégorie a). Pour simplifier l'équation, nous nous référons aux résidus de Hubble ($\Delta\mu_i$) propres à chaque cible par y_i, avec leur incertitude δy_i ajoutée en quadrature aux écart-types des deux gaussiennes. Ainsi, pour un traceur t, la fonction de probabilité $\mathcal{L}_i^t$, correspondant à l'observation du résidu de Hubble de la cible i étant donné le modèle à deux populations, s'exprime par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i^t &= \mathcal{L}\big(\mu^{a,t}, \sigma^{a,t}, \mu^{b,t}, \sigma^{b,t} \mid f_i^t, y_i, \delta y_i\big) \\ &= (1-f_i^t) \times \mathcal{N}\left(y_i\,;\mu^{a,t}, \sqrt{\sigma^{a,t2} + \delta y_i^2}\right) + f_i^t \times \mathcal{N}\left(y_i\,;\mu^{b,t}, \sqrt{\sigma^{b,t2} + \delta y_i^2}\right) \end{aligned} \tag{6.6}$$

Nous utilisons le paquet `IMINUIT` pour minimiser $-\sum_i \log(\mathcal{L}_i^t)$. Nous obtenons ainsi une estimation des moyennes des résidus de Hubble répartis dans les deux populations ($\mu^{a,t}$ et $\mu^{b,t}$) pour chaque traceur environnemental bruité t. Nous illustrons dans la Figure 6.4 les *posteriors* de ces paramètres, associés à chaque traceur, avec leur incertitude à un sigma (lignes horizontales dans chaque graphique).

Enfin, la *marche de magnitude* est estimée par la différence entre les moyennes $\mu^{a,t}$ et $\mu^{b,t}$ propres à chaque traceur, et son incertitude par la somme quadratique des incertitudes de ces paramètres.

4. `https://www.astropy.org`
5. `https://iminuit.readthedocs.io`

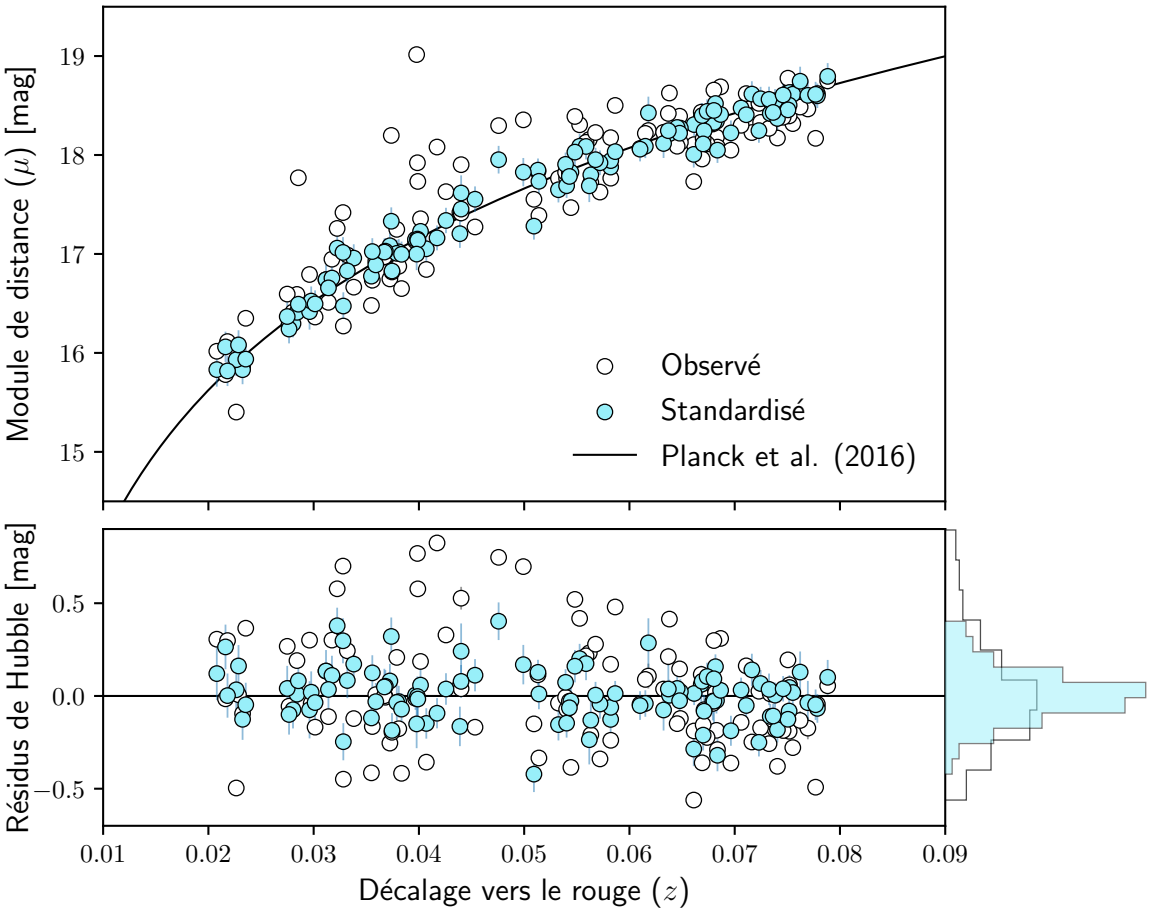

FIGURE 6.3 – Diagramme de Hubble réalisé sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). *Haut* : modules de distance (μ) observés (marqueurs blancs) et standardisés par les paramètres d'étirement (x_1) et de couleur (c) (`SALT2.4`, voir Section 6.2.1 ; marqueurs bleus clairs) en fonction du décalage vers le rouge (z) des SNe Ia. La courbe noire représente la prédiction de la loi de Hubble dans le modèle cosmologique de Planck Collaboration et al. (2016). *Bas* : Résidus de Hubble (c'est-à-dire écarts entre les mesures et la prédiction) dans les cas de mesures avec ou sans standardisation (même code couleur que le graphique du haut). L'histogramme à droite montre la distribution normalisée des résidus de Hubble dans les deux cas. Les résidus avant standardisation présentent un $rms = 0{,}383$ mag ; tandis que ceux après standardisation ont un $rms = 0{,}139$ mag.

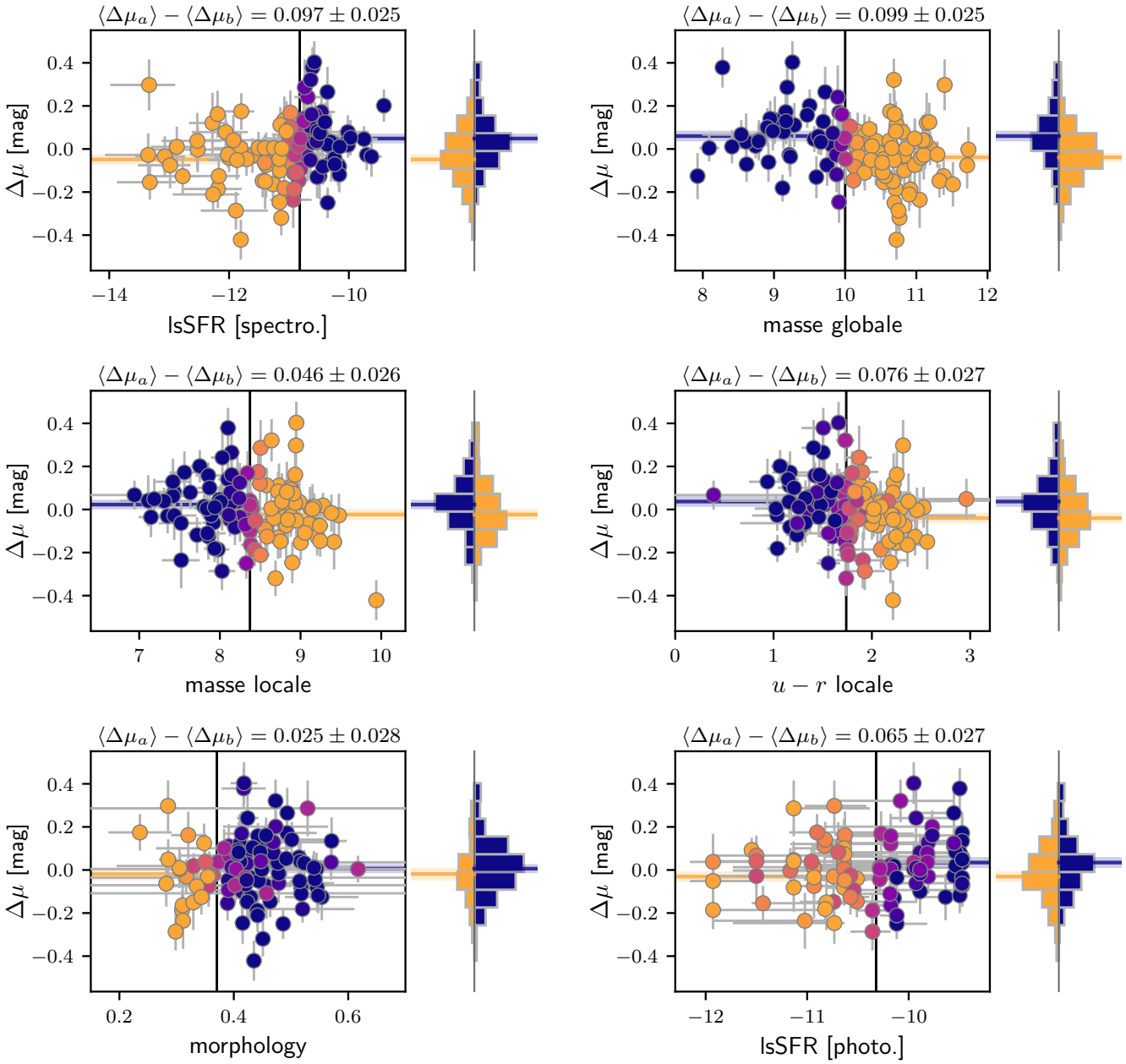

FIGURE 6.4 – Corrélation entre les résidus de Hubble ($\Delta\mu$) et l'ensemble des traceurs environnementaux présentés en Section 6.1.1 mesurés sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). La ligne noire verticale représente la valeur de seuil du traceur de comparaison associé à chaque graphique. La couleur des marqueurs montre la probabilité des SNe Ia d'être observées dans la population a (bleu) ou b (orange) par le traceur de comparaison associé. L'histogramme à droite de chaque graphique représente la distribution des données de chaque catégorie : a en bleu et b en orange. Dans chaque graphique et histogramme associé, les deux lignes horizontales, avec la bande superposée, représentent la moyenne des résidus de Hubble dans chaque catégorie (a en bleu et b en orange), calculée comme en Section 6.2.1. La différence entre les deux (c'est-à-dire la *marche de magnitude*) est indiquée au-dessus de chaque graphique.

6.2.2 Troisième paramètre de standardisation

Dans la Section 6.2.1, nous mesurons la *marche de magnitude* après avoir standardisé les SNe Ia. Cette méthode constitue une première approche, similaire à la découverte et l'étude de la *marche de masse* (Kelly et al. 2010 ; Sullivan et al. 2010 ; Gupta et al. 2011 ; Childress et al. 2013b).

Cependant, une méthode plus appropriée consiste à ajuster simultanément la *marche de magnitude* avec les paramètres de standardisation des SNe Ia (α et β). Il s'agit de l'approche couramment utilisée pour prendre en compte la relation entre les SNe Ia et la masse globale des galaxies hôtes en faisant intervenir la *marche de masse* comme un troisième paramètre de standardisation (par exemple Suzuki et al. 2012 ; Betoule et al. 2014).

Pour garder le parallèle avec la notation introduite en Section 4.1.1, notons $p_i^t = 1 - f_i^t$ (où f_i^t est toujours calculée par la CDF de la mesure de t_i par rapport à t_{cut}, voir équation (4.4), p.75) la probabilité qu'une cible i soit classifiée comme appartenant à la catégorie a par le traceur t. Dans ce contexte, en prenant en compte les deux populations de SNe Ia, distinguées par le traceur t et la valeur de seuil associée t_{cut}, dans la standardisation du module de distance, l'équation (6.1) devient :

$$\mu = m_B^{\max} - M_B^0 + \alpha x_1 - \beta c + \gamma p^t \tag{6.7}$$

où γ, troisième paramètre de standardisation, correspond à l'écart de magnitude entre les deux populations, c'est-à-dire la *marche de magnitude*.

Comme en Section 6.2.1, nous réalisons une minimisation du χ^2 de l'équation (6.2) par `IMINUIT`, en conservant le choix du modèle cosmologique `Planck15` provenant du module `ASTROPY.COSMOLOGY`. Les covariances entre $m_B^{\max}$, x_1 et c sont aussi prises en compte, tandis que p^t est une mesure indépendante.

Nous montrons dans la Figure 6.5, par le diagramme de Hubble et les résidus de Hubble, la différence entre les standardisations avec et sans prise en compte de la classification des deux populations par le lsSFR spectroscopique à titre d'exemple.

Enfin, nous estimons la *marche de magnitude* par la valeur ajustée du paramètre γ après la minimisation du χ^2, réalisée indépendamment pour chaque traceur. Les résultats de l'ajustement sur l'ensemble des traceurs sont présentés dans la Table 6.2.

Dans ce contexte, nous remarquons que les paramètres α et β sont libres de varier, et peuvent prendre des valeurs différentes en fonction du traceur utilisé dans la standardisation. Cependant, si tous les traceurs environnementaux sondent effectivement le même effet sous-jacent, α et β devraient être identiques quel que soit le traceur, étant donné que la standardisation de l'étirement et de la couleur ne devrait pas dépendre de la précision avec laquelle nous sommes capables de tracer ce même effet. Ainsi, les paramètres α et β les moins biaisés seraient ceux obtenus par l'utilisation du traceur le plus précis vis-à-vis de cet effet. Nous étudions ce problème plus en détails dans la Section 7.1, dans laquelle nous fixons les valeurs de α et β par celles dérivées de la standardisation avec l'utilisation du traceur de référence.

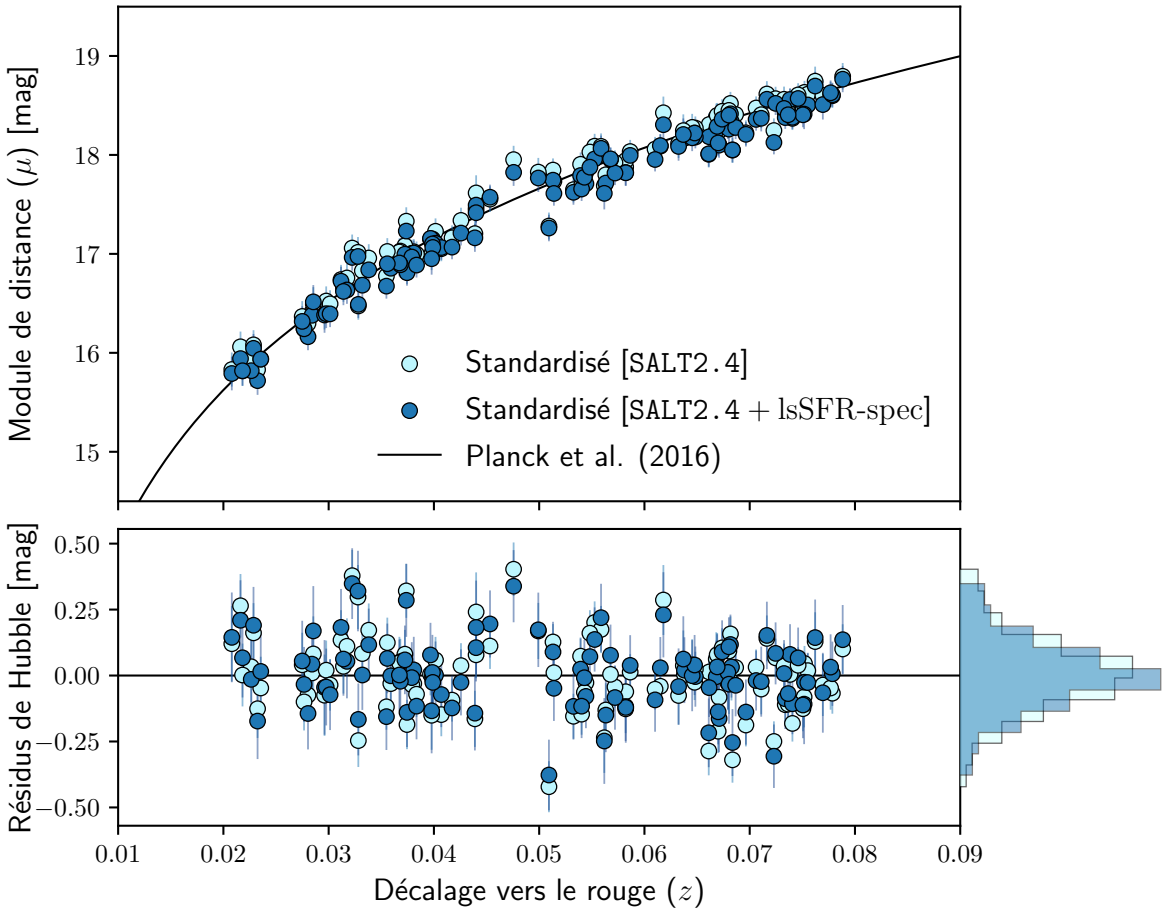

FIGURE 6.5 – Diagramme de Hubble réalisé sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). *Haut* : modules de distance (μ) standardisés par les paramètres d'étirement (x_1) et de couleur (c) seulement (marqueurs bleus clairs, identiques à la Figure 6.3, voir Section 6.2.1) et standardisés avec prise en compte de la classification des deux populations par le lsSFR spectroscopique (marqueurs bleus foncés ; voir Section 6.2.2) en fonction du décalage vers le rouge (z) des SNe Ia. La courbe noire représente la prédiction de la loi de Hubble dans le modèle cosmologique de Planck Collaboration et al. (2016). *Bas* : Résidus de Hubble (c'est-à-dire écarts entre les mesures et la prédiction) dans les deux méthodes de standardisation (même code couleur que le graphique du haut). L'histogramme à droite montre la distribution normalisée des résidus de Hubble dans les deux cas. Les résidus standardisés sans prise en compte du lsSFR présentent un $rms = 0{,}139$ mag ; tandis que ceux avec le lsSFR ont un $rms = 0{,}130$ mag.

Table 6.2 – Résultats de l'estimation de la contamination ($c = c^a + c^b$) pour les traceurs environnementaux présentés en Section 6.1.1 par notre algorithme modélisant deux populations de SNe Ia en considérant le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence (voir Chapitre 4) ; et des paramètres de standardisation α, β et γ (respectivement les coefficients d'étirement temporel et de couleur des courbes de lumières et la *marche de magnitude*) pour les SNe Ia de notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). Le paramètre $t_{\rm cut}$ correspond à la valeur de seuil appliquée à chaque traceur ; $\gamma_{\rm litt}$ correspond aux valeurs de la *marche de magnitude* extraites de la littérature (les références sont indiquées en Section 6.3).

Traceur	$t_{\rm cut}$	$c = c^a + c^b$	α	β	γ	$\gamma_{\rm litt}$
lsSFR [spectro.]	$-10{,}82$	0,0	$-0{,}156 \pm 0{,}013$	$3{,}042 \pm 0{,}128$	$0{,}127 \pm 0{,}032$	$0{,}163 \pm 0{,}029$
lsSFR [photo.]	$-10{,}32$	$36{,}9^{+10{,}8}_{-9{,}3}$	$-0{,}138 \pm 0{,}012$	$3{,}059 \pm 0{,}128$	$0{,}071 \pm 0{,}032$	$0{,}051 \pm 0{,}020$
$u - r$ locale	1,74	$12{,}9^{+7{,}2}_{-5{,}7}$	$-0{,}150 \pm 0{,}013$	$3{,}115 \pm 0{,}132$	$0{,}092 \pm 0{,}035$	$0{,}091 \pm 0{,}013$
masse locale	8,37	$60{,}2^{+11{,}2}_{-10{,}6}$	$-0{,}137 \pm 0{,}012$	$3{,}142 \pm 0{,}138$	$0{,}053 \pm 0{,}030$	$0{,}067 \pm 0{,}017$
masse globale	10,00	$30{,}8^{+8{,}3}_{-7{,}7}$	$-0{,}151 \pm 0{,}013$	$3{,}121 \pm 0{,}132$	$0{,}116 \pm 0{,}030$	$0{,}092 \pm 0{,}013$
morphologie	0,37	$53{,}3^{+8{,}9}_{-7{,}5}$	$-0{,}138 \pm 0{,}013$	$3{,}044 \pm 0{,}139$	$0{,}030 \pm 0{,}039$	$0{,}058 \pm 0{,}019$

6.3 Corrélation entre step et contamination

La contamination des traceurs environnementaux présentés dans la Section 6.1.1, estimée par notre algorithme modélisant deux populations de SNe Ia en considérant le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence (voir Chapitre 4) en utilisant notre échantillon SNfactory de SNe Ia (voir Section 5.1), ainsi que leur *marche de magnitude* associée (γ, voir Section 6.2.2), sont présentées dans la Table 6.2 et illustrées dans la Figure 6.6.

L'amplitude de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination, toutes deux estimées sur l'ensemble des traceurs, suit la tendance attendue, donnée par l'équation (4.3) (voir Section 4.1.1, p.72) et représentée par la ligne noire dans la Figure 6.6. Comme nous l'avons exposé dans la Section 4.1.1, cette « diagonale de contamination », reliant γ_0 pour $c = 0\%$ (marqueur du traceur de référence) à $\gamma = 0$ pour $c = 100\%$ (diamant noir dans la figure), est attendue si : (1) il existe deux populations de SNe Ia qui diffèrent en magnitude en moyenne ; et (2) nous employons des traceurs plus ou moins précis dans la classification des SNe Ia de ces deux catégories ($c > 0$) lorsque nous mesurons la *marche de magnitude* associée à ces traceurs. Nous insistons sur le fait que $c = 100\%$ correspond à une classification totalement aléatoire des SNe Ia dans les deux populations, résultant à une valeur nulle de la *marche de magnitude* par définition (comme illustré dans les Figures 4.1 et 4.2).

Nous avons ajouté dans la Figure 6.6 les estimations de la *marche de magnitude* provenant des études récentes sur les relations entre les SNe Ia et leur environnement, et utilisant des méthodes de mesures des traceurs similaires (voire identiques) aux nôtres. En l'occurrence : le lsSFR spectroscopique (1 kpc) de Rigault et al. (2020) ; la couleur $U - V$ (similaire à notre couleur $u - r$) locale (3 kpc) et la masse stellaire globale de Roman et al. (2018) [6] ; la masse stellaire globale de Smith et al. (2020) ; la masse stellaire

6. La *marche de masse* globale provenant de Roman et al. (2018) est estimée en utilisant l'état de l'art

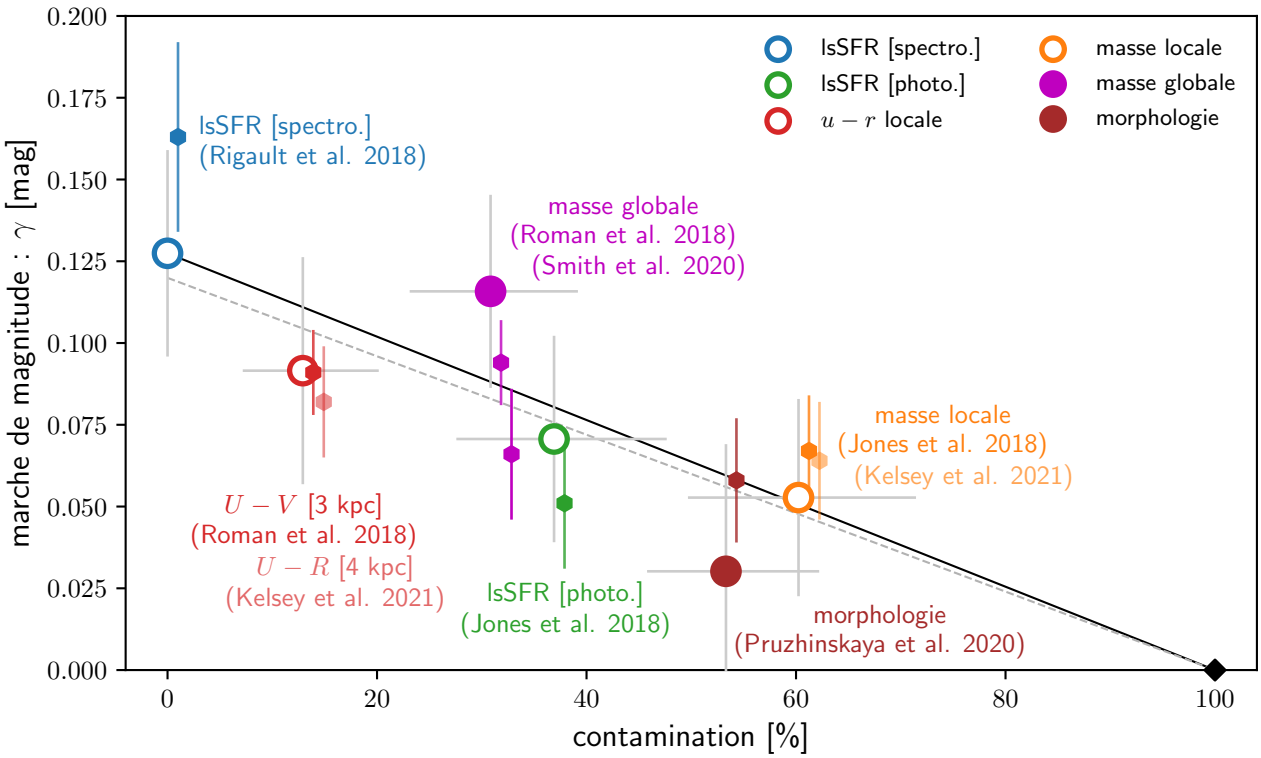

FIGURE 6.6 – La *marche de magnitude* (γ) en fonction de la contamination ($c = c^a + c^b$), toutes deux estimées pour chaque traceur environnemental présenté en Section 6.1.1 en utilisant le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence. Les valeurs sont présentées dans la Table 6.2. Les grands marqueurs ronds représentent les *marches* estimées sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1), tandis que les petits marqueurs hexagonaux correspondent aux valeurs extraites de la littérature (voir Section 6.3). Les cercles vides ou pleins se réfèrent respectivement à des traceurs locaux ou globaux. Les contaminations appliquées aux *marches* de la littérature sont celles estimées sur notre échantillon SNfactory, auxquelles nous ajoutons 1% pour plus de lisibilité. Les données provenant de Kelsey et al. (2021) sont représentées par des marqueurs transparents, étant donné que leur estimation de γ est réalisée après la standardisation de la luminosité des SNe Ia, contrairement à toutes les autres études (y compris la nôtre, voir Section 6.2.2). Le diamant noir indique la *marche de magnitude* de valeur 0, associée par définition à une contamination de 100%. La ligne noire pleine, reliant le marqueur du traceur de référence (ici, le lsSFR spectroscopique) au diamant noir, représente notre modélisation de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination (équation (4.3), p.72). La ligne grise en pointillés est ajustée sur les mesures de la littérature, et contrainte de passer par le diamant noir.

locale (1,5 kpc) et le lsSFR photométrique (1,5 kpc) de Jones et al. (2018) ; la morphologie de Pruzhinskaya et al. (2020) ; la couleur locale $U - R$ et la masse stellaire locale (4 kpc) de Kelsey et al. (2021) [7]. Les valeurs sont présentées dans la Table 6.2.

Nous remarquons que les *marches de magnitude* estimées sur notre échantillon sont en accord avec les valeurs extraites de la littérature. Par exemple, la *marche de masse* locale de Jones et al. (2018) est de $0{,}067 \pm 0{,}017$ mag, tandis que nous mesurons $0{,}053 \pm 0{,}030$ mag, et en utilisant la couleur $U - V$, Roman et al. (2018) trouve une *marche* de $0{,}091 \pm 0{,}013$ mag tandis que nous mesurons $0{,}092 \pm 0{,}035$ mag avec la couleur équivalente $u - r$.

Nous associons les valeurs des *marches* de la littérature avec les contaminations estimées sur notre échantillon SNfactory. Pour cela, nous soulignons que la contamination est une propriété purement galactique et donc sans rapport avec les SNe Ia (tant qu'il n'y a pas d'effet de sélection dans l'échantillon) ; contrairement à la *marche de magnitude* qui est dépendante des SNe Ia étudiées (car due au traitement des courbes de lumière).

Dans le contexte de l'hypothèse de l'existence de plusieurs populations, implicitement induites par la forme fonctionnelle de marches, le fait que les données (contamination et *marche de magnitude*) estimées sur notre échantillon SNfactory et celles extraites de la littérature soient toutes les deux compatibles avec notre modèle statistique est cohérent avec : (1) deux populations sont suffisantes pour expliquer l'ensemble des observations ; et (2) ces deux populations diffèrent en moyenne de magnitudes standardisées de $\gamma_0 \sim 0{,}13$ mag. En ajustant γ_0 à travers les données de la littérature, nous obtenons $\gamma_0 \sim 0{,}121 \pm 0{,}010$ mag (représenté par la ligne grise en pointillés dans la Figure 6.6).

Cependant, cette affirmation repose sur le choix, que nous avons fais jusqu'à présent, du lsSFR spectroscopique comme traceur de référence, tout en le supposant comme étant un traceur parfait, et donc définit ce que sont les deux populations de SNe Ia. Nous étudions l'utilisation des autres indicateurs comme choix de traceur de référence en Section 7.2. De plus, en réalité aucun traceur indirect n'est parfait, et nous discutons sur la contamination du lsSFR spectroscopique en tant que traceur de référence en Section 8.1.

(échantillon de Betoule et al. (2014) + SNLS-5 years), la correction du biais de Malmquist ayant été faite sans utiliser l'implémentation « 5D » de la *Beams with Bias Correction* (BBC ; Scolnic et Kessler 2016 ; Kessler et Scolnic 2017), étant donné qu'il a été montré que la BBC biaise l'estimation de la *marche de magnitude* (Smith et al. 2020).

7. Les données provenant de Kelsey et al. (2021) sont représentés par des marqueurs transparents, car la *marche de magnitude* a été estimée après la standardisation de la luminosité des SNe Ia, contrairement à toutes les autres études, dont la nôtre.

Chapitre 7

Discussion et Conclusions générales

Dans ce Chapitre, nous discutons des résultats obtenus et présentés en Section 6.3. Nous avons relevé, au cours de l'application de l'ensemble des procédures que nous avons développées, certains points qu'il est intéressant d'étudier plus en détails.

Tout d'abord, jusqu'à présent nous avons utilisé le lsSFR spectroscopique comme étant le traceur de référence en nous basant sur les prédictions de notre modèle statistiques à deux populations de SNe Ia et sur les études précédentes (l'utilisation de ce traceur par Rigault et al. 2020 permet de mesurer la plus grande valeur de la *marche de magnitude*). Nous pouvons donc remettre en question cette hypothèse en choisissant d'autres traceurs comme référence.

Dans la Section 6.2.2, nous avons aussi remarqué que les paramètres de standardisation des courbes de lumière α et β, étant libre de varier pendant la standardisation faite indépendamment sur l'ensemble des traceurs, peuvent prendre des valeurs différentes en fonction du traceur utilisé. Cela nous semblent incohérent, car si les traceurs sont bien des indicateurs d'un même effet astrophysique, ces deux paramètres ne devrait pas dépendre de la précision avec laquelle nous mesurons cet effet.

Nous commençons, en Section 7.1, par présenter l'impact sur la mesure de la *marche de magnitude* lorsque nous fixons les paramètres α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation du traceur de référence. En Section 7.2, nous testons chaque traceur disponible comme choix de traceur de référence. Nous discutons ensuite de la dispersion dans le modèle à deux populations de SNe Ia en Section 7.3. Enfin nous présentons les conclusions générales de cette analyse dans la Section 7.4.

Sommaire

7.1 Paramètres de standardisation 128
7.2 Changement de référence 128
7.3 Dispersion dans le modèle à deux populations de SNe Ia 132
7.4 Conclusions générales 135

7.1 Paramètres de standardisation

Dans la Section 6.2.2, nous mesurons la *marche de magnitude* par la standardisation des SNe Ia en ajustant simultanément les paramètres α, β et γ, indépendamment pour chaque traceur environnemental. Nous observons ensuite, en Section 6.3, que le modèle à deux populations (présenté au Chapitre 4) semble expliquer les variations observées entre les différentes mesures de la *marche de magnitude* par l'utilisation de différents traceurs. Nous pouvons en conclure que leur apparente incohérence est due à la capacité des traceurs pour distinguer plus ou moins précisément les deux populations.

Cependant, les paramètres de standardisation sont corrélés entre eux, tout spécialement α et γ (par exemple, voir Figure 7 de Rigault et al. 2020). Dans ce contexte, si nous ne sommes pas capables de mesurer γ précisément, étant donné que le traceur environnemental, quel qu'il soit, est imparfait, cela induit un biais dans la dérivation des autres paramètres de standardisation, car l'ajustement va les utiliser pour compenser l'erreur sur γ.

Une solution naturelle à ce problème, dans le cadre du modèle à deux populations de SNe Ia, qui suppose implicitement une analyse de la *marche de magnitude*, est de fixer α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation des SNe Ia en utilisant le traceur de référence, lorsque nous réalisons la standardisation avec les traceurs de comparaison. Ainsi, γ, que nous renommons γ^* dans ce contexte, devient le seul paramètre libre dans l'équation (6.7) pour tous les traceurs de comparaison.

Par conséquent, nous fixons $\alpha = -0{,}156$ et $\beta = 3{,}042$ (valeurs obtenues pour la standardisation en utilisant le lsSFR spectroscopique, voir Table 6.2). Les nouvelles mesures de la *marche de magnitude* (γ^*) par cette méthode alternative (quoi que plus appropriée) sont résumées dans la Table 7.1 et illustrées dans la Figure 7.1.

Nous remarquons sur cette Figure que les résultats convergent vers la prédiction du modèle (diminution de l'écart entre les marqueurs et la ligne noire, par rapport aux marqueurs transparents) [1]. Cela conforte notre hypothèse que l'information de la *marche de magnitude* (soutenant l'existence de deux populations de SNe Ia) biaise la dérivation des paramètres α et β lorsqu'elle n'est pas isolée dans le paramètre γ.

7.2 Changement de référence

Dans cette Section, nous faisons varier le choix du traceur de référence entre tous ceux dont nous disposons. Nous exécutons notre algorithme du modèle à deux populations de SNe Ia (voir Chapitre 4) pour estimer les termes de contaminations c^a and c^b pour l'ensemble des traceurs de comparaison à chaque nouveau choix de traceur de référence. Ensuite, nous mesurons la *marche de magnitude* γ^* en suivant la procédure présentée en Section 7.1, c'est-à-dire en fixant, à chaque nouveau choix de traceur comme référence, les paramètres α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation du traceur de référence.

Un traceur peut être considéré comme un bon choix de référence, c'est-à-dire relativement précis pour distinguer les « vraies » populations de SNe Ia, lorsque les traceurs

1. En appliquant la méthode présentée en Section 7.2, nous observons une amélioration de la valeur du χ^2, allant de $\chi^2 = 21{,}8$ lorsque les paramètres α et β sont laissés libres, à $\chi^2 = 8{,}5$ lorsqu'ils sont fixés.

Table 7.1 – Résultats de l'estimation de la contamination ($c = c^a + c^b$, en pourcents) pour les traceurs environnementaux présentés en Section 6.1.1 par notre algorithme modélisant deux populations de SNe Ia en considérant le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence (voir Chapitre 4) ; et des estimations de la *marche de magnitude* pour l'ensemble des traceurs, γ et γ^*, respectivement en laissant libres les paramètres α et β lors de la standardisation (voir Section 6.2.2) ou en fixant leur valeur par celles obtenues lors de la standardisation en utilisant le traceur de référence (voir Section 7.1).

Traceur	$c = c^a + c^b$	γ	γ^*
lsSFR [spectro.]	0,0	$0{,}127 \pm 0{,}032$	$0{,}127 \pm 0{,}032$
lsSFR [photo.]	$36{,}9^{+10{,}8}_{-9{,}3}$	$0{,}071 \pm 0{,}032$	$0{,}078 \pm 0{,}032$
$u - r$ locale	$12{,}9^{+7{,}2}_{-5{,}7}$	$0{,}092 \pm 0{,}035$	$0{,}095 \pm 0{,}030$
masse locale	$60{,}2^{+11{,}2}_{-10{,}6}$	$0{,}053 \pm 0{,}030$	$0{,}051 \pm 0{,}028$
masse globale	$30{,}8^{+8{,}3}_{-7{,}7}$	$0{,}116 \pm 0{,}030$	$0{,}116 \pm 0{,}027$
morphologie	$53{,}3^{+8{,}9}_{-7{,}5}$	$0{,}030 \pm 0{,}039$	$0{,}051 \pm 0{,}036$

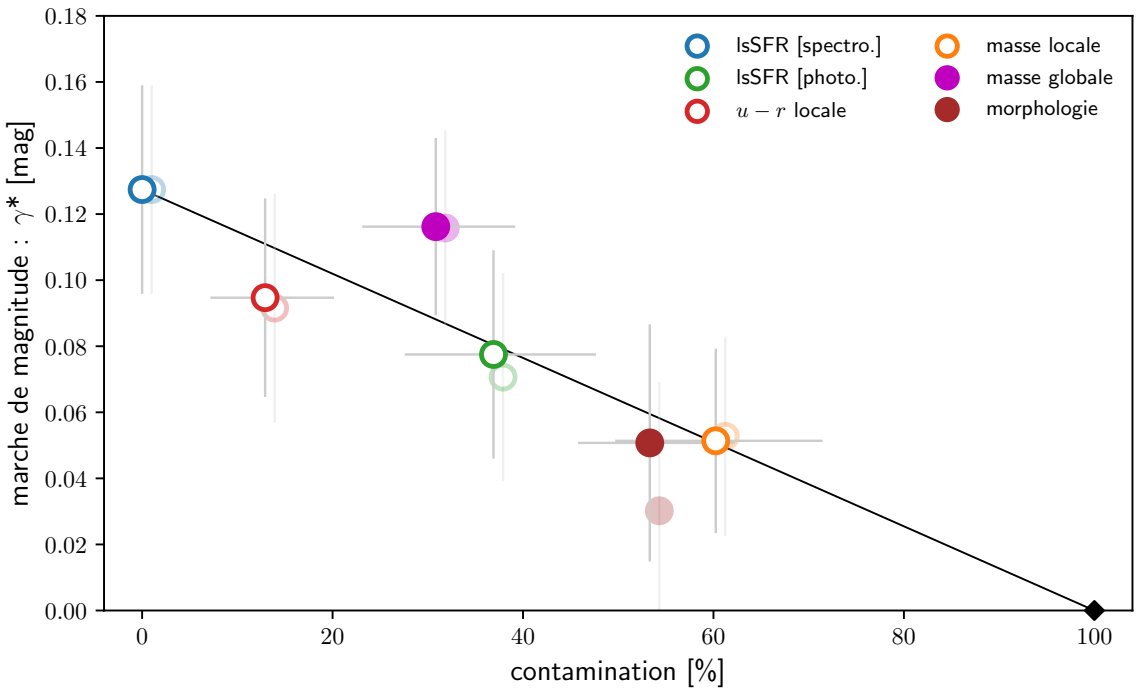

Figure 7.1 – Similaire à la Figure 6.6. Les valeurs sont présentées dans la Table 6.2. Les marqueurs ronds les plus visibles représentent les *marches de magnitude* estimées sur notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1) en fixant les paramètres α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation du lsSFR spectroscopique (γ^*, voir Section 7.1), tandis que les marqueurs transparents correspondent aux *marches de magnitude* obtenues en laissant ces paramètres libres (voir Section 6.3). Nous décalons manuellement la contamination des marqueurs transparents de 1% pour plus de lisibilité.

de comparaison associés suivent la prédiction du modèle donnée par l'équation (4.3) (voir Section 4.1.1, p.72 ; représentée par la ligne noire dans les Figures 6.6 et 7.1), pleinement définie par la valeur de γ_0 obtenue par le traceur de référence. À l'inverse, pour un mauvais choix de traceur de référence, la contamination par rapport à ce traceur ne permet pas d'estimer la capacité et la précision d'un traceur de comparaison pour distinguer les deux populations définies par le choix du traceur de référence. Dans ce cas, les traceurs de comparaison ne vont pas suivre la prédiction du modèle.

Nous pouvons qualitativement observer ce phénomène dans la Figure 7.2. La morphologie est un mauvais choix de traceur de référence étant donné que les traceurs de comparaison se situent loin de la prédiction du modèle (représentée par la ligne noire). Cela signifie que la morphologie n'est pas capable de distinguer correctement les deux populations induisant les *marches de magnitude* observées par les autres traceurs. En revanche, le lsSFR spectroscopique, la masse stellaire globale et la couleur $u - r$ locale semblent être de meilleurs choix de traceur de référence.

Pour quantifier cette observation, nous devons d'abord modéliser la dispersion sur la mesure de la *marche de magnitude* attendue par notre modèle statistique en fonction de la contamination, en supposant que le traceur choisi comme référence est effectivement parfaitement capable de distinguer les deux populations de SNe Ia. Cette étape est nécessaire, étant donné que les mesures de la *marche de magnitude* ne sont pas indépendantes, car elles sont faites sur un même échantillon de SNe Ia, bien qu'en utilisant des indicateurs des propriétés galactiques différents.

Pour modéliser cette dispersion, nous employons à nouveau le simulateur présenté en Section 4.3.1 afin de générer des échantillons possédant les mêmes caractéristiques que celui sur lequel nous travaillons (SNfactory, voir Section 5.1) : $N = 110$, $p_a = 0{,}5$, $\sigma_0 = 0{,}1$. Nous faisons varier le paramètre γ_0, en fonction du traceur choisis comme référence, en prenant les valeurs de *marche de magnitude* γ présentées dans la Table 7.1. Enfin, nous faisons varier aléatoirement c_a et c_b de telle sorte que, pour une contamination totale c donnée, $c_a + c_b$ soit égale à c. Nous générons ainsi 5000 couples $(c_a\,;c_b)$ aléatoires, multipliés par 200 valeurs de contamination totale c linéairement réparties entre 0 et 1. À partir de ces paramètres et du simulateur, nous obtenons 5000×200 échantillons pour chaque traceur environnemental choisi comme référence. Enfin, nous mesurons γ pour l'ensemble des 5000 échantillons, et ce pour chacune des 200 valeurs de contamination. Nous obtenons ainsi l'amplitude de la dispersion des 5000 *marches de magnitude* en fonction de la contamination. Nous illustrons cette modélisation de la dispersion de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination dans la Figure 7.2, pour chaque traceur choisi comme référence, par la bande grise le long de la ligne noire (représentant la prédiction du modèle statistique).

Une fois modélisée la dispersion $\sigma(t^{\mathrm{ref}}, c)$ attendue par notre modèle statistique, étant donnée un traceur choisi comme référence t^{ref} et une contamination c, nous pouvons mesurer le χ^2 associé à la capacité pour chaque traceur de référence d'expliquer les données des traceurs de comparaison, exprimé par :

$$\chi^2_{t^{\mathrm{ref}}} = \sum_t \left(\frac{\gamma_t^* - \gamma(c_t)}{\sigma(t^{\mathrm{ref}}, c_t)} \right)^2 \tag{7.1}$$

où t se réfère aux différents traceurs de comparaison ; γ_t^* correspond à la *marche de magnitude* estimée en fixant les paramètres α et β par les valeurs obtenues avec le traceur

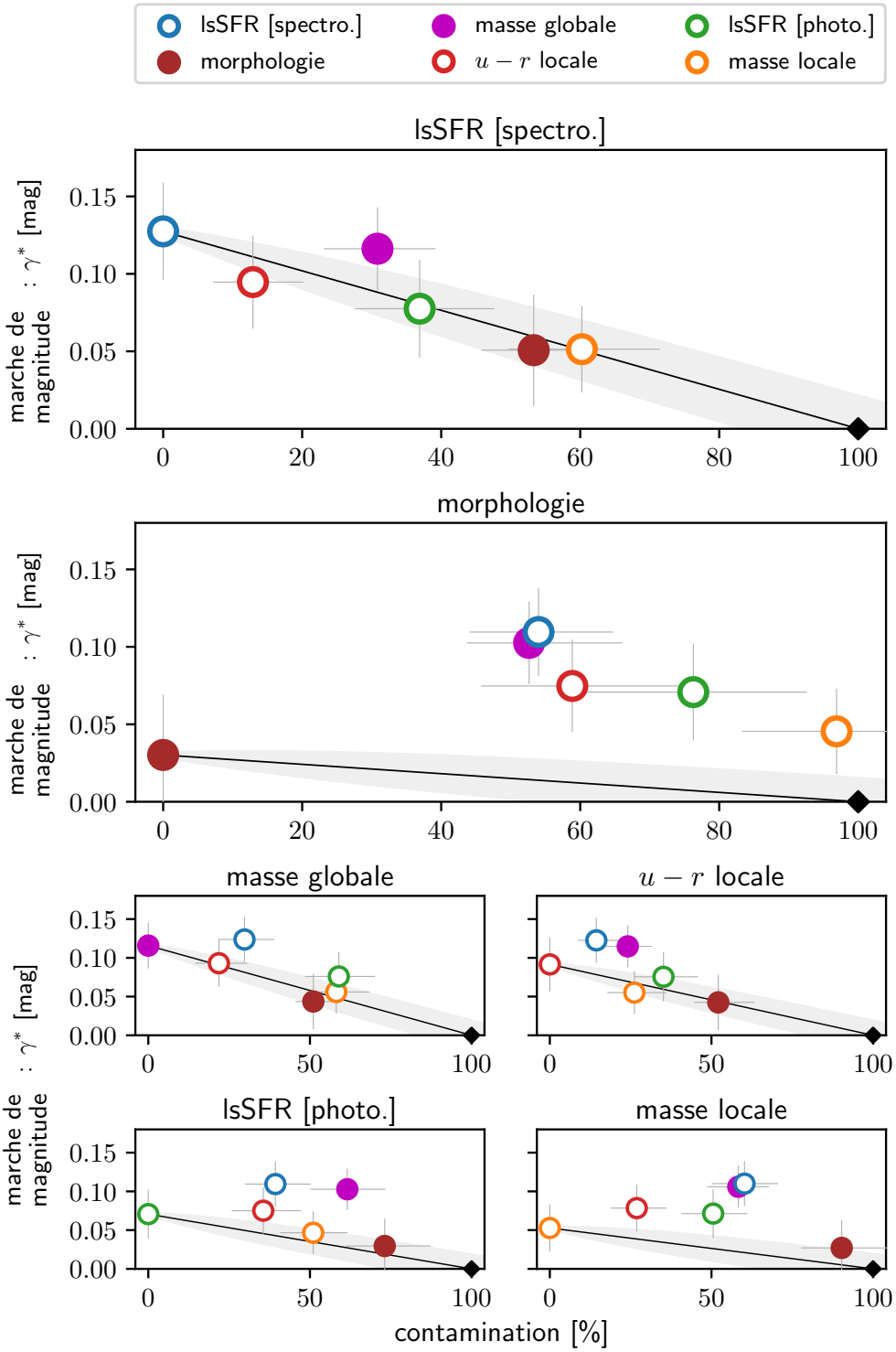

FIGURE 7.2 – Similaire à la Figure 7.1 (*marche de magnitude* γ^* en fonction de la contamination $c = c^a + c^b$), en faisant varier dans chaque graphique le choix du traceur de référence (comme indiqué en titre des graphiques). Les paramètres α et β sont fixés par les valeurs obtenues avec le traceur de référence propre à chaque graphique (voir Section 7.1). La bande grise autour de la ligne noire représente la dispersion attendue sur la mesure de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination (voir Section 7.2). Plus les mesures sont éloignées de la prédiction du modèle (ligne noire), moins le traceur de référence est lié à l'effet astrophysique, supposé commun entre tous les traceurs.

de référence t^{ref} (voir Section 7.1) ; et $\gamma(c_t)$ représente la valeur de *marche de magnitude* attendue par le modèle à la contamination c_t, obtenue par l'équation (4.3) (voir Section 4.1.1, p.72). Enfin, étant donné que la contamination des traceurs est échantillonnée par un MCMC (voir Section 4.2), nous réalisons la mesure du $\chi^2_{t^{\text{ref}}}$ sur l'ensemble des échantillons de c_t, résultant en un échantillonage du $\chi^2_{t^{\text{ref}}}$. Nous en reportons la médiane, ainsi que les variations à un sigma (16% et 84%), dans la Figure 7.3 (au-dessus de la matrice), ainsi que les contributions individuelles (dans la matrice).

Les résultats de χ^2 confirment les observations qualitatives : le lsSFR spectroscopique est le traceur de référence optimal, suivi par la masse stellaire globale, la couleur $u-r$ locale et le lsSFR photométrique. La masse stellaire locale et la morphologie sont les moins adaptés. Ainsi, nous constatons que le lsSFR spectroscopique est le meilleur choix de traceur de référence pour distinguer les deux « vraies » populations de SNe Ia. Cela renforce la revendication qu'il semble y avoir une dichotomie au sujet de l'âge du progéniteur des SNe Ia (entre prompt et tardif ; voir Chapitre 3).

D'un point de vue quantitatif, avec une valeur de $\chi^2_{\text{lsSFR-spec}} = 8{,}5$ pour 5 degrés de liberté, la dispersion des *marches de magnitude* des traceurs de comparaison, avec leur contamination estimée par rapport au lsSFR, est compatible avec une dispersion aléatoire à $\sim 1{,}1\sigma$ (*p-value* $= 0{,}131$). Dans le cas de la masse stellaire globale ($\chi^2_{\text{lsSFR-spec}} = 13{,}6$), la dispersion correspond à $\sim 2{,}1\sigma$ (*p-value* $= 0{,}018$). Tous les autres traceurs sont exclus comme choix de traceur de référence précis à plus de 5σ.

7.3 Dispersion dans le modèle à deux populations de SNe Ia

En nous appuyant sur le développement du modèle statistique à deux populations de SNe Ia (voir Section 4.1), nous démontrons que ce dernier induit des conséquences sur la dispersion observée de la quantité q étudiée (σ_q ; dans notre cas, les résidus de Hubble) :

$$
\begin{aligned}
\sigma_q^2 &\triangleq \frac{1}{N}\sum_i (q_i - \bar{q})^2 = \frac{1}{N}\sum_i {q_i}^2 - \bar{q}^2 = \frac{1}{N}\sum_i {q_i}^2 - \left(\frac{1}{N}\sum_i q_i\right)^2 \\
&= \frac{1}{N}\left(\sum_{i\in a} {q_i}^2 + \sum_{i\in b} {q_i}^2\right) - \left(\frac{1}{N}\left(\sum_{i\in a} q_i + \sum_{i\in b} q_i\right)\right)^2 \\
&= \frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} {q_i}^2\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} {q_i}^2\right) - \left(\frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} q_i\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} q_i\right)\right)^2 \\
&= \frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} {q_i}^2\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} {q_i}^2\right) - \left(\frac{N_a}{N}\mu_a + \frac{N_b}{N}\mu_b\right)^2 \\
&= \frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} {q_i}^2 - \frac{N_a}{N}{\mu_a}^2\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} {q_i}^2 - \frac{N_b}{N}{\mu_b}^2\right) - \frac{2N_aN_b}{N^2}\mu_a\mu_b \\
&= \frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} {q_i}^2 - \frac{N-N_b}{N}{\mu_a}^2\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} {q_i}^2 - \frac{N-N_a}{N}{\mu_b}^2\right) - \frac{2N_aN_b}{N^2}\mu_a\mu_b
\end{aligned}
$$

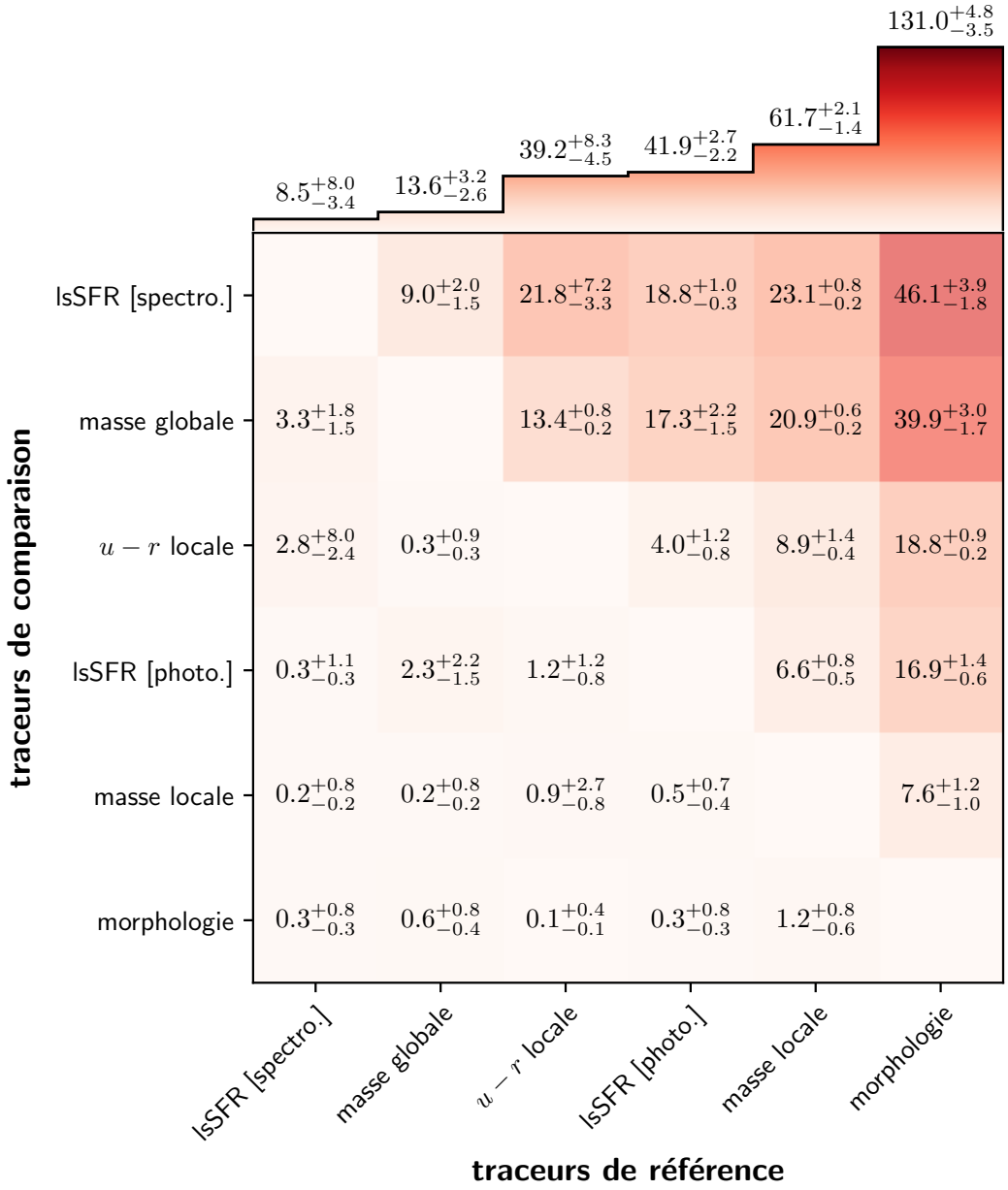

FIGURE 7.3 – Matrice présentant les valeurs médianes de χ^2 pour chaque choix de traceur de référence (*colonnes*) et l'ensemble des traceurs de comparaison associés (*lignes*) avec les variations à un sigma (16% et 84%). La couleur rouge représente la qualité du χ^2 : plus la couleur est claire, meilleure est la qualité. Au-dessus de la matrice sont présentées la médiane et ses variations à un sigma de l'échantillonnage du χ^2 pour la totalité des traceurs de comparaison pour chaque choix de traceur de référence (voir Section 7.2, équation (7.1)).

$$
\begin{aligned}
&= \frac{N_a}{N}\left(\frac{1}{N_a}\sum_{i\in a} {q_i}^2 - {\mu_a}^2\right) + \frac{N_b}{N}\left(\frac{1}{N_b}\sum_{i\in b} {q_i}^2 - {\mu_b}^2\right) + \frac{N_a N_b}{N^2}\left({\mu_a}^2 + {\mu_b}^2 - 2\mu_a\mu_b\right) \\
&= \frac{N_a}{N}{\sigma_a}^2 + \frac{N_b}{N}{\sigma_b}^2 + \frac{N_a N_b}{N^2}\left(\mu_a - \mu_b\right)^2 \\
\sigma_q^2 &= \frac{N_a}{N}{\sigma_a}^2 + \frac{N_b}{N}{\sigma_b}^2 + \frac{N_a N_b}{N^2}{\gamma_0}^2 \qquad (7.2)
\end{aligned}
$$

où N_a et N_b sont respectivement les nombres de cibles dans les populations a et b ; N est le nombre total ; les couples (μ_a, σ_a) et (μ_b, σ_b) sont la moyenne et la dispersion des « vraies » populations respectives a et b ; et γ_0 correspond à la « vraie » *marche de magnitude* (notation identique en Section 4.1.1). De plus, en admettant que $\sigma_a = \sigma_b = \sigma_{\text{int}}$ (σ_{int} correspondant à la dispersion intrinsèque des valeurs de q), et en conservant notre hypothèse de fixer $N_a/N = N_b/N = p_a = 50\%$, nous pouvons simplifier cette équation par :

$$
\begin{aligned}
\sigma_q^2 &= \frac{N_a + N_b}{N}{\sigma_{\text{int}}}^2 + 0{,}5^2\,{\gamma_0}^2 \\
&= {\sigma_{\text{int}}}^2 + \left(0{,}5\,\gamma_0\right)^2 \qquad (7.3)
\end{aligned}
$$

Pour résumer, si les deux populations diffèrent de γ_0 en moyenne sur q, alors nous montrons que marginaliser les catégories résulte en une dispersion supplémentaire de $0{,}5 \times \gamma_0$, ajoutée à la dispersion intrinsèque des valeurs de q.

Dans le contexte de la cosmologie par les SNe Ia, la dispersion des résidus de Hubble (correspondant à la part de l'écart entre la magnitude standardisée et le diagramme de Hubble) qui ne peut pas être expliquée par les sources d'erreur connues, est généralement de $\sim 0{,}1$ mag (Betoule et al. 2014 ; Scolnic et al. 2018).

Par conséquent, en supposant le modèle statistique à deux populations de SNe Ia, si la dispersion intrinsèque de $\sim 0{,}1$ mag était entièrement causée par l'existence de ces deux catégories, la différence moyenne de magnitudes standardisées entre les deux groupes serait de $\sim 0{,}2$ mag. Nous illustrons ce principe dans le graphique de gauche de la Figure 7.4 : avec cet exemple de simulation (généré par le simulateur présenté en Section 4.3.1), la distribution des valeurs de q semble être « aplatie » (kurtosis $= -0{,}565$)[2], avec une dispersion plus élevée que les distributions gaussiennes individuelles des deux populations.

En appliquant ce concept à notre échantillon SNfactory, qui possède lui aussi une dispersion intrinsèque $\sigma_{\text{int}} \approx 0{,}1$ mag (Rigault et al. 2020), nous pouvons estimer les distributions des deux populations qui seraient la cause de cet effet. Cela est illustré dans le graphique de droite de la Figure 7.4. Cependant, en utilisant nos données (standardisées sans prise en compte du troisième paramètre γ lié à l'environnement ; voir Section 6.2.1), la partie centrale ($\Delta\mu \sim 0$) ne semble (qualitativement) pas suivre la distribution attendue par la simple somme de deux populations de SNe Ia. Cela suggère que la dispersion intrinsèque n'est pas entièrement expliquée par l'existence d'un biais de magnitude de $\sim 0{,}2$ mag entre ces deux catégories.

De façon intéressante, cette analyse conceptuelle fournit une information sur le biais astrophysique maximal ayant un effet sur les magnitudes standardisées des SNe Ia dans le

2. Le kurtosis correspond au « coefficient d'aplanissement » d'une distribution, dans notre cas normalisé par la distribution normale (c'est-à-dire kurtosis nul pour une loi normale). Dans ce contexte, un kurtosis positif est associé à une distribution « plus pointue », et inversement pour un kurtosis négatif associé à une distribution « plus aplatie ».

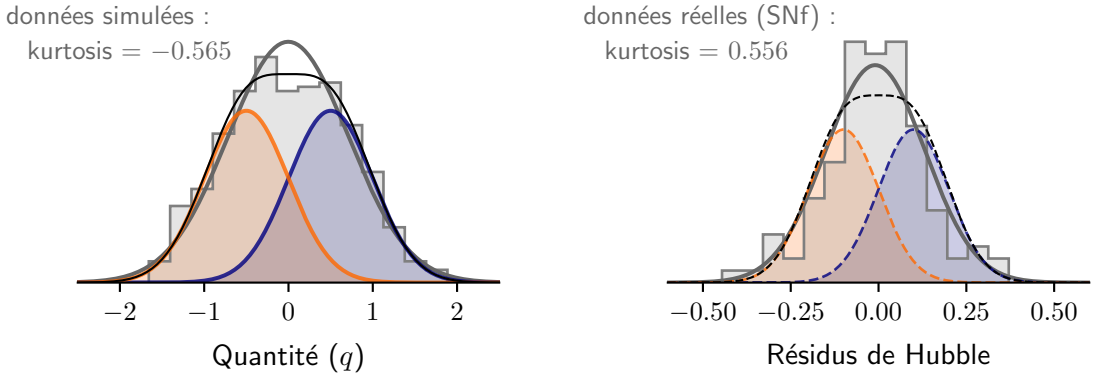

FIGURE 7.4 – *Gauche* : distribution de la quantité simulée q, générée par le simulateur présenté en Section 4.3.1, représentée par l'histogramme gris. La ligne grise épaisse montre une représentation gaussienne de cette distribution. Les courbes bleu et orange correspondent à l'estimation de la quantité q dans les catégories a et b respectivement. La fine ligne noire correspond à la somme de ces distributions. *Droite* : distribution des résidus de Hubble des SNe Ia de notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1), représenté par l'histogramme gris. La ligne grise épaisse montre une représentation gaussienne de cette distribution. Les lignes en pointillés bleu et orange montrent les distributions attendues pour les deux population a et b qui expliqueraient la ligne pleine. La ligne noire en pointillés correspond à la somme de ces deux distributions et doit être comparée avec l'histogramme.

contexte des deux populations de SNe Ia : ce biais ne peut pas être plus grand que deux fois la dispersion intrinsèque des résidus de Hubble. Par conséquent, la « vraie » *marche de magnitude* possède une valeur nécessairement inférieure à $\sim 0{,}2$ mag.

De plus, si la *marche de magnitude* induite par le lsSFR spectroscopique est $\sim 0{,}13$ mag, alors, en employant l'équation (4.3) (voir Section 4.1.1, p.72), nous pouvons conclure que la contamination de ce traceur est inférieure à 35%.

7.4 Conclusions générales

Dans cette thèse, nous utilisons un échantillon de 110 Supernovae de Type Ia (SNe Ia) provenant de la collaboration *the Nearby Supernova factory* (SNfactory) afin d'étudier les apparentes incohérences entre les différentes observations de l'impact de l'environnement sur les magnitudes standardisées des SNe Ia, présentées dans la littérature. Au cours des dix dernières années, il a été montré que la luminosité des SNe Ia dépend des propriétés de leur galaxie hôte de manière significative, allant de faibles variations en distinguant les morphologies des galaxies hôtes (par exemple Henne et al. 2017 ; Pruzhinskaya et al. 2020), à une importante différence de luminosité ($\sim$ 15%) lorsque nous discriminons les SNe Ia par le taux de formation stellaire spécifique de leur environnement proche (Rigault et al. 2020) ; la *marche de masse* globale, aujourd'hui régulièrement utilisée dans la standardisation des SNe Ia, se situant entre les deux ($\sim$ 8%) (par exemple Sullivan et al. 2010 ; Roman et al. 2018).

Pour étudier ces variations, nous analysons d'abord les implications mathématiques de supposer qu'il existe deux populations de SNe Ia pour comparer la différence de magnitude moyenne en séparant les SNe Ia entre ces deux catégories (c'est-à-dire l'hypothèse d'une

fonction de marche). Nous montrons qu'un tel procédé suppose implicitement que : (1) il existe effectivement deux populations de SNe Ia qui diffèrent en moyenne de magnitudes standardisées ; (2) le traceur utilisé est capable de les distinguer plus ou moins précisément.

En explorant les implications de ce modèle implicite à deux populations, nous montrons que l'amplitude de la *marche de magnitude* observée par un traceur dépend de la capacité de ce dernier à distinguer précisément les deux populations. En l'occurrence, si nous appelons c la fraction de cibles mal classifiées par le traceur, et si nous appelons γ_0 la différence de magnitude moyenne entre les deux « vraies » catégories, alors la *marche de magnitude* associée au traceur, γ, peut être déterminée par $\gamma = \gamma_0 \times (1 - c)$. Plus la contamination est élevée, c'est-à-dire moins le traceur est correct dans sa classification, moins élevée est la *marche de magnitude* attendue.

De plus, nous montrons que la dispersion intrinsèque des magnitudes, lorsque nous marginalisons les populations, est définie, par définition, par la moitié de leur écart de magnitude moyenne. La dispersion intrinsèque typique pour les SNe Ia étant $\sim 0{,}1$ mag, nous pouvons majorer la *marche de magnitude* par $\sim 0{,}2$ mag, dans le cas où la dispersion intrinsèque des SNe Ia serait entièrement causée par l'existence des deux populations.

Avec cette prédiction en tête, nous extrayons les traceurs environnementaux principaux de la littérature pour notre échantillon de 110 SNe Ia, à savoir : les estimations spectroscopique et photométrique du taux de formation stellaire spécifique local, les masses stellaires locale et globale, la couleur $u - r$ locale et la morphologie des galaxies hôtes. En première approche, nous imposons un traceur, en l'occurrence le lsSFR spectroscopique, comme étant un traceur de référence parfait, c'est-à-dire comme fixant la définition des deux populations. Cette analyse nous permet de poser les conclusions suivantes :

Modèle à deux populations de SNe Ia : Nous montrons que les *marches de magnitude* mesurées sur notre échantillon, après estimation de la contamination des traceurs associés, concordent avec la prédiction du modèle statistique (voir Figure 6.6). En appliquant ces contaminations aux données de la littérature, nous montrons que notre modèle à deux populations de SNe Ia est capable d'expliquer les variations observées.

Choix du lsSFR spectroscopique comme traceur de référence : Quand nous le comparons aux autres traceurs, nous montrons que le lsSFR spectroscopique est le meilleur choix de traceur de référence pour expliquer les variations observées dans la littérature, comme nous pouvons le voir qualitativement dans la Figure 7.2, et quantifié dans la Figure 7.3.

Le modèle « prompt » contre « tardif » : La dichotomie sur l'âge du progéniteur des SNe Ia (prompt contre tardif) semble être la plus à même de représenter le comportement des deux populations sous-jacentes. Cela est conforté par le fait que le lsSFR spectroscopique, étant le meilleur traceur de référence, mesure en outre la fraction de jeunes étoiles dans les environs des SNe Ia. De plus, Nicolas et al. (2021) montre que cette modélisation des deux catégories de SNe Ia peut aussi expliquer la dérive du décalage vers le rouge de la distribution de l'étirement temporel des courbes de lumière des SNe Ia.

Origine de la *marche de masse* : Il semble que deux populations liées à l'âge du progéniteur des SNe Ia, combiné avec la précision des traceurs pour les distinguer, peut

expliquer, au moins en partie, les mesures précédentes de la *marche de masse*. Cette conclusion est en accord avec plusieurs études antérieures (par exemple Rigault et al. 2013, 2020 ; Roman et al. 2018) ; cependant elle est en contraste avec Brout et Scolnic (2021), qui suggère que la poussière interstellaire est le facteur dominant.

Coefficients de standardisation α et β : Les paramètres de standardisation (l'étirement temporel et la couleur des courbes de lumière) sont corrélés avec les deux populations de SNe Ia, et donc avec les indicateurs environnementaux permettant de les distinguer. Par conséquent, l'utilisation d'un traceur imprécis, comme la morphologie des galaxies hôtes, biaise la dérivation des coefficients α et β.

L'amplitude de γ : En prenant en compte le modèle à deux populations de SNe Ia, l'amplitude du biais astrophysique ayant un impact sur la luminosité des SNe Ia, c'est-à-dire l'origine de la droite $\gamma(c)$, doit être proche de $\sim 0{,}13$ mag, étant donné que le lsSFR spectroscopique est le meilleur choix de traceur de référence. En ajustant l'origine de $\gamma(c)$ sur les données de la littérature (tout en conservant les contaminations estimées sur notre échantillon SNfactory), nous trouvons une *marche de magnitude* de $0{,}121 \pm 0{,}010$ mag (voir Figure 6.6). Enfin, l'amplitude de γ est majorée par $\sim 0{,}2$ mag (correspondant à deux fois la dispersion intrinsèque des résidus de Hubble).

Enfin, nous insistons sur le fait que, par ce travail, nous ne démontrons pas qu'il existe effectivement deux populations de SNe Ia. Nous montrons seulement, par notre modèle statistique, que deux populations définies par le lsSFR spectroscopique permettent de justifier la variété de résultats obtenus dans la littérature. En l'occurrence, nous montrons que les mesures de la marche de magnitude réalisées par les différentes équipes en proposant différents traceurs environnementaux sur différents échantillons sont cohérentes entres elles. Nous montrons que si le biais astrophysique agissant sur les SNe Ia est lié à l'âge de l'environnement (voire du progéniteur) de ces objets, alors, par exemple l'observation d'une marche de magnitude compatible avec 0 en employant la morphologie ne signifie pas que le biais n'existe pas, mais que ce traceur est inadapté pour quantifier ce biais.

Troisième partie

Études préliminaires et perspectives

Chapitre 8

Études préliminaires

Dans cette troisième et dernière partie, nous commençons par présenter quelques études préliminaires qui nous permettent de tester la robustesse de notre modèle et de chercher comment l'améliorer pour obtenir les résultats les plus précis et les plus justes possibles. Pour finir, nous exposons quelques perspectives pour notre modèle de deux populations de SNe Ia par son utilisation dans des échantillons différents et par ses conséquences dans la cosmologie dérivée des SNe Ia.

Comme nous l'avons dis à plusieurs reprises précédemment, aucun traceur n'est parfait pour distinguer les deux populations de SNe Ia, car ce ne sont que des indicateurs indirects des populations sous-jacentes de ces objets. Ainsi, nous devons remettre en question l'hypothèse du traceur de référence « parfait » que nous avons posée jusqu'à présent en lui associant une contamination nulle par rapport aux deux *vraies* populations de SNe Ia.

Par ailleurs, un point important de cette étude est l'estimation de la distribution spectrale d'énergie (SED), employée pour cinq traceurs sur six. Nous remarquons en particulier dans la Figure 6.2 (voir Section 6.1.2) que le lsSFR spectroscopique et son équivalent photométrique sont beaucoup moins similaires que ce que nous pouvons attendre.

Dans la Section 8.1, nous discutons de la contamination du traceur de référence par rapport aux vraies populations de SNe Ia. Nous étudions ensuite, dans la Section 8.2, l'impact de l'ajustement de la SED sur l'estimation des paramètres physiques.

Sommaire

8.1 Contamination du traceur de référence 142
8.1.1 Paramètre libre de l'algorithme 142
8.1.2 Estimation à partir des résidus de Hubble 143
8.2 Ajustement de la distribution spectrale d'énergie 148
8.2.1 Configuration de LEPHARE 149
8.2.2 PROSPECTOR 151

8.1 Contamination du traceur de référence

En supposant que l'âge du progéniteur des SNe Ia soit bien l'effet sous-jacent qui nous permet de discriminer les SNe en deux populations (prompte contre tardive), alors le lsSFR spectroscopique, même en étant le meilleur traceur de référence (voir Section 7.2), n'en reste pas moins un indicateur indirect de cet effet. Ce traceur mesure la fraction de jeunes étoiles à l'intérieur d'un rayon projeté (1 kpc autour de la position des SNe Ia dans notre étude), ce qui nous permet de supposer la classification des étoiles générant les SNe Ia, sans être capable de mesurer directement l'âge de celles-ci. Nous pouvons donc nous attendre à ce que le lsSFR soit lui-même contaminé, remettant en question l'hypothèse que sa contamination soit fixée à 0 ($c^a_{\mathrm{lsSFR-spec}} = c^b_{\mathrm{lsSFR-spec}} = 0$; voir Section 6.1.1).

Dans ce contexte, en supposant que la contamination du lsSFR spectroscopique s'élève à quelques pourcents, la *marche de magnitude* à l'origine, γ_0, est en fait plus élevée. Par exemple, si $c_{\mathrm{lsSFR-spec}} = 10\%$ et en conservant $\gamma_{\mathrm{lsSFR-spec}} = 0{,}13\,\mathrm{mag}$ (voir Table 6.2), $\gamma_0 = \gamma_{\mathrm{lsSFR-spec}}\,(1 - c_{\mathrm{lsSFR-spec}})^{-1} = 0{,}144\,\mathrm{mag}$. Par conséquent, les mesures de γ_0 exposées dans cette analyse, associées à l'hypothèse que nous disposons d'un traceur de référence bruité (par les erreurs de mesure) mais parfaitement capable de distinguer les deux catégories, correspondent à des minorants de la vraie différence de magnitude moyenne entre les deux populations de SNe Ia.

Nous présentons dans cette Section deux approches théoriques dans le but d'estimer la contamination du lsSFR spectroscopique sans avoir recours aux mesures directes nous permettant de classifier exactement les deux populations de SNe Ia.

8.1.1 Paramètre libre de l'algorithme

Dans la Section 6.1.1, en nous basant sur le développement du modèle statistique de deux populations de SNe Ia et de son algorithme (voir Chapitre 4), nous avons imposé le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence parfait en fixant sa contamination à 0. De ce fait, les éventuelles mauvaises classifications de ce traceur, par rapport aux deux vraies populations de SNe Ia, étaient entièrement dues aux erreurs de mesure.

Nous pouvons maintenant tester l'estimation de la contamination du lsSFR spectroscopique en laissant ses paramètres de contamination (c^{ref}_a et c^{ref}_b) comme étant des paramètres libres dans l'algorithme (voir l'équation (4.22) en Section 4.1.2). Cependant, notre modèle statistique reste basé sur la corrélation entre un traceur de référence et un traceur de comparaison. Ainsi, notre algorithme va réaliser l'échantillonnage de la contamination de l'ensemble des traceurs de comparaison par rapport au lsSFR spectroscopique, tout en ajustant la contamination de ce traceur en sorte qu'elle corrèle avec tous les traceurs de comparaison.

De plus, étant donné que nous conservons le choix du lsSFR spectroscopique comme traceur de référence, nous fixons les valeurs de ses coefficients de standardisation α et β pour mesurer les *marches de magnitude* (γ^* ; voir Section 7.1). Notons que, le lsSFR spectroscopique étant désormais lui aussi un traceur contaminé, les coefficients α et β seront biaisés dans la standardisation des SNe Ia en utilisant ce traceur. Cependant, il nous semble plus correct de limiter cette erreur à un seul traceur plutôt que de laisser la standardisation des SNe Ia créer un biais propre à chaque traceur.

Afin de valider cette méthode, nous appliquons exactement la même démarche que

Table 8.1 – Valeurs des paramètres de contamination c_a et c_b, en pourcents, propres à chacun des quatre traceurs simulés, obtenues lors de la validation de la fonction de probabilité développée en Section 8.1.1 : (1) à l'initialisation de la simulation (voir Section 4.3.1) ; (2) estimées par l'algorithme étant données les mesures parfaites ; (3) estimées par l'algorithme étant données les mesures bruitées.

paramètres	c_a^1	c_b^1	c_a^2	c_b^2	c_a^3	c_b^3	c_a^4	c_b^4
simulation	0,0	0,0	15,0	25,0	40,0	0,0	50,0	50,0
mesures parfaites	$0{,}4^{+0{,}7}_{-0{,}3}$	$0{,}4^{+0{,}7}_{-0{,}3}$	$15{,}4^{+2{,}7}_{-2{,}5}$	$24{,}6^{+3{,}2}_{-3{,}1}$	$40{,}1^{+3{,}4}_{-3{,}7}$	$0{,}4^{+0{,}6}_{-0{,}3}$	$50{,}0^{+3{,}5}_{-3{,}6}$	$50{,}0^{+3{,}3}_{-3{,}8}$
mesures bruitées	$0{,}6^{+1{,}5}_{-0{,}5}$	$0{,}6^{+1{,}1}_{-0{,}4}$	$12{,}9^{+3{,}3}_{-3{,}1}$	$23{,}3^{+3{,}8}_{-3{,}5}$	$39{,}5^{+4{,}4}_{-4{,}3}$	$0{,}7^{+1{,}6}_{-0{,}6}$	$49{,}3^{+4{,}2}_{-4{,}4}$	$48{,}4^{+4{,}6}_{-4{,}9}$

pour le modèle principal (voir Section 4.3.2). Les résultats de validation sont exposés dans la Table 8.1. Ceux-ci nous permettent de valider cette méthode alternative. Appliquée ensuite à notre échantillon, nous présentons les résultats dans la Table 8.2, et nous les illustrons dans la Figure 8.1.

Ainsi, en appliquant notre modèle de deux populations de SNe Ia, en conservant le choix de fixer $p_a^{\text{ref}} = 50\%$ (c'est-à-dire un nombre de SNe Ia également réparties dans les deux vraies catégories), nous observons que la contamination du lsSFR spectroscopique se situe autour de 7%. Pour l'ensemble des autres traceurs, nous obtenons des résultats similaires à notre première approche (compatibles avec les incertitudes). Nous comparons les estimations de la contamination dans les deux cas de contamination du lsSFR spectroscopique (fixée à 0 et laissée libre) dans la Table 8.4 (les résultats associés à cette Section se situent dans la colonne nommée « Méthode 1 »), illustrées dans la Figure 8.2.

En ajustant la prédiction du modèle (équation (4.3), p.72 ; représentée par la ligne noire dans la Figure 8.1) sur les données obtenues ici, nous trouvons $\gamma_0 = 0{,}127 \pm 0{,}006\,\text{mag}$ (nous obtenons $\chi^2 = 12{,}4$ et *p-value* $= 0{,}054$ en appliquant la même méthode qu'en Section 7.2). Ce résultat est à nuancer par le fait que la mesure des *marches de magnitude* (γ^*) est biaisée par les valeurs des coefficients α et β fixées sur celles obtenues lors de la standardisation par le lsSFR spectroscopique, étant lui-même un traceur contaminé.

Le lsSFR spectroscopique conservant la plus faible contamination de l'ensemble des traceurs (à moins de 2σ de la contamination nulle), cela vient renforcer le constat qu'il s'agit du meilleur choix de traceur de référence pour identifier les deux vraies populations de SNe Ia. Par conséquent, cela conforte notre hypothèse d'une distinction par l'âge du progéniteur des SNe Ia.

8.1.2 Estimation à partir des résidus de Hubble

Avant de démontrer mathématiquement que nous pouvions déterminer la contamination d'un traceur par rapport à un traceur de référence (c'est-à-dire uniquement à partir de propriétés galactiques, voir Section 4.1.2), nous avons commencé par introduire la contamination en interprétant la fonction de marche sur une quantité q quelconque avec des données simulées (voir Section 4.1.1). La quantité q correspondant aux résidus de Hubble dans notre cas, il apparaît que nous pouvons théoriquement extraire la contamination d'un traceur à partir de la distribution des résidus de Hubble.

TABLE 8.2 – Résultats de l'estimation de la contamination ($c = c^a + c^b$, en pourcents ; théoriquement estimées par rapport aux deux *vraies* populations de SNe Ia) pour les traceurs environnementaux présentés en Section 6.1.1 par notre algorithme modélisant deux populations de SNe Ia en laissant les paramètres de contamination (c_a et c_b) libres pour l'ensemble des traceurs (voir Section 8.1.1) ; et de la *marche de magnitude* en fixant les paramètres α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation par le lsSFR spectroscopique (γ^*, voir Section 7.1) pour les SNe Ia de notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). Le paramètre $t_{\rm cut}$ correspond à la valeur de seuil appliquée à chaque traceur.

Traceur	$t_{\rm cut}$	$c = c^a + c^b$	γ^*
lsSFR [spectro.]	$-10{,}82$	$7{,}2^{+5{,}6}_{-3{,}8}$	$0{,}127 \pm 0{,}032$
lsSFR [photo.]	$-10{,}32$	$32{,}7^{+12{,}1}_{-10{,}3}$	$0{,}078 \pm 0{,}032$
$u - r$ locale	1,74	$11{,}0^{+7{,}7}_{-5{,}8}$	$0{,}095 \pm 0{,}030$
masse locale	8,37	$57{,}5^{+12{,}8}_{-12{,}1}$	$0{,}051 \pm 0{,}028$
masse globale	10,00	$26{,}6^{+10{,}0}_{-7{,}6}$	$0{,}116 \pm 0{,}027$
morphologie	0,37	$53{,}1^{+10{,}5}_{-8{,}4}$	$0{,}051 \pm 0{,}036$

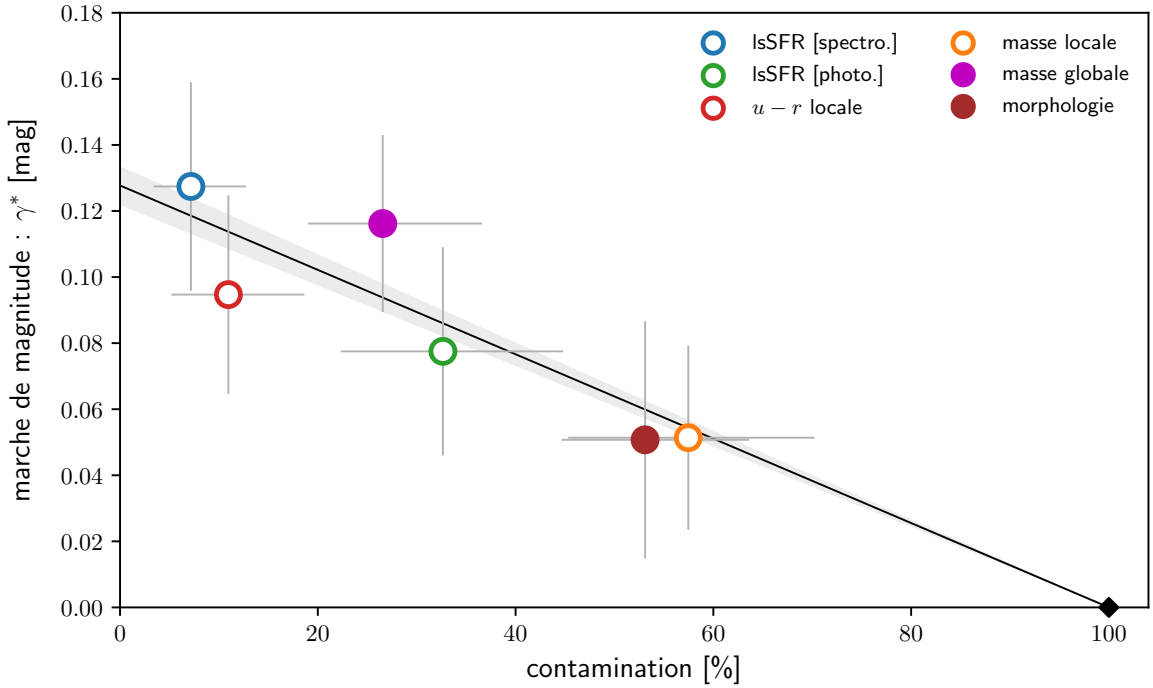

FIGURE 8.1 – La *marche de magnitude* (γ^*) en fonction de la contamination ($c = c^a + c^b$), toutes deux estimées pour chaque traceur environnemental présenté en Section 6.1.1 en laissant les paramètres de contamination (c_a et c_b) libres pour l'ensemble des traceurs (voir Section 8.1.1). Les valeurs sont présentées dans la Table 8.2. Les cercles vides ou pleins se réfèrent respectivement à des traceurs locaux ou globaux. Le diamant noir indique la *marche de magnitude* de valeur 0, associée par définition à une contamination de 100%. La ligne noire (et la bande grise), ajustée sur l'ensemble des marqueurs et ancrée sur le diamant noir, représente notre modélisation (et son incertitude) de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination (équation (4.3), p.72).

Dans la Section 4.1.1, nous présentons l'impact de la contamination d'un traceur sur l'estimation de la *marche de magnitude* (voir Figure 4.1, p.71). En faisant un raisonnement inverse, nous pouvons estimer la contamination du traceur en observant le comportement des distributions des résidus de Hubble de chaque côté de la valeur de seuil par rapport aux deux « vraies » populations. Cela suppose que nous connaissons la « vraie » valeur de la *marche de magnitude* (c'est-à-dire $\gamma_0 = \mu_a - \mu_b$).

Dans ce contexte alternatif, nous pouvons employer l'équation (6.6), mettant en relation les résidus de Hubble et les données de traceur (voir Section 6.2.1), pour introduire la contamination. En employant les mêmes notations qu'en Section 4.1.1, la nouvelle forme de la fonction de probabilité est exprimée, pour un traceur t et une cible i donnés, par :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_i &= \mathcal{L}\big(c_a, c_b \mid \mu_a, \sigma_a, \mu_b, \sigma_b, f_i, y_i, \delta y_i\big) \\ &= \Big((1-f_i)(1-c_a) + f_i\, c_a\Big) \times \mathcal{N}\left(y_i\,;\mu_a, \sqrt{\sigma_a^2 + \delta y_i^2}\right) \\ &\quad + \Big((1-f_i)\, c_b + f_i\,(1-c_b)\Big) \times \mathcal{N}\left(y_i\,;\mu_b, \sqrt{\sigma_b^2 + \delta y_i^2}\right) \end{aligned} \tag{8.1}$$

où c_a et c_b sont les paramètres de contamination du traceur ; les couples (μ_a, σ_a) et (μ_b, σ_b) définissent les distributions gaussiennes estimées sur les résidus de Hubble en supposant connue la vraie classification entre les populations a et b ; f_i est la probabilité pour la cible i d'être mesurée en-dessous de la valeur de seuil ; y_i et δy_i correspondent à la mesure et son incertitude du résidu de Hubble associé à la cible i (comme en Section 6.2.1).

Notons que supposer connues les distributions des résidus de Hubble dans les population a et b revient à donner *a priori* des valeurs pour les couples (μ_a, σ_a) et (μ_b, σ_b). De plus, nous définissons les modes μ_a et μ_b à partir de la vraie *marche de magnitude* (γ_0) et de la proportion des vraies populations (p_a) : $\mu_a = p_a\gamma_0$ et $\mu_b = (p_a - 1)\gamma_0$. Finalement, la fonction de probabilité devient :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_i &= \mathcal{L}\big(c_a, c_b \mid \gamma_0, \sigma_a, \sigma_b, p_a, f_i, y_i, \delta y_i\big) \\ &= \Big((1-f_i)(1-c_a) + f_i\, c_a\Big) \times \mathcal{N}\left(y_i\,;p_a\gamma_0, \sqrt{\sigma_a^2 + \delta y_i^2}\right) \\ &\quad + \Big((1-f_i)\, c_b + f_i\,(1-c_b)\Big) \times \mathcal{N}\left(y_i\,;(p_a-1)\gamma_0, \sqrt{\sigma_b^2 + \delta y_i^2}\right) \end{aligned} \tag{8.2}$$

Enfin, nous réalisons un échantillonnage des paramètres de contamination c_a et c_b par un MCMC identique à celui décrit en Section 4.2, en remplaçant la fonction de probabilité par l'équation (8.2).

Comme pour le modèle statistique de deux populations de SNe Ia développé en Section 4.1, nous commençons par valider cette fonction de probabilité alternative en l'appliquant à des données de simulation. Nous reproduisons à l'identique la procédure exposée en Section 4.3.2. Pour rappel, la simulation est paramétrée par $\gamma_0 = 1$ et $\sigma_a = \sigma_b = \sigma_0 = 0{,}5$, que nous donnons ensuite à notre algorithme comme paramètres connus *a priori*. De plus, nous conservons le choix considéré jusqu'à présent de fixer $p_a = 50\%$. Les résultats de la validation sont résumés dans la Table 8.3.

Nous remarquons que les valeurs estimées par l'algorithme sont très proches des valeurs initiales attendues, dans les deux cas des mesures parfaites et bruitées, pour l'ensemble des traceurs de simulation proposés. Ainsi, nous considérons que l'équation (8.2) est valide.

Table 8.3 – Valeurs des paramètres de contamination c_a et c_b, en pourcents, propres à chacun des quatre traceurs simulés, obtenues lors de la validation de la fonction de probabilité développée en Section 8.1.2 : (1) à l'initialisation de la simulation (voir Section 4.3.1) ; (2) estimées par l'algorithme étant données les mesures parfaites ; (3) estimées par l'algorithme étant données les mesures bruitées.

paramètres	c_a^1	c_b^1	c_a^2	c_b^2	c_a^3	c_b^3	c_a^4	c_b^4
simulation	0,0	0,0	15,0	25,0	40,0	0,0	50,0	50,0
mesures parfaites	$0{,}8^{+1{,}1}_{-0{,}6}$	$1{,}4^{+1{,}7}_{-1{,}0}$	$13{,}5^{+3{,}3}_{-3{,}3}$	$25{,}6^{+3{,}6}_{-3{,}7}$	$38{,}2^{+3{,}7}_{-3{,}8}$	$0{,}9^{+1{,}3}_{-0{,}7}$	$49{,}3^{+4{,}3}_{-4{,}1}$	$49{,}6^{+4{,}1}_{-4{,}2}$
mesures bruitées	$0{,}7^{+1{,}1}_{-0{,}5}$	$1{,}4^{+1{,}7}_{-1{,}0}$	$13{,}3^{+3{,}3}_{-3{,}2}$	$25{,}3^{+3{,}8}_{-3{,}7}$	$37{,}9^{+3{,}9}_{-4{,}0}$	$0{,}9^{+1{,}3}_{-0{,}6}$	$49{,}7^{+4{,}0}_{-4{,}1}$	$49{,}8^{+4{,}2}_{-4{,}3}$

Nous appliquons maintenant ce modèle alternatif à notre échantillon de SNe Ia provenant de SNfactory. Tout d'abord, nous employons la méthodologie développée en Section 6.2.1 afin d'estimer les résidus de Hubble. Nous standardisons les SNe Ia en suivant la même procédure, c'est-à-dire en minimisant l'écart entre les modules de distances mesurés sur les SNe Ia par l'équation (6.1) (basée sur l'étirement temporel et la couleur des courbes de lumière, et le modèle `SALT2.4`) et le diagramme de Hubble définis dans le modèle cosmologique de Planck Collaboration et al. (2016), au moyen de l'équation (6.2).

Ensuite, nous devons donner *a priori* des valeurs aux paramètres p_a, γ_0, σ_a et σ_b dans l'algorithme développé dans cette Section. Cependant, en réalité, nous ne disposons pas des valeurs exactes de ces paramètres (contrairement à l'étape de validation dont nous maîtrisons la simulation). En nous basant sur les résultats présentés jusqu'à présent dans cette étude, nous choisissons, dans un premier temps, de donner à ces paramètres les valeurs obtenues pour le lsSFR spectroscopique, c'est-à-dire $\gamma_0 = 0{,}13$ et $\sigma_a = \sigma_b = 0{,}1$; à nouveau, nous conservons le choix arbitraire, considéré jusqu'à présent, de fixer $p_a = 50\%$.

Après exécution de cet algorithme, les marcheurs des paramètres de contamination c_a et c_b semblent converger (les distributions des échantillonnages sont de forme gaussienne), mais présentent une dispersion très élevée. Nous exposons l'estimation de la contamination de l'ensemble de nos traceurs dans la Table 8.4 (dans la colonne nommée « Méthode 2 »). En l'occurrence, nous obtenons une contamination pour le lsSFR spectroscopique de $\sim$ 24%. Ces estimations sont reportées dans la Figure 8.2 avec les deux premières méthodes.

Étant donnés les résultats cohérents obtenus pour les données simulées lors de l'étape de validation, ces *posteriors* sont surprenants. En les comparant avec les méthodes précédentes (c'est-à-dire le modèle statistique à deux populations de SNe Ia, développé en Section 4.1, dans les deux cas de la contamination du lsSFR fixée à 0 ou laissée libre ; voir Table 8.4), nous observons des contaminations compatibles entre elles, mais avec des dispersions sensiblement plus élevées.

Après avoir testé avec plusieurs associations de valeurs données *a priori* à notre algorithme pour les paramètres p_a, γ_0, σ_a et σ_b, la dispersion des marcheurs de la contamination des traceurs reste systématiquement aussi élevée.

Ce constat ne nous permet pas de tirer des conclusions pertinentes quant aux contaminations des différents traceurs, y compris le lsSFR spectroscopique, considéré comme étant le meilleur traceur de référence. Cependant, après avoir expérimenté un comportement similaire pendant le développement du modèle statistique à deux populations de

Table 8.4 – Valeurs de la contamination $c = c^a + c^b$, en pourcents, propre à chaque traceur présenté en Section 6.1.1 en utilisant plusieurs méthodes : (0) modèle développé dans la Section 4.1 en prenant le lsSFR spectroscopique comme traceur de référence parfait (c'est-à-dire en fixant sa contamination à 0) ; (1) modèle identique à la première méthode en laissant libre la contamination du lsSFR spectroscopique (voir Section 8.1.1) ; (2) modèle développé en Section 8.1.2 avec une fonction de probabilité alternative. Les *posteriors* sont estimés, après exécution de l'algorithme associé, par la médiane des distributions obtenues par l'échantillonnage MCMC ; leurs incertitudes à un sigma par les percentiles à 16% et 84%.

	Méthode 0	Méthode 1	Méthode 2
lsSFR [spectro.]	0,0	$7{,}2^{+5{,}6}_{-3{,}8}$	$24{,}4^{+18{,}5}_{-12{,}0}$
lsSFR [photo.]	$36{,}9^{+10{,}8}_{-9{,}3}$	$32{,}7^{+12{,}1}_{-10{,}3}$	$45{,}8^{+26{,}6}_{-20{,}7}$
$u-r$ locale	$12{,}9^{+7{,}2}_{-5{,}7}$	$11{,}0^{+7{,}7}_{-5{,}8}$	$36{,}9^{+27{,}3}_{-19{,}1}$
masse locale	$60{,}2^{+11{,}2}_{-10{,}6}$	$57{,}5^{+12{,}8}_{-12{,}1}$	$57{,}4^{+23{,}8}_{-21{,}3}$
masse globale	$30{,}8^{+8{,}3}_{-7{,}7}$	$26{,}6^{+10{,}0}_{-7{,}6}$	$42{,}3^{+16{,}5}_{-14{,}0}$
morphologie	$53{,}3^{+8{,}9}_{-7{,}5}$	$53{,}1^{+10{,}5}_{-8{,}4}$	$42{,}0^{+16{,}1}_{-11{,}7}$

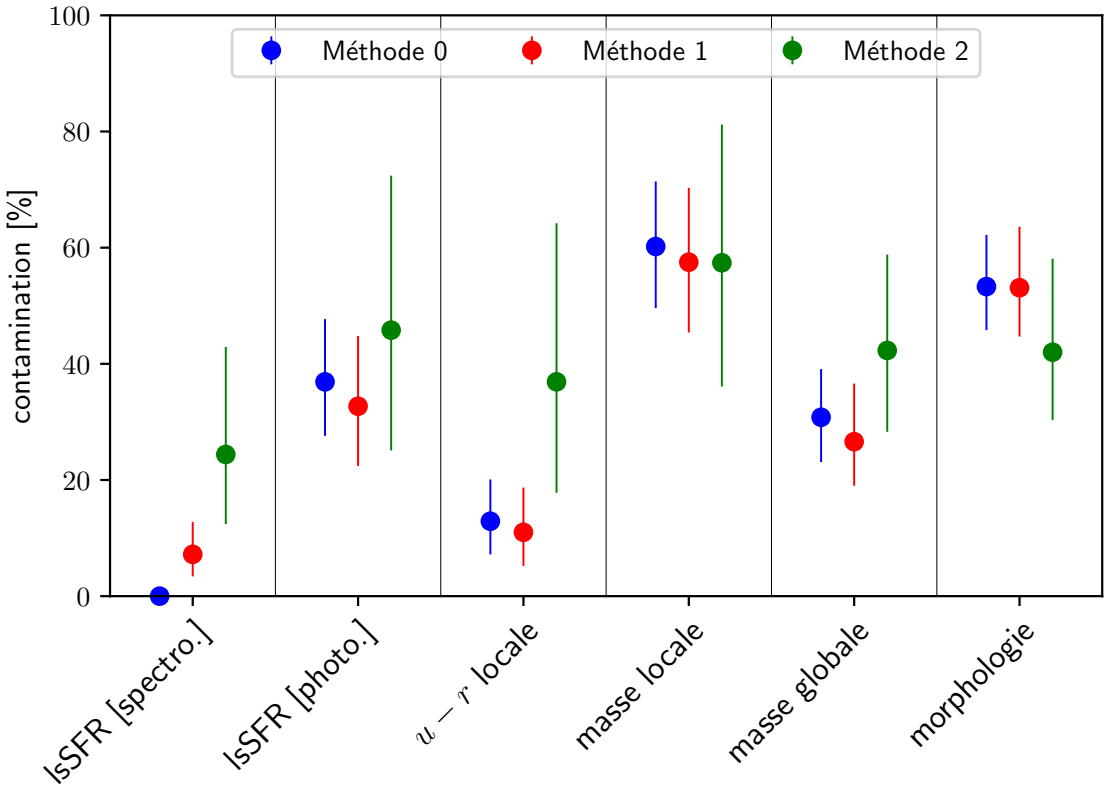

Figure 8.2 – Comparaison sur l'estimation de la contamination $c = c^a + c^b$, en pourcents, propre à chaque traceur présenté en Section 6.1.1, entre les différentes méthodes employées comme précisées dans la Table 8.4. La couleur des marqueurs indique la méthode associée.

SNe Ia, nous pouvons supposer qu'il manque une information dans la fonction de probabilité proposée dans cette Section (correspondant à la définition indirecte des populations a et b par l'utilisation d'un traceur de référence). Quoi qu'il en soit, cette modélisation nécessite une étude plus approfondie pour pouvoir en extraire des résultats exploitables.

Nous devons garder en mémoire que les deux méthodes alternatives présentées dans cette Section (contamination du lsSFR spectroscopique laissée libre et nouvelle forme de la fonction de probabilité) sont des approches théoriques, ayant pour but d'estimer la contamination du traceur de référence (dans notre cas, le lsSFR spectroscopique). La première semble cohérente dans les résultats, tandis que la deuxième semble imparfaite. Dans tous les cas, tant que nous n'aurons pas accès à des mesures directes des progéniteurs des SNe Ia, les résultats obtenus resteront spéculatifs.

8.2 Ajustement de la distribution spectrale d'énergie

Mis à part le lsSFR spectroscopique, qui, comme son nom l'indique, est un traceur dérivé de mesures spectroscopiques, l'intégralité des autres traceurs environnementaux sont extraits des mesures photométriques. Il est donc essentiel de traiter ces données le plus précisément et correctement possible pour éviter de propager ensuite des erreurs dans leur utilisation. Une étape conséquente du traitement de la photométrie est l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie (SED). Ce procédé nous permet d'appliquer des corrections K aux mesures de flux, mais aussi d'extraire des paramètres physiques tels que la masse stellaire et le taux de formation stellaire (SFR ; et par conséquent le taux de formation stellaire spécifique, sSFR).

Concernant `LePHARE`[1], que nous avons utilisé jusqu'à présent (voir Section 5.2.2), nous avons remarqué dans la Figure 6.2 (voir Section 6.1.1) une corrélation très faible entre les estimations spectroscopique et photométrique du lsSFR, avec un coefficient de Spearman de $\rho = 0{,}5$.

En outre, dans les Figures 6.1 et 6.2 (voir Section 6.1.1), nous constatons que le lsSFR photométrique, estimé par `LePHARE` avec le fichier de configuration de Jones et al. (2018), sature à $\log(\mathrm{lsSFR}) \approx -9{,}5$.

Enfin, nous observons dans plusieurs cas ($\sim 10\%$ des SNe Ia de notre échantillon) une divergence de l'ajustement de la SED ($\chi^2 \gg 1$) par l'emploi du fichier de configuration de Jones et al. 2018, conduisant à des valeurs de $\log(\mathrm{lsSFR}) < -100$ (non représentées sur les différentes Figures concernées pour plus de lisibilité)[2].

Dans cette Section, nous étudions plus en détails l'ajustement de la SED avec pour objectif d'améliorer la précision et la justesse du traitement des mesures photométriques.

1. `https://www.cfht.hawaii.edu/~arnouts/LEPHARE/lephare.html` ; v2.2

2. Nous trouvons des divergences similaires en réalisant l'ajustement de la SED sur les données de Jones et al. (2018) avec leur fichier de configuration (afin de vérifier, en retrouvant les mêmes résultats que dans leur article, que nous utilisons exactement les mêmes paramètres qu'eux dans notre étude et de pouvoir rigoureusement comparer nos mesures de la *marche de magnitude*).

8.2.1 Configuration de LEPHARE

Dans la Section 5.2, nous avons employé deux fichiers de configuration différents pour initialiser LEPHARE.

Le premier a été développé empiriquement par nos soins avec de nombreux tests de robustesse et de comparaison entre les estimations des paramètres physiques faites par LEPHARE et nos propres mesures (calibration de la luminosité des raies Hα par Calzetti 2013 pour le lsSFR, relation de Taylor et al. 2011 pour la masse stellaire, voir Section 5.2). Ce fichier de configuration est utilisé pour mesurer la couleur et la masse stellaire locales (voir Section 5.2.2).

Le deuxième, provenant de Jones et al. (2018), est employé pour réaliser une estimation photométrique du lsSFR (voir Section 5.2.4), nous permettant de comparer nos résultats avec les leurs.

Nous avons remarqué, pendant le développement de notre fichier de configuration, que les résultats obtenus par LEPHARE dépendent fortement de sa configuration. En effet, les paramètres d'initialisation ont un impact direct sur les modèles créés en amont et qui sont utilisés pendant l'ajustement de la SED sur les données.

Nous illustrons cette influence dans la Figure 8.3 en comparant les paramètres physiques de masse stellaire ($\log(M_*/M_\odot)$), taux de formation stellaire (lSFR) et taux de formation stellaire spécifique (lsSFR), tous les trois extraits de l'ajustement de la SED par LEPHARE de l'environnement galactique dans un rayon projeté de 1 kpc autour de la position des SNe Ia de notre échantillon, en utilisant les deux fichiers de configuration. Nous représentons les données ainsi obtenues par rapport à des mesures indépendantes de ces mêmes paramètres physiques : pour la masse stellaire, nous employons la relation de Taylor (Taylor et al. 2011, voir Section 5.2.3) ; le lSFR est obtenu par des mesures spectroscopiques au moyen de la fonction de calibration de la luminosité des raies Hα (Calzetti 2013, voir Section 5.2.1) ; et le lsSFR correspond au ratio entre le lSFR et la masse stellaire ainsi mesurés.

Tout d'abord, nous constatons encore la présence de deux cas de divergence de l'ajustement de la SED ($\chi^2 \gg 1$, non représentés dans la Figure 8.3 pour plus de lisibilité) pour ce rayon d'étude (1 kpc) avec le fichier de configuration de Jones et al. (2018) (tandis que le nôtre n'en présente aucun).

Nous observons une meilleure corrélation (coefficient de Pearson $\rho = 0{,}96$), avec une plus faible dispersion, pour la masse stellaire avec notre fichier de configuration (en fonction de la mesure par la relation de Taylor), plutôt qu'avec celui de Jones et al. (2018) ($\rho = 0{,}56$). Cela est justifié par le fait que nous avons construit notre configuration dans le but de maximiser cette corrélation. Notons tout de même un comportement étrange de la corrélation entre la masse stellaire extraite par LEPHARE et celle donnée par la relation de Taylor (Taylor et al. 2011).

Ensuite, aucun des fichiers de configuration ne fournit une corrélation significative entre le lSFR photométrique (estimé par LEPHARE) et celui spectroscopique (dérivé de la luminosité des raies Hα). En l'occurrence, notre configuration présente un coefficient de Pearson de $\rho = 0{,}46$, tandis que celle de Jones et al. (2018) obtient $\rho = 0{,}37$. Nous voyons plusieurs causes possibles pour expliquer ces différences : (1) le ou les indicateurs du SFR employés par LEPHARE peuvent être différents des raies Hα ; (2) des mesures photométriques dans un plus grand nombre de bandes (dans l'ultra-violet et l'infrarouge par exemple) permettrait un ajustement plus étendu en longueur d'onde de la SED, et

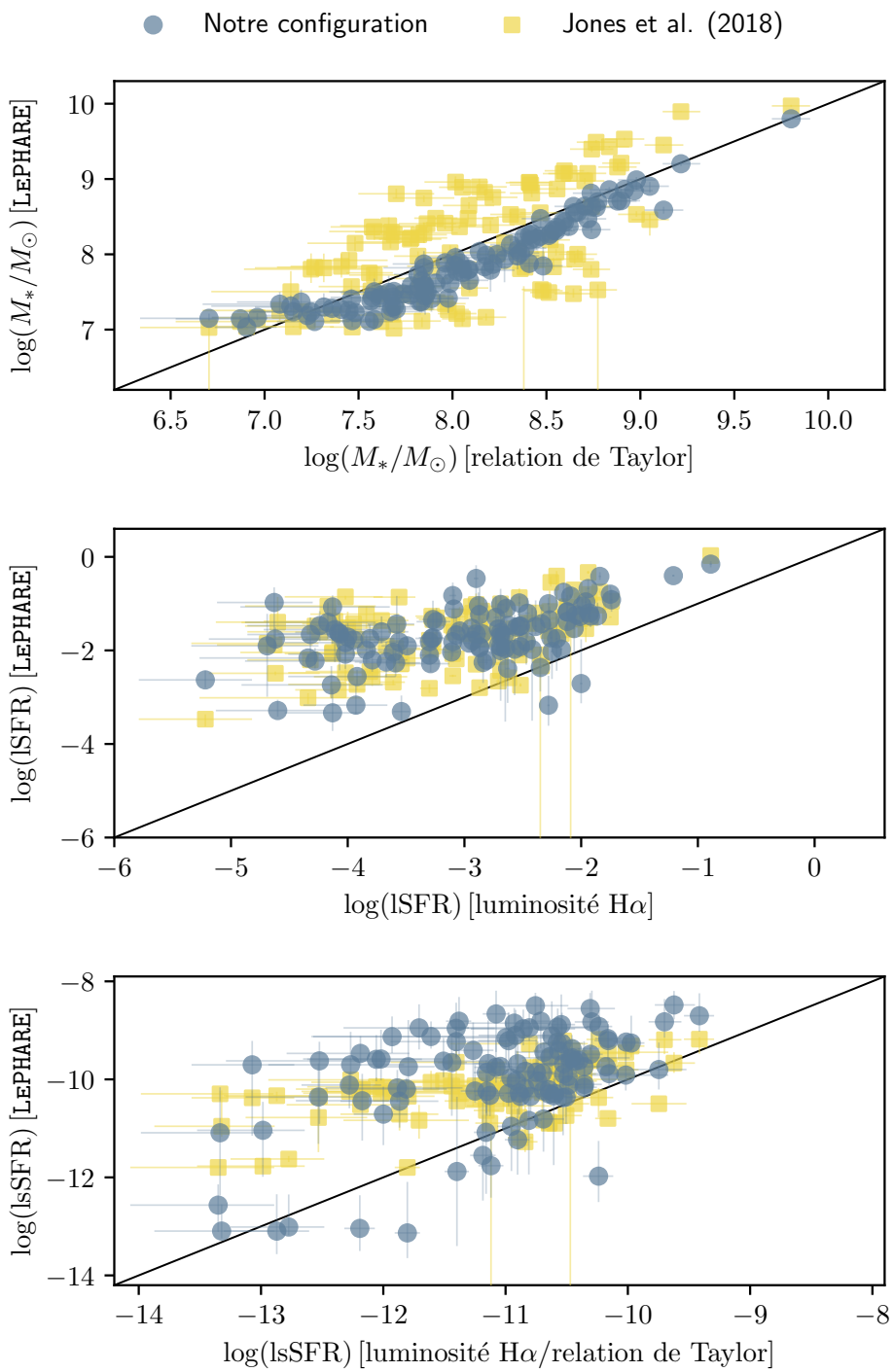

FIGURE 8.3 – Comparaison entre les paramètres physiques de masse stellaire ($\log(M_*/M_\odot)$), taux de formation stellaire (lSFR) et taux de formation stellaire spécifique (lsSFR), respectivement de *haut* en *bas*, extraits de l'ajustement de la SED par LEPHARE de l'environnement galactique dans un rayon projeté de 1 kpc autour de la position des SNe Ia de notre échantillon en employant notre fichier de configuration (marqueurs ronds bleus) et celui de Jones et al. (2018) (marqueurs carrés jaunes), en fonction de mesures indépendantes de ces mêmes paramètres physiques (comme indiqué en Section 8.2.1, relation de Taylor pour la masse stellaire, luminosité des raies Hα pour le lSFR, et le ratio des deux pour le lsSFR). La ligne noire dans chaque graphique représente la relation linéaire idéale pour chaque paramètre physique.

ainsi bénéficier d'une plus grande précision sur l'ajustement du SFR ; (3) LEPHARE crée des modèles de galaxies entières lors de son initialisation, ce qui ne paraît pas adapté à une étude photométrique localisée de l'environnement des SNe Ia.

Enfin, les corrélations pour l'estimation du lsSFR sont aussi très faibles entre les deux configurations de LEPHARE et le ratio de la masse stellaire et du lSFR ($\rho = 0{,}36$ pour notre configuration, $\rho = 0{,}49$ pour celle de Jones et al. 2018). Nous constatons que la corrélation et la dispersion des données sont meilleures avec le fichier de Jones et al. (2018) qu'avec le nôtre, ce qui est surprenant étant donnés les meilleurs résultats obtenus individuellement pour la masse stellaire et le lSFR avec notre fichier (tandis que le lsSFR est censé être le ratio des deux).

À l'origine, nous avons choisis d'employer LEPHARE comme estimateur de la SED sur nos données photométriques afin de pouvoir comparer rigoureusement nos résultats avec ceux de Jones et al. (2018). Cependant, il s'avère que son utilisation n'est pas adaptée à notre analyse : LEPHARE a été développé avec pour objectif principal d'estimer les décalages vers le rouge photométriques et travaille sur des galaxies étudiées en globalité (plutôt que localement). Il convient donc de trouver une méthode plus conforme à cette étude (analyse locale des propriétés physiques de l'environnement galactique des SNe Ia) avant de pouvoir l'exploiter à plus grande échelle (c'est-à-dire des échantillons plus larges de SNe Ia).

8.2.2 PROSPECTOR

Il existe un grand nombre de possibilités lorsque nous devons ajuster la SED [3]. Nous proposons dans cette Section une alternative à l'utilisation de LEPHARE par l'emploi de PROSPECTOR [4]. Il s'agit d'un code, implémenté dans PYTHON, réalisant des inférences bayésiennes des propriétés physiques (à plus ou moins grandes dimensions) de populations stellaires à partir de données photométriques et/ou spectroscopiques par un échantillonnage MCMC (Johnson et al. 2019). PROSPECTOR est basé sur l'utilisation de *the Flexible Stellar Populations Synthesis* [5, 6] (FSPS ; Conroy et al. 2009 ; Conroy et Gunn 2010).

PROSPECTOR procède en générant des distributions spectrales d'énergie, modélisées étant donné des paramètres physiques (tels que la masse stellaire, les paramètres de l'histoire de la formation stellaire, la poussière, les lignes d'émission, etc.) en utilisant SEDPY [7], et en les comparant aux données jusqu'à obtenir la meilleur concordance (en anglais, il s'agit de *forward modeling*). L'échantillonnage MCMC est réalisé, au choix, par EMCEE [8] ou DYNESTY [9].

Comme pour LEPHARE, nous avons développé une implémentation PYTHON de l'ajustement de la SED en utilisant les fonctions de PROSPECTOR, disponible publiquement : PYPROSP [10].

PROSPECTOR dispose de deux types principaux de modélisation, tous deux basés sur

3. L'ensemble des méthodologies publiques actuelles est présenté au site internet : http://sedfitting.org/Fitting.html.
4. https://prospect.readthedocs.io
5. https://github.com/cconroy20/fsps
6. https://dfm.io/python-fsps
7. https://github.com/bd-j/sedpy
8. https://emcee.readthedocs.io
9. https://dynesty.readthedocs.io
10. https://github.com/MartinBriday/pyprosp

la *star formation history* (SFH) : une modélisation directe (décrite par exemple par un taux de formation stellaire décroissant exponentiellement avec une échelle de temps τ) et une méthode indirecte (par exemple en ajustant le taux de formation stellaire à travers des intervalles de temps prédéfinis, voire libres de varier pendant l'ajustement). À ces deux bases de modèle s'ajoute l'inclusion éventuelle de paramètres physiques supplémentaires (comme ceux de la poussière intergalactique, des noyaux actifs de galaxies, lignes d'émission, etc.). Nous avons choisis d'employer le modèle intégré ALPHA, présenté par Leja et al. (2017) et employant la quasi totalité des paramètres physiques disponibles pour modéliser la SED, auquel nous adaptons les *priors* pour correspondre à notre étude localisée (par exemple, nous permettons au paramètre de masse stellaire de descendre jusqu'à $\log(M_*/M_\odot) = 6$ au lieu de 8 dans le modèle pré-chargé). Le modèle ALPHA faisant partie des méthodes indirectes, nous utilisons le générateur de SED FastStepBasis [11].

Pour l'échantillonnage MCMC, nous utilisons DYNESTY [9] (Speagle 2020). Il s'agit d'une implémentation, entièrement dans Python, de l'algorithme d'échantillonnage par imbrication dynamique (Higson et al. 2019). DYNESTY fonctionne avec un seul marcheur et prend comme argument un seuil de convergence, contrairement à EMCEE qui demande un nombre définis de chaînes et d'échantillons à générer (voir Section 4.2.2). Cela signifie que DYNESTY n'arrêtera l'échantillonnage qu'une fois la convergence atteinte [12], et que la taille finale du marcheur est variable pour chaque exécution de DYNESTY. Nous avons placé le seuil de convergence en fixant le paramètre spécifique à PROSPECTOR dlogz = 0,05.

Nous comparons l'ajustement de la SED obtenue par l'utilisation de LePHARE (avec l'emploi de notre fichier de configuration, voir Section 5.2.2) et de PROSPECTOR pour l'environnement galactique dans un rayon projeté de 1 kpc autour d'une SN Ia quelconque dans la Figure 8.4.

Tout d'abord, notons que le temps pris par chaque algorithme est sensiblement différent. L'initialisation de LePHARE s'effectue entre quelques minutes et plusieurs dizaines (en fonction du contenu du fichier de configuration utilisé), mais une fois réalisée, l'ajustement de la SED est très rapide (quelques minutes pour l'ensemble des SNe Ia de notre échantillon SNfactory). En revanche, PROSPECTOR demande un temps beaucoup plus conséquent, en fonction du modèle employé et des mesures photométriques à disposition : dans notre contexte (cinq bandes SDSS *ugriz* avec le modèle ALPHA), le marcheur converge au bout de plusieurs dizaines de minutes (pour les plus courts) à plusieurs heures (pour les plus longs).

Ensuite, nous observons dans la Figure 8.4 une grande similitude entre les deux SED, mais avec une résolution beaucoup plus élevée avec PROSPECTOR qu'avec LePHARE [13]. Ainsi, nous observons un plus grand nombre de détails sur le spectre de PROSPECTOR, notamment avec les raies d'émission et d'absorption (invisibles dans LePHARE).

Après exécution de PROSPECTOR pour l'ensemble de notre échantillon de SNe Ia provenant de SNfactory, nous pouvons aussi comparer les estimations des paramètres physiques

11. Il s'agit d'une implémentation dans Python de FSPS adaptée à la modélisation indirecte de la SFH, tandis que pour les méthodes directes il faut employer CSPSpecBasis.

12. Si la convergence ne peut être atteinte, l'algorithme utilise un argument de nombre maximal d'itérations pour s'arrêter.

13. PROSPECTOR génère des SED sur une amplitude de longueur d'onde allant de 96 à 1×10^8 Å avec $\sim$ 6000 points de données, tandis que LePHARE s'étend de 300 à 1×10^5 Å avec $\sim$ 1000 points. Cela justifie aussi le temps de calcul de PROSPECTOR, car le marcheur MCMC génère une SED à chaque itération. Notons que dans les deux cas, la résolution n'est pas aisément modifiable.

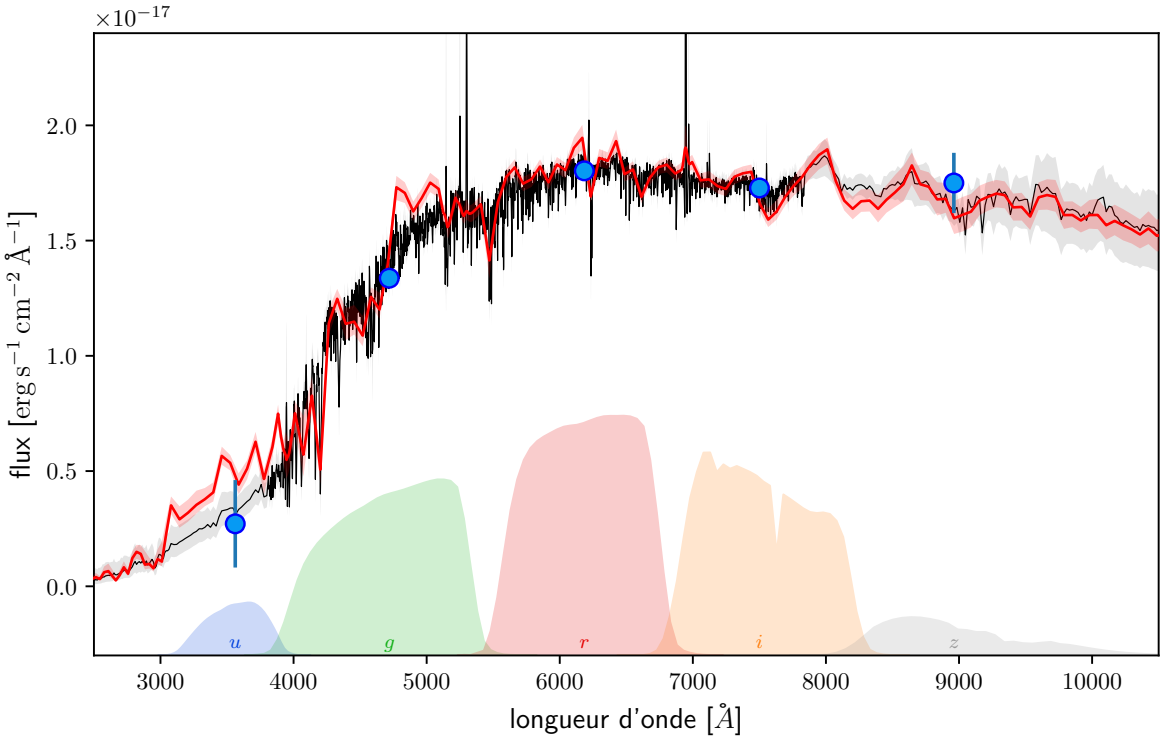

FIGURE 8.4 – Comparaison entre la SED ajustée par PROSPECTOR (ligne noire ; voir Section 8.2.2) et par LEPHARE (ligne rouge ; voir Section 5.2.2), avec leur incertitude respective, de l'environnement stellaire dans un rayon de 1 kpc autour de la position de la même SN Ia qu'en Figure 5.7. Les marqueurs bleus correspondent aux mesures photométriques (avec leur erreur) dans les bandes SDSS *ugriz*, dont les courbes de transmission sont représentées en bas du graphique.

entre les deux algorithmes (pour LEPHARE, nous employons le fichier de configuration que nous avons développé en Section 5.2.2), comme illustré dans la Figure 8.5.

Dans cette Figure, nous observons une bonne corrélation entre la masse stellaire estimée par PROSPECTOR et les mesures par la relation de Taylor (coefficient de Pearson $\rho = 0{,}97$; équivalent à LEPHARE avec notre fichier de configuration, voir Section 8.2.1). Notons un décalage de $\sim 0{,}4$ dex, que nous supposons dû à la différence de définition entre les deux estimations de la masse (PROSPECTOR contre relation de Taylor).

Les estimations du lSFR sont très similaires entre PROSPECTOR et LEPHARE, induisant une corrélation très faible avec l'estimation spectroscopique ($\rho = 0{,}56$). Et par conséquent, le lsSFR extrait de PROSPECTOR présente lui-aussi une faible corrélation avec son équivalent mesuré indépendamment ($\rho = 0{,}44$).

De plus, bien que le lsSFR extrait de PROSPECTOR semble quasiment constant pour l'ensemble des SNe Ia (mettant en évidence les lacunes sur l'indicateur du SFR, provenant probablement du faible nombre de mesures photométriques dont nous disposons), nous observons une dispersion relativement faible du lsSFR extrait de PROSPECTOR, en comparaison avec LEPHARE. Cela suggère que PROSPECTOR est plus précis pour les analyses locales (et donc plus adapté à notre étude).

Pour conclure, afin d'obtenir les traitements des mesures photométriques les plus précis possibles, dans notre contexte, il s'avère nécessaire de changer de méthode d'ajustement de la SED. En effet, LEPHARE n'est pas adapté pour une analyse locale de l'environnement galactique des SNe Ia. Nous avons proposé une alternative par l'utilisation de PROSPECTOR.

Ensuite, l'ajustement de la SED à partir des seules bandes photométriques optiques de SDSS et PS1 est suffisant pour appliquer des corrections K aux mesures dans ces mêmes bandes (l'incertitude de la SED sur l'intervalle de longueurs d'ondes concerné est suffisamment faible pour permettre une reconstruction précise des mesures photométriques K corrigées ; voir Section 5.2.2).

Cependant, nous supposons qu'ajouter des mesures photométriques dans des longueurs d'ondes plus étendues est nécessaire pour obtenir des estimations plus précises des paramètres physiques (par exemple GALEX pour l'ultra-violet, et 2MASS, WISE ou Spitzer pour l'infrarouge). Ce dernier point reste à vérifier, mais cela permettrait d'étendre l'étude menée dans cette thèse à d'autres échantillons de SNe Ia que SNfactory, en permettant la dérivation de l'ensemble des traceurs par la photométrie. En effet, les mesures spectroscopiques de l'environnement local des SNe Ia sont rares et difficilement mesurables, contrairement aux données photométriques (directement accessibles à partir des images fournies par les différentes collaborations et plus flexibles sur le rayon d'étude que la spectroscopie).

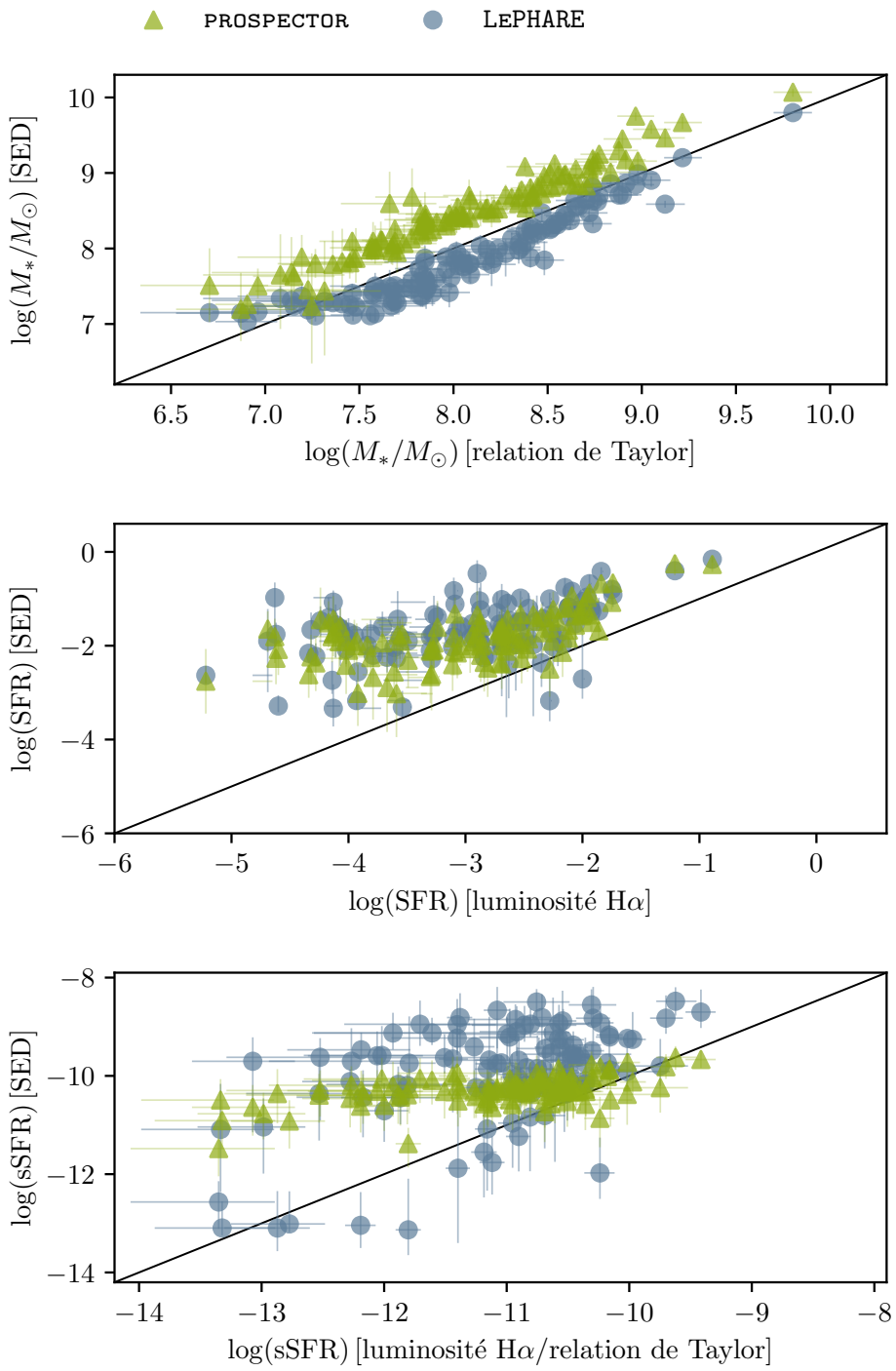

FIGURE 8.5 – Similaire à la Figure 8.3, en comparant les estimations des paramètres physiques extraits de l'ajustement de la SED de l'environnement galactique dans un rayon projeté de 1 kpc autour de la position des SNe Ia de notre échantillon en employant LEPHARE (avec notre fichier de configuration développé en Section 5.2.2, marqueurs ronds bleus) et PROSPECTOR (voir Section 8.2.2, marqueurs triangles verts).

Chapitre 9

Perspectives et applications

Pour terminer cette thèse, nous proposons, avec ce dernier Chapitre, quelques ouvertures et applications de l'étude menée jusqu'ici.

Lors de l'application de notre modèle statistique à deux populations de SNe Ia sur nos données, nous avons posé une hypothèse forte sur la répartition des SNe Ia dans les deux populations. En l'occurrence, ne voyant pas de raison de favoriser une catégorie par rapport à l'autre, et en nous basant sur les études précédentes de taux de SNe Ia, nous avons choisi de fixer cette répartition avec une constante de 50% pour chaque population. Nous allons remettre cette hypothèse en question.

Par ailleurs, les résultats exposés dans les Chapitres précédents semblent converger vers la dichotomie basée sur l'âge du progéniteur des SNe Ia. Dans ce contexte, nous pouvons supposer une plus grande corrélation entre leur luminosité et les propriétés de leur environnement par l'utilisation de traceurs locaux. Cependant, l'estimation de la masse stellaire (globalement et localement) semble démentir cette hypothèse.

Enfin, rappelons que nous nous situons dans le contexte de la tension de Hubble, mettant en conflit les mesures directes et indirectes de la constante de Hubble. Nous pouvons étudier l'impact de notre étude sur cette tension.

Dans la Section 9.1, nous présentons les futurs grands relevés de SNe Ia et les effets qu'ils pourraient avoir sur notre étude. Puis, nous discutons de l'intérêt d'une analyse locale des traceurs environnementaux dans la Section 9.2. Enfin, nous présentons quelques conséquences de notre travail sur les études cosmologiques.

Sommaire

9.1 Futurs grands relevés de SNe Ia 158
9.1.1 Zwicky Transient Facility 158
9.1.2 Observatoire Vera C. Rubin 158
9.1.3 Perspectives pour une plus grande statistique sans données spectroscopiques 162
9.1.4 Évolution de la répartition des SNe Ia dans les deux populations . . 164
9.2 Traceurs locaux et globaux 164
9.3 Conséquences pour la cosmologie 168

9.1 Futurs grands relevés de SNe Ia

Dans cette Section, nous présentons les deux principaux relevés de SNe Ia en cours ou à venir dans un futur proche. Nous proposons ensuite quelques perspectives pour notre étude, dues à l'augmentation de la statistique.

9.1.1 Zwicky Transient Facility

Le sondage *Zwicky Transient Facility* (ZTF ; Bellm et al. 2019 ; Masci et al. 2019 ; Graham et al. 2019), mis en service depuis 2018, repose sur une caméra grand champ, composée de 16 capteurs CCD de 6144 $\times$ 6160 pixels chacun, permettant de couvrir une surface de 47 deg^2 à chaque exposition (surface équivalente à 247 pleines lunes) avec une cadence de $\sim$ 3760 deg^2 /h (cela signifie que ZTF peut couvrir la totalité du ciel de l'hémisphère Nord en une nuit). Cette caméra est positionnée sur le télescope Samuel Oschin de 1,2 m de diamètre (P48, de type Schmidt), situé à l'Observatoire Caltech de Palomar. Cette caméra est équipée de trois filtres optiques : g ($\lambda_{\mathrm{eff}} = 4722{,}74$ Å), r ($\lambda_{\mathrm{eff}} = 6339{,}61$ Å) et i ($\lambda_{\mathrm{eff}} = 7886{,}13$ Å). Ceux-ci sont capables de détecter des phénomènes physiques plus lumineux que $g = 20{,}8$ mag, $r = 20{,}6$ mag et $i = 19{,}9$ mag respectivement (pour des objets transitoires dans le cadre d'une seule visite). Nous illustrons les bandes de transmission de ces filtres dans la Figure 9.1, et nous montrons un exemple de courbes de lumière d'une SN Ia avec une cadence de prise de mesures particulièrement élevée dans la Figure 9.2.

Cette caméra est accompagnée d'un spectromètre à basse résolution (R $= \Delta\lambda/\lambda \approx 100$), la *Spectral Energy Distribution Machine* (SEDM ; Blagorodnova et al. 2018 ; Rigault et al. 2019), montée sur le téléscope de 1,5 m à Palomar (P60). Cet outil consiste en un spectrographe à intégrale de champ (en anglais, *Integral Field Spectrograph*, IFS) composée de 45 $\times$ 52 spaxel (*spatial picture element*) et possède un champ de vue de $28'' \times 28''$. Les spectres sont extraits au moyen du paquet `PYSED`[1] (implémenté dans `PYTHON`). Ce spectrographe a été conçu dans le but de classifier les objets transitoires détectés par ZTF. Nous illustrons un exemple de spectre extrait de SEDM dans la Figure 9.3

Le potentiel de découvertes de ZTF s'élève à plusieurs SNe, étoiles variables et astéroïdes toutes les nuits d'observation, un noyau galactique actif (*Active Galactic Nuclei*, AGN) par semaine, un événement de rupture par effet de marée (*Tidal Disruption Event*, TDE) par mois, une SN sous l'effet d'une lentille gravitationnelle par trimestre, et plusieurs objets transitoires inattendus par an.

Depuis son lancement, ZTF a détecté et étudié plus de 3000 objets transitoires avec des décalages vers le rouge $z < 0{,}2$, dont plus de 2000 classifiés comme étant des SNe Ia (Perley et al. 2020). Nous illustrons la distribution de ces objets en fonction de leur décalage vers le rouge dans la Figure 9.4.

9.1.2 Observatoire Vera C. Rubin

L'observatoire Vera C. Rubin (anciennement appelé *Large Synoptic Survey Telescope* jusqu'en Juin 2019 ; LSST ; Tyson 2002 ; Ivezic et al. 2008 ; Ivezić et al. 2019) est composé du télescope de 8,4 m de diamètre (6,5 m effectifs), nommé *Simonyi Survey Telescope* et

1. `https://github.com/MickaelRigault/pysedm`

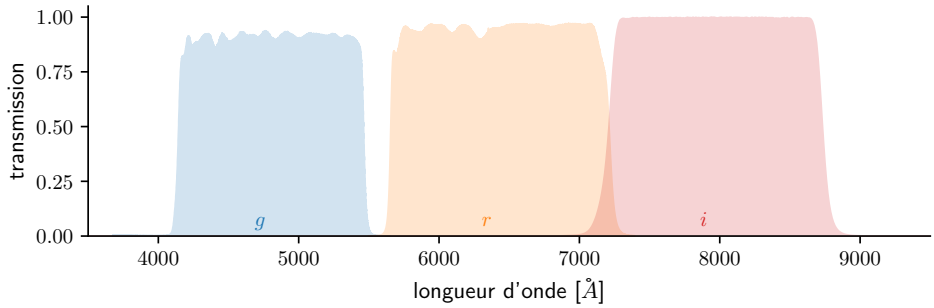

FIGURE 9.1 – Transmission en longueur d'onde des filtres g (bleu), r (orange) et i (rouge) utilisés par ZTF.

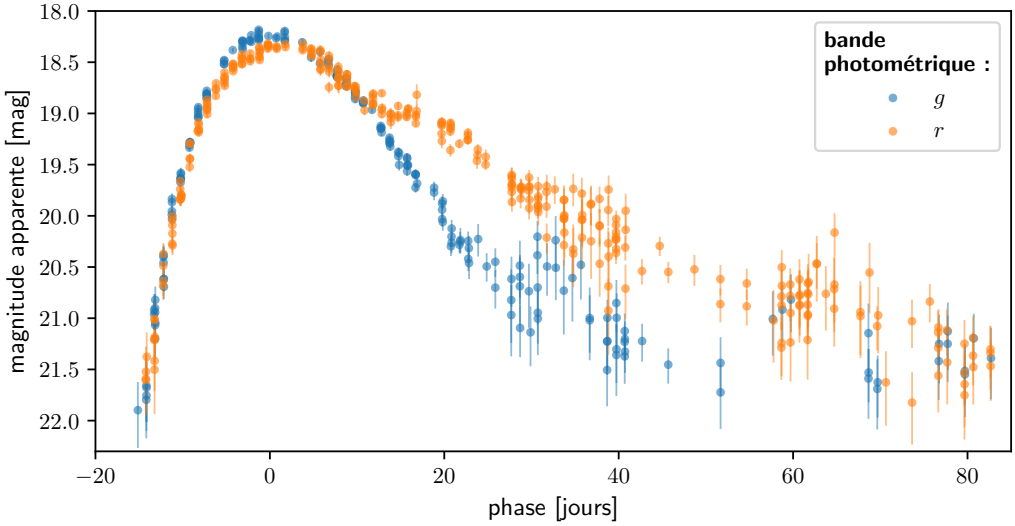

FIGURE 9.2 – Courbes de lumière de la SN Ia ZTF18aazblzy dans les bandes photométriques g (bleu) et r (orange). Données provenant de Yao et al. (2019).

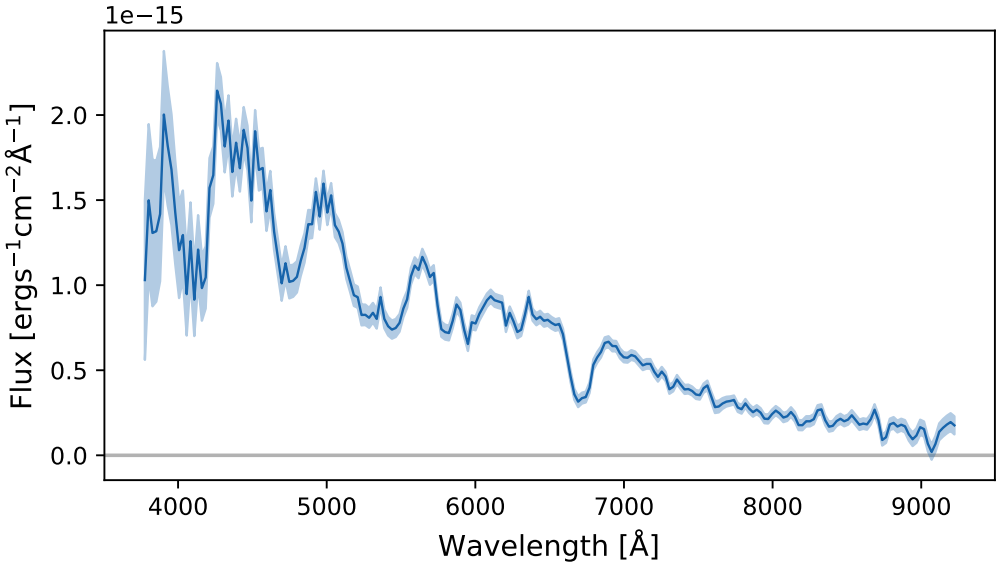

FIGURE 9.3 – Spectre calibré en flux (et son incertitude) de la SN Ia ZTF18abqlpgq extrait de SEDM en utilisant le paquet PYSEDM. Figure de Rigault et al. (2019).

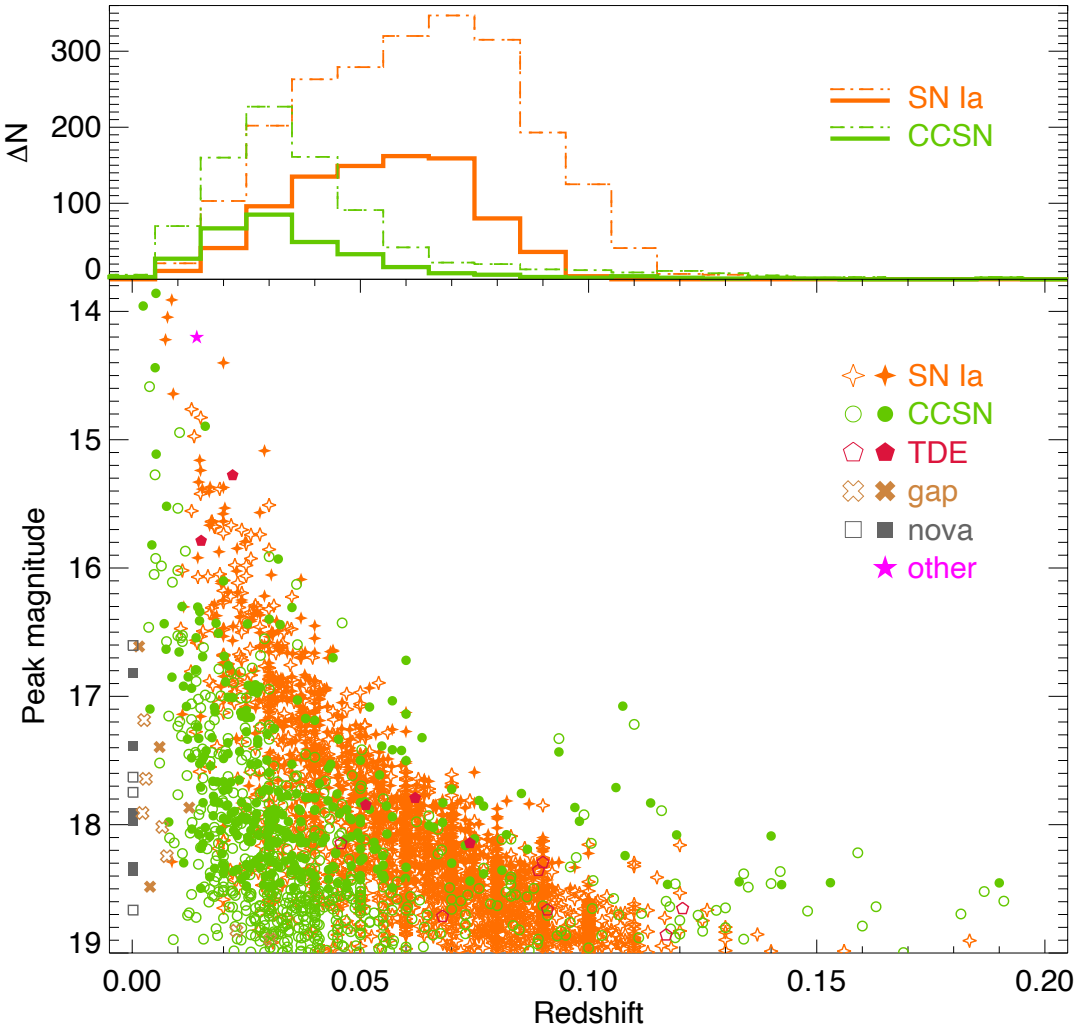

FIGURE 9.4 – Distribution de la magnitude apparente des objets détectés par ZTF en fonction de leur décalage vers le rouge. Les types et couleurs sont indiqués dans la légende : « SN Ia » (orange) représente les Supernovae de Type Ia ; « CCSN » (vert) indique les Supernovae à effondrement de coeur (tous les type de Supernovae autres que Ia) ; « TDE » (rouge) représente les événements de rupture par effet de marée (*Tidal Disruption Event*) ; « gap » (marron) indique les objets transitoires incluant les évènement riche en Calcium, les novae lumineuses rouges, les évènements de luminosité intermédiaires rouges, et les éruptions lumineuses d'étoiles variables bleus ; « nova » (gris foncé) représente les novae classiques ; et « other » (rose) indique deux évènements n'entrant dans aucune des catégories précédentes. Le graphique au-dessus montre des histogrammes (avec ou sans critères de sélection, respectivement en traits pleins ou en pointillés) de la distribution des SNe Ia (en orange) et des autres types de SNe (CCSN, en vert) en fonction du décalage vers le rouge. Figure de Perley et al. (2020).

Table 9.1 – Propriétés des filtres optiques utilisés par LSST : nom du filtre, longueur d'onde effective et profondeur de sensibilité pour des objets transitoires dans le cadre d'une seule visite.

Filtre	λ_{eff} [Å]	sensibilité [mag]
u	3751,36	23,9
g	4741,64	25,0
r	6173,23	24,7
i	7501,62	24,0
z	8679,19	23,3
y	9711,53	22,1

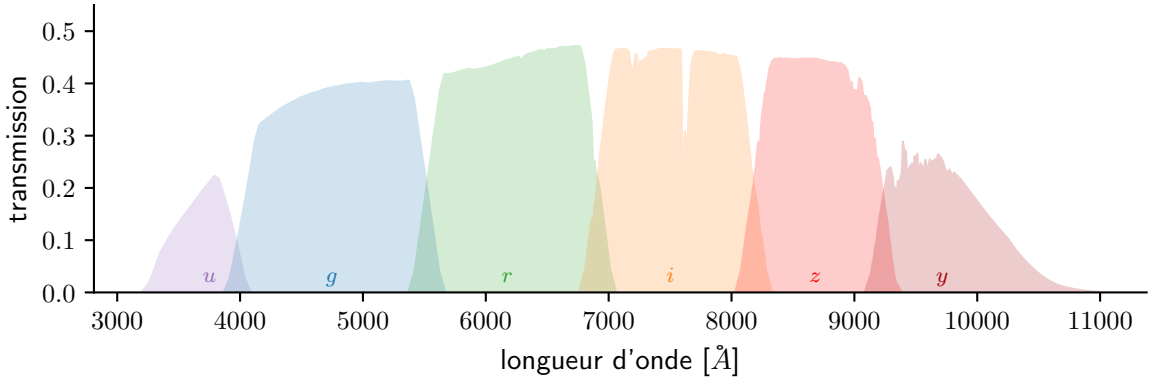

Figure 9.5 – Design actuel des bandes de transmission (incluant une modélisation de l'atmosphère et de la base de transmission des détecteurs) en longueur d'onde des filtres u (violet), g (bleu), r (vert) et i (orange), z (rouge clair) et y (rouge sombre) utilisés par LSST.

situé sur le mont Cerro Pachón (Nord du Chili). Encore en construction, sa mise en fonction est attendue pour 2022.

Ce télescope grand champ, basé sur un système à trois miroirs, couvrira une surface de 9,6 deg^2 à chaque exposition. Il sera équipé d'une caméra composée de 189 capteurs CCD de 4096×4096 pixels chacun, avec six filtres optiques. Nous résumons les propriétés de ces filtres dans la Table 9.1, et nous illustrons le design actuel de leur bande passante dans la Figure 9.5. Ainsi, LSST prévoit de détecter des objets jusqu'à des décalages vers le rouge $z \sim 1$ grâce à des profondeurs de sensibilité de l'ordre de $r \approx 27{,}5$ mag en combinaison d'images (supérieur à SDSS de plus de 4 mag).

La séquence d'observation standard consistera en des paires (pour compenser l'effet des rayons cosmiques) de 15 secondes d'exposition dans un champ donné. Lors d'une même nuit donnée, cette séquence sera répétée deux fois pour chaque position du ciel observée. Ainsi, LSST sera capable de couvrir 10 000 deg^2 du ciel, dans un filtre donné, en trois nuits.

Le sondage *Legacy Survey of Space and Time* prévoit d'opérer sur 10 ans. Il totalisera une surface du ciel de 30 000 deg^2, avec des images dans les six bandes optiques observées à de multiples reprises au cours de cette période (chaque position pourrait être visitée $\sim$ 1000 fois en 10 ans) : $\sim$ 90% du temps d'observation seront affectés à un sondage à champ large sur une surface de 18 000 deg^2 ; les $\sim$ 10% restant seront associé à un sondage

en profondeur du ciel.

L'objectif de LSST est d'atteindre $\sim 32 \times 10^{12}$ observations de $\sim 40 \times 10^{9}$ objets, qui seront rendus publiques pour l'ensemble des scientifiques (et personnes tiers) tout autour du globe. Les principaux thèmes scientifiques de LSST sont :

— l'analyse de la matière sombre et de l'énergie sombre ;
— l'inventaire des objets composant le système solaire ;
— l'exploration du ciel optique transitoire (notamment l'observation des SNe Ia) ;
— la cartographie de la Voie Lactée.

Dans ce contexte, LSST prévoit de découvrir un nombre sans précédent de SNe Ia, avec un ordre de grandeur s'élevant à $\mathcal{O}(10^6)$ (Lochner et al. 2021), avec un décalage vers le rouge moyen de $z \sim 0{,}7$.

9.1.3 Perspectives pour une plus grande statistique sans données spectroscopiques

Actuellement, le diagramme de Hubble est composé de ~ 1000 SNe Ia avec des décalages vers le rouge allant jusqu'à $z \sim 2{,}3$ (échantillon Pantheon ; Scolnic et al. 2018). Une telle statistique (dix fois notre échantillon SNfactory), appliquée à notre étude, permettrait de réduire l'erreur statistique sur les résultats dérivés de nos mesures, d'autant plus avec la prise en compte des sondages ZTF et LSST présentés plus haut.

Cependant, l'obtention de l'ensemble des traceurs environnementaux pour toutes de ces SNe Ia est complexe, en particulier pour celles possédant un décalage vers le rouge élevé.

Premièrement, nous l'avons dis, SNfactory est actuellement le seul sondage à posséder des mesures spectroscopiques de l'environnement local des SNe Ia. Par conséquent, nous ne pouvons accéder qu'aux traceurs photométriques pour les SNe Ia provenant d'autres échantillons. Nous pouvons estimer l'impact de ce fait sur notre étude en retirant le lsSFR spectroscopique des traceurs à notre disposition (tous les autres sont dérivés de mesures photométriques).

À titre d'exemple, nous proposons de prendre la masse stellaire globale comme traceur de référence (étant donné qu'il s'agit du deuxième meilleur choix selon nos résultats exposés en Section 7.2), tout en laissant libres ses paramètres de contamination (comme développé en Section 8.1.1). Dans ce contexte, nous illustrons les résultats de notre algorithme dans la Table 9.2 (en comparant les valeurs de contamination avec la méthode alternative de la Section 8.1.1) et dans la Figure 9.6.

Nous observons que les estimations des contaminations sont, dans l'ensemble, compatibles avec les résultats précédents (bien que les erreurs statistiques ne nous permettent pas de vérifier la robustesse de cette comparaison). En ajustant la prédiction du modèle (équation (4.3), p.72 ; représentée par la ligne noire dans la Figure 9.6), nous trouvons $\gamma_0 = 0{,}118 \pm 0{,}006$ mag (nous obtenons $\chi^2 = 12{,}0$ et *p-value* $= 0{,}051$ en appliquant la même méthode qu'en Section 7.2), ce qui est légèrement inférieur à la valeur estimée en prenant en compte le lsSFR spectroscopique (avec $\gamma_0 = 0{,}127 \pm 0{,}006$ mag, voir Section 8.1.1).

Deuxièmement, plus le décalage vers le rouge de l'objet étudié est élevé, plus le rayon d'étude dans l'image est réduit. Par conséquent, la résolution venant de l'instrument limite la précision (voire l'obtention) des mesures de flux. En l'occurrence, la SN Ia possédant le plus haut décalage vers le rouge dans notre échantillon est mesuré à $z = 0{,}079$, ce qui

Table 9.2 – Résultats de l'estimation de la contamination ($c = c^a + c^b$, en pourcents ; théoriquement estimées par rapport aux deux *vraies* populations de SNe Ia) pour les traceurs environnementaux présentés en Section 6.1.1 (excepté le lsSFR spectroscopique) par notre algorithme modélisant deux populations de SNe Ia en laissant les paramètres de contamination (c_a et c_b) libres pour l'ensemble des traceurs (voir Section 9.1.3) ; et de la *marche de magnitude* en fixant les paramètres α et β par les valeurs obtenues lors de la standardisation par la masse stellaire globale (γ^*, voir Section 7.1) pour les SNe Ia de notre échantillon SNfactory (voir Section 5.1). Le paramètre $t_{\rm cut}$ correspond à la valeur de seuil appliquée à chaque traceur. La colonne « Méthode 1 » correspond aux résultats de contamination obtenus à partir de la méthode alternative décrite en Section 8.1.1.

Traceur	$t_{\rm cut}$	$c = c^a + c^b$	Méthode 1	γ^*
masse globale	10,00	$23{,}2^{+5{,}6}_{-4{,}6}$	$26{,}6^{+10{,}0}_{-7{,}6}$	$0{,}116 \pm 0{,}030$
lsSFR [photo.]	−10,32	$47{,}0^{+15{,}2}_{-13{,}5}$	$32{,}7^{+12{,}1}_{-10{,}3}$	$0{,}076 \pm 0{,}032$
$u - r$ locale	1,74	$10{,}5^{+7{,}8}_{-5{,}7}$	$11{,}0^{+7{,}7}_{-5{,}8}$	$0{,}093 \pm 0{,}030$
masse locale	8,37	$43{,}6^{+14{,}1}_{-13{,}4}$	$57{,}5^{+12{,}8}_{-12{,}1}$	$0{,}056 \pm 0{,}028$
morphologie	0,37	$47{,}5^{+8{,}3}_{-6{,}8}$	$53{,}1^{+10{,}5}_{-8{,}4}$	$0{,}044 \pm 0{,}036$

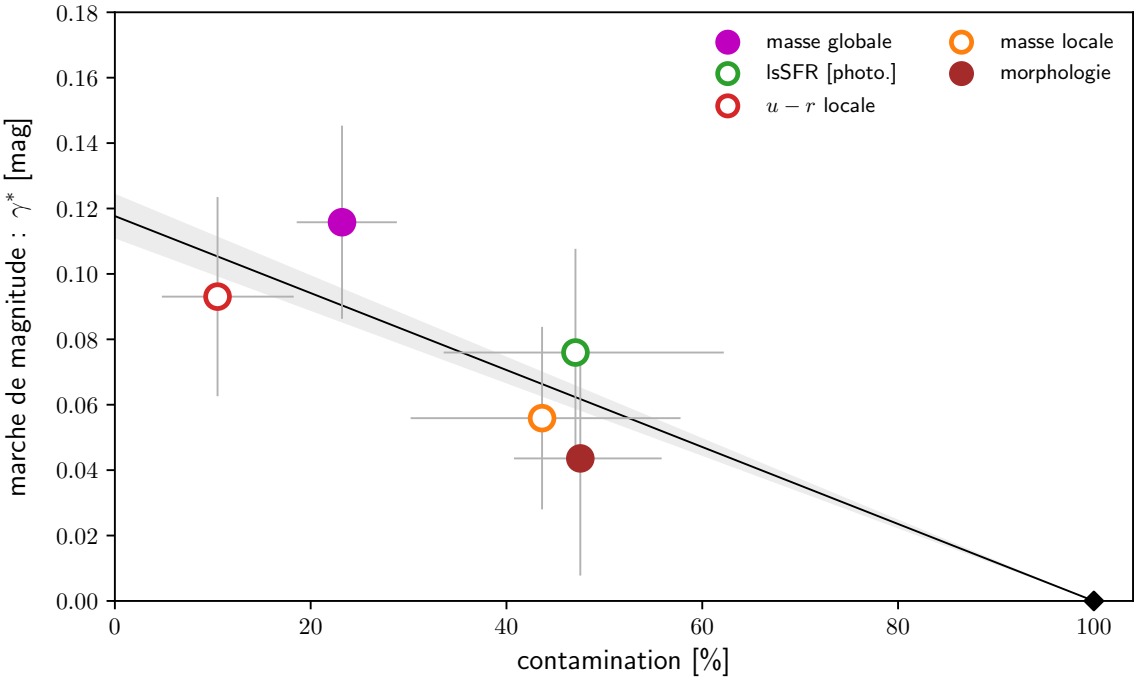

Figure 9.6 – La *marche de magnitude* (γ^*) en fonction de la contamination ($c = c^a + c^b$), toutes deux estimées pour chaque traceur environnemental présenté en Section 6.1.1 (excepté le lsSFR spectroscopique) en laissant les paramètres de contamination (c_a et c_b) libres pour l'ensemble des traceurs (voir Section 9.1.3). Les valeurs sont présentées dans la Table 9.2. Les cercles vides ou pleins se réfèrent respectivement à des traceurs locaux ou globaux. Le diamant noir indique la *marche de magnitude* de valeur 0, associée par définition à une contamination de 100%. La ligne noire (et la bande grise), ajustée sur l'ensemble des marqueurs et ancrée sur le diamant noir, représente notre modélisation (et son incertitude) de la *marche de magnitude* en fonction de la contamination (équation (4.3), p.72).

correspond, dans le cadre d'une mesure photométrique à l'intérieur du rayon projeté de 1 kpc autour de la position de cette SN Ia en utilisant les images SDSS, à un cercle de 1,64 pixel de rayon. Cette limitation met en évidence un premier avantage des sondages de nouvelle génération : la résolution d'image de leurs instruments est jusqu'à six fois plus élevée que SDSS. Cela permettra la disponibilité des traceurs photométriques à des décalages vers le rouge plus élevés qu'en employant seulement des images provenant de SDSS.

Ainsi, notre analyse et notre méthodologie rendent possible une étude fine des biais astrophysiques dans les sondages de nouvelles générations. En effet, bien que notre étude reste à approfondir, et malgré l'absence de données spectroscopiques induisant un traceur de faible contamination (c'est-à-dire de plus grande qualité), il est envisageable de réussir à obtenir une estimation de la « vraie » *marche de magnitude*.

9.1.4 Évolution de la répartition des SNe Ia dans les deux populations

Par ailleurs, nous avons jusqu'ici fais l'hypothèse que les SNe Ia sont également réparties dans les deux populations en fixant par une constante $p_a = 50\%$ (voir Section 6.1.

Or, les études précédentes montrent que les propriétés galactiques évoluent avec le temps (voir par exemple Pérez-González et al. 2008 ; Damen et al. 2009 ; Díaz-García et al. 2019 ; Thorne et al. 2021), comme illustré en Figure 9.7.

Par conséquent, à la place d'une constante, il serait plus correct de caractériser le paramètre p_a de notre algorithme par une fonction du décalage vers le rouge (par exemple, en employant la formalisation du sSFR $\propto (1+z)^{2,8}$ par Tasca et al. 2015). De plus, cette modélisation serait facile à implémenter dans le code (car celui-ci est très modulaire).

Enfin, l'effet d'une telle paramétrisation sera plus significatif sur une large étendue de décalage vers le rouge (ici encore, permise par une plus grande statistique de SNe Ia) (Rigault et al. 2020 ; Nicolas et al. 2021).

9.2 Traceurs locaux et globaux

Dans notre étude, nous avons employé des traceurs globaux (c'est-à-dire caractéristiques de la totalité des galaxies hôtes) et d'autres locaux (par des rayons d'études donnés autour de la position des SNe Ia). De plus, nos résultats convergent vers une dichotomie de l'âge du progéniteur des SNe Ia (prompt et tardif). Dans ce contexte, nous pouvons supposer que les traceurs locaux doivent être mieux corrélés avec le biais astrophysique impactant la luminosité des SNe Ia que ceux globaux, car plus représentatifs de l'âge du progéniteur des SNe Ia. Cependant, l'intérêt d'employer des traceurs locaux reste aujourd'hui un sujet de débat, étant données les corrélations bien établies entre les propriétés globales des galaxies hôtes et celles des SNe Ia (Jones et al. 2018).

Il a été montré que les propriétés physiques des galaxies (l'âge moyen des populations stellaires, l'extinction galactique, la métalicité, etc.) présentent de fortes variations au sein des galaxies. Par exemple, nous montrons la relation de l'âge stellaire en fonction de la distance du centre d'une galaxie spirale dans la Figure 9.8. Les mesures globales ne peuvent pas contraindre ces variations, ce qui a pour conséquence de biaiser les résultats.

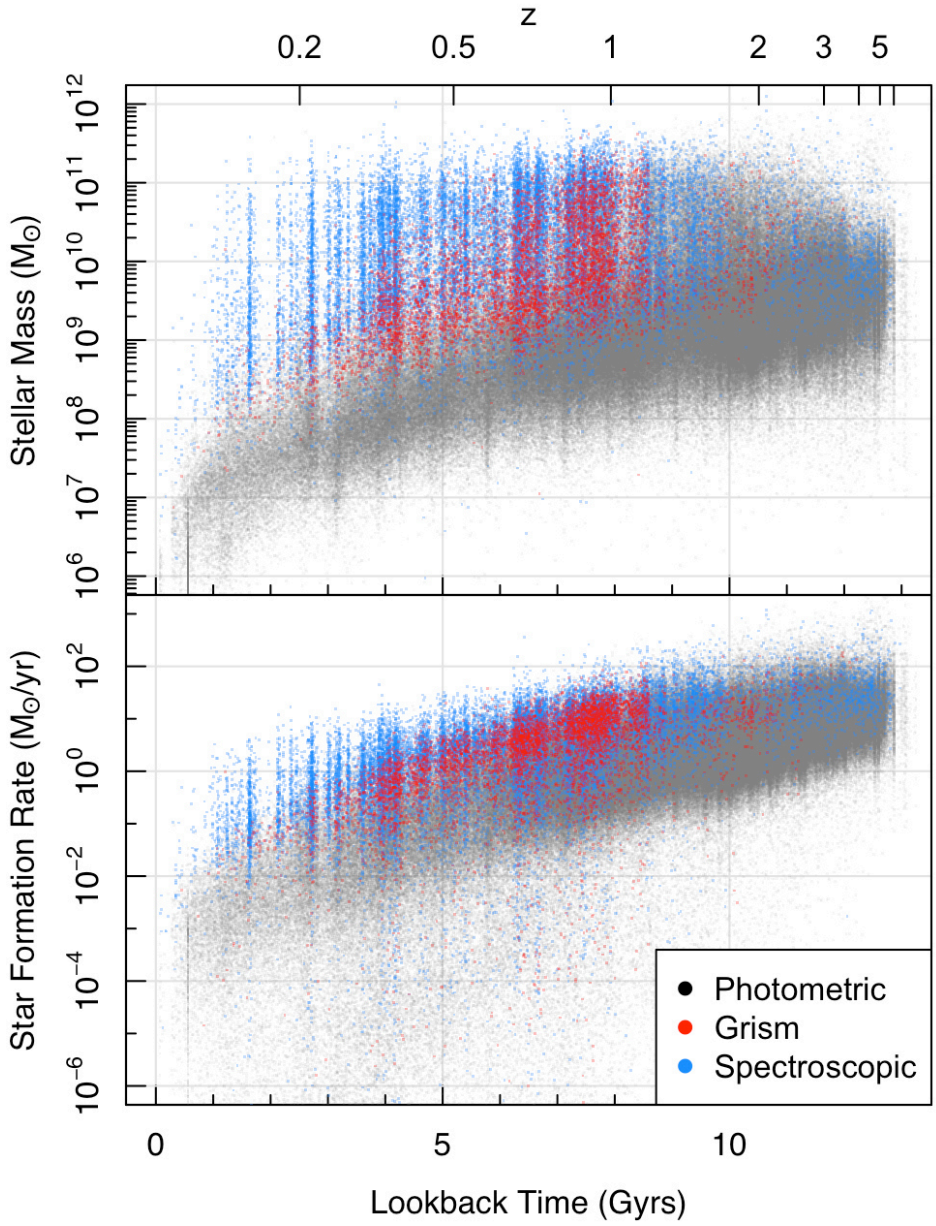

FIGURE 9.7 – Distribution de la masse stellaire (*en haut*) et du taux de formation stellaire (*en bas*) en fonction du décalage vers le rouge (z, indiqué au-dessus du graphique) et du temps de vol (*lookback time*, en-dessous du graphique) pour $\sim$ 14000 galaxies provenant du sondage DEVILS. La couleur indique la méthode d'estimation du décalage vers le rouge (comme indiqué dans la légende). Figure de Thorne et al. (2021).

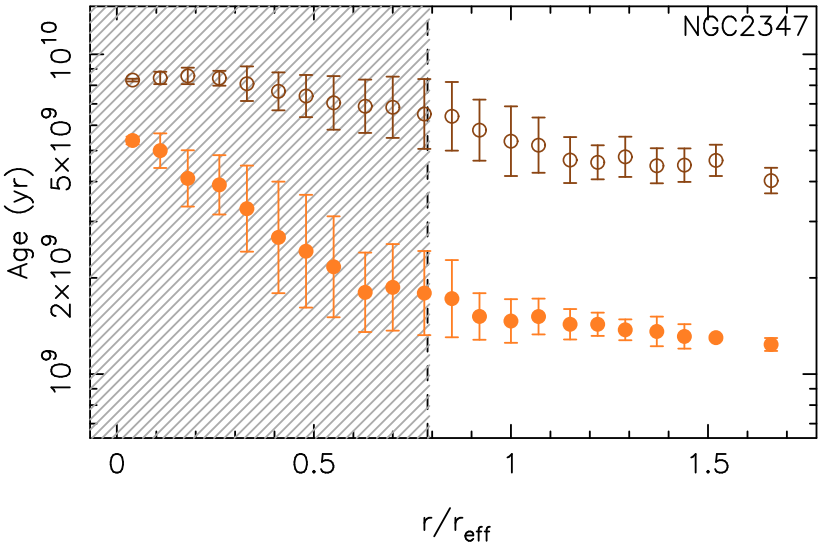

FIGURE 9.8 – Distribution de l'âge moyen en fonction du rayon (distance par rapport au centre de la galaxie, normalisé par le rayon effectif du disque) de la galaxie NGC2347. Les marqueurs marrons vides représentent l'âge pondéré par la luminosité, tandis que les marqueurs oranges pleins correspondent à l'âge pondéré par la masse stellaire. La zone hachée délimite l'étendue dominée par la brillance de surface émise par le bulbe de la galaxie. Figure de Sánchez-Blázquez et al. (2014).

L'analyse locale permet donc de s'affranchir des gradients des propriétés physiques dans une galaxie.

En outre, notre modélisation de la contamination des traceurs est une conséquence directe de l'intérêt de l'analyse locale de l'environnement galactique. Nous illustrons cet argument en comparant l'environnement galactique des SNe Ia SN2007kk et SN2005L dans la Figure 9.9. Dans cet exemple, la galaxie hôte de ces deux SNe Ia a été classifiée comme étant active en formation d'étoiles dans les deux cas (Childress et al. 2013a). Cependant, une analyse de la luminosité des raies Hα montre que SN2007kk est située dans un environnement localement passif, contrairement à SN2005L, située dans un environnement localement actif (Rigault et al. 2013).

Nous constatons plus généralement cet effet en comparant l'amplitude de la *marche de magnitude* obtenue par l'utilisation du lsSFR spectroscopique ou par la couleur $u-r$ locale avec celle par la morphologie des galaxies hôtes, en fonction de leur contamination respective : un plus grand nombre de mauvaises classifications de l'âge de l'environnement local des SNe Ia conduit à un biais astrophysique de plus faible amplitude (voir Figure 6.6).

En revanche, l'étude de la masse stellaire semble contredire ce raisonnement : l'analyse au niveau local présente une corrélation plus faible avec le lsSFR spectroscopique que la mesure globale.

En conclusion, il pourrait être intéressant de reproduire la comparaison local/global pour les traceurs de couleur et de sSFR (par exemple avec un gradient du rayon d'étude autour de la position des SNe Ia).

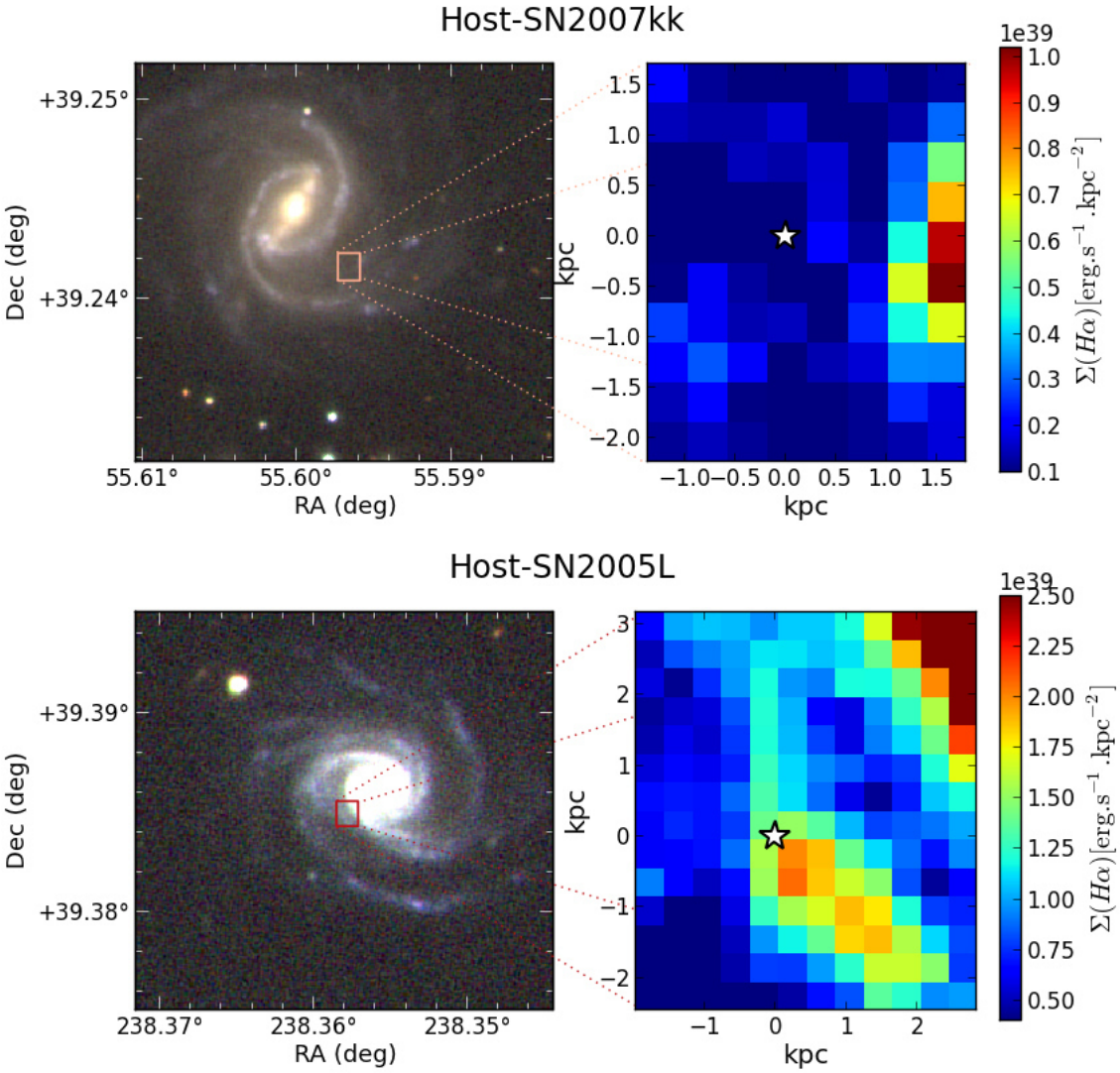

Figure 9.9 – Galaxie hôte des SNe Ia SN2007kk (*en haut*) et SN2005L (*en bas*). Dans les deux cas, l'image *à gauche* provient de SDSS. Le champ de vue mesuré par SNIFS, centré sur la position de la SN associée, est indiqué par la carré rouge. Le graphique *à droite* correspond à la mesure de la luminosité de surface des raies Hα aux environs de la SN associée (indiquée par l'étoile blanche). Figure de Rigault et al. (2013).

9.3 Conséquences pour la cosmologie

Actuellement, la mesure directe la plus précise de la constante de Hubble est obtenue en calibrant la luminosité des SNe Ia localisées dans des galaxies contenant des céphéides. Cette méthode induit une valeur de $H_0 = 73{,}2 \pm 1{,}3\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ (Riess et al. 2021), c'est-à-dire située à $4{,}2\sigma$ de la mesure indirecte (voir Section 2.3.2).

Cependant, les céphéides sont des étoiles jeunes (âges inférieurs à 100 Mans ; voir Section 2.1.2). Ainsi, en prenant en compte les résultats de notre étude, la fraction de SNe Ia ayant probablement un progéniteur jeune est susceptible d'être plus élevée dans l'échantillon de calibration que dans le flot de Hubble. En l'occurrence, en réalisant des mesures photométriques dans un rayon projeté de 1 kpc autour des SNe Ia de l'échantillon de calibration de Riess et al. (2016), nous obtenons $\sim 90\%$ des valeurs de couleur $u - r$ locales situées à $1{,}2 < u - r < 2{,}0$, ce qui correspond à des environnements bleus et actifs en formation d'étoile (donc classés jeunes ; voir Salim 2014).

Par conséquent, la luminosité standardisée moyenne des SNe Ia peut être différente entre les deux échantillons (calibration et flot de Hubble), et ainsi causer un biais dans la mesure directe de H_0.

Rigault et al. (2015) montrent que nous pouvons apporter une correction générale à la mesure de H_0 en appliquant une équation de la forme :

$$\log(H_0^{\mathrm{corr}}) = \log(H_0) - \frac{1}{5}\left(p_a^{\mathrm{C}} - p_a^{\mathrm{HF}}\right) \times \gamma \tag{9.1}$$

où H_0^{corr} serait la mesure non biaisée de la constante de Hubble ; p_a^{C} et p_a^{HF} correspondent respectivement à la fraction de SNe Ia appartenant à la population a dans l'échantillon de calibration et dans le flot de Hubble ; et γ représente l'amplitude du biais astrophysique (c'est-à-dire la *marche de magnitude*).

En appliquant cette équation avec nos valeurs ($p_a^{\mathrm{C}} = 90\%$, $p_a^{\mathrm{HF}} = 50\%$ et $\gamma = 0{,}13$), nous obtenons un biais de $-1{,}7$, conduisant à la valeur de $H_0^{\mathrm{corr}} = 71{,}5 \pm 1{,}3\,\mathrm{km\,s^{-1}\,Mpc^{-1}}$ ($3{,}2\sigma$ de la mesure indirecte). Rigault et al. (2015) proposent une étude plus robuste de cette correction, avec une correction de H_0 compatible à $\sim 1\sigma$ de la mesure indirecte, permettant de résoudre la tension de Hubble.

Enfin, Rigault et al. (2020) montrent qu'en prenant en compte le biais astrophysique causé par l'âge du progéniteur des SNe Ia sur leur luminosité, ainsi que la dépendance de la répartition des cibles dans les deux populations avec le décalage vers le rouge, nous pouvons montrer l'existence d'un biais significatif dans la dérivation de l'équation d'état de l'énergie sombre. Ainsi, en se plaçant dans le modèle $w_0 w_a$CDM [2], ce biais est estimé à $\sim 0{,}5$ pour w_0 et $-0{,}7 \pm 0{,}1$ pour w_a.

Pour conclure, les résultats obtenus lors de notre étude possèdent des conséquences sur la cosmologie dérivée des mesures de distances des SNe Ia. En effet, le biais astrophysique causé par l'âge du progéniteur des SNe Ia permet de réduire (voire résoudre) la tension de

2. Dans le modèle $w_0 w_a$CDM, le paramètre w, laissé libre, est maintenant caractérisé par une fonction linéaire du facteur d'échelle a par $w = w_0 + (1 - a)w_a$ où w_0 et w_0 représentent les nouveaux paramètres définissant l'équation d'état de l'énergie sombre. Dans ce contexte, le modèle ΛCDM correspond à $w_0 = -1$ et $w_a = 0$.

Hubble, ce qui remet en question la mise en évidence d'une nouvelle physique ; et possède un impact significatif sur l'interprétation de l'énergie sombre.

Conclusions

En conclusion de cette thèse, nous avons montré l'importance de réaliser des analyses précises et approfondies des biais astrophysiques ayant un impact sur la dérivation des paramètres cosmologiques. En l'occurrence, les lacunes que nous possédons encore aujourd'hui au sujet de la nature exacte des SNe Ia et de leur processus d'explosion nous impose une attention particulière dans l'étude de toutes les dépendances relatives à ces objets. En conséquence, l'obtention d'une standardisation de la luminosité des SNe Ia la plus juste et la plus exhaustive possible permettra d'en dériver des résultats (telles que les mesures de distances) plus pertinents et précis

Au cours des trois dernières années, l'étude présentée dans cette thèse s'est concentrée sur la conception et le développement d'un modèle statistique à deux populations de SNe Ia, avec pour objectif de justifier les différents résultats exposés dans la littérature. En effet, alors que les études précédentes de l'impact de l'environnement galactique sur la luminosité des SNe Ia semblent, en majorité, appliquer un raisonnement similaire, à savoir discriminer les SNe Ia en deux catégories, les résultats obtenus sont variés, voire incompatibles.

En appliquant notre modèle sur les indicateurs environnementaux proposés dans la littérature, nous apportons un argument robuste pour expliquer cette disparité. Les traceurs employés se réfèrent effectivement à un seul et même effet astrophysique : l'âge de l'environnement stellaire aux environs de la position des SNe Ia (voire l'âge du progéniteur de ces objets). Cependant, ils ne sont pas égaux en justesse dans la distinction de cet effet, réduisant la mesure du biais associé proportionnellement à la contamination du traceur par rapport à la définition de ces deux populations.

Ce travail ne permet pas de démontrer l'existence de deux populations de SNe Ia. Nous montrons seulement que deux populations définies par l'âge de l'environnement des SNe Ia permettent de mettre en évidence une cohérence entre les résultats variés obtenus dans la littérature.

Or, nous avons montré l'importance de la précision du traceur environnemental, employé lors de la standardisation, sur la dérivation des paramètres cosmologiques. Par exemple, en admettant une dichotomie sur l'âge du progéniteur des SNe Ia, nous sommes capable de réduire, si ce n'est résoudre, la tension de Hubble (mettant en conflit les mesures directe et indirecte de la constante de Hubble). Nous mettons aussi en évidence un impact fort sur la dérivation des paramètres de l'équation d'état de l'énergie sombre.

Ainsi, pour corriger le biais astrophysique sur la luminosité des SNe Ia, nous recommandons de sonder aussi précisément que possible les populations sous-jacentes de cet effet, tout en prenant en compte l'évolution des propriétés physiques des populations stellaires avec le temps cosmique, et donc avec le décalage vers le rouge.

En pratique, nous mettons en garde les analyses cosmologiques actuelles d'une éventuelle sous-estimation du biais par l'utilisation de la *marche de masse* comme paramètre

supplémentaire de standardisation, étant donné qu'elle est conventionnellement employée pour prendre en compte les dépendances astrophysiques sur la luminosité des SNe Ia. En effet, la masse stellaire de la galaxie hôte n'affecte pas directement le mécanisme d'explosion du progéniteur des SNe Ia. En prenant en compte notre étude, ce traceur est seulement corrélé avec la véritable physique produisant ces objets.

Ce travail a été accepté pour publication le 17 Août 2021 dans le journal européen *Astronomy and Astrophysics* (Briday et al. 2021).

Pour finir, bien que nos résultats et ceux de la littérature (utilisant des échantillons différents) s'alignent remarquablement bien avec nos prédictions théoriques, la source du biais astrophysique reste un sujet de débat dans la communauté. Par exemple, Brout et Scolnic (2021) expliquent les différents résultats de la littérature en employant plusieurs lois de couleur de la poussière, et Boone et al. (2021b,a) montrent qu'une autre méthode de standardisation réduit significativement l'amplitude de la *marche de masse*. En réalité, le biais astrophysique peut probablement être caractérisé par une combinaison de tous ces raisonnements...

Bibliographie

Abbott, T. M. C., S. Allam, P. Andersen, C. Angus, J. Asorey, A. Avelino, S. Avila, B. A. Bassett, K. Bechtol, G. M. Bernstein, E. Bertin, D. Brooks, D. Brout, P. Brown, D. L. Burke, J. Calcino, A. Carnero Rosell, D. Carollo, M. Carrasco Kind, J. Carretero, R. Casas, F. J. Castander, R. Cawthon, P. Challis, M. Childress, A. Clocchiatti, C. E. Cunha, C. B. D'Andrea, L. N. da Costa, C. Davis, T. M. Davis, J. De Vicente, D. L. DePoy, S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, A. Drlica-Wagner, T. F. Eifler, A. E. Evrard, E. Fernandez, A. V. Filippenko, D. A. Finley, B. Flaugher, R. J. Foley, P. Fosalba, J. Frieman, L. Galbany, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, T. Giannantonio, K. Glazebrook, D. A. Goldstein, S. González-Gaitán, D. Gruen, R. A. Gruendl, J. Gschwend, R. R. Gupta, G. Gutierrez, W. G. Hartley, S. R. Hinton, D. L. Hollowood, K. Honscheid, J. K. Hoormann, B. Hoyle, D. J. James, T. Jeltema, M. W. G. Johnson, M. D. Johnson, E. Kasai, S. Kent, R. Kessler, A. G. Kim, R. P. Kirshner, E. Kovacs, E. Krause, R. Kron, K. Kuehn, S. Kuhlmann, N. Kuropatkin, O. Lahav, J. Lasker, G. F. Lewis, T. S. Li, C. Lidman, M. Lima, H. Lin, E. Macaulay, M. A. G. Maia, K. S. Mandel, M. March, J. Marriner, J. L. Marshall, P. Martini, F. Menanteau, C. J. Miller, R. Miquel, V. Miranda, J. J. Mohr, E. Morganson, D. Muthukrishna, A. Möller, E. Neilsen, R. C. Nichol, B. Nord, P. Nugent, R. L. C. Ogando, A. Palmese, Y. C. Pan, A. A. Plazas, M. Pursiainen, A. K. Romer, A. Roodman, E. Rozo, E. S. Rykoff, M. Sako, E. Sanchez, V. Scarpine, R. Schindler, M. Schubnell, D. Scolnic, S. Serrano, I. Sevilla-Noarbe, R. Sharp, M. Smith, M. Soares-Santos, F. Sobreira, N. E. Sommer, H. Spinka, E. Suchyta, M. Sullivan, E. Swann, G. Tarle, D. Thomas, R. C. Thomas, M. A. Troxel, B. E. Tucker, S. A. Uddin, A. R. Walker, W. Wester, P. Wiseman, R. C. Wolf, B. Yanny, B. Zhang, Y. Zhang et DES Collaboration. 2019, «First Cosmology Results using Type Ia Supernovae from the Dark Energy Survey : Constraints on Cosmological Parameters», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 872, n° 2, doi :10.3847/2041-8213/ab04fa, L30.

Ahn, C. P., R. Alexandroff, C. Allende Prieto, S. F. Anderson, T. Anderton, B. H. Andrews, É. Aubourg, S. Bailey, E. Balbinot, R. Barnes, J. Bautista, T. C. Beers, A. Beifiori, A. A. Berlind, V. Bhardwaj, D. Bizyaev, C. H. Blake, M. R. Blanton, M. Blomqvist, J. J. Bochanski, A. S. Bolton, A. Borde, J. Bovy, W. N. Brandt, J. Brinkmann, P. J. Brown, J. R. Brownstein, K. Bundy, N. G. Busca, W. Carithers, A. R. Carnero, M. A. Carr, D. I. Casetti-Dinescu, Y. Chen, C. Chiappini, J. Comparat, N. Connolly, J. R. Crepp, S. Cristiani, R. A. C. Croft, A. J. Cuesta, L. N. da Costa, J. R. A. Davenport, K. S. Dawson, R. de Putter, N. De Lee, T. Delubac, S. Dhital, A. Ealet, G. L. Ebelke, E. M. Edmondson, D. J. Eisenstein, S. Escoffier, M. Esposito, M. L. Evans, X. Fan, B. Femenía Castellá, E. Fernández Alvar, L. D. Ferreira, N. Filiz Ak, H. Finley, S. W. Fleming, A. Font-Ribera, P. M. Frinchaboy, D. A. García-Hernández,

A. E. García Pérez, J. Ge, R. Génova-Santos, B. A. Gillespie, L. Girardi, J. I. González Hernández, E. K. Grebel, J. E. Gunn, H. Guo, D. Haggard, J.-C. Hamilton, D. W. Harris, S. L. Hawley, F. R. Hearty, S. Ho, D. W. Hogg, J. A. Holtzman, K. Honscheid, J. Huehnerhoff, I. I. Ivans, Ž. Ivezić, H. R. Jacobson, L. Jiang, J. Johansson, J. A. Johnson, G. Kauffmann, D. Kirkby, J. A. Kirkpatrick, M. A. Klaene, G. R. Knapp, J.-P. Kneib, J.-M. Le Goff, A. Leauthaud, K.-G. Lee, Y. S. Lee, D. C. Long, C. P. Loomis, S. Lucatello, B. Lundgren, R. H. Lupton, B. Ma, Z. Ma, N. MacDonald, C. E. Mack, S. Mahadevan, M. A. G. Maia, S. R. Majewski, M. Makler, E. Malanushenko, V. Malanushenko, A. Manchado, R. Mandelbaum, M. Manera, C. Maraston, D. Margala, S. L. Martell, C. K. McBride, I. D. McGreer, R. G. McMahon, B. Ménard, S. Meszaros, J. Miralda-Escudé, A. D. Montero-Dorta, F. Montesano, H. L. Morrison, D. Muna, J. A. Munn, H. Murayama, A. D. Myers, A. F. Neto, D. C. Nguyen, R. C. Nichol, D. L. Nidever, P. Noterdaeme, S. E. Nuza, R. L. C. Ogando, M. D. Olmstead, D. J. Oravetz, R. Owen, N. Padmanabhan, N. Palanque-Delabrouille, K. Pan, J. K. Parejko, P. Parihar, I. Pâris, P. Pattarakijwanich, J. Pepper, W. J. Percival, I. Pérez-Fournon, I. Pérez-Ràfols, P. Petitjean, J. Pforr, M. M. Pieri, M. H. Pinsonneault, G. F. Porto de Mello, F. Prada, A. M. Price-Whelan, M. J. Raddick, R. Rebolo, J. Rich, G. T. Richards, A. C. Robin, H. J. Rocha-Pinto, C. M. Rockosi, N. A. Roe, A. J. Ross, N. P. Ross, G. Rossi, J. A. Rubiño-Martin, L. Samushia, J. Sanchez Almeida, A. G. Sánchez, B. Santiago, C. Sayres, D. J. Schlegel, K. J. Schlesinger, S. J. Schmidt, D. P. Schneider, M. Schultheis, A. D. Schwope, C. G. Scóccola, U. Seljak, E. Sheldon, Y. Shen, Y. Shu, J. Simmerer, A. E. Simmons, R. A. Skibba, M. F. Skrutskie, A. Slosar, F. Sobreira, J. S. Sobeck, K. G. Stassun, O. Steele, M. Steinmetz, M. A. Strauss, A. Streblyanska, N. Suzuki, M. E. C. Swanson, T. Tal, A. R. Thakar, D. Thomas, B. A. Thompson, J. L. Tinker, R. Tojeiro, C. A. Tremonti, M. Vargas Magaña, L. Verde, M. Viel, S. K. Vikas, N. P. Vogt, D. A. Wake, J. Wang, B. A. Weaver, D. H. Weinberg, B. J. Weiner, A. A. West, M. White, J. C. Wilson, J. P. Wisniewski, W. M. Wood-Vasey, B. Yanny, C. Yèche, D. G. York, O. Zamora, G. Zasowski, I. Zehavi, G.-B. Zhao, Z. Zheng, G. Zhu et J. C. Zinn. 2012, «The Ninth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey : First Spectroscopic Data from the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey», *The Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 203, n° 2, doi :10.1088/0067-0049/203/2/21, 21.

Alam, S., F. D. Albareti, C. Allende Prieto, F. Anders, S. F. Anderson, T. Anderton, B. H. Andrews, E. Armengaud, É. Aubourg, S. Bailey, S. Basu, J. E. Bautista, R. L. Beaton, T. C. Beers, C. F. Bender, A. A. Berlind, F. Beutler, V. Bhardwaj, J. C. Bird, D. Bizyaev, C. H. Blake, M. R. Blanton, M. Blomqvist, J. J. Bochanski, A. S. Bolton, J. Bovy, A. Shelden Bradley, W. N. Brandt, D. E. Brauer, J. Brinkmann, P. J. Brown, J. R. Brownstein, A. Burden, E. Burtin, N. G. Busca, Z. Cai, D. Capozzi, A. Carnero Rosell, M. A. Carr, R. Carrera, K. C. Chambers, W. J. Chaplin, Y.-C. Chen, C. Chiappini, S. D. Chojnowski, C.-H. Chuang, N. Clerc, J. Comparat, K. Covey, R. A. C. Croft, A. J. Cuesta, K. Cunha, L. N. da Costa, N. Da Rio, J. R. A. Davenport, K. S. Dawson, N. De Lee, T. Delubac, R. Deshpande, S. Dhital, L. Dutra-Ferreira, T. Dwelly, A. Ealet, G. L. Ebelke, E. M. Edmondson, D. J. Eisenstein, T. Ellsworth, Y. Elsworth, C. R. Epstein, M. Eracleous, S. Escoffier, M. Esposito, M. L. Evans, X. Fan, E. Fernández-Alvar, D. Feuillet, N. Filiz Ak, H. Finley, A. Finoguenov, K. Flaherty, S. W. Fleming, A. Font-Ribera, J. Foster, P. M. Frinchaboy, J. G. Galbraith-Frew, R. A. García, D. A.

García-Hernández, A. E. García Pérez, P. Gaulme, J. Ge, R. Génova-Santos, A. Georgakakis, L. Ghezzi, B. A. Gillespie, L. Girardi, D. Goddard, S. G. A. Gontcho, J. I. González Hernández, E. K. Grebel, P. J. Green, J. N. Grieb, N. Grieves, J. E. Gunn, H. Guo, P. Harding, S. Hasselquist, S. L. Hawley, M. Hayden, F. R. Hearty, S. Hekker, S. Ho, D. W. Hogg, K. Holley-Bockelmann, J. A. Holtzman, K. Honscheid, D. Huber, J. Huehnerhoff, I. I. Ivans, L. Jiang, J. A. Johnson, K. Kinemuchi, D. Kirkby, F. Kitaura, M. A. Klaene, G. R. Knapp, J.-P. Kneib, X. P. Koenig, C. R. Lam, T.-W. Lan, D. Lang, P. Laurent, J.-M. Le Goff, A. Leauthaud, K.-G. Lee, Y. S. Lee, T. C. Licquia, J. Liu, D. C. Long, M. López-Corredoira, D. Lorenzo-Oliveira, S. Lucatello, B. Lundgren, R. H. Lupton, I. Mack, Claude E., S. Mahadevan, M. A. G. Maia, S. R. Majewski, E. Malanushenko, V. Malanushenko, A. Manchado, M. Manera, Q. Mao, C. Maraston, R. C. Marchwinski, D. Margala, S. L. Martell, M. Martig, K. L. Masters, S. Mathur, C. K. McBride, P. M. McGehee, I. D. McGreer, R. G. McMahon, B. Ménard, M.-L. Menzel, A. Merloni, S. Mészáros, A. A. Miller, J. Miralda-Escudé, H. Miyatake, A. D. Montero-Dorta, S. More, E. Morganson, X. Morice-Atkinson, H. L. Morrison, B. Mosser, D. Muna, A. D. Myers, K. Nandra, J. A. Newman, M. Neyrinck, D. C. Nguyen, R. C. Nichol, D. L. Nidever, P. Noterdaeme, S. E. Nuza, J. E. O'Connell, R. W. O'Connell, R. O'Connell, R. L. C. Ogando, M. D. Olmstead, A. E. Oravetz, D. J. Oravetz, K. Osumi, R. Owen, D. L. Padgett, N. Padmanabhan, M. Paegert, N. Palanque-Delabrouille, K. Pan, J. K. Parejko, I. Pâris, C. Park, P. Pattarakijwanich, M. Pellejero-Ibanez, J. Pepper, W. J. Percival, I. Pérez-Fournon, I. P´rez-Ra'fols, P. Petitjean, M. M. Pieri, M. H. Pinsonneault, G. F. Porto de Mello, F. Prada, A. Prakash, A. M. Price-Whelan, P. Protopapas, M. J. Raddick, M. Rahman, B. A. Reid, J. Rich, H.-W. Rix, A. C. Robin, C. M. Rockosi, T. S. Rodrigues, S. Rodríguez-Torres, N. A. Roe, A. J. Ross, N. P. Ross, G. Rossi, J. J. Ruan, J. A. Rubiño-Martín, E. S. Rykoff, S. Salazar-Albornoz, M. Salvato, L. Samushia, A. G. Sánchez, B. Santiago, C. Sayres, R. P. Schiavon, D. J. Schlegel, S. J. Schmidt, D. P. Schneider, M. Schultheis, A. D. Schwope, C. G. Scóccola, C. Scott, K. Sellgren, H.-J. Seo, A. Serenelli, N. Shane, Y. Shen, M. Shetrone, Y. Shu, V. Silva Aguirre, T. Sivarani, M. F. Skrutskie, A. Slosar, V. V. Smith, F. Sobreira, D. Souto, K. G. Stassun, M. Steinmetz, D. Stello, M. A. Strauss, A. Streblyanska, N. Suzuki, M. E. C. Swanson, J. C. Tan, J. Tayar, R. C. Terrien, A. R. Thakar, D. Thomas, N. Thomas, B. A. Thompson, J. L. Tinker, R. Tojeiro, N. W. Troup, M. Vargas-Magaña, J. A. Vazquez, L. Verde, M. Viel, N. P. Vogt, D. A. Wake, J. Wang, B. A. Weaver, D. H. Weinberg, B. J. Weiner, M. White, J. C. Wilson, J. P. Wisniewski, W. M. Wood-Vasey, C. Ye'che, D. G. York, N. L. Zakamska, O. Zamora, G. Zasowski, I. Zehavi, G.-B. Zhao, Z. Zheng, X. Zhou, Z. Zhou, H. Zou et G. Zhu. 2015, «The Eleventh and Twelfth Data Releases of the Sloan Digital Sky Survey : Final Data from SDSS-III», *The Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 219, n° 1, doi :10.1088/0067-0049/219/1/12, 12.

Aldering, G., G. Adam, P. Antilogus, P. Astier, R. Bacon, S. Bongard, C. Bonnaud, Y. Copin, D. Hardin, F. Henault, D. A. Howell, J.-P. Lemonnier, J.-M. Levy, S. C. Loken, P. E. Nugent, R. Pain, A. Pecontal, E. Pecontal, S. Perlmutter, R. M. Quimby, K. Schahmaneche, G. Smadja et W. M. Wood-Vasey. 2002, «Overview of the Nearby Supernova Factory», dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4836, édité par J. A. Tyson et S. Wolff, p. 61–72, doi :10.1117/12.458107.

Aldering, G., P. Antilogus, S. Bailey, C. Baltay, A. Bauer, N. Blanc, S. Bongard, Y. Copin, E. Gangler, S. Gilles, R. Kessler, D. Kocevski, B. C. Lee, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, G. Rigaudier, R. Scalzo, G. Smadja, R. C. Thomas, L. Wang, B. A. Weaver et Nearby Supernova Factory. 2006, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2005gj : Another Type Ia Supernova in a Massive Circumstellar Envelope», *The Astrophysical Journal*, vol. 650, n° 1, doi : 10.1086/507020, p. 510–527.

Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*, University of London, Athlone Press.

Althaus, L. G., A. H. Córsico, J. Isern et E. García-Berro. 2010, «Evolutionary and pulsational properties of white dwarf stars», *Astronomy and Astrophysics Reviews*, vol. 18, n° 4, doi :10.1007/s00159-010-0033-1, p. 471–566.

Andrews, P., C. Baltay, A. Bauer, N. Ellman, J. Jerke, R. Lauer, D. Rabinowitz et J. Silge. 2008, «The QUEST Data Processing Software Pipeline», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 120, n° 868, doi :10.1086/588828, p. 703.

Arnouts, S., S. Cristiani, L. Moscardini, S. Matarrese, F. Lucchin, A. Fontana et E. Giallongo. 1999, «Measuring and modelling the redshift evolution of clustering : the Hubble Deep Field North», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 310, n° 2, doi :10.1046/j.1365-8711.1999.02978.x, p. 540–556.

Arnouts, S. et O. Ilbert. 2011, «LePHARE : Photometric Analysis for Redshift Estimate», .

Aubourg, É., R. Tojeiro, R. Jimenez, A. Heavens, M. A. Strauss et D. N. Spergel. 2008, «Evidence of short-lived SN Ia progenitors», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 492, n° 3, doi :10.1051/0004-6361:200809796, p. 631–636.

Baldry, I. K., M. L. Balogh, R. G. Bower, K. Glazebrook, R. C. Nichol, S. P. Bamford et T. Budavari. 2006, «Galaxy bimodality versus stellar mass and environment», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 373, n° 2, doi :10.1111/j.1365-2966.2006.11081.x, p. 469–483.

Baltay, C., D. Rabinowitz, P. Andrews, A. Bauer, N. Ellman, W. Emmet, R. Hudson, T. Hurteau, J. Jerke, R. Lauer, J. Silge, A. Szymkowiak, B. Adams, M. Gebhard, J. Musser, M. Doyle, H. Petrie, R. Smith, R. Thicksten et J. Geary. 2007, «The QUEST Large Area CCD Camera», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 119, n° 861, doi :10.1086/523899, p. 1278–1294.

Banerji, M., O. Lahav, C. J. Lintott, F. B. Abdalla, K. Schawinski, S. P. Bamford, D. Andreescu, P. Murray, M. J. Raddick, A. Slosar, A. Szalay, D. Thomas et J. Vandenberg. 2010, «Galaxy Zoo : reproducing galaxy morphologies via machine learning», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 406, n° 1, doi : 10.1111/j.1365-2966.2010.16713.x, p. 342–353.

Barbary, K. 2016, «SEP : Source Extractor as a library», *The Journal of Open Source Software*, vol. 1, n° 6, doi :10.21105/joss.00058, 58.

Belczynski, K., T. Bulik et A. J. Ruiter. 2005, «New Constraints on Type Ia Supernova Progenitor Models», *The Astrophysical Journal*, vol. 629, n° 2, doi :10.1086/431578, p. 915–921.

Bellm, E. C., S. R. Kulkarni, M. J. Graham, R. Dekany, R. M. Smith, R. Riddle, F. J. Masci, G. Helou, T. A. Prince, S. M. Adams, C. Barbarino, T. Barlow, J. Bauer, R. Beck, J. Belicki, R. Biswas, N. Blagorodnova, D. Bodewits, B. Bolin, V. Brinnel, T. Brooke, B. Bue, M. Bulla, R. Burruss, S. B. Cenko, C.-K. Chang, A. Connolly, M. Coughlin, J. Cromer, V. Cunningham, K. De, A. Delacroix, V. Desai, D. A. Duev, G. Eadie, T. L. Farnham, M. Feeney, U. Feindt, D. Flynn, A. Franckowiak, S. Frederick, C. Fremling, A. Gal-Yam, S. Gezari, M. Giomi, D. A. Goldstein, V. Z. Golkhou, A. Goobar, S. Groom, E. Hacopians, D. Hale, J. Henning, A. Y. Q. Ho, D. Hover, J. Howell, T. Hung, D. Huppenkothen, D. Imel, W.-H. Ip, Ž. Ivezić, E. Jackson, L. Jones, M. Juric, M. M. Kasliwal, S. Kaspi, S. Kaye, M. S. P. Kelley, M. Kowalski, E. Kramer, T. Kupfer, W. Landry, R. R. Laher, C.-D. Lee, H. W. Lin, Z.-Y. Lin, R. Lunnan, M. Giomi, A. Mahabal, P. Mao, A. A. Miller, S. Monkewitz, P. Murphy, C.-C. Ngeow, J. Nordin, P. Nugent, E. Ofek, M. T. Patterson, B. Penprase, M. Porter, L. Rauch, U. Rebbapragada, D. Reiley, M. Rigault, H. Rodriguez, J. van Roestel, B. Rusholme, J. van Santen, S. Schulze, D. L. Shupe, L. P. Singer, M. T. Soumagnac, R. Stein, J. Surace, J. Sollerman, P. Szkody, F. Taddia, S. Terek, A. Van Sistine, S. van Velzen, W. T. Vestrand, R. Walters, C. Ward, Q.-Z. Ye, P.-C. Yu, L. Yan et J. Zolkower. 2019, «The Zwicky Transient Facility : System Overview, Performance, and First Results», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 131, n° 995, doi :10.1088/1538-3873/aaecbe, p. 018 002.

Benedict, G. F., B. E. McArthur, M. W. Feast, T. G. Barnes, T. E. Harrison, R. J. Patterson, J. W. Menzies, J. L. Bean et W. L. Freedman. 2007, «Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Parallaxes of Galactic Cepheid Variable Stars : Period-Luminosity Relations», *The Astronomical Journal*, vol. 133, n° 4, doi :10.1086/511980, p. 1810–1827.

Bertin, E. et S. Arnouts. 1996, «SExtractor : Software for source extraction.», *Astronomy & Astrophysics, Supplement*, vol. 117, doi :10.1051/aas:1996164, p. 393–404.

Betoule, M., R. Kessler, J. Guy, J. Mosher, D. Hardin, R. Biswas, P. Astier, P. El-Hage, M. Konig, S. Kuhlmann, J. Marriner, R. Pain, N. Regnault, C. Balland, B. A. Bassett, P. J. Brown, H. Campbell, R. G. Carlberg, F. Cellier-Holzem, D. Cinabro, A. Conley, C. B. D'Andrea, D. L. DePoy, M. Doi, R. S. Ellis, S. Fabbro, A. V. Filippenko, R. J. Foley, J. A. Frieman, D. Fouchez, L. Galbany, A. Goobar, R. R. Gupta, G. J. Hill, R. Hlozek, C. J. Hogan, I. M. Hook, D. A. Howell, S. W. Jha, L. Le Guillou, G. Leloudas, C. Lidman, J. L. Marshall, A. Möller, A. M. Mourão, J. Neveu, R. Nichol, M. D. Olmstead, N. Palanque-Delabrouille, S. Perlmutter, J. L. Prieto, C. J. Pritchet, M. Richmond, A. G. Riess, V. Ruhlmann-Kleider, M. Sako, K. Schahmaneche, D. P. Schneider, M. Smith, J. Sollerman, M. Sullivan, N. A. Walton et C. J. Wheeler. 2014, «Improved cosmological constraints from a joint analysis of the SDSS-II and SNLS supernova samples», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 568, doi :10.1051/0004-6361/201423413, A22.

Blagorodnova, N., J. D. Neill, R. Walters, S. R. Kulkarni, C. Fremling, S. Ben-Ami, R. G. Dekany, J. R. Fucik, N. Konidaris, R. Nash, C.-C. Ngeow, E. O. Ofek, D. O' Sullivan, R. Quimby, A. Ritter et K. E. Vyhmeister. 2018, «The SED Machine : A Robotic Spectrograph for Fast Transient Classification», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 130, n° 985, doi :10.1088/1538-3873/aaa53f, p. 035 003.

Blanton, M. R., J. Dalcanton, D. Eisenstein, J. Loveday, M. A. Strauss, M. SubbaRao, D. H. Weinberg, J. Anderson, John E., J. Annis, N. A. Bahcall, M. Bernardi, J. Brinkmann, R. J. Brunner, S. Burles, L. Carey, F. J. Castander, A. J. Connolly, I. Csabai, M. Doi, D. Finkbeiner, S. Friedman, J. A. Frieman, M. Fukugita, J. E. Gunn, G. S. Hennessy, R. B. Hindsley, D. W. Hogg, T. Ichikawa, Ž. Ivezić, S. Kent, G. R. Knapp, D. Q. Lamb, R. F. Leger, D. C. Long, R. H. Lupton, T. A. McKay, A. Meiksin, A. Merelli, J. A. Munn, V. Narayanan, M. Newcomb, R. C. Nichol, S. Okamura, R. Owen, J. R. Pier, A. Pope, M. Postman, T. Quinn, C. M. Rockosi, D. J. Schlegel, D. P. Schneider, K. Shimasaku, W. A. Siegmund, S. Smee, Y. Snir, C. Stoughton, C. Stubbs, A. S. Szalay, G. P. Szokoly, A. R. Thakar, C. Tremonti, D. L. Tucker, A. Uomoto, D. Vanden Berk, M. S. Vogeley, P. Waddell, B. Yanny, N. Yasuda et D. G. York. 2001, «The Luminosity Function of Galaxies in SDSS Commissioning Data», *The Astronomical Journal*, vol. 121, n° 5, doi :10.1086/320405, p. 2358–2380.

Blanton, M. R., D. Eisenstein, D. W. Hogg, D. J. Schlegel et J. Brinkmann. 2005, «Relationship between Environment and the Broadband Optical Properties of Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey», *The Astrophysical Journal*, vol. 629, n° 1, doi : 10.1086/422897, p. 143–157.

Blanton, M. R. et S. Roweis. 2007, «K-Corrections and Filter Transformations in the Ultraviolet, Optical, and Near-Infrared», *The Astronomical Journal*, vol. 133, n° 2, doi :10.1086/510127, p. 734–754.

Bolzonella, M., J. M. Miralles et R. Pelló. 2000, «Photometric redshifts based on standard SED fitting procedures», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 363, p. 476–492.

Boone, K., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, Y. Copin, S. Dixon, D. Fouchez, E. Gangler, R. Gupta, B. Hayden, W. Hillebrandt, A. G. Kim, M. Kowalski, D. Küsters, P. F. Léget, F. Mondon, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, K. A. Ponder, D. Rabinowitz, M. Rigault, D. Rubin, K. Runge, C. Saunders, G. Smadja, N. Suzuki, C. Tao, S. Taubenberger, R. C. Thomas et M. Vincenzi. 2021a, «The Twins Embedding of Type Ia Supernovae. II. Improving Cosmological Distance Estimates», *The Astrophysical Journal*, vol. 912, n° 1, doi : 10.3847/1538-4357/abec3b, 71.

Boone, K., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, Y. Copin, S. Dixon, D. Fouchez, E. Gangler, R. Gupta, B. Hayden, W. Hillebrandt, A. G. Kim, M. Kowalski, D. Küsters, P. F. Léget, F. Mondon, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, K. A. Ponder, D. Rabinowitz, M. Rigault, D. Rubin, K. Runge, C. Saunders, G. Smadja, N. Suzuki, C. Tao, S. Taubenberger, R. C. Thomas et M. Vincenzi. 2021b, «The Twins Embedding of Type Ia Supernovae. I. The Diversity of Spectra at Maximum Light», *The Astrophysical Journal*, vol. 912, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/abec3c, 70.

Briday, M., M. Rigault, R. Graziani, Y. Copin, G. Aldering, M. Amenouche, V. Brinnel, A. G. Kim, Y. L. Kim, J. Lezmy, N. Nicolas, J. Nordin, S. Perlmutter, P. Rosnet et M. Smith. 2021, «Accuracy of environmental tracers and consequence for determining the Type Ia Supernovae magnitude step», *arXiv e-prints*, arXiv :2109.02456.

Brout, D. et D. Scolnic. 2021, «It's Dust : Solving the Mysteries of the Intrinsic Scatter and Host-galaxy Dependence of Standardized Type Ia Supernova Brightnesses», *The Astrophysical Journal*, vol. 909, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/abd69b, 26.

Bruzual, G. et S. Charlot. 2003, «Stellar population synthesis at the resolution of 2003», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 344, n° 4, doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06897.x, p. 1000–1028.

Bruzual A., G. 1983, «Spectral evolution of galaxies. I. Early-type systems.», *The Astrophysical Journal*, vol. 273, doi :10.1086/161352, p. 105–127.

Buton, C., Y. Copin, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, A. Canto, F. Cellier-Holzem, M. Childress, N. Chotard, H. K. Fakhouri, E. Gangler, J. Guy, E. Y. Hsiao, M. Kerschhaggl, M. Kowalski, S. Loken, P. Nugent, K. Paech, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, M. Rigault, K. Runge, R. Scalzo, G. Smadja, C. Tao, R. C. Thomas, B. A. Weaver, C. Wu et Nearby SuperNova Factory. 2013, «Atmospheric extinction properties above Mauna Kea from the Nearby SuperNova Factory spectro-photometric data set», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 549, doi :10.1051/0004-6361/201219834, A8.

Calzetti, D. 2013, «Star Formation Rate Indicators», *arXiv :1208.2997 [astro-ph]*, p. 419.

Calzetti, D., L. Armus, R. C. Bohlin, A. L. Kinney, J. Koornneef et T. Storchi-Bergmann. 2000, «The Dust Content and Opacity of Actively Star-forming Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 533, n° 2, doi :10.1086/308692, p. 682–695.

Cappellaro, E., M. Turatto, S. Benetti, D. Y. Tsvetkov, O. S. Bartunov et I. N. Makarova. 1993, «The rate of supernovae. I. The data base, the recipe and the uncertainties.», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 268, p. 472–482.

Cappellaro, E., M. Turatto, D. Y. Tsvetkov, O. S. Bartunov, C. Pollas, R. Evans et M. Hamuy. 1997, «The rate of supernovae from the combined sample of five searches.», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 322, p. 431–441.

Casado, J., Y. Ascasibar, M. Gavilán, R. Terlevich, E. Terlevich, C. Hoyos et A. I. Díaz. 2015, «Nature or nurture ? Clues from the distribution of specific star formation rates in SDSS galaxies», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 451, n° 1, doi :10.1093/mnras/stv949, p. 888–903.

Chabrier, G. 2003, «Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 115, n° 809, doi :10.1086/376392, p. 763–795.

Chakraborti, S., F. Childs et A. Soderberg. 2016, «Young Remnants of Type Ia Supernovae and Their Progenitors : A Study of SNR G1.9+0.3», *The Astrophysical Journal*, vol. 819, n° 1, doi :10.3847/0004-637X/819/1/37, 37.

Chambers, K. C., E. A. Magnier, N. Metcalfe, H. A. Flewelling, M. E. Huber, C. Z. Waters, L. Denneau, P. W. Draper, D. Farrow, D. P. Finkbeiner, C. Holmberg, J. Koppenhoefer, P. A. Price, A. Rest, R. P. Saglia, E. F. Schlafly, S. J. Smartt, W. Sweeney, R. J. Wainscoat, W. S. Burgett, S. Chastel, T. Grav, J. N. Heasley, K. W. Hodapp, R. Jedicke, N. Kaiser, R. P. Kudritzki, G. A. Luppino, R. H. Lupton, D. G. Monet, J. S. Morgan, P. M. Onaka, B. Shiao, C. W. Stubbs, J. L. Tonry, R. White, E. Bañados, E. F. Bell, R. Bender, E. J. Bernard, M. Boegner, F. Boffi, M. T. Botticella, A. Calamida, S. Casertano, W. P. Chen, X. Chen, S. Cole, N. Deacon, C. Frenk, A. Fitzsimmons, S. Gezari, V. Gibbs, C. Goessl, T. Goggia, R. Gourgue, B. Goldman, P. Grant, E. K. Grebel, N. C. Hambly, G. Hasinger, A. F. Heavens, T. M. Heckman, R. Henderson, T. Henning, M. Holman, U. Hopp, W. H. Ip, S. Isani, M. Jackson, C. D. Keyes, A. M. Koekemoer, R. Kotak, D. Le, D. Liska, K. S. Long, J. R. Lucey, M. Liu, N. F. Martin, G. Masci, B. McLean, E. Mindel, P. Misra, E. Morganson, D. N. A. Murphy, A. Obaika, G. Narayan, M. A. Nieto-Santisteban, P. Norberg, J. A. Peacock, E. A. Pier, M. Postman, N. Primak, C. Rae, A. Rai, A. Riess, A. Riffeser, H. W. Rix, S. Röser, R. Russel, L. Rutz, E. Schilbach, A. S. B. Schultz, D. Scolnic, L. Strolger, A. Szalay, S. Seitz, E. Small, K. W. Smith, D. R. Soderblom, P. Taylor, R. Thomson, A. N. Taylor, A. R. Thakar, J. Thiel, D. Thilker, D. Unger, Y. Urata, J. Valenti, J. Wagner, T. Walder, F. Walter, S. P. Watters, S. Werner, W. M. Wood-Vasey et R. Wyse. 2016, «The Pan-STARRS1 Surveys», *arXiv e-prints*, arXiv :1612.05560.

Chandrasekhar, S. 1939, *An introduction to the study of stellar structure*, The University of Chicago.

Charlot, S. et S. M. Fall. 2000, «A Simple Model for the Absorption of Starlight by Dust in Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 539, n° 2, doi :10.1086/309250, p. 718–731.

Childress, M., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, A. Canto, F. Cellier-Holzem, N. Chotard, Y. Copin, H. K. Fakhouri, E. Gangler, J. Guy, E. Y. Hsiao, M. Kerschhaggl, A. G. Kim, M. Kowalski, S. Loken, P. Nugent, K. Paech, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, M. Rigault, K. Runge, R. Scalzo, G. Smadja, C. Tao, R. C. Thomas, B. A. Weaver et C. Wu. 2013a, «Host Galaxies of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory», *The Astrophysical Journal*, vol. 770, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/770/2/107, 107.

Childress, M., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, A. Canto, F. Cellier-Holzem, N. Chotard, Y. Copin, H. K. Fakhouri, E. Gangler, J. Guy, E. Y. Hsiao, M. Kerschhaggl, A. G. Kim, M. Kowalski, S. Loken, P. Nugent, K. Paech, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, M. Rigault, K. Runge, R. Scalzo, G. Smadja, C. Tao, R. C. Thomas, B. A. Weaver et C. Wu. 2013b, «Host Galaxy Properties and Hubble Residuals of Type Ia Supernovae from the Nearby Supernova Factory», *The Astrophysical Journal*, vol. 770, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/770/2/108, 108.

Choi, Y.-Y., D.-H. Han et S. S. Kim. 2010, «Korea Institute for Advanced Study Value-Added Galaxy Catalog», *Journal of Korean Astronomical Society*, vol. 43, n° 6, doi : 10.5303/JKAS.2010.43.6.191, p. 191–200.

Colgate, S. A. 1979, «Supernovae as a standard candle for cosmology.», *The Astrophysical Journal*, vol. 232, doi :10.1086/157300, p. 404–408.

Conroy, C. et J. E. Gunn. 2010, «The Propagation of Uncertainties in Stellar Population Synthesis Modeling. III. Model Calibration, Comparison, and Evaluation», *The Astrophysical Journal*, vol. 712, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/712/2/833, p. 833–857.

Conroy, C., J. E. Gunn et M. White. 2009, «The Propagation of Uncertainties in Stellar Population Synthesis Modeling. I. The Relevance of Uncertain Aspects of Stellar Evolution and the Initial Mass Function to the Derived Physical Properties of Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 699, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/699/1/486, p. 486–506.

Copin, Y. 2013, *Spectro-photométrie à champ intégral dans le cadre du projet " The Nearby Supernova Factory "*, Habilitation à diriger des recherches, Université Claude Bernard - Lyon I. URL `https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00855585`.

Corbelli, E. et P. Salucci. 2000, «The extended rotation curve and the dark matter halo of M33», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 311, n° 2, doi :10.1046/j.1365-8711.2000.03075.x, p. 441–447.

da Silva, L. A. L. 1993, «The Classification of Supernovae», *Astrophysics & Space Science*, vol. 202, n° 2, doi :10.1007/BF00626878, p. 215–236.

Damen, M., I. Labbé, M. Franx, P. G. van Dokkum, E. N. Taylor et E. J. Gawiser. 2009, «The Evolution of the Specific Star Formation Rate of Massive Galaxies to z ~1.8 in the Extended Chandra Deep Field South», *The Astrophysical Journal*, vol. 690, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/690/1/937, p. 937–943.

Davis, T. M., E. Mörtsell, J. Sollerman, A. C. Becker, S. Blondin, P. Challis, A. Clocchiatti, A. V. Filippenko, R. J. Foley, P. M. Garnavich, S. Jha, K. Krisciunas, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, W. Li, T. Matheson, G. Miknaitis, G. Pignata, A. Rest, A. G. Riess, B. P. Schmidt, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. W. Stubbs, N. B. Suntzeff, J. L. Tonry, W. M. Wood-Vasey et A. Zenteno. 2007, «Scrutinizing Exotic Cosmological Models Using ESSENCE Supernova Data Combined with Other Cosmological Probes», *The Astrophysical Journal*, vol. 666, n° 2, doi :10.1086/519988, p. 716–725.

de Vaucouleurs, G. 1959, «Classification and Morphology of External Galaxies.», *Handbuch der Physik*, vol. 53, doi :10.1007/978-3-642-45932-0_7, p. 275.

Di Valentino, E., O. Mena, S. Pan, L. Visinelli, W. Yang, A. Melchiorri, D. F. Mota, A. G. Riess et J. Silk. 2021, «In the Realm of the Hubble tension − a Review of Solutions», *arXiv e-prints*, arXiv :2103.01183.

Díaz-García, L. A., A. J. Cenarro, C. López-Sanjuan, I. Ferreras, A. Fernández-Soto, R. M. González Delgado, I. Márquez, J. Masegosa, I. San Roman, K. Viironen, S. Bonoli, M. Cerviño, M. Moles, D. Cristóbal-Hornillos, E. Alfaro, T. Aparicio-Villegas, N. Benítez, T. Broadhurst, J. Cabrera-Caño, F. J. Castander, J. Cepa, C. Husillos, L. Infante, J. A. L. Aguerri, V. J. Martínez, A. Molino, A. del Olmo, J. Perea, F. Prada et J. M. Quintana. 2019, «Stellar populations of galaxies in the ALHAMBRA survey

up to z $\sim$ 1. III. The stellar content of the quiescent galaxy population during the last 8 Gyr», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 631, doi :10.1051/0004-6361/201832882, A157.

Djorgovski, S. et M. Davis. 1987, «Fundamental Properties of Elliptical Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 313, doi :10.1086/164948, p. 59.

Djorgovski, S. G., C. Baltay, A. A. Mahabal, A. J. Drake, R. Williams, D. Rabinowitz, M. J. Graham, C. Donalek, E. Glikman, A. Bauer, R. Scalzo et N. Ellman. 2008, «The Palomar-Quest digital synoptic sky survey», *Astronomische Nachrichten*, vol. 329, n° 3, doi :10.1002/asna.200710948, p. 263.

Doppler, C. et F. J. Studnica. 1842, *Ueber das farbige licht der doppelsterne und einiger anderer gestirne des himmels.*, Prag, K. Bohm gesellschaft der wissenschaften.

Dressler, A. 1980, «Galaxy morphology in rich clusters : implications for the formation and evolution of galaxies.», *The Astrophysical Journal*, vol. 236, doi :10.1086/157753, p. 351–365.

Dressler, A., D. Lynden-Bell, D. Burstein, R. L. Davies, S. M. Faber, R. Terlevich et G. Wegner. 1987, «Spectroscopy and Photometry of Elliptical Galaxies. I. New Distance Estimator», *The Astrophysical Journal*, vol. 313, doi :10.1086/164947, p. 42.

Eddington, A. S. 1926, «Einstein Shift and Doppler Shift», *Nature*, vol. 117, n° 2933, doi :10.1038/117086a0, p. 86.

Efstathiou, G. 2020, «A Lockdown Perspective on the Hubble Tension (with comments from the SH0ES team)», *arXiv e-prints*, arXiv :2007.10716.

Einstein, A. 1915a, «Zur allgemeinen Relativitätstheorie», *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, p. 778–786.

Einstein, A. 1915b, «Zur allgemeinen Relativitätstheorie (Nachtrag)», *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, p. 799–801.

Einstein, A. 1915c, «Die Feldgleichungen der Gravitation», *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, p. 844–847.

Elias, J. H., K. Matthews, G. Neugebauer et S. E. Persson. 1985, «Type I supernovae in the infrared and their use as distance indicators.», *The Astrophysical Journal*, vol. 296, doi :10.1086/163456, p. 379–389.

Faber, S. M. et R. E. Jackson. 1976, «Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies.», *The Astrophysical Journal*, vol. 204, doi :10.1086/154215, p. 668–683.

Filippenko, A. V. 1988, «Taxonomy of supernovae.», *Proceedings of the Astronomical Society of Australia*, vol. 7, p. 540–547.

Filippenko, A. V. 1989, «Type IA Supernovae in Elliptical and Spiral Galaxies : Possible Differences in Photometric Homogeneity», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 101, doi :10.1086/132472, p. 588.

Fioc, M. et B. Rocca-Volmerange. 1997, «PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts.», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 500, p. 507–519.

Fioc, M. et B. Rocca-Volmerange. 1999, «PEGASE.2, a metallicity-consistent spectral evolution model of galaxies : the documentation and the code», *arXiv e-prints*, astro-ph/9912179.

Fioc, M. et B. Rocca-Volmerange. 2019, «PÉGASE.3 : A code for modeling the UV-to-IR/submm spectral and chemical evolution of galaxies with dust», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 623, doi :10.1051/0004-6361/201833556, A143.

Fitzpatrick, E. L. 1999, «Correcting for the Effects of Interstellar Extinction», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 111, n° 755, doi :10.1086/316293, p. 63–75.

Fontaine, G., P. Brassard et P. Bergeron. 2001, «The Potential of White Dwarf Cosmochronology», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 113, n° 782, doi :10.1086/319535, p. 409–435.

Foreman-Mackey, D., D. W. Hogg, D. Lang et J. Goodman. 2013, «emcee : The MCMC Hammer», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 125, n° 925, doi :10.1086/670067, p. 306.

Freedman, W. L., B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, J. Kennicutt, Robert C., H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri et P. B. Stetson. 2001, «Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant», *The Astrophysical Journal*, vol. 553, n° 1, doi :10.1086/320638, p. 47–72.

Freedman, W. L., B. F. Madore, D. Hatt, T. J. Hoyt, I. S. Jang, R. L. Beaton, C. R. Burns, M. G. Lee, A. J. Monson, J. R. Neeley, M. M. Phillips, J. A. Rich et M. Seibert. 2019, «The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch», *The Astrophysical Journal*, vol. 882, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/ab2f73, 34.

Freeman, K. C. 1970, «On the Disks of Spiral and S0 Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 160, doi :10.1086/150474, p. 811.

Friedmann, A. 1922, «Über die Krümmung des Raumes», *Zeitschrift fur Physik*, vol. 10, doi :10.1007/BF01332580, p. 377–386.

Gaia Collaboration, A. G. A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J. H. J. de Bruijne, C. Babusiaux, C. A. L. Bailer-Jones, M. Biermann, D. W. Evans, L. Eyer, F. Jansen, C. Jordi, S. A. Klioner, U. Lammers, L. Lindegren, X. Luri, F. Mignard, C. Panem, D. Pourbaix, S. Randich, P. Sartoretti, H. I. Siddiqui, C. Soubiran, F. van Leeuwen, N. A. Walton, F. Arenou, U. Bastian, M. Cropper, R. Drimmel, D. Katz, M. G. Lattanzi, J. Bakker, C. Cacciari, J. Castañeda, L. Chaoul, N. Cheek, F. De Angeli, C. Fabricius, R. Guerra, B. Holl, E. Masana, R. Messineo, N. Mowlavi, K. Nienartowicz, P. Panuzzo,

J. Portell, M. Riello, G. M. Seabroke, P. Tanga, F. Thévenin, G. Gracia-Abril, G. Comoretto, M. Garcia-Reinaldos, D. Teyssier, M. Altmann, R. Andrae, M. Audard, I. Bellas-Velidis, K. Benson, J. Berthier, R. Blomme, P. Burgess, G. Busso, B. Carry, A. Cellino, G. Clementini, M. Clotet, O. Creevey, M. Davidson, J. De Ridder, L. Delchambre, A. Dell'Oro, C. Ducourant, J. Fernández-Hernández, M. Fouesneau, Y. Frémat, L. Galluccio, M. García-Torres, J. González-Núñez, J. J. González-Vidal, E. Gosset, L. P. Guy, J. L. Halbwachs, N. C. Hambly, D. L. Harrison, J. Hernández, D. Hestroffer, S. T. Hodgkin, A. Hutton, G. Jasniewicz, A. Jean-Antoine-Piccolo, S. Jordan, A. J. Korn, A. Krone-Martins, A. C. Lanzafame, T. Lebzelter, W. Löffler, M. Manteiga, P. M. Marrese, J. M. Martín-Fleitas, A. Moitinho, A. Mora, K. Muinonen, J. Osinde, E. Pancino, T. Pauwels, J. M. Petit, A. Recio-Blanco, P. J. Richards, L. Rimoldini, A. C. Robin, L. M. Sarro, C. Siopis, M. Smith, A. Sozzetti, M. Süveges, J. Torra, W. van Reeven, U. Abbas, A. Abreu Aramburu, S. Accart, C. Aerts, G. Altavilla, M. A. Álvarez, R. Alvarez, J. Alves, R. I. Anderson, A. H. Andrei, E. Anglada Varela, E. Antiche, T. Antoja, B. Arcay, T. L. Astraatmadja, N. Bach, S. G. Baker, L. Balaguer-Núñez, P. Balm, C. Barache, C. Barata, D. Barbato, F. Barblan, P. S. Barklem, D. Barrado, M. Barros, M. A. Barstow, S. Bartholomé Muñoz, J. L. Bassilana, U. Becciani, M. Bellazzini, A. Berihuete, S. Bertone, L. Bianchi, O. Bienaymé, S. Blanco-Cuaresma, T. Boch, C. Boeche, A. Bombrun, R. Borrachero, D. Bossini, S. Bouquillon, G. Bourda, A. Bragaglia, L. Bramante, M. A. Breddels, A. Bressan, N. Brouillet, T. Brüsemeister, E. Brugaletta, B. Bucciarelli, A. Burlacu, D. Busonero, A. G. Butkevich, R. Buzzi, E. Caffau, R. Cancelliere, G. Cannizzaro, T. Cantat-Gaudin, R. Carballo, T. Carlucci, J. M. Carrasco, L. Casamiquela, M. Castellani, A. Castro-Ginard, P. Charlot, L. Chemin, A. Chiavassa, G. Cocozza, G. Costigan, S. Cowell, F. Crifo, M. Crosta, C. Crowley, J. Cuypers, C. Dafonte, Y. Damerdji, A. Dapergolas, P. David, M. David, P. de Laverny, F. De Luise, R. De March, D. de Martino, R. de Souza, A. de Torres, J. Debosscher, E. del Pozo, M. Delbo, A. Delgado, H. E. Delgado, P. Di Matteo, S. Diakite, C. Diener, E. Distefano, C. Dolding, P. Drazinos, J. Durán, B. Edvardsson, H. Enke, K. Eriksson, P. Esquej, G. Eynard Bontemps, C. Fabre, M. Fabrizio, S. Faigler, A. J. Falcão, M. Farràs Casas, L. Federici, G. Fedorets, P. Fernique, F. Figueras, F. Filippi, K. Findeisen, A. Fonti, E. Fraile, M. Fraser, B. Frézouls, M. Gai, S. Galleti, D. Garabato, F. García-Sedano, A. Garofalo, N. Garralda, A. Gavel, P. Gavras, J. Gerssen, R. Geyer, P. Giacobbe, G. Gilmore, S. Girona, G. Giuffrida, F. Glass, M. Gomes, M. Granvik, A. Gueguen, A. Guerrier, J. Guiraud, R. Gutiérrez-Sánchez, R. Haigron, D. Hatzidimitriou, M. Hauser, M. Haywood, U. Heiter, A. Helmi, J. Heu, T. Hilger, D. Hobbs, W. Hofmann, G. Holland, H. E. Huckle, A. Hypki, V. Icardi, K. Janßen, G. Jevardat de Fombelle, P. G. Jonker, Á. L. Juhász, F. Julbe, A. Karampelas, A. Kewley, J. Klar, A. Kochoska, R. Kohley, K. Kolenberg, M. Kontizas, E. Kontizas, S. E. Koposov, G. Kordopatis, Z. Kostrzewa-Rutkowska, P. Koubsky, S. Lambert, A. F. Lanza, Y. Lasne, J. B. Lavigne, Y. Le Fustec, C. Le Poncin-Lafitte, Y. Lebreton, S. Leccia, N. Leclerc, I. Lecoeur-Taibi, H. Lenhardt, F. Leroux, S. Liao, E. Licata, H. E. P. Lindstrøm, T. A. Lister, E. Livanou, A. Lobel, M. López, S. Managau, R. G. Mann, G. Mantelet, O. Marchal, J. M. Marchant, M. Marconi, S. Marinoni, G. Marschalkó, D. J. Marshall, M. Martino, G. Marton, N. Mary, D. Massari, G. Matijevič, T. Mazeh, P. J. McMillan, S. Messina, D. Michalik, N. R. Millar, D. Molina, R. Molinaro, L. Molnár, P. Montegriffo, R. Mor, R. Morbidelli, T. Morel, D. Morris, A. F.

Mulone, T. Muraveva, I. Musella, G. Nelemans, L. Nicastro, L. Noval, W. O'Mullane, C. Ordénovic, D. Ordóñez-Blanco, P. Osborne, C. Pagani, I. Pagano, F. Pailler, H. Palacin, L. Palaversa, A. Panahi, M. Pawlak, A. M. Piersimoni, F. X. Pineau, E. Plachy, G. Plum, E. Poggio, E. Poujoulet, A. Prša, L. Pulone, E. Racero, S. Ragaini, N. Rambaux, M. Ramos-Lerate, S. Regibo, C. Reylé, F. Riclet, V. Ripepi, A. Riva, A. Rivard, G. Rixon, T. Roegiers, M. Roelens, M. Romero-Gómez, N. Rowell, F. Royer, L. Ruiz-Dern, G. Sadowski, T. Sagristà Sellés, J. Sahlmann, J. Salgado, E. Salguero, N. Sanna, T. Santana-Ros, M. Sarasso, H. Savietto, M. Schultheis, E. Sciacca, M. Segol, J. C. Segovia, D. Ségransan, I. C. Shih, L. Siltala, A. F. Silva, R. L. Smart, K. W. Smith, E. Solano, F. Solitro, R. Sordo, S. Soria Nieto, J. Souchay, A. Spagna, F. Spoto, U. Stampa, I. A. Steele, H. Steidelmüller, C. A. Stephenson, H. Stoev, F. F. Suess, J. Surdej, L. Szabados, E. Szegedi-Elek, D. Tapiador, F. Taris, G. Tauran, M. B. Taylor, R. Teixeira, D. Terrett, P. Teyssandier, W. Thuillot, A. Titarenko, F. Torra Clotet, C. Turon, A. Ulla, E. Utrilla, S. Uzzi, M. Vaillant, G. Valentini, V. Valette, A. van Elteren, E. Van Hemelryck, M. van Leeuwen, M. Vaschetto, A. Vecchiato, J. Veljanoski, Y. Viala, D. Vicente, S. Vogt, C. von Essen, H. Voss, V. Votruba, S. Voutsinas, G. Walmsley, M. Weiler, O. Wertz, T. Wevers, Ł. Wyrzykowski, A. Yoldas, M. Žerjal, H. Ziaeepour, J. Zorec, S. Zschocke, S. Zucker, C. Zurbach et T. Zwitter. 2018, «Gaia Data Release 2. Summary of the contents and survey properties», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 616, doi :10.1051/0004-6361/201833051, A1.

Gallazzi, A., S. Charlot, J. Brinchmann et S. D. M. White. 2006, «Ages and metallicities of early-type galaxies in the Sloan Digital Sky Survey : new insight into the physical origin of the colour-magnitude and the Mg_2-σ_V relations», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 370, n° 3, doi :10.1111/j.1365-2966.2006.10548.x, p. 1106–1124.

Gallazzi, A. R., A. Pasquali, S. Zibetti et F. L. Barbera. 2021, «Galaxy evolution across environments as probed by the ages, stellar metallicities, and [α /Fe] of central and satellite galaxies», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 502, n° 3, doi :10.1093/mnras/stab265, p. 4457–4478.

González Delgado, R. M., R. García-Benito, E. Pérez, R. Cid Fernandes, A. L. de Amorim, C. Cortijo-Ferrero, E. A. D. Lacerda, R. López Fernández, N. Vale-Asari, S. F. Sánchez, M. Mollá, T. Ruiz-Lara, P. Sánchez-Blázquez, C. J. Walcher, J. Alves, J. A. L. Aguerri, S. Bekeraité, J. Bland-Hawthorn, L. Galbany, A. Gallazzi, B. Husemann, J. Iglesias-Páramo, V. Kalinova, A. R. López-Sánchez, R. A. Marino, I. Márquez, J. Masegosa, D. Mast, J. Méndez-Abreu, A. Mendoza, A. del Olmo, I. Pérez, A. Quirrenbach et S. Zibetti. 2015, «The CALIFA survey across the Hubble sequence. Spatially resolved stellar population properties in galaxies», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 581, doi : 10.1051/0004-6361/201525938, A103.

Goodman, J. et J. Weare. 2010, «Ensemble samplers with affine invariance», *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, vol. 5, n° 1, doi : 10.2140/camcos.2010.5.65, p. 65–80.

Graham, M. J., S. R. Kulkarni, E. C. Bellm, S. M. Adams, C. Barbarino, N. Blagorodnova, D. Bodewits, B. Bolin, P. R. Brady, S. B. Cenko, C.-K. Chang, M. W. Coughlin,

K. De, G. Eadie, T. L. Farnham, U. Feindt, A. Franckowiak, C. Fremling, S. Gezari, S. Ghosh, D. A. Goldstein, V. Z. Golkhou, A. Goobar, A. Y. Q. Ho, D. Huppenkothen, Ž. Ivezić, R. L. Jones, M. Juric, D. L. Kaplan, M. M. Kasliwal, M. S. P. Kelley, T. Kupfer, C.-D. Lee, H. W. Lin, R. Lunnan, A. A. Mahabal, A. A. Miller, C.-C. Ngeow, P. Nugent, E. O. Ofek, T. A. Prince, L. Rauch, J. van Roestel, S. Schulze, L. P. Singer, J. Sollerman, F. Taddia, L. Yan, Q.-Z. Ye, P.-C. Yu, T. Barlow, J. Bauer, R. Beck, J. Belicki, R. Biswas, V. Brinnel, T. Brooke, B. Bue, M. Bulla, R. Burruss, A. Connolly, J. Cromer, V. Cunningham, R. Dekany, A. Delacroix, V. Desai, D. A. Duev, M. Feeney, D. Flynn, S. Frederick, A. Gal-Yam, M. Giomi, S. Groom, E. Hacopians, D. Hale, G. Helou, J. Henning, D. Hover, L. A. Hillenbrand, J. Howell, T. Hung, D. Imel, W.-H. Ip, E. Jackson, S. Kaspi, S. Kaye, M. Kowalski, E. Kramer, M. Kuhn, W. Landry, R. R. Laher, P. Mao, F. J. Masci, S. Monkewitz, P. Murphy, J. Nordin, M. T. Patterson, B. Penprase, M. Porter, U. Rebbapragada, D. Reiley, R. Riddle, M. Rigault, H. Rodriguez, B. Rusholme, J. van Santen, D. L. Shupe, R. M. Smith, M. T. Soumagnac, R. Stein, J. Surace, P. Szkody, S. Terek, A. Van Sistine, S. van Velzen, W. T. Vestrand, R. Walters, C. Ward, C. Zhang et J. Zolkower. 2019, «The Zwicky Transient Facility : Science Objectives», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 131, n° 1001, doi :10.1088/1538-3873/ab006c, p. 078 001.

Grillmair, C. J., R. Laher, J. Surace, S. Mattingly, E. Hacopians, E. Jackson, J. van Eyken, B. McCollum, S. Groom, W. Mi et H. Teplitz. 2010, «An Overview of the Palomar Transient Factory Pipeline and Archive at the Infrared Processing and Analysis Center», dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIX*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 434, édité par Y. Mizumoto, K. I. Morita et M. Ohishi, p. 28.

Gupta, R. R., C. B. D'Andrea, M. Sako, C. Conroy, M. Smith, B. Bassett, J. A. Frieman, P. M. Garnavich, S. W. Jha, R. Kessler, H. Lampeitl, J. Marriner, R. C. Nichol et D. P. Schneider. 2011, «Improved Constraints on Type Ia Supernova Host Galaxy Properties Using Multi-wavelength Photometry and Their Correlations with Supernova Properties», *The Astrophysical Journal*, vol. 740, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/740/2/92, 92.

Gupta, R. R., S. Kuhlmann, E. Kovacs, H. Spinka, R. Kessler, D. A. Goldstein, C. Liotine, K. Pomian, C. B. D'Andrea, M. Sullivan, J. Carretero, F. J. Castander, R. C. Nichol, D. A. Finley, J. A. Fischer, R. J. Foley, A. G. Kim, A. Papadopoulos, M. Sako, D. M. Scolnic, M. Smith, B. E. Tucker, S. Uddin, R. C. Wolf, F. Yuan, T. M. C. Abbott, F. B. Abdalla, A. Benoit-Lévy, E. Bertin, D. Brooks, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, C. E. Cunha, L. N. da Costa, S. Desai, P. Doel, T. F. Eifler, A. E. Evrard, B. Flaugher, P. Fosalba, E. Gaztañaga, D. Gruen, R. Gruendl, D. J. James, K. Kuehn, N. Kuropatkin, M. A. G. Maia, J. L. Marshall, R. Miquel, A. A. Plazas, A. K. Romer, E. Sánchez, M. Schubnell, I. Sevilla-Noarbe, F. Sobreira, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, A. R. Walker et W. Wester. 2016, «Host Galaxy Identification for Supernova Surveys», *The Astronomical Journal*, vol. 152, n° 6, doi :10.3847/0004-6256/152/6/154, 154.

Guy, J., P. Astier, S. Baumont, D. Hardin, R. Pain, N. Regnault, S. Basa, R. G. Carlberg, A. Conley, S. Fabbro, D. Fouchez, I. M. Hook, D. A. Howell, K. Perrett, C. J. Pritchet, J. Rich, M. Sullivan, P. Antilogus, E. Aubourg, G. Bazin, J. Bronder, M. Filiol,

N. Palanque-Delabrouille, P. Ripoche et V. Ruhlmann-Kleider. 2007, «SALT2 : using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 466, n° 1, doi :10.1051/0004-6361:20066930, p. 11–21.

Guy, J., M. Sullivan, A. Conley, 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, E. Hsiao, T. Kronborg, C. Lidman, A. M. Mourao, S. Perlmutter, P. Ripoche, N. Suzuki et E. S. Walker. 2010, «The Supernova Legacy Survey 3-year sample : Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 523, doi :10.1051/0004-6361/201014468, A7.

Hadjiyska, E., D. Rabinowitz, C. Baltay, N. Ellman, P. Nugent, R. Zinn, B. Horowitz, R. McKinnon et L. R. Miller. 2012, «La Silla-QUEST Variability Survey in the Southern Hemisphere», dans *New Horizons in Time Domain Astronomy*, vol. 285, édité par E. Griffin, R. Hanisch et R. Seaman, p. 324–326, doi :10.1017/S1743921312000944.

Hamuy, M., M. M. Phillips, J. Maza, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer et R. Aviles. 1995, «A Hubble Diagram of Distant Type 1a Supernovae», *The Astronomical Journal*, vol. 109, doi :10.1086/117251, p. 1.

Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza et R. Aviles. 1996a, «The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae», *The Astronomical Journal*, vol. 112, doi :10.1086/118190, p. 2391.

Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza et R. Aviles. 1996b, «The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type IA Supernovae and the Value of HO», *The Astronomical Journal*, vol. 112, doi :10.1086/118191, p. 2398.

Hamuy, M., S. C. Trager, P. A. Pinto, M. M. Phillips, R. A. Schommer, V. Ivanov et N. B. Suntzeff. 2000, «A Search for Environmental Effects on Type IA Supernovae», *The Astronomical Journal*, vol. 120, n° 3, doi :10.1086/301527, p. 1479–1486.

Hastings, W. K. 1970, «Monte carlo sampling methods using markov chains and their applications», *Biometrika*, vol. 57, n° 1, p. 97–109, ISSN 00063444. URL `http://www.jstor.org/stable/2334940`.

Hayden, B. T., P. M. Garnavich, D. Kasen, B. Dilday, J. A. Frieman, S. W. Jha, H. Lampeitl, R. C. Nichol, M. Sako, D. P. Schneider, M. Smith, J. Sollerman et J. C. Wheeler. 2010, «Single or Double Degenerate Progenitors ? Searching for Shock Emission in the SDSS-II Type Ia Supernovae», *The Astrophysical Journal*, vol. 722, n° 2, doi : 10.1088/0004-637X/722/2/1691, p. 1691–1698.

Heger, A., C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer et D. H. Hartmann. 2003, «How Massive Single Stars End Their Life», *The Astrophysical Journal*, vol. 591, n° 1, doi :10.1086/375341, p. 288–300.

Henne, V., M. V. Pruzhinskaya, P. Rosnet, P. F. Léget, E. E. O. Ishida, A. Ciulli, P. Gris, L. P. Says et E. Gangler. 2017, «The influence of host galaxy morphology on the properties of Type Ia supernovae from the JLA compilation», *New Astronomy*, vol. 51, doi :10.1016/j.newast.2016.08.009, p. 43–50.

Heringer, E., C. Pritchet et M. H. van Kerkwijk. 2019, «The Delay Times of Type Ia Supernova», *The Astrophysical Journal*, vol. 882, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/ab32dd, 52.

Hertzsprung, E. 1911, «Ueber die Verwendung photographischer effektiver Wellenlaengen zur Bestimmung von Farbenaequivalenten», *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, vol. 63.

Hertzsprung, E. 1913, «Über die räumliche Verteilung der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus», *Astronomische Nachrichten*, vol. 196, p. 201.

Hicken, M., P. Challis, S. Jha, R. P. Kirshner, T. Matheson, M. Modjaz, A. Rest, W. M. Wood-Vasey, G. Bakos, E. J. Barton, P. Berlind, A. Bragg, C. Briceño, W. R. Brown, N. Caldwell, M. Calkins, R. Cho, L. Ciupik, M. Contreras, K.-C. Dendy, A. Dosaj, N. Durham, K. Eriksen, G. Esquerdo, M. Everett, E. Falco, J. Fernandez, A. Gaba, P. Garnavich, G. Graves, P. Green, T. Groner, C. Hergenrother, M. J. Holman, V. Hradecky, J. Huchra, B. Hutchison, D. Jerius, A. Jordan, R. Kilgard, M. Krauss, K. Luhman, L. Macri, D. Marrone, J. McDowell, D. McIntosh, B. McNamara, T. Megeath, B. Mochejska, D. Munoz, J. Muzerolle, O. Naranjo, G. Narayan, M. Pahre, W. Peters, D. Peterson, K. Rines, B. Ripman, A. Roussanova, R. Schild, A. Sicilia-Aguilar, J. Sokoloski, K. Smalley, A. Smith, T. Spahr, K. Z. Stanek, P. Barmby, S. Blondin, C. W. Stubbs, A. Szentgyorgyi, M. A. P. Torres, A. Vaz, A. Vikhlinin, Z. Wang, M. Westover, D. Woods et P. Zhao. 2009, «CfA3 : 185 Type Ia Supernova Light Curves from the CfA», *The Astrophysical Journal*, vol. 700, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/700/1/331, p. 331–357.

Hicken, M., P. M. Garnavich, J. L. Prieto, S. Blondin, D. L. DePoy, R. P. Kirshner et J. Parrent. 2007, «The Luminous and Carbon-rich Supernova 2006gz : A Double Degenerate Merger ?», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 669, n° 1, doi :10.1086/523301, p. L17–L20.

Higson, E., W. Handley, M. Hobson et A. Lasenby. 2019, «Dynamic nested sampling : an improved algorithm for parameter estimation and evidence calculation», *Statistics and Computing*, vol. 29, n° 5, doi :10.1007/s11222-018-9844-0, p. 891–913.

Hillebrandt, W. et J. C. Niemeyer. 2000, «Type IA Supernova Explosion Models», *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 38, doi :10.1146/annurev.astro.38.1.191, p. 191–230.

Hogg, D. W., I. K. Baldry, M. R. Blanton et D. J. Eisenstein. 2002, «The K correction», *arXiv e-prints*, astro-ph/0210394.

Howell, D. A., M. Sullivan, E. F. Brown, A. Conley, D. Le Borgne, E. Y. Hsiao, P. Astier, D. Balam, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin,

I. M. Hook, R. Pain, K. Perrett, C. J. Pritchet, N. Regnault, S. Baumont, J. LeDu, C. Lidman, S. Perlmutter, N. Suzuki, E. S. Walker et J. C. Wheeler. 2009, «The Effect of Progenitor Age and Metallicity on Luminosity and ^{56}Ni Yield in Type Ia Supernovae», *The Astrophysical Journal*, vol. 691, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/691/1/661, p. 661–671.

Howell, D. A., M. Sullivan, P. E. Nugent, R. S. Ellis, A. J. Conley, D. Le Borgne, R. G. Carlberg, J. Guy, D. Balam, S. Basa, D. Fouchez, I. M. Hook, E. Y. Hsiao, J. D. Neill, R. Pain, K. M. Perrett et C. J. Pritchet. 2006, «The type Ia supernova SNLS-03D3bb from a super-Chandrasekhar-mass white dwarf star», *Nature*, vol. 443, n° 7109, doi : 10.1038/nature05103, p. 308–311.

Hubble, E. 1929, «A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae», *Proceedings of the National Academy of Science*, vol. 15, n° 3, doi :10.1073/pnas.15.3.168, p. 168–173.

Hubble, E. P. 1926, «Extragalactic nebulae.», *The Astrophysical Journal*, vol. 64, doi : 10.1086/143018, p. 321–369.

Hubble, E. P. 1936, *Realm of the Nebulae*, Yale University Press, ISBN 9780300025002.

Iben, J., I. et A. V. Tutukov. 1984, «Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass.», *The Astrophysical Journal, Supplement*, vol. 54, doi :10.1086/190932, p. 335–372.

Ilbert, O., 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. Scodeggio, 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. 2006, «Accurate photometric redshifts for the CFHT legacy survey calibrated using the VIMOS VLT deep survey», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 457, n° 3, doi :10.1051/0004-6361:20065138, p. 841–856.

Ivezic, Z., 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. Krabbendam, 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, J. A. Tyson et LSST Collaboration. 2008, «Large Synoptic Survey Telescope : From Science Drivers To Reference Design», *Serbian Astronomical Journal*, vol. 176, doi : 10.2298/SAJ0876001I, p. 1–13.

Ivezić, Ž., S. M. Kahn, J. A. Tyson, B. Abel, E. Acosta, R. Allsman, D. Alonso, Y. AlSayyad, S. F. Anderson, J. Andrew, J. R. P. Angel, G. Z. Angeli, R. Ansari, P. Antilogus, C. Araujo, R. Armstrong, K. T. Arndt, P. Astier, É. Aubourg, N. Auza, T. S. Axelrod, D. J. Bard, J. D. Barr, A. Barrau, J. G. Bartlett, A. E. Bauer, B. J. Bauman, S. Baumont, E. Bechtol, K. Bechtol, A. C. Becker, J. Becla, C. Beldica, S. Bellavia,

F. B. Bianco, R. Biswas, G. Blanc, J. Blazek, R. D. Blandford, J. S. Bloom, J. Bogart, T. W. Bond, M. T. Booth, A. W. Borgland, K. Borne, J. F. Bosch, D. Boutigny, C. A. Brackett, A. Bradshaw, W. N. Brandt, M. E. Brown, J. S. Bullock, P. Burchat, D. L. Burke, G. Cagnoli, D. Calabrese, S. Callahan, A. L. Callen, J. L. Carlin, E. L. Carlson, S. Chandrasekharan, G. Charles-Emerson, S. Chesley, E. C. Cheu, H.-F. Chiang, J. Chiang, C. Chirino, D. Chow, D. R. Ciardi, C. F. Claver, J. Cohen-Tanugi, J. J. Cockrum, R. Coles, A. J. Connolly, K. H. Cook, A. Cooray, K. R. Covey, C. Cribbs, W. Cui, R. Cutri, P. N. Daly, S. F. Daniel, F. Daruich, G. Daubard, G. Daues, W. Dawson, F. Delgado, A. Dellapenna, R. de Peyster, M. de Val-Borro, S. W. Digel, P. Doherty, R. Dubois, G. P. Dubois-Felsmann, J. Durech, F. Economou, T. Eifler, M. Eracleous, B. L. Emmons, A. Fausti Neto, H. Ferguson, E. Figueroa, M. Fisher-Levine, W. Focke, M. D. Foss, J. Frank, M. D. Freemon, E. Gangler, E. Gawiser, J. C. Geary, P. Gee, M. Geha, C. J. B. Gessner, R. R. Gibson, D. K. Gilmore, T. Glanzman, W. Glick, T. Goldina, D. A. Goldstein, I. Goodenow, M. L. Graham, W. J. Gressler, P. Gris, L. P. Guy, A. Guyonnet, G. Haller, R. Harris, P. A. Hascall, J. Haupt, F. Hernandez, S. Herrmann, E. Hileman, J. Hoblitt, J. A. Hodgson, C. Hogan, J. D. Howard, D. Huang, M. E. Huffer, P. Ingraham, W. R. Innes, S. H. Jacoby, B. Jain, F. Jammes, M. J. Jee, T. Jenness, G. Jernigan, D. Jevremović, K. Johns, A. S. Johnson, M. W. G. Johnson, R. L. Jones, C. Juramy-Gilles, M. Jurić, J. S. Kalirai, N. J. Kallivayalil, B. Kalmbach, J. P. Kantor, P. Karst, M. M. Kasliwal, H. Kelly, R. Kessler, V. Kinnison, D. Kirkby, L. Knox, I. V. Kotov, V. L. Krabbendam, K. S. Krughoff, P. Kubánek, J. Kuczewski, S. Kulkarni, J. Ku, N. R. Kurita, C. S. Lage, R. Lambert, T. Lange, J. B. Langton, L. Le Guillou, D. Levine, M. Liang, K.-T. Lim, C. J. Lintott, K. E. Long, M. Lopez, P. J. Lotz, R. H. Lupton, N. B. Lust, L. A. MacArthur, A. Mahabal, R. Mandelbaum, T. W. Markiewicz, D. S. Marsh, P. J. Marshall, S. Marshall, M. May, R. McKercher, M. McQueen, J. Meyers, M. Migliore, M. Miller, D. J. Mills, C. Miraval, J. Moeyens, F. E. Moolekamp, D. G. Monet, M. Moniez, S. Monkewitz, C. Montgomery, C. B. Morrison, F. Mueller, G. P. Muller, F. Muñoz Arancibia, D. R. Neill, S. P. Newbry, J.-Y. Nief, A. Nomerotski, M. Nordby, P. O'Connor, J. Oliver, S. S. Olivier, K. Olsen, W. O'Mullane, S. Ortiz, S. Osier, R. E. Owen, R. Pain, P. E. Palecek, J. K. Parejko, J. B. Parsons, N. M. Pease, J. M. Peterson, J. R. Peterson, D. L. Petravick, M. E. Libby Petrick, C. E. Petry, F. Pierfederici, S. Pietrowicz, R. Pike, P. A. Pinto, R. Plante, S. Plate, J. P. Plutchak, P. A. Price, M. Prouza, V. Radeka, J. Rajagopal, A. P. Rasmussen, N. Regnault, K. A. Reil, D. J. Reiss, M. A. Reuter, S. T. Ridgway, V. J. Riot, S. Ritz, S. Robinson, W. Roby, A. Roodman, W. Rosing, C. Roucelle, M. R. Rumore, S. Russo, A. Saha, B. Sassolas, T. L. Schalk, P. Schellart, R. H. Schindler, S. Schmidt, D. P. Schneider, M. D. Schneider, W. Schoening, G. Schumacher, M. E. Schwamb, J. Sebag, B. Selvy, G. H. Sembroski, L. G. Seppala, A. Serio, E. Serrano, R. A. Shaw, I. Shipsey, J. Sick, N. Silvestri, C. T. Slater, J. A. Smith, R. C. Smith, S. Sobhani, C. Soldahl, L. Storrie-Lombardi, E. Stover, M. A. Strauss, R. A. Street, C. W. Stubbs, I. S. Sullivan, D. Sweeney, J. D. Swinbank, A. Szalay, P. Takacs, S. A. Tether, J. J. Thaler, J. G. Thayer, S. Thomas, A. J. Thornton, V. Thukral, J. Tice, D. E. Trilling, M. Turri, R. Van Berg, D. Vanden Berk, K. Vetter, F. Virieux, T. Vucina, W. Wahl, L. Walkowicz, B. Walsh, C. W. Walter, D. L. Wang, S.-Y. Wang, M. Warner, O. Wiecha, B. Willman, S. E. Winters, D. Wittman, S. C. Wolff, W. M. Wood-Vasey, X. Wu, B. Xin, P. Yoachim et H. Zhan. 2019, «LSST : From Science Drivers to Re-

ference Design and Anticipated Data Products», *The Astrophysical Journal*, vol. 873, n° 2, doi :10.3847/1538-4357/ab042c, 111.

Jha, S., A. G. Riess et R. P. Kirshner. 2007, «Improved Distances to Type Ia Supernovae with Multicolor Light-Curve Shapes : MLCS2k2», *The Astrophysical Journal*, vol. 659, n° 1, doi :10.1086/512054, p. 122–148.

Johnson, B. D., J. L. Leja, C. Conroy et J. S. Speagle. 2019, «Prospector : Stellar population inference from spectra and SEDs», .

Jones, D. O., A. G. Riess et D. M. Scolnic. 2015, «Reconsidering the Effects of Local Star Formation on Type Ia Supernova Cosmology», *The Astrophysical Journal*, vol. 812, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/812/1/31, 31.

Jones, D. O., A. G. Riess, D. M. Scolnic, Y. C. Pan, E. Johnson, D. A. Coulter, K. G. Dettman, M. M. Foley, R. J. Foley, M. E. Huber, S. W. Jha, C. D. Kilpatrick, R. P. Kirshner, A. Rest, A. S. B. Schultz et M. R. Siebert. 2018, «Should Type Ia Supernova Distances Be Corrected for Their Local Environments ?», *The Astrophysical Journal*, vol. 867, n° 2, doi :10.3847/1538-4357/aae2b9, 108.

Jones, D. O., S. A. Rodney, A. G. Riess, B. Mobasher, T. Dahlen, C. McCully, T. F. Frederiksen, S. Casertano, J. Hjorth, C. R. Keeton, A. Koekemoer, L.-G. Strolger, T. G. Wiklind, P. Challis, O. Graur, B. Hayden, B. Patel, B. J. Weiner, A. V. Filippenko, P. Garnavich, S. W. Jha, R. P. Kirshner, H. C. Ferguson, N. A. Grogin et D. Kocevski. 2013, «The Discovery of the Most Distant Known Type Ia Supernova at Redshift 1.914», *The Astrophysical Journal*, vol. 768, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/768/2/166, 166.

Karman, W., K. I. Caputi, G. B. Caminha, M. Gronke, C. Grillo, I. Balestra, P. Rosati, E. Vanzella, D. Coe, M. Dijkstra, A. M. Koekemoer, D. McLeod, A. Mercurio et M. Nonino. 2017, «MUSE integral-field spectroscopy towards the Frontier Fields cluster Abell S1063. II. Properties of low luminosity Lyman α emitters at z $>$ 3», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 599, doi :10.1051/0004-6361/201629055, A28.

Kauffmann, G., T. M. Heckman, S. D. M. White, S. Charlot, C. Tremonti, E. W. Peng, M. Seibert, J. Brinkmann, R. C. Nichol, M. SubbaRao et D. York. 2003, «The dependence of star formation history and internal structure on stellar mass for 10^5 low-redshift galaxies», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 341, n° 1, doi :10.1046/j.1365-8711.2003.06292.x, p. 54–69.

Kelly, P. L., M. Hicken, D. L. Burke, K. S. Mandel et R. P. Kirshner. 2010, «Hubble Residuals of Nearby Type Ia Supernovae are Correlated with Host Galaxy Masses», *The Astrophysical Journal*, vol. 715, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/715/2/743, p. 743–756.

Kelsey, L., M. Sullivan, M. Smith, P. Wiseman, D. Brout, T. M. Davis, C. Frohmaier, L. Galbany, M. Grayling, C. P. Gutiérrez, S. R. Hinton, R. Kessler, C. Lidman, A. Möller, M. Sako, D. Scolnic, S. A. Uddin, M. Vincenzi, T. M. C. Abbott, M. Aguena, S. Allam, J. Annis, S. Avila, D. Bacon, E. Bertin, D. Brooks, D. L. Burke, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, J. Carretero, F. J. Castander, M. Costanzi, L. N. da Costa,

S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, S. Everett, I. Ferrero, A. Ferté, B. Flaugher, P. Fosalba, J. García-Bellido, D. W. Gerdes, D. Gruen, R. A. Gruendl, J. Gschwend, G. Gutierrez, D. L. Hollowood, K. Honscheid, D. J. James, A. G. Kim, K. Kuehn, N. Kuropatkin, O. Lahav, M. Lima, J. L. Marshall, P. Martini, F. Menanteau, R. Miquel, R. Morgan, R. L. C. Ogando, A. Palmese, F. Paz-Chinchón, A. A. Plazas, A. K. Romer, C. Sánchez, E. Sanchez, S. Serrano, I. Sevilla-Noarbe, E. Suchyta, G. Tarle, D. Thomas, C. To, T. N. Varga, A. R. Walker, R. D. Wilkinson et DES Collaboration. 2021, «The effect of environment on Type Ia supernovae in the Dark Energy Survey three-year cosmological sample», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 501, n° 4, doi :10.1093/mnras/staa3924, p. 4861–4876.

Kennicutt, R. 1998, «Emission-Line Diagnostics of Galaxy Evolution with NGST», dans *LIA Colloq. 34 : The Next Generation Space Telescope : Science Drivers and Technological Challenges*, *ESA Special Publication*, vol. 429, édité par B. Kaldeich-Schürmann, p. 81.

Kennicutt, R. C. et N. J. Evans. 2012, «Star Formation in the Milky Way and Nearby Galaxies», *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 50, doi :10.1146/annurev-astro-081811-125610, p. 531–608.

Kessler, R. et D. Scolnic. 2017, «Correcting Type Ia Supernova Distances for Selection Biases and Contamination in Photometrically Identified Samples», *The Astrophysical Journal*, vol. 836, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/836/1/56, 56.

Kim, Y.-L., Y. Kang et Y.-W. Lee. 2019, «Environmental Dependence of Type Ia Supernova Luminosities from the YONSEI Supernova Catalog», *Journal of Korean Astronomical Society*, vol. 52, doi :10.5303/JKAS.2019.52.5.181, p. 181–205.

Kinney, A. L., D. Calzetti, R. C. Bohlin, K. McQuade, T. Storchi-Bergmann et H. R. Schmitt. 1996, «Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections», *The Astrophysical Journal*, vol. 467, doi : 10.1086/177583, p. 38.

Knox, L. et M. Millea. 2020, «Hubble constant hunter's guide», *Physical Review D: Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, vol. 101, n° 4, doi :10.1103/PhysRevD.101.043533, 043533.

Koleva, M., P. Prugniel, A. Bouchard et Y. Wu. 2009, «ULySS : a full spectrum fitting package», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 501, n° 3, doi :10.1051/0004-6361/200811467, p. 1269–1279.

Koleva, M., P. Prugniel, P. Ocvirk, D. Le Borgne et C. Soubiran. 2008, «Spectroscopic ages and metallicities of stellar populations : validation of full spectrum fitting», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 385, n° 4, doi :10.1111/j.1365-2966.2008.12908.x, p. 1998–2010.

Konishi, K., D. Cinabro, P. M. Garnavich, Y. Ihara, R. Kessler, J. Marriner, D. P. Schneider, M. Smith, H. Spinka, J. C. Wheeler et N. Yasuda. 2011, «Dependences of Type Ia Supernovae Lightcurve Parameters on the Host Galaxy Star Formation Rate and Metallicity», *arXiv e-prints*, arXiv :1101.4269.

Kormendy, J. et L. C. Ho. 2013, «Coevolution (Or Not) of Supermassive Black Holes and Host Galaxies», *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, vol. 51, n° 1, doi : 10.1146/annurev-astro-082708-101811, p. 511–653.

Kotak, R. 2008, «Progenitors of Type Ia Supernovae», dans *RS Ophiuchi (2006) and the Recurrent Nova Phenomenon*, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, vol. 401, édité par A. Evans, M. F. Bode, T. J. O'Brien et M. J. Darnley, p. 150.

Kroupa, P. 2001, «On the variation of the initial mass function», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 322, n° 2, doi :10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x, p. 231–246.

Labbé, I., P. A. Oesch, R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, D. Magee, V. González, C. M. Carollo, M. Franx, M. Trenti, P. G. van Dokkum et M. Stiavelli. 2013, «The Spectral Energy Distributions of z ~8 Galaxies from the IRAC Ultra Deep Fields : Emission Lines, Stellar Masses, and Specific Star Formation Rates at 650 Myr», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 777, n° 2, doi :10.1088/2041-8205/777/2/L19, L19.

Lampeitl, H., M. Smith, R. C. Nichol, B. Bassett, D. Cinabro, B. Dilday, R. J. Foley, J. A. Frieman, P. M. Garnavich, A. Goobar, M. Im, S. W. Jha, J. Marriner, R. Miquel, J. Nordin, L. Östman, A. G. Riess, M. Sako, D. P. Schneider, J. Sollerman et M. Stritzinger. 2010, «The Effect of Host Galaxies on Type Ia Supernovae in the SDSS-II Supernova Survey», *The Astrophysical Journal*, vol. 722, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/722/1/566, p. 566–576.

Lantz, B., G. Aldering, P. Antilogus, C. Bonnaud, L. Capoani, A. Castera, Y. Copin, D. Dubet, E. Gangler, F. Henault, J.-P. Lemonnier, R. Pain, A. Pecontal, E. Pecontal et G. Smadja. 2004, «SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays», dans *Optical Design and Engineering*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 5249, édité par L. Mazuray, P. J. Rogers et R. Wartmann, p. 146–155, doi :10.1117/12.512493.

Law, N. M., S. R. Kulkarni, R. G. Dekany, E. O. Ofek, R. M. Quimby, P. E. Nugent, J. Surace, C. C. Grillmair, J. S. Bloom, M. M. Kasliwal, L. Bildsten, T. Brown, S. B. Cenko, D. Ciardi, E. Croner, S. G. Djorgovski, J. van Eyken, A. V. Filippenko, D. B. Fox, A. Gal-Yam, D. Hale, N. Hamam, G. Helou, J. Henning, D. A. Howell, J. Jacobsen, R. Laher, S. Mattingly, D. McKenna, A. Pickles, D. Poznanski, G. Rahmer, A. Rau, W. Rosing, M. Shara, R. Smith, D. Starr, M. Sullivan, V. Velur, R. Walters et J. Zolkower. 2009, «The Palomar Transient Factory : System Overview, Performance, and First Results», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 121, n° 886, doi :10.1086/648598, p. 1395.

Leaman, J., W. Li, R. Chornock et A. V. Filippenko. 2011, «Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - I. The methods and data base», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 412, n° 3, doi :10.1111/j.1365-2966.2011.18158.x, p. 1419–1440.

Leavitt, H. S. 1908, «1777 variables in the Magellanic Clouds», *Annals of Harvard College Observatory*, vol. 60, p. 87–108.3.

Leavitt, H. S. et E. C. Pickering. 1912, «Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud.», *Harvard College Observatory Circular*, vol. 173, p. 1–3.

Léget, P. F., E. Gangler, F. Mondon, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, K. Barbary, S. Bongard, K. Boone, C. Buton, N. Chotard, Y. Copin, S. Dixon, P. Fagrelius, U. Feindt, D. Fouchez, B. Hayden, W. Hillebrandt, A. Kim, M. Kowalski, D. Kuesters, S. Lombardo, Q. Lin, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, K. A. Ponder, M. V. Pruzhinskaya, D. Rabinowitz, M. Rigault, K. Runge, D. Rubin, C. Saunders, L. P. Says, G. Smadja, C. Sofiatti, N. Suzuki, S. Taubenberger, C. Tao et R. C. Thomas. 2020, «SUGAR : An improved empirical model of Type Ia supernovae based on spectral features», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 636, doi : 10.1051/0004-6361/201834954, A46.

Leibundgut, B. 2008, «Supernovae and cosmology», *General Relativity and Gravitation*, vol. 40, n° 2-3, doi :10.1007/s10714-007-0545-9, p. 221–248.

Leja, J., B. D. Johnson, C. Conroy, P. G. van Dokkum et N. Byler. 2017, «Deriving Physical Properties from Broadband Photometry with Prospector : Description of the Model and a Demonstration of its Accuracy Using 129 Galaxies in the Local Universe», *The Astrophysical Journal*, vol. 837, n° 2, doi :10.3847/1538-4357/aa5ffe, 170.

Lemaître, G. 1927, «Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques», *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, vol. 47, p. 49–59.

Lemaître, G. 1933, «L'Univers en expansion», *Annales de la Soci&eacute ;t&eacute ; Scientifique de Bruxelles*, vol. 53, p. 51.

Leonard, D. C. 2007, «Constraining the Type Ia Supernova Progenitor : The Search for Hydrogen in Nebular Spectra», *The Astrophysical Journal*, vol. 670, n° 2, doi : 10.1086/522367, p. 1275–1282.

Li, W., J. Leaman, R. Chornock, A. V. Filippenko, D. Poznanski, M. Ganeshalingam, X. Wang, M. Modjaz, S. Jha, R. J. Foley et N. Smith. 2011, «Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - II. The observed luminosity functions and fractions of supernovae in a complete sample», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 412, n° 3, doi :10.1111/j.1365-2966.2011.18160.x, p. 1441–1472.

Livio, M. 2000, «The Progenitors of Type Ia Supernovae», dans *Type Ia Supernovae, Theory and Cosmology*, édité par J. C. Niemeyer et J. W. Truran, p. 33.

Lochner, M., D. Scolnic, H. Almoubayyed, T. Anguita, H. Awan, E. Gawiser, S. G. A. Gontcho, P. Gris, S. Huber, S. W. Jha, R. L. Jones, A. G. Kim, R. Mandelbaum, P. Marshall, T. Petrushevska, N. Regnault, C. N. Setzer, S. H. Suyu, P. Yoachim, R. Biswas, T. Blaineau, I. Hook, M. Moniez, E. Neilsen, H. Peiris, D. Rothchild et C. Stubbs. 2021, «The Impact of Observing Strategy on Cosmological Constraints with LSST», *arXiv e-prints*, arXiv :2104.05676.

Madore, B. E. 1976, «The distance to NGC 2403», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 177, doi :10.1093/mnras/177.1.157, p. 157–166.

Mannucci, F., M. Della Valle et N. Panagia. 2006, «Two populations of progenitors for Type Ia supernovae ?», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 370, n° 2, doi :10.1111/j.1365-2966.2006.10501.x, p. 773–783.

Mannucci, F., M. Della Valle, N. Panagia, E. Cappellaro, G. Cresci, R. Maiolino, A. Petrosian et M. Turatto. 2005, «The supernova rate per unit mass», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 433, n° 3, doi :10.1051/0004-6361:20041411, p. 807–814.

Maoz, D. et C. Badenes. 2010, «The supernova rate and delay time distribution in the Magellanic Clouds», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 407, n° 2, doi :10.1111/j.1365-2966.2010.16988.x, p. 1314–1327.

Maoz, D. et F. Mannucci. 2012, «Type-Ia Supernova Rates and the Progenitor Problem : A Review», *Publications of the Astronomical Society of Australia*, vol. 29, n° 4, doi : 10.1071/AS11052, p. 447–465.

Masci, F. J., R. R. Laher, B. Rusholme, D. L. Shupe, S. Groom, J. Surace, E. Jackson, S. Monkewitz, R. Beck, D. Flynn, S. Terek, W. Landry, E. Hacopians, V. Desai, J. Howell, T. Brooke, D. Imel, S. Wachter, Q.-Z. Ye, H.-W. Lin, S. B. Cenko, V. Cunningham, U. Rebbapragada, B. Bue, A. A. Miller, A. Mahabal, E. C. Bellm, M. T. Patterson, M. Jurić, V. Z. Golkhou, E. O. Ofek, R. Walters, M. Graham, M. M. Kasliwal, R. G. Dekany, T. Kupfer, K. Burdge, C. B. Cannella, T. Barlow, A. Van Sistine, M. Giomi, C. Fremling, N. Blagorodnova, D. Levitan, R. Riddle, R. M. Smith, G. Helou, T. A. Prince et S. R. Kulkarni. 2019, «The Zwicky Transient Facility : Data Processing, Products, and Archive», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 131, n° 995, doi :10.1088/1538-3873/aae8ac, p. 018 003.

Mattila, S., P. Lundqvist, J. Sollerman, C. Kozma, E. Baron, C. Fransson, B. Leibundgut et K. Nomoto. 2005, «Early and late time VLT spectroscopy of SN 2001el - progenitor constraints for a type Ia supernova», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 443, n° 2, doi : 10.1051/0004-6361:20052731, p. 649–662.

Metropolis, N., A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller et E. Teller. 1953, «Equation of State Calculations by Fast Computing Machines», *The Journal of Chemical Physics*, vol. 21, n° 6, doi :10.1063/1.1699114, p. 1087–1092.

Minkowski, R. 1941, «Spectra of Supernovae», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 53, n° 314, doi :10.1086/125315, p. 224.

Minkowski, R. 1962, «Internal Dispersion of Velocities in Other Galaxies», dans *Problems of Extra-Galactic Research*, vol. 15, édité par G. C. McVittie, p. 112.

Möller, A. et T. de Boissière. 2020, «SuperNNova : an open-source framework for Bayesian, neural network-based supernova classification», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 491, n° 3, doi :10.1093/mnras/stz3312, p. 4277–4293.

Neill, J. D., M. Sullivan, D. A. Howell, A. Conley, M. Seibert, D. C. Martin, T. A. Barlow, K. Foster, P. G. Friedman, P. Morrissey, S. G. Neff, D. Schiminovich, T. K. Wyder, L. Bianchi, J. Donas, T. M. Heckman, Y.-W. Lee, B. F. Madore, B. Milliard, R. M.

Rich et A. S. Szalay. 2009, «The Local Hosts of Type Ia Supernovae», *The Astrophysical Journal*, vol. 707, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/707/2/1449, p. 1449–1465.

Nicolas, N., M. Rigault, Y. Copin, R. Graziani, G. Aldering, M. Briday, Y. L. Kim, J. Nordin, S. Perlmutter et M. Smith. 2021, «Redshift evolution of the underlying type Ia supernova stretch distribution», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 649, doi : 10.1051/0004-6361/202038447, A74.

Nomoto, K. 1982, «Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms», *The Astrophysical Journal*, vol. 253, doi :10. 1086/159682, p. 798–810.

Oke, J. B. et A. Sandage. 1968, «Energy Distributions, K Corrections, and the Stebbins-Whitford Effect for Giant Elliptical Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 154, doi :10.1086/149737, p. 21.

Osterbrock, D. E. et G. J. Ferland. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, University Science Books.

Padmanabhan, N., D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, J. C. Barentine, M. R. Blanton, H. J. Brewington, J. E. Gunn, M. Harvanek, D. W. Hogg, Ž. Ivezić, D. Johnston, S. M. Kent, S. J. Kleinman, G. R. Knapp, J. Krzesinski, D. Long, J. Neilsen, Eric H., A. Nitta, C. Loomis, R. H. Lupton, S. Roweis, S. A. Snedden, M. A. Strauss et D. L. Tucker. 2008, «An Improved Photometric Calibration of the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data», *The Astrophysical Journal*, vol. 674, n° 2, doi :10.1086/524677, p. 1217–1233.

Pan, Y. C., M. Sullivan, K. Maguire, I. M. Hook, P. E. Nugent, D. A. Howell, I. Arcavi, J. Botyanszki, S. B. Cenko, J. DeRose, H. K. Fakhouri, A. Gal-Yam, E. Hsiao, S. R. Kulkarni, R. R. Laher, C. Lidman, J. Nordin, E. S. Walker et D. Xu. 2014, «The host galaxies of Type Ia supernovae discovered by the Palomar Transient Factory», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 438, n° 2, doi :10.1093/mnras/stt2287, p. 1391–1416.

Peng, Y.-j., S. J. Lilly, K. Kovač, M. Bolzonella, L. Pozzetti, A. Renzini, G. Zamorani, O. Ilbert, C. Knobel, A. Iovino, C. Maier, O. Cucciati, L. Tasca, C. M. Carollo, J. Silverman, P. Kampczyk, L. de Ravel, D. Sanders, N. Scoville, T. Contini, V. Mainieri, M. Scodeggio, J.-P. Kneib, O. Le Fèvre, S. Bardelli, A. Bongiorno, K. Caputi, G. Coppa, S. de la Torre, P. Franzetti, B. Garilli, F. Lamareille, J.-F. Le Borgne, V. Le Brun, M. Mignoli, E. Perez Montero, R. Pello, E. Ricciardelli, M. Tanaka, L. Tresse, D. Vergani, N. Welikala, E. Zucca, P. Oesch, U. Abbas, L. Barnes, R. Bordoloi, D. Bottini, A. Cappi, P. Cassata, A. Cimatti, M. Fumana, G. Hasinger, A. Koekemoer, A. Leauthaud, D. Maccagni, C. Marinoni, H. McCracken, P. Memeo, B. Meneux, P. Nair, C. Porciani, V. Presotto et R. Scaramella. 2010, «Mass and Environment as Drivers of Galaxy Evolution in SDSS and zCOSMOS and the Origin of the Schechter Function», *The Astrophysical Journal*, vol. 721, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/721/1/193, p. 193–221.

Pereira, R., R. C. Thomas, G. Aldering, P. Antilogus, C. Baltay, S. Benitez-Herrera, S. Bongard, C. Buton, A. Canto, F. Cellier-Holzem, J. Chen, M. Childress, N. Chotard,

Y. Copin, H. K. Fakhouri, M. Fink, D. Fouchez, E. Gangler, J. Guy, W. Hillebrandt, E. Y. Hsiao, M. Kerschhaggl, M. Kowalski, M. Kromer, J. Nordin, P. Nugent, K. Paech, R. Pain, E. Pécontal, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, M. Rigault, K. Runge, C. Saunders, G. Smadja, C. Tao, S. Taubenberger, A. Tilquin et C. Wu. 2013, «Spectrophotometric time series of SN 2011fe from the Nearby Supernova Factory», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 554, doi :10.1051/0004-6361/201221008, A27.

Pérez, E., R. Cid Fernandes, R. M. González Delgado, R. García-Benito, S. F. Sánchez, B. Husemann, D. Mast, J. R. Rodón, D. Kupko, N. Backsmann, A. L. de Amorim, G. van de Ven, J. Walcher, L. Wisotzki, C. Cortijo-Ferrero et CALIFA Collaboration. 2013, «The Evolution of Galaxies Resolved in Space and Time : A View of Inside-out Growth from the CALIFA Survey», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 764, nº 1, doi :10.1088/2041-8205/764/1/L1, L1.

Pérez-González, P. G., G. H. Rieke, V. Villar, G. Barro, M. Blaylock, E. Egami, J. Gallego, A. Gil de Paz, S. Pascual, J. Zamorano et J. L. Donley. 2008, «The Stellar Mass Assembly of Galaxies from z = 0 to z = 4 : Analysis of a Sample Selected in the Rest-Frame Near-Infrared with Spitzer», *The Astrophysical Journal*, vol. 675, nº 1, doi :10.1086/523690, p. 234–261.

Perley, D. A., C. Fremling, J. Sollerman, A. A. Miller, A. S. Dahiwale, Y. Sharma, E. C. Bellm, R. Biswas, T. G. Brink, R. J. Bruch, K. De, R. Dekany, A. J. Drake, D. A. Duev, A. V. Filippenko, A. Gal-Yam, A. Goobar, M. J. Graham, M. L. Graham, A. Y. Q. Ho, I. Irani, M. M. Kasliwal, Y.-L. Kim, S. R. Kulkarni, A. Mahabal, F. J. Masci, S. Modak, J. D. Neill, J. Nordin, R. L. Riddle, M. T. Soumagnac, N. L. Strotjohann, S. Schulze, K. Taggart, A. Tzanidakis, R. S. Walters et L. Yan. 2020, «The Zwicky Transient Facility Bright Transient Survey. II. A Public Statistical Sample for Exploring Supernova Demographics», *The Astrophysical Journal*, vol. 904, nº 1, doi :10.3847/1538-4357/abbd98, 35.

Perlmutter, S. 2003, «Supernovae, Dark Energy, and the Accelerating Universe», *Physics Today*, vol. 56, nº 4, doi :10.1063/1.1580050, p. 53–62.

Perlmutter, S., 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 T. S. C. Project. 1999, «Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae», *The Astrophysical Journal*, vol. 517, nº 2, doi :10.1086/307221, p. 565–586.

Petrosian, V. 1976, «Surface Brightness and Evolution of Galaxies», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 210, doi :10.1086/182301, p. L53.

Phillips, M. M. 1993, «The Absolute Magnitudes of Type IA Supernovae», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 413, doi :10.1086/186970, p. L105.

Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, N. Bartolo, E. Battaner,

R. Battye, K. Benabed, A. Benoît, A. Benoit-Lévy, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, A. Bonaldi, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, A. Catalano, A. Challinor, A. Chamballu, R. R. Chary, H. C. Chiang, J. Chluba, P. R. Christensen, S. Church, D. L. Clements, S. Colombi, L. P. L. Colombo, C. Combet, A. Coulais, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, F. X. Désert, E. Di Valentino, C. Dickinson, J. M. Diego, K. Dolag, H. Dole, S. Donzelli, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, J. Dunkley, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, M. Farhang, J. Fergusson, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, C. Gauthier, M. Gerbino, T. Ghosh, M. Giard, Y. Giraud-Héraud, E. Giusarma, E. Gjerløw, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, F. K. Hansen, D. Hanson, D. L. Harrison, G. Helou, S. Henrot-Versillé, C. Hernández-Monteagudo, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, M. Hobson, W. A. Holmes, A. Hornstrup, W. Hovest, Z. Huang, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E. Keihänen, R. Keskitalo, T. S. Kisner, R. Kneissl, J. Knoche, L. Knox, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, A. Lähteenmäki, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, J. P. Leahy, R. Leonardi, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Linden-Vørnle, M. López-Caniego, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marchini, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Masi, S. Matarrese, P. McGehee, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, J. B. Melin, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, A. Moss, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, P. Natoli, C. B. Netterfield, H. U. Nørgaard-Nielsen, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, C. A. Oxborrow, F. Paci, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, B. Partridge, F. Pasian, G. Patanchon, T. J. Pearson, O. Perdereau, L. Perotto, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczynski, E. Pointecouteau, G. Polenta, L. Popa, G. W. Pratt, G. Prézeau, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, W. T. Reach, R. Rebolo, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, C. Rosset, M. Rossetti, G. Roudier, B. Rouillé d'Orfeuil, M. Rowan-Robinson, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, N. Said, V. Salvatelli, L. Salvati, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, M. D. Seiffert, P. Serra, E. P. S. Shellard, L. D. Spencer, M. Spinelli, V. Stolyarov, R. Stompor, R. Sudiwala, R. Sunyaev, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, T. Trombetti, M. Tucci, J. Tuovinen, M. Türler, G. Umana, L. Valenziano, J. Valiviita, F. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Wilkinson, D. Yvon, A. Zacchei et A. Zonca. 2016, «Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 594, doi : 10.1051/0004-6361/201525830, A13.

Planck Collaboration, N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, R. Battye, K. Benabed, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, J. Carron, A. Challinor, H. C. Chiang, J. Chluba, L. P. L. Colombo, C. Com-

bet, D. Contreras, B. P. Crill, F. Cuttaia, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, E. Di Valentino, J. M. Diego, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, S. Dusini, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, M. Farhang, J. Fergusson, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, F. Forastieri, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, S. Gratton, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, A. Karakci, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, T. S. Kisner, L. Knox, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, P. Lemos, J. Lesgourgues, F. Levrier, A. Lewis, M. Liguori, P. B. Lilje, M. Lilley, V. Lindholm, M. López-Caniego, P. M. Lubin, Y. Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, M. Martinelli, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. R. Meinhold, A. Melchiorri, A. Mennella, M. Migliaccio, M. Millea, S. Mitra, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, P. Natoli, H. U. Nørgaard-Nielsen, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, G. Patanchon, H. V. Peiris, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, L. Polastri, G. Polenta, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Sandri, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, C. Sirignano, G. Sirri, L. D. Spencer, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, L. Vibert, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, M. White, S. D. M. White, A. Zacchei et A. Zonca. 2020a, «Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 641, doi :10.1051/0004-6361/201833910, A6.

Planck Collaboration, Y. Akrami, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, M. Ballardini, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, S. Basak, K. Benabed, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, M. Bucher, C. Burigana, R. C. Butler, E. Calabrese, J. F. Cardoso, B. Casaponsa, H. C. Chiang, L. P. L. Colombo, C. Combet, D. Contreras, B. P. Crill, P. de Bernardis, G. de Zotti, J. Delabrouille, J. M. Delouis, E. Di Valentino, J. M. Diego, O. Doré, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, Y. Fantaye, R. Fernandez-Cobos, F. Finelli, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frolov, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, R. T. Génova-Santos, M. Gerbino, T. Ghosh, J. González-Nuevo, K. M. Górski, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, J. Hamann, W. Handley, F. K. Hansen, D. Herranz, E. Hivon, Z. Huang, A. H. Jaffe, W. C. Jones, E. Keihänen, R. Keskitalo, K. Kiiveri, J. Kim, N. Krachmalnicoff, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, M. Le Jeune, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, V. Lindholm, M. López-Caniego, Y. Z. Ma, J. F. Macías-Pérez, G. Maggio, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, A. Marcos-Caballero, M. Maris, P. G. Martin, E. Martínez-González, S. Matarrese, N. Mauri, J. D. McEwen, P. R. Meinhold, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, D. Molinari, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, A. Moss, P. Natoli, L. Pagano, D. Paoletti, B. Partridge, F. Perrotta, V. Pettorino, F. Piacentini, G. Polenta, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, A. Renzi, G. Rocha, C. Rosset, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín,

B. Ruiz-Granados, L. Salvati, M. Savelainen, D. Scott, E. P. S. Shellard, C. Sirignano, R. Sunyaev, A. S. Suur-Uski, J. A. Tauber, D. Tavagnacco, M. Tenti, L. Toffolatti, M. Tomasi, T. Trombetti, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, N. Vittorio, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, A. Zacchei, J. P. Zibin et A. Zonca. 2020b, «Planck 2018 results. VII. Isotropy and statistics of the CMB», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 641, doi :10.1051/0004-6361/201935201, A7.

Pogson, N. 1856, «Magnitudes of Thirty-six of the Minor Planets for the first day of each month of the year 1857», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 17, doi :10.1093/mnras/17.1.12, p. 12–15.

Ponder, K. A., W. M. Wood-Vasey, A. Weyant, N. T. Barton, L. Galbany, P. Garnavich et T. Matheson. 2020, «Are Type Ia Supernovae in Restframe H Brighter in More Massive Galaxies ?», *arXiv e-prints*, arXiv :2006.13803.

Pruzhinskaya, M. V., A. K. Novinskaya, N. Pauna et P. Rosnet. 2020, «The dependence of Type Ia Supernovae SALT2 light-curve parameters on host galaxy morphology», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 499, nº 4, doi :10.1093/mnras/staa3173, p. 5121–5135.

Rau, A., S. R. Kulkarni, N. M. Law, J. S. Bloom, D. Ciardi, G. S. Djorgovski, D. B. Fox, A. Gal-Yam, C. C. Grillmair, M. M. Kasliwal, P. E. Nugent, E. O. Ofek, R. M. Quimby, W. T. Reach, M. Shara, L. Bildsten, S. B. Cenko, A. J. Drake, A. V. Filippenko, D. J. Helfand, G. Helou, D. A. Howell, D. Poznanski et M. Sullivan. 2009, «Exploring the Optical Transient Sky with the Palomar Transient Factory», *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 121, nº 886, doi :10.1086/605911, p. 1334.

Reid, M. J., D. W. Pesce et A. G. Riess. 2019, «An Improved Distance to NGC 4258 and Its Implications for the Hubble Constant», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 886, nº 2, doi :10.3847/2041-8213/ab552d, L27.

Riess, A. G., S. Casertano, J. Anderson, J. MacKenty et A. V. Filippenko. 2014, «Parallax beyond a Kiloparsec from Spatially Scanning the Wide Field Camera 3 on the Hubble Space Telescope», *The Astrophysical Journal*, vol. 785, nº 2, doi :10.1088/0004-637X/785/2/161, 161.

Riess, A. G., S. Casertano, W. Yuan, J. B. Bowers, L. Macri, J. C. Zinn et D. Scolnic. 2021, «Cosmic Distances Calibrated to 1% Precision with Gaia EDR3 Parallaxes and Hubble Space Telescope Photometry of 75 Milky Way Cepheids Confirm Tension with ΛCDM», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 908, nº 1, doi :10.3847/2041-8213/abdbaf, L6.

Riess, A. G., S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri et D. Scolnic. 2019, «Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond ΛCDM», *The Astrophysical Journal*, vol. 876, nº 1, doi :10.3847/1538-4357/ab1422, 85.

Riess, A. G., 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. 1998, «Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant», *The Astronomical Journal*, vol. 116, nº 3, doi :10.1086/300499, p. 1009–1038.

Riess, A. G., R. P. Kirshner, B. P. Schmidt, S. Jha, P. Challis, P. M. Garnavich, A. A. Esin, C. Carpenter, R. Grashius, R. E. Schild, P. L. Berlind, J. P. Huchra, C. F. Prosser, E. E. Falco, P. J. Benson, C. Briceño, W. R. Brown, N. Caldwell, I. P. dell'Antonio, A. V. Filippenko, A. A. Goodman, N. A. Grogin, T. Groner, J. P. Hughes, P. J. Green, R. A. Jansen, J. T. Kleyna, J. X. Luu, L. M. Macri, B. A. McLeod, K. K. McLeod, B. R. McNamara, B. McLean, A. A. E. Milone, J. J. Mohr, D. Moraru, C. Peng, J. Peters, A. H. Prestwich, K. Z. Stanek, A. Szentgyorgyi et P. Zhao. 1999, «BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae», *The Astronomical Journal*, vol. 117, nº 2, doi :10.1086/300738, p. 707–724.

Riess, A. G., L. Macri, S. Casertano, M. Sosey, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, R. Chornock et D. Sarkar. 2009, «A Redetermination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope from a Differential Distance Ladder», *The Astrophysical Journal*, vol. 699, nº 1, doi :10.1088/0004-637X/699/1/539, p. 539–563.

Riess, A. G., L. M. Macri, S. L. Hoffmann, D. Scolnic, S. Casertano, A. V. Filippenko, B. E. Tucker, M. J. Reid, D. O. Jones, J. M. Silverman, R. Chornock, P. Challis, W. Yuan, P. J. Brown et R. J. Foley. 2016, «A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant», *The Astrophysical Journal*, vol. 826, nº 1, doi :10.3847/0004-637X/826/1/56, 56.

Rigault, M., G. Aldering, M. Kowalski, Y. Copin, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, D. Baugh, S. Bongard, K. Boone, C. Buton, J. Chen, N. Chotard, H. K. Fakhouri, U. Feindt, P. Fagrelius, M. Fleury, D. Fouchez, E. Gangler, B. Hayden, A. G. Kim, P. F. Leget, S. Lombardo, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, K. Runge, D. Rubin, C. Saunders, G. Smadja, C. Sofiatti, N. Suzuki, C. Tao et B. A. Weaver. 2015, «Confirmation of a Star Formation Bias in Type Ia Supernova Distances and its Effect on the Measurement of the Hubble Constant», *The Astrophysical Journal*, vol. 802, nº 1, doi :10.1088/0004-637X/802/1/20, 20.

Rigault, M., V. Brinnel, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, K. Barbary, S. Bongard, K. Boone, C. Buton, M. Childress, N. Chotard, Y. Copin, S. Dixon, P. Fagrelius, U. Feindt, D. Fouchez, E. Gangler, B. Hayden, W. Hillebrandt, D. A. Howell, A. Kim, M. Kowalski, D. Kuesters, P. F. Leget, S. Lombardo, Q. Lin, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, K. Runge, D. Rubin, C. Saunders, G. Smadja, C. Sofiatti, N. Suzuki, S. Taubenberger, C. Tao et R. C. Thomas. 2020, «Strong dependence of Type Ia supernova standardization on the local specific star formation rate», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 644, doi : 10.1051/0004-6361/201730404, A176.

Rigault, M., Y. Copin, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, A. Canto, F. Cellier-Holzem, M. Childress, N. Chotard, H. K. Fakhouri, U. Feindt, M. Fleury, E. Gangler, P. Greskovic, J. Guy, A. G. Kim, M. Kowalski,

S. Lombardo, J. Nordin, P. Nugent, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, K. Runge, C. Saunders, R. Scalzo, G. Smadja, C. Tao, R. C. Thomas et B. A. Weaver. 2013, «Evidence of environmental dependencies of Type Ia supernovae from the Nearby Supernova Factory indicated by local Hα», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 560, doi :10.1051/0004-6361/201322104, A66.

Rigault, M., J. D. Neill, N. Blagorodnova, A. Dugas, M. Feeney, R. Walters, V. Brinnel, Y. Copin, C. Fremling, J. Nordin et J. Sollerman. 2019, «Fully automated integral field spectrograph pipeline for the SEDMachine : pysedm», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 627, doi :10.1051/0004-6361/201935344, A115.

Robertson, H. P. 1936, «Kinematics and World-Structure III.», *The Astrophysical Journal*, vol. 83, doi :10.1086/143726, p. 257.

Rodney, S. A., A. G. Riess, L.-G. Strolger, T. Dahlen, O. Graur, S. Casertano, M. E. Dickinson, H. C. Ferguson, P. Garnavich, B. Hayden, S. W. Jha, D. O. Jones, R. P. Kirshner, A. M. Koekemoer, C. McCully, B. Mobasher, B. Patel, B. J. Weiner, S. B. Cenko, K. I. Clubb, M. Cooper, A. V. Filippenko, T. F. Frederiksen, J. Hjorth, B. Leibundgut, T. Matheson, H. Nayyeri, K. Penner, J. Trump, J. M. Silverman, V. U, K. Azalee Bostroem, P. Challis, A. Rajan, S. Wolff, S. M. Faber, N. A. Grogin et D. Kocevski. 2014, «Type Ia Supernova Rate Measurements to Redshift 2.5 from CANDELS : Searching for Prompt Explosions in the Early Universe», *The Astronomical Journal*, vol. 148, n° 1, doi :10.1088/0004-6256/148/1/13, 13.

Roman, M., D. Hardin, M. Betoule, P. Astier, C. Balland, R. S. Ellis, S. Fabbro, J. Guy, I. Hook, D. A. Howell, C. Lidman, A. Mitra, A. Möller, A. M. Mourão, J. Neveu, N. Palanque-Delabrouille, C. J. Pritchet, N. Regnault, V. Ruhlmann-Kleider, C. Saunders et M. Sullivan. 2018, «Dependence of Type Ia supernova luminosities on their local environment», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 615, doi : 10.1051/0004-6361/201731425, A68.

Rubin, D., G. Aldering, K. Barbary, K. Boone, G. Chappell, M. Currie, S. Deustua, P. Fagrelius, A. Fruchter, B. Hayden, C. Lidman, J. Nordin, S. Perlmutter, C. Saunders, C. Sofiatti et T. Supernova Cosmology Project. 2015, «UNITY : Confronting Supernova Cosmology's Statistical and Systematic Uncertainties in a Unified Bayesian Framework», *The Astrophysical Journal*, vol. 813, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/813/2/137, 137.

Rubin, D., R. A. Knop, E. Rykoff, G. Aldering, R. Amanullah, K. Barbary, M. S. Burns, A. Conley, N. Connolly, S. Deustua, V. Fadeyev, H. K. Fakhouri, A. S. Fruchter, R. A. Gibbons, G. Goldhaber, A. Goobar, E. Y. Hsiao, X. Huang, M. Kowalski, C. Lidman, J. Meyers, J. Nordin, S. Perlmutter, C. Saunders, A. L. Spadafora, V. Stanishev, N. Suzuki, L. Wang et T. Supernova Cosmology Project. 2013, «Precision Measurement of The Most Distant Spectroscopically Confirmed Supernova Ia with the Hubble Space Telescope», *The Astrophysical Journal*, vol. 763, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/763/1/35, 35.

Rubin, V. C. et J. Ford, W. Kent. 1970, «Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions», *The Astrophysical Journal*, vol. 159, doi : 10.1086/150317, p. 379.

Russell, H. N. 1914, «Relations Between the Spectra and Other Characteristics of the Stars», *Popular Astronomy*, vol. 22, p. 275–294.

Saha, A., A. Sandage, G. A. Tammann, L. Labhardt, F. D. Macchetto et N. Panagia. 1999, «Cepheid Calibration of the Peak Brightness of Type IA Supernovae. IX. SN 1989B in NGC 3627», *The Astrophysical Journal*, vol. 522, n° 2, doi :10.1086/307693, p. 802–838.

Salim, S. 2014, «Green Valley Galaxies», *Serbian Astronomical Journal*, vol. 189, doi : 10.2298/SAJ1489001S, p. 1–14.

Sánchez-Blázquez, P., F. F. Rosales-Ortega, J. Méndez-Abreu, I. Pérez, S. F. Sánchez, S. Zibetti, J. A. L. Aguerri, J. Bland-Hawthorn, C. Catalán-Torrecilla, R. Cid Fernandes, A. de Amorim, A. de Lorenzo-Caceres, J. Falcón-Barroso, A. Galazzi, R. García Benito, A. Gil de Paz, R. González Delgado, B. Husemann, J. Iglesias-Páramo, B. Jungwiert, R. A. Marino, I. Márquez, D. Mast, M. A. Mendoza, M. Mollá, P. Papaderos, T. Ruiz-Lara, G. van de Ven, C. J. Walcher et L. Wisotzki. 2014, «Stellar population gradients in galaxy discs from the CALIFA survey. The influence of bars», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 570, doi :10.1051/0004-6361/201423635, A6.

Sandage, A. et N. Visvanathan. 1978, «Color-absolute magnitude relation for E and S0 galaxies. III. Fully corrected photometry for 405 galaxies : comparison of color distributions for E and S0 field and cluster galaxies.», *The Astrophysical Journal*, vol. 225, doi :10.1086/156537, p. 742–750.

Saunders, C., G. Aldering, P. Antilogus, S. Bailey, C. Baltay, K. Barbary, D. Baugh, K. Boone, S. Bongard, C. Buton, J. Chen, N. Chotard, Y. Copin, S. Dixon, P. Fagrelius, H. K. Fakhouri, U. Feindt, D. Fouchez, E. Gangler, B. Hayden, W. Hillebrandt, A. G. Kim, M. Kowalski, D. Küsters, P. F. Leget, S. Lombardo, J. Nordin, R. Pain, E. Pecontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, M. Rigault, D. Rubin, K. Runge, G. Smadja, C. Sofiatti, N. Suzuki, C. Tao, S. Taubenberger, R. C. Thomas, M. Vincenzi et T. Nearby Supernova Factory. 2018, «SNEMO : Improved Empirical Models for Type Ia Supernovae», *The Astrophysical Journal*, vol. 869, n° 2, doi :10.3847/1538-4357/aaec7e, 167.

Scalzo, R. A., G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, S. Bongard, C. Buton, M. Childress, N. Chotard, Y. Copin, H. K. Fakhouri, A. Gal-Yam, E. Gangler, S. Hoyer, M. Kasliwal, S. Loken, P. Nugent, R. Pain, E. Pécontal, R. Pereira, S. Perlmutter, D. Rabinowitz, A. Rau, G. Rigaudier, K. Runge, G. Smadja, C. Tao, R. C. Thomas, B. Weaver et C. Wu. 2010, «Nearby Supernova Factory Observations of SN 2007if : First Total Mass Measurement of a Super-Chandrasekhar-Mass Progenitor», *The Astrophysical Journal*, vol. 713, n° 2, doi :10.1088/0004-637X/713/2/1073, p. 1073–1094.

Scannapieco, E. et L. Bildsten. 2005, «The Type Ia Supernova Rate», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 629, n° 2, doi :10.1086/452632, p. L85–L88.

Schlegel, D. J., D. P. Finkbeiner et M. Davis. 1998, «Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds», *The Astrophysical Journal*, vol. 500, n° 2, doi :10.1086/305772, p. 525–553.

Schwarzschild, K. 1916, «On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory», *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907*, vol. 1916, p. 189–196.

Scolnic, D. et R. Kessler. 2016, «Measuring Type Ia Supernova Populations of Stretch and Color and Predicting Distance Biases», *The Astrophysical Journal, Letters*, vol. 822, n° 2, doi :10.3847/2041-8205/822/2/L35, L35.

Scolnic, D., S. Perlmutter, G. Aldering, D. Brout, T. Davis, A. Filippenko, R. Foley, R. Hložek, R. Hounsell, D. Jones, P. Kelly, D. Rubin, A. Riess, S. Rodney, J. Roberts-Pierel, Y. Wang, J. Asorey, A. Avelino, C. Bavdhankar, P. J. Brown, A. Challinor, C. Balland, A. Cooray, S. Dhawan, G. Dimitriadis, C. Dvorkin, J. Guy, W. Handley, R. E. Keeley, J.-P. Kneib, B. L'Huillier, M. Lattanzi, K. Mandel, J. Mertens, M. Rigault, P. Motloch, S. Mukherjee, G. Narayan, A. Nomerotski, L. Page, L. Pogosian, G. Puglisi, M. Raveri, N. Regnault, A. Rest, C. Rojas-Bravo, M. Sako, F. Shi, S. Sridhar, A. Suzuki, Y.-D. Tsai, W. M. Wood-Vasey, Y. Copin, G.-B. Zhao et N. Zhu. 2019, «The Next Generation of Cosmological Measurements with Type Ia Supernovae», *Astro2020 : Decadal Survey on Astronomy and Astrophysics*, vol. 2020, p. 270.

Scolnic, D. M., D. O. Jones, A. Rest, Y. C. Pan, R. Chornock, R. J. Foley, M. E. Huber, R. Kessler, G. Narayan, A. G. Riess, S. Rodney, E. Berger, D. J. Brout, P. J. Challis, M. Drout, D. Finkbeiner, R. Lunnan, R. P. Kirshner, N. E. Sanders, E. Schlafly, S. Smartt, C. W. Stubbs, J. Tonry, W. M. Wood-Vasey, M. Foley, J. Hand, E. Johnson, W. S. Burgett, K. C. Chambers, P. W. Draper, K. W. Hodapp, N. Kaiser, R. P. Kudritzki, E. A. Magnier, N. Metcalfe, F. Bresolin, E. Gall, R. Kotak, M. McCrum et K. W. Smith. 2018, «The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample», *The Astrophysical Journal*, vol. 859, n° 2, doi :10.3847/1538-4357/aab9bb, 101.

Shen, S., H. J. Mo, S. D. M. White, M. R. Blanton, G. Kauffmann, W. Voges, J. Brinkmann et I. Csabai. 2003, «The size distribution of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 343, n° 3, doi : 10.1046/j.1365-8711.2003.06740.x, p. 978–994.

Sher, D. 1968, «The Relativistic Doppler Effect», *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, vol. 62, p. 105.

Shimasaku, K., M. Fukugita, M. Doi, M. Hamabe, T. Ichikawa, S. Okamura, M. Sekiguchi, N. Yasuda, J. Brinkmann, I. Csabai, S.-I. Ichikawa, Z. Ivezić, P. Z. Kunszt, D. P. Schneider, G. P. Szokoly, M. Watanabe et D. G. York. 2001, «Statistical Properties of Bright Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey Photometric System», *The Astronomical Journal*, vol. 122, n° 3, doi :10.1086/322094, p. 1238–1250.

Silverman, J. M., M. Ganeshalingam, W. Li, A. V. Filippenko, A. A. Miller et D. Poznanski. 2011, «Fourteen months of observations of the possible super-Chandrasekhar mass Type Ia Supernova 2009dc», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 410, n° 1, doi :10.1111/j.1365-2966.2010.17474.x, p. 585–611.

Slipher, V. M. 1913, «The radial velocity of the Andromeda Nebula», *Lowell Observatory Bulletin*, vol. 1, p. 56–57.

Smith, M., R. C. Nichol, B. Dilday, J. Marriner, R. Kessler, B. Bassett, D. Cinabro, J. Frieman, P. Garnavich, S. W. Jha, H. Lampeitl, M. Sako, D. P. Schneider et J. Sollerman. 2012, «The SDSS-II Supernova Survey : Parameterizing the Type Ia Supernova Rate as a Function of Host Galaxy Properties», *The Astrophysical Journal*, vol. 755, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/755/1/61, 61.

Smith, M., M. Sullivan, P. Wiseman, R. Kessler, D. Scolnic, D. Brout, C. B. D'Andrea, T. M. Davis, R. J. Foley, C. Frohmaier, L. Galbany, R. R. Gupta, C. P. Gutiérrez, S. R. Hinton, L. Kelsey, C. Lidman, E. Macaulay, A. Möller, R. C. Nichol, P. Nugent, A. Palmese, M. Pursiainen, M. Sako, E. Swann, R. C. Thomas, B. E. Tucker, M. Vincenzi, D. Carollo, G. F. Lewis, N. E. Sommer, T. M. C. Abbott, M. Aguena, S. Allam, S. Avila, E. Bertin, S. Bhargava, D. Brooks, E. Buckley-Geer, D. L. Burke, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, M. Costanzi, L. N. da Costa, J. De Vicente, S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, T. F. Eifler, S. Everett, B. Flaugher, P. Fosalba, J. Frieman, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, K. Glazebrook, D. Gruen, R. A. Gruendl, J. Gschwend, G. Gutierrez, W. G. Hartley, D. L. Hollowood, K. Honscheid, D. J. James, E. Krause, K. Kuehn, N. Kuropatkin, M. Lima, N. MacCrann, M. A. G. Maia, J. L. Marshall, P. Martini, P. Melchior, F. Menanteau, R. Miquel, F. Paz-Chinchón, A. A. Plazas, A. K. Romer, A. Roodman, E. S. Rykoff, E. Sanchez, V. Scarpine, M. Schubnell, S. Serrano, I. Sevilla-Noarbe, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, D. Thomas, D. L. Tucker, T. N. Varga, A. R. Walker et DES Collaboration. 2020, «First cosmology results using type Ia supernovae from the Dark Energy Survey : the effect of host galaxy properties on supernova luminosity», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 494, n° 3, doi :10.1093/mnras/staa946, p. 4426–4447.

Speagle, J. S. 2020, «DYNESTY : a dynamic nested sampling package for estimating Bayesian posteriors and evidences», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 493, n° 3, doi :10.1093/mnras/staa278, p. 3132–3158.

Spearman, C. 1904, «The proof and measurement of association between two things», *The American Journal of Psychology*, vol. 15, n° 1, p. 72–101, ISSN 00029556. URL `http://www.jstor.org/stable/1412159`.

Strateva, I., Ž. Ivezić, G. R. Knapp, V. K. Narayanan, M. A. Strauss, J. E. Gunn, R. H. Lupton, D. Schlegel, N. A. Bahcall, J. Brinkmann, R. J. Brunner, T. Budavári, I. Csabai, F. J. Castander, M. Doi, M. Fukugita, Z. Győry, M. Hamabe, G. Hennessy, T. Ichikawa, P. Z. Kunszt, D. Q. Lamb, T. A. McKay, S. Okamura, J. Racusin, M. Sekiguchi, D. P. Schneider, K. Shimasaku et D. York. 2001, «Color Separation of Galaxy Types in the Sloan Digital Sky Survey Imaging Data», *The Astronomical Journal*, vol. 122, n° 4, doi :10.1086/323301, p. 1861–1874.

Sullivan, M., A. Conley, D. A. Howell, J. D. Neill, P. Astier, C. Balland, S. Basa, R. G. Carlberg, D. Fouchez, J. Guy, D. Hardin, I. M. Hook, R. Pain, N. Palanque-Delabrouille, K. M. Perrett, C. J. Pritchet, N. Regnault, J. Rich, V. Ruhlmann-Kleider, S. Baumont, E. Hsiao, T. Kronborg, C. Lidman, S. Perlmutter et E. S. Walker. 2010, «The dependence of Type Ia Supernovae luminosities on their host galaxies», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 406, n° 2, doi :10.1111/j.1365-2966.2010.16731.x, p. 782–802.

Sullivan, M., R. S. Ellis, G. Aldering, R. Amanullah, P. Astier, G. Blanc, M. S. Burns, A. Conley, S. E. Deustua, M. Doi, S. Fabbro, G. Folatelli, A. S. Fruchter, G. Garavini, R. Gibbons, G. Goldhaber, A. Goobar, D. E. Groom, D. Hardin, I. Hook, D. A. Howell, M. Irwin, A. G. Kim, R. A. Knop, C. Lidman, R. McMahon, J. Mendez, S. Nobili, P. E. Nugent, R. Pain, N. Panagia, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, R. Quimby, J. Raux, N. Regnault, P. Ruiz-Lapuente, B. Schaefer, K. Schahmaneche, A. L. Spadafora, N. A. Walton, L. Wang, W. M. Wood-Vasey et N. Yasuda. 2003, «The Hubble diagram of type Ia supernovae as a function of host galaxy morphology», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 340, n° 4, doi :10.1046/j.1365-8711.2003.06312.x, p. 1057–1075.

Sullivan, M., D. Le Borgne, C. J. Pritchet, 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. Lusset, S. Perlmutter, P. Ripoche et C. Tao. 2006, «Rates and Properties of Type Ia Supernovae as a Function of Mass and Star Formation in Their Host Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 648, n° 2, doi :10.1086/506137, p. 868–883.

Suzuki, N., D. Rubin, C. Lidman, G. Aldering, R. Amanullah, K. Barbary, L. F. Barrientos, J. Botyanszki, M. Brodwin, N. Connolly, K. S. Dawson, A. Dey, M. Doi, M. Donahue, S. Deustua, P. Eisenhardt, E. Ellingson, L. Faccioli, V. Fadeyev, H. K. Fakhouri, A. S. Fruchter, D. G. Gilbank, M. D. Gladders, G. Goldhaber, A. H. Gonzalez, A. Goobar, A. Gude, T. Hattori, H. Hoekstra, E. Hsiao, X. Huang, Y. Ihara, M. J. Jee, D. Johnston, N. Kashikawa, B. Koester, K. Konishi, M. Kowalski, E. V. Linder, L. Lubin, J. Melbourne, J. Meyers, T. Morokuma, F. Munshi, C. Mullis, T. Oda, N. Panagia, S. Perlmutter, M. Postman, T. Pritchard, J. Rhodes, P. Ripoche, P. Rosati, D. J. Schlegel, A. Spadafora, S. A. Stanford, V. Stanishev, D. Stern, M. Strovink, N. Takanashi, K. Tokita, M. Wagner, L. Wang, N. Yasuda, H. K. C. Yee et T. Supernova Cosmology Project. 2012, «The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey. V. Improving the Dark-energy Constraints above z $>$ 1 and Building an Early-type-hosted Supernova Sample», *The Astrophysical Journal*, vol. 746, n° 1, doi :10.1088/0004-637X/746/1/85, 85.

Tasca, L. A. M., O. Le Fèvre, N. P. Hathi, D. Schaerer, O. Ilbert, G. Zamorani, B. C. Lemaux, P. Cassata, B. Garilli, V. Le Brun, D. Maccagni, L. Pentericci, R. Thomas, E. Vanzella, E. Zucca, R. Amorin, S. Bardelli, L. P. Cassarà, M. Castellano, A. Cimatti, O. Cucciati, A. Durkalec, A. Fontana, M. Giavalisco, A. Grazian, S. Paltani, B. Ribeiro, M. Scodeggio, V. Sommariva, M. Talia, L. Tresse, D. Vergani, P. Capak, S. Charlot, T. Contini, S. de la Torre, J. Dunlop, S. Fotopoulou, A. Koekemoer,

C. López-Sanjuan, Y. Mellier, J. Pforr, M. Salvato, N. Scoville, Y. Taniguchi et P. W. Wang. 2015, «The evolving star formation rate : $M_\star$ relation and sSFR since z $\simeq$ 5 from the VUDS spectroscopic survey», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 581, doi : 10.1051/0004-6361/201425379, A54.

Taylor, E. N., A. M. Hopkins, I. K. Baldry, M. J. I. Brown, S. P. Driver, L. S. Kelvin, D. T. Hill, A. S. G. Robotham, J. Bland-Hawthorn, D. H. Jones, R. G. Sharp, D. Thomas, J. Liske, J. Loveday, P. Norberg, J. A. Peacock, S. P. Bamford, S. Brough, M. Colless, E. Cameron, C. J. Conselice, S. M. Croom, C. S. Frenk, M. Gunawardhana, K. Kuijken, R. C. Nichol, H. R. Parkinson, S. Phillipps, K. A. Pimbblet, C. C. Popescu, M. Prescott, W. J. Sutherland, R. J. Tuffs, E. van Kampen et D. Wijesinghe. 2011, «Galaxy And Mass Assembly (GAMA) : stellar mass estimates», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 418, n° 3, doi :10.1111/j.1365-2966.2011.19536.x, p. 1587–1620.

Thorne, J. E., A. S. G. Robotham, L. J. M. Davies, S. Bellstedt, S. P. Driver, M. Bravo, M. N. Bremer, B. W. Holwerda, A. M. Hopkins, C. d. P. Lagos, S. Phillipps, M. Siudek, E. N. Taylor et A. H. Wright. 2021, «Deep Extragalactic VIsible Legacy Survey (DEVILS) : SED fitting in the D10-COSMOS field and the evolution of the stellar mass function and SFR-$M_\star$ relation», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 505, n° 1, doi :10.1093/mnras/stab1294, p. 540–567.

Tinsley, B. M. 1978, «Evolutionary synthesis of the stellar population in elliptical galaxies. II. Late M giants and composition effects.», *The Astrophysical Journal*, vol. 222, doi : 10.1086/156116, p. 14–22.

Tinsley, B. M. et J. E. Gunn. 1976, «Evolutionary synthesis of the stellar population in elliptical galaxies. I. Ingredients, broad-band colors, and infrared features.», *The Astrophysical Journal*, vol. 203, doi :10.1086/154046, p. 52–62.

Tremonti, C. A., 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. 2004, «The Origin of the Mass-Metallicity Relation : Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey», *The Astrophysical Journal*, vol. 613, n° 2, doi :10.1086/423264, p. 898–913.

Tripp, R. 1998, «A two-parameter luminosity correction for Type IA supernovae», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 331, p. 815–820.

Tully, R. B. et J. R. Fisher. 1977, «Reprint of 1977A&A....54..661T. A new method of determining distance to galaxies.», *Astronomy and Astrophysics*, vol. 500, p. 105–117.

Turner, D. G. 1996, «The Progenitors of Classical Cepheid Variables», *Journal of the Royal Astronomical Society of Canada*, vol. 90, p. 82.

Turner, D. G. 2010, «The PL calibration for Milky Way Cepheids and its implications for the distance scale», *Astrophysics & Space Science*, vol. 326, n° 2, doi :10.1007/s10509-009-0258-5, p. 219–231.

Tyson, J. A. 2002, «Large Synoptic Survey Telescope : Overview», dans *Survey and Other Telescope Technologies and Discoveries*, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 4836, édité par J. A. Tyson et S. Wolff, p. 10–20, doi :10.1117/12.456772.

Uddin, S. A., C. R. Burns, M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, C. Contreras, E. Y. Hsiao, N. Morrell, L. Galbany, M. Stritzinger, P. Hoeflich, C. Ashall, A. L. Piro, W. L. Freedman, S. E. Persson, K. Krisciunas et P. Brown. 2020, «The Carnegie Supernova Project-I : Correlation between Type Ia Supernovae and Their Host Galaxies from Optical to Near-infrared Bands», *The Astrophysical Journal*, vol. 901, n° 2, doi : 10.3847/1538-4357/abafb7, 143.

Uddin, S. A., J. Mould, C. Lidman, V. Ruhlmann-Kleider et B. R. Zhang. 2017, «The Influence of Host Galaxies in Type Ia Supernova Cosmology», *The Astrophysical Journal*, vol. 848, n° 1, doi :10.3847/1538-4357/aa8df7, 56.

van den Bergh, S. 1991, «Supernova rates : A progress report», *Physics Reports*, vol. 204, n° 6, doi :10.1016/0370-1573(91)90034-J, p. 385–400.

Walcher, J., B. Groves, T. Budavári et D. Dale. 2011, «Fitting the integrated spectral energy distributions of galaxies», *Astrophysics & Space Science*, vol. 331, doi :10.1007/s10509-010-0458-z, p. 1–52.

Walker, A. G. 1937, «On Milne's Theory of World-Structure», *Proceedings of the London Mathematical Society*, vol. 42, doi :10.1112/plms/s2-42.1.90, p. 90–127.

Wang, X., L. Wang, R. Pain, X. Zhou et Z. Li. 2006, «Determination of the Hubble Constant, the Intrinsic Scatter of Luminosities of Type Ia Supernovae, and Evidence for Nonstandard Dust in Other Galaxies», *The Astrophysical Journal*, vol. 645, n° 1, doi :10.1086/504312, p. 488–505.

Webbink, R. F. 1984, «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae.», *The Astrophysical Journal*, vol. 277, doi :10.1086/161701, p. 355–360.

Whelan, J. et J. Iben, Icko. 1973, «Binaries and Supernovae of Type I», *The Astrophysical Journal*, vol. 186, doi :10.1086/152565, p. 1007–1014.

Wiseman, P., M. Smith, M. Childress, L. Kelsey, A. Möller, R. R. Gupta, E. Swann, C. R. Angus, D. Brout, T. M. Davis, R. J. Foley, C. Frohmaier, L. Galbany, C. P. Gutiérrez, C. Inserra, R. Kessler, G. F. Lewis, C. Lidman, E. Macaulay, R. C. Nichol, M. Pursiainen, M. Sako, D. Scolnic, N. E. Sommer, M. Sullivan, B. E. Tucker, T. M. C. Abbott, M. Aguena, S. Allam, S. Avila, E. Bertin, D. Brooks, E. Buckley-Geer, D. L. Burke, A. Carnero Rosell, D. Carollo, M. Carrasco Kind, L. N. da Costa, J. De Vicente, S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, T. F. Eifler, S. Everett, P. Fosalba, J. Frieman, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, D. W. Gerdes, M. S. S. Gill, K. Glazebrook, R. A. Gruendl, J. Gschwend, W. G. Hartley, S. R. Hinton, D. L. Hollowood, K. Honscheid, D. J. James, K. Kuehn, N. Kuropatkin, M. Lima, M. A. G. Maia, M. March, P. Martini, P. Melchior, F. Menanteau, R. Miquel, R. L. C. Ogando, F. Paz-Chinchón, A. A.

Plazas, A. K. Romer, A. Roodman, E. Sanchez, V. Scarpine, S. Serrano, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, D. Thomas, D. L. Tucker, T. N. Varga, A. R. Walker, R. D. Wilkinson et DES Collaboration. 2020, «Supernova host galaxies in the dark energy survey : I. Deep coadds, photometry, and stellar masses», *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 495, nº 4, doi :10.1093/mnras/staa1302, p. 4040–4060.

Wiseman, P., M. Sullivan, M. Smith, C. Frohmaier, M. Vincenzi, O. Graur, B. Popovic, P. Armstrong, D. Brout, T. M. Davis, L. Galbany, S. R. Hinton, L. Kelsey, R. Kessler, C. Lidman, A. Möller, R. C. Nichol, B. Rose, D. Scolnic, M. Toy, Z. Zontou, J. Asorey, D. Carollo, K. Glazebrook, G. F. Lewis, B. E. Tucker, T. M. C. Abbott, M. Aguena, S. Allam, F. Andrade-Oliveira, J. Annis, D. Bacon, E. Bertin, D. Brooks, E. Buckley-Geer, D. L. Burke, A. Carnero Rosell, M. Carrasco Kind, J. Carretero, M. Costanzi, L. N. da Costa, M. E. S. Pereira, S. Desai, H. T. Diehl, P. Doel, S. Everett, I. Ferrero, B. Flaugher, P. Fosalba, J. Frieman, J. García-Bellido, E. Gaztanaga, T. Giannantonio, D. Gruen, R. A. Gruendl, J. Gschwend, G. Gutierrez, D. L. Hollowood, K. Honscheid, B. Hoyle, D. J. James, E. Krause, K. Kuehn, N. Kuropatkin, M. A. G. Maia, J. L. Marshall, P. Martini, F. Menanteau, R. Miquel, R. Morgan, R. L. C. Ogando, A. Palmese, F. Paz-Chinchón, D. Petravick, A. Pieres, A. A. Plazas Malagón, A. K. Romer, E. Sanchez, V. Scarpine, M. Schubnell, S. Serrano, I. Sevilla-Noarbe, M. Soares-Santos, E. Suchyta, M. E. C. Swanson, G. Tarle, D. Thomas, C. To, T. N. Varga et A. R. Walker. 2021, «Rates and delay times of type Ia supernovae in the Dark Energy Survey», *arXiv e-prints*, arXiv :2105.11954.

Yao, Y., A. A. Miller, S. R. Kulkarni, M. Bulla, F. J. Masci, D. A. Goldstein, A. Goobar, P. Nugent, A. Dugas, N. Blagorodnova, J. D. Neill, M. Rigault, J. Sollerman, J. Nordin, E. C. Bellm, S. B. Cenko, K. De, S. Dhawan, U. Feindt, C. Fremling, P. Gatkine, M. J. Graham, M. L. Graham, A. Y. Q. Ho, T. Hung, M. M. Kasliwal, T. Kupfer, R. R. Laher, D. A. Perley, B. Rusholme, D. L. Shupe, M. T. Soumagnac, K. Taggart, R. Walters et L. Yan. 2019, «ZTF Early Observations of Type Ia Supernovae. I. Properties of the 2018 Sample», *The Astrophysical Journal*, vol. 886, nº 2, doi :10.3847/1538-4357/ab4cf5, 152.

Yasuda, N., M. Fukugita, V. K. Narayanan, R. H. Lupton, I. Strateva, M. A. Strauss, Ž. Ivezić, R. S. J. Kim, D. W. Hogg, D. H. Weinberg, K. Shimasaku, J. Loveday, J. Annis, N. A. Bahcall, M. Blanton, J. Brinkmann, R. J. Brunner, A. J. Connolly, I. Csabai, M. Doi, M. Hamabe, S.-I. Ichikawa, T. Ichikawa, D. E. Johnston, G. R. Knapp, P. Z. Kunszt, D. Q. Lamb, T. A. McKay, J. A. Munn, R. C. Nichol, S. Okamura, D. P. Schneider, G. P. Szokoly, M. S. Vogeley, M. Watanabe et D. G. York. 2001, «Galaxy Number Counts from the Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data», *The Astronomical Journal*, vol. 122, nº 3, doi :10.1086/322093, p. 1104–1124.

Yoshikawa, T., M. Akiyama, M. Kajisawa, D. M. Alexander, K. Ohta, R. Suzuki, C. Tokoku, Y. K. Uchimoto, M. Konishi, T. Yamada, I. Tanaka, K. Omata, T. Nishimura, A. M. Koekemoer, N. Brandt et T. Ichikawa. 2010, «MOIRCS Deep Survey. VI. Near-infrared Spectroscopy of K-Selected Star-forming Galaxies at z ~2», *The Astrophysical Journal*, vol. 718, nº 1, doi :10.1088/0004-637X/718/1/112, p. 112–132.

Zwicky, F. 1942, «On the Frequency of Supernovae. II.», *The Astrophysical Journal*, vol. 96, doi :10.1086/144430, p. 28.